

33/85
الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعليم والبحث العلمي
Ministère de l'Enseignement et de la Recherche Scientifique

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT : ELECTRONIQUE

PROJET DE FIN D'ETUDES

en vue de l'obtention du diplôme d'ingénieur d'état

THEME

Etude Theorique et Pratique des Cavites Prismatiques

Proposé par :
Mr GRABOWESKI

Etudiée par :
KEHIL Djamel
BOUSSAKTA said

PROMOTION : JUIN 1985

ENP - 10, avenue Hacén Badi - EL HARRACH - ALGER

المسئول: الأستاذ الدكتور
السيد محمد
العدد: ١٠٠٠
Ecole Nationale Polytechnique
BIBLIOTHEQUE

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

»o«

وزارة التعليم والبحث العلمي
Ministère de l'Enseignement et de la Recherche Scientifique

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT : **ELECTRONIQUE**

PROJET DE FIN D'ETUDES

en vue de l'obtention du diplôme d'ingénieur d'état

THEME

***Etude Theorique et Pratique
des Cavites Prismatique***

Proposé par :
Mr GRABOWESKI

Etudiée par :
KEHIL Djamel
BOUSSAKTA Sid

PROMOTION : JUIN 1986

ENP - 10, avenue Hacen Badi - EL HARRACH - ALGER

بِسْمِ اللّٰهِ الرَّحْمٰنِ الرَّحِیْمِ

وَقُلْ اَعْمَلُوا فِی سَبِیْلِ اللّٰهِ عَمَلًا

وَرِیْضًا لِّرَبِّکُمْ

صِدْقًا لِّلّٰهِ الْعَظِیْمِ

إلى هداى

- إلى أمي العزيزة
- إلى أبي في ذكرى استئصالها
- إلى كل من سقط في ساح الشرف لتصيا الجزائر
- حرة مستقلة
- إلى اخوتي
- إلى كل الأقارب والأصدقاء
- أهدى هذا العمل

DEDICACE

A mes parents pour leur soutien morale
et matériel

A mes frères et ma sœur

A mes cousins et mes cousines et à toute la famille

A mes amis

je dédie ce travail

كحل

R E M E R C I E M E N T S

NOUS TENONS A EXPRIMER NOS PLUS VIFS REMERCIEMENTS
A NOTRE PROMOTEUR : MONSIEUR KRZYSTOF GRABOWSKI POUR SA
GENTILLESSE ET SON AIDE LE LONG DU SEMESTRE.

NOUS REMERCIONS EGALEMENT TOUS CEUX, QUI DE PRES OU
DE LOIN, ONT PARTICIPE A NOTRE FORMATION.

TABLE DE MATIERE

	Page
I N T R O D U C T I O N	
I. Rappels sur les guides d'ondes	1
II. Cavités résonantes: types et applications	8
III. 1°- Théorie d'une cavité homogène fermée 2°- Méthode de perturbation	12
IV. Etude et propriétés des cavités prismatiques	18
V. Les cavités comme éléments de circuit	22
VI. Discontinuités dans les guides	33
VII Conception et réalisation des cavités	43
VIII Méthode de mesure des cavités	64
VIII. Mesure des cavités réalisées	70
CONCLUSION	
BIBLIOGRAPHIE	
ANNEXE	

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

L'emploi des hyperfréquences a été marqué par un développement considérable, leurs applications en différents domaines ont été appréciables.

Le terme hyperfréquence sert à désigner une bande de fréquences située entre environ 300 MHz et 300GHz.

Pour définir une fréquence d'oscillation stable, il faut disposer d'un circuit résonant, cette fonction est assurée par des cavités résonateurs le plus souvent des enceintes métalliques couplées à une ou plusieurs guides (lignes) de transmission, donc notre but est l'étude complète théorique, pratique des cavités, ainsi que la réalisation de plusieurs types selon un cahier de charge donné.

Pour cela on procède de la façon suivante :

- après un rappel sur les guides d'ondes utilisés pour assurer le transfert de puissance avec le minimum de perte par réflexion et par rayonnement, puis plus particulièrement on étudie les guides rectangulaires qui font partie de notre réalisation.
- l'étude d'une cavité homogène fermée, avec la méthode de perturbation qui a une grande application pour le calcul de différents paramètres de la cavité.
- l'étude des cavités prismatiques qui font l'objet de notre étude.
- l'étude des cavités couplées aux lignes de transmission (guides) et les dispositifs de couplage.
- les chapitres 7, 8, 9 sont consacrés au calcul des cavités ainsi réalisées et leurs mesures par plusieurs méthodes. On termine notre étude par la comparaison de résultats obtenus et l'évaluation des différentes sources d'erreurs introduites dans nos mesures.

RAPPELS SUR LES GUIDES D'ONDES

1.1. GENERALITES

Les guides d'ondes sont des conducteurs creux à l'intérieur desquels se propagent les ondes électromagnétique. On peut expliquer les phénomènes de propagation par les réflexions sur les parois internes.

Ils sont utilisés lorsque les puissances à transmettre sont élevées et les distances à parcourir faible.

Suivant la section droite du guide, on rencontre plusieurs types:

* guides d'ondes rectangulaires: ce sont les plus utilisés, par la suite on va les utiliser dans notre étude.

* guides d'ondes circulaires utilisés comme élément de dispositif tel- que: joint tournant, éléments d'antenne, circulateur de Farady.

* guides d'ondes elliptiques: employés pour des raccords d'antenne et jonctions flexibles.

* guides à moulure de forme U ou H qui permettent d'augmenter la bande de fréquence utilisable et de réduire la fréquence de coupure du mode dominant pour des dimensions donnés.

On notera l'existence des guides d'ondes diélectriques utilisés dans la réalisation des fibres optiques.

1.2. ETUDE GENERALE DES GUIDES

1.2.1. EXPRESSION DE \vec{E}_t , \vec{H}_t

On prend un guide d'onde dont la section droite est quel- conque. On définit un système de coordonnées OXYZ, avec XOY dans le plan de la section droite; la propagation est uniforme selon l'axe OZ.

Le champs électromagnétique à l'intérieur du guide peut alors s'écrire : sous la forme:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_t + \vec{n} E_z & 1 - 1 \\ \vec{H} &= \vec{H}_t + \vec{n} H_z & 1 - 2 \end{aligned}$$

avec \vec{E} : champs électrique, \vec{H} champs magnétique

\vec{H}_t , \vec{E}_t les composantes transverses des champs \vec{E} et \vec{H}

E_z , H_z les composantes longitudinales des champs \vec{E} et \vec{H}

\vec{n} : vecteur unitaire le long de l'axeoz

Les champs \vec{E} , \vec{H} sont reliés entre eux par les équations de Maxwell, en partant de ces équations, on peut écrire \vec{E}_t et \vec{H}_t en fonction de E_z , H_z [9] =

$$\vec{E}_t = \frac{-\gamma}{\gamma^2 + k^2} \text{grad } E_z + j \frac{\omega \mu}{\gamma^2 + k^2} (\vec{n} \wedge \text{grad } H_z) \quad 1-3$$

$$\vec{H}_t = \frac{-j\omega \epsilon}{\gamma^2 + k^2} (\vec{n} \wedge \text{grad } E_z) - \frac{\gamma}{\gamma^2 + k^2} \text{grad } H_z \quad 1-4$$

avec $\gamma = \alpha + j\beta_g$: constante de propagation
 $\omega = 2\pi f$: pulsation de l'onde électromagnétique
 μ : perméabilité magnétique du milieu
 ϵ : perméabilité absolue du milieu
 $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \omega \sqrt{\mu \epsilon}$: facteur de propagation dans le vide
 λ : longueur d'onde dans l'espace libre

1.2.2. MODE TE, TM

Pour un mode TE le champ \vec{E} est transverse donc $E_z = 0$
 et les équations 1 - 3 et 1 - 4 deviennent:

$$\vec{E}_t = \frac{j\omega \mu}{\gamma^2 + k^2} (\vec{n} \wedge \text{grad } H_z) \quad 1-5$$

$$\vec{H}_t = \frac{-\gamma}{\gamma^2 + k^2} \text{grad } H_z \quad 1-6$$

Pour un mode TM le champs \vec{H} est transverse donc $H_z = 0$
 les équations 1 - 3 et 1 - 4 s'écrivent :

$$\vec{E}_t = \frac{-\gamma}{\gamma^2 + k^2} \text{grad } E_z \quad 1-7$$

$$\vec{H}_t = \frac{-j\omega \epsilon}{\gamma^2 + k^2} (\vec{n} \wedge \text{grad } E_z) \quad 1-8$$

1.2.3. EQUATION DE HELMHOLTZ

On suppose que les conducteurs constituant le guide sont sans pertes. La connaissance de E_Z et H_Z suffit pour déterminer entièrement le champ électromagnétique à l'intérieur du guide, en combinant les équations de Maxwell avec les équations 1 - 3 et 1 - 4 on aboutit aux équations de Helmholtz [2] :

$$\Delta_t E_Z + (\gamma^2 + k^2) E_Z = 0 ; E_Z = 0 \text{ sur les parois du guide} \quad 1 - 9$$

$$\Delta_t H_Z + (\gamma^2 + k^2) H_Z = 0 ; \frac{\partial H_Z}{\partial n} = 0 \text{ sur les parois du guide} \quad 1 - 10$$

$$\text{On pose } k_c^2 = \gamma^2 + k^2 \quad 1 - 11$$

Ce qui conduit à distinguer trois cas :

$$1. k < k_c \text{ donc } \gamma = \pm j\sqrt{k^2 - k_c^2} = jk_g \quad 1 - 12$$

$$\text{Cette condition correspond à } f > \frac{k_c}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}}$$

dans ce cas on a une propagation.

$$2. k > k_c ; \gamma \text{ est positif et } f < \frac{k_c}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} \text{ dans ce cas on a une atténuation de l'onde.}$$

$$3. k = k_c ; \gamma = 0 \text{ et } f = \frac{k_c}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} \text{ c'est l'état critique on a ni propagation; ni atténuation.}$$

$$\text{La fréquence } f_c = \frac{k_c}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} = \frac{k_c}{2\pi} v \quad 1 - 13$$

apparaît comme fréquence de coupure, c'est à partir de cette fréquence qu'on a propagation.

L'équation 1 - 12 peut s'écrire sous la forme :

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda_g}\right)^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda_c}\right)^2 \quad 1 - 14$$

λ_g : longueur d'onde dans le guide

λ_c : longueur d'onde dans l'espace libre correspondante à la fréquence de coupure.

1.3. APPLICATION AUX GUIDES D'ONDES RECTANGULAIRES

1.3.1. RESOLUTION DE L'EQUATION DE HELMOLTZ

La section droite est un rectangle dont la largeur est a et la hauteur b avec $a > b$ (fig. 1).

Les parois du guide sont métallique, supposées parfaitement conductrices, approximativement sans pertes.

En partant des équations 1 - 9 et 1 - 10 et en utilisant la méthode de séparation des variable [2], on trouve:

* Mode TM

$$E_z(x, y) = E_0 \sin \frac{n\pi}{a} x \sin \frac{m\pi}{b} y \quad 1 - 15$$

Les termes m, n sont des entiers positifs vérifiant la relation :

$$mn \neq 0 \quad 1 - 16$$

* Mode TE

$$H_z(x, y) = H_0 \cos \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y \quad 1 - 17$$

m, n sont des entiers vérifiant la relation

$$m + n \neq 0 \quad 1 - 18$$

En connaissant 1-15 et 1-17 on peut trouver \vec{E}_t, \vec{H}_t à l'aide des équations 1 - 5, 1 - 6, 1 - 7 et 1 - 8.

La fréquence de coupure des modes TE_{mn} et TM_{mn} est donnée par

$$f_{cmn} = \frac{v}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2} \quad 1 - 19$$

Le mode dominant est le mode ayant la fréquence de coupure la plus basse.

1.3.2. REMARQUE :

si $a > b$: le mode dominant est TE 10

si $a < b$: le mode dominant est TE 01

si $a = b$: on a deux fréquences de coupure plus basses pour TE 10 et TE 01 donc pas de mode dominant.

Dans notre étude, on a choisit $a > b$

1.3.3. NOTION DE VITESSE DE PHASE ET DE GROUPE

Les vitesses de propagation de phase V_{ϕ} et de groupe V_g sont données par :

$$V_{\phi} = \frac{\omega}{\beta_g} \quad 1 - 20 ; \quad V_g = \frac{d\omega}{d\beta_g} \quad 1 - 21$$

La vitesse de phase est celle d'un observateur qui suivrait une phase constante du champ pour le régime permanent, elle est supérieure à la vitesse de la lumière, elle n'est qu'une caractéristique du milieu, elle ne donne aucune notion sur la transmission d'énergie.

La vitesse de groupe est celle de l'enveloppe d'un signal modulé elle est toujours inférieure à la vitesse de la lumière ($V_g \cdot V_{\phi} = v^2$).

1.3.4. NOTION D'IMPEDANCE D'ONDE

On désigne sous le nom d'impédance d'onde, le rapport des amplitudes des composantes transverses \vec{E}_t , \vec{H}_t

$$Z = \frac{E_t}{H_t} \quad 1 - 22$$

En utilisant les expressions 1-5, 1-6, 1-7, 1-8, et 1-17, 1-19 on trouve :

- pour le mode TE

$$Z_E = \frac{\lambda_g}{\lambda} \cdot Z_0 \quad 1 - 23$$

- pour le mode TM

$$Z_H = \frac{\lambda}{\lambda_g} Z_0 \quad 1 - 24$$

On remarque en plus que : $Z_E \cdot Z_H = Z_0^2 \quad 1 - 25$

avec $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$: impédance d'onde dans l'espace libre.

1.4. ATTENUATION DANS LES GUIDES

1.4.1. ETUDE GENERALE

Jusqu'à ici on a suppose que les parois sont sans pertes mais l'existence des courants dans les parois de conductivité finies donne lieu

à une dissipation d'énergie par effet joule et donc à des pertes dans le guide on néglige les pertes dans le milieu diélectrique par rapport aux pertes de conduction la puissance transmise dans le guide décroît de la façon suivante:

$$P(Z) = P(Z=0) e^{-2\alpha Z} \quad 1-26$$

α étant le facteur d'atténuation, l'expression 1-26 donne :

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{-\Delta P}{P} = \frac{\partial P}{\partial Z} \quad 1-27$$

$\frac{\partial P}{\partial Z}$: puissance perdue dans les parois par unité de longueur

P : puissance transmise.

En remplaçant chaque puissance par son expression en fonction de \vec{E} et \vec{H} [3]

on trouve :

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{R_m \oint_C H_E^2 dl}{\iint_S (\vec{E} \wedge \vec{H}^*) ds}$$

R_m : est la résistance d'un parallélépipède de base unité et d'épaisseur δ ,
 δ : étant l'épaisseur de peau

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_m \sigma_m}} \quad 1-29 \quad R_m = \frac{1}{\sigma_m} \sqrt{\frac{\omega \mu_m \sigma_m}{2}} = \sqrt{\frac{\mu_m \omega}{2 \sigma_m}} \quad 1-30$$

avec:

μ_m : perméabilité magnétique du métal

σ_m : conductivité du métal

dl : élément de longueur sur le périmètre du guide

ds : élément de surface appartenant à la section droite du guide

1.4.2. Application aux guides d'ondes rectangulaires

Le mode de propagation étant le mode TE_{10}

L'expression 1-28 devient :

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{R_m \oint_C H_E^2 dl}{\iint_S 2 E^2 \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} ds} \quad 1-31$$

L'évaluation des intégrales nous donne [3]

qui donne pour

$$\alpha = \frac{1}{a^{3/2}} \sqrt{\frac{2\pi \epsilon_0 \mu_m}{\sigma_m}} \frac{1}{\mu} \frac{(f_c/f)^{3/2} + (a/2b)(f/R)^{1/2}}{\sqrt{1 - (f_c/f)^2}} \quad 1 - 34$$

L'étude de cette fonction en prenant f/f_c comme variable nous conduit au résultat suivant:

α passe par un minimum α_m pour la fréquence f_m définie par :

$$\frac{b}{a} = \frac{(f_m/f_c)^2 [(f_m/f_c)^2 - 3]}{6(f_m/f_c)^2 - 2} \quad 1 - 35$$

Les variations de α en fonction de f/f_c sont représentées à la figure 2 .

1.4.3. CONCLUSION

Les atténuations calculées sont théoriques et supposent que le guide est parfaitement poli, mais en réalité la surface du guide présente une suite de creux et d'arêtes, la surface réelle ainsi offerte à la dissipation d'énergie est supérieure à la surface géométrique introduite dans les calculs. D'ailleurs la conductivité des parois n'est pas très grande à cause de leur oxydation par effet atmosphérique, en plus elles sont sales, couvertes par la poussière qui constitue une couche dissipative.

Pour se rapprocher de l'atténuation théorique il faut:

- revêtir les parois par une couche d'or pour éviter l'oxydation.
- rendre la surface des parois très polies et éliminer les creux et les arrêts.

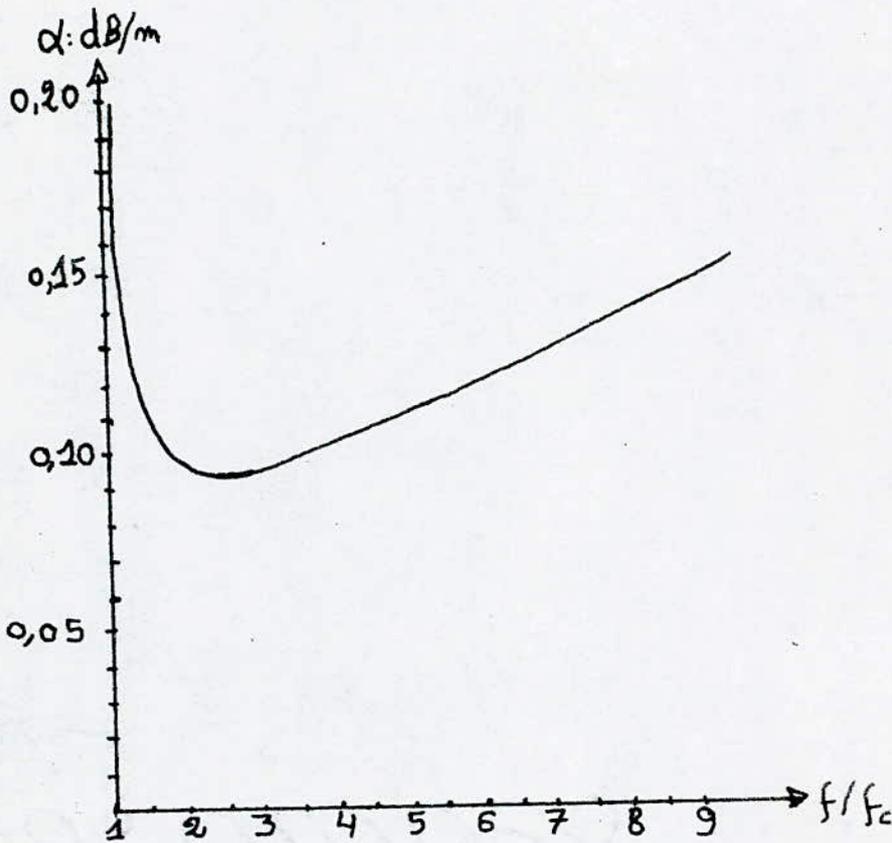
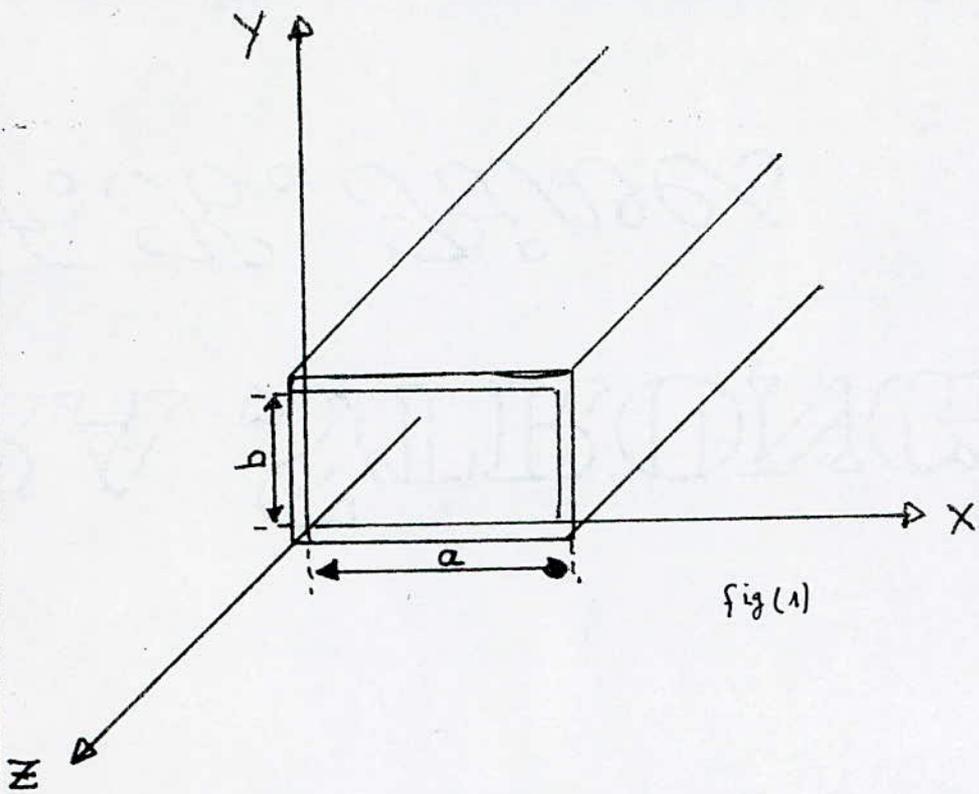


FIG 2

L'atténuation dans le guide standard
 RG52U de la bande X avec $a = 22,86\text{mm}$, $b = 20,76\text{mm}$

CHAPITRE II

CAVITES RESONANTES : TYPES ET APPLICATIONS

2.1. GENERALITES

Pour emmagaziner de l'énergie électromagnétique, on utilise dans la technique des hyperfréquences, des volumes métalliques presque complètement fermés, qu'on désigne sous le nom de "cavités", leurs propriétés et leur techniques d'emploi sont très voisines de celles des circuits résonnants en basses fréquence, pour faire l'étude des cavités, on considère d'abord les propriétés des volumes entièrement fermés et sans pertes, qui possèdent des modes d'oscillation propres. On examine ensuite l'influence de pertes et de perturbation sur ces modes et on étudie enfin les oscillations entretenues des cavités couplées à des lignes de transmission.

2.2. DEFINITIONS

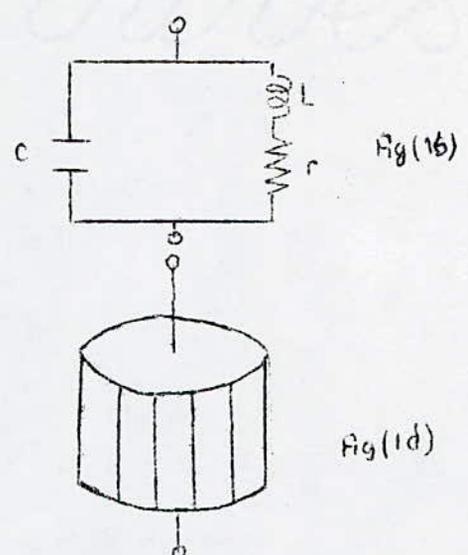
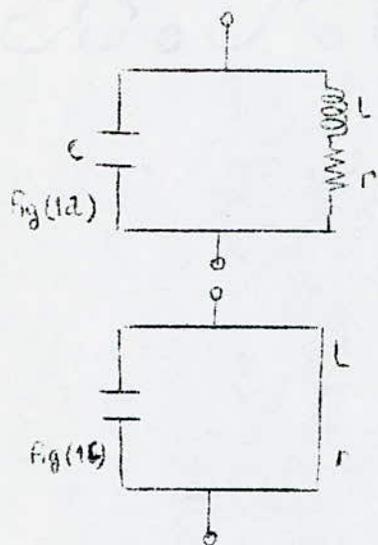
Une cavité résonante est un volume diélectrique limité par une paroi conductrice (elle peut-être diélectrique), à l'intérieur du quel l'onde électromagnétique (E , H) peut prendre certaines configurations spatiales à des fréquences particulières.

Les cavités jouent le rôle des circuits oscillants en radioélectricité classique, on peut observer le passage continu d'un circuit oscillant à une cavité:

Considérons le circuit oscillant RLC de la fig(1a), sa fréquence de resonance est f_0 , pour augmenter f_0 , il faut diminuer l'inductance L fig.(1-b), en remplaçant L par un conducteur simple, f_0 est encore augmentée fig. (1-c).

Si nous multiplions le nombre de conducteur L_1 r branchés en parallèle autour des armatures du condensateur de manier à constituer une enceinte cylindrique fig(1-d), la fréquence f_0 augmente et on peut plus parler de constantes localisées, on a ainsi réalisé une cavité résonnante.

Les champs magnétique et électrique sont confinés à l'intérieur de la cavité et le facteur de qualité devient très grand à cause de la suppression du rayonnement.



La résolution des équations de Maxwell en tenant compte des conditions aux limites sur les parois de la cavité est un problème aux valeurs propres qui admet un ensemble de solutions différentes qu'on appelle: modes de résonance.

On a associé à chaque fonction propre une valeur propre dite fréquence de résonance, il existe une infinité de modes donc une infinité de fréquences de résonance formant un ensemble discret. L'étude d'une cavité est similaire à l'étude des guides à la seule différence que les cavités ne présentent pas une certaine uniformité dans la direction de propagation.

2.3. TYPES DE CAVITES RESONANTES :

Il existe plusieurs types de cavités parmi lesquelles on note :

2.3.1. CAVITE FORMEE D'UNE SECTION DE GUIDE D'ONDE

Si un guide d'onde est fermé à ses deux extrémités par des plans métalliques perpendiculaire à son axe, il forme une cavité résonante , cette structure résonne si sa longueur est un nombre entier de demi longueurs d'onde du guide fig. (2).

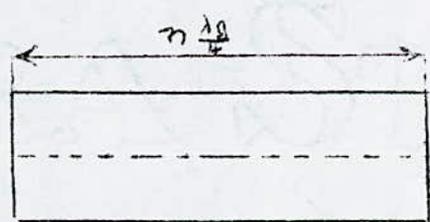


Fig. (2)

2.3.2. CAVITES OUVERTES

Ce sont des cavités qui ne sont pas entièrement entourées par des parois conductrices. Les ouvertures non rayonnantes ainsi pratiquées permettent la mesure des propriétés de certains matériaux et l'excitation des champs à l'intérieur des cavités. Notons aussi l'existence des cavités antennes où certaines modes de résonance donnent lieu à un rayonnement vers l'extérieur (fig. 3).

2.3.3. CAVITES FORMEES PAR UN TRONÇON DE LIGNE

Ce sont des cavités comportants des tronçons de lignes de transmission terminés par des plans de court-circuit -(ou par une charge réactive fig (4).

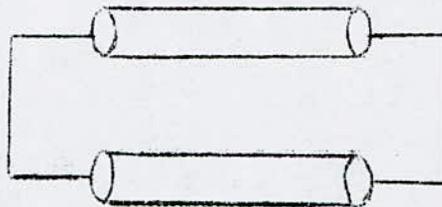


Fig. (4)

2.3.4. SECTION DE LIGNE MICRORUBAN

C'est une cavité formée par une section de ligne microruban (Fig. 5).

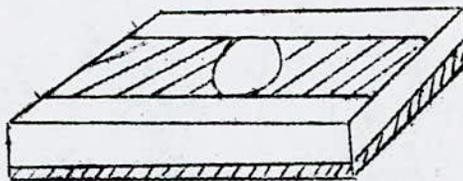


Fig. (5)

2.4. APPLICATIONS

Pour des dimensions de l'ordre de quelques centimètres les premiers modes de résonance des cavités apparaissent dans la bande des hyperfréquences d'où leur grande utilisation en micro-onde, elles sont employées dans les domaines suivants:

1. Du fait que les cavités possèdent des coefficients de qualité très élevés, elles sont utilisées comme étalon de fréquence secondaire.

2. La fréquence d'oscillation des générateurs hyperfréquence est fixée par une cavité résonnante, elles constituent un élément capital de tous générateur micro-onde.

3. Une cavité de dimensions ajustables permet de mesurer les fréquences d'un signal, d'où leur utilisation comme fréquencesmètre, ondemètre.

4. Les propriétés sélectives des cavités permettent la réalisation des filtres passe bande, coupe bande qui sont utilisés en transmission.

5. La présence dans une cavité d'un échantillon diélectrique ou magnétique modifie la fréquence de résonance et le facteur de qualité, ainsi les mesures de ces perturbations permettent de déduire les paramètres diélectriques et magnétiques de la substance étudiée.

6. Une cavité résonante est utilisée comme four micro-ondes, elle permet de contenir l'énergie électromagnétique qui chauffe ou cuit, sèche un matériau placé à l'intérieur.

