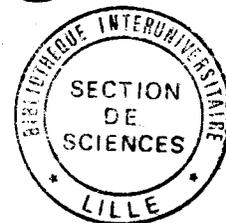


N° d'ordre : 304

50376  
1989  
5

50376  
1989  
5



# THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE**

**Spécialité : ELECTRONIQUE**

par

**Bertrand BOCQUET**

## **CONTRIBUTION A L'EXPLOITATION DE LA RADIOMETRIE MICROONDE**

- Imagerie Thermique ; Application en cancérologie.
- Thermométrie en volume.

**Soutenue le 11 Janvier 1989 devant la Commission d'Examen**

**Membres du Jury :**

M.	CONSTANT	Président
M.	LEROY	Directeur de thèse
M.	SCHIEK	Rapporteur
M.	RACZY	Rapporteur
M.	GIAUX	Examineur
M.	MENARD	Examineur
M.	MAMOUNI	Examineur

**à mes Parents**

**à Laurence**

Ce travail a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres Artois dirigé par Monsieur le Professeur G. Salmer.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur E. Constant pour m'avoir accueilli dans ce laboratoire et qui me fait l'honneur de présider la commission d'examen.

La direction de ce travail a été assurée par Monsieur le Professeur Y. Leroy à qui je tiens à exprimer toute ma reconnaissance pour l'aide efficace et amicale qu'il m'a prodiguée tout au long de ces années. La qualité de ses relations humaines a beaucoup contribué à la réalisation de ce mémoire.

Je remercie Monsieur le Professeur B. Schiek, Professeur à la Ruhr Universitat de Bochum et Monsieur le Professeur Raczy qui me font l'honneur de juger ce travail et d'en être les rapporteurs.

Mes plus vifs remerciements s'adressent également à Monsieur le Professeur G. Giaux du Centre de Lutte Contre le Cancer de Lille pour m'avoir permis de poursuivre les essais cliniques et pour les précieux conseils qu'il m'a apportés.

Je remercie Monsieur J. Menard, Ingénieur au Laboratoire Régional des Ponts et Chaussées de Rouen de participer à ce jury. Je ne doute pas que notre toute nouvelle collaboration sera très fructueuse.

Mes remerciements vont également à Monsieur A. Mamouni, collègue et ami, sans qui ce mémoire n'aurait pas pu voir le jour et qui me fait l'honneur de juger ce travail.

Je ne saurais oublier Monsieur J.C. Van De Velde pour les discussions fructueuses que nous avons eues au niveau de la modélisation et de la réalisation des systèmes et Madame M. Hochedez pour l'aide apportée au cours de ces années et leur exprime toute mon amitié et ma profonde reconnaissance.

Une grande partie de ce travail a été effectuée au Centre Oscar Lambret de Lille avec Monsieur Delannoy et Monsieur Delvalée qui ont permis l'évolution de cette technique. Je leur adresse ma considération amicale. Je ne peux oublier d'associer Mademoiselle Cheval et Madame Goemine pour la sympathie avec laquelle nous avons travaillé.

Que Mademoiselle Blondel soit ici remerciée pour avoir permis la réalisation des premiers essais au LRPC de Rouen.

Je tiens également à remercier tous mes camarades de l'équipe NAMO et du C.H.S. pour la chaleur et la sympathie qu'ils m'ont prodiguées.

Je remercie l'ensemble du personnel du Centre Interuniversitaire de Traitement de l'Information de Lille et plus particulièrement Madame Vandaele qui a assuré avec une grande disponibilité la dactylographie et la mise en page de ce mémoire ; composition réalisée au C.I.T.I., avec le logiciel de traitement de texte MINT ; imprimante P400PS.

Enfin, je ne peux oublier de mentionner ici la reconnaissance que j'exprime à l'ensemble des membres du personnel du C.H.S. pour la qualité de leur travail et en particulier :

- à Monsieur Playez et Madame Delos de la Centrale de Caractérisation.
- à Madame Fargue du secrétariat.
- à Messieurs Andries, Jennequin et Michon de l'atelier de mécanique.
- à Monsieur Dehorter du service de reprographie.

# Table des Matières

<b>1. DEFINITION ET EXPLOITATION D'UNE METHODE MODALE DE CALCUL DES SIGNAUX RADIOMETRIQUES</b>	<b>7</b>
1.1 Introduction	7
1.2 Calcul des signaux radiométriques	8
1.2.1 Rappel des principes	8
1.2.2 Calcul de champs proches rayonnés par une méthode modale	9
1.3 Exploitation de la méthode en milieu homogène	11
1.3.1 Contribution de volumes significatifs du milieu situé sous la sonde	11
1.3.2 Calcul des signaux radiométriques d'un objet thermogène. - Vérifications expérimentales	12
1.3.3 Exemple de calcul d'une image radiométrique : extraction de contours	14
1.3.4 Etude des paramètres de couplage en fonction de l'ouverture de la sonde à fréquence fixe	15
1.3.4.1 Matériau présentant des pertes élevées	15
1.3.4.2 Cas d'un matériau faible perte	16
1.4 Extension de la méthode modale au cas d'un milieu stratifié	17
1.4.1 Equations de propagation dans une structure stratifiée (trois milieux)	18
1.4.2 Application des conditions de continuités aux différents interfaces	19
1.4.3 Calcul des fonctions de couplage et expression des champs dans les différents milieux	20
1.5 Conclusion	22
<b>2. PROCEDE D'IMAGERIE THERMIQUE MICROONDE -ITMO- DESTINE AUX APPLICATIONS MEDICALES</b>	<b>27</b>
2.1 Introduction	27
2.2 Système radiométrique multisonde	27
2.3 Synthèse des images radiométriques	28
2.3.1 Principe de la méthode en simple recouvrement	28
2.3.2 Exemples sur modèles (simple recouvrement)	29
2.3.3 Méthode du double recouvrement	30
2.4 Etude de la qualité des images	31
2.4.1 Notion de visibilité	31
2.4.2 Extraction de contours : diamètre d'un cylindre	32
2.4.3 Notion de résolution spatiale et de contraste	32
2.5 Expérimentation clinique du système I.T.M.O.	34
2.5.1 Introduction	34
2.5.2 Mode opératoire et évolution de la technique	34
2.5.2.1 Thermostatization des sondes	35
2.5.2.2 Premières images radiométriques	35

2.5.2.3	Estimation de la sensibilité en température de l'image radiométrique sur tissus vivants	36
2.5.3	Evolution du dépistage et résultats	37
2.5.3.1	Méthode d'interprétation des images radiométriques en site clinique	38
2.5.3.2	Résultats des étapes I et II	38
2.5.3.3	Résultats de l'étape III	39
2.5.3.4	Premiers résultats de la méthode actuelle utilisée en dépistage	39
2.6	Conclusion	40
<b>3.</b>	<b>METHODE D'INVERSION DES SIGNAUX RADIOMETRIQUES</b>	<b>45</b>
3.1	Introduction	45
3.2	Principe de la méthode d'inversion canonique	46
3.3	Recherche d'expressions analytiques simplifiées des fonctions $T_m / T(D,z)$	47
3.3.1	Rappel sur la théorie des transferts radiatifs [7] [8]	47
3.3.2	Application au problème de bruit thermique produit par des objets cylindriques	49
3.3.3	Comparaison théorie-expérience des courbes $\Delta T_m / \Delta T$ obtenues par la méthode des transferts radiatifs	52
3.4	Informatisation de la méthode d'inversion et marges d'erreur	53
3.4.1	Description de la méthode	53
3.4.2	Analyse des marges d'erreur	54
3.4.3	Solutions pour une plus grande précision	55
3.4.3.1	Influence de l'erreur commise sur le diamètre	55
3.4.3.2	Influence de l'erreur sur les mesures de $\Delta T_{m_{1,5}}$ et $\Delta T_{m_3}$	55
3.5	Conclusion	56
<b>4.</b>	<b>CONTRIBUTION A LA THERMOMETRIE EN VOLUME DE MATERIAUX FAIBLES PERTES</b>	<b>59</b>
4.1	Introduction	59
4.2	Méthode expérimentale et résultats	60
4.2.1	Essais de faisabilité	60
4.2.2	Etude de reproductibilité	61
4.2.3	Essai d'exploitation des résultats	62
4.3	Conclusion	63

## **INTRODUCTION**

## INTRODUCTION

Depuis plus de 10 ans, la radiométrie microonde fait l'objet d'études principalement dans le domaine médical en tant que procédé d'investigations thermométriques des tissus sous-cutanés.

Ces recherches se sont effectuées en plusieurs étapes :

- l'élaboration des procédés radiométriques et des systèmes [1] à [7],
- les applications médicales pour l'aide au diagnostic [8] à [10] et pour le contrôle d'hyperthermie [11] à [14],
- les recherches d'interprétations des signaux radiométriques en termes d'une thermométrie en volume [15] à [18].

Cependant, d'une part, la plupart des méthodes de calculs des signaux radiométriques restaient relativement élémentaires. En effet, à une exception près [17], elles ne considéraient qu'un rayonnement en mode T.E.M. et ne pouvaient traiter qu'un problème unidimensionnel.

Les études entreprises au laboratoire, ont permis de déterminer le signal radiométrique généré par un matériau tridimensionnel. A partir de la connaissance du rayonnement de l'ouverture d'un guide rectangulaire, en présence d'un milieu dissipatif, on est actuellement capable de prendre en compte la plupart des modes rayonnés puis de retrouver, par réciprocité, le signal radiométrique en volume.

Cette méthode, mise au point par A. Mamouni [19], est rappelée dans le premier chapitre. Elle contribue, entre autres, à la définition de volumes significatifs du milieu dissipatif en termes de leur contribution au signal, au calcul de l'intensité radiométrique et de l'image d'un objet (informations utilisées en techniques d'imagerie) ainsi qu'à l'inversion des signaux radiométriques. Une étude systématique est également menée pour évaluer l'influence des dimensions de l'ouverture de la sonde. Cette méthode modale est actuellement étendue au cas de matériaux stratifiés.

D'autre part et jusqu'à présent, les investigations radiométriques appliquées aux travaux d'intérêts diagnostiques sont généralement faites avec une sonde unique, soit fixe, soit déplacée sur la surface à étudier [20] à [22]. Un tel mode opératoire ne peut réaliser toutes les possibilités d'applications de la thermométrie en volume, étant donnée la perte considérable d'information. C'est la raison pour laquelle nous avons mis au point un procédé d'imagerie radiométrique haute résolution issu du traitement de 144 points de mesures sur une surface de  $0,5 \text{ dm}^2$ . Ce système constitue un réel

progrès dans ce domaine. Il est actuellement évalué au Centre de Lutte Contre le Cancer, Oscar Lambret, à Lille, dans le but d'une détection précoce des tumeurs non-palpables du sein. Ce travail est décrit au chapitre 2.

Parallèlement, nous avons mené nos recherches sur l'inversion des signaux radiométriques en termes d'une thermométrie en volume. Nous développons une méthode applicable aux structures thermogènes de forme ramassée, basée sur des mesures à deux fréquences et sur le traitement de l'image radiométrique. Initialement basé sur des résultats expérimentaux, ce procédé d'inversion présente un intérêt supplémentaire depuis son association à la méthode modale de calcul des signaux radiométriques, permettant de définir les signaux radiométriques sous forme d'expressions analytiques simplifiées, implantables sur microordinateur. Cette contribution est rapportée au chapitre 3.

Enfin, on peut remarquer l'absence d'exploitation de la radiométrie microonde en tant que procédé thermométrique industriel (exception faite du domaine textile [23] [24]). Compte tenu de notre expérience antérieure, l'approche du problème d'une thermométrie en volume est actuellement repensée. Plus précisément, nous nous sommes intéressés au cas particulier des enrobés bitumineux en collaboration avec le Laboratoire Central des Ponts et Chaussées (Pr. Billard) et le Centre d'Etudes Techniques de l'Équipement de Rouen. Une étude tant expérimentale que théorique basée sur l'exploitaton du logiciel de calcul des signaux radiométriques est présentée au chapitre 4.

## BIBLIOGRAPHIE INTRODUCTION

- [1] BARRETT A.H., MYERS P.C.  
Subcutaneous temperatures : a method of non invasive sensing  
Science, Vol 190, p. 669, 1975.
- [2] MAMOUNI A., BLIOT F., LEROY Y., MOSCHETTO Y.  
Réalisation d'un radiomètre bande X pour applications médicales.  
Journée d'Etudes sur les effets biologiques des microondes, Toulouse, Juil. 1977.
- [3] LUDEKE K.M., SCHIEK B. KOEHLER J.  
Radiation balance microwave thermograph for industrial and médical applications.  
Electronics Letters, Vol 14, n° 16, pp. 194-196, 1978.
- [4] SCHILZ W., SCHIEK B.  
Microwave systems for industrial measurements  
Ad. in Electron. and Elec. Physics, Vol 55, pp. 309-380, 1981.
- [5] EDRICH J., SMYTH C.J.  
Millimeter wave thermograph as subcutaneous indicator of joint inflammation  
Proc. of 7<sup>th</sup> EMC - Copenhagen - 1977.
- [6] CARR K.L., EL-MAHDI A.M., SHAEFFERT T.  
Dual-mode microwave system to enhance early detection of cancer.  
IEEE Trans., MTT 29, n° 3, pp 256-260, 1981.
- [7] LAND D.V.  
Radiometer receivers for microwave thermography  
Microwave Journal, pp. 196-201, May 1983.
- [8] 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, 1978.
- [9] ROBERT J., THOUVENOT P., LEROY Y., MAMOUNI A. et al  
Clinical applications of microwave thermography  
J. of Opt. and Photo. applied to Medecine, Vol. 211, pp 149-153, 1979.

- [10] DIRHEIMER Y., HENNEQUIN J.R., KNECHT R., GUERKIN-KERN J.L., MAMOUNI A.  
Thermographie microonde en rhumatologie  
Proc. of Int. Thermol. Biomed., Strasbourg, Juillet 1981.
- [11] NGUYEN D.D.  
Thermographie et chauffage microonde. Contribution à la conception et à la réalisation des systèmes destinés au génie biologique et médical.  
Thèse de 3<sup>ième</sup> cycle, Lille, 1980.
- [12] CHIVE M., LEROY Y., GIAUX G., PREVOST B.  
Microwave thermography for controlled local hyperthermia at 2,45 Ghz.  
Microwave Power Symp. Digest., Toronto, 1981.
- [13] PLANCOT M.  
Contribution à l'étude théorique, expérimentale et clinique de l'hyperthermie microonde contrôlé par radiométrie microonde.
- [14] GIAUX G., CHIVE M.  
Microwave oncologic hyperthermia combined with radiotherapy and controlled by microwave radiometry  
Recent Results in Cancer Research, Vol 101, pp 75-87, 1986.
- [15] ROBILLARD M.  
Contribution à l'étude des sondes et à la reconnaissance d'objet thermique par thermographie microonde (TMO)  
Thèse de 3<sup>ième</sup> cycle, Lille, 1981.
- [16] ENEL L., LEROY Y., VAN DE VELDE J.C., MAMOUNI A.  
Improved recognition of thermal structures by microwave radiometry  
Electronics Letters, Vol 20, n° 7, 1984.
- [17] BARDATI F., MONGIARDO M., SOLIMINI D., TOGNOLATTI P.  
Biological temperature retrieval by scanning radiometry  
IEEE MTT's Digest, 1986.
- [18] HAMAMURA Y., MIZUSHINA S., SUGIURA T.  
Non-invasive measurement of temperature - versus - depth profile in biological systems using a multiple - frequency band microwave radiometer system.  
Automedica, Vol 8, pp 213-232, 1987

- [19] MAMOUNI A.  
Radiométrie microonde en champ proche - Applications médicales (Thermographie microonde)  
Thèse d'Etat, Lille, 1988.
- [20] MYERS P.C., BARRETT A.H., SADOWSKY N.L.  
Microwave thermography of normal and cancerous breast tissue  
Ann. N.Y. Acad. Sc., Vol. 335, pp 433-455, 1980.
- [21] LAND D.V.  
A clinical microwave thermography system  
IEE Proc., Vol 134, Pt A, n° 2, 1987.
- [22] STERZER F.  
Microwave radiometers for non-invasive measurements of subsurface tissue temperatures.  
Automedica, Vol 8, pp 203-211, 1987.
- [23] LEROY Y., VAN DE VELDE J.C., MAMOUNI A., ROCHAS J.F., LAPOULE B.  
Mesure de la température d'un matériau plan.  
Brevet ITF-CNRS - 1984.
- [24] LEROY Y., VAN DE VELDE J.C., MAMOUNI A., ROCHAS J.F., LAPOULE B.  
Thermométrie de matériaux en nappe par radiométrie microonde.  
L'Onde Electrique, Vol. 67, n° 1, 1987.

## **CHAPITRE 1**

### **DEFINITION ET EXPLOITATION D'UNE METHODE MODALE DE CALCUL DES SIGNAUX RADIOMETRIQUES**

# Chapitre 1

## DEFINITION ET EXPLOITATION D'UNE METHODE MODALE DE CALCUL DES SIGNAUX RADIOMETRIQUES

### 1.1 Introduction

Afin d'exploiter correctement la technique radiométrique, il convient de savoir modéliser les signaux. Le théorème de réciprocité appliqué aux antennes permet de retrouver les paramètres de couplage (weighting functions) qui relient la sonde et les différents volumes élémentaires du matériau. Dans ce but, il faut connaître l'expression des champs proches rayonnés par l'antenne, constituée ici par l'ouverture d'un guide d'onde rectangulaire, dans un milieu de permittivité complexe connue. Ce problème a été résolu en utilisant une méthode modale [1][2] et en écrivant au préalable les équations de continuité à l'interface sonde-matériau.

Une fois les paramètres de couplage connus, il suffit de discrétiser le milieu dissipatif situé près de l'ouverture de la sonde et d'additionner les contributions en puissance de bruit de chacun de ces volumes élémentaires en tenant compte de la distribution de température.

Dans ce chapitre, nous exploitons cette méthode dans différentes situations. Il est possible, pour une position donnée de la sonde, de découper le milieu dissipatif en un nombre restreint de volumes. Nous calculons la contribution de ces différents volumes à la totalité du signal de bruit reçu.

On procède également au calcul du signal radiométrique dans le cas où un volume cylindrique (température  $T_0 + \Delta T$ ) d'un même milieu à la température  $T_0$  est situé à une certaine profondeur de la surface. Les résultats de ces calculs donnent lieu à des vérifications expérimentales en fonction des différents paramètres géométriques et de la fréquence.

Par ailleurs, nous montrons par le calcul l'influence de l'ouverture de la sonde sur les paramètres de couplage.

Nous proposons aussi un mode de synthèse d'image dans la situation précédente et montrons théoriquement que, par extraction de contour, il est possible de retrouver le diamètre de l'objet.

Enfin, nous donnons les bases d'une extension de la méthode modale de calcul des champs rayonnés au cas de structures stratifiées. A l'aide de cette méthode, nous allons maintenant pouvoir traiter des configurations de tissus relativement complexes et par conséquent plus proches de la réalité.

## 1.2 Calcul des signaux radiométriques

### 1.2.1 Rappel des principes

Tout corps est constitué de particules dont la distribution et les mouvements fluctuent autour d'une valeur moyenne. Ces fluctuations donnent naissance à des courants électriques et magnétiques locaux, et par conséquent, à une densité de courant locale. Le théorème de fluctuation-dissipation [3] permet de relier cette densité de courant à la température  $T_i$  en chaque point du matériau.

Le champ électromagnétique total capté par une antenne (ou sonde) en mode passif résulte de la sommation des signaux issus des volumes élémentaires  $\Delta V_i$  du matériau. Le récepteur effectuant une détection quadratique, le signal de sortie  $S(f)$  pour une bande passante réduite peut s'exprimer par la relation (1-1) :

$$S(f) = G(f) \sum_{i=0}^{\infty} C_i(f) T_i \quad (1-1)$$

où  $G(f)$  est la transmittance du récepteur  
et  $C_i(f) = |a_i(f)|^2$  traduisant l'émissivité du matériau.

En mode actif, un champ électrique  $E_i$  est créé dans le volume élémentaire  $\Delta V_i$  de conductivité  $\sigma_i$ . La puissance dissipée dans  $\Delta V_i$  s'écrit :

$$\sigma_i(f) |E_i(f)|^2 \Delta V_i \quad (1-2)$$

quantité qui, par réciprocité, peut être assimilée - à une constante près - au paramètre  $C_i(f)$  précédent.

Ainsi, la puissance reçue par la sonde dans une bande passante réduite  $\Delta f$  à la fréquence  $f$  s'écrit :

$$P(f, \Delta f) = A(f) \sum_{i=0}^{\infty} C_i(f) T_i \Delta f \quad (1-3)$$

Le coefficient  $A(f)$  dépend du capteur et peut être exprimé à partir de la puissance reçue lorsque le milieu est isotherme (température  $T$ ) par l'application de la loi générale de la radiométrie :

$$P(f, \Delta f) = k(1 - |\rho(f)|^2) T \Delta f \quad (1-4)$$

avec  $\rho(f)$  le coefficient de réflexion à la discontinuité  
 $k$  la constante de Boltzmann.

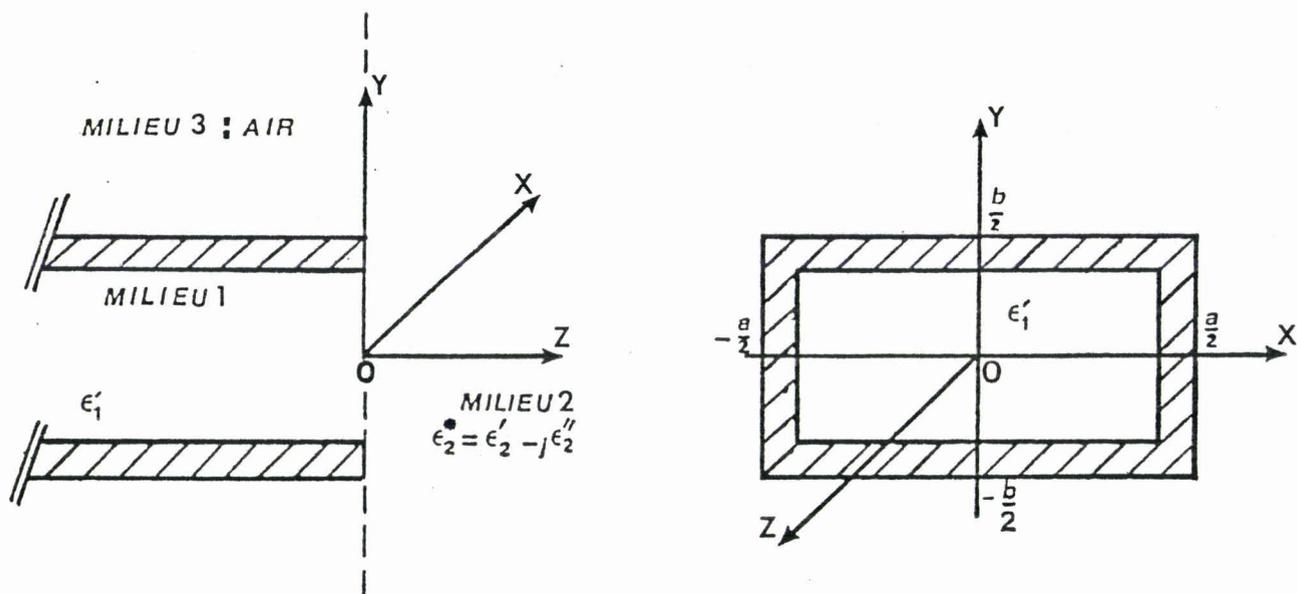


Figure 1.1 : Modélisation utilisée pour traiter la discontinuité sonde-milieu dissipatif.

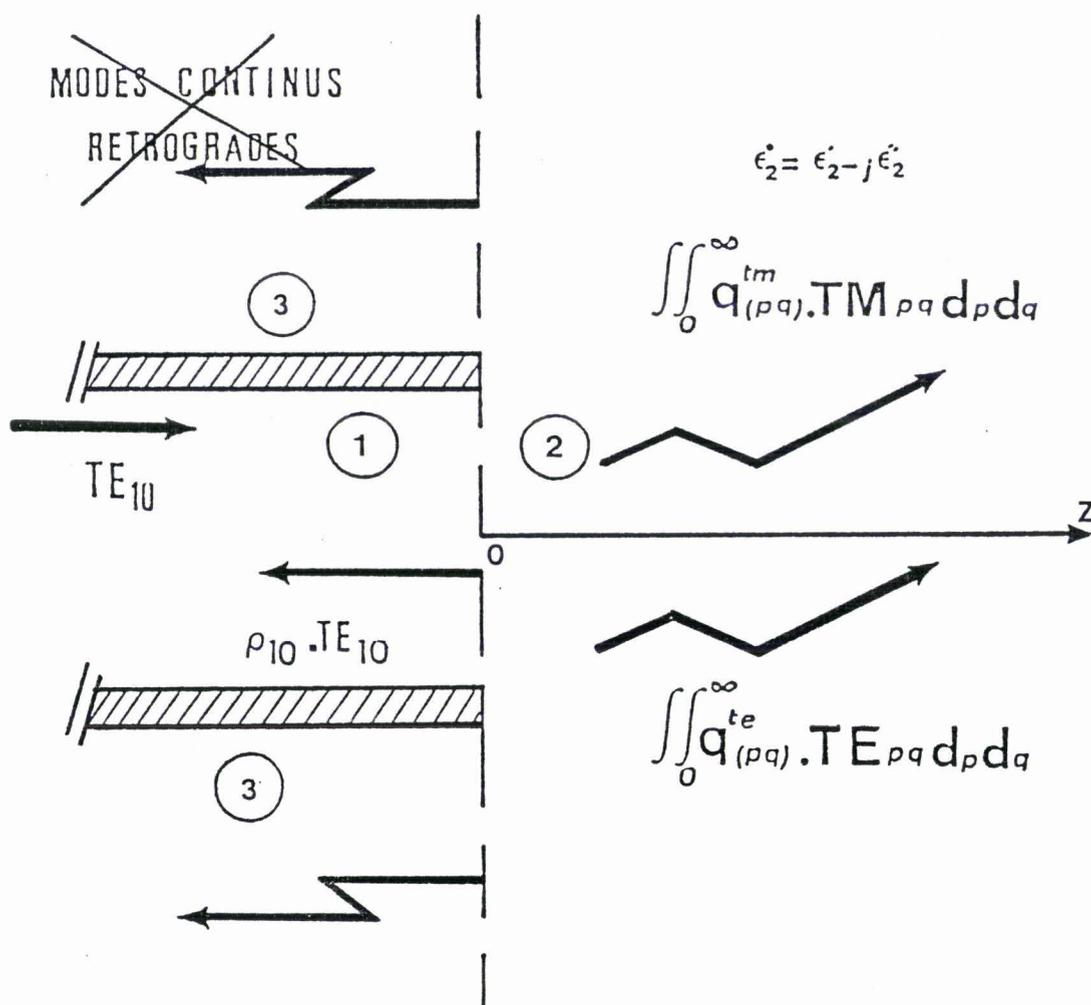


Figure 1.2 : Modes pris en compte pour l'étude des paramètres de couplage.

Par conséquent, dans le cas d'une distribution de température  $T_i$  donnée, la puissance reçue peut s'écrire :

$$P(f, \Delta f) = k \left(1 - |\rho(f)|^2\right) \frac{\sum_{i=0}^{\infty} C_i(f) T_i}{\sum_{i=0}^{\infty} C_i(f)} \Delta f \quad (1-5)$$

Ainsi, la connaissance de  $C_i(f)$  se déduit du carré de l'amplitude du champ rayonné en mode actif soit :

$$|E_i(f)|^2 = |E_{x_i}(f)|^2 + |E_{y_i}(f)|^2 + |E_{z_i}(f)|^2 \quad (1-6)$$

Pour résoudre ce problème, une méthode modale, développée pour le cas des sondes que nous utilisons est présentée dans le paragraphe suivant.

## 1.2.2 Calcul de champs proches rayonnés par une méthode modale

La détermination de la carte de champ électromagnétique rayonné par l'ouverture d'un guide d'onde rectangulaire dans un milieu dissipatif passe par le traitement de la discontinuité entre ces deux milieux.

Pour résoudre ce problème, on se propose de prendre la structure suivante (Fig. 1.1) : un guide d'onde rectangulaire rempli d'un diélectrique sans perte dont les parois sont parfaitement conductrices, est placé au contact d'un milieu semi-infini, supposé homogène, linéaire et isotrope. Ce traitement a été présenté en détail dans la thèse de A. Mamouni [1].

Après détermination des modes de propagation dans toute la structure (Fig. 1.2), les conditions de continuité donnent les expressions suivantes :

$$E_{10} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} (1 + \rho_{10}) = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ q_{pq}^{te} E_{pq}^{te} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} + q_{pq}^{tm} E_{pq}^{tm} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \right\} dp dq \quad (1-7)$$

$$H_{10} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} (1 - \rho_{10}) = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ q_{pq}^{te} H_{pq}^{te} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} + q_{pq}^{tm} H_{pq}^{tm} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \right\} dp dq \quad (1-8)$$

$E_{10}$	=	champ électrique du mode incident $TE_{10}$
$E_{pq}^{te}$	=	champ électrique du mode $TE_{pq}$
$E_{pq}^{tm}$	=	champ électrique du mode $TM_{pq}$
$H_{10}$	=	champ magnétique du mode incident $TE_{10}$
$H_{pq}^{te}$	=	champ magnétique du mode $TE_{pq}$
$H_{pq}^{tm}$	=	champ magnétique du mode $TM_{pq}$
$q^{te}$	=	fonction de couplage des modes TE
$q^{tm}$	=	fonction de couplage des modes TM

$\rho_{10}$  est le coefficient de réflexion relatif au mode  $TE_{10}$ .

On se place ici dans des conditions qui permettent de négliger les modes continus rétrogrades. Ainsi, à l'intérieur du guide ne subsiste que le mode  $TE_{10}$  et par conséquent, il ne revient sur l'antenne que  $\rho_{10} TE_{10}$ .

Dans ce cas, les expressions qui nous intéressent sont celles du champ électrique  $\vec{E}$  ( $E_x, E_y, E_z$ ) défini pour chaque point de volume couplé à la sonde. Ces champs s'écrivent :

$$E_x(x, y, z) = \int_0^\infty \int_0^\infty [q_{(p,q)}^{te} E_{(p,q)}^{te} + q_{(p,q)}^{tm} E_{(p,q)}^{tm}] e^{-j\gamma_2(p,q)z} dp dq \quad (1-9)$$

$$E_y(x, y, z) = \int_0^\infty \int_0^\infty [q_{(p,q)}^{te} E_{(p,q)}^{te} + q_{(p,q)}^{tm} E_{(p,q)}^{tm}] e^{-j\gamma_2(p,q)z} dp dq \quad (1-10)$$

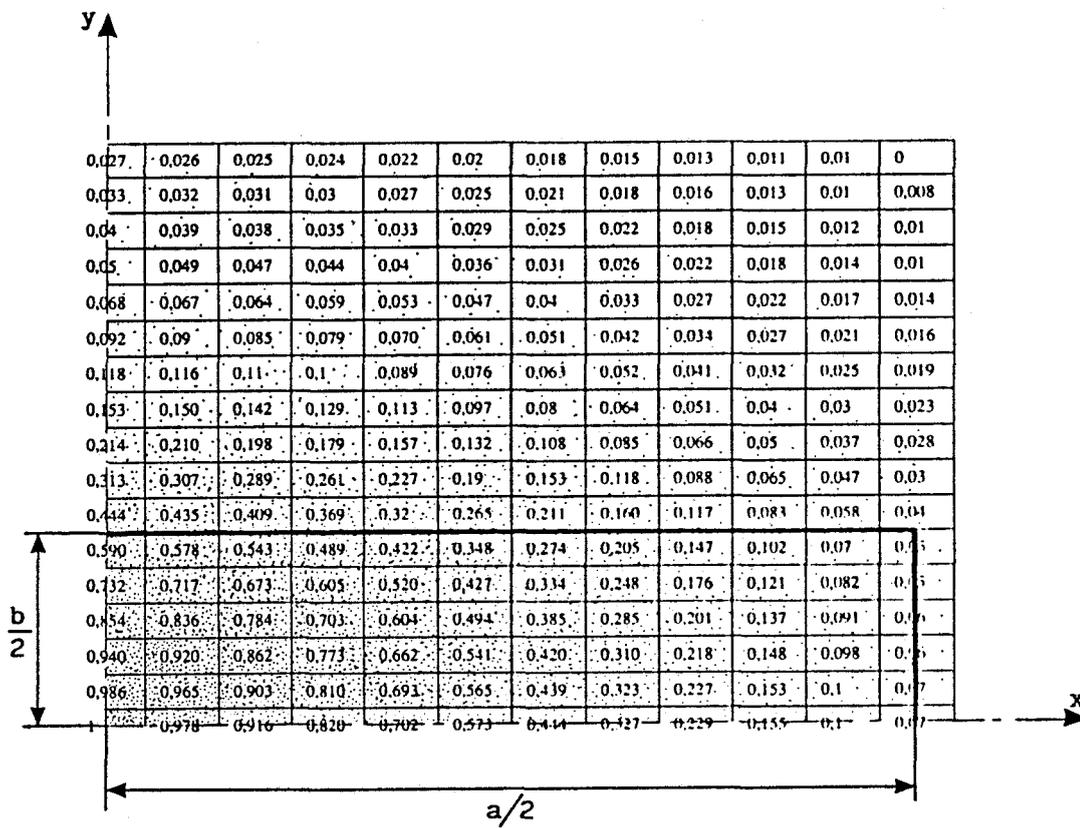
$$E_z(x, y, z) = \int_0^\infty \int_0^\infty [q_{(p,q)}^{tm} E_{(p,q)}^{tm}] e^{-j\gamma_2(p,q)z} dp dq \quad (1-11)$$

avec

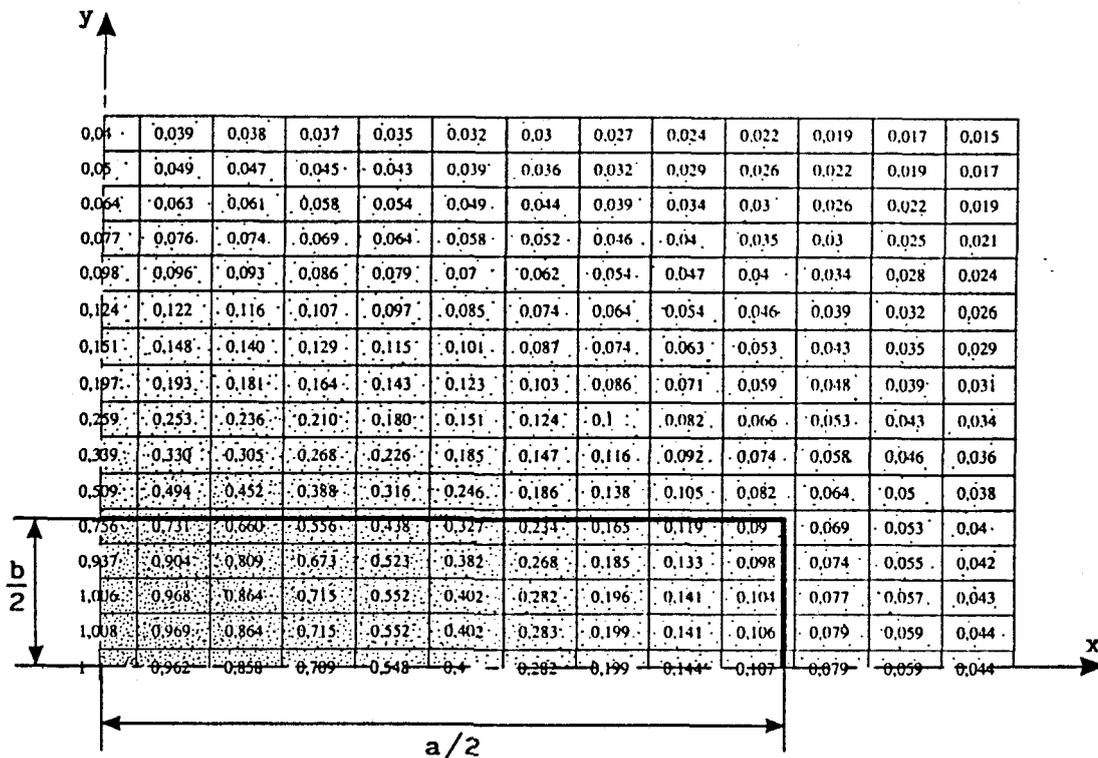
$$\gamma_2(p, q) = \beta_2(p, q) - j\alpha_2(p, q) \quad (1-12)$$

constantes de propagation dans le milieu 2 des différents modes [1].

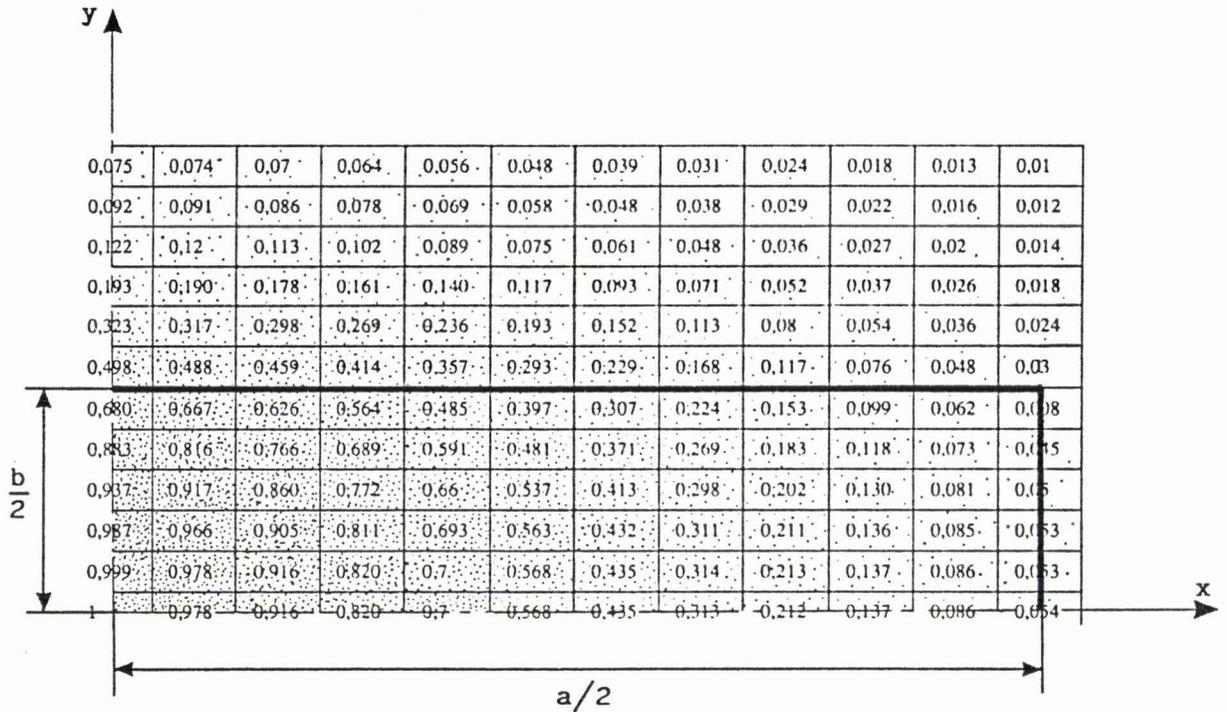
Nous avons donc la possibilité de déterminer pour chacun des points de l'espace sous investigation la valeur du coefficient de couplage. Cette méthode permet de trouver l'intensité des signaux radiométriques pour un milieu homogène quelque soit la forme de l'objet à repérer et quelque soit la distribution en température de cet objet.



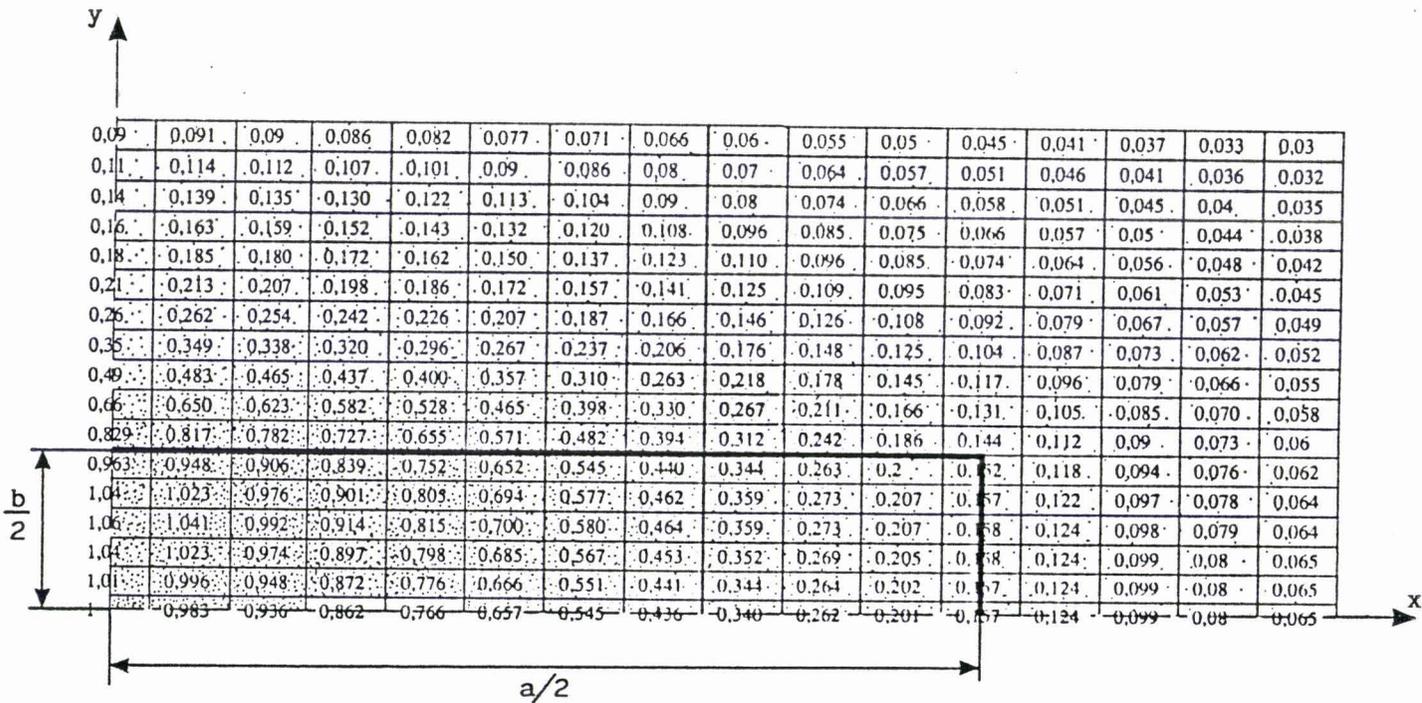
**Tableau 1.1 :** Valeurs numériques des paramètres  $C_{ij} / C_{\infty}$  définis au § 1.3.1  
 Section des parallélépipèdes de  $1 \text{ mm}^2$  -  $f = 3 \text{ GHz}$ .  
 Milieu 2 : eau à  $35^\circ\text{C}$  ;  $\epsilon' = 73,6$  ;  $\epsilon'' = 8,4$  d'après Hasted dans [4].  
 Sondes :  $\epsilon_1 = 25$  ;  $a = 2,2 \text{ cm}$  ;  $b = 1,1 \text{ cm}$ .



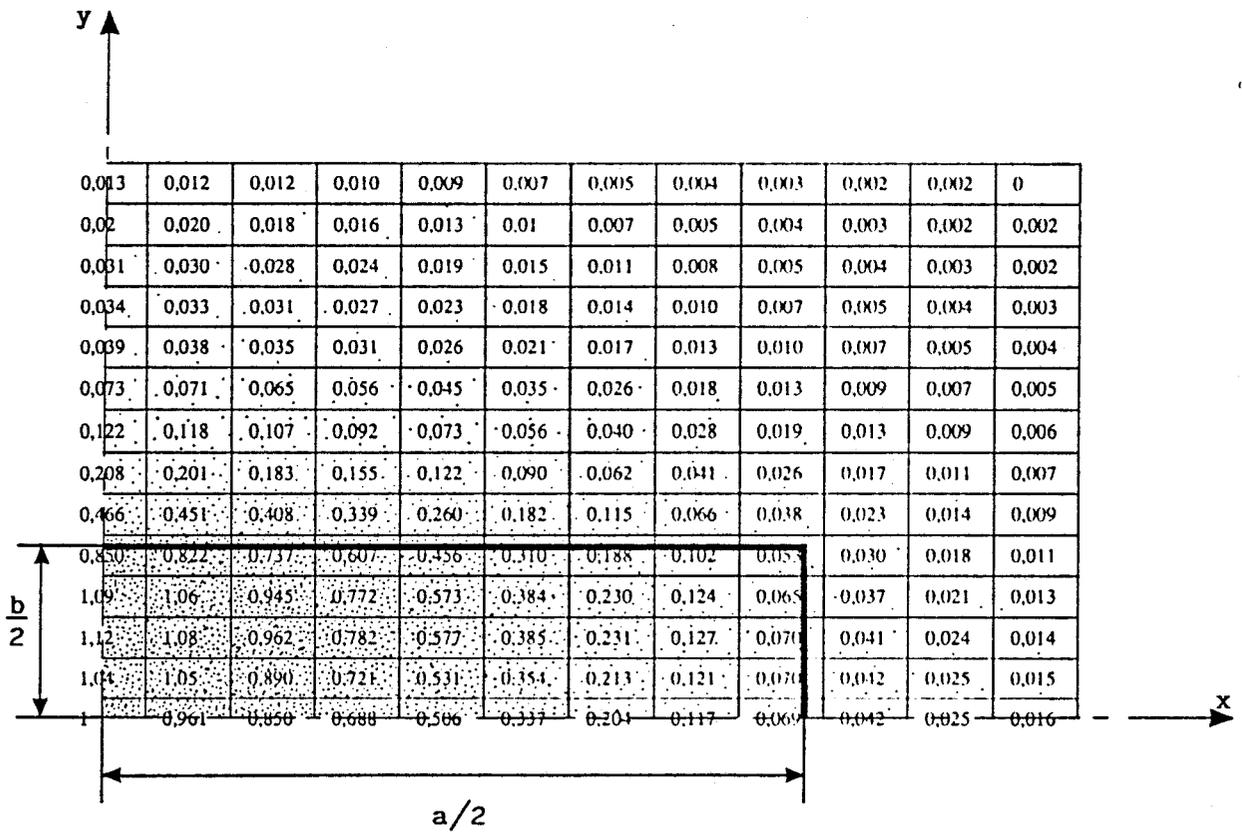
**Tableau 1.2 :** Valeurs numériques des paramètres  $C_{ij} / C_{\infty}$  définis au § 1.3.1  
 Section des parallélépipèdes de  $2 \text{ mm}^2$  -  $f = 1,5 \text{ GHz}$ .  
 Milieu 2 : eau à  $35^\circ\text{C}$  ;  $\epsilon' = 74,8$  ;  $\epsilon'' = 4,2$  d'après Hasted dans [4].  
 Sondes :  $\epsilon_1 = 25$  ;  $a = 3,3 \text{ cm}$  ;  $b = 1,65 \text{ cm}$ .



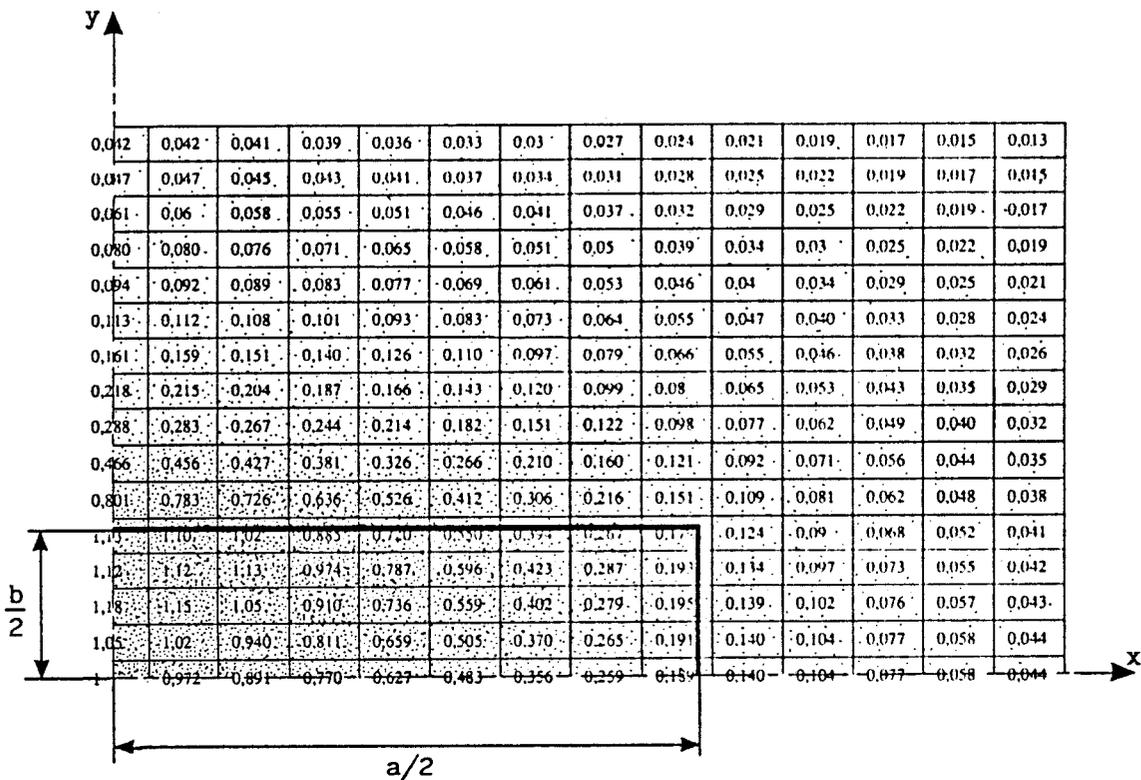
**Tableau 1.3 :** Valeurs numériques des paramètres  $C_{ij} / C_{oo}$  définis au § 1.3.1  
 Section des parallélépipèdes de  $1 \text{ mm}^2$  -  $f = 3 \text{ GHz}$ .  
 Milieu 2 : muscle un vivo à  $37^\circ\text{C}$  ;  $\epsilon' = 46$  ;  $\epsilon'' = 13,5$  d'après Stuchly [5].  
 Sondes :  $\epsilon_1 = 25$  ;  $a = 2,2 \text{ cm}$  ;  $b = 1,1 \text{ cm}$ .



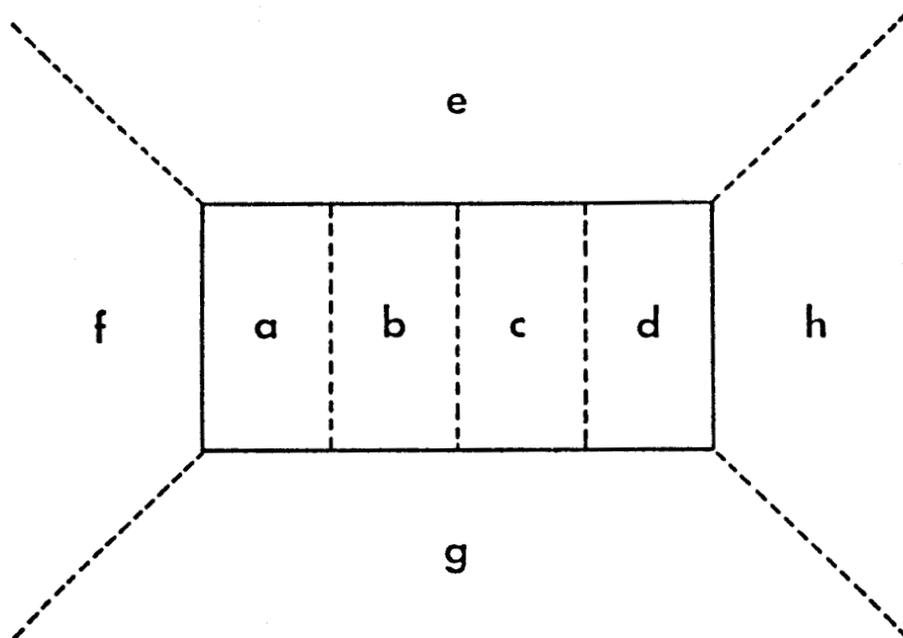
**Tableau 1.4 :** Valeurs numériques des paramètres  $C_{ij} / C_{oo}$  définis au § 1.3.1  
 Section des parallélépipèdes de  $1 \text{ mm}^2$  -  $f = 3 \text{ GHz}$ .  
 Milieu 2 : gras in vivo à  $37^\circ\text{C}$  ;  $\epsilon' = 5,5$  ;  $\epsilon'' = 1,1$  d'après Stuchly [5].  
 Sondes :  $\epsilon_1 = 25$  ;  $a = 2,2 \text{ cm}$  ;  $b = 1,1 \text{ cm}$ .



**Tableau 1.5 :** Valeurs numériques des paramètres  $C_{ij} / C_{oo}$  définis au § 1.3.1  
 Section des parallélépipèdes de  $2 \text{ mm}^2$  -  $f = 1,5 \text{ GHz}$ .  
 Milieu 2 : muscle in vivo à  $37^\circ\text{C}$  ;  $\epsilon' = 50$  ;  $\epsilon'' = 23,5$  d'après Stuchly [5].  
 Sondes :  $\epsilon_1 = 25$  ;  $a = 3,3 \text{ cm}$  ;  $b = 1,65 \text{ cm}$ .



