50376 1982 239



50376 1982 239

N° d'ordre 987 présentée à L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE

Spécialité : Electronique

Mention : Microonde

par

Jean-Jacques FABRE

Maître ès-Sciences

METHODES DE CALCUL DE SIGNAUX THERMIQUES ET POSSIBILITE DE NOUVELLES UTILISATIONS DE LA THERMOGRAPHIE MICROONDE



Soutenue le 22 septembre 1982 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury: E. CONSTANT Y. LEROY M. CHIVE P. GELIN A. DITTMAR V. RINGEISEN Président Rapporteur Examinateur Examinateur Examinateur Examinateur

Par dessus tout, il ya ces phenomènes énergétiques prodigieux encore plus in compréhensibles : la Vie et la Pensée. Charles Martin Noël.

ч С

A Rosiane, A tous ceux qui m'ont fait ce que je suis.

. . .

Le travail a été effectué au sein de l'équipe "Nouvelles applications des Microondes" du Centre Styperfréquences et semiconducteurs, laboratoire associé au C.N.R.S., dirigé par le Professeur E. CONSTANT. Je Rui suis profondément reconnaissant de m'avoir accucilli dans son laboratoire at de me faire l'honneur de présider la commission d'examen.

Ma profonde gratitude va à Monsieur le Professeur Y LEROY qui a dirigé a travail. Je subs recommaissant à Monoieur M. CHINE, Maître Assistant, docteur d'Etat, de participer à mon fuy.

Mes remerciements vont également à Minoreur P. GELIN, charge de recherche au C.N.R.S, docteur d'Etat pour l'aide qu'il m'a apportée et pour su présence dans ce Jury.

Monsieur A. DITTMAR, Ingenieur CN.R.S. a Lyon, Ingeniers de coordination du Pôle Jenie Brologique et Medical de la région Rhone-Alpes et

Monsieur. V. RINGEISEN, Ingenieur, Directeur Technique de la Société ODAM-BRUKER à WISSEMBOURG, me font l'honneur de juger atte Thise.

Mademoinelle 6. HANNON a frappe et mis en page ce memoire je la remercie de son trovail et desa sympathie.

Cufin de ne peux sublier de mentionner ici la reconnaissance que j'exprime ci Nous mes collègues chercheurs ainsi qui aux membres du personne? du C. H. S., Nant pour le qualité de leur Marail que pour le soutien amical qu'ils out su me sémoigner.

IN	FRODUCTION	6
Nota	tions utilisées	10
<u>PREM</u> diss	<u>LERE PARTIE</u> : Calcul de l'émission de structures lpatives lamellaires en onde T.E.M	13
1.1.	Introduction	14
1.2.	Cas d'une lame à faces parallèles placée sur un conducteur plan.	16
	1.2.1. Introduction	16
	1.2.2. Calcul de l'émissivité	17
	12.3. Application de la loi des transferts radiatifs	24
	1.2.4. Application du Théorème de Réciprocité	30
	1.2.5. Exemples d'exploitation de la méthode de calcul des signaux thermiques.	32
1.3.	Cas d'une lame à faces parallèles placée sur un second milieu semi-infini.	39
	1.3.1. Méthode de calcul	3 9
	1.3.2. Exemple d'exploitation de la méthode	43
1.4.	Cas d'une structure dissipative multicouche.	47
	1.4.1. Méthode de calcul	47
	1.4.2. Exemples d'exploitation de la méthode	52
1.5.	Conclusion.	59

<u>DEUXIEME PARTIE</u> : Extrapolation de la méthode de calcul de l'émission thermique à des situations réelles rencontrées en génie biologique et médical.

2.1. Introduction

61

60

-4-

2.2.	Aménagement de la méthode précédente dans le cas où un guide empli de diélectrique est au	
	contact de la structure multicouche.	61
	2.2.1. Couplage à la sonde	62
	structure tridimensionnelle	68
2.3.	Vérification expérimentale de la modélisation.	77
2.4.	Conclusion.	82
TROI de la	<u>SIEME PARTIE</u> : Nouvelles possibilités d'utilisation de a radiométrie.	83
3.1.	Introduction.	84
3.2.	Réalisation d'un radiomètre fonctionnant en bande X.	85
	3.2.1. Le radiomètre de DICKE	85
	3.2.2. Le radiomètre à amplification directe	92
3.3.	Mesures de température sans contact.	97
	3.3.1. Utilisation du radiomètre de DICKE	97
	3.3.2. Utilisation du radiomètre à amplification directe	103
3.4.	Détection d'objets thermogènes.	106
3.5.	Diverses_expériences_de_détection.	111
	3.5.1. Détection de personne	111
	3.5.2. Détection d'un objet au travers d'une paroi	
3.6.	Mesures de basses températures.	114
3.7.	Mesures de température d'un objet placé dans une cavité résonante.	122
3.8.	Conclusion.	124
C O I	NCLUSION GENERALE	125
BI	BLIDGRAPHIE	127

INTRODUCTION

Les premiers articles sur la radiométrie (ou exploitation de la mesure des signaux de faible amplitude) en gamme microonde, datent de 1946 /1/. Ils montrent notamment le lien existant entre la température de la matière et le rayonnement électromagnétique qui lui est associé (bruit Johnson).

La possibilité de détecter de tels signaux est d'abord employée en radioastronomie et dans l'étude de l'atmosphère /2/. D'autres secteurs de recherche, fondés sur le même type de phénomènes physiques apparaissent par la suite ; MYERS et BARRET au Massachussetts Institute of Technology /3//4/ et EDRICH de l'Université de Denver (Colorado /5//6/, utilisent dès 1974 la radiométrie hyperfréquence pour mesurer les signaux émis par les tissus vivants : la thermographie microonde ou T.M.O.

Le CENTRE HYPERFREQUENCES & SEMICONDUCTEURS de l'Université de Lille s'engage dans ce type d'étude en 1976 ; Plusieurs prototypes fonctionnent dans les bandes de fréquence 2-4 GHz et 8-10 GHz /7 à 12/ sont alors conçus et testés dans différents centres cliniques /13 à 15/. Les travaux au Laboratoire sont décrits en particulier dans les thèses de 3e cycle de :

- * A. MAMOUNI (1978) /16/ qui construit les premiers systèmes et décrit les premiers essais en milieu clinique ;
- * D.D. NGUYEN (1980) /17/ qui aborde en particulier la conception des sondes et la faisabilité des systèmes combinant le chauffage microonde et la T.M.O.;
- * M. ROBILLARD (1981) /18/ qui étudie les problèmes de rayonnement, définit une méthode de calcul des signaux thermiques et aborde le problème de reconnaissance d'objets thermiques.

Ces dispositifs sont actuellement en phase de pré-industrialisation par la société ODAM-BRUKER (modèles T.M.O. 3000 et T.M.O. 9000 fonctionnant respectivement autour de 3 et 9 GHz). L'implantation de ces appareils dans divers services hospitaliers permet des évaluations cliniques pour des applications très différentes :

- l'ergonomie /19/,

- la cancérologie (dépistage et suivi de tumeurs) /20/,
- lespathologies ostéo-articulaires et vasculaires /21/,
- la dosimétrie lors d'hyperthermie microonde ou radiofréquence /22/23/,

secteurs de recherche où notre groupe a été l'un des premiers à travailler.

Le contact avec les cliniciens et les industriels sensibilisés par cette nouvelle méthode de mesure, nous a conduit à envisager l'étude plus appronfondie des phénomènes : le travail présenté dans ce mémoire concerne l'élaboration de méthodes numériques permettant le calcul d'images thermiques, l'extension des applications de la T.M.O. nécessitant une modélisation de l'émission thermique en vue d'une meilleure interprétation des phénomènes.

L'étude consiste également dans l'exploration d'autres possibilités d'emploi de la tèchnique radiométrique dans le domaine industriel.

- La première partie aborde le problème de l'émission de bruit thermique générée en mode T.E.M. par un milieu stratifié et vérifie les expressions proposées par la comparaison de plusieurs méthodes.

- La deuxième partie est consacrée à l'extrapolation de cette méthode à des cas réels rencontrés en Génie Biologique et Médical, lorsque le bruit thermique est capté par une sonde constituée d'un guide d'onde rempli de diélectrique faibles pertes. On arrive ainsi à calculer les images thermiques qu'il est possible de visualiser sur un écran de T.V. couleur. Ces images sont à rapprocher de celles qui sont obtenues lors de thermographies effectuées en milieu clinique. La méthode et les résultats apportés constituent un premier pas vers la reconnaissance d'objets thermiques à partir d'une bibliothèque – mémoire de cartes thermiques.

- Dans une troisième partie, prospective, nous envisageons les possibilités d'emploi de la technique radiométrique à des fins d'instrumentation scientifique.

Ceci nous permet de conclure sur les possibilités de valorisation industrielle des prototypes expérimentés au Laboratoire.

NOTATIONS UTILISEES

F_{v} brillance spectrale en Watt/Hz/unité de surface et d'angle solide, h constante de Planck, С célérité de la lumière, R constante de Boltzman, V fréquence, Т température absolue, T_{o} température ambiante, St bande passante, Pm puissance mesurée ou émise, \mathcal{E}_{i} permittivité diélectrique du milieu i, Li épaisseur d'une lame de milieu i à faces parallèles, Ej champ électrique d'une onde électromagnétique se propageant dans le milieu i, Hi champ magnétique d'une onde électromagnétique se propageant dans le milieu i, Z_{i} impédance d'onde dans le milieu i, Z, impédance d'onde dans le vide = 377 <u>n</u>, perméabilité magnétique du vide = $4 \mathfrak{T} 10^{-7} H/m$ K permittivité du vide = 369710 \mathcal{E}_{o} 9 F/m

3

distance séparant une lame élémentaire de l'interface le plus proche en direction de l'antenne réceptrice,

- dz épaisseur d'une lame élémentaire,
- N, nombre de lames élémentaires constituant le milieu i
- $d P_{m_{1}}(3)$ contribution à la puissance émise d'une lame élémentaire dans le milieu i situé à z de l'interface,
 - 5

surface de référence servant au calcul du flux du vecteur de Poynting,



mode TEM émis vers l'interface,



mode TEM émis dans l'autre sens,



coefficient de couplage entre antenne extérieure et volume élémentaire,

 $\mathcal{P}_{\mathcal{M}_{i}}$ puissance émise par le milieu i,



Yg

nombre d'onde de coupure d'une propagation guidée, constante de propagation d'une onde guidée,

constante de phase pour une propagation guidée,

0, b dimensions géométriques du guide formant la sonde,

 E_{mn}^{2} coefficient de transmission d'un mode TE_{mn}^{2} , E_{mn}^{2} coefficient de transmission d'un mode TM_{mn}^{2} ,

Z impédance d'onde pour une propagation libre.

Ψ	puissance dor	nnée par le flux du vecteur de Poynting
P: ; =	= a.; +j b;	coefficient de réflexion d'un mode T.E.M. sur l'interface entre milieu i et milieu j,
t _{ij} =	$\mathcal{A} = P_{ij} ^2$	coefficient de transmission d'un mode T.E.M. à l'interface entre milieu i et milieu j,
M. =	$\sqrt{\mathcal{E}_{ji}}$	indice de réfraction complexe du milieu i,
¥. =	$\alpha_{j} + j \beta_{j}$	constante de propagation dans le milieu i,
ω	= pulsation,	
R	coefficient (de réflexion global d'une lame à faces parallèles

Poj

coefficient de réflexion d'une lame à faces parallèles insérée entre un milieu i et un milieu j,



coefficient de transmission au travers d'une lame à faces parallèles insérée entre un milieu i et un milieu j,

atténuation présentée par un milieu,

placée sur un conducteur,

PREMIERE PARTIE

CALCUL DE L'EMISSION THERMIQUE DE STRUCTURES DISSIPATIVES LAMELLAIRES EN ONDE T.E.M.

I.1. INTRODUCTION

Un corps parfaitement absorbant et non réfléchissant, appelé corps noir, porté à une température T, émet spontanément un rayonnement électromagnétique correspondant à une brillance spectrale donnée par la formule de Planck :



Fy Brillance en Watt/Hz/unité de surface et d'angle solide h constante de Planck $h = 6,62 \ 10^{-34} \ J.s$ c célérité de.la lumière dans le vide $c = 3 \ 10^8 m/s$ k constante de Boltzmann $k = 1,38 \ 10^{-23} \ /degré.$

Cette loi peut être approximée par la formule de Rayleigh Jeans, lorsqu'on peut négliger les termes d'ordre élevé dans le développement en série du dénominateur :

$$F_{y} # \frac{2 R \pi v^{2} T}{c^{2}}$$
 (2)

Ces deux lois sont représentées par deux courbes tracées ici pour T = 300 K (courbe 1.1) ;

En intégrant la brillance spectrale que nous donnent ces courbes, on obtient la puissance captée ; C'est l'information la plus intéressante pour l'utilisateur : dans les conditions d'application de la formule (2), la puissance captée est proportionnelle à la température, ce qui permet d'envisager de passer de l'information de puissance à l'information sur la température.

Dans les méthodes que nous présentons, nous suivons une démarche différente : il s'agit d'évaluer la puissance thermique captée par une antenne dirigée perpendiculairement vers une structure stratifiée.

