

UNIVERSITE D'ALGER  
ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE  
ELECTRONIQUE

5/69

120

Département Télécommunications

# THESE DE FIN D'ETUDES



المدرسة الوطنية للعلوم التطبيقية  
المكتبة  
TECHNIQUE DES DETECTEURS



MESURES DE CONSTANTES  
DIELECTRIQUES EN ONDES  
ULTRA - COURTES

REALISEE PAR

S. HARBI

PROPOSEE PAR

A. ZERGUERRAS

PROMOTION 1969

UNIVERSITE D'ALGER

-----  
ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE D'ALGER  
-----

PROJET DE FIN D'ETUDE  
-----

TECHNIQUE DES DETECTEURS ET MESURES DE  
CONSTANTES DIELECTRIQUES EN ONDES  
ULTRA-COURTES

Proposé par

Mr A. ZERGUERRAS

Réalisé par

Mr. S. HARBI

P R E F A C E

Je tiens à remercier toutes les personnes ayant  
apporté leur concours à la réalisation de ce projet.

- S O M M A I R E -  
-----

INTRODUCTION

TECHNIQUE DES DETECTEURS HYPERFREQUENCES

I. Position du problème.

- a) Généralités
- b) Qu'est-ce que la détection
- c) Différents types de détection
  - Détection quadratique
  - " linéaire
  - " " double ou bi-plaque
  - " par changement de fréquence

II. Propriétés générales des semi-conducteurs.

- a) Théorie des bandes d'énergie
  - cas des conducteurs
  - cas des isolants
  - cas des semi-conducteurs
- b) Contact entre deux corps
  - cas métal-métal
  - contact métal semi-conducteur
- c) Théorie de la détection
- d) Caractéristiques en courant-continu

III. Réalisation pratique de détecteurs.

- a) Préparation du bloc de semi-conducteur
- b) Préparation de la pastille
- c) Préparation de la moustache
- d) Assemblage et amélioration par choc

IV. Principales qualités du détecteur à cristal

- a) Cristaux détecteurs à bas niveau
  - Sensibilité
  - Mesures de puissances
  - Facteur de qualité

## b) Détecteurs mélangeurs

- Gain de conversion
- Rapport de température de bruit

## MESURES DE CONSTANTES DIELECTRIQUES

### I. Généralités

### II. Intéraction des ondes centimétriques

### III. Principe des mesures

- a) Etablissement des relations
- b) Calcul des valeurs de  $r$  et de  $t$
- c) Calcul des amplitudes

### IV) Méthodes expérimentales

- a) Considérations générales influençant le choix de la méthode
- b) Méthode de la ligne court-circuitée
- c) Epaisseur donnant la précision maximum
- d) Diélectriques utilisés
- e) Banc de mesures
  - Introduction
  - Montage - Fonctionnement
  - Mode opératoire
- f) Conclusion

## MESURE SUR LA LIGNE COAXIALE

- I. Introduction
- II. Principe général
- III. Calcul de  $\epsilon$  et  $\mu$  à partir des impédances  $Z_{cc}$  et  $Z_{co}$
- IV. Mesures des impédances  $Z_{cc}$  et  $Z_{co}$
- V. Mode opératoire
- VI. Conclusion

## CONCLUSION GENERALE

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

Dans cette étude, on se propose de rappeler dans une première partie la technique des détecteurs en ondes ultra-courtes et dans une deuxième partie d'effectuer la mesure de constantes diélectriques. Les méthodes <sup>de mesures en hyp. différent des méthodes</sup> classiques de Radio-électricité pour tenir compte des paramètres inhérents à ces ondes ultra-courtes. Ici il faut empêcher tout rayonnement de fuite ou parasite.

Notre ligne de mesure comportera une guide d'ondes et ses pièces annexes dans la bande  $\lambda = 3\text{cm}$  pour la mesure de la constante diélectriques  $K$  et l'angle de pertes diélectriques  $\text{tg } \delta$ . Nous prolongerons notre étude sur le coaxial par une vue théorique seulement.

TECHNIQUE DES

DETECTEURS

EN HYPERFREQUENCES

## I) POSITION DU PROBLEME

### a) Généralités.

Lorsque nous considérons l'évolution de la connaissance des ondes radioélectriques, nous nous apercevons que ce sont les ondes centimétriques, ou décimétriques qui furent produites, donc connues, les premières. En 1887, Hertz entreprit des expériences qui produisaient des ondes dont la longueur tombait dans le domaine que nous étudions. Mais, en ce temps là, il n'existait aucun moyen commode pour détecter la présence de ces ondes.

L'apparition des tubes à vide a conduit vers la découverte des ondes longues: en effet, on peut facilement détecter, à l'aide d'une diode, une oscillation électromagnétique de relativement basse fréquence; à partir de là des études ont été entreprises et des perfectionnements se multiplièrent. Mais un problème important a apparue: Quand la fréquence augmente, la diode cesse d'être un bon détecteur. Les électrons ont un temps de transit entre la cathode et l'anode trop grand par rapport à la période, et la détection cesse d'être correcte. C'est pour cette raison c'est à dire par l'absence de détecteur correct, que le développement initial dans le domaine des ondes centimétriques a été trop lent.

Des nécessités impérieuses ayant amené la constitution d'équipes importantes de chercheurs, celles-ci se mirent en demeure de trouver le détecteur commode: il fut alors réalisé des diodes mieux adaptées aux fréquences élevées, puis on s'orienta vers les semi-conducteurs.

Dès les débuts de la radio-électricité, le détecteur à galène avait déjà été utilisé et il s'est trouvé que ce principe était parfaitement adapté à la détection des fréquences élevées.

Des milliers de substances furent alors étudiées et le résultat fut la réalisation industrielle de série de détecteurs surs et robustes appelés cristaux détecteurs; en possession de ce protecteur, le domaine utilisable des radio-fréquences s'est étendu avec rapidité jusqu'aux ondes millimétriques où un nouvel arrêt se produit pour des raisons analogues: l'absence de détecteur commode, sensible et sans inertie.

b) Qu'est-ce que la détection

Le détecteur est le circuit-clé d'un récepteur radio. La fonction essentielle de ce circuit est la transformation du signal HF en un signal qui puisse être reproduit sous la forme de son, par des écouteurs ou par un haut-parleur.

Pour comprendre la fonction du détecteur, il faut brièvement revenir sur la théorie de la transmission radio-téléphonique. Celle-ci implique la génération d'une onde porteuse de haute fréquence. En faisant varier l'amplitude de l'onde porteuse en proportion directe avec l'amplitude des impulsions acoustiques, on imprimait à l'onde porteuse un message intelligible.

Cette combinaison d'ondes de basses fréquences superposées

à l'onde porteuse est connue sous le nom de signal à amplitude modulée.

Lorsqu'un signal arrive au récepteur, le circuit accordé du détecteur sélectionne le signal voulu. Puis ce signal est redressé par un redresseur à cristal ou par un tube redresseur dans le circuit détecteur. Par filtrage la composante HF est éliminée du signal redressé, tandis que la compsanste BF est transformée en ondes acoustiques. Le procédé de détection comprend les étapes du redressement et de filtrage, ces deux étapes étant accomplies par le détecteur.

En résumé la définition légale de la détection est " extraire d'un signal modulé par une fréquence plus basse que la fréquence du signal, une grandeur électrique proportionnelle à cette fréquence, dite fréquence de modulation ". En particulier, si le signal n'est pas modulé, tirer de ce dernier une compsanste continue.

Pour réaliser ceci, tout élélément non linéaire donne une possibilité. En effet: considérons une portion de circuit AB telle que la différence de potentiel aux bornes et l'intensité ne soient pas reliées par une relation linéaire. Nous avons:

$i = af(v)$   $f(v)$  n'étant pas une fonction linéaire.  
Un développement en série permet d'écrire, tout au moins pour de petites valeurs de  $V - V_0 = v$

$$i = a_0 + a_1 v + a_2 v^2 + a_3 v^3 + \dots + a_n v^n$$

Si  $V$  est de la forme

$$V = V_0 + V_1 \sin(\omega t + \varphi_1) + V_2 \sin[(\omega - q)t + \varphi_2] + V_2' \sin[(\omega + q)t + \varphi_2'] + V_3 \sin[(\omega - 2q)t + \varphi_3] + V_3' \sin[(\omega + 2q)t + \varphi_3'] + \dots$$

ce qui est le cas d'une onde modulée la plus générale, la pulsation de la porteuse étant  $\omega$ , la pulsation de la modulatrice étant  $q$ .  
Nous aurons alors :

$$i = a_0 + a_1 V_1 \sin(\omega t + \varphi_1) + a_1 V_2 \sin[(\omega - q)t + \varphi_2] + a_1 V_2' \sin[(\omega + q)t + \varphi_2'] + \dots + a_e V_1^2 \sin^2(\omega t + \varphi_1) + 2a_2 V_1 V_2 \sin(\omega t + \varphi_1) \sin[(\omega - q)t + \varphi_2]$$

Dans ce développement de  $i$  nous trouverons des termes en  $\omega t$ ,  $2\omega t$ , ... Mais aussi en  $\omega - q$ ,  $\omega + q$ ,  $\omega - 2q$ , ... et encore des termes qui proviennent des facteurs croisés et qui sont des termes en  $q$ ,  $2q$ , ...

Le premier que nous rencontrons provient de :

$$2a_2 V_1 V_2 \sin(\omega t + \varphi_1) \sin[(\omega - q)t + \varphi_2]$$

ce qui s'écrit encore:

$$a_2 V_1 V_2 \left\{ \left[ \cos(\omega t + \varphi_1 - \varphi_2) \right] - \cos \left[ (2\omega - \omega) t + \varphi_1 + \varphi_2 \right] \right\}$$

et un terme analogue provient du produit avec le terme en  $(\omega + \omega)$ .

Si nous disposons pour éliminer toutes ces fréquences parasites  $\omega, 2\omega, \dots; \omega \pm \omega, \omega \pm 2\omega, \dots; 2\omega \pm \omega, 2\omega \pm 2\omega; \dots, 2\omega, 3\omega, \dots$ . On voit qu'il restera seulement dans le courant qui passe dans cet élément non linéaire, la fréquence  $\omega$  cherchée. Mais si en théorie tout dispositif de ce genre est une solution de notre problème, en pratique il faut que le coefficient  $a_2 V_1 V_2$  soit assez important pour que le détecteur puisse être considéré comme un détecteur sensible.

Suivant les appareils utilisés on distinguera différentes sortes de détection.

### C) DIFFÉRENTS TYPES DE DÉTECTION

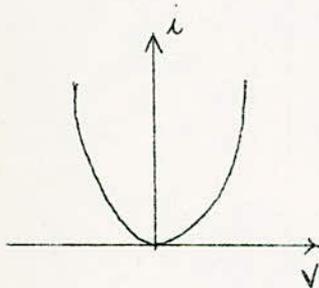
On appellera courbe de détection la courbe qui reproduit pour l'élément détecteur choisi la caractéristique du courant  $i$  qui passe dans l'élément, en fonction de la différence de potentiel  $V$  à ses bornes.

#### - Détection quadratique.

D'après ce que nous venons de dire il semble que la courbe de détection idéale serait une parabole, soit

$$i = a V^2$$

Dans ces conditions, tout signal  $V$  modulé donne une intensité  $i$  de la forme:



$$i = a V_0^2 + a V_1^2 \sin^2(\omega t + \varphi_1) + a_2 V_2^2 \sin^2[(\omega - \omega) t + \varphi_2] \\ + \dots + 2a V_0 V_1 \sin(\omega t + \varphi_1) + 2a V_1 V_2 \sin(\omega t + \varphi_1) \sin[(\omega - \omega) t + \varphi_2] \\ + 2a V_1 V_2' \sin(\omega t + \varphi_1) \sin[(\omega + \omega) t + \varphi_2] \\ + \dots$$

et les termes en  $\omega t$  ont pour coefficient respectivement:

$$a V_1 V_2 \quad \text{et} \quad a V_1 V_2'$$

Le détecteur sera d'autant plus sensible que le coefficient  $a$  sera plus élevé.

Remarquons que tout détecteur peut être assimilé à un détecteur parabolique, ou détecteur quadratique. Puisque dans toute loi le développement en série peut s'arrêter après le troisième terme.

$$i = i_0 + (V - V_0) \frac{\partial i}{\partial V} + \frac{(V - V_0)^2}{2!} \frac{\partial^2 i}{\partial V^2} + \dots$$

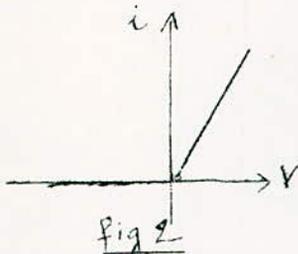
En supposant seulement  $V - V_0$  assez petit.

Pour la détection des signaux faibles, un détecteur quelconque fonctionne comme un détecteur quadratique.

Mais pour la détection des signaux de grande amplitude, il n'en est plus de même, et la réalisation d'une loi  $i = aV^2$  est pratiquement impossible. Les dispositifs qui sont réalisés couramment sont des dispositifs dite linéaires.

### - Détection linéaire.

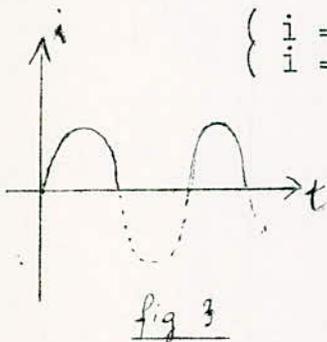
On appelle détection linéaire la transformation réalisée par un interrupteur: si la tension est positive l'intensité lui est proportionnelle; si la tension est négative, l'intensité est nulle. La courbe de détection est formée de deux demi-droites.



La théorie mathématique d'un tel détecteur est beaucoup plus compliquée. Une telle fonction en effet n'est pas développable en série de Fourier, mais en principe en intégrales de Fourier; ce qui signifie que son spectre de fréquence est continue au lieu de la discontinuité connue utilisée plus haut.

Cependant, on peut étudier un cas simple d'onde qui peut se généraliser facilement, et montre comment on peut aborder le problème sans se servir de l'intégrale de Fourier.

Soit une différence de potentiel:  $V = V_0 \sin \omega t$   
Le courant  $i$  est proportionnel à  $V$  quand  $t$  est compris entre 0 et  $\pi/\omega$ ; puis il est nul pour  $\pi/\omega < t < 2\pi/\omega$ ; et ainsi de suite.



$$\begin{cases} i = aV & \text{avec } V > 0 \\ i = 0 & \text{avec } V < 0 \end{cases}$$

Ce qui montre que l'intensité est représentée par une suite d'arches de sinusoides; cette courbe, cette fois peut se développer en série de Fourier. Le premier terme est connu, c'est

$$i_0 = aV_0/\pi \quad (\text{fig 3})$$

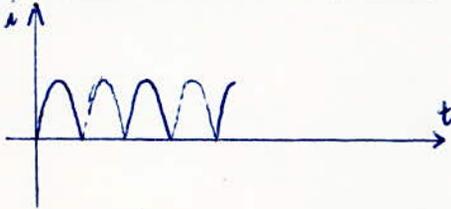
Les premiers termes du développement de l'intensité s'écrivent:

$$i = \frac{aV_0}{\pi} + \frac{aV_0}{2} \sin \omega t - \frac{2aV_0}{3\pi} \cos 2\omega t \dots$$

Si nous éliminons par des filtres convenables les fréquences  $w$ ,  $2w$  etc..., il nous reste seulement  $i = aV_0/\pi$ . Si nous considérons maintenant  $V_0$  comme une fonction variable du temps, à la pulsation  $q$ , par exemple nous aurons  $i = \frac{a}{\pi} V_0 \sin qt$  et la détection aura été faite.

- Détection linéaire double ou bi-plaque.

On peut même améliorer cette dernière en utilisant deux dispositifs analogues à partir d'une source de potentiel qui serait symétrique. L'intensité de chaque bras s'ajoute alors et on obtient un retournement des arches de sinusoides négatives.

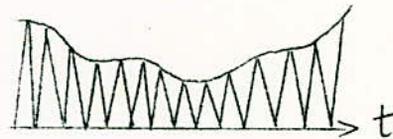
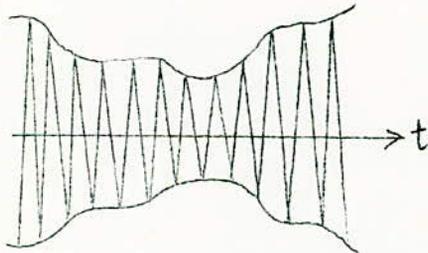


Le développement en série de Fourier s'écrit:

$$i = \frac{2aV_0}{\pi} - \frac{4aV_0}{3\pi} \cos 2\omega t \dots$$

On remarque la disparition des termes ayant une fréquence multiple impaire de la fréquence fondamentale et un doublement des autres. Ici encore, si la fréquence de modulation est faible devant la fréquence  $\omega/2\pi$ , nous avons

$$i = \frac{2a}{\pi} V_0 \sin qt$$

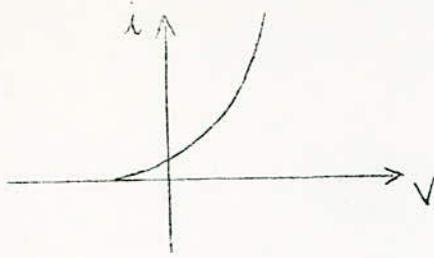
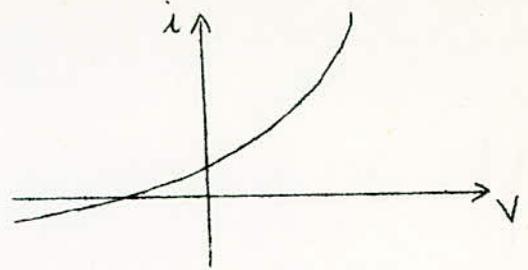


Détection d'une modulation basse-fréquence au moyen d'un dispositif linéaire.

On remarque que l'enveloppe des sinusoides dessine la courbe de modulation; et que si on a un dispositif tel qu'un condensateur qui conserve sa charge entre deux demi-sinusoides, la charge de ce condensateur suivra les variations de la modulation suivant une courbe en escalier.

Les dispositifs pratiques possèdent en général des courbes de détection voisines de la courbe idéale: la diode pour des tensions supérieures à quelques volts, et le détecteur à semi-conducteur aussi.

Les deux courbes de détection sont:

DIODESEMI-CONDUCTEUR

On remarque que le semi-conducteur n'a pas un courant nul pour une tension inverse, mais l'allure de la courbe est à peu près la même.

### - Détection par changement de fréquence.

Cette détection est très utilisée dans les récepteurs d'ondes centimétriques.

Si nous mélangeons deux signaux  $V_1 \sin \omega t$  et  $V_2 \sin \omega' t$  on ne peut que les additionner ou les soustraire, donc obtenir un signal de la forme:

$$V = V_1 \sin \omega t + V_2 \sin \omega' t$$

Pour pouvoir obtenir la fréquence de battement, il faut un détecteur, et comme on l'a vu, le plus simple est de détecter quadratiquement:

$$i = aV^2 = \frac{aV_1^2}{2} + \frac{aV_2^2}{2} + aV_1V_2 \cos(\omega - \omega')t - \frac{aV_1^2}{2} \cos 2\omega t - \frac{aV_2^2}{2} \cos 2\omega' t - aV_1V_2 \cos(\omega + \omega')t$$

Dans le cas des fréquences plus basses, ce rôle mélangeur et détecteur est dévolu à un tube unique, en général pentagrille, mais parfois plus compliqué encore, ce qui cache sa fonction détectrice.

Dans le domaine des hyperfréquences, on utilise un cristal détecteur dans un système de guides d'ondes; ce système permet tout simplement d'amener au cristal la somme des deux signaux, sans qu'il y ait réaction d'un des deux signaux sur l'autre.

On a vu que dans une telle opération, dans le cas le plus simple de la détection quadratique, il apparaît la fréquence différence mais aussi la fréquence somme et les fréquences doubles des fréquences composantes.

Dans un cas pratique, il y a évidemment encore plus de composantes. Il nous faudra donc avoir derrière le cristal détecteur des

systèmes de filtres qui nous enlèverons toutes ces fréquences, en ne conservant que la fréquence différente qui, elle, ira dans un amplificateur accordé à cette fréquence précise et qui produira une amplification convenable.

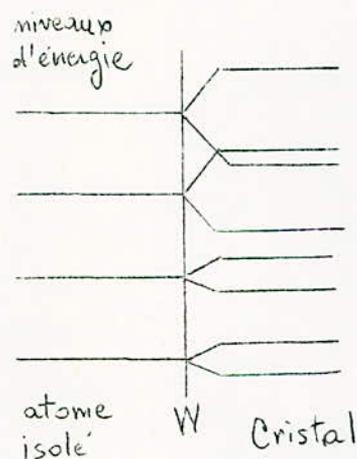
## 2°) PROPRIETES GENERALES DES SEMI-CONDUCTEURS.

Pour bien comprendre le fonctionnement des détecteurs on va étudier sommairement la théorie du solide.

### A) Théorie des bandes d'énergie.

On sait que, dans un édifice atomique, les électrons ne peuvent occuper qu'un certain nombre d'états énergétiques caractérisés par un ensemble de nombres quantiques.

A chaque ensemble correspond une valeur de l'énergie et le principe d'exclusion indique que seuls peuvent être sur le même niveau quatre électrons.



Si nous considérons le spin comme un nombre quantique supplémentaire, on voit qu'il n'y a qu'un seul électron par niveau. L'énergie de ces niveaux se chiffre en général en électrons-volt.

Dans un cristal, les niveaux des différents atomes qui composent la maille s'influencent mutuellement, ce qui fait qu'au lieu d'un seul niveau il y a pratiquement autant de niveaux que d'atomes formant le cristal.

Au lieu d'un niveau, on a une bande de niveaux. La transformation entre ces niveaux est extrêmement complexe dans le cas général, et nous admettrons seulement le résultat sans le justifier.

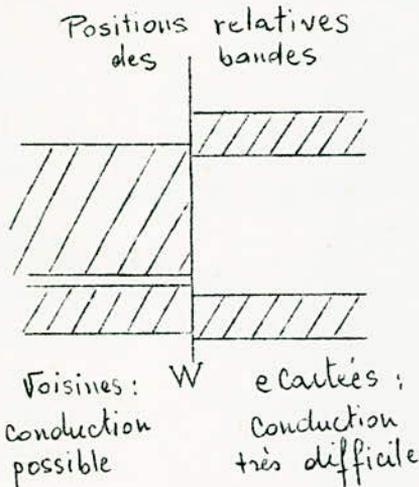
On peut imaginer que certaines de ces bandes se chevauchent, alors que d'autres sont entièrement séparées. Chaque bande comporte en principe un nombre de niveaux égal au nombre d'atomes du cristal, c'est-à-dire, un nombre considérable, nous admettrons donc que ces bandes sont continues.

Si une bande possède tous ces niveaux occupés par des électrons, on dit qu'elle est complète: si une bande est partiellement occupée on la dit incomplète. Une bande dont aucun niveau n'est occupé, est dite vide.

Sous l'action de la température, les électrons ne conservent pas une énergie constante, et cette agitation thermique fait passer les électrons sans arrêt d'un niveau à l'autre. Même dans une bande complète, il suffit qu'il en manque un pour permettre cet échange.

Si deux bandes sont très voisines au point de vue énergie ( de

l'ordre du dixième d'électron-volt ), l'agitation thermique est suffisante pour faire passer les électrons de l'une dans l'autre par saut quantique. Plus la température sera élevée, plus les électrons passeront plus facilement.

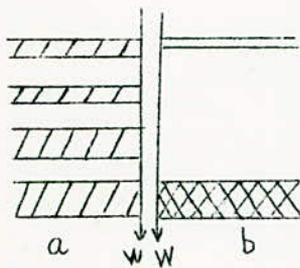


Si au contraire, deux bandes sont éloignées, un électron ne pourra pas sauter, tout au moins aux températures ordinaires, l'intervalle sera dit une région interdite.

Les bandes supérieures sont en général occupées par les électrons de valence, et il existe de nombreuses bandes vides pour des niveaux d'énergie de plus en plus élevés.

Il est d'usage de tracer les niveaux à l'envers c'est-à-dire de compter vers le haut les énergies les plus faibles, et vers le bas, les énergies de liaison les plus fortes.

\* Cas des conducteurs.



Un métal possède des bandes de valence extrêmement rapprochées et partiellement remplies. Un champs électrique très faible est capable de faire circuler les électrons d'un niveau à l'autre, donc, le déplacement des électrons ne demandera pas une grande énergie: le métal sera conducteur ( cas a )

- a) Cas du métal: \* bandes incomplètes
- b) Cas d'un isolant: bande complète très éloignée de bande vide.

\* Cas des isolants.

Un isolant comporte des bandes complètement occupées, séparées des bandes vides par une région interdite de grande dimension, souvent de plusieurs électrons-volt.

Sous l'action d'un champ électrique, il ne sera pas possible de déplacer les électrons: d'une part, dans les bandes complètes, aucun déplacement n'est possible, d'autre part, un saut d'une bande à l'autre est hautement improbable et, de toute façon, nécessite une énergie importante.

( cas b ).

\* Cas des semi-conducteurs.

On distinguera essentiellement deux types de semi-conducteurs: les semi-conducteurs intrinsèques et les extrinsèques.