**Tableau 1.6 :** Valeurs numériques des paramètres  $C_{ij} / C_{oo}$  définis au § 1.3.1  
 Section des parallélépipèdes de  $2 \text{ mm}^2$  -  $f = 1,5 \text{ GHz}$ .  
 Milieu 2 : gras in vivo à  $37^\circ\text{C}$  ;  $\epsilon' = 6,2$  ;  $\epsilon'' = 2$  d'après Stuchly [5].  
 Sondes :  $\epsilon_1 = 25$  ;  $a = 3,3 \text{ cm}$  ;  $b = 1,65 \text{ cm}$ .



**Figure 1.3 :** Définition de l'ouverture d'une sonde (→) et mode de découpage du milieu dissipatif en 8 volumes significatifs (a à h).

## 1.3 Exploitation de la méthode en milieu homogène

Disposant maintenant d'une méthode de calcul des signaux radiométriques, nous allons l'appliquer à la résolution de plusieurs problèmes qui se posent aux utilisateurs de ces techniques et qui ont trait à la signification réelle des signaux reçus.

### 1.3.1 Contribution de volumes significatifs du milieu situé sous la sonde

On se propose de définir un mode de découpage suffisamment conséquent du milieu dissipatif couplé à la sonde. On calcule la contribution de ses différentes parties au signal radiométrique lorsque le milieu est isotherme. La réponse donnée à ce type de question indique globalement l'origine des signaux captés.

La figure 1.3 représente l'ouverture de la sonde (en traits pleins) lorsque la sonde est placée sur le matériau, nous déterminons huit zones d'influence dans le plan et autour de la sonde (traits pleins et pointillés). Ces huit plans délimitent huit volumes en profondeur dans le matériau.

Dans le but de connaître les contributions au signal radiométrique propres à ces 8 volumes, on calcule au préalable la contribution de parallélépipèdes semi-infinis, perpendiculaires au plan de la figure, et de  $1 \text{ mm}^2$  de section à 3 GHz,  $2 \text{ mm}^2$  à 1,5 GHz.

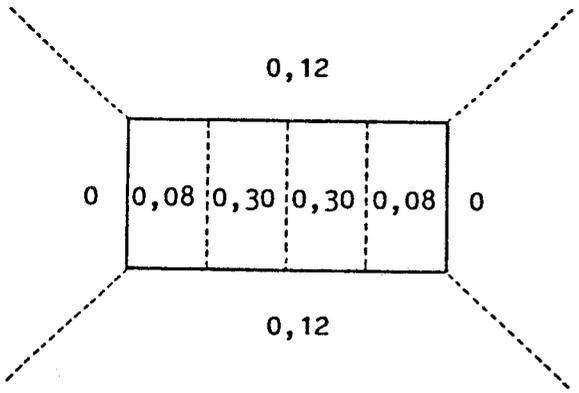
On définit alors les paramètres de couplage  $C_{ij}$  associées à ces parallélépipèdes où les termes  $i$  et  $j$  définissent la position du parallélépipède par rapport à un axe perpendiculaire à la figure et situé au centre de la sonde. En d'autres termes,  $C_{ij} = \sum_{k=0}^{\infty} C_{ijk}$ ,  $C_{ijk}$  étant le paramètre de couplage associé au point de coordonnée  $i, j, k$ . Ainsi, le paramètre associé au parallélépipède entourant l'axe central sera dénommé  $C_{00}$ .

Nous présentons dans les tableaux 1.1 à 1.6 les valeurs des coefficients  $C_{ij} / C_{00}$  pour des sondes ( $\epsilon_1 = 25$ ) utilisées pour nos expériences à deux fréquences (ouvertures  $a = 2,2 \text{ cm}$  ;  $b = 1,1 \text{ cm}$  à 3 GHz et  $a = 3,3 \text{ cm}$  ;  $b = 1,65 \text{ cm}$  à 1,5 GHz) et sur des milieux de nature différente.

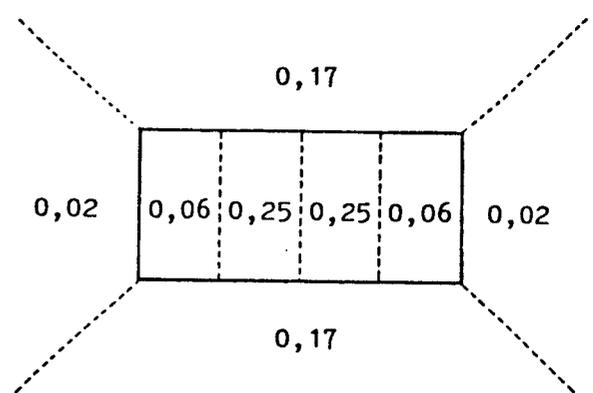
Les tableaux 1.1 et 1.2 sont donnés pour des sondes travaillant respectivement à 3 GHz et 1,5 GHz de fréquence centrale, sur l'eau à 35°C.

Les tableaux 1.3 et 1.4 correspondent à la sonde à 3 GHz pour deux milieux différents (muscle et gras à 37°C). Les tableaux 1.5 et 1.6 reprennent les milieux précédents à la fréquence de 1,5 GHz.

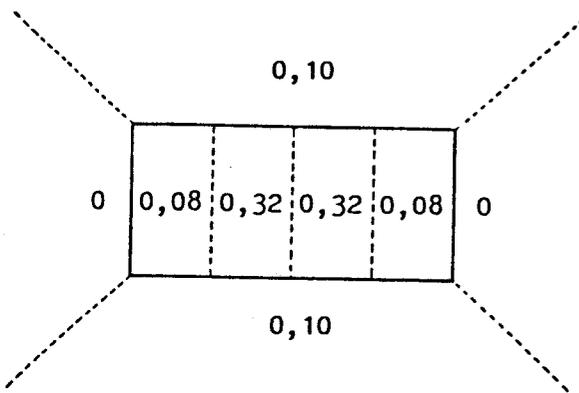
Sur ces tableaux, on a représenté, en trait plein, les limites de l'ouverture de la sonde. La sommation des contributions des  $C_{ijk}$  en fonction de la profondeur est poursuivie tant que cette contribution est supérieure à 1/100 de celle de  $C_{00}$ .



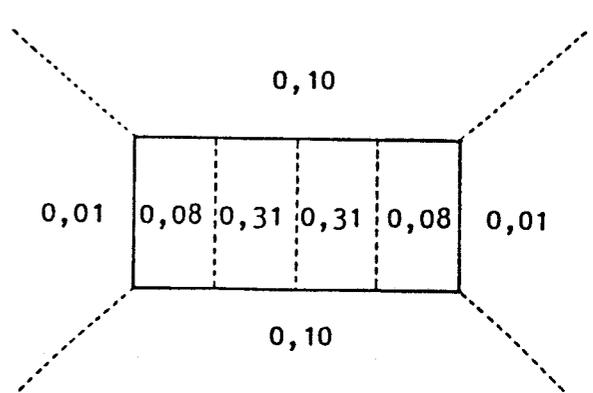
(a)



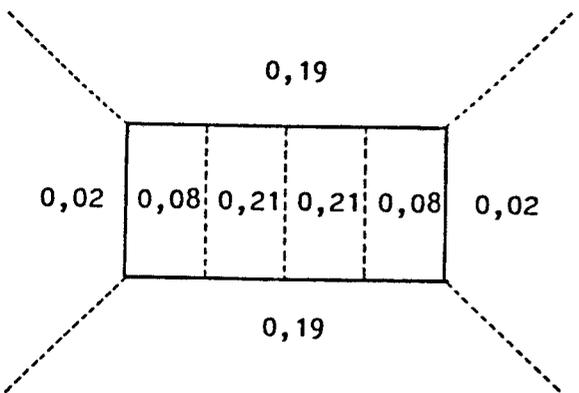
(d)



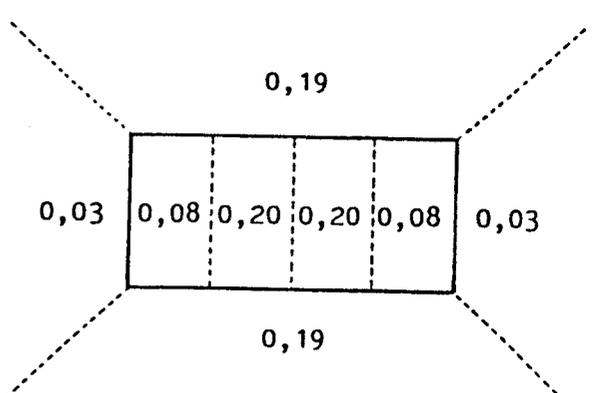
(b)



(e)



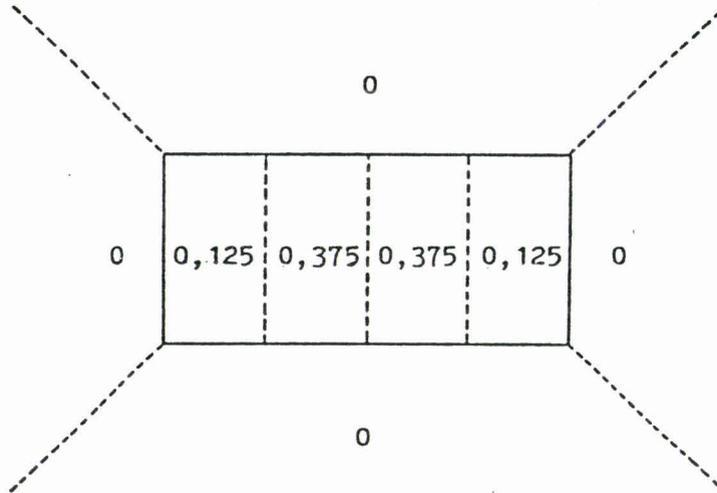
(c)



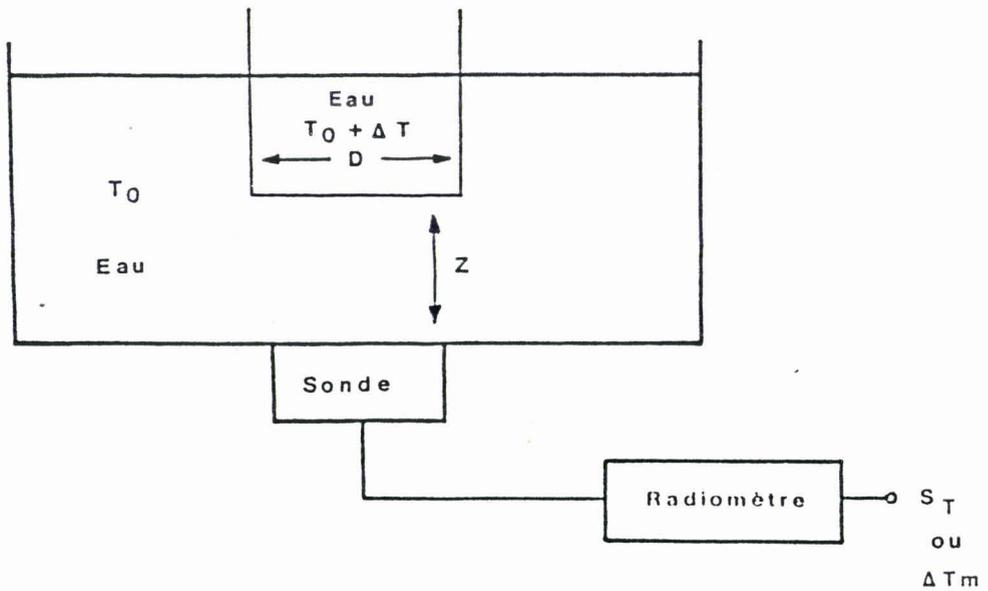
(f)

Figure 1.4 : Coefficients de zones pour un découpage de l'ouverture de la sonde en 8 parties.

- (a) 3 GHz sur l'eau
- (b) 3 GHz sur le muscle
- (c) 3 GHz sur le gras
- (d) 1,5 GHz sur l'eau
- (e) 1,5 GHz sur le muscle
- (f) 1,5 GHz sur le gras



**Figure 1.5 :** Pondération des zones de l'ouverture d'une sonde à 3 GHz pour la conception des images radiométriques.



**Figure 1.6 :** Modèle expérimental : cylindre semi-infini porté à  $T_0 + \Delta T$  dans un bain thermostaté à  $T_0$ .

Ces contributions  $C_{ij}$  sont alors additionnées en fonction du découpage défini figure 1.3. Les huit zones privilégiées ainsi pondérées, permettrons de définir ultérieurement les conditions de positionnement des sondes en vue de la réalisation d'une image radiométrique. La figure 1.4 montre les pondérations obtenues pour ces différentes zones après traitement des tableaux 1.1 à 1.6.

Au vu de ces résultats, il apparaît que la zone la plus sensible, dans tous ces cas, est située au centre de la sonde. En fonction du milieu sous investigation, et de la fréquence de travail, l'importance relative des différentes zones évolue. Pour des milieux très dissipatifs (eau, muscle) à 3 GHz (Fig. 1.4a et 1.4b), 80% de la puissance captée par la sonde provient du volume situé dans son prolongement et 60% en ce qui concerne le milieu situé face à sa partie centrale. Pour des milieux plus faiblement dissipatif (gras, Fig. 1.4c) à 3 GHz, le pourcentage de signaux reçus issus de la partie située en dessous des sondes ne représente plus que 60% (40% au centre des sondes). Les signaux issus des volumes situés en dehors du prolongement de la sonde ne sont plus négligeables vis-à-vis des signaux captés par le centre des sondes.

Sur les figures 1.4c, d, f, on constate aussi que les contributions extérieures à l'ouverture de la sonde ne sont pas négligeables.

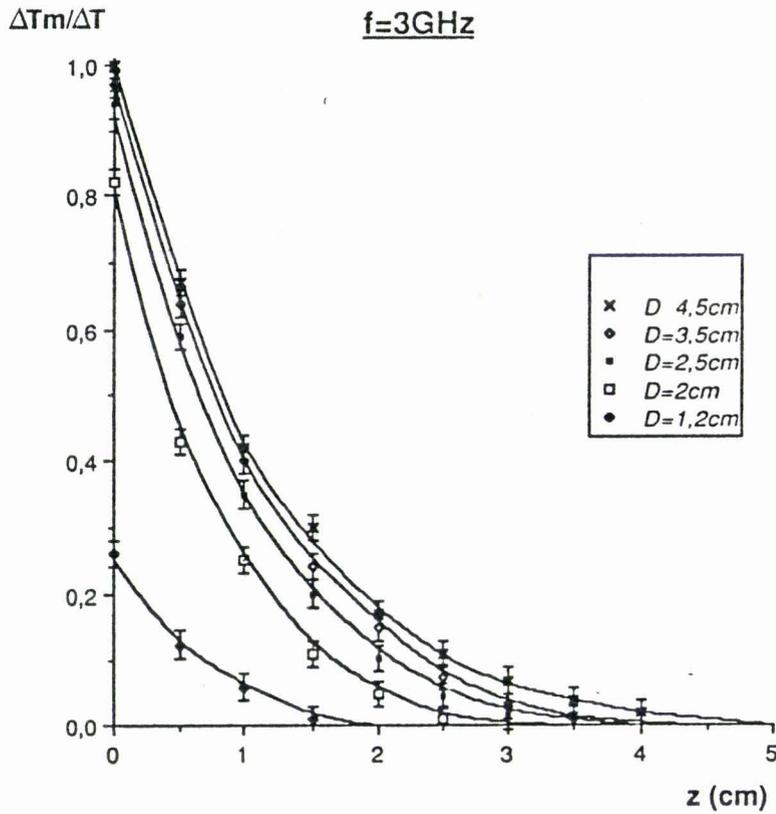
Les résultats du type de ceux donnés figure 1.4 sont à l'origine de la méthode d'imagerie radiométrique qui sera décrite au chapitre 2. Les pondérations données figure 1.5, respectives aux surfaces a à h, pour une sonde à 3 GHz sur un milieu à fortes pertes (eau ou tissus à forte teneur en eau) qui ont été utilisées pour cette méthode, sont voisines de celles obtenues par le calcul (Fig. 1.4a et b). Ces valeurs approchées sont d'ailleurs justifiées d'un point de vue théorique compte tenu des résultats significatifs de la méthode d'extraction du contour (cas d'un objet cylindrique à  $T_0 + \Delta T$ ) qui sera décrite au § 1.3.4 et 2.4.2. On peut l'expliquer par le fait que la moitié du signal issu de la portion de volume non situé en face de la sonde se trouve dans les deux premiers millimètres extérieurs à la limite de la sonde.

## **1.3.2 Calcul des signaux radiométriques d'un objet thermogène.**

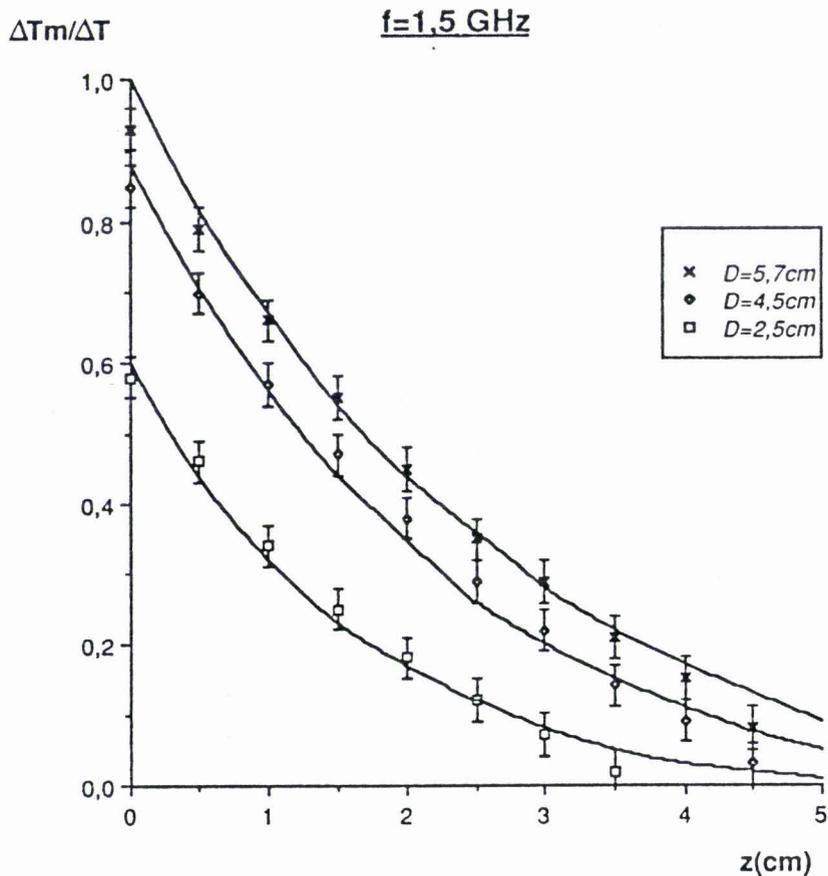
### **- Vérifications expérimentales**

Il s'agit maintenant de regarder l'évolution du signal radiométrique en fonction des paramètres géométriques et de la position d'un volume thermogène. A priori, compte tenu de l'évolution de l'absorption, on s'attend à ce que la profondeur d'investigation varie avec la fréquence.

Une approche simple de ce type de volume peut être un cylindre considéré comme semi-infini. En effet, l'exploitation de ce type d'objet thermogène nous permet une étude de deux paramètres essentiels : sa profondeur et sa taille. On s'affranchit alors, dans un premier temps, de la troisième



**Figure 1.7 :** Evolution à 3 GHz de l'excès de signal radiométrique d'un objet cylindrique (eau à température  $T_0 + \Delta T$ ) plongé dans l'eau à  $T_0$  en fonction de la profondeur  $z$  et de son diamètre  $D$ , normalisé par rapport à l'excès de température  $\Delta T$ .



**Figure 1.8 :** Evolution à 1,5 GHz de l'excès de signal radiométrique d'un objet cylindrique (eau à température  $T_0 + \Delta T$ ) plongé dans l'eau à  $T_0$  en fonction de sa profondeur  $z$  et de son diamètre  $D$ , normalisé par rapport à l'excès de température  $\Delta T$ .

dimension de l'objet. De plus, on prend un objet ayant un axe de symétrie parallèle à  $\vec{k}$  (dans un repère orthonormé  $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ ) impliquant que la taille de l'objet ne dépend que d'un seul paramètre.

Nous donnons figure 1.6, le modèle auquel nous nous référons pour le calcul et l'expérience. Un cylindre de diamètre  $D$  présentant un excès de température  $\Delta T$  par rapport au milieu ambiant à  $T_0$ , est plongé à une profondeur  $z$ , dans un milieu homogène (eau) dont la permittivité complexe  $\epsilon^*$  est bien connue en fonction de la température [4].

Le signal radiométrique  $\Delta Tm$  est la différence entre les signaux mesurés lorsque la sonde est située face à l'objet et en présence du liquide à  $T_0$ . Il est normalisé en fonction de l'écart de température  $\Delta T$  entre l'objet et le bain thermostaté.

En passant par la discrétisation du milieu dissipatif, l'objet de diamètre  $D$ , porté à  $T_0 + \Delta T$  à la profondeur  $z$  a pour température radiométrique :

$$Tm = \frac{\sum_{i \in D} \sum_{j \in D} \sum_{k \in D} C_{ijk} \cdot T_0 + \sum_{i \in D} \sum_{j \in D} \sum_{k \in D} C_{ijk} \cdot (T_0 + \Delta T)}{\sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} C_{ijk}} \quad (1-13)$$

( $C_{ijk}$  étant défini au § 1.3.1)

$$Tm = T_0 + \Delta T \left[ \frac{\sum_{i \in D} \sum_{j \in D} \sum_{k \in D} C_{ijk}}{\sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} C_{ijk}} \right] \quad (1-14)$$

La fonction  $\Delta Tm / \Delta T$  peut donc être représentée par :

$$\frac{\Delta Tm}{\Delta T}(z, D) = \frac{\sum_{i \in D} \sum_{j \in D} \sum_{k \in D} C_{ijk}}{\sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} C_{ijk}}$$

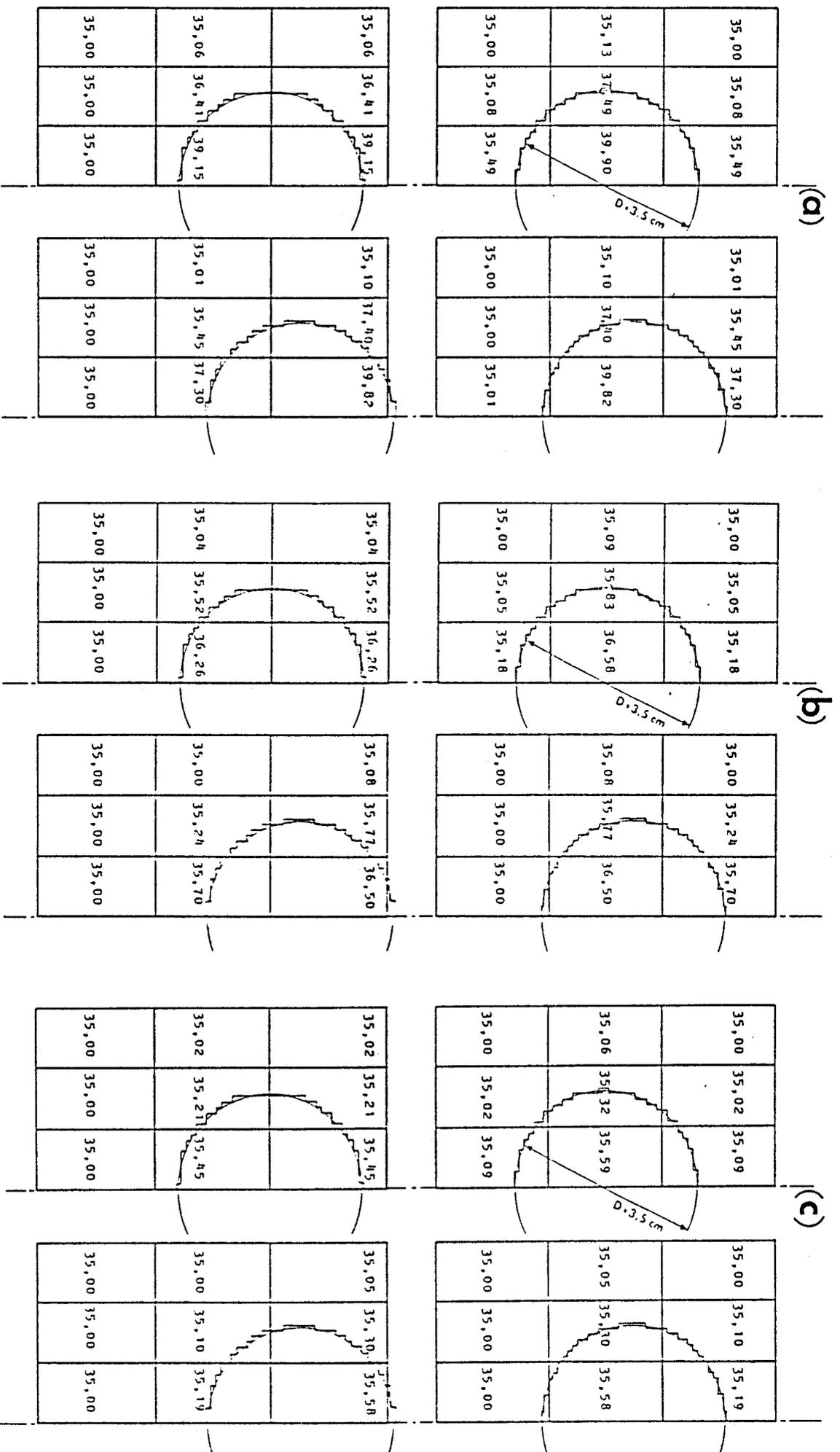
(1-15)

Nous obtenons les courbes de la figure 1.7 et 1.8 représentant les variations de  $\Delta Tm / \Delta T$  en fonction de la profondeur, pour différentes valeurs du diamètre et à deux fréquences (3 GHz et 1,5 GHz). Nous constatons une bonne corrélation entre les courbes théoriques et les relevés expérimentaux.

Plusieurs remarques peuvent être faites à propos de ces résultats.

Tout d'abord, un résultat attendu : on montre que la profondeur d'investigation varie avec la fréquence de travail du radiomètre.

Ensuite, on note que le signal radiométrique varie en fonction du diamètre si celui-ci est inférieur à 4,5 cm à 3 GHz et 5,7 cm à 1,5 GHz. Il est donc nécessaire, pour tout essai d'interprétation de connaître la taille de l'objet, problème qui sera abordé au § 1.3.3.



**Figure 1.9 :**

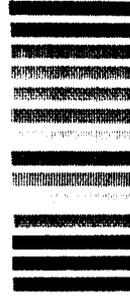
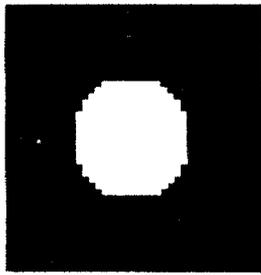
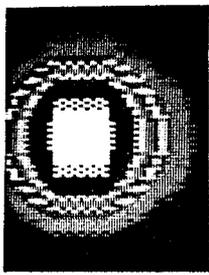
Température radiométrique calculée pour chacune des sondes lorsqu'un objet cylindrique de diamètre 3,5 cm est placé au centre de la surface d'investigation (6,6 cm x 6,6 cm) et pour des déplacements relatifs des sondes. L'objet présente un excès de température  $\Delta T = 5^\circ\text{C}$  ( $T_0 = 35^\circ\text{C}$ ) et il est plongé à différentes profondeurs :

(a)  $z = 0$

(b)  $z = 1$  cm

(c)  $z = 2$  cm.

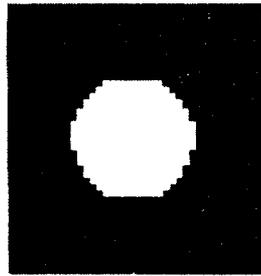
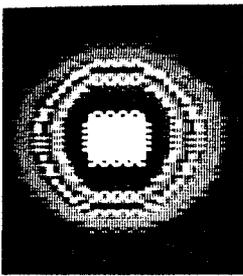
Planche I



Z=0 cm

emp . min . : 35 . 0  
emp . max . : 39 . 0

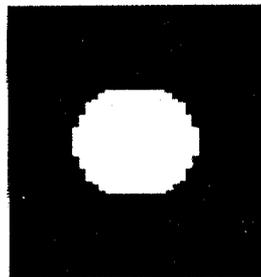
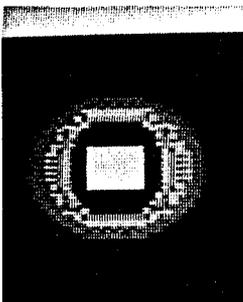
25



Z=1 cm

temp . min . : 30 . 0  
temp . max . : 30 . 0

25



Z=2 cm

temp . min . : 35 . 0  
temp . max . : 35 . 0

22

Figure 1.10 : Reconstitution des images radiométriques théoriques à partir des valeurs de température de la figure 1.9 a,b et c.

Remarquons également que cette expérimentation simple permettra de déterminer une méthode d'inversion d'objets thermogènes de forme compacte que nous verrons au chapitre 3.

Enfin l'étude présentée peut être étendue facilement à toute forme d'objet.

### 1.3.3 Exemple de calcul d'une image radiométrique : extraction de contours

Le fait de posséder une méthode de calcul des signaux radiométriques nous offre également la possibilité de calculer des images radiométriques théoriques. Dans l'exemple présenté, on opère sur l'eau à 3 GHz, pour  $D = 3,5$  cm,  $T_0 = 35^\circ\text{C}$  et  $\Delta T = 5^\circ\text{C}$ . On considère trois profondeurs d'objet  $z = 0$  ; 1 cm et 2 cm. L'objet est situé au centre d'une surface d'exploration carrée ( $6,6$  cm  $\times$   $6,6$  cm).

Le traitement prend en compte les paramètres  $C_{ij}(z) = \sum_{k=0}^z C_{ijk}$  et  $(1 - C_{ij}(z))$  affectés des températures correspondantes et calculés pour des éléments de volumes de  $1$  mm<sup>2</sup> de section ; de sorte que :

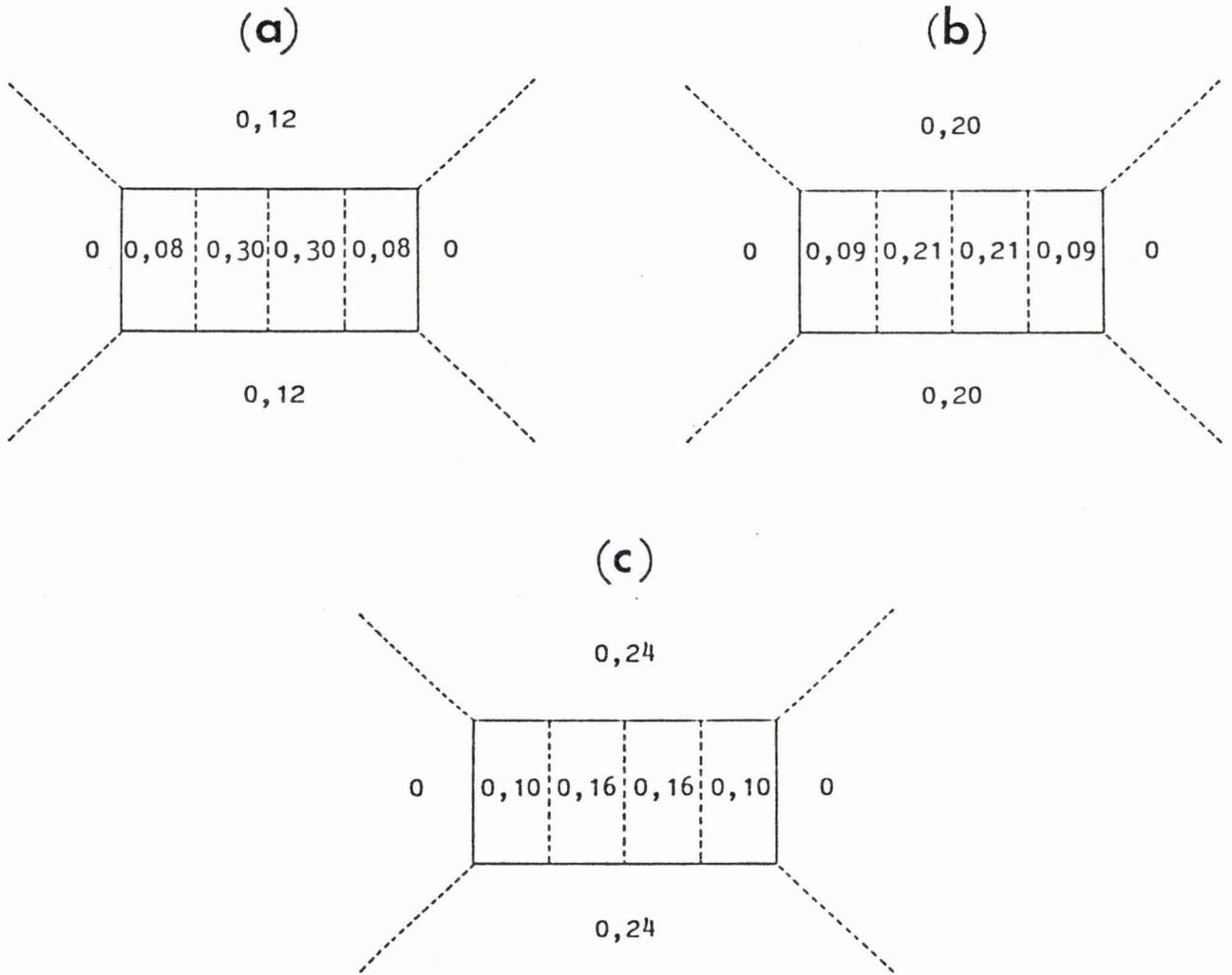
$$T_{sonde} = T_0 + \frac{\sum_{i \in \mathbb{O}} \sum_{j \in \mathbb{O}} (1 - C_{ij}(z))}{\sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} C_{ijk}} \Delta T \quad (1-16)$$

On simule le déplacement des sondes et on réalise la synthèse de l'image correspondante selon le processus d'imagerie qui sera décrit au § 2.3 (simple recouvrement). Les différentes positions relatives des sondes et de l'objet sont montrées figure 1.9 a,b,c pour les trois valeurs de  $z$  ; sur ces figures, et pour chacune des sondes, on a indiqué les températures radiométriques correspondantes. Les images synthétisées à partir de ces calculs sont présentées figure 1.10, planche I.

La première remarque est que les images correspondent effectivement à la forme attendue. Par ailleurs, une extraction de contour à 70% de la valeur maximale, affecté d'un facteur  $1/p$  avec  $p = 0,71$ , permet de retrouver le diamètre  $D$  de l'objet. Dans les cas traités ici, et en tenant compte d'une sensibilité de  $\pm 0,1^\circ\text{C}$ , on obtient, pour une valeur effective  $D = 3,5$  cm :

- pour $z = 0$ cm,	$D = 3,5$ cm	$\pm 0,1$ cm
- pour $z = 1$ cm,	$D = 3,5$ cm	$\pm 0,3$ cm
- pour $z = 2$ cm,	$D = 3,0$ cm	$\pm 0,7$ cm

Ces résultats indiquent les possibilités offertes par l'usage combiné de l'image radiométrique et de la méthode modale de calcul des signaux radiométriques, notamment pour restituer la taille des objets thermogènes.



**Figure 1.11 :** Variations des contributions des zones a à h (Fig. 1.3) pour :  
 (a)  $z > 0$  cm      (b)  $z > 1$  cm      (c)  $z > 2$  cm.

Par ailleurs, l'étude de l'évolution du diamètre apparent de l'objet observé en fonction de la profondeur peut être approfondie ultérieurement compte tenu de notre outil de calcul. On peut ainsi affiner le modèle décrit § 1.3.1. en considérant les coefficients de zones (tels présentés Fig. 1.4) intégrés sur des valeurs particulières de la profondeur. A titre d'exemple, nous donnons ces coefficients pour les situations considérées dans ce paragraphe (eau à 35°C,  $f = 3$  GHz,  $a = 2,2$  cm ;  $b = 1,1$  cm) pour  $z > 0$  ,  $z > 1$  cm et  $z > 2$  cm (Fig. 1.11). Cette évolution résulte des effets de diffraction sur le rayonnement en champ proche (ou en d'autres termes des modes supérieurs de propagation) ; ces résultats peuvent être exploités dans un traitement plus poussé des données radiométriques.

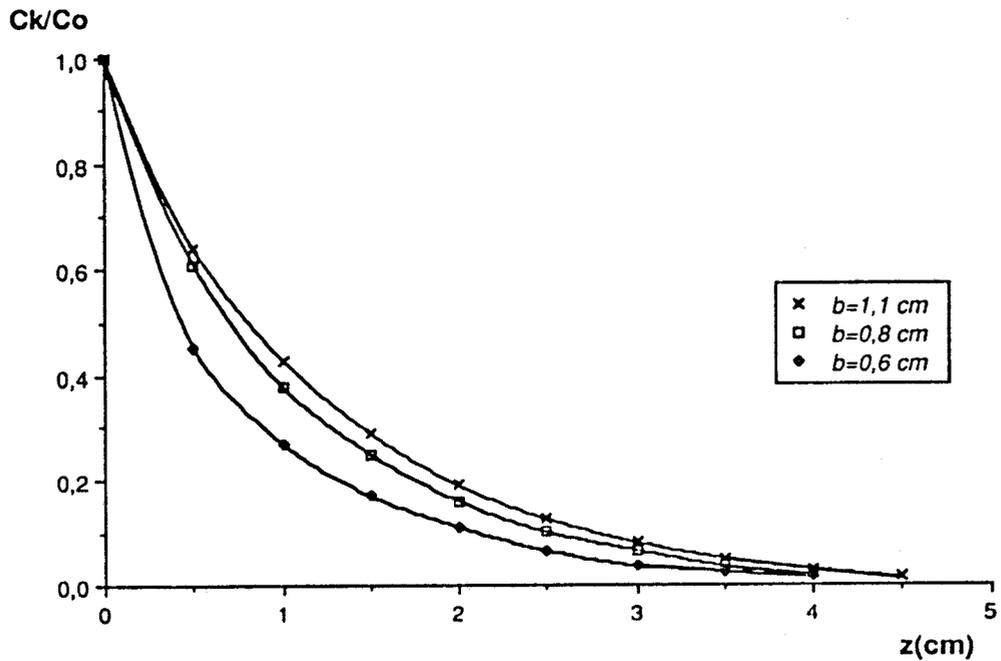
### **1.3.4 Etude des paramètres de couplage en fonction de l'ouverture de la sonde à fréquence fixe**

Nous venons de voir que l'exploitation radiométrique à deux fréquences permet de faire varier la profondeur d'investigation. On peut se demander si l'on ne peut pas arriver au même type de résultat en opérant à fréquence fixe mais en modifiant la taille de l'ouverture de la sonde. Dans cette étude, on joue sur le fait que les effets de diffraction qui conditionnent le diagramme de rayonnement augmentent lorsque l'ouverture diminue. Dans tous les cas, on se place évidemment dans des conditions telles que le fonctionnement de la sonde reste toujours monomode. On considérera successivement deux types de matériau présentant respectivement des pertes élevées, puis des pertes faibles.

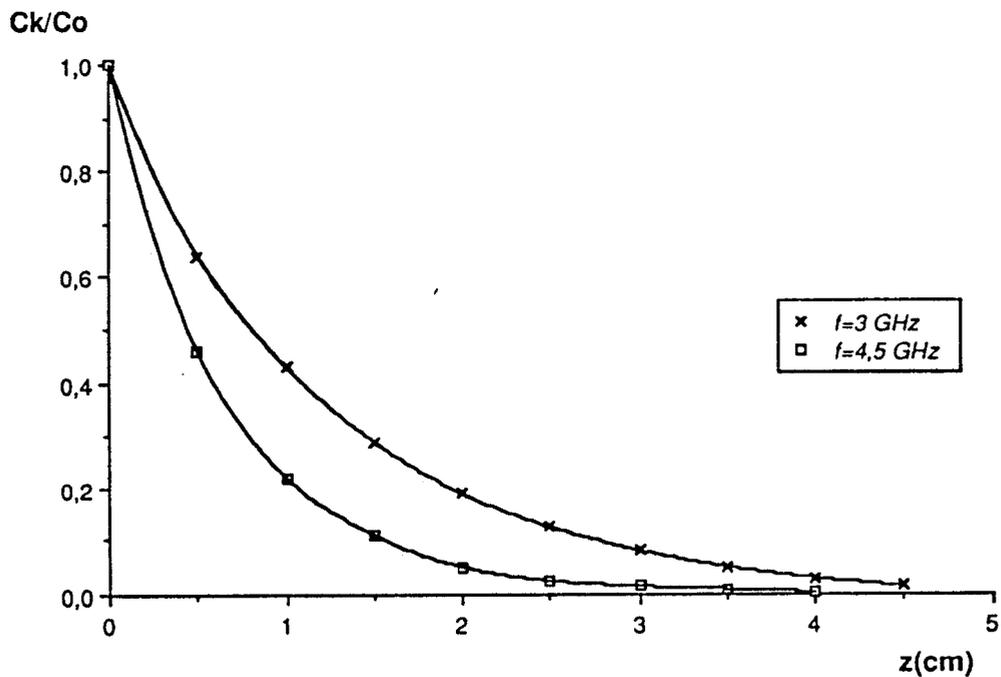
#### **1.3.4.1 Matériau présentant des pertes élevées**

Nous reprenons l'étude entreprise au § 1.3.1 dans le cas de l'eau à 3 GHz, en partant d'une sonde monomode emplie d'un diélectrique très faibles pertes  $\epsilon_1 = 25$  dont le grand côté est  $a = 2,2$  cm. L'étude est menée pour différentes valeurs du petit côté de la sonde ( $b = 1,1$  ;  $0,8$  ;  $0,6$  cm).

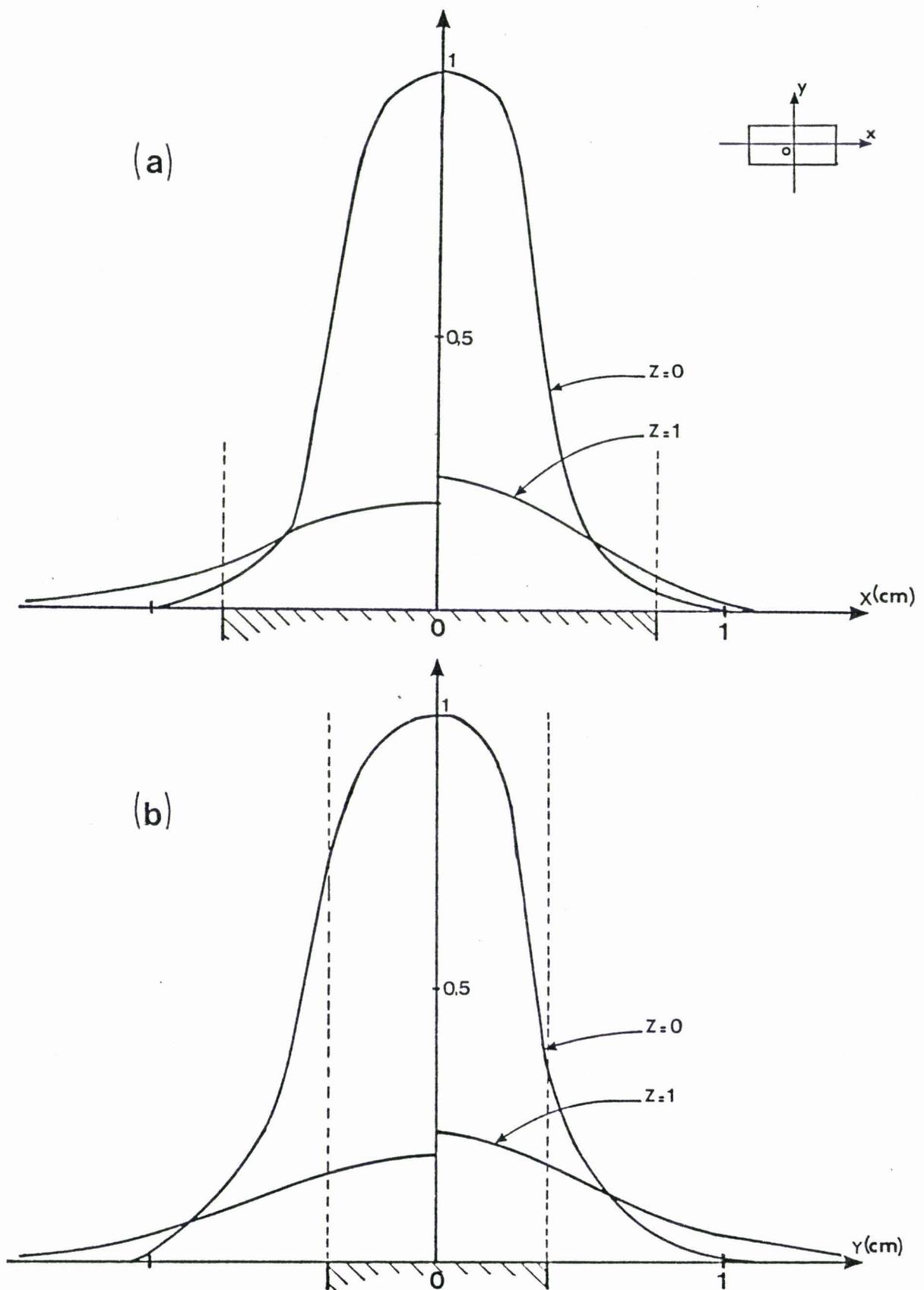
Nous allons comparer les évolutions des paramètres de couplage pour ces différentes sondes en fonction de la profondeur. Afin d'avoir une approche tridimensionnelle, nous allons regarder l'évolution des contributions de tranches de matériau de 1 mm de hauteur, plutôt que l'évolution des paramètres de couplage uniquement sur l'axe de symétrie de la sonde ( $x = y = 0$ ) suivant  $z$ . Nous noterons le paramètre de couplage global par tranche comme suit :



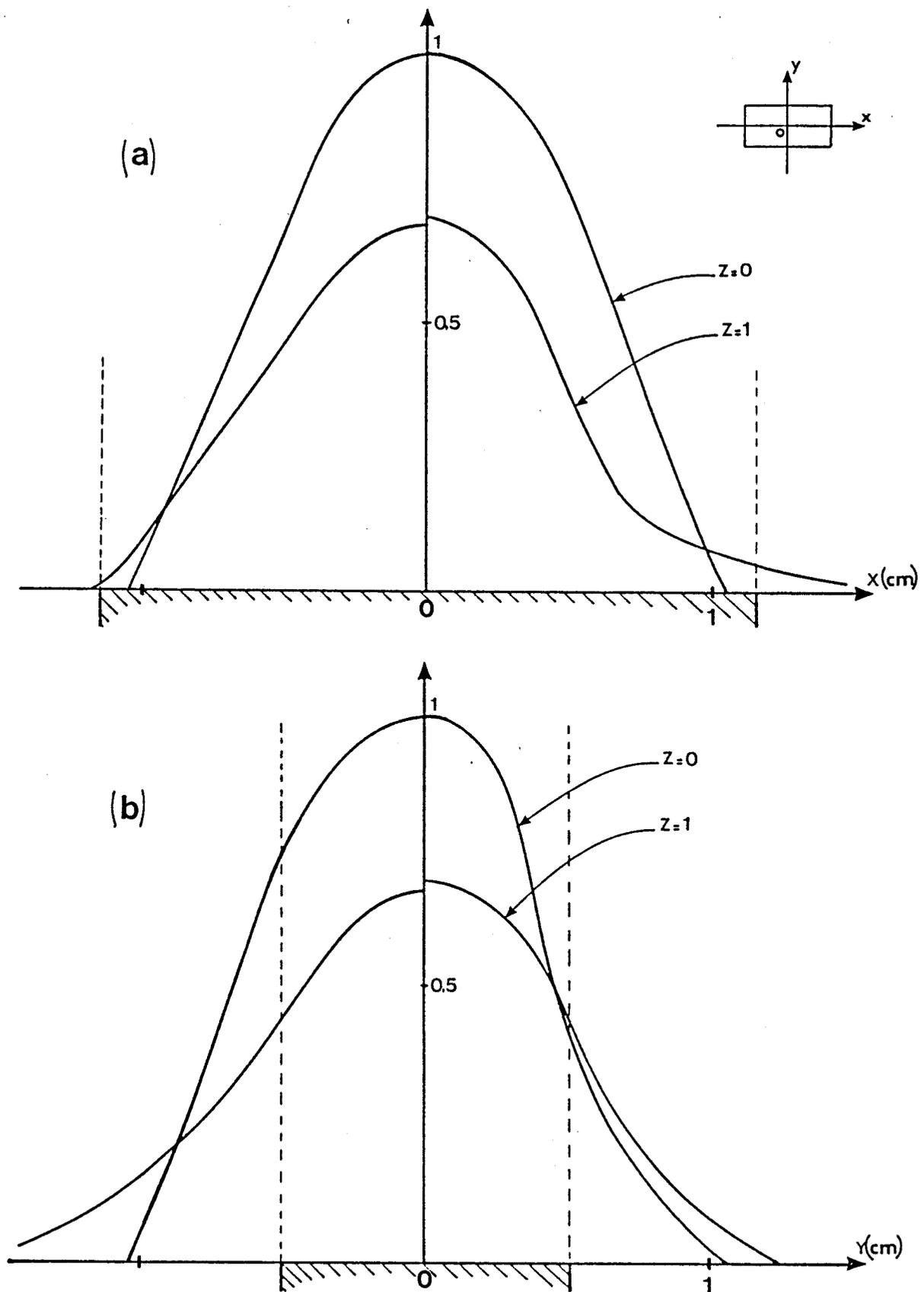
**Figure 1.12 :** Evolution des paramètres de couplage normalisés  $C_k / C_o$  par tranche de matériau (eau à 35°C) de 1 mm d'épaisseur pour différentes ouvertures de sondes en fonction de la profondeur  
 $f = 3$  GHz ;  $\epsilon'_1 = 25$  ;  $\epsilon'_2 = 73,6$  ;  $\epsilon''_2 = 8,4$   
 (grand côté  $a = 2,2$  cm ; petit côté  $b$  variable)



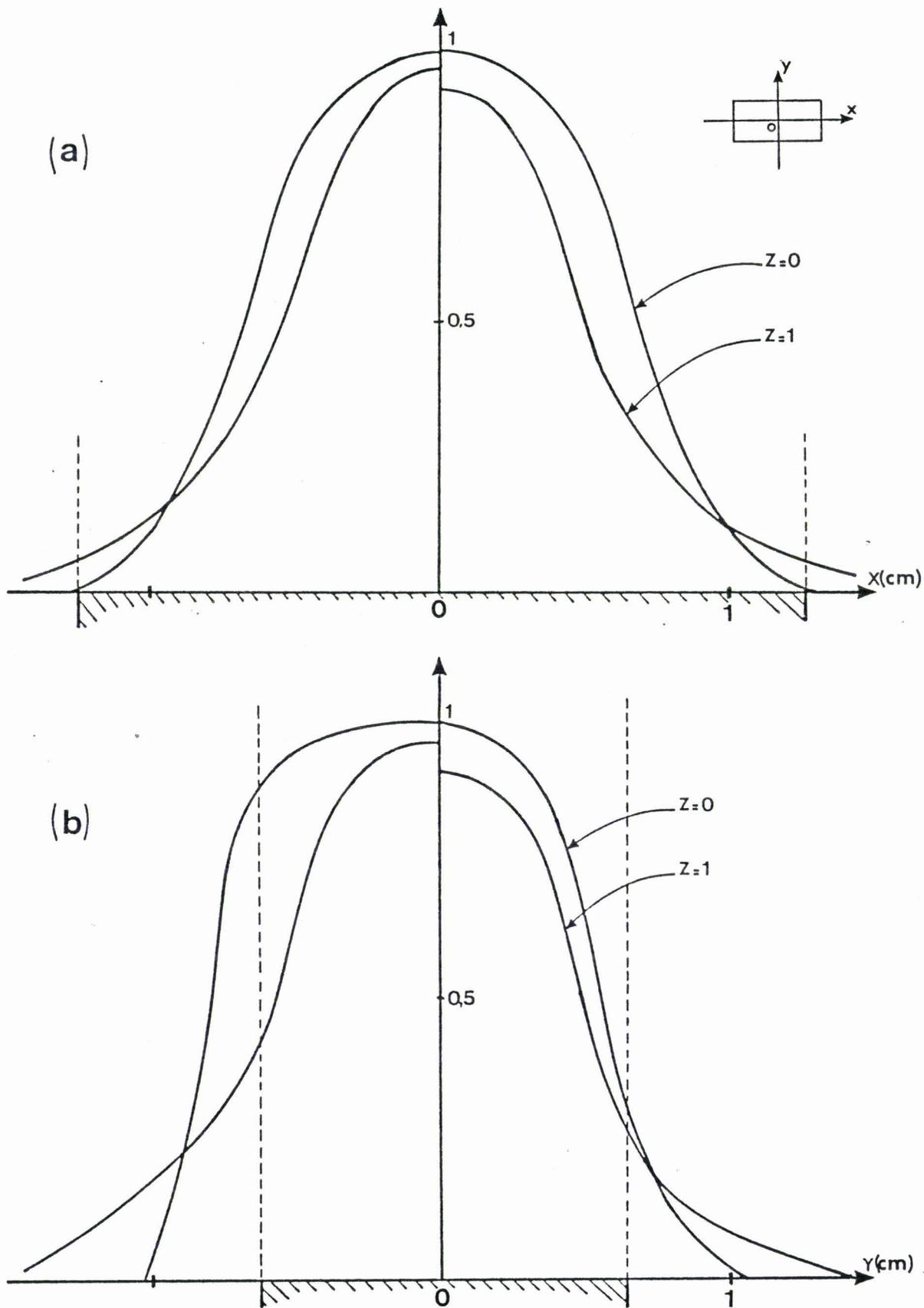
**Figure 1.13 :** Evolution des paramètres de couplage normalisés  $C_k / C_o$  par tranche de matériau (eau à 35°C) de 1 mm d'épaisseur pour deux fréquences :  
 $f = 3$  GHz ,  $\epsilon'_1 = 25$  ;  $\epsilon'_2 = 74,8$  ;  $\epsilon''_2 = 8,4$   
 $a = 2,2$  cm ;  $b = 1,1$  cm  
 $f = 4,5$  GHz ,  $\epsilon'_1 = 16$  ;  $\epsilon'_2 = 75$  ;  $\epsilon''_2 = 13$   
 $a = 1,6$  cm ;  $b = 0,8$  cm



**Figure 1.14 :** Evolution des paramètres de couplage  $C_{ijk}$  le long d'un axe parallèle  
 (a) à  $Ox$  (grand côté)  
 (b) à  $Oy$  (petit côté)  
 dans le plan de l'ouverture de la sonde ( $z = 0$ ) et à 1 cm de profondeur ( $z = 1$ ) pour  
 deux matériaux différents ( $\epsilon_2' = 4,31$  ;  $\epsilon_2'' = 0,03$  à gauche ;  $\epsilon_2' = 7$  ;  $\epsilon_2'' = 0,17$  à droite).  
 Sonde  $a = 1,5$  cm ;  $b = 0,75$  cm



**Figure 1.15 :** Evolution des paramètres de couplage  $C_{ijk}$  le long d'un axe parallèle  
 (a) à Ox (grand côté)  
 (b) à Oy (petit côté)  
 dans le plan de l'ouverture de la sonde ( $z = 0$ ) et à 1 cm de profondeur ( $z = 1$ ) pour  
 deux matériaux différents ( $\epsilon'_2 = 4,31$  ;  $\epsilon''_2 = 0,03$  à gauche ;  $\epsilon'_2 = 7$  ;  $\epsilon''_2 = 0,17$  à droite).  
 Sonde  $a = 2,286$  cm ;  $b = 1,016$  cm



**Figure 1.16 :** Evolution des paramètres de couplage  $C_{ijk}$  le long d'un axe parallèle  
 (a) à Ox (grand côté)  
 (b) à Oy (petit côté)  
 dans le plan de l'ouverture de la sonde ( $z = 0$ ) et à 1 cm de profondeur ( $z = 1$ ) pour  
 deux matériaux différents ( $\epsilon_2' = 4,31$  ;  $\epsilon_2'' = 0,03$  à gauche ;  $\epsilon_2' = 7$  ;  $\epsilon_2'' = 0,17$  à droite).  
 Sonde  $a = 2,5$  cm ;  $b = 1,25$  cm

$$C_k = \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} C_{ijk} \quad (1-17)$$

La figure 1.12 compare les évolutions de ces paramètres  $C_k$ , normalisés par la valeur de la contribution de la première tranche  $C_o = \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} C_{ij0}$ , en fonction de la profondeur  $z$  et pour les différentes sondes. On montre alors que la profondeur de pénétration varie d'une façon non négligeable puisqu'elle passe respectivement de 1,1 cm ; 1,05 cm et 0,7 cm pour une ouverture du petit côté  $b = 1,1$  cm ; 0,8 cm et 0,6 cm ; soit presque une variation du simple au double. Ces courbes sont comparables à celle de la figure 1.13 représentant une variation de la fréquence de 3 GHz à 4,5 GHz. Les courbes de la figure 1.12 montrent qu'une approche autre que fréquentielle permet aussi de faire varier la profondeur. Elle suggère la faisabilité d'une méthode d'inversion n'utilisant pas nécessairement des radiomètres multifréquences.

