

UNIVERSITE DE MONTREAL

ETUDE DES FACTEURS AFFECTANT LA PRECISION DE MESURE
DE LA TEMPERATURE
PAR RADIOMETRIE MICRO-ONDES

par

Yves BOUDREAU
DEPARTEMENT DE GENIE ELECTRIQUE
ECOLE POLYTECHNIQUE

MEMOIRE PRESENTE EN VUE DE L'OBTENTION
DU GRADE DE MAITRE ES SCIENCES APPLIQUEES (M.Sc.A)

Avril 1989

UNIVERSITE DE MONTREAL

ECOLE POLYTECHNIQUE

Ce mémoire intitulé:

ETUDE DES FACTEURS AFFECTANT LA PRECISION DE MESURE
DE LA TEMPERATURE
PAR RADIOMETRIE MICRO-ONDES

présenté par: Yves Boudreau

en vue de l'obtention du grade de: Maître ès Sciences
Appliquées (M.Sc.A.)

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de:

M. Marcel Giroux, M.S., président

M. Manfred Nachman, D.Sc.

M. Jean Conan, Ph.D.

SOMMAIRE

On présente les résultats d'une étude qui montre l'importance de certains paramètres pouvant affecter la sensibilité de la mesure de température d'un radiomètre de type Dicke.

On a vérifié expérimentalement que la sensibilité en mode direct, à cause de dérives dans le gain et dans la température de bruit du radiomètre, est insuffisante pour l'application envisagée. Cette application consiste en la mesure du rayonnement électromagnétique de très faible puissance émis par les tissus biologiques. Idéalement, elle devrait permettre la mesure de différences de température avec une précision de quelques dixièmes de degrés C. Un radiomètre de type Dicke, comme on le verra, permet ce genre de mesures.

A partir d'une analyse théorique et de mesures expérimentales, on montre l'influence de la fréquence de commutation sur la sensibilité du radiomètre de type Dicke. On a aussi observé l'effet de la puissance de l'oscillateur local sur les performances de l'appareil.

La dernière partie du travail est consacrée à une simulation théorique de l'influence de l'émissivité sur la mesure du signal thermique. On montre que, pour une distribution uniforme de température dans un milieu à pertes, l'émissivité est fonction du coefficient de réflexion tel que vu par l'antenne. A l'aide du radiomètre de type Dicke, on a procédé à des mesures de température apparente sur de l'eau et on a obtenu une concordance relativement satisfaisante avec les prévisions de la théorie. Des mesures de réflectivité ont aussi été faites à l'aide d'un analyseur de réseau. De plus, on met en relief l'effet d'un couplage parasite entre une antenne et l'air sur la prédiction d'une température physique à partir de données de température apparente et de réflectivité.

ABSTRACT

Results are presented of a study showing the effects of some parameters on temperature sensitivity of a Dicke type radiometer.

Microwave thermography is a technic for measuring the natural thermal radiation from biological bodies. Most applications required a temperature resolution of about a few tenth of a degree C. Typical experimental results show that gain stability makes the Dicke radiometer far superior to total power radiometer for this level of precision.

Theoretical and experimental measurements have been performed, showing the influence of statistical gain fluctuations with the optimization of the frequency modulation on the sensitivity of a Dicke radiometer. Measurements showing the effects of the local oscillator on the radiometer have also been made.

The last part of this work describe a model able to predict the thermal noise signal emitted by a lossy material. Analysis and experimental results on water, for constant temperature body, show that emissivity is fonction of the mismatch between the antenna probe and the object to be measured. Fairly good results between noise

temperature, reflectivity measurements and theory have been obtained with the Dicke type radiometer. We have also illustrated some effects on predictions of true temperature by spurious coupling between the antenna and the air.

REMERCIEMENTS

J'aimerais en premier lieu, exprimer au professeur Manfred Nachman ma plus sincère gratitude, tant pour le soutien financier qu'il m'a apporté que pour son assistance au long des deux années de mes études à temps plein et, qui avec patience, a attendu la rédaction de ce mémoire.

Je tiens à souligner l'apport de mon prédécesseur M. Ghislain Turgeon grâce à qui j'ai pu disposer d'un système de mesure. Je tiens aussi à le remercier des quelques soirs qu'il a bien voulu passer avec moi afin de m'initier au radiomètre.

Je remercie les professeurs Cevdet Akiel, Jacques Spooner (du département de génie électrique) et Michel Moisan (de l'université de Montréal), grâce à qui j'ai pu disposer d'appareils essentiels à la réalisation de ce travail.

J'aimerais remercier aussi tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce projet, particulièrement M. René Archambault qui m'a fourni son assistance pour la réalisation de certains programmes d'interfaces et mon épouse Lise qui m'a accompagné tout au long de ces années et qui a dactylographié ce texte.

TABLE DES MATIERES

Sommaire.....	iv
Abstract.....	vi
Remerciements.....	viii
Liste des figures.....	xii
Liste des tableaux.....	xvii
 Introduction.....	 1
Chapitre 1- Thermographie micro-ondes.....	3
1.1- Domaine spectral d'application de la radiométrie micro-ondes.....	4
1.2- Revue de la littérature.....	11
1.3- Choix d'un milieu.....	23
Chapitre 2- Radiométrie: Caractéristiques de l'appareil.....	32
2.1- Mode direct: Reproductibilité des résultats.....	33
2.2- Effet de la puissance de l'oscillateur local sur le signal à la sortie du radiomètre.....	47
2.3- Spectre de puissance à la sortie du dernier étage d'amplification et caractérisation du détecteur du radiomètre.....	56
2.3.1- Spectre.....	56
2.3.2- Détection.....	60

2.4- Mesures de gains et de facteurs de bruit sur les amplificateurs RF du radiomètre.....	68
2.5- Influence de la fréquence de commutation sur la sensibilité du radiomètre de type Dicke (théorie).....	83
2.6- Influence de la fréquence de commutation sur la sensibilité du radiomètre de type Dicke: résultats expérimentaux	103
2.7- Conclusion du chapitre 2.....	115
Chapitre 3- Mesures de température apparente et d'émissivité	117
3.1- Emissivité d'une lame élémentaire.....	119
3.2- Calcul du rayonnement produit par un milieu semi-infini.....	121
3.3- Emission thermique d'une lame d'eau: théorie.....	136
3.4- Mesures de températures et de réflectivités: résultats expérimentaux.....	148
Chapitre 4- Conclusion.....	171
Références bibliographiques.....	173

Annexe A- Paramètres permettant le calcul de la permittivité complexe de l'eau et définition de la normalité.....	187
Annexe B- Description sommaire et calibration de l'unité de contrôle.....	191
B.1- Description sommaire.....	191
B.2- Etapes pour la calibration de l'unité de contrôle.....	197
Annexe C- Spécifications de manufacturiers.....	200
Annexe D- Programme d'estimation de la droite de régression.....	227
Annexe E- Calcul de la température de bruit du radiomètre et de son incertitude.....	235
E.1- Calcul de la température de bruit T_n	235
E.2- Calcul de l'incertitude de la température de bruit ΔT_n	238

LISTE DES FIGURES

fig.

1.1	Systèmes équivalents d'une antenne idéale en présence d'un rayonnement électromagnétique d'origine thermique.....	6
1.2	Densité spectrale de puissance de bruit d'une résistance.....	8
1.3	Profondeur de pénétration du champ électromagnétique dans différents milieux biologiques.....	26
1.4	Profondeur de pénétration du champ électromagnétique dans les muscles et la peau comparée à deux solutions aqueuses.....	27
1.5	Facteurs de propagation de certains tissus biologiques comparés à l'eau.....	28
2.1	Représentation schématique du radiomètre fonctionnant en mode direct.....	34
2.2	Reproductibilité des résultats à la sortie du détecteur loi carrée d'un radiomètre à amplification directe.....	40
2.3	Reproductibilité des résultats d'un radiomètre à amplification directe en fonction de la température de son amplificateur de tête.....	42
2.4	Reproductibilité des résultats: suite de la figure 2.3 (influence de la température du préamplificateur RF sur le signal du radiomètre).....	43

2.5	Influence de la puissance de l'oscillateur local sur le signal à la sortie du radiomètre en fonction de la température d'antenne (mode direct et sans câble).....	48
2.6	Radiomètre à amplification directe: courbe de la meilleure pente du signal de sortie en fonction de la température d'antenne (avec câble).....	51
2.7	Signal à la sortie du détecteur du radiomètre à amplification directe en fonction de la puissance de l'oscillateur local.....	53
2.8	Signal à la sortie de l'intégrateur du radiomètre à amplification directe en fonction de la puissance de l'oscillateur local.....	55
2.9	Spectre de bruit à l'entrée du détecteur loi-carrée du radiomètre.....	57
2.10	Réponse du détecteur du radiomètre en fonction de la puissance incidente appliquée à son entrée.....	62
2.11	Montage utilisé pour mesurer les paramètres de la figure 2.10.....	63
2.12	Tracé logarithmique de la tension de sortie du détecteur du radiomètre en fonction de la puissance appliquée à son entrée.....	66
2.13	Radiomètre à amplification directe: comportement de saturation du détecteur du radiomètre.....	69
2.14	Gains des amplificateurs UHF du radiomètre.....	70
2.15	Montage permettant la mesure d'excès de puissance de bruit sur l'amplificateur faible bruit du radiomètre.....	73
2.16	Oscillations aux bornes de l'alimentation de l'amplificateur de tête du radiomètre (Amplifica 3123CSI-1).....	75

2.17	Mesures de gain de l'amplificateur de tête du radiomètre (Amplica 3123CSI-1).....	79
2.18	Mesures de coefficient de réflexion prises à l'entrée de l'amplificateur de tête du radiomètre (Amplica 3123CSI-1).....	80
2.19	Mesures de coefficient de réflexion prises à la sortie de l'amplificateur de tête du radiomètre (Amplica 3123CSI-1).....	81
2.20	Représentation schématique d'un radiomètre de Dicke à ondes carrées.....	84
2.21	Radiomètre de type Dicke utilisé au laboratoire.....	104
2.22	Influence de la fréquence de commutation sur la sensibilité du radiomètre (cas $T_a = T_r$).....	107
2.23	Influence de la fréquence de commutation sur la sensibilité du radiomètre (suite de la figure 2.22, cas $T_a = T_r$).....	109
2.24	Influence de la fréquence de modulation sur la sensibilité (cas $T_a \neq T_r$).....	111
3.1	Calcul du rayonnement produit par deux milieux semi-infinis.....	122
3.2	Calcul de l'émissivité d'une structure plane.....	137
3.3	Bilan du rayonnement d'une structure émissive entourée d'un ciel de température T_o	141
3.4	Emissivité d'une lame d'eau: Théorie des ondes planes (fréquence= 4500 MHz).....	145
3.5	Emissivité d'une lame d'eau: Théorie des ondes planes (fréquence= 5000 MHz).....	146

3.6	Simulation de mesures biomédicales et dispositions de l'antenne.....	149
3.7	Antenne guide d'ondes à moulure et couplage.....	151
3.8	Coefficient de réflexion d'une antenne formée par un tronçon de guide rectangulaire avec moulure et qui est placée sur un bras humain.....	152
3.9	Coefficient de réflexion de l'antenne guide d'ondes à moulures de la figure 3.7 lorsqu'orientée vers l'espace libre.....	153
3.10	Antenne guide d'ondes rectangulaire en aluminium avec bloc en polyéthylène.....	155
3.11	Adaptation de l'antenne de la fig. 3.10 vers l'air avec l'aide de vis de syntonisation.....	156
3.12	Adaptation de l'antenne de la fig. 3.10 vers l'air avec l'aide de vis de syntonisation et une lame de plexiglas.....	157
3.13	Performance de l'enceinte blindée aux interférences existant dans le laboratoire.....	159
3.14	Etapes pour la mesure en champ proche de la température avec l'aide d'un radiomètre....	161
3.15	Rayonnement hyperfréquence d'une lame d'eau et mesures de températures apparentes: premier essai.....	162
3.16	Rayonnement hyperfréquence d'une lame d'eau et mesures de températures apparentes: deuxième essai.....	164
3.17	Mesures de coefficients de réflexion du montage de la figure 3.14c en fonction de la fréquence et de l'épaisseur d'eau.....	165
3.18	Emissivité d'une lame d'eau: les mesures sont effectuées avec l'aide d'un analyseur de réseau.....	167

3.19	Détermination de la température de ciel idéal T_0 avec l'aide d'un court-circuit.....	168
3.20	Rayonnement hyperfréquence d'une lame d'eau; résultats comparatifs.....	169
B.1	Schéma basse-fréquence du radiomètre.....	192
B.2	Devanture avant de l'unité de contrôle du radiomètre.....	193
B.3	Panneau arrière de l'unité de contrôle du radiomètre.....	194

LISTE DES TABLEAUX

Tableau

1.1	Tableau comparatif des caractéristiques diélectriques de divers tissus humains et de l'eau à la fréquence de 4600 MHz.....	30
2.1	Calcul théorique de la figure de bruit du radiomètre à amplification directe de la figure 2.1.....	36
2.2	Estimation des paramètres de régression des courbes des figures 2.2, 2.3 et 2.4.....	44
2.3	Calcul théorique de la température de bruit du radiomètre de type direct de la figure 2.1 (avec câble).....	45
2.4	Estimation des paramètres de régression des courbes des figures 2.5 et 2.6.....	50
2.5	Résultats des mesures de facteurs bruit et de gain de l'amplificateur Amplica modèle APD614301.....	76
2.6	Résultats des mesures de facteurs de bruit et de gain de l'amplificateur de queue Amplica modèle PD64401.....	77
2.7	Caractéristiques d'amplification de l'amplificateur de tête du radiomètre (Amplica 3123CSI-1).....	82
2.8	Calcul théorique de l'indice de bruit du radiomètre de type Dicke de la figure 2.21.....	105
2.9	Calcul approximatif de $\int_{-B_n}^{B_n} S_g(f-f_m) df$: cas $T_a = T_r$	110
2.10	Influence de la fréquence de modulation: cas $T_a \neq T_r$	113

INTRODUCTION

La thermographie à micro-ondes est une méthode non-invasive ayant comme but la détermination de la distribution des températures à l'intérieur des milieux biologiques. Utilisée depuis environ 1974, elle est basée sur la mesure du rayonnement hyperfréquence de très faible puissance émis par ces milieux. Elle fait appel à des techniques utilisées en radio-astronomie.

Un paramètre pouvant affecter de façon notable la précision de la mesure de la température est l'émissivité du milieu. Celle-ci est fonction de la fréquence, de la géométrie et des propriétés électriques de la structure thermique soumise aux mesures ainsi que, en champ proche, du couplage antenne-milieu.

Une simulation théorique de l'influence de l'émissivité sur la mesure du signal thermique a été réalisée. On a pu montrer que, pour une distribution uniforme de température dans le milieu sous observation, l'émissivité est fonction du coefficient de réflexion tel que vu par l'antenne. A l'aide d'un radiomètre de type Dicke construit au laboratoire [1], on a procédé à des mesures de température apparente sur de l'eau et on a obtenu une concordance relativement satisfaisante avec les prévi-

sions de la théorie.

Parallèlement à ces travaux, nous avons aussi cherché à déterminer l'effet de la fréquence de modulation, de la puissance de l'oscillateur local et des variations de gain sur les performances du radiomètre.

1- THERMOGRAPHIE MICRO-ONDES

Ce chapitre est une introduction à la thermographie micro-ondes. Ainsi à la section 1.1, nous allons rappeler pour quel domaine spectral l'approximation de la linéarité entre la puissance et la température est valide.

Puis, à la section 1.2, une revue de la littérature sur la thermographie micro-ondes permettra de faire le point sur certains aspects de la détermination du profil de température des tissus sous-cutanés. Nous verrons aussi, à la section 1.3, que l'eau a des propriétés diélectriques approximativement semblables, pour la bande de fréquences d'opération du radiomètre réalisé au laboratoire [1], à certains tissus biologiques.

1.1 Domaine spectral d'application de la radiométrie micro-ondes

La radiométrie micro-ondes est la mesure du rayonnement électromagnétique émis par un corps, dans le but d'en déduire certaines informations. Ce rayonnement, connu sous le nom de bruit thermique, est causé par le mouvement aléatoire des particules contenues dans la matière. Soit le cas d'un corps parfaitement absorbant, en équilibre thermodynamique. En considérant que la matière est constituée d'oscillateurs harmoniques et en posant comme hypothèse que l'ensemble des énergies possibles est un ensemble discret, Max Planck a déterminé qu'un corps noir porté à une température T , aura comme densité spectrale de luminance L_B , la valeur [2,3]:

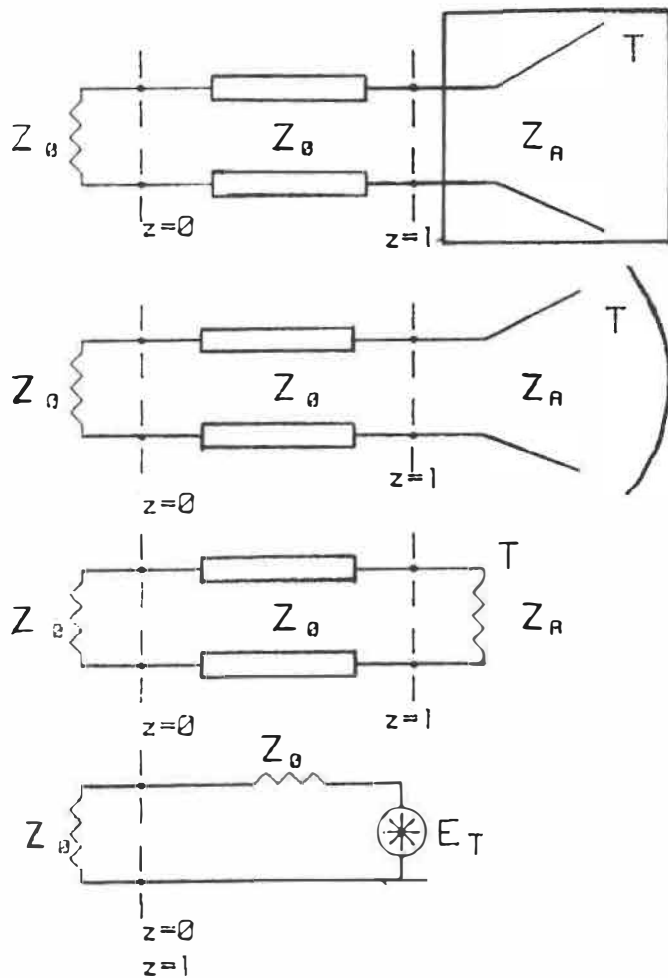
$$(1.1) \quad L_B = \frac{2hf^3}{c^2} \frac{1}{(\exp(hf/kt)-1)} \quad [W \cdot m^{-2} \cdot Hz^{-1} \cdot rad^{-2}]$$

où h : constante de Planck = 6.626×10^{-34} [J sec]
 k : constante de Boltzmann = 1.380×10^{-23} [J/K]
 f : la fréquence [Hz]
 T : la température [°K]

Considérons maintenant le cas d'une ligne de transmission de longueur L sans perte, d'impédance caractéristique Z_0 (fig. 1.1a), terminée à un bout par une antenne idéale adaptée à la ligne et à l'autre bout par un récepteur d'impédance réelle Z_0 . Cette antenne est placée dans une boîte électromagnétiquement absorbante (corps noir). Le tout est maintenu à une température T . Remarquons que cette situation physique peut être équivalente à une antenne dont le diagramme de rayonnement observe un ciel de température T (fig. 1.1b). Ces systèmes peuvent être ramenés successivement aux circuits équivalents des figures 1.1c et 1.1d. Soit E_T la source de bruit équivalente représentant le bruit thermique produit par l'impédance Z_A , le tout étant idéalisé pour obtenir le maximum du transfert de puissance de l'antenne vers le récepteur. La puissance du signal fournie au récepteur est alors:

$$(1.2) \quad N = \overline{E_T^2} / 4Z_0 \quad [W]$$

Où $\overline{E_T^2}$ est la moyenne du carré de la tension du bruit thermique à moyenne nulle. Nous obtenons comme densité spectrale de la puissance, pour $f > 0$ que:



(A) Antenne dans une boîte électro-magnétiquement absorbante, maintenue à une température T .

(B) Antenne regardant un ciel ou un milieu homogène de température T .

(C) Circuit équivalent d'une antenne dont l'impédance équivalente est portée à une température T .

(D) Equivalent Thévenin, pour un transfert maximal de puissance, de la source de bruit.

Fig. 1.1 Systèmes équivalents d'une antenne idéale en présence d'un rayonnement électromagnétique d'origine thermique.

$$(1.3) \quad S(f) = \frac{dN}{df} = \frac{1}{4Z_0} \frac{d\overline{E_T^2}}{df} \quad [W/Hz]$$

Il serait possible de démontrer [4,5,6], pour des températures non cryogéniques, avec les mêmes hypothèses ayant amené l'équation (1.1), mais en appliquant ces hypothèses aux cas particuliers des circuits, que la densité spectrale de la moyenne du carré de la tension du bruit thermique, produit par Z_0 est:

$$(1.4) \quad \frac{d\overline{E_T^2}}{df} = \frac{4Z_0 hf}{\exp(hf/kT) - 1} \quad [W/Hz]$$

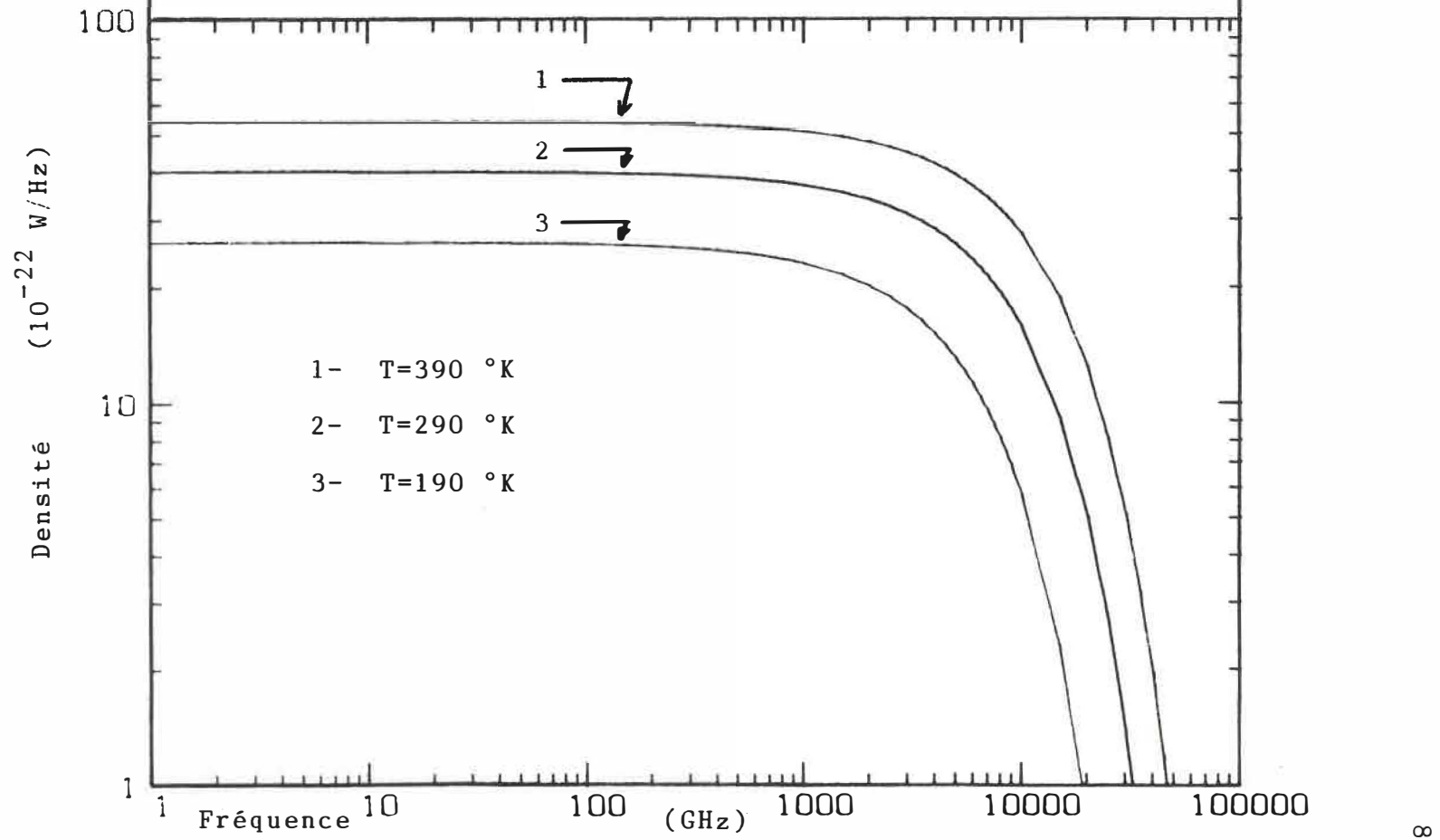
Cette équation a été dérivée par Johnson-Nyquist. Aux températures cryogéniques, il faut additionner à l'équation (1.4) le terme $2hfZ_0$. Remplaçant (1.4) dans (1.3), il vient pour $f > 0$:

$$(1.5) \quad S(f) = kTx / (\exp(x) - 1) \quad [W/Hz]$$

Avec $x = hf/kt$, la figure 1.2 permet de visualiser, pour différentes valeurs de température, le comportement de la densité spectrale $S(f)$ en fonction de la fréquence. En développant l'exponentielle de l'équation (1.5) en sé-

Fig. 1.2: Densité spectrale de puissance de bruit
d'une résistance.

$$S(f) = kTx / (e^x - 1) \quad x = hf/kT$$



rie de Taylor et en considérant les fréquences pour lesquelles $hf/kT \ll 1$, nous obtenons que:

$$(1.6) \quad S(f) = kT \quad [W/Hz]$$

On remarque qu'à la température de la "pièce" (290°K) le niveau de puissance du spectre reste relativement constant, jusqu'à la fréquence de 1200 GHz, où alors il prend la valeur de $0.9kT$.

Les bruits ayant un spectre de puissance constant sur une bande de fréquence et zéro ailleurs sont appelés bruits blancs à bande limitée. Dans le cas de l'analyse de Fourier, le domaine des fréquences varie de $-\infty$ à $+\infty$ la densité spectrale de puissance de bruit thermique, devient pour $|hf| / kT \ll 1$:

$$(1.7) \quad S(f) = kT/2 \quad [W/Hz]$$

Pour les fréquences avec lesquelles nous allons travailler, nous pouvons considérer le bruit d'origine thermique comme un processus aléatoire de type Gaussien à moyenne nulle ($-\infty < f < +\infty$). Remarquons que nous aurions pu obtenir de l'équation (1.1), pour les situations physiques telles que représentées aux figures 1.1a et 1.1b, puis en considérant les propriétés de rayonnement inhérentes aux

antennes, le même résultat que l'équation (1.7) [2]. La puissance maximale qui pourrait être mesurée par un montage radiométrique opérant dans la bande 4.5 à 5.0 GHz, dont l'antenne est appliquée sur un corps humain ($T=310^{\circ}\text{K}$) sera $N=kT\Delta f = 2 \times 10^{-12}$ W (-87 dBm).

L'appareil que nous avons au laboratoire, un radiomètre de type Dicke à ondes carrées, peut mesurer ce niveau de puissance.

1.2 Revue de la littérature

Le rayonnement infrarouge émis par le corps humain est utilisé couramment en thermographie médicale. Malheureusement, la profondeur de pénétration de ce rayonnement n'est que de l'ordre du dixième de millimètre dans la peau humaine. La thermographie infrarouge peut devenir inopérante dans des situations cliniques où la connaissance de l'état thermique des tissus sous-cutanés est importante.

D'autre part, la profondeur de pénétration du signal électromagnétique, pour les ondes décimétriques et centimétriques, est de l'ordre du centimètre dans les tissus biologiques. Cette propriété a permis de suivre [7], à une fréquence de 1GHz, l'évolution de la température intérieure de l'estomac d'une personne buvant un verre d'eau froide.

C'est ainsi qu'Enander et Larson [7], ainsi qu'Edrich et Hardee [8] s'intéressèrent en 1974 à l'application de la radiométrie hyperfréquences (thermographie micro-ondes) à la mesure de rayonnement électromagnétique de très faible puissance émis par les tissus biologiques. Les techniques radiométriques actuelles permettent la mesure de différences de température avec une précision de quelques dixièmes de degrés Celsius. Cette sensibilité serait

suffisante pour mettre en évidence certaines situations pathologiques incluant les occlusions vasculaires [9], l'arthrite inflammatoire [10], les tumeurs malignes [11,12,13,14] et la varicocèle chez l'homme [15]. Ces tissus étant biologiquement plus actifs que les tissus sains, ils provoquent des augmentations de température de l'ordre de 0.5 à 2.0°C dans les régions atteintes.

On a aussi constaté, en hyperthermie, que d'importants changements biologiques pouvaient être observés pour chaque degré d'élévation de température des tissus [16,17]. La radiométrie micro-ondes est alors parfois combinée, dans le cadre de traitements pour le cancer, avec l'hyperthermie micro-ondes. La radiométrie permettrait de doser, tout en étant une méthode non-invasive, l'élévation de température dans les tissus traités [18,19,20,21,22]. On rapporte aussi l'utilisation de la radiométrie micro-ondes comme moyen d'observation de l'effet de certains médicaments [23].

Un désavantage de la thermographie micro-ondes sur l'infrarouge, est la résolution spatiale, qui est de l'ordre du centimètre pour les antennes utilisées comme applicateurs, alors qu'elle est inférieure au millimètre pour les infrarouges. La résolution spatiale d'une antenne dépend essentiellement de la fréquence d'opération, de sa géométrie et selon le cas, des constantes diélectriques

des milieux sous observation et de sa disposition physique par rapport à ces milieux. Selon les fréquences utilisées, on peut présentement distinguer deux types d'approche [24]:

-Les antennes fonctionnant en champ éloigné, dont le lobe principal de rayonnement est focalisé avec l'aide soit d'un miroir parabolique soit d'une lentille convergente [8,23,10,11,12,13]. Les fréquences d'opération des radiomètres utilisés par ces auteurs, sont respectivement centrées à 45; 9.2; 68; 9; 30, 68; 30 et 68 GHz.

-Les antennes fonctionnant en champ proche et dont la face d'entrée est destinée à être posée sur le milieu où l'on désire obtenir des informations de température [1,7,9,14,19,25,26,15,27]. Les fréquences d'opération étant centrées respectivement à 4.75; 1.05; 3.3; 9.6; 1.3, 3.3, 6; 4.7; 3.2; 1; 1.5, 2.5 et 3.5 GHz.

Une antenne est considérée comme placée en champ lointain, lorsque les trois conditions suivantes sont respectées [28]:

$$(1.8) \quad r > 2D^2/\lambda \quad [m]$$

$$(1.9) \quad r \gg D \quad [m]$$

$$(1.10) \quad r \gg \lambda \quad [m]$$

Où r est la distance entre le centre du plan de rayonnement de l'antenne et le plan d'observation de la cible, λ , la longueur d'onde de fonctionnement et D , le plus grand diamètre d'ouverture de l'antenne.

En champ éloigné, la résolution spatiale peut être évaluée par la détermination du diagramme de rayonnement de l'antenne. Soit ψ l'angle d'ouverture mesurant l'angle entre les deux directions pour lesquelles la densité de puissance rayonnée est la moitié de sa valeur maximale. Cet angle peut être défini comme l'angle limite de la résolution spatiale. Il est limité par le rapport entre la plus grande dimension de l'antenne et la longueur d'onde:

$$(1.11) \quad \psi > \lambda/D \quad [\text{rad}]$$

En deça de 9 GHz, les dimensions physiques qu'impliquent les conditions de champ éloigné deviennent prohibitives pour la plupart des salles de laboratoire. L'uti-

lisation d'antennes de types applicateurs permet alors de s'affranchir des couplages extérieurs susceptibles d'interférer avec les signaux thermiques. Ces antennes sont principalement constituées d'un guide rectangulaire contenant un diélectrique à faible perte. Parfois on y insère une moulure qui, avec le diélectrique, entraîne diminution de la fréquence de coupure du mode fondamental. Cela diminue les dimensions du guide, donnant ainsi une meilleure résolution spatiale. Notons que la moulure permet également d'élargir la largeur de bande du mode fondamental [29,30].

La plupart des travaux portant sur l'interaction entre les antennes utilisées en champ proche et le corps humain, se fait dans le cadre de recherches sur l'hyperthermie micro-ondes. On peut par exemple, retrouver plusieurs articles sur ce sujet dans IEEE Trans. on M.T.T. de mai 1986. Décrivons maintenant, de façon qualitative, certaines propriétés de ce type d'interaction.

Considérons un guide rectangulaire en fonctionnement monomode, dont l'ouverture est posée sur un milieu de forte permittivité, présentant de fortes pertes, tel que l'eau. Pour la plupart des guides d'ondes entre 3 et 9 GHz, si les effets de diffraction sont faibles, la configuration des champs à l'extérieur du guide s'écarte peu de celle que l'on observe dans l'ouverture [31,32]. De

plus, dans le milieu dissipatif, l'atténuation selon le prolongement du guide est proche d'une onde transversale électromagnétique (T.E.M.).

Lorsqu'on opère sur un milieu dont la permittivité et les pertes sont moyennes, tel que les tissus biologiques à faible teneur en eau, les effets de diffraction dûs aux interactions des ondes avec les parois de l'ouverture et de réfraction à l'interface deviennent importants. On pourrait alors constater qu'en dehors du prolongement de la sonde dans le milieu dissipatif, les champs rayonnés ont encore une intensité significative. De plus, les profondeurs de pénétration prennent des valeurs inférieures à celles des ondes T.E.M. [31, 33].

Nous donnons ci-dessous certains résultats [31] pouvant servir à la détermination approximative de la profondeur de pénétration du rayonnement produit par un guide rectangulaire tronçonné placé en contact d'un milieu dissipatif de permittivité relative réelle ϵ_2 et de conductivité σ . Le guide fonctionnant dans le mode TE_{10} , a comme dimension la plus grande, la longueur "a". L'intérieur du guide est rempli d'un matériel à faible perte de permittivité relative réelle ϵ_1 .

Rappelons que la profondeur de pénétration δ est la distance pour laquelle la puissance d'une onde se propageant dans un milieu homogène avec pertes, atteint e^{-2}

fois sa valeur en surface. La profondeur de pénétration de l'onde rayonnée par le guide dans le deuxième milieu peut s'exprimer par [31]:

$$(1.12) \quad 1/\delta = 1/(\delta_{\text{TEM}} \cos\theta_2) + 1/\delta_D$$

où δ_D est un terme tenant compte des effets de diffraction de l'ouverture.

La valeur de δ_D est déterminée à partir de simulations numériques et est donnée par l'expression:

$$(1.13) \quad \delta_D = \frac{10^4 \quad c \quad \theta_2^{-2.44}}{2.34 \quad f \quad (\epsilon_2)^{\frac{1}{2}}} \quad [\text{m}^{-1}]$$

où θ_2 est l'angle de réfraction de l'onde TE_{10} dans le deuxième milieu. L'expression (1.13) n'est valable [31] que pour $\theta_2 \leq 42^\circ$.

De plus, θ_2 est relié à l'angle d'incidence θ_1 du mode TE_{10} par la loi de Snell Descartes. Le mode fondamental TE_{10} pouvant être décrit par la superposition de deux ondes planes faisant un angle $2\theta_1$ entre elles [34], on a :

$$(1.14) \quad \sqrt{\mu_1 \epsilon_1} \sin \theta_1 = \sqrt{\mu_2 \epsilon_2} \sin \theta_2$$

$$(1.15) \quad \text{avec } \sin \theta_1 = \lambda_0 / (2a_1 \epsilon_1^{\frac{1}{2}})$$

où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide.

La profondeur de pénétration δ_{TEM} pour une onde plane est liée au facteur d'affaiblissement linéique [35,36,37] par l'expression suivante:

$$(1.16) \quad \alpha = \frac{1}{\delta_{\text{TEM}}} \omega \sqrt{\mu \epsilon} \left[\frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{(\omega \epsilon)^2}} - 1 \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad [\text{m}^{-1}]$$

Où ω est la fréquence angulaire, μ la perméabilité et ϵ la permittivité réelle du matériel considéré.

Le terme $\cos \theta_2$ dans (1.12) provient de l'effet de réflexion que subissent les deux ondes planes associées au mode TE_{10} lors de leur passage depuis la sonde vers le milieu dissipatif.

L'erreur relative commise sur σ varie de 5% à 20% selon le cas. De plus, certaines réserves sont émises [31] lorsque, $0.2 < |\epsilon_2| / \epsilon_1 < 5$ et $\sigma_2 / \omega \epsilon_0 < 1$.

Ainsi, afin de bien décrire l'interaction en champ proche d'une antenne guide d'onde tronçonnée avec le corps humain, il faut recourir aux solutions numériques [38,31]. Mentionnons que la résolution spatiale d'un tel applicateur semble être inférieure ou de l'ordre de grandeur de son ouverture. Enfin remarquons que plus les dimensions du guide sont petites et plus les effets de diffraction, pour une fréquence et une valeur de permittivité donnée, seront importants.

Afin de profiter de la plus grande profondeur de pénétration des fréquences inférieures à 10 GHz tout en obtenant les mêmes résolutions spatiales que les antennes fonctionnant à des fréquences plus élevées, certains auteurs [39,40,41] se sont intéressés depuis peu, aux techniques interférométriques de corrélation, ainsi qu'à une méthode multispectrale synthétisée par filtre de Kalman [42].

Ces techniques impliquant soit deux antennes soit un réseau d'antennes permettraient d'établir "rapidement" la carte thermique d'un patient. Dans ce mode opératoire, le patient est couché sur une table diélectrique de forte permittivité contenant le réseau d'antennes. Notons que ces méthodes, sauf pour [40], n'en sont encore qu'à l'étude de la simulation.

Une plus grande profondeur de pénétration des ondes centimétriques par rapport à l'infrarouge, pourrait ne pas apporter que des avantages. En effet, aux fréquences inférieures à 10 GHz, la longueur d'onde est du même ordre de grandeur que les tissus humains. La propagation des ondes dans les milieux biologiques pourrait alors affecter de façon notable la capacité d'un radiomètre à détecter des structures thermiques différentes de la température moyenne du milieu sous observation.

L'émissivité est fonction de cette propagation. L'émissivité est le rapport entre la température apparente d'un corps détectée par une antenne et la température physique de l'objet. L'émissivité varie de 0 à 1. Elle est fonction de la fréquence, de la géométrie et des propriétés électriques de la structure thermique sous observation et aussi, en champ proche, du couplage antenne-milieu.

On rapporte par exemple [26] à 1 GHz, qu'un changement de 1% du volume d'eau contenu dans les poumons pourrait correspondre à un changement de l'ordre du quart de degré Kelvin de la température apparente du thorax vers l'air. De plus, la valeur de l'émissivité [11] de la peau vers l'air peut être aussi faible que 0.5 à 3 GHz et monter à 0.96 à 30 GHz. Le calcul de l'émissivité d'un corps plan sera donné au chapitre 3.

Lorsque la température du corps est uniforme, à une fréquence donnée, l'émissivité est fonction de l'amplitude du coefficient de réflexion généralisé R_p de puissance d'une onde électromagnétique se propageant d'un milieu à l'autre:

$$(1.17) \quad EM = 1 - R_p$$

Afin d'être indépendant d'une mauvaise adaptation, en mode applicateur, Ludeke et coll. [43,44,45,46] ont construit un appareil permettant de mesurer simultanément la réflectivité d'un corps et sa température apparente.

Cet appareil tout comme les autres radiomètres a l'avantage d'être non-invasif. Il utilise comme source active, une source de bruit de température équivalente de quelques dizaines de degrés plus élevée que l'objet à mesurer. L'utilisation d'une source de bruit blanc permet de compenser la réponse en fréquence du radiomètre, de l'antenne et du corps observé.

Afin d'étudier les facteurs affectant la précision de mesure de la température par radiométrie micro-ondes, nous allons revoir au chapitre 2, le fonctionnement du radiomètre utilisé au laboratoire. Puis, au chapitre 3

nous nous proposons de simuler et de mesurer l'émissivité d'un bassin d'eau à épaisseur variable. Le milieu utilisé sera l'eau, car ses propriétés diélectriques s'apparentent, pour la bande de fréquences d'opération du radiomètre, bien à celles des muscles ou de la peau.

1.3 Choix d'un milieu

Les matériaux biologiques sont généralement non magnétiques [36,47], ces matériaux possédant une perméabilité relative proche de 1. De plus, ils peuvent être grossièrement classés, selon leur teneur en eau, en trois groupes.

Le premier groupe comprend les matériaux biologiques ayant plus de 90% de poids en eau. On y retrouve des électrolytes cellulaires, des macromolécules et des protéines. Le sang [48] et les fluides cérébro-spinaux font aussi partie de ce groupe à forte teneur en eau. Le deuxième groupe qui comprend de 70% à 80% en eau, regroupe la peau, les tissus cellulaires, le cerveau et les organes internes. Les os, tissus adipeux et tendons font partie du groupe à faible teneur en eau (50%).

Cook [49] a mesuré, pour des fréquences se situant entre 1.76 et 5 GHz, les permittivités relatives complexes $\epsilon_c = \epsilon' - j\epsilon''$ de la peau, des os ainsi que de certains tissus adipeux et musculaires. Ces résultats démontrent, particulièrement dans le cas de la peau et des tissus adipeux, que la permittivité dépend du site anatomique de prélèvement de l'échantillon. La permittivité peut aussi dépendre de l'état physiologique des tissus du patient.

Cook a aussi démontré qu'il est possible de décrire,

comme dans le cas de l'eau, avec les équations de dispersion de Debye en y incluant un terme tenant compte de la conductivité ionique, le comportement diélectrique en fonction de la fréquence, des muscles et de la peau. Pour ces tissus les permittivités réelles et imaginaires sont données par les équations de Debye (1.18) et (1.19):

$$(1.18) \quad \epsilon' = \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + (\omega\tau)^2} + \epsilon_\infty$$

$$(1.19) \quad \epsilon'' = \frac{[\epsilon_s - \epsilon_\infty]\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} + \frac{\sigma}{\omega} \frac{1}{\epsilon_0}$$

Où ϵ_s , ϵ_∞ , ω et τ , sont respectivement les permittivités statique et haute fréquence, la fréquence angulaire du signal et la constante de temps de relaxation du milieu. Pour la peau, au niveau de la poitrine nous avons:

$$\begin{aligned} \epsilon_s &= 42 & \tau &= 0.69 \times 10^{-11} \text{ sec} \\ \epsilon_\infty &= 4 & \sigma &= 0.014 \text{ Ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1} \end{aligned}$$

Pour les muscles au niveau du grand pectoral:

$$\begin{aligned} \epsilon_s &= 51 & \tau &= 0.85 \times 10^{-11} \text{ sec} \\ \epsilon_\infty &= 4 & \sigma &= 0.014 \text{ Ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1} \end{aligned}$$

Cook estime que l'incertitude sur ces mesures est inférieure à $\pm 3\%$ sur la partie réelle (ϵ') et ne dépasse pas $\pm 10\%$ dans le cas de la partie imaginaire. Il indique aussi que ces résultats semblent correspondre à ce que l'on pourrait attendre des valeurs moyennes de la population.

D'autre part, le comportement diélectrique de l'eau peut être aussi exprimé par les équations (1.18) et (1.19). Strogyn [50] a décrit, en terme de la normalité (voir annexe A) et de la température, la permittivité statique, la constante de temps de relaxation et la conductivité d'une solution aqueuse de chlorure de sodium.

Nous avons reproduit à l'annexe A ces relations. Elles ont permis de tracer les courbes de la profondeur de pénétration des figures 1.3 et 1.4. Ces données ont également servies à produire la figure 1.5 où on traite de facteur de propagation d'une onde T.E.M. dans les milieux suivants: l'eau de normalité zéro maintenue soit à la température de la pièce soit à celle du corps humain, ainsi que l'eau à 37°C pour différentes normalités. Sur ces mêmes figures, ces milieux ont été comparés tour à tour aux muscles du grand pectoral et à la peau de la poitrine.

D'après ces figures, il semblerait qu'entre 4500 et 5000 MHz, l'eau a des propriétés approchant celles des

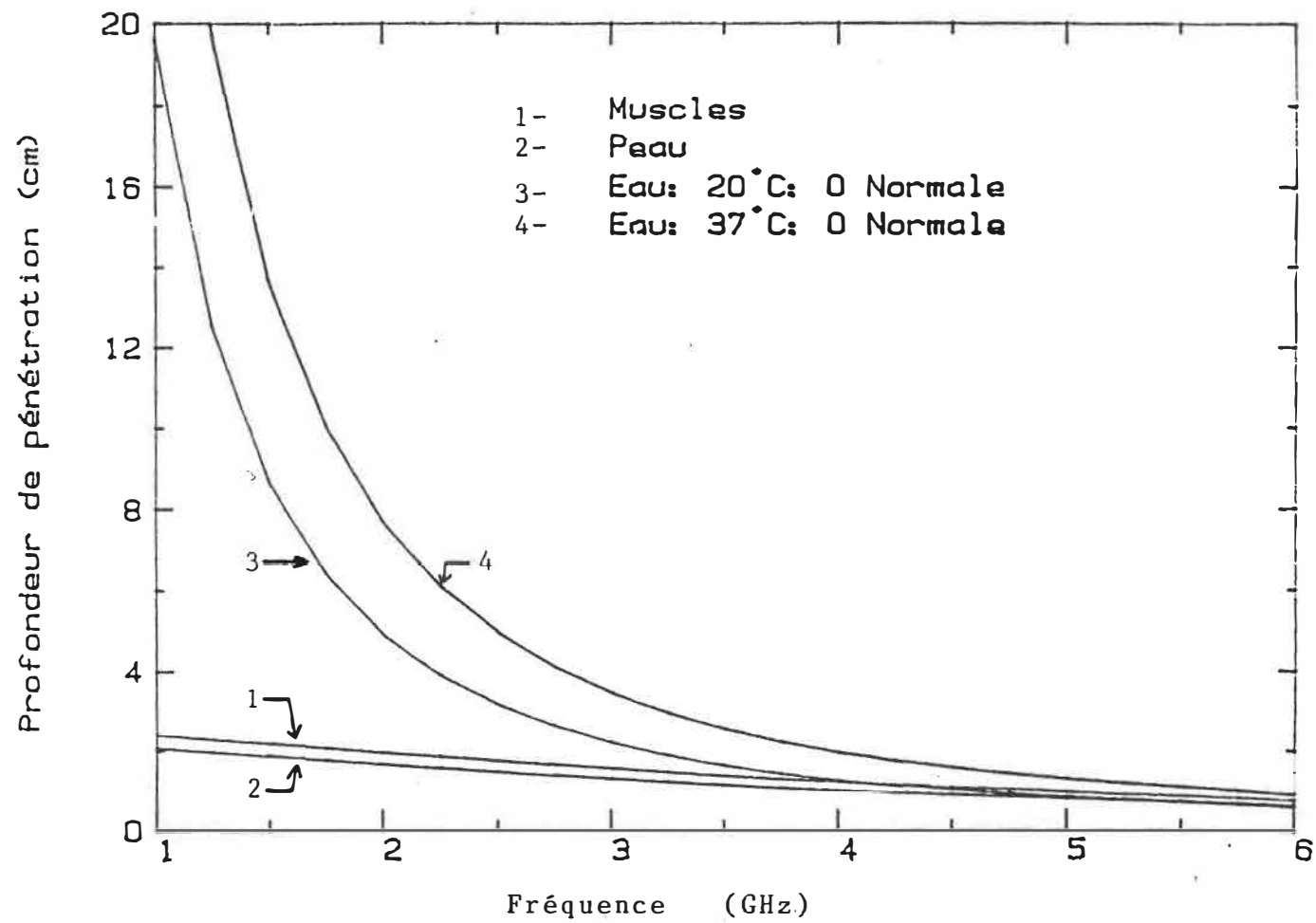


Fig. 1.3: Profondeur de pénétration du champ électromagnétique dans différents milieux biologiques.

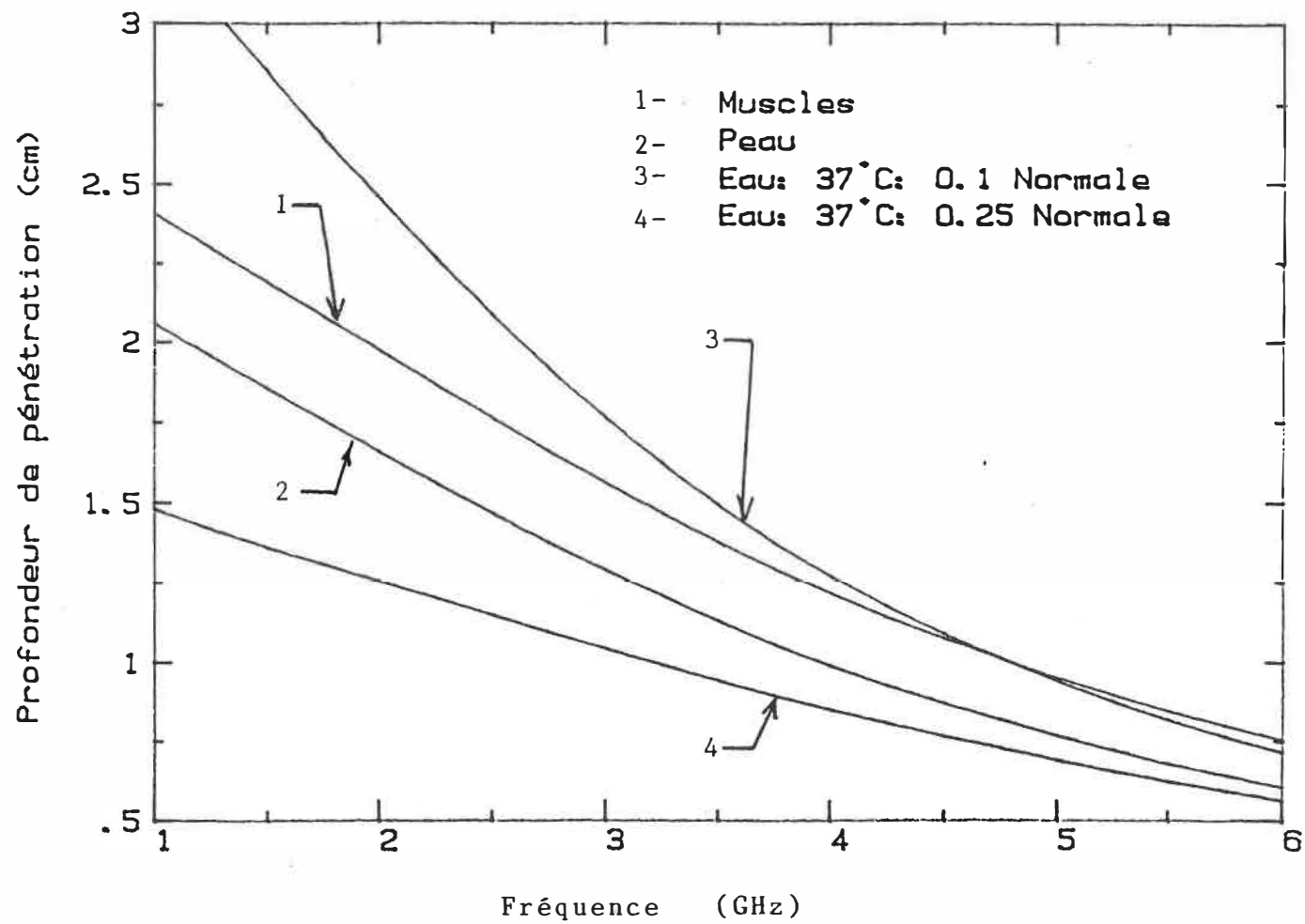
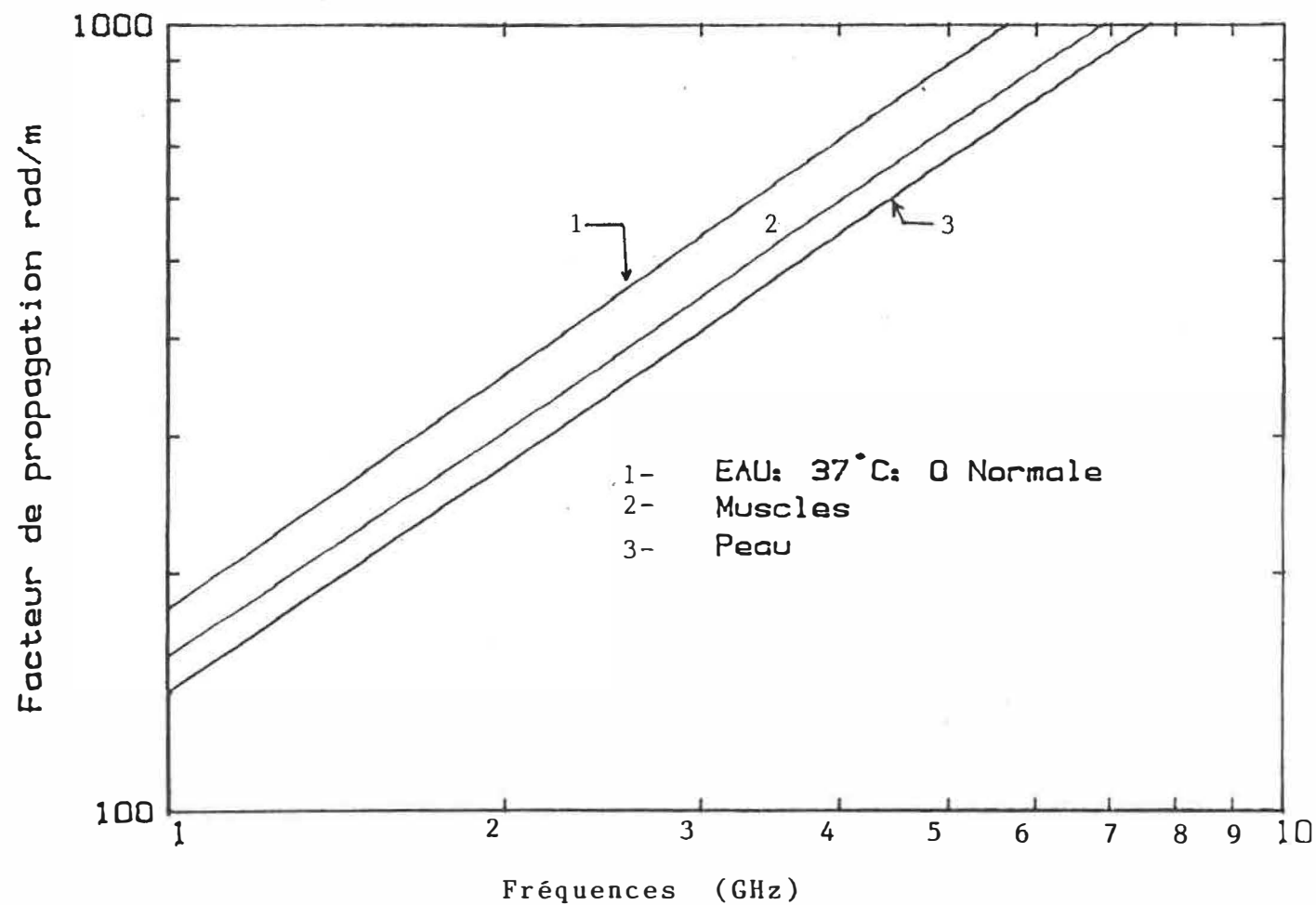


Fig. 1.4: Profondeur de pénétration du champ électromagnétique dans les muscles et la peau comparée à deux solutions aqueuses.

Fig. 1.5 Facteurs de propagation de certains tissus biologiques comparés à l'eau.



muscles et de la peau. D'après le tableau 1.1, il est clair que seul le facteur d'atténuation est semblable, selon le cas, aux muscles ou à la peau.

De plus, la longueur d'onde d'une onde T.E.M. à 4600 MHz se propageant dans de l'eau distillée à 37°C est d'environ 0.8 fois celle d'une onde se propageant dans les muscles du grand pectoral. Malgré ces défauts, nous avons choisi l'eau déminéralisée pour y effectuer des mesures d'émissivité, celle-ci simulant approximativement les muscles ou la peau.

