

50376
1985
247

50376
1985
247

THESE

présentée à

N° d'ordre 1248

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE

par

DUJARDIN BERNARD

MAITRE ES SCIENCES.



REFLECTOMETRIE PAR RESEAU "SIX-PORTS" ET ANTENNE MONOPOLE.
APPLICATION A LA MESURE DE LA PERMITTIVITE DES TISSUS VIVANTS EN MICROONDES.

Soutenue le 15 janvier 1985 devant la Commission d'Examen.

MM	E. CONSTANT	Président
	Y. LEROY	Rapporteur
	A. CHAPOTON	Examineur
	A. CASTELAIN	Examineur
	R. VAN LOON	Examineur

et Thérèse

et mes parents

Le développement de la science, et des activités créatives de l'esprit en général exige un autre type encore de liberté, qui peut être dénommée liberté interne. C'est la liberté de l'esprit qui consiste dans l'indépendance de la pensée à l'égard des préjugés autoritaires et sociaux comme des automatismes acritiques et des habitudes acquises...

A. EINSTEIN (Pensées des années difficiles)

Regardez le l'enfant qui se dresse et qui dit
Je ne connaissais pas la beauté des étoiles
Je veux faire tomber ce vieux monde en poussière
L'avenir l'avenir ne sera pas maudit

J. FERRAT (Un jour futur)

Cette étude a été effectuée au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs, Laboratoire associé au CNRS, dirigé par Monsieur le Professeur CONSTANT. Je lui suis reconnaissant de m'avoir accueilli dans son laboratoire et de me faire l'honneur de présider le jury.

J'exprime ma gratitude à Monsieur le Professeur LÉROY pour son accueil au sein du groupe Nouvelles Applications des Microondes.

Monsieur CHAPOTON, Professeur de l'Université de Lille 1,

Monsieur VAN LOON, Professeur de l'Université Libre de Bruxelles,

me font l'honneur de leur présence dans le jury, qu'ils en soient ici remerciés.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur CASTELAIN pour le soutien amical qu'il a apporté tout au long de ce travail.

Les mesures sur le milieu vivant ont pu être réalisées grâce à l'accueil de Messieurs les Professeurs DEPADI et REYNADIER au Centre Oscar Lambret. Je tiens à les remercier vivement d'avoir permis ces premiers essais sur milieu vivant.

Je remercie également les enseignants et chercheurs du Centre de la sympathie qu'ils ont pu me témoigner.

Madame CHARVET a assuré la dactylographie de ce mémoire, tâche ingrate s'il en est. Je lui adresse ici mes profonds remerciements pour la qualité de son travail et la patience dont elle a su faire preuve.

Enfin je ne saurais oublier de remercier l'ensemble du personnel technique et administratif du laboratoire, en particulier :

Mesdames FARGUE, LECHEN et VANBRETEERSCH,

Messieurs JENNEQUIN, ANDRIES et RICHON de l'atelier de mécanique,

Monsieur PLAYEZ et Madame DELES de la centrale de caractérisation,

Messieurs DEHORTER, PLUQUET, LERAIRE, FAUQUETBERGUE et CAREZ.

S O M M A I R E

1	<u>INTRODUCTION.</u>
	<u>CHAPITRE I - RÉSEAUX "SIX-PORTS" - THÉORIE ET EXEMPLES</u>
	<u>D'APPLICATION.</u>
4	I.1. INTRODUCTION.
5	I.2. ASPECT DES MESURES EN MICROONDES.
8	I.3. DEFINITION DU RESEAU "SIX-PORTS".
12	I.4. METHODE D'INTERPRETATION GRAPHIQUE.
19	I.5. STRUCTURE INTERNE DES RESEAUX "SIX-PORTS".
19	<i>I.5.1 Réseau "six-ports" constitué par des coupleurs -3dB.</i>
23	<i>I.5.2 Etude d'un réseau "six-ports" de type ANAREN.</i>
30	I.6. ANALYSE DES ERREURS.
35	I.7. CORRECTION DES ERREURS.
42	I.8. SYSTEME SEMI-AUTOMATISE ET PROJET DE SYSTEME COMPACT.
48	I.9. EXEMPLE DE CORRECTION D'ERREURS.
53	I.10. ETUDE PRELIMINAIRE DES POSSIBILITES DU RESEAU "SIX-PORTS" EN THERMOGRAPHIE MICROONDE PAR CORRELATION.
72	I.11. CONCLUSION.

CHAPITRE II - LES MESURES DE PERMITTIVITÉ DES MILIEUX BIOLOGIQUES.

73	II.1. INTRODUCTION.
74	II.2. HISTORIQUE DES MESURES DE PERMITTIVITE DES MILIEUX BIOLOGIQUES.
74	II.2.1. <i>Historique.</i>
75	II.2.2. <i>Développements récents.</i>
77	II.3. METHODES DE MESURE DES PROPRIETES DIELECTRIQUES.
77	II.3.1. <i>Ligne TEM emplie de diélectrique.</i>
79	II.3.2. <i>Cellule capacitive.</i>
82	II.3.3. <i>Ligne coaxiale dans un guide circulaire.</i>
84	II.3.4. <i>La ligne coaxiale ouverte.</i>
86	II.3.5. <i>Les antennes monopôle courtes.</i>
87	II.3.6. <i>Cellules guide d'onde.</i>
89	II.3.7. <i>Récapitulatif des méthodes de mesure.</i>
92	II.4. RESULTATS BIBLIOGRAPHIQUES ACTUELS SUR LES MESURES DE PERMITTIVITE DES MILIEUX BIOLOGIQUES.
97	II.5. APPLICATION DES MESURES DE PERMITTIVITE DANS LE DOMAINE BIOMEDICAL.
97	II.5.1. <i>Applications biologiques.</i>
98	II.5.2. <i>Applications médicales.</i>
100	II.5.3. <i>Phénomènes biologiques liés à l'irradiation par microondes.</i>
102	II.6. CONCLUSION.

CHAPITRE III - ETUDE ET MODÉLISATION DE L'ANTENNE MONOPÔLE APPLICATION À LA MESURE DE PERMITTIVITÉ DES MILIEUX BIOLOGIQUES.

103	III.1. INTRODUCTION.
104	III.2. IMPEDANCE D'ENTREE D'UNE ANTENNE LINEAIRE EN MILIEU DISSIPATIF.

103	III.2.1. Hypothèses de calcul.
107	III.2.2. Impédance d'entrée en espace libre.
111	III.2.3. Impédance d'entrée en milieu dissipatif.
123	III.3. IMPEDANCE D'ENTREE DE L'ANTENNE MONOPOLE REELLE.
123	III.3.1. Influence de la réduction du plan de masse.
136	III.3.2. Evaluation du volume soumis à la mesure.
148	III.4. DETERMINATION EXPERIMENTALE DE LA PERMITTIVITE.
148	III.4.1. Méthode itérative de détermination de ϵ' et ϵ'' .
151	III.4.2. Dispositif et conditions expérimentales.
153	III.4.3. Etalonnage des sondes.
154	III.4.4. Exemples de détermination de la permittivité.
161	III.4.5. Mesure de permittivité sur le milieu vivant.
164	III.5. CONCLUSION.

165 CONCLUSION.

167 ANNEXE I.

177 BIBLIOGRAPHIE.

CHAPITRE I

RESEAUX "SIX-PORTS"

THEORIE ET EXEMPLES D'APPLICATION

INTRODUCTION

Le groupe Nouvelles Applications des Microondes travaille depuis plusieurs années sur les applications médicales des Microondes, en particulier sur les techniques de Thermographie Microonde et d'Hyperthermie.

Ces études donnent lieu à des collaborations[★] avec plusieurs centres cliniques ou de recherche (Centre Anti-Cancer et Clinique de Bourgogne à Lille, CEA-CNRS à Jouy en Josas, Centre de Médecine Nucléaire à Nancy), des centres de recherche en Génie Biologique et Médical (CTB-INSERM à Lille, Laboratoire de Thermographie à Lyon, Laboratoire de Thermologie à Strasbourg), ainsi qu'à des développements industriels (Systèmes TMO et Hylcar de la Société ODAM).

Ces travaux nécessitent la connaissance de la permittivité des tissus vivants. Une analyse des données bibliographiques montre que le nombre des mesures de permittivité sur les tissus excisés est beaucoup plus important que sur les tissus vivants. Or, il apparaît que des mesures in-vivo sont encore parfois nécessaires, ne serait-ce qu'en termes de vérification.

★

Dans le cadre du Pôle Régional de Génie Biologique et Médical.

Le laboratoire possède une centrale de caractérisation très bien équipée, ainsi que des chercheurs spécialisés dans le domaine des mesures diélectriques. Néanmoins, le problème se pose ici en des termes différents, puisque les mesures de permittivité doivent :

- être adaptées au milieu clinique ; or l'utilisation de l'analyseur de réseau semble difficile dans la mesure où cet équipement est implanté au laboratoire et peu transportable.
- concerner des mesures "in situ", sur des animaux ou sur l'homme alors que les techniques de mesure diélectrique utilisent habituellement une cellule de mesure dans laquelle on a placé un échantillon excisé.

Ainsi, le problème qui a été posé concerne la faisabilité d'un système de mesure de permittivité, à la fois :

- portable,
- apte à opérer "in situ".

Pour ce qui est de la miniaturisation du réflectomètre, notre attention a été attirée par l'existence d'un procédé plus simple que l'analyseur de réseau, car ne comportant pas de système d'échantillonnage indispensable à la mesure de phase. Il s'agit du réseau "six-ports" constitué de cinq coupleurs et de quatre détecteurs.

L'adjonction d'un microordinateur, ou d'une unité à microprocesseur destiné à gérer la mesure, à effectuer les corrections, et à traiter les résultats ne doit pas en augmenter notablement la complexité.

Quant au capteur implantable, une étude bibliographique, nous a suggéré une solution fondée sur l'utilisation d'un coaxial semi-rigide. Nous avons ainsi été amenés à étudier dans quelle mesure cette solution peut se ramener au cas classique de l'antenne monopôle placée dans un milieu dissipatif. Nous avons alors abordé l'étude du problème d'inversion qui permet de passer de l'impédance mesurée à la permittivité du milieu. Nous avons aussi estimé le volume soumis à la mesure.

Notre mémoire se décompose comme suit :

Dans un premier chapitre, nous décrivons le réseau "six-ports" et analysons son fonctionnement. Nous montrons ses possibilités en réflectométrie, ainsi qu'en Thermographie Microonde par corrélation.

Un deuxième chapitre est consacré aux mesures de permittivité, dans le but de sélectionner une méthode "in situ". Nous donnons également les résultats d'une étude bibliographique sur les valeurs de permittivité des tissus vivants.

Un troisième chapitre est dédié au capteur implantable. Nous rappelons d'abord les propriétés d'une antenne monopôle placée dans un milieu dissipatif ; nous en déduisons une méthode de mesure de permittivité qui peut s'appliquer correctement au cas des tissus à forte teneur en eau.

I. I. - INTRODUCTION

Les mesures de coefficient de réflexion en hyperfréquence étaient initialement basées sur la mesure du TOS, ce qui nécessitait des dispositifs mécaniques particulièrement complexes. Ces méthodes ont ensuite été supplantées par l'analyseur de réseaux, dont le principe revient à transposer le signal à des fréquences où la mesure d'amplitude, et surtout de phase est plus commode. Un autre type de dispositif est utilisé depuis peu : le réseau "six-ports" ^{**}. Celui-ci est d'une conception beaucoup plus simple que l'analyseur de réseaux : il ne comporte pas de mélangeur mais seulement plusieurs coupleurs et quatre détecteurs. Il apparaît que le réseau "six-ports" est susceptible dans l'avenir de supplanter l'analyseur de réseau et, compte tenu de sa simplicité de constitution, d'entrer dans la réalisation de nouveaux capteurs.

Nous décrivons le principe de fonctionnement du réseau "six-ports", quelques exemples de configuration, ainsi que les modes de correction d'erreurs. Quelques essais ont été réalisés au laboratoire dans ce sens. Nous posons également le problème de l'utilisation du réseau "six-ports", en particulier en radiométrie.

^{**} Le terme "port" désigne l'entrée ou la sortie d'un circuit (exemple "two-ports" désigne un quadripôle). A notre connaissance, il n'existe pas d'équivalent en français du terme "six-ports".

I.2. - ASPECT DES MESURES EN MICROONDES

Un problème de mesure typique en microondes peut être schématisé sous la forme présentée figure 1.1.

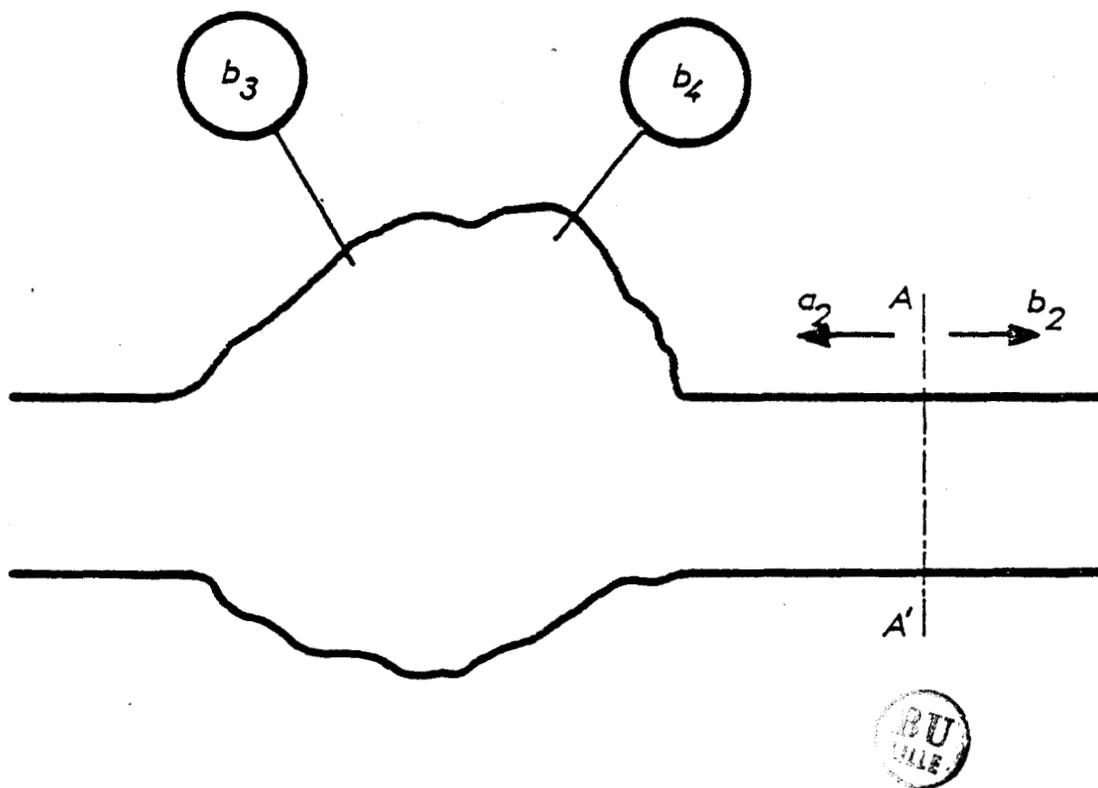


Fig. 1.1. Problème de mesure typique en microondes

Dans ce cas, le champ électromagnétique dans le plan AA' est entièrement déterminé par la géométrie du guide, et par les expressions

complexes a_2 et b_2 des ondes qui se propagent vers la gauche et vers la droite du plan AA' [I.1.] .

Dans le cas général on ne s'intéresse pas aux valeurs absolues des phases des termes a_2 et b_2 , mais à la différence entre celles-ci. De cette manière, la détermination complète du champ électromagnétique dans le plan AA' ne requiert que trois paramètres indépendants, donnés par $|b_2|^2$, et Γ_1 et le coefficient de réflexion ($\Gamma_1 = a_2 / b_2$).

La structure considérée figure 1.1. comporte des sondes positionnées en 3 et 4. En supposant que la structure a un comportement linéaire et réciproque ENGEN a montré que la réponse du détecteur 3, s'exprime par une relation de la forme :

$$b_3 = A a_2 + B b_2 \quad (1.1)$$

De cette façon, la réponse b_3 se présente comme une combinaison linéaire des ondes réfléchie et incidente (respectivement a_2 et b_2) ; les coefficients A et B sont deux constantes complexes déterminées par la géométrie du système.

De la même façon, la réponse du détecteur 4 nous donne :

$$b_4 = C a_2 + D b_2 \quad (1.2)$$

avec C et D des constantes complexes.

Cette méthode de mesure de par sa conception, nécessite l'utilisation de "détecteurs" aptes à délivrer à la fois des informations

concernant l'amplitude et la phase des signaux mesurés.

En fait, les détecteurs ne donnent que l'amplitude ou la puissance des signaux.

Ainsi, le réflectomètre classique illustré par la figure 1.2. correspond au cas de la figure 1.1. pour lequel on a réalisé $B = C = 0$

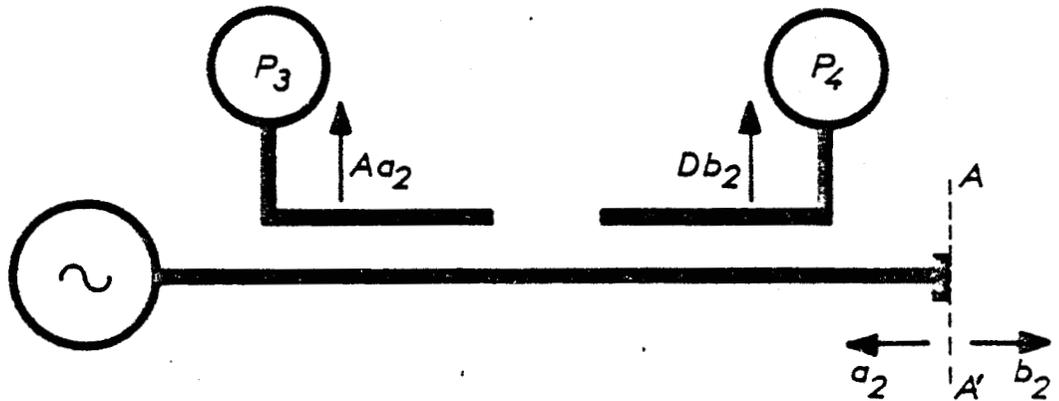


Fig. 1.2. Schéma d'un réflectomètre

Les puissances respectives aux sorties 3 et 4 s'écrivent alors :

$$P_3 = |b_3|^2 = |Aa_2 + Bb_2|^2 = |Aa_2|^2 \quad (1.3)$$

$$P_4 = |b_4|^2 = |Ca_2 + Db_2|^2 = |Db_2|^2 \quad (1.4)$$

I.3. - DÉFINITION DU RÉSEAU "SIX-PORTS"

La méthode présentée au paragraphe précédent est incapable d'indiquer le déphasage entre les deux signaux a_2 et b_2 . Nous allons montrer que cette information peut être acquise en utilisant deux détecteurs supplémentaires.

La figure 1.3. présente de façon schématique le réseau "six-ports" qui est assimilable au cas de la figure 1.1., et comporte quatre sondes (puissance P_3, P_4, P_5, P_6).

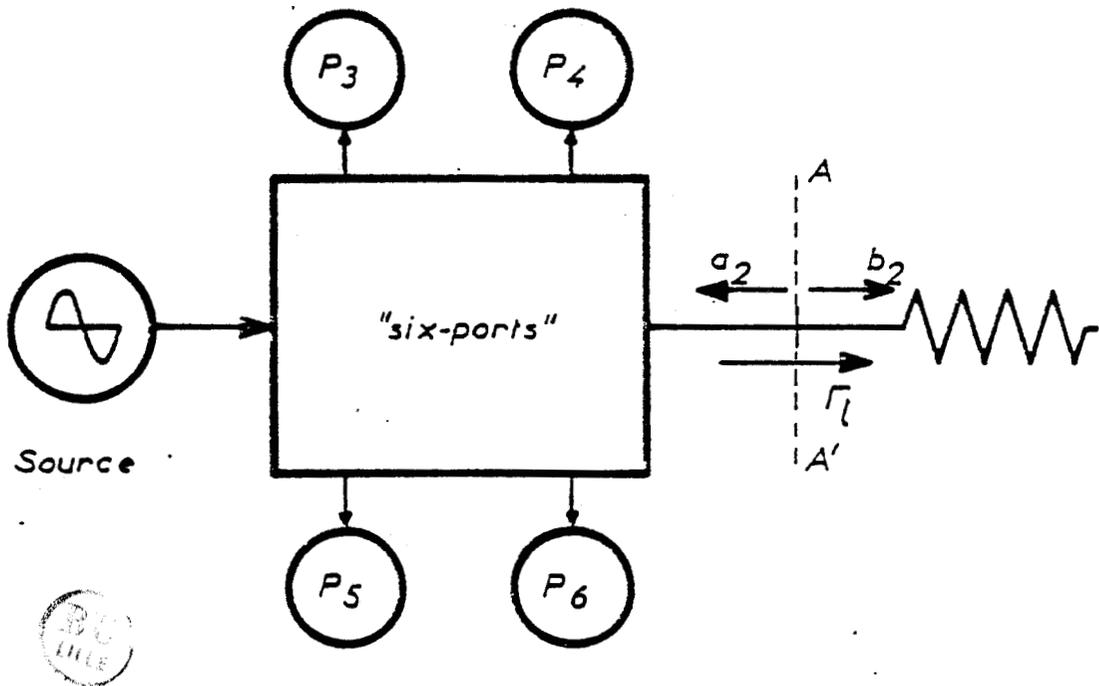


Fig. 1.3. - Réseau "six-ports"

Les principes exposés précédemment restent valables. Nous pouvons introduire deux équations supplémentaires par les puissances P_5 et P_6 :

$$P_5 = |b_5|^2 = |E a_2 + F b_2|^2 \quad (1.5)$$

$$P_6 = |b_6|^2 = |G a_2 + H b_2|^2 \quad (1.6)$$

avec E, F, G, H des constantes complexes.

La solution générale de ce système donne :

$$|b_2|^2 = \sum_{i=3}^6 \beta_i P_i \quad (1.7)$$

$$\Gamma_1 = \frac{\sum_{i=3}^6 (C_i + j S_i) P_i}{|b_2|^2} \quad (1.8)$$

avec C_i , S_i et β_i des constantes réelles fonctions des constantes A et H.

Cependant, la solution proposée ignore la surdétermination du système (quatre équations pour trois paramètres indépendants). Il convient de calculer le déterminant de la matrice du système d'équations.

Si ce déterminant est nul, il n'existe pas de solutions.

De façon à s'affranchir de ce problème, il est utile de poser une condition sur une des puissances du système. Nous avons choisi P_4 à cet effet :

$$P_4 = |Db_2|^2 \quad (1.9)$$

ce qui peut être réalisé en utilisant un système de régulation automatique de niveau, tel que celui de la figure 1.4.

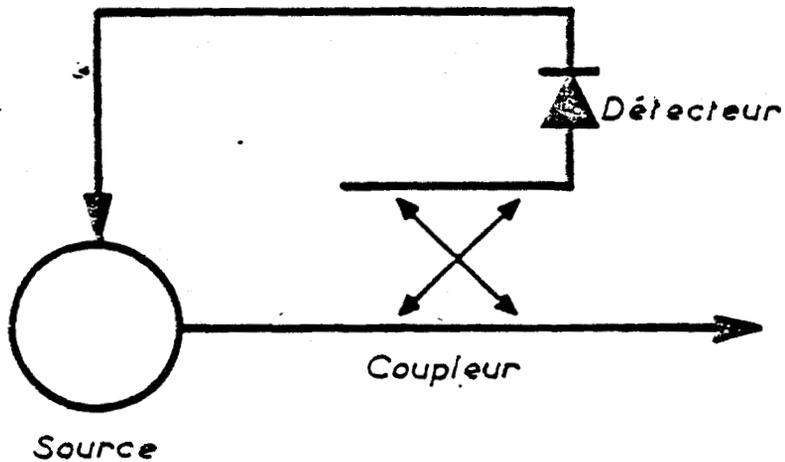


Fig. 1.4. - Régulation automatique de niveau



Les équations P_3 , P_5 et P_6 peuvent être écrites :

$$P_3 = |A|^2 |b_2|^2 |\Gamma_1 - q_3|^2 \quad (1.10)$$

$$P_5 = |E|^2 |b_2|^2 |\Gamma_1 - q_5|^2 \quad (1.11)$$

$$P_6 = |G|^2 |b_2|^2 |\Gamma_1 - q_6|^2 \quad (1.12)$$

avec :

$$q_3 = - B/A$$

$$q_5 = - F/E$$

$$q_6 = - H/G$$

Nous allons maintenant montrer comment optimiser la précision de la méthode par un choix judicieux des coefficients q_3, q_5, q_6 .

I.4. - MÉTHODE D'INTERPRÉTATION GRAPHIQUE

A partir de l'équation 1.9, voyons maintenant comment déterminer Γ_1 à partir des relations 1.9 et 1.10 à 1.12. Nous pouvons éliminer le terme $|b_2|^2$ des équations 1.10 à 1.12, ce qui donne :

$$|\Gamma_1 - q_3|^2 = |D/A|^2 \frac{P_3}{P_4} \quad (1.13)$$

$$|\Gamma_1 - q_5|^2 = |D/E|^2 \frac{P_5}{P_4} \quad (1.14)$$

$$|\Gamma_1 - q_6|^2 = |D/G|^2 \frac{P_6}{P_4} \quad (1.15)$$

Nous ne considérons ici, que des systèmes passifs. Dans ce cas, le point représentatif de Γ_1 dans le plan complexe se trouve à l'intérieur du cercle de rayon unité.

Supposant P_3 et P_4 connus, le lieu sur lequel se trouve le point Γ_1 est un cercle de centre q_3 et de rayon $|\Gamma_1 - q_3|$ dont la représentation est donnée par la figure 1.5.

De la même façon, $|\Gamma_1 - q_5|$ détermine un nouveau cercle de rayon $|\Gamma_1 - q_5|$ et de centre q_5 qui, par son intersection avec le premier cercle, permet de déterminer la position de Γ_1 dans le plan complexe (figure 1.6.).

On note qu'il existe deux points d'intersection entre ces deux cercles. Cependant l'hypothèse $|\Gamma_1| \leq 1$ nous amène à ne considérer que le point à l'intérieur du cercle unitaire. Ceci soulève une première remarque : que se passe-t-il lorsque les deux points d'intersection sont à l'intérieur du cercle unitaire ? Une deuxième remarque est qu'en première approximation, la mesure de P_6 n'est pas nécessaire et la détermination de Γ_1 ne nécessite qu'un dispositif cinq-ports.

La réponse est la suivante : tout d'abord, l'angle d'intersection entre les deux cercles peut être petit et par conséquent la détermination du point Γ_1 difficile compte tenu d'erreurs éventuelles sur $|\Gamma_1 - q_3|$ et $|\Gamma_1 - q_5|$ ainsi que sur la position des centres q_3 et q_5 .

La réduction de cette cause d'erreur passe par l'utilisation d'une mesure de puissance supplémentaire, P_6 . Ceci revient à tracer un troisième cercle de centre q_6 et de rayon $|\Gamma_1 - q_6|$, (figure 1.7.)

Il faut déterminer les valeurs de q_3, q_5, q_6 qui donnent une précision maximale sur Γ_1 . On peut montrer [I.2.] que l'une de ces possibilités correspond au cas où les points représentatifs de $q_3, q_5,$ et q_6 sont les sommets d'un triangle équilatéral centré sur l'origine, en d'autres termes :

$$|q_3| = |q_5| = |q_6| \tag{1.16}$$

$$\vec{Oq_3} \cdot \vec{Oq_5} = \vec{Oq_5} \cdot \vec{Oq_6} = \vec{Oq_6} \cdot \vec{Oq_3} = 120^\circ \tag{1.17}$$

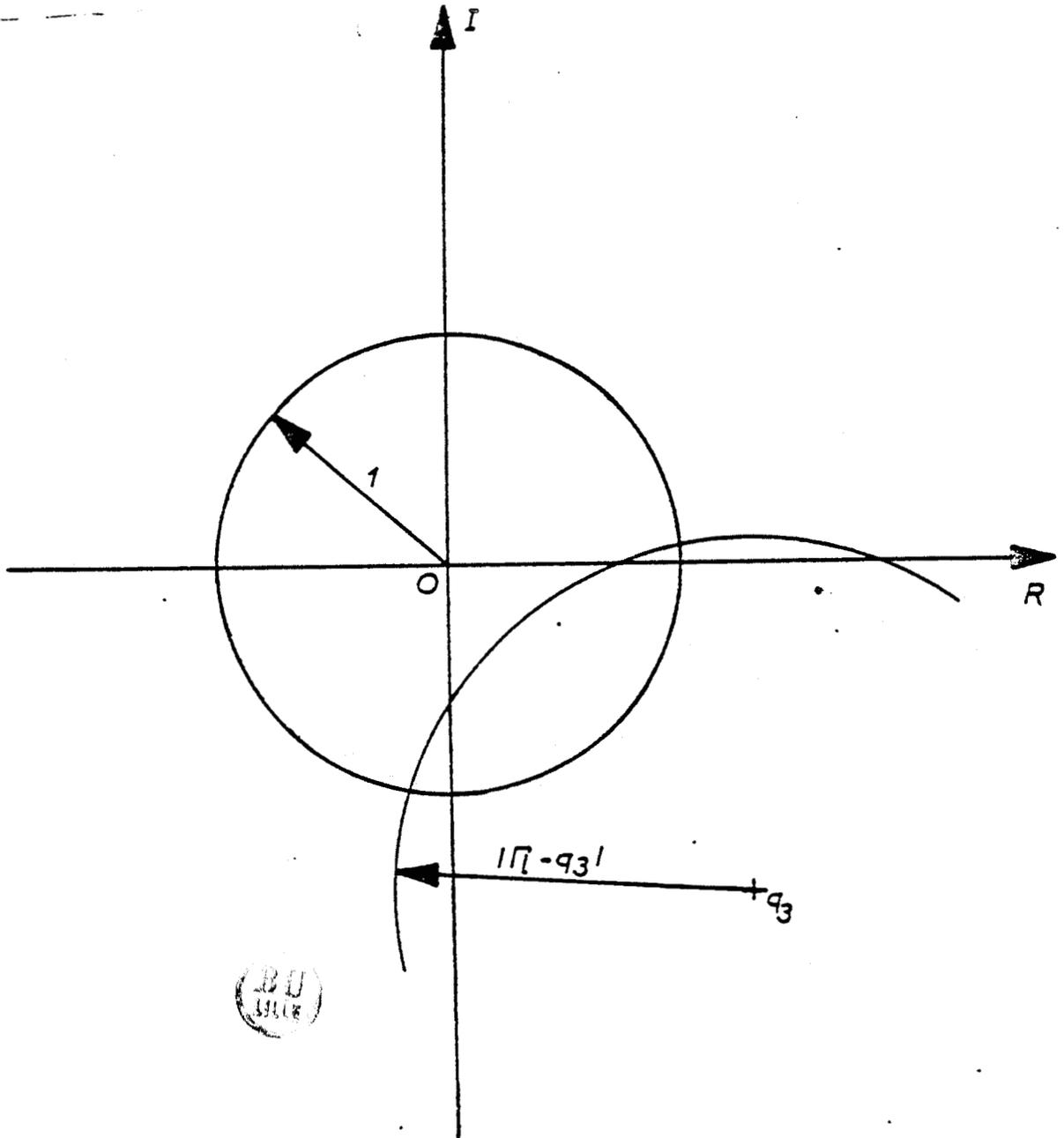


Fig. 1.5. - Lieu déterminé par l'équation $P_3 = f(\Gamma)$

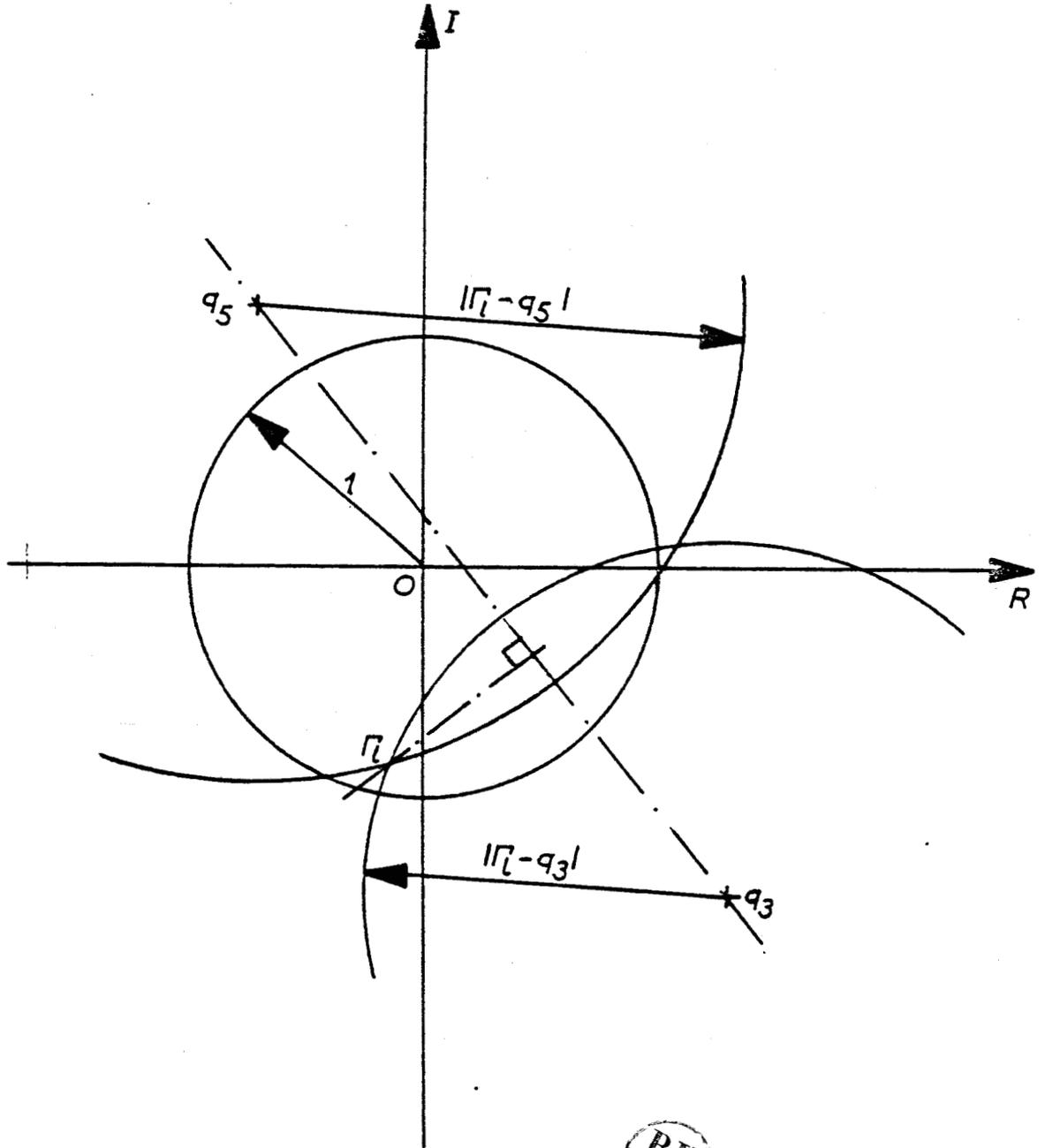


Fig. 1.6. - Détermination de Γ_1 par P_3 et P_5

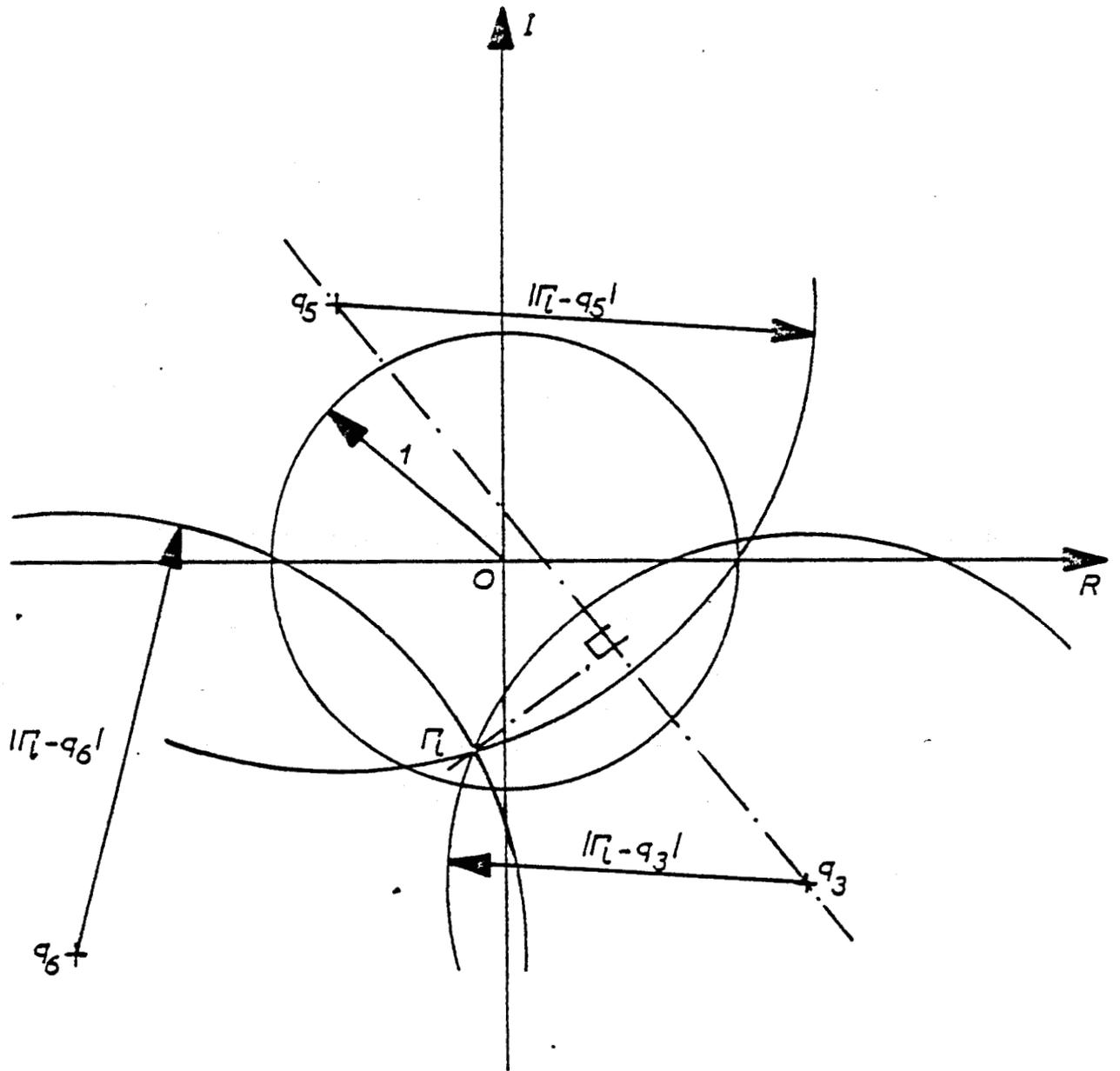


Fig. 1.7. - Détermination de Γ^1 par P_3, P_5, P_6

La figure 1.8. illustre cette disposition.

Ces premiers principes étant définis, il convient d'aborder maintenant la réalisation effective d'un tel dispositif.

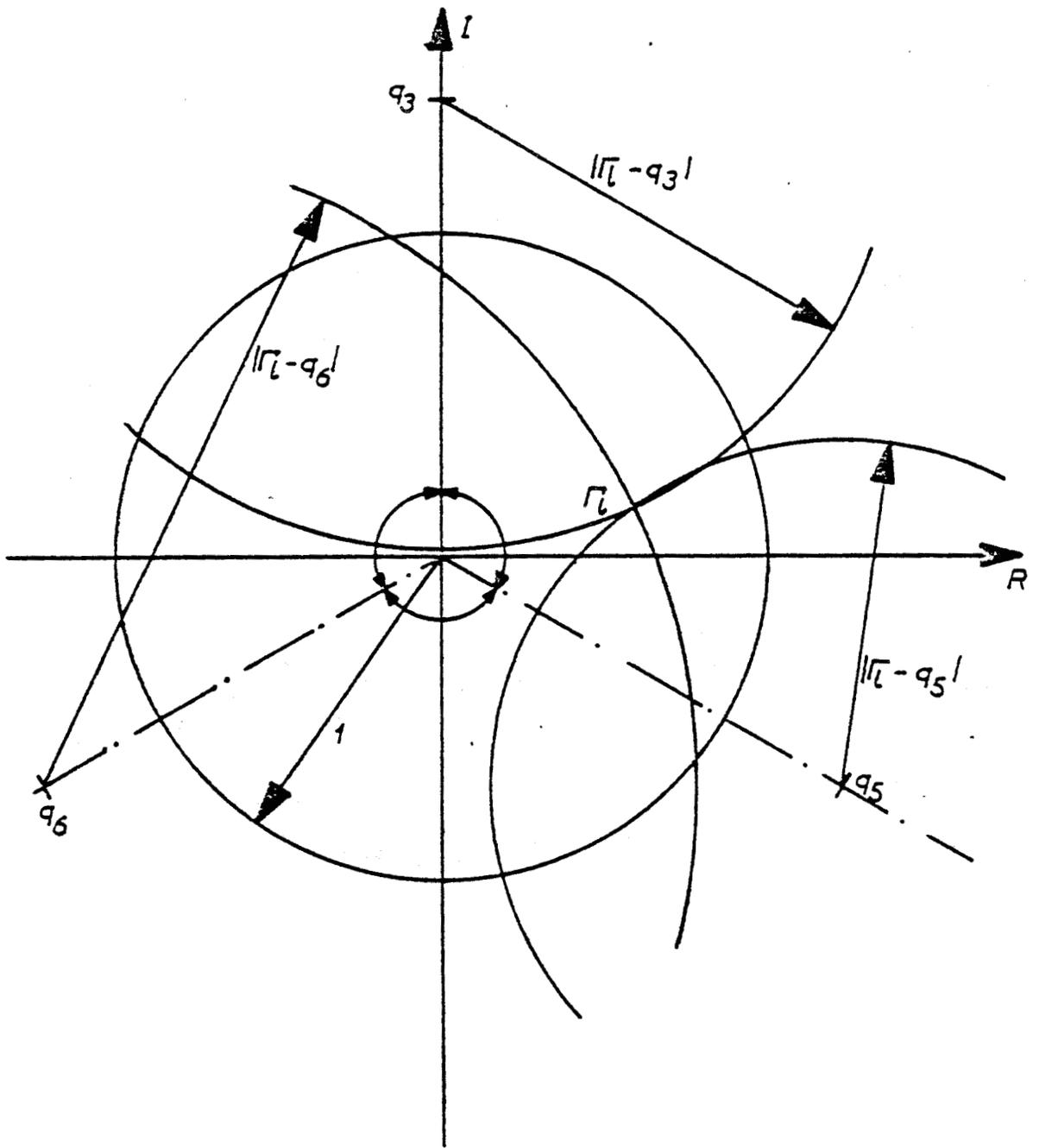


Fig. 1.8. - Position de q_3, q_5, q_6 donnant une précision maximale sur Γ_1

I.5. - STRUCTURE INTERNE DES RÉSEAUX "SIX-PORTS"

I.5.1. Réseau "six-ports" constitué par des coupleurs 3dB

Cette réalisation est effectuée à l'aide de :

- coupleurs hybrides - 3 dB / 180°
- coupleurs hybrides - 3 dB / 90°

qui seront notés respectivement H et Q (figure 1.9)

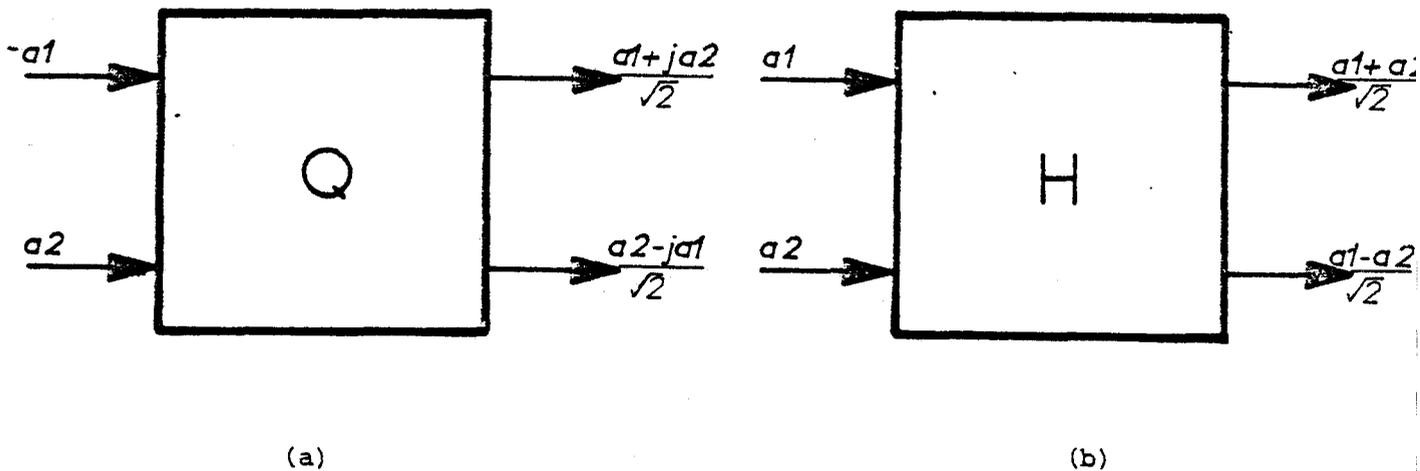


Fig. 1.9. Coupleurs hybrides (a) - 3dB 90° , (b) - 3 dB 180°

Sur cette figure ont été également mentionnées les relations entrées/sorties de ces dispositifs. Dans la suite de cette étude, nous considérons les coupleurs parfaits.

La figure 1.10 illustre l'une des configurations possibles du réseau "six-ports" selon ENGEN [I.3.], en faisant apparaître les expressions complexes des signaux de sortie. Ces résultats sont obtenus à partir des données de la figure 1.9 (a). Les largeurs des interconnexions sont choisies de façon telle que les expressions indiquées figure 1.10 restent valables.

Dans ce cas de figure, les angles entre les vecteurs \vec{Oq}_3 , \vec{Oq}_5 , \vec{Oq}_6 sont respectivement de 135° , 90° et 135° . Leurs modules valent : $|q_5| = |q_6| = 2$, $|q_3| = \sqrt{2}$. La représentation graphique du paramètre Γ_1 est donnée en figure 1.11.

Dans ces conditions, l'utilisation des équations établies précédemment donne les parties réelle et imaginaire du coefficient de réflexion :

$$\operatorname{Re}(\Gamma_1) = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{P_5 - P_6}{P_4} \quad (1.18)$$

$$\operatorname{Im}(\Gamma_1) = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{P_5 + P_6 - P_3 - P_4}{P_4} \quad (1.19)$$

Il faut noter que les valeurs obtenues pour q_3 , q_5 et q_6 sont assez proches des valeurs optimales.

