N° d'ordre : 773

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE

par

Léon DUPONT

STRUCTURES RADIALES POUR DISPOSITIFS INTÉGRÉS EN ONDES MILLIMÉTRIQUES

Soutenue le 11 juillet 1979 devant la Commission d'Examen

MM. E. CONSTANT	Président
G. SALMER	Rapporteur
J. CITERNE	Examinateur
J. Ch. BOLOMEY	Invité
G. CACHIER	Invité

La vie, à l'opposé des créations de l'homme, ne requiert aucune théorie .

Du Journal de l'Elève,

Kostia RIABTSEV

Ce travail a été effectué au "CENTRE HYPERFREQUENCES & SEMICONDUCTEURS" de l'Université des Sciences et Techniques de Lille

Je tiens à témoigner toute ma reconnaissance envers Monsieur le Professeur CONSTANT qui me fait l'honneur de juger ce travail et de présider ce jury.

J'exprime toute ma gratitude envers Monsieur le Professeur SALMER et Monsieur DERYCKE qui m'ont guidé tout au long de ce travail.

J'exprime à Monsieur CITERNE ma plus vive reconnaissance de s'être intéresser à mon travail et d'avoir bien voulu participer au jury.

Monsieur BOLOMEY, Professeur à l'Université de Paris XI, a accepté de juger ce travail, je lui en suis profondément reconnaissant

Je remercie vivement Monsieur CACHIER de la Thomson CSF qui me fait l'honneur de sa présence.

J'adresse mes remerciements à tout le personnel technique et administratif :

- à Messieurs JENNEQUIN, MICHON et ANDRIES pour leur collaboration technique,
- à Mesdemoiselles DUPONT et HANNON qui ont assurer l'essentiel de la dactylographie de ce travail
- à Messieurs DEHORTER et PLUQUET qui ont assuré la polycopie.

S O M M A I R E

CH. 3 : ETUDE EXPÉRIMENTALE DE LA STRUCTURE RADIALE

CH. 4 : APPLICATION DE LA STRUCTURE RADIALE À LA RÉALISATION D'OSCILLATEURS.

INTRODUCTION

La réalisation d'oscillateurs en ondes millimétriques simples, fiables et peu coûteux constitue un problème particulièrement important pour les laboratoires d'études et de recherche. Des applications nombreuses, apparaissent en effet, liées à la possibilité de transmission d'informations en vue directe (faisceaux hertziens miniatures, raccordement direct d'abonnés pour le téléphone). Les solutions classiques par exemple des diodes à avalanche ou GUNN montées en boitier associées à des structures hyperfréquences réalisées en guide rectangulaire ne sont plus utilisables : leurs réalisations mécaniques sont très coûteuses, leurs encombrements et leurs poids sont élevés.

Une solution réside dans la réalisation de circuits intégrés sous forme monolithique ou hybride, réunissant le composant actif et le circuit d'accord, dont la technologie permettrait la fabrication collective de nombreuses pièces dans une même série d'opérations. Une possibilité consisterait à concevoir une structure diélectrique de révolution autour de la diode destinée à réaliser l'adaptation d'impédance entre le composant et le milieu extérieur. Dans l'état actuel de la technologie seule la structure radiale constitue une solution intéressante car l'usinage est alors limité au maximum et la réalisation des circuits est ramenée à des problèmes classiques de gravure de métallisation.

Ce travail s'inscrit dans l'ensemble des études effectuées sur les composants, les circuits et les dispositifs hyperfréquences (oscillateurs, amplificateurs, mélangeurs...) au Centre Hyperfréquences & Semiconducteurs [1][2] et dans le cadre du Gréco Microondes.

Il a bénéficié de l'étroite collaboration du Laboratoire Central de Recherche de la THOMSON CSF et du soutien de la Délégation à la Recherche Scientifique et Technique (D.G.R.S.T.) ainsi que de celle de la Division des Affaires Industrielles et des Télécommunications (D.A.I.I.).

Dans une première partie nous exposons les conditions de l'étude : description des structures radiales retenues pour cette application et conditions générales à remplir par un circuit pour assurer un bon fonctionnement en association avec une diode GUNN ou IMPATT.

La seconde partie est consacrée à l'étude électromagnétique du problème et à sa modélisation théorique. Après avoir décomposé le problème en deux problèmes (intérieur et extérieur) relativement indépendants nous nous sommes attachés :

- d'une part à résoudre les problèmes de propagation dans le guide radial et à généraliser les équations de transfert pour les lignes équivalentes non uniformes. La détermination des pertes associées à ce type de circuit est également réalisée.

- d'autre part à résoudre le problème extérieur, c'est à dire déterminer l'impédance de rayonnement à partir d'hypothèses simplificatrices justifiées et à comparer le résultat analytique ainsi obtenu avec un modèle numérique plus complexe développé par le laboratoire de Signaux et Systèmes (E.S.E.).

La troisième partie est consacrée à une étude expérimentale de la structure radiale. Nous avons réalisé un grand nombre de mesures sur des structures homothétiques de celles devant être réalisées en ondes millimétriques Nous avons ainsi dégagé l'influence de chaque paramètre sur les conditions de fonctionnement en oscillateur. Ces résultats ont été confrontés avec succès avec le modèle théorique et un domaine de validité a pû être dégagé pour celui-ci. Le couplage de ces structures à des lignes de transmissions classiques est également abordé et des premières conclusions intéressantes en ont été tirées.

Dans une quatrième partie nous utilisons le modèle théorique pour la conception et l'optimalisation de modules préaccordés pour la bande 40 à 60 GHz. Cette conception assistée par ordinateurs permet la définition des dimensions optimales de la structure et des performances potentielles, en fonction des contraintes imposées par le composant actif. Ces résultats sont ensuite comparés, d'abord à des réalisations ou simulations en ondes millimétriques par le L.C.R. THOMSON C.S.F. La concordance entre ces résultats est bonne et confirme la précision et la souplesse du modèle théorique développé d'où peuvent être déduites des lois analytiques simples facilitant la tâche des ingénieurs de conception. Enfin, nous concluons sur l'intérêt de telles structures et la réalisation prochaine de véritables systèmes intégrés.

CHAPITRE 1

PRÉSENTATION DU PROBLÈME

I.1. PROBLEMES POSES PAR L'UTILISATION DE DIODES A AVALANCHE EN ONDES MILLIMETRIQUES

Tous ces problèmes sont essentiellement liés aux valeurs des fréquences utilisées et deviennent d'autant plus difficiles que la fréquence est plus élevée. D'une part, toutes les dimensions des circuits variant comme la longueur d'onde, leur réalisation mécanique pose de nombreux problèmes. Il est très difficile d'élaborer des structures complexes semblables à celles utilisées en ondes centimétriques. On s'efforcera donc de concevoir des circuits plus faciles à réaliser et où les paramètres caractéristiques peuvent être facilement modifiés.

D'autre part, les diodes à avalanche ont des impédances qui décroissent en fonction de la fréquence. Si l'on admet que la largeur de la zone désertée des diodes varie de façon inversement proportionnelle à la fréquence, et que la résistance thermique est inversement proportionnelle au diamètre (résistance de contriction), nous pouvons montrer facilement, en utilisant les résultats semi-expérimentaux de SCHARFETER [3] que la variation de la résistance négative de la diode est donnée par :

$$\frac{R}{R_o} = K \left(\frac{D_o}{D}\right)^3 \left(\frac{F_o}{F}\right)^{2,18}$$

où l'indice o indique que les grandeurs sont celles du fonctionnement à F_o de référence

D : diamètre

F : fréquence

K : constante

On pourrait compenser la variation de fréquence par une variation correspondante des surfaces des diodes ; toutefois ce serait au détriment de la puissance émise. Un compromis raisonnable entre ces exigences contradictoires entraîne finalement une diminution de la résistance négative.

La résistance négative est beaucoup plus faible en ondes millimétriques qu'aux fréquences inférieures. L'influence d'un tel phénomène est encore simplifiée par le fait que la résistance série due au substrat augmente avec la fréquence (effet de Peau).

Le circuit de charge devra donc présenter des impédances dont les parties réelles deviennent très faibles. Ceci impose que les pertes du circuit hyperfréquence ne soient pas trop importantes. Signalons que dans la plupart des lignes de propagation les pertes croissent en moyenne avec la fréquence suivant une loi en $F^{1/2}$. Nous aurons donc à choisir les structures susceptibles de présenter le minimum de pertes tout en permettant une adaptation facile de la diode.

Habituellement, la diode est montée dans un boîtier dont les dimensions ne sont plus négligeables vis-à-vis de la longueur d'onde (diamètre du boîtier W.2 : 1,4 mm et λ_o = 5 mm à 60 GHz). On ne peut plus considérer le boîtier comme un élément localisé. Les fils réalisant le contact entre le boîtier et la diode introduisent une perturbation importante dans l'impédance de charge vue par la diode (résonnance du boîtier W2 comprise entre 30-40 GHz suivant la capacité du composant actif).

Enfin, la réalisation mécanique des systèmes classiques (diodes + boîtiers + circuit hyperfréquence) pose de nombreux problèmes et s'avère très couteuse. De plus, les accords mécaniques sont délicats et difficilement reproductibles et ils sont relativement sensibles aux variations de température.

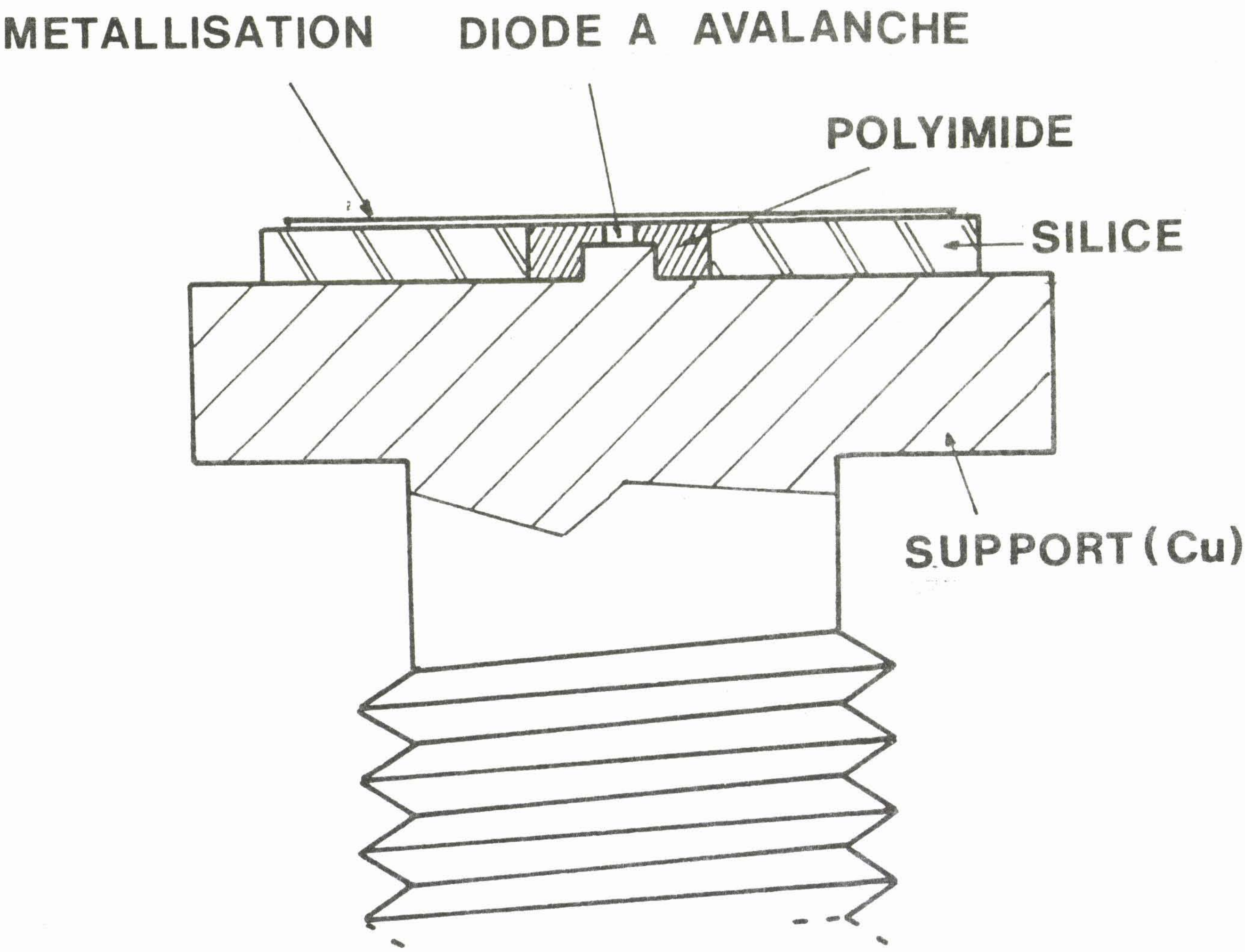


Figure I-1. Module pré-accordé

Un progrès considérable pourrait résulter de l'intégration d'oscillateurs et d'autres fonctions pour lesquels les composants actifs seraient réalisés en même temps que les microcircuits par des techniques collectives. Ceci entraînerait une amélioration de la fiabilité et une diminution importante des coûts de fabrication.

I.2. JUSTIFICATION DU CHOIX DE LA STRUCTURE

Les circuits qui se prêtent le plus à cette réalisation sont des structures diélectriques métallisées de révolution, localisées autour de la diode formant un guide conique ou radial autour de celle-ci. Elles ont été préparées pour la première fois par Cachier et Espaignol [4] Ces structures jouent un rôle d'adaptation entre la diode à basse impédance et le milieu extérieur généralement à haute impédance (espace libre, guide d'onde, ligne de transmission...) Les diélectriques utilisés pourraient être le quartz ou le silicium. Le quartz sera utilisé pour des structures de type hybride et le silicium pour des structures intégrées monolithiques. Cependant afin de permettre une meilleure compréhension des phénomènes, nous avons également étudié des structures radiales à air.

Les structures planars sont plus faciles à réaliser en technologie intégrées car toutes les opérations sont effectuées en surface ; ceci est le cas des structures radiales, contrairement aux structures coniques où il faut réaliser un cône dans le substrat. Nous étudierons plus particulièrement celles-ci. La figure I-1 représente une coupe de la structure réalisée actuellement au L.C.R. de Thomson C.S.F. [5] et la figure I-2 une photographie faite au microscope électronique d'une telle structure.

Pour les premières réalisations, ces structures étaient de type hybride et réalisées avec des diodes à avalanche "double drift" fabriquées entièrement par épitaxie. La diode était métallisée et soudée sur un support en cuivre doré, le côté jonction vers le support afin d'obtenir la meilleure dissipation de chaleur possible. Une bille d'or était alors généralement soudée sur le dessus de la diode. Ensuite un anneau de quartz, réalisé par découpe d'un tube capillaire, était collé sur le support avec la diode au centre. La diode était alors passivée à l'aide d'une résine polyimide haute température, puis la

Figure I.2 : Photographie d'un module pré-accordé

structure était rodée et polie de façon à ce que la diode (ou la bille d'or), la résine et le quartz arrivent à la même hauteur au-dessus du support. On terminait le dispositif en métallisant la face supérieure, pour former un contact sur le dessus de la diode et ainsi réaliser un guide radial.

Outre les éléments déjà signalés, cette structure présentait plusieurs avantages :

- le circuit qui entoure la diode protège celle-ci du point de vue mécanique et chimique (fonction boîtier).
- l'ensemble est "gros" (1 à 3 mm) donc facilement manipulable.

Toutefois, il n'apparaissait pas évident qu'une telle structure, bien que mécaniquement très séduisante, présente les caractéristiques électriques souhaitables pour la réalisation d'oscillateurs performants, en particulier que les valeurs et les évolutions des impédances de charge soient optimales.

I.3. CONDITIONS A REMPLIR POUR LA REALISATION D'OSCILLATION A DIPOLES A RESISTANCES NEGATIVES

Deux problèmes se posent pour la réalisation d'oscillateurs, d'une part, obtenir un régime de fonctionnement stable, d'autre part, obtenir la puissance de sortie maximum. Si nous désignons par $Z_D(\omega, V_{HF})$ l'impédance de la diode et $Z_L(\omega)$ l'impédance du circuit de charge, la première condition d'oscillation s'écrit :

$$Z_L(\omega) + Z_D(\omega, V_{HF}) = 0$$

avec V_{HF} tension hyperfréquence aux bornes de la diode.

Pour obtenir un fonctionnement stable il faut introduire une seconde condition d'oscillation qui est donnée par les relations suivantes [26]

$$- \frac{\partial R_D}{\partial V_{HF}} \frac{\partial R_L}{d\omega} (\text{tg}\,\theta - \text{tg}\,\varphi) > 0$$

$$\text{tg}\,\theta = \frac{d\ X_L / d\omega}{d\ R_L / d\omega}$$

$$\text{tg}\,\varphi = \frac{\partial X_D / \partial V_{HF}}{\partial R_D / \partial V_{HF}}$$

Ces conditions sont relatives à l'intersection des lieux $Z_L(\omega)$ et $- Z_D(V_{HF})$ avec ω comme paramètre. Dans la plupart des cas la réactance $X_D(\omega)$ des diodes à avalanche est négative et le terme $- \frac{\partial R_D}{\partial V_{HF}}$ est positif.

Lors des études théorique et expérimentale nous pourrons considérer que la première condition d'oscillation sera satisfaite pour des réactances X_L comprises entre 10 Ω et 50 Ω et des résistances R_L inférieures à 10 Ω, ces valeurs étant les valeurs limites habituellement rencontrées lors de l'étude des diodes A.T.T. en ondes millimétriques. Ainsi, pour ces valeurs d'impédances l'expression $(\text{tg}\,\theta - \text{tg}\,\varphi)$ est presque toujours positive, ce qui entraîne que le fonctionnement en oscillateurs sera stable. Il en sera toujours ainsi pour les courbes que nous présenterons ultérieurement.

Les caractéristiques de bruit d'un oscillateur sont liées au coefficient de qualité extérieur Q ext.

La connaissance de l'impédance du circuit de charge ne nous permet pas de déterminer le coefficient de qualité extérieur mais par contre permet de déterminer le coefficient de qualité en charge. Pour une variation δF au voisinage de la fréquence de fonctionnement la variation δX permet de calculer le coefficient de qualité en charge [6]

$$Q_L = \frac{\delta X}{\delta F} \frac{F}{2 R_L}$$

Ces coefficients sont reliés entre eux en introduisant le coefficient de qualité propre Q_o

$$\frac{1}{Q_{ext}} = \frac{1}{Q_L} - \frac{1}{Q_o}$$

En pratique, le coefficient de qualité propre est beaucoup plus grand que le coefficient de qualité extérieur et en charge ($Q_o \gg Q_{ext}$ et $Q_o \gg Q_L$). La relation précédente devient :

$$Q_{ext} \# Q_L$$

Pour les prévisions du fonctionnement en oscillateurs, la valeur du coefficient de qualité en charge sera une indication sur la qualité spectrale et les caractéristiques de bruit potentielles de l'oscillateur.

CHAPITRE II

ANALYSE THÉORIQUE

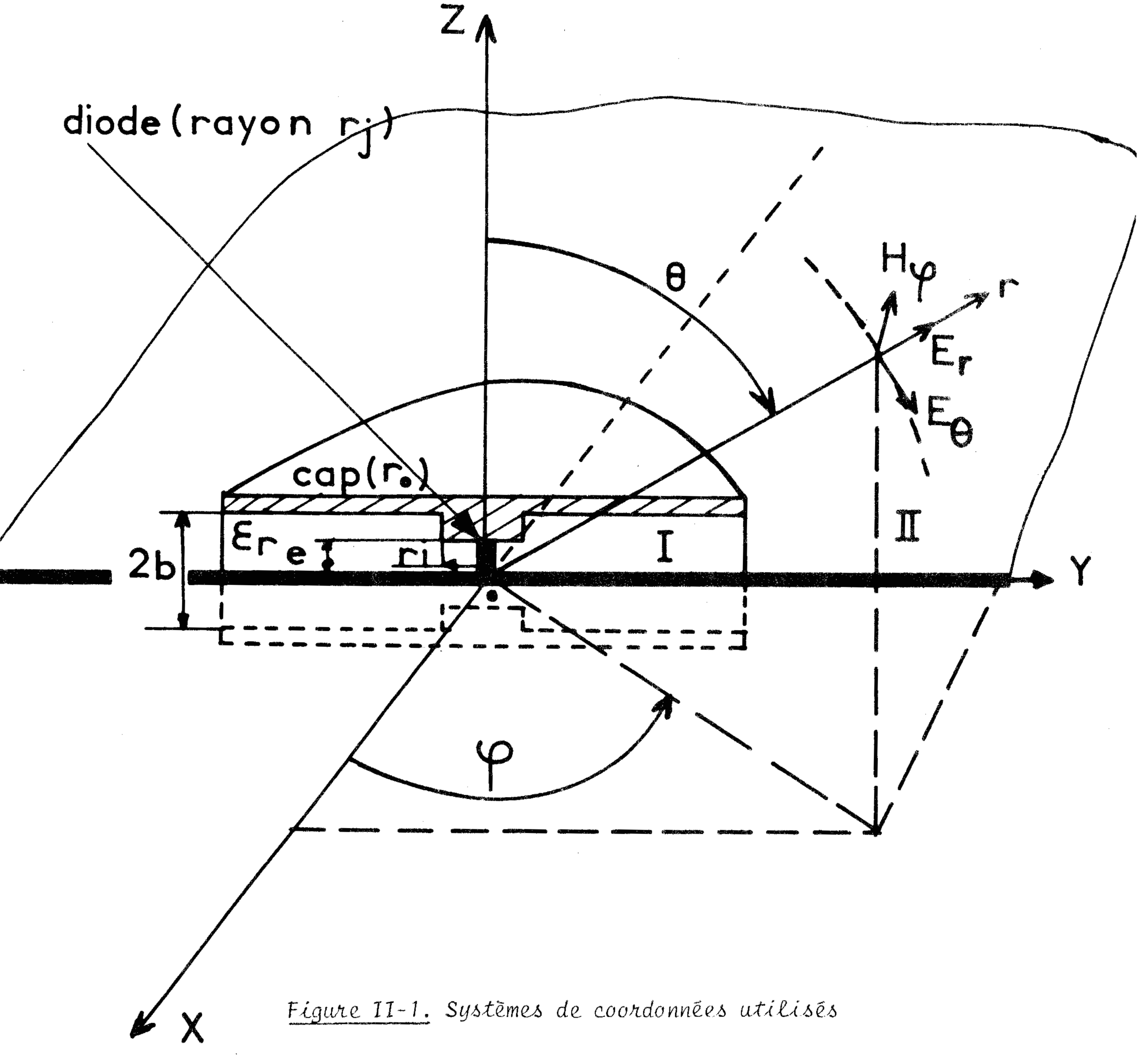


Figure II-1. Systèmes de coordonnées utilisés

I.1. *METHODE D'APPROCHE DU PROBLEME ELECTROMAGNETIQUE*

Sur la figure II.1 nous avons défini les dimensions de la structure et les systèmes de coordonnées sphériques et cylindriques utilisés.

L'étude du système électromagnétique peut se décomposer en celle de deux problèmes interdépendants :

- un problème interne, celui de la propagation entre les plans métalliques situés au voisinage du composant.
- un problème externe, celui du rayonnement d'une pente circulaire.

De façon classique, les conditions de continuité des champs à la limite entre les deux zones (abscisse $y = r_o$) permettent de relier les solutions obtenues dans les deux parties.

Nous pourrons traduire ces conditions par l'existence d'une admittance Y_T située à l'abscisse $r = r_o$; cette admittance est l'admittance de rayonnement pour le système extérieur ou l'admittance terminale pour le système intérieur. L'influence du plan de masse infini sera prise en compte par l'application de la théorie des images : le calcul sera fait en supposant une structure d'ouverture 2 b et il faudra tenir compte d'un facteur 2 lors du calcul de Y_T

II.2. ETUDE DU GUIDE RADIAL

Le guide radial a fait l'objet de quelques études [7] [8] [9]. Nous nous proposons ici de reprendre le formalisme déjà développé, de l'étendre aux calculs des pertes et de justifier précisément les approximations que nous ferons par la suite. Ce guide est non uniforme (la section transverse varie suivant l'axe de propagation). Le système de coordonnées le plus adapté à cette étude est le système de coordonnées cylindriques.

II.2.1. Représentation des champs dans un guide radial

L'axe de propagation est l'axe $\overrightarrow{Or}$ et les sections transverses sont des surfaces cylindriques à l'abscisse r = constante. En coordonnée cylindrique l'équation d'onde déterminant l'amplitude complexe des fonctions d'ondes (Ψ) s'écrit :

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial \Psi}{\partial r}\right)+\left(\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}+k^2\right)\Psi=0 \qquad \text{(II - 1)}$$

Les termes de mode TM ou TE n'ont pas ici leur signification habituelle, nous définissons un mode TM (aussi appelé mode de type E), comme étant un mode dont la composante de champ magnétique suivant l'axe $\overrightarrow{OZ}$ est nulle (les modes sont donc définis relativement à l'axe $\overrightarrow{OZ}$ qui n'est pas l'axe de propagation).

Les fonctions d'ondes TM satisfaisant aux conditions limites $E_r = E_y = 0$ à z = 0 et z = b sont

$$\Psi_{nm}{}^{TM} = E_0 \cos\left(\frac{n\pi}{b}z\right)\cos m\varphi \begin{Bmatrix} H_m^{(2)}(k_n r) \\ H_m^{(1)}(k_n r) \end{Bmatrix} \qquad \text{(II - 2)}$$

m et n entier

$$k_n = \sqrt{k^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \qquad \text{nombre d'onde}$$

$$k = \omega\sqrt{\mu\varepsilon} = k_0\sqrt{\varepsilon_r} \qquad k_0 : \text{ nombre d'onde dans le vide}$$

$$H_m^{(1)}(k_n r) = J_m(k_n r) + j\,Y_m(k_n r) = h_m(k_n r)\; e^{j\,\eta_m(k_n r)}$$

$$H_m^{(2)}(k_n r) = J_m(k_n r) - j\,Y_m(k_n r) = h_m(k_n r)\; e^{-j\,\eta_m(k_n r)}$$

ou $J_m(k_n r)$ et $Y_m(k_n r)$ sont les fonctions de Bessel.

La fonction $H_m^2(k_n r)$ (fonction de Hankel d'ordre 2) ainsi définie caractérise l'onde incidente (ou se propageant dans le sens du r positif), et $H_m^1(k_n r)$ (fonction de Hankel d'ordre 1) l'onde réfléchie (ou se propageant dans le sens du r négatif).

Les composantes de champs d'un mode de type TM s'écrivent donc :

$$E_r = \frac{j E_0}{\omega\varepsilon}\,\frac{n\pi}{b}\,k_n \sin\left(\frac{n\pi}{b}z\right)\cos m\varphi \begin{Bmatrix} H_m^{(2)\prime}(k_n r) \\ H_m^{(1)\prime}(k_n r) \end{Bmatrix}$$

$$E_\varphi = \frac{E_0 n}{j\omega\varepsilon}\,\frac{m\pi}{b}\,\sin\left(\frac{n\pi}{b}z\right)\sin m\varphi \begin{Bmatrix} H_m^{(2)}(k_n r) \\ H_m^{(1)}(k_n r) \end{Bmatrix} \qquad \text{(II - 3)}$$

$$E_z = \frac{E_0 k_n^2}{j\omega\varepsilon}\,\cos\left(\frac{n\pi}{b}z\right)\cos m\varphi \begin{Bmatrix} H_m^{(2)}(k_n r) \\ H_m^{(1)}(k_n r) \end{Bmatrix}$$

$$H_r = -\frac{E_0 m}{r} \cos\left(\frac{n\pi}{b} z\right) \sin m\varphi \begin{Bmatrix} H_m^{(2)}(k_n r) \\ H_m^{(1)}(k_n r) \end{Bmatrix}$$

$$H_\varphi = -E_0 k_n \cos\left(\frac{n\pi}{b} z\right) \cos m\varphi \begin{Bmatrix} H_m^{(2)\prime}(k_n r) \\ H_m^{(1)\prime}(k_n r) \end{Bmatrix} \qquad \text{(II - 3)}$$

$$H_z = 0$$

Par un calcul similaire nous déterminons les composantes de champs d'un mode de type TE

$$E_r = \frac{E_0 m}{r} \sin\left(\frac{n\pi}{b} z\right) \sin m\varphi \begin{Bmatrix} H_m^{(2)}(k_n r) \\ H_m^{(1)}(k_n r) \end{Bmatrix}$$

$$E_\varphi = E_0 k_n \sin\left(\frac{n\pi}{b} z\right) \cos m\varphi \begin{Bmatrix} H_m^{(2)\prime}(k_n r) \\ H_m^{(1)\prime}(k_n r) \end{Bmatrix}$$

$$E_z = 0$$

(II - 4)

$$H_r = \frac{E_0}{j\omega\mu} \frac{n\pi}{b} k_n \cos\left(\frac{n\pi}{b} z\right) \cos m\varphi \begin{Bmatrix} H_m^{(2)\prime}(k_n r) \\ H_m^{(1)\prime}(k_n r) \end{Bmatrix}$$

$$H_\varphi = \frac{j E_0 m}{\omega \mu r} \frac{n\pi}{b} \cos\left(\frac{n\pi}{b} z\right) \sin m\varphi \begin{Bmatrix} H_m^{(2)}(k_n r) \\ H_m^{(1)}(k_n r) \end{Bmatrix}$$

$$H_z = \frac{E_0}{j\omega\mu} k_n^2 \sin\left(\frac{n\pi}{b} z\right) \cos m\varphi \begin{Bmatrix} H_m^{(2)}(k_n r) \\ H_m^{(1)}(k_n r) \end{Bmatrix}$$

où $H_m^{2\prime}(k_n r)$ et $H_m^{1\prime}(k_n r)$ sont les dérivées des fonctions de Hankel respectivement $H_m^{2}(k_n r)$ et $H_m^{1}(k_n r)$.

Pour chaque mode nous définissons une impédance d'onde, sa partie réelle caractérise l'énergie dissipée et sa partie imaginaire, l'énergie stockée. Dans le guide radial l'impédance d'onde est complexe et est pour le mode TM incident.

$$Z_{+r}TM = -\frac{E_z}{H_\varphi} = \frac{k_n}{j\omega\varepsilon} \frac{H_m^{(2)}(k_n r)}{H_m^{(2)\prime}(k_n r)}$$

et pour le mode TM réfléchi (II - 5)

$$Z_{-r}TM = \frac{E_z}{H_\varphi} = -\frac{k_n}{j\omega\varepsilon} \frac{H_m^{(1)}(k_n r)}{H_m^{(1)\prime}(k_n r)}$$

Notons que pour k_n réel, nous avons $Z_{-r}TM = (Z_{+r}TM)^*$

Pour les modes TE nous obtenons :

$$Z_{+r}TE = \frac{j\omega\mu}{k_n} \frac{H_m^{(2)\prime}(k_n r)}{H_m^{(2)}(k_n r)}$$

(II - 6)

$$Z_{-r}TE = -\frac{j\omega\mu}{k_n} \frac{H_m^{(1)\prime}(k_n r)}{H_m^{(1)}(k_n r)}$$

où la première relation s'applique à l'onde incidente et la seconde à l'onde réfléchie.

II.2.2. *Domaine d'existence des modes*

Nous venons de donner les expressions des champs dans un guide radial et nous allons maintenant, dans le cas des structures réelles et pour les fréquences d'utilisation, déterminer les domaines d'existence de chaque mode.

Il nous faut d'abord faire deux remarques préliminaires :

- les impédances des composants actifs utilisés en ondes millimétriques sont très faibles ce qui impose l'utilisation de guide radial de dimension transverse b faible ($\frac{b}{\lambda_o} \ll 1$).
- afin d'assurer un fonctionnement stable et monochromatique en oscillateur, il faut que les dimensions des structures aient des valeurs voisines de valeurs typiques :

$\varnothing_o$ = 2 mm ; $\varnothing_1$ = 200 µm ; b = 150 µm ; e = 50 µm

Ces remarques seront justifiées lors de la conception des oscillateurs.

Les expressions des champs sont des fonctions des deux indices m et n liés aux variations du champ respectivement aux coordonnées φ et z

- Mode T E M fondamental

Si dans l'expression des champs relatifs aux modes TM, nous faisons m = 0 et n = 0, nous obtenons alors :

$$|k_n|_{n=0} = k = \omega \sqrt{\mu \varepsilon} \qquad \text{réel positif}$$

Il n'existe alors plus que deux composantes de champs transverses

$$E_z = \frac{E_0 k^2}{j\omega\varepsilon} \begin{Bmatrix} H_0^{(2)}(kr) \\ H_0^{(1)}(kr) \end{Bmatrix}$$

$$H_\varphi = - E_0 k \begin{Bmatrix} H_0^{(2)'}(kr) \\ H_0^{(1)'}(kr) \end{Bmatrix}$$

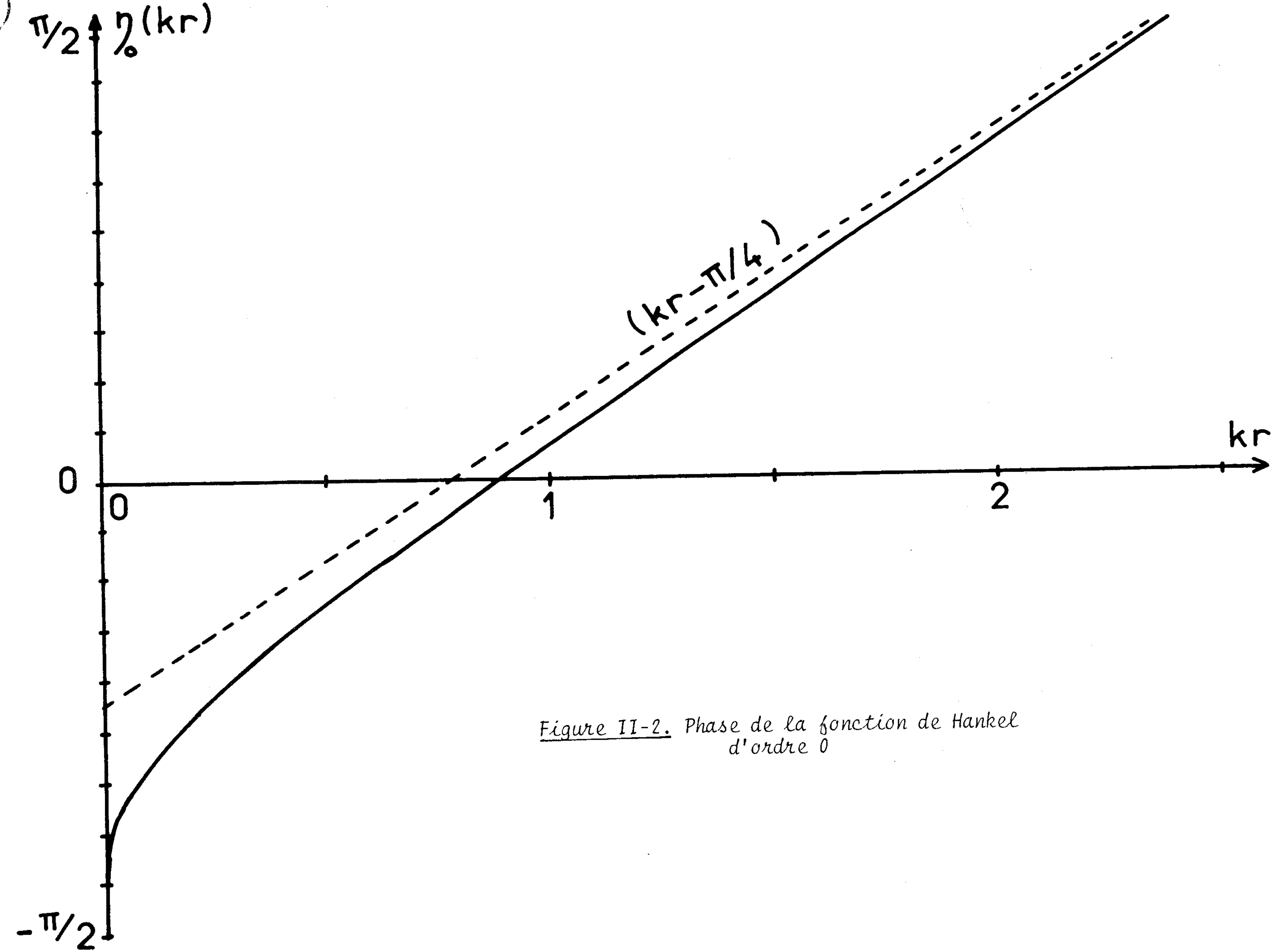
Les fonctions de Hankel traduisent la propagation selon l'axe $\overrightarrow{or}$, en effet, elles peuvent se mettre sous la forme (pour m = O)

$$H_0^{\substack{(1)\\(2)}}(kr) = h_0(kr)\, e^{\pm j \eta_0(kr)}$$

avec : $$h_0(kr) = \left[J_0^2(kr) + Y_0^2(kr) \right]^{1/2}$$

$$\eta_0(kr) = \mathrm{Arctg}\left(\frac{Y_0(kr)}{J_0(kr)} \right)$$

Il faut remarquer que ce mode n'est que quasi-TEM car il ne possède que deux composantes Ez et $H\varphi$ comme pour un mode TEM classique dans une structure à deux conducteurs, la phase dans la direction de propagation $\overrightarrow{or}$ ne montre pas de périodicité selon $\overrightarrow{or}$:



<u>Figure II-2.</u> Phase de la fonction de Hankel d'ordre 0

il est impossible de faire des changements d'origine. La figure II-2 représente la variation de la phase en fonction de kr. Dans le cas d'un mode TEM classique nous obtenons une droite tandis que pour ce mode quasi-TEM, l'évolution de la phase ne devient linéaire que pour des valeurs de kr suffisamment grandes. A la limite ($r \rightarrow \infty$) ce mode quasi-TEM est semblable à celui d'une onde plane ($E_z/H_\varphi = \eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$; η : impédance intrinsèque du milieu).

- existence de modes supérieurs

Si n est différent de zéro, c'est-à-dire s'il y a une périodicité du champ selon oz, le nombre d'onde k_n peut être imaginaire lorsque $n\pi/b > k$. Nous pouvons définir la fréquence de coupure qui est donnée par la relation $k_n = 0$

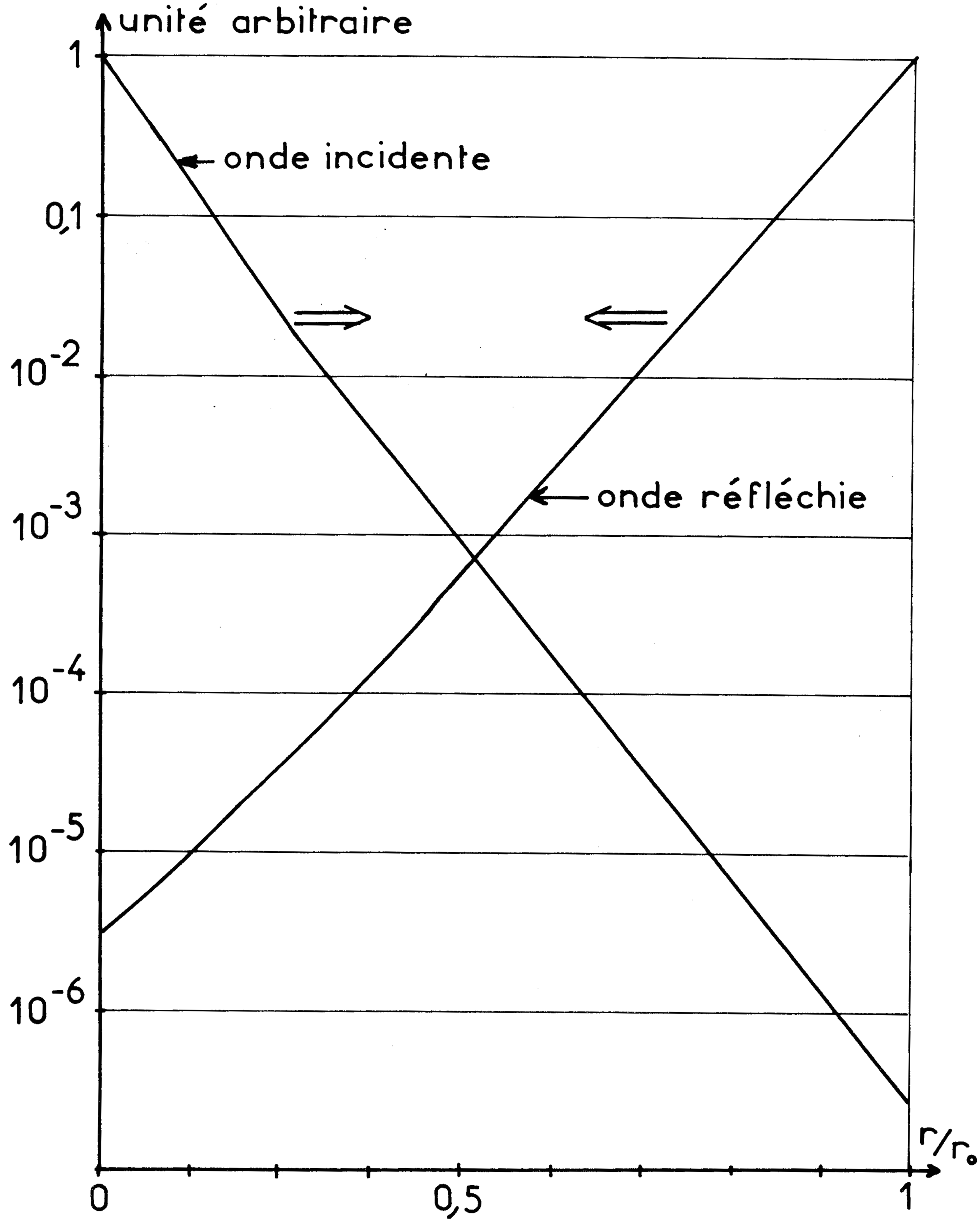
$$f_c = \frac{n\,C}{2\,b\sqrt{\varepsilon_r}}$$ C = vitesse de la lumière

Pour les structures fonctionnant en ondes millimétriques (F = 40 à 60 GHz), la hauteur b est inférieure à 200 µm et le diamètre extérieur est voisin de 1,5mm. Pour ces dimensions, les fréquences de coupure des deux premiers modes supérieurs sont f_{c1} = 375 GHz et f_{c2} = 750 GHz. Aux fréquences d'utilisations k_n est toujours imaginaire, quelque soit $n > 0$. Dans ce cas, on pose $k_n = -j\alpha$, les fonctions de Hankel deviennent alors :

$$H_m^{(2)}(-j\alpha r) = \frac{2}{\pi}\, j^{(m+1)}\, K_m(\alpha r)$$

$$H_m^{(1)}(-j\alpha r) = 2\, j^m \left[\frac{(-1)^{m+1}\, j}{\pi} K_m(\alpha r) + I_m(\alpha r)\right] \qquad \text{(II - 7)}$$

où les $K_m(\alpha r)$ et $I_m(\alpha r)$ sont les fonctions de Bessel modifiées.



<u>Figure II-3.</u> Evolution de l'amplitude du champ en fonction du rapport r/r_0 pour le mode TM_{01}

Pour illustrer l'évolution des amplitudes des champs pour les modes supérieurs nous avons choisi des dimensions typiques des structures utilisées ($\emptyset_o$ = 2 mm ; b = 0,2 mm ; $\emptyset_i$ = 0,2 mm) et nous ne considérons que le mode TM_{o1}. La figure II-3 représente d'une part l'évolution de l'amplitude du champ de l'onde incidente en considérant que l'excitation se situe à l'abscisse r_i en fonction du rapport r/r_o, d'autre part, l'évolution de l'amplitude du champ de l'onde réfléchie en considérant l'excitation à l'abscisse r_o. Nous constatons que ces amplitudes sont fortement décroissantes.

Ainsi, pour les dimensions b utilisées, seules les composantes des modes TM_{om} sont non nulles. Les structures étudiées dans ce travail étant toujours de symétrie de révolution (le composant est centré), ces modes TM_{om} ($m > 1$) n'ont qu'une influence nulle car ils ne sont pas de symétrie de révolution. Ils n'apparaîtront que s'il existe une discontinuité (intérieure ou extérieure) qui rompt la symétrie de révolution de la structure.