Nous traitons les cas où la température est uniforme ou non ; Ce problème n'a, à notre connaissance, jamais été traité dans ce sens si ce n'est pour des applications intéressant la radiométrie et l'optique atmosphérique : cas de milieux peu absorbants, d'indice de réfraction voisin de un, où il est possible de négliger les effets de



---- approximation de Rayleigh Jeans.



- 15-

réflexions aux interfaces /24/.

Les méthodes que nous présentons ici sont beaucoup plus générales ; Elles tiennent compte des effets de réflexions multiples source de perturbations importantes ; Elles sont susceptibles de permettre le développement des applications de la radiométrie dans le domaine médical où ces travaux sont déjà bien utilisés/20/ mais aussi dans les applications industrielles jusqu'à présent quasi inexistantes.

1.2. CAS D'UNE LAME A FACES PARALLELES PLACEE SUR UN CONDUCTEUR PLAN.

1.2.1. Introduction

L'étude de ce problème permet de définir trois méthodes conduisant à une vérification des résultats.

* La première méthode repose sur le calcul de l'émissivité ; Par l'application du 2ème principe de la thermodynamique, elle permet une approche globale du problème mais ne permet pas d'envisager le cas d'un milieu de température non uniforme.

* La deuxième méthode s'inspire de l'évaluation des transferts radiatifs telle qu'elle est pratiquée en optique atmosphérique /25/. On ajoute ici les contributions des différents volumes élémentaires c'est à dire des différentes tranches perpendiculaires à la direction de propagation.

Cette méthode est beaucoup plus puissante que la précédente : elle permet de connaître le poids des contributions des différentes tranches au signal total et est ainsi capable de traiter le cas de milieux non isothermes.

La différence essentielle par rapport aux méthodes classiques (par exemple la modélisation par une ligne de transmission /26/classique s'exprime par la prise en compte des réflexions aux interfaces.

* La troisième méthode est fondée sur le théorème de réciprocité appliqué aux antennes ; Elle considère que chaque couple antennetranche élémentaire a un comportement analogue,que l'émetteur soit l'une ou l'autre.

Ainsi, dans les conditions d'application du théorème de réciprocité /18/:

Le couplage antenne-tranche élémentaire est le même dans les deux sens de propagation.

Cette méthode apporte les mêmes informations que la précédente, sa formulation semble plus rigoureuse et permet surtout de vérifier les résultats déjà établis.

1.2.2. Calcul de l'émissivité

Nous appliquons le deuxième principe de la thermodynamique au système corps émissif-récepteur considéré comme étant isotherme et isolé : ce système doit conserver son état en dépit des transferts radiatifs internes (fig. 1.1).

Récepteur antenne

R milieu dissipatif

FIG. 1.1 : Schéma considéré pour l'évaluation de la puissance de bruit émise en présence d'une désadaptation antennemilieu dissipatif.

Si le système est à la température T_o, le récepteur émet une puissance k T_o Δf Le milieu dissipatif reçoit (1-/R²/)kT_o Δf

R est le coefficient de réflexion caractéristique de la désadaptation antenne-milieu pour conserver l'équilibre, il cède la même puissance au récepteur d'où la puissance mesurée par le récepteur

$$P_{m} = \left(1 - |R|^{2}\right) R T_{0} \Delta f \qquad (3)$$

On peut généraliser ce résultat au cas où récepteur et milieu dissipatif sont à des températures différentes, ainsi pour le milieu à la température T :

$$P_{m} = \left(1 - |\mathbf{R}|^{2} \right) \mathbf{k} \mathbf{T} \Delta \mathbf{f} \qquad (4)$$

Voyons maintenant le cas d'une lame à faces parallèles placée sur un miroir, portée à une température $T = T_0 + \Delta T$ dont les caractéristiques diélectriques nous sont connues par la donnée de $\mathcal{E} = \mathcal{E}' + j\mathcal{E}$ " permittivité complexe de la lame (fig.1.2)



FIG. 1.2 : Cas d'un milieu dissipatif homogène (lame à faces parallèles) placé sur un miroir.

Le problème revient à calculer le coefficient de réflexion de ce système.

* Rappels concernant les modes transmis et réfléchis au passage d'un interface

Soit deux milieux de permittivités diélectriques différentes, une onde TEM se présentant sous incidence normale sur l'interface (fig. 1.3).



FIG. 1.3 : répartition des modes de part et d'autre d'un interface.

L'impédance d'onde relie les champs E et H

$$H_{1} = E_{1} \frac{\sqrt{\epsilon_{1}}}{Z_{0}} \qquad H_{2} = E_{2} \frac{\sqrt{\epsilon_{2}}}{Z_{0}} \qquad (5)$$

$$Z_{0} : \text{ impédance d'onde dans le vide } Z_{0} = \sqrt{\frac{\mu_{0}}{\epsilon_{0}}}$$

Ecrivons la conservation de la puissance au passage de l'interface

$$P = \frac{1}{2} \iint_{S} E_{1} \cdot H_{1}^{*} do = \frac{1}{2} \iint_{S} E_{2} \cdot H_{2}^{*} do (6)$$

cec: se traduit par la relation :

$$E_{A}^{2} = \frac{\sqrt{\varepsilon_{2}}}{\sqrt{\varepsilon_{A}}} E_{2}^{2}$$
⁽⁷⁾

Etudions les équations de continuité des modes incidents, réfléchis et transmis :

$$E_{1} + P E_{1} = t$$

$$\left(H_{4} - P H_{1} = t H_{2} \right)$$

E,

- (8) P coefficient de réflexion d'un mode TEM sur l'interface.
- (9) t coefficient de transmission d'un mode TEM au travers de l'interface.

$$\Rightarrow \begin{cases} \sqrt{\epsilon_{A}} E_{A} (A - P) = t \sqrt{\epsilon_{2}} E_{2} (9) \\ E_{A} (A + P) = t E_{2} (8) \end{cases}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} 2 P (A + P) = t \iint_{S} E_{2} H_{4}^{*} d_{S} \\ \sqrt{\epsilon_{4}} 2 P (A - P) = t \sqrt{\epsilon_{2}} \iint_{S} E_{2} H_{4}^{*} d_{S} \end{cases}$$

$$\Rightarrow P = \frac{\sqrt{\overline{\epsilon_1} - \sqrt{\overline{\epsilon_2}}}}{\sqrt{\overline{\epsilon_1} + \sqrt{\overline{\epsilon_2}}}}$$
(10)

en posant n = $\sqrt{\epsilon_i}$ n : indice de réfraction du milieu i

$$(B) (9) \implies \begin{cases} \iint_{S} E_{A} H_{2}^{*} ds (A+P) = t 2P \\ \sqrt{E_{A}} \iint_{S} E_{A} H_{2}^{*} ds (A-P) = t \sqrt{E_{2}} 2P \end{cases}$$

en appliquant la relation (7)

$$2P \sqrt{\frac{m_2}{m_A}} (\Lambda + P) = t 2P$$



Calculons les modes transmis et réfléchis d'une lame à faces parallèles.

Soit une lame à faces parallèles insérée entre 2 milieux différents (fig. 1.4), d'épaisseur L :



FIG. 1.4 : Schéma définissant les coefficients de transmission et réflexion aux interfaces séparant 3 milieux.

Nous définissons pour chacun des deux interfaces les coefficients **f** et t . Soit une onde T.E.M. de puissance **uni**té se propageant dans le milieu 1 et se présentant sous incidence normale sur la lame à faces parallèles.

Cette onde T.E.M. est composée des champs électrique: E₁ et magnétique H₁ liés par :

$$E_{4} = \frac{Z_{0}}{\sqrt{E_{4}}} H_{1}_{(5)} = t \qquad P = 1 = \frac{1}{2} \iint_{S} E_{4} H_{1}^{*} ds \qquad (6)$$

Nous allons suivre le cheminement de cette onde, tenir compte des réflexions multiples et de l'atténuation (fig. 1.5). La lame diélectrique est caractérisée par sa permittivité : $\mathbf{\xi}_{2} = \mathbf{\xi}_{2} + \mathbf{j}\mathbf{\xi}_{2}$ et par sa constante de propagation :

$$\beta_2 = \alpha_2 + j\beta_2$$

avec : α_2 atténuation en tension $\alpha_2 = \frac{\xi'' \omega}{2n_2 c}$

 β_2 constante de phase $\beta = \frac{n_2 \omega}{c}$ (radians/m)

ω pulsation de l'onde considérée c vitesse de la lumière dans le vide ; c = $3 \ 10^8$ m/s n₂ partie réelle de l'indice de réfraction du milieu ;

$$n_{2} = \sqrt{\frac{\mathbf{E}'_{2} + \sqrt{\mathbf{E}'_{2}^{2} + \mathbf{E}''_{2}^{2}}}{2}}$$



FIG. 1.5 : Schéma décrivant le parcours d'une onde incidente dans une lame à faces parallèles.

La lame à faces parallèles est équivalente à un dioptre d**e**nt les coefficients de réflexion et de transmission pour un mode TEM sont

$$\mathcal{R}_{13} = \mathcal{P}_{12} + \frac{(1 - \mathcal{P}_{12}^{2}) \mathcal{P}_{23} e^{-\mathcal{V}_{2} 2 L}}{1 + \mathcal{P}_{12} \mathcal{P}_{23} e^{-\mathcal{V}_{2} 2 L}}$$
(13)

$$\mathcal{E}_{13} = t_{12} t_{23} \frac{e^{-\delta_2 L}}{1 + P_{12} P_{13} e^{-\delta_2 2L}}$$
(14)

Pour un milieu semi-infini, nous avons vu que la loi de Nyquist donne une émissivité en puissance

المعدية معدم

$$|f_{-}^{2} = \lambda - |f|^{2}$$

pour la lame à faces parallèles, par analogie :

$$\mathcal{A} = \mathcal{I} - \mathcal{C} = \mathcal{I} - e^{-2\alpha_i d_i}$$

En particulier, si la lame à faces parallèles est placée sur un miroir : le milieu 3 est parfaitement conducteur :

$$f_{23} = -1$$

et

$$t_{23} = 0$$

$$\mathcal{R}_{A3} = \frac{P_{A2} - e^{-2Y_{2}L}}{1 - P_{A2} e^{-2Y_{2}L}}$$

Calculons le carré du module de ce coefficient de réflexion. Posons :

$$f = a + jb$$

$$\Lambda - |\Re|^{2} = \frac{\left[\Lambda - (a^{2} + b^{2})\right] \left[\Lambda - e^{-4dL}\right] + 4b e^{-2dL} \sin -2\beta L }{\Lambda + (a^{2} + b^{2}) e^{-4dL} - 2a e^{-2dL} \cos 2\beta L + 2b e^{-2dL} \sin -2\beta L}$$
(15)

La mesure est effectuée à l'aide d'une antenne directionnelle :

$$P_{m} = (1 - |\mathcal{R}|^{2}) k \top \Delta f$$

$$P_{m} = R T \Delta f \frac{[1 - a^{2} - b^{2}][1 - e^{-4\alpha L}] - 4b(Sin(2\beta L)e^{-2\alpha L})}{1 + e^{-4\alpha L}(a^{2} + b^{2}) - 2e^{-2\alpha L}[a\cos 2\beta L + b\sin 2\beta L]}$$
(16)

1.2.3. Application de la loi des transferts radiatifs

Pour calculer l'émission thermique de la lame, nous allons la considérer fermée d'une infinité de tranches d'épaisseur dz. Nous allons calculer l'émission thermique d'une tranche puis sommer les contributions de chaque tranche du signal thermique issu de la lame. -25-



FIG. 1.6 : Emissivité d'une lame élémentaire.

Soit une tranche d'épaisseur dz considérée dans un milieu de même constante diélectrique (fig. 1.6). Si cette tranche est soumise à un rayonnement de puissance unité :

le pourcentage d'énergie réfléchie est nul (pas d'interface) le pourcentage d'énergie transmise est exp - 2**%**, dz

Ceci par absorption dans la lame.

$$\mathcal{A} = \mathcal{I} - \mathcal{C} = \mathcal{I} - e^{-2\alpha_i d_z}$$

puisque dz est infiniment petit exp - 2x, dz ## 1 + 2x, dz

A# 2 x; dz

La puissance élémentaire émise par cette tranche sera :

$$dp = 2\alpha_i k T \Delta f dz$$

La puissance s'exprime par le flux du vecteur de Poynting au travers d'une surface S :

avec $Z_{j} = \frac{E_{i}}{H_{i}} =$

 $\mathcal{P} = \frac{1}{2} \iint_{S} \mathcal{E} H^{*} ds$ $dp = \frac{1}{2} \iint_{c} \frac{1}{Z_{i}} E_{i}^{2} da$

Nous pouvons relier la puissance de bruit dp transportée par l'onde TEM au champ E par :

$$|E|^{2} = \frac{2 Z_{o}}{S \sqrt{\varepsilon_{i}}} dP \qquad (17)$$

Nous pouvons obtenir une première vérification de la validité de cette modélisation.

Considérons un milieu semi-infini ainsi modélisé :



FIG. 1.7. : Milieu semi-infini : modélisé par une succession de lames élémentaires émissives.

Un volume élémentaire émet une onde TEM : E, H ; à ce mode s'applique la propagation puis la transmission à l'interface. En passant à la puissance émise :

$$dP = \frac{1}{2} \iint_{S} t^{2} E_{o} e^{-2\chi_{v}} H_{o}^{*} ds$$
$$dP = \frac{1}{2} \iint_{S} t^{2} E_{o}^{2} e^{-2\chi_{v}} \frac{\sqrt{E_{o}}}{Z_{o}} ds$$

$$dP_m = t^2 e^{-2\sqrt{3}} 2 \alpha k T \Delta f dz \qquad (18)$$

En intégrant les volumes élémentaires dans le milieu semi infini on obtient :

-27-

$$P_{m} = \int dP_{m} = (1 - |P|^{2}) k T \Delta f$$
(19)

Nous retrouvons la formule de Nyquist.