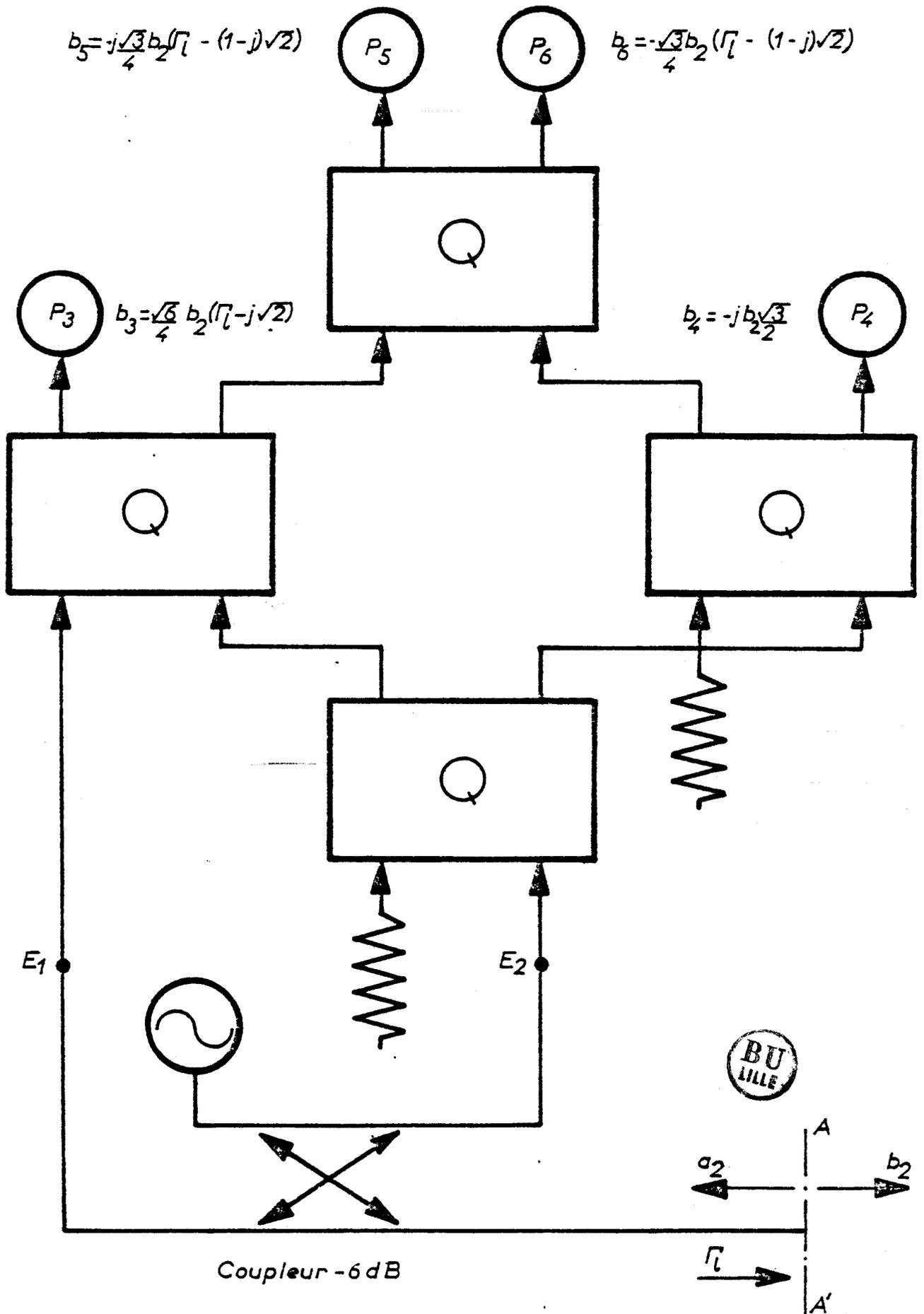


Fig. 1.10. - Configuration d'un réseau "six-ports" selon

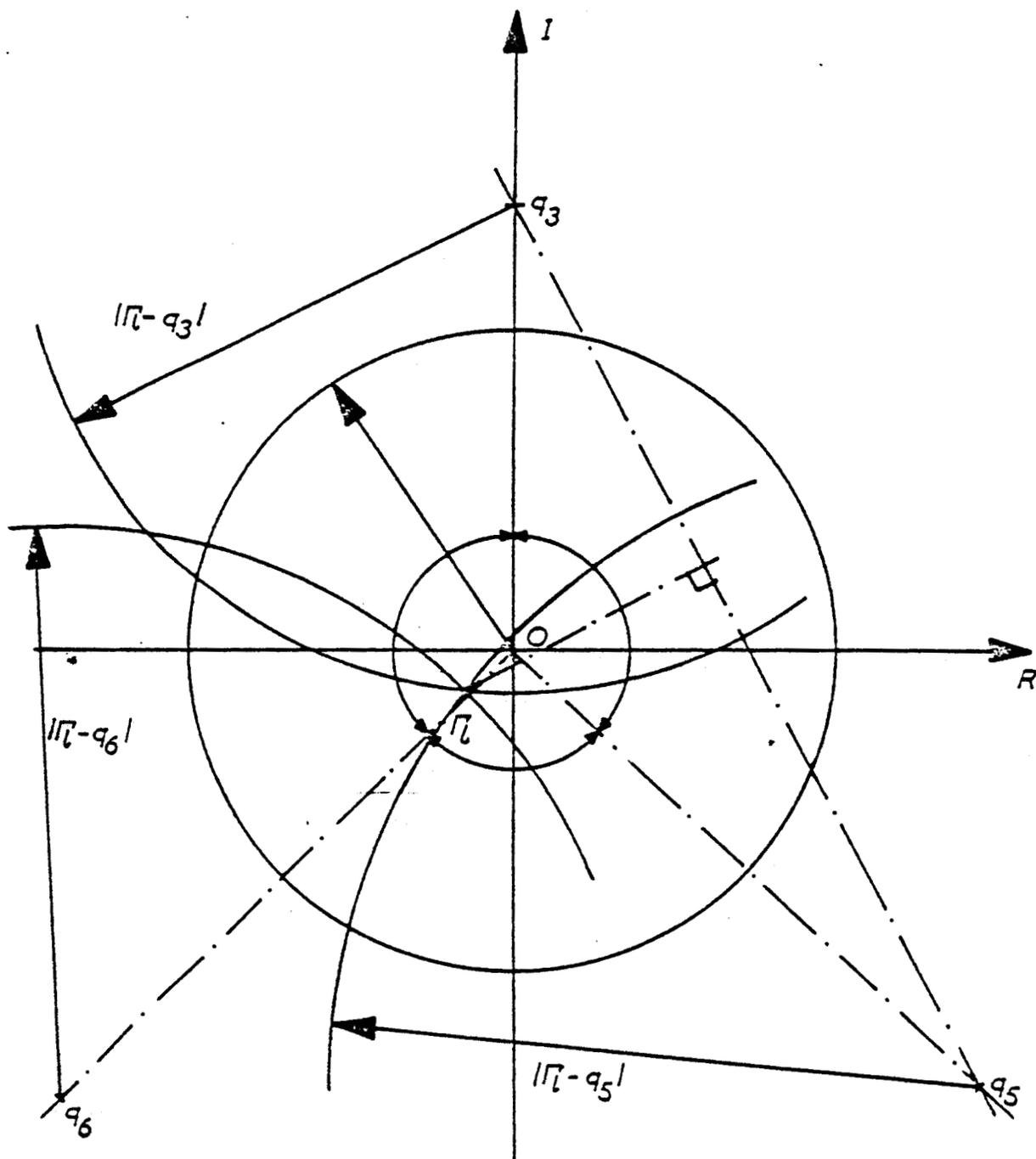


Fig. 1.11. - Exemple de détermination graphique de $|\Gamma|$ dans le cas du réseau de la figure 1.10.

I.5.2. Etude d'un réseau "six-ports" de type ANAREN **

La structure du réseau "six-ports" ANAREN série 2 AO75 X est donnée à la figure 1.12.

Le réseau, entrées E1 et E2, doit être associé à différents composants (générateurs, coupleurs, impédance à mesurer) tel que nous l'avons déjà présenté figure 1.10.

Le réseau est disponible par bandes passantes d'une largeur de un octave. Les caractéristiques constructeur sont résumées dans le tableau 1.1.

Modèle	Bande passante GHz	Précision sur la phase en degré	Sensibilité *** en dBm	Taux d'ondes stationnaires maximum
2 AO755	1-2	± 6	- 43	1.5
2 AO756	2-4	± 7	- 43	1.8
2 AO757	4-8	± 8	- 43	2
2 AO758	8-12	± 10	- 41	2.5
2 AO759	12-18	± 12	- 40	3

Tableau 1.1. - Caractéristiques constructeurs des réseaux "six-ports" de la série 2AO75X [I.4]

** ANAREN MICROWAVE Inc., 185 Ainsley Drive, Syracuse, NEW YORK, U.S.A.
Importateur SCIE-DIMES.

*** Puissance d'entrée requise pour obtenir un rapport signal sur bruit de 8 dB sur 1 MHz de bande passante en sortie de l'amplificateur. Des signaux égaux en amplitude doivent être appliqués aux entrées E1 et E2.

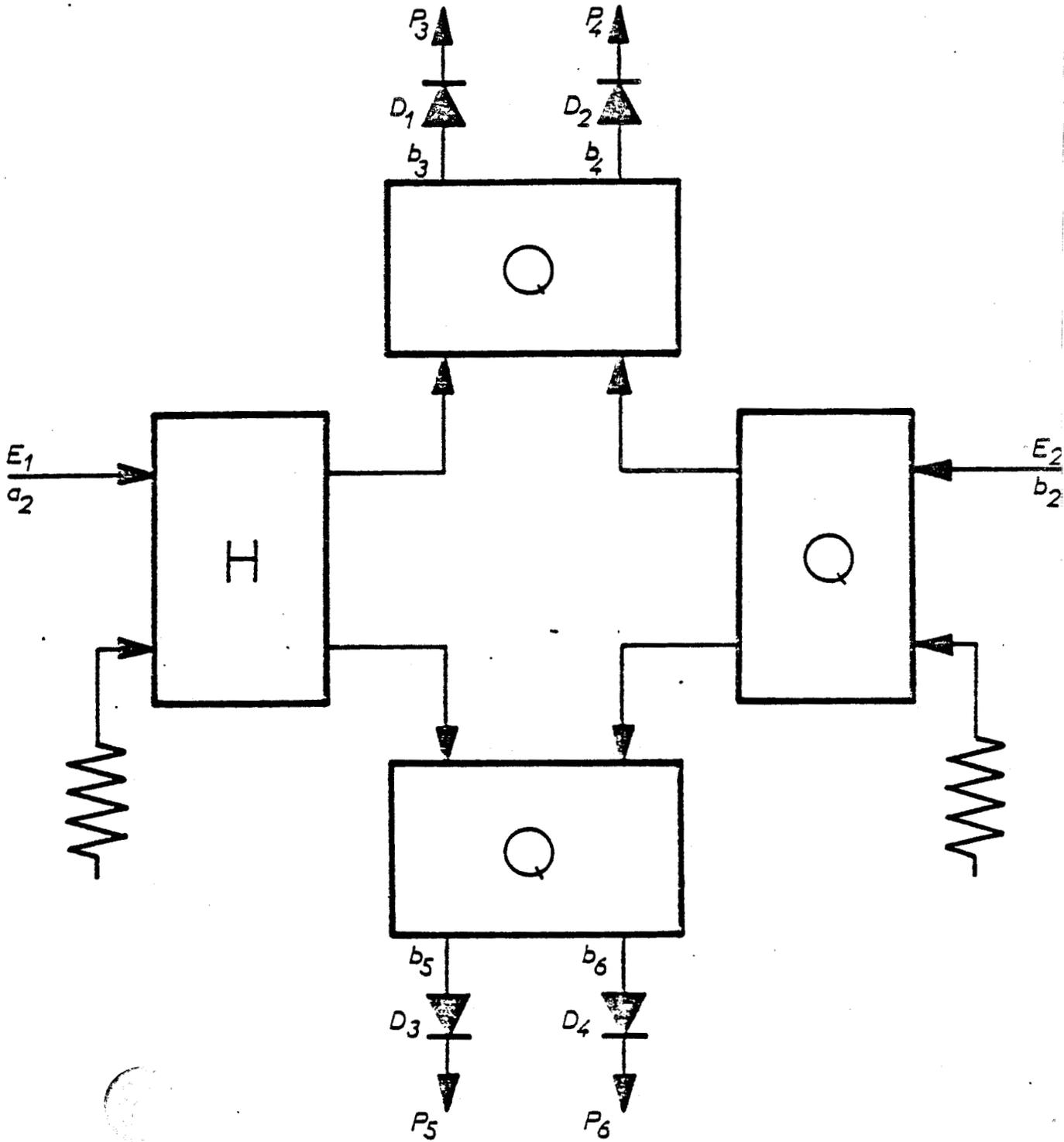


Fig. 1.12.- Réseau "six-ports" ANAREN 2A075X

Les caractéristiques communes à ces différents modèles sont :

- excursion dynamique : 30 dB
- sensibilité tension détectée/puissance typique : 100 mV/mW.

Dans un souci de cohérence avec les notations précédentes, les signaux d'entrée sont appelés a_2 et b_2 avec :

$$a_2 = A_2 \exp(j\alpha) \quad (1.20)$$

$$b_2 = B_2 \exp(j\beta) \quad (1.21)$$

Les signaux de sortie sont respectivement b_3 , b_4 , b_5 et b_6 qui donnent les puissances P_3 , P_4 , P_5 et P_6 . Une analyse du réseau permet d'écrire un système matriciel liant les variables de sortie aux variables d'entrée :

$$\begin{bmatrix} b_3 \\ b_4 \\ b_5 \\ b_6 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} -1 & -1 \\ j & -j \\ 1 & -j \\ -j & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \end{bmatrix} \quad (1.22)$$

Nous adoptons ici la description matricielle de CRONSON et SUSMAN [I.5.] consistant à écrire le vecteur puissance $P = [P_3, P_4, P_5, P_6]$ aux différentes sorties, en fonction d'un vecteur V constitué de la façon suivante :

$$V = \begin{bmatrix} |b_2|^2 \\ \operatorname{Re}(b_2 a_2^*) \\ \operatorname{Im}(b_2 a_2^*) \\ |a_2|^2 \end{bmatrix} \quad (1.23)$$

avec :

$$\operatorname{Re}(b_2 a_2^*) = |a_2| \cdot |b_2| \cos \theta = A_2 B_2 \cos \theta \quad (1.24)$$

$$\operatorname{Im}(b_2 a_2^*) = |a_2| \cdot |b_2| \sin \theta = A_2 B_2 \sin \theta \quad (1.25)$$

avec :

$$\theta = \alpha - \beta$$

On peut alors écrire l'équation du réseau :

$$P = C^{-1} \cdot V \quad (1.26)$$

avec C^{-1} une matrice carrée d'ordre 4.

$$C^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & 2 & 0 & 1 \\ 1 & -2 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 2 & 1 \\ 1 & 0 & -2 & 1 \end{bmatrix} \quad (1.27)$$

A partir de ceci, nous devons déterminer les composantes du vecteur V , de façon à obtenir a_2 , b_2 et θ . Malheureusement un examen rapide de C^{-1} montre que nous avons affaire à une matrice dont le déterminant est nul. C^{-1} est donc non inversible. Une solution consiste à déterminer une solution à partir d'une matrice réduite à trois lignes. Cette solution devant en outre satisfaire la quatrième ligne de C^{-1} , nous avons préféré adopter la solution présentée au paragraphe I.1,

et nous substituons à l'équation de P_4 , une relation proportionnelle à la puissance du signal b_2 :

$$P_4 = k^2 |b_2|^2 \tag{1.28}$$

où k est un coefficient réel.

C^{-1} devient :

$$C^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & 2 & 0 & 1 \\ k^2 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 2 & 1 \\ 1 & 0 & -2 & 1 \end{bmatrix} \tag{1.29}$$

Le vecteur V est alors déterminé par l'inversion de C^{-1} :

$$V = C P \tag{1.30}$$

avec :

$$C = -\frac{1}{8k^2} \begin{bmatrix} 1 & k^2 & 1 & 1 \\ 2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2 & -2 \\ 1 & 0 & 1 & 1 \end{bmatrix} \tag{1.31}$$

Le calcul effectué, l'expression de Γ_1 peut être déduite des composantes de V par :

$$\Gamma_1 = \frac{a_2}{b_2} = \frac{b_2^* a_2}{|b_2|^2} = \frac{\text{Re}(b_2 a_2^*) - j \text{Im}(b_2 a_2^*)}{|b_2|^2} \tag{1.32}$$

Graphiquement, le réseau donne le type de figure suivante
(figure 1.13) sur laquelle le centre des cercles correspond à P_3 , P_5 , et P_6 .

Nous voyons ici que :

$$|q_3| = |q_5| = |q_6| = 1$$

$$\vec{Oq_3} \cdot \vec{Oq_5} = 90^\circ ; \quad \vec{Oq_5} \cdot \vec{Oq_6} = 180^\circ ; \quad \vec{Oq_6} \cdot \vec{Oq_3} = 90^\circ$$

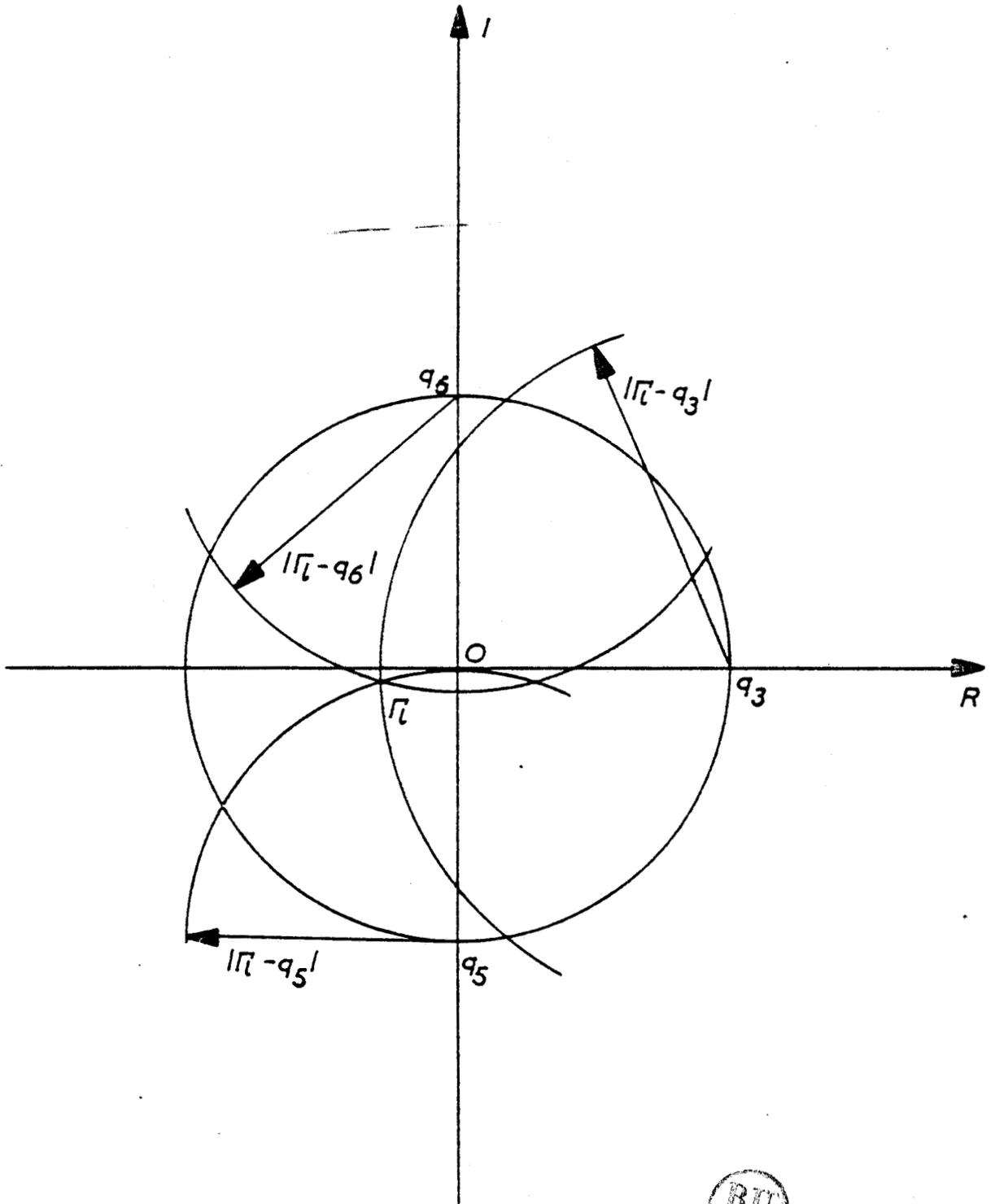


Fig. 1.13 - Détermination de Γ_1 pour le réseau

"six-ports" ANAREN 2 AO75X

I.6. - ANALYSE DES ERREURS

Plusieurs causes d'erreurs peuvent être identifiées qui sont liées à :

- la stabilité fréquentielle du générateur
- sa stabilité en amplitude
- la directivité du coupleur associé au système
- la réponse en fréquence des composants
- l'adaptation à la source de la charge à mesurer.

Par ailleurs, il convient de choisir avec soin les câbles et systèmes d'interconnexion (type APC 7 ou APC 3,5).

- La stabilité fréquentielle du générateur

Pour les générateurs classiques, une cause d'erreur provient de la modulation de fréquence résiduelle que l'on évalue à environ 10 KHz. Cette erreur peut être négligée dans tous les cas où la mesure ne fait intervenir que des dispositifs passifs [I.6]. Dans le cas de mesures de dispositifs dont l'impédance évolue rapidement avec la fréquence, il convient d'utiliser des générateurs verrouillés en phase, ou, à synthèse de fréquence.

- La stabilité en amplitude du générateur

Le réflectomètre "six-ports" effectue des mesures de puissance. Il est essentiel de garder à la source une amplitude aussi constante que

possible. On utilise dans ce but un dispositif de régulation de niveau, conformément au schéma de principe de la figure 1.4.

- La directivité du coupleur associé au système

Les mesures utilisant le réseau "six-ports" sont sujettes à des erreurs de directivité provenant à la fois du coupleur bidirectionnel utilisé à l'entrée (figure 1.10) et des coupleurs intégrés au réseau "six-ports" [I.7].

Cette directivité est représentative de deux causes d'erreur :

- la première est l'incapacité du coupleur bidirectionnel de la figure 1.2 d'effectuer une séparation idéale entre les signaux a_2 et b_2 ,

- la seconde est due aux différentes réflexions du signal incident b_2 sur les adaptateurs situés avant l'élément à tester.

Une illustration de ce phénomène est donnée figure 1.14.

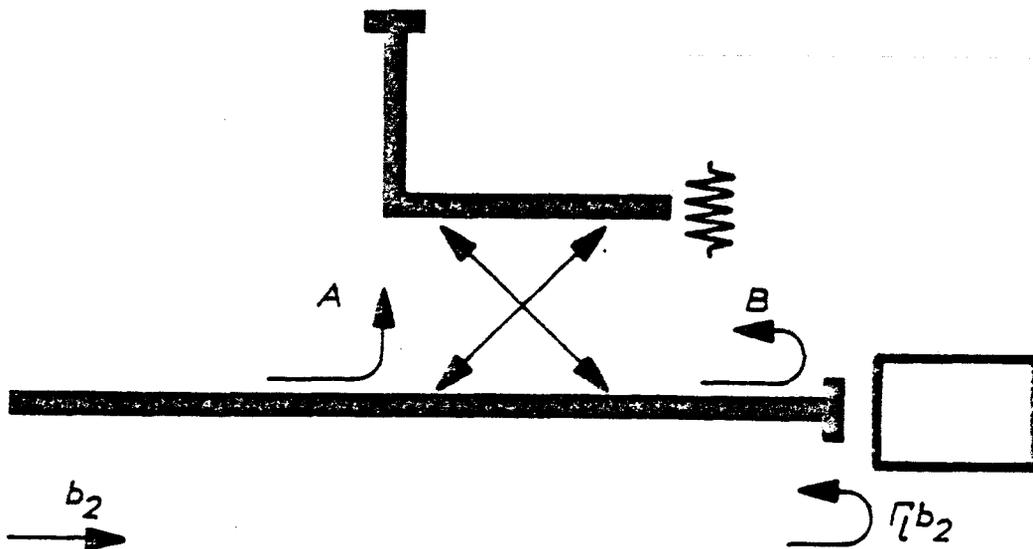


Figure 1.14 - Directivité

A représente sur cette figure, la partie du signal b_2 n'atteignant pas l'élément à tester ; B représente la partie de b_2 réfléchi sur les adaptateurs.

Les erreurs dues à A et à B se combinent vectoriellement avec le coefficient de réflexion réel Γ_1 pour donner le coefficient de réflexion mesuré Γ_m . Un exemple de cette combinaison (où les erreurs ont volontairement été exagérées) est donné figure 1.15

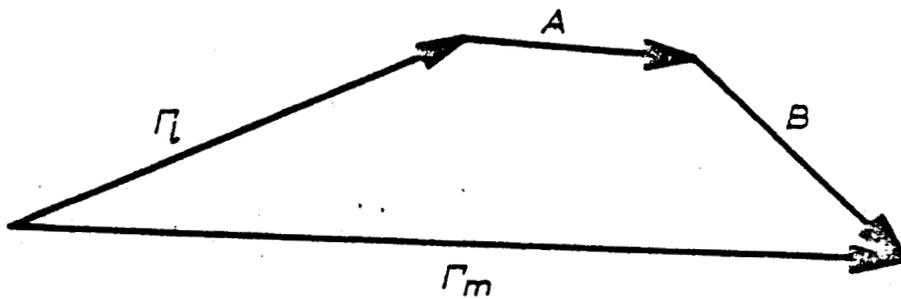


Fig. 1.15 - Combinaison vectorielle de A,B et Γ_1

La combinaison vectorielle de A et B est appelée erreur de directivité. Il faut remarquer que pour une fréquence donnée, le nombre et la nature des adaptateurs utilisés étant constant, la valeur absolue de l'erreur de directivité reste constante. En conséquence, l'erreur relative sur Γ_1 est d'autant plus importante que Γ_1 est petit.

- La réponse en fréquence des composants

D'une part, la réponse amplitude et phase des coupleurs dépend de la fréquence, d'autre part les lignes, reliant les coupleurs (figure 1.10 et 1.12) sont choisies de telle façon que les longueurs électriques des trajets suivis par les signaux utiles entre les entrées et les différentes sorties soient identiques. Or, ces longueurs de ligne peuvent être différentes et introduire des écarts de phase dépendants de la fréquence. D'autre part, les pertes introduites par ces lignes sont une autre source d'erreurs.

- L'adaptation à la source

Considérons la figure 1.16 représentant le système au niveau de la sortie.

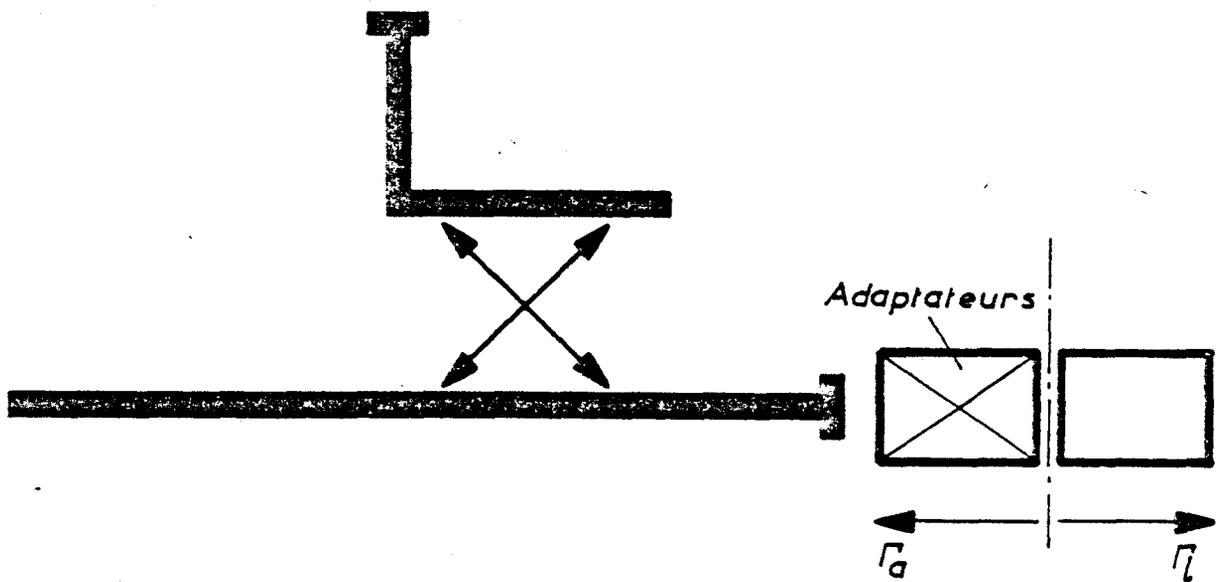


Fig. 1.16 - Adaptation à la source



L'adaptation entre le système de contrôle et l'élément contrôlé n'est jamais parfaite. Ceci se traduit par des réflexions multiples entre système de contrôle et l'élément contrôlé.

Cette erreur est appelée "erreur d'adaptation à la source".

1.7. - CORRECTION DES ERREURS

En principe, pour un circuit parfait de configuration donnée, les termes A,B,C,D,E,F,G,H et par conséquent q_3, q_4, q_5, q_6 sont définis. En réalité, les causes d'erreurs que nous avons évoquées modifient ces différents paramètres. On peut essayer de les déterminer en utilisant des impédances connues, et en opérant à fréquence variable ; mais cette méthode est fastidieuse et présente peu d'intérêt lorsqu'on ne s'intéresse qu'aux performances du système et non aux caractéristiques intrinsèques de celui-ci.

En pratique, on envisage une méthode différente qui a pour base l'évaluation des erreurs sur un modèle physique tel que celui de la figure 1.17 et appelé "modèle d'instrumentation".

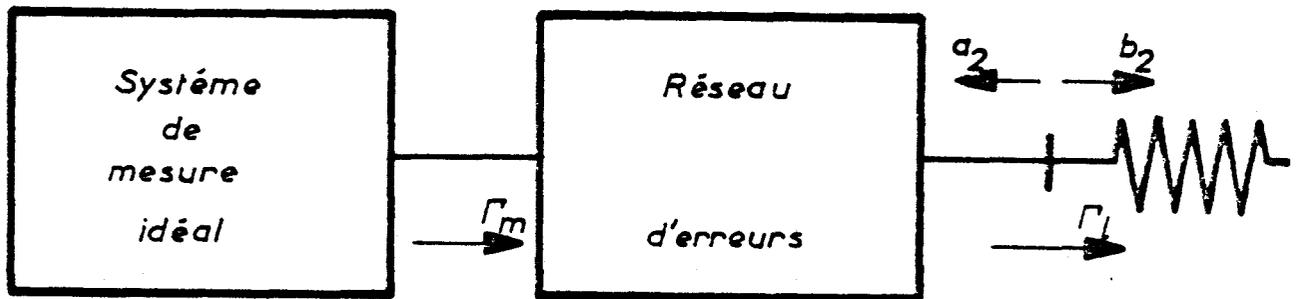


Figure 1.17 - Modèle d'instrumentation

Dans ce modèle, on considère un système de mesure idéal précédé par un réseau linéaire contenant toutes les erreurs du système. Le seul calcul des éléments de ce réseau donne tous les paramètres nécessaires à la correction des mesures.

Le réseau d'erreurs peut être défini à partir de l'analyse des erreurs effectuée au paragraphe précédent.

- la directivité représente la partie du signal n'atteignant pas l'élément à contrôler. La représentation sous forme de graphe de fluence est donnée figure 1.18.

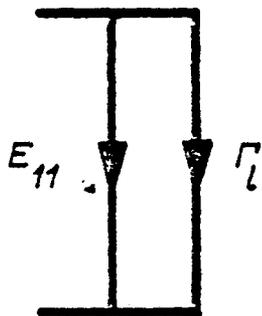


Fig. 1.18 - Graphe de fluence de l'erreur de directivité

- la réponse en fréquence ajoute deux arcs au graphe de fluence précédent (figure 1.19)

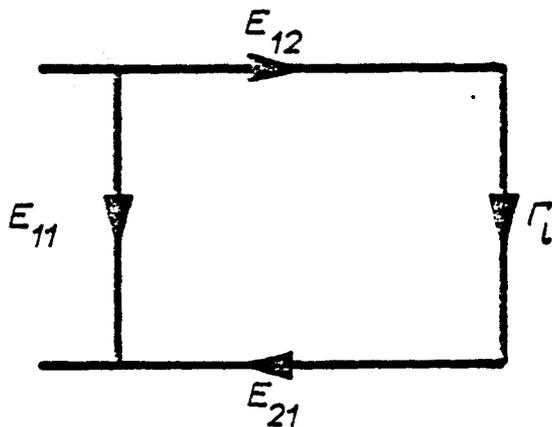


Fig. 1.19 - Réponse en fréquence

- enfin, l'erreur d'adaptation à la source correspond à la réflexion sur la sortie et les adaptateurs et nous obtenons le réseau suivant (figure 1.20).

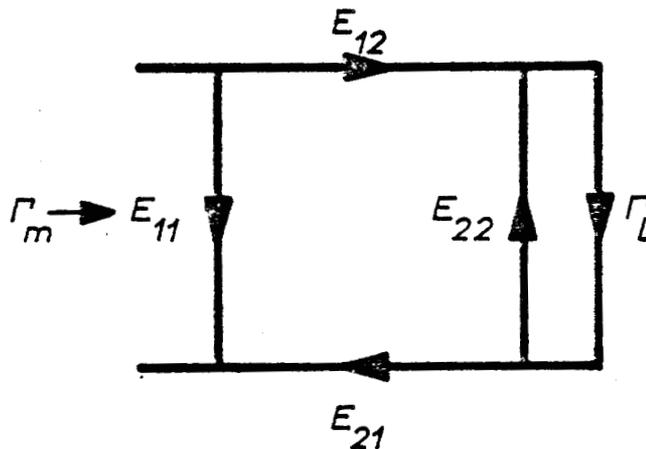


Fig. 1.20 - Graphe de fluence du réseau d'erreurs

La réduction du graphe permet d'écrire l'expression du coefficient de réflexion mesuré :

$$\Gamma_m = E_{11} + \frac{E_{12} E_{21} \Gamma_l}{1 - E_{22} \Gamma_l} \quad (1.33)$$

L'hypothèse d'un réseau linéaire donne le coefficient de réflexion réel :

$$\Gamma_l = \frac{\Gamma_m - E_{11}}{E_{12} E_{21} + E_{22} (\Gamma_m - E_{11})} \quad (1.34)$$

pour obtenir le coefficient de réflexion, il suffit de déterminer les éléments E_{11} , E_{22} et le produit $E_{12} \cdot E_{21}$, (ce qui s'obtient à partir de trois mesures sur des éléments connus), ceci pour chaque fréquence de mesure.

Les coefficients de réflexion réels de ces éléments (dont nous précisons la nature par la suite) sont appelés Γ_{10} , Γ_{11} , Γ_{12} , et les coefficients de réflexion mesurés Γ_{m0} , Γ_{m1} , Γ_{m2} .
Sous ces hypothèses, la relation 1.34 permet d'écrire la relation bilinéaire suivante :

$$\frac{(\Gamma_1 - \Gamma_{10})(\Gamma_1 - \Gamma_{12})}{(\Gamma_1 - \Gamma_{11})(\Gamma_{10} - \Gamma_{12})} = \frac{(\Gamma_m - \Gamma_{m0})(\Gamma_{m1} - \Gamma_{m2})}{(\Gamma_m - \Gamma_{m1})(\Gamma_{m0} - \Gamma_{m2})} \quad (1.35)$$

qui montre que la détermination du coefficient de réflexion Γ_1 , ne nécessite pas la détermination préalable des éléments E_{11} , E_{22} , E_{12} , E_{21} du réseau d'erreurs. Cependant cette détermination peut être intéressante et nous donnons les relations correspondantes :

$$E_{11} = \frac{\Gamma_{10}\Gamma_{11}\Gamma_{m2}(\Gamma_{m0} - \Gamma_{m1}) + \Gamma_{11}\Gamma_{12}\Gamma_{m0}(\Gamma_{m1} - \Gamma_{m2}) + \Gamma_{12}\Gamma_{10}\Gamma_{m1}(\Gamma_{m2} - \Gamma_{m0})}{\Gamma_{10}\Gamma_{11}(\Gamma_{m0} - \Gamma_{m1}) + \Gamma_{11}\Gamma_{12}(\Gamma_{m1} - \Gamma_{m2}) + \Gamma_{12}\Gamma_{10}(\Gamma_{m2} - \Gamma_{m0})} \quad (1.36)$$

$$E_{22} = \frac{\Gamma_{10}(\Gamma_{m1} - E_{11}) + \Gamma_{11}(E_{11} - \Gamma_{m0})}{\Gamma_{10}\Gamma_{11}(\Gamma_{m1} - \Gamma_{m0})} \quad (1.37)$$

$$E_{12}E_{21} = \frac{(1 - E_{22}\Gamma_{10})(\Gamma_{m0} - E_{11})}{\Gamma_{10}} \quad (1.38)$$

Le problème est maintenant de choisir les éléments de correction et nous exposons ici les deux méthodes couramment usitées :

a) méthode "Hewlett-Packard"

Dans cette méthode, on utilise les trois éléments suivants :

- charge adaptée (ou charge glissante) : $\Gamma_{l_0} = 0 + 0j$
- court-circuit : $\Gamma_{l_1} = -1 + 0j$
- circuit ouvert : $\Gamma_{l_2} = 1 + 0j$

En considérant ces éléments idéaux, nous pouvons écrire l'équation 1.35 sous la forme suivante :

$$\frac{2\Gamma_l}{\Gamma_l + 1} = \frac{(\Gamma_m - \Gamma_{m0})(\Gamma_{m1} - \Gamma_{m2})}{(\Gamma_m - \Gamma_{m1})(\Gamma_{m0} - \Gamma_{m2})} \quad (1.39)$$

Dans le cas d'éléments non idéaux, il faut tenir compte de l'évolution fréquentielle de leur coefficient de réflexion ; en particulier, le circuit ouvert est généralement représenté par une capacité (figure 1.21).

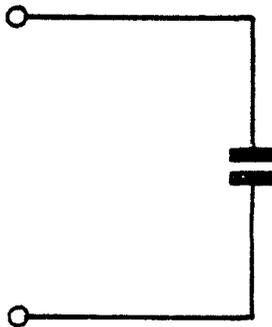


Figure 1.21 - Circuit équivalent au circuit ouvert.

b) Méthode des lignes court-circuitées ("offset-short-circuits")

Cette méthode est décrite par DA SILVA et MC PHUN [1.8],
et les éléments de correction sont représentés sur la figure suivante par
leur graphe de fluence :

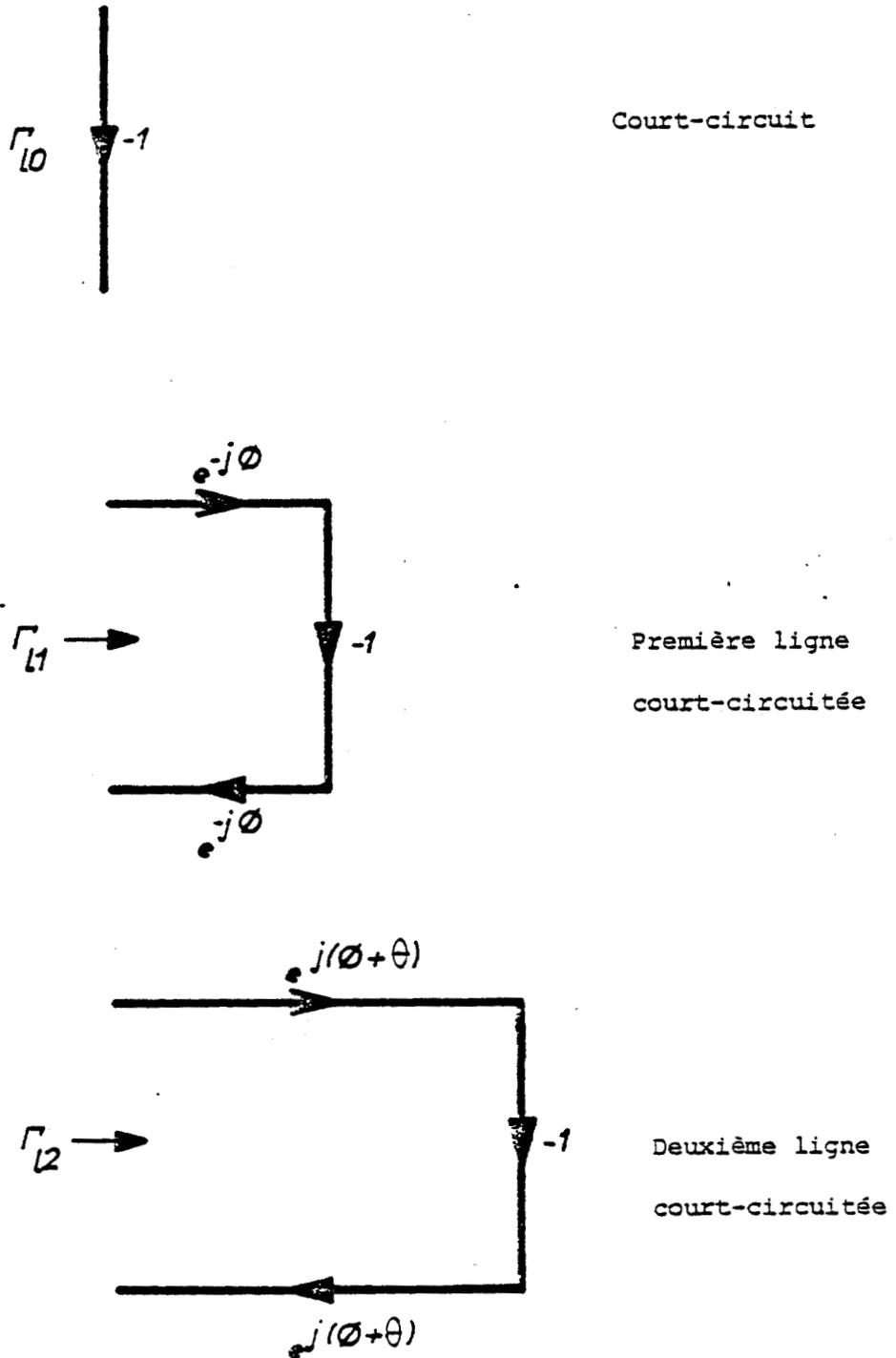


Fig. 1.22 - Lignes court-circuitées de correction

Ces lignes ont pour coefficients de réflexion :

$$\Gamma_{10} = \exp(j\pi) \quad (1.40)$$

$$\Gamma_{11} = \exp(j[-2\varnothing + \pi]) \quad (1.41)$$

$$\Gamma_{12} = \exp(j[-2(\varnothing + \theta) + \pi]) \quad (1.42)$$

Remarquons que \varnothing et θ sont des fonctions de la fréquence. Une rotation rapide de ces deux variables avec la fréquence peut apporter une imprécision importante sur la mesure. Nous avons donc affaire à une méthode "bande étroite" à contrario de la méthode "Hewlett-Packard" où le seul élément présentant une variation significative fonction de la fréquence est la phase due à la réactance présentée par le circuit ouvert.

BIANCO et al ont comparé ces deux méthodes [I.9]. Ils définissent un coefficient de qualité de la mesure et montrent que la méthode des lignes court-circuitées apporte une précision un peu meilleure que la méthode "Hewlett-Packard", ceci pour une bande de fréquence étroite. Le tableau 1.2. résume cette situation :

	procédure HP	Procédure des lignes court-circuitées
Nombre de fréquence de tests	132	99
Erreur de module	$6.5 \cdot 10^{-3}$	$5.7 \cdot 10^{-3}$
Erreur de phase	0,97	0,85

Tableau 1.2. - Comparaison entre les procédures de correction "Hewlett-Packard" et des "lignes court-circuitées".

I.8. - SYSTÈME SEMI-AUTOMATISÉ ET PROJET DE SYSTÈME COMPACT

Un système de mesure comprenant un réseau "six-ports" ANAREN a été construit selon la figure 1.23.

Dans cette configuration le signal du générateur est envoyé vers un coupleur C dans le but d'assurer la régulation de la source et de fournir la puissance P_4 proportionnelle au signal incident b_2 .

Une séparation des signaux b_2 et a_2 est ensuite effectuée par un coupleur bidirectionnel construit à partir de deux coupleurs de - 20 dB de façon à assurer une directivité maximale.

La complexité des opérations nous a amenés à définir une automatisation partielle du procédé. L'arbre de la figure 1.24 présente le déroulement du processus de mesure pour une seule fréquence. Celui-ci doit être répété pour chaque fréquence de travail.

Un tel processus est parfaitement adapté à une semi-automatisation. Le synoptique du système que nous avons réalisé est présenté figure 1.25 dans le cadre d'un premier prototype.

La mesure des puissances aux quatre bornes de sortie est réalisée par un millivoltmètre numérique programmable à l'aide d'un multiplexeur analogique. Le protocole de mesure est géré par un ordinateur

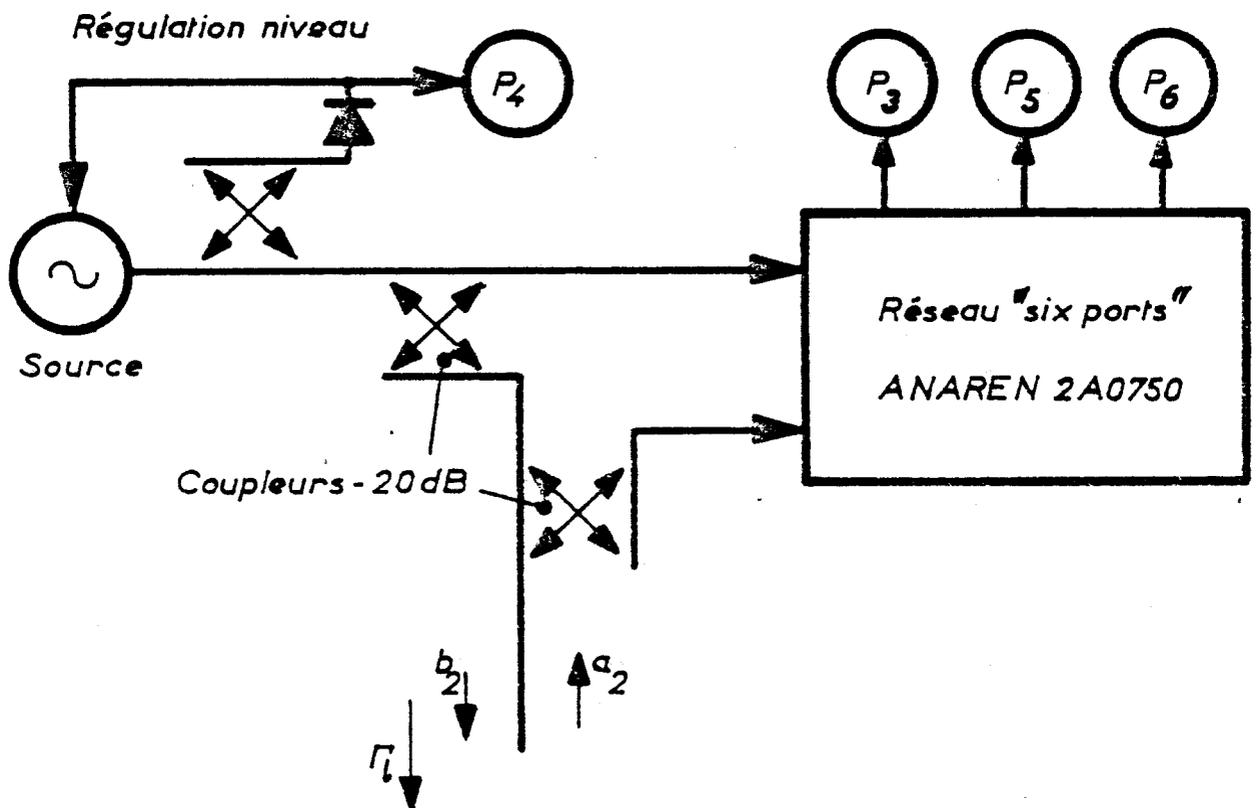
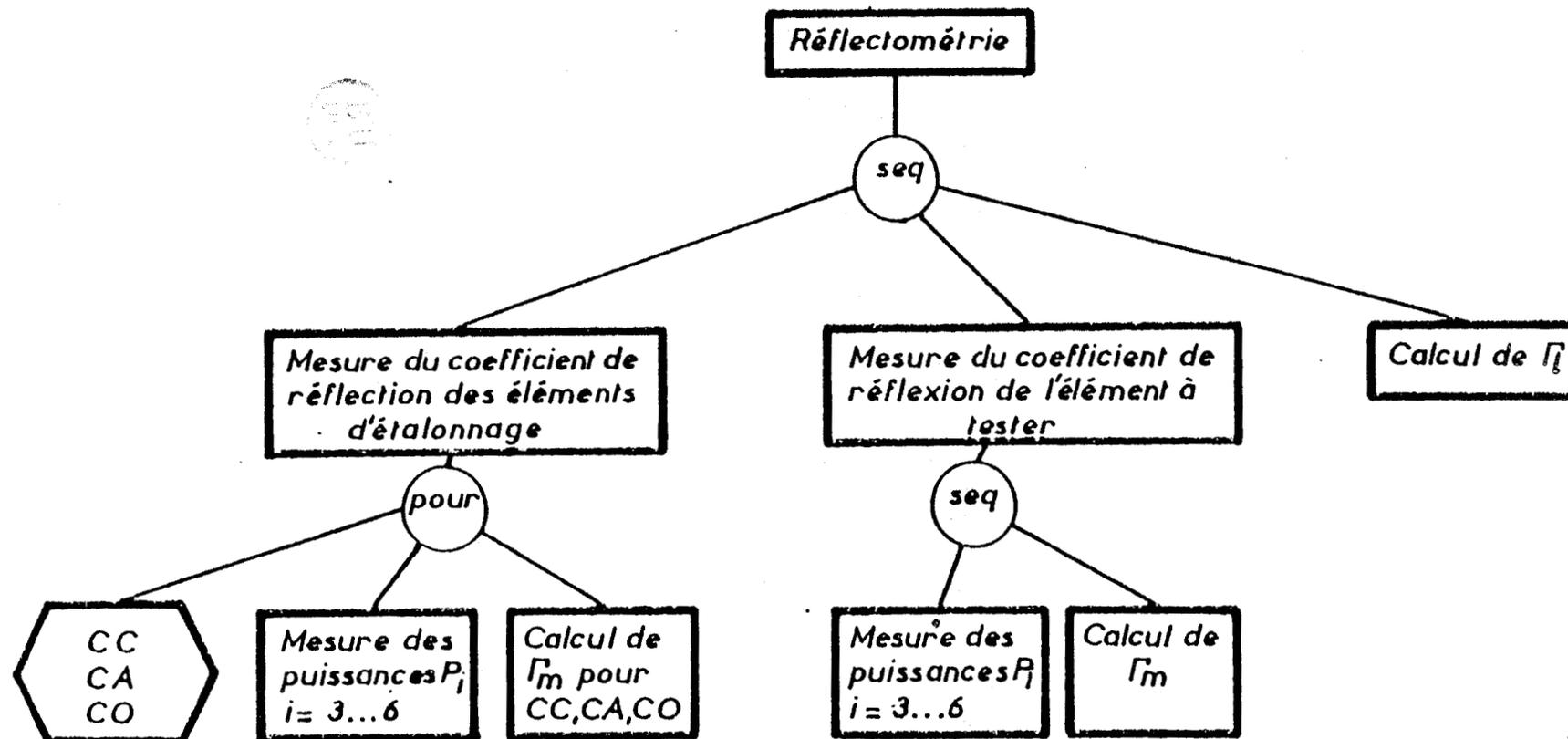


Fig. 1.23 - Système de mesure construit autour d'un réseau "six-ports" ANAREN





CC court circuit
 CA charge adaptée
 CO circuit ouvert

Fig. 1.24 - Processus de mesure à une fréquence

de type CBM 4016 prenant en charge la commutation automatique du canal de mesure, l'acquisition des données, les traitements calculs et interactifs définis précédemment. Les fonctions entrées/sorties sont gérées par l'intermédiaire du bus d'instrumentation IEEE 488.