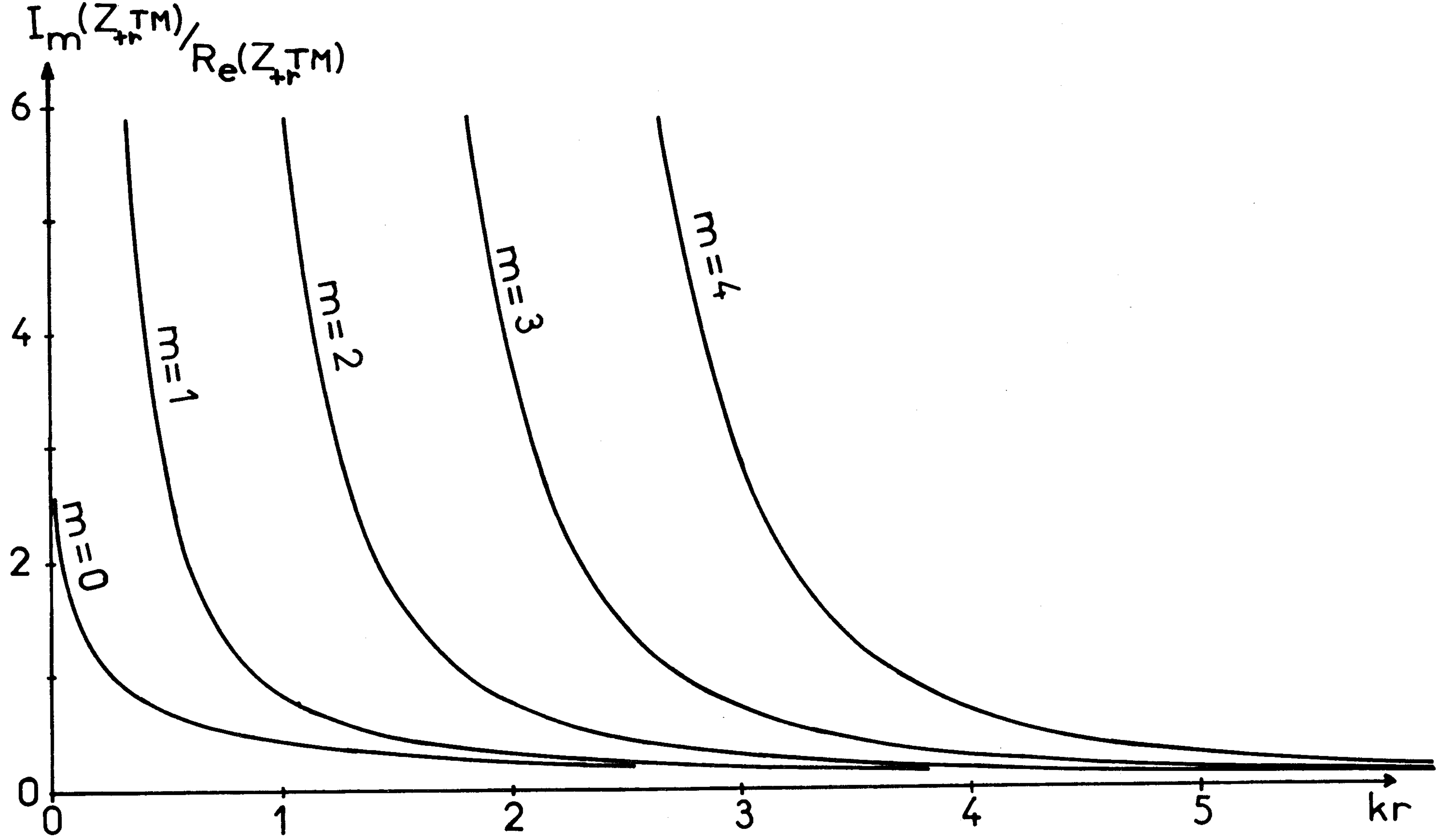
L'impédance d'onde pour ces modes devient :

$$Z_{+r}TM = (Z_{-r}TM)^* = -j\eta \frac{H_m^{(2)}(kr)}{H_m^{(2)\prime}(kr)}$$

ou

$$Z_{+r}TM = \frac{\eta}{|H^{(2)\prime}(kr)|^2} \left\{ \frac{2}{\pi kr} - j \left[J_m(kr)\, J_m'(kr) + Y_m(kr)\, Y_m'(kr) \right] \right\}$$

Figure II-4. Rapport de la réactance d'onde sur la résistance d'onde pour les modes TM_{om} (m = 0, 1, 2, 3, 4)



Sur la figure II-4 nous avons représenté le rapport de la partie imaginaire de l'impédance d'onde sur la partie réelle pour les cinq premiers modes (m = 0, 1, 2, 3, 4). Nous remarquons que l'impédance d'onde est toujours complexe, ce qui traduit qu'il y a une quantité de l'énergie qui est transmise et une autre absorbée. Pour des arguments $kr > m$, l'impédance d'onde a une partie réelle prédominante caractérisant une puissance transmise. Par contre pour des arguments $kr > m$, l'impédance d'onde a une partie imaginaire prédominante, indiquant que l'amplitude des champs décroît. Cette décroissance est d'autant plus rapide que le rapport $I_m(Z_{+r}\ TM)/R_e(Z_{+r}\ TM)$ augmente. Ainsi les composantes des champs des modes TM_{om} ($m > 0$) sont nulles au centre de la structure.

Seule l'impédance de charge "vue" par le mode TEM en serait modifiée ; il n'est pas nécessaire de considérer une propagation multimode. Ces modes ne pourraient intervenir que comme couplage entre l'onde quasi-TEM et les modes TM. Par contre, pour des structures où le composant serait fortement excentré, un régime multimodes serait alors à considérer ; des études sont actuellement menées dans notre laboratoire sur ce type de problème [10] [11] . Il en sera de même quand ces structures seront couplées à d'autres lignes de transmission (guide rectangulaire, microstrip,...) où la symétrie de révolution autour de la structure n'existe plus.

II.2.3. *Détermination de la ligne de transmission équivalente au guide radial* [8]

Comme dans le cas des lignes de transmission habituellement étudiées, il peut apparaître intéressant d'établir des équations des télégraphistes équivalentes qui pour le guide radial dépendront de la coordonnée r. Ainsi, nous remplacerons le guide radial par une ligne de transmission non uniforme. Les équations de Maxwell nous donnent les relations suivantes entre les champs électrique et magnétique

$$\frac{1}{r}\frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial z} = -j\omega\mu H_z \quad ; \quad \frac{1}{r}\frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = j\omega\varepsilon E_r$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = -j\omega\mu H_\varphi \quad ; \quad \frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = j\omega\varepsilon E_\varphi \qquad \text{(II - 8)}$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial (rE_\varphi)}{\partial r} - \frac{1}{r}\frac{\partial E_r}{\partial \varphi} = -j\omega\mu H_z \quad ; \quad \frac{1}{r}\frac{\partial (rH_\varphi)}{\partial r} - \frac{1}{r}\frac{\partial H_r}{\partial \varphi} = j\omega\varepsilon E_z$$

En éliminant les composantes des champs électrique et magnétique dans la direction de propagation $(\vec{or})$, nous obtenons :

$$\frac{\partial E_z}{\partial r} = -j\frac{k}{\eta}\left(-H_\varphi + \frac{1}{k^2}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial^2 H_z}{\partial\varphi\,\partial z} - \frac{\partial^2 H_\varphi}{\partial z^2}\right)\right)$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r E_\varphi) = -j\frac{k}{\eta}\left(H_z + \frac{1}{k^2}\left(\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 H_z}{\partial\varphi^2} - \frac{1}{r}\frac{\partial^2 H_\varphi}{\partial\varphi\,\partial z}\right)\right) \qquad \text{(II - 9)}$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial r} = -jk\eta\left(E_\varphi + \frac{1}{k^2}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial^2 H_z}{\partial\varphi\,\partial z} - \frac{\partial^2 H_\varphi}{\partial z^2}\right)\right)$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r H_\varphi) = -jk\eta\left(E_\varphi + \frac{1}{k^2}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial^2 H_z}{\partial\varphi\,\partial z} - \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 E_z}{\partial\varphi^2}\right)\right)$$

Pour obtenir l'équation différentielle en r, nous introduisons les variations en z et φ des amplitudes des champs telles qu'elles découlent des conditions aux limites (équation II.2). De plus, nous exprimons les champs E et H en fonction de pseudotension V et pseudo-courant I de modes. Nous verrons que pour le mode quasi TEM ces grandeurs ont une signification physique. Dans le cas des modes $TM_{n\,m}$, les composantes des champs s'écriront :

$$E_z = -\varepsilon_n \frac{V}{b} \cos\left(\frac{n\pi}{b} z\right) \cos m\varphi$$

$$E_\varphi = -\frac{\varepsilon_n V}{k_n^2 b} \left(\frac{m}{r}\right)\left(\frac{n\pi}{b}\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} z\right) \sin m\varphi \qquad \text{(II - 10)}$$

$$H_\varphi = \varepsilon_m \frac{I}{2\pi r} \cos\left(\frac{n\pi}{b} z\right) \cos m\varphi$$

ε_n = 1 pour n = 0
ε_n = 2 pour n $\geqslant$ 1

Les pseudotension V et pseudocourant I ne sont fonctions que de r. Après substitution des équations (II-10) dans les équations (II-9), nous obtenons les équations des télégraphistes équivalentes :

$$\frac{dV(r)}{dr} = -j\, K Z\, I(r) \qquad \text{(II - 11)}$$

$$\frac{dI(r)}{dr} = -j\, K Y\, V(r)$$

$$K^2 = k_n^2 - \left(\frac{m}{r}\right)^2 = k^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 - \left(\frac{m}{r}\right)^2$$

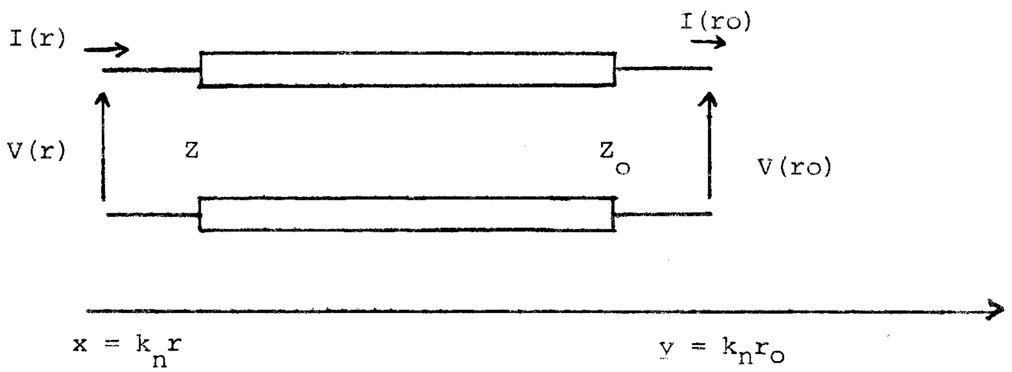
$$Z = \frac{1}{Y} = \eta \frac{k_n^2}{k K} \frac{b\, \varepsilon_m}{2\pi r\, \varepsilon_n}$$

Ce terme Z, qui jouera un rôle analogue à celui de l'impédance caractéristique dans les lignes de transmission uniformes, dépend de l'abscisse $\overrightarrow{or}$ considérée.

En éliminant I(r) des équations II-11, nous retrouvons bien l'équation d'onde II-1 sous une forme peu modifiée

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{dV(r)}{dr}\right)+\left[k_n^2-\left(\frac{m}{r}\right)^2\right]V(r)=0$$

Nous retrouvons la condition de propagation : $k_n^2 > 0$. Les solutions sont les fonctions de Hankel $H_m^1(k_n r)$ et $H_m^2(k_n r)$. Nous voulons représenter le guide radial par une ligne de transmission équivalente



Il est possible d'après les équations écrites précédemment de dériver les relations entre la tension, le courant et l'impédance à l'abscisse r en fonction des valeurs connues au point r_o (calcul en Annexe I).

$$V(r) = V(r_0)\,\mathrm{Csm}(x,y) - j\,\frac{K_0 Z_0 I(r_0)}{k_n}\,\mathrm{snm}(x,y)$$

(II - 12)

$$K Z I(r) = K_0 Z_0 I(r_0)\,\mathrm{csm}(x,y) - j\,k_n V(r_0)\,\mathrm{Snm}(x,y)$$

$$K_o^2 = k_n^2 - \left(\frac{m}{r_o}\right)^2 \quad ; \quad K^2 = k_n^2 - \left(\frac{m}{r}\right)^2$$

$$Z_o = \frac{\eta b}{2\pi r_o} \frac{\varepsilon_m}{\varepsilon_n} \frac{k_n^2}{k K_o} \quad ; \quad Z = \frac{\eta b}{2\pi r_o} \frac{\varepsilon_m}{\varepsilon_n} \frac{k_n^2}{k K}$$

$\varepsilon_m = 1$ pour $m = 0$

$\varepsilon_m = 2$ pour $m \geqslant 1$

$$Cnm(x, y) = \frac{-J'_m(y)\, Y_m(x) + Y'_m(y)\, J_m(x)}{2/\pi y}$$

$$cnm(x, y) = \frac{J_m(y)\, Y'_m(x) - Y_m(y)\, J'_m(x)}{2/\pi y}$$

$$Snm(x, y) = \frac{Y'_m(y)\, J'_m(x) - J'_m(y)\, Y'_m(x)}{2/\pi y}$$

$$snm(x, y) = \frac{J_m(y)\, Y_m(x) - Y_m(y)\, J_m(x)}{2/\pi y}$$

$$x = k_n r \quad ; \quad y = k_n r_o$$

En introduisant les admittances $Y_{(r)} = \frac{I(r)}{V(r)}$ et $Y_{(ro)} = \frac{I(ro)}{V(ro)}$ et par division des équations A - I, nous obtenons la relation de transformation des impédances d'une ligne radiale sans perte pour les modes TM_{nm}

$$K Z Y(r) = \frac{1 + \frac{K_o Z_o}{k_n} Y(r_o)\, ct_m(x,y)\, \xi_m(x,y)}{\frac{1}{k_n} Ct_m(x,y) + j \frac{K_o Z_o}{k_n^2} Y(r_o)\, \xi_m(x,y)}$$

avec $$ct_m(x,y) = \frac{csm(x,y)}{-snm(x,y)}$$

$$Ct_m(x,y) = \frac{Csm(x,y)}{-Snm(x,y)}$$

$$\xi_m(x,y) = \frac{snm(x,y)}{Snm(x,y)}$$

II.2.4. Cas du mode fondamental quasi-TEM

Dans les structures étudiées, seul le mode fondamental quasi-TEM (TM_{oo}) peut se propager. Les composantes de champs pour ce mode, d'après les équations II-10 s'écrivent :

$$E_z = - \frac{V(r)}{b} \quad ; \quad H\varphi = \frac{I(r)}{2\pi r}$$

Ainsi, les grandeurs V(r) et I(r) représentent la tension et le courant à l'abscisse r ; elles se réduisent à :

$$V(r) = V(r_0)\, Cs(x,y) - j Z_0 I(r_0)\, sn(x,y)$$

$$Z\, I(r) = Z_0 I(r_0)\, cs(x,y) - j V(r_0)\, Sn(x,y)$$

avec :

$$Cs(x,y) = \frac{J_1(y)\, Y_0(x) - J_0(y)\, Y_1(x)}{2/\pi y}$$

$$cs(x,y) = \frac{Y_0(y)\, J_1(x) - J_0(y)\, Y_1(x)}{2/\pi y}$$

$$Sn(x,y) = \frac{J_1(y)\, Y_1(x) - Y_1(y)\, J_1(x)}{2/\pi y}$$

$$sn(x,y) = \frac{J_0(y)\, Y_0(x) - Y_0(y)\, J_0(x)}{2/\pi y}$$

$$Z = \frac{\eta b}{2\pi r} \quad ; \quad Z_0 = \frac{\eta b}{2\pi r_0}$$

En introduisant les admittances normalisées ($Y(r) = Z\, Y(r)$ et $Y(ro) = Z_0 Y(ro)$) et par division des équations II-13, nous obtenons la relation fondamentale de transformation des impédances d'une ligne radiale sans perte pour le mode dominant [7]

$$Y'(r) = \frac{j + Y'(r_0)\ \xi(x,y)\ ct(x,y)}{Ct(x,y) + j\ Y'(r_0)\ \xi(x,y)} \qquad \text{(II - 14)}$$

où $\quad ct(x,y) = \dfrac{cs(x,y)}{-sn(x,y)}$

$$Ct(x,y) = \frac{Cs(x,y)}{-Sn(x,y)}$$

$$\xi(x,y) = \frac{sn(x,y)}{Sn(x,y)}$$

- <u>cas particuliers</u>

Pour une ligne radiale infinie, l'admittance d'entrée normalisée à l'abscisse r est déduite de l'équation II-14 en faisant Y'(ro) = 1 et ro $\longrightarrow \infty$, nous trouvons

$$Y'(r) = -j\ \frac{H_1^{(2)}(kr)}{H_0^{(2)}(kr)}$$

où Y'(r) # 1 pour kr $\gg$ 1

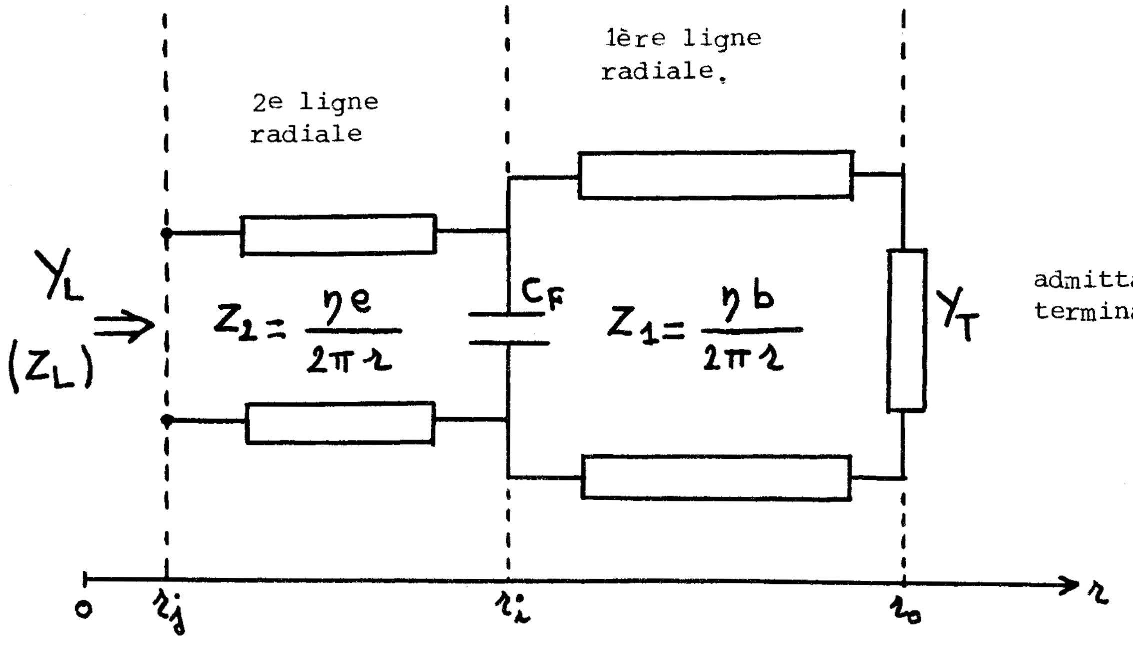
$$Z'(r) = \frac{1}{Y'(r)} \# \frac{\pi\, kr}{2} + j\, kr\, \mathrm{Log}\left(\frac{2}{\gamma kr}\right) \quad \text{pour } kr \ll 1$$

avec γ = 1,781

Il apparaît ici une différence fondamentale entre ce type de ligne et les lignes T E M usuelles : l'admittance d'entrée d'une ligne de longueur infinie est une fonction dépendante de l'abscisse et elle n'est pas réelle et égale à l'impédance caractéristique au point considéré. Ceci est lié au fait que sur ce type de ligne, l'invariance par translation n'existe pas. On ne pourra pas considérer qu'une telle ligne est parcourue par une onde progressive, mais toujours par un système d'ondes stationnaires.

II.2.5. *Applications aux circuits réels*

Les structures radiales décrites au § 1 se composent en fait de deux lignes radiales de hauteur e et b chargées par une admittance terminale Y_T



C_F est la capacité de rupture due à la discontinuité entre les deux lignes radiales ; pour déterminer la valeur de cette capacité nous nous contentons d'un modèle quasi-statique car pour les dimensions utilisées la contribution des modes TM supérieurs est faible, leur fréquence de coupure étant très élevée [12]

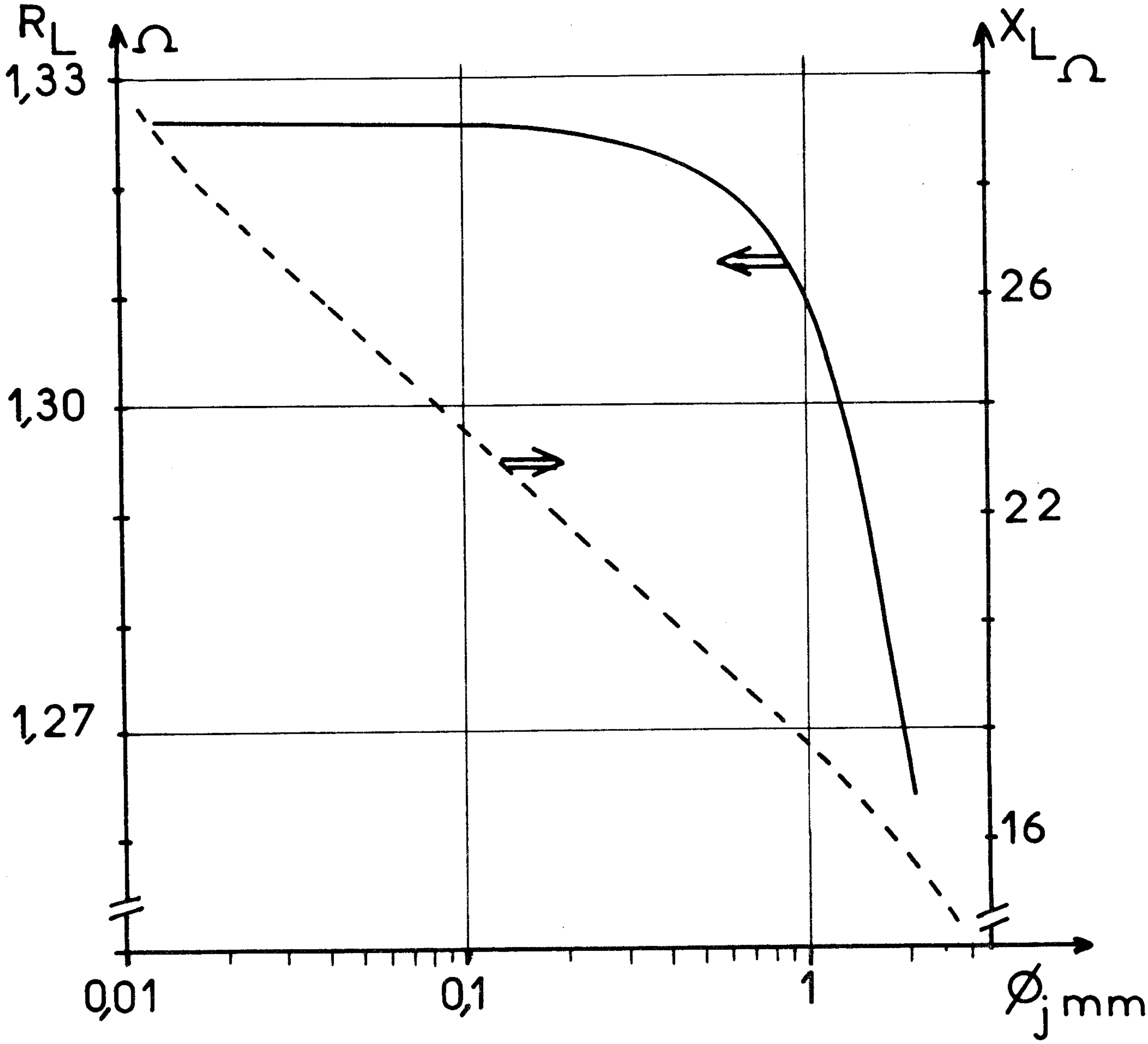


Figure II-5. Evolution de l'impédance de charge en fonction du diamètre de la diode.
e=1mm, b=3mm, $\emptyset_i$=5mm, $\emptyset_o$=50mm, ε_r= 4, R=2GHz

- Problème de la discontinuité au centre

Les amplitudes des champs s'expriment à l'aide des fonctions de Hankel ($H_m^1(kr)$ et $H_m^2(kr)$) et de leur dérivée. Lorsque $r \to o$ (source infiniment petite) les amplitudes des champs deviennent infinies et d'après la relation II-14, l'admittance normalisée $Y'(r)$ devient indépendante des dimensions e, b, $\emptyset_i$, $\emptyset_o$ et de la valeur de Y_T :

$$Y'(r) \xrightarrow[r \to o]{} -j \frac{Y_1(kr)}{Y_0(kr)}$$

L'impédance équivalente de charge Z_L devient

$$Z_L = j \frac{Y_0(kr)}{Y_1(kr)} \frac{\eta b}{2\pi r} \xrightarrow[r \to o]{} j\infty$$

Ce résultat est cohérent si la source se trouve au centre (champs infinis sur une source). En pratique r_j ne peut être nul, nous avons donc pour la suite de l'étude pris pour r_j, soit le rayon des diodes utilisées en oscillateur lors de la conception et de l'optimalisation, soit le rayon de la sonde utilisée pour la mesure de l'impédance de charge. En conséquence, cette contrainte est moins sévère qu'il n'y paraît car, si dans les calculs, r_j ne peut être nul, il peut cependant prendre des valeurs très petites par rapport au diamètre extérieur sans entraîner de phénomènes de divergences.

La figure II-5 représente l'évolution de l'impédance de charge en fonction de $\emptyset j$. Pour des grandes variations du diamètre $\emptyset j$, la résistance de charge évolue faiblement.

II.3 CALCUL DES PERTES POUR LE MODE FONDAMENTAL

Pour le fonctionnement en ondes millimétriques, il est important d'évaluer les pertes d'un tel guide. Les pertes sont de deux natures : pertes dans le diélectrique et pertes ohmiques dans les deux conducteurs. Nous n'avons pas calculé ces pertes par la méthode des perturbations, car, étant en régime stationnaire, il faut considérer l'onde incidente, l'onde réfléchie et l'admittance terminale de la structure radiale. Cette méthode nous donne le coefficient d'affaiblissement qui perd ici sa signification habituelle. Ainsi, nous avons utilisé la théorie "ligne de transmission" pour déterminer ces pertes.

Les puissances dP perdues dans une couronne cylindrique d'épaisseur dr et de rayon r sont données par les relations suivantes :
Pour les pertes dans le diélectrique :

$$dP_D = \frac{\omega \varepsilon \, tg\delta \; \pi r}{b} \left| V(r) \right|^2 dr$$

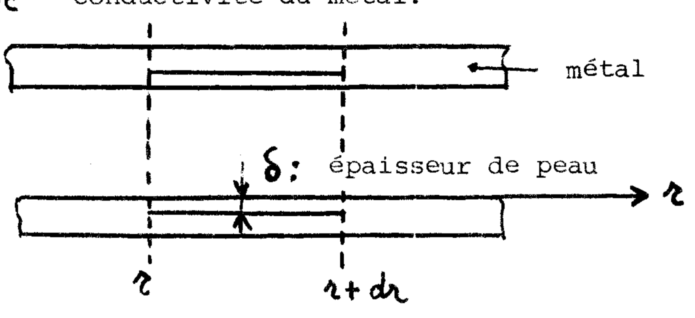
δ : angle de perte du diélectrique

et les pertes ohmiques dans les deux conducteurs

$$dP_M = \frac{R_s \; \left| I(r) \right|^2}{2\pi \; r} \, dr$$

avec $R_s = \sqrt{\dfrac{\pi f \mu}{\sigma_c}}$ résistance de surface

et σ_c conductivité du métal.



Nous supposons que les pertes sont faibles, c'est-à-dire que la répartition de la tension et du courant sur la ligne radiale n'est pas affectée par ces pertes. Dans un tronçon de ligne radiale d'abscisse compris entre r_i et r_o, la puissance totale dissipée est obtenue par intégration des expressions ci-dessus.

$$P_{D1} = \int_{r_i}^{r_o} dP_D = \frac{\omega \varepsilon \operatorname{tg} \delta \pi}{b} \int_{r_i}^{r_o} |V(r)|^2 r\, dr$$ dans le dielectrique

$$P_{M1} = \frac{R_s}{2\pi} \int_{r_i}^{r_o} \frac{|I(r)|^2}{r}\, dr$$ dans le métal

Nous obtenons : (Annexe II)

$$P_{D1} = \frac{\omega \varepsilon \operatorname{tg} \delta \pi}{b} \frac{\pi^2 y^2}{4} \left[D_o(r_i, r_o) + Z_o^2 |Y_T|^2 E_o(r_i, r_o) + 2 Z_o B_T F_o(r_i, r_o) \right] |V(r_o)|^2 \qquad \text{(II - 16)}$$

avec :

$$D_p(r_i, r_o) = A_p Y_1^2(y) + B_p J_1^2(y) - 2 C_p J_1(y) Y_1(y)$$

$$E_p(r_i, r_o) = A_p Y_o^2(y) + B_p J_o^2(y) - 2 C_p J_o(y) Y_o(y)$$

$$F_p(r_i, r_o) = A_p Y_o(y) Y_1(y) + B_p J_o(y) J_1(y) - C_p \left[J_1(y) Y_o(y) + J_o(y) Y_1(y) \right]$$

$$y = k r_o$$

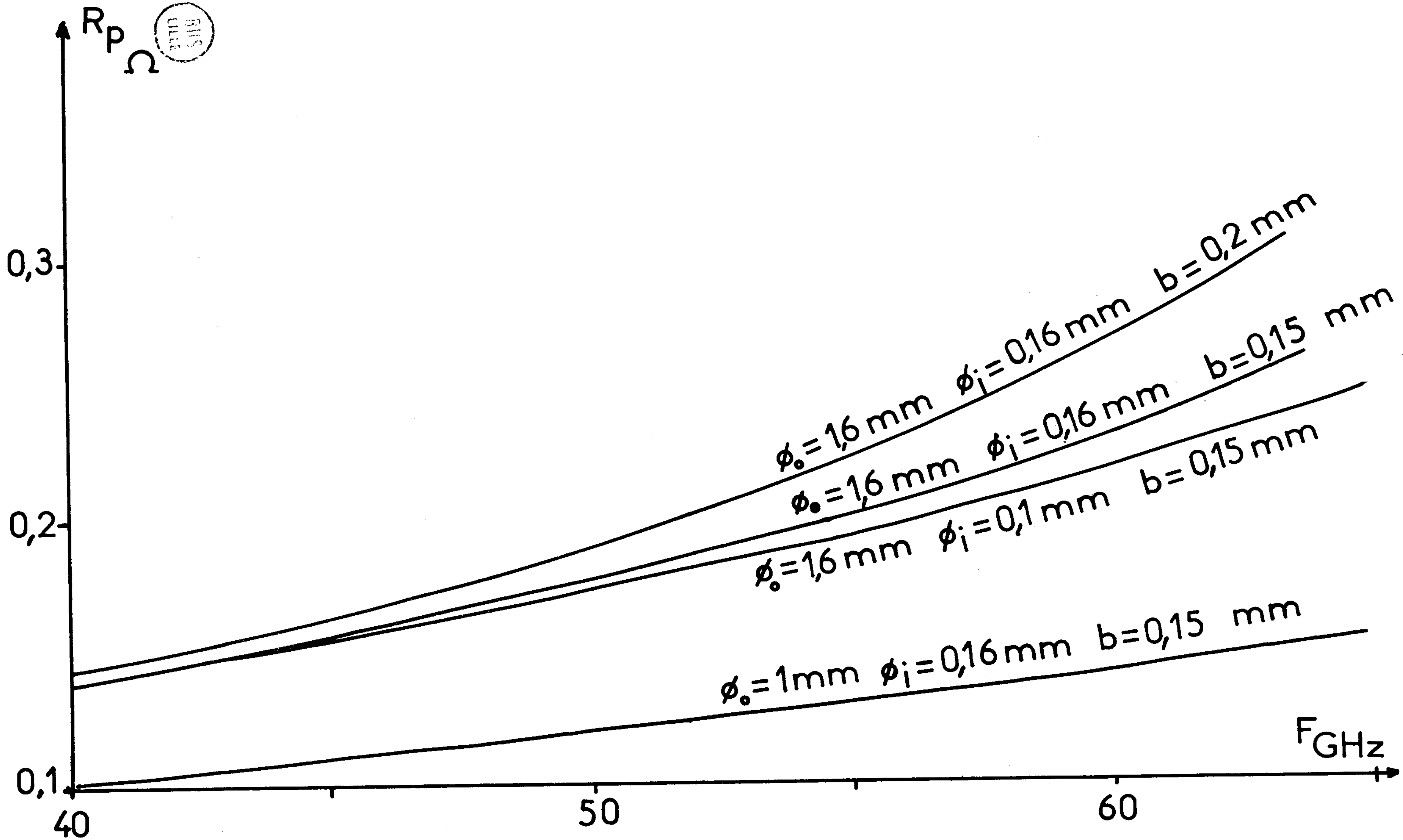


Figure II-6. Evolution fréquencielle de la résistance de perte métallique ($\phi_j = 40\mu m$, $e = 50\mu m$, $\sigma_c = 10^7$ ℧/m

$$A_p = \int_{r_i}^{r_o} r \, J_p^2(kr) \, dr$$

$$B_p = \int_{r_i}^{r_o} r \, Y_p^2(kr) \, dr$$

$$C_p = \int_{r_i}^{r_o} r \, J_p(kr) \, Y_p(kr) \, dr$$

$$P_{M1} = \frac{2\pi R_o}{\eta^2 b^2} \frac{\pi^2 y^2}{4} \Big[D_1(r_i, r_o) + Z_o^2 |Y_T|^2 E_1(r_i, r_o) + 2 B_T Z_o F_1(r_i, r_o) \Big] |V(r_o)|^2$$

Les structures étudiées se composent de deux lignes radiales. Nous calculons la puissance dissipée dans chacune de ces lignes radiales. Afin de pouvoir caractériser ces pertes nous allons calculer la résistance de perte ramenée à l'entrée du guide radial

$$R_D = \frac{2(P_{D1} + P_{D2})}{|I(r_j)|^2}$$ pour le diélectrique

$I(r_j)$ courant à l'abscisse y

$$R_M = \frac{2(P_{M1} + P_{M2})}{|I(r_j)|^2}$$ pour le métal

La résistance de perte totale ramenée à l'entrée du guide est :

$$R_{perte} = R_D + R_M$$

Influences des différents paramètres

Pour une estimation de ces pertes nous avons choisi des valeurs de l'angle de perte du diélectrique ($tg\,\delta = 0{,}01$) et de la conductivité du métal ($\sigma_c = 10^7$ mho/m). Le choix de ces valeurs n'est pas critique, il n'influencera les pertes que par un terme multiplicatif car les pertes diélectriques sont proportionnelles à $tg(\delta)$ et les pertes métalliques à $1/\sqrt{\sigma_c}$. Les structures en ondes millimétriques sont réalisées en partie avec des polyimides (cf. § 1) dont l'angle de pertes est estimé être au plus égal à 0,01. La conductivité du métal ($\sigma_c = 10^7$ mho/m) correspond à celle d'une métallisation. Nous avons étudié l'influence des paramètres pour des fréquences variant de 40 à 65 GHz

La figure II-6 représente l'évolution fréquentielle de la résistance de perte métallique pour différents diamètres extérieurs, diamètres intérieurs et hauteurs. Nous remarquons que ces pertes augmentent avec la fréquence, ce qui est cohérent, la résistance de surface (Rs) croissant en $\sqrt{F}$. Une variation du diamètre intérieur modifie peu la résistance de perte, cette modification s'accentue avec la fréquence. Les effets sont similaires pour une variation de la hauteur. Mais par contre, une variation du diamètre extérieur accroît fortement la résistance de perte ce qui s'explique par l'augmentation de la surface métallique.

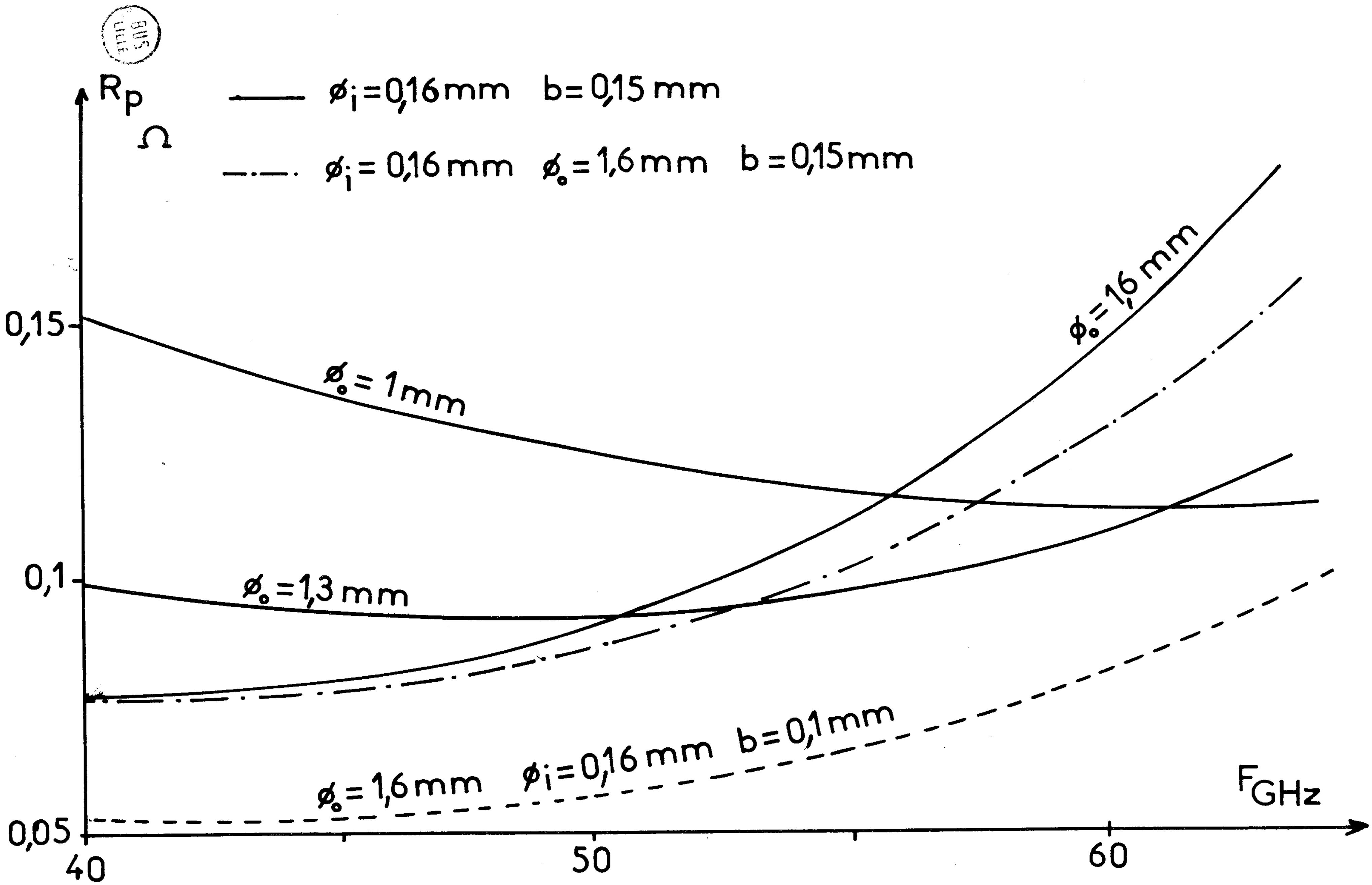


Figure II-7. Evolution fréquencielle de la résistance de perte diélectrique ($\phi_j = 40\,\mu m$, $e = 50\,\mu m$, $tg\,\delta = 10^{-2}$

Sur la figure II-7, nous avons représenté l'évolution fréquentielle de la résistance de perte diélectrique pour différents diamètres extérieurs, diamètres intérieurs et hauteurs. La résistance de perte passe par un minimum. Ce minimum se situe à une fréquence d'autant plus basse que le diamètre extérieur est grand. Une variation du diamètre intérieur accroît faiblement la résistance, la variation du volume du diélectrique est très faible. La résistance de perte varie fortement avec la hauteur, ce qui correspond à une importante variation de volume.

Les structures étudiées sont réalisées en partie avec du quartz dont l'angle de perte est 0,001. Les pertes diélectriques seront plus faibles que celles indiquées figure II-7 et aussi plus faibles que les pertes métalliques.

II.4. CALCUL DE L'ADMITTANCE DE RAYONNEMENT EN CHAMP PROCHE

II.4.1. *Position du problème : choix des bases servant à l'expression des champs*

Le problème à résoudre est celui du calcul d'une admittance équivalente au rayonnement ou admittance terminale. Afin d'obtenir les parties réelles et imaginaires de cette admittance il faut effectuer ce calcul en champ proche. L'énergie réactive stockée dans les modes évanescents au niveau de l'ouverture donnera une contribution importante à la susceptance terminale. Il est donc nécessaire de donner une expression des champs au niveau de l'ouverture sous forme de développement modal. L'utilisation de conditions de continuité entre les champs va permettre de déterminer les constantes de couplages entre modes et donc le calcul de l'admittance de rayonnement Y_T.

Dans le guide radial, compte tenu des expressions précédentes, le rapport des composantes de la tension et du courant relatif au mode fondamental quasi-T.E.M. est l'impédance terminale.

$$I(r_o) = V(r_o)\ Y_T$$

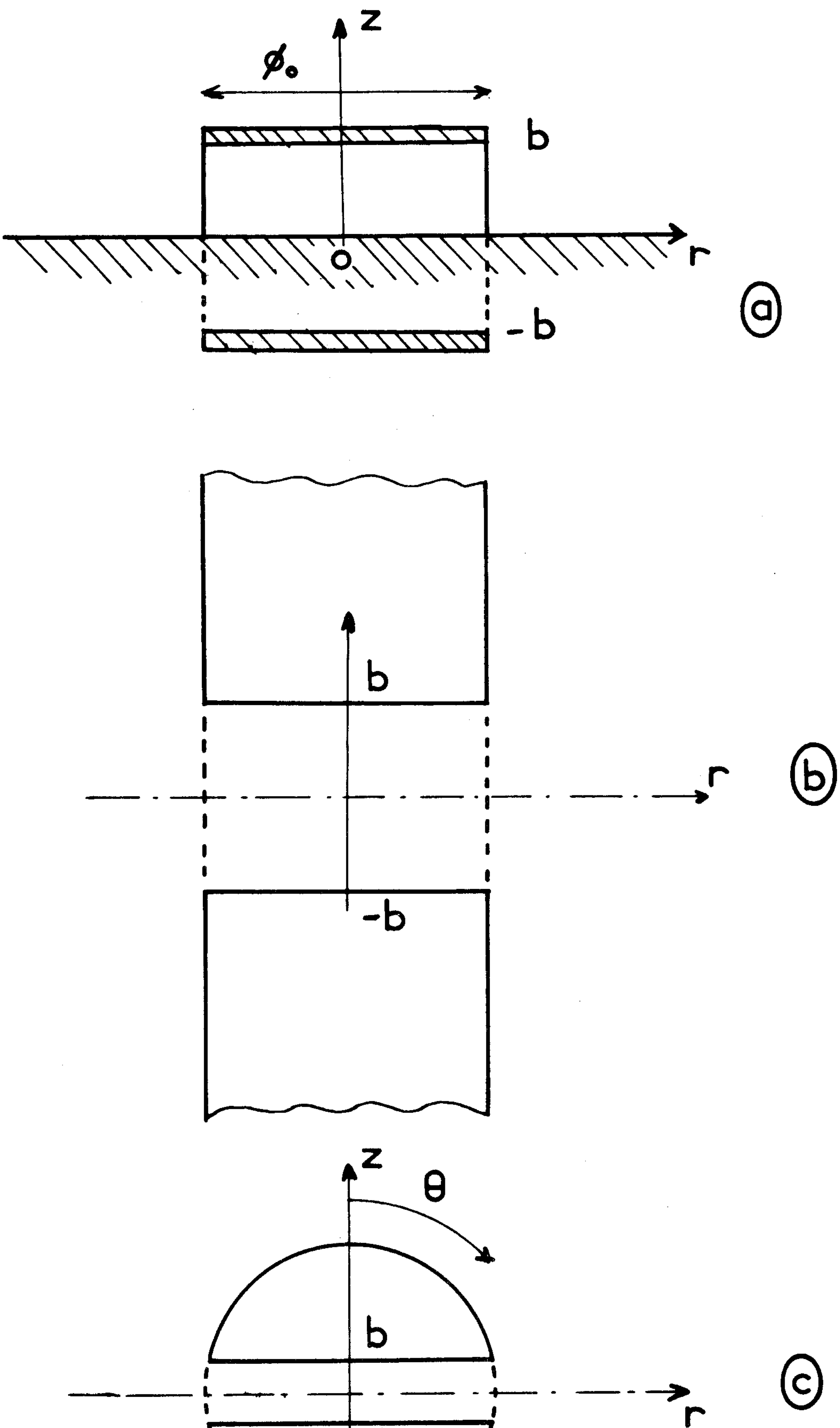


Figure II-8.

Cette admittance rend compte de deux contributions différentes au niveau du guide radial.

- celle du mode fondamental rayonné
- celle des autres modes TM évanescents au voisinage de la rupture et leur couplage avec le mode fondamental.

Sur la figure II-8-a nous voyons que le problème réel, résultant de l'application de la théorie des images, est celui d'une fente circulaire excitée par le champ interne et délimitée par deux disques métalliques.

Problème du choix de l'expansion modale des champs extérieurs

Le problème réel a une géométrie telle qu'un choix optimal du système de coordonnées et des expressions des champs dans la zone extérieure II (figure II-1) est très difficile à effectuer, le problème le plus délicat réside dans la description des champs dans la zone supérieure voisine des disques. En fait, pour simplifier l'expression des champs dans la zone II, il faut choisir des systèmes de coordonnées classiques (cylindriques ou sphériques) et donc limiter la zone II par des surfaces métalliques fictives qui satisfassent aux mieux des conditions aux limites régulières (invariantes suivant une coordonnée).