CHAPITRE III

1ère partie : THEORIE D'UNE CAVITE HOMOGENE FERMEE

3.1. INTRODUCTION

Une cavité résonante idéale est une cavité remplie par un milieu homogène, linéaire et isotrope, les parois qui l'entourent sont formées par un conducteur parfait et la densité de charge électrique est nulle à l'intérieur, une telle cavité n'existe pas: en réalité le milieu homogène remplissant la cavité est faiblement dissipatif, ces pertes produisent le facteur de qualité de volume Q_{ov}

Les parois métalliques entourant la cavité ont toujours des pertes par effet joule, le conducteur dont elles sont formées n'étant pas idéale: c'est le facteur de qualité métallique Q_{om} qui exprime ces pertes.

Ces facteurs de qualité seront définis par la suite.

3.2. EQUATION DE HELMOLTZ

L'étude d'une cavité homogène fermée est similaire à celle d'un guide d'onde homogène, sauf que la cavité est en trois dimensions tandis que le guide d'onde à deux dimensions transversales à cause de son uniformité dans la direction de propagation, en partant des équations de Maxwell on trouve:

$$\nabla^2 \vec{E} + K^2 \vec{E} = \vec{0} \quad 3 - 1$$

$$\nabla^2 \vec{H} + K^2 \vec{H} = \vec{0} \quad 3 - 2$$

$$K^2 = -j\omega\mu(\nabla + j\omega\varepsilon) \quad 3 - 3$$

Les deux équations 3 - 1 et 3 - 2 sont des équations de HELMOLTZ ou équation d'onde en trois dimensions, les valeurs propres K_p qui sont solution de ces équations en présence des conditions aux limites 1 - 9 et 1 - 10 correspondent aux modes de résonance de la cavité, elles sont toujours positives, ne dépendent pas des propriétés du matériau homogène remplissant la cavité [2] .

3.3. PULSATION COMPLEXE DE RESONANCE

En tenant compte des pertes dans la cavité, la pulsation de résonance ω_p est complexe, à partir de la relation 3 - 3 on tire:

$$\omega_p = \frac{j\sigma}{2\varepsilon} + \sqrt{\frac{Kp^2}{\varepsilon\mu} - \left(\frac{\sigma}{2\varepsilon}\right)^2} \quad 3-4$$

ε, μ sont des complexes

$$\omega_p \text{ peut être écrit sous la forme } \omega_p = \omega_{pr} + j\frac{1}{\tau} \quad 3-5$$

ω_{pr} : partie réelle ou pulsation propre

τ : temps de relaxation de la résonance

Pour comprendre la signification physique de τ écrivons le champ \vec{E}

$$\vec{E}(r, t) = A e^{j(\omega_p t - \varphi)} = A e^{-\frac{t}{\tau} + j(\omega_{pr} t - \varphi)} \quad 3-6$$

On remarque que la partie imaginaire de la pulsation complexe correspond à un amortissement du champ donc en présence des pertes dans une cavité fermée, l'amplitude du champ décroît en fonction du temps.

Remarque : lorsque les pertes dans la cavité sont faibles et dues uniquement aux courants de conduction, on obtient d'après les relations 3 - 4 et 4 - 5 [2] (ε, μ sont réels)

$$\omega_{pr} = \sqrt{\omega_0 \left(\frac{1}{2}\right)^2} \quad 3-7 \text{ avec } \omega_0 = \frac{Kp}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \quad 3-8$$

$$\tau = 2\varepsilon/\sigma \quad 3-9$$

On distingue deux pulsations différentes :

ω_{pr} : pulsation propre de la cavité en absence d'excitation

ω_0 : pulsation de résonance correspondant à l'extrémum de la réponse en régime forcée.

En générales, pour les cavités rencontrées en micro-ondes ces deux pulsations sont presque égales.

3.4. FACTEUR DE QUALITE NON CHARGE

Un bon circuit résonant comporte aussi peu de pertes que possible; le produit $\omega_0 \tau$ sert à chiffrer cette qualité

$$Q_0 = \frac{\omega_0 \tau}{2} \quad 3-10$$

Si on remplace ζ par sa valeur dans l'expression 3 - 9 on obtient le facteur de qualité non chargé Q_{ov} qui est lié aux pertes dues au matériau remplissant la cavité :

$$Q_o = Q_{ov} = \omega_o \frac{\epsilon}{\sigma} \quad 3 - 11$$

3.5. AUTRE DEFINITION DE Q_o

L'analogie entre les cavités résonantes et circuits RLC basses fréquences (voir plus loin les schémas équivalents) conduit à une autre définition de Q_o plus générale

$$Q_o = \omega_o \frac{W}{P_r} \quad 3 - 12$$

W : énergie totale emmagasinée dans la cavité

P_r : énergie dissipée par effet joule à l'intérieur de la cavité

Remarque: Les définitions 3 - 10 et 3 - 12 sont équivalentes [2]

2ème Partie : METHODE DE PERTURBATION

3.6. INTRODUCTION

En cavité ou en guide pour déterminer l'affaiblissement dûe aux pertes par effet joule dans les parois; les effets produits par l'introduction d'un diélectrique (isolant) et par des petites modifications de la section droite du guide, on utilise la méthode de perturbation qui consiste à comparer les équations relatives au système perturbé qu'on veut chercher sa solution et non perturbé dont la solution est connue, et on tire de cette comparaison une relation donnant la différence entre les paramètres caractéristiques des deux systèmes. Le plus souvent cette méthode est approchée et ces résultats ne sont satisfaisants que lorsque les perturbations sont suffisamment petites

3.7. APPLICATION DE LA METHODE DE PERTURBATION DANS LES CAVITES

3.7.1. INFLUENCE DE LA MODIFICATION DE LA CAVITE SUR LA PULSATION COMPLEXE ω_p DE RESONANCE

On part d'une cavité non perturbée sans pertes remplie d'un milieu homogène de propriétés ϵ, μ dans laquelle les champs satisfont aux équations :

$$\vec{\text{Rot}} \vec{E}_0 + j\omega_p \mu \vec{H}_0 = \vec{0} \quad 3 - 13$$

$$\vec{\text{Rot}} \vec{H}_0 - j\omega_p \epsilon \vec{E}_0 = \vec{0} \quad 3 - 14$$

En l'absence de pertes, la pulsation de résonance ω_p est réelle. dans une cavité perturbée, ces relations deviennent :

$$\vec{\text{Rot}} \vec{E} + j\omega_p \mu \vec{H} = \vec{0} \quad 3 - 15$$

$$\vec{\text{Rot}} \vec{H} - j\omega_p \epsilon \vec{E} = \vec{0} \quad 3 - 16$$

Où la pulsation ω_p devient complexe en présence des pertes pour obtenir une relation donnant ω_p en fonction du champ prenons les conjugués de 3 - 13 et 3 - 14 puis en les multipliant scalairement par H_0^* et $-E_0^*$; l'addition des relations ainsi obtenues donne après regroupement de termes semblables:

$$\nabla_t (\vec{E}_0^* \wedge \vec{H} + \vec{E} \wedge \vec{H}_0^*) + j(\omega_p - \omega_{p_0}) [\epsilon_0 \vec{E}_0^* \vec{E} + \mu_0 \vec{H}_0^* \vec{H}] = \vec{0} \quad 3-17$$

intégrons cette expression sur le volume de la cavité non perturbée et en faisant usage de la condition aux limite $\vec{n} \wedge \vec{E}_0 = 0$ sur les parois, on obtient la relation

$$\omega_p - \omega_{p_0} = \frac{\int_V (\vec{E} \wedge \vec{H}_0^*) \cdot \vec{n} \, d\ell}{\int_V (\epsilon_0 \vec{E}_0^* \vec{E} + \mu_0 \vec{H}_0^* \vec{H}) \, dV} \quad 3-18$$

$$\text{avec } \omega_p - \omega_{p_0} = \omega_{pr} - \omega_{p_0} + j \frac{\omega_0}{2Q_0} \quad 3-19$$

La relation 3 - 18 est la relation du perturbation

3.7.2. EFFETS DE PERTES DANS LES PAROIS, FACTEUR DE QUALITE METALLIQUE Q_{om}

Pour étudier l'effet de pertes dans les parois, on suppose que le champ magnétique \vec{H} n'est pas modifié ($\vec{H} \cong \vec{H}_0$). Le champ électrique n'est pas modifié sur tout le volume de la cavité mais sa composante tangentielle sur les parois n'est plus nulle, elle est proportionnelle au courant de surface, lui même proportionnel au champ magnétique tangentielle

$$\vec{E}_t = -Z_m (\vec{n} \wedge \vec{H}) \cong -Z_m (\vec{n} \wedge \vec{H}_0) \quad 3-21$$

où $Z_m = (1 + j) \sqrt{\omega \mu m / 2\sigma}$ 3 - 22 est l'impédance d'onde dans le métal. En tenant compte des équations 3 - 18, 3 19 - 3-20, on obtient une équation donnant le facteur de qualité métallique et la variation de la pulsation de résonance:

$$\frac{\omega_0}{2Q_{om}} - j(\omega_{pr} - \omega_{p_0}) \cong Z_m \frac{\oint_S |H_0|^2 \, dS}{2 \int_V \mu |H_0|^2 \, dV} \quad 3-22$$

La variation de la pasation de résonance due aux pertes dans les parois est le plus souvent négligeable, et comme les parties réelles et imaginaires de 3 - 13 ont les mêmes valeurs on déduit:

$$Q_{om} = \frac{\omega_0}{2(\omega_{p0} - \omega_{pr})} \quad 3 - 23$$

3.7.3. FACTEUR DE QUALITE D'ECHANTILLON Q_{oe}

Si on introduit un volume de diélectrique de primitivité relative ϵ_r , la cavité sera perturbée, et on définit un facteur de qualité d'échantillon Q_{oe}

La méthode de perturbation nous donne

$$\omega_p - \omega_{p0} = \omega_{pr} - \omega_{p0} + j \frac{\omega_{p0}^2}{2Q_0\epsilon} \approx -\frac{\omega_{pr}}{2} \frac{\int_{\Delta v} (\epsilon_r - 1) |\epsilon_0|^2 dv}{\int_v |\epsilon_0|^2 dv} \quad 3-21$$

L'intégrale du dénominateur porte sur tout le volume de la cavité, celle du numérateur sur le volume de l'échantillon.

3.8. FACTEUR DE QUALITE NON CHARGE GLOBAL Q_0

Le facteur de qualité Q_0 est infini pour une cavité absolument sans perte, mais diminue en présence des pertes. En pratique les pertes sont faibles et il n'y a pas d'interaction importante entre les différentes sources de dissipation, donc on peut définir [2] un facteur de qualité non chargé globale Q_0 en additionnant les 3 contributions de pertes.

Les pertes étant inversement proportionnelles aux facteur de qualité:

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_{ov}} + \frac{1}{Q_{om}} + \frac{1}{Q_{oe}} \quad 3 - 25$$

CHAPITRE IV

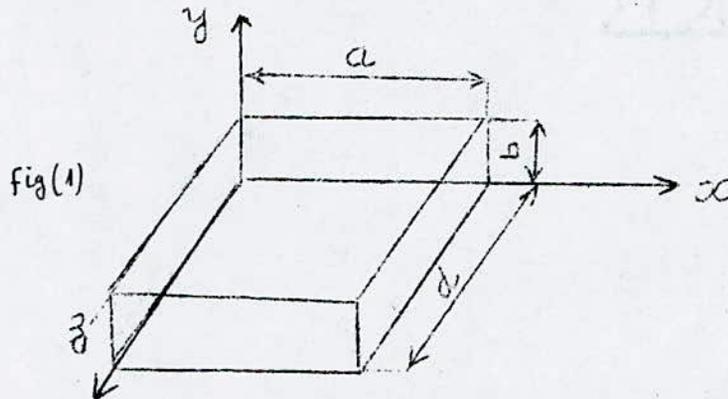
ETUDE ET PROPRIETES DES CAVITES PRISMATIQUES

4.1. RESOLUTION DE L'EQUATION DE HELMOLTZ

4.1.1. CAS GENERAL $E_z \neq 0$; $H_z \neq 0$

On considère un prisme rectangulaire dont les parois sont définies par (fig.1)

$$x = 0 ; x = a ; y = 0 ; y = b ; z = 0 ; z = d$$



Les équations 3-1 et 3-2 s'écrivent en coordonnées cartésiennes

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{pmatrix} = 0 \quad 4-1$$

En résolvant les équations de HELMOLTZ en tenant compte des conditions aux limites cités dans 1-9 et 1-10 et en utilisant la méthode de séparation des variables comme dans le guide [7] on obtient

$$E_x = E_1 \cos \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{b} y \sin \frac{p\pi}{d} z \quad 4-2$$

$$E_y = E_2 \cos \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y \sin \frac{p\pi}{d} z \quad 4-3$$

$$E_z = E_3 \sin \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{b} y \cos \frac{p\pi}{d} z \quad 4-4$$

La condition $\text{div } \vec{E} = \rho$ (pas de charge à l'intérieur) nous donne

$$\left(\frac{m\pi}{a} \right) E_1 + \left(\frac{n\pi}{b} \right) E_2 + \left(\frac{p\pi}{d} \right) E_3 = 0 \quad 4-5$$

d'autre par on a

$$k^2 = \left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 + \left(\frac{p\pi}{d} \right)^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_g} \right)^2 \quad 4-6$$

Nous obtenons ainsi pour fréquence de résonance de chaque mode l'expression

$$f_{mnp} = \frac{v}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{d}\right)^2}$$

4-7

Les courbes af^2 en fonction de (a/d) sont données fig. (3)

en utilisant l'équation de Maxwell $\text{Rot } \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H}$ on tire pour $\vec{H} =$

$$H_x = H_1 \sin \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y \cos \frac{p\pi}{d} z \quad 4-8$$

$$H_y = H_2 \cos \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{b} y \cos \frac{p\pi}{d} z \quad 4-9$$

$$H_z = H_3 \cos \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y \sin \frac{p\pi}{d} z \quad 4-10$$

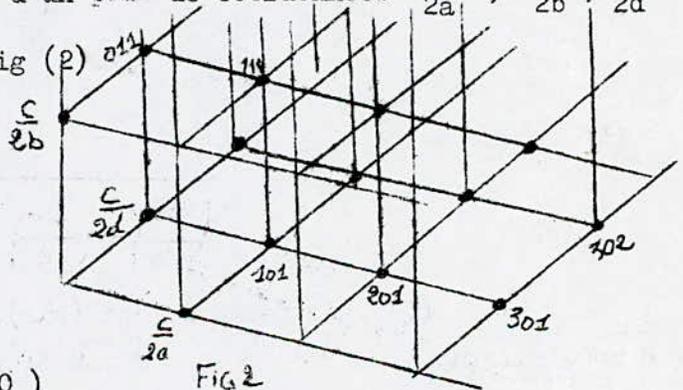
avec $H_1 = \frac{j}{\mu\omega} \left(\frac{p\pi}{d} E_2 - \frac{n\pi}{b} E_3 \right) \quad 4-11$

$$H_2 = \frac{j}{\mu\omega} \left(\frac{m\pi}{a} E_3 - \frac{p\pi}{d} E_1 \right) \quad 4-12$$

$$H_3 = \frac{j}{\mu\omega} \left(\frac{n\pi}{b} E_1 - \frac{m\pi}{a} E_2 \right) \quad 4-13$$

La fréquence de résonance f_{mnp} donnée dans la relation 4-7 représente la distance séparant l'origine d'un point de coordonnées $\frac{cm}{2a}$; $\frac{cn}{2b}$; $\frac{cp}{2d}$

dans l'espace des fréquences fig (2)



4.1.2. MODE TE_{mnp} ($E_3 = 0$)

FIG 2

La relation 4-5 devient $\left(\frac{m\pi}{a}\right) E_1 + \left(\frac{n\pi}{b}\right) E_2 = 0 \quad 4-14$

et nous obtenons à une constante multiplicative près

$$E_1 = \frac{\alpha_2}{K} \quad 4-15 \quad H_1 = \frac{j}{\eta} \frac{\alpha_1 \alpha_3}{K^2} \quad 4-16$$

$$E_2 = -\frac{\alpha_1}{K} \quad 4-17 \quad H_2 = +\frac{j}{\eta} \frac{\alpha_2 \alpha_3}{K^2} \quad 4-18$$

$$E_3 = 0 \quad 4-19 \quad H_3 = -\frac{j}{\eta} \frac{\alpha_1^2 + \alpha_2^2}{K^2} \quad 4-20$$

avec $\alpha_1 = \frac{n\pi}{b} \quad \alpha_2 = \frac{m\pi}{a} \quad \alpha_3 = \frac{p\pi}{d}$

On aura la même chose pour le mode TM_{mnp}

Remarque: pour le mode TM on doit toujours avoir $mn \neq 0 \quad 4-21$

$(af)^2$
(GHz mm)²

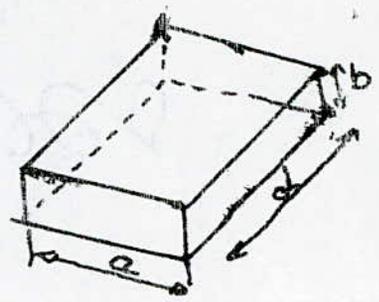
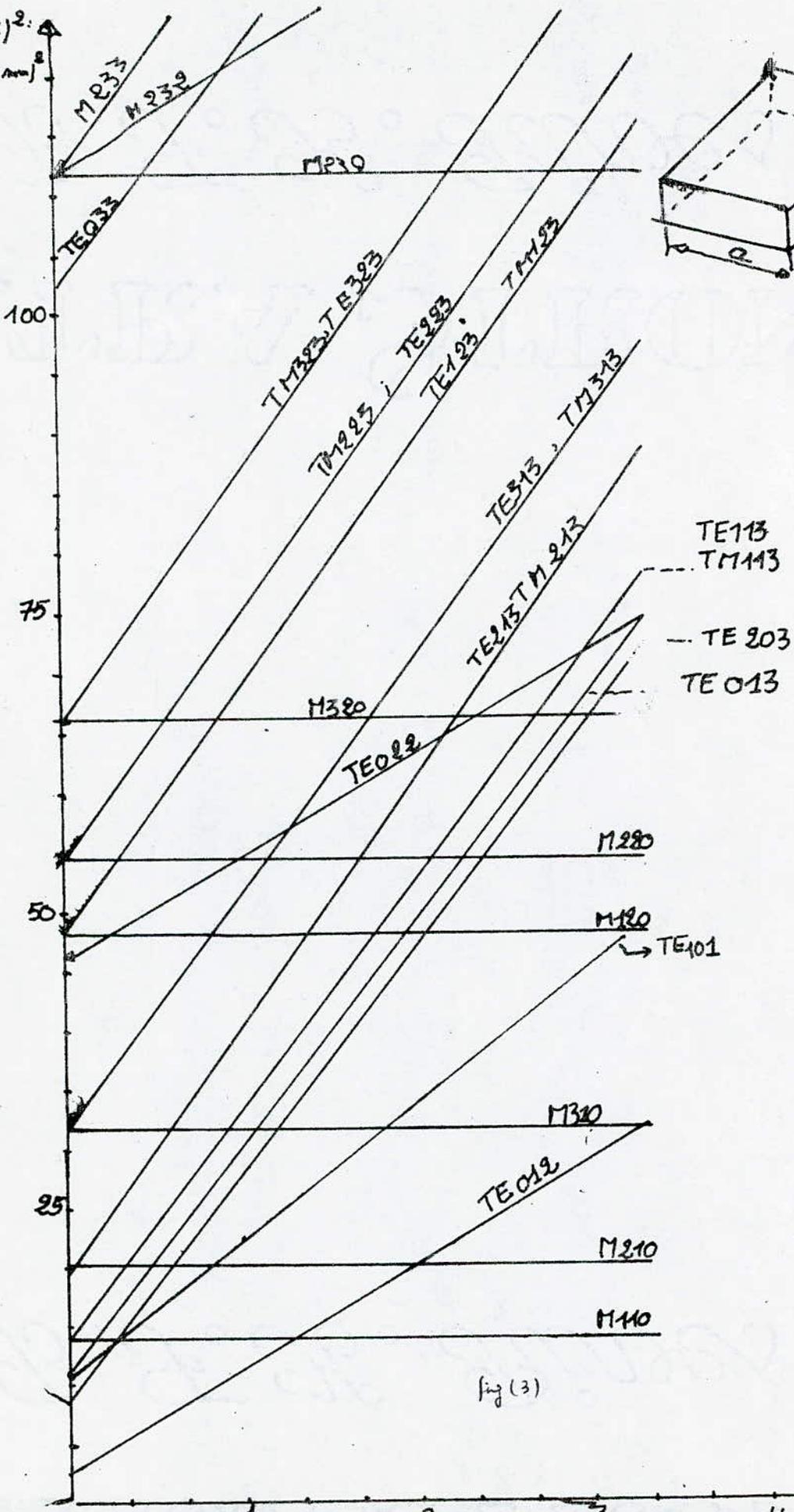


Fig (3)

(a)

Et pour le mode TE on doit avoir $(m+n)P \neq 0$ 4 - 22

La plus basse fréquence de résonance nous est donnée par le mode TE_{101} ; le plus petit coté étant b (c'est le mode dominant) pour ce mode on a (E_1 étant arbitraire)

$$E_x = E_1 \sin \frac{\pi y}{b} \sin \frac{\pi z}{d} \quad 4 - 23$$

$$H_y = -jE_1 \left(\frac{\epsilon}{\mu}\right)^{1/2} b (b^2 + d^2)^{1/2} \sin \frac{\pi y}{b} \cos \frac{\pi z}{d} \quad 4 - 24$$

$$H_z = jE_1 \left(\frac{\epsilon}{\mu}\right)^{1/2} (b^2 + d^2)^{1/2} d \cos \frac{\pi y}{b} \sin \frac{\pi z}{d} \quad 4 - 25$$

La fréquence de résonance est

$$f_{101} = \frac{v}{2} \sqrt{\left(\frac{1}{a}\right)^2 + \left(\frac{1}{d}\right)^2} \quad 4 - 26$$

La longueur de la cavité d est

$$d = \frac{1}{\sqrt{4\left(\frac{f_{101}}{v}\right)^2 - \frac{1}{a^2}}} \quad 4 - 27$$

4.2. MODES DÉGÉNÉRÉS DE LA CAVITÉ RECTANGULAIRE

Lorsque $m, n, p \neq 0$, on aura la même fréquence de résonance f_{mnp} pour les deux modes TE_{mnp} , TM_{mnp} qui sont de ce fait dégénérés.

Deux modes sont dits dégénérés lorsqu'ils ont la même valeur (même fréquence de résonance) mais des fonctions propres différentes (structure des champs) notons aussi que la combinaison de deux modes dégénérés est également un mode dégénéré résonant de la cavité.

4.3. APPLICATION DE LA METHODE DE PERTURBATION AUX CAVITES PRISMATIQUES

Pour le mode TE_{mnp} l'intégrale du numérateur de la relation 3 - 23 sur les parois de la cavité donne

$$\oint |H_0|^2 ds = A^2 \frac{6a}{2} \left[\left(\frac{p\pi}{a}\right)^2 \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{d}\right)^2 \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \right] + \frac{A^2 db}{2} \left[\left(\frac{p\pi}{a}\right)^2 \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \right] + A^2 \frac{ad}{2} \left[\left(\frac{p\pi}{a}\right)^2 \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left[\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2\right] \right] \quad 4 - 28$$

et l'intégrale du numérateur de la même expression sur le volume de la cavité nous donne.

$$\int_V |H_0|^2 dv = \frac{A^2 ubd}{8} \left[\left(\frac{m\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 \right] \left[\left(\frac{p\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \right] \quad 4 - 29$$

posons $U = \frac{\pi m}{a}$, $V = \frac{\pi n}{b}$; $W = \frac{p\pi}{d}$; l'expression 3 - 23 donne

$$Q_{om} = \frac{Z_0 abd}{R_m 4} \frac{(U^2 + V^2)(U^2 + V^2 + W^2)^{3/2}}{ad[U^2 W^2 + (U^2 + V^2)^2] + bd[V^2 W^2 + (U^2 + V^2)^2] + ab[W^2(U^2 + V^2)]} \quad 4-30$$

Le calcul est fait dans le cas où $m \neq 0$, $n \neq 0$ en cas général on aura:

$$Q_{om} = \frac{Z_0 abd}{R_m 4} \frac{(U^2 + V^2)(U^2 + V^2 + W^2)^{3/2}}{\gamma ad[U^2 W^2 + (U^2 + V^2)^2] + \gamma bd[V^2 W^2 + (U^2 + V^2)^2] + \alpha d W^2 (U^2 + V^2)} \quad 4-31$$

avec $\gamma = \begin{cases} 1 & \text{Si } n \neq 0 \\ 1/2 & \text{Si } n = 0 \end{cases}$

$\alpha = \begin{cases} 1 & \text{Si } m \neq 0 \\ 1/2 & \text{Si } m = 0 \end{cases}$

N.B. En plus de la cavité prismatique, on peut aussi noter l'importance des cavités circulaires.

Pour ces cavités de rayon a et de longueur d les valeurs de P correspondent aux zéros et aux extremum des fonction de Bessel :

$$K_{mnl}^2 = \sqrt{\left(\frac{P_{m,n}(TE, Tm)}{\pi}\right)^2 + \left(\frac{l}{d}\right)^2} \quad 4-32$$

CHAPITRE V

LES CAVITES COMME ELEMENTS DE CIRCUIT

5.1. IMPEDANCE D'ENTREE D'UNE CAVITE

Les formules des circuits oscillants à constantes localisées ne sont plus valable dans le cas ou on a affaire à un dipôle résonant fig(1)

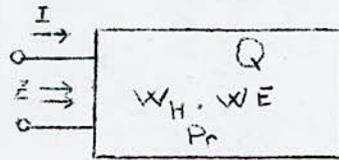


Fig. (1)

L'impédance d'entrée Z est donnée par :

$$Z = \frac{2P_r + 4j\omega(W_H - W_E)}{II^*} \quad 5 - 1$$

P_r = puissance dissipée par effet joule

W_H , W_E : valeurs moyennes de l'énergie électrique (magnétique) emmagasinée

I : Amplitude complète du courant d'entrée

Notons que W_H , W_E sont réels positifs, la résonance du dipôle est obtenue lorsque $W_E = W_H$ 5 - 2
dans ce cas l'énergie totale devient un maximum local.

5.2. FACTEUR DE QUALITE CHARGE Q_{QC}

Dans le chapitre II on a supposé que la cavité est isolée du milieu extérieur, mais en générale, elle est toujours couplée aux guides ou (lignes) de transmission et on définit un facteur de qualité total qui englobe en plus des pertes propres, les pertes par rayonnement dans le circuit extérieur

$$Q_c = \omega_0 \frac{W}{P_r + P_{re}} \quad 5 - 3$$

P_{re} : puissance perdue dans le circuit extérieur

On définit ainsi un facteur de qualité Q_e qui exprime seulement les pertes dans le circuit extérieur.

$$Q_e = \frac{\omega_0 W}{P_e} \quad 5 - 4$$

En combinant les équations (3 - 12), 5-3, 5 - 4 on trouve

$$\frac{1}{Q_c} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_e} \quad 5 - 5$$

5.3. COEFFICIENT DE COUPLAGE β_c

On appelle coefficient de couplage d'une cavité au monde extérieur (guides, lignes) le rapport entre les énergies internes et externes à la cavité: $\beta_c = \frac{Q_0}{Q_e}$ 5 - 6

si $\beta_c > 1$; on dit que la cavité est surcouplée; elle dépense d'avantage d'énergie à l'extérieur qu'elle n'en dissipe à l'intérieur

Si $\beta_c < 1$ la cavité est dite ; sous couplée

Si $\beta_c = 1$ le couplage est critique, la cavité est accordée

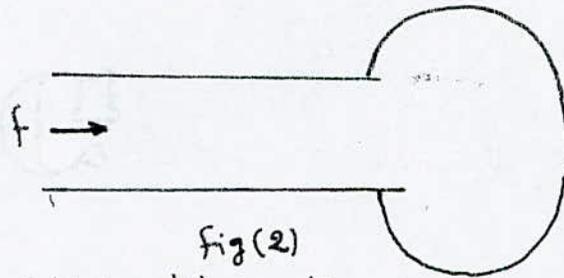
5.4. CAVITES EN REFLEXION

5.4.1. SCHEMA EQUIVALENT

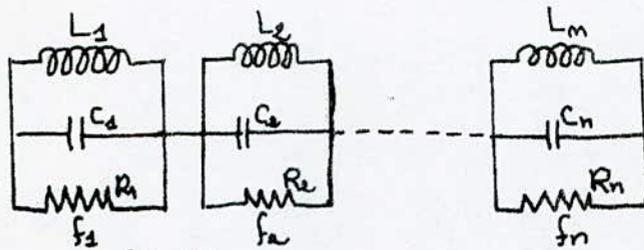
Considérons une cavité couplée à un guide (fig.(2), la cavité résonant pour n fréquences différentes. Une telle cavité peut-être représentée par un ensemble de n circuits résonant RLC; ce peut-être n circuits résonants série groupés en parallèle (fig. 3) , ou n circuits résonants parallèle, groupés en série fig. (4).