### 1.3.4.2 Cas d'un matériau faible perte

L'exploitation pratique d'une telle méthode est faite en bande X sur un matériau faibles pertes (enrobés bitumineux). Cette étude, destinée à mettre au point une mesure de la température en volume dans ce type de matériau est réalisée en collaboration avec les Ponts et Chaussées - C'ETE Rouen. Deux matériaux différents sont utilisés dont les permittivités sont, pour un enrobé constitué d'un agrégat siliceux,  $\epsilon' = 4,31$  ;  $\epsilon'' = 0,03$  ; pour un enrobé à agrégat calcaire,  $\epsilon' = 7$  ;  $\epsilon'' = 0,17$ .

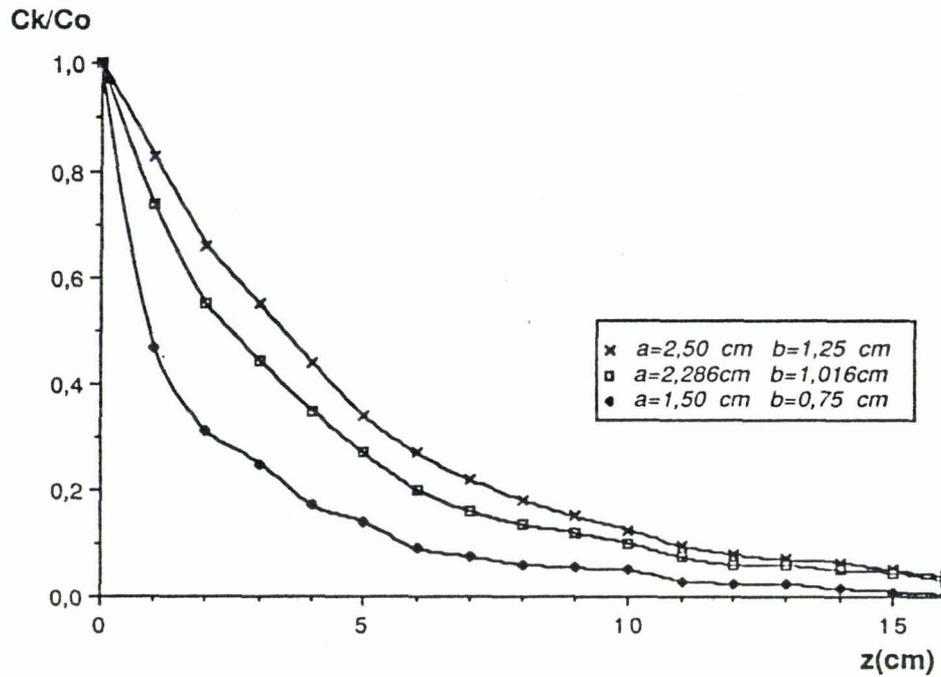
A la différence des cas précédents, le fait d'utiliser une antenne dont le diélectrique est simplement de l'air nous place dans les conditions où le rapport  $|\epsilon_2^*| / \epsilon_1 > 4$  ( $\epsilon_2^*$  permittivité complexe du milieu 2,  $\epsilon_1$  permittivité à l'intérieur du guide), condition qui permet de ne pas avoir à considérer les modes rétrogrades dans le guide [1].

Dans ces conditions, nous avons retenu trois dimensions d'ouverture de guide rectangulaire qui assure un fonctionnement monomode  $TE_{10}$  dans la bande de fréquence 10-12 GHz, cette bande de fréquence étant celle de notre radiomètre bande X. Ces jeux de dimensions sont les suivantes :

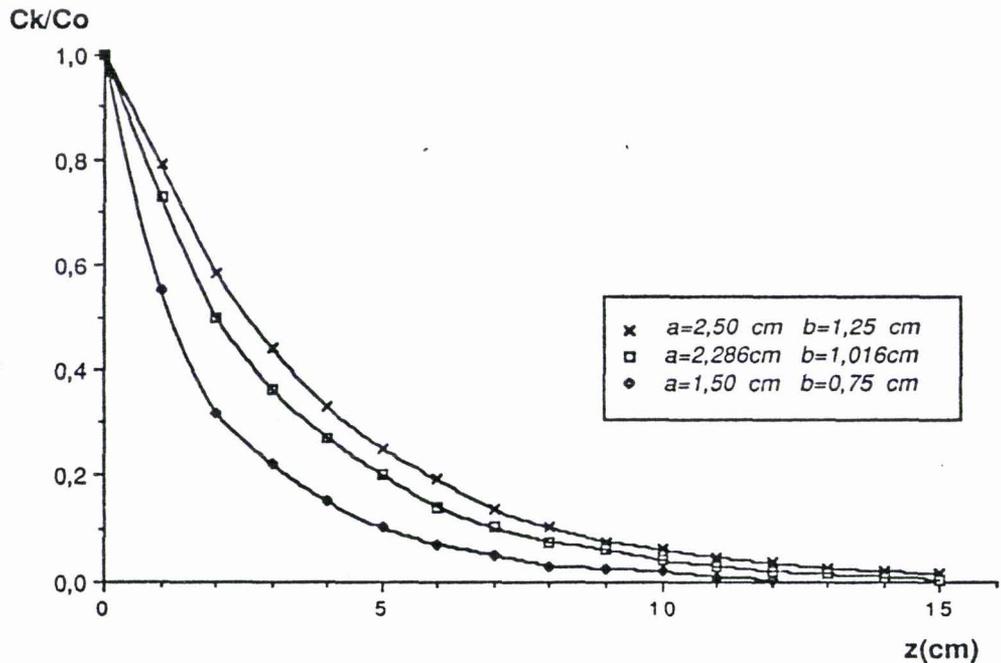
$a_1 =$	1,5 cm	$b_1 =$	0,75 cm
$a_2 =$	2,286 cm	$b_2 =$	1,016 cm
$a_3 =$	2,5 cm	$b_3 =$	1,25 cm

où les dimensions  $a_2$  et  $b_2$  représentent celles du guide standard.

On représente figures 1.14 à 1.16 les cartes des paramètres de couplage  $C_{ijk}$  selon des parallèles aux axes  $Ox$  et  $Oy$ , dans le plan de l'ouverture de la sonde et à une profondeur de 1 cm. On constate,



**Figure 1.17 :** Evolution des paramètres de couplage normalisés  $C_k/C_o$  par tranche de matériau (agrégat siliceux  $\epsilon_2' = 4,31$  ;  $\epsilon_2'' = 0,03$ ) de 5 mm d'épaisseur pour différentes ouvertures de sondes ( $\epsilon_1' = 1$ ) en fonction de la profondeur pour différentes ouvertures de sonde.



**Figure 1.18 :** Evolution des paramètres de couplage normalisés  $C_k/C_o$  par tranche de matériau (agrégat calcaire  $\epsilon_2' = 7$  ;  $\epsilon_2'' = 0,17$ ) de 5 mm d'épaisseur pour différentes ouvertures de sondes ( $\epsilon_1' = 1$ ) en fonction de la profondeur pour différentes ouvertures de sonde.

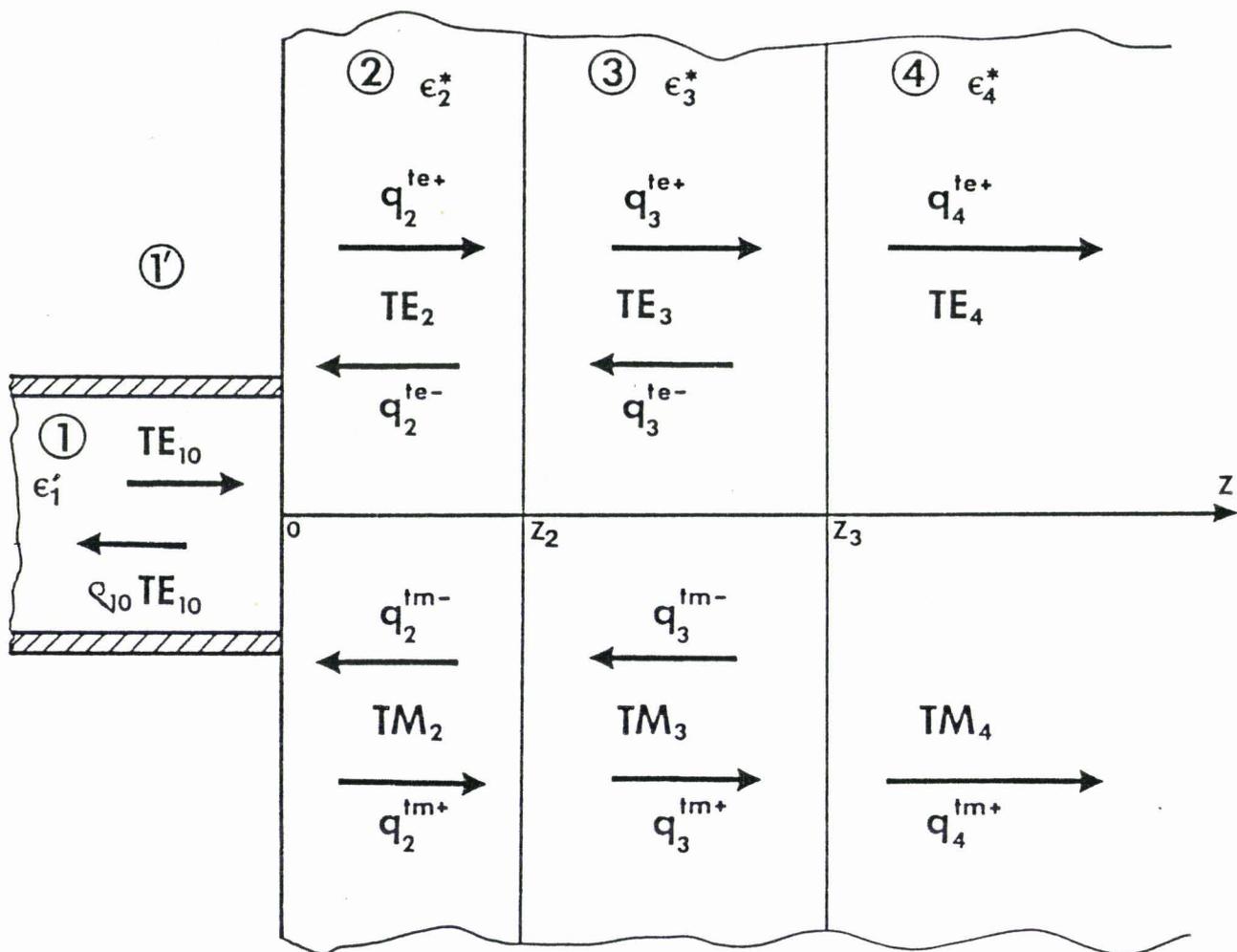
sur ces résultats calculés, une nette évolution des paramètres de couplage avec la taille de l'ouverture de la sonde.

On peut regarder plus précisément l'évolution des  $C_{ijk}$  en fonction de la profondeur. Les figures 1.17 et 1.18 qui sont relatives aux sondes et matériaux précités, représentent l'évolution en fonction de la profondeur des quantités  $C_k$  définies précédemment et correspondant à la contribution de tranches élémentaires de 5 mm d'épaisseur du matériau, situées à différentes profondeurs. Ces résultats qui présentent le même phénomène sous un autre aspect, mais en tenant compte du fait que le matériau est tridimensionnel, montrent que la profondeur de pénétration, définie à partir de la décroissance des quantités  $C_k$  en fonction de  $z$ , varie d'une façon non négligeable avec la taille de l'ouverture. Considérant une ouverture de guide croissante, pour les valeurs considérées, la profondeur de pénétration calculée est de 1,6 cm ; 3,8 cm et 4,7 cm pour le matériau à agrégat siliceux et de 1,7 cm ; 2,9 cm et 3,6 cm pour le matériau à agrégat calcaire.

Notons que l'évolution de la profondeur d'investigation des radiomètres en fonction de la fréquence est couramment utilisée pratiquement [7] à [10] ; mais aucun auteur n'a encore exploité une variation de profondeur de pénétration en fonction de l'ouverture de la sonde qui, si elle est vérifiée expérimentalement, est susceptible de limiter le nombre de fréquences de travail et de modifier profondément les procédés de reconnaissance d'objets thermiques par radiométrie.

## **1.4 Extension de la méthode modale au cas d'un milieu stratifié**

La méthode de calcul des signaux radiométriques dont nous disposons prend en compte à la fois les différents modes de propagation en champ proche et le caractère tridimensionnel du matériau couplé à la sonde. Nous avons vu que les domaines d'utilisation d'un tel outil de calcul sont nombreux. Sous sa forme actuelle, cette méthode traite le cas de milieux homogènes mais l'intérêt de pouvoir traiter aussi le cas de milieux stratifiés est évident : il correspond, en particulier, à des situations plus réalistes en ce qui concerne les applications médicales. Une telle extension de la méthode est actuellement à l'étude. Nous en décrivons le principe dans ce paragraphe.



**Figure 1.19 :** Représentation du milieu stratifié et des champs associés à chacune des couches pour la généralisation de la méthode modale.

### 1.4.1 Equations de propagation dans une structure stratifiée (trois milieux)

La structure hétérogène considérée a pour but de pouvoir simuler les cas rencontrés en médecine correspondant à trois milieux de permittivité différente (peau, gras, tissus à forte teneur en eau). La modélisation utilisée est présentée Fig. 1.19 : nous considérons un mode  $TE_{10}$  dans le guide. Les discontinuités génèrent des modes continus transmis et réfléchis dans le milieu stratifié constitué de matériaux diélectriques de différentes permittivités (milieu 2, 3 et 4 respectivement de permittivités complexes  $\epsilon_2^*$ ,  $\epsilon_3^*$  et  $\epsilon_4^*$ )(pour les applications médicales, on aura généralement  $\epsilon_4^* = \epsilon_2^*$ ).

Dans ces conditions, l'équation de propagation dans le guide s'écrit :

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \Gamma_1 \right] \begin{bmatrix} Ez \\ Hz \end{bmatrix} = 0 \quad (1-18)$$

où, compte tenu des conditions aux limites,

$$\Gamma_1 = k_0^2 \epsilon_1 - \beta_{10}^2 = (2m+1)^2 \frac{\pi^2}{a^2} + 4n^2 \frac{\pi^2}{b^2}$$

Dans le milieu dissipatif couplé au guide, les équations de propagation sont décrites par la relation suivante :

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \Gamma_i^2 \right] \begin{bmatrix} Ez \\ Hz \end{bmatrix} = 0 \quad (1-19)$$

avec  $i = 2, 3$  ou  $4$ .

$$\Gamma_i^2 = k_0^2 \epsilon_i^* - \gamma_i^2 = p^2 + q^2$$

Comme dans le cas du milieu homogène, nous négligeons, a priori, les modes générés par la première discontinuité et susceptibles de se propager dans le milieu 1', compte tenu que le milieu 2 est en général, un milieu de forte permittivité.

Etant donnée l'existence à chaque interface d'un coefficient de réflexion, il y a création d'ondes réfléchies; et par conséquent, affectées d'une constante de propagation négative. Le calcul prend en compte cet effet en affectant aux champs de chaque milieu une fonction de couplage différente,  $q_i^{(te,tm)+}$  vers les z croissants,  $q_i^{(te,tm)-}$  en sens inverse.

Pour tenir compte du sens de propagation, il faut affecter aux champs ainsi décrits un terme

$e^{j(\omega t - \gamma_i(p,q)z)}$  pour l'onde transmise et  $e^{j(\omega t + \gamma_i(p,q)z)}$  pour l'onde réfléchie ( $\gamma_i(p,q) = \beta_i(p,q) - j \alpha_i(p,q)$ , constantes de propagation pour le milieu  $i$ ).

## 1.4.2 Application des conditions de continuités aux différents interfaces

Pour appliquer les conditions de continuités aux différents interfaces, il est nécessaire de connaître les expressions des composantes tangentielle des champs pour chacun des modes dans les milieux considérés. Les calculs préalables à effectuer pour connaître ces champs sont décrits par A. Mamouni [1] au § III.1.3 de sa thèse. On en tire les différents modes qui s'établissent dans le guide et qui sont encore valables pour ce modèle. En ce qui concerne les champs dans les milieux constituant la structure stratifiée, on en déduit leur nomenclature  $E_{ix}(p,q)$ ,  $E_{iy}(p,q)$ ,  $H_{ix}(p,q)$ ,  $H_{iy}(p,q)$  pour les modes TE et TM, champs affectés des constantes de propagation  $\gamma_i(p,q)$  où  $i = 2, 3, 4$ .

Les équations de continuités sont écrites pour les différents interfaces : (Fig. 1.14) :

à  $z = 0$

$$E_{10} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} (1 + \rho_{10}) = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ (q_2^{te+}(p,q) + q_2^{te-}(p,q)) E_2^{te} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} (p,q) + (q_2^{tm+}(p,q) + q_2^{tm-}(p,q)) E_2^{tm} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} (p,q) \right\} dp dq \quad (1-20)$$

$$H_{10} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} (1 - \rho_{10}) = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ (q_2^{te+}(p,q) - q_2^{te-}(p,q)) H_2^{te} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} (p,q) + (q_2^{tm+}(p,q) - q_2^{tm-}(p,q)) H_2^{tm} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} (p,q) \right\} dp dq \quad (1-21)$$

à  $z = z_i$ ,  $i = 2$  ou  $3$

$$\begin{aligned} & \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ (q_i^{te+} e^{-j\gamma_i z_i} + q_i^{te-} e^{j\gamma_i z_i}) E_i^{te} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} (p,q) + (q_i^{tm+} e^{-j\gamma_i z_i} + q_i^{tm-} e^{j\gamma_i z_i}) E_i^{tm} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} (p,q) \right\} dp dq \\ = & \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ (q_{i+1}^{te+} e^{-j\gamma_{i+1} z_i} + q_{i+1}^{te-} e^{j\gamma_{i+1} z_i}) E_{i+1}^{te} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} (p,q) + (q_{i+1}^{tm+} e^{-j\gamma_{i+1} z_i} + q_{i+1}^{tm-} e^{j\gamma_{i+1} z_i}) E_{i+1}^{tm} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} (p,q) \right\} dp dq \end{aligned} \quad (1-22)$$

$$\begin{aligned} & \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ (q_i^{te+} e^{-j\gamma_i z_i} - q_i^{te-} e^{j\gamma_i z_i}) H_i^{te} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} (p,q) + (q_i^{tm+} e^{-j\gamma_i z_i} - q_i^{tm-} e^{j\gamma_i z_i}) H_i^{tm} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} (p,q) \right\} dp dq \\ = & \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ (q_{i+1}^{te+} e^{-j\gamma_{i+1} z_i} - q_{i+1}^{te-} e^{j\gamma_{i+1} z_i}) H_{i+1}^{te} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} (p,q) + (q_{i+1}^{tm+} e^{-j\gamma_{i+1} z_i} - q_{i+1}^{tm-} e^{j\gamma_{i+1} z_i}) H_{i+1}^{tm} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} (p,q) \right\} dp dq \end{aligned} \quad (1-23)$$

## ERRATA

Relations (1-24) à (1-27) page 20 ,

au lieu de  $q_4^{te+}$  , lire  $q_4^{(te,tm)+}$



où  $q_4^{te-}$  et  $q_4^{tm-}$  sont nuls (milieu 4 semi-infini).

La solution du problème consiste alors à déterminer la nomenclature des champs et les diverses fonctions de couplage  $q_1^{(te,tm)(+,-)}$  des modes transmis et réfléchis dans chacun des milieux de propagation.

### 1.4.3 Calcul des fonctions de couplage et expression des champs dans les différents milieux

On résoud ces systèmes d'équations intégrales en utilisant les propriétés d'orthogonalité des modes dans chaque milieu considéré. On procède alors de proche en proche en déterminant  $q_3^{(te,tm)(+,-)}$  et  $q_2^{(te,tm)(+,-)}$  respectivement, en fonction de  $q_4^{(te,tm)+}$ . Les expressions des correspondances entre ces fonctions de couplage, obtenues analytiquement, sont notées  $F_{3,4}^{(te,tm)(+,-)}$  et  $F_{2,4}^{(te,tm)(+,-)}$  où les indices correspondent aux couples de fonctions considérées :

$$q_3^{(te,tm)+} = q_4^{te+} F_{3,4}^{(te,tm)+}(p,q) \quad (1-24)$$

$$q_3^{(te,tm)-} = q_4^{te+} F_{3,4}^{(te,tm)-}(p,q) \quad (1-25)$$

$$q_2^{(te,tm)+} = f(q_3^{(te,tm)+}, q_3^{(te,tm)-}) = q_4^{te+} F_{2,4}^{(te,tm)+}(p,q) \quad (1-26)$$

$$q_2^{(te,tm)-} = f(q_3^{(te,tm)+}, q_3^{(te,tm)-}) = q_4^{te+} F_{2,4}^{(te,tm)-}(p,q) \quad (1-27)$$

Nous définissons alors une équation de continuité entre les champs issus du guide et une intégrale continue fonction de  $q_4^{(te,tm)+}$  affectée d'une fonction qui de fait, tient compte de la structure du milieu sous investigation. Nous obtenons :

$$E_{10} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} (1 + \rho_{10}) = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ q_4^{te+}(p,q) l_1^{te}(p,q) E_2^{te} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} (p,q) + q_4^{tm+}(p,q) l_1^{tm}(p,q) E_2^{tm} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \right\} dp dq \quad (1-28)$$

$$H_{10} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} (1 - \rho_{10}) = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left\{ q_4^{te+}(p,q) l_2^{te}(p,q) H_2^{te} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} (p,q) + q_4^{tm+}(p,q) l_2^{tm}(p,q) H_2^{tm} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \right\} dp dq \quad (1-29)$$

où  $l_1^{(te,tm)}$  et  $l_2^{(te,tm)}$  ne sont autres que :

$$l_1^{(te,tm)} = \left( F_{2,4}^{(te,tm)+}(p,q) + F_{2,4}^{(te,tm)-}(p,q) \right) \quad (1-30)$$

$$l_2^{(te,tm)} = \left( F_{2,4}^{(te,tm)+}(p,q) - F_{2,4}^{(te,tm)-}(p,q) \right) \quad (1-31)$$

Ces équations sont similaires aux équations de continuité du milieu homogène à la différence des facteurs multiplicatifs  $l_1^{(te,tm)}(p,q)$  et  $l_2^{(te,tm)}(p,q)$  qui sont déterminés analytiquement. Ces expressions ne représentent en fait que l'image du milieu à l'interface sonde-milieu dissipatif puisqu'elles dépendent des constantes de propagation  $\gamma_2, \gamma_3, \gamma_4$ , des permittivités des différents matériaux  $\epsilon_2^*, \epsilon_3^*, \epsilon_4^*$  et de la forme de la structure par  $z_2$  et  $z_3$ .

Le traitement utilisé pour retrouver les fonctions de couplage  $q^{(te,tm)}$  reste le même et permet de retrouver les fonctions  $q_4^{(te,tm)}$  (en tenant compte de  $l_1^{(te,tm)}$  et  $l_2^{(te,tm)}$ ) :

$$q_4^{te+}(p,q) = 4\omega\mu_0 |H_{01}| |H_{02}| \frac{\beta_{10} |\gamma_2|}{\left[ \beta_{10} l_1^{te}(p,q) + \gamma_2 l_2^{te}(p,q) \right]} \cdot \frac{p}{q(p^2 + q^2) \left( \frac{\pi^2}{a^2} - p^2 \right)} \cos\left(\frac{ap}{2}\right) \sin\left(\frac{bq}{2}\right) \quad (1-32)$$

$$q_4^{tm+}(p,q) = 4j\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 |H_{01}| |E_{02}| \frac{\beta_{10} |\epsilon_2^*| |\gamma_2|}{\left[ \beta_{10} \gamma_2 l_1^{tm}(p,q) + \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_2^* l_2^{tm}(p,q) \right]} \cdot \frac{\cos\left(\frac{ap}{2}\right) \sin\left(\frac{bq}{2}\right)}{\left( p^2 + q^2 \right) \left( \frac{\pi^2}{a^2} - p^2 \right)} \quad (1-33)$$

Dans ces relations, les constantes  $H_{oi}$  et  $E_{oi}$  sont les amplitudes des champs dans les différents milieux  $i$ . Elles sont déterminées par la normalisation de la puissance associée à chacun des modes.

Après avoir déterminé toutes les fonctions de couplage  $q_i$ , nous pouvons en déduire le champ électrique (le seul qui nous intéresse pour le calcul des paramètres de couplage  $C_{ijk}$  liés à l'émission thermique du corps) en chaque point du matériau. Il est le résultat de la sommation des champs, pour les différents modes associés aux fonctions de couplage du mode considéré et dans le milieu où le champ est calculé. Par conséquent :

$$E_{xi}(x,y,z) = \int_0^\infty \int_0^\infty \left\{ q_4^{te+}(p,q) \left( F_{i,4}^{te+}(p,q) e^{-j\gamma_2 z} + F_{i,4}^{te-}(p,q) e^{j\gamma_2 z} \right) E_{xi}^{te}(p,q) \right. \\ \left. + q_4^{tm+}(p,q) \left( F_{i,4}^{tm+}(p,q) e^{-j\gamma_2 z} + F_{i,4}^{tm-}(p,q) e^{j\gamma_2 z} \right) E_{xi}^{tm}(p,q) \right\} dp dq \quad (1-34)$$

$$E_{yi}(x,y,z) = \int_0^\infty \int_0^\infty \left\{ q_4^{te+}(p,q) \left( F_{i,4}^{te+}(p,q) e^{-j\gamma_2 z} + F_{i,4}^{te-}(p,q) e^{j\gamma_2 z} \right) E_{yi}^{te}(p,q) \right. \\ \left. + q_4^{tm+}(p,q) \left( F_{i,4}^{tm+}(p,q) e^{-j\gamma_2 z} + F_{i,4}^{tm-}(p,q) e^{j\gamma_2 z} \right) E_{yi}^{tm}(p,q) \right\} dp dq \quad (1-35)$$

$$E_{zi}(x,y,z) = \int_0^\infty \int_0^\infty q_4^{tm+}(p,q) \left( F_{i,4}^{tm+}(p,q) e^{-j\gamma_i z} + F_{i,4}^{tm-}(p,q) e^{j\gamma_i z} \right) E_{zi}^{tm}(p,q) dp dq \quad (1-36)$$

où  $F_{4,4}^{(te,tm)+} = 1$ ,  $F_{4,4}^{(te,tm)-} = 0$  : milieu semi-infini.

De part ces résultats, nous pouvons dire que le calcul des champs dans le milieu stratifié est bien lié à la nature de la structure et de sa forme. Les fonctions  $F_{i,4}$  ne dépendent que de la structure choisie. Les fonctions de couplage sont semblables à celles du milieu homogène, mais affectées des termes tenant compte de la structure située devant l'interface. Ces fonctions tiennent compte aussi (relation 1-32 et 1-33) de la nature du champ de l'antenne réceptrice à la fréquence de travail choisie.

Le logiciel permettant de calculer les évolutions des champs dans le milieu stratifié est en cours d'implantation. Il nous permettra d'aborder des situations plus réalistes du point de vue pratique, pour l'interprétation des signaux radiométriques.

## 1.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous montrons les possibilités que nous tirons actuellement de l'utilisation de la méthode modale de calcul des signaux radiométriques, dans le cas d'un milieu dissipatif homogène.

Tout d'abord, nous regroupons les contributions de volumes élémentaires en volumes significatifs du milieu dissipatif en tenant compte de leur position par rapport à la sonde. Elles sont exprimées en fonction de l'importance relative de leurs contributions au signal radiométrique. Les résultats correspondants seront utilisés dans l'élaboration de la méthode d'imagerie définie au chapitre 2.

Ensuite, nous donnons les résultats des calculs des signaux émis par un volume thermogène cylindrique, informations qui sont à la base d'une méthode d'inversion qui sera abordée au chapitre 3.

De plus, il est montré par le calcul et dans le cas d'un objet thermogène de forme simple (cylindre), que le traitement de l'image radiométrique est capable de fournir des informations sur la géométrie de l'objet.

Enfin, une étude menée à la fois pour des matériaux fortes pertes ou faibles pertes, met en évidence une très sensible modification du volume de couplage, en fonction des dimensions de l'ouverture de la sonde, effet qui doit pouvoir être exploité lors de procédés d'imagerie et d'inversion.

Compte tenu de l'intérêt que présente une telle méthode de calcul des signaux radiométriques, il nous est apparu particulièrement justifié d'étendre ses possibilités au cas de structures stratifiées ce qui, notamment pour les applications médicales, va permettre d'accroître notablement les performances de cette modélisation.

## BIBLIOGRAPHIE CHAPITRE 1

- [1] MAMOUNI A.  
Radiométrie microonde en champ proche. Applications médicales (Thermographie microonde)  
Thèse d'Etat, Lille, Mai 1988.
- [2] MAMOUNI A., GELIN P., LEROY Y.  
Modeling of radiometric signals for medical applications  
Proc. of 18<sup>th</sup> EMC - pp. 632-633 - Stockholm - 1988
- [3] STOGRYN A.  
The brightness temperature of a vertically structured medium  
Radio Science, Vol. 5, n° 12, pp. 1397-1406, 1970.
- [4] BUCKLEY F., MARYOTT A.A.  
Tables of dielectric dispersion data for pure liquids and dilute solutions.
- [5] STUCHLY M.A., STUCHLY S.S.  
Dielectric Properties of biological substances - Tabulated.  
J. of Microwave Power, Vol 15, n° 1, pp. 19-26, 1980
- [6] ROBILLARD M.  
Contribution à l'étude des sondes et à la reconnaissance d'objets thermiques par thermographie microonde (TMO)  
Thèse de 3<sup>ième</sup> cycle, Lille, 1981.
- [7] BOCQUET B., MAMOUNI A., HOCHEDÉZ M., VAN DE VELDE J.C., LEROY Y.  
Visibility of local thermal structures and temperature retrieval by microwave radiometry  
Electronics Letters, Vol.22, pp. 120-122, 1986.
- [8] BARDATI F., CALAMAI G. , MONGIARDO M. , PAOLONE B., SOLIMINI D., TOGNOLATTI P.  
Multispectral microwave radiometric system for biological temperature retrieval : experimental tests.  
Proc. of 17<sup>th</sup> EMC, Rome, Italy, 1987.

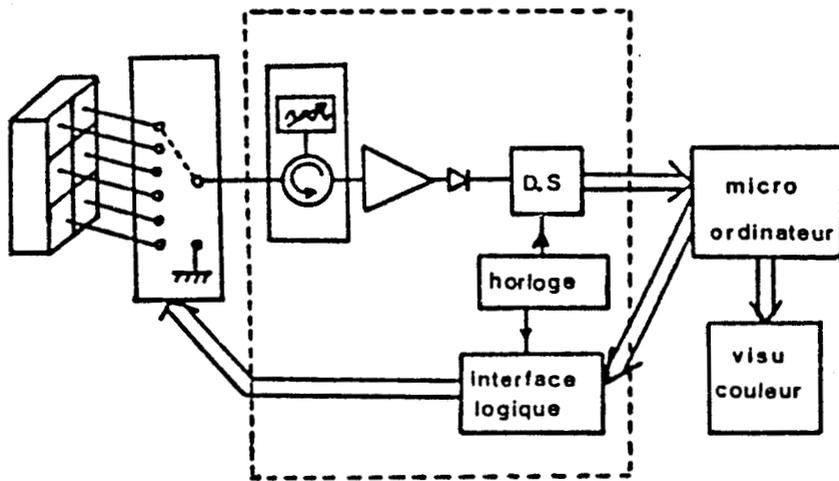
- [9] MIZUSHINA S., OH-ISHI H., HAMAMURA Y.  
A three-band microwave radiometry for non invasive temperature measurement.  
IEEE MTT's Digest, 1984.
- [10] MIYAKAWA M.  
Study on microwave thermography - Application to the estimation of subcutaneous  
temperature profiles.  
The Trans. of the IECE of Japan - Vol. E 64, n° 12, pp. 786-792, 1981.

## **CHAPITRE 2**

**PROCEDE D'IMAGERIE THERMIQUE MICROONDE -ITMO-  
DESTINE AUX APPLICATIONS MEDICALES**

## **CHAPITRE 2**

**PROCEDE D'IMAGERIE THERMIQUE MICROONDE -ITMO-  
DESTINE AUX APPLICATIONS MEDICALES**



**Figure 2.1 :** Synoptique du système TMOM 3 GHz.

## **Chapitre 2**

# **PROCEDE D'IMAGERIE THERMIQUE MICROONDE -ITMO- DESTINE AUX APPLICATIONS MEDICALES**

### **2.1 Introduction**

La radiométrie, appliquée aux domaines biologique et médical, et destinée à une thermométrie non invasive des tissus vivants, a d'abord utilisé des radiomètres comportant une seule sonde. Les applications, telles que le suivi d'inflammations provoquées par des rayonnements ionisants [1], [2], la cancérologie [3] à [7], la détection de l'appendicite [8] [9], le suivi d'organes implantés [10], etc ... ont montré l'intérêt de cette technique. Cependant, ces radiomètres présentaient certains inconvénients. Notre travail a débuté suite à la remarque évidente suivante : l'image des intensités radiométriques, mesurées en différents points de la surface cutanée est liée à la distribution de température en profondeur. Une telle image permet de mieux visualiser des anomalies thermiques sous cutanées en comparaison avec un simple relevé effectué en déplaçant une sonde selon une ligne. Pour élaborer de nouvelles méthodes diagnostiques, l'I.T.M.O. s'avère être un moyen efficace. L'acquisition d'un grand nombre de mesures radiométriques et la connaissance précise des points où les mesures sont effectuées, sont indispensables pour construire une image radiométrique.

Dans cette partie, nous rappelons la constitution du système radiométrique multisonde (TMOM) réalisé dans ce but [11] [12] [13] ; nous décrivons les modes de déplacement de la multisonde retenus et l'exploitation des données conduisant à la synthèse des images radiométriques. Une première étude expérimentale sur modèle, destinée à déterminer la taille d'un objet thermogène ramassé à partir de l'extraction de contour de l'image, est confrontée à l'étude numérique menée au § 1.3.3.

### **2.2 Système radiométrique multisonde**

Dans le système décrit précédemment [11] [12] [13], le capteur est constitué de six sondes juxtaposées. Chacune de ces sondes est reliée par un commutateur multivoies à un radiomètre classique fonctionnant dans la bande 2,5 - 3,5 GHz. Un microordinateur (Apple IIe) gère la

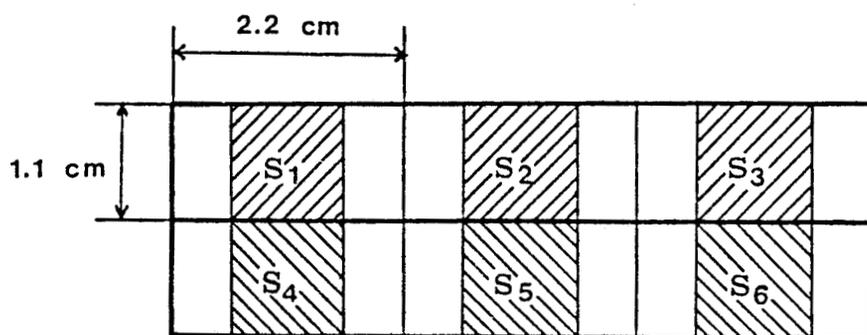


Figure 2.2 : Configuration géométrique de l'ouverture des sondes mettant en évidence (parties hachurées) les surfaces sensibles à la mesure radiométrique.

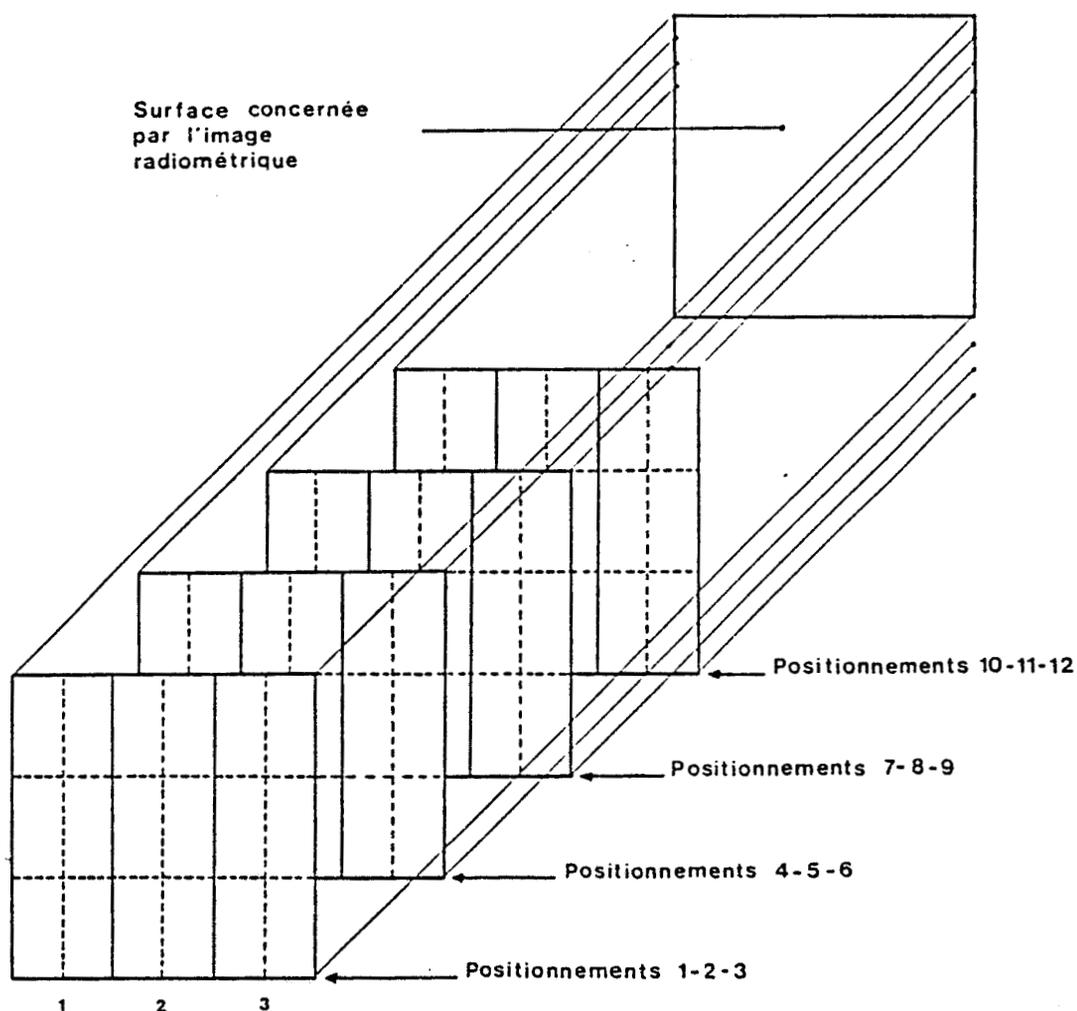


Figure 2.3 : Mode de positionnement de la multisonde conduisant à l'acquisition de 72 mesures radiométriques.

commutation des sondes, réalise l'acquisition des signaux radiométriques ainsi que la synthèse de l'image (Fig. 2.1). Il intervient aussi dans la méthode d'inversion qui sera décrite au chapitre 3.

Ce système est conçu de manière à s'affranchir des coefficients de réflexion à l'interface sonde-tissus par la méthode de zéro [14] [15]. Avec six sondes différentes, tout se passe comme si on disposait, au niveau des mesures, de six radiomètres différents. Il faut donc étalonner le système au préalable sur un modèle (généralement de l'eau) à température connue ; les courbes d'étalonnage de chaque sonde sont mémorisées et les réponses des radiomètres peuvent être traduites en termes de températures radiométriques.

## 2.3 Synthèse des images radiométriques

### 2.3.1 Principe de la méthode en simple recouvrement

Les possibilités d'utilisation d'un tel système d'imagerie en médecine ont montré, dès le début, que l'investigation sur une surface carrée d'environ  $0,5 \text{ dm}^2$  pouvait être une base de travail raisonnable. Chaque sonde [16] présentant une ouverture de  $2,2 \times 1,1 \text{ cm}^2$ , le choix de l'association de six sondes a été retenu, conduisant à la solution présentée figure 2.2.

Par ailleurs, et l'étude théorique l'a montré, la sonde est plus sensible autour du centre de son ouverture, au rayonnement thermique émis par le matériau. Le manque d'information concernant les parties claires des ouvertures des sondes (Fig. 2.2) peut être compensé par un mode de positionnement correspondant à un recouvrement partiel de ces surfaces lors des déplacements de la multisonde.

Ainsi, considérant l'investigation d'une surface de dimension  $6,6 \times 6,6 \text{ cm}^2$ , nous avons d'abord défini le mode de positionnement présenté figure 2.3 basé sur le traitement de 72 mesures radiométriques. Le calcul des signaux radiométriques donné au § 1.3.1 a permis d'estimer, dans le cas d'un matériau homogène à température uniforme, le pourcentage de signal issu du matériau situé face à l'ouverture, dans le prolongement des surfaces a, b, c, d, e, f, g, h (Fig. 1.3). Nous avons choisi les surfaces a, b, c, d de telle sorte qu'elles représentent chacune un quart de la surface de l'ouverture, ceci afin de faciliter les déplacements.

Dans ces conditions et dans l'étape actuelle de nos recherches, nous avons approximé ces

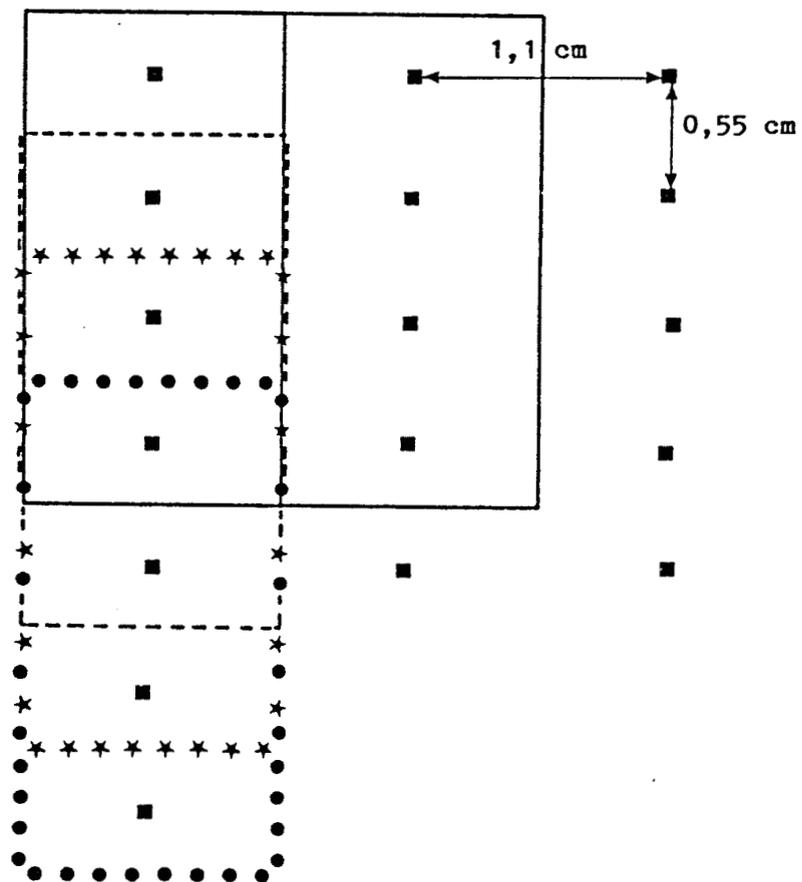


Figure 2.4 : Mode de quadrillage de la surface sous investigation (■ centre des quarts de sonde).

résultats en admettant que les volumes situés face aux surfaces b,c et a,d correspondent respectivement à 75 % et 25 % du signal reçu tandis que ceux face à e, f, g, h sont négligés.

En pratique, il se peut que la sonde soit couplée à un matériau où existe un gradient de température. On mesure donc un certain écart de température radiométrique que nous appellerons  $\Delta T_r$ . Les sondes positionnées en des points voisins vont mesurer chacune un signal a priori différent  $\Delta T_{ri}$ . Le procédé d'imagerie que nous avons ainsi défini consiste à attribuer, pour chaque sonde  $i$  et aux surfaces du type a, d et b,c les intensités radiométriques  $\Delta T_{ri}$  affectées respectivement des coefficients  $x = 0,125$  et  $y = 0,375$ . Le centre de chaque surface de type a, b, c, d est ainsi affecté d'une température  $\Delta T_{rj}$  qui dépend des quatre mesures  $\Delta T_{rj1}$  à  $\Delta T_{rj4}$  soit :

$$\Delta T_{rj} = x\Delta T_{rj1} + y\Delta T_{rj2} + y\Delta T_{rj3} + x\Delta T_{rj4} \quad (2-1)$$

On obtient ainsi une matrice d'intensités radiométriques. Le mode de quadrillage de la surface est donné en figure 2.4.

Ce mode de positionnement des sondes est appelé "recouvrement vertical". On définit également un mode de "recouvrement horizontal" qui consiste à faire subir une rotation de  $90^\circ$  à la figure 2.4.

L'ensemble des valeurs de  $\Delta T_{rj}$  sont comprises dans une certaine gamme de température qui sert à définir les seize pseudocouleurs de l'image. Dans certains cas, cette gamme de température dynamique est définie à partir des résultats obtenus sur deux surfaces.

La synthèse de l'image est réalisée (Fig. 2.4) :

- d'abord par interpolation entre les points situés sur les mêmes horizontales,
- puis par interpolation entre les points images des horizontales successives.

Compte tenu de la résolution de l'écran, huit pixels séparent deux points sur la même horizontale, quatre pixels séparent deux points sur la même verticale.

### 2.3.2 Exemples sur modèles (simple recouvrement)

Les premiers essais de faisabilité de cette méthode ont été réalisés par L. Enel sur un modèle constitué d'un tube de verre dont l'axe est parallèle à la surface du liquide de température  $T_0$  dans lequel circule une eau portée à  $T_0 + \Delta T$  [11] [12]. Nous avons généralisé ces essais sur des objets de même type afin d'étudier les différents modes de recouvrement vis-à-vis d'objets de diamètre

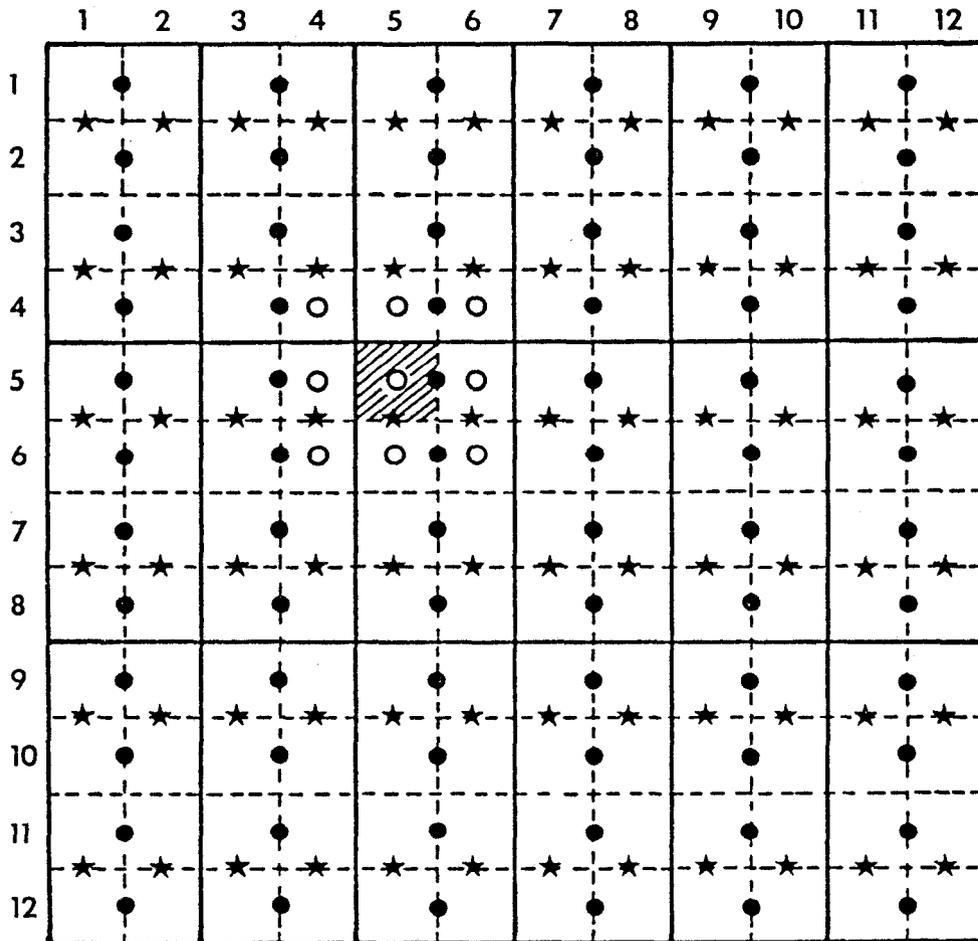


Figure 2.7 : Mode de quadrillage de la surface sous investigation dans la méthode du double recouvrement.