Si nous choississons un développement en ondes cylindriques le problème qui est réellement traité est celui d'une structure de type B (figure II-8-b) c'est-à-dire le rayonnement d'une fente circulaire faisant partie d'une antenne cylindrique épaisse et infinie. Ce problème a déjà été traité par différents auteurs en évaluant les courants de surfaces sur les cylindres infinis [13] [14]. L'utilisation d'un tel développement présenterait l'énorme avantage de faciliter au maximum l'écriture des équations de continuité à la surface de séparation intérieure - extérieure, car le système de coordonnées utilisé dans le guide radial est cylindrique. Malgré cet élément, nous n'avons pas retenue cette possibilité, car la structure de type B est à notre avis trop notablement différente du dispositif réel.

Par contre, si les champs extérieurs sont exprimés sous forme d'ondes sphériques, le problème traité correspond alors à celui d'une structure de type c (figure II-8-c). Cette antenne sphérique a fait l'objet de nombreuses études ([15][16][17][18]) mais jamais dans les conditions d'excitations semblables aux nôtres c'est-à-dire une excitation par guide radial. C'est l'hypothèse que nous avons adoptée pour résoudre notre problème car le système II-8-c est le plus proche du système a réel. Nous verrons qu'en faisant quelques approximations justifiées, la résolution des équations de continuité pourra se faire bien que le système de coordonnées soit différent à l'intérieur et à l'extérieur. De plus, dans le domaine des fréquences voisines du bas de la gamme étudiée correspondant d'ailleurs au voisinage de la zone d'utilisation, des considérations électrostatiques nous permettront de corriger l'admittance terminale Y_T calculée d'après le modèle c pour se rapprocher de l'admittance Y_T de la structure réelle.

II.4.2. Formulation générale de l'admittance type antenne sphérique

Du fait de la symétrie de révolution du système, les composantes de champs sont indépendantes de la coordonnée φ. A l'intérieur du guide, les composantes de champs s'écrivent (Modes T E M et T M_{no})

$$E_{r_i}(r) = \frac{-1}{j\omega\varepsilon} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n\pi}{2b} \sin\left(\frac{n\pi}{2b} z\right)\left[a_n H_0^{(2)'}(k_n r) + b_n H_0^{(1)'}(k_n r)\right] \qquad \text{(II-18)}$$

$$E_{z_i}(r) = \frac{-V(r)}{2b} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_n^2}{j\omega\varepsilon} \cos\left(\frac{n\pi}{2b} z\right)\left[a_n H_0^{(2)}(k_n r) + b_n H_0^{(1)}(k_n r)\right] \qquad \text{(II-19)}$$

$$H_{\varphi_i}(r) = \frac{I(r)}{2\pi r} + \sum_{n=1}^{\infty} k_n \cos\left(\frac{n\pi}{2b} z\right)\left[a_n H_0^{(2)'}(k_n r) + b_n H_0^{(1)'}(k_n r)\right] \qquad \text{(II-20)}$$

où a_n et b_n sont les amplitudes respectives à chaque mode des ondes incidente et réfléchie

Dans le milieu extérieur les équations des champs sont développées en harmoniques sphériques

$$r^2 E_{re} = \frac{-1}{2\pi j \omega \varepsilon} \sum_{p=1,3,5\ldots} b_p \frac{\hat{H}_p(kr)}{\hat{H}_p(kl_o)} P_p(\cos\theta) \qquad \text{(II-21)}$$

$$r H\varphi_e = \frac{1}{2\pi} \sum_{p=1,3,5\ldots} \frac{b_p}{p(p+1)} \frac{\hat{H}_p(kr)}{\hat{H}_p(kl_o)} \frac{d}{d\theta} P_p(\cos\theta) \qquad \text{(II-22)}$$

$$r E_{\theta_e} = \frac{j\eta}{2\pi} \sum_{p=1,3,5\ldots} \frac{b_p}{p(p+1)} \frac{\hat{H}'_p(kr)}{\hat{H}'_p(kl_o)} \frac{d}{d\theta} P_p(\cos\theta) \qquad \text{(II-23)}$$

avec $\hat{H}_p(kr) = \left(\frac{\pi kr}{2}\right)^{1/2} \left(J_{p+\frac{1}{2}}(kr) - j\, Y_{p+\frac{1}{2}}(kr)\right)$ fonction

de Hankel sphérique

$$\hat{H}'_p(kr) = \frac{d\, \hat{H}_p(kr)}{d(kr)}$$

$P_p(\cos\theta)$: fonction de légendre d'ordre p

$l_o = (b^2 + r_o^2)^{1/2}$

b_p : amplitude correspondant au mode d'indice p

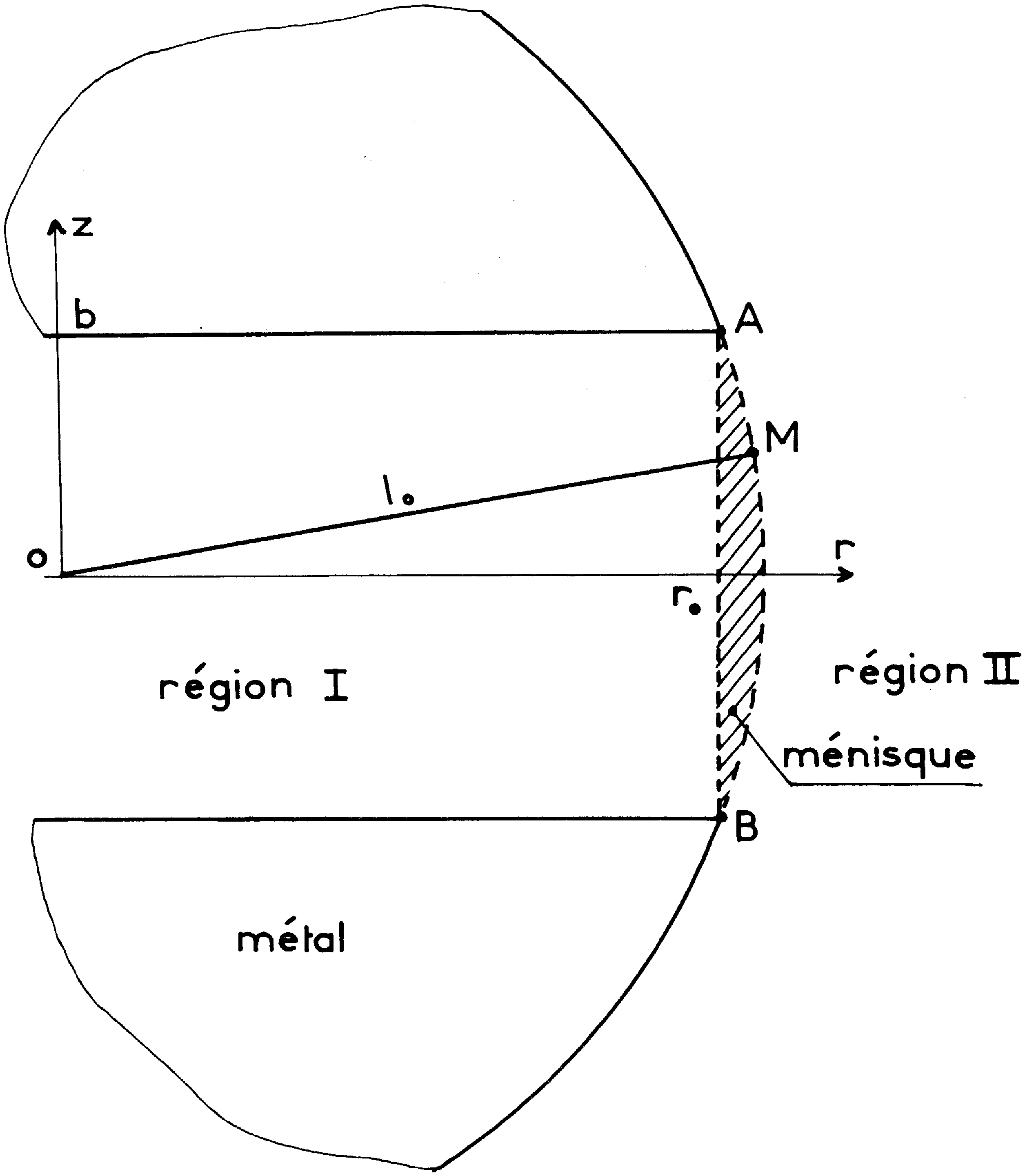


Figure II-9.

a) <u>Résolution des équations de continuité pour la structure c</u>.

Pour écrire les équations de continuité entre la zone I et II, il faut obtenir les expressions des champs sur la surface séparant les deux zones. Etant donné notre choix de système de coordonnées différent pour l'intérieur et l'extérieur, il existe deux façons de procéder :

- projeter les ondes intérieures sur une surface sphérique ($\widehat{AMB}$ figure II-9) et considérer celle-ci comme surface de réparation entre les milieux I et II
- projeter les ondes extérieures sur une surface cylindrique (AB) et considérer de même.

A priori, les deux méthodes sont équivalentes, il faut cependant remarquer que la description rigoureuse des champs dans la zone du ménisque est théoriquement impossible car il y a toujours un des développements modaux qui aura tendance selon l'interface choisie, c'est une des difficultés majeures du "point matching" [19]. Cependant, dans notre cas, les dimensions respectives (en particulier $b/r_o \ll 1$) sont telles que ceci n'entrainera pas d'erreurs importantes. Pour des raisons pratiques nous avons adopté la deuxième façon de faire (projection des ondes extérieures sur une surface cylindrique).

Les conditions de continuités des champs s'écrivent :

$$H\varphi_i(r_o) = H\varphi_e(r_o/\sin\theta) \qquad \text{(II-24)}$$

Dans les structures radiales utilisées le rapport hauteur sur diamètre extérieur est plus petit que 0,1 ($b/r_o < 0,2$) ; aussi, nous pouvons écrire que $r_o/\sin\theta \neq r_o$. Afin d'éliminer l'opérateur dérivation des fonctions de Legendre dans l'expression du champ magnétique (II-22), nous écrivons l'intégrale des champs $H\varphi$ sur l'ouverture.

La relation II-24 devient :

$$\int_{AB} r_0 \, H_{\varphi_i}(r_0) \, dz = \int_{AB} r_0 \, H_{\varphi_e}(r_0) \, d\theta \qquad \text{(II-25)}$$

En intégrant l'expression du champ H_φ intérieur (II-20) sur l'ouverture, il apparaît que tous les termes de droite disparaissent sauf le premier terme relatif au mode quasi - T.E.M.. Ce qui donne :

$$Z_0 Y_T = \frac{\eta}{r_0 V(r_0)} \int_{-b}^{+b} r_0 \, H_{\varphi_i}(r_0) \, dz \qquad \text{(II-26)}$$

$$Z_0 = \frac{\eta b}{\pi r_0}$$

A partir de la relation II-25, on obtient :

$$\int_{-b}^{+b} r_0 \, H_{\varphi_i}(r_0) \, dz = -\frac{r_0}{\pi} \sum_{p=1,3,5\ldots} \frac{b_p}{p(p+1)} \, P_p\left(\frac{b}{\sqrt{b^2+r_0^2}}\right) \qquad \text{(II-27)}$$

En substituant l'équation II-27 dans l'expression II-26, nous trouvons :

$$Z_0 Y_T = \frac{-\eta}{V(r_0)\,\pi} \sum_{p=1,3,5\ldots} \frac{b_p}{p(p+1)} \, P_p\left(\frac{b}{\sqrt{b^2+r_0^2}}\right) \qquad \text{(II-28)}$$

On peut remarquer le caractère général de cette équation pour laquelle aucune hypothèse particulière n'est nécessaire à son établissement.

b) Calcul simplifié des coefficients b_p

L'ouverture étant petite ($b/_{r_o} < 0,2$) nous ne considérons que le mode fondamental à l'intérieur du guide radial, les fréquences de coupure des modes supérieurs TM_{on} sont beaucoup plus élevées que la fréquence de travail. Ainsi, l'expression des champs à l'intérieur du guide à l'abscisse r_o s'écrit :

$$E_{z_i}(r_o) = -\frac{V(r_o)}{2b}$$

$$H_{\varphi_i}(r_o) = \frac{Y_T\, V(r_o)}{2\pi r_o} \qquad \text{(II-29)}$$

En utilisant l'équation II-23 et la propriété d'orthogonalité des fonctions de Legendre, nous exprimons les coefficients b_p en fonction de E_{θ_e}

$$b_p = \frac{\pi(2p+1)}{Z_p^+} \int_0^{\pi} r_o\, E_{\theta_e}(r_o) \frac{d}{d\theta} P_p(\cos\theta)\, d\theta \qquad \text{(II-30)}$$

avec

$$Z_p^+ = \frac{1}{Y_p^+} = j\eta \frac{\hat{H}_p'(kr_o)}{\hat{H}_p(kr_o)}$$ impédance d'onde sphérique

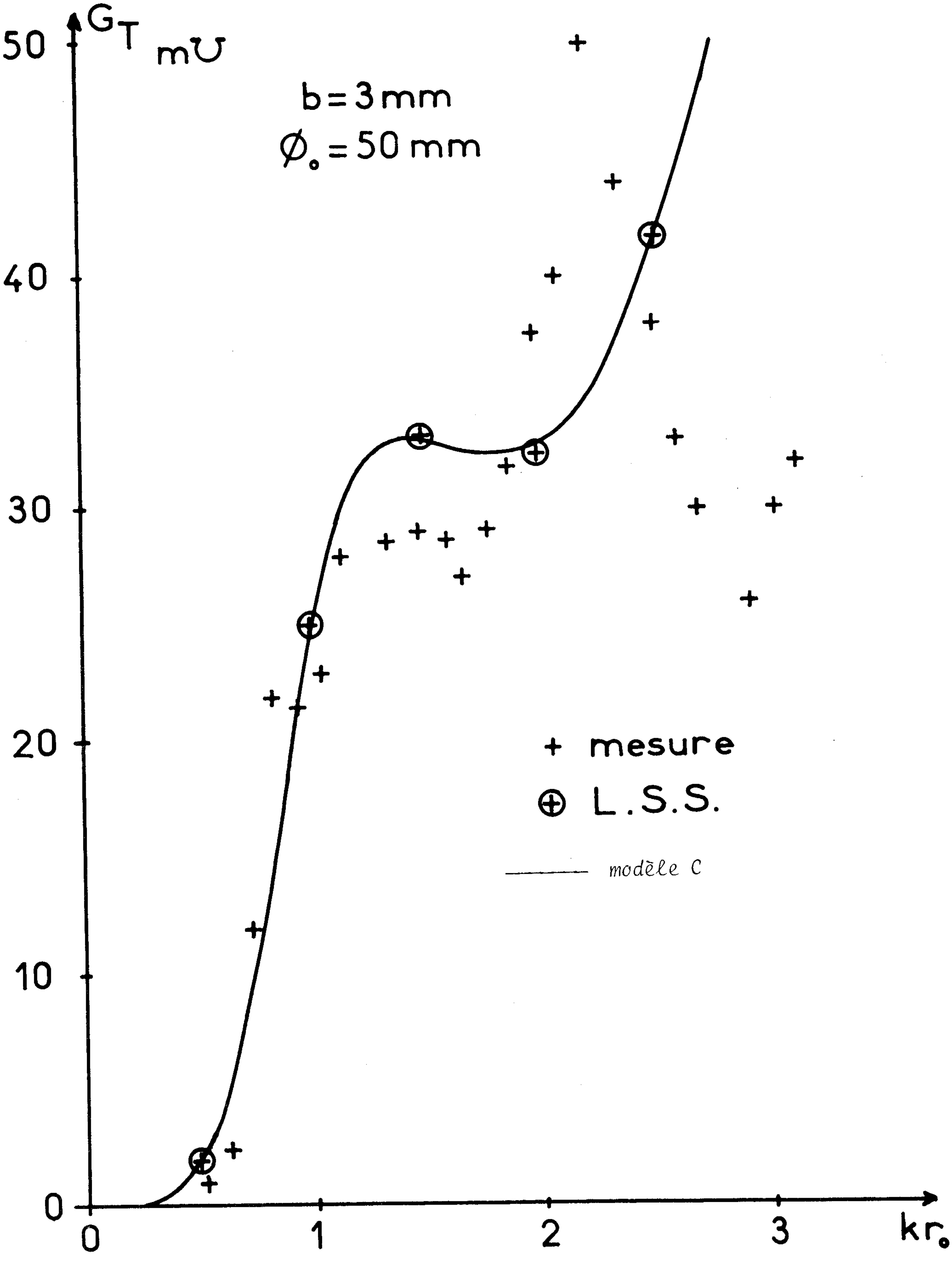


Figure II-10. Evolution de la conductance terminale en fonction de kr_o

Le signe + indique qu'il s'agit de l'onde incidente. En faisant la même approximation pour le champ électrique, nous pouvons écrire la condition de continuité du champ électrique à l'abscisse r_o :

$$E_{z_i}(r_o) \# E_{\theta_e}(r_o)$$

Ainsi, par substitution de l'équation II-29 dans l'expression II-30, nous trouvons les coefficients b_p en fonction de la tension entre A et B

$$b_p = - \frac{(2p+1)\,\eta\, V(r_o)}{Z_o} \quad P_k\left(\frac{b}{\sqrt{b^2+r_o^2}}\right)$$

En substituant b_p dans l'équation II-28, nous déterminons l'impédance terminale correspondant à la structure c

$$Z_o Y_T = \frac{\eta^2}{Z_o \pi} \sum_{p=1,3,5\ldots} \frac{2p+1}{p(p+1)} \, Y_p^+ \left[P_p\left(\frac{b}{\sqrt{b^2+r_o^2}}\right)\right]^2 \qquad \text{(II-31)}$$

c) <u>Evolution typique de l'admittance de rayonnement pour la structure c.</u>

Les figure II-10 et II-11 représentent respectivement la conductance et la réactance terminale en fonction de kr_o

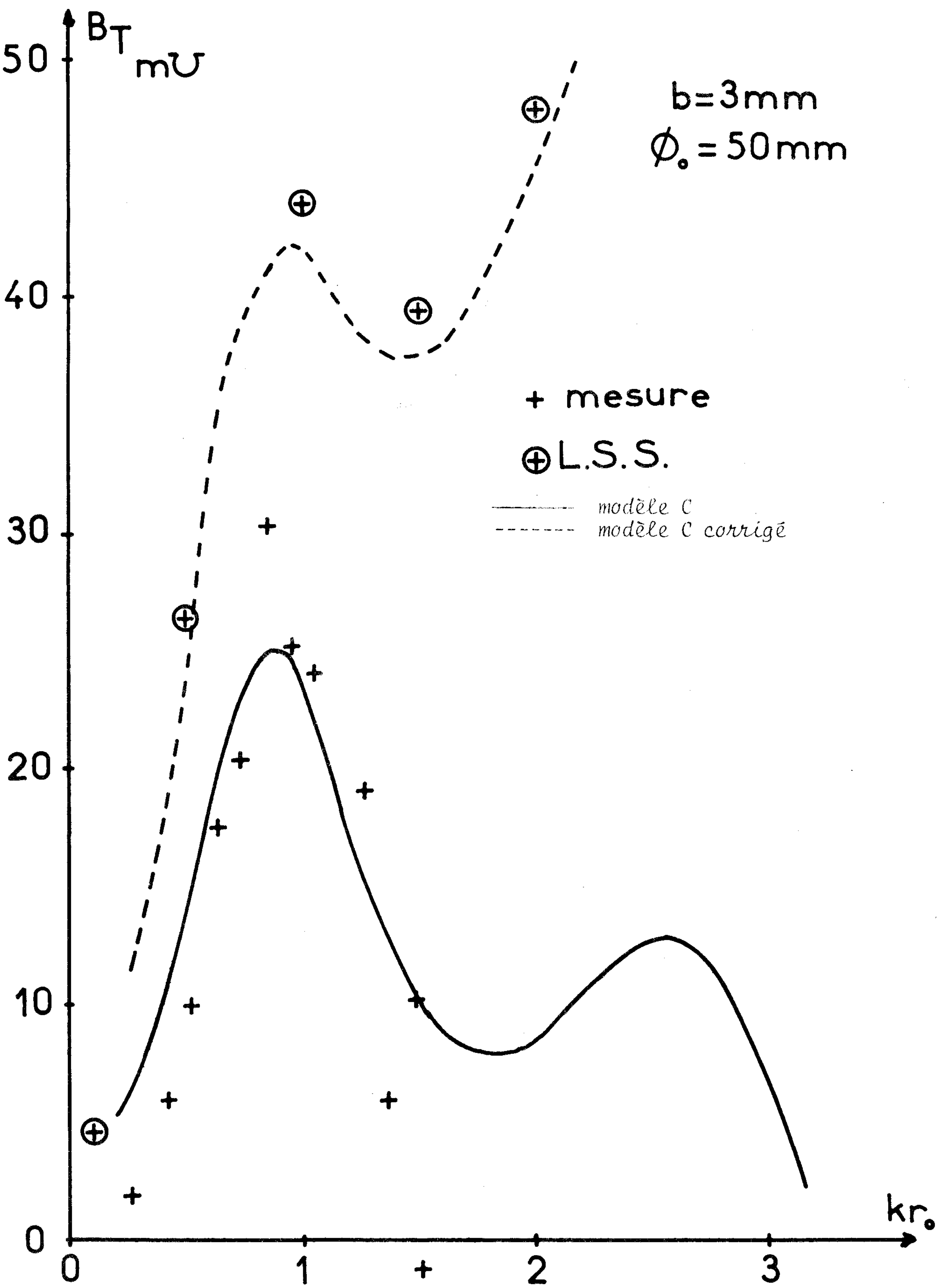


Figure II-11. Evolution de la réactance terminale en fonction de kr_o

Les courbes tracées en pointillés représentent l'admittance terminale obtenue à partir de la relation démontrée précédemment (II-31), tandis que les croix représentent l'admittance terminale d'une antenne sphérique de même ouverture obtenue par le laboratoire des signaux et systèmes (L.S.S) à l'aide d'un modèle numérique. Ce modèle numérique est construit à partir de la formulation intégrale d'Albert et Synge pour une antenne métallique de révolution et permet, par la détermination des courants modaux sur la structure, d'obtenir la valeur de Y_T. Pour l'excitation de l'antenne, un champ électrique supposé constant est utilisé. Nous remarquons une bonne concordance entre le modèle numérique général et notre modèle analytique (relation II-31) dans une grande gamme de kr_o. Ceci semble immédiatement prouver que nos approximations sont justifiées.

II.4.3. *Correction à apporter pour obtenir l'admittance terminale de la structure réelle (structure A)*

En fait, le modèle précédent admet implicitement que les surfaces métalliques extérieures de l'antenne sont hémisphériques alors que dans le modèle réel ces surfaces sont des disques. Dans le domaine des basses fréquences (où $kr_o < 1$) la contribution de ces surfaces est uniquement capacitive (quasi-électrostatique). Une correction pourra donc être apportée, en enlevant de la relation II-30, le supplément de capacité lié à l'incidence des calottes hémisphériques.

La capacité des hémisphères est :

$$Ch = 2\,\varepsilon_o\, l\,(\log(\pi - 2\alpha) + 0{,}52)$$

ou $l = r_o/\cos\alpha$

$\alpha = \mathrm{Arc\ tg}\,(b/r_o)$

et celle des disques :

$$Cd = 2\,\varepsilon_o\, r_o$$

Dans la formule II-31, il suffit donc de déduire la réactance due à la capacité des hémisphères et d'ajouter celle due à la capacité des disques, ainsi, l'admittance terminale (correspondant à la structure A) devient :

$$Y_T = \frac{\eta^2}{Z_0 \pi} \sum_{p=1,3,5} \frac{2p+1}{p(p+1)} Y_p^+ \left[P_p\left(\frac{b}{\sqrt{b^2+r_0^2}}\right)\right] + j\omega C_\Delta \qquad \text{(II-32)}$$

$$C_\Delta = 2\varepsilon_0 r_0 \left[1 - \left(\frac{\log(\pi - 2\,\mathrm{Arctg}\, b/r_0) + 0{,}52}{\cos(\mathrm{Arctg}\, b/r_0)} \right) \right]$$

C'est cette relation que nous utiliserons systématiquement. L'évolution de cette admittance Y_T est représentée en trait plein sur les figures II-10 et II-11. Les points déduits de l'expérience sont également représentés. Ils sont obtenus à partir de l'impédance mesurée au niveau de la diode (§ III-1) par transformation d'impédance sur la ligne radiale établie au § II-2. Nous observons une certaine dispersion des points exéprimentaux qui est due au fait que la transformation d'impédance amplifie la dispersion naturelle des mesures. Malgré cela nous observons un bon accord théorie - expérience pour des valeurs de kr_o inférieures à 1,5. Ceci est logique car la correction de type électrostatique n'est valable que dans le domaine basse fréquence (lorsque la longueur d'onde λ_o est grande par rapport à r_o). Cependant, nous verrons lors des comparaisons théorie - expérience, que le modèle théorique ainsi obtenu peut être utilisé dans une très large bande de fréquence (même pour des valeurs de $kr_o > 1{,}5$). Ceci peut d'ores et déjà se justifier. En effet, dans le domaine des basses fréquences la ligne radiale est "courte" et l'admittance vue par le composant est voisine de Y_T. Or, nous venons de voir que la valeur de Y_T est correcte en basse fréquence. Par contre, en haute fréquence la ligne radiale est "longue" et la contribution de cette ligne à la suceptance vue par le composant est primordiale (énergie stockée importante). Ceci entraîne qu'une erreur même importante sur la suceptance de Y_T n'aura qu'une incidence faible sur la valeur de l'admittance de charge.

Afin de déterminer rapidement l'ordre de grandeur de l'admittance terminale d'une structure quelconque, nous avons réalisé une série d'abaques donnant la conductance et la suceptance en fonction de $k_o r_o$ avec b/λ_o comme paramètre (figure II-12, II-13).

Remarque

Nous avons négligé les effets de bords dus à l'épaisseur du disque métallique. En pratique, le disque est réalisé par métallisation du substrat. Cette métallisation étant mince, les effets de bords seront négligeables.

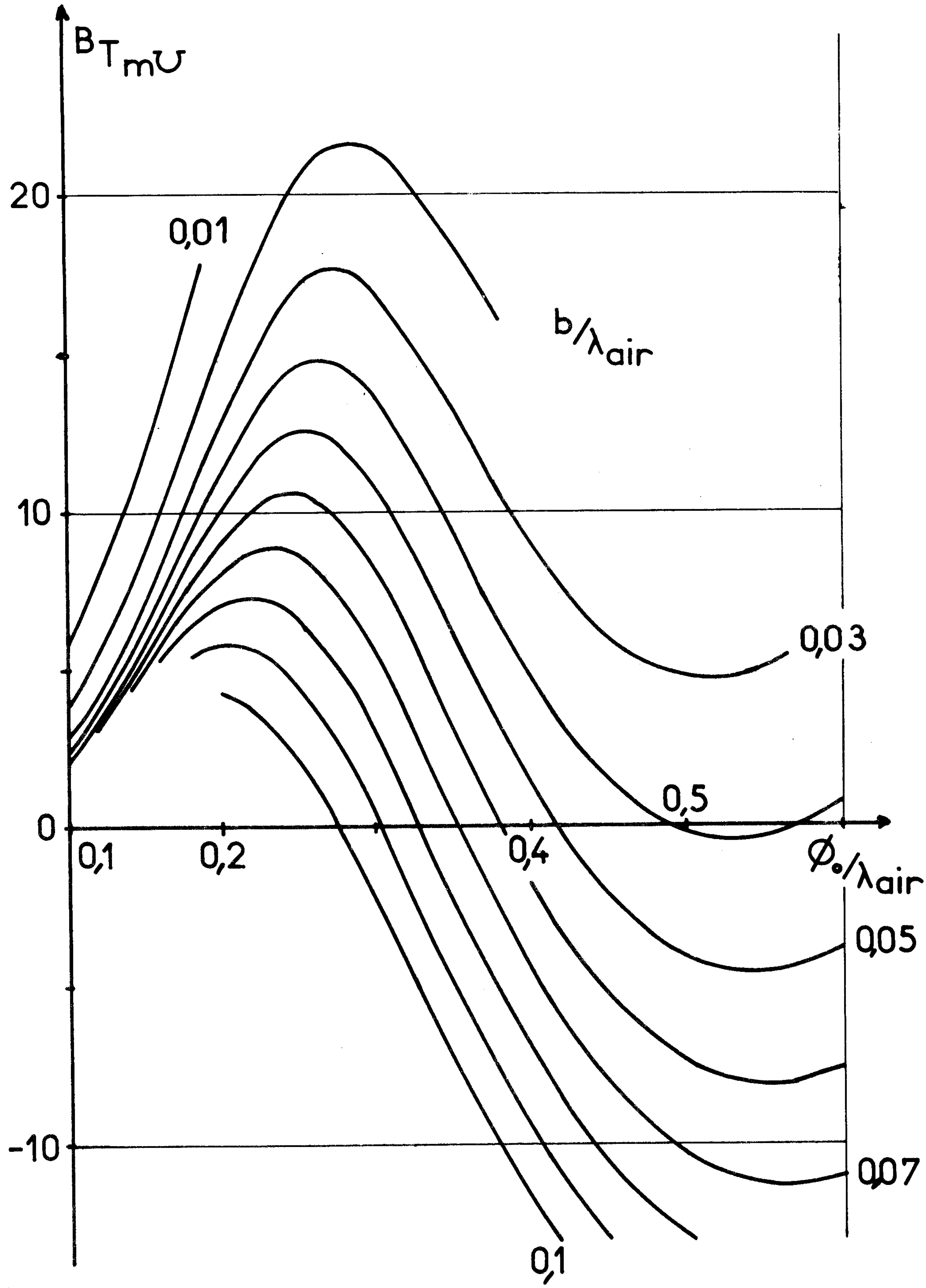


Figure II-12. Evolution de la réactance de l'impédance terminale en fonction de ϕ/λ_{air} avec b/λ_{air} comme paramètre.

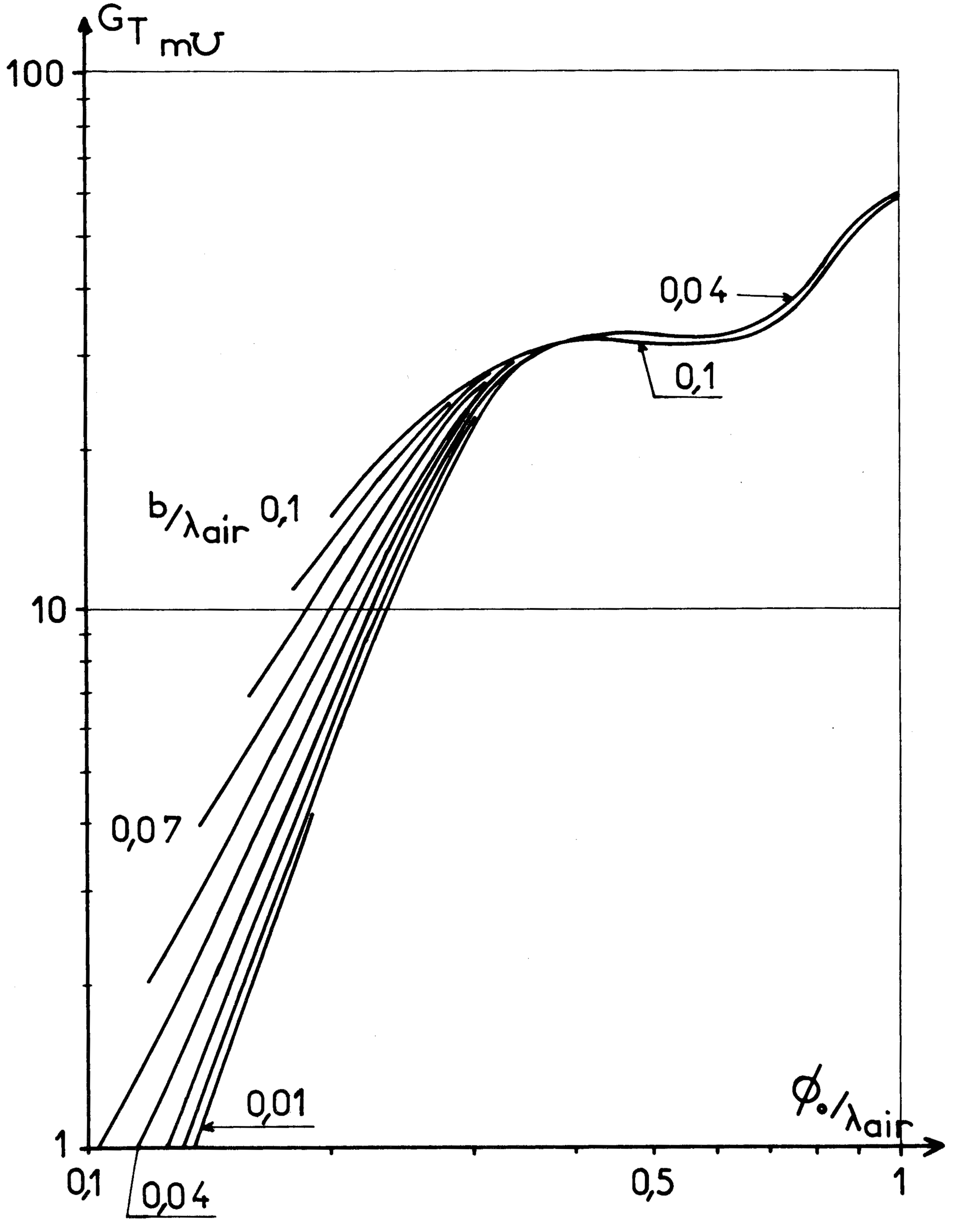


Figure II-13. Evolution de la conductance en fonction de ϕ_o/λ_{air} avec b/λ_{air} comme paramètre

CHAPITRE III

ETUDE EXPÉRIMENTALE DE LA STRUCTURE RADIALE

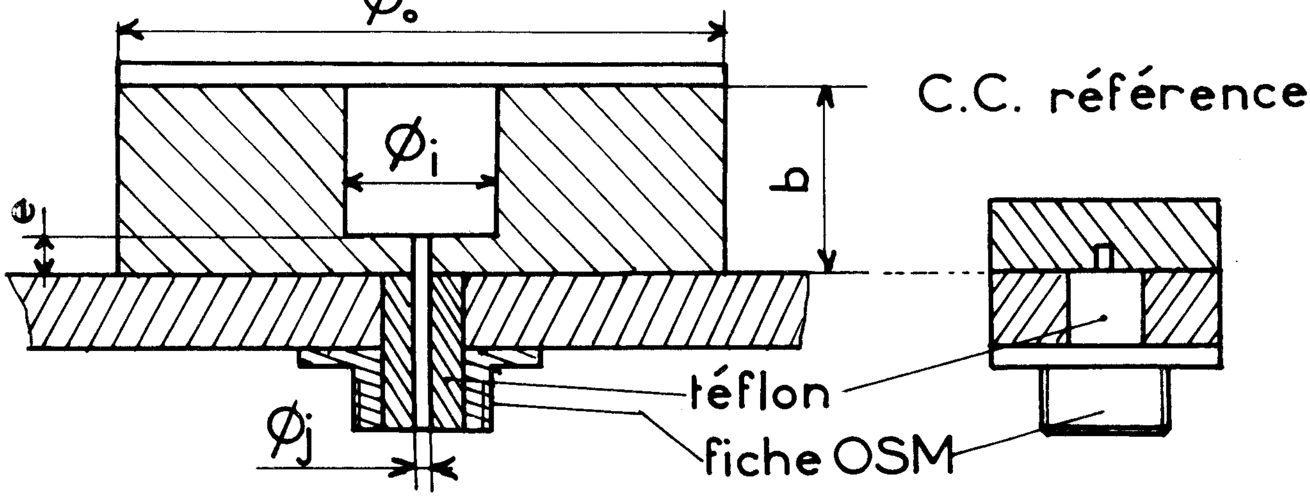


Figure III.1 Dispositif de mesures

III. 1. CONDITIONS D'ETUDES

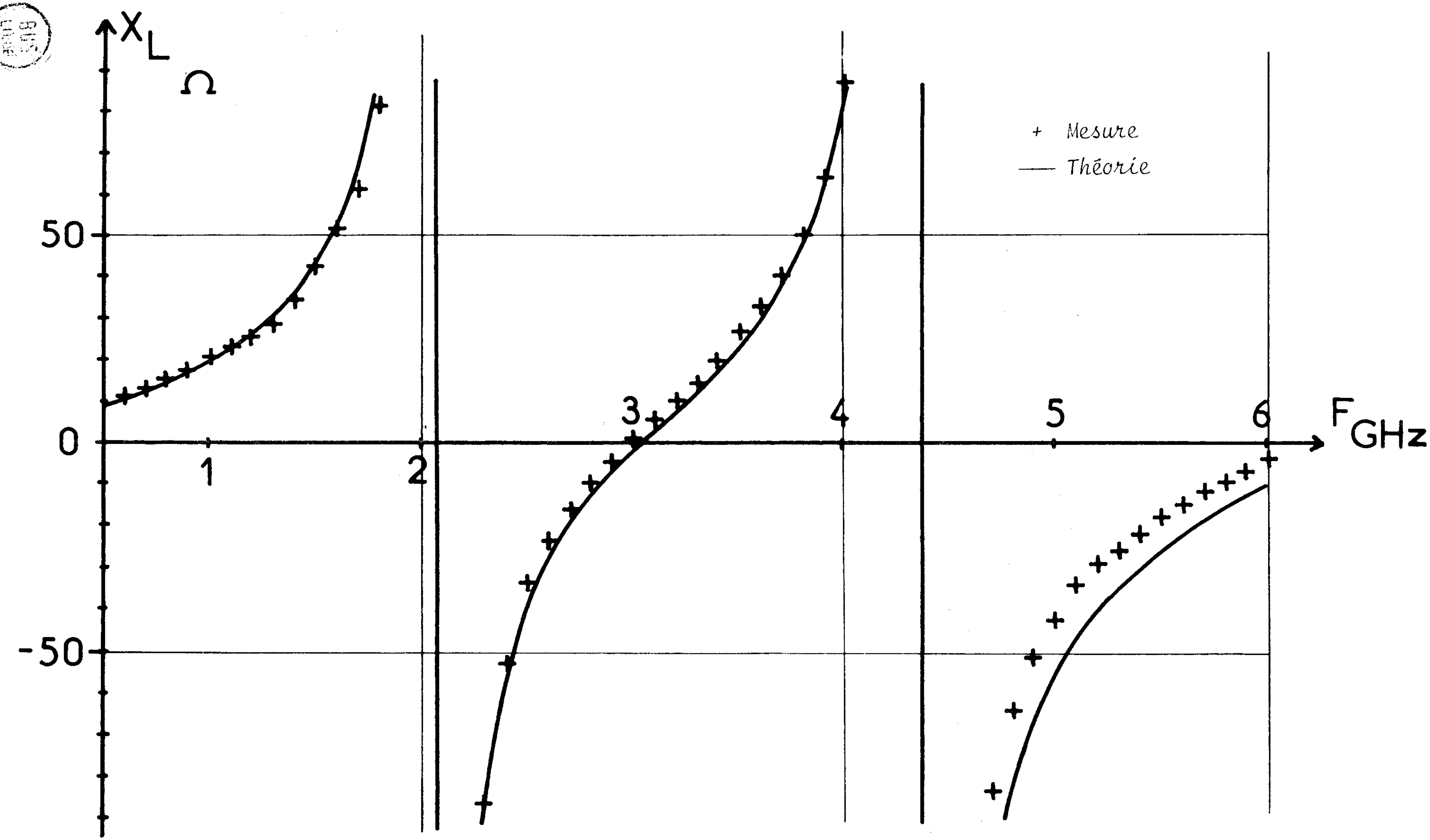
Pour permettre une mesure plus facile de l'impédance vue par le composant actif de la fréquence, nous avons réalisé des structures en ondes centimétriques, homothétiques de celles utilisées en ondes millimétriques.

III.1.1. Méthode et dispositif de mesure

La mesure de l'impédance de charge "vue" par la diode est effectuée par substitution. Comme le montre la figure III-1 une sonde, placée à l'extrémité d'une ligne coaxiale miniature, prend la place de la diode. Au niveau du plan de référence il y a transformation de l'onde T.E.M. qui se propage dans le coaxial en onde radiale. Nous avons étudié l'impédance des structures radiales pour des fréquences comprises entre 0,5 et 6 GHz par pas de 100 MHz. Toutes les mesures ont été effectuées sur un analyseur de réseau Heulett-Packard version automatique, la référence étant effectuée à chaque fréquence. Des corrections, tenant compte de la directivité de l'appareillage, sont pratiquées systématiquement.

