

N° d'Ordre : 710

50376
1986
249

50376
1986
999

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Serge TOUTAIN

CONTRIBUTION À L'ÉTUDE DU GUIDE IMAGE
MISE EN ÉVIDENCE D'ONDES À FUITES



Soutenue le 18 Décembre 1986
devant la Commission d'Examen.

MM. E. CONSTANT	Professeur Université de Lille	Président
G. SALMER	Professeur Université de Lille	
J. CITERNE	Professeur INSA de Rennes	
J. OBREGON	Professeur Université de Limoges	Examineurs
Ph. GELIN	Professeur ENST de Bretagne	
V. FOUAD HANNA	CNET Paris B	
P. JARRY	Professeur Université de Bretagne Occidentale	
M. BARIL	THOMSON CSF	
J.L. GAUTHIER	Directeur de l'Enseignement Recherche ENST de Bretagne	Invités

"EDUCATION MAKES PEOPLE EASY TO LEAD
BUT DIFFICULT TO DRIVE,
EASY TO GOVERN,
BUT IMPOSSIBLE TO ENSLAVE"

LLOYD GEORGE

A LA MEMOIRE DE MON PERE,
A MA MERE,
A MA FAMILLE ET A TOUS MES AMIS...

....A TOUS CES GENS SANS IMPORTANCE
AVEC LESQUELS ON EST SI BIEN,
QUI FONT RENAITRE L'ESPERANCE
ET SANS LESQUELS ON N'EST PLUS RIEN

REMERCIEMENTS

La plus grande part de ce travail a été effectuée au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de LILLE. Sa conclusion a eu pour cadre l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications de Bretagne. Je remercie, d'une part, Monsieur le Professeur CONSTANT qui m'ayant accueilli au CHS me fait l'honneur, aujourd'hui, de présider mon jury et, d'autre part, Monsieur Jacques BERANGER qui a bien voulu mettre à ma disposition les moyens logistiques de l'ENST Br pour la mise en forme de ce mémoire.

Jacques CITERNE et Philippe GELIN ont conjointement assuré la direction scientifique de ce travail et participé activement aux études. Je leur adresse ma reconnaissance et rend hommage à leur rigueur scientifique et à leur compétence.

De la Direction de Recherche ...

CES DINGUES D'ANIMAUX par Roger Bollen



Monsieur le Professeur SALMER et Monsieur le Professeur OBREGON se sont toujours intéressés à mon travail. Leur soutien constant n'est certainement pas étranger à son aboutissement. Ils ont accepté de le juger ; je les remercie de l'honneur qu'ils me font.

J'adresse aussi mes remerciements à :

- Monsieur le Professeur JARRY de l'Université de Bretagne Occidentale,
- Monsieur BARIL, Responsable du Département RDS à THOMSON CSF,
- Monsieur FOUAD-HANNA, Ingénieur au Centre B du CNET PARIS,
- Monsieur GAUTHIER, Directeur de l'Enseignement Recherche à l'ENST Br,

qui ont bien voulu participer à mon jury.

Le travail présenté est avant tout un travail d'équipe. Je remercie Jean François LEGIER et Mohammed HABIBI qui sont à l'origine de bien des résultats présentés dans ce mémoire ainsi que tous les membres de l'équipe "Circuits et Propagation" du CHS : Patrick KENNIS, Léonce FAUCON, Pierre PRIBETICH pour leur enthousiasme, leur bonne humeur et les avis éclairés dont ils m'ont fait profiter ces dernières années.

Marie-Christine BOTOREL pour la dactylographie, Bernard DELLA, pour la plupart des figures, ont été les artisans inspirés de ce mémoire ; qu'ils trouvent ici l'expression de toute ma reconnaissance. Je suis convaincu que sans leur aide diligente et amicale, ce travail serait encore à l'état d'épure.

J'adresse enfin mes remerciements à tous ceux qui, à LILLE ou à BREST, ont contribué à un moment ou à un autre à l'aboutissement de ce travail.

INTRODUCTION

NOTE LIMINAIRE

CHAPITRE I

ANALYSE CRITIQUE DES METHODES D'ETUDE DES GUIDES IMAGES

	<u>PAGES</u>
I.1 GENERALITES	21
I.2 NOMENCLATURE DES MODES	23
I.3 MODELES "GUIDE FERME" DU GUIDE IMAGE	25
I.3.1 Méthode des modes couplés appliqués au guide image	25
I.3.2 Techniques de "mode matching" appliquées au guide image	35
I.4 ANALYSE CRITIQUE DES METHODES D'APPROCHE "GUIDE OUVERT" DANS LEUR APPLICATION AU GUIDE IMAGE	44
I.4.1 Caractérisation expérimentale des guides images ouverts	44
I.4.2 Approches "guide ouvert" du guide image	56
I.4.2.1. Solutions analytiques approchées	57
I.4.2.2. Solutions numériques	73
I.4.2.2.1 Etude critique de la méthode de corrélation par points en coordonnées cylindriques	73
I.4.2.2.2 Méthode de corrélation par points en coordonnées elliptiques	93

CHAPITRE II

ETUDE DU GUIDE IMAGE A PARTIR DE LA METHODE DE LA RESONANCE TRANSVERSE MISE EN EVIDENCE D'ONDES A FUITES

	<u>PAGES</u>
II.1 INTRODUCTION	119
II.2 L'ETUDE DE PENG ET OLINER	125
II.3 ETUDE DES CARACTERISTIQUES "GUIDE OUVERT" DE LA LIGNE IMAGE PAR LA METHODE DE LA RESONANCE TRANSVERSE	131
II.3.1 Présentation du problème	131
II.3.2 Modes de propagation dans chacun des milieux	139
II.3.2.1 Modes du guide en U partiellement rempli de diélectrique	139
II.3.2.2 Modes du guide métallique en "U"	150
II.3.3 Application des conditions de continuité	151
II.3.4 Résolution du problème	156
II.3.5 Résultats numériques	163
II.3.5.1 Exemples de résultats obtenus sur la discontinuité simple	163
II.3.5.2 Le guide image : résultats de l'étude par la méthode de la résonance transverse	177
II.4 CARACTERISATION EXPERIMENTALE DES ONDES DE FUITE	195

CHAPITRE III

ETUDE DE QUELQUES SOUS ENSEMBLES REALISES A PARTIR DU
GUIDE IMAGE - MISE EN EVIDENCE DE LA PERTURBATION DE LEUR FONCTIONNEMENT
EN RELATION AVEC LES PHENOMENES DE RAYONNEMENT PARASITE

	<u>PAGES</u>
III.1 COUPLAGE ENTRE DEUX GUIDES IMAGES RECTILIGNES	
III.1.1 Généralités	205
III.1.2 Caractérisation des modes normaux d'un coupleur guide image par la méthode de la résonance transverse	211
III.1.3 Problèmes liés à la conception d'un coupleur guide image	219
III.1.4 Vérification expérimentale	225
III.2 CONTRIBUTION A L'ETUDE DE RESONATEURS DIELECTRIQUES ANNULAIRES EN MODES HYBRIDES	230
III.2.1 Généralités	230
III.2.2 Mise en place du modèle d'étude	232
III.2.3 Rappels concernant la démarche d'étude	232
III.2.4 Présentation des premiers résultats obtenus	239
III.3 VERS UNE MICROELECTRONIQUE MILLIMETRIQUE UTILISANT LE GUIDE IMAGE	259
CONCLUSION	265

Ces dix dernières années ont vu le renouveau des systèmes fonctionnant entre 30 et 300 GHz. Moins sensibles au brouillard et aux fumées que les ondes infra-rouges ou optiques, les ondes millimétriques assurent un compromis satisfaisant entre le pouvoir de résolution et la pénétration dans l'atmosphère.

Même si, comme souvent, les besoins militaires ont été le catalyseur de ce renouveau, les applications civiles potentielles des ondes millimétriques sont loin d'être négligeables. En télécommunications, elles permettront par exemple de relier au réseau les abonnés en zones rurales éloignées ou d'assurer la communication entre mobiles via le satellite. Dans l'industrie, des systèmes fonctionnant entre 30 et 90 GHz sont couramment utilisés à fin de mesures ou de régulation en métallurgie et en chimie. Enfin, il n'est pas interdit de penser que se soient les applications grand public tels que les radars anti-collision qui fournissent à moyen terme l'axe de développement le plus important pour ces systèmes.

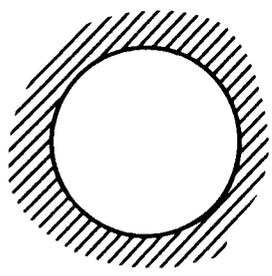
La conception et la réalisation de dispositifs fonctionnant à ces fréquences nécessitent de pouvoir disposer de technologies simples et efficaces et donc d'entreprendre l'étude comparative de toutes les structures possibles tant en ce qui concerne les composants actifs que les guides d'ondes. Le travail présenté dans ce mémoire s'insère dans ce contexte ; il est consacré à la caractérisation du guide image et fait partie d'une étude plus large entreprise au sein du "CENTRE HYPERFREQUENCES ET SEMICONDUCTEURS" sur les systèmes millimétriques. Nous expliciterons dans une note liminaire la manière dont s'articulent les différents travaux.

Le premier chapitre est consacré à l'étude critique des principales approches publiées sur le guide image. Nous proposons l'extension voire l'amélioration de certaines d'entre elles et appuyons nos conclusions sur une caractérisation multimodale du guide image. Les résultats de cette caractérisation ayant mis en évidence des phénomènes non expliqués par les théories classiques, nous sommes conduits à proposer une méthode plus complète de détermination des caractéristiques de propagation du guide image basée sur l'étude préliminaire de discontinuités en guide ouvert associée à la "méthode de la résonance transverse".

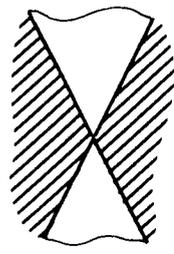
L'exposé des bases théoriques de cette nouvelle méthode d'étude fait l'objet de la première partie du deuxième chapitre. Les résultats de l'exploitation numérique de cette théorie sont ensuite présentés pour des guides conçus à partir de matériaux potentiellement intéressants en ondes millimétriques et comparés dans la mesure du possible à l'expérience. Dans la dernière partie de ce chapitre, les limitations et possibilités d'extension d'une telle étude sont discutées.

La dernière partie de ce mémoire a pour but de montrer que loin d'être seulement une approche théorique supplémentaire, la méthode que nous proposons permet de rendre compte du comportement électromagnétique de composants passifs tels que les coupleurs directs ou les résonateurs en anneau et notamment de leur rayonnement éventuel. De ce point de vue, cette méthode apporte une information indispensable à la mise en oeuvre d'une micro-électronique millimétrique ayant pour base le guide image.

Guides classiques



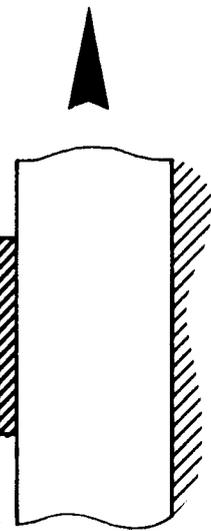
Guide circulaire



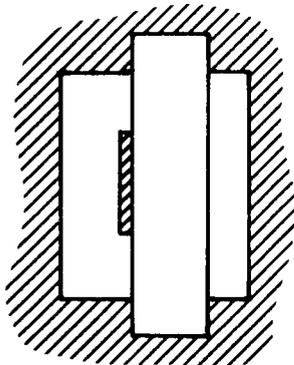
Guide radial



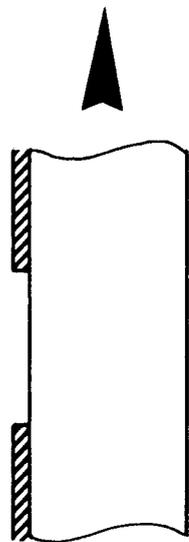
Guide rectangulaire diélectrique



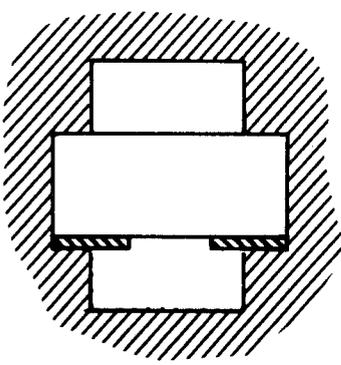
Ligne microruban



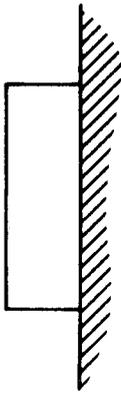
Ligne microruban à substrat suspendu



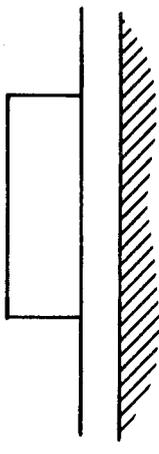
Ligne microfente



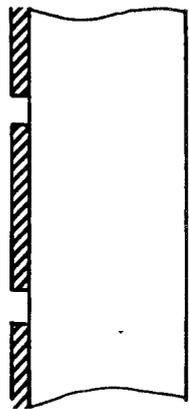
Ligne à ailettes



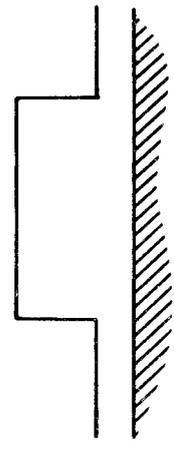
Guide image



Guide image isolé



Ligne coplanaire



Guide ruban diélectrique

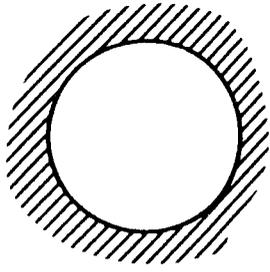
Figure L1 : Guides pouvant être utilisés en ondes millimétriques

Dans ces conditions, les premiers systèmes conçus en ondes millimétriques l'ont été plus à partir de l'expérience acquise que sur une étude véritable des possibilités de chacune des structures de propagation. Le fait que l'expérience ait précédé dans ce cas la théorie a restreint le champ des études possibles.

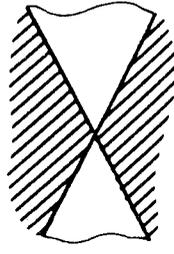
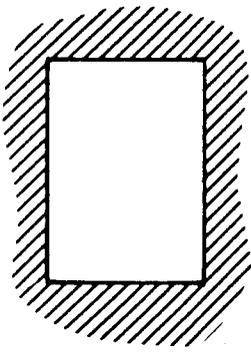
La figure L1 présente les guides d'ondes qui, à l'heure actuelle semblent les mieux adaptés à la réalisation de sous ensembles en ondes millimétriques. Outre les traditionnels guides rectangulaires ou circulaires métalliques dont les propriétés sont étudiées depuis de nombreuses années dans cette gamme de fréquences (L5), nous retrouvons les lignes microrubans et microfentes. L'expérience acquise dans l'utilisation de ces structures et les nombreux supports théoriques mis au point ces dernières années ont conduit les utilisateurs à repousser toujours plus haut la fréquence limite d'emploi de ce type de ligne. Cette limite est avant tout technologique puisque les circuits sont en général déterminés à partir de techniques de changement d'échelle ("scaling") qui consiste, partant des dimensions des circuits en bande centimétrique à réduire les dimensions de ceux-ci dans le rapport des longueurs d'ondes (L6). Outre les effets propres à la montée en fréquence, deux problèmes apparaissent alors : celui de la fragilité des substrats et celui des pertes liées à la diminution de largeur des rubans métalliques. Il semble que dans l'état actuel des possibilités technologiques 60 GHz soit la fréquence limite d'utilisation de la ligne microruban (L7).

Les guides radiaux peuvent être, eux, avantageusement utilisés lors de la conception de modules actifs. Ils facilitent d'une part le couplage composant circuit et permettent, d'autre part, un couplage aisé au guide rectangulaire métallique.

Guides classiques



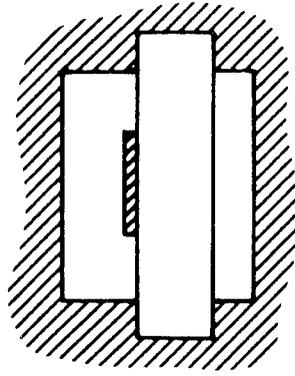
Guide circulaire



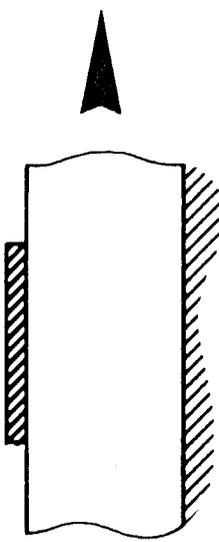
Guide radial



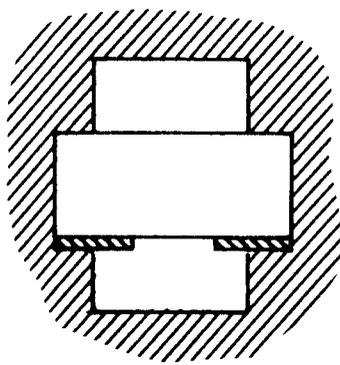
Guide rectangulaire diélectrique



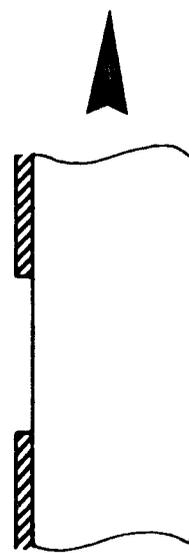
Ligne microruban à substrat suspendu



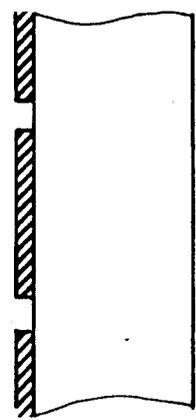
Ligne microruban



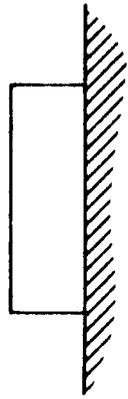
Ligne à ailettes



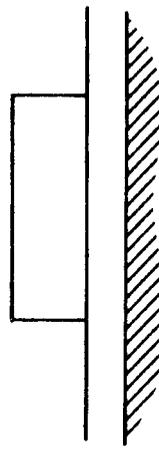
Ligne microfente



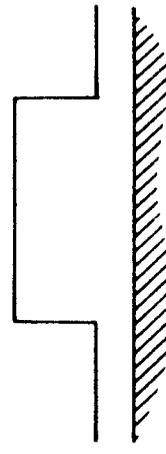
Ligne coplanaire



Guide image



Guide image isolé



Guide ruban diélectrique

Figure L1 : Guides pouvant être utilisés en ondes millimétriques

Le guide rectangulaire diélectrique est sans doute mieux adapté à des applications en optique. A l'avantage de ses faibles pertes, on lui oppose les inconvénients dus à son manque de rigidité mécanique et à l'impossibilité d'y intégrer des composants actifs.

Dérivés de ces guides de base, d'autres supports de transmission ont été proposés. Ce sont, d'une part, les lignes microrubans à substrat suspendu et les lignes à ailettes et, d'autre part le guide image et ses dérivés tels que le guide image isolé, le guide image inversé ou le guide ruban diélectrique. Bien que géométriquement simples, ces structures ne peuvent être caractérisées qu'à partir de traitements électromagnétiques relativement complexes. Afin de mieux comprendre les difficultés théoriques et les limitations des méthodes mises en oeuvre pour la caractérisation de ceux-ci, nous allons tout d'abord rappeler les principales étapes du traitement électromagnétique d'un guide d'ondes.

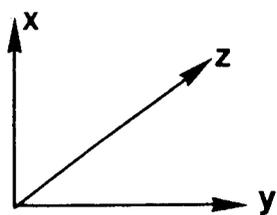
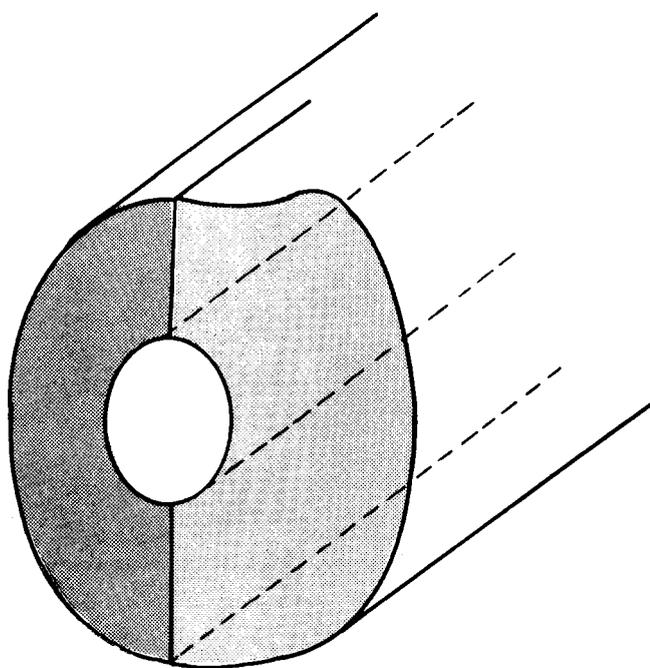


FIGURE L2 : Guide d'onde



L2 - RAPPELS SUR LE TRAITEMENT ELECTROMAGNETIQUE D'UN GUIDE

L2.1 Généralités

D'une manière générale, comme le présente la figure L2, on appelle guide d'onde, une structure constituée de milieux matériels invariants par translation le long d'un axe oz appelé axe de propagation.

Les champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{H} d'une onde électromagnétique guidée ont, du fait de cette invariance, une variation spatiale suivant oz en :

$$e^{-j\beta z}$$

Le signe - correspond aux ondes directes (guidage vers les z positifs), le signe + aux ondes inverses (guidage vers les z négatifs) β est une quantité scalaire appelée constante de phase des ondes guidées.

En régime harmonique, il convient d'ajouter à cette variation spatiale une variation temporelle en $e^{j\omega t}$ traduisant une invariance par translation dans le temps. Dans ces conditions, les champs associés à une onde guidée s'expriment comme :

$$\vec{E} = \vec{E}(u, v) e^{j(\omega t \pm \beta z)}$$

$$\vec{H} = \vec{H}(u, v) e^{j(\omega t \pm \beta z)}$$

où u et v sont les coordonnées transversales qui repèrent un point dans la section droite du guide.

Il existe deux grandes classes de guides :

- a) les guides fermés pour lesquels une interface diélectrique conducteur isole le milieu de propagation de l'extérieur. L'énergie électromagnétique ne peut sortir du guide et la propagation n'est pas perturbée par le milieu extérieur.
- b) Les guides ouverts, limités d'un point de vue matériel par une interface diélectrique. L'énergie peut alors s'échapper du guide et l'on parle de rayonnement (énergie non nulle à l'infini).

L2.2 Le système d'équations à étudier

Si l'on sépare les champs suivant leurs composantes transverses et longitudinales, il vient :

$$\begin{Bmatrix} \vec{E}_i \\ \vec{H}_i \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \vec{E}_{T_i} \\ \vec{H}_{T_i} \end{Bmatrix} + \vec{k} \begin{Bmatrix} E_{z_i} \\ H_{z_i} \end{Bmatrix}$$

k est le vecteur unitaire suivant oz , i désigne le milieu dans lequel se propagent les champs.

Les équations de Maxwell montrent, qu'en tout point de la section droite, les fonctions scalaires E_{z_i} et H_{z_i} sont solutions des équations de Helmholtz :

$$[\Delta_T + (\omega^2 \mu_i \epsilon_i - \beta^2)] \begin{bmatrix} E_{z_i} \\ H_{z_i} \end{bmatrix} = 0$$

$$\Delta_T = \Delta - \beta^2$$

Sur les interfaces et aux limites de la section droite, les solutions doivent satisfaire un certain nombre de conditions :

- les conditions dites aux limites, spécifiques à la structure étudiée (bornage des champs, conditions de symétrie...)
- la condition de rayonnement pour un guide ouvert
- les conditions dites de continuité qui expriment ou la nullité du champ tangentiel aux interfaces diélectrique-conducteur ou l'égalité des champs électriques et magnétiques tangentiels aux interfaces diélectrique-diélectrique. Ces conditions de continuité relient entre elles les constantes arbitraires intervenant dans les expressions des champs tangentiels.

Le traitement électromagnétique d'un guide consiste à rechercher des solutions de ce type. Un tel traitement ne peut être mené à terme que dans les cas simples où la section droite du guide est parfaitement décrite dans un système de coordonnées curvilignes orthogonales.

Les solutions de l'équation de Helmholtz sont alors fonctions propres du système de coordonnées et certaines conditions aux limites permettent de choisir, parmi les solutions mathématiques possibles, celles qui sont physiquement acceptables.

Dans tous les autres cas, il est nécessaire de faire certaines approximations qui risquent de modifier une partie du spectre de modes du guide.

Pour un guide fermé, ce spectre est entièrement discret. Pour un guide ouvert, ce spectre se décompose en deux parties :

- un spectre de modes discrets (modes de surface)
- un spectre de modes continus pouvant rendre compte du rayonnement et du stockage d'énergie provoqué par toute rupture de l'invariance par translation du guide considéré.

Ces modes sont orthogonaux et tout champ électromagnétique créé par des sources quelconques situées dans l'espace peut être décomposé sur la base de modes de la structure de propagation (principe de complétion des modes).

L3 - ETUDE DES STRUCTURES DE PROPAGATION MILLIMETRIQUE DANS NOTRE LABORATOIRE

Un grand nombre des structures présentées figure L1 ont des spectres de modes connus. C'est notamment le cas des guides métalliques fermés pour lesquels le traitement électromagnétique donne lieu à des solutions analytiques puisque leur section droite est entièrement décrite dans un système de coordonnées orthogonales.

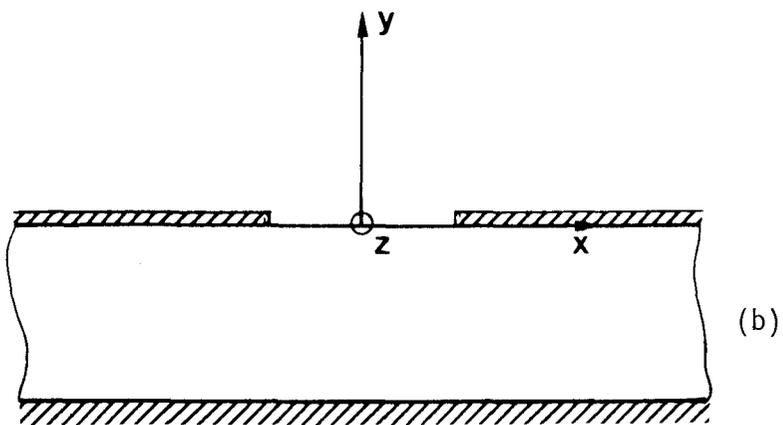
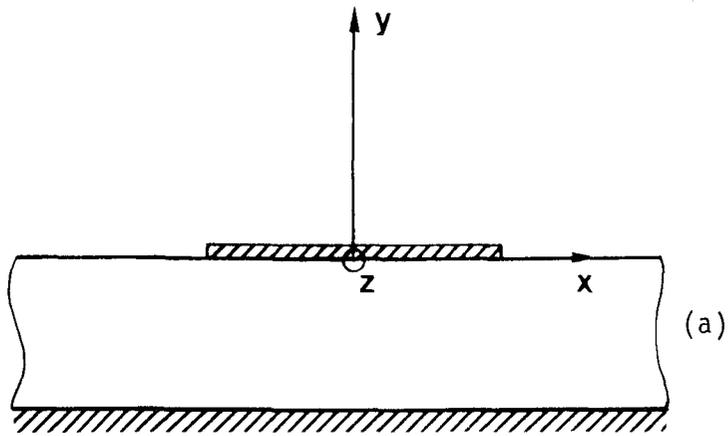


FIGURE L.3 : Lignes plaquées utilisées en ondes centimétriques

(a) Ligne microruban

(b) Ligne microfente



Les structures planes microrubans ou microfentes ne possèdent malheureusement pas cette propriété et nous avons dû mettre en oeuvre des méthodes d'étude approchées afin de déterminer les variations des paramètres électromagnétiques de ces guides. Ce fut le travail de Jacques CITERNE d'une part, puis celui de Léonce FAUCON (L8) (L9) (L10). La méthode est connue sous le nom d'Approche dans le domaine spectral ("Spectral Domain Approach"). Elle consiste à transposer le traitement guide d'onde de l'espace direct (x, y, z) à un espace image (α, y, z) où la variable géométrique x est remplacée par la variable de Fourier afin d'éliminer les discontinuités qui existent suivant la direction ox (fig. L3).

Dans l'espace image, l'écriture des champs est analytique et les conditions de continuité aux interfaces $y = 0$ et $y = -D$ exprimées dans cet espace conduisent au système d'équations fonctionnelles suivant :

$$[L] \begin{bmatrix} \tilde{J}_x(\alpha, 0) \\ \tilde{J}_z(\alpha, 0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_x(\alpha, 0) \\ \tilde{E}_z(\alpha, 0) \end{bmatrix}$$

où $E_x(\alpha, 0)$, $E_z(\alpha, 0)$ (respectivement $J_z(\alpha, 0)$, $J_x(\alpha, 0)$) sont les transformées de Fourier du champ électrique tangentiel (respectivement des courants de surface) à l'interface $y=0$. L est la matrice de Green dans l'espace transformé.

Ce système d'équations fonctionnelles est transformé en un système d'équations linéaires homogène par application de la Méthode des Moments connue sous le nom de méthode de Galerkin, directement dans l'espace image.

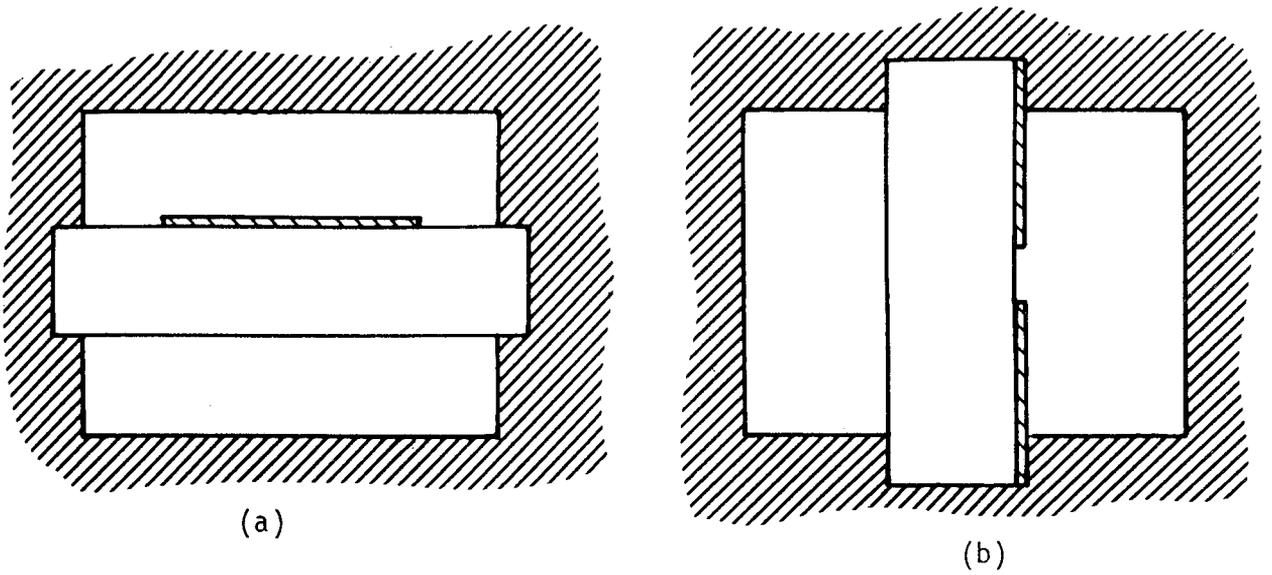


FIGURE L.4 : Lignes plaquées utilisées en ondes millimétriques

(a) Ligne microruban suspendue

(b) Ligne à ailettes

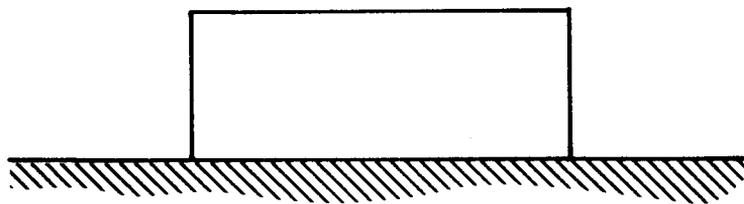


FIGURE L.5 : Ligne image

La résolution du système d'équations fournit l'ensemble des couples (ω, β) exprimant les caractéristiques de dispersion d'un mode donné. Pour un mode, il est alors possible de représenter l'évolution spatiale du champ électromagnétique dans un plan de section droite. Par cette méthode, on a accès aux pertes et aux impédances caractéristiques lorsque ces dernières peuvent être définies.

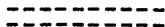
Initialement mise au point sur les lignes ouvertes, l'Approche dans le Domaine Spectral a été étendue aux guides fermés dans le but d'obtenir le spectre complet de modes des structures de propagation planes en ondes millimétriques. Ce travail recouvre une partie de la thèse de doctorat d'état de Léonce FAUCON et d'ores et déjà, nous disposons au laboratoire de méthodes d'analyse efficaces pour la plupart des lignes millimétriques plaquées ; que ce soit la ligne microruban à substrat suspendu ou la ligne à ailettes. Ces deux structures sont présentées figure L4.

Afin de pouvoir statuer sur les avantages comparés des guides millimétriques utilisables pour la réalisation de sous ensembles intégrés hybrides, nous avons entrepris, en parallèle, l'étude de la ligne image à section droite rectangulaire.

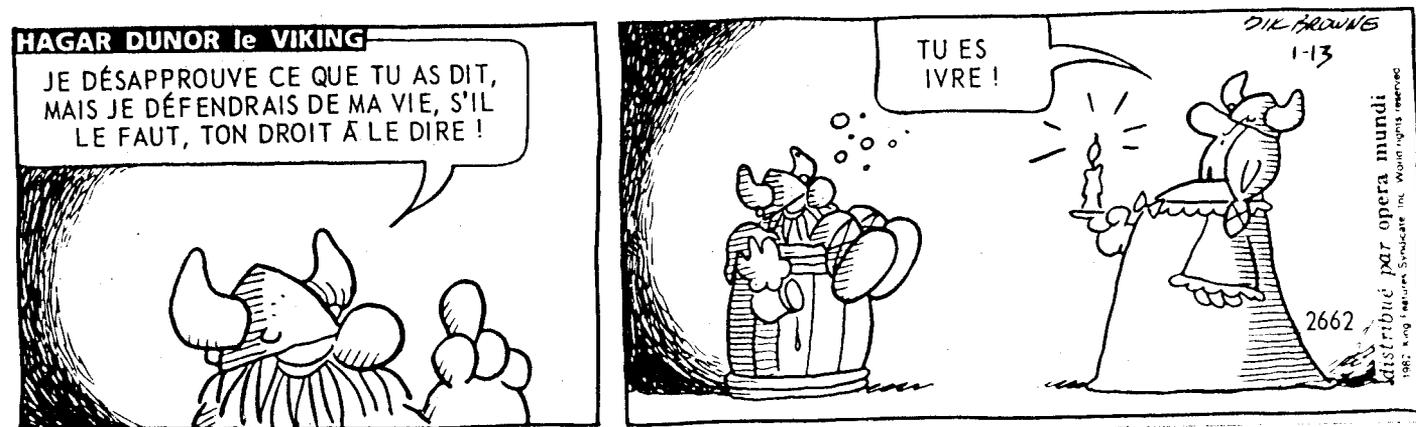
Nous présentons cette structure figure L5. Bien qu'ils soient a priori, moins bien adaptés à l'intégration, ces guides, de par leurs faibles pertes, constituent à notre sens une alternative intéressante pourvu que l'on maîtrise leur technologie de fabrication et que cette technologie soit économiquement viable.

C'est dans cette optique "dispositifs intégrés" que nous avons entrepris l'étude que nous présentons dans ce mémoire et ceci peut expliquer certains de nos choix.

CHAPITRE I



ANALYSE CRITIQUE DES
METHODES D'ETUDE DES
GUIDES IMAGES



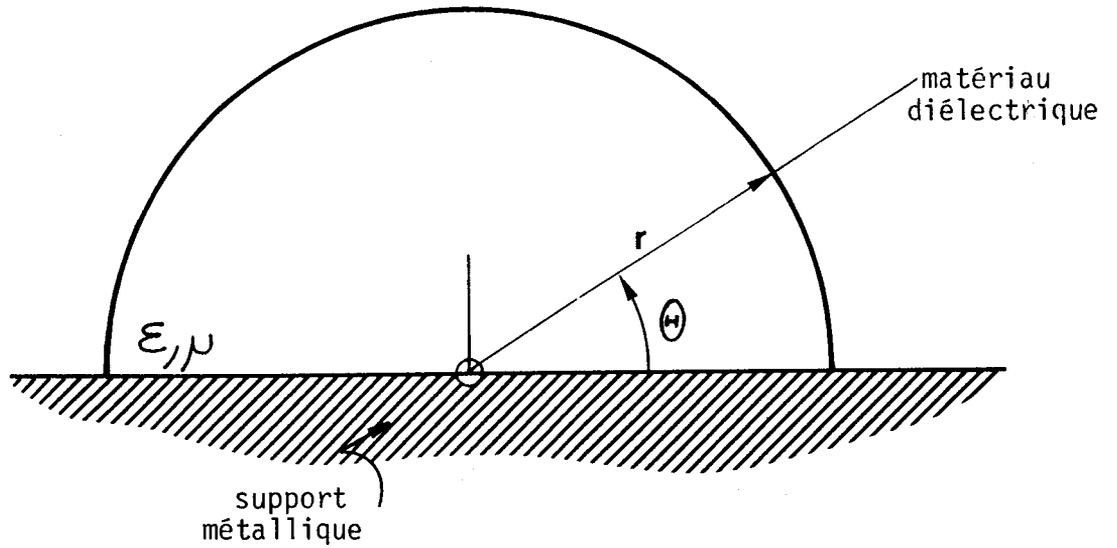


FIGURE I.1 : Le guide image tel que l'a défini KING

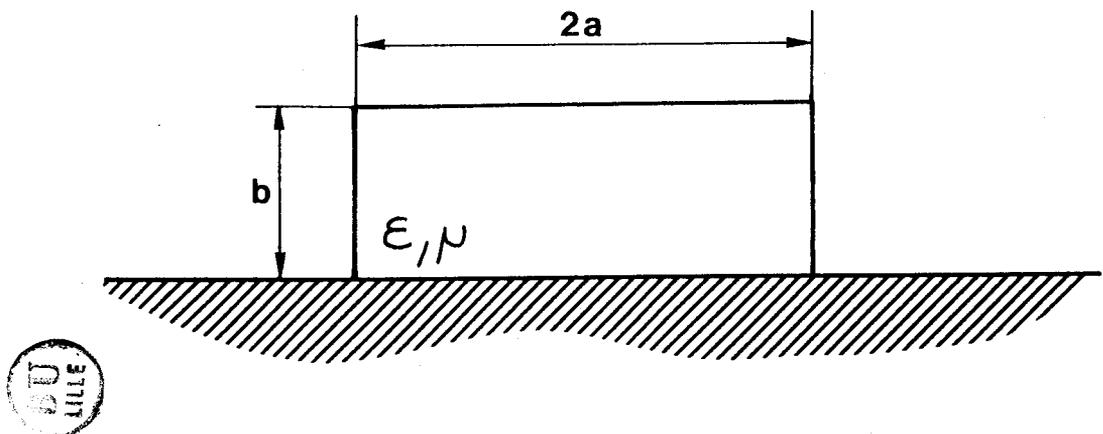


FIGURE I.2 : Le guide image à section rectangulaire

I-1 GENERALITES

C'est en 1952 que D.D. KING proposa l'utilisation d'une structure de propagation constituée d'un demi-rondin diélectrique reposant sur un plan métallique : le "guide image"(1)(2). Nous présentons la section droite de ce guide figure I.1. La détermination théorique des caractéristiques de propagation d'une telle ligne ne pose aucun problème puisque sa section droite est entièrement décrite dans le système de coordonnées cylindriques r , Θ , z . Les solutions des équations de propagation dans chacun des milieux s'expriment à partir des fonctions propres de ce système de coordonnées. Le spectre de modes guidés est en fait constitué des seuls modes de surfaces impairs du rondin diélectrique.

Après avoir étudié ce guide et quelques circuits associés, KING et SCHLESINGER ont inventorié d'autres structures possibles afin de définir celle qui tout en étant aisément usinable permettrait une plus grande concentration d'énergie dans le matériau diélectrique (3). Après une étude expérimentale très complète, leur choix s'est porté sur le guide de section rectangulaire présenté figure I.2.

Au contraire du guide image demi-cylindrique original, le traitement électromagnétique de la ligne image à section rectangulaire n'admet pas de solution analytique exacte. En effet, aucun système de coordonnées curvilignes orthogonales simple ne permet l'écriture des conditions de continuité aux interfaces diélectrique-air. Les caractéristiques de propagation de ce guide ne peuvent être obtenues qu'à partir d'approximations faites sur des modèles analytiques ou numériques.

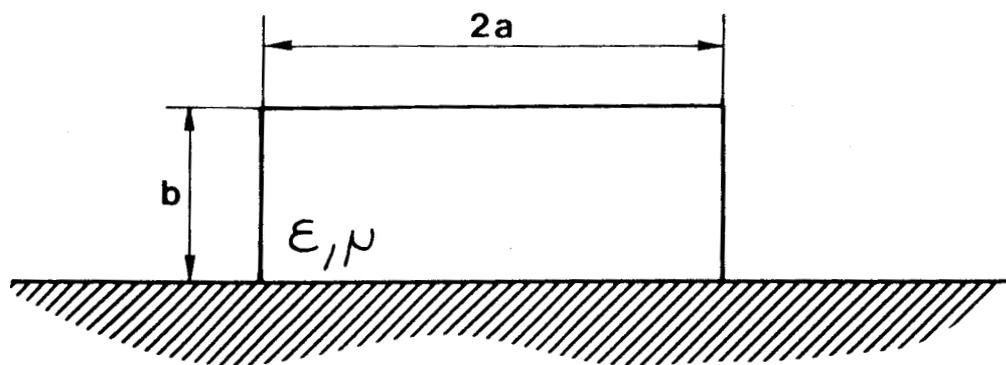


FIGURE I.2 : Le guide image à section rectangulaire



Dans la suite de notre exposé, après avoir précisé la nomenclature des modes utilisés, nous présentons brièvement les principaux modèles proposés dans la littérature en précisant leurs avantages et leurs faiblesses.

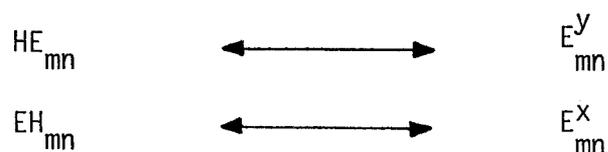
I-2 NOMENCLATURE DES MODES

Les modes susceptibles de se propager dans le guide image sont des modes hybrides. Suivant une convention établie, ces modes sont notés EH_{mn} lorsque $|\vec{Ez}| > |\vec{Hz}|$ et HE_{mn} lorsque $|\vec{Hz}| > |\vec{Ez}|$

Pour le guide à section rectangulaire, il est possible de proposer une nomenclature en relation avec celle utilisée par J. CITERNE dans son étude du guide diélectrique elliptique (4). La présence du plan métallique limite notre choix aux seuls modes impairs. Ainsi, pour les guides tels que $a/b > 1$ auxquels nous nous intéresserons plus particulièrement, le mode fondamental est le mode HE_{11} . Dans le cas contraire ($a/b < 1$), le mode fondamental est le mode EH_{11} .

Comme nous le verrons par la suite, les premières études proposées pour déterminer le spectre de modes discrets du guide image à section rectangulaire sont basées sur les travaux faits en optique guidée. Dans ce contexte, les auteurs ont repris une nomenclature des modes propre à l'optique où les modes sont fortement polarisés, la référence étant alors la polarisation principale du champ électrique transverse. Ainsi les modes E_{mn}^y (respectivement E_{mn}^x) sont tels que $|\vec{Ey}| \gg |\vec{Ex}|$ (respectivement $|\vec{Ex}| \gg |\vec{Ey}|$).

Très loin de la fréquence de coupure des modes, les deux points de vue sont équivalents et il y a correspondance entre



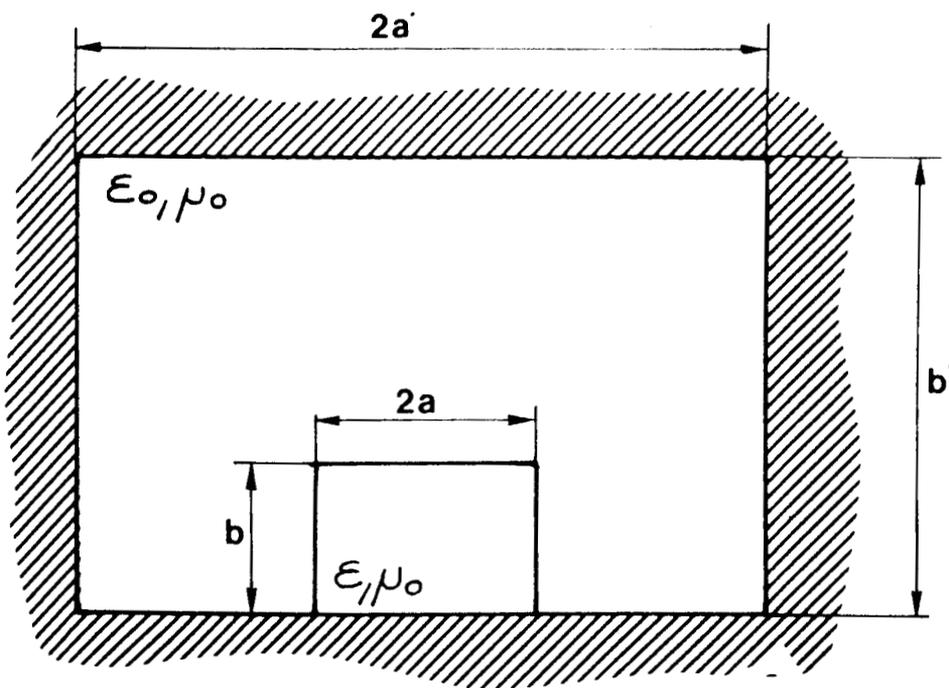


FIGURE I.3 : Guide à section droite inhomogène



Au voisinage de la coupure, il conviendrait d'utiliser le premier type de nomenclature. Pourtant, la plupart des auteurs ont conservé la notation issue de l'optique. Dans un souci de simplification, nous avons donc décidé de faire de même.

I-3 MODELES "GUIDE FERME" DU GUIDE IMAGE

Dans ce type d'approche, le guide diélectrique est toujours entouré d'un boîtier métallique. Cette configuration si elle ne supprime pas la difficulté concernant l'écriture des conditions de continuité aux interfaces diélectrique-air permet de la contourner, puisqu'alors les modes du guide diélectrique peuvent être construits à partir des modes du boîtier métallique.

Dans cet esprit, un certain nombre d'auteurs ont proposé l'utilisation d'une méthode d'analyse proposée par S.A. SCHELKUNOFF en 1952 : "la méthode des modes couplés". (5)

I-3-1 Méthode des modes couplés appliquée au guide image (6)(7)(8)(9)

Les modes propres d'un guide formant une suite complète tout champ électromagnétique créé dans ce guide peut être décomposé sur la base de ces modes. On peut généraliser ce principe au cas d'un guide à section inhomogène tel que celui présenté figure I.3. Alors la présence du matériau diélectrique entraîne un couplage entre les modes.

D'autre part, il est possible de donner une représentation ligne de transmission d'un guide en définissant pour chaque mode une onde de référence transportant une puissance unité. Ainsi, si pour un mode i , E_{ti} et H_{ti} représentent les composantes transversales des champs, nous pouvons écrire que

$$\vec{E}_{ti} = V_{(i)}(z) \vec{e}_{t(i)}(x, y) \quad (a)$$

$$\vec{H}_{ti} = I_{(i)}(z) \vec{h}_{t(i)}(x, y) \quad (b)$$

(I.1)

avec
$$\iint_S \vec{e}_{t(i)}(x, y) * \vec{h}_{t(i)}(x, y) dS = 1 \quad (a)$$

(I.2)

et
$$\iint_S \vec{e}_{t(j)}(x, y) * \vec{h}_{t(i)}(x, y) dS = 0 \quad (b)$$

Les grandeurs $V_{(i)}(z)$ et $I_{(i)}(z)$ sont alors des grandeurs caractéristiques du mode considéré. C'est ce même concept qui est à la base de la théorie des circuits micro-ondes.

Dans ces conditions, l'étude de la propagation le long d'un guide à section droite inhomogène peut se faire en considérant une infinité de lignes de transmission couplées. Une telle analogie permet alors de substituer à la résolution directe des équations de Maxwell associées aux conditions de continuité, l'étude d'un système infini d'équations différentielles du type "équations des télégraphistes".

Il convient tout d'abord d'éliminer les composantes longitudinales du champ dans les équations de Maxwell. Il vient :

$$\frac{\partial E_t}{\partial z} = \frac{1}{j\omega} \nabla_t \left(\frac{1}{\epsilon} \nabla_t \cdot (\vec{H}_t \wedge \vec{a}_z) - j\omega\mu (\vec{H}_t \wedge \vec{a}_z) \right) \quad (a)$$

(I.3)

$$\frac{\partial H_t}{\partial z} = \frac{1}{j\omega\mu} \nabla_t \cdot \nabla_t (\vec{a}_z \wedge \vec{E}_t) - j\omega\epsilon (\vec{a}_z \wedge \vec{E}_t) \quad (b)$$

Les champs transverses E_t , H_t sont alors développés à partir des fonctions de modes orthogonales définies ci-avant. Il vient :

$$E_t = \sum_i^{\infty} V(i)(z) e_t(i)(x,y) + \sum_j^{\infty} V(j)(z) e_t[j](x,y) \quad (a)$$

(I.4)

$$H_t = \sum_i^{\infty} I(i)(z) h_t(i)(x,y) + \sum_j^{\infty} I[j](z) h_t[j](x,y) \quad (b)$$

$V(z)$ et $I(z)$ sont appelés "tensions de mode" et "courants de mode", des indices entre parenthèses correspondent aux modes TE, ceux entre crochets aux modes TM.

En substituant les développements de E_t et H_t dans les équations I.3a et I.3b et après quelques manipulations mathématiques, on aboutit au système d'équations différentielles suivant :

$$\frac{\partial V(n)(z)}{\partial z} = -\frac{1}{j\omega\epsilon_0} \sum_l^\infty Z_1(n, l) I(l)(z) - j\omega\mu I(n)(z) \quad (a)$$

$$\frac{\partial V[m](z)}{\partial z} = -j\omega\mu_0 I[m](z) \quad (b)$$

(I.5)

$$\frac{\partial I(n)(z)}{\partial z} = -j\omega\epsilon_0 \left(\sum_l^\infty Y_1(n, l) V(l)(z) + \sum_j^\infty Y_2(n, j) V[j](z) \right) \quad (c)$$

$$\frac{\partial I[m](z)}{\partial z} = -j\omega\epsilon_0 \left(\sum_l^\infty Y_3(m, l) V(l)(z) + \sum_j^\infty Y_4(m, j) V[j](z) \right) - \frac{k_c^2[m]}{j\omega\mu_0} V[m](z) \quad (d)$$

avec

$$Z_1(n, l) = k_c^2(l) k_c^2(n) \iint_S \frac{1}{\epsilon_r(x, y)} \phi(l)(x, y) \phi(n)(x, y) dS \quad (a)$$

$$Y_1(n, l) = \iint_S \epsilon_r(x, y) h(l)(x, y) \cdot h(n)(x, y) dS \quad (b)$$

(I.6)

$$Y_2(n, j) = \iint_S \epsilon_r(x, y) h[j](x, y) \cdot h(n)(x, y) dS \quad (c)$$

$$Y_3(m, l) = \iint_S \epsilon_r(x, y) h(l)(x, y) \cdot h[m](x, y) dS \quad (d)$$

$$Y_4(m, j) = \iint_S \epsilon_r(x, y) h[j](x, y) \cdot h[m](x, y) dS \quad (e)$$

Ces équations sont appelées équations des télégraphistes généralisées.

Le calcul des coefficients $Z_1(n, i)$; $Y_1(n, i)$; $Y_2(n, j)$; $Y_3(m, j)$; $Y_4(m, j)$ se fait par intégration sur toute la section droite du guide limité par le boîtier métallique.

Si, nous considérons une onde sinusoïdale, directe se propageant suivant z , nous pouvons écrire que :

$$\begin{aligned} V^{(i)}(z) &= V^{(i)} e^{-j\beta z} \\ V^{[j]}(z) &= V^{[j]} e^{-j\beta z} \end{aligned} \tag{I.7}$$

où β est la constante de phase du mode considéré.

En éliminant les "courants de mode" dans les équations des télégraphistes et en limitant la description à la superposition de n termes pour les modes TE, m termes pour les modes TM, on aboutit à l'équation matricielle caractéristique suivante :

$$\begin{vmatrix} a_{11}, a_{12}, a_{13} \dots \\ a_{21} \dots \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \end{vmatrix} \begin{vmatrix} V^{(1)} \\ V^{(2)} \\ \vdots \\ V^{(n)} \\ V^{[1]} \\ V^{[2]} \\ \vdots \\ V^{[m]} \end{vmatrix} = \beta^2 \begin{vmatrix} V^{(1)} \\ V^{(2)} \\ \vdots \\ V^{(n)} \\ V^{[1]} \\ \vdots \\ V^{[m]} \end{vmatrix} \tag{I.8}$$

Chaque élément a_{ij} de la matrice est fonction à la fois de la géométrie du guide diélectrique et de celle du boîtier.

Le calcul de ces éléments permet de déterminer les valeurs propres β^2 puis les vecteurs propres correspondants.

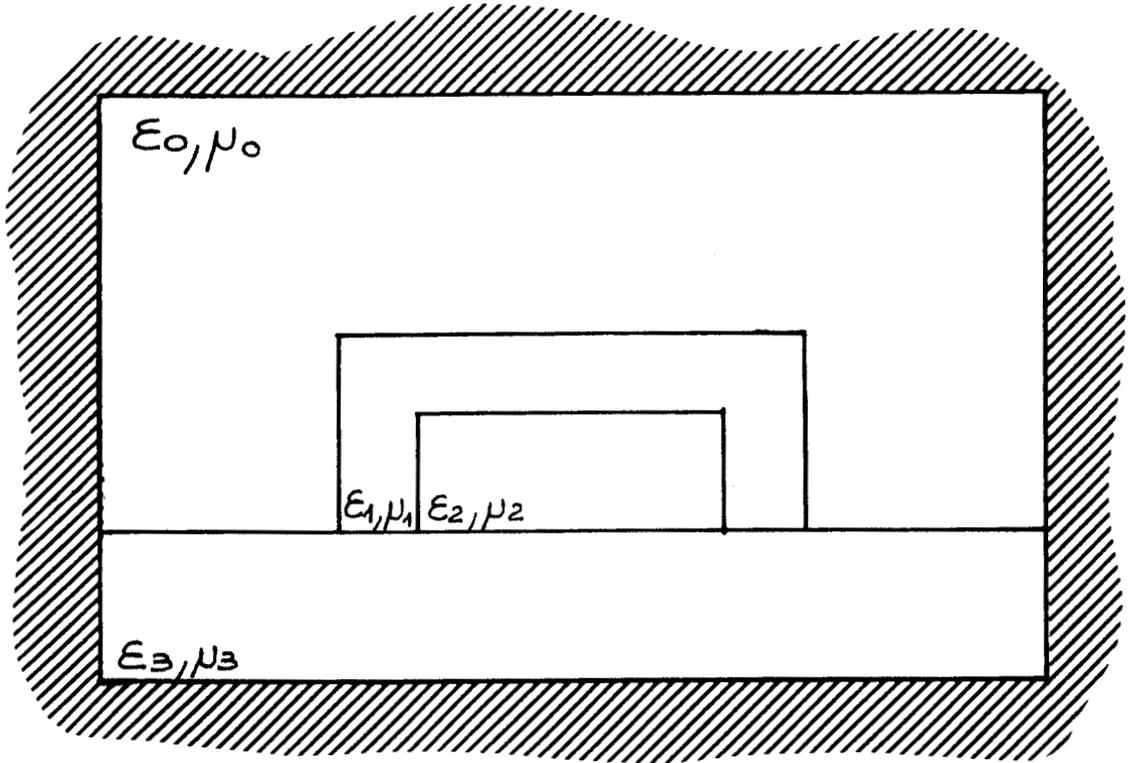


FIGURE I.4a : Le modèle d'OGUSU

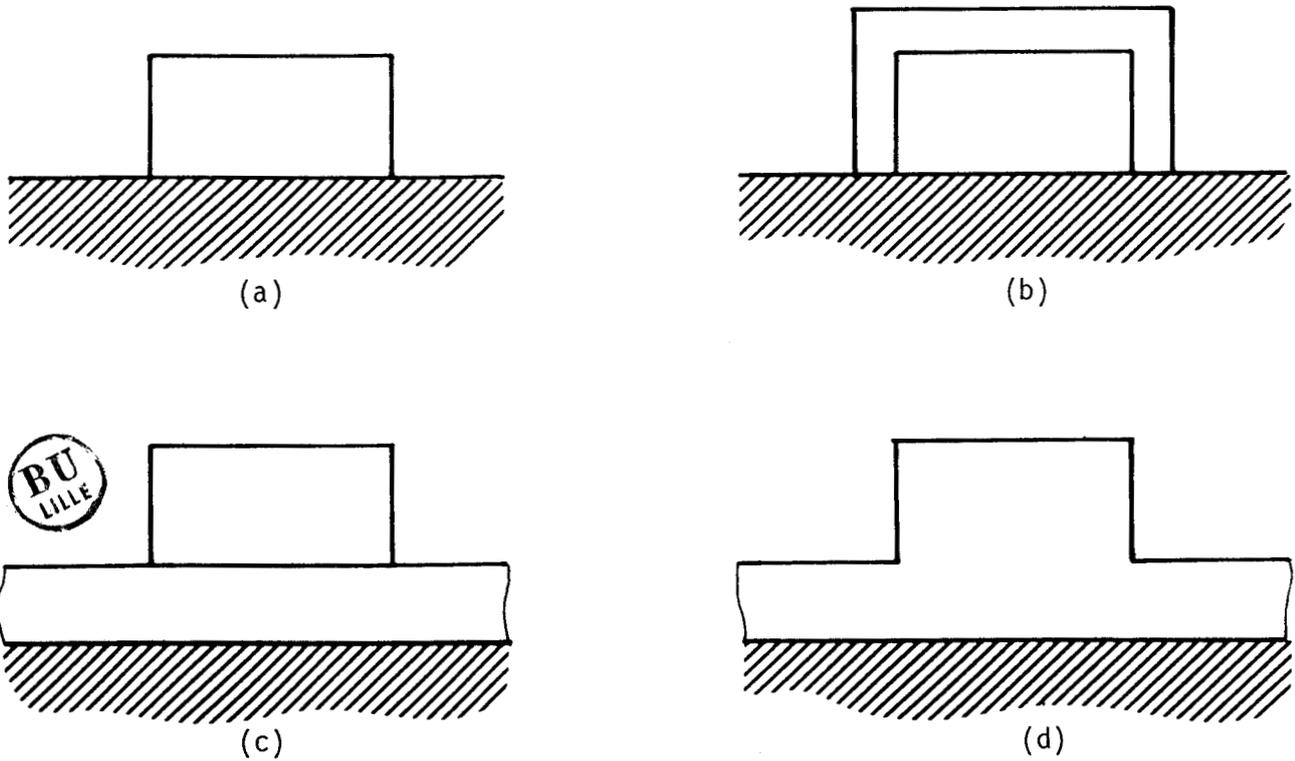


FIGURE I.4b : Exemple de guides ayant été étudiés par la méthode des modes couplés

- (a) Guide image
- (b) Guide image protégé
- (c) Guide image isolé
- (d) Guide image ruban

On peut alors construire le diagramme de dispersion des modes et donner une représentation des champs dans un plan de section droite.

La solution exacte du problème ne peut être obtenue qu'en considérant un nombre infini de modes. En fait, la stabilité numérique de la solution est obtenue en n'utilisant qu'un nombre limité de modes. Ce nombre est d'autant plus grand que l'ordre du mode étudié est élevé. Ainsi, alors que dix modes suffisent pour décrire le comportement du mode fondamental E_{11}^y , seize sont nécessaires à l'obtention de la solution pour le premier mode supérieur.(7)

L'intérêt majeur d'une telle méthode est qu'elle permet d'étudier des structures de forme et de constitution très diverses. A titre d'exemple, nous présentons figure I.4 les structures étudiées par K. OGUSU.(6)

La difficulté principale réside sans doute dans l'obtention des caractéristiques "guide ouvert" de la ligne image par un passage à la limite (boîtier rejeté à l'infini) puisque ce passage nécessite le traitement de systèmes linéaires de taille croissante. En fait, aucun auteur ne discute véritablement de l'influence de la position du boîtier sur la valeur de la solution.

Lorsque le mode est loin de sa fréquence de coupure, la quasi-totalité de l'énergie se propage à l'intérieur du matériau diélectrique et une telle étude de sensibilité à la position du boîtier ne s'impose pas. Par contre, au voisinage de la fréquence de coupure des modes, cette étude est nécessaire car dans tous les cas, comme le présente la figure I.5, le diagramme de dispersion évoluera avec les dimensions de ce boîtier.

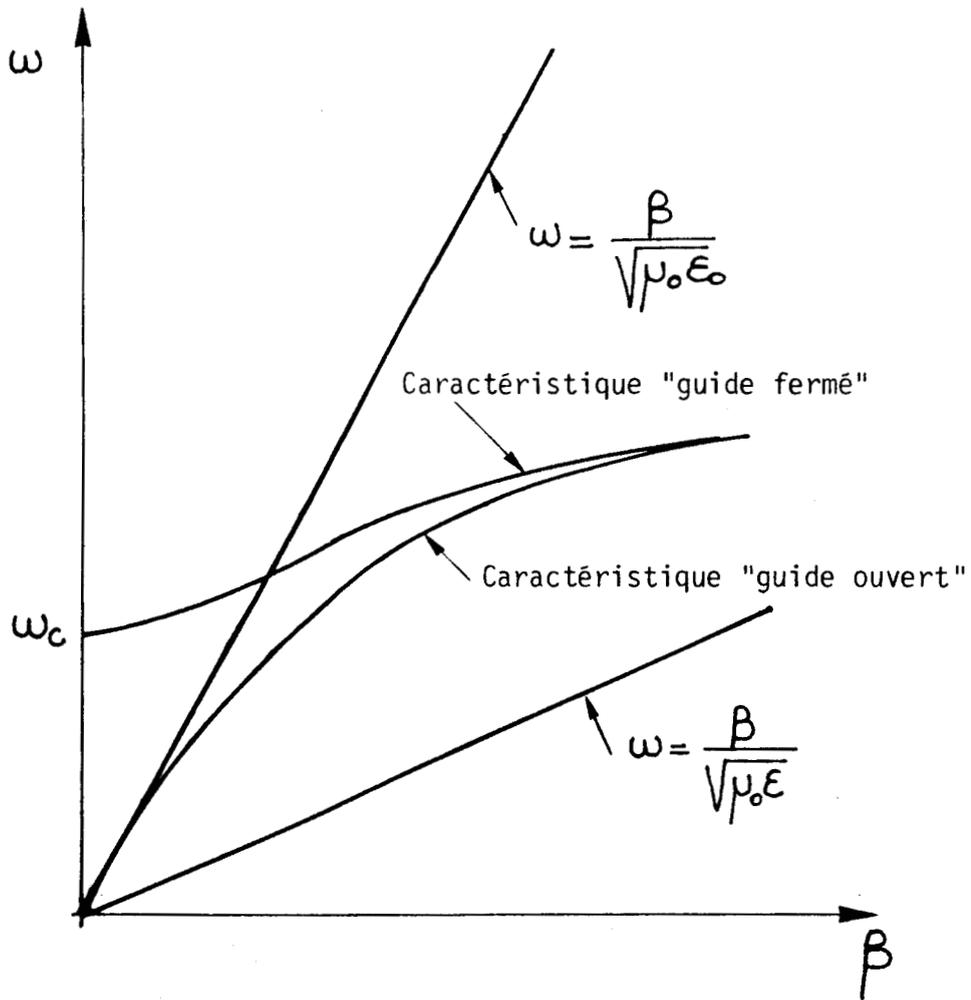


FIGURE I.5 : Comportement d'un mode associé au barreau diélectrique au voisinage de la coupure



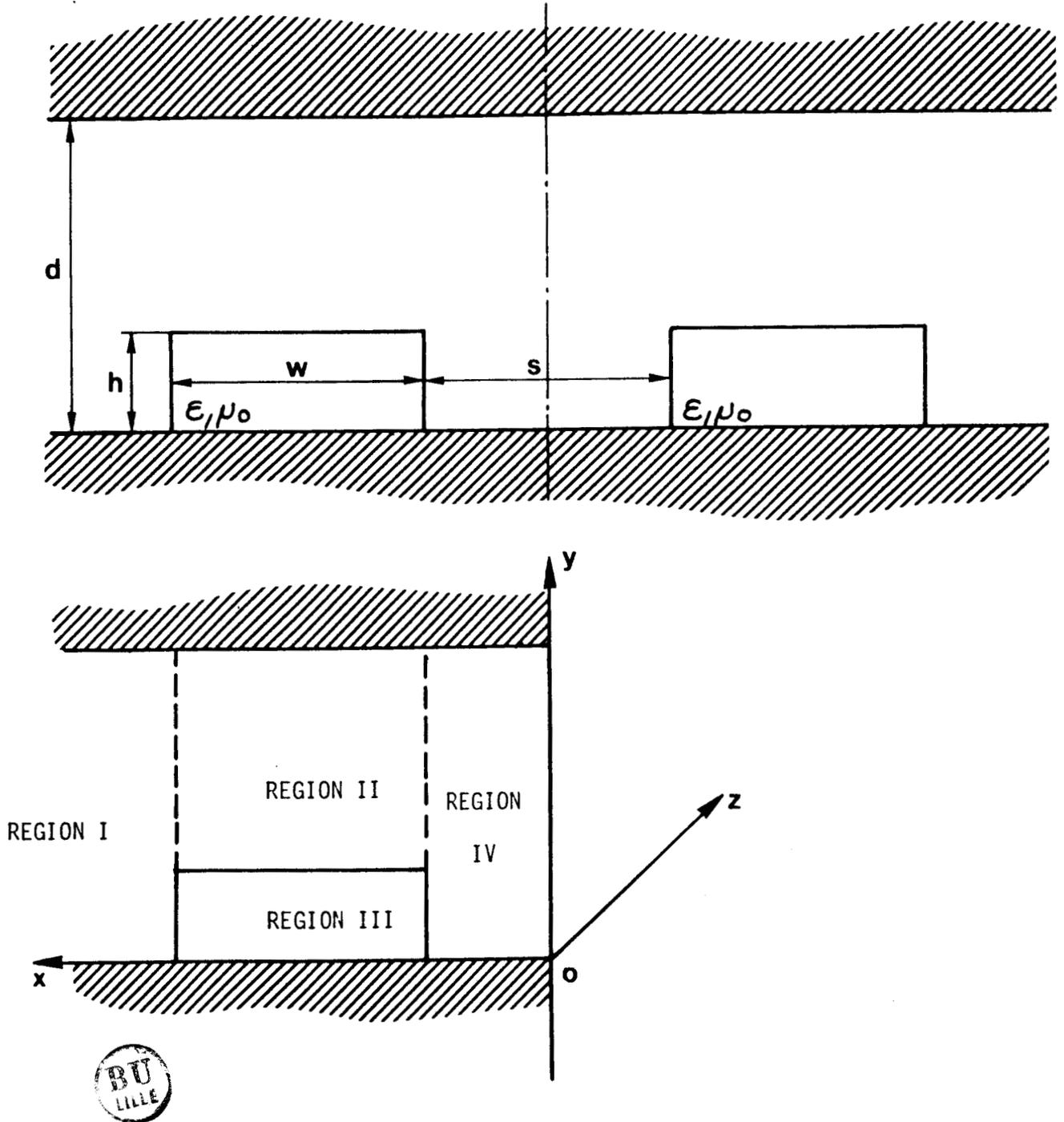


FIGURE I.6 : Le modèle d'étude de SOLBACH

A notre sens, une telle approche est avant tout une étude "guide fermé" et elle ne peut pas fournir des informations précises au voisinage des fréquences de coupure.

Une autre possibilité intéressante consiste à reprendre dans son application au guide image l'étude d'UNGER et SCHLOSSER sur les guides à section droite inhomogène (10) K. SOLBACH, à l'Université de DUISBOURG, fut le premier qui entrepris ce travail.(11)

Sa méthode fut ensuite généralisée par CROMBACH (12). N'ayant pas trouvé de terme français correspondant à "mode matching technique", nous avons conservé cet anglicisme pour désigner ce type d'étude.

I-3-2 Techniques de "mode matching" appliquées au guide image

La section droite de la structure étudiée par SOLBACH est présentée figure I.6, elle est constituée de deux guides images identiques couplés, blindés par un plan métallique parallèle au plan de masse supportant les guides.

La structure étant symétrique par rapport au plan Zoy' ; les modes susceptibles de se propager dans celle-ci sont respectivement symétriques et anti-symétriques par rapport à cet axe. L'étude peut donc être limitée à celle du guide présenté figure I.6b, le plan Zoy' étant alors soit un plan de court circuit électrique soit un plan de court circuit magnétique.

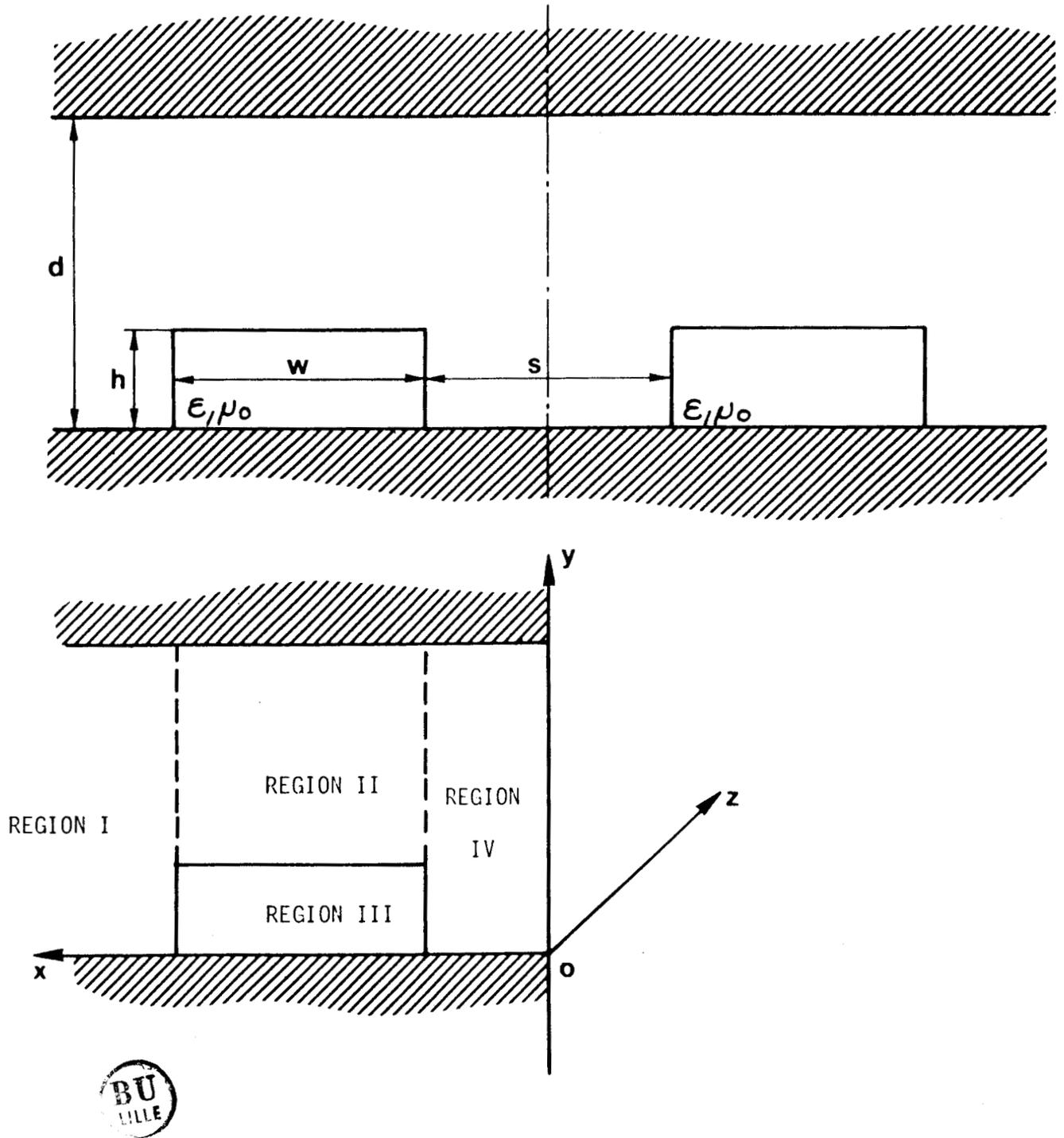


FIGURE I.6 : Le modèle d'étude de SOLBACH

En opérant de cette manière, on peut obtenir soit les caractéristiques de propagation des deux guides couplés soit celles du guide seul si l'on fait tendre "S" vers l'infini.

Le plan de section droite du guide peut alors être subdivisé en 4 régions homogènes pour lesquelles il est possible de trouver des solutions aux équations de propagation.

La limitation de l'étude aux seuls modes guidés dans le diélectrique permet de simplifier l'expression des solutions choisies pour représenter les champs dans chacune de ces régions.

Dans les régions (2) et (3), les solutions sont de type "oscillantes" alors que pour la région 1, elles doivent nécessairement vérifier la condition de rayonnement suivant x et avoir la même dépendance suivant y que les solutions choisies dans les régions voisines (régions 2 et 3).

