

THESE

présentée

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE TOULOUSE

Spécialité : ELECTRONIQUE

par

Mohamed BENAHMED

Maître ès-Sciences E.E.A. Université Paul Sabatier

DISPOSITIF DE MESURE NON DESTRUCTIVE DE LA PERMITTIVITE COMPLEXE

APPLICATION A LA MESURE IN SITU DE LA PERMITTIVITE DES SOLS

Soutenue le 31 mai 1985 devant le Jury composé de :

- | | | | |
|-----|--------------|--|-----------|
| M. | H. BAUDRAND, | Professeur I.N.P.T. (E.N.S.E.E.I.H.T.) | Président |
| M. | S. LEFEUVRE, | Professeur I.N.P.T. (E.N.S.E.E.I.H.T.) | Membre |
| Mme | T. LETOAN, | Ingénieur C.N.R.S. TOULOUSE | Membre |
| MM. | J.C. PEUCH, | Ingénieur de recherche I.N.P.T. (E.N.S.E.E.I.H.T.) | Membre |
| | P. STENGEL, | Directeur de recherche I.N.R.A. AVIGNON | Membre |
| | G. VEDRENNE, | Professeur U.P.S. | Membre |

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE TOULOUSE

PRESIDENT D'HONNEUR

M. le professeur MONTEL

PRESIDENT

M. le professeur NOUGARO

VICE-PRESIDENT

M. ALBERTINI Professeur
M. BUGAREL Professeur
M. DABOSI Professeur
M. MARTY Professeur

Directeur de l'E.N.S.A.T. M. le professeur CANDAU
Directeur de l'E.N.S.C.T. M. le professeur LATTES
Directeur de l'E.N.S.E.E.I.H.T. M. le professeur CRESTIN
Directeur de l'I.G.C. M. le professeur ANGELINO

SECRETARE GENERAL

M. CROS

PROFESSEURS HONORAIRES

Melle BERDUCOU
M. BIREBENT
M. DIEHL
M. HAMANT
M. VOIGT

PROFESSEURS

M. ALBERTINI	Zootecnies et agronomie
M. ALQUIER	Mécanique fondamentale et appliquée
M. AMALRIC	Composants électroniques et optiques
M. ANDRE	Zootecnies et agronomie
M. ANGELINO	Génie des procédés et des réactions chimiques
M. BAJON	Automatique, informatique industrielle, signaux, robotique
M. BAUDRAND	Composants électroniques et optiques
M. BELLET	Mécanique fondamentale et appliquée
M. BEN AIM	Génie des procédés et des réactions chimiques
M. BONEL	Métallurgie chimique, solides ionocovalents et moléculaires
M. BOUCHER	Composants électroniques et optiques
M. BOURGEAT	Zootecnies et agronomie
M. BRUEL	Informatique théorique, informatique des systèmes matériels et logiciels
M. BUGAREL	Génie des procédés et des réactions chimiques
M. BUIS	Biologie et physiologie végétales
M. CABANEL	Informatique théorique, informatique des systèmes matériels et logiciels
M. CALMON	Biochimie et biologie appliquées
M. CANDAU	Zootecnies et agronomie
M. CASTANIE	Automatique, informatique industrielle, signaux, robotique
M. CONSTANT	Métallurgie chimique, solides ionocovalents et moléculaires
M. COSTES	Automatique, informatique industrielle, signaux, robotique
M. COUDERC	Génie des procédés et des réactions chimiques
M. CRESTIN	Informatique théorique, informatique des systèmes matériels et logiciels
M. DABOSI	Métallurgie chimique, solides ionocovalents et moléculaires

.../...

M. DAT	Mécanique fondamentale et appliquée
M. DE FORNEL	Systèmes électroniques, électrotechnique
M. DELMAS	Chimie industrielle
M. DOMENECH	Génie des procédés et des réactions chimiques
M. ECOCHARD	Biochimie et biologie appliquées
M. ENJALBERT	Génie des procédés et des réactions chimiques
M. FABRE	Mécanique fondamentale et appliquée
M. FALLOT	Biochimie et biologie appliquées
M. FARRENY	Informatique théorique, informatique des systèmes matériels et logiciels
M. FOCH	Systèmes électroniques, électrotechnique
M. GARDY	Génie des procédés et des réactions chimiques
M. GASET	Génie des procédés et des réactions chimiques
M. GIBERT	Génie des procédés et des réactions chimiques
M. GILOT	Génie des procédés et des réactions chimiques
M. GOURDENNE	Polymères
M. GRUAT	Mécanique fondamentale et appliquée
M. HA MINH	Mécanique fondamentale et appliquée
M. HOFFMANN	Automatique, informatique industrielle, signaux, robotique
M. KALCK	Chimie minérale, chimie analytique
M. LABAT	Zootecnies et agronomie
M. LAGUERIE	Génie des procédés et des réactions chimiques
M. LEFEUVRE	Systèmes électroniques, électrotechnique
M. LENZI	Chimie industrielle
M. MARTY	Systèmes électroniques, électrotechnique
M. MASBERNAT	Mécanique fondamentale et appliquée
M. MATHEAU	Systèmes électroniques, électrotechnique
M. MATHIEU	Chimie minérale, chimie analytique
M. MOLINIER	Génie des procédés et des réactions chimiques
M. MONCOULON	Zootecnies et agronomie
M. MONTEL	Métallurgie chimique, solides ionocovalents et moléculaires
M. MORA	Génie des procédés et des réactions chimiques
M. MORARD	Zootecnies et agronomie
M. MORELIERE	Composants électroniques et optiques
M. NAJIM	Génie des procédés et des réactions chimiques
M. NOAILLES	Modélisation, calcul scientifique, statistiques
M. NOUGARO	Mécanique fondamentale et appliquée
M. PAREILLEUX	Biochimie et biologie appliquées
M. PECH	Biochimie et biologie appliquées
M. PLANCHON	Biochimie et biologie appliquées
M. RIBA	Génie des procédés et des réactions chimiques
M. ROBERT	Génie des procédés et des réactions chimiques
M. RODRIGUEZ	Informatique théorique, informatique des systèmes matériels et logiciels
M. SALLE	Informatique théorique, informatique des systèmes matériels et logiciels
M. TERRON	Zootecnies et agronomie
M. THIRRIOT	Mécanique fondamentale et appliquée
M. TORRES	Chimie minérale, chimie analytique
M. TRANNOY	Systèmes électroniques, électrotechnique
M. TRUCHASSON	Mécanique fondamentale et appliquée

(mis à jour le 1er février 1985)

S O M M A I R E

-oOo-

INTRODUCTION

CHAPITRE I : RAPPELS DE BASE

- I.1. Permittivité complexe - Permittivité complexe de l'eau
- I.2. Ondes planes
- I.3. Réflexion de l'onde plane sur une surface.

CHAPITRE II : ETUDE DE L'ENSEMBLE EMETTEUR : CORNET-LENTILLE

- II.1. Élément rayonnant. Ses caractéristiques
- II.2. Élément correcteur de phase
- II.3. Obtention d'ondes quasi-planes.

CHAPITRE III : DETERMINATION DE LA PERMITTIVITE COMPLEXE

- III.1. Approche théorique
- III.2. Détermination de la permittivité par analyse numérique
- III.3. Méthode de mesure du coefficient de réflexion (1er dispositif)
- III.4. Méthode de mesure du coefficient de réflexion (dispositif transportable : EPSITRON).

CHAPITRE IV : MESURES SUR LE SOL

- IV.1. Rappels sur le sol

IV.2. Mesure avec le premier dispositif

IV.3. Mesure avec le dispositif transportable (Epsitron)

CHAPITRE V : APPLICATION DE L'EPSITRON

CONCLUSION

BIBLIOGRAPHIE

*

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

-o0o-

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

-oOo-

La permittivité d'un matériau est une mesure de la polarisation d'une distribution de charges électriques, placées dans un champ électrique. Dans le domaine des hyperfréquences elle varie suivant un nombre important de paramètres qui caractérisent ce matériau : l'humidité, la densité, l'homogénéité, la composition chimique... etc. Ce qui fait apparaître la possibilité d'utiliser la mesure de permittivité pour obtenir des renseignements sur ces matériaux. Des applications les plus variées ont ainsi été possibles. On peut citer la mesure d'humidité (HASTED et SHAH 1964 ; BARGHARA 1972) la mesure de densité de pâtes d'argiles (HIPPI, 1974), celle d'homogénéité des matériaux de construction (KOSLOV 1975). On peut aussi mesurer le pourcentage d'eau contenu dans un flot de pétrole brut (CASTLE et ROBERTS 1974) ou le pourcentage d'argile dans des boues argileuses (KRAZEWSKI 1976). Pour cela il faut relier la variation du paramètre concerné aux variations de la permittivité tout en s'affranchissant de l'effet des autres paramètres.

Parmi ces différentes applications, la plus importante est la détermination de l'humidité contenue dans un matériau. En effet, dans le domaine des microondes l'eau libre et pure a une fréquence de résonance (ou fréquence de Debye) voisine de 24 GHz. Les pertes diélectriques seront donc maximales dans ce domaine.

Il faut aussi noter que le comportement de l'eau est très variable suivant qu'elle est pure ou chargée d'ions et suivant ses différentes formes (eau libre, eau liée, eau de cristallisation...).

De ce fait on peut s'attendre à ce que les milieux contenant de l'eau aient un comportement diélectrique très variable suivant le pourcentage d'humidité et la façon dont l'eau est liée à la matière.

Les méthodes usuelles de détermination de permittivités en guide d'ondes ou en cavité portent sur des échantillons de faible volume (de l'ordre du cm^3) et de plus ne permettent pas d'effectuer des mesures sur des matériaux à très fortes pertes diélectriques (fortes humidités). Elles conviennent à des matériaux homogènes.

Pour les milieux qui présentent une grande surface et où se pose le problème de la représentativité des échantillons, ces méthodes sont mal adaptées. C'est le cas du sol qui est un milieu naturel inhomogène.

La détermination de la permittivité des sols va permettre la connaissance du type de sol ou de son humidité, ou de sa densité ou de sa texture...

Dans les programmes de télédétection, des modèles de rétrodiffusion radar des surfaces de sol en fonction de la permittivité sont utilisés pour avoir accès aux propriétés des sols, principalement leur teneur en eau.

Dans ce but, de nombreuses mesures de permittivités des sols ont été effectuées. On peut citer CIHLAR et ULABY (1974), les travaux publiés par WANG et SCHMUGGE (1978), NEWTON (1977), HOEKESTRA et DELANAY (1974).

Ces méthodes sont destructives et utilisent des échantillons de faible volume. Elles ne permettent donc pas de rendre compte des caractéristiques intrinsèques à de grandes surfaces inhomogènes.

La méthode préconisée doit être non destructive. Elle consiste à travailler en réflexion et à utiliser des ondes planes en incidence normale sur la surface à observer. La séparation de l'onde incidente et de l'onde réfléchie permet d'accéder au coefficient de réflexion de Fresnel.

Quand une onde illumine une surface, une partie est réfléchie, elle dépend de la permittivité et des propriétés géométriques de l'interface ; une autre partie est transmise, elle est absorbée par le milieu. Dans le cas de milieux inhomogènes en terme de longueur d'onde, l'onde transmise peut participer à la rétrodiffusion. Par suite des réflexions multiples, la partie rétrodiffusée par le volume dépend aussi de la permittivité. Donc l'onde réfléchie par la surface et le volume nous amènent à la permittivité complexe si l'effet de la géométrie de l'interface et celui du volume est connu ou si on peut s'en affranchir.

La solution consiste :

- à avoir une onde plane en incidence sur une surface la plus plane possible (en terme de longueur d'onde) ce qui nous permettra d'utiliser les lois de Fresnel

- à faire un calcul permettant de relier la permittivité complexe au coefficient de réflexion de Fresnel. Ce calcul est relativement simplifié dans le cas d'un milieu homogène ou stratifié.

Dans le premier chapitre du mémoire, seront exposés les rappels sur la permittivité complexe, sur les ondes planes et leur interaction avec la surface d'un milieu.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons l'étude de l'ensemble cornet-lentille nous permettant d'avoir des ondes planes.

Le troisième chapitre est consacré à la détermination théorique de la permittivité complexe à partir du coefficient de réflexion dans différents cas (réflexion de surface, réflexions multiples, milieux stratifiés de faibles pertes). Nous y décrivons aussi le dispositif expérimental, le mode opératoire et la validation de ce dispositif par des mesures de permittivités de matériaux connus.

Nous présentons les résultats sur trois types de sols étudiés en laboratoire dans le quatrième chapitre ; ainsi que les résultats sur un type de sol obtenus à l'aide d'un dispositif transportable qui nous permet d'effectuer des mesures in situ de permittivités complexes de sols.

Les comparaisons de résultats obtenus à l'aide des deux dispositifs à ceux trouvés dans la littérature y sont faites.

Ce qui nous conduit à discuter des applications de ces mesures ainsi que d'une autre application (efficacité des matériaux absorbants).

C H A P I T R E I

-o0o-

RAPPELS DE BASE

-o0o-

I.1. Permittivité complexe

- Permittivité complexe de l'eau

I.2. Ondes planes

I.3. Réflexion de l'onde plane sur une surface

I.3.1. Réflexion sur une surface plane

I.3.2. Réflexion sur une surface rugueuse

1.3.2.1. Rugosité

1.3.2.2. Modèles de réflexion par des surfaces rugueuses.

-o0o-

I.1. PERMITTIVITE COMPLEXE.-

Les matériaux peuvent être classés en deux catégories :

- les conducteurs parfaits dont la conductivité est infinie
- les isolants diélectriques parfaits dont la conductivité est nulle.

Les diélectriques réels sont des isolants présentant une très faible conductivité ; les charges qui font partie des constituants de la matière, électrons, ions, ... ne peuvent circuler librement. Elles sont cependant sensibles à l'action d'un champ électrique extérieur donnant lieu au phénomène de polarisation. Ce phénomène est caractérisé par le vecteur polarisation \vec{P} lié à la polarisabilité du matériau.

La polarisabilité α' d'un atome est définie en fonction du champ électrique local (\vec{E}_{loc}) sur l'atome par :

$$\vec{p} = \alpha' \vec{E}_{loc}$$

\vec{p} : étant le moment dipolaire.

Différents mécanismes de polarisation interviennent dans la polarisabilité totale. Ils interviennent différemment en fonction de la fréquence du champ appliqué (fig. 1).

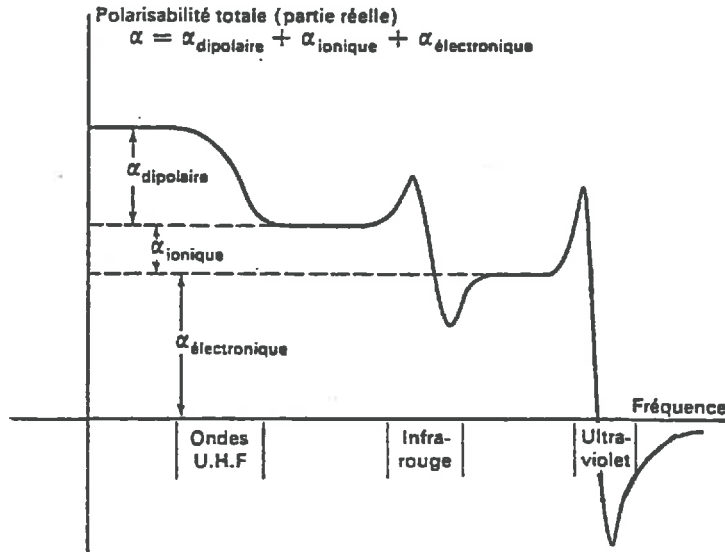


fig. 1. Dépendance des différentes contributions à la polarisabilité par rapport à la fréquence (C. KITTEL Physique de l'état solide 1969).

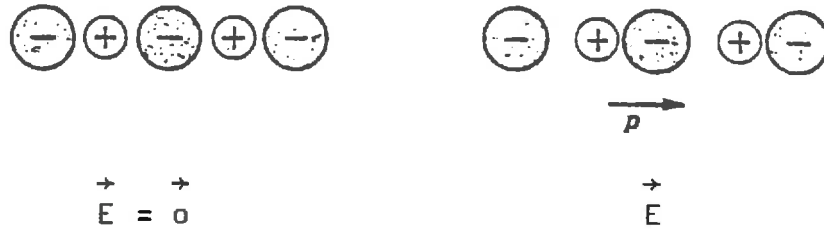
Polarisation électronique :

La contribution électronique provient du déplacement des couches électroniques par rapport au noyau.



Polarisabilité ionique :

La contribution ionique provient du déplacement d'un ion chargé par rapport aux autres ions.



Polarisabilité dipolaire :



Elle provient des molécules ayant un moment dipolaire électrique permanent qui peut changer d'orientation dans un champ électrique.

Dans les matériaux hétérogènes, il y a en plus une polarisation interfaciale provenant de l'accumulation des charges aux interfaces.

La permittivité d'un matériau est liée au vecteur déplacement électrique \vec{D} à l'intérieur du diélectrique par :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon_0 (1 + \chi) \vec{E}$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r^* \vec{E} \quad \text{et} \quad \epsilon_r^* = 1 + \chi \quad (1)$$

ϵ_0 : étant la permittivité du vide
 ϵ_r^* : la permittivité relative du milieu
 χ : sa susceptibilité.

Sous l'action d'un champ alternatif de fréquence élevée, les dipôles ne peuvent pas "suivre" les changements de direction du champ. Il apparaît alors un déphasage entre le vecteur polarisation \vec{P} et le champ \vec{E} qui se traduit par une dissipation d'énergie à l'intérieur du milieu. La permittivité diélectrique s'écrit alors :

$$\epsilon^* = \epsilon' - j \epsilon'' \quad (2)$$

ϵ' : caractérise la capacité du champ à se polariser
 ϵ'' : correspond aux pertes calorifiques.

Les différents phénomènes de polarisation sont pris en compte dans la valeur de la permittivité. Ainsi le courant total \vec{I}_t traversant le matériau est la somme des courants dus aux différents aspects de la polarisation.

$$\vec{I}_t = j \omega \epsilon^* \vec{E}$$

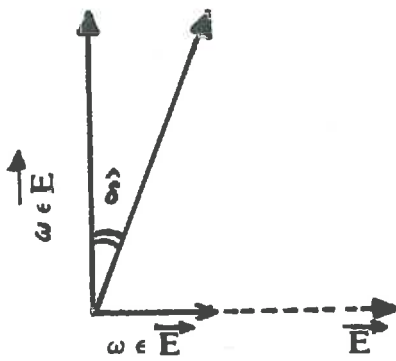
ω : pulsation du champ électrique.

En tenant compte de l'expression de la permittivité, nous pouvons écrire :

$$\vec{I}_t = \omega \epsilon'' \vec{E} + j \omega \epsilon' \vec{E} \quad (3)$$

Le courant total est donc la somme vectorielle de deux courants

- $j \omega \epsilon' \vec{E}$ en quadrature avec \vec{E} (ce qui correspond au cas d'un diélectrique sans perte)
- $\omega \epsilon'' \vec{E}$ en phase avec \vec{E}



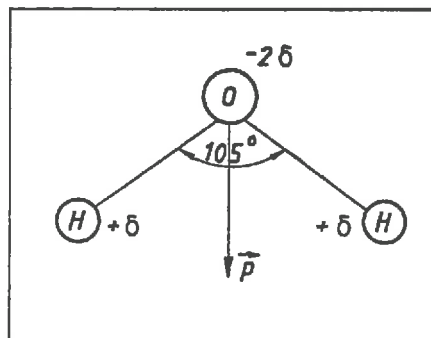
$\hat{\delta}$: est appelé angle de perte et :

$$\text{tg } \hat{\delta} = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \quad (4)$$

Permittivité complexe de l'eau.

La molécule d'eau constitue un dipole électrique permanent (voir figure).

Sous l'effet d'un champ électrique, ces dipôles tendent à s'aligner dans la direction du champ appliqué. S'il est alternatif les propriétés diélectriques varient avec la fréquence (dispersion).



Quand la fréquence devient élevée, ces dipôles ne peuvent plus "suivre" les changements de direction du champ ; ce qui se traduit par des pertes dans l'eau.

Debye a décrit la dispersion comme un phénomène de relaxation.

La permittivité diélectrique s'écrit alors :

$$\epsilon_r^* = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + j\omega\tau}$$

ω : étant la pulsation du champ appliqué

ϵ_s : la permittivité statique pour une fréquence nulle

ϵ_∞ : permittivité pour une fréquence infinie (correspond à la polarisation électronique)

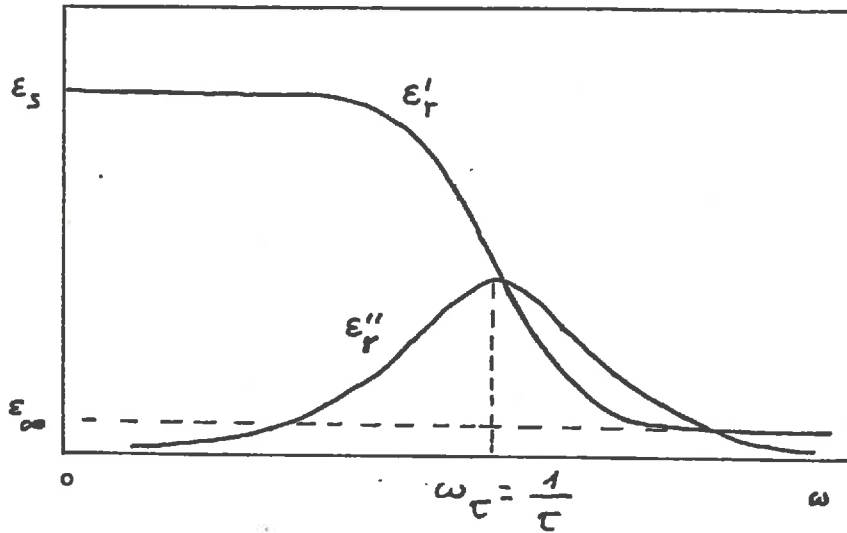
τ : temps de relaxation qui représente en l'absence de champ, le temps que met le milieu à revenir dans sa position d'équilibre.

Les parties réelle et imaginaire peuvent s'écrire :

$$\epsilon_r' = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + \omega^2 \tau^2}$$

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

La figure suivante représente les variations de ϵ_r' et ϵ_r'' en fonction de la pulsation ω .



ϵ''_r est maximale pour $\omega\tau = \frac{1}{\tau}$; A cette pulsation :

$$\epsilon'_r = \frac{\epsilon_s + \epsilon_\infty}{2}$$

$$\epsilon''_r = \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{2}$$

Lorsque l'eau est chargée d'ions, il existe une dissipation d'énergie due à la conductivité σ , du milieu.

ϵ''_r se trouve augmenté d'un terme $\frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega}$.

De nombreux auteurs ont retrouvé ces variations (fig. 1).

I.2. LES ONDES PLANES.-

Les ondes planes sont caractérisées par le fait que les champs électrique et magnétique sont perpendiculaires à la direction de propagation Oz et perpendiculaires entre eux.

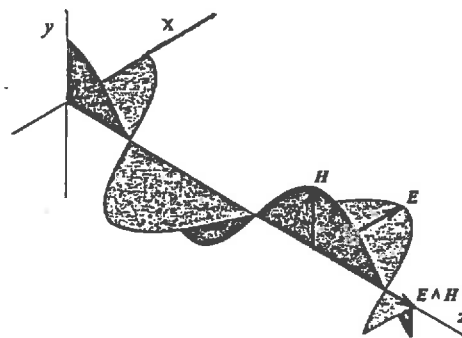


Fig. 2 : Représentation d'une onde plane à un instant donné.

Les expressions de ces champs sont :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{j(\omega t - \gamma \vec{r} \cdot \vec{i})} \quad (5)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 e^{j(\omega t - \gamma \vec{r} \cdot \vec{i})} \quad (6)$$

\vec{i} : étant le vecteur unitaire suivant la direction de propagation

\vec{r} : le rayon vecteur

γ : le facteur de propagation complexe

$$\gamma = j \omega \sqrt{\epsilon^* \mu^*} = \alpha + j \beta ; Z = \frac{E}{H} = \sqrt{\frac{\mu^*}{\epsilon^*}}$$

f est la fréquence (en Hz)

μ^* : perméabilité complexe du milieu

Z : impédance intrinsèque du diélectrique

α : le facteur d'atténuation Nepers/m

β : le facteur de phase de l'onde. $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ (rd/m)

λ : longueur d'onde dans le milieu considéré

A partir de la relation

$$\gamma^2 = -\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r^* = \alpha^2 - \beta^2 + 2j\alpha\beta$$

nous pouvons calculer α et β en fonction de ϵ'_r et de

$\tan \hat{\delta} = \frac{\epsilon''_r}{\epsilon'_r}$. Nous trouvons :

$$\alpha = \beta_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_r}{2} \left(\sqrt{1 + \tan^2 \hat{\delta}} - 1 \right)} \quad (7-1)$$

$$\beta = \beta_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_r}{2} \left(\sqrt{1 + \tan^2 \hat{\delta}} + 1 \right)} \quad (7-2)$$

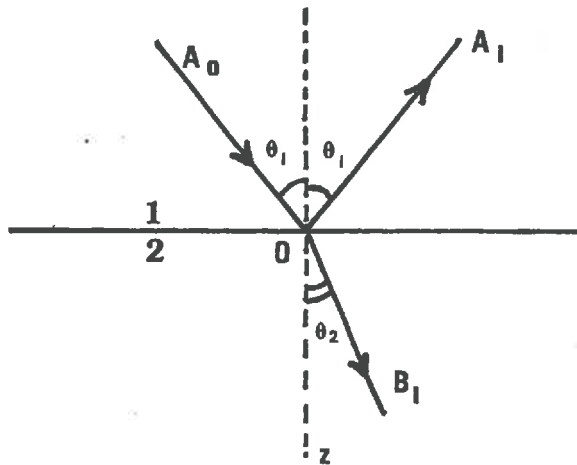
avec $\beta_0 = (\omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}) = \frac{2\pi}{\lambda_0}$

λ_0 = longueur d'onde dans le vide ou dans l'air

I.3. REFLEXION DE L'ONDE PLANE SUR UNE SURFACE D'UN MILIEU.-

I.3.1. Réflexion sur une surface plane.

Dans le cas d'une surface plane, infinie et homogène, l'onde incidente est réfléchiée et transmise selon le schéma suivant :



Le milieu 1 est de l'air de permittivité relative égale à 1

Le milieu 2 est caractérisé par sa permittivité relative

$$\epsilon_r^* = \epsilon'_r - j \epsilon''_r.$$

Les ondes réfléchiée et transmise sont calculées à l'aide

des coefficients de réflexion et de transmission de Fresnel.

$$R_1 = \frac{\text{Champ électrique réfléchi}}{\text{Champ électrique incident}}$$

$$T_1 = \frac{\text{Champ électrique transmis}}{\text{Champ électrique incident}}$$

Le coefficient de réflexion dépend de la polarisation, de l'angle d'incidence, et du rapport des permittivités diélectriques des deux milieux.

En polarisation horizontale et en incidence normale il s'écrit :

$$R_1 = \frac{1 - \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}}}{1 + \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}}}$$

$$\text{Dans notre cas } R_1 = \frac{1 - \sqrt{\epsilon_r^*}}{1 + \sqrt{\epsilon_r^*}} \quad (8)$$

cela dans le cas d'une seule réflexion sur l'interface des deux milieux.

L'onde transmise se propage dans le milieu 2. Dans un milieu homogène absorbant, l'amplitude du champ électrique décroît avec la profondeur suivant une loi en $e^{-\alpha z}$.

La profondeur de pénétration (δ_d) donne une estimation du volume qui absorbe l'énergie transmise. Elle est définie comme la profondeur à laquelle l'amplitude du champ transmis est réduite dans le rapport $\frac{1}{e}$.

$$\delta_d = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\beta_0 \sqrt{\frac{\epsilon_r}{2} (\sqrt{1 + \tan^2 \hat{\delta}} - 1)}} \quad (9)$$

Dans le cas où le milieu 2 est un métal, elle est très faible et s'écrit :

$$\delta_m = \sqrt{\frac{1}{\pi \mu \sigma f}} \quad (10)$$

σ : conductivité du métal

δ_m peut s'écrire :

$$\delta_m (\mu\text{m}) = \frac{50}{\pi} \sqrt{\frac{1}{f(\text{GHz}) \times \sigma (\text{M}\Omega/\text{m})}}$$

pour l'aluminium à 9.5 GHz

$$\delta_m = 0,86 \mu\text{m}.$$

1.3.2. Réflexion sur une surface rugueuse.

L'hypothèse d'une surface plane, infinie et éclairée par une onde plane est théorique.

En réalité, les surfaces sont rugueuses et de dimensions finies.

Sur une surface plane, infinie, la réflexion se fait suivant la direction spéculaire (a). Si la surface est finie, une structure de lobes secondaires apparaît, quand la surface est rugueuse, la réflexion dans la direction spéculaire est réduite (c). Pour une surface très rugueuse, la réflexion est répartie dans toutes les directions de l'espace (d).

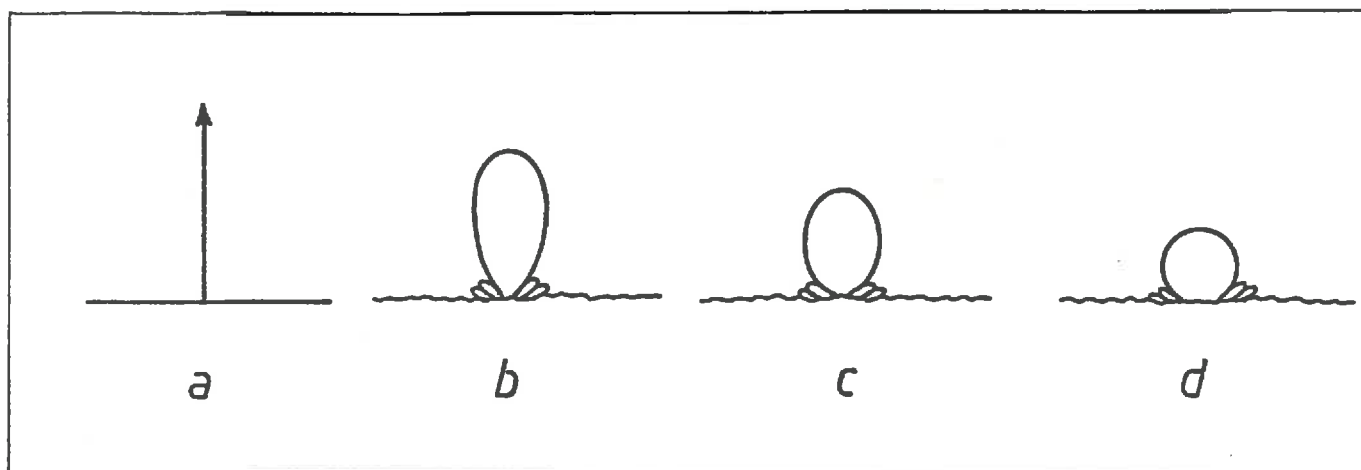


fig. 3 : Réponse à une illumination normale à la surface
a - plan infini ; b - surface étendue
c - surface rugueuse ; d - surface très rugueuse.

1.3.2.1. La rugosité.

La rugosité est une notion liée à la longueur d'onde d'observation. Deux paramètres sont souvent utilisés pour la caractériser :

- la hauteur quadratique moyenne notée σ ou h_{rms} et l'écart-type de la hauteur des irrégularités
- la longueur de corrélation représente la distance minimale au delà de laquelle deux points de la surface sont statistiquement indépendants.

Critères de rugosité utilisés :

En électromagnétisme, une surface est considérée comme lisse ou rugueuse suivant la valeur du rapport entre la longueur d'onde et la dimension des irrégularités.

Les critères utilisés peuvent être fondés sur la différence de phase entre deux rayons réfléchis par la surface.

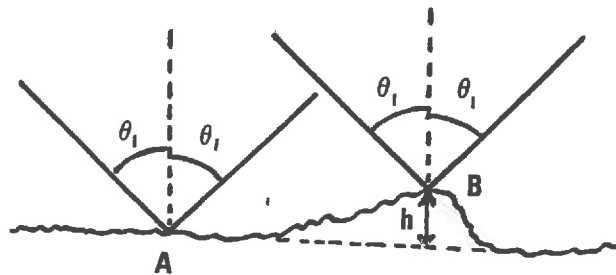


fig. 4 : Différence de phase entre deux rayons réfléchis par les points A et B.

Le déphasage introduit par la différence de marche entre les deux rayons réfléchis est donné par :

$$\Delta \theta_1 = 2 \beta_0 h \cos \theta_1 \quad (11)$$

avec

θ_1 : angle d'incidence

h : hauteur des irrégularités en A et B.