III.1.2. Evolution typique - estimation des erreurs

Dans une première étape nous avons effectué une série de mesures sur des lignes radiales cour-circuitées, dont l'intérêt est la parfaite connaissance de l'admittance ($Y_T \longrightarrow \infty$). Ces structures nous permettrons de vérifier l'exactitude de la relation de transformation



<u>figure III-2.</u> Evolution de la réactance équivalente à une structure radiale court-circuitée pour $\varepsilon_r = 4$

$\emptyset_o$=50mm, $\emptyset_i$=5mm, b=5mm, e=1mm, $\emptyset_j$=1,3mm d'impédance (II-14) et d'estimer les perturbations apportées par le dispositif de mesure (sonde). Ces mesures de l'impédance de charge ont été faites pour deux valeurs de la constante diélectrique (ε_r= 4;12). Nous voyons sur les figures III-2 et III-3 que l'évolution de l'impédance équivalente est semblable à celle d'une ligne de transmission classique (uniforme). Les fréquences de résonnances séries (Fs, X_L = 0, R_L faible) et les fréquences de résonnances parallèles (F_p, X_L = O, R_L max.) sont caractéristiques des modes de résonnaice du mode T.E.M.. Le tableau I donne les valeurs théoriques et expérimentales des différentes fréquences de résonnance. Pour la plus faible des valeurs de la permitivité (ε_r = 4) l'accord entre la théorie et l'expérience est très bon : déviation maximum 0,5 % pour la fréquence de résonnance parallèle d'ordre 2. Par contre, pour une valeur plus élevée de la permittivité (ε_r = 12) l'erreur est plus importante : 5 % pour la fréquence de résonnance parallèle d'ordre 2. Ceci est du à deux causes :

- Le contraste entre le diélectrique du la ligne radiale et le diélectrique du coaxial (ε_r = 2,1) est plus important.
- la contribution des modes évanescents, de type TM_{no}, au voisinage de la tige est plus importante car leur fréquence de coupure est beaucoup plus faible, pour du diélectrique de permittivité ε_r = 12

Tableau 1

ε_r	Fréquence de résonnance	F_{s1}	F_{s2}	F_{p1}	F_{p2}
12	Exp.	1,79	3,67	1,27	2,65
12	Théo.	1,76	3,64	1,2	2,53
4	Exp.	2,99	Hors gamme	2,08	4,36
4	Théo.	3,05	Hors gamme	2,07	4,38

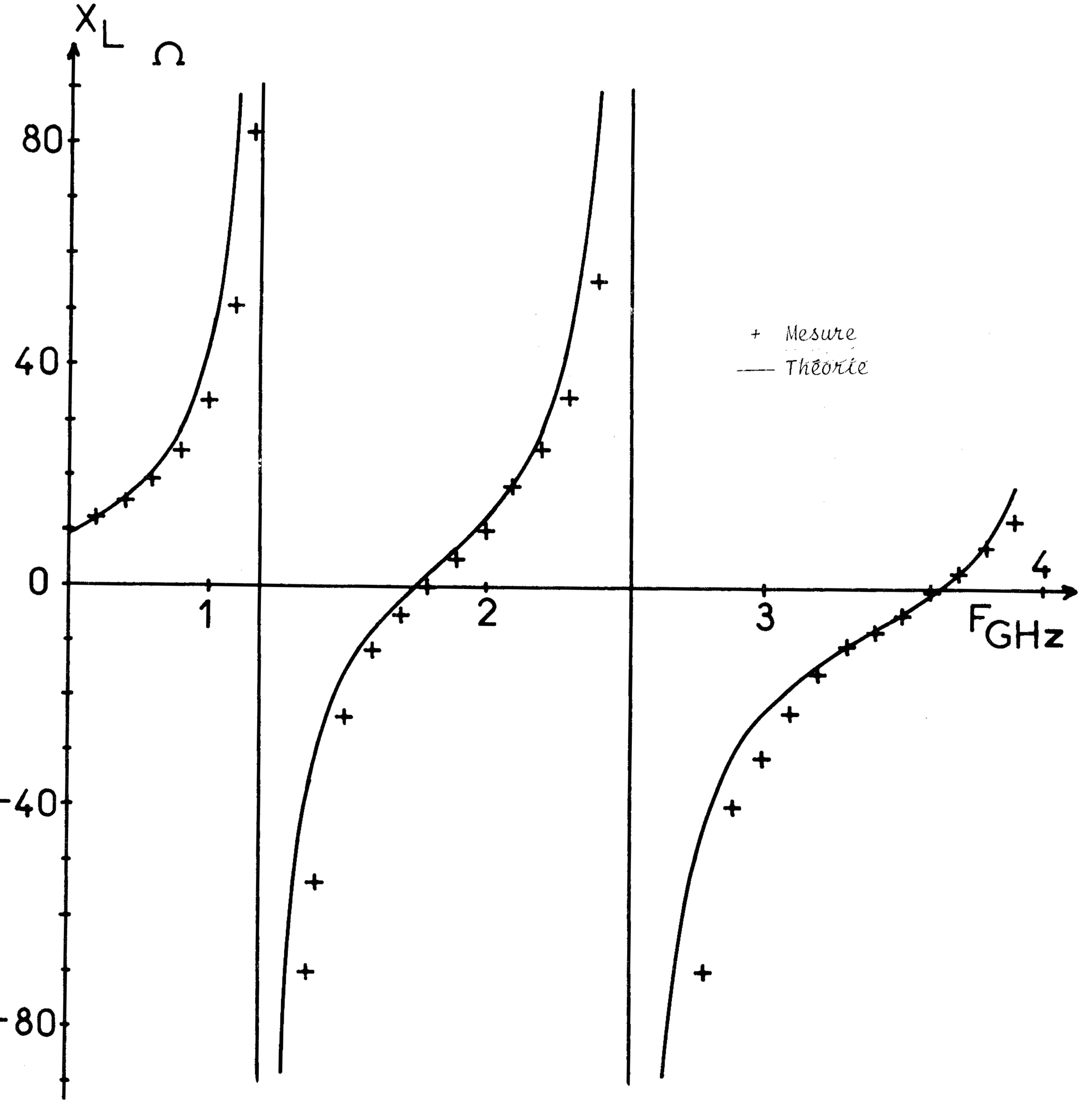


Figure III-3. Evolution de la réactance équivalente à une structure radiale court-circuité pour $\varepsilon_r = 12$

$\emptyset_o = 50mm$, $\emptyset_i = 5mm$, $b = 5mm$, $e = 1mm$, $\emptyset_j = 1,3mm$

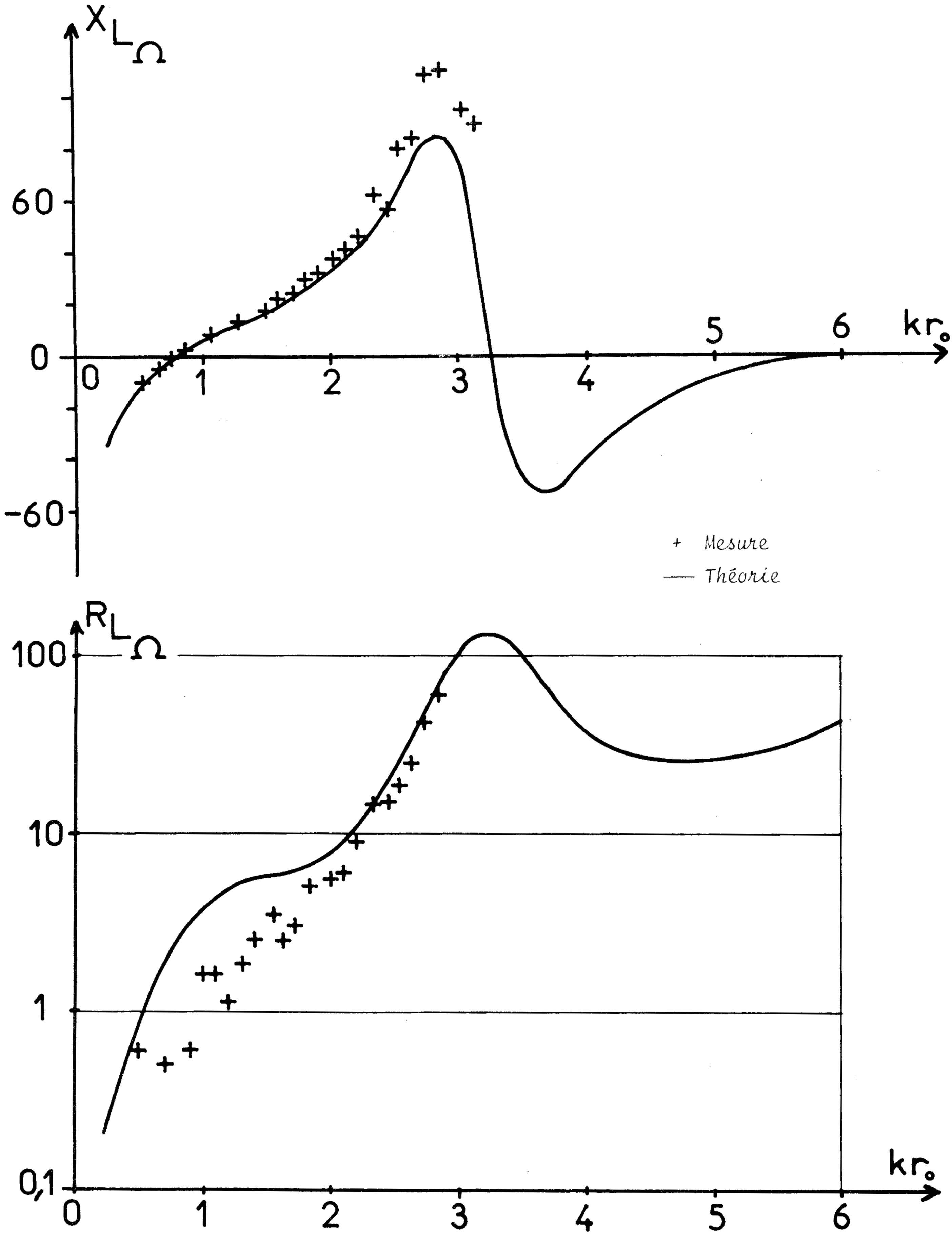


Figure III-4. Evolution de l'impédance de charge en fonction de kr_0 pour une ouverture b faible

$\emptyset_0 = 50mm$, $\emptyset_i = 5mm$, $b = 3mm$, $\varepsilon_r = 1$, $e = 1mm$, $\emptyset_j = 1,4mm$

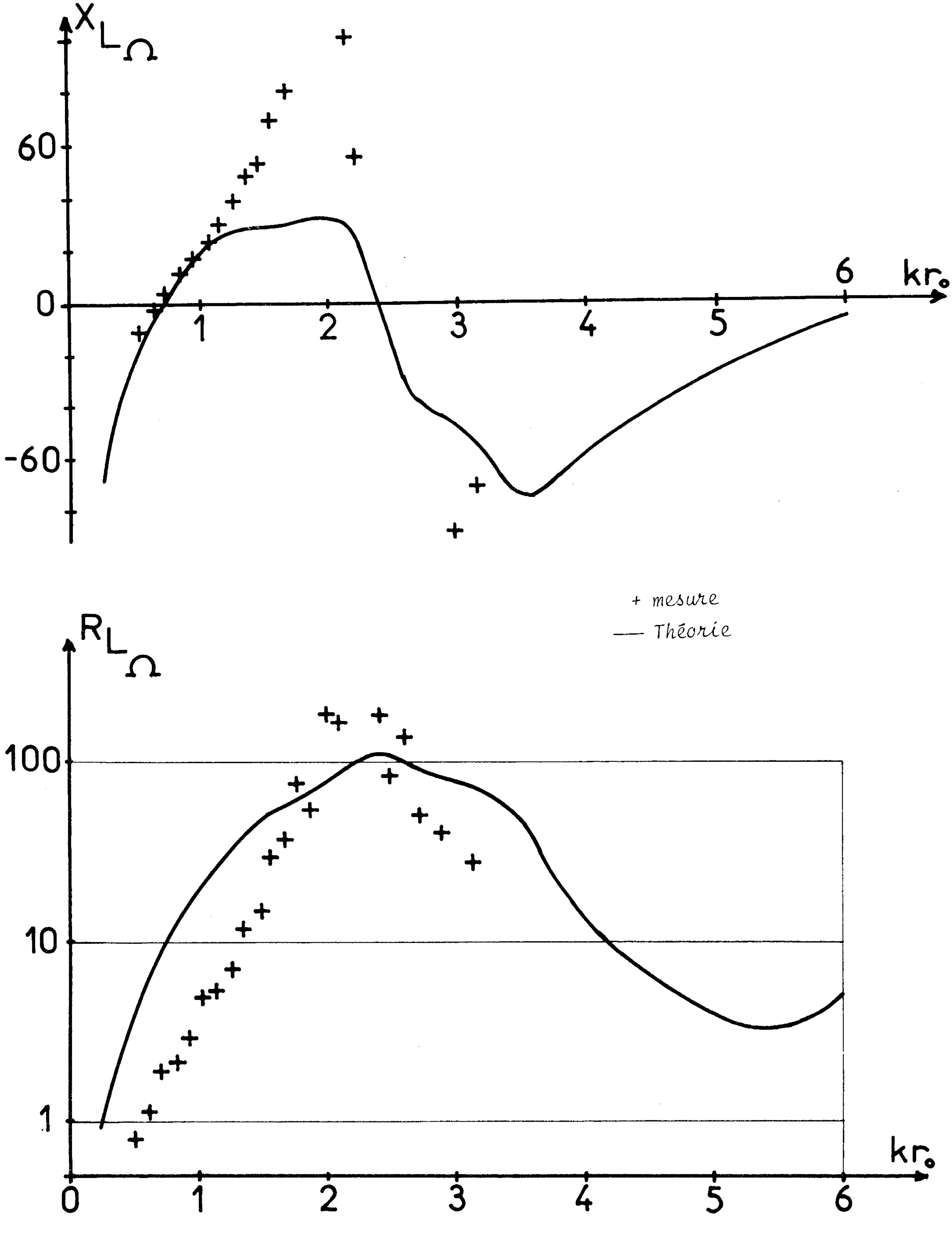


Figure III-5. Evolution de l'impédance de charge en fonction de kr_o pour une ouverture b grande

$\emptyset = 50mm$, $\emptyset_i = 5mm$, $b = 7mm$, ${}_r = 1$, $e = 1mm$, $\emptyset_j = 1,3mm$

Les structures réelles auront leurs zones d'utilisation potentielles situées (à même diamiètre) autour de la fréquence F_{s1} des lignes radiales court-circuitées. Il sera donc possible de considérer que les erreurs dues à la méthode sont négligeables.

III.2. COMPARAISON AVEC LE MODELE NUMERIQUE

III.2.1. *Validité du modèle*

Afin de comparer notre théorie et expérience, en particulier au niveau de Y_T, nous avons d'abord effectuer des mesures sur des structures sans diélectriques. Sur les figures III-4 et III-5, nous avons représenté l'évolution fréquentielle de l'impédance équivalente d'une structure radiale obtenue théoriquement et expérimentalement en fonction de kr_o pour des valeurs différentes de b. Pour b = 3 mm la courbe théorique de la réactance est en bon accord avec l'expérience pour des valeurs de kr inférieur à 2,5 ; par contre, la courbe théorique de la résistance diffère des points expérimentaux pour des valeurs de kr voisines de 1. Pour une hauteur plus grande (b = 7 mm), nous vérifions que, l'approximation b/r_o petit n'étant plus justifiée, les courbes théoriques et expérimentales sont en moins bon accord dès que kr est plus grand que 1.

Les figures III-6 et III-7 représentent l'évolution de l'impédance de charge d'une structure radiale en fonction de kr_o pour des diélectriques de permittivités ε_r = 4 et 12. Pour une permittivité ε_r = 4, nous obtenons un très bon accord entre les courbes théoriques et expérimentales relative à la réactance de charge sur près de 2 octaves et demi . La résistance de charge calculée théoriquement est légèrement supérieure aux valeurs expérimentales. Pour un diélectrique de permittivité ε_r = 12, nous observons une divergence importante entre les courbes théoriques et expérimentales.

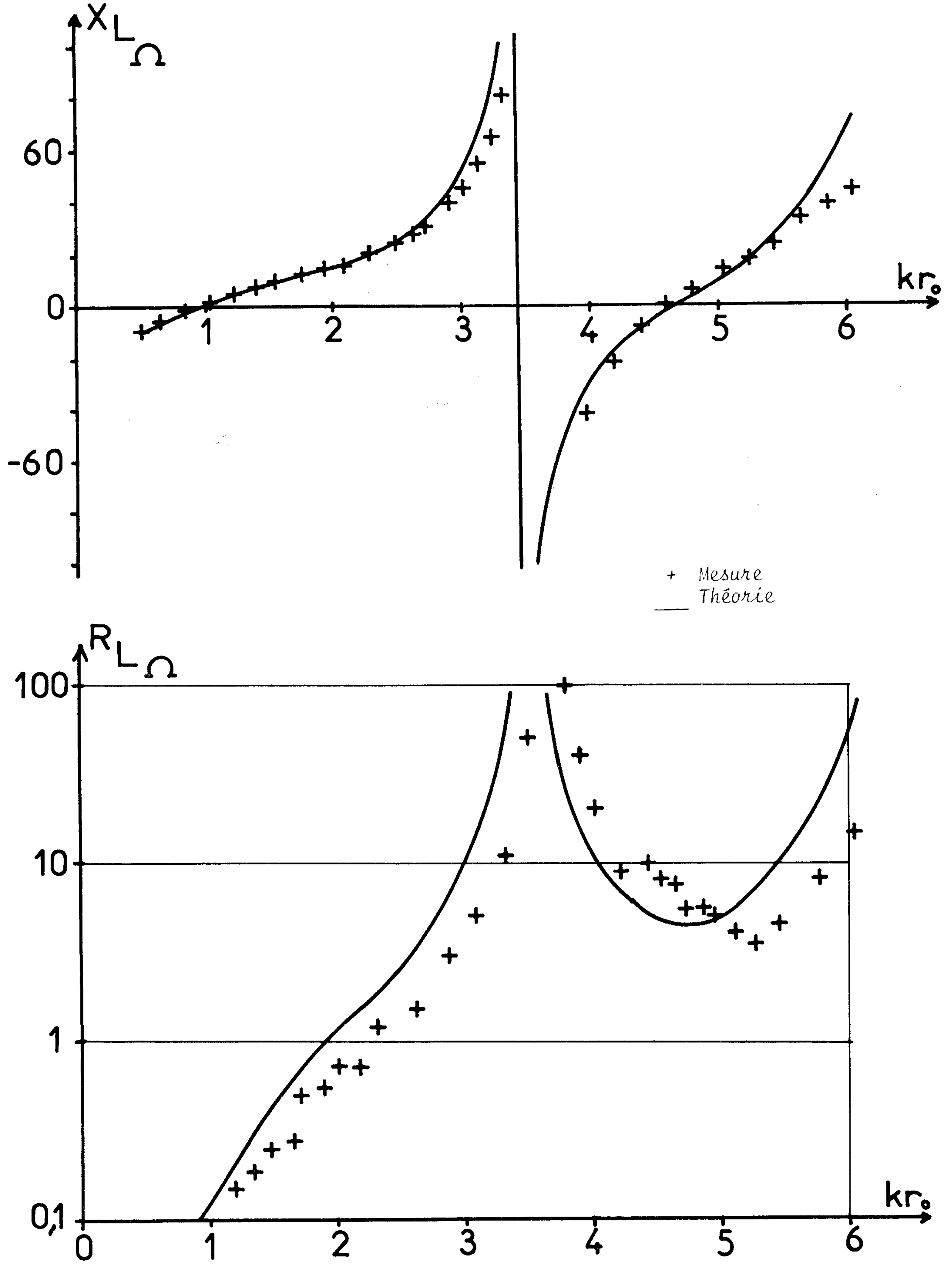
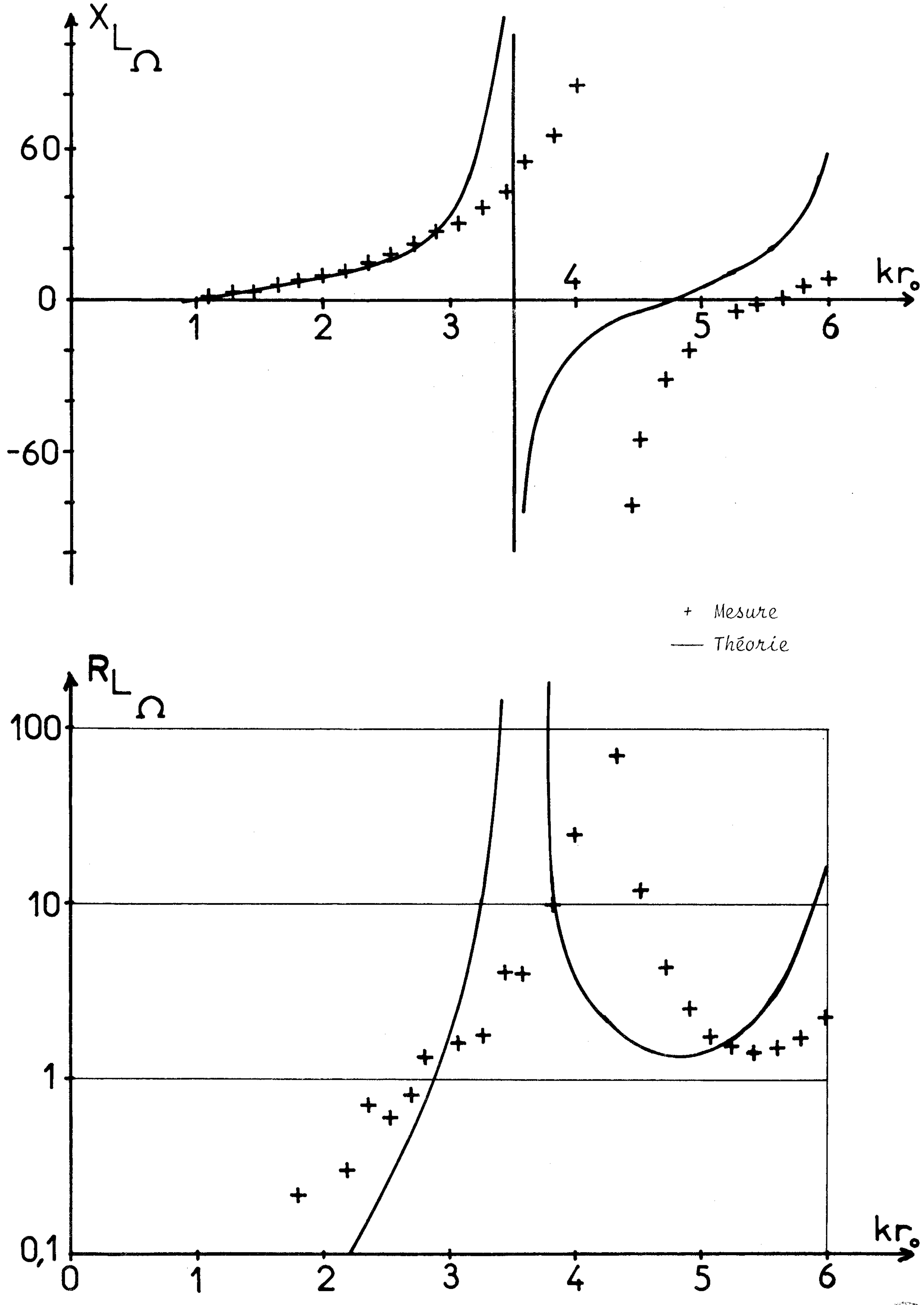


Figure III-6. Evolution de l'impédance de charge d'une structure radiale en fonction de kr_0 pour une permittivité diélectrique $_r = 4$

$\emptyset = 50$mm, $\emptyset_i = 5$mm, $b = 3$mm, $\varepsilon_r = 4$, $e = 1$mm, $\emptyset_j = 1,3$mm



<u>Figure III-7.</u> Evolution de l'impédance de charge d'une structure radiale en fonction de kr_o pour une permittivité $\varepsilon_r = 12$

Ø=50mm. Ø.=5mm. b= 3mm. ε_r=12. e=1mm. Øi=1.3mm

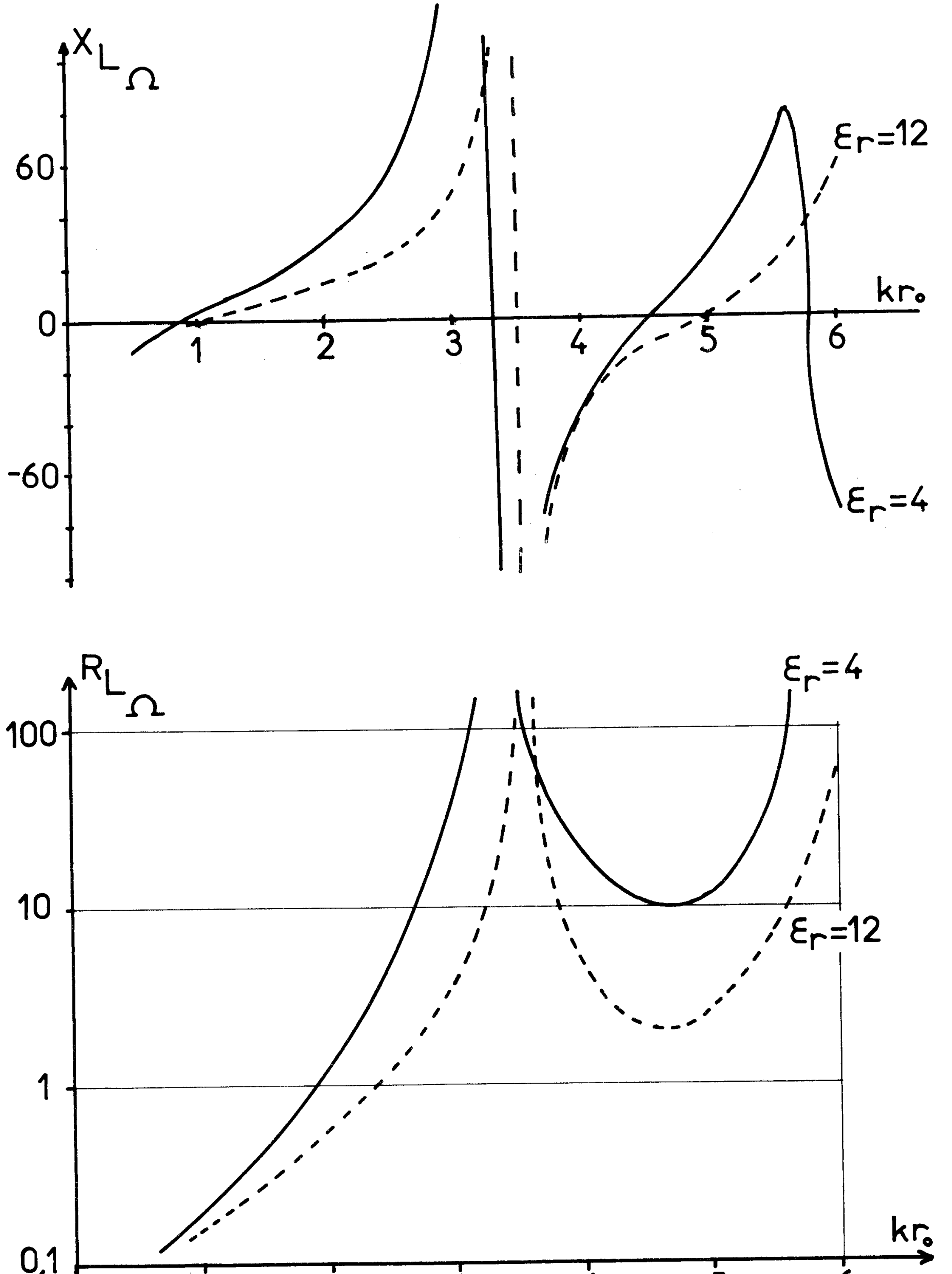


Figure III-8. Evolution de l'impédance de charge en fonction de kr_o pour différentes constantes diélectriques (ε_r = 4 ; 12)

$\emptyset_o$=50mm, $\emptyset_i$=5mm, b=5mm, e=1mm, $\emptyset_j$=1,3mm

Ceci est dû au fait que l'on néglige les modes supérieurs de propagation à l'intérieur de la structure et que l'on tient compte de façon incomplète de l'influence de l'interface air-diélectrique pour le calcul de l'admittance terminale. Cependant, dans la gamme des impédances de charges compatibles avec un bon fonctionnement d'un oscillateur en ondes millimétriques, les erreurs introduites par l'utilisation du modèle théorique sont encore acceptables pour une utilisation de ce modèle dans la conception d'oscillateur.

III.2.2 Etude systématique de l'influence des paramètres

Sur la figure III-8, nous avons représenté l'évolution de l'impédance de charge en fonction de kr_o pour différentes valeurs de la constante diélectrique (ε_r = 4 ; 12). L'adjonction du diélectrique augmente la longueur électrique équivalente des structures radiales. Mais la dépendance des fréquences de résonnance en fonction du diélectrique n'est pas en $1/\sqrt{\varepsilon_r}$: ceci est normal car le guide radial est inhomogène. Par ailleurs, la valeur moyenne de la résistance diminue quand la permittivité augmente (l'impédance caractéristique diminuant). Le coefficient de qualité propre (Q_o) de la structure augmente avec la valeur de la permittivité diélectrique (il y a accroissement de l'énergie stockée).

La figure III-9 représente l'évolution de l'impédance de charge en fonction de kr_o pour différentes hauteurs (b = 3 mm, 7 mm). L'accroissement de la hauteur diminue la fréquence de **résonnances parallèles**, la fréquence de résonnance série restant pratiquement constante. La valeur moyenne de la résistance diminue avec la hauteur (l'impédance caractéristique diminue).

Sur la figure III-10, nous avons représenté l'évolution de l'impédance de charge en fonction de kr_o pour différents diamètres extérieurs ($\varnothing_o$ = 40 mm, 30 mm). Qualitativement, une variation du diamètre extérieur a les mêmes effets que la variation de permittivité du diélectrique. Quantitativement, les fréquences de résonnances série et parallèle sont cette fois inversement proportionnelles au diamètre extérieur.

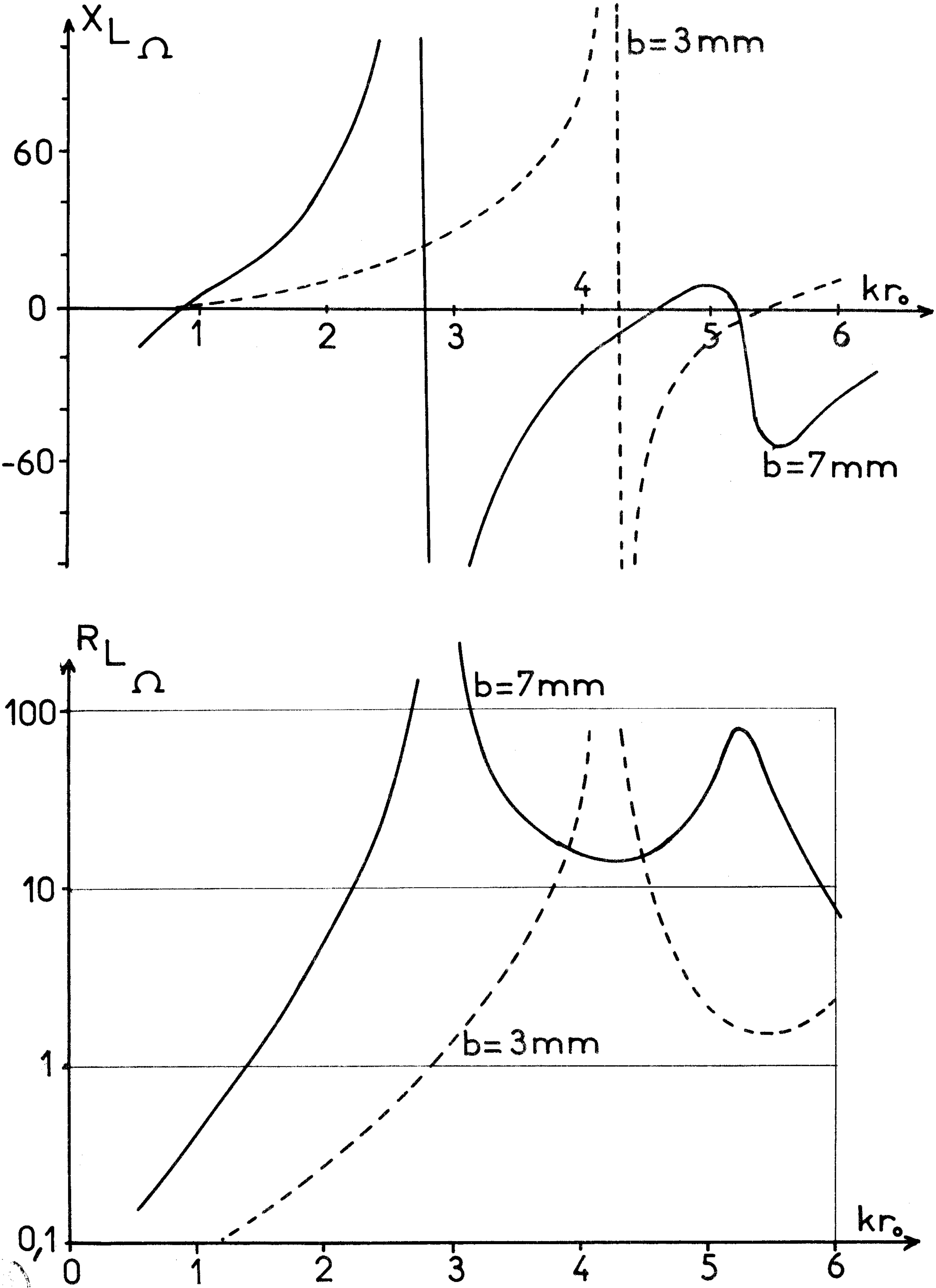


Figure III-9. Evolution de l'impédance de charge en fonction de kr_o pour différentes ouvertures (b = 3 mm, 7 mm)

$\emptyset_o = 50mm$, $\emptyset_i = 5mm$, $\varepsilon_r = 4$, $e = 1mm$, $\emptyset_f = 1,3mm$

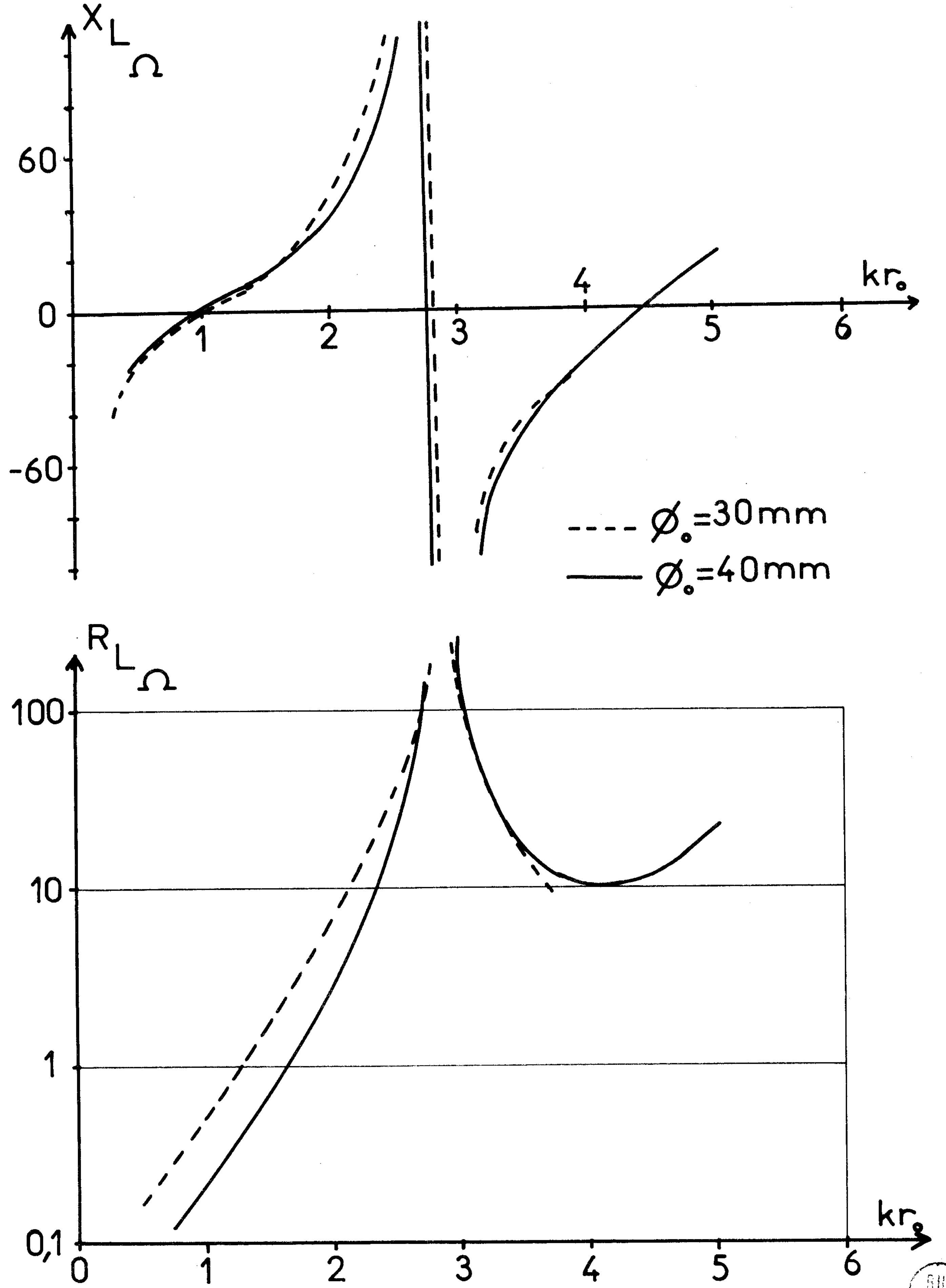


Figure III-10. Evolution de l'impédance de charge en fonction de kr_o pour différents diamètres extérieurs

ϕ_i=5mm, b=5mm, ε_r=4, e=1mm, ϕ_j= 1,3mm

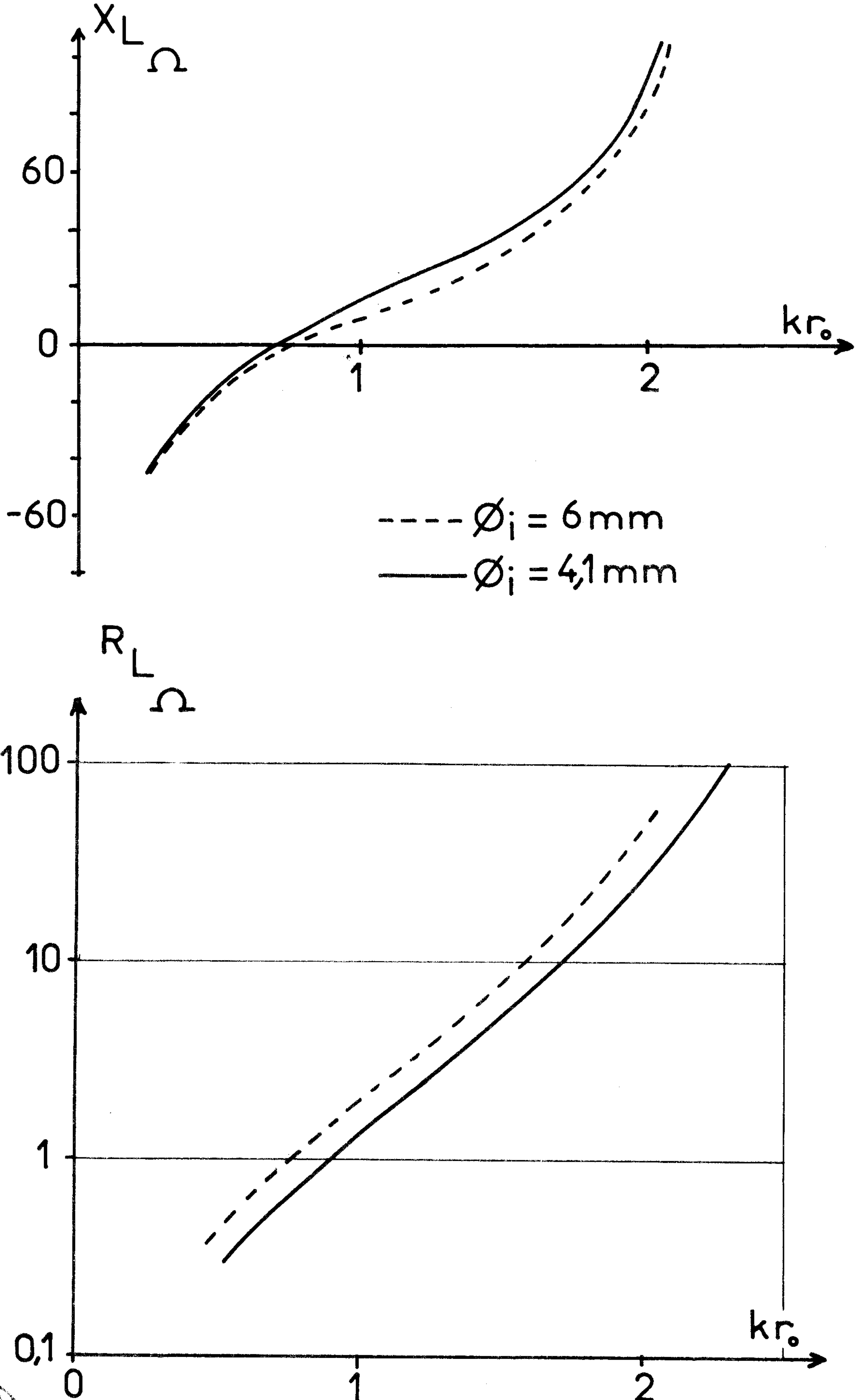


Figure III-11. Evolution de l'impédance de charge en fonction de kr pour différents diamètres intérieurs ($\emptyset_i$ = 4,1 mm, 6 mm)

$\emptyset_o$ =50mm, b=5mm, ε_r=1, e=1mm, $\emptyset_j$= 1,3mm

Ceci justifie les choix du tracer des courbes en abscisses réduites kr_o, un changement de fréquence équivaut à un changement de diamètre extérieur.

La figure III-11 représente l'évolution de l'impédance de charge en fonction de kr_o pour deux diamètres intérieure différents (Ø = 4,1 ; 6 mm). L'accroissement du diamètre intérieur entraîne une faible diminution de la réactance de charge et une augmentation de la résistance de charge.

Ci-dessous, nous avons représenté un tableau récapitulatifs de l'influence des paramètres sur les fréquences de résonnances série et parallèle.

	Fs	Fp
ε_r ↗	↘	↘
$Ø_o$ ↗	$1/Ø_o$ ↘	$1/Ø_o$ ↘
b ↗	↘	↘
$Ø_i$ ↗	↘	↘

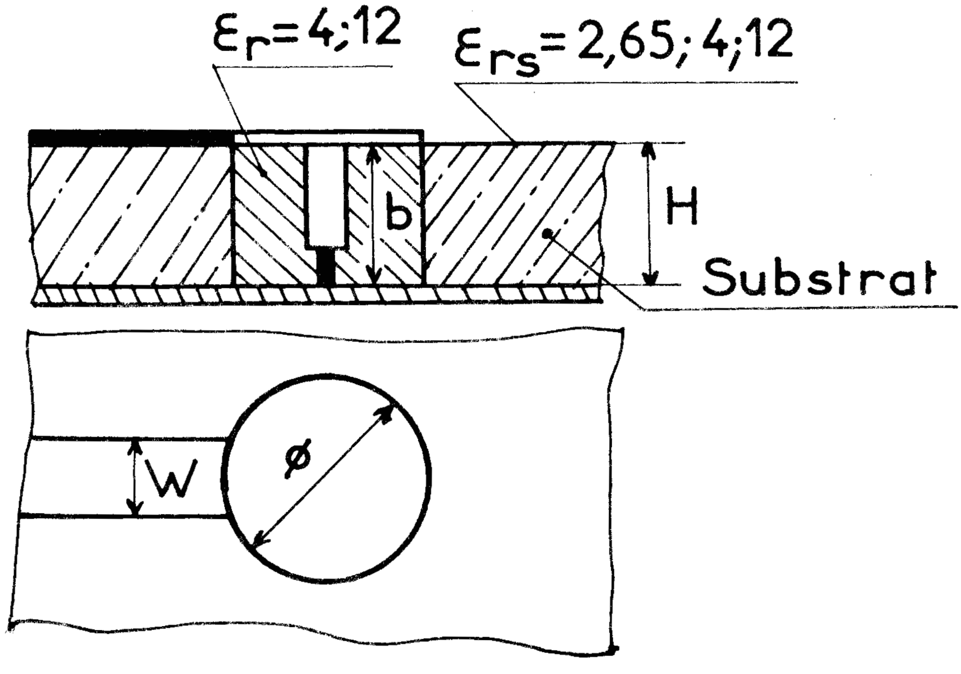


Figure III-12. Schéma du dispositif

III.3. ETUDE DU COUPLAGE AUX LIGNES DE TRANSMISSIONS

L'ensemble intégré diode guide radial pourrait être utilisé seul, en rayonnement direct (par exemple au foyer d'une antenne ou d'un réflecteur parabolique). Cependant dans certaines applications plus complexes, il sera nécessaire de constituer de véritables systèmes utilisant plusieurs modules intégrés. Le couplage de ces modules entre eux, et avec l'extérieur, doit alors s'effectuer par l'intermédiaire de lignes de transmissions classiques.

Nous avons considéré deux types de lignes : le guide rectangulaire pour sa facilité de mise en oeuvre en particulier lors de la caractérisation des modules oscillateurs en ondes millimétriques et la ligne micro-bande pour sa facilité d'intégration et d'utilisation dans les systèmes.

Le couplage devra satisfaire à deux impératifs : d'une part l'impédance de charge vue par la diode doit être optimale pour le fonctionnement en oscillateur : d'autre part, il faut que le transfert de puissance entre l'ensemble intégré et l'extérieur soit maximum.

III.3.1. *Etude du couplage aux lignes microbandes*

Le problème est beaucoup plus complexe que précédemment, car nous avons à nous intéresser non seulement à la valeur de l'impédance de charge, mais aussi au couplage. En effet, la ligne microbande est une ligne ouverte susceptible de donner lieu à un rayonnement et le coefficient de couplage peut être faible. Nous avons réalisé l'étude en bande S sur un modèle dont le schéma est représenté figure III-12. Nous utilisons un analyseur de réseau pour mesurer à la fois le couplage et l'impédance de charge vue par le composant : ces informations sont déduites des coefficients de la matrice de dispersion du quadripole équivalent à ce dispositif de couplage. L'utilisation d'un analyseur de réseau impose d'avoir les deux parties d'entrée et de sortie en structure coaxiale.

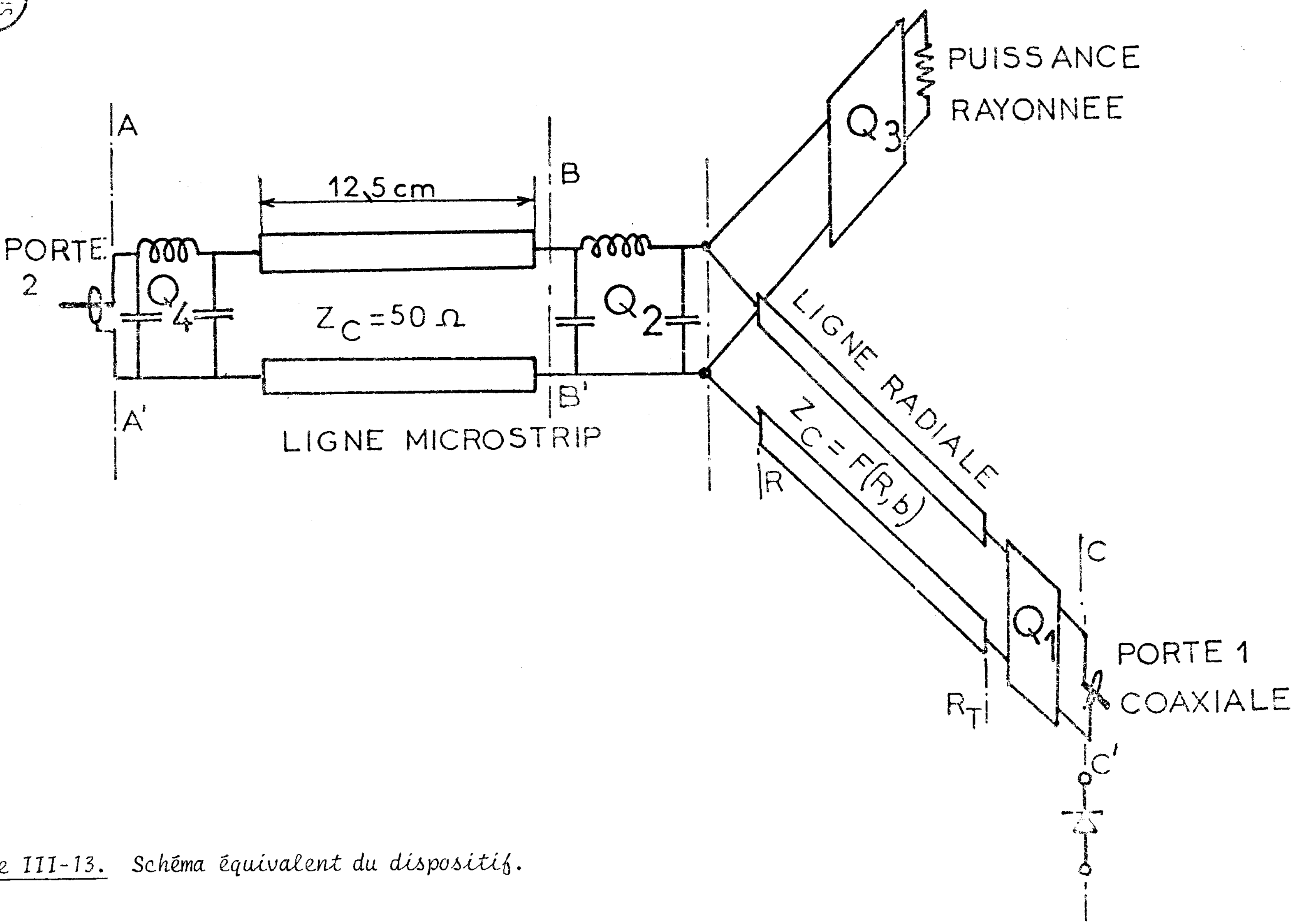


Figure III-13. *Schéma équivalent du dispositif.*

La figure III-13 donne le schéma équivalent du dispositif expérimental. Le quadripole Q_1 traduit la transformation de mode au niveau de la fiche miniature placée sous la structure radiale. Nous avons vu précédemment que les perturbations sont minimes et que ce quadripole aura peu d'effets. Les guides radiaux (de hauteur e et b) ont été symbolisés par une seule ligne dont l'impédance caractéristique est une fonction del'abscisse. Le quadripole Q_2 rend compte de la transformation de mode entre le guide radial et la ligne microbande et en particulier des discontinuités dues aux différences entre les hauteurs H et b. Le quadripole Q_3 traduit l'effet des pertes par rayonnement. En effet, dans le diélectrique, support de la ligne microbande, une partie de l'énergie rayonnée par la structure n'est pas captée et se propage à l'opposé de la ligne microbande. Il existe de multiples réflexions parasites et il y a également propagation d'onde dans l'air.