Mentionnons tout de même qu'il existe des matériaux solides pouvant simuler, à quelques pourcents près, les permittivités réelle et imaginaire, ainsi que la chaleur spécifique des tissus adipeux, osseux et musculaires. Pour simuler la graisse et les os, Guy [51] a développé autour de 2450 MHz, un plastique principalement constitué de résine de polyester, dont la partie réelle de la permittivité et la conductivité peuvent être respectivement fixées par un juste dosage de poudre d'aluminium et d'acétylène noir. Les muscles quant à eux ont été simulés par une gélatine de plastique dont la permittivité et la conductivité peuvent être respectivement contrôlées en variant le pourcentage de poudre de polyéthylène contenue dans la gelée et la salinité du gel. De ces travaux,

Tissu	Localisation	ϵ'	ϵ''	α m^{-1}	β rad/m	δ cm	
Peau	Près de l'orifice fécal	46.1	16.1	113	664	0.9	
	Poitrine	38.8	13.4	102	609	1.0	
	Plante des pieds	39.7	12.5	94	614	1.1	
Muscles	Soleus	47.0	20.2	139	674	0.7	
	Grand pectoral	46.5	16.3	114	667	0.9	
	Grand pectoral	48.5	19.5	132	684	0.8	
Graisses	Poitrine	4.06	0.76	18	195	5.5	
	Près de l'orifice fécal	5.75	1.87	37	234	4.7	
	Plante des pieds	7.74	0.89	15	268	6.5	
	Poitrine traitée aux rayons X	8.70	2.40	39	287	2.5	
Os	Tibia	7.83	1.30	22	271	4.5	
	Normalité [N]	Temp. [°C]					
Eau	0	37	72	12	68	820	1.5
Eau	0	20	75	19	105	841	1.0
Eau	0.1	37	70	17	97	812	1.0
Eau	0.25	37	68	23	133	805	0.8

Tableau 1.1: Tableau comparatif des caractéristiques diélectriques de divers tissus humains et de l'eau à la fréquence de 4600 MHz.

Cheung et Koppman [52], ont développé en utilisant différents dosages de ces deux composés à 8.5 et 10 GHz, des matériaux simulant les os, gras, cerveau et muscles.

Les résultats de ces travaux indiquent qu'il serait éventuellement possible de fabriquer à partir des mêmes composés de base, des matériaux simulant dans la bande de fréquence du radiomètre de notre laboratoire (4500-5000 MHz), les divers tissus biologiques constituant le corps humain.

2-RADIOMETRIE: CARACTERISTIQUES DE L'APPAREIL

Pour diverses raisons, on a observé sur une période d'environ deux ans, une dégradation de la sensibilité du radiomètre du laboratoire. Ce récepteur est un radiomètre de type Dicke à ondes carrées.

Il a alors été décidé de présenter dans ce chapitre, les résultats de mesures effectuées pour déterminer l'effet de la puissance de l'oscillateur local et de la fréquence de commutation sur les performances de l'appareil. Parallèlement à ces travaux, des mesures d'indice de bruit, de gain et de réponse spectrale, de certains des composants formant le radiomètre ont été prises, ceci afin d'en vérifier leurs caractéristiques.

Mais en premier lieu, nous allons démontrer expérimentalement, malgré que la sensibilité du radiomètre pour un temps d'observation inférieur à une heure soit de l'ordre d'un degré Celsius, qu'il est peu pratique d'utiliser le mode direct du radiomètre.

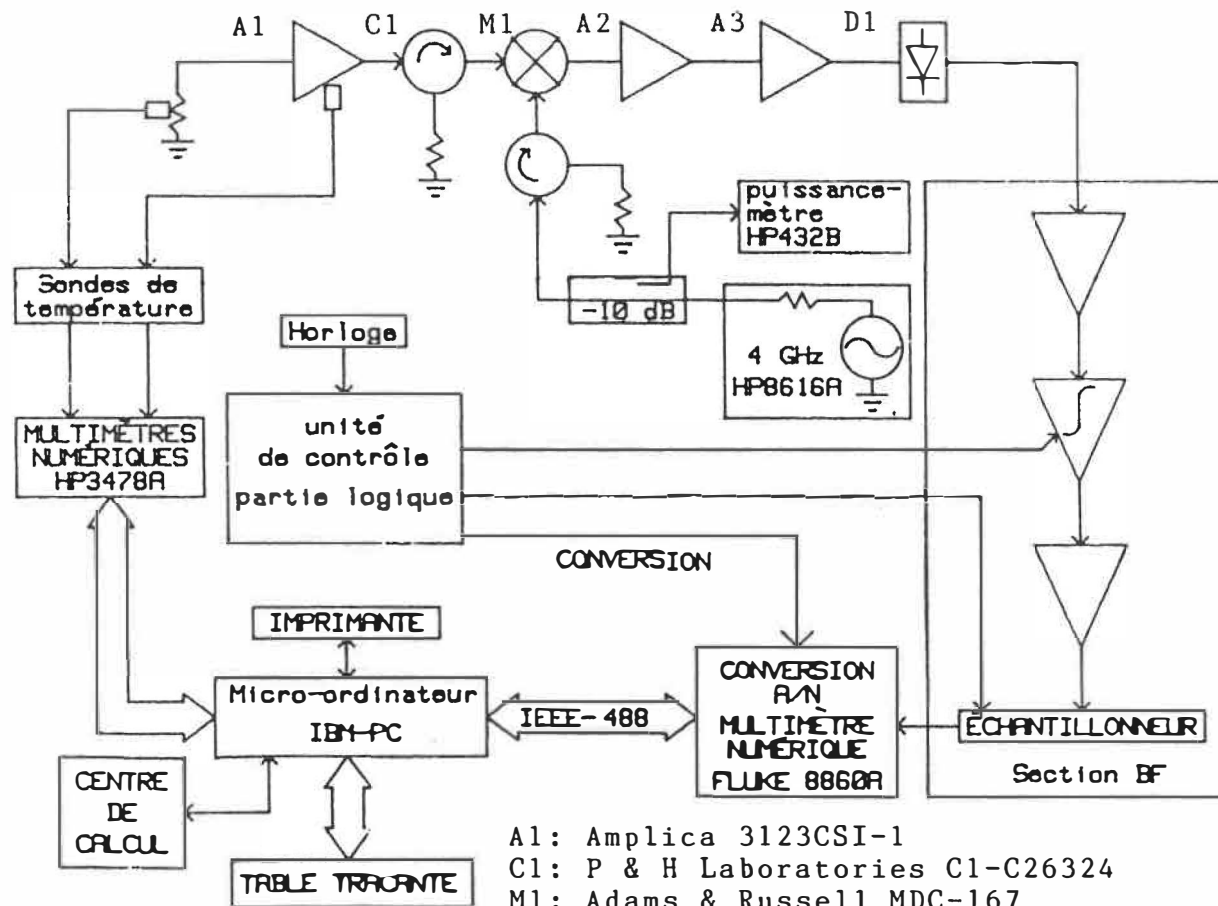
2.1 Mode direct: Reproductibilité des résultats

Dû à un bris mécanique à l'intérieur du commutateur de tête du radiomètre, nous avons envisagé d'utiliser temporairement le radiomètre en mode direct.

L'écart minimum de température détectable, qui est une mesure de la sensibilité du système, ou encore l'écart type sur la mesure d'une température d'un radiomètre fonctionnant en mode direct, semblable à celui qui est montré à la figure 2.1 est [1, 53]:

$$(2.1) \quad \Delta T = (T_n + T_a) \left(1/(tB) + (\Delta G/G)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad [^{\circ}K]$$

Où T_n et T_a sont respectivement les températures de bruit du radiomètre et de l'antenne. Si l'antenne est remplacée par une charge adaptée passive, T_a est alors la température physique de la charge. La bande passante équivalente de bruit de la partie radio-fréquence du radiomètre est définie par l'équation (2.2).



A1: Amplica 3123CSI-1
 C1: P & H Laboratories C1-C26324
 M1: Adams & Russell MDC-167
 A2: Amplica APD614301
 A3: Amplica PD644401
 D1: HP423B

Fig. 2.1: Représentation schématique du radiomètre fonctionnant en mode direct.

$$(2.2) \quad 2B \triangleq \frac{\left(\int_{-\infty}^{\infty} G(f) df \right)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} G^2(f) df} \quad [\text{Hz}]$$

Le terme $G(f)$ représente le gain de puissance de la partie du radiomètre se situant avant la détection. La définition (2.2) résulte de la conversion du signal de bruit par un détecteur quadratique en signal de tension [1, 2, 53]. Elle permet de simplifier, comme on le verra, l'équation (2.60). La réponse en fréquence en puissance $L(f)$ de la partie basse fréquence, après détection et avant échantillonnage du radiomètre est essentiellement caractérisée par un filtre passe-bas. Son temps d'intégration t est donné [2], pour une bande passante B_n équivalente de bruit par:

$$(2.3) \quad 2B_n = \frac{1}{t} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} L(f) df}{L(0)} \quad [\text{Hz}]$$

Le tableau 2.1 permet le calcul de la température de bruit du système. On donne à l'annexe C de plus amples informations sur les divers dispositifs utilisés dans la partie radiofréquence (RF) du radiomètre. En particulier on retrouvera dans ces fiches techniques les facteurs de bruit des amplificateurs RF, ainsi que le facteur de bruit à bande latérale unique [54] du mélangeur du radiomètre.

Dispositifs et bande de fonctionnement [GHz]	Point de compression 1 dB [dBm]	Gain		Facteur de bruit		Contribution au facteur de bruit du radiomètre
		[dB]	G_1	[dB]	F_1	
1-Amplificateur de tête : 4.4 à 5.0	+10.0	19.0	79.43	2.0	1.585	$F_1 = 1.585$
2-Isolateur : 4.0 à 8.0		-0.25	0.944	0.25	1.059	$\frac{F_2^{-1}}{G_1} = 7 \times 10^{-4}$
3-Mélangeur RF, LO : 0.5 à 18	+9.5	-9.0	0.126	10.0	10.0	$\frac{F_3^{-1}}{G_1 G_2} = 0.12$
4-Premier amplificateur IF : 0.5 à 1.0	+13	41.0	12589	2.5	1.778	$\frac{F_4^{-1}}{G_1 \dots G_3} = 0.08$
5-Amplificateur de sortie : 0.5 à 1.0	+20	38.0	6310	1.8	1.513	$\frac{F_5^{-1}}{G_1 \dots G_4} = 4 \times 10^{-6}$
		$G_{tot} = 188.75 \text{ dB}$		$F_{tot} = 1.788$		$10 \log F_{tot} = 2.52 \text{ dB}$

Tableau 2.1: Calcul théorique du facteur de bruit du radiomètre à amplification

On a donc considéré dans le calcul du facteur de bruit du système, que le signal thermique recherché se situe essentiellement entre 4.5 et 5.0 GHz.

Du tableau 2.1 on trouve que l'indice de bruit espéré du système est de l'ordre de 1.8. La température de bruit T_n ramenée à l'entrée du radiomètre vaut donc, pour le standard IEEE ($T_0 = 290^\circ$):

$$(2.4) \quad T_n = (F-1) T_0 = 232 \text{ } [^\circ\text{K}]$$

La température physique de l'avant du radiomètre pouvant atteindre 31°C , T_n peut alors varier jusqu'à 243°K .

L'écart minimal de température devient, pour une charge adaptée placée à la température du corps humain de l'ordre de:

$$(2.5) \quad \Delta T = (232 + 310) \left(\frac{1}{500 \times 10^6 t} + (\Delta G/G)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \text{ } [^\circ\text{K}]$$

Pour les fluctuations de gain nulles (2.5) se simplifie à $\Delta T = 0.02/t^{\frac{1}{2}} \text{ } ^\circ\text{K}$. Supposons une variation de 0.1% dans le gain du récepteur et que $t=1 \text{ sec}$, l'équation (2.5) devient:

$$(2.6) \quad \Delta T = 542 (2 \times 10^{-9} + 10^{-6})^{\frac{1}{2}} = 0.5 \quad [^{\circ}\text{K}]$$

Une variation de 1% du gain donne:

$$(2.7) \quad \Delta T = 5^{\circ}\text{K}$$

Il serait donc possible d'obtenir une sensibilité de l'ordre du demi-degré Celsius avec des étages d'amplification bien stabilisés. Le terme $\Delta G/G$ suppose que les fluctuations statistiques du gain soient de moyennes nulles [53]. Les dérives lentes du gain pourraient à la limite détruire la capacité de l'appareil à effectuer des mesures avec un écart-type inférieur à 1°C.

Nous allons maintenant voir, au niveau expérimental, que c'est effectivement le cas. Mentionnons auparavant que le circulateur de la figure 2.1, placé entre le coupleur 10 dB et le mélangeur, est là pour compenser le relativement mauvais coefficient de réflexion du port L0 du mélangeur. Une des terminaisons internes du coupleur étant défectueuse, un changement de la longueur de la ligne de transmission reliant le coupleur au mélangeur suffit à introduire une erreur de 20% sur la lecture de la puissance maximale que peut fournir l'oscillateur local. La puissance maximale que peut fournir l'oscillateur local est au mieux de 16 mW. Mais il arrive parfois que le

générateur ait de la difficulté à maintenir un signal de 12 mW à sa sortie. En choisissant une puissance de 10 mW, on évite une certaine discontinuité d'un des paramètres au cours d'une journée d'essai.

Le premier paramètre du récepteur de la figure 2.1 que nous avons voulu vérifier est tout simplement la reproductibilité des résultats. Avec un contenant métallique rempli d'eau chaude, on chauffe une charge adaptée placée à l'avant du radiomètre. On laisse refroidir lentement la charge pour observer à la sortie du détecteur quadratique, les changements éventuels. Cette expérience a été répétée plusieurs fois au cours d'une même journée. Trois résultats obtenus pendant la journée ont été tracés à la figure 2.2.

De la figure 2.2, il est clair qu'il n'est pas envisageable d'utiliser le radiomètre du laboratoire en mode direct pour des mesures biomédicales. Une dérive aussi grande que 20°C pouvant être obtenue en quelques heures.

Cette dérive semble être fonction de la température d'ensemble du radiomètre. Le radiomètre étant placé dans un châssis, il s'y forme au cours du temps, un microclimat de quelques degrés plus élevés que la température de la pièce. Pour minimiser ces changements, nous avons placé entre la charge et l'amplificateur de tête, le câble

Signal à la sortie du détecteur loi-carrée

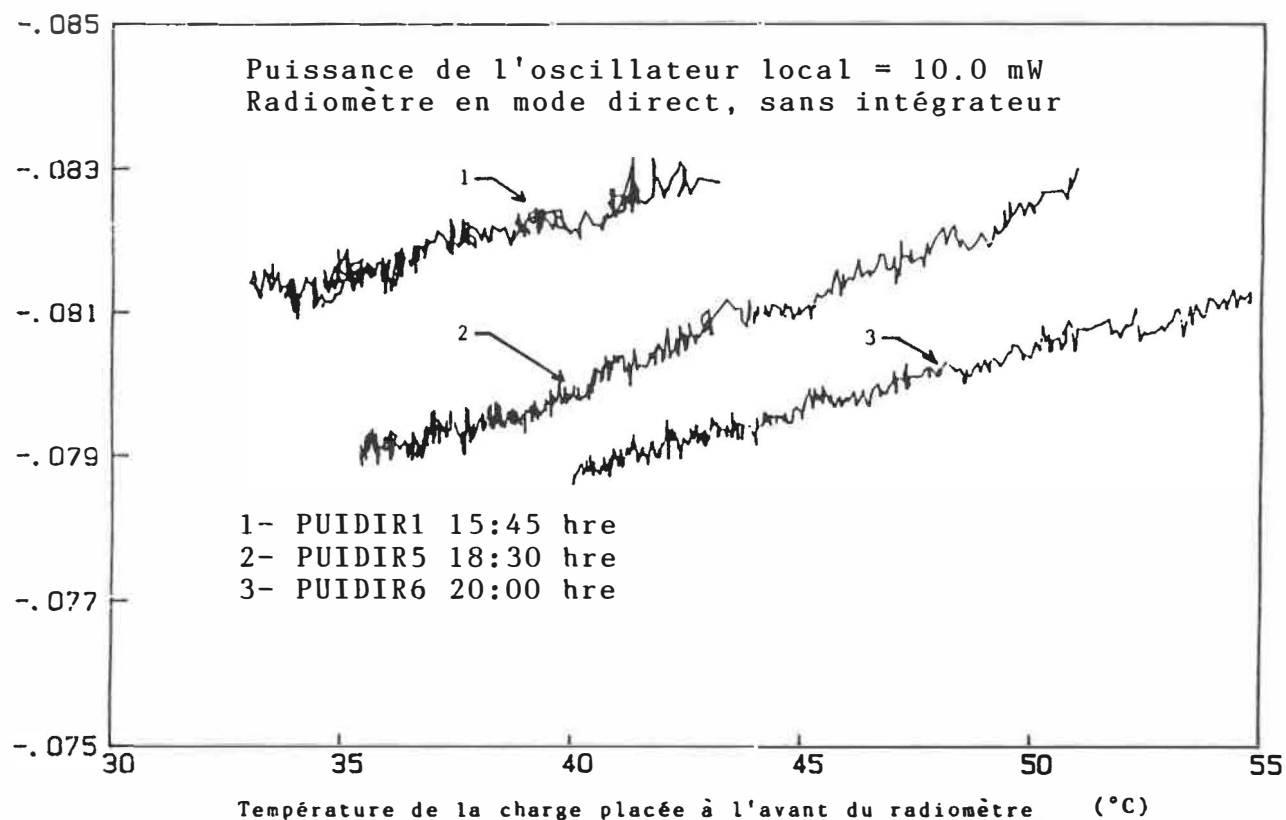


Fig. 2.2 Reproductibilité des résultats à la sortie du détecteur loi carré d'un radiomètre à amplification directe.

Succoflex décrit à l'annexe C.

Nous avons donc répété l'expérience, aux figures 2.3 et 2.4 mais en utilisant cette fois-ci la sortie de l'échantillonneur de l'unité de contrôle. L'utilisation de l'intégrateur permet d'évaluer l'ordre de grandeur du terme de fluctuation de gain de l'équation (2.1). Avec l'aide d'un programme écrit en langage Basic d'estimation de la droite de régression (voir annexe D), il a été possible de déterminer le coefficient de corrélation ρ , la dispersion de la température autour de la droite de régression (ΔT) et la température de bruit T_n (voir annexe E).

Les résultats des courbes des figures 2.2, 2.3 et 2.4 sont donnés au tableau 2.2. La température du câble Succoflex est sujette aux fluctuations de température de la charge adaptée, de l'air environnant et de la température de l'avant du radiomètre. La température de bruit du radiomètre avec câble devrait donc se situer entre la température de bruit du cas idéal sans câble (tableau 2.1: $T_n = 232^\circ\text{K}$) et avec câble (tableau 2.3: $T_n = 334^\circ\text{K}$). On constate que seul le résultat de la courbe VEN1 ($T_n = 331^\circ\text{K}$) correspond à cet intervalle. Dans les trois cas du tableau 2.2, où nous n'avons pas utilisé de câble, la température de bruit est plus basse que ce qui avait été prévu.

Fig. 2.3 Reproductibilité des résultats d'un radiomètre à amplification directe en fonction de la température physique de son amplificateur de tête.

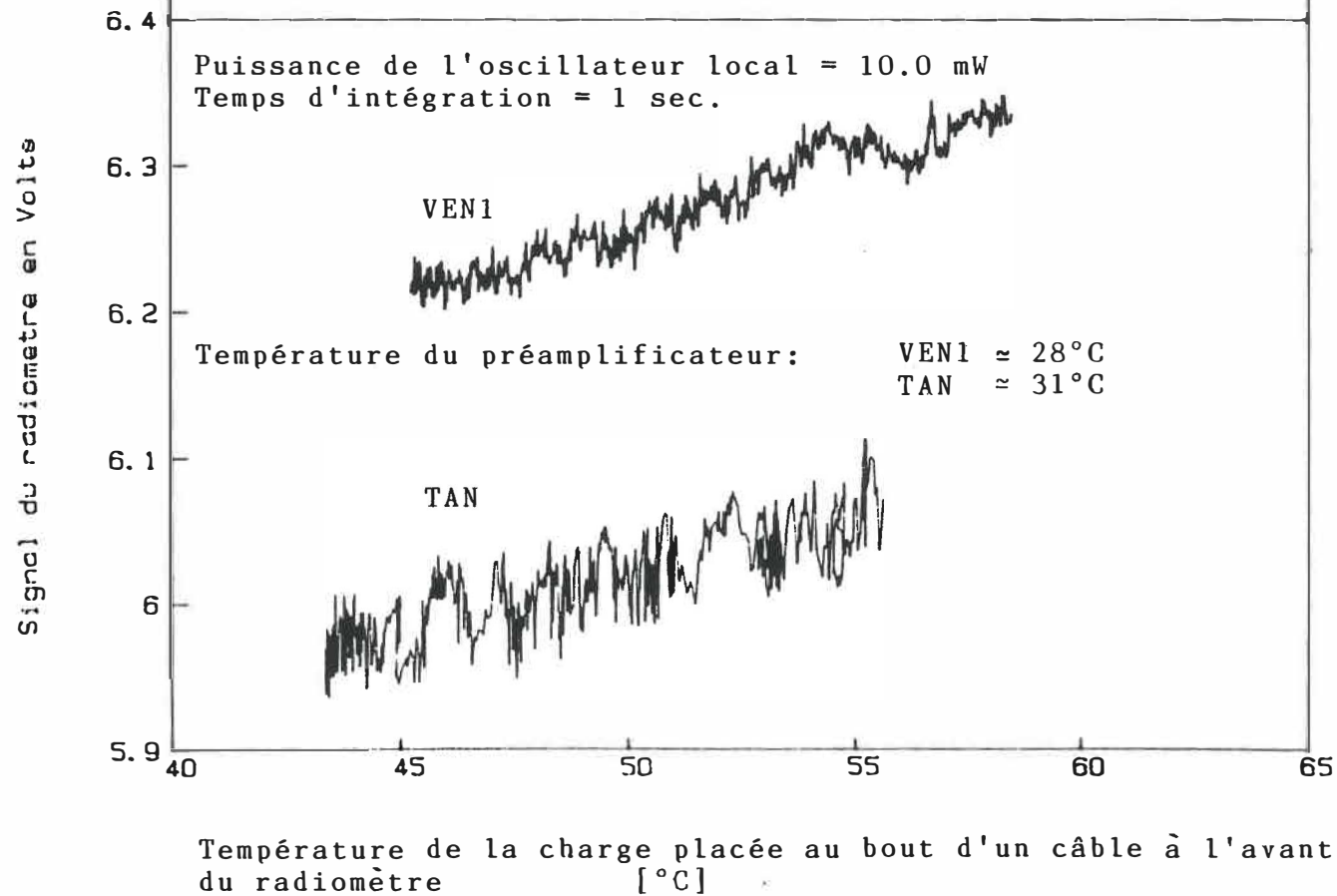
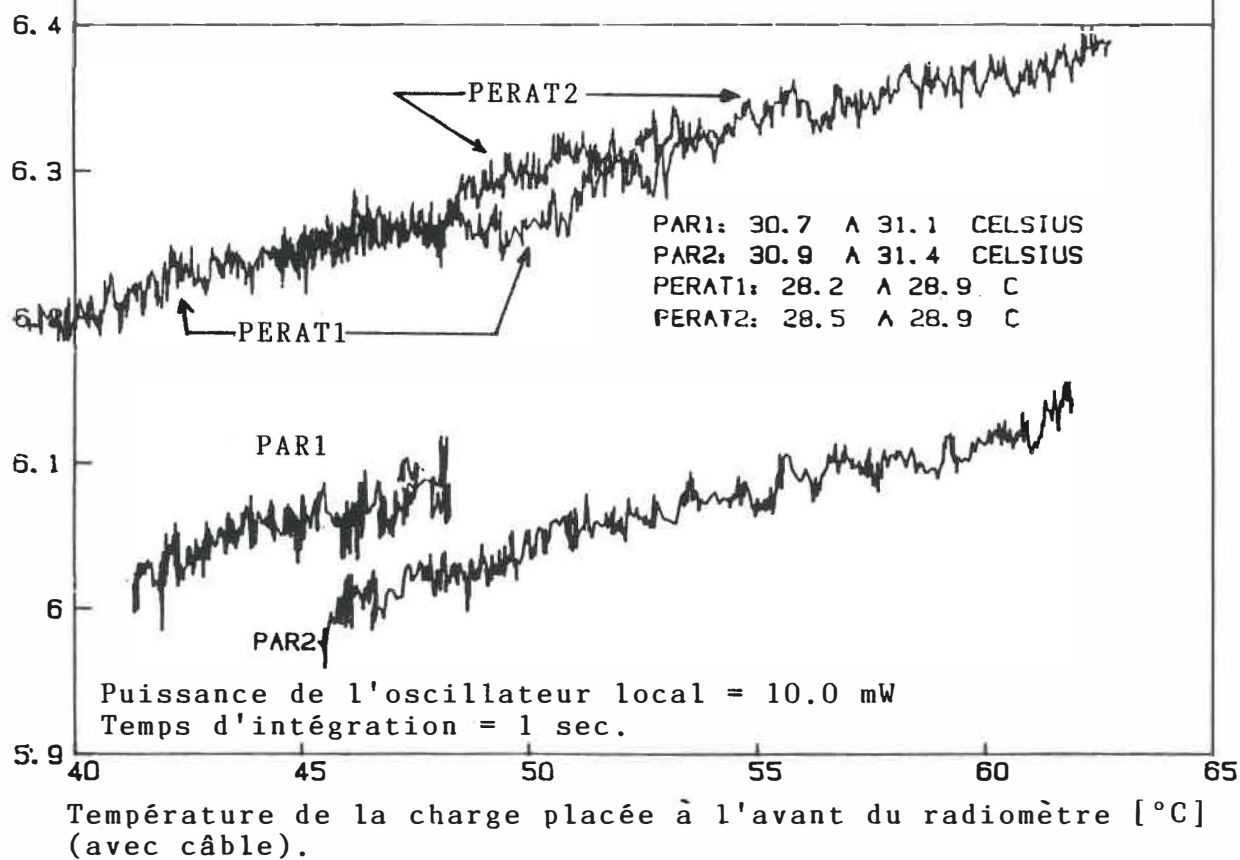


Fig. 2.4 Reproductibilité des résultats: suite de la fig. 2.3 (influence de la température du 1er étage d'amplification RF sur le signal du radiomètre).

Signal du radiomètre en Volts.



Courbes	A	B	n	ρ	ΔT	$\bar{T}_{RAD}$	T_n	$\Delta G/G$	σ_A	σ_B	ΔT_n	F_{dB}
	mV/°C	V			[°C]	[°C]	[°K]		[mV/°C]	[V]	[°K]	[dB]
PUIDIR1(1)	-0.179	-7.526×10^{-2}	433	-0.9482	0.84	?	147	---	0.003	0.0001	± 15	1.78
PUIDIR5(1)	-0.242	-7.033×10^{-2}	550	-0.9889	0.62	?	18	---	0.002	6×10^{-5}	± 5	0.26
PUIDIR6(1)	-0.167	-7.218×10^{-2}	362	-0.9869	0.66	?	160	---	0.001	7×10^{-5}	± 6	1.908
VEN1 (2)	9.74	5.770	990	0.9642	1.01	≈ 28	319	0.0016	0.09	0.004	± 12	3.22
TAN (2)	7.0	5.673	990	0.7861	2.15	≈ 31	537	0.0025	0.2	0.009	± 48	4.55
PERAT1 (2)	7.18	5.919	990	0.9386	1.42	28.7 ± 0.1	551	0.0016	0.09	0.004	± 21	4.62
PERAT2 (2)	7.79	5.904	990	0.9627	1.42	28.7 ± 0.1	485	0.0018	0.07	0.004	± 14	4.27
PAR1 (2)	8.068	5.696	990	0.8107	1.21	31.0 ± 0.1	434	0.0016	0.2	0.008	± 36	3.97
PAR2 (2)	8.306	5.624	990	0.9664	1.21	31.2 ± 0.1	404	0.0017	0.07	0.004	± 12	3.79

LEGENDE

$V=AT+B$

(1) Sans câble à l'avant de l'amplificateur de tête

(2) Avec câble entre la charge antenne et l'amplificateur de tête

n : Nombre de points

$\bar{T}_{RAD}$: Température moyenne à la surface de l'amplificateur de tête et son écart-type

$\sigma_A \sigma_B$: Ecart-types de A et B tel que donnés à l'équation (D.7) et (D.8)

ΔT_n : Incertitude de la température de bruit tel que défini à l'équation (E.13)

$\Delta G/G$: Fluctuation du gain

F_{dB} : $10 \log (1 + \frac{n}{290})$

Tableau 2.2: Estimation des paramètres de régression des courbes des figures 2.2, 2.3 et 2.4.

Dispositif	Gain [dB]	Gain	F [dB]	F	Contribution au facteur de bruit du système
Câble	-0.77	0.8375	0.771	1.194	$F_1 = 1.194$
Amplificateur de tête	19	79.43	2.0	1.585	$\frac{F_2 - 1}{G_1} = 0.698$
Isolateur	-0.25	0.9441	0.25	1.059	$\frac{F_3 - 1}{G_1 G_2} = 9 \times 10^{-4}$
Mélangeur	-9	0.1259	10	10	$\frac{F_4 - 1}{G_1 G_2 G_3} = 0.143$
Amplificateur#2	41	12589	2.5	1.778	$\frac{F_5 - 1}{G_1 G_2 G_3 G_4} = 0.098$
Amplificateur de queue	38	6310	1.8	1.513	$\frac{F_6 - 1}{G_1 \dots G_5} = 5 \times 10^{-6}$
Gain total	87.98			F total = 2.1	(3.2 dB)
1) Température de bruit du système $T_n = (F-1) T_0 = 1.1 \times 290 = 319^\circ\text{K}$ $ = 1.1 \times 304 = 334^\circ\text{K}$					
2) Ecart minimum de température détectable $\Delta T = (T_n + T_a) \sqrt{\frac{1}{Bt}} = 334 + 310 = 0.03^\circ\text{K}$ ($\Delta G/G = 0$, $t = 1 \text{ sec.}$) $ \sqrt{500 \times 10^{-6}}$					

Tableau 2.3: Calcul théorique de la température de bruit du radiomètre de type direct de la figure 2.1 (avec câble).

On remarque au tableau 2.2 que lorsque la pente A de la relation de sortie du radiomètre en fonction de la température d'antenne augmente, la température de bruit T_n diminue. Cette pente est directement proportionnelle au gain de la chaîne d'instrumentation. Remarquons aussi que les termes de fluctuations de gain $\Delta G/G$ varient peu pour la plupart des courbes.

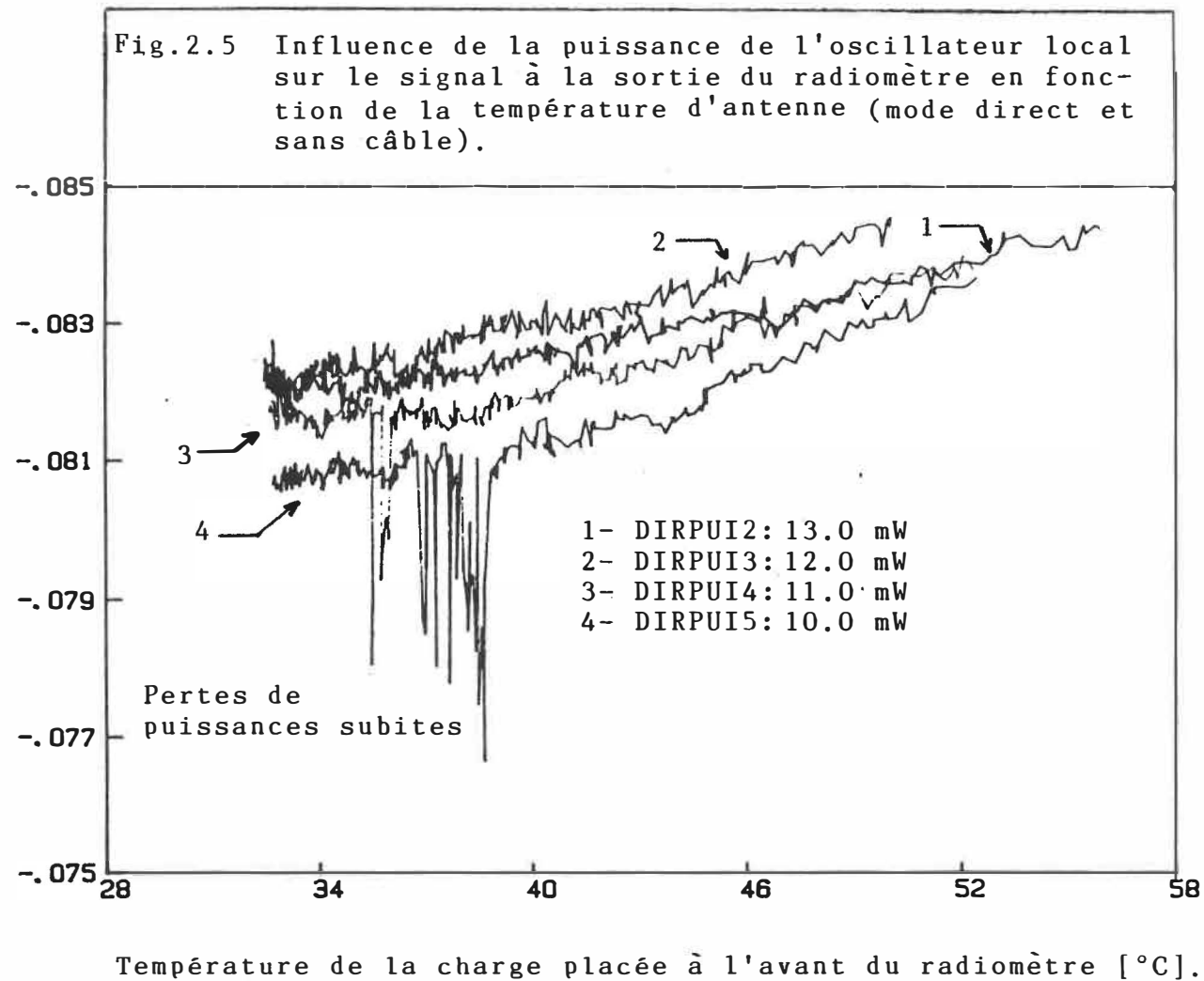
Donc pour un radiomètre de type direct, les variations du gain et de température de bruit du système sont telles qu'elles rendent toutes mesures biomédicales impossibles. Un radiomètre de type Dicke comme nous allons le voir est en pratique moins sensible à ces types de variations.

2.2 Effet de la puissance de l'oscillateur local sur le signal à la sortie du radiomètre

D'après le manufacturier Adams Russel, le mélangeur modèle MDC-167 possède une perte de conversion minimale pour une charge de 50 Ohms, lorsque le signal de pompe issu de l'oscillateur local est de +13 dBm (20 mW).

En un premier temps, nous allons déterminer expérimentalement l'ordre de grandeur des variations induites par un changement de puissance de l'oscillateur local dans le radiomètre à amplification directe. Pour cela, nous avons utilisé pour obtenir les courbes de la figure 2.5, le même montage que celui utilisé pour mesurer les courbes de la figure 2.2. Sur les courbes DIRPUI 4 et 5, on remarquera les baisses subites du gain du radiomètre. Ces instabilités ont été remarquées à quelques reprises au courant de l'année. Nous ne connaissons pas l'origine de ce problème intermittent. Comparons les relations linéaires existant entre la tension à la sortie du détecteur quadratique et la température d'antenne de la figure 2.5 à celles de la figure 2.2. Il est alors aisé de constater qu'une variation de 1 mW de la puissance de l'oscillateur introduit un changement de même ordre de grandeur que la dérive que subit le radiomètre en fonction du temps.

Signal à la sortie du détecteur loi carré [V]



A titre d'information, nous avons compilé au tableau 2.4 les deux meilleurs résultats de la figure 2.5. Nous y avons aussi rajouté l'information de la courbe DIRPUI 1, prise au début de la journée, ainsi que les résultats caractérisant partiellement la courbe DIRECT 9 de la figure 2.6. Cette dernière courbe a été mesurée chronologiquement à la suite des courbes de la fig. 2.2 et avant celles de la fig. 2.5. On y constate que l'augmentation de la puissance du signal de pompe n'est pas suffisante pour expliquer l'augmentation de la pente du signal de sortie en fonction de la température d'antenne.

La méthode utilisée jusqu'ici pour déterminer l'effet de la puissance de l'oscillateur est longue et fastidieuse. Et de plus, elle est sujette aux fluctuations du gain et de la température de bruit de l'ensemble du radiomètre. Nous avons aussi constaté qu'après réchauffement du radiomètre, ces paramètres varient peu sur une période de trente minutes.

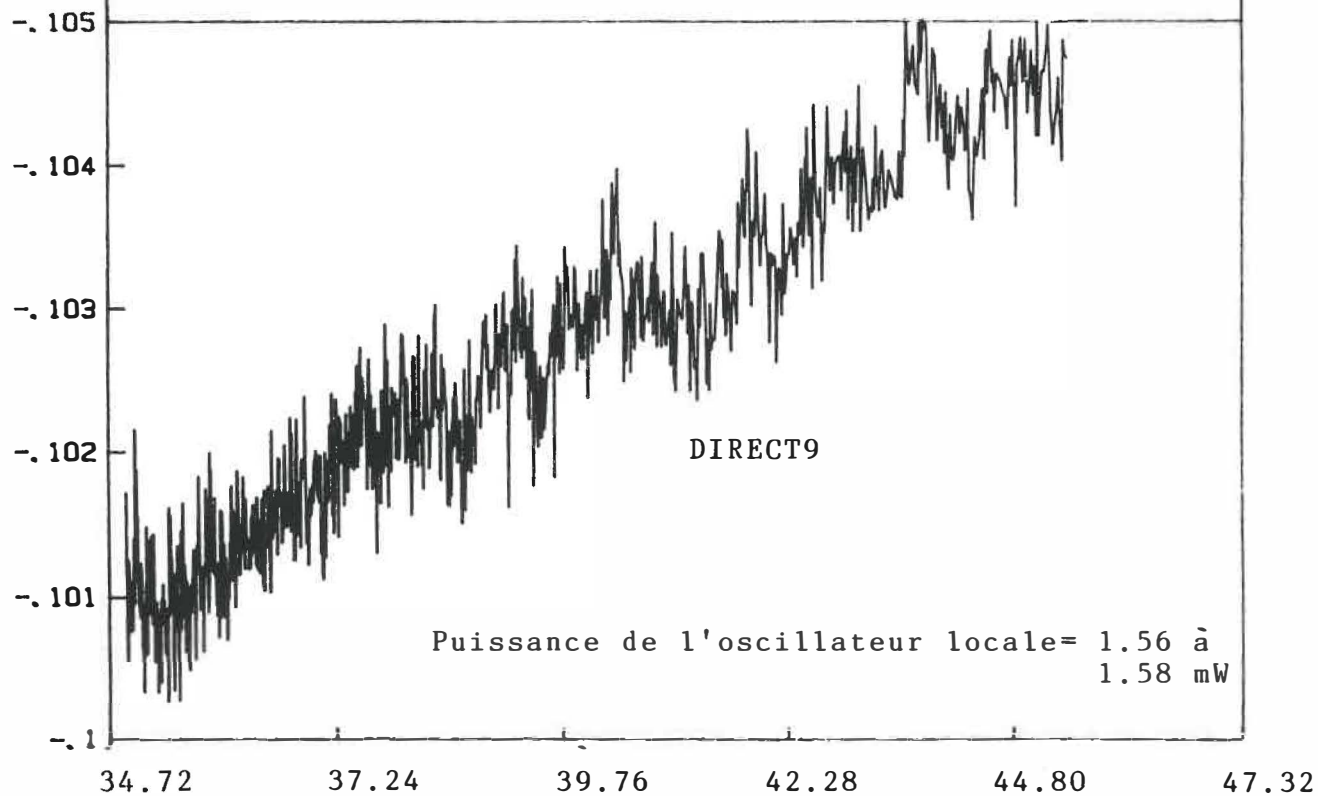
Utilisant la sortie analogique du wattmètre de l'oscillateur local, nous avons rapidement mesuré avec l'aide d'une table traçante, le signal à la sortie du radiomètre en fonction de la puissance de l'oscillateur local. Le résultat est donné à la figure 2.7. Mentionnons que le signal de tension a été mesuré à la sortie du premier amplificateur d'instrumentation, en utilisant la

Courbes	$P_{O.L.}$	$V=AT+B$		n	ρ	ΔT	T_n	σ_A	σ_B	ΔT_n	F_{dB}
	{ mW }	A	B			{ °C }	{ °K }	{ mV / °C }	{ mV }	{ °K }	{ dB }
		{ mV / °C } { mV }									
DIRPUI 1	14.2 à 14.7	-0.174	-75.465	405	-0.9578	1.2	160	0.003	0.1	±16	1.9
DIRPUI 2	13.0	-0.095	-78.787	402	-0.9557	1.7	553	0.001	0.06	±18	4.6
DIRPUI 3	12.0	-0.123	-78.080	362	-0.9628	1.3	360	0.002	0.07	±21	3.5
DIRPUI 9	15.6 à 15.8	-0.35	-89	1000			190				2.2
DIRPUI1,2 et 3: sans câble				DIRPUI9: avec câble Succoflex							

Tableau 2.4: Estimation des paramètres de régression des courbes des figures 2.5 et 2.6.

Signal à la sortie du détecteur loi carré [V].

Fig. 2.6 Radiomètre à amplification directe: courbe de la meilleure pente du signal de sortie en fonction de la température d'antenne (avec câble).



Température de la charge placée à l'avant du radiomètre [°C].

sortie ST 1 de l'unité de contrôle (voir figure B.1 de l'annexe B) et en prenant bien soin d'isoler cet étage du reste de l'unité de contrôle avec l'interrupteur SW3. Le gain de l'amplificateur étant environ de 10, nous avons ramené le résultat de la figure 2.7, à la tension que l'on retrouverait à la sortie du détecteur quadratique. Sur cette figure, on constate que la tension à la sortie du détecteur, lorsque la puissance de l'oscillateur local est nulle, est égale à 15 mV. Ce niveau donne une indication de la puissance de bruit amplifié par les deux amplificateurs UHF du radiomètre (500 à 1000 MHz). Au fur et à mesure que la puissance de l'oscillateur local augmente, les pertes de conversion du mélangeur diminuent.

Le gain de l'amplificateur à faible bruit du radiomètre étant de 19 dB, celui de l'isolateur -0.25 dB et du mélangeur -9dB, on devrait trouver à l'entrée du détecteur un signal de 9.75 dB plus élevé. Supposant que la tension de sortie du détecteur répond de façon parfaitement linéaire à la puissance qui lui est appliquée à son entrée, on devrait retrouver à sa sortie une augmentation d'environ 10 dB de sa tension. De la figure 2.7, on calcule que

$$10 \log V_{\text{max}} / V_{\text{min}} = 10 \log 114/15 = 8.8 \text{ dB.}$$

De cette figure la puissance minimale optimum semble

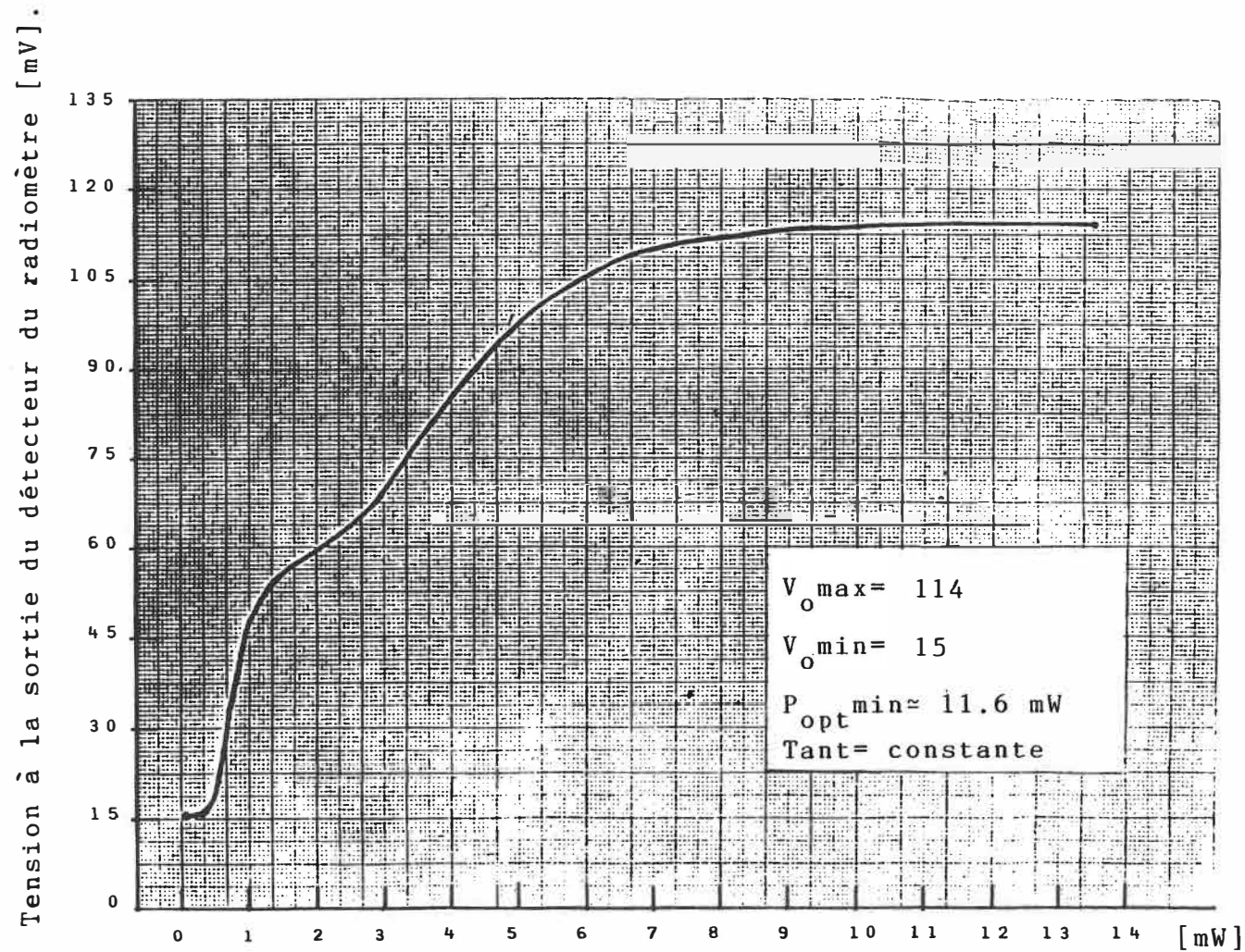


Fig. 2.7: Signal à la sortie du radiomètre à amplification directe en fonction de la puissance de l'oscillateur local.

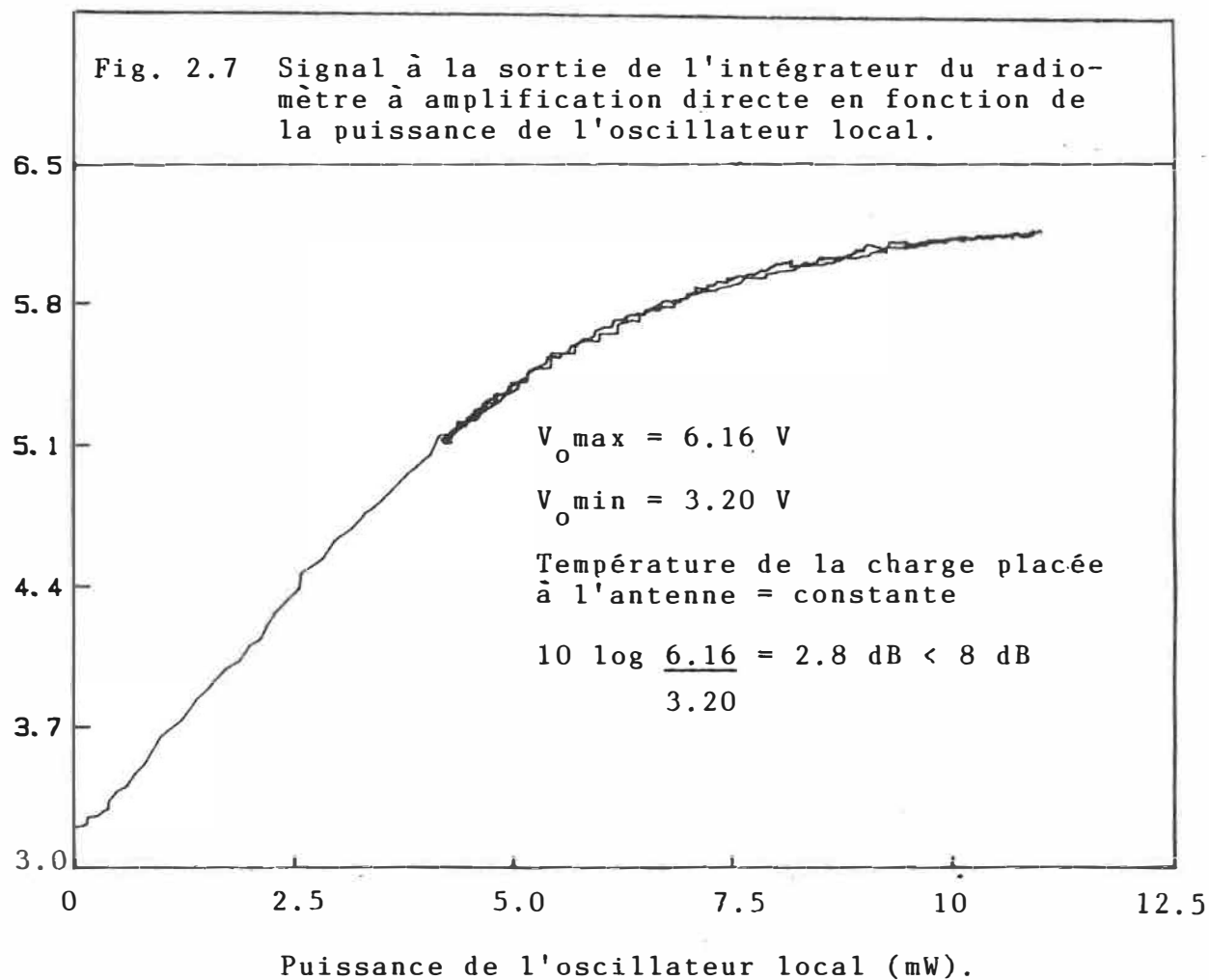
se trouver à 11.6 mW. Malheureusement une erreur de l'ordre de 10% peut être attribuée à cette lecture. Nous avons quelques mois plus tard recommencé cette mesure. Le montage est tel que décrit, à peu de choses près, à celui de la figure 2.1, Une charge adaptée étant directement placée à l'avant du radiomètre, puis stabilisée à l'aide d'une masse thermique à $\pm 0.2^{\circ}\text{C}$. Au moyen d'un programme d'acquisition de données, on trace alors la figure 2.8. Des figures 2.7 et 2.8, il est clair que la puissance nécessaire pour minimiser les pertes de conversion du mélangeur se situe tout près de 11 mW (10.4 dBm). Cette limite constitue une borne inférieure. Ce résultat est dans l'ordre de grandeur de la puissance recommandée par le manufacturier (13 dBm=20 mW). Il serait éventuellement intéressant de déterminer la borne supérieure pour laquelle les pertes de conversion redeviennent importantes.

Enfin calculons le rapport de tension de la figure 2.8 qui est de:

$$10 \log \frac{V_o \text{ max}}{V_o \text{ min}} = 10 \log \frac{6.16}{3.20} \approx 3 \text{ dB}$$

Ce rapport indique un mauvais fonctionnement de la partie SHF du radiomètre.

Signal à la sortie de l'intégrateur [V].



2.3 Spectre de puissance à la sortie du dernier étage d'amplification et caractérisation du détecteur du radiomètre.

2.3.1 Spectre

A la figure 2.9 nous avons tracé avec l'aide d'un analyseur spectral HP 8558B muni d'un écran HP 182T le spectre de bruit que l'on retrouve à l'entrée du détecteur du radiomètre de la figure 2.1. Au risque de nous répéter, le montage utilisé était principalement constitué par les éléments suivants:

Elements	Compagnie # de modèle	Gain [dB]
Amplificateur de tête	Amplica 3123CSI-1	19
Circulateur	P&H Laboratories	-0.25
Mélangeur	Adams & Russell	-9
Second étage	Amplica APD614301	41
Amplificateur de queue	Amplica PD644401	38
		total: 88.75 dB

La figure 2.9 permet de constater que la largeur de bande du radiomètre est d'environ 400 MHz plus étendue à

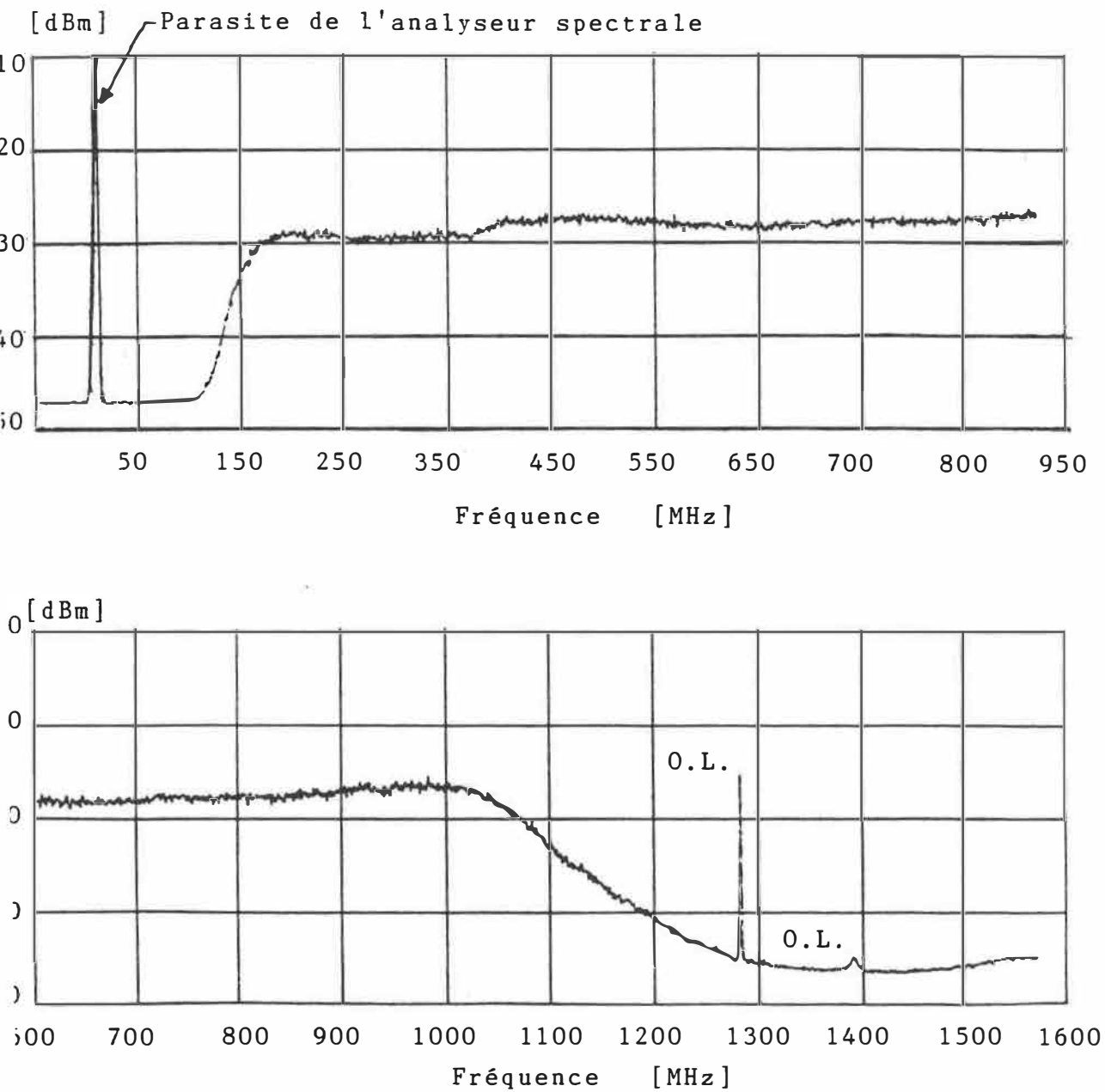


Fig. 2.9 Spectre de bruit à l'entrée du détecteur quadratique du radiomètre.

ce que l'on pouvait s'attendre à partir des spécifications des divers manufacturiers. La plage utile s'étend donc de 170 MHz à 1070 MHz au lieu des 500 à 1000 MHz prévus. On remarque aussi les deux signaux parasites (O.L.) près de 1300 et 1400 MHz.