Centres de quart de sondes : ● en recouvrement vertical  
 ★ en recouvrement horizontal  
 ○ points image à interpoler

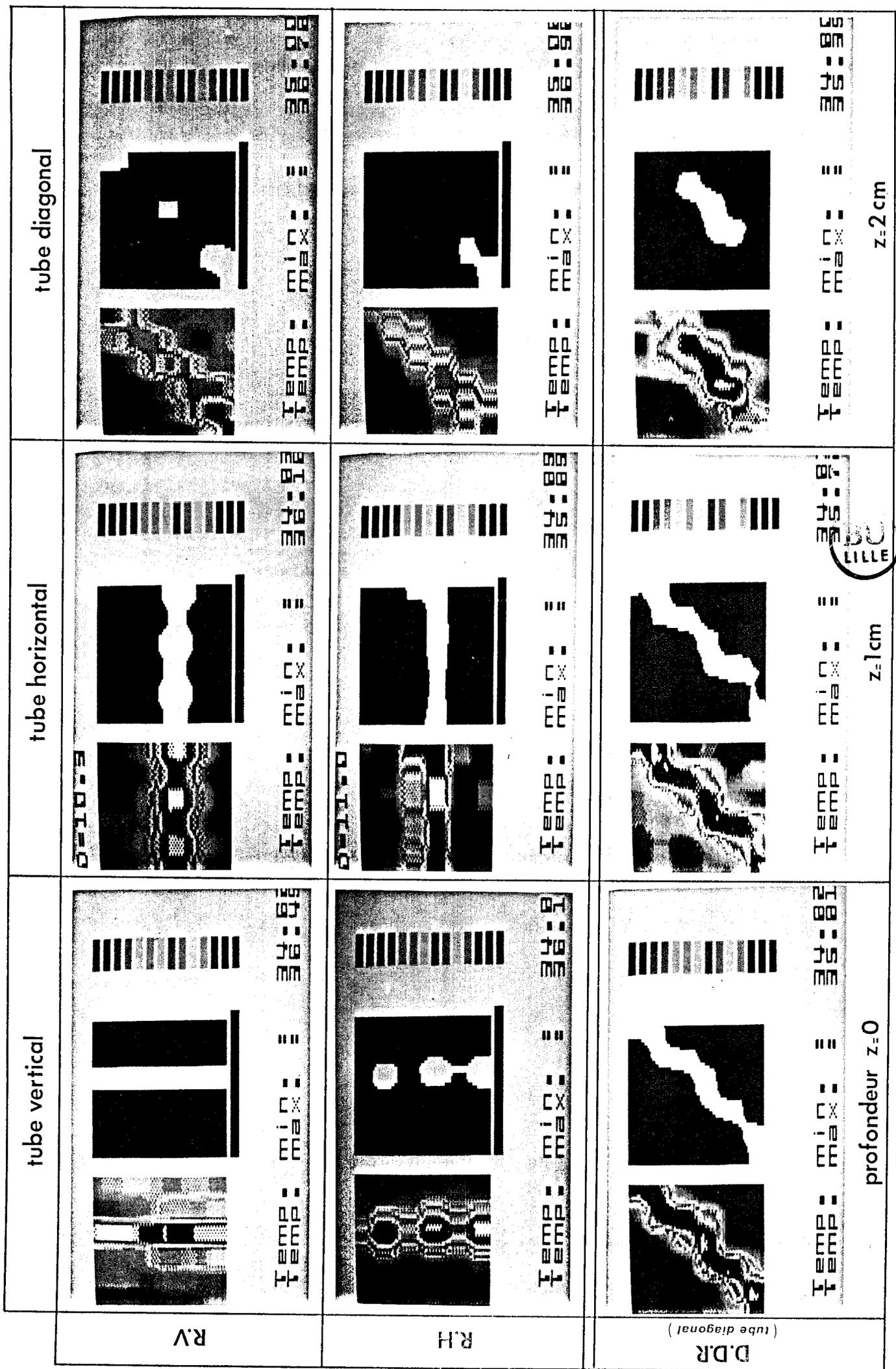


Figure 2.5 : Images d'objets thermogènes cylindriques (eau) parallèles à la surface du modèle : - en recouvrement vertical (R.V)  
- en recouvrement horizontal (R.H)  
- en double recouvrement, 144 més. (D.D.R.)

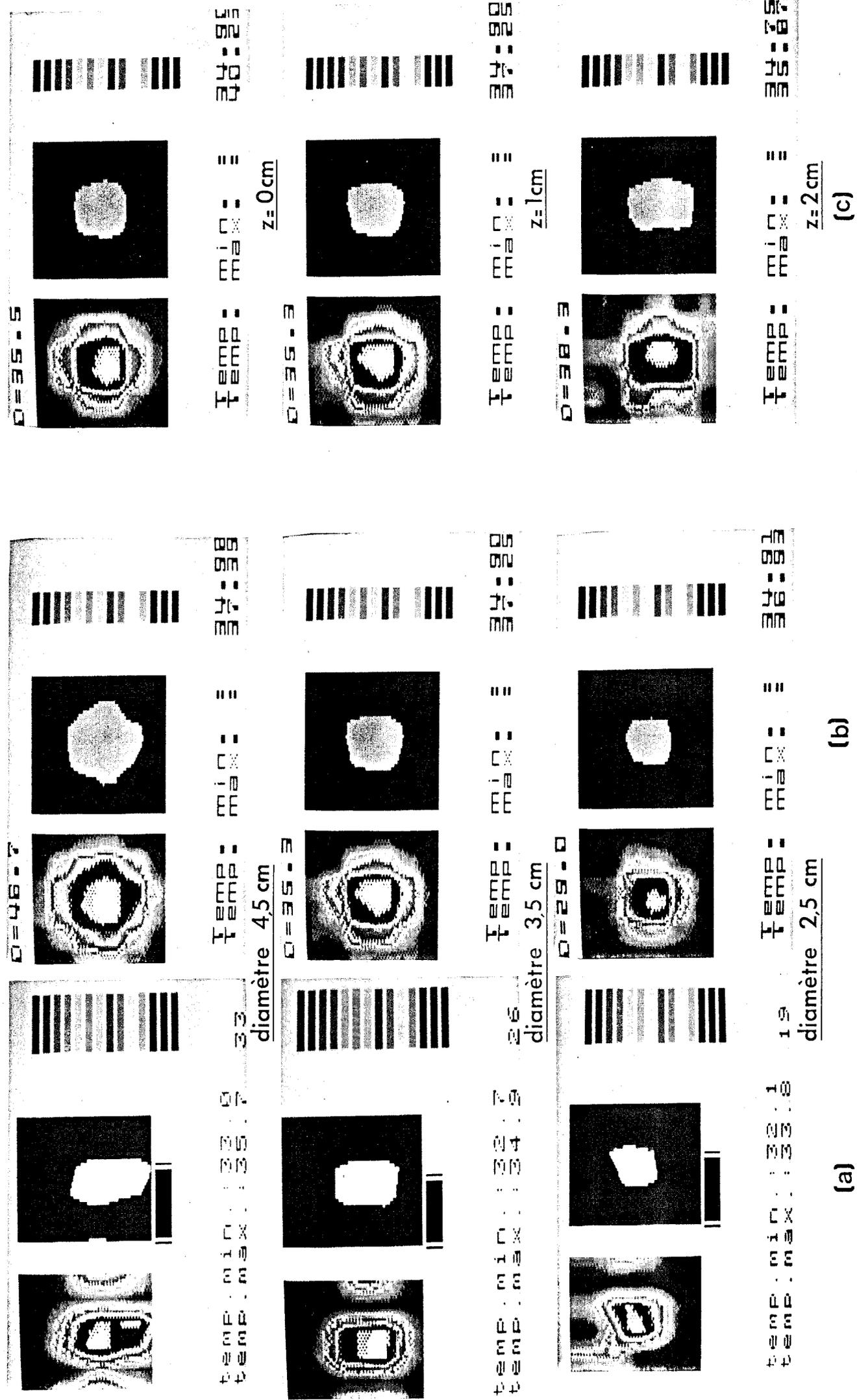


Figure 2.6 : Images d'objets cylindriques dont les axes sont perpendiculaires à la surface d'investigation

différent, placés dans des positions différentes.

Les images correspondantes (du type présenté figure 2.5, planche II) sont conformes à la géométrie de l'objet :

- en "recouvrement vertical" lorsqu'il est vertical,
- en "recouvrement horizontal" lorsqu'il est horizontal.

Dans d'autres cas, l'image n'est pas significative de l'objet.

Des images ont aussi été réalisées sur des cylindres dont l'axe est perpendiculaire à la surface du liquide (Fig. 2.6a, planche III). En recouvrement vertical, on note un désaccord entre l'image et la géométrie de l'objet, cependant, les dimensions verticales correspondent bien à la grandeur de l'objet.

Ces résultats indiquent un net progrès dans l'exploitation de la radiométrie mais les images ne respectent pas toujours la géométrie de l'objet, le mode de positionnement des sondes intervenant sur le résultat. Ces inconvénients peuvent être incriminés au fait que le quadrillage (Fig. 2.4) définissant les acquisitions n'est pas effectué de façon régulière.

Pour remédier à ce défaut, nous avons symétrisé l'image en combinant les deux modes de recouvrement.

### 2.3.3 Méthode du double recouvrement

Pour rendre compte d'une façon plus satisfaisante de la forme des objets, nous avons défini un autre mode de synthèse d'image fondé sur un doublement du nombre des mesures radiométriques.

Pour cela, on conserve le mode d'acquisition décrit sur la figure 2.3, mais pour une surface donnée, on réalise deux fois ce procédé en combinant le "mode vertical" et le "mode horizontal". Dans ces conditions, la figure 2.7 fait apparaître les points de mesure en "mode vertical" (●) et en "mode horizontal" (★) auxquels sont affectées les températures  $\Delta T_{rj}$ . Chaque centre (○) de carré (figurant en hachuré Fig. 2.7) est alors affecté de la moyenne des  $\Delta T_{rj}$  associés aux centres de deux de ses côtés et provenant des deux types de recouvrement. On réalise ensuite l'interpolation entre les valeurs associées aux différents points (○), distants entre eux de 5,5 mm et régulièrement répartis sur la surface.

Des images ainsi obtenues sur différents modèles (Fig. 2.5, planche II et Fig. 2.6b, planche III) montrent l'intérêt d'utiliser le double recouvrement, associé au traitement que nous venons de décrire :

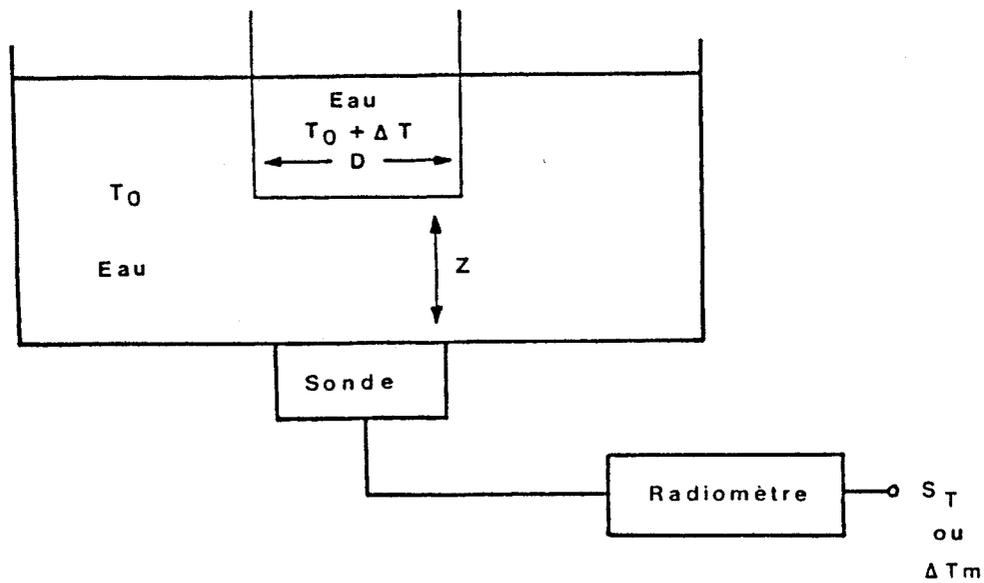


Figure 2.8 : Modèle expérimental utilisé où l'objet cylindrique à un diamètre  $D$ , porté à la température  $T_0 + \Delta T$  et distant de la sonde de la profondeur  $z$ .

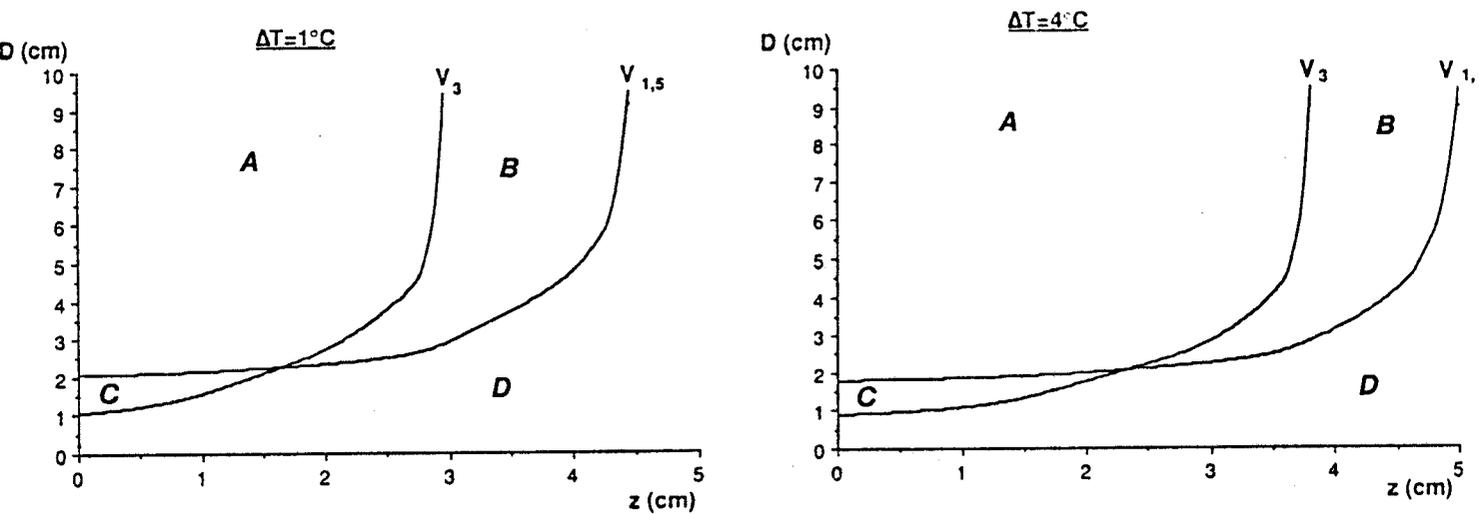


Figure 2.9 : Diagramme définissant la visibilité d'objets thermogènes (selon Fig. 2.8, pour  $\Delta T = 1$  et  $4^\circ\text{C}$ ).  
Eau ( $T_0 = 35^\circ\text{C}$ ) à 1,5 GHz ( $V_{1.5}$ ) et 3 GHz ( $V_3$ )

ainsi, à la différence des cas précédents, pour un objet cylindrique perpendiculaire au dioptré, on retrouve maintenant une image fidèle à la section de l'objet. Appliquée au cas d'objets cylindriques d'axes parallèles au dioptré, la méthode du double recouvrement apporte également une nette amélioration de la qualité de l'image (Fig. 2.5, planche II).

## 2.4 Etude de la qualité des images

L'intérêt des images est lié à leur fidélité à reproduire des objets. On peut étudier successivement les conditions de leur visibilité, la possibilité de déterminer la taille de l'objet à partir de l'image, la résolution spatiale ou distance minimale séparant deux objets que l'on sait distinguer et la notion de contraste.

### 2.4.1 Notion de visibilité

Nous considérons par exemple, le cas de structures thermogènes cylindriques dont l'axe est perpendiculaire à la surface du milieu dissipatif (Fig. 2.8). On dispose expérimentalement ou à partir de la méthode modale, des données du type  $\Delta T_m / \Delta T$ , fonction de la profondeur  $z$ , pour différents diamètres  $D$  [17] [18] [19].

L'écart de température minimal décelable par le radiomètre est typiquement de  $0,1^\circ\text{C}$  pour un temps de mesure de 1 seconde. Il en résulte que la valeur minimale mesurable de  $\Delta T_m / \Delta T$  est de  $0,1/\Delta T$ . On peut alors déterminer des couples de valeurs  $D$  et  $z$  caractérisant les limites de visibilité pour les objets donnés.

Les résultats présentés figure 2.9, donnant les lieux associés à ces couples de valeurs, sont les diagrammes de visibilité à 1,5 et 3 GHz ( $V_{1,5}$  et  $V_3$ ) obtenus sur l'eau pour différents écarts de température.

Les courbes  $V_3$  et  $V_{1,5}$  délimitent quatre zones d'exploitation A, B, C, D :

- Les zones A correspondent à une visibilité aux deux fréquences. Le maximum d'information peut être obtenu sur la structure thermogène et nous verrons au chapitre 3 que c'est dans ces zones que l'on peut déterminer les paramètres liés à la reconnaissance complète de l'objet.

Diamètre objet (mm)	Profondeur z(mm)	Diamètre image/p (mm)	Diamètre moyen (mm)	Erreur $\Delta D$ (mm)
45	10	48,5	47,75	0,75
	20	47		
35	5	33,8	36,2	2,4
	10	38,2		
	20	36,7		
25	5	26,5	27,9	1,4
	10	27,9		
	20	29,4		

**Tableau 2.1 :** Valeurs des diamètres relevés sur des images obtenues en "recouvrement vertical". ( $P = 0,68$  ; facteur de calibration en recouvrement vertical)

Diamètre objet (mm)	Profondeur z (mm)	Diamètre image/ $P_d$ (mm)	Valeur moyenne (mm)	erreur $\Delta D$ (mm)
45	5	48,6	46,7	1,9
	10	45,8		
	20	45,8		
35	0	31,7	36	4,3
	5	38,4		
	10	34,6		
	20	39,3		
25	0	27,2	26,5	2,2
	5	24,3		
	10	27,2		
	20	27,2		

**Tableau 2.2 :** Valeurs des diamètres relevés sur des images obtenues en "double recouvrement". ( $P_d = 0,74$  ; facteur de calibration en double recouvrement)

- Pour les zones B et C, l'observation ne peut être faite qu'à une fréquence.
- Enfin, pour les zones D, aucun des objets n'est visible.

Dans ce cas, le radiomètre ne capte plus qu'une température uniforme. Il est à noter que l'image obtenue pour un tel milieu est bien une image uniforme.

## 2.4.2 Extraction de contours : diamètre d'un cylindre

Il s'agit de retrouver la taille d'un objet à partir de l'image radiométrique. Cette information sera particulièrement précieuse dans la définition d'une méthode d'inversion décrite au chapitre 3.

L'extraction de contour en simple recouvrement avait été considérée par L. Enel [12] qui définissait un rapport de conversion ou seuil d'écrtage de l'image de 70% par rapport au signal maximum. La précision obtenue sur la dimension transversale d'un modèle carré (paroi de 5 mm d'épaisseur) était de  $\pm 3$  mm.

Cette étude a été reprise sur des objets cylindriques (paroi de 2,5 mm d'épaisseur). Nous comparons, dans les tableaux 2.1 et 2.2, l'influence du mode de recouvrement sur l'erreur de dimensionnement de l'objet. On constate que le double recouvrement permet de retrouver la forme des objets mais l'erreur sur D reste de l'ordre de 3 mm.

Par contre en n'opérant pas, comme précédemment, sur une seule dimension de l'image mais en faisant une intégration sur toute sa surface, l'erreur commise est généralement réduite (Tab. 2.3). Elle devient inférieure à 2 mm pour les cas traités et s'exprime par

$$\frac{\Delta D}{D} < 0,05 \quad (2-2)$$

## 2.4.3 Notion de résolution spatiale et de contraste

Nous avons montré le progrès réalisé avec un double recouvrement. Nous allons donc utiliser cette méthode pour définir la qualité de l'image radiométrique en terme de reproductibilité, résolution spatiale et contraste.

La reproductibilité de l'image d'un objet thermique est excellente même si le quadrillage (Fig.

Diamètre objet (mm)	Profondeur z (mm)	Diamètre image/ $P_s$ (mm)	Valeur moyenne (mm)	Erreur $\Delta D$ (mm)	Erreur relative $\frac{\Delta D}{D}$
45	5	47,6	46,3	1,9	0,042
	10	46,7			
	20	44,4			
35	0	35,5	36,8	1,6	0,045
	5	37,9			
	10	35,3			
	20	38,3			
25	0	29,8	28,6	1,2	0,048
	5	27,2			
	10	29			
	20	28,1			

**Tableau 2.3 :** Valeurs des diamètres relevés sur des images obtenues en "double recouvrement" par intégration de la surface. ( $P_s = 0,61$  ; facteur de calibration en double recouvrement et intégration de surface)

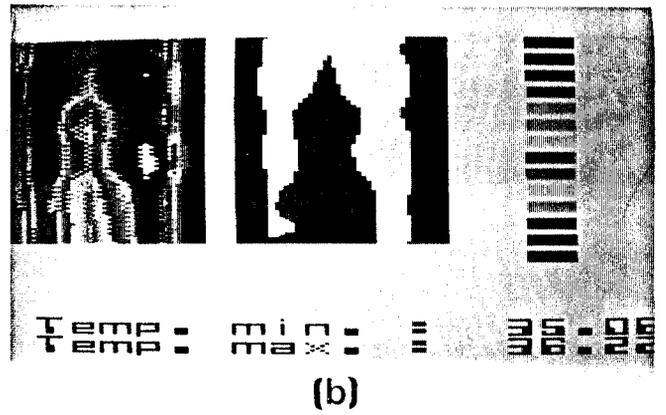
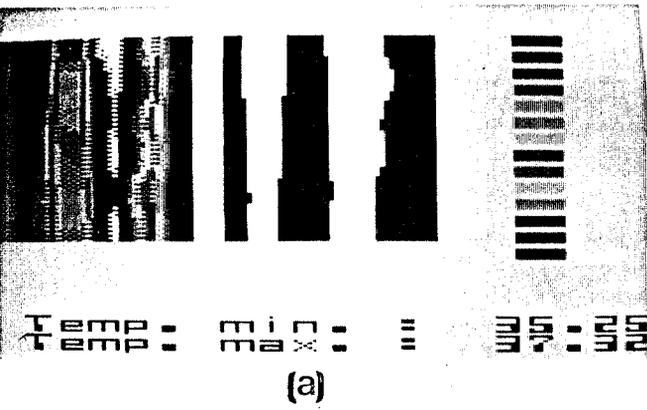


Figure 2.10 : Double tuyau de 2 cm de diamètre, écarté de 1 cm ( $\Delta T = 5^\circ\text{C}$ )

(a) situé au contact de la surface d'investigation

(b) plongé à 1 cm de la surface.



Figure 2.11 : Double tuyau de 0,5 cm de diamètre, plongé à 0,5 cm de la surface d'observation, écarté de 3 cm ( $\Delta T = 5^\circ\text{C}$ ).

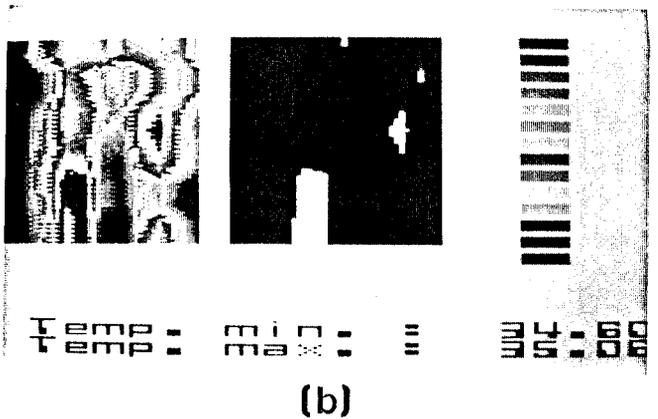
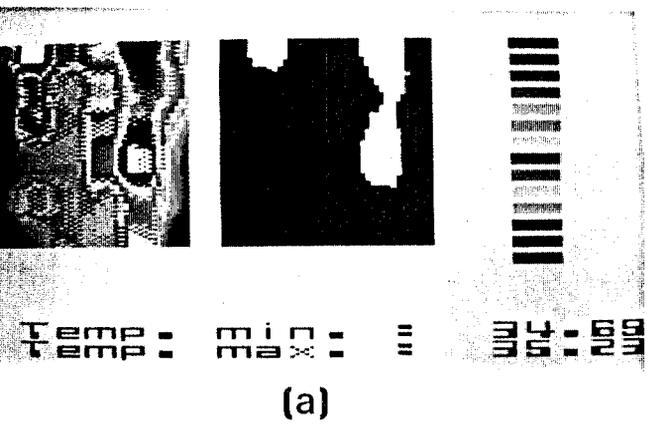


Figure 2.12 : Double tuyau de 0,5 cm de diamètre, plongé à 0,5 cm de la surface d'observation, écarté de 2 cm ( $\Delta T = 5^\circ\text{C}$ ).

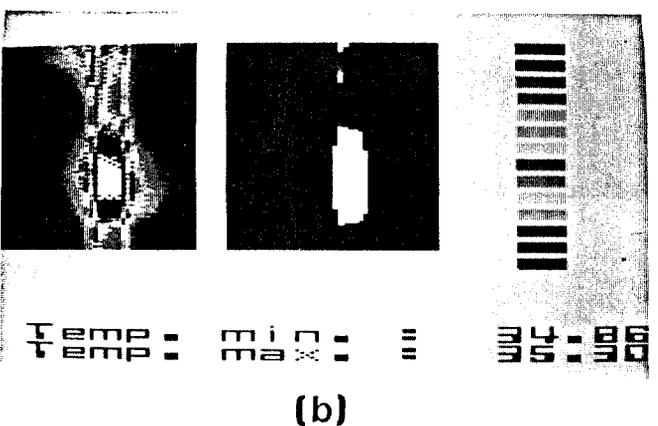
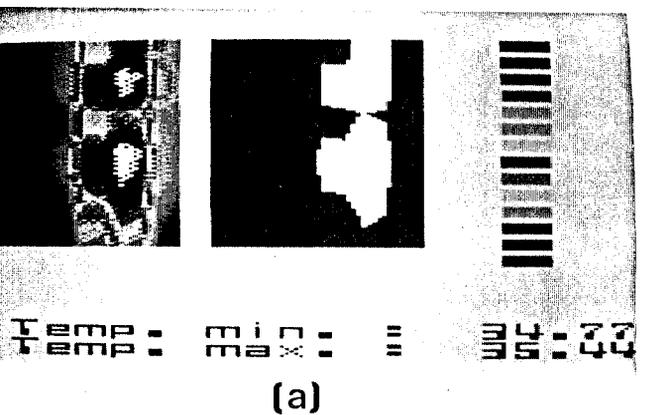


Figure 2.13 : Double tuyau de 0,5 cm de diamètre, plongé à 0,5 cm de la surface d'observation, écarté de 1 cm ( $\Delta T = 5^\circ\text{C}$ ).

2.7) est déplacé par rapport à l'objet si l'on se place dans les mêmes conditions d'expérience (grandeur de l'objet, différence de température, profondeur), et si les objets sont de taille supérieure ou égale à 1 cm (soit la moitié de l'ouverture de la sonde).

Une introduction à l'étude de la résolution spatiale a été menée en considérant des objets thermiques, différents des précédents (Fig. 2.8), constitués de deux tubes parallèles entre eux dont les axes sont parallèles au dioptré. On prend différentes valeurs de diamètre  $D$ , d'écartement  $L$ , de profondeur  $z$ . La résolution spatiale peut être définie comme la distance minimale séparant les deux objets telle que les images de ces objets soient distinctes. On considère, dans un premier cas, les valeurs  $D = 2$  cm,  $L = 1$  cm,  $z = 0$  et  $1$  cm ;  $\Delta T = 5^\circ\text{C}$  (Fig. 2.10, planche IV). Les images correspondantes permettent de bien distinguer les objets. Une tentative de détection de seuil permet d'envisager une interprétation quantitative. Notons que les valeurs de  $\Delta T m_{\max}$  sont supérieures à  $1^\circ\text{C}$ .

Les autres cas examinés correspondent à des situations plus difficiles compte tenu des valeurs réduites de  $\Delta T m_{\max}$  (comprises entre  $0,5$  et  $0,7^\circ\text{C}$ ) relativement proches de la marge d'erreur commise sur une mesure radiométrique unique.

Le diamètre des objets a été réduit à  $0,5$  cm pour  $L = 3$  cm et  $2$  cm (Fig. 2.11 et 2.12, planche IV). On peut encore distinguer les deux objets. Les différences d'intensité sur l'image peuvent être attribuées à un mauvais positionnement. En effet, la profondeur a un rôle important sur l'image : les figures 2.12 a et b sont obtenues pour des inclinaisons de l'objet différentes de quelques degrés. Une extraction de contour appropriée à ce type d'image devrait pouvoir être définie.

Enfin, pour une valeur réduite de l'écartement ( $L = 1$  cm), l'imagerie radiométrique permet une détection mais pas une reconnaissance de forme (Fig. 2.13, planche IV). La méthode, sous sa forme actuelle, semble devoir être repensée. En effet, l'image obtenue, pour un même objet, dépend de la position relative de l'objet par rapport au maillage de l'acquisition des signaux radiométriques.

Un dernier point à aborder est celui du contraste. L'étalement de la tache ou de la forme du tuyau se fait sur environ deux fois la grandeur de l'objet (planche II et III) pour un objet repéré par le "double recouvrement". Il ne varie pas non plus en fonction de la profondeur de l'objet (donc corrélativement avec la température de celui-ci).

## **2.5 Expérimentation clinique du système I.T.M.O.**

### **2.5.1 Introduction**

L'expérimentation clinique a été rendue possible grâce à une collaboration avec l'équipe du Pr. Giaux au Centre Oscar Lambret (C.O.L.) de Lille. Elle est faite sur des lésions correspondant à des tumeurs du sein. Dans cette partie, nous décrivons d'abord le mode opératoire et son évolution permettant de répondre aux différents problèmes pratiques au fur et à mesure que nous avons été en mesure de les formuler. Nous décrivons ensuite les différentes phases de l'évaluation clinique qui se poursuit actuellement. Dans une première étape, opérant sur des tumeurs malignes, notre méthode s'est avérée être aussi performante que les procédés classiques de dépistage (palpation, mammographie, ponction)<sup>1</sup> mais son intérêt se trouve limité du fait de l'antériorité des méthodes classiques. C'est pourquoi, nous avons été amenés à nous poser une autre question : l'imagerie radiométrique est-elle capable de déceler si une tumeur non palpable et de taille réduite est maligne ou bénigne, question à laquelle les méthodes classiques de dépistage ne savent pas encore répondre.

Bien que le nombre de patientes participant à ce test soit encore relativement réduit, il nous apparaît dès maintenant que notre procédé devrait apporter une réponse positive. Nous expliquons ici, les différentes étapes de cette recherche clinique.

### **2.5.2 Mode opératoire et évolution de la technique**

La technologie du radiomètre et la méthode d'acquisition des données ont déjà été décrites par C. Semet [13] et L. Enel [20]. Nous présentons ici l'évolution chronologique des améliorations apportées à l'imagerie thermique qui permet actuellement de réaliser des images de grande qualité sur les patientes.

---

<sup>1</sup> Il est à noter que de l'avis des cliniciens et compte tenu de leur expérience, la technique infrarouge est inopérante pour ce type d'application du fait de sa faible profondeur de pénétration (quelques microns) et des effets d'émissivité

Cas observé	Ecart observé	
	côté droit	côté gauche
1	+ 0,76	+ 1,11
2	+ 0,9	+ 0,3
3	+ 0,2	+ 0,1
4	+ 0,8	+ 0,6
5	+ 0,5	+ 1
6	+ 1	+ 1,34
7	+ 1,08	+ 0,87
8	+ 0,6	+ 1
Valeur moyenne globale		: + 0,7
Ecart type		: 0,34

**Tableau 2.4 :** Ecart de température relevés entre le début et la fin d'examens (salle non thermostatée).

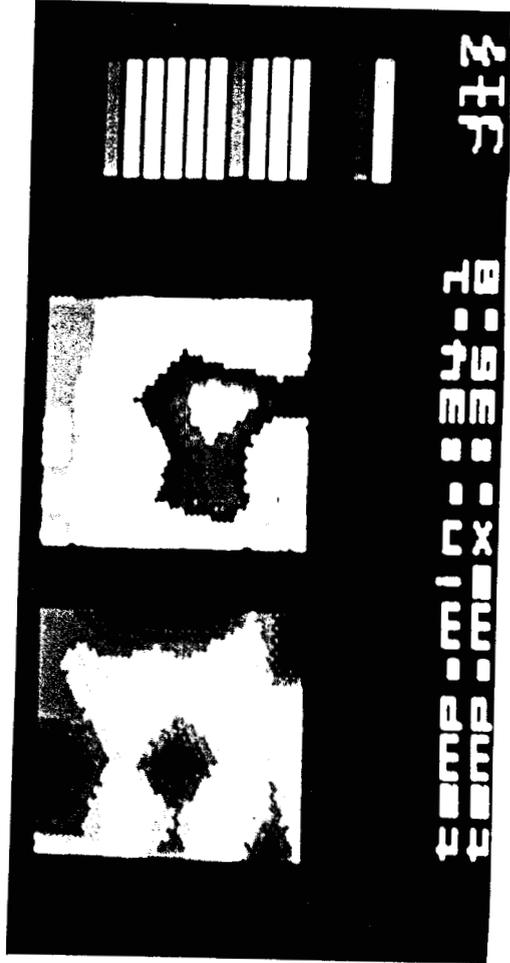


Figure 2.14 : Exemple de premières images radiométriques : existence d'un gradient thermique important.

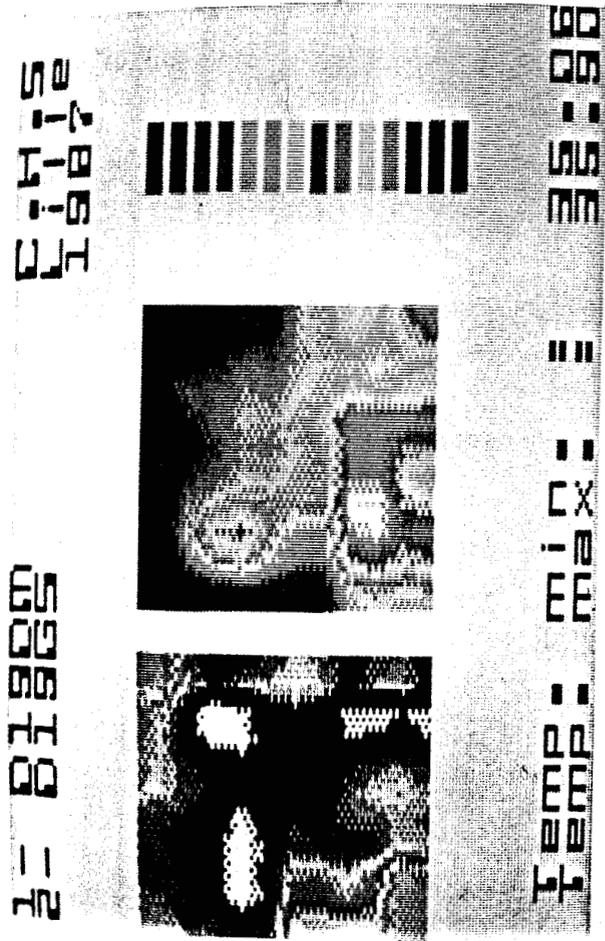


Figure 2.17 : Exemples d'images radiométriques obtenues sur patientes dans l'étape actuelle.

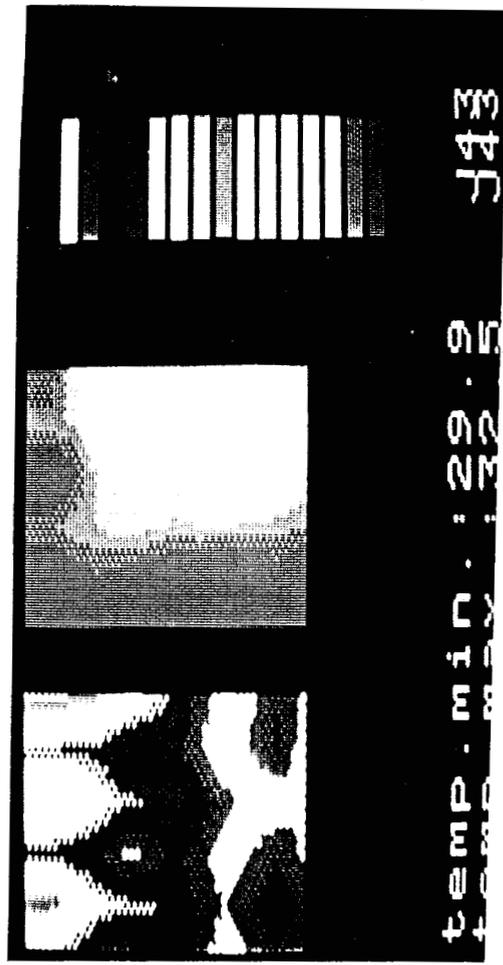
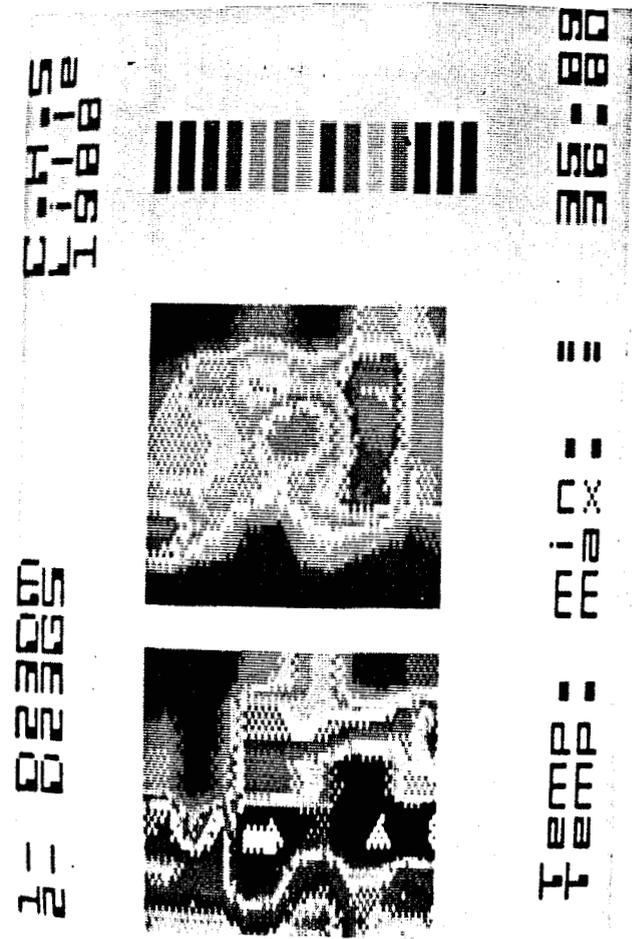


Figure 2.15 : Image radiométrique 72 mesures sur un volume homogène moins important.



### 2.5.2.1 Thermostatisation des sondes

Il a été montré, lors des premières exploitations, qu'il est nécessaire de maintenir la température des sondes à un niveau voisin de la température de la peau du patient, soit une température comprise entre 34 et 35°C. Le non respect de cette règle entraîne une dérive en température au cours du temps qui est incompatible avec l'acquisition d'une image radiométrique.

Pour remédier à ce problème, on place au préalable, la tête de réception du radiomètre multisonde sur un bain d'eau thermostaté à 35°C.

### 2.5.2.2 Premières images radiométriques

Les premières images furent faites sur des patientes atteintes de tumeurs malignes de taille importante (diamètre supérieur à plusieurs centimètres) afin de montrer la faisabilité de la méthode. Après un étalonnage sur une partie de l'abdomen la plus homogène possible, la méthode consiste à prendre deux images symétriques, de part et d'autre des deux seins. L'exploitation de l'image couvrant la zone pathologique peut ainsi être comparée à une image de référence. Pour ces premières images dont un exemple est donné figure 2.14, planche V, on constate une bonne localisation de la tumeur, repérée préalablement par palpation. Le fort écart de température, compris entre 1,5 et 2°C, est favorable à la construction d'une image radiométrique significative.

Les premiers essais ayant été concluant, ils ont été poursuivis dans un but de dépistage. Les tumeurs ne sont plus forcément repérées par palpation (tumeur de diamètre supérieure à 1 cm en général) mais par mammographie (Rayon X) systématique ou de dépistage. La taille de la tumeur est ici notablement moins importante (de 1 à 2 cm) mais elle est toujours ponctionnable. Dans cette deuxième étape, les différences de température observées sur l'image pathologique sont toujours importantes, mais la taille réduite de la lésion entraîne un phénomène d'artefact (Fig. 2.15, planche V) sans doute lié à l'utilisation du mode "simple recouvrement".

On a en effet observé des résultats analogues (objets cylindriques dont l'axe est parallèle au dioptré) sur la figure 2.5, planche II, pour un tube horizontal en recouvrement vertical et pour un tube vertical en recouvrement horizontal.

Ceci suggère de passer à un mode de recouvrement plus performant : l'utilisation du double recouvrement à 144 mesures prend toute sa signification. C'est l'objet de la troisième étape, consacrée aux relevés de zones suspectes à très faibles gradients de température.

Dans ce cas de figure, nous nous sommes heurtés à la difficulté suivante : lors de certaines

Cas observé	Ecart observé		Valeur moyenne Globale	Ecart type	Température de la pièce
	coté droit	Coté gauche			
1	+0,2	+0,2	0,30	0,23	25
2	+0,2	+0,5			25
3	-0,25	0			25
4	+0,3	+0,6			25
5	+0,9	+0,3			25
6	0	+0,25			25,5
7	+0,1	+0,45			25,5
8	-0,12	+0,12	0,34	0,19	26
9	0	+0,2			26
10	0	+0,1			26
11	+0,3	-0,1			26
12	+0,4	+0,24			26,5
13	+0,1	+0,7			26,8
14	-0,2	-0,14			27
15	+0,1	-0,2			27
16	+0,2	+0,4			27
17	+0,4	0			27
18	+0,15	+0,1			27
19	+0,1	-0,2			27
20	-0,4	+0,16	0,54	0,32	27,5
21	+0,54	+0,25			27,5
22	+1,2	+0,3			28
23	0	+0,3			28,5
24	+0,5	+0,7			29
25	+1	+1			29,5
26	+0,67	+0,74			30
27	+0,2	+0,8			30
28	+0,2	+0,8			30
29	+0,76	+0,3			30

**Tableau 2.5 :** Evolution des écarts de température entre le début et la fin de l'examen en fonction de la température de la salle thermostatée

manipulations, nous obtenions une inversion de température entre l'image de référence et l'image de la zone suspecte. Ce phénomène peut s'expliquer par un refroidissement de la peau, pour certaines personnes, qui fausse complètement les conditions d'acquisition des données radiométriques .

Dans la dernière étape de mise au point, pour remédier à ce problème, nous avons décidé de mettre les patientes dans une pièce thermostatée. Nous avons alors relevé, sur plusieurs cas, un écart de température maintenant positif entre le début et la fin de l'examen (Tab. 2.4). Ces observations nous indiquent qu'il convient :

- de ménager un temps de mise en température des patientes,
- de rechercher la température de la pièce compatible avec une stabilité thermique du sujet au cours de l'acquisition des mesures.

Il s'est avéré qu'une période d'attente de 15 minutes et une thermostatisation à 26°C semblent optimales : c'est en effet dans ces conditions (Tab. 2.5) que l'on enregistre les écarts les plus faibles entre les températures radiométriques, mesurées en un point du corps, avant et après la durée des acquisitions de données constituant l'image synthétique.

### **2.5.2.3 Estimation de la sensibilité en température de l'image radiométrique sur tissus vivants**

L'estimation de la sensibilité du T.M.O.M., ou erreur de température maximale commise lors de la réalisation d'une image peut être étudiée sur l'eau, milieu homogène en permittivité et température.

La sensibilité théorique d'un point image peut être estimée comme suit. La conception du radiomètre utilisé permet une sensibilité de la mesure à  $\pm 0,1^{\circ}\text{C}$ . L'erreur commise sur un point image est l'erreur commise sur une moyenne de 4 mesures pour le simple recouvrement, de 8 mesures pour le double recouvrement. Dans ce cas, nous ne pouvons pas, pour calculer l'erreur globale, utiliser la loi normale comme loi de distribution étant donné le faible nombre de mesures. Nous choisirons alors, comme estimateur, la loi de Student qui permet de définir une erreur de mesure (ou intervalle de confiance) même pour un faible nombre de valeurs mesurées. Cette loi est donnée par les relations suivantes :

$$- \langle x \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (2-3)$$

### MESURE

35.04	34.93	34.90	34.90	34.96	34.87
34.84	34.82	35.05	34.94	34.91	34.80
35.02	34.93	34.89	34.92	34.96	34.93
35.02	34.90	34.90	34.90	35.07	34.87
34.79	34.95	34.76	34.89	34.74	34.93
34.84	34.84	34.88	34.98	34.92	34.95
34.95	34.82	34.87	34.92	34.86	34.78
34.81	34.85	35.02	34.80	34.82	34.92
35.04	34.99	35.03	35.06	34.87	35.10
34.84	35.03	34.81	35.12	34.90	35.10
34.96	35.12	34.86	35.04	34.95	34.96
35.02	35.03	34.92	35.12	35.07	35.13

$$\bar{x}=34.93$$

**Tableau 2.6 :** Exemple d'un relevé effectué sur une eau à température uniforme ( $\approx 34,9^{\circ}\text{C}$ ) en simple recouvrement (matrice image de 72 mesures)

$$\text{-erreur commise : } \pm t \cdot \frac{S_n}{\sqrt{n}} \quad (2-4)$$

où  $n$  représente le nombre de valeurs mesurées ( $n = 4$  ou  $8$  dans notre cas),

$S_n^2 = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \langle x \rangle)^2}{n-1}$  équivalente de la variance (dans le cas le plus défavorable,  $(x_i - \langle x \rangle)$  est toujours égale à  $\Delta T = 0,1^\circ\text{C}$ ).

$t$ , la variable de "Student" donnée dans des tables, dépendant de l'intervalle de confiance choisi.

Ainsi, l'erreur commise pour un intervalle de confiance à 95% est :

pour  $n = 4$ ,  $t = 2,13$ , on obtient  $\langle x \rangle \pm 1,2 \Delta T$  (l'erreur est alors  $\pm 0,12^\circ\text{C}$ ).

pour  $n = 8$ ,  $t = 1,86$ , on obtient  $\langle x \rangle \pm 0,7 \Delta T$  (l'erreur est alors  $\pm 0,07^\circ\text{C}$ ).

A cette erreur doit s'ajouter l'erreur de conversion analogique/numérique. Pour l'instant, cette erreur est de l'ordre de  $\pm 0,1^\circ\text{C}$  mais elle peut être réduite.

Dans le tableau 2.6, on donne les valeurs relevées en simple recouvrement sur l'eau à température uniforme. On voit que la dispersion à 100% est inférieure à  $0,2^\circ\text{C}$ , comparable aux résultats trouvés précédemment.

En ce qui concerne les images in-situ sur les tissus vivants, on constate qu'une image radiométrique sur un milieu a priori uniforme, présente une dispersion en température de  $0,5^\circ\text{C}$ . On ne pourra alors pas conclure sur les différences de température constatées à ce niveau. L'erreur trouvée est tout à fait compatible à celle de notre étude et dépend fortement de la sensibilité du radiomètre et, dans notre cas, de l'erreur commise par le traitement numérique de la donnée analogique issue du radiomètre multisonde.

Pour terminer l'étude de ce chapitre, nous allons voir l'évolution du dépistage accompagnant l'évolution des "techniques". On montre alors que l'étape finale du processus est très intéressante au niveau diagnostic.

### 2.5.3 Evolution du dépistage et résultats

L'ensemble des études effectuées jusqu'à ce jour permet de délimiter l'évolution en quatre étapes. L'évaluation a porté sur 120 patientes. On peut noter une nette évolution entre la première étape qui consistait en une faisabilité et la dernière qui commence à réaliser une évaluation quantitative [21] [22] [23].

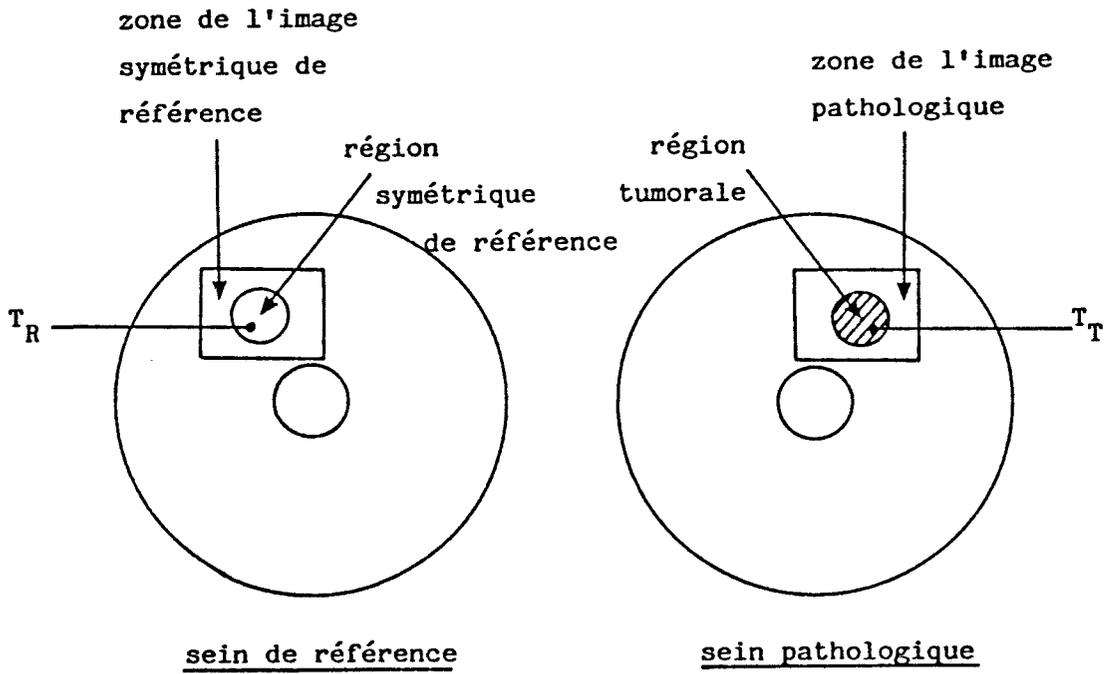


Figure 2.16 : Représentation des zones d'investigations créant les deux images radiométriques.

### 2.5.3.1 Méthode d'interprétation des images radiométriques en site clinique

La méthode d'interprétation a été définie par le Professeur Giaux et les membres de son équipe (MM. Delannoy et Delvalée). Elle est basée sur la comparaison des deux images radiométriques. L'une est relevée sur la zone tumorale, l'autre est prise sur une surface symétrique sur le côté sain. On peut définir deux paramètres permettant de classer la zone suspecte.

Sur la figure 2.16, les températures recueillies  $T_T$  sur l'emplacement de la tumeur et  $T_R$  au point symétrique par rapport à l'axe du corps de la patiente définissent le premier paramètre que nous appellerons  $\Delta_1 = T_T - T_R$ . Le second paramètre représente l'écart de température maximal entre le point le plus chaud et le point le plus froid sur l'ensemble des deux images radiométriques. Cet écart, noté  $\Delta_2$ , est aussi utilisé pour définir l'échelle dynamique des couleurs.

La méthode d'interprétation est basée sur le rapport  $R$  que nous appelons coefficient radiométrique défini par :

$$R = \frac{\Delta_1}{\Delta_2} \times 100 \quad (2-5)$$

Nous étudierons, pour chacune des étapes, l'évolution de ce rapport.

### 2.5.3.2 Résultats des étapes I et II

Ces deux étapes sont réalisées à l'aide d'une image à 72 données radiométriques. Elles portent sur 53 cas correspondant à des tumeurs malignes. Les premières conclusions permettent de dire que le contact des sondes à la peau est correct et qu'il existe une réelle possibilité de localisation d'une tumeur étant donné qu'elle apparaît plus chaude que les tissus normaux environnants.

Pour ces 53 cas, les paramètres  $\Delta_1$  et  $\Delta_2$  sont relativement élevés et compris entre 1,5°C et 2°C, entraînant un coefficient radiométrique  $R$  proche de 100 (Fig. 2.14, planche V).

Néanmoins, l'étape II effectuée sur 14 patientes atteintes d'une tumeur de plus faible diamètre montre un problème de résolution de l'image (Fig. 2.15, planche V). Nous sommes donc passés à une troisième étape en changeant le nombre d'acquisitions des données radiométriques.