La mesure du coefficient de couplage radial microbande est délicate car il est difficile d'éliminer l'influence de la transition coaxiale - microbande de la porte 2.

Le couplage est défini par la relation :

$$C = \frac{\left| S_{12} \right|^2}{1 - \left| S_{11} \right|^2}$$

- <u>essais préliminaires</u>

De très nombreux essais ont été réalisés afin d'étudier les influences des dimensions géométriques de la structure, de la permittivité de son diélectrique, et également celles de la ligne microbande (largeur W, épaisseur H et permittivité ε_{rs}). Pour séparer les effets, nous avons étudié deux types de structures (figure III-14) :

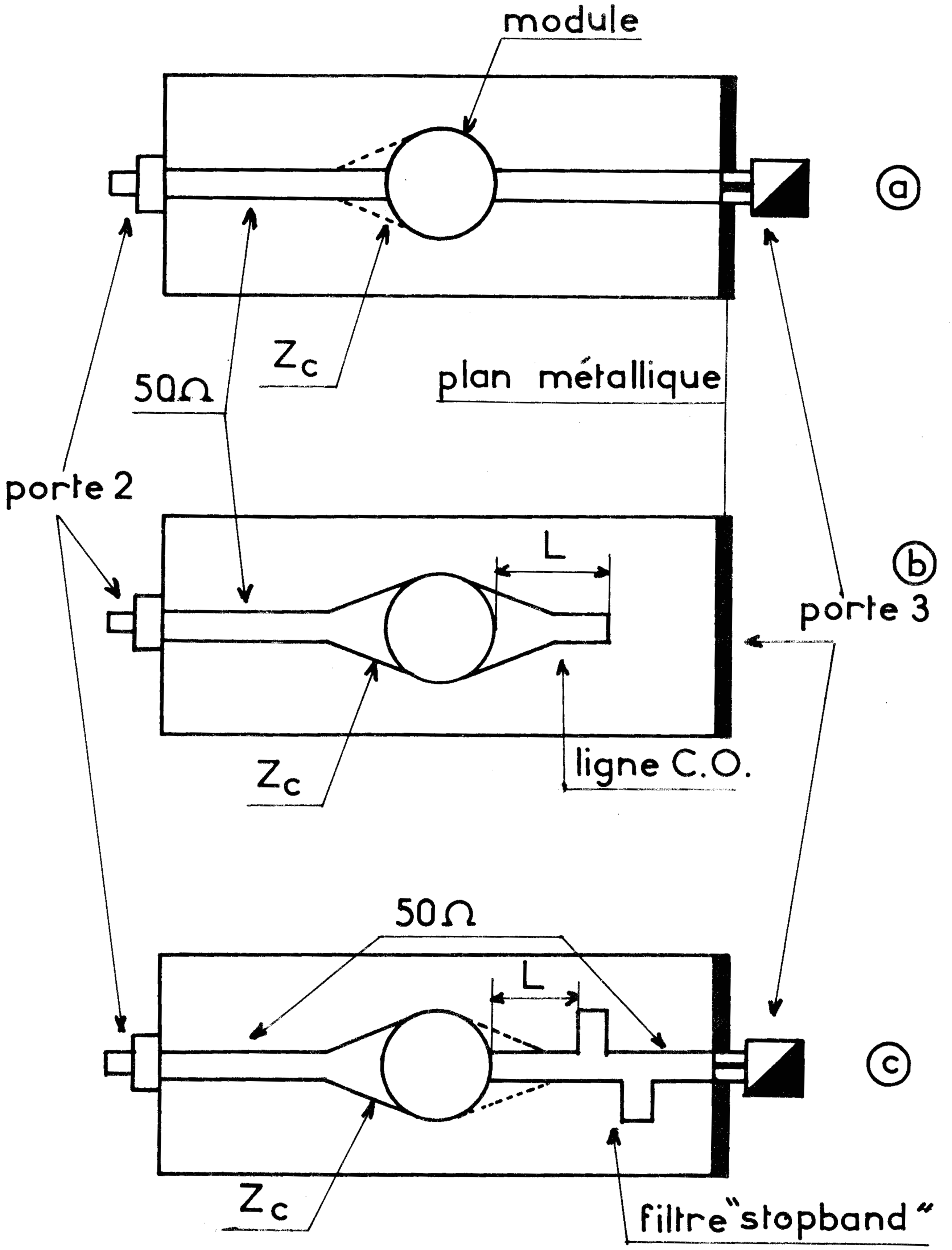


Figure III- 14. Schéma des dispositifs expérimentaux

a) structure symétrique
b) structure dissymétrique à ligne C.O.
c) structure dissymétrique à filtre "stop band"

- une structure symétrique par rapport au module (deux lignes microbandes porte 2, coté analyseur de réseau, porte 3 fermée sur une charge adaptée).

- deux structures asymétriques : une à ligne circuit ouvert et une autre utilisant un filtre stop bande.

Les essais systématiques menés surtout pour la structure symétrique nous ont permis de dégager les constations suivantes :

- le couplage est souvent relativement faible et il évolue rapidement avec la fréquence.
- l'utilisation d'un diélectrique de permittivité faible $\varepsilon_{rs} = 2,65$ (plexiglass) ne conduit pas à des dimensions W et H du ruban favorable à un bon fonctionnement autant au niveau de la structure radiale qu'au niveau de la transition coaxiale microbande. Par contre, pour $\varepsilon_{rs} = 4$, le rapport W/H est plus favorable et ce cas correspond d'ailleurs à une réalisation possible en ondes millimétriques substrat en quartz. l'utilisation d'un matériau à permittivité diélectrique $\varepsilon_r = 4$ égal à celui de la structure constitue donc un cas optimal.
- Les meilleurs résultats sont obtenus quand l'épaisseur H est égale à la hauteur b du guide radial. Ceci est tout-à-fait normal car, pour diminuer le rayonnement, il faut avoir le minimum de discontinuités.
- l'élargissement du ruban au voisinage de la structure radiale ($Z_c < 50\,\Omega$) augmente le couplage car il y a une meilleure adaptation entre la ligne 50 Ω et le guide radial dont l'impédance caractéristique est relativement faible. Cependant, il en résulte une croissance importante de la résistance de charge R_L et celle-ci pourrait ne plus présenter une valeur susceptible de convenir à un oscillateur. L'optimalisation devra satisfaire à deux contraintes dont l'évolution en fonction de W est contradictoire.

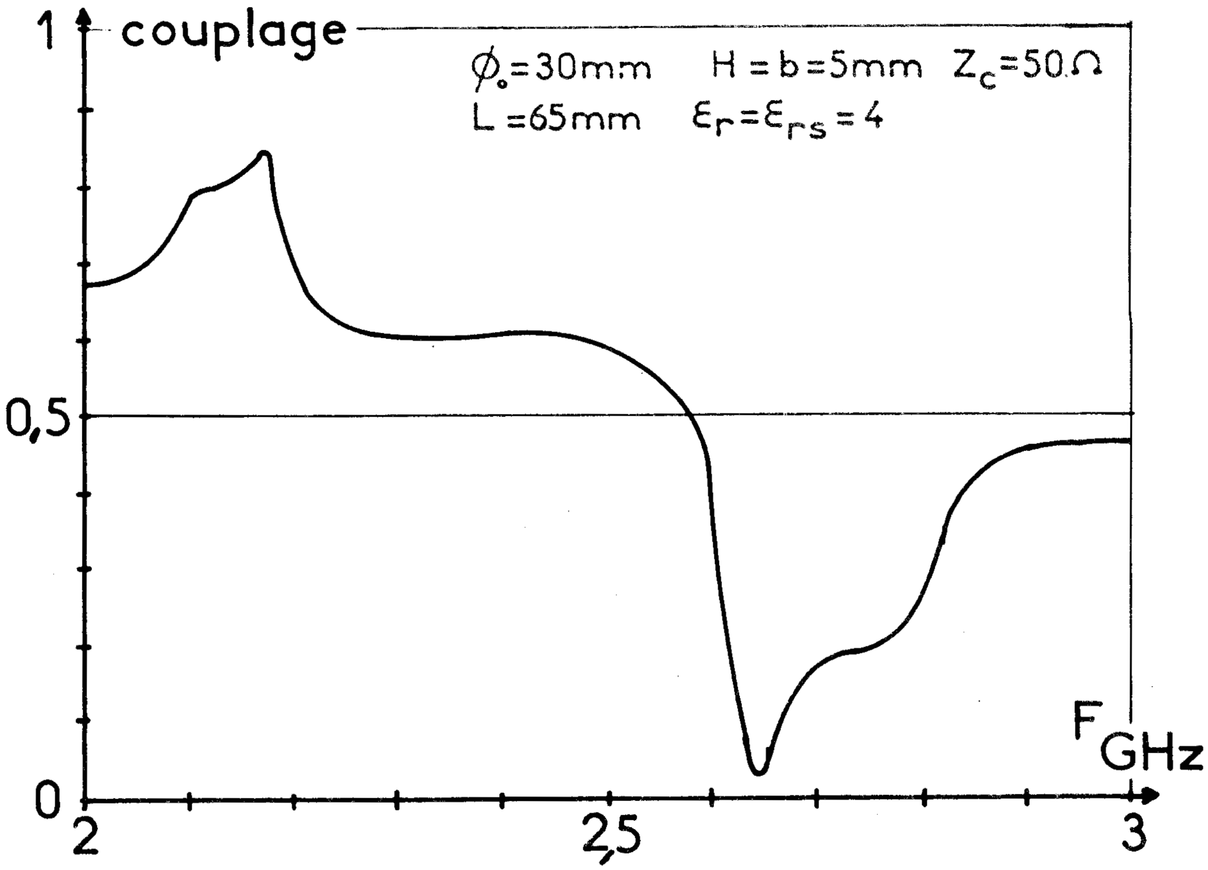


Figure III - 15.

Evolution fréquentielle du couplage pour une structure à ligne C.O.

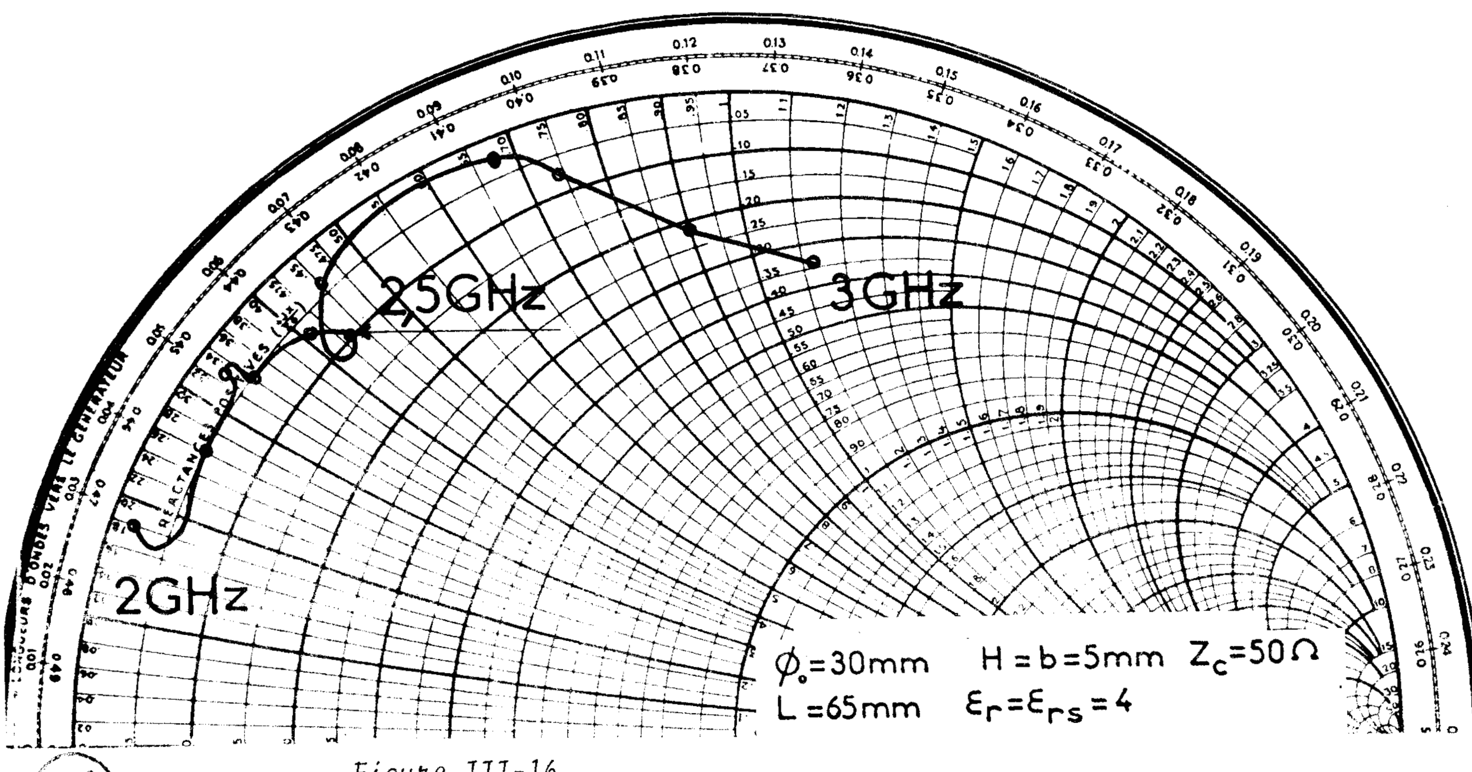


Figure III-16.

Evolution fréquentielle de l'impédance de charge pour une structure à ligne C.O.

- Optimalisation du couplage

Nous avons surtout réalisé cette optimalisation dans le cas le plus favorable : hauteur b et H identiques, permittivités ε_r et ε_{rs} égales à 4. les contraintes à satisfaire sont les suivantes :

Tout en maintenant l'impédance de charge à une valeur compatible avec le fonctionnement en oscillateur, il faut augmenter le coefficient de couplage et donc diminuer les pertes par rayonnement à l'extérieur du dispositif. Dans les structures utilisées du type asymétrique, le problème le plus important est de réfléchir les ondes se propageant vers la porte 3 avec une phase telle que le maximum de puissance provenant de la structure radiale soit transmise vers la porte 2 .

La plus mauvaise solution consiste à ne mettre aucun ruban à l'opposé de la porte 2 . En effet, les ondes se propageant dans une sorte de guide diélectrique, il se produit de multiples réflexions sur le plan métallique du support et une part importante de la puissance est rayonnée par les faces latérales du diélectrique servant de substrat (ceci a d'ailleurs été mis en évidence expérimentalement à l'aide d'une sonde).

Un dispositif simple à réaliser et relativement performant, consiste à utiliser une ligne dont l'extrémité est en circuit ouvert (figure III-13-b). Cette ligne a pour rôle de capter les ondes "arrières" et de les réinjecter avec une phase favorable. Les paramètres permettant l'optimalisation sont la largeur de ce ruban et sa longueur L. Il est possible d'obtenir un couplage supérieur à 0,85 sur 400 MHz de bande mais la résistance de charge est trop élevée ($10\Omega < R_L < 20\Omega$) ; ceci se produit pour des valeurs de L voisines de 0,4 λ (λ longueur d'onde dans le micro-ruban). Si nous souhaitons conserver pour R_L une valeur faible (2 à 5 Ω), le couplage optimal est alors de 0,7 dans la bande de fréquence utilisable. Nous avons représenté les évolutions du coefficient de couplage et l'impédance de charge dans l'un de ces cas optimal (figures III-15, III-16). La longueur L est voisine de λ

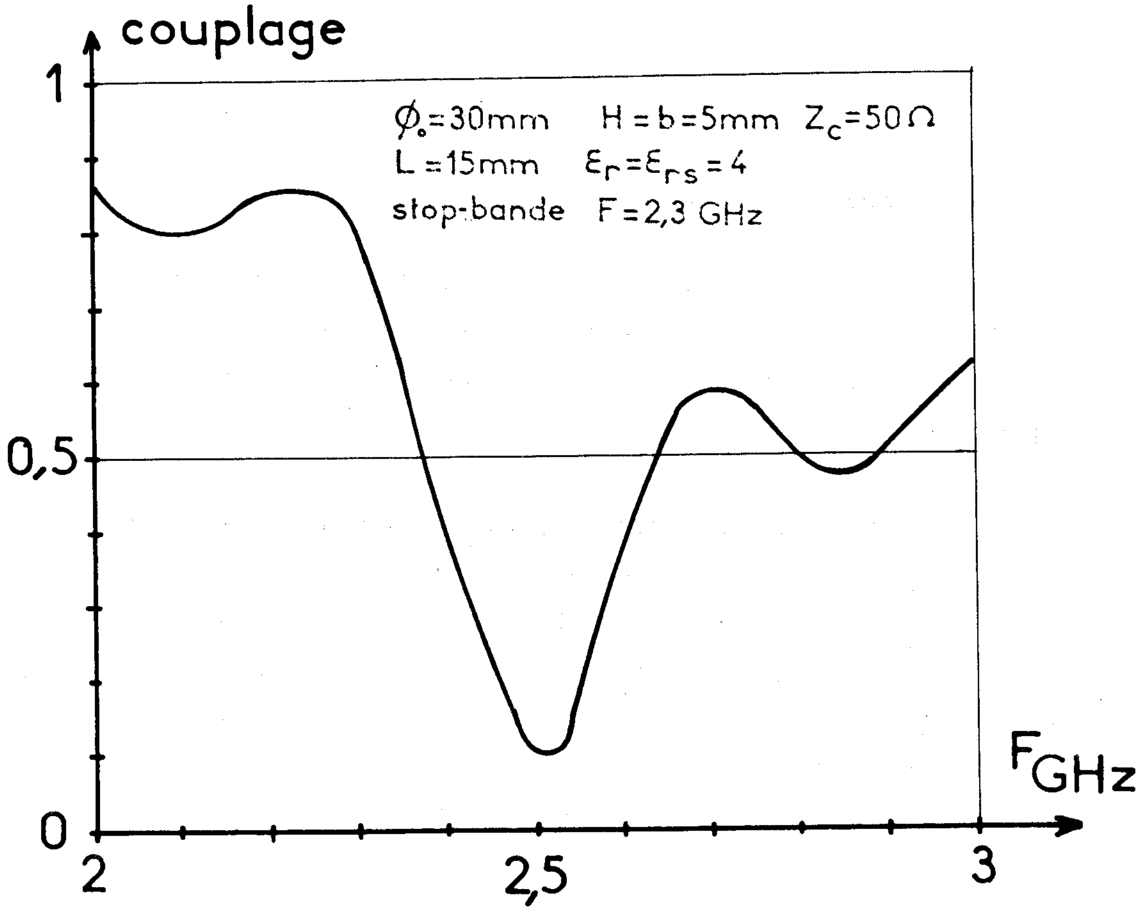


Figure III-17. Evolution fréquentielle du couplage pour une structure à filtre "stop-bande"

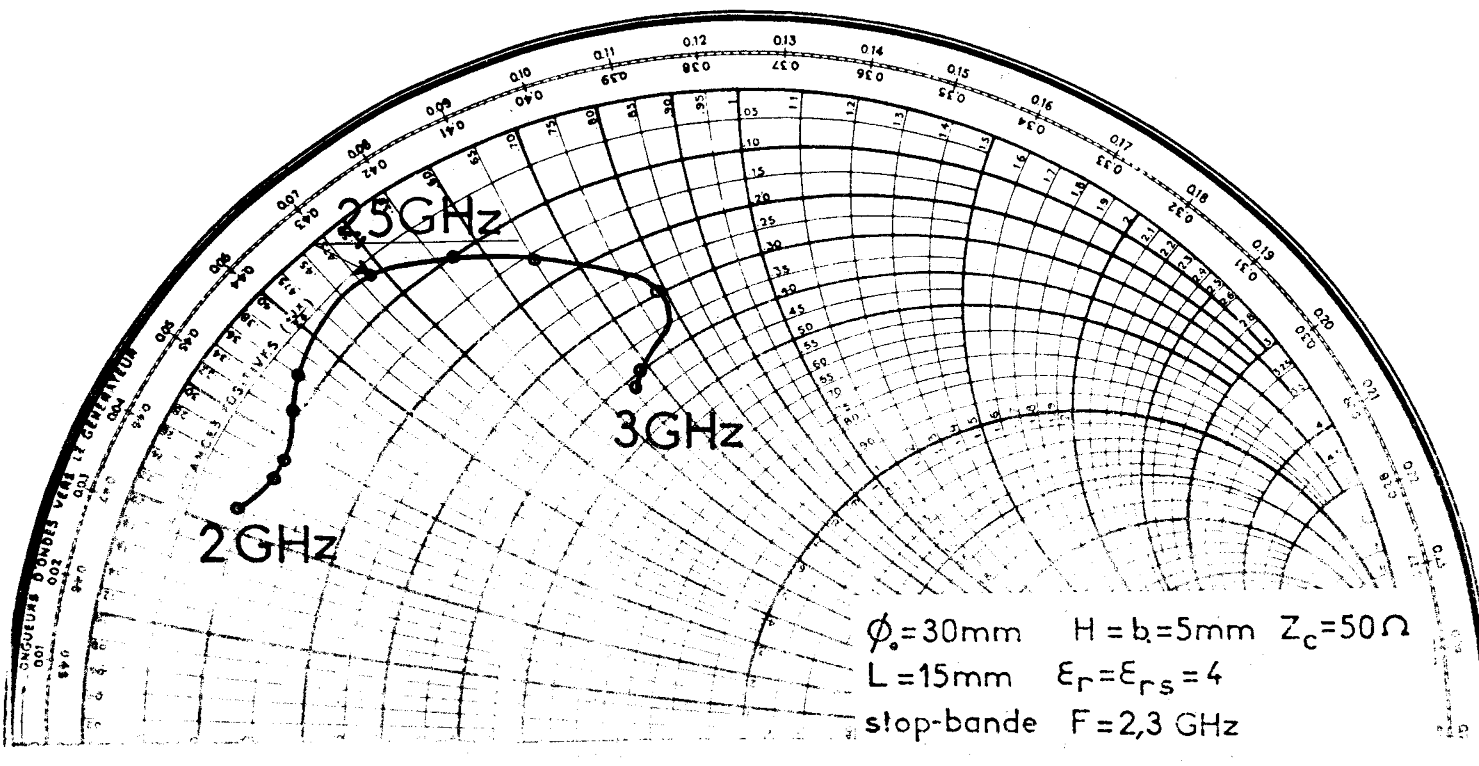


Figure III-18. Evolution fréquentielle de l'impédance de charge pour une structure à filtre "stop) bande" pour les fréquences d'utilisations. Nous avons remarqué que l'évolution de l'impédance de charge pouvait présenter des petites boucles correspondant à ces résonnances parasites. Ce phénomène pourrait entraîner un mauvais fonctionnement en oscillateur : régime multifréquence, instabilités, spectre bruyant et on devra prendre soin de ne pas travailler dans ces zones.

Pour améliorer les résultats précédents au point de vue couplage ainsi que pour assurer un bon comportement fréquentiel, nous avons modifié notre dispositif. L'élément réflecteur mis à l'opposé de la ligne microbande est constitué d'un filtre stop-bande à deux éléments (figure III-13-c) dont la bande de réjection correspond aux fréquences où l'on veut obtenir le couplage maximum. Tout en étant d'une réalisation relativement simple pouvant être transposé dans les circuits intégrés, cette structure présente plusieurs avantages :

- Le couplage peut être important. Sur les figures III-17 et III-18, nous avons représenté les évolutions fréquentielles du couplage et de l'impédance de charge. Il est donc possible d'utiliser ce type de structure avec un couplage supérieur à 0,85 pour les fréquences d'utilisation potentielle et avoir une évolution monotone de l'impédance de charge assurant un fonctionnement stable.
- la variation de la longueur L n'entraîne pas de modifications importantes du couplage dans la zone d'utilisation mais entraîne une variation de la résistance de charge ; ceci permettra d'optimaliser la puissance de l'oscillateur en ajustant la longueur L.

Pour les fréquences plus élevées, situées en dehors de la bande de rejet, l'évolution fréquentielle de l'impédance est assez monotone car les ondes sont absorbés dans la charge adaptée de la porte 3 . De même, lors d'une utilisation en oscillateurs les risques d'instabilités en basse fréquence [20] seront diminués car le circuit pourra être adapté à ces fréquences.

Enfin, ce type de structure pourra être intéressant dans les systèmes car le filtre stop-bande pourra servir à assurer la polarisation du composant et le cas échéant à sa modulation ou la transmission du signal détecté.

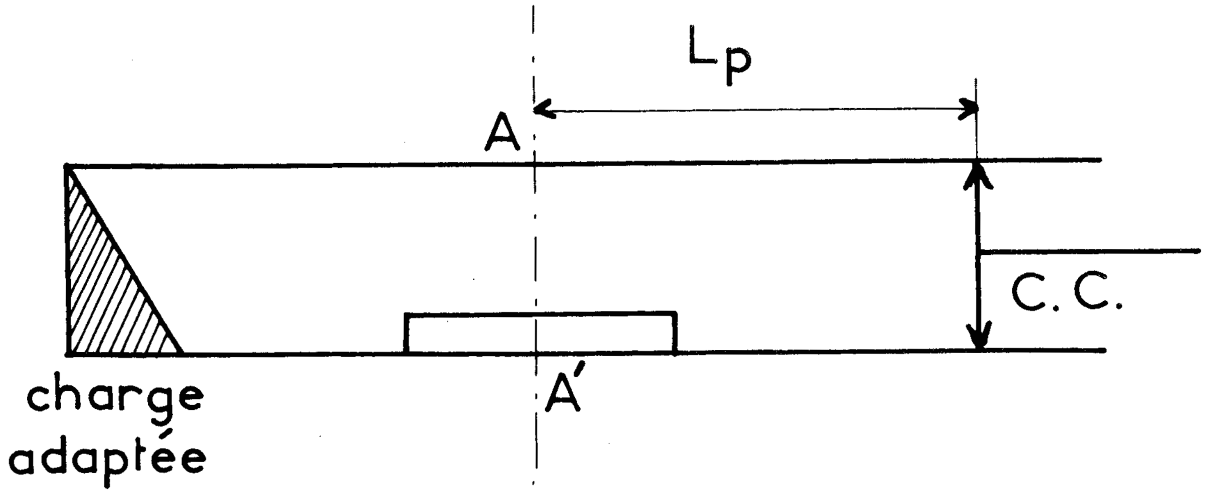


Figure III-19.

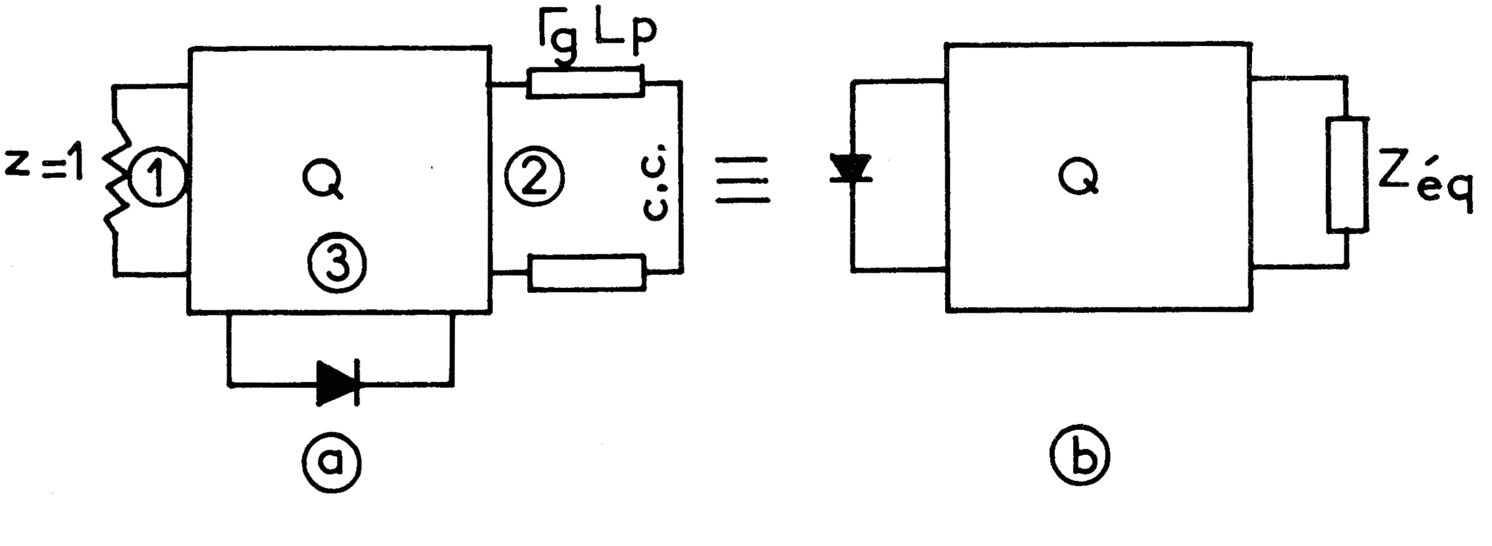


Figure III-20. Schéma équivalent

III.3.2. *Etude du couplage de la structure radiale à un guide rectangulaire*

Le but de cette étude est d'une part de déterminer le couplage d'une structure radiale à un guide rectangulaire et d'autre part, d'étudier la possibilité d'utiliser les conclusions des études théoriques et expérimentales faites pour des structures rayonnant dans l'espace libre pour prévoir les caractéristiques de telles structures. Le guide rectangulaire n'est probablement pas la ligne de transmission la plus adéquate pour la réalisation de systèmes intégrés, mais il permet une caractérisation facile des modules pré-accordés et une première réalisation de dispositifs intégrés.

Pour des raisons de facilité de réalisation mécanique, nous avons utilisé un guide rectangulaire de dimensions 72 x 34 mm (bande de fréquence 2,2 GHz - 4,2 GHz). Le guide d'onde est terminé à une de ces extrémités par une charge adaptée et à l'autre, soit par une charge adaptée, soit par un court-circuit mobile situé à une distance Lp de l'axe de la structure radiale (figure III-19). Schématiquement, le système peut être représenté par un hexapole symétrique (figure III-20-a). Cet hexapole doit rendre compte de la transformation du mode principal de la ligne radiale (T.E.M.) en mode TE_{o1} du guide rectangulaire.

Etant donné la symétrie du système par rapport à la section passant par l'axe de la structure radiale, il est possible de simplifier le schéma électrique équivalent : on considère le quadripole comme fermé à une de ses portes par l'impédance équivalente aux deux "bras" de la structure guide rectangulaire (figure III-20-b).

Quand le guide est terminé par deux charges adaptées Zg, l'impédance équivalente est Zg/2 et quand il est terminé par une charge adaptée et un court-circuit mobile distant de Lp, l'impédance équivalente devient :

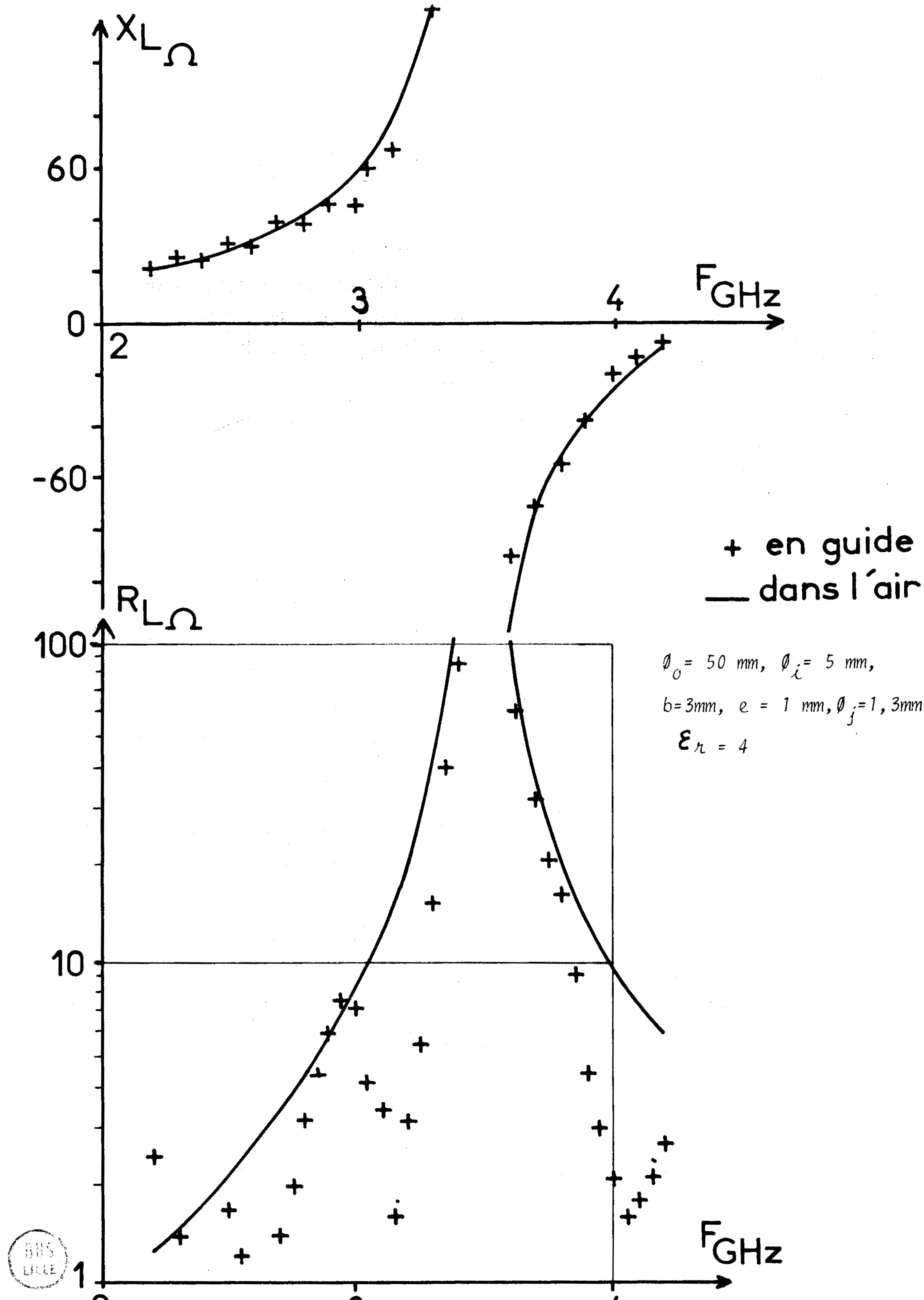


Figure III-21. Evolution fréquentielle de l'impédance de charge d'une structure radiale couplée à un guide rectangulaire ou à l'espace libre pour une ouverture b = 3 mm

$$Z_{eq} = Zg \sin^2 \gamma g\, Lp + \frac{Zg}{2} \sin\, 2 \gamma g\, Lp$$

avec $g = (\frac{1000}{72})^2 - k_o^2$

Zg = impédance caractéristique du guide rectangulaire.

Le lieu de l'impédance équivalente sur l'abaque de smith, quand on on déplace le court-circuit à fréquence fixe, est un cercle tangent au cercle extérieur (R = 0) et de rayon R. Si le quadripole est dissipatif le cercle n'est plus tangent au cercle extérieur.

Afin de mettre en évidence l'influence des différents paramètres nous avons entrepris deux types d'études :

- une étude à fréquence variable, le guide est alors terminé par deux charges adaptées.
- une étude à fréquence fixe, l'évolution de l'impédance d'entrée est étudiée en fonction de la position du court-circuit mobile.

- Etude à fréquence variable

Les figures III-21, III-22, III-23 représentent les évolutions fréquentielles des impédances de charge d'une structure radiale couplée à un guide rectangulaire pour différentes dimensions de celle-ci. A titre comparatif nous avons représenté également l'évolution correspondante de l'impédance quand la structure rayonne dans l'espace libre. La présence des parois du guide entraîne une faible modification de la réactance de charge, mais par contre elle fait apparaître des résonnances parasites assez importantes sur la courbe de résistance équivalente. Ces résonnances parasites peuvent être dues à deux types de modes

- les modes TM_{no} (périodique suivant z)
- les modes TM_{om} (périodique suivant φ)

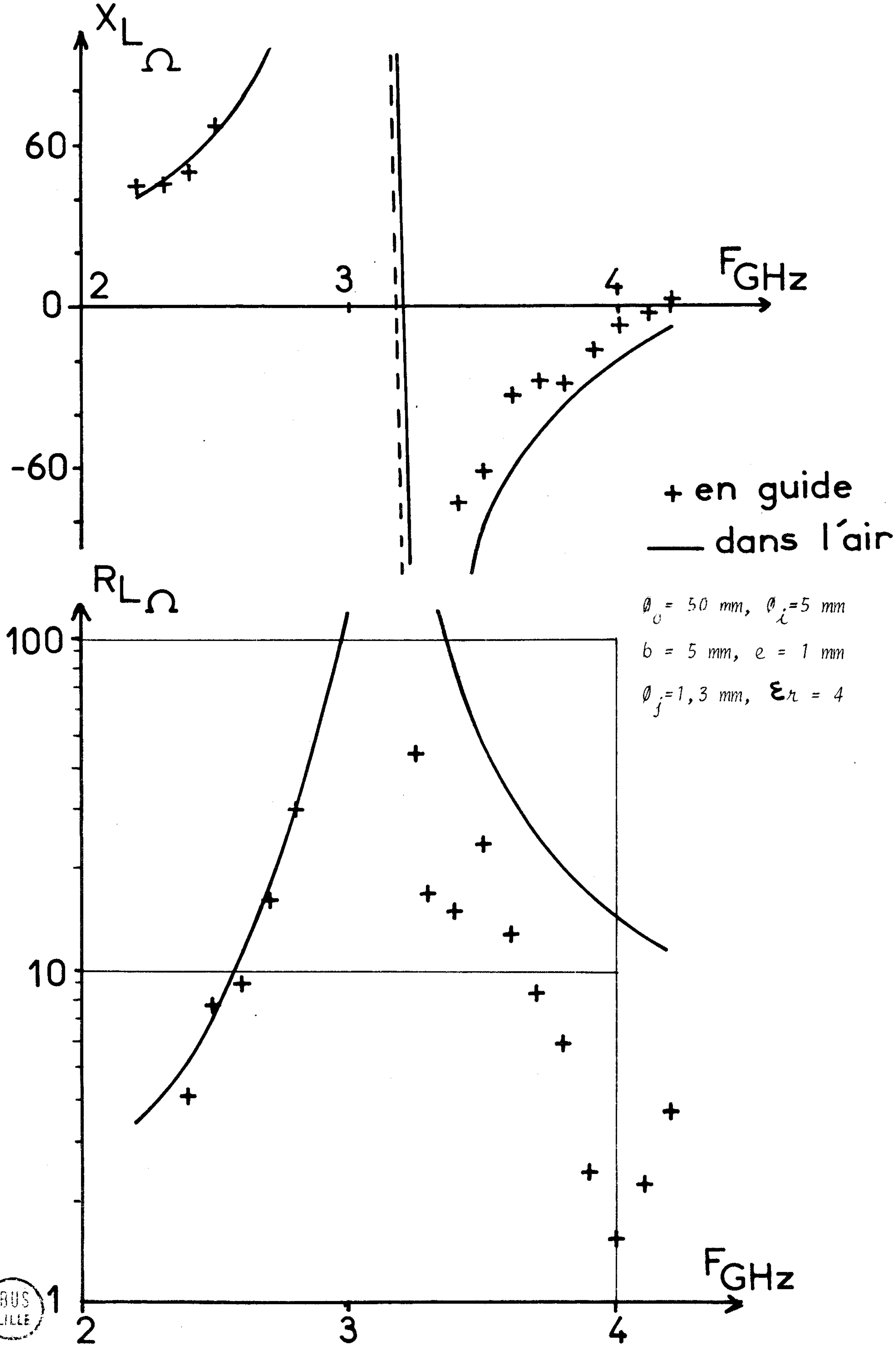


Figure III-22. Evolution fréquentielle de l'impédance de charge d'une structure radiale couplée à un guide rectangulaire ou à l'espace libre pour une ouverture b = 5 mm

A priori, la présence des parois fait apparaître les deux types de modes. En fait, à notre avis, seuls les premiers interviennent. Les seconds s'atténuent aux voisinages du centre et la tension correspondant à ces modes est nulle au centre. Ceci est confirmé par des études en cours dans notre laboratoire : pour des structures dont la symétrie de révolution a été rompue, l'impédance de charge vue par un composant centré n'est que faiblement modifiée. En effet, les modes TM_{no} sont à la coupure et n'interviennent qu'au niveau de l'admittance terminale comme couplage au mode TEM.

Pour un accroissement de la hauteur (figure III-22), on observe une divergence entre les courbes dans le haut de la gamme étudiée car les parois du guide ont une influence plus importante. Assez curieusement, une diminution du diamètre (figure III-23) fait apparaître une ondulation sur la réactance de charge et un décalage notoire de la fréquence de résonnance parallèle.

En conclusion et d'un point de vue qualitatif, nous observons des variations de l'impédance de charge assez similaires à celles obtenues pour la structure en espace libre. Dans une certaine gamme de dimensions (b faible, 40 mm $< \emptyset_o <$ 60 mm) et pour les gammes d'impédances utilisables, l'impédance mesurée pour une structure radiale dans un guide terminé par deux charges adaptées est très proche de celle obtenue pour une structure rayonnant dans l'espace libre. Etudions maintenant quelle modification est apportée à la valeur de l'impédance par la présence d'un court-circuit mobile.

- <u>Etude à fréquence fixe</u>

Nous retrouvons une évolution classique de l'impédance d'entrée en fonction de la position du court-circuit mobile [1] : des cercles tangents au cerle R = 0 sur l'abaque de Smith. Ces cercles ont un diamètre d'autant plus grand que le point représentatif de l'impédance Z_L (●) en présence de deux charges adaptées est proche du centre de l'abaque (figure III-24). Dans la zone de fonctionnement le centre du cercle est approximativement l'impédance mesurée avec deux charges adaptées. A 4 GHz, on observe un écart important ce qui peut être due à l'influence du mode supérieur du guide rectangulaire qui devient de plus en plus importante.