Critère de Rayleigh :

La surface est considérée comme lisse si le déphasage, $\Delta \theta_1$ est inférieur à $\pi/2$ ou bien si :

$$h < \frac{\lambda_0}{8 \cos \theta_1} \quad (12)$$

Critère de Fraunhofer :

Une surface est lisse si $\Delta \theta_1$ est inférieur à $\pi/8$ il faut donc :

$$h < \frac{\lambda_0}{32 \cos \theta_1} \quad (13)$$

Ce critère est plus restrictif que le critère de Rayleigh.

1.3.2.2. Modèles de réflexion par des surfaces rugueuses.

La diffusion de l'onde par des surfaces a fait l'objet de nombreuses études théoriques (FUNG 1981). Les modèles développés utilisent les approximations de l'optique géométrique ou de l'optique physique et sont souvent applicables à des surfaces extrêmes, très lisses ou très rugueuses.

En général les modèles expriment le coefficient de rétrodiffusion radar, σ^0 , en fonction du coefficient de réflexion de Fresnel, de la longueur d'onde et de termes qui caractérisent la rugosité de surface.

$$\sigma^{\circ}(\theta_1) = |R_1(\theta_1)|^2 \times f(\text{rugosité}) \quad (14)$$

Deux exemples de modèles peuvent être présentés :

$$\sigma^{\circ}(\theta_1) = |R(\theta_1)|^2 \frac{4 \beta_0^2}{\pi} \cdot L^2 e^{-4\beta_0^2 h^2 \cos^2 \theta_1}$$

modèle utilisant l'optique physique, à appliquer aux surfaces de type très lisse ; et

$$\sigma^{\circ}(\theta_1) = |R(\theta_1)|^2 / 2 S^2 \cos^4 \theta_1 e^{-\text{tg}^2 \theta_1 / 2 S^2}$$

modèle utilisant l'optique géométrique à appliquer aux surfaces de type très rugueux

où θ_1 : est l'angle d'incidence

L : la demi-largeur de la surface illuminée

h : la hauteur quadratique moyenne des irrégularités

$R_1(\theta_1)$: le coefficient de réflexion de Fresnel.

Dans le cas d'une surface lisse l'expression du coefficient de réflexion de Fresnel en fonction de la permittivité est simplifiée. Nous pouvons donc déterminer cette dernière en mesurant ce coefficient de réflexion.

Donc le dispositif préconisé nécessite des ondes planes.

C H A P I T R E II

-o0o-

ETUDE DE L'ENSEMBLE EMETTEUR (CORNET-LENTILLE)

-o0o-

II.1. Elément rayonnant. Ses caractéristiques

II.1.1. Type de cornet

II.1.2. Dimensions géométriques

II.1.3. Détermination de la bande de travail et du rayon b

II.1.4. Gain-ouverture du faisceau à - 3 dB

II.2. Elément correcteur de phase

II.2.1. Type de lentille

II.2.2. Dimensions géométriques

II.2.3. Diamètre éclairé

II.3. Obtention d'ondes quasi-planes

II.3.1. Présentation des différentes zones

II.3.2. Vérification expérimentale. Mode opératoire

-o0o-

Nous voulons dans cette étude déterminer les caractéristiques diélectriques d'un milieu. L'utilisation des relations fondamentales de l'optique géométrique (lois de Fresnel) implique des ondes planes. Cette condition est satisfaite si on travaille en champ lointain ; ce qui implique une distance élevée entre le dispositif de mesure et le milieu à observer.

La réalisation d'un dispositif pratique nous impose de travailler en champ proche.

Nous utilisons un cornet qui émet des ondes sphériques. Il est donc nécessaire de ramener le champ électrique \vec{E} et magnétique \vec{H} dans le même plan. D'où l'utilisation d'un élément correcteur de phase.

II.1. ELEMENT RAYONNANT. SES CARACTERISTIQUES.-

II.1.1. Type de cornet.

Parmi les différents types de cornets, nous avons choisi le cornet conique pour les raisons suivantes :

a) Mécanique : la réalisation est plus facile car on fait l'usinage d'une seule pièce avec une bonne précision et un bon état de surface de l'ouverture, ce qui nous évitera les opérations de moulage.

b) Electrique : dans le cas du cornet conique les centres de phase pour \vec{E} et pour \vec{H} sont confondus.

Ce cornet obtenu par évasement d'un guide d'onde circulaire travaille le plus souvent en mode fondamental TE_{11} .

Il émet en espace libre des ondes électromagnétiques à front d'onde sphérique.

II.1.2. Dimensions géométriques.

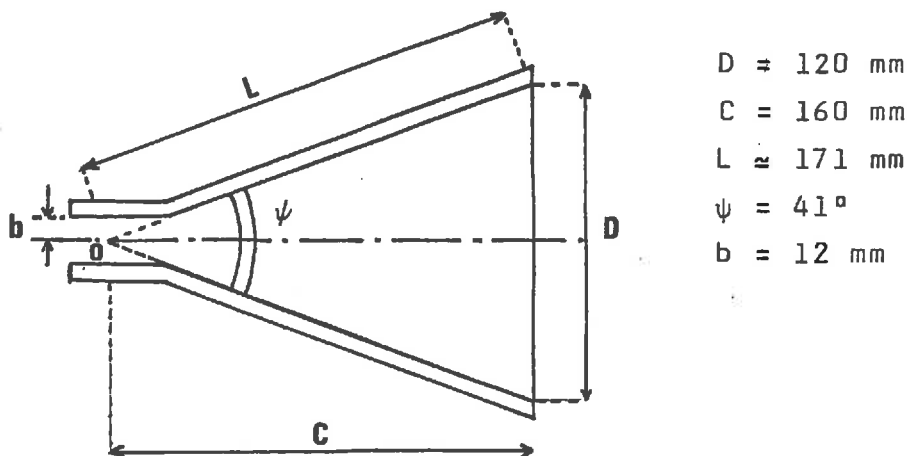


fig. 5 : Cornet conique.

Les dimensions géométriques du cornet sont déterminées de façon à obtenir d'une part une bonne adaptation et d'autre part une bonne directivité.

Si on augmente encore L, l'amélioration apportée n'est pas très importante.

II.1.3. Détermination de la bande de travail et du rayon b

Le cornet est alimenté par un guide d'onde circulaire de rayon b et dont la longueur d'onde de coupure est $\lambda_c = \frac{2\pi b}{x'}$ pour les modes TE et $\lambda_c = \frac{2\pi b}{x}$ pour les modes TM.

x et x' sont déterminées pour chaque mode.

Nous travaillons en mode TE₁₁, de longueur d'onde de coupure $\lambda_c = 3.413 b$ et de fréquence de coupure $F_{c_{TE11}} = \frac{87.90}{b}$.

b et λ_c exprimés en mm et F en GHz.

Le mode suivant est le TM_{01} de longueur d'onde de coupure $\lambda_c = 2.612 b$ et de fréquence de coupure $F_{cTM_{01}} = \frac{114.85}{b}$.

Nous éliminons ce mode, et donc tous les autres le seront, ce qui nous permettra de travailler uniquement en mode fondamental TE_{11} .

Il faut donc que la fréquence de travail satisfasse la double inégalité suivante :

$$\frac{87.90}{b} < F < \frac{114.85}{b}$$

En général on travaille dans une plage de fréquence $\Delta F = F_2 - F_1$.

$$\text{Alors } \frac{87.90}{b} < F_1 < F_2 < \frac{114.85}{b}$$

Nous arrivons à :

$$\frac{87.90}{F_1} < b < \frac{114.85}{F_2} \quad (15)$$

De la double inégalité précédente nous pouvons tirer

$$\frac{F_2}{F_1} < \frac{114.85}{87.90}$$

$$\text{soit } F_2 < 1.3 F_1 \quad (16)$$

Ce qui nous permettra de déterminer la bande de travail

$$\Delta F = F_2 - F_1 = 0.3 F_1 \quad (17)$$

Pour $b = 12$ mm, nous pouvons travailler dans une bande de fréquence de 2 GHz.

$$F \in [7.33 ; 9.57]$$

Nous ferons des mesures à 9.5 GHz limite supérieure de la bande pour pouvoir comparer avec des études faites par d'autres auteurs.

Remarquons que nous pouvons faire des mesures à des fréquences inférieures à celles de la bande X et qu'à l'aide des relations 15, 16, 17, nous pouvons choisir la bande de travail et la valeur de b .

II.1.4. Gain. Ouverture du faisceau à - 3 dB.

Pour une fréquence de travail de 9.25 GHz correspondant à une longueur d'onde $\lambda = 32.43$ mm, nous calculons le gain du cornet conique à l'aide de la formule :

$$G = k \frac{4 \pi S}{\lambda^2} \quad (18)$$

avec $k \approx 0.52$

s : surface de l'ouverture du cornet. Nous trouvons

$$G = 72.17$$

$$G_{dB} = 10 \log 72.17 = 18.6$$

Nous avons aussi fait une mesure expérimentale et nous avons trouvé :

$$G_{dB} = 19 \text{ dB}$$

L'angle d'ouverture à - 3 dB est donné par :

$$\psi_3 = 29.5 \frac{\lambda}{D} \quad (19)$$

ce qui donne $\psi_3 = 16^\circ$.

Pour mesurer expérimentalement ψ_3 , nous traçons d'abord le diagramme de rayonnement du cornet et nous mesurons l'angle pour lequel nous détectons la moitié de la puissance maximale, cette dernière étant obtenue pour $\psi = 0$.

Nous trouvons :

$$\psi_3 = 17^\circ$$

D'après (18) et (19) nous constatons qu'il est préférable de travailler dans la limite supérieure de la bande de fréquence utilisée car si la longueur d'onde λ décroît, le gain G croît et l'ouverture du faisceau à - 3 dB ψ_3 décroît.

Nous avons comparé les résultats sur le cornet conique avec ceux d'un cornet pyramidal Systron Donner. Ils sont en bonne concordance.

II.2. ELEMENT CORRECTEUR DE PHASE.-

II.2.1. Type de lentille.

Une lentille est interposée dans le faisceau pour corriger les phases des ondes sphériques émises par le cornet. Nous avons le choix entre deux types de lentille :

a) La lentille à avance de phase est constituée de lames métalliques. La réalisation d'une telle lentille ne présente pas de difficultés majeures. Le profil des lames est facile à obtenir mais ce dispositif présente une bande de travail étroite, de l'ordre de 400 MHz, limitant la plage de mesures.

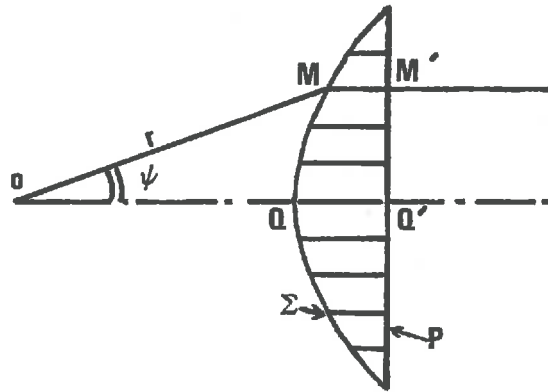
b) La lentille diélectrique plan convexe à retard de phase. Faite en matière transparente (Altuglass) elle permet de réaliser des alignements et des réglages dans le domaine du visible. L'indice de la lentille ($n = 1.6$) varie peu en fonction de la fréquence, ce qui permet d'éviter la limitation de la bande de travail. Cependant restait le problème de l'usinage du profil. Celui-ci a nécessité l'exécution du tracé sur imprimante à partir duquel on a formé le gabarit nous permettant de fabriquer la lentille sur un tour à reproduire.

Une machine à commande numérique aurait permis l'obtention d'un meilleur état de surface (aberration moindre). De plus, il aurait été bon de faire à l'analyseur de réseau une mesure d'adaptation du cornet seul et puis avec la lentille.

Pour avoir une bonne adaptation au niveau de cette dernière, il faut couvrir la surface Σ d'une couche d'un matériau diélectrique d'indice $\sqrt{n} = 1.26$.

Par ailleurs, il est primordial de veiller à l'alignement du cornet et de la lentille.

II.2.2. Dimensions géométriques.



$n = 1.6$
 $f = 300 \text{ mm}$
 $QQ' = 40 \text{ mm}$

fig. 6 : Lentille diélectrique

Il faut donc transformer une onde sphérique émanant d'un centre de phase O en une onde plane sur une surface plane P.

Nous utiliserons un volume de matériau limité par le cercle de diamètre AB et par la surface Σ dont nous déterminerons le profil dans le plan de la figure. Pour cela, on écrit que les chemins optiques (OMM' et OQQ') sont égaux entre O et le plan équiphasé P.

On obtiendra :

$$r = \frac{(n - 1) f}{n \cos \psi - 1} \quad (20)$$

Pour $f = 300$ mm
et $n = 1.6$

$$r = \frac{180}{1.6 \cos \Psi - 1}$$

Il ne reste qu'à programmer cette équation au calculateur pour avoir le profil de la lentille (fig. 7 bis).

II.2.3. Diamètre éclairé.

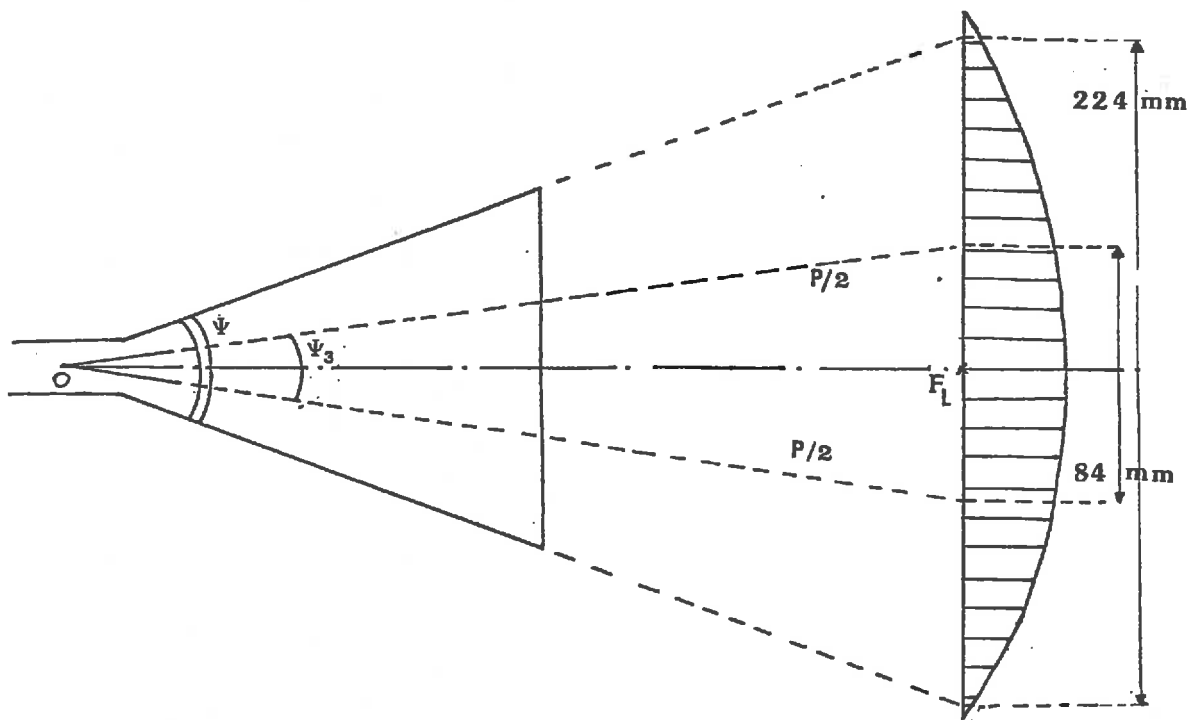
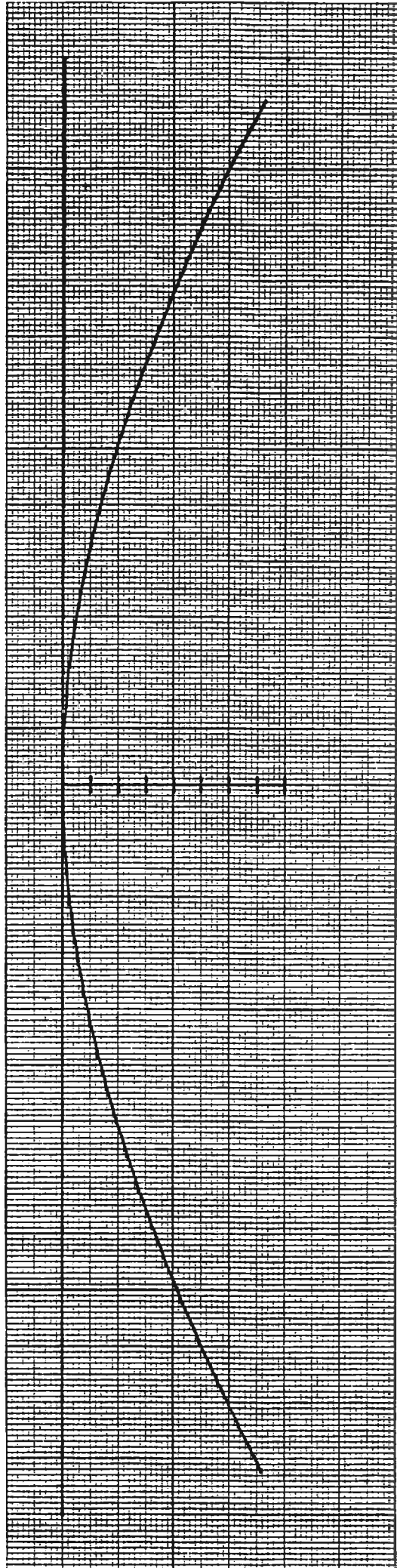


fig. 7 : Ensemble cornet-lentille.

figure 7 bis
Profil de la lentille



Le diamètre éclairé sur la lentille est :

$$DE = 2 \cdot OF_L \operatorname{tg} \frac{\Psi}{2}$$

$$DE = 2 \cdot f \operatorname{tg} \left(\frac{\Psi}{2} \right) \quad (21)$$

Si nous considérons que toute l'ouverture est éclairée, en prenant l'angle d'ouverture du cornet $\Psi = 41^\circ$ nous obtenons $DE = 224 \text{ mm}$.

En réalité on sait que les 80 % de l'énergie rayonnée se trouve dans le faisceau à - 3 dB ; il faut donc considérer $\Psi_3 = 16^\circ$ et le diamètre éclairé est de $DE = 84 \text{ mm}$.

II.3. OBTENTION D'ONDES QUASI-PLANES.

II.3.1. Présentation des différentes zones.

Ayant une ouverture rayonnante de diamètre D , on distingue trois zones de rayonnement.

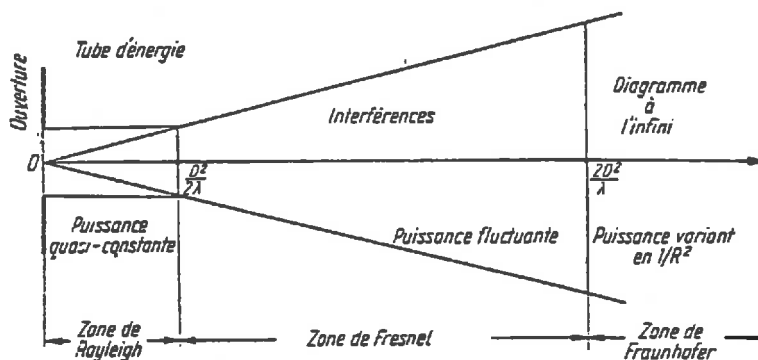


fig. 8 : diagramme de rayonnement d'une antenne (THOUREL, 1971).

La zone de Rayleigh s'étendant de 0 à $D^2/2\lambda$ dans laquelle l'énergie électromagnétique rayonnée reste concentrée (à 90 % au moins) à l'intérieur d'un faisceau tubulaire.

La zone de Fresnel entre $D^2/2\lambda$ et $2D^2/\lambda$ qui est une zone de transition dans laquelle la divergence du faisceau devient sensible.

La zone de Fraunhofer au delà de $2 D^2/\lambda$ dans laquelle l'énergie est rayonnée dans toutes les directions de l'espace couvertes par le diagramme de rayonnement de l'ouverture rayonnante.

Si nous considérons le diamètre total éclairé la zone de Rayleigh s'étendrait à une distance de 774 mm pour une fréquence de 9.25 GHz ou de 794 mm pour $F = 9.5$ GHz.

II.3.2. Vérification expérimentale. Mode opératoire.

Dans un premier temps, on effectue par l'intermédiaire de lunette de visée (ou de laser) les réglages suivants :

- alignement de la sonde avec l'axe de propagation de l'ensemble cornet-lentille
- parallélisme et horizontalité du système de déplacement par rapport à la source.

Ces opérations préliminaires terminées on positionne le long des guides le chariot porte-sonde à une distance quelconque (d) de la lentille et on repère sur l'écran de l'analyseur de réseau le point figuratif correspondant au rapport entre le signal reçu sur l'antenne et le signal incident prélevé sur un coupleur. On notera que les coordonnées du point correspondant à la position centrale serviront

pour la suite des mesures (dispositif expérimental fig. 9). Par l'intermédiaire du vernier de déplacement suivant l'axe des X, on déplace la sonde et pour chaque valeur de X, fixée à l'avance on ramène le point figuratif à sa position initiale à l'aide de l'atténuateur et du déphaseur calibrés. On relève ainsi les variations de phase (ϕ) et d'amplitude (A) pour différentes valeurs de (d) déterminées à partir des paramètres caractéristiques de la source, diamètre de l'ouverture rayonnante (D) et la longueur d'onde de travail.

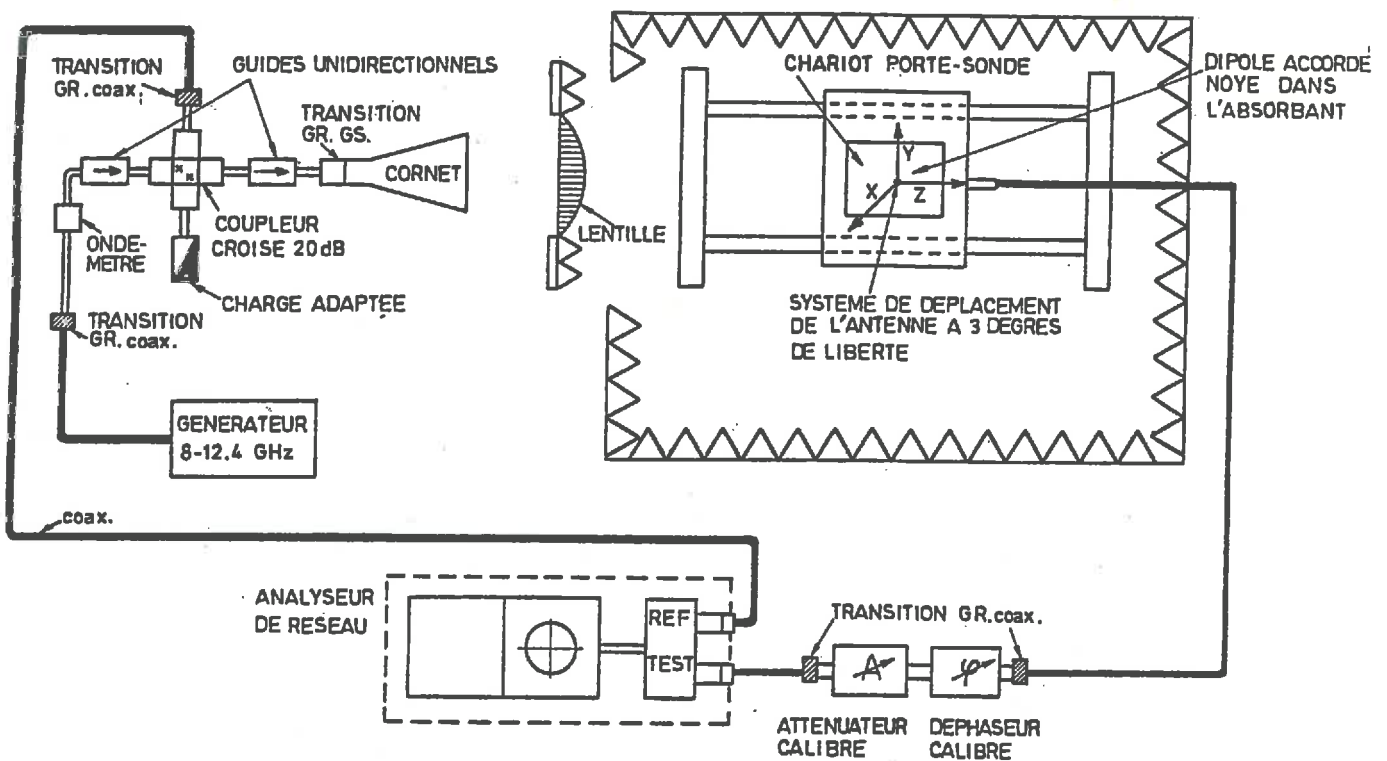


fig. 9 : Dispositif expérimental

On obtient des familles de caractéristiques $A = g(X)$ et $\phi = h(X)$ à $d = \text{constante}$ et pour $F = 9.25 \text{ GHz}$.

Par cette méthode d'exploration du champ dans la section droite du faisceau hyperfréquence on peut définir une région de l'espace où l'onde est quasiment plane. La détermination de cette zone est indispensable à connaître pour effectuer des mesures de permittivités dans de bonnes conditions.

On montrera (fig. 10 et 11) l'efficacité de la lentille sur les caractéristiques $A = g(X)$ et $\phi = h(X)$ à $d = 300 \text{ mm}$ avec et sans lentille.

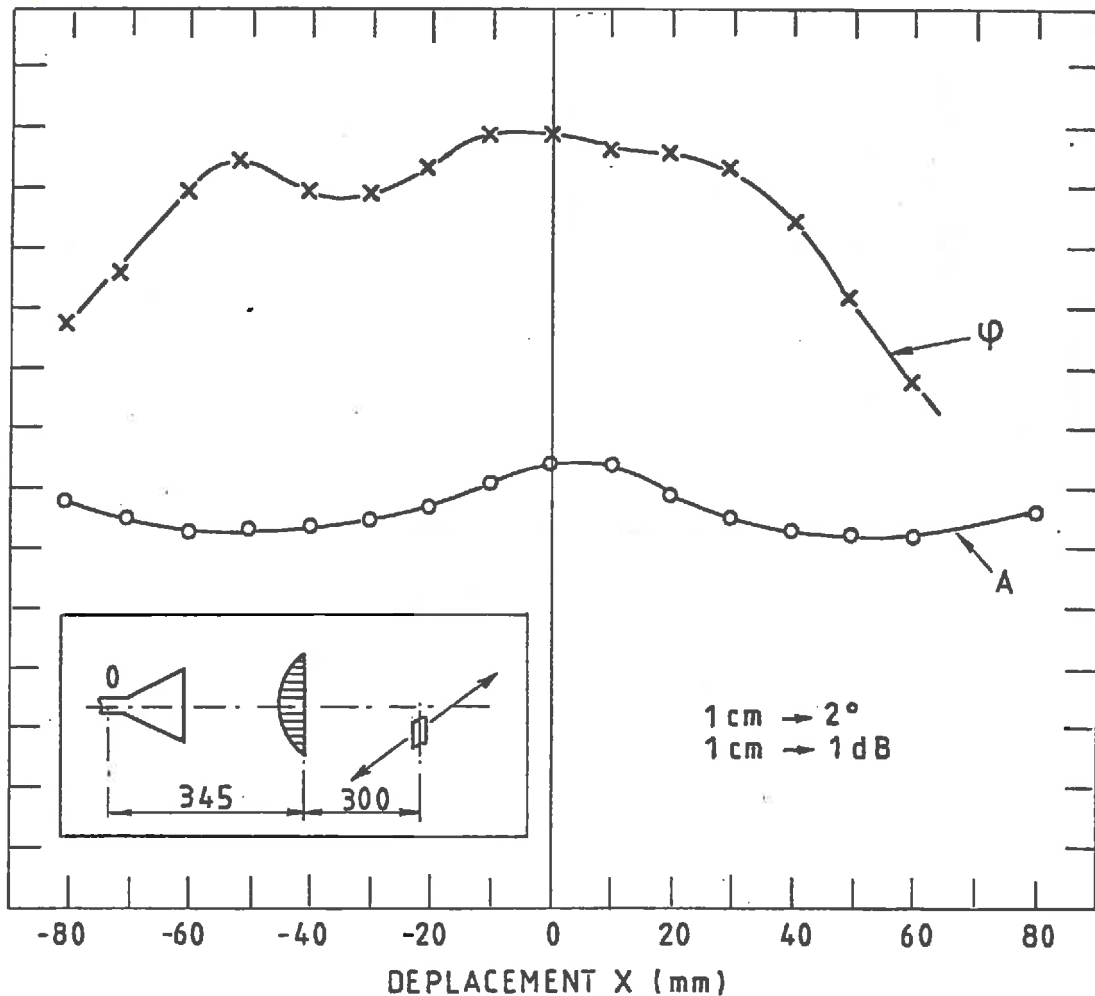


Figure 10.

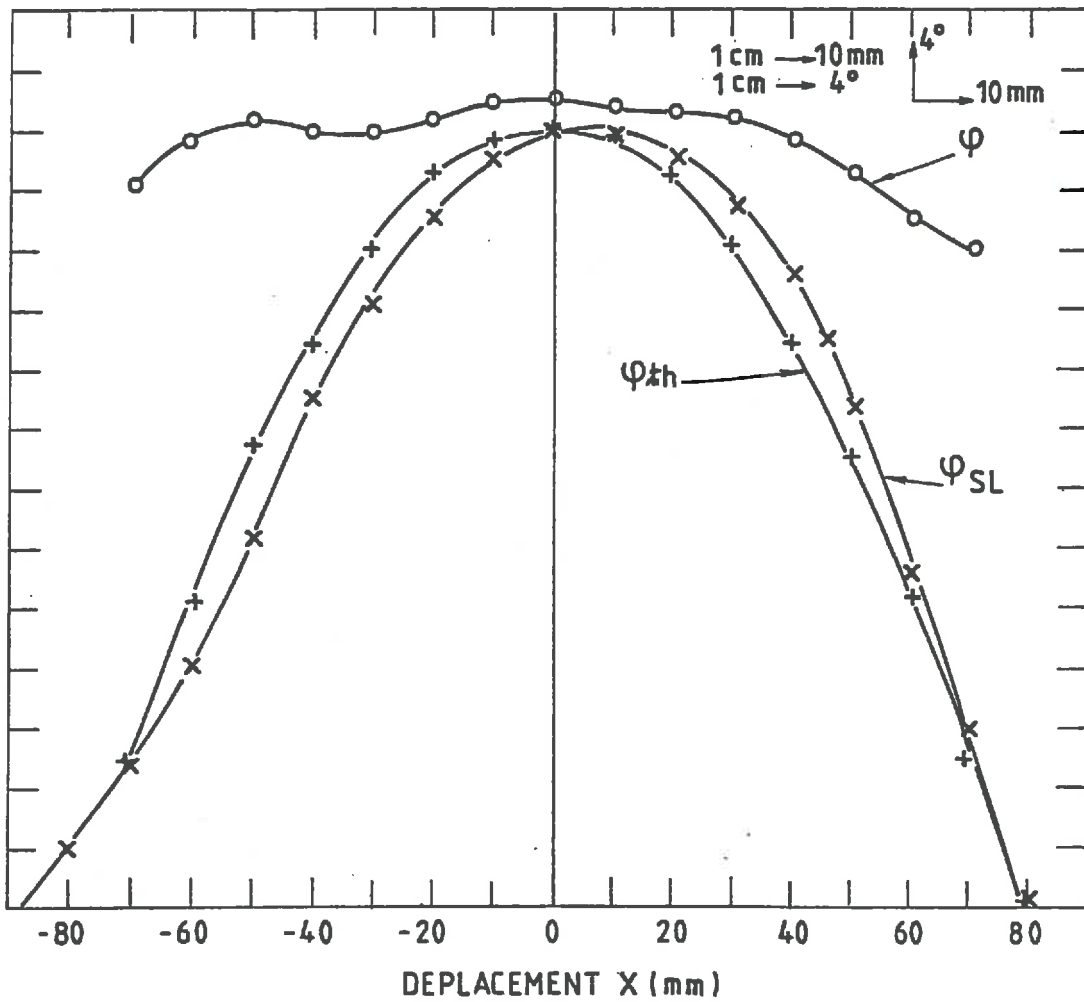


Figure 11.