- Semi-conducteurs intrinsèques:

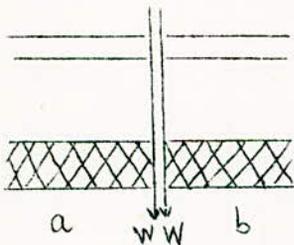
Ces corps possèdent une structure analogue aux isolants, mais la différence énergétique entre la dernière bande occupée et la première bande inoccupée est relativement faible. Dans ces conditions, au zéro absolu, le corps est un isolant; mais quand la température s'élève, il passe par agitation thermique un nombre croissant d'électrons des bandes occupées vers des bandes incomplètes.

Le corps présentera donc une certaine conductivité dans la gamme des températures usuelles.

- Semi-conducteurs extrinsèques.

La structure énergétique d'un tel corps est analogue à celle d'un isolant, mais il existe un certain nombre de niveaux supplémentaires, au voisinage des bandes: niveaux qui sont dus à des imperfections de la maille cristalline le plus souvent on a des écarts aux proportions statistiques, telles que présence d'atomes d'impureté, ou absence d'un atome constitutif, ou encore échange de métaux de valences différentes, tel que présence d'un fer  $Fe^{++}$  en un site réservé au fer  $Fe^{+++}$  dans la maille.

Toutes ces distorsions font apparaître, en nombre limité bien sûr, des niveaux énergétiques voisins des bandes du cristal pur. Leurs distances énergétiques sont souvent inférieures au dixième d'électron-volt.



Si les niveaux sont au voisinage des bandes vides ( cas b ) les électrons pourront facilement passer de ces niveaux dans la bande voisine et nous aurons une conduction possible par les électrons.

On appellera ce corps un semi-conducteur extrinsèque n ( car négatif ).

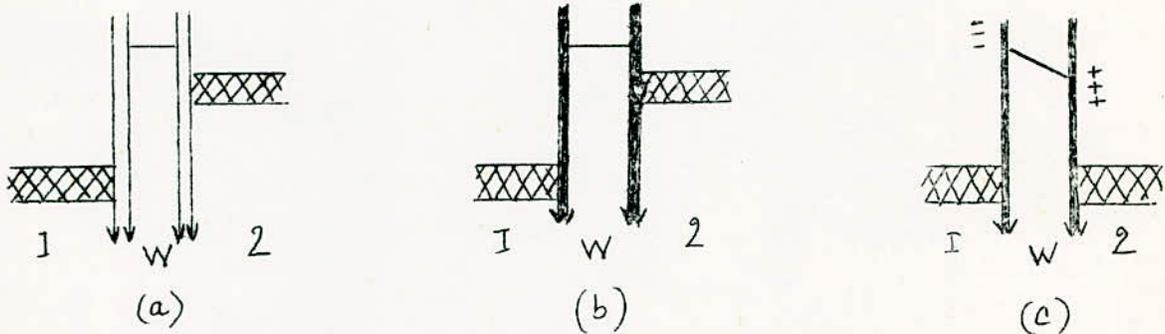
Si les niveaux sont au voisinage d'une bande complète ( cas a ), il sera facile à un électron de passer de la bande complète sur l'un de ces niveaux, il libèrera alors une place dans la bande, place qui pourra être considérée comme un trou positif dans le nuage négatif qui occupe toute la bande. Un électron voisin sautera pour occuper ce trou, libérant lui même un nouveau trou, et ainsi de suite. On voit qu'on peut considérer le déplacement de ces trous positifs au lieu de considérer le déplacement des électrons. Il y aura de la même façon que précédemment une conduction possible. On appellera ce corps un semi-conducteur extrinsèque p ( car positif ).

On appellera les niveaux supplémentaires du premier cas des niveaux donateurs, et dans le second cas, des niveaux accepteurs.

B) Contacts entre deux corps.

- Cas métal-métal

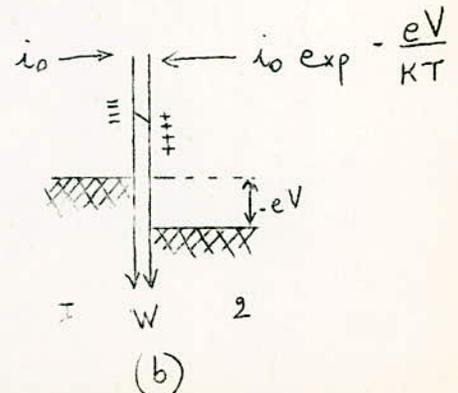
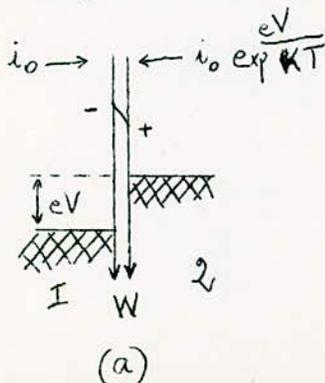
Considérons deux métaux différents 1 et 2 que nous allons mettre en contact. Ce contact, qui ne peut-être parfait à l'échelle atomique, sera supposé obtenu à travers une couche très mince de diélectrique: par exemple, l'air sous une épaisseur d'une fraction de micron.



Les schémas montrent l'état énergétique des deux métaux avant le contact (a); puis immédiatement après le contact (b); puis un instant après le contact (c). On remarque; avant le contact, les bandes complètes ne sont pas au même niveau d'énergie, puisque les deux métaux sont différents.

Immédiatement après le contact il apparaît entre les deux corps une différence de niveau énergétique des électrons, qui vont avoir une tendance à passer du côté 2 au côté 1, pour augmenter leur énergie.

Il va donc se produire un déplacement de charges qui va construire une barrière de potentiel, de telle sorte que l'énergie, toujours comptée en électrons-volts, va se trouver abaissée pour le métal 1, élevée pour le métal 2; de façon que les niveaux des deux bandes soit à la même valeur de l'énergie. A ce moment, il n'y a plus de raison pour un électron de se déplacer. On constate que l'isolant joue le rôle d'une barrière, qui, d'un côté c'est-à-dire métal 1 est très élevée, de l'autre c'est-à-dire métal 2 est bien plus basse.



obtention d'une courbe de detection a un contact métal-métal  
 (a) sens passant      (b) sens non passant

Si maintenant on relie les deux métaux à un générateur si on porte le métal 2 au potentiel  $V$  au dessus du métal 1, le déplacement des électrons dans le sens 1 vers 2 n'est pas changé car la hauteur énergétique (en électron-volt) et la barrière du côté 1 n'a pas varié. Par contre, du côté 2, elle s'est abaissée. Le courant qui va passer est proportionnel au nombre d'électrons qui vont pouvoir passer et ils satisfont approximativement à la loi de BOLTZMANN: donc  $i$  sera de la forme:

$$i = i_0 \exp \frac{eV}{kT}$$

Si le potentiel du métal 2 est maintenant inférieur de  $V$  à celui de métal 1, rien est changé du côté 1, et le courant est toujours  $i_0$ ; mais du côté deux, cette fois la barrière est plus élevée, et comme là encore, la répartition des électrons est voisine de la répartition de BOLTZMANN, on aura un courant:

$$i = i_0 \exp - \frac{eV}{kT}$$

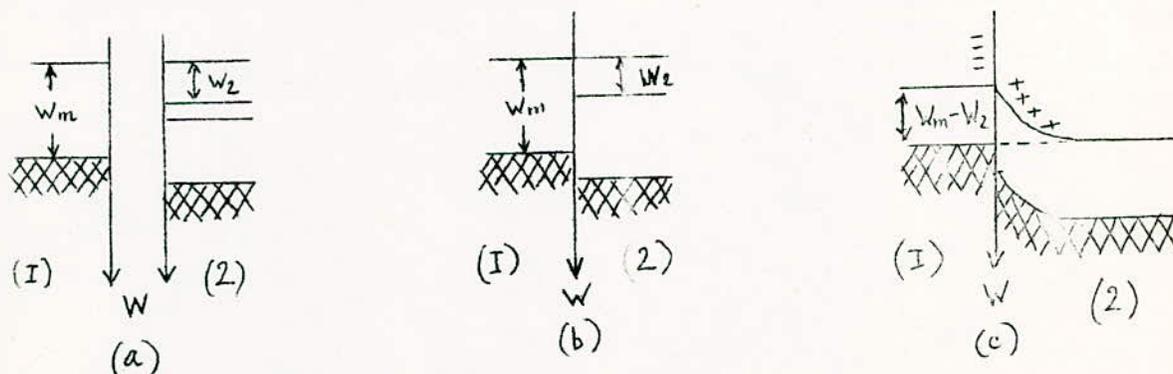
En définitive, lorsqu'un tel contact sera réalisé, le courant débité sera de la forme :

$$i = A + B \exp \frac{eV}{kT}$$

et cette loi, qui n'est pas une loi linéaire, permet d'obtenir un détecteur.

Effectivement, tout au début des radiotélécommunications, il a été réalisé de tels détecteurs: sous l'aspect d'une boule métallique appliquée sur un plan. Les conditions mécaniques à réaliser sont complexes, et l'efficacité est très mauvaise, aussi ce dispositif fut abandonné.

- Contact métal-semi-conducteur.

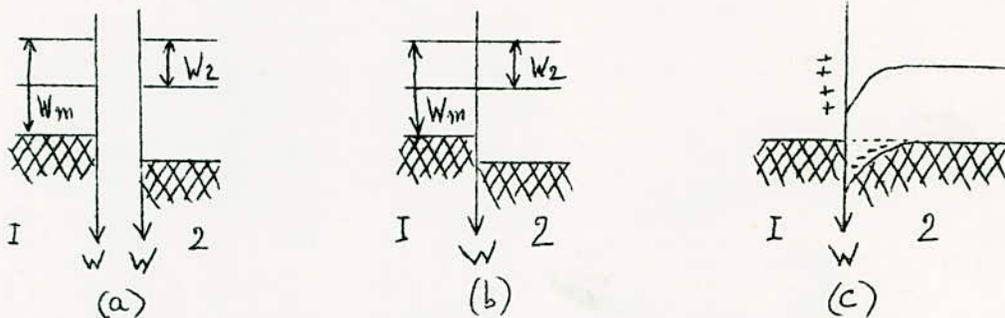


Contact métal (1) semi-conducteur (2):

(a): avant le contact: le niveau le plus élevé est le niveau énergétique le plus bas.

- (b): juste après le contact: les deux niveaux les plus bas prennent la même valeur.  
 (c): équilibre établi: le niveau du semi-conducteur s'élève jusqu'à arriver au niveau de la bande de conduction de métal.

La situation est pratiquement la même, comme nous le montrons dans les schémas, la seule différence est que dépression des niveaux énergétiques se fait sur une épaisseur  $d$  de la couche du semi-conducteur. Cette charge est due aux impuretés qui s'ionisent au voisinage du métal. Dans le cas d'un semi-conducteur de type p, les schémas sont légèrement différents mais les résultats sont les mêmes, et le courant qui passe est une fonction exponentielle de la différence de potentiel  $V$ .



Contact métal (I) semi-conducteur (2) de type p.

- (a) avant le contact;  
 (b) juste après le contact: les deux niveaux les plus bas prennent la même valeur;  
 (c) équilibre établi: le niveau de la bande complète du semi-conducteur s'abaisse jusqu'au niveau de la bande de conduction du métal.

### C) Théorie de la détection.

Les théories de la détection dépendent toutes de l'épaisseur que l'on attribue à la couche de passage.

- Si la couche est très mince, de l'ordre de  $10^{-7}$  cm, on peut supposer que les électrons pourront passer par l'effet de mécanique ondulatoire connu sous le nom d'« effet tunnel ».

- Si l'épaisseur est de l'ordre de  $10^{-5}$  à  $10^{-4}$  cm, on a proposé des théories statistiques, où entrait le libre parcours moyen des électrons, la barrière étant supposée grande par rapport à celui-ci. Il est d'usage d'appeler ces théories: théorie de la diffusion. Leurs résultats sont meilleurs que dans le cas précédent et on trouve que le courant est donnée par:

$$i = A(e^{\alpha V} - 1) \text{ où } A \text{ et } \alpha \text{ sont des constantes.}$$

$$\alpha = \frac{e}{kT}$$

- Si l'épaisseur est intermédiaire, c'est à dire de l'ordre de  $10^{-6}$  cm, le plus courant, chacune des théories précédentes est en défaut. Dans ce cas si on admet que le libre parcours moyen est de l'ordre ou supérieur à l'épaisseur de la couche, la répartition des électrons n'est pas influencée par la couche de passage. Et si nous admettons une répartition selon la loi de MAXWELL - BOLTZMANN, on sait que le nombre d'électrons dont l'énergie est  $\frac{1}{2} m v^2$  est donné par

$$dn = n \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp - \frac{mv^2}{2kT} \cdot v dv$$

Si on appelle  $V_1$  le potentiel de la couche de passage du côté métal,  $V_0$  le potentiel appliqué au semi-conducteur: les électrons qui pourront passer seront ceux dont l'énergie  $\frac{1}{2} m v^2$  sera supérieur à leur nombre sera:

$$\int_{e(V_1 - V_0)}^{\infty} dn = \frac{1}{2} n \bar{v} \exp - \frac{e(V_1 - V_0)}{kT} \quad e(V_1 - V_0)$$

$\bar{v}$  étant la vitesse moyenne.

La densité de courant dans le sens semi-conducteur - métal est:

$$i_1 = e \cdot \frac{1}{2} n \bar{v} \exp - \frac{e(V_1 - V_0)}{kT}$$

et dans le sens métal-semi-conducteur:

$$i_2 = e \cdot \frac{1}{2} n \bar{v} \exp - \frac{eV_1}{kT}$$

d'où le courant résultant:

$$I = e \cdot \frac{1}{2} n \bar{v} \exp - \frac{eV_1}{kT} \left( \exp \frac{eV_0}{kT} - 1 \right)$$

Cette équation est bien de la forme

$$i = A (e^{qV} - 1)$$

avec la valeur de la constante  $A$ .

D) Caractéristiques en courant continu.

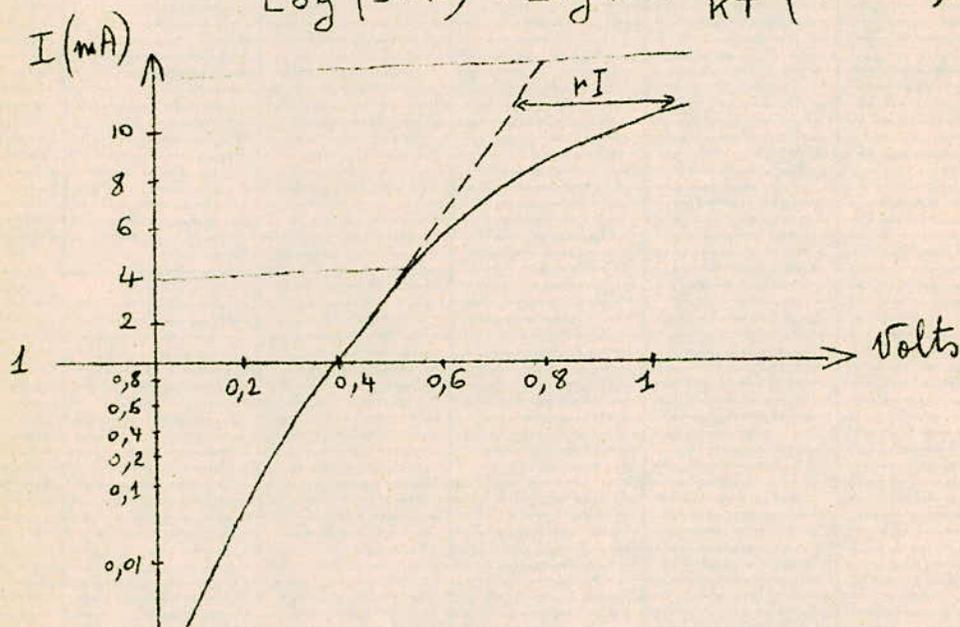
Pour vérifier les théories précédentes, il faut tracer la courbe I en fonction de V.

On appellera cette courbe la caractéristique en courant continu. Le logarithme de  $(I+A)$  en fonction de V sera représenté par une droite, puisque:

$$\frac{I+A}{A} = \exp - \frac{eV}{KT}$$

En tenant compte de la chute de tension due à la résistance propre du semi-conducteur r on écrit:

$$\text{Log}(I+A) = \text{Log} A - \frac{e}{KT} (V - I \cdot r)$$



Caractéristique en continu d'un cristal au germanium:

On remarque la brisure de la caractéristique vers 4mA et les deux pentes de la courbe.

La pente de la droite devrait donc être  $-\frac{e}{KT} = 40 \text{ volt}^{-1}$

expérimentalement, les courbes peuvent s'interpréter, sous forme de deux droites, correspondant à des pentes différentes, mais qui toutes deux sont nettement inférieures à  $40 \text{ volts}^{-1}$ .

Pour expliquer ces divergences BETHE a suggéré de tenir compte des faits suivants:

- Il peut se produire un effet tunnel qui est d'autant plus important que l'électron possède une énergie plus voisine de celle qui lui permet de passer.

- L'électron produit une image électrique par rapport à la couche de passage, celle-ci réagit sur lui et a pour effet de diminuer artificiellement, la hauteur du potentiel de passage.

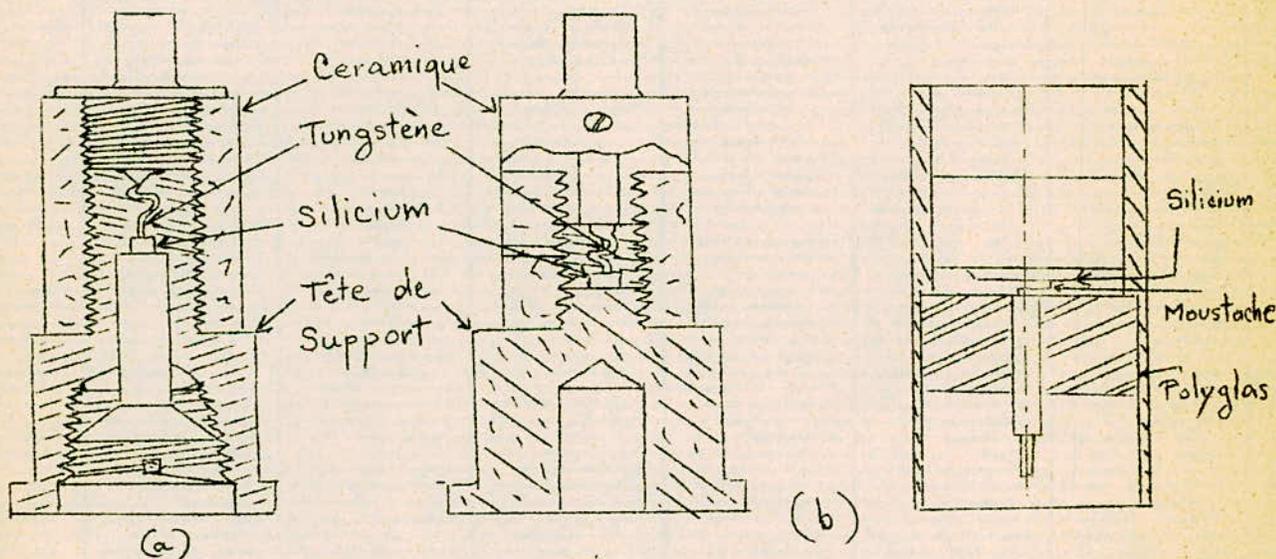
- Il y a de grandes fluctuations de densités dans la masse et cela doit intervenir pour faire varier l'épaisseur même de la couche de passage.

- La présence d'impuretés locales déposées sur la surface du conducteur donne aussi des fluctuations.

### 3) REALISATION PRATIQUE DES DETECTEURS.

Il existe deux types de détecteur pour les ondes centimétriques: la cartouche et le coaxial.

Le principe est celui d'un petit morceau de semi-conducteur (en général de silicium, mais aussi de germanium) sur lequel est posé un fil fin de tungstène appelé moustache de chat.



Cartouches à cristal détecteur: a) Type américain b) Type coaxial

#### a) Préparation du bloc de semi-conducteur:

Pour préparer le semi-conducteur il faut partir du silicium ou du germanium ultra-purs dans lesquels on ajoute des quantités connues d'impuretés.

Une méthode consiste à réduire le tétrachlorure de silicium par le zinc à la température de  $950^{\circ}$ , le silicium se dépose en aiguilles au fond de la chambre de réaction, les autres corps sont évacués sous forme de vapeur.

Une autre méthode consiste à attaquer d'abord par un mélange d'acide nitrique et d'acide chlorhydrique, puis par un mélange d'acide sulfurique et d'acide fluorhydrique, le silicium commercial, réduit en poudre extrêmement fine. On arrive de cette façon à du silicium spectroscopiquement pur.

Pour le germanium, il est d'usage de réduire l'oxyde de germanium par l'hydrogène entre 650° et 850°.

Pour obtenir le lingot on procède à une fusion et on laisse cristalliser plusieurs fois de suite dans un creuset le corps et ses impuretés.

Un dispositif de purification très utilisé est la fusion par zone: le barreau de silicium est chauffé localement par haute fréquence, et le solénoïde se déplace le long du barreau, donc la zone qui entre en phase liquide; comme les impuretés se concentrent dans le liquide, par cette méthode, celles-ci sont ramenées vers un bout de lingot. La manoeuvre est recommencée plusieurs fois, aller et retour: la partie centrale est alors affinée. Ce même principe est utilisé lorsque localement un certain pourcentage d'impuretés est désiré.

#### b) Préparation de la pastille.

Dans le bloc, nous découpons des pastilles d'épaisseurs faibles ( Imm environ ) et de taille approximativement circulaire (quelques cm de diamètre). Chaque petit disque est soigneusement poli jusqu'à ce que la surface ait un poli spéculaire. Pour le nettoyer ensuite, on le brûle à 900°, puis on le passe dans une solution d'acide fluorhydrique.

On fait ensuite un dépôt de nickel sur la face qui n'a pas été polie. Ce nickel permet de souder à l'étain le petit bloc de silicium sur son support. Une fois ceci réalisé on brise le disque en une vingtaine de petits morceaux qui chacun feront un détecteur.

Pour le germanium, au lieu de nickel, on utilise le rhodium, mais la technique est exactement la même .

#### c) Préparation de la moustache.

La nature du métal n'a pas d'importance du point de vue des propriétés électriques, ce sont ses propriétés mécaniques qui ont fait choisir le tungstène.

La moustache doit posséder une certaine élasticité pour appuyer avec force sa pointe sur le bloc de semi-conducteur. On lui donne une forme de zig-zag et la pointe est obtenue par polissage électrolytique.

La tige est ensuite soudée sur un petit piston avec dispositif de réglage pour permettre de l'appuyer et de la bloquer ensuite.

#### d) Assemblage et amélioration par choc.

Les deux pièces dont l'une supporte le semi-conducteur, l'autre la moustache sont soudées sur un tube cylindrique stéatite, ou à l'intérieur d'un conducteur. On approche la moustache jusqu'à ce qu'un contact soit obtenu, on bloque alors.

Le détecteur est ainsi réalisé.

Cependant, il est possible de l'améliorer par une méthode extrêmement simple: le "tapping". Cette méthode consiste à laisser tomber la cartouche sur une planchette de bois d'une hauteur d'une vingtaine de cm. Une autre méthode consiste à taper légèrement sur la cartouche avec un maillet de bois.

L'amélioration est remarquable: la caractéristique en courant continu qu'il est facile d'obtenir sur un écran d'oscillographe cathodique, montre un coude nettement plus accusé, et une forme plus rectiligne pour les tensions plus élevées.



Courbes de détection à l'oscillographe cathodique  
(a) Avant (b) après "tapping"

### 3) PRINCIPALES QUALITES DU DETECTEUR A CRISTAL.

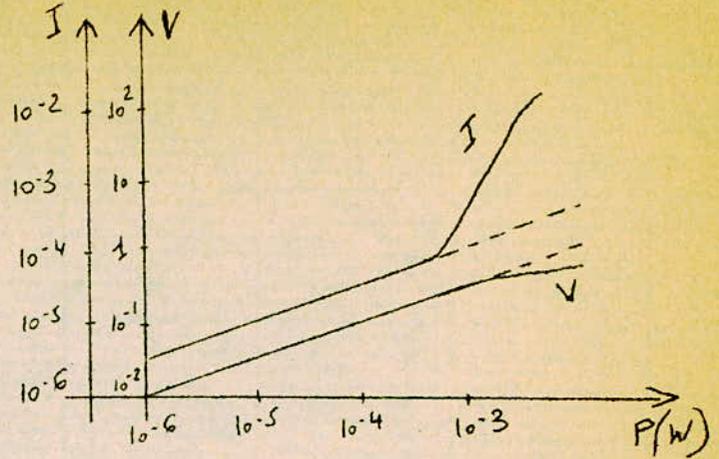
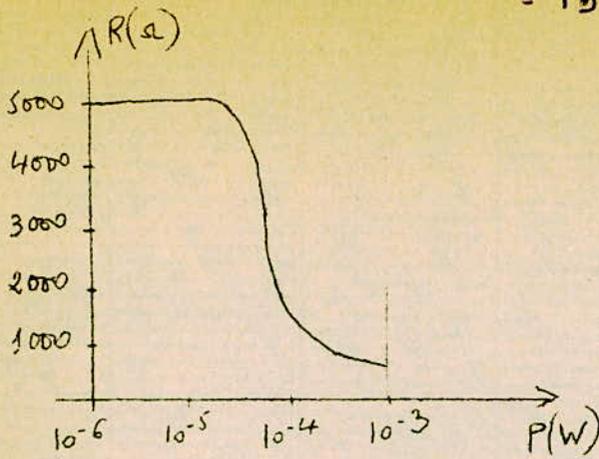
#### a) Cristaux détecteurs à bas niveau.