Ces signaux sont produits par l'oscillateur local (4GHz) du radiomètre. Malgré que le signal parasite, près de 1300 MHz, soit de niveau comparable au signal de bruit, la puissance totale de bruit contenue entre 70 et 1070 MHz est de 30 à 40 dB plus élevée que la puissance du signal parasite le plus grand.

Calculons maintenant le niveau du signal que l'on devrait obtenir à la sortie de l'amplificateur de queue.

Résumons: on sait que le gain total du radiomètre est $G_{dB} = 88.75$ dB. La puissance de bruit dans 1 Hz de bande de bruit à l'entrée du préamplificateur est donnée, en dBm par $10 \log kT/1 \text{ mW}$. La température de bruit T est la somme de la température physique T_A de la charge adaptée placée à l'entrée de l'amplificateur de tête, plus la température de bruit T_n du radiomètre ramené à l'entrée. T vaut:

$$(2.8) \quad T = T_A + T_n = T_A + (F-1) T_0 \quad [^{\circ}\text{K}]$$

Posant que $T_0 = T_A$, T vaut alors:

$$(2.9) \quad T = F T_A \quad [^{\circ}\text{K}]$$

Nous avons, à l'occasion de cette mesure, sorti les éléments RF du radiomètre à l'extérieur du rack de l'appareil. La température de la charge adaptée placée à l'avant de l'amplificateur était alors de $T_A = 295^{\circ}\text{K}$. Considérant que le facteur de bruit, calculé au tableau 2.1, est de $F = 1.8$, on trouve que T vaut environ 530°K .

Sur les analyseurs spectraux de la compagnie HP, il existe deux réglages possibles de filtres. Un filtre d'entrée IF de largeur de bande R_B et un filtre vidéo de largeur de bande V_B . Le filtre vidéo de type passe bas, effectue essentiellement une intégration de la puissance du signal. Dans le cas d'une analyse de bruit, un rapport de $R_B/V_B = 100$ suffit pour étaler à l'écran une ligne propre et distincte. Nous avons utilisé à la figure 2.9, une largeur de bande vidéo de $V_B = 3 \text{ KHz}$. La résolution du filtre d'entrée de l'analyseur spectral étant de $R_B = 300 \text{ KHz}$, on devrait obtenir comme lecture à l'écran, une puissance d'environ:

$$(2.10) \quad G_{dB} + 10 \log (kFT_A 1.2 R_B / 1 \text{ mW}) = -27 \text{ dBm}$$

A la figure 2.9 on arrive à un résultat approximativement semblable.

Le facteur 1.2 qui multiplie la largeur de bande -3dB (R_B) du filtre IF de l'analyseur spectral tient compte du fait [61] que dans l'expression $KT B_1$, B_1 est la largeur de bande équivalente de bruit et R_B , est un filtre approximativement gaussien. La valeur B_1 est définie par l'équation suivante:

$$(2.11) \quad B_1 = \int_0^{\infty} G(f) df / G_{\max} \quad [\text{Hz}]$$

Sachant que $G(f)$ est le gain en puissance du filtre et $G_{\max}$ son gain maximum, on arrive à $B_1 = 1.2 R_B$ [2].

2.3.2 Détection

Nous avons maintenant suffisamment d'information pour comprendre le comportement du détecteur à diode Schottky HP423B, placé à la sortie de la partie RF du radiomètre. D'après le manufacturier, le détecteur HP423B a une variation de sa réponse en puissance pour un signal situé entre 0.01 et 8 GHz, de ± 0.3 dB et une sensibilité de 0.5 mV/ μ W. De la figure 2.9, on sait que la puissance

de bruit varie pour des fréquences de 170 à 1070 MHz, d'environ -30 dBm à -27 dBm ($R_B = 300$ KHz). La puissance totale à l'entrée du détecteur peut donc se situer approximativement entre:

$$(2.12) \quad P_{\min_{\text{tot}}} = 1 \text{ mW} \times 900 \text{ MHz} / (1.2 \times 300 \text{ KHz}) = 2.5 \text{ mW}$$

et

$$P_{\max_{\text{tot}}} = 1.9 \text{ mW} \times 900 \text{ MHz} / (1.2 \times 300 \text{ KHz}) = 5 \text{ mW}$$

Où $P_{\max_{\text{tot}}}$ ne comprend probablement pas la totalité de la puissance de bruit comprise en dehors de l'intervalle 170 à 1070 MHz. Sachant d'après le manufacturier que la sensibilité du détecteur quadratique est de $-0.5 \text{ mV}/\mu\text{W}$, la tension à sa sortie devrait donc se situer entre -1.25 V et -2.5 V. Or, on sait à la température de la pièce que le signal à la sortie du détecteur se situe entre -80 et -105 mV.

A la figure 2.10, nous avons tracé la réponse, à la fréquence de 4 GHz, du détecteur du radiomètre en fonction de la puissance appliquée. Un schéma du montage est illustré à la figure 2.11. Il est clair que pour des puissances d'entrée se situant entre 2.0 et 10 mW, le détec-

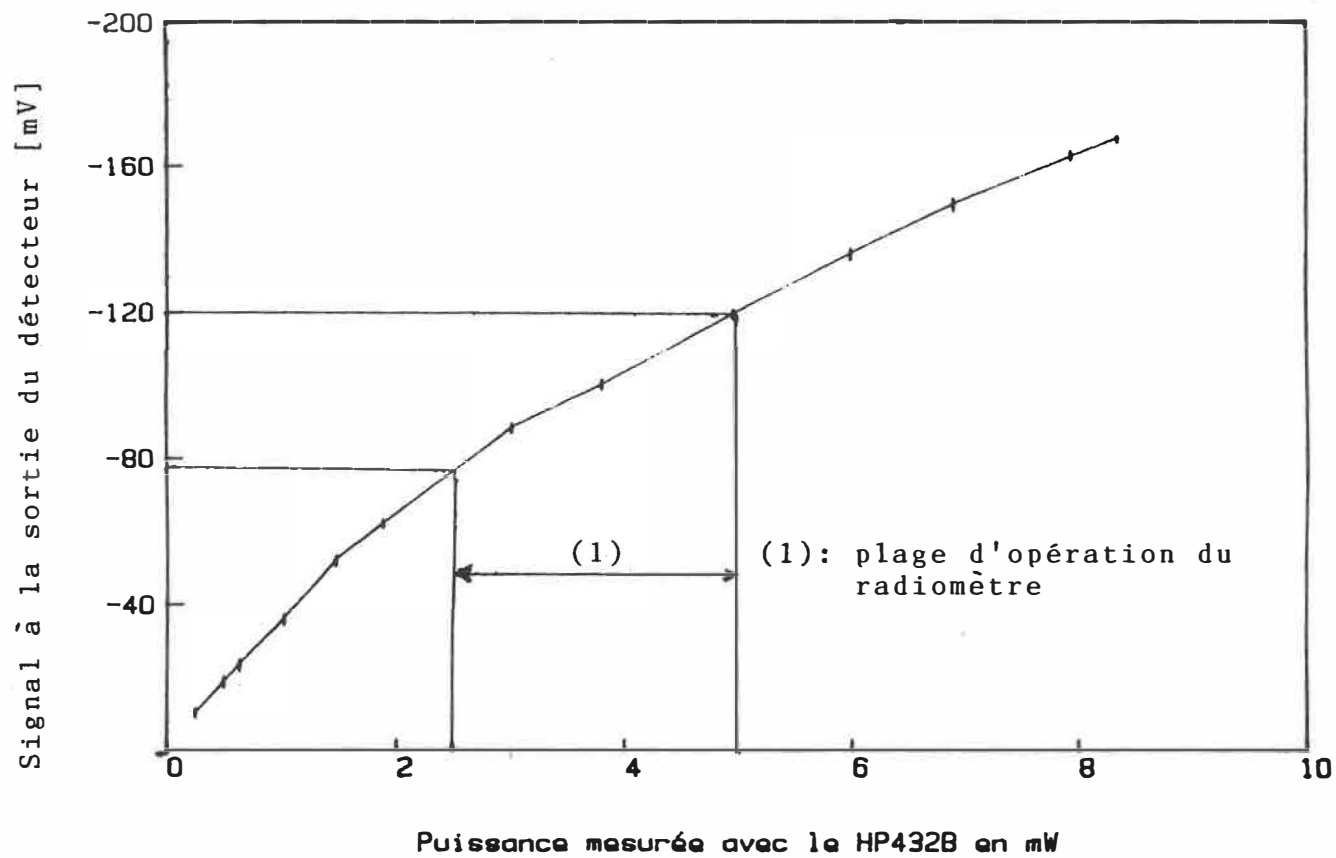


Fig. 2.10 Réponse du détecteur du radiomètre en fonction de la puissance incidente appliquée à son entrée.

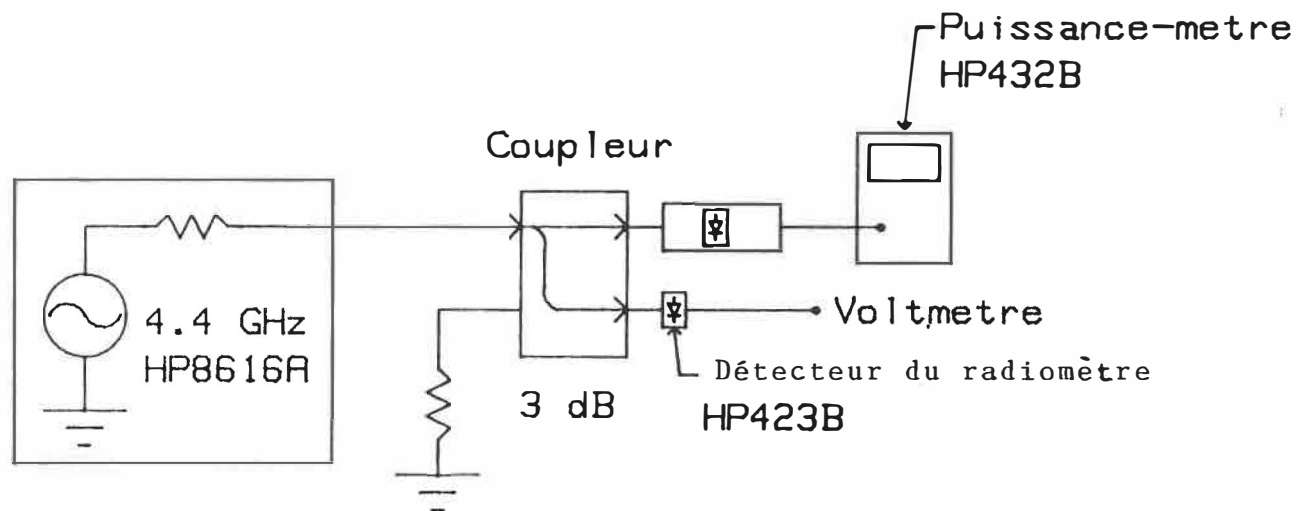


Fig. 2.11 Montage utilisé pour mesurer les paramètres de la figure 2.10.

teur n'opère pas suivant une loi quadratique. On dit qu'un détecteur est quadratique si la tension à ses bornes de sortie est proportionnelle au carré de l'amplitude de la tension du signal à son entrée [62].

Sachant que la puissance de bruit fournie par le radiomètre se situe approximativement entre 2.5 et 5 mW, on trouve de la figure 2.11, que le signal à la sortie du détecteur se situe entre -78 mV et -120 mV. Cela correspond à peu de chose près, aux résultats antérieurs (-80 à -105 mV). Notons que cette région semble se trouver dans le début de la région linéaire de fonctionnement du détecteur. La région linéaire d'un détecteur est la région pour laquelle la tension de sortie d'un détecteur est proportionnelle à la tension d'entrée du signal [62].

On sait typiquement que la pente A, de la relation tension de sortie et température d'antenne, à la sortie du détecteur peut varier de 0.1 mV/°C à 0.35 mV/°C. Opérant pour des températures se situant entre 25 et 55°C, la tension à la sortie du détecteur peut donc subir des variations de 3 à 11 mV. Sur une telle plage de variation de signal, le détecteur peut être considéré comme suivant localement une loi quadratique. Nous allons donc considérer dans le reste de cette étude, que le signal à la sortie du détecteur est proportionnel à la température d'antenne. On gardera en mémoire le fait que pour des variations de

température d'antenne de plus de 100°K, la tension de sortie du radiomètre pourrait ne plus varier linéairement avec la température d'antenne. Pour terminer, mentionnons que la figure 2.11 ne permet pas de bien situer la région loi carrée ainsi que la région linéaire du détecteur. Le tracé logarithmique de la relation de la tension de sortie (V_o) en fonction de la puissance d'entrée (P_{in}) permet en partie de pallier à cet inconvénient. En régime quadratique, la tension du détecteur vaut:

$$V_o = a_1 P_{in} \quad [\text{mV}]$$

alors qu'en régime linéaire elle vaut,

$$V_o^2 = a_2 P_{in} \quad [\text{mV}]^2$$

Prenant le logarithme de ces deux dernières relations, on obtient un rapport $\frac{1}{2}$ entre les pentes

$$10 \log V_o / 1 \text{ mV} = 10 \log a_1 \text{ 1mW/1mV} + 10 \log P_{in} / 1 \text{ mW}$$

$$10 \log V_o / 1 \text{ mV} = 5 \log a_2 \text{ 1mW/1mV} + 5 \log P_{in} / 1 \text{ mW}$$

A la figure 2.12, on peut déterminer que pour des valeurs de puissance d'entrée inférieures à -5 dBm la pente de la relation est de 1.0 ± 0.05 . La sensibilité

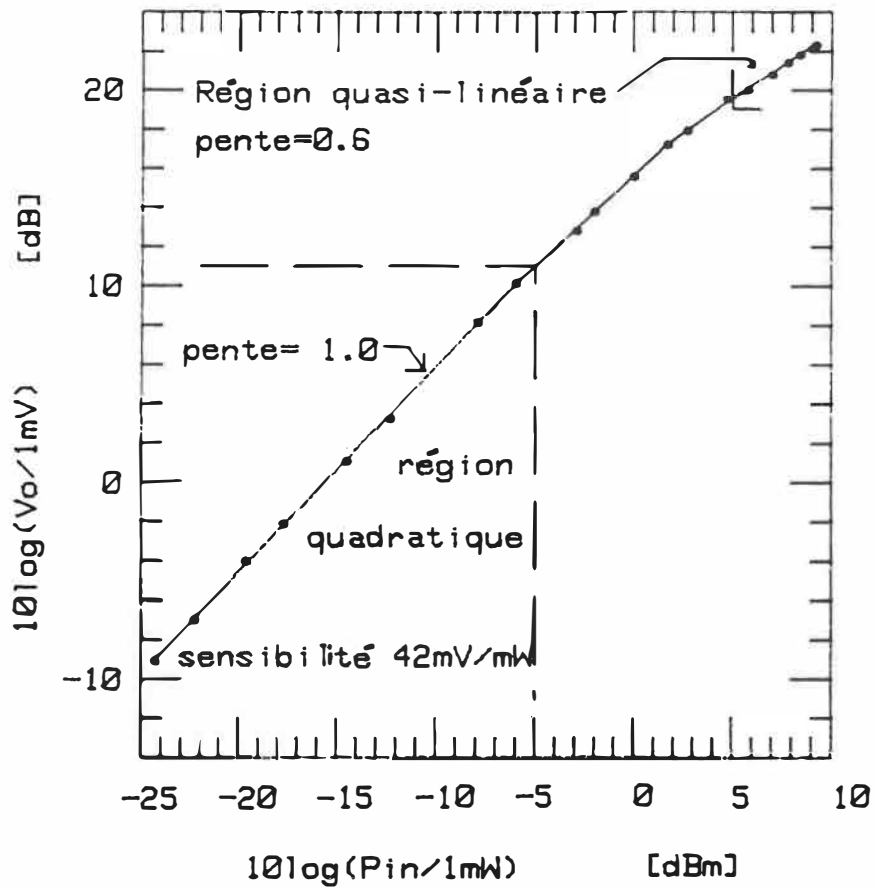


Fig. 2.12: Tracé logarithmique de la tension de sortie du détecteur du radiomètre en fonction de la puissance appliquée à son entrée.

du détecteur vaut alors environ $a_1 = 42 \text{ mV/mW}$. Pour des puissances d'entrée se situant entre 5 et 10 dBm, la pente de la relation tombe à 0.6.

2.4 Mesures de gains et de facteurs de bruit sur les amplificateurs RF du radiomètre

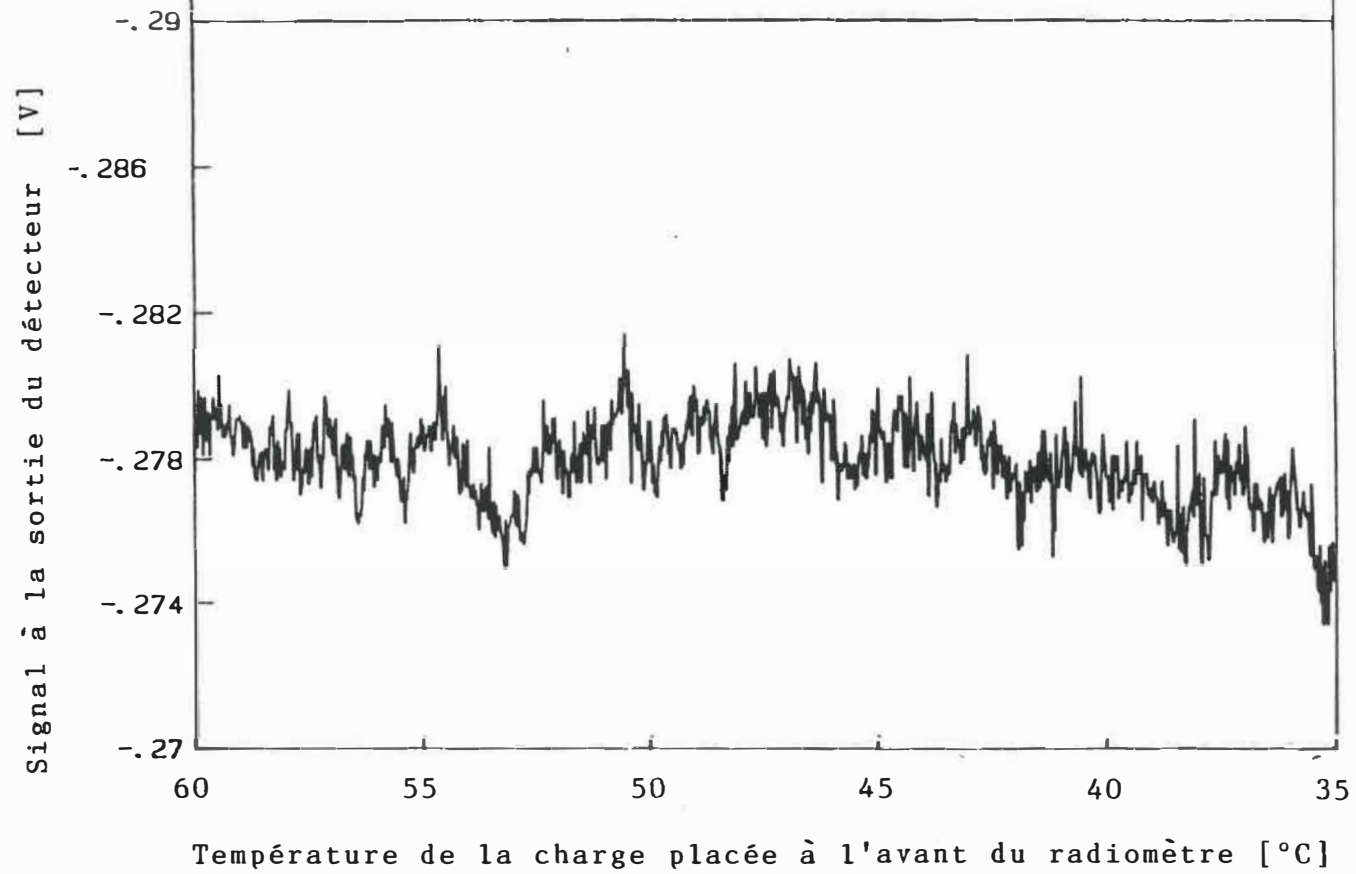
Nous avons vu aux sections 2.1 et 2.2, que la température de bruit et le gain du radiomètre peuvent changer dans le temps. Ces variations ont déjà été telles qu'il s'est avéré impossible d'utiliser le radiomètre en mode direct. Nous avons tracé à la figure 2.13, les résultats typiques obtenus à ce moment là, à la sortie du détecteur HP423B.

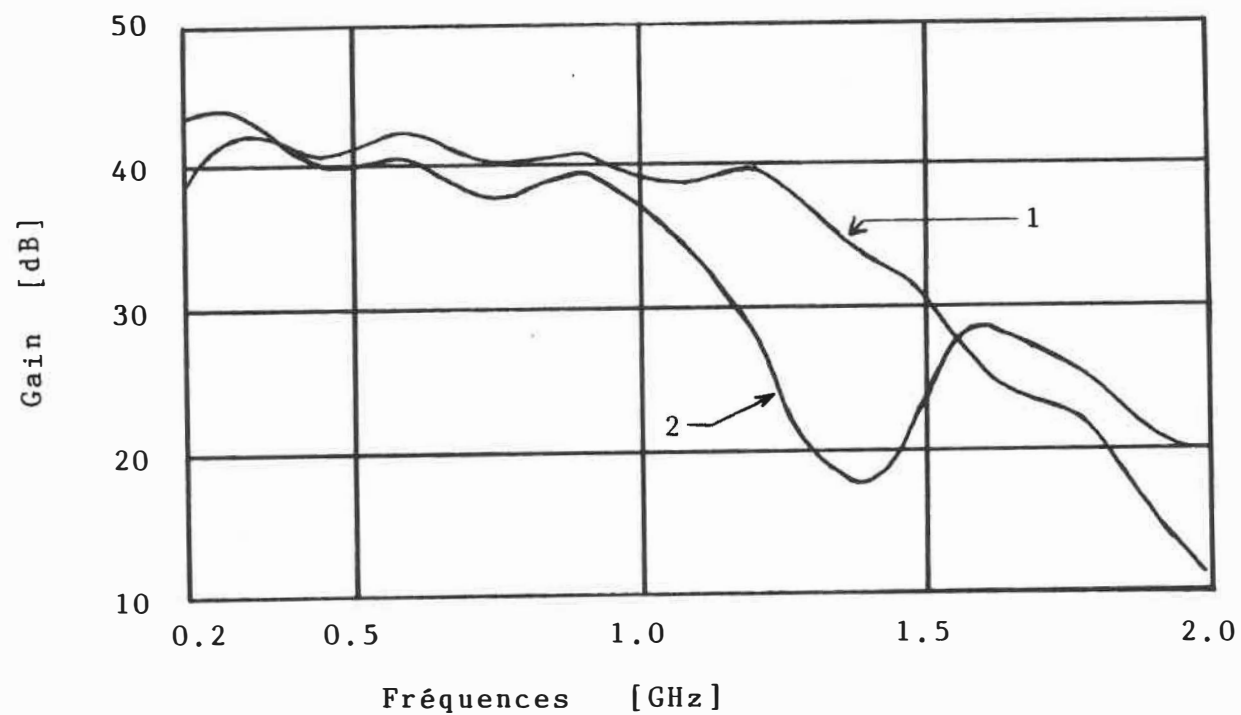
L'essai consistait à chauffer, comme pour les courbes de la figure 2.2, une charge placée à l'avant du radiomètre de la fig. 2.1 et de laisser refroidir cette charge tout en observant les variations de la tension à la sortie du détecteur du radiomètre. Le signal de tension de la figure 2.13 s'avère être au moins trois fois plus élevé que le signal de tension typiquement rencontré. De plus, il n'est pas affecté par un changement de température d'antenne.

La caractéristique à la figure 2.10 du comportement du détecteur HP323P utilisé dans le radiomètre nous indique que ce détecteur fonctionnait probablement près de la saturation. Mais quelle était la cause? Nous avons vite soupçonné l'amplificateur de tête à faible bruit.

Nous avons alors démonté le radiomètre pour en mesu-

Fig. 2.13 Radiomètre à amplification directe: comportement de saturation du détecteur du radiomètre.





1: second amplificateur du radiomètre, modèle APD614301
 2: étage de sortie du radiomètre, modèle PD644401

Fig. 2.14 Gain des amplificateurs UHF du radiomètre.

rer certains de ses composants. On constate à la figure 2.14, que le gain des amplificateurs UHF du radiomètre est proche des valeurs données par le manufacturier. N'ayant pas à ce moment-là, de générateur entre 4.5 et 5.0 GHz pour mesurer le gain de l'amplificateur à faible bruit de la compagnie Amplica, ni d'analyseur spectral avec un présélecteur, nous avons décidé tout simplement de connecter un wattmètre modèle HP435A avec un détecteur HP8481A à la sortie de l'amplificateur Amplica modèle 3123CST-1. L'entrée de l'amplificateur étant terminée par une charge de 50Ω , la plage dynamique de l'ensemble formé par le wattmètre et le détecteur, est limité vers le bas par un niveau de bruit de l'ordre de $0.3 \mu\text{W}$.

Calculons le niveau de bruit qui devrait sortir de l'amplificateur en tenant compte de la largeur de bande du détecteur HP8481A (10 à 18000 MHz). Dans le pire des cas on a :

$$(2.13) \quad P = GF kTB_1 + kTB_2$$

Où $G = 79.4$ (19 dB)
 $F = 1.58$ (2.0 dB)
 $k = 1.38 \times 10^{-23}$ J/°K
 $T = 300$ °K
 $B_1 = (5100 - 10)$ MHz
 $B_2 = (18000 - 5100)$ MHz

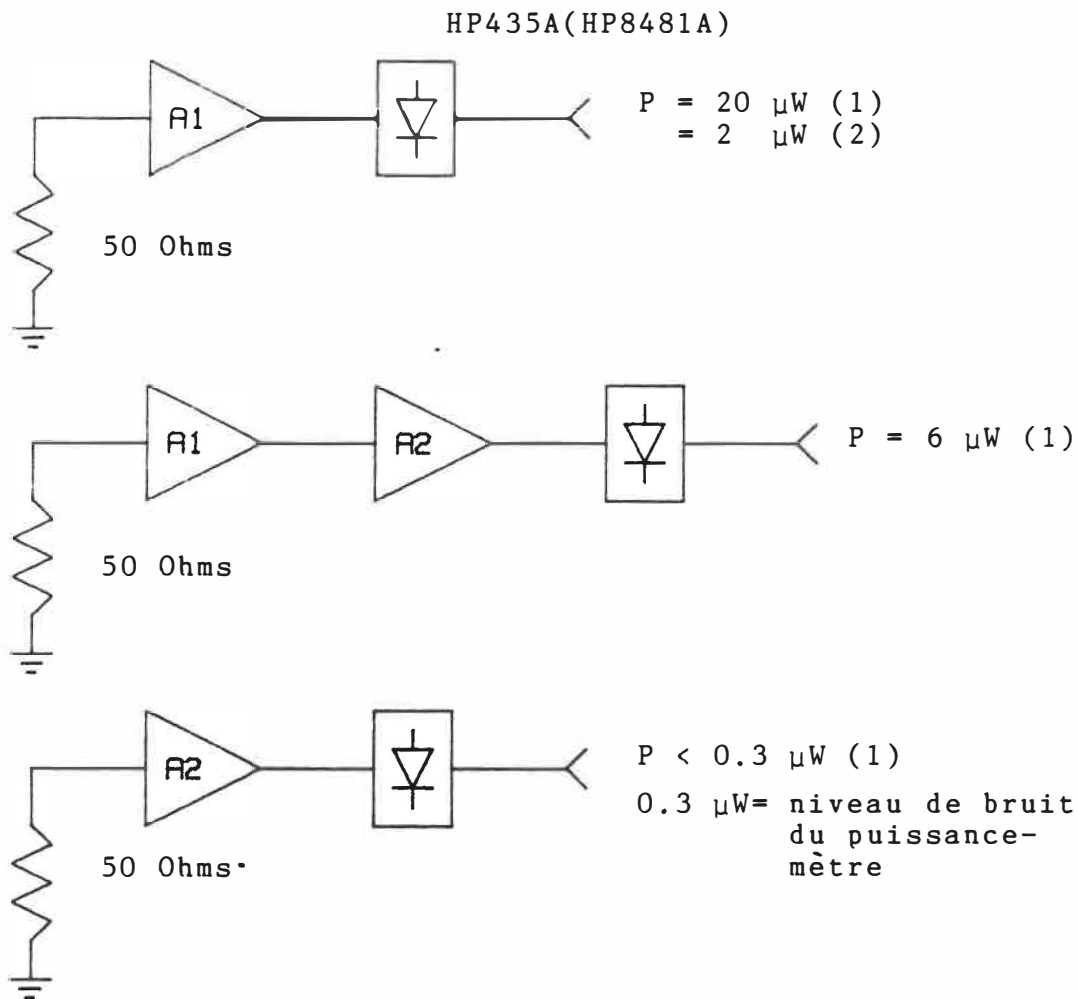
On calcule avec l'équation 2.13 que :

$$10 \log P/1 \text{ mW} \approx -55 \text{ dBm}$$

Ce niveau de bruit ne devrait pas être mesurable par le wattmètre. Or, il s'est avéré que nous avons mesuré une puissance de 20 μ W à la sortie de l'amplificateur faible bruit.

Soupçonnant une dégradation du facteur de bruit de l'amplificateur faible bruit, nous avons placé l'amplificateur de queue du radiomètre à sa suite (voir figure 2.15). La bande passante de cet amplificateur étant de 100 MHz à 1.1 GHz environ, il pouvait agir comme filtre. Le niveau de bruit est alors passé de 20 μ W à 6 μ W. Notons que la contribution au bruit de l'amplificateur de queue est négligeable.

Il alors été décidé, selon des intervalles réguliers, d'alimenter l'amplificateur "faible bruit" pour plusieurs jours, puis de l'éteindre pour le laisser se reposer pendant une période de temps équivalente. Un mois



A1: amplificateur faible bruit du radiomètre
 modèle Amplica 3123CSI-1

A2: amplificateur Amplica ADP614301

(1) Décembre 1985

(2) Février 1986

Fig. 2.15 Montage permettant la mesure d'excès de puissance de bruit sur l'amplificateur faible bruit du radiomètre.

plus tard, le niveau de bruit à la sortie de l'amplificateur faible bruit était redescendu à $2 \mu\text{W}$.

Ce niveau semble acceptable, car il est assez bas pour qu'avec un radiomètre de type Dicke on puisse obtenir une sensibilité de l'ordre de 0.2 à $0.4 \text{ } ^\circ\text{C}$, pour une seconde d'intégration.

Mentionnons aussi, qu'il existe une oscillation de 80 KHz (figure 2.16), aux bornes du circuit de polarisation de l'amplificateur de tête du radiomètre (Amplifica 3123 CSI-1). Cette oscillation ne semble pas affecter la sensibilité du radiomètre. Il suffit de découpler l'alimentation de l'amplificateur de tête du radiomètre avec le reste du circuit.

Nous avons eu l'occasion d'utiliser un appareil (HP 8970A) permettant, lorsqu'il est complété avec la source de bruit HP364A, des mesures point à point de facteur de bruit. Cet appareil d'utilisation relativement simple [63], fonctionne entre 10 MHz et 1600 MHz . Il permet aussi la mesure simultanée de gain. Nous avons aux tableaux 2.5 et 2.6, mesuré le gain et le facteur de bruit pour différentes fréquences, des amplificateurs UHF du radiomètre. Les résultats correspondent aux valeurs données par le manufacturier.

De plus, nous avons également utilisé durant la même

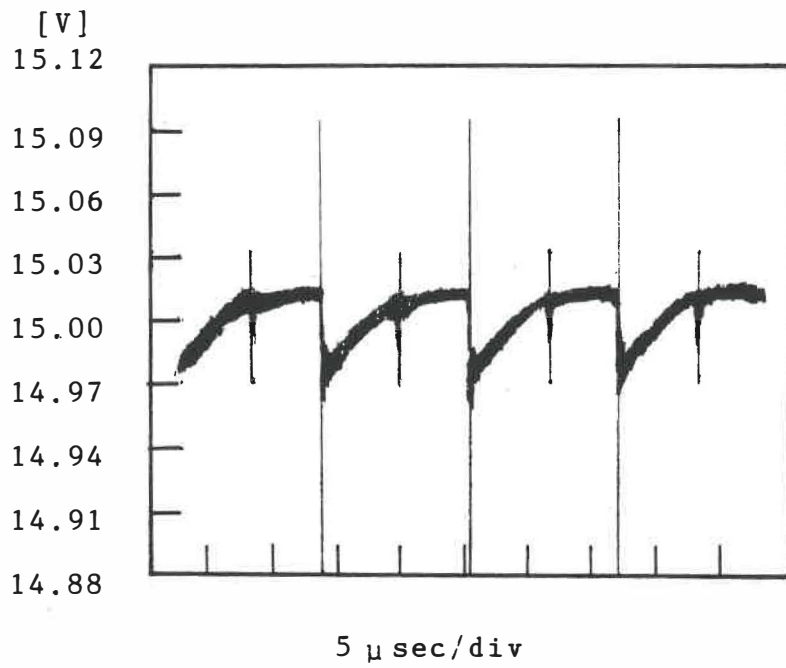


Fig. 2.16 Oscillations aux bornes de l'alimentation de l'amplificateur de tête du radiomètre (Amplica 3123 CSI-1).

Février 1987 $V_{cc} = 15.0 \text{ V}$ $I = 60 \text{ mA}$				
Fréquences $\pm 1 \text{ MHz}$ [MHz]	Mesures		Manufacturier	
	Gain $\pm 0.2 \text{ dB}$ [dB]	$10 \log F$ $\pm 0.1 \text{ dB}$ [dB]	gain [dB]	$10 \log F$ [dB]
100	22.9	11.3		
200	35.0	4.9		
300	38.5	3.0		
400	40.3	2.4		
500	40.7	2.1	41.4	2.3
600	41.2	2.0		
700	41.2	1.9		
750	41.5	1.9	42.2	2.1
800	41.3	1.9		
900	41.1	1.9		
1000	41.2	2.0	42.0	2.2
1100	41.4	2.0		
1200	41.6	2.1		

Tableau 2.5: Résultats des mesures de facteurs de bruit
et de gain de l'amplificateur Amplica
APD 614301.

Février 1987 $V_{cc} = 15.0 \text{ mV}$ $I = 240 \text{ mA}$				
Fréquences $\pm 1 \text{ MHz}$ [MHz]	Mesures		Manufacturier	
	Gain $\pm 0.2 \text{ dB}$ [dB]	$10 \log F$ $\pm 0.1 \text{ dB}$ [dB]	gain [dB]	$10 \log F$ [dB]
100	22.5	7.3		
200	38.3	2.8		
300	39.2	2.2		
400	38.8	2.0		
500	38.3	1.8	38.2	1.82
600	38.3	1.7		
700	38.1	1.5		
750	38.2	1.5	38.4	1.47
800	38.5	1.4		
900	38.6	1.4		
1000	38.7	1.7	39.1	1.83
1100	37.0	3.0		
1200	30.6	6.0		

Tableau 2.6: Résultats des mesures de facteurs de bruit et de gain de l'amplificateur de queue Amplica modèle PD644401.

période de temps, un analyseur de réseau HP 8510. Aux figures 2.17, 2.18 et 2.19, on retrouve respectivement des mesures de gain et de coefficient de réflexion prises à l'entrée et à la sortie de l'amplificateur faible bruit (Amplifica 3123 CSI-1) de tête du radiomètre.

De la figure 2.17, on remarque que le maximum de gain de l'amplificateur ne se trouve pas entre 4.5 et 5.0 GHz, mais à 3.85 GHz. De plus, à 1 GHz, l'amplificateur a un gain de 18 dB.

Nous avons comparé au tableau 2.7 les courbes tracées aux figures 2.17, 2.18 et 2.19 à l'information donnée par le fabricant. Les valeurs du taux d'onde stationnaire (T.O.S.) mesurée sont à peu de choses près, identiques à celles fournies par le fabricant. Mais, on dénote à 5000 MHz une baisse d'environ 1 dB dans le gain de l'amplificateur.

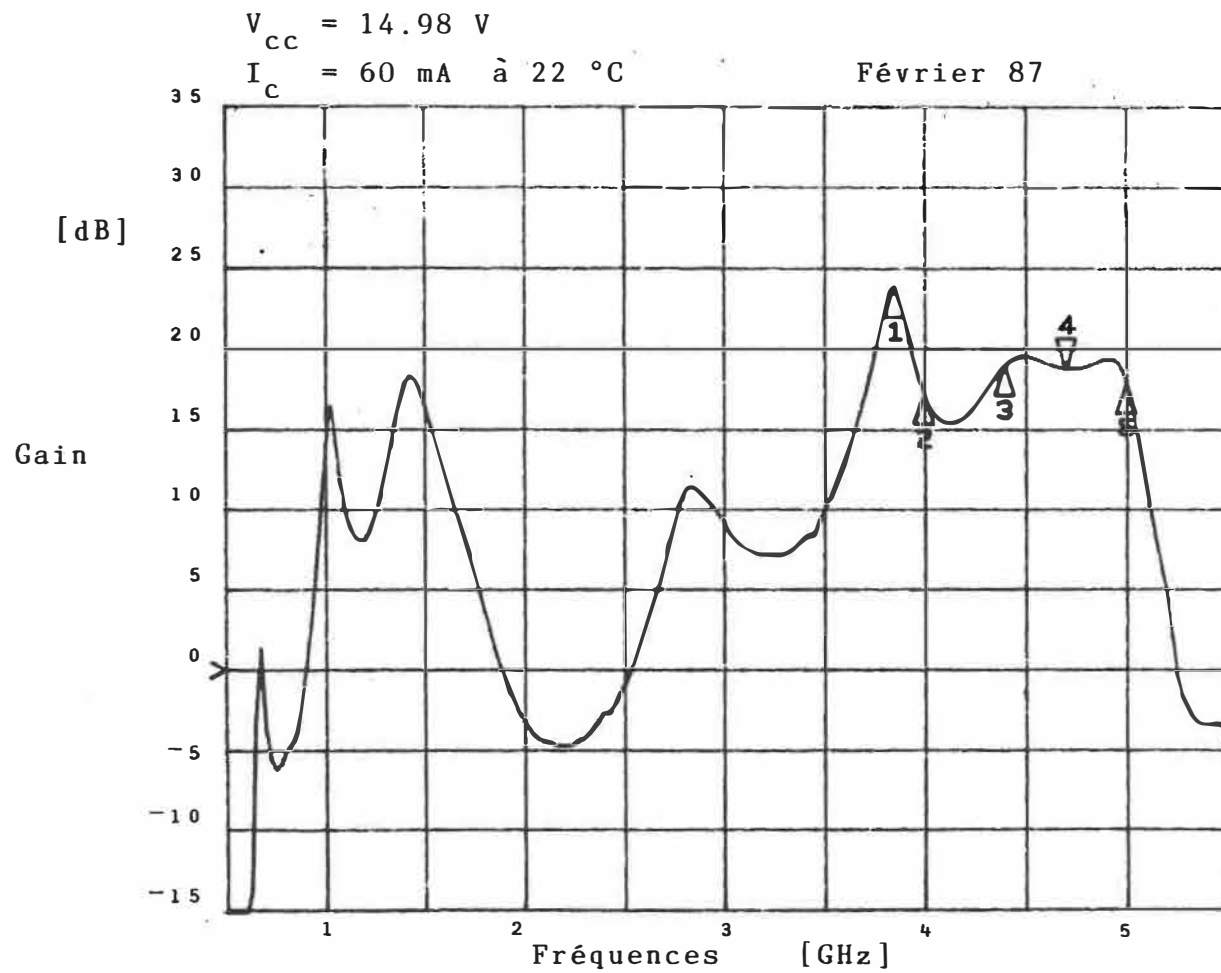


Fig. 2.17 Mesures de gain de l'amplificateur de tête du radiomètre (Amplica 3123 CSI-1).

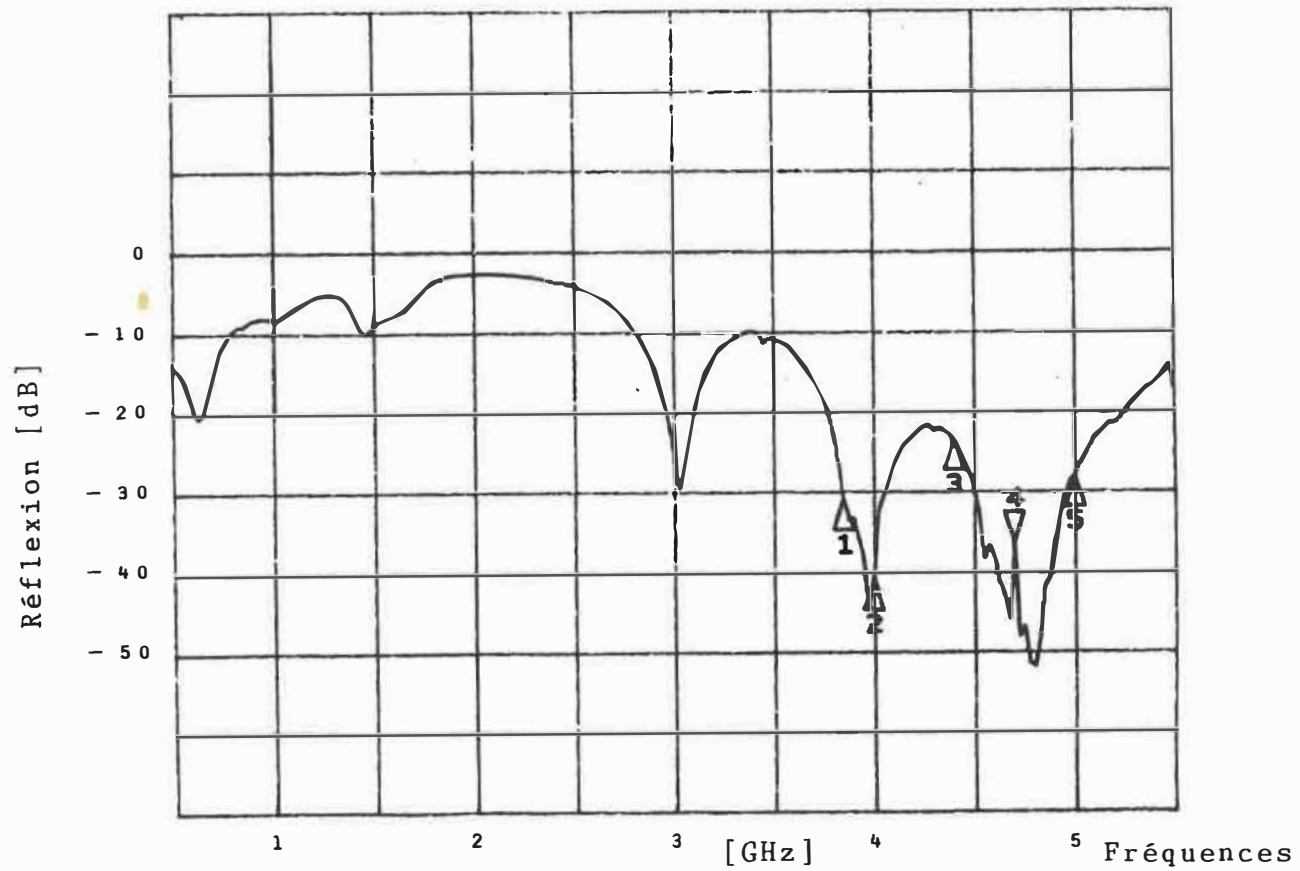


Fig. 2.18: Mesures de coefficient de réflexion prises à l'entrée de l'amplificateur de tête du radiomètre (Amplifica 3123CSI-1).

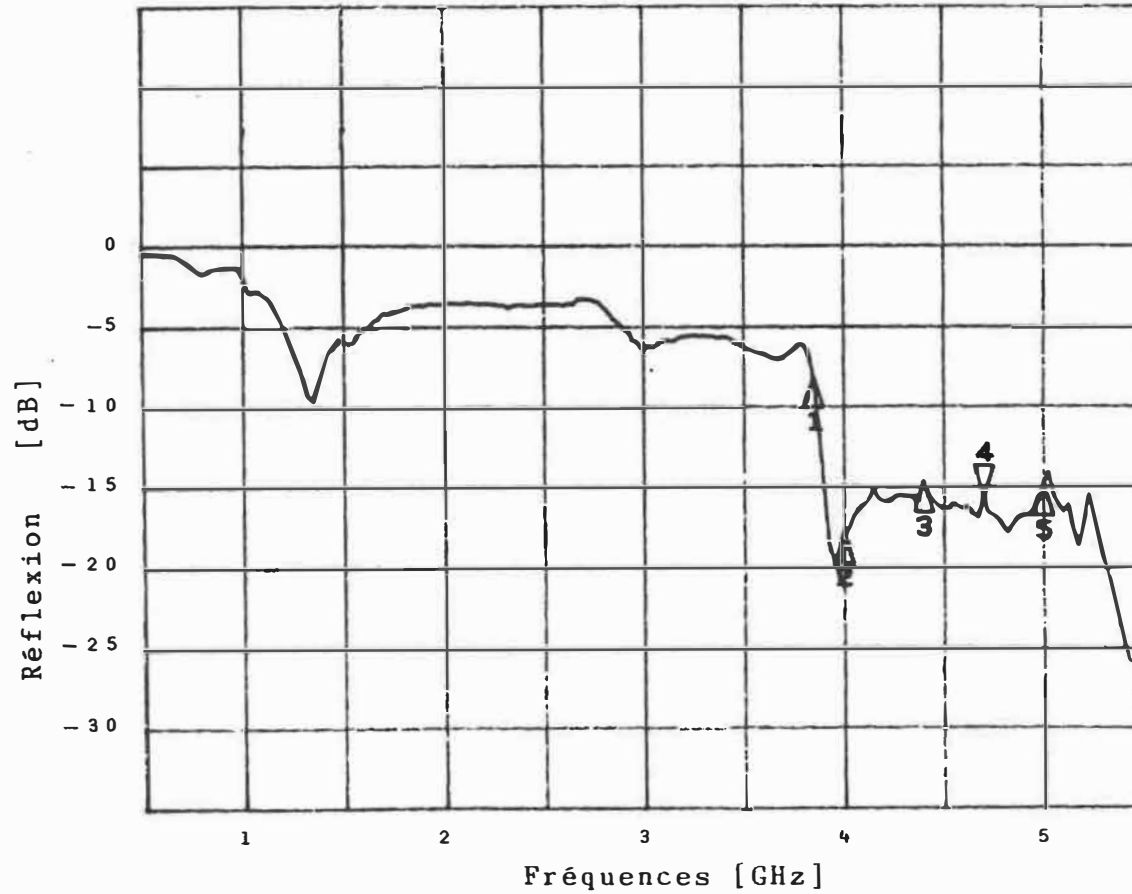


Fig. 2.19: Mesures de coefficient de réflexion prises à la sortie de l'amplificateur de tête du radiomètre (Amplifica 3123CSI-1).

$V_{cc} = 14.98 \text{ V}$ $I_c \approx 60 \text{ mA}$ Température = +22 °C							
Marqueurs	Fréquences [MHz]	Mesures			Manufacturier		
		Gain [dB] ±0.1dB	T.O.S. à l' entrée	T.O.S. à la sortie	Gain [dB]	T.O.S. à l' entrée	T.O.S. à la sortie
1	3850	23.8	1.06	2.28			
2	4000	17.2	1.02	1.30			
3	4400	19.0	1.15	1.45	19.4	1.12	1.43
4	4700	18.8	1.03	1.40	19.1	1.11	1.43
5	5000	17.9	1.07	1.44	19.0	1.04	1.38

Tableau 2.7: Caractéristiques d'amplifications de l'amplificateur de tête du radio-mètre (Amplifica 3123CSI-1).

2.5 Influence de la fréquence de commutation sur la sensibilité du radiomètre de type Dicke (théorie)

Il a été démontré [1,53] que l'écart minimum de température détectable (qui est une mesure de la sensibilité du système) ou encore l'écart-type sur la mesure d'une différence de température d'un radiomètre de type Dicke à ondes carrées tel que représenté à la figure 2.20 est :

$$(2.14) \Delta T = \Delta \sigma_{T_a - T_r} = \left[\frac{(T_a + T_n)^2}{B t/2} + \frac{(T_r + T_n)^2}{B t/2} + \left[(T_a - T_r) \frac{\Delta G}{G} \right]^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad [^{\circ}\text{K}]$$

Les quantités T_a , T_r , et T_n sont respectivement les températures de bruit en degrés Kelvin de l'antenne, de la charge de référence et du radiomètre. La bande passante B équivalente de bruit de la partie radiofréquence est donnée à l'équation (2.2), alors que le temps d'intégration t de la partie basse fréquence est donnée par l'équation (2.3).

Le développement qui a amené le résultat de l'équation (2.14) ne tient pas compte de la fréquence de modulation f_m du radiomètre. Intuitivement, il est possible de sentir que l'influence du spectre des fluctuations de

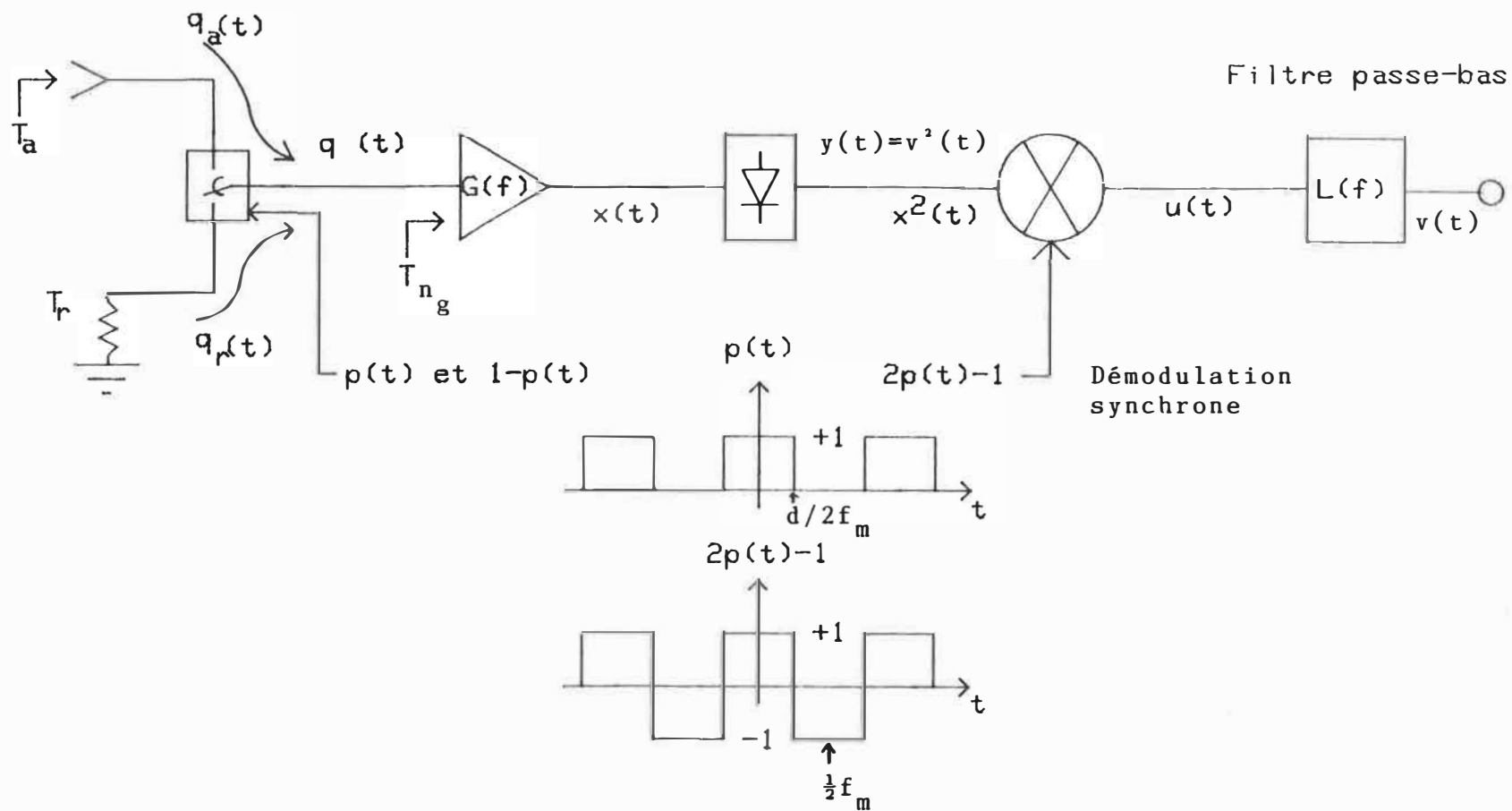


Fig. 2.20 Représentation schématique du radiomètre de Dicke à ondes carrées.

gain du radiomètre $(\Delta G/G)^2$, peut être fonction de la fréquence de commutation. L'exposé qui suit est basé en partie sur celui de Thomson [55], mais son interprétation repose sur celle de Magnum et Künzi [56, 57].

Reconsidérons le diagramme bloc de la figure 2.20. Un commutateur RF parfaitement adapté, modulé par le signal $p(t)$, regarde alternativement une charge de référence maintenue à la température T_r et une antenne idéale pointant un ciel dont la température équivalente correspond à T_a . Selon la position du commutateur, le radiomètre a une température de bruit ramenée à l'entrée T_{n_a} ou T_{n_r} . Posons, sans perte de généralité, que la réponse en fréquence du commutateur ne varie pas sur la bande d'opération du radiomètre. Son gain se situant entre 0 et 1, est l'inverse de sa perte d'insertion ($1 < L < \infty$). Il est alors facile de démontrer que:

$$(2.15) \quad \begin{aligned} T_{n_a} &= T_0 (L_a - 1) + L_a T_{ng} & [^{\circ}\text{K}] \\ T_{n_r} &= T_0 (L_r - 1) + L_r T_{ng} & [^{\circ}\text{K}] \end{aligned}$$

Où T_0 représente la température physique du commutateur. Les pertes d'insertion prennent selon le chemin choisi par le commutateur, les valeurs L_a ou L_r . La température de bruit T_{ng} tient compte de l'effet des composants du radiomètre se situant après le commutateur. Remarquons

que si $L_a = L_r = 1$, le commutateur est alors sans perte. Le signal de bruit avant amplification, s'exprime en volts par:

$$(2.16) \quad q(t) = (q_a(t) + q_{n_a}(t))p(t) + (q_r(t) + q_{n_r}(t))(1-p(t))$$

$$\text{où } p(t) = \begin{cases} 1 & \text{pour } 0 \leq |t| < d/2f_m \\ 0 & \text{pour } d/2f_m < |t| < 1/2f_m \end{cases}$$

est une fonction périodique pouvant être décrite par cette série de Fourier:

$$(2.17) \quad p(t) = d + 2d \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin n\pi d}{n\pi d} \cos n\omega_m t$$

$$\omega_m = 2\pi f_m \quad [\text{rad/Hz}]$$

où d est le rapport entre le temps passé à observer l'antenne et la période de commutation. Dans cette étude, d sera égal à $\frac{1}{2}$. Remarquons que la fonction modulante $p(t)$ peut être mise sous la forme suivante:

$$(2.18) \quad p(t) = d + m(t) \text{ avec } E[m(t)] = 0 \text{ et } E[p(t)] = d.$$

De plus, $p(t)$ est statiquement indépendante des tensions

de bruit.