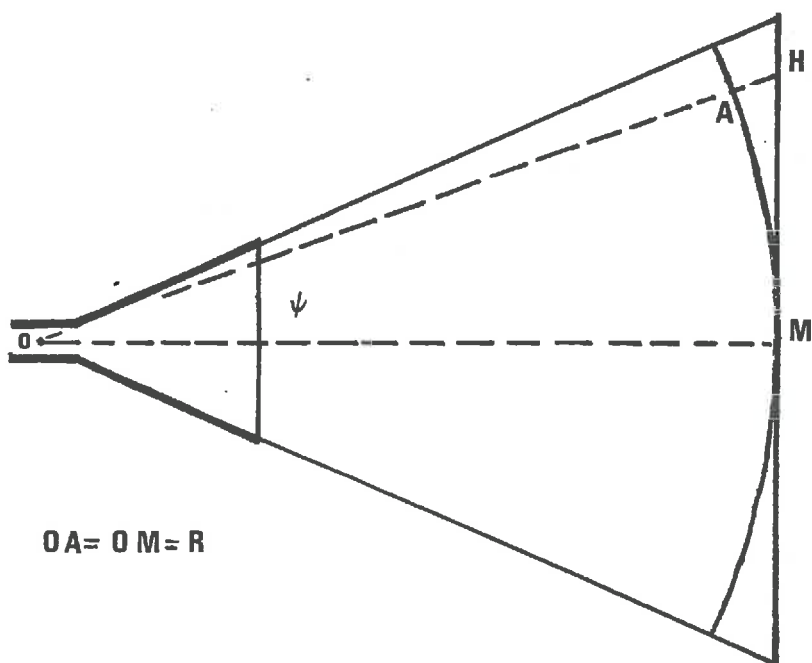
Courbes A et φ en fonction du déplacement transversal X
Courbe A : variations d'amplitude
Courbe φ : variations de phase.

Ces courbes sont obtenues pour $d = 300$ mm et en utilisant une table XY de précision (le jeu sur les déplacements est de l'ordre du $1/100^{\circ}$).

On utilise des cables de mesure semi-rigides à très faibles pertes.

- ϕ : variations de phase (avec la lentille)
- ϕ_{SL} : variations de phase en enlevant la lentille et à une distance de 645 mm
- ϕ_{th} : variations de phase en fonction du déplacement
courbe théorique.

En superposant les deux courbes ϕ_{th} et ϕ_{SL} il apparaît une bonne concordance entre les points théoriques et les points expérimentaux des cartographies de champ rayonné par le cornet. Cette mesure sert de test de validité du dispositif de mesure, car nous n'avons qu'une variation de 1 dB sur l'amplitude et de 2° sur la phase, si nous considérons le diamètre éclairé par le faisceau à - 3 dB, soit 84 mm.



ϕ_{th} est obtenu par :

$$\phi_{th} = \frac{2\pi}{\lambda_0} (\sqrt{R^2 + X^2} - R) \quad (22)$$

avec $R : 645 \text{ mm}$

$0 < X < 80 \text{ mm}$

$$\text{car } \phi_{th} = \frac{2\pi}{\lambda_0} AH$$

$$AH = OH - OA = OH - R$$

$$OH = \sqrt{R^2 + HM^2} = \sqrt{R^2 + X^2}$$

C H A P I T R E I I I

-o0o-

DETERMINATION DE LA PERMITTIVITE COMPLEXE

-o0o-

III.1. APPROCHE THEORIQUE

III.1.1. Modèle mathématique tenant compte de réflexions multiples

III.1.1.1. Cas d'une réflexion

III.1.1.2. Cas de plusieurs réflexions

III.1.1.3. Cas d'incidence oblique

III.1.1.4. Cas de deux milieux stratifiés

III.1.1.5. Cas de plusieurs milieux stratifiés

III.2. DETERMINATION DE LA PERMITTIVITE PAR ANALYSE NUMERIQUE

III.2.1. Présentation de la méthode

III.2.2. Organigramme

III.2.3. Courbes théoriques

III.3. METHODE DE MESURES DU COEFFICIENT DE REFLEXION

III.3.1. Dispositif expérimental au laboratoire

III.3.2. Réglage, Mode opératoire

III.3.2.1. Réglage

III.3.2.2. Mode opératoire

III.3.2.3. Zone de travail

III.3.3. Résultats sur des matériaux connus

III.3.3.1. Faibles constantes. Faibles pertes

III.3.3.2. Faibles constantes. Moyennes pertes

III.3.3.3. Fortes constantes. Fortes pertes

III.4. DISPOSITIF TRANSPORTABLE : EPSITRON

III.4.1. Discussion des mesures en laboratoire

III.4.2. Etude du dispositif transportable

III.4.3. Test de validité

III.4.3.1. Mesures sur des matériaux connus

III.4.3.2. Mesures sur eau désionisée.

III.1. APPROCHE THEORIQUE.-

III.1.1. Modèle mathématique tenant compte des réflexions multiples.

Soit un milieu 2, d'épaisseur e , de faibles pertes, plongé dans un milieu 1. L'onde plane incidente A_0 engendre un système de réflexions aux interfaces S_1 et S_2 schématisé fig. 12.

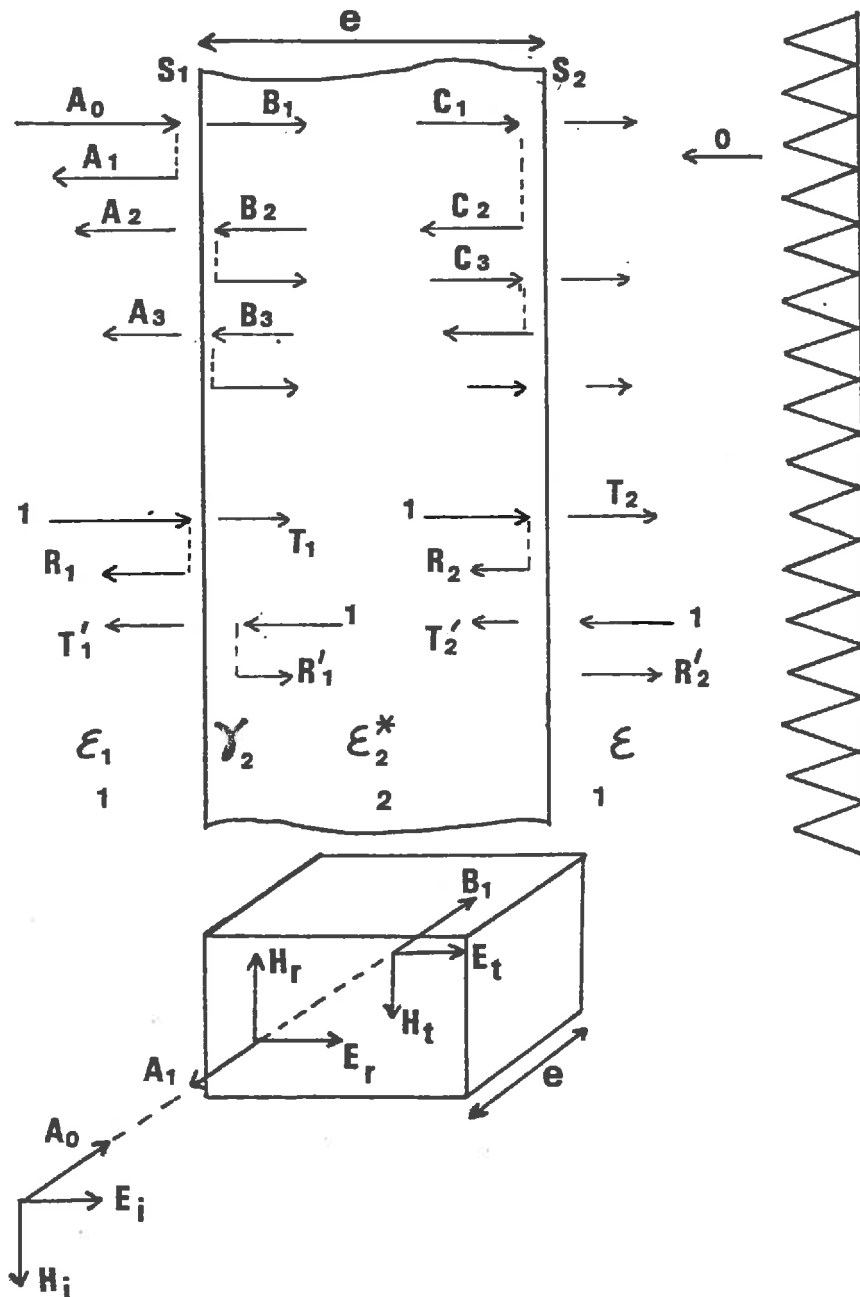


fig. 12 : Réflexions multiples ; incidence normale.

Le milieu 1, qui est de l'air, est sans pertes. Sa permittivité ϵ_1 est réelle : $\epsilon_1 = \epsilon_0$.

Le milieu 2 a généralement des pertes, sa permittivité ϵ_2 est complexe : $\epsilon_2 = \epsilon_0 \epsilon_r^*$

La propagation est normale à l'interface d'entrée S_1 , et l'origine des phases est comptée à partir de cette discontinuité S_1 .

La condition de continuité des composantes tangentielles du champ électrique \vec{E} est $E_{T1} = E_{T2}$ en S_1 .

En polarisation horizontale on peut écrire :

$$E_i + E_r = E_t \quad (23)$$

E_i : est le champ électrique incident .

E_r : le champ électrique réfléchi

E_t : le champ électrique transmis.

En tenant compte de la définition des coefficients de réflexion R_1 et de transmission T_1 (I.3.1.), l'égalité (23) peut s'écrire :

$$1 + R_1 = T_1$$

$$\text{Sachant que } R_1 = \frac{\sqrt{\epsilon_1} - \sqrt{\epsilon_2}}{\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_2}}$$

nous pouvons exprimer R'_1 , T'_1 , R_2 en fonction de R_1 .

$$R'_1 = - R_1$$

$$T'_1 = 1 + R'_1 = 1 - R_1$$

$$R_2 = - R_1$$

En posant $n^* = \sqrt{\epsilon_r^*}$ et sachant que $\beta_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$, la constante de propagation γ (I.2.) dans le milieu 2 peut s'écrire

$$\gamma = j \beta_0 n^* \quad (24)$$

Soit Γ_N le coefficient de réflexions dans le cas de N réflexions.

$$\Gamma_N = \frac{A_1 + A_2 + \dots + A_N}{A_0}$$

III.1.1.1. Cas d'une réflexion $N = 1$

Nous avons : $A_1 = R_1 A_0$

$$\Gamma_1 = \frac{A_1}{A_0} = R_1 = \frac{1 - \sqrt{\epsilon_r^*}}{1 + \sqrt{\epsilon_r^*}}$$

et donc :

$$\Gamma_1 = \frac{1 - n^*}{1 + n^*} \quad (25)$$

Nous avons une réflexion de surface ne faisant pas intervenir le volume, ni la fréquence.

Dans ce cas la permittivité complexe ϵ_r^* est calculée par :

$$\epsilon_r^* = \left(\frac{1 - \Gamma_1}{1 + \Gamma_1} \right)^2 \quad (26)$$

en posant $\Gamma_1 = \rho e^{j\theta}$, nous obtenons :

$$\epsilon_r' = B \cos \left[2 \operatorname{Arctg} \left(\frac{2 \rho \sin \theta}{1 - \rho^2} \right) \right] \quad (27)$$

$$\epsilon_r'' = B \sin \left[2 \operatorname{Arctg} \left(\frac{2 \rho \sin \theta}{1 - \rho^2} \right) \right] \quad (28)$$

et $\operatorname{tg} \hat{\delta} = \operatorname{tg} \left[2 \operatorname{Arctg} \left(\frac{2 \rho \sin \theta}{1 - \rho^2} \right) \right] \quad (29)$

avec $B = \frac{1 + \rho^2 (\rho^2 + 4 \sin^2 \theta - 2)}{(1 + \rho^2 + 2 \rho \cos \theta)^2} \quad (30)$

Les variations de ϵ_r' , ϵ_r'' , $\operatorname{tg} \delta$, en fonction de l'argument θ du coefficient de réflexion, paramétrées par le module ρ de ce dernier sont illustrées fig. 13, 14, 15.

Remarquons que pour de forts modules, les pentes des courbes sont importantes.

Pour $\rho = 0.8$ ϵ_r' atteint 81 pour $\theta = 180^\circ$, et une variation de 2.5 (170-172.5) correspond à une variation de 14.

Remarquons aussi que pour $\theta = 180^\circ$, ϵ_r'' et $\operatorname{tg} \delta$ sont nulles.

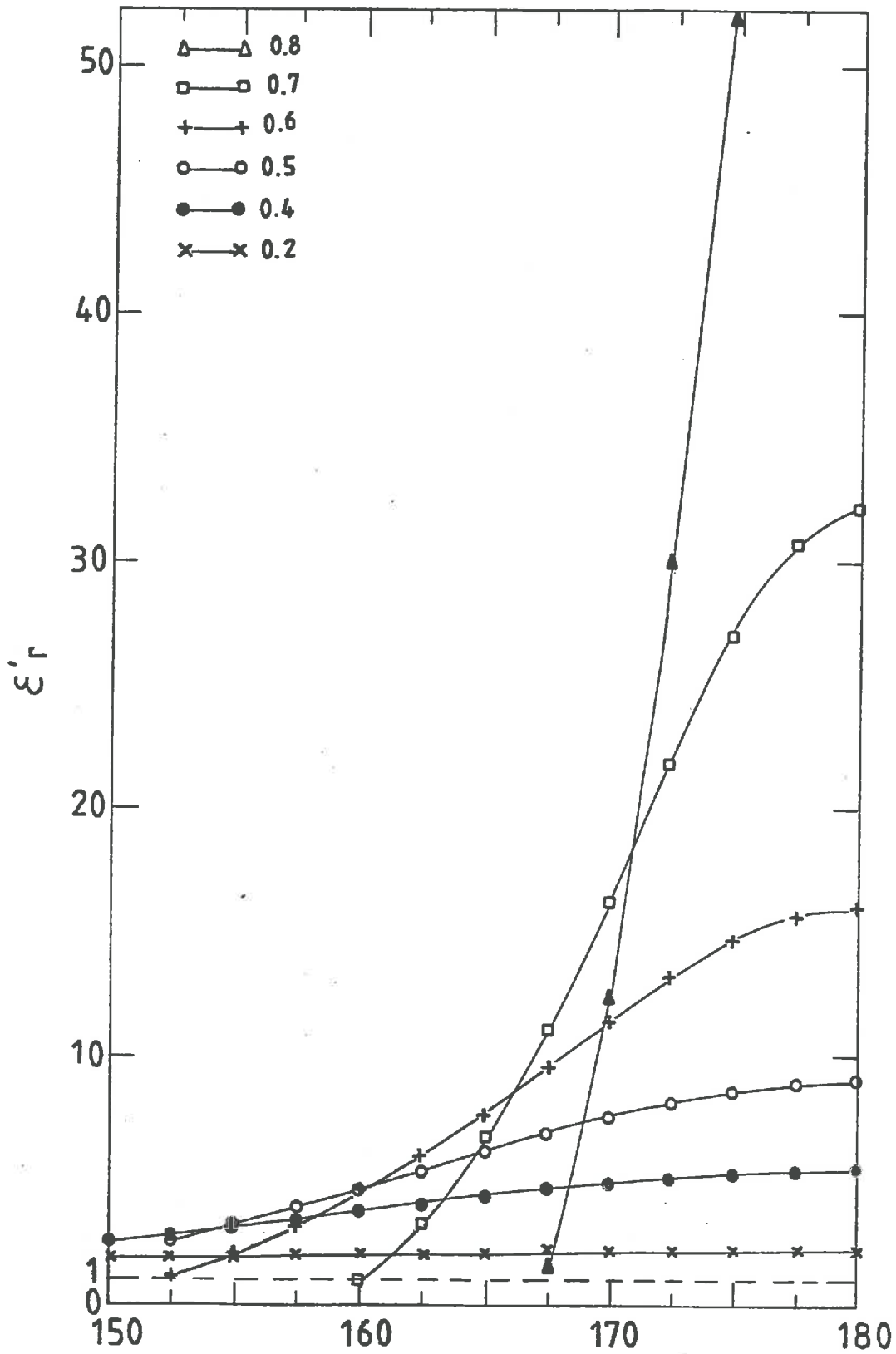


fig. 13 : Partie réelle de la permittivité en fonction de l'argument du coefficient de réflexion paramétrée par le module de ce dernier.

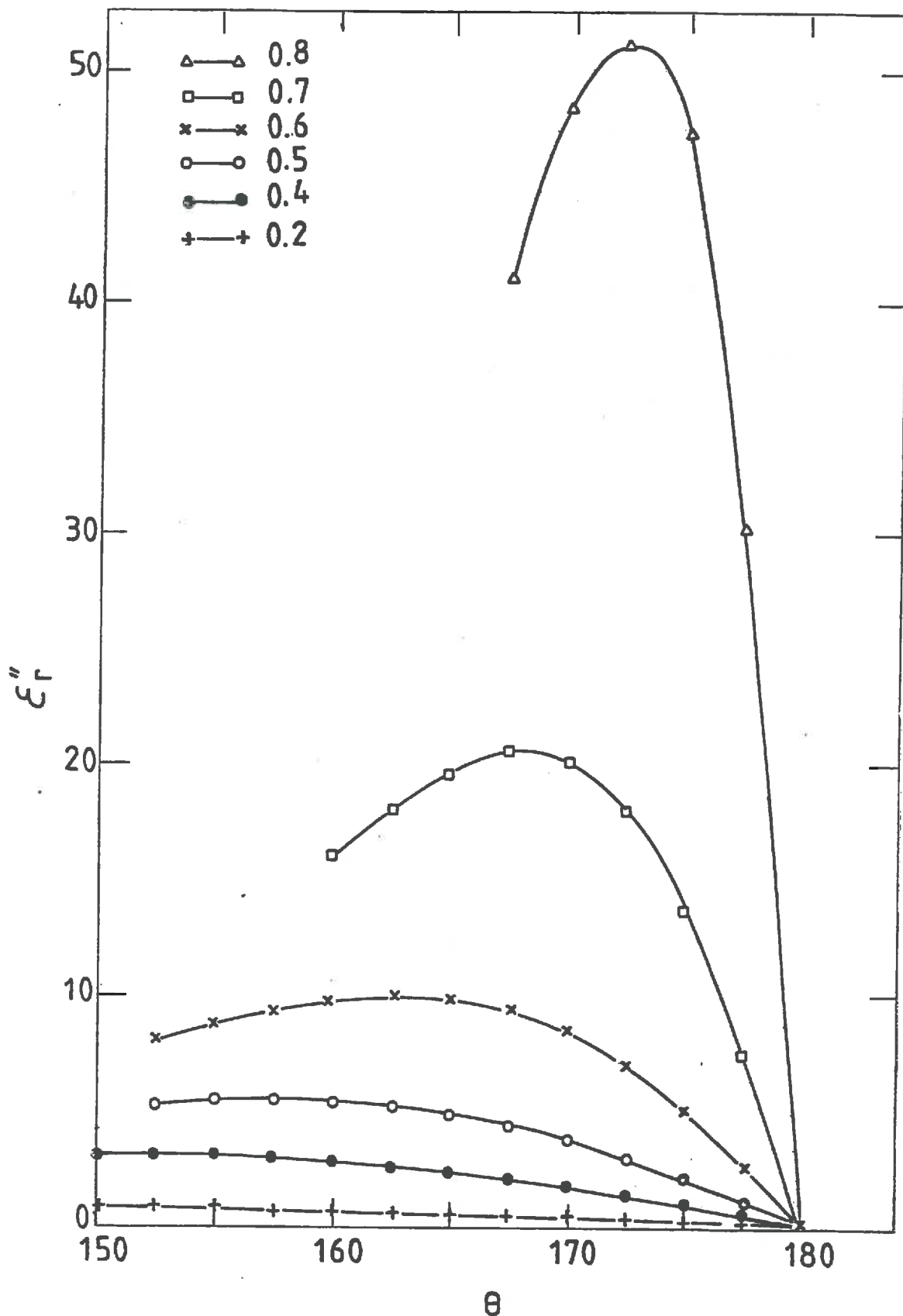


fig. 14 : Partie imaginaire de la permittivité en fonction de l'argument du coefficient de réflexion paramétrée par le module de ce dernier.

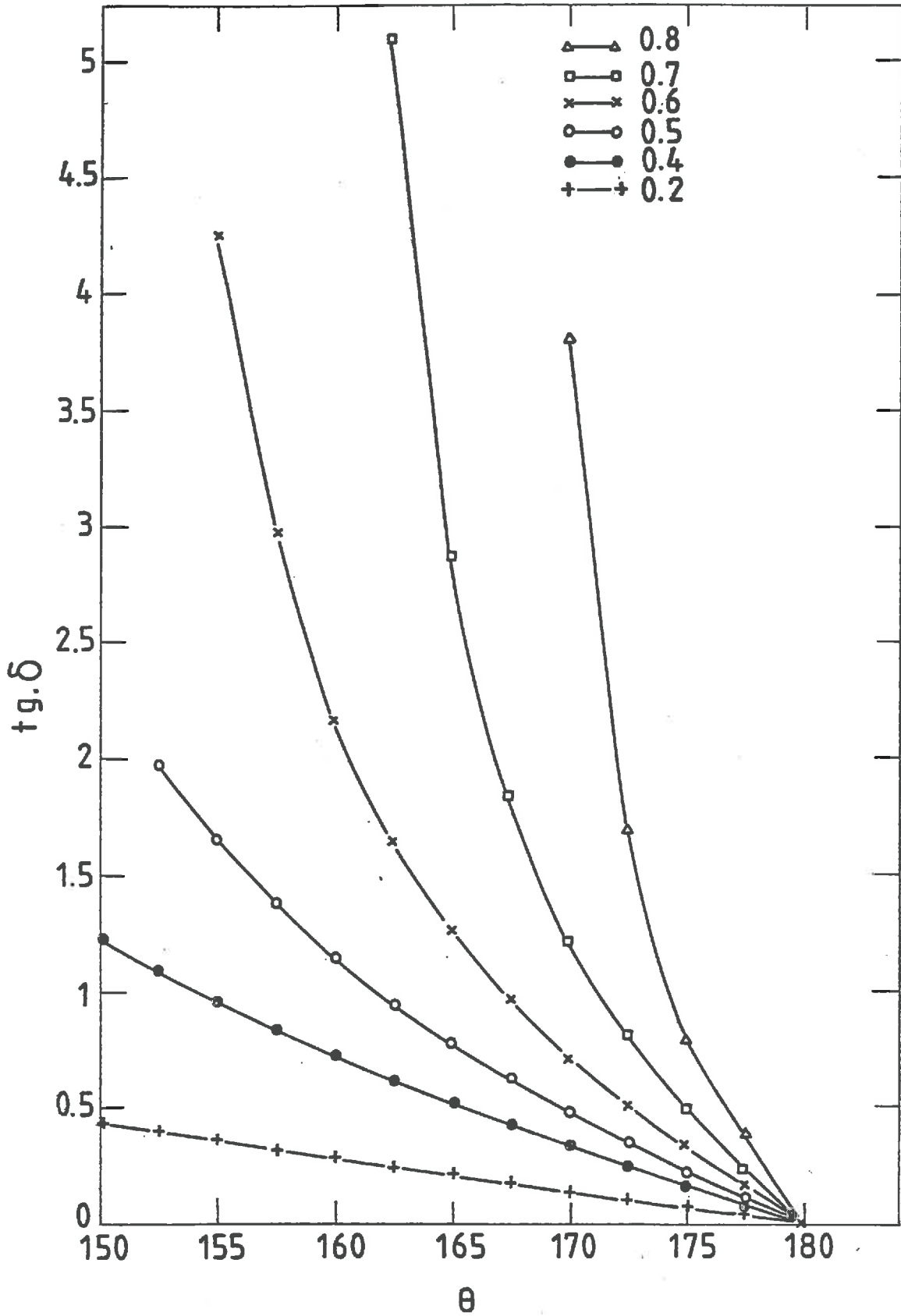


fig. 15 : Tangente de l'angle perte en fonction de l'argument du coefficient de réflexion paramétrée par le module de ce dernier.

Nous avons aussi construit une abaque (fig. 16) nous permettant de déterminer la permittivité à partir du coefficient de réflexion, dans le cas d'une seule réflexion.

En effet, dans le même quart du plan complexe, sont représentés et la permittivité $\epsilon_r^* = \epsilon'_r - j \epsilon''_r$, et le coefficient de réflexion $\Gamma = \rho e^{j\theta}$. Ce dernier est représenté par un point qui est l'intersection d'une courbe à module ρ constant, avec une courbe à argument θ constant. Ce point unique (pour Γ donné) représente aussi la permittivité en coordonnées cartésiennes.

III.1.1.2. Cas de plusieurs réflexions.

. N = 2

$$B_1 = T_1 A_0 = (1 + R_1) A_0$$

$$C_1 = (1 + R_1) A_0 e^{-\gamma \cdot e}$$

$$B_2 = -R_1 (1 + R_1) e^{-2 \cdot \gamma \cdot e} A_0$$

$$A_2 = T_1 B_2 = -R_1 (1 - R_1^2) e^{-2 \cdot \gamma \cdot e} A_0$$

Donc :

$$\Gamma_2 = R_1 - R_1 (1 - R_1^2) e^{-2 \cdot \gamma \cdot e}$$

$$\Gamma_2 = \frac{1 - n^*}{1 + n^*} \left\{ 1 - \frac{4 n^*}{(1 + n^*)^2} e^{-2 \cdot j \cdot \beta_0 \cdot e \cdot n^*} \right\} \quad (31)$$

. N = 3

$$C_2 = R_1^2 (1 + R_1) e^{-3 \cdot \gamma \cdot e} A_0$$

$$B_3 = -R_1^3 (1 + R_1) e^{-4 \cdot \gamma \cdot e} A_0$$

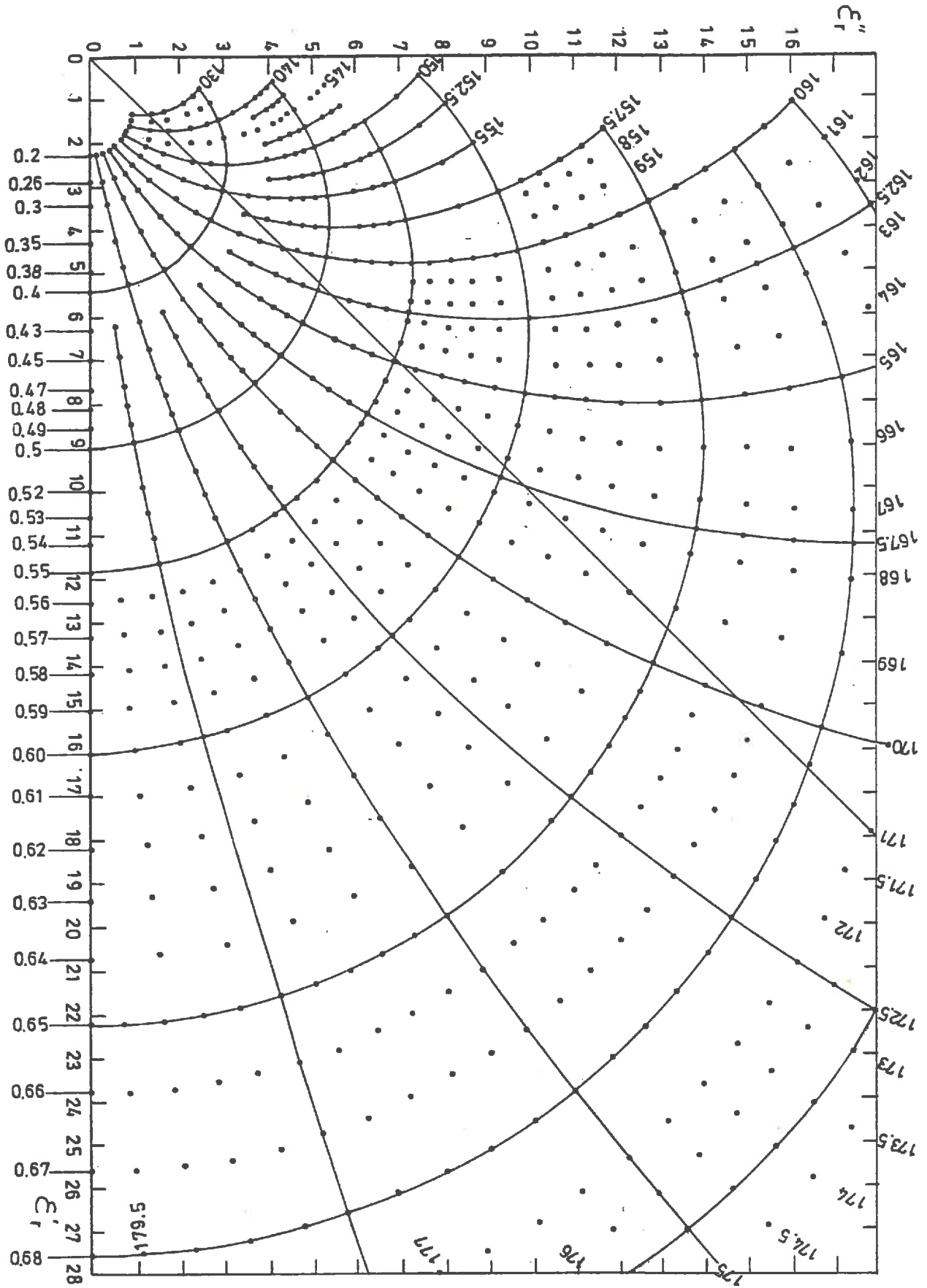


fig. 16 : Abaque donnant la permittivité à partir du coefficient de réflexion dans le cas d'une réflexion.

$$A_3 = - R_1^3 (1 - R_1^2) e^{-4 \gamma \cdot e} A_0$$

et donc :

$$\Gamma_3 = R_1 - R_1 (1 - R_1^2) e^{-4 \gamma \cdot e} (1 + R_1^2 e^{-2 \cdot \gamma \cdot e})$$

$$\Gamma_3 = \frac{1 - n^*}{1 + n^*} \left\{ 1 - \frac{4 n^*}{(1 + n^*)^2} e^{-j2\beta_0 e} n^* \left(1 + \left(\frac{1 - n^*}{1 + n^*} \right)^2 e^{-j2\beta_0 \cdot e \cdot n^*} \right) \right\}$$

(32)

. Généralisation pour $N = M$; $M > 1$

$$\Gamma_M = R_1 - R_1 (1 - R_1^2) e^{-2\gamma \cdot e} \sum_{i=2}^M R_1^{2(i-2)} e^{-2(i-2) \cdot \gamma \cdot e}$$

$i=2$

$$\Gamma_M = \frac{1 - n^*}{1 + n^*} \left\{ 1 - \frac{4 n^*}{(1 - n^*)} e^{-j2\beta_0 e} n^* \sum_{i=2}^M \left(\frac{1 - n^*}{1 + n^*} \right)^{2(i-2)} e^{-j2(i-2)\beta_0 e n^*} \right\}$$

(33)

Pour $N \rightarrow \infty$ nous avons une progression géométrique et le coefficient de réflexion globale s'écrit :

$$\Gamma_\infty = \frac{R_1 (1 - e^{-2\gamma e})}{1 - R_1^2 e^{-2\gamma e}} \quad (34)$$

ou bien :

$$\Gamma_\infty = \frac{(1 - n^*)^2 (1 - e^{-j2\beta_0 e n^*})}{(1 + n^*)^2 - (1 - n^*)^2 e^{-j2\beta_0 e n^*}} \quad (35)$$

III.1.1.3. Cas d'incidence oblique.
(faibles pertes)

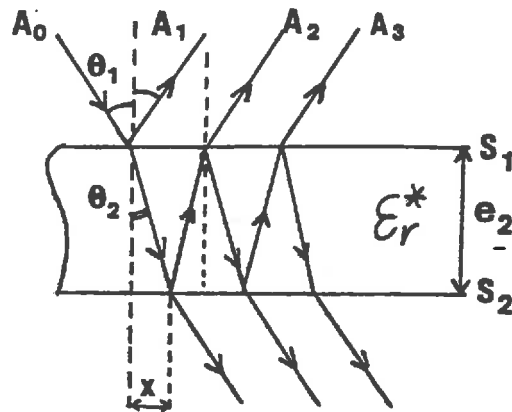


fig. 17 : Réflexions multiples. Incidence oblique.