C'est le cas où nous désirons extraire directement une modulation d'un signal de faible puissance. C'est l'utilisation normale dans un banc de mesure pour le détecteur d'ondes stationnaires. C'est aussi le cas de ce qu'on nomme un "vidéo-cristal".

#### - Sensibilité.

Si nous considérons un détecteur placé sur une ligne alimentée par un générateur d'ondes centimétriques non modulées, et dont nous pouvons faire varier la puissance entre  $10^{-3}$  et  $10^{-8}$  watt environ, et si nous traçons les variations de la tension continue aux bornes du détecteur en circuit ouvert et celle du courant continu obtenue en court-circuitant le détecteur sur le mA de mesure: courbes page suivante.

On remarque que lorsque la puissance reçue est de l'ordre de  $6 \mu W$  ou inférieure, le courant et la tension sont proportionnels à la puissance.



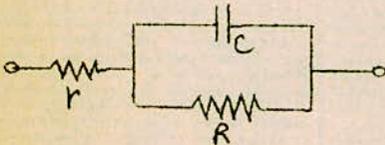
Variation de la résistance, de l'intensité en court-circuit et de la différence de potentiel aux bornes en circuit-ouvert, en fonction de la puissance pour un détecteur au silicium.

Le quotient  $\frac{V}{I}$  qu'on appelle la résistance continue du détecteur est alors  $\frac{V}{I}$  constant, et pour l'immense majorité des cristaux, elle se trouve entre 1000 et 20.000  $\Omega$ .

Dans le domaine réduit qu'on vient de définir, on posera:

$$i = \beta P$$

P étant la puissance haute fréquence et i le courant continu détecté.  $\beta$  est la sensibilité du détecteur. Elle est comprise en général entre 0,5 et 3  $\mu A/\mu w$ .



Shéma équivalent simplifié d'un détecteur.

Cette valeur de  $\beta$  a été calculée en supposant un shéma équivalent au détecteur d'où l'on peut déduire l'impédance Z.

$$Z = r + \frac{1}{\frac{1}{R} + j\omega C}$$

ON arrive à la valeur de  $\beta$ .

$$\beta = \frac{\alpha}{2 \left(1 + \frac{r}{R}\right)^2} \cdot \frac{1}{1 + \omega^2 C^2 R^2 \frac{r}{r+R}}$$

$\alpha$  étant le coefficient de la caractéristique en courant continu.

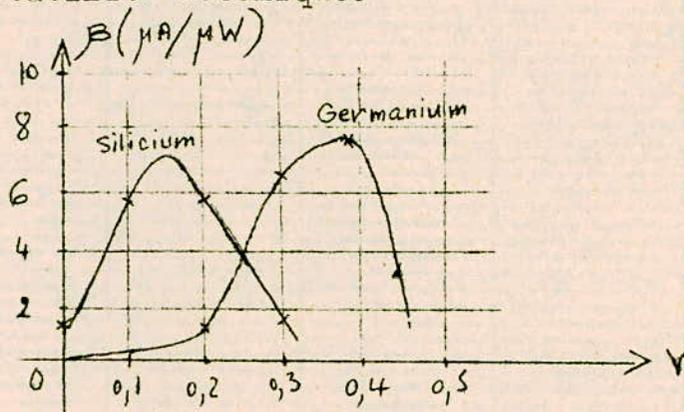
$$\alpha = \frac{e}{KT}$$

$$i = i_0 (e^{\alpha V} - 1)$$

En général,  $R$  est beaucoup plus grand que  $r$ , et on remarque que pour améliorer un détecteur, il faut que  $\alpha$  soit le plus grand possible et que  $rRC^2$  le plus petit possible.

$C$  est proportionnelle à la surface du contact,  $r$  est inversement proportionnel au rayon du contact,  $R$  est inversement proportionnel à la surface du contact, le produit  $rC^2R$  est donc proportionnel au rayon du contact.

La sensibilité la plus grande sera obtenue avec des moustaches très pointues et appuyant peu sur le semi-conducteur. La seule limite est la stabilité mécanique.



Sensibilité en fonction de la tension de la polarisation dans le sens passant.

La sensibilité d'un détecteur est une fonction de la polarisation de ses électrodes, ce qui correspond à la variation du point de fonctionnement sur la caractéristique.

Les deux courbes ci-dessus montrent que nous aurons toujours intérêt à polariser convenablement les détecteurs à bas niveau.

La température joue aussi un rôle qui est en général d'augmenter la sensibilité, cependant, les théories faites à ce sujet donnent des résultats qui sont très loin de la réalité expérimentale.

- Utilisation d'un cristal détecteur pour la mesure des puissances.

Ce que nous avons dit montre que si nous restons dans un domaine de puissance inférieur au microwatt, le cristal détecteur donne une intensité proportionnelle à  $P$ . Ce qui nous permet d'utiliser le cristal comme mesureur de puissance.

C'est ainsi qu'il est pris comme appareil de mesure sur les bancs dans les détecteurs d'ondes stationnaires.

Une précaution à prendre est d'adapter convenablement le cristal. Ceci n'est pas très facile à réaliser, car cette adaptation, dépend du courant i débité, qui lui même dépend de l'adaptation.

Les mesures ne seront vraiment sûres que si la fréquence ne varie pas: Lors du passage d'une fréquence à une autre, il sera toujours délicat de comparer entre eux les résultats. Un support de cristal à large bande passante et à faible niveau n'étant pas réalisable sous une forme fixe.

- Facteur de qualité.

Lorsque la puissance d'un signal décroît de plus en plus, il arrive un moment où le courant que donne le détecteur tombe en dessous de celui qu'on recueille en l'absence totale de signal et qui s'appelle le bruit de fond.

Ce bruit de fond est une limitation que nous trouvons toujours lorsque nous désirons mesurer des valeurs très faibles de grandeurs électriques. Il correspond aux fluctuations des électrons, et à de multiples origines. On n'entrera pas dans la théorie détaillée du bruit de fond, mais il nous faut dire quelques mots du bruit thermique.

Une résistance R donne à ses bornes une différence de potentiel de bruit de fond dont la valeur moyenne est nulle, mais dont la valeur efficace n'est pas nulle.

$$\sqrt{v^2} = KTR \Delta f$$

qui correspond à une puissance utilisable maximum.

$$\Delta W = KT \Delta f$$

$\Delta f$  étant la bande de fréquence dans laquelle on utilise la résistance. On en déduit la force électromotrice efficace de bruit qui correspond à une résistance R dans la bande  $\Delta f$ . Si E est celle-ci on a

$$E^2 = 4KTR \Delta f$$

Le rendement maximum est obtenu quand la générateur débite sur une résistance égale à sa résistance interne. Dans ce cas:

$$I = \frac{E}{2R}$$

et la puissance utilisable est:

$$P = R.I^2 = \frac{E^2}{4R}$$

Pour utiliser ce détecteur on le fait débiter sur une résistance  $R$  qui se trouve à l'entrée d'un amplificateur dont le gain en puissance est  $G$  et la bande passante  $\Delta f$  en fréquence, comme  $\beta$  est la sensibilité du cristal détecteur, on a successivement:

$$i = \beta P$$

avec  $P$  puissance haute fréquence incidente.

$$P_1 = Ri^2 = R\beta^2 P^2$$

Avec  $P_1$  puissance à l'entrée de l'amplificateur

$$P = GR\beta^2 P^2$$

Avec  $P$  puissance à la sortie de l'amplificateur.

Si on considère maintenant la puissance de bruit qu'on avait à l'entrée de l'amplificateur, il y a :

\* D'abord le bruit propre du cristal détecteur qu'on peut évaluer en fonction de  $KT\Delta f$  et l'écrire  $aKT\Delta f$ .

\* Ensuite le bruit de la résistance  $R$  dans laquelle il débite qui est:  $KT\Delta f$

\* Le bruit à l'entrée de l'amplificateur propre à celui-ci. Il est d'usage de l'appeler  $FKT\Delta f$ ;  $F$  étant le facteur de bruit de cet amplificateur.

On aura donc en tout:  $(a+1+F)KT\Delta f$

La puissance de bruit  $B$  à la sortie de l'amplificateur sera alors :

$$G(a+1+F)KT\Delta f$$

et le rapport entre la puissance due au signal et la puissance de bruit sera:

$$\eta = \frac{GR\beta^2 P^2}{G(a+1+F)KT\Delta f} = \frac{P^2}{KT\Delta f} \cdot \frac{\beta^2 R}{a+1+F}$$

Le facteur de qualité est alors défini par la racine carrée de la dernière fraction.

$$M = \frac{\beta\sqrt{R}}{\sqrt{a+1+F}}$$

ON remarque que  $R$  doit être égal à ce qu'on a appelé la résistance continue du détecteur, c'est dans ce cas qu'il y a adaptation la meilleure.

Le coefficient  $(a+1)$  est appelé rapport de température de bruit et posé égal à  $n$ .

C'est en effet à la température  $T' = nT$  qu'il faudrait porter une résistance, pour qu'elle donne le même bruit que le détecteur débitant sur la résistance  $R$ , puisque:

$$aKT\Delta f + KT\Delta f = (a+1)KT\Delta f = nKT\Delta f = KT'\Delta f$$

Le facteur de qualité s'écrit alors:

$$M = \frac{\beta \sqrt{R'}}{\sqrt{n+F'}}$$

Pour mesurer ce facteur on utilise un générateur dont on peut faire varier la puissance de sortie, il débite sur une ligne terminée par un cristal détecteur suivi d'un amplificateur dont la bande passante est connue.

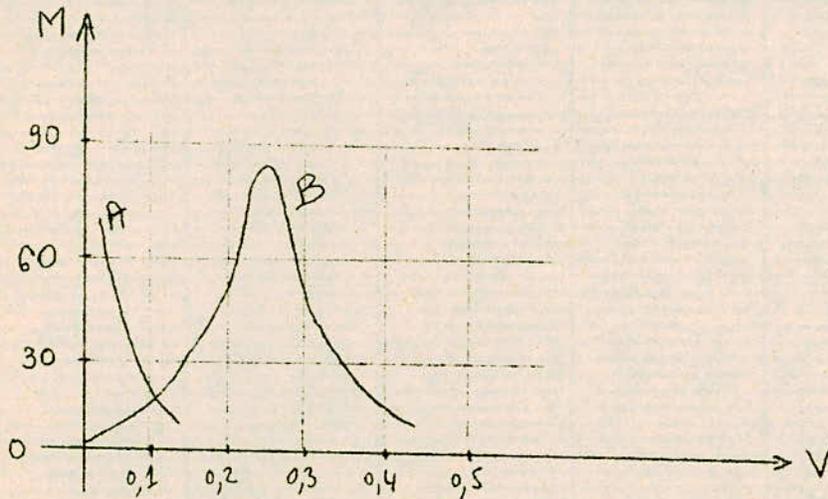
Pour amplifier quelque chose, il faut que le générateur soit modulé: par exemple en impulsion.

Ce dernier point à l'avantage que la puissance moyenne est très voisine de la puissance vraie puisque le générateur n'est arrêté que le millième du temps. Il suffit d'un bolomètre ou d'une thermistor pour mesurer cette puissance.

Pour faire une mesure on diminue la puissance du générateur jusqu'à ce que le signal disparaisse dans le bruit de fond, on a alors  $\eta = 1$  D'où le facteur de qualité:

$$M = \frac{\sqrt{KT\Delta f}}{P} \quad p \text{ étant la dernière puissance mesurée}$$

Les facteurs de qualités usuels sont compris entre 40 et 150; la plus petite puissance décelable est de l'ordre de  $2 \cdot 10^{-9}$  watt.



Facteur de mérite M en fonction de la polarisation dans le sens passant:

A) Silicium

B) Germanium.

De même que la sensibilité, le facteur de qualité est fonction de la polarisation. Les courbes montrent que les détecteurs au silicium sont meilleurs sans polarisation tandis que ceux au germanium présentent un maximum aux environs d'une polarisation de 0,3 volt.

La température aussi a une influence qui est faible, en général mais qui peut faire varier dans certains cas le facteur M de 50%.

### b) Détecteurs mélangeurs.

Nous avons fait remarquer que le changement de fréquence correspond à une détection. Pour un cristal mélangeur, on mesurera deux qualités; le gain de conversion qui est toujours inférieur à 1 et le facteur de bruit plus généralement utilisé sous le nom de rapport de température de bruit.

#### - Gain de conversion:

##### Définition/

Nous appellerons gain de conversion le rapport de l'énergie moyenne fréquence utilisable, à l'énergie utilisable du signal incident. Cette définition fait intervenir les qualités de la tête haute fréquence, ainsi que les différentes adaptations.

Le problème du calcul de ce gain, toujours plus petit que 1, est très compliqué, et nous donnerons seulement le résultat.

Il existe un gain appelé  $L_0$ , qui est celui qu'on mesure, dans le cas où la charge que le cristal mélangeur produit sur la ligne est adaptée à l'oscillateur local. Mais ce gain n'est pas le gain maximum qui est obtenu lorsque le cristal n'est pas adapté rigoureusement. Cependant, dans la pratique  $L_0$  est très voisin du maximum. Il est possible de démontrer que:

$$\frac{1}{L_0} = \frac{2 \frac{\partial i}{\partial v}}{P \left( \frac{\partial i}{\partial p} \right)^2}$$

$i$  étant l'intensité débitée par le cristal lorsque la puissance  $P$  est incidente et  $V$  la tension aux bornes de ce cristal.

Les valeurs courantes de  $L$  sont de l'ordre de 0,25. L'usage a prévalu de mesurer ce gain en décibels, ce qui vaut 10 fois le logarithme dans la base 10 du nombre précédent, et comme ce nombre est inférieur à 1, le logarithme serait négatif; on considère alors la perte par conversion qui est l'inverse du gain; le logarithme devient alors positif.

La perte par conversion est de l'ordre de 6 db.

- Rapport de température de bruit.

Quand un cristal détecteur reçoit une onde de fréquence angulaire  $\omega$ , d'amplitude constante, il donne un courant dont le spectre de fréquence s'étend depuis la fréquence nulle; détection du signal haute fréquence, jusqu'à des fréquences très élevées.

Si aucun courant ne traverse le détecteur, il n'y a de bruit que celui dont nous avons déjà parlé pour une résistance:

$$dW = kT \Delta f.$$

Mais dès qu'un courant  $i$  le traverse, et ceci que ce soit un courant continu fourni par une pile, ou son propre courant provenant de la détection, le bruit de fond augmente et nous l'écrivons:

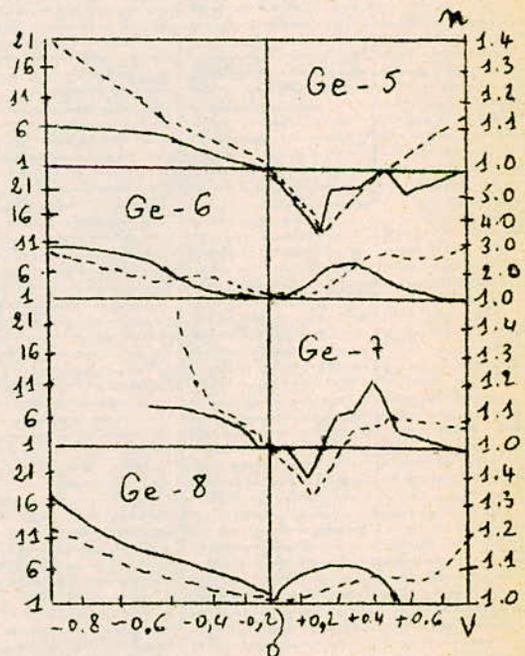
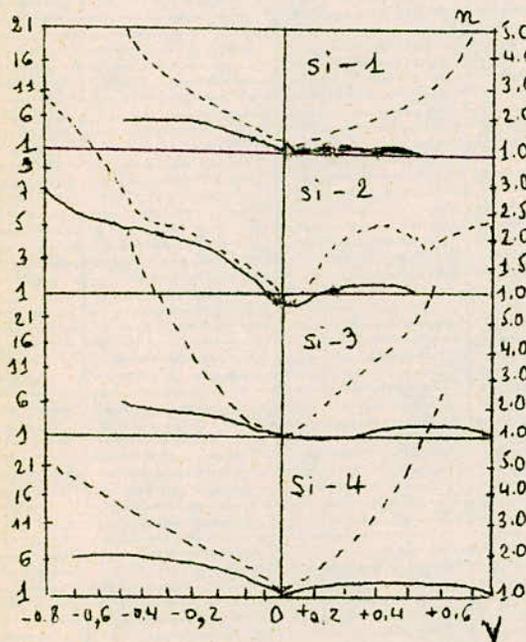
$$dW' = nkT \Delta f.$$

Ce nombre  $n$  est sans dimension, et s'appelle le rapport de température de bruit.

C'est bien à la température  $nT$  qu'il faudrait porter une résistance pour avoir le même bruit.

En général, les cristaux détecteurs ont un rapport de température de bruit variant de 1,01 à 3. Il est pratiquement impossible d'avoir une valeur de  $n$  égale rigoureusement à 1.

Le nombre  $n$  semble pas varier beaucoup avec le courant qui passe dans le cristal, mais varie avec la polarisation le plus souvent il présente un minimum pour la polarisation nulle.



Variations du rapport de température de bruit en fonction de la polarisation pour différents types de détecteurs, au silicium et au germanium. La courbe ponctuée est expérimentale, la courbe en trait plein théorique.

Pour mesurer le rapport de température de bruit, plusieurs dispositifs sont possibles, mais l'un des plus précis consiste à remplacer le cristal détecteur dans son support, en tête d'un amplificateur, par une résistance ohmique de même forme extérieure, placée dans le même support. Dans cette résistance passera un courant donné par une diode saturée, dont le bruit de fond est parfaitement connu:

$$\bar{\lambda}^2 = 2 e I \Delta f$$

$\bar{\lambda}^2$  est le carré moyen de l'intensité de bruit dans la bande passante  $\Delta f$ ,  $e$  est la charge d'un électron, et  $I$  est le courant débité par la cathode.

Nous ajusterons alors le courant  $I$  dans la résistance, de façon à obtenir en sortie de l'amplificateur la même tension de bruit qu'avec le cristal détecteur. Nous voyons que cette méthode est une méthode du type de la double pesée.

Dans la bande  $\Delta f$  le courant de bruit  $\sqrt{\bar{\lambda}^2}$  déterminé aux bornes de la résistance  $R$  une force électromotrice  $v$  donnée par;

$$\bar{v}^2 = 2 e I R^2 \Delta f$$

donc une puissance de bruit utilisable:

$$dW = \frac{1}{2} e I R \Delta f$$

À cette puissance, il faut ajouter la puissance de bruit propre à la résistance  $kT\Delta f$ : c'est la somme de ces deux puissances qui est amplifiée par l'amplificateur:

$$\frac{1}{2} e I R \Delta f + kT \Delta f = dP$$

Nous écrirons:

$$dP = kT \Delta f \left( 1 + \frac{e I R}{2 kT} \right)$$

Comme nous déterminerons l'intensité  $I$  de façon que  $dP$  soit le même que pour le cristal détecteur, nous avons:

$$n = 1 + \frac{e R}{2 kT} I$$

Si nous faisons  $T = 290^\circ \text{ K}$  nous aurons  $n = 1 + 20 \text{ RI}$ .

On remarquera la simplicité de cette méthode, qui ne nécessite aucune mesure spéciale sur l'amplificateur qui a seulement besoin de rester identique à lui même au cours de la mesure, et, bien sûr d'avoir un facteur de bruit assez faible pour ne pas couvrir, par son bruit propre, le bruit de la résistance et du cristal.

Il faut évidemment que la résistance  $R$  que l'on place à l'entrée soit égale à celle du cristal détecteur: comme cela n'est pas rigoureusement possible, il faut que l'entrée du préamplificateur possède un système adapteur d'impédance.

MESURES DE CONSTANTES  
-----  
DIELECTRIQUES EN  
-----  
HYPERFREQUENCES  
-----

## I) GENERALITES

Une des mesures les plus importantes dans le domaine des ondes centimétriques est la mesure de la constante diélectrique des différentes substances que nous sommes conduits à utiliser dans la pratique, comme supports, comme enveloppes, comme substances de remplissage, etc...

L'étude de cette constante, d'autre part, conduit à préciser nos connaissances sur la structure de la matière.

### a) Nomenclature.

$\epsilon$  étant la permittivité d'une substance

$\epsilon_0$  la permittivité du vide

Le rapport de ces deux permittivités est un nombre sans dimensions qu'on appellera K.

$$\frac{\epsilon}{\epsilon_0} = K$$

K est la constante diélectrique.

Dans le cas général, cependant, la permittivité ne correspond pas seulement à une variation du champ électrique, mais aussi à un déphasage ou à une certaine proportion de l'énergie perdue sous forme calorifique. On écrit donc suivant l'usage des courants alternatifs, la permittivité sous forme imaginaire:

$$\epsilon = \epsilon' - j\epsilon'' = \epsilon' \left(1 - j \frac{\epsilon''}{\epsilon'}\right) = \epsilon' (1 - j \operatorname{tg} \delta) = \epsilon_0 K (1 - j \operatorname{tg} \delta)$$

L'angle  $\delta$  s'appelle l'angle de pertes et la tangente s'appelle tangente de l'angle de pertes ou tangente de pertes.

Toute détermination nécessitera en principe deux mesures; cependant, il est possible de remarquer que pour un grand nombre de corps, les isolants, l'angle de pertes est très petit, et la tangente est de l'ordre de 0,1 maximum; ce qui permet de la négliger.

Dans ces conditions, une seule mesure nous permettra d'obtenir la valeur de K.

La mesure consiste essentiellement à déterminer l'amplitude et la phase d'une onde qui a été soit réfractée, soit réfléchi, par la substance à étudier. Il est parfois nécessaire d'introduire aussi la perméabilité complexe de la substance que nous poserons de la même façon.

$$\mu = \mu' - j\mu'' = \mu_0 m (1 - j \operatorname{tg} \varphi)$$

m étant la constante dimagnétique et  $\varphi$  l'angle de pertes.

Dans la majorité des cas cependant, aux très hautes fréquences, on écrit  $m = 1$  et  $\operatorname{tg} \varphi = 0$  c'est à dire poser  $\mu = \mu_0$

Dans certains cas très précis, et dans certaines applications importantes, en particulier les ferrites, qui sont des diélectriques ayant une perméabilité élevée, il n'est plus possible de faire cette approximation. Il faudra donc quatre mesures pour déterminer les quatre grandeurs; K,  $\operatorname{tg} \delta$ , m,  $\operatorname{tg} \varphi$ .

## 2) INTERACTION DES ONDES CENTIMÉTRIQUES AVEC UNE SUBSTANCE.

Dans toute la physique moderne, ce problème est le plus compliqué, et c'est cependant le plus important, car depuis les ondes longues de la radio-diffusion, jusqu'aux ondes les plus courtes des rayons  $\gamma$ , le domaine est immense, où les radiations électromagnétiques entrent en interaction avec la matière.

Dans le petit domaine des ondes centimétriques, on fera l'hypothèse simple que l'onde se propage dans le vide intermoléculaire, qu'elle y excite les centres: atomes, molécules ou mêmes groupes de molécules, et que le résultat observé est la somme de l'onde incidente et des réactions qu'elle a entraînées.

Si on adopte l'hypothèse quasi-statique, ce qui signifie qu'on appliquera les relations de l'électrostatique, on voit que le vecteur qu'on pourra observer est le vecteur

$$D = \epsilon_0 ( E + P ).$$

L'étude de la constante diélectrique donnera des résultats importants pour la connaissance de la polarisation de la matière.

Il est possible de distinguer trois types d'interaction, qu'il est nécessaire de quantifier.

- Avec les électrons: c'est plutôt le domaine des radiations lumineuses, mais cette interaction peut avoir des répercussions dans le domaine centimétriques.

- Avec les atomes: les masses étant beaucoup plus élevées que dans le cas précédent, les fréquences à considérer sont aussi beaucoup plus basses et tombent alors dans le domaine centimétrique, ou infra-rouge lointain.

- Avec les molécules entières: là encore la fréquence s'abaisse, et c'est dans ces deux derniers domaines qu'on observe les courbes de dispersion qui se raccordent d'ailleurs aux courbes obtenues pour les indices de réfraction.

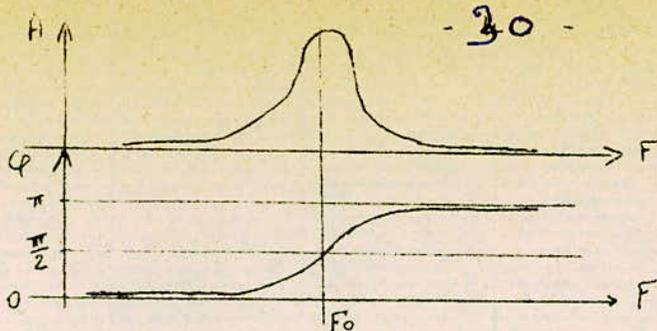
La relation est d'ailleurs bien connue et s'écrit, même en valeurs imaginaires:

$$\epsilon_0 n^2 = \epsilon$$

### Rappelons rapidement le principe de la théorie de DRUDE:

Si on admet que les centres excités: électrons, atomes..., sont des systèmes vibrants, ils possèdent une ou plusieurs périodes propres, et lorsque le champ électrique de l'onde passe par cette valeur de la période, il fait entrer le centre en vibration. C'est le problème classique du résonateur.