Dans la réalité, les fréquences de résonance sont suffisamment séparées , compte tenu des bandes très étroites relative, à chaque résonance, pour qu'au voisinage de la fréquence f_0 la cavité puisse être représenté par un seul circuit oscillant fig(5)

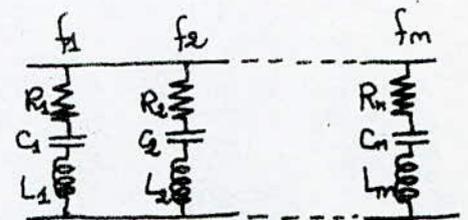
Les valeurs de L, C sont peu importantes, les paramètres importants sont : La résistance R qui correspond à l'impédance Z à la résonance et le facteur de qualité Q_0 de la cavité à la fréquence f_0 . L'ensemble des modes non excités provoque des pertes négligeables et pourra-être représenté par une réactance jX , en se déplaçant sur la ligne , on peut toujours trouver un point où la réactance parallèle s'annule



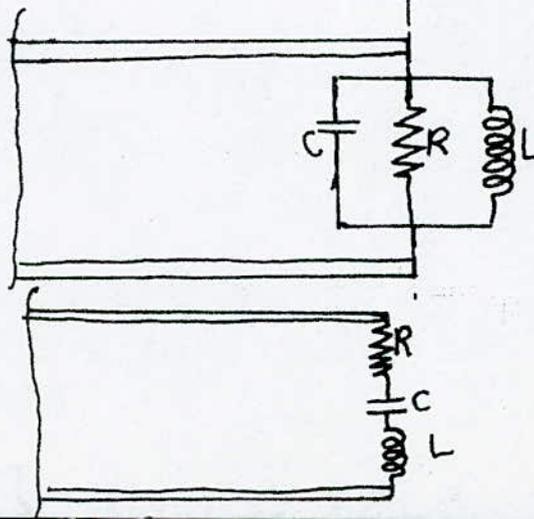
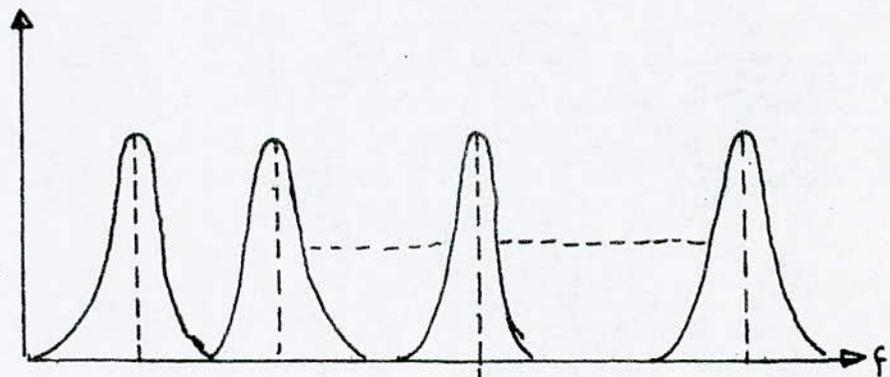
Fig(2)
représentation d'une cavité en réflexion



Fig(3)

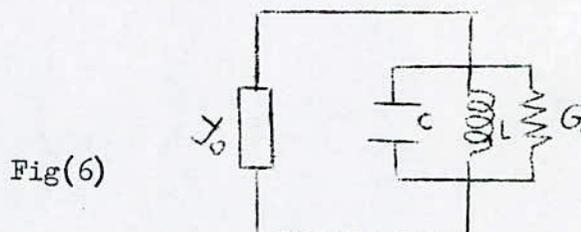


Fig(4)



Fig(5)

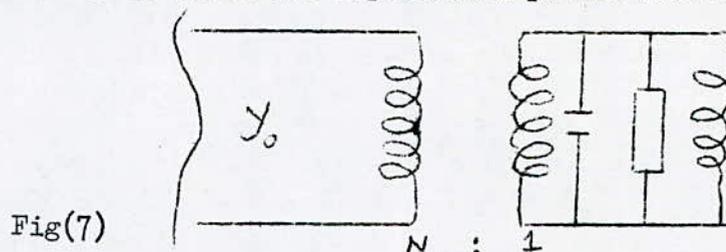
En définitive, on se ramène à un simple circuit résonant RLC fig.(6) shunté par l'impédance caractéristique de la ligne ou du guide



Remarques:

1. On a supposé que l'impédance caractéristique est réelle. Ceci n'est valable que pour des faibles pertes.

2. Le couplage entre la cavité et le guide est représentée par un transformateur de rapport n (fig. 7).



Ce rapport n dépend en général de la fréquence f , il est constant pour une bande de fréquence très étroite.

Les éléments du schéma équivalent (L , C , G) sont ramenés au circuit du guide et toute l'étude se ramène à l'étude d'une ligne (guide) chargée par un circuit oscillant.

En appliquant les définitions (3-12) 5-3, 5-4, 5-6, on trouve

$$Q_0 = \frac{\omega_0 C}{G} = \frac{C}{\omega_0 L G} \quad 5 - 7$$

$$Q_c = \frac{\omega_0 C}{G + Y_0} \quad 5 - 8$$

$$Q_e = \frac{\omega_0 C}{Y_0} \quad 5 - 9$$

$$\beta_c = \frac{Y_0}{G} \quad 5 - 10$$

5.4.2. ADMITTANCE D'ENTREE; COEFFICIENT DE REFLEXION

L'admittance réduite de la cavité est :

$$Y_t = \frac{1}{Y_0} \left[G + j \left(L\omega - \frac{1}{C\omega} \right) \right] \quad 5 - 11$$

qui peut se transformer faisant usage de 5 - 6 et 5 - 10 en :

$$Y_t = \frac{1}{\beta_c} \left(1 + 2j Q_0 \frac{\delta\omega}{\omega_0} \right) \quad 5 - 12$$

On a posé $\delta\omega = \omega - \omega_0$ 5 - 13 $\omega \neq \omega_0$

Le coefficient de reflexion au niveau de la charge est donné par :

$$\Gamma = \frac{1 - Y_t}{1 + Y_t} \quad 5 - 14$$

ce qui donne :

$$\Gamma = \frac{1 - \frac{1}{\beta_c} \left(1 + 2j Q_0 \frac{\delta\omega}{\omega_0} \right)}{1 + \frac{1}{\beta_c} \left(1 + 2j Q_0 \frac{\delta\omega}{\omega_0} \right)} \quad 5 - 15$$

à la résonance on a :

$$Y_t = \frac{1}{\beta_c} \quad 5 - 16; \quad \Gamma_0 = \frac{\beta_c - 1}{\beta_c + 1} \quad 5 - 17$$

Γ_0 est le coefficient de reflexion à la résonance.

À une fréquence f très proche de f_0 , on définit un coefficient de décalage U qui exprime le comportement de la cavité autour de la fréquence de résonance f_0

$$U = Q_0 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \cong 2Q_0 \frac{d\omega}{\omega_0} \quad 5 - 18$$

faisant usage des expressions 5 - 5 et 5 - 18, on trouve

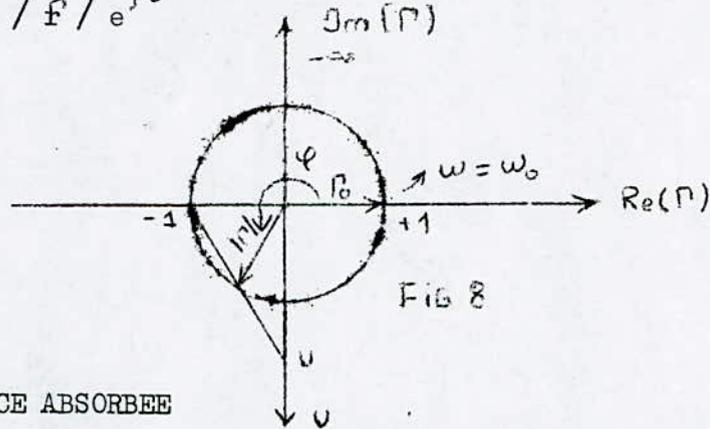
$$\Gamma_r = \frac{\Gamma_0 - jU}{1 + jU} \quad 5 - 19$$

Dans cette expression r est fonction de la fréquence, qui se transforme encore en :

$$\Gamma_r = -1 + \frac{D}{1 + jU} \quad 5 - 20 \quad \text{avec } D = \frac{2\beta_c}{1 + \beta_c} \quad 5 - 21$$

Γ_r est un nombre complexe, sa représentation dans le plan complexe est un cercle de diamètre D fig. (8).

En gardant l'axe des imaginaires en U, on définit une application de l'ensemble des U vers Γ_r , pour chaque U on fait correspondre un vecteur $\Gamma_r = |f| e^{j\psi}$



5.4.3. PUISSANCE ABSORBÉE

Le rapport de la puissance absorbée P à la puissance incidente P_{in} est donné par :

$$\frac{P_{abs}}{P_{in}} = 1 - |\Gamma|^2 \approx \frac{4\beta_c}{(\beta_c + 1)^2 + (2\beta_0 \frac{\delta L}{u_0})^2} \quad 5 - 22$$

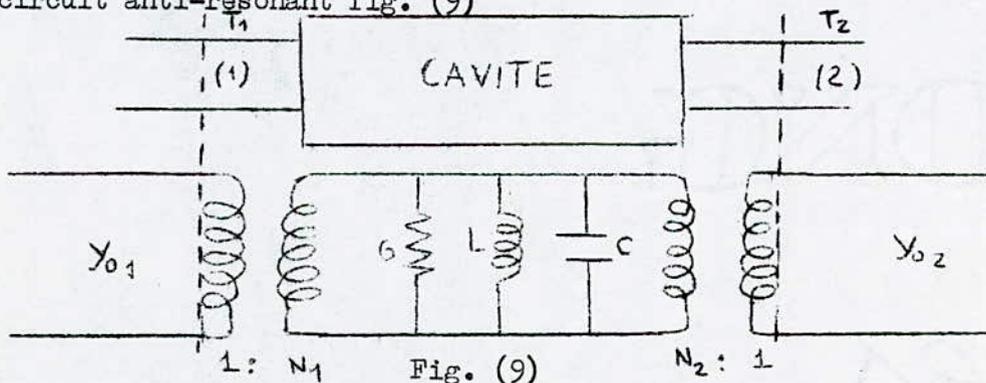
qui s'écrit encore sous la forme

$$\frac{P_{abs}}{P_{in}} = \frac{4\beta_c}{(\beta_c + 1)^2} \frac{1}{1 + U^2} \quad 5 - 23$$

5.5. CAVITES EN TRANSMISSION

5.5.1. SCHEMA EQUIVALENT ET FACTEURS DE QUALITE

Comme dans la partie 5-4; le circuit équivalent de la cavité est un circuit anti-résonant fig. (9)



On définit deux facteurs de couplage β_{c1} , β_{c2} avec

$$\beta_{c1} = \frac{Y_{o1}}{N_1^2 G} \quad 5-24 \quad ; \quad \beta_{c2} = \frac{Y_{o2}}{N_2^2 G} = 5-25$$

Pour les facteurs de qualité on a :

$$Q_o = \omega_o \frac{C}{G} \quad 5-26$$

$$Q_c = \omega_o \frac{C}{G + \frac{Y_{o1}}{N_1^2} + \frac{Y_{o2}}{N_2^2}} = \frac{Q_o}{1 + \beta_{c1} + \beta_{c2}} \quad 5-27$$

$$Q_{e1} = \omega_o \frac{C N_1^2}{Y_{o1}} \quad 5-28 \quad ; \quad Q_{e2} = \frac{C N_2^2}{Y_{o2}} \quad 5-29$$

5.5.2. COEFFICIENTS DE REFLEXION ET DE TRANSMISSION

La cavité est un quadripôle Q_c et donc son étude se fait par les matrices de dispersion $[S]$

$$[S] = \begin{bmatrix} R_1 & T \\ T & R_2 \end{bmatrix} \quad 5-30$$

R_1 est le coefficient de reflexion du dipôle 1, pour son calcul on ramène tous les éléments du circuit dans le plan T_1 fig.(10)

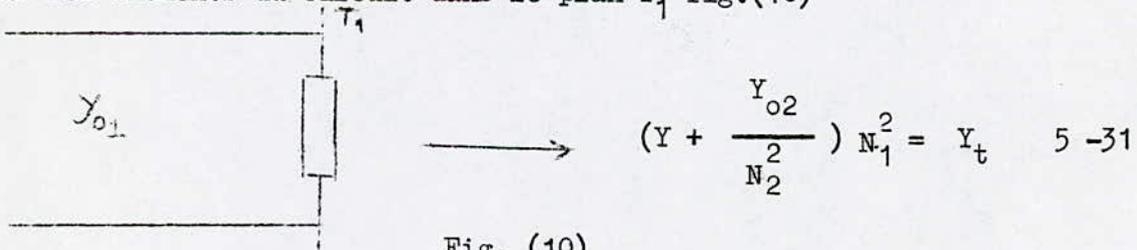


Fig. (10)

alors on trouve $R_1 = \frac{R_{10} - jU}{1 + jU} \quad 5-32 \quad ; \quad R_{10} = \frac{\beta_{c1} - \beta_{c2} - 1}{1 + \beta_{c1} + \beta_{c2}} \quad 5-33$

R_2 est le coefficient de reflexion du dipôle 2, avec le même procédé on trouve:

$$R_2 = \frac{R_{20} - jU}{1 + jU} \quad 5-34 \quad ; \quad R_{20} = \frac{\beta_{c2} - \beta_{c1} - 1}{1 + \beta_{c1} + \beta_{c2}} \quad 5-35$$

La représentation de R_1, R_2 dans le plan complexe est donnée fig (11):

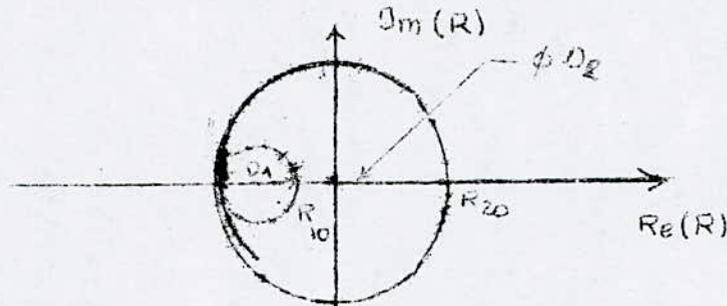


Fig.(11)

$$D_1 = \frac{2 \cdot \beta_{c1}}{1 + \beta_{c1} + \beta_{c2}} \quad 5 - 36 ; \quad D_2 = \frac{2 \beta_{c2}}{1 + \beta_{c1} + \beta_{c2}} \quad 6 - 37$$

T : étant le coefficient de transmission, pour son calcul on a fig.(12)

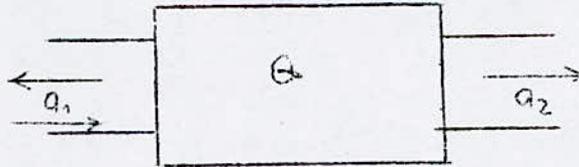


Fig. (12)

$$a_1 = a_2 \times \frac{n_1}{n_2} \quad 5 - 38 ; \quad a_1 = a_{\text{incid}} + a_{\text{refl}} \quad 5 - 39$$

$$\text{donc } T = \frac{a_2}{a_{\text{inc}}} = \frac{n_2 (1 + R_1)}{n_1} \quad 5 - 40$$

après calcul on trouve :

$$T = \frac{T_0}{1 + jU} \quad 5 - 41 ; \quad T_0 = \frac{2 \sqrt{\beta_{c1} \cdot \beta_{c2}}}{1 + \beta_{c1} + \beta_{c2}} = \sqrt{D_1 D_2} \quad 5 - 42$$

La représentation de T dans le plan complexe est donnée fig(13)

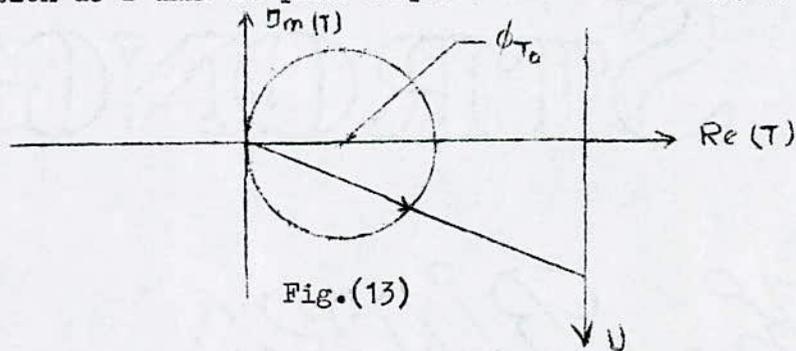


Fig.(13)

5.5.3. PUISSANCE TRANSMISE

Le rapport de puissance transmise, en supposant que la charge et le générateur sont adaptés, est donné par :

$$\frac{P_{tr}}{P_{in}} = |T|^2 = \frac{4 B_{c1} B_{c2}}{(1 + B_{c1} + B_{c2})^2 (1 + U^2)} = \frac{T_0^2}{1 + U^2} \quad 5 - 43$$

On remarque que la transmission de puissance augmente avec B_{c1} , B_{c2} vers 1 pour B_{c1} , B_{c2} tendants vers l'infini ce qui correspond à une cavité fortement surcouplée.

En plus remarquons qu'à la résonance on a :

$$T = T_0 = \frac{4 Q_c^2}{Q_{e1} \cdot Q_{e2}} \quad 5 - 44$$

5.6. CAVITES EN REACTION

5.6.1. SCHEMA EQUIVALENT

Une cavité en réaction est une cavité où la transmission à la résonance est minimale fig (14); elle est utilisée dans les fréquencesmètres; le schéma équivalent est donné à la fig. (15)

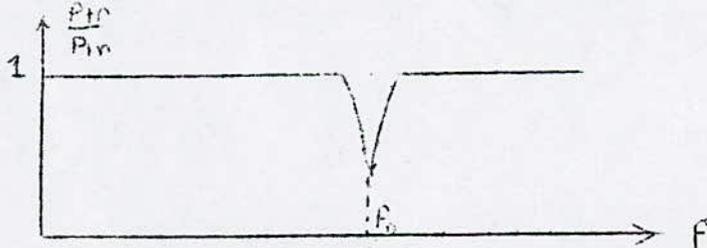


Fig. (14)

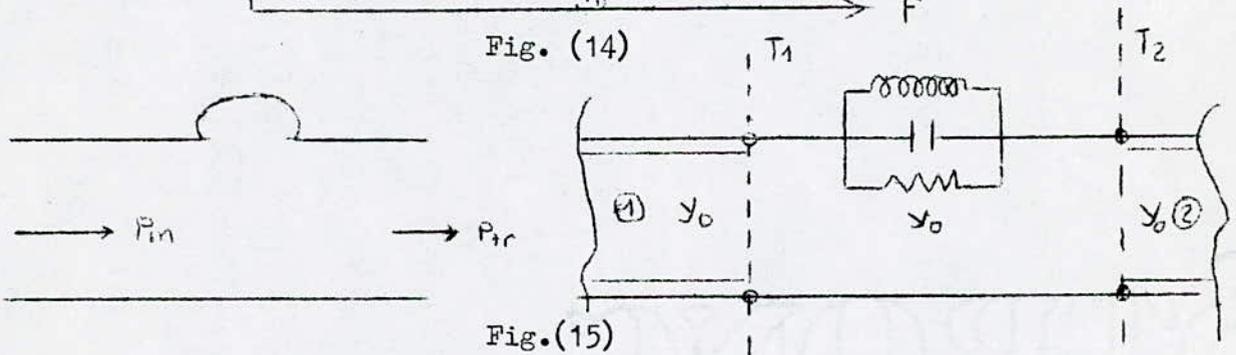


Fig.(15)

Les expressions de B_c , Q_0 , Q_L sont

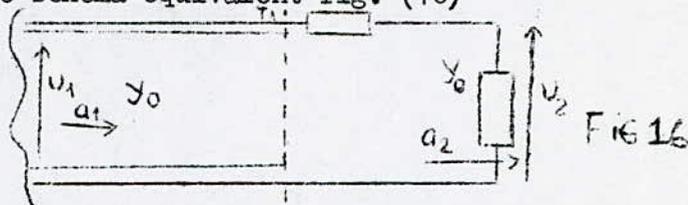
$$B_c = \frac{Y_0}{2G} \quad 5 - 45; \quad Q_0 = \omega_0 \frac{C}{G} \quad 5 - 46; \quad Q_L = \frac{\omega_0 C}{G + \frac{Y_0}{2}} = \frac{Q_0}{1 + B_c} \quad 5-47$$

5.6.2. COEFFICIENT DE REFLEXION ET DE TRANSMISSION

La matrice de dispersion de ce quadripôle est

$$S = \begin{bmatrix} R & T \\ T & R \end{bmatrix} \quad 5 - 48$$

Pour le calcul du coefficient de reflexion R on attaque l'entrée "1" l'entrée "2" étant adaptée, on aura le schema équivalent fig. (16)



L'expression 5 - 14 avec $\beta t = \beta_r + 1$ nous donne :

$$R = \frac{1}{1 + 2 y_r} \quad 5-49 \quad 5-50 \quad y_r = \frac{G}{Y_0} \left[1 + 2 j Q_0 \frac{\beta \omega}{\omega_0} \right] \quad 5-50$$

soit en utilisant les expressions 5 - 45, 5 - 46, 5 - 47

$$y_r = \frac{1}{2\beta_c} \left[1 + j(1 + \beta_c) U \right] \quad 5 - 51$$

pour le calcul du coefficient de transmission, on a fig. (16)

$$T = \frac{a_2}{a_1} = \frac{1}{1 + \beta_r} \quad 5 - 52$$

ce qui donne pour le facteur de transmission T :

$$T = \frac{a_2}{a_1} (1 + R) = \frac{2 y_r}{2 y_r + 1} \quad 5 - 53$$

Ce qui donne pour le facteur de transmission T :

$$T = \frac{a_2}{a_1} (1 + R) = \frac{2 y_r}{2 y_r + 1} \quad 5 - 53$$

5.6.3. REPRESENTATION DE R, T DANS LE PLAN COMPLEXE Fig.17, Fig. 18

En utilisant l'expression 5-51, les expressions 5 - 49 et 5 - 53 deviennent :

$$R = \frac{R_o}{1 + j\omega} \quad 5 - 54 \quad ; \quad R_o = \frac{\beta_o}{1 + \beta_o} \quad 5 - 55$$

$$T = \frac{T_o + j\omega}{1 + j\omega} \quad 5 - 56 \quad ; \quad T_o = \frac{1}{1 + \beta_o} \quad 5 - 57$$

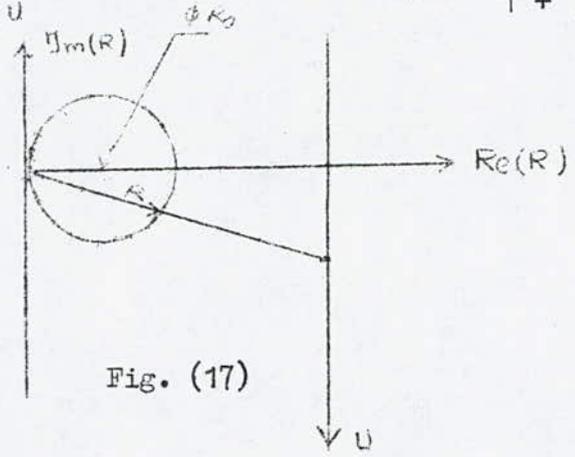


Fig. (17)

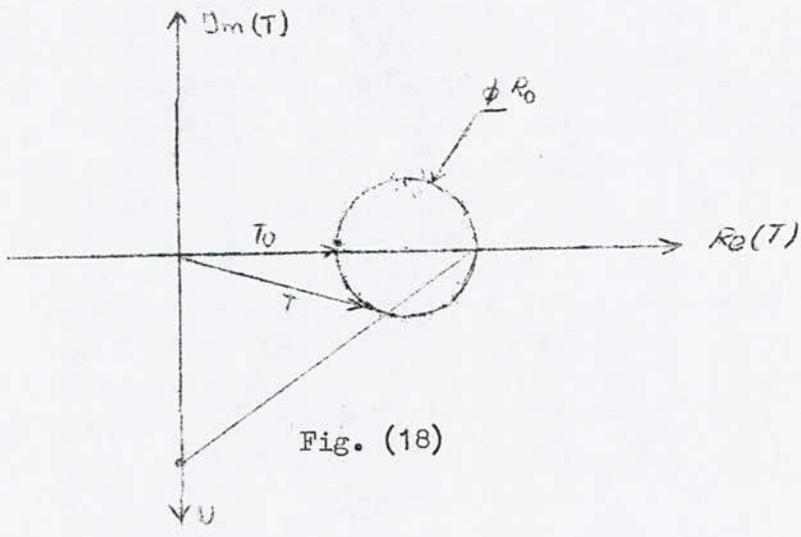


Fig. (18)

CHAPITRE VI

DISCONTINUITES DANS LES GUIDES

6.1. EXCITATION DES CAVITES

En général les cavités sont couplées au circuits extérieurs afin de les exciter et d'injecter de l'énergie électromagnétique à l'intérieur, on utilise des dispositifs d'excitation, qui peuvent être des simples ouvertures, des sondes, ou encore un courant d'électrons.

Lorsque la cavité est couplée à une ligne, on utilise le couplage ~~magnétique~~ ou électrique, dans le premier cas la ligne se termine par une boucle inductive fig. (4).

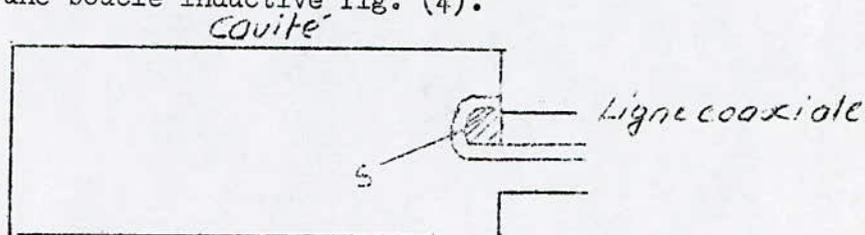


Fig. (1)

Le courant qui parcourt cette boucle donne naissance à un champ magnétique perpendiculaire au plan de la boucle, ce champ excité les modes possédant un champ magnétique traverse le plan de la boucle S.

Dans le cas d'un couplage électrique fig. (2) le conducteur se termine par une ligne ouverte et se prolonge dans la cavité créant ainsi un champ électrique parallèle

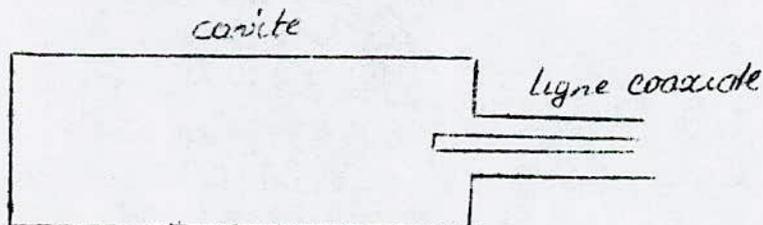


Fig. (2)

On peut aussi utiliser un iris de couplage entre deux cavités et suivant la forme de l'iris le couplage se fait ^{par} un champ magnétique ou électrique. On peut aussi faire l'excitation par un faisceau d'électron, ces dispositifs de couplage décrit ci dessus permettent également par réciprocité de transférer

un signal hyper d'une cavité vers un circuit extérieur ou encore de coupler une cavité ou une ligne à une autre ligne.

Dans notre cas, on a utilisé une cavité couplée au guide d'ondes par des irris donc l'étude théorique de ces dispositifs s'impose.

6.2. DETERMINATION DE L'ADMITTANCE D'UNE DISCONTINUITÉ

En général les irris sont placés dans le plan transverse du guide (normal à direction de propagation).