Cas observés	Classification clinique avant traitement	$\Delta_1$	$\Delta_2$	Coefficient radiométrique $R = \frac{\Delta_1}{\Delta_2} \times 100$	Diagnostics de l'imagerie microonde	Diagnostics après opération
1	T0	0.1	0.5	20	B	B
2	T0	0.4	0.8	50	B	B
3	T1	0.8	1.45	55	B	B
4	T0	0.5	0.9	55	B	B
5	T0	0.6	1.15	52	B	B
6	T1	1.06	1.06	100	M	M
7	T1	1.06	1.06	100	M	M
8	T1	0.6	0.84	71	B	B
9	T0	0.4	0.83	48	B	B
10	T1	1.2	2.09	57	B	B
11	T0	0.85	1.69	50	B	B
12	T1	0.1	0.5	20	B	B
13	T1	0.79	0.97	81	M	M
14	T1	0.53	1.06	50	B	B
15	T1	0.1	0.5	20	B	B
16	T0	1	1.07	93	M	M
17	T1	2	2.24	89	M	M
18	T1	0.7	1.25	56	B	B

B :           bénignité                   M :           malignité  
T0 :           lésion non-palpable  
T1 :           tumeur dont le diamètre est inférieur à 2 cm

**Tableau 2.7 :** Résultats obtenus dans le cadre de la 4<sup>ième</sup> étape.

### 2.5.3.3 Résultats de l'étape III

On a pu montrer que les images à 144 mesures améliorent nettement l'imagerie radiométrique. Nous avons ici observé 19 tumeurs de petits diamètres ( $\leq 1\text{cm}$ ) dont certaines ne sont pas palpables. Dans ce cas,  $\Delta_2$  est faible et de l'ordre de  $1^\circ$  à  $1,5^\circ\text{C}$ . Ce faible écart de température provoque un problème lié à l'interaction du sujet avec l'environnement. Nous avons alors constaté des inversions d'images dues au fait que la personne se refroidissait (voir l'influence de la température de la pièce dans le tableau 2.5). Pour cette raison, nous arrivons à cette quatrième étape actuellement en cours d'évaluation.

Néanmoins, pour conclure sur les étapes I, II et III, on montre qu'une tumeur peut être repérée par l'imagerie radiométrique et par conséquent possède une activité thermogène par rapport aux tissus environnants. Il faut donc avant toute exploration vérifier qu'il n'existe pas de réactions inflammatoires (ponctions par exemple) sur les zones à explorer.

### 2.5.3.4 Premiers résultats de la méthode actuelle utilisée en dépistage

Comme nous l'avons vu au § 2.5.2.2, les patientes sont placées dans une salle thermostatée à  $26^\circ$  pendant 15 minutes avant le début de l'exploration.

Nous avons exploré des tumeurs de très petits diamètres, non-palpables (et pas toujours ponctionnables) (Fig. 2.17, planche V) et présentant une zone suspecte repérée par la mammographie. Ces tumeurs suspectes ne sont pas toujours malignes, et il faut donc un système permettant de préciser leur bénignité ou leur malignité.

Le tableau 2.7 montre que l'exploitation du coefficient radiométrique  $R$  permet de répondre à la question posée et, pour l'instant, de manière très précise.

Si la lésion est maligne, la valeur de  $\Delta_1$  est généralement élevée, supérieure à  $0,8$ . Cependant, il semble que la valeur de  $\Delta_1$  n'est pas suffisante en tant que test. Par exemple, pour le cas n° 13,  $\Delta_1$  est relativement faible ( $0,79$ ) mais le coefficient  $R$  est élevé ( $81$ ). L'opération chirurgicale réalisée ultérieurement indiquera une malignité de la tumeur.

Si la lésion est bénigne, la valeur de  $\Delta_1$  est généralement inférieure à  $0,8^\circ\text{C}$ . Par contre, pour le cas n° 10,  $\Delta_1$  est relativement élevée ( $1,2^\circ\text{C}$ ) mais  $R$  est faible ( $57$ ). L'opération chirurgicale ultérieure indiquera que la tumeur est bénigne.

L'examen ne se limite donc pas à la mesure simple de l'élévation de température de la zone tumorale : il est nécessaire de considérer également l'hétérogénéité en température des tissus sous investigation chiffrée par  $\Delta_2$ . Ainsi, une faible variation  $\Delta_1$  entre la zone tumorale et sa référence

symétrique peut correspondre à une tumeur maligne si le cas observé n'a pas de forte dispersion de température.

Nous avons été amenés à fixer un seuil pour le coefficient radiométrique  $R$ . Cette valeur limite peut être prise actuellement à 75. Dans ce cas, la tumeur sera maligne si le coefficient est supérieur ou égal à 75. Dans le cas contraire, on pourra conclure à la bénignité.

Actuellement, pour les 26 patientes qui ont participé au test, la règle qui vient d'être définie, est vérifiée à 100% par l'analyse consécutive à l'opération chirurgicale. Il n'en reste pas moins vrai que l'on attend les résultats concernant un plus grand nombre de patientes afin de faire une véritable étude statistique.

## 2.6 Conclusion

En premier lieu, nous pouvons affirmer avoir nettement perfectionné le procédé d'imagerie I.T.M.O. en symétrisant la méthode d'exploitation des données radiométriques permettant la synthèse d'une image. La surface sous investigation est alors quadrillée par une mesure qui est distante de 0,55 cm dans les deux directions (double recouvrement). L'étude de la qualité de l'image des structures thermogènes ramassées permet de définir un domaine de visibilité pour des objets de taille supérieure à un centimètre (écart de température de quelques degrés). La définition, dans un plan parallèle à la surface d'investigation est meilleure que le centimètre pour une résolution en profondeur de l'ordre du millimètre. C'est à partir de ces données que l'on peut déterminer la taille d'un objet (de dimension supérieure à 1cm) avec une erreur relative inférieure à 5%. Ces résultats conditionnent une bonne inversion des données radiométriques.

Une évaluation clinique a été menée sur plus de 120 patientes ; les résultats obtenus par l'I.T.M.O. 3 GHz sur des tumeurs de faibles diamètres et non-palpables semblent très encourageants. Ils prouvent que la radiométrie microonde peut avoir une intéressante application en détection précoce de tumeur du sein [5] [7] [24] à [26]. A ce stade de l'évaluation de l'imagerie, il est intéressant de développer plusieurs systèmes afin de randomiser la méthode. Un tel développement sera effectué grâce à un transfert technologique vers la société ODAM-Brucker qui projette d'implanter plusieurs de nos appareils dans différents centres hospitaliers. On peut rappeler que d'autres études sont en cours sur des phénomènes thermogènes d'ordre médical (appendicite, etc ...) . Il serait aussi intéressant de développer une imagerie dans ces autres cas médicaux afin d'améliorer la visualisation de la pathologie.

## BIBLIOGRAPHIE CHAPITRE 2

- [1] DABURON F., LEFAIX J.L., REMY J., FAYART G., HAAG J.  
Microwave radiometry of subcutaneous temperature evolution after acute local irradiation in pigs  
Proc. of the 7<sup>th</sup> ICRR, Martenus Nijhoff Publishers, Amsterdam July 1983.
- [2] DABURON F., LEFAIX J.L., REMY J., FAYART G., TRICAUD Y.  
Mesures thermographiques microondes après irradiation localisée chez le porc : Méthodes d'acquisition et de traitement.  
Innov. Tech. Biol. Med., Vol. 8, n° 4, pp. 367-383, 1987.
- [3] MYERS P.C., SADOWSKY N.L., BARRETT A.H.  
Microwave thermography : Principles, methods and clinical applications  
J. Microwave Power, Vol. 14, n° 2, pp 105-115, 1979.
- [4] EDRICH J., HARDEE P.C.  
Thermography at millimeter wavelengths  
Proc. of the IEEE, pp 1391-1391, Oct. 1974.
- [5] GAUTHERIE M., MAMOUNI A., SAMSEL M., GUERQUIN KERN J.L., LEROY Y., GROS Ch.  
Microwave radiothermometry (9 GHz) applied to breast cancer  
J. of Optics and Photonics Applied to Medecine. Vol. 211, pp 154-160, 1979.
- [6] ROBERT J., THOUVENOT P., LEROY Y., MAMOUNI A. et al.  
Clinical applications of microwave thermography  
J. of Optics and Photonics Applied to Medecine, Vol. 211, pp. 149-153, 1979.
- [7] CARR K., EL-MAHDI MORSI A., SHAEFFER J.  
Dual-mode microwave system to enhance early detection of cancer  
IEEE Trans. au M.T.T., Vol. 29, n° 3, pp. 256-260, 1981.
- [8] Mc KINDY M., STALLARD S., LAND D.V., GEORGE W.D.  
Microwave thermography for assessment of the acute abdomen Workshop on "Microwave monitoring in medecine", EAT Londres, Nov. 1987.

- [9] PAGLIONE R.W.  
Portable diagnostic radiometer  
R.C.A. Review, Dec. 1986.
- [10] CONWAY J., ANDERSON A.P.  
Microwave thermography : system performance and clinical application.  
Workshop on "Microwave monitoring in medicine", E.A.T. Londres, Nov. 1987.
- [11] ENEL L., LEROY Y., VAN DE VELDE J.C., MAMOUNI A.  
Improved recognition of thermal structures by microwave radiometry  
Electronics Letters. Vol 20, n° 7, pp 293-294, 1984.
- [12] ENEL L.  
Conception et exploitation de radiomètres microondes multisondes. Contribution à l'étude de faisabilité d'un scanner par T.M.O.  
Thèse de Docteur Ingénieur, Lille, Juillet 1985.
- [13] SEMET C.  
Etude et réalisation d'un radiomètre multisonde à balayage électronique  
Memoire CNAM, Lille, Novembre 1983.
- [14] MAMOUNI A., BLIOT F., LEROY Y., MOSCHETTO Y.  
A modified radiometer for temperature and microwave properties measurements of biological substances.  
E.M.C., Copenhagen, pp 703-707, 1977.
- [15] MAMOUNI A.  
Radiométrie hyperfréquence. Application à la mesure atraumatique de la température au sein des tissus vivants.  
Thèse de 3<sup>ième</sup> cycle, Lille, Novembre 1979.
- [16] 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 3<sup>ième</sup> cycle, Lille, Décembre 1980.
- [17] BOCQUET B., MAMOUNI A., HOCHEDÉZ M., VAN DE VELDE J.C., LEROY Y.  
Thermométrie quantitative en volume par radiométrie microonde (T.M.O.)  
Innov. Tech. Biol. Med., Vol. 8, n° 3, pp 343-349, 1987

- [18] LEROY Y., MAMOUNI A., VAN DE VELDE J.C., BOCQUET B., DUJARDIN B.  
Microwave radiometry for non-invasive thermometry.  
Automedica, Vol 8, pp. 181-202, 1987.
- [19] BOCQUET B., MAMOUNI A., VAN DE VELDE J.C., LEROY Y.  
Imagerie thermique par radiométrie microonde.  
Revue Phys. Appl., Vol 23, n° 7, pp. 1273-1279, 1988.
- [20] ENEL L., VAN DE VELDE J.C., MAMOUNI A., HOCHEDÉZ M.  
Thermographie microonde multisonde fonctionnant à deux fréquences.  
Innov. Tech. Biol. Med., Vol. 6, n° 5, 1985.
- [21] GIAUX G., DELANNOY J., DELVALEE 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 Digest, pp 157-160, 1988.
- [22] GIAUX G., DELANNOY J., DELVALEE 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.  
Proc. of 5<sup>th</sup> I.S.H.O. - KYOTO - Japan, Sept. 1988.
- [23] BOCQUET B., VAN DE VELDE J.C., MAMOUNI A., LEROY Y., GIAUX G.,  
DELANNOY J., DELVALEE D.  
Microwave imaging at 3 GHz for the exploration of tumors of the breast.  
IEEE Trans. on MTT, à paraître.
- [24] BARRETT A.H., MYERS P.C., SADOWSKI N.L.  
Detection of breast cancer by microwave radiometry Radiosciences, Vol. 12, pp 167-171,  
1977.
- [25] LAND D.V.  
Radiometer receivers for microwave thermography Microwave J., Vol. 26, n° 5, pp. 196-  
201, 1983.
- [26] LAND D.V.  
A clinical microwave thermography system  
I.E.E Proceedings, Vol. 134, PtA, n° 2, pp 193-200, 1987

## **CHAPITRE 3**

### **METHODE D'INVERSION DES SIGNAUX RADIOMETRIQUES**

# Chapitre 3

## METHODE D'INVERSION DES SIGNAUX RADIOMETRIQUES

### 3.1 Introduction

L'inversion des données radiométriques a pour but de reconstituer la carte des températures au sein de la matière. De tels procédés ont d'abord été mis au point pour déterminer les profils de température dans l'atmosphère [1] [2]. L'application directe de ces techniques a ensuite été faite pour des applications médicales.

Mizushina [3] recherche les termes figurant dans une expression analytique, connue a priori, du profil de température sur l'axe de la sonde - en exploitant des mesures fournies par cinq radiomètres. Il se place dans le cas d'une onde T.E.M., et par conséquent, néglige les modes supérieurs provoqués par la discontinuité de l'ouverture de la sonde. Par ailleurs, son modèle est unidimensionnel.

Plancot [4] a mis au point un modèle du même type, dans le cas d'un chauffage (Hyperthermie microonde) qui tient compte de l'équation de la chaleur.

Bardati traite un modèle unidimensionnel simulant une structure stratifiée à trois couches (peau, gras, muscle) et tenant compte de l'ensemble des modes de propagation. Il faut reconstituer le profil de température sur l'axe de la sonde par inversion de l'expression de la brillance spectrale. Plusieurs techniques d'inversion ont été utilisées [5]. La méthode utilisant le filtrage de Kalman semble la mieux adaptée, ne nécessitant que quatre fréquences de travail [6]. Néanmoins, cette méthode n'est exploitable que lorsque le rapport signal sur bruit des mesures radiométriques dépasse 10 dB.

Pour notre cas, nous allons nous intéresser à un problème tridimensionnel. Des objets thermogènes de formes ramassées sont immergés dans un milieu de même composition. L'étude expérimentale nous montre comment retrouver les différents paramètres liés à la connaissance complète de l'objet en opérant uniquement dans deux bandes de fréquences. D'autre part, afin d'automatiser la méthode, nous avons été amenés à exprimer ces différents résultats sous forme d'expressions analytiques à partir d'une méthode utilisant la connaissance des diagrammes de rayonnement de la sonde en champ proche. Enfin, l'exploitation de ces expressions donne lieu à une méthode informatisée d'inversion. Elle permet de définir les erreurs commises sur la détermination des paramètres physiques de l'objet thermogène, et d'envisager des solutions pour les minimiser.

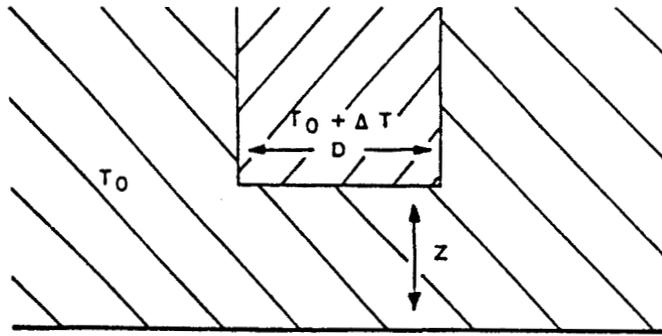


Figure 3.1 : Modèle considéré dans le cas de la méthode d'inversion.

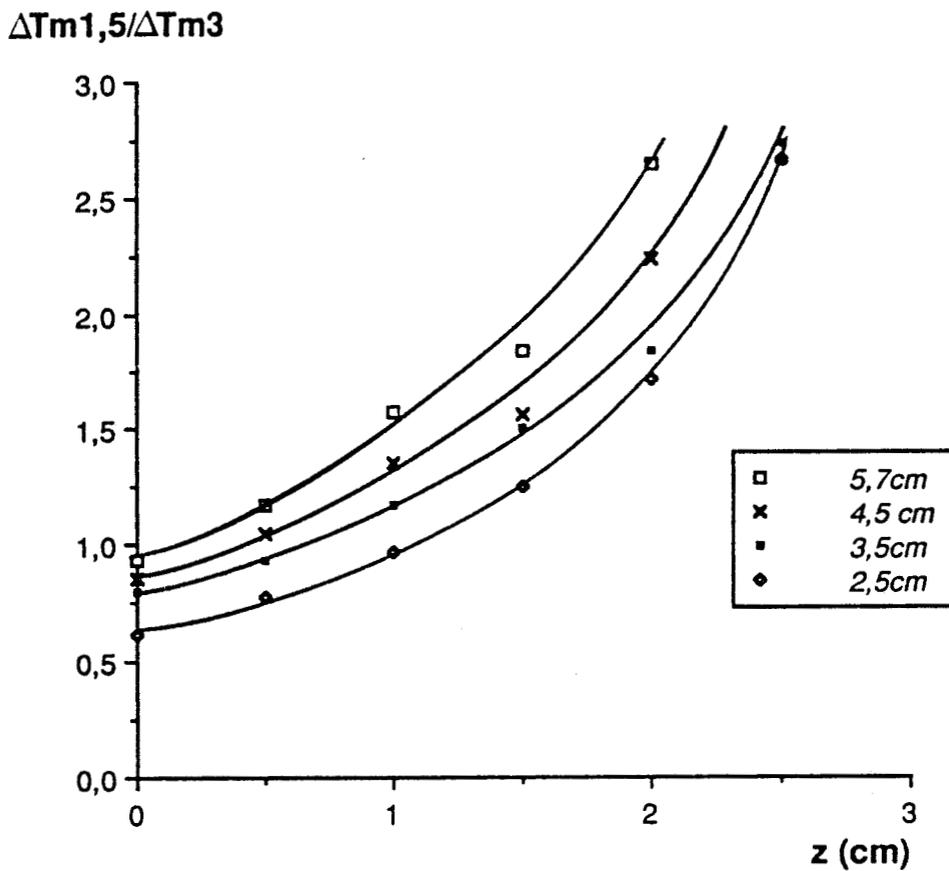


Figure 3.2 : Evolution du rapport des mesures radiométriques à 1,5 et 3 GHz pour différents diamètres d'objets  $D$  en fonction de la profondeur  $z$ .

## 3.2 Principe de la méthode d'inversion canonique

Le cas envisagé est celui d'un objet cylindrique de température  $T_0 + \Delta T$ , de même nature que le milieu environnant (à température  $T_0$ ). L'axe du cylindre de diamètre  $D$  est perpendiculaire à la surface de séparation entre le milieu et l'air ; l'objet est situé à une distance  $z$  de la surface. Il s'agit à partir de mesures radiométriques effectuées sur la surface du matériau, de déterminer les caractéristiques de l'objet, soit son diamètre  $D$ , sa profondeur  $z$  et sa température  $T_0 + \Delta T$ . La température  $T_0$  peut être mesurée en tout point de la surface, à condition d'opérer à une distance suffisante de l'objet. Le diamètre  $D$  est obtenu par extraction du contour de l'image radiométrique effectuée à 3 GHz suite aux résultats obtenus aux § 1.3.3. et 2.4.2. Enfin, les valeurs de  $\Delta T$  et  $z$  sont déduites des mesures radiométriques effectuées à 1,5 et 3 GHz ( $\Delta T_{m1.5}$  et  $\Delta T_{m3}$ ), la sonde étant placée sur l'axe de l'objet (cas où le signal radiométrique est maximal pour  $\Delta T > 0$ ). Pour passer de ces données aux caractéristiques de l'objet, les abaques  $\Delta T_m / \Delta T$  aux deux fréquences précitées et pour le matériau considéré (§ 1.3.2) sont nécessaires. En fait, on utilise le diagramme présentant l'évolution du rapport des mesures radiométriques aux deux fréquences, soit  $\Delta T_{m1.5} / \Delta T_{m3}$  en fonction de  $z$ , pour différentes valeurs du diamètre  $D$  (Fig. 3.2) qui résulte des abaques présentés figures 1.7 et 1.8. On conçoit ainsi que les caractéristiques de l'objet peuvent être complètement définies à partir de mesures radiométriques à deux fréquences, à condition de disposer d'une image haute résolution telle définie au § 2.3.

Par ailleurs, il est évident qu'une telle opération n'est rendue possible que lorsque les conditions de visibilité de l'objet à deux fréquences (§ 2.4) sont effectives.

Les valeurs de  $\Delta T_m / \Delta T (D, z)$  à 1,5 GHz et 3 GHz peuvent être obtenues :

- soit à partir de mesures expérimentales sur modèle,
- soit à partir de l'application de la méthode modale.

Nous avons recherché s'il est possible de retrouver ces informations à partir d'une méthode analytique simplifiée ce qui permettrait de réaliser un gain de temps calcul. Cette méthode est développée dans le paragraphe suivant.

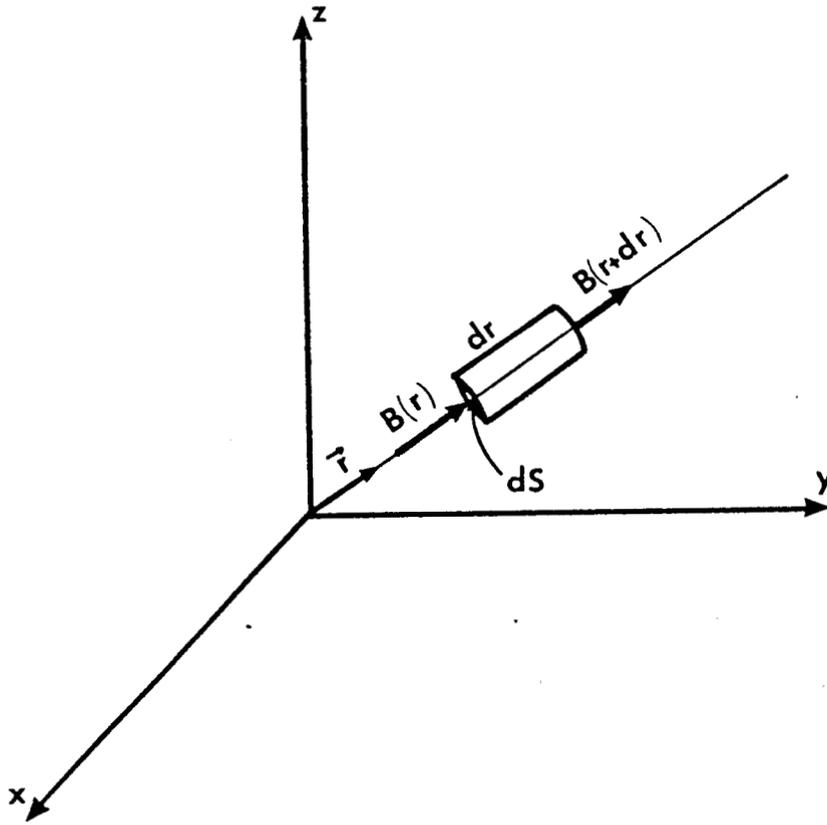


Figure 3.3

### 3.3 Recherche d'expressions analytiques simplifiées des fonctions $\Delta T_m / \Delta T (D, z)$

La recherche d'une expression analytique se fait dans le cas d'une sonde située sur l'axe de l'objet. Compte tenu des conditions de symétrie de l'expérience, il apparaît plausible d'établir une expression simplifiée des signaux radiométriques basée sur la théorie des transferts radiatifs.

Les bases de cette théorie sont rappelées au paragraphe suivant, avant de passer à son application pour notre problème et d'en comparer les résultats à ceux obtenus expérimentalement.

#### 3.3.1 Rappel sur la théorie des transferts radiatifs [7] [8]

Considérons un cylindre élémentaire de longueur  $dr$  et de section  $ds$ , dont l'axe correspond à la direction  $\vec{r}$  dans l'espace (Fig. 3.3).

Soit  $B(r)$ , la brillance spectrale incidente à la surface base du cylindre et  $B(r + dr)$  la brillance transmise au travers du volume cylindrique ; on peut définir l'extinction due à la propagation sur l'épaisseur  $dr$  par :

$$dB_{\text{extinction}} = B(r) d\tau \quad (3-1)$$

où  $d\tau$  = épaisseur optique différentielle,  
 $d\tau = \alpha_{pe} dr$  avec  $\alpha_{pe}$  = coefficient d'atténuation en puissance (nepers/m).

L'énergie ainsi perdue peut être absorbée par le matériau et/ou diffusée. L'absorption et la diffusion sont des processus linéaires ; on peut écrire :

$$\alpha_{pe} = \alpha_{pa} + \alpha_{pd} \quad (3-2)$$

$\alpha_{pa}$  = coefficient d'absorption  
 $\alpha_{pd}$  = coefficient de diffusion

Le matériau considéré émet alors dans la direction choisie ( $\vec{r}$ ) une brillance d'émission. Compte tenu du deuxième principe de la thermodynamique selon lequel, dans un système isotherme, une énergie absorbée dans un certain volume est égale à l'énergie émise sous forme de bruit thermique :

$$dB_{\text{émission}} = \alpha_{pe} \left( (1 - a) J_a + a J_d \right) \quad (3-3)$$

$$\text{où } a = \frac{\alpha_{pd}}{\alpha_{pe}} \quad (3-4)$$

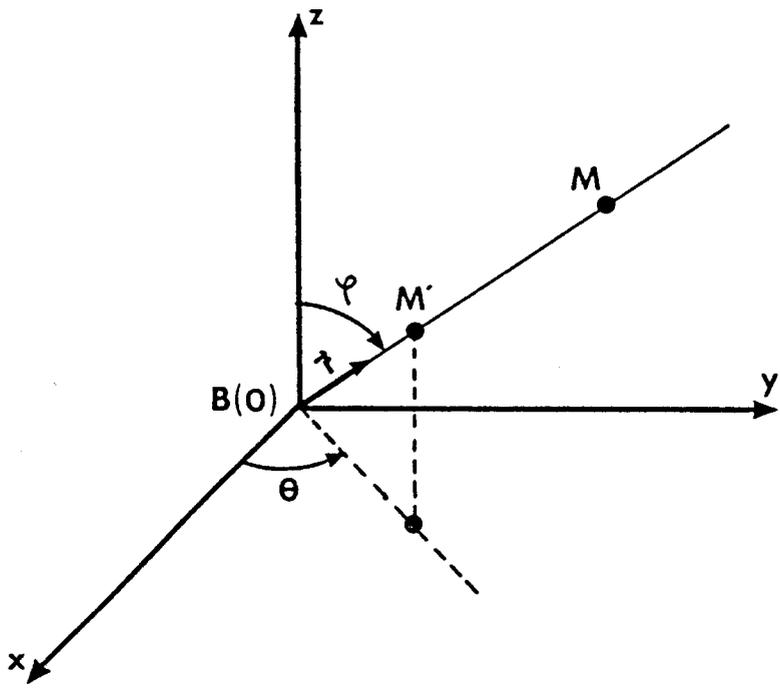


Figure 3.4

avec respectivement les fonctions sources du matériau :  $J_a$ , fonction source d'absorption et  $J_d$ , fonction source de diffusion soit :

$$dB_{\text{émission}} = J d\tau \quad (3-5)$$

En d'autres termes, le bilan des transferts radiatifs fait apparaître le terme  $dB = B(r + dr) - B(r)$  qui n'est autre que la différence entre la brillance émise et la brillance absorbée et/ou diffusée par l'élément de volume considéré. L'équation générale peut encore s'écrire :

$$\frac{dB}{d\tau} + B = J \quad (3-6)$$

$B$  et  $J$  sont définis pour un point  $M(r, \theta, \varphi)$  donné et une direction de propagation  $\vec{r}$  (Fig. 3.4).

La solution générale de cette équation peut être la suivante :

$$B(r) = B(o) e^{-\tau(o,r)} + e^{-\tau(o,r)} \int_o^r \alpha_{pe}(r') J(r') e^{\tau(o,r')} dr' \quad (3-7)$$

où  $B(o)$  représente la brillance à l'origine

$$\tau(o,r) = \int_o^r \alpha_{pe}(r) dr$$

Comme l'on s'intéresse à la mesure d'une température à distance, on peut définir  $B(r)$  en terme de température par la loi de Rayleigh-Jeans, approximation de la loi de Planck valable en microonde.

$$B(r) = \frac{2k}{\lambda^2} T_{\text{app}}(r) \Delta f \quad (3-8)$$

$T_{\text{app}}(r)$	=	température apparente au point $M(r, \theta, \varphi)$
$\Delta f$	=	bande de fréquence
$\lambda$	=	longueur d'onde
$k$	=	constante de Boltzmann

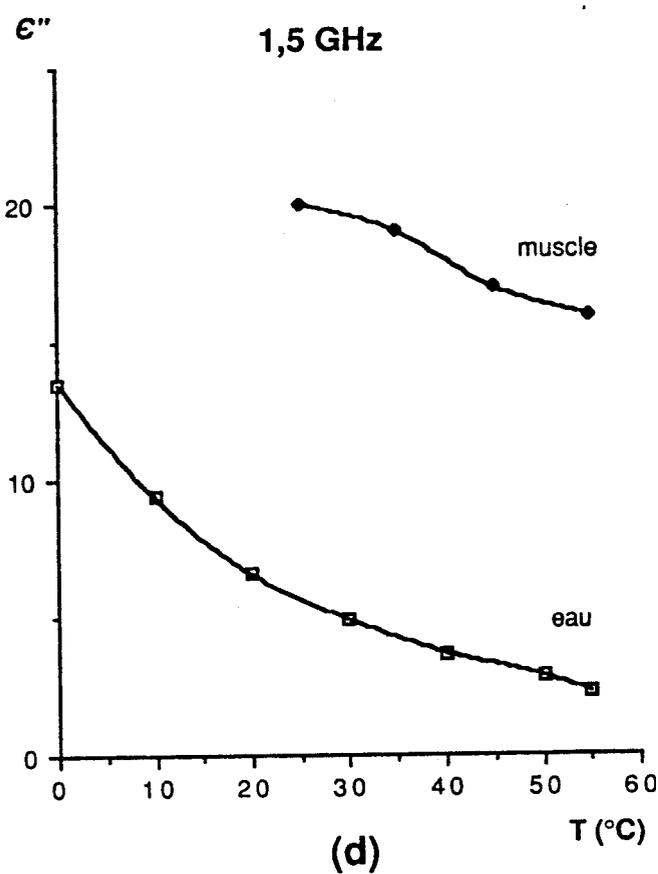
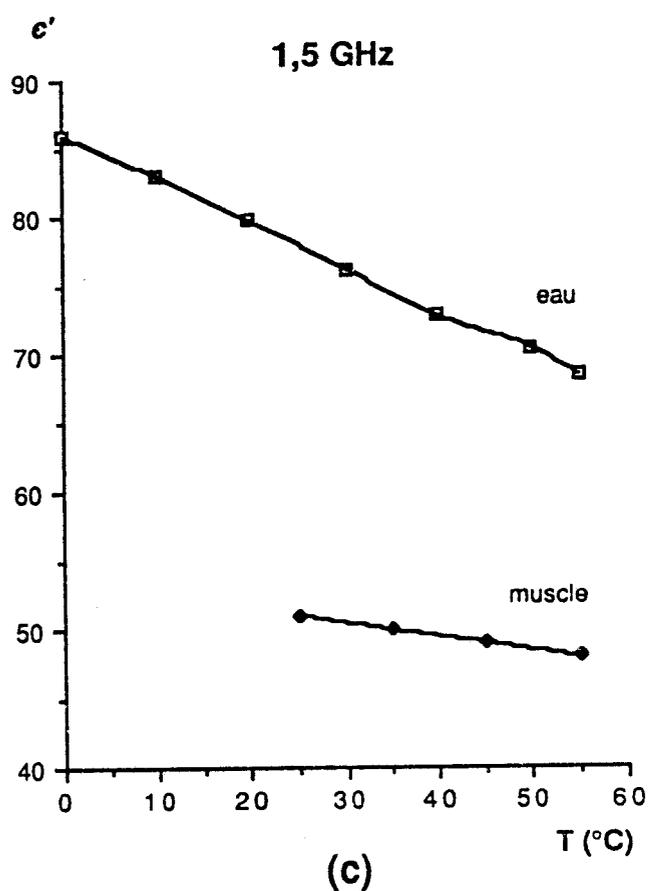
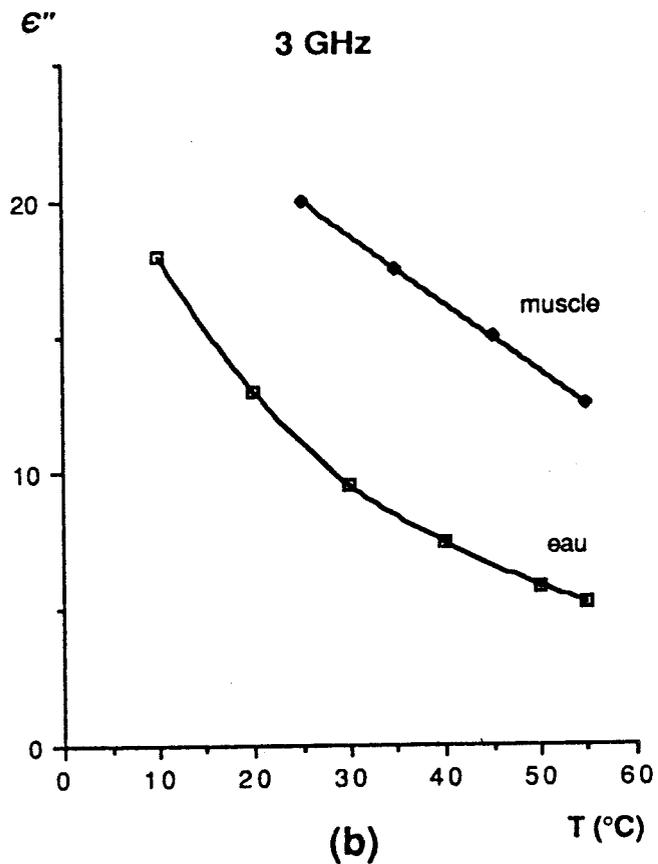
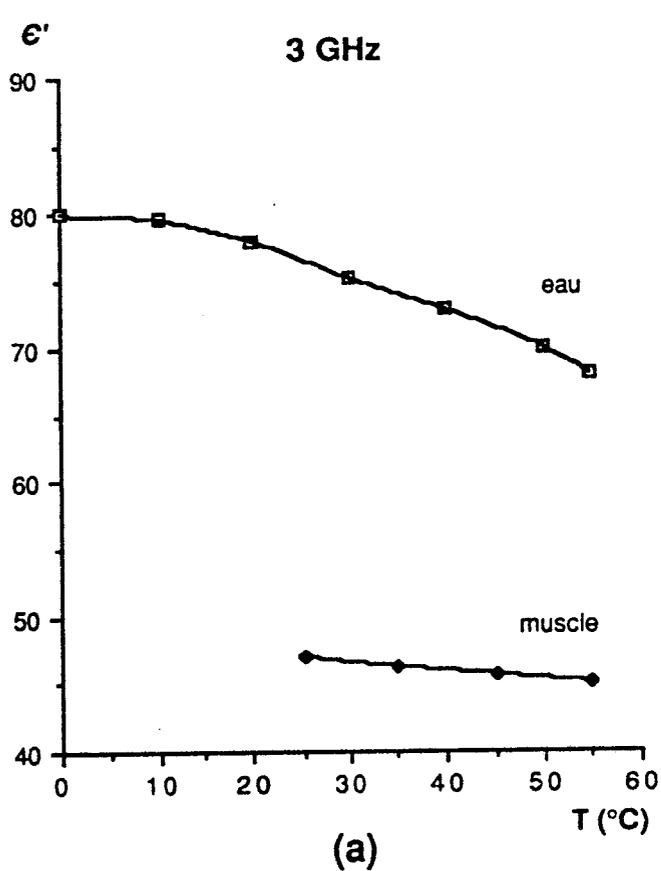
De même en ce qui concerne les fonctions sources, on peut leur affecter une température équivalente.

L'absorption étant égale à l'émission thermique (loi de Kirchoff),  $J_a$  répond à la loi de Planck.

$$J_a(r) = \frac{2k}{\lambda^2} T(r) \Delta f \quad (3-9)$$

où  $T(r)$  = température physique du milieu

$J_d(r)$  est le rayonnement incident issu de toutes les directions dans la direction  $\vec{r}$  considérée.



**Figure 3.5 :** Variation de la permittivité complexe en fonction de la température :  
 (a) et (b) pour l'eau, valeurs calculées suivant COLE-COLE pour  $\epsilon_\infty$ ,  $\epsilon_0$  et  $\lambda_c$  données par Hasted [11] et pour le muscle [12] à 3 GHz.  
 (c) et (d) même condition que précédemment à 1,5 GHz.

En faisant l'analogie avec la fonction source d'absorption, on peut définir une température équivalente de diffusion  $T_D$  telle que :

$$J_d(r) = \frac{2k}{\lambda^2} T_d(r) \Delta f \quad (3-10)$$

Par conséquent,

$$J(r) = \frac{2k}{\lambda^2} \Delta f \left( (1-a)T(r) + aT_d(r) \right) \quad (3-11)$$

L'expression de la température apparente du cylindre (Fig. 3.1) vue à une distance  $r$  de l'origine devient :

$$T_{app}(r) = T_{app}(0) e^{-\tau(o,r)} + \int_0^r \alpha_{pe}(r') \left[ (1-a)T(r') + aT_d(r') \right] e^{-\tau(r',r)} dr' \quad (3-12)$$

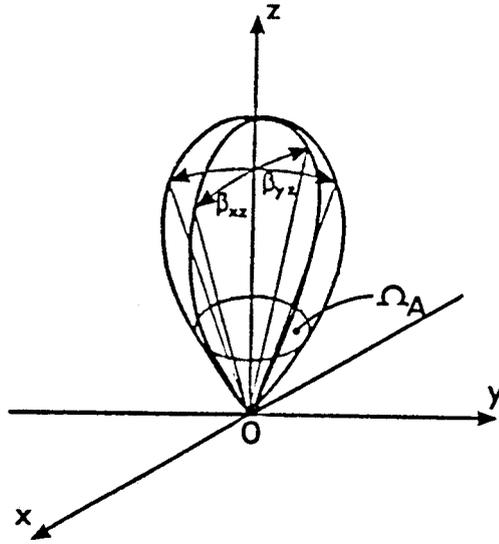
### 3.3.2 Application au problème de bruit thermique produit par des objets cylindriques

Plusieurs approximations sont possibles pour résoudre cette équation. La première concerne la diffusion du milieu qui peut être considérée comme négligeable pour l'eau et même les tissus biologiques pour des fréquences variant de 1 MHz à 100 GHz [9] [10]. En effet, la longueur d'onde est grande devant la taille des cellules constituant les tissus biologiques, par conséquent  $a \approx 0$ ,  $\alpha_{pe} \approx \alpha_{pa} = \alpha_p$

La deuxième approximation consiste à négliger les variations de la permittivité et de  $\alpha_{pe}$  du milieu en fonction de la température. Pour les applications médicales, les écarts de température à considérer ne dépassent pas 5°C. Travaillant sur l'eau ou les tissus biologiques, une variation de la température de 35°C à 40°C n'entraîne pas de variation importante ni du coefficient d'atténuation, ni de l'indice  $n$  du milieu aux deux fréquences de travail (1,5 et 3 GHz) (Fig. 3.5 et Tab. 3.1). C'est pourquoi nous pouvons écrire :

$$\tau(o,r) = \int_0^r \alpha_p dr' = \alpha_p r$$

$$\tau(r',r) = \int_{r'}^r \alpha_p dr' = \alpha_p (r - r')$$



**Figure 3.6 :** Visualisation des angles du cône pour un guide rayonnant dans l'air en champ lointain d'après [8] :  $\Omega_A \approx \beta_{xz}\beta_{yz}$

f (GHz)	T (°C)	$\epsilon'$	$\epsilon''$	$\alpha_p$	n
3	35	73,6	8,4	61,3	8,6
	37,5	73	7,8	57,3	8,6
	40	72,2	7,4	54,7	8,5
1,5	35	74,8	4,2	15,25	8,65
	37,5	74	3,9	14,25	8,60
	40	73	3,7	13,60	8,55

**Tableau 3.1 :** Valeurs du coefficient d'atténuation en puissance  $\alpha_p$  et de l'indice  $n$  du milieu (eau) en fonction de la température.

$$* \alpha_p = \frac{\omega \epsilon''}{nc}$$

$$* n = \sqrt{\epsilon' / 2 \left( 1 + \sqrt{1 + (\epsilon'' / \epsilon')^2} \right)}$$

De plus, dans notre cas en un point origine (Fig. 3.3), on capte le signal radiométrique provenant des cylindres élémentaires situés à des distances comprises entre zéro et l'infini. Un changement de variable est nécessaire. Par conséquent, la température de bruit d'un cylindre élémentaire (Fig. 3.3) se déduit de la relation (3-12) :

$$T_{\text{app}} = \int_0^{\infty} \alpha_p T(r) e^{-\alpha_p r} dr \quad (3-13)$$

La puissance reçue par une antenne polarisée de surface effective  $A_e$ , dans une bande de fréquence  $df$  s'écrit :

$$P = \frac{1}{2} A_e \iint_{4\pi} Bf(\theta, \varphi) F_n(\theta, \varphi) d\Omega df \quad (3-14)$$

avec  $F_n(\theta, \varphi) =$  diagramme de rayonnement de l'antenne.

La brillance spectrale dans la bande de fréquence considérée est

$$Bf(\theta, \varphi) = \frac{2k}{\lambda^2} T_{\text{app}}(\theta, \varphi) \Delta f \quad (3-15)$$

On peut donc définir une température d'antenne liée aux brillances spectrales dans les différentes directions et au diagramme de rayonnement  $F_n(\theta, \varphi)$  soit :

$$T_A = \frac{A_r}{\lambda^2} \iint_{4\pi} T_{\text{app}}(\theta, \varphi) F_n(\theta, \varphi) d\Omega \quad (3-16)$$

$A_r =$  aire de l'ouverture de l'antenne définissant la puissance reçue par le radiomètre

$$P = k T_A \Delta f \quad (3-17)$$

Une modélisation simple du diagramme de rayonnement peut être définie par un cône d'angle solide  $\Omega_A$  délimitant la puissance à - 3 dB du lobe principal [13] (modélisation par angle solide [14]), c'est-à-dire en assimilant le diagramme de rayonnement à (Fig. 3.6) :

$$\begin{aligned} F_n(\theta, \varphi) &= 1 && \text{pour } 0 < \Omega < \Omega_A \\ F_n(\theta, \varphi) &= 0 && \text{pour } \Omega > \Omega_A \end{aligned}$$

Etant données les conditions de symétrie, la température d'antenne dépendant de l'angle d'observation, de la profondeur de l'objet et de sa taille ( $T_{\text{app}}(\theta, \varphi) = T_{\text{app}}(\omega(z))$ ), où  $\omega(z)$  représente l'angle solide sous lequel l'objet thermogène est vu) se réduit à :

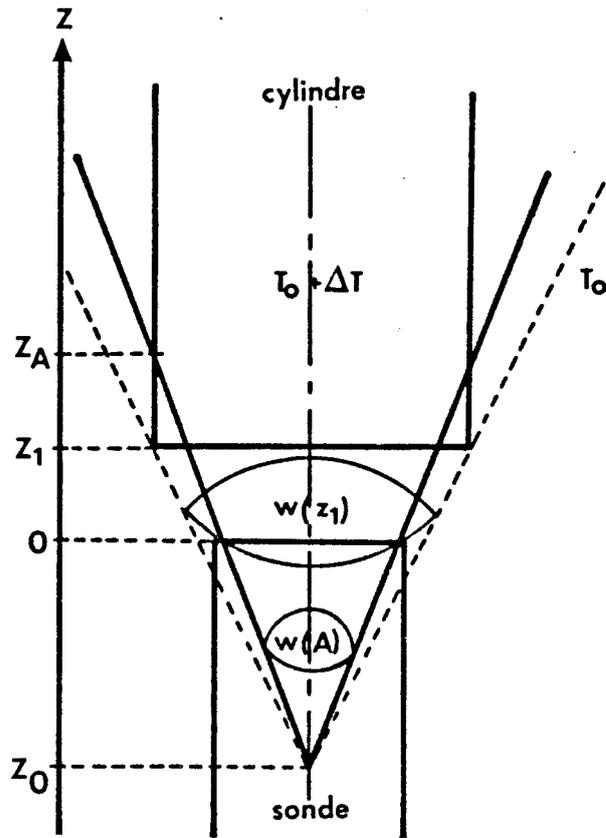


Figure 3.7 : Situation correspondant à  $\omega(z_1) > \Omega_A$

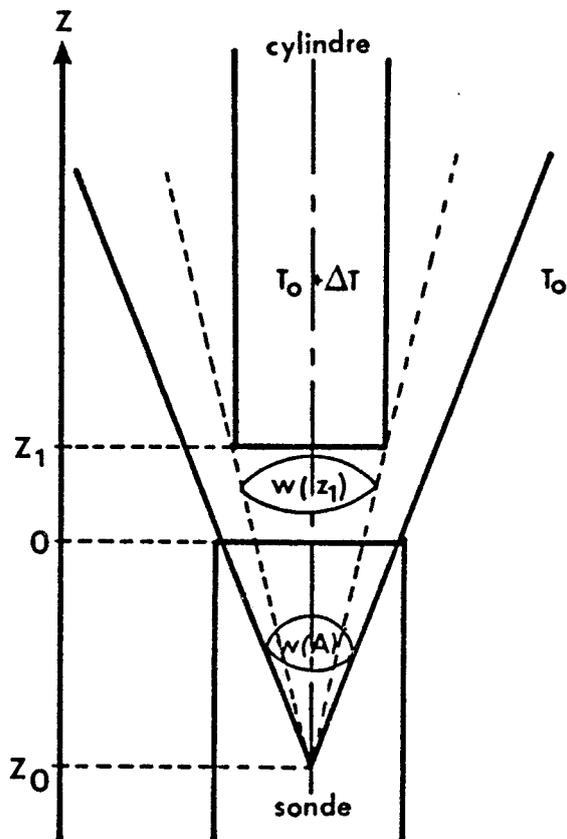


Figure 3.8 : Situation correspondant à  $\omega(z_1) < \Omega_A$

$$T_A = \frac{A_r}{\lambda^2} \iint_{\Omega_A} T_{\text{app}}(\omega(z)) d\Omega \quad (3-18)$$

Un point important consiste maintenant à déterminer le cône auquel s'assimile le diagramme de rayonnement de l'ouverture, soit l'angle solide  $\Omega_A$ . De nombreuses études ont déjà été effectuées sur le rayonnement en champ lointain dans le cas d'ouvertures rectangulaires [13] [15]. Pour ce cas, la modélisation par angle solide s'applique très bien ; l'expression de l'angle d'ouverture est donnée par la relation :

$$\Omega_A = \frac{\lambda^2}{A_r} = \frac{\lambda_o^2}{n^2 A_r} \quad (3-19)$$

$\lambda_o$  = longueur d'onde dans le vide

Le sommet du cône d'observation est situé à l'intérieur du guide à une distance  $z_o = \sqrt{A_r / \Omega_A}$

Nous allons appliquer cette méthode à notre problème qui comporte deux cas de figures pour lesquelles :

- soit  $\omega(z_1) > \Omega_A$
- soit  $\omega(z_1) < \Omega_A$

avec  $z_1$ , la distance de l'objet par rapport à l'ouverture du guide.

Dans le premier cas (Fig. 3.7), on a

$$\frac{\Delta T m}{\Delta T} = e^{-\alpha_p z} - e^{-\alpha_p z_A} + \frac{\pi D^2 \alpha_p}{4 \Omega_A} \int_{z_A}^{\infty} \frac{e^{-\alpha_p z'}}{(z' + z_o)^2} dz' \quad (3-20)$$

dans le deuxième cas (Fig. 3.8),

$$\frac{\Delta T m}{\Delta T} = \frac{\pi D^2 \alpha_p}{4 \Omega_A} \int_z^{\infty} \frac{e^{-\alpha_p z'}}{(z' + z_o)^2} dz' \quad (3-21)$$

Le calcul de l'intégrale est réalisé par la méthode des trapèzes relativement simple à mettre en oeuvre et adaptée à la forme des courbes.

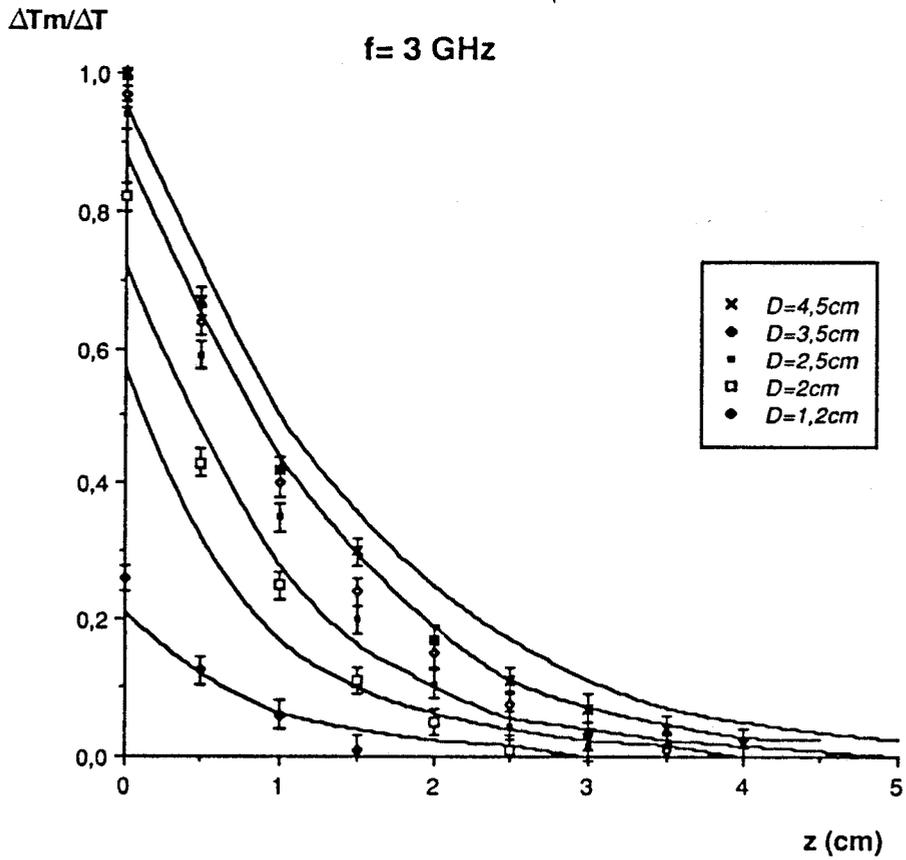
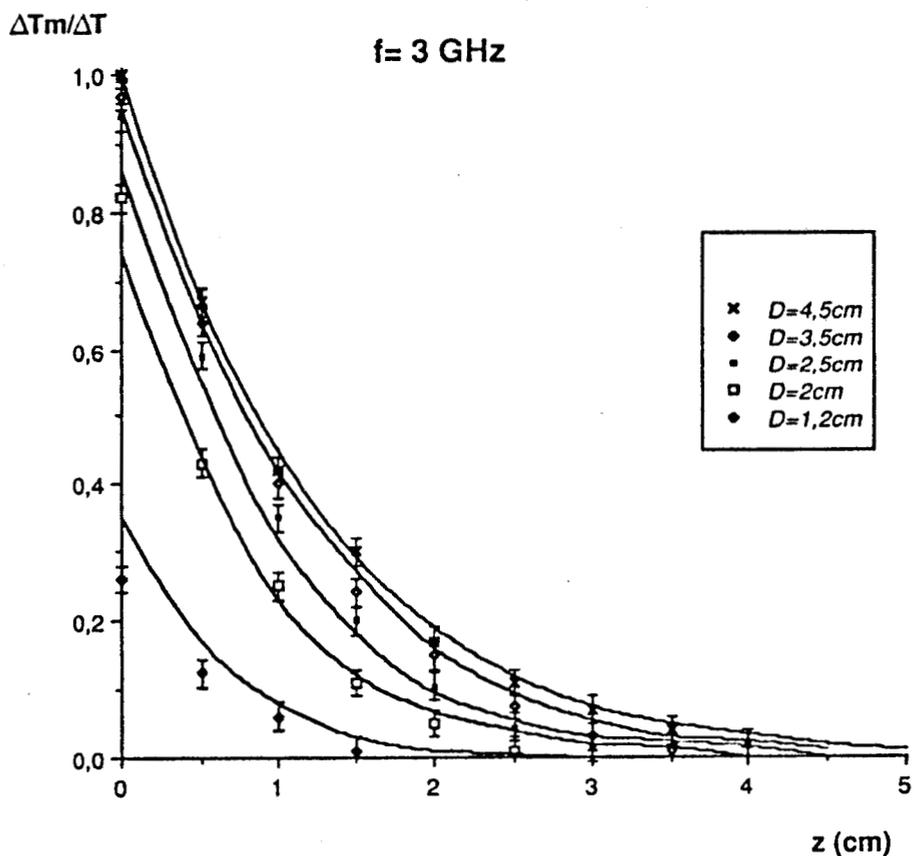


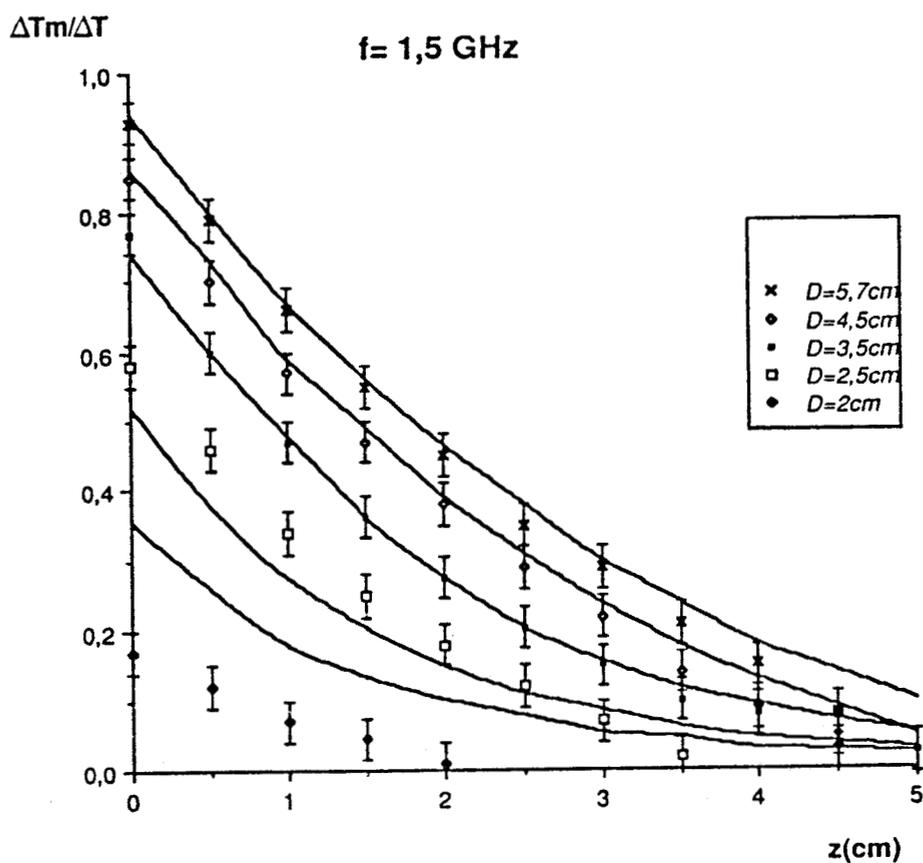
Figure 3.9 : Variation de  $\Delta T_m / \Delta T(z, D)$  où la valeur de l'atténuation  $\alpha_p$  est celle obtenue en mode TEM sur l'eau à 35°C, l'objet est porté à 40°C.