- Nous faisons deux hypothèses avant de sommer les diverses contributions au signal thermique.
 - * Les signaux thermiques issus d'un même volume élément sont émis en phases, en particulier ceux qui sont émis vers le miroir et vers l'interface (nature fondamentale de l'émission thermique, d'après la théorie de Planck).
 - * Les signaux émis par des volumes différents ne présentent aucune corrélation.

2) PUISSANCE EMISE PAR LA LAME



FIG. 1.8 : Evolution des ondes TEM émises par une lame élémentaire dans un milieu à faces parallèles sur un conducteur plan.

Considérons un volume élémentaire d'épaisseur dz situé à une distance z de l'interface air-lame (fig. 1.8) ; Ce volume émet une puissance dp sous forme d'une onde T E M.

Compte tenu des différences de marche subies par les réflexions multiples de ce champ, nous sommes conduite à écrire la contribution à L émise vers l'interface.

 $\xi = t E_{e} e^{-\delta_{z}} [1 + P e^{-\delta_{z}L} + P^{2} e^{-\delta_{z}L} + \cdots]$ $\mathcal{E} = \frac{E_{0}e^{-\delta_{z}}}{1 - P_{0} - \delta_{zL}}$ (20)

Le volume élémentaire émet également E en phase avec le précédent , vers le miroir. La contribution de ce champ compte tenu des réflexion multiples nous donne :

$$\mathcal{E}' = -t E_0 \left[e^{-\delta(2L-3)} \right] \left[1 + fe^{-\delta 2L} + f^2 e^{-\delta 4L} + f^2 e^{-\delta 4L} \right]$$

$$\mathcal{E}'_{=} = \frac{-t E_{o} \left[e^{-\mathcal{X}(2L-3)} \right]}{\mathcal{A} - P e^{-\mathcal{X}2L}}$$
(21)

Le champ E_o émis est calculé en sommant les contributions **É** et **É** dues au champ E après réflexions multiples.

$$\mathcal{C} \mathbf{E}_{\mathbf{s}} = \mathcal{E}_{\mathbf{s}} \mathcal{E}' \qquad (22)$$

Par normalisation de la puissance entre E_i et E_o existe la relation

$$\frac{E_0^2}{E_1^2} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_i}}$$

L'émission totale de la structure s'obtient en intégrant les contributions de chaque volume élémentaire de O à L

$$P_m = \int_0^L e^2 dp$$

Calculons l'intégrale

$$I = \int \left| e^{-\delta_{z}} - e^{-\delta_{z}} \right|^{2} d_{z}$$

$$I = \frac{1}{2\alpha} \left[1 - e^{-4\alpha L} - \frac{2\alpha}{\beta} e^{-2\alpha L} \sin 2\beta L \right] (22 \text{ bis})$$

Sachant que $|t^2| = 1 - |\ell|^2$, la puissance émise par la lame devient :

$$P_{m} = \frac{R T \Delta f (1 - |P|^{2})}{|1 - P e^{-82L}|^{2}} \left[1 - e^{-4\alpha L} \frac{2\alpha}{\beta} e^{-2\alpha L} \sin 2\beta L \right]$$

que l'on peut expliciter complétement avec 🌈 = a + jb

$$P_{m} = k T \Delta f \left[\frac{1 - a^{2} - b^{2}}{1 + (a^{2} + b^{2})e^{-4dL}} + \frac{2d}{3}(1 - a^{2} - b^{2})e^{-2dL}S_{in} - 2\beta L}{1 + (a^{2} + b^{2})e^{-4dL}} - 2ae^{-2dL}C_{os} 2\beta L - 2be^{2dL}S_{in} 2\beta L} \right]$$

Les valeurs a, b, **«**, **β** sont fonctions de la permittivité et de la fréquence ; On peut exprimer différemment la formule ²³. On retrouve le terme 1 - | R |² du chapitre précédent. La puissance émise et par là même la puissance mesurée ont les mêmes expressions dans les deux calculs.

$$P_{m} = RT \Delta f \frac{[1 - a^{2} - b^{2}][1 - e^{-4\kappa L}] - 4b \operatorname{Sin} 2\beta L e^{-2\kappa L}}{1 + e^{-4\kappa L}(a^{2} + b^{2}) - 2e^{-2\kappa L}[a \operatorname{Gs} 2\beta L + b \operatorname{Sin} 2\beta L]}$$
(24)

Remarquons que les hypothèses proposées page **27** sont justifiées puisque la relation (24) est identique à la relation (16) démontrée par une autre méthode.

1.2.4. Application du théorème de réciprocité

La méthode s'applique en deux temps :

* PARTIE ACTIVE

Si on envoie sur le corps considéré un signal monochromatique correspondant à une puissance unité, on observe dans le corps une répartition de champ électrique E(z).

* PARTIE PASSIVE

Chaque volume alimentaire émet un rayonnement isotrope (ici le modèle est unidimentionnel) de puissance proportionnelle à T (Rayleigh-Jeans)

* THEOREME DE RECIPROCITE : en mode actif le coefficient de couplage antenne émission - volume élémentaire est proportionnel à E²(x,y,z); ici E²(z) / 18/. Le théorème de réciprocité indique que ce coefficient de couplage entre les deux organes émetteur-récepteur a la même valeur dans les deux sens.



A une distance z de l'interface, le champ résultant correspond à la somme des différentes contributions après réflexions multiples (fig. 1.9).

Nous pouvons établir alors un coefficient de couplage entre un volume élémentaire et une antenne extérieure :

$$F(z) = t \left[e^{-\delta z} - e^{-\delta(2L-z)} + Pe^{-\delta(2L+z)} - Pe^{-\delta(4L-z)} + e^{-\delta(4L-z)} \right]$$

$$F(3) = t \left[\frac{e^{-Y_3} - e^{-Y(2L-3)}}{1 - r e^{-28L}} \right]$$
(25)

Cette fonction est valable pour la propagation d'un champ électromagnétique.

-31-

-32-

en résonnant en puissance, le couplage devient :

$$|F_{G}|^{2} = (1 - |P|^{2}) \left[\frac{|e^{-\delta_{g}} - e^{-\delta(2L-g)}|^{2}}{|1 - P|e^{-2\delta L}|^{2}} \right]$$

et la puissance reçue due au volume dz concerné

$$P_{m} = \frac{2 \alpha R T \Delta f (1 - |P|^{2})}{|1 - P e^{-2\chi L}|^{2}} \int_{0}^{L} |e^{-\chi_{3}} - e^{-\chi(2L - \chi)}|^{2} dx^{2}$$
(26)

Nous retrouvons la même formule que dans le cas précédent et nous avons ainsi une confirmation des hypothèses envisagées.

1.2.5. Exemples d'exploitation de la méthode de calcul des signaux thermiques.

Des méthodes qui viennent d'être développées nous retenons deux relations qui vont être exploitées numériquement dans le cas d'une lame à faces parallèles placée sur un conducteur plan :

- l'expression de la contribution d'une lame élémentaire à la puissance mesurée par le récepteur donnée par la relation (27).

 $\frac{dP_m}{P_m} = k T_{(3)} \Delta f 2 \alpha \left(1 - |P|^2\right) \left| \frac{e^{-\delta_3} - e^{-\delta(2L-3)}}{1 - P e^{-2\delta L}} \right|^2 dg$ (27)

Cette lame est :

- * située à la profondeur z
- * portée à la température T(z)
- * d'épaisseur dz = $\frac{L}{N}$ L : épaisseur du matériau émissif N : nombre d'échantillons.

- l'expression de la puissance de bruit mesurée par le récepteur pour un profil de température est donné par la relation (28).

 $T_{m} = \sum_{i=1}^{N} k T(i d_{z}) = \frac{1}{2} \frac{2}{2} \frac{2}{(1-p)^{2}} \left| \frac{e^{-\delta i d_{z}} - \frac{e^{-\delta (2L-i d_{z})}}{1-p} \frac{d_{z}}{d_{z}} \right|^{2}}{1-p} \frac{d_{z}}{d_{z}} d_{z}$ (28)

i est l'indice repérant chaque lame élémentaire.

 de P en fonction de l'épaisseur du matériau dans le cas d'une température homogène supposé unitaire et rapporté à la puissance émise par un corps noir :

pour	le chloroforme	10	GHz	:(courbe	1.2)
11	l'acétone	10	GHz	;(courbe	1.3)
11	l'eau	10	GHz	:(courbe	1.4)

 de la répartition des contributions en fonction de l'enfoncement de la lame élémentaire pour les mêmes hypothèses
 pour le chloroforme 10 GHz :(courbe 1.5)

(courbe 1.6)

Remarquons, et ceci est encore une vérification de nos résultats, que la contribution des couches situées tout contre le miroir est toujours nulle. Ceci est une conséquence d'une des conditions de Maxwell:le champ électrique n'a pas de composante parallèle à la surface d'un conducteur./27/.





-35-


-36-

GUS With



- 37'-

BILS



-38-

1.3. CAS D'UNE LAME A FACES PARALLELES PLACEE SUR UN SECOND MILIEU ABSORBANT SEMI INFINI

1.3.1. Méthode de calcul

Il s'agit ici d'extrapoler les résultats des méthodes présentées au paragraphe 1.2 en particulier retenons les formules (13) et (14) donnant les coefficients de réflexions et de transmissions d'u lame à faces parallèles et appliquons-les au cas de la figure 1.10.



FIG. 1.10 : Lame à faces parallèles placée sur un second milieu semi-infini.

Le signal thermique capté correspond à la somme des émissions du milieu 1 et du milieu 2.

 * Emission du milieu 1
 Les hypothèses du paragraphe 1.2 sont conservées et s'appliquent au cas de la figure 1.11.



FIG. 1.11 : Evolution d'une onde électromagnétique émise par une lame élémentaire dans le milieu 1.

BUS

La contribution d'une tranche d'épaisseur dz du milieu 1 située à z de l'interface, se divise en deux signaux, l'un émis initialement vers l'interface, l'autre émis en phase dans le sens opposé :

 $\mathcal{E} = t_{01} E_{0} e^{-Y_{1}} \frac{1}{2} \left[1 - \beta_{01} \beta_{21} e^{-Y_{1}} \frac{1}{2} + \beta_{01}^{2} \beta_{21}^{2} e^{-Y_{1}} \frac{1}{2} + \beta_{01}^{2} \frac{1}{2} + \beta_{01}^{2}$ $\mathcal{E} = \int_{21}^{2} t_{01} E_{0} e^{-Y_{4}(2L_{1}-z)} \left[1 - \int_{21}^{2} \int_{21}^{2} e^{-Y_{4}2L_{1}} + \int_{01}^{2} \int_{21}^{2} e^{-Y_{4}4L_{1}} \right]$ (30)

Le champ E est relié à la puissance émise par la lame par

$$|E|^2 = \frac{2Z_0}{S \sqrt{\varepsilon_1}} 2 \alpha R T \Delta f d \gamma$$

Ces deux contributions s'ajoutent en tenant compte de leurs phases respectives et l'onde émise par le volume considéré est reliée à l'onde émergeant de la structure.

en passant à la puissance

(31)

$$\mathcal{E}^{2}E_{o}^{2} = \left|\mathcal{E} + \mathcal{E}'\right|^{2} \frac{E_{o}^{2}}{\sqrt{\varepsilon_{o}}}$$

par normalisation de la puissance :

$$dP_{m_1} = \left| \mathcal{E} + \mathcal{E}' \right|^2 \frac{dP V \mathcal{E}_1}{V \mathcal{E}_1}$$

Pour obtenir la contribution du milieu 1 dans le cas où Test consta**nte; o**n intègre de O à L

$$P_{m_{1}} = k T \Delta f \left(1 - |P_{o_{1}}|^{2} \right) \frac{2 \chi_{1}}{|1 + P_{o_{1}}P_{21}e^{-Y_{1}2L}|^{2}} \int \left| e^{-Y_{1}Y_{1}}P_{21}e^{-Y_{1}(2L-y)^{2}} \right|_{2}^{2}$$

Calculons l'intégrale

$$I = \int_{0}^{L} \left| e^{-\chi_{4} z_{+}} + \frac{\beta_{24}}{24} e^{-\chi_{4} (2L - z_{-})} \right|^{2} dz$$

$$P_{m_{1}} = k T \Delta f \frac{(1 - |P_{o_{1}}|^{2}) 2 \alpha_{4}}{|1 + P_{o_{1}} P_{e_{1}} \bar{e}^{2\chi_{4}L_{4}}|^{2}} I$$

-42-

Posons :

$$\begin{aligned} & \int_{0A} = a_{A} + j b_{A} \\ & \int_{2A} = a_{2} + j b_{2} \\ T &= \frac{1}{2a_{A}} \left(A - e^{-2a_{A}b_{A}} \right) + \left(a_{2}^{2} + b_{2}^{2} \right) \frac{1}{2a_{A}} \left(e^{-2a_{A}b_{A}} - e^{-4a_{A}b_{A}} \right) \\ &+ \frac{a_{2}}{B_{A}} e^{-2a_{A}b_{A}} \int_{2A} - \frac{b_{2}}{B_{A}} e^{-2a_{A}b_{A}} \left(A_{4} \cos 2\beta_{A}b_{A} \right) \\ &+ \frac{a_{2}}{B_{A}} e^{-2a_{A}b_{A}} \int_{A} - \frac{b_{2}}{B_{A}} e^{-2a_{A}b_{A}} \left(A_{4} \cos 2\beta_{A}b_{A} \right) \\ &+ \frac{a_{2}}{B_{A}} e^{-2a_{A}b_{A}} \int_{A} - \frac{b_{2}}{B_{A}} e^{-2a_{A}b_{A}} \int_{A} \int_{A$$

Remarquons que l'application à quelques cas particuliers permet une vérification du calcul envisagé :

* Si $P_{24} = -1$ SOIT $a_2 = -1$; $b_2 = 0$ (le milieu 2 est parfaitement conducteur

on trouve :

$$I = \frac{1}{2\alpha_{A}} \left[1 - e^{-\frac{1}{4}\alpha_{A}L_{A}} - \frac{2\alpha_{A}}{\beta_{A}} e^{-\frac{2}{4}\alpha_{A}L_{A}} Sin 2\beta_{A}L_{A} \right]$$

Cette expression est identique à celle obtenue dans un cas antérieur (relation(22 bis).