On a d'après les équations 1-1, 1-2 :

$$\vec{E}(x, y, z) = \vec{E}_t(x, y, z) + H_z(x, y, z) \vec{n} \quad 6-1$$

$$\vec{H}(x, y, z) = \vec{H}_t(x, y, z) + H_z(x, y, z) \vec{n} \quad 6-2$$

ou \vec{E}_t, \vec{H}_t peuvent s'écrire sous la forme :

$$\vec{E}_t = \sum_{m,n} V_{mn}(z) \vec{\phi}_{mn}(x, y) e^{\pm \delta_{mn} z} \quad 6-2$$

$$\vec{H}_t = -\sum_{m,n} V_{mn}(z) (\vec{\phi}_{mn} \wedge \vec{n}) e^{\pm \delta_{mn} z} \quad 6-3$$

ou $\vec{\phi}_{mn}(x, y)$ vérifie l'équation.

$$(\nabla_t^2 + K_{mn}^2) \vec{\phi}_{mn} = 0, \quad \vec{\phi}_{mn} \wedge \vec{n} = 0 \text{ sur les parois} \quad 6-4$$

$$\text{et } I_{mn} = V_{mn} Y_{mn} \quad 6-5 \text{ avec :}$$

I_{mn}, V_{mn} courant et tension équivalents dans le guide, ils sont définis à partir de la puissance transmise P_{mn} par

$$P_{mn} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} (V_{mn} I_{mn}^*) \quad 6-5'$$

$$Y_{mn} = \frac{1}{Z_0} \sqrt{1 - \left(\frac{k_c}{k}\right)^2} = \frac{1}{Z_0} \frac{\lambda}{\lambda_g} \quad 6-6 \text{ pour mode TE}$$

$$Y_{mn} = \frac{1}{Z_0} \sqrt{1 - \left(\frac{k_c}{k}\right)^2} = \frac{1}{Z_0} \frac{\lambda_g}{\lambda} \quad 6-7 \text{ pour mode TM}$$

Y_{mn} est l'admittance d'onde du mode mn. Les champs vectoriels $\vec{\phi}_{mn}$ sont orthogonaux et par un choix propre de V_{mn} et I_{mn} peuvent devenir ortho-normaux [8] c. a. d.:

$$\iint_S \vec{\Phi}_{mn} \cdot \vec{\Phi}_{pq} ds = \begin{cases} 1 & \text{Si } m = p \text{ et } n = q \\ 0 & \text{Si } m \neq p \text{ ou } n \neq q \end{cases} \quad 6-8$$

En utilisant 6-8, on peut écrire à partir de 6-2, 6-3

$$V_{mn} e^{-\delta_{mn} z} = \iint_S \vec{E}_t \cdot \vec{\Phi}_{mn} ds \quad 6-9$$

ou 6-9 est l'équation intégrale, avec V_{mn} connu $\vec{\Phi}_{mn}$ connu, en intégrant sur la surface S on peut déterminer \vec{E}_t , pour un guide rectangulaire, le champ $\vec{\Phi}_{mn}$ satisfait les conditions 6-8, 6-4 et peut être exprimé par:

$$\vec{\Phi}_{mn} = A_{mn} \left[-\vec{e}_x \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} + \vec{e}_y \left(\frac{m}{a} \right) \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \right] \quad 6-10 \text{ pour TE}$$

$$\vec{\Phi}_{mn} = A_{mn} \left[\vec{e}_x \left(\cos \frac{m\pi x}{a} \right) \left(\frac{m}{a} \right) \sin \frac{n\pi y}{b} + \vec{e}_y \left(\frac{m}{a} \right) \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \right] \quad 6-11 \text{ pour TM}$$

$$\text{avec } \frac{1}{\Gamma^2} = \frac{1}{2} \left[\frac{n^2}{\epsilon_m^2} \left(\frac{a}{b} \right) + \frac{m^2}{\epsilon_n^2} \left(\frac{a}{b} \right) \right] \quad 6-12$$

$$\text{avec } \epsilon_j = \begin{cases} 1 & \text{pour } j = 0 \\ 2 & \text{pour } j = 1, 2, 3 \dots \end{cases}$$

6.3. LES IRRIS DANS LES GUIDES D'ONDES RECTANGULAIRES

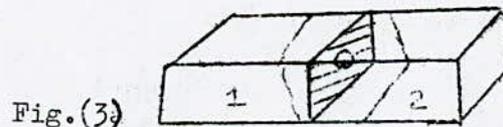


Fig.(3)

En premier lieu, on considère le problème de l'admittance équivalente introduite par une ouverture quelconque dans un guide rectangulaire fig.(3), on suppose que l'irris est infiniment mince, constitué par un conducteur parfait le plan de cette irris coïncide avec le plan $z = 0$, Si on dénote les deux régions de la droite et de gauche de l'irris respectivement par 1 et 2, on aura

$$\vec{E}_{t1} = (a_{01} e^{-\delta_{01} z} + b_{01} e^{\delta_{01} z}) \vec{\Phi}_0 + \sum_{mn} e^{-\delta_{mn} z} \vec{\Phi}_{mn} \iint_{AP} \vec{\Phi}_{mn} \cdot \vec{E}_t ds \quad 6-13$$

$$\vec{E}_{t2} = (a_{02} e^{-\delta_{02} z} + b_{02} e^{\delta_{02} z}) \vec{\Phi}_0 + \sum_{mn} e^{-\delta_{mn} z} \vec{\Phi}_{mn} \iint_{AP} \vec{\Phi}_{mn} \cdot \vec{E}_t ds \quad 6-14$$

ou \vec{E}_{t1} , \vec{E}_{t2} : champs électriques transverses dans les régions respect 1,2
 $\vec{\phi}_0$: vecteur électrique transvers de $\vec{\phi}_{mn}$ pour le mode dominant

γ_{01}, γ_{02} : Constantes de propagation pour le mode dominant (imaginaires)

$\gamma_{mn1}, \gamma_{mn2}$ constantes de propagation du mode (m, n) dans 1,2 (purement réels)

a_{01} , b_{01} : respectivement les amplitudes de l'onde incidente et réfléchie du mode dominant dans la région 1

a_{02} , b_{02} : respectivement les amplitudes de l'onde incidente et réfléchies du mode dominant dans la région 2.

Les intégrales 6-13, 6-14 se font seulement sur la surface de l'ouverture, le champ diminue sur la surface métallique; lors d'un passage brusque de cette surface vers l'ouverture, le champ peut-être infini, mais ceci est théorique en pratique s'il existe, il est intégrable.

remplaçons 6-10, 6-11 dans 6-2; 6-3 on aura

$$\vec{H}_{t1} = Y_{01} (a_{01} e^{-\gamma_{01} z} - b_{01} e^{\gamma_{01} z}) \vec{e}_z \wedge \vec{\phi}_0 - \sum_{mn} e^{-\gamma_{mn1} z} Y_{mn1} \vec{e}_z \wedge \vec{\phi}_{mn} \left\| \int_{mn} \vec{E}_t \cdot d\vec{s} \right. \quad 6-15$$

$$\vec{H}_{t2} = -Y_{02} (a_{02} e^{-\gamma_{02} z} - b_{02} e^{\gamma_{02} z}) \vec{e}_z \wedge \vec{\phi}_0 + \sum_{mn} e^{-\gamma_{mn2} z} Y_{mn2} \vec{e}_z \wedge \vec{\phi}_{mn} \left\| \int_{mn} \vec{E}_t \cdot d\vec{s} \right. \quad 6-16$$

\vec{H}_{t1} , \vec{H}_{t2} : intensité du champ magnétique tangentielle dans 1, 2

Y_{01} , Y_{02} : admittances d'onde du mode dominant dans 1,2

sur l'ouverture $z = 0$ la continuité de la composante tangentielle du champ magnétique nous donne :

$$\vec{H}_{t1} = \vec{H}_{t2}$$

et 6-13, 6-14, 6-15, 6-16 nous donne :

$$Y_{01} (a_{01} - b_{01}) + Y_{02} (a_{02} - b_{02}) \vec{\phi}_0 = \iint_S \vec{E}_t(x', y') \vec{G}(x', y', x, y) ds' \quad 6-17$$

$$\text{avec } \vec{G} = \sum_{m,n} \sum_{p,1,2} Y_{mnp} \vec{\phi}_{mn}(x', y') \cdot \vec{\phi}_{mn}(x, y) \quad 6-18$$

L'équation 6-17 constitue l'intégrale vectorielle de la fonction $\vec{E}_t(x, y)$ sur l'ouverture, car ce champ est nul sur la surface métallique de l'iris la fonction \vec{G} est comparable à la fonction (GREEN DYADIC) [6] elle est symétrique.

On doit dériver les circuits équivalents à partir de courant et de tension dans le plan de la discontinuité ($z = 0$).

Pour le mode dominant, le courant et la tension équivalent : peuvent être exprimées à partir des équations 6-2, 6-3, 6-13, 6-14, 6-15, 6-16 par

$$V_{o1}(z) = a_{o1} e^{-\gamma_{o1}z} + b_{o1} e^{\gamma_{o1}z} \quad 6-19$$

$$V_{o2}(z) = a_{o2} e^{-\gamma_{o2}z} + b_{o2} e^{\gamma_{o2}z} \quad 6-20$$

$$I_{o1}(z) = Y_{o1} (a_{o1} e^{-\gamma_{o1}z} - b_{o1} e^{\gamma_{o1}z}) \quad 6-21$$

$$I_{o2}(z) = -Y_{o2} (a_{o2} e^{-\gamma_{o2}z} - b_{o2} e^{\gamma_{o2}z}) \quad 6-22$$

Dans le but de décrire les effets des modes supérieures à une distance suffisamment éloignée de l'irris, on suppose que la tension et courant du mode dominant sont donnés par les équations 6-19, 6-20, 6-22.

Les paramètres de ces équations seront déterminés par la suite de façon à représenter complètement les effets des modes supérieures dans le champ du mode dominant.

Le circuit équivalent résultant de la discontinuité peut-être représenté par un circuit en T comme indique fig. (4)

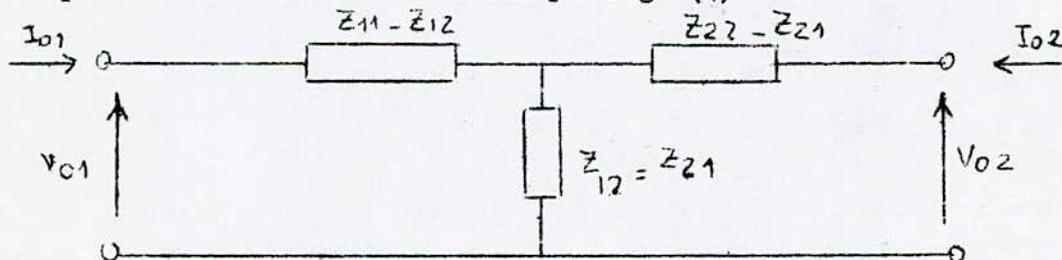


Fig. (4)

à partir de ce schéma, la matrice impédance est :

$$\begin{bmatrix} V_{o1} \\ V_{o2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{o1} \\ I_{o2} \end{bmatrix} \quad 6-23$$

de la symétrie du problème, on remarque que $Z_{12} = Z_{21}$ en plus si l'irris est infiniment mince, la discontinuité se confond avec le plan $z = 0$, le circuit équivalent se réduit à une simple admittance dans le

le plans $z = 0$

On a : $Z_{11} = Z_{12} = Z_{21} = Z_{22} = Z$

ou $\frac{1}{Z}$ est l'admittance qu'il faut placer dans le guide pour obtenir

l'effet de la discontinuité de 6-18, 6-19, ... 6-22 on peut

écrire :

$$(I_{01} + I_{02}) \vec{\phi}_0(x, y) = \iint_{AP} \vec{E}_t(x, y) \cdot \vec{G}(x', y', x, y) ds' \quad 6-24$$

de 6-13, 6-14 et 6-19, 6-20 on a

$$V_{01} = \iint_{AP} \vec{E}_{t1} \cdot \vec{\phi}_0 ds', \quad V_{02} = \iint_{AP} \vec{E}_{t2} \cdot \vec{\phi}_0 ds \quad 6-25$$

Pour éliminer le courant dans 6-24, on se base sur la linéarité des équations Maxwell, le champ traverse sur l'ouverture doit être une combinaison linéaire de deux champs proportionnels aux amplitudes des champs excitations donc I_{01} , I_{02} sont proportionnels à ces amplitudes, on peut écrire :

$$\vec{E}_{t1} = \vec{E}_{t2} = I_{01} \vec{E}_{n1} + I_{02} \vec{E}_{n2} \quad 6-26$$

\vec{E}_{n1} , \vec{E}_{n2} : champs transverseaux normalisés respectivement dans 1, 2

substituons 6-26 dans 6-25 et comparons le résultat avec 6-19... 6-21

on aura :

$$Z_{21} = Z_{11} = \iint_{AP} \vec{E}_{n1} \cdot \vec{\phi}_0 ds' = Z_{12} = \iint_{AP} \vec{E}_{n2} \cdot \vec{\phi}_0 ds' \quad 6-27$$

en $z = 0$ $\vec{E}_{n1} = \vec{E}_{n2}$

si on substitue 6-26 dans 6-24 on trouve

$$\begin{aligned} \vec{\phi}_0 &= \iint_{AP} \vec{E}_{n1}(x', y') \cdot \vec{G}(x', y', x, y) dx' dy' \\ &= \iint_{AP} \vec{E}_{n2}(x', y') \cdot \vec{G}(x', y', x, y) dx' dy' \quad 6-28 \end{aligned}$$

si on multiplie l'équation 6-28 par \vec{E}_{ni} ds et on intègre le résultat par la suite sur l'ouverture on aura :

$$\iint \vec{\phi}_0 \cdot \vec{E}_{n1} ds = \iint_{AP} \iint_{AP} \vec{E}_{n1}(x', y') \vec{G}(x', y', x, y) \vec{E}_{n1}(x, y) dx' dy' dx dy \quad 6-29$$

en utilisant 6-27, 6-29 on peut écrire :

$$Y_d = \frac{1}{Z_d} = \frac{\iint_{AP} \iint_{AP} \vec{E}_m(x', y') \vec{G}(x', y', x, y) \vec{E}_{n1}(x, y) dx' dy' dx dy}{\left[\iint_{AP} \vec{\Phi}_0 \cdot \vec{E}_{n1} ds \right]^2} \quad 6-30$$

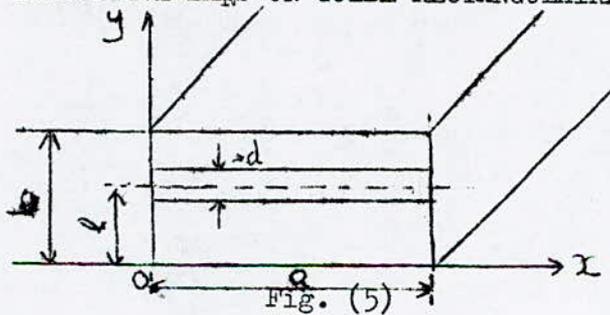
ou Y_d est l'admittance de la discontinuité qui résulte de l'introduction de l'irris dans un guide rectangulaire remplaçons l'expression de G donné en 6-18 dans 6-30 on obtient :

$$Y_d = \frac{1}{Z_d} \frac{\sum_{mn} \sum_{p=1,2} \gamma_{mn p} \left[\iint_{AP} \vec{E}_{n1} \cdot \vec{\Phi}_{mn} ds \right]^2}{\left[\iint_{AP} \vec{\Phi} \cdot \vec{E}_{n1} ds \right]^2} \quad 6-31$$

ou 6-31 est l'équation donnant Y_d connaissant \vec{E}_{n1} , $\vec{\Phi}_{mn}$ $\vec{\Phi}_0$

L'expression de Y_d (6-31, 6-30) est variationnelle dans le sens où une variation de Y_d due à une petite variation de \vec{E}_{n1} est nulle [8] .

6.4. IRRIS CAPACITIVE DANS UN GUIDE RECTANGULAIRE



Un irris placé dans un guide rectangulaire de sorte qu'il crée une discontinuité du champ dans la direction y introduit une susceptance capacitive dans le guide, pour la déterminer on utilise l'expression variationnelle 6-31 on suppose que l'onde incidente dans le guide est celle du mode dominant, le champ excitateur n'a pas de composantes le long de l'axe OX , il n'y a pas de discontinuité dans la direction des x , le champ qui peut satisfaire les conditions aux limites ne doit pas avoir une composante électrique selon x , à partir des considérations du champ dans le plan $z = 0$, on voit que les modes TM_{1n} ont des composantes électriques longitudinales qui satisfont les conditions aux limites, la présence simultanée des modes TM et TE_{10} du champ excitateur complique la formulation du problème:

on a pour le mode TE_{1n} :

$$\vec{H}_{1n} = (A_{1n} \sin \frac{\pi x}{a} \cos \frac{n \pi y}{b}) \vec{e}_z \quad 6-32$$

$$A_{1n} = \frac{2}{\sqrt{ab}} \text{ si } n=0, \quad A_{1n} = \frac{2}{\sqrt{ab}} \text{ si } n \neq 0$$

Pour le mode TE_{1n}, l'expression 6-6 devient $Y_n = \frac{1}{Z_0} \left[1 - \left(\frac{n \lambda_0}{2b} \right)^2 \right]^{-1/2}$ 6-33

pour ce problème le champ normalisé sur l'ouverture au plan z = 0 peut être exprimé par:

$$E_{n1} = E(y) \sin \frac{\pi x}{a} \vec{e}_y \quad 6-34$$

à partir de 6-31 et 6-32 et 6-33 on obtient

$$Y_d = \frac{2 \sum_{n=1}^{\infty} Y_{1n} \left[\int_0^a \int_{l-d/2}^{l+d/2} \frac{2}{\sqrt{ab}} E(y) \sin^2 \frac{\pi x}{a} \cos \frac{n \pi y}{b} dx dy \right]^2}{\left[\int_0^a \int_{l-d/2}^{l+d/2} E(y) \sin^2 \frac{\pi x}{a} dx dy \right]^2} \quad 6-35$$

qui peut s'écrire :

$$\frac{Y_d}{Y_0} = 4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{Y_{1n}}{Y_0} \left(\frac{I_n}{I_0} \right)^2 \quad 6-36 \quad \text{avec } I_n = \begin{cases} \int_{l-d/2}^{l+d/2} E(y) \cos \frac{n \pi y}{b} dy & 6-37 \\ 1-d/2 \end{cases}$$

finalement de 6-33, 6-36 on aura

$$\frac{Y_d}{Y_0} = j \frac{8b}{\lambda_0 I_0^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{2b}{n \lambda_0} \right)^2}} \int_{l-d/2}^{l+d/2} E(y) \cos \frac{n \pi y}{b} dy \times \int_{l-d/2}^{l+d/2} E(y) \cos \frac{n \pi y}{b} dy \quad 6-38$$

en changeant l'ordre des integrales et en integrant de l-d/2 jusqu'à l+d/2 on obtien

$$\frac{Y_d}{Y_0} = j \frac{8b}{\lambda_0 I_0^2} \int_{l-d/2}^{l+d/2} E(y') dy' \int_{l-d/2}^{l+d/2} E(y) dy \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{2b}{n \lambda_0} \right)^2}} \cos \frac{n \pi y}{b} \cos \frac{n \pi y'}{b} \quad 6-39$$

$$\approx j \frac{8b}{\lambda_0 I_0^2} \int_{l-d/2}^{l+d/2} E(y') dy' \int_{l-d/2}^{l+d/2} E(y) dy \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \cos \frac{n \pi y}{b} \cos \frac{n \pi y'}{b} \quad 6-40$$

généralement en pratique : $\frac{2b}{n \lambda_0} \ll 1$ mais

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \cos \frac{n \pi y}{b} \cos \frac{n \pi y'}{b} = -\frac{1}{2} \ln 2 / \cos \frac{\pi y}{b} - \cos \frac{\pi y'}{b} / \quad 6-41$$

faisons le changement de variable

$$\cos \frac{\pi y}{b} = \alpha \cos \theta + \beta; \quad \cos \frac{\pi y'}{b} = \alpha \cos \theta' + \beta \quad 6-42$$

avec $\alpha = \sin \frac{\pi l}{b}$ $\sin \frac{\pi d}{2b}$
 $\beta = \cos \frac{\pi l}{b}$ $\cos \frac{\pi d}{2b}$ 6-43

L'expression 6-41 devient

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \cos \frac{n\pi y}{b} \cos \frac{n\pi y'}{b} = -\frac{1}{2} \ln 2 / \cos \theta - \cos \theta' / -\frac{1}{2} \ln \left(\sin \frac{\pi l}{b} \sin \frac{\pi d}{2b} \right) \quad 6-44$$

avec $-\frac{1}{2} \ln 2 / \cos \theta - \cos \theta' = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \cos n\theta \cos n\theta'$ 6-45
 $[7]$

ce qui donne pour 6-40 :

$$\frac{Y_d}{Y_0} = -j \frac{4b}{\lambda_g} \ln \left(\sin \frac{\pi l}{b} \sin \frac{\pi d}{2b} \right) + j \frac{8b}{\lambda_g} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \frac{\left[\int_0^{\pi} E(\theta) \cos n\theta d\theta \right]^2}{\left[\int_0^{\pi} E(\theta) d\theta \right]^2}$$

6-47

ou $E(\theta) = C_0 + \sum_{n=1}^{\infty} C_n \cos n\theta$

le rapport $\frac{Y_d}{Y_0}$ devient minimum et $Y_d \rightarrow 0$ quand $C_n = 0$ pour $n > 1$
 ce qui donne :

$$\frac{Y_d}{Y_0} = y_d = -j \frac{4b}{\lambda_g} \ln \left(\sin \frac{\pi l}{b} \sin \frac{\pi d}{2b} \right) \quad 6-48$$

pour notre cas l'irris est symétrique ($\frac{l}{b} = \frac{1}{2}$) et 6-48 devient :

$$Y_d = -j \frac{4b}{\lambda_g} \ln \sin \frac{\pi d}{2b} \quad 6-49 \quad \text{Fig 6}$$

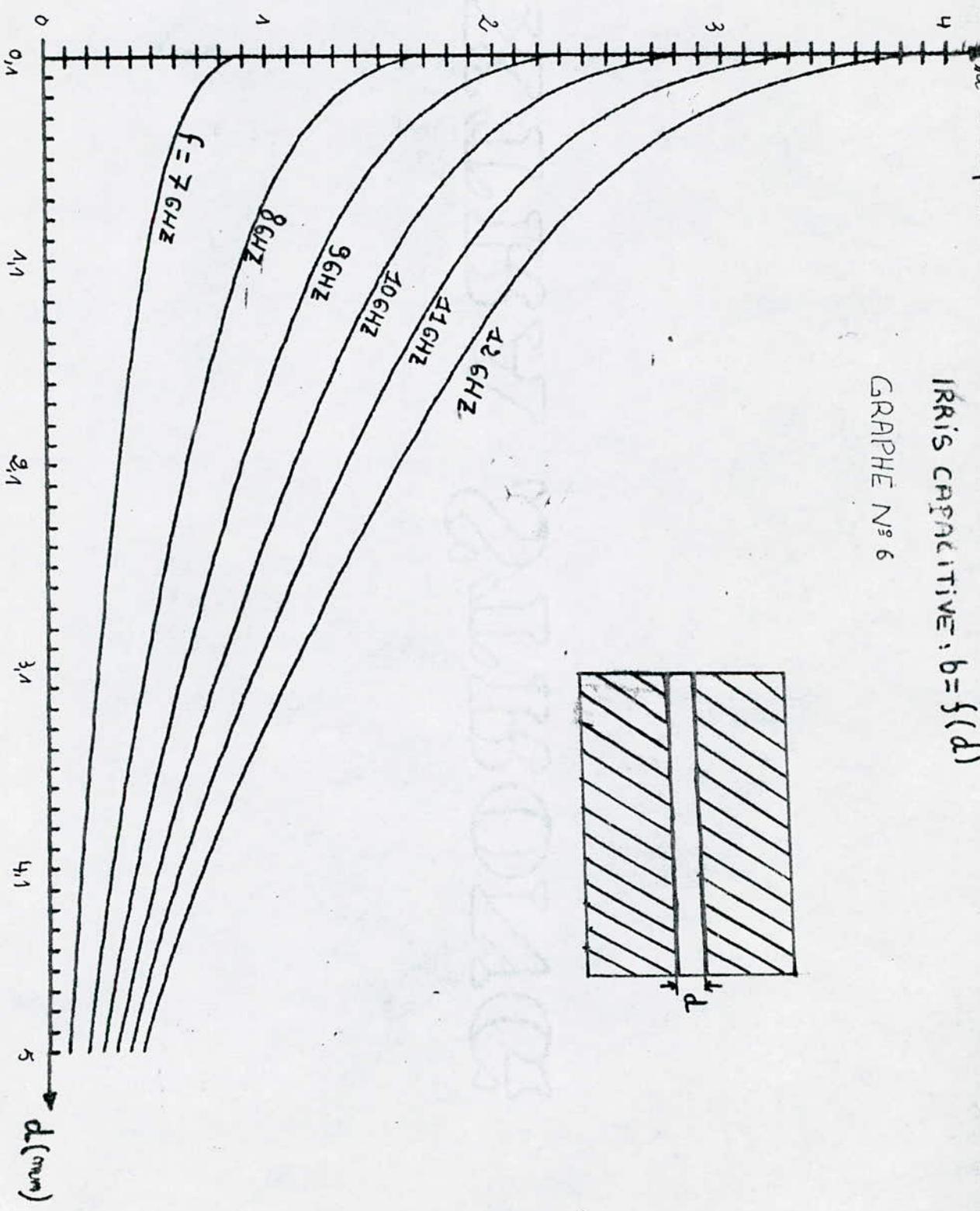
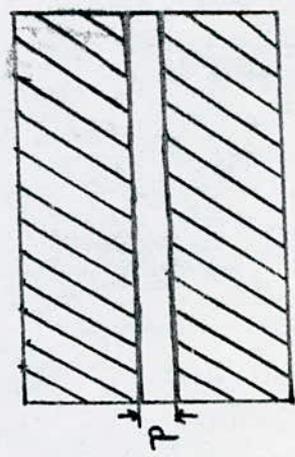
une étude similaire $[8]$ sur les irris inductives nous donne:

$$\frac{Y_d}{Y_0} = -j \left(\frac{\lambda_g}{a} \right) \left[\frac{1}{\sin^2 \frac{\pi l}{a} \sin^2 \frac{\pi d}{2a}} - 1 \right] \quad 6-50$$

Id. susceptible

IRRIS CAPACITIVE: $b = f(d)$

GRAPHE N° 6



CHAPITRE VII

CONCEPTION ET REALISATION DES CAVITES

I. ETUDE ANALYTIQUE DES CAVITES EN TRANSMISSION

7.1. CONTRAINTES

Le but de cette partie est l'étude et calcul des paramètres d'une cavité prismatique en transmission. Pour cela certaines contraintes sont à respecter:

- Le mode de résonance est le mode TE_{10m}
- La fréquence de travail appartient à la bande X
(8,5 ≤ f ≤ 10,5) GHZ
- Le guide utilisé est le guide standard RG 52 U pour lequel:
a = 22,86 mm, b = 10,16 mm
- L'atténuation dans le guide pour la bande considérée est comprise dans l'intervalle :
α ∈ [0,1 ; 0,145] dB/m
- La longueur de la cavité demandée est l = 20 cm et ne peut pas être changée.
- Le facteur de qualité globale demandé est Q_c = 500
- La cavité est constituée d'un guide d'onde rectangulaire couplé au guides de transmission par des irris pour l'étude de cette cavité, on va procéder de la manière suivante:

On va étudier une partie du résonateur (fermée) puis la même partie couplée à un guide de transmission puis toute la cavité couplée à ces deux extrémités aux guides de transmission.