Ces considérations permettent l'écriture des solutions sous la forme suivante :

REGION 1

$$\begin{aligned} \Pi_1^y &= \sum_{\nu=0}^n E_{\nu} \exp(\beta_{x\nu}^{(1)} (x+w)) \cos(\beta_{y\nu}^{(1)} y) & (a) \\ \Lambda_1^y &= \sum_{\mu=0}^n F_{\mu} \exp(\tilde{\beta}_{x\mu}^{(1)} (x+w)) \sin(\beta_{y\mu}^{(1)} y) & (b) \end{aligned} \tag{I.9}$$

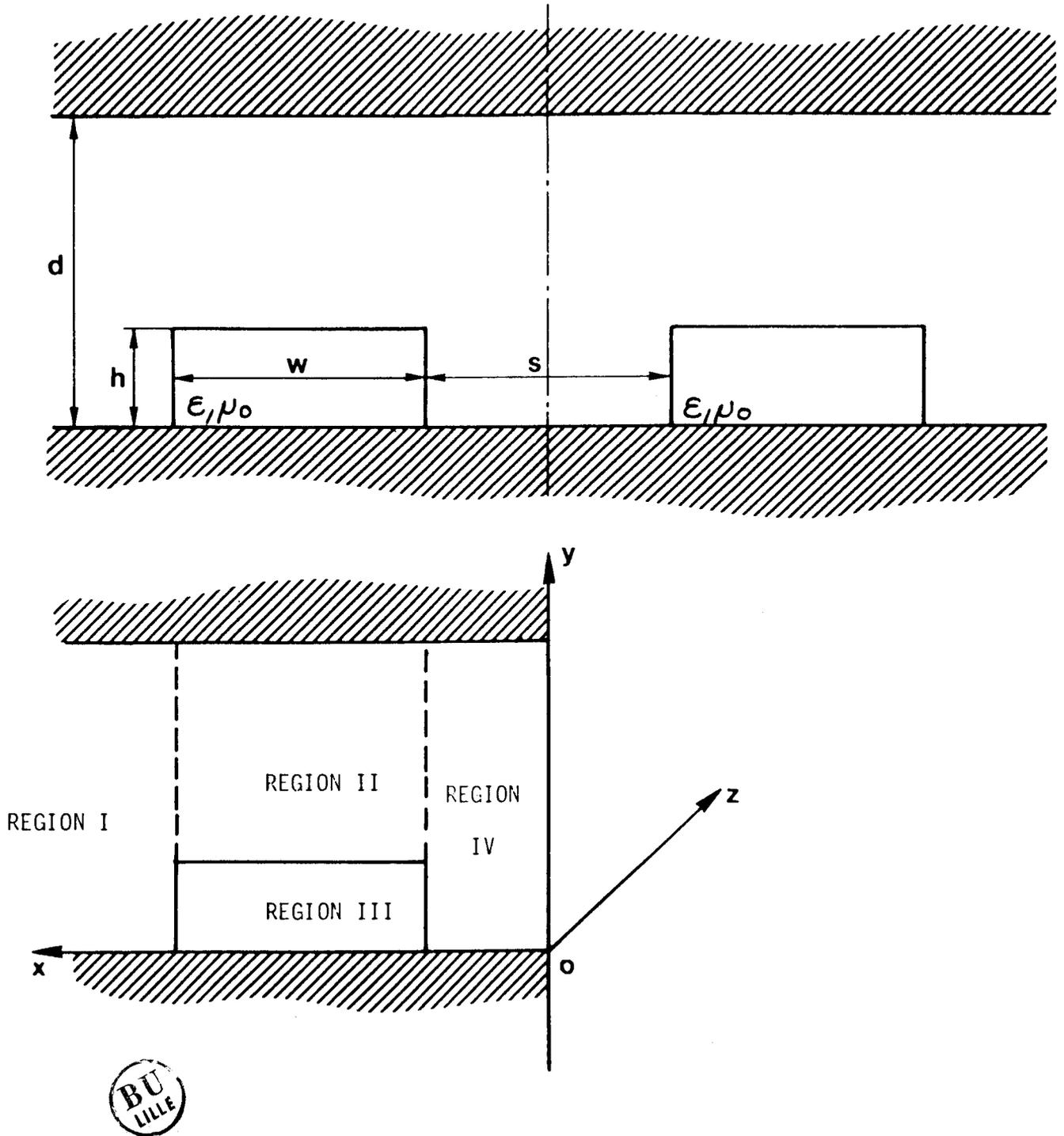


FIGURE I.5 : Le modèle d'étude de SOLBACH

REGION 2

$$\Pi_2^y = \sum_{\nu=1}^m \left\{ A_\nu \sin(\beta_{x\nu}^{(2)} x) + A'_\nu \cos(\beta_{x\nu}^{(2)} x) \right\} \cos \beta_{y\nu}^{(2)} y \quad (a)$$

(I.10)

$$\Lambda_2^y = \sum_{\mu=1}^m \left\{ B_\mu \cos(\tilde{\beta}_{x\mu}^{(2)} x) + B'_\mu \sin(\tilde{\beta}_{x\mu}^{(2)} x) \right\} \sin \tilde{\beta}_{y\mu}^{(2)} y \quad (b)$$

REGION 3

$$\Pi_3^y = \sum_{\nu=1}^M \left\{ C_\nu \sin(\beta_{x\nu}^{(3)} x) + C'_\nu \cos(\beta_{x\nu}^{(3)} x) \right\} \cos \beta_{y\nu}^{(3)} y \quad (a)$$

(I.11)

$$\Lambda_3^y = \sum_{\mu=1}^M \left\{ D_\mu \cos(\tilde{\beta}_{x\mu}^{(3)} x) + D'_\mu \sin(\tilde{\beta}_{x\mu}^{(3)} x) \right\} \sin \tilde{\beta}_{y\mu}^{(3)} y \quad (b)$$

où $\beta_x^{(k)}$ et $\beta_y^{(k)}$ (respectivement $\tilde{\beta}_x^{(k)}$ et $\tilde{\beta}_y^{(k)}$) sont les nombres d'onde suivant x et y des modes TM^y (respectivement TE^y) dans la k^{ième} région. Alors que $\beta_y^{(3)}$ et $\tilde{\beta}_y^{(3)}$ sont toujours réels, $\beta_y^{(4)}$ et $\tilde{\beta}_y^{(4)}$ peuvent être soit imaginaires soit réels selon que le mode considéré est un mode de surface ou de volume.

Dans la région 4, la parité des solutions choisies est fonction de la nature des conditions de continuité en $x = b$ (murs électriques ou murs magnétiques). Il vient alors :

REGION 4

Mur électrique en $x = b$

$$\Pi_4^y = \sum_{\nu=0}^N G_\nu \sin(\beta_{x\nu}^{(4)}(x-b)) \cos(\beta_{y\nu}^{(4)} y)$$

$$\Lambda_4^y = \sum_{\mu=0}^N H_\mu \sin(\tilde{\beta}_{x\mu}^{(4)}(x-b)) \sin(\tilde{\beta}_{y\mu}^{(4)} y)$$

(I.12)

Mur magnétique en $x = b$

$$\Pi_4^y = \sum_{\nu=0}^N G_\nu \cos(\beta_{x\nu}^{(4)}(x-b)) \cos(\beta_{y\nu}^{(4)} y) \quad (a)$$

$$\Lambda_4^y = \sum_{\mu=0}^N H_\mu \sin(\tilde{\beta}_{x\mu}^{(4)}(x-b)) \sin(\tilde{\beta}_{y\mu}^{(4)} y) \quad (b)$$

(I.13)

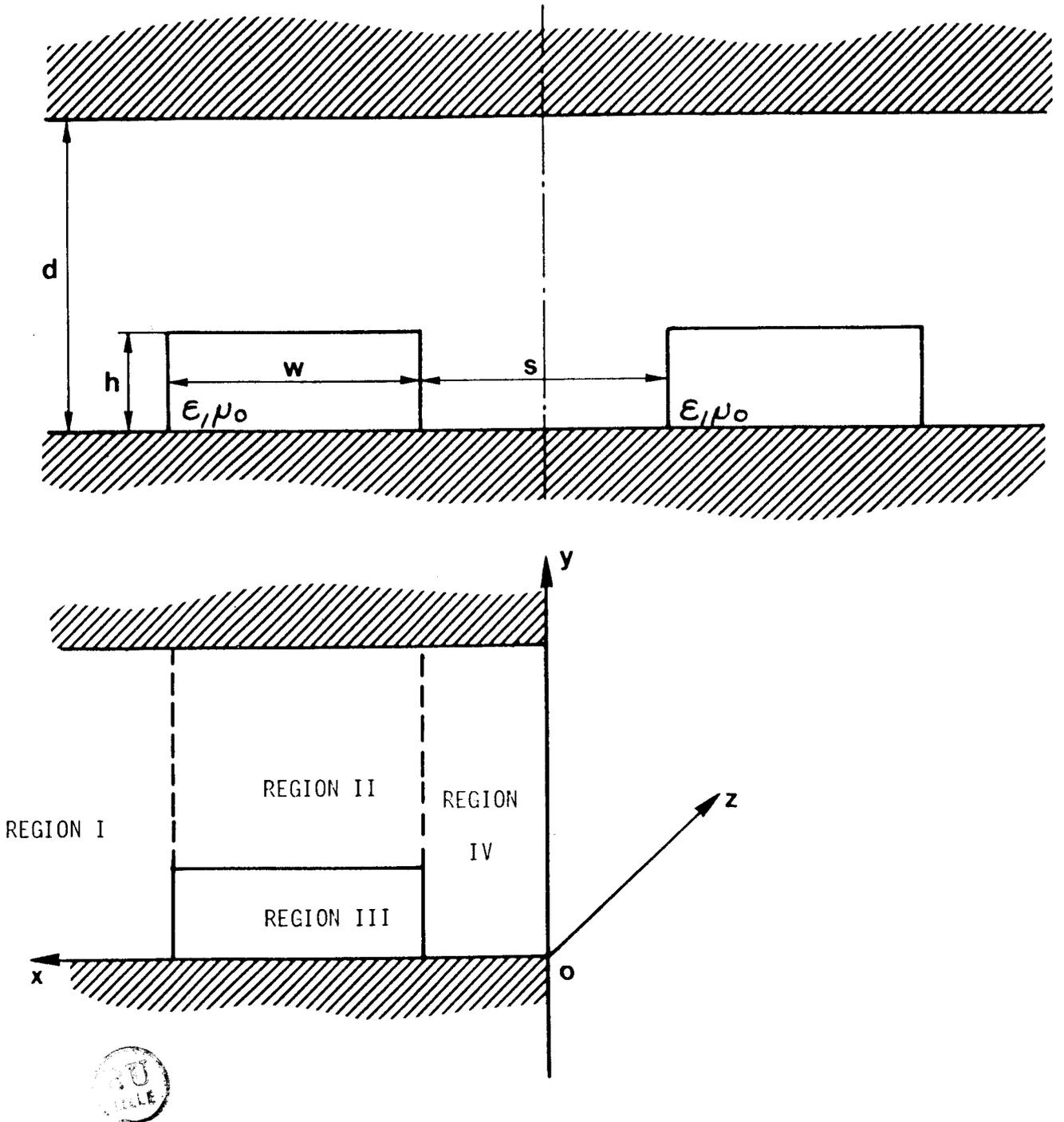


FIGURE I.6 : Le modèle d'étude de SOLBACH

Ainsi posé dans sa généralité, ce problème est relativement complexe. Heureusement, un certain nombre de considérations permettent de simplifier la formulation.

Notamment, pour les régions (2) et (3), les conditions de continuité en $y = h$; $-W \leq x \leq +W$, peuvent être appliquées indépendamment des autres conditions. De plus, pour ces deux régions, il existe une symétrie par rapport à l'axe $x = 0$ et ceci permet de traiter séparément les modes pairs et impairs par rapport à cet axe.

En définitive, la solution du problème s'obtient par résolution des équations de continuité en $x = -W$ et $x = +W$ pour $0 \leq y \leq d$. Pour que ces conditions soient satisfaites, tous les modes possibles, dans chacune des régions doivent être pris en compte.

Comme le guide étudié est à plan de section droite inhomogène, l'écriture des conditions de continuité est faite séparément pour $0 < y < h$, et pour $h < y < d$. Ceci se traduit par le calcul d'intégrales lors de la détermination des termes de la matrice caractéristique et introduit un couplage entre modes. Ce couplage rend compte du caractère hybride des modes de propagation du guide image.

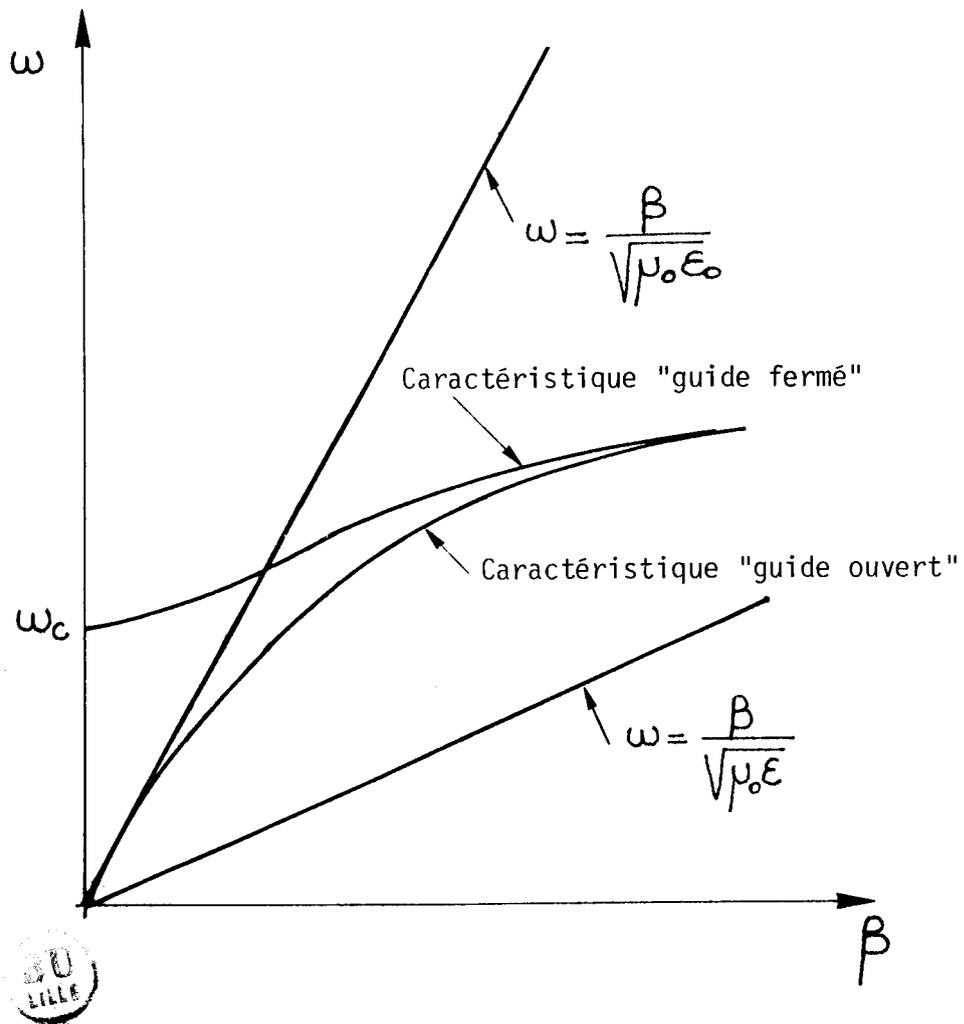


FIGURE I.5 : Comportement d'un mode associé au barreau diélectrique au voisinage de la coupure

La solution au problème n'est exacte que si l'on considère un nombre infini de modes pour décrire la situation électromagnétique. Pratiquement, on limite l'ordre de la matrice caractéristique en observant la stabilité des racines en fonction du nombre d'harmoniques utilisé. Ce nombre doit être d'autant plus grand que l'ordre du mode étudié est élevé et que le plan conducteur supérieur est éloigné du guide.

Dans leur approximation loin de la coupure, les modes semblent très bien décrits par ce type d'approche. Il est de plus possible d'améliorer encore la description en utilisant une méthode variationnelle (13). Comme pour la méthode des modes couplés, le passage aux caractéristiques "guide ouvert" nécessite le traitement de systèmes linéaires de grandes dimensions.

La description du comportement des modes au voisinage de leur fréquence de coupure pose alors problème notamment en ce qui concerne les champs, le guide et boîtier ayant alors un comportement fondamentalement différent du guide ouvert (figure I.5).

Bien que généralement performantes, ces approches "guides fermés" sont plus intéressantes pour l'analyse du fonctionnement des dispositifs que pour leur conception. En effet, lors de la mise en oeuvre de ces dispositifs, il est nécessaire d'intervenir directement sur le circuit et donc pratiquement de le faire fonctionner hors boîtier. En fait, dans l'optique d'une microélectronique guide image, le boîtier ne servira qu'au conditionnement du sous ensemble et à sa protection contre d'éventuels rayonnements parasites.

Ces remarques nous ont conduit à nous intéresser aux approches "guide ouvert" qui bien qu'a priori plus complexes à maîtriser nous sont apparues comme une étape indispensable si l'on veut voir un jour mûrir l'idée d'une technologie intégrée ayant pour base le guide image.

I-4 ANALYSE CRITIQUE DES METHODES D'APPROCHE "GUIDE OUVERT" DANS LEUR APPLICATION AU GUIDE IMAGE

Notre désir de pouvoir statuer à terme sur les conditions de validité des études théoriques implique la mise en oeuvre de moyens de mesure permettant une caractérisation précise et fiable de la propagation sur guide image "ouvert". Avant de présenter les diverses approches théoriques possibles, nous avons donc jugé indispensable d'exposer nos choix quant à ces techniques de caractérisation.

I-4-1 Caractérisation expérimentale des guides images ouverts

Vouloir utiliser nos résultats de mesure comme référence implique :

- a) que les différentes expérimentations soient menées sur des structures dont les paramètres physiques (dimensions transversales - permittivité des matériaux utilisés) varient dans de grandes proportions
- b) de ne pas limiter cette caractérisation au seul mode fondamental.

C'est à partir de ces deux contraintes que nous avons défini les conditions de nos mesures.

I-4-1-1 Choix des méthodes et des conditions expérimentales

Afin de caractériser les modes de propagation sur guide image, nous avons relevé :

- a) leur diagramme de dispersion
- b) la variation des champs dans un plan de section droite.

La détermination du diagramme de dispersion a été faite :

- soit par une méthode de résonance
- soit à partir du relevé direct de la longueur d'onde guidée le long de l'axe de propagation.

La précision des mesures étant notre premier souci, nous avons cherché à nous placer dans les conditions expérimentales, les plus favorables :

- grande précision du déplacement des sondes, par rapport à la longueur d'onde mesurée ;
- faible perturbation due au couplage entre l'élément à caractériser et le système de mesure ;
- simplicité dans les possibilités d'optimisation de chaque composant du banc.

Ceci nous a conduit à travailler dans une bande de fréquences comprises entre 6 et 15 GHz pour laquelle les trois conditions préalables sont relativement faciles à obtenir, sans que le système de caractérisation des lignes images ait des dimensions prohibitives.

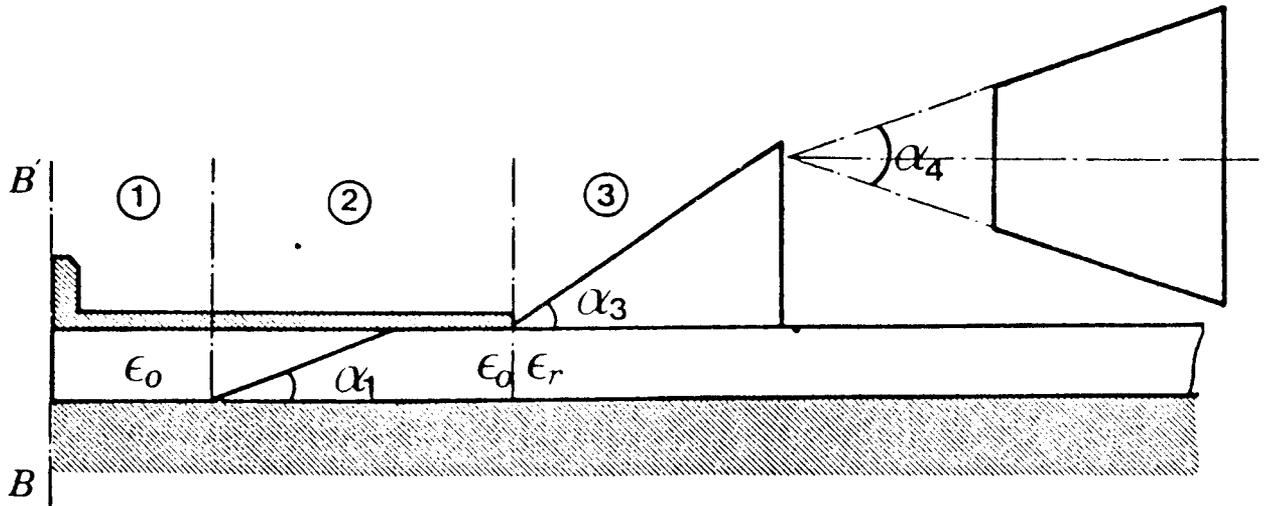


Figure I.7 : Transition guide rectangulaire - guide image

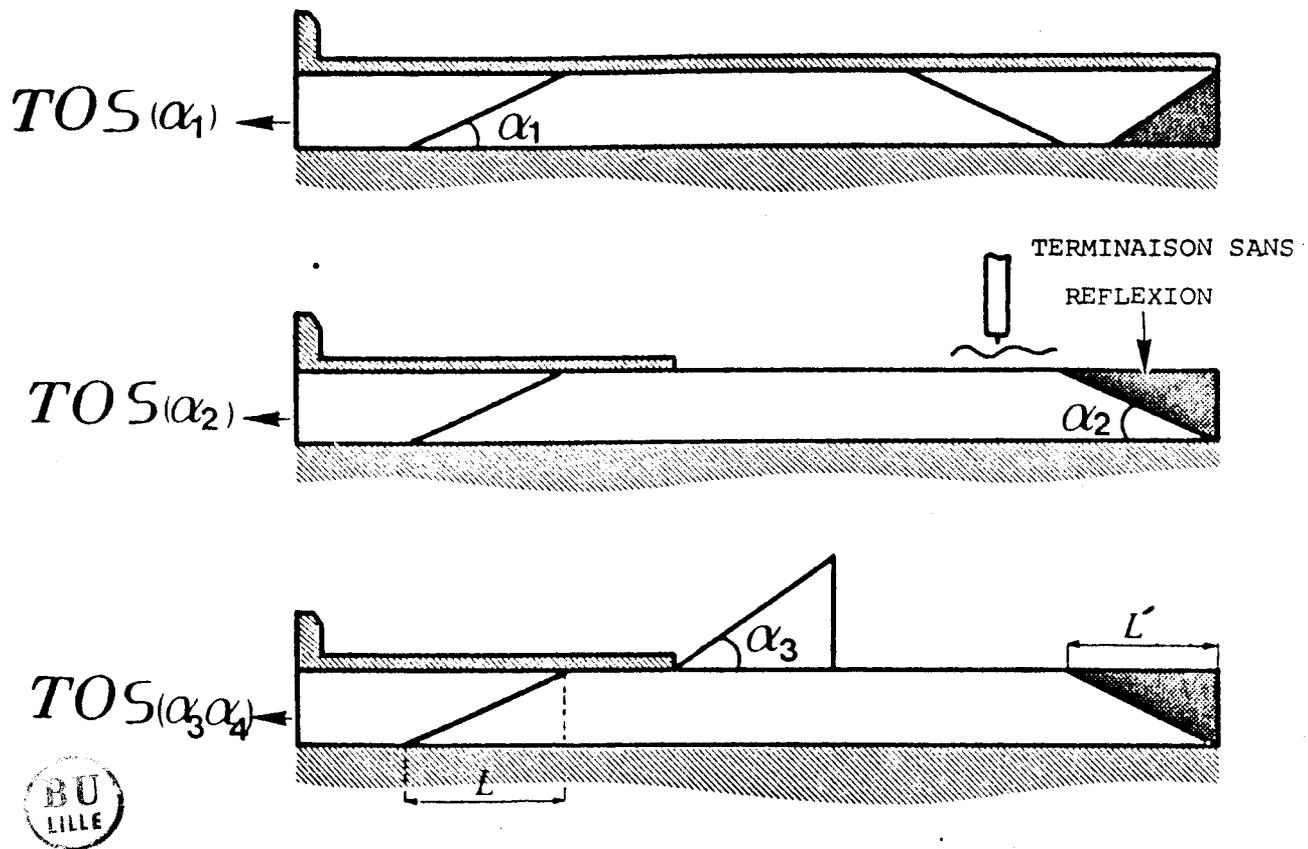


Figure I.8 : Les phases d'optimisation de la transition

Pour que notre caractérisation ait un sens, il est indispensable de connaître avec précision la permittivité complexe des matériaux utilisés. La méthode utilisée pour déterminer cette permittivité est une méthode de perturbation la "méthode du bâtonnet" (14), développée au Laboratoire de Spectrométrie des solides par D. PASQUET(15). Si dans la bande de fréquences choisie pour nos expériences cette mesure est relativement facile à mettre en oeuvre, il n'en aurait pas été de même en bande millimétrique où les précisions mécaniques requises auraient été incompatibles avec les possibilités de réalisation disponibles au Laboratoire.

I-4-1-2 Excitation du guide image

Afin d'éviter toute perturbation sur les mesures, il est nécessaire de bien maîtriser l'excitation du guide image. C'est pourquoi, nous avons porté un soin particulier à la réalisation des transitions entre structure de propagation classique et guide image.

a) Transition guide rectangulaire métallique - guide image (16)(17)

C'est la transition la plus classique. Sa conception repose sur la grande similitude pour le mode fondamental des champs transversaux du guide rectangulaire métallique et de ceux du guide image. Cette transition est schématisée figure I.7.

L'optimisation des caractéristiques de cette transition (figure I.8) requiert la minimisation du coefficient de réflexion présenté au niveau de la bride (plan BB') et lié au passage progressif : guide rectangulaire métallique vide (1) - guide métallique partiellement ou complètement rempli de diélectrique (2) guide image (3).

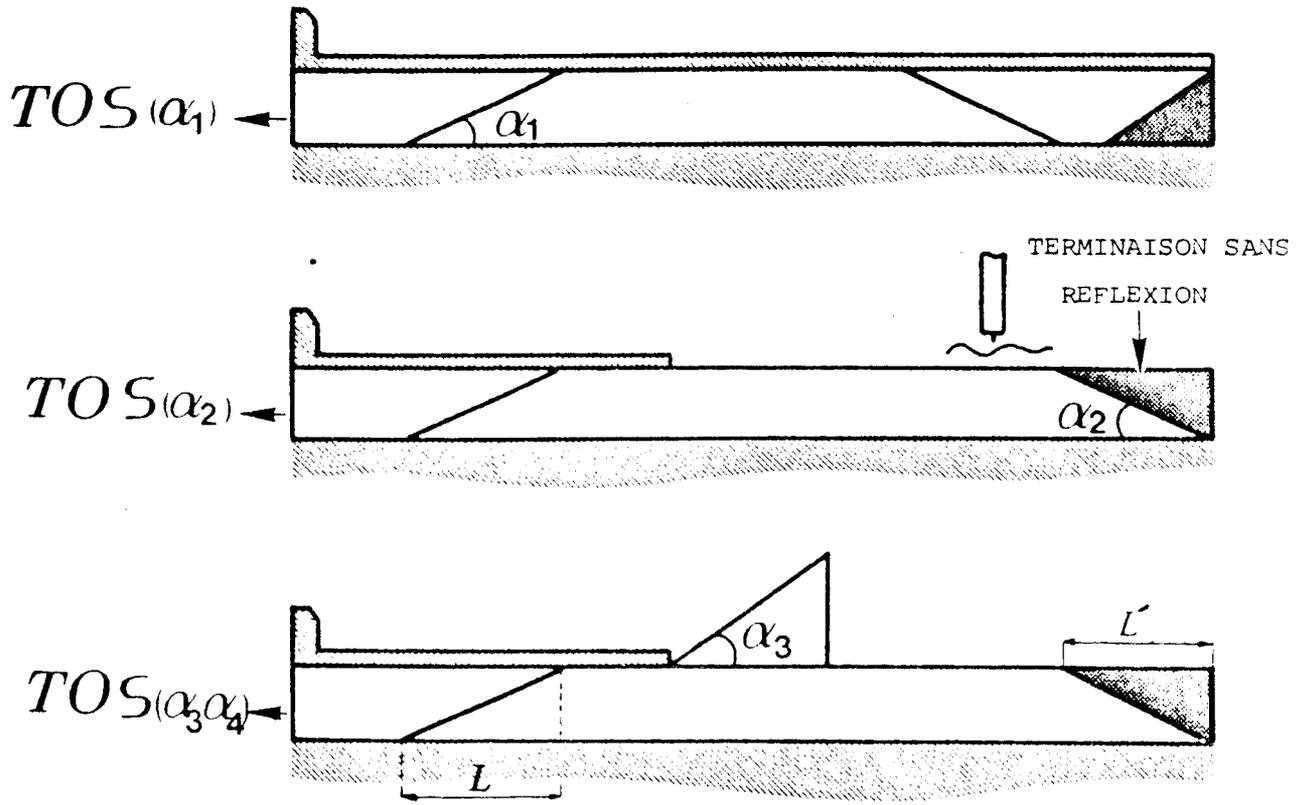


Figure I.8 : Les phases d'optimisation de la transition

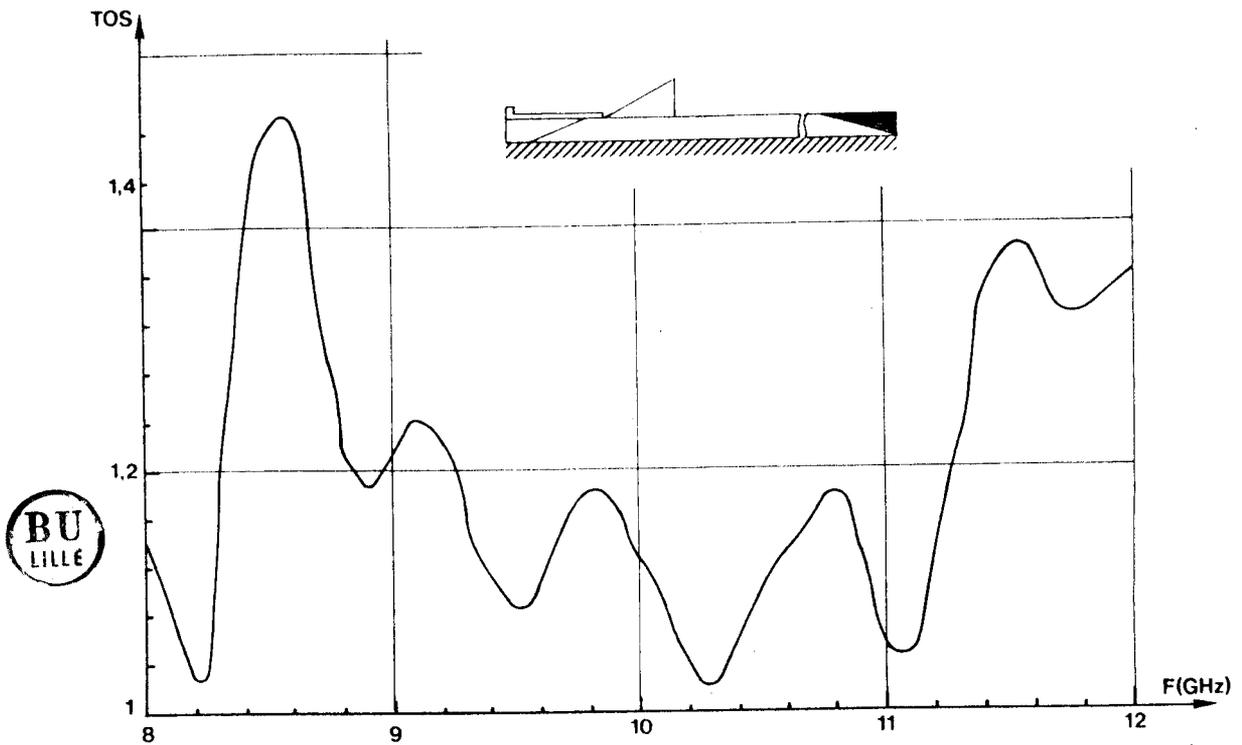


Figure I.9 : Etude expérimentale d'une transition

Les trois paramètres intervenant dans l'élaboration de cette transition, optimisés séparément, contribuent globalement à la réduction du coefficient de réflexion mesuré dans le plan BB' .

Ce sont dans l'ordre :

- a) l'angle α_1 du biseau réalisé dans la ligne image pour que la transition soit graduelle ;
- b) l'angle α_2 caractérisant la discontinuité rayonnante, endroit où l'on place un matériau absorbant de façon à réaliser une terminaison sans réflexion ;
- c) les angles d'ouverture α_3 et α_4 du cornet.

La figure I.8 illustre la démarche expérimentale visant à optimiser chacun des trois taux d'ondes stationnaires fonctions respectivement de l'angle α_1 , α_2 puis du couple α_3 , α_4 .

Un exemple de caractéristiques obtenues est présenté figure I.9. Les observations que nous avons pu faire lors de la mise en oeuvre de transitions corroborent les résultats publiés sur le sujet et plus particulièrement celles faites par MEBAREK dans sa thèse de 3ème cycle (17).

Ce premier type d'excitation constitue en fait la base indispensable à la conception d'une autre transition mieux adaptée à la vérification expérimentale des modèles théoriques sur une large gamme de fréquences.

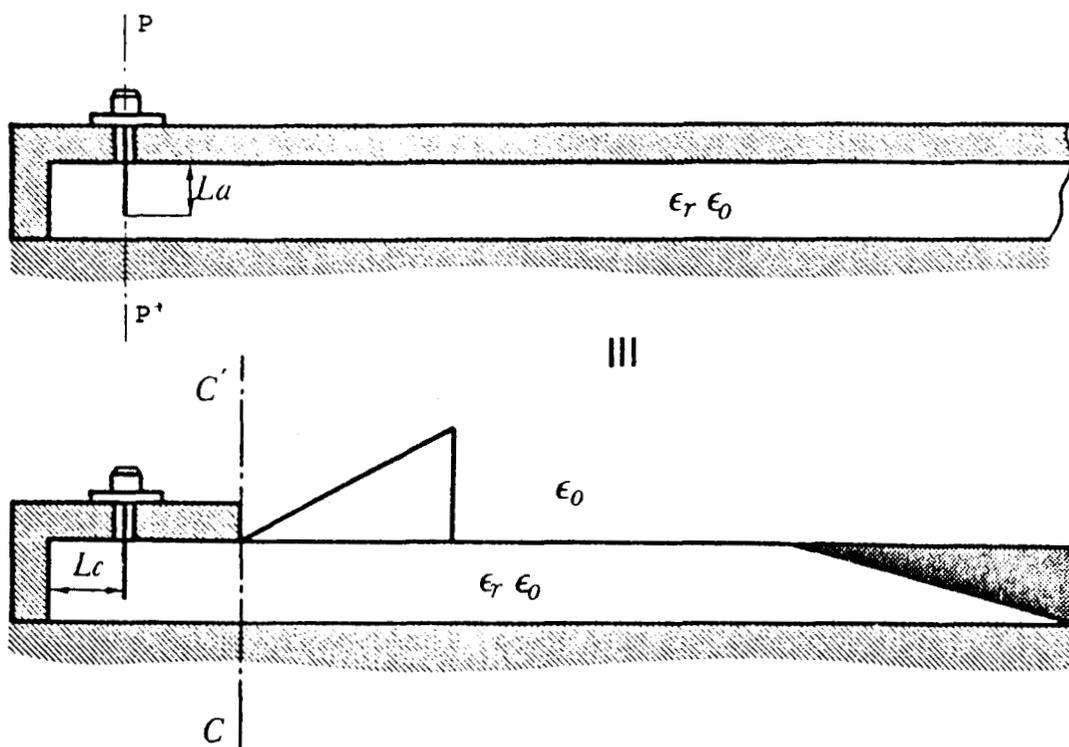


FIGURE I.10 : Transition coaxial guide image



b) Etude d'une transition permettant une caractérisation plus complète du guide image

Quelles que soient les dimensions transverses du guide rectangulaire métallique employé, une variation trop importante de l'aplatissement et de la permittivité du matériau constituant la ligne image, rend incompatible l'association de ces deux structures, du fait qu'elles ne sont pas monomodes dans la même bande de fréquences.

Pour pallier cet inconvénient, nous avons retenu, parmi d'autres solutions possibles, celle qui à notre avis semble la plus fonctionnelle car la plus souple d'utilisation.

Compte tenu de la variation importante des paramètres physiques, cette solution (figure I.10) consiste en la succession de deux transitions :

- la première est du type : guide coaxial - guide rectangulaire métallique complètement rempli de diélectrique
- la seconde est une transition : guide rectangulaire métallique rempli de diélectrique - guide image.

Le premier type d'excitation a été étudié par de nombreux auteurs (18)(19)(20). Ce sont notamment les travaux de F.C DE RONDE (21) que nous avons adapté à notre problème. Nous rappellerons brièvement la démarche sur laquelle repose le développement théorique. On fait l'hypothèse que le guide rectangulaire métallique rempli de diélectrique, dans lequel se propage l'onde excitée au niveau de l'antenne, a une longueur infinie. La solution du problème réside alors en la connaissance du comportement des champs électromagnétiques dans le plan PP' de l'antenne filaire, en vue de la détermination de l'impédance de rayonnement Z_R .

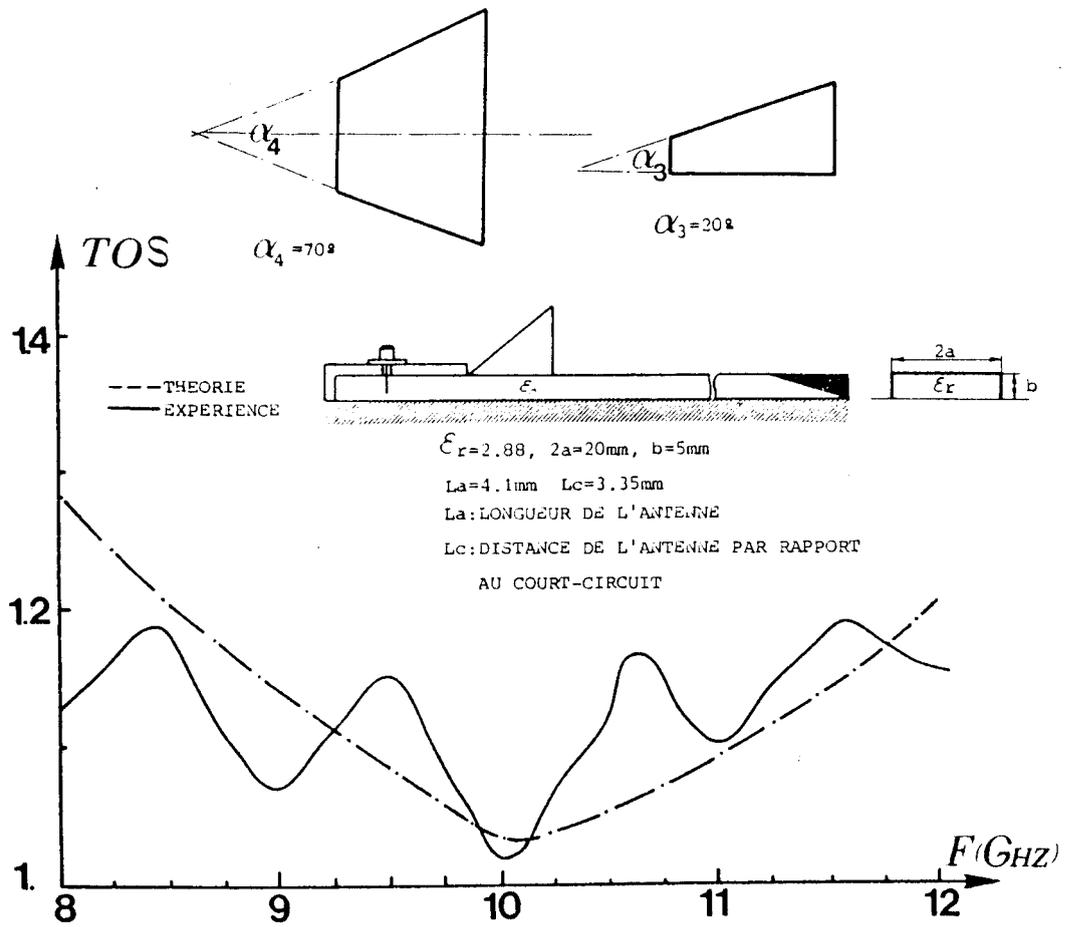


FIGURE I.11 : Transition guide coaxial guide image : exemple de caractérisation expérimentale

Le transfert de puissance est maximum lorsque l'impédance de rayonnement est égale à l'impédance caractéristique de la ligne coaxiale.

L'optimisation de l'impédance de rayonnement et donc du taux d'onde stationnaire est faite en agissant sur deux paramètres qui sont :

- la longueur L_a de l'antenne ;
- la distance L_c de celle-ci par rapport au plan de court circuit.

Pour le cas qui nous préoccupe, la transition guide rectangulaire métallique de longueur finie - guide image est l'équivalent électromagnétique d'un guide métallique infini si, dans le plan CC' (figure I.10) l'impédance vue est identique à un tronçon de ligne fermé sur une terminaison sans réflexion.

Le cornet et la terminaison sans réflexion ayant été optimisés précédemment, un exemple d'évolution de ce TOS est présenté fig. I.11. Les évolutions du TOS autour de la valeur théorique moyenne proviennent de la faible discontinuité à la liaison guide-cornet.

Outre sa simplicité de mise en oeuvre, la transition ainsi conçue présente l'avantage de s'adapter à une ligne image diélectrique dont les dimensions transverses et la permittivité relative varient dans de grandes proportions. De plus, elle permet d'exciter de manière simple le premier mode supérieur de la ligne image.

Les propriétés de symétrie de ce mode font qu'il peut être excité seul dans une bande de fréquence donnée. La variation du champ E_y au niveau de la transition, de type impair par rapport à l'axe oy , est recréé en raccordant deux signaux d'amplitudes égales et de phases opposées, grâce à l'emploi d'une jonction hybride de 3 dB.

Cette technique classique est schématisée figure I.12.

La nullité du champ E_y au centre de la ligne image a comme équivalent électromagnétique, un court circuit électrique fictif dans le plan de symétrie yoZ . De ce fait, l'optimisation théorique peut se limiter à l'étude d'une transition constituée d'une sonde coaxiale plongée dans un guide de largeur moitié par rapport au guide original.

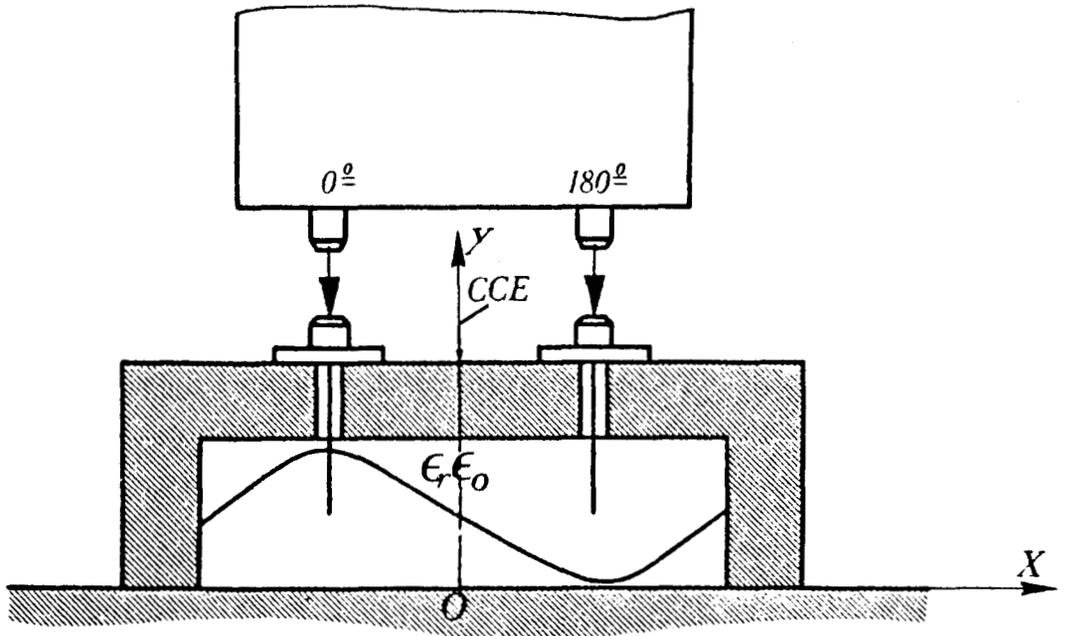


Figure I.12 : Excitation du premier mode supérieur

Le banc de mesure (22)(23)

Le banc de mesure utilisé est présenté figure I.13. Il permet de déterminer la variation des champs suivant les trois directions ox , oy , oz .

Les déplacements de grande amplitude sont contrôlés par un jeu de cales étalons et de jauges de profondeur. Sur chaque position ainsi acquise, les déplacements de faible amplitude sont obtenus à l'aide de vis micrométriques.

La détermination de la longueur d'onde guidée est faite en régime d'onde stationnaire à partir d'au moins quinze minima du champ électrique.

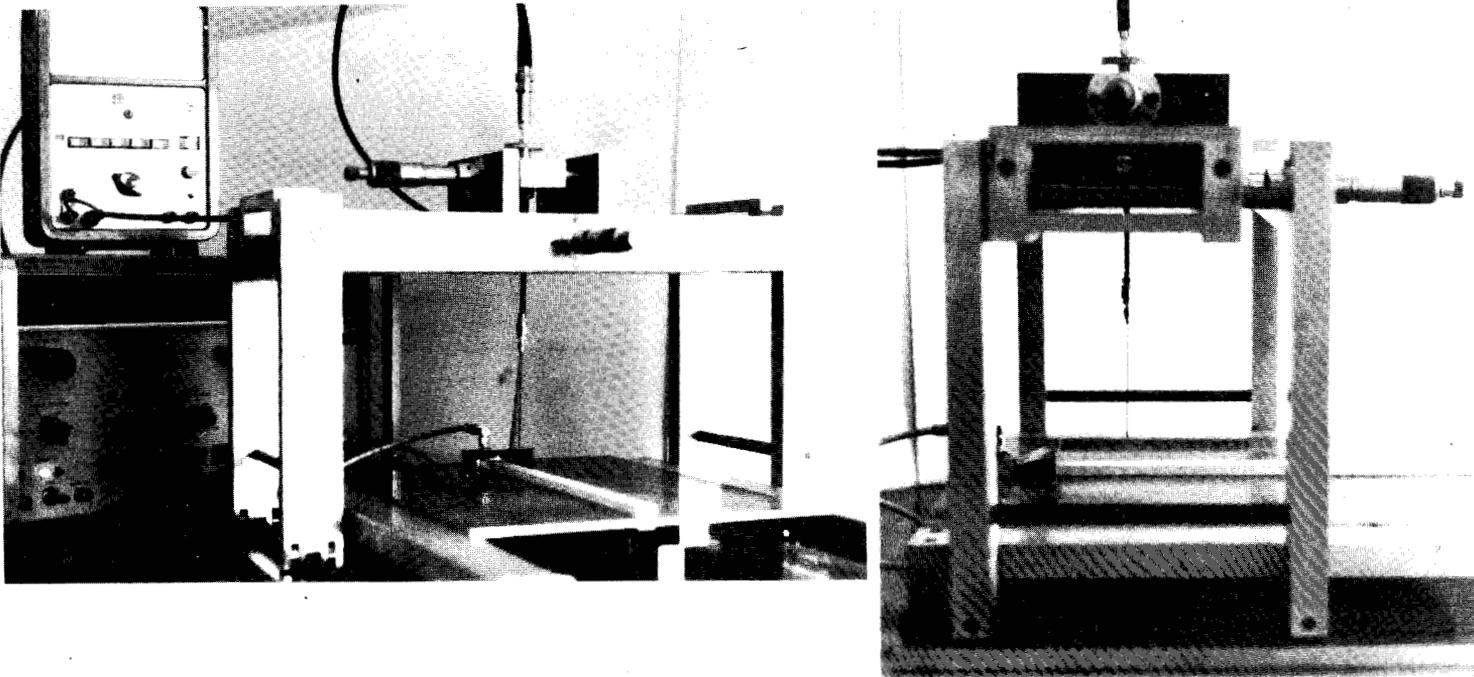


Figure I.13 : Le banc de mesure



- Dans le plus mauvais des cas, l'erreur maximum faite sur la détermination de la position du premier et du dernier noeud de champ électrique, n'excède pas 1 mm pour une course totale d'au moins 200 mm. Cela correspond à une erreur relative de 0,5 % et ce pour un nombre de sept à huit longueurs d'onde guidées.

La précision a pu être encore améliorée en prépolarisant le détecteur et en utilisant une détection synchrone.

Suivant que l'on oriente la sonde coaxiale dans une direction perpendiculaire ou parallèle au plan de masse sur lequel repose le barreau diélectrique, nous pouvons a priori détecter les composantes du champ E_y ou E_x . (24)

Les conditions de cette caractérisation expérimentale étant maintenant définies, nous disposons d'un outil permettant de valider ou d'invalidier les approches théoriques "guide ouvert" du guide image, études auxquelles nous avons consacré l'essentiel de notre travail.

Nous présentons maintenant les approches les plus classiques en essayant de mettre en valeur leurs avantages et leurs faiblesses.

I-4-2 Approches "guide ouvert" de la ligne image

Alors que les solutions "guides fermés" n'introduisent d'approximation que dans la résolution des équations caractéristiques (troncature des déterminants), les approches "guide ouvert" proposées jusqu'à maintenant comportent des restrictions sur les hypothèses d'étude voire des approximations dans la formulation même du problème.

Ces approches peuvent être, a priori, séparées en deux groupes :

- 1°) les études analytiques basées sur des approximations quasi-optiques de la propagation sur guide image
- 2°) les méthodes numériques.

I-4-2-1 Solutions analytiques approchées

a) Le modèle de MARCATILI

L'étude faite par E.A.J. MARCATILI pour caractériser les guides optiques permet l'obtention d'une première approximation des caractéristiques de propagation des guides images à section rectangulaire (25) .

La section droite de la structure étudiée est présentée figure I.14. Si les milieux entourant le guide sont identiques, cette structure présente deux symétries vraies par rapport aux axes $x'ox$ et $y'oy$. Le spectre de modes est donc constitué de modes de parités définies par rapport à ces mêmes axes.

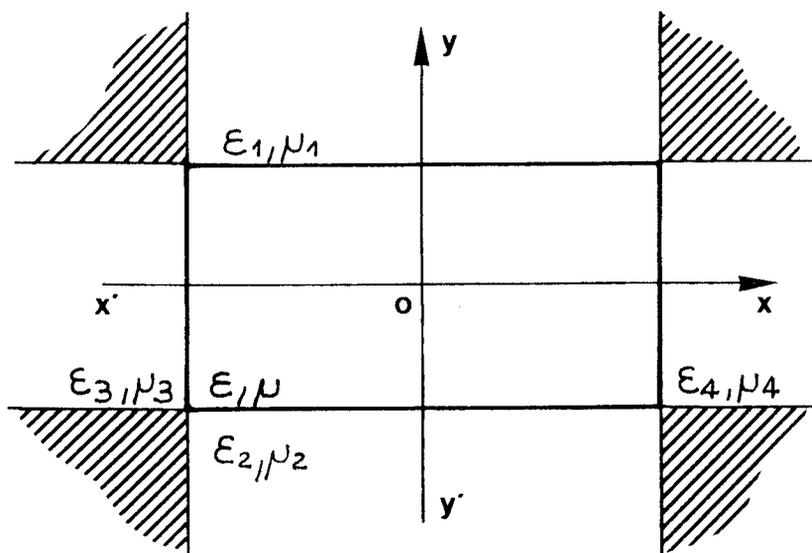


Figure I.14 : Le modèle défini par MARCATILI

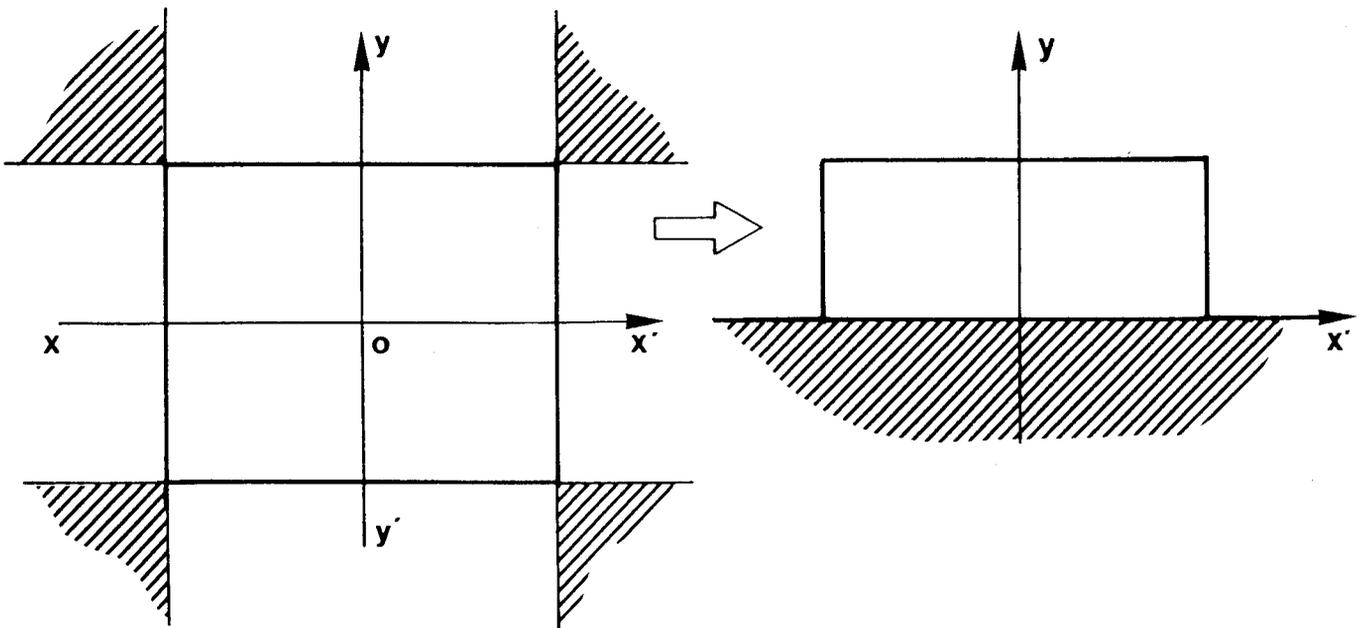
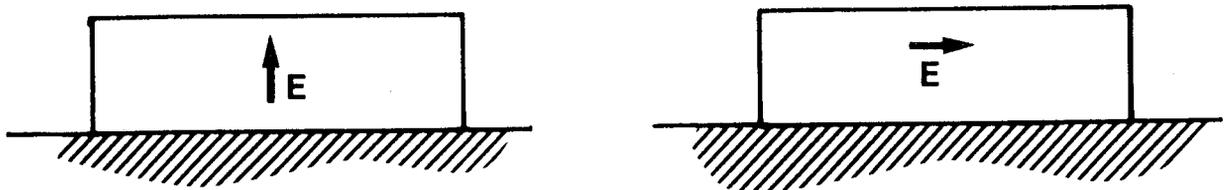


FIGURE I.15 : Les modes du guide image sont des modes antisymétriques /ox du guide rectangulaire diélectrique



Modes EY_{mn}

HE_{mn}

Modes Ex_{mn}

EH_{mn}

FIGURE I.16 : Polarisation principale des modes étudiés

Les modes impairs par rapport à l'axe $y'o'y$ correspondent aux modes du guide image. Pour son étude, MARCATILI considère que l'énergie est confinée dans le milieu (1) et que les modes sont du type longitudinal magnétique avec $H_x = 0$ (modes E_{ymn}^X) ou $H_y = 0$ (modes E_{mn}^Y). Du point de vue du guide image, ces modes correspondent respectivement aux modes HE_{mn} et EH_{mn} dans leur situation loin de la coupure.

Dans la configuration la plus classique du guide image ($a/b > 2$) le mode fondamental est le mode EH_{11} (E_{11}^Y). Nous illustrerons donc la méthode sur ce type de mode. L'étude des modes E_{mn}^X est en tout point comparable. Le raisonnement est fait en trois points.

- a) Pour les modes E_{mn}^Y , par définition, la composante du champ magnétique suivant y est nulle. Cette condition permet d'écrire la relation suivante :

$$\frac{\partial H_{zi}}{\partial y} = - \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_{ri}}{\beta} \frac{\partial E_{zi}}{\partial x} \quad (I.14)$$

où i désigne l'un des milieux diélectriques de la section droite.

On peut alors exprimer toutes les composantes du champ à partir d'une seule constante.

- b) Puisque par hypothèse, l'énergie est confinée dans le barreau diélectrique, il est possible de négliger les champs dans la région (4). Afin d'aboutir à un système d'équations exploitable analytiquement, la continuité des champs aux différents interfaces n'est assurée que :

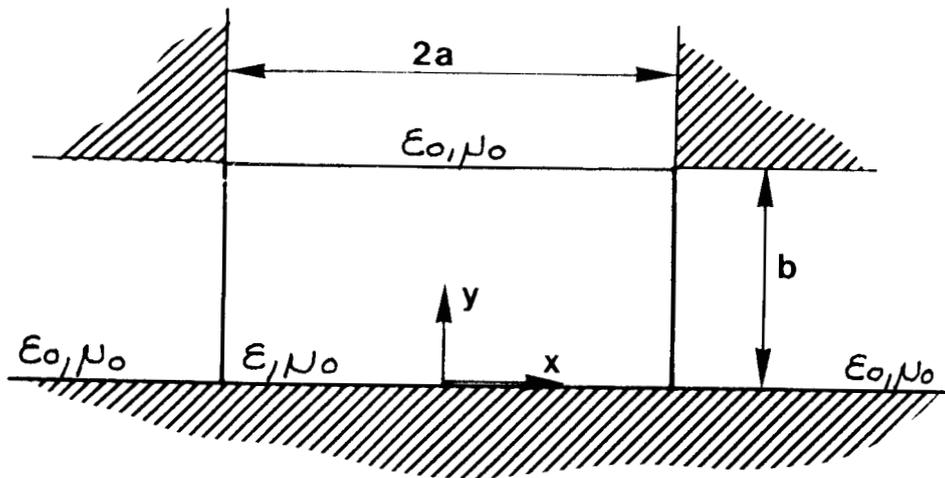


FIGURE I.17 : Modèle d'étude pour l'application de la méthode de MARCATILLI au guide image



- sur E_z et H_z entre les milieux (1) et (2)
- sur E_y et H_z entre les milieux (1) et (3).

On peut remarquer que la continuité de la composante E_z n'est pas assurée au passage entre les régions (1) et (3). Une telle approximation n'est justifiée que si les milieux en présence ont des permittivités très proches les unes des autres. Si ceci est toujours vrai en optique cela ne l'est jamais en microondes. Néanmoins, pour des modes dans leur situation "loin de la coupure", une telle approximation peut être admise.

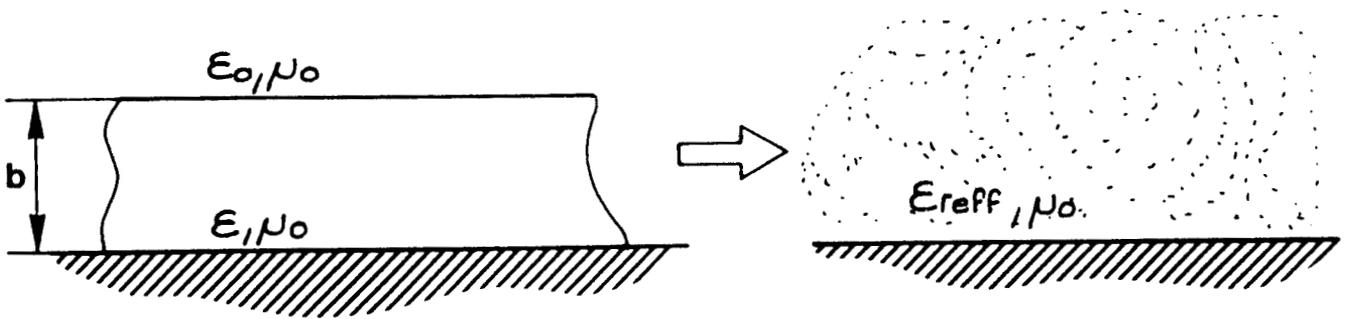
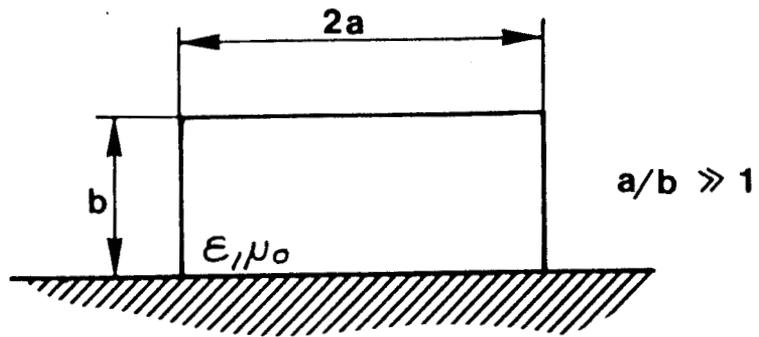
- c) L'application des conditions de continuité mentionnées ci-avant permet en définitive d'aboutir aux équations caractéristiques suivantes :

$$b_{ky} = n \frac{\pi}{2} - \text{Arctg} \frac{k_y^2 (\epsilon_r^2 + 1) - \epsilon_r^2 k_0^2 (\epsilon_r - 1)}{2 \epsilon_r k_y [k_0^2 (\epsilon_r - 1) - k_y^2]^{\frac{1}{2}}} \quad (a)$$

(I.15)

$$a_{kx} = m \frac{\pi}{2} - \text{Arctg} \frac{2 k_x^2 - k_0^2 (\epsilon_r - 1)}{2 k_x^2 [k_0^2 (\epsilon_r - 1) - k_x^2]^{\frac{1}{2}}} \quad (b)$$

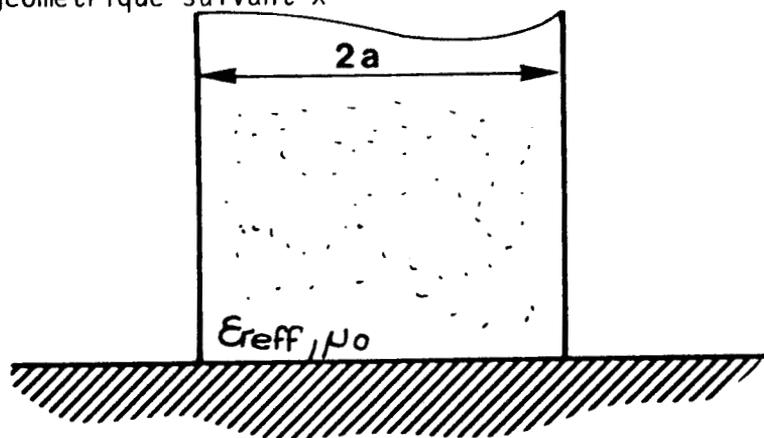
Ces équations sont à rapprocher de celles obtenues pour le guide plan diélectrique. Cette constatation a permis à KNOX et TOULIOS de proposer une méthode beaucoup plus simple de détermination du diagramme de dispersion du guide image, elle aussi issue de l'optique : la "méthode de la permittivité effective" (26) .



Guide plan diélectrique
Détermination de k_y

Détermination de k_y et de ϵ_{reff} (mode TM)

Limitation de l'espace pour rendre compte de la limitation géométrique suivant x



Détermination de k_x (mode TE)

FIGURE I.18 : Modèle de KNOX et TOULIOS

b) Méthode de la permittivité effective

Pour que l'on puisse appliquer cette méthode au guide image, il convient d'ajouter à l'hypothèse restrictive sur la valeur des permittivités des matériaux en présence, une hypothèse supplémentaire sur la géométrie du guide étudié : "le rapport a/b doit être "suffisamment élevé".

Dans ces conditions, les modes E_{mn}^X sont d'ordre très élevé et les auteurs limitent leurs investigations aux seuls modes E_{mn}^Y .

Comme pour l'étude de MARCATILI, les constantes de phase k_x et k_y sont déterminées séparément.

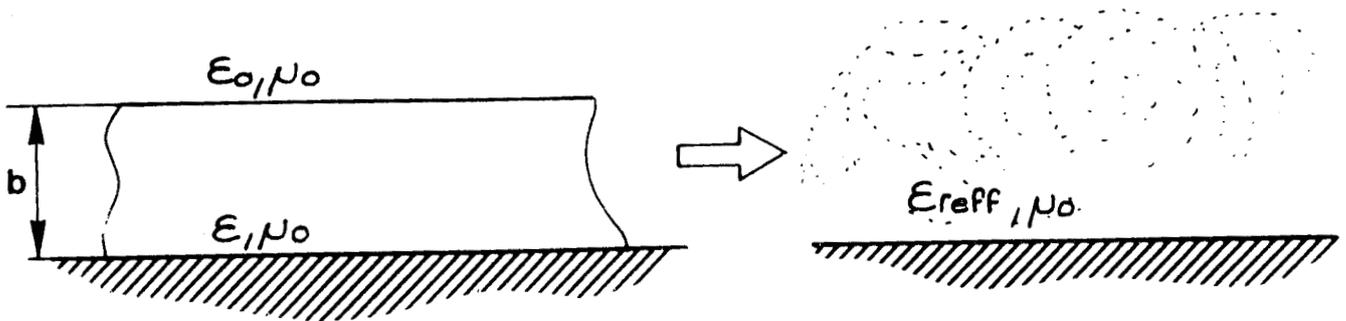
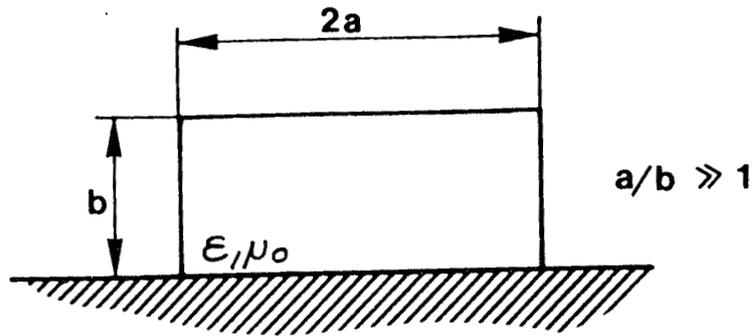
i) pour un mode donné si $a \gg b$, le vecteur d'onde suivant oy est quasiment indépendant de la variable x . Il peut être approximé par la constante de phase transverse des modes du guide plan diélectrique présenté figure I.18a.

ii) connaissant k_y pour chaque fréquence, on peut alors définir un milieu équivalent de permittivité relative équivalente ϵ_{re} à partir duquel on pourra continuer l'étude. ϵ_{re} est déterminé à partir de l'équation de dispersion.

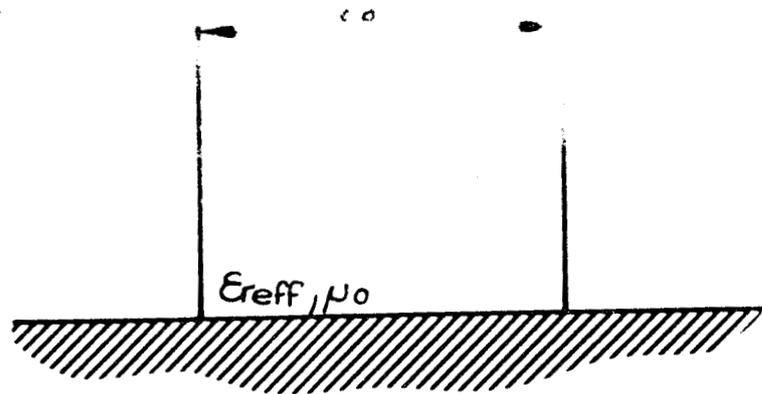
$$\beta^2 = \epsilon_r k_0^2 - k_y^2 = k_0^2 \epsilon_{re}$$

et donc

$$\epsilon_{re} = \epsilon_r - \left(\frac{k_y}{k_0} \right)^2 \quad (I.16)$$



Guide plan diélectrique
détermination de k_y



Détermination de k_x (mode TE)

FIGURE I.18 : Modèle de KNOX et TOULIOS

iii) Pour rendre compte de la limitation géométrique du guide suivant x et donc déterminer k_x , il suffit alors d'étudier le guide plan présenté figure I.18b, d'épaisseur $2a$ et de permittivité relative ϵ_r . La présence du plan métallique en $y = 0$ implique la nullité du champ électrique longitudinal tangent à ce plan et par suite sa nullité dans tout le plan de section droite puisque $\frac{\partial}{\partial y} = 0$. Dans cette troisième partie du raisonnement, on ne considère donc que les modes de type transverse électrique (TE).

Afin de rendre compte du caractère hybride des modes du guide image, il suffit alors de ne considérer que les modes de type transverse magnétique (TM) lors de la détermination de k_y . Notons que ces modes sont nécessairement impairs par rapport à l'axe $x'ox$ puisqu'ils doivent satisfaire aux conditions de continuité en $y = 0$.

En définitive, les équations caractéristiques pour les modes s'expriment comme :

$$bk_y = n \frac{\pi}{2} - \text{Arctg} \frac{k_y}{\epsilon_r[(\epsilon_r - 1)k_0^2 - k_y^2]^{1/2}} \quad (a)$$

avec $n = 1, 3, 5, \dots$ etc. (I.17)

Et
$$ak_x = m \frac{\pi}{2} - \text{Arctg} \frac{k_x}{[(\epsilon_r - 1)k_0^2 - k_x^2]^{1/2}} \quad (b)$$

$m = 1, 2, 3, \dots$ etc.

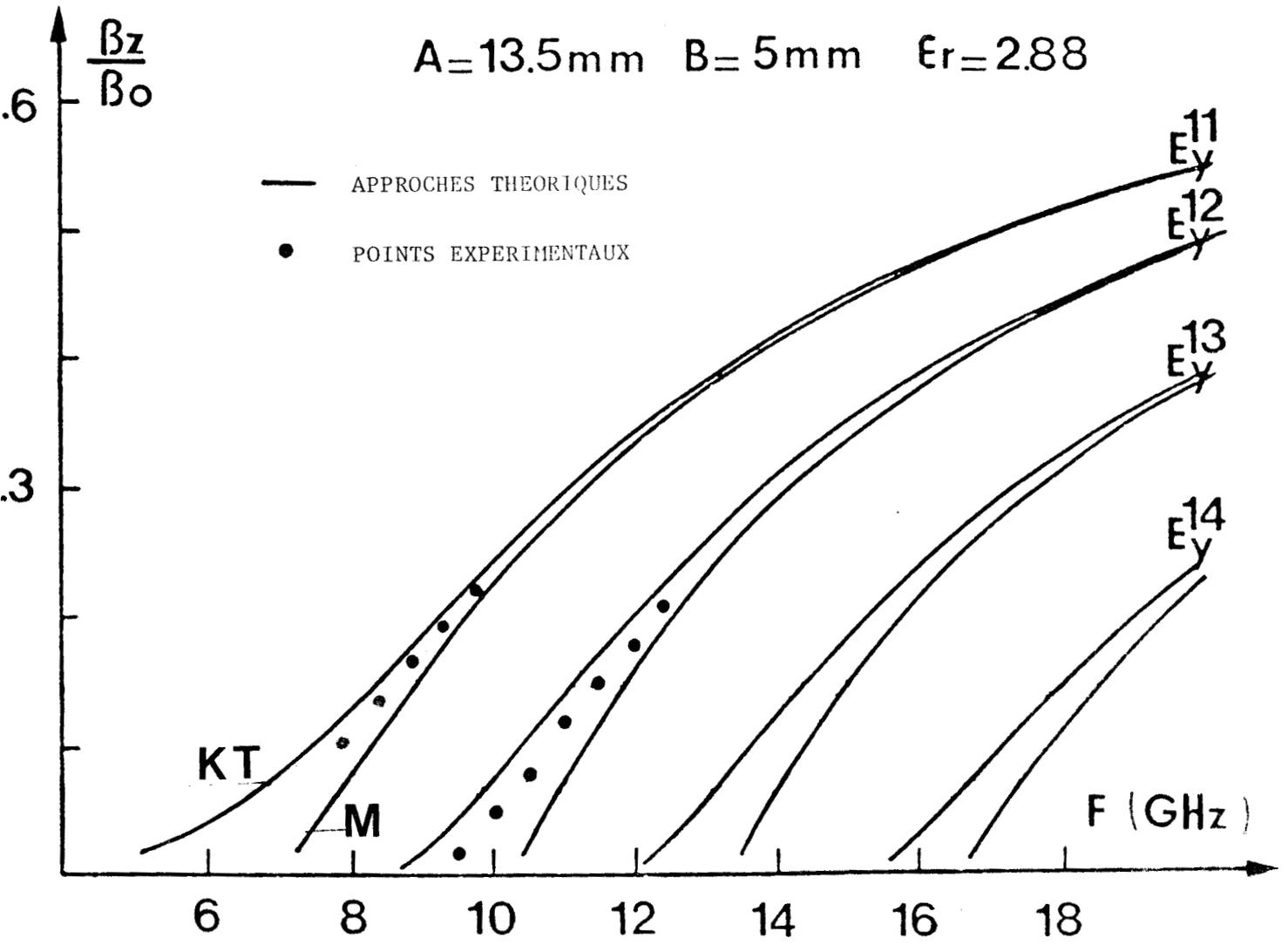


FIGURE I.19 : Exploitation des modèles analytiques approchés
Comparaison théorie-expérience

Nous présentons figure I.19 un exemple de résultats obtenus par exploitation de ces modèles analytiques approchés pour des conditions proches des hypothèses d'étude (ϵ_r faible, $a > b$). Nous avons également reporté sur ces courbes les relevés expérimentaux correspondants.

Nous pouvons observer que l'exploitation de ces deux modèles conduit à des résultats très différents au voisinage de la fréquence de coupure des modes et que pour les deux modes caractérisés, les résultats expérimentaux sont différents des résultats théoriques. Par contre, l'accord est bon, loin de la coupure, mais ceci n'a pas grand intérêt en microondes puisqu'alors le guide n'est plus monomode.

Nous pouvons cependant remarquer que les résultats expérimentaux sont toujours compris entre les courbes théoriques. Ceci permet d'obtenir une bonne approximation de la constante de phase et de son évolution avec la fréquence avec des moyens très limités.

En outre, comme l'indiquent les figures I.20a et I.20b, la variation théorique des champs rend assez bien compte de la réalité physique. Sur ces courbes, nous pouvons aussi observer que l'hypothèse faite par MARCATILI concernant les composantes transverses du champ électrique ($|E_y| \gg |E_x|$) est largement justifiée.

Une étude très complète de la validité de ces approches simplifiées en fonction de la permittivité des matériaux et de l'aplatissement des guides est présentée dans la thèse de J.F. LEGIER (24) .