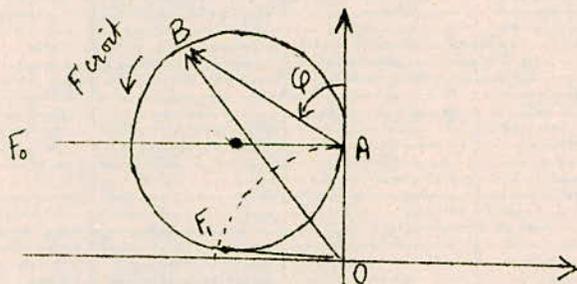
Dans le cas qui nous intéresse, les mouvements sont extrêmement amortis, étant donné l'inertie des centres considérés.



Courbe de résonance et de phase d'un circuit ou d'une cavité résonante.

L'amplitude du système résonant passe par un maximum, et la phase subit une variation de  $\pi$ , lorsque la fréquence excitatrice passe par la valeur de la fréquence de résonance.

Au voisinage de la fréquence de résonance  $F_0$ , un calcul simple montre que l'extrémité du vecteur représentatif de la réponse du système dans la représentation de FRESNEL, est un cercle.

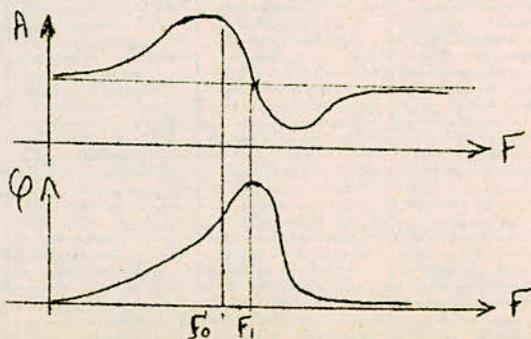


Représentation de FRESNEL d'un circuit résonant

La longueur de vecteur  $AB$  est l'amplitude représentée sur la courbe ci-dessus, l'angle de  $AB$  avec  $OA$  est l'angle de déphasage et on voit que pour la résonance, il est égal à  $90^\circ$ , le vecteur  $AB$  étant perpendiculaire au vecteur  $OA$ .

Lorsque la fréquence croît, le point  $B$  décrit le cercle dans le sens positif.

Ce qu'on observe, c'est le résultat de l'interaction, soit la somme de l'onde incidente et de l'onde émise par le centre. Cette somme est représentée par le vecteur  $OB$ .



Somme de l'onde incidente et de la réaction d'un circuit résonant.

Si on trace les variations de OB en fonction de la fréquence, on obtient les courbes ci-dessus. On remarque qu'elles sont dissymétriques, cela tient au fait que la tangente menée de O au cercle lieu de B ne peut pas le toucher au point de résonance, mais bien en dessous.

On peut assimiler le vecteur OB à la polarisation et comme on a en électrostatique.

$$P = 3 \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon + 2\epsilon_0} E_0$$

On en déduit:

$$\frac{\epsilon}{\epsilon_0} = \frac{1 + 2 \frac{P}{3E_0}}{1 - \frac{P}{3E_0}} = \frac{1 + 2aP}{1 - aP}$$

On voit que le lieu du point représentatif du nombre imaginaire est une transformation conforme du lieu du point B, c'est donc aussi un cercle.

Il est possible d'arriver au même résultat par une méthode due à FARADAY et PELLAT:

Posons  $D = \epsilon_0 (E + P) = \epsilon E$

Pour la fréquence nulle  $\epsilon = \epsilon_1$ , on peut écrire:

$$D = \epsilon_1 E \implies P = \frac{\epsilon_1 - \epsilon_0}{\epsilon_0} E$$

Pour la fréquence infinie, pour laquelle on a  $\epsilon_0 n^2 = \epsilon_\infty$

$$P = \frac{\epsilon_\infty - \epsilon_0}{\epsilon_0} E$$

Il s'ensuit qu'il existe une polarisation permanente due aux centres considérés:

$$P_0 = \frac{\epsilon_1 - \epsilon_\infty}{\epsilon_0} E$$

En introduisant un temps de relaxation  $\tau$ , on aura

$$P = P_0 \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right)$$

Cette formule donne la loi de variation de la polarisation en fonction du temps à partir du moment où on applique un champ. La relation différentielle qui lui correspond est

$$\frac{dP}{dt} = \frac{1}{\tau} (P_0 - P)$$

Si maintenant on impose un champ alternatif, qu'on introduit par la notation imaginaire  $E = E_0 e^{j\omega t}$  l'équation différentielle s'écrit:

$$\frac{dP}{dt} = \frac{1}{\tau} \left( \frac{\epsilon_1 - \epsilon_\infty}{\epsilon_0} E_0 e^{j\omega t} - P \right)$$

D'où on tire la valeur de P :

$$P = C e^{-\frac{t}{\tau}} + \frac{\epsilon_1 - \epsilon_\infty}{\epsilon_0 (1 + j\omega\tau)} E_0 e^{j\omega t}$$

et en revenant à la valeur de D:

$$D = \epsilon_0 (E + P) = \epsilon_0 (E + P_\infty + P) = \epsilon E$$

Il vient en posant :  $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$  :

$$\begin{cases} \epsilon' = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_1 - \epsilon_\infty}{1 + \omega^2 \tau^2} \\ \epsilon'' = (\epsilon_1 - \epsilon_\infty) \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \end{cases}$$

Ces formules permettent de trouver le lieu du point représenté par l'imaginaire  $\epsilon$ , c'est à dire le point de coordonnées  $\epsilon'$ ,  $\epsilon''$ , qui est le cercle d'équation.

$$\left( \epsilon' - \frac{\epsilon_1 + \epsilon_\infty}{2} \right)^2 + \epsilon''^2 = \left( \frac{\epsilon_1 - \epsilon_\infty}{2} \right)^2$$

On voit comment deux façons extrêmement différentes conduisent aux mêmes résultats. Les théories plus modernes en précisant certains points de détail, conduisent aux mêmes formules, qui sont vérifiées par l'expérience.

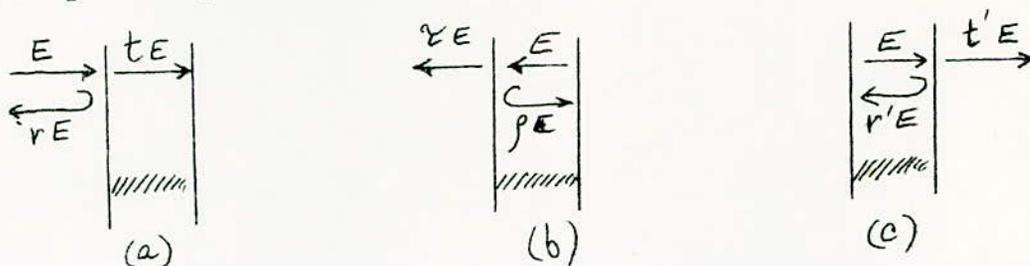
3) PRINCIPE DES MESURES:

Quelle que soit la méthode de mesure utilisée, nous aurons toujours à étudier l'onde qui aura, soit traversée la substance soit se sera réfléchi sur elle. On va établir simplement les formules fondamentales qui permettent de faire tous les calculs.

a) Etablissement des relations

Considérons, dans l'espace, une lame à faces planes et parallèles, infinie, d'une substance diélectrique d'épaisseur  $d$ .

Soit  $E$  l'amplitude du champ électrique de l'onde, que nous supposons se diriger de gauche à droite, incidente sur la lame, et appelons  $rE$  et  $tE$  les valeurs des amplitudes réfléchies et transmises par la première face (a).

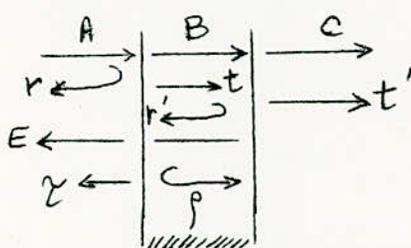


Définition des coefficients de transmission et de réflexion.

Si  $E$  est l'amplitude d'une onde se déplaçant de droite à gauche et incidente sur la même première phase de la lame (b) on appellera  $\rho E$  et  $zeta E$  les amplitudes réfléchies et transmises.

Soit maintenant une onde se déplaçant de gauche à droite et incidente sur la deuxième face de la lame (c), si  $E$  est l'amplitude du champ électrique incident, on appellera  $r'E$  et  $t'E$  les amplitudes des champs réfléchies et transmis.

Pour établir le bilan final, on aura les relations entre les amplitudes  $A, B, C; D, E$ :



$$\begin{aligned}
 B &= tA + \rho D \\
 C &= t'B e^{-\gamma d} \\
 D &= r'B e^{-2\gamma d} \\
 E &= rA + zeta D
 \end{aligned}$$

En appelant  $\gamma$  la constante de propagation, et l'origine des temps étant prise à l'origine des espaces, dans le plan de la première face de la lame.

Par éliminations successives, on trouve les valeurs des rapports :

$$\frac{B}{A} = \frac{t}{1 - \rho r' e^{-2\delta d}}$$

$$\frac{D}{A} = \frac{t r' e^{-2\delta d}}{1 - \rho r' e^{-2\delta d}}$$

$$\frac{C}{A} = \frac{t t' e^{-\delta d}}{1 - \rho r' e^{-2\delta d}}$$

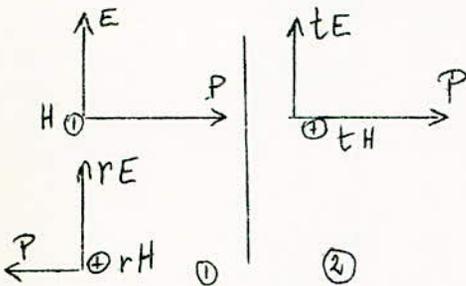
$$\frac{E}{A} = \frac{t \chi r' e^{-2\delta d}}{1 - \rho r' e^{-2\delta d}} + r$$

Les coefficients  $r, t, r', t', \rho, \chi$  ne sont pas indépendants, et peuvent s'exprimer en fonction des constantes diélectriques des trois milieux.

b) Calcul des valeurs de  $r$  et de  $t$ .

Rappelons que dans un milieu ayant pour permittivité  $\epsilon$  et pour perméabilité  $\mu$ , le rapport de l'amplitude du champ électrique à celle du champ magnétique vaut  $\sqrt{\mu/\epsilon}$ , pour une onde T E M (transversal électrique magnétique)

1er Cas: Incidence normale:



Il nous faut écrire la conservation des composantes tangentielles des champs au passage du milieu 1 au milieu 2. Ceci est bien connu en électrostatique et en magnétostatique.

$$E + rE = tE$$

$$H - rH = tH$$

Passage d'un milieu à un autre sous l'incidence normale.

Le changement de signe devant  $r$  pour  $H$  est dû au fait qu'il faut maintenir le sens du trièdre  $E, H, P$ ;  $P$  étant un vecteur suivant le sens de propagation. Les valeurs de  $H$  ne sont pas les mêmes dans les deux milieux.

Comme dans le milieu 1, on a

$$H_1 = \sqrt{\epsilon_1/\mu_1} \cdot E_1$$

et dans le milieu 2.

$$H_2 = \sqrt{\epsilon_2/\mu_2} \cdot E_2$$

On en déduit la valeur du rapport  $\frac{1-r}{1+r}$  d'où les valeurs de  $r$  et de  $t$ .

$$\frac{1-r}{1+r} = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \cdot \frac{\mu_1}{\mu_2}} \quad \text{soit le plus souvent } \sqrt{\epsilon_2/\epsilon_1}$$

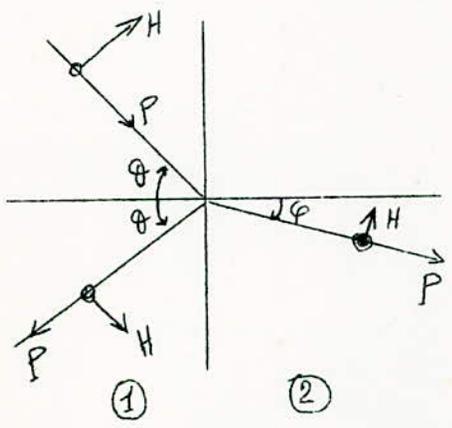
$$r = \frac{\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}} - \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2}}}{\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}} + \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2}}} \quad t = \frac{2\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}}}{\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}} + \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2}}}$$

Soit le plus souvent comme  $\mu_1 = \mu_2 = 1$

$$r = \frac{\sqrt{\epsilon_1} - \sqrt{\epsilon_2}}{\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_2}}$$

$$t = \frac{2\sqrt{\epsilon_1}}{\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_2}}$$

2<sup>ème</sup> Cas: Incidence oblique, vecteur E perpendiculaire au plan d'incidence;



Relation de Descartes:

$$\epsilon_1 \mu_1 \sin^2 \theta = \epsilon_2 \mu_2 \sin^2 \varphi$$

La conservation des composantes tangentielles nous donne.

$$E + rE = tE$$

$$H \cos \theta - rH \cos \theta = tH \cos \varphi$$

On déduit de la deuxième de ces relations, en élevant au carré et en remplaçant le vecteur H par sa valeur en fonction de E.

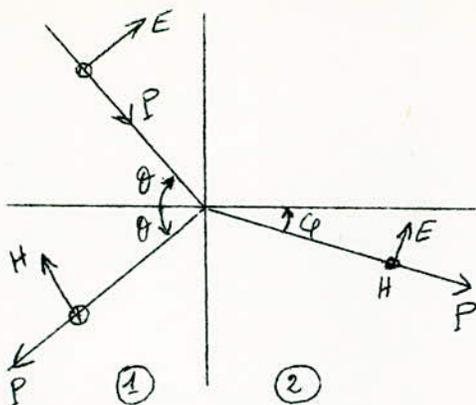
Passage d'un milieu à un autre l'incidence étant oblique et le vecteur électrique étant perpendiculaire au plan d'incidence.

$$\frac{\epsilon_1}{\mu_1} (1-r)^2 (1 - \sin^2 \theta) = \frac{\epsilon_2}{\mu_2} t^2 \left(1 - \frac{\epsilon_1 \mu_1}{\epsilon_2 \mu_2} \sin^2 \theta\right)$$

D'où la valeur du rapport:

$$\left(\frac{1-r}{1+r}\right)^2 = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \frac{\mu_1}{\mu_2} \frac{1 - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \frac{\mu_1}{\mu_2} \sin^2 \theta}{1 - \sin^2 \theta}$$

3<sup>ème</sup> Cas: Incidence oblique, vecteur E dans le plan d'incidence.



Relation de Descartes:

$$\epsilon_1 \mu_1 \sin^2 \theta = \epsilon_2 \mu_2 \sin^2 \theta$$

Conservation des composantes tangentielles.

$$E \cos \theta + rE \cos \theta = tE \cos \varphi$$

$$H - rH = tH$$

La première équation élevée au carré nous donne.

$$(1+r)^2 (1 - \sin^2 \theta) = t^2 \left( 1 - \frac{\epsilon_1 \mu_1}{\epsilon_2 \mu_2} \sin^2 \theta \right)$$

D'où la valeur du rapport:

Passage d'un milieu à un autre, l'incidence étant oblique et le vecteur électrique étant dans le plan d'incidence.

$$\left( \frac{1-r}{1+r} \right)^2 = \frac{\epsilon_2 \mu_1}{\epsilon_1 \mu_2} \frac{1 - \sin^2 \theta}{1 - \frac{\epsilon_1 \mu_1}{\epsilon_2 \mu_2} \sin^2 \theta}$$

Dans le cas usuel, où  $\mu_1 = \mu_2 = 1$ , les formules se simplifient et se mettent sous la forme, si nous supposons que le premier milieu est l'air ou le vide pour lequel  $K = 1$ :

$$\begin{aligned} \frac{1-r}{1+r} &= \sqrt{K} & \Rightarrow & r = \frac{1 - \sqrt{K}}{1 + \sqrt{K}} \\ \frac{1-r}{1+r} &= \sqrt{K} \sqrt{\frac{1 - (\sin^2 \theta)/K}{1 - \sin^2 \theta}} & \Rightarrow & r = \frac{1 - n\sqrt{K}}{1 + n\sqrt{K}} \\ \frac{1-r}{1+r} &= \sqrt{K} \sqrt{\frac{1 - \sin^2 \theta}{1 - (\sin^2 \theta)/K}} & \Rightarrow & r = \frac{n - \sqrt{K}}{n + \sqrt{K}} \end{aligned}$$

En appelant  $n$  le rapport

$$\sqrt{\frac{1 - (\sin^2 \theta)/K}{1 - \sin^2 \theta}}$$

REMARQUE:

On peut observer qu'on retrouve le résultat connu de l'incidence Brewstérienne, incidence telle que l'amplitude de l'onde réfléchie dans le cas 3, vecteur E dans le plan d'incidence, est nulle.

De la relation  $n = \sqrt{K}$  on déduit.

$$1 - \frac{\sin^2 \theta}{K} = K(1 - \sin^2 \theta) / \sin^2 \theta = \frac{K}{1+K} / \operatorname{tg}^2 \theta = K$$

Ce qui est la relation bien connue  $\operatorname{tg} \theta = n$

### C) Calcul des amplitudes

Les différents valeurs des facteurs de réflexion est de transparence dans le cas d'une lame de permittivité  $\epsilon$  placée dans l'air, donc de la constante diélectrique  $K$ .

$$r = \frac{1 - \sqrt{K}}{1 + \sqrt{K}}$$

$$r' = -r$$

$$\rho = -r$$

$$t = \frac{2}{1 + \sqrt{K}} = 1 + r$$

$$t' = \frac{2\sqrt{K}}{1 + \sqrt{K}} = 1 - r$$

$$z = \frac{2\sqrt{K}}{1 + \sqrt{K}} = 1 - r$$

Valeurs des amplitudes.

$$\frac{C}{A} = \frac{(1 - r^2) e^{-\gamma d}}{1 - r^2 e^{-2\gamma d}}$$

$$\frac{E}{A} = r \frac{1 - e^{-\gamma d}}{1 - r^2 e^{-2\gamma d}}$$

Comme  $\gamma$  et  $r$  sont des valeurs imaginaires, on voit que pour les déterminer, il nous faut en principe quatre mesures: amplitude et phase des ondes réfléchies et transmises.

Remarquons que si le milieu possède une perméabilité différente de celle du vide, il ne nous suffit pas de ces quatre mesures, mais il est nécessaire de changer les conditions de l'expérience: par exemple, changer la longueur de l'échantillon, ou placer un court-circuit en différentes positions, pour changer la répartition des champs.

Dans le cas le plus général, les formules trouvées conduisent à des calculs extrêmement complexes, quand ils ne sont pas purement insolubles; les valeurs de  $K$  et de  $\operatorname{tg} \delta$  ne sont pas séparées.

### 1er Approximation: $\delta$ petit:

On est conduit à faire des approximations, la première correspond effectivement à la pratique courante, elle consiste à considérer la valeur de  $\operatorname{tg} \delta$  suffisamment petite pour que  $\operatorname{tg}^2 \delta$  soit négligeable devant 1: c'est la même approximation que celle de Gauss:

$$\sin \delta = \delta \quad \text{et} \quad \cos \delta = 1 \quad \Rightarrow \quad \operatorname{tg} \delta = \delta$$

On va montrer que dans ces conditions, les calculs sont simplifiés, et que le nombre de mesures peut être éventuellement réduit.

La constante de propagation s'écrit:

$$\beta = \frac{2\pi \sqrt{\epsilon \mu}}{\lambda_v \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = \frac{2\pi}{\lambda_v} \sqrt{\kappa(1-j \operatorname{tg} \delta) \mu(1-j \operatorname{tg} \varphi)}$$

et si on fait  $\mu = 1$  et  $\varphi = 0$

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_v} \sqrt{\frac{\kappa}{\cos \delta}} e^{-j \frac{\delta}{2}}$$

qui peut s'écrire sous la forme

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_m} \left(1 - j \operatorname{tg} \frac{\delta}{2}\right)$$

de même la longueur d'onde dans le diélectrique s'écrit:

$$\lambda_m = \frac{\lambda_v \sqrt{\cos \delta}}{\sqrt{\kappa} \cos \delta/2}$$

si on développe en fonction de l'angle  $\delta$  on obtient en s'arrêtant au deuxième ordre:

$$\lambda_m = \frac{\lambda}{\sqrt{\kappa}} \left(1 - \frac{1}{2} \operatorname{tg}^2 \frac{\delta}{2} \dots\right)$$

et dans l'approximation précisée plus haut:

$$\lambda_m = \frac{\lambda}{\sqrt{\kappa}}$$

On en conclut donc que, en toute rigueur, lorsque on a avancé, dans la substance de la longueur d'onde  $\lambda_m$ , la phase a augmentée de  $2\pi$  et l'amplitude a été multipliée par  $e^{-2\pi \operatorname{tg} \delta/2}$

Donc: La longueur d'onde ne dépend que de  $\kappa$  et vaut  $\lambda/\sqrt{\kappa}$   
Le rapport des amplitudes en deux points distants de  $\lambda_m$  vaut  $(1 - \pi \delta)$   
Les deux quantités sont alors séparées, et on obtient la partie réelle par une mesure de phase, et la partie imaginaire par une mesure d'atténuation.

Les valeurs des coefficients  $r$  et  $t$  deviennent dans le cadre de cette approximation.

$$r = \frac{1 - \sqrt{\kappa(1-j \operatorname{tg} \delta)}}{1 + \sqrt{\kappa(1-j \operatorname{tg} \delta)}} = \frac{1 - \sqrt{\kappa}}{1 + \sqrt{\kappa}} \left(1 + j \delta \frac{\sqrt{\kappa}}{1 - \kappa}\right)$$

$$t = \frac{2}{1 + \sqrt{\kappa}} \left(1 + j \frac{\delta}{2} \frac{\sqrt{\kappa}}{1 + \sqrt{\kappa}}\right)$$

Valeurs des amplitudes réfléchies et transmises.

$$\frac{C}{A} = \frac{4\sqrt{K} e^{-\gamma_0 \sqrt{K} d \frac{\delta}{2}} \cdot e^{-j \left( \gamma_0 \sqrt{K} d + \delta \frac{1-\sqrt{K}}{2(1+\sqrt{K})} \right)}}{A} = T e^{jT'}$$

$$\frac{E}{A} = \frac{(1-K) \left( 1 - e^{-\gamma_0 \sqrt{K} d \frac{\delta}{2}} \cdot e^{-2j \gamma_0 \sqrt{K} d} \right) e^{j \delta \frac{\sqrt{K}}{1+\sqrt{K}}}}{A} = R e^{jR'}$$

Avec  $\gamma_0 = 2\pi/\lambda$

On voit, que même en négligeant les termes en  $\delta^2$  ces expressions sont très compliquées et que dans le cas le plus général, il n'est pratiquement pas possible de trouver les valeurs de K et  $\delta$  à partir des mesures de T et T' et de R et R' par le calcul.

La méthode graphique permet de résoudre le problème grâce à des abaques dont le tracé est long et fastidieux. Pratiquement, on cherchera toujours à nous placer dans des conditions telles que des simplifications importantes se produisent.

2ème Approximation: Absence d'interaction entre les faces extêmes.

Cette approximation consiste à supposer que le terme  $e^{-\gamma d}$  est négligeable devant un ce qui se produit pour des valeurs de d grandes avec  $\delta$  petit, mais aussi pour des valeurs faibles de d si  $\delta$  est grand.

L'équation qui donne le rapport des amplitudes transmises sur incidente se simplifie et devient:

$$\frac{C}{A} = (1-r^2) e^{-\gamma d} = T e^{jT'}$$

Rappelons que la valeur de  $\gamma$  est:

$$j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{K(1-j \tan \delta)}$$

En prenant les logarithmes népériens des deux membres de l'égalité précédente, il vient pour deux longueurs différentes  $d_1$  et  $d_2$  :

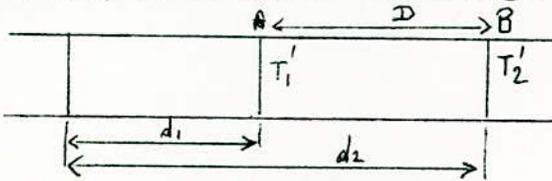
$$\text{Log } T_1 + j T_1' = \text{Log} (1-r^2) - j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{K}{\cos \delta}} \left( \cos \frac{\delta}{2} - j \sin \frac{\delta}{2} \right) d_1$$

$$\text{Log } T_2 + j T_2' = \text{Log} (1 - r^2) - j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{K}{\cos \delta}} \left( \cos \frac{\delta}{2} - j \sin \frac{\delta}{2} \right) d_2$$

Et en appelant D la différence  $d_2 - d_1$ .

$$\text{Log } \frac{T_2}{T_1} + j (T_2' - T_1') = j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{K}{\cos \delta}} \left( \cos \frac{\delta}{2} - j \sin \frac{\delta}{2} \right) D$$

D'autre part, il nous faut calculer le déphasage entre les deux ondes, l'incidente et émergente.