7.2.1. Une partie de résonateur fermée à la résonance

7.2.1.1. Admittance d'entrée

en se déplaçant sur la cavité d'une longueur l_r à partir de l'irris la cavité aura le schéma équivalent suivant:

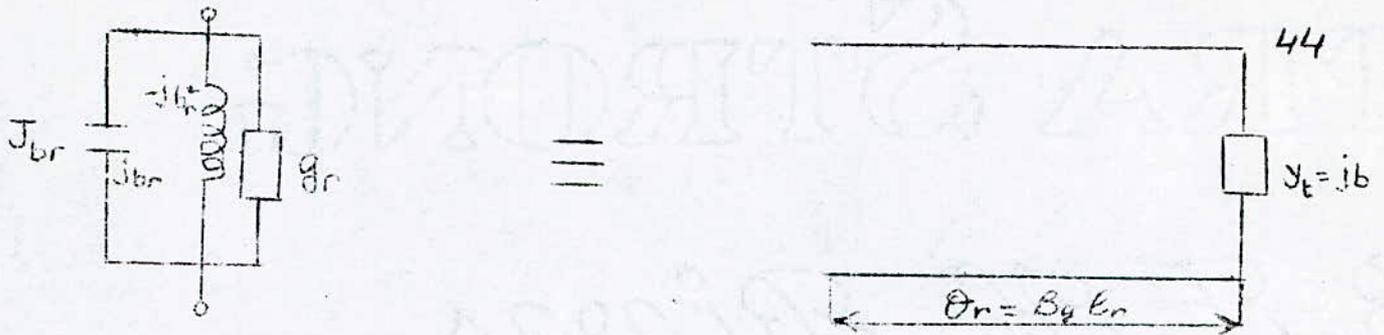


Fig. (1)

Le coefficient de réflexion au niveau de la charge est :

$$\Gamma_0 = \frac{1 - jb}{1 + jb} \quad 7-1$$

avec $|\Gamma_0| = 1$ 7-2 ; $\angle \Gamma_0 = \text{arctg } b$ 7-3

donc Γ_0 peut s'écrire sous la forme :

$$\Gamma_0 = e^{-2j \angle \Gamma_0} \quad 7-4$$

l'admittance d'entrée est

$$Y(l) = \frac{1 - \Gamma(l)}{1 + \Gamma(l)} \quad 7-5$$

avec $\Gamma(l) = \Gamma_0 e^{-2j l}$ 7-6

signalement on aura : $\Gamma(l) = a e^{-2j x}$ 7-7

avec $a = |\Gamma_0| e^{-2\alpha l}$ 7-8 ; $X = B_g l + \angle \Gamma_0$ 7-9

en remplaçant 7-7 dans 7-5 on trouve

$$Y(l) = \frac{1 - a^2}{1 + a^2 + 2a \cos 2X} + j \frac{2a \sin 2X}{1 + a^2 + 2a \cos 2X} = g + jd \quad 7-10$$

en faisant les approximations suivantes:

$$e^{-2\alpha l} \cong 1 - 2\alpha l \quad 7-11$$

$$(e^{-j\alpha l})^2 \cong 1 - 4\alpha l \quad 7-12$$

On obtient:

$$d \cong \operatorname{tg} X \quad 7-13; \quad g \cong \frac{\alpha l}{(1 - 2 \alpha l) \cos^2 X} \quad 7-14$$

7.2.2. CONDITION DE RESONANCE

Pour avoir la résonance à l'entrée de la ligne il faut que
 $d = 0$ 7-15
 soit $X = n\pi$ 7-16; n entier naturel, faisant usage de
 l'expressions 7-9 et 7-3; on trouve:

$$l_r = \frac{\lambda_{g0}}{2} \left(n - \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} b \right) \quad 7-17$$

l_r : c'est la longueur de la ligne à la résonance qui s'écrit:

$$l_r = \frac{c}{2 \sqrt{f_0^2 - f_c^2}} \left(\pi - \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} b \right) \quad 7-18$$

avec $f_c = 6,5616$ GHz: fréquence de coupure du mode TE_{10} , à la résonance $y(1)$
 devient résistive et la conductance g devient: $g_r \cong \alpha l_r$ 7-19
 avec $2 \alpha l_r \ll 1$

$$\text{soit } g_r = \frac{\alpha c}{2 \sqrt{f_0^2 - f_c^2}} \left(n - \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} b \right) \quad 7-20$$

7.2.3. CALCUL DE b_r (b)

La susceptance b_r est donnée par :

$$b_r = \frac{\omega_0}{2} \frac{d}{d\omega} (d) \Big|_{\omega = \omega_0} \quad 7-21$$

$$\text{soit } b_r = \pi \frac{\lambda_{g0}}{\lambda^2} \cdot l_r \quad 7-22$$

$$\text{finalement: } b_r = \frac{\pi f_0^2}{f_0^2 - f_c^2} \frac{\lambda}{2} \left(n - \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} b \right) \quad 7-23$$

7.3. UNE PARTIE DU RESONATEUR COUPLÉE A LA RESONANCE

Dans cette partie, on ajoute un tronçon de guide adaptée

fi - (2)

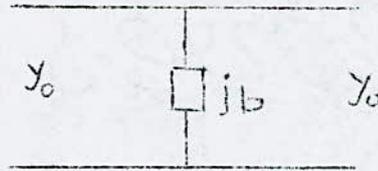


Fig. (2)

Ce qui donne pour schéma équivalent fig (3)

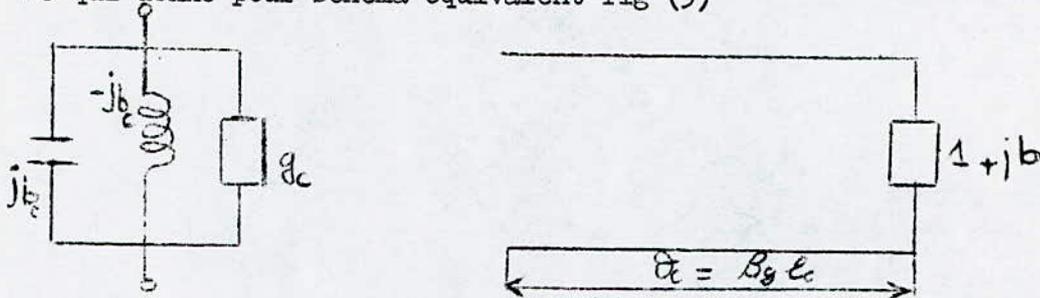


Fig. (3)

Le coefficient de reflèxion au niveau de la charge est :

$$\Gamma_0 = \frac{-jb}{2 + jb} = |\Gamma_0| e^{-2j\theta_0} \quad 7 - 24$$

$$\text{avec } |\Gamma_0| = \frac{b}{\sqrt{4+b^2}} \quad 7 - 25 ; \theta_0 = -\frac{1}{2} \arctg \frac{2}{b} \quad 7 - 26$$

Les expressions 7 - 7 et 7 - 8 deviennent :

$$a = \frac{b}{\sqrt{4+b^2}} e^{-2\alpha l} \cong \frac{b}{\sqrt{4+b^2}} (1 - 2\alpha l) \quad 7 - 27$$

$$\text{et } \Gamma(x) = \frac{b}{\sqrt{4+b^2}} e^{-2\alpha x} e^{-2jx} \quad 7 - 28$$

l'expression 7 - 10 reste toujours valable.

3.7.1. CONDITION DE RESONANCE ET CALCUL DE \mathcal{E}_c , ε_c , b_c

La condition de résonance nous donne :

$$2X = k\pi \quad 7 - 29$$

Pour que la susceptance d s'annule sans que son dénominateur s'annule il faut que :

$k = 2n$ donc $X = n\pi$ 7 - 30; n entier naturel, les expressions 7 - 9 et 7 - 26 nous donne alors

$$l_c = \frac{C}{2\sqrt{f_0^2 - f_c^2}} \left(n + \frac{1}{2\pi} \arctg \frac{2}{b} \right) \quad 7 - 31$$

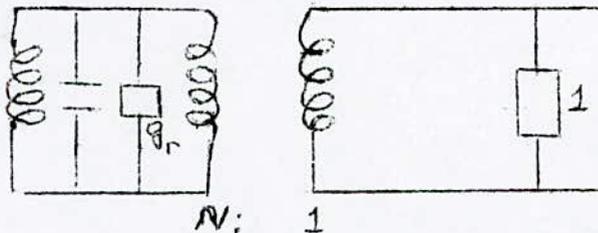
faisons usage des expressions 7 - 10 et 7 - 30, 7 - 27 on trouve :

$$\varepsilon_c(b) = \frac{b(1 - 2\alpha l_c)(b - \sqrt{4 + b^2}) + 2}{2(1 + b^2\alpha l_c)} \quad 7 - 32$$

qui devient fait usage de 7 - 31

$$\varepsilon_c(b) = \frac{b \left[1 - \frac{C\alpha}{\sqrt{f_0^2 - f_c^2}} \left(n + \frac{1}{2\pi} \arctg \frac{2}{b} \right) \right] \left[b - \sqrt{4 + b^2} \right] + 2}{2 \left[1 + b^2\alpha \frac{C}{2\sqrt{f_0^2 - f_c^2}} \left(n + \frac{1}{2\pi} \arctg \frac{2}{b} \right) \right]} \quad 7 - 32'$$

Le schéma de la figure (3) est équivalent à fig. (4)



N : rapport de transformation

Fig. (4)

$$\text{donc } \frac{1}{N^2} + g_r = g_c \quad \text{soit} \quad \frac{1}{N^2} = g_c - g_r \quad 7 - 33$$

Ce qui donne

$$\frac{1}{N^2} = \frac{b \left[1 - \frac{\alpha c}{\sqrt{f_0^2 - f_c^2}} \left(n + \frac{1}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{2}{b} \right) \right] \left[b - \sqrt{4+b^2} \right] + 2}{2 \left[1 + b^2 \frac{\alpha c}{\sqrt{f_0^2 - f_c^2}} \left(n + \frac{1}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{2}{b} \right) \right]}$$

$$\frac{\alpha c}{2\sqrt{f_0^2 - f_c^2}} \left(n - \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg}(b) \right) \quad 7 - 33$$

Le coefficient de couplage β_c est donnée par $\beta_c = \frac{1}{N^2} \cdot \frac{1}{\epsilon_r}$ 7 - 34

soit

$$\beta_c = \frac{b \left[1 - \alpha \lambda_{g_0} \cdot \left(n + \frac{1}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{2}{b} \right) \right] \left[b - \sqrt{4+b^2} \right] + 2}{2 \left[1 + b^2 \alpha \frac{\lambda_{g_0}}{2} \left(n + \frac{1}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{2}{b} \right) \right] \alpha \frac{\lambda_{g_0}}{2} \left(n - \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} b \right)} - 1 \quad 7-34'$$

Pour le calcul de b_c , on fait de la même façon que dans 7 - 23, on trouve :

$$b_c = \frac{2\pi b}{\sqrt{4+b^2}} \frac{f_0^2}{f_0^2 - f_c^2} \left(n + \frac{1}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{2}{b} \right) \quad 7 - 35$$

Le facteur de qualité en charge est donné par $Q_c = \frac{b_c}{\epsilon_c}$ 7 - 36

Soit :

$$Q_E = \frac{4\pi b \left(\frac{f_0^2}{f_0^2 - f_c^2} \right) \left(n + \frac{1}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{2}{b} \right) \left[1 + \frac{b^2 \alpha c}{2\sqrt{f_0^2 - f_c^2}} \left(n + \frac{1}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{2}{b} \right) \right]}{b\sqrt{4+b^2} \left[\left\{ \frac{1 - \alpha c}{\sqrt{f_0^2 - f_c^2}} \left(n + \frac{1}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{2}{b} \right) \right\} \left\{ b - \sqrt{4+b^2} \right\} + 2 \right]} \quad 7-37$$

7.4. RESONATEUR COMPLET A LA RESONANCE

7.4.1. SCHEMA : Voir Fig. (5)

Le schéma équivalent est donné entre les plans des iris

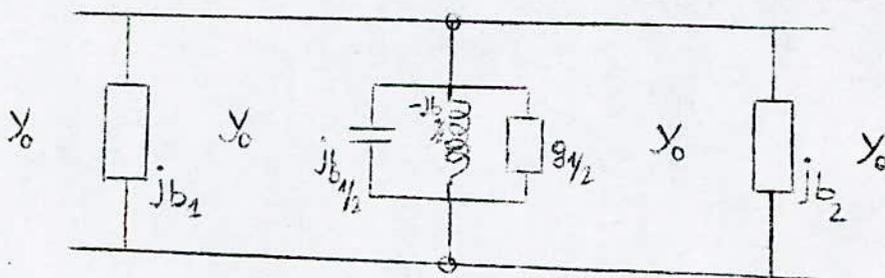


Fig. (5)

On remarque que ce schéma résulte de la mise en cascade de deux parties identiques à la partie de 7 - 3 donc on aura :

$$\varepsilon_{1/2} = \varepsilon_{c1} + \varepsilon_{c2} = \varepsilon_{r1/2} + \frac{1}{N_1^2} + \frac{1}{N_2^2} \quad 7 - 38$$

$$b_{c1/2} \cong b_{c1} + b_{c2} \quad 7 - 39$$

$$Q_0 = \frac{b_{r1/2}}{\varepsilon_{r1/2}} = \frac{b_{r1} + b_{r2}}{\varepsilon_{r1} + \varepsilon_{r2}} \quad 7 - 40$$

$$Q_1 = \frac{b_{c1/2}}{\varepsilon_{1/2}} = \frac{b_{c1} + b_{c2}}{\varepsilon_{c1} + \varepsilon_{c2}} \quad 7 - 41$$

$$B_{g1} = \varepsilon_{c1} B_{g1c1} + \varepsilon_{c2} B_{g1c2} \quad 7 - 42$$

7.4.2. EXPRESSION DE $\varepsilon_{1/2}$, $b_{c1/2}$, Q_0 , Q_1

On distingue deux cas :

$$- b_1 = b_2 = b$$

$$g_{1/2} = 2g_c = \frac{b \left[1 - \frac{c\alpha}{\sqrt{f_0^2 - f_c^2}} \left(n + \frac{1}{2\pi} \arctg \frac{2}{b} \right) \right] \left[b - \sqrt{4+b^2} \right] + 2}{\left[1 + \frac{b^2 \alpha c}{2\sqrt{f_0^2 - f_c^2}} \left(n + \frac{1}{2\pi} \arctg \frac{2}{b} \right) \right]} \quad 7-43$$

$$b_{c1/2} = 2b_c = \frac{4}{\sqrt{4+b^2}} \cdot \frac{f_0^2}{f_0^2 - f_c^2} \left(n + \frac{1}{2\pi} \arctg \left(\frac{2}{b} \right) \right) \quad 7-44$$

$$Q_o = \frac{b_r}{g_r} = \frac{2\pi}{\alpha c} \frac{f_0^2}{\sqrt{f_0^2 - f_c^2}} \quad 7-45$$

$$Q_c = \frac{b_c}{g_c} = \frac{\frac{4\pi b}{\sqrt{4+b^2}} \frac{f_0^2}{f_0^2 - f_c^2} \left(n + \frac{1}{2\pi} \arctg \frac{2}{b} \right) \left[1 + \frac{b^2 \alpha c}{2\sqrt{f_0^2 - f_c^2}} \left(n + \frac{1}{2\pi} \arctg \frac{2}{b} \right) \right]}{b \left[\left[1 - \frac{c\alpha}{\sqrt{f_0^2 - f_c^2}} \left(n + \frac{1}{2\pi} \arctg \frac{2}{b} \right) \right] \left[b - \sqrt{4+b^2} \right] + 2 \right]} \quad 7-46$$

$$l = l_{c1} + l_{c2} = 2l_c = \frac{G}{\sqrt{f_0^2 - f_c^2}} \left(n + \frac{1}{2\pi} \arctg \frac{2}{b} \right) \quad 7-47$$

$$- b_1 = 3 b_2 = 3 b$$

$$g_{1/2} = \frac{b \left[1 - \frac{c\alpha}{2\sqrt{f_0^2 - f_c^2}} \left(n + \frac{1}{2\pi} \arctg \frac{2}{b} \right) \right] \left[b - \sqrt{4+b^2} \right] + 2}{2 \left[1 + \frac{b^2 \alpha c}{2\sqrt{f_0^2 - f_c^2}} \left(n + \frac{1}{2\pi} \arctg \frac{2}{b} \right) \right]} + \frac{3b \left[1 - \frac{c\alpha}{\sqrt{f_0^2 - f_c^2}} \left(n + \frac{1}{2\pi} \arctg \frac{2}{3b} \right) \right] \left[3b - \sqrt{4+9b^2} \right] + 2}{2 \left[1 + \frac{9b^2 \alpha c}{2\sqrt{f_0^2 - f_c^2}} \left(n + \frac{1}{2\pi} \arctg \frac{2}{3b} \right) \right]}$$

$$\frac{3b}{2} \left[1 + \frac{b^2}{2} \left(n + \frac{1}{2\pi} \arctg \frac{2}{3b} \right) \right] \quad 7-48$$

$$2 \left[1 + \frac{b^2}{2} \left(n + \frac{1}{2\pi} \arctg \frac{2}{3b} \right) \right]$$

$$b_{c1/2} = \frac{2\pi b}{\sqrt{4+b^2}} \frac{f_0^2}{f_0^2 - f_c^2} \left(n + \frac{1}{2\pi} \arctg \frac{2}{b} \right) + \frac{6\pi b}{\sqrt{4+9b^2}} \frac{f_0^2}{f_0^2 - f_c^2} \left(n + \frac{1}{2\pi} \arctg \frac{2}{3b} \right)$$

$$Q_0 = \frac{2\pi}{\omega C} \frac{f_0^2}{f_0^2 - f_2^2} \quad 7-50$$

$$Q_C = \frac{\frac{2\pi b}{f_0 - f_2} f_0^2 \left[\frac{1}{(4+b)^{1/2}} \left(n + \frac{1}{2\pi} \arctg \frac{2}{b} \right) + \left(\frac{1}{4+g^2} \right)^{1/2} \left(n + \frac{1}{2\pi} \arctg \frac{2}{3b} \right) \right]}{b \left[1 - \frac{Cg}{(f_0^2 - f_2^2)^{1/2}} \left(n + \frac{1}{2\pi} \arctg \frac{2}{b} \right) \right] \left[b - (4+b)^{1/2} \right] + 2+3b \left[1 - \frac{Cg}{(f_0^2 - f_2^2)^{1/2}} \left(n + \frac{1}{2\pi} \arctg \frac{2}{3b} \right) \right] \left[3b - (4+g^2)^{1/2} \right]}{2 \left[1 + \frac{b^2 \alpha C}{2(f_0^2 - f_2^2)^{1/2}} \left(n + \frac{1}{2\pi} \arctg \frac{2}{b} \right) \right] + 2 \left[1 + \frac{g^2 \alpha C}{2(f_0^2 - f_2^2)^{1/2}} \left(n + \frac{1}{2\pi} \arctg \frac{2}{3b} \right) \right]} \quad 7-51$$

$$Q = \frac{C}{2(f_0^2 - f_2^2)^{1/2}} \left(n_1 + n_2 + \frac{1}{2\pi} \arctg \frac{2}{b} + \frac{1}{2\pi} \arctg \frac{2}{3b} \right) \quad 7-52$$

II. ETUDE ANALYTIQUE DES CAVITES EN REFLEXION

On respecte les mêmes contraintes que dans la première partie l'étude des cavités en réflexions est similaire à celles en transmission, à la seule différence que dans ce cas la cavité est terminée par un court-circuit. Considérons tout d'abord une partie du résonateur terminée par un court-circuit.

7.5. PARTIE DU RESONATEUR TERMINEE PAR UN COURT-CIRCUIT

7.5.1. SCHEMA EQUIVALENT fig. (6) et admittance d'entrée:

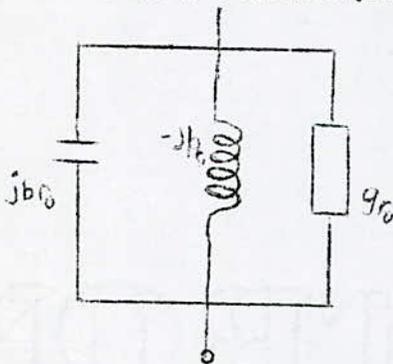
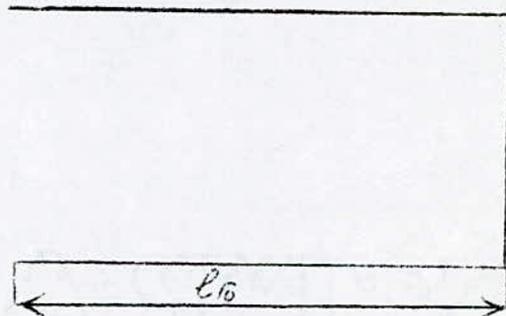


Fig. (6)



L'admittance ramenée à l'entrée de la ligne est :

$$Y_e = Y_o \frac{1}{\tanh \alpha l} \quad 7 - 53$$

en tenant compte de l'approximation $\alpha l \ll 1$, 7 - 53 devient :

$$Y_e = \alpha l - j \cot \beta_g l \quad 7 - 54$$

7.5.2. CALCUL DE l_{ro} , g_{ro} , b_{ro}

La condition de résonance donne :

$$l_r = \frac{2n_1 - 1}{4} \lambda_{g0} = (2n_1 - 1) \frac{c}{4\sqrt{f_0^2 - f_c^2}} \quad 7 - 55$$

$$g_{ro} = (2n_1 - 1) \alpha \frac{\lambda_{g0}}{4} = \frac{(2n_1 - 1) \alpha c}{4\sqrt{f_0^2 - f_c^2}} \quad 7 - 56$$

$$b_{ro} = \left(\frac{\lambda_{g0}}{\lambda_0} \right)^2 \frac{\pi}{4} (2n_1 - 1) = (2n_1 - 1) \frac{f_0^2 \pi}{4(f_0^2 - f_c^2)} \quad 7 - 57$$

7-6. RESONATEUR COMPLET A LA RESONANCE

La deuxième partie du résonateur est identique à celle de la partie 7 - 3, le résonateur complet aura pour schéma fig. (17).

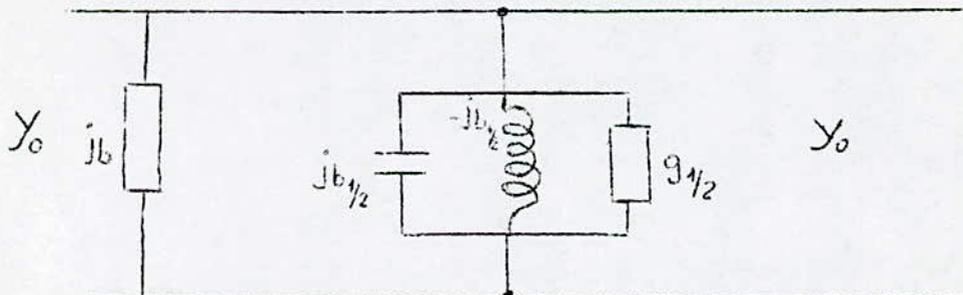


FIG 7

En utilisant les expressions 7-55, 7-56, 7-57, 7-31, 7-32', 7-33, 7-34, 7-35, 7-36 on trouve :

$$\varepsilon_{1/2} = (2n_1 - 1) \alpha \frac{\lambda_{g0}}{4} + \frac{b \left[1 - \alpha \lambda_{g0} \left(n_2 + \frac{1}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{2}{b} \right) \right] \left[b - \sqrt{4+b^2} \right] + 2}{2 \left[1 + b^2 \alpha \frac{\lambda_{g0}}{2} \left(n_2 + \frac{1}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{2}{b} \right) \right]} \quad 7-58$$

$$b_{c1/2} = \frac{f_0^2}{f_0^2 - f_c^2} \left[(2n_1 - 1) \frac{\pi}{4} + \frac{2\pi b}{\sqrt{4+b^2}} \left(n_2 + \frac{1}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{2}{b} \right) \right] \quad 7-59$$

$$Q_0 = \frac{\pi \left(\frac{\lambda_{g0}}{\lambda_0} \right)^2 \left[\frac{2n_1 - 1}{4} + n_2 - \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} b \right]}{\alpha \frac{\lambda_{g0}}{4} \left[(2n_1 + 1) + 2 \left(n_2 - \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} b \right) \right]} = \frac{\pi}{\alpha C} \frac{f_c^2}{\sqrt{f_0^2 - f_c^2}} \quad 7-60$$

$$Q_c = \frac{b_{c1/2}}{\varepsilon_{c1/2}}$$

$$1 = \frac{\lambda_{g0}}{4} \left(2n_1 - 1 + 2n_2 + \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{2}{b} \right) \quad 7-61$$

II. CONCEPTION

7.6. CAVITE EN TRANSMISSION

7.6.1. FREQUENCES DE RESONANCES POSSIBLES

On suppose que le couplage est symétrique c.a.d $b_1 = b_2 = b$

$$l_{c1} = l_{c2} = \frac{1}{2} = 10 \text{ cm}$$

On part de l'expression 7-9, 7-26, on exprime la fréquence f en fonction de b , n , on trouve

$$f = \sqrt{f_c^2 + 1,5^2 \left(n + \frac{1}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{2}{b} \right)^2} \quad 7-62$$

$\operatorname{arctg} \frac{2}{b}$ varie entre $-\frac{\pi}{2}$ et $\frac{\pi}{2}$ ce qui donne pour chaque mode une bande de fréquence de résonance

$\text{arctg} \frac{2}{b} = - \frac{\pi}{2}$ correspond à un iris inductive (f_c)

$\text{arctg} \frac{2}{b} = - \frac{\pi}{2}$ " " " " capacitive (f_c)

pour différentes valeurs de n , on dresse le tableau n° 1

n	0	1	2	3	4	5	6	7
f_L (MHZ)	6,572307	6,657343	7,067193	7,750498	8,642640	9,686084	10,837215	12,065248
f_c (OHZ)	6,572307	6,824238	7,378700	8,174364	9,148509	10,250377	11,44313	12,70119

Tableau n° 1

7.6.2. CHOIX DU MODE

L'oscillateur GUNN travaille dans la bande de fréquence comprise entre 8,5 et 10,5 GHz; on voit que pour les modes inférieures, les fréquences sont très proches de la fréquence de coupure ou l'atténuation augmente, un tel choix nous pose beaucoup de problème, on aurait pu obtenir des bons résultats pour ces modes si on avait une longueur de la cavité très petite. Les modes $n = 4$; $n = 5$ donnent des fréquences appartenant à la bande de travail de l'oscillateur et donc leur choix s'impose. Pour nous on veut travailler autour de la fréquence $f = 9,6$ GHz c.a.d. $n = 4$.

La condition $l = 20$ cm nous donne

$$\left(n + \frac{1}{2\pi} \text{arctg} \frac{2}{b} \right) = \frac{2}{3} \times \sqrt{f^2 - f_c^2} \quad 7 - 63$$

à conserver par la suite, qui se transforme en :

$$b = \frac{2}{\text{tg} \frac{4\pi}{3} (f^2 - f_c^2)^{1/2}} \quad 7 - 64 \text{ avec } f_c \in [8,64264, 9,14859] \text{ GHz}$$

C'est la relation qui donne les couples f, b vérifiant notre condition $l_c = 10$ cm.

L'allure de la courbe $b = f(f)$ est donnée à la fig.(7) pour ce choix les relations 7-32', 7-35 deviennent :

$$g_c(b) = \frac{b(1 - 20\alpha)(b - \sqrt{4 + b^2}) + 2}{2(1 + 10\alpha b^2)} \quad 7 - 65$$

$$b_c = \frac{4\pi b}{3(4 + b^2)^{1/2}} \frac{f_0^2}{(f_0^2 - f_c^2)^{1/2}} \quad 7 - 66$$

ce qui donne pour Q_c

$$Q_c = \frac{8\pi b}{3(4 + b^2)^{1/2}} \frac{f_0^2}{(f_0^2 - f_c^2)^{1/2}} \frac{(1 + 10\alpha b^2)}{b(1 - 20\alpha)(b - \sqrt{4 + b^2}) + 2}$$

L'allure de Q_c en fonction de f tracé sur l'ordinateur est donnée à la fig (8).

7.6.3. RECHERCHE DE f et b SACHANT QUE $Q_c = 500$

Pour trouver le couple (f, b) vérifiant la condition $Q_c = 500$, on doit résoudre le système d'équations non linéaire 7-64, 7-67, la résolution algébrique est presque impossible, donc on va procéder de la façon suivante :

a.- Méthode graphique

Sur le graphe n° (8) on trace la droite $Q_c = 500$ et on cherche la fréquence correspondante, on reporte cette fréquence sur le graphe n° (7) donnant $b = f(f)$ on tire la valeur de b .

Mais cette méthode n'est pas précise et ne répond pas à nos exigences de précision.

b. Méthode numérique

Selon un programme introduit dans le micro-ordinateur (voir annexe) on affiche les valeurs de Q_c, f, b, α pour une bande de fréquence allant de 7 à 12 GHz avec un pas de 10^{-1} . On cherche les solutions vérifiant $Q_c = 500$, autour de ces valeurs on fait un pas très poussé pour obtenir f, α, b correspondants à $Q_c = 500$ avec une très grande précision.

Dans cette gamme de fréquences plusieurs solutions sont possibles.
Pour le mode $n = 4$ on aura une seule solution (tableau n° 2).

$f = 8,98579227 \text{ GHz}$ $\alpha = 1,96265242 \cdot 10^{-4} \text{ Np/cm}$ $b = 3,03202954$ $Q_c = 499,998637$
de la valeur de b , f ainsi trouvées, on tire l'épaisseur d de l'irris,
on trouve $d = 0,16 \text{ mm}$.

Un autre problème se pose, celui de la réalisation de cette irris avec les moyens existants dans le labo de mécanique.

Notre problème est orientée dans un autre sens: consistant à fixer la plus petite valeur réalisable de d ce qui correspond à une valeur de b plus petite, notre contrainte est d'avoir la solution optimale qui correspond à Q_c le plus grand possible et d le plus réalisable possible ce critère est le mieux vérifiée autour de $f = 9 \text{ GHz}$, une raison en plus justifiant le choix de $n = 4$ finalement on a : $f = 9,03999996 \text{ GHz}$

$$\alpha = 1,958698 \cdot 10^{-4} \text{ Np/cm} \quad b = 1,54091963 \quad Q_c = 137,797409$$

$$d = 1,1 \text{ mm}$$

7.7. CAVITE EN TRANSMISSION ASYMETRIQUE

Dans cette partie; on procède de la façon suivante:
on prend deux irris déjà réalisée d'épaisseur environ 0,5 mm et 1 mm.