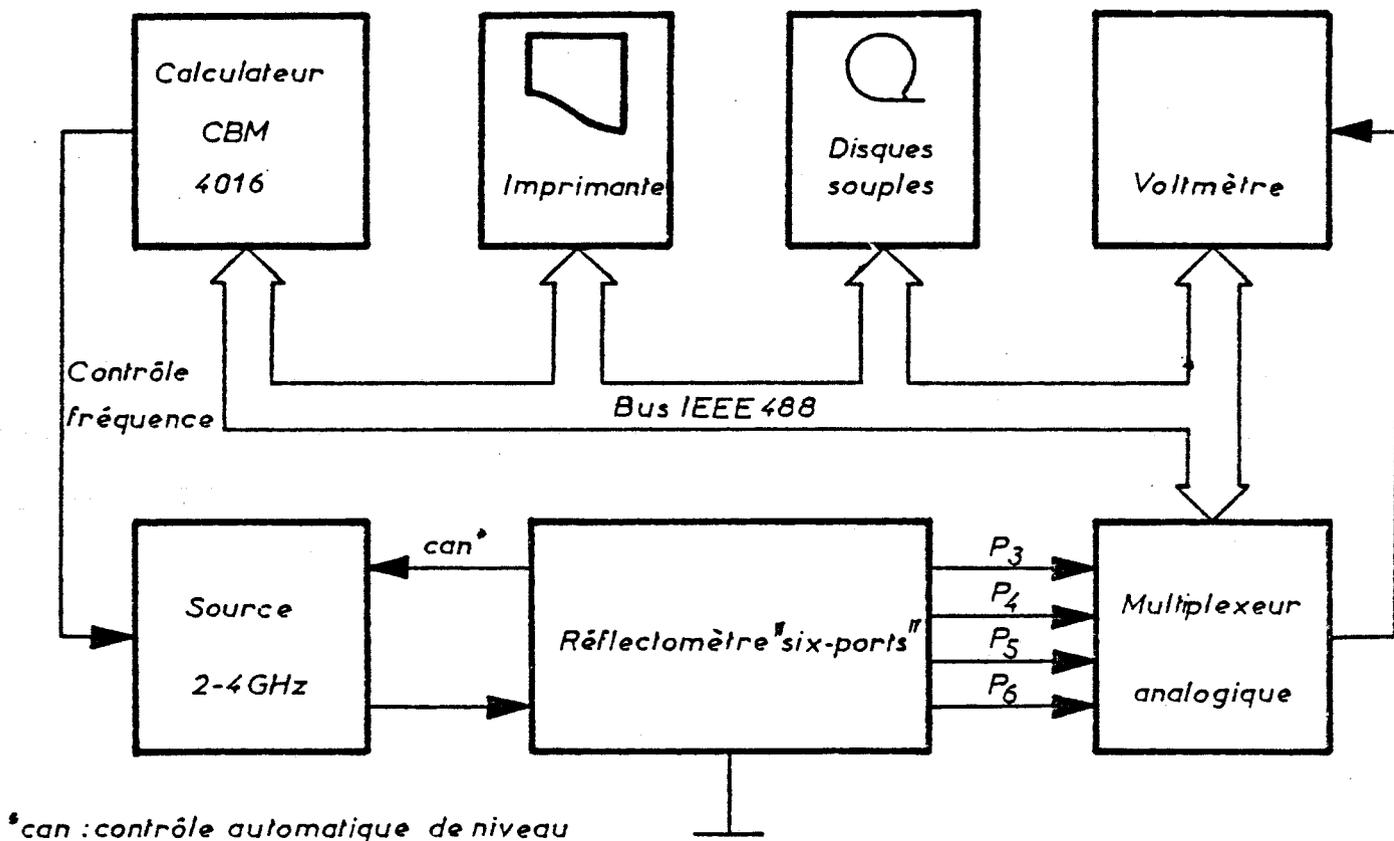


Fig. 1.25 - Système de mesures semi-automatisé

Dans ce prototype il n'a pas été possible d'effectuer un contrôle numérique de la fréquence, la technologie du générateur utilisé n'étant pas adaptée à cette tâche. Aussi, la fréquence est-elle, dans un premier temps, réglée manuellement.

Nous donnons en annexe 1, le détail du programme de gestion.

A partir de cette première maquette, nous avons défini la structure minimale d'un système de mesure de Γ_1 portable et par conséquent relativement compact. Ceci nous amène à envisager au niveau de la partie hyperfréquence, l'utilisation d'une source commandée en tension (VCO) dont la régulation du niveau de sortie est assurée par une boucle avec pour élément de commande un atténuateur commandé en tension. Quant à la partie réflectométrique proprement dite, elle reste inchangée. La partie traitement et gestion est gérée par une unité centrale à microprocesseurs associée à des composants d'entrées/sorties. Les conversions nécessaires analogique-numérique et numérique-analogique seront réalisées par des convertisseurs de 12 bits de haute précision (figure 1.26).

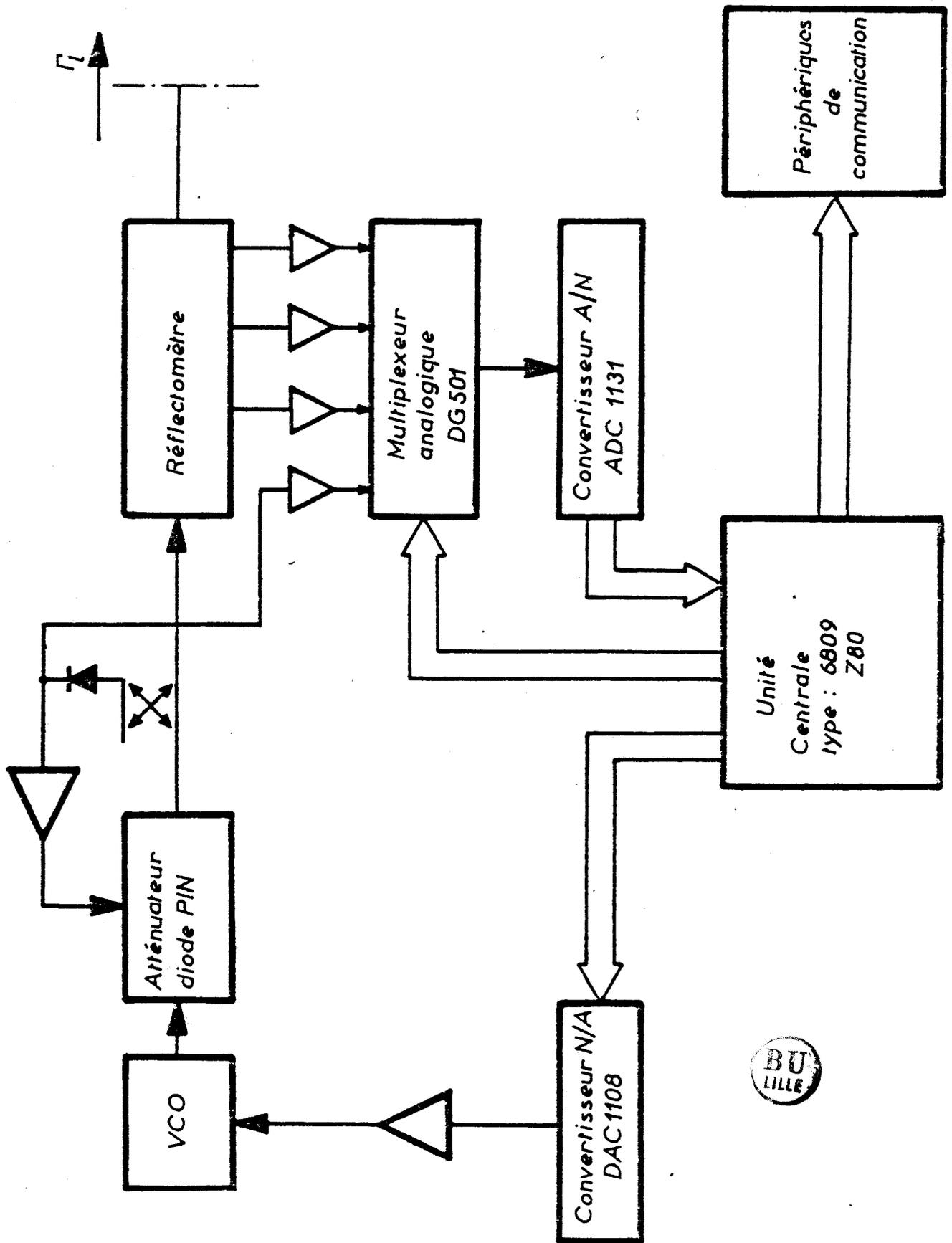


Fig. 1.26 - Projet de système compact

I.9. - EXEMPLE DE CORRECTION D'ERREURS

Une étude expérimentale du réflectomètre "six-ports" nécessite un élément de référence fiable, destiné aux mesures à la fois sur analyseur de réseaux et sur notre dispositif. La solution retenue a été de construire une charge à coefficient de réflexion variable conforme à celle proposée par WOODS [1.10].

La figure 1.27 illustre ce dispositif.

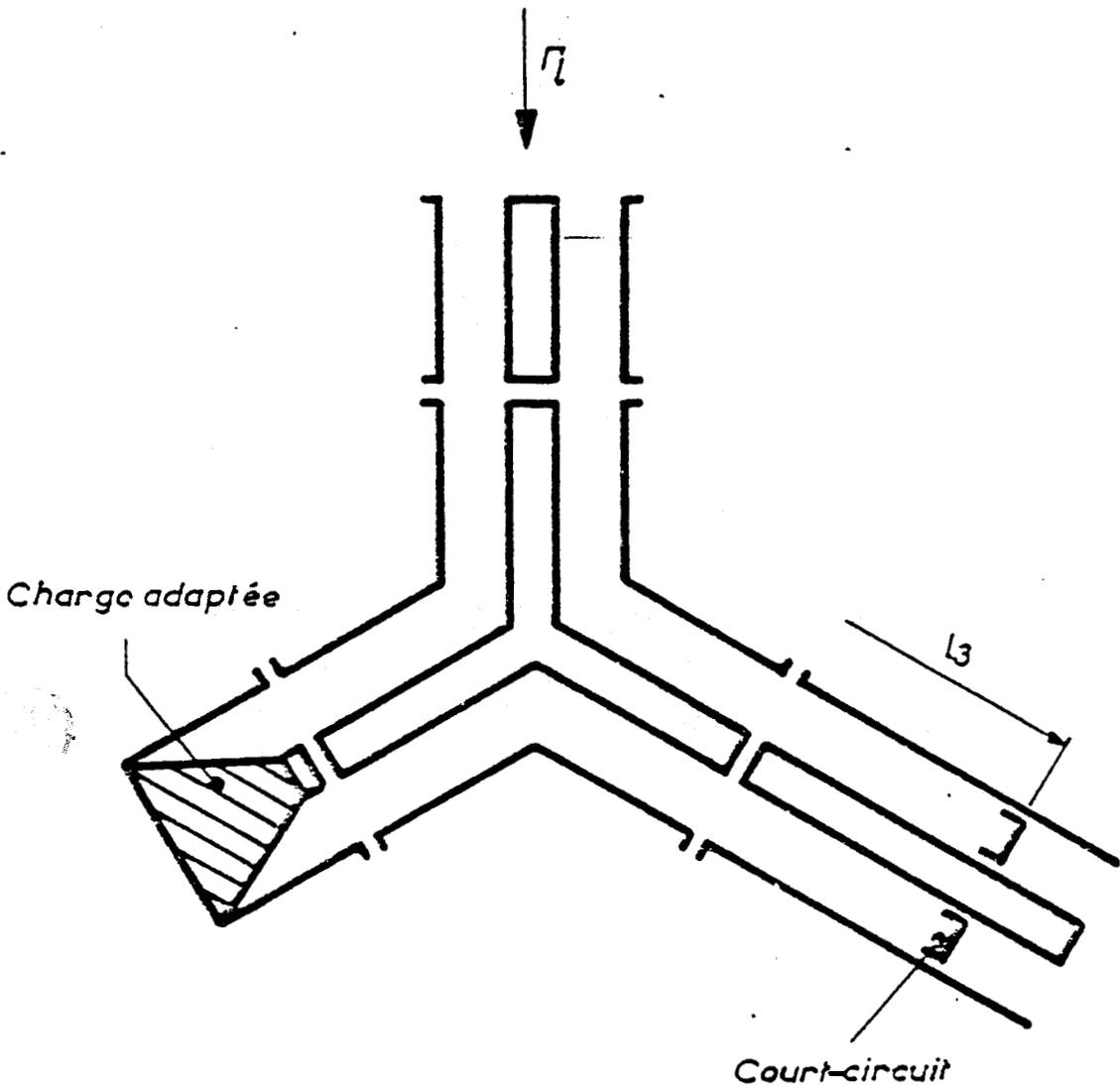


Fig. 1.27 - Charge à coefficient de réflexion variable selon

WOODS montre que ce composant est capable de générer n'importe quel coefficient de réflexion Γ_1 . celui-ci est déterminé par la relation :

$$\theta_3 = \frac{1}{2} \arccos \left(\frac{5|\Gamma_1|^2 - 1}{1 + 3|\Gamma_1|^2} \right) \quad (1.43)$$

avec $\theta_3 = \frac{2\pi l_3}{\lambda}$ et l_3 la longueur de ligne court-circuitée.

Nous avons été amenés à modifier sensiblement ce dispositif et à utiliser celui de la figure 1.28.

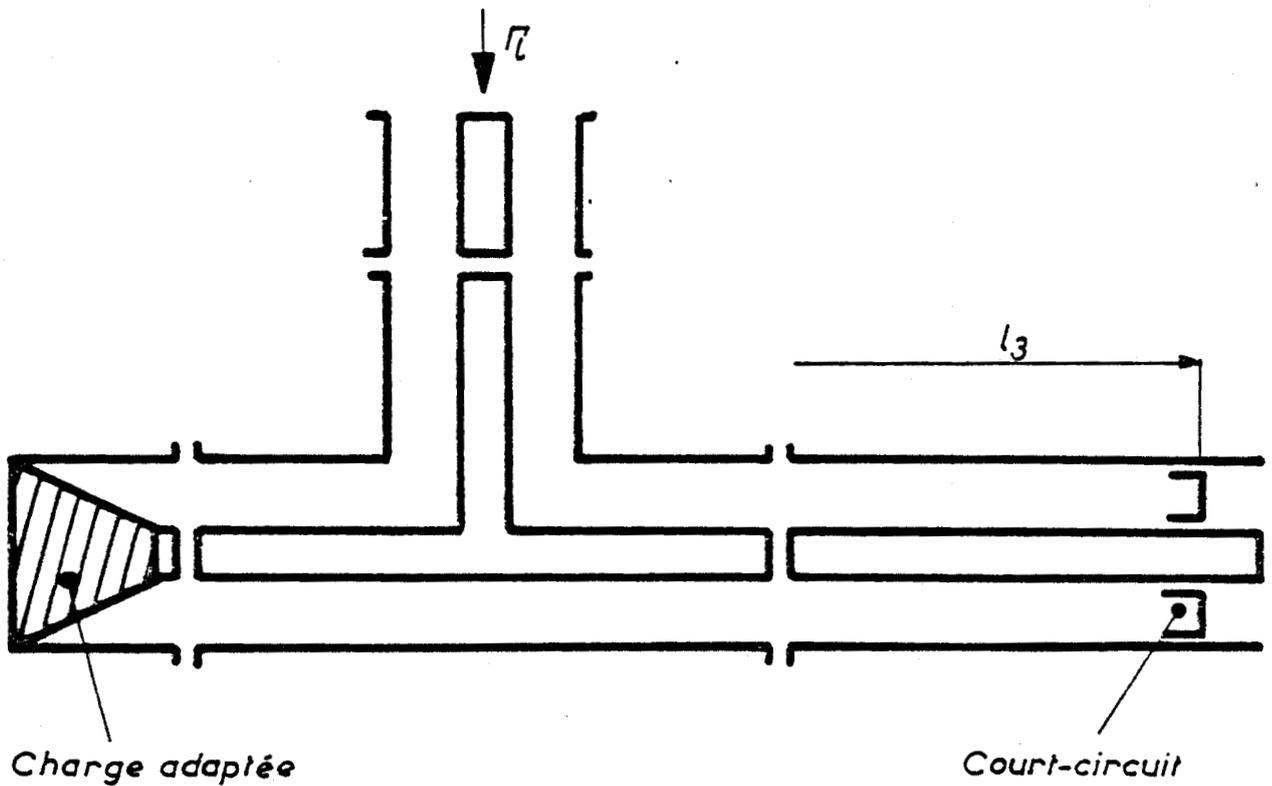


Fig. 1.28 - Charge à coefficient de réflexion variable utilisée pour le test.



La charge de la figure 1.28 a été mesurée à 3GHz pour différentes valeurs de l_3 :

- d'une part sur l'analyseur de réseau Hewlett-Packard 8409B.
- d'autre part sur le réflectomètre "six-ports" tout d'abord sans introduire aucune correction.

Les résultats représentés en figure 1.29 sur l'abaque de Smith montre les écarts importants donnée par le réseau "six-ports".

La correction des mesures sur le réseau "six-ports" a ensuite été effectuée par la méthode "Hewlett-Packard". Les résultats, représentés figure 1.30 montrent l'efficacité de cette méthode de correction. Cette figure montre également une bonne corrélation entre les mesures effectuées par les deux procédés. Plusieurs séries de mesures ont conduit aux mêmes conclusions et permis de s'assurer de la bonne reproductibilité des mesures.

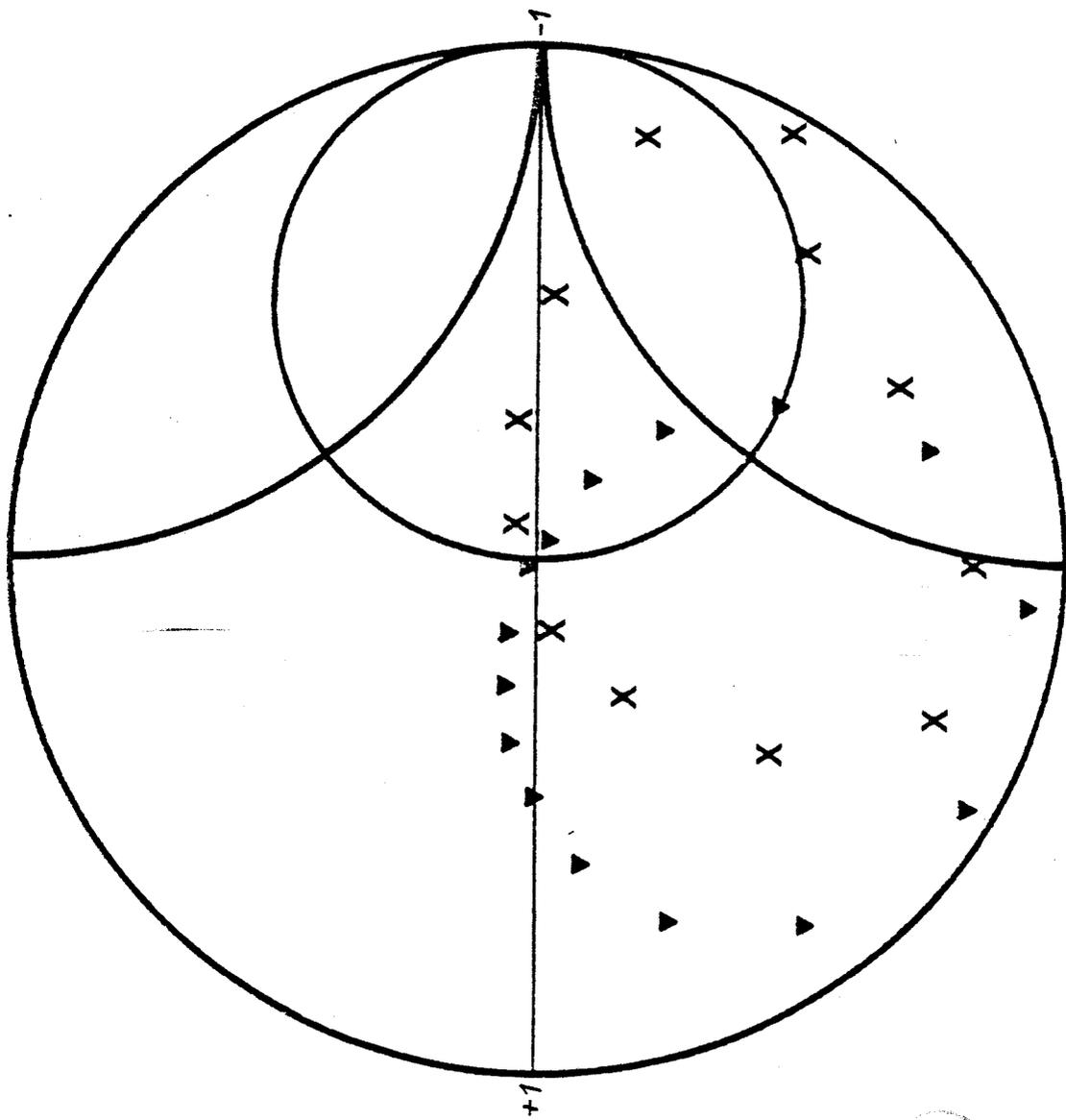


Fig. 1.29 - Comparaison entre les résultats obtenus sur le réseau "six-ports" sans corrections (X) et l'analyseur de réseau (V)

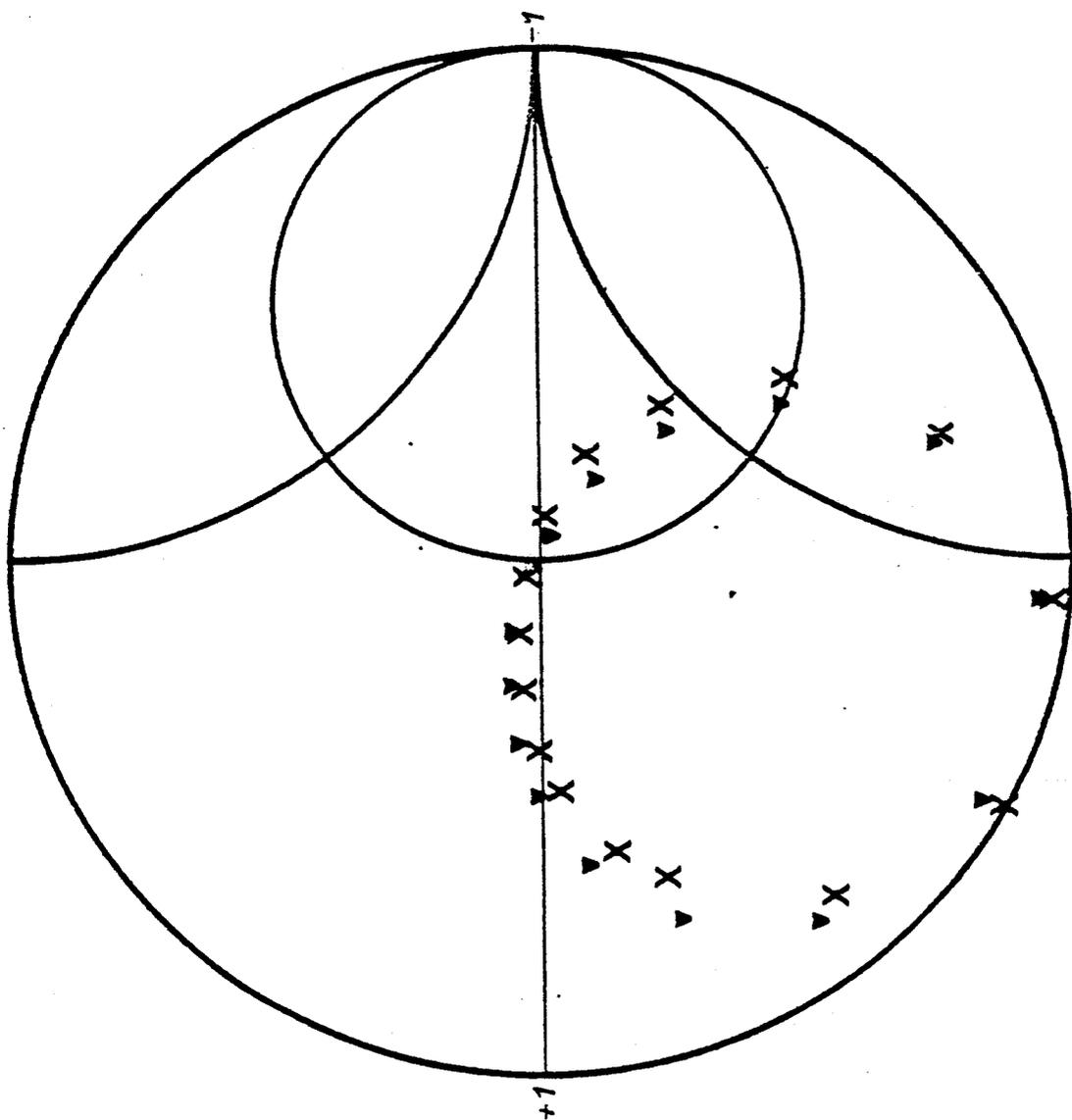


Fig. 1.30 - Comparaison entre les résultats obtenus après corrections sur le réseau "six-ports" (X) et l'analyseur de réseau (▽).

I.10 - ÉTUDE PRÉLIMINAIRE DES POSSIBILITÉS DU RÉSEAU "SIX-PORTS"

EN THERMOGRAPHIE MICROONDE PAR CORRÉLATION.

La thermographie microonde par corrélation est une méthode radiométrique particulière qui consiste à réaliser une détection cohérente du bruit thermique à l'aide d'un corrélateur [I.11] [I.12].

Cette méthode met en oeuvre un dispositif qui fournit, en sortie, un signal proportionnel à la fonction de corrélation des deux signaux $v_1(t)$ et $v_2(t)$ appliqués sur ses entrées.

$$S(\tau) = \overline{v_1(t)v_2^*(t-\tau)} \quad (1.44)$$

$$= V_1 V_2 \cos(\varnothing_1 - \varnothing_2 + 2\pi f\tau)$$

$$v_1(t) = V_1 \exp(j\varnothing_1) \quad (1.45)$$

$$v_2(t) = V_2 \exp(j\varnothing_2) \quad (1.46)$$

τ : le temps de retard du corrélateur

f : la fréquence de travail

Le corrélateur est actuellement constitué d'un interféromètre à commutation de phase [I.13] mais on peut espérer pouvoir réaliser cette

même fonction avec d'autres dispositifs tels le FET bigrille [I.14], le coupleur 180°, ou le réseau "six-ports".

- corrélateur constitué par un coupleur 180° associé à deux diodes

Le schéma de principe est donné figure 1.31

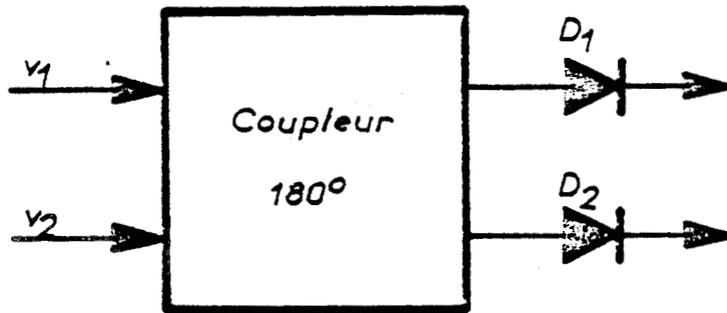


Fig. 1.31 - Corrélation par coupleur 180° associé à deux diodes.

Pour les signaux d'entrée définis par (1.42) et (1.43), le signal de sortie somme du coupleur est :

$$v_1 + v_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} [V_1 \exp(j\phi_1) + V_2 \exp(j\phi_2)] \quad (1.47)$$

ce qui après détection quadratique donne :

$$v_{s1} = \frac{1}{2} [V_1^2 + V_2^2 + 2V_1 V_2 \cos(\phi_1 - \phi_2)] \quad (1.48)$$

De la même façon pour le signal différence, nous avons :

$$v_1 - v_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} [V_1 \exp(j\phi_1) - V_2 \exp(j\phi_2)] \quad (1.49)$$

et :

$$V_{S2} = \frac{1}{2} [V_1^2 + V_2^2 - 2V_1V_2\cos(\phi_1 - \phi_2)] \quad (1.50)$$

La différence des équations (1.45) et (1.47) donne

$$V_{S1} - V_{S2} = 2V_1V_2\cos(\phi_1 - \phi_2) \quad (1.51)$$

ce qui correspond au produit des deux signaux d'entrée. Notons que l'on peut aboutir à une relation du type de celle donnée en 1.41 en introduisant une ligne à retard sur l'une des entrées du coupleur 180°.

- Corrélateur constitué par un réseau "six-ports".

- Etude théorique

Comme ceci a été établi précédemment, le réseau "six-ports"

ANAREN est régi par le système d'équations suivant :

$$\begin{bmatrix} b_3 \\ b_4 \\ b_5 \\ b_6 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} -1 & -1 \\ j & -j \\ 1 & -j \\ -j & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \end{bmatrix} \quad (1.52)$$

en posant $a_2 = v_1$ et $b_2 = v_2$, le calcul des puissances en sortie donne :

$$P_3 = V_1^2 + V_2^2 + 2V_1V_2\cos(\phi_1 - \phi_2) \quad (1.53)$$

$$P_4 = V_1^2 + V_2^2 - 2V_1V_2\cos(\phi_1 - \phi_2) \quad (1.54)$$

$$P_5 = V_1^2 + V_2^2 + 2V_1V_2\sin(\phi_1 - \phi_2) \quad (1.55)$$

$$P_6 = V_1^2 + V_2^2 - 2V_1V_2\sin(\phi_1 - \phi_2) \quad (1.56)$$

Les différences $P_3 - P_4$ et $P_5 - P_6$ donnent :

$$P_3 - P_4 = 4V_1V_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) \quad (1.57)$$

$$P_5 - P_6 = 4V_1V_2 \sin(\phi_1 - \phi_2) \quad (1.58)$$

Notons comme précédemment que l'introduction d'une ligne à retard sur l'entrée a_2 correspond pour le signal $P_3 - P_4$ à une sortie du type $S(\tau)$, pour le signal $P_5 - P_6$ à une sortie $S\left(\tau + \frac{T}{4}\right)$ avec T la période du signal .

Etude expérimentale :

Cette étude consiste à réaliser un dispositif fonctionnant selon le mode dit "à corrélation totale" [I.15] étant donné que des signaux provenant de la même source, donc corrélés, sont appliqués sur les entrées E_1 et E_2 (figure 1.32).

Sur les entrées du système sont appliquées des signaux $v_1(t)$ et $v_2(t)$ provenant de la même source : l'opération consiste à enregistrer les signaux de sortie en fonction de τ le temps de retard entre $v_1(t)$ et $v_2(t)$. Les interférogrammes obtenus sont caractéristiques de $v(t)$.

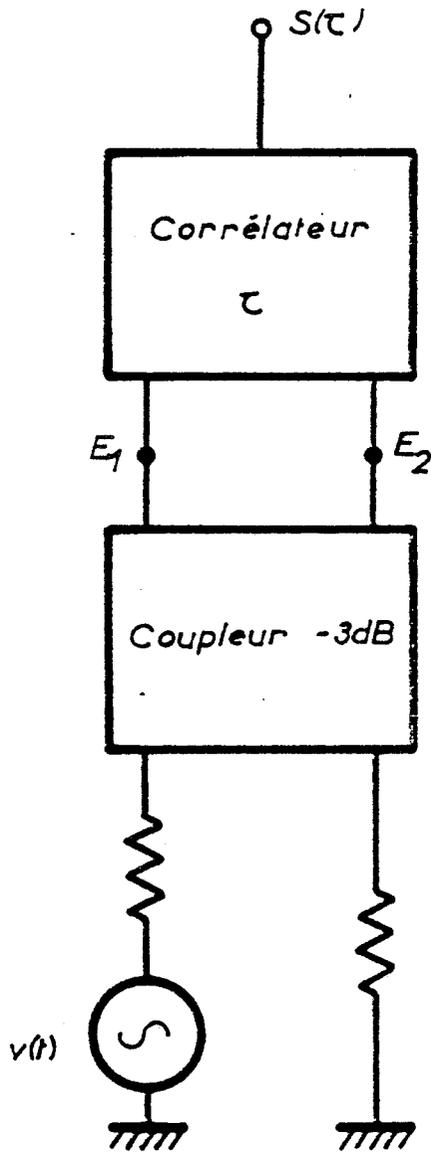


Fig. 1.32 - Principe du mode dit "à corrélation totale"

Le circuit présenté figure 1.33 permet de créer des signaux en phase en E_1 et E_2 . La ligne ajustable de longueur L_1 permet ce réglage. Le déphasage (positif ou négatif) entre les signaux $v_1(t)$ et $v_2(t)$ est défini par action sur la longueur de ligne L_2 .

Dans ces conditions :

$$v_1 = \frac{V}{\sqrt{2}} \angle \frac{4\pi L_2}{\lambda} \quad (1.59)$$

$$v_2 = \frac{V}{2} \angle 0^\circ \quad (1.60)$$

avec V l'amplitude de la tension sur l'entrée du premier coupleur.

Nous rapportons les résultats obtenus en sortie du réseau "six-ports" en régime monochromatique.

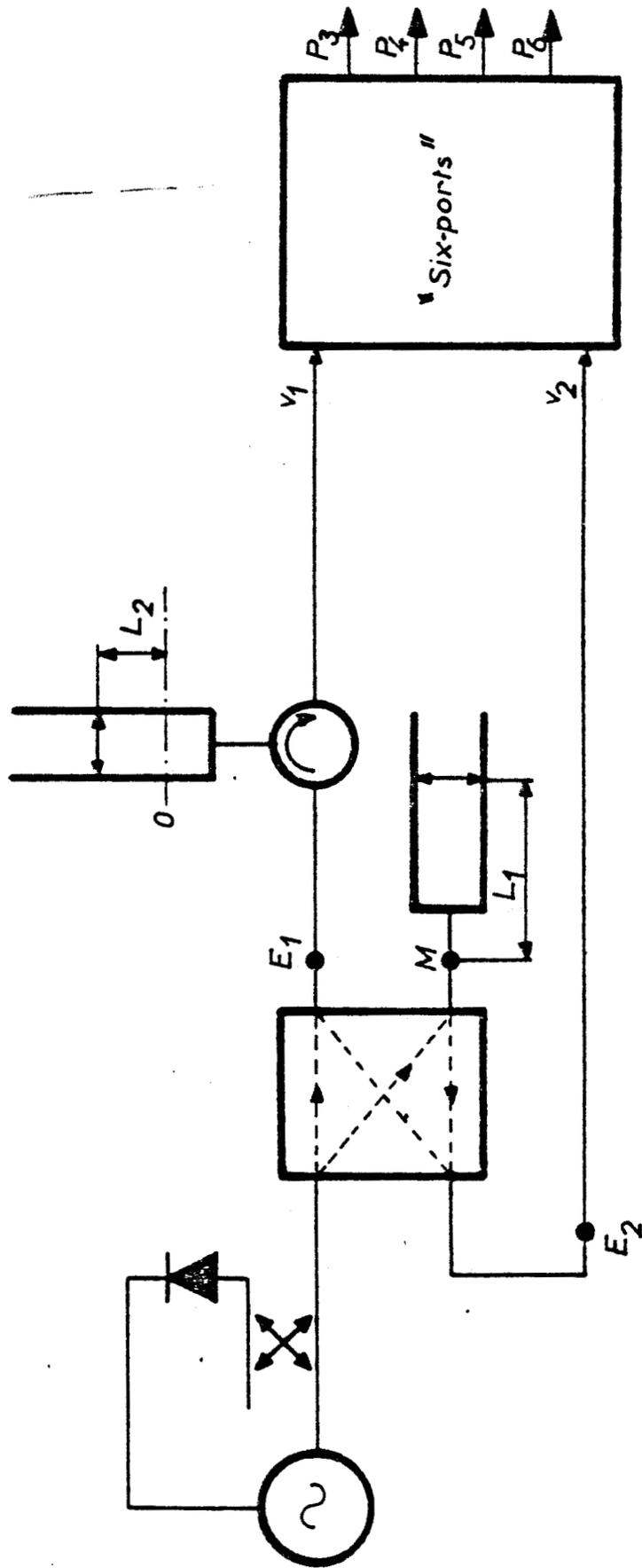


Fig. 1.33 - Schéma du dispositif de mesure en mode " corrélation totale "



Nous donnons d'abord les valeurs de :

$$P_3(L_2) = V_1^2 + V_2^2 + 2V_1V_2\cos(4\pi L_2/\lambda) \quad (1.61)$$

Ces résultats sont donnés à 1 GHz (figure 1.34), 1,5 GHz (figure 1.35) et 2 GHz (figure 1.36).

Ils correspondent sensiblement aux résultats théoriques. Le réglage de la longueur L_1 a été effectué à la fréquence de 1,5 GHz ; l'accord théorie expérience, à cette fréquence est très bon ; cependant on constate un décalage de phase aux autres fréquences ($-22,5^\circ$ à 1 GHz , 30° à 2 GHz ; nous pensons que ce décalage peut être attribué à une dispersion introduite par le circulateur. Le remède à ce problème devrait être apporté par l'introduction de circulateurs identiques dans les deux lignes qui transmettent $v_1(t)$ et $v_2(t)$, tel que cela a été réalisé en TMOC [I.16]).

De même, nous donnons :

$$P_5(L_2) = V_1^2 + V_2^2 + 2V_1V_2\sin(4\pi L_2/\lambda) \quad (1.62)$$

Les résultats correspondants sont donnés à 1 GHz (figure 1.37), 1,5 GHz (figure 1.38), 2 GHz (figure 1.39). Nous observons le même type de décalage de phase que lors des trois figures précédentes.

Nous donnons également les résultats à 1,5GHz correspondants à :