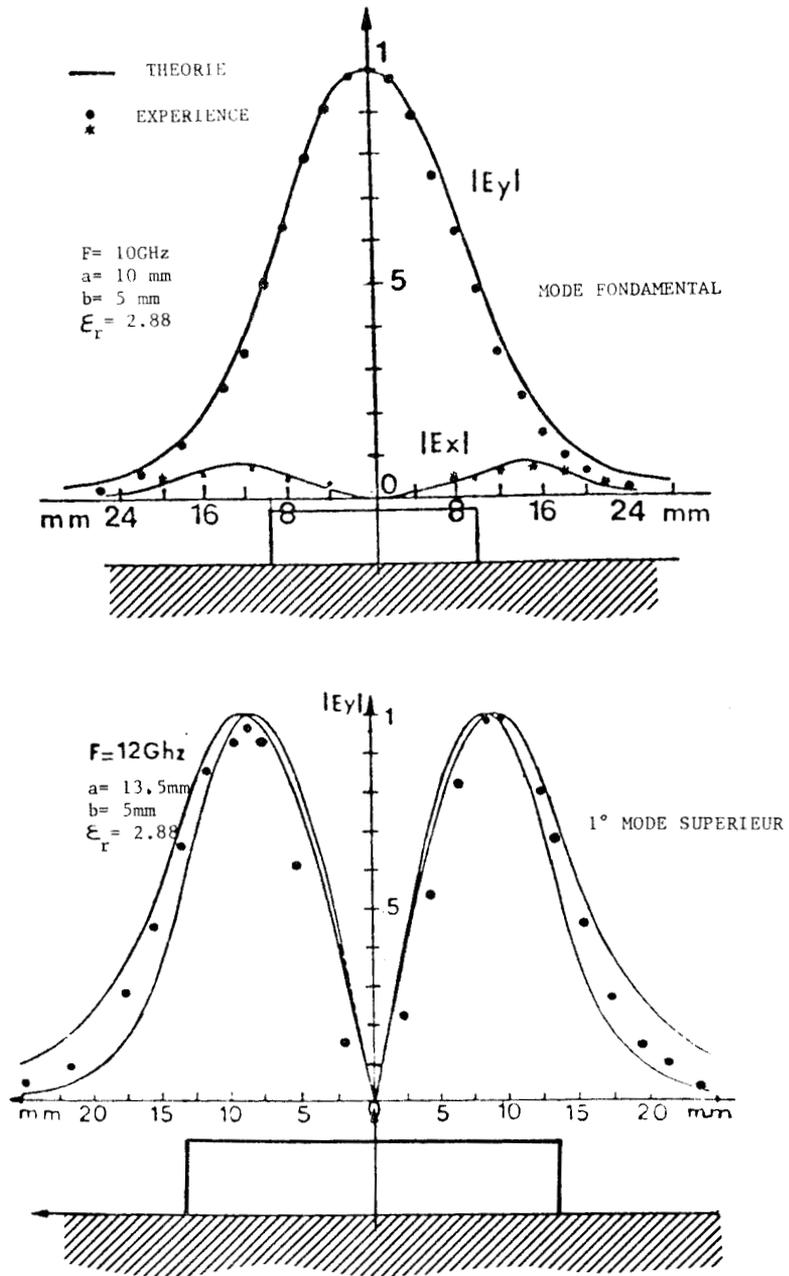


FIGURE I.20 : Méthodes analytiques approchées : comparaison théorie-expérience - Relevé des champs transversaux pour les deux premiers modes

Nous ne reprendrons donc pas ici cette étude et nous nous contenterons de donner une conclusion générale sur l'utilisation de ces deux méthodes.

En dépit de leurs limitations intrinsèques, ces approches présentent pour les guides de faible permittivité deux avantages essentiels lors de la définition de nouveaux dispositifs : la simplicité et la rapidité de mise en oeuvre. A l'encontre des méthodes demandant un traitement numérique sophistiqué, elles permettent donc de conserver le contact avec la réalité physique. Ceci a été largement exploité pour la définition de nouvelles structures de propagation "potentiellement intéressantes" en ondes millimétriques (27)(28)(29)

Cependant, à notre sens, il est dangereux de vouloir trop généraliser ce type de méthode et il convient de toujours conserver à l'esprit les nombreuses hypothèses restrictives auxquelles est soumise leur validité. Notons enfin que puisque l'on peut obtenir une première approximation des champs transversaux, il est possible d'améliorer notablement les performances de ces méthodes en les couplant à une méthode variationnelle. Si l'on se réfère aux résultats publiés cette manière d'opérer semble particulièrement intéressante en regard des moyens mis en oeuvre (30)

Etant données les limitations intrinsèques de ces études analytiques, certains auteurs ont proposé de déterminer les caractéristiques de dispersion des guides diélectriques à section rectangulaire à partir de méthodes numériques.

Si comme nous l'avons vu précédemment, il n'est pas possible de décrire la géométrie du guide dans un système de coordonnées curvilignes simple, il est toujours possible d'écrire, pour des solutions physiquement acceptables à l'intérieur et à l'extérieur du guide, les conditions de continuité sur les composantes tangentielles des champs en certains points de la séparatrice diélectrique air définissant la section droite du guide (figure I.21).

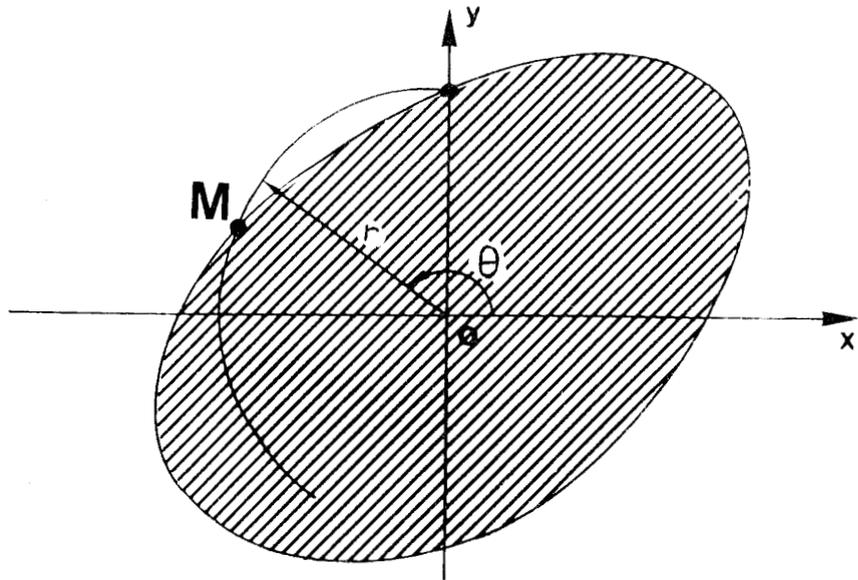


Figure I.21 : Guide dont la section droite ne peut être décrite simplement dans un système de coordonnées curvilignes orthogonales



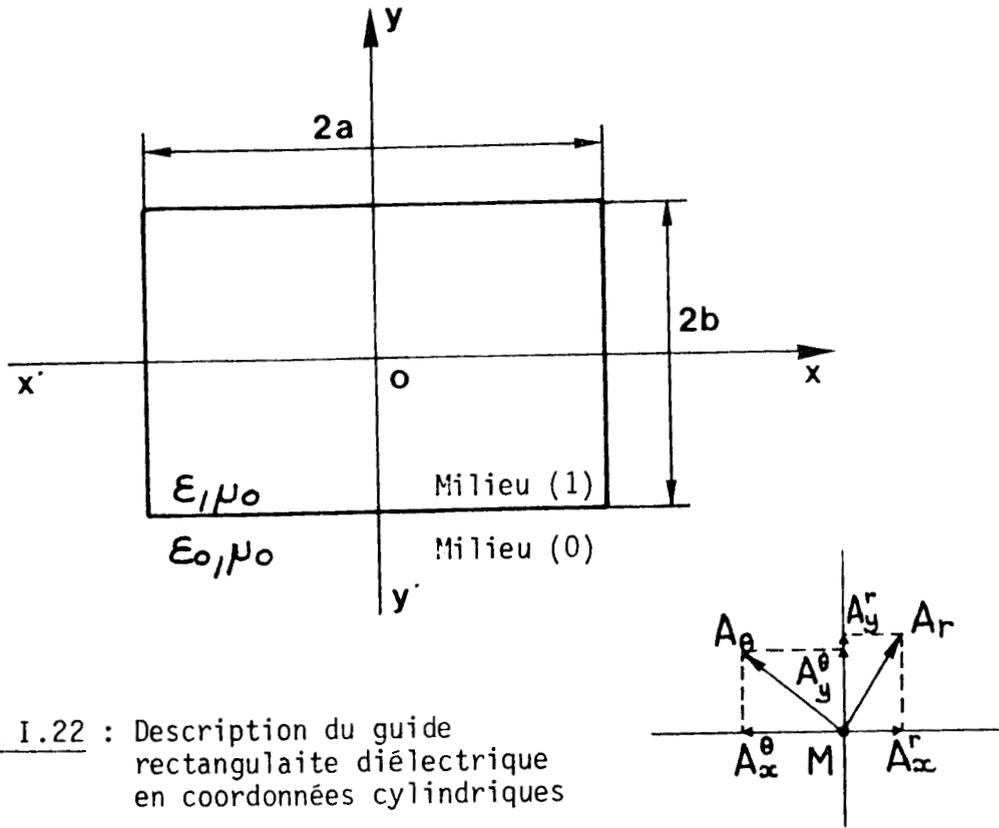
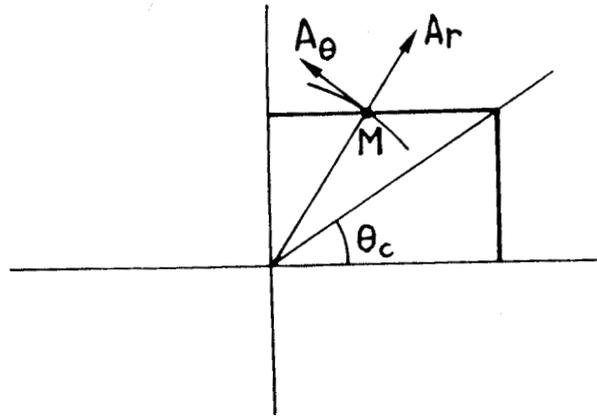


FIGURE I.22 : Description du guide rectangulaire diélectrique en coordonnées cylindriques



C'est la méthode de corrélation par points ou méthode de collocation utilisée notamment pour déterminer les caractéristiques des guides fermés à section droite géométriquement complexes. (31)(32)

En 1969, E.G. GOELL a proposé son utilisation pour l'étude du guide rectangulaire diélectrique (33) . Nous allons rappeler les bases de cette étude et expliquer comment nous avons pu améliorer les conditions de son emploi.

I-4-2-2 Solutions numériques

I-4-2-2-1 Etude critique de la méthode de corrélation par points en coordonnées cylindriques

Dans l'étude de GOELL, les champs à l'intérieur et à l'extérieur du guide sont développés à partir d'harmoniques circulaires. La section droite du guide étudié est présentée figure I.22. Etant données les symétries de cette section droite par rapport aux axes $x' = 0$ et $y' = 0$, l'étude peut être limitée au premier quadrant ce qui simplifie notablement l'expression des solutions choisies.

Pour les modes impairs par rapport aux deux axes auxquels appartient le mode fondamental du guide image, les champs longitudinaux s'expriment comme :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{z1} = \sum_{n=0}^{\infty} A_n J_{2n+1}(k.r) \sin(2n+1)\theta \quad (a) \\ H_{z1} = \sum_{n=0}^{\infty} B_n J_{2n+1}(k.r) \cos(2n+1)\theta \quad (b) \end{array} \right. \quad (I.18)$$

à l'intérieur du guide

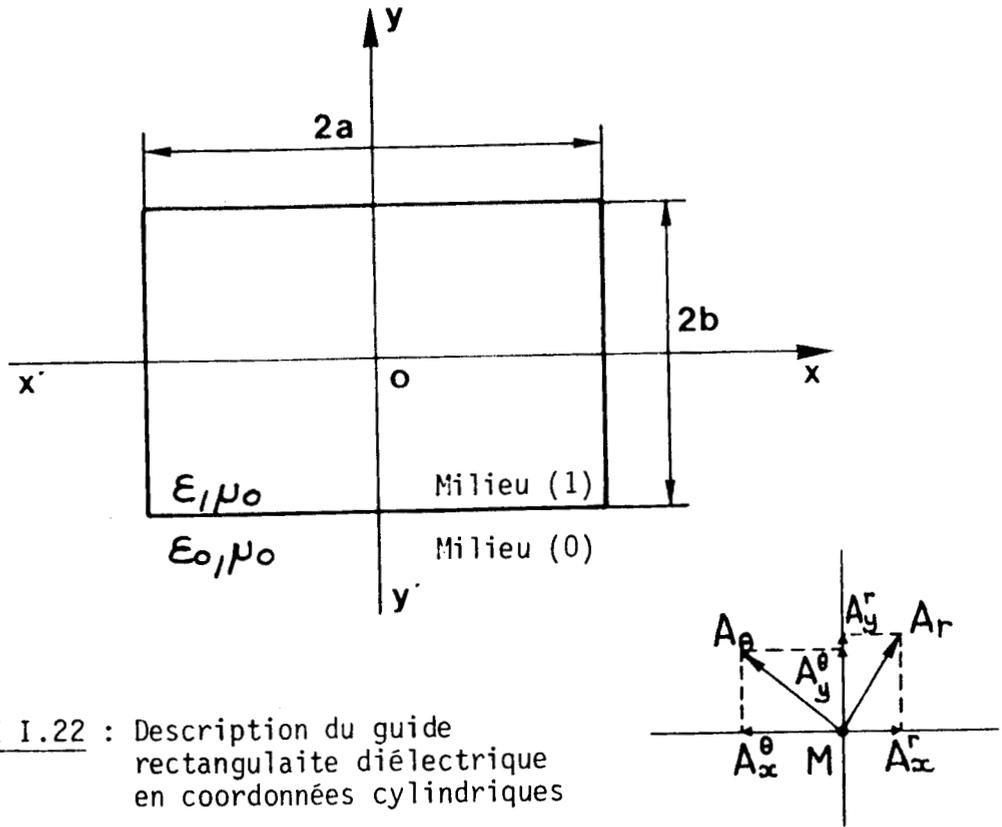
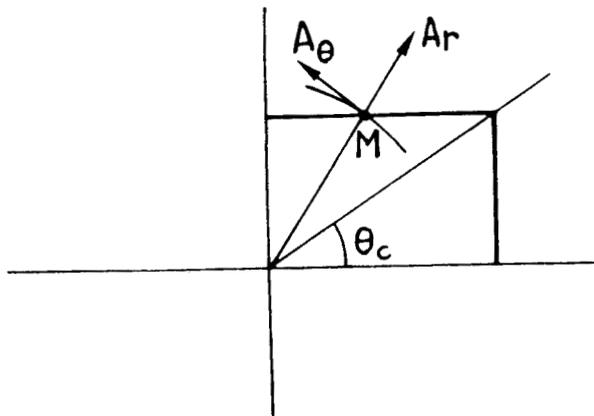


FIGURE I.22 : Description du guide rectangulaire diélectrique en coordonnées cylindriques



et comme

$$\begin{cases} E_{z_0} = \sum_{n=0}^{\infty} C_n K_{2n+1}(\gamma_0 r) \sin(2n+1)\theta & (a) \\ H_{z_0} = \sum_{n=0}^{\infty} D_n K_{2n+1}(\gamma_0 r) \cos(2n+1)\theta & (b) \end{cases} \quad (I.19)$$

à l'extérieur du guide

avec $k^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon - \beta^2$

et $\gamma_0^2 = \beta^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$

Pour chacune de ces composantes, on a volontairement omis le terme $e^{j(\omega t - \beta z)}$ afin d'alléger la notation.

Connaissant la forme des composantes longitudinales, on peut à partir des équations de Maxwell déterminer les composantes transversales des champs E_r , H_r , E_θ , H_θ .

En un point $M(r_0, \theta_0)$ de la surface de séparation air-diélectrique, les composantes transversales des champs, tangentes à cette surface

$$E_x, H_x \quad \text{en } y = b$$

$$E_y, H_y \quad \text{en } x = a$$

sont obtenues à partir de E_r , E_θ , H_r et H_θ par l'intermédiaire des formules de projection suivantes :

$$\begin{cases} E_x \\ H_x \end{cases} = \begin{cases} E_r \\ H_r \end{cases} \cos \theta_0 - \begin{cases} E_\theta \\ H_\theta \end{cases} \sin \theta_0 \quad (I.20a)$$

pour $0 < \theta_0 < \theta_c$

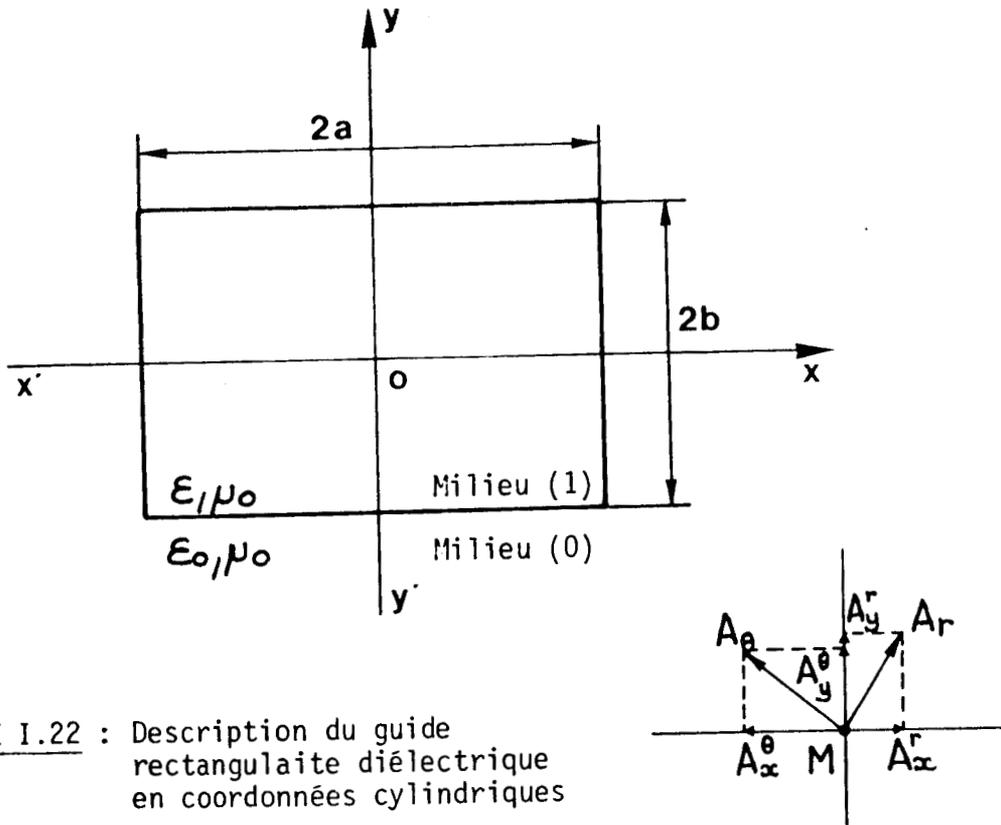
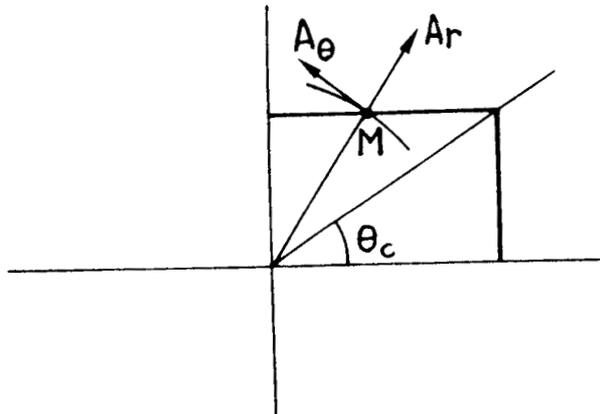


FIGURE I.22 : Description du guide rectangulaire diélectrique en coordonnées cylindriques



$$\begin{Bmatrix} E_y \\ H_y \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} E_r \\ H_r \end{Bmatrix} \sin \theta_o + \begin{Bmatrix} E_\theta \\ H_\theta \end{Bmatrix} \cos \theta_o \quad (\text{I.20b})$$

$$\text{pour } \theta_c < \theta_o < \frac{\pi}{2}$$

θ_c est l'angle que fait le rayon passant par le coin du guide ($x = a, y = b$) avec l'axe ox .

Au point M considéré, ces composantes tangentielles sont continues. Pour que le système admette une solution, il est nécessaire que la matrice issue de l'écriture des conditions de continuité soit une matrice carrée. Il doit donc exister une relation entre le nombre de points où la continuité des champs est assurée et l'ordre des fonctions servant à décrire ce même champ.

Puisqu'en un point M on assure la continuité de quatre composantes : E_z, H_z, E_x, H_x ou (E_z, H_z, E_y, H_y) la matrice des conditions de continuité est de dimensions $4N$, si N est le nombre de points.

A priori, le nombre d'harmoniques nécessaires à la bonne description du problème sera d'autant plus grand que l'ordre du mode étudié sera élevé. Une caractérisation complète du guide nécessite donc des moyens numériques importants puisque, comme pour les études guides fermés présentées ci-avant, les systèmes linéaires à traiter sont de grandes dimensions.

La précision des solutions obtenues dépend directement du bon conditionnement de la matrice caractéristique. Celui-ci est obtenu par une technique de normalisation présentée en annexe 1.

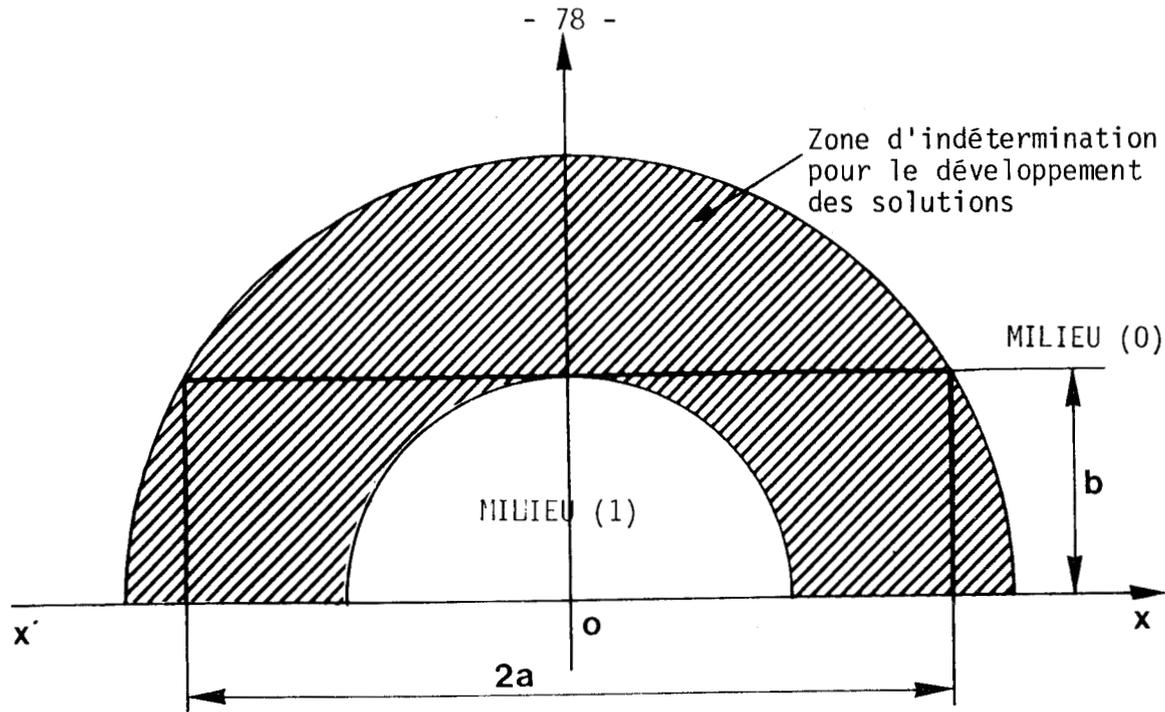


FIGURE I.23 : Illustration des problèmes liés à la description des champs par des harmoniques circulaires

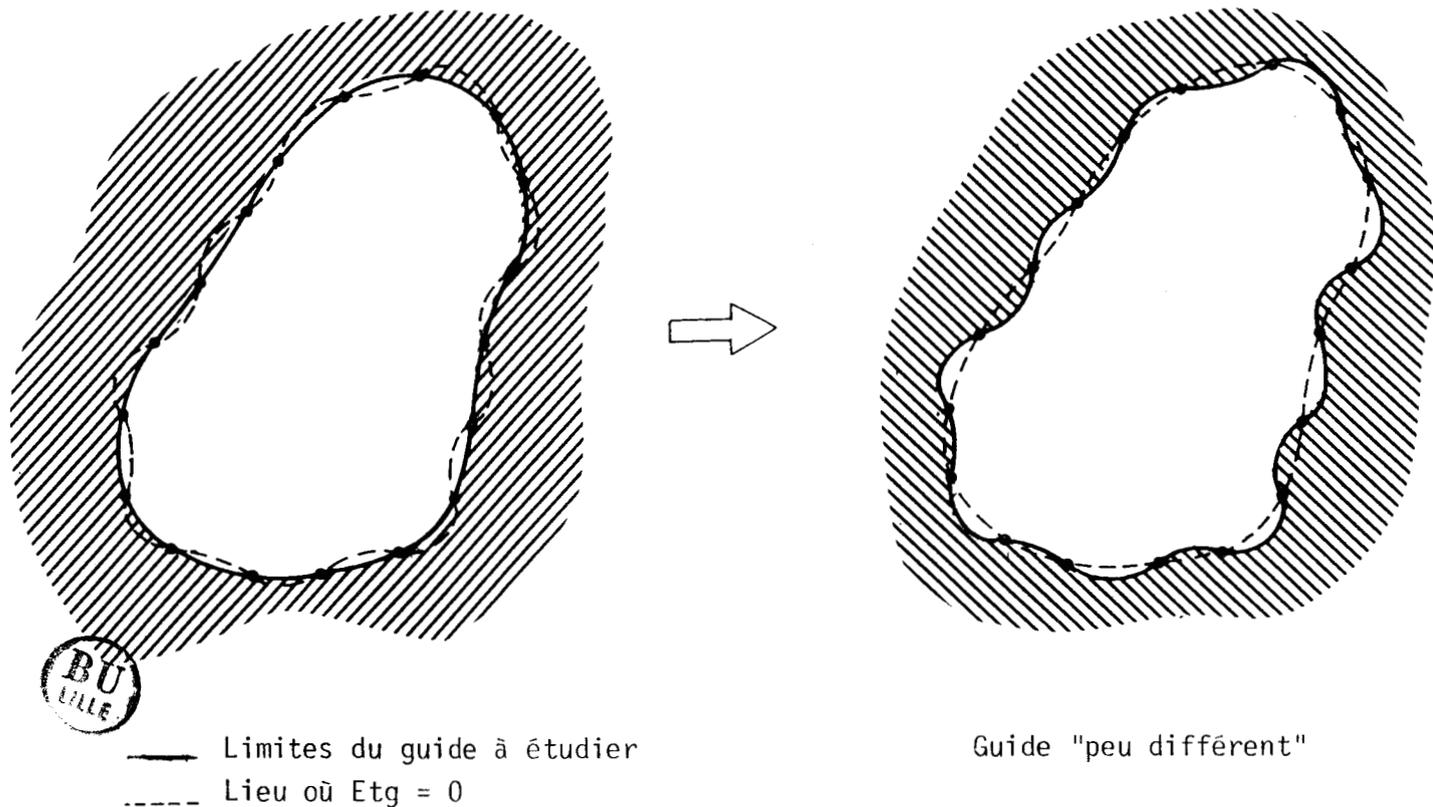


FIGURE I.24 : Définition d'un guide "peu différent"

A cette limitation due aux dimensions de la matrice à traiter s'ajoutent des problèmes de description des solutions. En toute rigueur, on ne peut développer les champs suivant les fonctions propres d'un système de coordonnées que si le milieu où les champs sont décrits par les mêmes fonctions est homogène. Si cela est le cas à l'intérieur du cercle de rayon b (milieu (1)) et à l'extérieur de celui de rayon $\sqrt{a^2+b^2}$ (milieu (0)) cette hypothèse n'est plus vérifiée entre ces deux limites. Dans ces conditions, la description des champs entre ces deux limites sera d'autant plus approchée que le rapport a/b sera grand.

Afin de mieux appréhender ce problème, on peut, à fréquence donnée, calculer le vecteur propre de l'équation matricielle et déterminer ainsi les champs. On peut alors vérifier a posteriori la manière dont les conditions de continuité sur les interfaces définissant la structure sont vérifiées.

Ainsi, pour l'étude de guides fermés, cela consiste à rechercher dans le plan de section droite le lieu des points où les champs électriques tangentiels sont nuls (31)(34) .

Comme l'indique la figure I.24, on aboutit alors à la définition d'un guide "peu différent" du guide étudié ou du moins que l'on espère "peu différent". L'analyse, a posteriori, de ces différences permet alors de valider les résultats obtenus.

Pour un guide ouvert, le problème est un peu plus compliqué. Dans le cas général, les modes sont hybrides et, en toute rigueur, il conviendrait de rechercher, dans un plan de section droite, les lieux des points où les différentes conditions de continuité sont satisfaites.

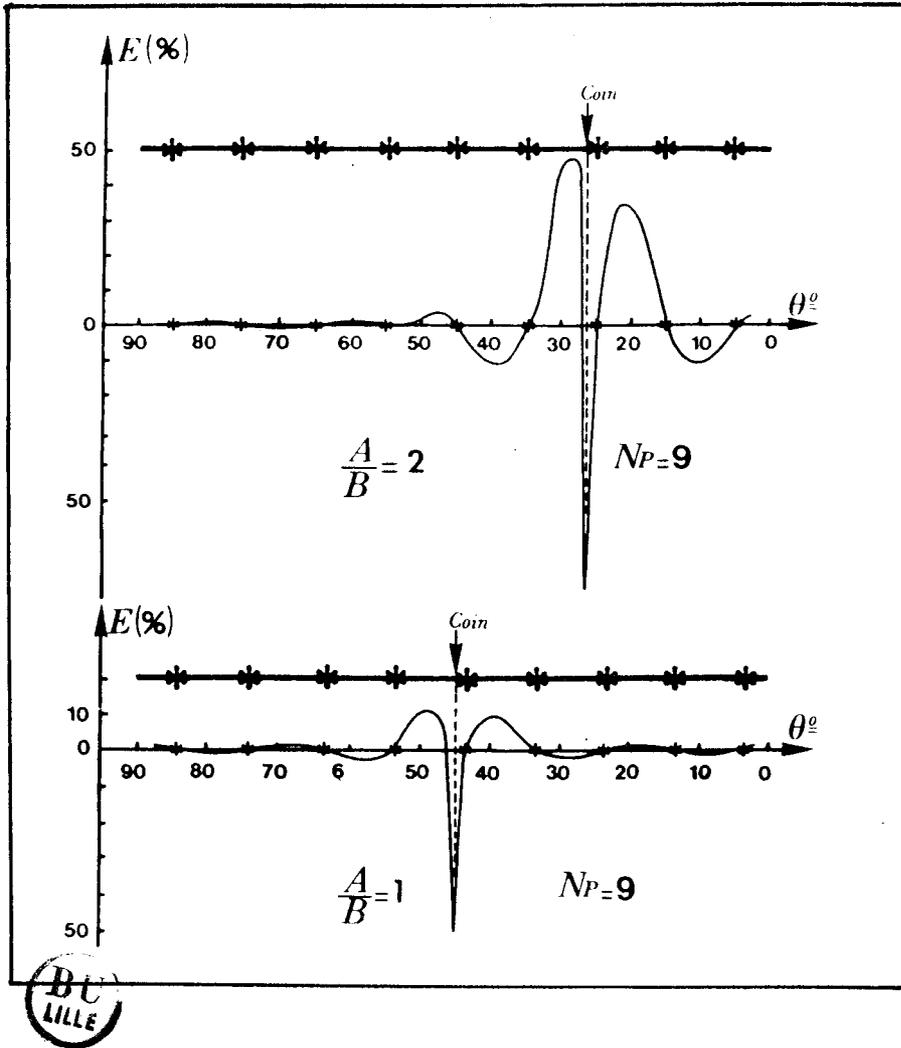


FIGURE I.25 : Variations de "E" pour deux aplatissements différents

Notre but étant, dans un premier temps, d'avoir une information globale sur la validité de description du problème électromagnétique, nous nous sommes contentés d'étudier les variations de la composante longitudinale du champ électrique E_z au voisinage de l'interface diélectrique air. Pour tous les cas traités, nous avons donc tracé la fonction normalisée.

$$E = \frac{|\vec{E}_{z1}| - |\vec{E}_{z0}|}{|\vec{E}_{z1}| + |\vec{E}_{z0}|} \quad (I.21)$$

$|\vec{E}_{z1}|$ et $|\vec{E}_{z0}|$ représentent le module de la composante du champ électrique longitudinal respectivement dans les milieux (1) et (0), à l'interface diélectrique air. Cette fonction est donc caractéristique de l'erreur faite lors de la description du problème et de la validité des résultats obtenus.

C'est à partir de son évolution que nous avons pu rendre compte de la sensibilité des résultats aux variations des différents paramètres (position des points sur l'interface - permittivité des matériaux - aplatissement etc...).

Nous présentons figure I.25, un exemple d'évolution de E en fonction de l'angle Θ et ce pour deux aplatissements : $a/b = 1$; $a/b = 2$.

Aux points de collocation choisis, la fonction E s'annule. Dans les deux cas, nous pouvons constater une variation très importante de E au voisinage du coin du guide ; cette variation est caractéristique de la mauvaise description du problème dans cette région.

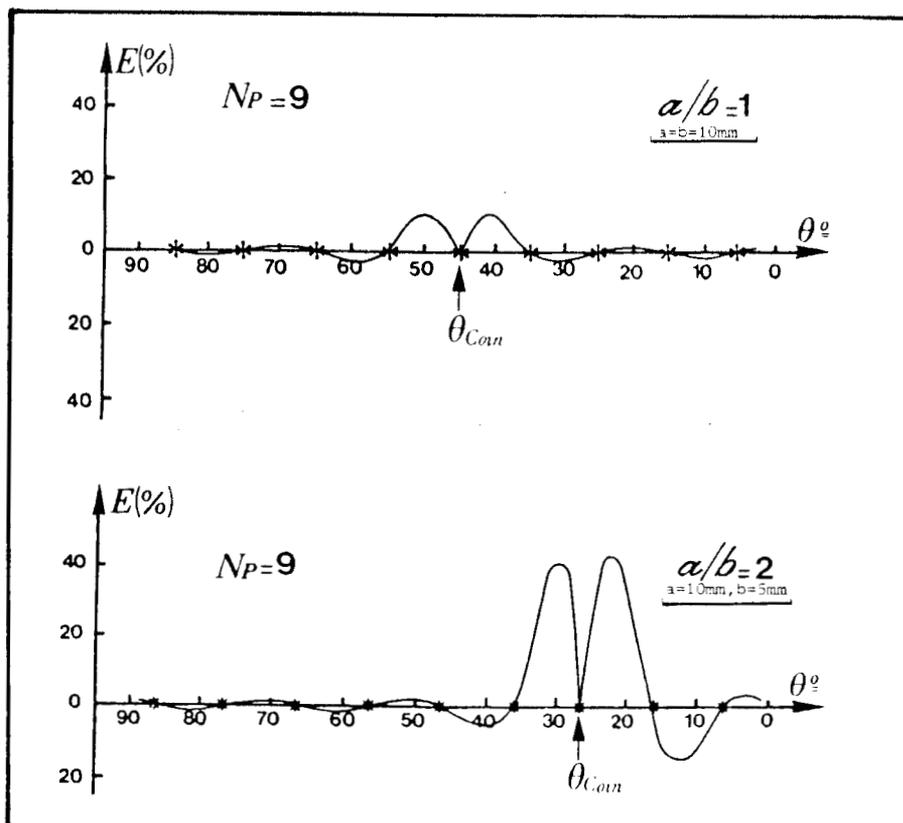


FIGURE I.26 : Variations de "E" pour deux aplatissements différents en imposant un point sur le coin

Ce phénomène s'accroît avec l'aplatissement. On peut essayer de contourner ce problème en imposant un point de collocation sur le coin du guide. La figure I.26 présente le résultat obtenu après utilisation de cet artifice. Bien qu'une petite amélioration puisse être observée, la discontinuité reste importante. Il semble donc que cette manière d'opérer ne constitue pas une alternative véritablement intéressante, notamment pour les forts aplatissements. Afin d'illustrer cette affirmation, nous présentons figure I.27 les variations de E pour un guide d'aplatissement $a/b = 4$.

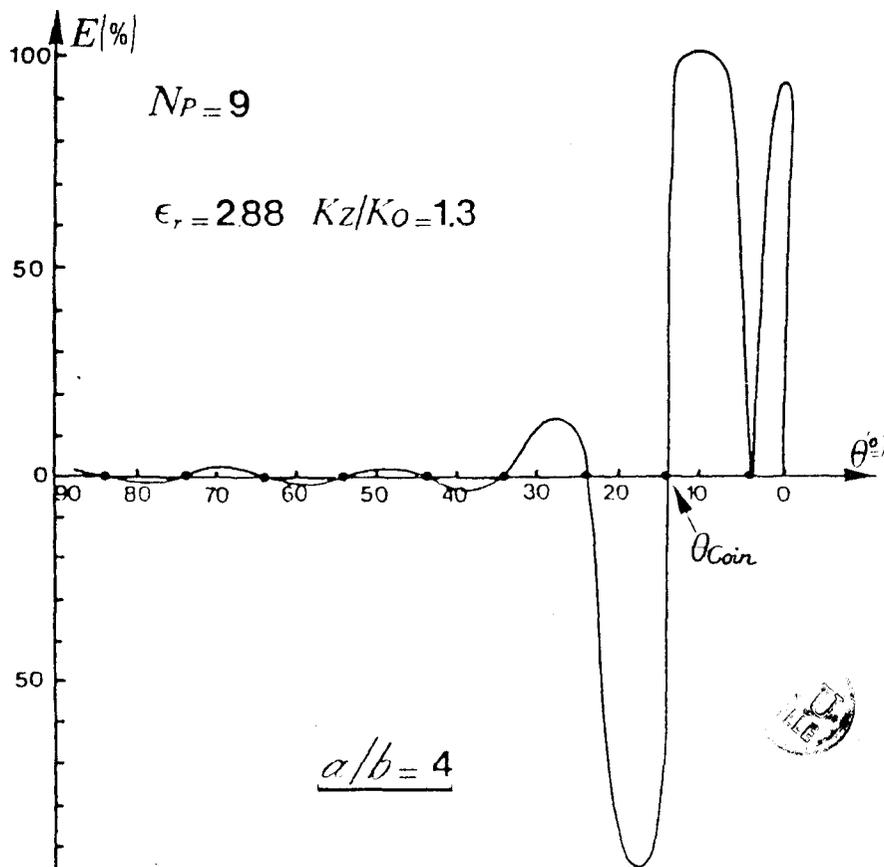


Figure I.27 : Comportement de la fonction "erreur" pour un guide d'aplatissement $a/b = 4$

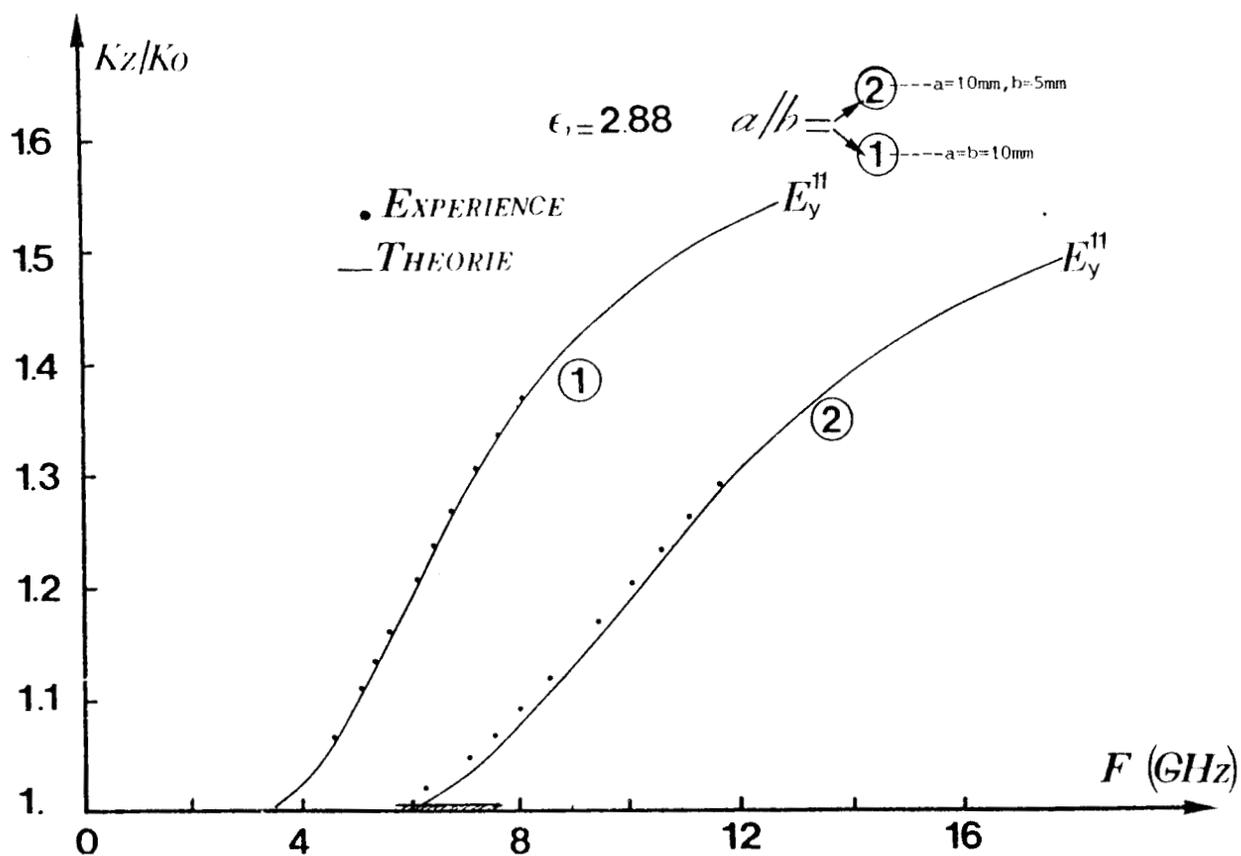


FIGURE I.28 : Méthode de corrélation par points en coordonnées caractérisées - Comparaison théorie-expérience pour des guides de simple aplatissement de faible permittivité



Une étude détaillée de ces évolutions a été présentée dans la thèse de J.F. LEGIER (24). Nous limiterons donc là notre exposé pour ne rappeler que les conclusions principales de ce travail.

Si cette étude systématique du comportement numérique des solutions en fonction des différents paramètres (nombre de points de collocation - position des points - permittivité des matériaux - aplatissement) a permis de mieux maîtriser les conditions d'utilisation de cette méthode, elle n'a pu en diminuer les limites intrinsèques. Cependant nous pouvons affirmer que pour les guides de faible permittivité relative ($\epsilon_r < 5$) et dont la section droite est proche d'un carré ($a/b < 2$), le problème électromagnétique est correctement décrit par développement des champs à partir d'harmoniques circulaires. Afin d'illustrer cette affirmation, nous présentons figure I.28 une comparaison théorie-expérience concernant le diagramme de dispersion du mode fondamental d'un guide image tel que :

$$a/b = 1 \text{ et } a/b = 2 \quad \epsilon_r = 388$$

De plus, comme l'indique la figure I.29, et contrairement à ce que l'on avait imaginé a priori, la description des champs est correcte dès que l'on s'éloigne suffisamment de l'interface diélectrique-air.

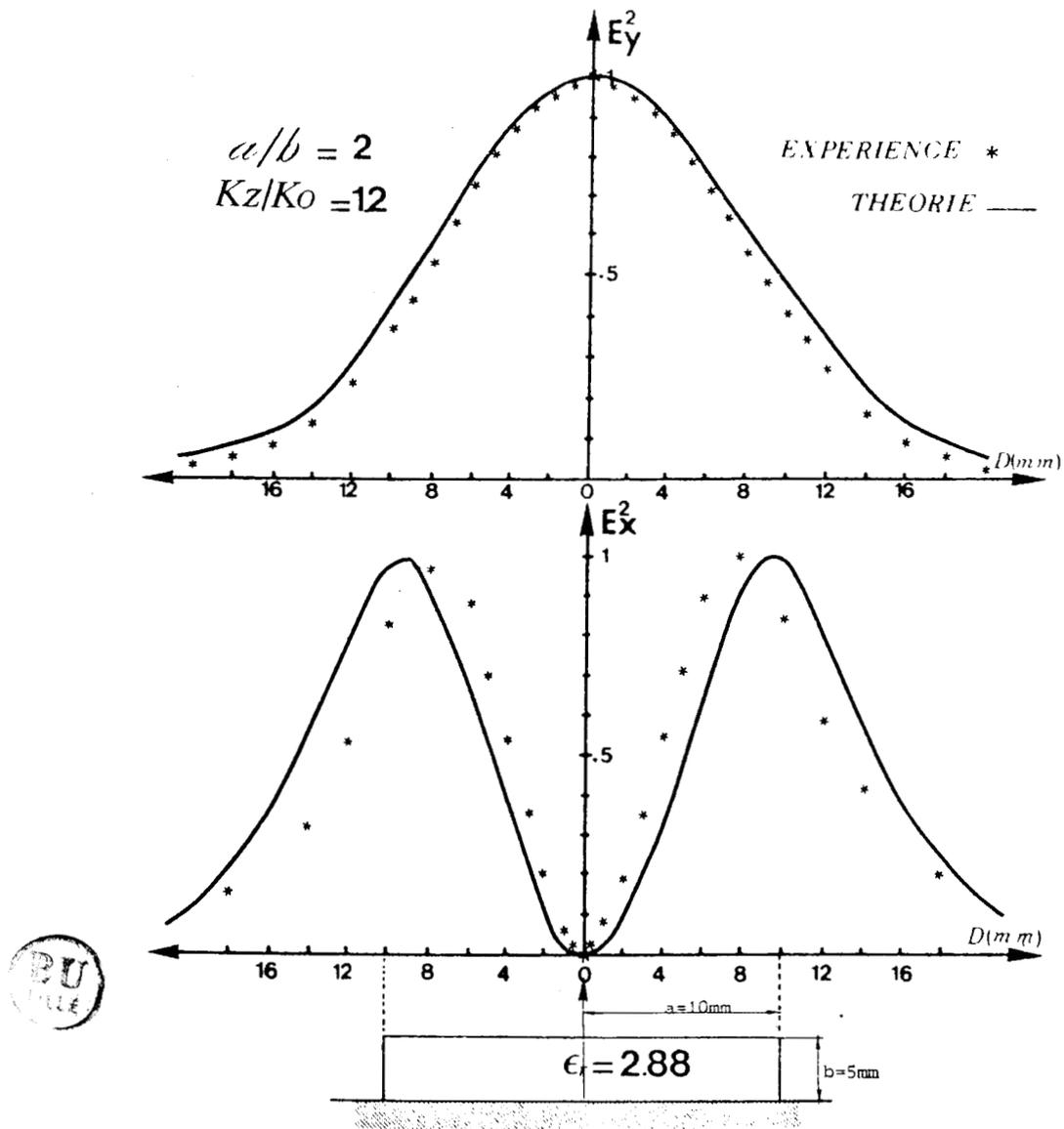


FIGURE I.29 : Méthode de corrélation par points en coordonnées circulaires - Comparaison théorie-expérience - Relevé des champs électriques transversaux pour le mode fondamental

Pour les fortes valeurs de permittivité du matériau constituant le guide, la dynamique importante du déterminant au voisinage de la fréquence de coupure des modes entraîne des difficultés numériques supplémentaires lors de la recherche des racines. Cependant, comme l'indique la figure I.30, la méthode est néanmoins utilisable si l'on s'en tient à des valeurs faibles de l'aplatissement.

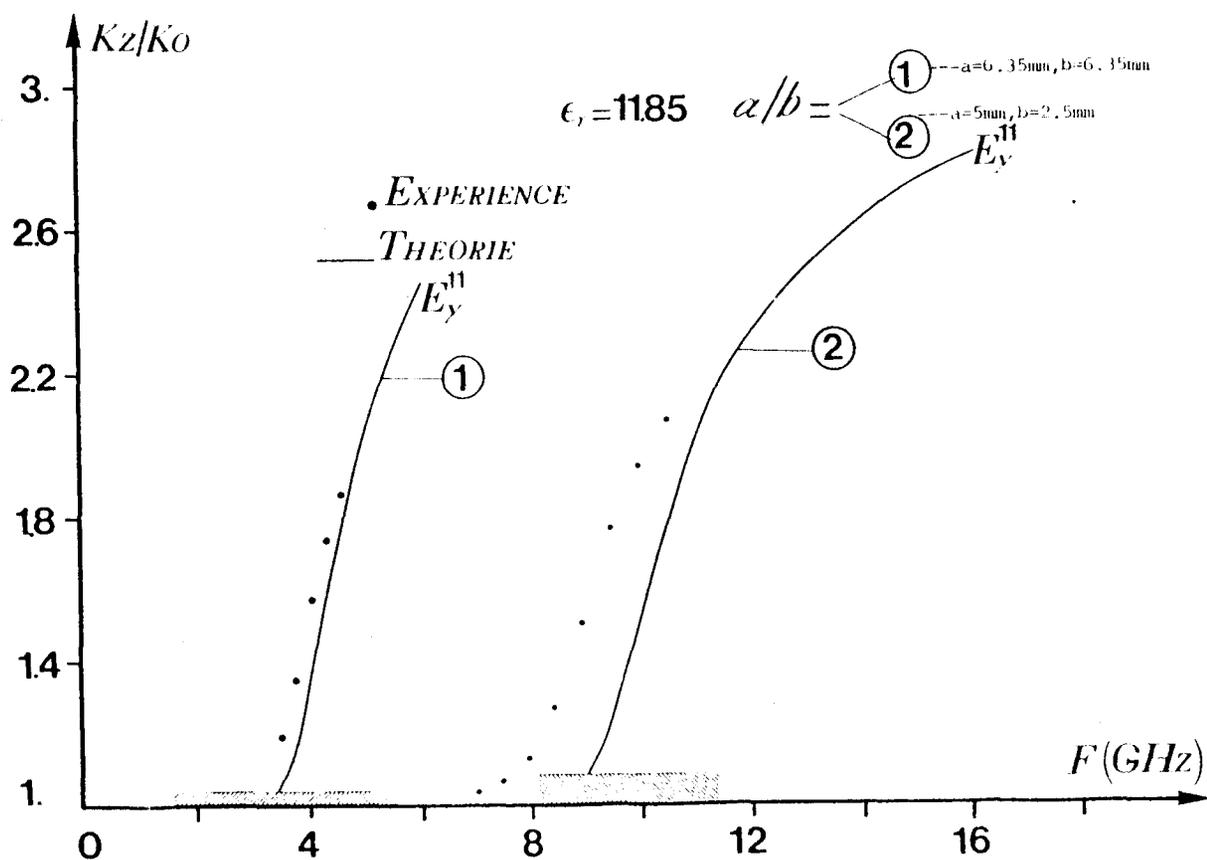


FIGURE I.30 : Méthode de corrélation par points en coordonnées circulaires - Comparaison théorie-expérience - Matériaux de forte permittivité relative

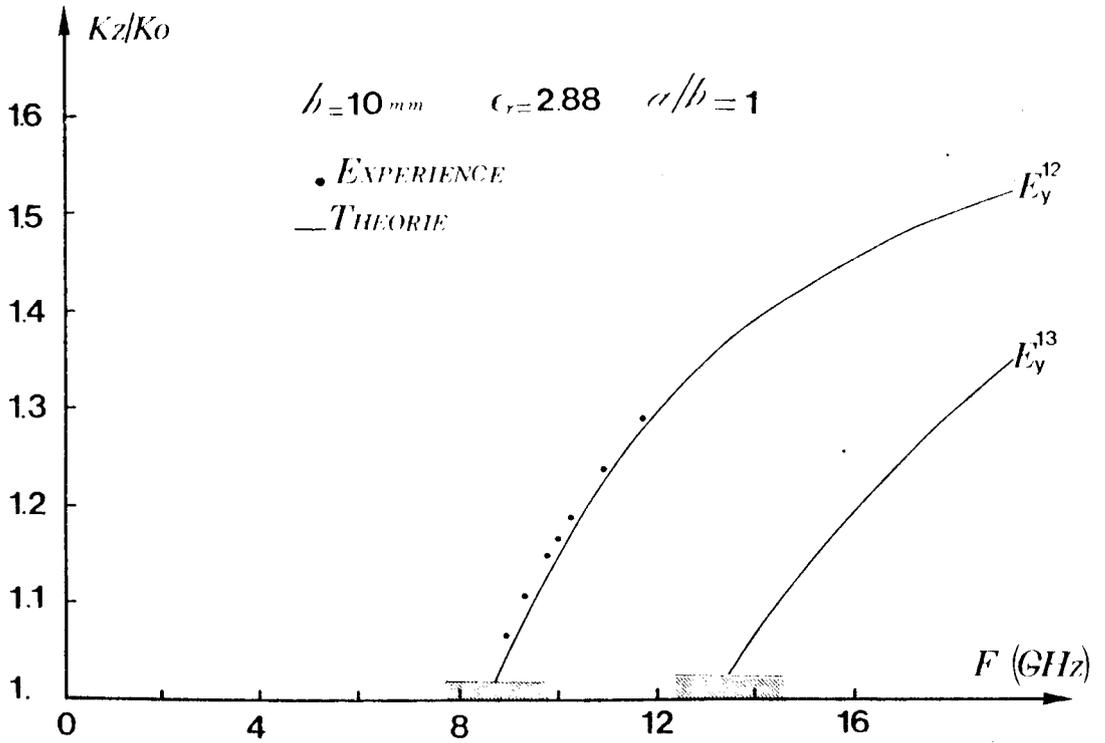
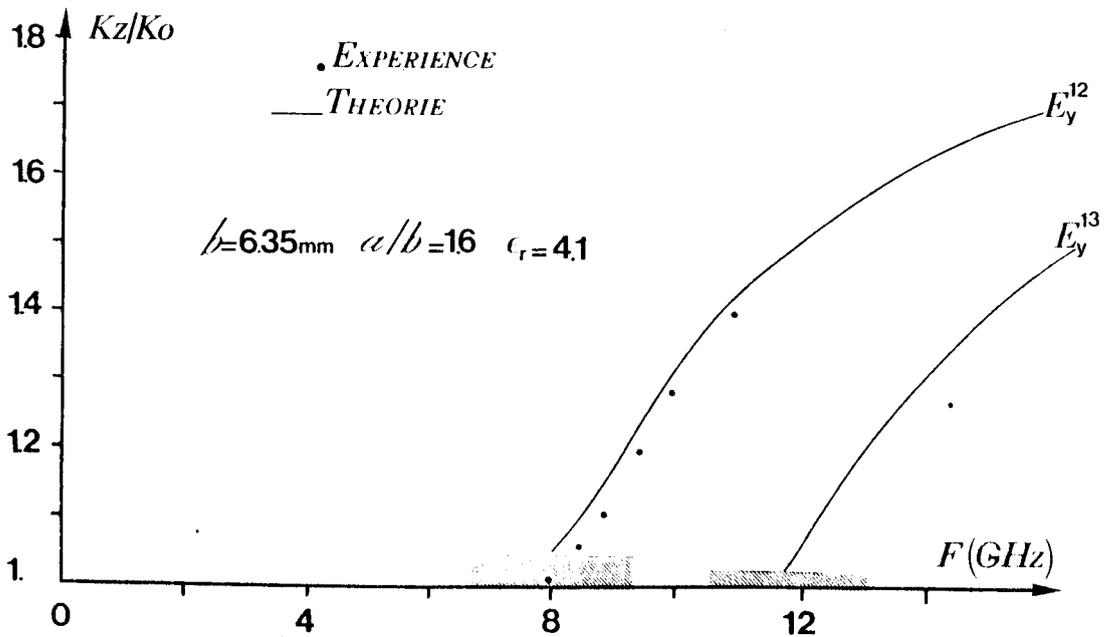


Figure I.31 : Diagramme de dispersion des deux premiers modes supérieurs pour deux guides différents
Figure I.32



La recherche des caractéristiques de dispersion des premiers modes supérieurs ne posent pas de problème théorique supplémentaire sinon qu'a priori, elle conduit à traiter des déterminants de taille croissante avec l'ordre du mode étudié. Cette nécessité multiplie les problèmes de précision numérique et il devient quasiment impossible d'obtenir des points situés au voisinage de la coupure. Comme pour le mode fondamental, cet effet est accentué lorsque l'aplatissement et la permittivité du matériau augmente.

Dans ces conditions, il serait illusoire de vouloir caractériser par cette méthode un grand nombre de modes supérieurs et les résultats publiés par GOELL de ce point de vue nous semblent devoir être remis en cause d'autant qu'aucune vérification expérimentale de ces résultats n'a été proposée.

Afin d'illustrer notre propos, nous présentons figure I.31, I.32 et I.33 les diagrammes de dispersion des deux premiers modes supérieurs pour trois guides de permittivité et d'aplatissement différents. Pour le mode E_y^{12} , nous avons fait apparaître sur les diagrammes les relevés expérimentaux correspondants.

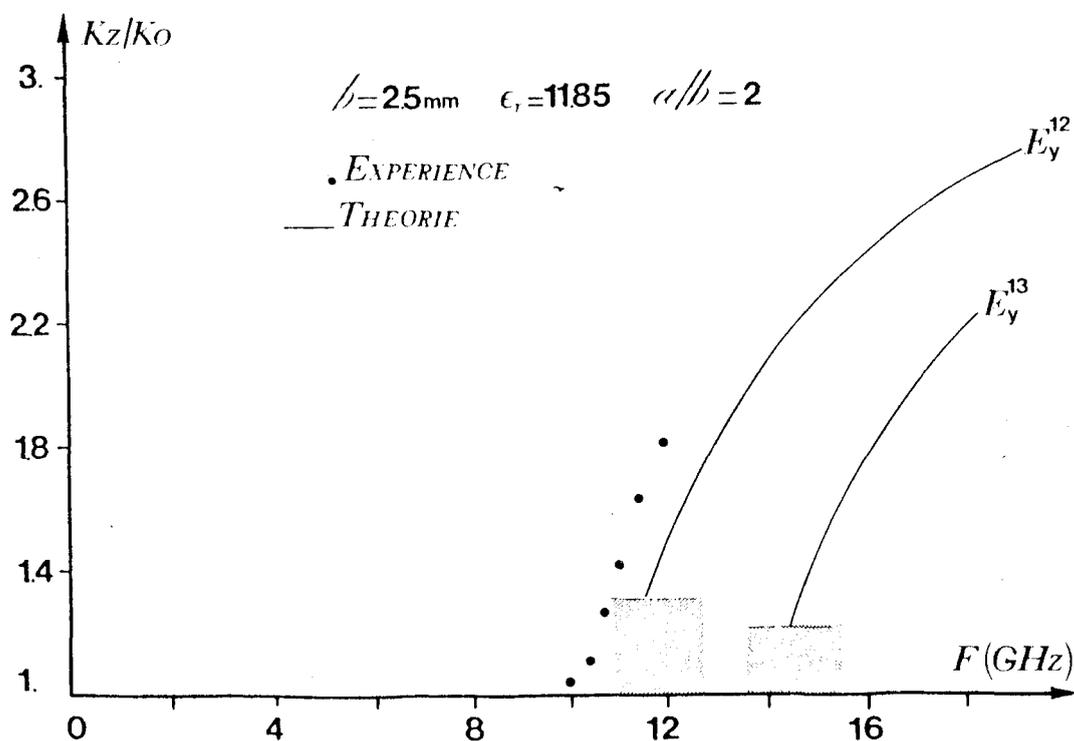


FIGURE I.33 : Diagramme de dispersion des modes E_y^{12} et E_y^{13} pour un guide réalisé dans un matériau de forte permittivité

Notons que sous les conditions que nous venons de définir (ϵ_r petit $a/b \neq 1$), les relevés de champs correspondent également aux prédictions théoriques (cf. figure I.34).

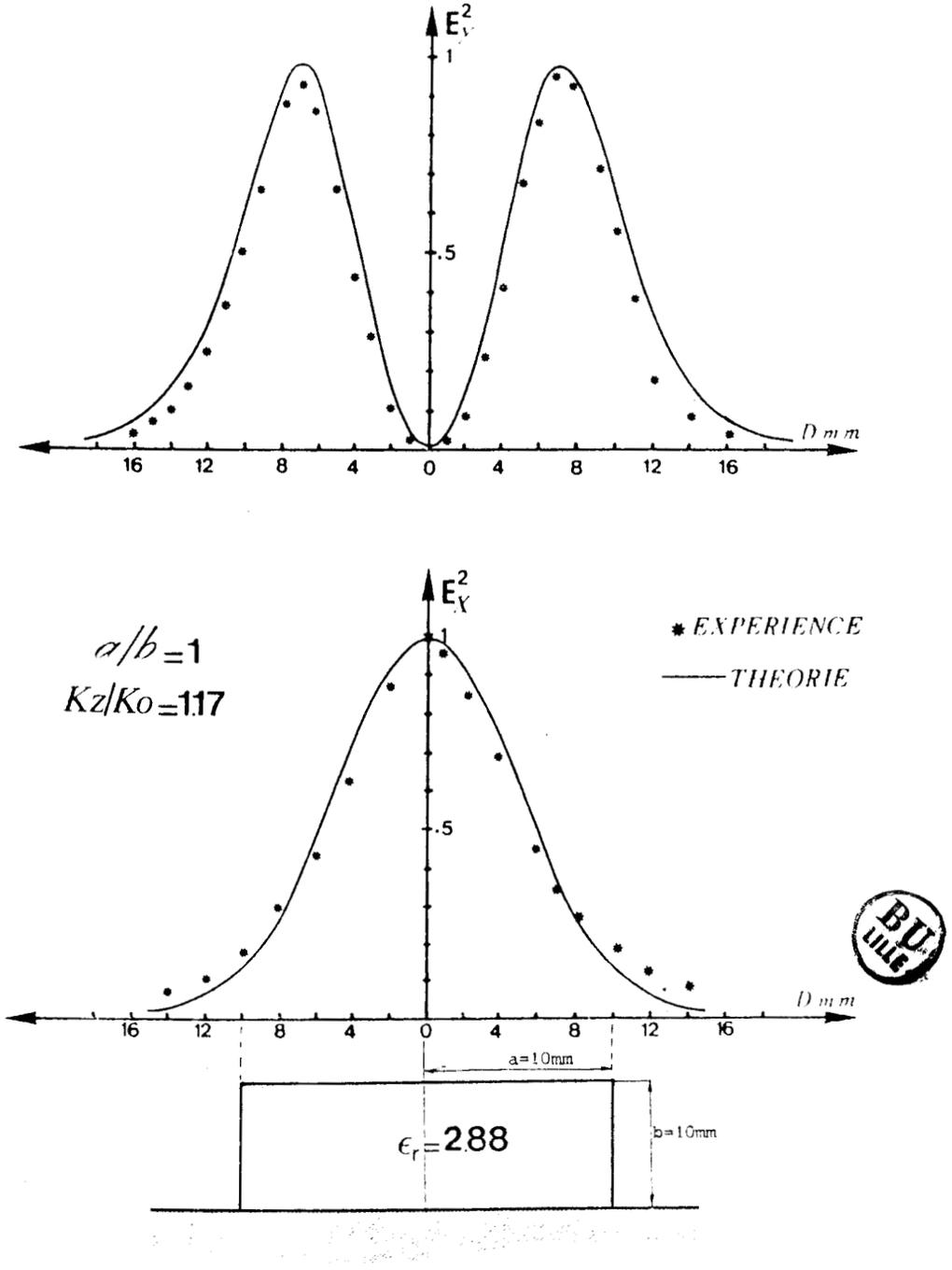


FIGURE I.34 : Relevé du champ transversal pour le premier mode supérieur

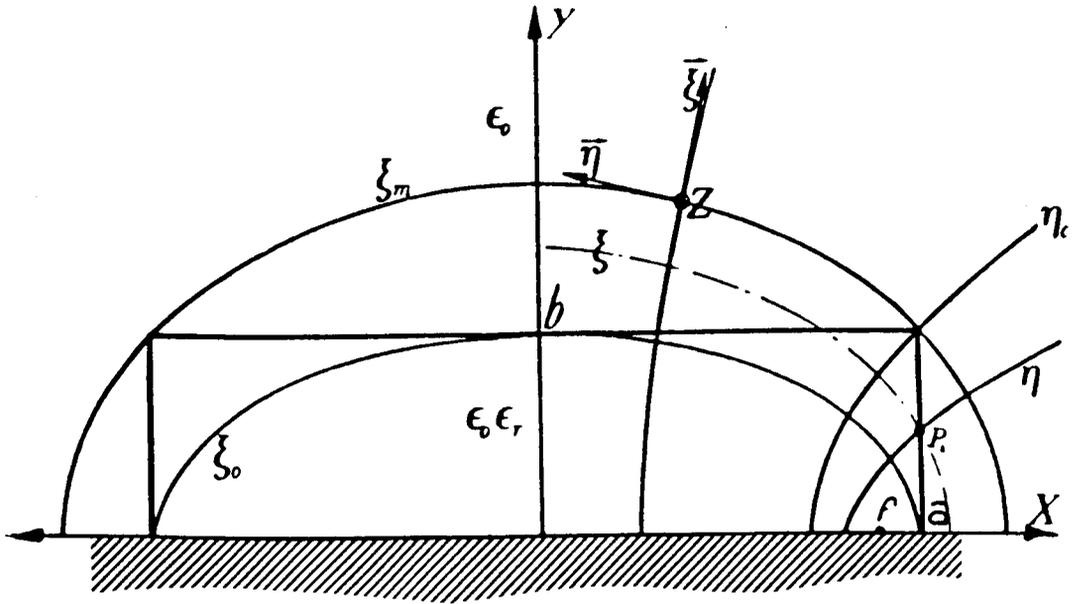


FIGURE I.35 : Description du guide image dans le système de coordonnées elliptiques



Les différentes limitations que cette étude nous a permis de mettre à jour nous ont conduit à proposer une modification de la méthode initiale de GOELL.

Les limitations étant en grande partie dues au développement des solutions à partir d'harmoniques circulaires, nous avons tenté une description du guide image dans le système de coordonnées elliptiques, a priori mieux adapté au problème posé. Ce sont les principaux résultats de cette étude que nous exposons au paragraphe suivant.

I-4-2-2-2 Méthode de corrélation par points en coordonnées elliptiques (23)(24)(34)
(35)(36)

a) Définition du système coordonnées elliptiques

Le système de coordonnées elliptiques (ξ, η, z) est déduit du système cartésien (X', Y', Z') par les relations :

$$\begin{aligned} X' &= q \operatorname{ch} \xi \cos \eta \\ Y' &= q \operatorname{sh} \xi \sin \eta \\ Z' &= z \end{aligned} \tag{I.21}$$

avec

$$0 \leq \xi \leq \infty \quad \text{et} \quad 0 \leq \eta \leq 2\pi$$

A chaque valeur de la coordonnée radiale est associée une ellipse dans le plan (X', Y') telle que :

$$\frac{X'^2}{\operatorname{ch}^2 \xi} + \frac{Y'^2}{\operatorname{sh}^2 \xi} = q^2 \tag{I.22}$$

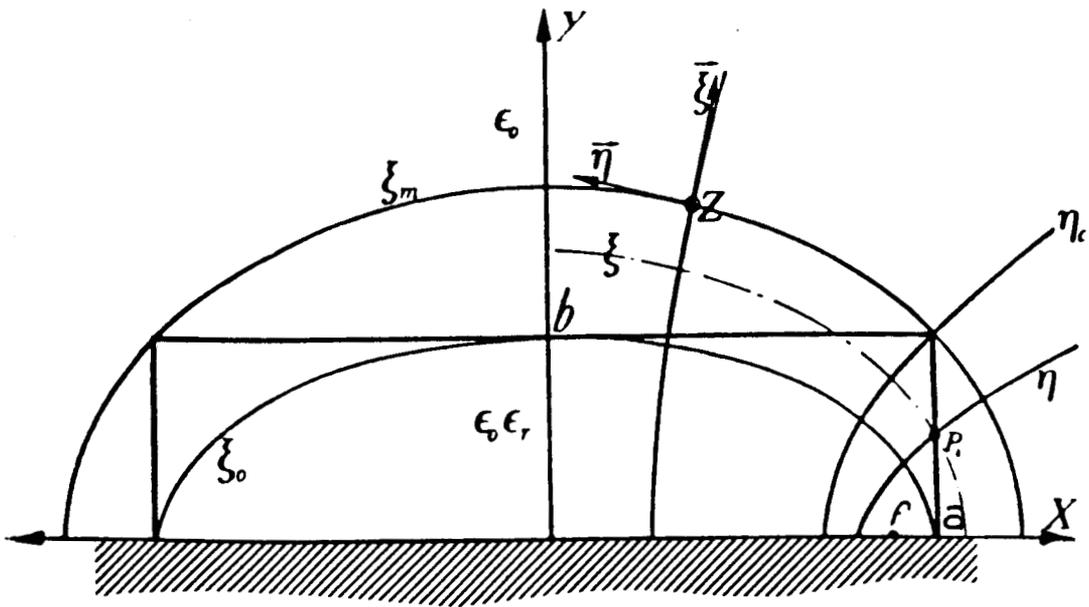


FIGURE I.35 : Description du guide image dans le système de coordonnées elliptiques



Dans ce même plan (X', Y'), une hyperbole d'équation :

$$\frac{X'^2}{\cos^2 \eta} - \frac{Y'^2}{\sin^2 \eta} = q^2 \quad (\text{I.23})$$

est associée à chaque valeur de la coordonnée angulaire η .

Le paramètre q qui apparaît dans toutes ces relations est la demi-distance focale F_1F_2 commune à toutes les ellipses et à toutes les hyperboles.

Dans l'hypothèse d'un développement des champs du guide image à partir d'harmoniques elliptiques, cette distance focale est directement liée à l'aplatissement du guide par

$$q = \sqrt{\left(\frac{a}{b}\right)^2 - 1} \quad (\text{I.24})$$

Le système de coordonnées évoluant avec la structure, la surface comprise entre les ellipses inscrite dans le rectangle et exinscrite à celui-ci évolue très peu avec le rapport a/b .

De ce point de vue, quelque soit l'aplatissement du guide, nous sommes a priori toujours placés dans les "bonnes conditions" de l'étude proposée par GOELL.

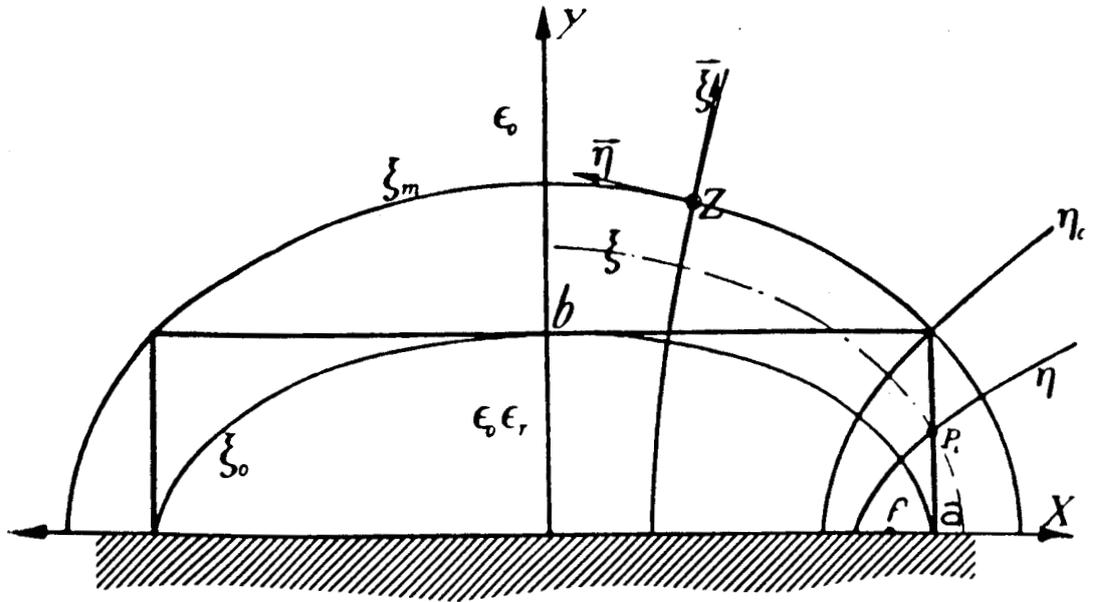


FIGURE I.35 : Description du guide image dans le système de coordonnées elliptiques



b) Définition des solutions à partir d'harmoniques elliptiques

A l'intérieur du diélectrique, les solutions impaires par rapport aux deux axes s'expriment alors comme :

$$\begin{cases} E_{z,1} = \sum_{n=0}^{\infty} A_{2n+1} \operatorname{se}_{2n+1}(\eta, k) \operatorname{Se}_{2n+1}(\xi, k) & \text{(a)} \\ H_{z,1} = \sum_{n=0}^{\infty} B_{2n+1} \operatorname{ce}_{2n+1}(\eta, k) \operatorname{Ce}_{2n+1}(\xi, k) & \text{(b)} \end{cases} \quad (I.25)$$

et à l'extérieur du diélectrique comme :

$$\begin{cases} E_{z,0} = \sum_{n=0}^{\infty} L_{2n+1} \operatorname{se}_{2n+1}(\eta, (\gamma_0)^2) \operatorname{Gek}_{2n+1}(\xi, (\gamma_0)^2) & \text{(a)} \\ H_{z,0} = \sum_{n=0}^{\infty} P_{2n+1} \operatorname{ce}_{2n+1}(\eta, (\gamma_0)^2) \operatorname{Fek}_{2n+1}(\xi, (\gamma_0)^2) & \text{(b)} \end{cases} \quad (I.26)$$

Les fonctions se , Se , ce , Ce , Gek , Fek sont les fonctions de MATHIEU, (37)(38)

avec $k^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r - \beta^2$

et $\gamma_0^2 = \beta^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$

Le développement du calcul s'identifie alors à celui fait par GOELL en coordonnées cylindriques. Dans chacun des milieux, on déduit des développements précédents les expressions des composantes transversales E_η , E_ξ , H_η et H_ξ par application des équations de Maxwell dans le système de coordonnées elliptiques (voir annexe 2).