	$f \text{ (GHz)}$	$\alpha_{pTEM}$ (neper/m)	$\theta_2 \text{ (degré)}$	$\alpha_{pTEM} / \cos \theta_2$ (neper/m)	$\alpha_{diffraction}$ (neper/m)	$\alpha_{prél}$ (neper/m)
eau à 35°C	1,5	15,25	20,5	16,3	16,1	32,4
	3	61,3	15,3	63,7	15,6	79,2

Tableau 3.2 : Calcul de  $\alpha_{réel}$  en utilisant les relations de Descartes, d'après [16].



**Figure 3.10 :** Variation de  $\Delta T_m / \Delta T(z, D)$  sur l'eau à 3 GHz pour l'atténuation définie dans le tableau 3.2.



**Figure 3.11 :** Variation de  $\Delta T_m / \Delta T(z, D)$  sur l'eau à 1,5 GHz pour l'atténuation définie dans le tableau 3.2.

### 3.3.3 Comparaison théorie-expérience des courbes $\Delta T_m/\Delta T$ obtenues par la méthode des transferts radiatifs

L'exploitation directe de la méthode précédente dans le cas de l'eau, ne donne pas les résultats escomptés (Fig. 3.9). On peut attribuer ces différences au fait que cette méthode ne tient pas compte, sous sa forme actuelle, d'une atténuation supplémentaire due aux effets de diffraction [16], ou en d'autres termes, ne prend en compte que le mode de propagation TEM. Pour améliorer les performances de notre méthode, nous l'appliquons en y introduisant une atténuation équivalente définie par M. Hochedez-Robillard, en rapport avec la sonde choisie.

Selon ce raisonnement, l'atténuation d'une onde propagée sur l'axe d'un guide rectangulaire dans un milieu dissipatif est la résultante de deux effets :

- l'atténuation des deux ondes TEM composant le mode  $TE_{01}$  dans le guide, après réfraction à l'interface soit  $\alpha_{TEM}/\cos \theta_2$  avec  $\theta_2$  angle de réfraction,
- l'atténuation équivalente attribuable aux effets de diffraction qui peut s'exprimer de façon empirique

$$\alpha_{diffraction} = 2 \cdot 34 \frac{n_2 \theta_2^{2.44}}{\lambda \times 10^4}$$

avec  $n_2$  : partie réelle de l'indice de réfraction du second milieu  
 $\lambda$  : longueur d'onde

Par conséquent :

$$\alpha = \frac{\alpha_{TEM}}{\cos \theta_2} + \alpha_{diffraction}$$

Les valeurs numériques correspondantes, pour les sondes utilisées ( $\epsilon'_1 = 25$ , à 3 GHz ;  $a = 2,2$  cm et  $b = 1,1$  cm ; à 1,5 GHz,  $a = 3,3$  cm et  $b = 1,65$  cm) sont résumées dans le tableau 3.2.

Cette prise en compte d'une atténuation équivalente, plus réaliste que l'atténuation TEM, conduit à une bonne vérification des résultats expérimentaux (Fig. 3.10 et 3.11) ; les seuls écarts importants apparaissant pour des objets de petites tailles ( $D < 2,5$  cm) pour lesquelles la paroi de l'objet réel n'est pas prise en compte.

Cette méthode présente un intérêt dans le sens où elle permet un gain de temps calcul appréciable vis-à-vis de l'emploi de la méthode modale. En effet, pour un matériau, une fréquence et

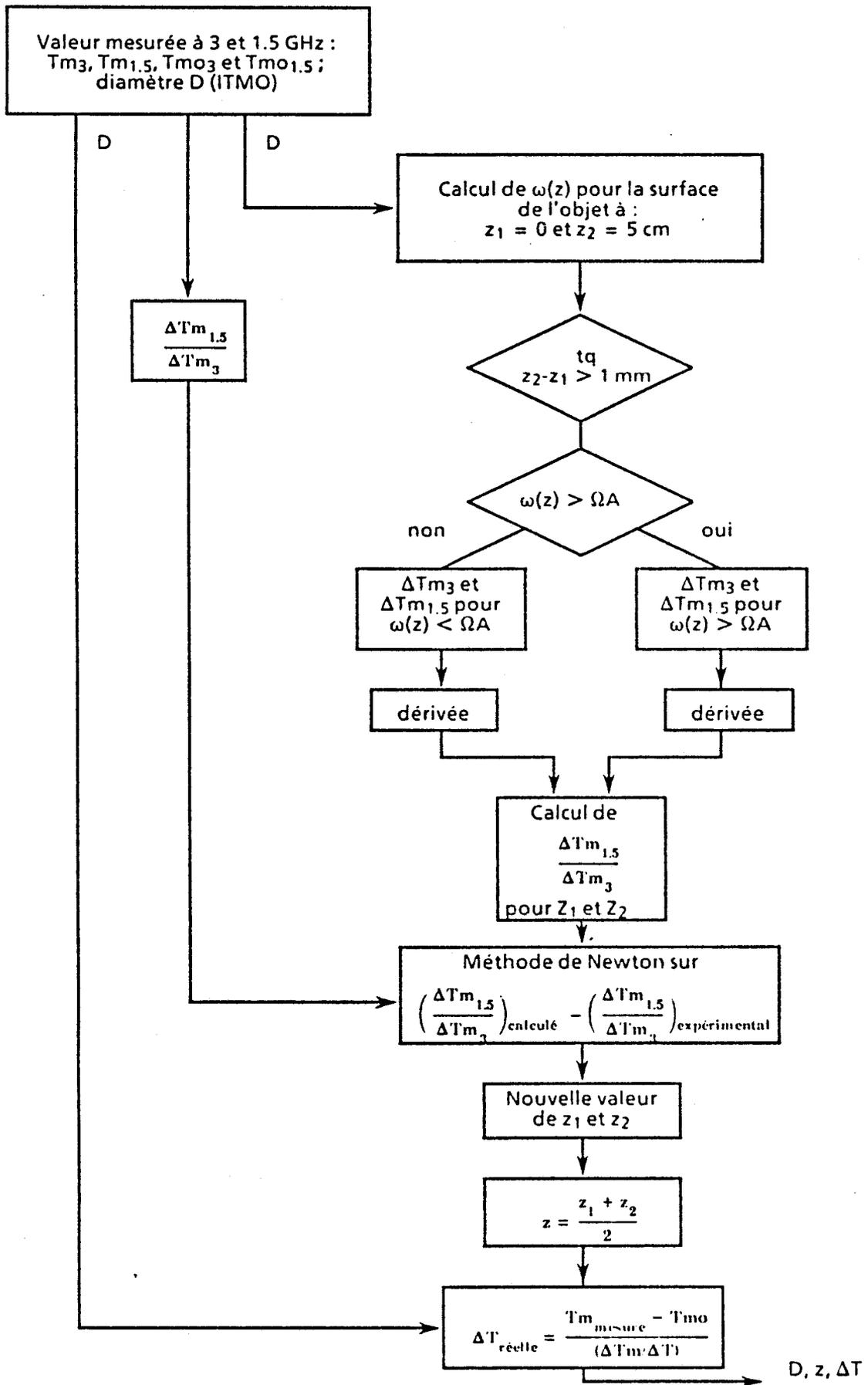


Figure 3.12 : Organigramme général déterminant les paramètres  $D$ ,  $z$  et  $\Delta T$

une sonde donnée, on peut au préalable déterminer l'atténuation apparente sur l'axe de la sonde par la méthode modale et l'introduire dans le calcul des températures radiométriques décrites ci-dessus.

### 3.4 Informatisation de la méthode d'inversion et marges d'erreur

Rappelons les principes de la méthode d'inversion dans le cas d'objets cylindriques. Tout d'abord, l'imagerie radiométrique associée à l'extraction de contour donne le diamètre  $D$  de l'objet. Ensuite, la valeur expérimentale du rapport  $\Delta Tm_3 / \Delta Tm_{1,5}$  étant connue, on détermine la profondeur  $z$  par application de la méthode de Newton à partir de la fonction calculée  $\Delta Tm_3 / \Delta Tm_{1,5}(z)$  pour  $D$ . Enfin, le résultat du calcul de  $\Delta Tm / \Delta T$  à 1,5 GHz ou 3 GHz en fonction de  $z$  et  $D$  permet de connaître  $\Delta T$ .

Nous décrivons maintenant la méthode et nous discutons les résultats.

#### 3.4.1 Description de la méthode

L'organigramme général utilisé pour retrouver les paramètres de l'objet est présenté figure 3.12. Le point de départ est donné par les mesures aux deux fréquences des températures radiométriques au centre de l'objet ainsi que les températures sur le même matériau mais en dehors de son domaine de visibilité, d'où les écarts de températures radiométriques aux deux fréquences dénomés  $\Delta Tm_3$  et  $\Delta Tm_{1,5}$ . Le diamètre  $D$  est obtenu comme décrit au § 1.3.3 et § 2.4.2 à partir de l'extraction de contour de l'image. Compte tenu des caractéristiques de la méthode et de la visibilité de l'objet, on sait que la profondeur  $z$  est comprise entre 0 et 5 cm. On applique alors une méthode numérique (Newton) pour retrouver, par itération, la racine de l'équation :

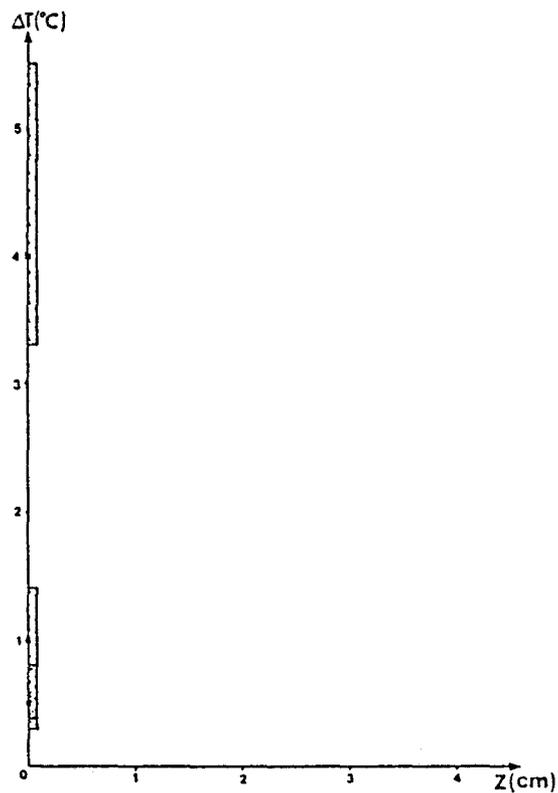
$$\left( \frac{\Delta Tm_{1,5}}{\Delta Tm_3} \right)_{calculé} - \left( \frac{\Delta Tm_{1,5}}{\Delta Tm_3} \right)_{mesuré} = 0 \quad (3-22)$$

On admet que la précision sur la profondeur est de 1 mm, ce qui détermine le critère d'arrêt de l'itération.

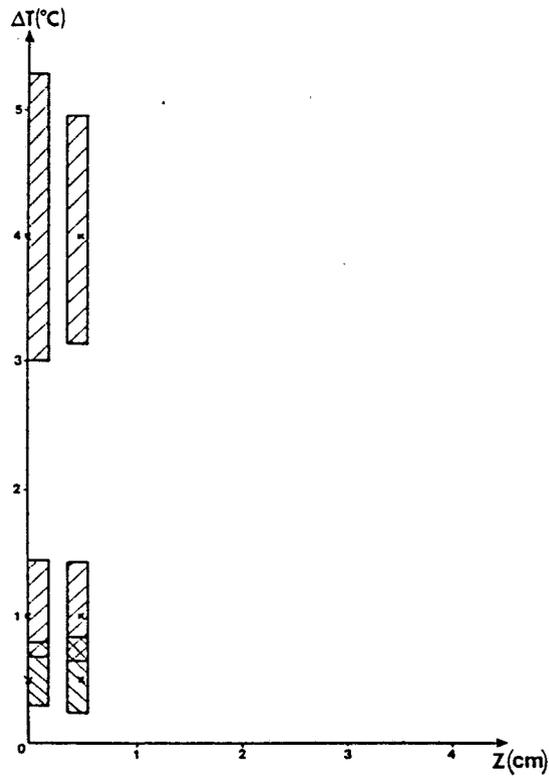
A ce stade,  $D$  et  $z$  étant connus, on utilise l'une des expressions modélisées  $\Delta Tm / \Delta T(D, z)$  pour déterminer  $\Delta T$  soit :

D(cm)	Tm1,5(°C)	Tm3(°C)	rapport	Z(cm)	T1.5(°C)	T3(°C)
2.5	36.19	36.92	0.621	0.5	39.01	39.01
2.5	36.19	36.92	0.621	0.5	39.51	39.22
2.5	36.19	36.92	0.621	0.5	38.50	38.80
2.6	36.19	36.92	0.616	0.4	38.33	38.31
2.6	36.19	36.92	0.616	0.4	38.75	38.48
2.6	36.19	36.92	0.616	0.4	37.91	38.14
2.4	36.19	36.92	0.625	0.6	39.63	39.63
2.4	36.19	36.92	0.625	0.6	40.26	39.97
2.4	36.19	36.92	0.625	0.6	39.04	39.39

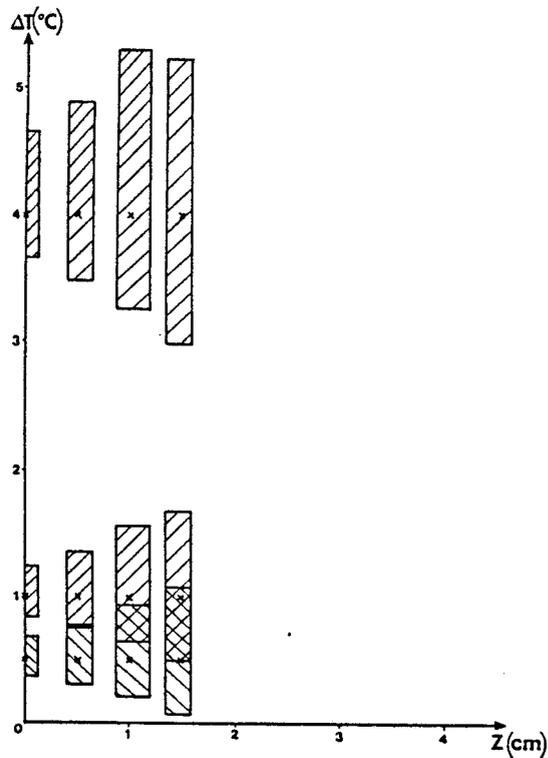
**Tableau 3.3 :** Exemple d'erreurs obtenues lors des variations des 3 paramètres connus sur un objet de 2,5 cm de diamètre, plongé à 0,5 cm de la surface ( $T_0 = 35^\circ\text{C}$ ,  $\Delta T = 4^\circ\text{C}$ ).



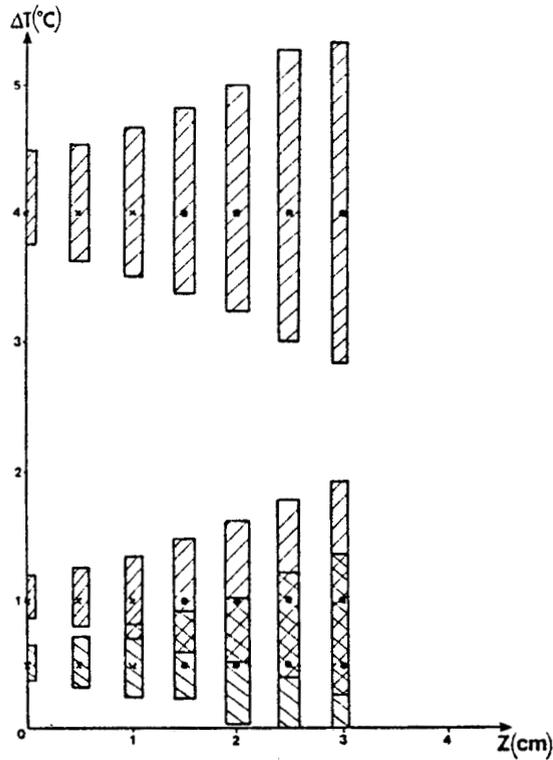
**Figure 3.13 :** Valeurs réelles de  $\Delta T$  et  $z(x)$  et marges d'erreur sur leur détermination par application de la méthode d'inversion.  
Utilisation de la fonction  $\Delta T_{m_3} / \Delta T(D, z)$   
Diamètre  $D = 2\text{cm}$



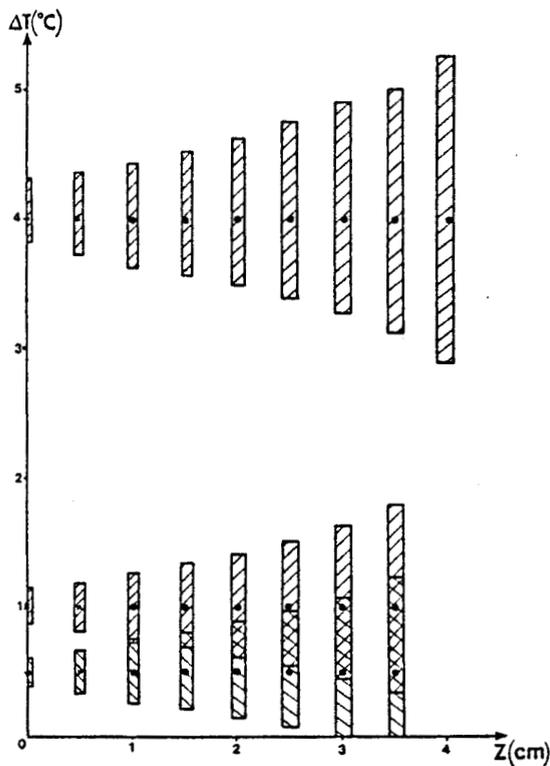
**Figure 3.14 :** Valeurs réelles de  $\Delta T$  et  $z$  (x) et marges d'erreur sur leur détermination par application de la méthode d'inversion.  
 Utilisation de la fonction  $\Delta T m_3 / \Delta T (D, z)$   
 Diamètre  $D = 2,5\text{cm}$



**Figure 3.15 :** Valeurs réelles de  $\Delta T$  et  $z$  (x) et marges d'erreur sur leur détermination par application de la méthode d'inversion.  
 Utilisation de la fonction  $\Delta T m_3 / \Delta T (D, z)$   
 Diamètre  $D = 3,5\text{cm}$



**Figure 3.16 :** Valeurs réelles de  $\Delta T$  et  $z$  (x ou ●) et marges d'erreur sur leur détermination par application de la méthode d'inversion  
 x Utilisation de la fonction  $\Delta Tm_3 / \Delta T(D, z)$   
 ● Utilisation de la fonction  $\Delta Tm_{1,5} / \Delta T(D, z)$   
 Diamètre  $D = 4,5$  cm



**Figure 3.17 :** Valeurs réelles de  $\Delta T$  et  $z$  (x ou ●) et marges d'erreur sur leur détermination par application de la méthode d'inversion  
 x Utilisation de la fonction  $\Delta Tm_3 / \Delta T(D, z)$   
 ● Utilisation de la fonction  $\Delta Tm_{1,5} / \Delta T(D, z)$   
 Diamètre  $D = 5,7$  cm

$$\Delta T = \frac{\Delta T m_{mesuré}}{(\Delta T m / \Delta T)_{calculé}} \text{ à } 1,5 \text{ GHz ou } 3 \text{ GHz} \quad (3-23)$$

Nous allons maintenant discuter les marges d'erreur avec lesquelles sont obtenues les valeurs de  $z$  et  $\Delta T$ .

### 3.4.2 Analyse des marges d'erreur

Il existe en fait deux types d'erreurs ; celle sur le diamètre  $D$  qui provient de l'imagerie et celles sur  $\Delta T m_3$  et  $\Delta T m_{1,5}$  qui dépendent directement de la sensibilité des radiomètres.

Pour connaître leurs influences sur les résultats finaux, on a appliqué le logiciel décrit sur l'organigramme (Fig. 3.12) à toutes les combinaisons des valeurs extrêmes possibles de  $\Delta T m_{1,5}$ ,  $\Delta T m_3$  et  $D$ , compte tenu des marges d'erreur correspondantes soit :

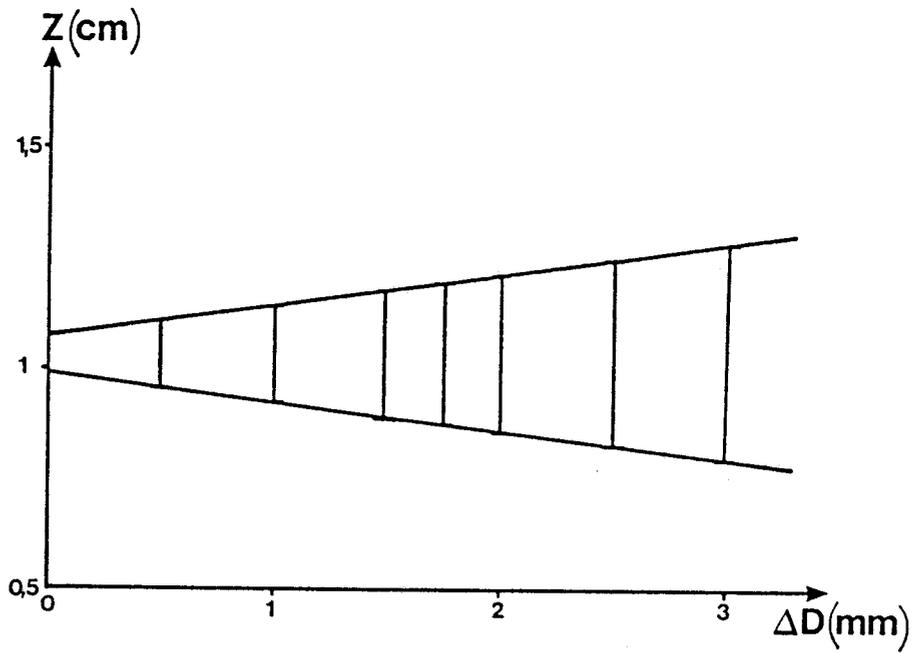
$$\begin{aligned} \Delta D / D &= 0,05 \\ \Delta(\Delta T m_3) &= 0,1^\circ\text{C} \\ \Delta(\Delta T m_{1,5}) &= 0,15^\circ\text{C} \end{aligned}$$

On ne considère ici que des situations pour lesquelles l'objet est visible à la fois aux deux fréquences considérées (visibilité définie au § 2.4.1). Un exemple de ce type de résultats est donné tableau 3.3 pour  $D = 2,5$  cm ;  $z = 0,5$  cm ;  $\Delta T = 4^\circ\text{C}$  ; dans ce cas, on a directement tenu compte de l'erreur sur  $\Delta T m_{1,5} / \Delta T m_3$  soit :

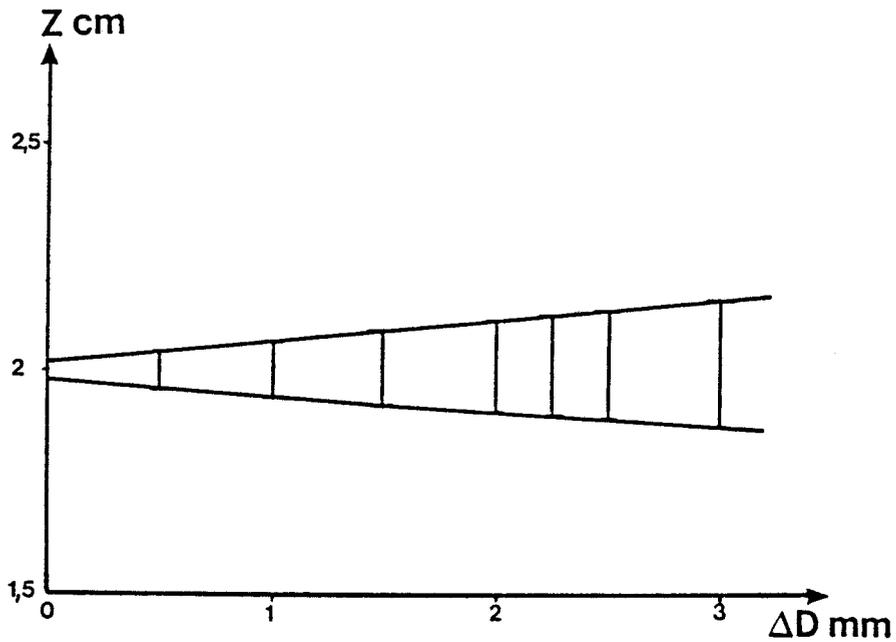
$$\Delta\left(\frac{\Delta T m_{1,5}}{\Delta T m_3}\right) = \frac{\Delta T m_{1,5}}{\Delta T m_3} \left[ \frac{\Delta(\Delta T m_{1,5})}{\Delta T m_{1,5}} + \frac{\Delta(\Delta T m_3)}{\Delta T m_3} \right] \quad (3-24)$$

Ces résultats sont donnés figure 3.13 à 3.17 qui donnent les valeurs de  $\Delta T$  (0,5 ; 1 et  $4^\circ\text{C}$ ) en fonction de la profondeur  $z$  (pas de 0,5 cm) avec les marges d'erreur correspondantes pour des diamètres  $D = 2$  cm ; 2,5 cm ; 3,5 cm ; 4,5 cm et 5,7 cm. On constate une erreur assez importante sur  $\Delta T$  (de 30 à 100% pour les valeurs considérées) alors que l'erreur sur  $z$  est beaucoup plus faible (de l'ordre du millimètre). Ces résultats montrent une moins bonne précision de mesure sur  $\Delta T$  par rapport à la profondeur  $z$  qui sont compatibles avec le fait que la température radiométrique varie beaucoup moins avec la température d'un objet (loi approximativement linéaire) qu'avec sa profondeur (loi approximativement inverse d'une exponentielle).

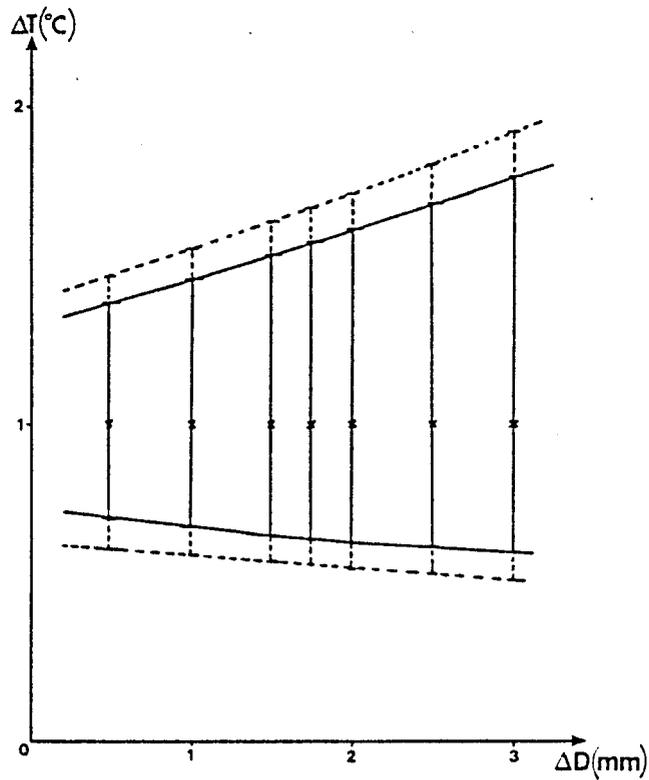
Par ailleurs, pour les objets tels que  $D < 4$ cm, il est préférable d'utiliser la fonction



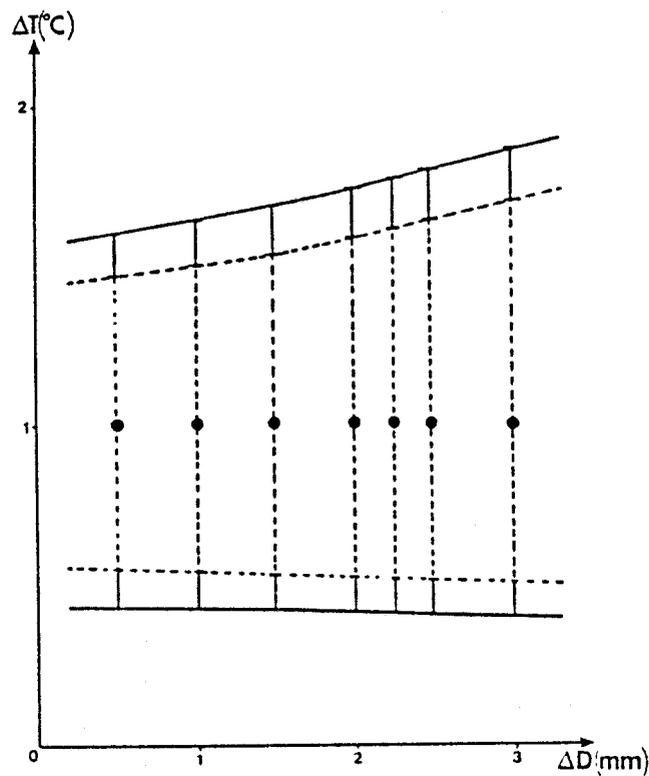
**Figure 3.18 :** Erreur sur la profondeur  $z$  en fonction de l'erreur sur le diamètre  $\Delta D$ .  
 $D = 3,5 \text{ cm}$      $z = 1 \text{ cm}$      $\Delta T = 1^\circ\text{C}$   
 $\Delta(\Delta T_{m_3}) = 0,1^\circ\text{C}$      $\Delta(\Delta T_{m_{1,5}}) = 0,15^\circ\text{C}$



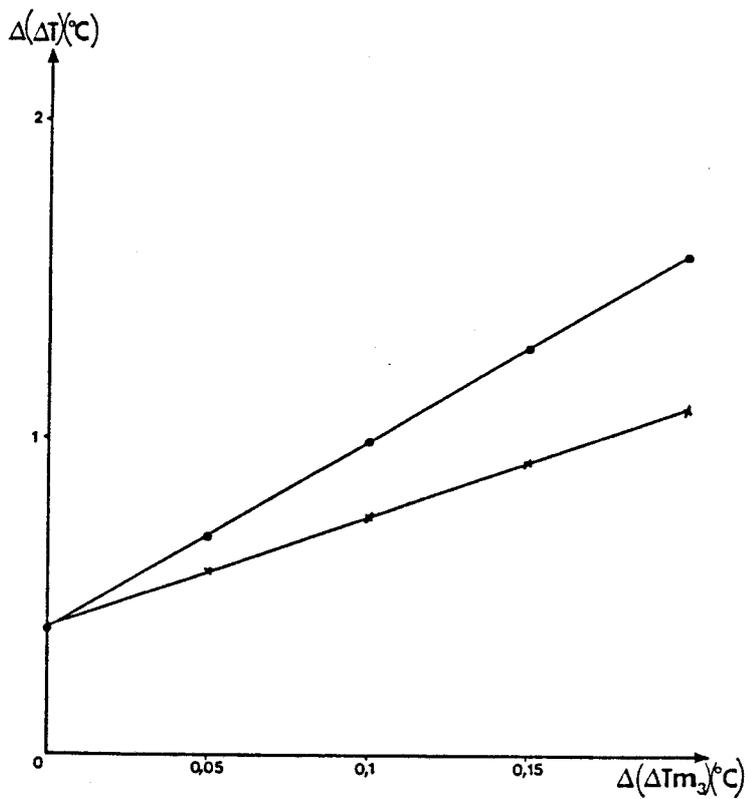
**Figure 3.19 :** Erreur sur la profondeur  $z$  en fonction de l'erreur sur le diamètre  $\Delta D$ .  
 $D = 4,5 \text{ cm}$      $z = 2 \text{ cm}$      $\Delta T = 1^\circ\text{C}$   
 $\Delta(\Delta T_{m_3}) = 0,1^\circ\text{C}$      $\Delta(\Delta T_{m_{1,5}}) = 0,15^\circ\text{C}$



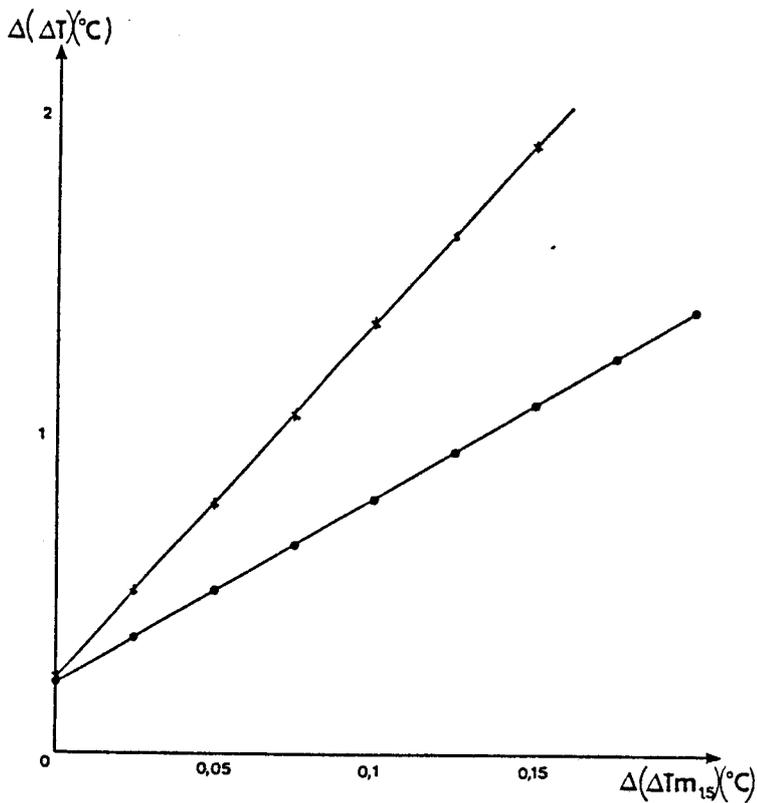
**Figure 3.20 :** Erreur sur l'écart de température  $\Delta T$  en fonction de l'erreur sur le diamètre  $\Delta D$   
 $D = 3,5 \text{ cm}$      $z = 1 \text{ cm}$      $\Delta T = 1^\circ\text{C}$   
 $\Delta(\Delta T_{m_3}) = 0,1^\circ\text{C}$      $\Delta(\Delta T_{m_{1,5}}) = 0,15^\circ\text{C}$   
 — Utilisation de la fonction  $\Delta T_{m_3} / \Delta T(D, z)$   
 - - - Utilisation de la fonction  $\Delta T_{m_{1,5}} / \Delta T(D, z)$



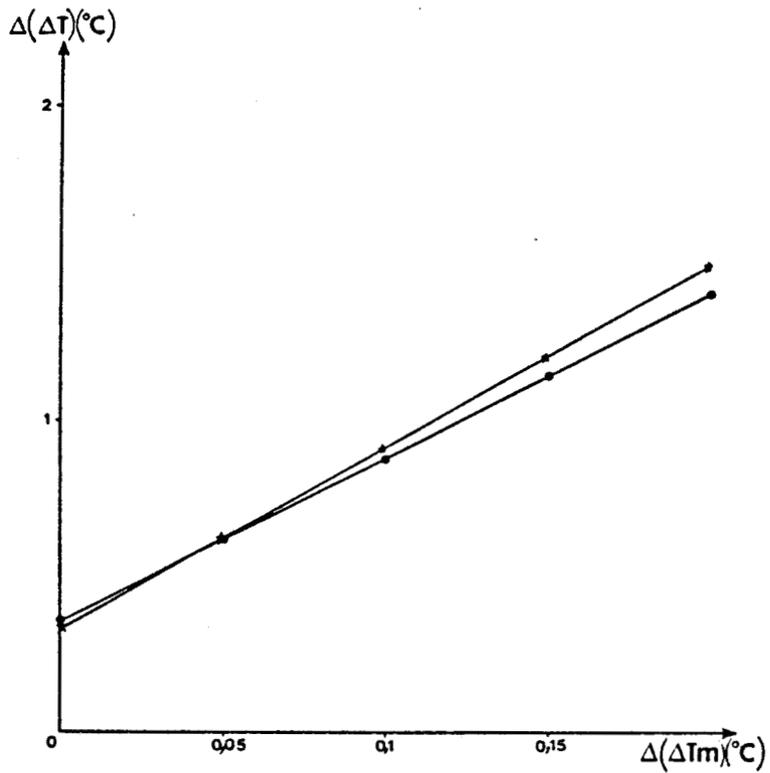
**Figure 3.21 :** Erreur sur l'écart de température  $\Delta T$  en fonction de l'erreur sur le diamètre  $\Delta D$   
 $D = 4,5 \text{ cm}$      $z = 2 \text{ cm}$      $\Delta T = 1^\circ\text{C}$   
 $\Delta(\Delta T_{m_3}) = 0,1^\circ\text{C}$      $\Delta(\Delta T_{m_{1,5}}) = 0,15^\circ\text{C}$   
 — Utilisation de la fonction  $\Delta T_{m_3} / \Delta T(D, z)$   
 - - - Utilisation de la fonction  $\Delta T_{m_{1,5}} / \Delta T(D, z)$



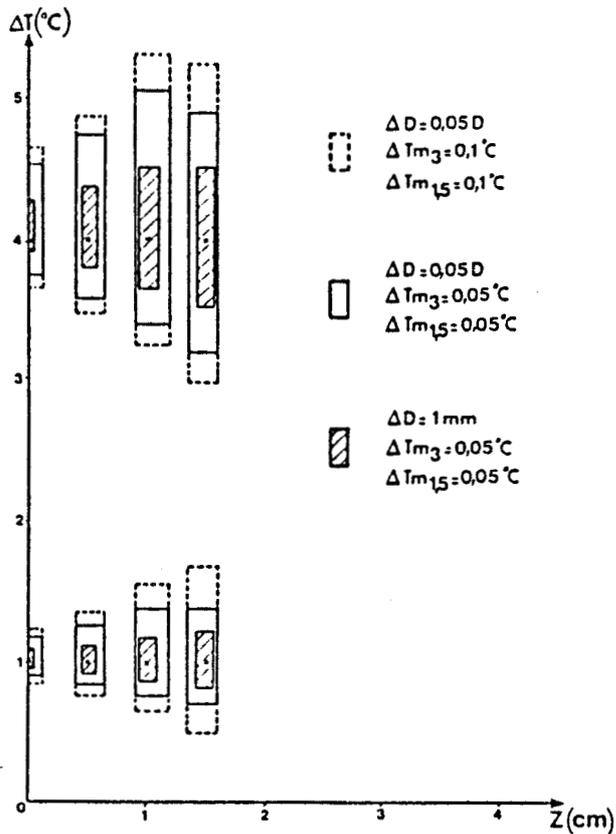
**Figure 3.22 :** Erreur absolue sur l'écart de température  $\Delta T$  en fonction de la sensibilité des mesures radiométriques à 3 et 1,5 GHz ( $\Delta(\Delta Tm_3)$  variable et  $\Delta(\Delta Tm_{1,5}) = 0,15^\circ\text{C}$ )  
 $D = 2,5 \text{ cm}$      $z = 0,25 \text{ cm}$      $\Delta T = 1^\circ\text{C}$   
 x Utilisation de la fonction  $\Delta Tm_3 / \Delta T(D, z)$   
 ● Utilisation de la fonction  $\Delta Tm_{1,5} / \Delta T(D, z)$



**Figure 3.23 :** Erreur absolue sur l'écart de température  $\Delta T$  en fonction de la sensibilité des mesures radiométriques à 3 et 1,5 GHz ( $\Delta(\Delta Tm_3) = 0,1^\circ\text{C}$  et  $\Delta(\Delta Tm_{1,5})$  variable)  
 $D = 4,5 \text{ cm}$      $z = 2 \text{ cm}$      $\Delta T = 1^\circ\text{C}$   
 x Utilisation de la fonction  $\Delta Tm_3 / \Delta T(D, z)$   
 ● Utilisation de la fonction  $\Delta Tm_{1,5} / \Delta T(D, z)$



**Figure 3.24 :** Erreur absolue sur l'écart de température  $\Delta T$  en fonction de la sensibilité des mesures radiométriques à 3 et 1,5 GHz ( $\Delta(\Delta Tm_3) = \Delta(\Delta Tm_{1,5})$  variable)  
 $D = 3,5$  cm       $z = 1$  cm       $\Delta T = 1^\circ\text{C}$   
 x Utilisation de la fonction  $\Delta Tm_3 / \Delta T(D, z)$   
 ● Utilisation de la fonction  $\Delta Tm_{3,5} / \Delta T(D, z)$



**Figure 3.25 :** Evolution des marges d'erreur sur  $\Delta T$  et  $z$  dans le cas d'amélioration des erreurs des paramètres  $D$  et de sensibilité  $\Delta(\Delta Tm)$

$\Delta Tm_3/\Delta T(D,z)$  pour déterminer  $\Delta T$ . Dans le cas contraire, on considèrera la fonction  $\Delta Tm_{1,5}/\Delta T(D,z)$

### 3.4.3 Solutions pour une plus grande précision

Le logiciel d'inversion a été exploité en vue d'observer les répercussions des erreurs expérimentales, d'une part sur  $D$ , d'autre part sur  $\Delta Tm_{1,5}$  et  $\Delta Tm_3$ , sur la détermination des paramètres  $z$  et  $\Delta T$ . Les remarques déduites seront utilisées en vue de perfectionner la méthode.

#### 3.4.3.1 Influence de l'erreur commise sur le diamètre

Différents cas ont été considérés, donnant la marge d'erreur sur  $z$  en fonction de l'erreur sur  $D$  (Fig. 3.18 et Fig. 3.19) ainsi que la marge d'erreur sur  $\Delta T$  en fonction de l'erreur sur  $D$  (Fig. 3.20 et Fig. 3.21). Ces deux dernières courbes montrent, fait déjà mentionné, que l'utilisation de la fonction  $\Delta Tm_{1,5}/\Delta T(D,z)$  est préférable pour les objets de taille supérieure à 4 cm.

Ces résultats montrent la nécessité de bénéficier d'une amélioration de la détermination de  $D$ . Ceci est possible en corrigeant la valeur de  $D$  obtenue par extraction de contour, compte tenu d'un facteur qui dépend de la valeur de  $z$  déterminée auparavant.

#### 3.4.3.2 Influence de l'erreur sur les mesures de $\Delta Tm_{1,5}$ et $\Delta Tm_3$

Pour différentes situations, on a étudié l'évolution des erreurs sur  $\Delta T$  en fonction de la sensibilité des radiomètres (erreurs sur  $\Delta Tm_3$  et  $\Delta Tm_{1,5}$ ) (figures 3.22 à 3.24).

Ces résultats indiquent encore qu'il est préférable d'utiliser la fonction  $\Delta Tm_{1,5}/\Delta T(D,z)$  pour les objets de plus grande taille et qu'il existe une limite inférieure de l'erreur de  $\Delta T$  : pour les cas considérés ( $\Delta T = 1^\circ\text{C}$ ), cette erreur limite est de quelques dixièmes de degrés.

En fait, il est tout à fait pensable de bénéficier de ces caractéristiques en mesurant avec précision  $\Delta Tm_3$  et  $\Delta Tm_{1,5}$  : on pourra effectuer cette mesure ( $\Delta Tm_3$  si  $D < 4$  cm et  $\Delta Tm_{1,5}$  si  $D > 4$  cm) avec un temps d'intégration beaucoup plus important que pour les autres acquisitions.

Enfin, la figure 3.25 montre, sur un cas particulier, comment se réduisent les marges d'erreur lorsqu'on réduit à la fois les erreurs sur  $D$ ,  $\Delta Tm_{1,5}$  et  $\Delta Tm_3$ .

### 3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous présentons une méthode canonique d'inversion des signaux radiométriques applicables à des structures thermogènes ramassées (cylindres) en milieu homogène. Son information est facilitée par l'établissement d'expressions analytiques des signaux générés par les types de structures thermiques considérées. Une étude systématique des marges d'erreur sur  $D, z$  et  $\Delta T$  a pu être réalisée qui permet d'en chiffrer les causes.

En conclusion, il apparaît que les performances de cette méthode d'inversion peuvent encore être améliorées :

- par la détermination plus exacte de  $D$  qui tiendra compte de la valeur de  $z$  déterminée par ailleurs,
- en accroissant le temps de mesure de  $\Delta T_{m_3}$  ou  $\Delta T_{m_{1,5}}$ , le positionnement correspondant de la sonde étant défini au préalable à partir du point le plus chaud de l'image.

### BIBLIOGRAPHIE CHAPITRE 3

- [1] WILHEIT T.T.  
Radiative transfert in a plane stratified dielectric.  
IEEE Trans. Geosc. Elec., GE 16, pp 138-143, 1978.
- [2] STAELIN D.H.  
Passive remote sensing at microwave wavelenghs  
Proc. IEEE, vol. 57, n° 4, pp 427-439, 1969.
- [3] MIZUSHINA S., HAMAMURA Y., SUGIURA T.  
A three-band microwave radiometer system for non-invasive measurement of the  
temperature at various depths.  
IEEE MTT's Digest, pp 759-762, 1986.
- [4] PLANCOT M., PREVOST B., FABRE J.J., CHIVE M., MOSCHETTO Y., GIAUX G.  
Thermal dosimetry based on radiometry in multilayered media  
Proc IEEE/EMBS, Dallas, Nov. 1986
- [5] BARDATI F., MONGIARDO M., SOLIMINI D.  
Inversion of microwave thermographic data by the singular fonction method.  
IEEE MTT's Digest, 1985.
- [6] BARDATI F. et al  
Biological temperature retrieval by scanning radiometry  
IEEE MTT's Digest, 1986.
- [7] CHANDRASEKHAR S.  
Radiative transfer  
Oxford University Press, Oxford, 1950.
- [8] ULABY F.T., MOORE R.K., FUNG A.K.  
Microwave remote sensing - Vol I  
Addison-Wesley Publishing Company - 1981.
- [9] MIYAKAWA M.  
Study on microwave thermography - Application the estimation of subcutaneous  
temperature profiles  
The Trans. of IECE Japan, Vol E 64, n° 12, pp 786-792, 1981.

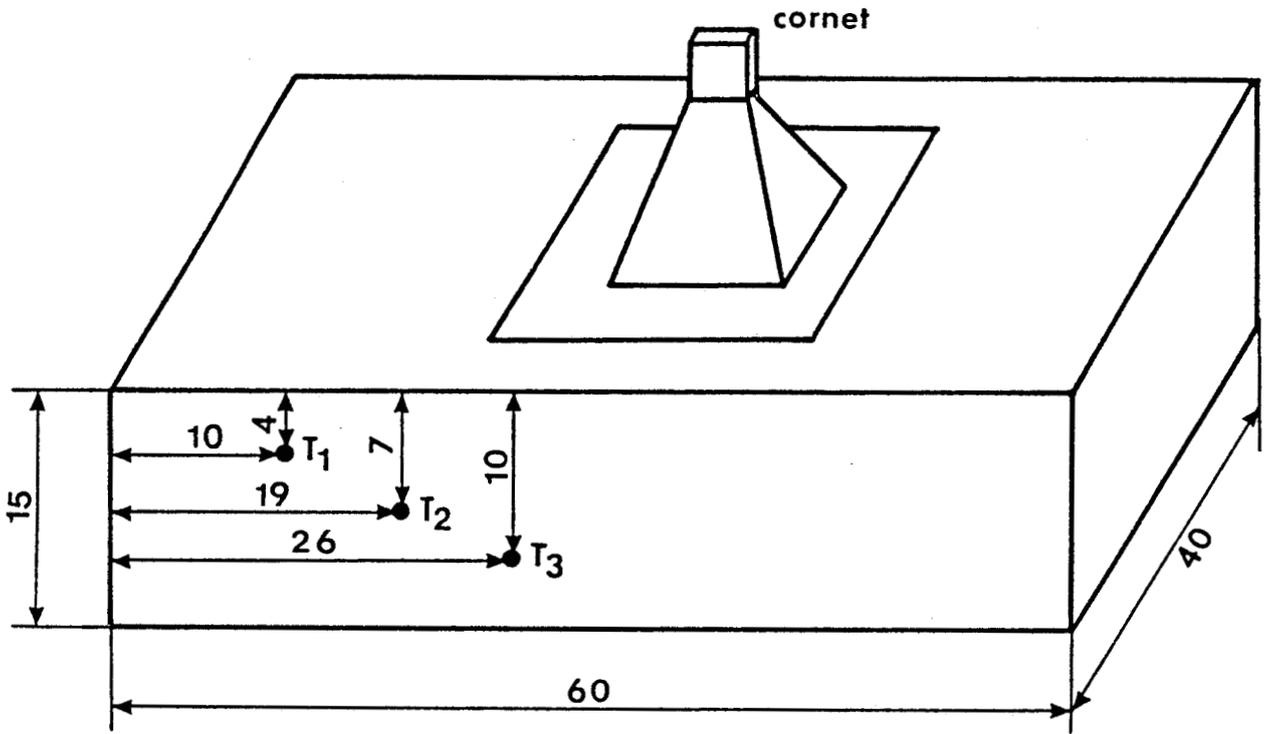
- [10] JOHNSON C.C., GUY A.W.  
Nonionizing electromagnetic wave effects in biological materials and systems.  
Proc. IEEE, Vol 60, n° 6, pp 692-718, 1972.
- [11] BUCKLEY F., MARYOTT A.A.  
Tables of dielectric dispersion data for pure liquids and dilute solutions.
- [12] MIYAKAWA M.  
A study on the temperature dependency of the permittivity of biological tissues  
ISHO, Sept 88.
- [13] TOUREL L.  
Les antennes - Application aux radars et techniques spatiales.  
DUNOD, Paris, 1961.
- [14] LIVA V.  
Emissivité et transmission de la neige en ondes centimétriques. Applications à la détection  
radiométrique des victimes d'avalanche.  
Thèse de Docteur Ingénieur, Institut National Polytechnique de Grenoble.
- [15] WOLFF E.A.  
Antenna analysis  
John Wiley and Sons Inc., N.Y., 1965
- [16] ROBILLARD M.  
Contribution à l'étude des sondes et à la reconnaissance d'objet thermique par  
thermographie microonde (T.M.O).