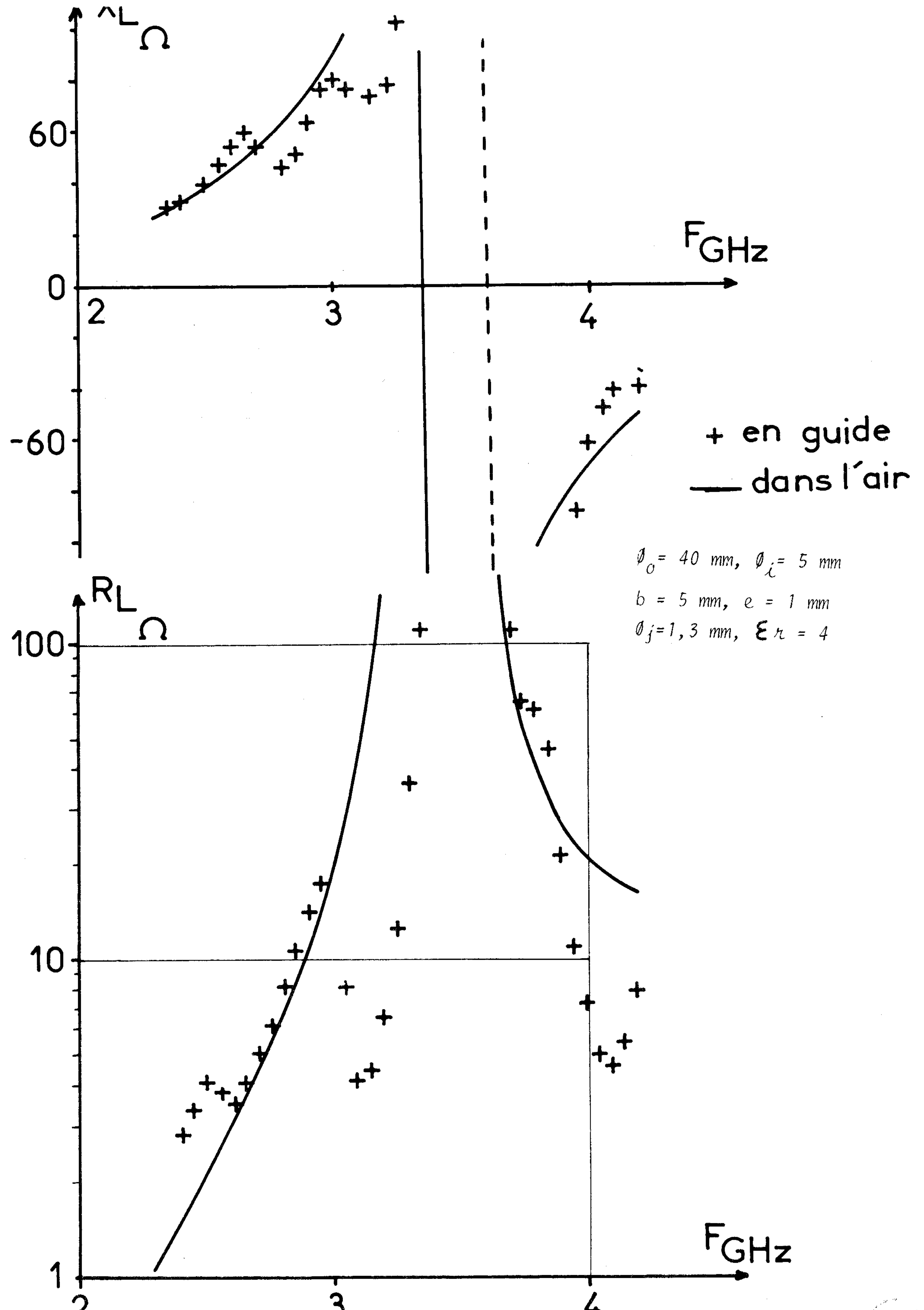


Figure III-23. Evolution fréquentielle de l'impédance de charge d'une structure radiale couplée à un guide rectangulaire ou à l'espace libre pour un diamètre extérieur $\emptyset_o$ = 40 mm

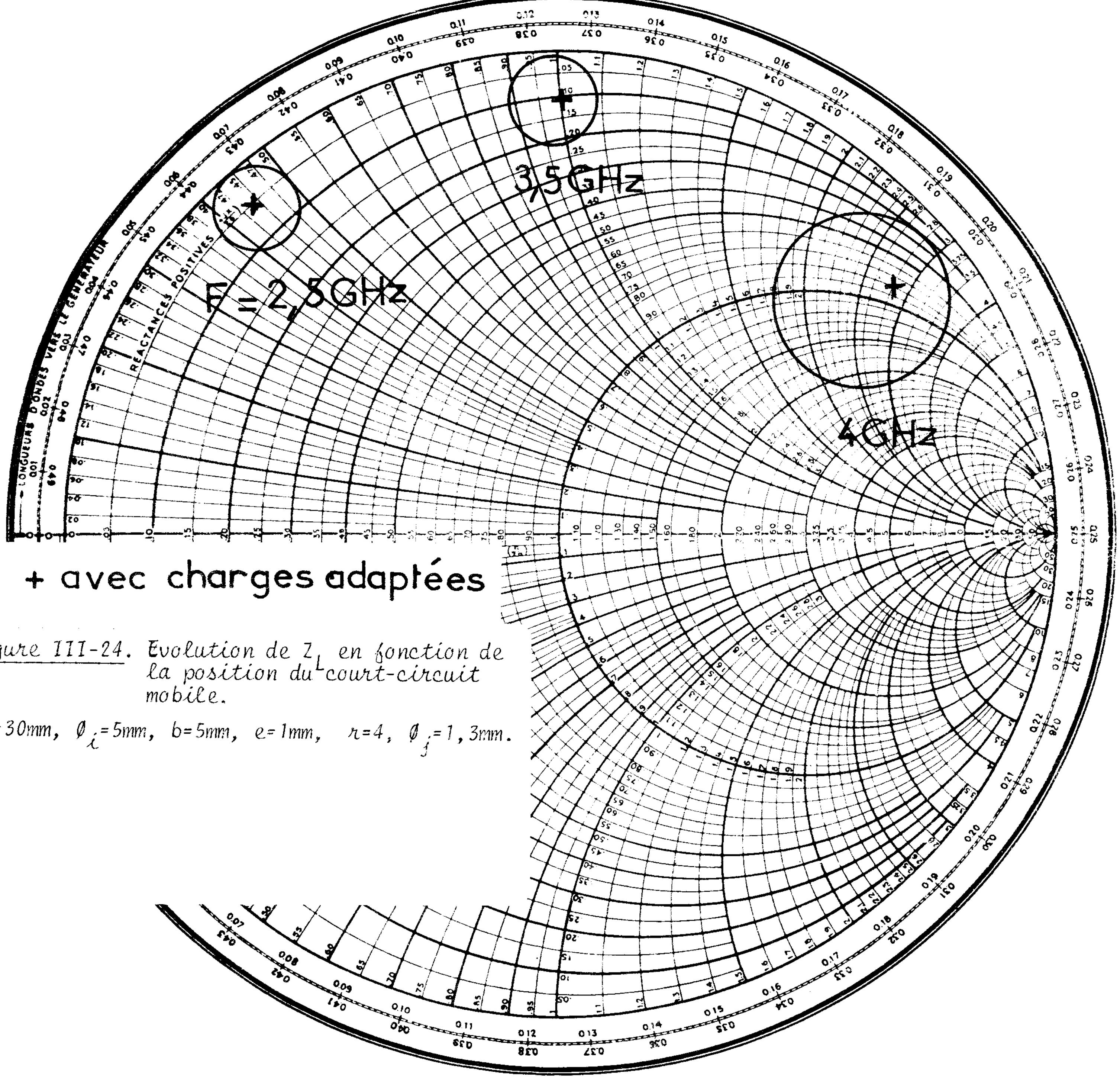


Figure III-24. Evolution de Z_L en fonction de la position du court-circuit mobile.

$\emptyset = 30mm$, $\emptyset_i = 5mm$, $b = 5mm$, $e = 1mm$, $r = 4$, $\emptyset_j = 1,3mm$.

Il est donc facile de prévoir l'impédance vue par le composant dans un tel dispositif. Ce résultat est tout à fait conforme aux prévisions théoriques déduites du schéma équivalent considéré précédemment.

En pratique, la présence du court-circuit mobile permet d'ajuster la valeur de l'impédance vue par le composant dans une gamme d'autant plus grande que le coefficient de réflexion associé à l'impédance en espace libre est plus petit.

En conclusion, nous pouvons dire que pour une structure radiale couplée à un guide rectangulaire, notre modèle nous permet de déterminer avec une précision acceptable le centre des cercles $Z_L = f(Lp)$ et permettra d'optimaliser la conception des modules préaccordés. Ce point sera particulièrement mis en évidence lors de l'étude des oscillateurs (chapitre IV).

CHAPITRE IV

APPLICATION DE LA STRUCTURE RADIALE

À LA RÉALISATION D'OSCILLATEURS

IV.1. CONCEPTION ET OPTIMALISATION D'OSCILLATEURS DANS LA BANDE MILLIMETRIQUE 40 - 60 GHz

IV.1.1. Conditions de l'étude - simulation numérique

Pour déterminer l'évolution des caractéristiques en oscillateurs nous modélisons de façon simple la réactance de la diode. Nous considerons qu'il y a oscillation dès que la somme de la réactance de la diode et de la réactance du circuit de charge est nulle. Cette condition permet la détermination de la fréquence d'oscillations, de la résistance de charge et du coefficient de qualité. Nous étudions l'évolution de ces paramètres en fonction des dimensions de la structure.

- Modélisation de la diode IMPATT

Pour une diode à avalanche l'angle de transit est définie par [21][22]

$$\theta = \frac{\omega (W - \delta)}{v_n}$$

$W - \delta$ = largeur de la zone de transit

v_n = vitesse des électrons.

En ondes millimétriques et à la fréquence d'oscillations l'angle de transit θ optimal est voisin de $3\pi/4$ et la largeur de la zone de transit est voisine de 0,7 W. La réactance de la diode est éventuellement capacitive : on peut en donner la formulation approchée suivante :

$$X_D = \frac{3\, v_m}{0{,}7\, \varepsilon_0\, \emptyset_j^2\, \omega^2} = 3{,}3558\ 10^{15} \left(\frac{1}{\phi_j\, \omega}\right)^2$$

- Programme de simulation numérique

Nous avons développé un programme simple et rapide qui nous a permis de faire l'optimalisation de ces structures. Par une méthode de dichotomie ce programme détermine la fréquence d'oscillation pour laquelle il y a intersection entre le lieu de $X_{diode} = f(F)$ et $X_{circuit} = f(F)$. Pour cette fréquence la condition de stabilité est vérifiée (cf § I.2) en faisant l'hypothèse (toujours vérifiée pour les diodes IMPATT) que $\frac{\partial R_d}{\partial V_{HF}}$ est négatif et $\mathrm{tg}\,\varphi = \frac{\partial X_d / \partial V_{HF}}{\partial R_d / \partial V_{HF}}$ relativement faible.

Lorsque ces conditions sont satisfaites le programme nous donne la valeur de l'impédance de charge, la fréquence d'oscillation et les pertes déterminées à cette fréquence. Divers bouclages permettent d'étudier l'influence des dimensions géométriques ($\emptyset_o$, b). La compatibilité des valeurs de la résistance de charge obtenues avec un fonctionnement optimal en oscillation est systématiquement vérifiée (exemple $1\Omega < R_L < 10\Omega$)

IV.1.2. *Evolution de la fréquence d'oscillation en fonction des paramètres de la structure radiale*

Sur la figure IV-1, nous remarquons que la fréquence d'oscillation est inversement proportionnelle au diamètre extérieur de la structure $\emptyset_o$ quelque soit le diamètre imposé de la diode IMPATT ($\emptyset_j$). Ce résultat est souvent rencontré pour les structures hyperfréquences et il confirme les observations faites lors d'autres études [23][1].

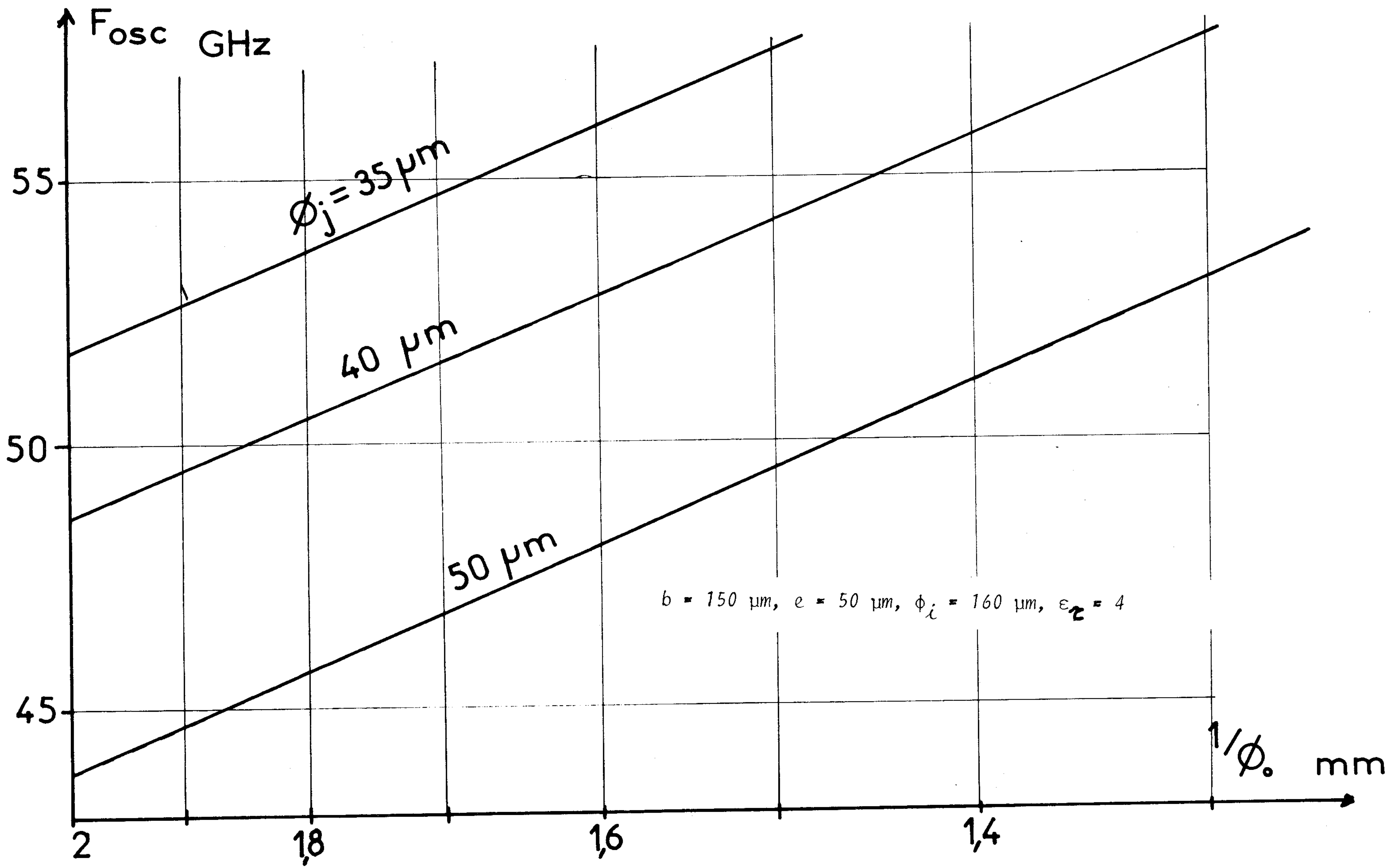


Figure IV-1. Evolution de la fréquence d'oscillation en fonction du diamètre extérieur.

La justification physique de cette évolution est simple : l'énergie stockée dans la structure est proportionnelle au diamètre ϕ_o ; pour un accroissement du diamètre, à fréquence fixe, la réactance du circuit est donc croissante (on se rapproche de la résonnance parallèle) comme la réactance de la diode varie en $\frac{1}{C\omega}$, la condition d'oscillation est satisfaite pour une fréquence plus faible.

Sur la figure IV-2, il apparaît que la fréquence d'oscillation est inversement proportionnelle à la hauteur b et suit une loi en $b^{-0,4}$. La justification physique est la même que précèdemment : à un accroissement de b correspond un accroissement de l'énergie stockée.

La figure IV-3 montre que la fréquence d'oscillation décroît faiblement avec le diamètre intérieur : une variation de 100 % de $\varnothing_i$ entraîne une variation de 6 % de la fréquence d'oscillation. Cette fois, l'effet physique est inverse lorsque $\varnothing_i$ croît le volume et donc l'énergie stockée décroissent; la fréquence d'oscillation est alors plus élevée.

Sur la figure IV-4, nous retrouvons un résultat classique : la fréquence d'oscillation est inversement proportionnelle au diamètre $\varnothing_j$ de la jonction de la diode IMPATT. La fabrication de modules préaccordés à fréquence d'oscillation imposée va donc nécessiter une parfaite maîtrise dans la mise au bon diamètre des diodes. Ceci contribue à notre avis à une limitation assez sérieuse des possibilités d'utilisation de telles structures, pour la réalisation d'oscillateurs devant fonctionner dans des gammes de fréquences trés précises. Il est certain toutefois que dans ce domaine de larges progrès technologiques ont été réalisées ces dernières années et que la dispersion du diamètre des diodes devient actuellement de l'ordre de quelques pour cent, même en gamme millimétrique.

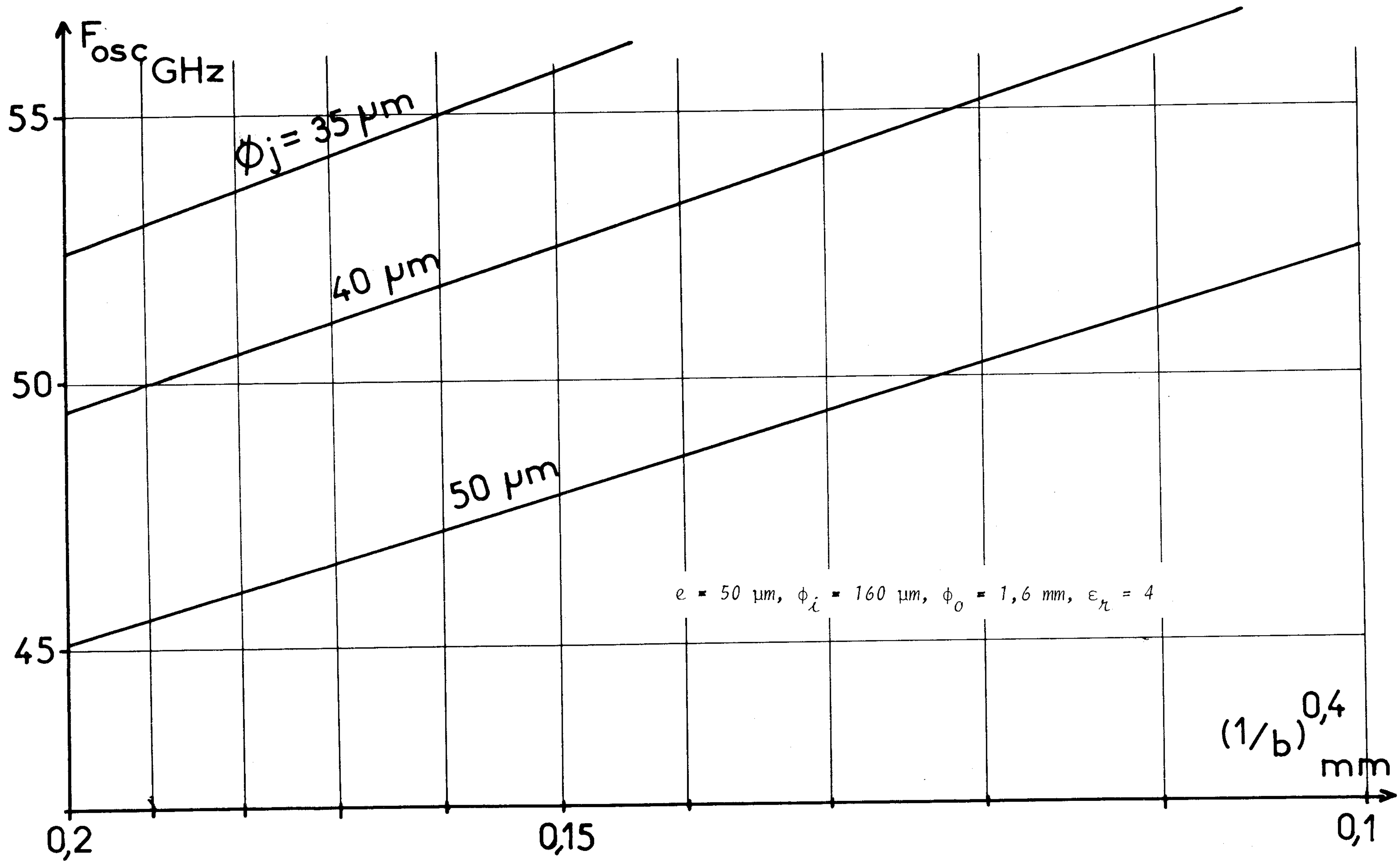


Figure IV-2. Evolution de la fréquence d'oscillation en fonction de l'ouverture b

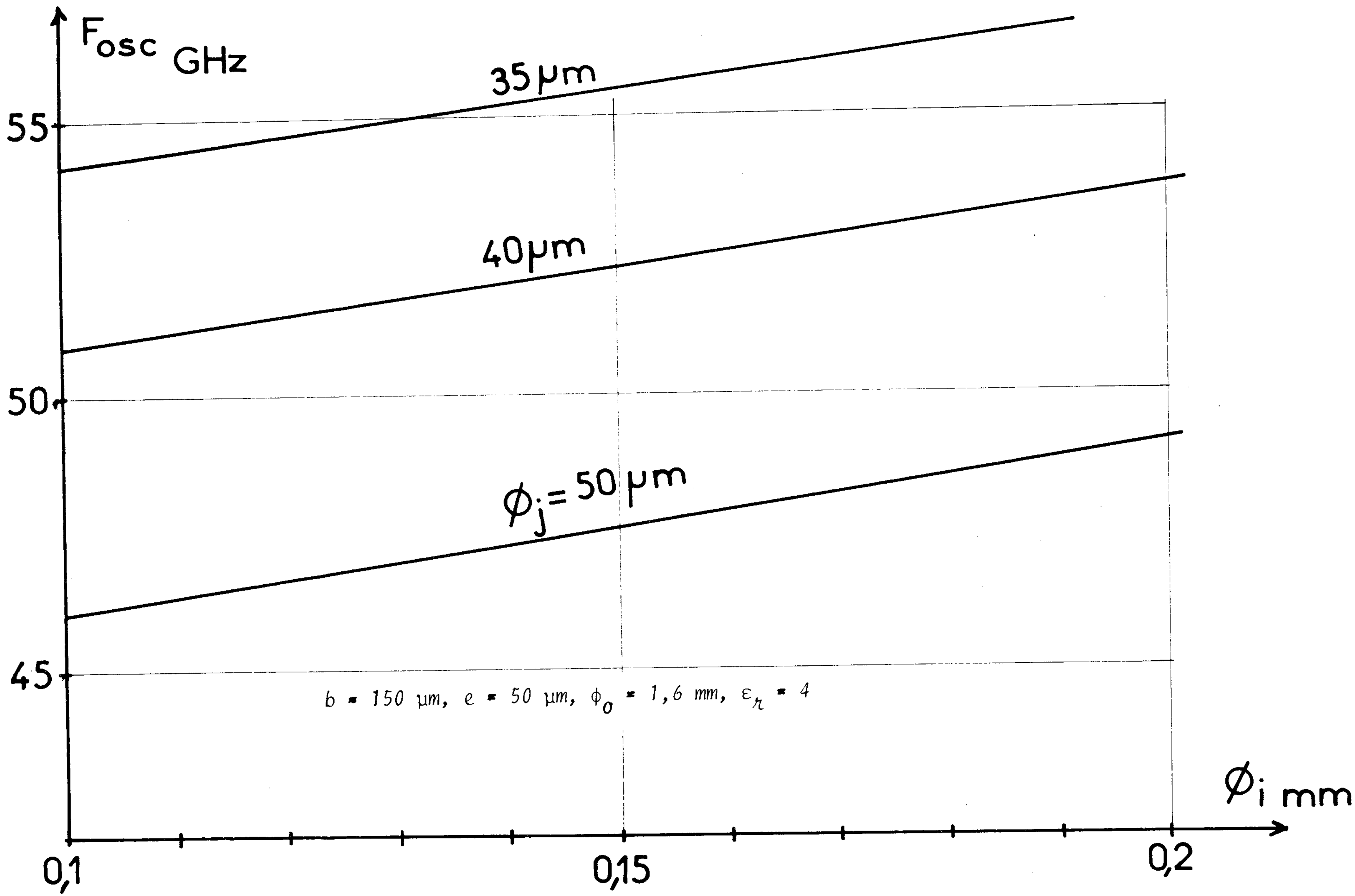


Figure IV-3. Evolution de la fréquence d'oscillation en fonctions du diamètre intérieur

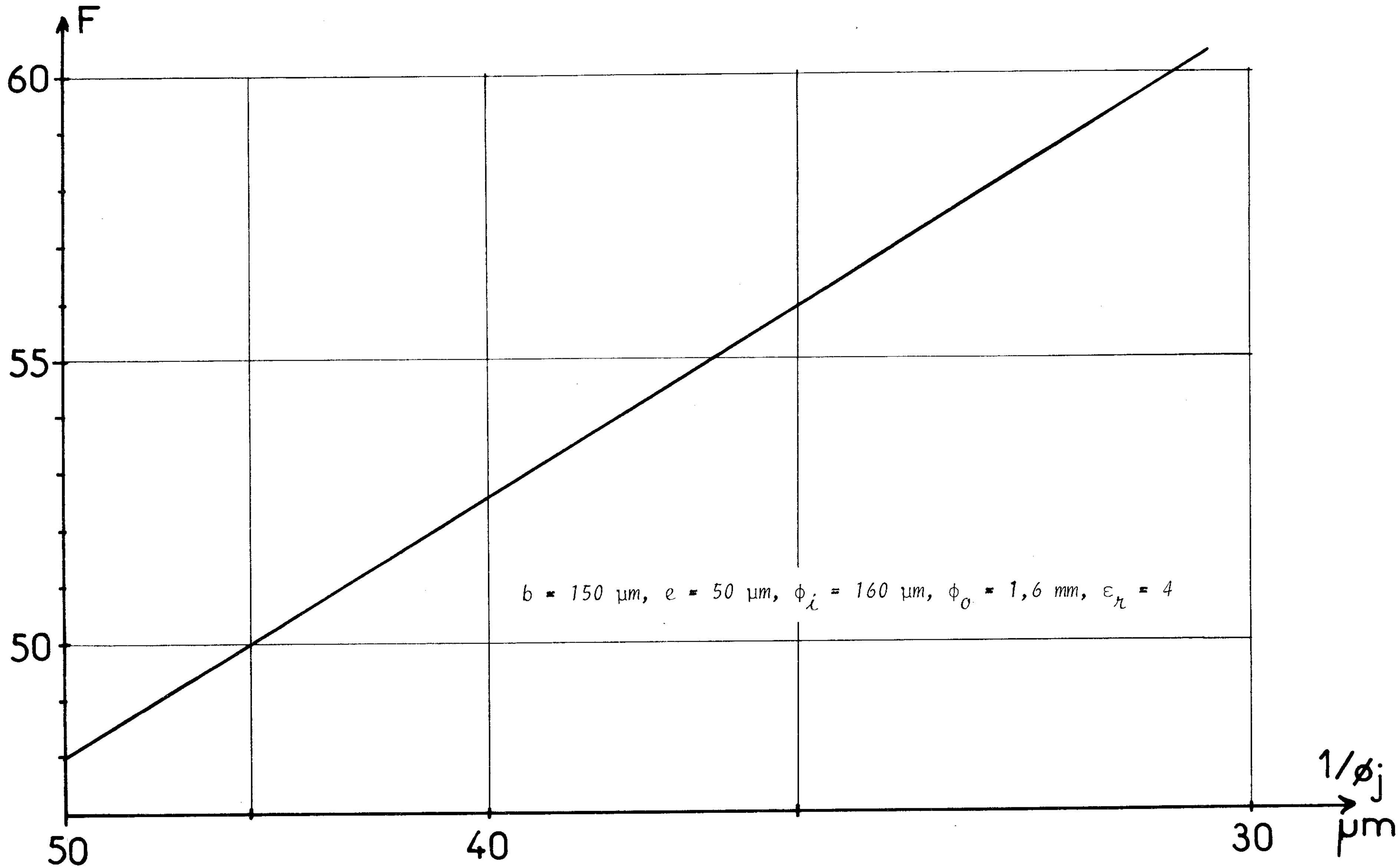


Figure IV-4. Evolution de la fréquence d'oscillation en fonctions du diamètre de la diode

IV.1.3. Evolution de la résistance de charge R_L en fonction des paramètres de la structure

Cette résistance est une grandeur importante pour l'oscillateur car elle sera caractéristique de la puissance susceptible d'être émise.

L'influence du diamètre extérieur $\emptyset_o$ est donnée sur la figure IV-5. Dans une zone correspondant aux faibles diamètres, la résistance de charge décroit avec le diamètre extérieur de la structure $\emptyset$, puis, devient pratiquement constante dans une gamme de diamètre relativement importante (30 à 40 %. C'est un résultat très intéressant car cela signifie qu'il existe pour des diamètres suffisamment importants un découplage entre les évolutions de la fréquence d'oscillation (en proportionnelle à $1/\emptyset_o$) et de la résistance de charge. Les composants actifs présentent en général une résistance négative dans une large bande de fréquence qui reste relativement constante dans le milieu de la zone d'utilisation. Il sera donc possible en jouant sur le diamètre extérieur $\emptyset_o$ d'ajuster la fréquence d'oscillation tout en conservant des valeurs de résistance R_L proches de l'optimal pour la puissance émise. Ceci peut être traduit par la figure IV-6.

L'évolution de la résistance de charge R_L, en fonction de la hauteur b, est donnée sur la figure IV-7. La croissance linéaire de R_L avec b est due à la conjonction de deux effets : la croissance de l'impédance caractéristique de la ligne radiale et l'impédance terminale avec la hauteur b. L'impédance "ramenée" sur la diode est donc plus élevée. On dispose ainsi d'un paramètre d'ajustement particulièrement intense.

De même, sur la figure IV-8, nous pouvons constater que la résistance de charge est une fonction linéairement croissante du diamètre intérieur $\emptyset_i$; cette dépendance peut être importante pour des diamètres de jonction faible . Par variation de ce paramètre, dont nous avons vu l'influence faible sur la fréquence d'oscillation, nous pourrons ajuster la valeur de la résistance de charge dans une gamme de 20 à 40 %.

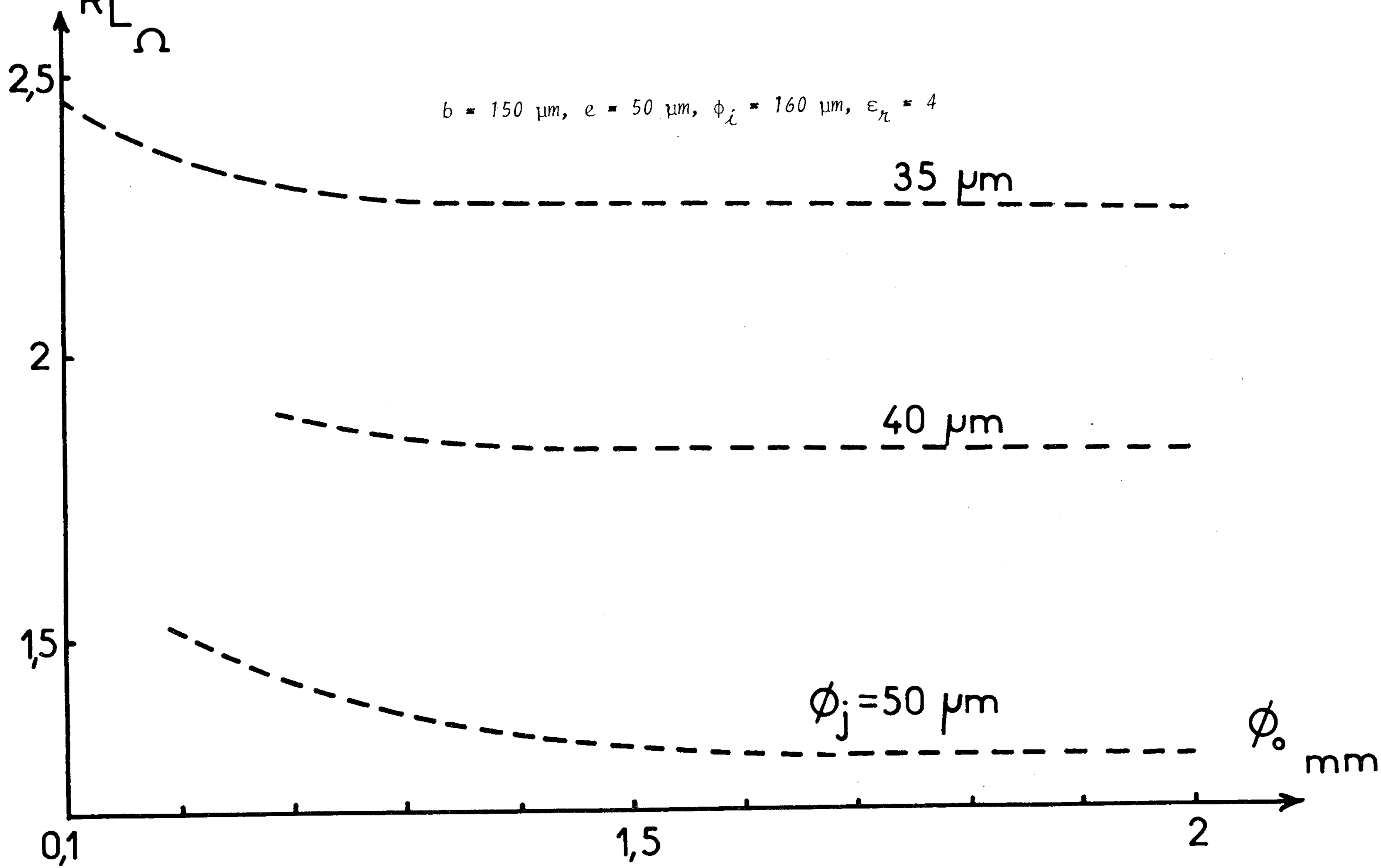


Figure IV-5. Evolution de la résistance de charge en fonction du diamètre extérieur

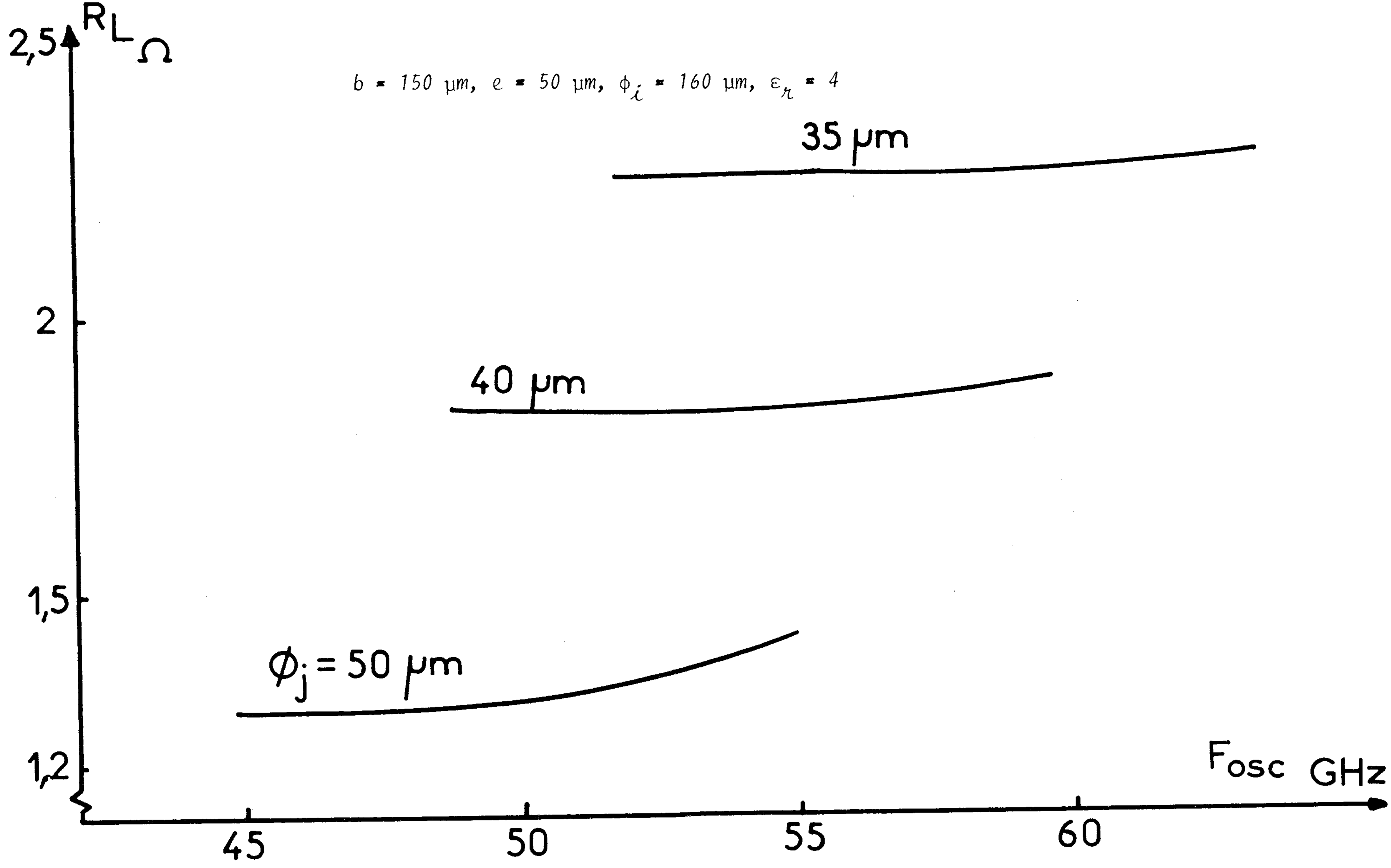


Figure IV-6. Evolution de la résistance de charge en fonction de la fréquence d'oscillation avec ϕ_j comme paramètre

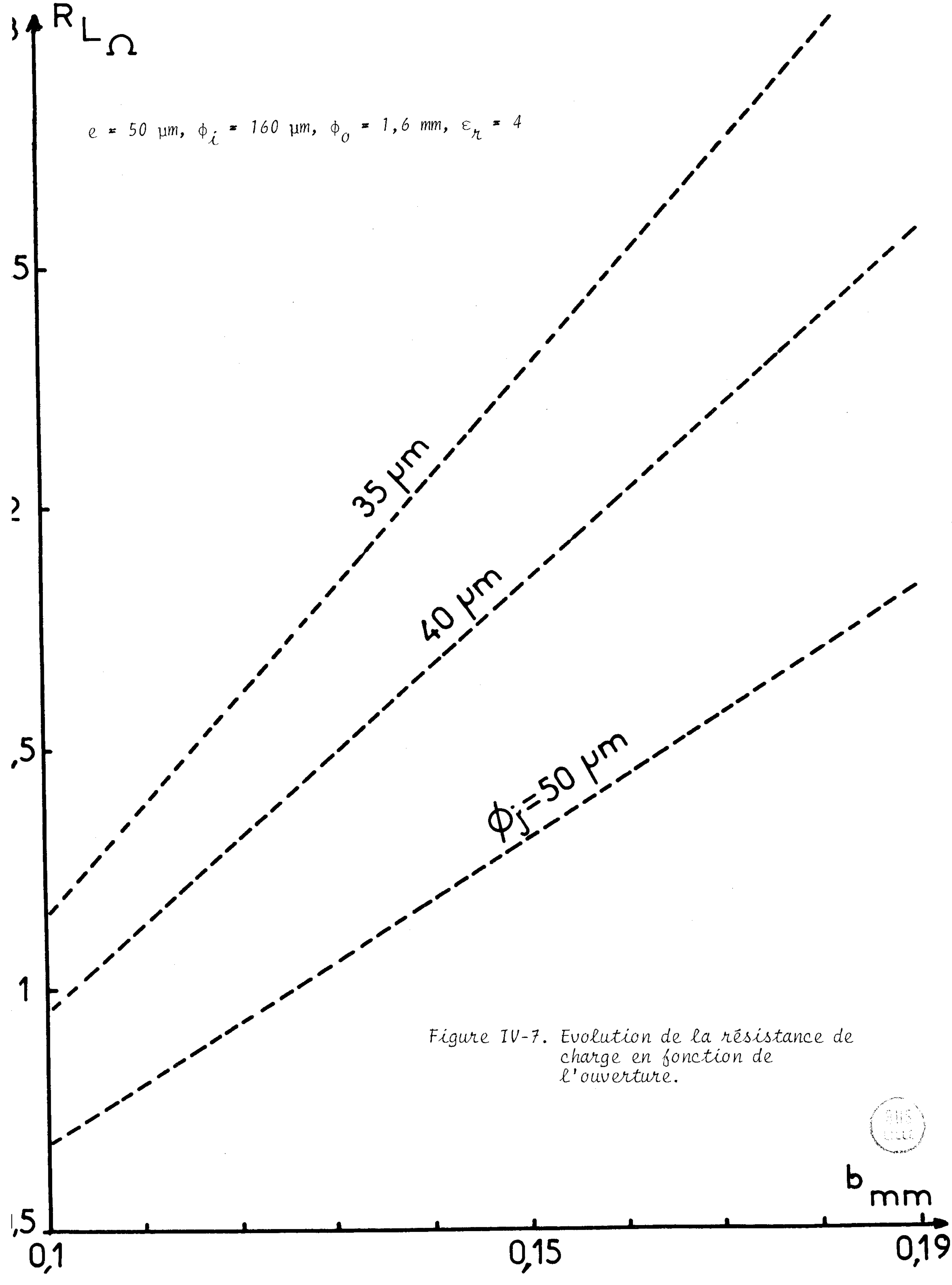


Figure IV-7. Evolution de la résistance de charge en fonction de l'ouverture.

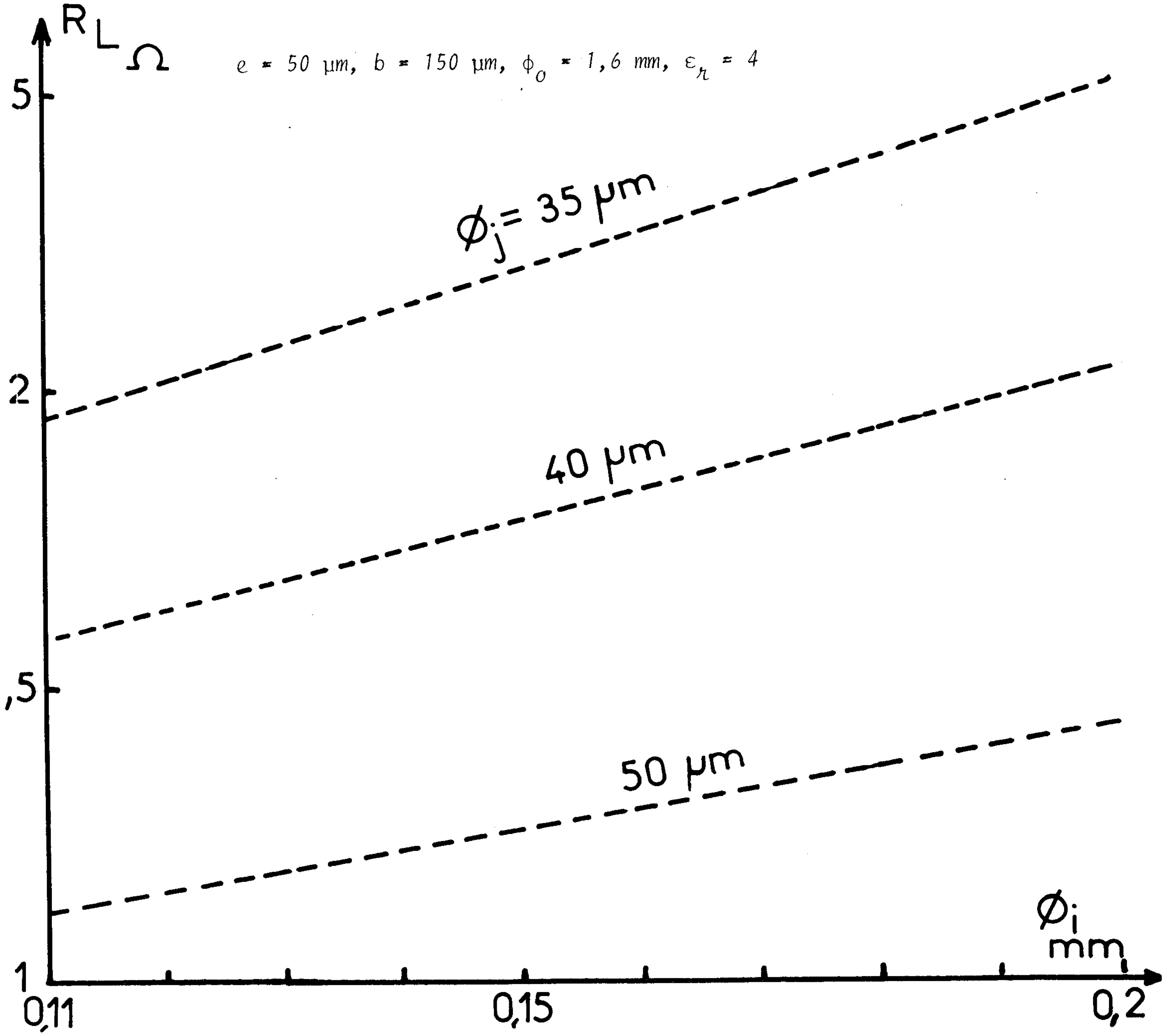


Figure IV-8. Evolution de la résistance de charge en fonction du diamètre intérieur.

Enfin sur la figure IV-9, il apparaît que la résistance R_L est proportionnelle à $(\emptyset_j)^{-1,6}$. Cette évolution doit être comparée à celle de la résistance négative Rd d'une diode IMPATT. Les limitations sont essentiellement thermiques et la résistance thermique d'une diode varie en première approximation en $1/\emptyset_o$ (résistance de constriction). Le courant maximum de fonctionnement est sensiblement proportionnel au diamètre. Dans ces conditions la résistance négative varie sensiblement en $1/\emptyset^3$. Ceci signifie que l'optimalisation sera possible, mais pour une gamme relativement restreinte du diamètre de la diode.