On calcule à la fréquence 9 GHz les susceptances des irris réalisés et pour le calcul de la susceptance pour n'importe quelle fréquence on applique la formule

$$b_f = \frac{4,87}{\lambda_f} b_g \quad b_g \quad 7 - 68$$

Et suivant un programme (voir annexe) on calcule lc_1 , lc_2 , l_c pour une gamme de fréquence, dans cette gamme on cherche à avoir $l = 20 \text{ cm}$, plusieurs solutions sont possibles suivant n_1 , n_2 $n_1 + n_2 =$

Pour le mode $n_1 + n_2 = 8$ et dans une bande autour de 9 GHz on affiche la solution, on trouve:

$$f = 9,03000,0046 \text{ Hz}; \quad l = 20,0036 \text{ cm} \quad \text{ce qui donne} \quad Q_c = 12$$

7.8. CAVITES EN REFLEXION

En procédant de la même façon que pour les cavités en transmission; on trouve :

$$f = \sqrt{f_c^2 + 0,75^2 \left(n + \frac{1}{\pi} \arctg \frac{1}{b} \right)^2} \quad 7-69$$

ce qui correspond au tableau n° 3

Pour le mode $n = 8$ et en utilisant un programme (voir annexe) on trouve:

$$f = 8,95138263 \text{ GHZ} \quad ; \quad \alpha = 1,96586633 \cdot 10^{-4} \text{ Np/cm}$$

$$b = 2,17564141 \quad ; \quad Q_c = 500,0018 \quad ; \quad d = 0,26 \text{ mm}$$

pour un iris très proche de 1 mm on trouve :

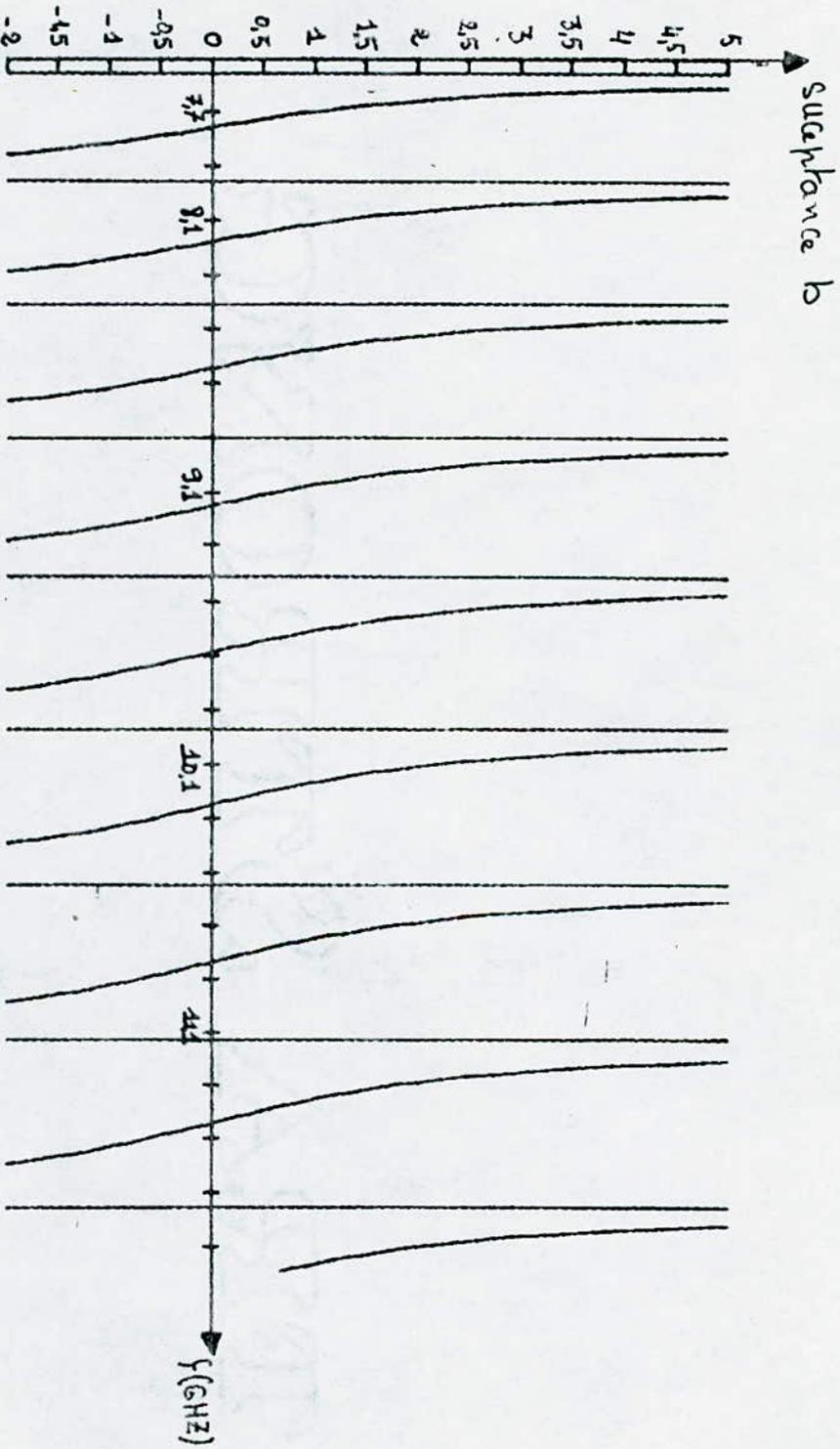
$$f = 8,96582864 \text{ GHZ} \quad ; \quad \alpha = 1,96448136 \cdot 10^{-4} \text{ Np/cm}$$

$$b = 1,51940199 \quad ; \quad Q_c = 257,2692 \quad ; \quad d = 1 \text{ mm}$$

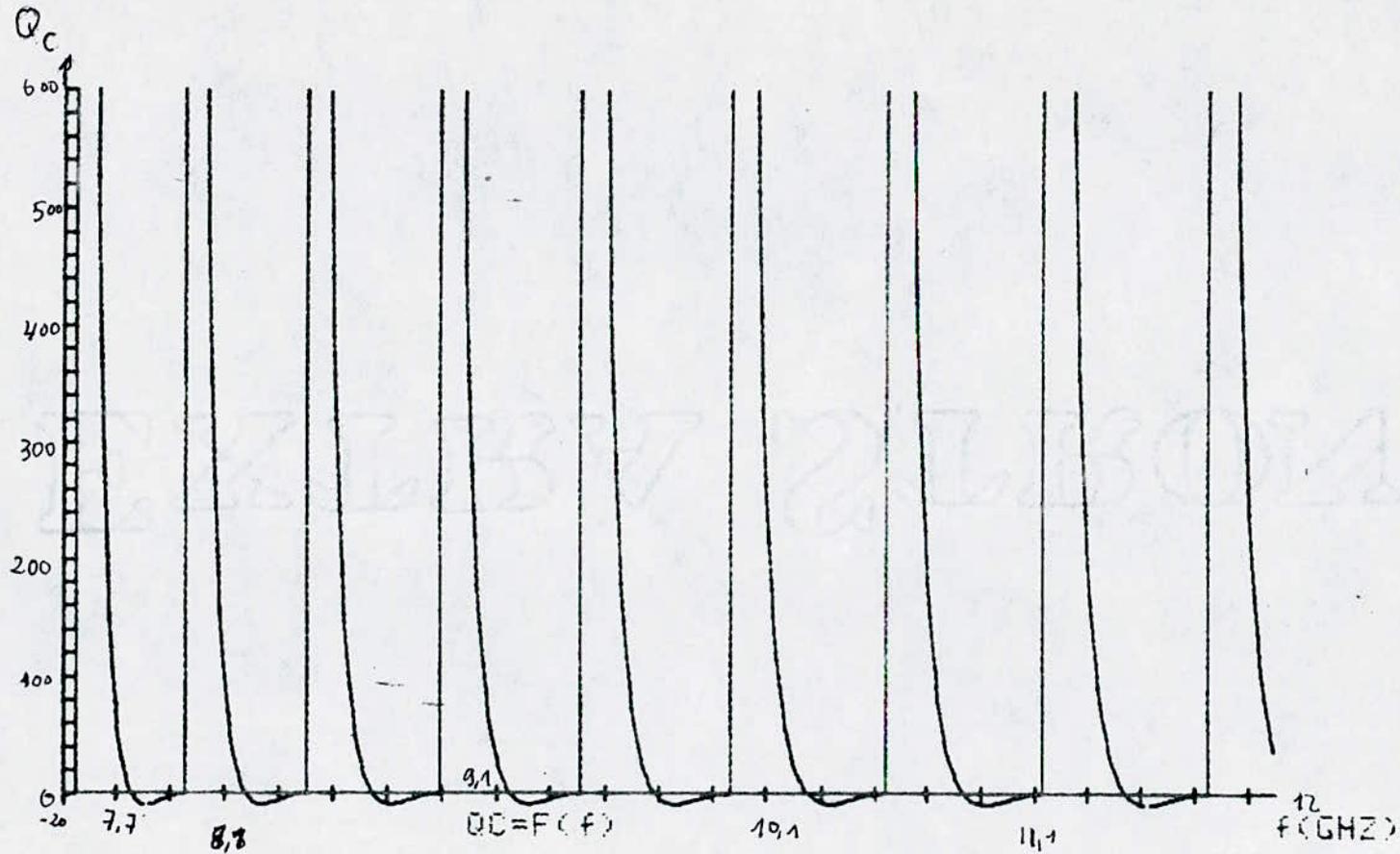
n	f_c (GHZ)	f_L (GHZ)
0	6,575872	6,575872
1	6,65573433	6,572307
2	6,82422376	6,6573433
3	7,0671932	6,8242376
4	7,3787004	7,0671932
5	7,750498	7,3787004
6	8,1743636	7,750498
7	8,6426396	8,1743636
8	9,1485091	8,6426396
9	9,6860838	9,1485091
10	10,250377	9,6860838
11	10,837215	10,250377
12	11,44313	10,837215

TABLEAU N° 3

GRAPHE N° 7

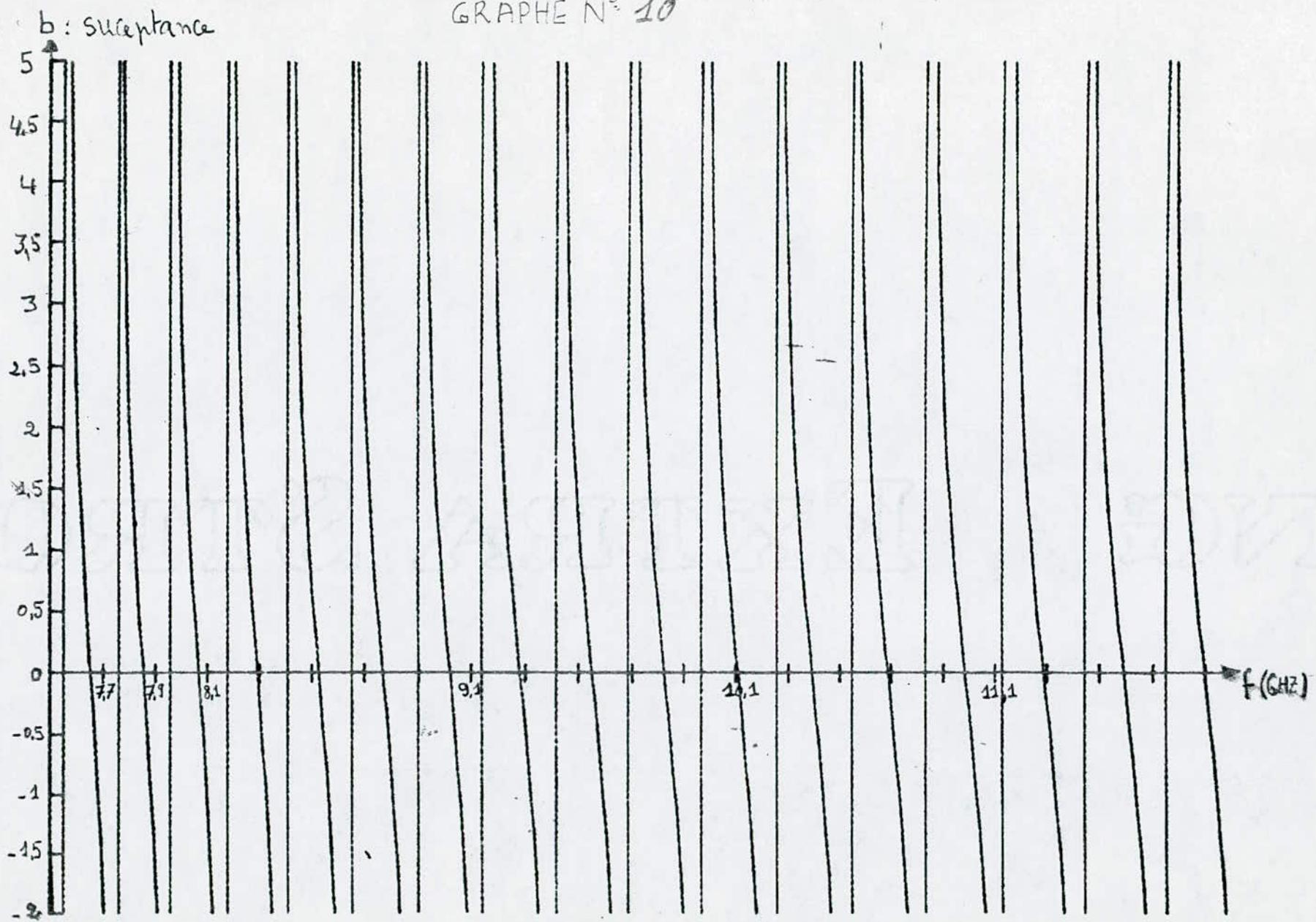


CAVITE' EN TRANSMISSION $b = f(f)$

CAVITE' EN TRANSMISSION $Q_c = f(\nu)$ - GRAPHE N° 8

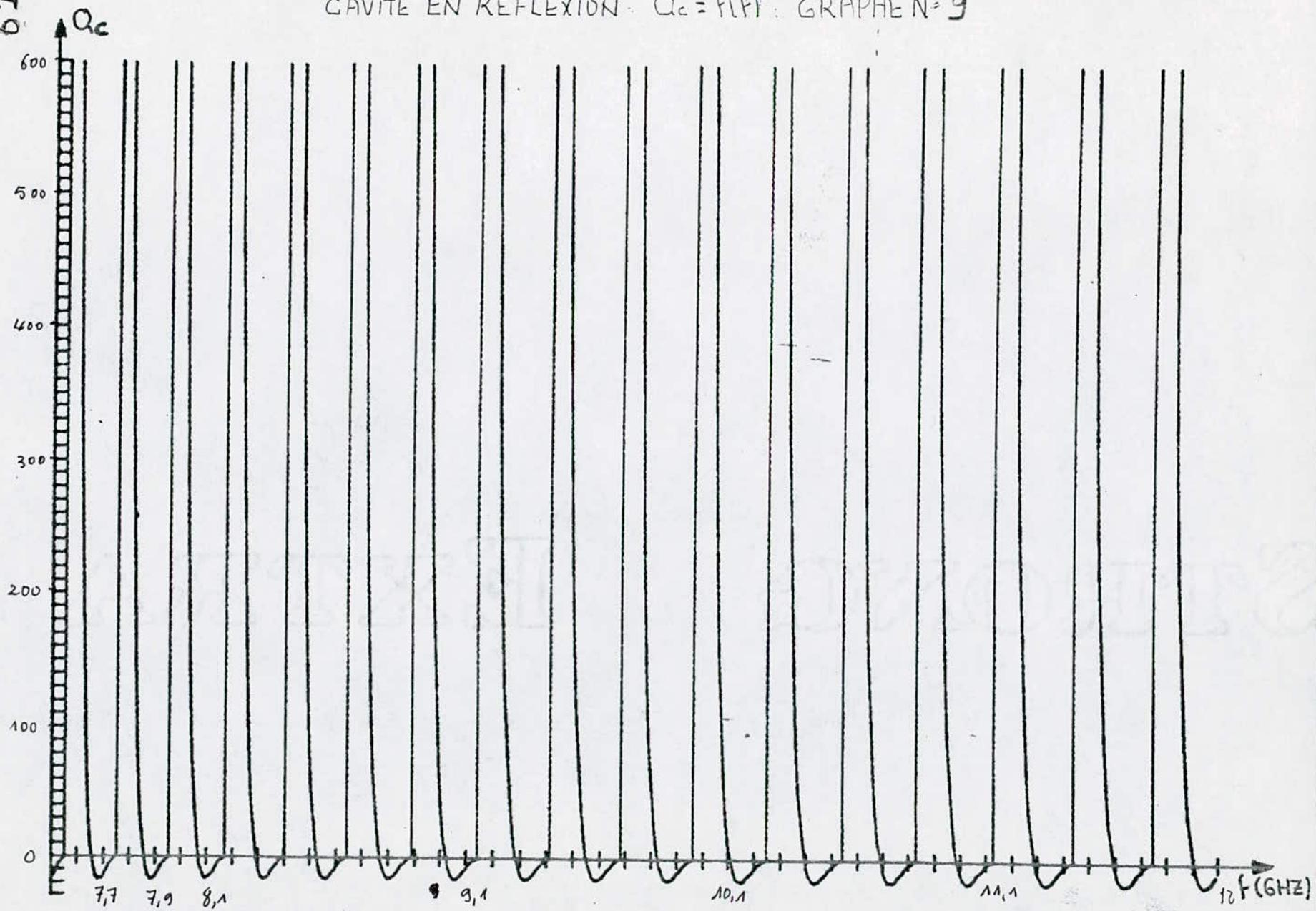
60

GRAPHE N° 10



CAVITE' EN REFLEXION $b = f(f)$

67

CAVITE EN REFLEXION - $Q_c = f(f)$ - GRAPHE N° 9

$F =$ fréquence (MHz); $A =$ atténuation (dB); $B =$ susceptance

$Y =$ facteur de qualité en charge (Q_c)

	B=3.03178729Y=499.921166
F=8.98578928A=1.96265269E-04	F=8.98579925A=1.96265179E-04
B=3.03215059Y=500.037355	B=3.03174676Y=499.908205
F=8.98579027A=1.9626526E-04	F=8.98580025A=1.9626517E-04
B=3.03211029Y=500.024455	B=3.03170647Y=499.895319
F=8.98579127A=1.96265251E-04	F=8.98580125A=1.96265161E-04
B=3.03206984Y=500.011523	B=3.03166602Y=499.882393
F=8.98579227A=1.96265242E-04	F=8.98580225A=1.96265152E-04
B=3.03202954Y=499.998637	B=3.03162573Y=499.869512
F=8.98579326A=1.96265233E-04	F=8.98580325A=1.96265143E-04
B=3.03198916Y=499.985715	B=3.03158544Y=499.856616
F=8.98579426A=1.96265224E-04	F=8.98580425A=1.96265134E-04
B=3.03194871Y=499.972786	B=3.03154499Y=499.843689
F=8.98579526A=1.96265215E-04	F=8.98580525A=1.96265125E-04
B=3.03190841Y=499.959901	B=3.03150465Y=499.830792
F=8.98579626A=1.96265206E-04	F=8.98580624A=1.96265116E-04
B=3.03186796Y=499.946958	B=3.03146434Y=499.817903
F=8.98579726A=1.96265197E-04	F=8.98580724A=1.96265107E-04
B=3.03182758Y=499.934054	B=3.03142389Y=499.804966
F=8.98579826A=1.96265188E-04	F=8.98580824A=1.96265098E-04

TABLEAU N° 4 C.R. : CAVITE EN REFLEXION

65

F = fréquence (MHz) ; A = atténuation, B = susceptance

γ = facteur de qualité en charge (Q_c)

F=8.95137864 A=1.96586671E-04

B=2.17585606Y=500.094125

F=8.95137964 A=1.96586661E-04

B=2.1758024Y=500.070883

F=8.95138064 A=1.96586652E-04

B=2.17574873Y=500.047649

F=8.95138164 A=1.96586642E-04

B=2.17569507Y=500.024412

F=8.95138263 A=1.96586633E-04

B=2.17564141Y=500.00118

F=8.95138363 A=1.96586623E-04

B=2.17558775Y=499.977943

F=8.95138463 A=1.96586613E-04

B=2.17553399Y=499.954665

F=8.95138563 A=1.96586604E-04

B=2.17548043Y=499.931475

F=8.95138663 A=1.96586594E-04

B=2.17542657Y=499.908159

F=8.95138762 A=1.96586584E-04

B=2.17537292Y=499.88493

F=8.95138863 A=1.96586575E-04

B=2.17531927Y=499.861698

DE
METHODE MESURE DES CAVITES

8.1. MESURE D'IMPEDANCES ET COEFFICIENT DE REFLEXION

On utilise l'abaque de Smith pour mesurer les imprédances, pour cela on procède de la manière suivante:

- On mesure le TOS S au niveau de cette charge, le module du coefficient de reflexion est lié au TOS par :

$$|\Gamma| = \frac{S - 1}{S + 1} \quad 8 - 1$$

- Sur l'abaque, on trace le cercle de TOS constant, l'impédance recherchée se trouve sur ce cercle
- Soit M le point qui représente la valeur du TOS sur l'abaque, le point N diamétralement opposé représente un minimum de champ.
- On pointe sur la ligne de mesure la position s_1 d'un minimum de champ.
- On remplace la charge par un court-circuit et on pointe les positions s_2, s_3 de deux minimums successives.
- On calcule :

$$d_m = s_1 - s_2 + n \frac{\lambda_g}{2} \quad 8 - 2$$

$$\lambda_g = 2 (s_3 - s_2) \quad 8 - 3$$

$$\text{Arg } \Gamma = 2\beta_y d_m + \pi \quad 8 - 4$$

- On se déplace sur l'abaque de $\frac{sm}{\lambda_g}$ à partir de N, nous obtenons le point P qui représente l'impédance recherchée.

on se déplace vers la charge

Rem : si s_2 se trouve entre s_1 et la charge, si non vers le générateur.

8.2. MESURE DES CAVITES EN REFLEXION

8.2.1. METHODE DU CECLE

- On trace le coefficient de reflexion Γ' de la cavité en fonction de la fréquence dans le plan complexe d'après l'étude théorique chapitre V on trouve un cercle "C", qui passe par le point (-1,0).

Le diamètre du cercle ainsi tracé est lié aux coefficient de couplage par la formule 5.21 ce qui donne pour β_c :

$$\beta_c = \frac{D}{2 - D} \quad 8 - 5$$

à la résonance le coefficient de reflexion prend sa valeur minimale et devient :

$$|\Gamma| = D - 1 \quad 8 - 6$$

pour graduer l'axe Im (Γ) en U on part de l'expression de Γ donnée en

5.20, pour chaque U on calcule $|\Gamma|$ et arg Γ et on fait la correspondance dans le plan complexe.

- Mesure de Q_c , Q_o , Q_e

Pour $U = 1$ on cherche la fréquence f_1 correspondante d'où d'après 5.18

$$Q_c = \frac{\omega_o}{2 \Delta \omega_o} = \frac{f_o}{2 \Delta f_1} \quad 8 - 7$$

pour $U = \frac{1}{1 + \beta_c}$ et d'après 5.18, on calcule

$$Q_o = \frac{f_o}{2 \Delta f_2} \quad 8 - 9$$

et $Q_e = \frac{f_o}{2 \Delta f_3}$ 8 - 10

et pour $U = \frac{\beta_c}{1 + \beta_c}$ et d'après 5.18, on calcule :

$$Q_e = \frac{f_o}{2 \Delta f_3} \quad 8 - 10$$

8.2.2. METHODE DU T O S

Pour plusieurs fréquences, on mesure le TOS S au niveau de la charge, on trace la courbe $S = f(f)$ Fig.(1)

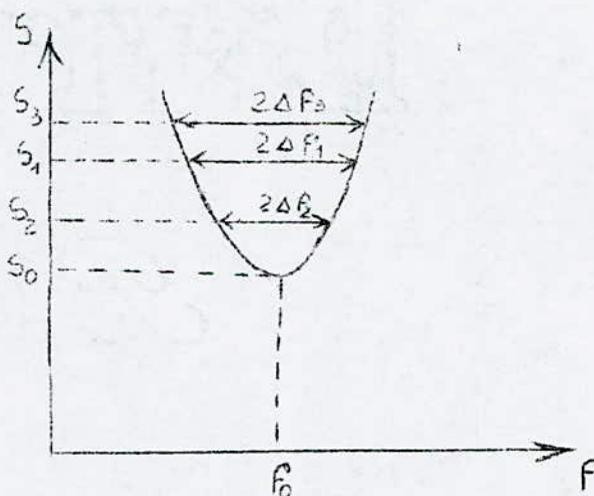


Fig. (1)

A la resonance, le TOS est minimale, suivant qu'on a un minimum de champ ou un maximum, le coefficient de couplage est donnée par :

$$B_c = S_0 \quad \text{ou} \quad \frac{1}{S_0} \quad 8-11$$

on a :

$$I = \pm 1$$

$$S_1 = \frac{\sqrt{(B_c + 1)^2 + 1} + \sqrt{(B_c - 1)^2 + 1}}{\sqrt{(B_c + 1)^2 + 1} - \sqrt{(B_c - 1)^2 + 1}} \quad 8-12$$

$$I = \pm B_c$$

$$S_2 = \frac{\sqrt{(B_c + 1)^2 + B_c^2} + \sqrt{(B_c - 1)^2 + B_c^2}}{\sqrt{(B_c + 1)^2 + B_c^2} - \sqrt{(B_c - 1)^2 + B_c^2}} \quad 8-13$$

$$I = \pm(B_c + 1)$$

$$S_3 = \frac{(B_c + 1) + \sqrt{(B_c^2 + 1)}}{(B_c + 1) - \sqrt{B_c^2 + 1}} \quad 8-14$$

On reporte S_1, S_2, S_3 sur la courbe, on détermine $\Delta f_1, \Delta f_2, \Delta f_3$ d'ou le calcul de Q_0, Q_c, Q_e par :

$$Q_0 = \frac{f_0}{2 \Delta f_1} \quad 8-15; \quad Q_e = \frac{f_0}{2 \Delta f_2} \quad 8-16; \quad Q_c = \frac{f_0}{2 \Delta f_3} \quad 8-17$$

8.2.3. METHODE DE PUISSANCE

On mesure pour plusieurs fréquences autour de la résonance le rapport de la puissance absorbée à la puissance transmise $\frac{P}{P_{in}}$ voir formule 5-23

L'allure de cette courbe est donné fig. (2)

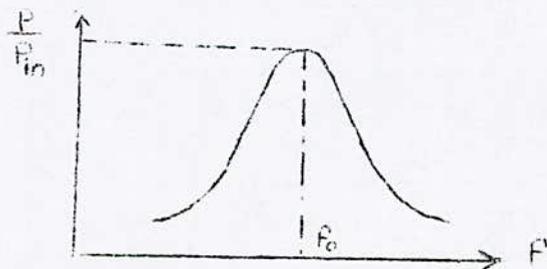


Fig.(2)

à la résonance l'absorption est maximale et vaut $(P/P_{in})_0$ pour

$$U = \frac{+}{-} 1 \frac{P}{P_{in}} = \left(\frac{P}{P_{in}} \right)_0 / 2 \quad 8 - 15 \text{ d'où le calcul de } Q_c$$

$$U = \frac{+}{-} \frac{1}{\beta_c + 1} \quad , \quad \frac{P}{P_{in}} = \left(\frac{P}{P_{in}} \right)_0 \times \frac{1}{1 + \left(\frac{\beta_c}{\beta_c + 1} \right)^2} \quad 8 - 16 \text{ d'où le calcul de } Q_c$$

$$U = \frac{+}{-} \frac{\beta_c}{\beta_c + 1} \quad , \quad \frac{P}{P_{in}} = \left(\frac{P}{P_{in}} \right)_0 \frac{1}{1 + \left(\frac{\beta_c - 1}{\beta_c + 1} \right)^2} \quad 8 - 17 \text{ d'où le calcul de } Q_e$$

Le calcul de β_c est donné par :

$$\beta_c = \frac{2}{(P/P_{in})_0} - 1 \pm \sqrt{\left(\frac{2}{(P/P_{in})_0} - 1 \right)^2 - 1} \quad 8 - 18$$

Cette équation à deux solutions qui correspondent à β_c et $\frac{1}{\beta_c}$ donc à partir de la mesure de puissance absorbée, il n'est pas possible de dire si β_c est supérieur à 1 ou inférieur à 1, pour cela voir méthode du TOS.

8.3. MESURE DES CAVITES EN TRANSMISSION

8.3.1. METHODE DU CERCLE

Pour plusieurs fréquences, on mesure :

- $R_1 = S_{11}$ coefficient de reflexion de la cavité, la portance ~~2~~ étant adaptée.

- $R_2 = S_{22}$ coefficient de reflexion de la cavité, la porte N° 1 étant adaptée.

On trace dans le plan complexe les cercles C1 et C2 représentant les variations de R1 et R2 en fonction de la fréquence.

Le calcul de β_{c1} et β_{c2} est donné par :

$$\beta_{c1} = \frac{D1}{2 - D1 - D2} \quad 8 - 19 ; \quad \beta_{c2} = \frac{D2}{2 - D1 - D2} \quad 8 - 20$$

D1 et D2 sont les diamètres des cercles C1 et C2 dans le cas symétrique :

$\beta_{c1} = \beta_{c2}$ on aura :

$$\beta_c = \frac{D}{2 - D}$$

de la même façon que dans 8 - 2 - 1 on gradue l'axe des imaginaire en U

$$\text{pour } U = \pm 1 ; U = \pm \frac{1}{1 + \beta_{c1} + \beta_{c2}} ; U = \pm \frac{\beta_{c1}}{1 + \beta_{c1} \beta_{c2}} ; U = \pm \frac{\beta_{c2}}{1 + \beta_{c1} + \beta_{c2}}$$

On détermine Q_c, Q_o, Q_{e1}, Q_{e2} en utilisant les formules 8 - 7, 8 - 9, 8 - 10

8.3.2. METHODE DU TOS

En mesure le TOS S la porte N° 2 étant adaptée et le TOS S' avec porte N° 1 adaptée, l'allure de S s'est identique à celui donné figure(1)

Le calcul de β_{c1} et β_{c2} se fait de la même façon que dans 8 - 3†:

pour $U = \pm 1$, la formule (5 - 32) nous donne :

$$|R_{11}| = \frac{1}{1 + \beta_{c1} + \beta_{c2}} \sqrt{\frac{(\beta_{c1} - \beta_{c2} - 1)^2 + (\beta_{c1} + \beta_{c2} + 1)^2}{2}} \quad 8 - 21$$

$$\text{d'ou le calcul de } S_1 \text{ par } S_1 = \frac{1 + |R_1|}{1 - |R_1|} \quad 8 - 22$$

pour $U = \pm \frac{1}{1 + \beta_{c1} \beta_{c2}}$ on aura

$$|R_1|_2 = \sqrt{\frac{1 + (\beta_{c1} - \beta_{c2} - 1)^2}{1 + (\beta_{c1} + \beta_{c2} + 1)^2}} \quad 8 - 23$$

Ce qui donne S_2 en utilisant 8 - 22

$$\text{pour } U = \pm \frac{\beta_{c1}}{1 + \beta_{c1} + \beta_{c2}} ; \quad \frac{\beta_{c2}}{1 + \beta_{c1} + \beta_{c2}}$$

$$|R_1|_3 = \sqrt{\frac{(\beta_{c1} - \beta_{c2} - 1)^2 + \beta_{c1}^2}{(1 + \beta_{c1} + \beta_{c2})^2 + \beta_{c1}^2}} \quad 8.23'$$

$$|R_1|_4 = \sqrt{\frac{(\beta_{c1} - \beta_{c2} - 1)^2 + \beta_{c2}^2}{(1 + \beta_{c1} + \beta_{c2})^2 + \beta_{c2}^2}} \quad 8.24$$

d'où le calcul de S_3 , S_4

et enfin le calcul de Q_c , Q_o , Q_{e1} , Q_{e2} se fait par les formules :
8 - 7 ; 8 - 9 et 8 - 10.