Dans le cas d'une incidence oblique, nous avons :

$$R_{1\theta} = \frac{\sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_1 - \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_2}{\sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_1 + \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_2}$$

Sachant que :

$$\sin \theta_1 = \sqrt{\epsilon_r^*} \sin \theta_2$$

nous aurons :

$$R_{1\theta} = \frac{\cos \theta_1 - \sqrt{\epsilon_r^* - \sin^2 \theta_1}}{\cos \theta_1 + \sqrt{\epsilon_r^* - \sin^2 \theta_1}} \quad (36)$$

dans le cas d'une infinité de réflexions

$$\Gamma_{\theta 1\infty} = \frac{R_{1\theta} (1 - e^{-2\gamma} e_2)}{1 - R_{1\theta}^2 e^{-2\gamma} e_2} \quad (37)$$

Au niveau de l'interface S_1 , le rayon réfléchi suivant se déplace par rapport au précédent d'une longueur de $2x$.

$$x \approx e_2 \operatorname{tg} \left[\operatorname{Arcsin} \left(\frac{1}{\sqrt{\epsilon'_r}} \sin \theta_1 \right) \right] \quad (38)$$

ou bien

$$x \approx \frac{e_2 \sin \theta_1}{\sqrt{\epsilon'_r - \sin^2 \theta_1}} \quad (39)$$

par exemple pour un matériau à faible pertes de permittivité relative réelle :

$$\epsilon'_r = 3$$

pour $e = 20$ mm et $\theta_1 = 5^\circ$ nous trouvons

$$x \approx 1 \text{ mm}$$

et pour $e = 20$ mm et $\theta_1 = 10^\circ$ nous trouvons

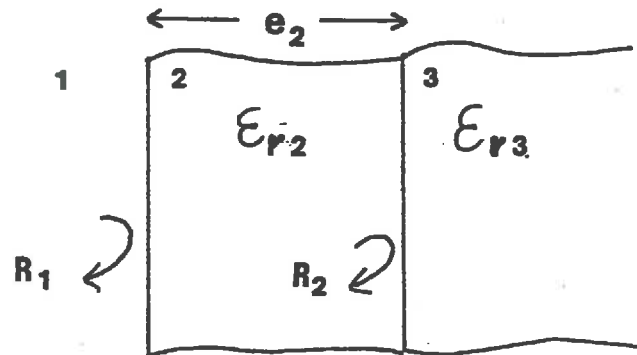
$$x \approx 2 \text{ mm}$$

III.1.1.4. Cas de deux milieux stratifiés.

Considérons le cas de deux milieux stratifiés :

- l'un d'épaisseur finie de faibles pertes, où existent des réflexions multiples

- l'autre d'épaisseur infinie ou de fortes pertes de telle sorte que l'onde transmise dans ce milieu ne revienne pas, par réflexion, vers le premier milieu.



Nous avons un cas analogue à celui décrit dans II.1.1.2.

Dans ce cas $R_2 \neq -R_1$

Nous trouvons :

$$\Gamma_{\infty}' = R_1 + \frac{R_2(1 - R_1^2) e^{(-2 \cdot j \cdot \beta_0 \cdot e_2 \cdot \sqrt{\epsilon_r^* 2})}}{1 + R_1 \cdot R_2 \cdot e^{(-2 \cdot j \cdot \beta_0 \cdot e_2 \cdot \sqrt{\epsilon_r^* 2})}} \quad (40)$$

avec

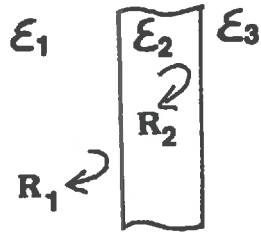
$$R_1 = \frac{1 - \sqrt{\epsilon_r^* 2}}{1 + \sqrt{\epsilon_r^* 2}}$$

et

$$R_2 = \frac{\sqrt{\epsilon_r^* 2} - \sqrt{\epsilon_r^* 3}}{\sqrt{\epsilon_r^* 2} + \sqrt{\epsilon_r^* 3}}$$

III.1.1.5. Cas de plusieurs milieux stratifiés.

Nous avons vu (en II.1.1.2.) que pour 2 milieux à faible perte, dans le cas d'une infinité de réflexions :



$$\Gamma_{\infty} = \frac{R_1 + R_2 e^{-2j\beta_0 \cdot e_2 \cdot \sqrt{\epsilon_r^* 2}}}{1 + R_1 \cdot R_2 e^{-2j\beta_0 \cdot e_2 \cdot \sqrt{\epsilon_r^* 2}}}$$

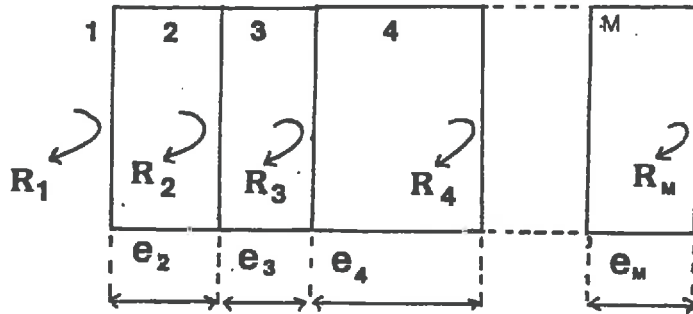
En première approximation nous pouvons écrire :

$$\Gamma_{\infty} \approx R_1 + R_2 e^{-2j\beta_0 \cdot e_2 \cdot \sqrt{\epsilon_r^* 2}}$$

. Nous pouvons faire une généralisation dans le cas de plusieurs milieux à faibles pertes

(1)

$$\epsilon_1 = \epsilon_0$$



et nous aurons finalement :

$$\begin{aligned} \Gamma_{M\infty} \approx & R_1 + R_2 e^{-2j\beta_0 \cdot e_2 \cdot \sqrt{\epsilon_r^* 2}} \\ & + R_3 e^{-2j\beta_0 \cdot (e_2 \cdot \sqrt{\epsilon_r^* 2} + e_3 \cdot \sqrt{\epsilon_r^* 2})} \\ & + \dots \\ & + R_M e^{-2j\beta_0 (e_2 \sqrt{\epsilon_r^* 2} + \dots + e_M \cdot \sqrt{\epsilon_r^* M})} \end{aligned} \quad (41)$$

avec

$$R_1 = \frac{1 - \sqrt{\epsilon_r^* 2}}{1 + \sqrt{\epsilon_r^* 2}}$$

$$R_2 = \frac{\sqrt{\epsilon_r^* 2} - \sqrt{\epsilon_r^* 3}}{\sqrt{\epsilon_r^* 2} + \sqrt{\epsilon_r^* 3}}$$

⋮

$$R_M = \frac{\sqrt{\epsilon_r^* M} - \sqrt{\epsilon_r^* M+1}}{\sqrt{\epsilon_r^* M} + \sqrt{\epsilon_r^* M+1}}$$

. Si le milieu $M + 1$ est de l'air, et si nous considérons 3 milieux de permittivité : 1, $\epsilon_r^* 2$ et $\epsilon_r^* 3$, le coefficient de réflexion s'écrit :

$$\Gamma_{2\infty} \approx R_1 + R_2 e^{-2j\beta_0 \cdot e_2 \cdot \sqrt{\epsilon_r^* 2}} + R_3 e^{-2j\beta_0 (e_2 \sqrt{\epsilon_r^* 2} + e_3 \sqrt{\epsilon_r^* 3})}$$

avec

$$R_1 = \frac{1 - \sqrt{\epsilon_r 2}}{1 + \sqrt{\epsilon_r 2}} ; \quad R_2 = \frac{\sqrt{\epsilon_r^* 2} - \sqrt{\epsilon_r^* 3}}{\sqrt{\epsilon_r^* 2} + \sqrt{\epsilon_r^* 3}}$$

$$R_3 = \frac{\sqrt{\epsilon_r^* 3} - 1}{\sqrt{\epsilon_r^* 3} + 1}$$

Nous ne pouvons pas déterminer $\epsilon_r^*{}_2$ et $\epsilon_r^*{}_3$ à partir de la seule donnée $\Gamma_{2\infty}$. Il nous faut une condition supplémentaire sur les permittivités.

Nous pouvons supposer connaître leurs différences relatives (a,b) :

$$a = \frac{\epsilon_{r'3} - \epsilon_{r'2}}{\epsilon_{r'2}} = \frac{\Delta\epsilon_{r'}}{\epsilon_{r'2}}$$

$$b = \frac{\epsilon_{r''3} - \epsilon_{r''2}}{\epsilon_{r''2}} = \frac{\Delta\epsilon_{r''}}{\epsilon_{r''2}}$$

$\epsilon_r^*{}_3$ s'écrira :

$$\epsilon_r^*{}_3 = (1 + a) \epsilon_{r'2} - j (1 + b) \epsilon_{r''2}$$

III.2. DETERMINATION DE LA PERMITTIVITE PAR ANALYSE NUMERIQUE.-

III.2.1. Présentation de la méthode.

Nous avons montré en III.1. que pour n'importe quel nombre de réflexions N le coefficient de réflexion $\Gamma_N = \rho e^{j\theta}$ est fonction de la permittivité ϵ_r^* que nous voulons calculer.

$$\Gamma_N = f_N (\epsilon_r^*) \quad (43)$$

Dans le cas d'une seule réflexion (milieu à fortes pertes et d'une certaine épaisseur) le calcul est relativement simple, car $\epsilon_r^* = \left(\frac{1 - R_1}{1 + R_1} \right)^2$; nous pouvons aussi

utiliser les expressions de ϵ_r' , ϵ_r'' , $\text{tg } \hat{\delta}$ du paragraphe précédent III.1.1.1. ou bien l'abaque fig. 16.

Par contre à partir de deux réflexions f_N est beaucoup plus impliquée.

Nous utiliserons une méthode de balayage dont le principe est le suivant :

Sachant que la permittivité complexe se trouve dans le 4^o quadrant du plan complexe, elle peut s'écrire :

$$\epsilon_r^* = T e^{j\phi} \text{ avec } 270^\circ < \phi < 360^\circ$$

$$\text{et } T = \sqrt{\epsilon_r'^2 + \epsilon_r''^2}$$

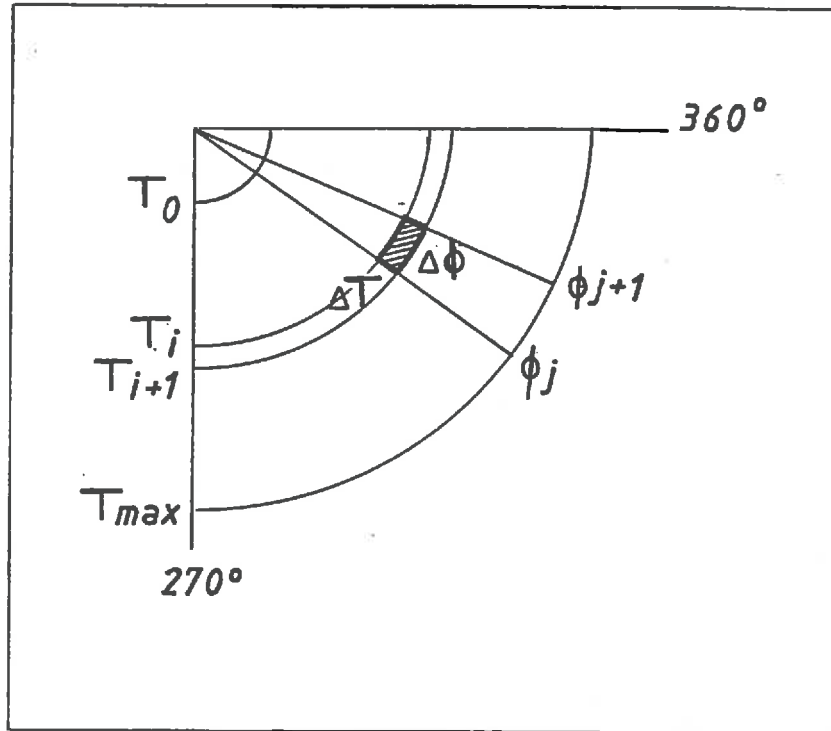
$$\phi = \text{Arctg} \left(- \frac{\epsilon_r''}{\epsilon_r'} \right)$$

La méthode consiste à prendre une valeur initiale $\epsilon_r^*{}_0 = T_0 e^{j\phi_0}$ ($T_0 = 1$; $\phi_0 = 270^\circ$) et à comparer $f_N(\epsilon_r^*{}_0)$ à la valeur expérimentale Γ_N à TESR près sur le module ρ et à TEST près sur l'argument θ .

Le processus est poursuivi en incrémentant ϕ d'un pas donné PATETA à T constant.

Quand ϕ atteint la valeur de 360° , si on ne trouve pas de solution T est incrémenté d'un pas donné PARHO et on refait varier ϕ de 270° à 360° .

On continue ainsi jusqu'à avoir la valeur ϵ_r^* correspondant à Γ_N .



Remarquons que dans le cas des deux milieux stratifiés, la même méthode et le même programme peuvent être utilisés, à condition de changer les expressions de Γ_N et de connaître une autre donnée (a, b)

$$a = \frac{\Delta \epsilon_r'}{\epsilon_r'} ; \quad b = \frac{\Delta \epsilon_r''}{\epsilon_r''}$$

III.2.2. Organigramme.

Notons que sur l'organigramme présenté, nous faisons d'abord une étude pour des pas et des tests larges et quand on trouve la valeur approchée, la recherche est affinée.

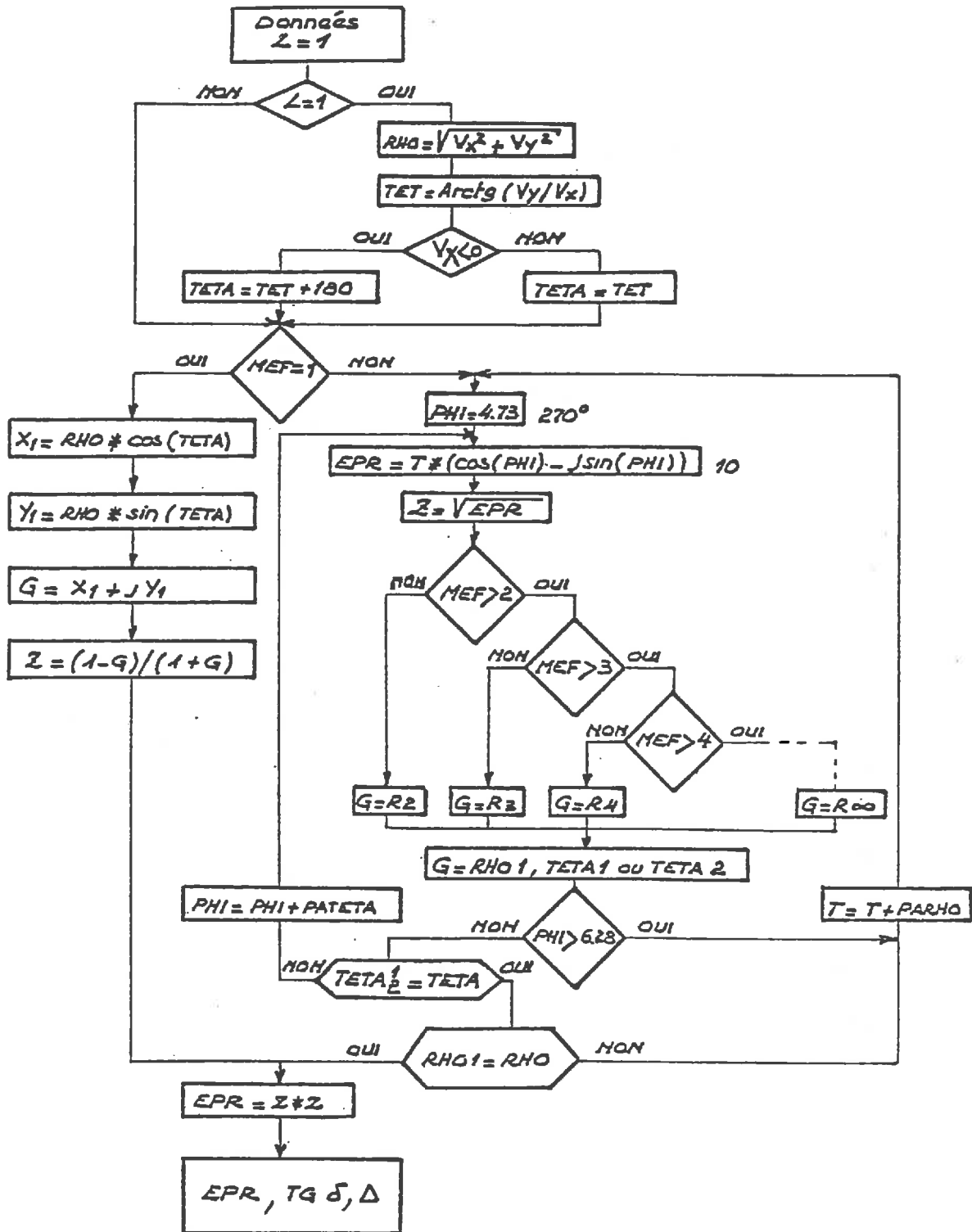


fig. 18 Méthode de recherche de solutions par balayage

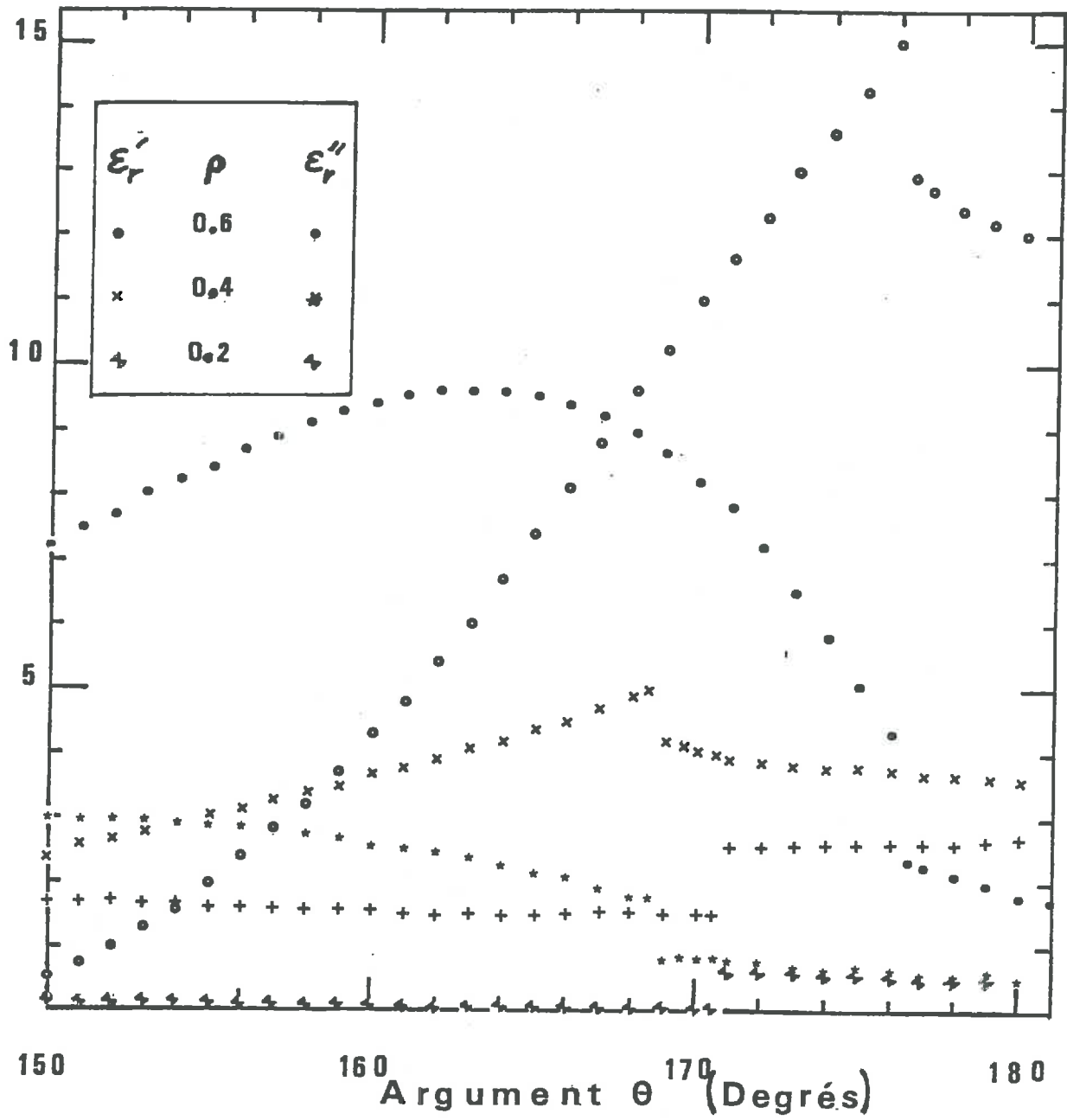


Fig.19 Permittivite en fonction de l argument du coefficient de reflexion

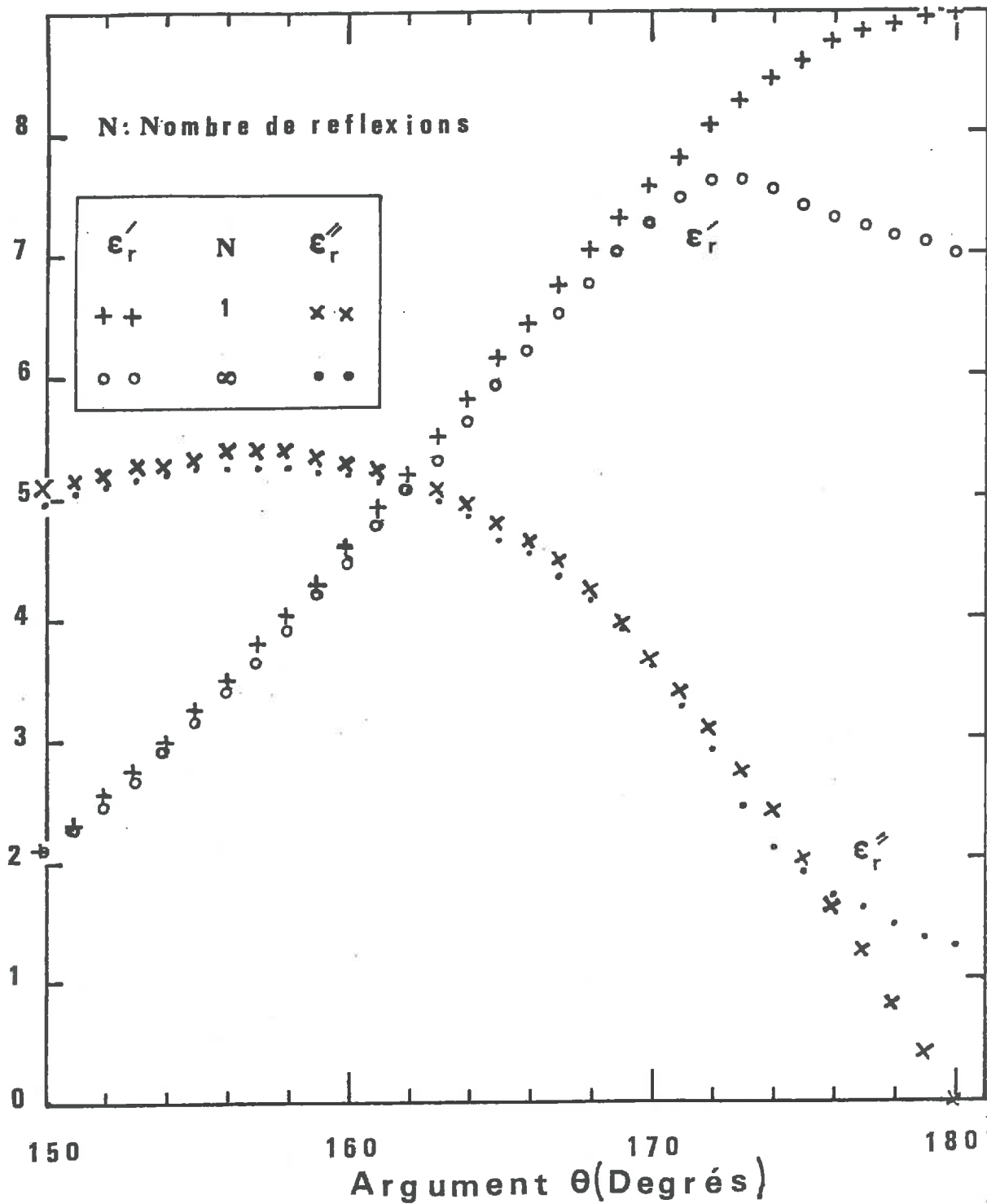


Fig.20 Permittivite en fonction de l argument du coefficient de reflexion 1 reflexion; une infinite de reflexions

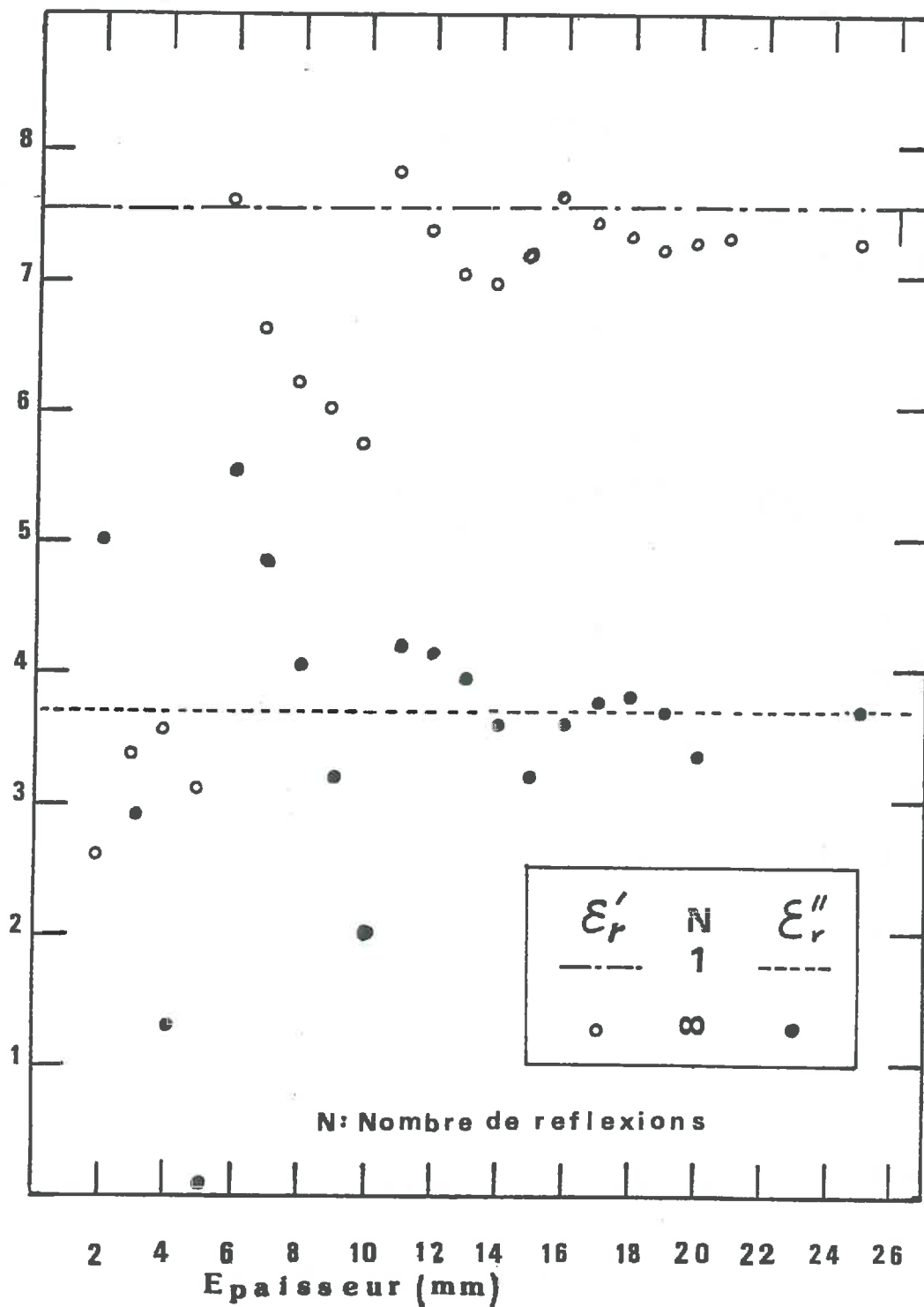


Fig.21 Permittivité en fonction de l'épaisseur

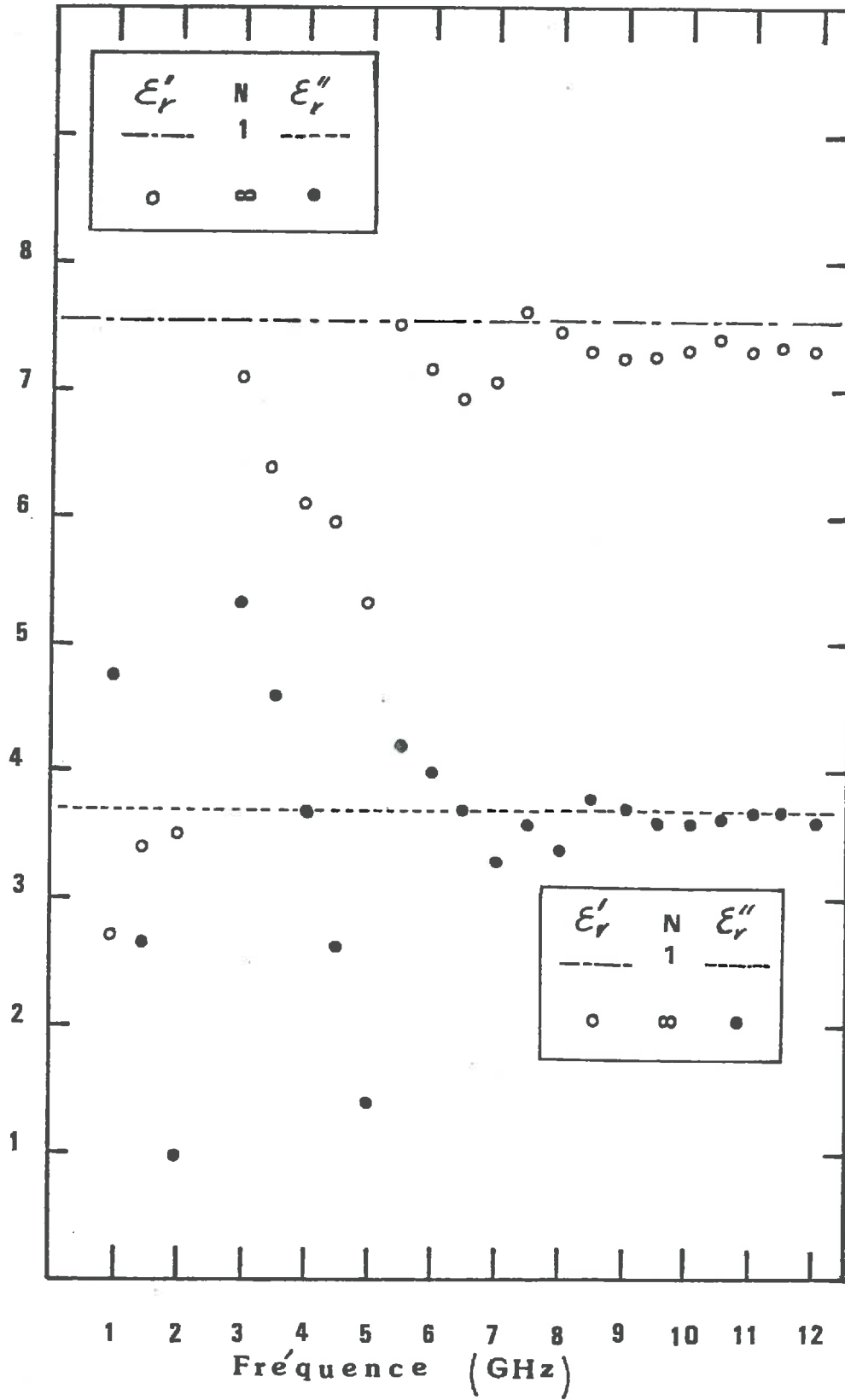


Fig.22 Permittivite en fonction de la fréquence

III.2.3. Courbes théoriques.

A l'aide d'un programme se basant sur la méthode de calcul précédente, nous avons calculé ϵ_r' et ϵ_r'' et représentons leur variations en fonction de l'argument θ à ρ constante pour $F = 9.5$ GHz et une épaisseur de $e = 0.02$ m et θ variant de 150° à 180° (fig. 19).

Sur la figure 20, sont tracées les variations de ϵ_r' et ϵ_r'' pour $\rho = 0.5$ et dans différents cas de réflexion N .