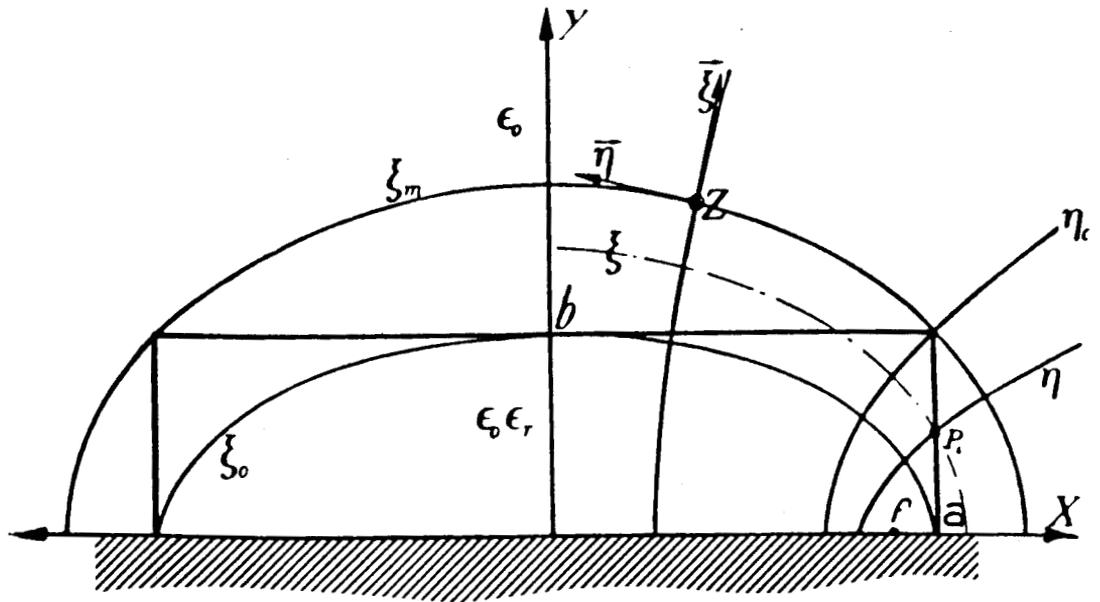


FIGURE I.35 : Description du guide image dans le système de coordonnées elliptiques



Aux points préalablement choisis de l'interface diélectrique air, définis par $(\eta_0 \text{ et } \xi_0)$, on assure alors la continuité des composantes tangentielles, ces composantes sont :

$$E_z, H_z, E_x, H_x \text{ si } \frac{\pi}{2} > \eta > \eta_c$$

$$E_z, H_z, E_y, H_y \text{ si } 0 < \eta < \eta_c$$

Le passage des champs transversaux $E_\xi, E_\eta, H_\xi, H_\eta$ aux champs tangentiels. E_x, E_y, H_x, H_y s'effectuent à partir des formules de projection suivantes :

$$\begin{pmatrix} E_x \\ H_x \end{pmatrix} = \frac{1}{\Delta} \left(\operatorname{sh} \xi_0 \cos \eta_0 \begin{pmatrix} E_\xi \\ H_\xi \end{pmatrix} - \operatorname{ch} \xi_0 \sin \eta_0 \begin{pmatrix} E_\eta \\ H_\eta \end{pmatrix} \right) \quad (a)$$

(I.27)

$$\begin{pmatrix} E_y \\ H_y \end{pmatrix} = \frac{1}{\Delta} \left(\operatorname{ch} \xi_0 \sin \eta_0 \begin{pmatrix} E_\xi \\ H_\xi \end{pmatrix} - \operatorname{sh} \xi_0 \cos \eta_0 \begin{pmatrix} E_\eta \\ H_\eta \end{pmatrix} \right) \quad (b)$$

$$\text{où } \Delta = (\operatorname{ch} \xi_0^2 - \cos \eta_0^2)^{1/2} \quad (c)$$

Comme dans le cas précédent, la compatibilité du problème aux valeurs propres impose une limitation des développements à $p = 4N$ si N est le nombre de points où sont assurées les conditions de continuité.



c) Résolution du problème et résultats

Si l'on note $[A]$, $[B]$, $[L]$, $[P]$ les matrices colonnes de $4N$ éléments dont les coefficients sont les constantes A_{2n+1} , B_{2n+1} , L_{2n+1} , P_{2n+1} ($n = 0 \dots 4N$) ces conditions de continuité peuvent se mettre sous la forme :

$$Q(x, y, \epsilon_r, \xi_0, \eta_0) \begin{vmatrix} [A] \\ [B] \\ [L] \\ [P] \end{vmatrix} = 0 \quad (I.28)$$

Q est donc de dimensions ($4N \times 4N$) et l'équation caractéristique se rapportant à l'ensemble des modes considérés s'exprime comme :

$$\text{Det} (Q(x, y, \epsilon_r, \xi_0, \eta_0)) = 0 \quad (I.29)$$

La résolution de cette équation nous permet de construire le diagramme de dispersion des modes.

A ce niveau, et comme précédemment, il est intéressant de calculer les vecteurs propres correspondants aux solutions de l'équation (I-28) afin de construire les champs correspondant au mode étudié. Ceci permet de vérifier notamment le comportement de ceux-ci au voisinage de l'interface diélectrique air et de statuer sur la validité des résultats numériques obtenus.

Dans un premier temps, il nous a paru intéressant d'étudier l'évolution des solutions avec le nombre de points de collocation utilisés. Nous présentons figure I.36 pour le mode fondamental E_y'' et trois situations électromagnétiques (mode très confiné \rightarrow mode peu confiné) un exemple caractéristique de cette évolution.

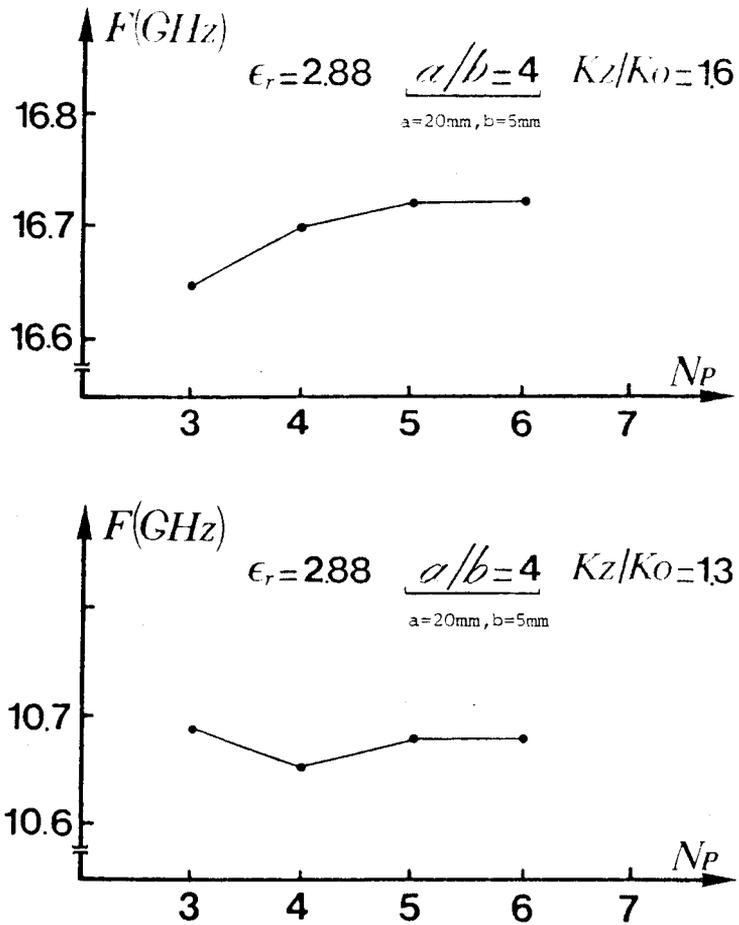


FIGURE I.37 : Corrélation par points en coordonnées elliptiques - Evolution de la solution avec le nombre de points

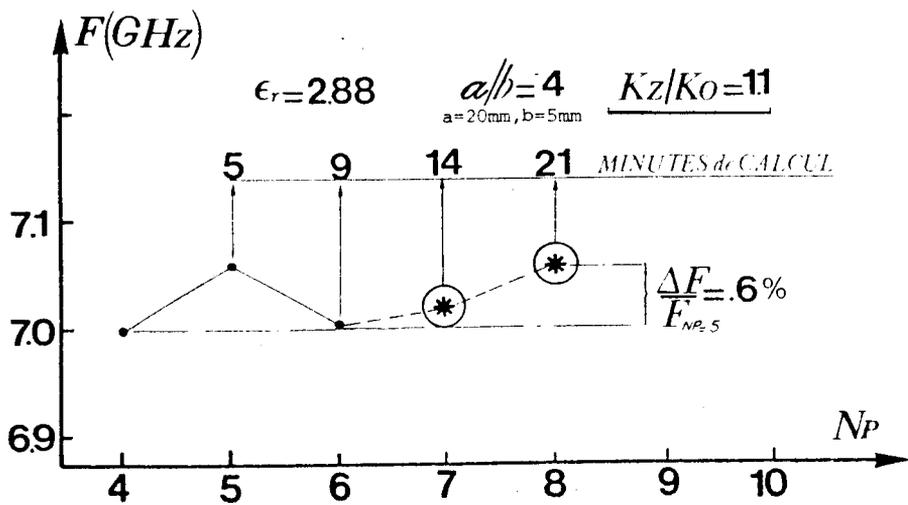


FIGURE I.38 : Méthode de corrélation par points en coordonnées elliptiques - Evolution du temps calcul avec le nombre de points choisis

Nous pouvons constater que dans tous les cas, la solution se stabilise dès que quatre points sont utilisés pour décrire l'interface diélectrique air. Etant donnés ces premiers résultats, nous avons entrepris de caractériser des guides de fort aplatissement, caractérisation qui, rappelons-le, n'avait pu être menée à bien dans le cadre de l'étude initiale.

Nous présentons figure I.37, l'évolution de la solution avec le nombre de points pour un aplatissement $a/b = 4$. Nous pouvons constater que la stabilité de cette solution est bonne dès que cinq points de collocation sont utilisés.

En fait, comme l'indique la figure I.38, l'utilisation d'un plus grand nombre de points n'améliore pas la description du problème alors qu'elle augmente de manière prohibitive le temps calcul. Ceci peut s'expliquer par le fait que les champs du mode fondamental sont bien décrits par les harmoniques elliptiques de plus bas rang et qu'il convient simplement de rendre compte de l'existence des deux parois horizontale et verticale du guide pour obtenir un résultat satisfaisant.

Comme le présente la figure I.39, ceci est pratiquement toujours le cas dès que quatre points de collocation sont utilisés.

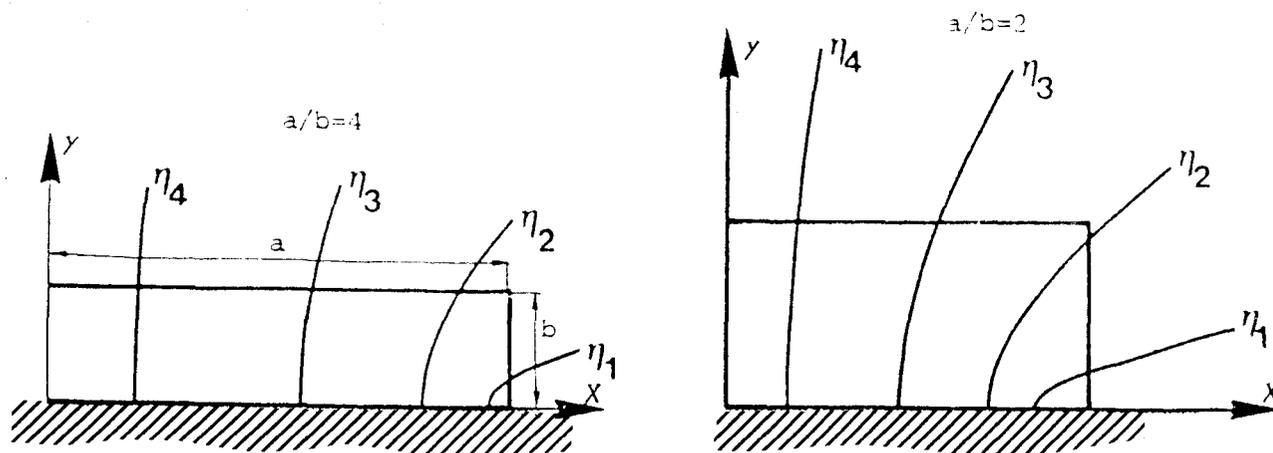


FIGURE I.39 : Description de l'interface diélectrique-air en coordonnées elliptiques

A ce niveau, il est intéressant de comparer ces résultats à ceux obtenus précédemment en coordonnées cylindriques afin d'illustrer l'intérêt de la méthode développée. Nous présentons figure I.40, l'évolution de la fonction erreur dans un cas pour lequel nous avons constaté une bonne concordance entre théorie et expérience. En coordonnées cylindriques, neuf points de collocation sont nécessaires à la stabilisation de la solution, alors que quatre seulement sont utilisés en elliptique. L'intérêt de la méthode développée apparaît ici clairement puisque la discontinuité constatée lors du passage sur l'arête du guide est beaucoup plus faible.

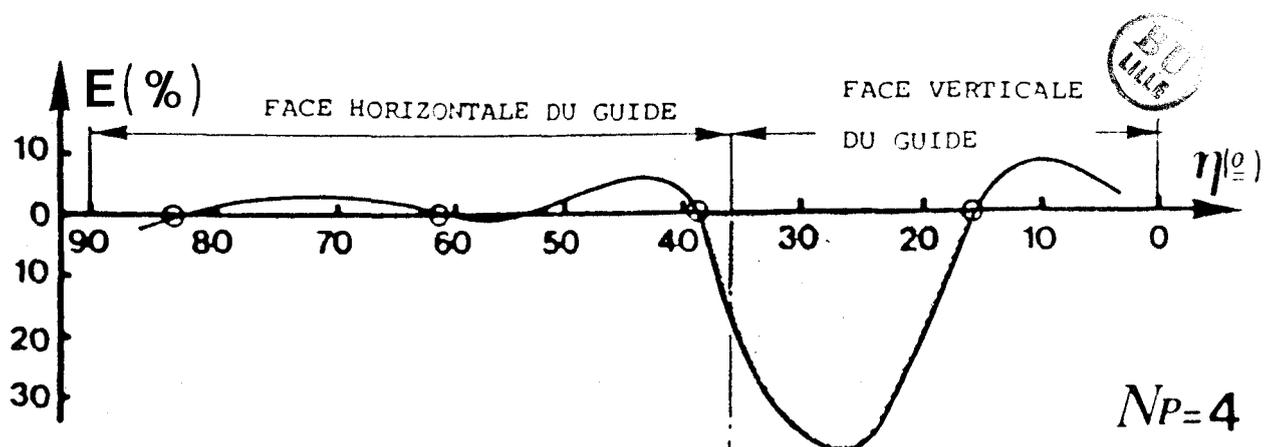
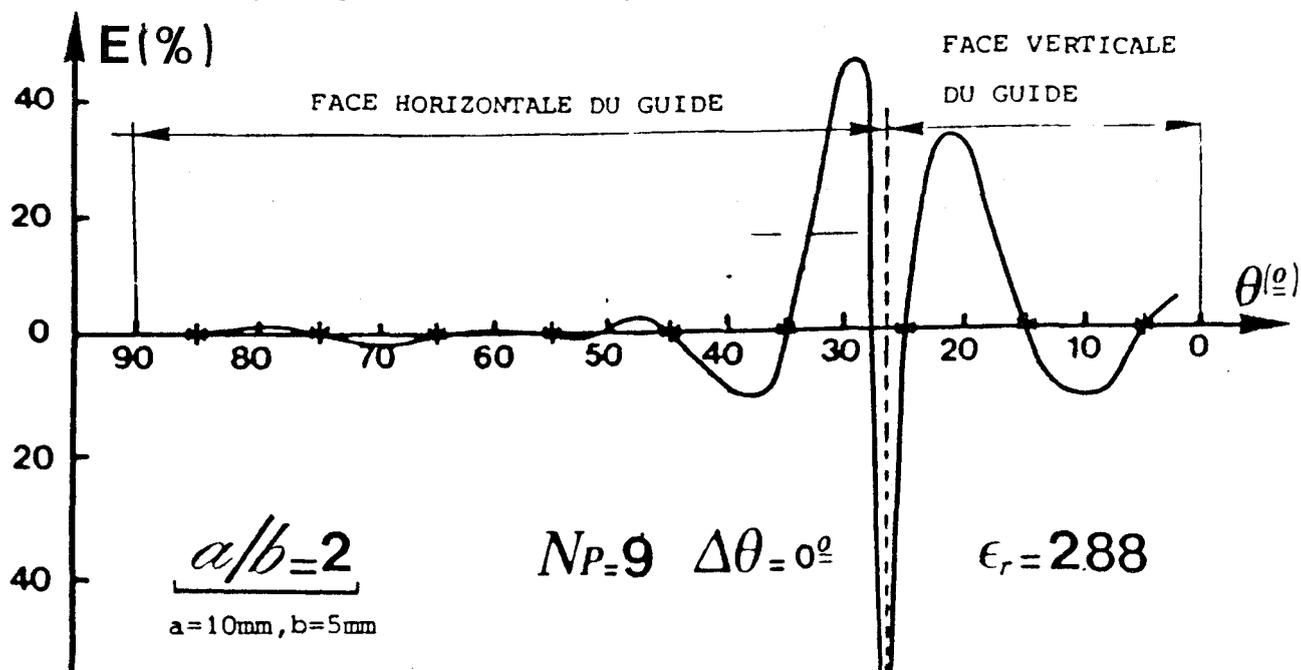


FIGURE I.40 : Evolution de la fonction "Erreur" - Comparaison entre les méthodes de corrélation par points en coordonnées cylindriques et elliptiques

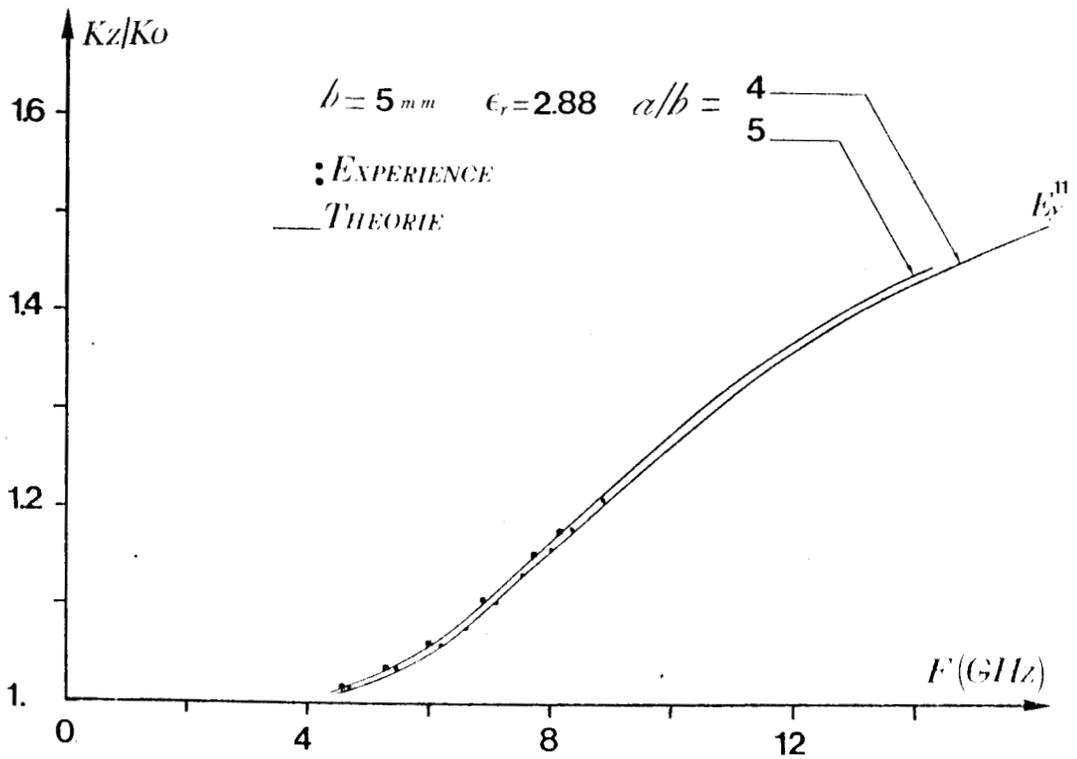
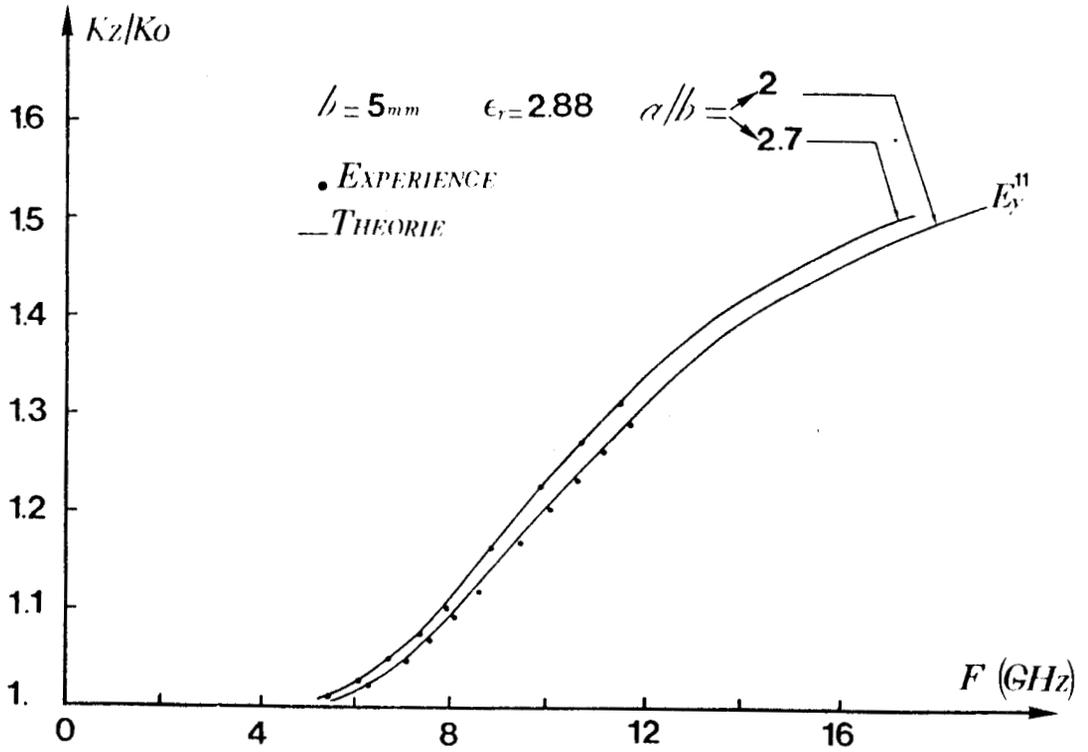


FIGURE I.41 : Méthode de corrélation par points en coordonnées elliptiques - Comparaison théorie-expérience pour plusieurs aplatissements

Ce bon comportement numérique se retrouve également au niveau des résultats globaux de l'étude.

Dans le cas de guides de faible permittivité, il y a un très bon accord entre théorie et expérience quelque soit l'aplatissement du guide tant pour le diagramme de dispersion du mode fondamental (figure I.41) que pour l'évolution des composantes transverses du champ électrique (figure I.42).

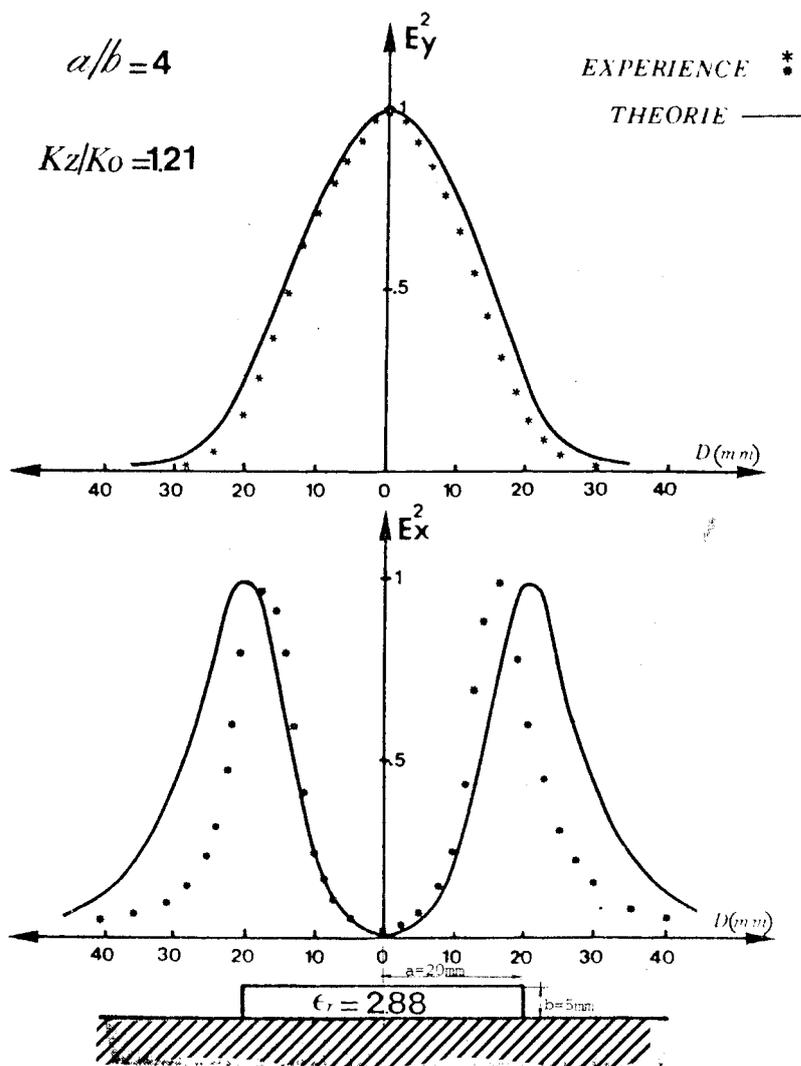


FIGURE I.42 : Méthode de corrélation par points en coordonnées elliptiques - Evolution spatiale de la composante transverse du champ électrique

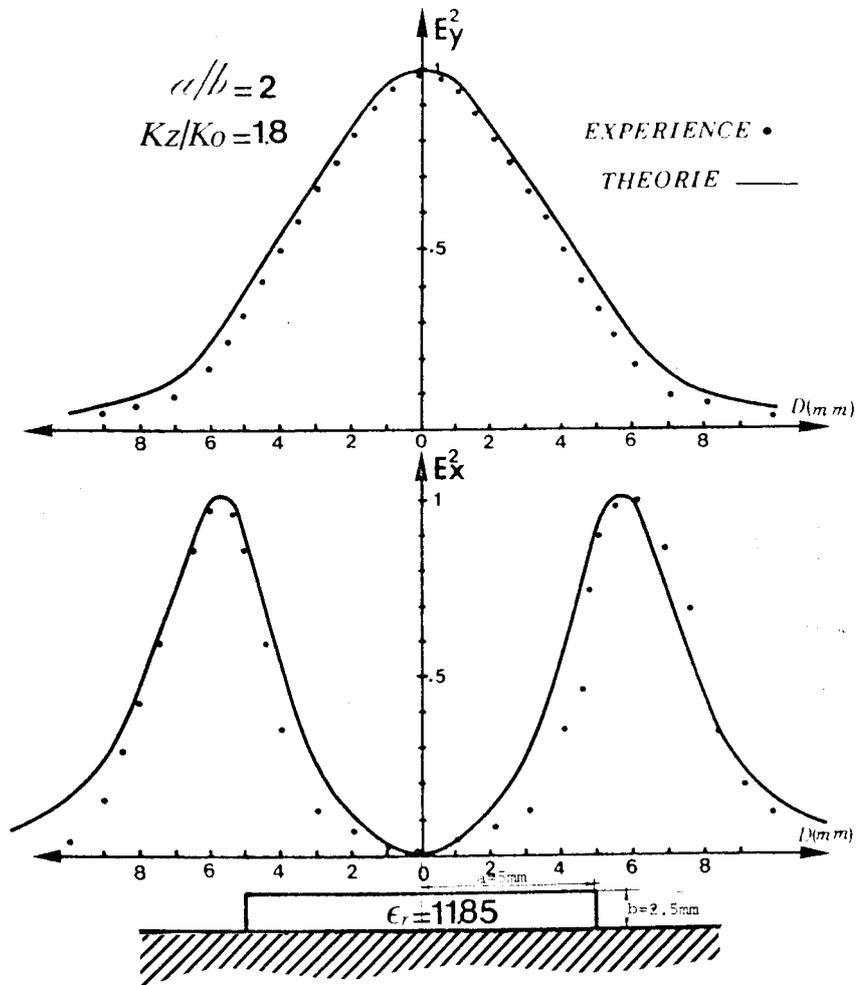


FIGURE I.44 : Méthode de corrélation en coordonnées elliptiques - Compariason théorie-expérience pour un matériau de forte permittivité

Comme le présentent les figures I.43 et I.44, ces résultats sont un peu dégradés lorsque la permittivité du matériau constituant le guide augmente. Cependant les résultats restent encore très corrects. Notons à ce niveau que la différence constatée peut être en partie imputée à la détermination expérimentale de la valeur de la constante diélectrique du matériau. En effet, pour celle-ci, d'une part, la précision de mesure est évaluée par l'auteur aux environs de 5 % (15) et, d'autre part, il est relativement difficile d'obtenir des éprouvettes de mesure ayant un bon état de surface par usinage traditionnel de ce type de matériau.

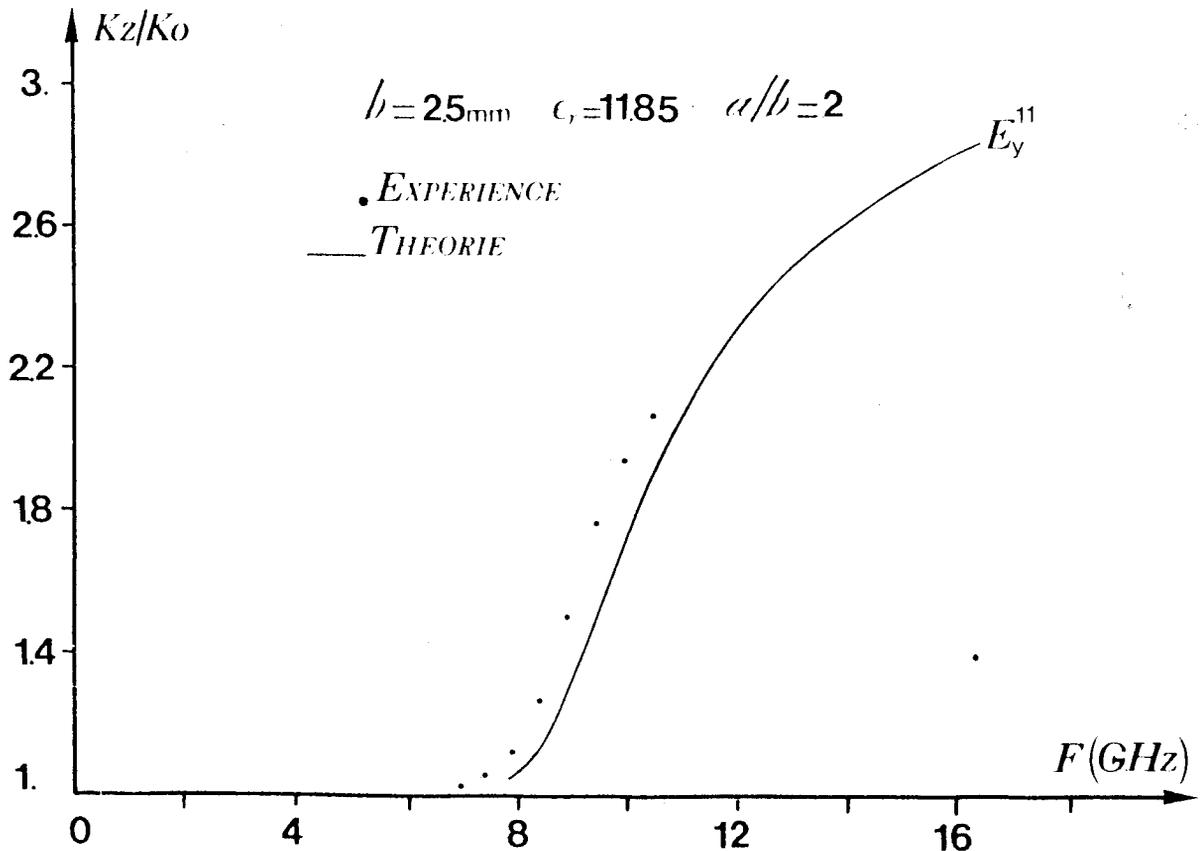


Figure I.43 : Méthode de corrélation par points en coordonnées elliptiques - Comparaison théorie-expérience pour un matériau de forte permittivité

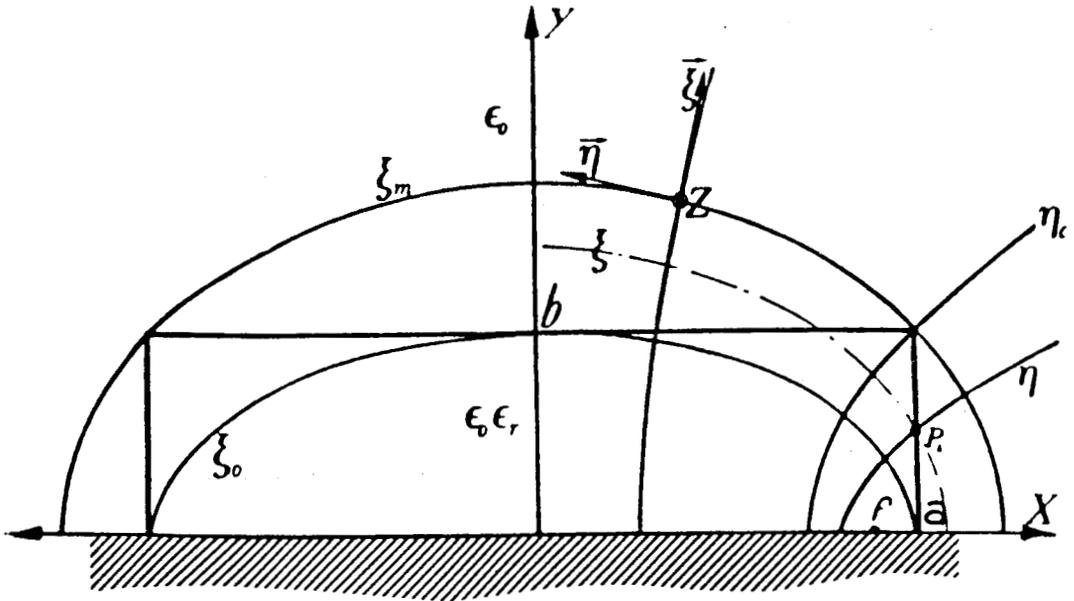


FIGURE I.35 : Description du guide image dans le système de coordonnées elliptiques



Mis en confiance par ces résultats, nous avons entrepris la caractérisation des modes supérieurs du guide image. Les composantes longitudinales des champs du premier mode supérieur sont décrites à partir des développements de fonctions de MATHIEU d'ordre pair. Soient donc :

dans la région (1)

$$E_{z,1} = \sum_{n=0}^{\infty} (A_n \operatorname{se}_{2n}(\eta, k) \operatorname{Se}_{2n}(\xi, k)) \quad (a)$$

$$H_{z,1} = \sum_{n=0}^{\infty} (B_n \operatorname{ce}_{2n}(\eta, k) \operatorname{Ce}_{2n}(\xi, k)) \quad (b)$$

(I.30)

dans la région (0)

$$E_{z,0} = \sum_{n=0}^{\infty} (L_n \operatorname{se}_{2n}^*(\eta, (\delta_0)^2) \operatorname{Gek}_{2n}(\xi, (\delta_0)^2)) \quad (a)$$

$$H_{z,0} = \sum_{n=0}^{\infty} (P_n \operatorname{ce}_{2n}^*(\eta, (\delta_0)^2) \operatorname{Fek}_{2n}(\xi, (\delta_0)^2)) \quad (b)$$

(I.31)

La non définition pour $n = 0$ de la fonction "Fek" d'une part et la nullité des fonctions "sinus elliptique" d'autre part pour cette même valeur de n nécessite la suppression de deux colonnes dans la matrice caractéristique. Pour conserver une matrice carrée, il nous faut donc éliminer également deux lignes de cette même matrice.

Ce choix a priori n'est bien sûr pas neutre vis-à-vis de l'obtention des solutions. En fait, seule l'expérience peut nous aider a posteriori dans notre choix et cela constitue une limitation notable pour la détermination des caractéristiques des modes supérieurs de même parité que le mode E_y^{12} .

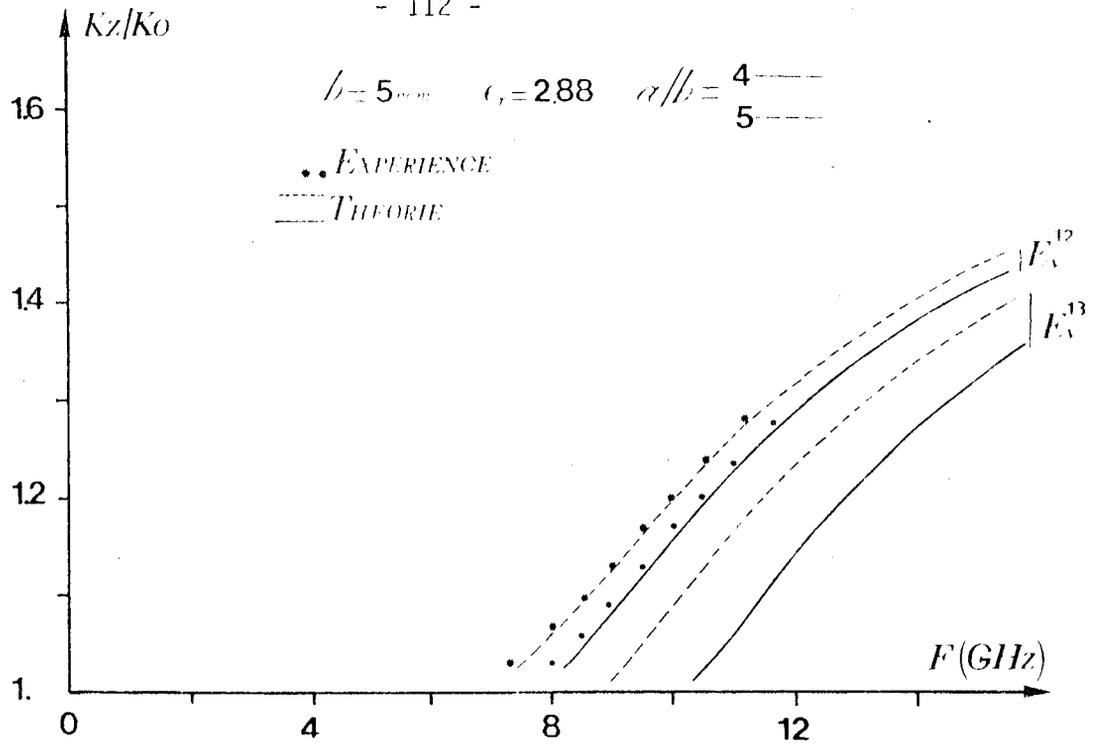


FIGURE I.44 : Méthode de corrélation par points en coordonnées elliptiques - Diagrammes de dispersion - Comparaison théorie-expérience pour les deux premiers modes supérieurs

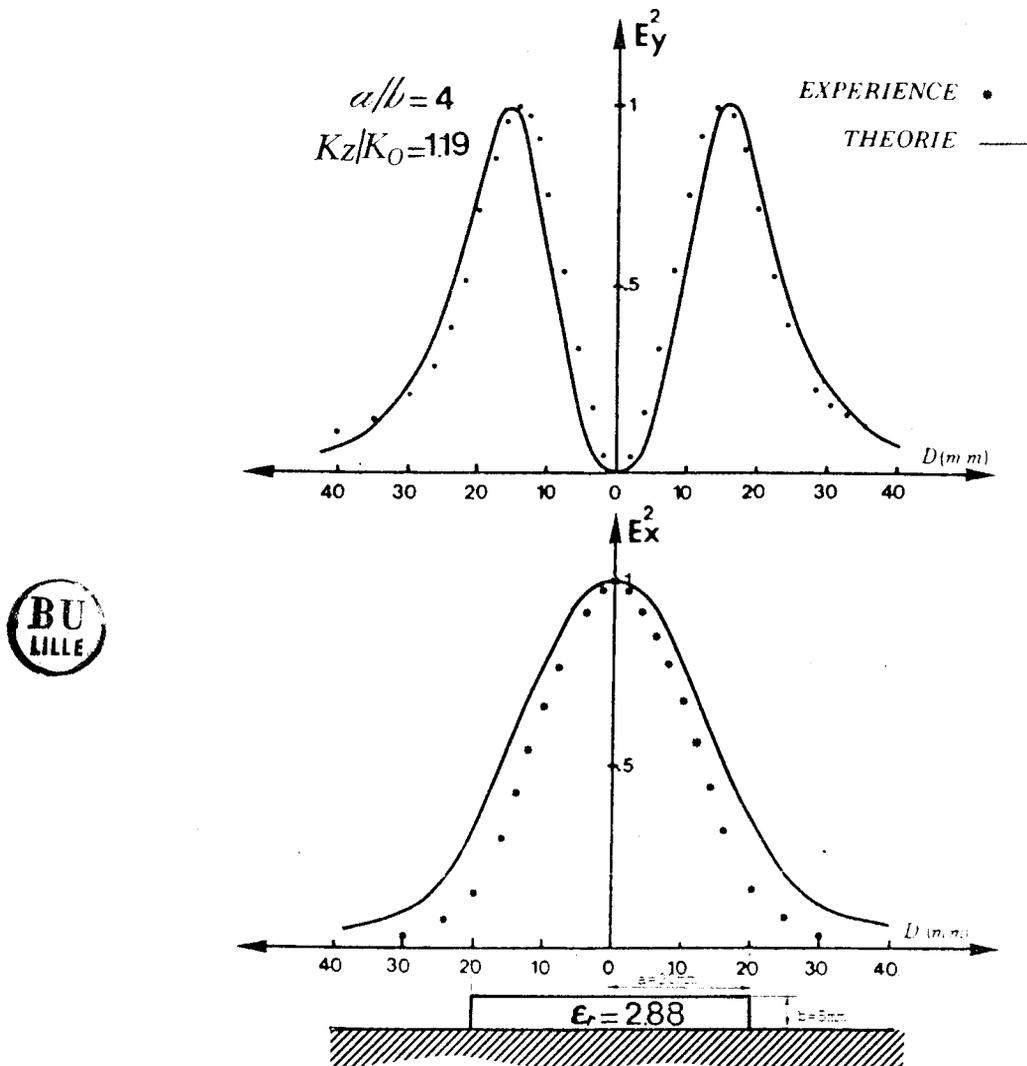


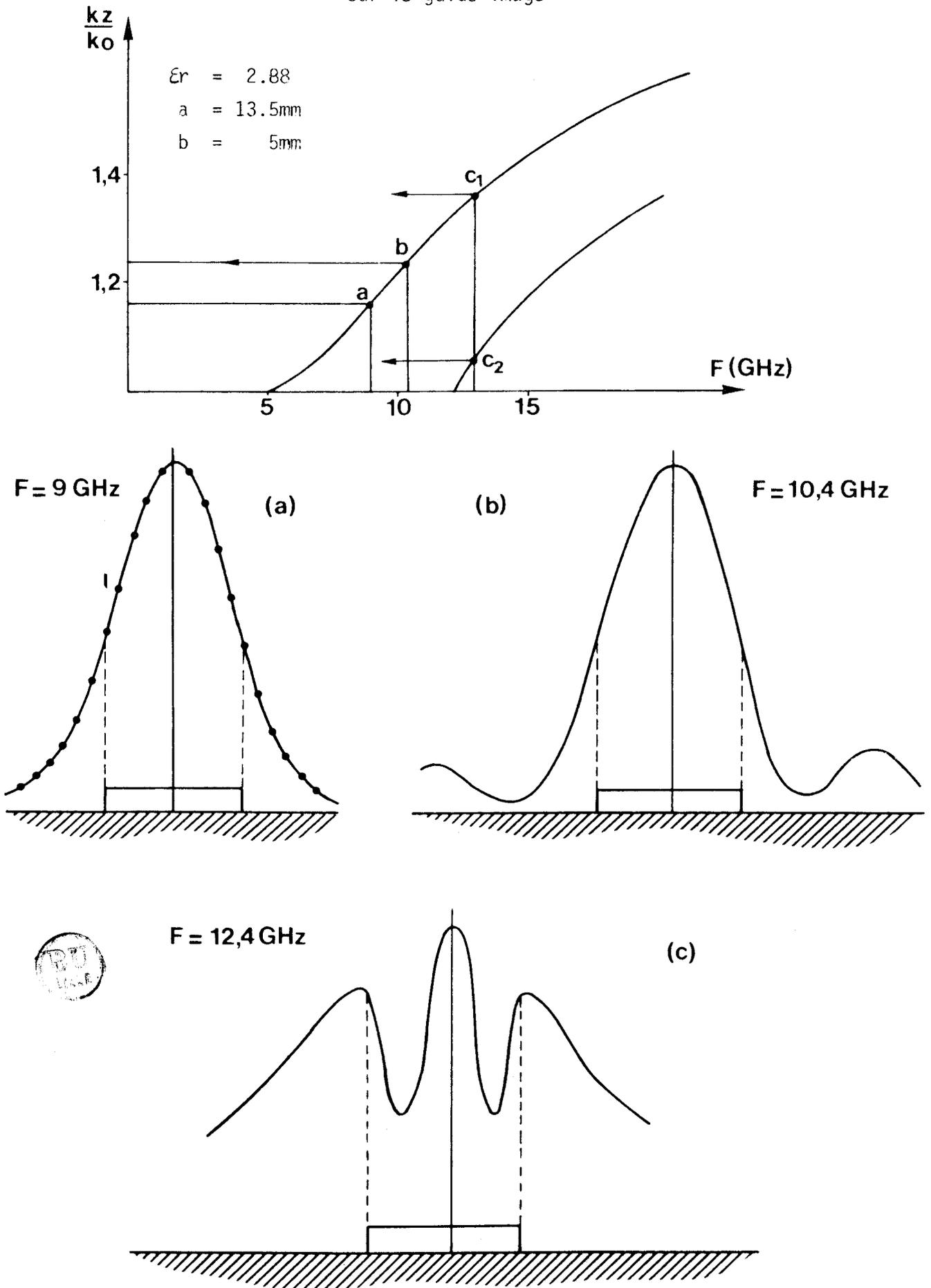
FIGURE I.45 : Méthode de corrélation par points en coordonnées elliptiques - Comparaison théorie-expérience - Variation des champs transversaux pour le mode E_y^{12}

En revanche, l'obtention des modes supérieurs de même parité que le mode fondamental est beaucoup plus facile que pour l'étude en coordonnées cylindriques et il est possible de caractériser trois modes avant que n'apparaissent des limitations d'ordre numérique. Notons que ces limitations sont d'autant plus importantes que le mode étudié est proche de sa fréquence de coupure. Nous présentons figure I.44 et I.45 un exemple illustrant ce que nous venons de dire. Nous pouvons encore constater un bon accord entre théorie et expérience.

En conclusion, nous pouvons dire que la méthode de corrélation par points est une méthode efficace pour la détermination des caractéristiques de propagation des guides ouverts. Sous la forme modifiée que nous avons proposée (développement des solutions à partir d'harmoniques elliptiques) elle est particulièrement bien adaptée à l'étude des guides images dont les paramètres géométriques et constitutifs varient dans de grandes proportions ($5 \geq a/b \geq 1$; $1 < \epsilon_r < 12$) et peut être utilisée de manière quasi systématique. C'est à notre sens ce qui fait son intérêt par rapport à l'étude primitive de GOELL dont le champ d'application est beaucoup plus limité. Notons cependant que l'étude des modes supérieurs d'ordre élevé ($n > 4$) reste difficile en relation avec le calcul des fonctions de MATHIEU d'ordre élevé. Ce calcul constitue à notre sens, la limitation la plus importante de la méthode du point de vue de l'utilisation puisque la plus grande part du temps CPU lui est consacrée.

Nous pensons donc que la méthode mise au point doit rester une méthode de référence permettant de valider les résultats d'études plus immédiates telles que les approches "quasi optiques", approches plus facilement manipulables lors de la conception de nouveaux dispositifs.

FIGURE I.46 : Observation d'un phénomène de rayonnement parasite sur le guide image



Comme nous l'avons dit précédemment, l'étude critique que nous venons de présenter n'a de sens que par la possibilité de comparer les différents résultats théoriques à l'expérience. C'est pourquoi, nous sommes attachés à mettre en oeuvre une caractérisation systématique.

Ce caractère systématique de l'étude expérimentale que nous avons menée a permis en outre d'observer un phénomène jusqu'alors ignoré ou du moins passé sous silence, phénomène lié au rayonnement naturel du guide image. En introduction au deuxième chapitre de ce mémoire, nous allons décrire notre observation.

Sur la figure I.46a nous présentons un relevé de la composante transverse du champ électrique E_y . Pour le guide et la fréquence d'observation choisis, le mode fondamental est dans une situation que nous qualifierons de "moyennement confiné" dans le barreau diélectrique. On relève alors une variation classique de la composante E_y suivant une loi quasi sinusoïdale dans le barreau diélectrique et respectant la condition de rayonnement dès que l'on s'éloigne de celui-ci.

Si l'on augmente la fréquence du signal d'excitation, on observe dans un premier temps une concentration de l'énergie de plus en plus importante dans le barreau diélectrique puis, de manière soudaine, une délocalisation du champ telle que celle présentée figure I.46b. L'énergie n'est plus confinée au voisinage du matériau diélectrique et semble être rayonnée le long du plan métallique.

Si l'on augmente encore la fréquence du signal d'excitation nous voyons alors apparaître une structure de champ à trois maxima telle que celle présentée figure I.46c.

Cette conformation est caractéristique du premier mode supérieur de même parité que le mode fondamental : le mode Ceci s'explique facilement puisque par construction, la transition permet d'exciter ce mode (parité par rapport à Oy).

A priori, un tel phénomène pouvait être imputé à la conception du montage. En effet, lors de l'excitation d'un guide ouvert, un rayonnement important peut être généré au niveau même de la transition. Ce phénomène est tout à fait identique à celui qu'on observe lors de l'excitation d'une fibre optique par un laser (concept d'ouverture numérique). Pour l'excitation par un cornet comme nous utilisons, c'est l'énergie contenue dans les lobes secondaires du cornet chargé de diélectrique que l'on observe alors. Ceci se concrétise par une "remontée" à un niveau quasi constant du champ détecté lorsque l'on s'éloigne du guide dans la direction x et non une oscillation telle que celle que nous avons pu observer.

Puisque le phénomène observé ne pouvait être imputé aux seules imperfections du montage de mesure, nous avons dû rechercher une autre explication.

En nous référant aux observations faites en optique intégrée, l'hypothèse la plus plausible était l'éventualité de propagation de "modes à fuites" (ou modes à pertes) dans le guide image.

Cette hypothèse nous a conduit à développer une nouvelle approche théorique du guide image prenant en compte les possibilités de couplage modes guidés modes continus. La présentation de cette méthode et son exploitation font l'objet du deuxième chapitre de ce mémoire.

De la vérité scientifique ...



CHAPITRE II

ETUDE DU GUIDE IMAGE A PARTIR DE LA METHODE
DE LA RESONANCE TRANSVERSE
MISE EN EVIDENCE D'ONDES A FUITES



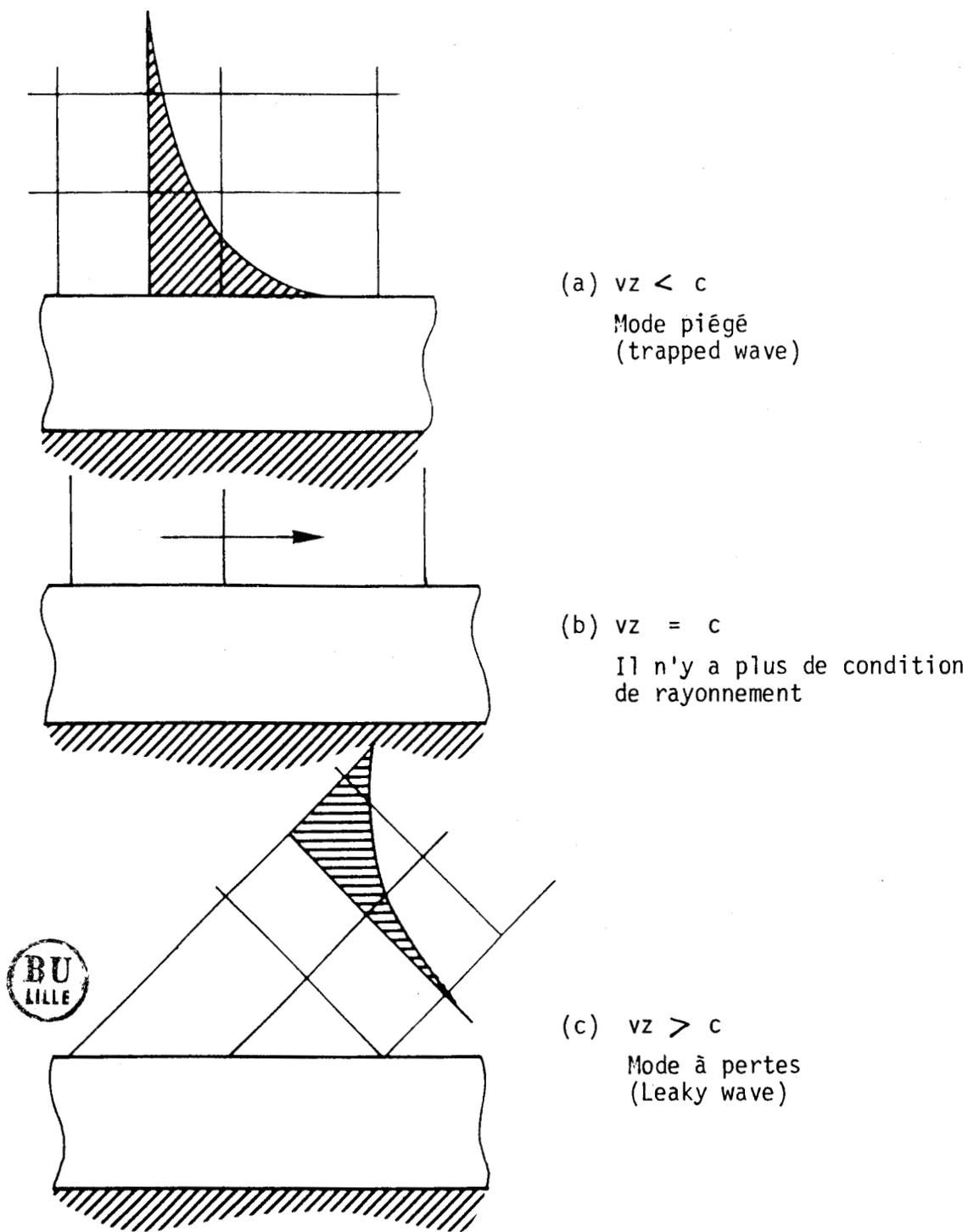


FIGURE II.1 : Ondes de surface : les différents cas possibles

Avant de présenter cette nouvelle approche théorique, il nous a semblé nécessaire de faire quelques rappels sur le concept d'ondes à fuites avec lequel on est peu familiarisés en micro-ondes.

II-I INTRODUCTION : MODES GUIDES ET MODES A PERTES POUR UN GUIDE OUVERT

Comme nous l'avons dit précédemment, un guide ouvert supporte des ondes dites de surface qui, comme leur nom l'indique se propagent à l'interface entre deux milieux. Si la vitesse de phase de l'onde de surface est plus faible que celle de la lumière, le mode est non rayonnant. On parle alors d'onde piégée ("trapped wave").

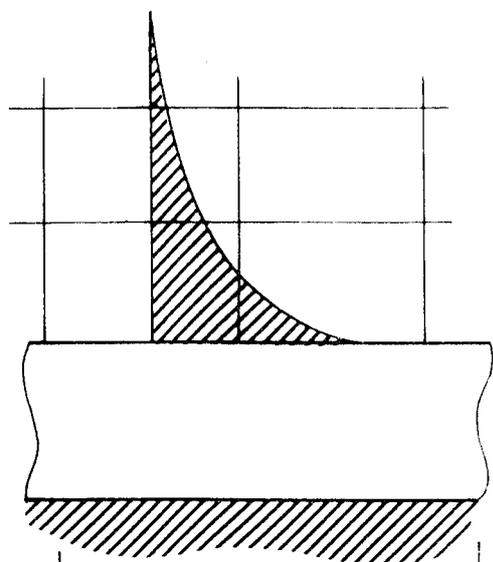
Notons néanmoins que pratiquement, le rayonnement peut survenir au niveau d'éventuelles discontinuités (transitions, coudes-variation des paramètres géométriques ou constitutifs).

Inversement, un mode de surface dont la vitesse de phase est supérieure à celle de la lumière rayonne tout en se propageant. On parle alors de mode à pertes (leaky-wave).

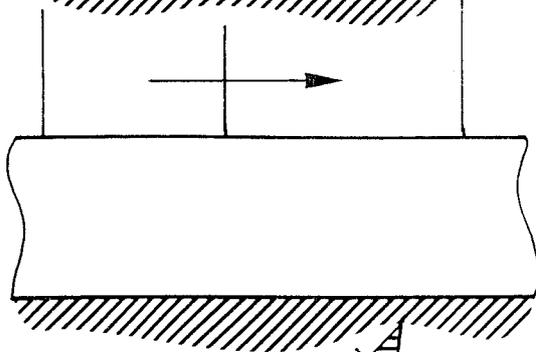
Dans tous les cas, les nombres d'onde obéissent à la relation :

$$k_0^2 = k_z^2 + k_n^2 \quad (\text{II.1})$$

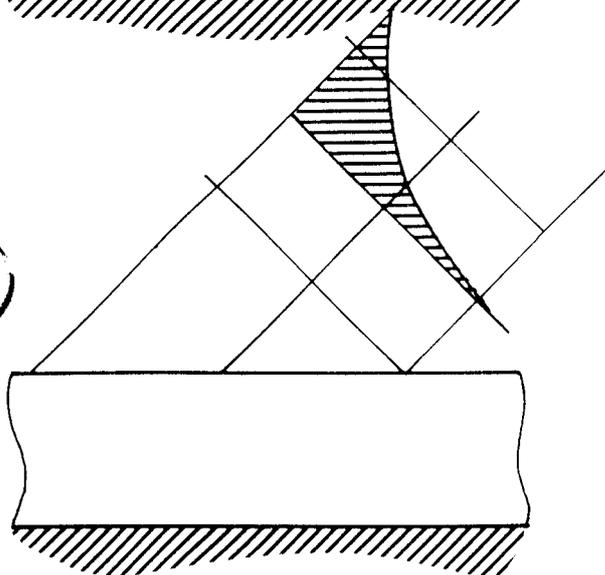
où k_0 est le nombre d'onde dans l'air, k_z est le nombre d'onde suivant la direction de propagation et k_n , le nombre d'onde suivant la normale à la surface.



(a) $v_z < c$
Mode piégé
(trapped wave)



(b) $v_z = c$
Il n'y a plus de condition
de rayonnement



(c) $v_z > c$
Mode à pertes
(Leaky wave)



FIGURE II.1 : Ondes de surface : les différents cas possibles

Ces nombres d'onde sont complexes, nous les noterons sous la forme générale suivante :

$$k = \beta - j\alpha \quad (\text{II.2})$$

Si l'onde de surface a une vitesse inférieure à celle de la lumière, alors k_z est réel et supérieur à k_0 . Ceci implique que k_n soit imaginaire pur et l'on peut écrire la relation II.1 sous la forme :

$$k_0^2 = k_z^2 - k_n^2 \quad (\text{II.3})$$

L'onde correspondante est dite onde inhomogène ; comme l'indique la figure II.1a, les fronts de phase sont perpendiculaires à la surface, les fronts d'amplitude lui étant parallèles.

Si la vitesse de l'onde de surface est plus grande que celle de la lumière, k_z et k_n sont alors complexes et l'on écrit :

$$k_0^2 = (\beta_z - j\alpha_z)^2 + (\beta_n - j\alpha_n)^2 \quad (\text{II.4})$$

Cette équation se sépare en :

$$k_0^2 = \beta_z^2 + \beta_n^2 - (\alpha_z^2 + \alpha_n^2) \quad (\text{II.5a})$$

$$0 = \alpha_z \beta_z + \alpha_n \beta_n \quad (\text{II.5b})$$

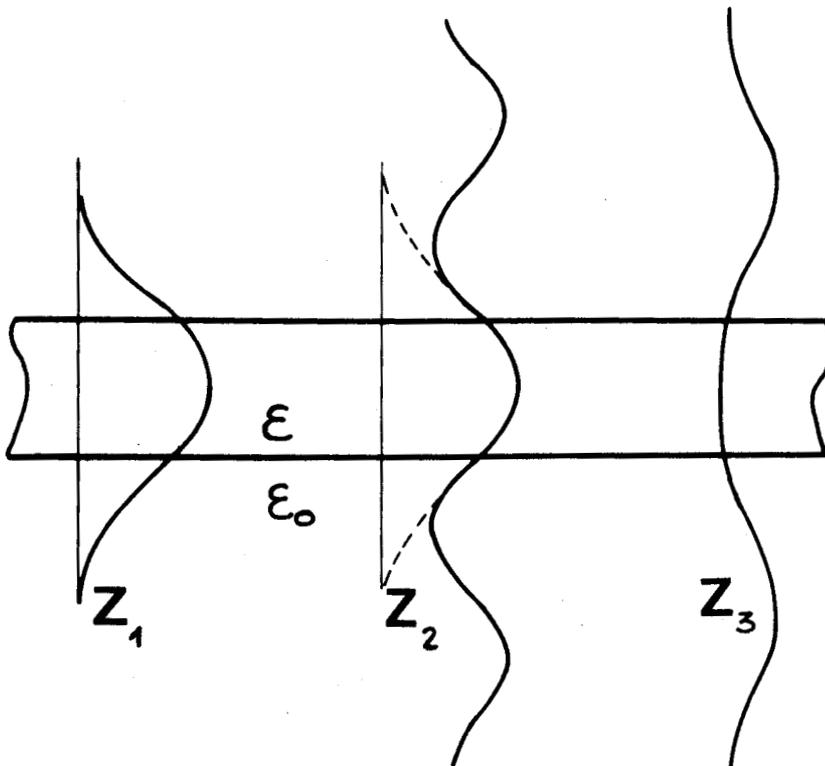


FIGURE II.4.d : Illustration du phénomène de fuite



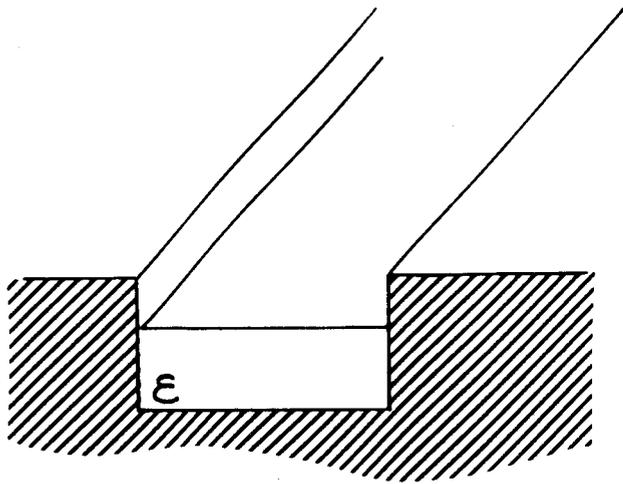
Pour une onde se propageant de la gauche vers la droite, la constante de propagation βz est positive. De la même manière, la constante β_n est positive pour une onde émergeant de la surface alors qu'elle est négative pour une onde incidente sur cette même surface.

Pour le mode à pertes, le coefficient d'atténuation α_z est positif et l'équation II.5.a ne peut être satisfaite que si α_n est négatif ; l'énergie augmente donc si l'on s'éloigne de l'interface diélectrique air (figure II.1.c). La relation II.5.b montre que comme pour les modes de surface piégés, les modes à pertes sont tels que fronts de phase et fronts d'amplitude sont perpendiculaires.

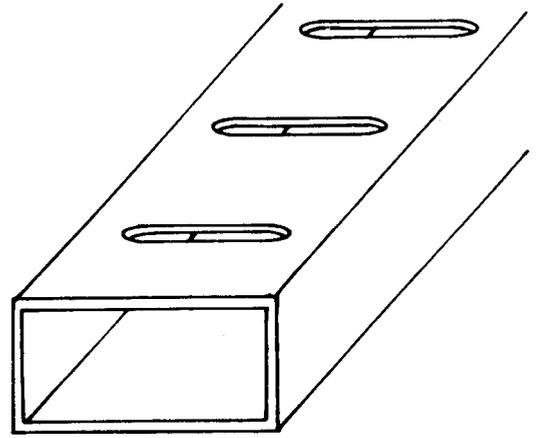
En fait, on comprend aisément que ce type de mode ne puisse exister que dans des régions très limitées de l'espace puisque, dans le cas contraire, il faudrait admettre que l'énergie d'excitation du mode soit infinie. C'est pour cela que certains auteurs préfèrent parler de "pseudo-mode". (48)

Ceci peut être précisé en considérant la figure II.1.d Elle représente schématiquement l'évolution spatiale des champs le long du guide. Si l'on considère globalement le phénomène, on peut constater que le "mode" n'est plus invariant en translation.

Cependant, si maintenant l'on ne considère que l'énergie piégée, on retrouve alors, à une homothétie près, une configuration de champs identiques en z_1 et z_2 .

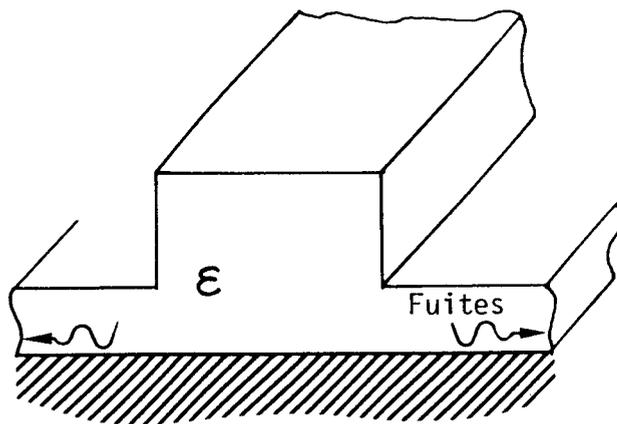


Guide en U chargé de diélectrique

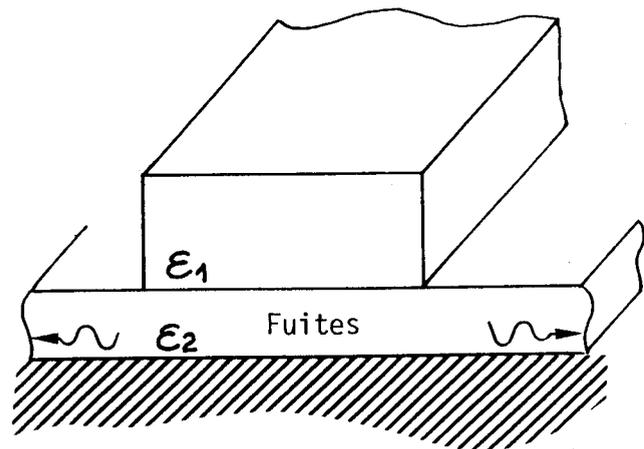


Guide à fentes

FIGURE II.2 :



Guide ruban



Guide image isolé



FIGURE II.3 : Phénomène de fuite dans le guide ruban et le guide image isolé

Ce type de propagation a pu être observé sur des cas très simples comme par exemple le guide en U chargé de diélectriques ou le guide rectangulaire comportant des fentes. Il est actuellement largement utilisé dans la conception d'antennes à ondes progressives. (49)

Remarquons enfin que des effets similaires ont été décrits sur les fibres optiques (50) et que ce phénomène est utilisé en optique intégrée lors du couplage de la lumière entre guides optiques.

Concernant les structures de propagation en ondes millimétriques, les travaux de PENG et OLINER ont mis en évidence l'existence d'ondes de fuite pour les guides rubans ou les guides images, comme l'indique la figure II.3, la fuite est liée au couplage d'énergie dans le substrat.

Cette étude s'apparentant à celle que nous proposons, nous allons en rappeler les principales étapes afin de mieux pouvoir expliciter ensuite les points qui les différencient.

II-2 L'ETUDE DE PENG ET OLINER (51) (52)

Nous allons illustrer l'étude proposée par PENG et OLINER sur le cas du guide ruban présenté figure II.4.

Comme pour tout guide ouvert, les modes sont hybrides ; cependant, pour une approche plus physique, il est commode de décrire la propagation à partir de la superposition de modes TE et TM.

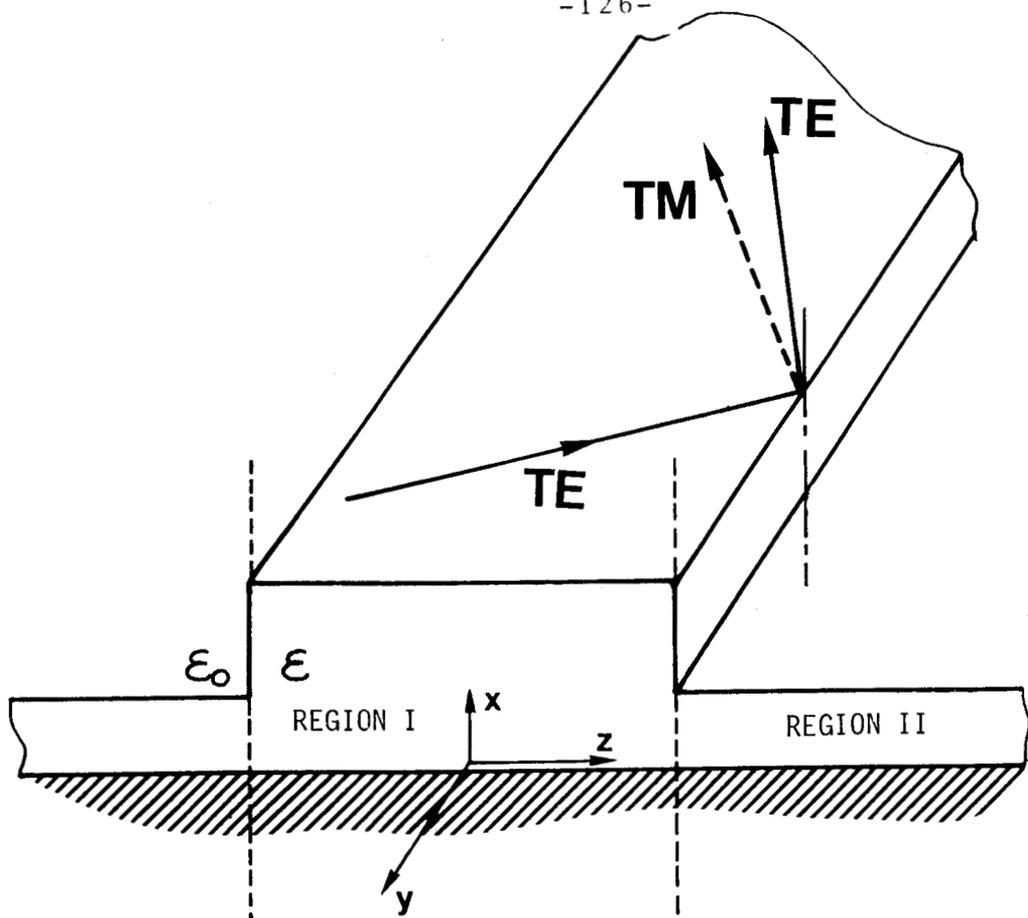


FIGURE II.4 : Illustration du phénomène de fuite par le substrat dans un guide ruban diélectrique

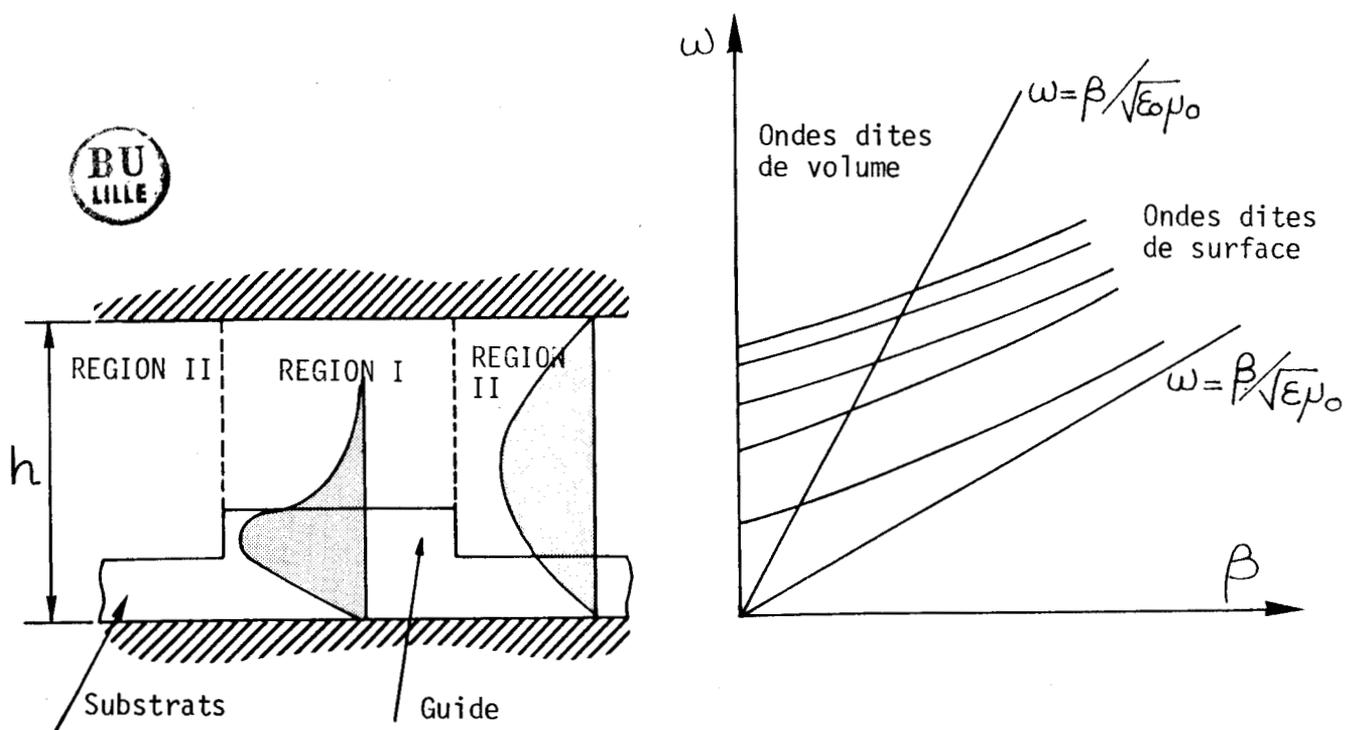


FIGURE II.5 : Le modèle de PENG et OLINER

Comme l'indique la figure II.4, il faut alors considérer ces modes TE et TM en incidence oblique sur les plans de discontinuités constituées par les limites géométriques du guide. Si en incidence normale, la diffraction d'un mode TE (ou TM) donne naissance à un mode de même type cela n'est plus vrai en incidence oblique. Les modes créés par le mode TE (ou TM) sont TE et TM (phénomène de couplage de modes).