$$P_3(L_2) - P_4(L_2) = 4V_1V_2\cos(4\pi L_2/\lambda) \quad (1.63)$$

$$P_5(L_2) - P_6(L_2) = 4V_1V_2\sin(4\pi L_2/\lambda) \quad (1.64)$$

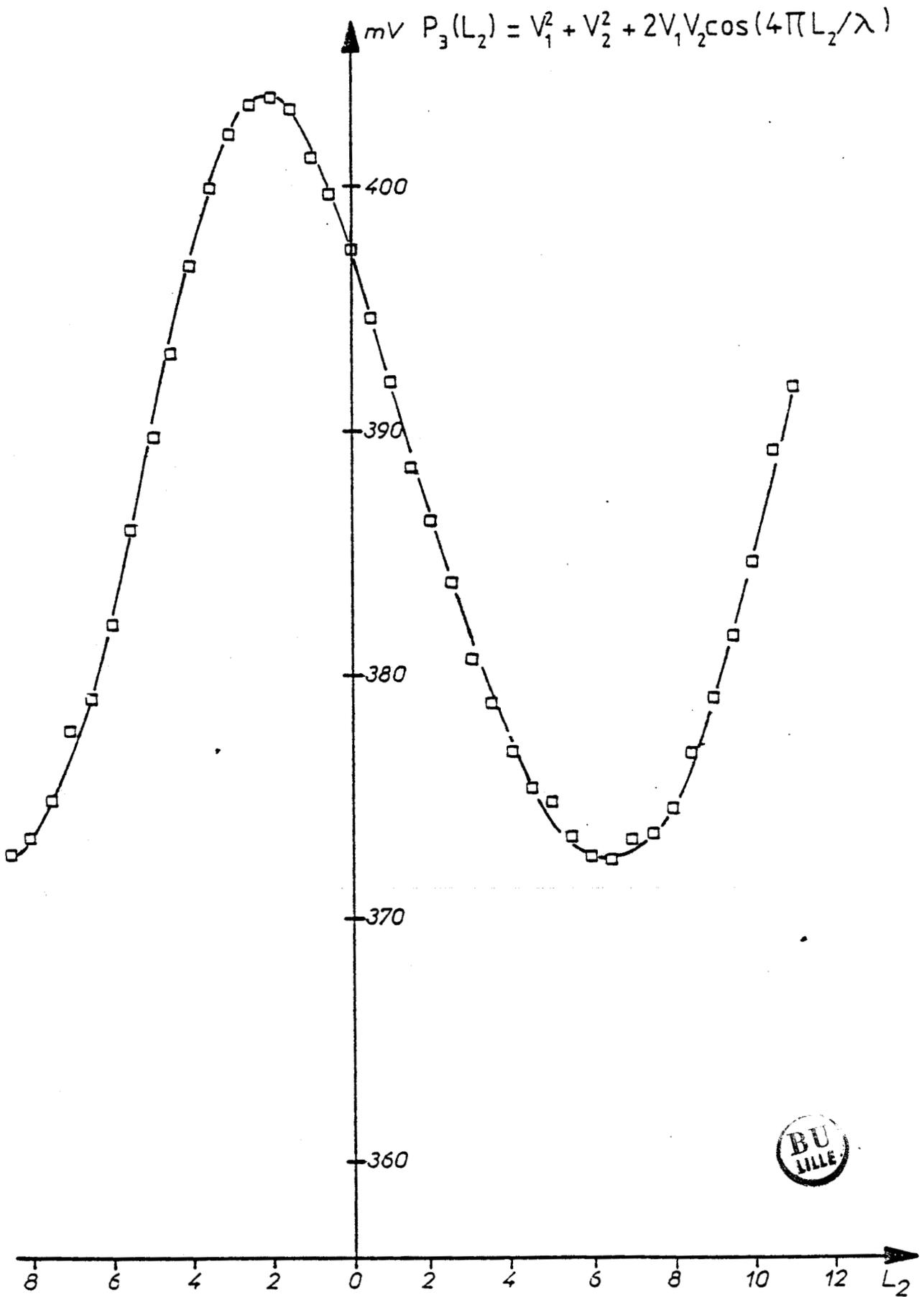


Fig.1.34 - Evolution de P_3 en fonction de L_2 à 1 GHz

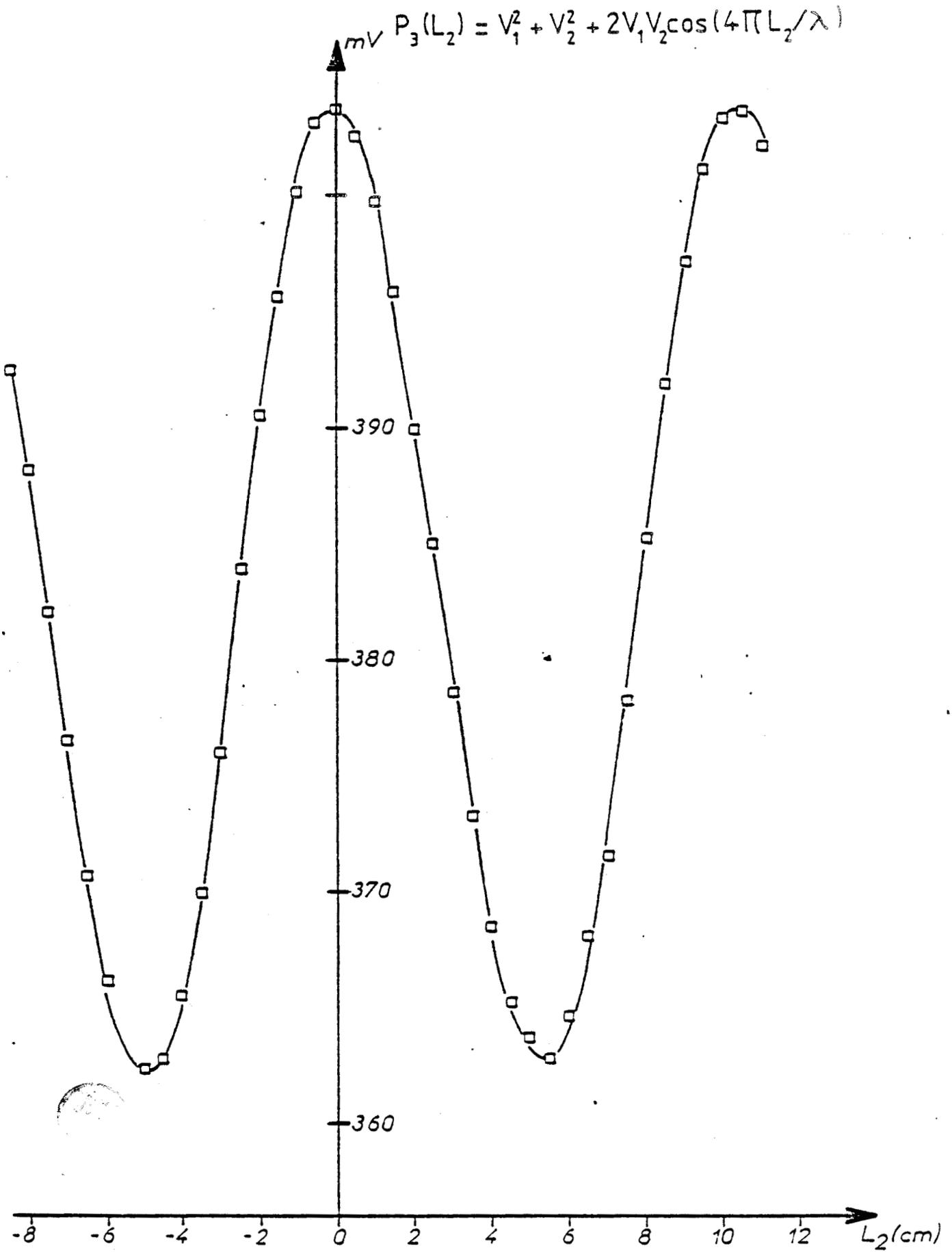


Fig. 1.35 - Evolution de P_3 en fonction de L_2 à 1,5 GHz

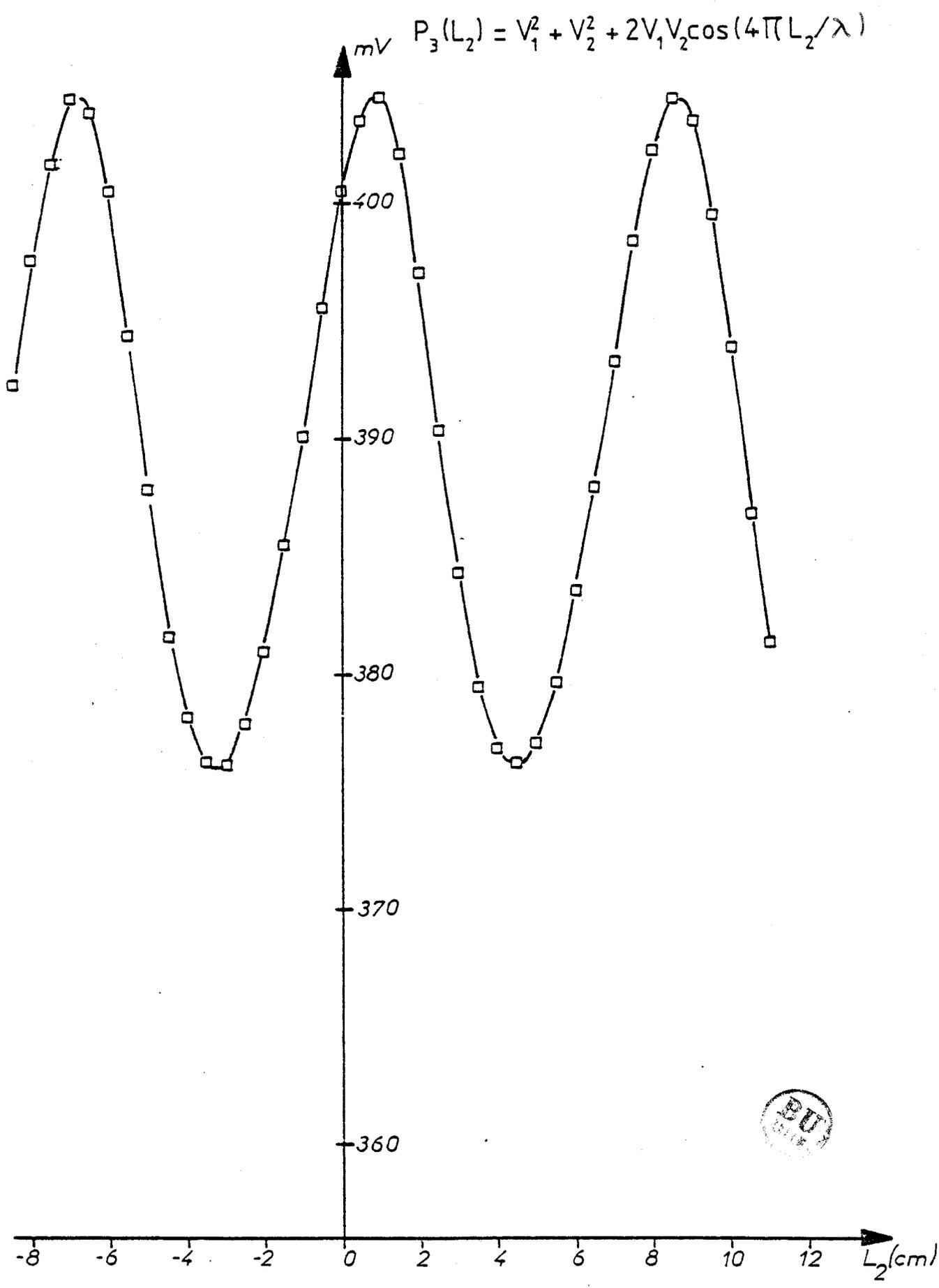


Fig. 1.36 - Evolution de P_3 en fonction de L_2 à 2 GHz

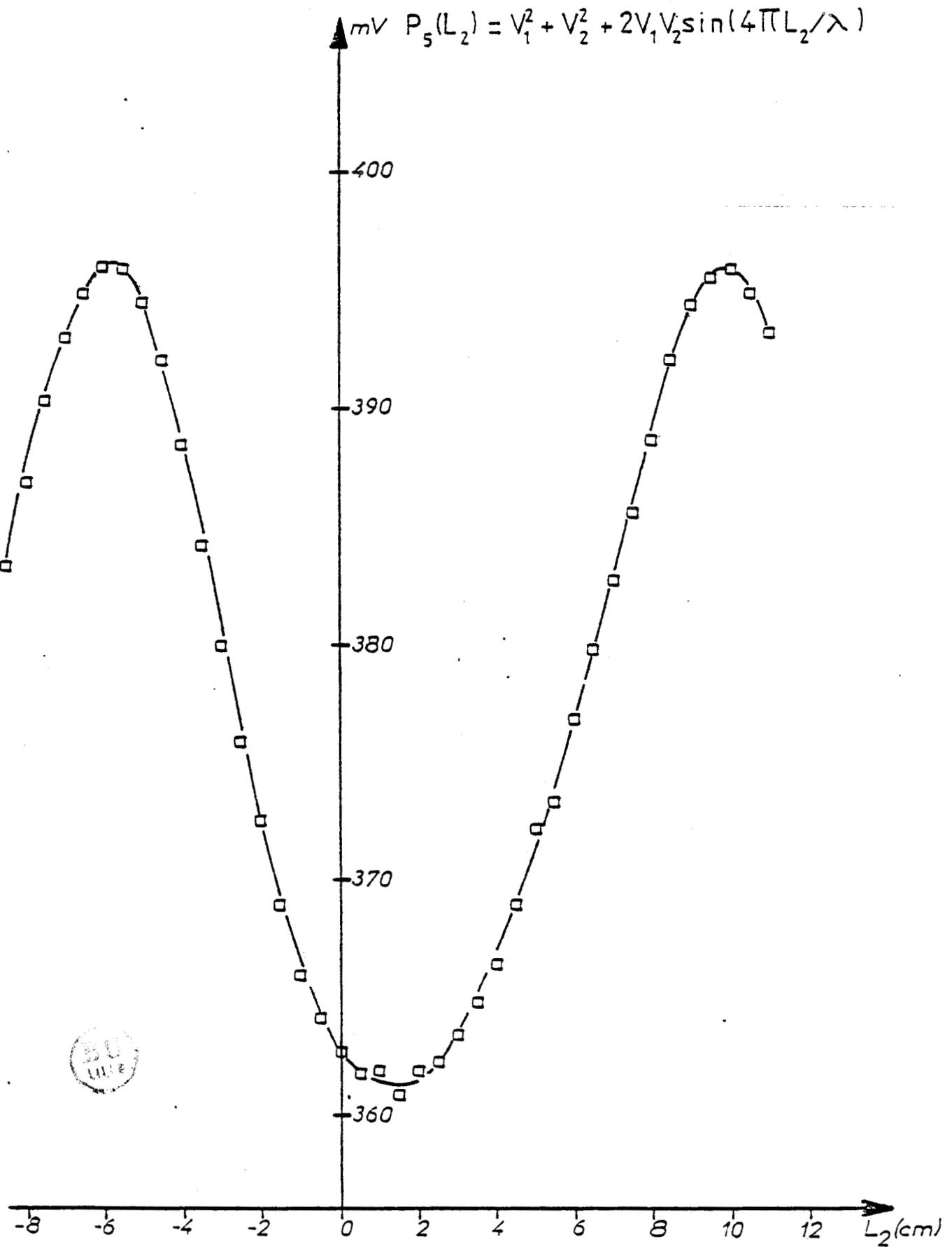


Fig. 1.37 - Evolution de P_5 en fonction de L_2 à 1 GHz

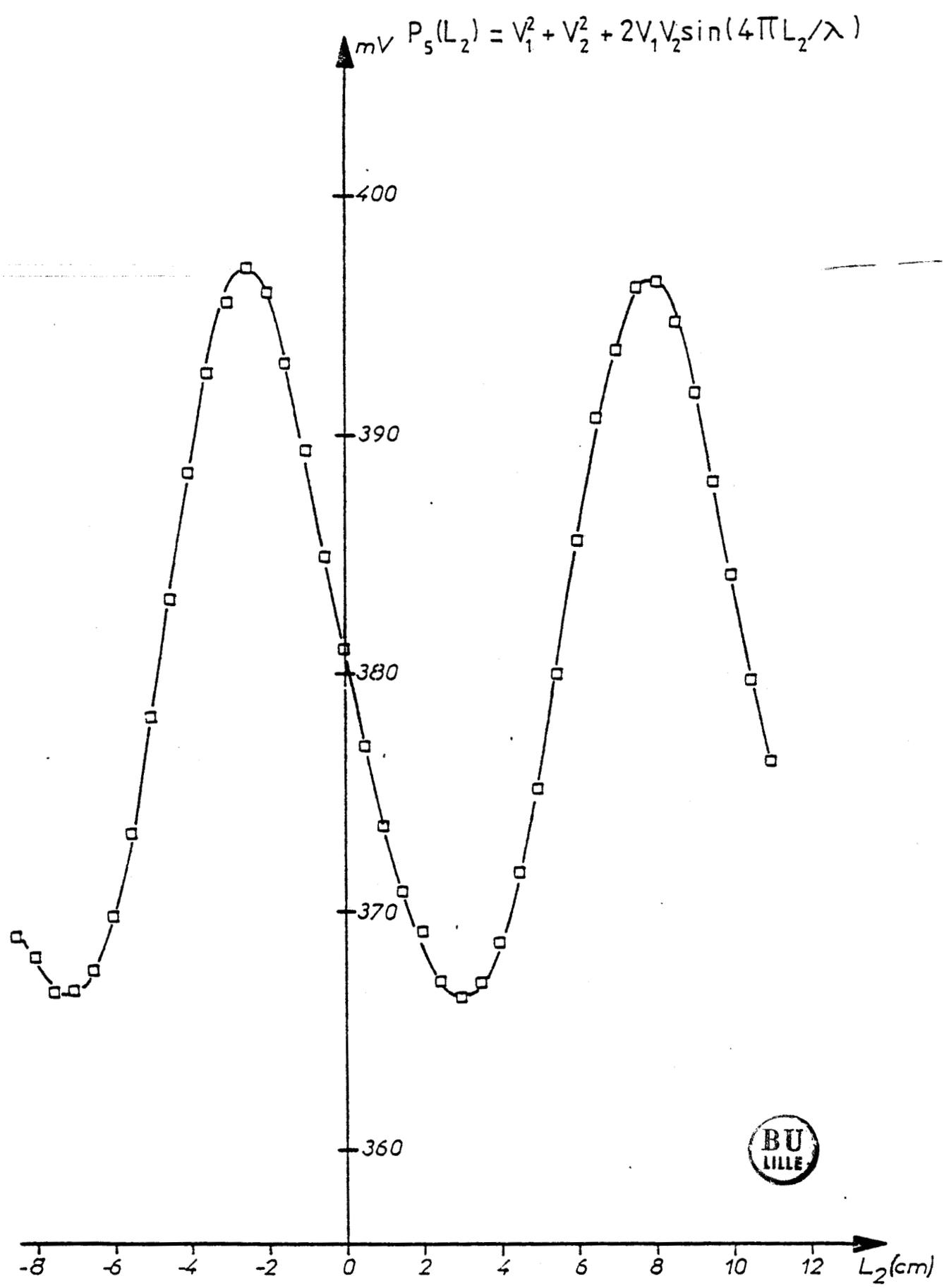


Fig. 1.38 - Evolution de P₅ fonction de L₂ à 1,5 GHz

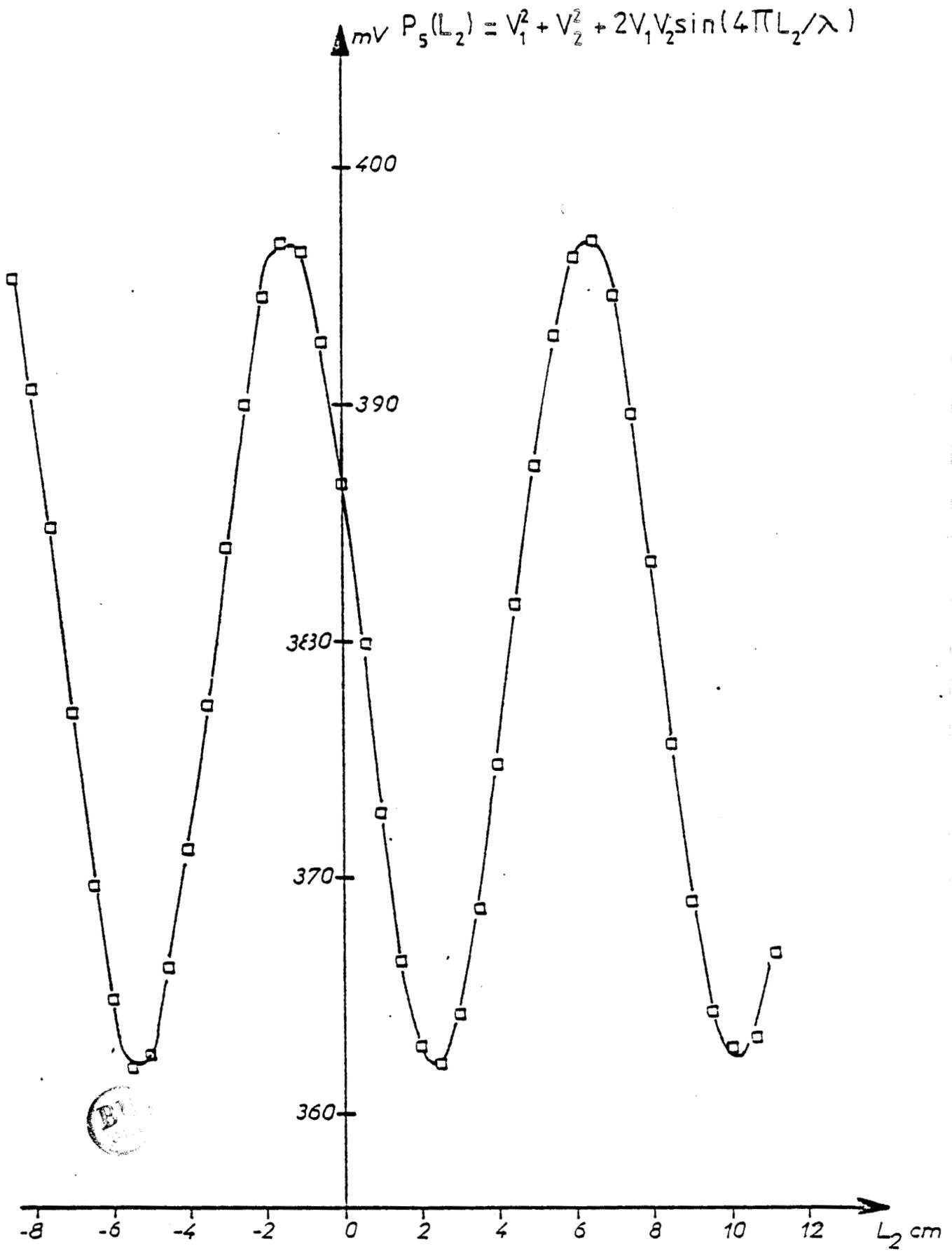


Fig 1.39 - Evolution de P_5 en fonction de L_2 à 2 GHz

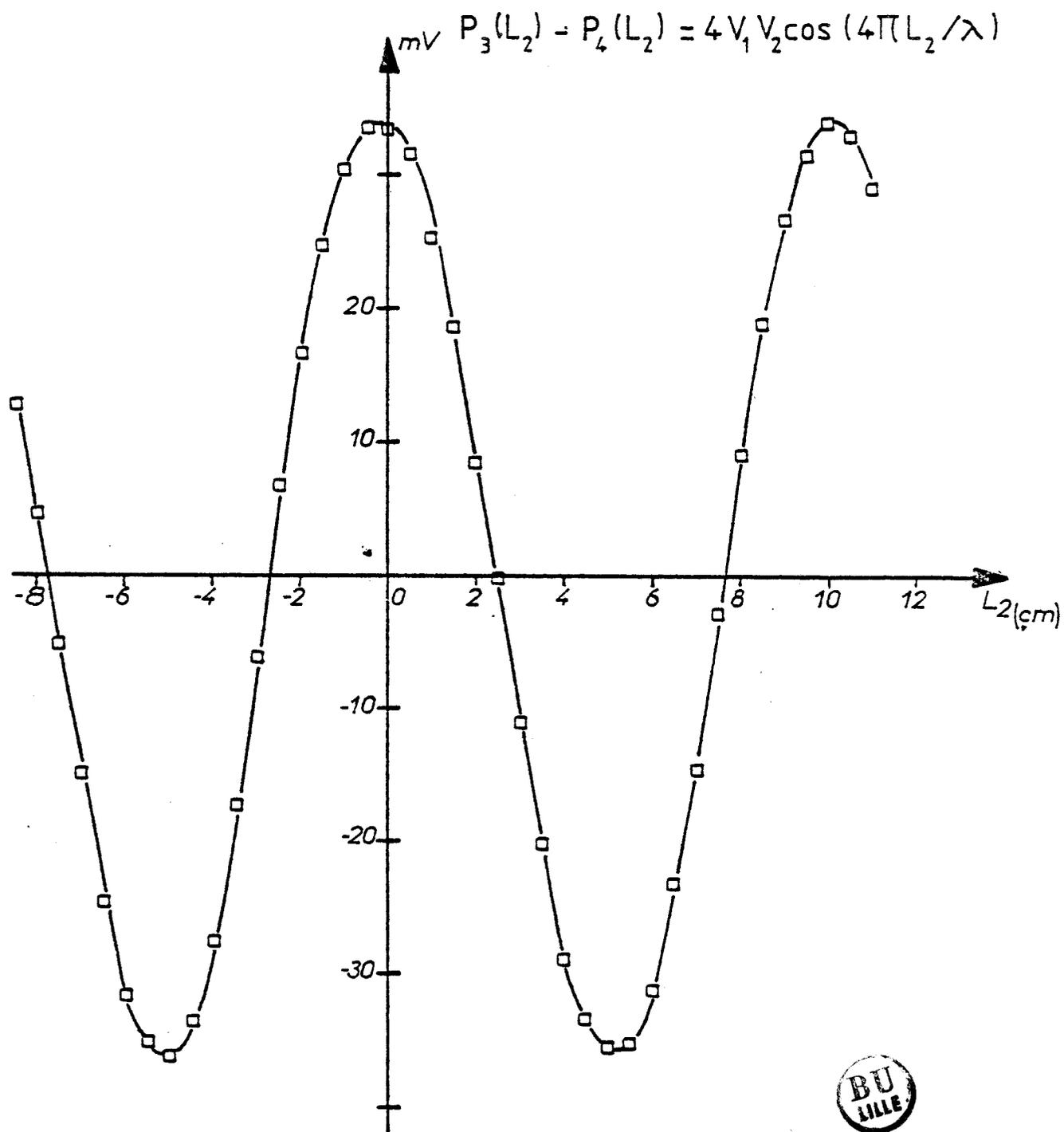


Fig. 1.40 - Evolution de $P_3 - P_4$ fonction de L_2 à 1,5 GHz

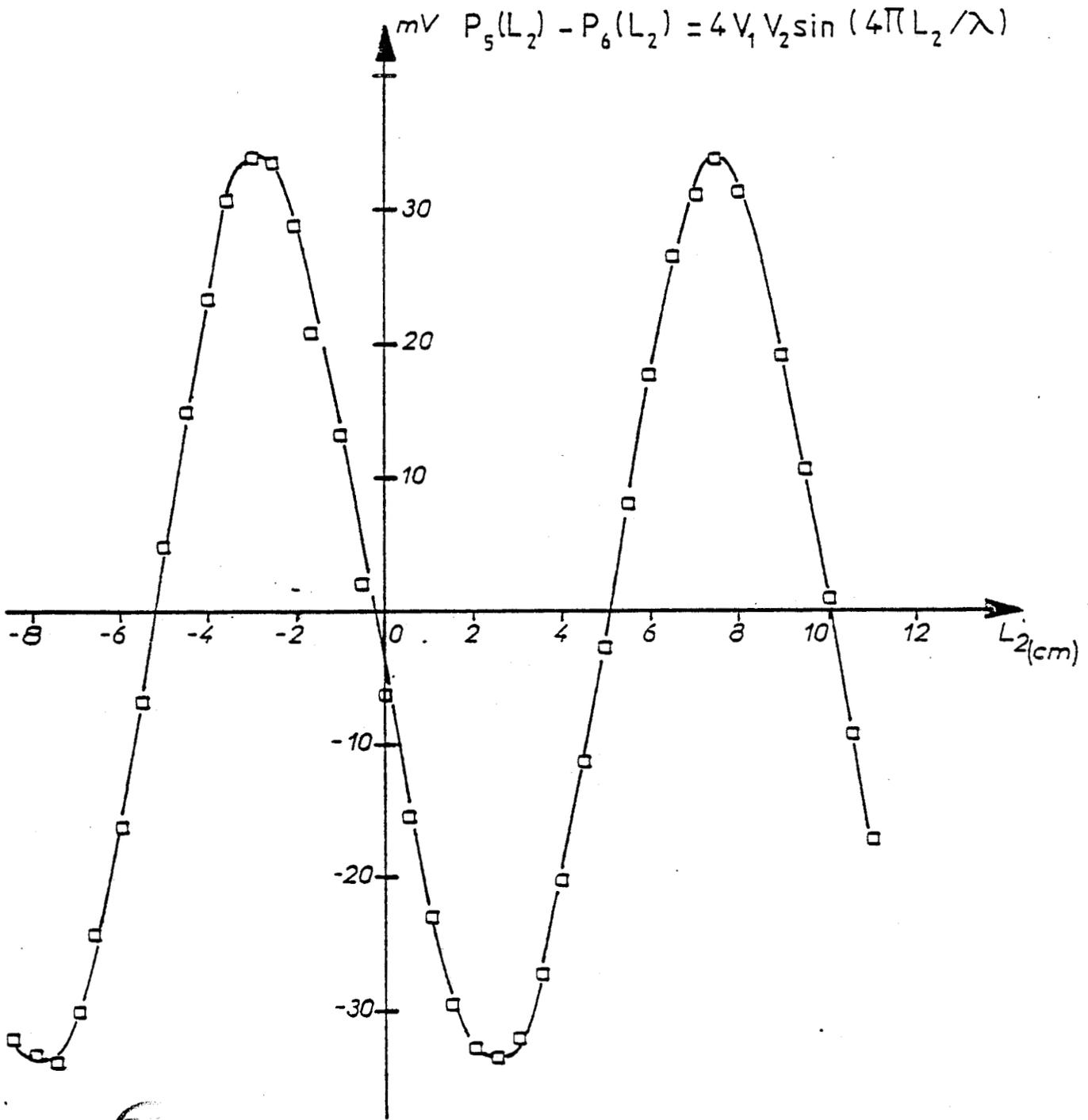


Fig. 1.41 - Evolution de $P_5 - P_6$ fonction de L_2 à 1,5 GHz

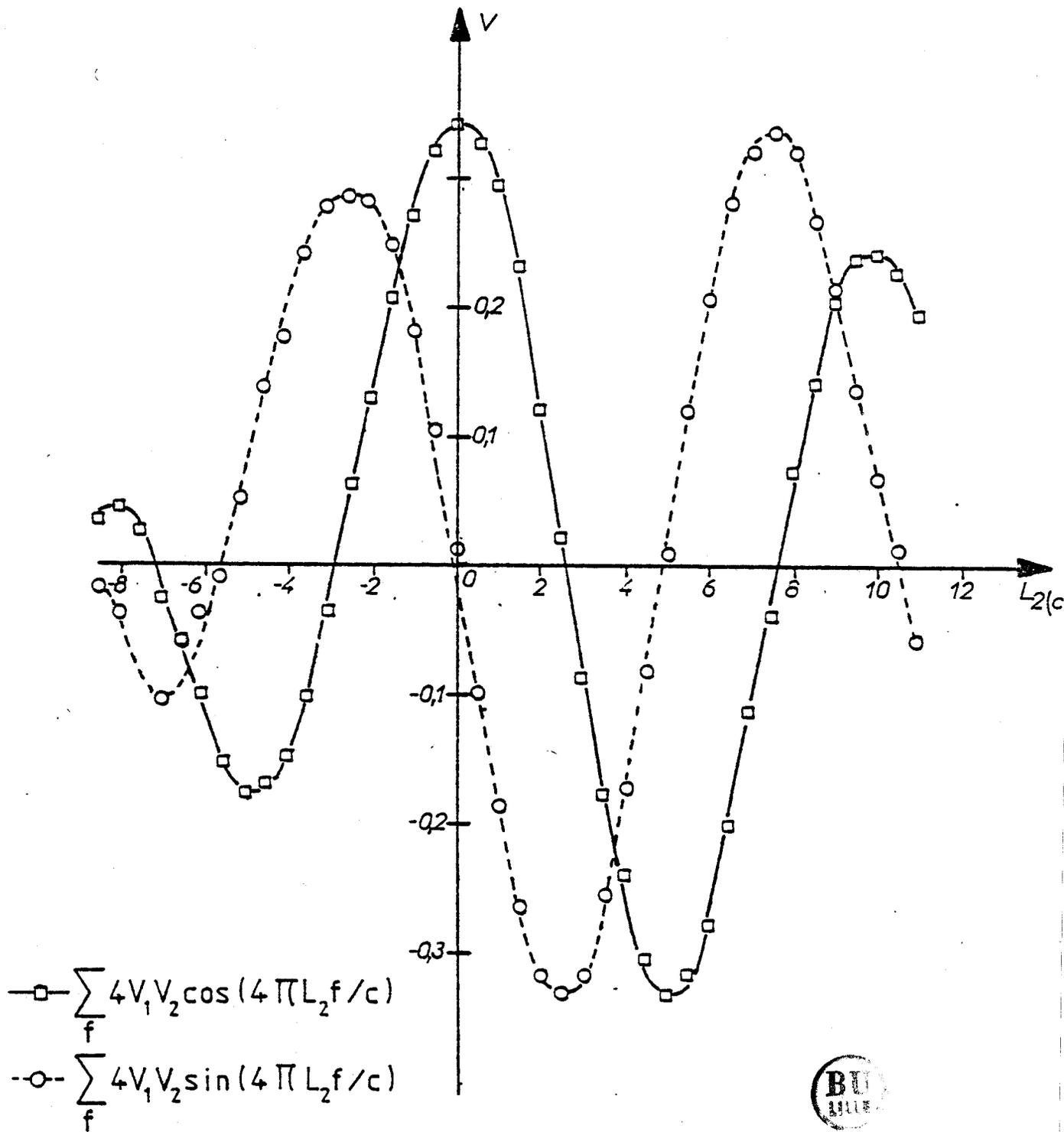


Fig. 1.42 - Simulation expérimentale de la réponse à un bruit blanc

qui sont tout à fait satisfaisants.

Par ailleurs, nous avons reconstitué la réponse que l'on obtiendrait avec un bruit blanc couvrant la bande 1-2 GHz en additionnant les contributions de onze signaux monochromatiques d'amplitudes constantes situés dans cette gamme de fréquence. Nous donnons les résultats de cette reconstitution des types :

$$\sum_f 4V_1V_2 \cos(4\pi L_2 f/c) \quad (1.65) \quad \text{Figure 1.42 : } \square$$

$$\sum_f 4V_1V_2 \sin(4\pi L_2 f/c) \quad (1.66) \quad \text{Figure 1.42 : } \circ$$

La courbe correspondant à 1.65 peut être comparée à l'interférogramme du même type obtenu à partir d'une source de bruit blanc par L. BELLARBI avec un interféromètre à commutation de phase [I.17]. Dans ce cas également, comme en régime monochromatique, un meilleur équilibrage en phase des deux bras du corrélateur doit être recherché ; ce problème une fois résolu, on pourrait envisager l'utilisation d'un réseau "six-ports" en thermographie microonde par corrélation. L'un des schémas de base pourrait alors être celui qui est donné figure 1.43 (notation correspondant au régime monochromatique). On peut aussi penser utiliser le réseau "six-ports" en tant que corrélateur dans la réalisation de capteurs ou en analyse spectrale.

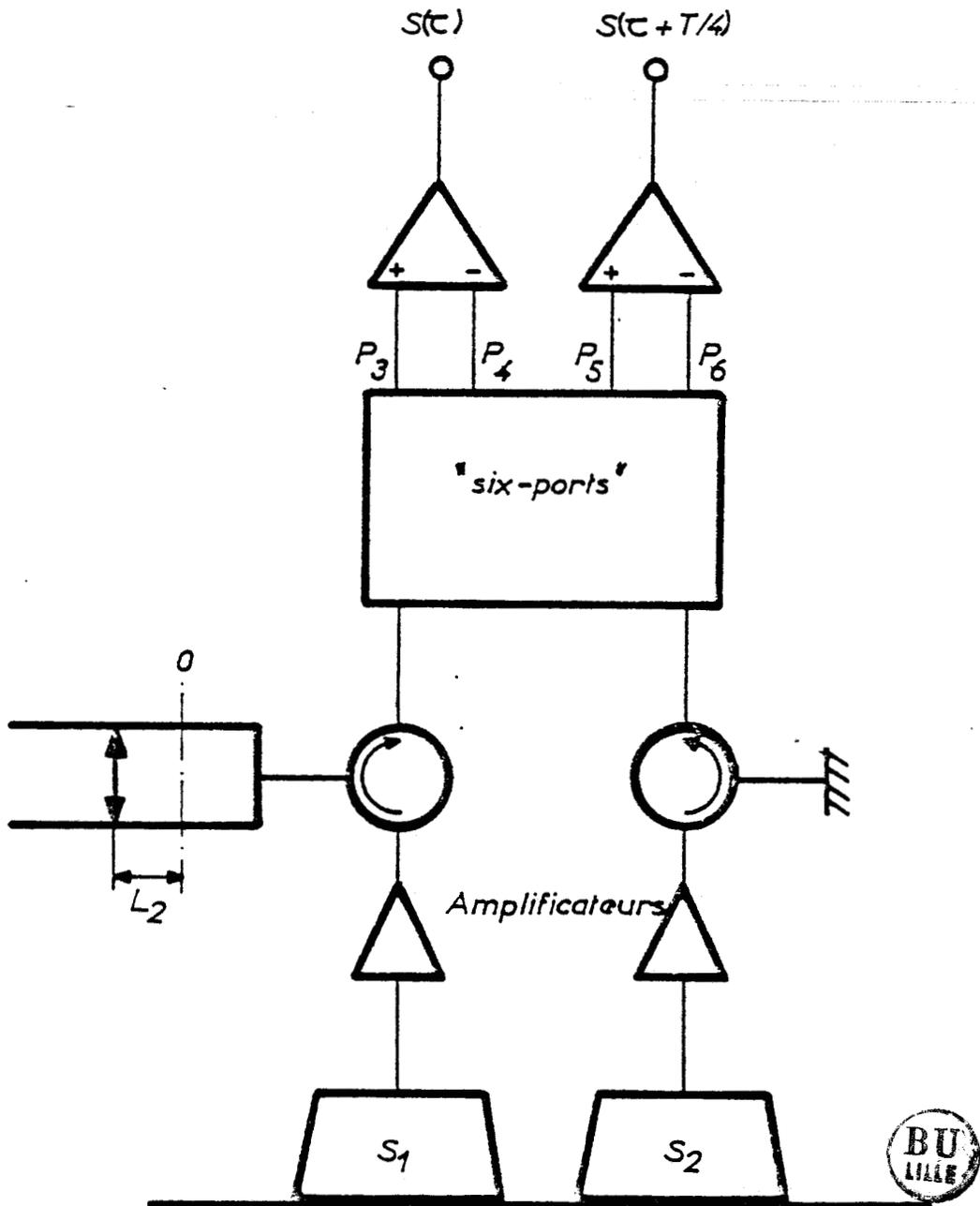


Fig. 1.43 - Schéma de base d'une utilisation d'un réseau "six-ports" en thermographie microonde par corrélation.

I.11 - CONCLUSION

Dans ce premier chapitre nous avons présenté le réseau "six-ports" et son utilisation en mesureur d'impédance. Nous avons décrit un premier dispositif sur lequel nous avons fait quelques séries de mesure. Nous avons également posé les premiers principes de l'utilisation de ce composant en tant que corrélateur.

CHAPITRE II

LES MESURES DE PERMITTIVITE

DES

MILIEUX BIOLOGIQUES

II.1. - INTRODUCTION

L'étude des réseaux "six-ports" dans un système de réflectométrie a eu pour origine les problèmes posés par les mesures diélectriques sur les milieux vivants dans un environnement hospitalier.

Lorsque le problème de la mesure de permittivité "in vivo" nous a été posé, notre premier souci a été d'effectuer une revue exhaustive des méthodes employées. Après un bref rappel sur l'historique des travaux sur la mesure de permittivité des milieux biologiques, nous nous consacrons à l'exposé de quelques méthodes de mesure. Ceci nous conduit par ailleurs à définir certaines conditions adaptées à la mesure "in vivo". Nous donnons également les premiers résultats sur le milieu vivant. Nous présentons aussi les applications dans le domaine médical qui sont intéressées par les mesures de permittivité.

L'extension de la gamme des fréquences accessibles à ces mesures a permis le développement des sources microondes et permet à BRUNYAN et COOK de mettre en évidence la dispersion χ'' dans les milieux biologiques. Au cours des années 1930, l'introduction des méthodes de mesure par ligne de transmission est à l'origine d'un nombre important de publications [II.2], [II.3] [II.4], aussi bien dans les domaines hautes que basses fréquences. L'introduction du calculateur au cours des deux dernières décennies a eu un impact très important dans le domaine des études électromagnétiques. Du point de vue expérimental, la répartition des mesures

La valeur du moment dipolaire et la configuration moléculaire de ces protéines. L'extension de la gamme des fréquences accessibles à ces mesures a permis le développement des sources microondes et permet à BRUNYAN et COOK de mettre en évidence la dispersion χ'' dans les milieux biologiques. Au cours des années 1930, l'introduction des méthodes de mesure par ligne de transmission est à l'origine d'un nombre important de publications [II.2], [II.3] [II.4], aussi bien dans les domaines hautes que basses fréquences. L'introduction du calculateur au cours des deux dernières décennies a eu un impact très important dans le domaine des études électromagnétiques. Du point de vue expérimental, la répartition des mesures

II.2.1. Historique

II.2. - HISTORIQUE DES MESURES DE PERMITTIVITÉ DES MILIEUX BIOLOGIQUES

et les calculs consécutifs ont pu être facilités par l'introduction de bancs de mesure automatisés.

II.2.2. *Développements récents*

Jusqu'à ces dernières années, les techniques de mesure utilisées dans le domaine biologique étaient limitées à l'expérimentation "in vitro". En d'autres termes, elles nécessitaient une excision et une préparation de l'échantillon. Une autre méthode, couramment employée, consistait à travailler sur des solutions aqueuses de cellules extraites des tissus biologiques.

Ces méthodes sont intéressantes et permettent d'étudier la constitution moléculaire des cellules. Par contre les méthodes de mesure "in vitro" posent un problème car on est en droit de se demander si les valeurs de permittivité obtenues par ces méthodes sont conformes à la réalité physiologique du milieu vivant.

Il apparaît de ce fait nécessaire de dépasser ce problème et de mettre en oeuvre de nouvelles techniques de mesure adaptées au contexte "in vivo" ou, lorsque c'est possible, d'adapter les techniques "in vitro" à ce même contexte.

Les premiers travaux relatifs aux techniques "in vivo" sont relativement récents. En 1977, TOLER et SEALS [II.5], montrent la faisabilité d'une technique de mesure utilisant des sondes coaxiales adaptées au milieu vivant. L'étude de cette méthode a, par la suite, fait l'objet de nombreux

Nous allons dans le prochain paragraphe nous consacrer à l'exposé des méthodes de mesure actuelles, exposé limité aux méthodes adaptables à la mesure de permittivité "in vivo".

[II.14] utilise un guide ouvert dans la gamme 40 à 90 GHz. par sondes coaxiales. Une méthode mise en oeuvre par EDRICH et HARDEE se situe dans la gamme comprise entre 10 MHz et 12 GHz pour les méthodes Le domaine des fréquences accessibles aux mesures "in vivo"

temporel. Ces méthodes utilisent également des sondes coaxiales. al [II.13] sur les méthodes de mesure en réflectométrie dans le domaine Il faut signaler enfin les études menées par BOTTRÉAU et

nous ferons le bilan dans un prochain paragraphe. valeurs de permittivité des tissus biologiques vivants ; valeurs dont une exploitation de la méthode qui a permis l'obtention de premières Parallèlement, plusieurs équipes américaines ont effectué

l'origine. Ce point sera développé au paragraphe III.3.1. une exploration profonde du tissu étudié, ce qui n'était pas possible à modification aux sondes utilisées par TOLER et SEALS, de façon à permettre CASTELAIN et BLIOT, les ont en premier lieu amenés à apporter une travaux [II.6], [II.7], [II.8], en particulier dans notre laboratoire [II.9], [II.10], [II.11], [II.12]. Ces travaux commencés en 1978 par

II.3. - MÉTHODES DE MESURE DES PROPRIÉTÉS DIÉLECTRIQUES

II.3.1. Ligne T.E.M. emplie de diélectrique

Pour cette méthode, deux types de ligne illustrés figure 2.1. sont utilisés :

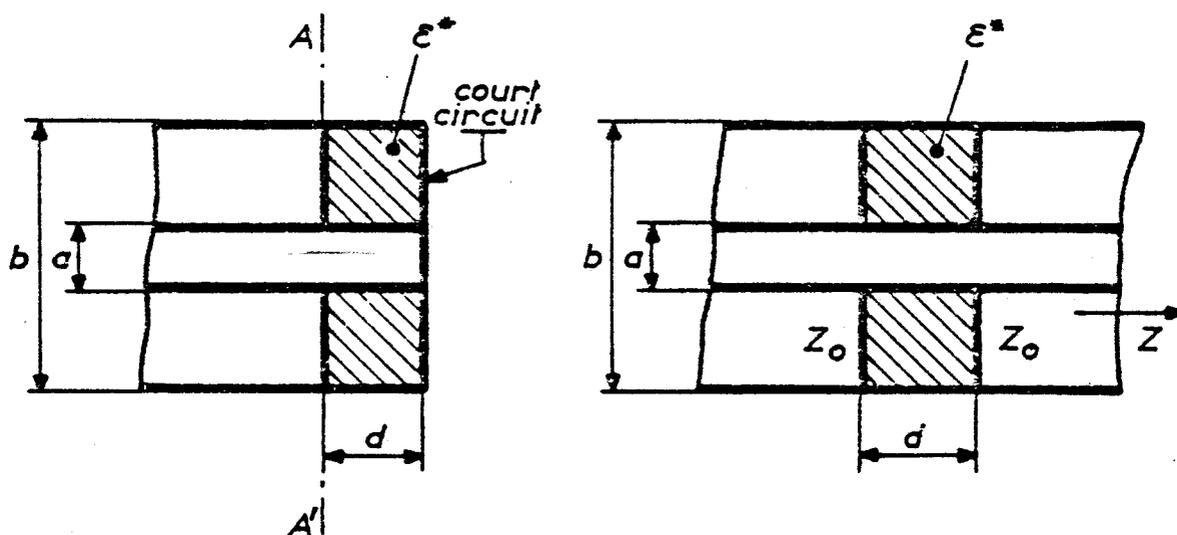


Fig. 2.1. Mesure par ligne T.E.M. emplie de diélectrique

La figure 2.1 (a) décrit la méthode de ROBERT et VON HIPPEL.

Soit Z_0 l'impédance caractéristique de la ligne et Z_i l'impédance dans le plan AA', le coefficient de réflexion du porte-échantillon est donné par la relation 2.1 :

$$\Gamma_i = |\Gamma_i| \exp(j\phi) = \frac{Z_i/Z_0 - 1}{Z_i/Z_0 + 1} \quad 2.1$$

et l'on déduit la permittivité ϵ^* par la relation :

$$\frac{Z_i}{Z_0} = \frac{\text{th}\left(\frac{2\pi d \sqrt{\epsilon^*}}{\lambda}\right)}{\sqrt{\epsilon^*}} \quad 2.2$$

Bien qu'apparemment simple, cette méthode présente plusieurs inconvénients [II.15] :

a) les relations (2.1) et (2.2) ne sont pas suffisantes et il est nécessaire d'appliquer une série de corrections successives pour obtenir une précision raisonnable.

b) une précision optimale sur la mesure nécessite que la longueur de la cellule soit égale à $k \frac{\lambda}{8}$ avec k impair.

c) l'accès à la permittivité complexe demande la résolution d'une équation transcendante.

Dans le cas de la figure 2.1 (b), utilisée par HOLLIS et al [II.16], on mesure le coefficient de réflexion lorsque deux impédances arbitraires différentes terminent la ligne, généralement un court-circuit

et un circuit ouvert.

L'équation liant la permittivité aux impédances pour ces deux charges s'écrit :

$$\epsilon^* = Y_{i1} \times Y_{i2} = \frac{1}{Z_{i1} \times Z_{i2}} \quad 2.3$$

où Y_{i1} et Y_{i2} sont les admittances d'entrée pour chacune des impédances terminales.

A part l'avantage lié à la simplicité de la relation 2.3., on retrouve tous les inconvénients de la première méthode.

II.3.2. Cellule capacitive

Ici encore on se retrouve en présence de deux géométries possibles données figure 2.2. :

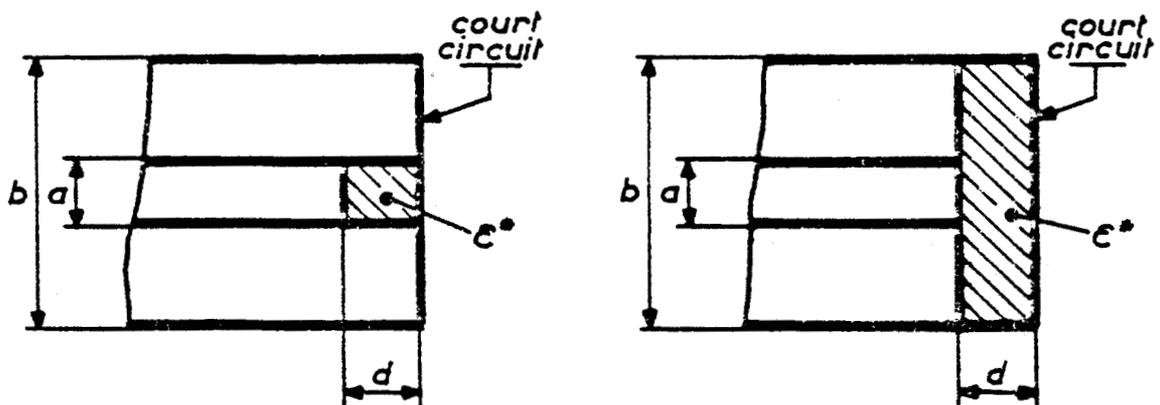


Fig. 2.2. Méthode de la cellule capacitive

Cette méthode a fait l'objet de nombreux travaux [II.17], [II.18]. On établit un circuit équivalent de la ligne donnée figure 2.3.

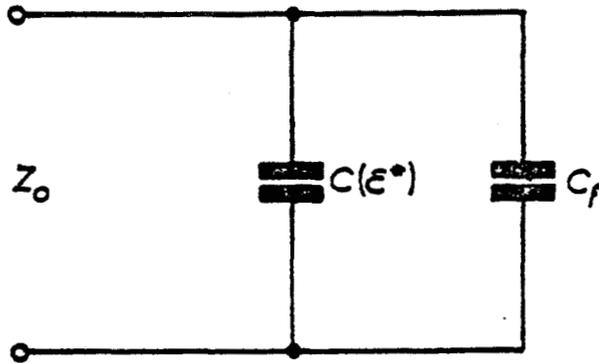


Fig. 2.3. Circuit équivalent des lignes de la figure 2.2.

Lorsque l'échantillon est absent, la ligne présente une capacité nominale $C(\epsilon^*) = C_0$, mais il faut tenir compte d'une capacité C_f due aux effets de bord.

La capacité totale C_T peut être calculée :

$$C_T = C_0 + C_f = \frac{\pi a^2}{4d} \epsilon_0 + 2a\epsilon_0 \ln\left(\frac{b-a}{2d}\right) \quad 2.4$$

ceci pour une longueur d'onde en espace libre λ très supérieure à $b-a$ et un diamètre d très inférieur à $b-a$.

L'introduction d'un diélectrique présentant des pertes conduit à l'expression suivante du coefficient de réflexion :

$$\Gamma_1 = |\Gamma_1| \exp(\phi) = \frac{1 - j\omega Z_0 [C(\epsilon^*) + C_f]}{1 + j\omega Z_0 [C(\epsilon^*) + C_f]} \quad 2.5$$

$$C(\epsilon^*) = C_0 \epsilon^* \quad *$$

On admet ici que l'introduction du diélectrique ne modifie pas C_f .

C_0 et C_f étant déterminées par le calcul ou expérimentalement, il est possible de déterminer ϵ' et ϵ'' à partir de la relation 2.5.

Nous obtenons :

$$\epsilon' = \frac{2|\Gamma_1| \sin(-\phi)}{\omega Z_0 C_0 [1 + 2|\Gamma_1| \cos(\phi) + |\Gamma_1|^2]} - \frac{C_f}{C_0} \quad 2.6$$

$$\epsilon'' = \frac{1 - |\Gamma_1|^2}{\omega Z_0 C_0 [1 + 2|\Gamma_1| \cos(\phi) + |\Gamma_1|^2]} \quad 2.7$$

★

Lorsque le diélectrique introduit présente des pertes, il faut considérer que le terme $C(\epsilon^*)$ représente une capacité en parallèle sur une conductance.

Au nombre des inconvénients de cette méthode, on peut noter l'étroitesse de la gamme de fréquences exploitable ; en effet, une bonne précision ne peut être obtenue que pour une capacité C_0 respectant la condition suivante [II.15] :

$$C_0 = \frac{1}{2\pi f Z_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon'^2 + \epsilon''^2}}$$

2.8

II.3.3. - Ligne coaxiale dans un guide circulaire

Quatre configurations sont possibles que nous présentons

figure 2.4. :

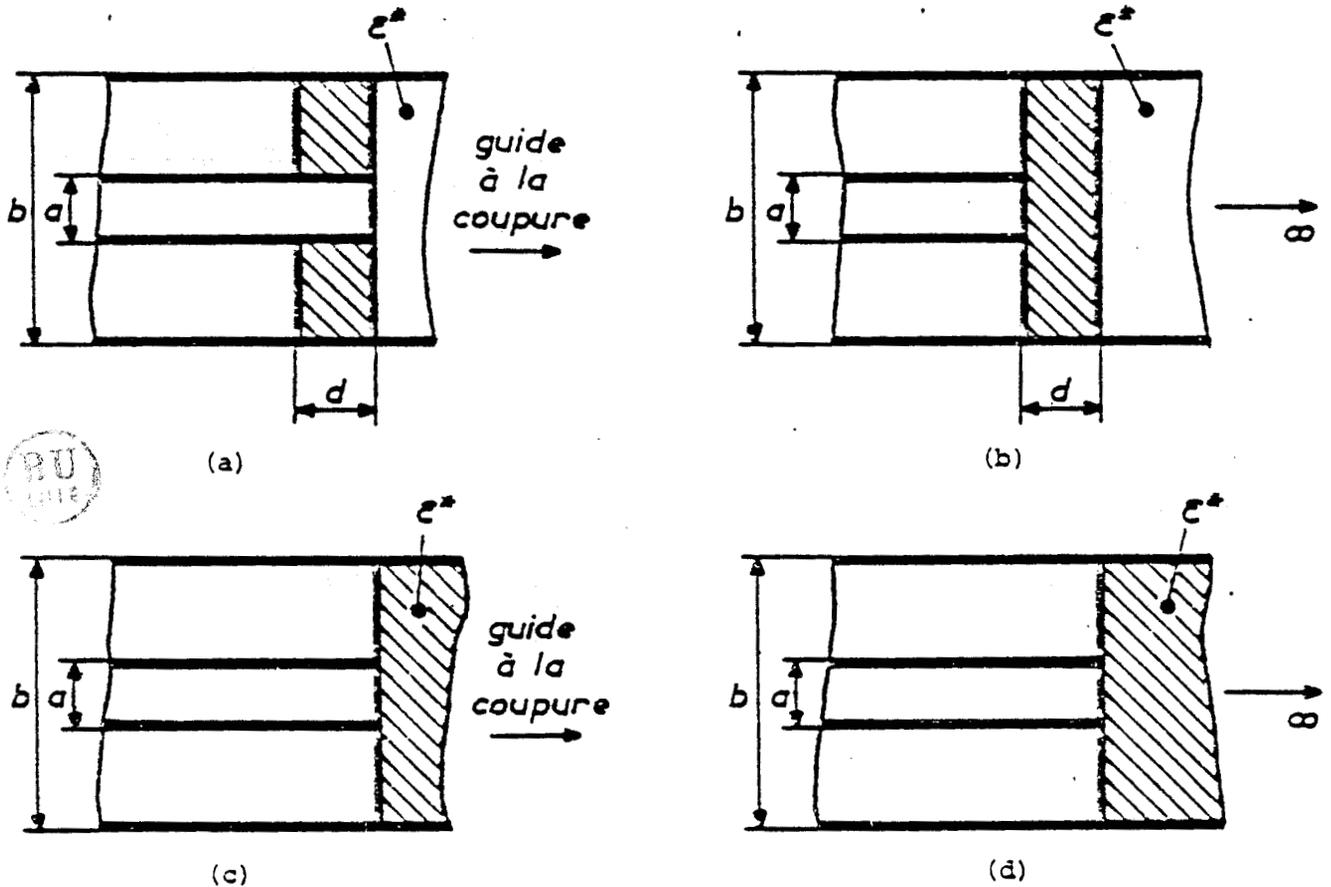


Figure 2.4. - Méthode de la ligne coaxiale ouverte dans un guide circulaire.

Dans la configuration de la figure 2.4 (a) on utilise un circuit équivalent théorique tel que celui de la figure 2.5.

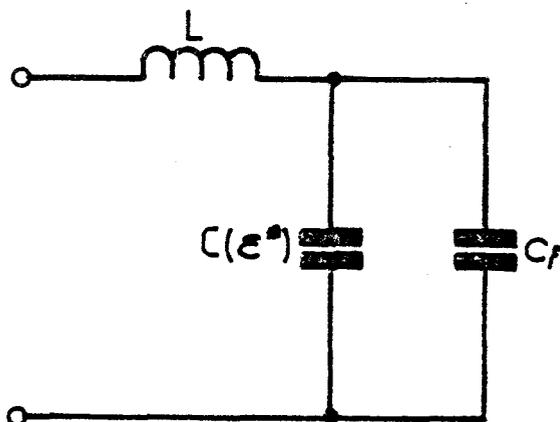


Fig. 2.5. - Circuit équivalent de la ligne figure 2.4 (a)

On obtient alors :

$$\varepsilon' = \frac{\lambda}{2\pi d} \frac{(1+|\Gamma_1|^2)(2\pi d/\lambda) + 2|\Gamma_1| \sin(-\varnothing) - 2|\Gamma_1|(2\pi d/\lambda)^2 \cos(\varnothing)}{1+|\Gamma_1|^2 + 4|\Gamma_1|(2\pi d/\lambda) \sin(-\varnothing) + 2|\Gamma_1| \cos(\varnothing)} - \frac{\omega C_f Z}{2\pi d/\lambda} \quad 2.9$$

$$\varepsilon' = \frac{\lambda}{2\pi d} \frac{1 - |\Gamma_1|^2}{1+|\Gamma_1|^2 + 4|\Gamma_1|(2\pi d/\lambda) \sin(-\varnothing) + 2|\Gamma_1| \cos(\varnothing)} \quad 2.10$$

pour des conditions expérimentales telles que :

$$\frac{d}{\lambda} \leq 0,01 \text{ et } \varepsilon' > 2$$



Les expressions précédentes peuvent être simplifiées, car l'on est en droit de négliger la composante inductive, et l'on se trouve ramené au cas du circuit de la figure 2.3.

Les cellules correspondant aux figures 2.4 (b), (c) et (d) n'ont fait l'objet à ce jour d'aucune étude aboutissant à des expressions exploitables.

II.3.4. La ligne coaxiale ouverte

Cette méthode présente deux configurations données figure 2.6

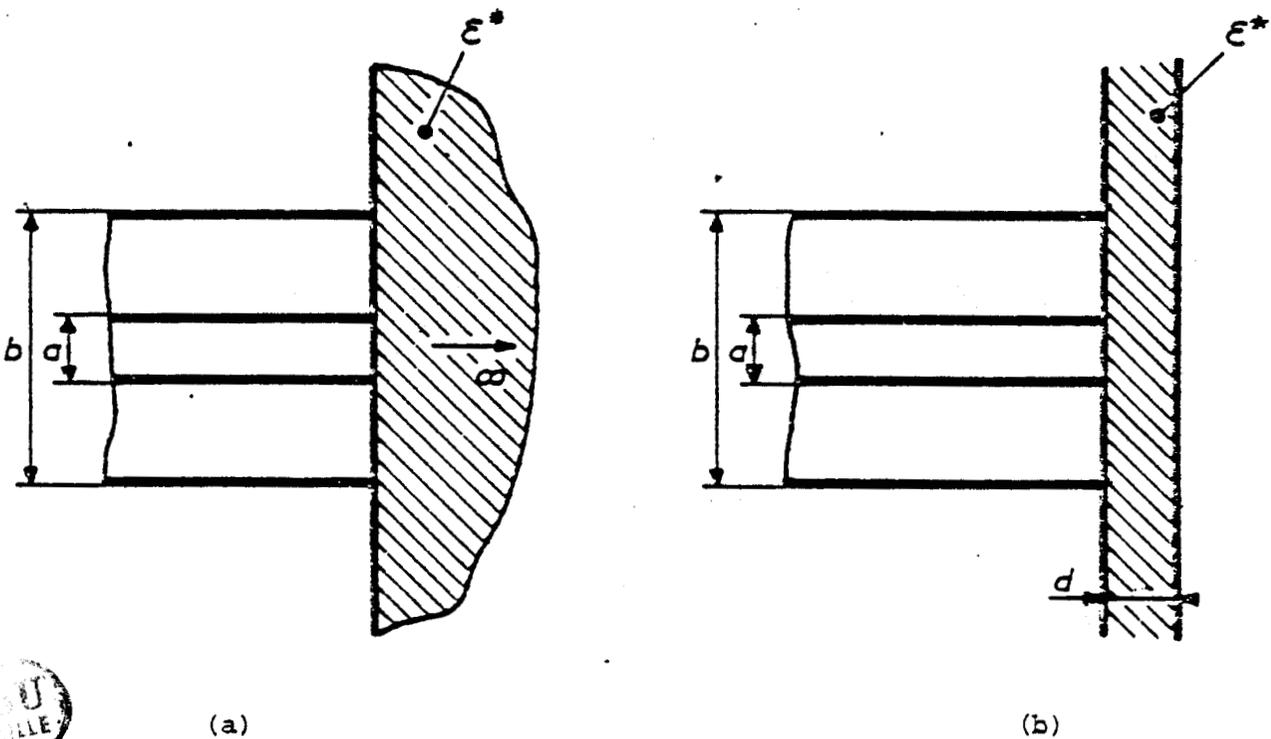


Fig. 2.6 - Méthode de la ligne coaxiale ouverte

La configuration de la figure 2.6 (a) a été particulièrement utilisée par STUCLY [II.19]. Il est possible de donner un circuit équivalent de ces deux configurations (figure 2.7).