Les spectres de densité de puissance des tensions de bruit $q_a \dots q_n$ s'écrivent:

$$(2.19) \quad S_{q_a}(f) = \frac{kT_a}{2L_a}, \quad S_{q_r}(f) = \frac{kT_r}{2L_r} \quad [W/Hz]$$

$$S_{q_{na}}(f) = \frac{kT_{na}}{2L_a}, \quad S_{q_{nr}}(f) = \frac{kT_{nr}}{2L_r}$$

Le comportement des variables aléatoires $q_a \dots q_n$ peut être décrit par les fonctions d'autocorrélation: $R_a(\tau) \dots R_n(\tau)$. Rappelons aussi que si un processus aléatoire est stationnaire au sens large du terme, le spectre de densité de puissance de cette variable peut être obtenu en effectuant la transformée de Fourier de sa fonction d'autocorrélation. De plus:

$$(2.20) \quad R_q(\tau) = \frac{1}{Z_o} E[q(t)q(t+\tau)]$$

$$R_q(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{Z_o 2T} \int_{-T}^T q(t) q(t+\tau) dt \quad [W]$$

On normalise le tout pour simplifier la notation à un système de 1 ohm:

$$(2.21) \quad Z_o = 1 \quad [\text{ohm}]$$

En considérant les variables aléatoires $q_a(t)$, $q_{na}(t)$, $q_r(t)$, $q_{nr}(t)$, comme mutuellement indépendantes et de moyennes nulles, la fonction d'autocorrélation de $q(t)$ vaut:

$$(2.22) \quad R_q(\tau) = R_{q_a}(\tau) R_p(\tau) + R_{q_{na}}(\tau) R_p(\tau) + \\ + R_{q_r}(\tau) R_{p_c}(\tau) + R_{q_{nr}}(\tau) R_{p_c}(\tau) \quad [W]$$

$$(2.23) \quad \text{avec } R_{p_c}(\tau) = 1 - 2d + R_p(\tau) \\ = R_p(\tau) \text{ si } d = \frac{1}{2}$$

La partie radiofréquence du radiomètre peut être considérée comme étant essentiellement linéaire. Le spectre de densité de puissance à sa sortie est donc de la forme:

$$(2.24) \quad S_x(f) = G(f) S_q(f) \quad [W/Hz]$$

$$(2.25) \quad S_x(f) = G(f) [(S_{q_a}(f) + S_{q_{na}}(f)) * S_p(f) + (S_{q_r}(f) + S_{q_{nr}}(f)) * S_{p_c}(f)]$$

où * est le signe de convolution.

Avec

$$(2.26) \quad R_p(\tau) = d^2 + R_m(\tau) \quad [W]$$

$$(2.27) \quad R_m(\tau) = 2d^2 \sum_{n=1}^{\infty} (\sin n\pi d)^2 (\cos n\omega_m \tau) / (n\pi d)^2 \quad [W]$$

$$(2.28) \quad S_p(f) = d^2 \delta(f) + S_m(f), \quad S_{p_c}(f) = (1-2d) \delta(f) + S_p(f)$$

en W/Hz

$$(2.29) \quad S_m(f) = d^2 \sum_{n \neq 0}^{\infty} \text{sinc}^2(n\pi d) \delta(f - nf_m) \quad [W/Hz]$$

$$\text{Sinc} x = (\sin x) / x$$

A ce point, il est bon de se rappeler que la fréquence de modulation du radiomètre varie au plus entre 0 Hz et 1 kHz.

On se rend compte que la largeur de bande du spectre utile de $S_p(f)$ est pratiquement nulle, si on la compare soit au spectre $G(f)$ soit aux signaux thermiques. La bande passante $G(f)$ du radiomètre utilisé au laboratoire se

situe entre 4500 et 5000 MHz. Ainsi;

$$(2.30) \quad S_x(f) = [G(f)(S_{q_a}(f) + S_{q_{na}}(f))] * S_p(f) + \\ + [G(f)(S_{q_r}(f) + S_{q_{nr}}(f))] * S_{p_c}(f) \quad [W/Hz]$$

Les termes $S_p(f)$ et $S_{p_c}(f)$ peuvent être considérés comme des éléments quasi neutres du produit de convolution. La tension de bruit après amplification peut alors s'écrire:

$$(2.31) \quad x(t) = (a(t) + n_a(t))p(t) + (r(t) + n_r(t))(1-p(t)) \quad [V] \\ = v_a(t)p(t) + v_r(t)(1-p(t))$$

Avec comme densités spectrales:

$$(2.32) \quad S_a(f) = G(f) \frac{kT_a}{2L_a} = F[R_a(\tau)]; \quad S_r(f) = G(f) \frac{kT_r}{2L_r} = F[R_r(\tau)]$$

$$S_{na}(f) = G(f) \frac{kT_{na}}{2L_a} = F[R_{na}(\tau)]$$

$$S_{nr}(f) = G(f) \frac{kT_{nr}}{2L_r} = F[R_{nr}(\tau)] \quad [W/Hz]$$

On prendra aussi note des puissances totales suivantes:

$$(2.33) \quad R_a(0) = E[a'(t)] = \int_{-\infty}^{\infty} S_a(f) df = \frac{kT_a}{2L_a} \int_{-\infty}^{\infty} G(f) df \quad [W]$$

$$R_r(0) = E[r'(t)] = \int_{-\infty}^{\infty} S_r(f) df = \frac{kT_r}{2L_r} \int_{-\infty}^{\infty} G(f) df$$

$$R_{na}(0) = \frac{kT_{na}}{2L_a} \int_{-\infty}^{\infty} G(f) df; \quad R_{nr}(0) = \frac{kT_{nr}}{2L_r} \int_{-\infty}^{\infty} G(f) df$$

On croit généralement que les fluctuations statistiques dans le temps du gain de la partie RF constituent le facteur interne qui limite en fin de compte la sensibilité d'un radiomètre. Ces variations de gain peuvent être causées par des fluctuations dans le bloc d'alimentation, par la température ou même par des vibrations mécaniques. Ces fluctuations modulent, pour ainsi dire, la réponse $x(t)$ du premier étage d'amplification:

$$(2.34) \quad v(t) = x(t)(1+g(t)) \quad [V]$$

Il semble raisonnable de décrire $g(t)$ par les propriétés suivantes:

- (2.35) (i) $g(t)$ est un processus stationnaire au sens large du terme
- (ii) $g(t)$ est statistiquement indépendant des autres variables présentées jusqu'à maintenant
- (iii) La moyenne de $g(t)$ sur un temps suffisamment long, tend vers zéro: $E[g(t)] = 0$
- (iv) L'écart-type de $g(t)$ est plus petit que 1, de telle façon, qu'à toute fin pratique, le maximum de $g(t)$ soit plus petit que 1:
 $\sigma_g \ll 1$
- (v) La densité spectrale de puissance $S_g(f)$ de $g(t)$ décroît rapidement pour être pratiquement négligeable à des fréquences de plusieurs kHz. De plus:
 $\text{Var}[g(t)] = E[g^2(t)] = \int_{-\infty}^{\infty} S_g(f) df = \sigma_g^2$

La tension de bruit $y(t)$ à la sortie du détecteur quadratique est donnée, à une constante de multiplication près, par:

$$(2.36) \quad y(t) = v^2(t) = x^2(t)(1 + 2g(t) + g^2(t)) \quad [V]$$

Considérant l'hypothèse (iv), on obtient:

$$(2.37) \quad y(t) \approx x^2(t)(1 + 2g(t)) \quad [V]$$

$$(2.38) \quad y(t) = [v_a^2(t)p^2(t) + 2v_a(t)p(t)v_r(t)(1-p(t)) + v_r^2(t)(1-p(t))^2](1+2g(t)) \quad [V]$$

Le terme croisé étant nul et en tenant compte des propriétés du signal de commutation, l'équation (2.38) devient:

$$(2.39) \quad y(t) = [v_a^2 p(t) + v_r^2 (1-p(t))](1+2g(t)) \quad [V]$$

Dans le radiomètre utilisé originalement par Dicke [58], un filtre passe-bande, centré à la fréquence de commutation, était placé avant la démodulation. Ceci dans l'espoir de diminuer l'influence des fluctuations de gain sur la sensibilité du radiomètre. Lorsque ces fluctuations sont négligeables, cet ajout a pour effet de diminuer la sensibilité du radiomètre de Dicke.

N'ayant pas de filtre passe-bande avant la démodulation, nous avons en multipliant (2.39) par $(-1+2p(t))$ le signal démodulé:

$$(2.40) \quad u(t) = v_a^2 p(t)(1+2g(t)) - v_r^2 (1-p(t))(1+2g(t)) \quad [V]$$

On obtient alors comme fonction d'autocorrélation:

$$(2.41) \quad R_u(\tau) = E[u(t)u(t+\tau)] \quad [W]$$

En considérant que les variables aléatoires $v_a(t)$, $v_r(t)$, $p(t)$ et $g(t)$ sont mutuellement statistiquement indépendantes et que $E[p(t)] = \frac{1}{2}$, (2.41) devient avec l'aide de (2.26), (2.35iii) et de (2.40):

$$(2.42) \quad R_u(\tau) = R_{v_a^2}(\tau)R_p(\tau)[1+4R_g(\tau)] + \\ + R_{v_r^2}(\tau)R_p(\tau)[1+4R_g(\tau)] \\ - 2E[v_r^2(t)]E[v_a^2(t)][\frac{1}{4}-R_m(\tau)][1+4R_g(\tau)] \quad [W]$$

Le spectre à la sortie du filtre passe-bas est alors:

$$(2.43) \quad S_v(f) = L(f)F[R_u(\tau)] \quad [W/Hz] \\ = L(f)([F[R_{v_a^2}(\tau)] + F[R_{v_r^2}(\tau)]] * S_p(f) * [\delta(f) \\ + 4S_g(f)]) - 2L(f)(F[E[v_r^2(t)]] * F[E[v_a^2(t)]] * \\ [\delta(f)/4 + S_g(f) - S_m(f) - 4S_m(f) * S_g(f)])$$

Calculons séparément certains termes de l'équation (2.43).

Ainsi, l'équation (2.31) permet d'écrire, en sachant que $a(t)$ et $n(t)$ sont statistiquement indépendantes et de moyennes nulles, que:

$$(2.44) \quad E[v_a^2(t)] = E[a^2(t)] + E[n_a^2(t)] \quad [W]$$

Tenant compte de (2.33), on arrive à:

$$(2.45) \quad F[E[v_a^2(t)]] = \left(\frac{k}{2L_a} \int_{-\infty}^{\infty} G(f) df \right) (T_a + T_{n_a}) \delta(f) \quad [W/Hz]$$

De même:

$$(2.46) \quad F[E[v_r^2(t)]] = \left(\frac{k}{2L_r} \int_{-\infty}^{\infty} G(f) df \right) (T_r + T_{n_r}) \delta(f) \quad [W/Hz]$$

D'autre part, les variables aléatoires $v_a(t)$ et $v_r(t)$ suivent une loi normale, on a alors:

$$(2.47) \quad R_{v_a}(\tau) = E^2[v_a^2(t)] + 2R_{v_a}^2(\tau) \quad [W]$$

De la même façon que l'équation (2.44), on pourrait montrer que:

$$(2.48) \quad R_{v_a}(\tau) = R_a(\tau) + R_{n_a}(\tau) \quad [W]$$

La transformée de Fourier de (2.48) donne avec l'aide de (2.32):

$$(2.49) \quad S_{v_a}(f) = \frac{k}{2L_a} G(f) (T_a + T_{n_a}) \quad [W/Hz]$$

La densité spectrale de l'équation (2.47) est, en utilisant (2.45) et (2.49):

$$(2.50) \quad F[R_{v_a}^2(\tau)] = \left(\frac{k}{2L_a} \int_{-\infty}^{\infty} G(f) df \right)^2 (T_a + T_{n_a})^2 \delta(f) + \\ + \frac{k^2}{(2L_a)^2} (T_a + T_{n_r})^2 G(f) * G(f) \quad [W/Hz]$$

De façon similaire,

$$(2.51) \quad F[R_{v_r}^2(\tau)] = \left(\frac{k}{2L_r} \int_{-\infty}^{\infty} G(f) df \right)^2 (T_r + T_{n_r})^2 \delta(f) + \\ + \frac{2k^2}{(2L_r)^2} (T_r + T_{n_r})^2 G(f) * G(f) \quad [W/Hz]$$

Nous allons examiner le cas où $L=L_a=L_r$, ce qui implique que $T_n=T_{n_a}=T_{n_r}$. Utilisant les équations (2.45), (2.46), (2.50) et (2.51) dans (2.43), nous obtenons le résultat intermédiaire suivant:

$$\begin{aligned}
(2.52) \quad S_v(f) = & (k/(2L) \int_{-\infty}^{\infty} G(f) df)^2 ((T_a + T_n)^2 + (T_r + T_n)^2) \times \\
& \cdot L(f)(S_p(f) + S_p(f) * 4S_g(f)) \\
& + 2(k/(2L))^2 ((T_a + T_n)^2 + (T_r + T_n)^2) L(f) \times \\
& (G(f) * G(f) * S_p(f) + G(f) * G(f) * S_p(f) * 4S_g(f)) \\
& - 2(k/(2L) \int_{-\infty}^{\infty} G(f) df)^2 (T_a + T_n)(T_r + T_n)(L(0)\delta(f)/4 \\
& + L(f)S_g(f) - L(f)S_m(f) - 4L(f)S_m(f) * S_g(f)) \quad [W/Hz]
\end{aligned}$$

Sachant que le temps d'intégration du filtre passe-bas est généralement supérieur à $\frac{1}{2}$ seconde et que la fréquence de commutation du radiomètre est supérieure à 50 Hz, le terme $L(f)S_m(f)$ peut être considéré comme étant nul. Le terme $L(f)S_p(f)$ tant qu'à lui devient, avec l'aide de (2.28), égal à $L(0)\delta(f)/4$. Le terme centré à $f=0$ Hz du produit de convolution $G(f)*G(f)$ ne variant pratiquement pas sur le spectre utile de $S_p(f)$, nous pouvons approximer sans trop faire d'erreur:

$$(2.53) \quad L(f)G(f)*G(f)*S_p(f) \approx L(f)G(f)*G(f) \int_{-\infty}^{\infty} S_p(f) df$$

Le filtre passe-bas étant encore plus étroit que $S_p(f)$, l'équation (2.53) devient:

$$\begin{aligned}
 (2.54) \quad L(f)G(f)*G(f)*S_p(f) &= L(f) \int_{-\infty}^{\infty} S_p(f) df \lim_{f \rightarrow 0} \int_{-\infty}^{\infty} G(u)G(f-u) du \\
 &= L(f) \int_{-\infty}^{\infty} S_p(f) df \int_{-\infty}^{\infty} G^2(f) df \\
 &= \frac{1}{2} L(f) \int_{-\infty}^{\infty} G^2(f) df
 \end{aligned}$$

Le spectre des fluctuations de gain $S_g(f)$ étant inférieur ou de même dimension que le spectre de $S_p(f)$, les hypothèses ayant amené à l'équation (2.54) peuvent être alors appliquées à :

$$\begin{aligned}
 (2.55) \quad L(f)G(f)*G(f)*S_p(f)*4S_g(f) \\
 \approx L(f) \int_{-\infty}^{\infty} G^2(f) df \int_{-\infty}^{\infty} S_p(f)*S_g(f) df
 \end{aligned}$$

L'équation (2.28) permet de réécrire (2.55) :

$$\begin{aligned}
 (2.56) \quad (2.55) &= L(f) \int_{-\infty}^{\infty} G^2(f) df (4d^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \text{sinc}^2(n\pi/2) \int_{-\infty}^{\infty} S_g(f) df) \\
 &= L(f) 2 \int_{-\infty}^{\infty} G^2(f) df \int_{-\infty}^{\infty} S_g(f) df
 \end{aligned}$$

Le terme de la ligne suivante se simplifie avec l'aide de (2.28) comme :

$$(2.57) \quad L(f)S_p(f)*4S_g(f) = L(f) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \text{sinc}^2(n\pi d) S_g(f - nf_m)$$

De même;

$$(2.58) \quad 4L(f)S_m(f)*S_g(f)=L(f)\sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq 0}}^{\infty} \text{sinc}^2(n\pi d)S_g(f-nf_m)$$

Le spectre de puissance à la sortie du filtre devient, avec les expressions (2.54) à (2.58) appliquées au résultat de l'équation (2.52):

$$(2.59) \quad S_v(f) = ((k/2L) \int_{-\infty}^{\infty} G(f)df)^2 (T_a - T_r)^2 L(0) \delta(f) / 4 \\ + (k/2L)^2 ((T_a + T_n)^2 + (T_r + T_n)^2) (L(f) \int_{-\infty}^{\infty} G^2(f)df \\ + L(f) \int_{-\infty}^{\infty} G^2(f)df \int_{-\infty}^{\infty} S_g(f)df) \\ + (T_a - T_r)^2 L(f) S_g(f) ((k/2L) \int_{-\infty}^{\infty} G(f)df)^2 \\ + (T_a + T_r + 2T_n)^2 (L(f) \sum_{n \neq 0}^{\infty} \text{sinc}^2(n\pi d) S_g(f - nf_m)) \\ \times ((k/2L) \int_{-\infty}^{\infty} G(f)df)^2 \quad [W/Hz]$$

Le premier terme de l'équation (2.59) représente un signal continu proportionnel au carré de la différence de température entre l'antenne et la charge de référence. L'écart minimum de température détectable est donc limité par la puissance totale contenue dans les autres termes de bruit de l'équation (2.59).

$$\begin{aligned}
 (2.60) \quad \Delta T_{\min}^2 &= (T_a - T_r)^2 \quad [^\circ K^2] \\
 &= ((T_a + T_n)^2 + (T_r + T_n)^2) 4 \int_{-\infty}^{\infty} L(f) df / L(0) \\
 &\times \left(\int_{-\infty}^{\infty} G^2(f) df / \left(\int_{-\infty}^{\infty} G(f) df \right)^2 \right) \left(1 + \int_{-\infty}^{\infty} S_g(f) df \right) \\
 &+ (T_a - T_r)^2 \int_{-1/2t}^{1/2t} S_g(f) df \quad \frac{1}{2t} \\
 &+ (T_a + T_r + 2T_n)^2 \left(\sum_{n=1}^{\infty} 2 \operatorname{sinc}^2(n\pi d) \int_{-1/2t}^{1/2t} S_g(f - nf_m) df \right)
 \end{aligned}$$

Les bornes d'intégration $\pm 1/2t$ tiennent compte du fait que le filtre passe-bas $L(f)$ est limité de $-B_n$ à $+B_n$. Tenant compte des relations (2.2) et (2.3), (2.60) peut être réduit à:

$$\begin{aligned}
 (2.61) \quad \Delta T_{\min} &= (((T_a + T_n)^2 + (T_r + T_n)^2) (1 + \int_{-\infty}^{\infty} S_g(f) df) 2 / (Bt) \\
 &+ (T_a - T_r)^2 \int_{-B_n}^{B_n} S_g(f) df \quad [^\circ K] \\
 &+ (T_a + T_r + 2T_n)^2 \left(\sum_{n=1}^{\infty} 2 \operatorname{sinc}^2(n\pi d) \int_{-B_n}^{B_n} S_g(f - nf_m) df \right)^{\frac{1}{2}}
 \end{aligned}$$

Comparant ce résultat à l'équation (2.14), on trouve qu'une partie des fluctuations de gain dépendent dans une certaine mesure, de la fréquence de commutation. De plus, on s'aperçoit que l'importance du terme de fluctuation $(T_a - T_r)^2 (\Delta G/G)^2$ de l'équation (2.14) est limitée par la largeur de bande du filtre passe-bas.

$$(2.62) \quad (\Delta G/G)^2 = \int_{-B_n}^{B_n} S_g(f) df$$

Typiquement les variations de gain du récepteur peuvent être de l'ordre de 1%. Le terme $\int_{-\infty}^{\infty} S_g(f)df$ peut donc être négligé devant 1. Conservant les deux premiers termes de la série de l'équation (2.61), on obtient:

$$(2.63) \quad \Delta T_{\min} \approx (1/(Bt/2))((T_a + T_n)^2 + (T_r + T_n)^2) \\ + (T_a - T_r)^2 \int_{-B_n}^{B_n} S_g(f)df \\ + (T_a + T_r + 2T_n)^2 (8/\pi^2) \int_{-B_n}^{B_n} S_g(f - f_m)df \\ + \frac{8}{9\pi^2} \int_{-B_n}^{B_n} S_g(f - 3f_m)df) \frac{1}{2} \quad [^{\circ}K]$$

Dans le cas où la température d'antenne est la même que la température de référence, l'équation (2.63) se simplifie:

$$(2.64) \quad \Delta T_{\min} = (2(T_r + T_n)^2 / (Bt/2)) \\ + 4(T_r + T_n)^2 \int_{-B_n}^{B_n} S_g(f - f_m)df (8/\pi^2) \frac{1}{2} \quad [^{\circ}K]$$

où le terme $\int_{-B_n}^{B_n} S_g(f - 3f_m)df$ de l'équation (2.63) est considéré comme juste assez petit pour être négligé devant $\int_{-B_n}^{B_n} S_g(f - f_m)df$. Le filtre passe-bas étant étroit, il suffit de varier la fréquence de modulation pour déterminer le comportement du spectre de fluctuation du gain.

Dans le cas où f_m est assez élevé, pour que $\int_{-B_n}^{B_n} S_g(f - f_m)df$ soit négligeable devant les autres termes de l'équation (2.63), on obtient:

$$(2.65) \quad \Delta T_{\min} \approx (1/(Bt/2))((T_a + T_n)^2 + (T_r + T_n)^2) \\ + (T_a - T_r)^2 \int_{-\epsilon_n}^{\epsilon_n} S_g(f) df)^{\frac{1}{2}} \quad [^{\circ}K]$$

On constate que cette équation est identique à (2.14).

2.6 Influence de la fréquence de commutation sur la sensibilité du radiomètre de type Dicke: résultats expérimentaux

Nous allons, avant de déterminer l'influence de la fréquence de modulation sur la sensibilité du radiomètre, calculer la température de bruit du système. Le radiomètre utilisé est illustré à la figure 2.21, tandis que les paramètres permettant le calcul de la température de bruit sont donnés au tableau 2.8. Dans le cas où la température d'antenne est la même que la température de la charge de référence, on obtient, à partir de l'équation (2.65) l'écart minimum de température détectable:

$$(2.66) \Delta T = 2(T_a + T_n) / (Bt)^{\frac{1}{2}} \quad [^{\circ}K]$$

A la température du corps humain, pour une largeur de bande de 500 MHz et un temps d'intégration d'une seconde, ΔT vaut 0.06 °K. Cette valeur constitue en soit une limite à la sensibilité théorique du radiomètre.

Enfin, dans le cas où la température d'antenne est différente de 20°K à T_r , on peut calculer que la contribution, pour une seconde d'intégration, du terme $\Delta G/G \approx 0.002$ (tableau 2.2) dans l'équation (2.6) reste, pour $T_a = 310^{\circ}K$,

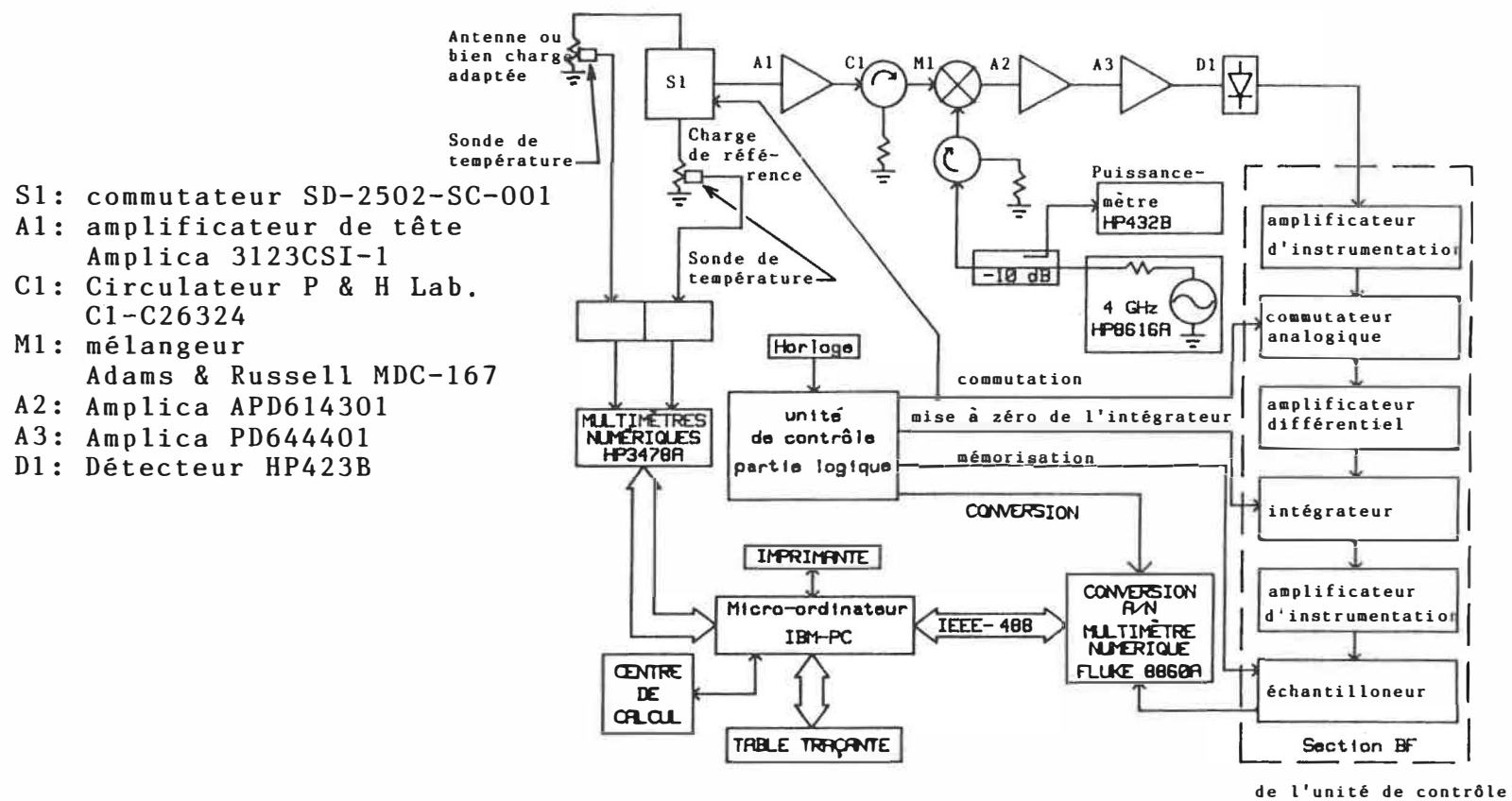


Fig. 2.21: Radiomètre de type Dicke utilisé au laboratoire.

Dispositifs	Gain		Facteur de bruit		Contribution au facteur de bruit du système
	[dB]	G_i	[dB]	F_i	
1) Commutateur RF de tête	-1.27	0.7464	1.27	1.340	$F_1 = 1.340$
2) Amplificateur de tête	19.0	79.43	2.0	1.585	$\frac{F_2 - 1}{G_1} = 0.784$
3) Isolateur	-0.25	0.9441	0.25	1.059	$\frac{F_3 - 1}{G_1 G_2} = 0.001$
4) Mélangeur	-9.0	0.1259	10	10	$\frac{F_4 - 1}{G_1 \dots G_3} = 0.161$
5) Premier Amplificateur IF	41	12589	2.5	1.778	$\frac{F_5 - 1}{G_1 \dots G_4} = 0.110$
6) Amplificateur de sortie	38	6310	1.8	1.513	$\frac{F_6 - 1}{G_1 \dots G_5} = 6 \times 10^{-6}$
$G_{\text{tot}} = 87.40 \text{ dB}$ $F_{\text{tot}} = 2.395$ $10 \log F_{\text{tot}} = 3.79 \text{ dB}$ $T_n = (F_{\text{tot}} - 1) T_o = 405 \text{ °K}$					

Tableau 2.8: Calcul théorique de l'indice de bruit du
du radiomètre de type Dicke de la fig. 2.21.

inférieure à 5%. Le résultat $(\Delta G/G)^2 = \int_{-B_n}^{B_n} S_g(f) df \approx 4 \times 10^{-6}$

est de même ordre de grandeur que les résultats typiques que l'on retrouve dans la littérature [56]. Déterminons maintenant l'influence de la fréquence de commutation sur le signal à la sortie du radiomètre. L'allure du spectre des fluctuations de gain dans l'équation (2.64) peut être déterminée en polarisant le commutateur haute fréquence vers la charge de référence. Simultanément, le démodulateur est commandé à une fréquence f_m . Le signal à la sortie, après une calibration appropriée de l'unité de contrôle, est d'environ 0 volt. Mentionnons aussi que l'erreur sur la précision de l'échantillonnage de l'unité de contrôle est de l'ordre de 0.7mV. Chaque point de la figure 2.22, pour une fréquence de modulation donnée, représente l'écart-type sur un échantillon de $n=25$ mesures:

$$(2.67) \quad \sigma_x = \left(\left(\sum_{i=1}^n x_i^2 - \left(\sum_{i=1}^n x_i \right)^2 / n \right) / (n-1) \right)^{\frac{1}{2}}$$

Le signal d'horloge utilisé comme base de temps était fourni par la programmation d'un micro-processeur AIM65/40 de Rockwell. Malheureusement, il n'a pas été possible d'augmenter la résolution fréquentielle des résultats de la figure 2.22, car, le lendemain, la base de temps du AIM s'est avérée défectueuse. Le cristal de l'horloge du

Temps d'intégration: 1 sec.
 Puissance de l'oscillateur local 15.0 mW.
 Ecart-type sur la précision de l'échantillonneur < 0.7 mV.

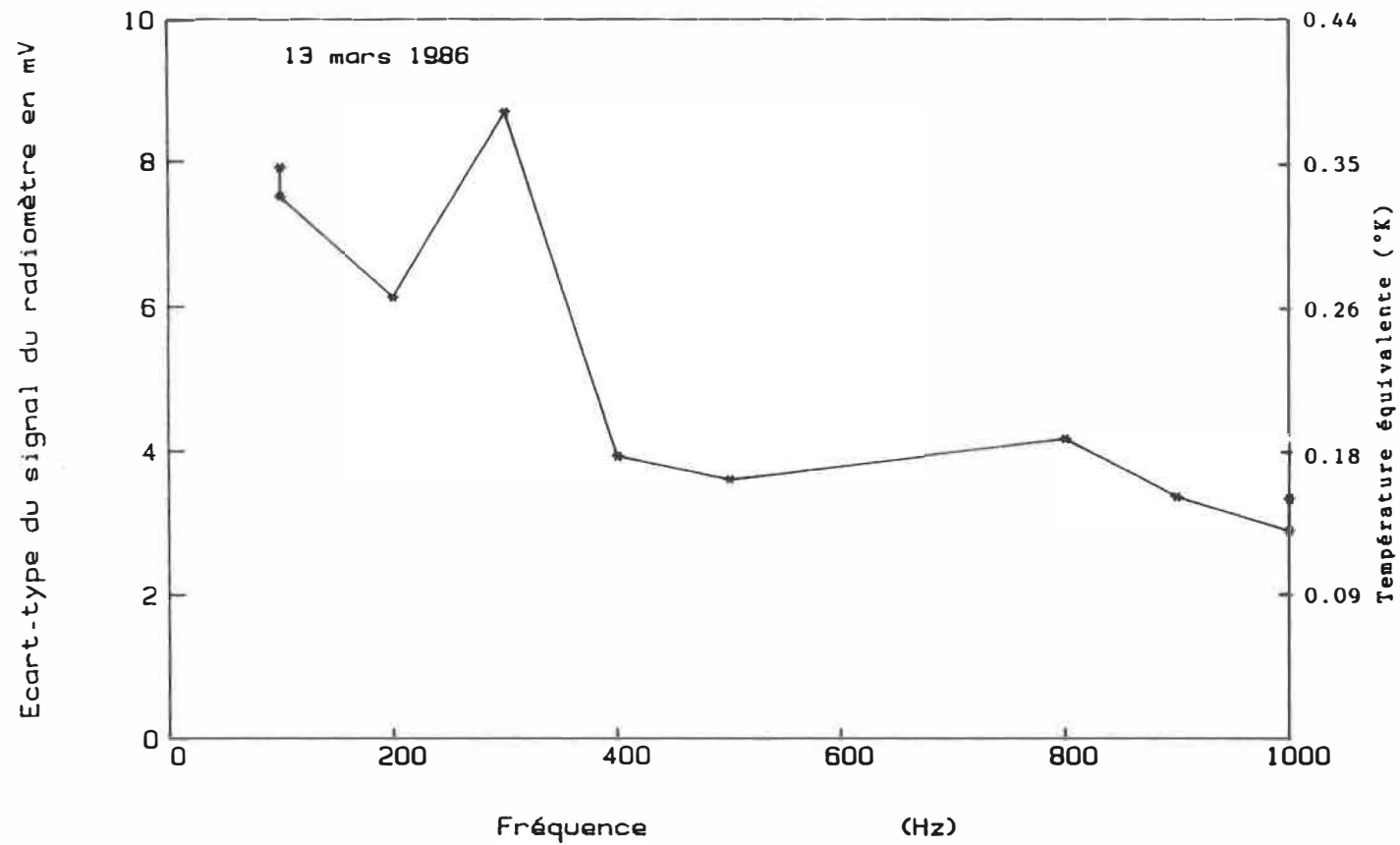


Fig. 2.22: Influence de la fréquence de commutation sur la sensibilité du radiomètre (cas $T_a = T_r$).

AIM 65/40 s'était oxydé avec le temps. Un autre montage a alors été utilisé. Cette nouvelle base de temps permettait la sélection de quelques fréquences de modulation. Les résultats obtenus (figure 2.23) avec l'aide de ce dernier montage sont similaires à ceux de la figure 2.22. Les résultats du tableau 2.9 nous permettent d'estimer que les variations de gain atteignent un maximum local, dans le spectre des variations de gain, à la cinquième harmonique de la fréquence du secteur. De plus, le spectre de fluctuations de gain semble croître de façon significative pour les fréquences inférieures à 100 Hz. Les fluctuations $\int S_g(f-100\text{Hz})df$ sont cent fois plus élevées, à $f_m=100\text{Hz}$, que les valeurs typiques trouvées par Künzi et Magnum [56].

Examinons maintenant le cas où $T_a \neq T_r$. La figure 2.24 permet d'évaluer qualitativement et de façon typique l'effet d'une augmentation de la fréquence de modulation sur la sensibilité pour des températures d'antenne différentes de la température de la charge de référence. Il semblerait à première vue que le fait d'augmenter la fréquence de modulation de 100 Hz à 500 Hz, permettrait de diminuer légèrement les fluctuations du signal à la sortie. Mentionnons que chacune des courbes de la figure 2.24 peut contenir de 735 à 1000 points.

Temps d'intégration: 1 sec.
 Puissance de l'oscillateur local 15.0 mW.
 Ecart type sur la précision de l'échantillonneur < 0.7 mV.

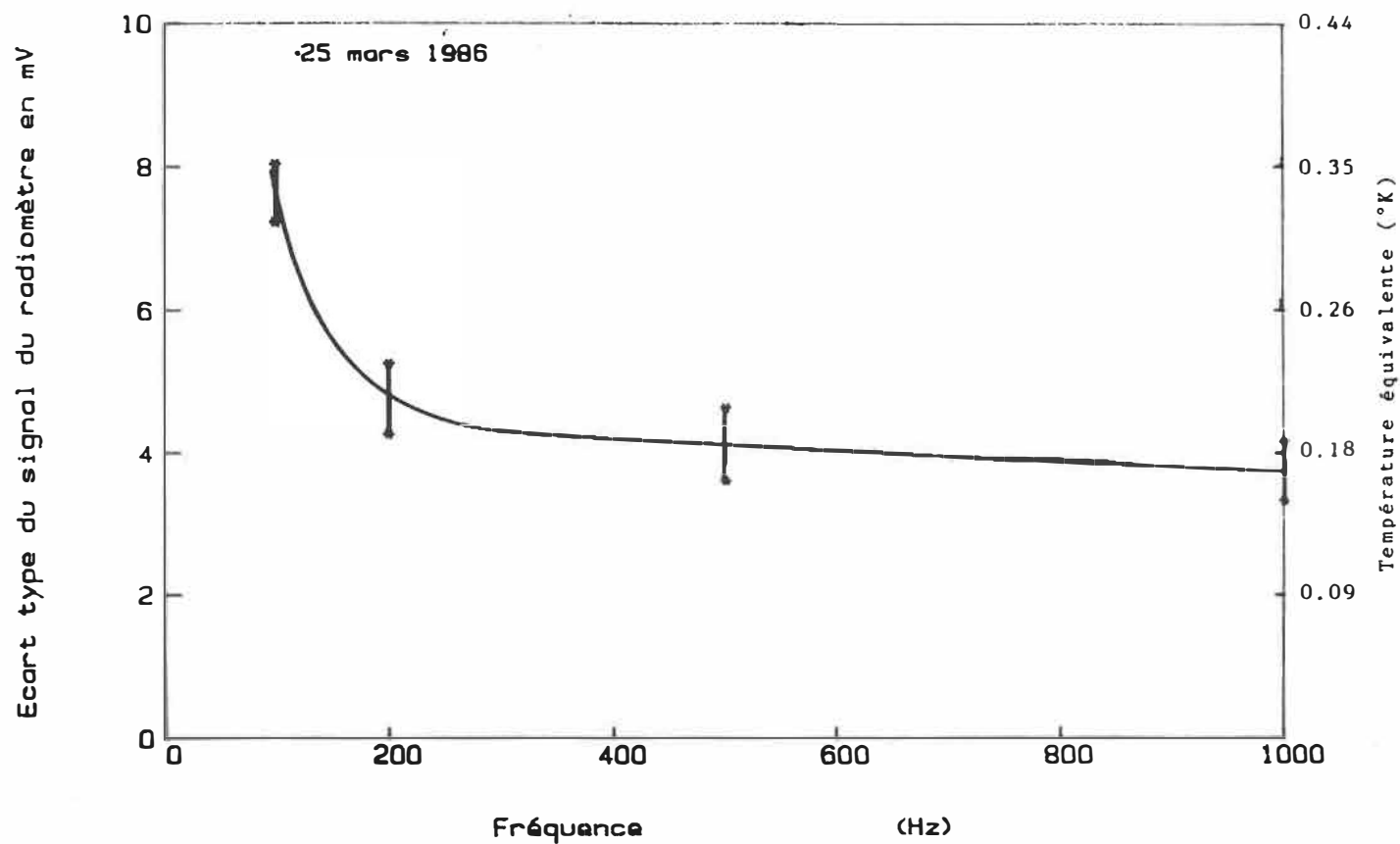


Fig. 2.23: Influence de la fréquence de commutation sur la sensibilité du radiomètre (suite de la fig. 2.22, cas $T_a = T_r$).

Temps d'intégration: 1 sec
 $B = 500 \text{ MHz}$
 $B_n = 0.5 \text{ Hz}$, $t = 1 \text{ sec}$
 $T_a = T_r = 301 \text{ }^\circ\text{K}$
 $E[v(t)] \approx 0$
 Pente de conversion 44°C/Volt

Fréquence de modulation [Hz]	σ_v [mV] (i)	$\Delta T_{\min} =$ $\sigma_v 44^\circ\text{K/V}$ [°K]	$\int_{-B_n}^{B_n} S_g(f-f_m) df$ (ii)
100	7.9	0.35	1.6×10^{-8}
200	6.1	0.27	0.8×10^{-8}
300	8.7	0.38	1.9×10^{-8}
400	3.9	0.17	0.2×10^{-8}
500	3.6	0.16	0.1×10^{-8}
800	4.2	0.18	0.2×10^{-8}
900	3.4	0.15	0.1×10^{-9}
1kHz	2.9	0.13	-----

(i) Données de la figure 2.15

(ii) Cette quantité est calculée en utilisant l'équation (2.63) et en en supposant que:

$$\frac{4(T_r + T_n)^2}{Bt} = 0.13 \text{ }^\circ\text{K} \quad \text{et} \quad T_r \approx 1150 \text{ }^\circ\text{K}$$

Tableau 2.9: Calcul approximatif de $\int_{-B_n}^{B_n} S_g(f-f_m) df$
 cas $T_a = T_r$

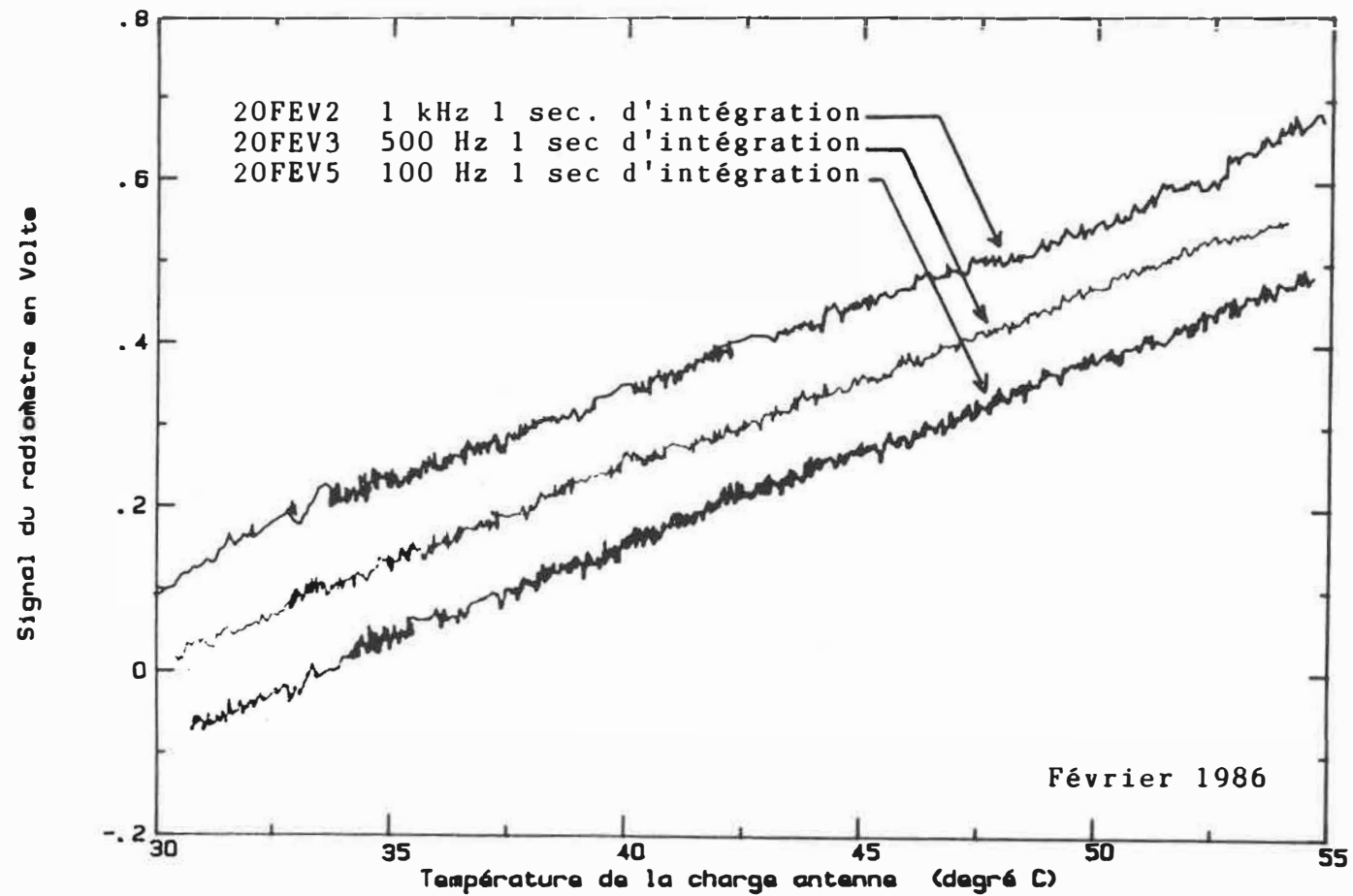


Fig. 2.24: Influence de la fréquence de modulation sur la sensibilité
 (cas $T_a \neq T_r$).

Puissance de l'oscillateur local=15.0 mW

Le tableau 2.10 permet de se faire une idée quantitative de l'influence de la fréquence de modulation sur la sensibilité du radiomètre. Malgré qu'il soit possible d'observer une amélioration des divers paramètres statistiques caractérisant les courbes de régression linéaire par la méthode des moindres carrés, cette amélioration n'est pas assez significative pour conclure, hors de tout doute, qu'il est préférable d'utiliser par exemple une fréquence de modulation de 500 Hz au lieu de 100 Hz.

A partir des différentes observations, il est tout de même possible de recommander l'utilisation d'une fréquence de modulation de 200 Hz. Cette dernière selon la figure 2.23 étant aussi acceptable que 500 Hz. Mais surtout il faut éviter l'utilisation d'une fréquence de commutation inférieure à 100 Hz ou égale à 300 Hz.

Mentionnons que le fichier 20FEV1 du tableau 2.10 n'a pas été tracé sur la figure 2.24, car elle se confondait avec la courbe 20FEV5. Chronologiquement 20FEV1 a été mesurée avant 20FEV2 et ainsi de suite. On remarque que la température de la charge de référence augmente avec le temps. Cette variation suit celle de la température de la pièce et du radiomètre. Ces fluctuations étant petites, nous n'avons pas soustrait à la figure

	f_m [Hz]	tf [sec]	P_{OL} [mW]	n	ρ	$T_r \pm \sigma_{T_r}$ [°C]
20FEV1	100	1	15.0	1000	0.9978	27.97±0.08
20FEV2	1000	1	15.0	1000	0.9985	28.01±0.04
20FEV3	500	1	15.0	914	0.9988	28.64±0.03
20FEV5	100	1	15.0	735	0.9984	28.86±0.02
	Sensibilité		$T_a = C V + D$		$V = A T + B$	
	ΔT [°C]	ΔV [mV]	$C \pm \sigma_C$ [°C/V]	$D \pm \sigma_D$ [°C]	A mV/°C	B [mV]
20FEV1	±0.40	±9	42.29±0.09	32.75±0.02	23.5	-768
20FEV2	±0.39	±9	45.60±0.07	24.29±0.03	21.9	-530
20FEV3	±0.29	±6	44.25±0.07	28.93±0.02	22.5	-651
20FEV5	±0.35	±8	43.43±0.09	33.07±0.02	22.9	-760

Tableau 2.10: Influence de la fréquence de modulation: cas $T_a \approx T_r$.

2.24, T_r de la quantité T_a . Les variations de T_r n'expliquent donc pas les dérives du paramètre D observées au tableau 2.10 ainsi que sur la figure 2.24 en fonction de la fréquence de commutation.

2.7 Conclusion du chapitre 2.

Ce chapitre avait comme but d'identifier certaines causes pouvant occasionner des pertes dans la sensibilité d'un radiomètre.

En premier lieu, nous avons expérimentalement démontré que lorsque le radiomètre est utilisé en amplification directe, une erreur aussi grande que 20°K pour une période de fonctionnement de quatre heures, pouvait être observée sur la mesure de la température. Cette erreur est fonction des dérives du gain et de la température de bruit du radiomètre. Mais lorsque ce même radiomètre est utilisé en mode Dicke, cette erreur devient inférieure à $\frac{1}{2}^{\circ}\text{C}$. En mode Dicke, la précision sur la mesure de la température dépend en partie de la stabilité de la température de la charge de référence.

Malgré qu'il n'a pas été possible d'améliorer la sensibilité du radiomètre, nous avons identifié que le remplacement de certaines des composantes radiofréquences du radiomètre pourrait améliorer les performances de ce dernier.

Ainsi à la section 2.3, il a été déterminé que les caractéristiques du détecteur placé à la queue du radiomètre ne correspondent pas à ce qui est spécifié par le

manufacturier. La plage dynamique de la linéarité entre la température d'antenne et le signal à la sortie du détecteur est restreint par ce dernier. Un détecteur plus performant rendrait le radiomètre moins sensible à sa partie basse fréquence (unité de contrôle).

A la section 2.4, nous avons vu que le facteur de bruit de l'amplificateur de tête du radiomètre semble changer avec le temps. Il existe de plus, une oscillation à ses bornes d'alimentation.

Les problèmes reliés à l'unité de contrôle de la section basse fréquence, à la détection et à l'amplificateur RF de tête masquent en partie l'optimisation de la fréquence de commutation du radiomètre de type Dicke que nous possédons au laboratoire. Il a tout de même été possible de démontrer que pour une température d'antenne identique à la température de référence, le terme de fluctuations de gain $\int_{-B_n}^{B_n} S_g(f-f_m)df$ peut devenir important pour des fréquences de commutation (f_m) inférieures à 100 Hz.

Enfin mentionnons qu'il serait intéressant de remplacer la source utilisée actuellement comme oscillateur local par une source plus puissante.

CHAPITRE 3: MESURES DE TEMPERATURE APPARENTE ET D'EMISSIVITE

Nous nous sommes donnés comme but de cerner certains facteurs affectant la précision de mesure de la température en radiométrie micro-ondes. Un de ces facteurs est l'émissivité. Celle-ci est fonction, en champ proche, du couplage antenne-milieu, de la géométrie et des propriétés électriques des milieux sous observation.

On se propose donc d'analyser le cas idéal d'une lame d'eau, d'épaisseur variable et de température T , émettant dans l'air [65]. On considérera pour celà, à la section 3.1, la puissance de bruit émise par une lame élémentaire de surface infinie. Cette lame est placée dans un milieu homogène en équilibre thermodynamique de température T . A la section 3.2, le rayonnement produit par un milieu semi-infini sera exprimé en terme des champs d'une onde transversale électromagnétique. Puis à la section 3.3 le calcul sera étendu au cas idéal de la lame d'eau rayonnant dans l'air. Cette couche d'eau étant terminée à un bout par un plan conducteur parfait. On constatera aussi aux sections 3.2 et 3.3 la relation, dans le cas d'une structure à température constante, entre l'émissivité et le coefficient de réflexion de puissance de la

structure sous observation.

Comme on se propose de mesurer la température apparente d'une lame d'eau, on donnera à la section 3.4 certaines caractéristiques électriques de l'antenne utilisée. La susceptibilité du radiomètre aux interférences extérieures sera aussi examinée à la section 3.4.

Enfin, les résultats des mesures de température apparente seront comparés à des mesures effectuées à l'analyseur de réseau et au modèle théorique de la section 3.3.

3.1 Emissivité d'une lame élémentaire

Supposons qu'un train d'ondes électromagnétiques planes, d'origine thermique se propage dans un milieu isotrope avec pertes. Ce milieu de température T est en équilibre thermodynamique.

Ce train d'ondes est émis par le milieu. Il rencontre, sous incidence normale, une lame élémentaire du même milieu d'épaisseur dz et de surface S infinie. Une partie de la puissance du signal est transmise alors que le reste est absorbé. La partie transmise vaut pour une largeur de bande élémentaire df :

$$(3.1) \quad dP = kT \exp(-2\alpha dz) df \quad [W]$$

Alors que la partie absorbée est:

$$(3.2) \quad dP = kT(1 - e^{-2\alpha dz}) df \quad [W]$$

L'échange se passant dans un milieu en équilibre thermodynamique de température T , la lame élémentaire doit émettre autant d'énergie qu'elle en absorbe. La puissance rayonnée par la lame vaut donc:

$$(3.3) \quad dP = kT (1 - e^{-2\alpha dz}) df \quad [W]$$

L'épaisseur dz de la lame étant infiniment petite, l'équation 3.3 tend vers [64 et 65]:

$$(3.4) \quad dP = kT \, 2\alpha \, dz \, df \quad [W]$$

3.2 Calcul du rayonnement produit par un milieu semi-infini

Considérons maintenant le cas de la figure 3.1, où un signal d'origine thermique est produit par l'ensemble des lames élémentaires du milieu 1. Ce rayonnement rencontre, sous incidence normale, la surface plane d'un deuxième milieu. Les deux milieux ont respectivement une impédance complexe Z_1 et Z_2 .

Calculons la puissance moyenne produite par le premier milieu frappant la surface de séparation, elle vaut au plan $z=0$:

$$(3.5) \quad P = \int_0^{\infty} kT(z) df \frac{2\alpha_1}{e^{-2\alpha_1 z}} dz \quad [W]$$

Dans le cas où le gradient de température dans le premier milieu est nul, l'équation (3.5) devient à une fréquence donnée:

$$(3.6) \quad P = kT df \quad [W]$$

Associations, à une fréquence donnée, les variables aléatoires du champ électrique ou magnétique d'origine thermique aux caractéristiques de propagation régissant les champs d'une onde plane en régime sinusoïdale permanent.

Cette association est telle que si les deux milieux de la figure 3.1 sont de même température, la puissance

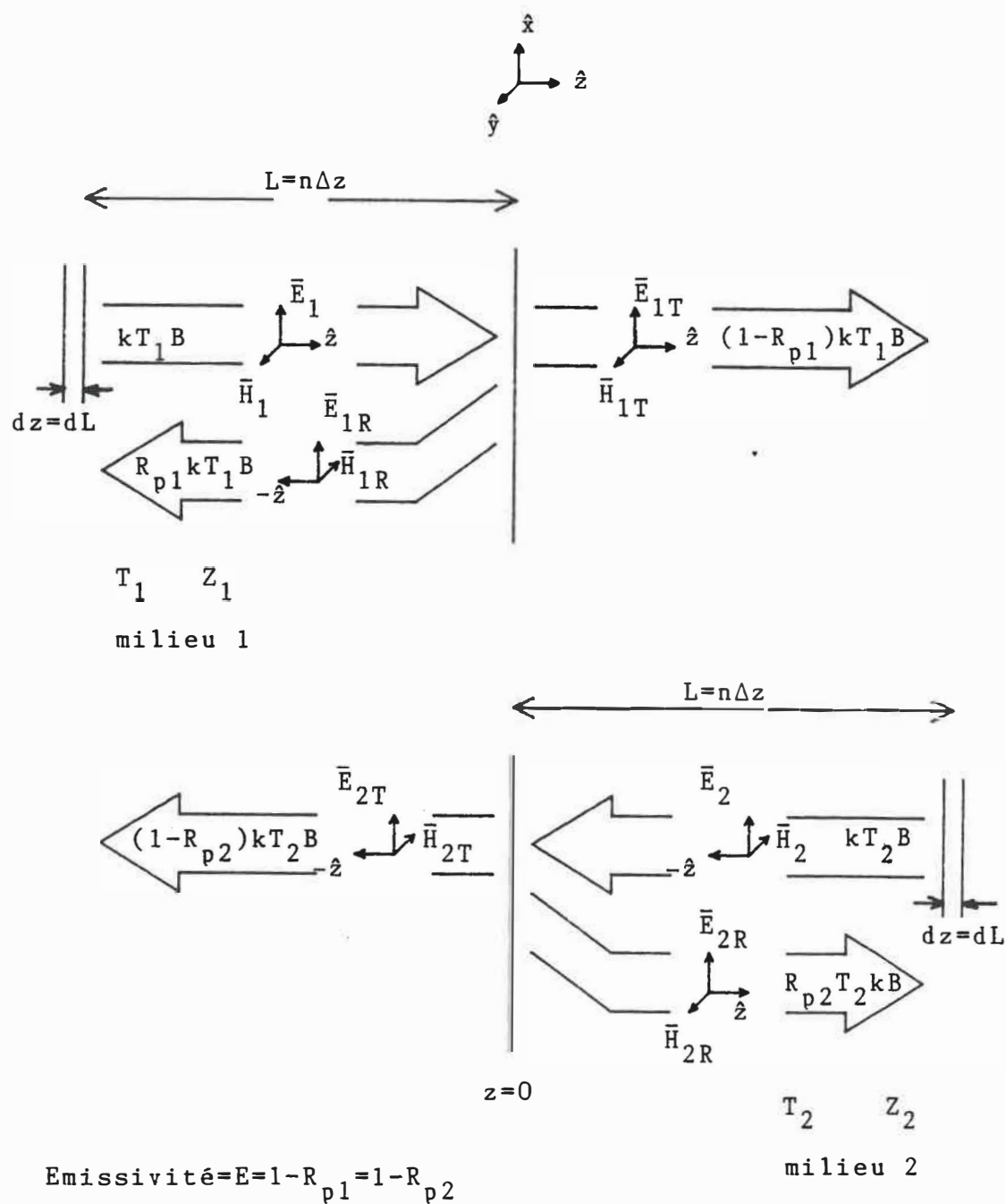


Fig. 3.1: Calcul du rayonnement produit par deux milieux semi-infinis.

rayonnée par le premier dans le deuxième milieu doit, pour conserver l'équilibre thermique, être équivalent à la puissance émise par le deuxième milieu dans le premier.