* Si L₁ est très grande, la valeur de l'intégrale devient :

$$I = \frac{\lambda}{2\alpha_1}$$

et: $P_m = (\Lambda - |P|^2) k T \Delta f$

On retrouve bien l'expression fondamentale de la loi de Nyquist pour un milieu semi infini(relation (19)).

* EMISSION DU MILIEU 2

Gardant les mêmes hypothèses, étudions une onde émise par un volume élémentaire du milieu 2 :

Après une atténuation due à la distance qui la sépare de l'interface avec le milieu 1, elle subit une transmission à travers ce milieu caractérisé par le coefficient $e_{2,1}$ formule (14).

$$dP_{m_2} = \frac{t_{A0} t_{21} e^{-\delta_A L_A} - \delta_2 z}{|A + P_{0A} P_{2A} e^{-2\delta_A L_A}|^2} 2\alpha_2 RT af dz$$

$$P_{m_2} = \frac{(1 - |P_{10}|^2)(1 - |P_{12}|^2)e^{-2\alpha_1 L_1}}{|1 + P_{01}P_{12}e^{-2\gamma_1 L_1}|^2} \notin T\Delta f.$$
(32)

1.3.2. Exploitation de la méthode

La méthode de calcul présentée permet également, dans ce cas d'une lame à faces parallèles placée sur un second milieu semiinfini, d'accéder à :

 la contribution d'une lame élémentaire à l'émission globale de la structure en fonction de sa position

$$\frac{dP_{m}(z)}{P_{m}}$$

 la puissance émise par la structure dans le cas de températures non uniformes

Nous donnons ici les résultats calculés :

pour le chloroforme sur du chloroforme.

Dans un but de vérification, on retrouve bien la décroissance exponentielle due à la propagation dans un milieu semi-infini (terme en $e^{-2\alpha z}$) (courbe 1.7)

pour le chloroforme sur un conducteur plan. Autre_vérification puisqu'on retrouve la courbe du paragraphe 1.2.5. (courbe 1.8)



-44-



BUS

-45-



(alla)

-46-

dP_m(z)

pour deux milieux ayant les caractéristiques diélectriques de la peau et de la graisse (cas théorique qui peut intéresser les cliniciens qui utilisent la thermographie (courbe 1.9).

1.4. CAS D'UNE STRUCTURE DISSIPATIVE MULTICOUCHES

1.4.1. Méthode de calcul

Les méthodes de calculs envisagées dans les deux précédents paragraphes sont appliquées à une structure composée de trois lames superposées ainsi que le montre la figure 1.12



Fig. 1.12 : Structure à 3 milieux, définition schématique des divers coefficients de réflexion et transmission aux interfaces. Le milieu 3 est semi-infini.

Des caractéristiques diélectriques des 3 milieux, on a accès aux coefficients de réflexion ${
m P}_1$ ${
m P}_2$ ${
m P}_3$ et aux coefficients de transmission t₁ t₂ t₃ aux interfaces.

L'émission thermique de la structure est la somme des émissions de chacun des 3 milieux.

$$P_{m} = P_{m1} + P_{m2} + P_{m3}$$
 (33)

- Emission du milieu 1



<u>Fig. 1.13</u> : Evolution d'une onde TEM émise par une lame élémentaire située dans le milieu 1.

En considérant que le milieu 2 placé sur le milieu 3 présente le coefficient de réflexion apparent R₁₃ donné par la formule (13), la contribution où l'émission thermique d'une tranche élémentaire dz située à la distance z de l'interface a déjà été calculée au chapitre précédent (relation 31).

 $d P_{m_{A}}(3) = (1 - 1P_{1})^{2} 2\alpha_{A} k^{T}(3) = \frac{|e^{-\gamma_{A}} + P_{A3} e^{-\gamma_{A}(2L_{A} - 3)|^{2}}}{|1 + P_{A3} + P_{A3} e^{-2\gamma_{A}(2L_{A} - 3)|^{2}}} d_{a}$ (31 bis)

Pour obtenir la puissance de bruit thermique émise par le milieu 1 on intégre sur z entre 0 et L₁



- <u>Emission du milieu 2</u>

Le problème est posé suivant la figure 1.14 :



Fig. 1.14: Position d'une lame élémentaire dans le milieu 2.

La donnée des caractéristiques diélectriques des 3 milieux nous a permis d'accéder au coefficient de réflexion aux interfaces ainsi qu'au coefficient de transmission à l'interface entre milieu 1 et milieu 2.

Si l'on somme en un premier temps les divers signaux dus aux réflexions multiples du signal émis sur la lame élémentaire dz, à l'intérieur du milieu 2, on obtient alors un signal S₂.



Fig. 1.15 : Schéma équivalent à la figure précédente conduisant à une simplification du calcul. avec :

$$S_{2} = \frac{E_{2} \left(e^{-\delta_{2} \cdot 3} + \beta_{3} e^{-\delta_{2} \left(2L_{2} - \frac{3}{2}\right)} \right)}{1 + \beta_{2} \cdot \beta_{3} e^{-2 \cdot \delta_{1} \cdot L_{2}}}$$

Analysons maintenant le devenir de ce signal 5₂ ; Il est soumis à un système de réflexions multiples à l'intérieur du milieu 1. Ceci nous conduit à employer de nouveau les formules (13) et (14) appliquées au milieu 1 et 2, et :

$$d \mathcal{P}_{m_2}(3) = \left| \begin{array}{c} \xi_0 \right|^2 \frac{|e^{-Y_2} + f_3 - Y_2(2L_2 - 3)|^2}{|A + R_{20} f_3 - Y_2(2L_2 - 3)|^2} 2d_2 k T_{g} \right| \Delta f d_2$$
(34)

en explicitant \mathbf{R}_{20} et \mathbf{e}_{20} à l'aide des formules (13) et (14) :

$$dP_{m_{2}}(3) = \frac{\left| \left(t_{1} t_{2} e^{-\vartheta_{A} L_{4}} \right) \left(e^{-\vartheta_{2} 3} + \beta_{3} e^{-\vartheta_{2} (2 L_{2} - 3)} \right) \right|^{2} 2 \alpha_{2} k T_{8} \Delta f d_{2}$$

$$= \frac{\left| \left(1 + \beta_{4} \beta_{2} e^{-2\vartheta_{A} L_{4}} \right) \left(1 + \beta_{2} \beta_{3} e^{-2\vartheta_{2} L_{2}} \right) + \beta_{3} \beta_{4} \left(1 - |\beta_{2}|^{2} \right) e^{-2\vartheta_{4} L_{4}} - 2 \vartheta_{2} L_{2} \right|^{2}}{\left| \left(1 + \beta_{4} \beta_{2} e^{-2\vartheta_{A} L_{4}} \right) \left(1 + \beta_{2} \beta_{3} e^{-2\vartheta_{2} L_{2}} \right) + \beta_{3} \beta_{4} \left(1 - |\beta_{2}|^{2} \right) e^{-2\vartheta_{4} L_{4}} - 2 \vartheta_{2} L_{2} \right|^{2}}$$
(35)

Remarquons dès à présent que pour des milieux 1 et 2 identiques, nous retrouvons la formule trouvée dans le problème étudié précédemment (relation 32).

La contribution du milieu 2 au signal thermique s'obtient en inté grant les lames élémentaires sur l'épaisseur L₂ de ce milieu.

$$P_{m_2} = \int_{0}^{L_2} dP_{m_2}(z)$$

-Emission du milieu 3



Fig. 1.16 : Position d'une lame élémentaire émissive dans le milieu 3. Considérons une lame élémentaire d'épaisseur dz située à une distance z de l'interface milieu 2 - milieu 3 (figure 16). Compte tenu des réflexions multiples dans le milieu 2, le signal équivalent arrivant sur l'interface milieu 1 - milieu 2 sera :

 $S'_{2} = E_{3} e^{-\delta_{2} \xi} E_{3} e^{-\delta_{2} L_{2}} \frac{1}{1 + P_{2} P_{3} e^{-\delta_{1} L_{2}}}$ (36)

Il est alors soumis à une transmission au travers du milieu 1 formulée par (14) :

 $dP_{m_{3}}(z) = \frac{\left| t_{1} t_{2} t_{3} e^{-Y_{1}L_{1}} e^{-Y_{2}L_{2}} e^{-Y_{3}} \right|^{2} 2a_{3}kT_{3} \leq f d_{3}}{\left| (1 + P_{1}P_{2}e^{-2Y_{1}L_{1}}) (1 + P_{2}P_{3}e^{-Y_{2}L_{2}}) + P_{3}P_{4}(1 - P_{1}|^{2}) e^{-2Y_{4}L_{4}} - 2Y_{2}L_{2}} \right|^{2}}$ $P_{m_3} = \int^{\infty} dP_{m_3}(z)$ (37)

1.4.2. Exemples d'exploitation de la méthode

La méthode de calcul développée nous donne accès numériquement aux profils de contributions de lames élémentaires d'une structure stratifiée en fonction de leur position dans la structure. En particulier, les résultats calculés numériquement sont présentés pour des cas intéressants les applications médicales :

*	Peau/Graisse/Muscle	à à à	9,6 GHz 2,45 GHz 1 GHz	courbe "	1.10 1.11 1.12
*	Peau/Os/Cerveau	à à à	9,6 GHz 2,45 GHz 1 GHz	courbe "	1.13 1.14 1.15

Ces milieux étant supposés à température constante. Sur ces courbes, la contribution d'une lame élémentaire à la puissance totale émise est tracée en fonction de sa position z dans la structure.

Le résultat de l'intégration de ces contributions qui donne le rapport de la puissance émise par la structure à la puissance émise par un corps noir porte à la même température est précisé par P_m/P_c dans chacun des cas.

Les valeurs des différents paramètres ont été empruntées à la littérature existante en particulier l'article de RALAN et al /28/, celui de SCHWAN /29/ et de TELL /30/. Sur la courbe 1.10 à titre de comparaison apparait la courbe calculée lorsqu'on ne tient pas compte des diverses réflexions multiples sur les interfaces. <u>Courbe 1.10</u> : Contribution d'une lame élémentaire à la puissance totale émise en fonction de sa position z dans la structure.



-53-





- 54-

11





BUILT



- 56 -

13



BUS

٤.





1.5. CONCLUSION

A l'issue de cette étude, nous disposons de programmes numériques permettant, dans le cas d'une structure lamellaire constituée de trois milieux, de calculer la puissance de bruit thermique des signaux qui peuvent être captés par un système de thermographie, en onde TEM, pour un profil de température donné : ces résultats intéressent les applications médicales et également les applications industrielles puisqu'ils peuvent concerner des procédés dans lesquels il s'agit - à distance - d'obtenir des informations sur la température de structures lamellaires superposées/31/.

DEUXIEME PARTIE EXTRAPOLATION DE LA METHODE DE CALCUL DE L EMISSION THERMIQUE A DES SITUATIONS REELLES RENCONTREES EN GENIE BIOLOGIQUE ET MEDICAL

Dans la première partie, nous avons étudié l'émission spontanée en mode T.E.M. d'une structure dissipative stratifiée. La radiométrie microonde utilise, notamment dans le milieu médical, des sondes constituées par des tronçons de guide remplis de diélectrique /32//33//34/, ceci nous a amenés à considérer la puissance captée en mode TE_{N1} pouvant se propager dans les sondes utilisées.

L'étude envisagée dans cette deuxième partie a été menée dans le but de modéliser l'émission thermique captée dans ces conditions, pour une structure homogène située dans un milieu stratifié dissipatif.

La réalisation de programmes numériques sur un microcalculateur permet la visualisation sur un écran couleur de cartes thermiques, telles qu'elles peuvent être relevées en milieu clinique par les radiomètres conçus au Laboratoire /35//36/. Le calcul est ensuite appliqué au cas d'un milieu homogène où règne un gradient thermique /37/. Une étude expérimentale réalisée sur un modèle (gel de polyacrylamide) permet une bonne vérification des résultats calculés.

2.2. AMENAGEMENT DE LA METHODE DE CALCUL PRECEDENTE DANS LE CAS DU UN GUIDE REMPLI DE DIELECTRIQUE EST PLACE AU CONTACT DE LA STRUCTURE MULTICOUCHE.