La phase au point B est  $T_2'$   
 La phase au point A est  $T_1'$   
 Le déphasage dû à la longueur D est donc  $\frac{2\pi}{\lambda} \cdot D$

Calcul de la différence de phase;

La différence de phase entre l'onde émergente au point B et ce que serait l'onde incidente en B s'il n'y avait pas de substance est:

$$T_2' - \left( T_1' + \frac{2\pi}{\lambda} D \right) = \Delta \varphi$$

En introduisant la valeur de  $T_2' - T_1'$  dans l'équation précédente, nous avons:

$$\text{Log } \frac{T_2}{T_1} + j \left( \Delta \varphi + \frac{2\pi}{\lambda} D \right) = - \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{K}{\cos \delta}} \sin \frac{\delta}{2} D - j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{K}{\cos \delta}} \cos \frac{\delta}{2} D$$

et en séparant partie réelle et partie imaginaire.

$$\text{Log } \frac{T_2}{T_1} = - \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{K}{\cos \delta}} \sin \frac{\delta}{2} D$$

$$\Delta \varphi + \frac{2\pi}{\lambda} D = - \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{K}{\cos \delta}} \cos \frac{\delta}{2} D$$

En tirant les valeurs des lignes trigonométriques de l'angle  $\frac{\delta}{2}$  et en remarquant que

$$\cos^2 \frac{\delta}{2} - \sin^2 \frac{\delta}{2} = \cos \delta$$

Il vient la valeur de K.

$$K = \left( \frac{\lambda}{2} \frac{\Delta \varphi}{\pi D} + 1 \right)^2 - \left( \frac{\lambda \text{Log } T_2/T_1}{2\pi D} \right)^2$$

Et la valeur de l'angle  $\delta$  nous est donnée en additionnant les carrés soit:

$$\frac{K}{\cos \delta} = \left( \frac{\lambda}{2} \frac{\Delta \varphi}{\pi D} + 1 \right)^2 + \left( \frac{\lambda \text{Log } T_2/T_1}{2\pi D} \right)^2$$

ou en faisant le quotient des deux égalités pour obtenir  $\text{tg } \frac{\delta}{2}$  :

$$\text{tg } \frac{\delta}{2} = \frac{\lambda \text{Log } T_2/T_1}{\Delta \varphi + \frac{2\pi}{\lambda} D}$$

La phase se mesure en déplaçant un détecteur d'ondes le long de la ligne. Comme le déplacement du chariot est une longueur soit  $D'$  on écrit:

$$K = \left( \frac{D'}{D} + 1 \right)^2 - \left( \frac{\lambda \text{Log } T_2/T_1}{2\pi D} \right)^2$$

$$\text{tg } \delta = \frac{2}{K} \left( 1 + \frac{D'}{D} \right) \left( \frac{\lambda \text{Log } T_2/T_1}{2\pi D} \right)$$

3<sup>ème</sup> Approximation: Cas où le coefficient  $r$  peut être considéré comme petit.

Dans ce cas on néglige  $r^2$  devant 1, ceci se produit lorsque la substance par elle-même possède un coefficient de réflexion faible, mais aussi lorsque le dispositif expérimental est tel que cette réflexion n'intervient que très peu. Dans ce cas on a :

$$\frac{C}{A} = T e^{jT'} = e^{-\gamma d} \quad ; \quad \frac{E}{A} = R e^{jR'} = r'(1 + e^{-2d\gamma})$$

Rappelons que la valeur de  $\gamma$  est :

$$\frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{K}{\cos \delta}} \left( \cos \frac{\delta}{2} - j \sin \frac{\delta}{2} \right)$$

Les calculs se conduisent alors très simplement. Si, de plus, les pertes peuvent être considérés comme négligeables, en prenant comme plus haut le logarithme népérien on écrit:

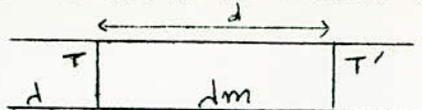
$$\text{Log } T + jT' = -d \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{K}{\cos \delta}} \cos \frac{\delta}{2} + j d \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{K}{\cos \delta}} \sin \frac{\delta}{2}$$

Et en séparant les parties réelles et imaginaires pures.

$$\text{Log } T = -d \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{K}{\cos \delta}} \cos \frac{\delta}{2} \quad ; \quad T' = d \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{K}{\cos \delta}} \sin \frac{\delta}{2}$$

La phase se détermine avec un détecteur qui nous donne la différence entre la valeur de celle-ci, la substance étant présente

ou absente: un calcul analogue au calcul déjà fait montre que



$$T' + \frac{2\pi d}{\lambda m} = \Delta\varphi + \frac{2\pi d}{\lambda}$$

D'où la valeur de T'.

or 
$$\lambda m = \frac{\lambda}{\sqrt{K'}} \frac{\sqrt{\cos \delta}}{\cos \frac{\delta}{2}} \neq \frac{\lambda}{\sqrt{K'}}$$

Calcul de la différence de phase.

$$\begin{aligned} T' &= \Delta\varphi + \frac{2\pi d}{\lambda} - \frac{2\pi d}{\lambda m} \\ &= \frac{2\pi d}{\lambda m} \end{aligned}$$

Soit

$$2\sqrt{K'} = 1 + \frac{\lambda}{2} \frac{\Delta\varphi}{\pi d}$$

Ce qui nous permet d'écrire la valeur de T' sous la forme :

$$2T' = \Delta\varphi + \frac{2\pi d}{\lambda}$$

et la valeur de l'angle de pertes, à la même approximation:

$$\delta = - \frac{\text{Log } T}{\Delta\varphi + \frac{2\pi d}{\lambda}}$$

#### 4) METHODES EXPERIMENTALES.

##### a) Considérations générales influençant le choix de la méthode.

De nombreuses méthodes existent pour déterminer  $k$  et  $\text{tg } \delta$ . Mais, compte tenu des considérations aussi bien pratiques que théoriques, il faut en choisir une dépendant pour beaucoup du type de travail prévu.

Une méthode satisfaisante dans la recherche ne convient pas aux mesures de série et inversement. On se trouve en présence d'autres subdivisions dès que l'on considère la préparation de l'échantillon, opération qui prend souvent plus de temps que la méthode réelle de mesure. C'est ainsi qu'une méthode exigeant des échantillons en forme de tiges est presque inutilisable avec certains types de laminés qui sont habituellement livrés en feuilles.

mais d'un autre côté, les méthodes en espace libre, qui exigent des feuilles extrêmement grandes, ne sont pas commodes quand il faut contrôler la température et l'humidité ou quand on ne dispose pas d'une grande quantité de la substance.

Le choix de la méthode est de même, influencé par les propriétés de la substance elle-même, à l'exception de sa forme ou de sa quantité disponible; par exemple celles qui présentent des pertes élevées ne se traitent pas toujours commodément par les méthodes que l'on utilise pour les substances à pertes faibles, et de même les substances de constante diélectrique faible ( $k=2$ ), qui souvent ne sont pas homogènes, se mesurent avec le plus de précision par des méthodes utilisant de gros échantillons, ce qui fait qu'on obtient un résultat moyen. Un autre point qui a également de l'influence sur l'utilité d'une méthode donnée est le type d'équipement disponible.

D'autre part, il se trouve qu'on ne peut séparer rigoureusement l'influence de  $K$  de celle de  $\text{tg } \delta$ , puisque tout phénomène électrique qui dépend de l'un dépend également de l'autre jusqu'à un certain point. Aux hyperfréquences, l'approximation  $\text{tg}^2 \delta \approx 0$  est également utile; non seulement elle facilite les calculs, mais elle permet le choix convenable du type général de mesure à effectuer pour déterminer chacun des paramètres.

De nombreux circuits utilisés en hautes fréquences sont des extensions des circuits à constantes localisées habituellement employés en basse fréquence. Quand la fréquence devient élevée, dans un circuit utilisé dans la méthode de mesure par variation de susceptance (1.a) l'effet de peau et le rayonnement de la bobine abaisse le  $Q$  du circuit. En remplaçant la bobine par une cavité fermée (1.b) on apporte une première amélioration au circuit. Pour des fréquences supérieures à 100 MHz, il est nécessaire de remplacer la cavité par une section de ligne coaxiale de longueur variable (1.c). La self inductance des armatures introduit de sérieuses erreurs au dessus de 300 MHz. On utilise, alors un échantillon de forme torique placé au milieu d'une ligne coaxiale demi-onde (1.d). Pour des fréquences supérieures, l'échantillon a une longueur qui devient importante par rapport à la longueur d'onde, on peut alors mesurer les caractéristiques diélectriques par une méthode de court-circuit (1.e). Quand la distance des conducteurs coaxiaux est égale à la longueur d'onde, on utilise un guide d'onde (1.f). Dans la bande des ondes millimétriques, on utilise des procédés optiques. (1.g).

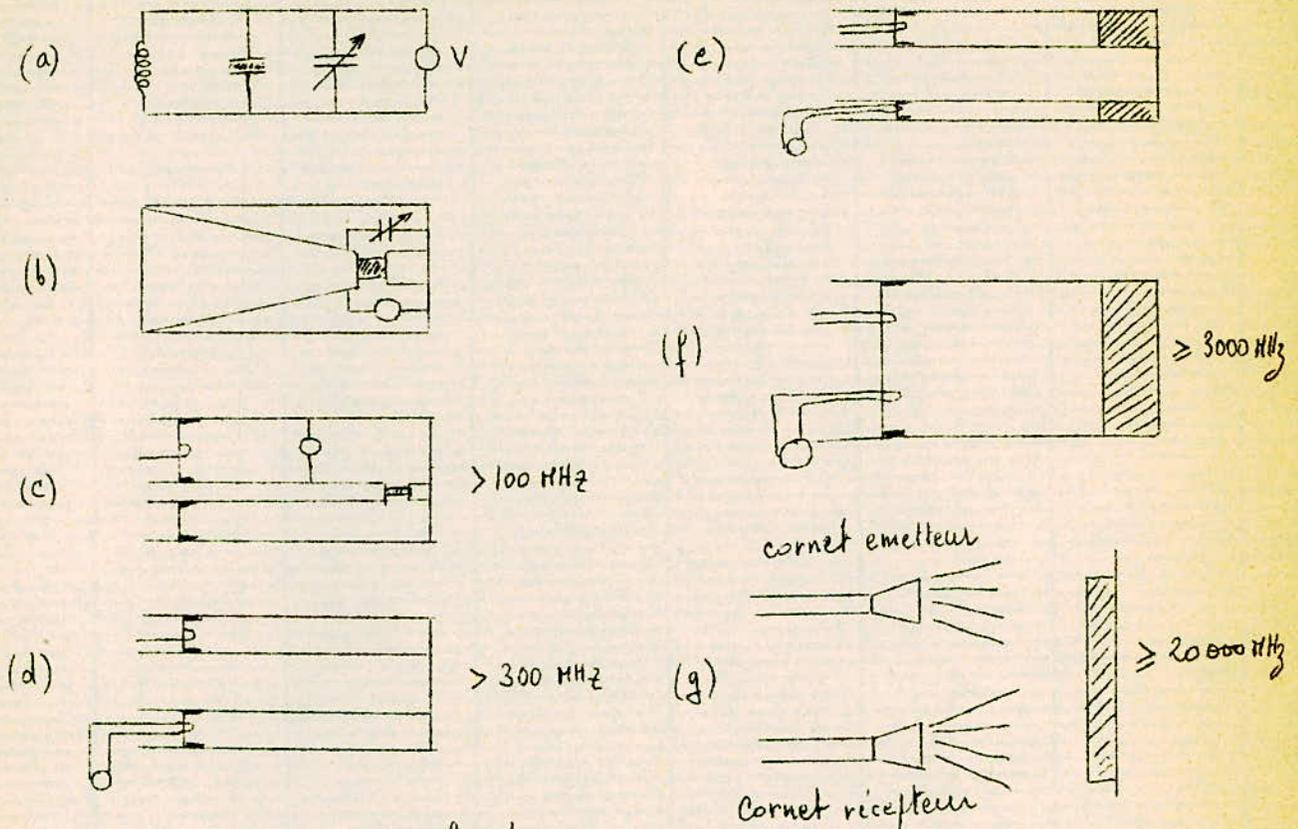


fig 1

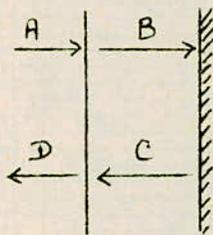
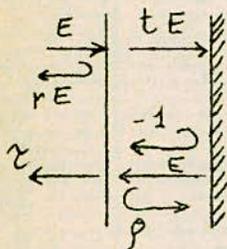
En conclusion les mesures de constantes diélectriques devant être effectuées en hyperfréquences c'est à dire les fréquences supérieures à 3000 MHz nous utiliserons les guides d'ondes. La ligne coaxiale étant utilisée pour les fréquences inférieures à 3000 MHz nous décrirons à la fin le principe et le mode opératoire pour la mesure dans cette ligne .

b) Méthode de la ligne à court-circuitée.

Cette méthode est très importante et nous allons l'étudier en détail. Jusqu'à présent, on a étudié le passage de l'énergie hyperfréquence à travers une lame de diélectrique qu'on a supposé adaptée vers la droite: aucune énergie ne revenait sur la lame de la droite vers la gauche.

a) Calculs 1.

On va maintenant supposer qu'il y a un court-circuit directement derrière la lame.



Les phases sont comptées dans le plan de la face d'entrée de la lame.  
Les différents coefficients sont

$t = 1+r$  ;  $\rho = -r$  ;  $\chi = 1-r$   
sur le court-circuit, le coefficient de réflexion est  $-1$ .

Les équations finales sont alors:

$$B = At + C\rho = A(1+r) - Cr$$

$$C = -B e^{-2\gamma d}$$

$$D = Ar + C\chi = Ar + C(1-r)$$

Par combinaisons on déduit:

$$\frac{B}{A} = \frac{1+r}{1-r e^{-2\gamma d}}$$

$$\frac{D}{A} = \frac{r - e^{-2\gamma d}}{1 - r e^{-2\gamma d}}$$

et on a :

$$r = \frac{1-n}{1+n} \quad \text{et} \quad \gamma = \frac{2\pi}{\lambda} n$$

en posant :

$$n = \sqrt{K(1 - j \tan \delta)}$$

L'expression du rapport  $D/A$  en amplitude et en phase:  $R e^{jR'}$  s'écrit alors:

$$R e^{jR'} = \frac{1-n - (1+n) e^{-2 \frac{2\pi}{\lambda} n d}}{1+n - (1-n) e^{-2 \frac{2\pi}{\lambda} n d}}$$

$$= 46 +$$

Posons pour simplifier:  $2x = 2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda} d$

$$Re^{jR'} = \frac{1-n-(1+n)e^{-2nx}}{1+n-(1-n)e^{-2nx}} = \frac{1-e^{-2nx} - n(1+e^{-2nx})}{1-e^{-2nx} + n(1+e^{-2nx})}$$

Soit encore:

$$Re^{jR'} = \frac{\operatorname{th} nx - n}{\operatorname{th} nx + n} \implies \frac{\operatorname{th} nx}{nx} = \frac{1 + Re^{jR'}}{x(1 - Re^{jR'})} = ae^{jb}$$

On aura donc à résoudre l'équation générale:

$$\frac{\operatorname{th} Z}{Z} = ae^{jb}$$

Dans laquelle on connaît  $a$  et  $b$ , accessible à la mesure simplement, et on cherche la valeur de  $Z$ .

$$Z = nx = n \frac{2\pi}{\lambda} d$$

Cette équation ne peut se résoudre directement à l'aide de formules mathématiques, mais il est possible, à l'aide de graphiques et d'abaques d'obtenir une précision convenable.

Ces graphiques donnent la valeur de  $Z = X + jY$  connaissant  $X$  et  $Y$  on en déduit  $K$  et  $\delta$ . En effet

$$n = \sqrt{\frac{K}{\cos \delta}} \left( \cos \frac{\delta}{2} - j \sin \frac{\delta}{2} \right)$$

D'où

$$X + jY = \frac{2\pi}{\lambda} d \sqrt{\frac{K}{\cos \delta}} \left( \cos \frac{\delta}{2} - j \sin \frac{\delta}{2} \right)$$

Donc

$$K = (X^2 - Y^2) \frac{\lambda^2}{4\pi^2 d^2}$$

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{2XY}{Y^2 - X^2}$$

b) Calculs 2.

Considérons la surface de séparation air-diélectrique (milieu a et milieu b).

- Soit  $r_{ab}$  le coefficient de réflexion d'une onde allant de a → b.
- "  $r_{ba}$  " " " " " de b → a.
- "  $t_{ab}$  " " transmission " " " de a → b.
- "  $t_{ba}$  " " " " " de b → a.

On écrit les relations entre les ondes incidentes et réfléchies.

$$B = A r_{ab} + D t_{ba}$$

$$C = A t_{ab} + D r_{ba}$$

Entre C et D on aura la relation

$$D = C \cdot e^{-j2 \cdot \frac{2\pi d \sqrt{k-p}}{\lambda}} \quad \text{avec} \quad p = \left( \frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^2$$

Dans le cas le plus simple d'un matériau sans pertes on peut écrire

$$D = C e^{-2j\varphi} \quad \text{avec} \quad \varphi = \frac{2\pi d \sqrt{k-p}}{\lambda}$$

$\varphi$  est le déphasage subi par l'onde dans une traversée de l'échantillon d'épaisseur d.

En éliminant D dans les relations précédentes il vient

$$C = \frac{A \cdot t_{ab}}{1 - r_{ba} \cdot e^{-2j\varphi}} \quad \text{et} \quad \frac{B}{A} = r_{ab} + \frac{t_{ab} \cdot t_{ba} \cdot e^{-2j\varphi}}{1 - r_{ba} \cdot e^{-2j\varphi}}$$

Sachant que:

$$r_{ab} = -r_{ba}$$

$$t_{ab} = 1 + r_{ab}$$

$$\text{et} \quad t_{ba} = 1 + r_{ba} = 1 - r_{ab}$$

Il vient

$$\frac{B}{A} = r_{ab} + \frac{(1 - r_{ab}^2) e^{-2j\varphi}}{1 + r_{ab} e^{-2j\varphi}} = \frac{r_{ab} + e^{-2j\varphi}}{1 + r_{ab} e^{-2j\varphi}}$$

et finalement

$$\frac{B}{A} = \frac{r_{ab} e^{j\varphi} + e^{-j\varphi}}{r_{ab} e^{-j\varphi} + e^{j\varphi}}$$

Cette expression donne la relation entre B et A sur la surface de séparation. Son module est naturellement égal à l'unité (matériau sans pertes) et son argument est le double de l'argument  $\varphi$  du numérateur.

$$r_{ab} \cdot e^{j\varphi} + e^{-j\varphi}$$

$\alpha$  est tel que

$$\operatorname{tg} \alpha = - \frac{1 - r_{ab}}{1 + r_{ab}} \operatorname{tg} \varphi$$

et

$$\frac{B}{A} = e^{2j\alpha}$$

Le déplacement fictif du plan de court-circuit est égal au déplacement mesuré  $\Delta$  de l'un quelconque des zéros relevés sur la ligne.

$$\Delta = x - d \quad \text{où } x \text{ est tel que} \quad \alpha = - \frac{2\pi x}{\lambda g}$$

Il reste à exprimer  $r_{ab}$  en fonction de  $K$ .

$$r_{ab} = \frac{N-1}{N+1} \quad \text{avec} \quad N = \frac{\lambda g}{\lambda g_K} = \frac{\lambda g}{d} \sqrt{K-P}$$

$$\frac{1 - r_{ab}}{1 + r_{ab}} = \frac{1}{N} = \frac{d}{\lambda g \sqrt{K-P}}$$

Il vient alors

$$\operatorname{tg} \left( 2\pi \frac{d + \Delta}{\lambda g} \right) = \frac{d}{\lambda g \sqrt{K-P}} \operatorname{tg} \left( 2\pi \frac{d \sqrt{K-P}}{d} \right)$$

Soit en posant

$$U = \frac{d + \Delta}{\lambda g} \quad V = \frac{d \sqrt{K-P}}{d}$$

$$\boxed{\frac{\operatorname{tg} 2\pi V}{V} = \frac{\lambda g}{d} \operatorname{tg} 2\pi U}$$

De la forme  $\frac{\operatorname{tg} \mathcal{X}}{\mathcal{X}} = \frac{\lambda g}{2\pi d} \operatorname{tg} 2\pi U$  connaissant  $U$  on déduit  $\mathcal{X}$  par les abaques ou tables.

$$\mathcal{X} = 2\pi V \Rightarrow V = \mathcal{X}/2\pi$$

On calcule  $K$  à partir de :

$$V = \frac{d\sqrt{K-p}}{\lambda} = \frac{z}{2\pi}$$

$$K = \left(\frac{V\lambda}{d}\right)^2 + p$$

avec

$$p = \left(\frac{d}{d_c}\right)^2$$

d: épaisseur de l'échantillon

$\lambda_g$ : longueur d'onde dans le guide ( sans diélectrique ).

$\lambda$ : longueur d'onde dans l'air

$d_c$ : " de coupure du guide ( sans diélectrique ).

$\Delta$  \* position du minimum sans l'échantillon - position du minimum avec l'échantillon.

\* Mesure de l'angle de pertes.

La méthode de la ligne court-circuitée sert également à la détermination de la  $\text{tg } \delta$  du matériau.

Si on considère maintenant que l'on a affaire à un matériau présentant une certaine absorption, il en résulte que le taux d'ondes stationnaires dans la ligne de mesure ne sera plus infinie.

Posons

$$W = \frac{1}{\pi \cdot S}$$

U et V gardent les significations précédentes, on peut montrer que  $\text{tg } \delta$  est donnée par la relation

$$\text{tg } \delta = W \cdot \frac{K-p}{K} \cdot \frac{4\pi / \sin 4\pi U}{\frac{4\pi \cdot V}{\sin 4\pi V} - 1}$$

Cette équation peut se résoudre graphiquement à l'aide de l'abaque valable pour toutes les valeurs de p et qui donne la quantité

$$\frac{\text{tg } \delta}{W} \cdot \frac{K}{K-p}$$

en fonction de V avec U comme paramètres.

c) Épaisseur donnant la précision maximum

Dans la méthode de la transmission, la précision de K, pour des erreurs expérimentales données augmente d'une façon continue quand d augmente, bien que naturellement les erreurs dues aux tolérances ne soient pas réduites. Les erreurs sur K causées par les erreurs sur  $\Delta$  sont minimum si l'épaisseur est un nombre impaire de quart de longueur d'onde. La précision obtenue sur  $\text{tg } \delta$  est plus faible que pour K et pour des épaisseurs faibles la relation donnant  $\text{tg } \delta$  prend une forme indéterminée également.

D'ailleurs il serait vain de vouloir obtenir, une valeur de  $\text{tg } \delta$  avec un échantillon de trop petites dimensions. Pour les valeurs de  $\text{tg } \delta$  le T.O.S est important et sa mesure délicate ; des causes d'erreurs importantes sont les pertes dans les guides et le court-circuit. Une précision satisfaisante ne peut être obtenue qu'en augmentant la quantité de matière mise en jeu. Donc il est nécessaire de travailler avec des échantillons d'épaisseur notable de l'ordre de  $3/4$  de la longueur d'onde en propagation guidée dans le diélectrique.

D'autre part une irrégularité de la surface de séparation air-échantillon ou un défaut de perpendicularité avec l'axe du guide entraîne une erreur ; cette erreur est vraisemblablement minimum quand la surface de séparation est dans une région de champ minimum.

L'échantillon à mesurer est un parallélépipède rectangle qui doit être ajusté à la section rectangulaire du guide d'onde. L'ajustage demande à être plus particulièrement soigné au contact des grands côtés du guide. L'échantillon doit être placé au contact du court-circuit terminant le guide.

Pour avoir donc des mesures notables il faut travailler avec une grande épaisseur. Car pour les échantillons de faibles épaisseurs la quantité

$$V = \frac{d\sqrt{\kappa-p}}{\lambda} \text{ devient petite et } \text{tg } \frac{2\pi V}{\lambda} \iff 2\pi$$

et ne dépend plus de K pratiquement.

La relation (4) est indéterminée en V et la mesure de  $\Delta$  ne permet plus de calculer K.

## D) DIELECTRIQUES UTILISES

### Plexiglas ou Polyméthacrylate de Méthyle

Faisant partie des résines acryliques, c'est une matière thermoplastique. Le plexiglas a une faible masse volumique ( $1,18 \text{ Kg/dm}^3$ ); il se ramolit à  $80^\circ\text{C}$  et a une inflammabilité faible. Doué de bonnes propriétés mécaniques, il a une transparence supérieure à celle du cristal. Il se laisse difficilement entailler par les outils tranchants, mais par contre se raye facilement.

Les propriétés physiques sont nombreuses:

résistance à la traction  $700$  à  $800 \text{ Kg/cm}^2$   
allongement à la rupture  $5$  à  $10\%$ , coefficient de dilatation linéaire  $8 \cdot 10^{-5} \text{ cm/}^\circ\text{C}$ ; il jaunit légèrement à la lumière solaire, à une bonne résistance aux acides et aux bases. Il est soluble dans le benzène, toluène, acétone; insoluble dans l'alcool et le  $\text{CCl}_4$ . C'est un bon isolant et a des propriétés optiques remarquables.

Les utilisations sont importantes:

isolants en panneaux et plaques pour ~~énétt~~ curs, panneaux insonorisants, maquettes pour études photos; élastimétriques permettant l'étude des contraintes mécaniques, lentille optiques, habitacles ...

### Polychlorure de Vinyle

Vendu commercialement sous un très grand nombre d'appellations: afconyl, Colinyl, Lufogel, Lugoflex, Lucolène, Rhodopos; Rhonilite, Afcodur etc... .

C'est une résine vinylique thermoplastique fabriquée sous une grande variété de couleurs. Elle est insensible aux agents chimiques et au vieillissement à l'orone et ne transmet pas la flamme. On obtient des moulages ou des revêtements souples. Il supporte mal la chaleur. On ne doit pas dépasser  $60^\circ \text{C}$  environ.

Les utilisations principales sont importantes:

Revêtement de cables ou fils électriques. Fabrications de boîtiers d'interrupteurs, de prises de courant, revêtement protecteur de tôles métalliques. Mousse " Télé-gécell" pour l'isolation thermique, phonique ou pour l'amortissement de vibrations.