## **CHAPITRE 4**

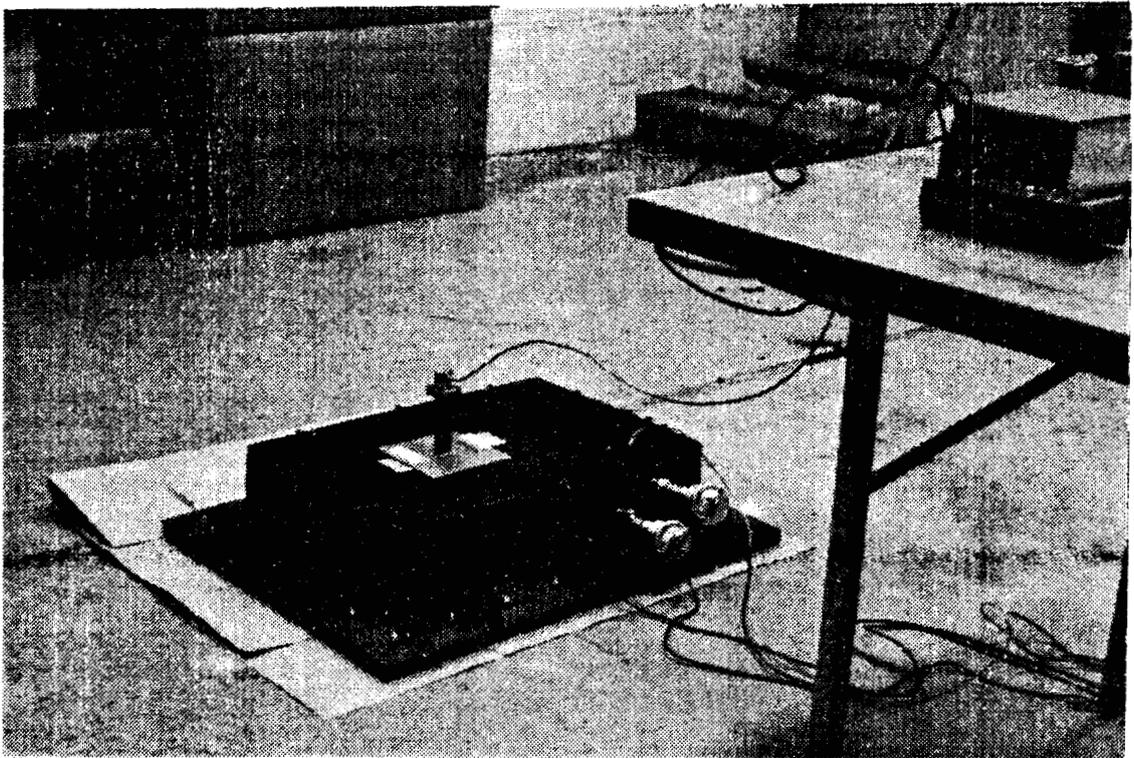
### **CONTRIBUTION A LA THERMOMETRIE EN VOLUME DE MATERIAUX FAIBLES PERTES**

## **CHAPITRE 4**

### **CONTRIBUTION A LA THERMOMETRIE EN VOLUME DE MATERIAUX FAIBLES PERTES**



**Figure 4.1 :** Dalle d'enrobé bitumineux utilisée pour les relevés expérimentaux de la mesure radiométrique (dimensions en cm).



**Figure 4.2 :** Photographie du dispositif expérimental (Fig. 4.1).

# Chapitre 4

## CONTRIBUTION A LA THERMOMETRIE EN VOLUME DE MATERIAUX FAIBLES PERTES

(Application au cas des enrobés bitumineux)

### 4.1 Introduction

Les études précédentes concernent la radiométrie effectuée sur les tissus vivants qui présentent, en majorité, des pertes importantes compte tenu de leur teneur en eau. On a vu que dans ces conditions, les fréquences privilégiées de travail sont situées entre 1 et 5 GHz, ce qui correspond sensiblement à des profondeurs de pénétration variant de quelques millimètres à quelques centimètres.

On peut également s'intéresser à des produits présentant des pertes plus faibles, et par conséquent, compte tenu :

- de l'accroissement de la pénétration, on peut opérer également à des fréquences plus élevées,
- d'un  $\epsilon'$  généralement faible, le phénomène de réflexion à l'interface se pose dans des termes différents.

Un problème particulier de thermométrie en volume nous a été posé par Mr Billard (Laboratoire Central des Ponts et Chaussées à Paris), et Mr Menard (Centre d'Etudes Techniques de l'Equipement à Rouen). Au cours de la construction des revêtements routiers, les enrobés bitumineux sont compactés tant que leur température est supérieure à 80°C, température limite entre un état maléable et un état solide : la connaissance de ce seuil est donc une donnée importante. Or, il n'existe actuellement aucun moyen de contrôle de la température qui règne dans le matériau : il est exclu d'y introduire des thermocouples ; par ailleurs, la thermographie infrarouge ne donne qu'une information superficielle, différente de la température en volume, et trop sensible aux convections de l'air ambiant.

Nous décrivons dans ce chapitre, l'étude expérimentale entreprise qui montre la faisabilité de la mesure radiométrique puis sa reproductibilité. Nous avons commencé à comparer ces résultats à ceux que nous savons calculer à l'aide de la méthode modale de calcul des signaux radiométriques, dans le but ultérieur de reconstituer un profil de température en profondeur.

enrobé	Etat	$\epsilon'$	$\epsilon''$
calcaire	foisonné 1,64 g/cm <sup>3</sup>	4,43	-
calcaire	compacité 2,30 g/cm <sup>3</sup>	7	0,17
silicieux	foisonné 1,80 g/cm <sup>3</sup>	3,35	0,02
silicieux	compacité 2,30 g/cm <sup>3</sup>	4,3	0,03

**Tableau 4.1 :** Valeur des permittivités complexes, en bande X, de deux types d'enrobés en fonction de leur densité

## 4.2 Méthode expérimentale et résultats <sup>2</sup>

Le dispositif de mesure comprend une sonde, guide rectangulaire rempli d'air, suivi d'un récepteur radiométrique travaillant dans la bande 10-12 GHz. Deux arguments ont motivé ce choix de fréquence : d'une part, les enrobés bitumineux présentent peu de pertes (tableau 4.1) (les calculs des paramètres de couplage présentés § 1.3.4 montrent que la profondeur de pénétration se situe à quelques centimètres) ; d'autre part, nous bénéficions ainsi de composants relativement moins coûteux (bande T.V. par satellite) qu'en opérant dans d'autres bandes de fréquences.

Le matériau utilisé est mis sous la forme d'une dalle de 15 cm d'épaisseur (Fig. 4.1) [1]. Trois résistances thermiques étalonnées (PT100) sont introduites dans l'enrobé au début de l'examen. Ils nous renseignent sur l'évolution du gradient de température (points  $T_1, T_2, T_3$  sur la figure 4.1). L'antenne utilisée dans ces premières expériences, est un cornet bande X. Pour s'affranchir d'éventuels signaux parasites, un plan métallique, perpendiculaire à l'axe du guide est fixé sur les bords du cornet. Ce plan métallique est pratiquement posé sur l'échantillon ; il en est isolé thermiquement.

Ce plan métallique est prévu comme blindage. En effet, on peut craindre, a priori, des interférences causées par des signaux parasites tels ceux issus d'harmoniques de la fréquence I.S.M. (Industrial, Scientific, Measurement) à 2,45 GHz (four microondes domestiques) ou de signaux de télécommunications et T.V. par satellite. Par exemple, les densités de puissance des signaux reçus en Europe depuis Eutelsat ou Intelsat dans la bande 10,9-11,7 GHz sont de l'ordre de  $10^{-9}$  à  $10^{-10}$  Watt/m<sup>2</sup>.

La dalle est initialement chauffée à environ 170°C ; une fois sortie du four, on observe son refroidissement à l'air ambiant. Les trois mesures des thermocouples et celle du radiomètre sont reçues par une centrale de mesure qui les enregistre simultanément au cours du temps. Une photographie du dispositif expérimental est donnée figure 4.2

### 4.2.1 Essais de faisabilité

Les premiers essais consistent à s'assurer de l'existence d'un signal radiométrique en dépit des faibles pertes du matériau [2] et à estimer l'influence de l'interface sur l'émissivité.

La dalle d'enrobé utilisée correspond aux pertes les plus faibles (silice). Elle est posée

---

<sup>2</sup> L'ensemble des études expérimentales a été réalisé au Centre d'Etudes Techniques de l'Équipement (Rouen) par Mr Menard et Mlle Blondel

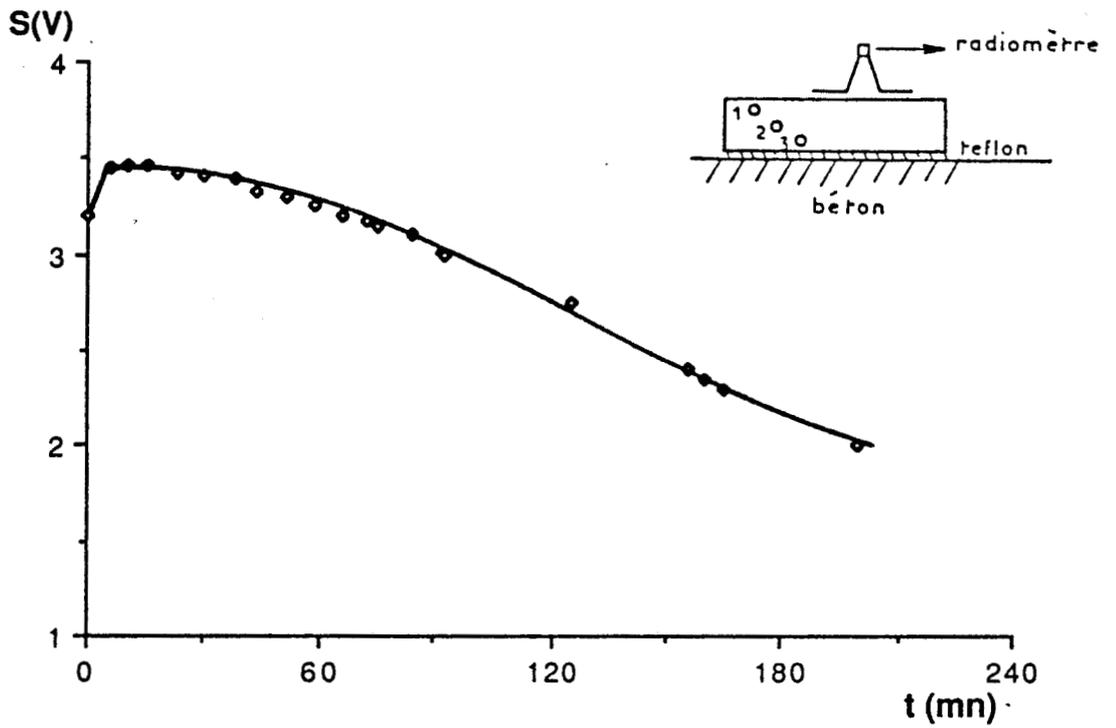


Figure 4.3 : Evolution du signal radiométrique lors du refroidissement d'une dalle d'enrobé (agrégat siliceux, compacité  $2,3 \text{ g/cm}^3$ ), initialement à  $170^\circ\text{C}$ , posée sur le sol, en fonction du temps.

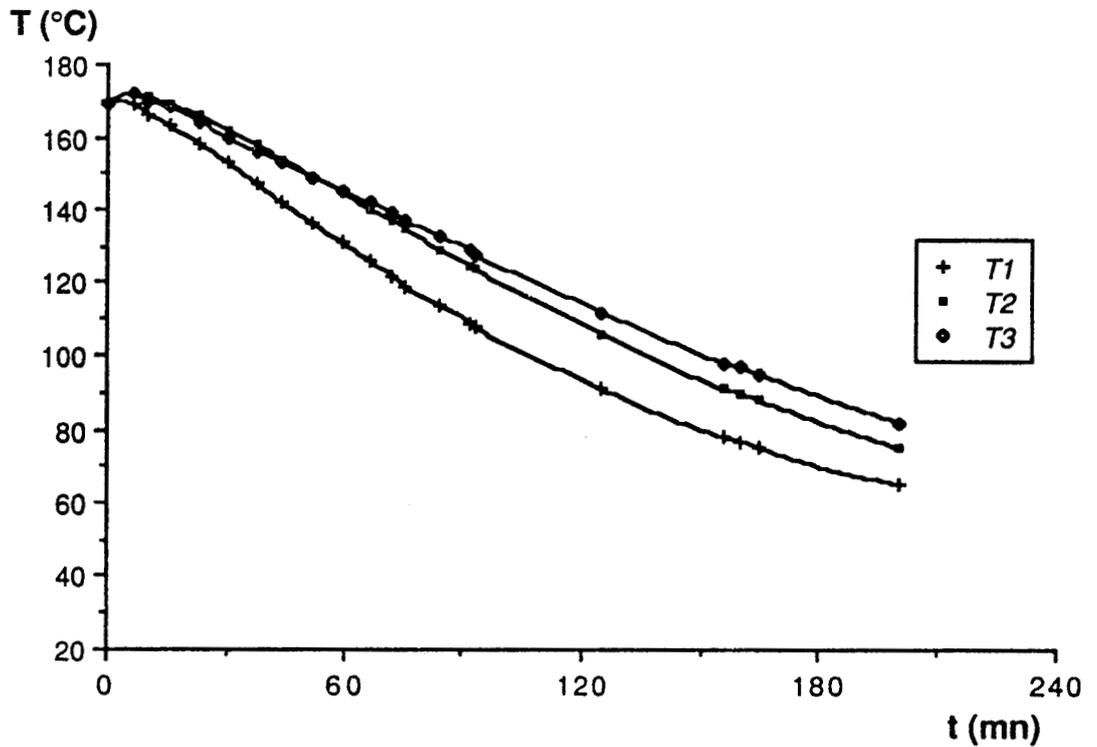


Figure 4.4 : Relevé des températures internes par thermocouples en fonction du temps (agrégat siliceux, compacité  $2,3 \text{ g/cm}^3$ ).

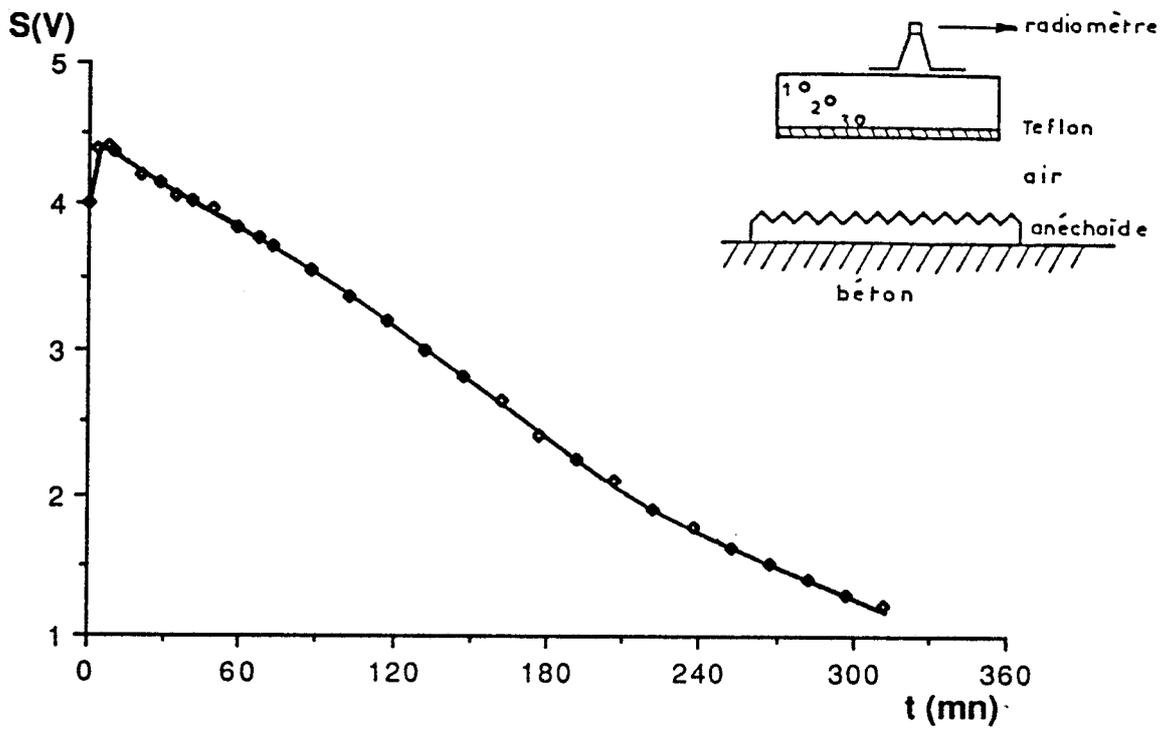


Figure 4.5 : Signal radiométrique d'une dalle d'enrobé (agrégat siliceux, compacité  $2,3 \text{ g/cm}^3$ ) placée au-dessus d'un mur anéchoïde, en fonction du temps.

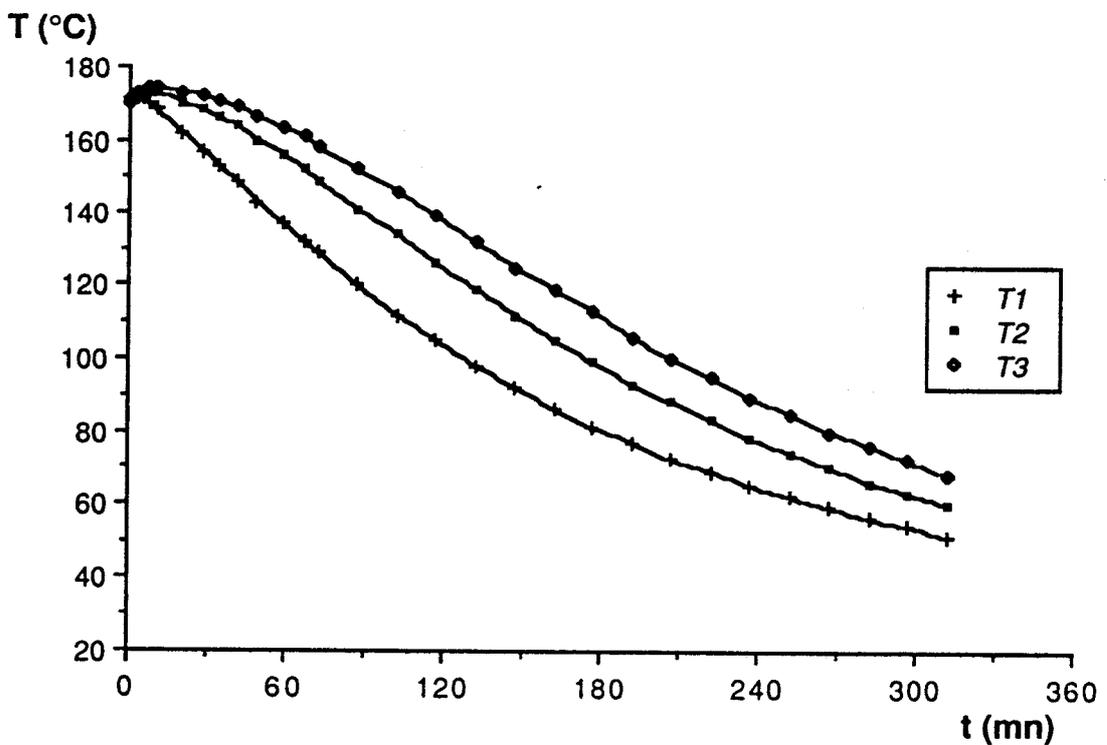
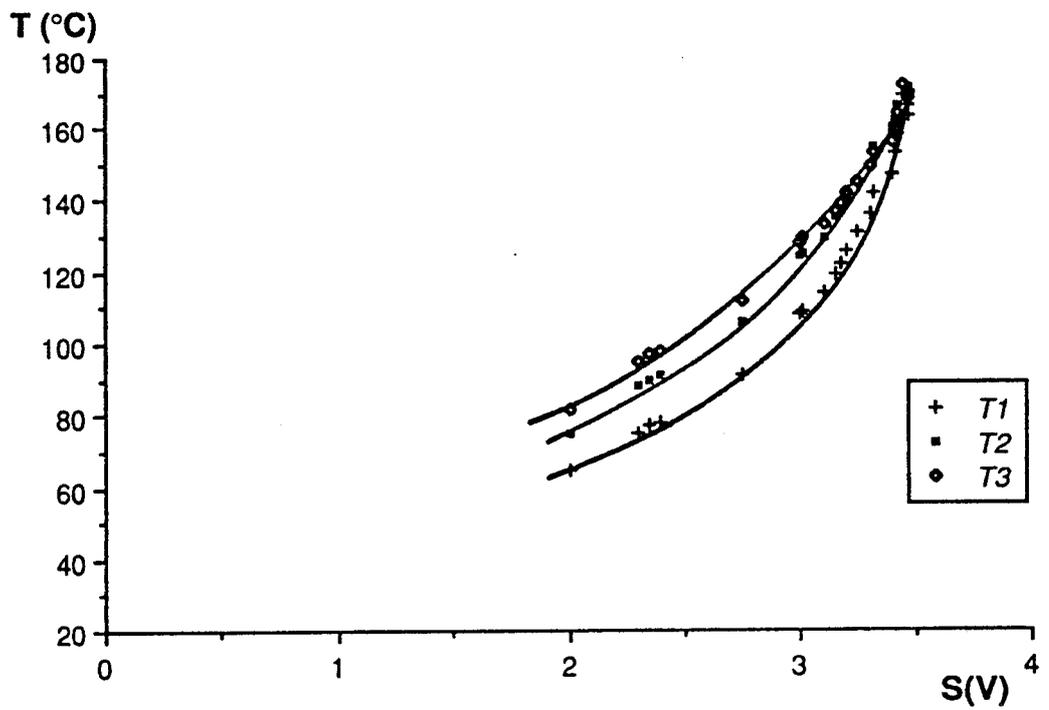
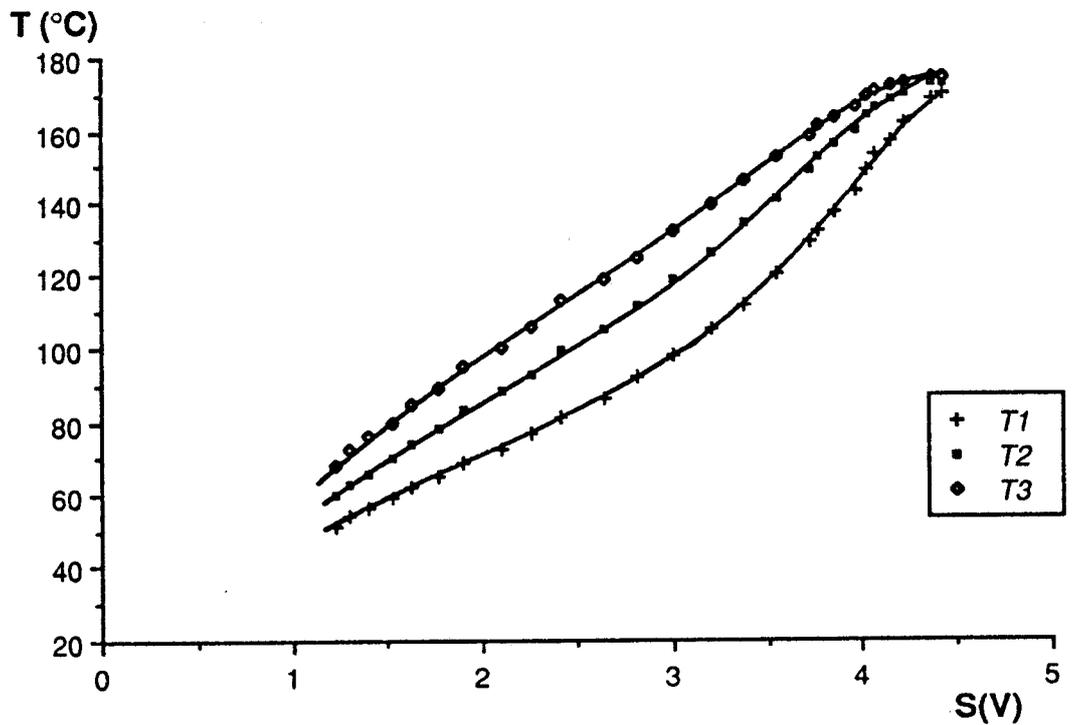


Figure 4.6 : Relevé des températures internes par thermocouples en fonction du temps (agrégat siliceux, compacité  $2,3 \text{ g/cm}^3$ ).



**Figure 4.7 :** Température des thermocouples en fonction du signal radiométrique pour l'enrobé posé sur le béton.



**Figure 4.8 :** Température des thermocouples en fonction du signal radiométrique pour l'enrobé au-dessus d'un mur anéchoïde.

directement sur le sol. Le relevé des mesures est celui de la figure 4.3 représentant la variation du signal radiométrique dans le temps que l'on peut comparer aux relevés de températures (thermocouples) de la figure 4.4. Une autre série de mesures a été réalisée en éloignant la dalle d'enrobé du sol et en l'isolant par un mur anéchoïde, ceci afin de s'affranchir du couplage éventuel de l'antenne au sol. Les relevés de mesures sont donnés figure 4.5 et 4.6, respectivement pour le radiomètre et les thermocouples.

On peut faire les remarques suivantes à partir de ces essais préliminaires.

- Il existe un signal radiométrique significatif alors que l'on opère sur un matériau très faible perte.
- Ce signal évolue sensiblement dans le même sens que celui des thermocouples, mais il n'apparaît pas ici de relation simple entre les deux types de mesures (Fig. 4.7 et Fig. 4.8).
- L'émissivité à l'interface air-milieu apparaît favorable à la mesure. Les écarts de températures mesurés par le radiomètre et le thermocouple entre le début et la fin de l'expérience sont comparables (réponse du radiomètre 20 mV/°C).
- Nous n'avons pas constaté l'existence de signaux parasites capables de gêner la mesure.
- Enfin, ces résultats ne peuvent être quantitatifs suite à un effet résultant de l'échauffement de la transition guide-coaxial, phénomène qui sera corrigé par la suite.

## 4.2.2 Etude de reproductibilité

Des essais de reproductibilité ont ensuite été réalisés dans des conditions analogues en utilisant des ouvertures de guide de tailles différentes (2,5 cm × 1,25 cm ( $S_A$ ); 2,286 cm × 1,016 cm ( $S_B$ ); 1,5 cm × 0,75 cm ( $S_C$ ); deux séries de mesures sont effectuées dans chaque cas.

On adjoint aux mesures précédentes, un quatrième thermocouple situé juste à la surface ( $T_4$ ), les autres étant situés à des profondeurs de 4,1 ; 7,5 et 10,5 cm (Fig. 4.9).

L'ensemble de ces résultats expérimentaux est représenté figures 4.10 à 4.12. Les températures radiométriques sont données en fonction d'un étalonnage du système sur charge adaptée (réponse de 8 mV/°C).

La première remarque importante est que la mesure radiométrique est déjà nettement significative de la température en volume au vu de sa coïncidence avec les mesures des thermocouples internes. Cette information est meilleure que celle mesurée par le thermocouple de surface. Cette première conclusion est particulièrement positive en vue de l'application recherchée.

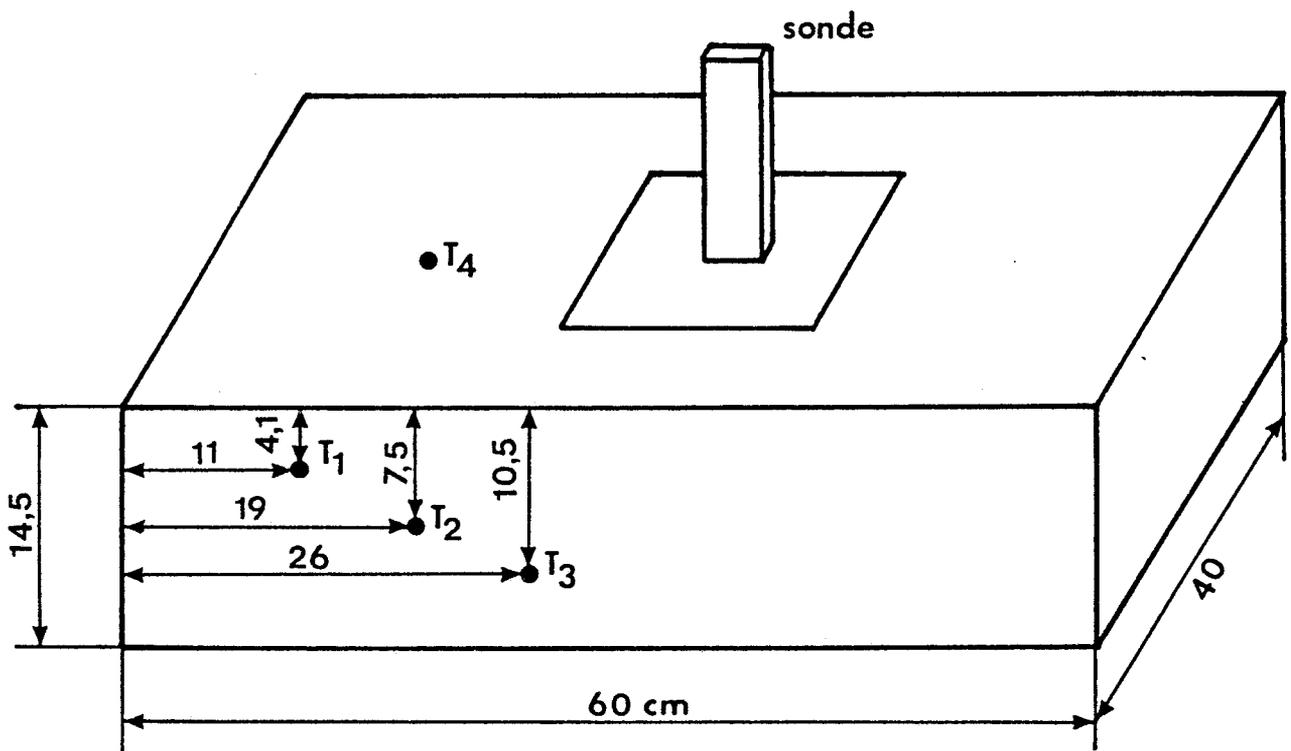
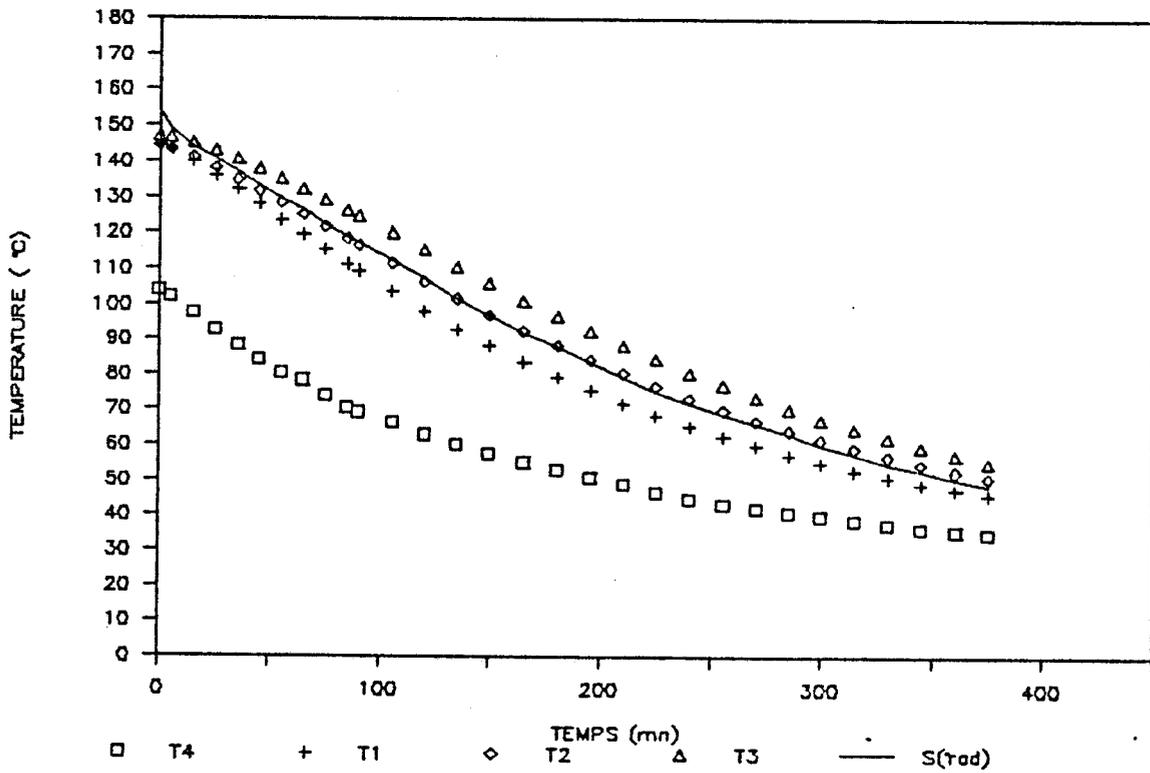


Figure 4.9 : Dispositif expérimental.

essai 1



essai 2

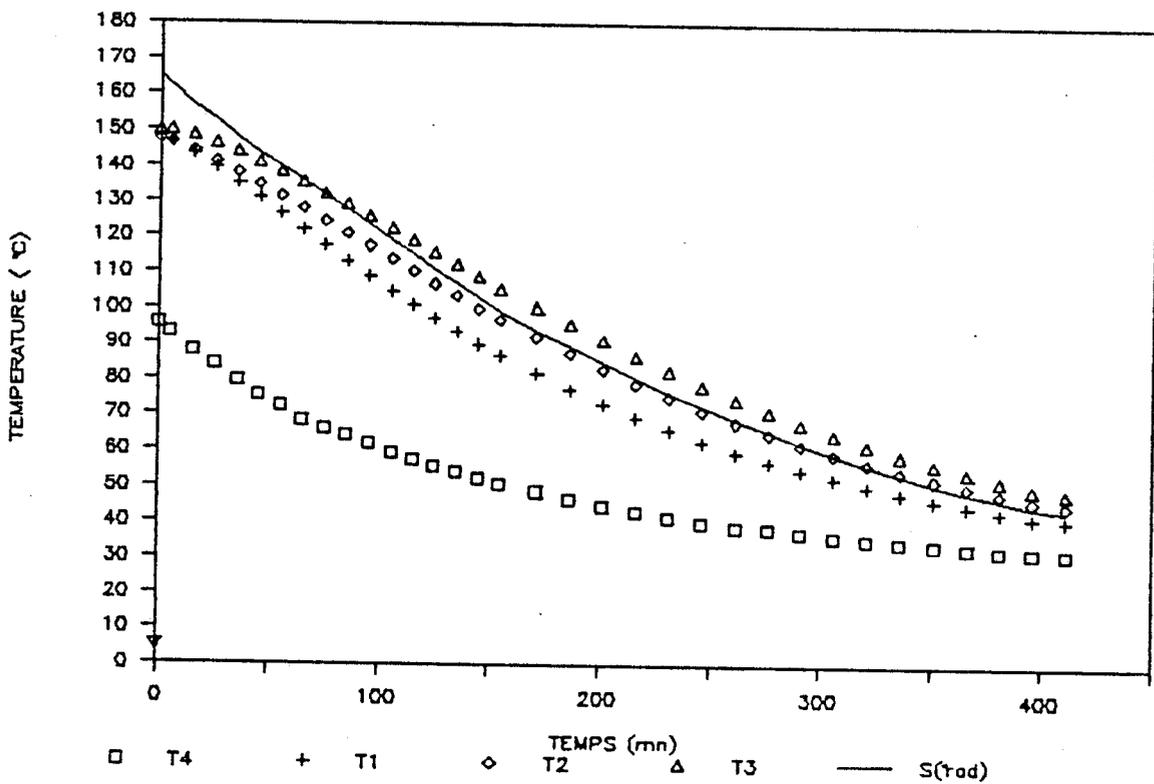
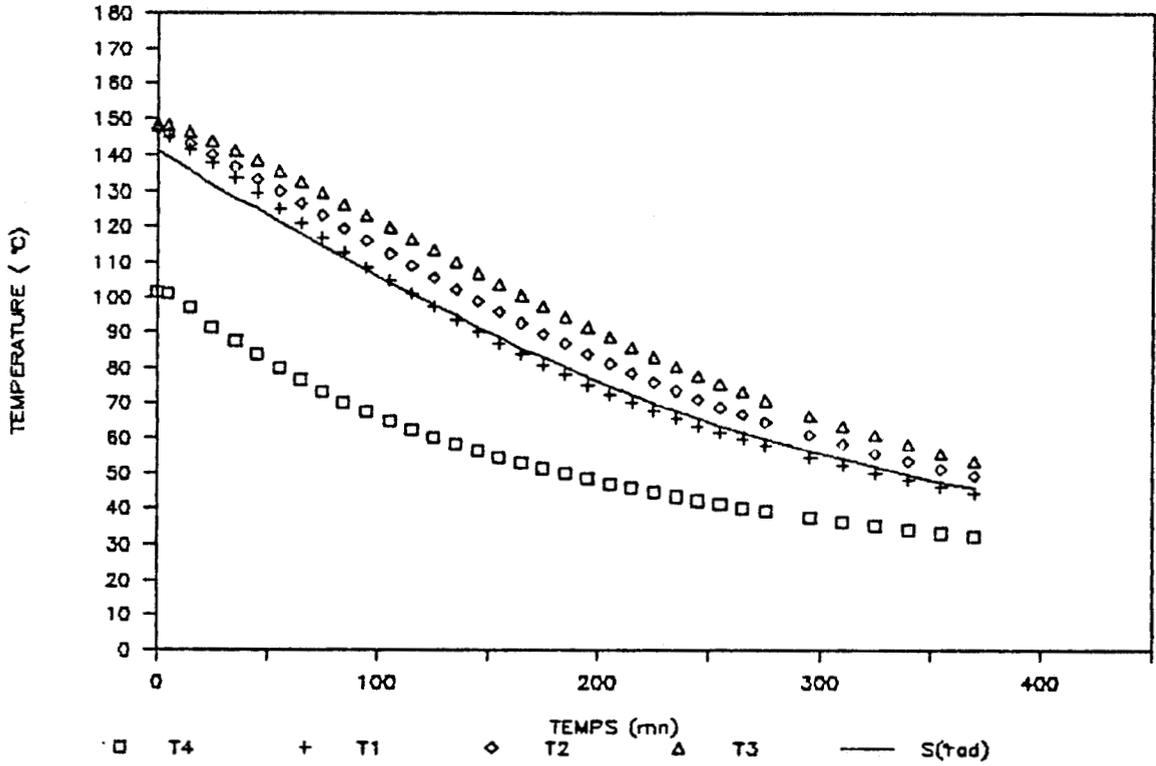


Figure 4.10 : Résultats expérimentaux (étude de reproductibilité) de deux essais pour le guide  $S_A$  ( $2,5 \text{ cm} \times 1,25 \text{ cm}$ ) pour les quatre mesures des thermocouples et la mesure du radiomètre ( $8 \text{ mV}/^\circ\text{C}$ ).

essai 1



essai 2

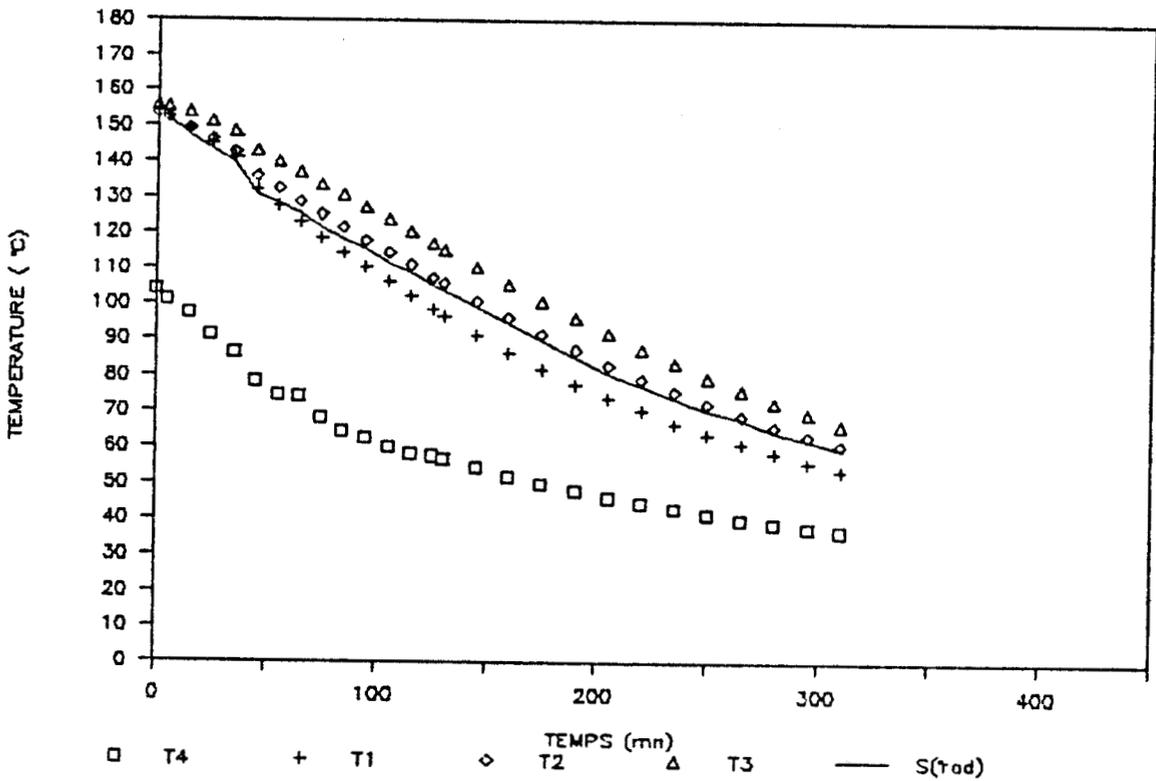
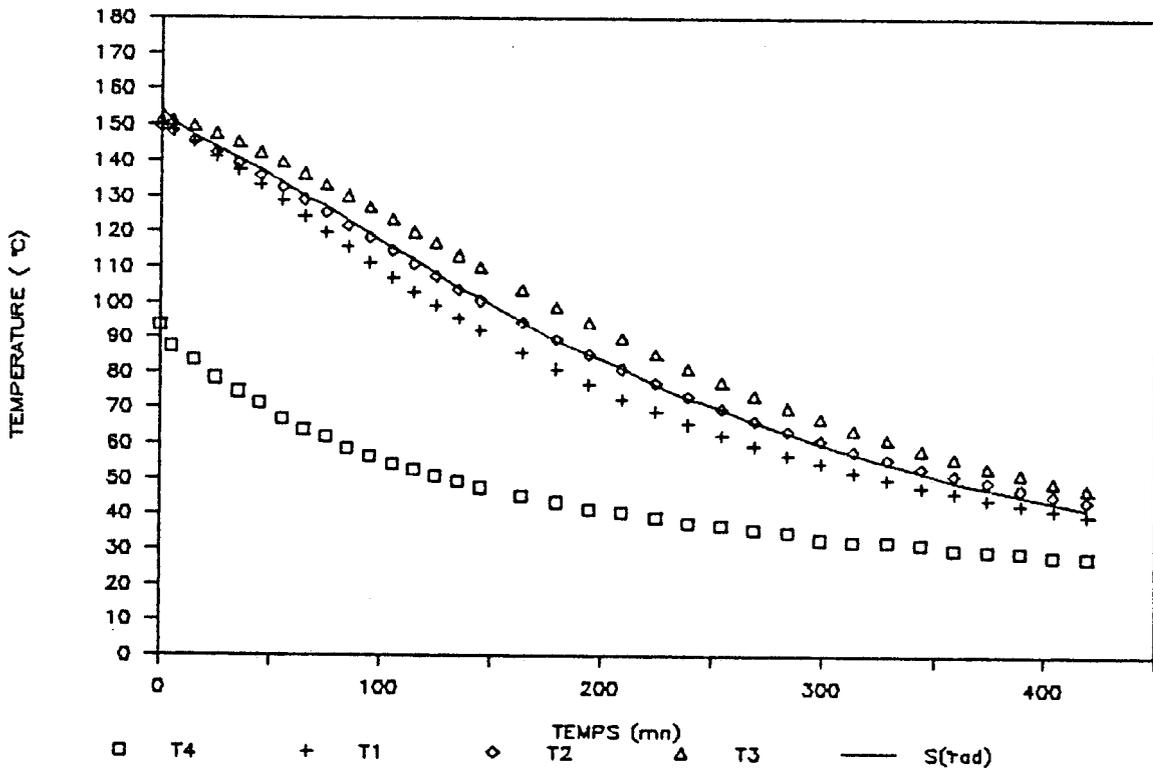


Figure 4.11 : Résultats expérimentaux (étude de reproductibilité) de deux essais pour le guide  $S_B$  (2,286 cm  $\times$  1,016 cm) pour les quatre mesures des thermocouples et la mesure du radiomètre (8 mV/°C).

essai 1



essai 2

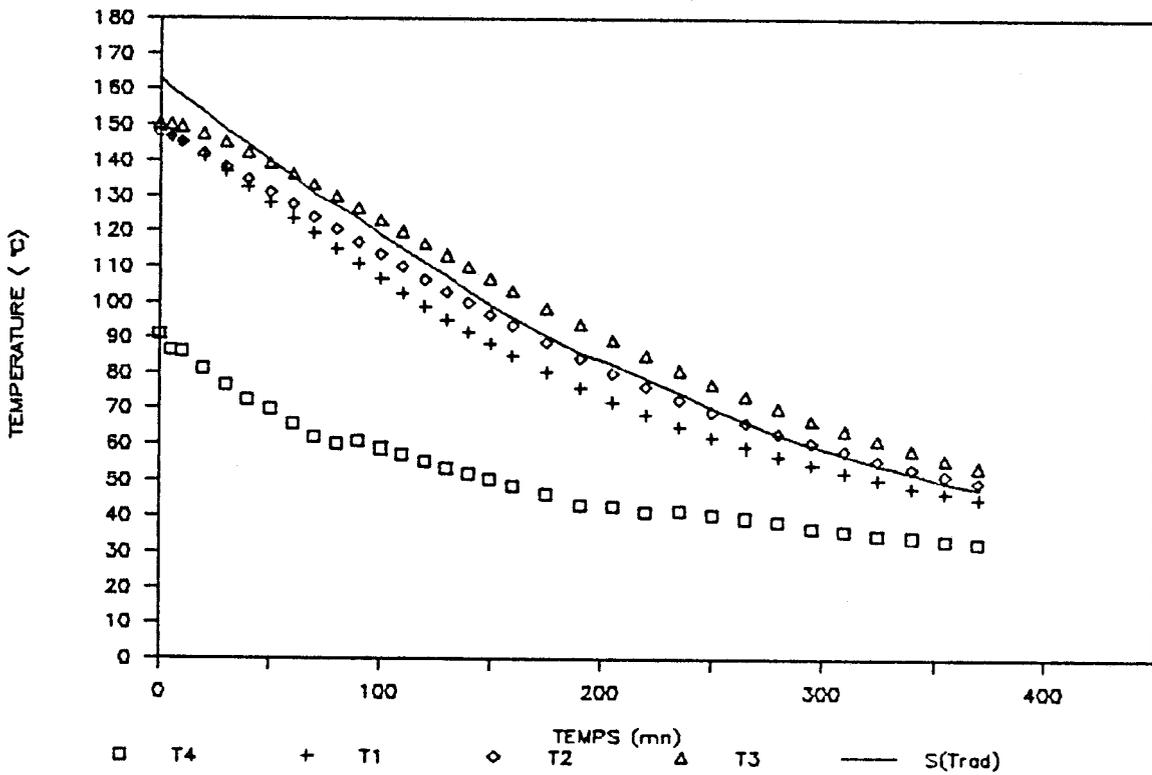
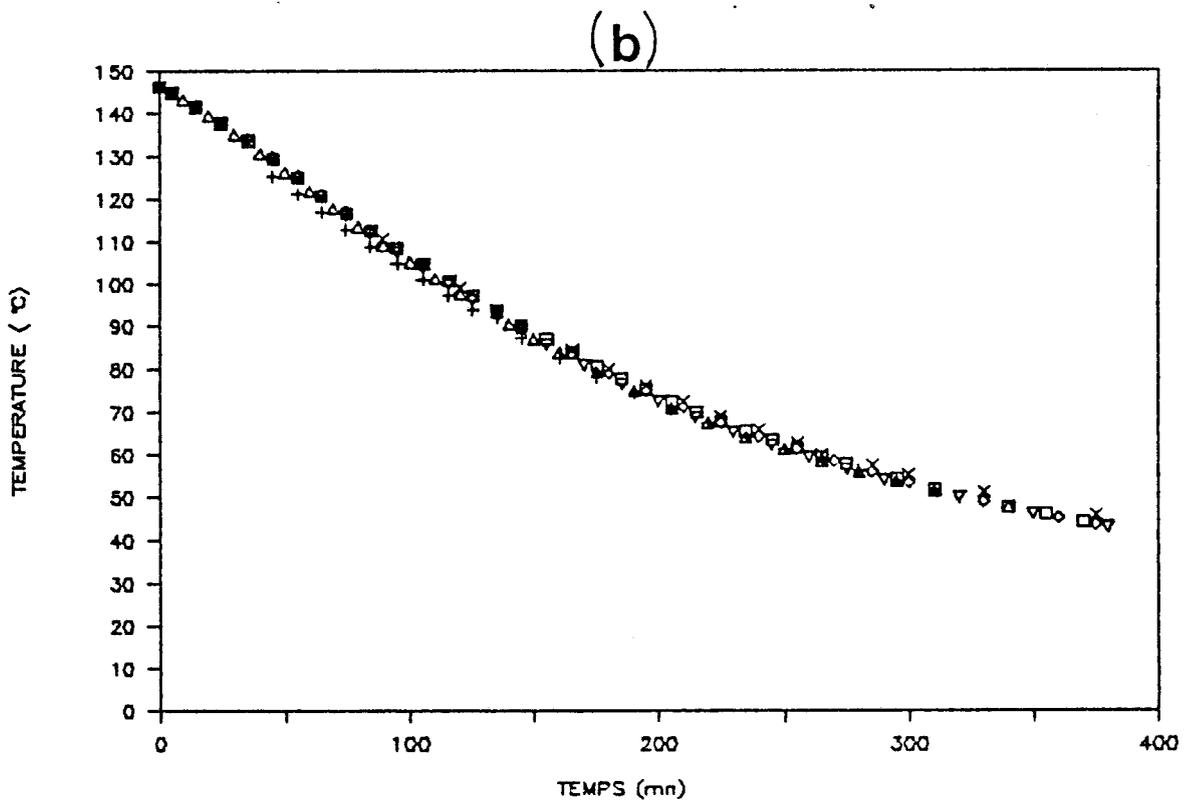
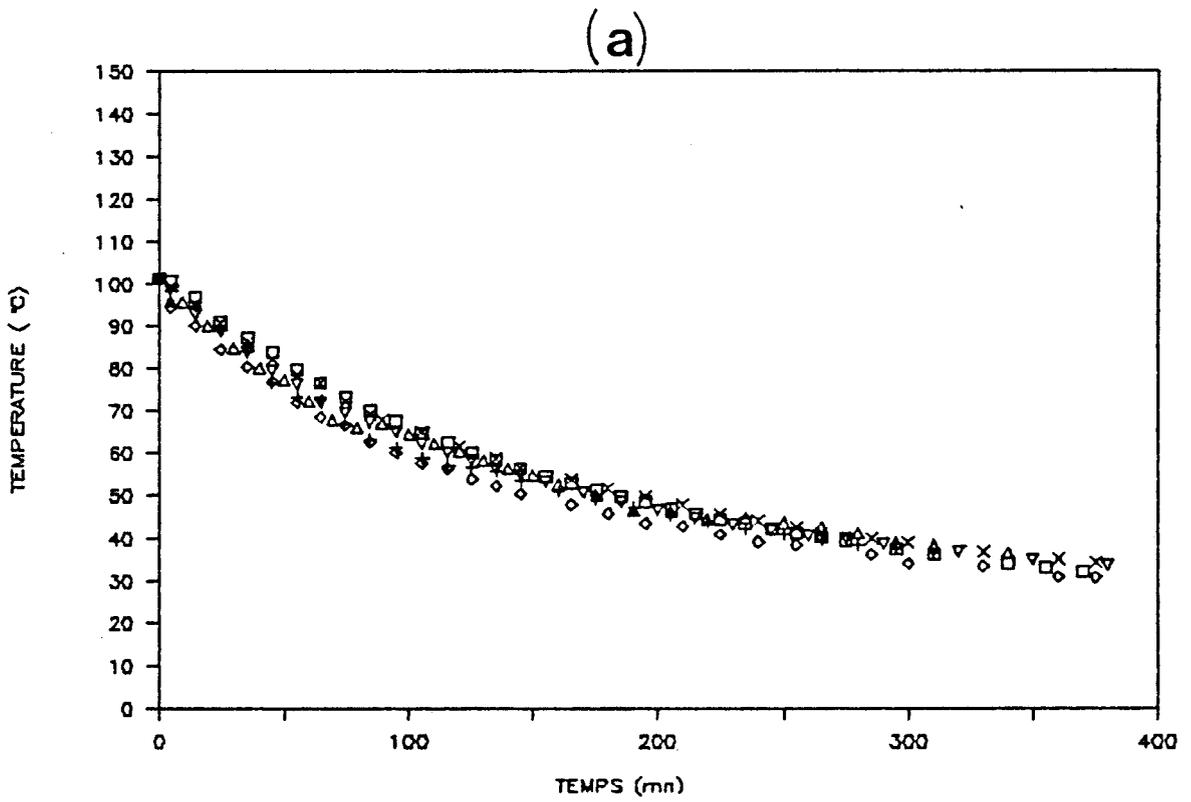
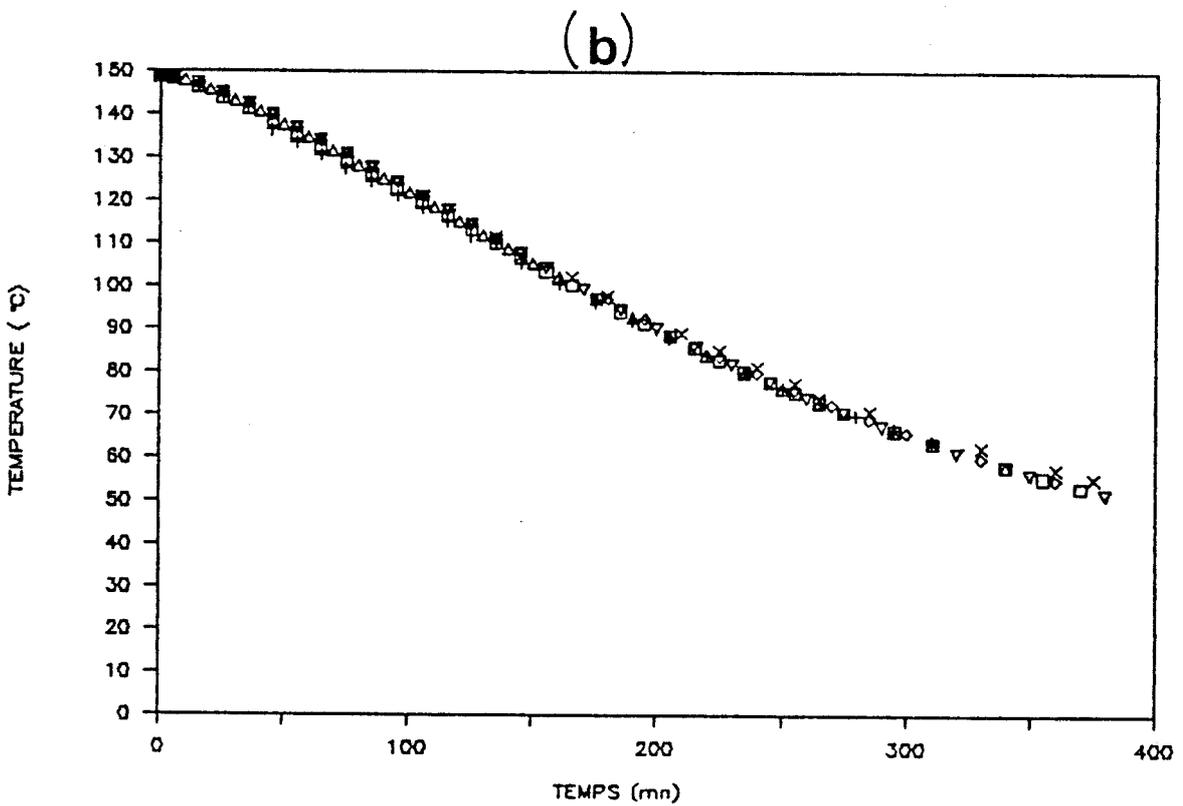
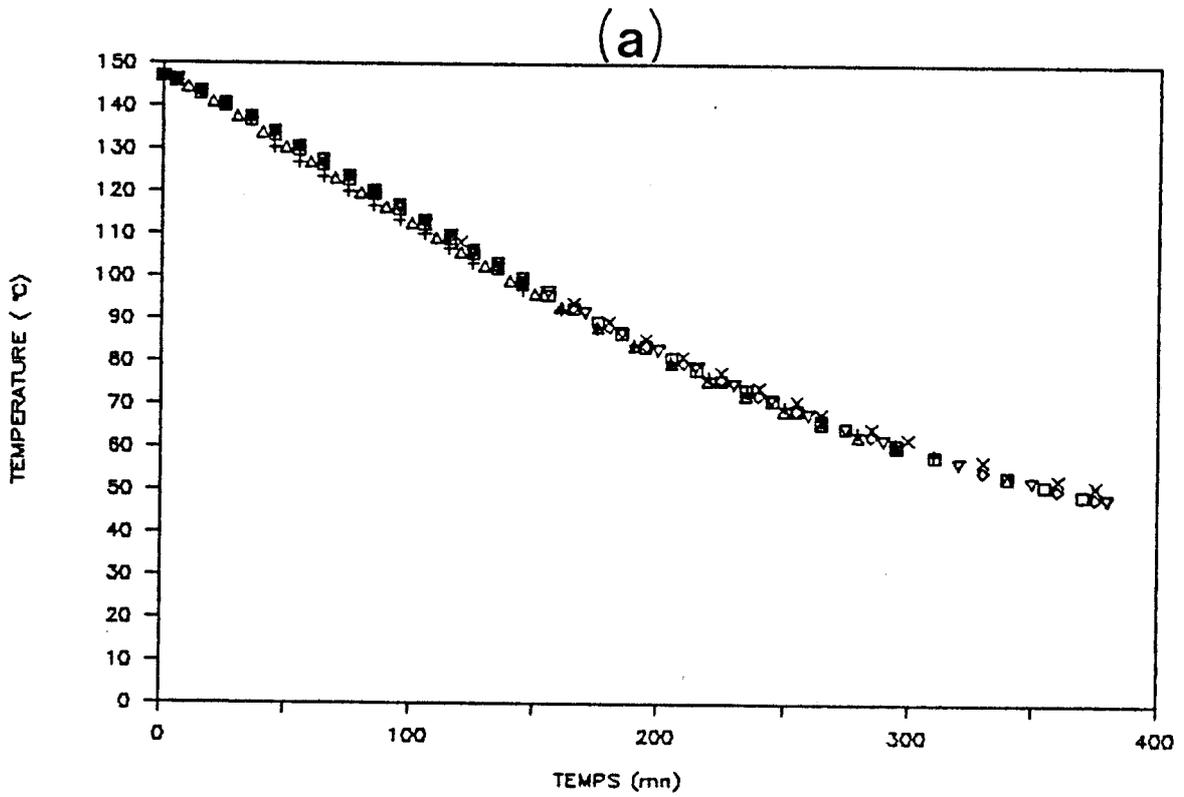


Figure 4.12 : Résultats expérimentaux (étude de reproductibilité) de deux essais pour le guide  $S_C$  (1,5 cm  $\times$  0,75 cm) pour les quatre mesures des thermocouples et la mesure du radiomètre (8 mV/°C).