Etudions le système décrit par la figure suivante : (fig. 2.1)

Pour simplifier la mise en équation, nous proposons les hypothèses suivantes :

- * les signaux de bruit thermique se propagent dans la structure stratifiée en mode T.E.M., le volume concerné est situé dans le prolongement du guide.
- * les signaux se propagent dans le guide suivant le mode TE₀₁, les résultats donnés dans la première partie (paragraphe 1.4) restent valables sous condition de recalculer les nouvelles valeurs des coefficients de réflexion et de transmission à la discontinuité entre mode T.E.M. et mode T.E₀₁.

-61-





2.2.1. <u>Couplage de la structure à la sonde</u>

A la discontinuité entre mode T.E.M. et mode guide, nous pouvons écrire les équations suivantes **/39**/ :

avec :

$$(1+P) \iint_{S} E_{x} \cdot H_{ymn}^{4} ds = t_{mn}^{4} F$$

$$(42)$$

$$(1-P) \iint_{S} E_{xmn}^{4*} \cdot H_{y} ds = t_{mn}^{4} F$$

$$(43)$$

avec.

$$F = \iint_{S} E_{xmn}^{\prime} H_{ymn}^{\prime} - E_{ymn}^{\prime} H_{xmn}^{\prime} ds \qquad (44)$$

posons.

$$F_{1} = \iint_{S} E_{x} \cdot H_{gmn}^{\prime \star} dx.$$
 (45)

$$F_2 = \iint_{S} E_{xmn}^{A *} H_y ds. \qquad (46)$$

nous deduisons les valeurs de Pet Emn

$$= \frac{F_2 - F_A}{F_2 + F_A}$$

$$t_{mn}^{\prime} = \frac{2 F_{4} F_{2}}{(F_{4} + F_{2}) F}$$
(48)

(47)

en utilisant les relations existant entre les champs électrique et magnétique en mode T.E.M. et en mode guidé, nous obtenons :

$$P = \frac{1 - z \frac{\beta_{a}}{\omega \mu_{o}}}{1 + z \frac{\beta_{a}}{\omega \mu_{o}}}$$
(49)

avec :

Hzmn

Z : impédance d'onde en mode T.E.M. 3: constante de phase e3: pulsation de l'onde : constante de phase en mode guidé : perméabilité magnétique du vide.

Les chamos électrique et magnétique s'écrivent pour un mode guidé $TE_{mn}/38/$:

$$(50) \begin{cases} E_{x mn} = \frac{d \omega_{b}^{\mu}}{k_{c}^{2}} H_{o} \frac{m \Pi}{b} \cos \frac{m \Pi}{a} x \sin \frac{m \Pi}{b} y e^{-\delta g g} \\ E_{y mn} = -\frac{d \omega_{b}^{\mu}}{k_{c}^{2}} H_{o} \frac{m \Pi}{a} \sin \frac{m \Pi}{a} x \log \frac{n \Pi}{b} y e^{-\delta g g} \\ E_{g mn} = 0 \end{cases}$$

$$(51) \begin{cases} H_{x mn} = \frac{\delta g}{k_{c}^{2}} H_{o} \frac{m \Pi}{a} \sin \frac{m \Pi}{a} x \cos \frac{n \Pi}{b} y e^{-\delta g g} \\ H_{y mn} = \frac{\delta g}{k_{c}^{2}} H_{o} \frac{m \Pi}{a} \sin \frac{m \Pi}{a} x \cos \frac{n \Pi}{b} y e^{-\delta g g} \\ H_{y mn} = \frac{\delta g}{k_{c}^{2}} H_{o} \frac{m \Pi}{b} \cos \frac{m \Pi}{a} x \sin \frac{n \Pi}{b} y e^{-\delta g g} \\ H_{z mn} = \frac{\delta g}{k_{c}^{2}} H_{o} \frac{m \Pi}{b} \cos \frac{m \Pi}{a} x \sin \frac{n \Pi}{b} y e^{-\delta g g} \end{cases}$$

Ho

-64-

Dans ces relations :

k est le nombre d'ondes de coupure du mode T.E. mn :

$$R_{c}^{2} = \frac{m^{2} \sigma^{2}}{a^{2}} + \frac{n^{2} \sigma^{2}}{b^{2}}$$

a, b sont les dimensions du guide rectangulaire,

est la constante de propagation du mode T.E. mn,

$$\delta q = \sqrt{k_c^2 - \omega_o^{\mu} \mathcal{E}}.$$

H_o est l'amplitude du champ magnétique, solution particulière des équations de Maxwell qui est déterminée par normalisation de la puissance.

$$H_{o} = \frac{2 \sqrt{2} k_{c}}{\sqrt{ab} \sqrt{\omega f_{o}} \left[j \chi_{g}^{*} \right]}$$
(52)

pour le mode T.E.M., les composantes des champs électrique et magnétique s'écrivent :

$$E_{x} = E_{0} e^{-\sqrt{3}}$$
(53)

$$H_{y} = \frac{E_{o}}{Z} e^{-\delta_{z}}$$
(54)

est la constante de propagation dans le milieu considéré,
 E est l'amplitude du champ électrique, solution particulière
 des équations de Maxwell dans le cas d'une propagation libre :

$$E_{o} = \sqrt{\frac{2}{ab}} \frac{12^{*1}}{Z}$$
(55)

Z est l'impédance d'onde dans le milieu considéré :

$$Z = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon}}$$

$$t_{01}^{\prime} = \frac{4}{\Pi} \frac{2 \sqrt{|Z|}}{1 + Z} \frac{\sqrt{|B_{q_1}|}}{\omega_{q_1}}$$
(56)

nous pouvons reprendre les formules suivantes, calculées dans la première partie, en y remplaçant :

tì	par	t 1 1
۴1	par	P

$$dP_{m_{A}}(3) = (1 - |P_{1}|^{2}) 2\alpha_{A} RT_{A} of \frac{|e^{-\gamma_{A}} \overline{z}_{+} R_{A3} e^{-\gamma_{A}(2L_{1} - \overline{z}_{+})|^{2}}}{|1 + P_{A} R_{A3} e^{-2\gamma_{A}L_{A}}|^{2}} dz$$

$$P_{m_{A}} = \int_{0}^{L_{A}} dP_{m_{A}}(z) \qquad (31 \text{ bis})$$

$$P_{m_{A}} = \int_{0}^{L_{A}} dP_{m_{A}}(z) \left(e^{-\delta_{2}z} + \beta_{3} e^{-\delta_{2}(2L_{2}-z)} \right) |^{2} 2\alpha_{2}k \operatorname{T}_{S} \Delta f dz$$

$$\frac{\left[\left(1+\beta_{A}\beta_{2}e^{-2\vartheta_{A}L_{A}}\right)\left(1+\beta_{2}\beta_{3}e^{-2\vartheta_{2}L_{2}}\right)+\beta_{3}\beta_{A}\left(1-\beta_{2}^{2}\right)e^{-2\vartheta_{A}L_{A}}-2\vartheta_{2}L_{2}\right]^{2}}{(35)}$$

 $P_{m_2} = \int_{0}^{L_2} dP_{m_2}(z_1)$

$$dP_{m_{3}}(z) = \frac{\left| t_{A} t_{2} t_{3} e^{-Y_{A}L_{A}} e^{-Y_{2}L_{2}} e^{-Y_{3}z} \right|^{2} 2d_{3}k T_{6} a_{7}}{\left| (1 + P_{1}P_{2}e^{-2Y_{1}L_{4}}) (1 + P_{2}P_{3}e^{-Y_{2}2L_{2}}) + P_{3}P_{4}(1 - P_{1}|^{2}) e^{-2Y_{A}L_{4}} - 2Y_{2}L_{2}} \right|^{2}}$$

$$T_{m_{3}} = \int_{0}^{\infty} dP_{m_{3}}(z)$$
(34)

$$P_m = P_{m_1} + P_{m_2} + P_{m_3}$$
 (33)

* Remarque : autre possibilité de calcul.

Nous pouvons envisager une méthode plus globale de calcul en écrivant les équations des différents modes aux discontinuités /**39**/. Par exemple, considérons l'émission d'une lame élémentaire dz_o dans le milieu 3 (fig. 2.2), nous pouvons écrire :



FIGURE 2.2. : Schéma présentant l'onde globale des modes.

Compte tenu des relations liant les champs électrique et magnétique en mode TEM et TE₀₁ et en normalisant la puissance, nous obtenons des résultats identiques à la méthode précédente. Nous possédons ainsi une modélisation bidimensionnelle de l'émission thermique générée par un milieu stratifié, puis captée à l'aide d'un tronçon de guide constituant une sonde.

Nous envisageons maintenant le passage à un modèle tridimensionnel.

2.2.2. <u>Modélisation de l'émission thermique d'une structure</u> tridimensionnelle.

L'évaluation de l'émission thermique d'une structure thermogène consiste à effectuer la somme des émissions de bruit des différents volumes élémentaires constituant le milieu couplé à la sonde. Cette méthode a été utilisée dans le cas d'un milieu dissipatif homogène, en mode actif, par GUY /40/. Nous nous plaçons dans les conditions citées au début du paragraphe 2.2. et considérons l'émission d'une zone thermogène sphérique située dans l'un des milieux d'une structure stratifiée (fig. 2.3) :



FIG. 2.3. : Zone thermogène sphérique implantée dans un milieu stratifié.

La sonde est déplacée à la surface, selon une droite située dans le plan de symétrie de la structure**:Ox** Nous avons considéré les situations suivantes :

*	<u>milieu 1</u>	Tissus à forte teneur en eau : peau (épaisseur 0,75 mm)
*	<u>milieu 2</u>	Tissus à faible teneur en eau : os (épaisseur 2,5 mm)

* milieu 3 Tissus forte teneur en eau : tissus cérébraux.

On opère aux fréquences 1; 2.45 et 9.6 GHz pour des volumes thermogènes (T = 40°C) de forme sphérique (Ø = 25 mm) situés à des profondeurs variables (d compris entre 0 et 20 mm). Nous donnons courbes 2.1, 2.2, 2.3 les résultats obtenus dans de telles conditions.

Dans le but de nous familiariser avec le calculateur de type **BMC IF 800** acquis récemment au Laboratoire, qui est doté d'un terminal de visualisation constitué d'un écran couleur, nous avons supposé que les images thermiques peuvent être obtenues en effectuant une rotation des profils thermiques -tels ceux présentés courbes 2.1, 2.2, 2.3- autour de leur centre de symétrie. De telles images thermiques

-69-





-70-



-71-


sont présentées fig. 2.4 à 2. 8 après définition d'une échelle de correspondance température-couleur.

Nous avons supposé pour celà que les deux premiers milieux sont le siège d'un gradient thermique (température variant de 34° à 37°) et que le troisième milieu est à 37°.

Ces images calculées peuvent être rapprochées des cartographies relevées en milieu clinique et dont nous présentons un exemple figure 2.9.



FIG. 2.4. Carte thermique simulant une zone thermogène sphérique en milieu stratifié.



FIG. 2.5. Superposition de 2 cartes thermiques, l'une pour d = 0, l'autre d = 5 mm à des fins de comparaison.



FIG. 2.6. Carte thermique simulant une zone thermogène sphérique implantée plus profondément d = 15 mm.



FIG. 2.7. Carte thermique de la même zone thermogène pour F = 1 GHz.



FIG. 2.8. Carte thermique de la même zone thermogène pour F = 9.6 GHz.



FIG. 2.9. Carte thermique obtenue lors d'une thermographie en milieu clinique – Centre ANTI CANCER Paul Strauss, d'après M. GAUTHERIE et A. NUOMAM INUOMAM .A fa SINJHTUAD .M eérqe'a

2.3. VERIFICATION EXPERIMENTALE DE LA MODELISATION.

Dans le but d'obtenir une confirmation de la modélisation envisagée, nous avons pu réaliser une vérification expérimentale dans le cas d'un milieu siège d'un gradient thermique. Ce modèle, qui nous a été aimablement prêté par M. DITTMAR de Lyon, est constitué d'un gel polyacrylamide à 80% d'eau possédant les caractéristiques diélectriques des tissus musculaires à 2,45 GHz /37/. Le gel est placé à l'intérieur d'une enceinte isolante ; Une circulation d'eau chaude ou froide permet l'établissement d'un gradient thermique entre le fond et la surface (fig. 2.10).

On place sur ce modèle une sonde constituée d'un tronçon de guide rectangulaire reliée à un radiomètre ; Ce radiomètre est étalonné et donne une mesure de température de bruit.

Au même instant, on relève les températures aux différents points du modèle, à l'aide de thermocouples implantés. Les diagrammes correspondants donnés courbes 2.4. et 2.5. permettent de calculer les températures de bruit théorique par application des relations (31 bis)(35)(37). Les comparaisons correspondantes données tableau 2.1. indiquent un accord satisfaisant entre les résultats qui ne diffèrent pas de plus de 8 %.





-78-





N° Profils	1	2	3	4	5	6	7	8
T _{lu radiomètre} (°כּ)	23,1	26,2	28,5	30,6	32,2	33,4	34,6	39.
T _{calculé}	24,7	28,2	31,2	32,7	34,6	36,2	37,2	41,3
Rapport T _{calc} /T _{lu}	1,07	1,08	1,09	1,07	1,07	1,08	1,07	1,06

N° Profils	9	10	11	12	13	14	15
^T lu radiomètre	39	38,8	37,8	37,4	36,4	35,4	33
^T calculé	41,2	41	40	38,9	37,6	36,4	34,6
Rapport	1,06	1,06	1,06	1,04	1,03	1,03	1,05

TABLEAU 2.1. COMPARAISON DES VALEURS MESUREES ET CALCULEES DE LA TEMPERATURE POUR LES DIFFERENTS PROFILS THERMIQUES.