Polythène:

Le polythène qui est un isolant hydrocarbure fait partie de la catégorie polyéthylène. C'est une matière thermoplastique dont la résistivité est très grande ( $\rho_t = 300.000 \text{ T}\Omega \text{ cm}$ ). Ses pertes diélectriques sont faibles ( $\text{tg } \delta = 0,0002 \text{ à } 3 \text{ MHz}$ ). Il est plus léger que l'eau ( $\gamma = 0,96 \text{ Kg/ dm}^3$ ). Il a une plasticité considérable, son allongement pour cent atteint 500. Il est utilisable entre  $-120$  et  $+120^\circ\text{C}$ . Il est innouillable et inattaquable par les alcools et les acides. Son prix actuel est assez élevé. Il est très combustible. On l'utilise en HF pour recouvrement de câbles, Tuyaux, films pour emballage. (K théorique à n'importe quelle fréquence 2,3).

Bakélite:

C'est une résine thermodurcissable faisant partie des "phénoplastes".

Etat A : Le produit est liquide et la résine est en solution dans un solvant alcoolique.

Etat B : Obtenue par chauffage à  $110^\circ\text{C}$  de bakélite A. Elle n'est pas complètement polycondensée et constitue un stade intermédiaire de fabrication (poudre, granulés).

Etat C : Obtenue par chauffage à  $180^\circ\text{C}$  de bakélite. Elle est dure, infusible, insoluble de teinte foncée.

Les propriétés mécaniques, physiques et chimiques de la bakélite sont excellentes. Sa résistance à la traction est de l'ordre de  $5 \text{ à } 8 \text{ Kg/cm}^2$ . Ses qualités électriques remarquables ont permis un large usage en électricité et en basse fréquence. Pour améliorer ses qualités en hautes fréquences on lui incorpore une charge de mica et de silice (bakélite HF de teinte marron).

L'utilisation est très nombreuse: vernis d'imprégnations de bobinage. Protection de résistances, condensateurs. Nombreuses pièces montées telles que boîtiers d'interrupteurs supports de tubes ébenisteries, etc... Statifiés découpés: engrenages, rondelles isolantes, support de circuits imprimés. Spider de HP. La bakélite HF est utilisée pour des supports de tables en HF ou pour la protection de condensateurs.

C'est un morceau de cette dernière bakélite que j'ai utilisé comme diélectrique de mesure.

Mélange: Plastylène - Paraffine - Pyrex.

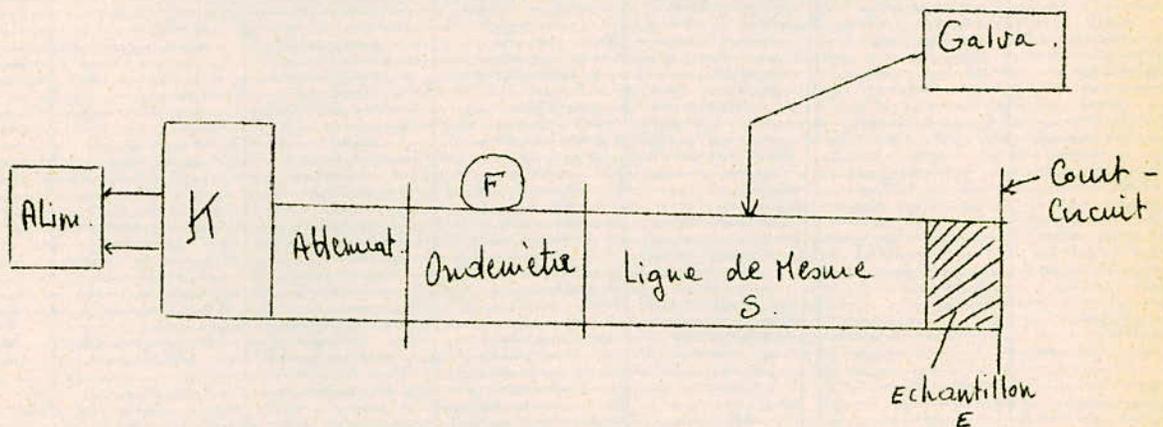
Le mélange est obtenu après diverses opérations: une certaine quantité de plastylène est chauffée; pour avoir plutôt du liquide et non quelque chose de visqueux on ajoute de la paraffine. Quand ce mélange est fondu on ajoute alors du pyrex en poudre. Entre temps un moule est préparé. Un quart d'heure plus tard environ, on fait couler le mélange obtenu dans le moule et on presse fortement. Après une demi-heure on obtient le diélectrique qu'on passera au papier verre pour avoir ses faces aussi planes et lisses que possible avant de mesurer sa constante diélectrique. Le mélange n'est pas connu car les quantités utilisés sont quelconques. C'est un diélectrique d'essai.

E) BANC DE MESURE POUR LA MESURE DES CONSTANTES DIELECTRIQUES.

a) Introduction.

Les ondes électromagnétiques sont produites par des charges électriques se déplaçant à travers des champs électromagnétiques retardateurs. La charge est décélérée par le champ et par suite, lui communique une partie de son énergie. Dans ces conditions l'énergie transmise par la charge apparaît sous forme d'une onde électromagnétique dans l'espace. Une onde électromagnétique est caractérisée par sa fréquence et sa longueur d'onde.

b) Montage-Appareillage- Fonctionnement.



- Oscillateur K, klystron, avec son alimentation, débitant dans le guide. Il doit être aussi stable que possible quant à sa fréquence.
- Un atténuateur variable étalonné, sa valeur doit dépasser 12 db.
- Un ondemètre F
- Une ligne de mesure S destinée à déterminer le TOS et les positions des maximums et des minimums du champ électrique dans le guide.
- Un galvanomètre est associé pour cela à la ligne.
- Un échantillon E du matériau dont on mesure la constante diélectrique et les pertes diélectriques.

Pour voir le fonctionnement du banc, étudions en détail chacun des éléments du montage.

(\*) Montage oscillateur.

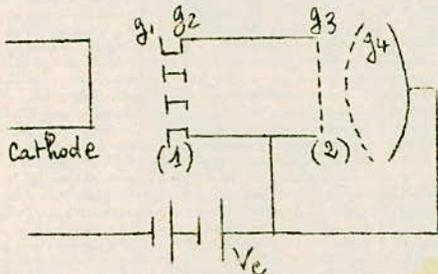
Le montage oscillateur est la source d'énergie hyperfréquence de l'équipement. C'est cette énergie qui, de différentes façons sera mesurée.

L'oscillateur est constitué par un klystron réflex (type 2K25) dont la sonde de couplage plonge dans le guide d'ondes à travers un passage découplé. Un bouton de commande permet l'accord de la cavité sur la fréquence désirée. La puissance maximum de sortie est de 30 mW environ. L'alimentation de l'oscillateur doit être réalisée par des sources extérieures (tension de chauffage 6,3 v - 450 mA, tension anode 300v - 25 mA, tension réflecteur réglable de -50 à -200 v, 1 mA) La gamme de fréquence s'étend de 8500 à 9600 MHz.

\* PRINCIPE.

Lorsque le temps de transit des électrons entre cathode et grille devient de l'ordre de la période des phénomènes à amplifier ou à créer, les tubes classiques faisant appel à un faisceau d'électrons à vitesses constante modulée en densité sont impropres.

On utilise alors les tubes à modulation de vitesse.

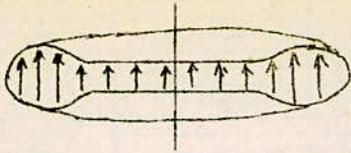


Lorsque la tension positive  $V_0$  est appliquée entre la cathode et l'ensemble des autres électrodes, un faisceau homogène d'électrons vient traverser la première grille  $g_1$ . Le faisceau pénètre dans l'espace (1) (limité par les grilles  $g_1$  et  $g_2$ ) où règne un champ haute fréquence. Pendant les demi-périodes où ce champ est négatif (c'est à dire dirigé en sens inverse du faisceau), les électrons (de charge négative) seront accélérés. Pendant les demi-périodes positives ils seront au contraire freinés. Il se produit ainsi une modulation de vitesse.

Entre les grilles  $g_2$  et  $g_3$ , aucun champ n'est appliqué. Les électrons de vitesse différente à l'entrée, se regroupent en paquets. Les plus rapides rattrapant les plus lents. Après parcours d'une distance convenable, on obtient une modulation de densité. Si les paquets d'électrons traversent alors l'espace (2), par un mécanisme apparenté aux phénomènes d'induction de l'énergie haute fréquence peut apparaître dans un circuit extérieur accordé à la fréquence considérée et placé aux bornes de l'espace (2).

On pourra ainsi amplifier un signal ou, si une partie de l'énergie créée en (2) est renvoyée en (1) entretenir une oscillation.

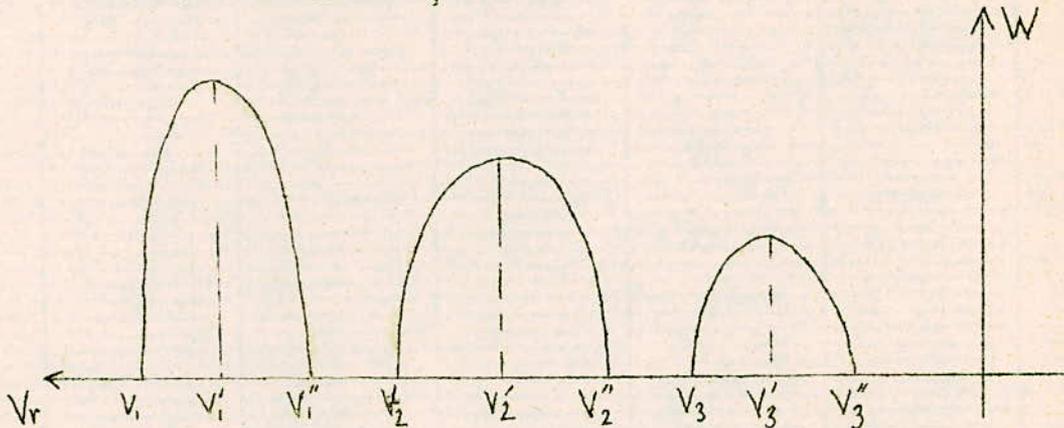
\* Cavité résonante.



Les espaces (1) et (2) sont constitués par des cavités résonantes. La résolution des équations de MAXWELL pour ce volume conduit à une infinité de modes d'oscillation comme pour des guides. L'un d'eux  $H_{01}$  donne une concentration du champ électrique dans la partie centrale. Ce résonateur est commode, car la partie centrale peut-être formée de grilles aisément traversées par des électrons.

\* Modes de klystron.

Lorsqu'on fait croître la tension  $V_r$  à partir de valeurs très négatives, nous obtenons à partir d'une certaine tension  $V_1'$  une oscillation qui passe par un maximum pour une tension  $V_1''$  et disparaît pour  $V_1'''$



Cette oscillation est obtenue pour un premier groupement d'électrons. Si  $V_r$  croît, l'oscillation réapparaît à  $V_2'$  pour disparaître à  $V_2'''$ . Les électrons ont eu ainsi le temps de se grouper une nouvelle fois dans l'espace réflecteur-cavité. Si nous portons la puissance  $W$  de l'oscillation en fonction de  $V_r$  nous obtenons une suite de courbes en cloche appelées modes du klystron.

\* Atténuateur variable étalonné.

L'atténuateur variable étalonné, permet outre le dosage de l'énergie transmise, la mesure comparative (en db) de différents niveaux de cette énergie. Toutefois un cadran et une aiguille permettent de connaître avec précision l'enfoncement de la lame dans le guide. A chaque appareil est associé une courbe d'étalonnage précisant l'atténuation (en db) en fonction de l'enfoncement. L'atténuation nominale est supérieure à 40db dans la gamme.

La précision d'atténuation est donnée à 0,5db près. .

(\*) Ondemètre.

L'ondemètre permet de mesurer la longueur d'onde et en conséquence la fréquence de l'énergie issue du montage oscillateur. Il se compose de deux éléments de guide d'ondes rectangulaire accolés à angle droit sur leur grand côté. Le couplage est réalisé par un trou disposé sur la partie commune. Le guide auxiliaire est fermé à l'une de ses extrémités et doté d'un court-circuit mobile à l'autre. Le déplacement de ce court-circuit est assuré par une vis micrométrique associée à un vernier. L'ondemètre est du type à absorption. L'absorption est mise en évidence par la ligne de mesure ou par le montage détecteur disposé en bout de l'équipement. En dehors de la fréquence de résonance il se comporte comme un élément passif. Une courbe d'étalonnage précise la fréquence d'accord en fonction des graduations du vernier. La précision de lecture est de 3 MHz et la précision absolue de  $10^{-3}$ .

(\*) Ligne de mesure.

La ligne de mesure permet de mesurer l'amplitude et la phase des ondes stationnaires et par conséquent d'effectuer les mesures d'impédances et autres. La partie principale de la ligne est constituée par un élément de guide fendu sur le grand côté terminé à ces deux extrémités par des brides de raccordement. Une sonde montée sur un chariot plonge dans le guide par l'intermédiaire de la fente. La sonde prélève une partie de l'énergie qui est transmise à un cristal détecteur (type 1 N23). L'énergie transmise à celui-ci peut, par l'intermédiaire d'un dispositif d'accord, être réglée au maximum. Un chariot permet de déplacer la sonde sur toute la longueur de la fente (80 mm). Le déplacement peut être repéré avec précision (1/10 mm).

(\*) Alimentation du klystron.

Le branchement du montage klystron se fait suivant les caractéristiques nécessaires suivantes.

$$\begin{array}{lll} U_f = 6,3 \text{ v} & U_a = +300\text{v} & U_{\text{réflecteur}} = -50\text{v} \text{ à } -200\text{v} \\ I_f = 450 \text{ mA} & I_{\text{cavité}} = 30 \text{ mA} & I_{\text{réflecteur}} = 10 \mu\text{A}. \end{array}$$

Le montage klystron est équipé d'un câble à 4 conducteurs terminés à leur extrémité par des fiches bananes. On branche les conducteurs en respectant le code des couleurs suivant:

Rouge ———> tension anode (+ 300 v)  
Vert ———> " réflecteur (-50 à - 200v )  
Bleu ———> " filament ( 6,3 v )  
Noir ———> Masse

Pour mettre sous tension, on applique simultanément le chauffage filament et la tension réflecteur; 3 mn plus tard on applique la tension continue anode (+ 300v ).

### \* Galvanomètre

Il sert à repérer les maximums et les minimums, à mesurer le TOS par l'intermédiaire de la sonde de la ligne de mesure.

#### c) Mode opératoire.

##### - Recherche de l'oscillation.

On place l'atténuateur variable à environ 12 db. On règle le zéro du galvanomètre branché à la sortie détectée de la ligne de mesure; on fait varier la tension réflecteur jusqu'à obtenir une déviation maximum; pour obtenir un maximum maximum on agit sur l'accord de sonde (piston arrière de la ligne).

##### - Recherche de la fréquence.

On tourne la vis micrométrique de l'ondemètre jusqu'à obtenir une absorption de l'énergie HF, cette absorption se caractérisant par une brusque déviation vers zéro de l'aiguille du galvanomètre: on lit la position de la vis, l'aiguille étant la plus proche possible de zéro c'est-à-dire le minimum. On se reporte alors à la courbe fournie avec l'ondemètre afin de déterminer la fréquence. L'ondemètre ne doit pas rester sur la résonance de la mesure effectuée.

##### - Règlage en fréquence.

Pour régler l'oscillation HF à une fréquence déterminée, on procède de la façon suivante: on consulte la courbe de l'ondemètre et on détermine la position de la vis correspondant à la fréquence désirée. On tourne alors la commande du klystron dans le sens des aiguilles d'une montre si la fréquence est trop haute par rapport à celle désirée, dans le sens inverse dans le cas contraire. Lorsque la fréquence est proche de la fréquence désirée, il y a lieu

de procéder à des variations lentes de la commande klystron, jusqu'à obtention de la résonance à la position du vernier correspondant à la fréquence désirée.

- Mesures - Résultats

Après avoir affiché la fréquence on procède aux mesures. En l'absence d'échantillon on note la position du zéro de l'onde stationnaire avec précision. La mise en place de l'échantillon produit un déplacement de la position du zéro précédemment repéré. Ce déplacement s'effectue vers le court-circuit. Soit  $\Delta$  sa mesure. Appliquons alors les formules suivantes pour le calcul de:

- La constante diélectrique K.

$$U = \frac{d + \Delta}{\lambda_g}$$

On calcule

$$\frac{\lambda_g}{2\pi d} \operatorname{tg} 2\pi U = \frac{\operatorname{tg} x}{x}$$

Puis sur les tables on regarde la valeur de  $\frac{\operatorname{tg} x}{x}$  qui nous donne x .

On aura ainsi  $V = x/2\pi$  et

$$K = \left(\frac{V \lambda}{d}\right)^2 + p \quad \text{avec} \quad p = \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2$$

- Les pertes diélectriques :  $\operatorname{tg} \delta$

On applique la formule

$$\operatorname{tg} \delta = W \frac{K - p}{p} \frac{4\pi / \sin 4\pi U}{\frac{4\pi V}{\sin 4\pi V} - 1} \quad \text{avec} \quad W = \frac{1}{\pi S}$$

S étant le taux d'onde stationnaire

$$S = \sqrt{\frac{V_{\max}}{V_{\min}}}$$

Nous ferons des mesures sur les diélectriques suivants: Plexiglas, Bakélite, Polytène, Polychlorure de Vinyle un mélange de Plastylène, Paraffine, Pyrex. Elles seront effectuées à trois fréquences différentes.

Une application des mesures d'un diélectrique quelconque sera donnée et un tableau renfermera tous les résultats.

Nota : Pour le guide RG 52.U

$$\left. \begin{array}{l} a = 10,16 \text{ mm} \\ b = 22,86 \text{ mm} \end{array} \right\} \lambda_c = 2b \quad \text{et} \quad \lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}}$$

On trouvera en annexe une courbe donnant  $\lambda_g$  en fonction de  $\lambda$ .

# PLEXIGLAS

$F = 9000 \text{ MHz}$

$d = 10 \text{ mm}$

$\lambda = 33,3 \text{ mm}$

$\lambda_g = 48,6 \text{ mm}$

$\lambda_c = 45,72 \text{ mm}$

$p = 0,53$

le minimum avec  $cc = 89 \text{ mm}$   
 " avec  $z = 91 \text{ mm}$   $\Rightarrow \Delta = 2$

$u = \frac{d + \Delta}{\lambda_g} = 0,247$   $2\pi u = 1,551 \text{ rad} \rightarrow 89^\circ$

$\tan 89^\circ = 57,29$

$\frac{\lambda_g}{d} = 4,86$

$\frac{\lambda_g}{2\pi d} \tan 2\pi u = 57,29 \cdot \frac{4,86}{2\pi} = 44,33 = \frac{\tan x}{x} \Rightarrow x = 1,555$

$V = \frac{x}{2\pi} = 0,247$

$K = \left( \frac{0,247 \cdot 33,3}{10} \right)^2 + 0,53 = 0,53 + 0,67$

$K = 1,2$

$V_{\text{MAX}} = 0,74 \text{ mV}$   
 $V_{\text{MIN}} = 0,005 \text{ mV}$   $S = 18,2$

$W = \frac{1}{\pi \cdot S} = 0,026$

$\frac{4\pi}{\sin 4\pi u} = \frac{12,56}{\sin 3,102} = \frac{12,56}{\sin 178^\circ} = \frac{12,56}{\sin 2^\circ} = \frac{12,56}{0,035} = 358,86$

$\frac{4\pi V}{\sin 4\pi V} = \frac{3,102}{\sin 3,102} = \frac{3,102}{0,035} = 88,63$

$\frac{4\pi / \sin 4\pi u}{4\pi V / \sin 4\pi V - 1} = \frac{358,86}{88,63 - 1} = 4,09 \Rightarrow \tan \delta = \frac{1,2 - 0,53}{1,2} \cdot 4,09 \cdot 0,026$

$\tan \delta = 0,026 \cdot 4,09 \cdot 0,558 \Rightarrow \tan \delta = 59 \cdot 10^{-3}$

	F = 9000 MHz		F = 9375 MHz		F = 9500 MHz	
	$\Delta_{\text{mm}}$	S	$\Delta_{\text{mm}}$	S	$\Delta_{\text{mm}}$	S
Plexiglas d = 5 mm	16	7,95	13	6,6	11	3,6
Plexiglas d = 10 mm	2	12,2	2	10,6	1	4,9
PCV d = 6,7 mm	6	5	7	5,9	6	13
PCV d = 13,2 mm	2	2,6	1	4,25	1	5,1
Polythène d = 8,7 mm	5	4,8	4	11,2	3	14,3
Bakelite HF d = 10 mm	1	2,4	1	3,8	0,5	3,5
Melange d = 3,4 mm	4	4,5	3	16,9	2	23

TABULATION DES MESURES

	F = 3000 MHz		F = 3375 MHz		F = 3500 MHz	
	K	$t_{\gamma\delta} \cdot 10^{-3}$	K	$t_{\gamma\delta} \cdot 10^{-3}$	K	$t_{\gamma\delta} \cdot 10^{-3}$
Plexiglass 5 mm	5,74	101	4,68	38	4,06	154
Plexiglass 10 mm	1,2	59	1,18	30	1,1	141
PCV 6,7 mm	2,545	84	2,33	77	2,114	37
PCV 13,3 mm	1,121	148	1,03	106	1,075	88
polythène	1,6	104	1,516	44	1,378	36
Bakelite HF	1,1	325	1,125	1783	0,665	350
Mélange	1,43	121	1,02	40	1,23	22

TABULATION DES RESULTATS

- 69 -

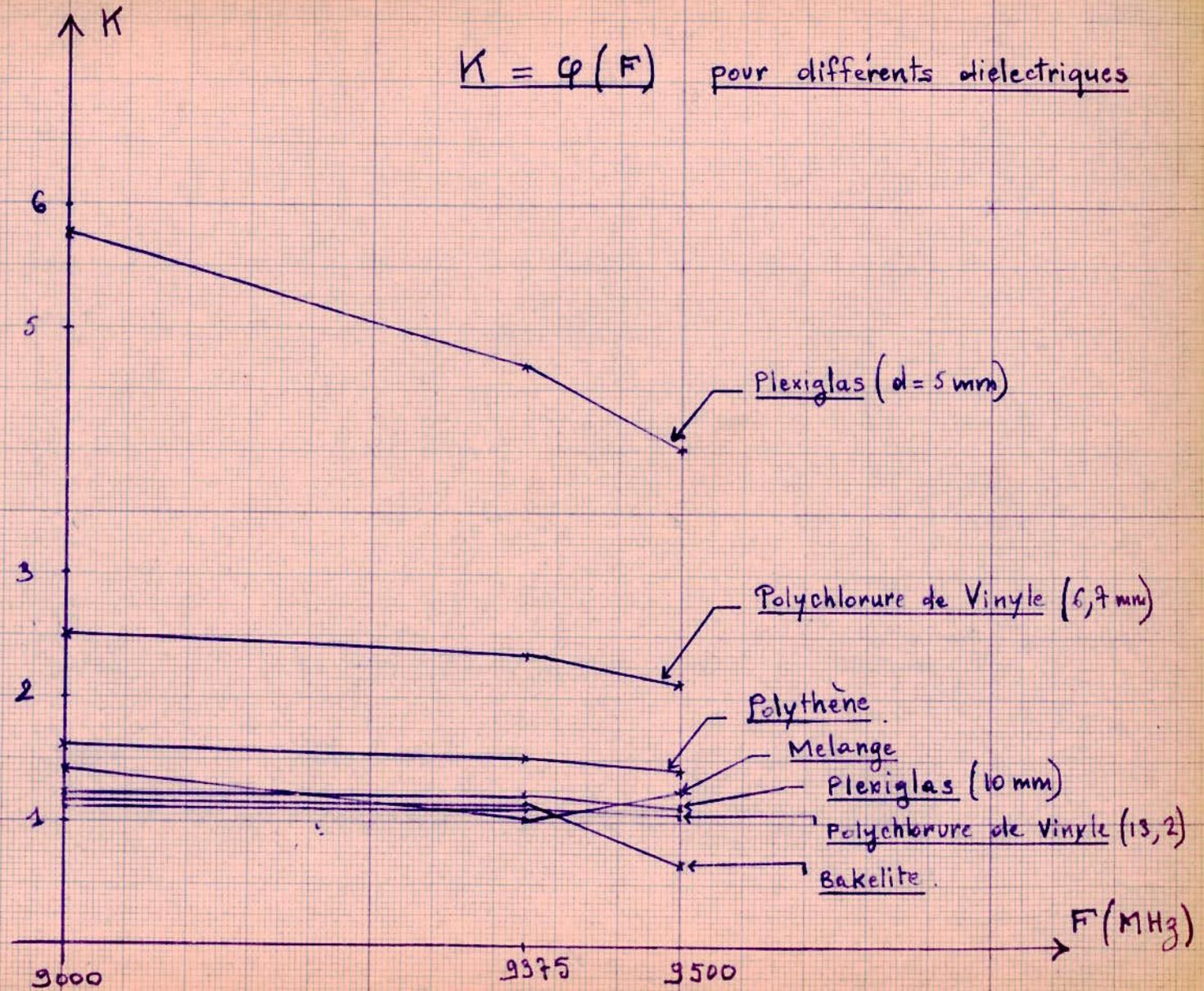
Table des constantes diélectriques des principaux isolants usuels (étude faite dans le laboratoire FERISOL).