**Figure 4.13 :** Etude de la reproductibilité du refroidissement de la dalle pour une température initiale normalisée (6 essais sont considérés)  
 (a) Thermocouple  $T_4$  à la surface.  
 (b) Thermocouple  $T_1$  à 4,1 cm.



**Figure 4.14 :** Etude de la reproductibilité du refroidissement de la dalle pour une température initiale normalisée (6 essais sont considérés)  
 (a) Thermocouple  $T_2$  à 7,5 cm.  
 (b) Thermocouple  $T_3$  à 10,5 cm.

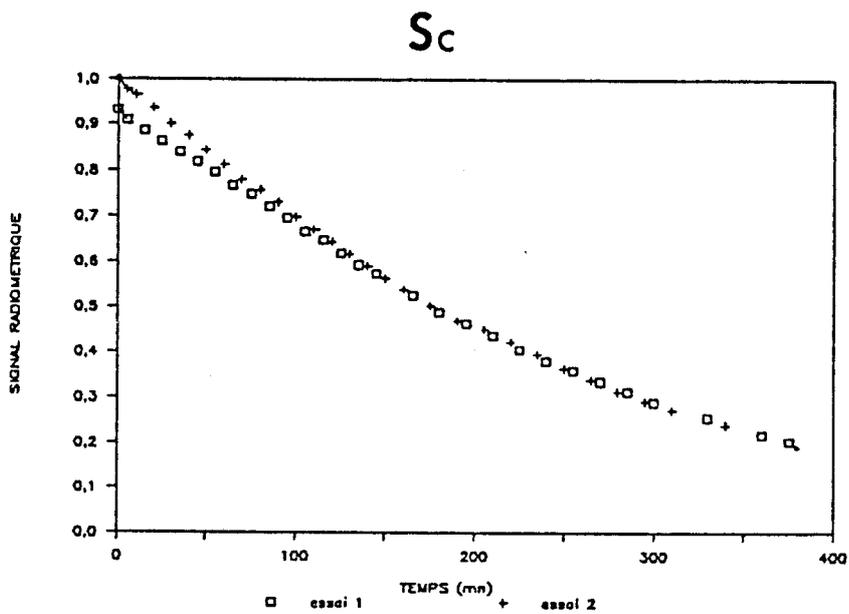
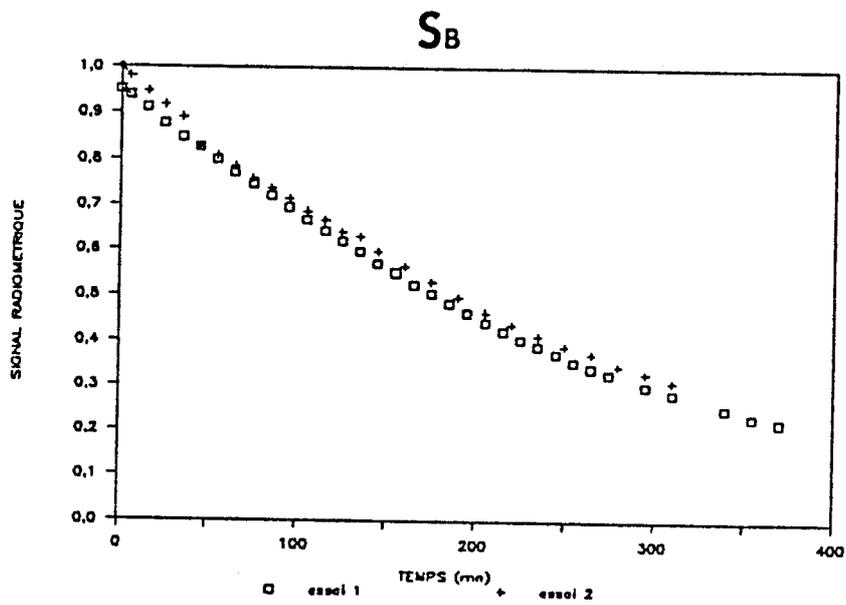
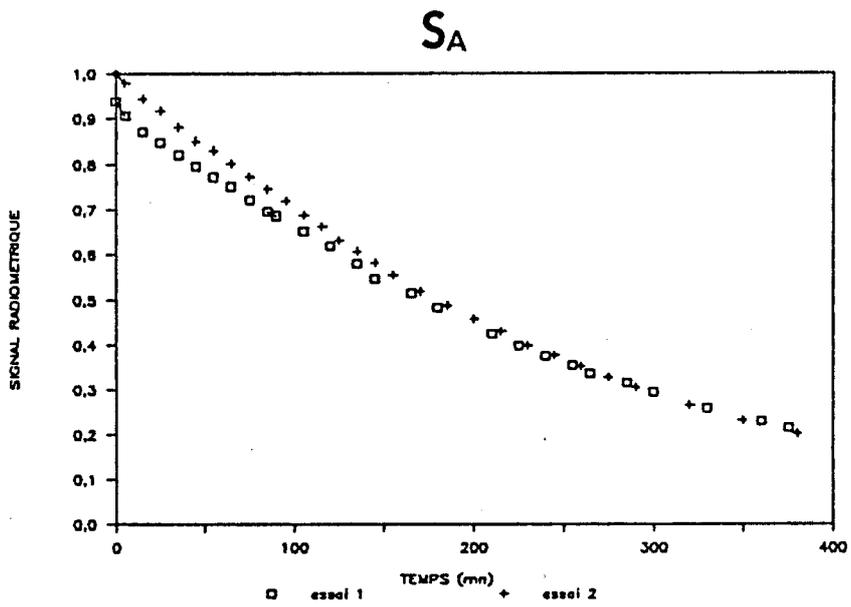


Figure 4.15 : Etude de la reproductibilité des signaux radiométriques.

Une deuxième remarque est liée au fait qu'en thermostatant la transition de l'antenne à  $\pm 2^\circ\text{C}$  près, on assure une évolution monotone décroissante du signal radiométrique, remédiant ainsi à un effet incontrôlé observé lors de l'étude de faisabilité.

En ce qui concerne la reproductibilité du refroidissement de la dalle, elle est démontrée à  $\pm 2^\circ\text{C}$  par les mesures des thermocouples implantés. Par contre, la température de surface varie de  $\pm 5^\circ\text{C}$  (Fig. 4.13 et Fig. 4.14).

La comparaison des signaux radiométriques (deux essais pour chaque type d'antenne) est donnée figure 4.15. Ces valeurs sont corrigées en tenant compte de la température initiale de la dalle. Une reproductibilité à  $\pm 2^\circ\text{C}$  est obtenue pour des températures internes inférieures à  $100^\circ\text{C}$  ( $S_A$ ),  $140^\circ\text{C}$  ( $S_B$ ),  $130^\circ\text{C}$  ( $S_C$ ). La reproductibilité est un peu moins bonne aux températures supérieures à  $120^\circ\text{C}$ , mais cependant meilleure que  $\pm 4^\circ\text{C}$ . Ces résultats sont encourageants, compte tenu que le seuil des températures à mesurer se situe autour de  $80^\circ\text{C}$ .

### 4.2.3 Essai d'exploitation des résultats

Ils sont basés sur la méthode de calcul des signaux radiométriques présentée au chapitre 1 et exploitée au § 1.3.4.2 dans le cas de nos expériences.

On détermine à chaque instant le profil de température  $T_i(z) = T_k$  dans le matériau à partir des mesures des quatre thermocouples (exemples donnés figure 4.16). Au vu de la géométrie de l'échantillon, on peut admettre que cette distribution de température est unidimensionnelle en fonction de la profondeur. Connaissant la loi de variation des paramètres  $C_k$  (§ 1.3.4.2), l'intensité du signal radiométrique s'écrit donc :

$$T_{rad} = T_0 + \Delta T_{rad} \quad (4-1)$$

$$\text{avec} \quad \Delta T_{rad} = (1 - |\rho|^2) \frac{\sum_{k=0}^{\infty} \Delta T_k C_k}{\sum_{k=0}^{\infty} C_k} \quad (4-2)$$

Au stade actuel, il est difficile d'effectuer une comparaison vraiment quantitative, étant donné que le profil de température dans la dalle près de sa surface est mal connu, alors que les coefficients de couplage sont importants dans cette zone. Des essais systématiques seront réalisés prochainement afin de régler ce problème [3].

Néanmoins, on a essayé de calculer l'évolution des signaux radiométriques au cours du temps en faisant deux hypothèses sur les profils de températures déduites des mesures des thermocouples. Ceux-ci sont de type (a) et (b) (Fig. 4.16), le profil réel dans la dalle d'enrobé étant situé entre ces

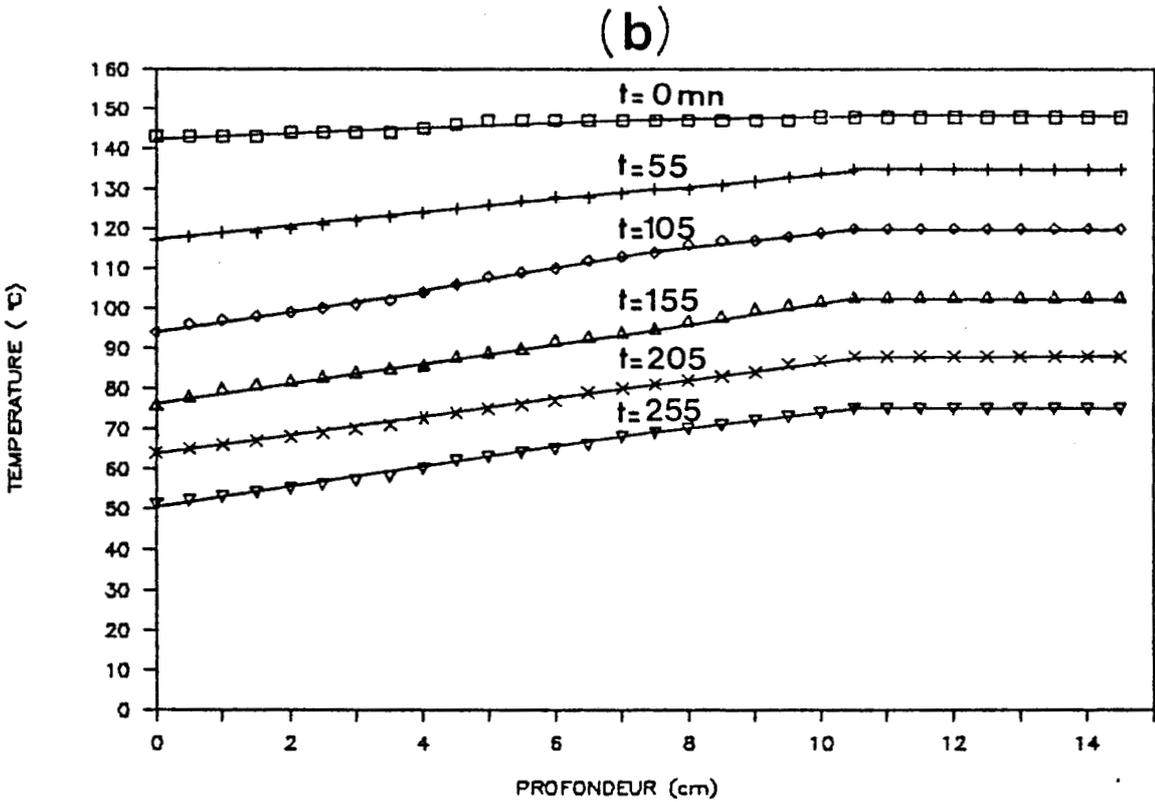
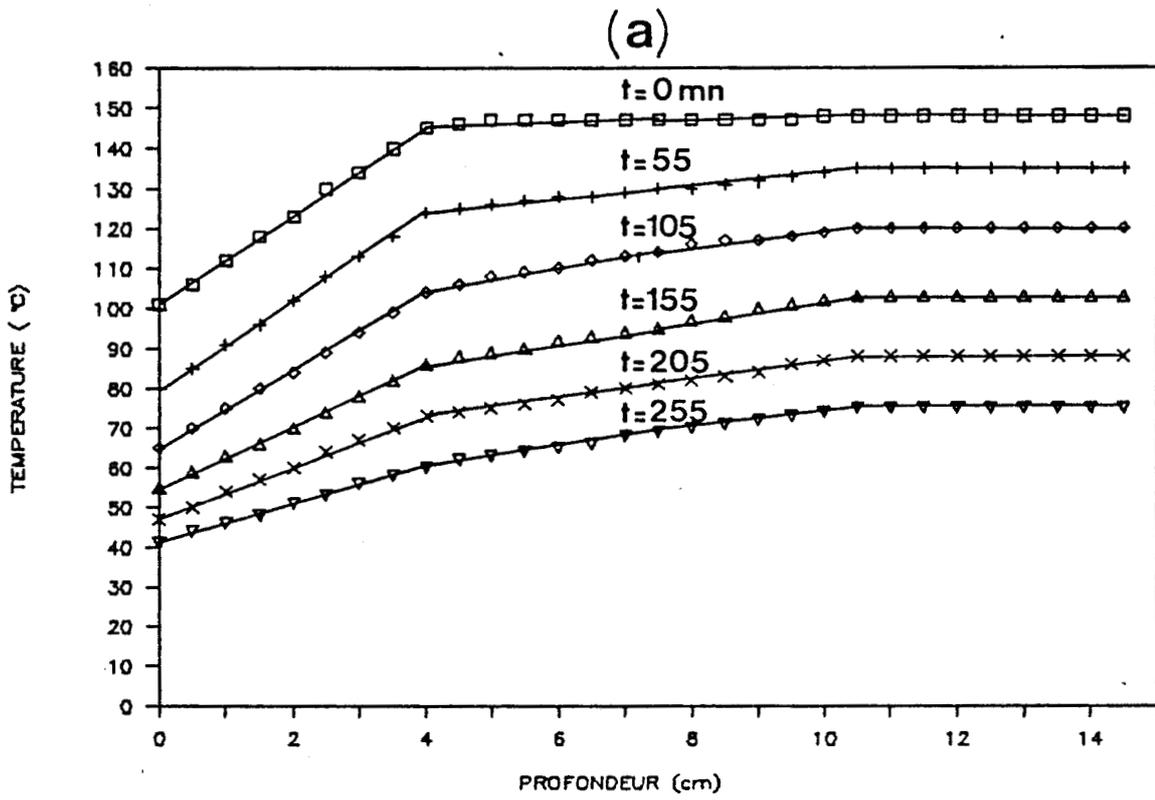
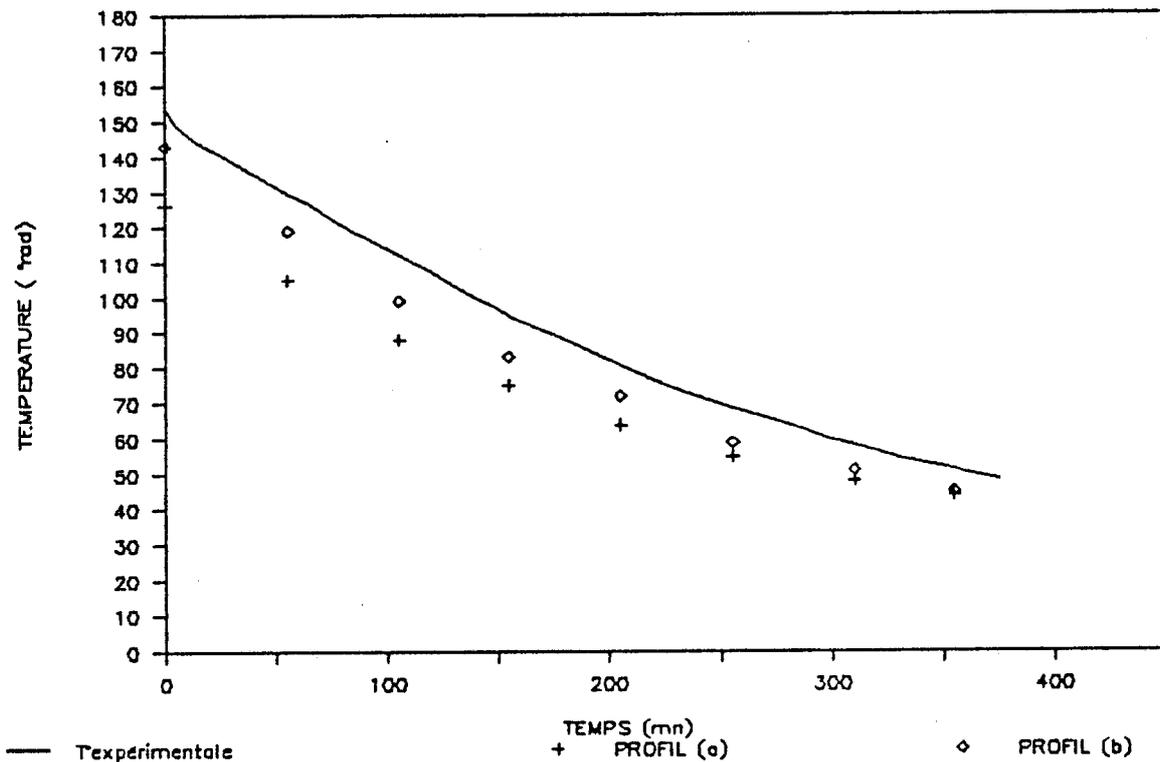


Figure 4.16 : Exemple de profil de température mesuré par thermocouples à différents instants.

### essai 1



### essai 2

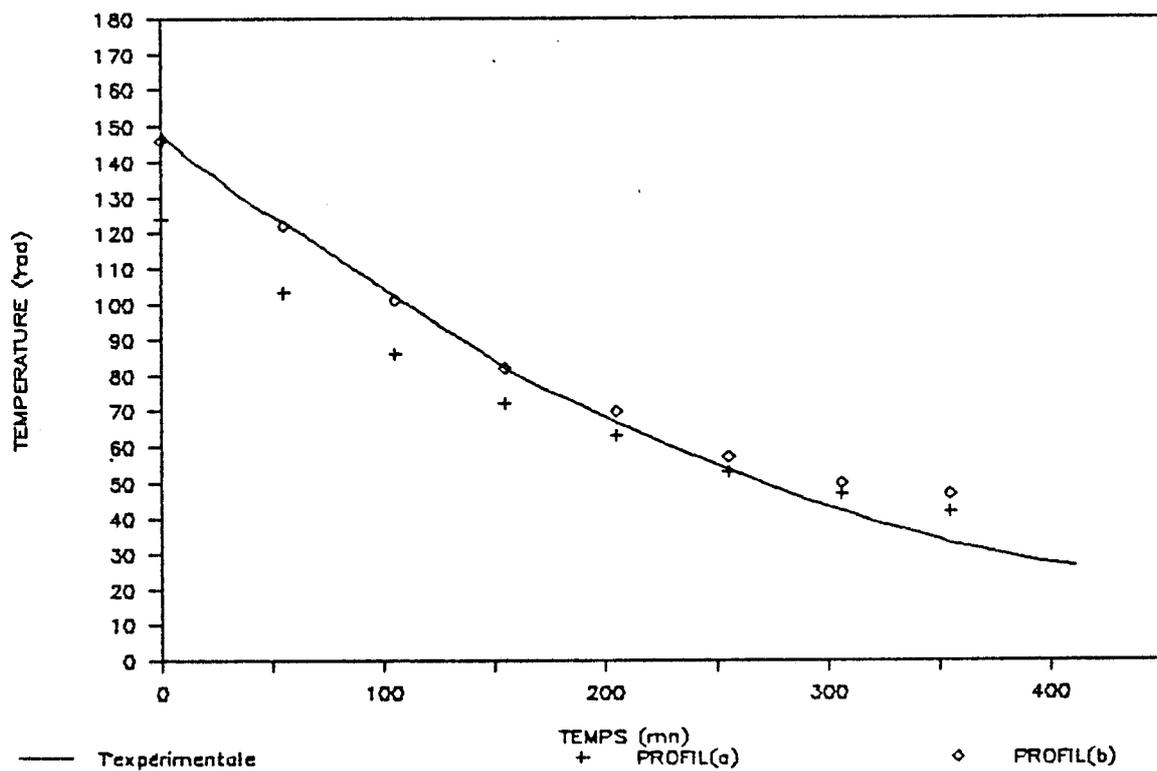
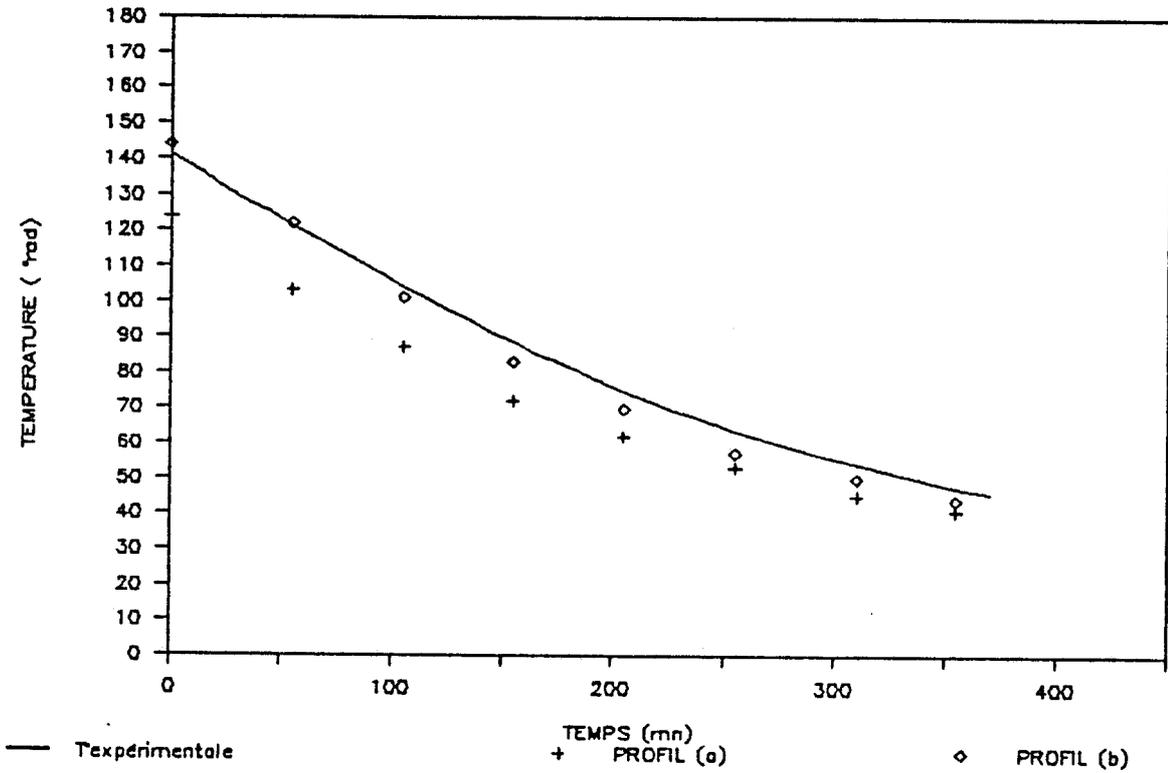


Figure 4.17 : Comparaison des signaux radiométriques mesurés et calculés pour la sonde  $S_A$  (2 essais par sonde - 1 et 2).

### essai 1



### essai 2

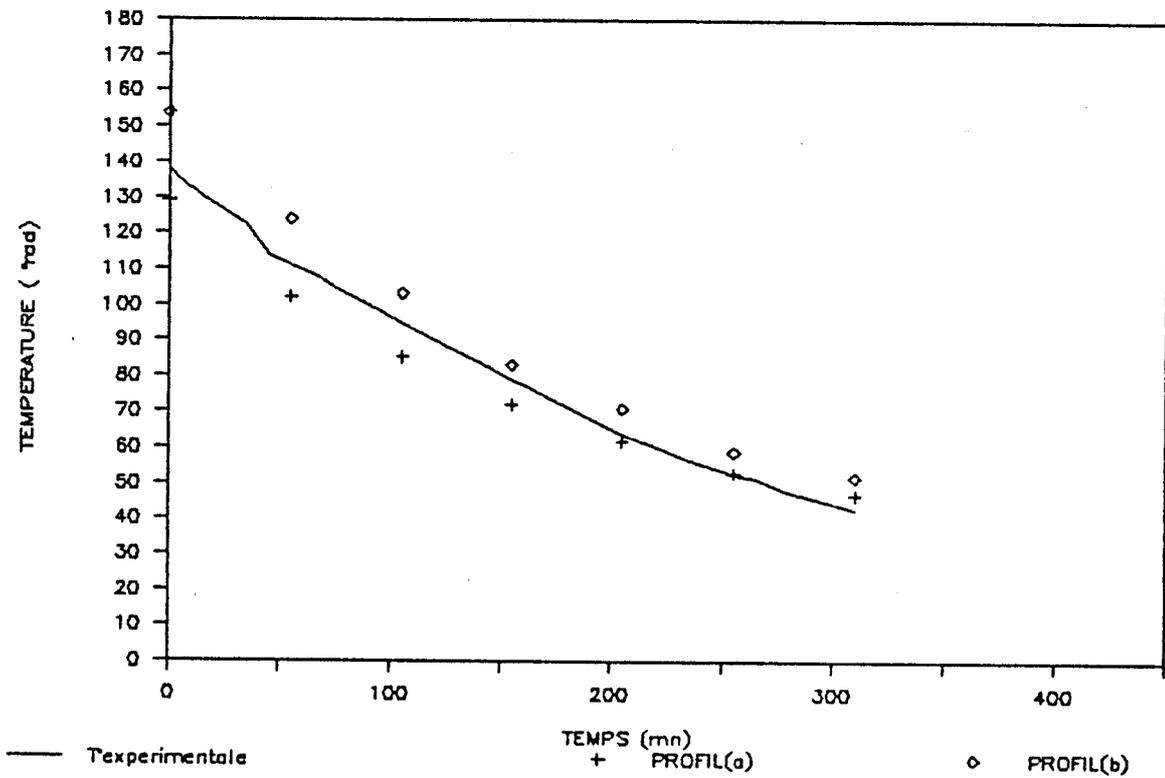
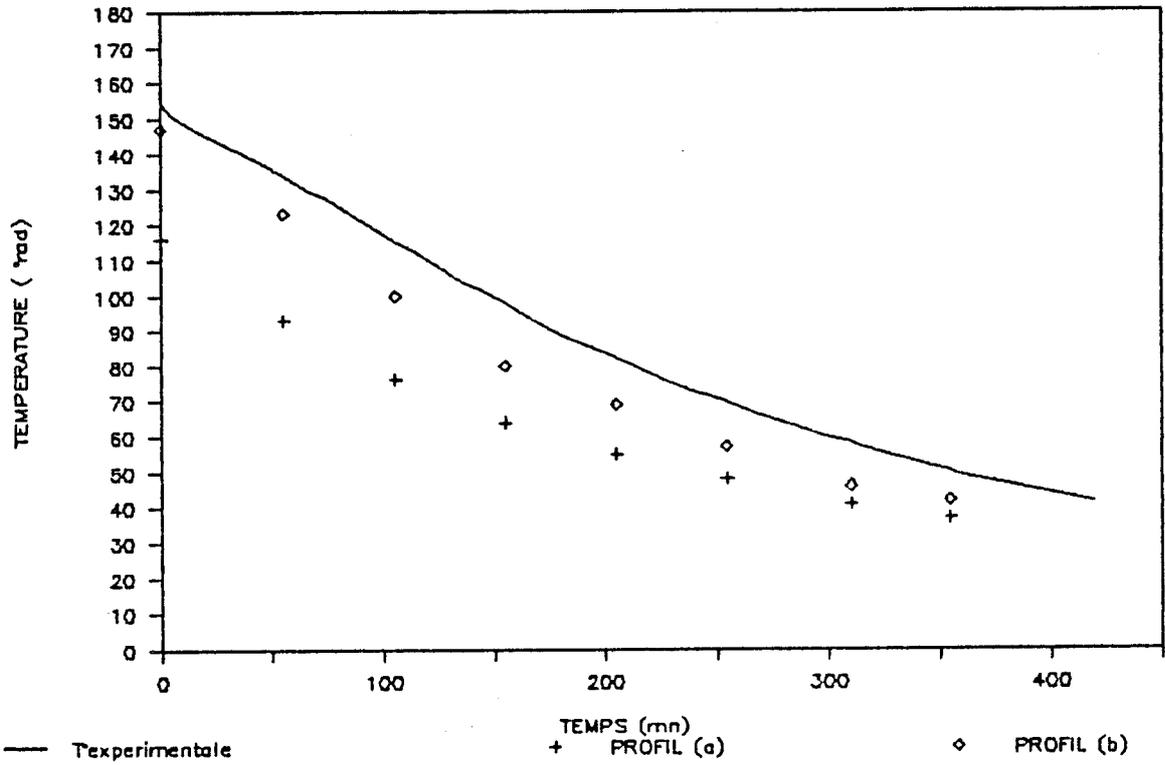


Figure 4.18 : Comparaison des signaux radiométriques mesurés et calculés pour la sonde  $S_B$  (2 essais par sonde - 1 et 2).

### essai 1



### essai 2

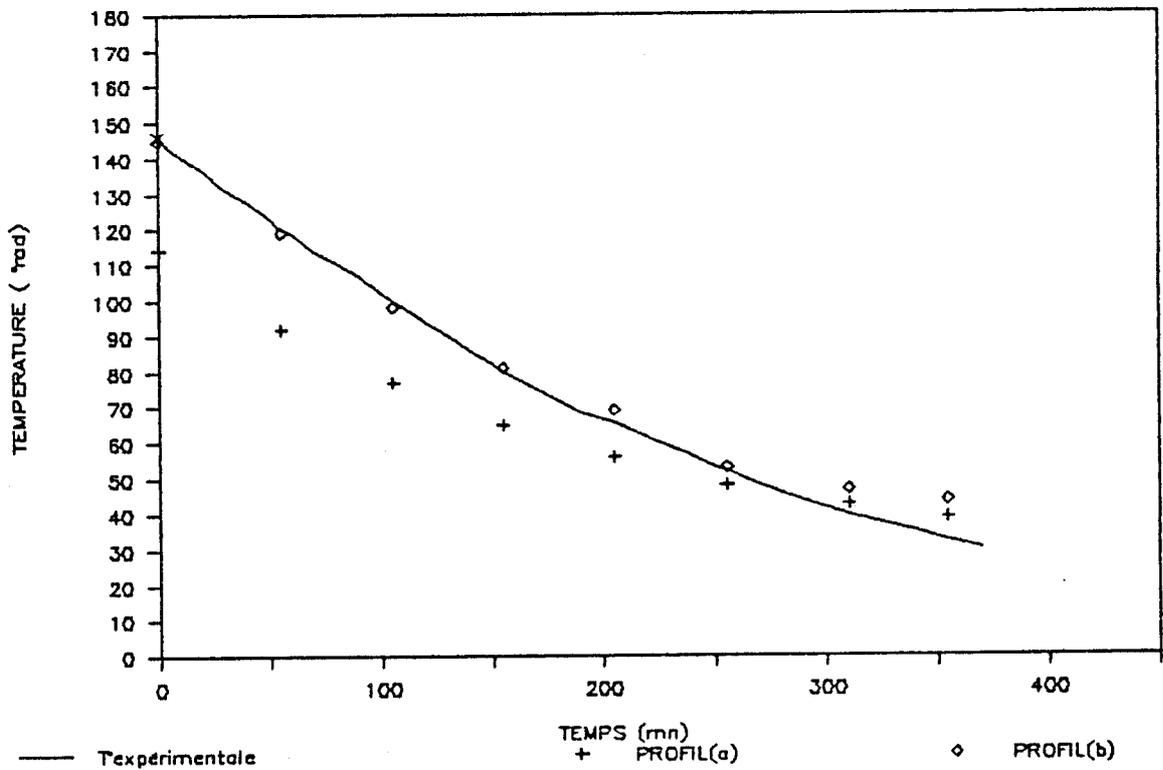
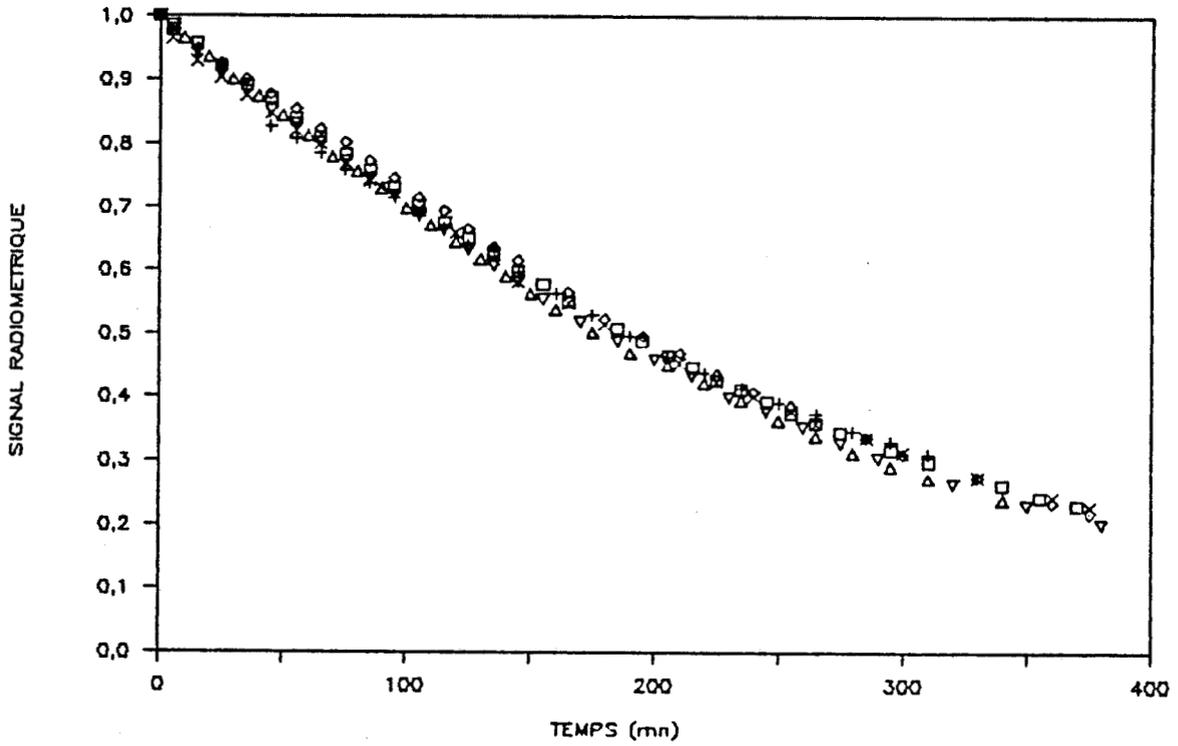


Figure 4.19 : Comparaison des signaux radiométriques mesurés et calculés pour la sonde  $S_C$  (2 essais par sonde - 1 et 2).



**Figure 4.20 :** Comparaison des signaux radiométriques normalisés, mesurés par les trois types de sondes ( $S_A$ ,  $S_B$  et  $S_C$ , 2 essais par sondes).

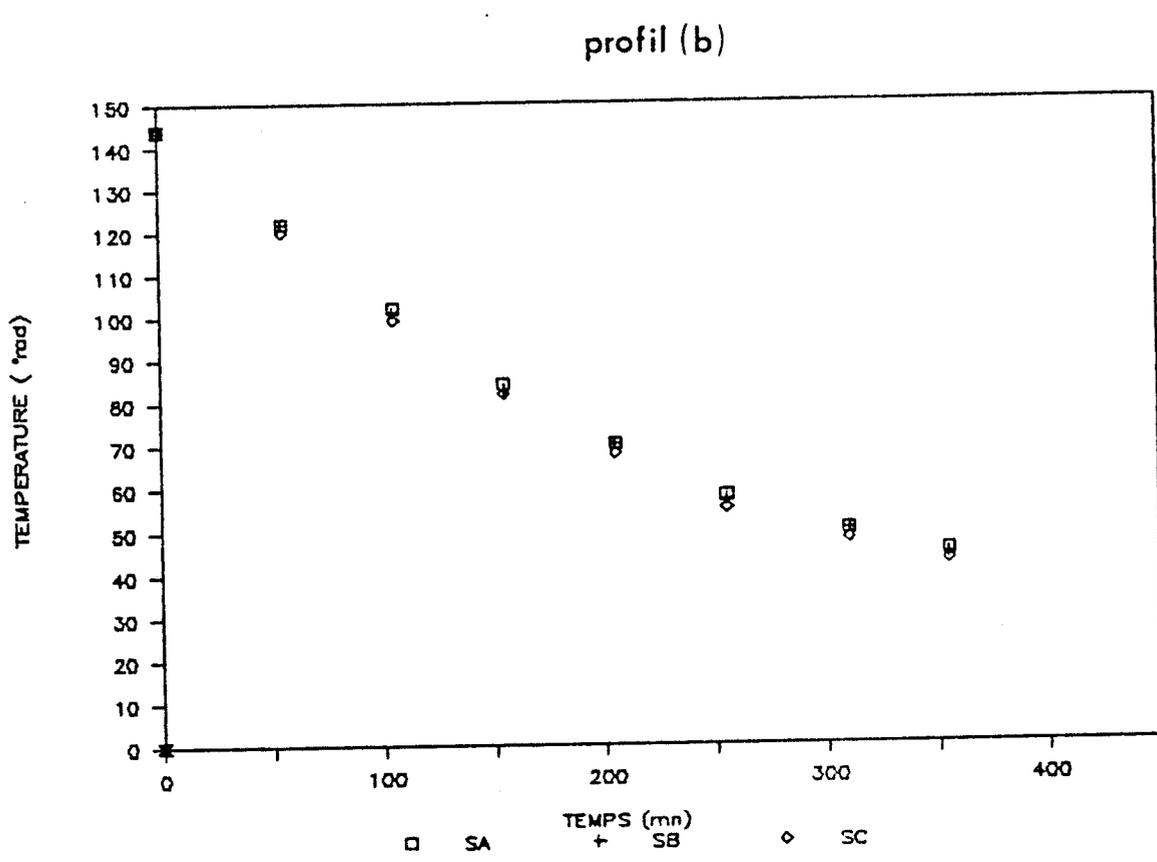
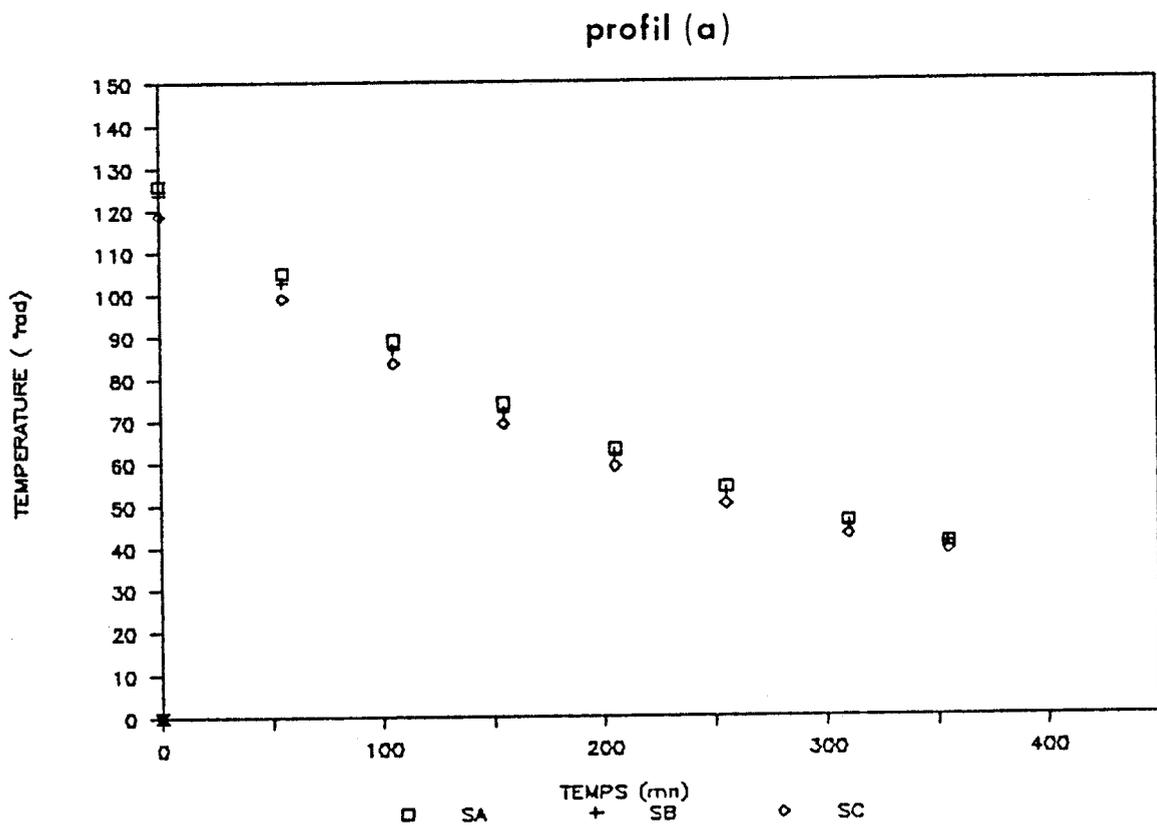


Figure 4.21 : Comparaison des signaux radiométriques normalisés, calculés pour un profil donné (cas de la figure 4.1a) pour les différentes sondes.

profils extrêmes [3].

Les résultats des signaux radiométriques ainsi calculés sont comparés aux mesures (Figures 4.17 à 4.19). Ce type d'étude doit être poursuivi afin de déterminer tous les aspects physiques mis en jeu dans la restitution du signal radiométrique.

D'autre part, les températures croissant avec la profondeur, on devrait s'attendre à un accroissement du signal radiométrique lorsque l'ouverture de la sonde augmente. Il semble que, dans les conditions actuelles, le gradient de température ne soit pas suffisant pour mettre cet effet en évidence (Fig. 4.20). C'est aussi ce que montrent les résultats calculés de l'évolution des signaux radiométriques lorsque les trois sondes sont appliquées sur le matériau (Fig. 4.21) pour les deux profils de température (a) et (b) définis figure 4.16.

Des mesures sont actuellement en cours pour essayer de différencier les signaux issus des différentes sondes lorsque celle-ci sont en présence d'un gradient de température plus important.

### 4.3 Conclusion

Un problème de thermométrie en volume de matériaux minéraux présentant de très faibles pertes nous a été posé. Dès les premiers essais, il apparaît que :

- malgré les pertes faibles, il existe un signal radiométrique produit par le matériau,
- la mesure n'est pas perturbée par des interférences extérieures,
- la température radiométrique est significative de la température mesurée par des thermocouples situés à une profondeur de quelques centimètres, alors que la mesure de température issue du thermocouple de surface ne reflète pas l'évolution de température interne (par exemple, dans les conditions de l'expérience, pour une température interne de 80°C, le thermocouple de surface indique environ 60°C).

Par ailleurs, et dans les conditions de ces expériences, la mesure radiométrique est reproductible à  $\pm 2^\circ\text{C}$  pour des températures inférieures à 100°C, à mieux que  $\pm 4^\circ\text{C}$  pour les températures supérieures.

Une comparaison aux résultats calculés par la méthode modale a été entreprise mais elle ne pourra être quantitative que lorsque l'on aura une connaissance plus précise du profil de température en profondeur. Ainsi, ces résultats sont très encourageants ; l'étude doit être poursuivie en vue de la définition d'un capteur ouvrant de nouveaux champs d'application.

## BIBLIOGRAPHIE CHAPITRE 4

- [1] MENARD J., BLONDEL O., LEROY Y., BOCQUET B., VAN DE VELDE J.C.  
Radiométrie Hyperfréquence - Application à la mesure de la température des enrobés. Essais préliminaires  
Rapport interne - CETE Rouen et CHS Lille, Déc. 1987.
- [2] BAILLOT G., SERVANT D., PELLEVOISIN R.  
Chauffage par microondes et petit entretien routier  
Bull. Liaison Labo P. et Ch., Vol 138, pp 81-87, Juil-Août 1985.
- [3] LUIKOV A.V.  
Analytical heat diffusion theory  
Academic Press, NY and London, 1968

## **CONCLUSION**

## CONCLUSION

Ce travail est basé sur l'exploitation d'un logiciel de calcul des signaux radiométriques captés par l'ouverture d'un guide d'onde rectangulaire placé au contact d'un milieu dissipatif. Ce logiciel a un caractère tridimensionnel ; il prend en compte le rayonnement en champ proche. Les premières exploitations systématiques ont été réalisées successivement suivant la localisation de différents volumes du milieu dissipatif par rapport à la sonde, en fonction de la taille de l'ouverture et de la fréquence. Les informations recueillies ont été exploitées dans plusieurs domaines d'application de la radiométrie.

Une méthode d'Imagerie Thermique Microonde (I.T.M.O.) a été définie. Elle permet de réaliser pour la première fois des images présentant une résolution intéressante (144 points de mesures pour une surface de  $6,6 \times 6,6 \text{ cm}^2$ ). Ce procédé est actuellement en cours d'évaluation au Centre de Lutte Contre le Cancer de Lille. Il est mis en pratique pour examiner les tumeurs non palpables du sein ou de très petites tailles. Il semble être capable de distinguer le caractère bénin ou malin des lésions tumorales. Notre projet est de confirmer nos résultats obtenus chez 30 patientes sur une population plus importante (de l'ordre de 100 malades). En effet, dans l'affirmative, on pourrait alors réduire dans un rapport supérieur à trois, le nombre des opérations chirurgicales.

Un autre aspect du travail concerne une méthode d'interprétation des signaux radiométriques basée sur l'exploitation de l'image radiométrique (3 GHz) associée à une mesure effectuée à 1,5 GHz. Cette méthode s'applique au cas de volumes thermogènes de forme ramassée et permet de déterminer la taille, la profondeur et la température de ceux-ci. Initialement basé sur des mesures expérimentales sur modèles, l'apport du logiciel de calcul des signaux radiométriques a permis l'informatisation du processus pour le calcul des signaux de référence et pour la méthode canonique d'inversion.

Enfin, en collaboration avec le Centre d'Etudes Techniques de l'Equiperment de Rouen, nous avons entrepris des travaux sur la thermométrie en volume de matériaux minéraux. Actuellement, nous pouvons affirmer que nos premiers résultats sont très encourageants.

De ce travail, nous retenons les points suivants :

- l'intérêt très prometteur de l'imagerie radiométrique en diagnostic cancérologique,
- une nouvelle application de la radiométrie dans le cas de milieux faibles pertes,
- une possibilité, encore inexploitée, de bénéficier de la modification du diagramme de sensibilité de la sonde en fonction de la taille de son ouverture, même à fréquence fixe ; imagerie et méthodes d'inversions pourraient mettre cette propriété à profit,
- l'extension de la méthode de calcul des signaux radiométriques pour le cas des milieux dissipatifs stratifiés qui devrait en étendre l'intérêt, en accroissant ainsi la diversité des situations traitées.

## RESUME

Ce travail est d'abord basé sur l'exploitation d'un logiciel de calcul des signaux radiométriques captés par l'ouverture d'un guide d'onde rectangulaire placé au contact d'un milieu dissipatif ; les informations ainsi acquises ont pu être utilisées dans plusieurs domaines d'application de la radiométrie.

Une méthode d'Imagerie Thermique Microonde (I.T.M.O.) a été définie à partir de l'acquisition de 144 points de mesure sur une surface de  $0,5 \text{ dm}^2$ . Une évaluation réalisée au Centre de Lutte Contre le Cancer de Lille sur des tumeurs du sein indique sa capacité à une détection précoce des tumeurs malignes.

Un autre aspect du travail concerne l'interprétation des signaux radiométriques afin de réaliser une méthode d'inversion, capable de retrouver par des mesures à deux fréquences, les différents paramètres liés à un objet thermogène de forme ramassée.

Enfin, la thermométrie en volume par radiométrie est étendue à des matériaux présentant des faibles pertes en microondes (minéraux). Les premiers résultats obtenus semblent très prometteurs.

Il est à noter que l'extension de la méthode de calcul des signaux radiométriques au cas de structures hétérogènes stratifiées laisse prévoir de plus larges champs d'applications.

### Mots Clefs

Microonde  
Radiométrie  
Imagerie  
Génie biomédical  
Thermométrie en volume

Microwave  
Radiometry  
Imaging  
Biomedical engineering  
Thermometry in volume.