Remarquons que les variations de température intervenant à un niveau situé entre 3 et 4 cm sous la surface sont bien enregistrées par le radiomètre : c'est ce qu'indiquent les résultats correspondants aux profils 9, 10 et 11 sur la courbe 2.5.

2.5. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons généralisé la méthode de calcul de l'émission thermique d'un milieu dissipatif stratifié (onde T.E.M) au cas où ces signaux sont transmis à l'ouverture d'un guide rectangulaire propageant un mode T.E.n1.

Cette méthode permet de calculer des cartes thermiques telles celles qui peuvent être relevées à l'aide des radiomètres existant actuellement. Nous avons présenté quelques exemples de telles cartes thermiques et donné par ailleurs une vérification expérimentale satisfaisante de cette méthode.

Ces résultats peuvent contribuer au perfectionnement des méthodes de reconnaissance d'objet thermique qui sont développées actuellement au Laboratoire /41, 42/.

TROISIEME PARTIE

NOUVELLES POSSIBILITES D'UTILISATION DE LA RADIOMETRIE MICROONDE

3.1. INTRODUCTION

Les études menées jusqu'ici dans notre laboratoire, dans le domaine de la Thermographie Micro-onde, concernent essentiellement la mesure de température des tissus vivants - comprise entre 32 et 45°C- à l'aide de sondes au contact.

Si l'on veut exploiter pour d'autres buts les possibilités de la thermographie micro-onde, il faut aborder d'autres conditions expérimentales :

- * Gammes de températures plus étendues, correspondant à des valeurs supérieures ou inférieures à la température ambiante ;
- * Mesures de température sans contact et à distance ;
- * Possibilités de mesure lors d'un traitement thermique ;

Il faut alors résoudre des problèmes différents de ceux abordés jusqu'ici.

Si ces tentatives se révèlent fructueuses, elles peuvent intéresser des applications industrielles diverses telles :

 l'industrie alimentaire, qui fait subir des traitements thermiques aux produits et a besoin de contrôler la température des denrées congelées,

- les industries du verre, de la sidérurgie, qui ont besoin de mesurer à distance des températures élevées,

- certaines applications - telles la réalisation d'un revêtement routier - qui ont besoin de connaitre depuis l'extérieur, la température qui règne au sein d'un matériau, la détection de fuites d'un fluide au travers d'une paroi, la détection de personne.

Ce chapitre envisage quelques problèmes liés au développement de ces applications.

3.2. REALISATION D'UN RADIOMETRE FONCTIONNANT EN BANDE X

3.2.1. Le radiomètre de Dicke

En 1946, DICKE /1 / mettait au point un radiomètre destiné à la mesure de puissance de signaux hertziens dans le domaine centimétrique. Sa sensibilité rendait possible la mesure du bruit thermique généré par un objet '43/.

Dans notre laboratoire, cette possibilité a été jusqu'à ce jour appliquée essentiellement au domaine médical, afin de mesurer des gradients thermiques régnant dans les milieux biologiques /44//45/. Pour cela, le procédé imaginé par DICKE a été d'abord utilisé puis modifié par A. MAMOUNI /46/. Dans un premier temps, nous avons repris dans ses grandes lignes le schéma du récepteur hétérodyne de DICKE. Ce récepteur, décrit fig. 3.1., a été réalisé à l'aide des composants suivants :

 <u>l'oscillateur local</u> formé d'une diode Gunn placée dans un tronçon de guide:RTC réf. SGX 07N/10600/A.
gamme de fréquence : 8.5-11 GHz
puissance de sortie : 7 mW pour f_o = 10.076 GHz
dérive en fréquence : < 300 KHz/°C
alimentation : 8 V - 200 mA

* les isolateurs

composés de ferrites et miniaturisés, ils possèdent les caractéristiques suivantes : gamme de fréquence : 8.2 - 12.4 GHz T.O.S. : 1,1 perte d'insertion : 0,5 dB

 <u>le mélangeur</u> DMS 1-26 gamme de fréquence : 1 à 26 GHz niveau O.L. : 6 mW gamme de fréquence IF : 10 à 500MHz perte de conversion : 8 dB facteur de bruit : 6 dB gain : 40 dB puissance de sortie: 10 dBm variation du gain : [±] 1,5 dB alimentation continue : 15 V 300 mA.

 Le modulateur HEWLETT-PACKARD HP 33104A à diode PIN. gamme de fréquence : 0,1 - 12,4 GHz pertes d'insertion : 2 dB puissance continue : 2 W puissance crête : 80 W T.O.S. : 2,8 courant d'alimentation : - 200 mA.

1'amplificateur moyenne fréquence TRONTECH 500 C gamme de fréquence : 10 - 500 MHz gain : 30 dB puissance de sortie: 12 dBm alimentation : 15 V 150 mA.

Le détecteur HEWLETT-PACKARD
à diode Shottky.
gamme de fréquence : 0,01 - 18 GHz
sensibilité :>0,5 mV/µ w
réponse quadratique pour P_p < -10 dBm

• un ensemble de détection synchrone réalisé en collaboration avec MM. J. BAUDET et J.C. VANDE-VELDE (atelier d'électronique de l'UER d'I.E.E.A). fréquence réglable de 100 Hz à 1 KHz déphasage réglable de 0 à 27 constante d'intégration 0,1 - 1 - 10 secondes.





i

La bande passante $\mathbf{\Delta}$ f du radiomètre est limitée par celle de l'amplificateur moyenne fréquence de part et d'autre de la fréquence f_o de l'oscillateur local : $\mathbf{\Delta}$ f \neq 1 GHz f_o = 10,07 GHz. L'utilisation d'un amplificateur hyperfréquence en tête de la chaine, détermine la qualité du facteur de bruit de la partie hyperfréquence.

Compte tenu des pertes d'insertions et des facteurs de bruit propresaux composants, le facteur de bruit de l'ensemble du système doit valoir :

$$F_T = 10 \text{ dB}$$

La température propre au récepteur est alors ;:

 $T_{R} = (F_{T} - 1)T_{O}$

et la sensibilité du radiomètre ou écart de température minimal décelable :

avec t le temps de mesure.

Pour une constante de temps de 1 s. la sensibilité de l'appareil doit être :

$$\Delta T_{min} = 0,2 \text{ K}$$

Ces valeurs sont pratiquement confirmées par l'expérimentation puisque après réalisation du radiomètre la mesure du facteur de bruit du radiomètre par la méthode du double de la puissance donne :

A l'aide d'une table traçante, nous avons relevé la courbe (3.1) à partir de laquelle on peut en déduire la valeur de la sensibilité

$\Delta T = 0,25 \text{ K}$

Le récepteur a été étalonné à l'aide d'une charge 50 \mathfrak{n} (adaptée à l'entrée du radiomètre) dont on fait varier la température. La pente de la courbe ainsi obtenue (courbe 3.2) détermine la valeur du coefficient caractéristique du radiomètre: C = 5,77 mV/°c



COURBE 3.1. MESURE DE LA SENSIBILITE DU RADIOMETRE POUR UNE CONSTANTE DE TEMPS DE UNE SECONDE.

-89-



-90-

(BUS)





-91-

3.2.2. Le radiomètre à amplification directe

Les progrès technologiques, notamment dans la conception d'amplificateur micro-onde grand gain et faible bruit, de détecteurs large bande, de sensibilité très élevée, nous permettent d'envisager une chaine de mesure à amplification directe (fig. 3.2). Nous utilisons les composants suivants :

1°) <u>le modulateur</u> GENERAL MICROWAVE type FM 862 A type réflectif gamme de fréquence : 8,2 - 12,4 GHz pertes d'insertion (passant) : 1,6 dB isolation : 24 dB coefficient de réflexion (bloqué):0,89

2°) le circulateur

gamme de fréquence : 8,2 - 12,4 GHz isolation entre 2 portes : > 15 dB pertes d'insertion : < 1,5 dB la charge adaptée au circulateur est portée à une température appelée T_{réf}. Nous verrons que cette température constitue la température de référence du radiomètre ; elle est régulée à ± 0,1°C et réglable de 29,7 à 32,7°C.

3°) et 4°) amplificateurs micro-onde FET AsGa

•	NARDA type N 62 445	5- 18	3
	gamme de fréquence*	:	8,6 - 10,6 GHz
	facteur de bruit	:	5.5 dB
	gain*	:	16 dB
	variation de gain	:	± 0,4 dB
	T.O.S. max.	:	2
	* mesures effectuées	suı	r analyseur de réseaux.

. NARDA type N 62 055-7**6**

gamme de fréquence	: 8.2 - 12.4 GHz
facteur de bruit	: 6 dB
gain	: 40 dB
variation de gain	: ± 1,5 dB
TOS max.	: 2



5°) le détecteur HEWLETT-PACKARD type HP 233 8

à diode Shottky. gamme de fréquence : 0,01 - 18 GHz sensibilité : 0,5 mV/µW réponse quadratique : P_≪ -10 dBm

La partie basse fréquence est maintenant constituée d'une préamplification, d'une conversion analogique-numérique et d'un filtrage numérique.

Cette partie a été réalisée par MM. J. BAUDET et J.J. VANDEVELDE /47 / à l'atelier d'Electronique de l'UER d'I.E.E.A.

Supposons le radiomètre équipé d'une antenne directive pointée vers un matériau porté à la température T. Lors d'une alternance, le modulateur est passant, (fig. 3.3. : modulateur équivalent à un interrupteur en position 1). Le matériau émet une puissance proportionnelle à sa température (loi de Nyquist). La charge thermostatée émet une puissance proportionnelle à T_{ref} dont une partie se réfléchit sur le matériau avec un coefficient de réflexion P; Si l'antenne est suffisamment proche de l'objet, la puissance est proportionnelle à P_{ref} . Durant cette alternance, le signal reçu est proportionnel à :

$$(1-P) T + P T_{ref}$$

Lors de l'autre alternance, le modulateur est réflectif (fig. 3.3. : modulateur équivalent à un interrupteur en position 2) Le signal capté par le récepteur est alors proportionnel à T_{ref}.



-93-

$$(J - P)T + P Tref - Tref$$

 $(J - P) \Delta T$

soit :

où ⊿⊤ est l'écart de température entre la température T du matériau et la température de référence T_{ref}. Remarquons l'importance de la thermostatisation de la charge adaptée de référence.

Par le calcul, le facteur de bruit théorique de la chaine hyperfréquence donne :

$$F_{T} = 8,1 \, dB$$

A la différence du récepteur hétérodyne, on n'est plus limité par la bande passante de l'amplificateur M.F. : la nouvelle bande passante est alors :

▲f = 2 GHz autour de f = 9.6 GHz

Par conséquent, on doit obtenir une meilleure sensibilité. En théorie on a : ▲T_{min} #0,06°Cpour une constante de temps de 10 secondes,en pratique, on obtient un résultat analogue :

∆T_{min} **#0,1°C** (courbe 3.3)

La courbe 3.4. donne le relevé de la bande passante du récepteur à amplification directe. Sa sensibilité est de 8 mV/°C.





3.3. MESURES DE TEMPERATURE SANS CONTACT

3.3.1. Utilisation du radiomètre de DICKE

Afin d'obtenir une confirmation expérimentale de la relation (16) donnée dans la première partie, nous réalisons l'expérience schématisée par la figure 3.4.



FIGURE 3.4. : DISPOSITIF DE MESURE DE LA PUISSANCE DE BRUIT EMISE PAR UNE LAME DE LIQUIDE EMISSIF PLACEE SUR UN CONDUCTEUR PLAN.

Dans un premier temps, on relève directement le signal capté par un cornet relié au radiomètre de DICKE. Le cornet est pointé vers la surface d'une lame à faces parallèles d'un matériau dissien patif placée sur un conducteur (cas étudié en théorie § 1.2) ; Le milieu dissipatif est un liquide polaire (eau, chloroforme ou acétone).

On constate que le niveau reçu varie notablement avec la hauteur h entre le cornet et le liquide (courbe 3.5.). Ces résultats ne sont pas exploitables.

Dans un deuxième temps, nous avons essayé de rendre le dispositif insensible aux rayonnements parasites en prolongeant le cornet par un guide surdimensionné (fig. 3.5).



-98-



FIGURE 3.5. : UTILISATION D'UN GUIDE SURDIMENSIONNE EN BLINDAGE DU CORNET.

Les résultats obtenus sont corrects mais uniquement lorsque le guide surdimensionné est au contact du liquide : dans ce cas, on mesure la température à mieux que 1° près. Mais lorsque le guide surdimensionné n'est plus au contact du liquide, les résultats sont aussi erronés que précédemment (courbes 3.6, 3.7, et 3.8).

Des expériences en chambre anéchoïde (fig. 3.6 et 3.7) nous ont montré que les signaux parasites sont produits par l'oscillateur local, que par la suite nous ne sommes pas arrivés à blinder, malgré l'emploi de pièges sur l'alimentation et de matériaux absorbants.



FIGURE 3.6. : DISPOSITIF DE MESURE EN CHAMBRE ANECHOIDE.