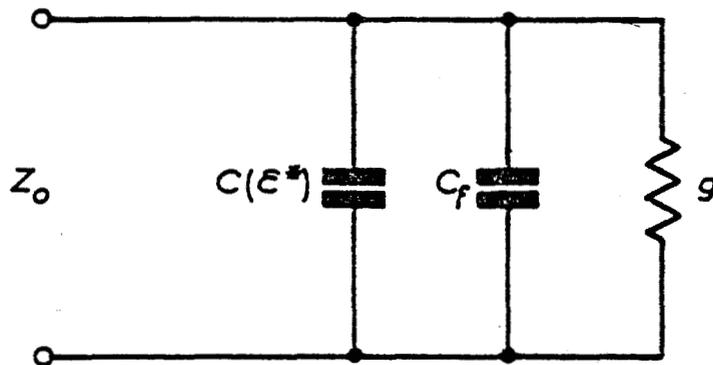


Fig. 2.7. Circuit équivalent de la figure 2.6

Dans ce circuit, g représente la conductance de rayonnement, la conductance due aux pertes diélectriques étant incluse dans $C(\epsilon^*)$. La capacité et la conductance sont toutes deux fonctions de la fréquence sauf si la condition $a/\lambda \ll 1$ est satisfaite. Il a été montré que pour $a/\lambda \ll 0,04$ la capacité a une influence prépondérante sur la conductance [II.15], et l'on se ramène alors à un circuit équivalent tel que celui de la figure 2.3. La capacité totale C_T est alors donnée par :

$$C_T = C(\epsilon^*) + C_f$$

2.11

avec $C(\epsilon^*) = C_0 \epsilon^*$

Il faut noter que la détermination de la permittivité d'un diélectrique inconnu ne peut être effectué qu'en connaissant C_0 et C_f

(C_0 : capacité de la ligne en espace libre). Malheureusement, l'accès à ces deux composantes n'est, dans l'état actuel de la connaissance, possible qu'expérimentalement par la mesure de diélectriques de caractéristiques connues. L'expression du coefficient de réflexion de la ligne est la suivante :

$$\Gamma_l = |\Gamma_l| \exp(\varphi) = \frac{1 - j\omega Z_0 [C(\epsilon^*) + C_f]}{1 + j\omega Z_0 [C(\epsilon^*) + C_f]} \quad 2.12$$

d'où l'expression de la permittivité :

$$\epsilon^* = \frac{1 - \Gamma_l^*}{j\omega C_0 Z_0 (1 + \Gamma_l)} - \frac{C_f}{C_0} \quad 2.13$$

11.3.5. Les antennes monopôles courtes

La géométrie de ce type d'antennes est donnée figure 2.8.

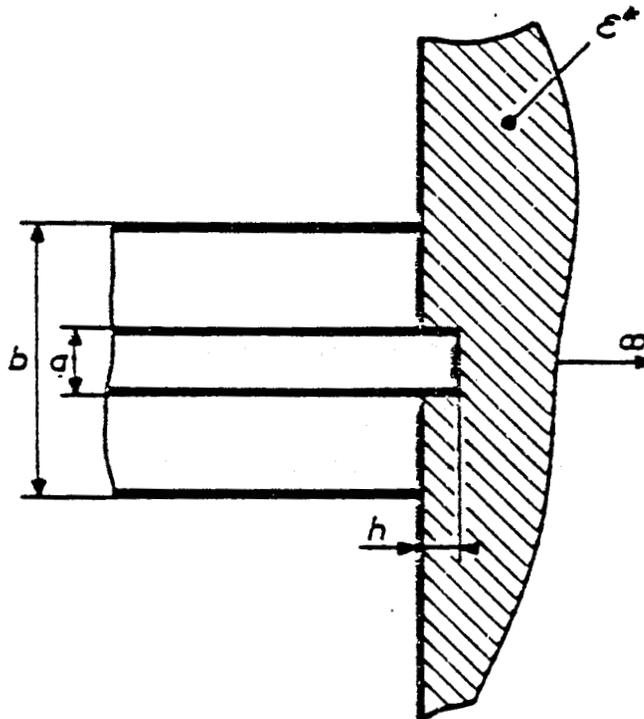


Fig. 2.8. Méthode de l'antenne monopôle courte.

L'étude de ce type d'antenne est basée sur la théorie des modèles qui permet d'écrire :

$$Z(\omega, \epsilon^*) = \frac{1}{n^*} [Z(n^* \omega, \epsilon_0)] \quad 2.14$$

et traduit une homothétie entre l'impédance de l'antenne en espace libre à la pulsation $n^* \omega$ et l'impédance dans un milieu diélectrique d'indice complexe $n^* = \sqrt{\epsilon^*}$ à la pulsation ω .

Par cette relation valable pour toute antenne, il est possible d'écrire une expression analytique de l'impédance d'entrée de l'antenne en fonction de ϵ^* et de la pulsation ω . Cette démonstration sera exposée de façon exhaustive par la suite.

II.3.6. Cellules guide d'onde

a) la méthode développée par EDRICH et HARDEE [II.14] dans la gamme 40 à 90 GHz pour des mesures "in situ" utilise le principe illustré figure 2.9

L'accès à la permittivité est effectué par l'équation :

$$\epsilon^* = \epsilon_r \epsilon_0 - \frac{j\sigma}{\omega} = \frac{\mu_0}{\bar{Z}^2} + \frac{\pi^2}{(\omega^2 \mu_0^2 a)} \quad 2.15$$

avec \bar{Z} l'impédance complexe du tissu.

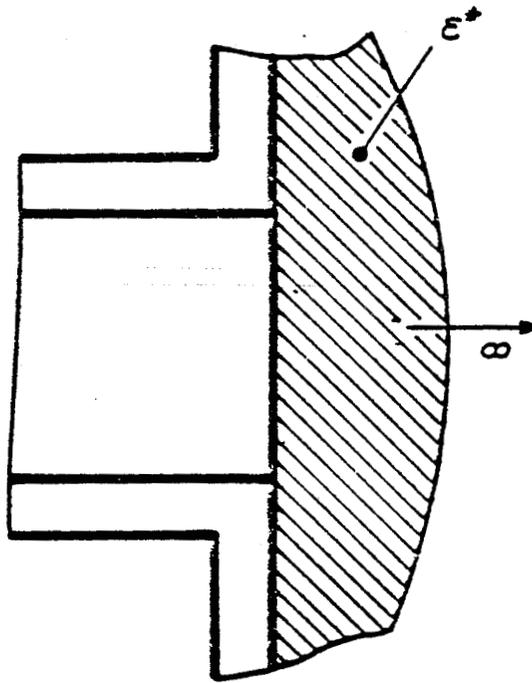


Fig. 2.9. Mesure de permittivité "in situ" par guide d'onde.

L'expérimentation effectuée par les auteurs les amènent à constater la présence de modes d'ordre supérieur dans le tissu entraînant une surestimation des valeurs de ϵ' et ϵ'' .

b) DECRETON et al [II.20] définissent une autre méthode illustrée figure 2.10.

Il n'existe pas de solutions analytiques permettant d'obtenir la permittivité ϵ^* à partir du coefficient de réflexion. L'accès à ϵ^* se fait donc par des abaques définissant ϵ' et ϵ'' en fonction de Γ l.

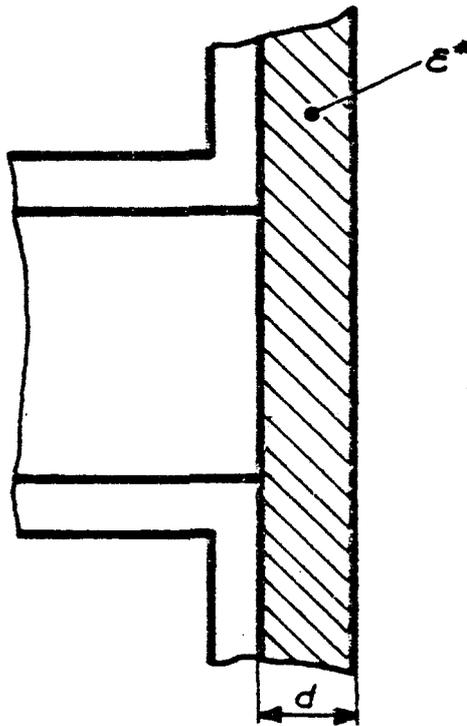


Fig. 2.10 Mesure de la permittivité complexe de lames diélectriques

II.3.7. Récapitulatif des méthodes de mesure



Le tableau 2.1. rassemble les caractéristiques principales des méthodes et montre que seulement trois de ces méthodes sont aptes à la mesure "in vivo". Notre choix s'est porté sur la méthode des antennes courtes car elle correspond à :

- une largeur de bande importante,

- un contrôle de température aisé
- la possibilité d'une mesure à l'intérieur du tissu.

Cette méthode fait l'objet d'une étude exhaustive, chapitre III.

2.1. METHODES DE MESURE - RECAPITULATIF

=== =====

METHODES	CONTROLE DE TEMPERATURE	MESURES "in vivo"	Calcul ϵ' et ϵ''	BANDE DE FREQUENCE (GHz)
Ligne TEM - Fig. 2.1 (a)	aisé	non	numérique	0,1 - 10
Ligne TEM - Fig. 2.1 (b)	plus difficile	non	aisé	0,1 - 10
Cellule capacitive - Fig.2.2 (a)	aisé	non	aisé	0,1 - 5
Cellule capacitive - Fig.2.2 (b)	aisé	non	aisé	0,1 - 5
Ligne coaxiale dans guide ouvert - fig. 2.4 (a)	plus difficile	non	numérique	0,1 - 5
Ligne coaxiale dans guide ouvert - fig. 2.4 (b)	plus difficile	non	pas de solution	bande très étroite (100 KHz) fonction du matériau
Ligne coaxiale dans guide ouvert - fig. 2.4 (c), (d)	aisé	non	difficile	0,1 - 10
Ligne coaxiale ouverte fig. 2.6 (a)	aisé	oui	aisé	0,1 - 10
Ligne coaxiale ouverte Fig. 2.6 (b)	assez facile	non	pas de solution analytique	non connue
antenne courte - Fig. 2.8	aisé	oui	numérique ou analytique	0,1 - 10
guide d'onde - Fig. 2.9	aisé	oui	numérique	8 - 18 ; 40 - 90
guide d'onde - Fig. 2.10	assez facile	non	numérique (abaques)	8 - 12 GHz

II.4. - RÉSULTATS BIBLIOGRAPHIQUES ACTUELS SUR LES MESURES

DE PERMITTIVITÉ DES TISSUS BIOLOGIQUES.

STUCHLY M.A. et STUCHLY S.S. ont effectué une revue exhaustive des résultats obtenus sur la mesure de permittivité des tissus biologiques [II.21]. Nous avons sélectionné ici les résultats obtenus par des méthodes "in vivo" et "in vitro". Le tableau 2.2 présente ces résultats pour les fréquences supérieures à 1 GHz, fréquences faisant l'objet de nos propres évaluations. La gamme de température se situe entre 20 et 40° C (températures physiologiques).

Les résultats appellent quelques remarques :

- d'un point de vue général, et pour les fréquences comprises entre 1 et 10 GHz, on peut distinguer les tissus à forte teneur en eau (sang, tissus musculaires, tissu cérébral : $30 < \epsilon' < 60$; $10 < \epsilon'' < 25$) ; d'autre part, les tissus à faible teneur en eau (tissus adipeux, os : $3 < \epsilon' < 8$; $0,5 < \epsilon'' < 3$).
- Certains résultats semblent faire apparaître une augmentation de ϵ' avec la fréquence, ce qui est paradoxal. En fait, il faut ici prendre

en compte la marge d'erreur sur la mesure (non indiquée dans l'article cité) qui peut, pour certaines méthodes, atteindre 5 à 10 %.

- notons aussi le faible nombre de mesures "in vivo" effectué à ce jour, ce qui justifie l'étude que nous avons entreprise.

En vue de ce travail, nous avons rassemblé tableau 2.3 les valeurs de permittivités de liquides polaires ayant des caractéristiques assez voisines des tissus, dans la gamme des fréquences envisagées. Ces liquides seront utilisés en laboratoire pour tester les mesures de ϵ qui vont être décrites.

ORGANE	Nature de la mesure	Température °C	FREQUENCE (MHZ)												Observations
			1000		2450		3000		5000		10000				
			ε'	ε''	ε'	ε''	ε'	ε''	ε'	ε''	ε'	ε''			
Sang humain		25 35				57,5 56	17,1 15,9			45,5 47,8	23 19,7			* 9,4 GHz	
Sang (rat)		23		56	25,7	55	15,5	52	15,5	45	16,5				
Os humain (tibia)	in vitro	37				8,39	1,32								
Cerveau Humain	in vitro	37		32	15,5	33	18	33*	15,8*					* 4 GHz	
Cerveau, Matière grise (chien)		37		50*	11*					40	20			* 2 GHz	
Cerveau Matière blanche (chien)				37	8,7					30	11,1				
Cerveau (rat)	in vivo		51	21,5	52,5	14	13,7	53	16	42	18				
Oeil (pupille)			32	9,5	30	8	9	30	10	28	18				
Oeil (humeur vitreuse)			70	36	70	20,5	18	68	20	62	32				

TABLEAU 2.2 - Résultats des mesures de permittivité sur milieux biologiques.

F R E Q U E N C E (M H Z)

Observations

Organe	Nature de la mesure	Température °C	F R E Q U E N C E (M H Z)												Observations
			1000		2450		3000		5000		10000				
			ε'	ε''	ε'	ε''	ε'	ε''	ε'	ε''	ε'	ε''			
Rein (chien)	in vitro		49,5	14,4	47,5	13,2	47	12	43	14	34	18			
Rein (chien)	in vivo	37	53	21,5	50	20	49	18							
tissu adipeux humain	in vitro	37	5,3 - 7,5	1,5 - 2,7	5,7 - 5,7	0,8	3,9 - 7,2	0,67 - 1,36	4,7	0,7	3,5 - 4,5	0,57 - 0,88		* 8,5 GHz	
tissu adipeux (chien)	in vivo	37	14,3	6,7	12	5,1									
Foie humain	in vitro	37	46 - 47	17 - 18,4			42 - 43	12 - 12,2			34 - 38	10,6 - 12		* 8,5 GHz	
Muscle (chien)	in vivo		47	20	45	11									
Muscle humain	in vitro		49 - 52	23 - 24	47,5	13,5	45 - 48	13 - 14	44	14	40 - 42	15*		8,5 GHz	
Muscle (rat)	in vivo		61	23,5	58	17,5	56	17,3	53	19,2	41	23			
Peau (humaine)	in vitro		43 - 46	16,4 - 20	43	14	40 - 45	12 - 16	40,7	14	36*	15*		8,5 GHz	

TABLEAU 2.2 (suite)



Liquide polaire	FREQUENCE (MHZ)											
	1000		2450		3000		5000		10000			
	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''
Acétone	21,2	0,4	21,1	0,9	21,0	1,2	20,6	2,0	20,4	3,9	3,9	
Bromobenzène	5,4	0,3	5,3	0,63	5,2	0,82	4	1,2	3,9	1,4	1,4	
Ethylène glycol	27,6	16,7	14,2	16,8	9,8	14,4	5,6	9,9	3,4	5,3	5,3	
Ethanol	15,7	10,4	8,1	9,2	6,7	6,8	5,2	4,4	4,5	2,3	2,3	

TABLEAU 2.3. Permittivité des liquides polaires de simulation

II.5. - APPLICATIONS DES MESURES DE PERMITTIVITÉ DANS

LE DOMAINE BIOMÉDICAL

La connaissance de la permittivité complexe des tissus vivants est le thème de recherches dans le domaine biologique tendant à relier certaines propriétés du milieu biologique à sa permittivité. Cette connaissance est également à la base de nouvelles techniques de diagnostic (thermographie microonde) ou thérapeutiques (hyperthermie).

II.5.1. Applications biologiques

Nous donnons trois exemples de ce type d'applications :

- on étudie la structure du milieu biologique à partir du moment dipolaire des molécules. Ces études ont déjà été évoquées au paragraphe II.2.1.
- en biochimie cellulaire, on analyse l'influence de certains composés chimiques sur la structure cellulaire. Les composés apportent des modifications aux caractéristiques diélectriques des tissus. Citons, entre autres, la mesure de la capacité des membranes cellulaires qui permet d'en connaître l'épaisseur,

et, par conséquent l'éventuelle dégradation de la membrane par le composé [II.22].

- citons aussi les recherches sur l'application au diagnostic des mesures diélectriques qui ont mis en évidence une relation entre la quantité d'eau liée à l'intérieur des lipoprotéines du sérum et la prédisposition à certaines maladies cardiaques [II.1].

II.5.2. Applications médicales

Les mesures diélectriques prennent tout leur intérêt dans la mise au point des techniques de diagnostic en microondes telle que la thermographie ou thermométrie et l'imagerie active, ainsi que dans les techniques d'hyperthermie.

- a) La thermographie microonde : cette technique, dont notre laboratoire est le promoteur depuis quelques années [II.23], [II.24],[II.25], en tant que technique liée à des investigations thermologiques, consiste à déterminer la répartition de température au sein des tissus sous-cutanés. Cette méthode est fondée sur la mesure du bruit thermique émis par le milieu. La connaissance de la permittivité est nécessaire car - comme l'a montré Mr. ROBILLARD [II.26] - elle conditionne le calcul des signaux radiométriques. En effet, l'intensité des signaux est liée aux paramètres de couplage qui relient la sonde et les différents volumes élémentaires situés face à son ouverture.

- b) L'imagerie active microonde par tomographie de diffraction : dans cette technique, une onde plane est envoyée dans le milieu sous investigation . La mesure du champ en différents points est effectuée par la méthode de la diffusion modulée [II.27]. Pour cela un réseau de diodes commandées séquentiellement est situé dans l'ouverture du cornet récepteur. Un traitement numérique basé sur une interprétation des signaux reçus dans le domaine spectral [II.28] permet la reconstruction géométrique du milieu situé entre l'applicateur et le récepteur. L'étude menée par BOLOMEY et al [II.29] les amènent à conclure que l'essor de cette technique est conditionné par la connaissance exacte de la permittivité "in vivo" des tissus et de son évolution en fonction de la température.
- c) L'imagerie active microonde thermoélastique : dans cet autre type d'imagerie active, le signal microonde, injecté dans les tissus, chauffe ceux-ci, ce qui provoque une onde de pression thermoélastique. Cette onde est captée par un réseau de transducteurs piézoélectriques. Cette technique a été mise en oeuvre récemment par LIN et al [II.30]. L'énergie de l'onde thermoélastique est liée à l'atténuation dans le milieu aux fréquences microondes.
- Ainsi, de la même façon que pour l'imagerie active microonde par tomographie de diffraction, le signal reçu ici par des transducteurs piézoélectriques, est lié à la permittivité "in vivo" du milieu.
- d) Thérapie par microondes (hyperthermie) : l'échauffement de certains tissus pathologiques provoqué par une absorption des signaux microondes

peut être utilisé à des fins thérapeutiques. La densité de puissance absorbée diffère selon la nature des tissus et la fréquence du rayonnement utilisé. L'hyperthermie microonde se présente comme une technique complémentaire aux techniques classiques (chimiothérapie, radiothérapie, chirurgie) dans le traitement des tumeurs cancéreuses. CHIVE et al [II.31] ont étudié cette méthode conjointement à la thermographie microonde permettant de mesurer l'échauffement apporté au tissu. Il est important pour minimiser l'agression du tissu sain de connaître la répartition d'énergie dans le milieu. Cette répartition est dépendante de divers paramètres dont la géométrie de la sonde, la puissance incidente, et la permittivité [II.32]. Il y a donc lieu de connaître la permittivité "in vivo", en particulier lorsque la température est contrôlée par radiométrie.

II.5.3. *Phénomènes biologiques liés à l'irradiation*

par microondes

La définition de seuils de tolérance à l'irradiation de l'homme par microondes est un thème qui a fait l'objet de nombreuses études [II.33], [II.34]. Certains travaux ont porté sur l'influence du rayonnement sur un organe particulier. Citons le cas de l'oeil [II.35], pour lequel l'hyperthermie engendre une dégradation des protéines à l'origine de l'apparition de cataractes. Citons également, la mise en évidence d'une accélération de la transmission des réflexes dans la moëlle épinière du chat en présence de microondes [II.36].

Le phénomène biologique majeur dû au rayonnement microonde est l'hyperthermie de zones restreintes ou de la totalité du corps [II.37]. Ce phénomène peut se révéler dangereux lors d'expositions prolongées aux microondes et la définition d'un seuil de tolérance est donc liée aux propriétés diélectriques du tissu humain [II.38].

II.6. - CONCLUSION

Ce chapitre nous a permis, après un bref aperçu historique de situer l'"état de l'art" dans le domaine des mesures diélectriques sur le milieu biologique. Nous avons montré le faible nombre de mesures sur le milieu vivant recensées dans la littérature. Parmi les différentes méthodes de mesure, nous avons retenu la technique des antennes courtes. Ce chapitre nous a permis également de donner les gammes de variations de ϵ' et ϵ'' prévisibles lors de l'expérimentation. Enfin nous avons rappelé le champ d'application des mesures diélectriques "in vivo" qui est particulièrement vaste.

CHAPITRE III

ETUDE ET MODELISATION DE L'ANTENNE MONOPOLE

APPLICATION A LA MESURE DE PERMITTIVITE

DES

MILIEUX BIOLOGIQUES

III.1. INTRODUCTION

L'étude menée au chapitre précédent sur les mesures de permittivité nous a amené à choisir la technique des "antennes monopôles courtes" comme méthode bien adaptée aux mesures in vivo et dans une large bande de fréquences. Ce chapitre a pour but de mener une étude exhaustive de l'antenne monopôle en mettant en évidence l'intérêt et les limitations de la méthode.

Cette étude est menée avec pour objectif une mesure en site clinique impliquant que le dépouillement des résultats puisse être réalisé rapidement, si possible en temps réel. La modélisation théorique de l'antenne monopôle doit donc tenir compte de cette dernière exigence et mettre en oeuvre des solutions simples amenant à des temps de calcul raisonnables sur microcalculateur. Nous présentons, tout d'abord, l'approche théorique retenue qui permet d'accéder à l'impédance d'entrée de l'antenne monopôle à partir de la permittivité du milieu. Ensuite, nous traitons des corrections qui doivent être apportées au modèle précédent pour tenir compte de la configuration géométrique de l'antenne et définissons une méthode qui permet d'estimer le volume de tissu biologique soumis à la mesure. Enfin, la dernière partie est consacrée à la méthode d'inversion qui permet de passer de l'impédance d'entrée de l'antenne monopôle à la permittivité du milieu ; nous donnons alors les résultats obtenus sur des modèles physiques, ainsi que sur le milieu "in vitro" et "in vivo".

III.2. IMPÉDANCE D'ENTRÉE D'UNE ANTENNE LINÉAIRE EN MILIEU

DISSIPATIF.

III.2.1. Hypothèses de calcul

Le principe général du calcul de l'impédance d'entrée d'une antenne linéaire en milieu dissipatif fait appel à la détermination des champs électrique et magnétique au voisinage de l'antenne. Une détermination rigoureuse est ardue et mène à des solutions analytiques peu exploitables dans le domaine d'une mesure en temps réel.

Nous nous limitons ici au domaine de l'approximation quasi-statique qui peut être définie de la façon suivante [III.1] :

On considère la diffraction d'une onde électromagnétique plane par un objet conducteur de surface S (figure 3.1).

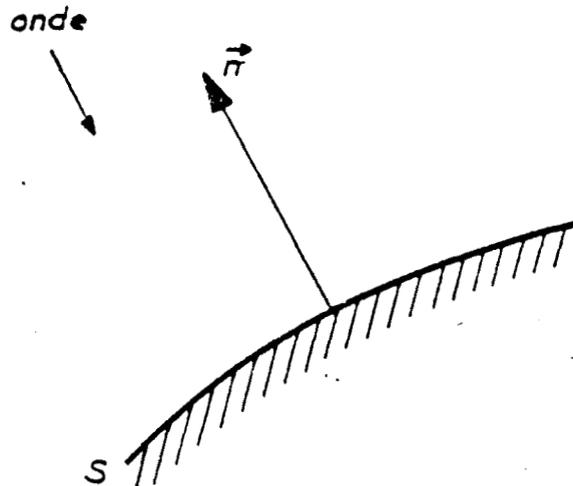


Fig. 3.1. Diffraction d'une onde plane par un objet conducteur.

L'équation de Helmholtz est satisfaite par le champ électrique total (champ incident plus champ diffracté) \vec{E} et le champ magnétique \vec{H} .

Cette équation s'écrit alors :

$$\Delta \vec{E} + \gamma^2 \vec{E} = 0 \quad 3.1$$

$$\Delta \vec{H} + \gamma^2 \vec{H} = 0 \quad 3.2$$

$$\gamma^2 = \omega \mu \epsilon \quad 3.3$$

Les champs magnétique et électrique doivent par ailleurs satisfaire aux conditions aux limites sur la surface S :

$$\vec{n} \wedge \vec{E} = 0 \quad 3.4$$

$$\vec{n} \cdot \vec{H} = 0 \quad 3.5$$

avec \vec{n} le vecteur normal à la surface.

Pour une pulsation ω suffisamment faible et en se limitant aux champs au voisinage de S (en d'autres termes pour une région de dimensions petites devant la longueur d'onde λ) les termes $\gamma^2 \vec{H}$ et $\gamma^2 \vec{E}$ peuvent être négligés et les expressions (3.1.) et (3.2.) deviennent :

$$\Delta \vec{E} = 0 \quad 3.6$$

$$\Delta \vec{H} = 0 \quad 3.7$$

Cette approximation permet alors d'écrire les expressions de \vec{E} et \vec{H} en fonction de leurs solutions statiques respectives \vec{E}_0 et \vec{H}_0 .

Ceci donne :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(j\omega t) \quad 3.8$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 \exp(j\omega t) \quad 3.9$$

Les champs statiques \vec{E}_0 et \vec{H}_0 satisfont aux conditions aux limites (3.4) et (3.5) sur la surface du conducteur. De plus ces champs s'identifient à l'onde incidente à grande distance de S , distance à laquelle l'onde diffractée devient négligeable.

Ce domaine de l'approximation quasi-statique nous permet de disposer d'une méthode de calcul applicable aux systèmes rayonnants très petits devant la longueur d'onde. Physiquement, le comportement du système rayonnant peut être assimilé à un filtre passe-bas de réponse indépendante de la fréquence jusqu'à une zone proche de la première résonance (dimensions de l'élément rayonnant de l'ordre de $\lambda/4$) [III.2].

L'antenne monopôle courte présentée au chapitre II, pour laquelle le diamètre a et la hauteur h sont très inférieurs à $\lambda/4$ est justifiable de cette approximation. Ainsi nous nous attachons à définir l'impédance d'entrée de l'antenne, d'abord en espace libre, puis dans un milieu dissipatif.

III.2.2. Impédance d'entrée en espace libre

a) Principes généraux

L'impédance d'entrée d'une antenne est définie par :

$$W_a = \frac{Z I_0^2}{2} \quad 3.10$$

avec, W_a la puissance totale apportée par le générateur à l'antenne, Z l'impédance d'entrée et I_0 le courant d'entrée. Si l'on se place dans le cas d'une antenne monopôle sur plan de masse infini (figure 3.2.(a)), le principe des images permet de l'assimiler à un doublet électrique alimenté par une nappe de courant magnétique (figure 3.2.(b)) [III.3].

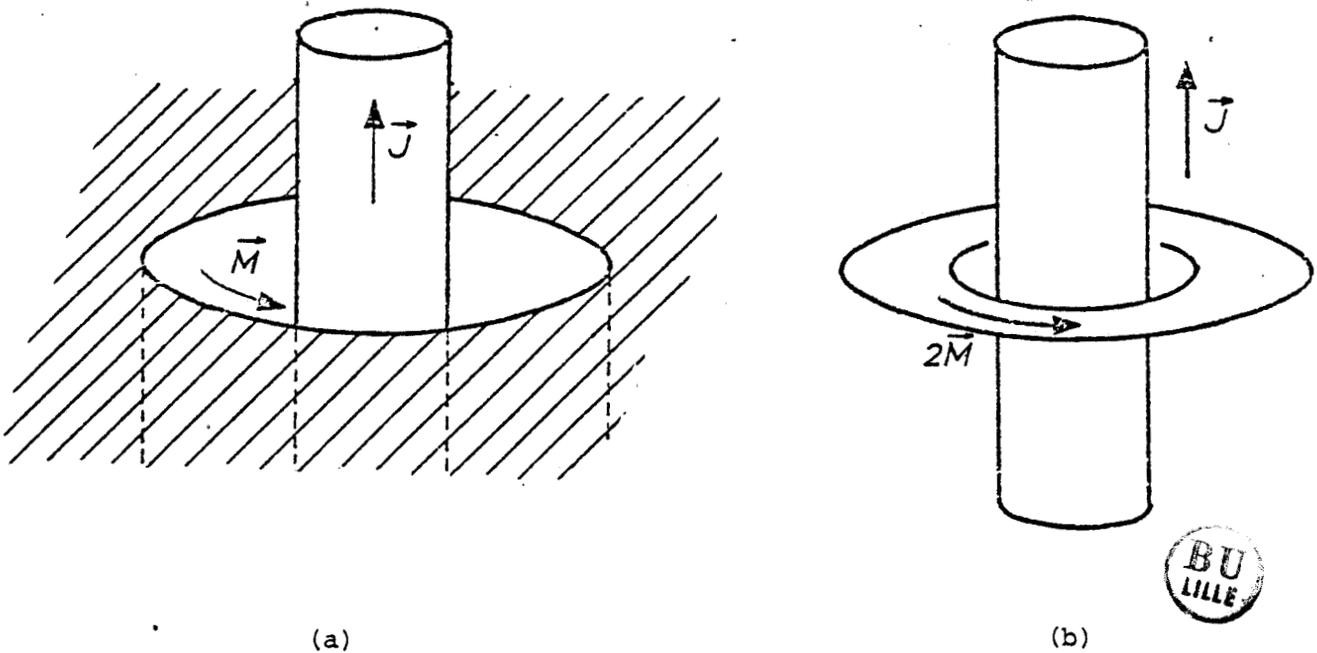


Fig.3.2. Principe des images appliqué à l'antenne monopôle sur plan de masse infini.

L'impédance d'entrée du doublet peut être écrite sous la forme d'un développement en série fonction de la fréquence [III.4].

$$Z(\omega) = \sum_{p=-1}^{\infty} A_p \omega^p \quad 3.11$$

où les A_p sont des nombres complexes, p un entier relatif et ω la pulsation de l'onde fournie par le générateur. Les termes d'ordre supérieur ou égal à trois peuvent être négligés, ce qui revient à écrire $Z(\omega)$:

$$Z(\omega) = A_{-1} \omega^{-1} + A_0 \omega^0 + A_1 \omega + A_2 \omega^2 \quad 3.12$$

ce qui nous permet d'attribuer aux termes A_p une signification :

- A_{-1} : capacité statique C de l'antenne
- A_0 : résistance R de pertes Joule de l'antenne
- A_1 : inductance propre L de l'antenne
- A_2 : coefficient représentatif de la puissance rayonnée par l'antenne, que nous écrirons A .

$Z(\omega)$ a alors pour expression :

$$Z(\omega) = \frac{1}{j\omega C} + R + j\omega L + A\omega^2 \quad 3.13$$

b) expression réduite de l'impédance d'entrée

Nous considérons l'antenne dont la configuration géométrique est définie figure 3.3.

L'hypothèse de fonctionnement dans le domaine quasi-statique est réalisée pour :

$$2\sqrt{|R|} \gg 1, \quad 4r^2 \ll h^2, \quad h \ll \lambda/4 \quad 3.14$$

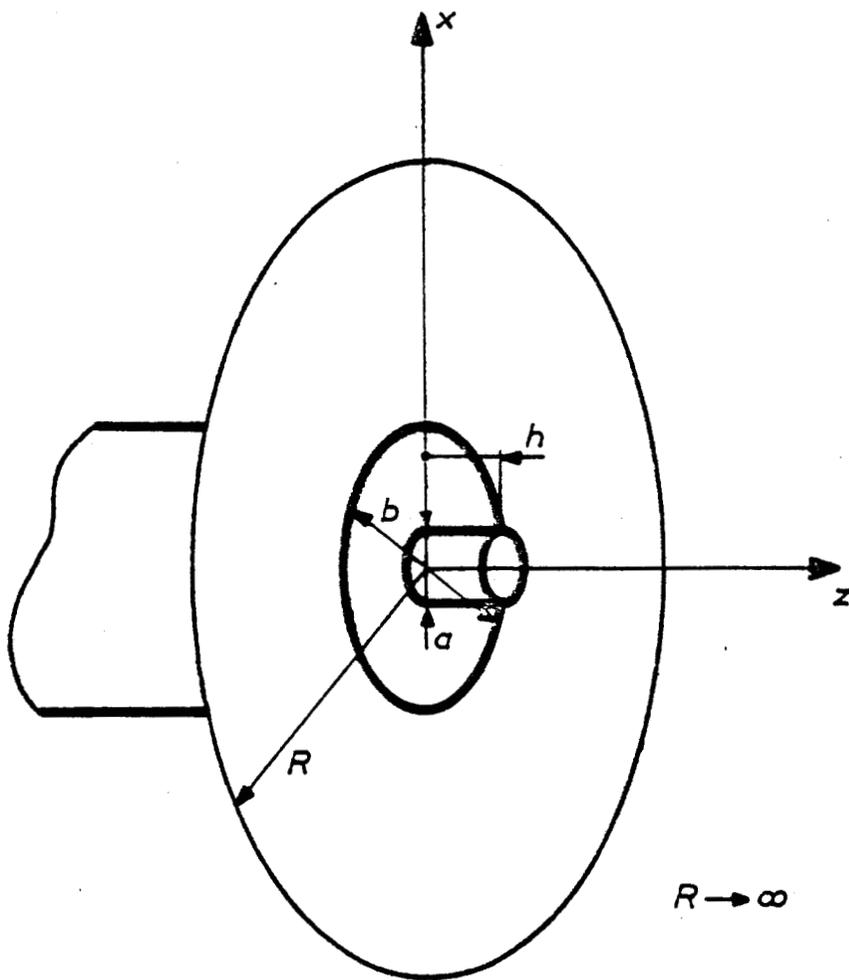


Fig. 3.3. Configuration géométrique de l'antenne

avec $|\gamma| = |\alpha - j\beta|$, le module de la constante de propagation, h , la hauteur de l'antenne, et r le rayon de l'antenne ($a/2$).

Dans cette hypothèse, l'on peut considérer la réactance présentée par l'inductance propre L comme négligeable devant celle due à la capacité statique C . Par ailleurs, la résistance de pertes Joule R peut être négligée. On peut alors écrire une expression réduite de l'impédance d'entrée :

$$Z(\omega) = \frac{1}{j\omega C} + A\omega^2$$

Le terme $A\omega^2$ s'identifie à une résistance dite résistance de rayonnement de l'antenne R_r pour les fréquences basses (i.e. fréquences très inférieures à la fréquence de première résonance).

Pour ce type d'antennes, on utilise plus fréquemment la notion de hauteur effective et l'on montre [III.2] que cette hauteur est liée à la résistance de rayonnement par :

$$R_r = 160 \pi^2 \left(\frac{2h_e}{\lambda_0} \right)^2 \quad 3.16$$

avec h_e la hauteur effective.

Notons que cette expression n'est applicable qu'à l'antenne sur plan de masse infini. Pour ce type d'antennes, la hauteur effective ne dépend que de la hauteur physique de l'antenne dans le domaine de l'approximation quasi-statique, et nous avons :

$$h_e = \frac{h}{2} \quad 3.17$$

qui, combinée à la relation 3.16 donne :

$$R_r = 160 \pi^2 \left(\frac{h}{\lambda_0} \right)^2 \quad 3.18$$

par l'égalité :

$$A\omega^2 = R_r \quad 3.19$$

On obtient :

$$A = 40 \frac{h^2}{c^2} \quad 3.20$$

avec c la célérité de la lumière en espace libre.

Pour la configuration des antennes que nous utilisons, A est compris entre 10^{-21} et $10^{-23} \Omega / (\text{rd/s})^2$.

Sous les mêmes hypothèses C est uniquement dépendante de la géométrie de l'antenne et peut donc faire l'objet d'un calcul.

Après avoir établi l'expression analytique de l'impédance d'entrée d'une antenne monopôle courte en espace libre, examinons les modifications apportées à cette impédance par la présence d'un milieu dissipatif.

III.2.3. Impédance d'entrée en milieu dissipatif

a) Théorie des modèles

Considérons l'antenne entourée par un milieu dissipatif conformément à la figure 3.4.

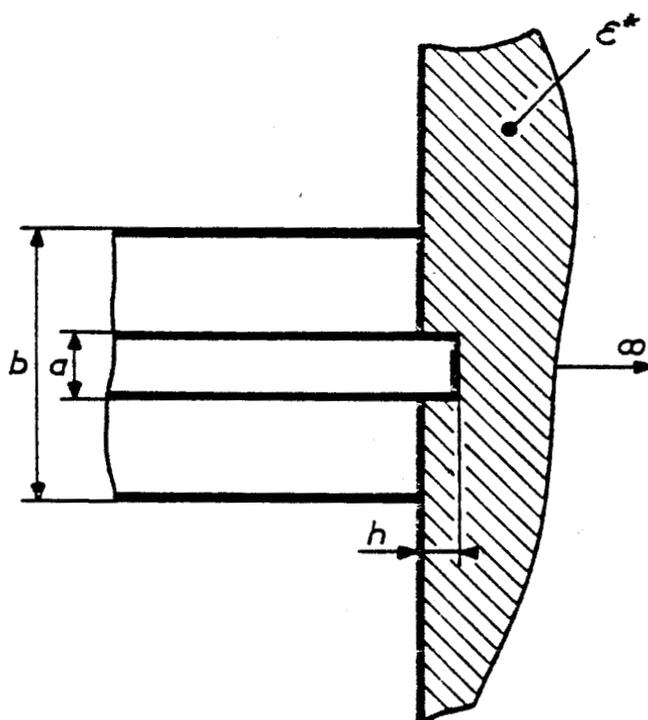


Fig. 3.4. Antenne monopôle en milieu dissipatif

La théorie des modèles permet de relier l'impédance d'entrée de l'antenne en espace libre à cette même impédance en milieu dissipatif [III.6]. La première partie de ce paragraphe est consacrée à l'exposé des principes fondamentaux de cette théorie, la seconde à l'application de ceux-ci à l'antenne monopôle courte sur plan de masse infini. Une troisième partie est ensuite consacrée à l'évolution fréquentielle théorique de cette impédance en fonction des dimensions de l'antenne et de la nature du milieu.

La théorie des modèles repose sur le principe suivant [III.5]: pour une antenne parfaitement conductrice, alimentée de façon ponctuelle, (i.e. accès petit devant la longueur d'onde), il est possible d'écrire un principe homothétique reliant l'impédance d'entrée dans le milieu d'indice n à la pulsation ω , à l'impédance d'entrée en espace libre à la pulsation $n\omega$.

Il appartient à DESCHAMPS [III.6] d'avoir montré que cette théorie, restreinte aux milieux d'indice réel n , pouvait étendre son champ d'application aux milieux d'indice complexe n^* , soit un milieu homogène de permittivité complexe ϵ^* , de perméabilité magnétique μ , les champs sont obtenus par un changement d'échelle des vecteurs \vec{E}_0 et \vec{H}_0 qui se traduit par :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon^*} \right)^{\frac{1}{2}} \quad 3.21$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 \left(\frac{\mu_0}{\mu^*} \right)^{\frac{1}{2}} \quad 3.22$$

La pulsation de travail ω_0 subit également un changement d'échelle :

$$\omega = \omega_0 \left(\frac{\mu_0 \epsilon_0}{\mu^* \epsilon^*} \right)^{\frac{1}{2}} \tag{3.23}$$

L'intégration du champ électrique dans la région d'alimentation de l'antenne d'un conducteur à l'autre permet d'écrire la différence de potentiel entre les conducteurs :

$$V = \int_a^b E ds \tag{3.24}$$

tandis que l'intégration le long d'une boucle (C) autour du conducteur central donne le courant d'entrée qui a pour expression :

$$I = \int_C H ds. \tag{3.25}$$

en gardant les mêmes chemins d'intégration pour le milieu de caractéristiques (ϵ_0, μ_0) et celui de caractéristiques (ϵ^*, μ^*) ; l'impédance $\frac{V}{I}$ varie comme le quotient E/H.

L'expression de Z ($\omega, \epsilon^*, \mu^*$) impédance d'entrée à la pulsation ω , dans le milieu de caractéristiques (ϵ^*, μ^*) est alors :

$$Z(\omega, \epsilon^*, \mu^*) = \left(\frac{\mu^*}{\epsilon^*} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}} Z \left[\omega \left(\frac{\mu^* \epsilon^*}{\mu_0 \epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}}, \epsilon_0, \mu_0 \right] \tag{3.26}$$

en introduisant l'indice complexe :

$$n^* = \sqrt{\frac{\mu^* \epsilon^*}{\mu_0 \epsilon_0}} \quad 3.27$$

et les impédances intrinsèques des milieux :

$$\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \quad 3.28$$

$$\eta^* = \sqrt{\frac{\mu^*}{\epsilon^*}} \quad 3.29$$

nous avons pour l'expression (3.26) :

$$\frac{1}{\eta^*} [Z(\omega, \epsilon^*, \mu^*)] = \frac{1}{\eta_0} [Z(n^* \omega, \epsilon_0, \mu_0)] \quad 3.30$$

b) Expression analytique de l'impédance d'entrée de l'antenne en milieu dissipatif.

Nous considérons ici un milieu dissipatif :

- homogène et isotrope
- de perméabilité magnétique μ_0 .

En écrivant :

$$n^* = \sqrt{\frac{\mu^* \epsilon^*}{\mu_0 \epsilon_0}} = \sqrt{\frac{\epsilon^*}{\epsilon_0}} \quad 3.31$$

$$\eta^* = \sqrt{\frac{\mu^*}{\epsilon^*}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \quad 3.32$$

$$\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \quad 3.33$$

l'expression 3.30 devient :

$$Z(\omega, \epsilon^*) = \frac{1}{n^*} [Z(n^* \omega, \epsilon_0)] \quad 3.34$$

Le paragraphe III.2.2. nous a permis d'écrire l'impédance d'entrée en espace libre sous la forme :

$$Z(\omega) = \frac{1}{j\omega C} + A\omega^2 \quad 3.35$$

L'emploi de la relation (3.34) nous permet d'obtenir l'impédance d'entrée en milieu dissipatif :

$$Z(\omega, \epsilon^*) = \frac{1}{n^*} \left(A\omega^2 n^{*2} + \frac{1}{j\omega n^* C} \right) \quad 3.36$$

avec $n^* = n' - jn''$

Les composantes résistive et réactive de l'impédance

d'entrée s'écrivent :

$$R(\omega, n', n'') = A \omega^2 n' + \frac{2 n' n''}{(n'^2 + n''^2)^2 \omega C} \quad 3.37$$

$$X(\omega, n', n'') = -A \omega^2 n'' - \frac{n'^2 - n''^2}{(n'^2 + n''^2)^2 \omega C} \quad 3.38$$

soit, en fonction de ϵ' et ϵ'' par les relations :

$$n' = \left[\frac{1}{2} (\epsilon' + (\epsilon'^2 + \epsilon''^2)^{\frac{1}{2}}) \right]^{\frac{1}{2}} \quad 3.39$$

$$n'' = \left[\frac{1}{2} (-\epsilon' + (\epsilon'^2 + \epsilon''^2)^{\frac{1}{2}}) \right]^{\frac{1}{2}} \quad 3.40$$

$$R(\omega, \epsilon', \epsilon'') = A \omega^2 \left[\frac{1}{2} (\epsilon' + (\epsilon'^2 + \epsilon''^2)^{\frac{1}{2}}) \right]^{\frac{1}{2}} + \frac{\epsilon''}{(\epsilon'^2 + \epsilon''^2) \omega C} \quad 3.41$$

$$X(\omega, \epsilon', \epsilon'') = -A \omega^2 \left[\frac{1}{2} (-\epsilon' + (\epsilon'^2 + \epsilon''^2)^{\frac{1}{2}}) \right]^{\frac{1}{2}} - \frac{\epsilon'}{(\epsilon'^2 + \epsilon''^2) \omega C} \quad 3.42$$

L'ensemble des relations (3.37) et (3.38), ou (3.41) et (3.42) établit le lien entre l'impédance d'entrée de l'antenne et les caractéristiques (ϵ', ϵ'') du milieu. Notons que ces relations ne sont valables que pour une antenne sur plan de masse infini.

Une inversion des relations R et X devrait permettre d'accéder à la permittivité complexe. Cependant, ceci n'est pas toujours possible. Dans ce cas, nous avons recours à une solution numérique itérative qui est présentée au paragraphe III.4.

Le paragraphe suivant a pour objet de montrer les évolutions fréquentielles de R et X évaluées par le calcul (relations (3.37) et (3.38)).

c) Evolution fréquentielle de R et X

Nous avons voulu ici étudier l'influence des paramètres A et C sur R et X, et ceci en fonction des paramètres diélectriques du milieu dissipatif. Nous considérons des valeurs de A et C qui correspondent à certains de nos capteurs réellement utilisés, soit :

$$A = 0, \quad A = 0,510^{-21}; \quad A = 110^{-21}$$

$$C = 0,060 \text{ pF} ; \quad C = 0,068 \text{ pF}$$

A partir de l'hypothèse quasi-statique, l'évolution de ces paramètres peut être résumée comme suit :

- A ne dépend que de la hauteur h du monopôle (relation 3.20),
- C dépend à la fois de h et de b-a.

Nous avons traité des cas combinant les valeurs précédemment citées de A et C. La permittivité des milieux choisis se rapproche de celle des milieux biologiques et présente une évolution fréquentielle de type Cole et Cole.

$$\epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon'' = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{1 + (j\omega\tau)^{1-\alpha}}$$

3.43

avec $\epsilon_0 = \epsilon$ pour $\omega = 0$,

$\epsilon_\infty = \epsilon$ pour $\omega = \text{infini}$,

τ : le temps de relaxation,

$\lambda_c = 2\pi\tau$, la longueur d'onde caractéristique

α : le paramètre de distribution des temps de relaxation.

Le tableau 3.1 résume les caractéristiques des milieux [III.9].

Milieu	ϵ_0	ϵ_∞	λ_c (cm)	α	Analogie avec les tissus biologiques
Acétone	21,2	1,9	0,75	0,03	adipeux, faible teneur en eau.
Bromobenzène	5,39	2,46	3,09	0,09	adipeux, faible teneur en eau.
Ethylène Glycol	38,7	2,6	20	0,14	faible teneur en eau
Ethanol	25,07	4,2	27,0	0	forte teneur en eau.

Tableau 3.1. Caractéristiques diélectriques des milieux.



Nous donnons figures 3.5, 3.6, 3.7 les évolutions de R et X.

L'examen de ces courbes met bien en relief l'influence respective du terme de rayonnement A et de la capacité statique C. On peut noter que le terme A présente une influence faible sur R et X jusqu'à une fréquence de l'ordre de 4 GHz pour les produits à fortes pertes. Ceci permet la simplification des expressions (3.41) et (3.42) qui deviennent :

$$R(\omega, \epsilon', \epsilon'') = \frac{\epsilon''}{(\epsilon'^2 + \epsilon''^2)\omega C} \quad 3.44$$

$$X(\omega, \epsilon', \epsilon'') = - \frac{\epsilon'}{(\epsilon'^2 + \epsilon''^2)\omega C} \quad 3.45$$

Notons l'influence négligeable de A sur la réactance X, dans la gamme de fréquences présentée, qui permet de prendre l'équation (3.45) comme expression générale de X.