	$f = 1 \text{ KHz}$		$f = 1 \text{ MHz}$	
	K	$\text{tg} \delta \cdot 10^{-3}$	K	$\text{tg} \delta \cdot 10^{-3}$
Plexiglass	3,12	15	2,76	5
Polythène	2,26	0,09	2,26	0,09
PCV	5,65	115	3,3	88
Bakélite HF	4,74	4,6	4,36	6,4
Paraffine	2,25	0,11	2,25	0,11
Pyrex	4,37	0,11	4,84	0,74

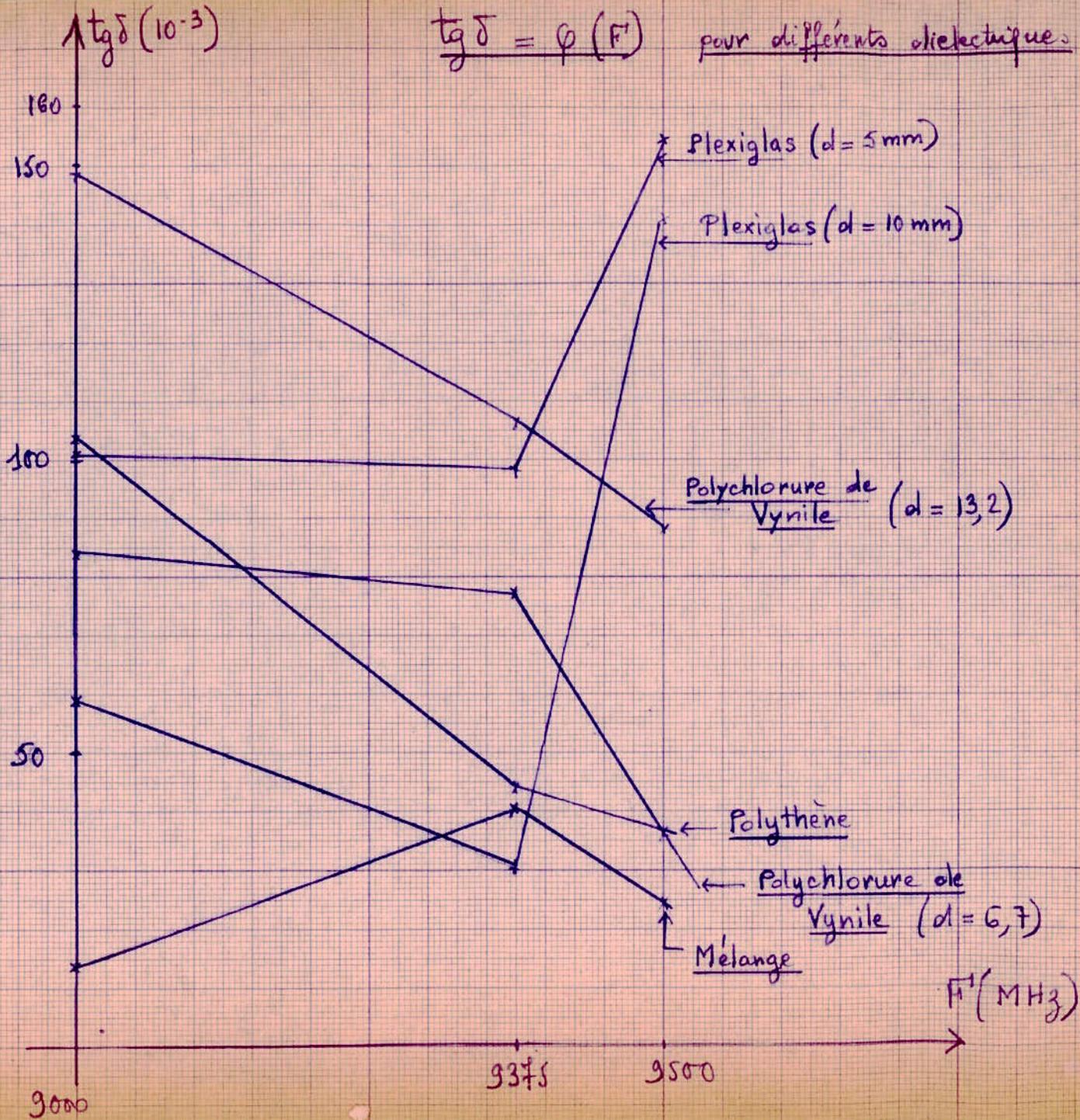
	$f = 10.000 \text{ MHz}$	
	K	$\text{tg} \delta \cdot 10^{-3}$
Plexiglass	2,59	6,7
Polythène	2,25	1,13
PCV	2,62	10,4
Bakélite HF	3,52	36,6

Nota : PCV : Polychlorure de Vinyle

$K = \varphi(F)$  pour différents diélectriques



$\underline{\underline{tg\delta = \varphi (F')}}}$  pour différents diélectriques.



e) Interpretation - Conclusions

Nous avons effectué au laboratoire des mesures donnant la constante diélectrique et les pertes diélectriques de différents matériaux. Ceux-ci sont évidemment préparés pour être utilisés que pour des essais. En effet ils ne sont pas usinés d'une façon précise, leurs faces ne sont pas homogènes et certains matériaux sont stratifiés. Le polytène, le polychlorure de Vinyle, la bakélite ayant une très faible épaisseur nous étions obligé d'utiliser plusieurs plaquettes accolées les unes aux autres pour présenter une épaisseur notable. Les résultats sont loin d'être bons et exacts à cause des lames d'air existant entre elles. D'autre part le mélange n'a pas été soigneusement préparé : les matériaux qui le compose ont une quantité quelconque, le moule employé n'a pas été chauffé en conséquence, et la coulée du mélange n'a pas été homogène. Ce qui a entraîné un échantillon ayant des faces non dressées et parallèles.

Or, lorsque l'échantillon étudié n'a pas ses faces rigoureusement dressées et parallèles la mesure de  $K$  et de  $tg \delta$  risque d'être entachée d'une erreur importante due à une appréciation inexacte de "d" épaisseur de l'échantillon et le guide d'onde ou la plaque de court-circuit. EN examinant les résultats obtenus avec ceux du laboratoire FERISOL, on constate qu'il y a évidemment une différence pas très accentuée mais notable. Cela est du aux phénomènes dits plus haut. Alors si toutes les précautions sont prises concernant les mesures et si l'échantillon est préparé avec une très haute précision, nous obtiendrons des résultats satisfaisants. En effet la ligne de mesure étant équipé d'un comparateur, la position du chariot est connu au 1/100 mm. Pour une erreur de  $5 \cdot 10^{-3}$  faite sur la détermination de  $U$  (Mesure de  $\Delta$ ), la valeur de  $K$  sera connue avec une incertitude de  $\pm 0,02$ .

La précision obtenue sur  $tg \delta$  est beaucoup plus faible que pour  $K$  et pour les épaisseurs faibles la relation  $tg \delta = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{d}{\lambda} \frac{1}{\sqrt{\epsilon}}$  prend une forme indéterminée également. D'ailleurs il serait vain de vouloir obtenir une valeur de  $tg \delta$  avec un échantillon de trop petites dimensions. Pour les faibles valeurs de  $tg \delta$  le TOS est important et sa mesure délicate. Des causes d'erreurs importantes sont les pertes dans le guide et le court-circuit. Une précision satisfaisante ne peut être obtenue qu'en augmentant la quantité de matière mise en jeu.

Nous allons parler de la méthode de la ligne court-circuitée dans la ligne coaxiale mais celle-ci n'est

pas suffisant et difficile à effectuer à cause d'abord de la fréquence qui s'arrête à 3000 MHz ensuite de la préparation de l'échantillon, de sa mise en place dans la ligne. Nous pouvons conclure que la méthode de la ligne court-circuitée dans les guides d'ondes est très satisfaisante pour la mesure des constantes diélectriques en hyperfréquences à condition que les échantillons soient soigneusement préparés.

Il serait intéressant de monter une manipulation au laboratoire et d'effectuer des mesures sur différents diélectriques préparés avec précision en tenant compte de l'épaisseur ( $3/4$  de la longueur d'onde environ) des faces qui doivent être rigoureusement dressées, parallèles et uniformes. On pourrait monter plus haut en fréquence à condition d'avoir un klystron adéquat. Notons que les valeurs de la constante diélectrique et surtout de l'angle de perte sont dans la plupart des cas influencées par la fréquence.

On pourrait aussi étudier les variations de ces paramètres en fonction de la température mais il est très difficile de chauffer le guide surtout au laboratoire.

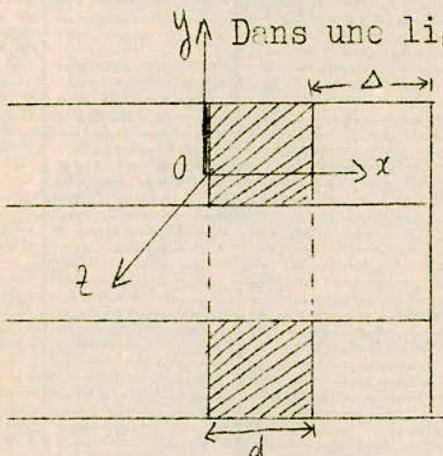
MESURE SUR LA LIGNE COAXIALE

a) Introduction.

Pour atteindre les caractéristiques diélectriques des matériaux à des fréquences comprises entre 100 MHz et 3000 MHz environ, les mesures sont effectuées généralement dans une ligne coaxiale.

L'échantillon introduit dans la ligne a généralement la forme d'un tore à section rectangulaire qui bouche complètement une portion de ligne entre le conducteur central et le conducteur extérieur. De nombreuses variantes de méthodes de mesures sont là aussi possibles. Nous nous contenterons ici d'exposer la méthode de la ligne court-circuitée.

b) Principe général.



Dans une ligne coaxiale, l'échantillon est donc disposé comme l'indique la figure ci-contre. Un court-circuit est réalisé à une distance  $\Delta$  de l'échantillon. On effectue, nous verrons par la suite la mesure de l'impédance  $Z(0)$  en  $x=0$  (face avant de l'échantillon), dans deux conditions particulières définies par

$$\Delta = 0 \Rightarrow Z(0) = Z_{cc}$$

$$\Delta = \frac{\lambda}{4} \Rightarrow Z(0) = Z_{co}$$

La première question qui se pose est celle de relier ces mesures aux valeurs de la perméabilité  $\mu$  et de la constante diélectrique  $\epsilon$  du matériau.

c) Calcul de  $\epsilon$  et  $\mu$  à partir des impédances  $Z_{cc}$  et  $Z_{co}$ .

Nous distinguerons dans la ligne le milieu 1 qui précède l'échantillon le milieu 2 qui est l'échantillon lui-même et le milieu 3 compris entre l'échantillon et le court-circuit. Nous supposerons les milieux 1 et 3 sans pertes et le court circuit parfait. Nous appellerons  $r$  le coefficient de réflexion entre les milieux 2 et 3. Dans le milieu 2, une solution des équations de MAXWELL pour une onde de pulsation  $\omega = 2\pi f$  de longueur d'onde dans le vide  $\lambda = c/f$  peut s'écrire avec les axes de coordonnées représentés sur la figure ci-dessus.

$$(1) \begin{cases} E_{y_2} = E_2 e^{j\omega t} [ e^{-\gamma_2(x-d)} + \tau e^{\gamma_2(x-d)} ] \\ H_{z_2} = \frac{E_2}{Z_2} e^{j\omega t} [ e^{-\gamma_2(x-d)} - \tau e^{\gamma_2(x-d)} ] \end{cases}$$

avec les notations suivantes qui seront valables pour les 3 milieux:

$$(2) \begin{cases} \gamma_i = j\omega (\epsilon_i \mu_i)^{1/2} = \alpha_i + j\beta_i = \alpha + j \frac{2\pi}{\lambda_i} \\ \quad = \text{facteur de propagation complexe du milieu } i \text{ dans lequel la} \\ \quad \text{longueur d'onde est } \lambda_i. \\ Z_i = \left( \frac{\mu_i}{\epsilon_i} \right)^{1/2} = \text{impédance d'onde complexe du milieu } i. \end{cases}$$

l'impédance d'onde au point  $x=0$  est définie par :

$$(3) \quad Z(0) = \frac{E_{y_2}(x=0)}{H_{z_2}(x=0)} = Z_2 \frac{e^{\gamma_2 d} + \tau e^{-\gamma_2 d}}{e^{\gamma_2 d} - \tau e^{-\gamma_2 d}}$$

dans le milieu 3, on peut écrire de même.

$$(4) \begin{cases} E_{y_3} = E_3 e^{j\omega t} [ e^{-\gamma_3(x-d-\Delta)} - e^{\gamma_3(x-d-\Delta)} ] \\ H_{z_3} = \frac{E_3}{Z_3} e^{j\omega t} [ e^{-\gamma_3(x-d-\Delta)} + e^{\gamma_3(x-d-\Delta)} ] \end{cases}$$

Au point  $x=d$  on peut écrire que:

$$\frac{E_{y_2}}{H_{z_2}} = \frac{E_{y_3}}{H_{z_3}} \implies \frac{Z_2(1+\tau)}{1-\tau} = Z_3 \frac{1 - e^{-2\Delta\gamma_3}}{1 + e^{2\Delta\gamma_3}}$$

d'où l'on tire:

$$(5) \quad \tau = \frac{Z_3(1 - e^{-2\Delta\gamma_3}) - Z_2(1 + e^{-2\Delta\gamma_3})}{Z_3(1 - e^{-2\Delta\gamma_3}) + Z_2(1 + e^{-2\Delta\gamma_3})}$$

l'expression  $2\Delta\gamma_3$  se réduit d'ailleurs à

$$2\Delta\gamma_3 = 4\pi j \frac{\Delta}{\lambda}$$

En portant cette valeur dans (3) avec  $\Delta = 0$  et  $\Delta = \lambda/4$  on trouve :

$$\left. \begin{aligned} - \text{ Pour } \Delta = 0 & : Z(0) = Z_{cc} = Z_2 \operatorname{th} \gamma_2 d \\ - \text{ Pour } \Delta = \lambda/4 & : Z(0) = Z_{co} = Z_2 \operatorname{coth} \gamma_2 d \end{aligned} \right\} (6)$$

En remplaçant dans ces équations  $\gamma_2$  et  $Z_2$  par leurs expressions tirées de (2) on a enfin

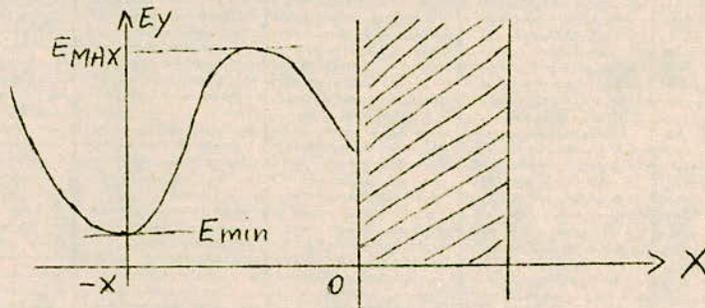
$$(\epsilon \mu)^{1/2} = \frac{1}{j \omega d} \operatorname{Argth} \left( \frac{Z_{cc}}{Z_{co}} \right)^{1/2} \quad (7)$$

$$\left( \frac{\mu}{\epsilon} \right)^{1/2} = (Z_{cc} \cdot Z_{co})^{1/2} \quad (8)$$

En multipliant ou en divisant membre à membre ces relations (7) et (8), on obtient les valeurs de  $\epsilon$  et  $\mu$ .

d) MESURE DES IMPEDANCES  $Z_{cc}$  ET  $Z_{co}$  POUR  $300 < f < 4000 \text{ MHz}$ .

Dans cette gamme de fréquence, les impédances  $Z_{cc}$  et  $Z_{co}$  se déduisant facilement de l'étude des ondes stationnaires dans la partie de ligne précédant l'échantillon. Le porte-échantillon sera donc disposé après une ligne coaxiale fendue dans laquelle on peut étudier la configuration du champ électrique.



L'impédance  $Z(0)$  est reliée d'une manière simple à la distance  $X$  du 1er minimum de champ électrique à la face avant de l'échantillon et au rapport  $T$  de la valeur maximum à la valeur minimum du champ électrique dans la partie de ligne précédant l'échantillon.

Les équations de MAXWELL dans le milieu I précédant l'échantillon ont des solutions de la forme:

$$(9) \quad \begin{cases} E_{y_1} = E_1 e^{j\omega t} [e^{-\gamma_1 x} + \tau e^{\gamma_1 x}] \\ H_{z_1} = \frac{E_1}{Z_1} e^{j\omega t} [e^{-\gamma_1 x} - \tau e^{\gamma_1 x}] \end{cases}$$

ou  $Z_1$  est d'ailleurs égal à  $Z_0$  impédance d'onde du vide (mode TEM). On peut mettre ces expressions sous la forme :

$$(10) \quad \begin{cases} E_{y_1} = E_1 e^{j(\omega t - \frac{2\pi x}{\lambda})} [1 + \tau e^{j\frac{4\pi x}{\lambda}}] \\ H_{z_1} = \frac{E_1}{Z_1} e^{j(\omega t - \frac{2\pi x}{\lambda})} [1 - \tau e^{j\frac{4\pi x}{\lambda}}] \end{cases}$$

Dans lesquelles d'ailleurs il faut considérer que  $\tau$  est complexe

$$\tau = |\tau| e^{-2j\psi} \quad (11)$$

On déduit la valeur du rapport  $H_{z_1}/E_{y_1}$  au premier noeud de champ électrique avant l'échantillon (distance  $-x=X$ ). Le champ magnétique est alors maximum et l'on a :

$$\frac{H_{\max}}{H_{\min}} = \frac{1}{Z_0} \frac{1 + |\tau|}{1 - |\tau|} \quad (12)$$

la valeur de  $\psi$  étant donné que par

$$-2\psi = \pi + \frac{4\pi X}{\lambda} \quad (13)$$

Mais puisque la ligne est sans perte le champ électrique maximum dans cette ligne (à la distance  $X + \lambda/4$  de l'échantillon) est relié à  $H_{\max}$  par la relation :

$$H_{\max} = \frac{E_{\max}}{Z_1} \quad (14)$$

(12) peut s'écrire :

$$T = \frac{E_{\max}}{E_{\min}} = \frac{1 + |\tau|}{1 - |\tau|} \quad (15)$$

Les relations (13) et (15) donnent la valeur de  $\tau$  en fonction de  $X$  et  $T$ .

- 10 -

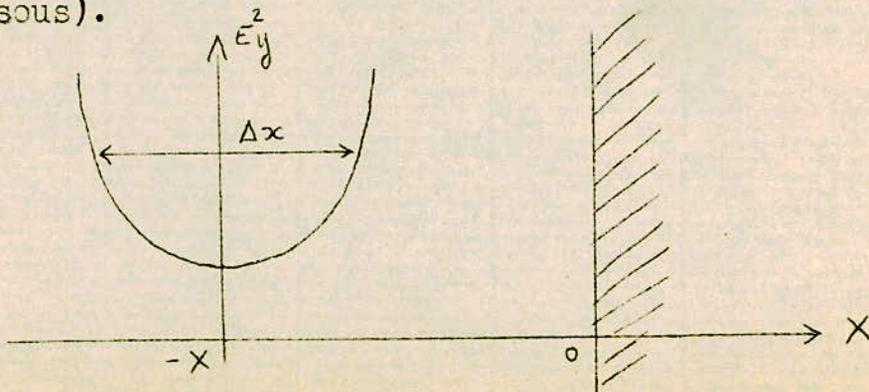
$$\tau = \frac{1-T}{1+T} e^{-j \frac{4\pi x}{\lambda}} \quad (16)$$

En portant cette valeur de  $\tau$  dans l'expression de  $Z(x)$  donnée par:

$$\frac{Z(x)}{Z_0} = \frac{1+\tau}{1-\tau} \quad \text{On trouve}$$

$$\begin{aligned} Z(x) &= Z_0 \frac{(1+T) e^{-j \frac{2\pi x}{\lambda}} + (1-T) e^{j \frac{2\pi x}{\lambda}}}{(1+T) e^{-j \frac{2\pi x}{\lambda}} - (1-T) e^{j \frac{2\pi x}{\lambda}}} \\ &= Z_0 \frac{1/T - j \operatorname{tg} \frac{2\pi x}{\lambda}}{1 - j \frac{1}{T} \operatorname{tg} \frac{2\pi x}{\lambda}} \quad (17) \end{aligned}$$

Les mesures de  $Z_{ec}$  et  $Z_{co}$  sont ainsi réduites à la mesure de la distance  $X$  et la mesure de  $T$ . Lorsque  $T$  ne dépasse pas quelques unités, on peut effectuer la mesure à l'aide des lectures directes maxima et minima de l'appareil branché sur la sonde mobile de la ligne coaxiale fendue. Il y a bien d'ailleurs de vérifier, dans ce but, la réponse du cristal détecteur (généralement quadratique) à l'aide d'un atténuateur étalonné par exemple. Mais lorsque  $T$  dépasse plusieurs unités, cette mesure directe devient imprécise sinon impossible. Il est alors préférable de déduire  $T$  de l'étude de la forme de la courbe  $E_y(x)$  en fonction de  $x$  au voisinage de son minimum (figure ci-dessous).



En posant  $-x = X + \frac{\Delta x}{2}$  l'expression de  $E_y$  donné par (10) s'écrit:

$$E_{y_1}(\Delta x) = E_1 e^{j\omega t} e^{j \frac{2\pi x}{\lambda}} \left[ e^{j \frac{\pi \Delta x}{\lambda}} - |\tau| e^{-j \frac{\pi \Delta x}{\lambda}} \right]$$

$$(18) \quad E_{y_1}(\Delta x) = E_1 e^{j\omega t} e^{j \frac{2\pi x}{\lambda}} \left[ (1 - |\tau| \cos \frac{\pi \Delta x}{\lambda} + j(1 + |\tau|) \sin \frac{\pi \Delta x}{\lambda}) \right]$$

Tandis que les valeurs maximums et minimums de  $E_y$  sont

$$(19) \quad E_{MAX} = E_1 e^{j\omega t} e^{j \frac{2\pi x}{\lambda}} (1 + |\tau|)$$

$$(20) \quad E_{MIN} = E_1 e^{j\omega t} e^{j \frac{2\pi x}{\lambda}} (1 - |\tau|)$$

Pour une sonde quadratique ce sont les carrés des modules qui interviennent. On a ainsi:

$$|E_y(\Delta x)|^2 = |E_1 e^{j\omega t} e^{j \frac{2\pi x}{\lambda}}|^2 \left[ (1 - |\tau|^2) \cos^2 \frac{\pi \Delta x}{\lambda} + (1 + |\tau|^2) \sin^2 \frac{\pi \Delta x}{\lambda} \right]$$

ou en fonction des carrés des modules de  $E_{MAX}$  et  $E_{MIN}$  obtenus à partir de (19) et (20) :

$$(21) \quad |E_y(\Delta x)|^2 = (E_{MAX})^2 \sin^2 \frac{\pi \Delta x}{\lambda} + (E_{MIN})^2 \cos^2 \frac{\pi \Delta x}{\lambda}$$

On en déduit une expression du taux d'ondes stationnaires:

$$(22) \quad T = \frac{E_{MAX}}{E_{MIN}} = \frac{\left[ \left( \frac{E_y(\Delta x)}{E_{MIN}} \right)^2 - \cos^2 \frac{\pi \Delta x}{\lambda} \right]^{1/2}}{\sin \frac{\pi \Delta x}{\lambda}}$$

qui relie à la forme de la courbe au voisinage de son minimum. Cette courbe est symétrique par rapport à l'origine (prise en  $x = -X$ ) et  $\Delta x$  est la largeur de la courbe pour la valeur  $E_y(\Delta x)$  du champ électrique. En choisissant la valeur particulière:

$$(23) \quad \left( \frac{E_y(\Delta x)}{E_{MIN}} \right)^2 = 2$$

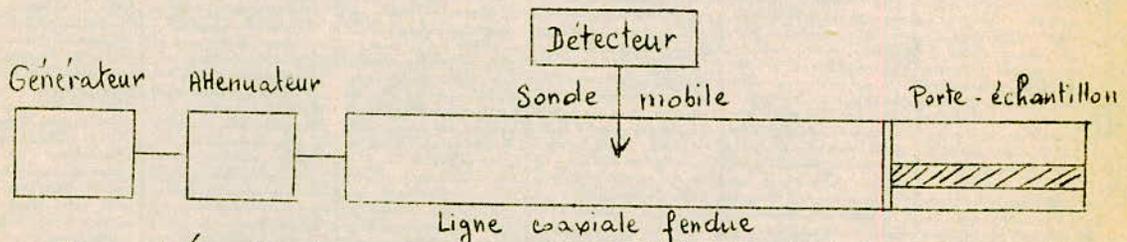
Le taux d'ondes stationnaires est donné par:

$$(24) \quad T = \frac{\left(2 - \cos^2 \frac{\pi \Delta x}{\lambda}\right)^{1/2}}{\sin \frac{\pi \Delta x}{\lambda}}$$

lorsque  $T$  est suffisamment grand devant l'unité, on peut développer  $1/T$  en série et ne retenir que le 1er terme en  $\frac{\pi \Delta x}{\lambda}$ , d'où la valeur:

$$(25) \quad T = \frac{\lambda}{\pi \Delta x}$$

e) MODE OPERATOIRE POUR  $300 < f < 4000$  MHz



Le schéma de la mesure qui résulte immédiatement de la théorie précédente est donné par la figure ci-dessus. Pour mesurer correctement les différentes distances qui interviennent dans les formules, il y a lieu de procéder aux opérations suivantes la succession décrite par le tableau qui suit. On repère d'abord sur la règle graduée l'emplacement d'un minimum à la sonde avec mesure du taux stationnaire (mesure de  $\Delta x$ ) lorsque le porte-échantillon est vide et fermé par le court-circuit (réalisant  $\Delta = 0$ ). On déplace la sonde de  $\lambda/4$  et après avoir monté un piston sur le porte-échantillon, on le règle de manière à faire un minimum au détecteur. Dans cette position on mesure aussi  $\Delta x$ . Une bague fixée au piston est bloquée pour permettre son positionnement après démontage et remontage ultérieur. On place alors l'échantillon généralement d'une épaisseur  $d$  de 2 mm, dans la ligne, on revisse le court-circuit on repère de nouveau l'emplacement du minimum de champ électrique et l'on mesure  $\Delta x$ . Les mêmes mesures sont effectuées enfin après avoir dévissé le court-circuit et monté le piston de court-circuit dans la position définie tout à l'heure ( $\Delta = \frac{\lambda}{4}$ ) l'échantillon restant en place.