FIGURE 3.7. : DISPOSITIF DE MESURE , LE RADIOMETRE ETANT HORS DE LA CHAMBRE ANECHOIDE.

C'est pour cette raison que nous avons réalisé le radiomètre à amplification directe pour cette expérience.

3.3.2. Utilisation du radiomètre à amplification directe.

Nous avons répété les expériences antérieures avec le radiomètre à amplification directe (avec T_{ref} égal à la température ambiante) et nous avons bien constaté la disparition des effets parasites.

On peut accéder à la mesure de température à une distance pouvant atteindre plusieurs centimètres sans aucun blindage complémentaire.

Lorsque l'épaisseur du liquide est telle que le milieu puisse être considéré comme semi-infini, on peut ainsi mesurer la température avec une précision de ± 0,5°C (nous avons considéré des températures pouvant atteindre 30°C au-dessus de l'ambiante). Par ailleurs, nous avons mesuré les signaux radiométriques en fonction de l'épaisseur du liquide placé sur un conducteur plan. Les résultats expérimentaux sont en assez bon accord avec les résultats calculés à partir de la relation (16). Les courbes 3.9 et 3.10 correspondent aux cas du chloroforme à 0°C et de l'acétone à 28°C.





3.4. DETECTION D'OBJETS THERMOGENES

Après avoir traité le cas de la mesure de température d'un milieu homogène, voyons maintenant le cas d'un objet remplissant partiellement le diagramme de rayonnement de l'antenne (fig. 3.8).



FIGURE 3.8. : EXEMPLE D'UN OBJET THERMOGENE PLACE DANS LE DIAGRAMME DE RAYONNEMENT D'UN CORNET.

Des expériences ont été réalisées avec le radiomètre à amplification directe sur un flacon cylindrique rempli d'eau dans différentes conditions (courbes 3.11, 3.12,3.13) nous permettant de donner les conclusions suivantes :

- * dans les conditions envisagées ici, la présence de l'objet peut être perçue jusqu'à une distance dépassant parfois 10 cm .
- * la mesure est bien reproductible: on obtient le même signal si l'on conserve tous les paramètres expérimentaux (température, position de l'objet, environnement).
- * on peut aboutir à une mesure réelle de la température de l'objet à condition :
 - de conserver le protocole de l'expérience,
 - de réaliser une comparaison par rapport au cas d'un objet identique à température connue.

- 106 -






Dans ces conditions on peut même s'affranchir des modifications apportées aux conditions ambiantes : le tableau 3.1 démontre cette propriété puisque dans tous les cas considérés, la quantité qui exprime la température de l'objet ⊿S est comprise dans une marge de 5 %.

conditions d'éclairage	: nature de la : : paroi située : : derrière la : : source. :	S(mV) Source froide (température 200	: S'(mV) Source chaude (température 408) :	:⊿ 5(mV) : : :
jour	-	- 55	+3	58 58
néon	-	-10	+50	60
néon	miroir	-23	+33	56
néon	absorbant	-28	+28	56
jour	absorbant	- 59	-4	55
jour	miroir	-61	-7	54
			,	

- distance cornet-source : 4 cm.

<u>TABLEAU 3.1</u> : Mesures du signal issu d'une source pour divers environnements : conservation de la mesure différentielle.

3.5. DIVERSES EXPERIENCES DE DETECTION

3.5.1. Détection de personne

Nous couplons ici notre radiomètre à un enregistreur et relevons les variations du signal au cours du temps lorsqu'une personne passe devant le cornet (fig. 3.9)



FIGURE 3.9 : Schéma de principe de la détection de personne.

Dans cette manipulation, nous sélectionnons une constante de temps assez courte (0,1s) ; La courbe 3.14 met en évidence le passage du sujet devant le cornet.

3.5.2. Détection d'un objet au travers d'une paroi

Un objet tel celui étudié au paragraphe 3.4, a pu être décelé au travers d'une paroi de platre de 10 cm d'épaisseur. Nous donnons (courbe 3.15) le diagramme correspondant à son passage devant le cornet relié au radiomètre de DICKE et au radiomètre à amplification directe. La courbe correspondant à l'expérience effectuée avec le radiomètre de DICKE présente des irrégularités dues à la présence d'ondes parasites générées par l'oscillateur local. Nous avons pu vérifier par ailleurs que d'autres matériaux tels que le verre, la terre cuite, le polystyrène sont aussi transparents au rayonnement thermique et que la thermographie microonde peut donc servir à localiser des sources thermogènes même en leur présence. COURBE 3.14. EVOLUTION DU SIGNAL RADIOMETRIQUE LORS DU PASSAGE D'UNE PERSONNE DEVANT L'ANTENNE POUR DEUX ENVIRONNEMENTS DIFFERENTS. (radiomètre de Dicke).



5 secondes

BIIS

- 112-



COURBE 3.15.

SIGNAL CAPTE A L'AIDE D'UN RÀDIOMETRE AU TRAVERS D'UNE PAROI LORS DU PASSAGE D'UN OBJET THERMOGENE. (flacon cylindrique rempli d'eau à 40°C diamètre 12 cm).

3.6. MESURE DE BASSES TEMPERATURES

Nous montrons maintenant que la Thermographie Microonde peut aussi être utilisable dans l'industrie agro-alimentaire, en particulier pour le contrôle des produits congelés.

En effet, les techniques de congélation sont utilisées pour la conservation des aliments ; Cependant pour éviter le développement de micro-organismes, la température doit être maintenue inférieure à - 18°C. La température doit donc être contrôlée en évitant d'introduire des sondes et de percer les emballages.

La courbe 3.16 indique d'abord que l'approximation de Rayleigh-Jeans est encore valable en microondes pour des températures centigrades de plusieurs dizaines de degrés en dessous de zéro ; Par conséquent, le coefficient C caractéristique du radiomètre défini § 3.2.1 et 3.2.2, mesuré pour des températures supérieures à la température ambiante, est toujours valable pour ces températures plus basses.

Nous décrivons maintenant le protocole expérimental que nous avons imaginé. On utilise dans ce cas des sondes au contact (guide d'onde rempli d'un diélectrique sans pertes) telles celles utilisées pour les applications médicales /48/.

Dans une première étape, on mesure les coefficients de réflexion de ces sondes, placées au contact de l'échantillon congelé, avec ou sans emballage, et au contact de l'eau à température ambiante prise comme milieu de référence (courbes 3.17, 3.18 et 3.19).

Le tableau 3.2. présente la moyenne des résultats obtenus dans la bande passante du radiomètre.



.



- 116-





- 118-

Sonde	Pmay (dB)	P ²	:	1- P ²
eau	: -7 dB :	0,2	:	0,8
échantillon congelé sans emballage -18°C	- 10 dB	: : 0,1 :	:	0,9
échantillon congelé avec emballage - 18°C	-7 dB	: : 0,2 :	•	0,8

<u>TABLEAU 3.2</u>. : Valeurs moyennes dans la bande passante : (2 GHz autour de 9.6GHz)du radiomètre, des coefficients de réflexion étudiés.

L'accès à la mesure de la température nécessite plusieurs étapes :

Première étape

Nous plaçons sur la sonde un court-circuit. Lorsque le modulateur est passant, le signal reçu est P₁ (réflexion des bruits propres à la chaine de mesure sur le court-circuit). Lorsque le modulateur est réflectif, le signal reçu est P₂ (réflexion des bruits sur le modulateur).

Le signal en sortie est alors :

 $S_1 = G(P_1 - P_2)$ où G est la transmittance du récepteur.

* Deuxième étape

Nous plaçons la sonde sur un milieu connu (ici l'eau) qui présente un coefficient de réflexion connu : ho; On relève alors le signal de sortie à différentes températures T (nous avons constaté que le coefficient de réflexion ho ne varie pas avec la température). On peut dire que le signal de sortie est égal à :

$$S_2 = G \left[P P_1 + k T \Delta f (1 - P) - P_2 \right]$$

On effectue la différence : $\triangle S = S_2 - S_A$

$$\Delta S = G \left[k T \Delta f - P_{1} \right] (1 - P)$$

On trace alors la courbe d'étalonnage :

$$\Delta S = f(T)$$

(courbe 3.20)

* Iroisième étape

On place la sonde sur le milieu dont on désire connaître la température T. Il faut connaitre son coefficient de réflexion f' puis mesurer le signal S'₂ (analogue au signal S₂ précédent) et S₁. On a alors : $\Delta S' = S'_2 - S_4$

$$\Delta S' = G \left[\frac{kT'}{\Delta f} - \frac{P_1}{2} \right] \left(1 - \frac{P'}{2} \right)$$

Pour connaitre T', on utilise la courbe d'étalonnage 3.20 en tenant compte du terme correctif : $\frac{\sqrt{-P}}{\sqrt{-Q}}$

La mesure de P et de P' peut s'effectuer à l'aide d'un analyseur de réseaux. Nous préférons opérer de la façon suivante qui est plus pratique :

on intercale entre l'antenne (sonde) et le radiomètre un coupleur associé à une source de bruit étalonnée (fig. 3.10) :







La sonde est appliquée au milieu à étudier ; On obtient 🕻 à partir de la différence des signaux de sortie enregistrés pour

deux valeurs de température T_s de la source de bruit.

Nous avons constaté que cette méthode donne des résultats très satisfaisants, qui sont tout à fait comparables à ceux de thermomètres implantés.

Mesures sur le chloroforme : 4°C par TMO pour 4°C par thermomètrie. Mesure sur un produit alimentaire congelé du commerce :

- 50°C à 1,5 cm de profondeur - 3°C par TMO pour - 3°C en surface.

3.7. MESURE DE TEMPERATURE D'UN OBJET PLACE DANS UNE CAVITE RESONANTE

Certaines applications industrielles des microondes consistent à chauffer un corps dissipatif placé dans une cavité résonante. Ce procédé est utilisé par exemple pour le traitement de fibres textiles, la fabrication de fibres de carbone et le traitement de fibres optiques /49/. On peut envisager un contrôle de température au cours de l'échauffement en utilisant un processus du type de ceux qui ont été utilisés pour le contrôle d'hyperthermie /50//51//52/. Nous présentons ici l'aspect théorique d'une telle possibilité :

Une charge adaptée cède une puissance de bruit thermique $dP = k T \Delta f$.

Hors de la résonance, la cavité présente une impédance z=r+jx et fournit une puissance

$$dP = K T \frac{4 r}{(1+r)^2 + x^2} \Delta f$$

ce qui équivaut à :

$$dP = k T (1 - P^2) \Delta f$$

avec P: coefficient de réflexion de l'impédance.

Pour un résonateur caractérisé par la fréquence d'accord f, la résistance r au couplage critique due uniquement au matériau, le coefficient de qualité Q, près de la résonance, la partie imaginaire de son impédance s'écrit :

$$jx = \frac{f}{f} j 2 Q \frac{f}{f} \frac{f}{f}$$

La puissance émise dans la bande de fréquence 🛆 f autour de la fréquence f est donnée par :

$$dP = \frac{\kappa \tau \Delta f}{J + Q^2 \frac{f - f_o}{f_o^2}}$$
(60)

Si on utilise un radiomètre de bande passante située entre les fréquences f₁ et f₂ incluant la courbe de réponse de la cavité (fig. 3.11)



FIGURE 3.11 : Situation respective de la courbe de résonance de la cavité et de la bande passante du radiomètre.

L'intégration de la relation (60) exprime la puissance reçue par le récepteur :

$$P = KT \frac{f_0}{q^2}$$
 (61)

et l'émissivité de l'objet situé dans la cavité est donné par :

$$\frac{\Delta T_{m}}{\Delta T} = \frac{f_{0}}{f_{2} - f_{1}} \frac{1}{Q^{2}}$$

On constate que, dans le cas d'une cavité ayant un assez bon coefficient de qualité, l'écart de température mesuré sera très inférieur au \triangle T réel. Par exemple pour f_o = 10 GHz f₂-f₁ = 1 GHz Q $\neq \neq$ 100. \triangle T_m $\neq 10^{-3}$ \triangle T

Apparemment, cette méthode ne semble intéresser que le cas des températures très élevées, ou celui où la cavité est très amortie par le matériau à chauffer, par exemple : dans les conditions précédentes avec Q = 5, on a :

$$\Delta T_{m} \neq 0,4.$$

3.8. CONCLUSION

Dans cette troisième partie, nous avons présenté divers éléments permettant d'envisager l'utilisation de la radiométrie microonde à des fins industrielles ; Les domaines envisagés sont très variés :

- * mesures à distance
- * détections de corps thermogènes
- * mesure de basses températures
- * mesure de la température de corps dans des cavités résonantes.

La présentation d'un cahier des charges précis doit permettre l'approfondissement de ces études et l'adaptation des systèmes de radiométrie existants.

CONCLUSION

C O N C L U S I O N -=-=-=-=-=-=-=-=-=-=-=-=-

L'étude que nous venons d'exposer nous a conduits à l'élaboration de cartes thermiques telles celles relevées lors de thermographies microondes (T.M.O.).

Nous avons aussi mis au point plusieurs programmes numériques permettant de calculer les Images Thermiques correspondant à des structures relativement complexes qui peuvent, dans certaines conditions, être assimilées à celles existant dans le corps humain (cas du cerveau par exemple), ou correspondant à certaines expériences effectuées sur des animaux (étude des effets inflammatoires des rayonnements ionisants).