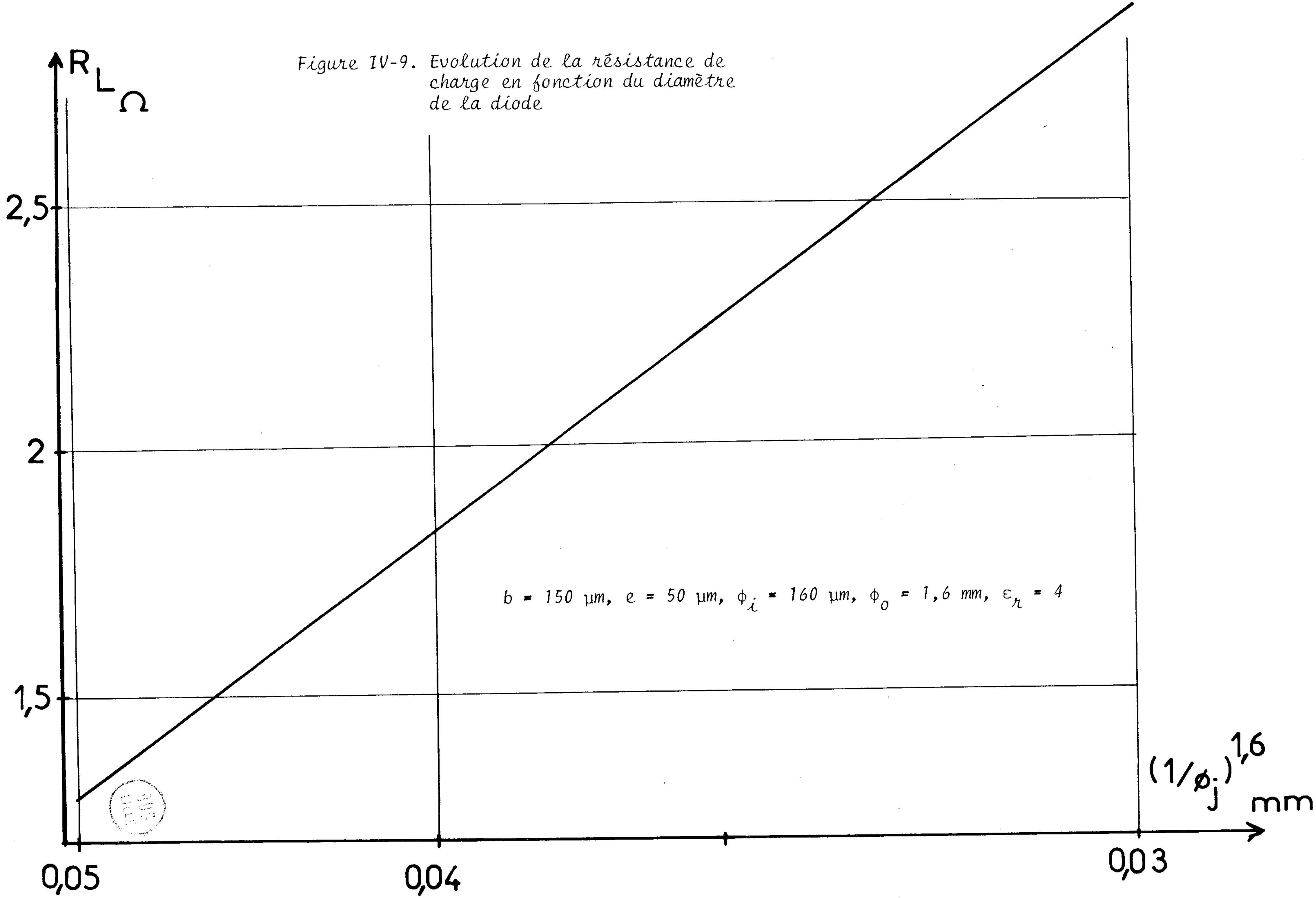
IV.1.4. *Evolution et optimalisation du coefficient de qualité en charge en fonction des paramètres de la structure*

La figure IV-10 montre l'évolution du coefficient de qualité en charge Q_L en fonction du diamètre extérieur $\emptyset_o$. Celui-ci est une fonction croissante de $\emptyset_o$. Le courant maximum de fonctionnement est sensiblement proportionnel au diamètre. Dans ces conditions la réactance négative varie sensiblement en $1/\emptyset$. Ceci signifie que l'optimalisation sera possible, mais pour une gamme relativement restreinte de diamètre de la diode. Par contre, les conséquences sur l'optimalisation ne sont pas évidentes car lorsque $\emptyset_o$ varie, les grandeurs caractéristiques de l'oscillateur, fréquence d'oscillation F_o et résistance de charge R_L, varient également.

Pour pouvoir tirer des conclusions quant à l'optimalisation de la structure relativement au coefficient de qualité (obtenir Q_L maximum), il faut fixer les grandeurs R_L et F_o. Pour deux valeurs imposées de R_L et F_o il existe plusieurs triplets ($\emptyset_o$, $\emptyset_i$, b) qui satisfont les conditions d'oscillation.

Nous venons de voir que dans de larges gammes de $\emptyset_o$, la résistance R_L était quasiment constante, aussi il est possible de scinder le triplet en deux jeux de paramètres relativement indépendants: $\emptyset_o$ d'une part, et le couple($\emptyset_i$, b) d'autre part.

Figure IV-9. Evolution de la résistance de charge en fonction du diamètre de la diode



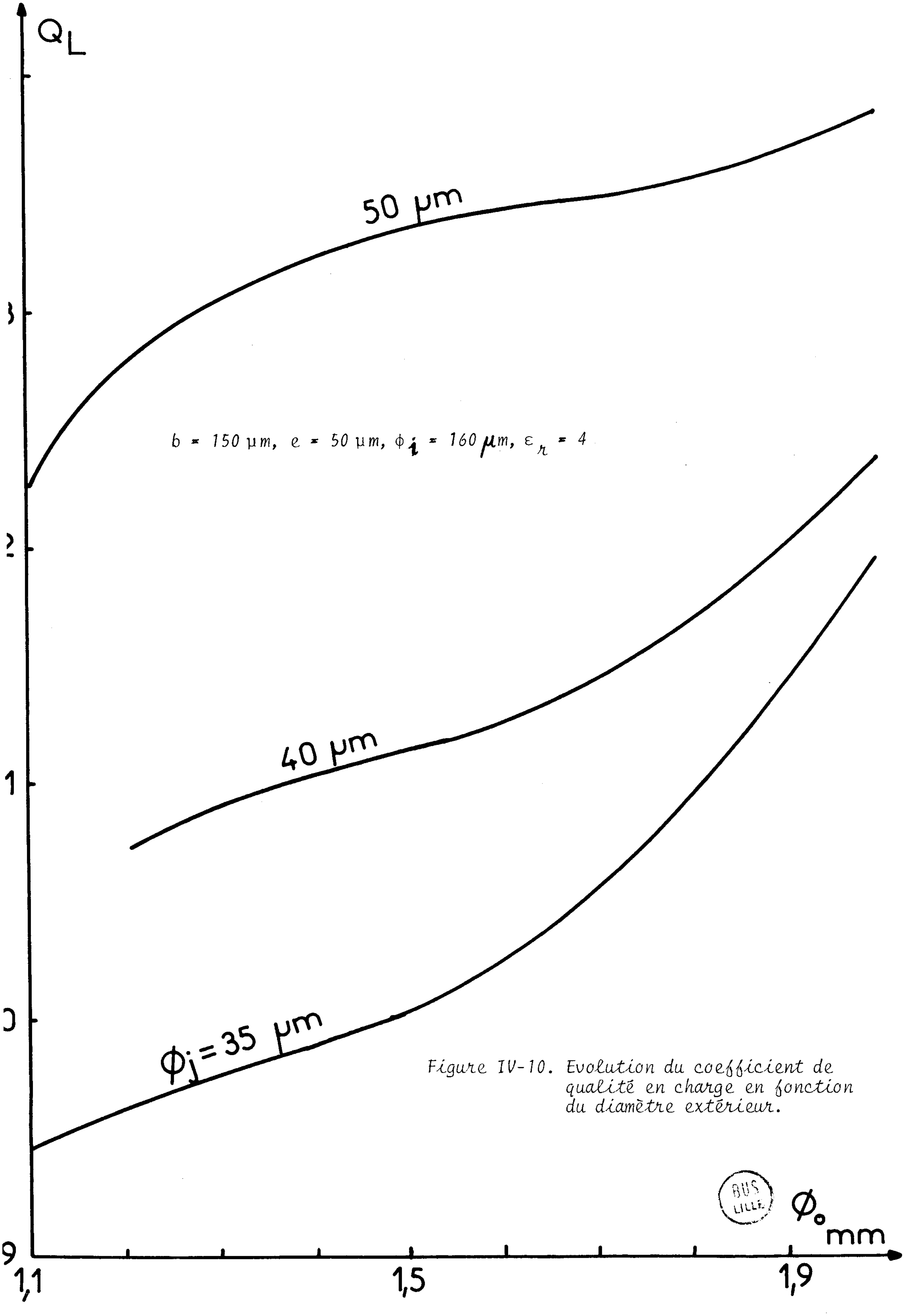


Figure IV-10. Evolution du coefficient de qualité en charge en fonction du diamètre extérieur.

C'est dans ces conditions que nous avons représenté figure IV-11, l'évolution du coefficient de qualité en charge en fonction de la fréquence : dans les courbes en traits discontinus, $\emptyset_i$ et b sont pris comme paramètres ainsi que $\emptyset_o$ dans les courbes en trait plein. On constate qu'une optimalisation est possible surtout dans la partie basse du spectre de fréquences : elle est obtenue quand le diamètre intérieur est minimum et la hauteur maximum. Cette étude a été menée en considérant une réactance de charge constante et un diamètre de diode fixé.

IV.1.5. Optimalisation des structures radiales pour obtenir des pertes circuits minimum.

Le calcul des pertes du dispositif est effectué suivant les relations développées au paragraphe II.3. Nous avons pris tgδ_1= 0,001 pour le quartz et tgδ_2 = 0,01 pour la résine polyimide. La conductivité de la métallisation a été prise égale à 10^7 mho/m ce qui constitue une excellente approximation, compte tenu des résistivités usuelles des métallisations courantes. Pour chercher les dimensions optimales du circuit en vue de minimiser les pertes, nous avons adopté la même représentation que pour l'optimalisation du coefficient de qualité. La figure IV-12 représente l'évolution du rapport Rpertes/R_L en fonction de la fréquence pour R_L = 2Ω, $\emptyset_j$ = 40 μm. L'optimum est atteint lorsque pour une fréquence donnée le diamètre $\emptyset_i$ intérieur est minimum et la hauteur b est maximum. Il est à remarquer que cette conclusion est similaire à celle tirée pour le coefficient de qualité. L'optimalisation selon les deux contraintes coefficients de qualités maximum et pertes faibles est donc possible.

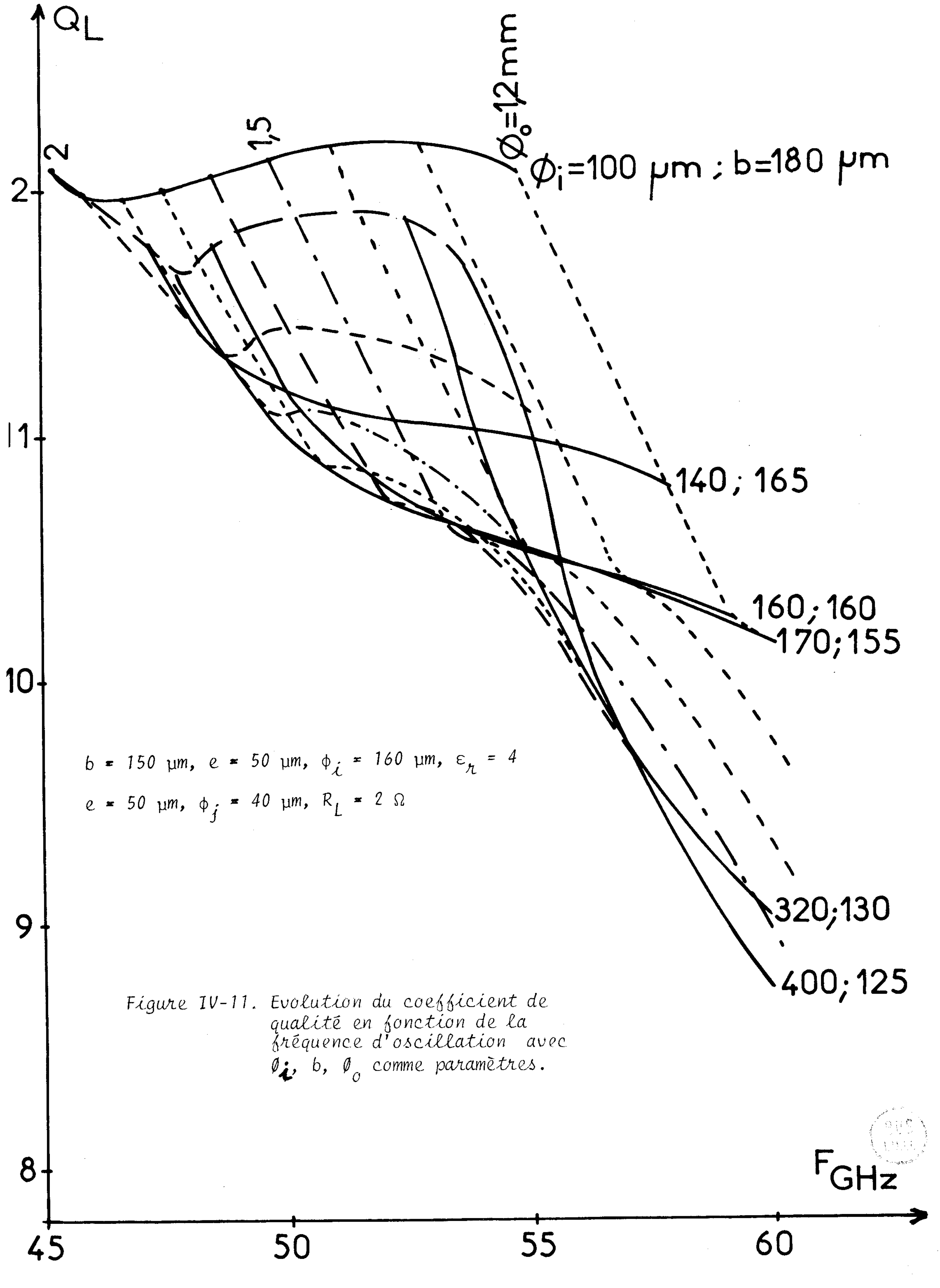


Figure IV-11. Evolution du coefficient de qualité en fonction de la fréquence d'oscillation avec ϕ_i, b, ϕ_o comme paramètres.

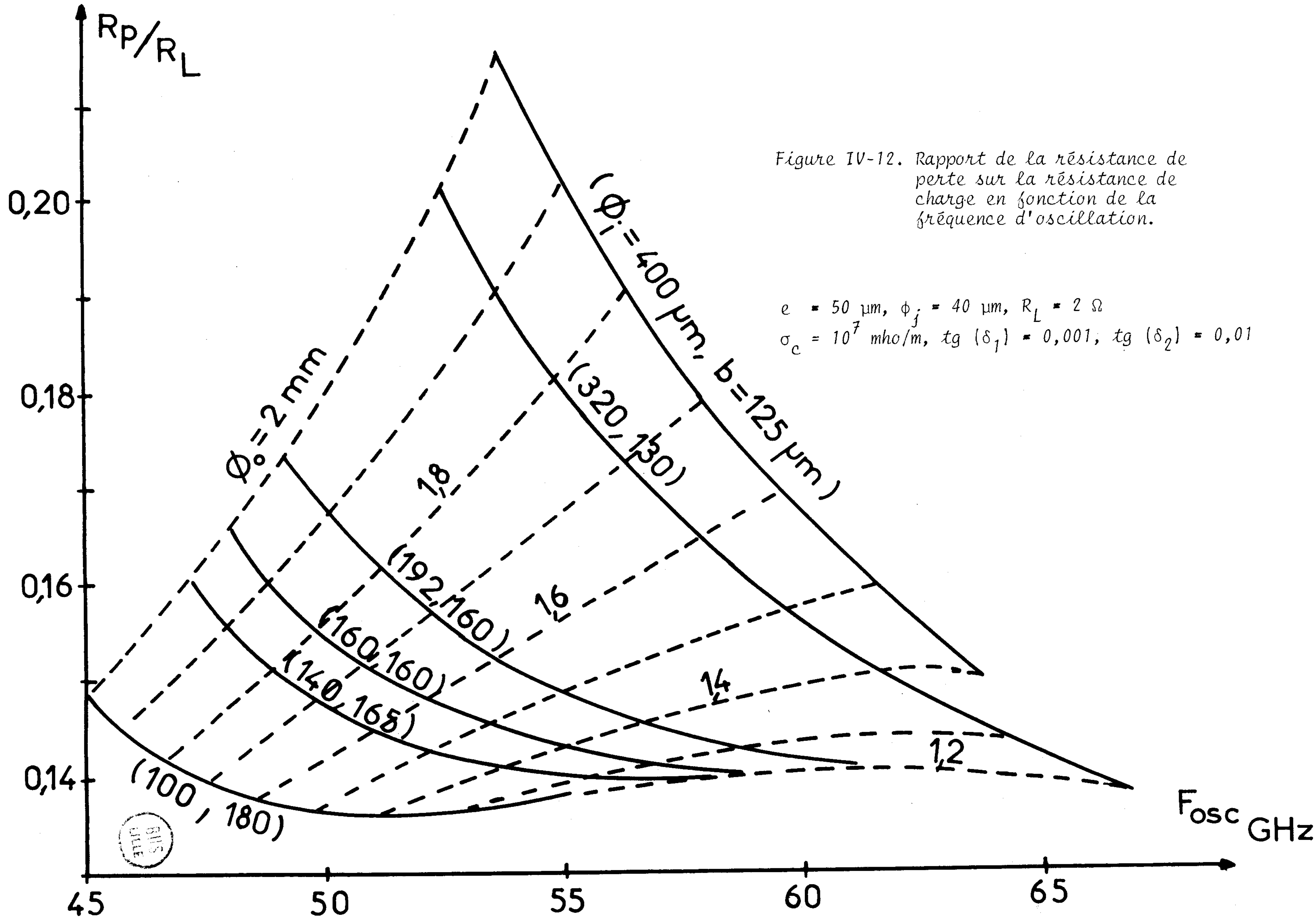


Figure IV-12. Rapport de la résistance de perte sur la résistance de charge en fonction de la fréquence d'oscillation.

$e = 50\ \mu m$, $\phi_j = 40\ \mu m$, $R_L = 2\ \Omega$

$\sigma_c = 10^7$ mho/m, $tg\ (\delta_1) = 0{,}001$, $tg\ (\delta_2) = 0{,}01$

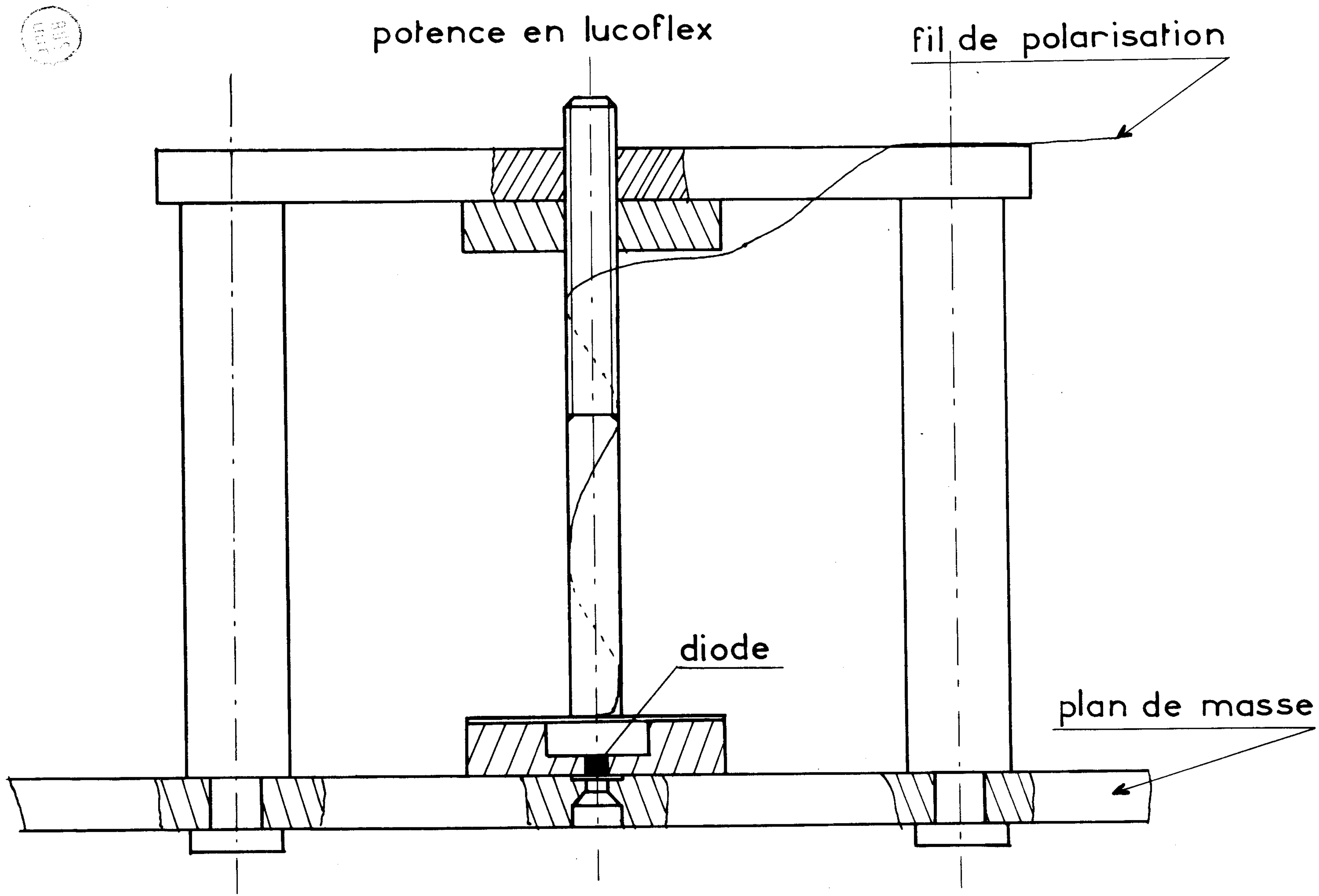


Figure IV.13 : *Schéma du dispositif utilisé*

IV.1.6. Détermination de lois analytiques permettant un calcul rapide des dimensions optimales

Compte tenu des évolutions des principales grandeurs caractéristiques décrites précédemment, la fréquence d'oscillation et la résistance de charge peuvent être mises sous la forme de relations simples en fonction du diamètre extérieur, de l'ouverture b, du diamètre intérieur et du diamètre de la diode.

$$F_{osc} = \frac{30,9}{\varnothing_o} + \frac{9,4}{b^{0,4}} + 75\ \varnothing_i + \frac{0,86}{\varnothing_j} - 20$$

$$R_L = 12,5\ b + 2\ \varnothing_i + \frac{0,01}{\varnothing_j^{1,6}} - 2,1$$

où $\varnothing_o$, b, $\varnothing_i$, $\varnothing_j$ en mm ; F_{osc} en GHz ; R_L en Ω

Conditions de validité

Ces relations ne sont valables que pour :

$1,3 \leqslant \varnothing \leqslant 2$ mm, $0,1 \leqslant b \leqslant 0,2$ mm, $0,1 \leqslant \varnothing_i \leqslant 0,2$ mm et
$30 \leqslant \varnothing_j \leqslant 50\ \mu m$

IV.2. ETUDE D'OSCILLATEURS EN ESPACE LIBRE (6-8 GHz)

La mesure des caractéristiques des oscillateurs est plus précise et plus facile en ondes centimétriques. C'est pourquoi nous avons réalisé des oscillateurs intégrés en ondes centimétriques pour obtenir une corrélation avec l'étude effectuée en bande S relative aux impédances équivalentes de charge.

IV.2.1. Dispositif utilisé

La figure IV.13. représente le schéma du dispositif utilisé. Une pastille d'indium est placée entre la diode et le disque métallique de la structure radiale pour assurer un bon contact. La tige en lucoflex permet

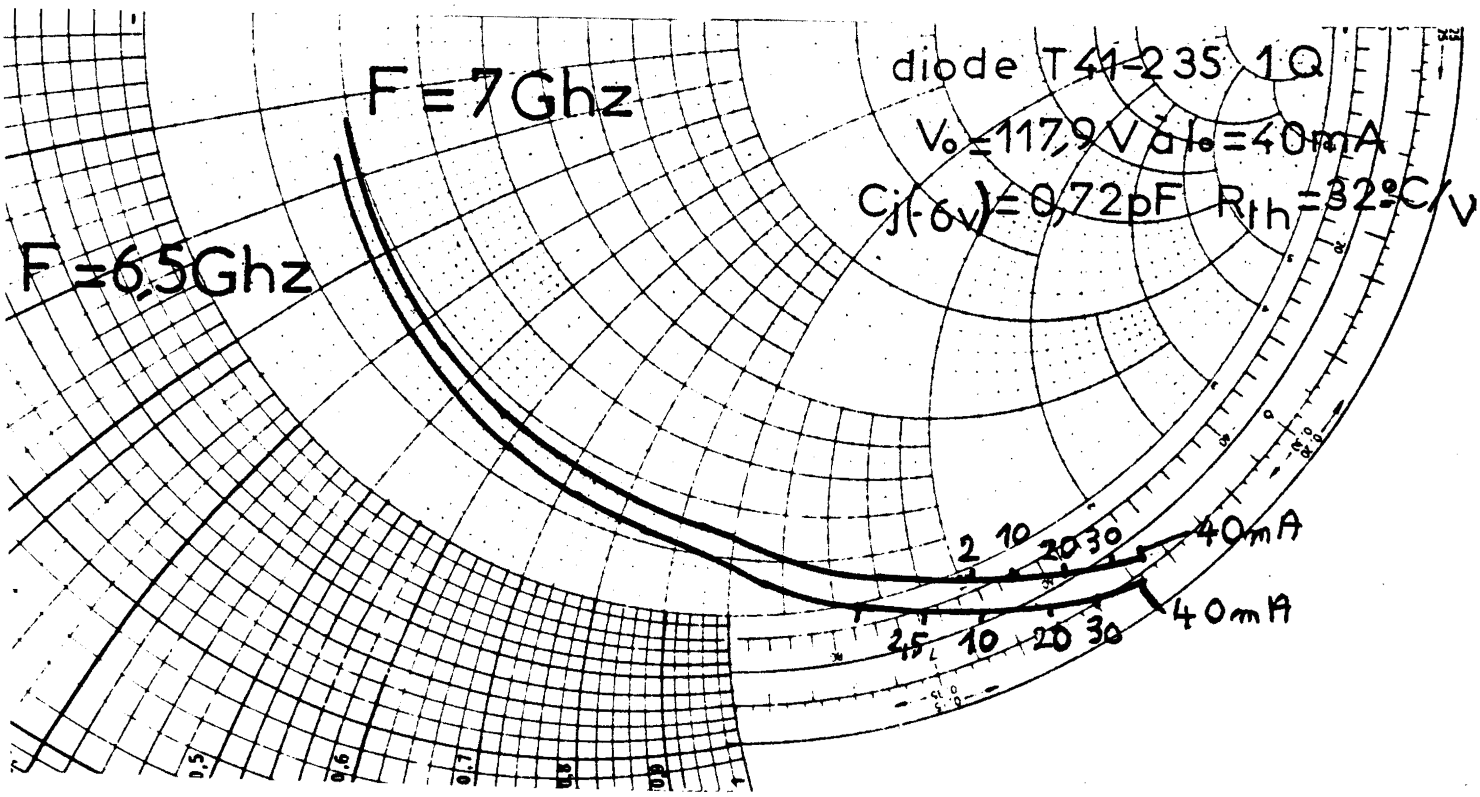


Figure IV.14 : Evolution de l'impédance de la diode en régime linéaire en fonction du courant de maintenir un contact et d'assurer la polarisation de la diode. Le fil de polarisation de la diode a été choisi aussi fin que possible aifn de minimiser la perturbation apportée par celui-ci. Le diamètre de la tige de lucoflex est de 5 mm , afin de conserver une bonne rigidité mécanique.

Les diodes utilisées sont des diodes A.T.T. fournies par THOMSON D.M.H.. Ces diodes ATT silicium optimalisées dans la bande des 6 à 8 GHz ont les caractéristiques suivantes :

exemple : T 41 - 235 1 Q

V_o = 117,9 V à I_o = 40 mA

P oscillation $>$ 200 mW entre 6 et 7 GHz.

Ces diodes ont été spécialement montées dans un boitier W-2 habituellement utilisé en ondes millimétriques et, qui compte tenu de ces dimensions très faibles par rapport aux longueurs d'onde, ne perturbe pas trop le fonctionnement.

Sur la figure IV.14 nous avons représenté l'évolution typique de l'impédance de la diode en régime linéaire en fonction du courant de polarisation. Nous pouvons remarquer que ces diodes présentent dans la zone de fonctionnement une réactance X_D très grande ($-60\,\Omega < x_d < -80\,\Omega$) et très différentes des valeurs X_D habituellement rencontrées en ondes millimétriques (typiquement 20 à 40 Ω). Cette modification très importante des conditions de fonctionnement des structures radiales, très différentes de celles rencontrées en ondes millimétriques, ne nous permettra pas une corrélation rigoureuse entre la théorie et l'expérience.

IV.2.2. Résultats expérimentaux

Dans le tableau IV-1 nous indiquons les dimensions des structures radiales utilisées dans cette étude. La hauteur e est maintenue constante et égale à la hauteur de la diode (e = 0,85 mm). Le tableau IV.2. nous donne quelques-uns des résultats expérimentaux obtenus. Pour la structure radiale (6) la puissance émise est de l'ordre de grandeur des puissances nominales des diodes utilisées (mesurée habituellement en guide rectangulaire). On remarquera que le courant de démarrage de l'oscillation (I_{start}) est assez élevé ce qui traduit que la résistance du circuit de charge est élevée. Ceci est cohérent car il est difficile d'obtenir des résistances de charge faible avec une valeur élevée de la réactance de charge de la diode. Une corrélation avec l'étude théorique précédente sera difficile. Toutefois, pour les structures 4 et 5, une variation du diamètre intérieur modifie peu la fréquence d'oscillation (0,5 %) mais par contre fait varier fortement la puissance émise (60 %) et donc probablement la résistance de charge.

Structure radiale	ϕ_{ext} mm	ϕ_{in} mm	b mm	ε_r
1	11,5	1,6	1,6	
2	13,5	2	1,7	12
3	11	2	1,9	
4	19	2	1,9	
5	19	2,3	1,9	
6	21	1,3	2	4
7	17	1,6	2,3	

Tableau IV.1.

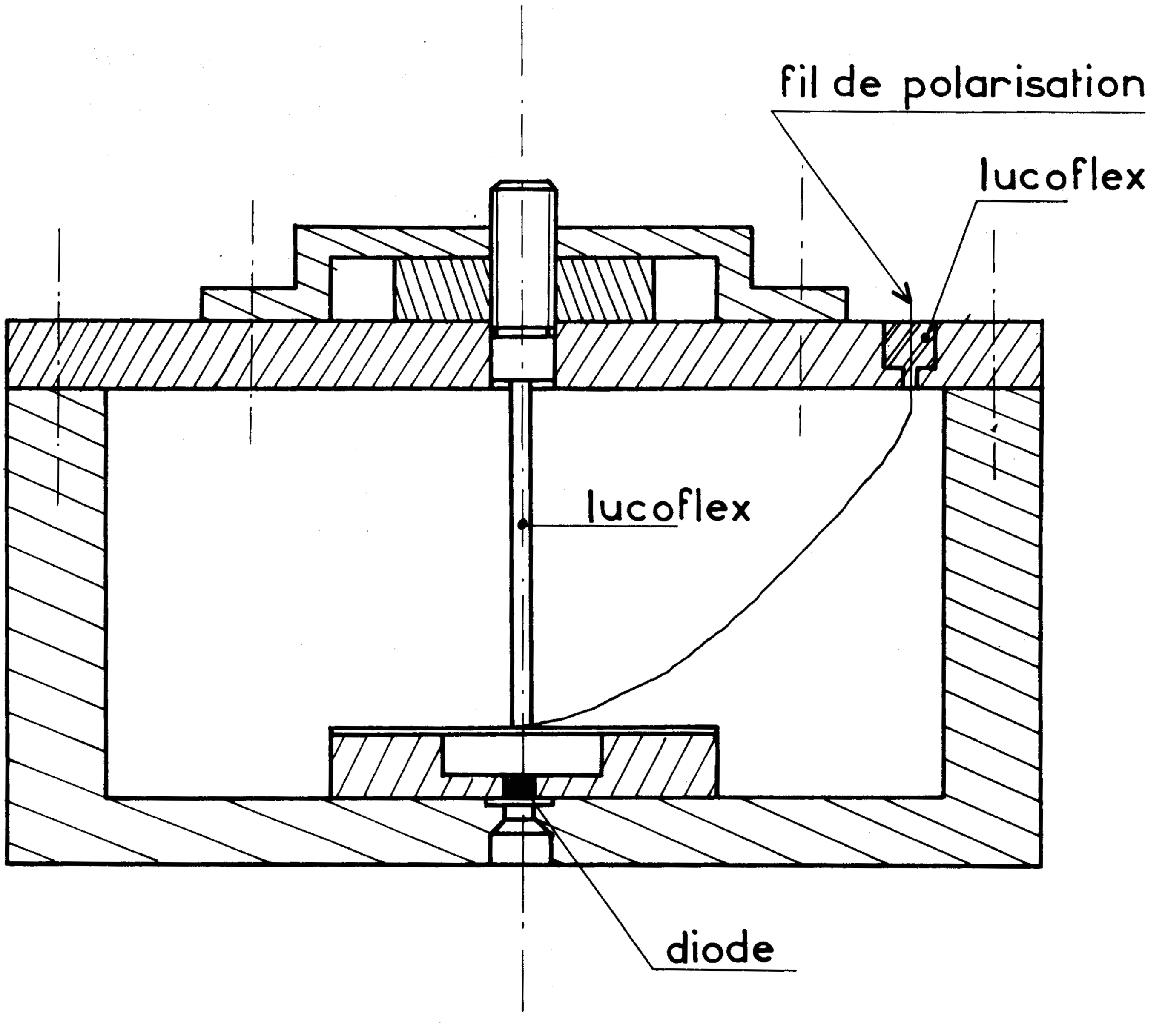


Figure IV.15 : *Schéma du dispositif utilisé*

Diode T 41 - 235 5 Q I = 45 mA			
structure radiale	$F_{oscillation}$ GHz	Puissance mW	I_{Start} mA
1	8,27	25	39
2	6,92	100	30
3	8,12	16	37,5
4	7,25	150	37
5	7,28	65	40
6	6,77	180	31
7	7,13	3	44

TABLEAU IV.2.

IV.3. ETUDE D'OSCILLATEURS EN GUIDE RECTANGULAIRE (6-8 GHz)

IV.3.1. *Dispositif utilisé*

La figure IV.15 représente le schéma du dispositif utilisé. Le contact entre la diode et le disque métallique est assuré de la même façon que pour les oscillateurs en espace libre, une tige de lucoflex maintenant le contact entre la diode et le fil de polarisation. Pour limiter les instabilités H.F. liées aux problèmes de découplage du circuit de polarisation, et semblables à ceux rencontrés dans les oscillateurs classiques [20] , le fil de polarisation traverse la paroi du guide dans une zone où le champ électrique est minimum pour le mode TE_{01}.

diode T 41 - 235 5 Ω I = 45 mA				
structure radiale	$F_{oscillation}$ GHz	Puissance mW	I_{start} mA	L_p mm
1	8,24	160	25	16,25
2	6,81	41	18,5	23,06
3	7,53	200	19,5	21,9
4	7,16	200	16,5	26,65
5	7,06	230	17,5	32
6	6,77	240	17	24,8
7	7,03	215	14	20

TABLEAU IV.3.

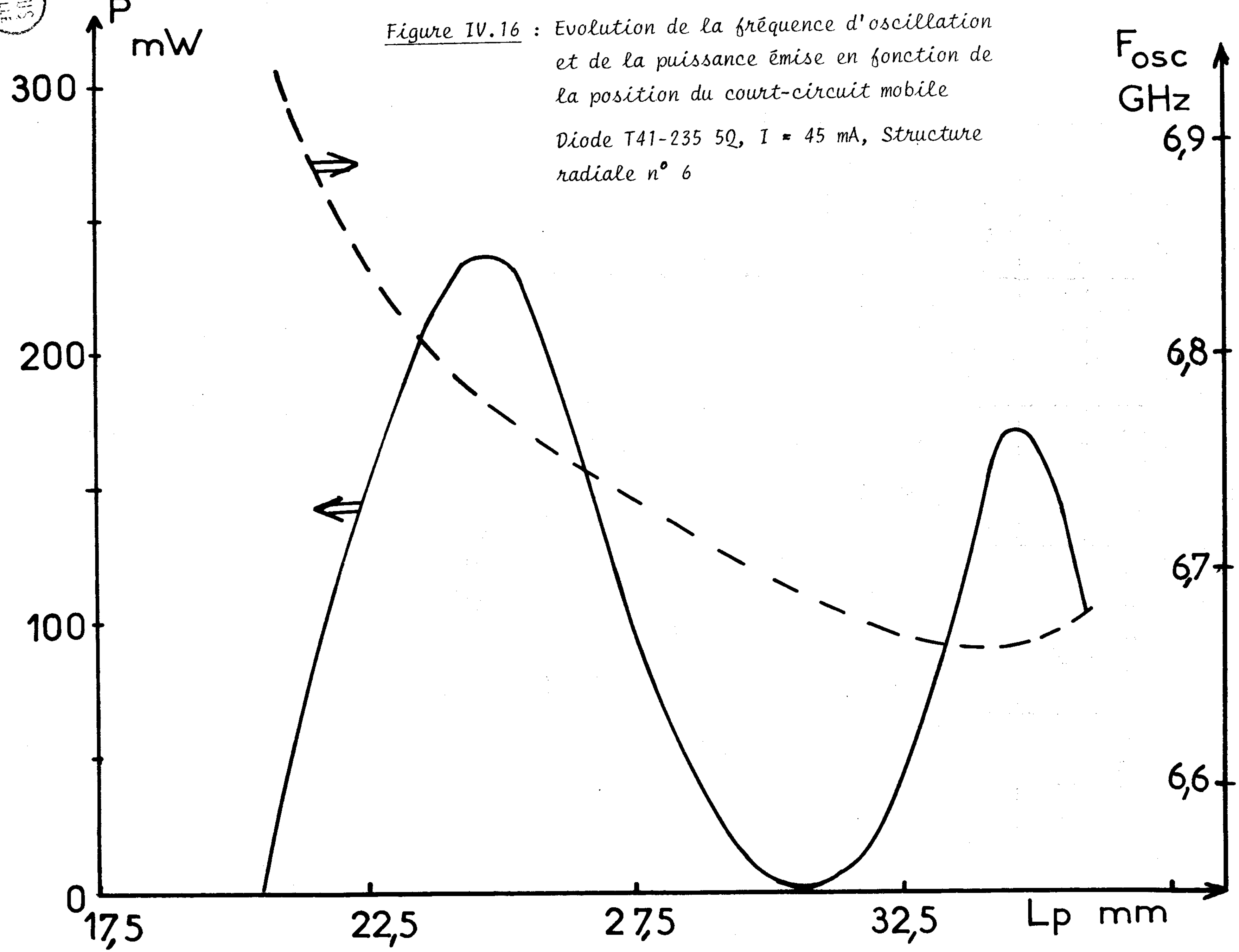


Figure IV.16 : Evolution de la fréquence d'oscillation et de la puissance émise en fonction de la position du court-circuit mobile

Diode T41-235 5Ω, I = 45 mA, Structure radiale n° 6

IV.3.2. *Résultats expérimentaux*

Les dimensions des structures radiales utilisées sont les mêmes que celles du paragraphe précédent (tableau IV.1). Le tableau IV.3. nous indique quelques-uns des résultats expérimentaux obtenus avec celles-ci. La position du court-circuit mobile a été ajustée afin d'obtenir la puissance de sortie maximale. On peut remarquer que les valeurs des puissances obtenues sont de l'ordre de grandeur des puissances nominales des diodes utilisées. Le dispositif permet donc d'avoir des puissances de sortie comparables à celles fournies par des dispositifs classiques. Il est possible d'ajuster la fréquence en jouant sur la position du court-circuit mobile ; ceci entraine une désadaptation de l'oscillateur et une variation très rapide de la puissance.
Ainsi, pour la structure radiale 6 qui donne les meilleures performances, nous avons représenté sur la figure IV.16 l'évolution de la fréquence d'oscillation et de la puissance de sortie en fonction de la position du court-circuit mobile. Nous obtenons une variation de 4 % de la fréquence d'oscillation. Le court-circuit mobile permet surtout d'ajuster la puissance de sortie.

Pour mesurer l'impédance de charge vue par la diode, nous avons utilisé deux techniques : d'une part, nous lui avons substitué un coaxial subminiature et mesuré l'impédance de charge Z_L à la fréquence d'oscillation, et ceci pour les structures radiales 4 et 7, d'autre part nous avons mesuré l'impédance de la diode au courant de démarrage de l'oscillation (régime linéaire). Dans le tableau ci-dessous, nous indiquons les valeurs obtenues.

Structure	R_L Ω	X_L Ω	R_D Ω	X_D Ω	I_{start} mA	Q_L
4	4,5	80	-2,3	-60	16,5	61
7	1,6	85	-2,1	-93	14	130

Les impédances mesurées sont du même ordre de grandeur, ce qui implique que les deux techniques de mesures utilisées sont presque équivalentes. Cependant, la mesure de l'impédance de la diode en régime linéaire nous paraît plus exacte et plus facile à mettre en oeuvre. Par contre, nous avons une erreur importante sur la mesure directe de l'impédance de charge de la structure car le diamètre du conducteur central du coaxial miniature (0,9 mm) est plus petit que le diamètre du boitier W2 (1,4 mm) et le centrage imprécis. L'influence de la transformation de modes au niveau de la fiche n'est plus négligeable eu égard aux dimensions des circuits étudiés. On remarquera que le coefficient de qualité en charge est plus élevé en guide rectangulaire que les valeurs déterminées théoriquement des structures rayonnant dans l'air.

La modélisation bande J pose plus de problèmes que la modélisation bande S. Toutefois, elle permet de vérifier qualitativement la validité de la modélisation bande S et des conclusions de l'étude théorique.

IV.4. ETUDES DU FONCTIONNEMENT DES MODULES PREACCORDES DANS UN GUIDE RECTANGULAIRE EN ONDES MILLIMETRIQUES.

Des oscillateurs en guide rectangulaire ont été réalisés en ondes millimétriques à l'aide de modules préaccordés développés par le Laboratoire Central de Recherche de la Thomson-CSF dont la technologie est décrite au chapître I. Nous allons donner les résultats typiques obtenus par ce laboratoire et effectuer une corrélation entre ces résultats expérimentaux et ceux obtenus lors de l'optimalisation de la structure à l'aide de notre modèle thoérique.

Pour que cette corrélation soit possible, il faut qu'un seul paramètre change à la fois. Un facteur de dispersion important est dû aux caractéristiques du composant actif (surface, dopage, longueur etc.) dont la mesure est toujours approchée. C'est pourquoi nous ne pouvons corréler les résultats que pour une structure dont les dimensions varient mais contenant toujours le même composant actif. Il est alors possible d'étudier l'influence sur les performances de l'oscillateur de deux paramètres :

- d'une part l'influence du diamètre extérieur ϕ_o. Les différents diamètres sont obtenus par masquages successifs et attaque chimique de la métallisation supérieure (fig. I.1) mais le quartz couvre le

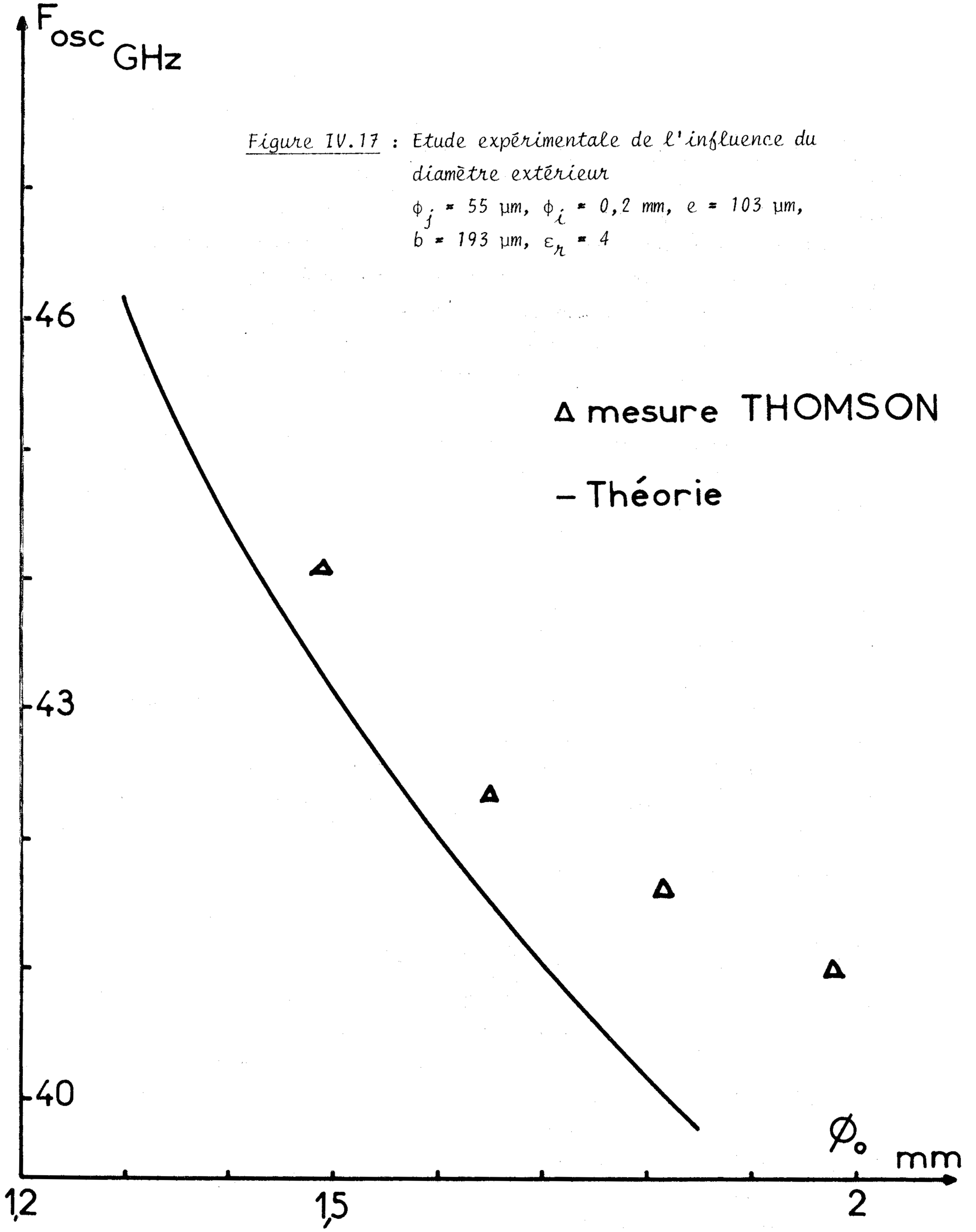


Figure IV.17 : Etude expérimentale de l'influence du diamètre extérieur
$\phi_j = 55\ \mu m$, $\phi_i = 0{,}2\ mm$, $e = 103\ \mu m$, $b = 193\ \mu m$, $\varepsilon_r = 4$

même diamètre initial, ce qui est fondamentalement différent de notre modélisation.