Un rappel sur les caractéristiques de réflexion et de transmission d'une onde plane frappant sous incidence normale l'interface de la figure 3.1 est maintenant nécessaire. Si $|E_1|$ est l'amplitude du champ électrique produit par une source située dans le milieu 1. L'expression du champ électrique incident à la surface dans le premier milieu peut s'écrire:

$$\begin{aligned} (3.7) \quad e_1(t)\hat{x} &= \text{Réal } |E_1| e^{-\gamma_1 z} e^{j\phi} e^{j\omega t} \hat{x} & [V/m] \\ &= \text{Réal } E_1 \exp(j\omega t) \hat{x} \end{aligned}$$

Le phaseur de propagation complexe est donné par:

$$(3.8) \quad \gamma_1 = \alpha_1 + j\beta_1 \quad [m^{-1}]$$

Dans le cas d'un régime sinusoïdal permanent, la forme différentielle de la loi d'induction de Faraday s'écrit:

$$(3.9) \quad \nabla_x \bar{E} e^{j\omega t} = -\mu \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} e^{j\omega t} = -j\omega\mu \bar{H} e^{j\omega t} \quad [V/m^2]$$

Pour une onde se propageant dans le sens positif de l'axe

z on obtient avec l'aide de (3.7) et (3.9) que:

$$(3.10) \quad \bar{H}_1 = \frac{\beta_1 - j\alpha_1}{\omega\mu} E_1 \hat{y} = E_1 / Z_1 \hat{y} \quad [A/m]$$

Ou plus généralement:

$$\bar{H}_1 = \frac{1}{Z_1} \hat{n} \times \bar{E}_1 \quad [A/m]$$

Les conditions frontières, en $z=0$, permettent d'écrire en terme de champ tangentiel réfléchi et transmis [66]:

$$(3.11) \quad E_1 + E_R = E_{T12} \quad [V/m]$$

$$H_1 - H_R = H_{T12} \quad [A/m]$$

En définissant les coefficients de réflexion et de transmission R_E et T_E par rapport au champ électrique, les conditions de continuité des champs tangentiels à l'interface deviennent:

$$(3.12) \quad E_1 + R_E E_1 = T_E E_1 \quad [V/m]$$

$$\frac{E_1}{Z_1} - R_E \frac{E_1}{Z_1} = T_E \frac{E_1}{Z_2} \quad [A/m]$$

On trouve avec cette paire d'équations que :

$$(3.13) \quad R_E = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} = E_R/E_1 = R_{12}$$

$$T_{E_{12}} = \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1} = E_T/E_1 = T_E$$

Trouvons maintenant les coefficients de réflexion des champs magnétiques :

$$(3.14) \quad R_H = H_R/H_1 = R_{12}$$

$$T_{H_{12}} = H_T/H_1 = T_{E_{12}} Z_1/Z_2 = 2Z_1/(Z_2 + Z_1)$$

Des équations (3.13) et (3.14), il est possible de constater que la valeur moyenne du vecteur de Poynting à l'interface est conservée :

$$(3.15) \quad W_{12} = \frac{1}{2} \text{Réel}(E_1 + E_{R_1})(H_1 - H_{R_1})^* \quad [W/m^2]$$

$$W_{12} = \text{Réel} \frac{2Z_1^* Z_2}{|Z_1 + Z_2|^2} E_1 H_1^*$$

$$= \frac{1}{2} \text{Réel} E_{T12} H_{T12}^* \quad [W/m^2]$$

Dans le cas où l'onde incidente est produite dans le milieu 2, la puissance moyenne par unité de surface transmise dans le milieu 1 donne:

$$(3.16) \quad W_{21} = \frac{1}{2} (E_2 + E_{R1}) (H_1 - H_{R1}) \quad [W/m^2]$$

$$= \text{Réel} \frac{2Z_2^* Z_1}{|Z_1 + Z_2|^2} E_2 H_2^*$$

$$= \frac{1}{2} \text{Réel} E_{T21} H_{T21}^*$$

Le rapport de la puissance transmise sur la puissance incidente, dans le cas où l'onde incidente est produite dans le milieu 1, devient en terme de facteur de propagation et d'atténuation, avec l'aide de (3.15):

$$\begin{aligned}
 (3.17) \quad \frac{W_{12}}{W_{11}} &= \frac{\text{R\'eel} \frac{2Z_2}{|Z_1+Z_2|^2} |E_1|^2}{\text{R\'eel} \frac{1}{2} |E_1|^2 / Z_1^*} \\
 &= \frac{4(\omega\mu)^2}{|Z_1+Z_2|^2} \frac{\beta_2}{\beta_1(\alpha_2^2 + \beta_2^2)}
 \end{aligned}$$

Ce rapport, dans le cas où l'onde incidente est produite dans le milieu 2, est:

$$\begin{aligned}
 (3.18) \quad \frac{W_{21}}{W_{11}} &= \frac{\text{R\'eel} \frac{2Z_1}{|Z_1+Z_2|^2} |E_2|^2}{\text{R\'eel} \frac{1}{2} |E_2|^2 / Z_2^*} \\
 &= \frac{4(\omega\mu)^2}{|Z_1+Z_2|^2} \frac{\beta_1}{\beta_2(\alpha_1^2 + \beta_1^2)}
 \end{aligned}$$

On explique l'existence de l'inégalité entre les équations (3.17) et (3.18) en considérant que la partie réelle du rapport de deux nombres complexes n'est généralement pas

égale au rapport des parties réelles de ces deux mêmes nombres. Mais cette inégalité s'estompe dans trois cas. Le premier cas a lieu pour les milieux à faibles pertes. On néglige alors le terme α^2 devant β^2 .

$$(3.19) \quad \frac{W_{12}}{W_{i1}} = \frac{W_{21}}{W_{i2}} = \frac{4(\omega\mu)^2}{|Z_1 + Z_2|^2 \beta_1 \beta_2}$$

Le deuxième cas se présente pour les milieux à conductivité élevée. Le facteur d'atténuation α (équation 1.16) tend alors vers le facteur de propagation β .

$$(3.30) \quad \beta = \omega(\mu\epsilon/2)((1+(\sigma/\omega\epsilon)^2)^{\frac{1}{2}} + 1)^{\frac{1}{2}} \quad [m^{-1}]$$

$$(3.31) \quad \lim_{\sigma/\omega\epsilon > 1} \alpha = \lim_{\sigma/\omega\epsilon > 1} \beta = (\sigma\omega\mu/2)^{\frac{1}{2}} \quad [m^{-1}]$$

Le rapport des puissances transmises devient alors:

$$(3.32) \quad \frac{W_{12}}{W_{i1}} = \frac{W_{21}}{W_{i2}} = \frac{2(\omega\mu)^2}{|Z_1 + Z_2|^2 \beta_1 \beta_2}$$

Enfin, on a aussi égalité lorsqu'un des deux milieux est à faible perte et le second est à conductivité élevée. Le rapport des puissances transmises sur les puissances

incidentes est alors nul.

$$(3.33) \quad \frac{W_{12}}{W_{i1}} = \frac{W_{21}}{W_{i2}} = 0$$

Toute association d'un train d'onde d'origine thermique régissant le passage d'une onde plane sinusoïdale permanente à une frontière entre deux milieux différents doit, à un terme de polarisation et de corrélation près, tenir compte de l'inégalité existante entre les équations (3.17) et (3.18). Ainsi dans le cas de deux milieux adjacents de permittivité et de conductivité différentes, mais de même température, la conservation de l'équilibre thermique suggère, avec l'aide de (3.15) et (3.16) que le produit:

$$(3.34) \quad E_1 H_1^* = E_2 H_2^* : \text{Réal}$$

soit réel. Ce qui n'est pas toujours le cas pour une onde plane en régime sinusoïdal permanent.

On peut représenter le champ électrique créé par une source thermique élémentaire par une sommation d'une infinité de sources centrées aux fréquences f_k , de phases ϕ_k et d'amplitudes aléatoires $v_k(t)$.

$$(3.35) \quad e_T(t) = \sum_k v_k(t) \cos(2\pi f_k t - \beta z + \phi_k) \exp(-\alpha z) \quad [V/m]$$

Le spectre de chaque source peut être considéré comme étant à bande étroite, $v_k(t)$ et ϕ_k ont alors un spectre de basses fréquences centré autour de zéro Hertz [67,68].

Considérons le milieu 1 de la figure 3.1, il est fait d'une infinité de lames élémentaires. Chaque lame est de plus constituée d'une quasi infinité de sources de bruit à bande étroite. A une fréquence donnée, le champ électrique créé par une de ces lames, a une amplitude $a_n(t)$ et une phase aléatoire $\theta_n(t)$.

$$(3.36) \quad \bar{E}_n(t) = a_n(t) \exp(j(2\pi f t - \beta z + \theta_n(t)) - \alpha z) \hat{x} \quad [V/m]$$

La loi d'induction de Faraday impose que le rotationnel de l'équation (3.36) soit égal à la dérivée par rapport au temps du champ magnétique.

$$(3.37) \quad \frac{-1}{\mu} \nabla \times \bar{E}_n(t) = (\alpha + \beta j) \frac{a_n(t)}{\mu} \exp(j(2\pi f t - \beta z + \theta_n - \alpha z)) \hat{y}$$

Considérons que $a_n(t)$ et $\theta_n(t)$ varient peu pendant un cycle de la porteuse, le champ magnétique peut alors s'écrire approximativement:

$$(3.38) \quad \bar{H}_n(t) = \frac{(\beta - j\alpha)}{\omega\mu} a_n(t) \exp(j(2\pi ft - \beta z + \theta_n(t) - \alpha z)) \hat{y}$$

[A/m]

La densité de puissance moyenne émise par la nième lame élémentaire s'exprime par:

$$(3.39) \quad \langle \bar{W}_n(t) \rangle = \langle \text{Réal } \bar{E}_n(t) \times \text{Réal } \bar{H}_n(t) \rangle \quad [W/m^2]$$

$$(3.40) \quad \langle W_n(t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T W_n(t) dt$$

L'équation (3.39) devient:

$$(3.41) \quad \langle W_n(t) \rangle = \frac{\beta}{2\omega\mu} \langle a^2(t) \rangle \exp(-2\alpha z) \quad [W/m^2]$$

$$= \text{Réal } \frac{1}{2} \langle E_n(t) H_n^*(t) \rangle$$

L'identification des champs rayonnés par une lame élémentaire à l'équation (3.4) donne:

$$(3.42) \quad \beta/(2\omega\mu) \langle a^2(t) \rangle = kT2\alpha df dL/S \quad [W/m^2]$$

Reconsidérons le milieu 1 de la figure 3.1. La densité de puissance créée par la totalité des lames élémentaires

du milieu 1, incidentes à l'interface séparant du milieu 2 se calcule par:

$$(3.43) \quad \langle W_{i1}(t) \rangle = \langle [\sum a_n(t) \exp(-\alpha n \Delta z) \cos(2\pi f t - n \Delta z + \theta_n(t))] \\ [\sum a_n(t) \exp(-\alpha n \Delta z) \cos(2\pi f t - n \Delta z + \theta_n(t) + D)] \rangle \\ [W/m^2]$$

Où D représente le déphasage existant, en régime sinusoïdal permanent, entre les champs électrique et magnétique. Supposons qu'il n'existe pas de corrélation entre lames élémentaires adjacentes, on a alors $\langle a_i(t) a_k(t) \rangle = 0$ pour $i \neq k$. Les $a_n(t)$ étant statistiquement indépendants des termes en cos, la puissance moyenne par unité de surface d'origine thermique frappant l'interface devient:

$$(3.44) \quad \langle W_{i1}(t) \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2} \langle a_n^2(t) \rangle \exp(-2\alpha n \Delta z) \cos D \quad [W/m^2]$$

Sachant que la distance entre la $n^{i\text{ème}}$ lame élémentaire et l'interface séparant les deux milieux de la figure 3.1 est $n \Delta z$, on obtient, en remplaçant la sommation de l'équation (3.44) par une intégrale et en utilisant (3.41), une expression similaire à l'équation (3.5):

$$(3.45) \quad \langle W_{i1}(t) \rangle = \int_0^{\infty} kT(L) \frac{2\alpha}{s} df e^{-2\alpha L} dL \quad [W/m^2]$$

Malheureusement, les hypothèses sous-jacentes aux équations (3.36) à (3.45) ne tiennent pas compte de la condition imposée par l'équilibre thermodynamique de deux sources semi-infinies adjacentes et de même température. Ces équations permettent d'appliquer directement les conditions frontières régissant le passage d'une onde plane sinusoïdale permanente à un train d'onde d'origine thermique. Le rapport de la puissance transmise sur la puissance incidente pour une onde plane sinusoïdale permanente est donnée par les équations (3.17) et (3.18). Mais comme nous l'avons mentionné l'application directe des équations (3.17) et (3.18) impliquent un déséquilibre du bilan énergétique de deux milieux initialement de même température.

Il est intéressant de mentionner que dans la théorie des circuits, le terme de perte est associé à la partie réelle de l'impédance. Alors que dans le cas de la propagation d'une onde plane, le terme de perte est relié au déphasage existant entre le champ électrique et magnétique.

L'interférence de deux faisceaux provenant d'une source quasi-monochromatique est bien défini en optique [67]. Elle fait appel au concept de cohérence (corrélation) existant dans un front d'ondes provenant d'une même source. Nous en avons exposé dans les équations (3.35) à (3.41) et (3.43) à (3.44), les éléments de base. Mais

Born et Wolf [67] ne traitent pas des échanges thermiques, pouvant avoir lieu sous forme de rayonnement, entre deux sources adjacentes.

D'autre part Fabre [65] dans sa thèse présentée à l'université de Lille traite dans le cas de structures planes de certaines méthodes permettant le calcul de signaux d'origine thermique. Nous allons à la prochaine section utiliser certains de ces résultats pour en prédire le comportement, en fonction de la géométrie, de l'émissivité d'une lame d'eau à la fréquence d'opération du radiomètre que nous possédons au laboratoire.

Mentionnons que Fabre ne fait pas appel de façon formelle au concept de variables aléatoires pour exprimer la phase et l'amplitude des champs.

De plus, afin de conserver l'équilibre thermodynamique entre deux milieux adjacents de même température, il a dû modifier l'équation (3.12). Cette modification ne tient pas compte du déphasage entre E et H dans le calcul de la valeur moyenne du vecteur de Poynting. De même, les coefficients de réflexion et de transmission ne correspondent pas tout à fait à ce qui est généralement admis [66] pour une onde plane en régime sinusoïdal permanent.

Nous préférons considérer que pour les milieux

biologiques, les facteurs α_1^2 et α_2^2 des équations (3.17) et (3.18) sont assez petits pour être respectivement négligé devant β_1^2 et β_2^2 .

L'examen des données du tableau 1.1 permet de faire cette approximation, car un rapport α/β de 1/6 vaut 1/36 lorsqu'il est élevé au carré. Le produit EH^* pouvant être considéré comme étant approximativement réel:

$$(3.46) \quad EH^* = Z |H|^2 = \frac{\omega\mu}{\beta^2 + \alpha^2} (\beta + j\alpha) |H|^2$$

$$\approx \frac{\omega\mu}{\beta} |H|^2 \quad [W/m^2]$$

Il est alors possible de supposer que le vecteur de Poynting rayonné par une lame élémentaire d'un milieu biologique est approximativement réel. Cette hypothèse permet de conserver l'équilibre thermodynamique entre deux milieux à pertes adjacents et de même température.

3.3 Emission thermique d'une lame d'eau: théorie

Considérons (figure 3.2) une lame d'eau d'épaisseur L , posée sur un conducteur parfait rayonnant vers l'air. Calculons la contribution d'une lame élémentaire dans le milieu 2 situé à une distance z du milieu 1. Cette lame émet de façon égale dans deux directions: vers l'interface séparant Z_1 et Z_2 et vers le conducteur parfait. La contribution du champ électrique rayonné dans l'air se propageant initialement vers la surface est:

$$(3.47) \quad E_I = T_{E_{21}} e^{-\gamma z} (1 - R e^{-2\gamma L} + R^2 e^{-4\gamma L} - R^3 e^{-6\gamma L} + \dots) E_o$$

$$= \frac{T_{E_{21}} E_o e^{-\gamma z}}{1 + R \exp(-2\gamma L)} \quad [V/m]$$

La contribution due au champ se propageant initialement vers le miroir est:

$$(3.48) \quad E_M = -T_{E_{21}} e^{-\gamma(2L-z)} E_o (1 - R e^{-2\gamma L} + R^2 e^{-4\gamma L} - R^3 e^{-6\gamma L} + \dots)$$

$$= \frac{-T_{E_{21}} E_o e^{-\gamma(2L-z)}}{1 + R \exp(-2\gamma L)} \quad [V/m]$$

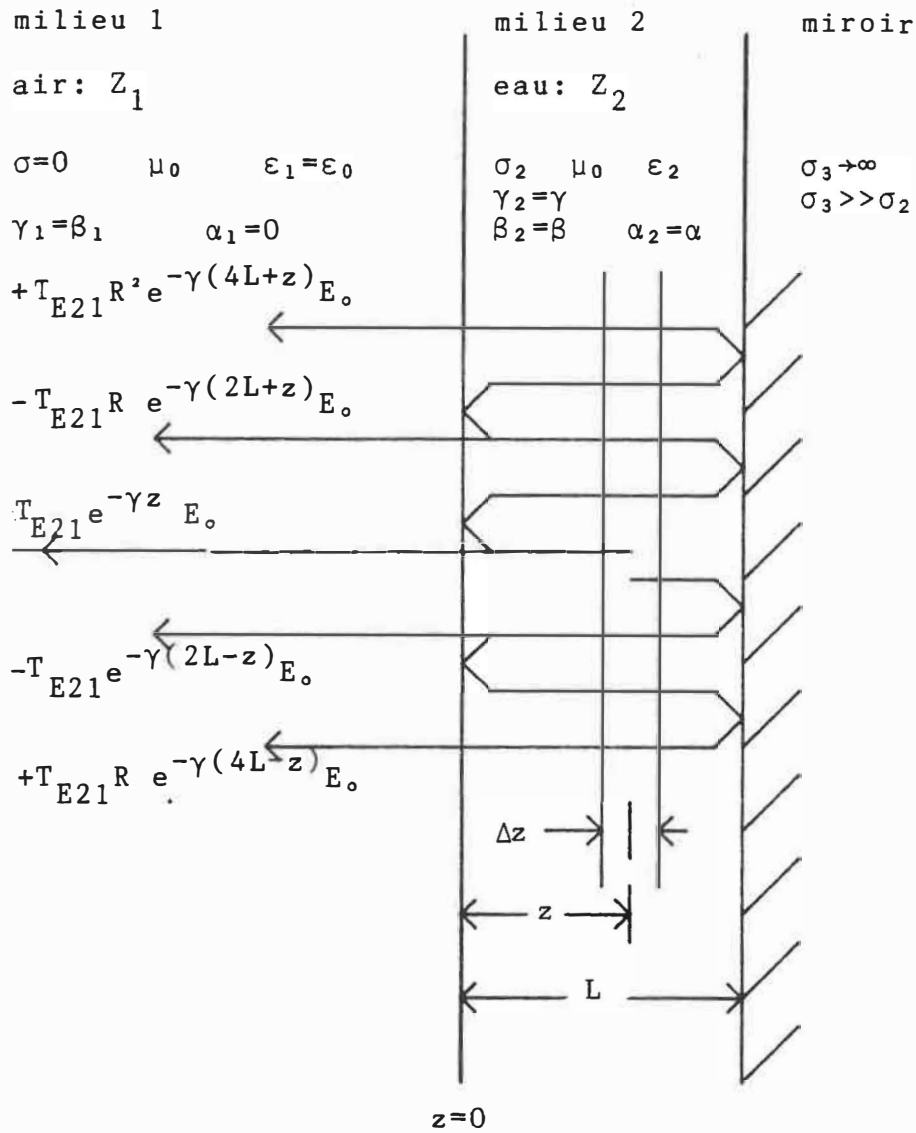


Fig. 3.2: Calcul de l'émissivité d'une structure plane.

Avec :

$$(3.49) \quad T_{E_{21}} = 2Z_1 / (Z_2 + Z_1)$$

$$R = R_{21} = (Z_1 - Z_2) / (Z_2 + Z_1)$$

La somme $E_T = E_I + E_M$ donne le champ électrique rayonné dans l'air par une lame élémentaire d'épaisseur dz , se situant dans le milieu d'impédance Z_2 à une distance z de l'interface. La valeur moyenne du vecteur de Poynting rayonnée dans l'air par une lame donne :

$$(3.50) \quad dW = \text{Rée} \ell \frac{\frac{1}{2} T_{E_{21}} T_{H_{21}}^*}{|1 + R \exp(-2\gamma L)|^2} |e^{-\gamma z} - e^{-\gamma(2L-z)}|^2 E_o H_o^* \quad [W/m^2]$$

Le terme $E_o H_o^*$ s'exprime en fonction de la température du milieu 2 approximativement par :

$$(3.51) \quad \frac{1}{2} E_o H_o^* \approx k T_2(z) \quad \text{df} \quad 2\alpha \quad dz/s \quad [W/m^2]$$

La densité de puissance rayonnée dans le milieu 1 par la totalité du milieu 2 se calcule en sommant la contribution de chaque lame élémentaire.

$$(3.52) \quad W_{T_{21}} = \int_0^L dW \quad [W/m^2]$$

Posons que le gradient de température dans le milieu 2 est nul. Sachant que:

$$(3.53) \quad \int_0^L |e^{-\gamma z} e^{-\gamma(2L-z)}|^2 dz = \frac{1}{2\alpha} (1 - e^{-4\alpha L} - \frac{2\alpha e^{-2\alpha L}}{\beta} \sin 2\beta L)$$

Et utilisant (3.51), il est alors aisé de calculer (3.52):

$$(3.54) \quad W_{T_{21}} = kT_2 \frac{df(1 - e^{-4\alpha L} - 2(\alpha/\beta)e^{-2\alpha L} \sin 2\beta L) \text{ Réel } T_{E_{21}} T_{H_{21}}^* / s}{|1 + R \exp(-2\gamma L)|^2}$$

Les données pour l'eau du tableau 1.1 permettant en première approximation de considérer R comme étant réel.

L'émissivité de la lame d'eau peut s'écrire:

$$(3.55) \quad EM = \frac{W_{T_{21}}}{W_{i2}} = \frac{(1 - e^{-4\alpha L} - 2(\alpha/\beta)e^{-2\alpha L} \sin 2\beta L)(1 - R^2)}{1 + 2Re^{-2\alpha L} \cos 2\beta L + R^2 e^{-4\alpha L}}$$

La quantité α/β étant petite devant R, le terme en cos est alors prépondérant sur le terme en sin. Cette structure rayonnante a un maximum d'émissivité pour une épaisseur

d'eau de $(2n+1)\lambda/4$ et un minimum a tous les $L = n\lambda/2$ avec $n=0, 1, 2, \dots$. Considérons la figure 3.3. La structure émissive constituée d'une lame d'eau est entourée d'un ciel de température T_0 . Supposons que ce ciel est pratiquement peu réfléchissant. Un observateur utilisant une antenne directionnelle et adaptée mesure le signal thermique provenant de l'eau. Ce signal est constitué de la partie émise par le ciel et réfléchi par l'eau. Il comprend aussi un signal thermique rayonné par la structure plane.

$$(3.56) \quad T = T_0(1-EM) + (T_0 + \Delta T)EM \quad [^{\circ}K]$$

$$= T_0 + \Delta T EM$$

Connaître $(1-EM)$ revient à déterminer le coefficient de réflexion de puissance de la structure émissive. On sait maintenant que l'émissivité à une fréquence donnée, d'une structure à gradient de température nul, suit les caractéristiques de réflexion et de transmission d'une onde plane en régime sinusoïdal permanent. Nous allons maintenant vérifier les équations (3.54) et (3.55) avec l'aide de l'approche utilisée dans Stratton [66] pour les ondes planes en régime sinusoïdal permanent.

Cette approche permet de trouver le coefficient de réflexion de puissance d'une structure émissive. Supposons que dans le milieu 1, un signal d'amplitude E_i se

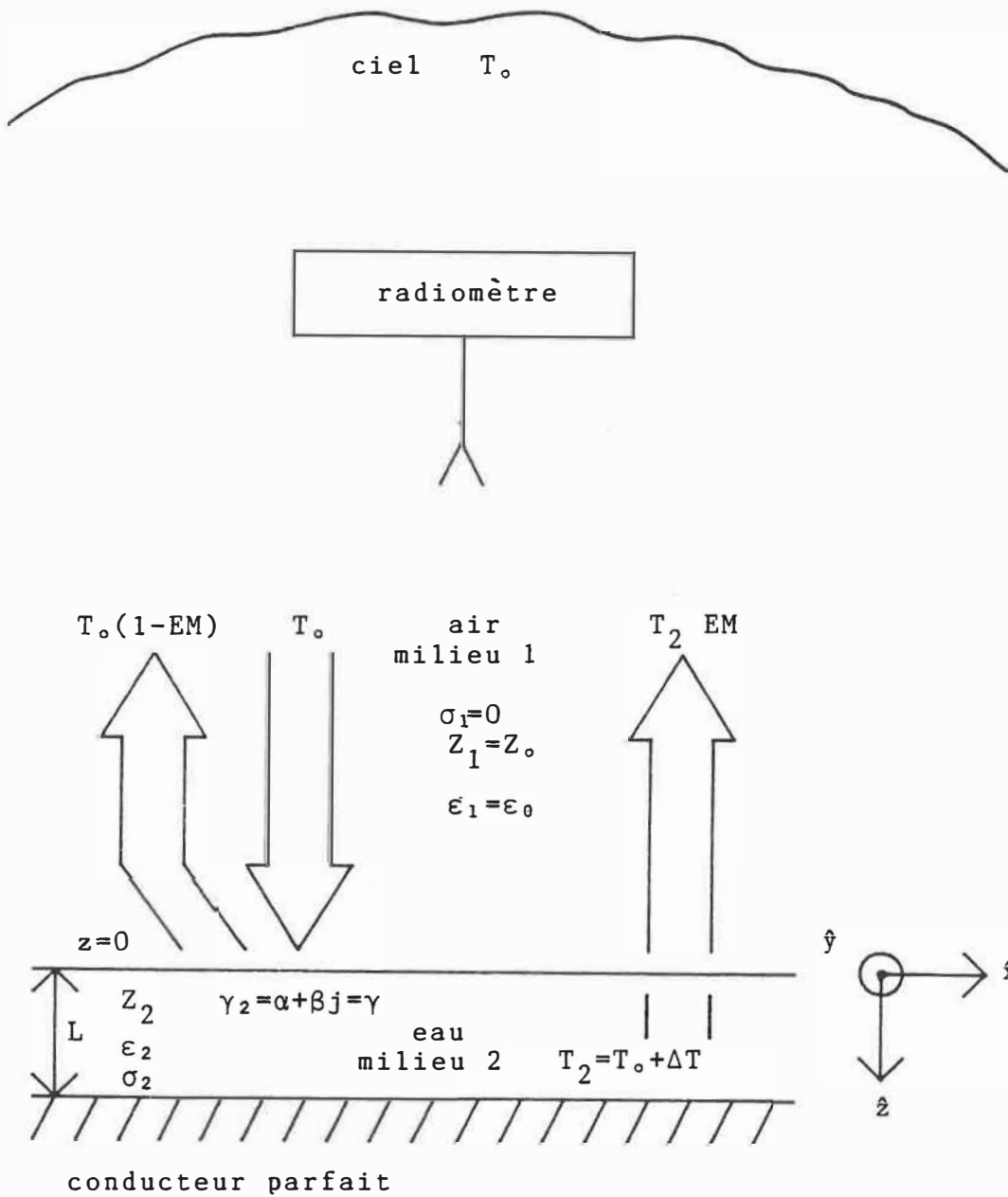


Fig. 3.3: Bilan du rayonnement d'une structure émissive entourée d'un ciel de température T_0 .

dirige vers le milieu 2. Les champs électrique et magnétique dans l'air peuvent s'écrire:

$$(3.57) \quad \begin{aligned} \bar{E}_1 &= \hat{x}(E_i e^{-\gamma_1 z} + R_T e^{+\gamma_1 z}) & [V/m] \\ \bar{H}_1 &= \frac{\hat{y}}{Z_1} (E_i e^{-\gamma_1 z} - R_T e^{+\gamma_1 z}) & [A/m] \end{aligned}$$

De même, dans le milieu 2 il existe des champs se propageant dans les sens positif et négatif de l'axe z . Prenant $\gamma_2 = \gamma = \alpha + j\beta$ on a:

$$\begin{aligned} \bar{E}_2 &= \hat{x}(E_2^+ e^{-\gamma z} + E_2^- e^{+\gamma z}) & [V/m] \\ \bar{H}_2 &= \frac{\hat{y}}{Z_2} (E_2^+ e^{-\gamma z} - E_2^- e^{+\gamma z}) & [A/m] \end{aligned}$$

Les conditions frontalières sont pour $z=0$ et $z=L$:

$$(3.58) \quad E_1 = E_2 \Big|_{z=0} \quad E_2 = 0 \Big|_{z=L}$$

$$H_1 = H_2 \Big|_{z=0}$$

Elles permettent de trouver que:

$$(3.59) \quad E_2 e^{-\gamma L} = -E_2^- e^{\gamma L}$$

$$(3.60) \quad R_T = \frac{R_{12} e^{-2\gamma L}}{1 - R_{12} e^{-2\gamma L}} \quad R_{12} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}$$

La puissance absorbée par l'eau est:

$$(3.61) \quad W_T = \frac{1}{2} \operatorname{R\acute{e}el} \frac{E_i E_i^*}{Z_1^*} (1 + R_T)(1 - R_T^*) \quad [W/m^2]$$

Sachant que:

$$(3.62) \quad 1 + R_T = \frac{(1 + R_{12})(1 - e^{-2\gamma L})}{1 - R_{12} e^{-2\gamma L}}$$

$$(3.63) \quad 1 - R_T = \frac{(1 - R_{12})(1 + e^{-2\gamma L})}{1 - R_{12} e^{-2\gamma L}},$$

l'équation (3.61) devient en utilisant (3.14) et (3.49):

$$(3.64) \quad W_T = \frac{1}{2} \operatorname{R\acute{e}el} E_i H_i^* T_{H21} T_{E21}^* \frac{(1 + 2j \sin 2\beta L - e^{-4\alpha L})}{|1 + R e^{-2\gamma L}|^2}$$

Dans l'air le produit $E_i H_i^*$ est une quantité réelle, de plus:

$$(3.65) \quad T_{H_{21}} T_{E_{21}}^* = (1+j\alpha/\beta)(\text{Réel } T_{H_{21}} T_{E_{21}}^*)$$

Utilisant le fait que:

$$(3.66) \quad \text{Réel } T_{H_{21}} T_{E_{21}}^* = \text{Réel } T_{H_{21}}^* T_{E_{21}}$$

Nous retrouvons une expression identique à l'équation (3.54):

$$(3.67) \quad EM = \frac{W_T}{\frac{1}{2} \text{Réel } E_i H_i^*}$$

$$= \frac{(1 - e^{-4\alpha L} - 2(\alpha/\beta)e^{-2\alpha L} \sin 2\beta L) \text{Réel } T_{E_{21}} T_{H_{21}}^*}{|1 + Re^{-2\gamma L}|^2}$$

Afin de déterminer le comportement de l'équation (3.67) dans la bande de fréquence du radiomètre, nous avons tracé, à deux fréquences (figure 3.4 et 3.5), l'émissivité d'une lame d'eau en fonction de son épaisseur. Lorsque cette eau, de normalité zéro, est maintenue à 29  C, α et β prennent respectivement, à 4.5 GHz (fig.3.4)

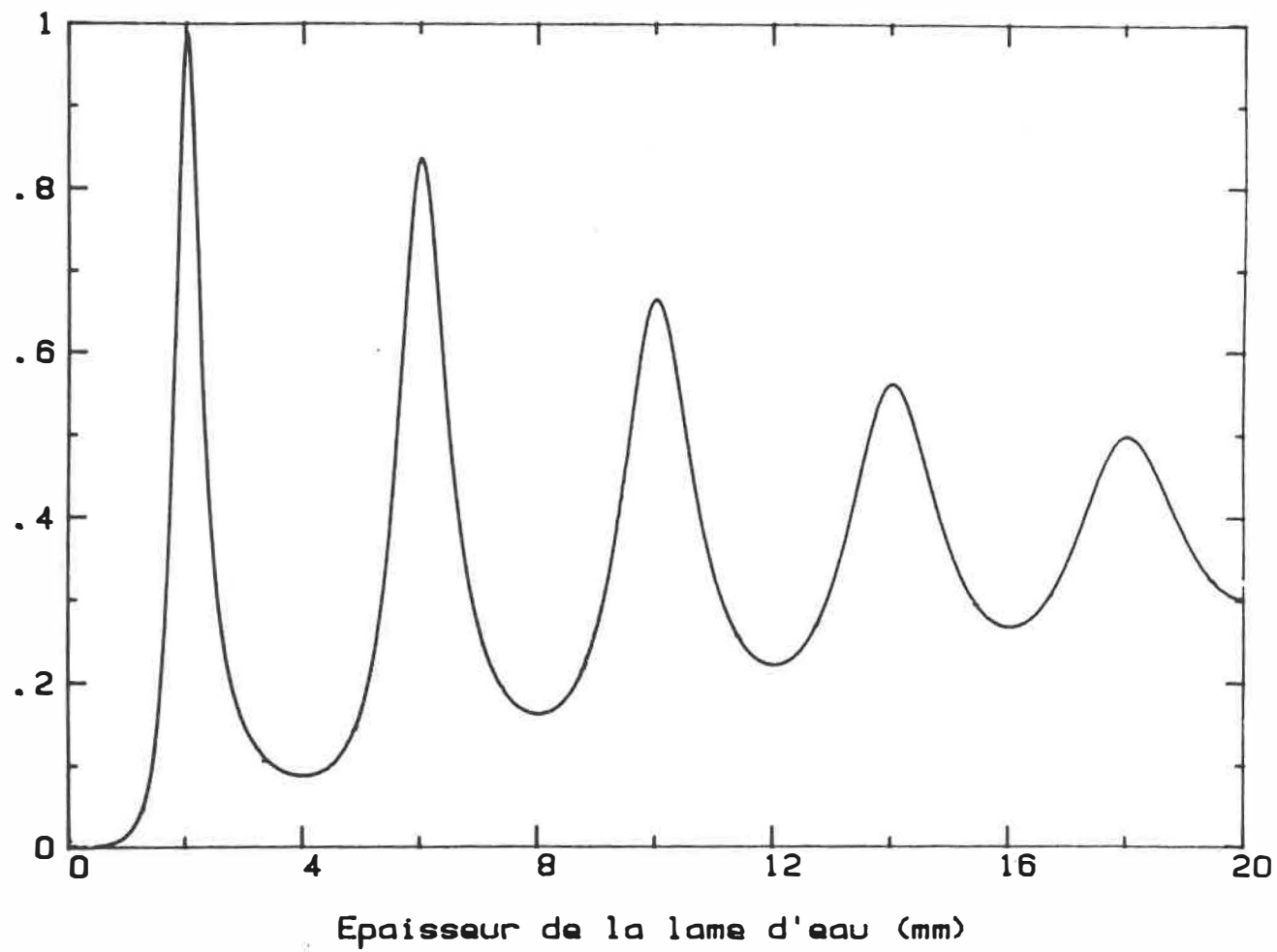


Fig. 3.4: Emissivité d'une lame d'eau:
Théorie des ondes planes (fréquence= 4500 MHz).

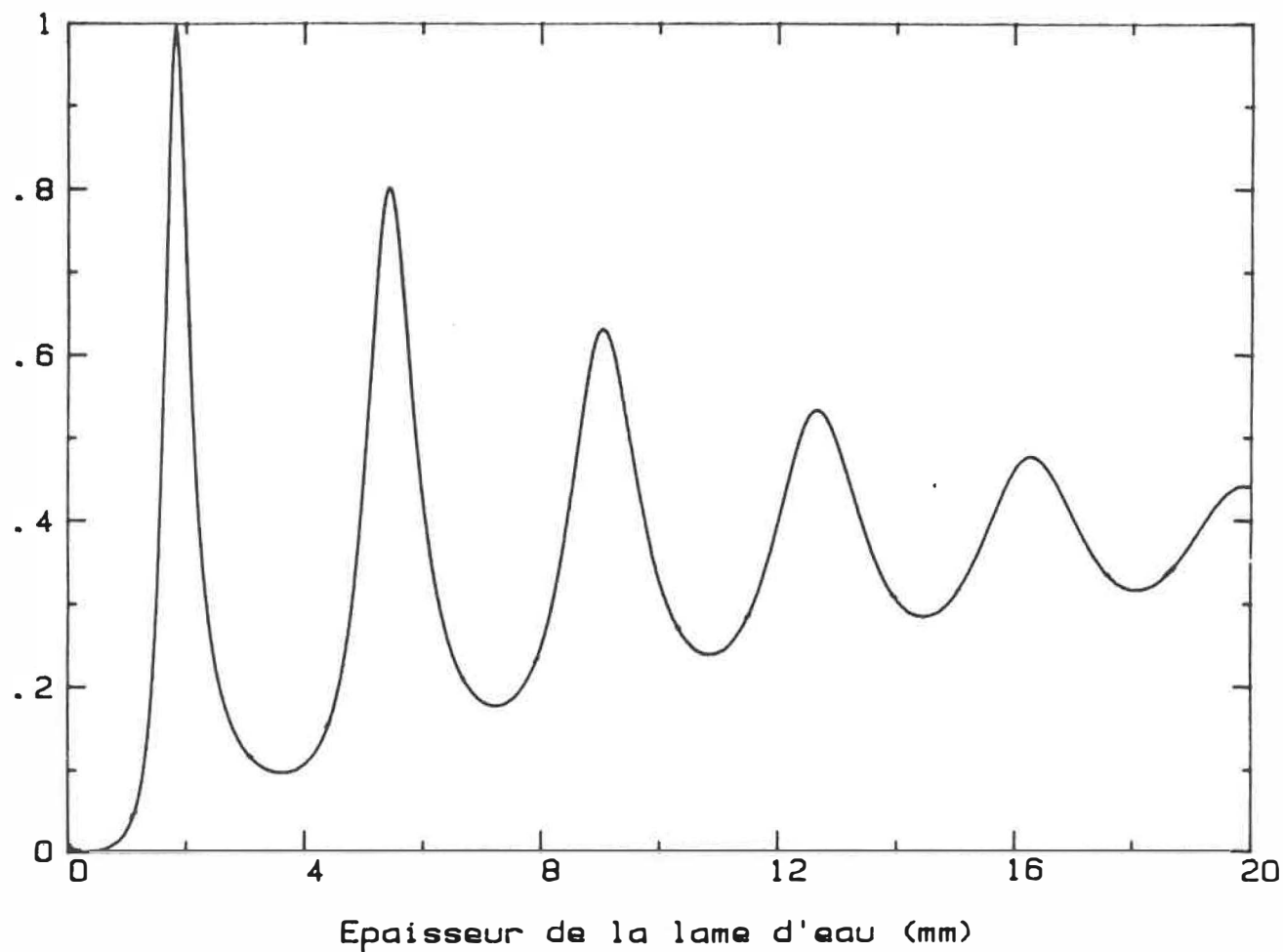


Fig. 3.5: Emissivité d'une lame d'eau
Théorie des ondes planes (fréquence= 5000 MHz).

les valeurs suivantes: 48 m^{-1} et 784 m^{-1} . A 5 GHz (figure 3.5) α et β augmentent respectivement à 59 m^{-1} et 870 m^{-1} . Malgré ces différences, l'émissivité à 4.5 GHz, pour des épaisseurs d'eau inférieures à 6 millimètres, est sensiblement la même que l'émissivité à 5 GHz. L'émissivité des courbes des figures 3.4 et 3.5 ne diffèrent de façon notable que vers 16 mm. A cette épaisseur d'eau la lame est près d'un minimum d'émissivité à 4.5 GHz et d'un maximum à 5 GHz. Les figures 3.4 et 3.5 démontrent qu'il est possible de réaliser des mesures d'émissivité en utilisant de l'eau et le radiomètre du laboratoire.

3.4 Mesures de températures et d'émissivités:

Résultats expérimentaux

Comme déjà mentionné plus haut, le radiomètre que nous possédons au laboratoire est essentiellement un radiomètre de type Dicke (figure 2.21). Ce type de radiomètre ne peut, sous sa forme actuelle, mesurer l'émissivité. Mais il est possible d'en observer l'effet en mesurant la température apparente d'une structure de température constante dont un des paramètres physiques est varié.

Afin de simuler des mesures de type biomédicales (fig. 3.6A), une antenne de type applicateur est posée sur une fenêtre donnant accès à un bassin d'eau (fig. 3.6B). Le bassin est maintenu à une température constante $T_0 + \Delta T$. Où T_0 est la température du "ciel" (fig. 3.3) entourant l'antenne. Ce ciel très imparfait est constitué d'une enceinte électromagnétiquement blindée contre les influences extérieures. Sa température se situe entre celle du laboratoire et du bassin d'eau. Un guide d'onde circulaire, dont la fréquence de coupure du mode fondamental est plus élevée que la bande d'opération du radiomètre, permet d'introduire le câble reliant l'antenne au radiomètre.

L'antenne utilisée pour les mesures de température et d'émissivité du bassin d'eau est une antenne guide

Fig. 3.6A

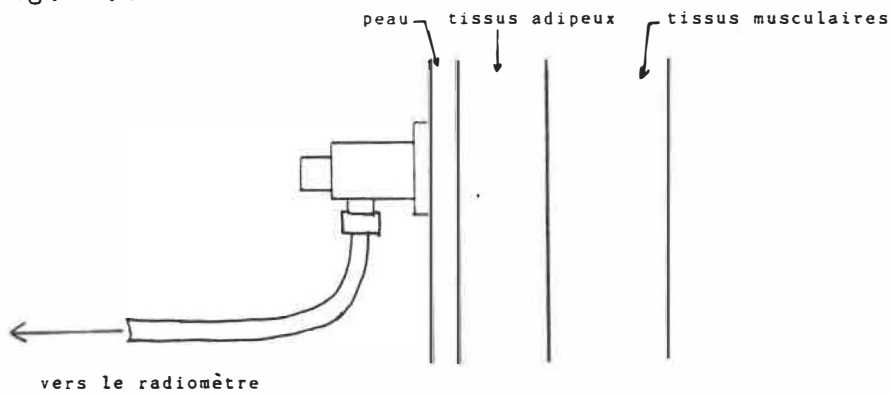


Fig. 3.6B

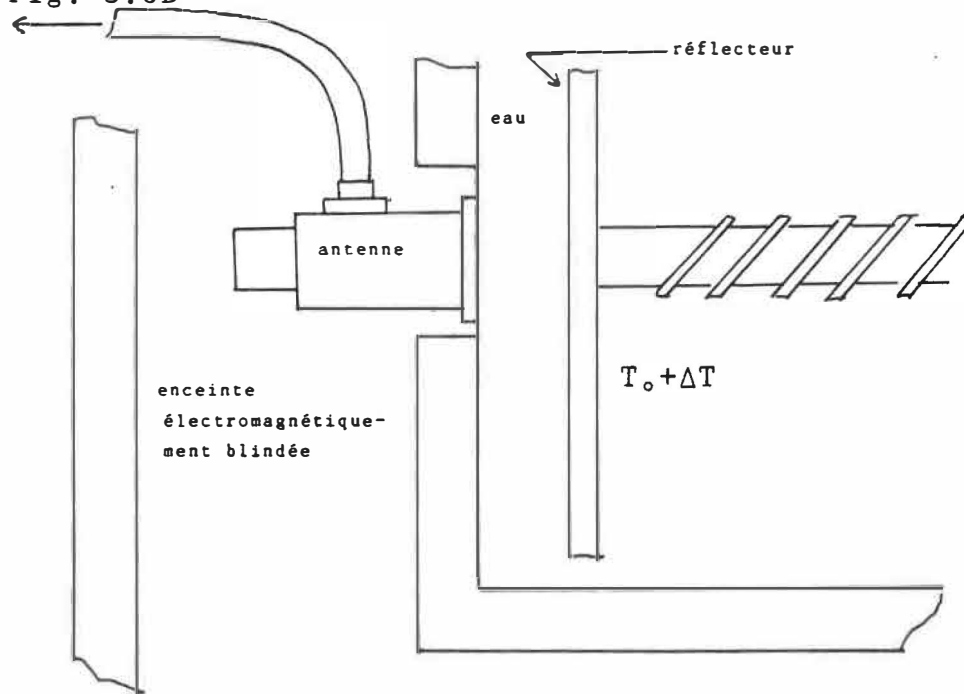


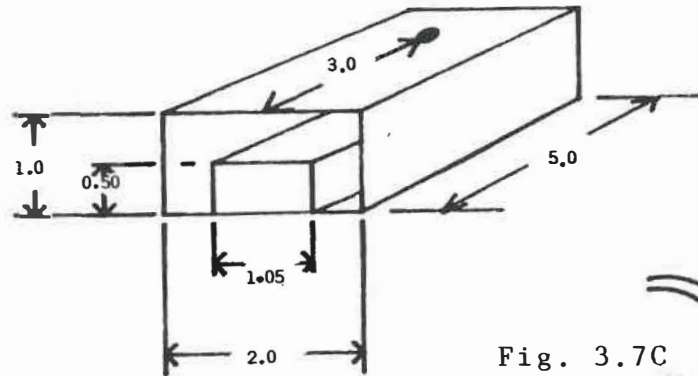
Fig. 3.6 Simulation de mesures biomédicales et disposition de l'antenne.

d'onde avec moulures. Les dimensions de cette antenne [1] sont données à la figure 3.7 A. Elle est remplie de poudre d'oxyde d'aluminium (Al_2O_3 , $\epsilon_r = 9.8$). Cette poudre étant sujette à l'influence de l'humidité, nous avons accolé à l'ouverture de l'antenne, une lame de plexiglas. Cette lame est telle qu'elle permet de minimiser le coefficient de réflexion de l'antenne lorsque le guide est posé sur un bras (fig. 3.8) ou sur l'eau. Cette méthode d'adaptation s'est avérée plus performante à large bande que l'ajout de vis de syntonisation. Cette même antenne lorsqu'orientée vers l'espace libre donne le résultat de la figure 3.9. L'appareil utilisé pour mesurer les figures 3.8 et 3.9 est un analyseur de réseau HP8510. La précision sur les charges dont le coefficient de réflexion est près de 0 dB est de l'ordre de 0.2 dB. Malgré le faible coefficient de réflexion entre 4.3 et 5 GHz, la courbe de la figure 3.8 ne donne aucune information sur le couplage existant entre l'antenne et le bras.

D'autre part, il est facile de concevoir, en examinant la transition de la figure 3.7B qu'il puisse exister un couplage autre que celui de l'antenne et la peau. Ce problème n'est apparu comme nuisible que vers la fin de cette étude. Une solution permettant de minimiser le couplage entre l'antenne et l'air, est de blinder la transition par

matériau diélectrique: $\text{Al}_2\text{O}_3, \epsilon_r = 9.8$

Fig. 3.7A



dimensions: cm

Fig. 3.7B

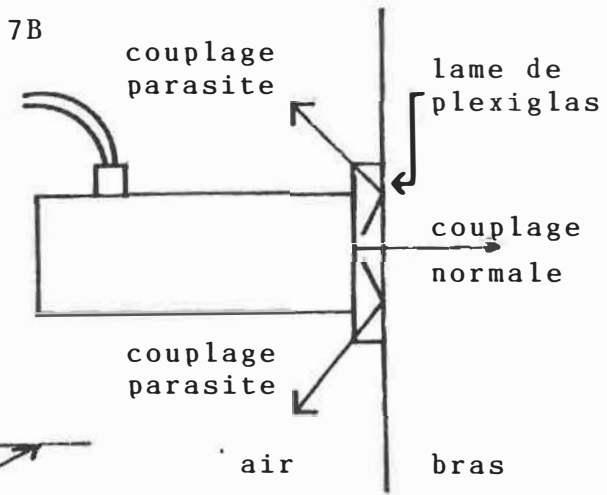


Fig. 3.7C

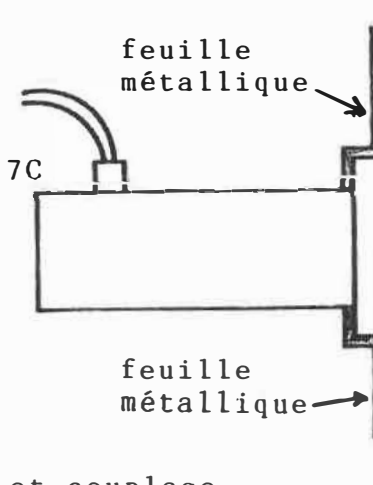


Fig. 3.7: Antenne guide d'ondes à moulure et couplage.

Fig. 3.8: Coefficient de réflexion d'une antenne formée par un trançon de guide rectangulaire avec moulure et qui est placée sur un bras humain.

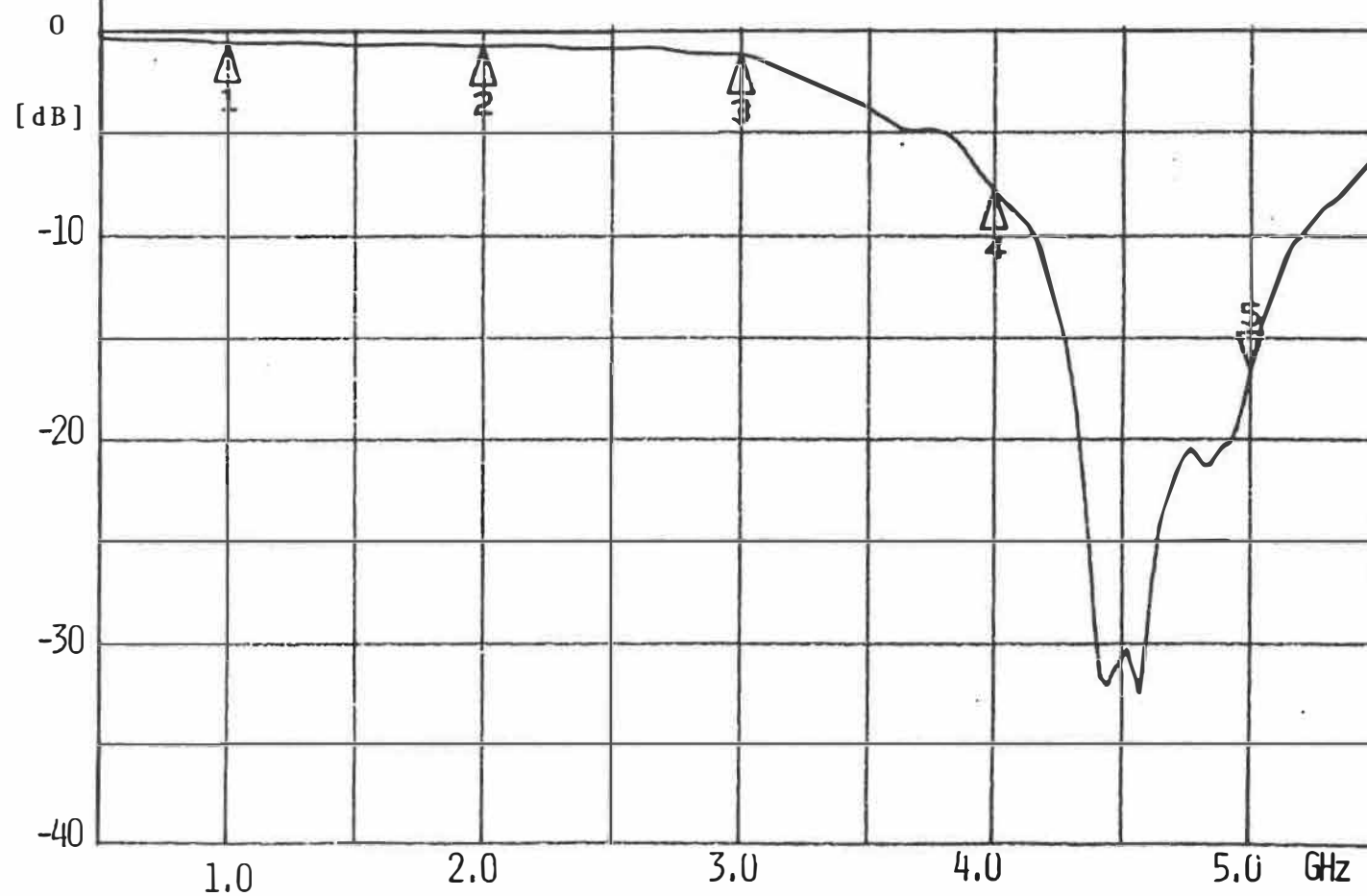
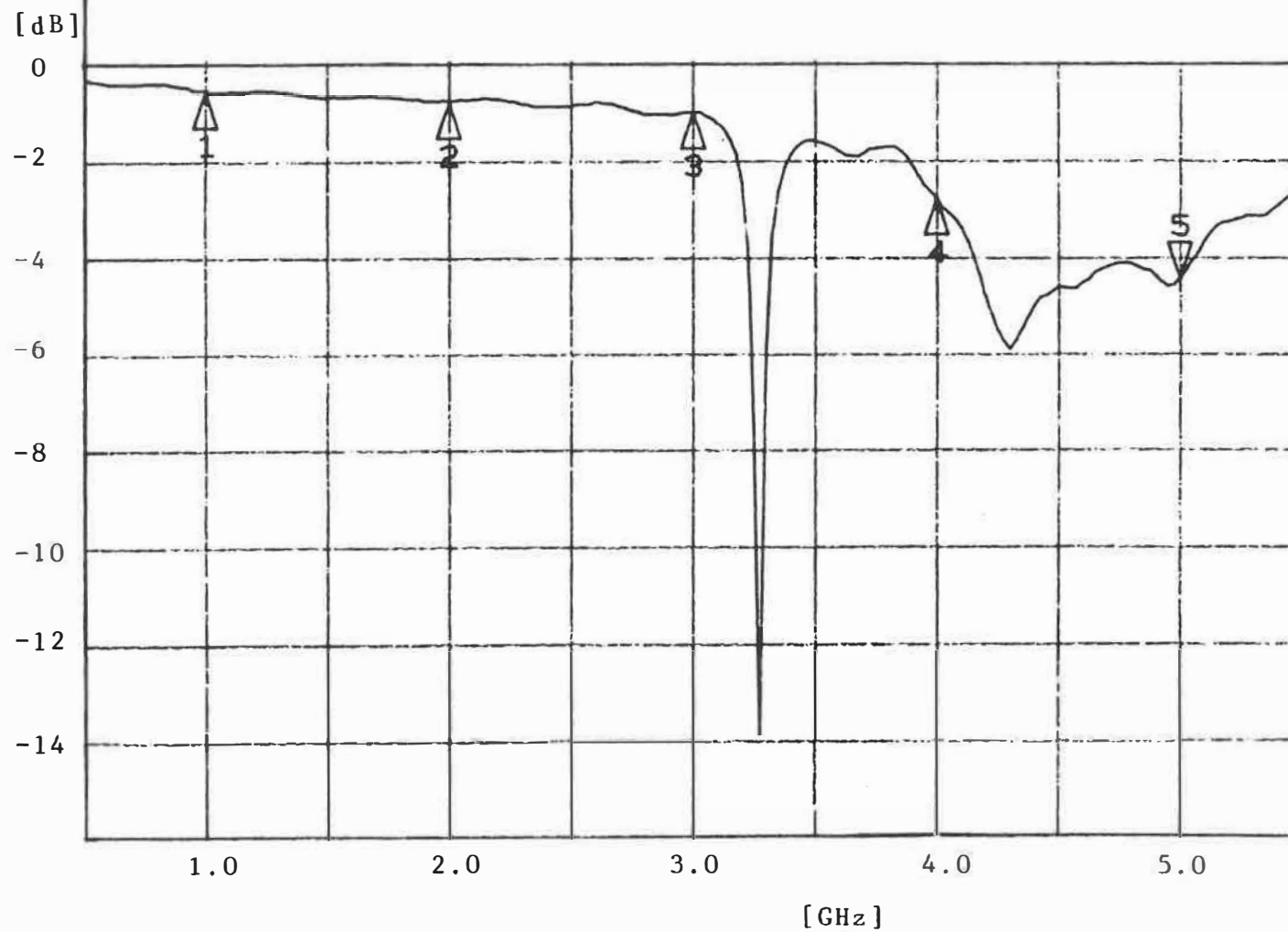


Fig. 3.9: Coefficient de réflexion de l'antenne guide d'ondes de la figure 3.7 lorsqu'orientée vers l'espace libre.



une feuille métallique (fig. 3.7C). Mais l'ajout d'un blindage affecte la réponse fréquentielle de l'antenne, dont le comportement pourrait alors se comparer à un guide surdimensionné [25,70]. Nous avons donc laissé l'antenne de type guide d'ondes avec moulures dans l'état de la figure 3.7B.

L'utilisation d'une enceinte électromagnétiquement blindée est essentielle, principalement dans un laboratoire éclairé par des tubes fluorescents. Les tubes à décharge gazeuse constituent des sources de bruit de température relativement élevée. Leur température de bruit est approximativement celle des électrons de la décharge. Un tube fluorescent rempli d'argon peut avoir une température de bruit de 10500 °K [53], un tube à néon de 18600 °K [71]. Comparativement, la température moléculaire du filament de tungstène d'une ampoule incandescente se situe aux alentours de 2800 °K.