Ces résultats peuvent aussi servir de base aux méthodes d'Imagerie Thermique qui sont en cours d'étude au Laboratoire (deuxième génération d'appareils de T.M.O.).

Par ailleurs, l'utilisation de la T.M.O. ne doit pas se borner au Génie Biologique et Médical, et nous avons pu, à partir de plusieurs expériences, apporter les preuves de sa possibilité d'utilisation dans la définition de nouveaux types d'instruments : ces procédés intéressent, en particulier, les industries

- * textiles (contrôle au cours de différents traitements,
- * du bois (contrôle de séchage,
- * agroalimentaires (produits congelés, mesures sous emballage).

- 126-

BIBLIOGRAPHIE

/1/ R.H. DICKE

"The measurement of thermal Radiation at Microwave Frequencies". Rev. Sci. Instr., vol. 17, n°7, pp. 268-275 (1946);

/2/ F. BEAUDIN, B. LAZAREFF, J.R. MAHIEU

"115 GHz Low Noise Cryogenic Receiver for Radioastronomy". Proc. 7th E.M.C. Microw. Exhib. and Pub. LTD, pp. 432-437, (sept. 77);

/3/ A.H. BARRETT, P.C. MYERS

"A method of Detecting Subsurface Thermal Patterns" Bio. Radiol., n°6, pp.45-56, Karger, Basel,(1975);

/4/ A.H. BARRETT, P.C. MYERS, N.L. SADOWSKY

"Detection of Breast Cancer by Microwave Radiometry". Radioscience, 12, (supplément), 167, (1977);

/5/ J. EDRICH, P.C. HARDEE

"Thermography at millimeter wavelenghts". Proc. I.E.E.E., vol. 62, pp. 1391-1392,(oct. 1974) ;

/6/ J. EDRICH

"A Millimeter-wave Thermograph for Human Breast and Spine Scans". Proc. 6th E.M.C., pp. 137-140, Rome, (1976);

/7/ A. MAMOUNI, F. BLIDT, Y. LERDY, Y. MOSCHETTO

"Réalisation d'un radiomètre bande X pour applications biomédicales". Journées d'étude sur les effets biologiques des microondes, Toulouse, (juillet 1977) ;

/8/ A. MAMOUNI, F. BLIDT, Y. LEROY, E. CONSTANT, Y. MOSCHETTO

"Techniques radiométriques hyperfréquences pour applications biomédicales". BIOSIGMA 78, Paris ;

i . . .

- /9/ <u>A. MAMOUNI, Y. LEROY, Y. HOUDAS, Y. MOSCHETTO</u> "Passive Subcutaneous Temperature Measurement for Investigation of Thermoregulation". 8th E.M.C. Paris, (4.8 Sept. 1978);
- /10/ A. MAMOUNI, Y. LEROY, M. SAMSEL, M. GAUTHERIE "Microwave Radiometry 9 GHz. Application to Breast Cancers and to Various Tumor Location. Preliminary Results". Microwave Power Symposium, Monaco, (11-15 juin 1979);
- /11/ Y. LEROY, A. MAMOUNI, D.D. NGUYEN, M. CHIVE "Microwave Thermography for Diagnosis and Therapy". 15th annual Microwave Power Symposium, Iowa City, U.S.A., (1980 may);
- /12/ J. ROBERT, P. THOUVENOT, A. MAMOUNI, Y. LEROY "Détection de lésions intracraniennes à l'aide de la radiométrie microonde". Symposium International"Ondes Electromagnétiques et Biologie", Jouy-en-Josas,(4 juillet 1980);

/13/ M. GAUTHERIE, A. MAMOUNI, M. SAMSEL, J.L. GUERQUIN-KERN, Y. LEROY, Ch. GROS "Microwave Radiothermometry (9 GHz) applied to Breast Cancer".

Journ. of Optic and Photonics Applied to Medecine, vol. 2, pp. 154-160, (1980);

/14/ J. ROBERT, J. EDRICH, A. MAMOUNI, J.M. ESCANYE, C. ITTY "Preliminary tests on Cancer Detection by Microwave Thermography". The 4th International Symposium on the Prevention and Detection of Cancer, (26/31 juillet 1980);

/15/ <u>M. GAUTHERIE, B. MOYSES, Y. LEROY, A. MAMOUNI, Y. MOSCHETTO</u> J.P. SOZANSKI

"Imagerie thermique au moyen de systèmes radiométriques microondes appliquée à la détection et au pronostic de tumeurs mammaires, cérébrales et thyroïdiennes". Symposium International "Ondes Electromagnétiques et Biologie" Jouy-en-Josas, (juillet 1980) ; "Radiométrie hyperfréquence. Applications à la mesure atraumatique de la température au sein des tissus vivants". Thèse de 3e cycle, Lille, (nov. 1978) ;

/17/ D.D. NGUYEN

"Thermographie et chauffage microonde. Contribution à la conception et à la réalisation de systèmes destinés au Génie Biologique et Médical". Thèse de 3e cycle, Lille, (10 déc. 1980) ;/

/18/ <u>M. ROBILLARD</u>

"Contribution à l'étude des sondes et à la reconnaissance d'objets thermiques par thermographie microonde". Thèse de 3e cycle, Lille, (nov. 1981) ;

/19/ A. MAMOUNI, Y. LERDY, Y. HOUDAS, Y. MOSCHETTO

"Passive Sucutaneous Temperature Measurement for Investigation of Thermoregulation". 8th E.M.C., Paris, Sept. 1978.

/20/ P. BESSON, M. CHIVE, M. ROBILLARD, J.J. FABRE, Y. LEROY "Thermographie Microonde à 3 GHz : applications cliniques en cancérologie". Colloque Thermologie Biomédicale - Symposium International, Strasbourg, (30 juin-4 juillet 1981);

/21/ J. ROBERT, J. EDRICH, P. THOUVENOT, M. GAUTHERIE, C. ITTY
"Some applications of MM-Wave Thermography - Excluding Breast
Pathology". Acta Thermographica, (1979);

/22/ D.D. NGUYEN, M. CHIVE, Y. LEROY

"Hyperthermie locale contrôlée par thermographie microondes à 2,5 GHz". Symposium International"Ondes Electromagnétiques et Biologie" Jouy-en-Josas, (4 juillet 1980) ;

/23/ G. GIAUX, B. PREVOST, Y. LEROY, M. CHIVE, M. PLANCOT "Local Hyperthermia of Cancers, by Radiofrequency or Microwaves in Combination with Radiotherapy or Chemiotherapy, controlled by microwave Thermography : technical aspects, first clinical observations". 4th Eur. Hyperth. Meeting, London, (1/2 juill: 1982) ;

PREMIERE PARTIE

/24/ J. DELANNDY, J.F. DENISSE, E. LEROUX, B. MORLET Annales d'Astrophysique, 20, (1957);

/25/ <u>S. CHANDRASEKHAR</u> "Radiative Transfer". Oxford University Press, Oxford, (1950);

/26/ D.C. AGDURIDIS "Thermal Noise of Transmission Media". I.E.E.E. Trans. on Instrum. and Measurment, vol. IM-26, n°3, (sept. 1977) :

/27/ J.J. FABRE, Y. LEROY

"Thermal noise emission of a lossy material for T.E.M. Propagation". Electronic Letters, vol. 17, nº11,(may 1981) ;

/28/ R. ALAN and al

"Induced Fields and Heating Within a Cranial Structure Irradiated by an electromagnetic Plane Wave". I.E.E.E. M.T.T., vol. 19, (fév. 1971) ;

/29/ H.P. SCHWAN, K.R. FOSTER

"Microwave Dielectric Properties of Tissues". Biophys., vol. 17, pp. 293-297, (1977);

/30/ <u>R.A. TELL</u>

"Microwave Energy absorption in Tissues". Twin Brock Research Laboratory note.

/31/ J.J. FABRE, Y. LEROY

"Emission thermique de structures dissipatives stratifiées". Journées Nationales Microondes, Toulouse, (juin 1982) ;

/32/ J. AUDET, J.C. BOLOMEY, C. PICHOT, D.D. NGUYEN, M. ROBILLARD M. CHIVE, Y. LEROY

"Etude d'une structure constituée par un guide ouvert rayonnant dans un milieu dissipatif".

Proc. Journées Nationales Microondes, Lille, juin (1979);

/33/ D.D. NGUYEN, M. ROBILLARD, Y. LEROY, J. AUDET, J.C. BOLOMEY, C. PICHOT

"Modélisation de sondes pour thermographie microonde". Proc. Journées Nationales Microondes, Lille, juin (1979) ;

/34/ <u>J. AUDET, J.C. BOLOMEY, C. PICHOT, Y. LEROY, D.D. NGUYEN,</u> <u>M. ROBILLARD, M. CHIVE</u>

"Détermination of electromagnetical Caracteristics of Biomedical Probes". Proc. Int. URSI - Symposium 1980 on Electromagnetic waves, Munich, August (1980) ;

/35/ <u>M. GAUTHERIE, B. MOYSES, Y. LEROY, A. MAMOUNI, Y. MOSCHETTO,</u> J.P. SOZANSKY

"Imagerie thermique au moyen de systèmes radiométriques microondes appliqués à la détection et au pronostic de tumeurs mammaires, cérébrales et thyroïdiennes".

Symposium International"Ondes Electromagnétiques et Biologie", Jouy-en-Josas, (4 juillet 1980) ;

- /36/ A. MAMOUNI, J.P. SOZANSKI, Y. LEROY, Y. MOSCHETTO "Imagerie thermique hyperfréquence à 9 GHz (thermographie microonde). Ondes Electromagnétiques et Biologie, Jouy-en-Josas, (3 juillet 1980);
- /37/ L. BOURDON, G. DELHOMME, A. DITTMAR, J.P. PELISSIER, M. SCHMITT "Hyperthermie profonde par microonde sur modèle physique". Symposium International "Thermologie Biomédicale", Strasbourg, (juillet 1981);

/38/ F. GARDIOL

"Traité d'électricité", vol. 3, Electromagnétisme.

/39/ Ph. GELIN

"Traitement électromagnétique des discontinuités en guide d'onde diélectriques. Application aux résonateurs diélectriques". Thèse d'Etat, (sept. 1981) ;

/40/ A.W. GUY

"Electromagnetic Fields and Relative Heating Patterns Due to a Rectangular Aperture Source in Direct Contact with Bilayered Biological Tissue". I.E.E.E. Trans., vol.MTT-19, n°2, pp. 214-223, (1971);

/41/ M. ROBILLARD, M. CHIVE, Y. LEROY

"Toward an interpretation of the thermal signatures achieved by microwave thermography". Microwave Power Symposium, Toronto (canada),(1981 june) ;

/42/ M. ROBILLARD, M. CHIVE, Y. LEROY

"Principe d'une reconnaissance d'objets thermiques fondée sur la thermographie microonde". Symposium International "Thermologie Biomédicale", Strasbourg, (juin, juillet 1981).

TROISIEME PARTIE

/43/ K.M. LUDECKE, J. KOHLER, J. KANZENBACH "A new Radiation Balance Microwave Thermograph for simultaneous and Independent Temperature and Emissivity Measurements". Proc. 8th Eur. Microw. Conf. (workshop on diagnosis and Treatment using microwave), Paris, J. of Microw. Power, sept.(1978);

/44/ M. ROBILLARD, A. MAMOUNI, J.J. FABRE, J.C. VANDEVELDE, Y. LEROY "Progress in Microwave Thermography" 3rd Intern. Congress of Thermology., Bath (England), ap.(1982);

/45/ P. BESSON, M. CHIVE, Y. LEROY

"Thermographie microonde à 3 GHz : application à l'exploration du sein".

N.P.N. Medecine, tome II, nº28, av.(1982).

- /46/ A. MAMOUNI, F. BLIOT, Y. LEROY, Y. MOSCHETTO "A modified radiometer for temperature and microwave properties measurements of biological substances". 7th E.M.C. Microw. Exhib. and Publ. LTD, pp. 703-707,
- /47/ <u>J. BAUDET, J.C. VANDEVELDE</u> "Filtre numérique synchrone" Electronique et applications industrielles 282/1, 4/80.;
- /48/ J. AUDET, J.C. BOLOMEY, C. PICHOT, D.D. NGUYEN, M. ROBILLARD M. CHIVE, Y. LEROY "Electrical characteristics of Waveguide Applicators for Medical Applications". Journ. of Microwave Power, vol. 15, n°3, sept. (1980);
- /49/ A.J. BERTEAUD, A. MATHIEU, M. MANOURY, J.F. ROCHAS "Perspective de traitement d'éléments filiformes par microonde". Microwave Power Symposium, Monaco, juin (1979);
- /50/ <u>M. CHIVE, Y. LEROY, G. GIAUX, B. PREVOST</u> "Microwave Thermography for Controlled Local Hyperthermia at 2.5 GHz". Microwave Power Symposium, Toronto (Canada), june(1981);

/51/ A. MAMOUNI, M. CHIVE, Y. LEROY, J.P. SOZANSKI, Y. MOSCHETTO

"Techniques de radiométrie et de thermographie microondes" Journées S.E.E. : Dosimétrie sous rayonnement électromagnétique non ionisant, Toulouse, 13 nov. (1980);

/52/ M. CHIVE; D.D. NGUYEN, Y. LEROY

"Une nouvelle application des microondes en génie biologique et médical: l'hyperthermie locale contrôlée par thermographie microonde à 2,45 GHz".

L'onde électrique, vol. 62, n°2, (1982);