$N = 5$ correspond à une infinité de réflexion. Remarquons que pour une valeur du coefficient de réflexion donné, nous pouvons avoir différentes valeurs de la permittivité ϵ_r^* , suivant le nombre de réflexion considéré.

Nous avons aussi représenté fig. 21 et 22 les variations de la permittivité en fonction de l'épaisseur et puis de la fréquence.

III.3. MESURES EXPERIMENTALES DU COEFFICIENT DE REFLEXION.-

III.3.1. Dispositif expérimental.

Le dispositif réalisé s'appuie donc sur le principe de la réflexion d'ondes planes en incidence normale sur un milieu dont l'état de rugosité est faible en terme de longueur d'onde et maintenu constant tout au long de la phase de mesure.

L'onde incidente est comparée à l'onde réfléchie à l'aide d'un analyseur de réseau qui nous donne le module ρ et l'argument θ du coefficient de réflexion Γ_N .

A partir de cette mesure est calculée la permittivité ϵ_r^* .

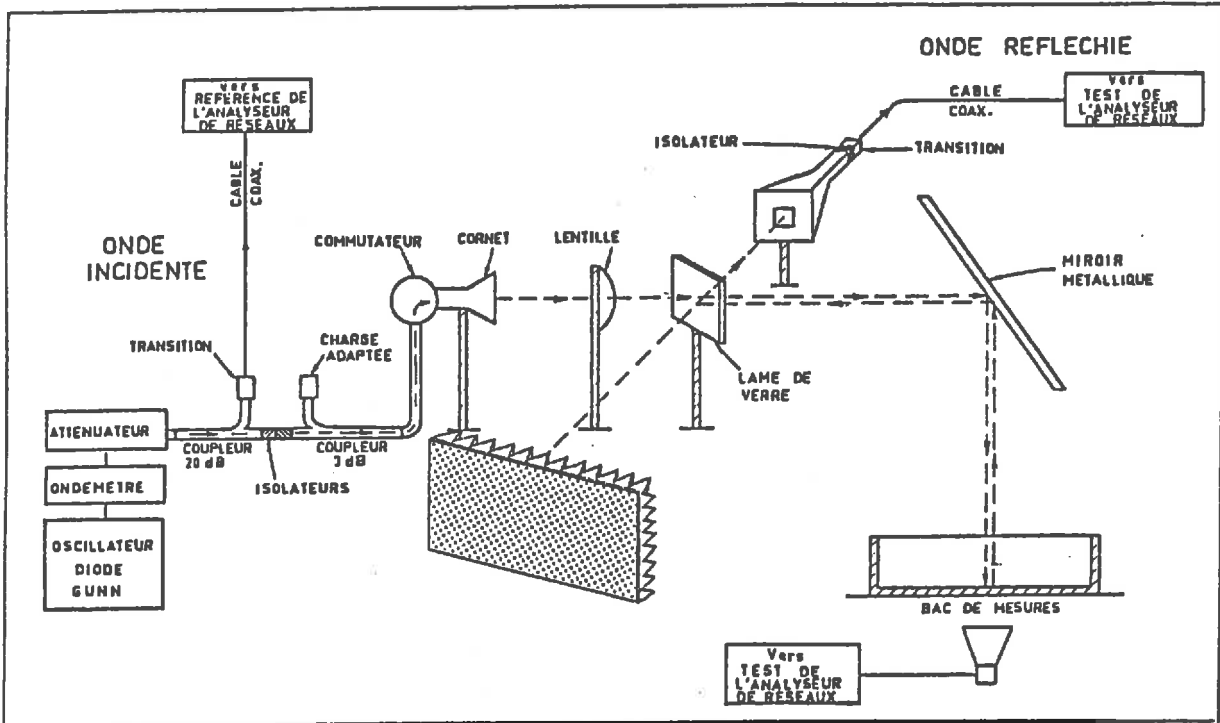


fig. 23 : Dispositif expérimental pour la mesure du coefficient de réflexion.

Le schéma fig. 23 montre les principaux éléments du dispositif expérimental de mesure.

L'émission de l'onde est assurée par un oscillateur à diode GUNN pouvant émettre de 8.5 GHz à 10.5 GHz. Un ondemètre et un watt-mètre permettent de contrôler la puissance

et la fréquence de l'onde émise.

L'ensemble cornet-lentille permet d'avoir un faisceau d'ondes quasiment planes.

Une lame de verre orientée à 45 degrés des faisceaux incident et réfléchi assure un bon découplage au niveau de la lentille (20 dB entre l'onde incidente et la fraction de l'onde réfléchie qui revient vers l'ensemble cornet-lentille).

Un cornet pyramidal à ouverture rectangulaire connecté à la voie "TEST" de l'analyseur de réseau assure la réception de l'onde réfléchie, l'onde incidente étant prélevée au niveau d'un coupleur 20 dB est envoyée sur la voie "REFERENCE" de l'analyseur de réseaux.

Le milieu étudié est contenu dans un bac porte-échantillon dont les dimensions dépassent largement celles de la tache hyperfréquence, intersection du faisceau incident et de la surface.

Sous ce bac est situé un autre cornet pyramidal à ouverture carrée nous permettant de mesurer le coefficient de transmission par simple commutation vers l'analyseur de réseaux.

Le dispositif d'émission étant horizontal, un miroir métallique orienté à 45° des faisceaux incidents et réfléchis permet l'observation des milieux liquides et solides à interface horizontale.

Les traits tiretés visualisent les trajets suivis en espace libre par les ondes incidente et réfléchie.

III.3.2. Réglage. Mode opératoire.

III.3.2.1. Réglage.

Les différents éléments n'étant pas liés mécaniquement les uns aux autres, il est donc indispensable d'effectuer un alignement au laser par autocollimation à partir d'un iris placé à l'entrée du cornet et en supprimant la lentille sur le trajet du pinceau.

Enfin, on positionne la lentille de façon à ce que l'axe optique soit confondu avec l'axe du cornet ; pour cela, il faut que la tache du rayon laser sur la lentille vienne se confondre avec le centre de cette dernière préalablement repéré.

Dans un deuxième temps, en utilisant la source hyperfréquence (diode GUNN) on peut orienter le cornet récepteur de façon à ce qu'il reçoive le maximum d'énergie, cela après élimination des réflexions parasites.

Après avoir vérifié que le miroir placé sur le trajet de l'onde est bien à 45° , il faut s'assurer du bon découplage des ondes au niveau de la lame semi-réfléchissante, et éliminer les réflexions parasites dans la zone de mesures. Pour cela, on place successivement au niveau de l'échantillon une plaque de court-circuit et un panneau absorbant dont le R.O.S. (rapport d'ondes stationnaires) est donné par le constructeur à la fréquence de travail.

Après étalonnage sur le court-circuit, on doit retrouver une valeur du R.O.S. peu différente de la valeur affichée.

Ce test est nécessaire pour s'assurer du fonctionnement correct de l'ensemble.

III.3.2.2. Mode opératoire.

La mesure du coefficient de réflexion d'un matériau donné se fait en deux étapes.

D'abord on effectue un tarage : on pose une plaque métallique plane et parfaitement réfléchissante sur le matériau dont la surface est bien plane et lisse ; puis on amène le point figuratif représentant le coefficient de réflexion sur la visu de l'analyseur de réseaux aux coordonnées ($\rho = 1, \theta = 180^\circ$).

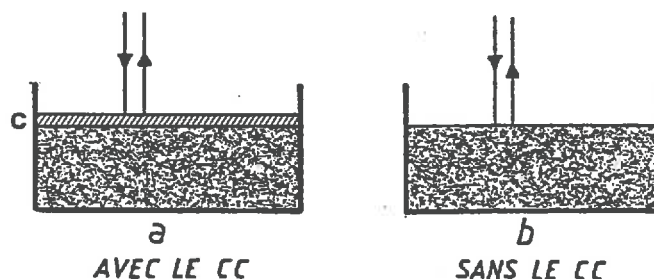
Dans un deuxième temps on enlève le court-circuit et on lit directement en module et en argument le coefficient de réflexion du matériau à mesurer, moyennant une correction de phase de :

$$\phi_c = 2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot c \quad (44)$$

c : étant l'épaisseur du court-circuit.

En effet, la surface de référence sur le court-circuit étant distante de c de la surface du matériau à mesurer, le déphasage entre les ondes éclairant le court-circuit et celles éclairant le matériau est de :

$$\phi_c = \frac{2\pi}{\lambda_0} \times 2 \times c$$



Cette correction est indispensable aux longueurs d'onde utilisées car ϕ_c peut s'écrire :

$$\phi_c = 2.4 F \text{ (GHz)}. C \text{ (mm)} \quad (45)$$

et pour $F = 9.5$ GHz, une épaisseur de 1 mm introduit un déphasage ϕ_c de $22^\circ 8$.

La précision de la mesure dépend essentiellement de la qualité de la référence ; cette dernière dépend de nombreux facteurs qui sont autant de sources d'erreurs. Une référence imparfaitement plane, lisse ou conductrice peut causer une surestimation du coefficient de réflexion.

Si théoriquement une plaque d'épaisseur c apporte un déphasage $\phi_c = \frac{4\pi}{\lambda_0} c$, en pratique ce déphasage peut être supérieur à cause de la mauvaise adhérence de la plaque avec le milieu, de l'inhomogénéité dans son épaisseur, ou de la mauvaise planéité de la surface de référence. Une estimation expérimentale de ce déphasage est alors nécessaire. Deux feuilles métalliques sont placées l'une sur l'autre et sur le milieu. La feuille qui se trouve juste sur le milieu sert alors de référence et permet la mesure du déphasage de la deuxième feuille métallique.

Au cours des expérimentations, différentes plaques métalliques ont été utilisées.

Une feuille de laiton de 0.2 mm d'épaisseur et dont les autres dimensions sont ajustées à celles de l'échantillon étudié a servi de court-circuit pour les mesures sur l'altuglass, le téflon et la bakélite. Les mesures sur l'eau ont posé d'importants problèmes de tarage : les plaques métalliques usuelles ne conviennent plus à la mesure.

L'adaptation d'une feuille de laiton de 0.2 mm sur un cadre de polystyrène paraissait être un bon compromis ; mais nous avons eu une grande dispersion dans les mesures dues à la mauvaise planéité et à la mouvance des milieux liquides. Surtout que pour des matériaux à fortes pertes et pour des coefficients de réflexion élevé, le module et l'argument doivent être connus avec une très grande précision (figures 13 et 14 III.1.1.1.).

Dans le cas des sols, les meilleurs résultats en terme de reproductivité ont été obtenus en utilisant une plaque de laiton de 2 mm d'épaisseur et de dimensions supérieures à la tache hyperfréquence. Plus lourde elle assure une meilleure adhérence au milieu que les feuilles.

Zone de travail :

Dans l'étude expérimentale faite précédemment, nous avons montré que la zone de travail s'étendait jusqu'à une distance de 80 cm environ à partir de la lentille. Dans le montage final de mesure, nous avons été amené à interposer une lame semi-réfléchissante en verre sur le trajet du faisceau tubulaire ; il s'établit des réflexions entre la lentille et la lame, ce qui perturbe ce faisceau. Nous avons dû, à partir d'un matériau de propriétés connues, rechercher la zone permettant d'obtenir des mesures correctes.

On détermine expérimentalement une zone où la puissance reste constante. Cette zone a été déterminée entre 80 et 120 cm du miroir métallique.

III.3.3. Résultats sur des matériaux connus.

Avant de travailler sur le sol, des mesures ont été effectuées sur une large gamme d'échantillons dont on connaît la permittivité.

Les résultats concernant les matériaux solides sont présentés dans les tableaux suivants, où ils sont comparés à ceux obtenus par d'autres auteurs. Les mesures en propagation guidée ont été effectuées sur les mêmes échantillons (Altuglass, téflon) que ceux étudiés en propagation libre.

La comparaison avec les mesures effectuées à 2.43 GHz est justifiée par le fait que la permittivité des matériaux à faible perte ne varie pas beaucoup avec la fréquence.

III.3.3.1. Faibles constantes. Faibles pertes : Altuglass - Téflon.

Téflon :

Tableau 1

Méthodes	F(GHz)	ϵ_r'	ϵ_r''	$10^3 \cdot \text{tg } \delta$
1	9.5	2.02	0.032	15
2 a	9.49	2.09	0.018	9
2 c	2.43	2.05	0.002	0.8

Nous avons travaillé sur une plaque de téflon de 5 mm d'épaisseur et sur une plaque d'Altuglass de 15 mm d'épaisseur.

Altuglass :

Tableau 2

Méthodes	F(GHz)	ϵ_r'	ϵ_r''	$10^3 \cdot \text{tg } \hat{\delta}$
1	9.5	2.56	0.021	8.
2 a	9.49	2.55	0.047	18.6
2 b	9.5	2.47	0.034	14.
2 c	2.43	2.45	0.015	6.

1 : mesures expérimentales (propagation libre)

2a : propagation guidée. Fentes rayonnantes. J.C. PEUCH (1975)

2b : propagation guidée. Méthode du court-circuit déplaçable. CHAPON-RAKHODAI (1976)

2c : méthode de perturbations. Cavités réentrantes. BELKACEMI (19).

III.3.3.2. Faibles constantes. Moyenne perte :
Bakélite - Verre.

Nous avons utilisé une plaque de bakélite de 10 mm d'épaisseur et une plaque de verre de 2 mm d'épaisseur.

Bakélite :

Tableau 3

	Propagation libre	VON HIPPEL
F(GHz)	9.5	10
$\epsilon_{r'}$	4.	de 3.5 à 4.6
$\epsilon_{r''}$	0.70	
$\text{tg } \hat{\delta}$	0.17	de 0.008 à 0.05

Verre :

Tableau 4

	Propagation libre	VON HIPPEL
F(GHz)	9.5	10
$\epsilon_{r'}$	8.	de 4 à 8
$\epsilon_{r''}$	2.8	
$\text{tg } \hat{\delta}$	0.35	de $0.2 \cdot 10^{-3}$ à $46 \cdot 10^{-3}$

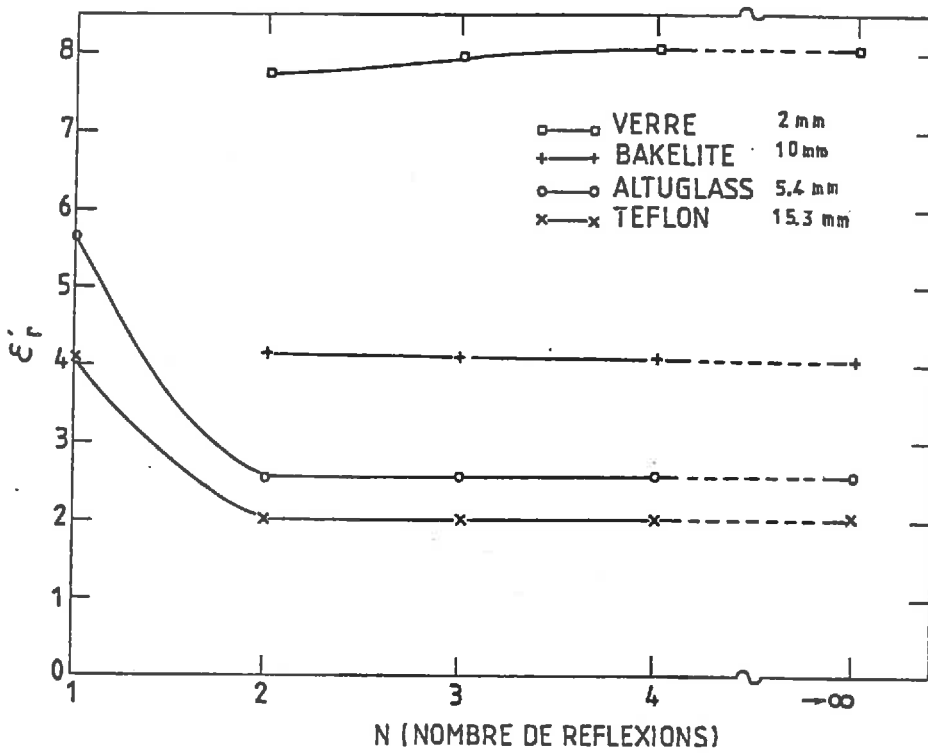


fig. 24.1: ϵ'_r en fonction du nombre de réflexions.

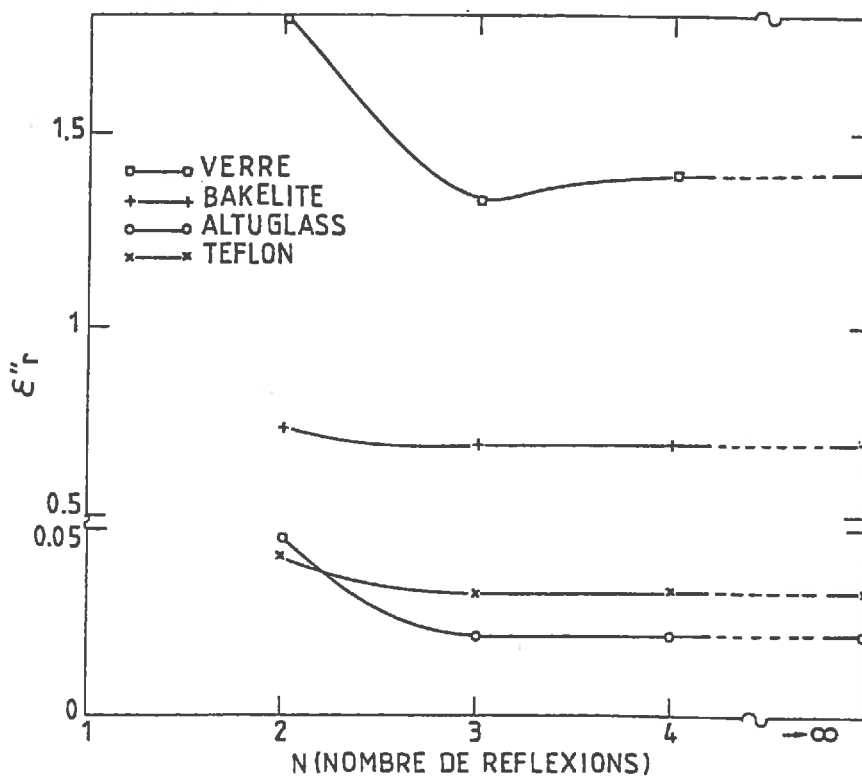


fig. 24.2: ϵ''_r en fonction du nombre de réflexions.

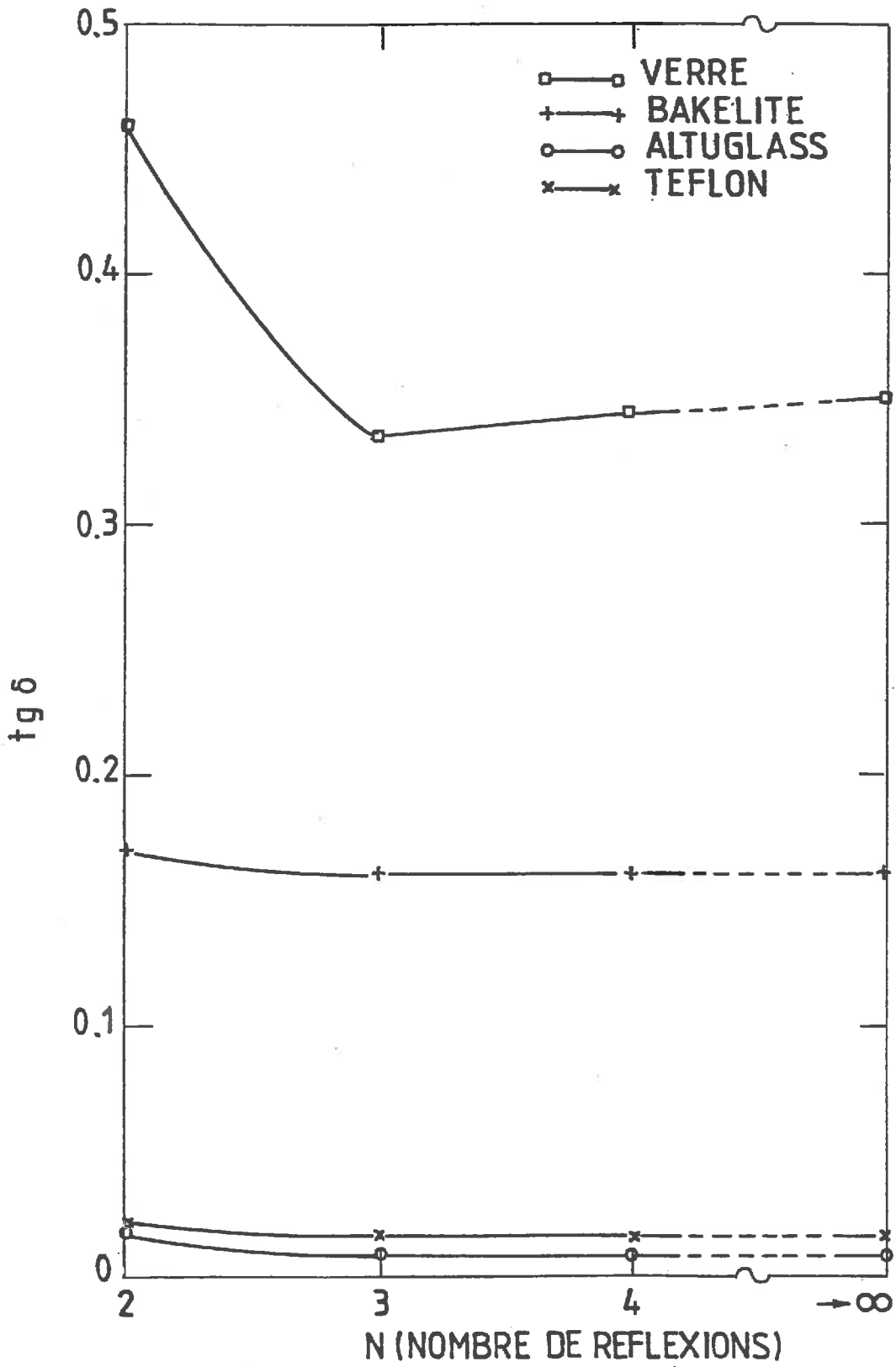


fig. 24.3: Tangente de l'angle de perte en fonction du nombre de réflexions.

Les courbes fig. 24, 25, 26 montrent les variations de ϵ_r' , ϵ_r'' et $\text{tg } \hat{\delta}$ en fonction du nombre de réflexions N.

Nous montrons ainsi l'existence de réflexions multiples dans des matériaux à faible et à moyenne pertes.

En effet si nous faisons l'hypothèse d'une seule réflexion, le résultat est erroné, il faut donc considérer l'hypothèse de plusieurs réflexions.

Notons que N étant un entier, ces variations n'ont un sens que pour 1, 2, 3, 4 ou une infinité de réflexions.

III.3.3.3. Fortes constantes. Fortes pertes : eau.

L'eau est un matériau très particulier en hyperfréquence. Sa particularité vient du fait que la fréquence de résonance (ou fréquence de Debye) de la molécule d'eau libre et pure se situe aux environs de 24 GHz.

Les pertes diélectriques de l'eau seront donc maximum dans le domaine des micro-ondes.

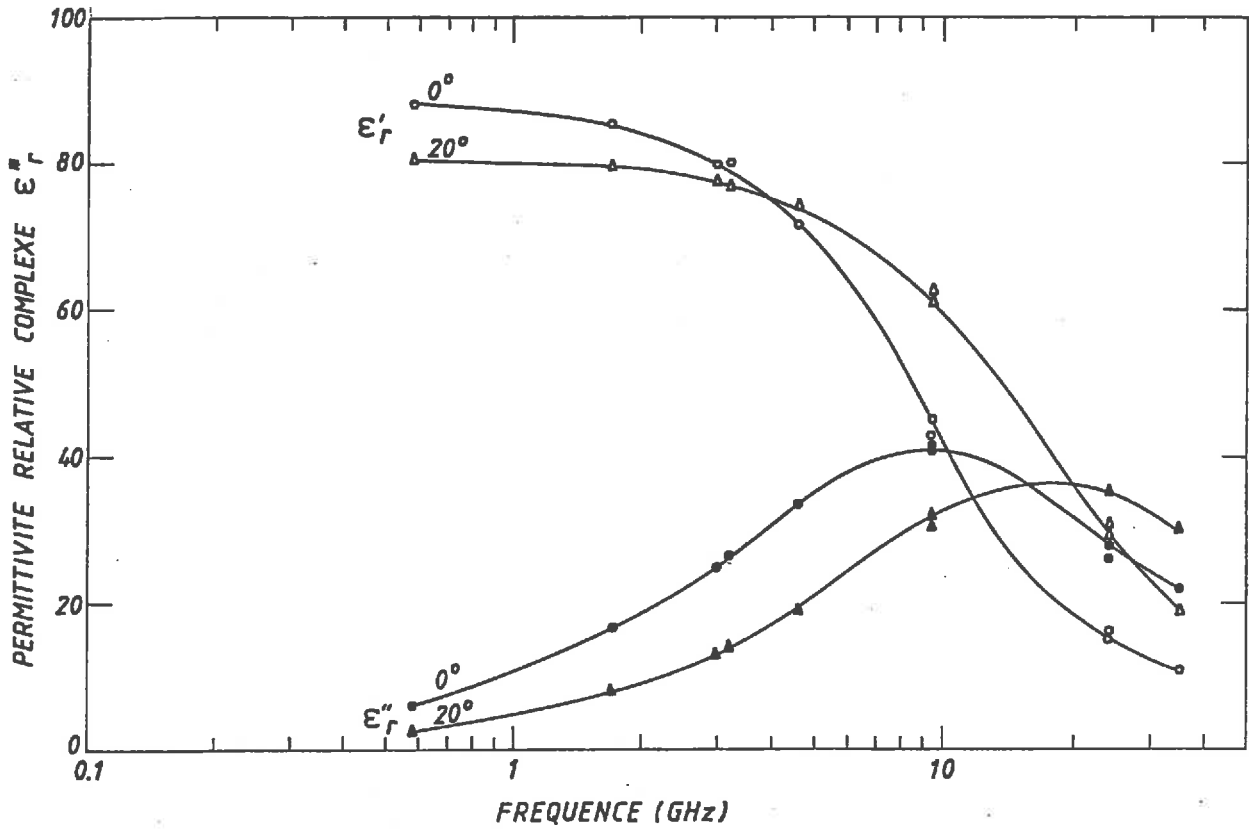


fig. 25 : Evolution de la permittivité de l'eau avec la fréquence et la température.
(COLLIE, HASTED et RITSON 1948 ; SAXTON etLANE 1952 ; GRANT, BUCHANAN et COOL 1957).

Il faut noter que beaucoup d'études ont été faites sur l'eau et que ses caractéristiques diélectriques sont totalement différentes selon qu'il s'agit d'eau pure ou d'eau chargée d'ions et selon les différentes formes d'eau (eau libre, eau liée, eau de cristallisation).

Ainsi l'eau distillée est essentiellement un diélectrique tandis que l'eau de mer est un excellent conducteur.

De ce fait, on peut s'attendre à ce que les milieux contenant de l'eau aient un comportement très variable suivant le pourcentage d'humidité et la façon dont elle est liée à la matière.

Les valeurs que nous avons obtenues se situent entre 71 et 79 pour ϵ_r' et entre 10,5 et 12,5 pour ϵ_r'' pour des températures variant entre 10 et 20°C.

Ces valeurs sont supérieures pour ϵ_r' et inférieures pour ϵ_r'' aux valeurs trouvées dans la littérature.

Les résultats présentent en plus une grande dispersion qui peut s'expliquer de la façon suivante : la mou- vance du milieu peut entraîner une forte imprécision sur la mesure de la phase. La lecture visuelle de la phase du coefficient de réflexion sur l'analyseur de réseaux y contribue aussi. Or, pour des modules élevés de ρ , une variation faible de la phase θ entraîne une forte variation sur ϵ_r' et ϵ_r'' comme nous l'avons indiqué fig. 13 et 14.

Les résultats de mesures sur des matériaux solides concordent avec ceux trouvés par d'autres auteurs. Nous pouvons donc effectuer des mesures de permittivités de sols en fonction du degré d'humidité.

III.4. DISPOSITIF TRANSPORTABLE : EPISTRON.-

III.4.1. Discussion des mesures en laboratoire.

De nombreuses difficultés ont été rencontrées dans les mesures au laboratoire :

- les mesures hyperfréquences en propagation libre entraînent dans les conditions du laboratoire, des réflexions parasites qu'il est difficile d'éliminer complètement

- l'introduction de la lame de verre et du miroir métallique est une source d'erreur

- les mesures en réflexions nécessitent l'étalonnage sur une référence parfaite et exigent un bon découplage des ondes incidente et réfléchie

- le manque de rigidité du dispositif expérimental oblige à des réalignements fréquents des différents éléments.

Ces observations nous ont conduit à la réalisation d'un dispositif transportable.

III.4.2. Etude d'un dispositif transportable : EPISTRON.

Se basant sur le même principe que le système précédent, un deuxième dispositif a été réalisé de façon à avoir ses éléments solidaires, d'être transportable et moins encombrant.

Un tel système peut travailler dans n'importe quelle direction, nous l'utiliserons surtout en position verticale pour effectuer des mesures in situ sur les sols.

L'alignement des éléments du dispositif est effectué une fois pour toute. Les défauts dus au miroir métallique et les inconvénients dus aux réglages fréquents sont ainsi éliminés.

Les différents éléments constituant ce dispositif de mesure sont présentés fig. 81 ci-dessous.

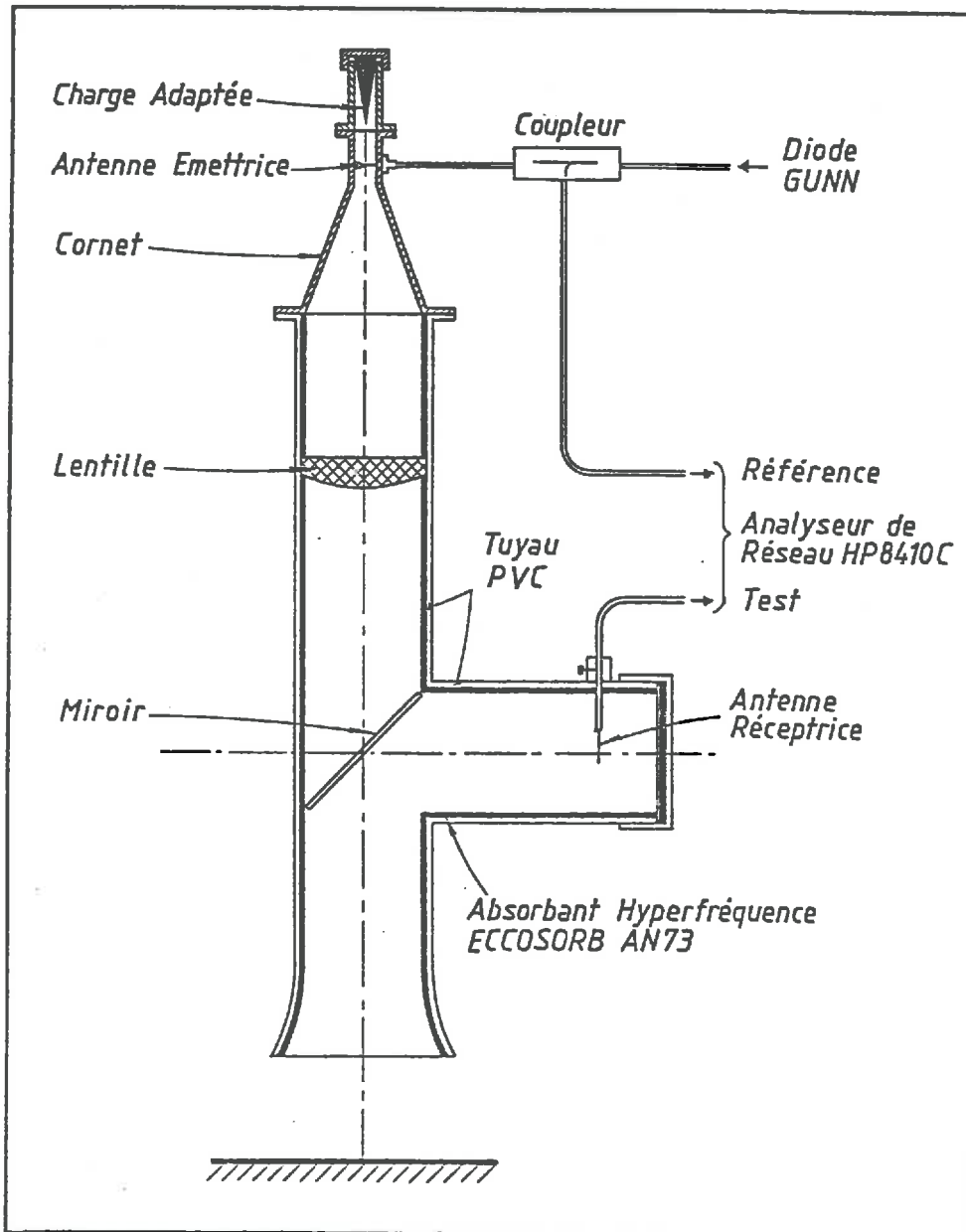


fig. 26 : Dispositif transportable : EPSITRON.