Dans le cas considéré, la discontinuité est une discontinuité d'épaisseur d'un guide plan diélectrique métallisé sur une de ses faces. Dans le plan de la discontinuité, l'onde incidente est diffractée, elle donne naissance à des modes réfléchis et transmis de part et d'autre de la discontinuité. Le problème posé est alors un problème à trois dimensions.

Afin d'étudier ce phénomène, il est nécessaire de connaître les modes susceptibles d'exister dans chacune des régions situées de part et d'autre de la discontinuité.

Pour déterminer ces modes, comme l'indique la figure II.5.a, PENG et OLINER placent au-dessus du guide ruban diélectrique, un plan métallique. De cette manière, le spectre de modes continus est remplacé par un spectre de modes discrets relativement simple à manipuler. A fréquence donnée, le spectre complet est donc constitué de modes de surface dont les caractéristiques sont essentiellement liées à la présence du matériau diélectrique et de modes de volume dont l'apparition est principalement assujettie à la position relative des plans métalliques. Comme nous avons tenté de l'illustrer figure II.5.b, cette distinction est un peu artificielle puisqu'en fonction de la fréquence un même mode est d'abord mode de volume avant de devenir mode de surface.

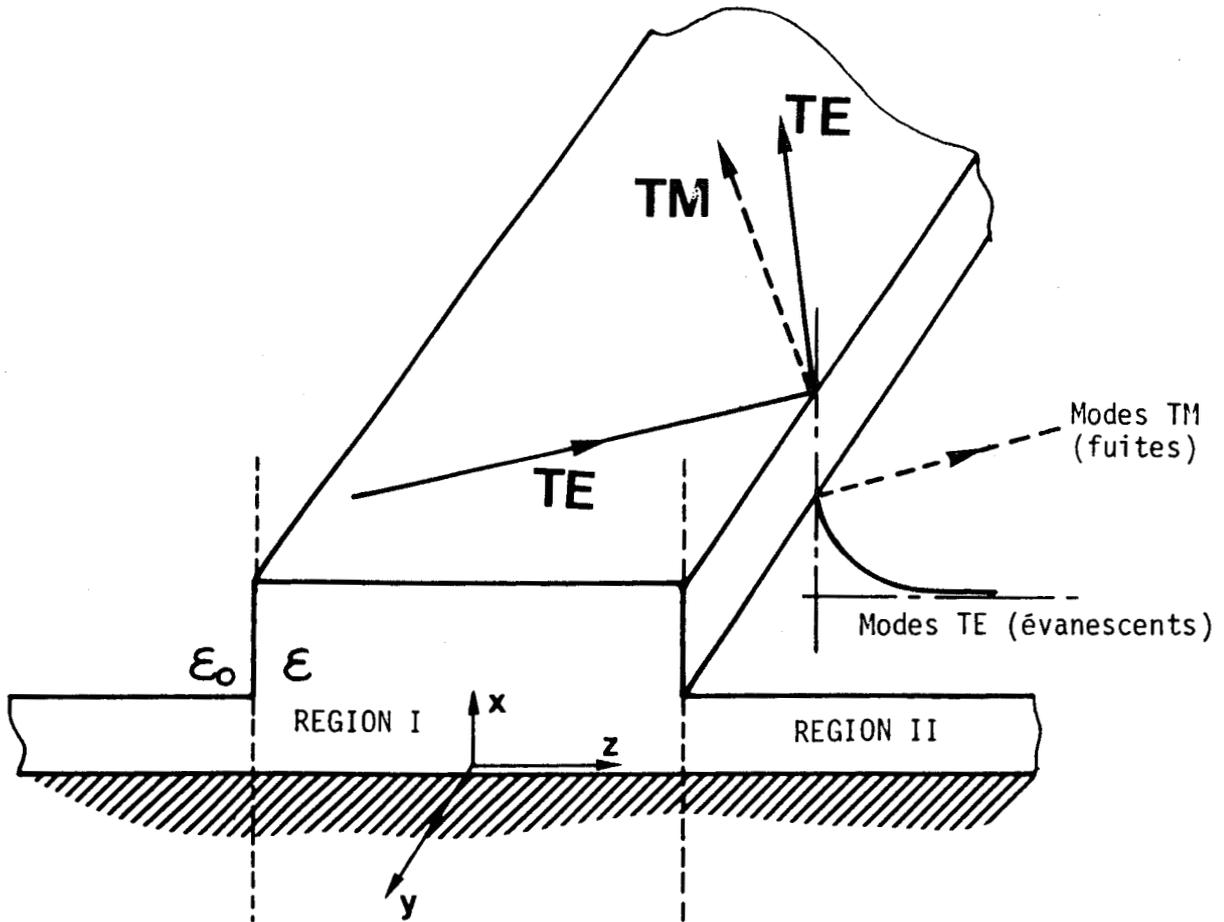


FIGURE II.7 : Illustration du phénomène de fuite par le substrat dans un guide ruban diélectrique



Sous certaines conditions (symétries - fréquence...) un mode piégé dans le guide (mode de surface dans la région I) peut alors se coupler à des modes propagés de la région II et perdre ainsi de l'énergie.

Nous présentons figure II.7, l'illustration de ce phénomène dans le cas du guide ruban. Le mode TE incident génère au niveau de la discontinuité des modes TE et TM réfléchis dans la région I et transmis dans la région II. Si les modes TE sont tous sous coupure et donc évanescents, il n'en est pas de même pour les modes de type transverse magnétique. En fait, une perte d'énergie apparaît dès que le mode TM_0 , lié au substrat est au-dessus de sa fréquence de coupure.

Si k_s est le nombre d'onde du mode TM_0 dans le substrat k_y et k_z étant respectivement les nombres d'onde dans les directions oy et oz , ces nombres d'onde sont liés par la relation de dispersion

$$k_y^2 + k_z^2 = k_s^2 \quad (II.6)$$

Pour qu'il y ait fuite, il faut que k_z^2 soit positif et donc que k_s soit supérieur à k_y , puisque k_s et k_y sont nécessairement réels positifs.

Afin d'étudier mathématiquement le phénomène ainsi décrit PENG et OLINER utilisent alors des modes LSE et LSM de direction de propagation normale au plan de la discontinuité. Tous les modes considérés sont des modes lents ($\lambda_g < \lambda_0$). De ce fait, le spectre de modes continus existant de part et d'autre de la discontinuité est uniquement constitué de modes évanescents.

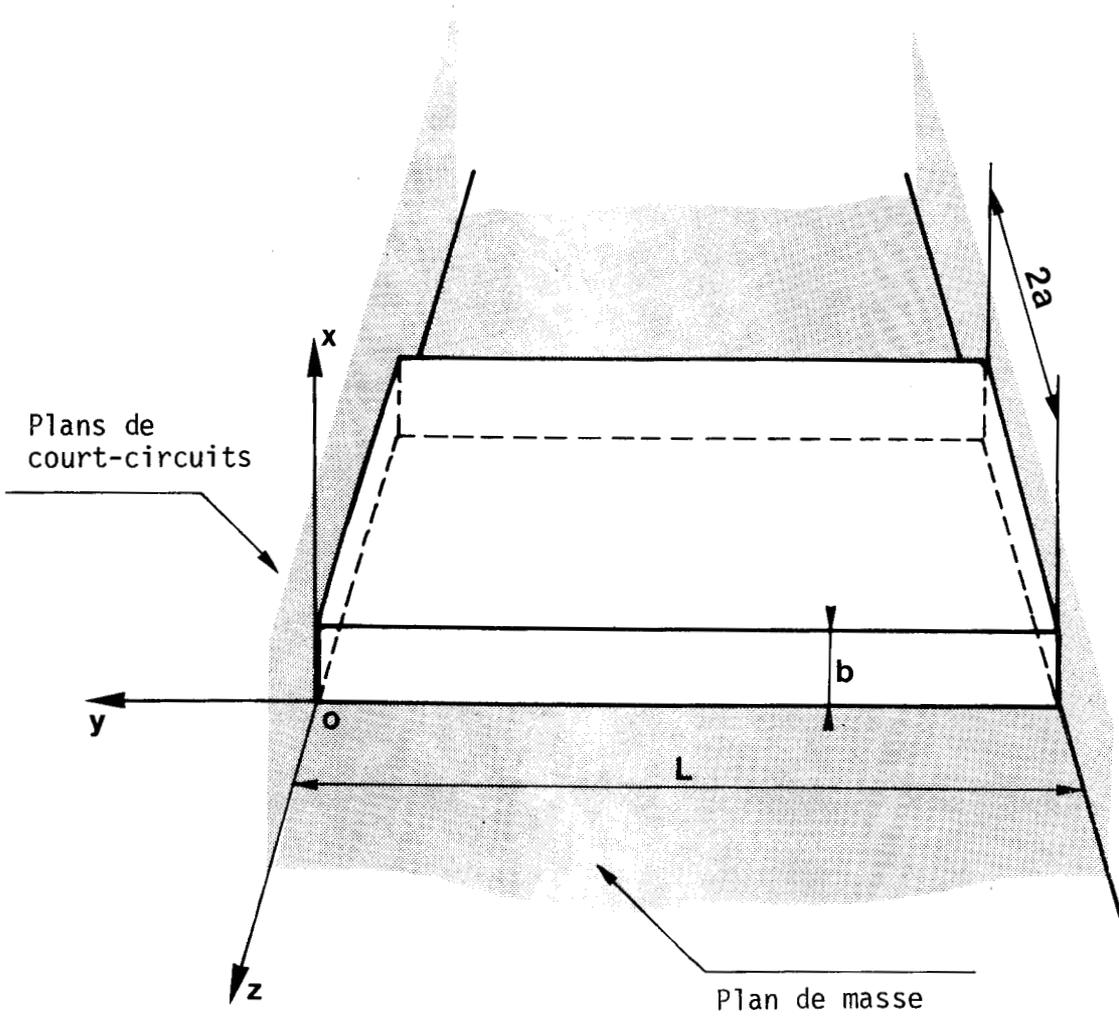


FIGURE II.8 : Le résonateur guide image



De telles hypothèses ne permettent donc pas de rendre compte d'un éventuel rayonnement du guide image puisque la perte d'énergie est supposée se faire uniquement par couplage de modes de surface de part et d'autre de la discontinuité. Pour tenter de rendre compte du phénomène de rayonnement du guide image, nous aurions pu reprendre une étude identique en considérant l'éventualité d'un couplage mode lent - mode rapide, puis passer à la limite en faisant tendre "h" vers l'infini. Michel PETENZI et Philippe GELIN ont montré toute la difficulté d'un tel passage à la limite dans le cas de l'étude des discontinuités sur guide ouvert. En effet, le résultat obtenu converge très lentement vers le résultat réel en décrivant une spirale : l'obtention de celui-ci nécessite la prise en compte d'un nombre trop important de modes de propagation.(53)

Dans ces conditions, nous avons opté pour une étude complète du problème en évitant de discrétiser le spectre continu.

La formulation du problème est alors un peu plus complexe mais l'on peut espérer une meilleure fiabilité des résultats obtenus. Cette étude fait l'objet du paragraphe suivant.

II-3 ETUDE DES CARACTERISTIQUES "GUIDE OUVERT" DE LA LIGNE IMAGE PAR LA METHODE DE LA RESONANCE TRANSVERSE (54) (55) (56)

II-3-1 Présentation du problème

La méthode que nous avons mise en oeuvre est basée sur l'étude de résonateurs guide-image tel que celui présenté figure II.8.

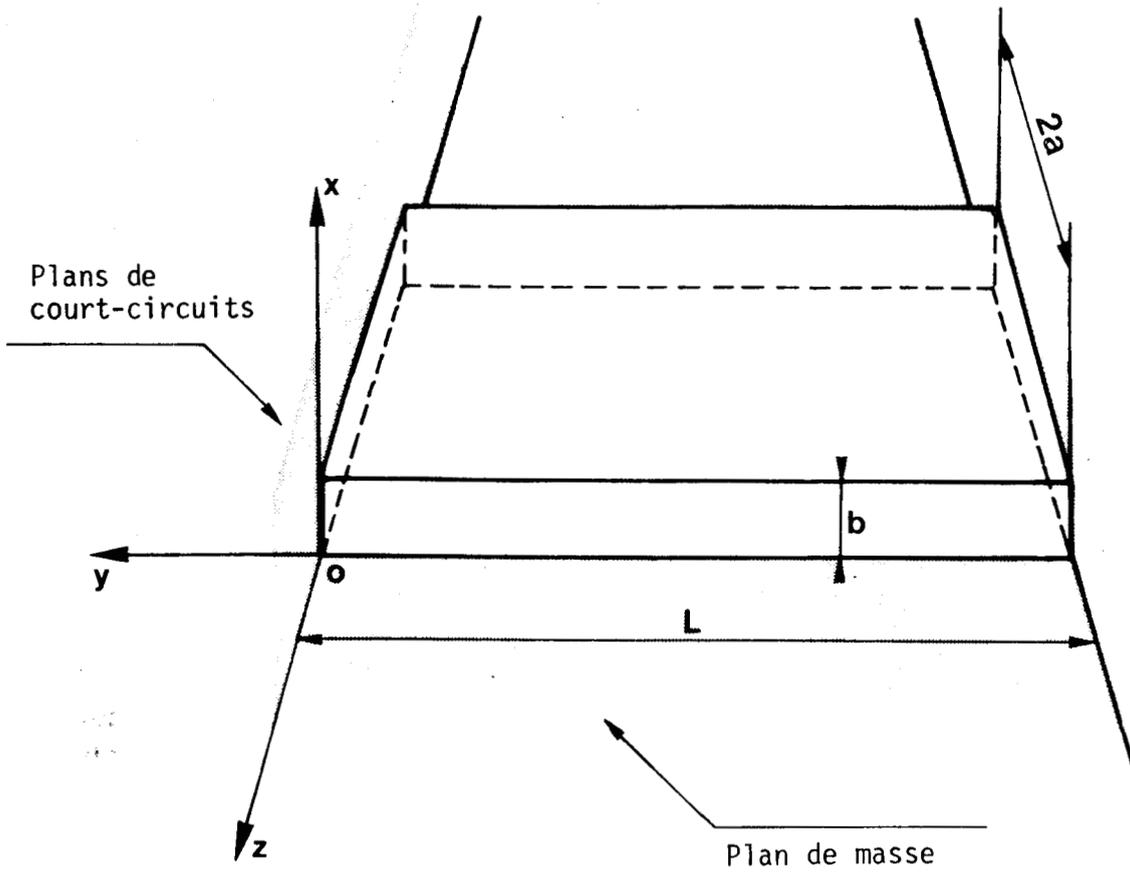


FIGURE II.8 : Le résonateur guide image



Cette cavité est réalisée à partir d'une portion de guide image de longueur L terminée à chaque extrémité par deux plans semi-infinis parfaitement conducteurs. Le guide image est caractérisé par ses dimensions transversales $2a$ et b et par la permittivité du matériau diélectrique qui le constitue $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$.

Tout mode de résonance de cette cavité est entièrement caractérisé par sa dénomination, (lié au mode de base et donc à une direction privilégiée a priori), sa fréquence de résonance f_r et son coefficient de surtension propre Q_p .

D'une manière générale, comme l'indique la figure II.9, il est souvent possible de considérer une cavité comme un guide limité par deux plans distants de L suivant la direction de propagation. Dans ces plans, des conditions aux limites spécifiques sont appliquées :

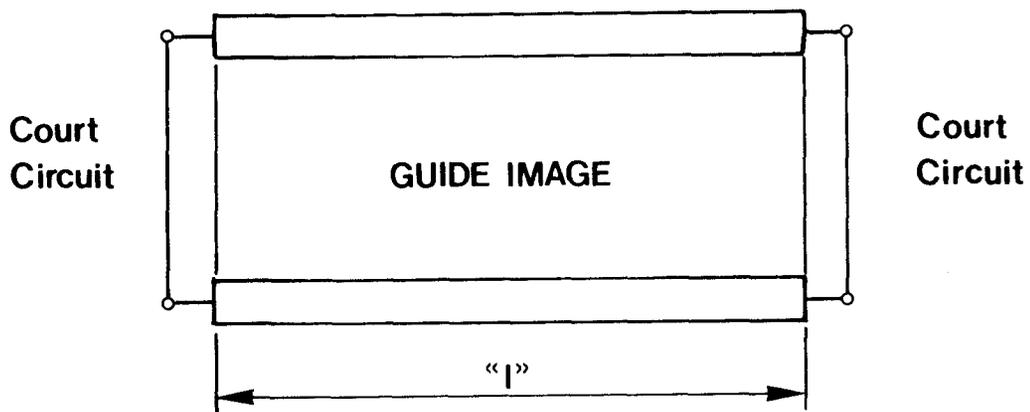


FIGURE II.9 : Schéma équivalent au résonateur guide image

Si nous reprenons l'exemple du résonateur guide image, les conditions aux limites spécifiques sont des conditions de court circuit. Soient donc f_r la fréquence de résonance du mode résonant et Q_p son coefficient de surtension. Si le guide est sans perte, la constante de propagation est réelle. Pour le mode résonant fondamental, la résonance a lieu lorsque :

$$\beta_y = \frac{\pi}{L}$$

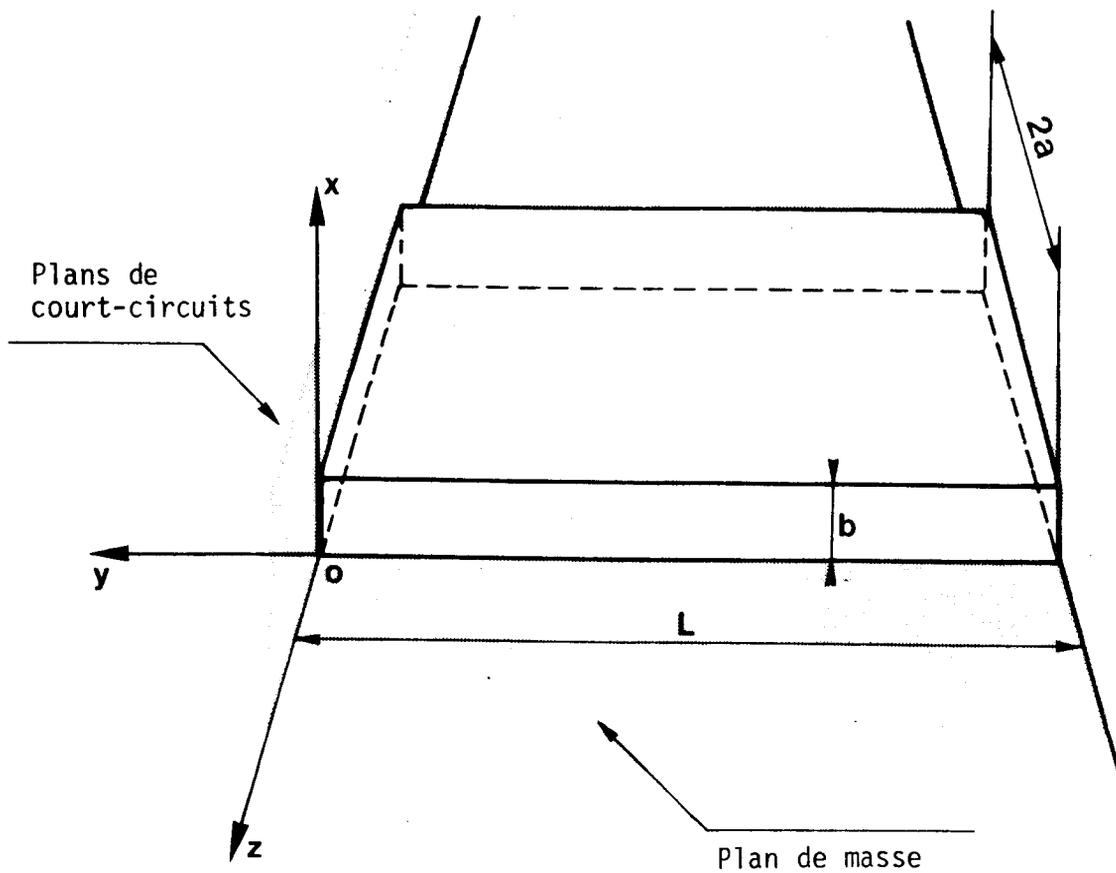


FIGURE II.8 : Le résonateur guide image



On peut généraliser ce résultat au cas où le guide est un guide à pertes, ces pertes étant liées aux imperfections des matériaux (pertes diélectriques - pertes joules) ou à un éventuel rayonnement. La constante de propagation est alors complexe, nous la noterons :

$$\beta = \beta_y - j\alpha_y \quad (II.8)$$

La condition permettant d'obtenir un phénomène constructif est alors donnée par :

$$\text{Re}(\beta) = \beta_y = \frac{\pi}{L} \quad (II.9)$$

Le coefficient d'atténuation est lui déterminé en considérant que durant une période, l'énergie parcourt la distance $vg T$, et qu'entre z et $z + vg.T$, les champs représentatifs se sont atténués suivant la loi $e^{-\alpha vg T}$. Nous pouvons alors écrire :

$$Q_P = \frac{2\pi E}{\delta E} = 2\pi \frac{E}{E(1 - e^{-2\alpha vg T})} \quad (II.10)$$

et le coefficient d'atténuation comme :

$$\alpha_y = - \frac{\text{Log} (1 - 2\pi/Q_P)}{2 \frac{\partial y}{\partial \beta_y}} f_r \quad (II.11)$$

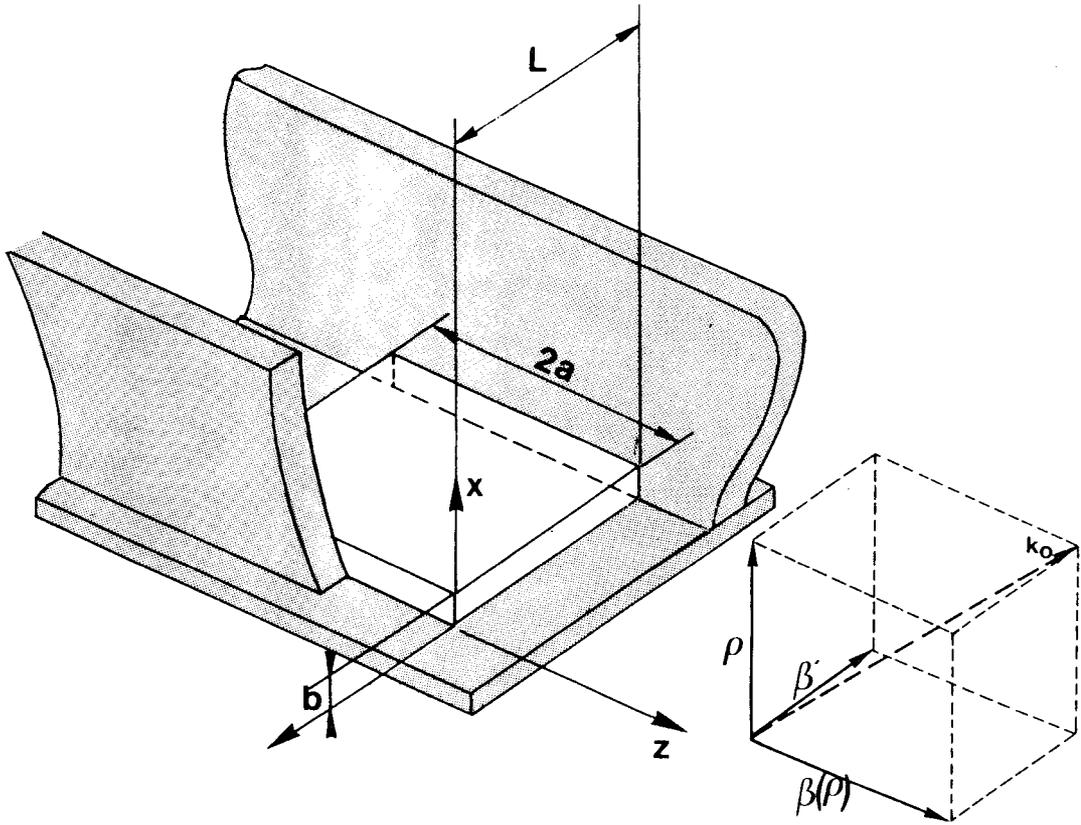


FIGURE II 10: Le résonateur de base à étudier



Dans cette dernière expression $\frac{\partial \omega}{\partial \beta}$ est la vitesse de groupe du mode à partir duquel est construite la résonance. Nous voyons donc qu'il est toujours possible de passer de manière univoque des constantes β_y et α_y aux paramètres f_r et Q_p et réciproquement.

Dans le cas étudié figure II.8, si nous connaissons parfaitement les conditions de continuité dans les plans P1 et P2, nous ne savons rien de β_y et de α_y qui sont les inconnues du problème. Pour résoudre celui-ci, il nous faut donc envisager de le poser différemment.

La cavité étudiée étant une cavité parallélépipédique, son étude peut être envisagée en considérant l'un quelconque des trois axes Ox, Oy, Oz comme direction de propagation. Si nous choisissons par exemple de privilégier la direction Oz, le guide de base est alors un guide métallique en "U" partiellement rempli de diélectrique. Les discontinuités limitant la cavité sont des arrêts brusques du substrat diélectrique. L'étude électromagnétique du guide en U peut être faite très simplement à partir de la méthode générale de traitement exposée au chapitre précédent.

Pour caractériser le comportement électromagnétique des discontinuités dans les plans P1 et P2, il est nécessaire de construire le spectre complet de modes de part et d'autre de la discontinuité (57).

Une partie de ce spectre étant continue, nous pourrions rendre compte d'un éventuel rayonnement par l'étude des pertes du résonateur présenté figure II.10. Ce résonateur s'identifiant structurellement à un résonateur guide image (direction de propagation Oy) cette étude nous permettra de déterminer à chaque fréquence, la constante de propagation complexe du guide image.

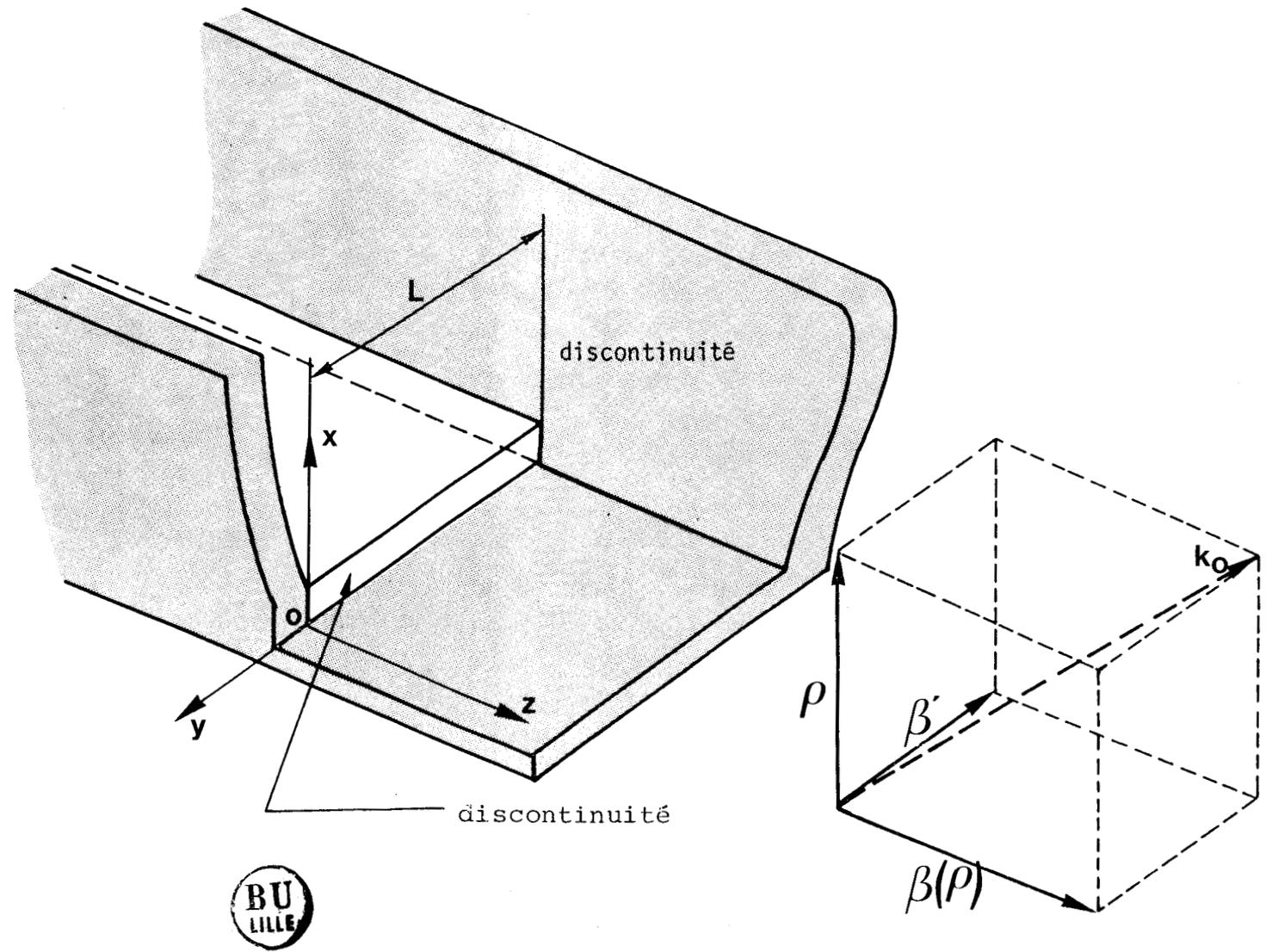


FIGURE II.11 : La discontinuité de base à étudier

Cette démarche s'apparente à l'étude générale des guides à partir de la méthode de la résonance transverse (58).

Comme nous venons de le dire, il nous faut avant tout définir le spectre complet de modes des guides en présence, de part et d'autre de la discontinuité.

Pour le guide en U partiellement rempli de diélectrique, le spectre est à la fois discret et continu. Pour le guide métallique en U seuls des modes continus peuvent exister.

II.3.2 Modes de propagation existants dans chacun des guides de part et d'autre de la discontinuité

II.3.2.1 Modes du guide en U partiellement rempli de diélectrique

Ce spectre se compose à la fois de modes de surface discrets et de modes dits continus, évanescents ou rayonnés ; les premiers stockent l'énergie au voisinage de la discontinuité tandis que les seconds sont une représentation modale du phénomène de rayonnement.

a) Modes guidés discrets

La méthode générale de traitement électromagnétique d'un guide appliquée à la structure présentée figure II.11 fournit les modes de propagation. Ces modes sont des modes de surface. Parmi ces modes nous ne nous intéressons a priori qu'à ceux dont la composante suivant Oy du vecteur q est telle que :

$$q = \frac{\pi}{L}$$

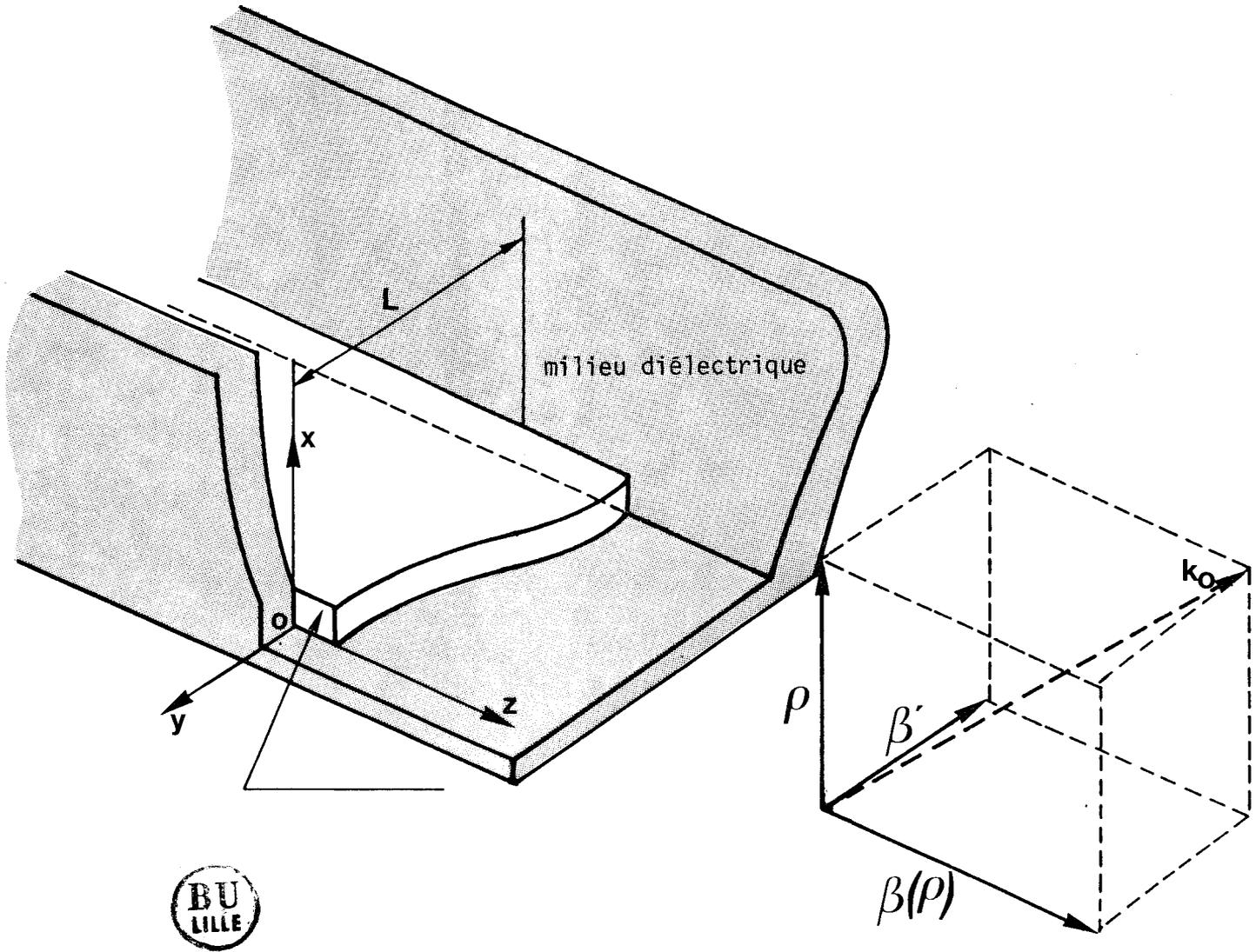


FIGURE II.12 : Le guide en "U" partiellement rempli de diélectrique

Pour ces modes, l'expression des composantes longitudinales de champ est la suivante :

$$\text{milieu 1} \quad \begin{cases} E_{z1} = \frac{A}{\alpha_d} \sin kx \sin qy \\ H_{z1} = \frac{B}{\alpha_d} \cos kx \cos qy \end{cases} \quad (\text{a})$$

$$k^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r - \beta^2 - q^2$$

$$\text{milieu 0} \quad \begin{cases} E_{z0} = \frac{C}{\alpha_0} e^{-\gamma_0 x} \sin qy \\ H_{z0} = \frac{D}{\alpha_0} e^{-\gamma_0 x} \cos qy \end{cases} \quad (\text{II.12})$$

$$\gamma_0^2 = \beta^2 + q^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \quad (\text{b})$$

$$\alpha_d = \frac{-j\beta}{-k_0^2 + q^2} \quad \alpha_0 = \frac{-j\beta}{q^2 - \gamma_0^2}$$

Les équations de continuité sur l'interface diélectrique air ($x = b$) fournissent alors l'équation caractéristique suivante :

$$\sin kd \cos kd \left[\frac{k_0^2}{\beta^2} (\gamma_0^2 \alpha_0^2 - k^2 \alpha_d^2 \epsilon_r) - q^2 (\alpha_d - \alpha_0)^2 \right] + \frac{k_0^2}{\beta^2} \gamma_0 \alpha_0 \epsilon_r k \alpha_d \cos^2 kd - \frac{k_0^2}{\beta^2} \alpha_d k \alpha_0 \sin^2 kd = 0 \quad (\text{II.13})$$

Afin de simplifier la mise en équation du problème, nous pouvons utiliser ces relations de continuité pour exprimer toutes les constantes en fonction de l'une d'entre elles, par exemple B.

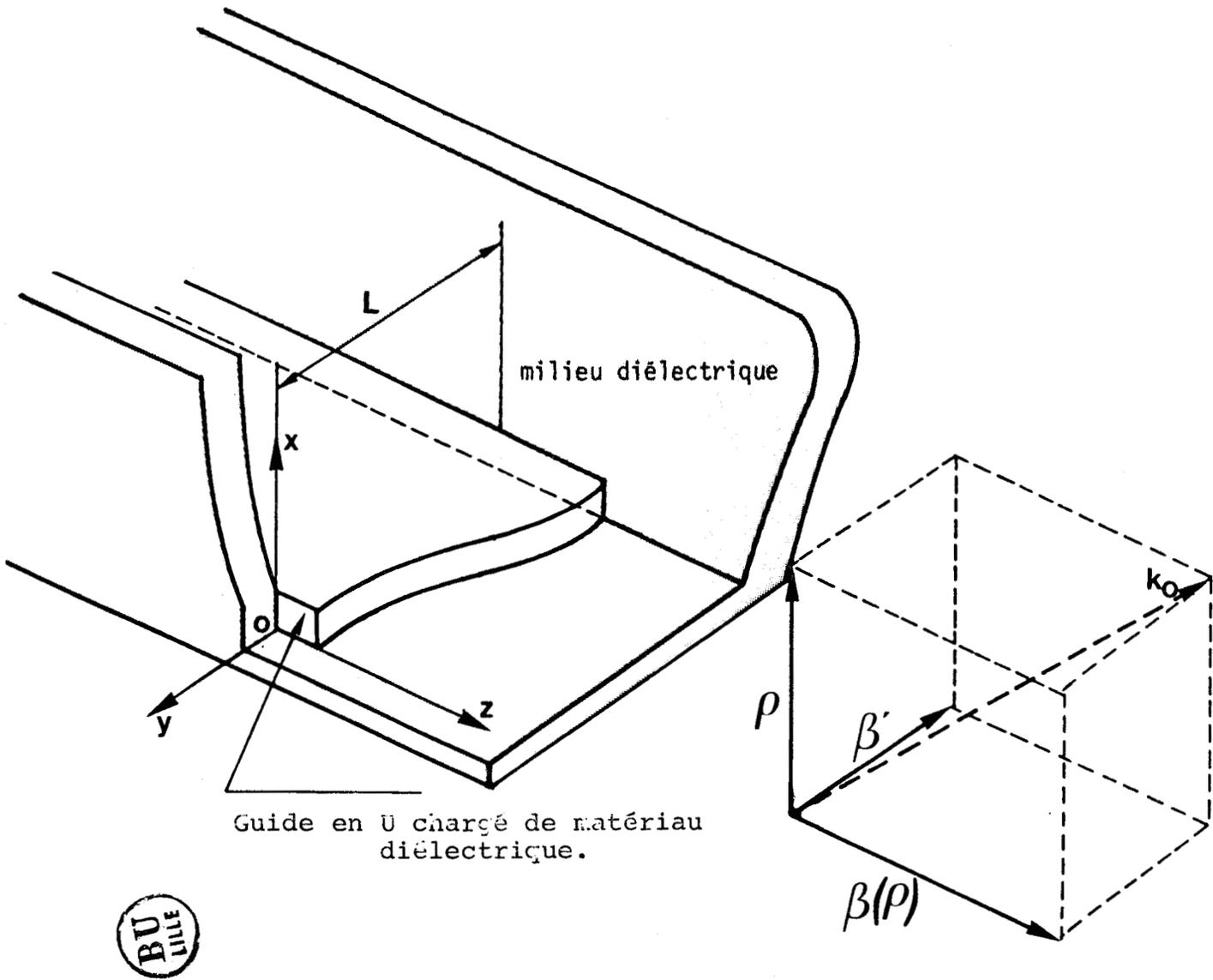


FIGURE II.12 : Le guide en "U" partiellement rempli de diélectrique

Nous aboutissons alors aux relations suivantes :

$$C = \frac{\omega \mu_0}{\beta} \tau \frac{\alpha_0}{\alpha_d} \cos k_0 d e^{\gamma_0 d} B \quad (a)$$

$$D = \frac{\alpha_0}{\alpha_d} \sin k_0 d e^{\gamma_0 d} B \quad (b)$$

(II.14)

$$A = \frac{\omega \mu_0}{\beta} \tau B \quad (c)$$

où

$$\tau = \frac{\left[\frac{\gamma_0 \alpha_0}{\alpha_d} \cotg k_0 d - k_0 \right]}{q \left(1 - \frac{\alpha_0}{\alpha_d} \right)} \quad (d)$$

Pour définir des coefficients de couplage entre modes lors de l'étude d'une discontinuité, il est nécessaire de normaliser la puissance associée à chacun de ces modes. Nous écrirons cette norme sous la forme suivante :

$$\mathcal{P} = \iint_S (\vec{E} \wedge \vec{H}) \cdot \vec{k} \, dS = 1$$

C'est en définitive, cette condition de normalisation qui nous permettra de déterminer la constante B.

b) Modes continus

Les modes continus ne vérifiant pas la condition de SOMMERFELD (condition de rayonnement), le vecteur d'onde associé à ces modes suivant la direction Ox est réel dans tous les milieux et en particulier dans l'air ($x > b$).

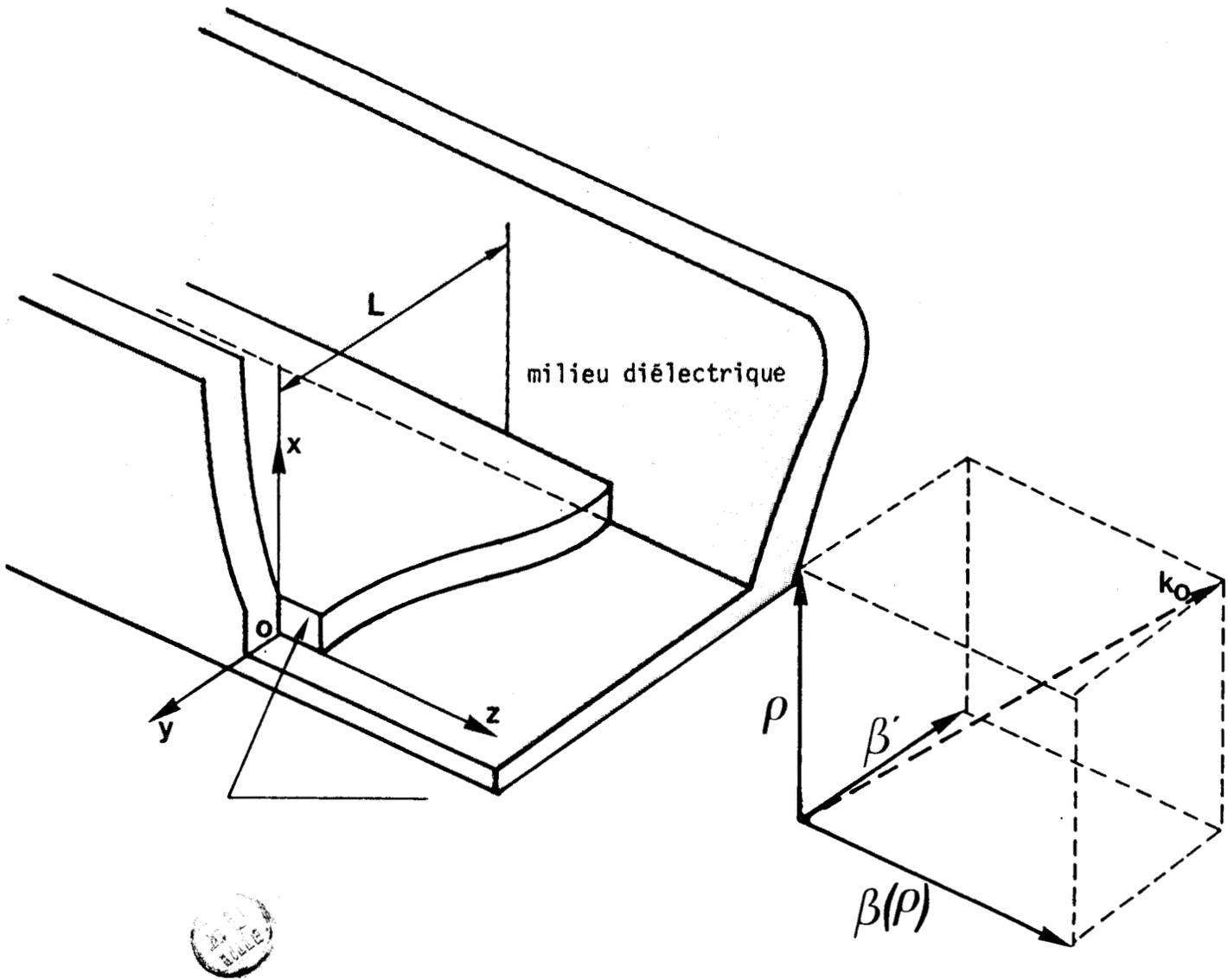


FIGURE II.12 : Le guide en "U" partiellement rempli de diélectrique

En association avec les équations de MAXWELL, l'équation d'HELMOLTZ appliquée dans chacune des régions de l'espace fournit les expressions des composantes longitudinales des champs.

Ainsi dans le diélectrique, nous avons :

$$\text{REGION 1} \quad \begin{cases} E_{z_1} = A \sin \epsilon x \sin qy \alpha d \\ H_{z_1} = B \cos \epsilon x \cos qy \alpha d \end{cases} \quad (\text{a})$$

$$\text{avec} \quad \alpha_d = \frac{\beta^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r}{j\beta} \quad (\text{II.15})$$

et dans l'air

$$\text{REGION 0} \quad \begin{cases} E_{z_0} = A \sin qy (C e^{-j\rho x} + E e^{+j\rho x}) \\ H_{z_0} = B \cos qy (D e^{-j\rho x} + F e^{+j\rho x}) \end{cases} \quad (\text{b})$$

$$\text{avec} \quad \alpha_0 = \frac{\beta^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0}{j\beta}$$

Nous voyons que quelque soit ρ positif, il existe toujours un mode défini par sa constante de phase $\beta(\rho) = \sqrt{k_0^2 - q^2 - \rho^2}$. Puisque les équations II.14 n'imposent aucune condition a priori sur ρ , ρ peut prendre toutes les valeurs positives possibles, ce qui correspond bien au concept de spectre continu de modes.

Dans ce continuum, nous pouvons distinguer deux catégories de modes. Puisque $\beta(\rho) = \sqrt{k_0^2 - q^2 - \rho^2}$,

- Si $\rho^2 > k_0^2 - q^2$, la constante de phase $\beta(\rho)$ est imaginaire pure. Les modes continus correspondants sont évanescents dans la direction Oz. Notons qu'il existe toujours des modes de ce type.

- Si $\rho^2 < k_0^2 - q^2$, ce qui n'est possible que si $q < k_0$, la constante de phase $\beta(\rho)$ est réelle. Les modes correspondants transportent de l'énergie. S'ils sont excités, ils vont créer le phénomène de fuite observé (rayonnement).

Revenons aux équations II.14. Nous voyons qu'il nous faut déterminer 6 constantes alors que nous ne disposons que de quatre équations (relations de continuité à l'interface diélectrique-air).

Des considérations physiques lors de l'écriture des relations de continuité des composantes longitudinales des champs aux interfaces imposent que C et E, d'une part, D et F, d'autre part soient conjuguées l'une de l'autre. Nous écrirons donc

$$E = C^* \text{ et } F = D^*$$

Nous allons maintenant exprimer C, C*, D et D* en fonction de A et B.

Soient donc les relations :

$$C = \frac{1}{2} e^{j\rho d} \left[q \left[1 - \frac{\alpha_0}{\alpha_d} \right] \frac{B}{A} \cos \epsilon d \frac{\beta(\rho)}{j\rho \omega \epsilon_0} - \frac{\epsilon_r \epsilon}{j\rho} \cos \epsilon d + \frac{\alpha_0}{\alpha_d} \sin \epsilon d \right] \quad (a)$$

$$C^* = \frac{1}{2} e^{-j\rho d} \left[-q \left[1 - \frac{\alpha_0}{\alpha_d} \right] \frac{B}{A} \cos \epsilon d \frac{\beta(\rho)}{j\rho \omega \epsilon_0} + \frac{\epsilon_r \epsilon}{j\rho} \cos \epsilon d + \frac{\alpha_0}{\alpha_d} \sin \epsilon d \right] \quad (b)$$

(II.16)

$$D = \frac{1}{2} e^{j\rho d} \left[q \left[1 - \frac{\alpha_0}{\alpha_d} \right] \frac{A}{B} \sin \epsilon d \frac{\beta(\rho)}{j\rho \omega \epsilon_0} + \frac{\epsilon}{j\rho} \sin \epsilon d + \frac{\alpha_0}{\alpha_d} \cos \epsilon d \right] \quad (c)$$

$$D^* = \frac{1}{2} e^{-j\rho d} \left[-q \left[1 - \frac{\alpha_0}{\alpha_d} \right] \frac{A}{B} \sin \epsilon d \frac{\beta(\rho)}{j\rho \omega \epsilon_0} - \frac{\epsilon}{j\rho} \sin \epsilon d + \frac{\alpha_0}{\alpha_d} \cos \epsilon d \right] \quad (d)$$

Ces équations montrent que pour un couple $(\omega, \beta(\rho))$, il existe une infinité de modes correspondant à l'infinité de valeurs que peut prendre le rapport A/B .

Sur des problèmes analogues, MARCUSE a montré que ce type de modes pouvait être construit à partir de deux modes orthogonaux caractérisés par le même couple $(\omega, \beta(\rho))$ (modes dégénérés). Un nombre quelconque A/B (module et phase) est une combinaison linéaire de deux nombres complexes A_1/B_1 et A_2/B_2 indépendants. (60)

Il existe donc une double infinité de modes continus orthogonaux solutions du problème posé. Ceci sera plus évident lors de l'étude du guide métallique en "U". Nous noterons (1) et (2) ces deux séries de modes orthogonaux afin de pouvoir les différencier dans la suite de notre exposé.

Dans ces conditions, la série (1) sera associée au rapport (A_1/B_1) , la série (2) au rapport (A_2/B_2) .

Revenons à l'étude des équations II.15. Les constantes C et C^* (respectivement D et D^*) étant conjuguées l'une de l'autre on voit que le rapport

$$\frac{A_i}{B_i} \beta(\rho) \quad \text{est un réel (i = 1 ou 2)}$$

Nous poserons donc pour la suite

$$A_i = \beta(\rho) \alpha_i B_i \quad (\alpha_i \in \mathbb{R}) \quad (\text{II.16})$$

En reportant cette expression de A_i dans les relations (II.14) et en tenant compte de la relation :

$$\int_0^L \int_0^\infty [E_x^{(1)}(p) H_y^{(2)*}(p) - E_y^{(1)*}(p) H_x^{(2)}(p)] dx dy = 0 \quad (\text{II.17})$$

qui caractérise l'orthogonalité des modes des séries (1) et (2),

Le calcul de cette intégrale se réduit à l'équation suivante :

$$(D_1 D_2^* + D_1^* D_2) + \frac{\epsilon_0}{\mu_0} \beta^2 \alpha_1 \alpha_2 (C_1 C_2^* + C_1^* C_2) = 0 \quad (\text{II.18})$$

Cette égalité correspond en fait à l'annulation du coefficient pondérant les pics de DIRAC qui apparaissent lorsque l'on intègre la relation (II.17) (59). Elle permet de tirer une relation entre α_1 et α_2 . Notre but étant, à terme, de définir des coefficients de couplage entre modes, il nous faut, comme précédemment, normaliser la puissance associée aux modes.

Les modes continus n'étant pas spatialement localisés, le flux du vecteur de POYNTING qui leur est associé est infini. Ce flux s'exprime comme :

$$\mathcal{P} \delta(p-p') = \frac{1}{2} \int_0^L \int_0^\infty (E_x^i(p) H_y^i(p') - E_y^i(p) H_x^i(p')) dx dy \quad (\text{II.19})$$

Après calcul de l'intégrale, on aboutit à l'expression suivante :

$$\mathcal{P} = \frac{L}{2} |B_i|^2 \pi (q^2 + p^2) \left\{ \frac{\omega \mu_0}{\beta(\rho)} |D_i|^2 + \beta(\rho) \omega \epsilon_0 \alpha_i^2 |C_i|^2 \right\}$$

On peut alors observer que \mathcal{P} est réelle ou imaginaire suivant que $\beta(\rho)$ est elle-même réelle ou imaginaire.

Si nous posons :

$$\mathcal{P} = \frac{P \left\{ \frac{\omega \mu_0}{\beta(\rho)} |D_i|^2 + \beta(\rho) \omega \epsilon_0 \alpha_i^2 |C_i|^2 \right\}}{\left| \left\{ \frac{\omega \mu_0}{\beta(\rho)} |D_i|^2 + \beta(\rho) \omega \epsilon_0 \alpha_i^2 |C_i|^2 \right\} \right|} \quad (\text{II.20})$$

où P est une puissance réelle que nous spécifierons à $1W$, nous pouvons calculer alors B_i

$$B_i = \sqrt{\frac{2}{L \pi (q^2 + p^2) \left| \left\{ \frac{\omega \mu_0}{\beta(\rho)} |D_i|^2 + \beta(\rho) \omega \epsilon_0 \alpha_i^2 |C_i|^2 \right\} \right|}} \quad (\text{II.21})$$

L'étude que nous venons de résumer permet donc de définir une base unitaire orthonormée de modes à partir de laquelle il est possible de représenter n'importe quelle situation électromagnétique dans le guide en U partiellement rempli de diélectrique. Nous allons maintenant faire de même pour le guide en "U" métallique.

II.3.2.2 Modes du guide en "U" métallique

Pour ce guide, il ne peut y avoir de modes guidés ; seuls donc pourront exister des modes continus.

Ces modes correspondent à la double infinité de modes continus hybrides définis au paragraphe précédent. Etant donné le plan de section droite homogène, ces modes dégénèrent respectivement en modes TE et TM. Pour ces modes, la relation de dispersion s'exprime sous la forme classique suivante :

$$\rho^2 + \beta(\rho)^2 + q^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$$

Les composantes de champ des modes TM s'expriment à partir d'une seule constante notée A^M .

$$E_{z_1} = A^M \sin p x \sin q y e^{-j\beta(\rho)z}$$

$$E_{x_1} = A^M \rho \cos p x \sin q y e^{-j\beta(\rho)z}$$

$$E_{y_1} = A^M q \sin p x \cos q y e^{-j\beta(\rho)z}$$

(II.22)

$$H_{x_1} = -A^M \frac{\omega \epsilon_0}{\beta(\rho)} q \sin p x \cos q y e^{-j\beta(\rho)z}$$

$$H_{y_1} = A^M \frac{\omega \epsilon_0}{\beta(\rho)} \rho \cos p x \sin q y e^{-j\beta(\rho)z}$$

Les conditions d'orthogonalité et le calcul de la puissance permettent comme précédemment de déterminer A^M . Il vient :

$$A^M = \sqrt{\frac{8P|\beta(\rho)|}{L\pi\omega\epsilon_0(\rho^2+q^2)}}$$

(II.23)

De la même manière, on peut écrire les composantes de champs des modes continus TE en fonction de A^E

$$\begin{aligned}
 H_{z2} &= A^E \cos px \cos qy e^{-j\beta(p)z} \\
 E_{x2} &= -A^E \frac{\omega\mu_0 q}{\beta(p)} \cos px \sin qy e^{-j\beta(p)z} \\
 E_{y2} &= A^E \frac{\omega\mu_0 p}{\beta(p)} \sin px \cos qy e^{-j\beta(p)z} \\
 H_{x2} &= -A^E p \sin px \cos qy e^{-j\beta(p)z} \\
 H_{y2} &= -A^E q \cos px \sin qy e^{-j\beta(p)z}
 \end{aligned} \tag{II.24}$$

Les mêmes considérations sur la puissance associée à un mode permettent la détermination de A^E

$$A^E = \sqrt{\frac{8P|\beta(p)|}{L\pi\omega\mu_0(p^2+q^2)}} \tag{II.25}$$

Nous venons donc de construire les spectres de modes complets pour les guides se trouvant de part et d'autre de la discontinuité. Pour caractériser cette dernière, il suffit d'écrire les conditions de continuité en $z = 0$.

II.3.3 Application des conditions de continuité

Dans l'écriture que nous allons donner des conditions de continuité, pour ne pas alourdir la présentation, nous ne considérons qu'un seul mode guidé incident, le mode HE_{11} .

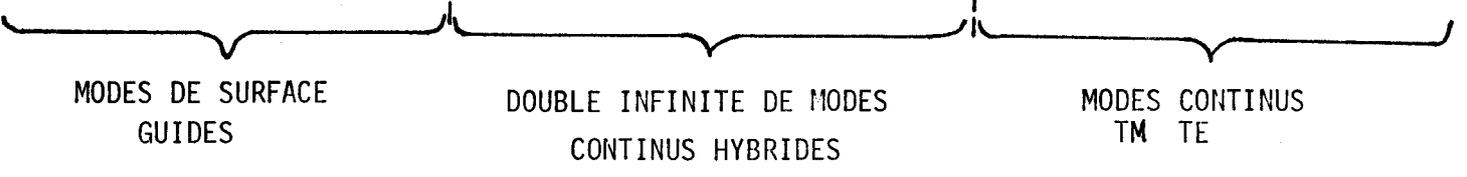
C'est à partir de ce mode que l'on pourra ultérieurement construire non seulement le mode fondamental du guide image, mais aussi tous les modes supérieurs ayant la même variation spatiale suivant x .

La méthode que nous développons s'applique bien sûr à tous les modes. Pour les étudier, il suffit comme l'indique la figure II.13 de considérer les modes supérieurs EH_{1n} comme incidents sur le plan de discontinuité.

La continuité des composantes transverses des champs (E_x, E_y, H_x, H_y), dans le plan $z = 0$, peut s'exprimer sous la forme contractée suivante :

$$E_y^{x1} (1 + a_1) + \sum_n a_n E_y^{xn} + \int_0^\infty q^{r1}(\rho) E_y^1(\rho) d\rho + \int_0^\infty q^{r2}(\rho) E_y^2(\rho) d\rho = \int_0^\infty q_1^t(\rho) E_{y1}^t(\rho) d\rho + \int_0^\infty q_2^t(\rho) E_{y2}^t(\rho) d\rho \quad (\text{II } 26)$$

$$H_y^{x1} (1 - a_1) - \sum_n a_n H_y^{xn} - \int_0^\infty q^{r1}(\rho) H_y^1(\rho) d\rho - \int_0^\infty q^{r2}(\rho) H_y^2(\rho) d\rho = \int_0^\infty q_1^t(\rho) H_{y1}^t(\rho) d\rho + \int_0^\infty q_2^t(\rho) H_{y2}^t(\rho) d\rho$$



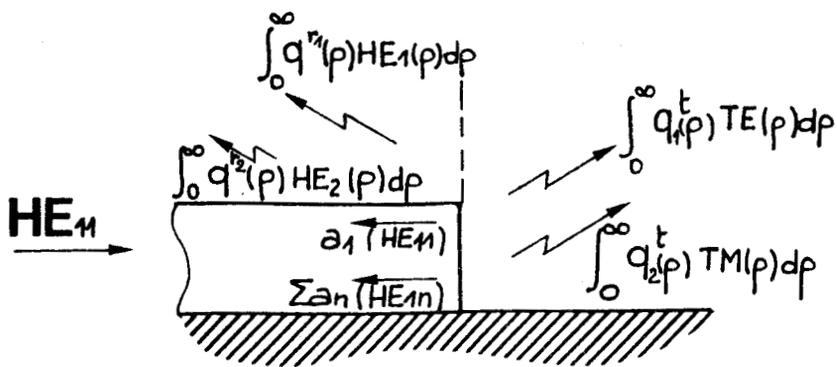
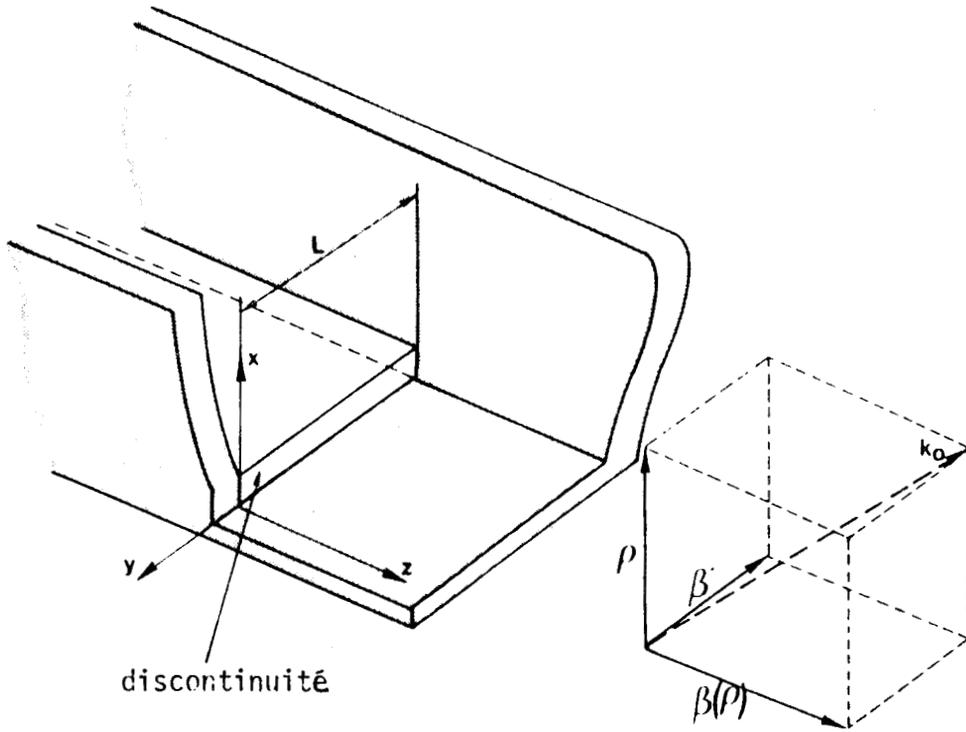


FIGURE II.13 : Modes réfléchis et transmis sur la discontinuité

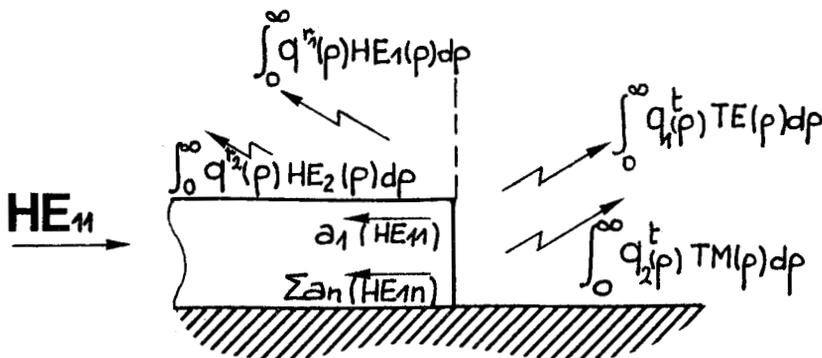
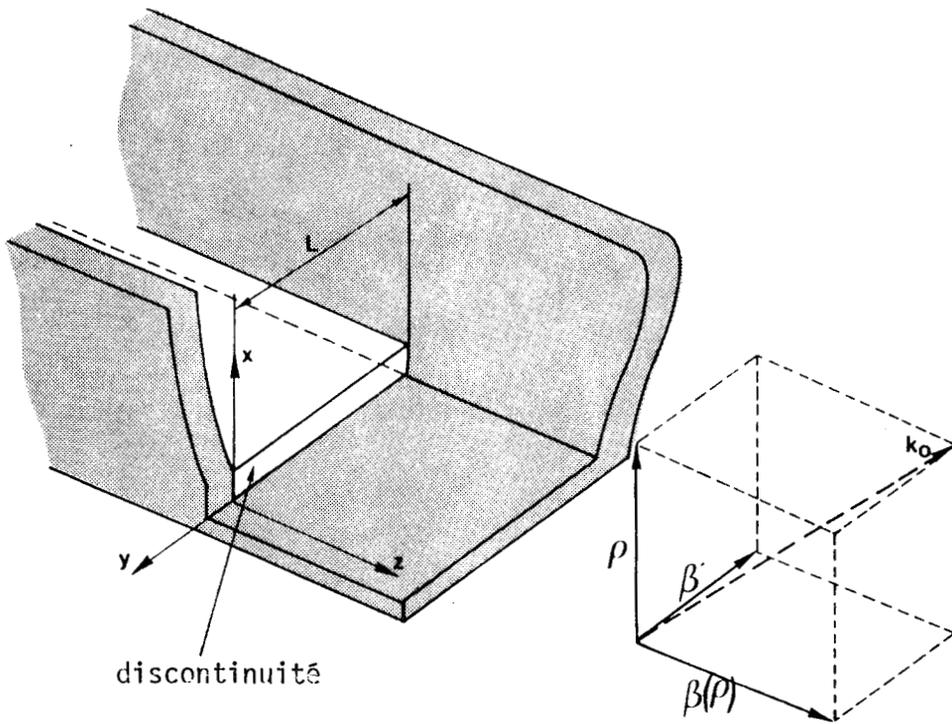


FIGURE II.13 : Modes réfléchis et transmis sur la discontinuité



Cette écriture nécessite une explication. Les champs apparaissant dans le premier membre de ces deux équations résultent de la superposition :

- du mode guidé incident considéré HE_{11}
- des modes réfléchis guidés possibles, EH_{1n} et HE_{1n} (ces modes sont repérés par l'exposant "r")

- Des modes réfléchis continus hybrides (ces modes sont repérés par les exposants "r₁" et "r₂", ils correspondent aux séries (1) et (2) définies précédemment).

Le second membre des équations est constitué à partir de la superposition des modes continus transmis (exposant t). Rappelons que ces modes sont de type TM (indice 1) ou TE (indice 2).

Le coefficient a₁ est le coefficient de réflexion du mode HE₁₁, les coefficients a_n caractérisant la conversion de modes dans le plan de la discontinuité.

Les quantités q₁^t(ρ) et q₂^t(ρ) sont les fonctions de couplage aux modes continus transmis, q^{r1}(ρ) et q^{r2}(ρ) représentent, pour leur part, les fonctions de couplage aux modes continus réfléchis.

Avant d'aborder la résolution de ces équations, revenons un instant au problème physique afin de respecifier le but de notre étude.

Pour l'ensemble des modes continus, avant et après la discontinuité, les nombres d'onde sont liés par la relation :

$$k_0^2 = \beta_y^2 + \beta(\rho)^2 + \rho^2$$

avec $k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$

et $\beta_y = \frac{\pi}{L}$

A partir de cette relation, nous pouvons discuter des différents cas possibles :

1°) Si βy est supérieur à k_0 ($\lambda_g \leq \lambda_0$), $\beta(\rho)$ est toujours imaginaire et la discontinuité est "non rayonnante"

2°) Si βy est plus petit que k_0 ($\lambda_g \geq \lambda_0$), $\beta(\rho)$ est réel. Si $0 \leq \rho \leq \sqrt{k_0^2 - \beta y^2}$: dans ce cas la discontinuité rayonne. Le mode correspondant du guide image est un mode à pertes.

Nous retrouvons là, à quelques variantes près, les termes de notre discussion du début de la 2ème partie sur l'existence des modes pour un guide ouvert.

Cette mise au point étant faite, nous pouvons maintenant aborder la résolution des équations de continuité (II. 26).

II.3.4 Résolution du problème

a) Mise en équation

Comme nous venons de le dire, la caractérisation de la discontinuité consiste en la détermination de tous les paramètres $a_1, a_n, q_1^t(\rho), q_2^t(\rho), q^{r1}(\rho), q^{r2}(\rho)$.

La première étape du calcul consiste à utiliser les propriétés d'orthogonalité des modes pour mettre le système d'équations sous une forme plus exploitable. Ce calcul long et fastidieux n'a pas sa place ici et nous nous contenterons de donner ci-dessous le système d'équations auquel on aboutit.

a1) Coefficients de couplage aux modes continus transmis après la discontinuité

$$\begin{aligned}
 q_{\frac{1}{2}}^t(\rho) = & q_{0\frac{1}{2}}^t(\rho) \left\{ 1 + \frac{1}{2} \sum_n a_n \left[\frac{\langle H_1^1(\rho) | E^n \rangle}{\langle H_1^2(\rho) | E^1 \rangle} - \frac{\langle E^1(\rho) | H^n \rangle}{\langle E^1(\rho) | H^1 \rangle} \right] \right. \\
 & + \frac{1}{2} \int_0^{\kappa_1} q^{\kappa_1}(\rho') \left[\frac{\langle H_1^2(\rho) | E^1(\rho') \rangle}{\langle H_1^2(\rho) | E^1 \rangle} - \frac{\langle E^1(\rho) | H^1(\rho') \rangle}{\langle E^1(\rho) | H^1 \rangle} \right] d\rho' \\
 & \left. + \frac{1}{2} \int_0^{\kappa_2} q^{\kappa_2}(\rho') \left[\frac{\langle H_1^2(\rho) | E^2(\rho') \rangle}{\langle H_1^2(\rho) | E^1 \rangle} - \frac{\langle E^1(\rho) | H^2(\rho') \rangle}{\langle E^1(\rho) | H^1 \rangle} \right] d\rho' \right\} \quad (I...27)
 \end{aligned}$$

où

$$q_{0\frac{1}{2}}^t(\rho) = \frac{\langle H_1^1(\rho) | E^1 \rangle \cdot \langle E^2(\rho) | H_1 \rangle * \beta(\rho)}{[\langle E^2(\rho) | H^1 \rangle * \beta^*(\rho) + \langle H_1^1(\rho) | E^1 \rangle * \beta(\rho)]} \quad (II.28)$$

Dans ces relations, la notation "bracket" correspond simplement à un produit scalaire. Ainsi :

$$\langle H_1^1(\rho) | E^m \rangle \equiv \iint_S (E_x^m \cdot H_{y1}(\rho) - E_y^m \cdot H_{x1}(\rho)) ds$$

a2) Coefficients de couplage aux modes continus réfléchis

$$\begin{aligned}
 q_{\frac{1}{2}}^r(\rho) = \frac{1}{4} \left\{ \int_0^{\infty} q_1^t(\rho') \left(\frac{\langle H^{\frac{1}{2}}(\rho) | E_1(\rho') \rangle \cdot \langle E^{\frac{1}{2}}(\rho) | H^{\frac{1}{2}}(\rho') \rangle}{|\langle E^{\frac{1}{2}}(\rho) | H^{\frac{1}{2}}(\rho) \rangle|} \right. \right. \\
 \left. \left. - \frac{\langle E^{\frac{1}{2}}(\rho) | H_1(\rho') \rangle \cdot \langle H^{\frac{1}{2}}(\rho) | E^{\frac{1}{2}}(\rho') \rangle}{|\langle E^{\frac{1}{2}}(\rho) | H^{\frac{1}{2}}(\rho) \rangle|} \right) d\rho' \right. \quad (II.29) \\
 \left. + \int_0^{\infty} q_2^t(\rho') \left(\frac{\langle H^{\frac{1}{2}}(\rho) | E_2(\rho') \rangle \cdot \langle E^{\frac{1}{2}}(\rho) | H^{\frac{1}{2}}(\rho') \rangle}{|\langle E^{\frac{1}{2}}(\rho) | H^{\frac{1}{2}}(\rho) \rangle|} \right. \right. \\
 \left. \left. - \frac{\langle E^{\frac{1}{2}}(\rho) | H_2(\rho') \rangle \cdot \langle H^{\frac{1}{2}}(\rho) | E^{\frac{1}{2}}(\rho') \rangle}{|\langle E^{\frac{1}{2}}(\rho) | H^{\frac{1}{2}}(\rho) \rangle|} \right) d\rho' \right\}
 \end{aligned}$$

a3) Les coefficients de réflexion associés au mode fondamental HE_{11} et aux modes supérieurs HE_{1n} s'expriment alors sous la forme :

$$\begin{aligned}
 a_1 = \frac{1}{4} \left\{ \int_0^{\infty} q_1^t(\rho) [\langle E_1(\rho) | H^1 \rangle + \langle H_1(\rho) | E^1 \rangle] d\rho + \int_0^{\infty} q_2^t(\rho) [\langle E_2(\rho) | H^1 \rangle + \langle H_2(\rho) | E^1 \rangle] d\rho \right\} \quad (II.30) \\
 a_n = \frac{1}{4} \left\{ \int_0^{\infty} q_1^t(\rho) [\langle E_1(\rho) | H^n \rangle - \langle H_1(\rho) | E^n \rangle] d\rho + \int_0^{\infty} q_2^t(\rho) [\langle E_2(\rho) | H^n \rangle - \langle H_2(\rho) | E^n \rangle] d\rho \right\}
 \end{aligned}$$

Le système d'équations ainsi obtenu est un système d'équations intégrales couplées. Pour résoudre les différents types de systèmes, de nombreuses méthodes ont été proposées (60) (61).

En fait les équations II.30 s'apparentent à des équations intégrales de type Fredholm. Pour résoudre ce type d'équations, Philippe GELIN a proposé d'utiliser une méthode itérative : les SERIES DE NEUMANN.

II.3.5 Rappels sur la méthode de résolution : les séries de NEUMANN

La méthode s'applique à des équations intégrales dont la forme générale correspond aux équations de FREDHLM du 2ème ordre telles que :

$$f(x) = g(x) + \lambda \int_a^b k(x,y) f(y) dy \quad (\text{II.31})$$

La fonction $g(x)$, le coefficient λ et le noyau $k(x, y)$ de l'équation sont connus. Les suites de NEUMANN permettent de construire la solution $f(x)$ par itérations successives à partir du schéma suivant :

- on part d'un pas d'itération tel que

$$f_{p+1}(x) = g(x) + \lambda \int_a^b k(x,y) f_p(y) dy \quad (\text{II.32})$$

- la première valeur de $f(x)$, $f_1(x)$ est choisie égale à $g(x)$

$$f_1(x) = g(x)$$

- La solution d'ordre 2 est alors calculée à partir de la solution d'ordre 1 en utilisant la relation (II.32) dans laquelle on fait $p = 1$.
- On utilise la solution d'ordre 2 pour calculer la solution d'ordre 3 etc... .