8.3.4. METHODE DU COEFFICIENT DE TRANSMISSION

On mesure le rapport de la puissance transmise à la puissance incidente en fonction de la fréquence, la racine carrée de ce rapport représente le module du coefficient de transmission, à la résonance, ce coefficient est maximum et vaut T_o . d'où une relation entre β_{c1} et β_{c2} :

$$\frac{2 \beta_{c1} \cdot \beta_{c2}}{T_o^2} = (1 + \beta_{c1} + \beta_{c2})^2 \quad 8 - 25$$

Dans le cas symétrique, cette expression nous donne la valeur de β_c , dans le cas générale, il faut utiliser le coefficient de réflexion à la résonance.

$$\text{pour } U_1 = \pm 1 \rightarrow T^2 = \frac{T_o^2}{2}$$

$$U_2 = \pm \frac{1}{1 + \beta_{c1} + \beta_{c2}} \rightarrow T^2 = \frac{T_o^2}{1 + U_2^2} \quad 8-27$$

$$U_3 = \frac{+}{-} \frac{\beta_{c1}}{1 + \beta_{c1} + \beta_{c2}} \longrightarrow T^2 = \frac{T_o^2}{1 + U_3^2} \quad 8-28$$

$$U_4 = \frac{+}{-} \frac{\beta_{c2}}{1 + \beta_{c1} + \beta_{c2}} \longrightarrow T^2 = \frac{T_o^2}{1 + U_4^2} \quad 8-29$$

L'Utilisation des formules 8 - 7 , 8 - 9 , et 8 - 10 nous donne Q_c , Q_o , Q_{e1} , Q_{e2}

On peut calculer le coefficient d'absorption $\frac{P_{abs}}{P_{in}}$

9.1.2. MESURE DU COEFFICIENT DE REFLEXION

On utilise le même montage sauf que la partie A B est remplacé par la ligne de mesure et un TOS-mètre.

Le déroulement des mesures est le suivant :

Pour chaque fréquence dans une bande contenant la fréquence de résonance, on mesure le TOS par la méthode directe ou la méthode de 3 db et on déduit le module du coefficient de reflexion $|r|$ à partir de $S - 1$.

Pour calculer sa phase on pointe la position d'un minimum de champ (s_{min}) avec la cavité, on se branche ^{sur} un court-circuit à l'aide du commutateur, on repère sur la ligne de mesure pour plus de précision 3 minimums successifs, en utilisant $S - 4$ on calcul $\arg r$.

Les résultats des deux expériences sont donnés dans le tableau N° 1. L'allure des courbes $TOS = F(f)$; $\frac{P_{abs}}{P_{in}} = F(f) / |r|$ et $\arg r$ dans le plan complexe sont données respectivement aux figures (1), (2), (3).

9.2. CAVITE EN TRANSMISSION

9.2.1. MESURE DU COEFFICIENT DE REFLEXION

En utilisant le même montage utilisé en 9.1.2. sauf que la cavité est suivie d'un isolateur et un adaptateur; et on fait les mêmes mesures (tableau n° 2).

9.2.2. MESURE DE LA PUISSANCE TRANSMISE

Le montage utilisé est celui de la fig (1'), pour différentes valeurs de fréquences autour de la résonance, on fixe un niveau constant de la puissance incidente et on mesure l'atténuation correspondante, on place le détecteur sur la position 1 et on fait varier l'atténuation de l'atténuateur calibré pour avoir la même déviation sur le TOS-mètre, on note l'atténuation correspondante.

Les résultats sont donnés dans le tableau n° 2

L'allure des courbes $TOS = f(f)$, $T^2 = f(f)$ sont données aux figures (4), (5)
(pour le cercle fig (6))

9.2.3. CAVITE EN TRANSMISSION ASYMETRIQUE

On répète les mesures 9.2.1, 9.2.2. pour les deux entrées de la cavité.

Les résultats obtenus sont donnés dans les tableaux N° 3, 4
L'allure des courbe $TOS = f(f)$, $T^2 = f(f)$ sont donnés aux figures 7-a, 7-b; 8-a, 8-b

Remarque; pour déterminer si une cavité est surcouplée ou sou-couplée, on se place (à la résonance) à $\frac{\lambda_0}{2}$ de la cavité, la cavité sera surcouplée ou souscouplée suivant qu'on a respectivement: un maximum de champ, un minimum de champ.

9.3. INTERPRETATION DES GRAPHES

D'après les graphes tracés: les fréquences de resonance sont obtenues toujours pour le TOS minimum, la puissance transmise maximale pour la cavité en transmission, la puissance réfléchie est minimale pour la cavité en reflexion ainsi que la transmission est identique dans les deux sens pour la cavité asymétrique ça vient du fait que la cavité est réciproque, en plus on note les anomalies suivantes:

- les courbes ne sont pas parfaitement symétriques par rapport à la fréquence de résonance parcequ'il est très difficile de déterminer avec précision cette fréquence puisque les courbes sont applaties du fait que Q_c est faible suite aux longueurs des tronçons de guides utilisés.

- en s'éloignant de la fréquence de résonances, les courbes perdent leur forme parabolique car les méthodes utilisées ne sont valables qu'autour de la résonance. ainsi pour la méthode de cercle, en s'éloignant de la résonance les points s'écartent du graphe, car cette méthode aussi n'est valable qu'autour de f_0 .

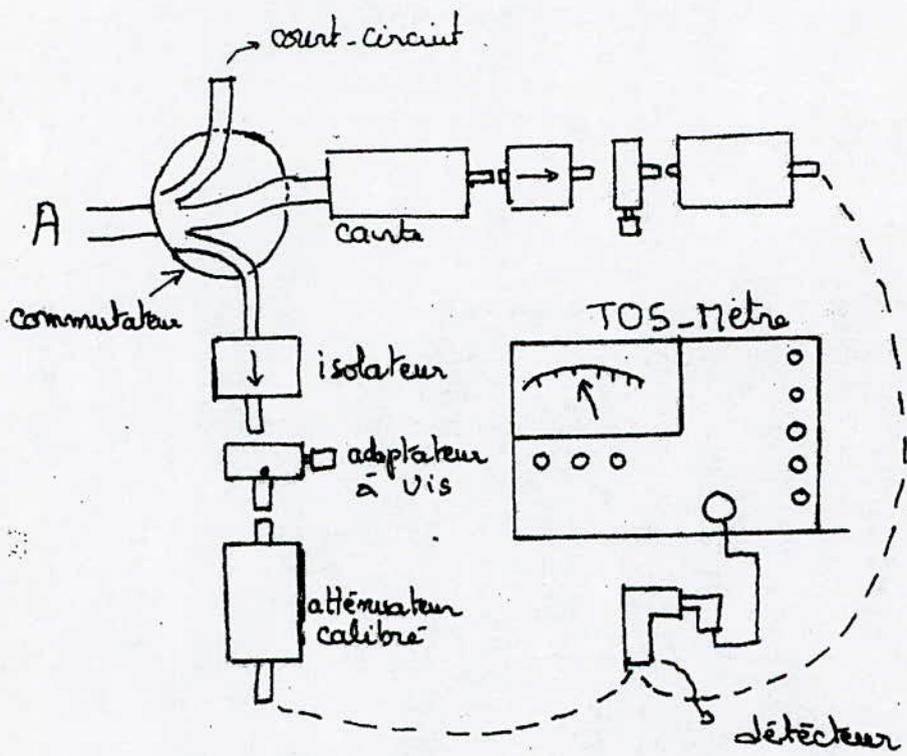


FIG (1)

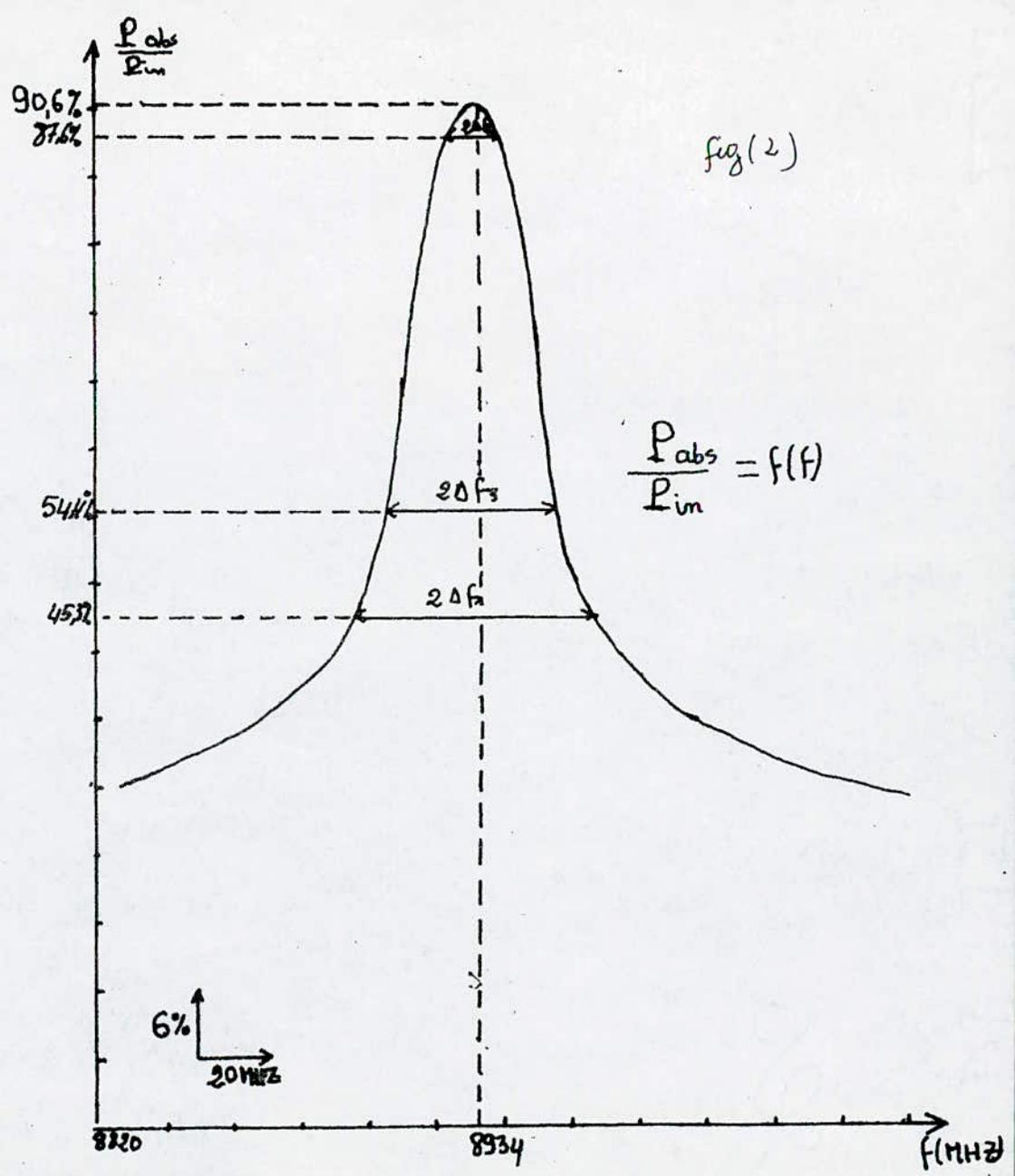
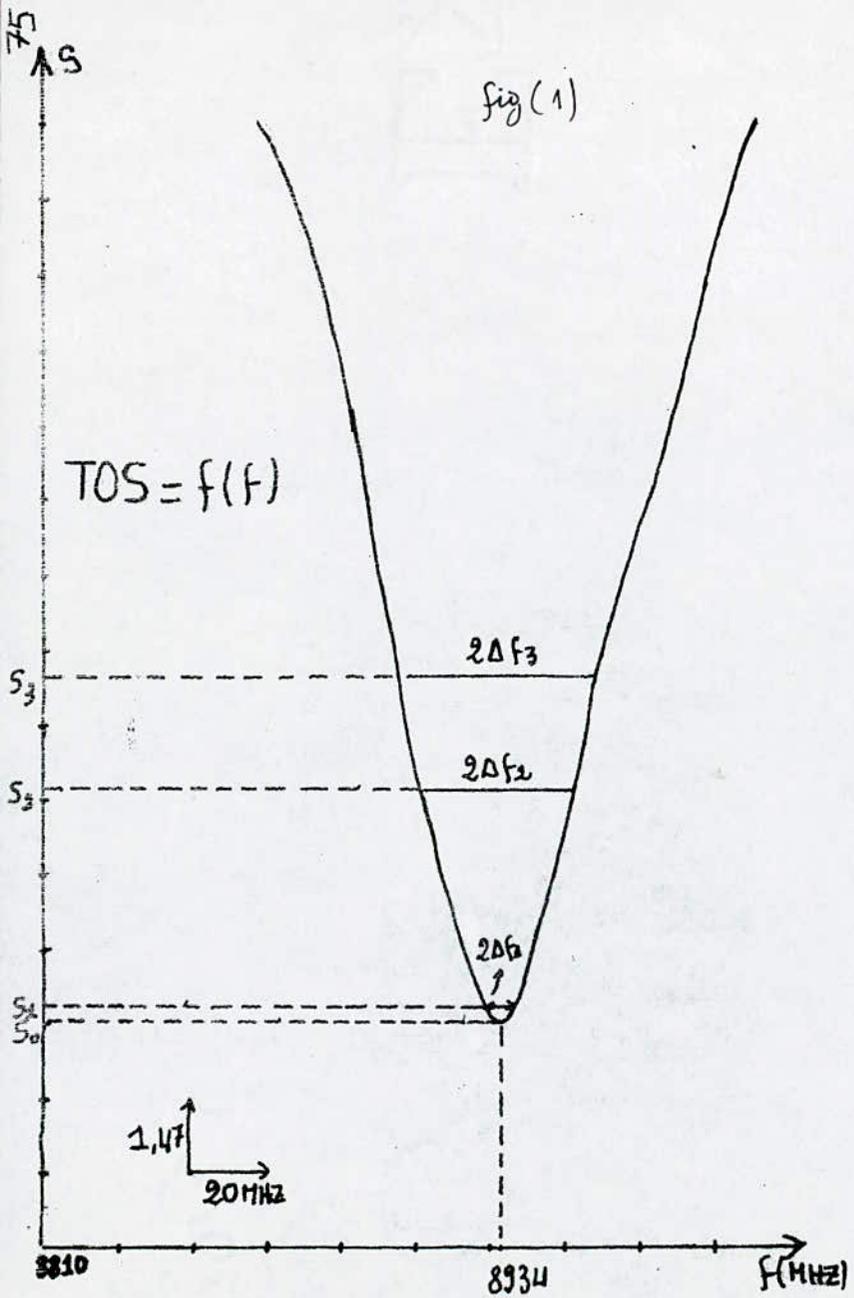
C AVITE EN REFLEXION

CAVITE EN TRANSMISSION 73

f (MHz)	Pabs	f (MHz)	S	f (MHz)	P _{ref} % P _{in}	f (MHz)	S
8804	29,20	8820	20,05	8828	17,38	8889	6,80
8865	34,43	8903	14,47	8848	24,2	8899	2,60
8870	36,90	8823	6,12	8923	32,66	8934	2,60
8900	49,88	8928	5,44	8933	37,01	8960	2,20
8913	69,10	8930	4,60	8942	39,81	8977	2,15
8921	85,87	8934	4,41	8968	52,18	8987	1,90
8930	90,23	8935	5,55	8986	63,09	9005	1,37
8932	87,41	8942	7,10	8998	68,71	9009	1,32
8941	86,40	8959	11,20	9004	76,86	9011	1,32
8951	71,82	8973	14,20	9014	77,62	9013	1,30
8961	52,14	8982	17,29	9018	70,79	9014	1,31
8977	43,76	9004	22,10	9065	52,48	9020	1,38
8991	39,74	8933	4,50	9082	31,62	9026	1,53
9002	35,43			9096	32,73	9066	3,30
9030	36,90			9121	23,99	9084	5,60
9045	36,90			9145	18,18	9092	4,30
9080	29,20			9034	65,10	9018	1,31
f (MHz)	Φ°	P	f (MHz)	Φ°	P		
8933	24,70	0,63636	9014	255,6	0,12357		
8935	7,49	0,68000	9011	222,5	0,13793		
8930	30,78	0,64285	9018	282,2	0,13419		
8928	62,15	0,68944	9020	269,0	0,15966		
8942	-40,02	0,71308	9013	236,7	0,13043		
8959	77,66	0,83606	269,2	269,2	0,21104		
8903	148,9	0,8707	8987	85,5	0,31034		

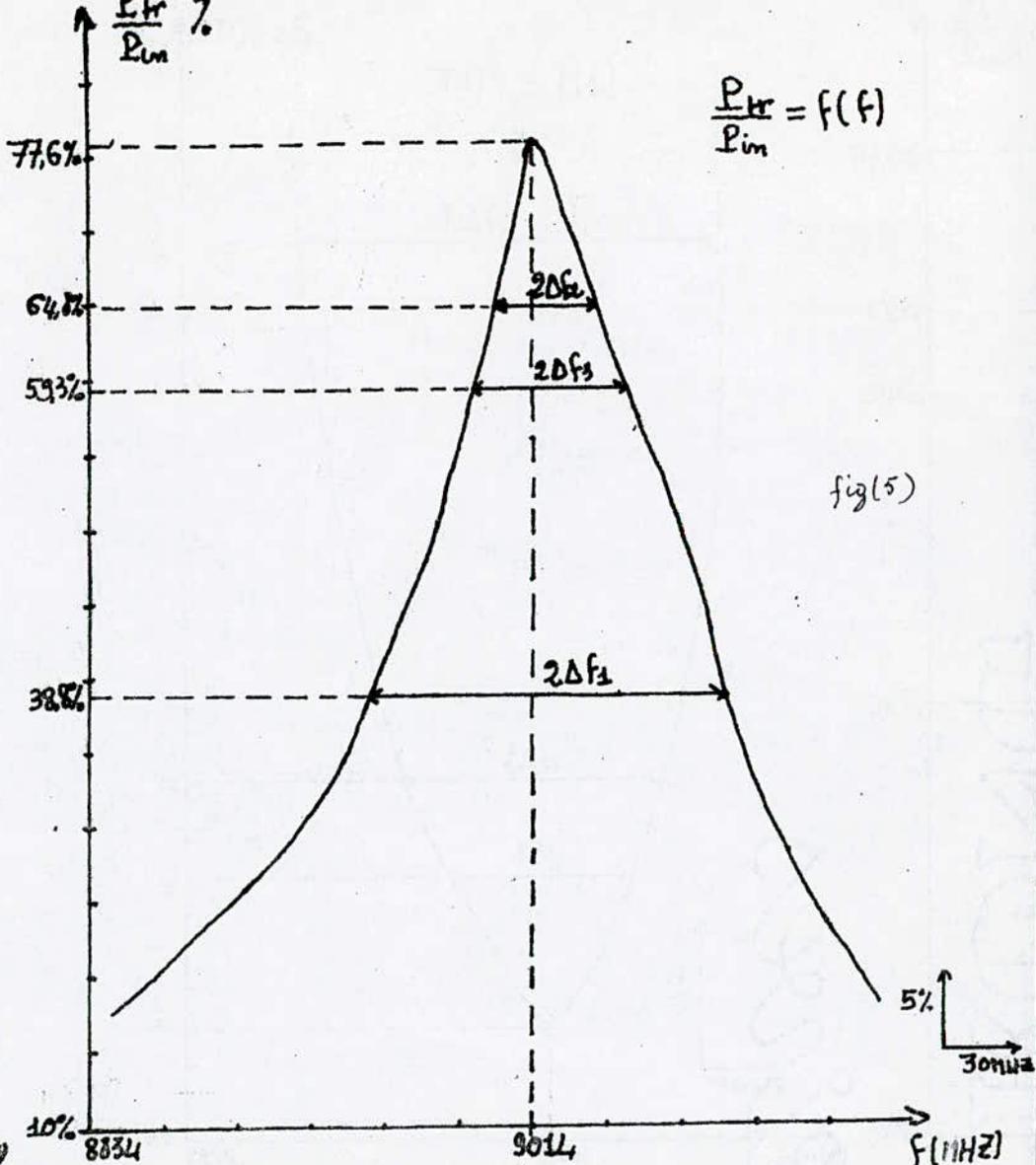
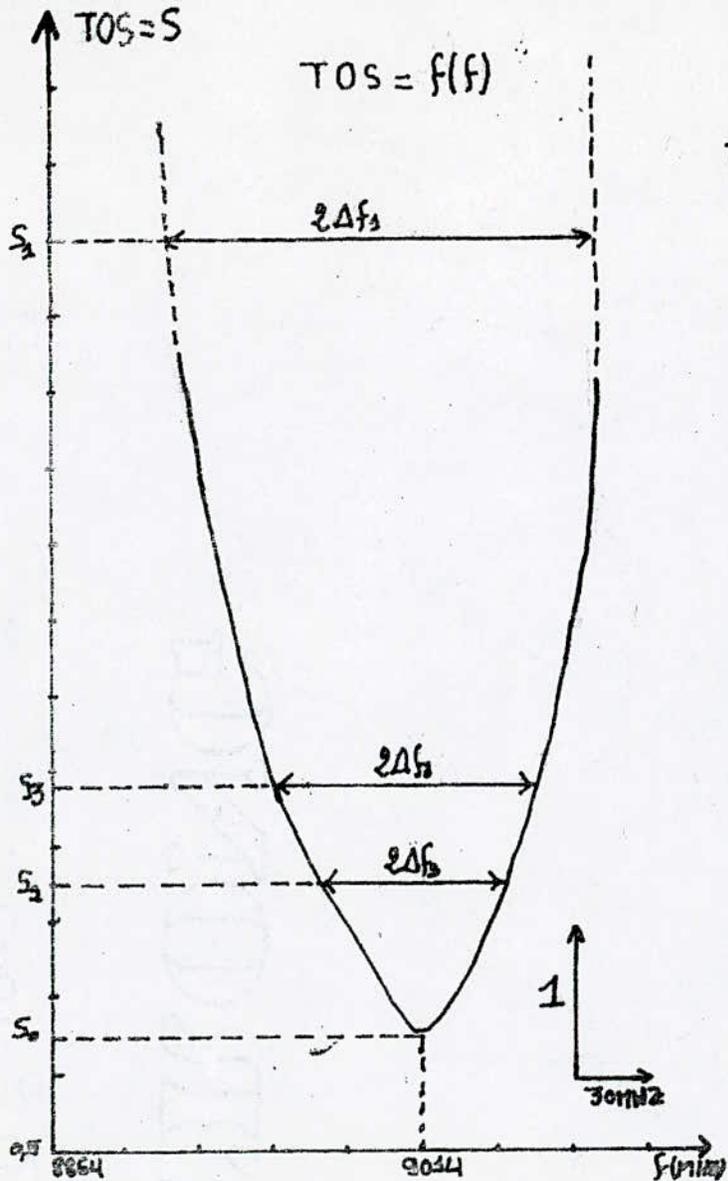
TABLEAU N° 1

TABLEAU N° 2



CAVITE EN REFLEXION

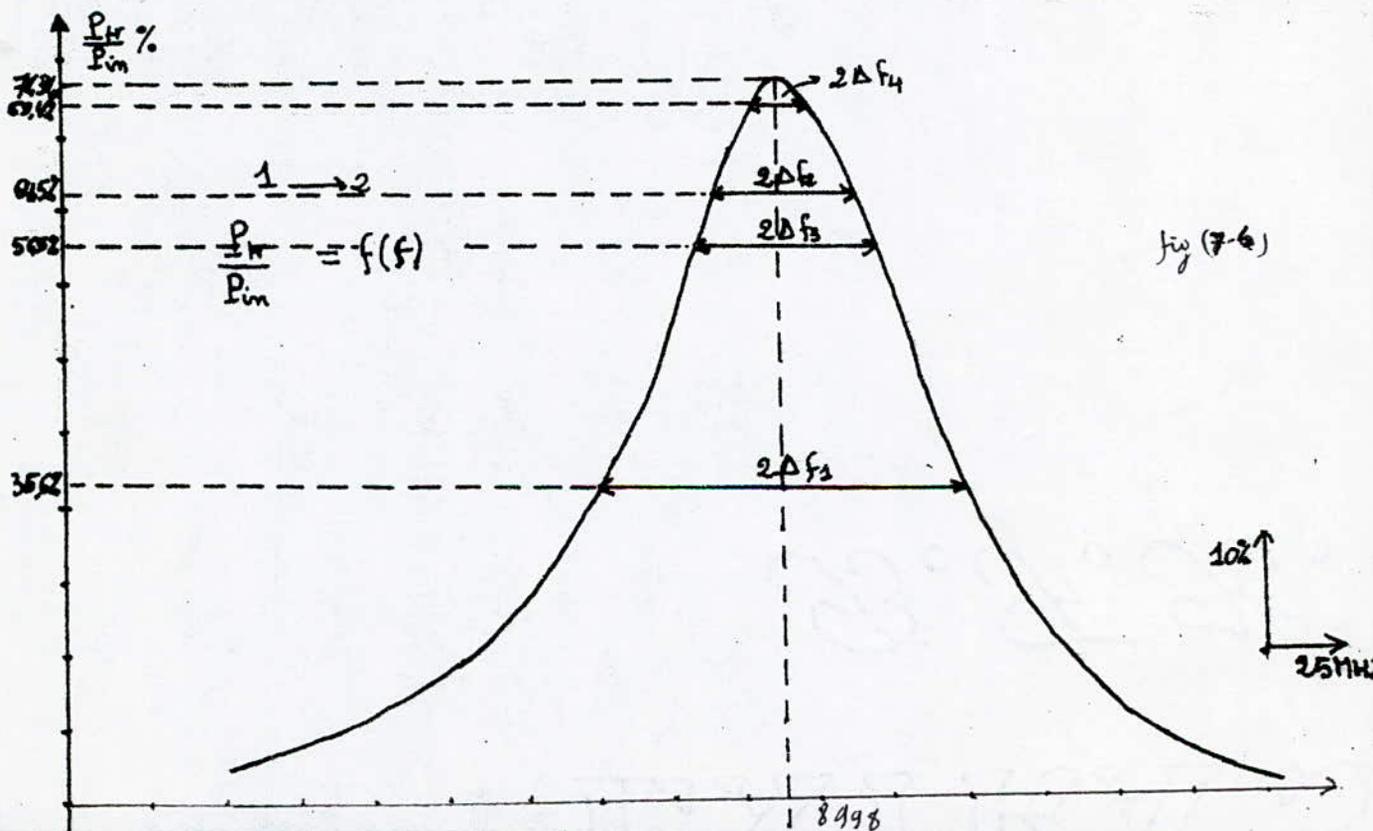
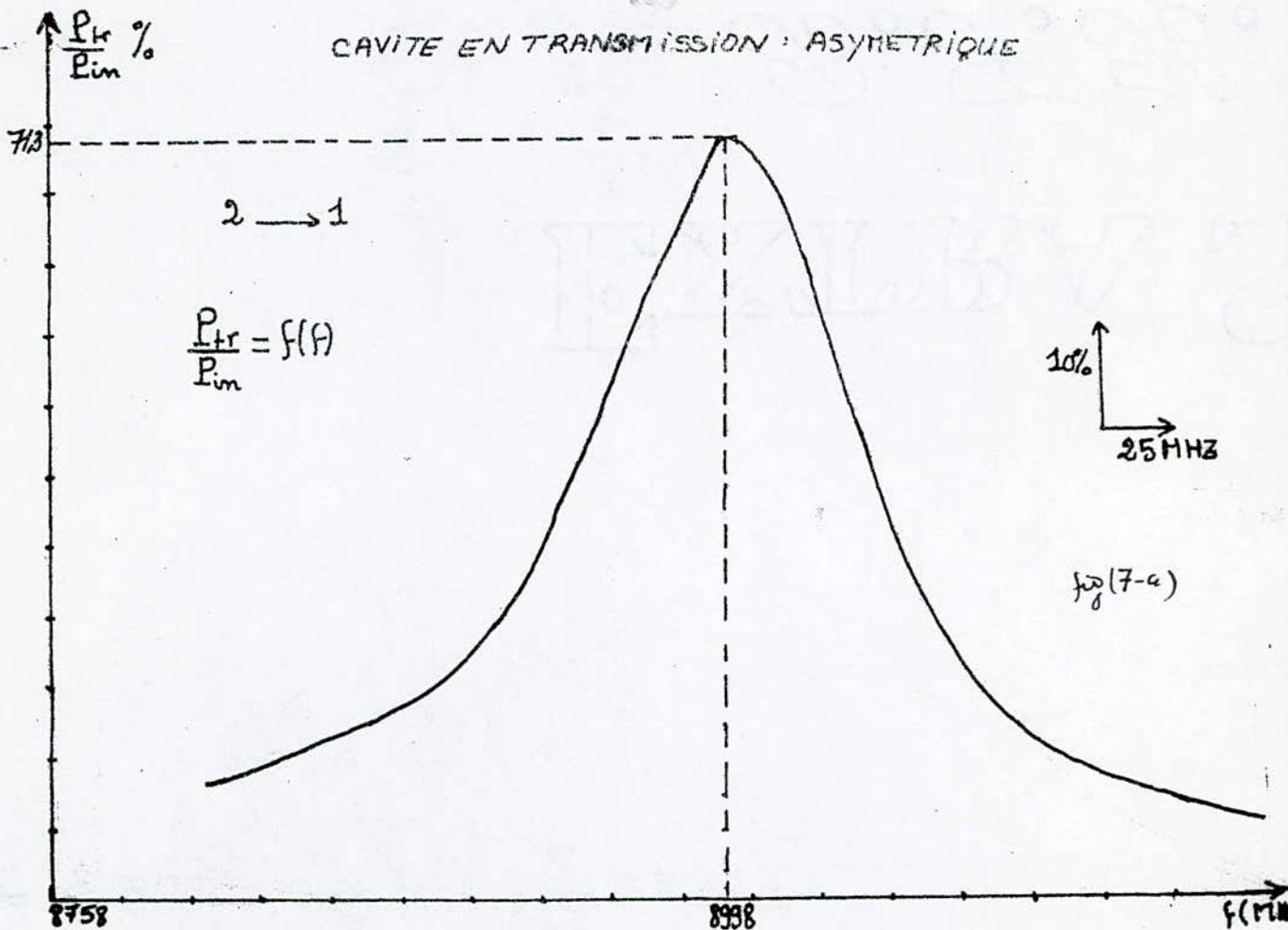
fig(4)



fig(5)