Le cornet émetteur est excité en son centre de phase à l'aide d'une antenne quart d'onde.

Une autre antenne adaptée à la fréquence de travail capte le signal réfléchi et l'envoie sur la voie "TEST" de l'analyseur de réseau.

Le signal incident est prélevé sur un coupleur à l'entrée (avant l'antenne émettrice).

En propagation libre, les champs n'étant pas localisés, il a fallu, pour s'affranchir d'éventuelles réflexions parasites pouvant perturber la mesure, prendre certaines précautions :

- le tube de propagation est tapissé avec un absorbant hyperfréquence
- un minimum de pièces métalliques a été utilisé.

Pour plus de précision, nous utilisons les sorties analogiques de l'analyseur de réseaux (sortie horizontale V_x et sortie verticale V_y). Ainsi un voltmètre numérique nous affiche les composantes cartésiennes du coefficient de réflexion. Si on veut revenir à ρ et θ il suffit d'utiliser :

$$\rho = \sqrt{V_x^2 + V_y^2} \text{ et}$$

$$\theta = \text{Arctg} \left(\frac{V_y}{V_x} \right) \text{ si } V_x > 0$$

$$\theta = \text{Arctg} \left(\frac{V_y}{V_x} \right) + 180 \text{ si } V_x < 0$$

Le réglage de la verticalité du dispositif est plus précis ; nous utilisons un niveau à bulles de précision.

Les pieds du porte-échantillon sont munis de vis nous permettant de faire ou de refaire un réglage fin de la planéité.

En plus des courts-circuits utilisés pour le 1er dispositif, nous avons été amenés à utiliser des plaques très rigides à structure nid d'abeille (Nida) utilisées en aéronautique. Bien qu'épaisses elles sont très légères, adhèrent et ne déforment pas l'échantillon de sol.

Pour effectuer des mesures de permittivités de l'eau, nous avons utilisé des feuilles de polyester aluminisées de 75 μm . Ces feuilles permettent des résultats assez bons, mais nous estimons que l'épaisseur de la couche d'aluminium de 2 à 3 μm n'est pas suffisante. Car la profondeur de pénétration δ_m dans l'aluminium est de 0.86 μm à une fréquence de 9.5 GHz. Une couche de 4.5 μm ($5 \delta_m$) donnerait de meilleurs résultats.

III.4.3. Test de validité.

III.4.3.1. Mesures sur les matériaux connus.

Nous avons trouvé les résultats suivants :

. TEFLON :

$$\epsilon_T = 2.07 - j 0.04 \quad \text{tg } \hat{\delta} = 19.10^{-3}$$

. ALTUGLASS :

$$\epsilon_T = 2.52 - j 0.052 \quad \text{tg } \hat{\delta} = 21.10^{-3}$$

. BAKELITE :

$$\epsilon_r = 4.31 - j 0.31 \quad \text{tg } \hat{\delta} = 70.10^{-3}$$

III.4.3.2. Eau désionisée.

En utilisant la feuille de polyester aluminisé, qui épouse parfaitement la surface de l'eau, nous trouvons :

$$\epsilon_r = 50.15 - j 39 \quad \text{tg } \delta = 0.66$$

Ces résultats concordent avec ceux des mesures effectuées à l'aide du premier dispositif ainsi qu'avec ceux trouvés dans la littérature (Tableaux 1, 2, 3 et 4).

Les variations de la permittivité de l'eau en fonction de la salinité (0 ‰, 15 ‰ et 35 ‰) fig.27) sont satisfaisantes comparées aux valeurs données par HOLLINGER (19).

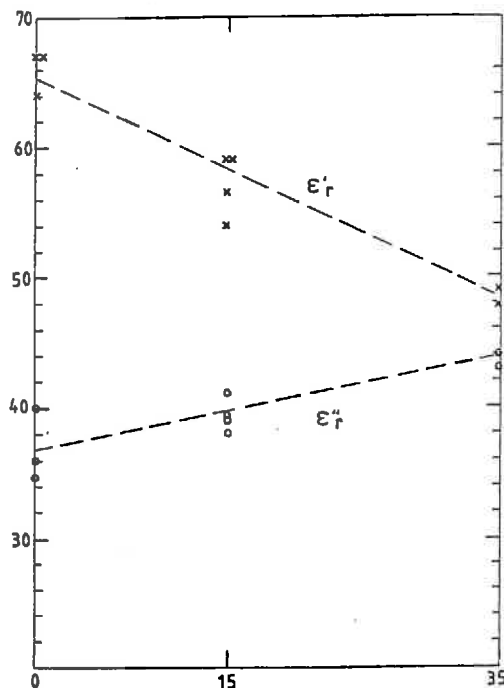


fig.27 Les variations de la permittivité de l'eau en fonction de la salinité

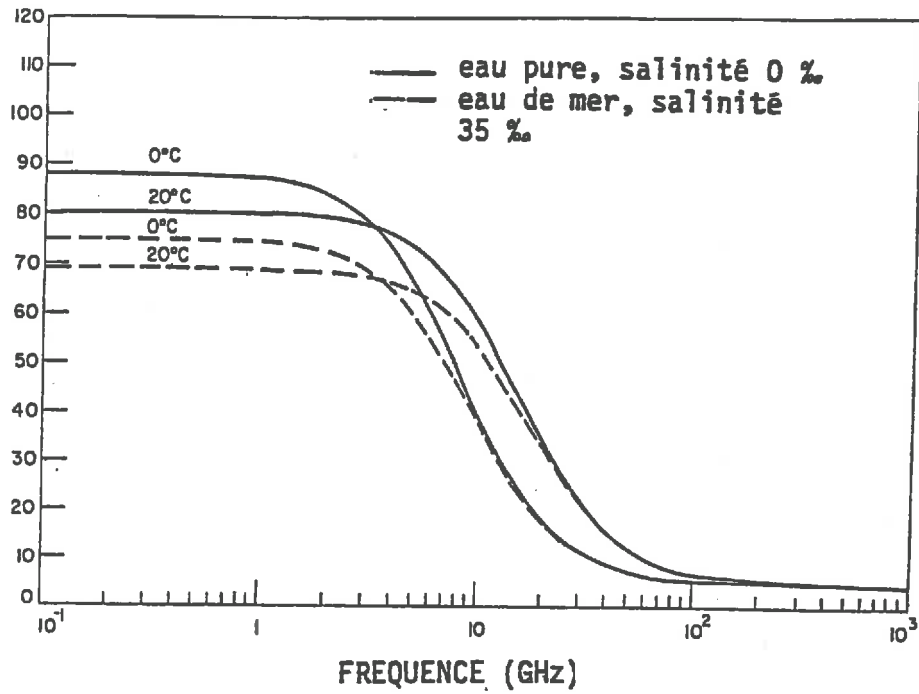


fig.28.1 : Partie réelle de la permittivité en fonction de la fréquence (HOLLINGER, 1973).

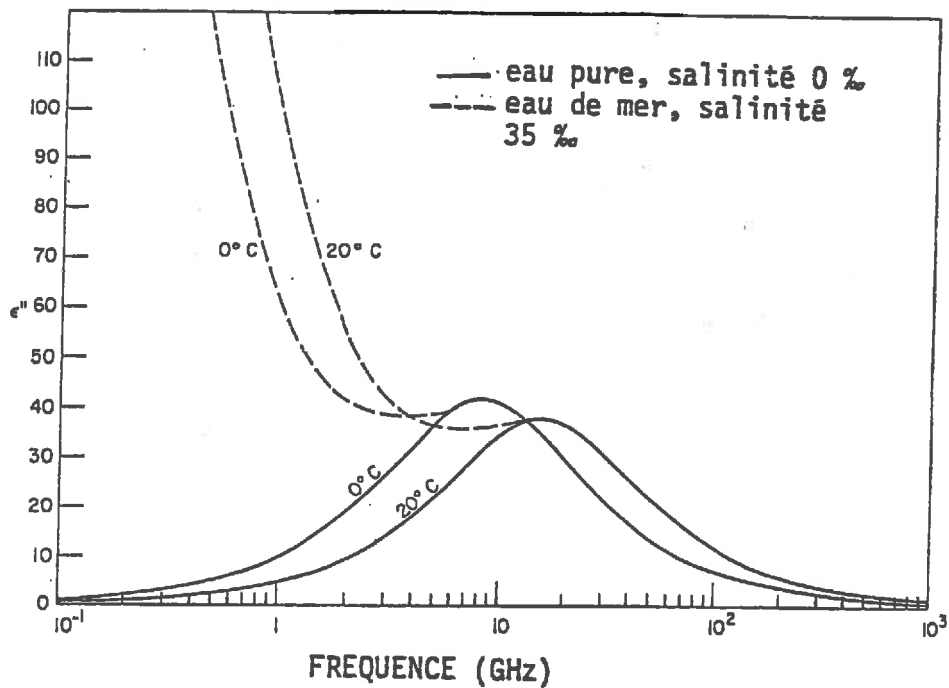


fig. 28.2 : Partie imaginaire de la permittivité en fonction de la fréquence (HOLLINGER, 1973).

C H A P I T R E I V

-o0o-

MESURES SUR LES SOLS

-o0o-

IV.1. RAPPELS SUR LE SOL

IV.1.1. Teneur en eau

IV.1.2. Type textural

IV.1.3. Mesure d'humidité des sols : étude bibliographique.

IV.2. MESURES AVEC LE PREMIER DISPOSITIF

IV.3. MESURES AVEC LE DISPOSITIF TRANSPORTABLE

IV.3.1. Mesures en laboratoire

IV.3.2. Mesures in situ sur le sol d'Auzeville

IV.1. RAPPELS SUR LE SOL.

IV.1.1. Teneur en eau.

L'humidité pondérale est définie par :

$$H_p \text{ (g/g)} = \frac{M_e}{M_s} \quad (46)$$

$$\text{ou } H_p \text{ (\%)} = 100 \times \frac{M_e}{M_s} \quad (47)$$

M_e : étant la masse d'eau contenue dans le sol

M_s : la masse du sol sec.

On utilise aussi l'humidité volumique $H_V \text{ (cm}^3\text{/cm}^3\text{)} =$

$$\frac{M_e}{V_T} \quad (48)$$

V_T : est le volume total.

Elle est déduite de l'humidité pondérale par la connaissance de la masse volumique du sol, ρ_a , appelée aussi densité apparente à l'état sec, qui s'écrit :

$$\rho_a = \frac{M_s}{V_T} \quad (49)$$

et donc

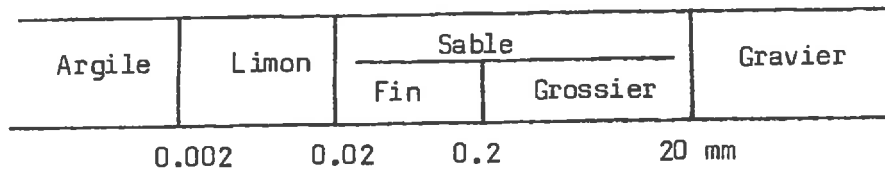
$$H_V = \rho_a \cdot H_p \quad (50)$$

IV.1.2. Type textural d'un sol.

Les particules sont classées suivant leur taille par analyse granulométrique (tamisage pour les plus grosses, sédimentation pour les particules inférieures à 1 mm) et réparties en trois classes : sable ; limon ; argile.

Les rapports des pourcentages des particules appartenant aux trois classes, servent à définir un type textural.

La figure suivante présente un exemple de classification :



Classification de la Société Internationale de Science du sol.

fig. 28 : Exemple de classification des particules suivant leur diamètre équivalent (HILLEL 1974).

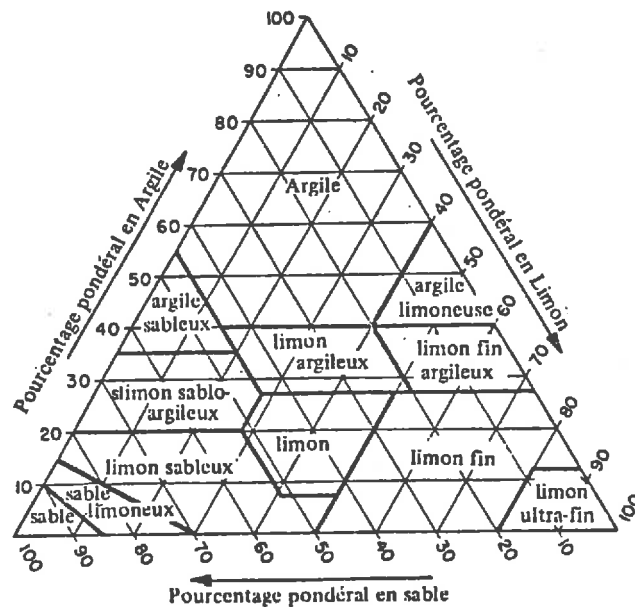


fig. 29 : Exemple de triangle textural (HILLEL 1974).

IV.1.3. Mesure de l'humidité des sols : étude bibliographique.

. Mesure de permittivité des matériaux par micro-ondes :

De nombreux auteurs ont étudié l'atténuation de l'énergie micro-onde dans différents matériaux :

WATSON à 3 GHz puis BARGHAVA (1972) 0.8, 0.3 GHz, démontrent que la teneur en eau présente un rapport linéaire avec l'atténuation (mesurée en dB).

HASTED et SHAH (1964) observent les variations de la permittivité en fonction du taux d'humidité dans certains matériaux de construction à 3, 9 et 24 GHz.

Différentes techniques permettant la réalisation d'humidimètres ont été recensées.

- Certaines méthodes permettent de travailler sans contact en mesurant l'atténuation et le déphasage d'un signal traversant le matériau. Ce système nécessite l'accès à deux faces du matériau ; ce qui n'est pas toujours possible (KRAZEWSKI). Les caractéristiques et les performances de différents appareils sont examinées dans un article de HROMOV publié en 1969. L'auteur souligne l'intérêt de cette méthode sans contact pour des matériaux se déplaçant sur bande transporteuse.

Ces appareils lourds et encombrants sont cependant peu adaptés à de simples mesures de contrôle.

- D'autres méthodes nécessitent de confiner le matériau dans un guide ou une cavité. Ce sont la méthode de la ligne de mesure dans laquelle l'échantillon est introduit dans une structure guidante, et la méthode de la cavité, l'échantillon emplissant tout le volume de la cavité ou simplement une petite partie de ce volume.

Le volume concerné par chaque mesure est alors relativement faible. Outre le problème de la mise en place de l'échantillon et de son dimensionnement, on risque souvent de dégrader la cellule de mesure elle-même. Le matériau nécessaire est cependant moins encombrant.

- Parmi les méthodes plus récentes, nous remarquons celle présentée par BASTIDA et AL (1979). Selon les auteurs la mesure effectuée est indépendante de la température, de la densité et de la granulométrie.

- Une méthode originale fut présentée aussi au XIV Symposium de Monaco par ZURCHER et GARDIOL (1979). Ces chercheurs utilisent une sonde. Il s'agit d'une cavité coaxiale ouverte à une extrémité et comportant deux boucles de couplages. Le faible diamètre de la sonde (20 mm) permet de l'introduire dans un trou de diamètre relativement petit, percé dans un mur afin d'effectuer des mesures à différentes profondeurs. On doit assurer une bonne planéité de la surface de contact pour éviter l'influence de la rugosité. D'après l'auteur ce problème pourrait être en partie réglé par l'utilisation de fréquences plus basses que celle utilisée (2.45 GHz).

Les différentes mesures exposées ci-dessus demandent toutes un étalonnage préalable. Il faut connaître de façon précise les valeurs de permittivité en fonction de l'humidité et de la température pour chaque matériau que l'on veut observer. Certains paramètres comme l'état de surface et la granulométrie interviennent dans la mesure.

Les méthodes micro-ondes présentent cependant des avantages non négligeables. Suivant le principe retenu, il est possible d'obtenir une mesure sans contact, in situ, peu ou pas destructive et nécessitant de faibles énergies. Par ailleurs, certains équipements sont peu encombrants. Les problèmes de calibration restent l'inconvénient majeur de ce type de mesure.

Certaines études portent sur l'introduction de ces méthodes de mesure d'humidité micro-onde dans des processus industriels d'hydratation ou de séchage.

REBOUL (19), WITTMAN et SCHLUDE (19) suivent l'hydratation de pertes de ciments. RZEPECKA (19) propose de contrôler le processus de durcissement de béton en mesurant la permittivité complexe (ϵ'_R , $\text{tg } \delta$).

Parmi les applications de mesures de permittivités, on peut remarquer aussi les travaux de REBOUL (19). Celui-ci travaille sur la mesure de différentes formes d'eau dans une pâte de ciment en cours d'hydratation. REBOUL propose de geler les échantillons, car au dessous de 0° seules les pertes dues à l'eau adsorbée restent notables.

Les mesures effectuées sur des échantillons portés à - 20°C permettent de mettre en évidence une phase d'adsorption durant 10 à 15 mn dans les tous premiers temps de gachage.

. Mesures de permittivités des sols :

Depuis une quinzaine d'années, avec le développement des techniques de télédétection, il apparaît que la connaissance de la nature et des conditions hydriques des sols peut être obtenue par les systèmes micro-ondes.

Avant l'utilisation des données fournies par les radars destinés à l'observation de la terre, il est primordial d'établir et de comprendre les relations qui existent entre la réflectivité radar et les caractéristiques des surfaces du sol.

En général, la rétrodiffusion micro-onde est affectée par la géométrie de la surface observée et par les propriétés diélectriques du milieu. Il est donc indispensable de pouvoir disposer des données de permittivités des sols en fonction de leurs caractéristiques.

Dans cet objectif, des études systématiques ont été effectuées par LUNDIEN (1971) ; CIHLAR et ULABY (1974) ; HOEKSTRA et DELANEY (1974) ; NEWTON (1977) ; WANG et SCHMUGGE (1978) ; PAUSADER (1981) ; GUERIN (1984).

Les résultats obtenus à des fréquences et par des dispositifs différents rendent difficile la comparaison.

Une première analyse de ces résultats nous montre que la permittivité croît lentement avec la teneur en eau jusqu'à l'humidité de transition. Au delà la croissance devient plus forte (fig. 29 bis)..

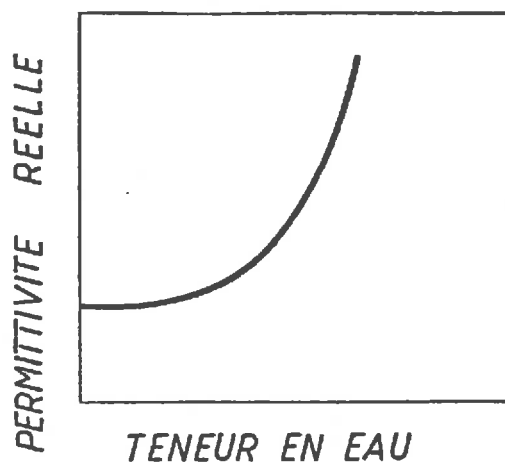


fig. 29 bis : Comportement diélectrique.

La valeur de l'humidité de transition semble dépendre du type textural du sol.

Le comportement diélectrique aux faibles humidités est expliqué par l'existence d'eau à l'état lié dans le sol.

Les variations de l'humidité de transition entre différents types de sols sont interprétés en terme de rétention d'eau (qui exprime le volume d'eau retenue dans le sol à une pression donnée).

La permittivité d'un sol peut être calculée à partir de lois de mélanges théoriques. Différentes lois sont proposées (tableau 5).

Source	Formula	Remarks
1. Rayleigh (1892)	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = f_0 \frac{\epsilon_0 - 1}{\epsilon_0 + 2} + f_1 \frac{\epsilon_1 - 1}{\epsilon_1 + 2}$	$f_0 + f_1 = 1$
2. Böttcher (1952)	$\frac{\epsilon - \epsilon_1}{3\epsilon} = f_0 \frac{\epsilon_0 - \epsilon_1}{\epsilon_0 + 2\epsilon}$	
3. Brown (1956)	$\epsilon = f_0 \epsilon_0 + f_1 \epsilon_1$	$f_0 + f_1 = 1$
4. Birchak et. al. (1974)	$\sqrt{\epsilon} = f_0 \sqrt{\epsilon_0} + f_1 \sqrt{\epsilon_1}$	$f_0 + f_1 = 1$
5. Bruggeman (1935)	$\frac{\epsilon}{\epsilon_1} (1 - f_0)^3 = \left(\frac{\epsilon_0 - \epsilon_1}{\epsilon_0 - \epsilon_1} \right)^3$	
6. Wagner (1914)	$\frac{\epsilon - \epsilon_1}{3\epsilon_1} = f_0 \frac{\epsilon_0 - \epsilon_1}{\epsilon_0 + 2\epsilon_1}$	
7. Kharadly and Jackson (1953)	$\frac{\epsilon - \epsilon_1}{\epsilon + 2\epsilon_1} = f_0 \frac{\epsilon_0 - \epsilon_1}{\epsilon_0 + 2\epsilon_1}$	
8. Nerpin and Chudnovskil (1970)	$\epsilon = 1 - \frac{3 \sum_i \frac{\epsilon_i - 1}{\epsilon_i + 2} f_i}{1 \sum_i \frac{\epsilon_i - 1}{\epsilon_i + 2} f_i}$	f_i = fractional volume of each constituent
9. Wiener (1910)	$\epsilon = \frac{f_0 \epsilon_0 U + \epsilon_1 f_1}{f_0 U + f_1}; U = \frac{\epsilon_1 + F}{\epsilon_0 + F}$	$f_0 + f_1 = 1$. F is an adjustable parameter
10. Pearce (1955)	$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{f_1 (1 - F)}{1 - f_1 F} (\epsilon_1 - \epsilon_0)$	$-1 \leq F \leq 1$

Tableau 5 : Formules des lois de mélange.

Ces lois expriment la permittivité d'un mélange à partir des permittivités des différents constituants et en fonction de leurs proportions relatives dans le mélange.

Mais ces lois de mélange ne sont pas valables sur toute la gamme d'humidités mesurées, et n'expliquent pas les différences observées entre les types de sols.

IV.2. MESURES AVEC LE PREMIER DISPOSITIF.-

Les mesures sur le sol ont été effectuées conjointement avec A. GUERIN (1984).

Avant de réaliser le dispositif de mesures in situ, il convient de valider la méthode par des mesures en laboratoire, en effectuant des mesures sur des sols dont les paramètres sont parfaitement contrôlés:

Nous avons travaillé sur trois échantillons de sols prélevés dans la région de Toulouse : le sable de l'Ariège, le limon sableux d'Auzeville et le limon argileux de Pouvoirville.

Il faut d'abord préparer l'échantillon de sol. Séché à l'air et tamisé à 2 mm, il est placé dans le porte-échantillon qui est un bac en bois dont le fond est une plaque de Styrofoam pratiquement "transparente" au rayonnement hyperfréquence. Les dimensions de ce bac sont $70 \times 70 \times 15 \text{ cm}^3$ et la tache hyperfréquence est un cercle d'environ 32 cm de diamètre.

L'épaisseur de l'échantillon doit être faible afin d'assurer une relative homogénéité de la teneur en eau du sol. Nous avons choisi une épaisseur égale à 4 à 5 cm.

Le sol est ensuite travaillé à l'état sec de façon à présenter la surface la plus lisse, plane et horizontale possible. Nous utilisons pour cela un niveau à bulles.

Les différents profils de rugosité effectués sur les échantillons étudiés font apparaître une hauteur maximale des irrégularités de 2 mm dans le cas du sable ; ce qui correspond à la taille du plus gros grain (fig. 30).

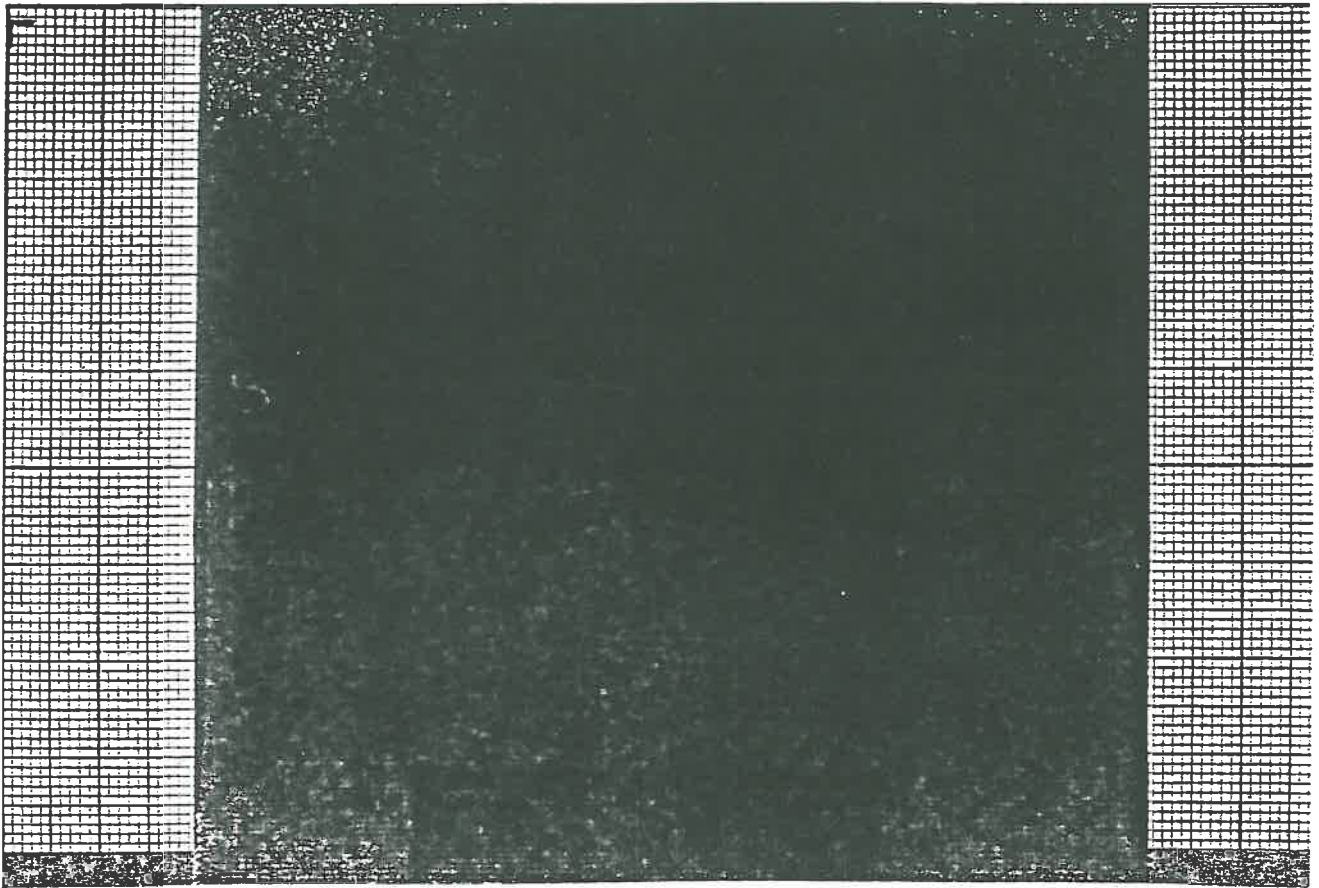


fig. 30 : Profil de rugosité de l'échantillon du sable.

Le critère de Rayleigh est satisfait :

$$\frac{\lambda_0}{8} = 4 \text{ mm.}$$

La limite imposée par le critère de Fraunhofer est atteinte

$$\frac{\lambda_0}{32} = 1 \text{ mm.}$$

Dans le cas de sol argileux, l'écart-type des irrégularités est inférieur à 1 mm.

Ensuite on humidifie le sol par vaporisation d'eau à l'aide d'un pistolet à peinture. L'opération est longue et délicate car il faut éviter de dégrader l'état de surface. Les imperfections doivent rester faibles devant la longueur d'onde de travail. Il faut positionner le vaporisateur à une distance convenable en s'assurant d'une bonne diffusion du brouillard sur toute la surface, puis on laisse l'eau se répartir naturellement à l'intérieur de l'échantillon pendant 24 heures.

En réalité, il apparaît des gradients d'humidité verticaux et horizontaux qui rendent l'obtention d'un milieu homogène très illusoire.

Enfin on soumet simultanément l'échantillon à des mesures de coefficient de réflexion et d'humidité.

Cette dernière est faite par une méthode gravimétrique. On prélève à l'extérieur de la tache hyperfréquence un faible volume de l'échantillon dont on mesure la masse à l'état humide puis la masse à l'état sec après l'avoir séché à l'étuve à 105° pendant 24 heures ou au four micro-onde pendant 30 minutes.

L'humidité volumique étant déduite de l'humidité pondérale par la connaissance de la densité apparente du milieu ρ_a .

Des mesures de cette densité apparente ont été effectuées sur des mottes issues de l'échantillon étudié.

Ces mottes sont pesées et mises dans une éprouvette graduée contenant un certain volume d'eau, le volume de ces mottes étant le volume d'eau déplacé. Il faut faire une lecture très rapide, car les mottes absorbent l'eau, ce qui fausse les mesures.

Les valeurs moyennes de ρ_a ont été prises :

Sable de l'Ariège : $\rho_a = 1.6 \pm 0.05 \text{ g/cm}^3$

Limon sableux d'Auzeville :

$$\rho_a = 1.65 \pm 0.06 \text{ g/cm}^3$$

Limon argileux de Pouvoirville :

$$\rho_a = 1.23 \pm 0.09 \text{ g/cm}^3$$

Nous présentons les résultats des mesures de permittivités complexes des trois sols étudiés en fonction de l'humidité pondérale et de l'humidité volumique.

En ce qui concernera la mesure du coefficient de réflexion, nous n'avons pu tenir compte que des erreurs de lecture sur l'écran de l'analyseur de réseaux.

On commet des erreurs maximales de ± 0.01 sur le module ρ et de $\pm 2^\circ$ sur la phase θ .

La précision de la mesure de l'humidité pondérale dépend seulement de la représentativité de l'échantillonnage.