Le processus itératif étant ainsi enclenché, on continue le calcul en testant à chaque pas la convergence.

Les équations II.30 peuvent être effectivement résolues en utilisant cette méthode.

En effet, reprenons l'expression de $q_{\frac{1}{2}}^t(\rho)$

$$\begin{aligned}
 q_{\frac{1}{2}}^t(\rho) = & q_{0\frac{1}{2}}^t(\rho) \left\{ 1 + \frac{1}{2} \sum_n a_n \left[\frac{\langle H^{\frac{1}{2}}(\rho) | E^n \rangle}{\langle H^{\frac{1}{2}}(\rho) | E^1 \rangle} - \frac{\langle E^{\frac{1}{2}}(\rho) | H^n \rangle}{\langle E^{\frac{1}{2}}(\rho) | H^1 \rangle} \right. \right. \\
 & + \frac{1}{2} \int_0^\infty q^{n_1}(\rho') \left[\frac{\langle H^{\frac{1}{2}}(\rho) | E^1(\rho') \rangle}{\langle H^{\frac{1}{2}}(\rho) | E^1 \rangle} - \frac{\langle E^{\frac{1}{2}}(\rho) | H^1(\rho') \rangle}{\langle E^{\frac{1}{2}}(\rho) | H^1 \rangle} \right] d\rho' \\
 & \left. \left. + \frac{1}{2} \int_0^\infty q^{n_2}(\rho') \left[\frac{\langle H^{\frac{1}{2}}(\rho) | E^2(\rho') \rangle}{\langle H^{\frac{1}{2}}(\rho) | E^1 \rangle} - \frac{\langle E^{\frac{1}{2}}(\rho) | H^2(\rho') \rangle}{\langle E^{\frac{1}{2}}(\rho) | H^1 \rangle} \right] d\rho' \right\}
 \end{aligned}$$

Nous voyons que la forme de cette équation intégrale est très proche de celle que nous venons de définir. Nous pouvons donner une première approximation de $q_{\frac{1}{2}}^t(\rho)$ en négligeant dans un premier temps

les ondes réfléchies par la discontinuité

$$q_{\frac{1}{2}}^t(\rho) = q_{0\frac{1}{2}}^t(\rho)$$

est donc notre solution d'ordre 1.

A partir de ce résultat, nous pouvons calculer aussi une première approximation de $q^{r1}(\rho)$, $q^{r2}(\rho)$ puis de a_1 et a_n .

Ces grandeurs sont à nouveau réinjectées dans l'expression que $q_1^t(\rho)$ et $q_2^t(\rho)$ pour fournir la solution d'ordre 2. Le processus itératif est ainsi initialisé et il reste à le contrôler. L'étude de la convergence a priori de telles méthodes de résolution conduit souvent à la définition de critères suffisants qui ne correspondent pas en général au problème posé. Conscients de nos limites quant au développement mathématique de tels critères dans le cadre de notre problème, et comme le suggère Ph. GELIN dans sa thèse (57), nous avons utilisé des tests numériques en rapport direct avec le problème physique. Ces relations sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \langle E^1 | H^1 \rangle (1+a_1)(1-a_1^*) - \sum_n a_n a_n^* \langle E^n | H^n \rangle + \int_0^\infty |q_1^r(\rho)|^2 \langle E^1(\rho) | H^1(\rho) \rangle d\rho \\ + \int_0^\infty |p^r(\rho)|^2 \langle E_\lambda(\rho) | H_\lambda(\rho) \rangle d\rho = \int_0^\infty |q_1^t(\rho)|^2 \langle E^1(\rho) | H^1(\rho) \rangle d\rho + \int_0^\infty |p_1^t(\rho)|^2 \langle E^2(\rho) | H^2(\rho) \rangle d\rho \end{aligned} \quad (II.33)$$

pour laquelle l'égalité des parties réelles exprime la conservation de l'énergie liée aux phénomènes de diffraction sur la discontinuité; et :

$$1 = \frac{1}{4} \left\{ \int_0^\infty q_1^t(\rho) [\langle E^1(\rho) | H^1 \rangle + \langle H^1(\rho) | E^1 \rangle + q_2^t(\rho) [\langle E_1^2(\rho) | H^1 \rangle + \langle H_1^2(\rho) | E^1 \rangle] d\rho \right\} \quad (II.34)$$

équation permettant de vérifier la validité des différentes fonctions de couplage.

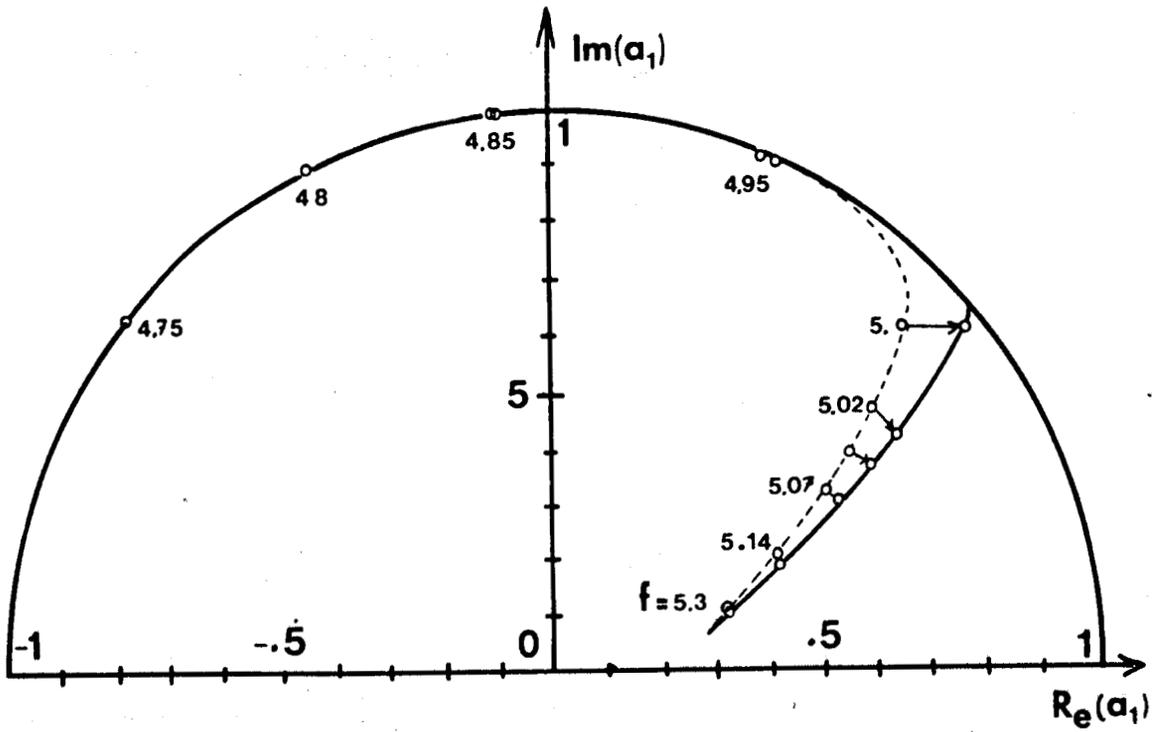


FIGURE II.14 : Exemple de variation du coefficient de réflexion a_1 (mode HE_{11}) dans le plan complexe - Discontinuité de base

$$\epsilon_r = 2.88$$

$$L = 30 \text{ mm}$$

$$b = 5 \text{ mm}$$

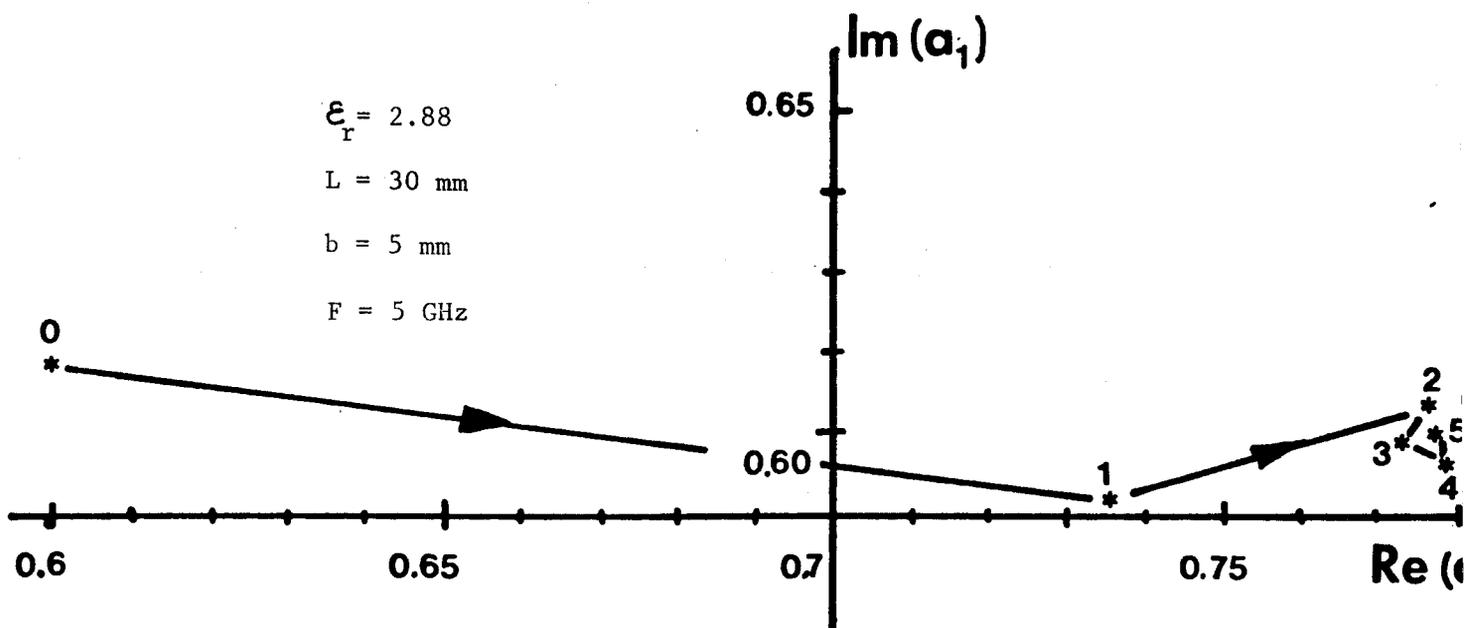
Ces tests se sont révélés suffisants pour tous les problèmes déjà traités. Cependant, il serait présomptueux de les considérer comme universels. Nous possédons maintenant tous les outils pour étudier la discontinuité de base ; aussi allons-nous présenter quelques résultats sur cette étude dans le paragraphe suivant.

II.3.6 Résultats numériques

II.3.6.1 Exemples de résultats obtenus sur la discontinuité simple

La figure II.14 présente un exemple caractéristique de la variation du coefficient de réflexion a_1 du mode HE_{11} dans le plan complexe. Nous avons représenté, d'une part, les solutions d'ordre 1, d'autre part les solutions stabilisées après utilisation du processus itératif défini ci-avant. Nous pouvons observer que s'il y a une différence notable entre les deux solutions, pour les fréquences où la discontinuité devient rayonnante (module de $a_1 < 1$) ; cette différence est très faible pour une discontinuité très rayonnante ou pour une discontinuité non rayonnante. Cette remarque est très intéressante car lorsque nous utiliserons les résultats de l'étude de la discontinuité simple dans le modèle du guide image nous aurons une excellente approximation du problème en nous contentant de la solution d'ordre 1 du moins en ce qui concerne la caractérisation des modes de surface guidés ($\lambda_g < \lambda_0$).

Comme nous l'avons dit précédemment, l'un de nos soucis était de vérifier la convergence du processus itératif. En fait, cette convergence est relativement rapide.



N	0	1	2	3	4	5	6
MODULE	0.86	0.95	0.988	0.983	0.987	0.987	0.987
ERREUR %	3	4	1	0.4	-	-	-

N	0	1	2	3	4	5	6
PHASE	0.8	0.684	0.666	0.667	0.661	0.664	0.663
ERREUR %	21	3	0.5	0.6	0.3	0.2	-



FIGURE II.15 : Exemple de convergence

Pour illustrer notre propos, nous présentons figure II.15 l'évolution de la solution au cours du processus itératif. Nous avons choisi, à dessein, un cas où la solution d'ordre 1 et la solution stabilisée sont relativement éloignées l'une de l'autre ($f = 5$ GHz, même cas que la figure II. 14).

Afin de faciliter la compréhension du graphisme nous avons joint les points correspondants aux solutions pour chaque pas d'itération. Le tableau 1 donnent les écarts numériques entre ces solutions. Dans le cas présenté, nous voyons qu'il suffit de quatre itérations pour stabiliser la solution à mieux que 0,5 %.

Cependant, si l'efficacité du processus itératif choisi est ici démontré, il faut cependant remarquer que le temps calcul associé à ce processus est important. Notons que ce temps est principalement consacré au calcul numérique des intégrales apparaissant dans le système d'équations couplées.

La méthode ayant été testée sur la discontinuité simple, nous pouvons maintenant aller au-delà et appliquer ces résultats à la détermination des caractéristiques du résonateur guide image.

Etude du résonateur ouvert

Comme l'indique la figure II.16, ce résonateur est constitué par un guide en "U" rempli partiellement de diélectrique et terminé en $z = 0$ et $z = -2a$ par deux discontinuités du type de celles que nous venons d'étudier.

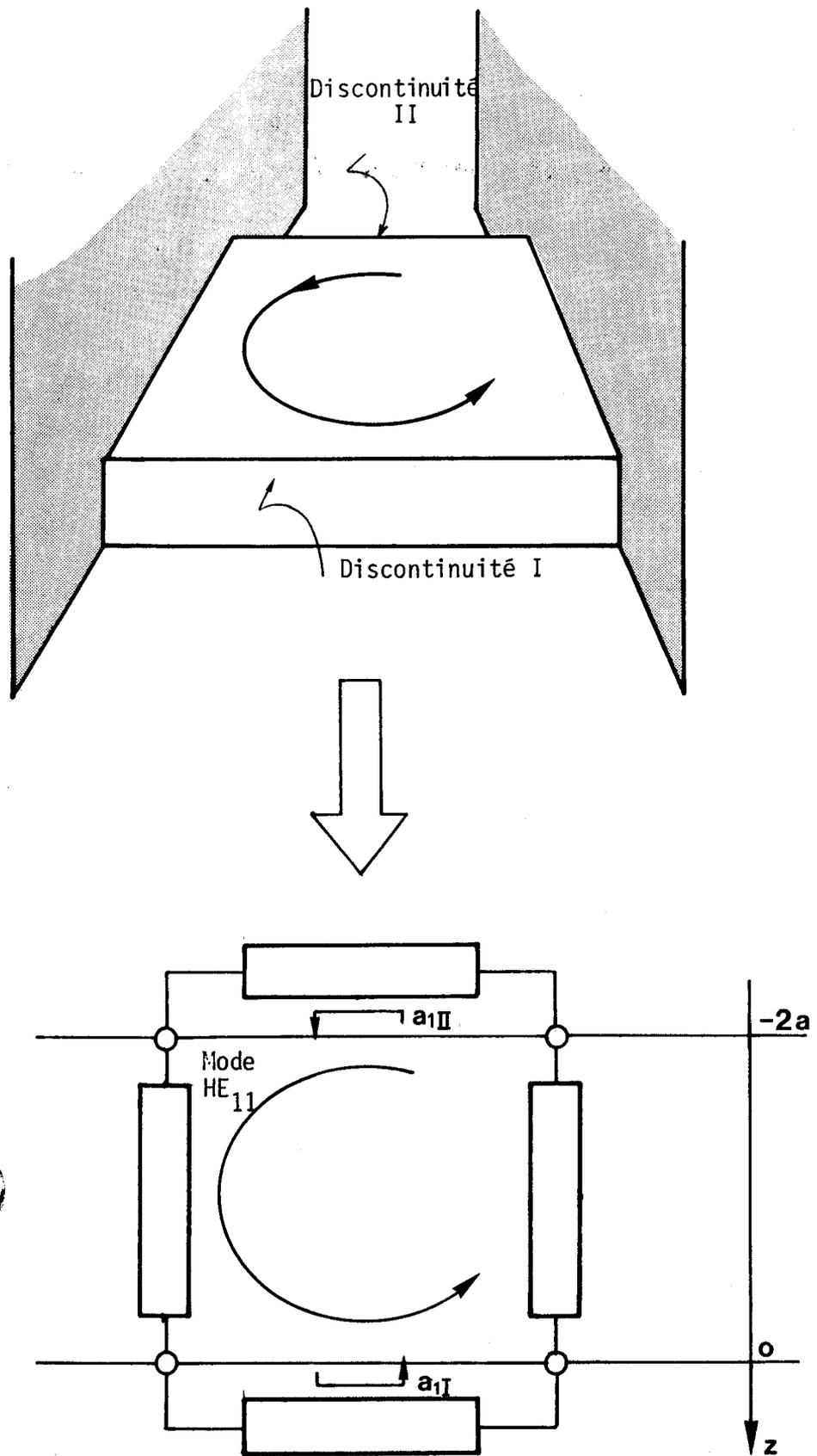


FIGURE II.16 : Equivalent "circuit" du résonateur guide image

Les conditions de résonance du résonateur peuvent être déterminées à partir de l'étude de l'interaction dans tout l'espace des ondes réfléchies sur chacune des discontinuités. Remarquons que contrairement à ce qui se passe lors de l'étude d'une seule discontinuité ; il n'y a plus un seul mode incident sur celle-ci. En effet, tous les modes réfléchis par la discontinuité I se retrouvent incidents sur la discontinuité II et réciproquement.

Deux cas sont donc à envisager pour résoudre le problème :

1°) L'étude de la discontinuité simple montre que l'énergie couplée sur les modes supérieurs continus et guidés réfléchis est négligeable vis-à-vis de l'énergie couplée sur le mode HE_{11} . Dans ce cas, l'étude des caractéristiques du résonateur peut se limiter à celle de la réflexion multiple du mode HE_{11} sur chacune des discontinuités. On peut utiliser directement le coefficient a_1 calculé précédemment, les caractéristiques du guide image se déduisant très simplement à partir du circuit présenté figure II.16.

Les conditions de résonance associées à ce circuit s'écrivent alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \operatorname{tg}(4\beta_1 a) = \frac{\operatorname{Re}(a_{1I}) \operatorname{Im}(a_{1II}) + \operatorname{Im}(a_{1I}) \operatorname{Re}(a_{1II})}{\operatorname{Re}(a_{1I}) \operatorname{Re}(a_{1II}) - \operatorname{Im}(a_{1I}) \operatorname{Im}(a_{1II})} \\ \cos(4\beta_1 a) / (\operatorname{Re}(a_{1I}) \operatorname{Re}(a_{1II}) - \operatorname{Im}(a_{1I}) \operatorname{Im}(a_{1II})) > 0 \end{array} \right. \quad (\text{II.34})$$

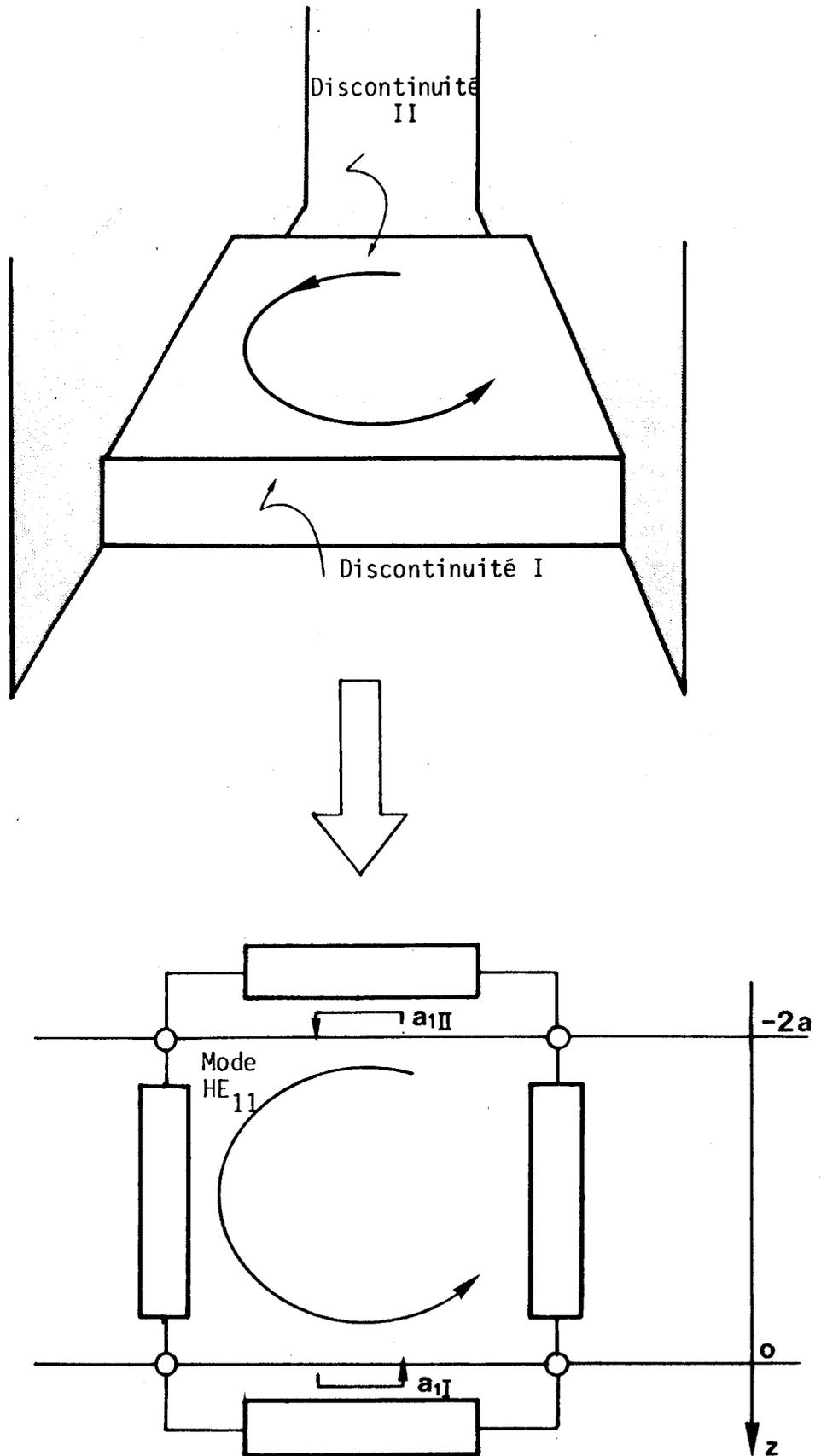


FIGURE II.16 : Equivalent "circuit" du résonateur guide image

2°) Si l'on ne peut pas négliger l'action des modes supérieurs se réfléchissant de façon multiple sur les discontinuités I et II, on dira qu'il y a interaction totale entre les discontinuités. Dans ce cas, il faut traiter le problème dans toute sa complexité en écrivant les équations tenant compte d'une part des relations de continuité sur les interfaces diélectriques air et d'autre part des conditions de résonance.

Une telle étude aboutit aux relations suivantes :

$$\left\{ \begin{aligned} & (1+a_1) E_{\tilde{y}}^1 + \sum_n a_n (1+a_1 e^{-j(\beta_n+\beta_1)2a}) E_{\tilde{y}}^n + \int_0^\infty q^{r1}(\rho) (1+a_1 e^{-j(\beta(\rho)+\beta_1)2a}) E_{\tilde{y}}^1(\rho) d\rho \\ & + \int_0^\infty q^{r2}(\rho) (1+a_1 e^{-j(\beta(\rho)+\beta_1)2a}) E_{\tilde{y}}^2(\rho) d\rho = \int_0^\infty q_1^t(\rho) E_{\tilde{y}}^1(\rho) d\rho + \int_0^\infty q_2^t(\rho) E_{\tilde{y}}^2(\rho) d\rho \end{aligned} \right. \quad (\text{II.35})$$

$$\left\{ \begin{aligned} & (1-a_1) H_{\tilde{y}}^1 - \sum_n a_n (1-a_1 e^{-j(\beta_n+\beta_1)2a}) H_{\tilde{y}}^n - \int_0^\infty q^{r1}(\rho) (1-a_1 e^{-j(\beta(\rho)+\beta_1)2a}) H_{\tilde{y}}^1(\rho) d\rho \\ & - \int_0^\infty q^{r2}(\rho) (1-a_1 e^{-j(\beta(\rho)+\beta_1)2a}) H_{\tilde{y}}^2(\rho) d\rho = \int_0^\infty q_1^t(\rho) H_{\tilde{y}}^1(\rho) d\rho + \int_0^\infty q_2^t(\rho) H_{\tilde{y}}^2(\rho) d\rho \end{aligned} \right.$$

La plupart des termes apparaissant dans ces relations a été définie lors de l'étude de la discontinuité de base. La condition de résonance est implicite, puisque contenue essentiellement dans les termes du type $e^{-j(\beta_n+\beta_1)2a}$, $e^{-j(\beta(\rho)+\beta_1)2a}$ etc....

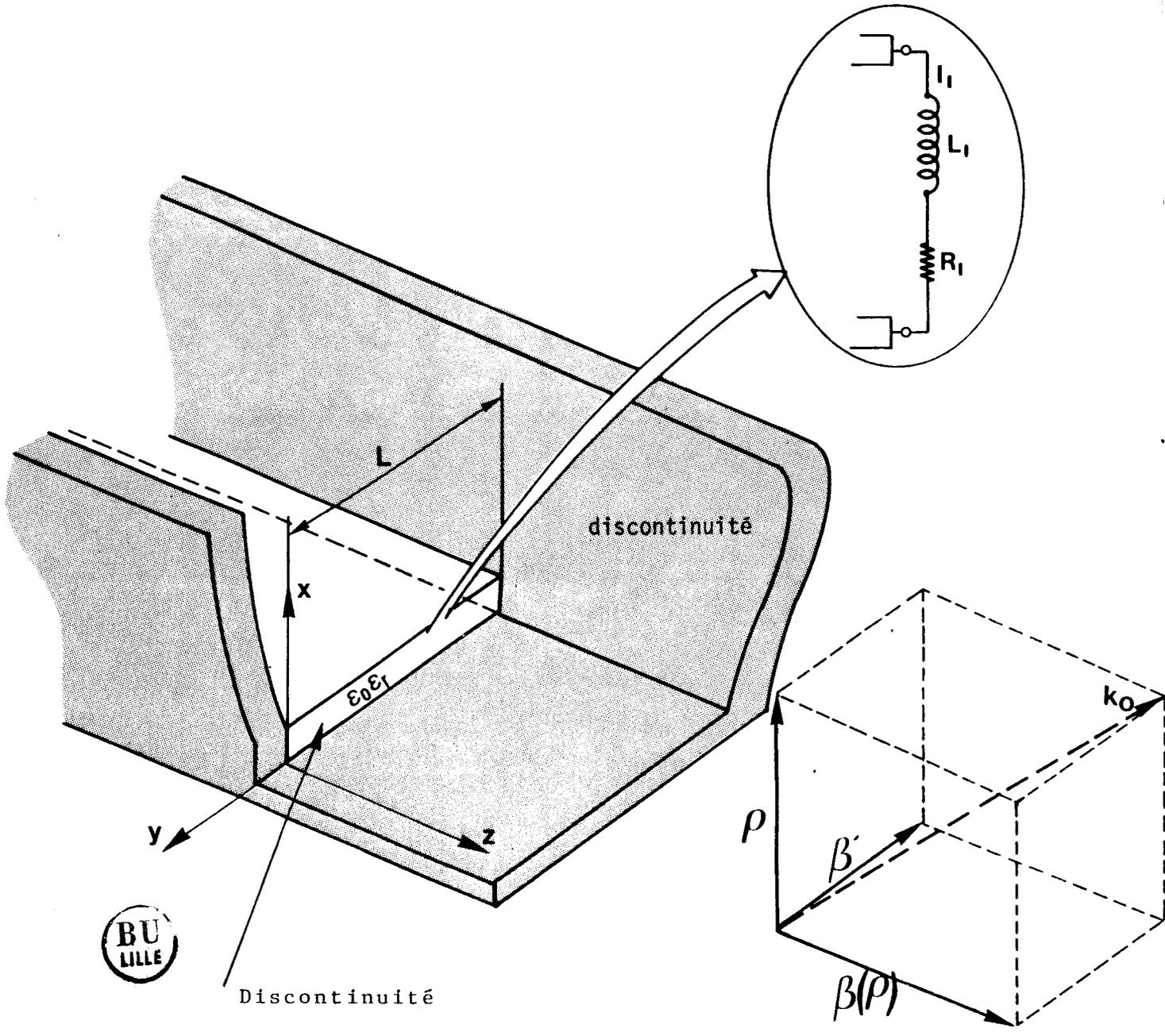


FIGURE II.17 : Circuit équivalent à la discontinuité de base

Comme pour la discontinuité simple, l'application des suites de NEUMANN permet de connaître la solution d'un tel système d'équations intégrales. Cependant, on comprendra aisément que cela n'est obtenu qu'au prix d'un effort numérique important.

Cet effort ne se justifie que si les deux modèles diffèrent de manière notable dans leurs résultats. En fait, pour des rapports a/b supérieurs ou égaux à 1 qui correspondent aux cas rencontrés dans la pratique, nous n'avons pas constaté d'écart entre les solutions stabilisées. Ceci nous permet d'affirmer que dans la plupart des cas, le modèle circuit du résonateur est suffisant pour déterminer les caractéristiques de propagation du guide image.

Outre la fréquence de résonance définie par les équations (II.34) il est intéressant de connaître la valeur du coefficient de surtension du résonateur ouvert puisqu'il nous indiquera les pertes effectives du guide lors de la propagation de modes à fuites.

Pour calculer ce coefficient de surtension Q_p , il est nécessaire de déterminer, d'une part, l'énergie emmagasinée par le résonateur, d'autre part, l'énergie perdue par rayonnement au cours d'une période.

La figure II.17 présente le schéma de principe à partir duquel est construit le calcul.

E représente l'énergie emmagasinée par le mode résonant dans le résonateur.

E_{SI} et E_{SII} sont les énergies stockées par les modes évanescents au voisinage de chacune des discontinuités, $\mathcal{E}E_1$ et $\mathcal{E}E_2$ les énergies rayonnées par les deux discontinuités.

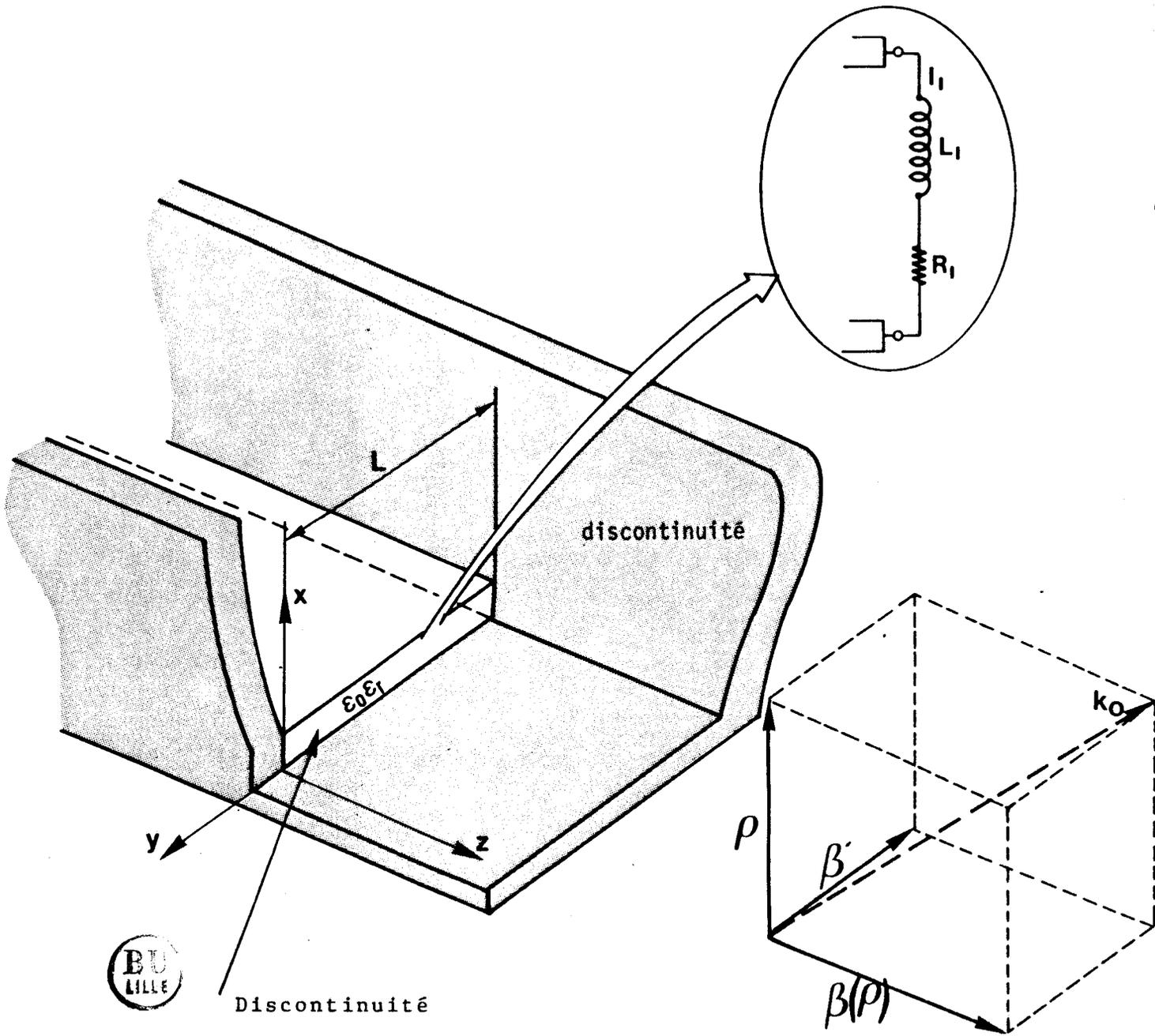


FIGURE II.17 : Circuit équivalent à la discontinuité de base

Dans ces conditions, le coefficient de surtension de rayonnement s'exprime comme :

$$Q_p = 2\pi \frac{E + E_{sI} + E_{sII}}{\delta E_I + \delta E_{II}} \quad (\text{II.36})$$

Nous allons déterminer chacun des termes de cette équation.

Pertes par rayonnement $\delta E_I, \delta E_{II}$

Le mode résonant se propage en véhiculant une énergie égale à $E/2$ vers la discontinuité I. Seule la part de cette énergie comprise entre $z = 0$ et $z = -v_{g2}T$ interagit avec la discontinuité I durant une période. Les pertes d'énergie par période dues au rayonnement sur la discontinuité I seront donc données par l'expression :

$$\delta E_I = \frac{E}{2} \frac{v_{g2} T}{2a} (1 - |a_{1I}|^2) \quad (\text{II.37a})$$

De la même manière, nous aurons :

$$\delta E_{II} = \frac{E}{2} \frac{v_{g2} T}{2a} (1 - |a_{1II}|^2) \quad (\text{II.37b})$$

Il nous faut maintenant déterminer l'énergie stockée par les modes évanescents au voisinage de chacune des discontinuités.

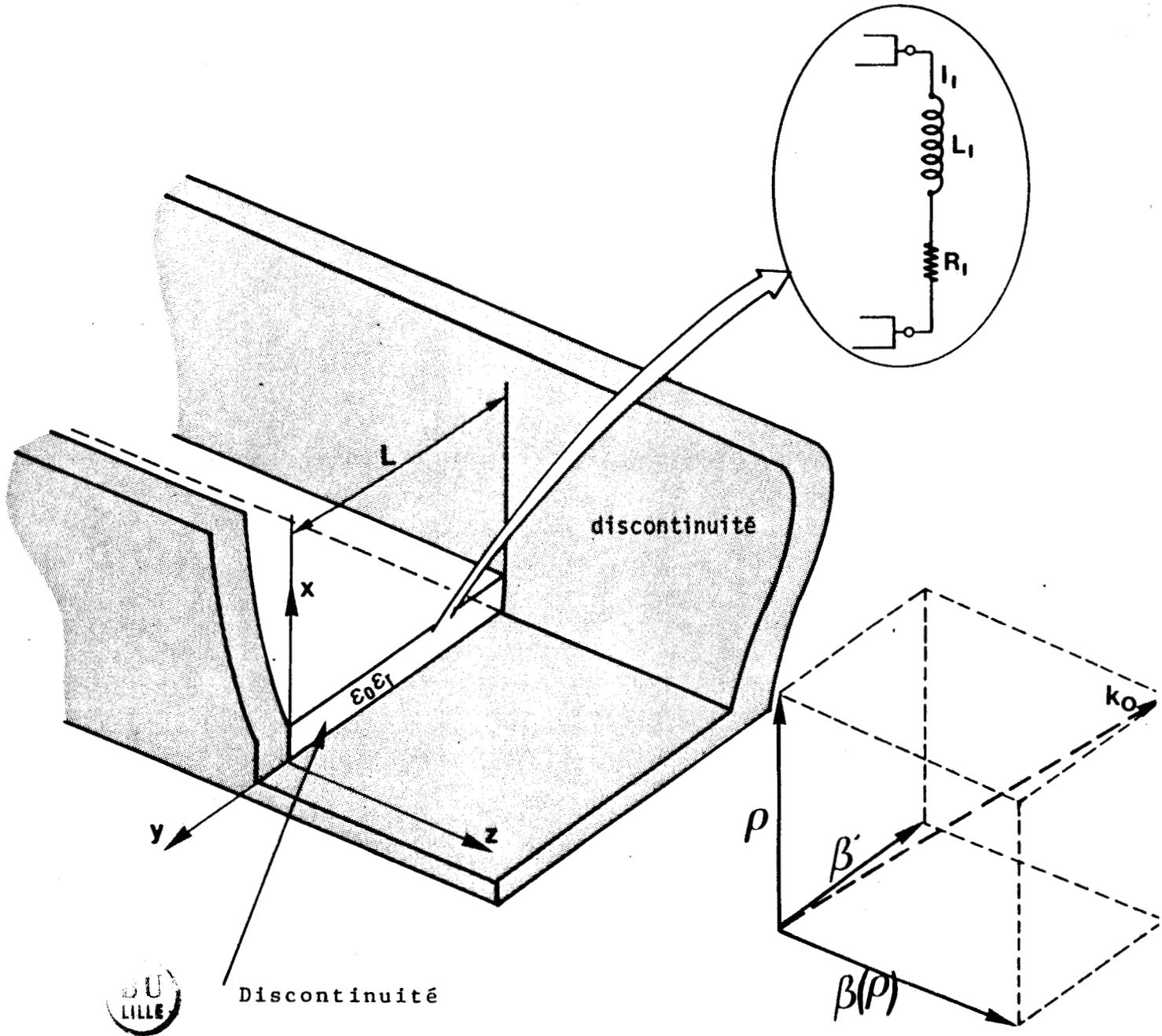


FIGURE II.17 : Circuit équivalent à la discontinuité de base

Energie stockée au voisinage des discontinuités

Pour effectuer ce calcul, il est intéressant de reprendre le modèle "circuit" du résonateur. Comme l'indique la figure II.17, chaque discontinuité peut être représentée par un dipôle constitué d'une résistance et d'une inductance en série, la résistance simulant les pertes par rayonnement.

Dans ces conditions, nous aurons par exemple pour la première discontinuité :

$$\xi = r_I + j\omega l_I = \frac{1 + a_{1I}}{1 - a_{1I}}$$

L'énergie stockée l'est dans l'inductance et l'on peut écrire :

$$E_{SI} = \frac{1}{2} |L_I| |i_I|^2$$

L'énergie rayonnée s'exprimant alors comme :

$$\delta E_I = \frac{1}{2} R_I |i_I|^2$$

On peut donc exprimer E_{SI} en fonction de δE_I et donc connaître l'énergie stockée à partir des paramètres électromagnétiques calculés précédemment. Il vient :

$$E_{SI} = \delta E_I \frac{|L_I|}{R_I T}$$

$$E_{SI} = E \frac{N_g z}{2aw} |Im(a_{1I})| \tag{II.38a}$$

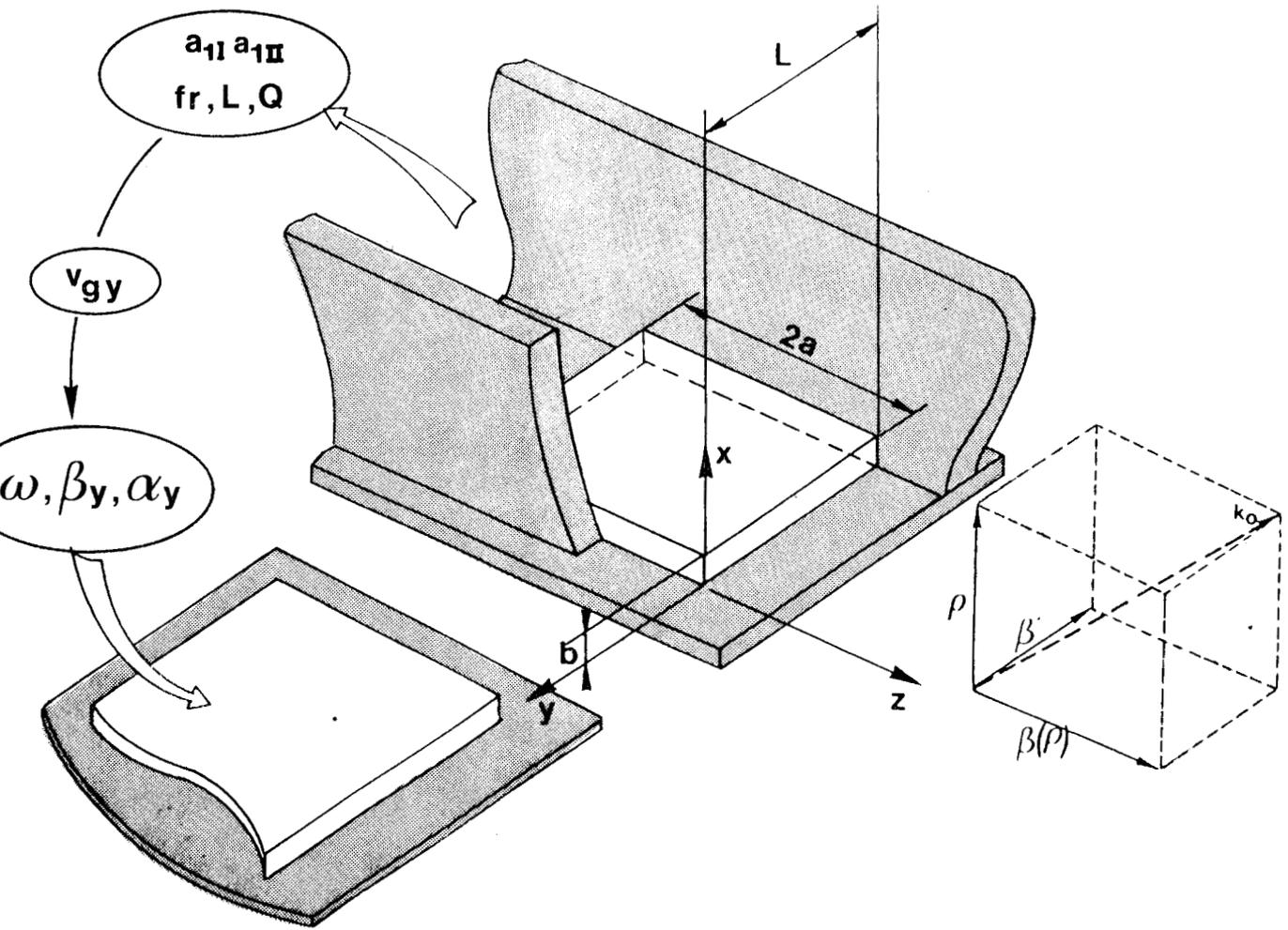


FIGURE II.18 : Passage des caractéristiques du résonateur à celles du guide image

De la même manière :

$$E_{SII} = E \frac{v_{gz}}{2a\omega} \left| \mathcal{J}_m(a_{2I}) \right| \quad (II.38b)$$

A partir des équations (II.36), (II.37a et (II.38), on peut alors donner le coefficient de surtension du résonateur

$$Q_p = 2\pi \frac{E + E_{S_I} + E_{S_{II}}}{\delta E_I + \delta E_{II}}$$

$$Q_p = \frac{4a\omega}{v_{gz}} \left[1 + \frac{v_{gz}}{2a\omega} \left(\left| \mathcal{J}_m(a_{1I}) + \mathcal{J}_m(a_{1II}) \right| / (2 - |a_{1I}|^2 - |a_{1II}|^2) \right) \right]$$

Comme nous l'avons précisé en introduction à cette deuxième partie, le fait d'avoir caractérisé totalement le résonateur va nous permettre de déterminer les caractéristiques du guide image associé ; c'est ce que nous nous proposons d'illustrer dans le prochain paragraphe.

II.3.6.2 Le guide image : résultats de l'étude par la théorie de la résonance transverse

Puisque nous disposons de l'évolution de la fréquence de résonance et du coefficient de surtension de rayonnement en fonction des paramètres géométriques (a, b, L) et constitutifs (ϵ, μ) du résonateur, nous pouvons simplement en déduire le diagramme de dispersion ($\omega, \beta = \beta_y - j\alpha_y$) du guide image associé. La figure II.18 présente la démarche utilisée.

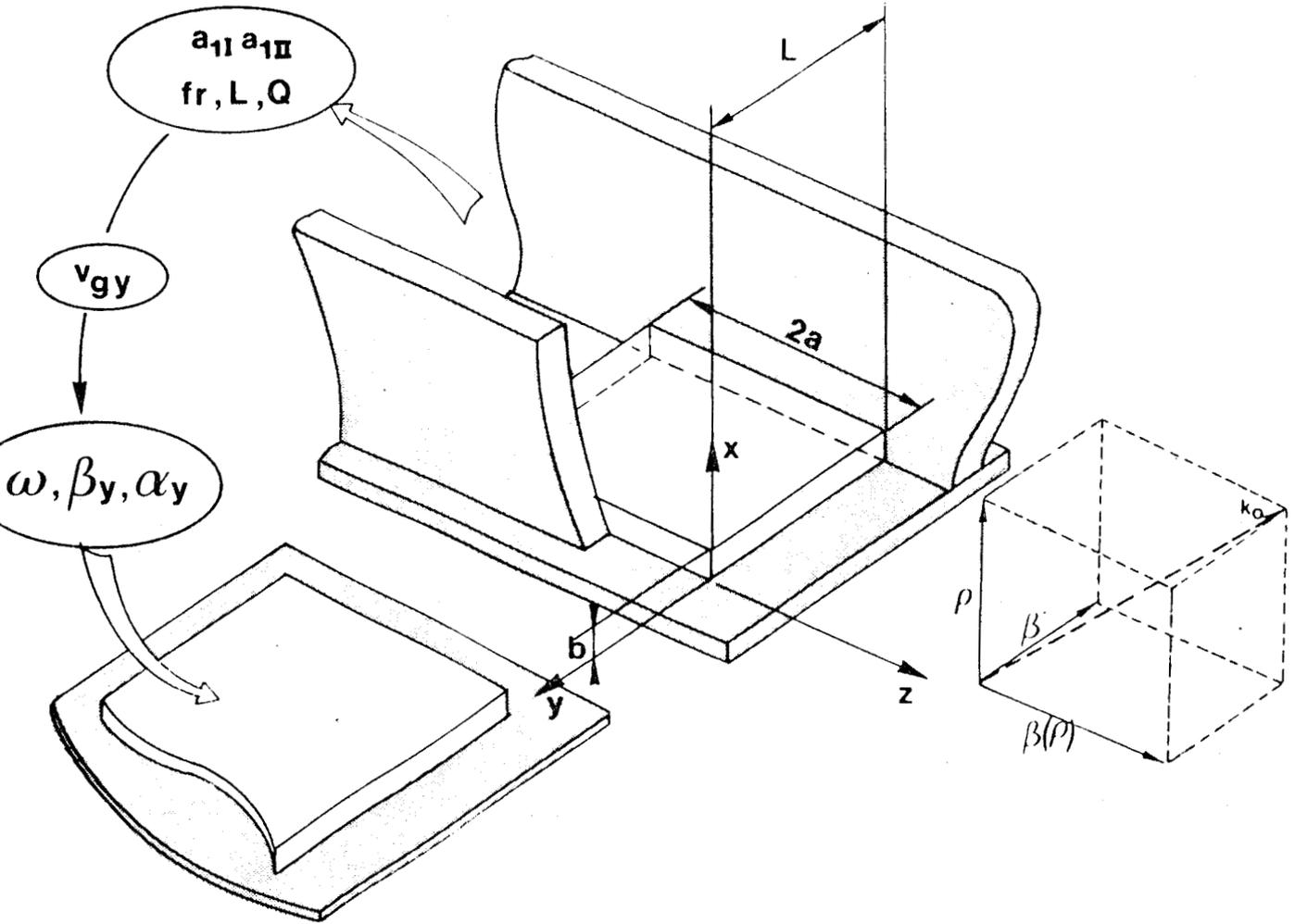


FIGURE II.18 : Passage des caractéristiques du résonateur à celles du guide image



Les caractéristiques du guide étant fixées (2a, b, ϵ , μ), on fixe L puis l'on cherche la fréquence de résonance f_r du résonateur ainsi constitué. Nous avons alors :

$$\begin{cases} \omega = 2\pi f_r \\ \beta_y = \frac{\pi}{L} \end{cases}$$

Au cours de ce calcul, nous avons déterminé a_{1I} et a_{1II} ainsi que la vitesse de groupe $\frac{\partial \omega}{\partial \beta_y}$. Nous pouvons donc connaître le coefficient de surtension de rayonnement du résonateur Q_p à partir duquel nous recalculons α_y .

$$\alpha_y = - \frac{\text{Log} \left(1 - \frac{2\pi}{Q_p} \right) \cdot f_r}{2 \frac{\partial \omega}{\partial \beta_y}}$$

Notre propos étant de mettre en évidence la propagation d'ondes de fuite, l'atténuation calculée ici correspond uniquement aux pertes par rayonnement. Pour compléter la caractérisation du guide image, il faudrait, bien entendu y rajouter les pertes dans les matériaux (pertes diélectriques, pertes dans le plan métallique), celles-ci étant obtenues par exemple par application d'une méthode de perturbation au premier ordre. Remarquons que cette détermination n'a d'intérêt que pour les modes de surface guidés, car, dans le cas des modes à fuites, les pertes dans les matériaux sont négligeables comparées au rayonnement.

Afin de permettre un passage biunivoque du résonateur au guide image, il est nécessaire enfin de faire correspondre les cartes de champ des deux structures, c'est-à-dire de savoir quel est le mode du guide en U dont il faut étudier la résonance pour obtenir un mode précis du guide image.

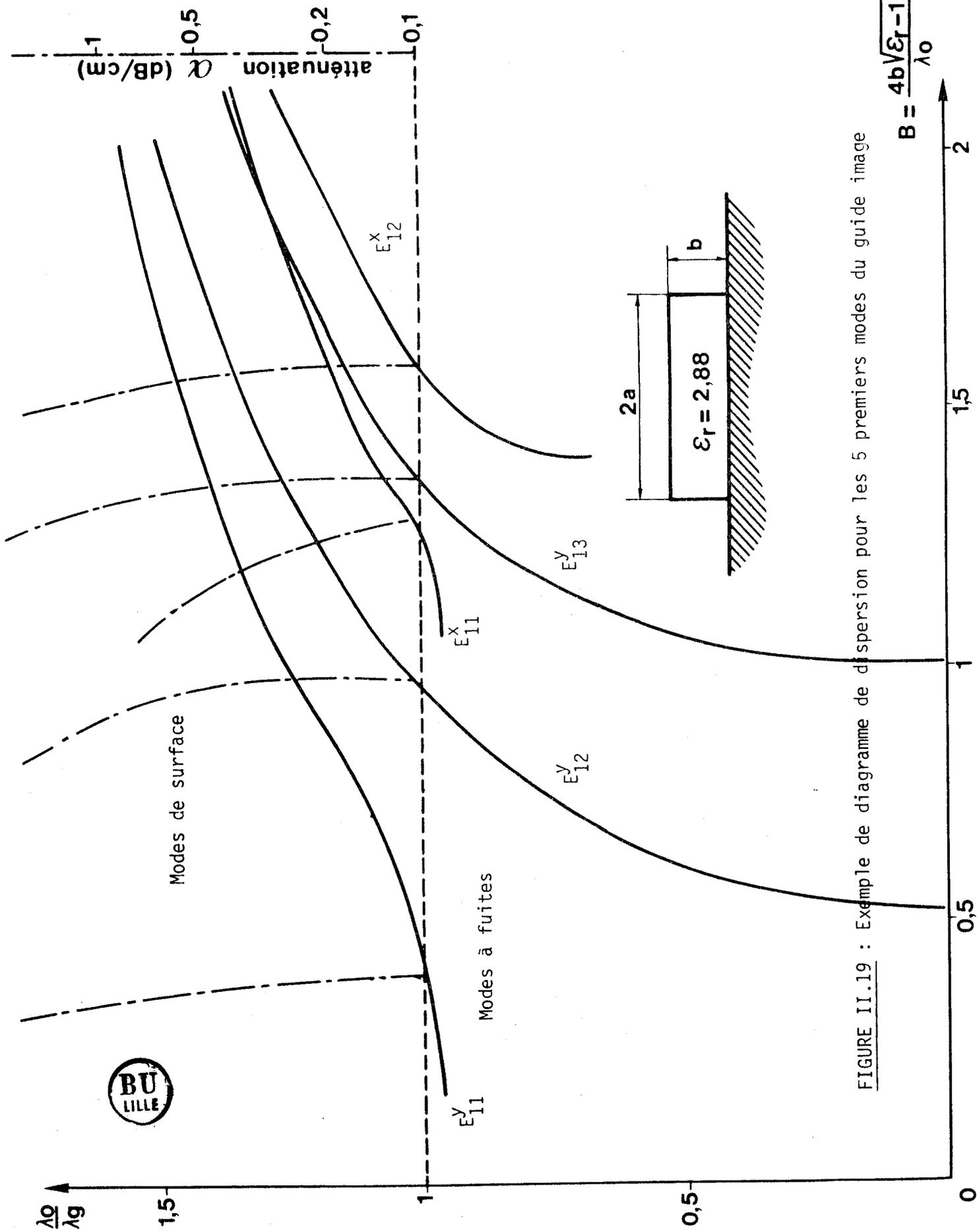


FIGURE II.19 : Exemple de diagramme de dispersion pour les 5 premiers modes du guide image



Cette correspondance entre modes est la suivante :

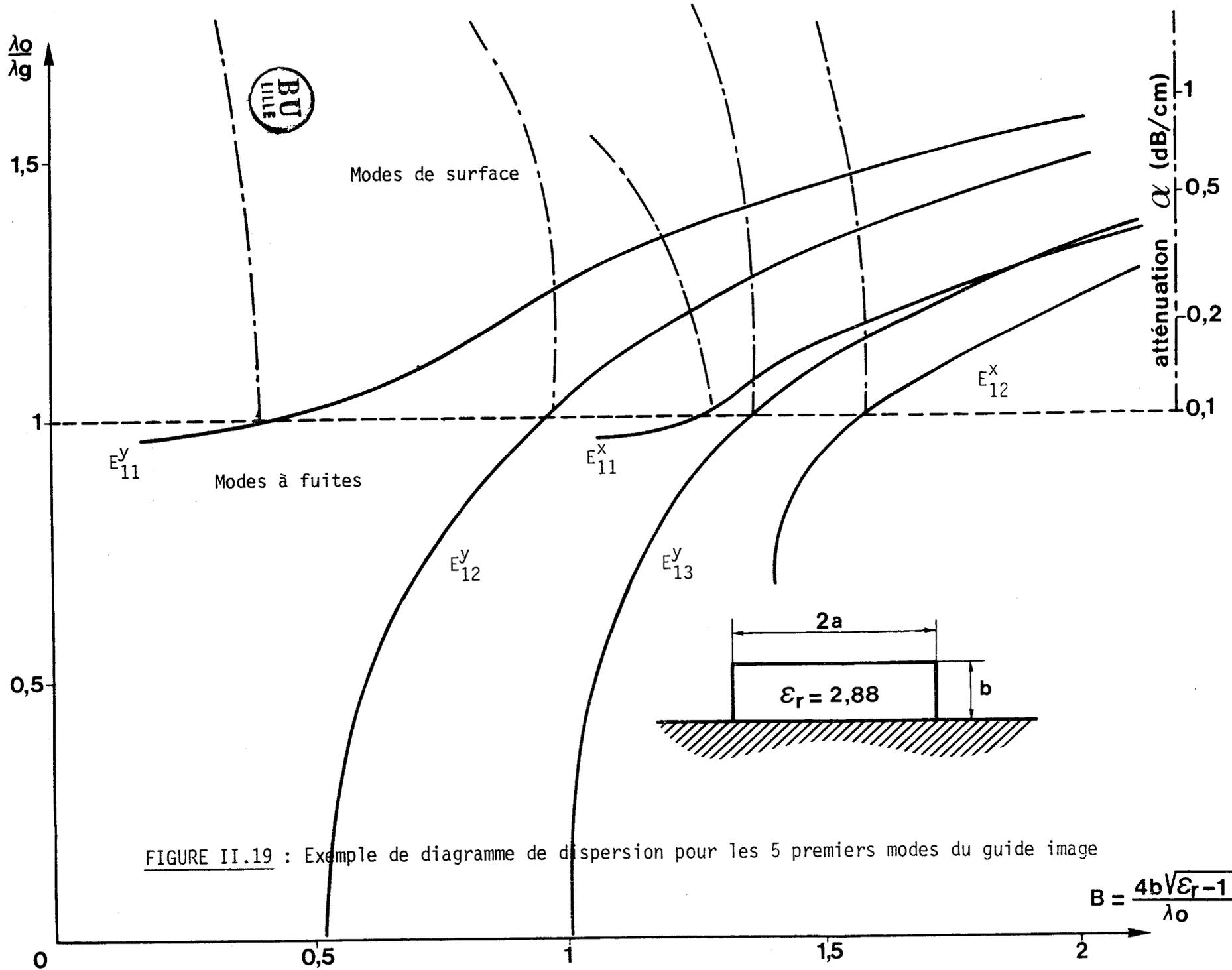
Résonateur guide en U	Résonateur guide image
HE_{1mn}	E_{mn1}^y
EH_{1mn}	E_{mn1}^x

Ces considérations faites, nous pouvons donner un exemple de résultat obtenu par exploitation de la méthode. La figure II.19 présente un diagramme de dispersion complet pour les cinq premiers modes d'un guide image réalisé dans un matériau de faible permittivité diélectrique ($\epsilon_r = 2.88$).

Nous pouvons observer ce diagramme en faisant référence à la présentation générale sur les guides ouverts faite au début de ce deuxième chapitre.

Pour la partie du diagramme telle que $\frac{\lambda_0}{\lambda_g} > 1$, les modes se comportent comme de classiques modes de surface et nous pourrons ultérieurement comparer les caractéristiques trouvées à celles publiées antérieurement ou aux résultats obtenus dans la première partie de ce mémoire.

Dans la zone où $\frac{\lambda_0}{\lambda_g} < 1$, les modes du guide image sont des modes à fuites qui, en se propageant, perdent de l'énergie par couplage au spectre continu.



On peut noter un comportement différent suivant que le mode est un mode fondamental (E_{11}^y, E_{11}^x) ou un mode supérieur. Observons par exemple les modes E_{11}^y et E_{12}^y : alors que la caractéristique du mode fondamental se stabilise au voisinage de $\frac{2c}{2g} = 1$, celle du mode supérieur décroît rapidement et tend vers 0.

Pour ces modes à fuites, nous avons également fait figurer sur le même graphique la variation du coefficient α_y avec la fréquence, nous voyons que dès que l'on passe la limite $v = c \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g} = 1 \right)$, ces pertes croissent rapidement et ce, quelque soit le mode. On peut se rendre compte de cette variation rapide du mode de fonctionnement en se reportant à la figure II.20 qui représente, dans le plan complexe, pour un guide donné, la variation du coefficient de réflexion de la discontinuité de base à partir de laquelle est construite la résonance.

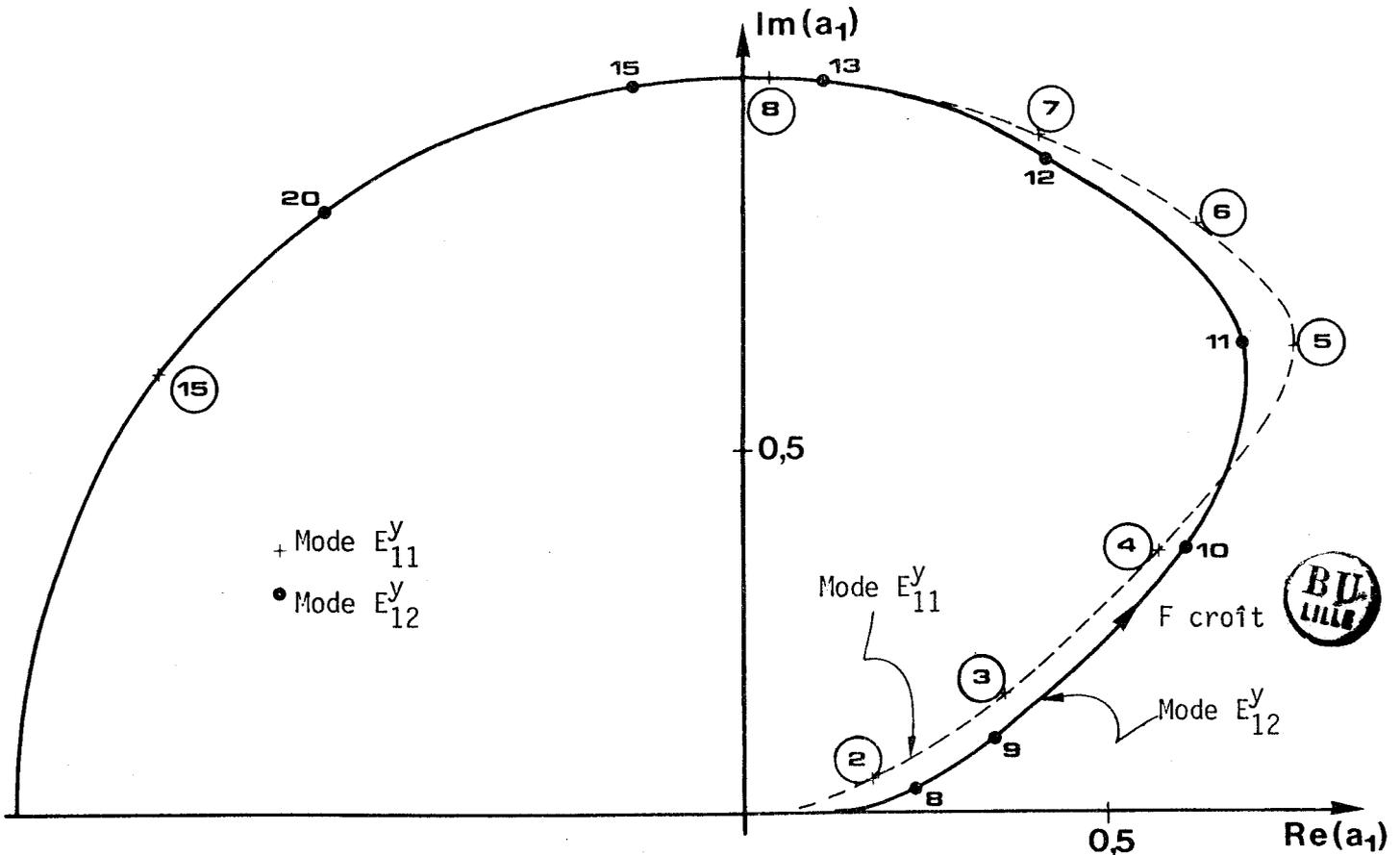


FIGURE II.20 : Variation du coefficient de réflexion de la discontinuité de base dans le plan complexe pour le guide tel que $a = 10\text{mm}$, $b = 5\text{mm}$, $\epsilon_r = 2.88$

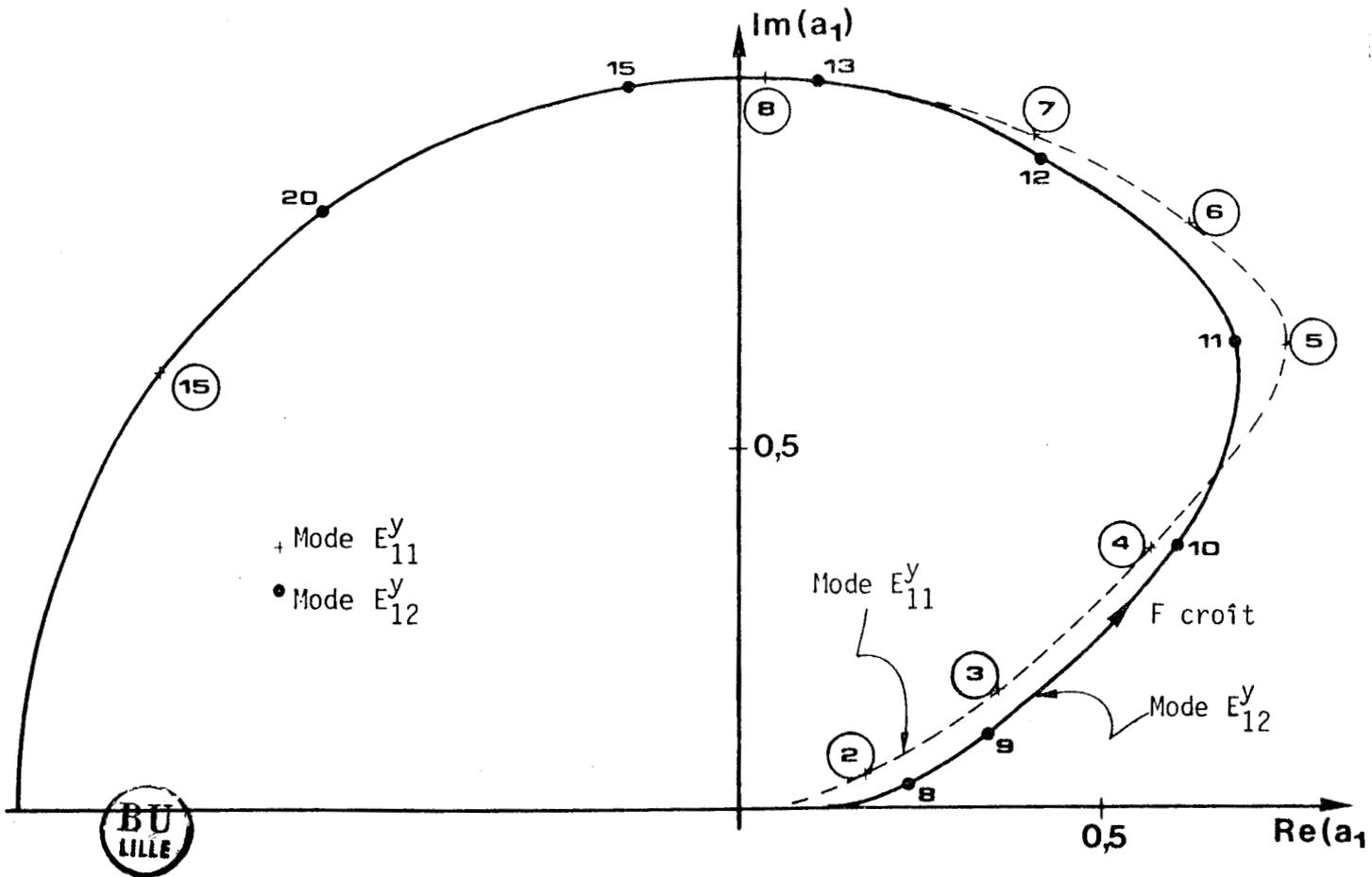


FIGURE II.20 : Variation du coefficient de réflexion de la discontinuité de base dans le plan complexe pour le guide tel que $a = 10\text{mm}$, $b = 5\text{mm}$, $\epsilon_r = 2.88$

On peut observer que dès que la caractéristique "quitte" le cercle de rayon 1, le module du coefficient de réflexion décroît rapidement et tend vers zéro. Sur la figure II.19, nous avons limité les caractéristiques en fréquence au dernier point que l'on peut facilement obtenir d'un point de vue numérique et l'on peut se demander, notamment pour les modes fondamentaux, s'il existe une fréquence de coupure pour le mode à perte. La condition de résonance étant donnée par la relation

$$\phi_D - \beta_0 W = 0$$

où ϕ_D est la phase du coefficient de réflexion de la discontinuité de base,

β_0 la constante de propagation dans le guide en "U" partiellement rempli de diélectrique et W la largeur du guide image.

On voit que l'on trouvera toujours une valeur de W satisfaisant au problème tant que ϕ_D sera différent de zéro sauf si le guide en U est sous coupure. Pour les grandes valeurs de L, ce guide en U partiellement rempli de diélectrique est identique à un guide plan diélectrique et la coupure sera celle du mode du guide plan correspondant.

Pour caractériser complètement les modes de fuite, il convient également de déterminer la direction privilégiée vers laquelle le guide perd de l'énergie. En terme d'antenne, il s'agit de déterminer le diagramme de rayonnement d'une source élémentaire, cette source élémentaire étant ici un élément de longueur dz du guide image.

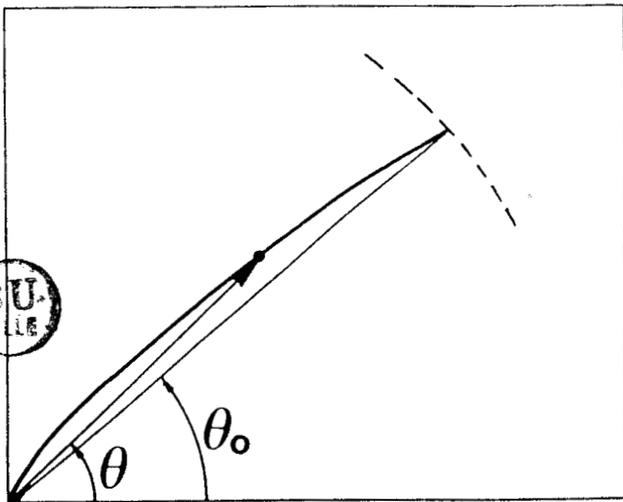
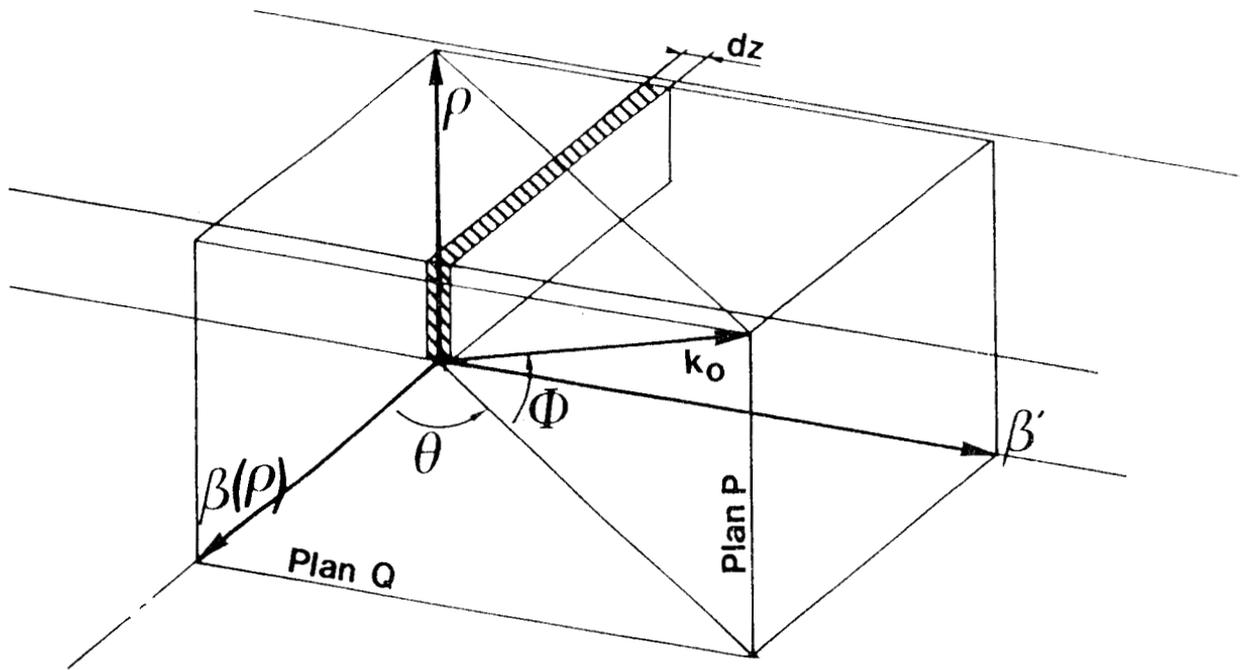


Diagramme plan Q

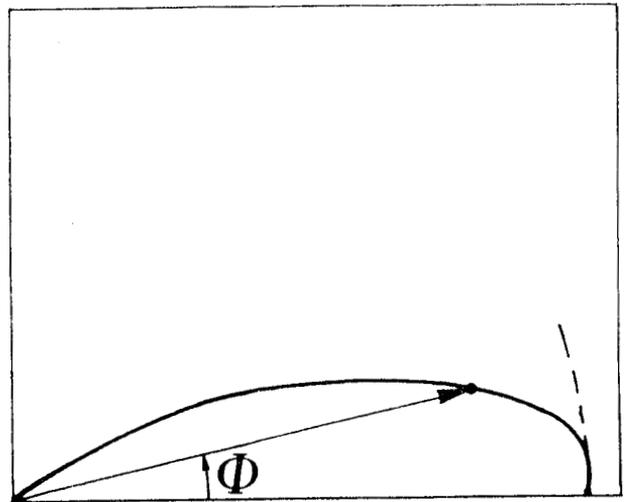


Diagramme plan P

FIGURE II.21 : Rayonnement d'un élément de longueur dz dans le cas d'une propagation du type mode à fuites dans le guide image

Ceci est relativement facile à faire à partir des résultats de l'étude théorique puisque nous disposons à chaque fréquence des constantes de propagation dans chacun des milieux.

Ainsi, à fréquence fixée, on construit \vec{k}_0 à partir de $\vec{\beta}$, $\vec{\beta}'$ et $\vec{\beta}(\rho)$.