Afin d'avoir une idée qualitative des performances de l'enceinte blindée, nous y avons placé à l'intérieur une antenne (fig.3.10) formée d'un guide rectangulaire contenant un bloc de polyéthylène. Contrairement au guide d'ondes avec moulure, cette antenne s'est avérée plus performante dans l'air que posée sur un bras. L'adaptation de l'antenne à l'air se fait en ajustant les vis d'adaptation (fig. 3.11). L'ajout d'une lame de plexiglas a permis

Fig. 3.10: Antenne guide d'ondes
rectangulaire en aluminium
avec bloc de polyéthylène.

polyéthylène $\epsilon_r = 2.26$

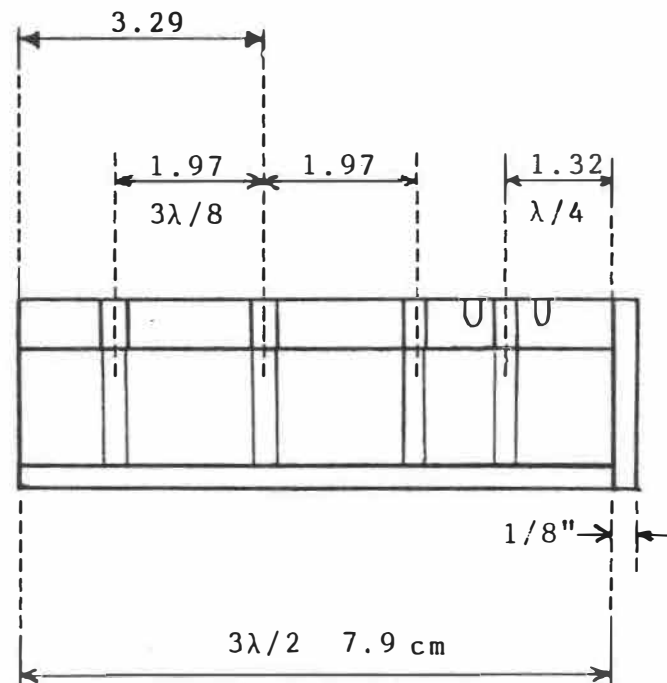
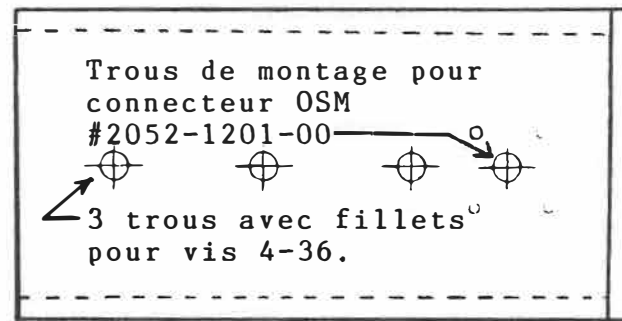
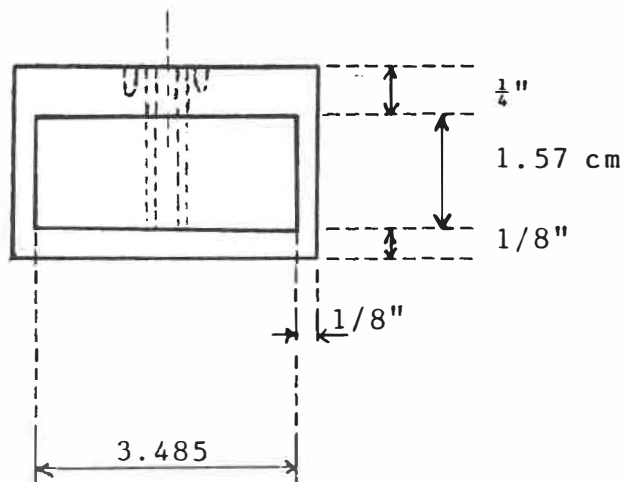
fréquence d'opération $f_o = 4.75$ GHz

$f_{c10} \approx 2.9$ GHz $\lambda_o = 5.265$ cm

$f_{c20} \approx 5.7$ GHz

$Z_{TE10} = 320$ Ohms

dimensions en cm



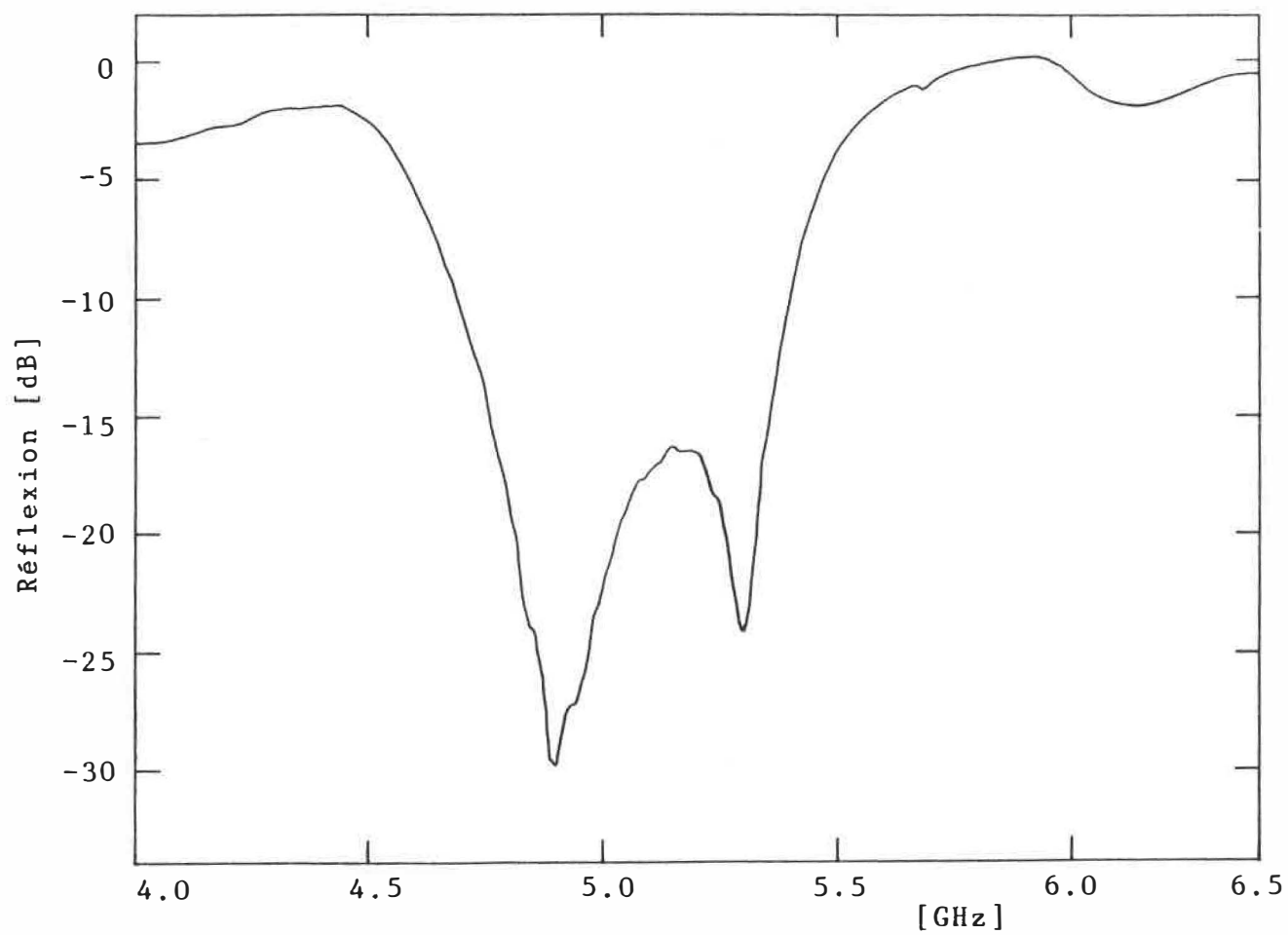


Fig.: 3.11: Adaptation de l'antenne de la figure 3.10 vers l'air avec l'aide de vis de synthonisation.

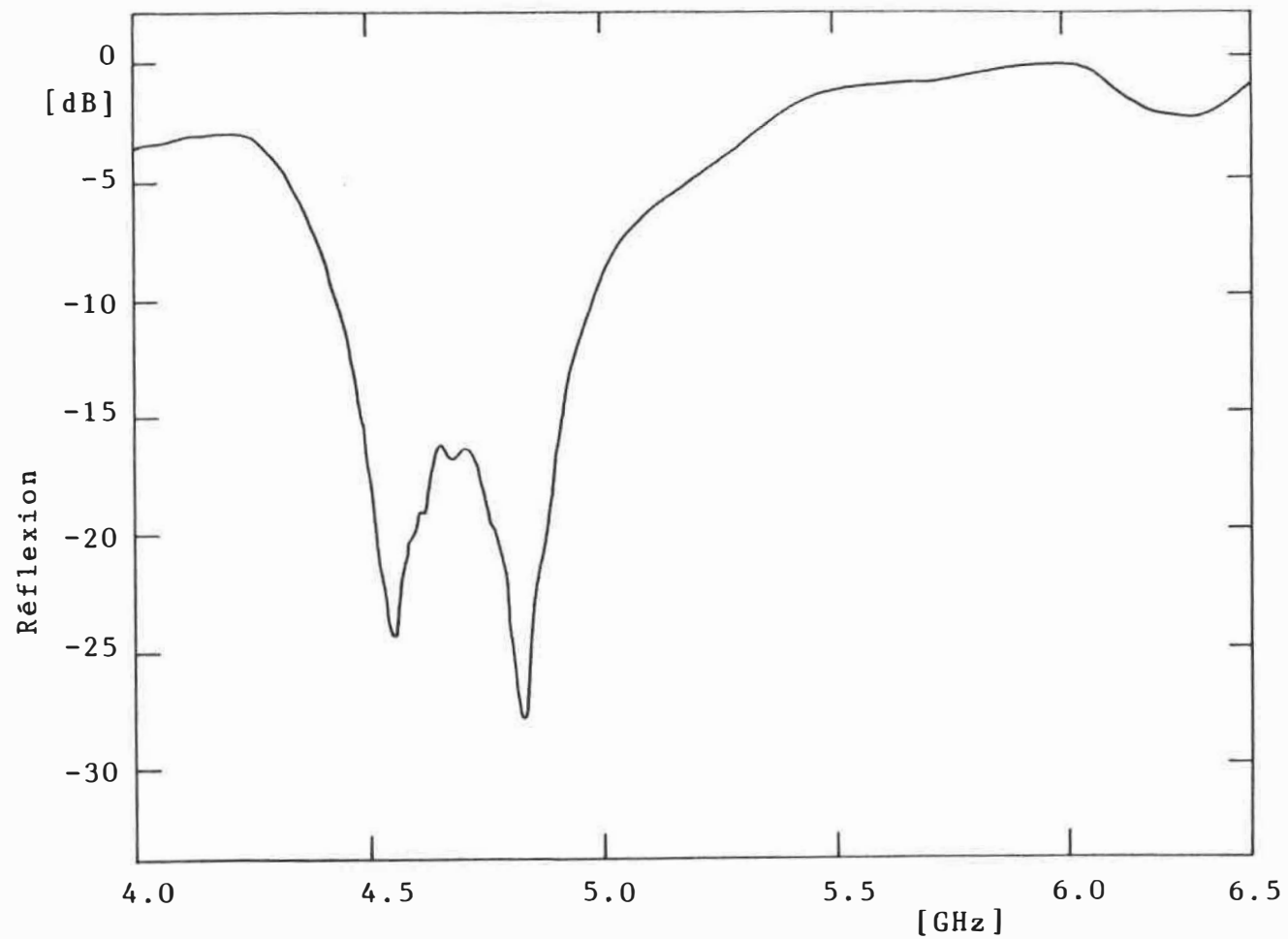


Fig. 3.12: Adaptation de l'antenne de la figure 3.10 vers l'air avec l'aide de vis de synthonisation et une lame plexiglas.

de centrer le minimum de coefficient de réflexion de la fig. 3.11 dans la bande passante du radiomètre (fig. 3.12). Lorsque ce type d'antenne est placé dans la cage blindée, cette cage étant vide, on détecte avec l'aide du radiomètre un signal typique tel qu'illustré à la figure 3.13. Malgré que nous ne possédons pas de calibration pour des températures de bruit supérieures à 70 °C, nous avons donner à la figure 3.13, à titre de référence, la température équivalente de bruit du signal. Le signal étant comparé à celui donné par une charge adaptée de température connue.

Les tubes fluorescents du laboratoire étant allumés et la porte métallique de la cage fermée, on a mesuré entre les intervalles de temps 0 à 50 sec. puis 100 à 150 sec. le niveau de bruit atteignant l'antenne. L'ouverture subséquente (50 à 100 sec.) de la porte de la cage de Faraday démontre l'effet que peut générer l'éclairage du laboratoire sur le radiomètre. Nous avons alors refermé la porte de la cage (100 à 150 sec.) puis éteint les tubes fluorescents du laboratoire (150 à 200 sec.). De ces observations on constate qu'il existe dans le laboratoire un bruit de fond important généré par les tubes de la salle. De plus la cage n'est pas parfaitement blindée, le point faible se situant au niveau de l'herméticité des bordures de la porte métallique.

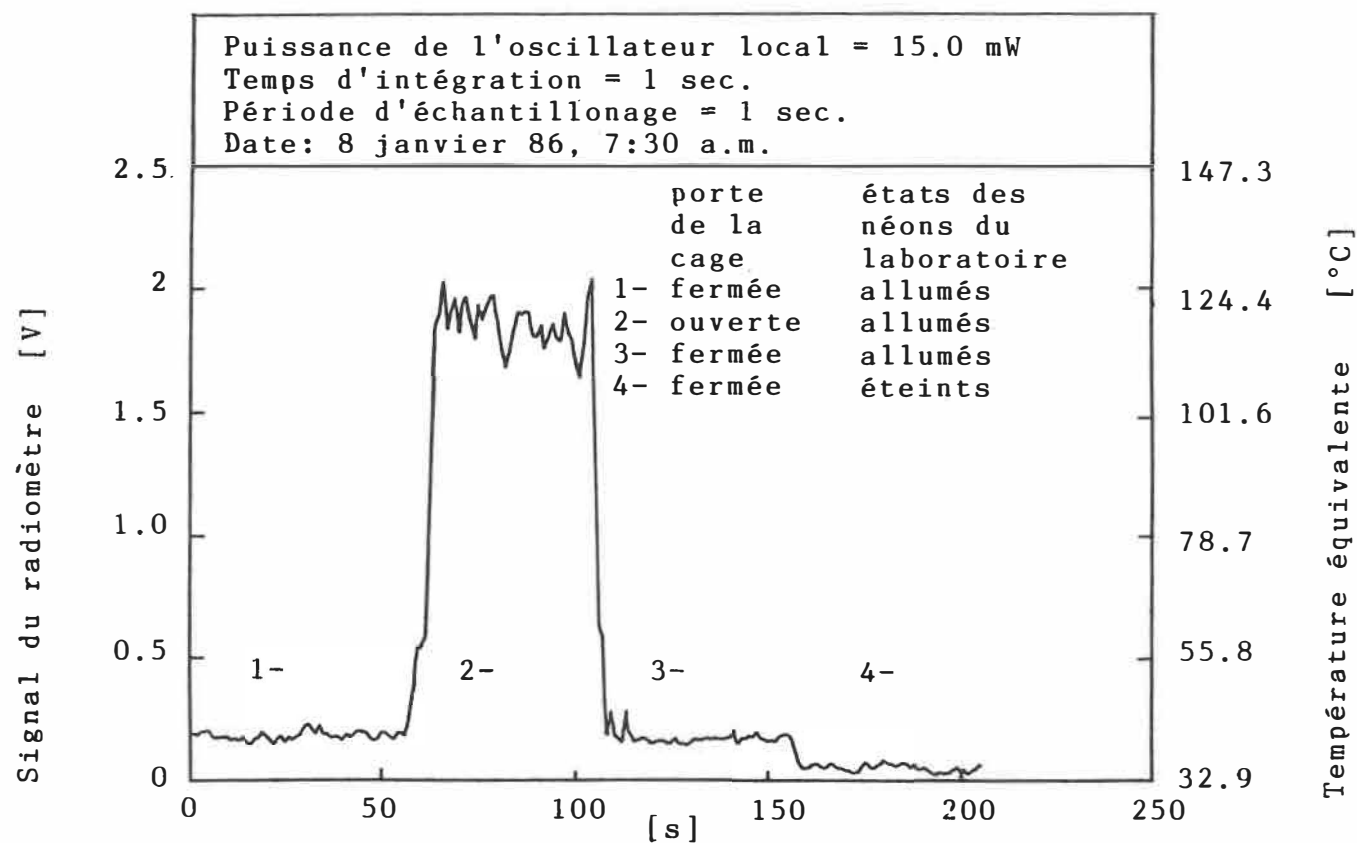


Fig. 3.13: Performance de l'enceinte blindée aux interférences existant dans le laboratoire.

Plaçons maintenant l'antenne de type guide d'ondes avec moulures tel qu'illustré à la figure 3.6B. La cage de la porte étant fermée, l'expérience démontre alors que le radiomètre est insensible à l'état de l'éclairage du laboratoire.

Les mesures d'émissivités et de températures apparentes ont été faites de la façon suivante. On calibre tout d'abord le radiomètre, en plaçant une charge adaptée à la place de l'antenne (fig. 3.14A). Puis on mesure la relation entre la tension de sortie du radiomètre et la température de la charge placée à l'antenne. Simultanément, on prend note de la température de la charge de référence.

La charge "antenne" est par la suite remplacée par l'antenne formée d'un guide d'ondes tronçonné avec moulure (fig. 3.7B et 3.14B). La température de l'eau étant maintenue à une température plus élevée que la température ambiante. On fait varier la distance L séparant la face de l'antenne et le plan formé par un conducteur. La calibration préalablement établie permet alors de tracer la température apparente observée par le radiomètre en fonction de l'épaisseur de la lame d'eau (fig. 3.15).

Sur la figure 3.15 on retrouve, pour chaque épaisseur d'eau, la valeur moyenne et l'écart-type de la température apparente. L'écart-type est calculé pour cinq mesures faites une à la suite de l'autre. La précision relative

Fig. 3.14A: Calibration

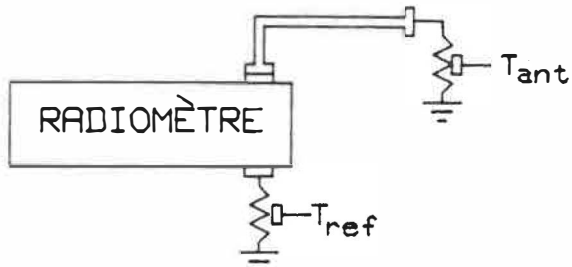


Fig. 3.14B: Mesures de températures apparentes

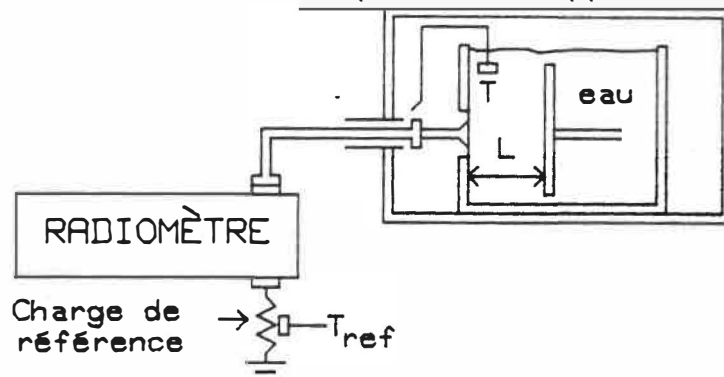


Fig. 3.14C: Mesures de réflectivités

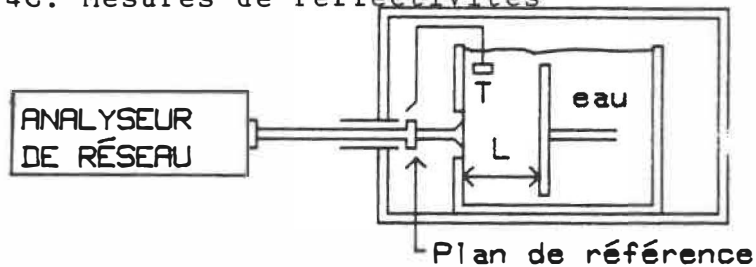


Fig. 3.14D: Détermination approximative de la température de ciel idéale.

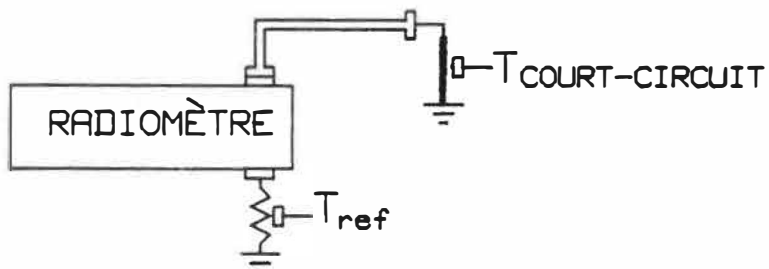


Fig. 3.14: Etapes pour la mesure, en champ proche, de la température avec l'aide d'un radiomètre.

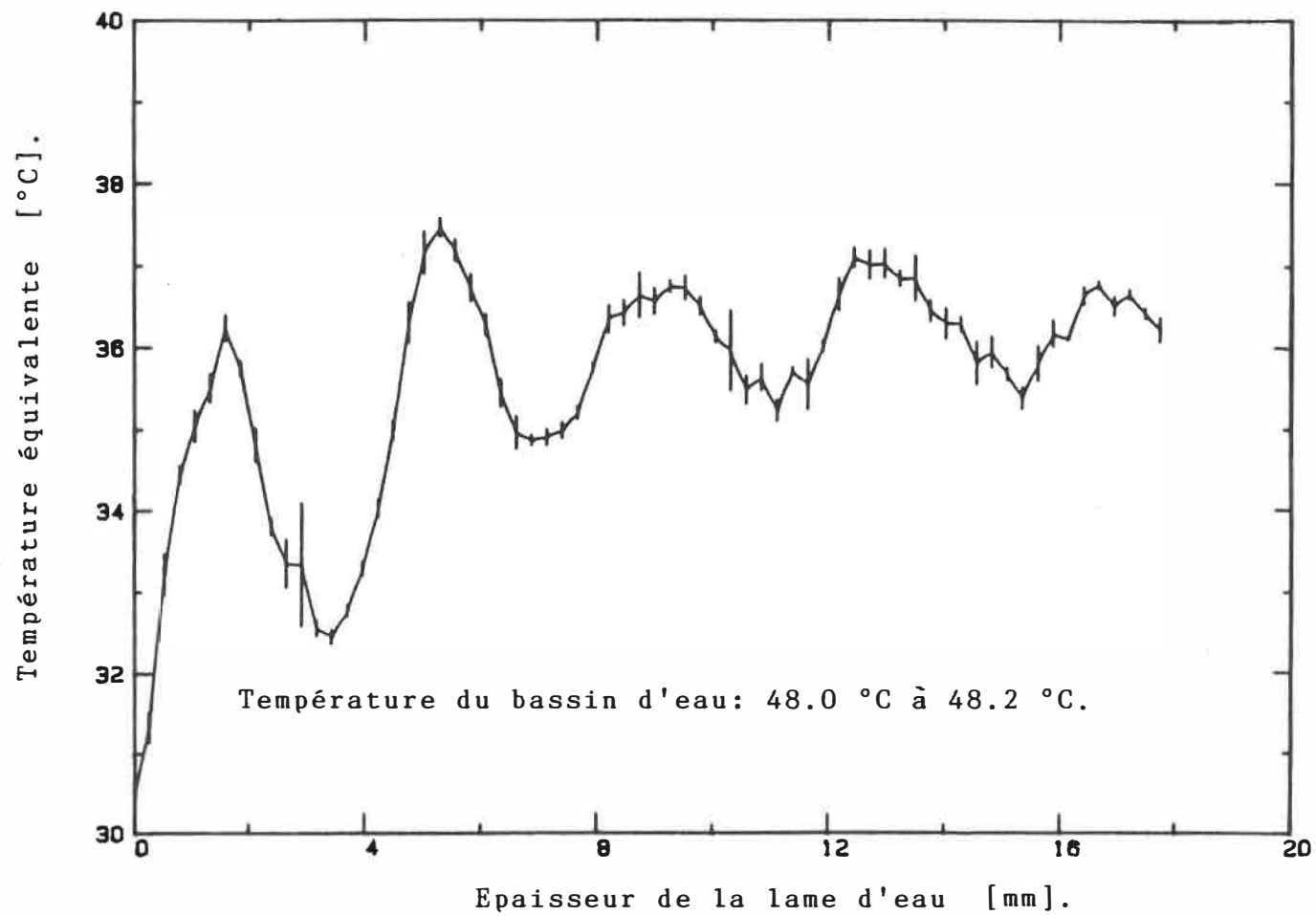


Fig. 3.15: Rayonnement hyperfréquence d'une lame d'eau et mesures de températures apparentes: premier essai.

entre chaque positionnement de la plaque réfléchissante est de l'ordre de 0.01 mm. L'expérience de la figure 3.15 a été ultérieurement reprise. Les résultats (figure 3.16) obtenus sont similaires à ceux de la figure 3.15

Les conditions expérimentales des figures 3.15 et 3.16 ne correspondent pas tout à fait aux hypothèses ayant permis de tracer les figures 3.4 et 3.5. Il est tout de même intéressant d'en comparer les résultats. On constate que les positions des minima et des maxima de température, des figures 3.15 et 3.16 peuvent se comparer à un système émissif centré entre 4500 MHz et 5000 MHz.

Mis à part du positionnement des minima et des maxima d'émissivité, nous nous sommes posés la question suivante: Est-il possible, avec une erreur raisonnable, de prévoir les variations de la température apparente en mesurant avec un analyseur de réseau la réponse fréquentielle d'une structure thermique sous observation?

Au plan de référence de la charge antenne, nous avons mesuré, pour différentes épaisseurs de la lame d'eau, le coefficient de réflexion vu par l'antenne. Nous donnons à la figure 3.17 quelques résultats en fonction de l'épaisseur d'eau et de la fréquence. Il est clair d'après cette figure que pour une épaisseur d'eau minime ($d=0.53$ mm) il existe un couplage assez important entre l'antenne et l'air ambiant. Les mesures de température ne

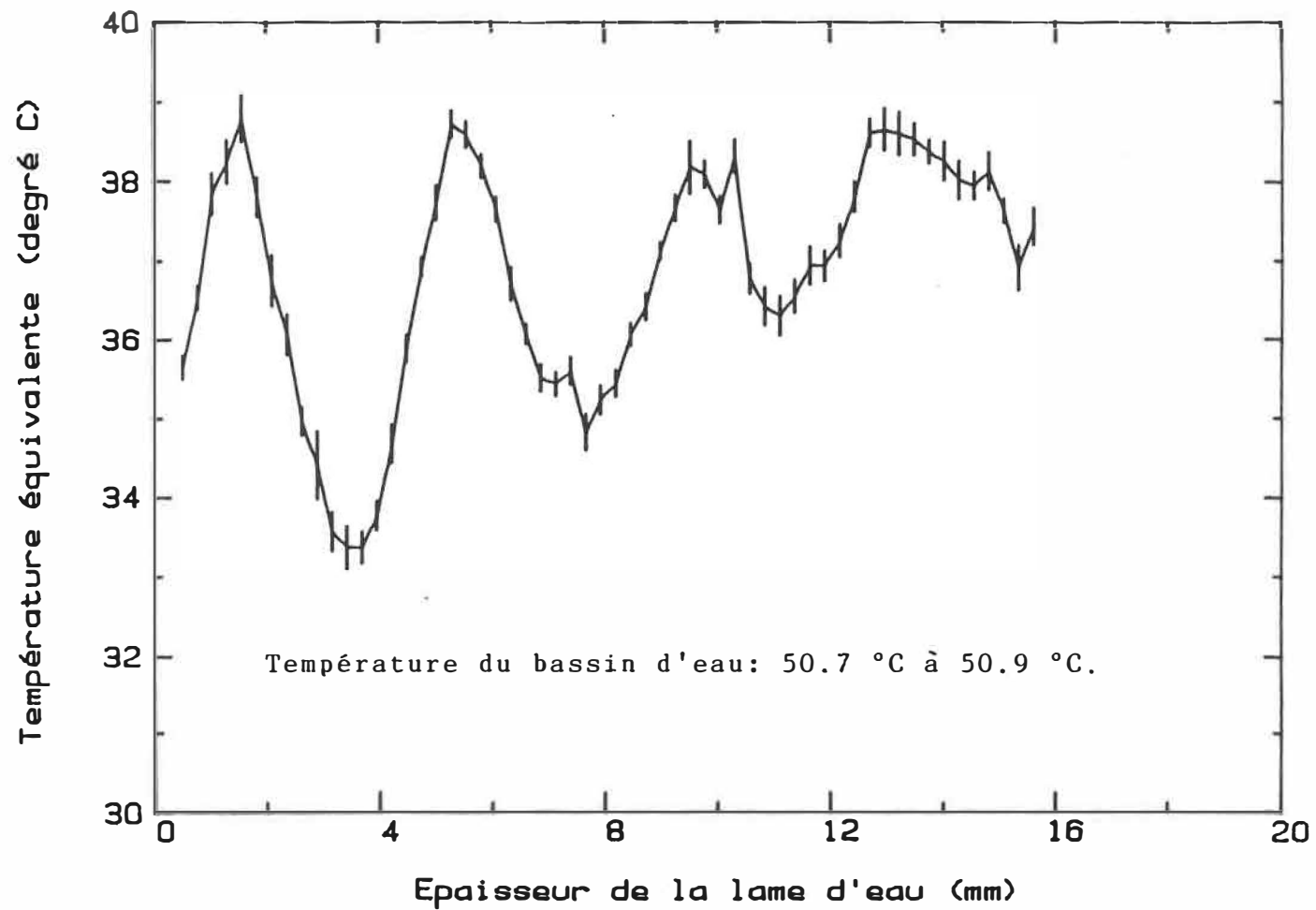
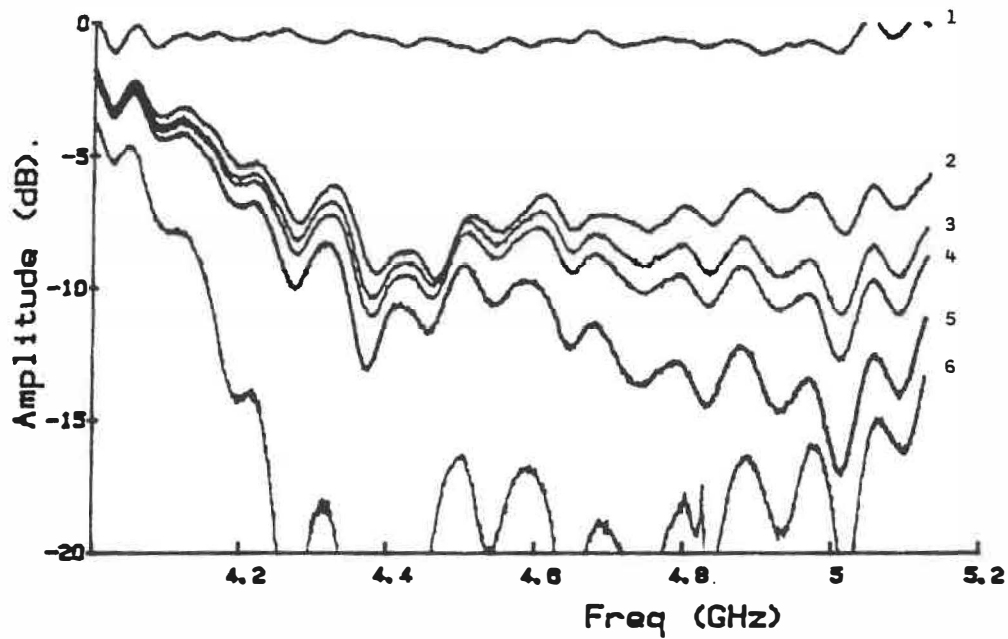


Fig. 3.16: Rayonnement hyperfréquence d'une lame d'eau et mesures de températures apparentes: deuxième essai.

Fig. 3.17: Mesures de coefficients de réflexions
du montage de la figure 3.14C en fonction
de la fréquence et de l'épaisseur d'eau.



1- Court-circuit à la place de l'antenne
d: épaisseur de la lame d'eau

2- $d = 0.53$ mm

3- $d = 0.79$ mm

4- $d = 1.06$ mm

5- $d = 1.32$ mm

6- $d = 1.59$ mm

dépendent donc pas uniquement de la température du bassin d'eau.

A partir de ces données nous avons tout de même calculé puis tracé à la figure 3.18 l'émissivité d'une lame d'eau en fonction de son épaisseur, à 4500 MHz et 5000 MHz, vue par un analyseur de réseau. Les positions mesurées des minima et des maxima des courbes de la figure 3.17 correspondent relativement bien aux positions calculées aux figures 3.4 et 3.5.

Il est essentiel, afin d'être capable de prévoir les températures apparentes mesurées par le radiomètre de connaître T_o , la température de ciel de l'équation (3.56). Dans le cas où le seul couplage possible est celui existant entre l'antenne et l'eau, T_o peut être facilement mesurée en plaçant comme à la figure 3.14D un court-circuit à la place de l'antenne. Typiquement on trouve (fig. 3.19) que T_o vaut 25 °C. Malheureusement cette information ne nous est pas utile, car le couplage antenne-air est important. De plus, ce couplage varie avec l'épaisseur de la lame d'eau.

Malgré qu'il soit difficile de comparer un résultat de température provenant d'une mesure à large bande à des résultats à bande étroite, nous avons à la figure 3.20 comparé le signal de température (fig. 3.16) capté par le radiomètre à l'émissivité que l'on peut mesurer à 5000 MHz

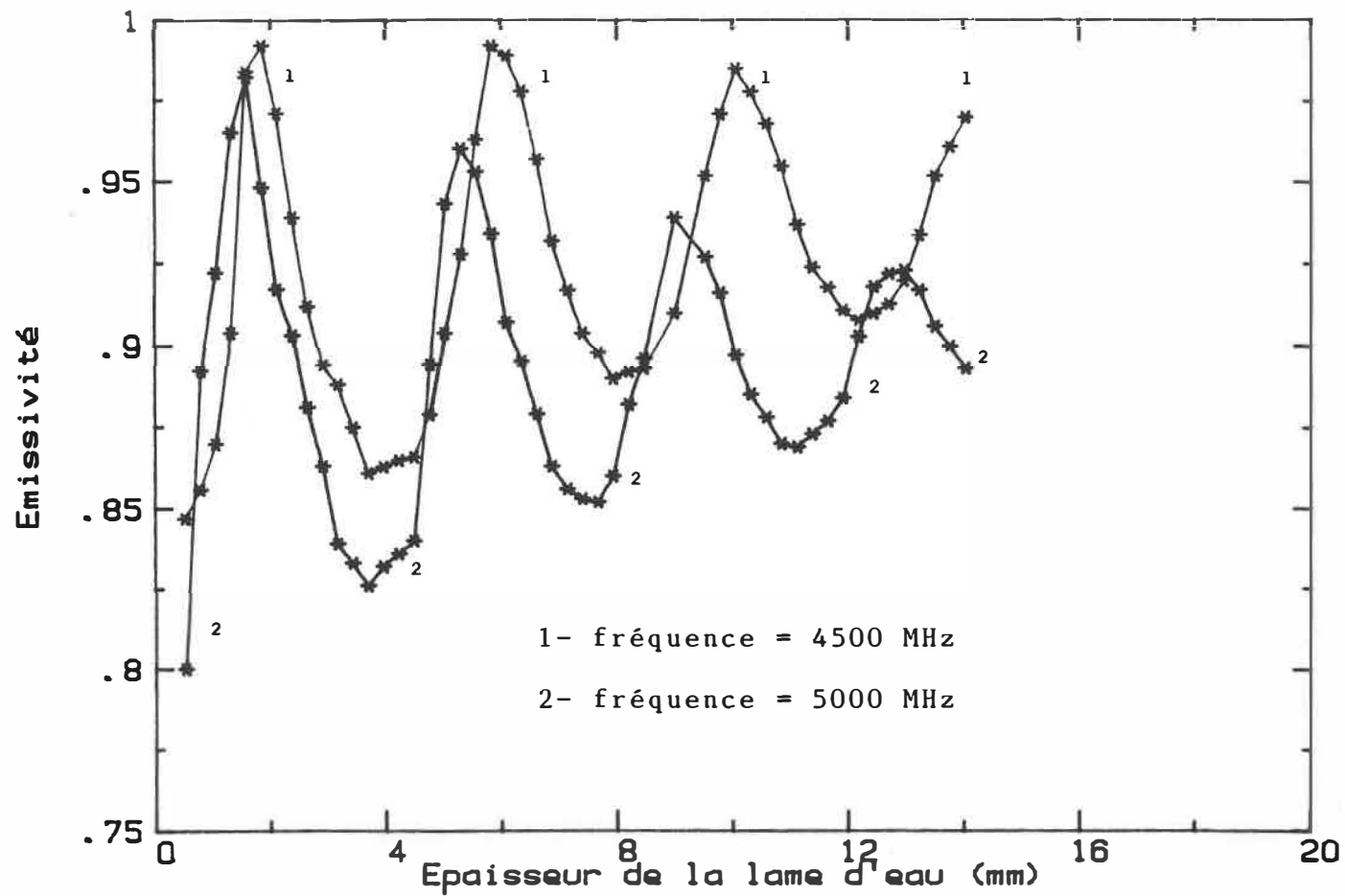


Fig. 3.18: Emissivité d'une lame d'eau:
les mesures sont effectuées avec l'aide d'un analyseur réseau.

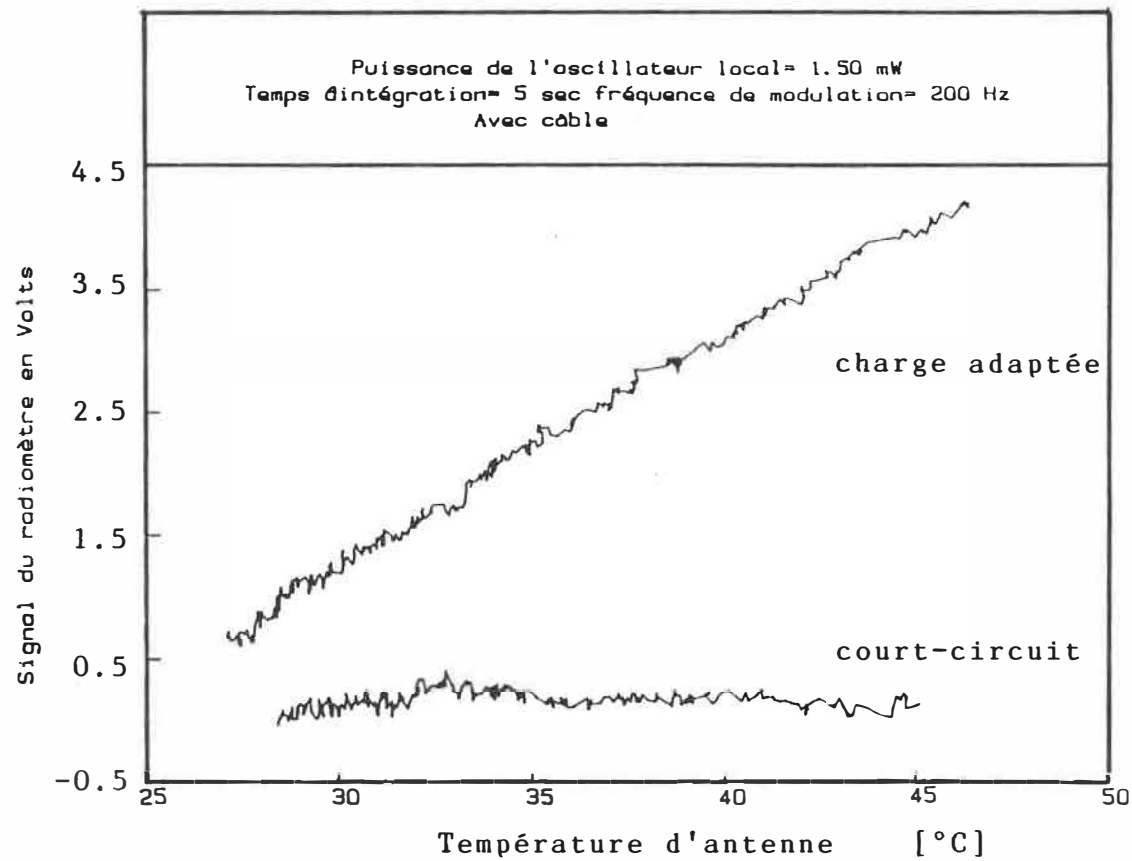


Fig. 3.19: Détermination de la température de ciel idéal avec l'aide d'un court-circuit et d'une charge adaptée.

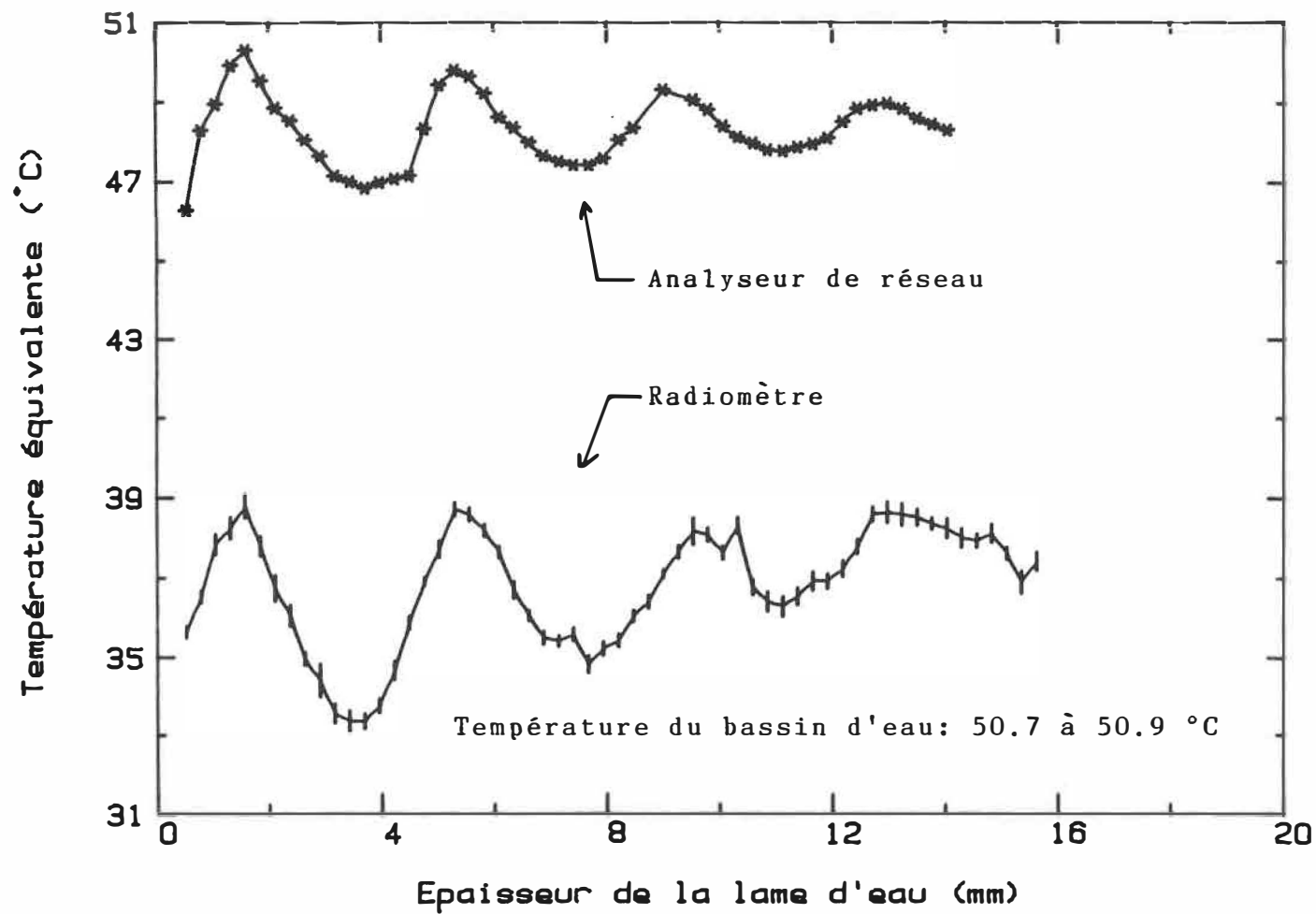


Fig. 3.20: Rayonnement hyperfréquence d'une lame d'eau; résultats comparatifs.

avec l'aide d'un analyseur de réseau. Un facteur ΔT arbitraire multiplie la courbe provenant de l'analyseur de réseau. De plus, une constante arbitraire T_0 est aussi additionnée à cette dernière courbe.

CONCLUSION

Dans cette étude, nous avons vérifié qu'un radiomètre de type Dicke est en pratique plus performant, pour des mesures biomédicales qu'un radiomètre à amplification directe. De plus l'optimisation de la puissance de l'oscillateur local est relativement facile à accomplir.

Nous avons aussi constaté qu'il est important de caractériser chaque élément de la chaîne constituant un radiomètre, particulièrement l'amplificateur de tête et le détecteur de queue.

Il a aussi été possible de montrer que, pour une température d'antenne identique à la température de référence, la contribution du terme de fluctuation de gain peut devenir importante pour des fréquences de commutation inférieures à 100 Hz ou multiples de la fréquence du réseau du secteur.

Comme nous l'avons vu, il est possible de prédire par un modèle théorique le comportement émissif d'une structure thermique. L'expérience démontre l'intérêt de connaître la réflectivité d'un corps lors de la mesure de sa température apparente. Le tout suggère de mesurer "simultanément" la température apparente et la réflectivité avec l'aide d'une source de bruit large bande inté-

grée au radiomètre.

Les facteurs de correction, sur la mesure de la température, ainsi trouvés ne sont valables que s'il existe un seul couplage, soit celui existant entre la structure observée et l'antenne du radiomètre.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] TURGEON, G., "Application des hyperfréquences au chauffage des milieux stratifiés et à la mesure de températures par radiométrie". Mémoire de maîtrise, Ecole Polytechnique de Montréal, 200 p., 1984.
- [2] KRAUS, J.D., "Radioastronomy". Mc Graw-Hill, New-York, 293 p., 1966.
- [3] KIM, Y. et JAGGARD, D.L., "Inverse Black Body Radiation: An Exact Closed-Form Solution". IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP. 23, no. 17, pp. 797-800, juillet 1985.
- [4] REIF, F., "Fundamentals of statistical and thermal physics". Mc Graw-Hill, 651 p., 1965.
- [5] SIEGMAN, A.E., "An introduction to Lasers and Masers". Mc Graw-Hill, 520 p., 1971.
- [6] VAN DER ZIEL, A., "Noise". Prentice Hall, 450 p., 1956.

- [7] ENANDER, B. et PARSON, G., "Microwave Radiometrie measurements of the temperature inside a body". Electronic Letters, vol. 10, no. 15, p. 317, juillet 1974.
- [8] EDRICH, J, et HARDEE, P.C., "Thermography at Millimeter Wavelengths". Proceedings letters of the IEEE, pp. 1391-1392, Octobre 1974.
- [9] BARRET, A.H. et MYERS, P.C., "Subcutaneous Temperature: A method of Noninvasive Sensing". Science, pp. 669-671, Novembre 1975.
- [10] EDRICH, J. et SMYTH, C.J. "Arthritis Inflammation Monitored by Subcutaneous Millimeter Wave Thermography". The Journal of Rheumatology, 5:1, pp. 59-67, 1978.
- [11] EDRICH, J., "Centimeter and Millimeter Wave Thermography—A Survey on Tumor Detection". Journal of Microwave Power 14(2), pp. 95-103, 1979.
- [12] GAUTHERIE, M., EDRICH, J., ZIMMER, R., GUERGINKERN, J.L. et ROBERT J., "Millimeter-Wave Thermography—Application to Breast Cancer". Journal of Microwave Power, 14(2), pp. 123-129, 1979.

- [13] ROBERT, J., EDRICH, J., THOUVENOT, P., GAUTHERIE, M. et ESCANY J.M., "Millimeter-Wave Thermography: Preliminary Clinical Findings in Head and Neck Diseases". Journal of Microwave Power, 14(2), pp. 131-134, 1979.
- [14] MYERS , P.C. et BARRET A.H., "Microwave Thermography of Normal and Cancerous Breast Tissue". Annals New-York Academy of Sciences, pp. 443-455, 1980.
- [15] FELDERMAN, T.P., SHAEFFER, J., EL-MAHDI, A.M., CARR, K.L. et STECKER, J.F., "Microwave Radiometric Detection of Thermal Asymmetry of Varicocele". 1985 IEEE MTT-S Digest, pp. 71-74, 1985.
- [16] MAGIN, R.L. et KANTOR, G., "Comparison of the heating patterns of small microwave (2450 MHz) applicators". Journal of Bioengineering, vol. 1, pp. 493-509, Pergamon Press, 1977.
- [17] LIN, J.C., "Foreword on Special Issue on phased arrays for hyperthermia treatment of Cancer". IEEE Trans on M.T.T., vol. MTT-34 #5, pp. 481-483, mai 1980.

- [18] N'GUYEN, D.D., MAMOUNI, A., LEROY, Y. et
CONSTANT E., "Simultaneous Microwave Local
Heating and Microwave Thermography; Possible
Clinical Applications". Journal of Microwave
Power 14(2), pp. 135-137, 1979.

- [19] CARR, K.L., EL MAHDI, A.M. et SHAEFFER, I.,
"Passive Microwave Thermography Coupled with
Microwave Heating to Enhance Early Detection of
Cancer". Microwave Journal, pp. 125-136,
mai 1982.

- [20] CHIVE, M. PLANCOT, M., GIAU, G. et PREVOST, B.,
"Microwave Hyperthermia Controlled by Microwave
Radiometry: Technical Aspects and First Clinical
Results". Journal of Microwave Power 19(4),
pp. 223-244, 1984.

- [21] CARR, K.L., EL MAHDI, A.M. et SHAEFFER, J.,
"Dual mode microwave system to enhance early
detection of cancer". 1980 IEEE MTT-S
International Microwave Symposium digest,
pp. 347-350, 1980.

- [22] STERZER, F., PAGLIONE, R. et WOZNIAK, F.,
"A self balancing microwave radiometer for non-invasively measuring the temperature of subcutaneous tissues during localized hyperthermia treatments of cancer". 1982 IEEE MTT-S Digest, pp. 438-440, June 1982.
- [23] BIGU-DEL-BLANCO, ROMERO-SIERRA, C. et WATTS D.G.,
"Microwave Radiometry and its potential Application in Biology and Medicine: Experimental Studies". Biotelemetry 2, pp. 298-316, 1975.
- [24] SCHULTZ, S., "Current statues of Microwave Thermography for medical applications". IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. ns-26, no. 2, pp. 2722-2723, avril 1979.
- [25] ROBILLARD, M., CHIVE, M., LEROY, Y., AUDET, J., PICHOT, Ch. et BOIDMEX, J.Ch., "Microwave thermography—Characteristics of Waveguide Applicators and Signatures of Thermal Structures". Journal of Microwave Power, 17(2), pp. 97 à 105, 1982.

- [26] ISKANDER, M.F., DURNEY, C.H., GRANGE, T. et C.S. SMITH, "Radiometrie Technique for Measuring Changes in Lung Water". IEEE Trans. on MTT, vol MTT-32, no.5, pp. 554-556, mai 1984.
- [27] MIZUSHIMA, S., HIROYUKI, Ohi et HAMANUERA, Y., "A three Band microwave radiometer for non invasive Temperature measurement". 1984 IEEE MTT-S Digest, pp. 145-147, 1984.
- [28] STUTZMAM, W.L. et THIELE, G.A., "Antenna theory and design". John Wiley and Sons, 595 p., 1981.
- [29] COHN, S.B., "Properties of Ridge Waveguide". Proceedings of the IRE, vol. 35, pp.783-788, août 1947.
- [30] HOPFER, S., "The Design of Ridge Waveguides". IRE Trans. on MTT, MTT-3, pp. 20-29, oct. 1955.
- [31] ROBILLARD, M., "Contribution à l'étude des sondes et à la reconnaissance d'objet thermique par thermographie micro-ondes (T.M.O.)". Thèse présentée à l'université des sciences et techniques de Lille pour l'obtention du titre de Docteur de troisième cycle, novembre 1981.

- [32] CHEEVER, E., LEONARD, J.B. et FOSTER, K.R.,
"Depth of Penetration of Fields from Rectangular
Aperture into Lossy Media". IEEE Trans. on MTT,
vol. MTT-35, no. 9, pp. 865-867, sept. 1987.

- [33] BAHL, I.J., THANSANDOTE, A. et STUCHLY, S.S.,
"Open-Ended rectangular Waveguides as Antennas
for medical diagnostics". Journal of Microwave
Power, vol. 15 #2, pp. 81-86, 1980.

- [34] GANDHI, Om P., "Microwave Engineering and
applications". Pergamon Press, Toronto, 544 p.,
1985.

- [35] GARDIOL, F., "Electromagnétisme". Traité
d'électricité vol. III, Editions Geargi, 249 p.,
1979.

- [36] LIN, J.C., "Microwave Biophysics, Microwave
Bioeffects and Radiation Safety". Editeur M.A.
Stuckly, Trans. Int. Microwave Power Inst.,
vol. 8, pp. 15-54, 1978.

- [37] YAMAURA, I. "Measurements of 1.8-2.7 GHz
Microwave Attenuation in the Human Torso".
IEEE Trans. on MTT, vol. MTT-25, no. 8,
pp. 707-710, Août 1977.

- [38] GUY, A.N., "Electromagnetic Fields and Relative Heating Patterns Due to a Rectangular Aperture Source in Direct Contact with Bilayered Biological Tissue". IEEE Trans. on M.T.T., vol. MTT-19, no. 2, pp. 214-223, février 1971.
- [39] HASLAM, N.C., GILLESPIE, A.E. et HASLAM, C.G.T., "Aperture Synthesis Thermography—A New Approach to Passive Microwave Temperature Measurements in the Body". IEEE Trans. on M.T.T., vol. MTT-32, no. 8, pp. 829-935, août 1984.
- [40] HILL, J.C. et GOLDNER, R.B., "The Thermal and Spatial Resolution of a Broad-Band Correlation Radiometer with Application to Medical Microwave Thermography". IEEE Trans. on M.T.T, vol. MTT-33, no. 8, pp. 718-722, août 1985.
- [41] LEROY, Y., CHIVE, M., MAMOUNI, A., HOLHEDEZ-ROBILLARD, M. et VAN DE VELDE, J.C., "Presents Results and Trends in Microwave Thermography". IEEE MTT-S Digest, p. 186-188, 1983.
- [42] BARDATI, F., MONGIARDO, M. et SOLIMINI, D., "Synthetic Array for Radiometric Retrieval of Thermal Fields in Tissues". IEEE Transactions on M.T.T., vol. MTT-34, no. 5, pp. 579-583, 1986.

- [43] LÜDEKE, K.M., SCHIEK, B. et KÖELER, J.,
"Radiation Balance Microwave Thermograph for
Industrial and Medical Applications".
Electronic Letters, vol. 14 #6, pp. 194-196,
Mars 1978.

- [44] LÜDEKE, K.M., KUEHLER, J. et KANZENBACK, J.,
"A new Radiation Balance Microwave Thermograph
for Simultaneous and Independent Temperature and
Emissivity Measurements". Journal of Microwave
Power, vol. 14 #2, pp. 117-121, 1979.

- [45] LÜDEKE, K.M., BURKHARD, S. et KÖHLER, J.,
"Method and Arrangement for Measuring the
Physical Temperature of an Object by Means of
Microwaves". U.S. Patent no. 4, 235, 107,
Nov. 1980.

- [46] LÜDEKE, K.M. et KÖHLER, J., "Microwave
Radiometric System for Biomedical 'True
Temperature' and Emissivity Measurements".
Journal of Microwave Power, vol. 18 #3, pp. 277-
283, Sept. 1983.