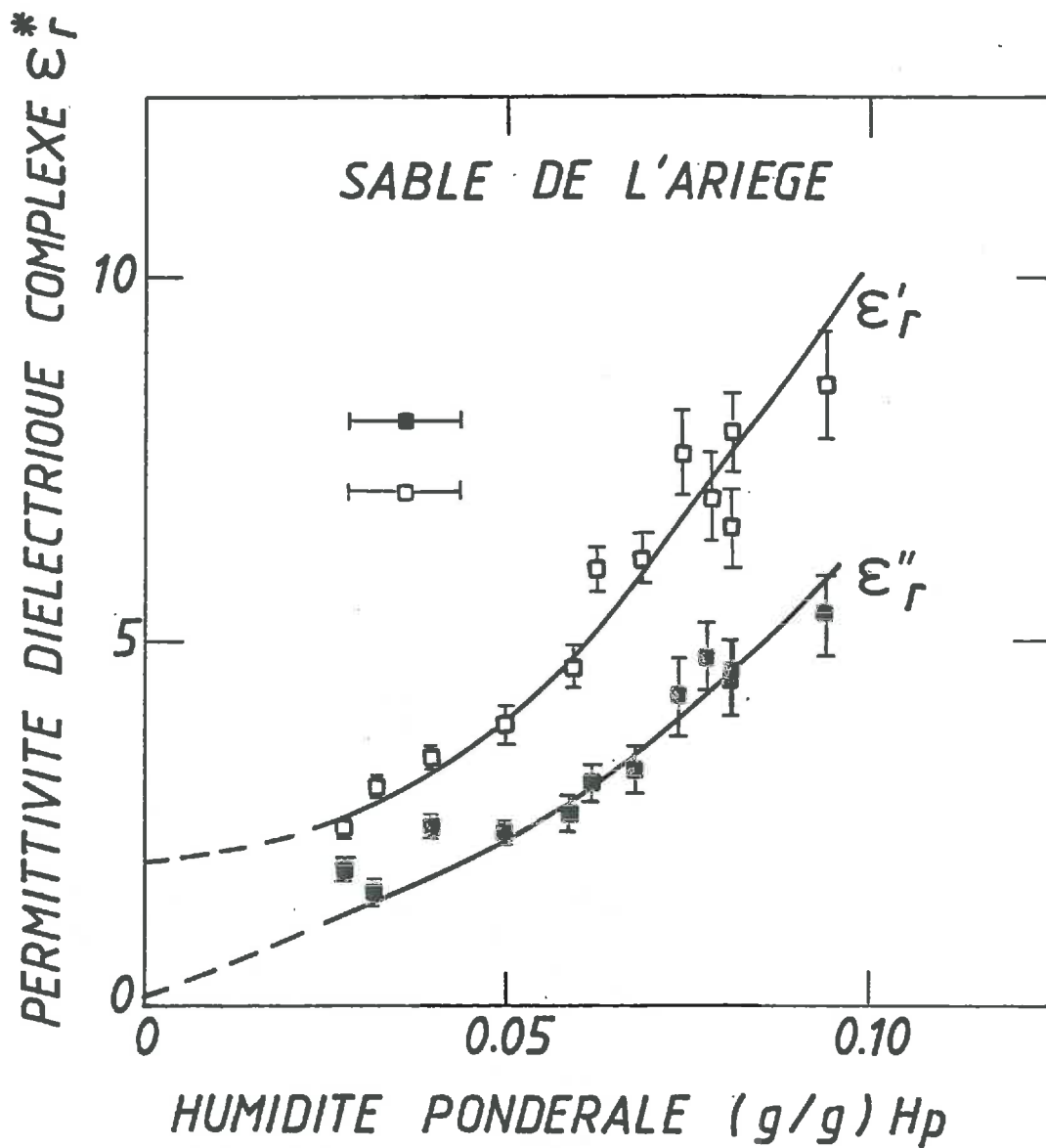


fig. 31

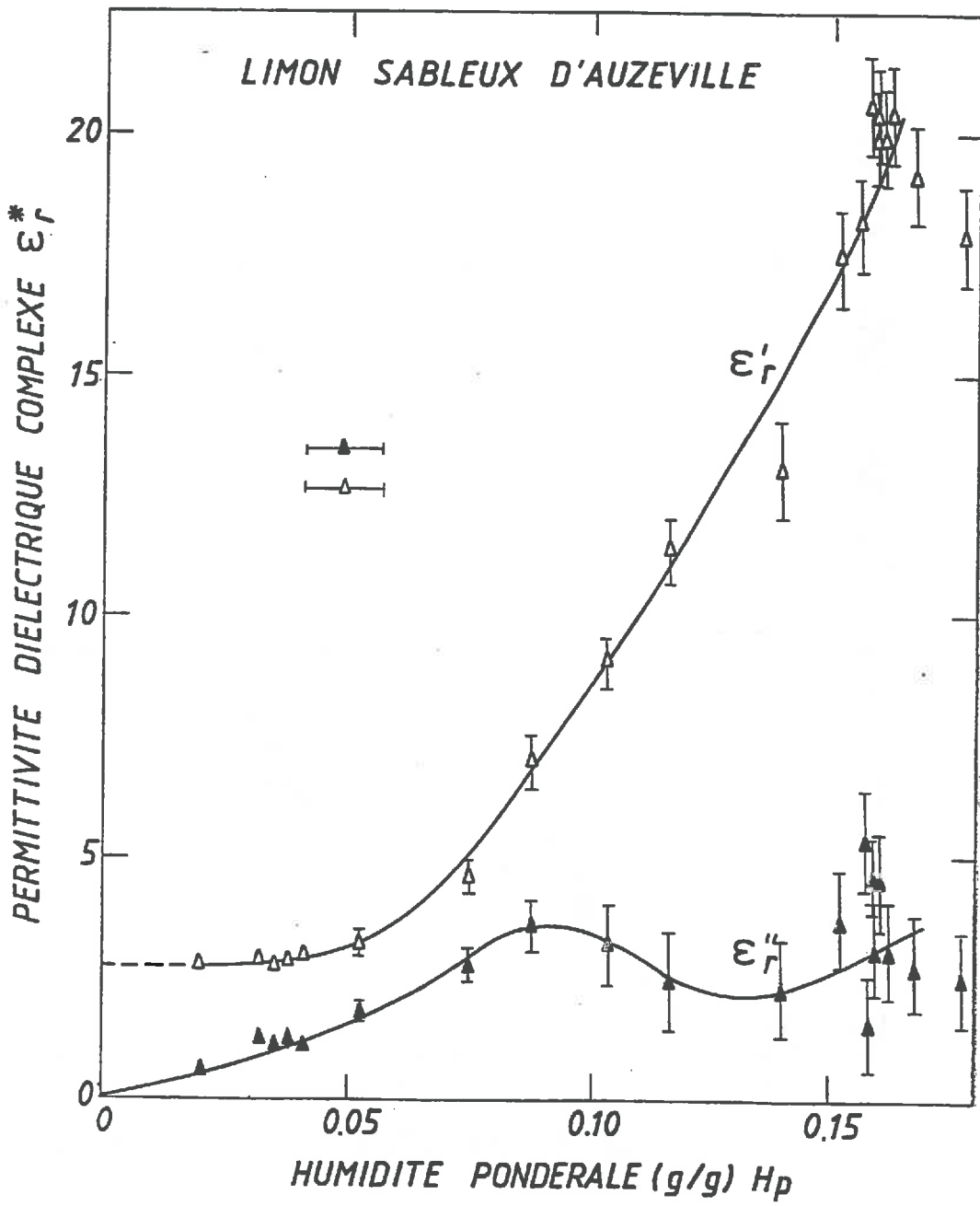


fig. 32

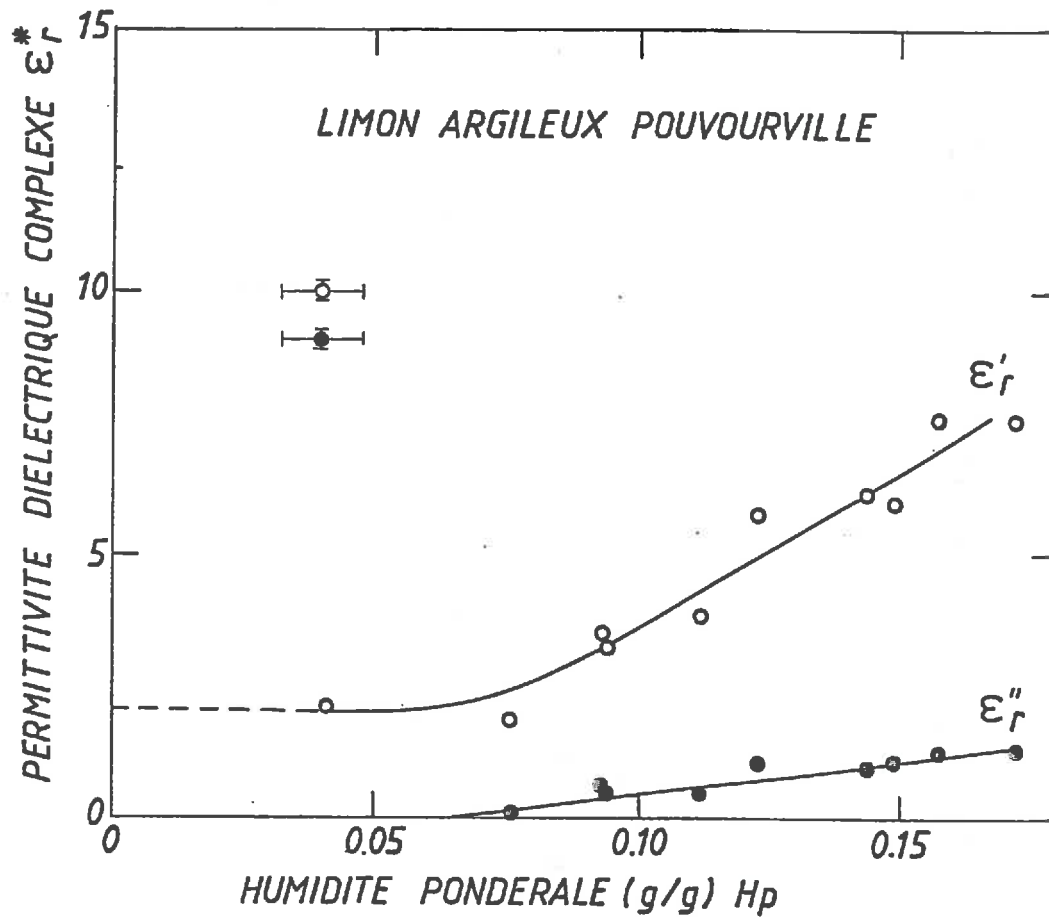


fig. 33

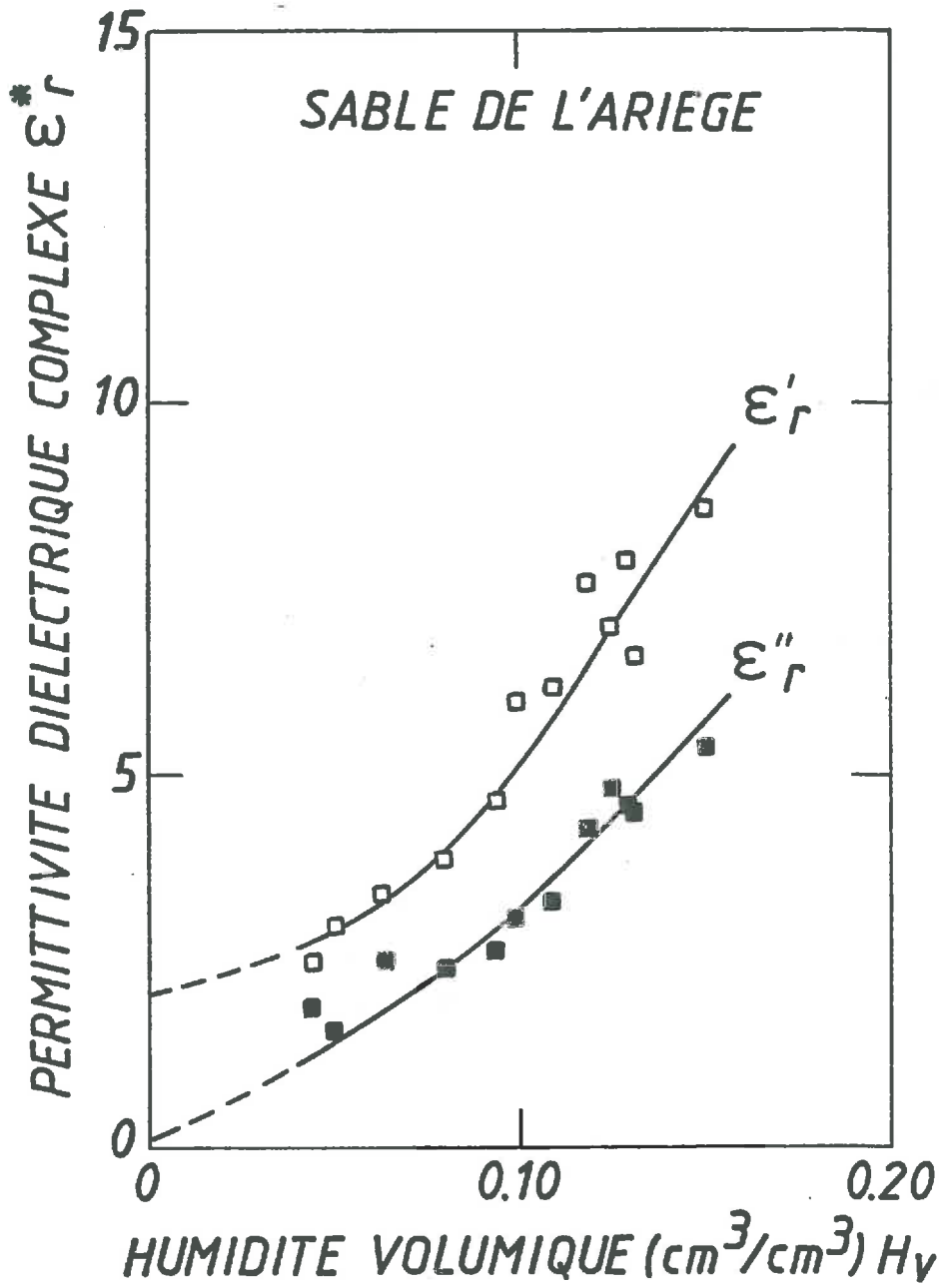


fig. 34

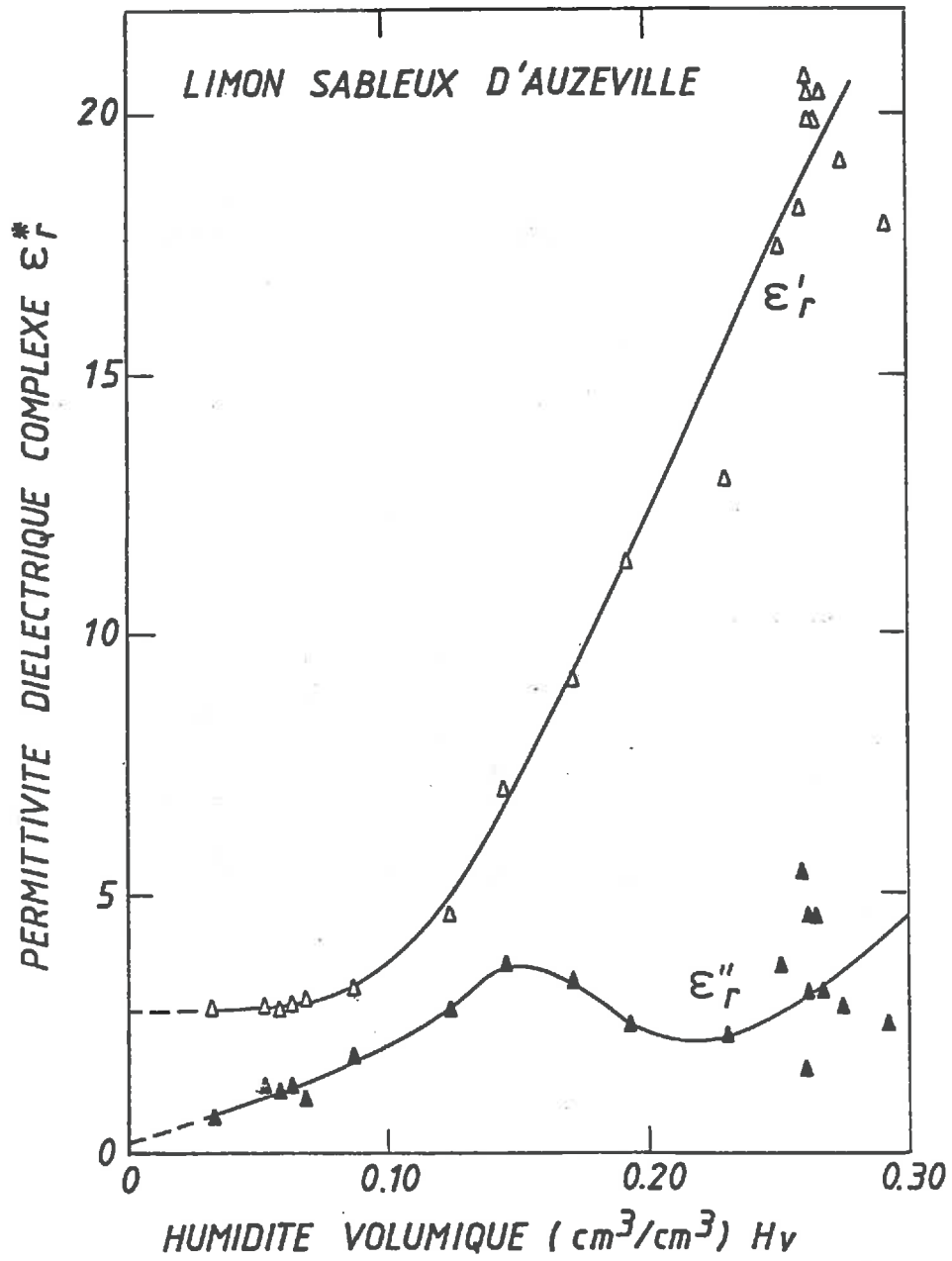


fig. 35

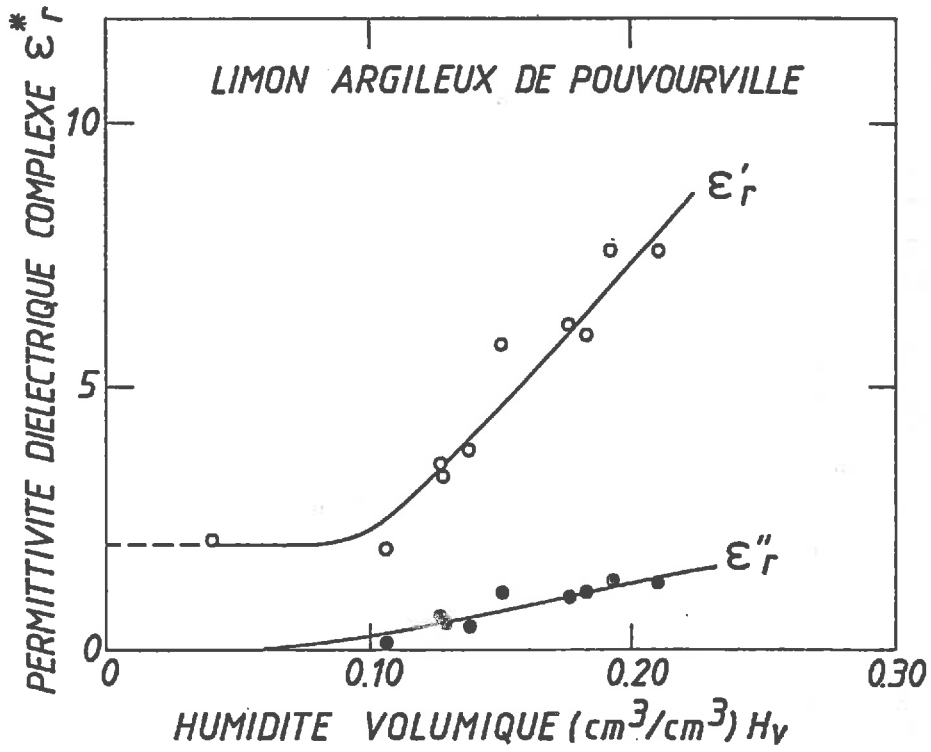


fig. 36

Nous effectuons quatre à cinq prélèvements à l'extérieur de la tache hyperfréquence.

Les erreurs dues aux gradients et à la représentativité de l'échantillonnage ont été estimés d'après des essais effectués à différentes humidités et sur deux sols différents :

	DISPERSION MAXIMALE σ_{\max} DUE A UN ECHANTILLONNAGE DE 5 PRELEVEMENTS	DIFFERENCE D'HUMIDITE ENTRE LE CENTRE ET LES BORDS DU MILIEU ETUDIE $\Delta H = H \text{ centre} - H \text{ bords}$
SOL SABLEUX (Ariège)	$\pm 0,008 \text{ g/g}$	$+ 0,008 \text{ g/g}$
SOL ARGILEUX (Pouvourville)	$\pm 0,01 \text{ g/g}$ $\pm 0,02 \text{ g/g}$ pour des humidités inférieures à $0,10 \text{ g/g}$	$+ 0,01 \text{ g/g}$

Des mesures détaillées concernant les propriétés des sols étudiés ont été effectués par A. GUERIN (1984).

Il s'agit de la composition minéralogique, des surfaces spécifiques, de la porosité et des courbes de rétention donnant la tension de l'eau dans le sol.

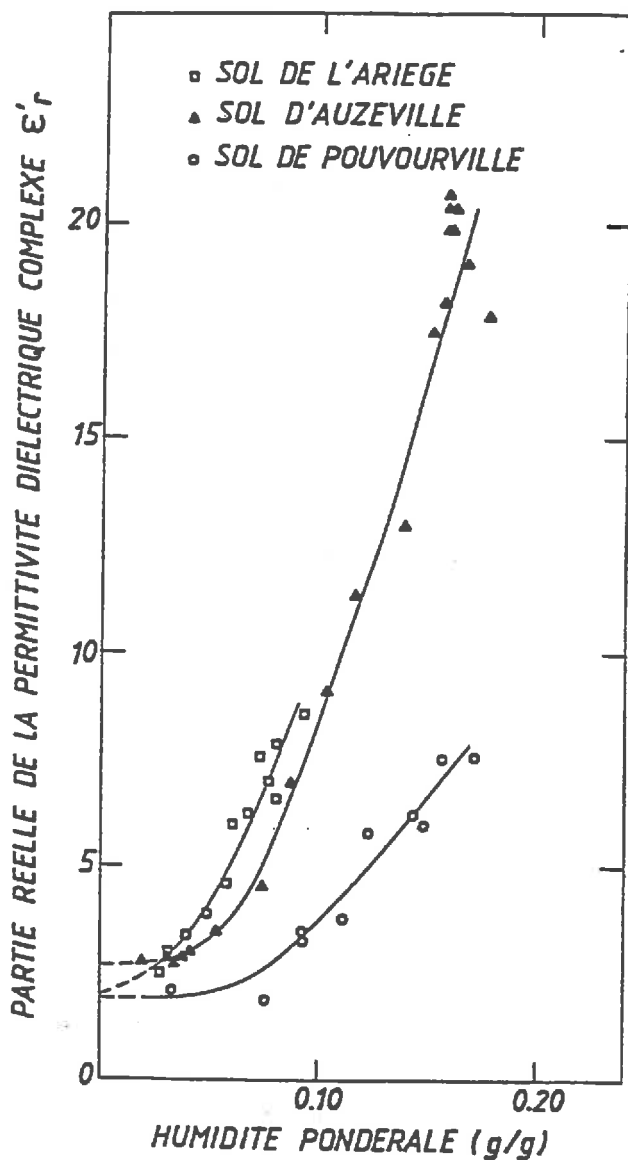


fig. 37 : Partie réelle de la permittivité en fonction de l'humidité pondérale.

L'auteur a interprété les différences de comportement diélectriques des 3 types de sol de la façon suivante :

La permittivité d'un sol caractérise la réponse du volume de sol à l'onde électromagnétique. Il importe d'exprimer sa teneur en eau en humidité volumique. Les valeurs de permittivités exprimées en fonction de l'humidité pondérale du sol présentent des comportements dépendant de la densité apparente des sols.

Sur la fig. 37 les sols de l'Ariège et d'Auzeville ont des valeurs voisines, tandis que pour une même humidité, le sol de Pouvoirville présente des valeurs de permittivités très inférieures. Ce qui s'explique par les densités apparentes respectives des trois sols. Les échantillons d'Auzeville et de l'Ariège ont respectivement des densités de 1.65 g/cm^3 et 1.6 g/cm^3 . Le limon argileux de Pouvoirville présente une densité de 1.23 g/cm^3 .

La fig. 38 présente les parties réelles de la permittivité en fonction de l'humidité volumique, H_V . Les valeurs de H_V sont calculées à partir des densités moyennes mesurées. Pour une même humidité, les valeurs de ϵ'_r décroissent du sable au limon sableux, puis au limon argileux. La différence entre les courbes des sols d'Auzeville et de Pouvoirville est plus réduite.

Aux erreurs près sur les mesures dues à l'expérimentation dans ce domaine des micro-ondes, l'allure générale de la courbe de permittivité réelle concorde avec celle faite par d'autres auteurs.

Nous avons une croissance faible de la permittivité jusqu'à une certaine humidité de transition, au delà l'augmentation est plus élevée.

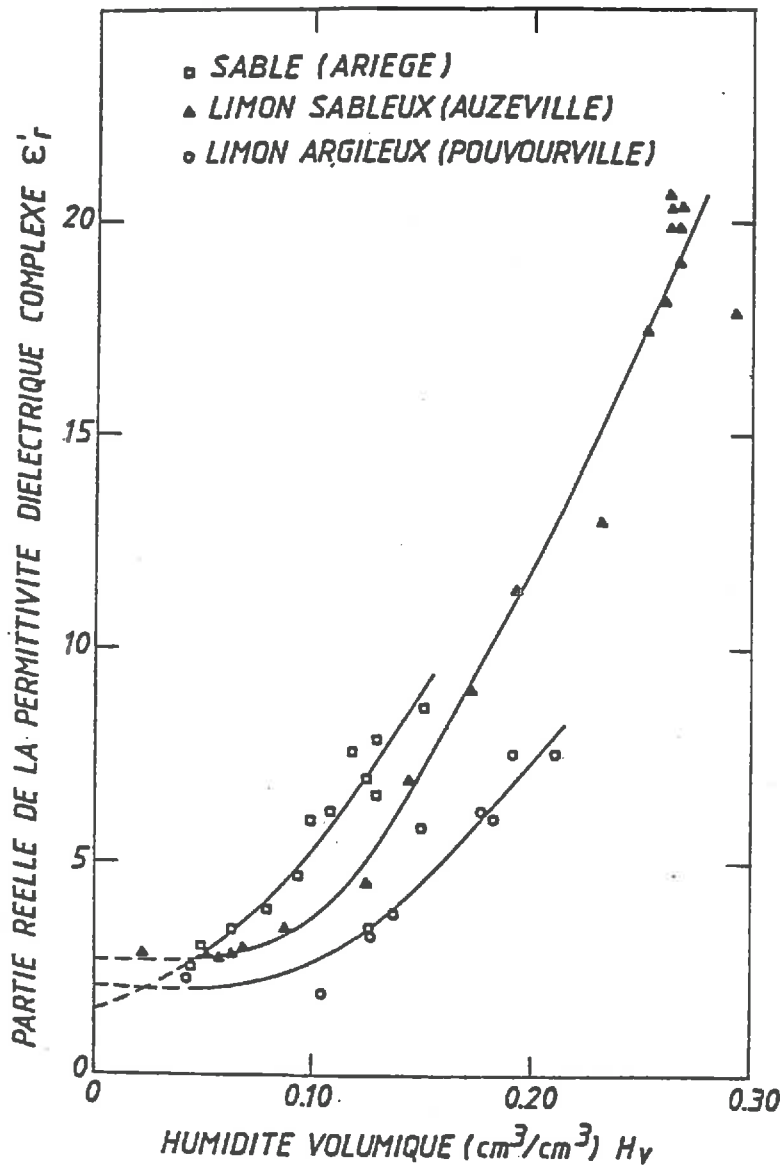


fig. 38 : Partie réelle de la permittivité en fonction de l'humidité volumique.

IV.3. MESURES AVEC LE DISPOSITIF TRANSPORTABLE.

IV.3.1. Mesures au laboratoire.

Le dispositif transportable a été testé au laboratoire sur un type de sol : le limon sableux d'Auzeville.

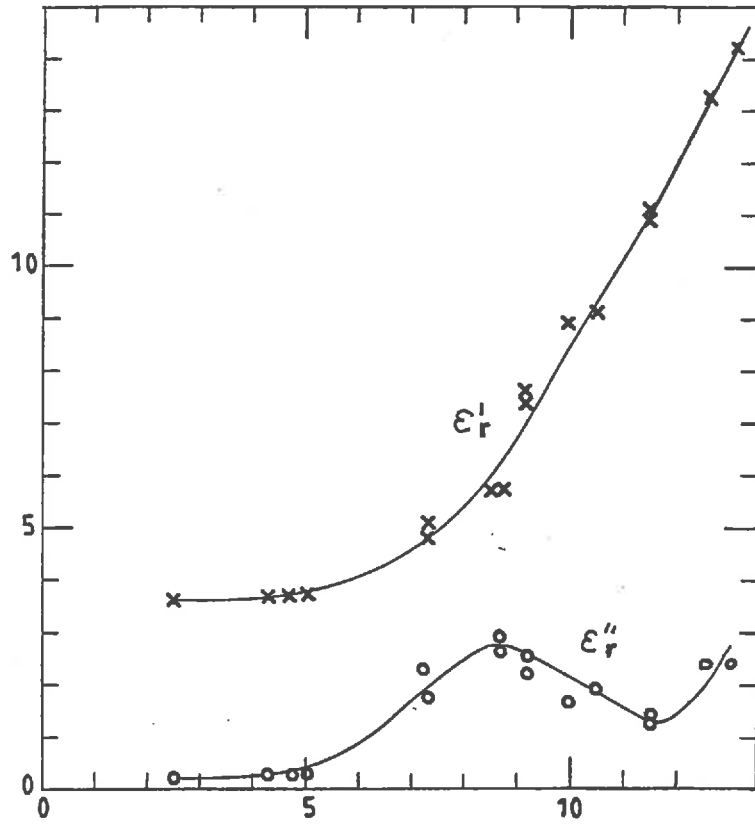


fig. 39 : Permittivité en fonction de l'humidité pondérale.

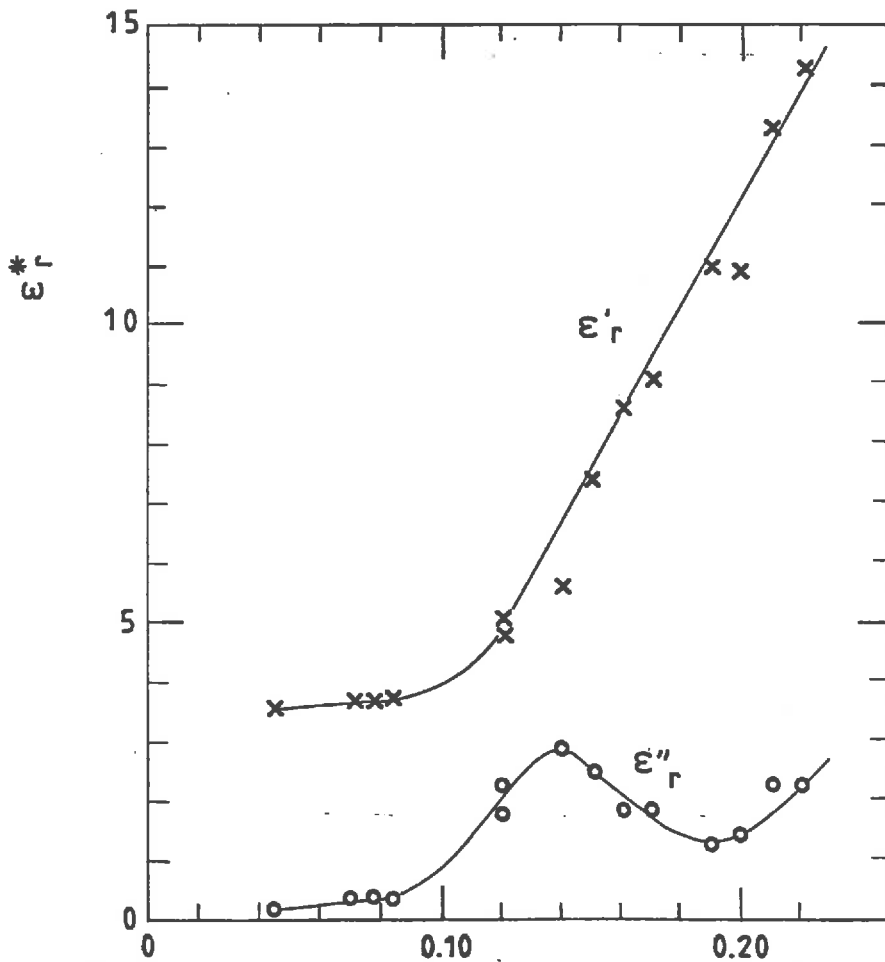


fig. 40 : Permittivité en fonction de l'humidité volumique.

L'échantillon de sol a été préparé comme précédemment. La densité apparente mesurée est de :

$$\rho_a = 1.64 \pm 0.08 \text{ g/cm}^3$$

Les figures 39 et 40 nous montrent les variations de la permittivité ϵ_r^* en fonction des humidités pondérale et volumique.

Les résultats de mesure sur le sol d'Auzeville obtenus à l'aide des deux dispositifs sont comparés sur la figure 41.

Dans la gamme d'humidité étudiée avec le dispositif transportable (de 0 à 0.23 g/cm^3) une bonne concordance entre les mesures est constatée. Cette dernière est meilleure pour la partie réelle que pour la partie imaginaire.

IV.3.4. Mesures in situ.

Le dispositif une fois validé par des mesures en laboratoire, a été utilisé pour des mesures in situ de la permittivité complexe du limon sableux d'Auzeville.

Comme pour les mesures en laboratoire, il faut que la surface du sol soit la plus plane et la moins rugueuse possible.

La valeur moyenne de permittivité obtenue pour une humidité pondérale en surface (entre 0 et 1 cm de profondeur) de 2.7 %, est la suivante :

$$\epsilon_r^* = 2.29 - j 0.26$$

la tangente de l'angle de perte est de

$$\text{tg } \hat{\delta} = 0.11$$

Deux autres états de surface ont été préparés. Le sol constituant la couche superficielle est tamisé ; ce qui nous permet d'avoir une surface aussi lisse et plane que celle obtenue en laboratoire.