CAVITE' EN TRANSMISSION: SYMETRIQUE

CAVITE EN TRANSMISSION : ASYMETRIQUE



CAVITE' EN TRANSMISSION, ASYMETRIQUE

$TOS = S = f(f)$
 $1 \rightarrow 2$

$TOS = S = f(f)$
 $2 \rightarrow 1$

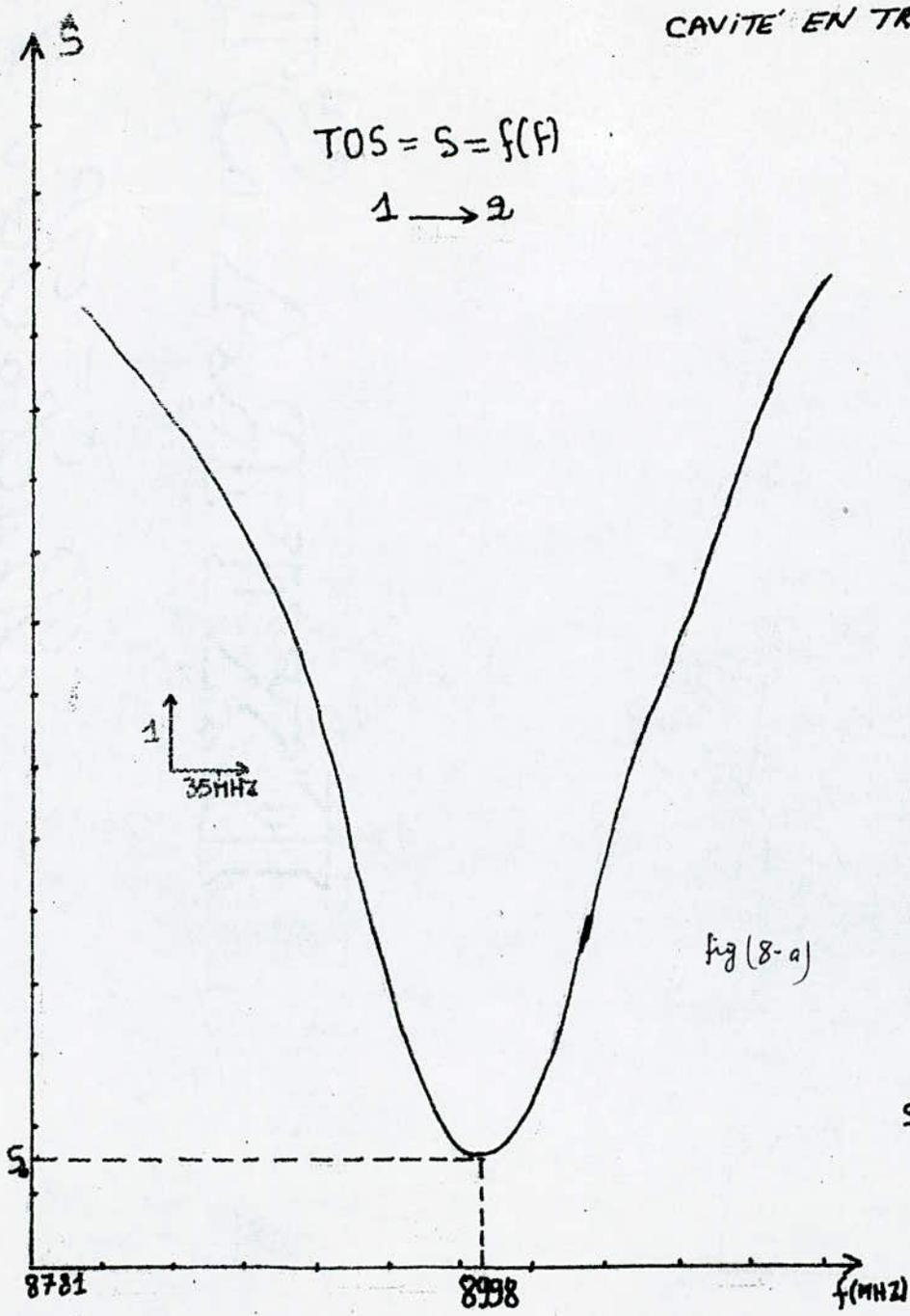


fig (8-a)

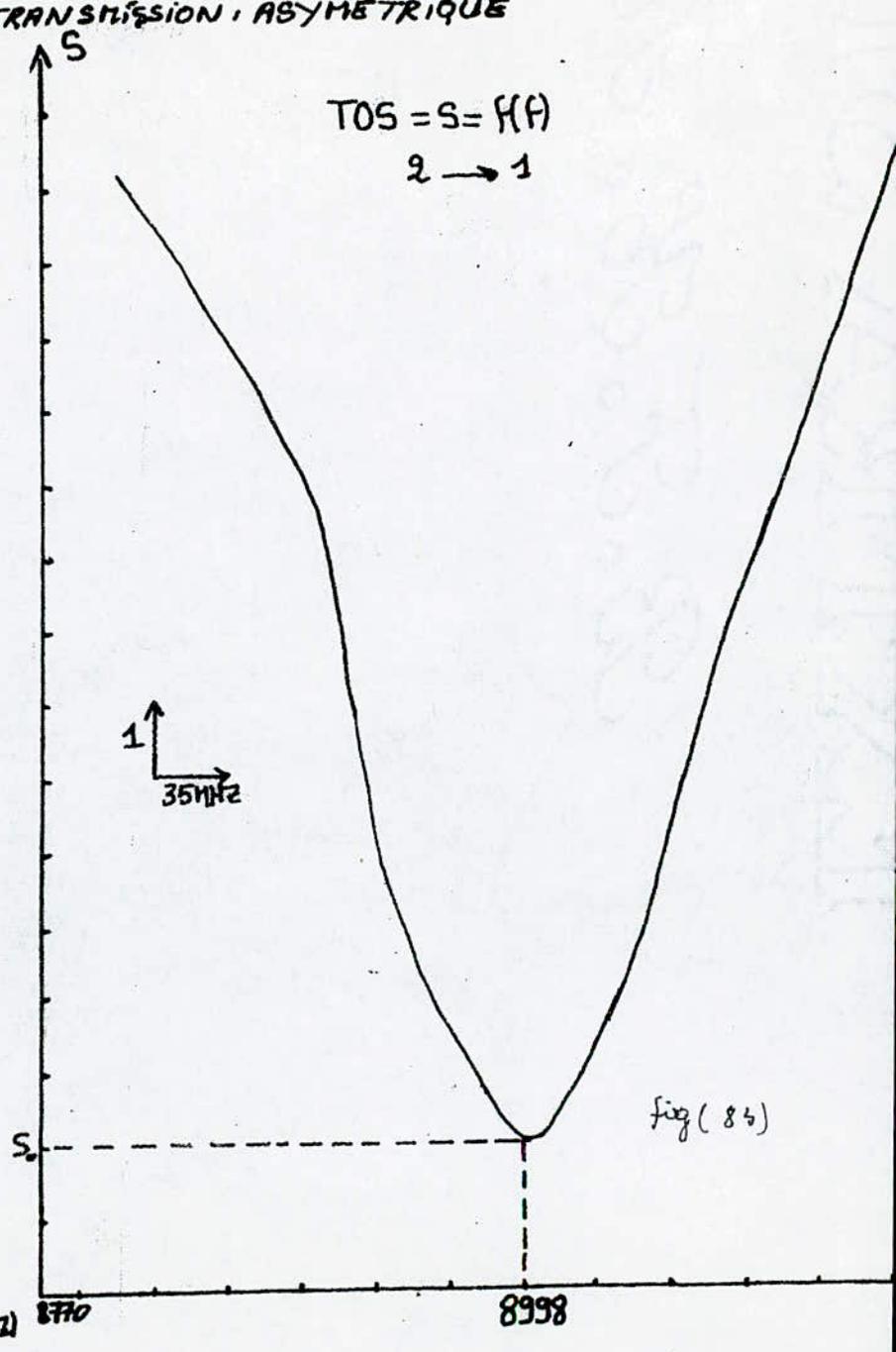


fig (8-b)

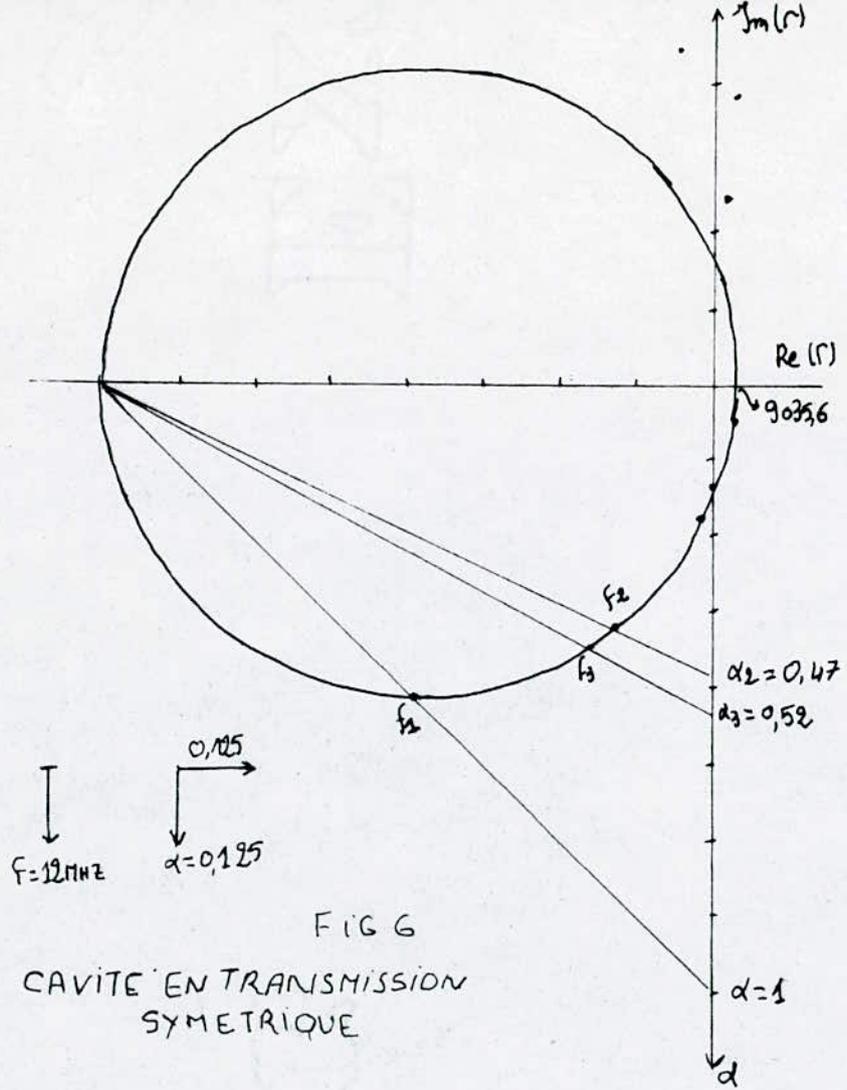
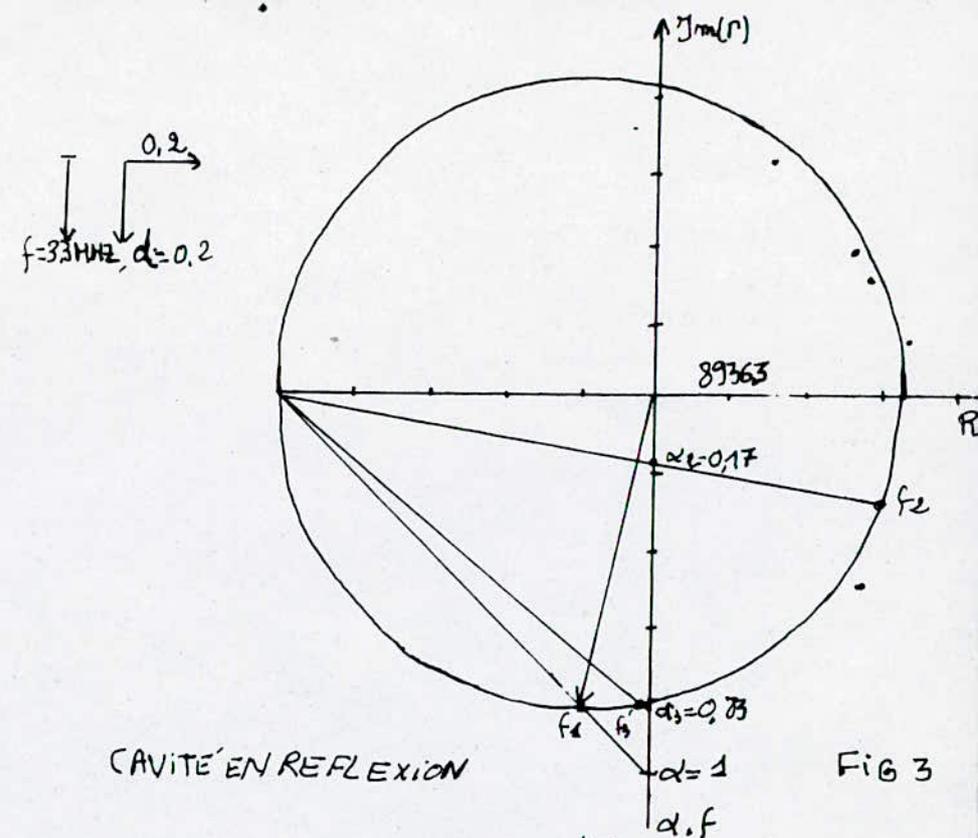
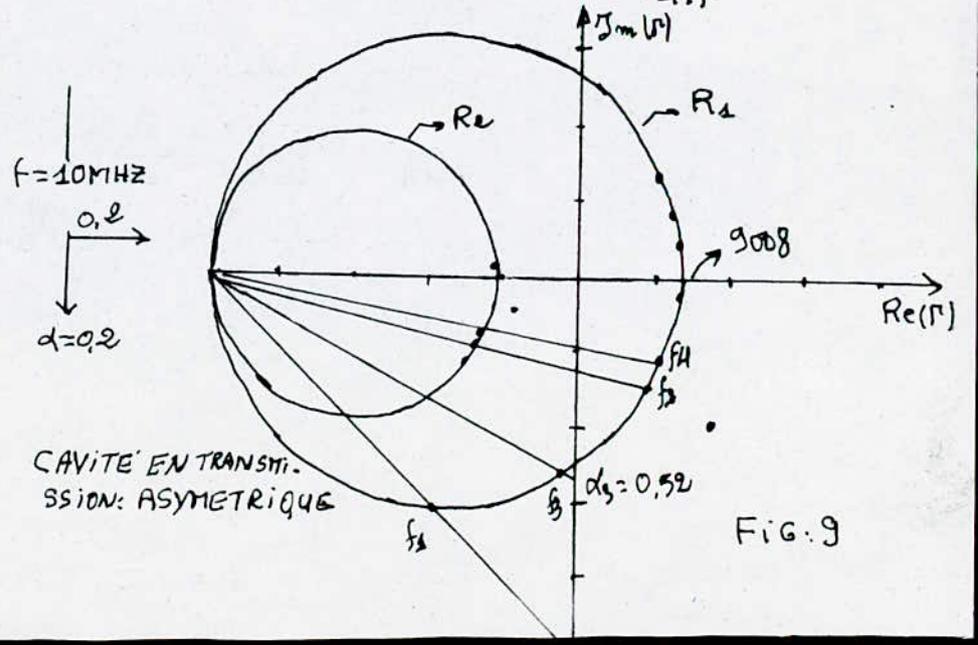


FIG 6
CAVITE' EN TRANSMISSION
SYMETRIQUE



CAVITE' EN REFLEXION
FIG 3



CAVITE' EN TRANSMISSION: ASYMETRIQUE
FIG 9

	MATERIEL	TYPE	EXPERIENCES		
			1	2	3
1	Alimentation pour oscillateur GUNN	FM 7813	1	1	1
2	Oscillateur à effet GUNN	FM 7015 X	1	1	1
3	Modulateur	FM 7026 X	1	1	1
4	Attenuateur calibré	FM 7101 X	0	2	2
5	Isolateur à ferrite	FM 7045 X*	1	3	3
6	Attenuateur variable	FM 7110 X*	1	1	1
7	Fréquence-mètre	FM 7070 X/bo*	1	1	1
8	Support Q _e guide	FM 7700*	2	2	2
9	Détecteur à cristal	FM 7195X*	0	1	1
10	TOS METRE	FM 7832*	1	1	1
11	Court-circuit	Plaque en cuivre	1	1	1
12	Adapteur à vis	FM 7151 X*	1	2	2
13	Coupleur directif	FM 7241 X	0	2	0
14	Commutateur		1	1	1
15	Tronçon de guide		1	1	1
16	5 irris	1.2.3.4.5.			
17	Ligne de mesure		1	0	0

RECAPITULATIF DES RESULTATS obtenus

80

1. cavité en réflexion

- Fréquences de résonance mesurées

f_0 (MHZ): 8734 ; 8934 ; 9113 ; 9347 ; 9518 ; 9786 ; 10032

Méthode du TOS	Méthode de puissance	Méthode du cercle	Valeurs théoriques
$\beta_c = 4.41$			
$f_0 = 8934$ MHZ	$f_0 = 8934$ MHZ	$f_0 = 8936.3$ MHZ	$f_0 = 8965$ MHZ
$Q_c = 165.4$	$Q_c = 187.6$	$Q_c = 268.1$	$Q_c = 257.2$
$Q_0 = 1816.7$	$Q_0 = 558.4$	$Q_0 = 12532.9$	$Q_0 = 17029$
$Q_e = 198.5$	$Q_e = 103.1$	$Q_e = 326.1$	$Q_e = 267$

2. cavité en transmission Symétrique

- Fréquences de résonance mesurées

f_0 (MHZ): 8707 ; 9829 ; 9014

Méthode du TOS, 25	Méthode de puissance	Méthode du cercle	Valeurs théoriques
$f_0 = 9014$ MHZ	$f_0 = 9014$ MHZ	$f_0 = 9035$ MHZ	$f_0 = 9040$ MHZ
$Q_c = 52.7$	$Q_c = 62.6$	$Q_c = 91.1$	$Q_c = 137.79$
$Q_0 = 130.6$	$Q_0 = 200.3$	$Q_0 = 197.1$	$Q_0 = 7026$
$Q_e = 88.4$	$Q_e = 120.2$	$Q_e = 179.1$	$Q_e = 140.5$
$\beta_c = 1.25$			

3. cavité en transmission Asymétrique :

Fréquence de résonance mesurées

Méthode de puissance

$\beta_{c1} = 1.57$
 $\beta_{c2} = 0.5$
 $f_0 = 8998$ MHZ
 $Q_c = 73.4$
 $Q_0 = 189.4$
 $Q_{e1} = 153.1$
 $Q_{e2} = 514.2$

Méthode du cercle Valeurs théoriques

$f_0 = 9000$ MHZ ; $f_0 = 9030$ MHZ
 $Q_c = 180.2$; $Q_c = 212$
 $Q_0 = 556$; $Q_0 = 7244$
 $Q_{e1} = 346.5$; $Q_{e2} = 218.4$
 $Q_{e2} = 1126$

- Fréquences de résonance mesurées

f_0 (MHZ) : 8508 ; 8998 ; 9512 ; 10072 ; 10641

d'après ce tableau on remarque que la méthode du cercle est celle qui nous donne les meilleurs valeurs.

Les fréquences de résonance mesurées appartiennent aux bandes théoriques aussi calculées.

C O N C L U S I O N

Ce travail nous a permis de constater que les cavités prismatiques occupent une place importante dans le domaine des micro-ondes par leur utilité et leur facilité d'emploi.

Cette étude nous a ramené à réaliser trois types de cavités: en réflexion en transmission ou symétrique et en transmission asymétrique.

Le calcul des éléments de couplage des cavités aux guides d'ondes était très difficile et l'utilisation de l'ordinateur était nécessaire afin de faire des calculs très précis. Pour la mesure des cavités, on utilise plusieurs méthodes de mise en oeuvre simple et par la multiplicité des essais on peut rejeter les valeurs aberrantes.

Les résultats obtenus sont satisfaisants, on peut citer plusieurs raisons pour expliquer les différences entre les résultats théoriques et pratiques.

* L'iris n'est pas infiniment mince, sa conductivité finie contribue au bilan des pertes d'énergies.

* Le manque de précision dans la réalisation des ouvertures très étroites.

* Les soudures réalisées sur les irris possèdent une résistance finie, ce qui provoque d'autres pertes.

* Les liaisons entre les différents tronçons de guides ne sont pas parfaites ce qui provoque des pertes par rayonnement.

* La largeur des guides utilisés augmente l'atténuation supposée dans l'étude théorique très faible.

* Dans la ligne de mesure, le mécanisme de déplacement de la sonde n'est pas uniforme le long de la fente.

* La sonde enfoncée dans la ligne cause une réactance qui introduit des distorsions sur l'allure de l'onde stationnaire.

* La diode utilisée comme détecteur n'a pas des caractéristiques idéalement quadratiques mais le TOS mètre utilisé est calibré en échelle quadratique.

* La lecture de la fréquence n'était pas bien précise on a pas disposé d'un fréquencesmètre hétérodyne.

* La stabilité de la fréquence pendant les mesures n'était pas idéale.

* Le coupleur directif utilisé n'est pas idéale (l'isolation et la directivité n'étant pas infiniment grandes).

* L'adaptation n'était pas parfaite

* Le commutateur qu'on a utilisé pour éviter les difficultés mécaniques possède deux inconvénients:

- Les chemins des 3 voies ne sont pas identiques ce qui introduit des erreurs de phase
- La courbure des chemins introduit une certaine réactance qui se met en parallèle avec les réactances des irris provoquant autres modes d'oscillation.

Malgré toutes ces sources d'erreurs, on peut considérer que nos résultats sont très positives, on aurait pu obtenir des meilleurs résultats si on avait la possibilité de racoursir la longueur de la cavité et de réaliser des irris à suceptances suffisamment grandes.

Nous espérons enfin que notre travail soit une étude complète théorique et pratique des cavités prismatiques et servira par la suite comme document aux intéressés par les circuits micro-ondes.

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

1. R. BADOUAL : Les micro-ondes, circuits, micro ruban, fibres
MASSON, PARIS, 1983.
2. F. CARDIOT : Hyperfréquences, Edition GEORGI, Lausanne, 1981.
3. P.F. COMBES : ondes métriques et centimétriques, DUNOD, PARIS 1980.
4. G. GOUDET, P. CHAVANCE : Ondes centimétriques: ligne, circuit, antennes;
CHIRON, PARIS.
5. G. BOUDOURIS, P. CHENEVIER : circuits pour ondes guidées DUNOD;
PARIS 1975.
6. R.E. COLLIN : Field theory of guides waves; Mc GRAW-HILL NEW YORK,
TORONTO, LONDON 1960.
7. E. ARGENCE TH. KAHAN. Théorie des guides et cavités électromagnétiques,
DUNOD, PARIS 1964.
8. R.N. GHOSE : Microwave circuit theory and analysis. Mc GRAW-HILL
NEW YORK SAN FRANCISCO, TORONTO, LONDON 1963.
9. J. AUVRAY, M. FOURRIER: Problèmes d'électronique, circuits à constants
localisés, lignes et hyperfréquences DUNOD, PARIS 1967.
10. A. BOUDIAF, D. FARAH : Etude des quadripôles microwaves par méthodes
graphiques et numériques proposé par K. GRABOWSKI,
ENPA, Alger Juin 1983.

ANNEXE

PROGRAMME N° 2 : CAVITE EN REFLEXION $Q_c = f(f), b = f(f)$

```

LIS                GRAPHE ET AFFICHAGE
5 PAGE
6 INIT
7 INPUT S
8 PAGE
11 IF S=1 THEN 100
20 WINDOW 8.5,9.2,-10,600
30 VIEWPORT 0,130,5,100
40 AXIS 0.01,10,8.5,0
50 MOVE 0,0
100 FOR F=8.6426391762 TO 9.14850914412 STEP 0.01
110     S=2/TAN(8*PI*SQR(F+2-6.5616+2)/3)
115     M=2.7626+10+5*(2*SQR(6.5616/F)+2.25*(F+1.5/6.5616+1.5))
116     U=SQR(F+2/6.5616+2-1)
119     A=M/U
120     R=PI*F+2/(F+2-6.5616+2)
122     Z=0.25+2*X/SQR(4+X+2)*(4*SQR(F+2-6.5616+2)/3-0.5)
125     B=B*Z
140     L=A*7.5/SQR(F+2-6.5616+2)
160     D=X*(1-40*A+15*A/SQR(F+2-6.5616+2))*(X-SQR(4+X+2))+2
170     E=2*(1+20*A*X+2-15*X+2*A/(2*SQR(F+2-6.5616+2)))
180     Y=B/(L+D/E)
181     IF S=1 THEN 192
190     DRAW F,Y
191     GO TO 200
192     PRINT F,A,X,Y
200 NEXT F
210 END

```

CAVITE EN TRANSMISSION: PROGRAMME N°3: Q_c ou $b = f(F)$

```

LIST                GRAPHE ET AFFICHAGE
5 PAGE
6 INIT
7 INPUT S
8 PAGE
10 IF S=1 THEN 100
20 WINDOW 7.5,12,-2.5
30 VIEWPORT 10,110,20,80
40 AXIS 0.2,0.5,7.5,0
50 MOVE 0,0
100 FOR F=7.5 TO 12 STEP 0.01
110     X=2/TAN(4*PI*SQR(F↑2-6.5616↑2)/3)
120     E=2*PI*X*F↑2*(2+ATN(2/X)/(2*PI))/(F↑2-6.5616↑2)*SQR(4+X↑2)
130     L=2.7626*10↑1-5*(2*SQR(6.5616/F)+2.25*(F↑1.5/6.5616↑1.5))
140     U=SQR(F↑2/6.5616↑2-1)
150     A=L/U
160     B=9*PI*X*F↑2*(1+10*A*X↑2)
170     C=3*SQR(4+X↑2)*SQR(F↑2-6.5616↑2)
180     D=X*(1-20*A)*(X-SQR(4+X↑2))+2
190     Y=B/(C*D)
200     IF S=1 THEN 230
210     DRAW F,X
220     GO TO 240
230     PRINT F,A,X,Y
240 NEXT F
250 MOVE 12.5,0
    
```

PROGRAMME N° 4 : $b = f(d)$: SUCEPTANCE = f (EPAISSEUR)

```
LIS
5 PAGE
10 INIT
16 INPUT F
20 K=2*1.016*SQR(F↑2-6.5616↑2)/30
22 Q=1/SQR(1-1.016*SQR(F↑2-6.5616↑2)/30)↑2
30 WINDOW 0.01,5,0,4
40 VIEWPORT 15,120,5,100
50 AXIS 0.1,0.1,0.1,0
60 MOVE 0.1,4
70 FOR X=0.1 TO 5 STEP 0.05
80   A=-K*LOG(SIN(PI*X/20.032))
90   Z=K*Q*COS(PI*X/20.032)↑4/(1+Q*SIN(PI*X/20.032)↑4)
100   D=Z+A
110   DRAW X,D
111 NEXT X
170 HOME
181 GO TO 16
```