Lorsque l'on repère la position d'un minimum de champ électrique, on procède toujours en faisant la moyenne des repères obtenus pour de petites déviations identiques de part et d'autre du minimum. Ainsi très souvent les mesures de  $x$  et de  $\Delta x$  sont-elles confondues.

Shémas	$\Delta$	$-x$	$\Delta x$	X repère des minimums	Remarque
	0	$x_0$	$(\Delta x)_0$	$X_0$	Ligne Vide
	$\lambda/4$	$x_0 + \frac{\lambda}{4}$	$(\Delta x)'_0$	$X'_0$	Ligne Vide
	0	$x_{cc}$	$(\Delta x)_{cc}^{mes}$	$X_{cc}$	Echant. en place
	$\lambda/4$	$x_{co}$	$(\Delta x)_{co}^{mes}$	$X_{co}$	Echant. en place

Avec les notations de ce tableau on peut écrire:

$$\left. \begin{aligned} X_{cc} &= \frac{\lambda}{2} - (x_{cc} - x_0 + d) \\ X_{co} &= \frac{\lambda}{2} - (x_{co} - x_0 + d) \\ (\Delta x)_{cc} &= (\Delta x)_{cc}^{mes} - (\Delta x)_0 \\ (\Delta x)_{co} &= (\Delta x)_{co}^{mes} - (\Delta x)_0' \end{aligned} \right\} (26)$$

Les deux dernières formules tiennent compte de ce que le taux d'onde stationnaire dans la ligne n'est pas infini en l'absence d'échantillon comme nous l'avons supposé pour raison de simplification dans la théorie.

Ces valeurs sont ensuite portées dans la formule (17) d'où l'on déduit  $Z_{cc}$  et  $Z_{co}$ . Les formules (7) et (8) permettent alors d'en déduire les caractéristiques  $\epsilon$  et  $\mu$  du matériau. Lorsque les mesures sont effectuées avec soin, on peut arriver dans la gamme de fréquence de 300 à 4000 MHz, à connaître ces grandeurs avec des précisions comparables à celles obtenues dans la méthode utilisant le pont d'admittance.

#### F) CONCLUSIONS.

La réalisation décrite ici ne permet de faire des mesures que jusqu'à 4000 MHz environ alors que celle utilisant les guides d'ondes monte jusqu'à 10 à 15000 MHz qui est le domaine hyperfréquence. C'est pourquoi nous n'avons que décrit la méthode de mesure. Pour la ligne coaxiale la difficulté réside essentiellement à la préparation de l'échantillon et surtout à sa mise en place : Introduit dans la ligne il doit boucher complètement une portion de ligne entre le conducteur central et le conducteur extérieur.

L'intérêt des lignes coaxiales restent cependant qu'elles permettent de travailler sans solution de continuité dans un très large interval de fréquence. Par contre elle ne permettent pas en général la mesure des très faibles pertes diélectriques par manque de sensibilité.

CONCLUSION GENERALE

=====

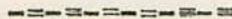
Dans la bande 3 cm le cristal détecteur est employé pour la mesure d'ondes stationnaires. Il est utilisé pour extraire directement une modulation d'un signal et pour la mesure des puissances ; le cristal détecteur doit être sensible et avoir un bon facteur de qualité. Pour la mesure de constantes diélectriques on utilise un banc ayant un cristal détecteur.

Cette mesure de constantes diélectriques qui a été effectuée par la méthode de la ligne court-circuitée sur guides d'ondes aurait pu l'être sur la ligne coaxiale ou par d'autres méthodes comme la transmission dans un guide ou dans l'espace libre, méthode dépendant de la réflexion, méthode de la cavité résonnante. Mais bien des facteurs ont influencé le choix : préparation de l'échantillon, existence sur place de l'équipement, type de travail prévu, propriétés de la substance elle-même.

L'avantage de la méthode de la ligne court-circuitée sur guides d'ondes est la position de l'échantillon qui est placé à l'extrémité de la ligne au lieu d'être en un point intermédiaire. L'approximation théorique est satisfaisante. Au lieu d'une quantité de réflexions parasites comme dans les méthodes de transmission, il n'existe que la réflexion de la sonde. Si l'on apporte beaucoup de soin à la réalisation de l'échantillon, les résultats pratiques devraient être appréciables.

Par l'importance qu'ils revêtent les diélectriques continueront à faire l'objet d'études et de recherches pour leurs multiples emplois dans divers domaines de l'industrie, de laboratoire : dans la plupart des cas la connaissance de la constante diélectrique est souhaitable. Par exemple sa connaissance suffit au calcul d'un radome qui est destiné à équiper un avion ou un engin supersonique mais sa valeur doit être connue avec une précision suffisante. Or elle est rarement connue avec la précision requise car elle dépend étroitement, non seulement des différents composants du matériau, mais aussi des procédés de fabrication. Les mêmes considérations sont valables en ce qui concerne l'angle de pertes bien que pour ce paramètre la technique de mise en oeuvre intervienne peu et que l'on puisse exiger une précision moins grande dans sa détermination.

ANNEXE



TABLES DE  $\frac{\text{tg } x}{x}$

$x$	$\frac{\text{tg } x}{x}$	$x$	$\frac{\text{tg } x}{x}$	$x$	$\frac{\text{tg } x}{x}$	$x$	$\frac{\text{tg } x}{x}$
0.000	1.0000	0.175	1.0103	0.350	1.0429	0.525	1.1033
.005	1.0000	.180	1.0109	.355	1.0442	.530	1.1055
.010	1.0000	.185	1.0116	.360	1.0456	.535	1.1078
.015	1.0001	.190	1.0122	.365	1.0469	.540	1.1101
.020	1.0001	.195	1.0129	.370	1.0483	.545	1.1124
.025	1.0002	0.200	1.0136	.375	1.0497	0.550	1.1147
.030	1.0003	.205	1.0142	.380	1.0511	.555	1.1171
.035	1.0004	.210	1.0150	.385	1.0525	.560	1.1196
.040	1.0005	.215	1.0157	.390	1.0540	.565	1.1220
.045	1.0007	.220	1.0165	.395	1.0555	.570	1.1245
.050	1.0008	.225	1.0172	0.400	1.0570	.575	1.1270
0.055	1.0010	.230	1.0180	.405	1.0585	.580	1.1296
.060	1.0012	.235	1.0188	.410	1.0601	.585	1.1322
.065	1.0014	.240	1.0197	.415	1.0617	.590	1.1348
.070	1.0016	.245	1.0205	.420	1.0633	.595	1.1375
.075	1.0019	0.250	1.0214	.425	1.0649	0.600	1.1402
.080	1.0021	.255	1.0223	.430	1.0666	.605	1.1430
.085	1.0024	.260	1.0232	.435	1.0682	.610	1.1458
.090	1.0027	.265	1.0241	.440	1.0700	.615	1.1486
.095	1.0030	.270	1.0250	.445	1.0717	.620	1.1515
0.100	1.0033	.275	1.0260	0.450	1.0735	.625	1.1544
.105	1.0037	.280	1.0270	.455	1.0752	.630	1.1573
.110	1.0041	.285	1.0280	.460	1.0771	.635	1.1603
.115	1.0044	.290	1.0290	.465	1.0789	.640	1.1634
.120	1.0048	.295	1.0301	.470	1.0808	.645	1.1664
.125	1.0052	0.300	1.0311	.475	1.0827	0.650	1.1695
.130	1.0057	.305	1.0322	.480	1.0846	.655	1.1727
.135	1.0061	.310	1.0333	.485	1.0866	.660	1.1759
.140	1.0066	.315	1.0344	.490	1.0885	.665	1.1792
.145	1.0071	.320	1.0356	.495	1.0906	.670	1.1825
.150	1.0076	.325	1.0368	0.500	1.0926	.675	1.1858
0.155	1.0081	.330	1.0380	.505	1.0947	.680	1.1892
.160	1.0086	.335	1.0392	.510	1.0968	.685	1.1926
.165	1.0092	.340	1.0404	.515	1.0989	.690	1.1961
.170	1.0097	.345	1.0417	.520	1.1011	.695	1.1997

$x$	$\frac{\operatorname{tg} x}{x}$						
0.700	1.2033	0.835	1.3227	0.970	1.5043	1.105	1.8003
.705	.2069	.840	.3281	.975	.5128	.110	.8147
.710	.2106	.845	.3336	.980	.5214	.115	.8295
.715	.2144	.850	.3392	.985	.5301	.120	.8446
.720	.2182	.855	.3449	.990	.5391	1.125	1.8601
0.725	1.2220	.860	.3506	.995	.5482	.130	.8759
.730	.2259	.865	.3565	1.000	1.5574	.135	.8921
.735	.2299	.870	.3624	.005	.5668	.140	.9087
.740	.2339	0.875	1.3685	.010	.5764	.145	.9256
.745	.2380	.880	.3746	.015	.5862	1.150	.9430
0.750	1.2421	.885	.3809	.020	.5962	.155	.9609
.755	.2463	.890	.3872	1.025	1.6064	.160	.9791
.760	.2506	.895	.3936	.030	.6167	.165	.9979
.765	.2549	0.900	1.4002	.035	.6273	.170	2.0171
.770	.2593	.905	.4068	.040	.6381	1.175	.0368
0.775	1.2638	.910	.4136	.045	.6491	.180	.0570
.780	.2683	.915	.4205	1.050	1.6603	.185	.0778
.785	.2729	.920	.4275	.055	.6717	.190	.0991
.790	.2775	0.925	1.4346	.060	.6834	.195	.1210
.795	.2823	.930	.4418	.065	.6953	1.200	2.1435
0.800	1.2870	.935	.4492	.070	.7075	.205	.1666
.805	.2919	.940	.4566	1.075	1.7199	.210	.1904
.810	.2969	.945	.4642	.080	.7326	.215	.2148
.815	.3019	0.950	1.4720	.085	.7456	.220	.2400
.820	.3070	.955	.4799	.090	.7588	1.225	2.2659
0.825	1.3121	.960	.4879	.095	.7723	.230	.2925
.830	.3174	.965	.4960	1.100	1.7861	.235	.3200

$x$	$\frac{\operatorname{tg} x}{x}$						
1.240	2.3483	1.380	3.7518	1.520	12.9405	1.660	-6.7353
.245	.3775	.385	.8413	.525	14.3086	.665	-6.3567
1.250	2.4077	.390	3.9357	.530	16.0120	.670	-6.0163
.255	.4387	.395	4.0356	.535	18.1915	.675	-5.7086
.260	.4708	1.400	.1413	.540	21.0787	.680	-5.4290
.265	.5040	.405	.2535	.545	25.0852	.685	-5.2174
.270	.5383	.410	.3726	1.550	31.0184	.690	-4.9404
1.275	2.5737	.415	.4994	.555	40.7078	.695	-4.7256
.280	.6104	.420	.6346	.560	59.3721	1.700	-4.5274
.285	.6484	1.425	.7791	.565	110.2371	.705	-4.3440
.290	.6878	.430	4.9339	.570	199.2007	.710	-4.1738
.295	.7285	.435	5.1001	1.575	-21.0386	.715	-4.0155
1.300	2.7708	.440	.2790	.580	-68.7653	.720	-3.8677
.305	.8148	.445	.7722	.585	-44.4161	1.725	-3.7295
.310	.8604	.450	.6814	.590	-32.7465	.730	-3.6001
.315	.9071	.455	5.9087	.595	-25.8984	.735	-3.4785
.320	.9571	.460	6.1566	1.600	-21.3953	.740	-3.3641
1.325	3.0084	.465	.4279	.605	-18.2089	.745	-3.2563
.330	.0619	.470	6.7261	.610	-15.8353	1.750	-3.1545
.335	.1176	1.475	7.0555	.615	-13.9987	.755	-3.0583
.340	.1758	.480	.4212	.620	-12.5354	.760	-2.9671
.345	.2366	.485	7.8296	1.625	-11.3421	.765	-2.8806
1.350	3.3009	.490	8.2885	.630	-10.3504	.770	-2.7985
.355	.3667	.495	8.8080	.635	-9.5132	1.775	-2.7205
.360	.4364	1.500	9.4009	.640	-8.7970	.780	-2.6461
.365	.5094	.505	10.0840	.645	-8.1773	.785	-2.5753
.370	.5862	.510	10.8795	1.650	-7.6359	.790	-2.5076
1.375	3.6668	.515	11.8176	.655	-7.1588	.795	-2.4430

$x$	$\frac{\operatorname{tg} x}{x}$						
1.800	-2.3813	1.925	-1.4048	2.050	-0.9388	2.175	-0.6660
.805	-2.3221	.930	-1.3799	.055	-0.9252	.180	-0.6574
.810	-2.2655	.935	-1.3557	.060	-0.9118	.185	-0.6490
.815	-2.2111	.940	-1.3321	.065	-0.8988	.190	-0.6407
.820	-2.1590	.945	-1.3092	.070	-0.8860	.195	-0.6325
1.825	-2.1089	1.950	-1.2869	.075	-0.8734	2.200	-0.6245
.830	-2.0608	.955	-1.2652	.080	-0.8611	.205	-0.6165
.835	-2.0144	.960	-1.2440	.085	-0.8490	.210	-0.6087
.840	-1.9698	.965	-1.2234	.090	-0.8372	.215	-0.6011
.845	-1.9269	.970	-1.2033	.095	-0.8256	.220	-0.5935
1.850	-1.8854	1.975	-1.1837	.100	-0.8142	2.225	-0.5861
.855	-1.8455	.980	-1.1646	.105	-0.8030	.230	-0.5787
.860	-1.8069	.985	-1.1459	.110	-0.7921	.235	-0.5715
.865	-1.7686	.990	-1.1277	.115	-0.7813	.240	-0.5644
.870	-1.7336	.995	-1.1099	.120	-0.7707	.245	-0.5574
1.875	-1.6988	2.000	-1.0925	.125	-0.7604	2.250	-0.5505
.880	-1.6651	.005	-1.076	.130	-0.7502	.255	-0.5437
.885	-1.6325	.010	-1.059	.135	-0.7401	.260	-0.5370
.890	-1.6009	.015	-1.043	.140	-0.7303	.265	-0.5304
.895	-1.5703	.020	-1.027	.145	-0.7206	.270	-0.5239
1.900	-1.5406	2.025	-1.011	.150	-0.7111	2.275	-0.5174
.905	-1.5118	.030	-0.9963	.155	-0.7018	.280	-0.5111
.910	-1.4838	.035	-.9814	.160	-0.6926	.285	-0.5048
.915	-1.4567	.040	-.9669	.165	-0.6836	.290	-0.4987
.920	-1.4304	.045	-.9527	.170	-0.6747	.295	-0.4926

$x$	$\frac{\operatorname{tg} x}{x}$						
2.300	-0.4866	2.410	-0.3725	2.520	-0.2843	2.630	-0.2135
.305	-0.4807	.415	-0.3680	.525	-0.2807	.635	-0.2106
.310	-0.4749	.420	-0.3636	.530	-0.2772	.640	-0.2077
.315	-0.4691	2.425	-0.3592	.535	-0.2737	.645	-0.2049
.320	-0.4634	.430	-0.3549	.540	-0.2703	2.650	-0.2021
2.325	-0.4578	.435	-0.3506	.545	-0.2669	.655	-0.1993
.330	-0.4523	.440	-0.3463	2.550	-0.2635	.660	-0.1965
.335	-0.4468	.445	-0.3421	.555	-0.2601	.665	-0.1937
.340	-0.4414	2.450	-0.3380	.560	-0.2568	.670	-0.1910
.345	-0.4361	.455	-0.3339	.565	-0.2535	2.675	-0.1883
2.350	-0.4308	.460	-0.3298	.570	-0.2503	.680	-0.1856
.355	-0.4256	.465	-0.3258	2.575	-0.2471	.685	-0.1829
.360	-0.4205	.470	-0.3218	.580	-0.2439	.690	-0.1803
.365	-0.4154	2.475	-0.3179	.585	-0.2407	.695	-0.1777
.370	-0.4104	.480	-0.3140	.590	-0.2376	2.700	-0.1751
2.375	-0.4055	.485	-0.3101	.595	-0.2345	.705	-0.1725
.380	-0.4006	.490	-0.3063	2.600	-0.2314	.710	-0.1699
.385	-0.3958	.495	-0.3025	.605	-0.2283	.715	-0.1674
.390	-0.3910	2.500	-0.2988	.610	-0.2253	.720	-0.1649
.395	-0.3863	.505	-0.2951	.615	-0.2223	2.725	-0.1624
2.400	-0.3817	.510	-0.2915	.620	-0.2193	.730	-0.1599
.405	-0.3771	.515	-0.2878	2.625	-0.2164	.735	-0.1574

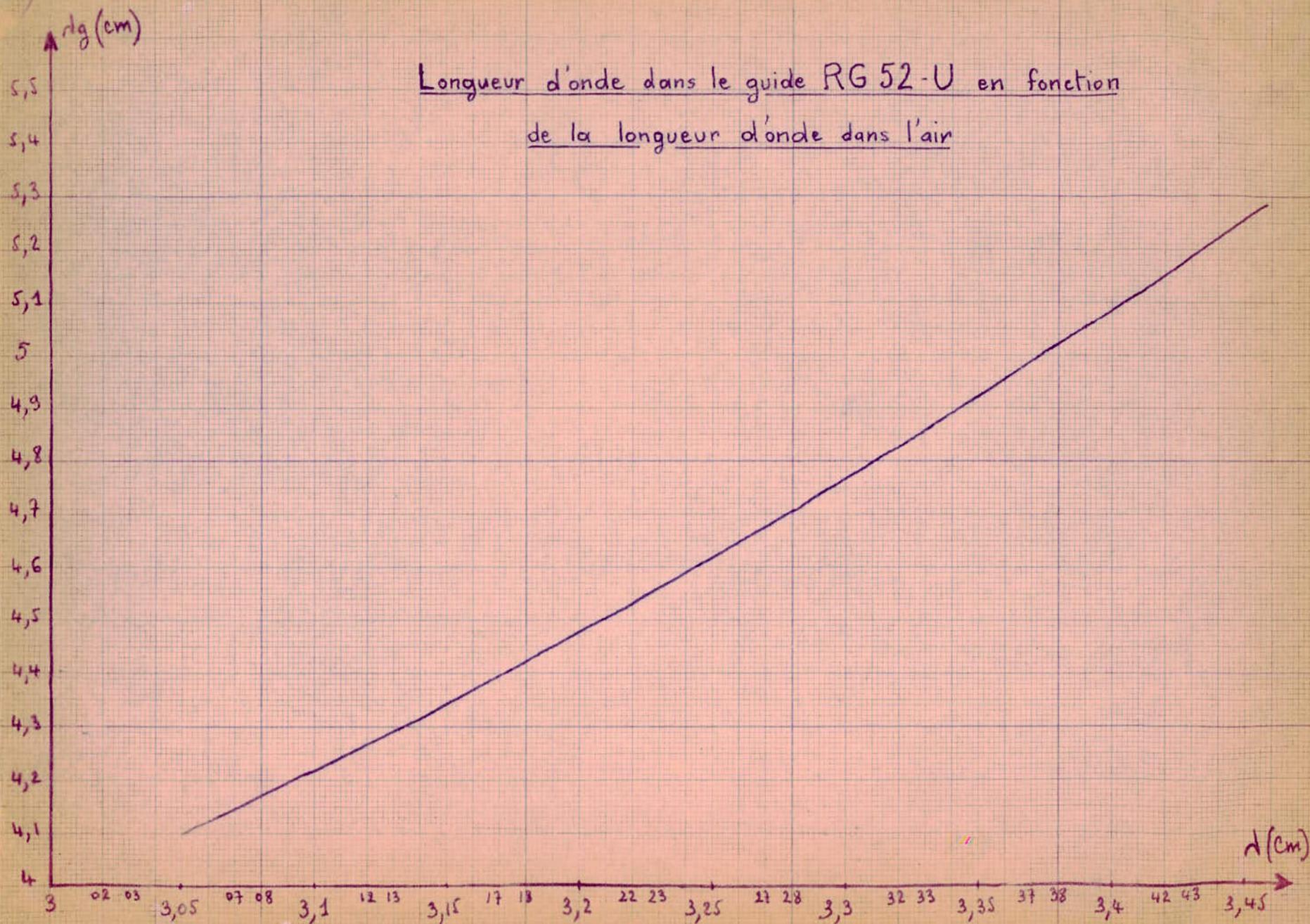
$x$	$\frac{\operatorname{tg} x}{x}$						
2.740	-0.1550	2.850	-0.1053	2.960	-0.06203	3.070	-0.02336
.745	-0.1526	.855	-0.1032	.965	-0.06019	.075	-0.02169
.750	-0.1502	.860	-0.1011	.970	-0.05835	.080	-0.02002
.755	-0.1478	.865	-0.09908	2.975	-0.05652	.085	-0.01836
.760	-0.1454	.870	-0.09703	.980	-0.05470	.090	-0.01671
.765	-0.1430	2.875	-0.09499	.985	-0.05289	.095	-0.01506
.770	-0.1407	.880	-0.09296	.990	-0.05109	.100	-0.01342
2.775	-0.1384	.885	-0.09094	2.995	-0.04930	.105	-0.01179
.780	-0.1361	.890	-0.08894	3.000	-0.04751	.110	-0.01016
.785	-0.1338	.895	-0.08695	.005	-0.04574	.115	-0.008538
.790	-0.1315	2.900	-0.08497	.010	-0.04397	.120	-0.006921
.795	-0.1292	.905	-0.08300	.015	-0.04221	.125	-0.005309
2.800	-0.1270	.910	-0.08104	.020	-0.04046	.130	-0.003703
.805	-0.1247	.915	-0.07909	3.025	-0.03872	.135	-0.002102
.810	-0.1225	.920	-0.07715	.030	-0.03698	.140	-0.000506
.815	-0.1203	2.925	-0.07523	.035	-0.03525	.145	0.001084
.820	-0.1181	.930	-0.07331	.040	-0.03353	.150	0.002610
2.825	-0.1160	.935	-0.07141	.045	-0.03182	.155	0.004251
.830	-0.1138	.940	-0.06951	3.050	-0.03011	.160	0.005827
.835	-0.1117	.945	-0.06763	.055	-0.02841	.165	0.007398
.840	-0.1098	2.950	-0.06575	.060	-0.02672	.170	0.008965
.845	-0.1074	.955	-0.06389	.065	-0.02504	.175	0.01052

# TABLES DE CONVERSION

RadianS EN DegrÉS					
0,1 rd	°	0,01 rd	°	0,001 rd	°
1	5° 43' 46"	1	34' 23"	1	3' 26"
2	11° 27' 33"	2	1° 08' 45"	2	6' 53"
3	17° 11' 19"	3	1° 43' 08"	3	10' 19"
4	22° 55' 06"	4	2° 17' 31"	4	13' 45"
5	28° 38' 52"	5	2° 51' 53"	5	17' 11"
6	34° 22' 39"	6	3° 26' 16"	6	20' 37"
7	40° 06' 25"	7	4° 00' 39"	7	24' 04"
8	45° 50' 12"	8	4° 35' 01"	8	27' 30"
9	51° 33' 58"	9	5° 09' 24"	9	30' 56"
10	57° 17' 45"	10	5° 43' 46"	10	34' 23"

DegrÉS en RadianS		
°	rd	Exemple : 62° 32'
1	0,017 45	
2	0,034 91	60°   1,047 2
3	0,052 36	2°   0,034 91
4	0,069 81	30'   0,008 7
5	0,087 27	2'   0,000 58
6	0,104 72	
7	0,122 17	
8	0,139 63	62° 32' = 1,091 39
9	0,157 08	
	1' = 0,000 29 rd	1" = 0,000 005 rd

Longueur d'onde dans le guide RG 52-U en fonction  
de la longueur d'onde dans l'air



± BIBLIOGRAPHIE ±

---

- 1 . G.RAOULT : Les ondes centimétriques
- 2 . C.G.MONTGOMERY : Techniques des mesures en micro-ondes (tonel $\frac{1}{2}$ )
- 3 . A.R.VON HIPPEL : Les diélectriques et leurs applications
- 4 . L'onde électrique n° 442 .
- 5 . Cours d'hyperfréquence de M<sup>r</sup> ZARGUERRAS
- 6 . Documentation Laboratoire Central de Recherches (Thomson . CSF)
- 7 . Technique de l'Ingénieur
- 8 . Matériaux électrotechniques de M<sup>r</sup> J.SLOSIAR