- [47] STUCHLY, M.A. et STUCHLY, S.S., "Dielectric Properties of Biological Substances—Tabulated". Journal of Microwave Power, 15(1), pp. 19-25, 1980.
- [48] COOK, M.F., "A comparison of the dielectric behaviour of pure water and human blood at microwave frequencies". British Journal of Applied Physics, vol. 3, pp. 249-255, août 1952.
- [49] COOK, H.F., "The dielectric behaviour of some types of human tissues at microwave frequencies". British Journal of Applied Physics, vol. 2, pp. 295-300, oct. 1951.
- [50] STROGYN, A., "Equations for Calculating the Dielectric Constant of Saline Water". IEEE Trans. on M.T.T., pp. 733-736, août 1971.
- [51] GUY, A.W., "Analyses of Electromagnetic Fields Induced in Biological Tissues by Thermographic Studies on Equivalent Phantom Models". IEEE Trans. on M.T.T., vol. MTT-19, no. 2, pp. 205-214, Février 1971.

- [52] CHEUNG, A.Y. et KOOPMAN, D.W., "Experimental Development of Simulated Biomaterials for Dosimetry Studies of Hazardous Microwave Radiation". IEEE Trans. on MTT, pp. 669-672, Octobre 1976.
- [53] EVANS, G. et MC LEISH, C.W., "RF Radiometer Handbook". Artech House, 152 p., 1977.
- [54] MAAS, S.A., "Microwave mixers". Artech House Inc., 357 p., 1986.
- [55] THOMSEN, F., "On the resolution of Dicke-type Radiometers". IEEE Trans. on M.T.T., vol. MTT-32, no. 2, pp. 145-150, Fev. 1984.
- [56] MAGNUM, A. et KÜNZI, K., "Influence of Statistical Gain Fluctuations of the High-frequency Amplifier on the Sensitivity of a Dicke-radiometer". Z. Ange. Math. Phys., vol. 22, pp. 392-403, 1971.
- [57] KÜNZI, K. et MAGNUM, A., "Statistical Gain Fluctuations of Microwave Amplifiers with a Dicke radiometer". Z. Ange. Math. Phys., vol. 22, pp. 404-411, 1971.

- [58] DICKE, R.H., "The Measurements of Thermal Radiation at Microwave Frequencies". The Review of Scientific Instruments, vol. 17, no. 7, pp. 268-275, Juillet 1946.
- [59] STRUM, P.D., "Considerations in High-Sensitivity Microwave Radiometry". Proceedings of the IRE, pp. 43-53, Janvier 1958.
- [60] BAILLARGEON, G. et RAINVILLE, J., "Statistique appliquée, tests statistiques régression et corrélation tome 2". Les éditions SMG, Québec, 1975.
- [61] Hewlett Packard Application Note 150-9, "Spectrum Analysis...Noise Figure Measurement".
- [62] COMBES, P.F., GRAFFEUIL, J. et SAUTEREAU, J.F., "Composants dispositifs et circuits actifs en micro-ondes". Dunod Université, Bordas, Paris, 1985.
- [63] Hewlett Packard Product Note 8970A-1, Applications and Operation of the HP 8970A Noise Figure Meter.

- [64] AGOURIDIS, D.C., "Thermal Noise of Transmission Media". IEEE Trans. on Inst. and Meas., vol. IM-26, no. 3, pp. 243-245, sept. 1977.
- [65] FABRE, J.J., "Méthodes de calcul de signaux thermiques et possibilité de nouvelles utilisations de la thermographie microondes". Thèse présentée à l'université des Sciences et Techniques de Lille pour l'obtention du titre de Docteur de troisième cycle, sept. 1982.
- [66] STRATTON, J.A., "Electromagnetic Theory". Mc Graw-Hill Book, New-York, 1941.
- [67] BORN, M., WOLF, E. et coll., "Principles of Optics, Electromagnetic Theory of Propagation Interference and Diffraction of Light". 6ème édition, Pergamon Press, 808 p., 1980.
- [68] HAYKIN, S., "Communication Systems". Second Edition, John Wiley & Sons, New-York, 653 p., 1978.
- [69] MIDDLETON, D., "An Introduction to Statistical Communication Theory". Mc Graw-Hill book company Inc., New-York, 1140 p., 1960.

- [70] REBOLLAR, J.M. et ENCINAR, J.A., "Design and Optimization of Multi-Stepped Waveguide Applicators for Medical Applications". Journal of Microwave Power, 19(4), pp. 259-267, 1984.

- [71] OKWIT, S., "An Historical View of the Evolution of Low-Noise Concepts and Techniques". IEEE Trans. on M.T.T.; vol. MTT-32, no. 9, pp.1068-1084, sept. 1984.

- [72] Rosenberg, J.L., "Théorie et applications de la chimie générale". Série Schaum, McGraw-Hill Ryerson Limitée, Montréal, 242 p., 1972.

ANNEXE A: PARAMETRES PERMETTANT LE CALCUL DE LA PERMITTIVITE COMPLEXE DE L'EAU ET DEFINITION DE LA NORMALITE

Nous avons reproduit [50] dans cette annexe les expressions des permittivités hautes fréquences ϵ_{∞} et statique ϵ_s , du temps de relaxation τ et de la conductivité σ , d'une solution aqueuse de chlorure de sodium pour différentes conditions de températures et de normalités. Alors pour $0 \leq T \leq 40^{\circ}\text{C}$, $0 \leq N \leq 3$ et $3.25 \leq f \leq 23.7$ GHz, nous avons:

$$(A.1) \quad \epsilon_{\infty} \approx 4.9$$

$$(A.2) \quad \epsilon_s(T, N) = \epsilon_s(T, 0) a(N)$$

$$(A.3) \quad \tau(T, N) = \tau(T, 0) b(N, T) \quad [\text{sec}]$$

avec

$$(A.4) \quad a(N) = 1.000 - 0.2551N + 5.151 \times 10^{-2}N^2 - 6.889 \times 10^{-3}N^3$$

$$(A.5) \quad b(N, T) = 0.1463 \times 10^{-2}NT + 1.000 - 0.04896N - 0.02967N^2 + 5.644 \times 10^{-3}N^3$$

et

$$(A.6) \quad \epsilon_s(T, 0) = 87.74 - 0.40008T + 9.398 \times 10^{-4}T^2 + 1.410 \times 10^{-6}T^3$$

$$(A.7) \quad 2\pi\tau(T,0) = 1.1109 \times 10^{-10} - 3.824 \times 10^{-12}T \\ 6.938 \times 10^{-14}T^2 - 5.096 \times 10^{-16}T^3$$

On a aussi,

$$(A.8) \quad \sigma_{NaCl}(T,N) = \sigma_{NaCl}(25,N) [1.000 - 1.962 \times 10^{-2}D_T \\ + 8.08 \times 10^{-5}D_T^2 - D_T N((3.020 \times 10^{-5} \\ + 3.922 \times 10^{-5}D_T) + N(1.721 \times 10^{-5} \\ - 6.584 \times 10^{-6}D_T))] \quad [ohms^{-1}m^{-1}]$$

où

$$(A.9) \quad \sigma_{NaCl}(25,N) = N(10.394 - 2.3776N + 0.68258N^2 \\ - 0.13538N^3 + 1.0086 \times 10^{-2}N^4)$$

$$\text{et } D_T = 25 - T \quad [^{\circ}C]$$

Il suffit d'appliquer ces régressions numériques aux équations (1.19) et (1.20) pour obtenir une valeur approchée des permittivités réelle et imaginaire.

Définition de la normalité:

La normalité d'une solution est définie comme étant le nombre d'équivalent-grammes de soluté contenus dans un litre de solution [72].

L'échelle de normalité est commode pour comparer les volumes relatifs nécessaires lors de la réaction chimique d'une solution avec une autre solution. L'usage de l'échelle de normalité est limité par le fait qu'une solution peut avoir plus d'une normalité, selon la réaction pour laquelle elle est utilisée.

Dans le cas d'une solution aqueuse de NaCl la masse équivalente peut être définie comme étant la fraction de la masse moléculaire de ce sel qui peut réagir avec un ion H^+ . Une solution 1N contient donc une mole de NaCl dans un litre de solution (1N = 1 mole/litre).

D'autre part la teneur en sel de l'eau de mer peut être aussi donnée en terme de salinité. La salinité (S) est définie comme étant le rapport du nombre de gramme de sel contenue dans 1000 grammes de solution. Stogrym [50] a reproduit d'un autre auteur une relation, pour l'eau de mer, entre la normalité et la salinité:

$$(A.10) \quad N = S[1.707 \times 10^{-2} + 1.205 \times 10^{-5} S + 4.058 \times 10^{-9} S^2]$$

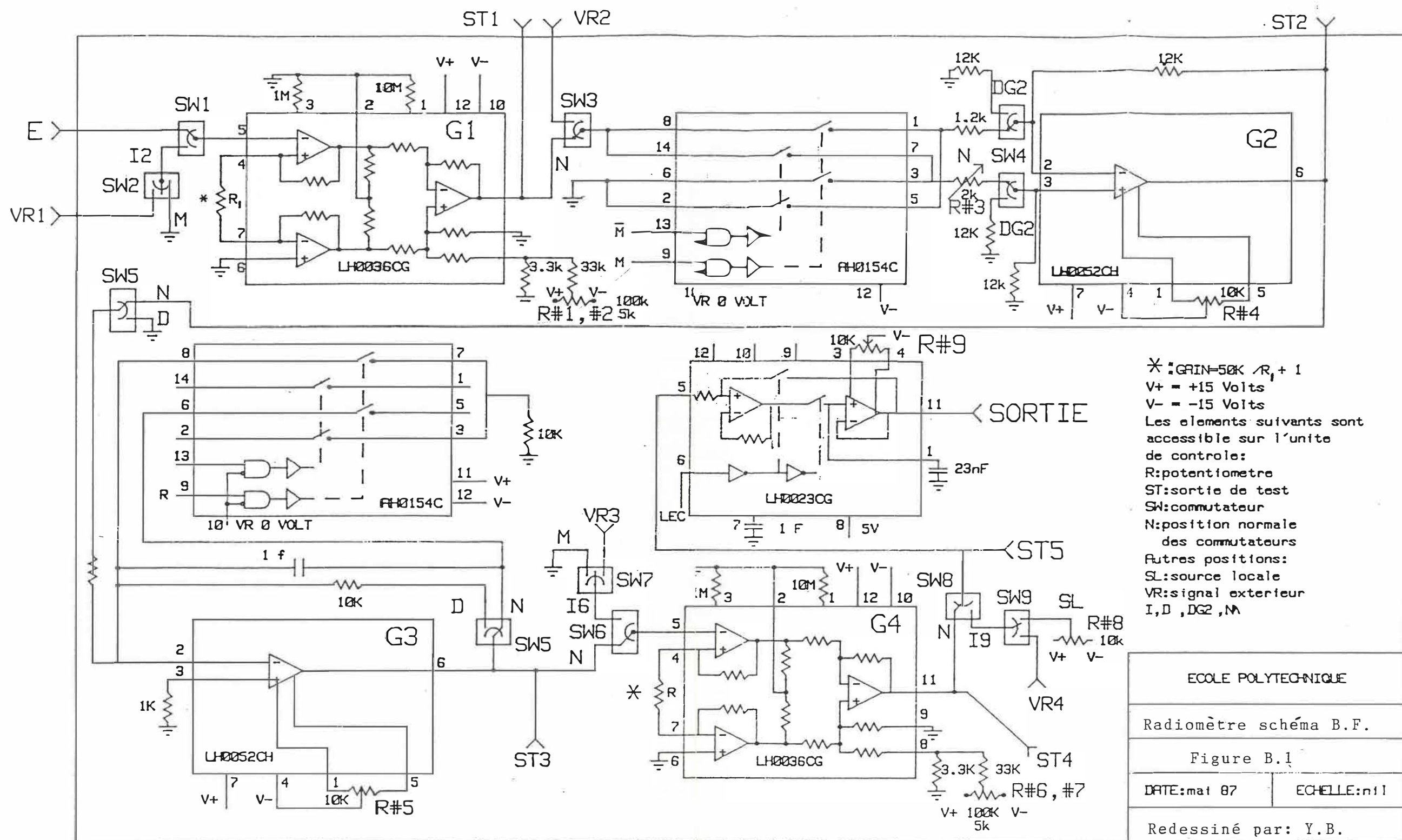
La masse moléculaire d'une mole de NaCl étant de 58.4428 g/mole on retrouve le premier terme de l'équation (A.10). L'équation (A.10) n'est valide que pour des concentrations de sels de $0 \leq S \leq 260$. La limite supérieure correspond au point de saturation de l'eau. Ce point de saturation, pour des températures se situant entre 0 et 60 °C, correspond à (36 ± 1) g de sel dans 100g d'eau.

ANNEXE B: DESCRIPTION SOMMAIRE ET
CALIBRATION DE L'UNITE DE CONTROLE

B.1 Description sommaire

Nous avons redessiné, à la figure B.1, le schéma basse fréquence du radiomètre en y incluant l'information contenue dans le cablage de cette section [1]. La série de commutateurs(SW1 à 9) et de potentiomètres(R#1 à 9), permettant la calibration de l'appareil, se retrouve alignée sur la devanture avant de la boîte formant l'unité de contrôle(figure B.2). Un sélecteur(T&G) permet de choisir entre cinq points de tests(ST1 à 5). Il existe aussi, sur le panneau arrière une entrée E de type BNC, permettant l'application d'un signal de test en quatre points possibles(VR1 à 4) de l'unité de contrôle(figure B.3).

Examinons l'effet de certains des boutons poussoirs. Le bouton d'arrêt(A) a un effet semblable à celui du bouton d'initialisation(I), sauf qu'il ne prend effet qu'à la fin d'un cycle d'intégration(t). Ce temps d'intégration se calcule, pour une fréquence de modulation f_m , en secondes par $t = TLEC \times H \div f_m$. Au risque de répéter l'infor-



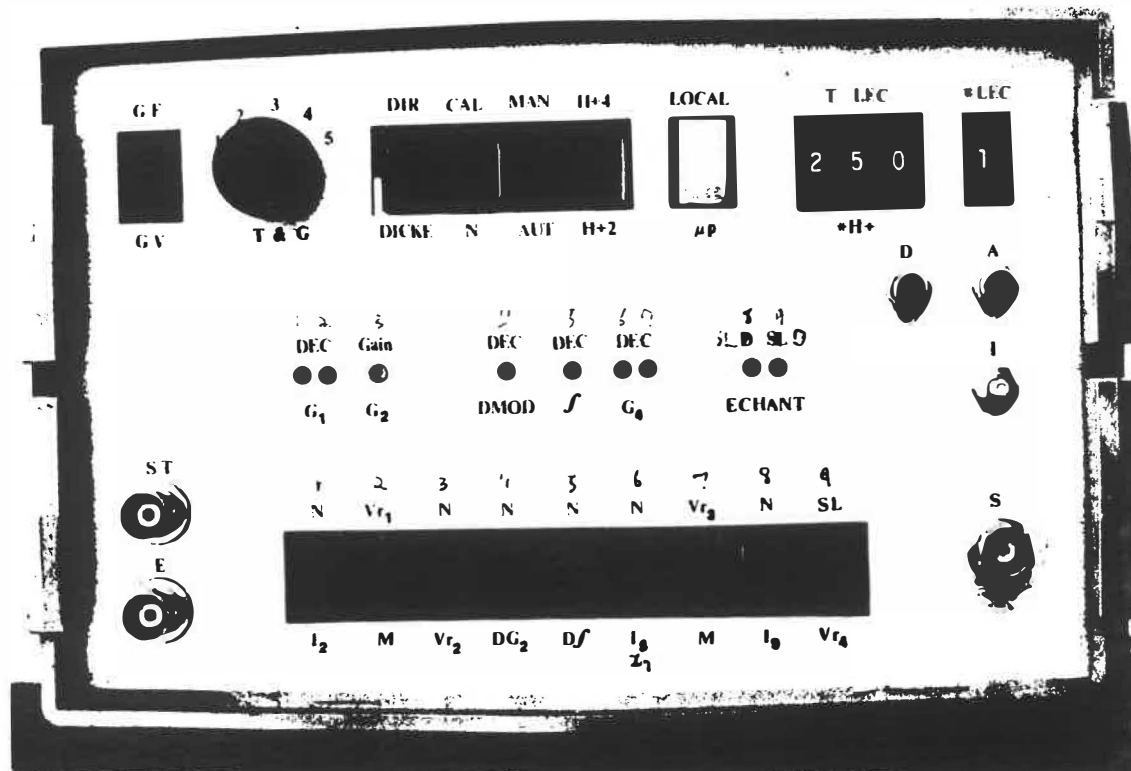


Fig. B.2: Devanture avant de l'unité de contrôle du radiomètre.

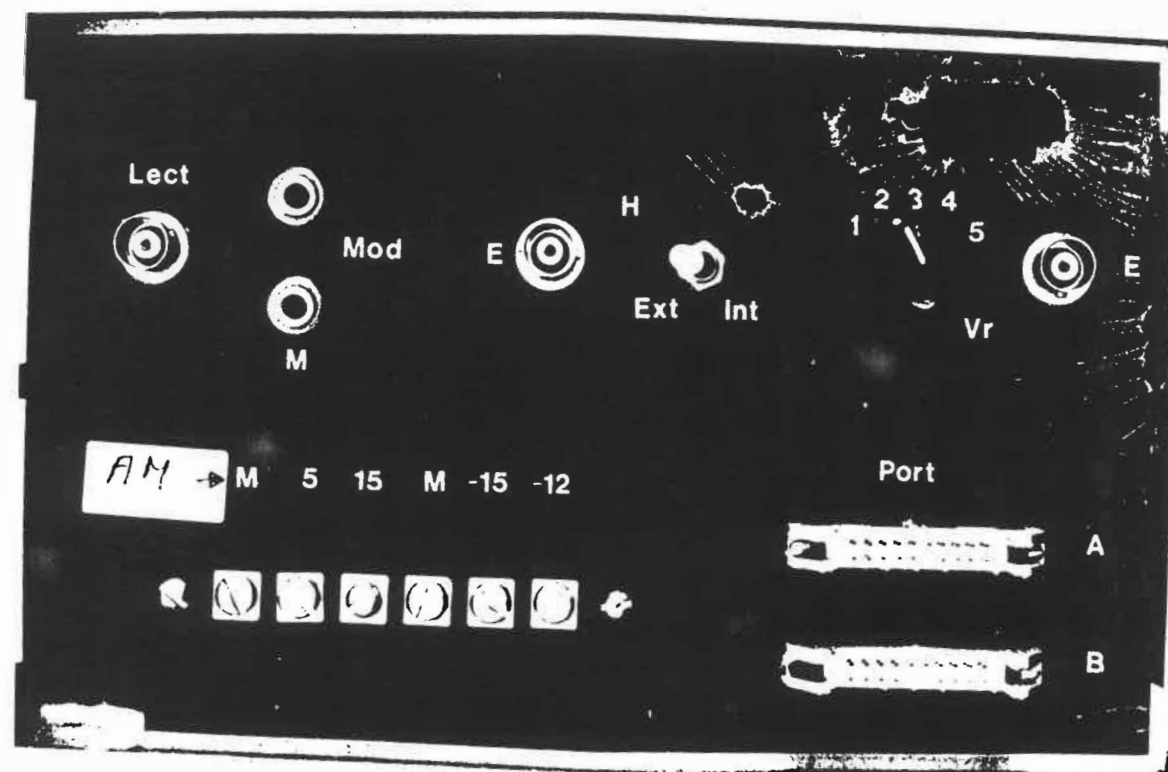


Fig.B.3: Panneau arriere de l'unité de contrôle du radiomètre.

mation contenue dans [1]. TLEC, est le nombre de coups d'horloge divisé avant qu'un signal de temps de lecture complétée(LEC) soit émis à la sortie LECT de type BNC. TLEC peut être sélectionné sur le panneau avant de l'unité de contrôle. On remarquera, à la figure B.2, que le temps d'intégration vaut, pour $f_m = 100$ Hz, $t = 10$ secondes. Lorsque les commutateurs de commandes de type de radiomètre (DIR/DICKE) et de mode(Cal/N) sont respectivement sur la position:

DICKE-N: Au démarrage du radiomètre, une commutation simultanée du commutateur radiofréquences(R.F.) et du démodulateur basses fréquences(B.F.) s'établit.

DICKE-CAL: Au démarrage du radiomètre, le démodulateur multiplie alternativement par ± 1 le signal provenant du détecteur loi carrée, alors que le commutateur R.F. est aiguillé vers la charge de référence.

DIR-CAL: Il n'existe aucune commutation de la partie R.F. et de la partie B.F. du radiomètre. Seul existe une remise à zéro de l'intégrateur à tous les t secondes. Le commutateur R.F. n'étant pas modulé, le signal provenant de l'unité de contrôle l'oblige à regarder la charge de référence. La valeur logique M, appliquée sur le commutateur B.F.(fig.B.1), étant fixée à 1, le signal à l'entrée de l'amplificateur différentiel est alors multiplié par -10 .

DIR-N: Ce mode est semblable à DIR-CAL, sauf que la valeur logique de M vaut zéro. De plus le commutateur R.F. est aligné sur la charge antenne. On ne recommande pas l'utilisation de ce mode, car la résistance variable de 2 kOhms(R#3) est alors utilisée par l'amplificateur différentiel.

Pour de plus amples détails sur le fonctionnement des séquences logiques de l'unité de contrôle, on consultera la référence [1]. On trouvera aussi de l'information au sujet de l'interface micro-processeur et unité de contrôle dans un rapport interne de Yacine Ramouni(été 1984).

B.2 Etapes pour la calibration de l'unité de contrôle

Sachant que les circuits de la figure B.1 sont montés tels que suggéré par le manufacturier (National Semiconductor). Il est alors possible d'effectuer une calibration de l'appareil. Il existe essentiellement six étapes dans la calibration.

La première étape consiste à l'ajustement du premier amplificateur d'instrumentation. Il suffit pour ajuster la tension de décalage du premier amplificateur, de mettre à la masse l'entrée cinq de celui-ci. Typiquement, on peut s'attendre à une déviation à la sortie d'au plus 0.5 mV pour quelques heures d'opération. Dans le cas du mode DICKE-N ou bien DICKE-CAL, ces déviations sont compensées par le détecteur synchrone. Ce détecteur synchrone est formé par le commutateur analogique et l'amplificateur différentiel.

La deuxième étape consiste à l'ajustement du décalage de l'amplificateur différentiel. La tension du décalage de l'amplificateur différentiel est ajustée en utilisant les commutateurs de commandes SW4 et SW5, puis le potentiomètre R#4. Typiquement on peut retrouver à la sortie une dérive inférieure à 0.1 mV pour quatre heures de fonctionnement. En mode DICKE, cette dérive n'est pas significative. Mais en mode DIRECT, le signal sortant du dé-

tecteur loi carrée est directement appliqué à l'entrée VR2. Cette dérive peut donc introduire un décalage de 1 ou 2 degrés sur la précision absolue de la mesure de la température. Mentionnons aussi que dans le mode DIRECT on doit diminuer le gain de l'amplificateur de sortie, afin de ne pas saturer ce dernier. On utilise pour cela le sélecteur T&G et le commutateur de gain sur GV.

Nous résumons dans les pages qui suivent les différentes étapes de la calibration du radiomètre de type Dicke du laboratoire. Ces ajustements sont suggérés pour se familiariser avec la partie basse fréquence du radiomètre. La dernière qui consiste en l'ajustement du détecteur synchrone est l'étape qui a le plus d'influence sur la reproductibilité des résultats. Elle dépend fortement de la résistance variable R#3. Nous n'avons malheureusement pas déterminé exactement son influence.

Résumé des différentes étapes de la calibration de la partie basse fréquence de l'unité de contrôle:

1) Décalage du 1er amplificateur d'instrumentation:

Radiomètre en mode: ARRET
Sortie de test: ST1
Commutateurs: SW1 à I2, SW2 à M, SW3 à VR2
Potentiomètres: R#1 et R#2
Ajustement: $(0.0 \pm 0.2) \text{ mV}$

2) Décalage de l'amplificateur différentiel:

Radiomètre en mode: ARRET
Sortie de test: ST2
Commutateurs: SW4 à DG2 et SW5 à D
Potentiomètre: R#4
Ajustement: $(0.0 \pm 0.1) \text{ mV}$

- 3) Décalage de l'intégrateur:
Radiomètre en mode: ARRET
Sortie de test: ST3
Commutateur: SW5 à D
Potentiomètre: R#5
Ajustement: $(0.0 \pm 0.1) \text{ mV}$
- 4) Décalage du 2e amplificateur d'instrumentation:
Radiomètre en mode: ARRET
Sortie de test: ST4
Commutateurs: SW6 à I6, SW7 à M et SW8 à I9
Potentiomètre: R#4
Ajustement: $(0.0 \pm 0.2) \text{ mV}$
- 5) Décalage de l'échantillonneur:
Radiomètre en mode: DEPART
Sortie de test: ST5 et S
Commutateurs: SW8 à I9 et SW9 à L
Potentiomètre: R#9
Ajustement: $(\text{VSL} \pm 0.7) \text{ mV}$
VSL: niveau de tension de la source locale(SL),
voir instructions du fabricant
- 6) Ajustement du détecteur synchrone:
Radiomètre en mode: DICKE-CAL
Sortie de test: S et sortie ST4(avec un oscilloscope)
Commutateurs: SW1, SW3, SW4, SW5, SW6 et SW8 en position normale N
Potentiomètre: R#3
Ajustement: mise à zéro de la sortie S

ANNEXE C: SPECIFICATIONS DES MANUFACTURIERS

Dans cette annexe nous avons inclus les caractéristiques des manufacturiers concernant de nouvelles composantes du radiomètre. Nous avons aussi reproduit l'information contenue dans [1]. Cette annexe comprend donc de l'information sur:

- un câble de 1 mètre de long modèle Sucoflex 104
 - le commutateur à diodes pins modèle SD2502-SC-001
 - l'amplificateur de tête
 - l'isolateur
 - le mélangeur
 - le second étage d'amplification
 - l'amplificateur de sortie
 - l'oscillateur local
 - les sondes de température Oméga et Fluke
- Fluke: 80T-150 Oméga: 199-P2-A-X
- les alimentations



SUCOFLEX the flexible **Microwave Cable by SUHNER**

BRAYDON ELECTRIC LTD.
2925 The Mills Rd.
Montreal, Quebec H4S 1A8
(514) 332-2777


UNIFORM TUBES INC.
MicroDelay Division

There's much more to SUCOFLEX than connectors and cable!

The importance of coaxial lines in today's microwave systems is steadily increasing. Even though they are just required to achieve the simple task of interference-free signal transmission, their performance is of crucial significance to the proper functioning of microwave equipment.

That's why SUCOFLEX is not an ordinary combination of connectors and cable. Quite to the contrary, SUCOFLEX has been conceived as an integral microwave component with properties that have been clearly defined, optimized, and guaranteed in every respect.

SUCOFLEX is always supplied as a complete transmission line with its own individual test certificate - exactly as you would come to expect it from a microwave component designed for demanding applications.



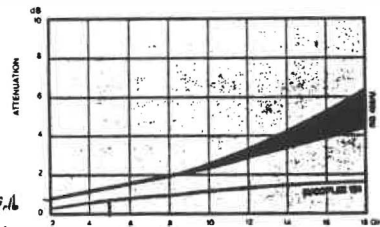
After passing a strict final inspection, SUCOFLEX is delivered in a sealed package with its own performance graph and individual serial number - ready for immediate use.

Frequency range	DC - 18 GHz
VSWR	1.25 max.
Cable loss dB/m	0.4 ± 0.08 - 1 (GHz)
Connector loss	0.07 - 1 (GHz)
Temperature range	-55°C / +105°C

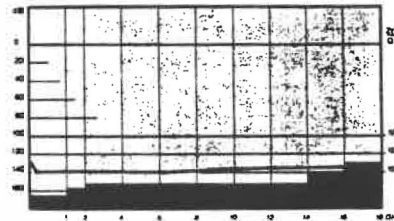
High Performance Requirements

In many respects, SUCOFLEX transmission lines are required to meet higher performance requirements than other components. They have to maintain their exacting electrical data unchanged, even under demanding mechanical and environmental stresses. In many applications they are exposed to extremely hard wear and tear. SUCOFLEX clearly fulfills all the important conditions:

- lowest losses
- perfect shielding
- combination of high flexibility and mechanical ruggedness
- broad temperature range
- stability of all transmission parameters, i.e. attenuation, VSWR, phase length, across the full temperature range and under all mechanical stresses such as bending, traction and torsion.



SUCOFLEX features excellent stable transmission parameters under mechanical stress. This comparative attenuation measurement of cables (RG 400/U) wrapped around a mandrel is an impressive illustration.



Shielding efficiency measured on SUCOFLEX 104



The SUCOFLEX Solution

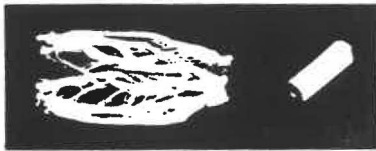
All conventional cable, connector, and assembly techniques had to be abandoned in favour of new methods and processes in order to meet these combined requirements. The key elements are:

Low-density extruded PTFE dielectric

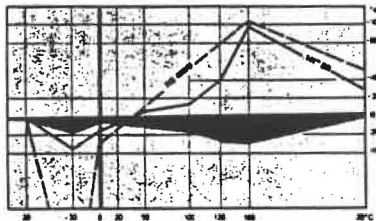
The dielectric determines loss, temperature range, propagation velocity, temperature dependence of phase and attenuation, and it has a major influence on flexibility and bending fatigue.

Up to now, such dielectrics were either done as a solid extrusion or were wrapped from low-density expanded or perforated PTFE tape. For SUCOFLEX, low-density PTFE is generated by a continuous extrusion process. This new process results in a highly uniform impedance and ensures an efficient manufacturing sequence.

The SUCOFLEX dielectric is excellent because it has a low thermal expansion coefficient and almost complete absence of the unfavourable cold creep prevalent in solid PTFE. This dielectric is thus an ideal basis for a flexible cable with a very low temperature coefficient of attenuation and phase.



A low-density PTFE dielectric gives SUCOFLEX extremely favourable transmission properties. It is produced under a tightly controlled extrusion process.



Change in electrical length of a 100 cm cable at 8 GHz over a temperature range from -30°C to +165°C.

- ① Silver plated copper centre conductor
- ② Dielectric of low-density, extruded PTFE
- ③ Precision wrapping of silver plated copper tape, with a 150% overlap
- ④ Tightly fitting braid of silver plated copper wires
- ⑤ Jacket of blue translucent FEP
- ⑥ Individual serial number
- ⑦ Heat resistant shrink tube

Flexible screen with complete RF shielding efficiency

Conventional cable screens, consisting of wire and tape braid, or wound wire, exhibit poor RF conductivity and insufficient shielding efficiency, even if several layers are used. Corrugated shields, axially applied foils and semi-rigid (copper tubing) designs always limit flexibility.

Thank to optimized resilience of the extruded PTFE dielectric used for SUCOFLEX, a wrapping process can be used combining outstanding flexibility with the ideal properties of a closed, silver plated tube.

Perfect contact between individual turns of the shield is obtained by a closely controlled precision wrapping process and accurate matching of the elasticity of the dielectric to the properties of the silver plated shielding tape.

The result achieved is a 120 dB shielding efficiency up to 18 GHz, low attenuation and VSWR independent of bending configuration. All this and high flexibility!



Wrapping tension, resilience of the dielectric and hardness of the silver-plated shielding tape have been selected such that complete shielding is maintained, even during and after bending.



- ③ Silver plated copper centre conductor
- ④ Dielectric of low-density, extruded PTFE
- ⑤ Precision wrapping of silver plated copper tape, with a 150% overlap
- ⑥ Tightly fitting braid of silver plated copper wires
- ⑦ Jacket of blue translucent FEP
- ⑧ Individual serial number
- ⑨ Heat resistant shrink tube

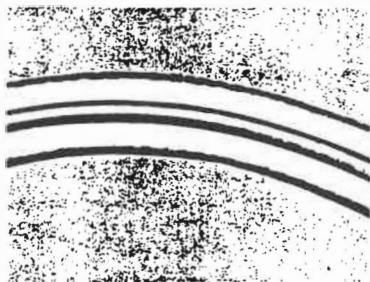
Flexible screen with complete RF shielding efficiency

Conventional cable screens, consisting of wire and tape braid, or wound wire, exhibit poor RF conductivity and insufficient shielding efficiency, even if several layers are used. Corrugated shields, axially applied foils and semi-rigid (copper tubing) designs always limit flexibility.

Thank to optimized resilience of the extruded PTFE dielectric used for SUCOFLEX, a wrapping process can be used combining outstanding flexibility with the ideal properties of a closed, silver plated tube.

Perfect contact between individual turns of the shield is obtained by a closely controlled precision wrapping process and accurate matching of the elasticity of the dielectric to the properties of the silver plated shielding tape.

The result achieved is a 120 dB shielding efficiency up to 18 GHz, low attenuation and VSWR independent of bending configuration. All this and high flexibility!



Wrapping tension, resilience of the dielectric and hardness of the silver-plated shielding tape have been selected such that complete shielding is maintained, even during and after bending.

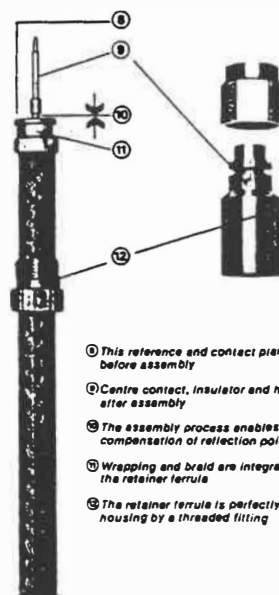
Optimum Connector Design

The special structure of the SUCOFLEX cable as well as the very demanding applications it will be put to, call for a high standard of connector design.

The mating dimensions must remain within the standards specified by MIL-C-39012, IEC 169, CECC 22 000, after 500 mating cycles, or when operating at extremes of the temperature range, or under high tensile and bending loads. The SUCOFLEX connectors therefore, incorporate complete mutual captivation of housing, insulator, and centre contact by epoxy resin potting.

Very special attention went into the design of the cable entry portion. On one hand, the patented method of cable-end preparation ensures full control of reflections and dielectric rigidity. On the other hand, combining soldering and threaded retainer techniques provides highly reliable strain relief.

In the SUCOFLEX microwave cable, cable and connectors form an integral unit which will keep its excellent qualities unchanged even after hard use.

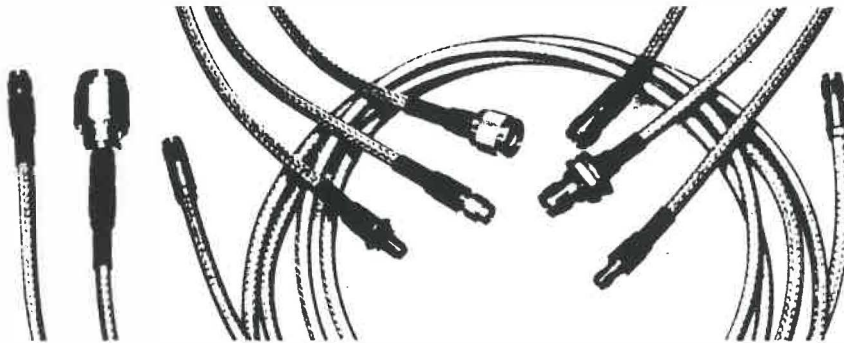


- ⑧ This reference and contact plane is machined before assembly
- ⑨ Centre contact, insulator and housing are potted after assembly
- ⑩ The assembly process enables accurate compensation of reflection points
- ⑪ Wrapping and braid are integrally soldered with the retainer ferrule
- ⑫ The retainer ferrule is perfectly secured in the housing by a threaded fitting

**Technisches
Datenblatt**

**Technical
Data Sheet**
SUCOFLEX 104

Flexible Mikrowellen-Verbindungsleitung
Flexible Microwave Cable Assembly



SUCOFLEX 104 sind konfektionierte Mikrowellen-Verbindungsleitungen, die bei besseren Übertragungseigenschaften als Semi-Rigid Kabel eine höhere Biegsamkeit als konventionelle flexible Kabel aufweisen. Dabei übertrifft SUCOFLEX 104 beide bezüglich Temperaturbereich und Phasenstabilität.

SUCOFLEX 104 microwave cable-assemblies exhibit superior transmission characteristics compared with semi-rigid cables while providing better flexibility than standard braided cables. SUCOFLEX 104 in addition outperforms both with respect to temperature range and phase-stability.

Hauptmerkmale

- **Niedrige Dämpfung:** 1,6 dB typ. bei 18 GHz für 1 m inkl. Stecker
- **Hohe Flexibilität** und Biege-Lebensdauer
- **Hohe Schirmwirkung**, vergleichbar mit Semi-Rigid Kabel
- **Ausgezeichnete Stabilität:** Phase, Dämpfung und VSWR sind durch Vibration, Biegung, Drehung und Temperatur kaum beeinflussbar
- **Perfekte Steckermontage**, Isolator und Kontakt vollständig festgehalten

Major Characteristics

- **Low loss:** 1.6 dB typical at 18 GHz for 1 m assembly
- **Excellent flexibility** and flex-life
- **Almost perfect screening**, matches semi-rigid cable performance
- **Superb stability:** Phase, attenuation, VSWR not sensitive to vibration, bending, twisting and temperature
- **Perfect connector attachment**, insulator and contact fully captivated

Bestell-Angaben

SUCOFLEX 104, Stecker gemäss Tabelle, Länge in cm
Beispiel:
SUCOFLEX 104, 11 SMA, 24 SMA, 100 cm

Ordering Information

SUCOFLEX 104, connectors per table, length in cm
Example:
SUCOFLEX 104, 11 SMA, 24 SMA, 100 cm

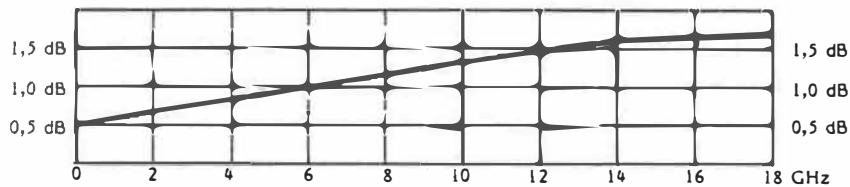
HUBER + SUHNER AG
9100 Herisau/Schweiz
Bereich Hochfrequenz-
und Mikrowellentechnik

SUHNER

HUBER + SUHNER AG
9100 Herisau, Switzerland
RF and Microwave Division

**Elektrische Daten****Electrical Data**

Impedanz	50 Ohm	Impedance
Frequenzbereich	DC-18 GHz	Frequency range
VSWR (Kabel $\leq$ 1 m, SMA)	1,25 max	VSWR ($\leq$ 1m cable length, SMA)
Signal Laufzeit % Lichtgeschwindigkeit	4,3 ns / m 78 %	Signal delay % speed of light
Isolationswiderstand	$>10^8$ M Ω m	Insulation resistance

Dämpfung 1 m Kabel mit SMA**Attenuation 1 m SMA Assembly****Mechanisch, klimatisch****Mechanical / Environmental**

Zulässiger Biegeradius fix bewegt	6,5 mm 25 mm	Minimum bending radius fixed dynamic
Kabel Aussendurchmesser	5,5 mm max	Cable jacket diameter
Gewicht	70 g / m	Weight
Temperaturbereich Kabel mit Verbinder	-55° ... +200°C -55° ... +165°C	Temperature range cable assembly
Prüfungen nach MIL-C-17 Mantel-Rissbeständigkeit Alterungsstabilität 165°C Kältebiegung -55°C Phasenstabilität	Paragraph 3.7.17 3.7.16 3.7.19 3.7.14	Tests to MIL-C-17 Stress crack resistance Ageing stability 165 °C Cold bend -55°C Phase stability
Prüfungen nach MIL-STD-202 Vibration Temperatur-Zyklus Feuchtebeständigkeit	Methode 201 A 102 A 106 C	Tests to MIL-STD-202 Vibration Temperature cycling Moisture resistance

Verbinder MIL-C-39012**Connectors MIL-C-39012**

	SMA	N	TNC	APC 7
Stecker gerade Plug straight	11 SMA	11 N	11 TNC	11 PC 7
Buchse gerade Jack straight	21 SMA	21 N	21 TNC	-
Chassis-Buchse Jack panelmount	24 SMA	24 N	24 TNC	-

SUHNER

Tentative Data, subject to
change without prior notice,
Oct. 1982

=====

SUNNER SWITZERLAND
SUCOFLEX MICROWAVE CABLE

PART NR

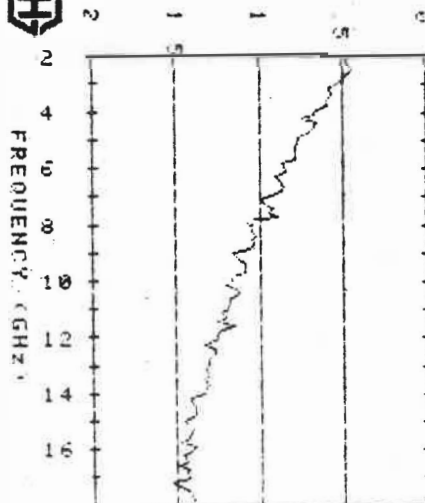
TYPE 104 / 914.4 MM

SERIAL SN US0718

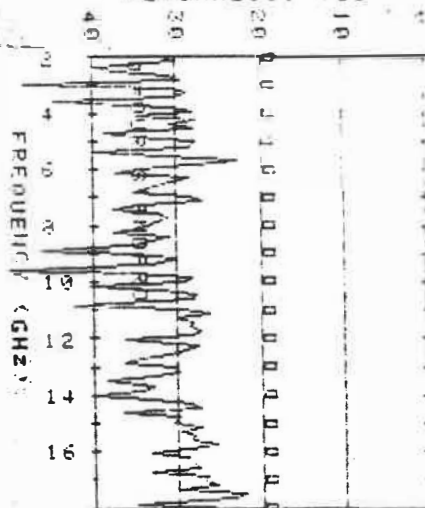
CONNECTORS 11 SMA / 11 SMA



ATTENUATION (dB)



RETURN LOSS (dB)



INTERFACE DIMENSIONS CHECKED ✓

MARKING SLEEVES CHECKED ✓

DIMENSIONS CHECKED ✓

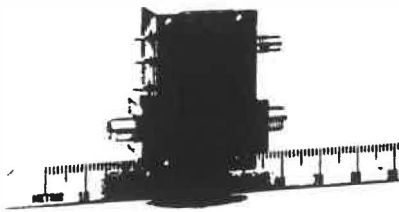
TESTED BY

6420-2

CH - 9100 HERISHU-1

1984

=====



SINGLE POLE DOUBLE THROW SWITCHES WITH TTL COMPATIBLE DRIVERS

C-510

SDI Where quality begins...

11 Executive Park Drive
N. Duxbury, MA 01952
(617) 667-7700 TLX 95 1592
TWX 710-347-1576

Description

SDI's 2500 series single pole - double throw switches are available in three basic design configurations (series-shunt, all series and all series non-reflective) covering multi-octave broadband frequency ranges from 500 MHz to 18 GHz. Each of these types has unique advantages that will satisfy a variety of microwave system requirements. Our own internal capability to manufacture outstanding PIN diodes, coupled with the latest in RF switch design and assembly techniques results in a superior product, both in performance and reliability. All drivers in the 2500 series switches are TTL compatible and tailored to each RF circuit to give optimum performances.

Features

- Reflective and non-reflective types
- Choice of bias connectors (sma, smc and solder pin)
- Broadband designs
- Small size and light weight
- Internal TTL driver and DC blocks

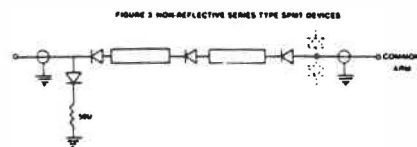
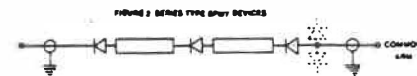
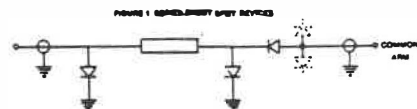
Maximum Ratings

These switches are designed to withstand the following environmental conditions without damage:

Temperature Range:	-55°C to +125°C
Vibration:	per MIL-STD-202, Method 201
Shock:	per MIL-STD-202, Method 202, Cond. A
Humidity:	per MIL-STD-202, Method 103, Cond. B

Circuit Options

SDI offers a choice of three basic configurations for SPMT switching applications. These options each offer their own unique advantages and performance trade-offs which may be readily assessed by comparing the tabulated specifications contained on the following pages. Therein the buyer can select from series-shunt (Figure 1), series type (Figure 2), or a non-reflective series version (Figure 3).



The series-shunt designs are most commonly chosen when switching speed, low insertion loss, or broadband specifications are most important. The only fundamental disadvantage to this approach is that the concept does not readily lend itself to the construction of absorptive devices over broad bandwidths.

The series type designs offer the advantage of lower cost, both of the device itself, and of the required drive circuitry. Effective driver designs can be realized using inexpensive TTL compatible logic gates, a significant savings compared to the dual polarity drivers required for series-shunt devices.

The non-reflective series type designs are intended to offer a versatile approach to the problem of providing an absorptive device. With series designs the resultant bandwidths and general overall performance should prove adequate for a wide variety of applications. Specialized requirements can be addressed on an individual basis and SDI welcomes such inquiries.

A final option, not included in our catalog listing, is the concept of all-shunt SPMT designs. These offer definite advantages for higher power applications but are generally limited to narrower band application (i.e. 1 octave or less). On occasion, this approach can also offer cost advantages and SDI will be glad to provide additional information in response to specific inquiries.

General Purpose, Series-Shunt SPDT Switches with TTL Drivers

Frequency Range (GHz)	No. of Shunt Diodes/Arm	Insertion Loss (dB-max)	Isolation (dB-min)	VSWR (max)	Switching Speed 50% TTL-90/10% (nsec-max)	RF Power (watts-cw)	SDI Part Number
0.5-4.0	1	0.9	40	1.5:1	100/50	1.0	2500-US
0.5-4.0	2	1.0	60	1.5:1	100/50	1.0	2501-US
2.0-8.0	1	1.5	40	1.7:1	100/50	0.8	2500-SC
2.0-8.0	2	1.6	60	1.7:1	100/50	0.8	2501-SC
4.0-12.4	1	2.0	40	1.8:1	100/50	0.5	2500-CX
4.0-12.4	2	2.2	60	1.8:1	100/50	0.5	2501-CX
8.0-18.0	1	2.3	35	1.9:1	100/50	0.5	2500-XK
8.0-18.0	2	2.5	55	1.9:1	100/50	0.5	2501-XK
2.0-18.0	1	2.3	35	2.0:1	100/50	0.5	2500-SK
2.0-18.0	2	2.5	55	2.0:1	100/50	0.5	2501-SK

Notes:

- Power Supply Requirements:
+ 5 volts @ 75ma max
- 12 volts @ 50ma max
- TTL Polarity:
Single control, logic 0 selects J2 arm.
Dual control, inverting or non-inverting logic available on special order
- Outline Configuration:
#10040-001 standard
Other packaging available on special order

High-Speed, Series-Shunt SPDT Switches with TTL Drivers

Frequency Range (GHz)	No. of Shunt Diodes/Arm	Insertion Loss (dB-max)	Isolation (dB-min)	VSWR (max)	Switching Speed 50% TTL-90/10% (nsec-max)	RF Power (watts-cw)	SDI Part Number
0.5-4.0	1	0.9	40	1.5:1	20/15	1.0	2502-US
0.5-4.0	2	1.0	60	1.5:1	20/15	1.0	2503-US
2.0-8.0	1	1.5	40	1.7:1	20/15	0.8	2502-SC
2.0-8.0	2	1.6	60	1.7:1	20/15	0.8	2503-SC
4.0-12.4	1	2.1	40	1.8:1	20/15	0.5	2502-CX
4.0-12.4	2	2.3	55	1.8:1	20/15	0.5	2503-CX
8.0-18.0	1	2.5	35	1.9:1	20/15	0.5	2502-XK
8.0-18.0	2	2.7	55	1.9:1	20/15	0.5	2503-XK
2.0-18.0	1	2.5	35	2.0:1	20/15	0.5	2502-SK
2.0-18.0	2	2.7	55	2.0:1	20/15	0.5	2503-SK

Notes:

- Power Supply Requirements:
+ 5 volts @ 75ma max
- 12 volts @ 50ma max
- TTL Polarity:
Single control, logic 0 selects J2 arm.
Dual control, inverting or non-inverting logic available on special order
- Outline Configuration:
#10040-002 standard
Other packaging available on special order

Note:



Eleven Executive Park Drive, No. Billerica, Massachusetts 01862
(617) 667-7700 • TWX 710-347-1576

E. T. /

Company/Agency Ecole Polytechnique

Port No. SD-2502-SC-001

Witnessed by _____

Job Order # 54215

Tested by

Date 10-22-85

Pages/Report _____

ELECTRICAL TEST REPORT

S/N 001

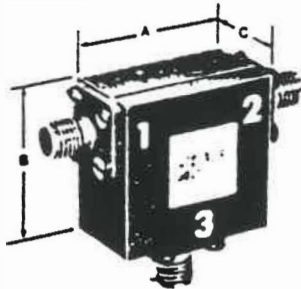
I.L	1.5 db max
J1-J2	1.00 db
J1-J3	1.27 db
VSWR	1.7:1 max
J1-J2	1.4:1
J1-J3	1.6:1
Tcol	40 db min
J1-J2	46 db
J1-J3	48 db
Switch Loss	20/15 dB
J1-J2	15/10 dB
J1-J3	15/10 dB

Model No. 3123CT-1 Serial No. 102 Temp. 123 °C
Power 15.0 Volts DC @ 52.0 Milliamps

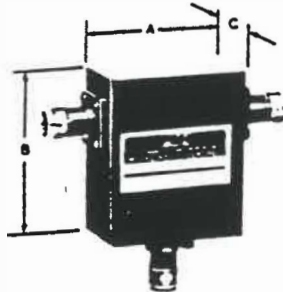
[illegible]

Customer SOQUELEC
Customer P/N N/A
Date 2-22-82 By
Insp LS (10 2 2 1982)

Mechanical and Electrical Specifications



COAXIAL OCTAVE CIRCULATORS
& ISOLATORS
TYPE "SMA" CONNECTORS - FEMALE



OCTAVE COAXIAL CIRCULATORS
& ISOLATORS
TYPE "N" CONNECTORS - FEMALE

Frequency GHz	Isolation dB Min	Insertion Loss dB Max	V S W R Max	Dimensions						Power Max Watts ⁽¹⁾	Weight Nominal		Model Number ⁽¹⁾
				A		B		C			Ounces	Grams	
				Inches	Cm	Inches	Cm	Inches	Cm				
.50 - 1.00	16	.7	1.35	6.00	15.24	6.25	15.87	1.25	3.18	100	72	2041	() 1-U36310
1.00 - 2.00	18	.4	1.30	3.50	8.89	3.55	9.01	1.00	2.54	75	20	562	() 1-L26318
2.00 - 4.00	20	.4	1.25	1.75	4.45	1.75	4.45	.75	1.91	50	4	113	() 1-S26322
4.00 - 8.00	20	.4	1.25	1.00	2.54	1.18	3.00	.70	1.78	35	2	57	() 1-C26324
7.00 - 12.40	20	.4	1.25	.70	1.78	.81	2.05	.65	1.65	25	2	57	() 1-X16317
8.00 - 12.40	20	.4	1.25	.70	1.78	.81	2.05	.65	1.65	25	2	57	() 1-X16311
12.40 - 18.00	18	.5	1.30	.56	1.42	.70	1.78	.63	1.60	15	1	28	() 1-P15322

Frequency GHz	Isolation dB Min	Insertion Loss dB Max	V S W R Max	Dimensions						Power Max Watts ⁽²⁾	Weight Nominal		Model Number ⁽¹⁾
				A		B		C			Ounces	Grams	
				Inches	Cm	Inches	Cm	Inches	Cm				
.50 - 1.00	16	.7	1.35	6.00	15.24	6.25	15.87	1.25	3.18	100	72	2041	() 1-U36311
1.00 - 2.00	18	.4	1.30	3.50	8.89	3.55	9.01	1.00	2.54	75	20	567	() 1-L26311
2.00 - 4.00	20	.4	1.25	1.80	4.57	2.00	5.08	1.00	2.54	50	8	226	() 1-S26317
4.00 - 8.00	20	.4	1.25	1.05	2.67	1.43	3.63	1.00	2.54	35	5	142	() 1-C26314
7.00 - 12.40	20	.4	1.25	.70	1.78	1.06	2.69	1.00	2.54	25	4	113	() 1-X16312
8.00 - 12.40	20	.3	1.25	.70	1.78	1.06	2.69	1.00	2.54	25	3	85	() 1-X16313

SEE FOOTNOTES ON PAGE 10

TEST DATA
ISOLATOR

P & H LABORATORIES

MODEL NO. C1-C26324

SERIAL NO. 129

FREQUENCY GHZ	V S W R		INSERTION LOSS DB	ISOLATION DB
	INPUT	OUTPUT		
4.0	1.25	1.21	0.25	24.0
5.0	1.06	1.09	0.20	21.5
6.0	1.12	1.15	0.20	23.0
7.0	1.18	1.16	0.20	24.5
8.0	1.13	1.07	0.22	20.0

ENGR. Sub
DATE 6-11-82

TEST DATA
ISOLATOR

P & H LABORATORIES

MODEL NO. _____

SERIAL NO. _____

FREQUENCY GHZ	V S W R		INSERTION LOSS DB	ISOLATION DB
	INPUT	OUTPUT		

ENGR. _____
DATE _____



Guaranteed Specifications* (From -55°C to +85°C)

Frequency Range:	
RF, LO Ports	0.5-18.0 GHz
IF Port	0.5-8.0 GHz
Conversion Loss:**	
0.5-18 GHz	10.5 dB Max
1-6 GHz	9.0 dB Max
6-16 GHz	10.0 dB Max
Isolation:	
LO to RF (0.5-1 GHz)	13 dB Min
(1-18 GHz)	15 dB Min
LO to IF (0.5-1 GHz)	12 dB Min
(1-13 GHz)	18 dB Min
(13-18 GHz)	15 dB Min
RF to IF (0.5-1 GHz)	14 dB Min
(1-18 GHz)	18 dB Min

Operating Characteristics

Impedance:	50 Ohms Nominal
Maximum Input:	
Total Power	800mW Max @ 25°C Dereated 6.4 mW/°C
RF Input:	
1 dB Compression	9.5 dBm Typical
1 dB Desensitization	9 dBm Typical
SSB Noise Figure:	Within 1 dB of Conversion Loss
3rd Order Input Intercept:	
2.0 GHz	+20 dBm Typical
8.0 GHz	+20 dBm Typical
18.0 GHz	+18 dBm Typical

*All specifications apply when operating at +13 dBm available LO power with 50 ohm source and load impedances.

**For IF frequencies of 800 MHz and on RF of +10 dB or lower.



MODEL MD-167/MDC-167

HIGH IF DOUBLE-BALANCED MICROWAVE MIXER

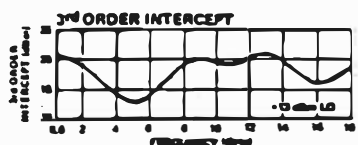
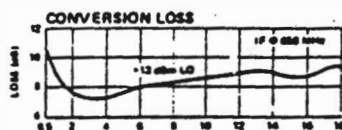
0.5 - 18.0 GHz RF and LO Port

0.5 - 8.0 GHz IF Port

• 8 dB Typical Midband Conversion Loss

• 22 dB Typical Midband L-R Isolation

Typical Performance



AMPLIFIER TEST DATA SHEET

Amplico, Inc.
Newbury Park, CA 91320

Model No. PN64401 Serial No. 101 Temp. +25 °C

Power 1.5 Volts DC @ 250 Milliamps

FREQ. (MHz)	GAIN (dB)	INPUT VSWR	OUTPUT VSWR	GAIN COMP. @ 20dBm OUTPUT POWER	NOISE FIGURE (1)	THIRD ORDER INTERCEPT POINT (dBm)						
50	38.2	1.4	1.4	1.1	1.82	32						
750	38.4	1.2	1.4	1.1	1.47	32						
1000	39.1	1.4	1.4	1.1	1.83	32						
Spec. Limits	Min. <u>38.0dB</u> Max. <u>— dB</u> Flat <u>±.5 dB</u>	<u>1.5 :1</u> Max.	<u>1.5 :1</u> Max.	<u>1 dB</u> Max.	<u>5.0 dB</u> Max.	<u>230dBm</u> Min.						