Pour une humidité pondérale $H_p = 0.048$ g/g qui correspond à une humidité volumique $H_v = 0.07$ g/cm³ avec une densité apparente mesurée de $\rho_a = 1.55$ g/cm³, nous obtenons une permittivité de :

$$\epsilon_r^* = 2.84 - j 0.66$$

$$\text{tg } \hat{\delta} = 0.23$$

Pour $H_p = 0.055$ g/g correspondant à $H_v = 0.08$ g/cm³, nous obtenons :

$$\epsilon_r^* = 3.78 - j 1.52$$

$$\text{tg } \hat{\delta} = 0.4$$

Ces résultats sont en bonne concordance avec ceux trouvés au laboratoire (fig. 41).

Des mesures à différentes humidités et sur différents types de sol restent à faire.

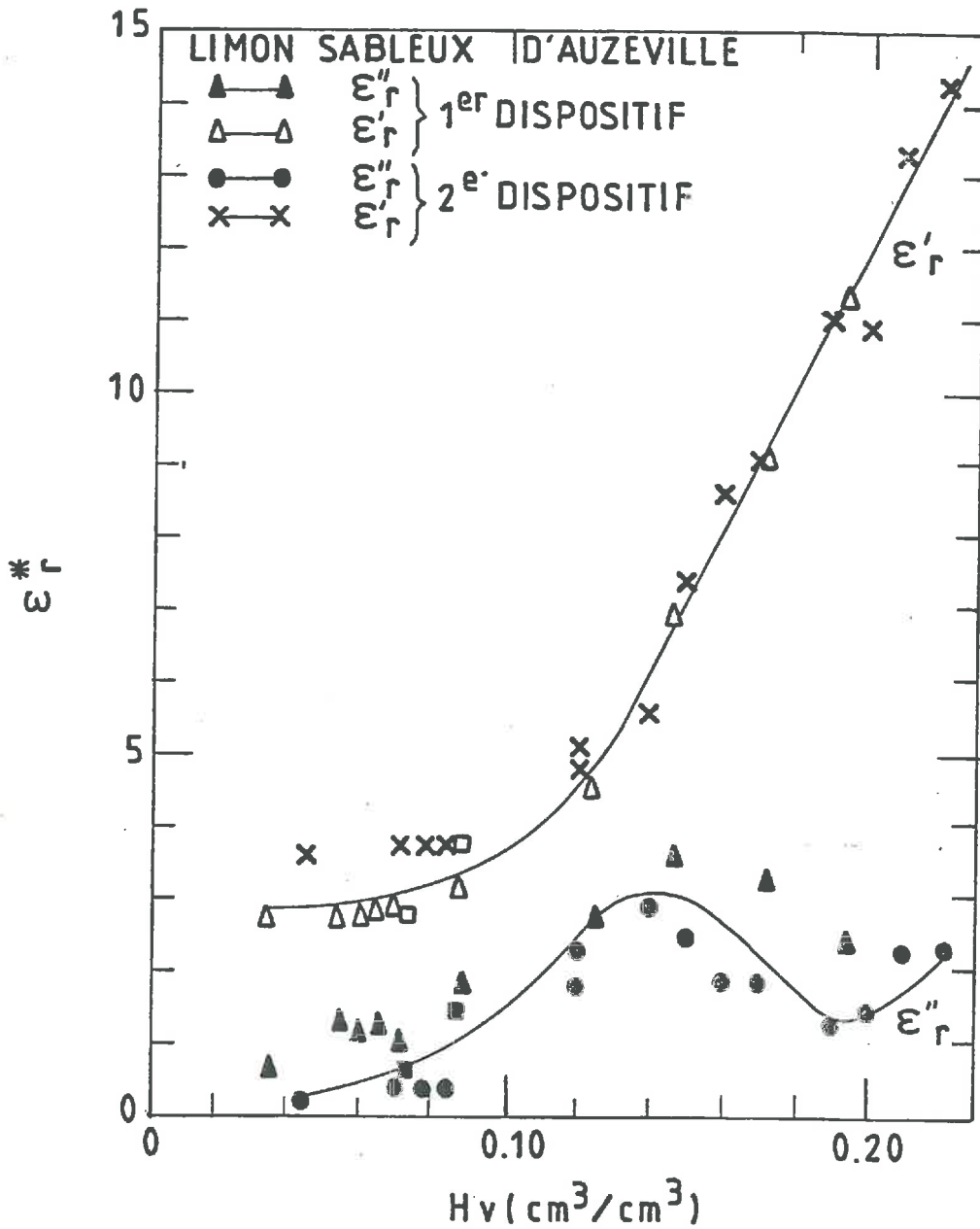


fig. 41 : Permittivité du sol d'Auzeville en fonction de l'humidité volume obtenue à l'aide du 1^{er} dispositif

{ Δ Δ ϵ'_r
 Δ Δ ϵ''_r

et du dispositif transportable :

en laboratoire { X X ϵ'_r
 . . ϵ''_r

et in situ ϵ'_r \square \square
 ϵ''_r \blacksquare \blacksquare

C H A P I T R E V

-o0o-

APPLICATIONS DE L'EPSITRON

-o0o-

Ce dispositif peut être utilisé en transmission et permettre ainsi l'étude de l'atténuation et de la rétrodiffusion des microondes par un couvert végétal (blé) en laboratoire (télédétection) (A. LOPEZ, 1983).

Nous avons étudié une autre application qui est : l'étude du comportement fréquentiel des matériaux absorbants utilisés dans le domaine des hyperfréquences.

Pour cela, nous plaçons sous le dispositif une plaque métallique dont l'impédance sera l'impédance de référence. Un réglage sur l'analyseur de réseaux ajuste le point figuratif représentant le coefficient de réflexion à la coordonnée $\rho = 1$.

La mesure consiste ensuite à poser le matériau dont on veut mesurer le R.O.S. sur la plaque métallique et V_x et V_y seront lus directement sur un voltmètre numérique.

Le modèle du coefficient de réflexion ρ est obtenu par : $\rho = \sqrt{V_x^2 + V_y^2}$, la réflectivité en dB par : $R = 20 \log \rho$ et le ROS par : $ROS = \frac{1 + \rho}{1 - \rho}$ dB

Nous avons effectué des mesures sur différents matériaux absorbants :

deux commercialisés (Eccosorb AN 74 ; Eccosorb CV4) et un autre fabriqué en laboratoire (une plaque carrée de polystyrène de 610 mm de côté sur laquelle sont collées des pyramides de même matière, de 240 mm de hauteur et de 85 x 85 mm² de surface, peintes d'une couche d'aquadag.

Les variations du ROS de ces matériaux en fonction de la fréquence sont présentées ainsi que leur réflectivité en dB fig. 42, 43, 44 et 45.

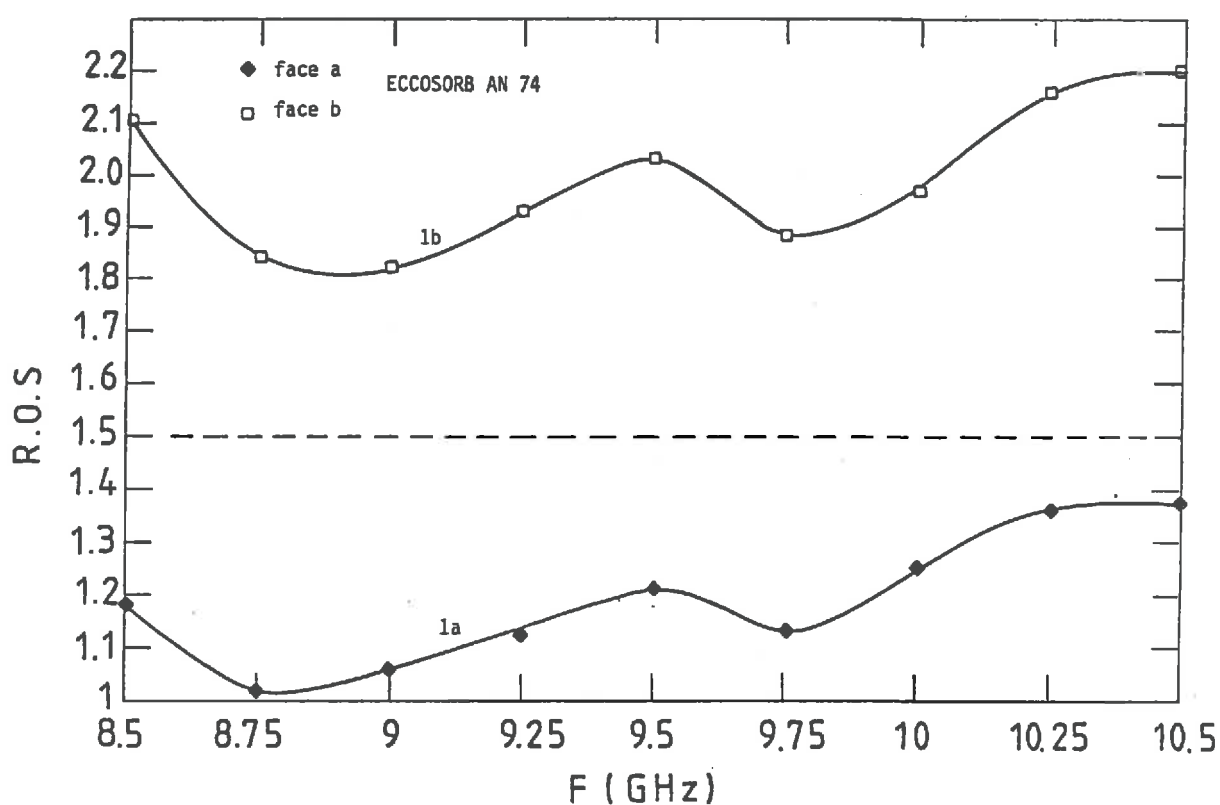


fig. 42 : Eccosorb AN 74 :

L'Eccosorb AN 74 utilisé se présente sous la forme d'une plaque de 610 mm x 610 mm de surface, de 19 mm d'épaisseur, ayant deux faces différentes. L'une d'elle est recouverte d'une fine couche de matière blanche (face a). Les mesures ont été faites sur les deux faces ; seules la face a est absorbante.

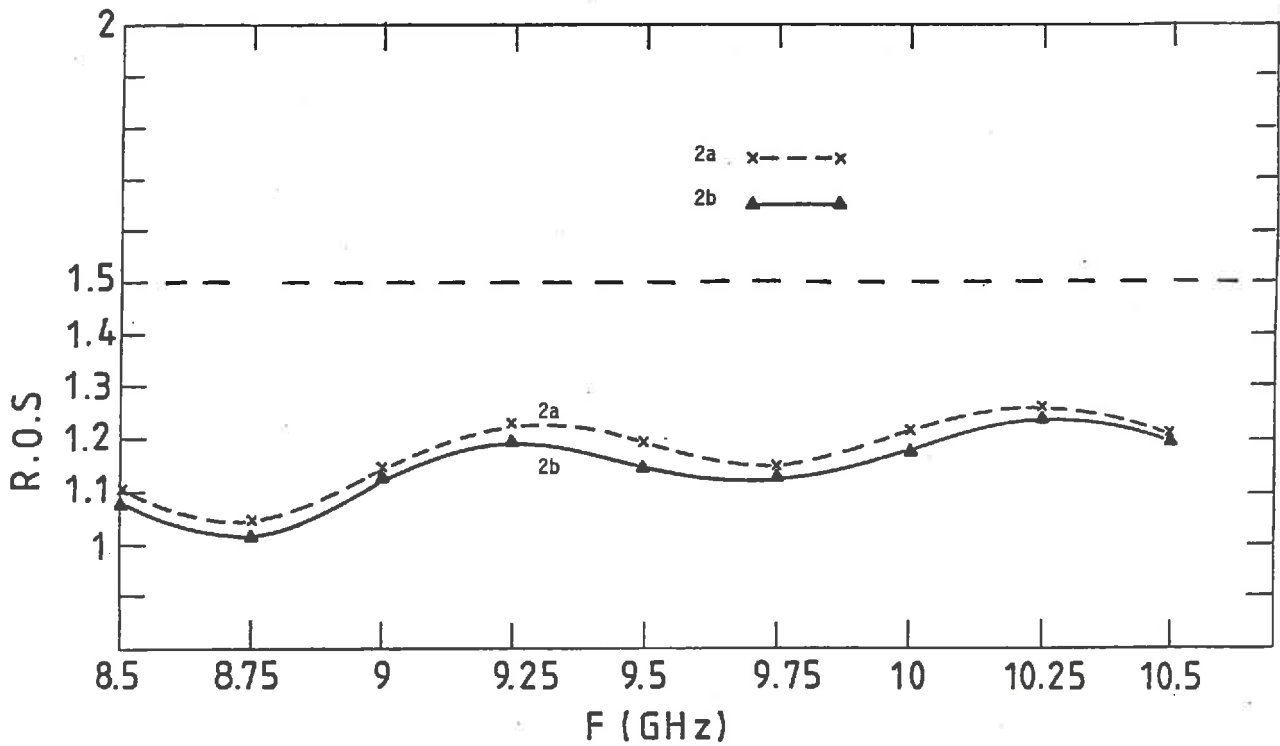


fig. 43 : Eccosorb CV 4

L'eccosorb CV 4 utilisé se présente sous la forme d'une plaque carrée spongieuse de 610 mm de côté. Elle est formée de petits cônes de 100 mm de hauteur disposés en quinconce, et dont les sommets forment un carré de 40 mm de côté. Les mesures ont été effectuées sur une plaque (2a) puis sur deux plaques l'une sur l'autre (2b). Notons que l'amélioration apportée par la deuxième plaque n'est pas importante.

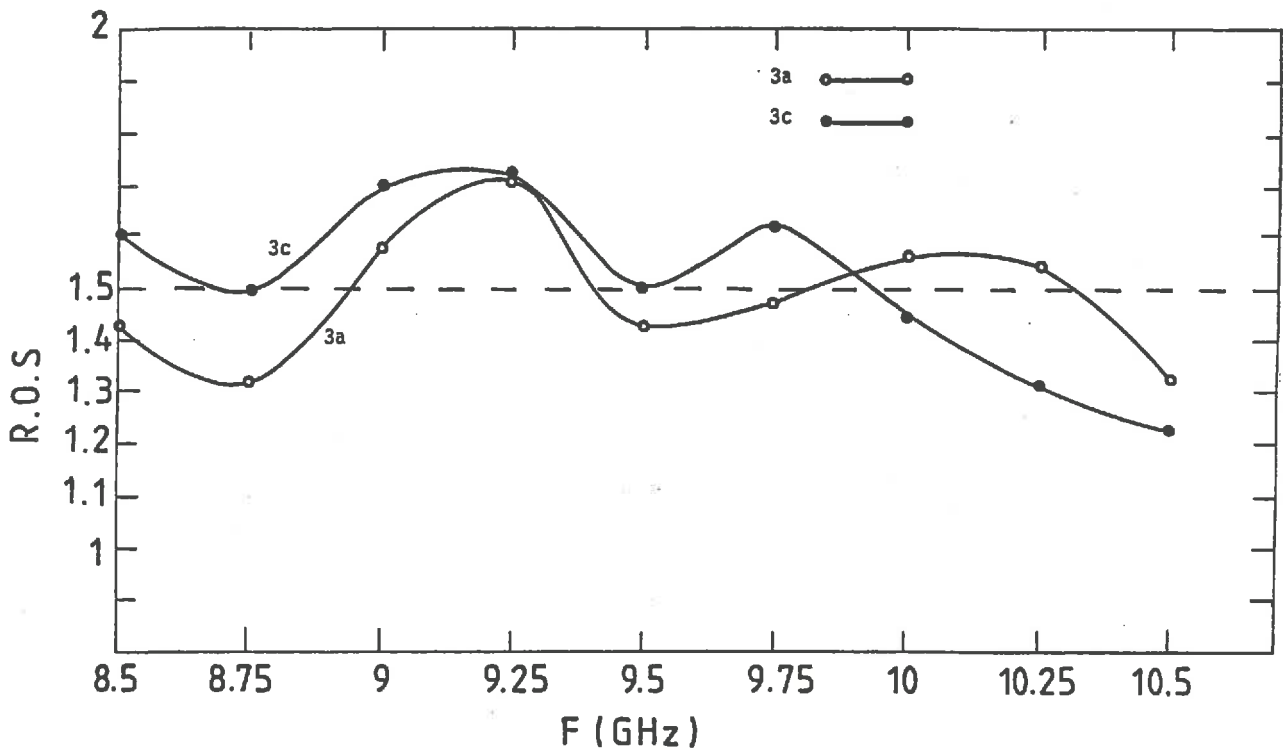


fig. 44 : Pyramides de polystyrènes.

La plaque de polystyrène est pratiquement transparente au rayonnement hyperfréquence ($0.96 < \rho < 1$), car le polystyrène a une permittivité proche de celle de l'air.

Mais si on la peint d'une couche d'aquadag, elle devient absorbante.

Les mesures ont été faites pour différentes positions du faisceau hyperfréquence par rapport au sommet d'une pyramide.

Dans un cas le sommet d'une pyramide est au milieu du faisceau hyperfréquence (3a) et dans l'autre cas le faisceau est au milieu du carré formé par les 4 sommets des pyramides (3c).

La figure 45 présente les variations de la réflectivité en dB des différents absorbants utilisés. Nous avons aussi représenté le cas du polystyrène non aquadagué (3b).

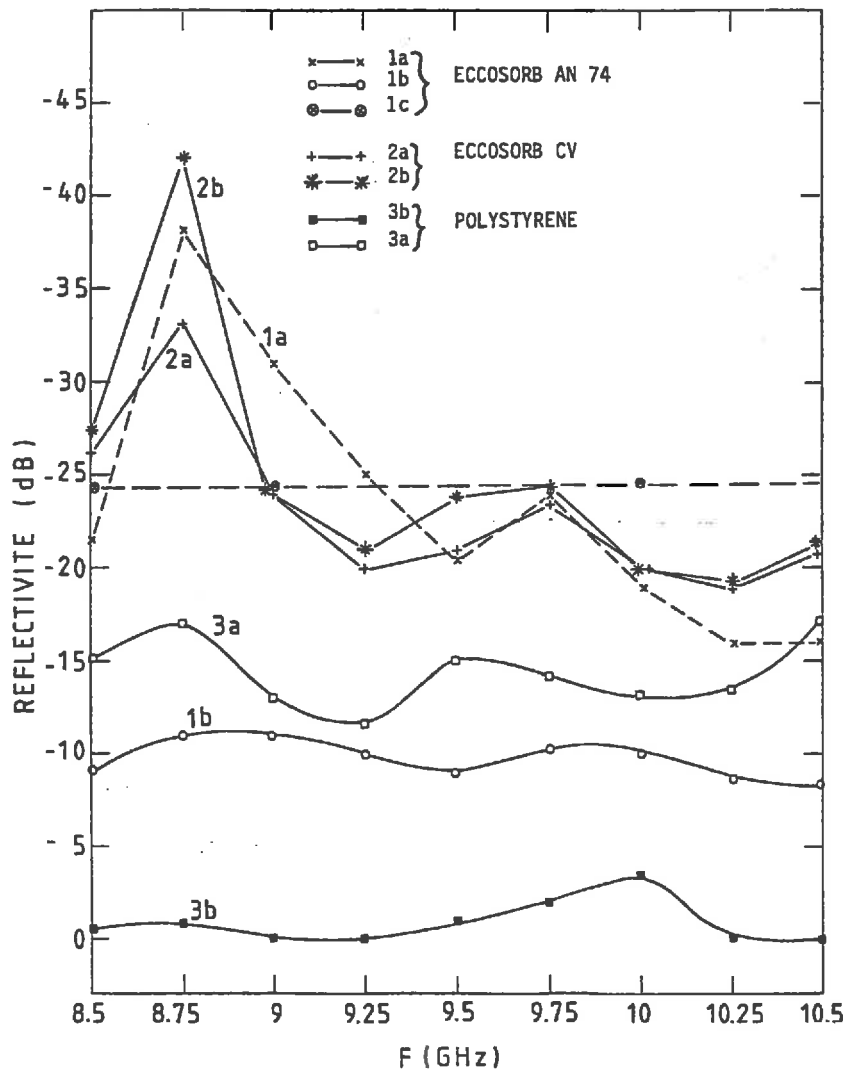


Figure 45

En conclusion, nous pouvons dire que le dispositif présenté (EPSITRON) permet la mesure de l'efficacité des matériaux absorbants de grandes dimensions, en fonction de la fréquence. Des mesures effectuées sur les absorbants

commercialisés ont donné des résultats satisfaisants. Cet ensemble de mesures compact, parfaitement manipulable, permet de tester l'efficacité des matériaux par différentes géométries de surface et pour différentes épaisseurs de revêtement.

C O N C L U S I O N

-o0o-

C O N C L U S I O N

-oOo-

L'objectif des recherches entreprises était la réalisation d'un dispositif de mesure non destructive de la permittivité complexe des matériaux, utilisant la réflexion d'ondes planes en incidence normale sur un milieu. Un des buts poursuivis est d'effectuer des mesures in-situ de permittivités complexes des sols.

Les principales difficultés concernant la réalisation du dispositif consistent à avoir des ondes planes et à séparer les ondes incidentes des ondes réfléchies.

Nous avons réalisé un système cornet-lentille qui délivre une onde quasiment plane. Nous arrivons ainsi à avoir des variations d'amplitude et de phase respectivement de 1 dB et de 2 degrés si nous considérons le diamètre éclairé par le faisceau à - 3 dB.

Le meilleur moyen de séparer les ondes incidentes et réfléchies a été d'introduire dans le faisceau hyperfréquence une lame de verre de 2 mm d'épaisseur, faisant un angle de 45 degrés avec la direction de propagation.

Nous arrivons ainsi à avoir un découplage de 20 dB entre l'onde incidente et la partie de l'onde réfléchie qui revient vers l'ensemble cornet lentille. Le déplacement du faisceau incident par rapport à la direction de propagation est inférieur à 1 mm.

Une méthode de calcul numérique de la permittivité complexe à partir du coefficient de réflexion mesuré a été mise au point.

Dans le cas de milieux à faibles et à moyennes pertes, il a fallu tenir compte de réflexions multiples dans le milieu étudié.

Nous avons construit une abaque permettant la détermination de la permittivité complexe à partir du coefficient de réflexion par simple positionnement de ce dernier sur le quart de plan complexe dans le cas d'une seule réflexion (cas de milieux à fortes pertes ou admettant une épaisseur très grande devant la longueur d'onde).

Le dispositif a été validé par des mesures de permittivités effectuées sur une large gamme de matériaux homogènes ; à faibles pertes (Téflon, Altuglass) et à moyennes pertes (Bakélite, verre). Les résultats obtenus sont en bon accord avec ceux trouvés par d'autres méthodes.

Ce dispositif est appliqué à la mesure au laboratoire des permittivités des sols.

Les résultats nous ont permis l'étude de comportements diélectriques fins de ces sols en fonction de leur granulométrie et de leur teneur en eau.

Les résultats concernant trois types de sols ont pu être interprétés qualitativement.

Il apparaît que le comportement diélectrique traduit l'état de liaison diélectrique de l'eau dans le sol.

Les résultats satisfaisants obtenus en laboratoire nous ont amenés à réaliser un dispositif transportable se basant sur le même principe que le précédent.

Les résultats obtenus avec de dernier dispositif sur des matériaux de permittivités connues, et sur un type de sol (pour une humidité volumique allant jusqu'à 0.23 g/cm^3) concordent avec ceux du premier dispositif. De plus, les résultats obtenus pour l'eau désionisée ($\epsilon_r^* = 59 - j 39$) concordent avec la littérature.

Le système est donc validé et des mesures in situ ont été effectuées.

Parmi les applications possibles du dispositif, nous nous sommes intéressés à la mesure de l'efficacité des matériaux absorbants en fonction de la fréquence. Les variations de la réflectivité de deux absorbants commercialisés en fonction de la fréquence (8.5 GHz - 10.5 GHz) ont une valeur moyenne proche de - 25 dB, valeur donnée par le constructeur. Le dispositif a aussi permis de mettre en évidence la performance médiocre des pyramides de polystyrène recouvertes d'aquadag (peinture au carbone). Les variations de la réflectivité ont une valeur moyenne de - 14 dB seulement, dans la bande de fréquence étudiée.

Le dispositif réalisé a ainsi permis des mesures quantitatives de réflectivité et de permittivité. Cependant, la précision des résultats dépend des précautions prises pour effectuer les réglages et la mesure. Les mesures doivent être effectuées avec un très grand soin, que ce soit au niveau des réglages du dispositif qui sont d'une grande importance (nous avons fait notre étude dans le cas d'onde plane en incidence normale) ; ou au niveau de la préparation des échantillons. En particulier pour le sol, la surface doit être la plus plane et la moins rugueuse possible (l'écart-type des irrégularités devant être inférieur à 4 mm suivant le critère de Rayleigh ou à 1 mm suivant celui de Fraunhofer).

Pour des milieux à fortes pertes, le module du coefficient de réflexion est élevé. La mesure doit se faire avec une grande précision afin de limiter les erreurs de mesure. En effet, pour un module du coefficient de réflexion ρ de 0.8, une variation de l'argument de ce coefficient de réflexion ϕ de 2.5 degrés (172.5 à 175) correspond à une variation de la partie réelle de la permittivité ϵ'_r de 22 (de 30 à 52).

Rappelons aussi que nous travaillons en bande X (à 9.5 GHz correspondant à une longueur d'onde de 3.16 cm). A cette fréquence la variation de 1 mm suivant la direction de propagation correspond à une variation de phase de 23 degrés environ.

Pour compléter les mesures effectuées en bande X, l'étude de l'extension du dispositif transportable à la bande C est en cours.

Le système cornet-lentille sera remplacé par une antenne à spires travaillant à une fréquence de 4.5 GHz correspondant à une longueur d'onde de 6.6 cm. Les limites imposées par les critères de rugosité seront moins strictes. L'écart-type des aspérités devra être inférieur à 8 mm si on considère le critère de Rayleigh ou à 2 mm si on considère celui de Fraunhofer.

Par contre, la profondeur de pénétration sera plus élevée, pour déduire la permittivité du coefficient de réflexion mesuré, des modèles plus élaborés seront nécessaires dans le cas des milieux inhomogènes.

B I B L I O G R A P H I E

-o0o-

OUVRAGES DE REFERENCE

COMBES J.P.

Ondes métriques et centimétriques. DUNOD 19

HASTED J.B.

Aqueous Dielectrics. Chapman and Hall. London 1973.

HILLEL D.

L'eau et le sol. Academic Press, 1974.

JASIK

Antennas

KITTEL C.

Introduction à la physique de l'état solide (maîtrise de Physique) DUNOD 1969.

STRATTO & J.A.

Théorie de l'électromagnétisme. DUNOD 1961.

THOUREL L.

Les Antennes. DUNOD 1971.

ULABY F.T., MOORE R.K., FUNG A.K.

Microwave Remote Sensing - Addison - Wesley Publishing Company, 1982.

VON-HIPPEL A.R.

Les diélectriques et leurs applications. DUNOD 1961.

RAPPORTS TECHNIQUES. PUBLICATIONS. COMMUNICATIONS

BARGHAVA J., LUNDBERG K.

Determination of Moisture Content of concrete by microwave resonance method, *Matériaux et Constructions* Vol. 5, n° 27, pp 165-168 (1972).

BASTIDA E.M., FANELLI N., MARELLI E.

Equipement micro-ondes pour la détermination de l'humidité des sols, des sables, et des ciments.
Communication présentée au XIV Symposium sur les applications énergétiques des micro-ondes. Monaco 11-15 Juin 1979.

GUERIN A., MARTY G., LETOAN T., CESR/CNRS/UPS

BENAHMED M., PEUCH J.C., BAUDRAND H. E.N.S.E.E.I.H.T.

I.M.P.T. Toulouse

Dielectric Constants of Soils - A non-destructive method ~ Effects of Soil Parameters, Symposium International URSI 16-20 Janvier 1984, Toulouse.

BENAHMED M., PEUCH J.C., MARTY G., LETOAN T., BAUDRAND H.

Dispositif Expérimental pour l'étude de l'efficacité des matériaux en bande X., 3^e Colloque National sur la compatibilité Electromagnétique, Clermont-Ferrand, 19-20-21 Juin 1985.

BOOT A.R., WATSON A.

Applications of centimetrics radiowares in non-destructive testing. *Appl. of Advanced and Nuclera Physics to Testing Materials*, pp. 3-24.

CASTLE G.S.P., ROBERTS J.

A microwave instrument for the continuous monitoring of the water content of crude oil. Proceedings of the IEEE, Vol. 62, n° 1, pp. 103-108 (Janvier 1974).

CIHLAR, ULABY

Dielectric Properties of soils as a function of moisture content. RSL Technical Report 177-47. University of Kansas, Lawrence. November 1974.

HASTED J.B., SHAH M.A.

Microwave Absorption of water in buildings materials, British Journal of Applied Physics. Vol. 15 pp., 825-836 (1964).

HIPP J.E.

Soil Electromagnetic Parameters as functions of frequency, soil density and soil moisture. IEEE, Vol. 62, pp. 98-103 (1974).

HOEKSTA, DELANEY

Dielectric Properties of soils at U.H.T. and microwave frequencies. Journal of Geophysical Research. Vol. 7, n° 11, An 1974.

HROMOV J.P.

Mesure d'humidité par micro-onde, Mikrovolnovaja Vlagometrija, Stroitel'nye i dorožnye, URSS, n° 1, p. 26-8 (1969).

KOSLOV V.P.

Non uniformity of dielectric properties of material in the super high frequency range, English Transl. in Sov., J. Non destr. Test USA, Vol. 11, n° 5, pp. 569-73 (September-October 1975).

KRAZEWSKI A., KULINSKI S., MATUSZEWSKI M.

Dielectric properties and a model of biphasic water suspension at 9.4 GHz, Journal of Applied Physics. USA, Vol. 47, n° 4, pp. 1275-1277 (1976).

LUNDIEN J.R.

Terrain Analysis by Electromagnetic Means. Technical Report. Vicksburg, Mississippi, Février 1971.

NEWTON

Microwave Remote Sensing and its application to soil moisture detection. Texas A and M University, College Station, Janvier 1977.

PEUCH J.L.

Détermination de la permittivité par la méthode des deux fentes rayonnantes. Colloque O.H.D. Clermont Ferrand, 197

REBOUL J.P.

Détermination par micro-onde de la teneur en eau libre dans une pâte de ciment en cours d'hydratation. Analysis, Vol. 4, n° 8, pp. 373-377 (Mai 1976).

REBOUL J.P.

L'adsorption, phase préliminaire dans l'hydratation des pâtes de ciment Portland, CR Académie des Sciences, Paris, t. 284, pp. 409-412 (16 mai 1976).

RZEPECKA M.A., HAMID M.A., SOLIMAN R.H.

Monitoring of concrete curing process by microwave terminal measurements, IEEE Trans. Indus. Elec. and Control. Instrument. Vol. 9, n° 4, pp. 120-125 (1972).

WANG, SCHMUGGE, WILLIAMS

Dielectric Constants of Soils at Microwave Frequencies. II. Nasa Technical paper 1238, Mai 1978.

WITTMANN F.H., SCHLUDE F.

Microwave absorption of hardened cement paste, Cement and Concrete Research, Vol. 5, pp. 63-71 (1975).

ZURCHER J.F., GARDIOL F.E.

Mesure localisée de l'humidité dans les matériaux de construction. Communication présentée au XIV^o Symposium International sur les applications énergétiques des micro-ondes, 11-15 Juin 1979.

THESES

BELKACEM I.

Contribution a la mesure en hyperfrequence de permittivite de materiaux dielectriques. These de Docteur Ingenieur. I.N.P.T, 1981

GUERIN A.

Etude des propriétés diélectriques en bande X.
Applications à la télédétection. Thèse de Doctorat
3^o cycle. Université Paul Sabatier, Juillet 1984.

LOPES A.

Etude experimentale et theorique de l'attenuation et de la retro-diffusion des microondes par un couvert de ble-Application a la teledetection. Diplome de Docteur Ingenieur. U.P.S, Octobre 1983.

PAUSADER M.

Contribution à la télédétection hyperfréquence. Etude des relations entre la réflectivité radar et l'humidité des sols. Thèse de Docteur Ingénieur. Université Paul Sabatier, 1981.

RAPPORTS DE D.E.A.

BENAHMED M.

Mesures des constantes diélectriques complexes.
Rapport de D.E.A., I.N.P., Juin 1981.

CHAPON C., RAKHODAI I.

Détermination en hyperfréquences de constantes
diélectriques.
Rapport de stage, section spéciale, année 1975-1976
E.N.S.E.E.I.H.T.

*