Afin de simplifier la représentation nous avons choisi de présenter ce diagramme de rayonnement suivant deux coupes : une coupe par le plan Q contenant $\vec{\beta}(\rho)$ et $\vec{\beta}'$, une coupe par le plan π , orthogonal au plan Q et contenant \vec{k}_0 . La figure II.21 présente un exemple de cette construction. Bien que le problème de la conception d'antennes à ondes progressives ne soit pas l'objectif de ce travail, on voit que la méthode mise en oeuvre pourra ultérieurement être reprise dans cet esprit puisqu'à partir du rayonnement de la "source élémentaire" il devient relativement facile de connaître celui d'un ensemble de ces sources.

L'exploitation théorique de cette nouvelle méthode de caractérisation du guide image étant faite, nous nous devons de valider les résultats obtenus, par comparaison, d'une part, avec les autres modèles théoriques proposés dans la littérature, d'autre part avec l'expérience. C'est un résumé de cette phase de validation que nous allons présenter maintenant.

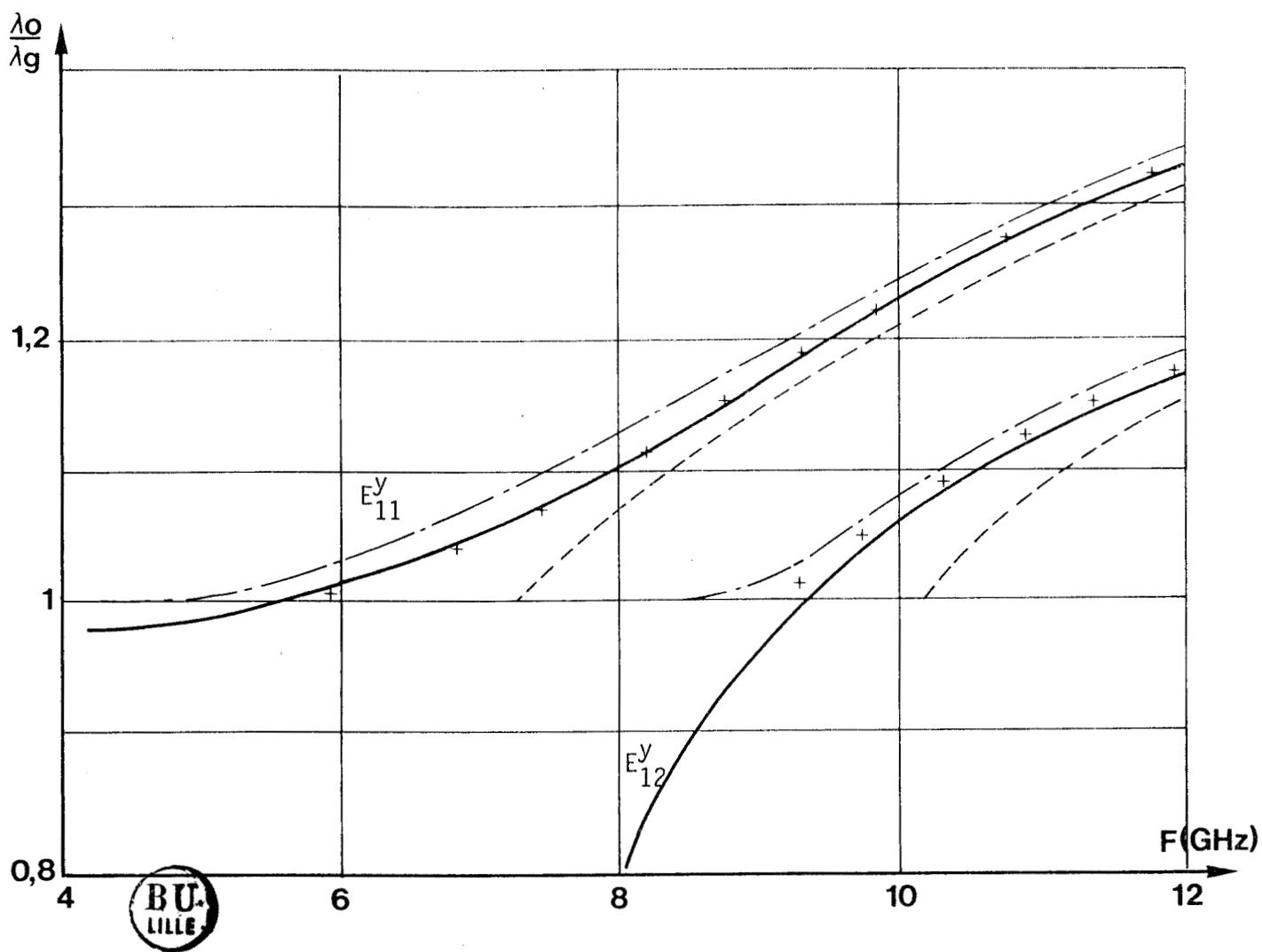


FIGURE II.22 : Comparaison entre les différentes approches théoriques

a = 10mm
b = 5mm
 $\epsilon_r = 2.88$

— · — KNOX-TOULIOS
- - - MARCATILLI
— — — Résonance transverse
+ Collocation elliptique

II.3.7 Validation des résultats obtenus par la méthode de la résonance transverse

II.3.7.1 Modes de surface guidés

Nous présentons figure II.22 la comparaison entre les modèles de KNOX-TOULIOS, d'une part, de MARCATILLI d'autre part, les résultats de l'étude en collocation elliptique (cf. 1ère partie) et ceux obtenus par la méthode de la résonance transverse. Nous pouvons observer une bonne concordance entre les résultats obtenus par les deux dernières approches, et donc, comme il fallait s'y attendre à une différence notable avec les résultats issus de l'exploitation des modèles analytiques, cette différence étant très sensible au voisinage de la fréquence de coupure des modes.

La figure II.23 présente une comparaison théorie-expérience pour les deux modes E_{11}^Y et E_{12}^Y dans la zone où ceux-ci sont guidés ($\frac{\lambda_0}{\lambda_g} \gg 1$).

L'expérience a été menée à partir des méthodes de mesure exposées dans la première partie de ce mémoire. Nous constatons un très bon accord entre prédictions théoriques et résultats expérimentaux démontrant ainsi la validité des développements théoriques que nous venons de faire.

Nous avons jusqu'alors présenté des résultats concernant les guides réalisés dans des matériaux de faible permittivité car ce sont sur ces guides qu'il nous a été donné d'observer les effets parasites qui nous ont engagé à faire ces études.

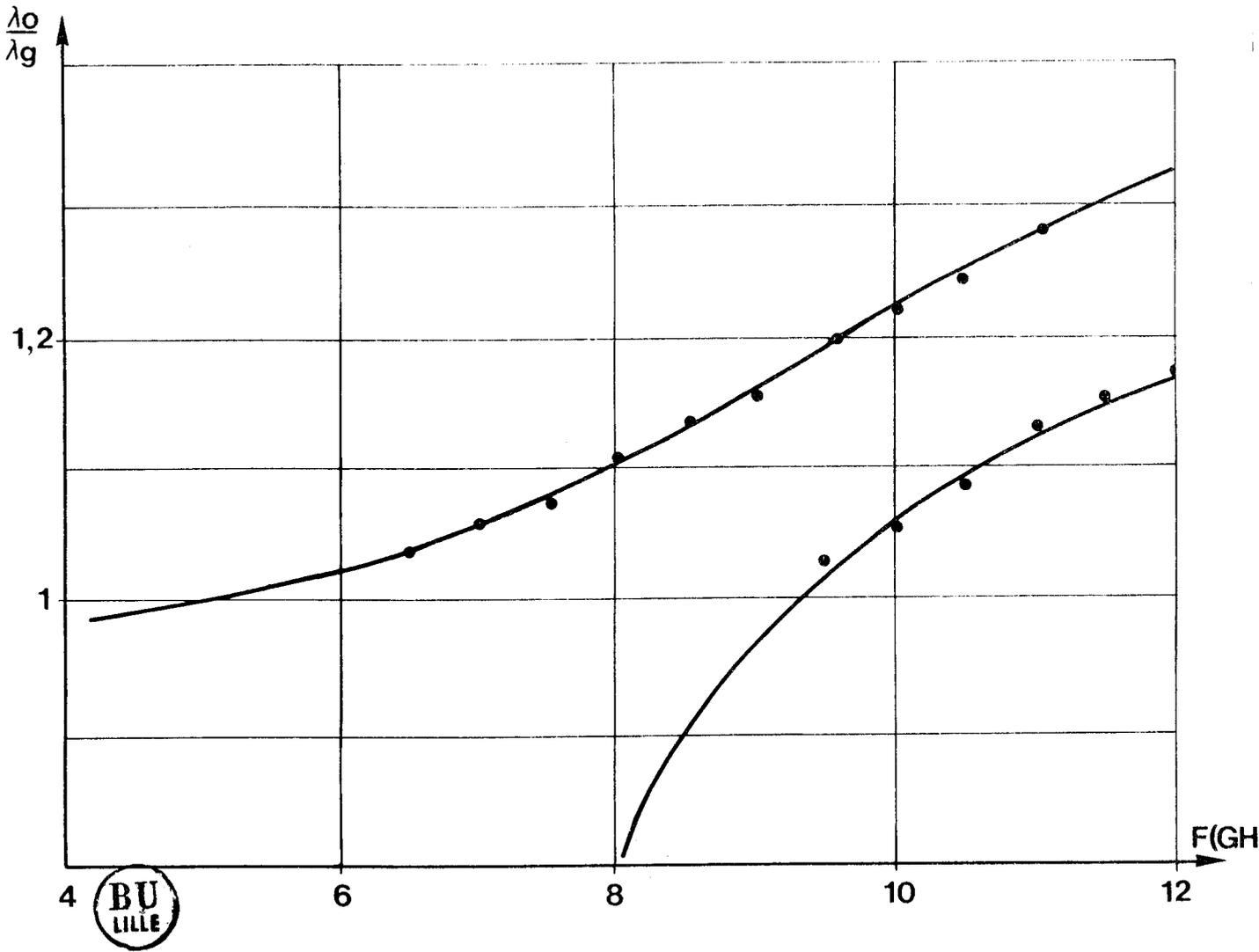


FIGURE II.23 : Comparaison théorie-expérience

a = 10mm
b = 5mm
 $\epsilon_r = 2.88$

— Modèle théorique (méthode de la résonance transverse)
• Points expérimentaux

Néanmoins nous avons aussi exploité notre méthode sur des guides réalisés dans des matériaux de forte permittivité. Ceci nous a permis de mettre à jour des problèmes numériques notamment au niveau de la convergence du calcul lors de la recherche d'une solution stabilisée à partir de la solution d'ordre 1.

En effet, à l'ordre 1, si la phase du coefficient de réflexion calculé pour la discontinuité de base semble évoluer normalement, le module de ce même coefficient est toujours supérieur à un. Ceci peut être lié au fait que l'approximation d'ordre 1 ne constitue plus dans ce cas un point de départ valable pour le processus itératif. Physiquement, cette hypothèse peut être reliée au fait que lorsque la discontinuité sépare deux milieux d'indice très différent, on ne peut plus négliger, comme nous le faisons dans un premier temps, l'influence des modes guidés et continus réfléchis vis-à-vis des modes transmis.

On peut aussi imaginer, qu'en dépit des précautions prises lors de la description numérique du spectre continu, les choix faits ne soient pas optimaux. Nous avons essayé quelques vérifications élémentaires sans vraiment pouvoir conclure. Une vérification complète de cette hypothèse serait en fait très coûteuse en temps calcul et pratiquement en marge de notre étude.

Etant donnée la nécessité de réaliser une adéquation entre l'intérêt des résultats obtenus et les moyens mis en oeuvre, nous avons néanmoins appliqué la méthode d'ordre 1 à la caractérisation de guides images réalisés dans des matériaux de forte permittivité. Ceci se justifiait par le fait que la phase du coefficient de réflexion semblait avoir un "comportement normal" en comparaison avec les études antérieures.

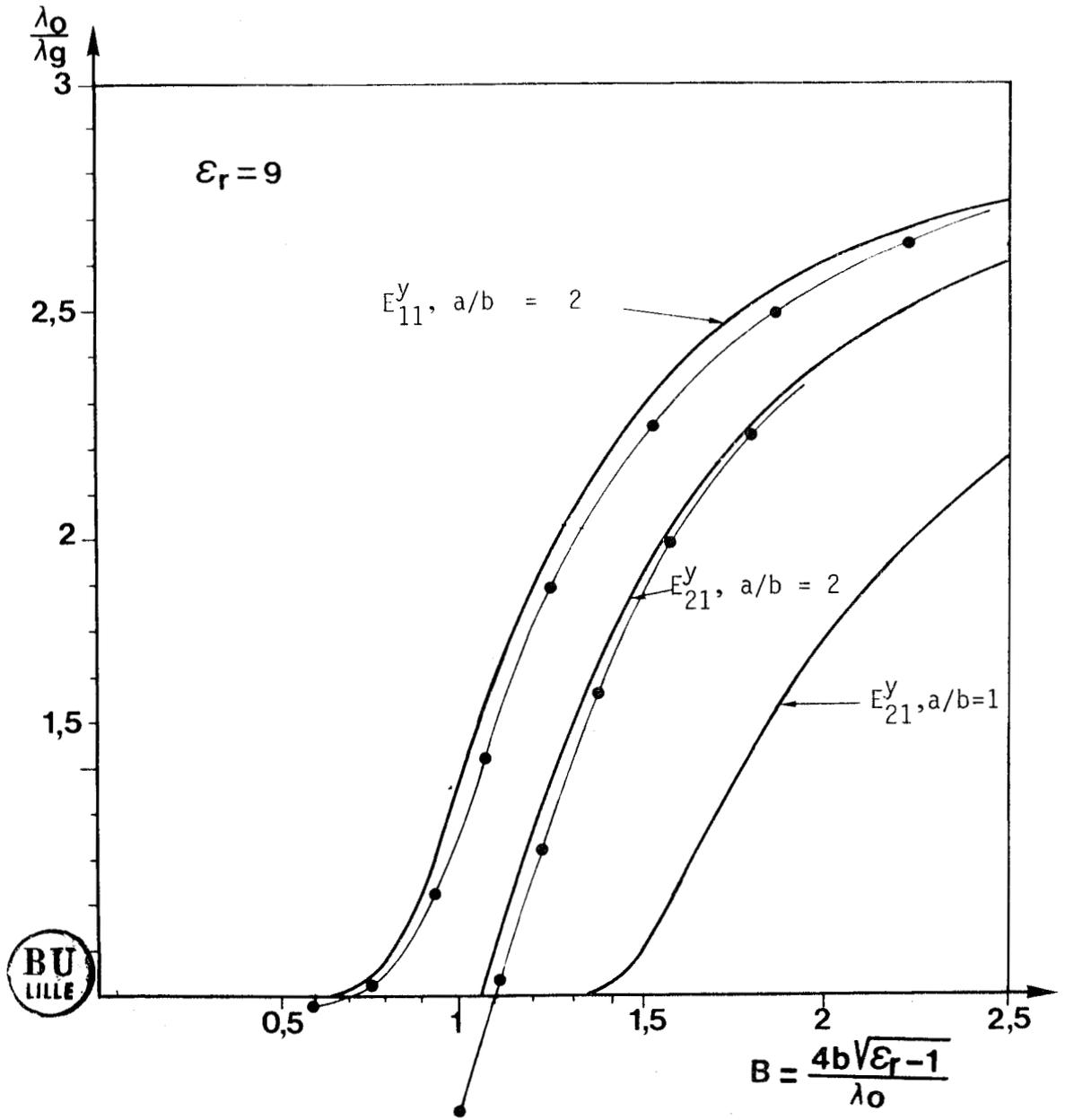


FIGURE II.24 : Comparaison entre la méthode de la résonance transverse et la collocation elliptique pour un guide réalisé dans un matériau de forte permittivité

Nous présentons figure II.24, une comparaison entre les résultats obtenus par la méthode de la résonance transverse limitée à l'ordre 1 et ceux issus de la méthode de collocation en coordonnées elliptiques. Rappelons que dans la première partie nous avons montré que l'application de cette méthode débouchait sur des résultats en bon accord avec l'expérience. Nous pouvons constater une bonne concordance entre les prédictions théoriques issues des deux approches.

En fait, pour la partie modes guidés et pour des guides relativement plats ($a/b \gg 1$) l'approximation d'ordre 1 est largement suffisante pour la détermination du diagramme de dispersion des modes du guide image. Cette constatation a pu être vérifiée expérimentalement et ce jusque $\frac{\lambda_0}{\lambda_g} = 1$ pour des guides réalisés dans des matériaux dont la permittivité relative variait de 2,88 à 11.

Etant donnée la rapidité d'obtention d'un point du diagramme ($< 30s$ sur un IRIS 80) la méthode de la résonance transverse limitée à l'ordre "1" constitue, à notre sens, un bon compromis entre les méthodes purement numériques et les méthodes analytiques. Par rapport à la méthode de collocation, cette méthode est beaucoup mieux adaptée à la détermination de tous les modes du guide (même d'ordre élevé), et présente de plus, l'intérêt de pouvoir caractériser chacun d'eux au voisinage de leur fréquence de coupure ($\frac{\lambda_0}{\lambda_g} \neq 1$) et ce, de manière relativement précise comme nous avons pu le vérifier expérimentalement.

La validation de notre modèle ne peut être complète que si l'on tente également une vérification expérimentale des caractéristiques de dispersion des modes dans la partie du diagramme correspondant aux ondes de fuite. Nous allons exposer maintenant les essais faits pour mener à bien cette vérification.

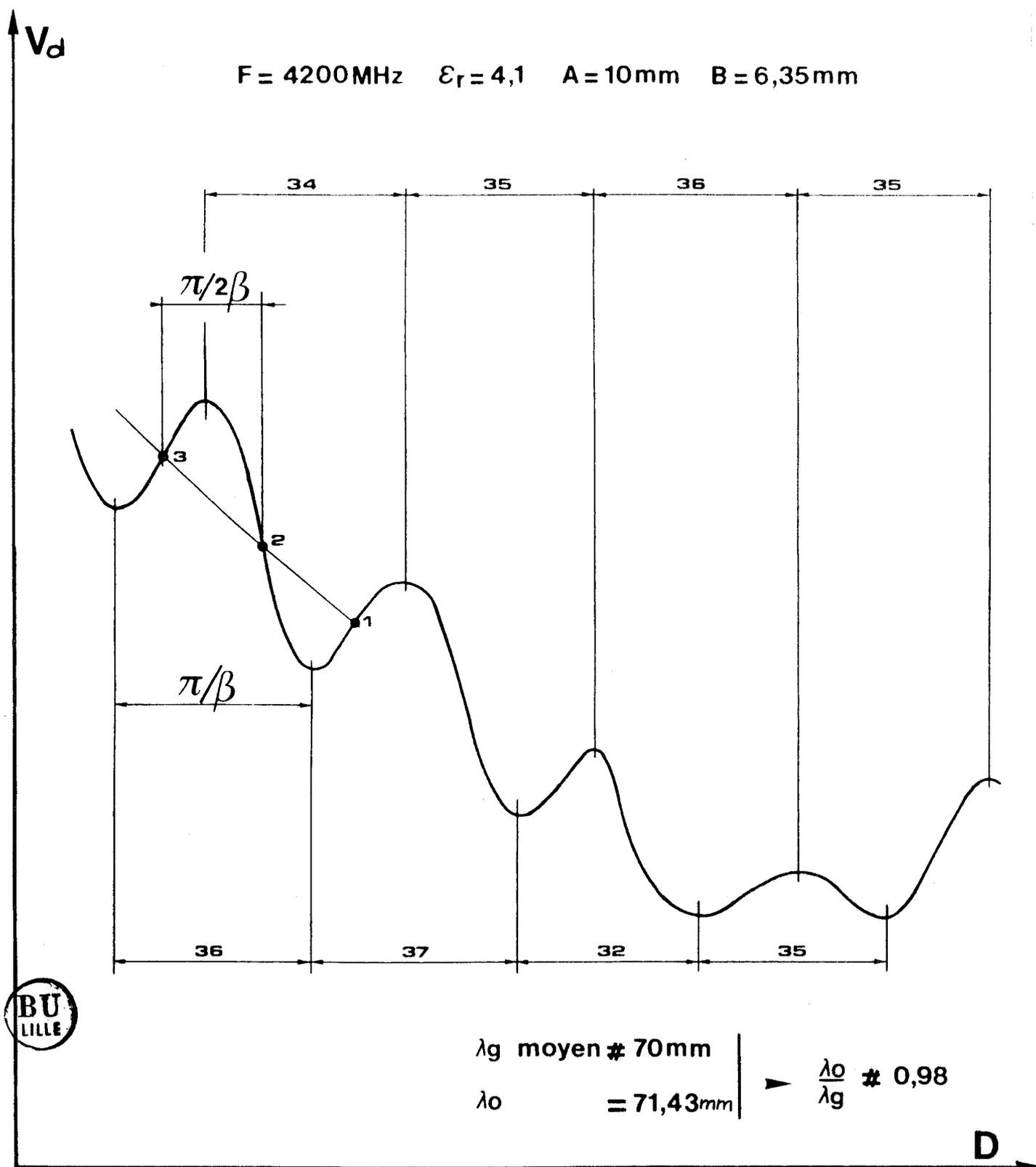


FIGURE II.25 : Exemple de relevé de champ pour le mode $E_{y^{11}}$ (zone mode à fuites)

II.4 CARACTERISATION EXPERIMENTALE DES ONDES A FUTES

Si la vérification expérimentale des caractéristiques des modes de surface requiert beaucoup de soin, celle des modes à fuites est encore plus périlleuse. En effet, les champs n'étant plus confinés au voisinage du guide diélectrique, tout système de mesure, aussi sophistiqué soit-il, perturbe de manière importante cette mesure.

Bien qu'ayant pris le maximum de précautions lors de la mise en oeuvre de ces relevés expérimentaux, nous sommes conscients que ceux-ci ne peuvent être utilisés qu'avec circonspection. Ils constituent plus une vérification qualitative que quantitative des résultats théoriques obtenus.

Nous avons donc relevé les variations de la composante verticalité du champ électrique le long de l'axe de propagation pour le mode fondamental et le premier mode supérieur, à des fréquences telles que ces modes soient des modes à fuites.

Nous présentons figure II.25 un exemple de relevé obtenu sur le mode E_y^{11} . Nous pouvons observer des variations tout à fait typiques pour un guide à pertes. Pour exploiter ce type de courbe, GARDIOL a proposé une méthode pratique que nous avons appliqué directement au cas des modes à fuites (62). Cette méthode permet de déterminer non seulement la constante de phase β mais aussi le coefficient d'atténuation α à partir de l'analyse des tensions détectées le long de la ligne. Par référence à la figure II.23, nous avons :

$$\alpha = \frac{\beta}{\pi} \operatorname{argch} \frac{|\mathcal{U}(z_x + \frac{\pi}{2\beta})|^2 + |\mathcal{U}(z_x - \frac{\pi}{2\beta})|^2}{2|\mathcal{U}(z_x)|^2}$$

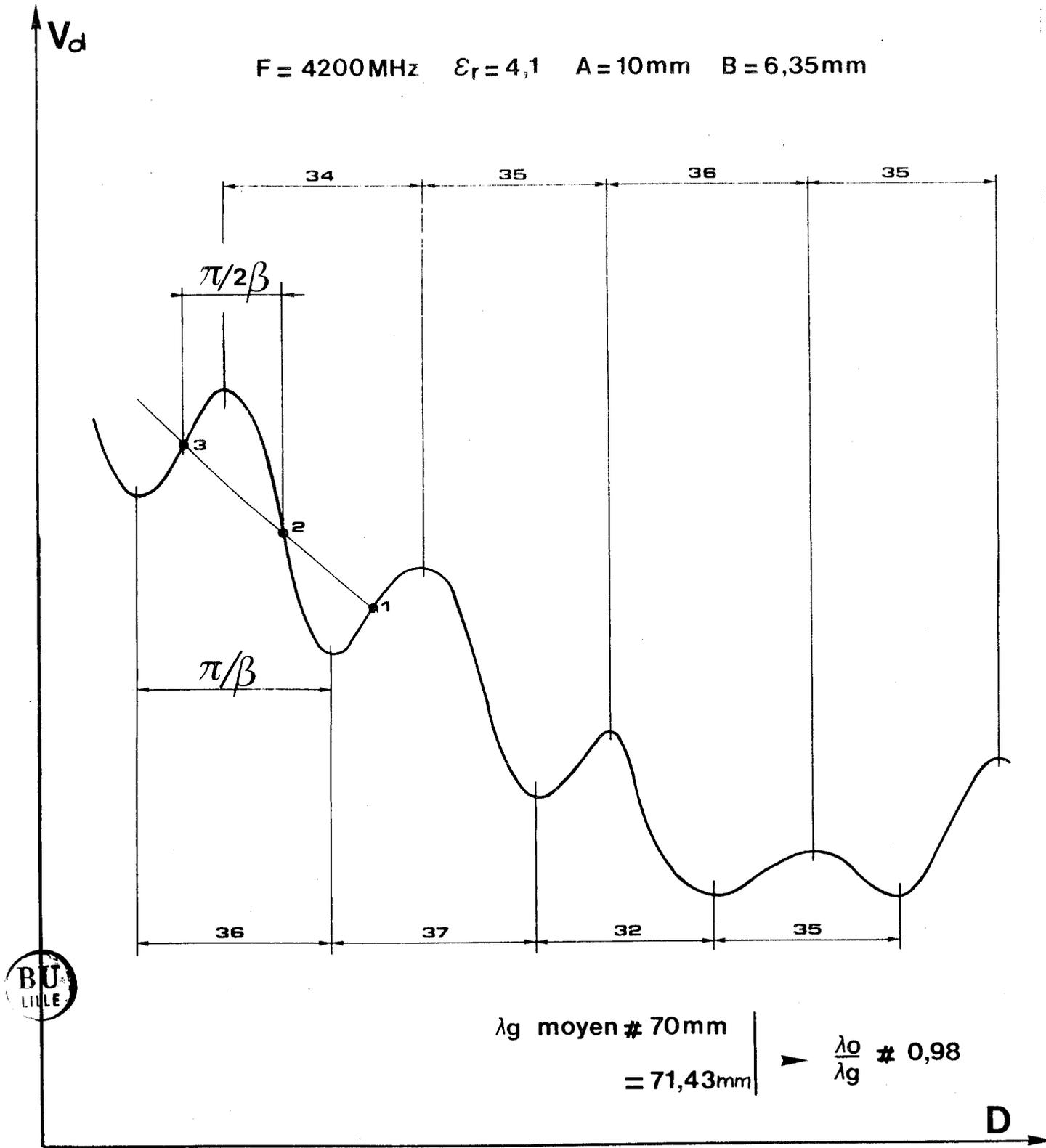


FIGURE II.25 : Exemple de relevé de champ pour le mode $E_{y^{11}}$ (zone mode à fuites)

L'exploitation de cette formule, dans le cas illustré figure II.25 nous permet d'estimer les pertes soit ici $F = 4200$ MHz $\alpha^M = 0.74$ dB/cm.

Nous pouvons également calculer $\frac{\lambda_c}{\lambda_g}$ en faisant une moyenne des distances entre deux maxima ou deux minima le long de la direction de propagation de l'onde. On trouve alors

$$\lambda_{g\text{moy}} = 70 \text{ mm}$$

$$\lambda_0 = 71.43 \text{ mm}$$

$\frac{\lambda_g}{\lambda_c} \neq 0,98$

La valeur théorique de $\frac{\lambda_g}{\lambda_c}$ à $F = 4200$ MHz pour le guide considéré était de 0,99.

Afin de confirmer ces premiers résultats, nous avons fait d'autres relevés pour des fréquences inférieures. Il faut noter, à ce niveau, que la difficulté de réaliser des mesures exploitables croît lorsque la fréquence diminue. Ceci est, au moins en partie, lié au fait que le "pseudo-mode" n'existe alors que dans une portion de l'espace très proche de la transition et que la mesure est de plus en plus perturbée par le champ direct émis par le cornet.

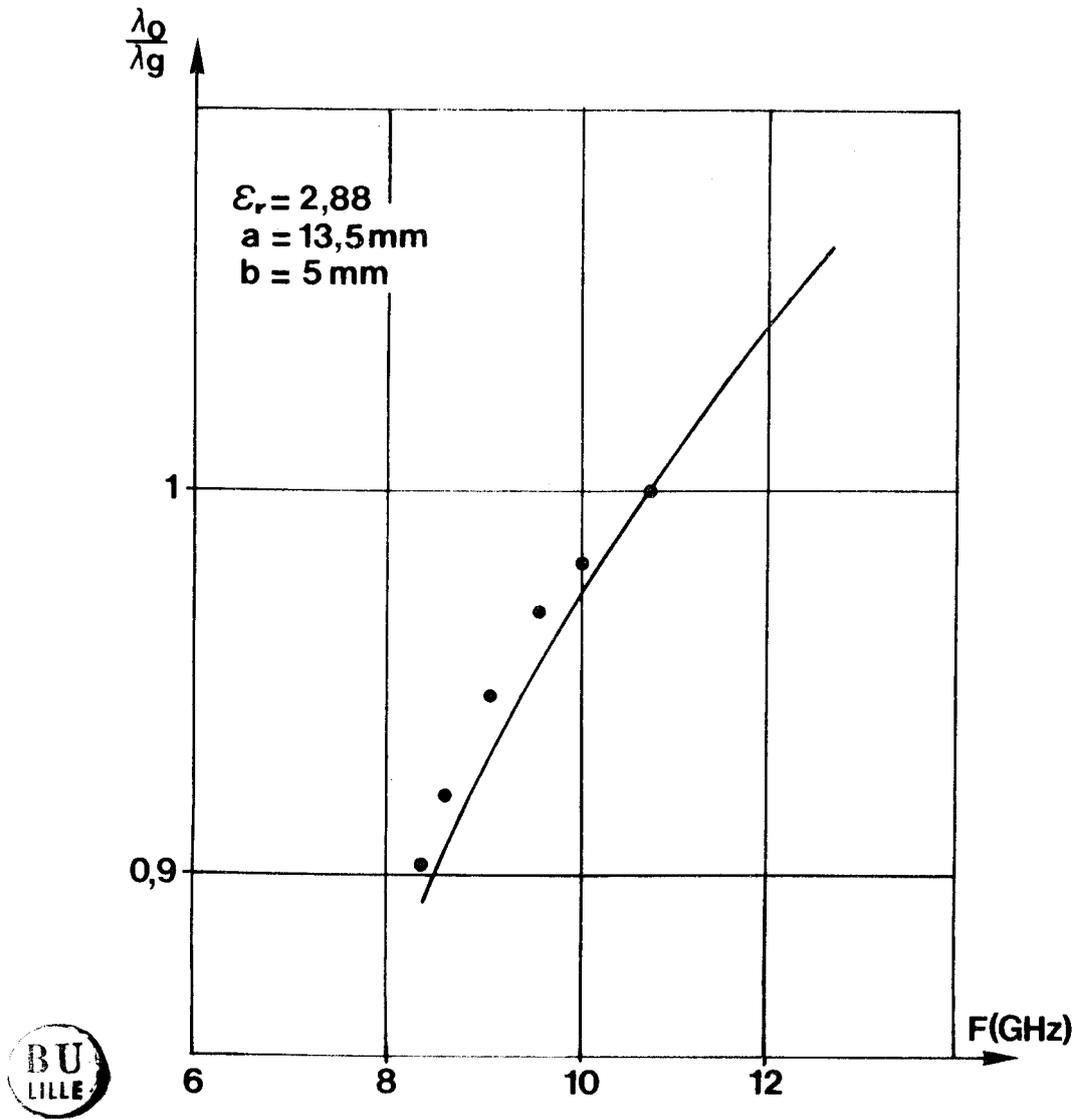


FIGURE II.26 : Comparaison théorie-expérience pour le mode Ey^{12} dans la zone correspondant à un mode à fuites

La mesure à $F = 3800$ MHz pour le même guide a fourni les résultats suivants :

$$\begin{aligned} \lambda_{\text{gmoy}} &\# 75.5\text{mm} \\ \lambda_0 &= 78.95\text{mm} \\ \text{et } \alpha^M &\# 2,4 \text{ dB/cm} \end{aligned} \quad \frac{\lambda_g}{\lambda_0} \# 0,96$$

Bien que, pour toutes les raisons évoquées auparavant, nous ne puissions pas considérer ces résultats de manière absolue nous pouvons néanmoins constater une grande cohérence entre résultats théoriques et résultats expérimentaux tant pour la variation que pour les ordres de grandeur de la constante de phase et de l'atténuation linéique du mode fondamental dans la zone mode à fuites.



Forts de ces résultats, nous avons essayé de caractériser de la même manière le premier mode supérieur. Nous avons effectué la mesure sur un guide réalisé en leucoflex et tel que : $2a = 27\text{mm}$, $b = 5\text{mm}$.

Contrairement à nos craintes a priori, la mesure s'avère en général plus facile que pour le mode E_y^{11} si l'on prend garde à placer en sortie du cornet, un filtre (plaque métallique) permettant la réjection du mode fondamental. Nous présentons figure II.26 les comparaisons théorie-expérience pour quelques points proches de la fréquence de coupure, nous constatons un bon accord, les relevés étant possibles jusque $\frac{\lambda_g}{\lambda_0} = 0.9$.

Là encore une estimation des pertes linéïques est possible. Nous avons regroupé dans le tableau ci-dessous les pertes mesurées aux quatre fréquences de mesure :

F(MHz)	α (dB/cm)
10 000	2
8 500	2,5
8 290	3.1
8 100	2,5

Cette estimation des pertes bien que très grossière confirme partiellement les résultats théoriques.

Les expériences que nous venons de présenter confirment la validité des résultats théoriques obtenus par la méthode de la résonance transverse.

Cette méthode permet donc de caractériser non seulement les classiques modes de surface pour lesquels l'énergie est piégée mais aussi ces mêmes modes lorsqu'ils se trouvent dans la zone "mode à fuites". Dans ce dernier cas, bien que l'expérience soit particulièrement difficile à mettre en oeuvre ; nous avons pu mettre en évidence et quantifier en partie, la perte d'énergie due aux phénomènes de fuite. A notre sens, une illustration complémentaire de ces phénomènes pourrait être faite en réalisant des structures rayonnantes et en caractérisant leur champ lointain. Ainsi en corrélant mesure en champ proche et mesure en champ lointain, il serait possible de mieux estimer la capacité de notre modèle à décrire quantitativement le phénomène de perte.

Une telle étude présente intrinséquement de grandes difficultés et pourra faire l'objet de travaux ultérieurs. Notre objectif étant, tout d'abord de caractériser le guide image dans une optique conception de dispositifs, nous limiterons donc là nos prétentions en gardant pour plus tard le développement de ces délicates techniques.

En plus du diagramme de dispersion, la méthode permet également d'accéder aux champs puisque nous connaissons toutes les composantes de ceux-ci dans toutes les régions de l'espace. Cependant, il serait déraisonnable de le faire systématiquement étant donné le coût numérique d'un tel projet, d'autant que, comme nous l'avons précisé dans la première partie, le modèle de MARCATILLI fournit une bonne estimation des champs à l'intérieur du guide pourvu que les diverses constantes de phase soient déterminées auparavant avec précision.

Ces phénomènes de fuite ayant été mis en évidence sur le guide image, il nous a semblé intéressant de voir dans quelle mesure des phénomènes analogues pouvaient perturber le comportement électromagnétique de composants conçus à partir de ce même guide.

Dans ce but, nous nous sommes plus particulièrement attachés à l'étude de deux composants fondamentaux :

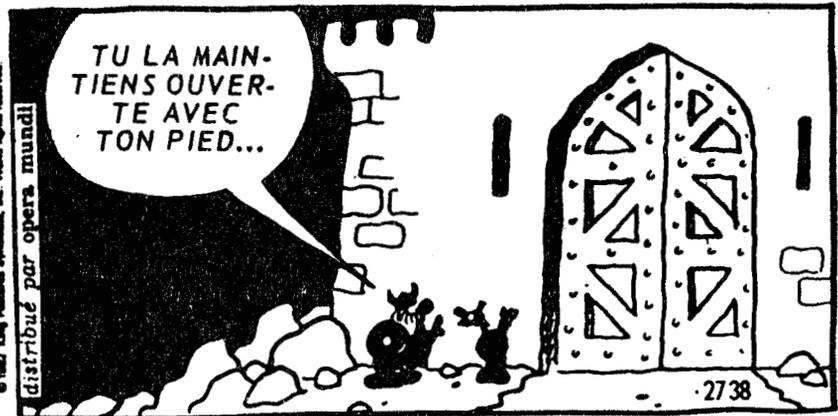
- le coupleur de proximité
- le résonateur annulaire

car ils peuvent être tous deux étudiés à partir du concept de discontinuités en guide ouvert sur lequel nous avons construit notre raisonnement dans le cas du guide image rectiligne.

CHAPITRE III :

ETUDE DE QUELQUES SOUS ENSEMBLES REALISES
A PARTIR DU GUIDE IMAGE - MISE EN EVIDENCE
DE LA PERTURBATION DE LEUR FONCTIONNEMENT
EN RELATION AVEC LES PHENOMENES
DE RAYONNEMENT PARASITE

*Quand on dispose d'une bonne méthode, il ne faut pas
hésiter à l'utiliser ...*



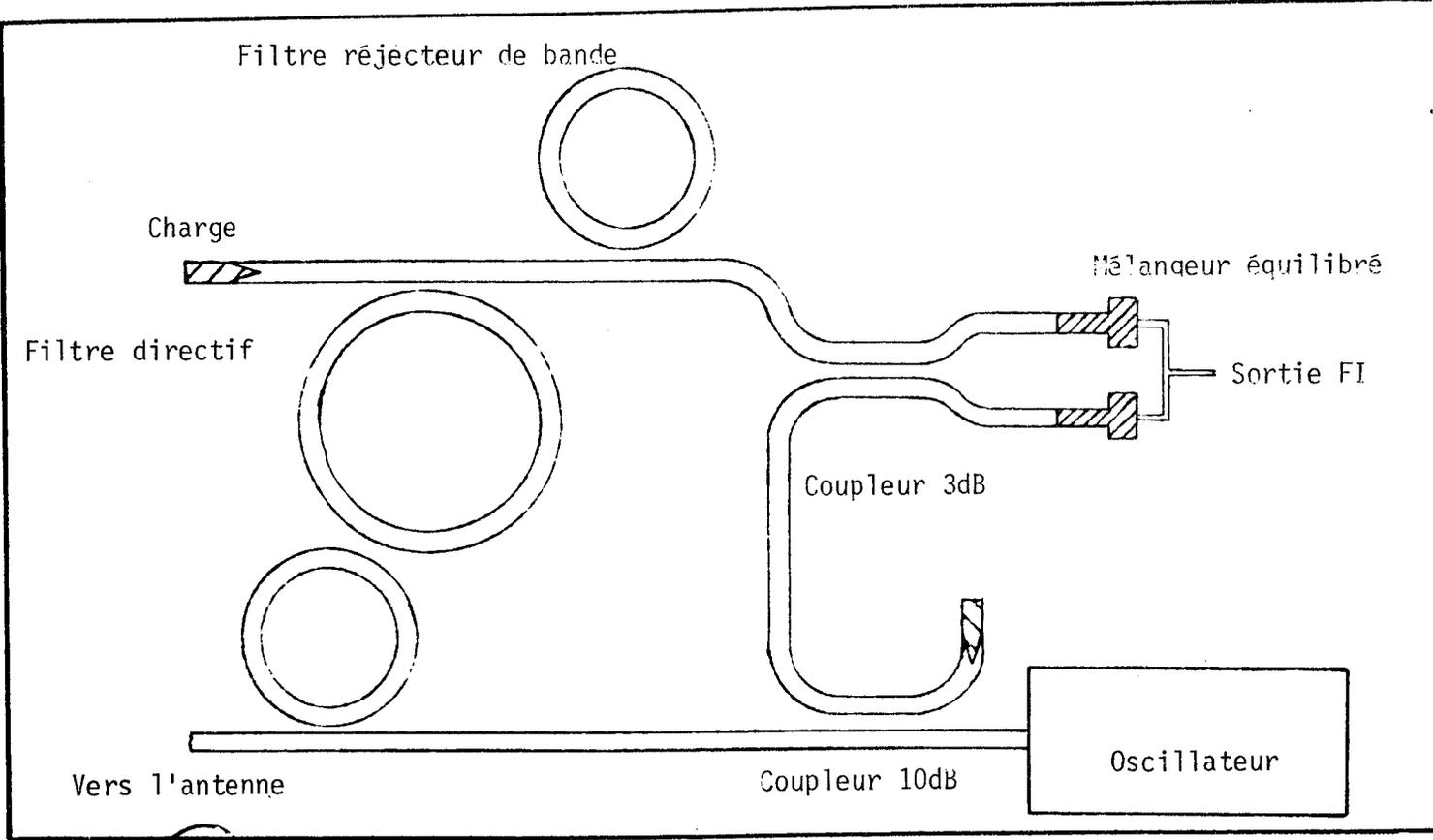


FIGURE III.1 : Radar doppler et guide image

L'étude des structures de propagation est la base nécessaire au développement de dispositifs passifs. Pour ceux-ci deux problèmes principaux doivent être évoqués:

1°) Le problème de conception...

...Il se pose pour chacun des multipôles mais aussi pour leur interconnection, qui en liaison avec leurs positions réciproques engendrent des discontinuités qu'il convient de modéliser.

2°) Le problème de réalisation...

...La mise au point d'une technologie de réalisation fiable est bien souvent l'obstacle majeur auquel se heurte le développement de sous ensembles.

Afin d'illustrer notre propos, nous présentons figure III.1 un exemple de système ayant été réalisé à partir du guide image. Ce système utilise plusieurs coupleurs directs ainsi que des filtres à résonateurs annulaires. Ces composants sont reliés entre eux par des sections de guide droites ou coudées. Une conception saine nécessite la modélisation précise du comportement électromagnétique de chacun de ces éléments. Le bon fonctionnement du dispositif dépendra alors de la possibilité d'assurer la position précise de chaque élément ; ceci est lié essentiellement à la maîtrise des processus technologiques mis en oeuvre.

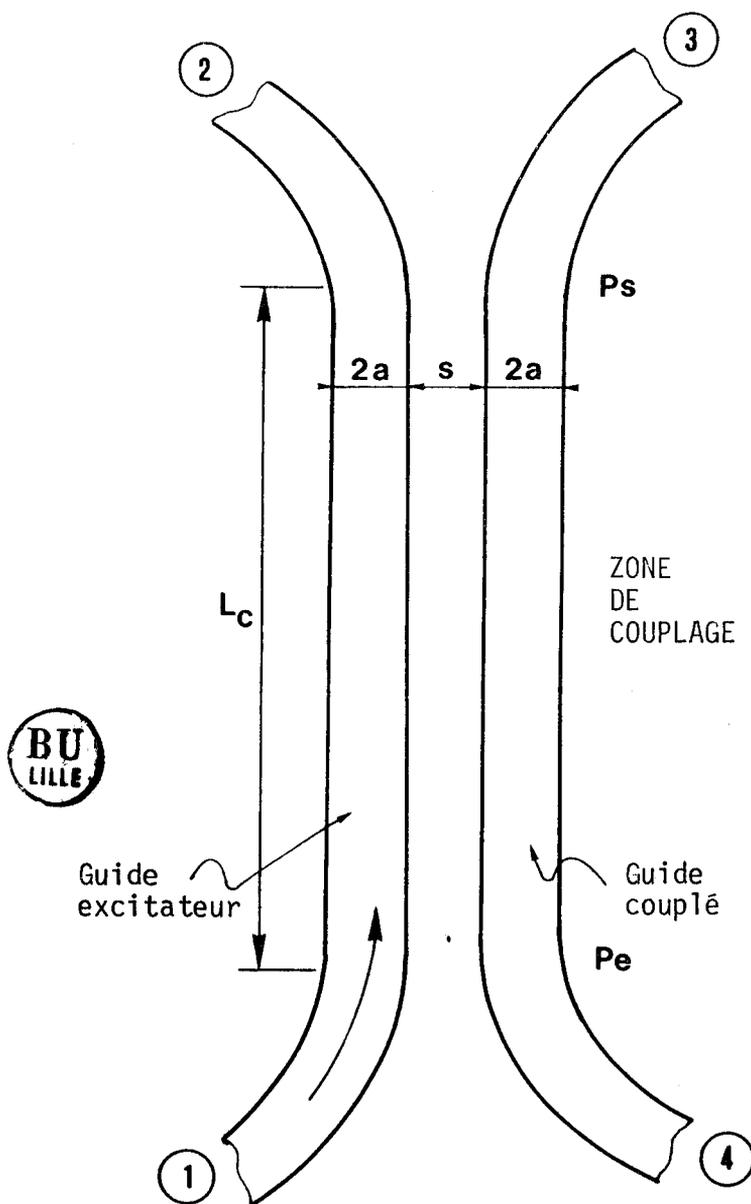
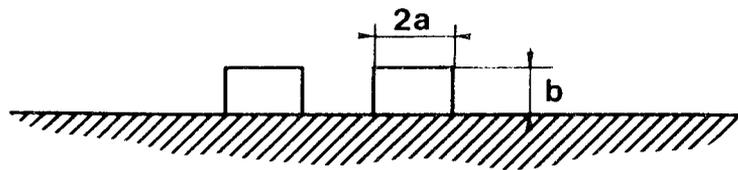


FIGURE III.2 : Le coupleur de proximité guide image

Dans cette troisième partie de notre mémoire, nous nous attacherons principalement à évoquer quelques problèmes liés à la conception des dispositifs en relation avec la nature "ouverte" du guide image. Ceci sera fait toutefois sans entrer dans les détails de cette conception puisqu'elle fait l'objet de travaux actuellement en cours dans notre laboratoire.(63)(64)

En fin de chapitre, nous évoquerons les problèmes de réalisation technologique et les embryons de solutions que nous développons actuellement. Le premier composant dont nous avons entrepris la caractérisation est le coupleur de proximité.

III.1 COUPLAGE ENTRE DEUX GUIDES IMAGES RECTILIGNES

III.1.1 Généralités

Lorsqu'un mode est guidé, seule une perturbation de la symétrie de translation du guide qui le supporte peut engendrer un couplage avec d'autres modes. Ceci est par exemple le cas lorsque l'on rapproche deux guides ouverts l'un de l'autre sur une longueur L_C .

La figure III.2 présente un tel composant réalisé à partir de deux guides images. Les perturbations engendrées dans le plan d'entrée P_E et le plan de sortie P_S de ce composant crée un couplage qui se traduit par le transfert d'une partie de l'énergie du guide excitateur vers l'autre guide. On a ainsi réalisé un coupleur de proximité.

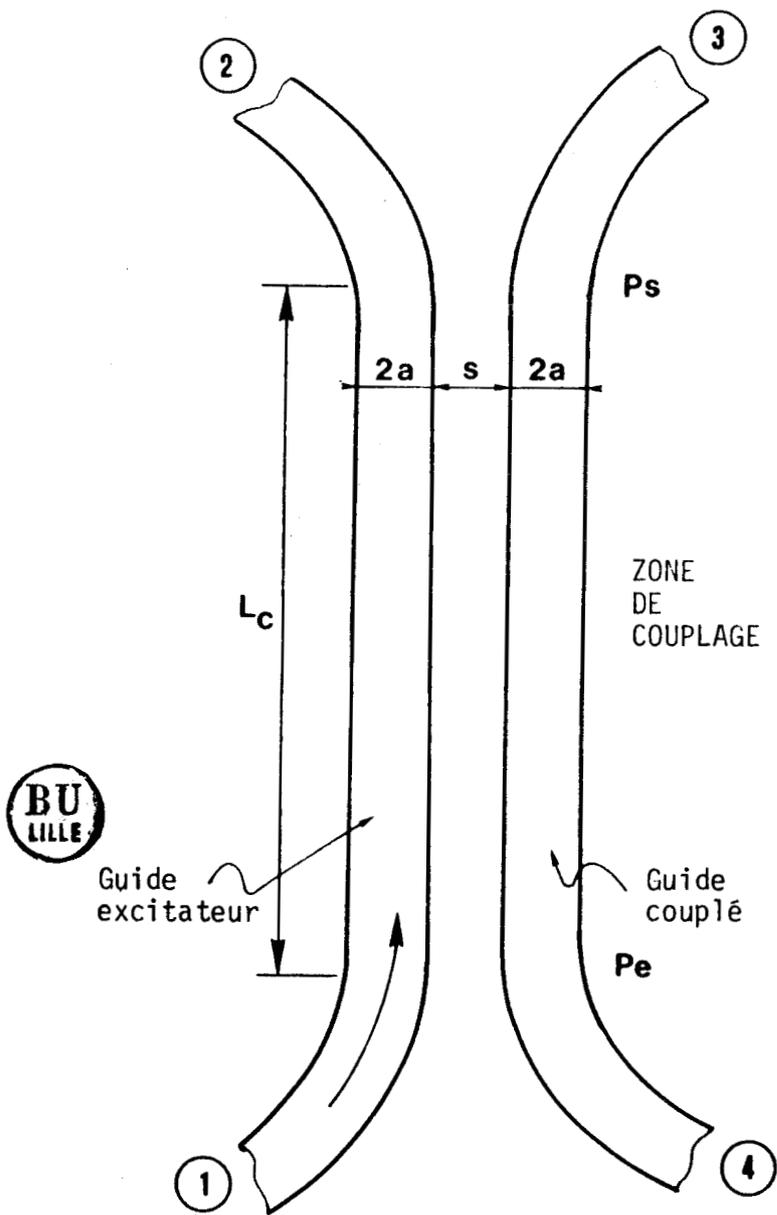
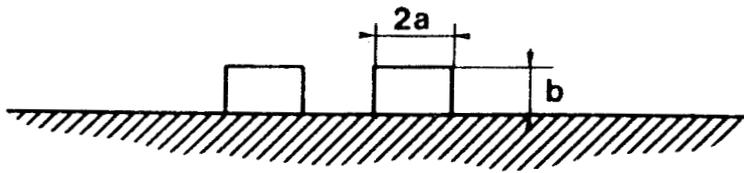


FIGURE III.2 : Le coupleur de proximité guide image

Dans la plupart des cas, en microondes, les guides en présence sont monomodes. Alors, d'une façon générale, le mode excitateur donne naissance :

- à une onde transmise et à une onde réfléchie sur ce même guide
- à une onde directe et à une onde rétrograde sur le guide couplé.

Du point de vue des dispositifs, l'adaptation à la jonction est une nécessité et le cas de figure que nous venons de décrire est inacceptable. On peut montrer alors, à partir de la théorie des circuits, que l'adaptation de l'octopôle entraîne un phénomène de couplage directif (65). Ceci signifie qu'une onde incidente, l'une des portes du coupleur (① , ②③ ou ④) est couplée exclusivement à deux des autres portes, aucune énergie ne sortant par la dernière (porte isolée). On dit alors que le coupleur est :

- co-directif si une onde directe dans le guide excitateur donne naissance à une onde directe dans le guide couplé
- contra-directif si une onde directe dans le guide excitateur engendre une onde rétrograde dans le guide couplé.

Cette nature du couplage s'explique aisément à partir de l'analyse des modes de propagation possibles dans la zone de couplage définie par L_c (longueur de couplage).

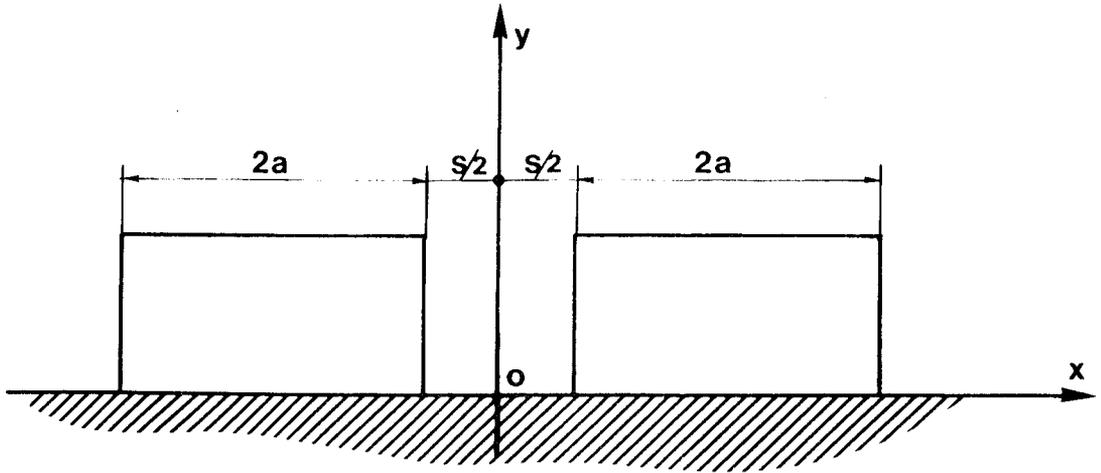


FIGURE III.3 : Plan de section droite du coupleur de proximité dans la zone de couplage

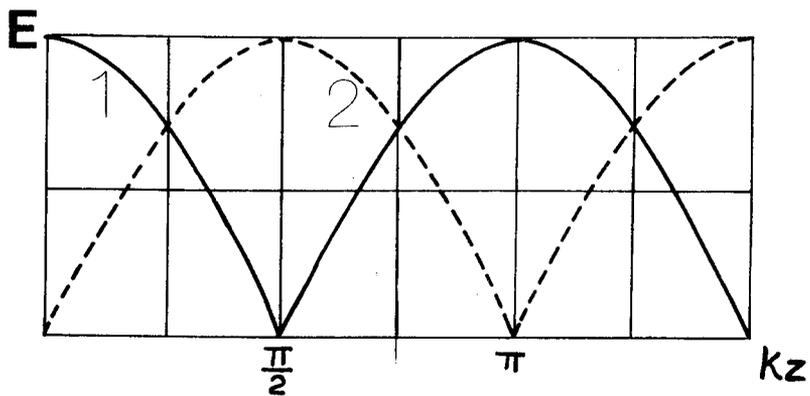


FIGURE III.4 : Variation de l'amplitude du signal sur les guides de sortie pour un coupleur co-directif en fonction de la longueur de la zone de couplage (z)

Etudions ces modes dans le cas du coupleur de proximité guide image.

Dans un plan de section droite situé dans la zone de couplage, la structure de propagation est symétrique par rapport à l'axe oy comme l'indique la figure III.3 ; les modes de propagation possibles seront donc respectivement symétriques et antisymétriques par rapport à ce même axe.

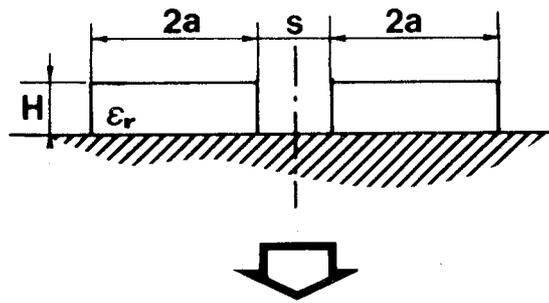
Ces modes sont orthogonaux (modes normaux du coupleur), ils sont générés par le mode incident au niveau de la discontinuité existant dans le plan d'entrée du coupleur.

Par définition, ces modes se propagent sans interférer dans la zone de couplage jusqu'au plan de sortie du coupleur. La discontinuité dans ce plan de sortie permet de recoupler l'énergie des modes normaux du coupleur vers les modes fondamentaux des guides de sortie, les coefficients de couplage dépendant alors directement de l'amplitude et de la phase de chacune des ondes excitatrices (modes normaux).

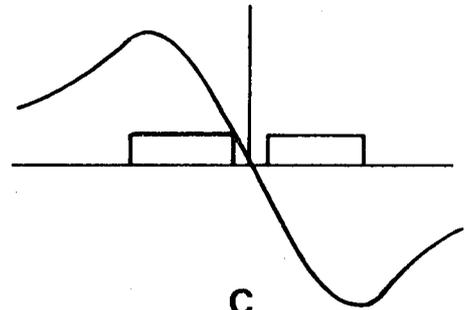
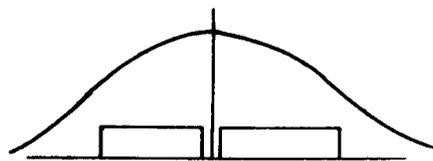
Si les modes normaux ne sont pas dégénérés on montre que l'amplitude du signal sur chacun des guides de sortie varie sinusoidalement comme l'indique la figure III.4 (65).

Le coefficient de couplage k est alors directement déterminé à partir des constantes de phase des deux modes normaux précédemment définis

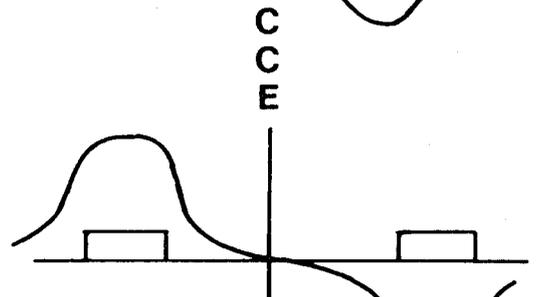
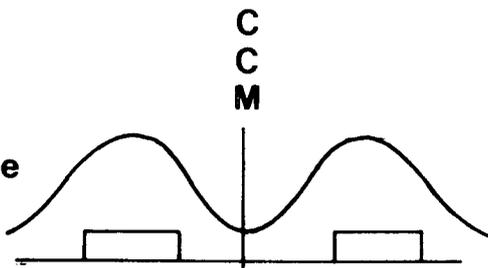
$$k = \frac{\beta_e - \beta_o}{2} \quad (\text{III.1})$$



Fort Couplage



Faible Couplage



Mode Symétrique

Mode Antisymétrique

FIGURE III.5 : Modes normaux du coupleur de proximité guide image - Représentation a priori

L'indice "e" correspond au mode pair, l'indice "0" au mode impair. Nous rappelons en annexe les hypothèses et les calculs permettant d'aboutir à cette formulation.

Tout le problème consiste donc à déterminer les caractéristiques des modes normaux du coupleur. Pour les guides couplés que nous envisageons ($a/b > 1$), ces modes normaux sont de type E_y^{pq} . Nous avons représenté a priori la variation du champ E_y dans le plan de section droite pour chacun de ces modes (figure III.5).

Dans le cas du mode pair, l'axe oy est un plan de circuit ouvert (court circuit magnétique). Dans le cas du mode impair, l'axe oy est un plan de court circuit électrique.

Cette remarque nous conduit à proposer une détermination des caractéristiques de dispersion de chacun de ces modes à partir d'une modification du programme de calcul élaboré lors de la caractérisation du guide image isolé.

III.1.2 Caractérisation des modes normaux d'un coupleur guide image par la méthode de la résonance transverse

Pour étudier ces modes, comme l'indique la figure III.6, il suffit de caractériser la discontinuité du guide en U étudiée précédemment ; lorsqu'un plan de court circuit électrique (CCE) ou un plan de court circuit magnétique (CCM) se trouve à une distance $S/2$ du plan de la discontinuité.

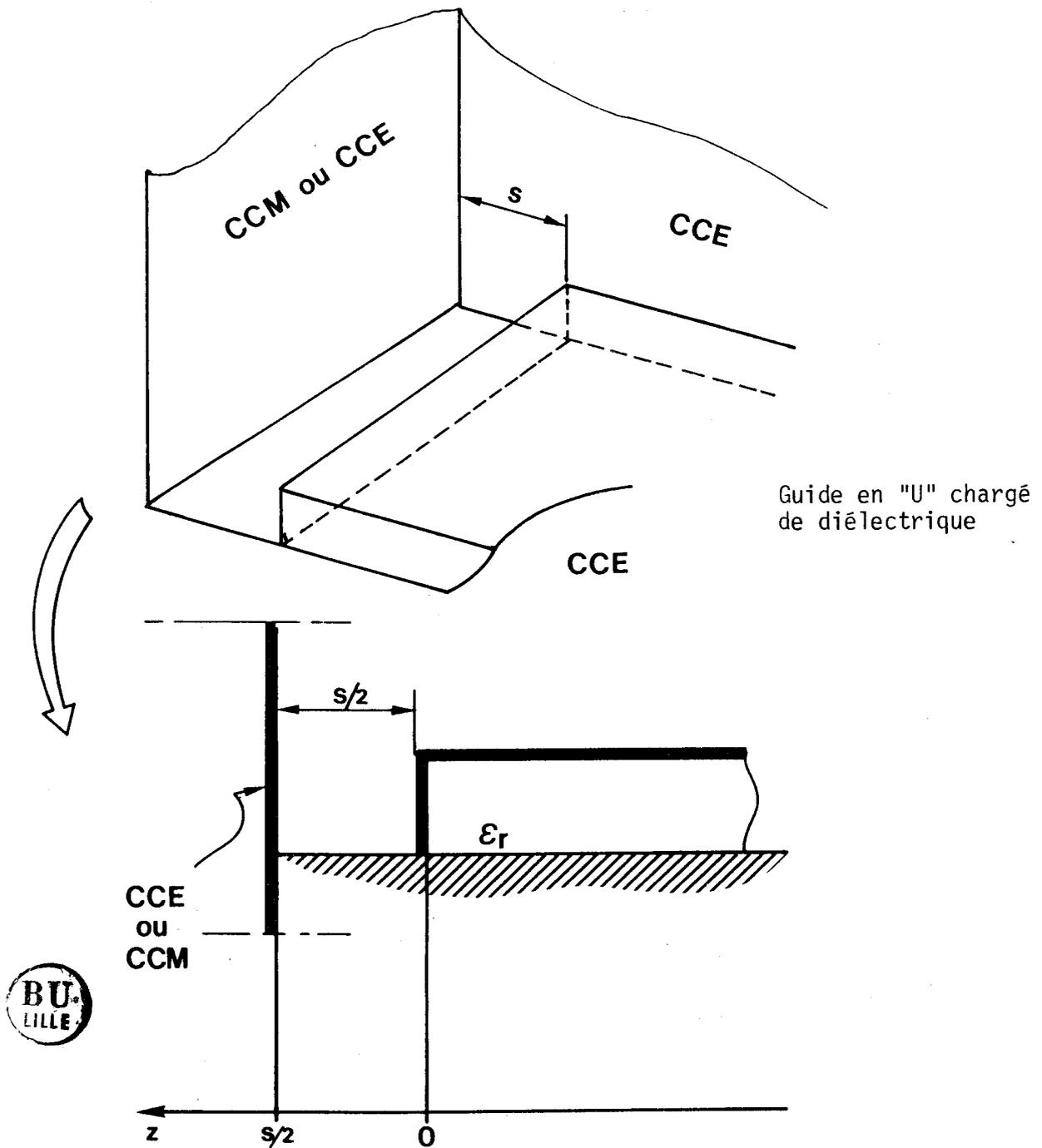


FIGURE III.6 : Coupleur de proximité guide image : les discontinuités étudiées pour caractériser les modes normaux du coupleur

Nous devons donc tenir compte, lors de l'application des conditions de continuité de tous les modes réfléchis par ces "murs" électrique ou magnétique. Si on limite l'étude à l'ordre 1, ces conditions de continuité en $z = 0$ s'expriment comme :

$$E_x^i (1 + a_0) = \int_0^\infty q^{t+}(\rho) E_x^{tm+}(\rho) d\rho + \int_0^\infty p^{t+}(\rho) E_x^{te+}(\rho) d\rho + \int_0^\infty q^{t-}(\rho) E_x^{tm-}(\rho) d\rho + \int_0^\infty p^{t-}(\rho) E_x^{te-}(\rho) d\rho \quad (a)$$

(III.2)

$$H_y^i (1 - a_0) = \int_0^\infty q^{t+}(\rho) H_y^{tm+}(\rho) d\rho + \int_0^\infty p^{t+}(\rho) H_y^{te+}(\rho) d\rho + \int_0^\infty q^{t-}(\rho) H_y^{tm-}(\rho) d\rho + \int_0^\infty p^{t-}(\rho) H_y^{te-}(\rho) d\rho \quad (b)$$

Les exposants + et - étant respectivement liés aux ondes directes ou rétrogrades TM et TE.

En $z = S/2$, les modes continus TE et TM doivent aussi satisfaire les conditions de continuité sur le plan de court circuit électrique ou le plan de court circuit magnétique. Nous obtenons en écrivant ces relations, une première relation entre les coefficients $q^{t+}(\rho)$, $p^{t+}(\rho)$, $q^{t-}(\rho)$, $p^{t-}(\rho)$.

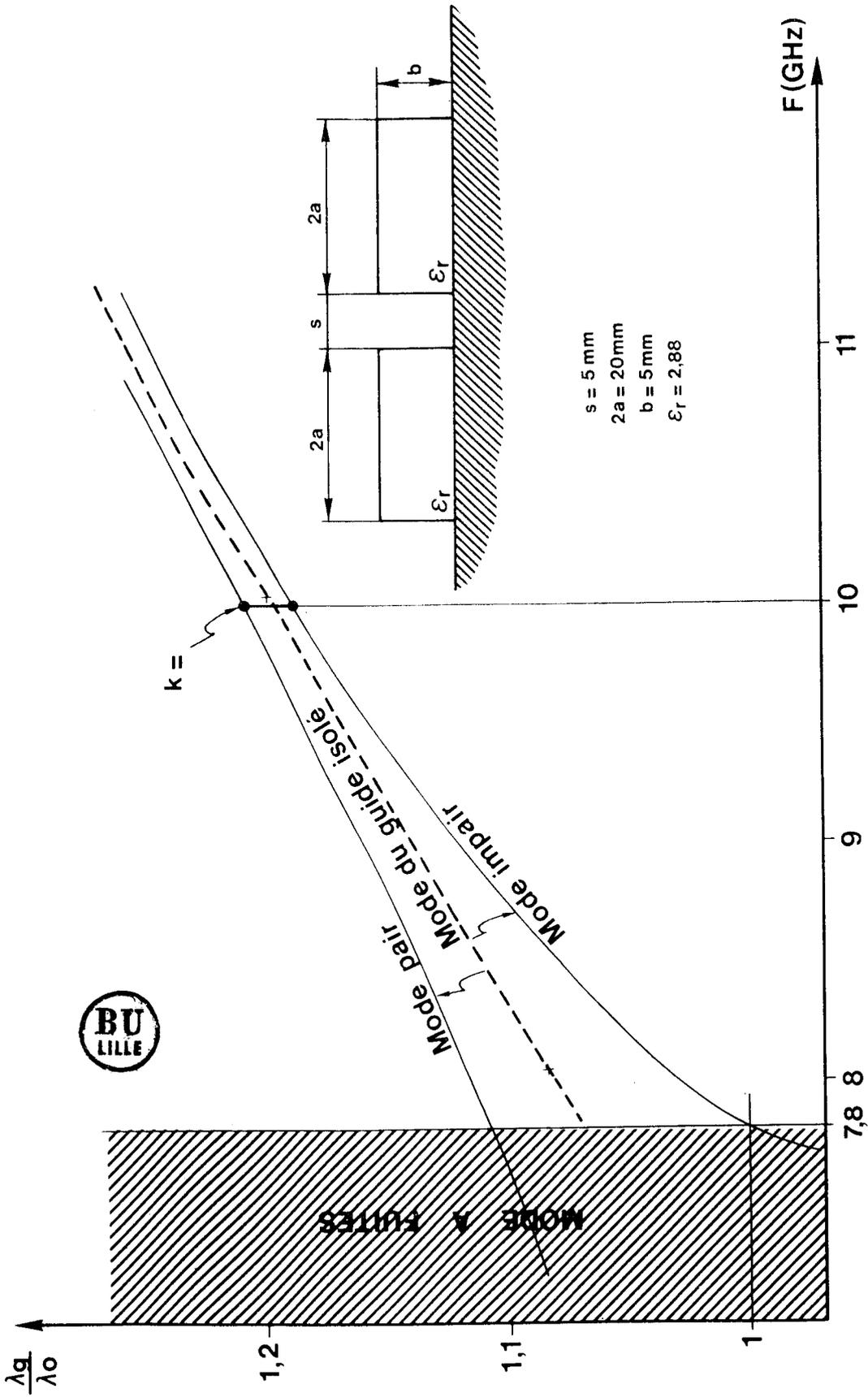


FIGURE III.7 : Exemple d'exploitation de la méthode de la résonance transverse pour la détermination des caractéristiques de dispersion de modes normaux d'un coupleur

Les relations d'orthogonalité entre modes fournissent d'autres relations entre ces mêmes coefficients.

En définitive, les relations de continuité dans le plan $z = 0$ se simplifient et nous obtenons :

$$E_x^1(1+a_0) = \int_0^\infty q^{t+}(\rho) [1 - e^{-2j\beta(\rho)\frac{S}{2}}] E_x^{tm}(\rho) d\rho + \int_0^\infty p^{t+}(\rho) [1 - e^{-2j\beta(\rho)\frac{S}{2}}] E_x^{te}(\rho) d\rho \quad (a)$$

(III.3)

$$H_y^1(1-a_0) = \int_0^\infty q^{t+}(\rho) [1 + e^{-2j\beta(\rho)\frac{S}{2}}] H_y^{tm}(\rho) d\rho + \int_0^\infty p^{t+}(\rho) [1 + e^{-2j\beta(\rho)\frac{S}{2}}] H_y^{te}(\rho) d\rho \quad (b)$$

A partir de ces nouvelles relations, nous avons modifié le programme initial pour obtenir le diagramme de dispersion des modes normaux du coupleur guide image. Nous présentons figure III.7, un exemple de l'exploitation de ce programme pour deux guides couplés tels que $a = 10\text{mm}$; $b = 5\text{mm}$, $S = 5\text{mm}$, $\epsilon_r = 2,88$.

Si nous comparons chacun de ces modes à celui qui leur a donné naissance (mode E_y^{11} du guide isolé), nous constatons que la caractéristique du mode pair se trouve au-dessus de celle du mode E_y^{11} de base alors que la caractéristique du mode impair se trouve en-dessous. Ceci correspond, pour ce mode, à une déconcentration de l'énergie. Si l'on descend en fréquence, ce mode passera dans sa zone "modes à fuites" et le coupleur ainsi réalisé sera un coupleur à pertes. Ce phénomène, pour le cas considéré intervient dès 7.8 GHz, fréquence pour laquelle le mode du guide isolé est un mode de surface classique ($\frac{\lambda_0}{\lambda_g} = 1.07$).

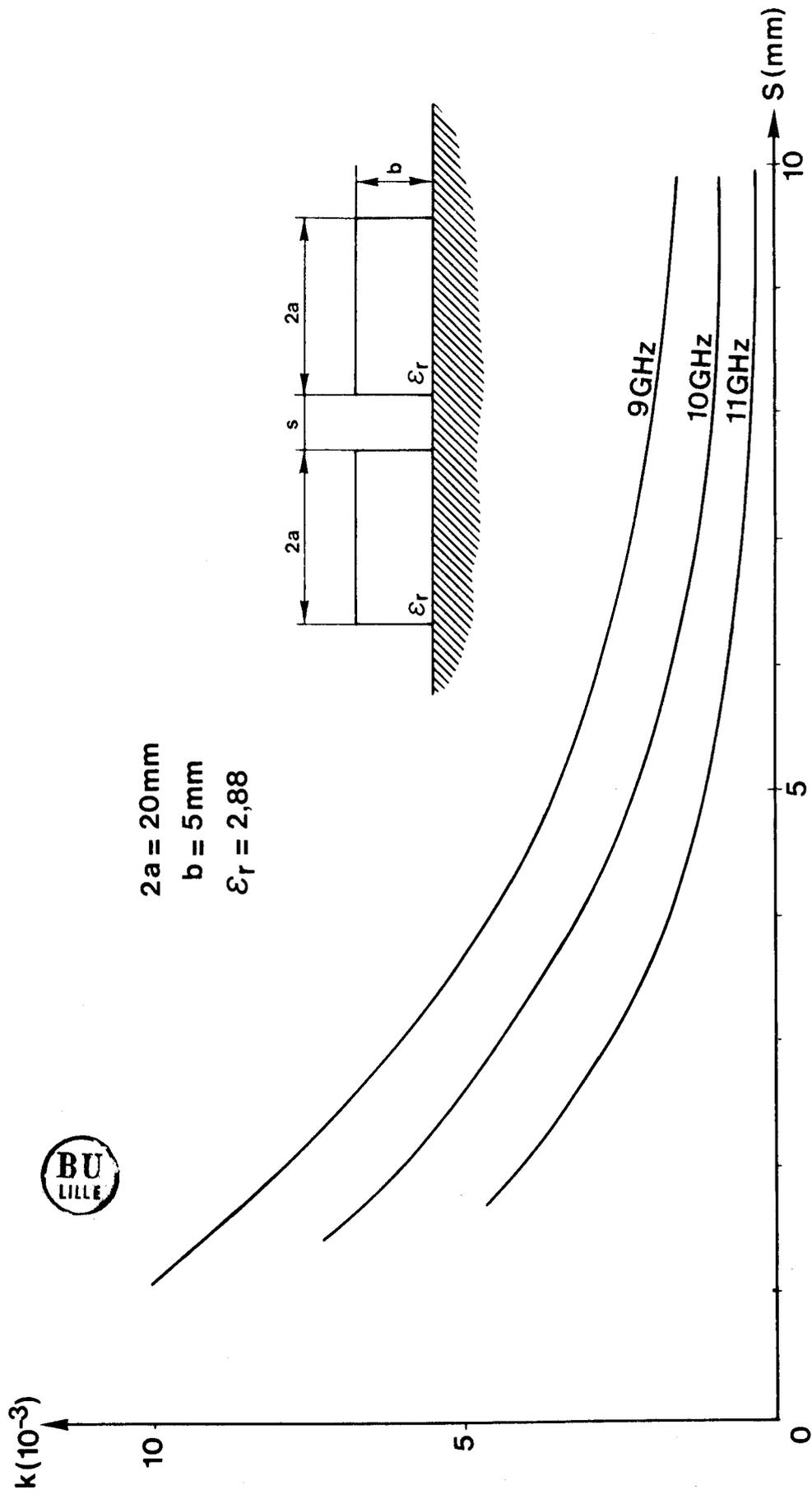


FIGURE III.8 : Variation du coefficient de couplage avec la distance S entre guides couplés
 Exemple

T. CORNAZI, L. MANIA et G. FALCIASECCA ont également constaté ce phénomène et ont tenté de l'étudier, par une méthode basée sur les éléments finis (66).

Il est évident que dans cette zone où le mode impair est un mode à fuites, le calcul du coefficient de couplage par la méthode présentée ci-avant n'a pas de signification. Pour la région du diagramme de dispersion où les modes normaux sont tous deux des modes de surface, il est possible de déterminer ce coefficient de couplage à partir de la relation :

$$k = \frac{\beta_e - \beta_o}{2} = \frac{\pi}{\lambda_o} \left[\left(\frac{\lambda_o}{\lambda_g} \right)_e - \left(\frac{\lambda_o}{\lambda_g} \right)_o \right] \quad (\text{III.4})$$

Nous voyons donc que ce coefficient de couplage varie comme la différence D entre les deux courbes de dispersion, il est donc relativement important près de la fréquence de coupure du mode de surface et diminue très rapidement avec la fréquence. Ceci est tout à fait normal puisqu'en très haute fréquence, très peu d'énergie se propage à l'extérieur du matériau diélectrique et, de ce fait, les caractéristiques de propagation du mode sont peu perturbées par un éventuel obstacle placé au voisinage du guide. Ceci est illustré figure III.8 par les variations du coefficient de couplage en fonction de la distance entre guides. La fréquence étant choisie comme paramètre, nous voyons qu'à distance constante, entre guides, le coefficient de couplage est d'autant plus faible que la fréquence est élevée.