NOTES: (1) Noise figure measurements referenced to cryogenic standard.

Customer Sequel
Customer P/N _____
Date _____ By (145)
Insp. _____

AMPLIFIER TEST DATA SHEET

Amplifier, Inc.
Newbury Park, CA 91320

Model No. APP 614301 Serial No. 102 Temp. +24 °C

Power +15 Volts DC @ 64 Milliamps

FREQ. (MHz)	GAIN (dB)	INPUT VSWR	OUTPUT VSWR	GAIN COMP. @ 1.2 dBm OUTPUT POWER	NOISE FIGURE (1)	THIRD ORDER INTERCEPT POINT (dBm)						
500	41.4	1.95	1.95	0.4	2.3	>23						
750	42.2	1.78	1.50	0.2	2.1	>23						
1000	42.0	1.78	1.67	0.1	2.2	>23						
Spec. Limits	Min: <u>40 dB</u> Max: <u>— dB</u> Flat: <u>± 5 dB</u>	<u>2.0 : 1</u> Max.	<u>2.0 : 1</u> Max.	<u>1 dB</u> Max.	<u>2.5 dB</u> Max.	<u>>23 dBm</u> Min.						

NOTES: (1) Noise figure measurements referenced to cryogenic standard.

Customer SOQUELEC LTD

Customer P/N N/A

Date 8/18/81 By (JAS)

Insp. Mark Miller

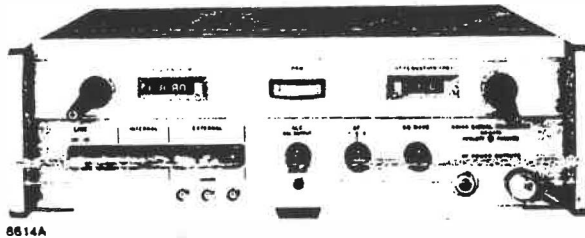
SIGNAL GENERATORS

UHF signal generators

Models 8614A, 8616A



• Stable, easy to use, 800-2400MHz, 1800-4500MHz



8614A

8614A, 8616A Signal Generators

The HP 8614A and 8616A Signal Generators provide stable, accurate signals from 800 to 2400 MHz (8614A) and from 1800 to 4500 MHz (8616A). Both frequency and attenuation are set on direct-reading digital dials, while selectable functions include CW, leveled output, square-wave modulation, and external AM, FM and pulse modulation. Modulation can be accomplished simultaneously with or without leveling.

Two RF power outputs are simultaneously available from separate front-panel connectors. One provides at least 10 mW (2 mW above 3000 MHz) or a leveled output from 0 to -127 dBm. The other is at least 0.5 mW across the band. This signal can be used for phase-locking the signal generators for extreme stability, or it can be monitored with a frequency counter for extreme frequency resolution without adversely affecting the primary output.

A unique PIN diode modulator permits amplitude modulation from dc to 1 MHz or RF pulses with a 2 μ s rise time. This broad modulation bandwidth permits remote control of output level or precise leveling using external equipment. The internal leveling is also obtained by using a PIN modulator.

The 8614A and 8616A can also be used with companion modulators. HP 8403A modulators and HP 8730-series PIN modulators to provide 80 dB pulse on/off ratio (see page 395). In addition, TWT amplifiers can be used with these generators to provide high power levels.

Specifications

8614A

Frequency range: direct reading within 2 MHz, 800 to 2400 MHz. **Vernier:** ΔF control has a minimum range of 1.0 MHz for fine tuning.

Frequency calibration accuracy (0 dBm & below): ± 5 MHz. **Frequency stability:** approximately 50 ppm/ $^{\circ}$ C change in ambient temperature, less than 2500 Hz peak residual FM; 30 ppm change for line voltage variation of $\pm 10\%$.

RF output power: +10 dBm (0.707 V) into 50 Ω load. Output attenuation dial directly calibrated in dBm from 0 to -127 dBm. A second uncalibrated output (approximately -3 dBm) is provided on front panel.

RF output power accuracy (with respect to attenuation dial): ± 0.75 dB + attenuator accuracy (0 to -127 dBm) including leveled output variations.

Attenuator accuracy: +0, -3 dB from 0 to -15 dBm; ± 0.2 dB ± 0.06 dB/10 dB from -15 to -127 dBm; direct reading dial, 0.2 dB increments.

Output impedance: 50 Ω ; SWR < 2.0.

Modulation: on-off ratio at least 20 dB for square wave, pulse. Internal square wave: 950 to 1050 Hz. Square wave can be synchronized with a +1 to +10 V signal at PULSE input.

External pulse: 50 Hz to 50 kHz; 2 μ s rise time, +20 to +100 V peak input.

External AM: DC to 1 MHz.

External FM: a) front panel connector capacity-coupled to repeller of klystron; b) four-terminal rear panel connector (Cinch-Jones type S304AB) is dc-coupled to repeller of klystron.

Power source: 115 or 230 V $\pm 10\%$, 50 to 60 Hz, approximately 130 W.

Size: 141 H x 425 W x 467 mm D (5.5" x 16.75" x 18.4"); rack mount 133 H x 416 W x 483 mm D (5.2" x 16.4" x 19").

Weight: net, 19.5 kg (43 lb). Shipping, 22.7 kg (50 lb).

Option 001: external modulation input connectors on rear panel in parallel with front-panel connectors; RF connectors on rear panel only.

8616A

Frequency range: direct reading within 2 MHz, 1800 to 4500 MHz. **Vernier:** ΔF control has a minimum range of 1.0 MHz for fine tuning.

Frequency calibration accuracy (0 dBm & below): ± 10 MHz. **Frequency stability:** approximately 50 ppm/ $^{\circ}$ C change in ambient temperature, less than 2500 Hz peak residual FM; 30 ppm change for line voltage variation of $\pm 10\%$.

RF output power: +10 dBm (0.707 V) to -127 dBm into 50 Ω load, 1800 to 3000 MHz; +3 dBm to -127 dBm from 3000 to 4500 MHz into a 50 Ω load. Output attenuation dial directly calibrated in dBm from 0 to -127 dBm. A second uncalibrated output (approximately -3 dBm) is provided on the front panel.

RF output power accuracy (with respect to attenuation dial): ± 1.0 dB + attenuator accuracy (0 to -127 dBm).

Attenuator accuracy: +1, -2 dB from 0 to -10 dBm, (± 0.2 dB ± 0.06 dB/10 dB) from -10 to -127 dBm.

Output impedance: 50 Ω ; SWR < 2.0.

Modulation: on-off ratio at least 20 dB for square wave, pulse. Internal square wave: 950 to 1050 Hz. Other frequencies available on special order.

External pulse: 50 Hz to 50 kHz; 2 μ s rise time, +20 to +100 V peak input.

External AM: DC to 1 MHz.

External FM: a) front panel connector capacity-coupled to repeller of klystron; b) four-terminal rear panel connector (Cinch-Jones type S304AB) is dc-coupled to repeller of klystron.

Dimensions: 141 mm H x 425 mm W x 467 mm D (5.5" x 16.75" x 18.4"); rack mount 133 mm H x 416 mm W x 483 mm D (5.2" x 16.4" x 19").

Weight: net, 19.5 kg (43 lb). Shipping, 22.7 kg (50 lb).

Ordering Information

8614A: Signal Generator (800-2400 MHz)

8616A: Signal Generator (1800-4500 MHz)

8614A and 8616A Options

Option 001: External modulation input connectors on rear panel in parallel with front-panel connectors; RF connectors on rear panel only.

Option 008: Rack Flange Kit



MULTIMETER ACCESSORIES

83RF High Frequency Probe

The 83RF converts a dc voltmeter into a high frequency, 100 kHz to 100 MHz, ac voltmeter. Conversion from ac to dc is on a one-to-one basis over a range of 0.25 to 30V rms. The probe's dc output is calibrated to be equivalent to the rms value of a sinewave input.

AC-to-DC Ratio: 1:1
Ratio Accuracy: ± 1 dB above 1V; ± 1.5 dB below 1V (at 1 MHz with 10 M Ω load)
Frequency Response: ± 1 dB 100 kHz to 100 MHz (relative to 1 MHz)
Extended Frequency Response: Relative readings from 20 kHz to 250 MHz
Response: Responds to peak value of input; calibrated to read rms value of a sinewave
Voltage Range: 0.25 to 30V rms
Maximum Input Voltage: 30V rms, 200V dc
Input Capacitance: Approximately 3 pF

85RF High Frequency Probe

The 85RF is designed to convert a dc voltmeter into a high frequency, 100 kHz to 500 MHz, ac voltmeter. Ac to dc conversion ratio is one-to-one over a range of 0.25 to 30V rms. The probe's dc output is calibrated to the rms value of a sinewave input.

AC-to-DC Ratio: 1:1
Ratio Accuracy: ± 0.5 dB above 0.5V (at 1 MHz with 10 M Ω load) ± 1 dB below 0.5V
Frequency Response: ± 0.5 dB 100 kHz to 100 MHz; ± 1.0 dB 100 MHz to 200 MHz; ± 3.0 dB 200 MHz to 500 MHz* (relative to 1 MHz)
Extended Frequency Response: Relative readings from 20 kHz to 700 MHz
Response: Responds to peak value of input; calibrated to read rms value of a sinewave
Voltage Range: 0.25 to 30V rms
Maximum Input Voltage: 30V rms, 200V dc
Input Capacitance: Approximately 3 pF
**Referred to high and low inputs at probe tip*

80T-150 Temperature Probe

The 80T-150 is a universal temperature probe designed to provide virtually all DMMs with temperature measuring capability. Primarily intended for ambient and surface measurements, the probe provides a direct temperature conversion of 1 mV per degree. In use, the temperature-to-voltage converter box is plugged into the dc input of the DMM and the probe tip exposed to the material to be measured. An outstanding feature of particular importance to electronically-oriented users is the probe's ability to stand off voltages to 350V dc that may be present on devices whose temperature is being measured. Resolution is 0.1° on the 200 mV range of a 3½-digit DMM. Order 80T-150C to read degrees Celsius or 80T-150F to read degrees Fahrenheit. A probe may be made to indicate either °C or °F but must be calibrated when you make a change.

Temperature Range: -50°C to +150°C (80T-150C); -58°F to +302°F (80T-150F), cable 70°C maximum
Celsius-Fahrenheit Selection: Internal solder jumpers

Sensitivity: 1 mV per °C or °F

Resolution: 0.1°C or 0.1°F recommended maximum

Ambient Temperature Range: 0°C to +50°C

Relative Humidity: <80%, non-condensing

Accuracy: (Including nominal 0.25% voltmeter error, in +15°C to +35°C ambient)

+15°C to 35°C ambient: $\pm 1^\circ\text{C}$ (1.8°F) 0°C to 100°C, decreasing linearly to $\pm 3^\circ\text{C}$ (5.4°F) at -50°C and +150°C

0°C to +15°C and +35°C to 50°C ambient: Add 1°C (1.8°F) to above

80T-SP Type K Surface Thermocouple

For use with 8024A and 8024B for measuring the temperature of flat or slightly convex surfaces.

Response Time: 3 seconds

Range: -20°C to 260°C, handle and cable 105°C maximum

Accuracy: $\pm 2.2^\circ\text{C}$ from -20°C to 260°C (with respect to NBS thermocouple tables). Also depends on good contact between the tip and the surface to be measured.

Probe Diameter: 12.5 mm (5 in)

Probe Length: 9.4 cm (3.75 in)

Conductor Length: 1.12m (48 in)

Y8102 Type K Thermocouple Probe

Designed for use with Fluke 8024A and 8024B Digital Voltmeter. Sheath material is Inconel, especially good for liquid immersion measurements.

Time Constant: 10 seconds, for air at room temperature and one atmosphere of pressure moving 65 feet per second

Temperature Range: 0°C to 328°C (32°F to 1700°F)

Accuracy: $\pm 2.2^\circ\text{C}$ from 0°C to 278.7°C and $\pm 0.75\%$ of reading from 278.7°C to 328°C

Probe Diameter: 3.18 mm (0.125 inch)

Probe Length: 15.2 cm (6 inches)

Conductor Length: 1.12 meters (48 inches)

Y8103 Type K Bead Thermocouple

For use with 8024A and 8024B in any application except liquid immersion or penetration. Exposed tip provides fast response. Teflon insulation. Four feet.

Time Constant: 2 seconds, for air at room temperature and one atmosphere of pressure moving 65 feet per second

Temperature Range: -150°C to +260°C (-238°F to +500°F)

Accuracy: $\pm 2.2^\circ\text{C}$ from -17.8°C to +260°C

Y8104 Thermocouple Termination

Provides isothermal termination for any Type K thermocouple wire connected to 8024A and 8024B. Maximum wire size is #14 AWG. Ensures no temperature difference between the junctions created by the instrument terminals in contact with the thermocouple terminals.

OMEGA ENGINEERING, INC. WRITE TO P.O. BOX 4047, STAMFORD, CONN. 06907
OR CALL (203) 359-1660 TELEX 996404

CERTIFICATE OF CALIBRATION

DIGITAL RTD READOUT

MODEL 199-P2-A-X (110V AC)

Serial No. 8503001

OMEGA ENGINEERING CERTIFIES that this product has been duly inspected and tested prior to shipment, and that it meets or exceeds all of the requirements specified in its published mechanical, electrical and operational performance characteristics. All tests were performed using methods that preserve NBS traceability for the instrument.

Environmental tests performed before final calibration: Temperature cycling from 0 - 55°C with random power on-off cycles for ≥ 100 hours, Vibration of 5 g's @ 60 Hz for 30 seconds.

NOTE: SEE INSTRUCTION MANUAL FOR REQUIRED CONNECTIONS AND COMPLETE OPERATING INSTRUCTIONS.

I. CALIBRATION

☒ 0.1°		☐ 1°		DEVIATION, COUNTS				
TEMP.	RES. ohms	TEMP.	RES. ohms	-2	-1	0	+1	+2
-160.0°C	35.48	-200°C	18.53			✓		
-190.0°F	50.67	-328°F						
0.0°C	100.00	0°C	100.00				✓	
+32.0°F		+32°F					✓	
+190.0°C	172.16	+800°C	375.61		✓			
+190.0°F	133.86	+1472°F				✓		

- ☒ Correct Decimal Point displayed (0.1° unit only).
☒ 3 Wire - 4 Wire RTD Switch functions properly.

II. LINE VOLTAGE COMPLIANCE

△ Counts ☒ 0 ☐ 1

III. DIGITAL FUNCTIONS

☒ Hold ☒ Blank ☒ Display Test ☒ Open RTD

IV. OPTIONS

ANALOG OUTPUT ☒ Tracks @ 1 mV/Count ☐ N/A
 PARALLEL BCD ☐ Data & Print Command Correct ☒ N/A

Tested By: P.C. Date: 1-14-85

Quality Assurance ACCEPTED QA-31 O.A. Inspector

Date: JAN 17 1985

Specifications

Thermocouple Input

Input Impedance	100M Ω nominal (Referenced to analog ground)
Lead Resistance Effect	20 μ V per 350 ohms
Cold-Junction Compensation	Automatic, $\pm 0.03^\circ\text{C}/^\circ\text{C}$ from $+10^\circ\text{C}$ to $+40^\circ\text{C}$
Thermocouple Burnout	Same indication as OVERANGE. (See Below)
Thermocouple Short to AC Line	No effect, automatically protected by built-in circuits to 300V peak, 200V RMS.
Maximum Common Mode Voltage	1400 volts DC or AC peak with respect to power ground.
Common Mode Rejection Ratio	> 130dB, AC power to signal low with 250 ohms unbalance
Normal Mode Rejection Ratio	> 100dB @ 50/60Hz

RTD Input

Type	100 ohm platinum (PT 100) per DIN 43760 ($\alpha = 0.00385$)
Configuration	User selectable 3 wire or 4 wire
Excitation Current	1 mA nominal
External Lead Resistance Effect	Automatic compensation for up to 100 ohms maximum
RTD Short to AC Line	No effect, automatically protected by built-in circuits for up to 180 V peak 130 V RMS.
Maximum Common Mode Voltage	1400 volts DC or AC peak
Common Mode Rejection Ratio	100 dB AC power to RTD input
Normal Mode Rejection Ratio	50 dB @ 50/60 Hz
Range Tempco	70 ppm/ $^\circ\text{C}$ typical 100 ppm/ $^\circ\text{C}$ maximum

Display

Type	Seven segment planar LED, red, 0.43" (11mm) high
Polarity Indication	Automatic plus "+" or "-" sign displayed
OVERANGE Indication	All digits blanked to prevent erroneous readout, "+" or "-" sign remain on.

Analog to Digital Conversion

Technique	Dual slope, six-phase conversion with automatic zero correction, complete conversion each cycle.
Rate	2.5 conversions per second nominal, internally triggered.

Digital Outputs (option)

Parallel BCD	15 parallel lines provide latched and buffered BCD output, POLARITY, and PRINT command. All are TTL/DTL and CMOS compatible, 2TTL loads each.
--------------	--

Analog Output (option)

Voltage	1mV/count linearized and buffered (Referenced to Analog ground)
Current	2mA drive capability, short circuit protected



Common-Mode Voltage	1400 Volts DC or AC peak between output and power line ground
Tempco	10 μ V/ $^\circ\text{C}$ maximum
Power Choice	110 VAC RMS $\pm 20\%$, 47 to 500 Hz @ 1.6 Watts nominal (88 to 132 VAC input range) 220 VAC RMS $\pm 20\%$, 47 to 500 Hz @ 1.6 Watts nominal (176 to 264 VAC input range) +5 VDC $\pm 5\%$ at 170 MA nominal +8 to 28 VDC at 90 MA nominal
Environmental & Physical	
Operating Temperature Range	-10°C to $+50^\circ\text{C}$ ($+14^\circ\text{F}$ to $+122^\circ\text{F}$)
Storage Temperature Range	-40°C to $+65^\circ\text{C}$ (-40°F to $+185^\circ\text{F}$)
Relative Humidity	0 to 90%, noncondensing
Weight	11 oz. (312 grams) nominal, AC powered
Case	DIN/NEMA standard, high impact molded plastic case, UL 94V-0 rated. Metal case available.
Mounting	Slide bracket supplied



INTERNATIONAL SERIES
DC POWER SUPPLIES

DRAWING NO. 61281

REV. A

SPECIFICATIONS AND APPLICATION DATA

INTERNATIONAL SERIES DESCRIPTION

The INTERNATIONAL SERIES is a high reliability line of open-frame power supplies designed to operate from the wide range of AC power sources found worldwide.

This feature greatly simplifies your inventory and service considerations by allowing the use of one standard power supply regardless of destination.

Additionally, these models are designed to meet many domestic and European regulatory agency requirements.

If you plan to distribute your products worldwide, obtaining necessary agency approvals can be greatly simplified by specifying POWER-ONE, INC. INTERNATIONAL SERIES.

VOLTAGE/CURRENT RATING CHART

MODEL +5V +12V +15V +24V +28V -5V -12V -15V CASE

SINGLE OUTPUT									
HB5-3/0VP-A	3.0								B
HB12-1.7-A		1.7							B
HB15-1.5-A			1.5						B
HB24-1.2-A				1.2					B
HB28-1-A					1.0				B
HC5-6/0VP-A	6.0								C
HC12-3.4-A		3.4							C
HC15-3-A			3.0						C
HC24-2.4-A				2.4					C
HC28-2-A					2.0				C
HD5-9/0VP-A	9.0								N
HD12-5.1-A		5.1							N
HD15-4.5-A			4.5						N
HD24-3.6-A				3.6					N
HD28-3-A					3.0				N
HD5-12/0VP-A	12.0								O
HD12-6.8-A		6.8							O
HD15-6-A			6.0						O
HD24-4.8-A				4.8					O
HD28-4-A					4.0				O
HE5-18/0VP-A	18.0								E
HE12-10.2-A		10.2							E
HE15-9-A			9.0						E
HE24-7.2-A				7.2					E
HE28-6-A					6.0				E

CHINA OUTPUTS									
HAA15-0.8-A		1.0 or 0.8				10.4 or 1.0 or 0.8			AA
HBB15-1.5-A		1.7 or 1.5				10.7 or 1.7 or 1.5			BB
HCC15-3-A		3.4 or 3.0				3.4 or 3.0			CC
HDD15-5-A		5.0 or 5.0				5.0 or 5.0			E
HAA12-A	2.0	2.5	2.5						AA
HBB12-A	1.0	1.25	1.25						BB
HCC12-A	6.0	2.8	2.8						CC

TRIPLE OUTPUTS									
HTAA-16W-A	2.0	2.4	2.4			10.4 or 1.0 or 0.8			AA
HBA-40W-A	3.0	3.6	3.6			10.4 or 1.0 or 0.8			BAA
HCAA-60W-A	6.0	7.2	7.2			10.4 or 1.0 or 1.0			O
HCB-75W-A	6.0	7.7	7.7			10.7 or 1.7 or 1.5			CBB
CP131-A	8.0	1.7	1.5			10.7 or 1.7 or 1.5			131
HDB-105W-A	12.0	1.7	1.5			10.7 or 1.7 or 1.5			DBB

OTSC DRIVES									
MODEL	+5V	+12V	+24V	-5V	-12V	-15V			
CP379-A	6.0		3.5 (8.0 PK)	1.2	1.2				131
CP384-A	9.0		2.0 (8.0 PK)	1.2	1.2				131
CP323-A	2.0	4.0							N
CP206-A	1.0		1.5 (1.7 PK)	0.5					BAA
CP206-A	2.5		5.0 (5.7 PK)	0.5					CBB
CP162-A	3.0		5.0 (6.0 PK)	0.8					131

*9V to 15V Floating Output
Requires jumper on PCB for -5V
Underlined output indicates no remote sense

FEATURES

- VDE transformer construction
- 100/120/220/230-240 VAC
- Remote sense - most outputs
- OVP on 5V outputs
- $\pm 0.5\%$ regulation
- Industry standard size
- Foldback/current limit
- Full-rated to 50°C
- I.C. burned-in to MIL-883 Lev B
- 2 hour burn-in period
- Two year warranty
- UL recognized
- CSA certified
- Chassis matched for AC input
- Input accepts .110 x .032 fast-on or solder connection

SPECIFICATIONS

- AC INPUT: 100/120/220/230-240VAC** $\pm 10\%$, -13% 47-440 Hz
(Derate output current 10% for 50 Hz operation.)
See AC connection table under APPLICATION NOTES for jumper information. Fuse information is next to outline and mounting drawings.
- DC OUTPUT: See Voltage/Current Rating Chart. Adjustment range $\pm 5\%$ minimum.
- LINE REGULATION: $\pm 0.5\%$ for a 10% line change
- LOAD REGULATION: $\pm 0.5\%$ for a 50% load change
- OUTPUT RIPPLE: 2V to 15V unit: 5.0mV PK-PK maximum
20V to 200V unit: .02% PK-PK maximum
- TRANSIENT RESPONSE: 50 microseconds for 50% load change
- SHORT CIRCUIT AND OVERLOAD PROTECTION: Automatic current limit/foldback
- OVERVOLTAGE PROTECTION: Built-in on all 5V outputs. Set at 6.2V $\pm .4V$. Other models use optional overvoltage protection
- REMOTE SENSING: Provided on most models, open sense lead protection built-in
- STABILITY: $\pm 0.3\%$ for 24 hour period after 1 hour warm-up
- TEMPERATURE RATING: 0°C to 50°C full-rated, derated linearly to 40% at 70°C
- TEMPERATURE COEFFICIENT: $\pm 0.3\%/^{\circ}\text{C}$ maximum
- EFFICIENCY: 5V unit: 45%; 12V and 15V units: 55% (typical)
20V and 24V units: 60%
- VIBRATION: Per MIL-STD-883C, Method 514, Procedure X
- SHOCK: Per MIL-STD-883C, Method 516, Procedure V
- **Tolerance for 230VAC operation is $\pm 15\%$, -10%

WARRANTY

POWER-ONE, INC. warrants each power supply of its manufacture that does not perform to published specifications, as a result of defective materials or workmanship, for a period of two (2) full years from the date of original delivery.

POWER-ONE, INC. assumes no liabilities for consequential damages of any kind through the use or misuse of its products by the purchaser or others. No other obligations or liabilities are expressed or implied.

PRODUCTS RETURNED FOR REPAIR

Please follow this procedure when returning products for servicing:

1. Contact Power-One's Customer Service Department for authorization to return products.

POWER-ONE, INC. PHONE: (805) 484-2806 Ext. 239
740 Calle Pismo
Camarillo, CA 93010
USA FAX: 910-336-1297

2. A Returned Material Authorization (RMA) will be issued and must appear on all shipping documents and containers.

3. Products must be returned freight pre-paid.
Products returned freight collect or without a RMA number will be rejected and returned freight collect.

APPLICATION NOTES

PAGE 2

REMOTE SENSE

Remote sense terminals may be used to compensate for output line losses and provide for a remote point of regulation. Figure 1 shows the proper termination for a power supply with remote sensing.

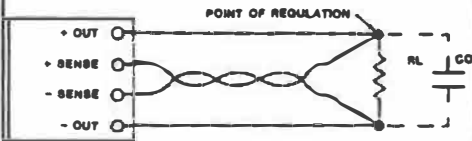


FIGURE 1

Load lines must be sized to prevent an excessive voltage drop from the output to the load. Since the point of regulation is at the load, the power supply must compensate for line losses. Excessive load line losses may affect current limiting, AC line dropout point and OVP margin (if applicable).

Leads should be sized to drop no more than 0.5V - the less the better. Use of a twisted pair or shielded pair for the sense lines is recommended for noise immunity. In problem applications, the use of a small AC decoupling capacitor (1 to 10uF) across the sense terminals is highly recommended. In some applications there may be a tendency for the power supply to oscillate due to the additional phase shift caused by the series resistance and inductance in the load leads. The addition of capacitor Co will reduce output impedance and provide stability. The recommended value of Co is 100uF per ampere or 50uF per foot and can be the sum of the distributed decoupling capacitors found in most systems.

All Power-One supplies have open sense lead protection to protect the load from an overvoltage condition if the sense leads are removed. There is no need to strap the sense terminals to the output terminals in the local sense mode.

OVERVOLTAGE PROTECTION (OVP)

An overvoltage protection circuit, commonly referred to as a crowbar, is used to prevent damage to voltage sensitive loads such as TTL logic. Trip point of the OVP is usually set at 115% - 135% of the output voltage. The OVP will short the output terminals upon sensing a fault condition. The primary fuse of the supply will blow if the supply is not foldback current limited. Nuisance tripping of the OVP is a common problem. Noise from input line spikes or load noise can cause an OVP to fire. The INTERNATIONAL SERIES has OVP noise filtering to prevent nuisance tripping and reduced transformer interwinding capacitance to minimize input line susceptibility.

COMMON-MODE LATCH UP

In certain instances dual power supplies can exhibit a problem known as common-mode latch up. This occurs when the positive supply comes up first and forces a reverse bias condition on the negative supply. The negative supply latches up in a current limit condition. Power-One has incorporated a unique anti-latch circuit into every dual power supply in the INTERNATIONAL SERIES which will minimize this problem.

EMI/RFI

These linear power supplies have inherently low conducted and radiated noise levels. For most system applications they will meet the requirements of FCC Docket 20780 for Class A equipment and VDE 0871 for Class A equipment without additional noise filtering. For special applications consult factory.

PRINTED CIRCUIT BOARDS

POWER-ONE, INC.'s printed circuit board fabrication facility is recognized under the component program by Underwriters Laboratories. All boards meet UL 94V-0 flammability specification.

SAFETY SPECIFICATIONS

The INTERNATIONAL SERIES power supplies were designed to meet or exceed requirements for the following specifications: IEC 380, IEC 435, VDE 0730 Part 2, VDE 0804, ECHA-SF, CEE 10 Part 2P, UL 1012, CSA 22.2 No. 143, CSA 22.2 No. 154. Specifically, field terminal to terminal spacing is 5.25 mm with 9.0 mm creepage to other metal, leakage current is less than 5.0uA and dielectric withstanding voltages are 3750 VAC input to chassis, 3750 VAC input to output and 300 VDC output to chassis.

GROUNDING

Grounding considerations in designing a power distribution system are often overlooked but can have a significant impact on overall system performance. A single point system ground should be employed where possible to eliminate ground loops and improve regulation.

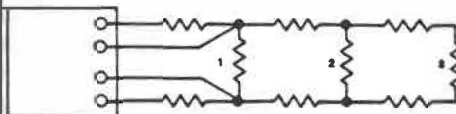


FIGURE 2

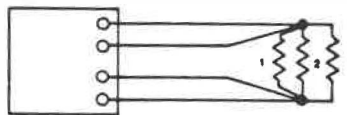


FIGURE 3

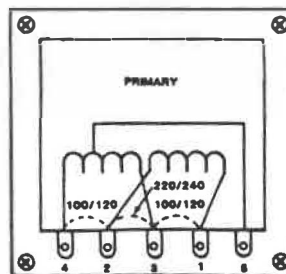
Figure 2 shows a simple but undesirable connection scheme. Regulation at loads 2 and 3 becomes progressively worse due to voltage drops in the finite wire resistance between loads. Figure 3 shows an improved connection system in which regulation is maintained at all three loads because wire losses are not cumulative.

AC INPUT CONSIDERATIONS

Almost all power supplies use a capacitive input filter that draws current only at the peaks of the AC input voltage. The peak to RMS ratio can be very high, typically 3 to 1. When a supply is turned on, the input capacitor has a very low impedance and draws an initially high surge current until it charges to its nominal voltage. The input surge current can be as high as 20 times the rated input current and lasts for several cycles of the AC input.

AC CONNECTION AND FUSING

The five wire input to the INTERNATIONAL SERIES provides four voltage ranges: 100/120/220/230-240V, -10%, -13%. See chassis AC connection table (Figure 4) for the wiring requirements. For convenience the jumper sequence from the HI-VOL series is retained. Extended low line tolerance provides additional drop out margin in areas where line voltages are marginal. Inputs must be fused.



AC INPUT, 47-440HZ				
FOR USE AT	100 VAC	120 VAC	220 VAC	230/240 VAC
JUMPER	1&3	1&3	2&3	2&3
APPLY	1&5	4&1	1&5	4&1

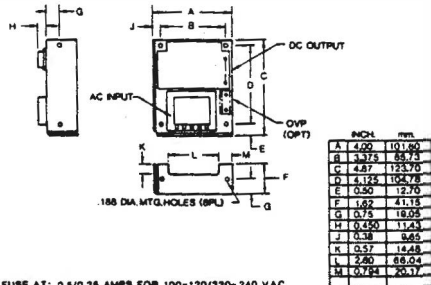
FIGURE 4

**Tolerance for 230VAC operation is +15%, -10%

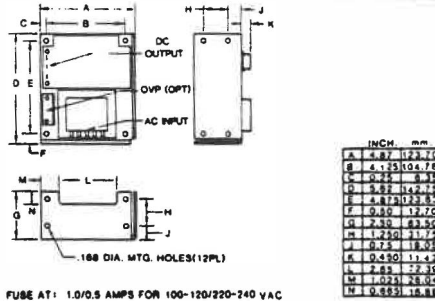
OUTLINE AND MOUNTING DRAWINGS (12 SELF-TAPPING SCREWS MAY BE USED FOR MOUNTING UNITS)

PAGE 3

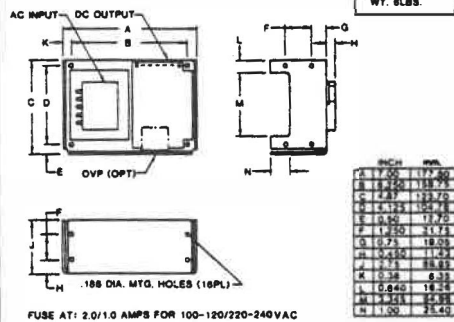
B CASE
WT. 2 LBS.



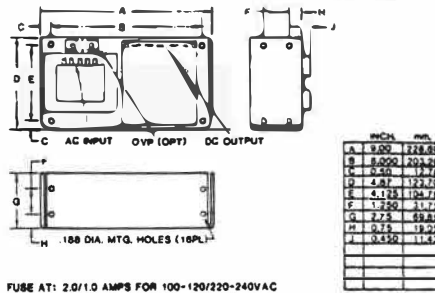
C CASE
WT. 4 LBS.



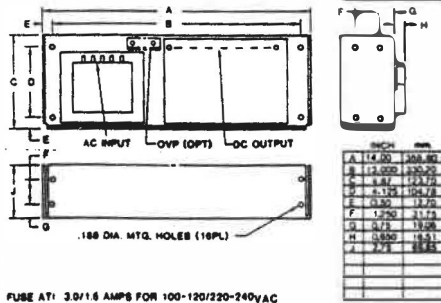
N CASE
WT. 6 LBS.



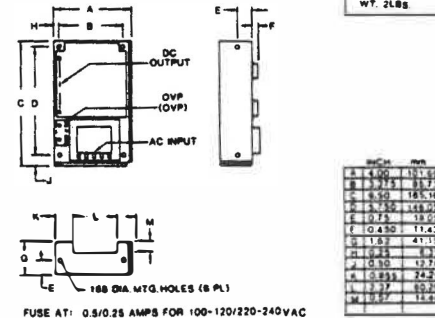
D CASE
WT. 7.5 LBS.



E CASE
WT. 10 LBS.

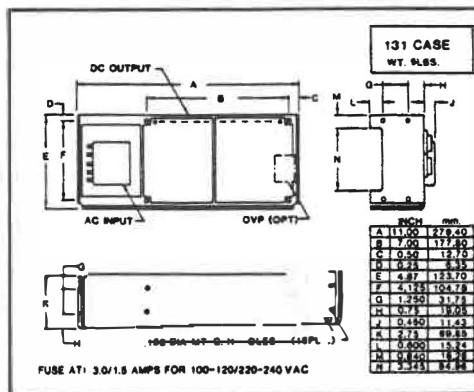
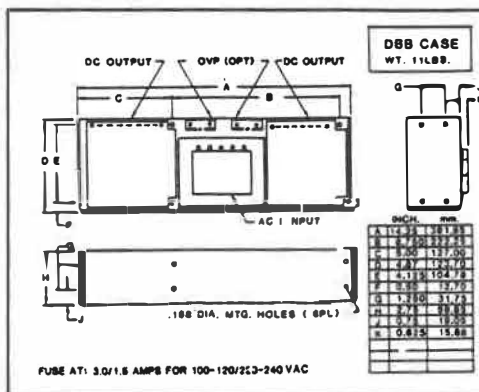
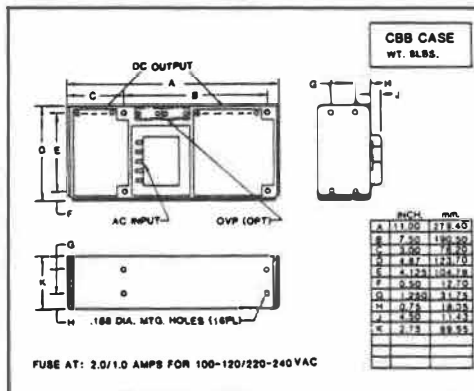
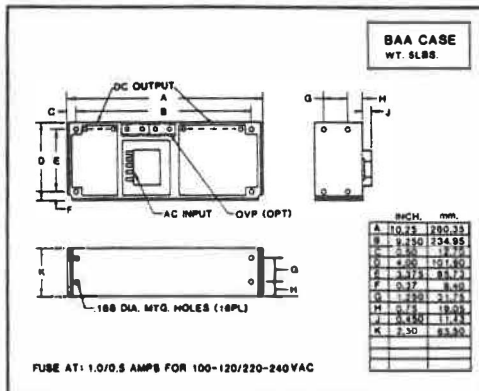
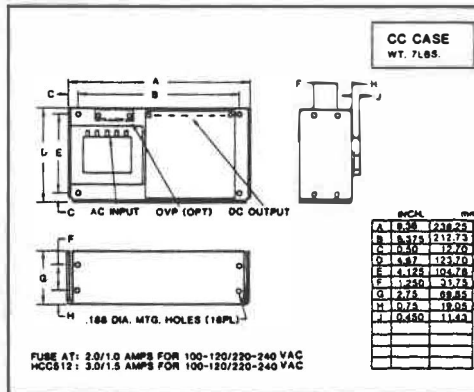
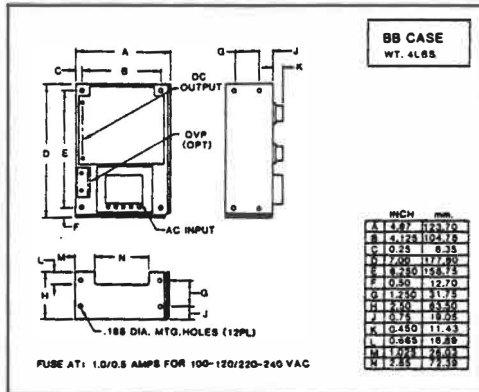


AA CASE
WT. 2 LBS.



OUTLINE AND MOUNTING DRAWINGS (#12 SELF-TAPPING SCREWS MAY BE USED FOR MOUNTING UNITS)

PAGE 4



ANNEXE D: PROGRAMME D'ESTIMATION DE

LA DROITE DE REGRESSION

D.1 Rappel de quelques notions

La relation statistique existant entre les variables X_i et Y_i est dite linéaire simple si elle s'écrit comme suit [60]:

$$(D.1) \quad Y_i = AX_i + B + E_i, \quad i=1, \dots, n$$

Où E_i est une variable aléatoire de moyenne nulle et de variance σ^2 . Elle représente l'erreur sur l'estimation de Y_i . La méthode des moindres carrés consiste à rendre minimale la somme des carrés suivants:

$$(D.2) \quad S = \sum_{i=1}^n (Y_i - \hat{Y}_i)^2$$

Où $\hat{Y}_i = AX_i + B$ est l'estimation de la moyenne de la distribution de Y correspondant à un niveau X . L'annulation des dérivées partielles de premier ordre de S permet de trouver:

$$(D.3) \quad A = \frac{n \sum X_i Y_i - (\sum Y_i)(\sum X_i)}{n \sum X_i^2 - (\sum X_i)^2}$$

$$(D.4) \quad B = \frac{(\sum X_i^2)(\sum Y_i) - (\sum X_i)(\sum X_i Y_i)}{n \sum X_i^2 - (\sum X_i)^2}$$

L'estimation de la variance des Y_i autour de la droite de régression est:

$$(D.5) \quad \sigma^2 = \frac{\sum (Y_i - \hat{Y}_i)^2}{n-2}$$

$$(D.6) \quad \sigma^2 = \frac{\sum Y_i^2 - A \sum Y_i - B \sum X_i Y_i}{n-2}$$

Le dénominateur de ce terme est $n-2$, car dans le cas du modèle linéaire simple, les paramètres A et B doivent être estimés pour calculer $\hat{Y}_i$. Un degré de liberté étant perdu pour chaque paramètre estimé. L'écart-type σ représente une mesure de la dispersion de la distribution des Y_i autour de la droite de régression et a les mêmes unités que Y_i .

D.2 Propriétés et distribution des estimateurs A et B

Puisque A et B sont des estimateurs de paramètres, ils possèdent une distribution de probabilité avec moyenne et variance. Le fait de connaître la distribution statistique des estimateurs et leurs paramètres, permet d'effectuer des tests statistiques sur A et B ou de calculer des intervalles de confiance autour de ces paramètres.

La variance de B est donnée par l'expression (D.7):

$$(D.7) \quad \sigma_B^2 = \sigma^2 (1/n + \bar{X}^2 / (\sum (X_i - \bar{X})^2))$$

Où $\sigma_X^2 = \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2$ est donnée par l'équation (2.67)

De même pour A, on a:

$$(D.8) \quad \sigma_A^2 = \sigma^2 / (\sum (X_i - \bar{X})^2)$$

Le coefficient de corrélation linéaire est une mesure normalisée du degré de dépendance entre deux variables aléatoires. Cette mesure est définie par le rapport suivant:

$$(B.9) \quad \rho = \frac{\sum (X_i - \bar{X})(Y_i - \bar{Y})}{(\text{Var}(X)\text{Var}(Y))^{\frac{1}{2}}} = \frac{n\sum X_i Y_i - \sum X_i \sum Y_i}{\sigma_X \sigma_Y}$$

L'équation (D.9) est un nombre pur et est compris entre -1 et +1. Le coefficient de corrélation linéaire étant de même signe que la pente de la droite de régression linéaire.

Le programme REGREG qui suit, de type semi-interactif permet, d'obtenir les résultats des équations (D.3) , (D.4) et (D.6) à (D.9). Il en existe aussi une copie compilée en langage Basic, plus rapide que sous sa forme ASCII, fonctionnant à double précision.

```

1 *****Programme REGREG: 30 JANVIER 86:Permet de determiner*****
2 *****la moyenne et l'ecart type d'une serie de donnees *****
3 *****et la regression entre les canaux CANX et CANY *****
4 ***** Y=AX+B, X=CY+D *****
5 *** SFX: Dispersion "ecart type" autour de la droite de regression: Y=AX+B
6 *** SFY: Dispersion "ecart type" autour de la droite de regression: X=CY+D
7 *** Ecart type= (variance)**(1/2)
8 *** COR: correlation VAR:variance ECAR: ecart type
9 DIM A$(3,1000),MOY$(4),TYP$(4)
10 GOSUB 50000 'Lire des donnees
11 GOSUB 51000 'Lire des donnees DATA
12 GOSUB 2000 'Choix des deux colonnes de donnees pour l'analyse de regression:
13 GOSUB 5000 'Calculer les moyennes et les ecarts types des 3 colonnes
14 GOSUB 10000 'Calculer la regression
15 GOSUB 20000 'Imprimer les resultats
16 STOP
2000 *****
2010 INPUT "Choisissez le numero de colonne (1,2,3):CANX:Temperature";CANX
2020 INPUT "Choisissez le numero de colonne (1,2,3):CANY:Signal ";CANY
2030 RETURN
5000 *****Calcul de moyenne et d'ecart type pour trois colonnes de donnees**
5010 FOR L=1 TO 3
5020 SOM=0#
5030 CAR=0#
5040 FOR ITT=1 TO I
5050 SOM=SOM+A$(L,ITT)
5060 CAR=CAR+A$(L,ITT)*A$(L,ITT)
5070 NEXT ITT
5080 MOY$(L)=SOM/I
5090 TYP$(L)=SQR(ABS((I*CAR-SOM*SOM)/(I*(I-1))))
5100 NEXT L
5110 RETURN
10000 *****
10005 'Calcul des principaux parametres de la regression
10020 FOR ITT=1 TO I
10030 SOMXY#=A$(CANX,ITT)*A$(CANY,ITT)+SOMXY#
10040 SOMX2#=A$(CANX,ITT)*A$(CANX,ITT)+SOMX2#
10050 SOMY2#=A$(CANY,ITT)*A$(CANY,ITT)+SOMY2#
10060 SOMY2#=A$(CANY,ITT)*A$(CANY,ITT)+SOMY2#
10070 SOMY2#=A$(CANY,ITT)+SOMY#
10080 NEXT ITT
10100 'Calcul des coefficients de la regression A,B,C et D
10110 A#=(I*SOMXY#-SOMY#*SOMX#)/(I*SOMX2#-SOMX#*SOMX#)
10120 C#=(I*SOMXY#-SOMX#*SOMY#)/(I*SOMY2#-SOMY#*SOMY#)
10130 B#=(SOMX2#*SOMY#-SOMX#*SOMXY#)/(I*SOMX2#-SOMX#*SOMX#)
10140 D#=(SOMY2#*SOMX#-SOMY#*SOMXY#)/(I*SOMY2#-SOMY#*SOMY#)
10200 'Calcul des dispersions autour des droite y=Ax+B et x=Cy+D
10210 SFX#=(SOMX2#-B#*SOMX#-A#*SOMXY#)/(I-2)
10220 SFY#=(SOMY2#-D#*SOMY#-C#*SOMXY#)/(I-2)
10300 'Calcul du coefficient de correlation lineaire
10310 RACX#=SQR(I*SOMX2#-SOMX#*SOMX#)
10320 RACY#=SQR(I*SOMY2#-SOMY#*SOMY#)
10330 COR#=(I*SOMXY#-SOMX#*SOMY#)/(RACX#*RACY#)
10400 'Calcul des variances et des ecarts types de A,B,C,D
10410 COMX#=SOMX2#-SOMX#*SOMX#/I
10420 COMY#=SOMY2#-SOMY#*SOMY#/I
10430 ECARA#=SQR(SFX#/COMX#)
10440 ECARC#=SQR(SFY#/COMY#)
10450 ECARB#=SQR(SFX#)*SQR(1#/(I*(SOMX#*SOMX#)/(I*I*COMX#)))
10460 ECARD#=SQR(SFY#)*SQR(1#/(I*(SOMY#*SOMY#)/(I*I*COMY#)))
12000 RETURN

```

```

20000 *****
20001 *****Choix des deux colonnes de donnees pour l'analyse de regression:
20005 PRINT " MOYEN1 MOYEN2 MOYEN3 ECAR1 ECAR2 ECAR3"
20010 PRINT USING "###.#### " ;MOY#(1),MOY#(2);
20020 PRINT USING "###.#### " ;MOY#(3);
20030 PRINT USING " #.#### " ;TYP#(1);TYP#(2);
20040 PRINT USING " #.#### " ;TYP#(3);
25000 INPUT "VOULEZ-VOUS IMPRIMER LES RESULTATS";R$
25010 IF R$="N" OR R$="n" GOTO 26000
25020 LPRINT "Le nom du fichier est: "+F$
25030 LPRINT " MOYEN1 MOYEN2 MOYEN3 ECAR1 ECAR2 ECAR3"
25040 LPRINT USING "###.#### " ;MOY#(1),MOY#(2);
25050 LPRINT USING "###.#### " ;MOY#(3);
25060 LPRINT USING " #.#### " ;TYP#(1);TYP#(2);
25070 LPRINT USING " #.#### " ;TYP#(3);
25100 LPRINT " "
25110 LPRINT " RESULTATS DE LA REGRESSION LINEAIRE"
25120 LPRINT " "
25130 LPRINT "SOMXY#="SOMXY#
25140 LPRINT "SOMX2#="SOMX2#
25150 LPRINT "SOMY# ="SOMY#
25160 LPRINT "SOMY2#="SOMY2#
25170 LPRINT "SOMY# ="SOMY#
25175 LPRINT "I =" I
25200 LPRINT " "
25210 LPRINT "Y=AX+B: V=AT+B X=CY+D T=CS+D"
25230 LPRINT "A=" A# " C=" C#
25240 LPRINT "B=" B# " D=" D#
25250 LPRINT "ECARA=" ECARA# " ECARC=" ECARC#
25260 LPRINT "ECARB=" ECARB# " ECARD=" ECARD#
25270 LPRINT "Variance de la dispersion autour de l'axe Y =" SFY#
25275 LPRINT "Variance de la dispersion autour de l'axe X =" SFX#
25280 LPRINT "Ecart-type de la dispersion autour de l'axe Y en Volts =" SQR(SFY#)
25285 LPRINT "Ecart-type de la dispersion autour de l'axe X en Celcius=" SQR(SFX#)
25290 LPRINT "Coefficient de correlation lineaire=" COR#
25300 LPRINT "CANX="CANX,"CANY="CANY
25310 LPRINT " "
26000 RETURN
50000 *****
50010 'Programme : LIRE disquette BASICA 13 JUIN 1985 15:43 HRE PM
50020 INPUT "VOULEZ-VOUS LIRE DES DONNEES?Y/N";R$
50030 IF R$="N" OR R$="n" GOTO 50410
50040 INPUT "DONNER LE NOM DU FICHIER =" ;F$
50050 PRINT "LE NOM DU FICHIER EST: ";F$
50060 PRINT "LE NOM DU FICHIER EST: ";F$
50070 OPEN "A: "+F$ FOR INPUT AS #1
50080 INPUT #1,I,NCAN,FICHE$,FIC$
50090 INPUT #1,TITRE$
50100 INPUT #1,CAN1$
50110 INPUT #1,CAN2$
50120 INPUT #1,CAN3$
50130 INPUT #1,CAN4$
50140 PRINT "I=",I,"NCAN=",NCAN
50150 PRINT FICHE$,FIC$
50160 PRINT "TITRE:"TITRE$
50170 PRINT CAN1$
50180 PRINT CAN2$
50190 PRINT CAN3$
50200 PRINT CAN4$
50210 INPUT "Voulez-vous imprimer les commentaires de ce fichiers";R$
50220 IF R$="n" OR R$="N" GOTO 50300

```

```

50230 LPRINT "I=",I,"NCAN=",NCAN
50240 LPRINT FICHES$,FIC$
50250 LPRINT "TITRE:"TITRE$
50260 LPRINT CAN1$
50270 LPRINT CAN2$
50280 LPRINT CAN3$
50290 LPRINT CAN4$
50300 IF NCAN=4 THEN GOTO 50360
50310 FOR K=1 TO I
50320 INPUT #1,A#(1,K),A#(2,K),A#(3,K)
50330 PRINT K,A(1,K),A(2,K),A(3,K)
50335 A#(1,K)=A#(1,K)*1000#:A#(2,K)=A#(2,K)*1000#
50340 NEXT K
50350 GOTO 50400
50360 FOR K=1 TO I
50370 INPUT #1,A#(1,K),A#(2,K),A#(3,K),A#(4,K)
50380 PRINT K,A(1,K),A(2,K),A(3,K),A(4,K)
50390 NEXT K
50400 CLOSE #1
50410 INPUT "Voulez-vous imprimer les donnees de ce fichiers";R$
50420 IF R$="n" OR R$="N" GOTO 50500
50422 I$=STR$(I)
50424 PRINT "il y a"+I$+" donnees donnez le pas d'impression"
50425 INPUT "pas d'impression";PAS
50430 FOR K=1 TO I STEP PAS
50435 LPRINT A#(1,K),A#(2,K),A#(3,K)
50440 NEXT K
50500 RETURN 'Retour a la ligne 900
51000 '*****
51001 '***Lire de donnees DATA pour un test*****
51005 INPUT "Voulez-vous lire des donnees DATA (Y/n)";R$
51010 IF R$="N" OR R$="n" GOTO 51300
51100 I=30
51110 FOR DA=1 TO I
51120 READ A#(CANX,DA),A#(CANY,DA)
51130 NEXT DA
51200 DATA 15,84, 10,71, 11,73, 13,78, 11,69, 15,81, 11,68, 12,71
51210 DATA 15,80, 11,75, 9,67, 12,82, 10,68, 16,85, 14,75, 12,70
51220 DATA 10,67, 13,76, 10,72, 9,69, 14,81, 9,66, 14,78, 13,72
51230 DATA 12,70, 12,74, 13,77, 12,76, 13,80, 9,65
51300 RETURN
52000 END

```

Le nom du fichier est:

MOYEN1	MOYEN2	MOYEN3	ECAR1	ECAR2	ECAR3
1.00000	0.00000	0.00000	2.0000000	0.0000000	0.0000000

RESULTATS DE LA REGRESSION LINEAIRE

SOMXY# = 26924
 SOMX2# = 4436
 SOMX# = 360
 SOMY2# = 165210
 SOMY# = 2220
 I = 30

$Y=AX+B$

A = 2.448275862068966

B = 44.62068965517241

ECARA = .2688060029703314

ECARB = 3.26869278583494

Variance de la dispersion autour de l'axe X = 8.381773399014751

Variance de la dispersion autour de l'axe Y = 1.045468509984638

Ecart-type de la dispersion autour de l'axe X = 2.895129254284643

Ecart-type de la dispersion autour de l'axe Y = 1.022481545058217

Coefficient de correlation lineaire = .8646649825641567

$Y=CX+D$

C = .3053763440860215

D = -10.59784946236559

ECARC = 3.352849069307363D-02

ECARD = 2.488121259639987

ANNEXE E: CALCUL DE LA TEMPERATURE DE
BRUIT DU RADIOMETRE ET DE SON INCERTITUDE

E.1 Calcul de la température de bruit T_n

La méthode la plus couramment utilisée pour déterminer la température de bruit consiste à utiliser la méthode des deux puissances ("Y factor method"). On place alternativement, à l'avant du récepteur, une source chaude et une source froide de température T_c et T_f . Le signal à la sortie d'un radiomètre à puissance totale, pour la source chaude à une constante k de proportionnalité près, est:

$$(E.1) \quad S_c = Gk(T_c + T_n)B \quad [\text{selon l'unité du détecteur}]$$

Où B est la largeur de bande. Pour la charge froide on a:

$$(E.2) \quad S_f = Gk(T_f + T_n)B$$

Le rapport des deux, donne avec $Y = S_c / S_f$:

$$(E.3) \quad T_n = \frac{T_c - YT_f}{(Y-1)} \quad [^{\circ}K]$$

L'erreur sur T_n est minimum en utilisant les sources ayant de grands écarts de température.

Selon la valeur estimée de T_n et de la précision à laquelle on peut espérer mesurer Y , T_c et T_f , il est conseillé d'utiliser [53] une charge à la température de la pièce et un générateur de température de l'ordre de 10000°K (tube à plasma ou diode génératrice de bruit). Selon le cas on remplace cette dernière source par une charge adaptée qui est refroidie à l'azote liquide ou encore à l'hélium liquide.

Nous avons préféré faire varier la température T d'une charge adaptée entre la température du point d'ébullition de l'eau et celle de la température de la pièce. En utilisant les paramètres de l'analyse de régression de l'annexe B, il est alors possible de trouver T_n . Soit le signal S , à la sortie du radiomètre pour une charge de température T_{o_c} , en degrés Celsius:

$$(E.4) \quad S = AT_{o_c} + B \quad [V]$$

On a aussi par analogie à l'équation (E.1), à un facteur de proportionalité K :

$$(E.5) \quad S = K(T + T_n) \quad [V]$$

Les températures T et T_n étant exprimées en $^{\circ}\text{K}$. Transformant l'équation (E.4) en fonction de la température exprimée en $^{\circ}\text{K}$, on obtient:

$$(E.6) \quad S = A(T-273) + B \quad [V]$$

L'égalisation des équations (E.5) et (E.6) donne:

$$(E.7) \quad K = A \quad [V/^{\circ}\text{C}], [V/^{\circ}\text{K}]$$

$$(E.8) \quad T_n = B/A - 273 \quad [^{\circ}\text{K}]$$

E.2 Calcul de l'incertitude de la température de bruit ΔT_n

Les écarts-types de B et A sont donnés par les équations (D.7) et (D.8). Soit un échantillon avec un faible nombre de données, suivant une loi de Student. Les intervalles de confiance de A et B, pour un seuil de confiance $1-\alpha$ sont:

$$(E.9) \quad A - t_{\frac{\alpha}{2}} ; n-2 \quad \sigma_A \leq A \leq A + t_{\frac{\alpha}{2}} ; n-2 \quad \sigma_A$$

$$(E.10) \quad B - t_{\frac{\alpha}{2}} ; n-2 \quad \sigma_B \leq B \leq B + t_{\frac{\alpha}{2}} ; n-2 \quad \sigma_B$$

Ces intervalles ont une probabilité $1-\alpha$ d'inclure les vraies valeurs des paramètres A et B. Ainsi pour un seuil de 95% :

$$(E.11) \quad t_{\frac{\alpha}{2}} ; n-2 \quad \begin{array}{l} \text{vaut pour } n=30 \quad t_{0.025;28}=2.05 \\ \text{vaut pour } n=92 \quad t_{0.025;90}=1.99 \end{array}$$

Pour une taille d'échantillons suffisamment grande, la loi de Student tend vers une loi normale centrée réduite, alors pour un seuil de 95%:

$$(E.12) \quad \lim_{n \rightarrow \infty} t_{0.025; n} = 1.96$$

La différentielle de T_n est:

$$(E.13) \quad dT_n = \frac{\partial T_n}{\partial A} dA + \frac{\partial T_n}{\partial B} dB \quad [^{\circ}K]$$

Assimilant les différentielles à des incertitudes et prenant la valeur absolue des dérivées partielles pour se placer dans le cas le plus défavorable, on arrive à un résultat dont la forme est bien connue:

$$(E.14) \quad \Delta T_n = \left(\frac{\Delta A}{|A|} + \frac{\Delta B}{|B|} \right) \frac{B}{A} \quad [^{\circ}K]$$

Puis posant $\Delta A = 1.96\sigma_A$ et $\Delta B = 1.96\sigma_B$ nous obtenons un ordre de grandeur de l'incertitude sur T_n lors d'un essai:

$$(E.15) \quad \Delta T_n = \frac{(1.96\sigma_A + 1.96\sigma_B) |B|}{|A|} \quad [^{\circ}K]$$

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL



3 9334 00290836 4

BO

C
U
I
F