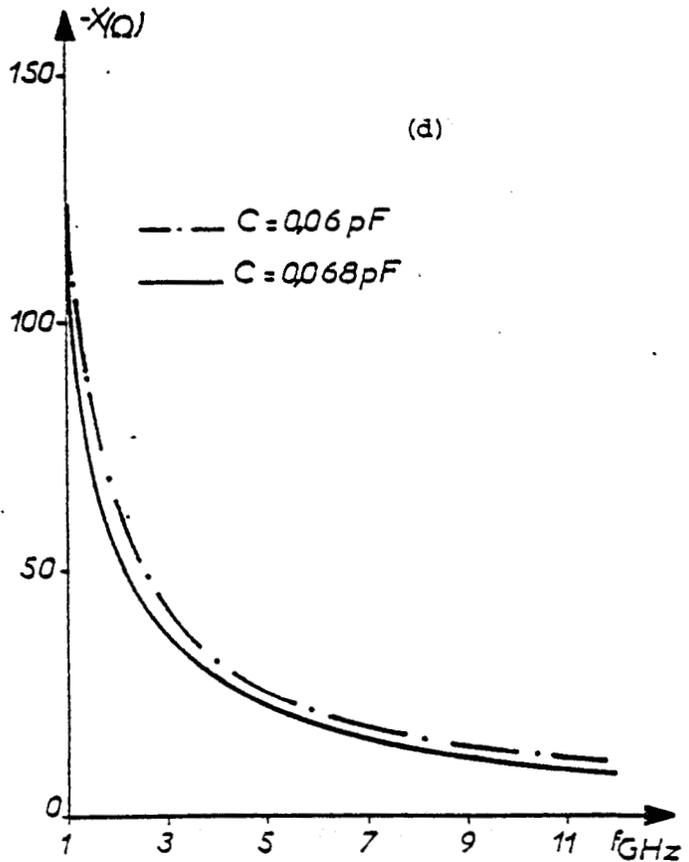
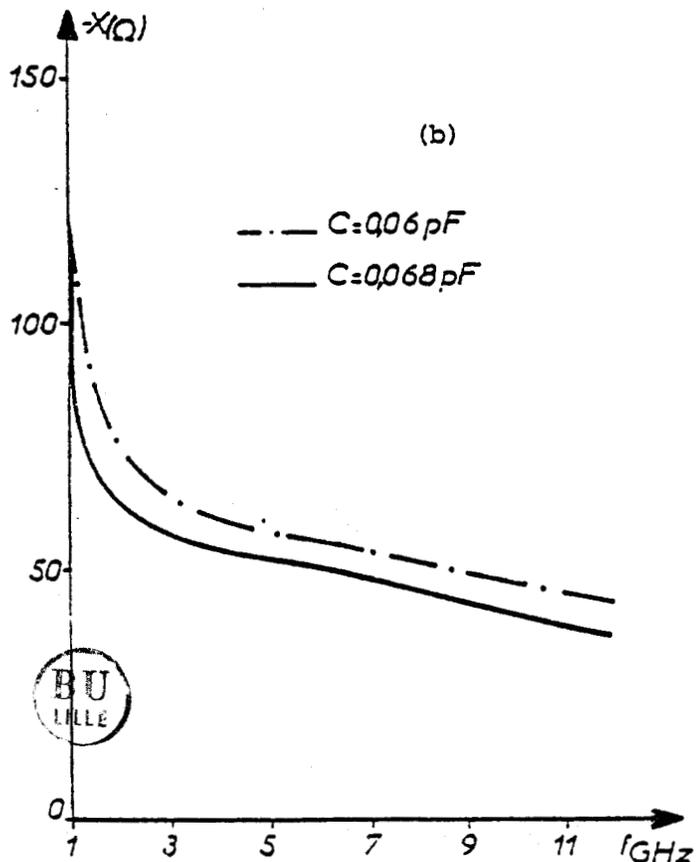
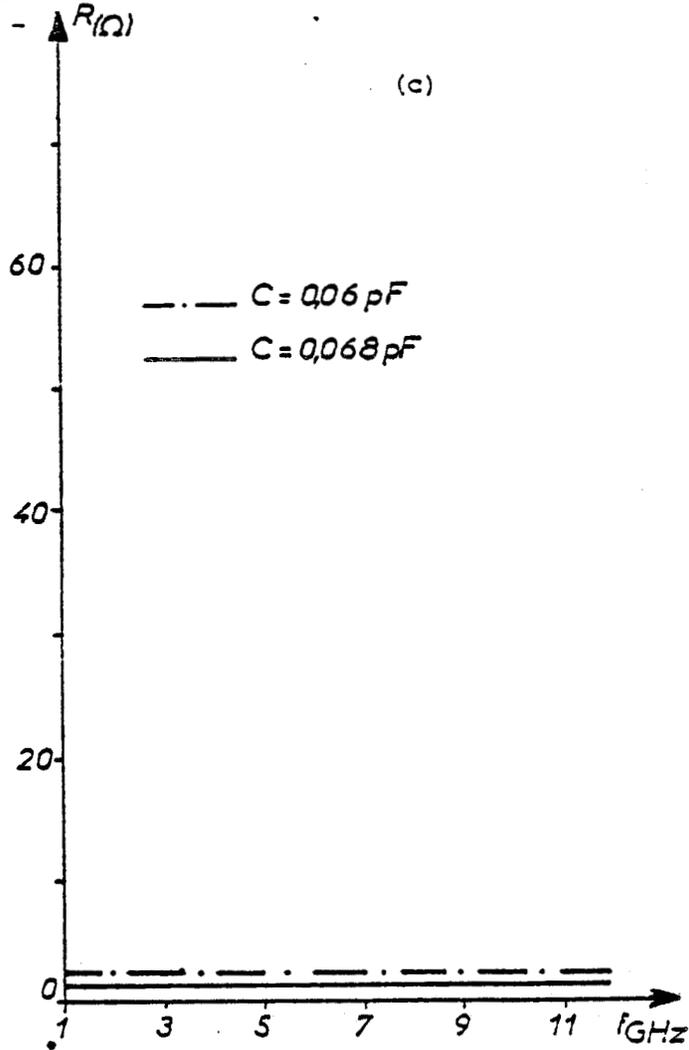
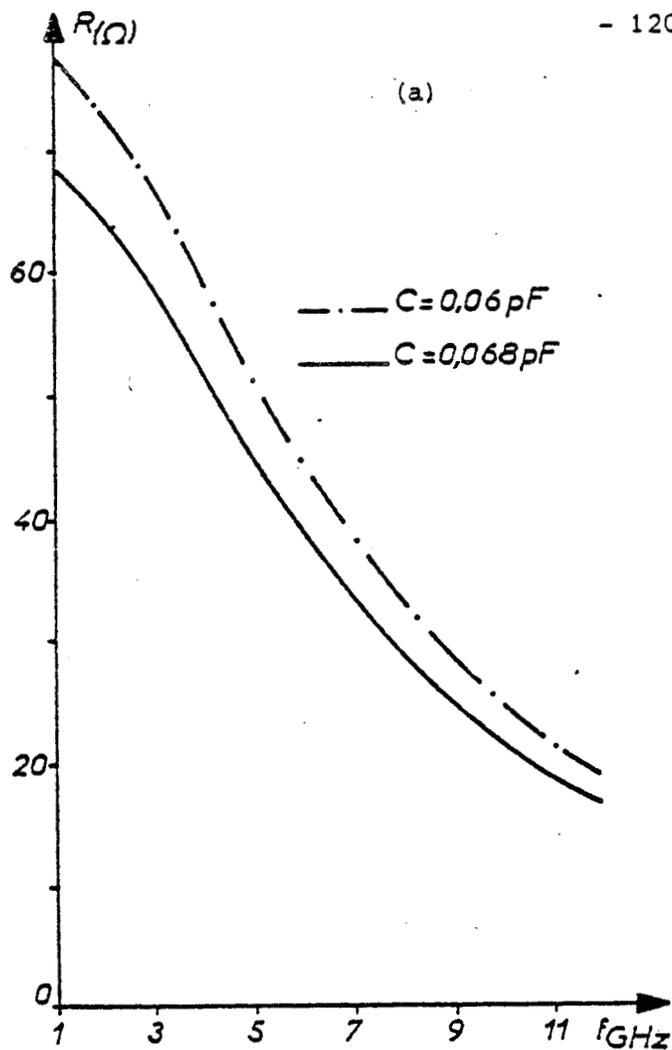


Fig. 3.5. Evolution fréquentielle de R et X pour l'éthanol
— (a et b), pour l'acétone (c et d). $A = 0$

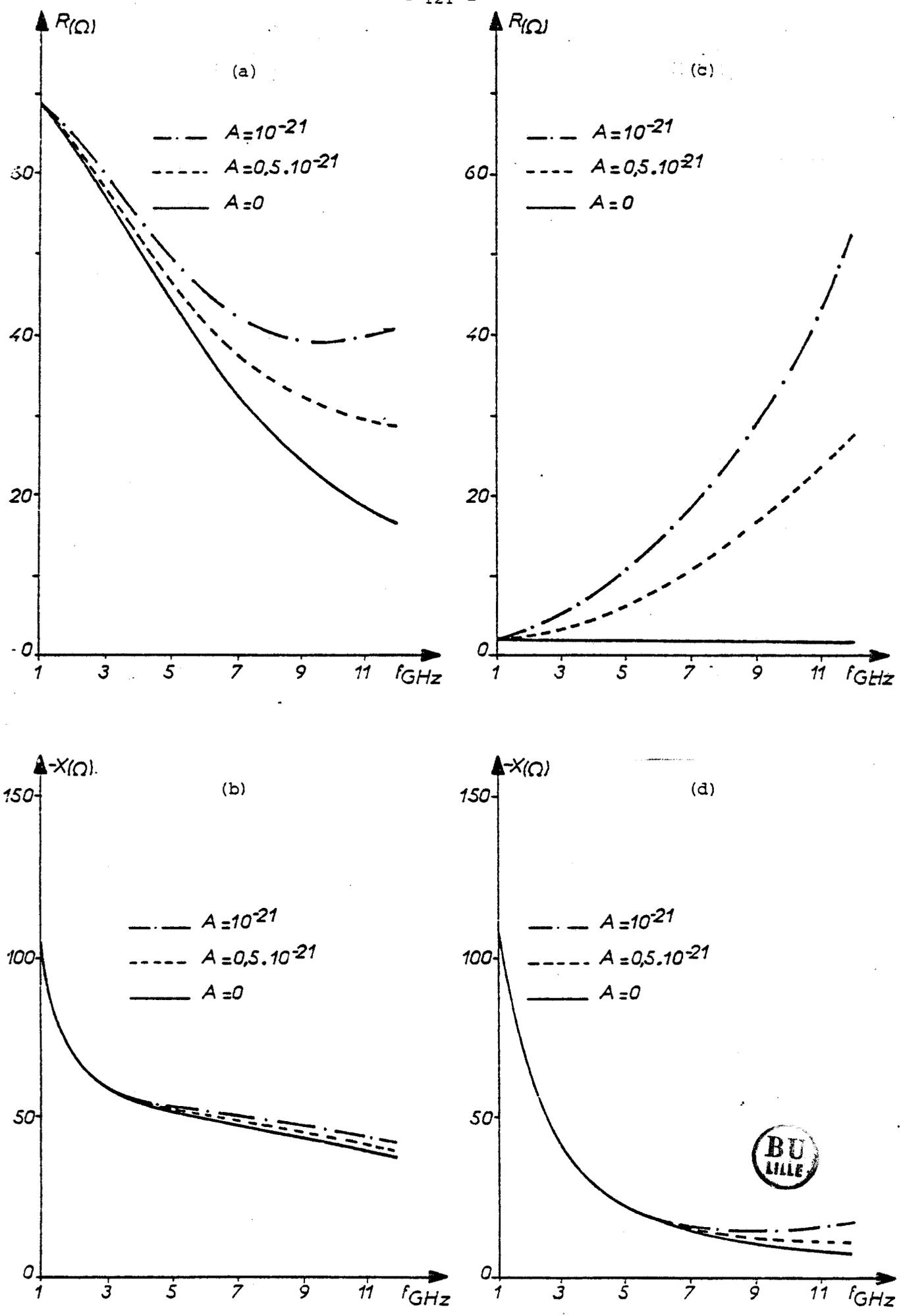


Fig. 3.6. Evolution fréquentielle de R et X pour l'éthanol (a) et (b) et pour l'acétone (c) et (d). $C = 0,068$ pF



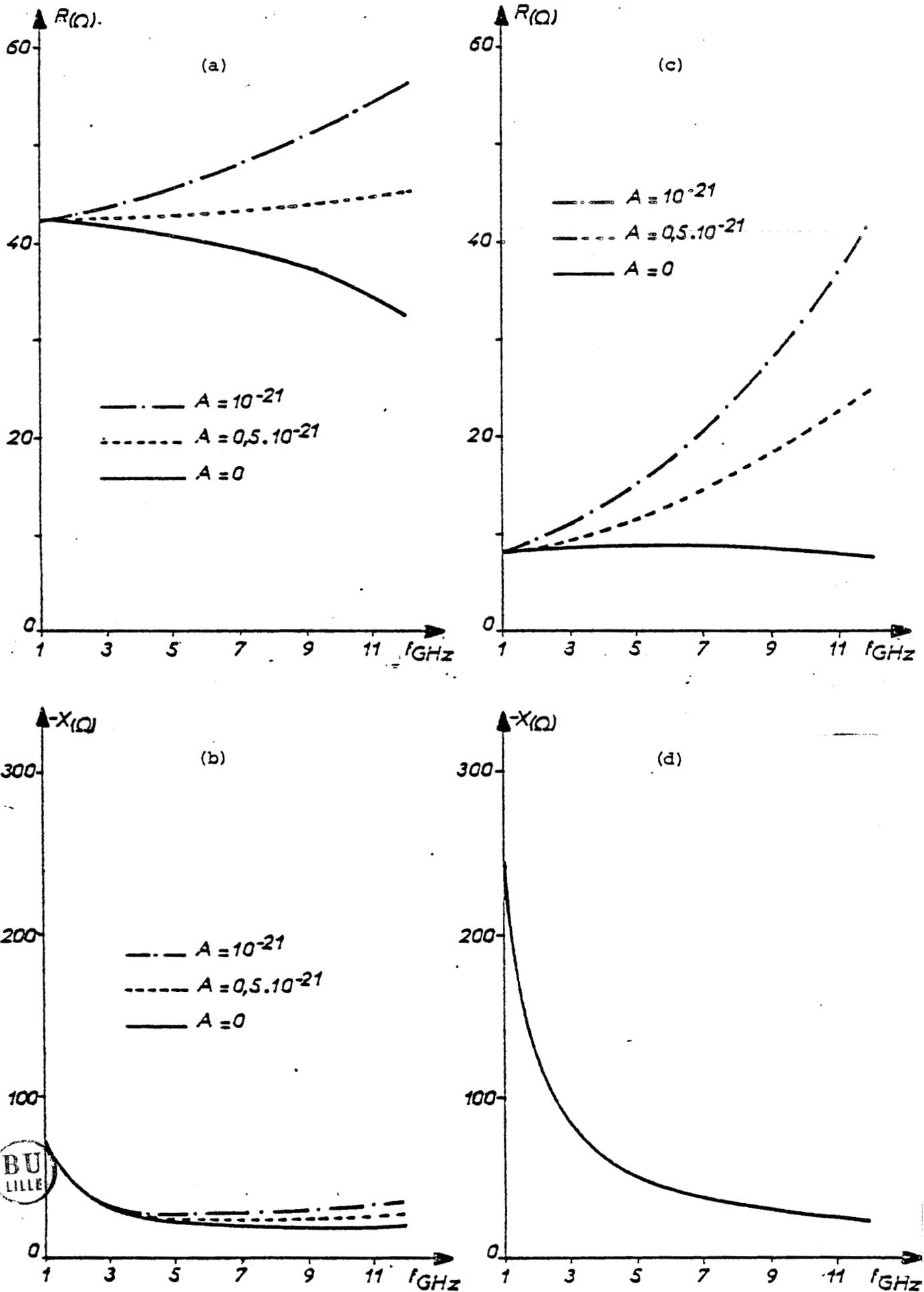


Fig. 3.7. Evolution fréquentielle de R et X pour l'éthylène glycol (a) et (b) bromobenzène (c) et (d).
 $C = 0,068 \text{ pF}$

III.3. IMPÉDANCE D'ENTRÉE DE L'ANTENNE MONOPOLE RÉELLE

III.3.1. Influence de la réduction du plan de masse

a) Nécessité d'un plan de masse réduit.

L'étude précédente a été effectuée pour un monopôle sur plan de masse infini. Cependant, une telle configuration ne permet en pratique d'introduire le monopôle qu'à une très faible profondeur sous la surface du milieu à étudier.

De façon à pouvoir insérer l'antenne monopôle en tout point du milieu, nous avons été amenés à réduire le plan de masse à la section droite du conducteur extérieur du câble coaxial, comme le montre la figure 3.8.

Il est évident qu'une telle configuration va modifier l'impédance d'entrée de l'antenne monopôle. Le but de ce paragraphe est d'estimer la valeur de cette modification et dans quelle mesure elle pourra être négligée.

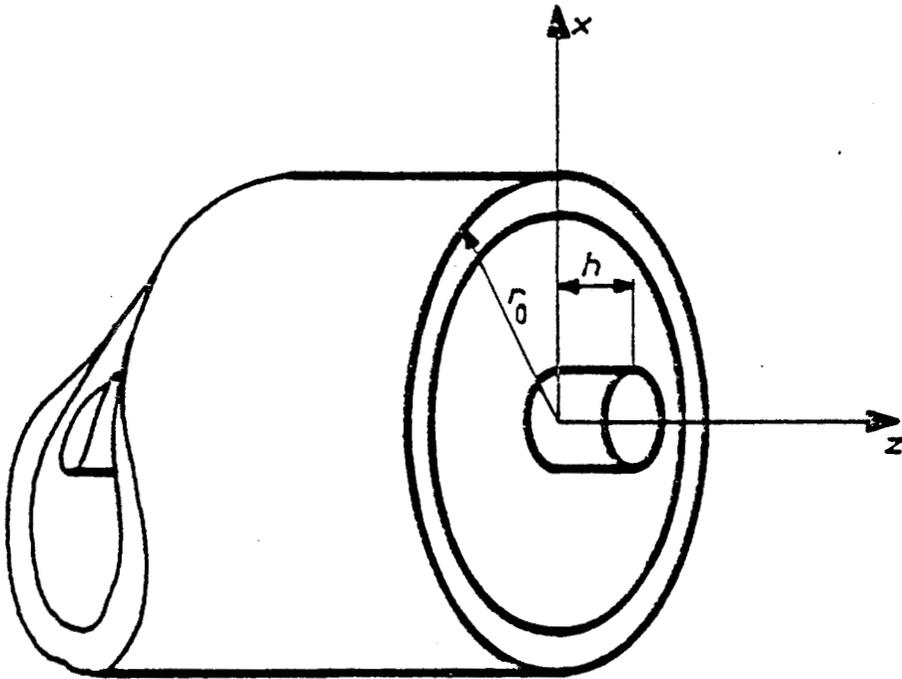


Fig. 3.8. Réduction du plan de masse de l'antenne monopôle

b) Expressions théoriques de la variation d'impédance apportée par un plan de masse réduit

Il appartient à STORER [III.7] d'avoir donné l'expression théorique de la différence ΔZ entre l'impédance sur plan de masse réduit, de rayon r_0, Z_r , et l'impédance sur plan de masse infini Z_∞ ,

$$\Delta Z = Z - Z_\infty = \frac{j\eta}{4\pi\gamma r_0} \exp(-j2\gamma r_0) \left| \gamma \int_0^h \frac{I(z)}{I(0)} dz \right|^2 \left[1 + \frac{\exp(-j[2\gamma r_0 + 3\pi/4])}{(4\pi\gamma r_0)^{1/2}} \right]^{-1} \quad 3.46$$

BAHL et STUCHLY [III.8] introduisent une distribution de courant dans l'antenne du type :

$$I(z) = I(0) \frac{\sin\gamma(h-z)}{\sin\gamma h} \quad 3.47$$

proposée par KING [III.9], sous les conditions suivantes :

$$|\gamma| h \ll \pi/2 \quad \text{et} \quad I(h) = 0$$

quelles que soient les caractéristiques du matériau.

Dans ces conditions les parties résistive et réactive ΔR et ΔX de ΔZ s'écrivent :

$$\Delta R = \frac{15}{(\pi r/\lambda_0)} \times \frac{[\cos(\beta h) - \text{ch}(\alpha h)]^2}{\text{sh}^2(\beta h) + \sin^2(\beta h)} \times \frac{Q \sin(2\beta r) - P \cos(2\beta r)}{P^2 + Q^2} \quad 3.48$$

$$\Delta X = \frac{15}{(\pi r/\lambda_0)} \times \frac{[\cos(\beta h) - \text{ch}(\alpha h)]^2}{\text{sh}^2(\beta h) + \sin^2(\beta h)} \times \frac{P \sin(2\beta r) - Q \cos(2\beta r)}{P^2 + Q^2} \quad 3.49$$

$$P = \epsilon'' [\exp(2\alpha r) + \cos(\phi/K)] - \epsilon' \sin(\phi/K) \quad 3.50$$

$$Q = \epsilon' [\exp(2\alpha r) + \cos(\phi/K)] - \epsilon'' \sin(\phi/K) \quad 3.51$$

$$K = [4\pi r (\alpha^2 + \beta^2)^{1/2}]^{1/2} \quad 3.52$$

$$\phi = \frac{1}{2} [\text{tg}(\alpha/\beta)] - \frac{3\pi}{4} - 2\beta r \quad 3.53$$

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left[\frac{\epsilon'}{2} \left(\left(1 + \left(\frac{\epsilon''}{\epsilon'} \right)^2 \right)^{1/2} - 1 \right) \right]^{1/2} \quad 3.54$$

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left[\frac{\epsilon'}{2} \left(\left(1 + \left(\frac{\epsilon''}{\epsilon'} \right)^2 \right)^{1/2} + 1 \right) \right]^{1/2} \quad 3.55$$

c) Evaluation numérique des grandeurs ΔR et ΔX correspondant à la réduction du plan de masse

Les relations (3.48) et (3.49) ont été évaluées numériquement pour les milieux utilisés lors de l'étude de l'impédance au paragraphe III.2. Cette étude a été réalisée pour une monopôle en câble coaxial UT 85 dont les caractéristiques sont résumées ci-dessous.

Diamètre du conducteur intérieur (mm)	Diamètre du conducteur extérieur (mm) $2r$	Diamètre du diélectrique (mm)
0,51	2,2	1,78

Tableau III.2. Caractéristiques dimensionnelles du câble coaxial UT 85.

La hauteur h varie de 0,1 à 1 mm. Les courbes des figures 3.9 à 3.12 donnent les écarts ΔR et ΔX correspondants à $h = 1$ et 0,5 mm. On peut remarquer sur l'ensemble des courbes que les termes correctifs varient lentement avec la fréquence, dans la bande 1 à 12 GHz. En outre, les termes correctifs vers 10 GHz sont généralement plus importants que vers quelques gigahertz.

Ces courbes peuvent être rapprochées des courbes d'impédance 3.5, 3.6 et 3.7 donnant R et X dans les mêmes conditions. Les figures 3.13 et 3.14 donnent les évolutions en fonction de la fréquence des valeurs absolues de $\frac{\Delta R}{R}$ et $\frac{\Delta X}{X}$ pour quatre liquides polaires.

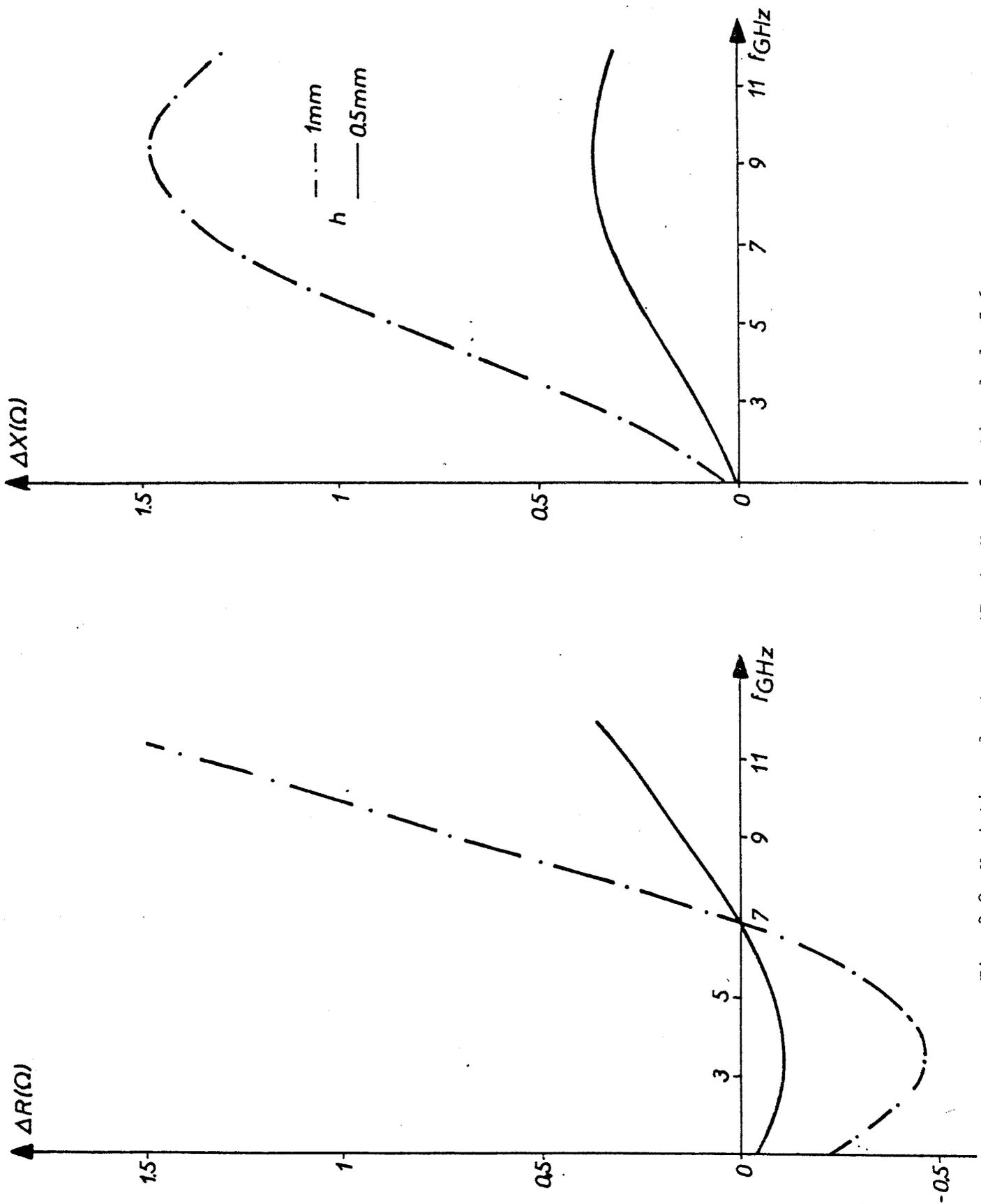


Fig. 3.9. Variations des termes ΔR et ΔX en fonction de la fréquence pour une sonde UT 85 dans l'éthanol.

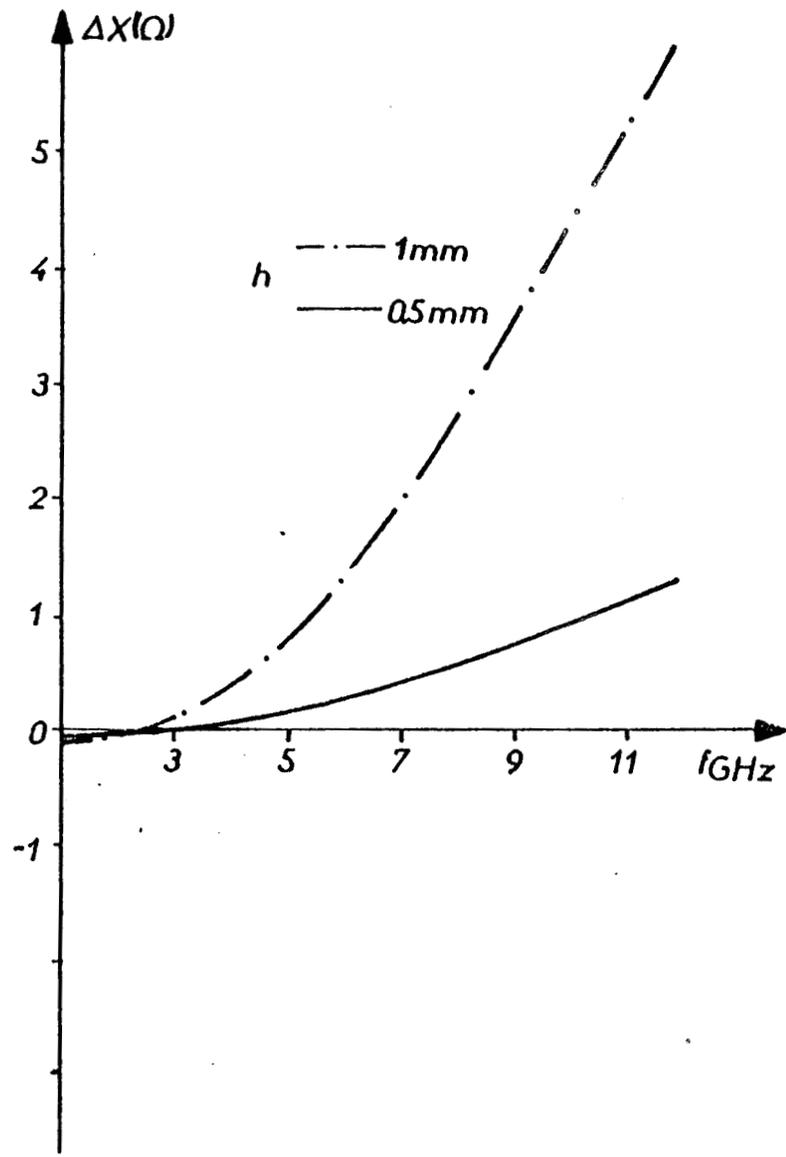
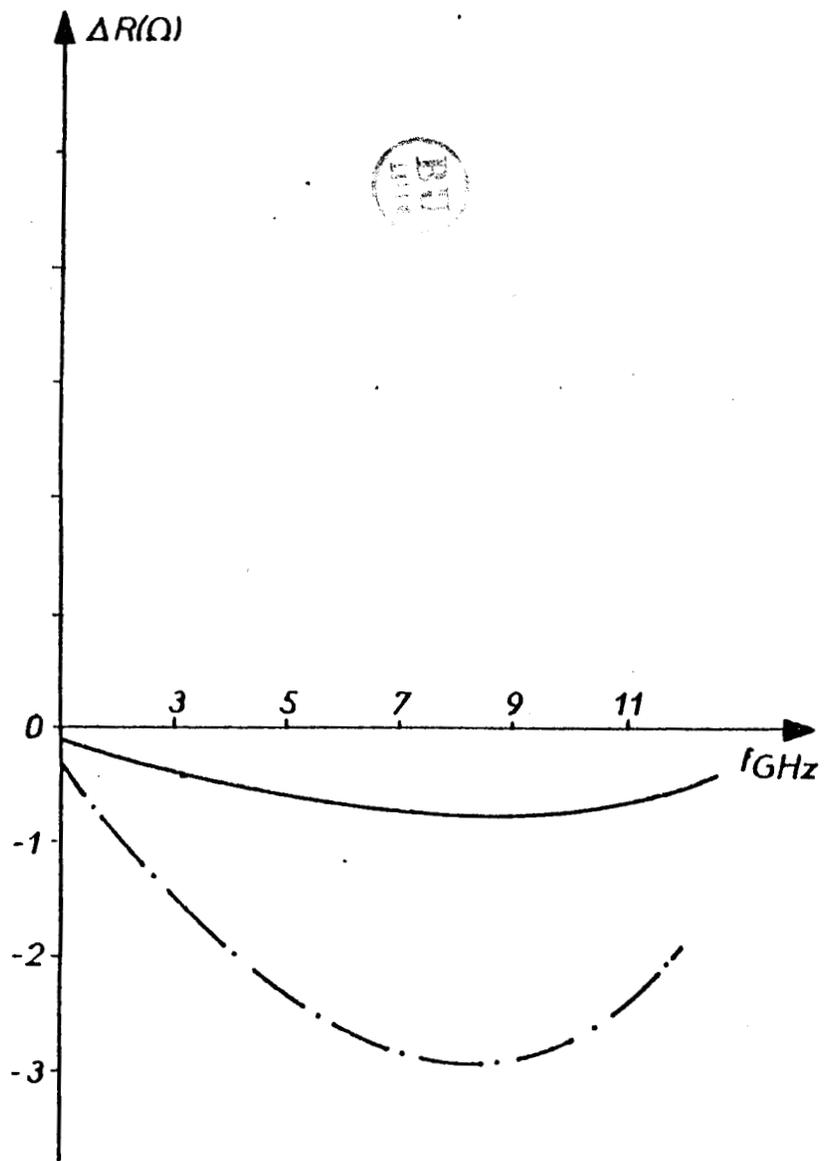


Fig. 3.10. Variations des termes ΔR et ΔX en fonction de la fréquence pour une sonde UT 85 dans l'éthylène glycol

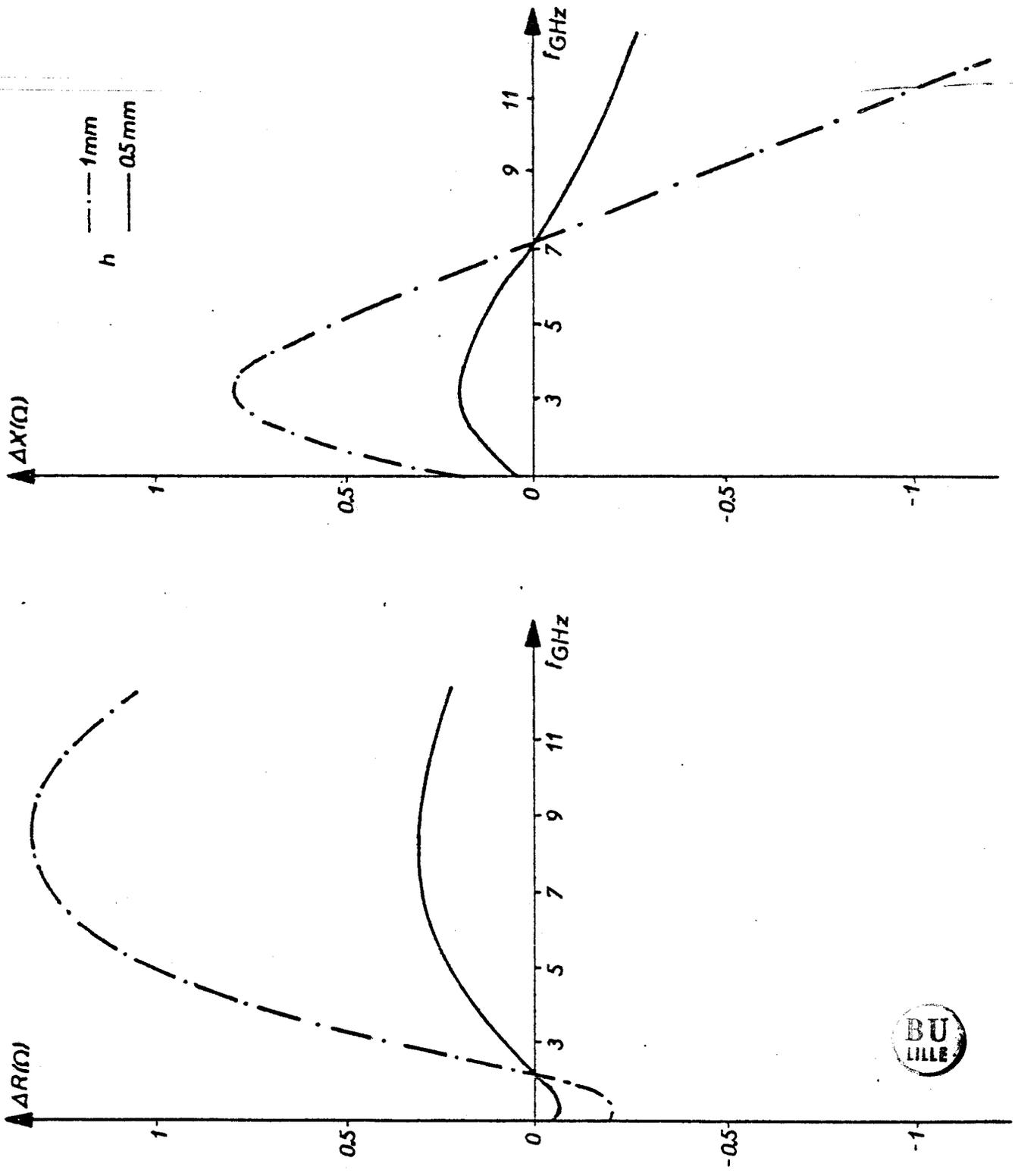


Fig. 3.11. Variation des termes ΔR et ΔX en fonction de la fréquence pour une sonde UT 85 dans l'acétone.



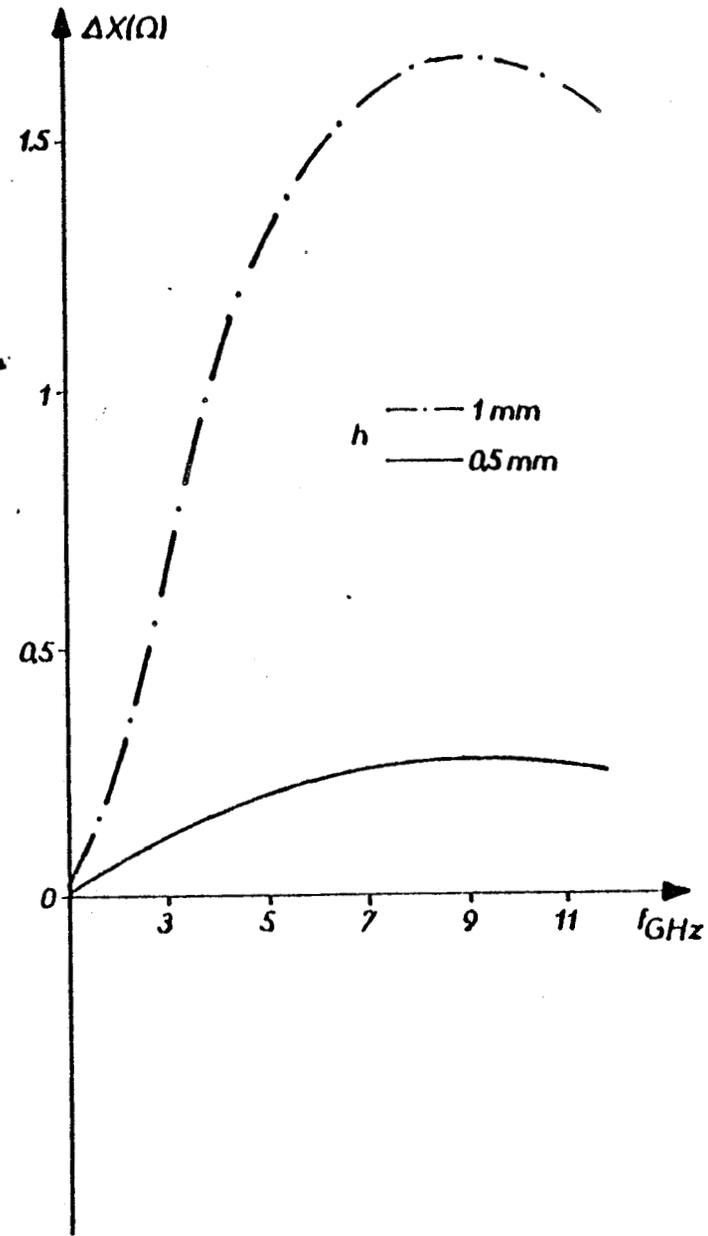
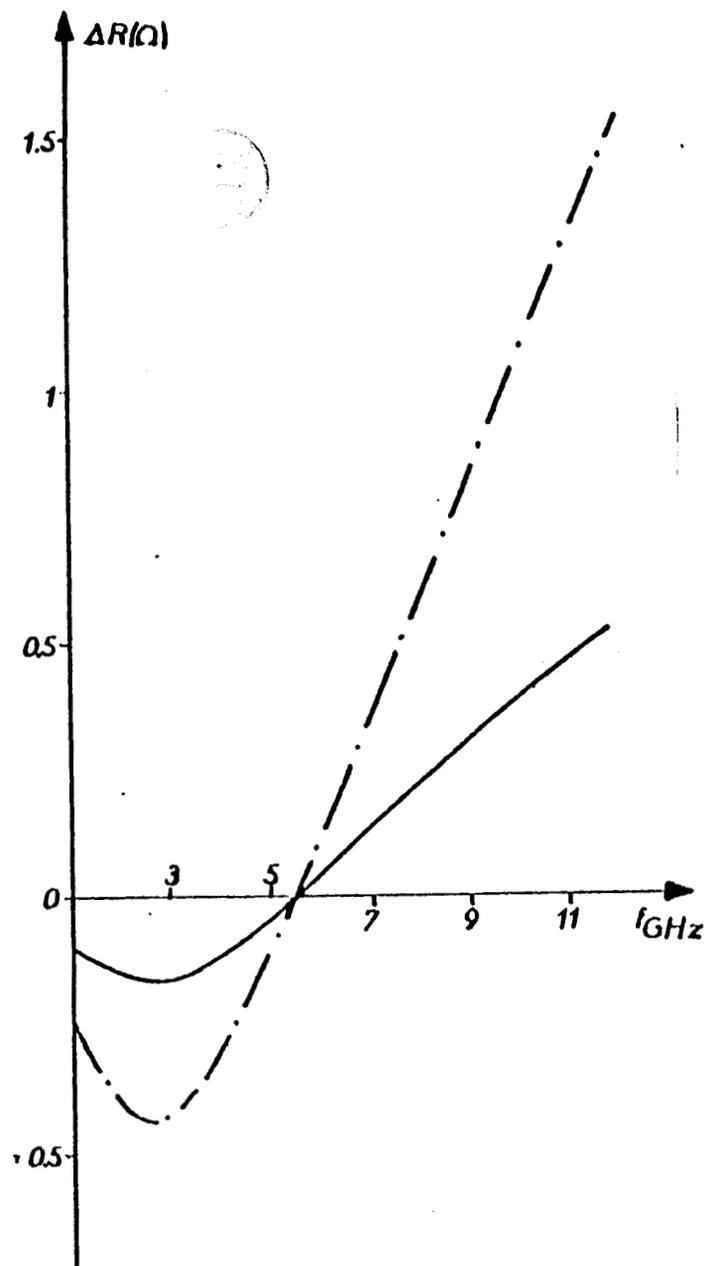


Fig. 3.12. Variation des termes ΔR et ΔX en fonction de la fréquence pour une sonde UHF 85 dans le bromobenzène

Ces courbes montrent que l'erreur relative commise peut être très différente selon les produits employés, dont les variations de permittivité sont données figure 3.15 (a) et (b).

Remarquons :

- qu'aux fréquences supérieures à 7 GHz, l'erreur relative sur X est du même ordre pour l'éthanol et l'éthylène glycol.
- que sur toute la bande, il y a identité entre l'erreur relative sur X du bromobenzène et celle de l'éthanol.
- que l'erreur relative sur R pour le bromobenzène présente une évolution très proche de celle de l'éthanol.

On peut noter que l'étalonnage de l'antenne qui consiste à mesurer R et X dans un liquide ϵ' et ϵ'' connus pourra être effectué dans

l'éthanol pour une fréquence inférieure à 3GHz donnant $\frac{\Delta R}{R} < 0,8\%$

et $\frac{\Delta X}{X} < 0,7\%$

Quant à la mesure de permittivité, nous avons évalué l'erreur relative commise dans le cas de mesures où des fréquences inférieures à 4 GHz : bande où l'on peut employer la formulation simplifiée (relations 3.44 et 3.45). Cette erreur est donnée par :

$$\frac{\Delta \epsilon'}{\epsilon'} = \frac{1}{R^2 + X^2} \left(|R^2 - X^2| \frac{\Delta X}{X} + 2R^2 \frac{\Delta R}{R} \right) \quad 3.56$$

$$\frac{\Delta \epsilon''}{\epsilon''} = \frac{1}{R^2 + X^2} \left(|R^2 - X^2| \frac{\Delta R}{R} + 2X^2 \frac{\Delta X}{X} \right) \quad 3.57$$

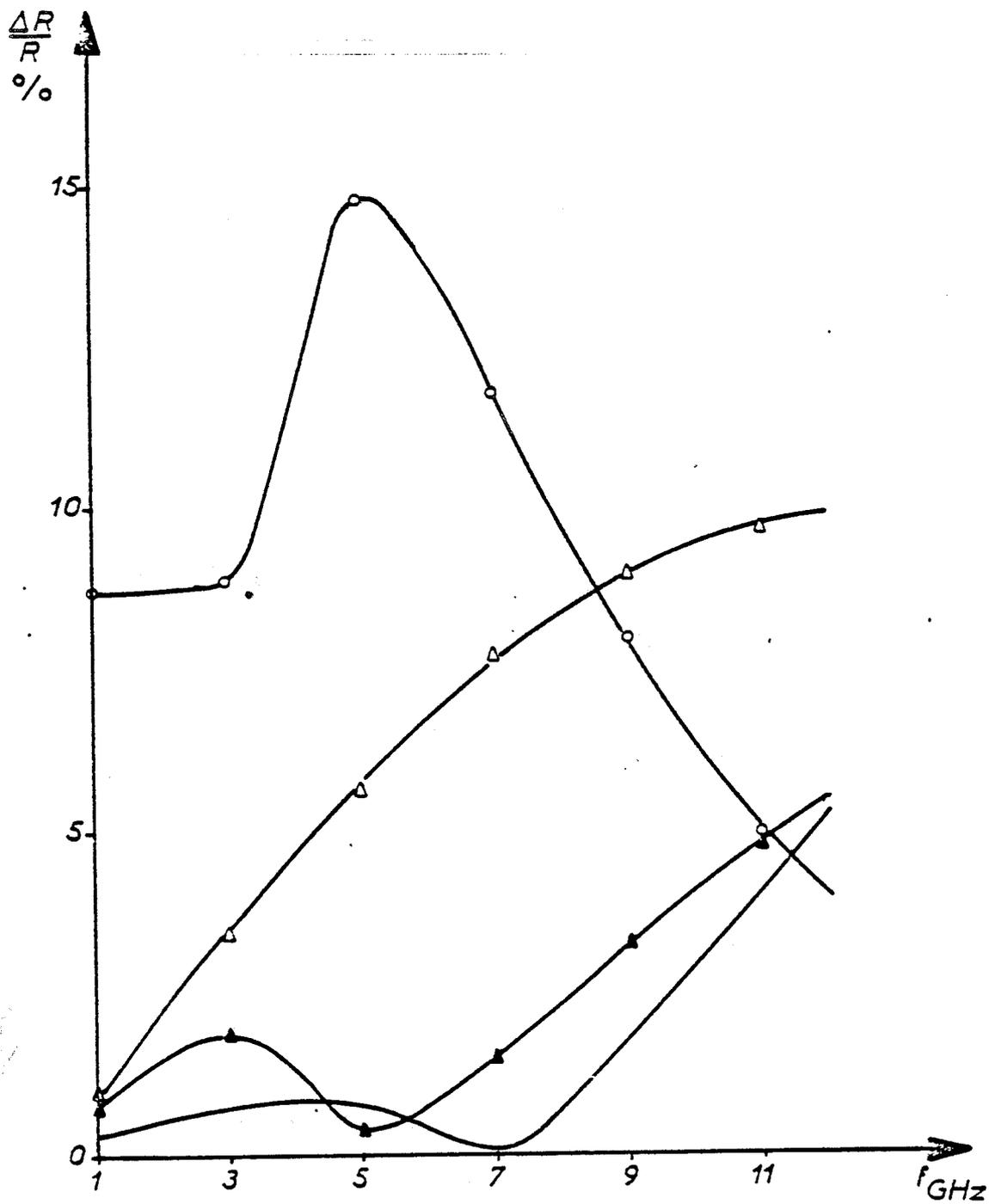


Fig. 3.13. Evolution de $|\Delta R/R|$ ($A = 10^{-21}$, $c = 0,068$ pF) pour l'acétone (o), l'éthylène glycol (Δ), le bromobenzène (▲) et l'éthanol-en fonction de la fréquence.

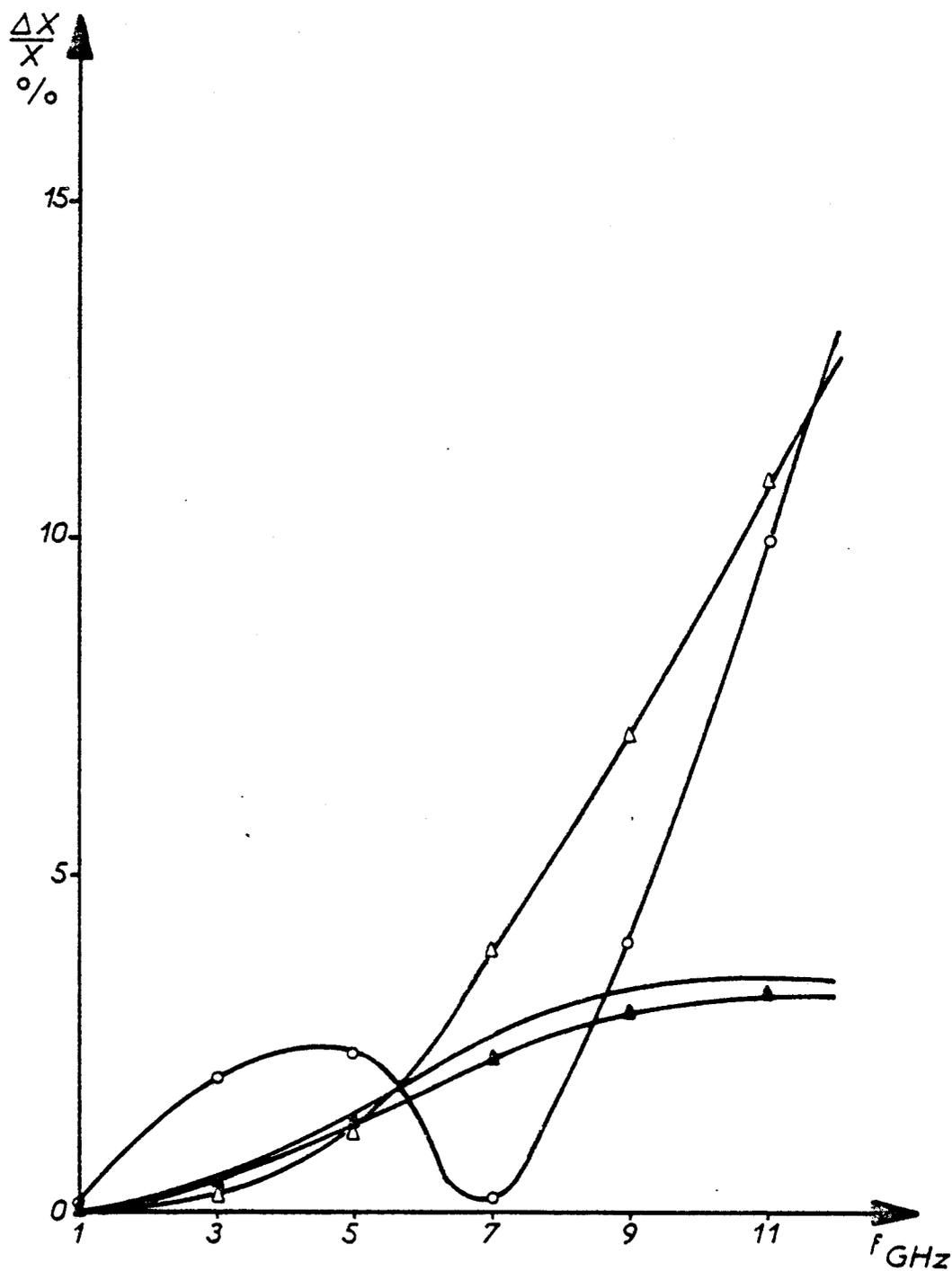


Fig. 3.14. Evolution de $|\Delta X/X|$ ($A = 10^{-21}$, $C = 0,068\text{pF}$) pour l'acétone (o), l'éthylène glycol (Δ), le bromobenzène (Δ) et l'éthanol-en fonction de la fréquence.