- d'autre part, l'influence de la hauteur b. Les différentes hauteurs sont obtenues par rodages successifs suivis d'une nouvelle métallisation de la partie supérieure. Ainsi avec le même composant, il est possible d'avoir des hauteurs très différentes.

remarque : la structure a été modélisée par deux lignes radiales de hauteurs constantes b et e. Or, si l'on observe au microscope le dispositif réel au voisinage de la diode, on s'aperçoit que la hauteur de la partie centrale de la structure n'est absolument pas constante étant donnée la difficulté de la mise en oeuvre d'une telle technologie. Ceci sera probablement une cause de divergence entra la théorie et l'expérience.

Sur les figures IV.17 et IV.18, nous avons représenté les évolutions expérimentale et théorique de la fréquence d'oscillation en fonction du diamètre ϕ_o et de la hauteur b. Il existe un écart quasi-constant entre la théorie et l'expérience mais par contre les lois de variation sont très voisines ; en particulier, le L.C.R. a retrouvé expérimentalement une dépendance de la fréquence en fonction de la hauteur en $b^{-0,4}$ [24], loi que nous avions déterminée à l'aide de notre modèle.

L'écart constaté a plusieurs causes :

- la précision relative de la détermination des dimensions géométriques et de la capacité de la diode.
- la géométrie au voisinage de la diode évoquée dans la remarque précédente.
- l'influence sur le module préaccordé du guide rectangulaire et du court-circuit mobile (la modélisation étant faite "dans l'air").

Prévision théorique de l'influence de la position du court-circuit

Pour illustrer ce dernier point, il est indispensable de revenir sur le fonctionnement en guide. Lors de la simulation effectuée en bande S, nous avons trouvé que le lieu de $Z_L(\omega)$ en fonction de la distance Lp du court-circuit était un cercle. En première approximation nous pouvons donc considérer que la résistance de charge R_L évolue suivant une loi en $R_{L\,max} \sin^2(\Gamma g\, Lp)$

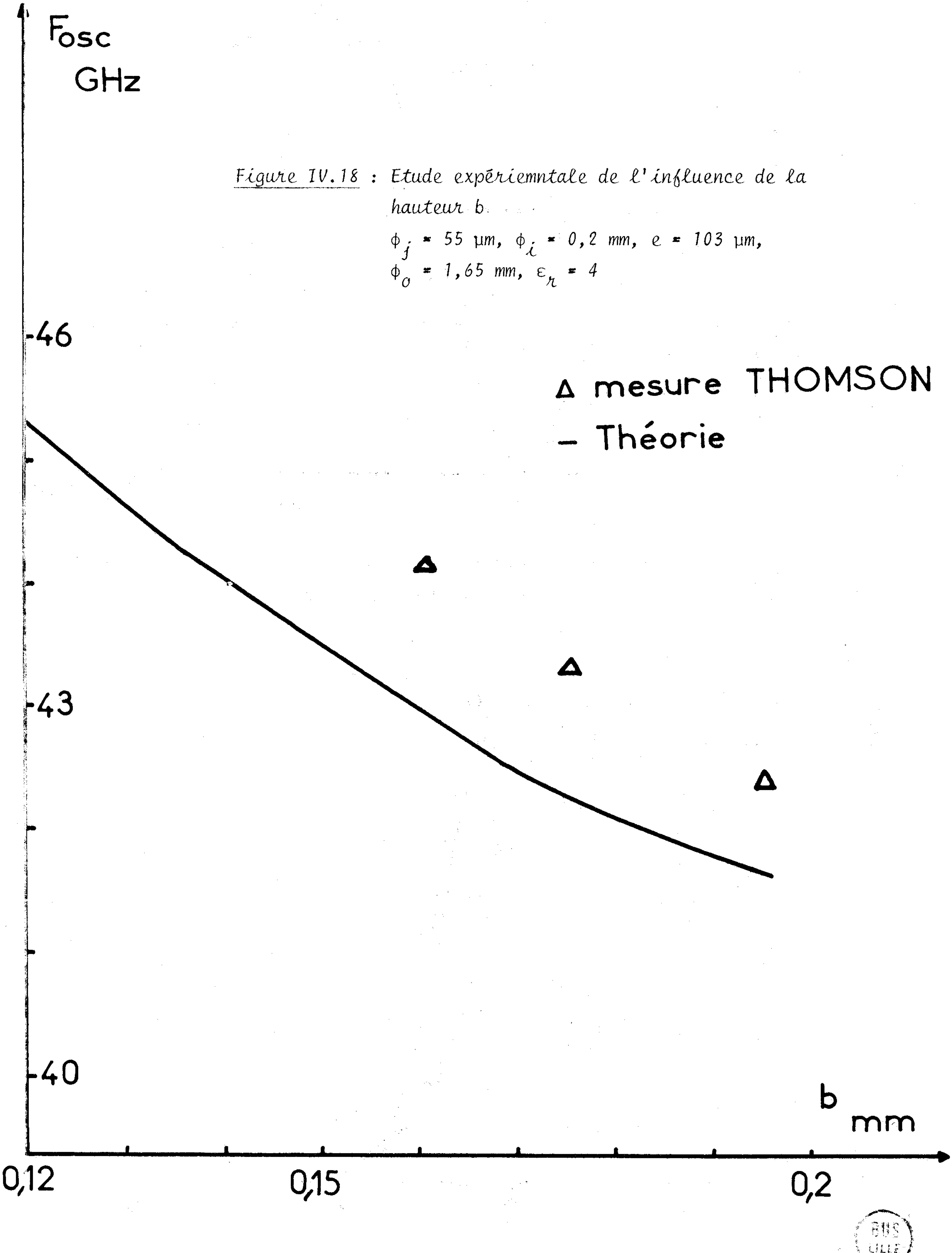


Figure IV.18 : *Etude expériemntale de l'influence de la hauteur b.*

ϕ_j = 55 µm, ϕ_i = 0,2 mm, e = 103 µm,

ϕ_o = 1,65 mm, ε_r = 4

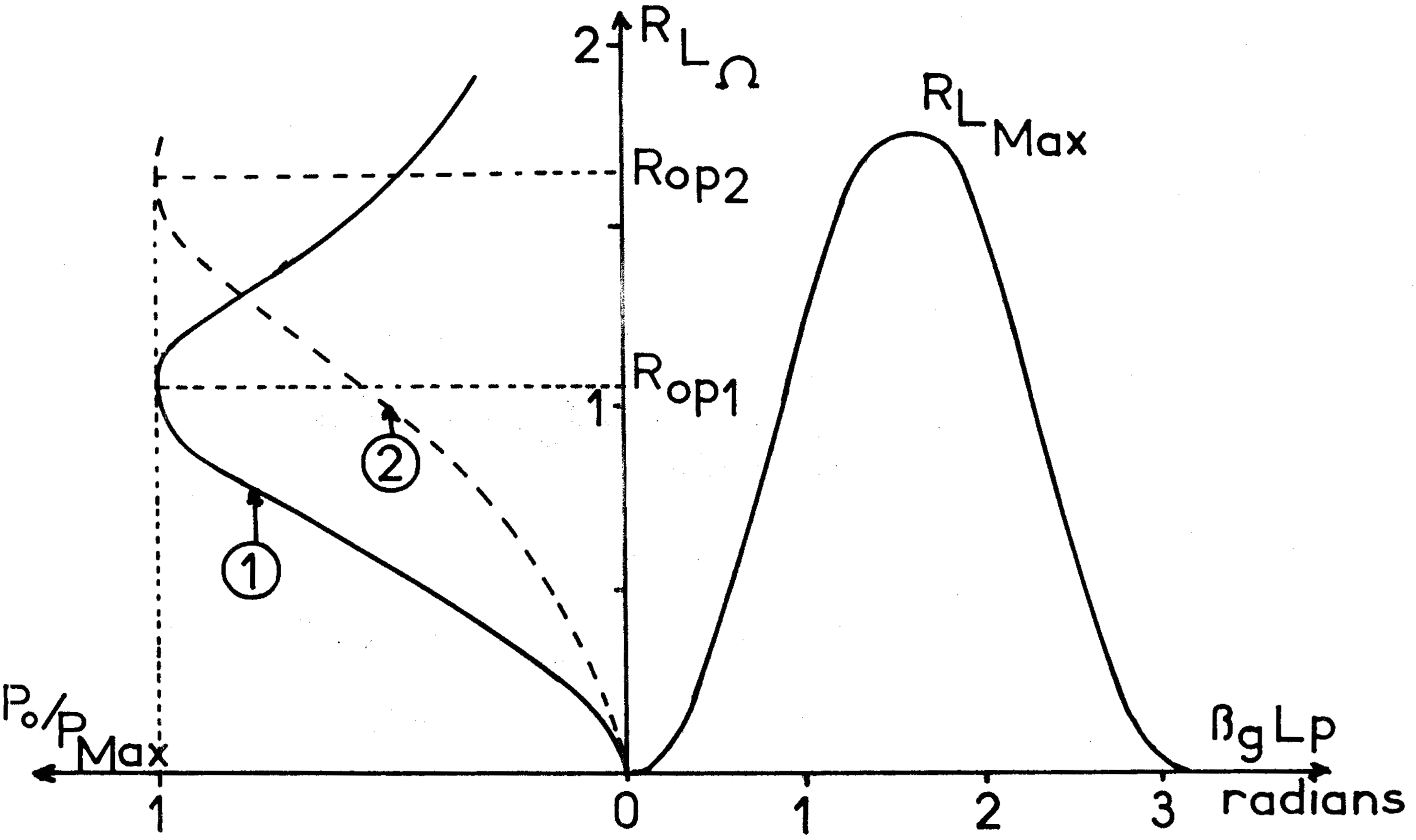


Figure IV.19 : *Influence de la résistance de charge en fonction de la puissance émise et de β_g L_p*

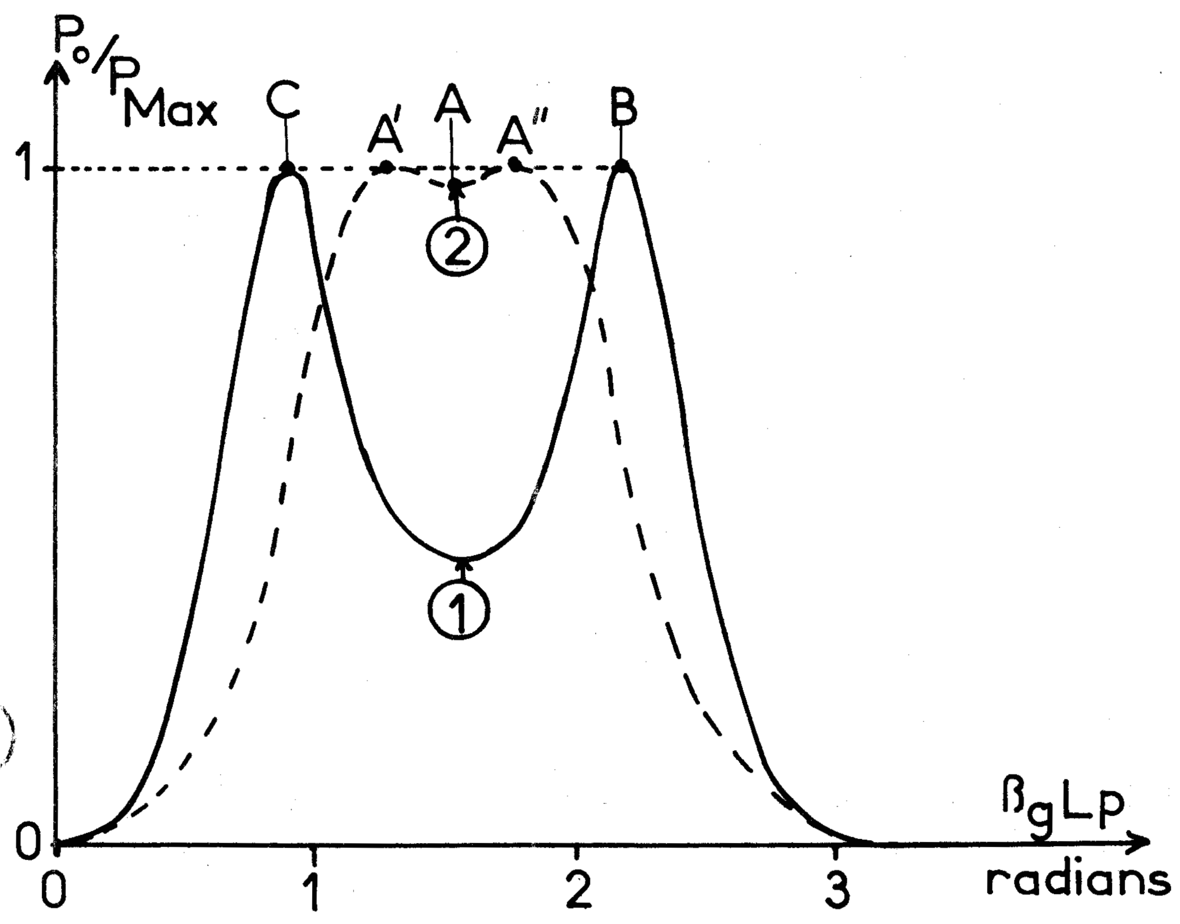


Figure IV.20 : *Inlfuence de la puissance émise en fonction de β_g L_p*

(figure IV.19) or, l'évolution typique de la puissance en fonction de R_L (figure IV.19) fait apparaître une valeur optimale (R_{op1} ou R_{op2}) de la réactance de charge qui dépend de la section de la diode considérée. Il est alors facile d'en déduire l'évolution de la puissance en fonction de Lp (figure IV.20). Si la valeur optimale est beaucoup plus faible que la valeur maximum de R_L (exemple R_{op1}), la courbe (1) présente deux maxima B et C en puissance pour une variation de $\lambda g/2$ de la distance Lp. Par contre, si la valeur optimale de la résistance de charge est voisine de $R_{L\ max}$, la courbe (2) présente pratiquement un seul maximum sous forme d'un méplat A'A". Enfin, si la valeur de la résistance optimale est supérieure à $R_{L\ Max}$, la courbe présente un maximum au voisinage de $\pi/2$ mais la puissance maximum n'est jamais atteinte. Nous pouvons reporter ces différents points de fonctionnement sur le lieu $Z_L = f(Lp)$ dans l'abaque de Smith (figure IV.21) dont le centre ($R_o = R_{L\ max/2}$) correspondrait approximativement au point de fonctionnement obtenu avec le modèle théorique de la structure rayonnant dans l'air. Pour les points de fonctionnement B et C, la variation $\Delta R_L/\Delta Lp$ est maximum, par contre la variation $\Delta X_L/\Delta L_p$ et donc celle de la fréquence, est minimum ; on obtient un résultat inverse pour les points AA'.

L'étude systématique de la courbe $P = f(\Gamma_g L_p)$ doit permettre de savoir si la résistance R_L au point de fonctionnement est égale ou non à la valeur optimale (inférieure à $R_{L\ Max}$) et si la présence du guide modifie fondamentalement la fréquence d'oscillation.

- Influence expérimentale du court-circuit mobile

La figure IV.22 donne une évolution caractéristique de la puissance et de la fréquence d'oscillation en fonction de la position du court-circuit. A l'aide de ce que nous venons de montrer précédemment, il est possible de conclure que le point de fonctionnement est du type AA" (R_L optimale voisine de $R_{L\ Max}$) car la courbe $P = f(Lp)$ présente un méplat auquel correspond bien la variation la plus rapide de la fréquence d'oscillation.

La plage d'accord mécanique est faible, environ 1,5 %, ce que nous avions constaté lors de la simulation en bande J. Ceci justifie également la désignation de "modules préaccordés" donnée à ces structures dont la fréquence d'utilisation est fixée presque exclusivement par les dimensions de la structure et très peu par l'environnement extérieur. Les études

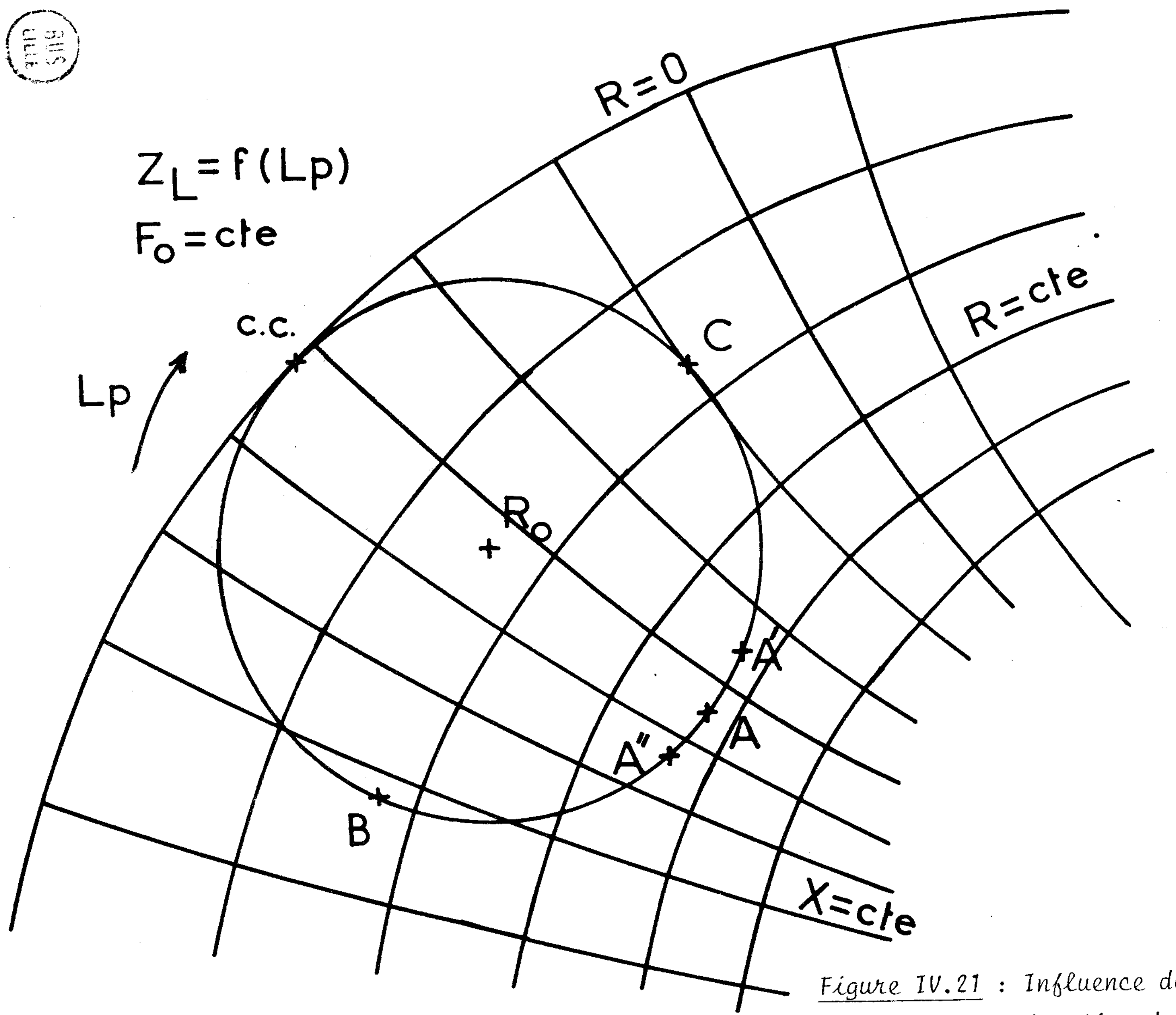


Figure IV.21 : *Influence de l'impédance de charge en fonction du court-circuit mobile*

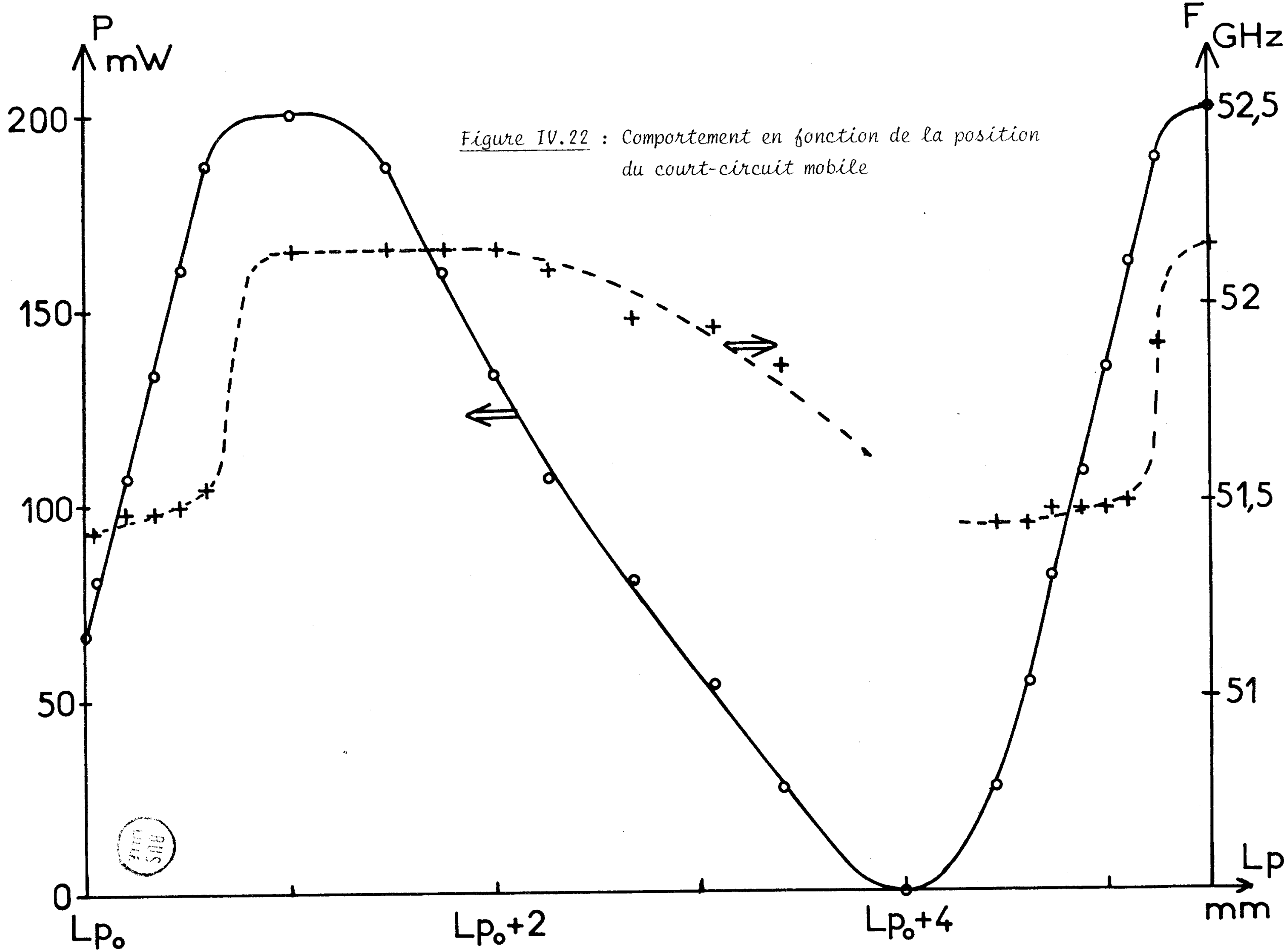


Figure IV.22 : Comportement en fonction de la position du court-circuit mobile menées par le L.C.R. THOMSON C.S.F. sur ces modules, ont montré que les caractéristiques des oscillateurs étaient très régulières en fonction des conditions de polarisation (courant continu I_o). Ceci entraine une bonne stabilité du point de fonctionnement. La fiabilité et la résistance de ce module permettant démontages et remontages nombreux sans modifications importantes des caractéristiques, entrainent une grande souplesse d'emploi. Les seuls problèmes qui se posent sont ceux du circuit de polarisation. Celui-ci peut entrainer des instabilités de type BF. Ces problèmes ont été parfaitement maîtrisés par le L.C.R., en remplaçant le fil de polarisation par un film de duroïd métallisé [25] dont le découplage est plus efficace.

CONCLUSION

Au cours de ce travail nous avons abordé un domaine de recherches commun aux composants actifs et aux circuits hyperfréquences et étudié des problèmes posés par leur association ce qui constitue la première étape vers la réalisation de véritables circuits intégrés pour les ondes millimétriques.

Nous avons mené à bien une étude à la fois théorique et expérimentale de la structure radiale servant à la réalisation d'oscillateurs pré-accordés. L'étude théorique a nécessité la résolution de problèmes électromagnétiques liés tant au rayonnement qu'à la propagation dans les guides radiaux. Les guides radiaux avaient fait l'objet d'un petit nombre d'études : dans ce domaine nous avons repris les bases de théorie de Marcuvitz en justifiant le domaine d'existence de chaque modes et en déterminant les pertes du circuit pour le mode fondamental. Notre étude théorique nous a permis d'obtenir un modèle analytique donnant un bon accord avec l'expérience : son exploitation systématique peut faciliter la conception et l'optimalisation des oscillateurs pré-accordés.

Ces résultats ont également été confrontés avec les performances mesurées sur des oscillateurs réalisés soit en ondes centimétriques, soit en ondes millimétriques en structures intégrées par la Thomson CSF. Les caractéristiques de ces oscillateurs et leurs évolutions en fonction des paramètres de la structure ont confirmé en de nombreux points les prévisions faites à l'aide de notre modèle théorique. Nous avons également mené une étude expérimentale du couplage de la structure radiale avec des lignes de transmission classique : ligne microruban et guide rectangulaire ; dans ce dernier cas nous avons pu mettre bien en évidence les domaines d'utilisation pour lesquelles le modèle théorique restait valide.

Notre travail constitue la première étape dans l'étude et la conception de systèmes intégrés et a permis la définition d'un modèle théorique pouvant facilement être utilisé en laboratoire d'étude.

Il serait possible d'accroître le domaine de validité du modèle théorique et d'entreprendre l'étude de structures de géométrie plus complexe par l'adoption de méthodes numériques plus générales tels que par exemple des méthodes de moments [27] . Enfin, pour la réalisation de petits systèmes hyperfréquences plus complexes constitués de plusieurs composants, il faudra envisager le cas de structure sans symétrie de révolution : dans ce cas, on devra considérer la possibilité de régimes multimodes et étudier les problèmes de couplages entre les composants actifs.

Cette seconde étape devrait permettre la réalisation dans un avenir plus ou moins lointain de système de communications très intégrés et de faibles coûts en ondes millimétriques.

ANNEXE I

Formalisme ligne de transmission pour le guide radial

Nous utilisons le formalisme décrit par Marcuvitz [7] et l'étendons à tous les modes TM_{nm}.

L'équation d'onde s'écrit :

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\,\frac{dV(r)}{dr}\right) + \left[k_n^2 - \left(\frac{m}{r}\right)^2\right] V(r) = 0$$

avec la constante de propagation $k_n^2 > 0$

Les solutions sont les fonctions de Hankel $H_m^{(1)}(k_n r)$ et $H_m^{(2)}(k_n r)$ et par conséquent les fonctions de Bessel $J_m(k_n r)$ et $Y_m(k_n r)$

La tension $V(r)$ s'écrit :

$$V(r) = A\,J_m(k_n r) + B\,Y_m(k_n r)$$

Le courant est déterminé à partir de l'équation

$$K\,Z\,I(r) = j\,\frac{dV(r)}{dr}$$

nous avons donc

$$K\,Z\,I(r) = j\,k_n\left[A\,J'_m(k_n r) + B\,Y'_m(k_n r)\right]$$

à l'abscisse r_0 nous avons

$$V(r_0) = A\, J_m(k_n r_0) + B\, Y_m(k_n r_0)$$

$$K_0 Z_0 I(r_0) = j\, K_n \left[A\, J'_m(k_n r_0) + B\, Y'_m(k_n r_0) \right]$$

où $K_0^2 = k_n^2 - \left(\frac{m}{r_0}\right)^2 = k^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 - \left(\frac{m}{r_0}\right)^2$

$$Z_0 = \eta\, \frac{k_n^2}{k\, K_0}\, \frac{b\, \varepsilon_m}{2\pi r_0 \varepsilon_n}$$

nous pouvons déterminer les constantes A et B en fonction de la tension et du courant à l'abscisse r_0

$$A = \frac{Y'_m(k_n r_0)\, V(r_0) + j\, K_0 Z_0\, I(r_0)\, Y_m(k_n r_0)/k_n}{J_m(k_n r_0)\, Y'_m(k_n r_0) - Y_m(k_n r_0)\, J'_m(k_n r_0)}$$

$$B = \frac{V(r_0)\, J'_m(k_n r_0) + j\, K_0 Z_0\, I(r_0)\, J_m(k_n r_0)/k_n}{J'_m(k_n r_0)\, Y_m(k_n r_0) - Y'_m(k_n r_0)\, J_m(k_n r_0)}$$

Le dénominateur peut s'écrire en posant $y = k_n r_0$

$$J'_m(y)\, Y_m(y) - J_m(y)\, Y'_m(y) = J_m(y)\, Y_{m+1}(y) - J_{m+1}(y)\, Y_m(y)$$

ainsi :

$$J'_m(y)\, Y_m(y) - J_m(y)\, Y'_m(y) = -\frac{2}{\pi y}$$

La tension et le courant à l'abscisse r est :

$$V(r) = V(r_0)\, Cm(x,y) - j\,\frac{K_0 Z_0 I(r_0)}{k_n}\, sn_m(x,y)$$

$$K Z I(r) = K_0 Z_0 I(r_0)\, cm(x,y) - j\, k_n V(r_0)\, Sn_m(x,y) \qquad \text{A-I}$$

ou

$$Cm(x,y) = \frac{-J'_m(y)\, Y_m(x) + Y'_m(y)\, J_m(x)}{2/\pi y}$$

$$cm(x,y) = \frac{-Y_m(y)\, J'_m(x) + J_m(y)\, Y'_m(x)}{2/\pi y}$$

$$Sn_m(x,y) = \frac{J'_m(y)\, Y'_m(x) - Y'_m(y)\, J'_m(x)}{2/\pi y}$$

$$sn_m(x,y) = \frac{J_m(y)\, Y_m(x) - Y_m(y)\, J_m(x)}{2/\pi y}$$

avec $y = k_n r_0$ et $x = k_n r$

En introduisant les admittances $Y(r) = \dfrac{I(r)}{V(r)}$ et $Y(r_0) = \dfrac{I(r_0)}{V(r_0)}$ et par division des équations A-I nous obtenons la relation de transformation des impédances d'une ligne radiale sans perte pour les modes TM_{nm}

$$K Z\, Y(r) = \frac{j + \dfrac{K_0 Z_0}{k_n}\, Y(r_0)\, ct_m(x,y)\, \xi_m(x,y)}{\dfrac{1}{k_n}\, ct_m(x,y) + j\,\dfrac{K_0 Z_0}{k_n^2}\, Y(r_0)\, \xi_m(x,y)}$$

avec $\quad K^2 = k_n^2 - \left(\frac{m}{r}\right)^2 \quad ; \quad K_o^2 = k_n^2 - \left(\frac{m}{r_o}\right)^2$

$$Z = \frac{\eta b}{2\pi r} \frac{\varepsilon_m}{\varepsilon_n} \frac{k_n^2}{k K} \quad ; \quad Z_o = \frac{\eta b}{2\pi r_o} \frac{\varepsilon_m}{\varepsilon_n} \frac{k_n^2}{k K_o}$$

où Z et Z_o sont les impédances de normalisation aux abscisses r et r_o

$\varepsilon_m = 1 \quad$ pour $m = 0$

$\varepsilon_m = 2 \quad$ pour $m \geq 1$

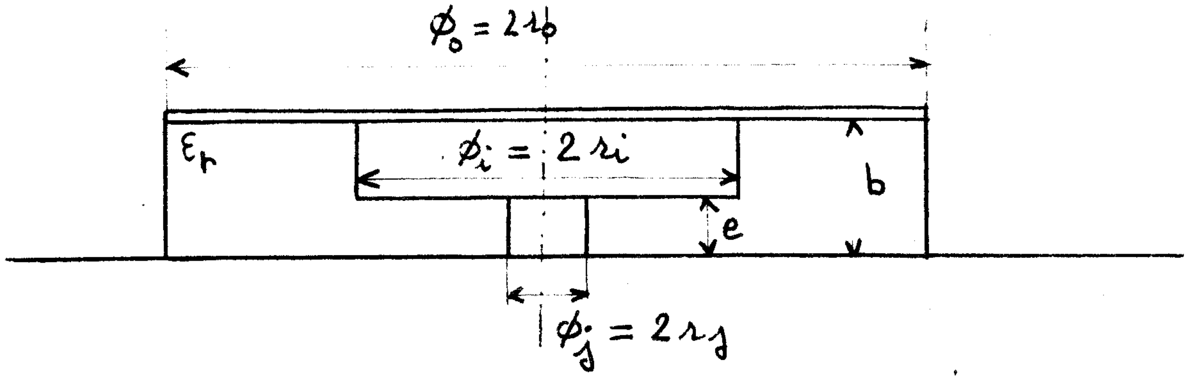
$$ctm(x,y) = \frac{csm(x,y)}{-snm(x,y)}$$

$$\mathcal{C}tm(x,y) = \frac{Csm(x,y)}{-Snm(x,y)}$$

$$\xi_m(x,y) = \frac{snm(x,y)}{Snm(x,y)}$$

ANNEXE II

Calcul des pertes diélectriques et métalliques



- pertes diélectriques

La puissance P_{D_o} perdue dans la ligne radiale de hauteur b est :

$$P_{D_o} = \int_{ri}^{ro} dP_D = \frac{\sigma_D \pi}{b} \int_{ri}^{ro} |V(r)|^2 r \, dr \qquad A-2$$

nous exprimons la tension à l'abscisse r en fonction de la tension et de l'admittance à l'abscisse ro

$$V(r) = V(ro)\left[Co(w,y) + Z_o B_T \, sn(w,y) - j Z_o GT \, sn(w,y)\right]$$

où $\quad Y_T = GT + j B_T$

$\quad w = kr \quad$ et $y = kro$

En reportant $V(r)$ dans la rélation A-2 nous obtenons

$$P_{D_0} = \frac{\sigma_D \pi}{b} \int_{ri}^{ro} \Big[cs^2(w,y) + Z_0^2 \, |Y_T|^2 \, sn^2(w,y) +$$

$$2 Z_0 B_T \, sn(w,y) \, cs(w,y) \Big] \, r \, dr$$

avec

$$cs^2(w,y) = \Big(J_1^2(y) Y_0^2(w) + Y_1^2(y) J_0^2(w) - 2 J_1(y) Y_0(w) Y_1(y) J_0(w) \Big] \frac{\pi^2 y^2}{4}$$

$$sn^2(w,y) = \Big(J_0^2(y) Y_0^2(w) + Y_0^2(y) J_0^2(w) - 2 J_0(y) Y_0(w) Y_0(y) J_0(w) \Big] \frac{\pi^2 y^2}{4}$$

$$cs(w,y) \, sn(w,y) = \Big[J_1(y) J_0(y) Y_0^2(w) + Y_0(y) Y_1(y) J_0^2(w) -$$

$$J_0(w) Y_0(w) \Big(J_1(y) Y_0(y) + J_0(y) Y_1(y) \Big) \Big] \frac{\pi^2 y^2}{4}$$

Pour le calcul de la puissance perdue nous utilisons les intégrales de Lommel

$$A_p = \int_{ri}^{ro} r \, J_p^2(w) \, dr$$

$$B_p = \int_{ri}^{ro} r \, Y_p^2(w) \, dr$$

$$C_p = \int_{ri}^{ro} r \, J_p(w) \, Y_p(w) \, dr$$

Dans la ligne radiale de hauteur b la puissance perdue est donnée par l'expression suivante :

$$P_{D_0} = \frac{\sigma_D \pi}{b} \; \frac{\pi^2 y^2}{4} \left[D_0(ri, ro) + Z_0^2 \, |Y_T|^2 \, E_0(ri, ro) + 2 Z_0 B_T \, F_0(ri, ro) \right] |V(ro)|^2$$

où

$$D_p(ri, ro) = A_p Y_1^2(y) + B_p J_1^2(y) - 2 C_p J_1(y) Y_1(y)$$

$$E_p(ri, ro) = A_p Y_0^2(y) + B_p J_0^2(y) - 2 C_p J_0(y) Y_0(y)$$

A - 3

$$F_p(ri, ro) = A_p Y_0(y) Y_1(y) + B_p J_0(y) J_1(y) - C_p \left(J_1(y) Y_0(y) - J_0(y) Y_1(y) \right)$$

Le calcul est similaire pour la puissance P_{D1} perdue dans la ligne radiale de hauteur e

$$P_{D1} = \frac{\sigma_D \pi}{B} \; \frac{\pi^2 x^2}{4} \left[D_0(ry, ri) + Z_i^2 |Y_i|^2 E_0(ry, ri) + 2 Z_i B_i F_0(ry, ri) \right] |V(ri)|^2$$

où $Y_i = G_i + j B_i$ représente l'impédance à l'abscisse ri

avec $x = k ri$, $Z_i = \dfrac{\eta e}{2\pi ri}$

La puissance perdue dans la structure radiale est:

$$P_D = P_{D_0} + P_{D_1}$$

Nous pouvons définir la résistance de perte ramenée à l'abscisse r_j

$$R_D = \frac{2 P_D}{|I(r_j)|^2}$$

avec

$$I(r_j) = \frac{1}{Z_j}\Big(z_i Y_i \cos(\gamma, x) - j \sin(\gamma, x)\Big) V(r_i)$$

où $\gamma = k r_j$ et $Z_j = \dfrac{\eta e}{2\pi r_j}$

- pertes métalliques

La puissance P_{M_0} perdue dans la ligne radiale de hauteur b

$$P_{M_0} = \int_{r_i}^{r_0} dP_M = \frac{R_s}{2\pi}\int_{r_i}^{r_0} |I(r)|^2 \frac{dr}{r} \qquad \text{A-4}$$

ou $R_s = \sqrt{\dfrac{\pi f \mu}{\sigma_c}}$ résistance de surface

Nous exprimons le courant à l'abscisse r en fonction de la tension et de l'admittance à l'abscisse r_0

$$I(z) = \frac{1}{Z}\left[Z_0 G_T \cos(w, y) + j\left(Z_0 B_T \cos(w, y) - \sin(w, y)\right)\right] V(r_0)$$

La relation A-4 devient

$$P_{M_0} = \frac{2 R_s \pi^3 y^2}{\eta^2 b^2 4}\left[D_1(r_i, r_0) + Z_0^2 |Y_T|^2 E_1(r_i, r_0) + \right.$$

$$\left. 2 B_T Z_0 F_1(r_i, r_0)\right] |V(r_0)|^2$$

où $D_1(r_i, r_0)$, $E_1(r_i, r_0)$ et $F_1(r_i, r_0)$ sont déterminés par les équations A-3 et les intégrales de Lommel

Le calcul est similaire pour la puissance perdue dans la ligne radiale de hauteur e

$$P_{M1} = \frac{2 R_s \pi^3 x^2}{\eta^2 b^2 4}\left[D_1(r_j, r_i) + Z_i^2 |Y_i|^2 E_1(r_j, r_i) - \right.$$

$$\left. 2 B_i Z_i F_1(r_t, r_i)\right] |V(r_i)|^2$$

La résistance de perte ramenée à l'abscisse r_j est:

$$R_M = \frac{2(P_{M0} + P_{M1})}{|I(r_j)|^2}$$

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

[1] A.C. DERYCKE
"Multiplication de fréquence à diode à avalanche : recherche de structures optimales en GaAs, optimalisation des circuits hyperfréquences"
Thèse 3ème Cycle, Lille, Janvier 1975

[2] J.C. DE JAEGER
"Etude théorique et expérimentale des amplificateurs hyperfréquences à diode à avalanche en ondes millimétriques (26 - 40 GHz)"
Thèse 3ème Cycle, Lille, Juin 1977

[3] D.L. SCHARFETER
"Power - Impédance - Frequency limitations of Impatt oscillators calculator from a scaling approximation"
I.E.E.E. Trans. on Elect. Dev., Vol. 19, August 1971

[4] G. CACHIER, I. ESPAGNOL
"The pretuned module : an integrated millimeter wave oscillator"
1977 International Solid State Circuits Conference Digest, pp. 126-127 (Philadelphie, Fev. 77)

[5] G. CACHIER, M DEL GIUDICE, A.C. DERYCKE, G. SALMER, L. DUPONT, J. STEVANCE
Compte rendu de fin de contrat D.G.R.S.T, Contrat n° 76.7.0694

[6] WEI CHING TSAI FRED, J. ROSEN BAUM-LEE, A. MAC KENZIE
"Circuit analysis of waveguide. Cavity Gunn, effect oscillators"
I.E.E.E. Trans. on M.T.T., Vol. 18, n° 11, Nov. 1970, pp. 808-817

[7] N. MARCUVITZ
"Waveguide Handbook"
Radiation Laboratory series, Mc Graw Hill, 1951

[8] C.G. MONTGOMERY, R.H. DICKE, E.P. PURCELL
"Principles of microwave circuits"
Radiation Laboratory series, Mc Graw Hill, 1948

[9] R.F. HARRINGTON
"Time Harmonic electromagnetic fields"
Mc Graw Hill Book Compagny, 1961

[10] A.C. DERYCKE
Thèse d'Etat, à paraître

[11] A.C. DERYCKE, M. DE JAEGER, L. DUPONT
"Etude expérimentale, modélisation théorique et simulation de structure radiale excentrée"
Journées Nationales Microondes, Lille, 26-28 Juin 1979

[12] P.I. SOMLO
"The computation of coaxial - line step capacitances"
I.E.E.E. Trans. on M.T.T., Vol. 15, n° 1, Janv. 1967, pp. 48-53

[13] DAVID C. CHANG
"On the Electrically Thick Monopole - Part I - Theoretical Solution"
I.E.E.E. Trans. on M.T.T., Vol. 16, n° 1, Janv. 1968, pp. 58-64

[14] RONOLD W.P. KING
"Measured Admittances of electrically thick Monopoles"
I.E.E.E. Trans. on Antennas and Propagation, November 1972, pp.763-766

[15] S.A. SCHELKUNOFF
"Advanced Antenna Theory"
J. Wiley Co, N.Y. 1952

[16] C.T. TAI
"Application of a Variational Principle to Biconical Antennas"
Journal of Applied Physics, Vol. 20, November 1949, pp. 1076-1084

[17] G. FRANCESCHETTI
"On the influence of the tickness of excitation gap on Antenna performance"
Revue du Cethedec, 8ème Année, 1er Trimestre 1971, n° 25, pp. 51-66

[18] P.F. CHECCACCI, P. FABENI, G.P. PAZZI, A. RANFAGNI
"Spherical dipole for the italien San Marco satellite"
Alta Frequenza, Vol. 36, pp. 403-407

[19] L. LEWIN
"On the Restricted Validity of point - matching techniques"
I.E.E.E. Trans. on M.T.T., Vol. 18, n° 12, December 1970, pp. 1041-1047

[20] C.A. BRAKETT
"The elimination of tuning induced burnout and bias circuit oscillations in IMPATT oscillators"
B.T.S.J. 52, p. 271-273 (1973)

[21] J. PRIBETICH
"Recherche théorique et expérimentale de structures à avalanches et temps de transit à l'arseniure de Gallium pour la réalisation d'oscillateurs hyperfréquences à très haut rendement"
Thèse d'Etat, Lille, Janvier 1979

[22] E. ALLAMANDO, E. CONSTANT, G. SALMER, A. SEMICHON
"Propriétés hyperfréquences des diodes à avalanche. Mode d'oscillations"
Acta Electronica, Vol. 12, n° 3, pp. 211-253, 1969

[23] I.S. GROVES, P.E. LEWIS
"Resonnant cap structures for IMPATT diodes"
Electronics Letters, 8, Feb. 1972

[24] A.C. DERYCKE, L. DUPONT, M. DEL GIUDICE and G. SALMER
"An accurate broadband desktop computer modeling for radial integrated microwave circuits"
Proceeding of 1978, E.M.C., 4-8 Sept, Paris

[25] G. CACHIER and J. STEVANCE
"Modular techniques for controlling the frequency of milli-meter IMPATT's"
I.S.S.C.C. 79, February 15, 1979/Pennsylvania Ballroom

[26] K. KUROKAWA
"Injection locking of Microwave solid state oscillators"
Proc. the I.E.E.E., Vol. 61, n° 11, pp. 1386-1410, Oct. 1973

[27] R.E. STOVALL, K.K. MEI
"Application of a Unimoment Technique to a Bionical Antenna with Inhomogeneous"
I.E.E.E. Trans on Antennas and Propagation, Vol. AP-23, n° 3, May 1975