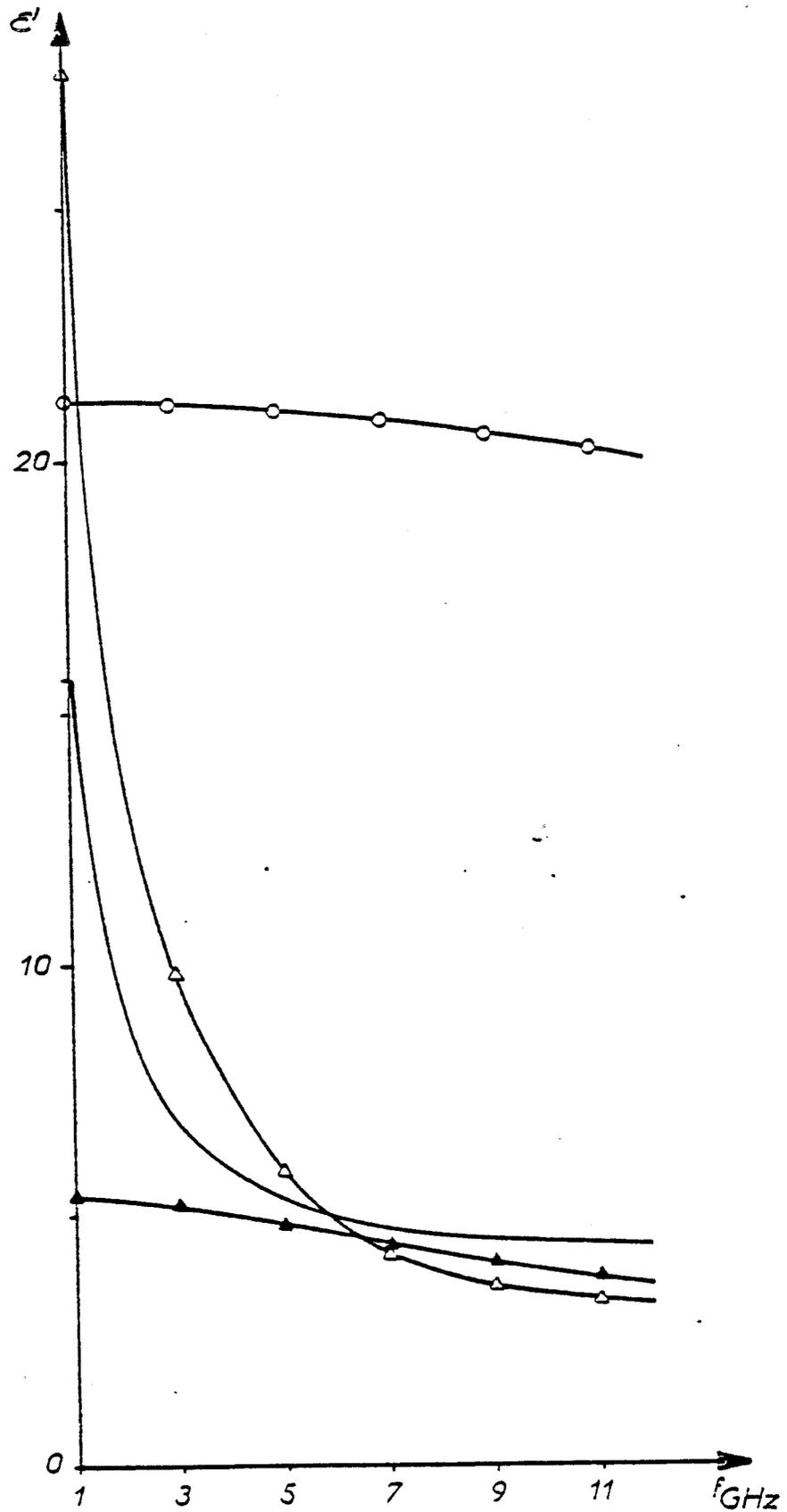


Fig. 3.15 (a) Evolution de ϵ' pour l'acétone (o), l'éthylène glycol (Δ), le bromobenzène (\blacktriangle), et l'éthanol-en fonction de la fréquence.

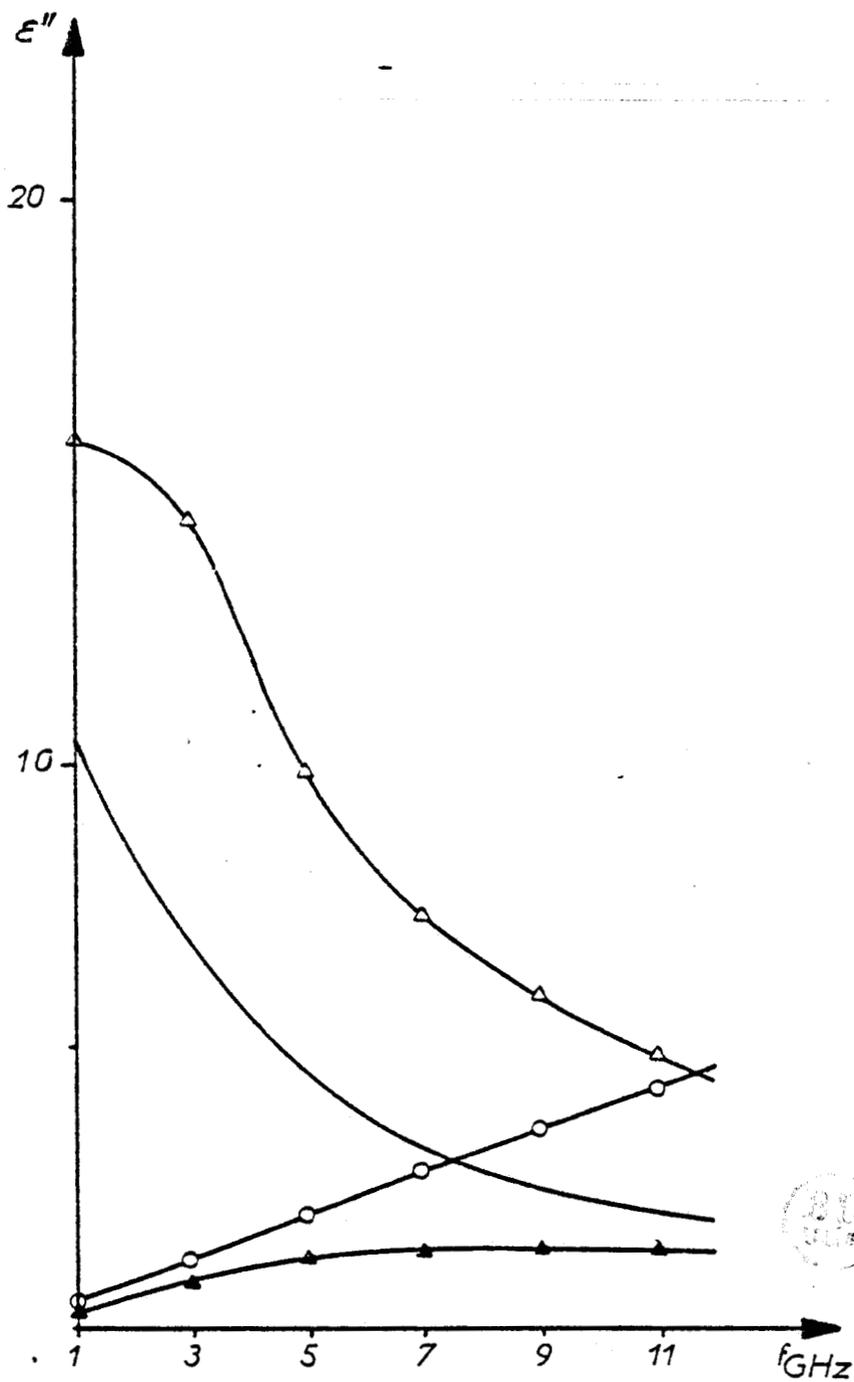


Fig. 3.15 (b) Evolution de ϵ'' pour l'acétone (O),
l'éthylène glycol (Δ), le bromobenzène (\blacktriangle)
et l'éthanol-en fonction de la fréquence.

Le tableau 3.5. donne les valeurs des erreurs relatives sur ϵ' et ϵ'' à 3GHz, ceci pour les quatre produits employés. Nous avons également fait figurer dans ce tableau les valeurs théoriques de ϵ' et ϵ'' .

Milieu	$\Delta\epsilon'/\epsilon'$	$\Delta\epsilon''/\epsilon''$	ϵ'	ϵ''
Ethanol	0,8%	0,7%	6,7	6,8
Acétone	2 %	4 %	21,2	1,23
Ethylène glycol	4 %	0,2%	9,8	14,3
Bromo-benzène	0,5%	1 %	5,1	0,8

Tableau 3.2. Erreur relative commise sur la permittivité à 3 GHz.

II.3.2. Evaluation du volume soumis à la mesure

a) Présentation du problème

La détermination de la permittivité des tissus proches de l'antenne monopôle est le but initial de notre étude. Par ailleurs, un problème aussi important est celui de la connaissance du volume testé. Ce type d'information est intéressant à plusieurs titres :

Lors de la mesure de permittivité, il est nécessaire d'être assuré que le volume couplé à l'antenne est bien situé dans le milieu que l'on veut tester et ne déborde pas sur des tissus de nature différente (figure 3.16).

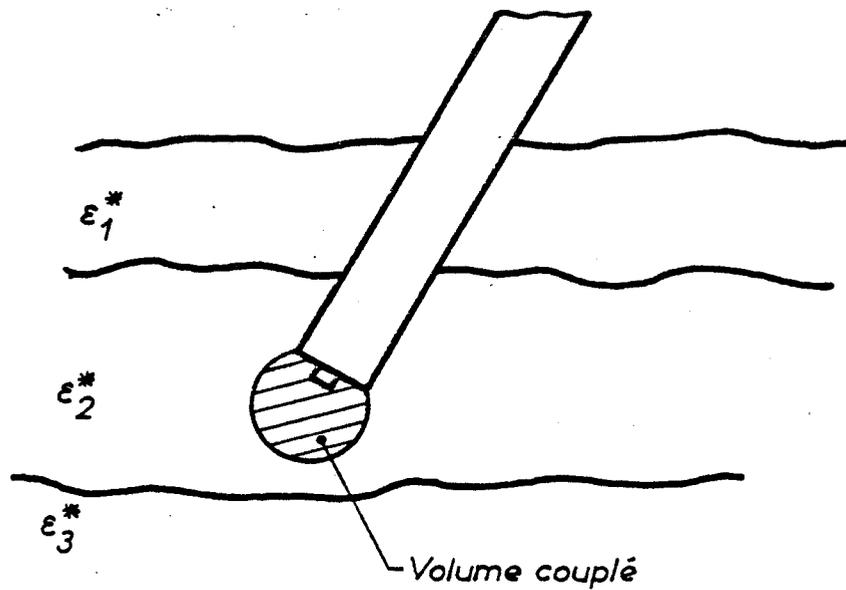


Fig. 3.16. Situation de l'antenne monopôle dans le milieu biologique réel faisant apparaître le volume concerné par la mesure.

Ce type de problème se pose dans des termes analogues lors des techniques d'hyperthermie par sondes implantables (figure 3.17) mettant en oeuvre des antennes monopôles [III.10].

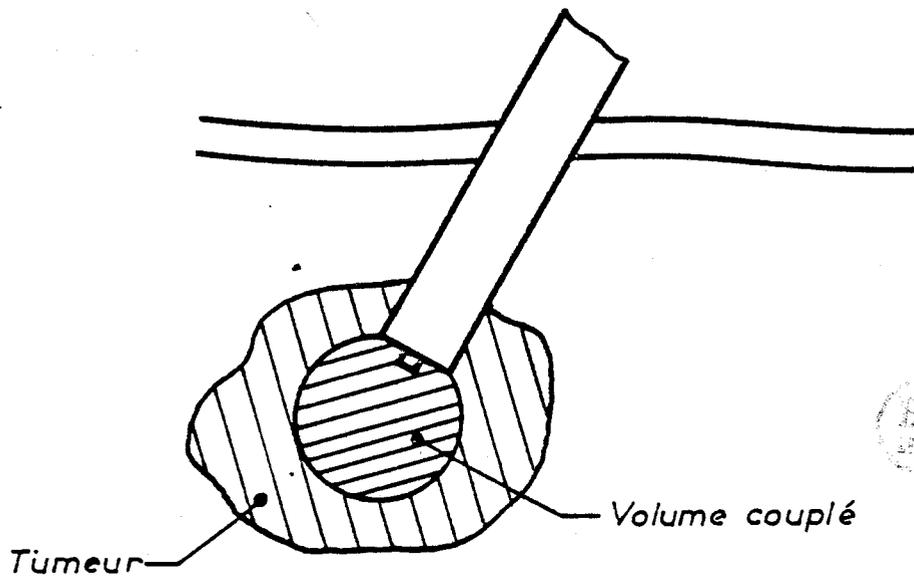


Fig. 3.17. Principe de l'hyperthermie localisée par sonde coaxiale implantable.

On peut tenter de déterminer le volume couplé à l'antenne à partir du calcul du champ rayonné ou à partir d'une méthode dite du théorème de réaction.

b) Calcul du champ rayonné par l'antenne monopôle

Nous nous limitons ici au cas d'un monopôle infinitésimal dont la géométrie est donnée figure 3.18.

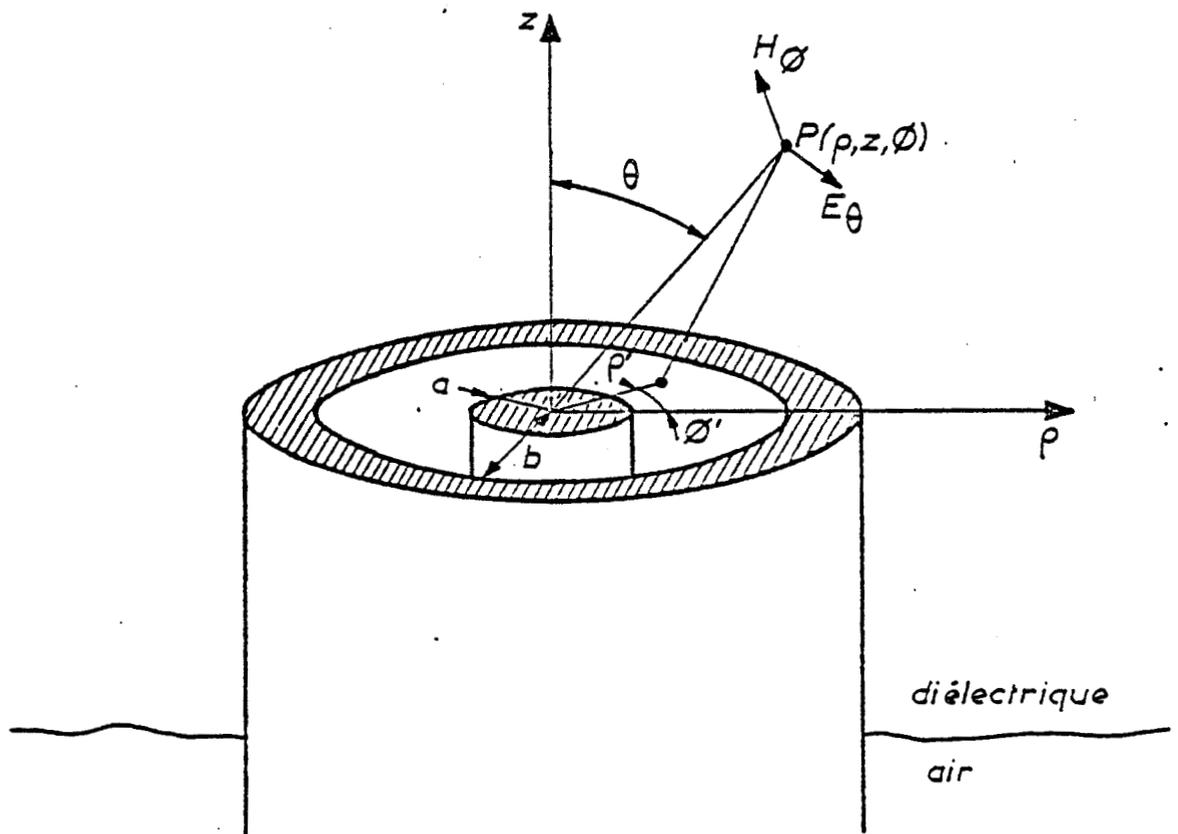


Fig. 3.18. Géométrie du monopôle infinitésimal

Les composantes du champ E_z et E_ρ se mettent sous la forme

[III.11] :

$$E_z = j\omega\mu \frac{I\Delta l}{4\pi r} \cdot \frac{e^{-\gamma r}}{\gamma^2} \cdot \left(-\gamma^2 - \frac{\gamma}{r} + \frac{\gamma^2 z^2 - 1}{r^2} + \frac{3\gamma z^2}{r^3} + \frac{3z^2}{r^4} \right) \quad 3.58$$

$$E_\rho = j\omega\mu \frac{I\Delta l}{4\pi r} \cdot \frac{e^{-\gamma r}}{\gamma r} \cdot \frac{z\rho}{r^2} \cdot \left(\gamma^2 + \frac{3\gamma}{r} + \frac{3}{r^2} \right) \quad 3.59$$

L'énergie absorbée par le milieu peut être obtenue à partir de la quantité $\omega \epsilon_0 \epsilon'' |E|^2$

$$|E|^2 = \frac{(\omega\mu)^2 e^{-2\alpha r}}{|\gamma^2|^2} \left(\frac{I\Delta l}{4\pi r} \right)^2 \frac{1}{r^2} \left[\left(1 - \frac{z^2}{r^2} \right) \left(|\gamma^2|^2 + \frac{2R_e(\gamma\gamma^{2*})}{r} + \frac{2R_e(\gamma^2)}{r^2} \right) + \left(1 + 3\frac{z^2}{r^2} \right) \left(\frac{|\gamma^2|^2}{r^2} + \frac{2\alpha}{r^3} + \frac{1}{r^4} \right) \right] \quad 3.60$$

avec :

$$R_e(\gamma\gamma^{2*}) = \omega^2 \mu \epsilon_0 \epsilon' (\beta \operatorname{tg} \delta - \alpha) \quad 3.61$$

$$|\gamma^2|^2 = (\omega^2 \mu \epsilon_0 \epsilon') (1 + \operatorname{tg}^2 \delta) \quad 3.62$$

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \quad 3.63$$

La figure 3.19 donne la quantité $\omega \epsilon_0 \epsilon'' |E|^2$ proportionnelle à l'énergie déposée en fonction de la distance au centre de l'ouverture de l'antenne monopôle (figure 3.18) à 2450 MHz pour une antenne UT 34. Il faut remarquer d'après ce calcul que l'énergie tend vers l'infini lorsque ρ tend vers zéro, ce qui n'est pas conforme au comportement physique du système. Le modèle

du monopôle infinitésimal n'est donc pas adapté pour la détermination des champs au proche voisinage de l'antenne. SWICORD et DAVIS [III.12] proposent pour cette détermination d'adopter le modèle d'une source magnétique équivalente sous les hypothèses suivantes :

- aucun flux de courant sur la paroi extérieure du câble
- les dimensions transversales du câble très inférieures à la longueur d'onde.

Sous ces hypothèses, les champs E_z et E_ρ s'écrivent :

$$E_\rho = \frac{K}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi' \int_a^b \frac{z \cos \phi' e^{-\gamma R}}{R^2} \left(\gamma + \frac{1}{R} \right) d\rho' \quad 3.64$$

$$E_z = \frac{K}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi' \int_a^b \frac{\cos \phi' e^{-\gamma R}}{R} \left(\frac{1}{\rho} + \frac{1}{R} \left(\gamma + \frac{1}{R} \right) (\rho' \cos \phi' - \rho) \right) d\rho' \quad 3.65$$

avec :

$$R^2 = \rho^2 + \rho'^2 + z^2 - 2\rho\rho' \cos \phi'$$

Le calcul est effectué dans les mêmes conditions que précédemment. Les résultats sont présentés figure 3.20. On remarque que, contrairement au calcul précédent, le champ reste fini au voisinage du conducteur central. Par ailleurs, selon les deux modes de calcul, la puissance reste circonscrite dans un cylindre de rayon ρ inférieur à 2 mm pour l'éthylène glycol. Nous donnons également figure 3.21 les courbes isopuissance fonction de z et ρ . Il nous semble possible de développer cette méthode pour connaître les dimensions ρ et z du volume

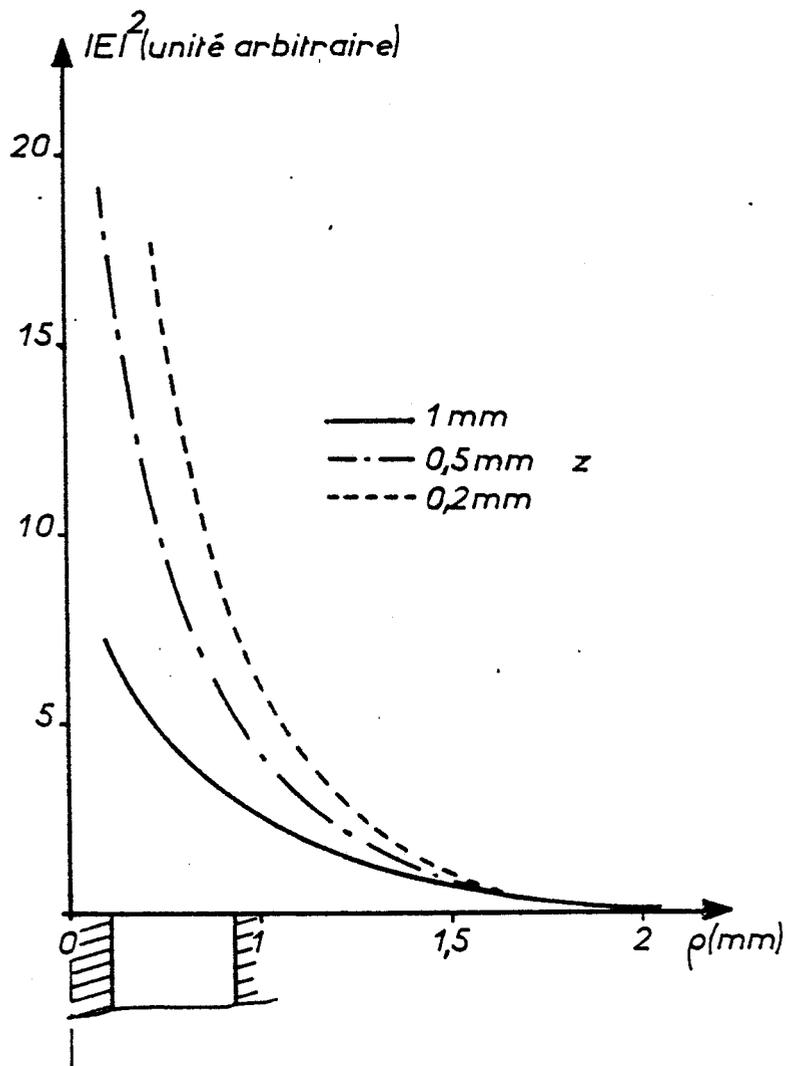


Fig. 3.19. Evaluation numérique des relations 3.56 et 3.57 pour l'éthylène glycol, à 2450 MHz (UT 34)

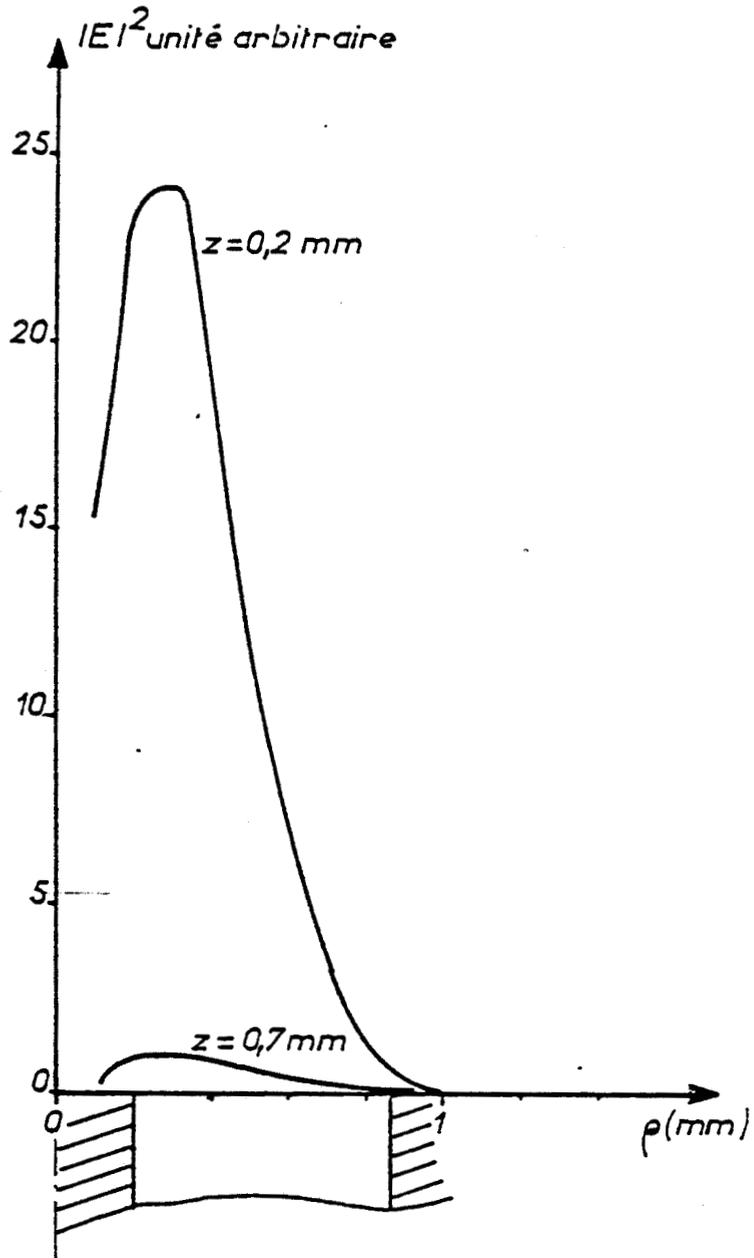


Fig. 3.20. Evaluation numérique des relations 3.62 et 3.63 pour l'éthylène glycol à 2450 MHz (UT 34)

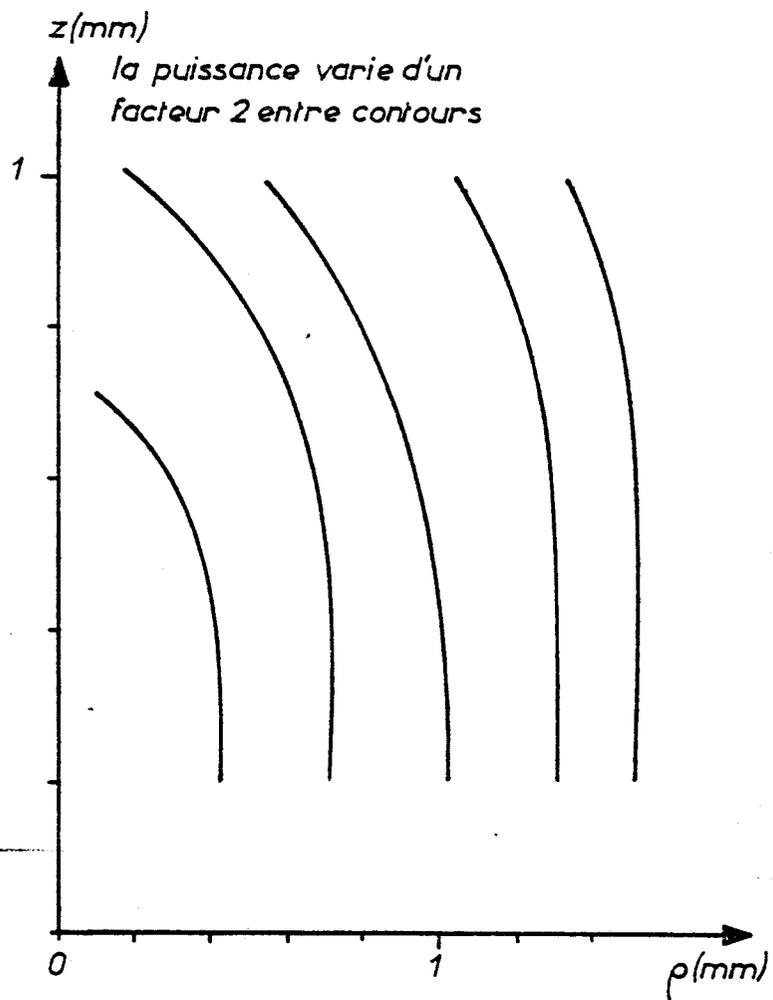


Fig. 3.21. Courbes isopuissances en fonction de z
et ρ à 2450 MHz pour l'éthylène glycol (UT 34)



testé. Cependant nous avons préféré développer la méthode expérimentale introduite ci-après qui nous apparaît plus simple à mettre en oeuvre.

b) Méthode dite du théorème de réaction

Le fait d'enfermer le monopôle et une partie du milieu dans un volume V défini par une surface conductrice provoque une variation ΔZ de l'impédance d'entrée de l'antenne [III.13] :

$$\Delta Z = Z_V - Z_\infty = -j \frac{\omega}{I_0^2} \int_V (\epsilon' - \epsilon) E' E dv \quad 3.66$$

avec Z_V l'impédance de l'antenne dans un milieu de volume V , Z_∞ l'impédance de l'antenne dans un milieu de dimensions infinies, I_0 le courant d'entrée de l'antenne, E et E' le champ en un point du volume V en absence et en présence de la surface conductrice.

La méthode expérimentale fondée sur ce théorème que nous avons défini est la suivante :

- on mesure l'impédance d'entrée Z_e de l'antenne dans un milieu dissipatif de dimensions pouvant être considérées infinies.
- on mesure cette même impédance Z_e en présence d'une enceinte conductrice (figure 3.22). On repère quelle géométrie de l'enceinte apporte une modification à l'impédance en milieu infini et on en déduit le volume couplé. Celui-ci se caractérise par la distance h d'un plan métallique perpendiculaire au monopôle et le rayon ρ d'un cylindre concentrique au monopôle.

Cette étude expérimentale a été effectuée pour une antenne monopôle en coaxial UT 34, à 2450 MHz dans l'éthylène glycol. On peut noter sur les courbes des figures 3.23 (a), (b), (c), (d), une sensibilité plus importante de la composante réactive à la perturbation apportée par l'enceinte métallique. Dans le cas présent, le volume de couplage est défini par les paramètres $h = 4$ mm et $\rho = 6$ mm, soit un volume voisin de 24 mm^3 .

Cette méthode peut être facilement étendue au cas de différents types de tissus et de matériaux.

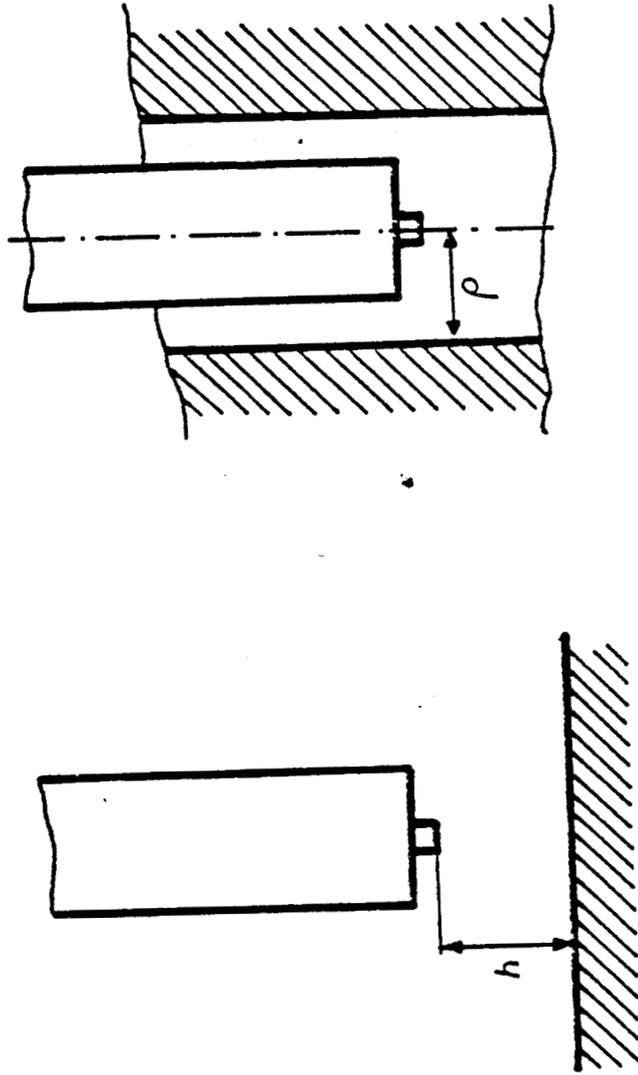


Fig. 3.22. Etude expérimentale du volume couplé

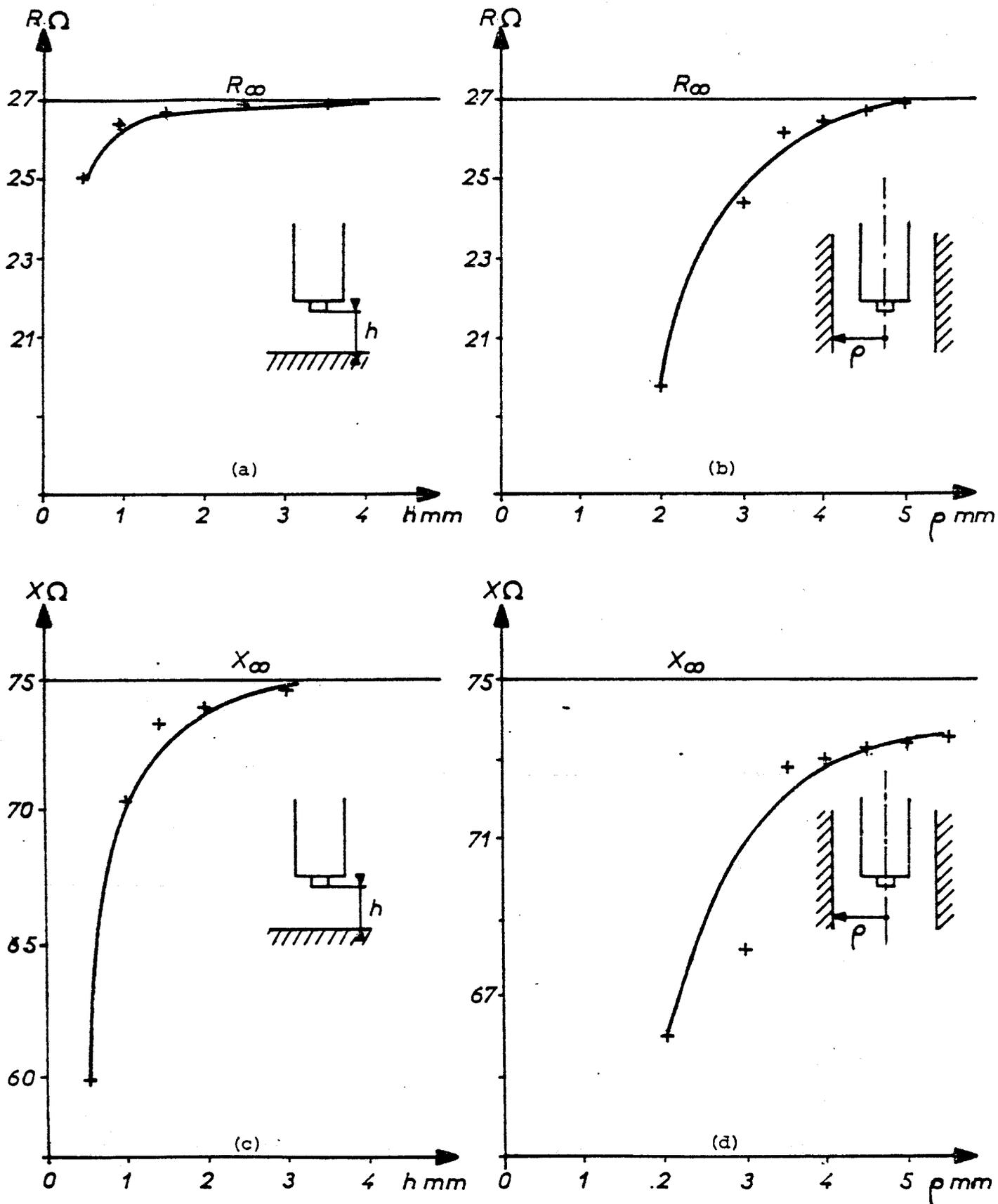


Fig. 3.23. Evolution de l'impédance pour un volume limité par une enceinte métallique dans l'éthylène glycol. Sonde UT 34. à 2450 MHz.



III.4. DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DE LA PERMITTIVITÉ

III.4.1. Méthode itérative de détermination de ϵ' et ϵ'' .

Les équations reliant l'impédance à l'indice complexe sont :

$$R(\omega, n', n'') = A \omega^2 n' + \frac{2 n' n''}{(n'^2 + n''^2)^2 \omega C}$$

$$X(\omega, n', n'') = -A \omega^2 n'' - \frac{n'^2 - n''^2}{(n'^2 + n''^2)^2 \omega C}$$

Nous nous trouvons en présence d'un système d'équations non linéaires qui ne peut être résolu analytiquement. La résolution numérique que nous mettons en oeuvre est basée sur l'algorithme de Newton [III.14]. Nous allons d'abord simplifier l'écriture en posant :

$$x = n'; \quad y = n''; \quad \beta = A \omega^2 \quad \delta = \frac{1}{\omega C}$$

Le système d'équations s'écrit :

$$U(x, y) = \beta x + \frac{2 \delta x y}{(x^2 + y^2)^2} - R(\omega) = 0 \quad 3.67$$

$$V(x, y) = \beta y + \frac{\delta (x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2} + X(\omega) = 0 \quad 3.68$$

et les dérivés partielles de U et V sont :

$$\frac{\partial U}{\partial x} = \frac{\partial V}{\partial y} = \beta + \frac{2\delta y(y^2 - 3x^2)}{(x^2 + y^2)^3} \quad 3.69$$

$$\frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{2\delta x(x^2 - 3y^2)}{(x^2 + y^2)^3} \quad 3.70$$

soit $x = x_1$, $y = y_1$ une première approximation d'un couple de racines du système, a et b les racines exactes, nous avons :

$$a = x_1 + h \quad b = y_1 + k$$

On peut écrire :

$$U(a,b) = U(x_1, y_1) + h \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)_{(x_1, y_1)} + k \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)_{(x_1, y_1)} + R(h,k) = 0 \quad 3.71$$

$$V(a,b) = V(x_1, y_1) + h \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)_{(x_1, y_1)} + k \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)_{(x_1, y_1)} + Q(h,k) = 0 \quad 3.72$$

en négligeant les termes Q et R du second degré en h et k, soit x_2 et y_2 deux approximations meilleures que x_1 et y_1 :

$$x_2 = x_1 + h_1 \quad y_2 = y_1 + k_1$$

où h_1 et k_1 sont donnés par la résolution du système :

$$h_1 \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)_{(x_1, y_1)} + k_1 \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)_{(x_1, y_1)} = -U(x_1, y_1) \quad 3.73$$

$$h_1 \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)_{(x_1, y_1)} + k_1 \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)_{(x_1, y_1)} = -V(x_1, y_1) \quad 3.74$$

soit pour x_2 et y_2 :

$$x_2 = x_1 + \frac{\left[U \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right) - V \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right) \right]_{(x_1, y_1)}}{\Delta} \quad 3.75$$

$$y_2 = y_1 + \frac{\left[V \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right) - U \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right) \right]_{(x_1, y_1)}}{\Delta} \quad 3.76$$

avec :

$$\Delta = \left[\frac{\partial U}{\partial y} \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial x} \frac{\partial V}{\partial y} \right]_{(x_1, y_1)} \quad 3.77$$

dans le cas qui nous intéresse, l'approximation à l'ordre $k+1$ est donnée par :

$$x_{k+1} = x_k + \frac{\left[U \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right) - V \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right) \right]_{(x_k, y_k)}}{\Delta} \quad 3.78$$

$$y_{k+1} = y_k + \frac{\left[V \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right) + U \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right) \right]_{(x_k, y_k)}}{\Delta} \quad 3.79$$

$$\Delta = - \left[\left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 \right]_{(x_k, y_k)} \quad 3.80$$

L'algorithme consiste donc à injecter une solution initiale quelconque pour la première fréquence et à répéter le calcul de U et de ses dérivés partielles jusqu'à ce que la précision atteinte soit suffisante. Nous nous sommes fixés ici un écart maximum entre deux solutions successives de 10^{-4} . Le temps nécessaire au calcul du premier point sur calculateur CMB 4016 est de 1 à 2 secondes. Le calcul pour la fréquence suivante est effectué en prenant comme solution initiale le résultat de la fréquence précédente. Le temps nécessaire est alors réduit aux environs de 0,2 à 0,5 seconde. Ces temps restent raisonnables vis à vis des temps de mesure de l'impédance et sont, de ce fait, parfaitement en accord avec l'objectif fixé en introduction.

III.4.2. Dispositif et conditions expérimentales

Le dispositif utilisé est l'analyseur de réseau 8409 dans la configuration de la figure 3.24.

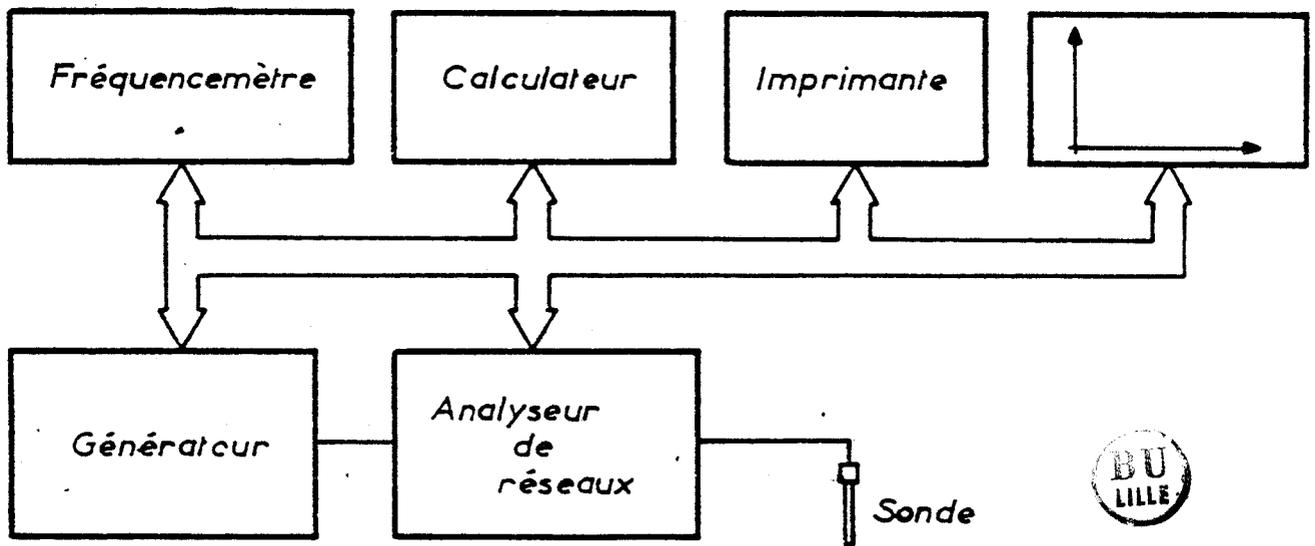


Fig. 3.24. Dispositif expérimental de mesure de permittivité.

Les sondes sont construites à partir de câble coaxial semi-rigide 50 selon le schéma de la figure 3.25. La longueur du monopôle répond à l'hypothèse du domaine de l'approximation quasi-statique :

$$| \gamma | d \gg 1$$
$$d^2 \gg h^2$$

avec d le diamètre de l'antenne.

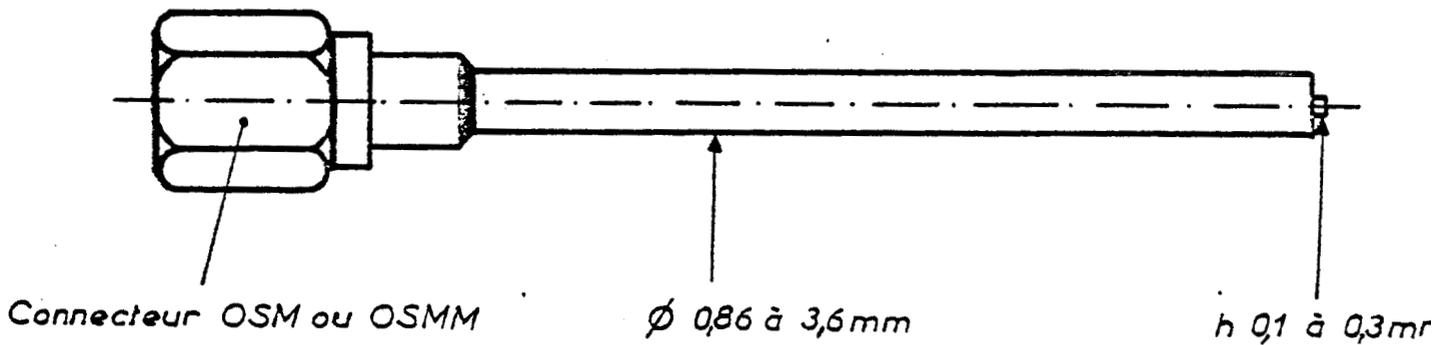


Fig. 3.25. Réalisation mécanique de l'antenne monopôle

Les dimensions des échantillons sont telles que le volume puisse être considéré comme infini (cf. paragraphe III.3.2.).

III.4.3. Etalonnage des sondes

Un préalable à la mesure de la permittivité est une détermination de la valeur des constantes A et C. Cet étalonnage est effectué à partir de la mesure de l'impédance du monopôle dans un liquide polaire de permittivité connue et de la résolution du système d'équations $(R,X) = f(\epsilon', \epsilon'', \omega)$. Le liquide utilisé est l'éthanol qui présente des pertes relativement fortes aux fréquences de travail et comme nous l'avons montré au paragraphe III.3.1. permet de négliger les erreurs dues à l'absence de plan de masse. Pour cette même raison, les mesures ont été effectuées dans la bande des fréquences comprises entre 1 et 4 gigahertz.

Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau 3.6 pour les trois types d'antennes monopôle utilisées.

	A	C (pF)
UT 141	$1 \cdot 10^{-21}$	0,068
UT 85	$1,5 \cdot 10^{-21}$	0,06
UT 34	$4 \cdot 10^{-21}$	0,013

Tableau 3.3. Valeurs moyennes de A et C

Remarquons que A se situe dans la gamme de valeurs prévue dans l'étude théorique du paragraphe III.2.2.

III.4.4. Exemples de détermination de la permittivité

Cette étude ne concerne que des matériaux ayant des propriétés voisines des tissus à forte teneur en eau. En effet, dans le cas de pertes plus faibles (acétone), la dispersion des mesures sur R et X (figure 3.26) interdit toute exploitation des résultats.

Des mesures de R et X fonction de la fréquence ont préalablement été effectuées à l'aide d'antennes monopôles UT 85 sur l'éthylène glycol, des gélatines, et le muscle de boeuf.

Nous présentons figure 3.27 à titre d'exemple les valeurs mesurées de R et X obtenues sur l'éthylène glycol. Ces données sont comparées aux valeurs calculées (relations 3.37 et 3.38) pour $A = 1,510^{-21}$. On constate un assez bon accord entre théorie et expérience. Cependant, il apparaît sur ces courbes des ondulations qui n'ont vraisemblablement pas de sens physique. Les résultats de ce type ont été traités par la méthode décrite au paragraphe III.4.1.; on obtient les courbes des figures 3.28. Les résultats sur l'éthylène glycol sont comparés aux valeurs connues de ϵ^* . On constate un assez bon accord, mais l'erreur maximale sur ϵ' est 17%, l'erreur maximale sur ϵ'' de 30 % par rapport aux valeurs connues. Ces résultats pourraient être améliorés si les données R et X étaient préalablement soumises à un traitement statistique qui éliminerait les ondulations dénuées de sens physique qui apparaissent sur les données expérimentales.

Les mesures sur une gélatine de la figure 3.29 donnent des

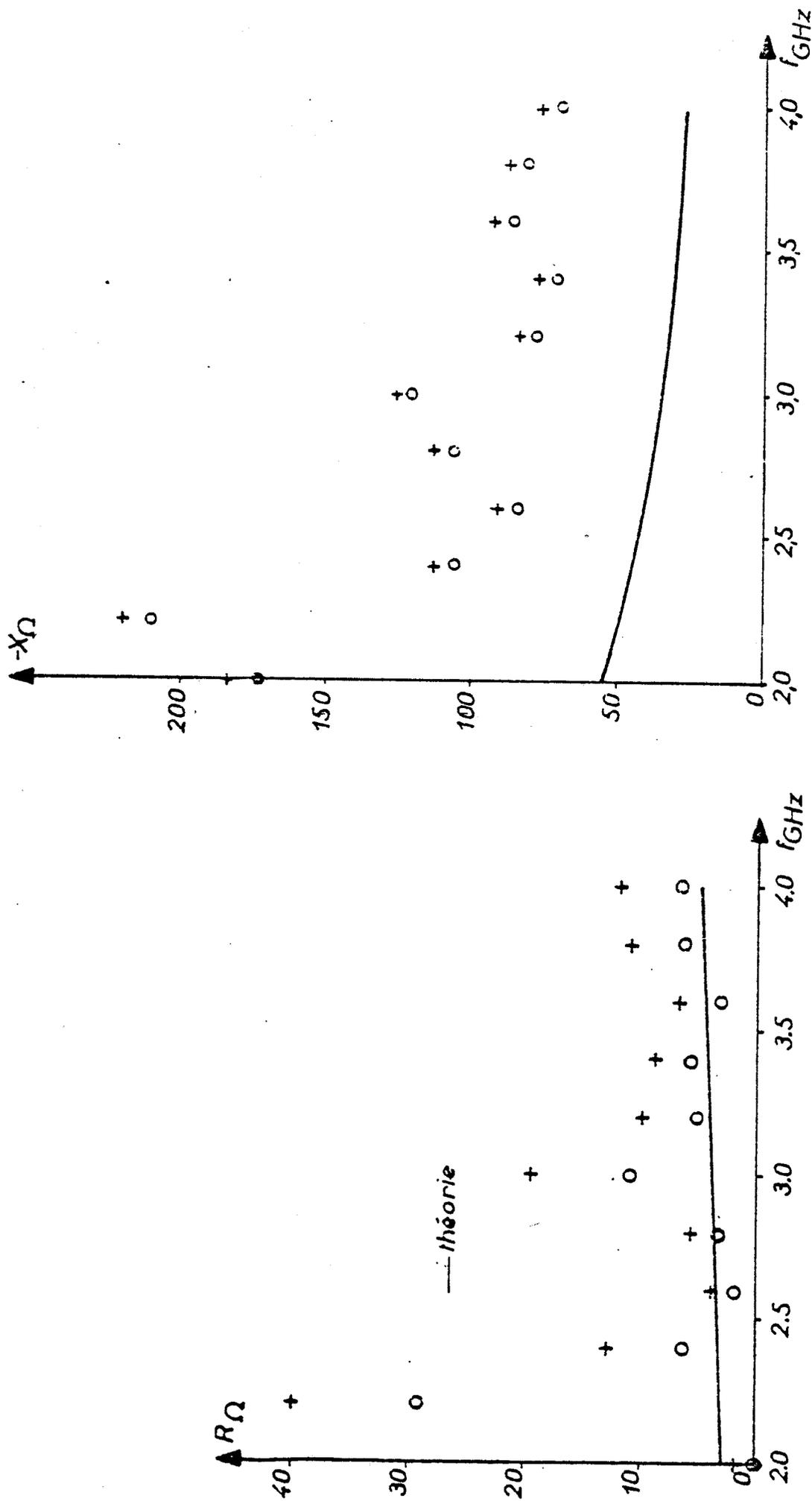


Fig. 3.26 R et X mesurés sur l'acétone avec (o) et sans (+) plan de masse. (UT 34)



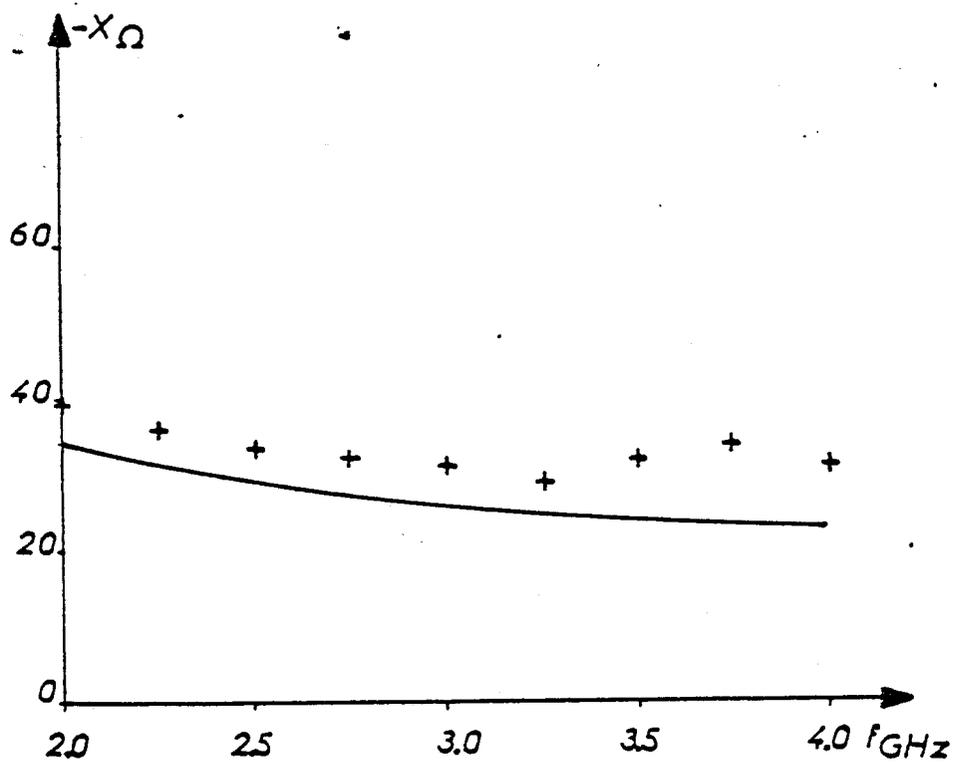
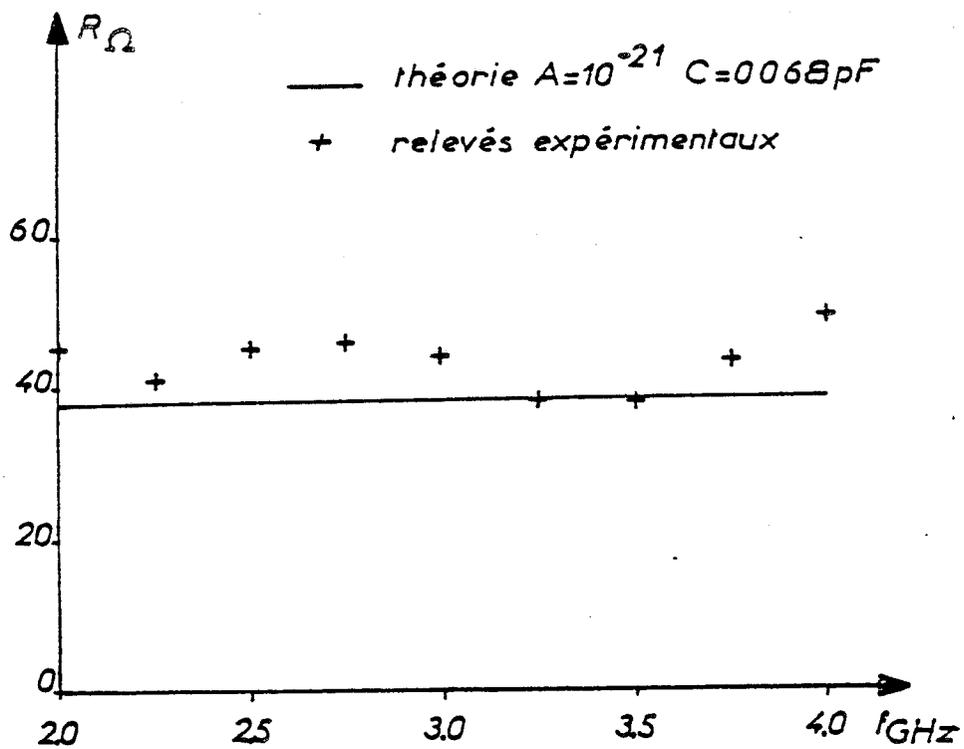


Fig. 3.27. R et X mesurés sur l'éthylène glycol (UT 85)

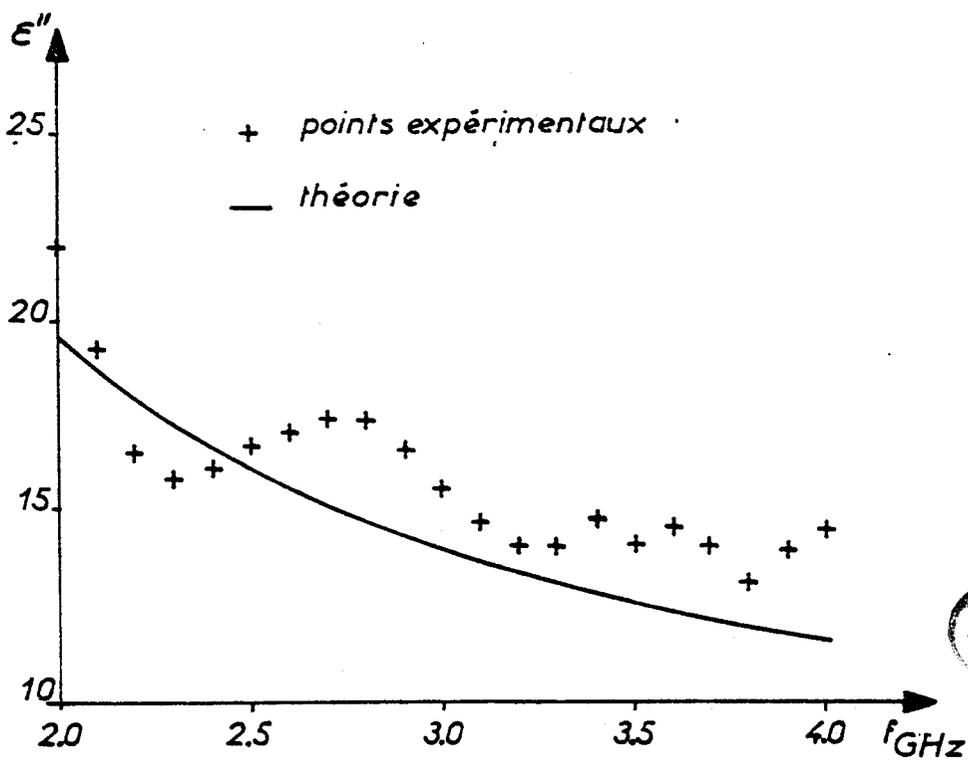
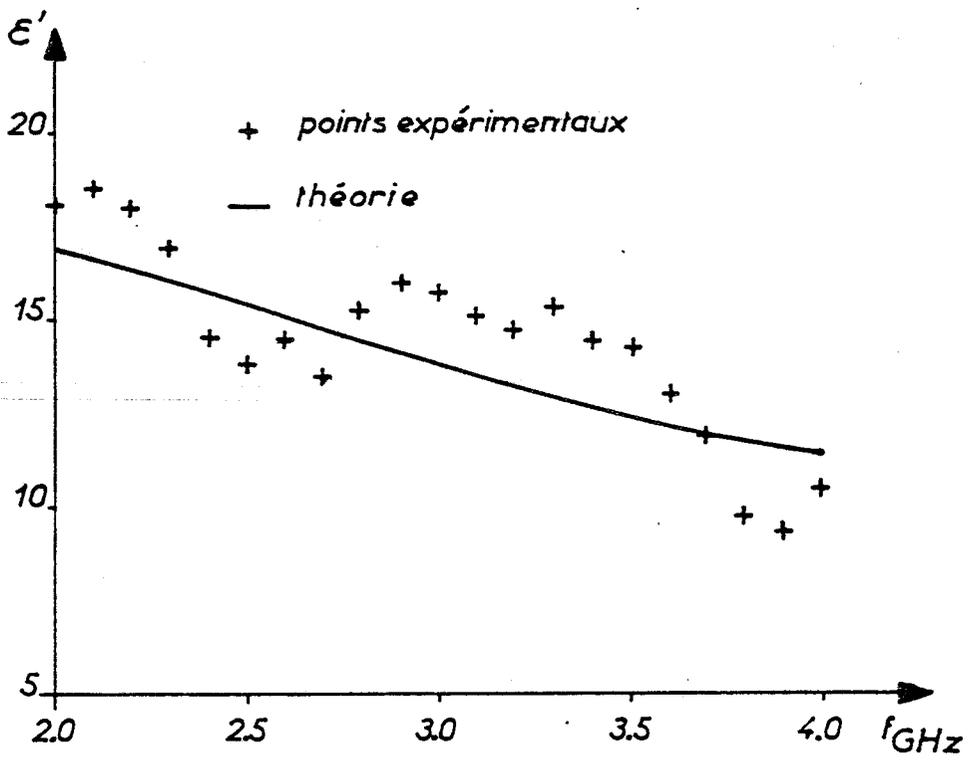


Fig. 3.28. Résultats du calcul de ϵ' et ϵ'' effectué à partir des résultats R et X de la figure 3.27. (Ethylène glycol)

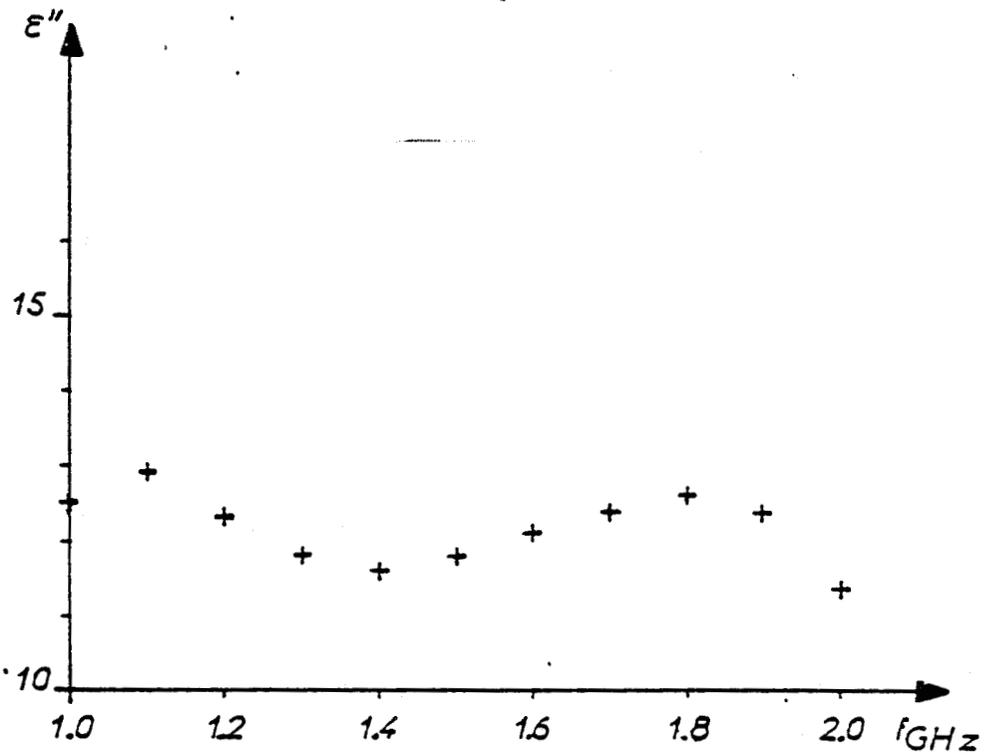
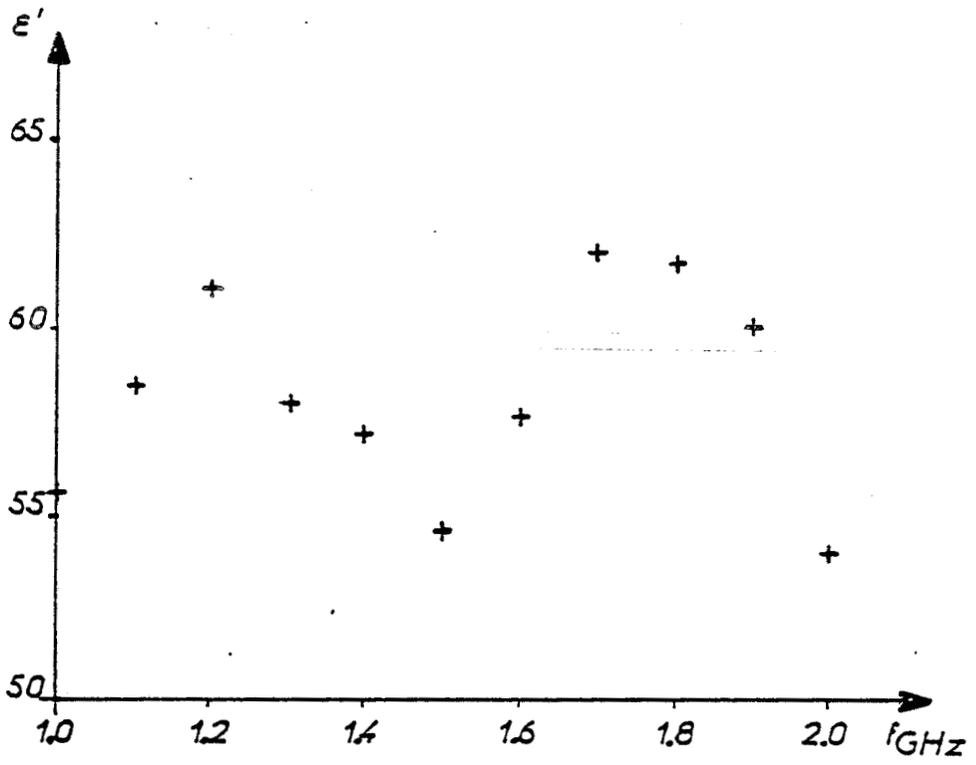


Fig. 3.29. Valeur ϵ' et ϵ'' obtenus à partir de mesures sur une gélatine à 30°C (UT 85)

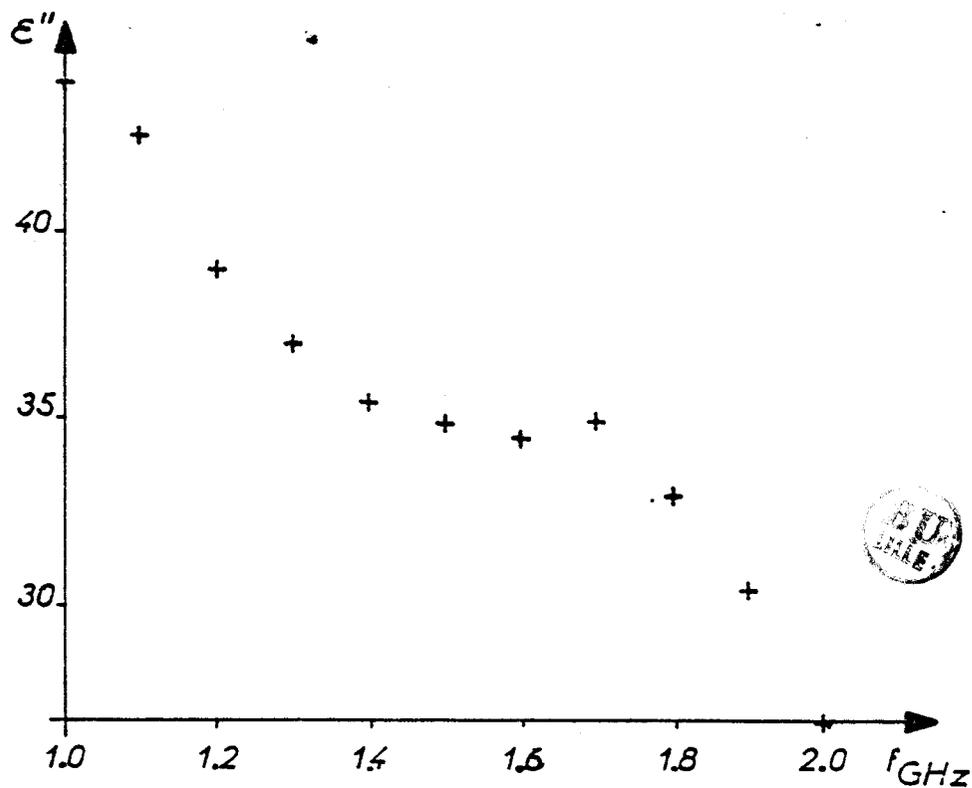
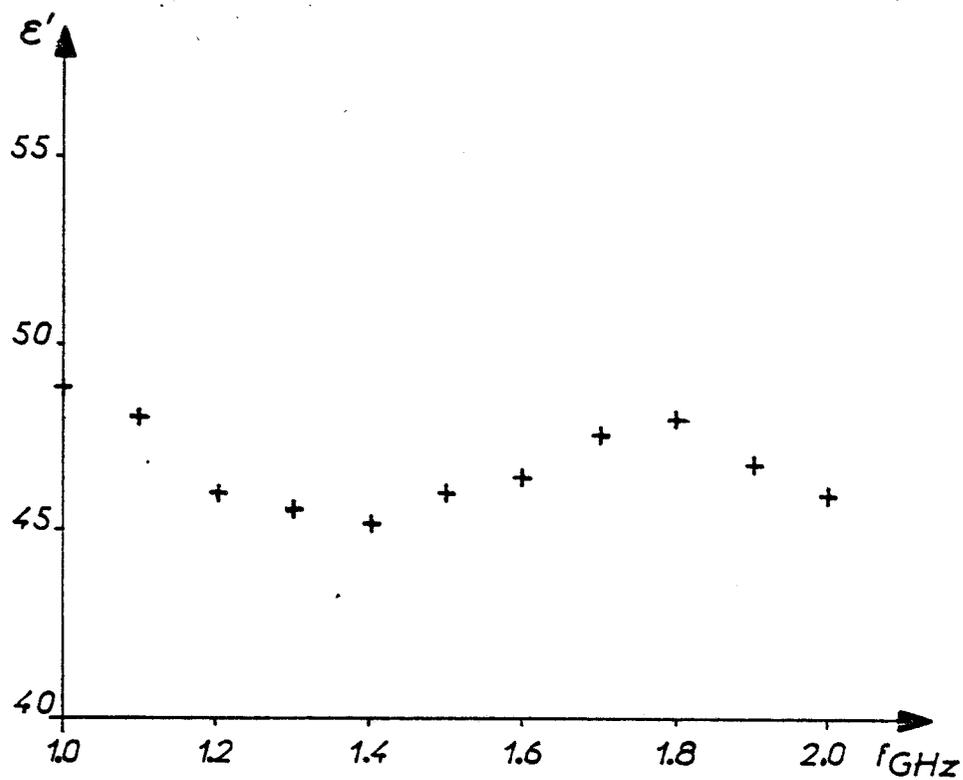


Fig. 3.30. Valeurs de ϵ' et ϵ'' obtenus à partir de mesure sur une gélatine chargée de chlorure de sodium (UT 85).

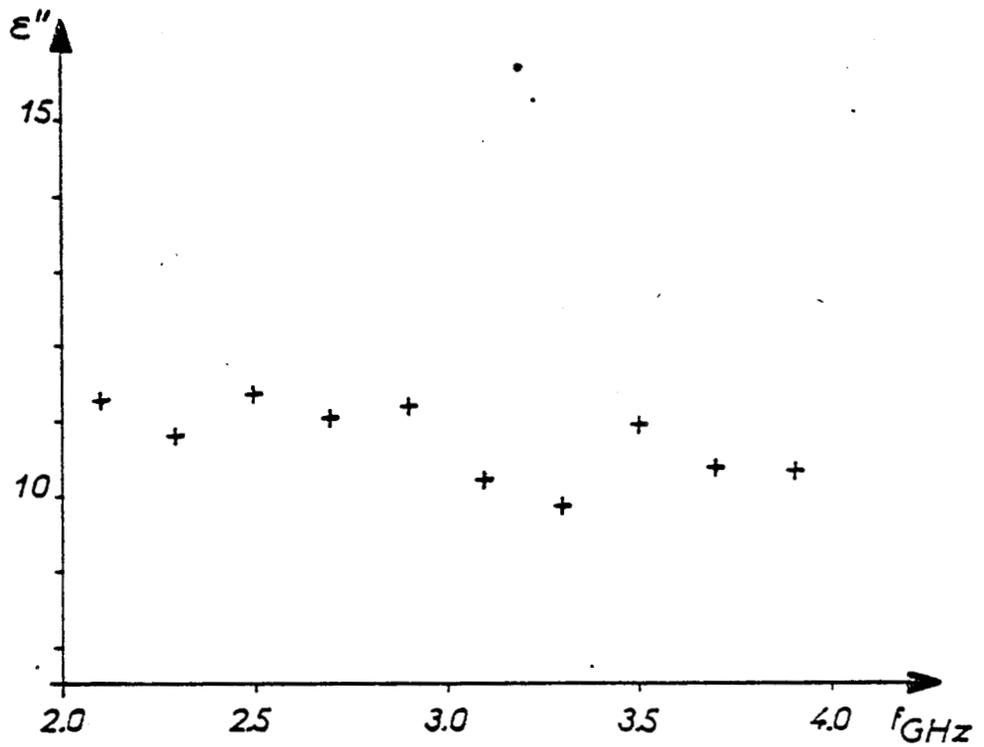
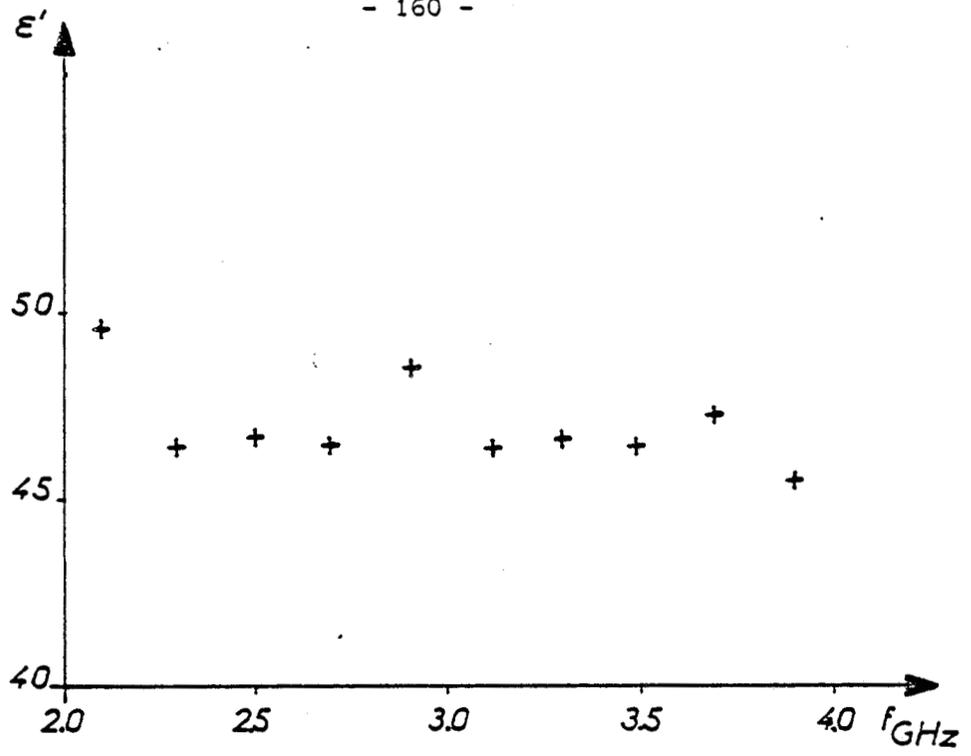


Fig. 3.31. Valeurs de ϵ' et ϵ'' obtenus à partir de mesures sur un échantillon de muscle de boeuf (UT 85).

valeurs de ϵ' et ϵ'' de l'ordre de :

$\epsilon' \# 58$ $\epsilon'' \# 12$

Le fait de charger la gélatine avec du chlorure de sodium augmente les pertes, particulièrement vers les fréquences basses (figure 3.30), ce qui était un résultat attendu. (absorption due aux ions).

Des mesures ont également été effectuées sur du tissu musculaire de boeuf (figure 3.31). Une comparaison avec la littérature montre un bon accord, compte tenu des conditions expérimentales entre les résultats présentés et ceux obtenus par d'autres méthodes (Cf. Chapitre II).

En conséquence, nous avons créé un outil de détermination de ϵ^* pour les tissus à forte teneur en eau. Etant donné que ceux-ci ont une permittivité qui varie d'une part d'un tissu à l'autre (par exemple, cerveau : $\epsilon' = 33$, $\epsilon'' = 18$; foie : $\epsilon' = 42$ $\epsilon'' = 12-12,2$ à 2,45 GHz) et d'autre part avec la température, l'intérêt de la méthode semble évident.

Nous avons entrepris une première campagne de mesures sur le milieu vivant dont les résultats sont présentés ci-après.

III.4.5. Mesures de permittivité sur le milieu vivant

Ces mesures ont été effectuées sur un chien pour trois types de tissu : muscle, foie, rate. Les résultats sont reportés dans le tableau 3.4.

f (GHz)	MUSCLE		FOIE		RATE	
	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''
1	45	16	54	18	53	18
2	43	14,7	53	17,5	52	17

Tableau 3.4 - Résultats des mesures
sur milieu vivant

Ces résultats sont en bon accord avec les résultats trouvés dans la littérature que nous résumons tableau 3.5.

f (GHz)	MUSCLE		FOIE	
	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''
1	47	20	46-47	17-18.4
2	45	11		

Tableau 3.5. - Résultats de la littérature
pour les mesures de tableau 3.4.



Cette campagne a également permis de mettre en relief la différence existant entre les propriétés du rein sain et du rein nécrosé. Les résultats sont donnés tableau 3.6.

F (GHz)	rein sain		rein nécrosé	
	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''
1	55	19	28	9
2	49	12	25	8

Tableau 3.6 - Comparaison entre ϵ^* d'un rein sain et d'un rein nécrosé.

On remarque ici l'effet important de la nécrose sur les caractéristiques diélectriques du tissu.



III.5 - CONCLUSION

L'étude menée dans ce chapitre a permis de rappeler le calcul de l'impédance d'une antenne monopôle implantée dans un milieu dissipatif homogène en dissociant le cas où le monopôle est associé à un plan de masse externe du cas où il ne l'est pas, de façon à permettre une détermination de ϵ^* en tout point du matériau. Nous avons mis en évidence les conditions pour lesquelles les deux situations donnent des résultats voisins.

Nous avons étudié le volume couplé à l'antenne monopôle, donc soumis à la mesure. Une détermination théorique est difficile, mais nous avons défini une méthode expérimentale qui peut être appliquée facilement à la plupart des matériaux diélectriques.

La mise au point d'une méthode itérative de calcul de ϵ^* à partir de l'impédance, applicable à partir de mesures "in vivo" n'a permis des mesures que sur des matériaux à fortes pertes. Notons que ce problème n'a pas non plus trouvé de solutions de la part d'autres équipes travaillant sur la mesure "in vivo" de ϵ^* .

Notons par ailleurs, l'intérêt de notre méthode dans l'étude des tissus à forte teneur en eau qui, au vu des résultats bibliographiques (tableau 2.2) sont susceptibles de présenter des valeurs différentes selon leur localisation dans le corps, la fonction qu'ils assurent, leur état sanitaire (tableau 3.6) ou leur température.

CONCLUSION

Dans le premier chapitre, nous avons rappelé les caractéristiques du réseau "six-ports" et étudié plusieurs de ses possibilités d'utilisation. En réflectométrie, il s'agit là d'une alternative aux méthodes classiques de l'analyseur de réseaux. En effet, le réseau "six-ports" est un dispositif relativement simple, ne comportant que cinq coupleurs et quatre détecteurs. Si la conception et la réalisation du réseau "six-ports" en large bande est assez difficile, celle de systèmes fonctionnant en bande étroite est beaucoup plus aisée. Par conséquent, on peut envisager l'utilisation de ce composant dans la réalisation de capteurs simplifiés et de coût réduit. Nous montrons par ailleurs que le réseau "six-ports" peut avoir d'autres applications, telle qu'en Thermographie Microonde par corrélation.

Le deuxième chapitre qui réfère à une bibliographie sur les mesures de permittivité des tissus vivants, montre qu'il existe encore des lacunes en ce domaine. Or, des informations plus complètes peuvent être exigées tant pour la Thermographie Microonde, que pour l'Hyperthermie ou l'Imagerie Active. Nous pensons par exemple aux permittivités de certains tissus tumoraux, aux variations exactes

de permittivité avec la température, etc...

Le troisième chapitre est consacré au capteur proprement dit. Partant des caractéristiques de l'antenne monopole implantée dans un milieu dissipatif, nous aboutissons au cas du capteur réel constitué par l'extrémité d'un câble coaxial miniature semi-rigide. Nous définissons une méthode qui détermine le volume soumis à la mesure diélectrique, ainsi qu'un procédé d'inversion qui permet de passer de la mesure réflectométrique à celle de la permittivité du milieu. Nos résultats expérimentaux indiquent que cette méthode est bien adaptée à l'étude des tissus à forte teneur en eau.

L'ensemble de ces résultats répond à la question initialement posée, à savoir la faisabilité d'un système portable de mesure de permittivité des tissus capable d'opérer "in situ".

Ainsi, le système définitif devrait comporter : un générateur, un réseau "six-ports", un capteur implantable et un microordinateur ou une unité à microprocesseur chargée de la gestion de mesure, des corrections et du traitement des résultats. Dans le cas d'un fonctionnement en bande étroite, la réalisation, au laboratoire, de l'ensemble du circuit microonde nous paraît simple. Au-delà des applications en Génie Biologique et Médical, un tel dispositif pourrait donner lieu à des capteurs réflectométriques peu complexes et d'un coût relativement bas.

ANNEXE

ANNEXE I

GESTION DU PROCESSUS DE RÉFLECTOMETRIE SEMI-AUTOMATISÉ

I. DÉFINITION D'OBJECTIFS

L'objectif est de gérer le processus de mesure du coefficient de réflexion tant du point de vue des appareils que des calculs de correction.

Nous avons choisi deux possibilités de mesure :

- à fréquence fixe : n mesures
- à fréquence variable : 1 mesure par fréquence.

2. PROTOCOLE ET DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

La figure du paragraphe I.8 donne le dispositif expérimental employé. Rappelons brièvement que la mesure du coefficient de réflexion à une fréquence donnée met en jeu quatre déterminations :

- coefficient de réflexion d'un court-circuit
- coefficient de réflexion d'un circuit ouvert
- coefficient de réflexion d'une charge adaptée
- coefficient de réflexion du dispositif à mesurer.

Toutes ces déterminations sont effectuées à partir de la mesure des quatre tensions de sortie du réflectomètre (P_3 , P_4 , P_5 , P_6).

3. CARACTERISTIQUES DES APPAREILS DE MESURE

Le voltmètre et le multiplexeur analogique sont tous deux gérés par le bus IEEE 488. Leurs adresses périphériques sont les suivantes :

- voltmètre : 8
- multiplexeur : 16

3.1. PROGRAMMATION DU VOLTMETRE

La sélection d'une fonction du voltmètre se fait par l'envoi d'une chaîne de caractère. La fonction choisie ici est :

- F Ø : voltmètre continu
- R Ø : changement de gamme automatique.

L'affichage est donné par défaut sur 2 000 000 points.

La tension mesurée est envoyée sous la forme d'une chaîne de caractères sur le bus IEEE 488. La constitution de la chaîne pour 0V est :

```
" NDCV + 0.000000 EO CR LF"
```

La conversion est effectuée par la fonction BASIC :

```
V = VAL (MID $ (V$, 5, 16) )
```

3.2. PROGRAMMATION DU MULTIPLEXEUR

L'activation d'une voie du multiplexeur est réalisée en envoyant sur le bus IEEE 488 le mot de commande BI (I = 1, 4).

La désactivation consiste à envoyer le mot AI (I = 1, ... 4)

4. PROGRAMME

4.1. PROGRAMME PRINCIPAL

Programme RAU ;

début

Ouvrir (1) fichier voltmètre ;

Ouvrir (2) fichier multiplexeur;

Ecrire (1) ' F Ø R Ø X' ;

Ecrire (2) ' B1 A2 A3 A4 ';

Effacer écran ;

Ecrire 'Mesure à fréquence fixe ou variable (F ou V)' ;

lire Q

Cas Q parmi :

'F' : FIXE ;

'V' : VARIABLE

FIN cas ;

REFLEX ;

CORRECTION ;

IMPEDANCE ;

IMPRESSION ;

Fin

4.2. PROCEDURE FIXE

Procédure FIXE ;

début

Ecrire 'nombre de mesures ($n < 25$)';

Répéter

lire n

jusqu'à $n > 0$ et $n \leq 25$;

Ecrire 'fréquence de mesure (MHz)';

lire f_1

$k \leftarrow 0$;

REFERENCE ;

pour k de 0 à P faire

début

DISPTEST

fin pour

fin ;

4.3. PROCEDURE VARIABLE

début

écrire 'F MIN, F MAX (MHz)' ;

lire f_1, f_2 ;

$p \text{ min} \leftarrow (f_1 - f_2) / 25$;

écrire 'pas en fréquence (MHz)' ;

répéter

lire pas

jusqu'à pas \leq p min ;

pour k de 0 à 1 faire

début

REFERENCE ;

DISPTEST

fin pour

fin ;

4.4. PROCEDURE REFERENCE

Procédure REFERENCE ;

Début

```
j ← ∅  
écrire 'charge adaptée ;  
MESURE ;  
  
j ← 1  
écrire 'court-circuit';  
MESURE ;  
  
j ← 2  
écrire 'circuit ouvert' ;  
MESURE ;  
  
écrire 'court-circuit de référence (oui ou non) ;  
lire Q 1 ;  
si Q 1 = 'oui' alors  
  |  
  | début  
  | écrire 'connecter court-circuit de référence';  
  | j ← 3 ;  
  | • c ← 1 ;  
  | mesure  
  |  
  | finfin  
fin ;
```

4.5. PROCEDURE DISPTTEST

Procédure DISPTTEST

Début

```
écrire 'connecter dispositif à tester;  
j ← 4 ;  
MESURE  
fin ;
```

4.6. PROCEDURE MESURE

Procédure MESURE ;

début

répéter

 | lire dep ;

jusqu'à dep = ' ' ;

pour l de 0 à 3 faire

écrire (2) 'B + 1 + 1' ; (** sélection multiplexe

répéter (** lecture tensions**)

 | lire (1) v (e)

jusqu'à status 2 et status 64

fin pour

fin ;

4.7. PROCEDURE REFLEX

Procédure REFLEX; (**calcul du coefficient de réflexion mesur

début

si c = 1 alors O \leftarrow 3 (**court-circuit de référence c=1**)

 | sinon O \leftarrow 2

fsi ;

 j \leftarrow 4 ;

pour k de 0 à 1 faire

 CALRAU

fpr ;

cas Q parmi

 'F' : début

pour j de 0 à 0 faire

 CALRAU

fpr

fin ;

 'v' : début

pour j de 0 à 0 faire

début

pour k de 0 à F 1 faire

 CALRAU

f pour

fin

f pour

fin

fcas

fin ;

4.8. PROCEDURE CALRAU

Procédure CALRAU ;

début

$$R (J,K) \leftarrow (P_5 - P_6) / P_4 / \sqrt{2} ;$$

$$I (J,K) \leftarrow (P_5 + P_6 - P_3 - P_4) / P_4 / 2 / \sqrt{2}$$

fin ;

4.9. PROCEDURE CORRECTIONS

Procédure CORRECTIONS ;

début

Cas Q parmi

'F' : début

si c=1 alors j←3; k←∅ ; l←∅ ; CORREC

fsi ;

j ← 4

l ← ∅

pour k de ∅ à l1 faire

CORREC

fpr ;

fin ;

'V' : début

si c=1 alors 0←3

sinon 0←4

fsi

pour j de 0 à 4 faire

début

pour k de 0 à l1 faire

CORREC

fpr

fin

fpr

fin

fin cas

fin ;

4.10. PROCEDURE CORREC

Procédure CORREC

début

$p_1 \leftarrow r(j,k) - r(\emptyset, 1) ; q_1 \leftarrow i(j,k) - i(\emptyset, 1) ;$
 $p_2 \leftarrow r(1,k) - r(2, 1) ; q_2 \leftarrow i(1,k) - i(2, 1) ;$
 $p_3 \leftarrow r(j,k) - r(1, 1) ; q_3 \leftarrow i(j,k) - i(1, 1) ;$
 $p_4 \leftarrow r(\emptyset,) - r(2, 1) ; q_4 \leftarrow i(\emptyset,k) - i(2, 1) ;$
 $p_5 \leftarrow s_0 - s_2 ; q_5 \leftarrow (T_0 - T_2) ;$
 $p_6 \leftarrow s_1 - s_2 ; q_6 \leftarrow (T_1 - T_2) ;$
MULCOMP ($p_1, q_2, p_2, q_2, a_s, a_i$) ;
MULCOMP ($a_r, a_i, p_5, q_5, b_r, b_i$) ;
DIVCOMP ($b_r, b_i, p_3, q_3, c_r, c_i$) ;
DIVCOMP ($c_r, c_i, p_4, q_4, p_7, q_7$) ;
MULCOMP ($s_0, T_0, p_6, q_6, p_8, q_8$) ;
MULCOMP ($s_1, T_1, p_7, q_7, d_r, d_i$) ;
 $x_r \leftarrow p_8 - d_r ; x_i \leftarrow q_8 - d_i ;$
DIVCOMP ($x_1, x_i, p_6, p_7, q_6 - q_7, p_r, p_i$) .

fin ; .

4.11. PROCEDURE MULCOMP

Procédure MULCOMP ($u_1, w_1, u_2, w_2, u_3, w_3$) ;

début

$u_3 \leftarrow u_1 u_2 - w_1 w_2 ;$

$w_3 \leftarrow u_2 w_1 + u_1 w_2$

fin ;

4.12. PROCEDURE DIVCOMP

Procédure DIVCOMP ($u_1, w_1, u_2, w_2, u_3, w_3$) ;

```

début
   $u_4 \leftarrow u_2^2 + w_2^2 ;$ 
   $u_3 \leftarrow (u_1 u_2 + w_1 w_2) / u_4 ;$ 
   $w_3 \leftarrow (w_1 u_2 - u_1 w_2) / u_4 ;$ 
fin

```

4.13. PROCEDURE IMPEDANCE

Procédure IMPEDANCE ;

```

début
  si  $r(j,k) = \emptyset$  alors
    début
      si  $i(j,k) = \emptyset$  alors
        début
           $z(\emptyset, j-3, k) \leftarrow 1 E 3\emptyset ;$ 
           $z(1, j-3, k) \leftarrow 1 E 3\emptyset ;$ 
        fin
      sinon
        début
           $a \leftarrow 1 + r(j,k) ;$ 
           $b \leftarrow i(j,k) ;$ 
           $c \leftarrow 2 - a$ 
           $d \leftarrow b ;$ 
          DIVCOMP ( $a, b, c, d, z(\emptyset, j-3, k), z(1, j-3, k)$ )
        fin
      fsi
    fin
  fsi
  CALZ/CC
fin ;

```


BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE - CHAPITRE I

- [I.1] ENGEN G.F., The six port reflectometer : an alternative network analyzer, IEEE transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT 25, n°12, décembre 1977, p. 1075.

- [I.2] ENGEN G.F., An improved circuit for implementing the six-port techniques of microwave measurements, id., p. 1080.

- [I.3] id, p.1081

- [I.4] Catalogue dispositifs microondes. ANAREN

- [I.5] CRONSON H.M., SUSMAN L., A six-port automatic network analyzer, IEEE transactions on Microwave Theory and Techniques, vol MTT 25, n° 12, décembre 1977, p. 1086.

- [I.6] Séminaire sur les mesures vectorielles à l'aide des analyseurs de réseaux HF et hyperfréquences, Hewlett Packard.

- [I.7] HOER C.A. Performance of a dual six-port automatic network analyzer, IEEE Microwave Theory and Techniques, Vol MTT 27, n° 12, décembre 1979, p. 993.

- [I.8] DA SILVA, Mc PHUN, Calibration of Microwave network analyzer for computer-corrected parameter measurements, Electronic letters, Vol. 9, n° 6, mars 1973, p. 128.

- [I.9] BIANCO et al, Evaluation of errors in calibration procedures for measurements of reflection coefficient, IEEE transactions on Instrumentation and Measurements, Vol IM 27, n° 4, décembre 1978, p. 354.
- [I.10] WOODS D., Generation of reflection coefficient standards of any value by means of a 3-port coaxial junction at microwave frequencies, Electronics letters, Vol 10, n° 8, septembre 1974, p. 379.
- [I.11] MAMOUNI A. et al, New correlation radiometer for microwave thermography, Electronic letters, Vol. 17, n° 16, Août 1981, p. 555.
- [I.12] MAMOUNI et al, Introduction to correlation.
- [I.13] MAMOUNI et al, Principes de la thermographie microonde par corrélation, Revue de Physique appliquée, 19 (1984).
- [I.14] BOUHES M., Modélisation et caractérisation des transistors à effet de champ type bigrilles submicroniques, Thèse 3ème cycle, septembre 1983.
- [I.15] BELLARBI L. et al, Thermographie microonde par corrélation et localisation des gradients thermiques, Journées Nationales Microondes, Lannion, Juin 1984.
- [I.16] BELLARBI L., Définition de la thermographie microonde par corrélation (TMOC). Mise en oeuvre d'un prototype destiné à la reconnaissance d'objets thermiques, Thèse 3ème cycle, Juillet 1984.
- [I.17] BELLARBI L., On possibilities of thermal pattern recognition by correlation microwave thermography, 14th EMC, Liège, septembre 1984.

BIBLIOGRAPHIE - CHAPITRE II -

- [II.1] GRANT E.H., SHEPPARD R.J., SOUTH G.P., Dielectric behaviour of biological molecules in solution, Oxford, 1978, p.7.
- [II.2] SCHWANN HP et al, the absorption of electromagnetic energy in body tissues, Review of Physical Medecine and Rehabilitation, 1954, p. 371.
- [II.3] COOK H.F., The dielectric behaviour of some types of human tissues at microwave frequencies, British Journal of Applied Physics, vol. 2, octobre 1951, p. 295.
- [II.4] COOK H.F., a comparison of the dielectric behaviour of pure water and human blood at microwave frequencies, id, vol.3, août 1952, p.249.
- [II.5] TOLER, SEALS, RF dielectric properties measurement system . Human and animal data, NIOSH RESEARCH REPORT, U.S. Department of Health, Education, and Welfare, Juillet 1977.
- [II.6] BURDETTE et al, "In vivo" probe measurement technique for determining dielectric properties at VHF through microwaves frequencies, IEEE Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT 28, n°4, avril 1981, p. 414.
- [II.7] STUCHLY S.S. et al, Dielectric properties of animal tissue "in vivo", frequency effect, Symposium international de thermologie biomédicale, Strasbourg, 1981.

- [II.8] GRANT E.H., Dielectric properties of biological tissues, id.
- [II.9] BLIOT F., CASTELAIN A., Etude de capteurs coaxiaux hyperfréquences, appliquée à la mesure "in vivo" de la permittivité des milieux biologiques, Colloque OHD, Lille, juin 1979.
- [II.10] CASTELAIN A., DUJARDIN B., BLIOT F., Etude et modélisation de sondes coaxiales adaptées à la mesure de permittivité "in vivo" des milieux biologiques dans la bande hyperfréquence, Symposium URSI, juin 1980, Jouy en Josas.
- [II.11] BLIOT F., CASTELAIN A., DUJARDIN B., Numerical simulations and models for microcoaxial probes, application to "in vivo" measurements of dielectric parameters of biological media in the microwave band, 10th EMC, septembre 1980, Varsovie.
- [II.12] CASTELAIN A., DUJARDIN B. Hyperthermie et mesure de permittivité en microondes par sondes coaxiales implantables. Estimation des volumes concernés, Journées Nationales Microondes, Toulouse 1982.
- [II.13] BOTTREAU AM et al, Symposium URSI 1980.
- [II.14] EDRICH J. HARDEE P.C., Complex permittivity and penetration depth of muscle and fat tissues between 40 and 90 GHz, IEEE transactions on microwave Theory and Techniques, mai 1976.
- [II.15] STUCHLY M.A., STUCHLY S.S., Coaxial line reflexion methods for measuring dielectric properties of biological substances at radio and microwave frequencies. A review, IEEE transactions on instrumentation and measurement, Vol. IM 29, n° 3, septembre 1980, p. 176.

- [II.16] HOLLIS M.A. et al, a swept frequency magnitude method for the dielectric characterization of chemical and biological systems, IEEE transactions on microwave theory and techniques, vol MTT 28, n° 7, juillet 1980, p.791.
- [II.17] ZANFORLIN L., Permittivity measurements of lossy liquids at millimeter-wave frequencies, id, vol MTT 31, n° 5, mai 1983, p. 417.
- [II.18] ARUNA R., BEHARI J., Dielectric loss in biogenic steroids at microwave frequencies, id, vol MTT 29, n° 11, novembre 1981, p.1209.
- [II.19] STUCHLY S.A., Measurement of radio frequency permittivity of biological tissues with an open-ended coaxial line. Part I and Part II, id., Vol. MTT 30, p. 82-91.
- [II.20] DECRETON M.C. et al, Nondestructive measurement of complex permittivity for dielectric slabs, id., décembre 1975, p. 1077.
- [II.21] STUCHLY M.A. et al, Dielectric properties of biological substances Tabulated, Journal of Microwave Power, 15 (1), 1980.
- [II.22] TAKASHIMA S et al, Electrical properties of squid axon membrane, Biochimica et Biophysica Acta, p. 401 (1975).
- [II.23] MANOUNI A. et al, A modified radiometer and microwave properties measurements of biological substances, 7th EMC, septembre 1977.
- [II.24] ROBILLARD M. et al, Progress in microwave thermography, 3rd International Congress of Thermology, mars 1982.
- [II.25] FABRE J.J., Méthodes de calcul de signaux thermiques et possibilités de nouvelles applications de la thermographie microonde, Thèse 3ème Cycle, septembre 1982.

- [II.26] ROBILLARD M. Contribution à l'étude des sondes et à la reconnaissance d'objets thermiques par thermographie microonde (TMO), Thèse 3ème Cycle, novembre 1981.
- [II.27] PICHOT C., Problèmes de diffraction et de propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux diélectriques inhomogènes, applications au génie biomédical et à l'optique intégrée. Thèse C ès Sciences Physiques, appendice C, p. C 92.
- [II.28] id, Appendice C p. C5.
- [II.29] BOLOMEY et al., On the possible use of microwave active imaging for remote thermal sensing, IEEE transactions on microwave theory and techniques, Vol. MTT 31, n° 9, septembre 1983, p. 777.
- [II.30] LIN et al, Microwave Thermoelastic tissue imaging-system design, IEEE, id, Vol. MTT 32, n° 8, août 1984, p. 854.
- [II.31] CHIVE M. et al, clinical evaluation of "Hylcar", an industrial system for microwave hyperthermia controlled by radiometry, hyperthermie Oncology 1984, Aarhus.
- [II.32] PLANCOT M., Contribution à l'étude théorique, expérimentale et chimique de l'hyperthermie microonde contrôlée par radiométrie microonde. Thèse 3ème Cycle, décembre 1983.
- [II.33] ALLAN H.F., Biological function as influenced by low-power modulated RF energy, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT 19, n° 2, février 1971, p. 153.
- [II.34] ROBERTSON S.S.J., LOVELAND R.J., Radio frequency ignition hazards : a review, IEE Proceedings, vol. 128, Pt A, n° 9, décembre 1981; p. 607.

- [II.35] GRANT E.H., Biological effects of microwaves and radio waves, id., p. 602.
- [II.36] Mc REE D.I. et al, The transmission of reflexes in the spinal cord of the cats during direct irradiation with microwaves, Journal of Microwave Power, 1976.
- [II.37] HARLEN F., Microwave and radio frequency exposure limit, IEE Proceedings, vol. 128, pt A, n° 9, décembre 1981, p. 589.
- [II.38] JOHNSON, GUY, Nonionizing electromagnetic wave effects in biological materials and systems, Proceedings of the IEEE, vol. 60, n° 6, juin 1972, p. 692.

BIBLIOGRAPHIE - CHAPITRE III

- [III.1] ANCONA C., Antennes, Tome 1, MASSON
- [III.2] ANCONA C., Antennes, Tome 2, MASSON
- [III.3] OTTO D.V., The admittance of cylindrical antennae driven from a coaxial line, Radio Science, Vol 2 (New Series), n° 9, septembre 1967, p. 1031.
- [III.4] ANCONA C., On small antenna impedance in weakly dissipative media, IEEE transactions on antennas and propagation, Vol AP 26, n° 2, mars 1978, p. 341.
- [III.5] id.
- [III.6] DESCHAMPS G.A., Impedance of an antenna in a conducting medium, IRE transactions on antennas and propagation, septembre 1962, p. 648.
- [III.7] STORER J.E., The impedance of an antenna over a large circular screen, Journal of Applied Physics, Vol. 22, n° 8, août 1951, p. 1058.
- [III.8] BAHL I.J., STUCHLY S.S., Effect of finite size ground plane on the impedance of a monopole immersed in a lossy medium, Electronics Letters, Vol. 15, n° 22, Octobre 1979, p. 728.

- [III.9] KING , The theory of linear antennas, Harvard University Press, 1956.
- [III.10] STROHBEN et al, An invasive microwave antenna for locally-induced hyperthermia for cancer therapy, Journal of microwave power, (14) 4, 1979, p. 339
- [III.11] id.
- [III.12] SWICORD M.L., DAVIS C.C., Energy absorption from small radiating coaxial probes in lossy media, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT 29, n° 11, novembre 1981, p. 1202.
- [III.13] RICHMOND J.H., A reaction theorem and its application to antenna impedance calculations, IRE Transactions on antennas and propagation, novembre 1961, p. 515.
- [III.14] ANGOT A., Compléments de mathématiques, 1972, Masson, p. 730.