III.1.3 : Problèmes liés à la conception d'un coupleur guide image

Afin de mieux appréhender le fonctionnement de tels coupleurs de proximité, nous avons déterminé les dimensions théoriques d'un coupleur 3 dB à 10 GHz pour différentes valeurs de la distance entre guides. A titre d'exemple, nous présentons figure III.9, la variation de la longueur de couplage théorique avec cette distance.

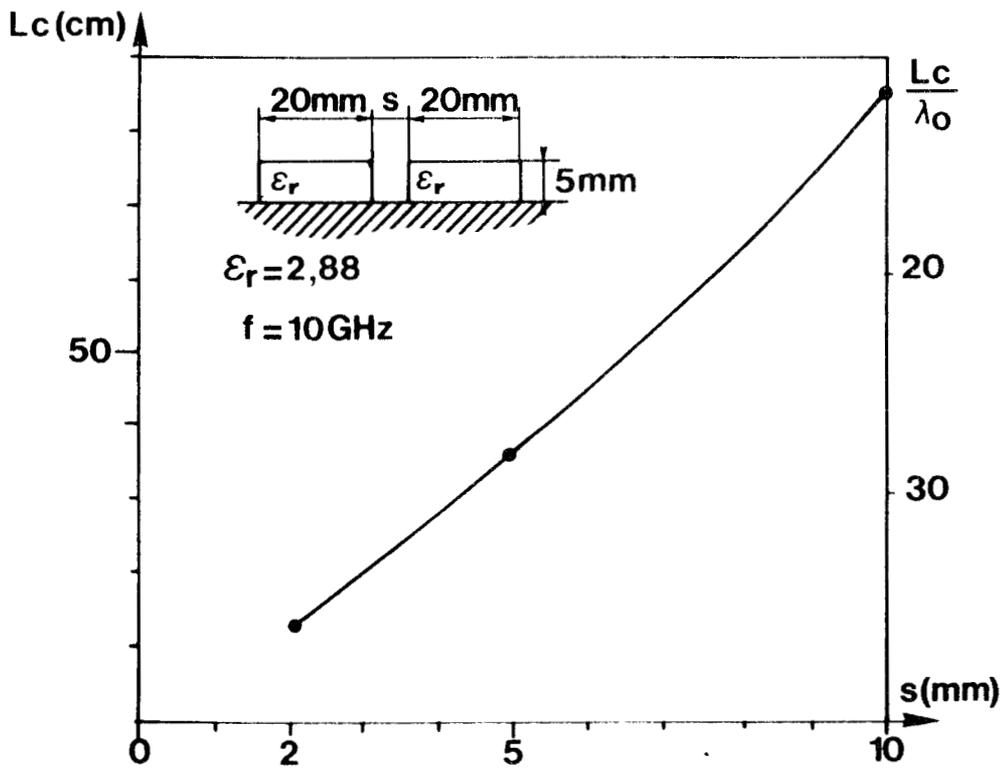


FIGURE III.9 : Variation de la longueur de couplage théorique avec la distance S entre guide pour un coupleur 3 dB

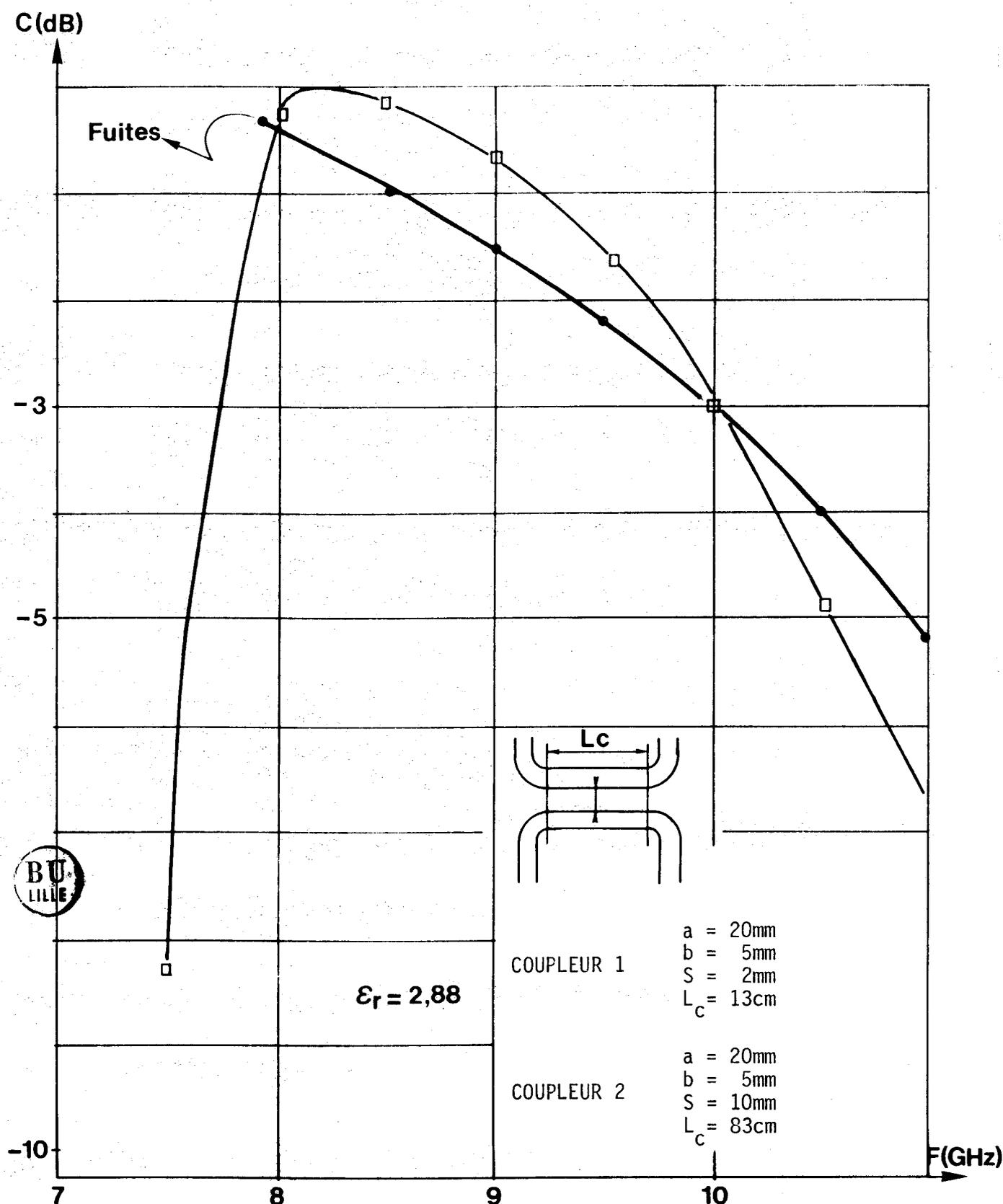


FIGURE III.10 : Variation du couplage avec la fréquence pour deux coupleurs 3 dB de dimensions différentes

Nous voyons que pour des structures réalisées dans la bande des 94 GHz, il est intéressant de travailler avec une distance entre guides relativement grande (faible couplage) afin de limiter autant que possible les contraintes de réalisation mécanique.

Lors de la conception, un second argument de choix est la variation du couplage avec la fréquence. Nous présentons figure III.10, cette variation pour deux coupleurs 3 dB tels que $S = 2\text{mm}$ et $S = 10\text{mm}$.

Pour $S = 10\text{mm}$, nous voyons que la variation du couplage autour de 3 dB est très rapide autour de 10 GHz et qu'en dessous de 8 GHz, cette variation rend le coupleur quasiment inutilisable.

Dans le cas où $S = 2\text{mm}$, la variation du couplage est plus faible que dans le cas précédent mais le phénomène de fuites limite aussi très rapidement la bande d'utilisation du coupleur. Notons qu'alors, une bonne adaptation du coupleur sera plus difficile à obtenir ce qui entraînera une détérioration de la directivité. En fonction de ce que nous venons de dire, il semble préférable lors de la conception d'un coupleur de proximité guide image de choisir de faibles coefficients de couplage afin d'éviter tout rayonnement parasite, d'avoir des structures facilement usinables et d'assurer une isolation compatible avec les utilisations usuelles de ces coupleurs directifs. Cependant, dans ce cas, la variation du couplage avec la fréquence reste un point particulièrement critique.

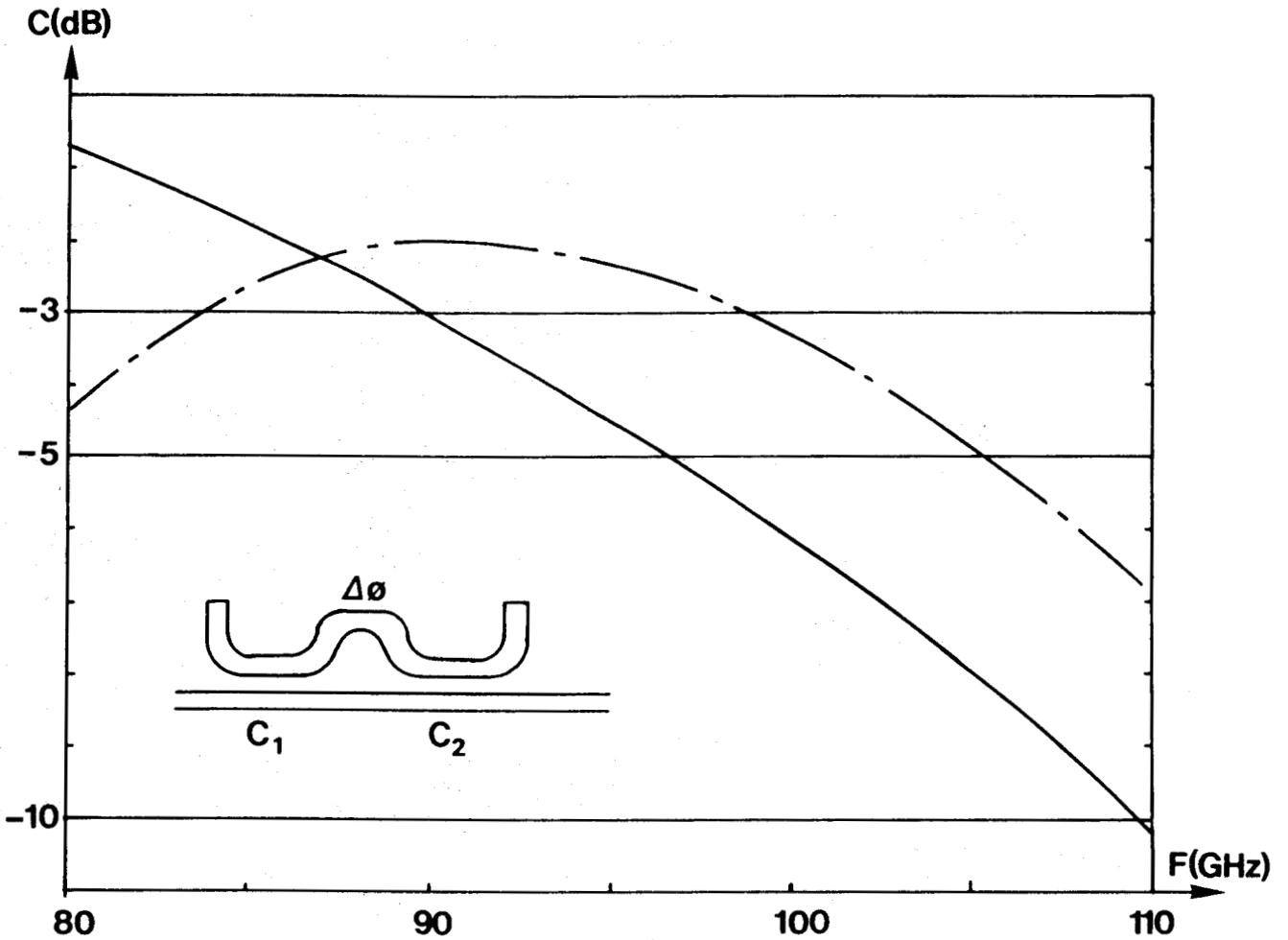


FIGURE III.12 : Variation du couplage avec la fréquence

- 1 Coupleur simple
- 2 Coupleurs en cascade ($\phi = \frac{\pi}{2}$)

MARCATILLI et RING ont montré qu'il était possible d'améliorer de façon notable les performances en utilisant deux coupleurs en cascade (66). La figure ci-dessous présente ce type de montage.

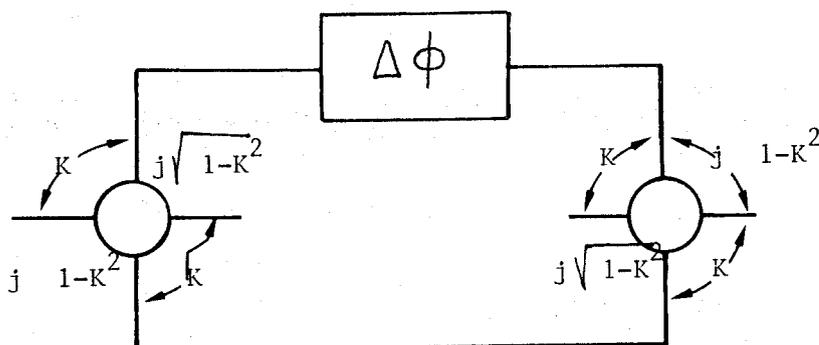


Figure III.11 : Coupleur à bande élargie

Les caractéristiques du coupleur complet s'obtiennent très simplement à partir des caractéristiques du coupleur élémentaire. Afin d'illustrer notre propos, nous présentons figure III.12 un exemple d'utilisation de ce montage. Nous pouvons observer qu'à partir de deux coupleurs 3 dB montés en cascade, il est possible d'obtenir un nouveau composant pour lequel les variations du couplage avec la fréquence sont réduites comparées à celles du coupleur de base.

Tout comme pour le guide isolé, nous avons essayé de vérifier expérimentalement les résultats de l'étude théorique, c'est un compte rendu succinct de cette étude que nous allons maintenant présenter.

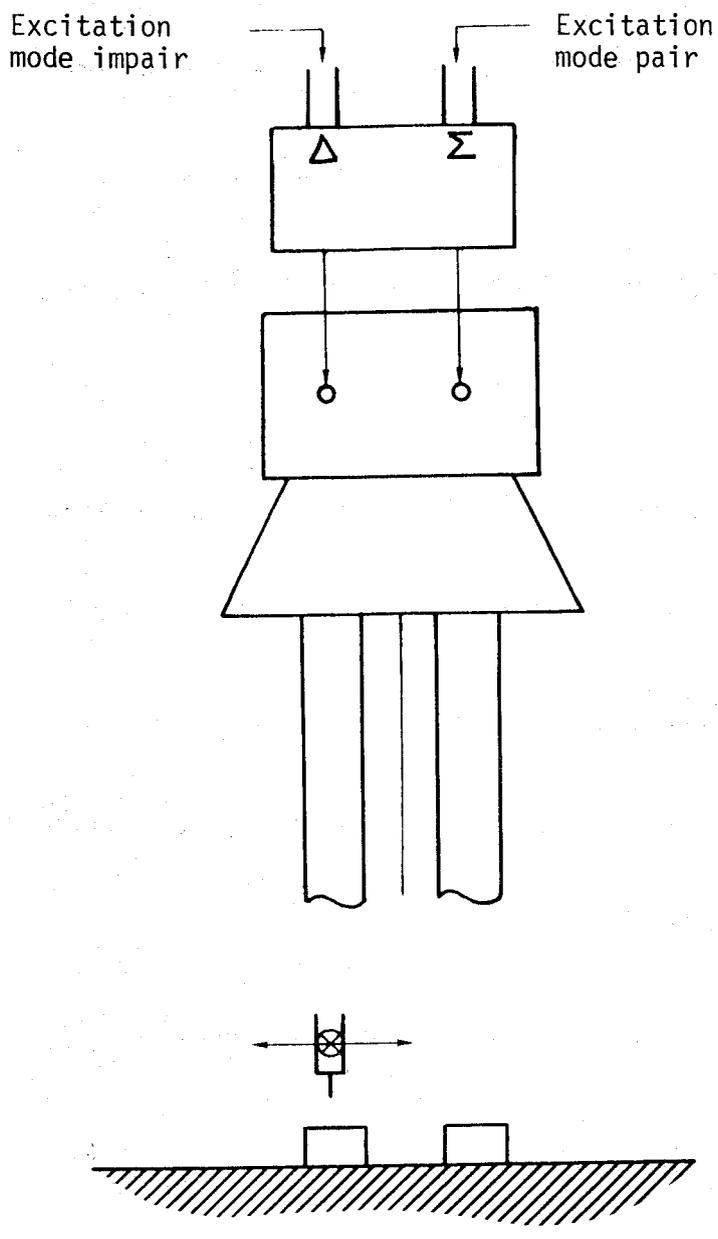


FIGURE III.13: Montage de mesure pour la caractérisation expérimentale des modes normaux du coupleur

III.1.4 Vérification expérimentale

L'étude expérimentale a été faite en bande X au moyen du système de mesure présenté dans la première partie. L'excitation en mode pair ou en mode impair est réalisée comme l'indique la figure III.13 grâce à un té magique. Pour exciter le mode pair, le signal incident est appliqué à l'entrée Σ du té magique : on obtient alors sur chacune des antennes d'excitation deux ondes en phase et le plan de symétrie du système est un court circuit magnétique.

Pour exciter le mode impair on utilise l'entrée Δ de ce même té magique. Les ondes couplées au niveau des antennes d'excitation sont donc en opposition de phase et l'on génère, par ce biais, le mode impair. Les transitions coaxiale - guide assurant également l'écartement entre les deux guides images, l'adaptation de ces transitions est un peu moins bonne que celle que nous avons obtenu lors de la caractérisation des guides isolés. Elle est néanmoins acceptable et nous n'avons pas constaté de problème majeur.

Nous présentons figure III.14, un exemple de relevé expérimental. Nous pouvons constater que bien que la qualité des résultats obtenus soit un peu moins bonne que lors de la caractérisation du guide isolé, il y a néanmoins une bonne correspondance entre théorie et expérience. Ceci a été constaté pour tous les cas traités ($S = 2\text{mm}$, $S = 5\text{mm}$, $S = 10\text{mm}$).

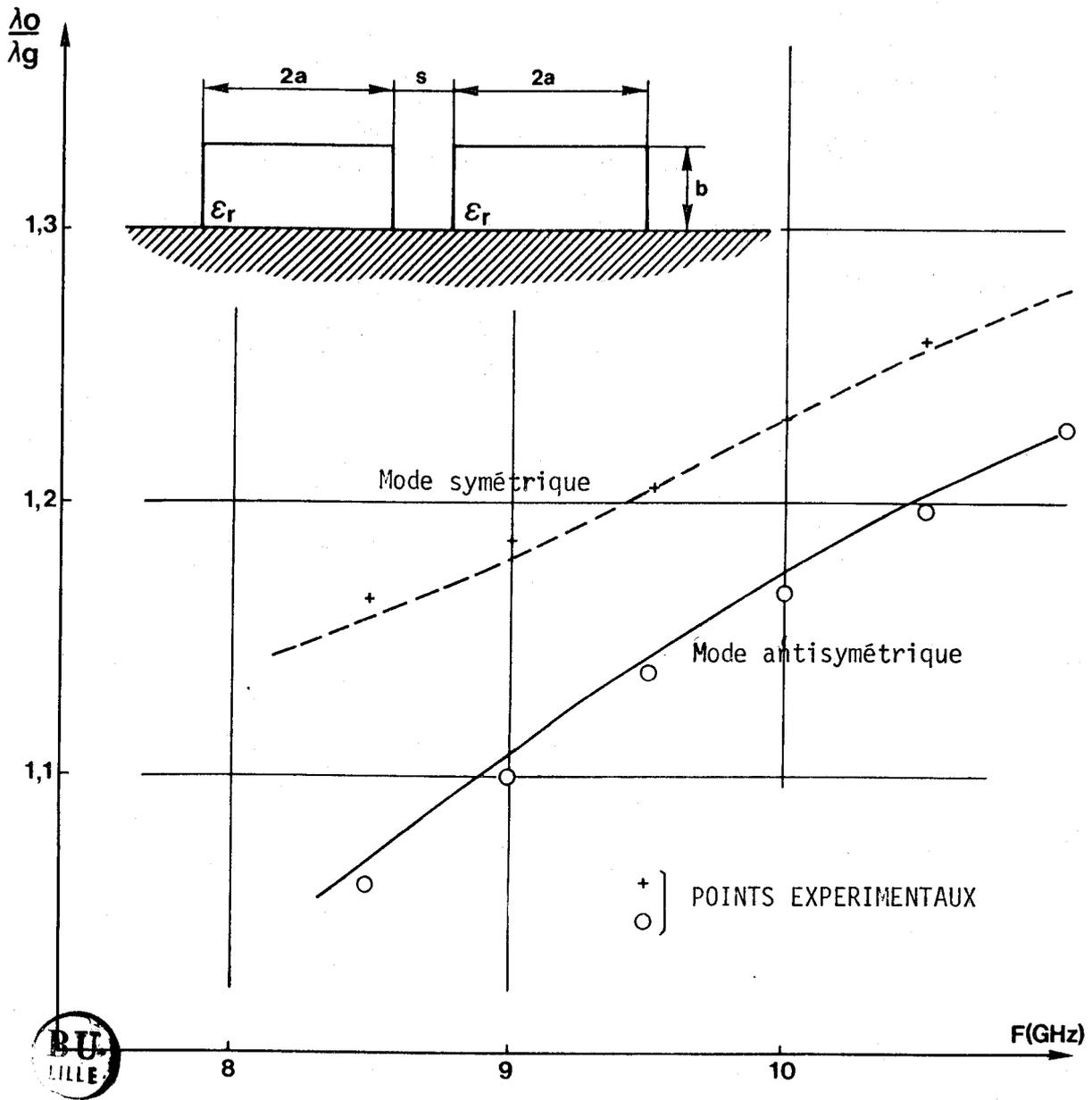


FIGURE III.14 : Guides images couplés : comparaison théorie-expérience

Au cours de la même phase de mesure nous avons pu vérifier à partir des relevés de champs transversaux que les hypothèses de murs électriques (CCE) et magnétiques (CCM) étaient bien vérifiées (cf. figure III.15).

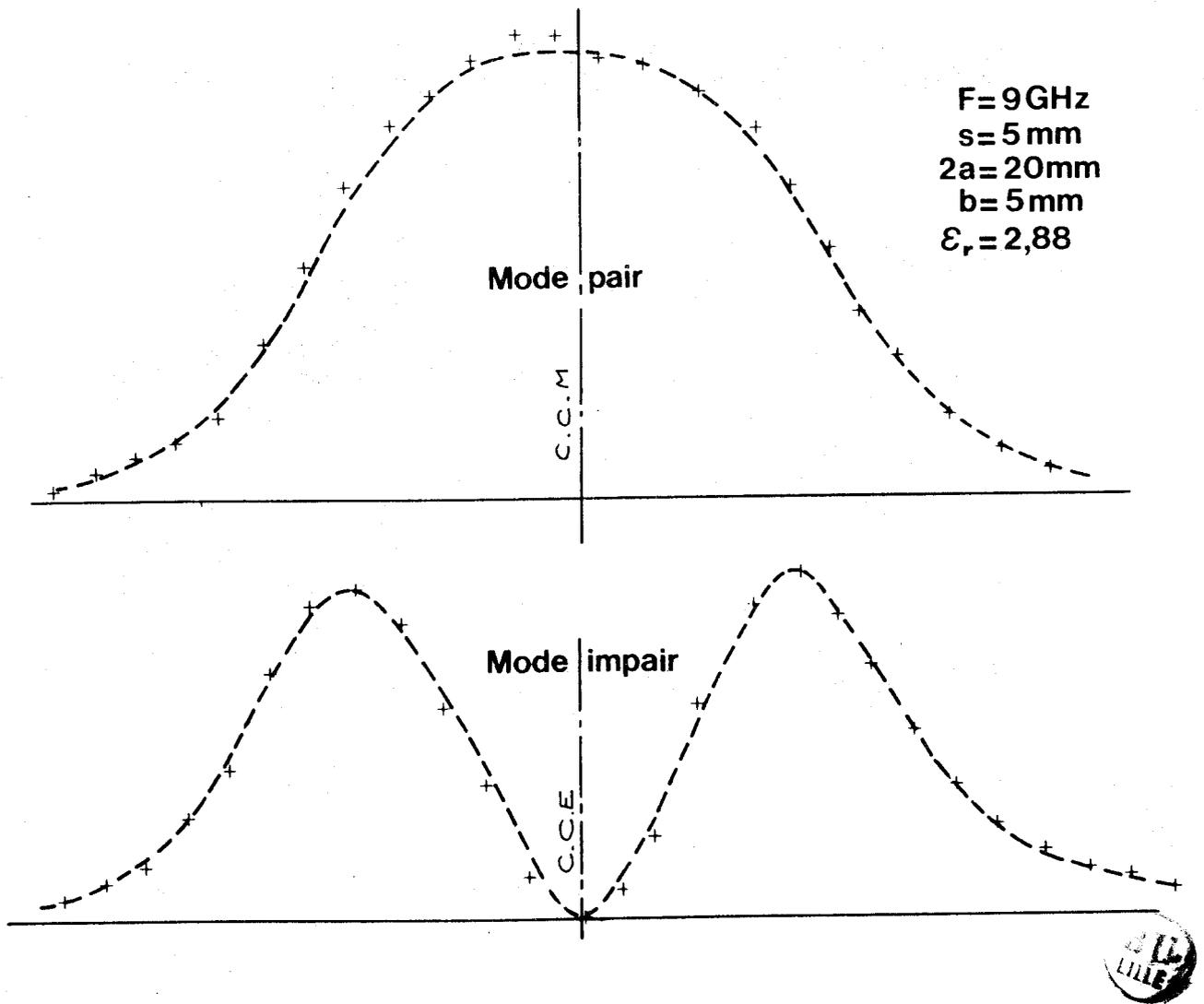


FIGURE II.15 : Relevé expérimental du champ transverse électrique pour les deux modes normaux du coupleur

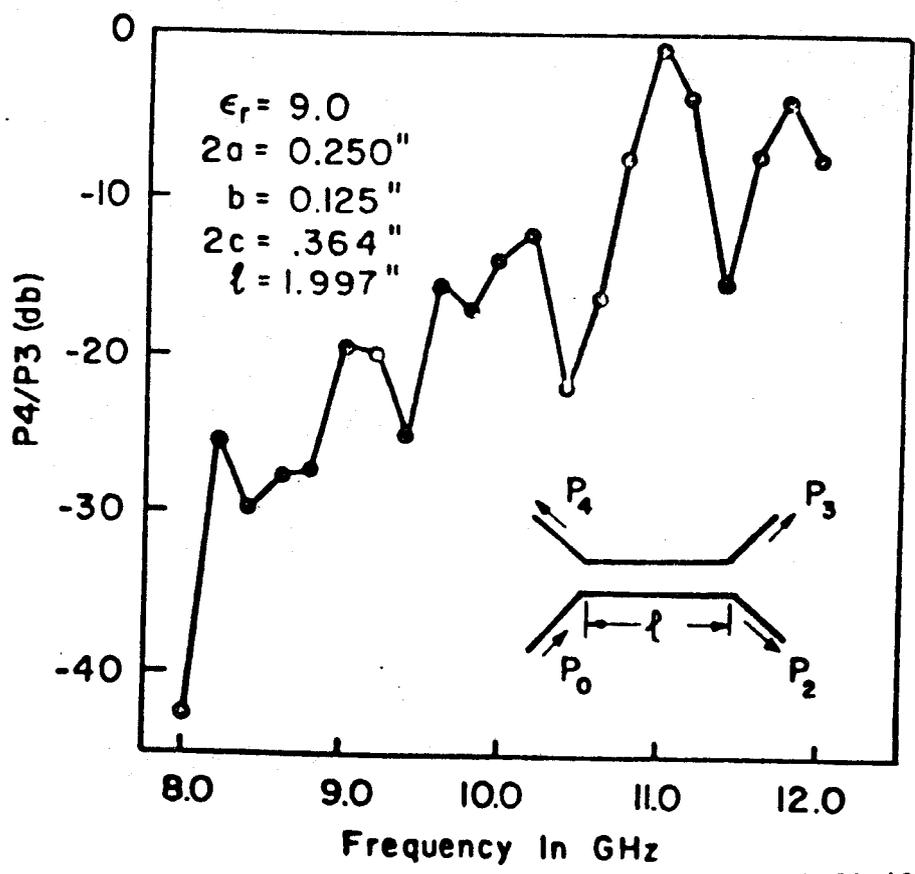
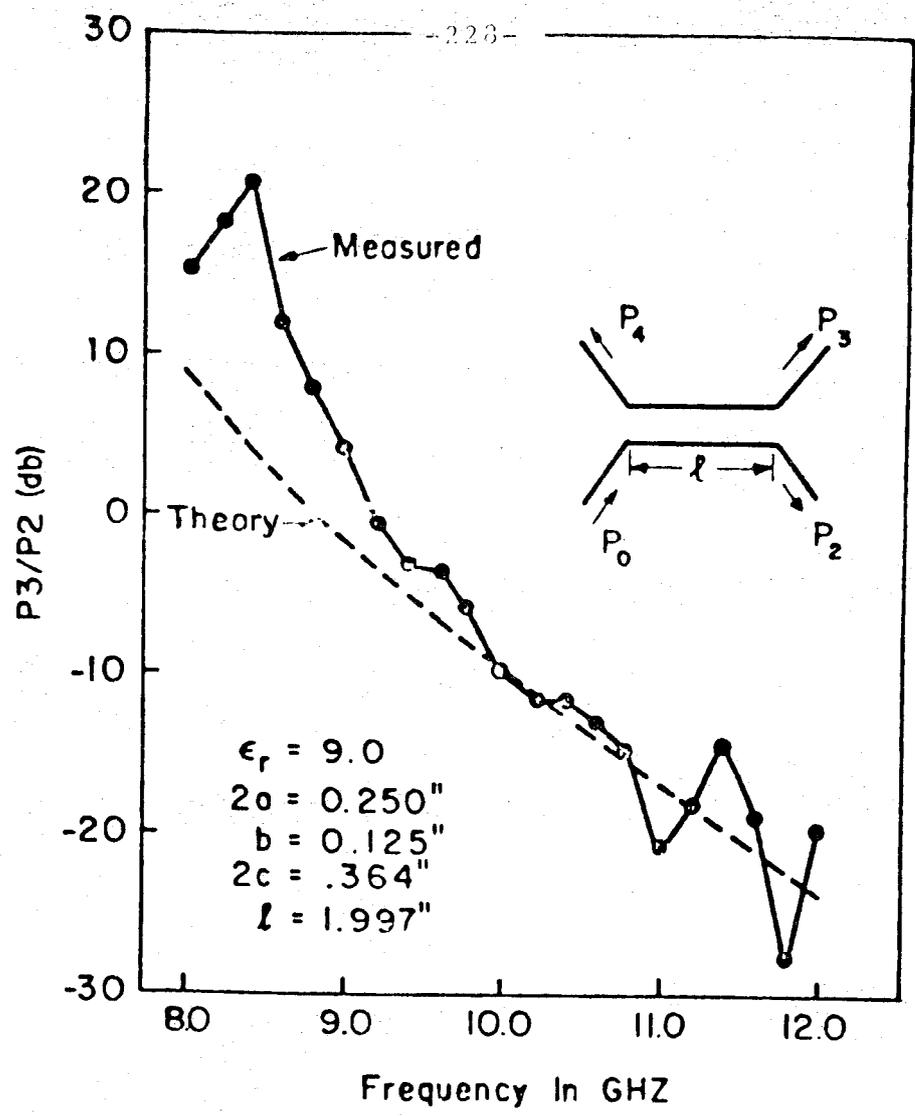


FIGURE III 16 : Résultats publiés par KNOX et TOULIOS (67)

Ces dernières années, de nombreux auteurs ont étudié les coupleurs "guide image" (67) (68) (69) (70). Afin d'estimer l'intérêt présenté par notre démarche vis-à-vis d'approches moins sophistiquées, nous avons rapproché nos résultats de ceux obtenus par la méthode de la permittivité effective (67). Ces résultats sont tout à fait comparables. Ceci est étonnant si l'on se souvient des écarts importants constatés entre les résultats issus des méthodes analytiques approchées et ceux obtenus par la méthode de la résonance transverse pour le guide isolé. L'explication réside dans le fait que le coefficient de couplage est proportionnel à la différence des constantes de phase en mode pair et impair ; bien que les diagrammes de dispersion de ces modes, obtenus par les deux méthodes, soient différents, le coefficient de couplage, à fréquence donnée est quasiment identique.

Compte tenu de cela, on pourrait penser que le problème de conception des coupleurs guide image est résolu depuis longtemps. Pourtant, à notre sens, des travaux restent à faire. Pour illustrer notre affirmation nous présentons figure III.16 les résultats publiés sur le sujet par KNOX et TOULIOS. Aux alentours de 10 GHz, où la pratique semble confirmer la théorie on peut constater que l'isolation du coupleur est pratiquement nulle. En basse fréquence, où le coupleur est directif on peut observer un excès de couplage. Celui-ci peut être lié à la non prise en compte du couplage parasite entre les voies d'accès du coupleur. Celles-ci sont en général constituées de sections de guide coudées. Nous voyons donc apparaître à ce niveau, l'importance que peuvent avoir ces sections coudées de raccordement dans l'étude des dispositifs. Il est donc nécessaire, comme nous l'avons dit dans les généralités de les caractériser avec soin, T. TRINH d'une part (71), M. ABOUZAHRA d'autre part (72) ont proposé des formules empiriques de correction permettant de rendre compte de l'effet spécifique des coudes.

Dans le paragraphe suivant, nous apportons une modeste contribution à cette caractérisation en essayant de déterminer les variations de longueur d'onde guidée induites par la courbure des guides et la liaison entre cette courbure et l'éventuel rayonnement des dispositifs. Cette étude est faite à partir de l'analyse des résonateurs diélectriques annulaires.

III.2 CONTRIBUTION A L'ETUDE DE RESONATEURS DIELECTRIQUES ANNULAIRES EN MODES HYBRIDES

III.2.1 Généralités

En ondes centimétriques, depuis déjà plusieurs années, les résonateurs diélectriques ont conquis leurs lettres de noblesse. La mise au point de matériaux de forte permittivité, à faibles pertes et de caractéristiques stables en température tel que le tétrahydrovanadate de baryum a permis de développer des oscillateurs stables et des filtres à haut coefficient de surtension. Pour ces résonateurs le produit fréquence de résonance - coefficient de surtension propre (produit $F Q_0$) est constant (73). De ce fait, en ondes millimétriques, leur intérêt diminue quelque peu, les coefficients de surtension obtenus étant alors très faibles. Les recherches conduites à l'heure actuelle sur les matériaux pérovskites permettent cependant d'espérer l'obtention de produits $F Q_0$ très élevés pour des matériaux dont la permittivité relative serait de l'ordre de 20 (74). Dans ce contexte, la réalisation de résonateurs fonctionnant au-delà de 30 GHz est envisageable.

Bien que la plupart du temps les résonateurs diélectriques se présentent sous la forme de cylindres tronqués, l'on peut aussi les réaliser à partir de guides diélectriques tubulaires. A permittivité fixée, pour une même fréquence de résonance, ils présentent alors l'avantage d'avoir un diamètre extérieur plus important et sont donc plus facilement manipulables. Ce sont des résonateurs de ce type que nous avons étudié. L'utilisation de ceux-ci couplés à des guides images implique de pouvoir les caractériser en modes hybrides et non comme il est d'usage, en mode TE ou TM. La plupart des méthodes mises au point ces dernières années ne peuvent être appliquées dans le cas des modes hybrides (75) (76) (77).

En dépit de la complexité de sa mise en oeuvre, la méthode d'analyse proposée par Ph. GELIN (57) et reprise dans le cadre de ce travail dans son application au guide image semble bien adaptée au problème posé. Nous proposons dans le chapitre suivant un résumé de l'étude des résonateurs diélectriques annulaires en modes hybrides à partir de l'analyse des discontinuités réalisées sur des guides diélectriques tubulaires.

III.2.2 Mise en place du modèle d'étude

Le type de résonateur dont nous envisageons l'étude est présenté figure III.17 ; c'est un résonateur diélectrique annulaire reposant sur un plan métallique.

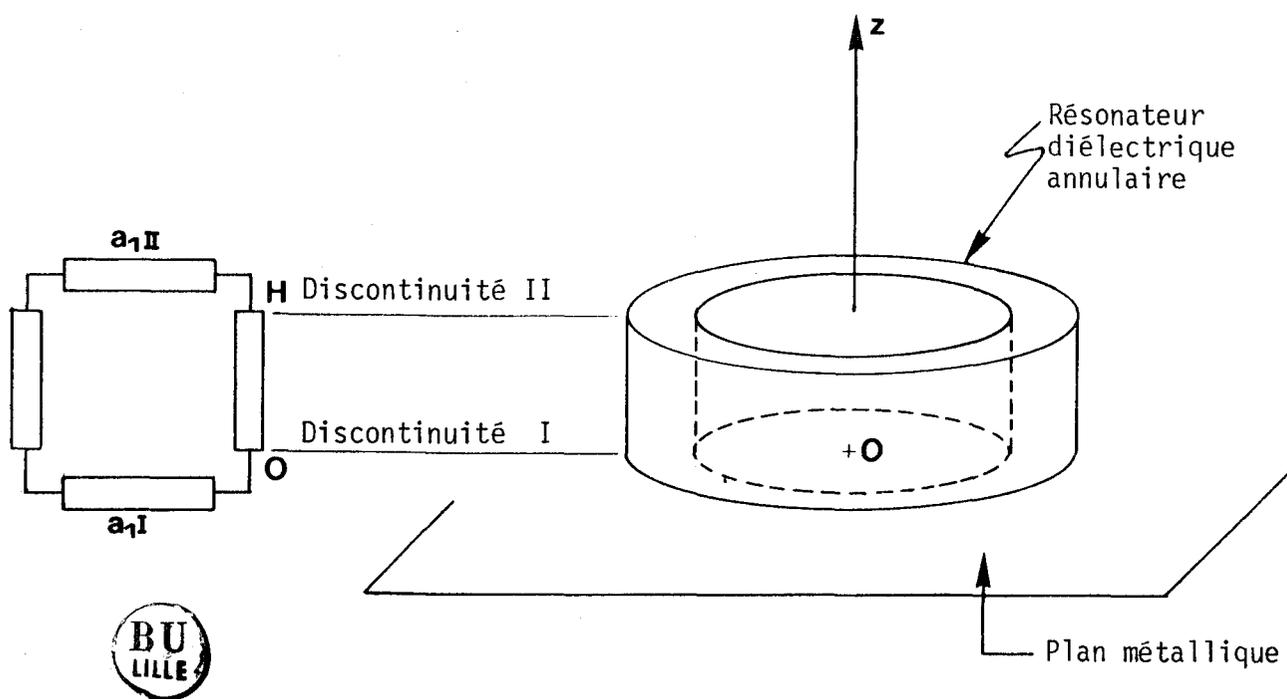


FIGURE III.17 : Le résonateur diélectrique étudié

Comme nous avons eu l'occasion de le dire dans le deuxième chapitre, un résonateur peut être considéré comme un tronçon de guide limité par deux discontinuités.

Dans le cas qui nous intéresse, le guide de base est un guide diélectrique cylindrique tubulaire. Les deux discontinuités sont :

- un plan métallique parfait en $z = 0$
- un arrêt brusque du guide en $z = h$.

Lorsque le phénomène stationnaire qui s'établit entre 0 et H est constructif, l'énergie transportée par le mode résonant est piégée.

Nous retrouvons les mêmes concepts que ceux développés pour l'étude en résonance transverse du guide image. Ainsi, la résonance est décrite du point de vue formel par les équations suivantes :

$$\operatorname{tg}(2\beta H) = \frac{\operatorname{Re}(a_{1I}) \operatorname{Im}(a_{1II}) + \operatorname{Im}(a_{1I}) \operatorname{Re}(a_{1II})}{\operatorname{Re}(a_{1I}) \operatorname{Re}(a_{1II}) - \operatorname{Im}(a_{1I}) \operatorname{Im}(a_{1II})} \quad (a) \quad (III.5)$$

$$\cos(2\beta H) / [\operatorname{Re}(a_{1I}) \operatorname{Re}(a_{1II}) - \operatorname{Im}(a_{1I}) \operatorname{Im}(a_{1II})] > 0 \quad (b)$$

Le calcul du coefficient de qualité de rayonnement du résonateur est identique à celui développé au paragraphe II. Ce calcul aboutit au résultat ci-dessous :

$$Q_{\text{ray}} = \frac{2\omega H}{\nu_g} \frac{1}{(2 - |a_1|^2 - |a_2|^2)} \left[1 + \frac{\nu_g \cdot T}{H} \frac{1}{2\pi} \{ |\operatorname{Im}(a_1)| + |\operatorname{Im}(a_2)| \} \right] \quad (III.6)$$

Pour déterminer les différentes grandeurs ainsi définies, il est nécessaire d'étudier dans un premier temps le spectre de modes du guide diélectrique tubulaire puis de caractériser la discontinuité présente en $z = H$.

III.2.3 Rappels concernant la démarche d'étude

La démarche utilisée est celle que nous avons présentée précédemment lors de l'étude du résonateur guide image. Elle consiste :

1°) à déterminer les spectres de modes susceptibles d'exister de part et d'autre de la discontinuité.

Comme l'indique la figure III.18, le guide est décrit dans le système de coordonnées cylindriques. Pour le guide diélectrique tubulaire, le spectre comporte une partie discrète constituée des modes de surface guidés et une partie continue. L'expression des champs dans les différentes régions est consignée en annexe

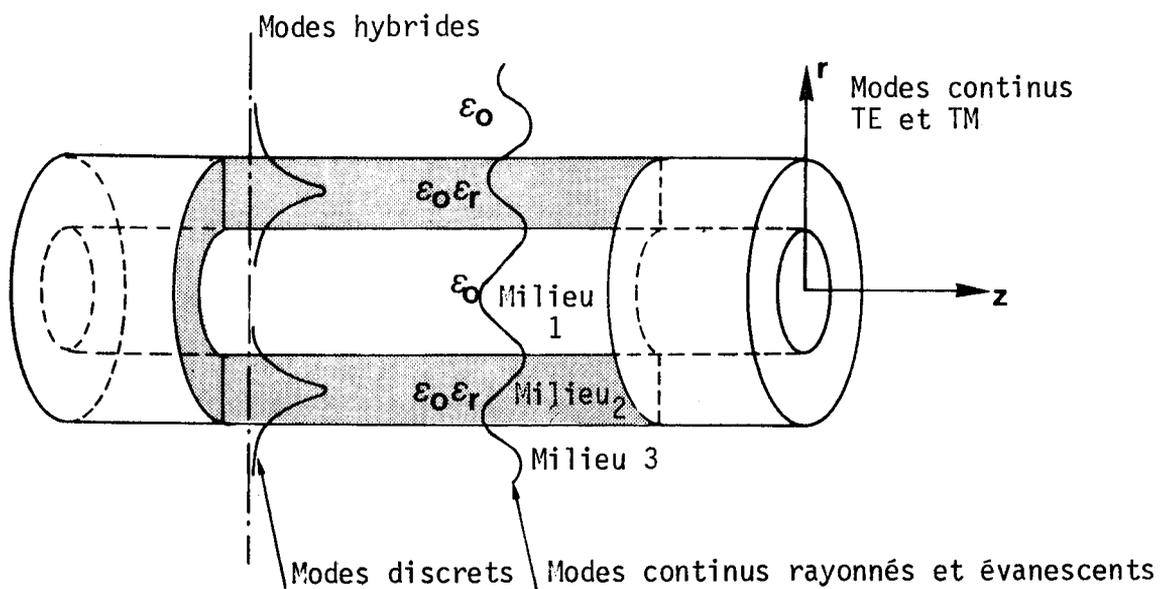


FIGURE III.18 : Le guide diélectrique tubulaire
Schématisation des modes existants

Les modes continus peuvent tous être construits à partir de deux séries orthogonales de modes (59), la condition d'orthogonalité s'exprimant classiquement comme :

$$\langle H_2 \mid E_1 \rangle = 0$$

où les indices 1 et 2 correspondent respectivement aux deux séries précitées. Ces modes sont des modes continus hybrides.

Si ce guide tubulaire est arrêté brusquement en $z = 0$, nous retrouvons à droite de la discontinuité des modes continus TE et TM correspondant respectivement à la dégénérescence des modes continus HE_m^2 et EH_m^1 présents à gauche de cette même discontinuité.

2°) A écrire les conditions de continuité sur les composantes transversales du champ et calculer ainsi l'expression des coefficients de couplage entre modes.

Ces équations de continuité s'expriment

comme :

$$\begin{aligned} (1+a_n) \begin{Bmatrix} E_{rn} \\ E_{\theta n} \end{Bmatrix} + \sum_{i \neq n} a_i \begin{Bmatrix} E_{ri} \\ E_{\theta i} \end{Bmatrix} + \int_0^\infty q^r(\rho) \begin{Bmatrix} E_{r1}(\rho) \\ E_{\theta 1}(\rho) \end{Bmatrix} d\rho + \int_0^\infty p^r(\rho) \begin{Bmatrix} E_{r2}(\rho) \\ E_{\theta 2}(\rho) \end{Bmatrix} d\rho \\ = \int_0^\infty q^t(\rho) \begin{Bmatrix} E_r^1(\rho) \\ E_\theta^1(\rho) \end{Bmatrix} d\rho + \int_0^\infty p^t(\rho) \begin{Bmatrix} E_r^2(\rho) \\ E_\theta^2(\rho) \end{Bmatrix} d\rho \end{aligned} \tag{a}$$

(III.7)

et

$$\begin{aligned} (1-a_n) \begin{Bmatrix} H_{rn} \\ H_{\theta n} \end{Bmatrix} - \sum_{i \neq n} a_i \begin{Bmatrix} H_{ri} \\ H_{\theta i} \end{Bmatrix} - \int_0^\infty q^r(\rho) \begin{Bmatrix} H_{r1}(\rho) \\ H_{\theta 1}(\rho) \end{Bmatrix} d\rho - \int_0^\infty p^r(\rho) \begin{Bmatrix} H_{r2}(\rho) \\ H_{\theta 2}(\rho) \end{Bmatrix} d\rho \\ = \int_0^\infty q^t(\rho) \begin{Bmatrix} H_r^1(\rho) \\ H_\theta^1(\rho) \end{Bmatrix} d\rho + \int_0^\infty p^t(\rho) \begin{Bmatrix} H_r^2(\rho) \\ H_\theta^2(\rho) \end{Bmatrix} d\rho \end{aligned} \tag{b}$$

Comme nous l'avons illustré figure III.19 :

a_n est le coefficient de réflexion du mode HE_{mn}

a_i est le coefficient de couplage aux autres modes guidés réfléchis $q^r(\rho)$, $p^r(\rho)$, $q^t(\rho)$ et $p^t(\rho)$ sont les fonctions de couplage aux modes continus réfléchis et transmis.

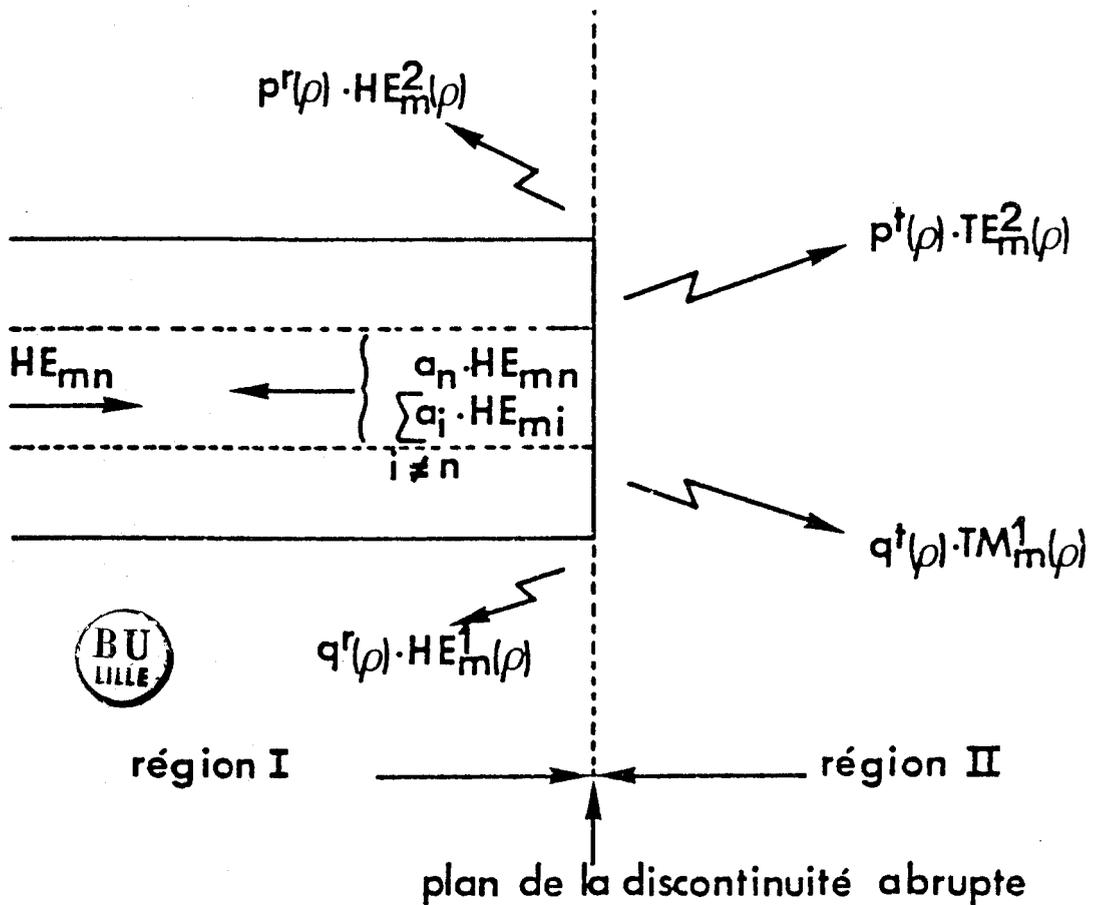


FIGURE III.19 : Schématisation des phénomènes de diffraction sur la discontinuité (arrêt brusque du guide tubulaire)

3°) A transformer grâce aux relations d'orthogonalité entre les différents modes, le système d'équations de continuité en un système d'équations intégrales couplées.

4°) A résoudre le système d'équations intégrales couplées en utilisant les "séries de NEUMANN".

Pour cela, rappelons qu'il convient de faire apparaître explicitement dans les équations intégrales des solutions approchées analytiques de l'un ou l'autre des coefficients ou fonction de couplage. Ces solutions permettent d'initialiser le processus itératif de résolution numérique.

5°) A faire apparaître des équations test permettant de rendre compte du bon déroulement du processus numérique et de la validité des résultats. Dans le cas présent, ces équations s'expriment comme :

$$1 = \frac{1}{4} \left\{ \int_0^{\infty} q^t(\rho) (\langle H_n | E^1(\rho)^* \rangle + \langle H^1(\rho) | E_n^* \rangle) d\rho + \int_0^{\infty} p^t(\rho) (\langle H_n | E^2(\rho)^* \rangle + \langle H^2(\rho) | E_n^* \rangle) d\rho \right. \\ \left. \right. \quad \text{(III.8)}$$

et la relation de conservation de l'énergie qui s'exprime comme :

$$1 = |a_n|^2 + \int_0^{k_0} (|p^r(\rho)|^2 + |q^r(\rho)|^2) d\rho + \int_0^{k_0} (|p^t(\rho)|^2 + |q^t(\rho)|^2) d\rho + \sum_{i \neq n} |a_i|^2 \quad \text{(III.9)}$$

Basé sur cette méthode, un programme de calcul des caractéristiques de résonance des résonateurs diélectriques annulaires a été développé.

Les modes étudiés sont les modes azimutaux correspondant à une excitation du résonateur directement par le guide image.

La cohérence de ce programme avec celui écrit pour l'étude des résonateurs pleins (76) a été vérifiée par continuité en faisant tendre le rayon intérieur de la structure coaxiale vers zéro.

Une étude très détaillée de la convergence du processus itératif a été menée d'abord dans la thèse de Ph. GELIN (57) puis dans celle de M. HABIBI (76). Nous ne reprendrons pas ici cette étude, nous contentant de travailler sur les premiers résultats obtenus dans l'optique d'un développement à venir de dispositifs conçus à partir du guide image.

III.2.4 Présentation des premiers résultats obtenus

a) Généralités

Dans le cas des résonateurs diélectriques pleins isolés ou posés sur plan métallique, la courbe reliant la fréquence de résonance au rapport \emptyset/H (\emptyset diamètre du résonateur, H hauteur du résonateur) est une courbe universelle. Cela n'est malheureusement plus le cas pour les résonateurs annulaires.

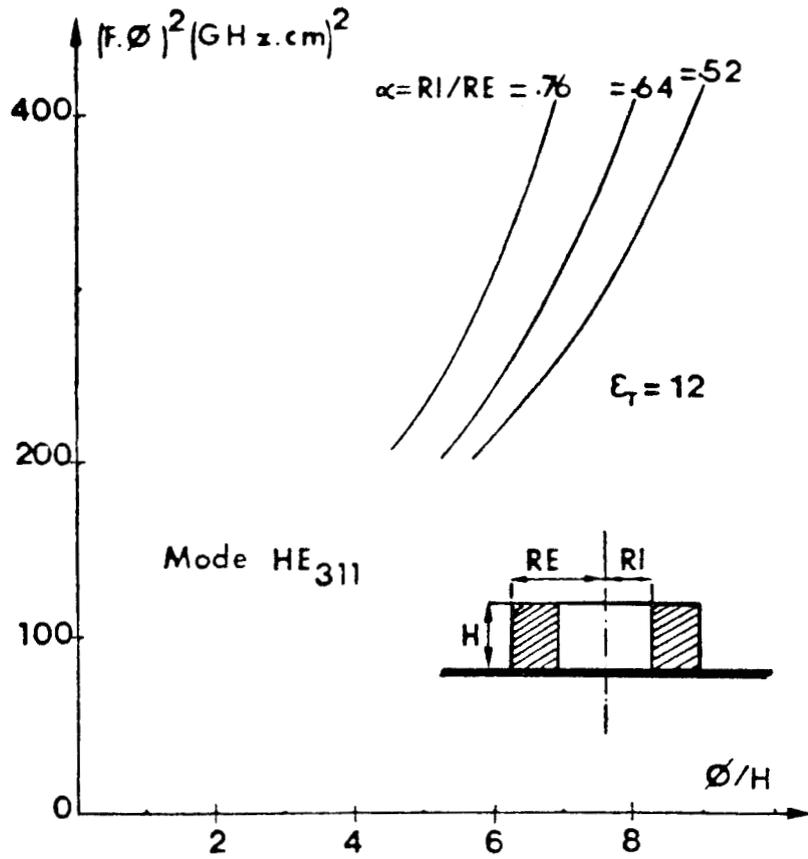
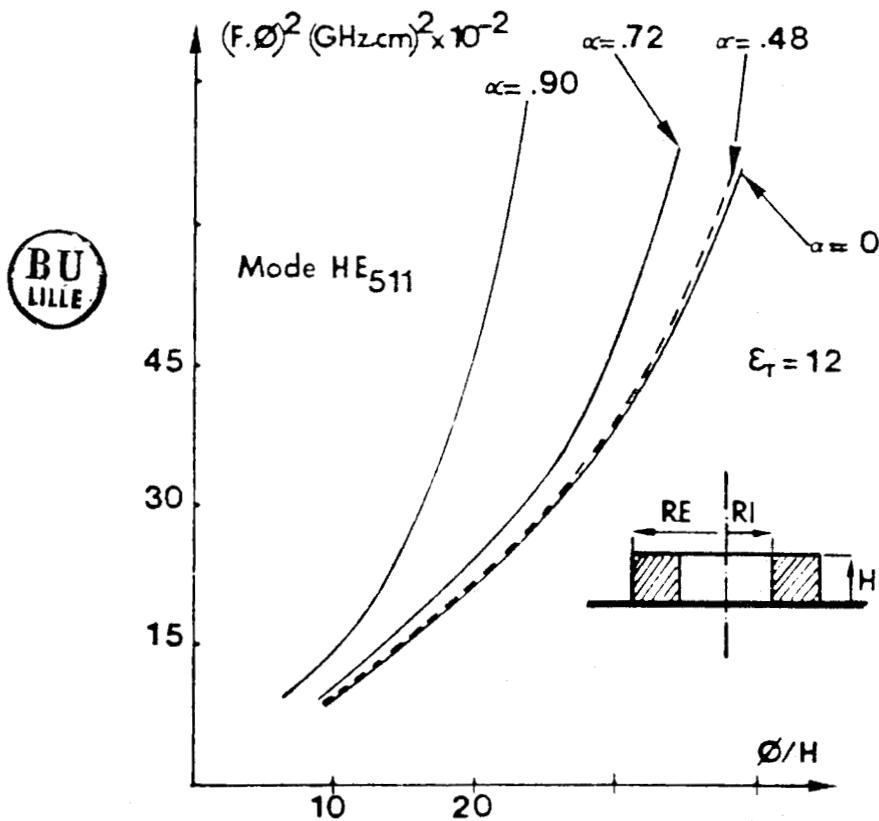


FIGURE III.20 : Evolution de la fréquence de résonance d'un résonateur annulaire posé sur un plan métallique en fonction de sa géométrie ($\alpha = RI/RE$ et \varnothing/H)



BU
LILLE

En effet, nous disposons d'un degré de liberté supplémentaire, le rayon intérieur de la structure tubulaire. Nous n'aurons donc plus une seule courbe mais un réseau de courbes paramétré en α où α est le rapport du rayon intérieur au rayon extérieur ($\alpha = RI/RE$).

Nous présentons figure III.20, un exemple de résultat obtenu par exploitation du modèle numérique développé, ce pour deux modes azimutaux différents. La notation utilisée correspond à la désignation des modes hybrides correspondants du guide diélectrique tubulaire : HEmn ou EHmn. Pour ces modes, l'indice m représente l'ordre azimutal (périodicité selon θ) et n correspond à la n^{ième} solution de l'équation caractéristique. Le choix de la valeur de la permittivité ($\epsilon_r = 12$) est lié à notre désir de vouloir vérifier expérimentalement nos résultats théoriques (résonateurs de dimensions suffisamment grandes). Nous pouvons observer qu'à \emptyset/H donné, la fréquence de résonance dépend peu de RI/RE

tant que ce rapport est suffisamment faible ($RI/RE < 0.5$).

Remarquons que dans l'étude que nous avons faite, nous avons considéré des rapports \emptyset/H relativement grands. Ceci correspond à l'idée que l'on se fait a priori des résonateurs "guide image". Nous sommes conscients cependant que seule une étude systématique des différentes géométries possibles pourra nous indiquer les meilleurs compromis à utiliser lors de la conception de sous ensembles. Ceci dépendra étroitement des coefficients de surtension obtenus, mais aussi des possibilités de couplage entre ligne et résonateur.

Afin de faire la liaison entre les résultats que nous venons de présenter et les résonateurs "guide image", il est nécessaire d'effectuer la correspondance entre les résonances

$$HE_{\alpha\beta\gamma} \text{ ou } EH_{\alpha\beta\gamma}$$

et celles construites à partir des modes du guide image (E_y^{pq} ou E_x^{pq}).

A ordre azimutal donné, le mode fondamental de la structure tubulaire est le mode HE_{m1} . Nous avons représenté ci-dessous l'évolution du champ E_z d'un tel mode lorsque $m = 2$.

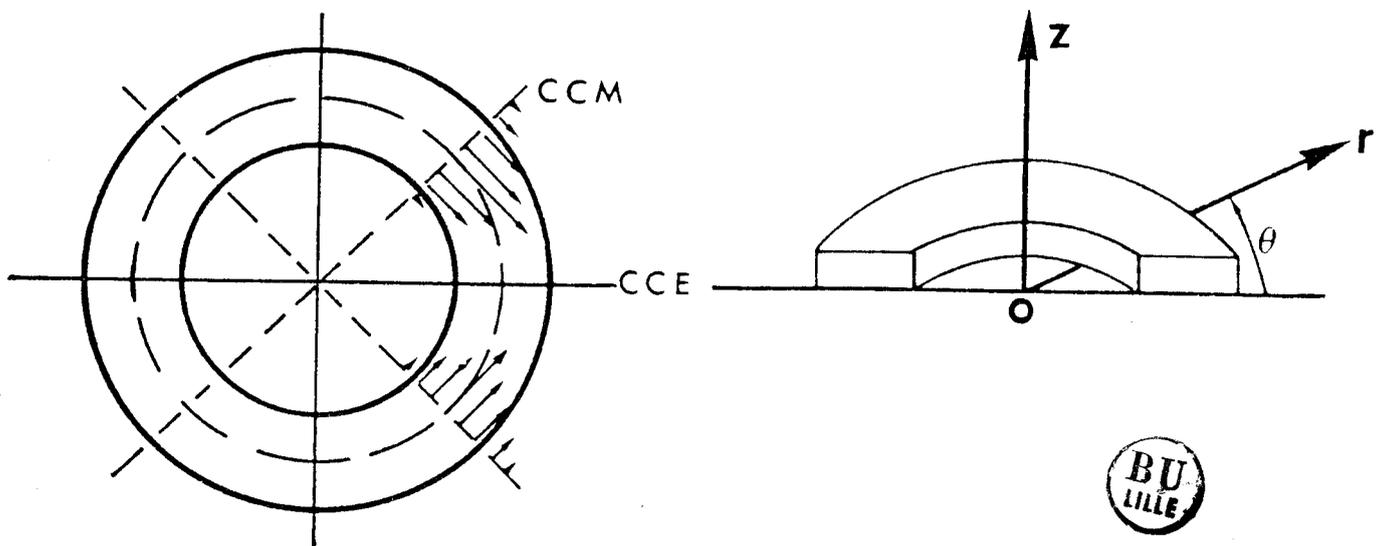


FIGURE III.17 : Evolution du champ électrique longitudinal E_z en fonction de r et de θ ($m = 2$)

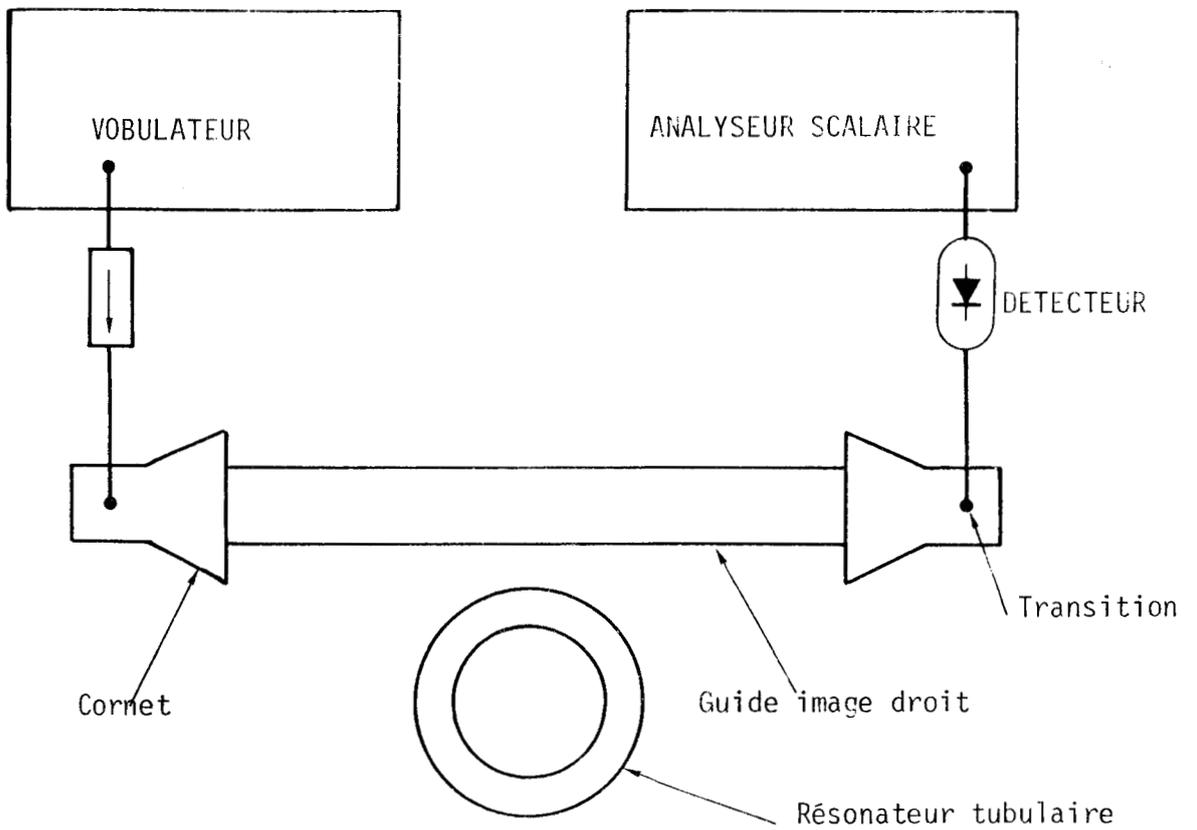


FIGURE III.21a : Montage pour la détermination des fréquences de résonance en transmission (S_{21})

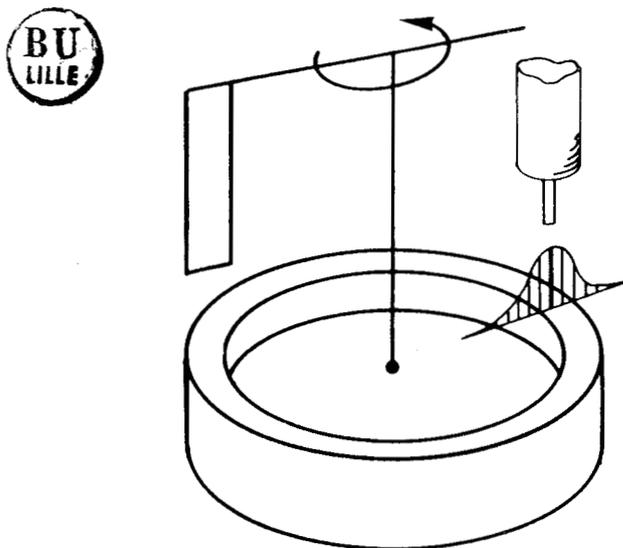


FIGURE III.21b : Schéma du banc de mesure de l'ordre azimutal m

E_z est l'équivalent de E_y dans la notation utilisée pour le guide image. Dans ces conditions, il est évident qu'au mode HE_{m11} correspond la résonance E_y^{11m} .

De la même manière, le mode EH_{m11} correspondra à la résonance E_x^{11m} , si le mode E_x^{11} est le $i^{\text{ème}}$ mode de la structure guide image.

b) Etude théorique et expérimentale de résonateurs annulaires en modes hybrides

Afin de pouvoir vérifier la fiabilité des résultats obtenus à partir de l'exploitation numérique de notre modèle, nous avons mis en oeuvre un banc de caractérisation de résonateurs annulaires couplés à un guide image. Le schéma du montage est présenté figure III.21.

Le guide image d'excitation est couplé au système de mesure grâce à des transitions du type de celle que nous avons présenté dans le premier chapitre. Le résonateur est placé en réaction par rapport au guide image.

Les résonateurs ont été usinés dans des matériaux diélectriques du commerce (Stycast HIK- EMERSON et CUMING). Le choix de la permittivité du matériau ($\epsilon_r = 12$) et de la bande de fréquences de caractérisation résulte d'un compromis entre la capacité du résonateur à "piéger" l'énergie (notion de coefficient de surtension de rayonnement) et la nécessité d'identifier avec précision le mode résonant. Pour cela, la taille du résonateur doit être suffisante pour que l'on puisse relever la variation des champs présents lors de la résonance.

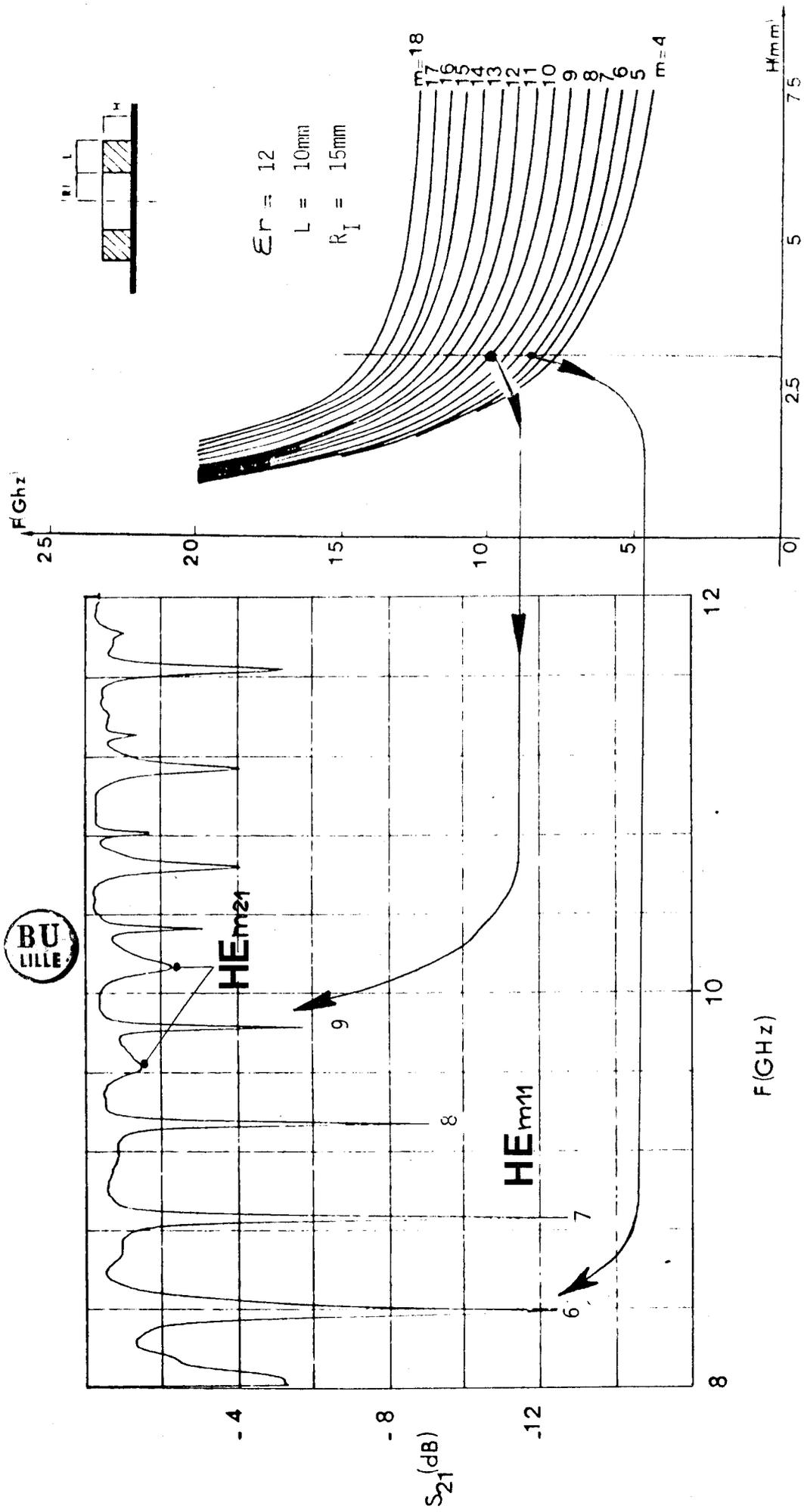


FIGURE III.22 : Identification des résonances

Comme l'indique la figure III. 21 b, nous avons donc utilisé :

1°) pour identifier le mode, le système de relevé de champ que nous avons conçu pour l'étude des guides droits.

2°) Pour le relevé de l'ordre azimutal m , une perturbation par lame métallique effectuant une relation au-dessus du résonateur. Lorsque la lame est sur un "ventre" de champ électrique, la résonance est très perturbée alors que cette perturbation est quasi inexistante sur un noeud. La visualisation de la courbe $|S_{21}(f)|$ permet de compter, pour chaque résonance, le nombre de noeuds et de ventres lors d'une rotation complète de la lame et donc d'en déduire l'ordre azimutal.

Nous présentons figure III.22, un exemple de relevé expérimental que nous comparons résonance par résonance au diagramme théorique. Nous pouvons mieux comprendre, au vu de ce relevé, la nécessité d'identifier chacun des modes étant donné leur grand nombre. Il est aussi intéressant d'observer à ce niveau, l'apparition des modes E_y^{12m} . La première décélable est aux environs de 9,6 GHz et son coefficient de surtension est très faible en relation avec le faible confinement de l'énergie dans le résonateur. Les résonances du même type, d'ordre supérieur montrent un coefficient de surtension croissant rapidement avec la fréquence.

Pour connaître la fréquence propre de chaque résonance et le coefficient de surtension associé, il convient de jouer sur le couplage en écartant le résonateur de la ligne.

Comme l'indique la figure III.23, lorsque la distance résonateur-guide image augmente, la fréquence mesurée tend vers une limite qui est la fréquence propre du résonateur.

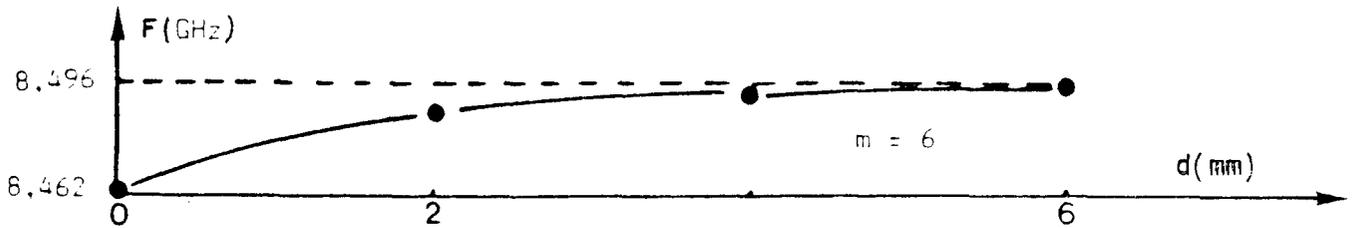


FIGURE III.23 : Exemple de variation de la fréquence de résonance mesurée en fonction de la distance résonateur guide image

En travaillant ainsi sur chaque résonance, on peut alors comparer les résultats expérimentaux aux prédictions théoriques. C'est ce que nous présentons ci-dessous pour deux résonateurs réalisés à partir d'un même guide de base ($a/b = \text{Cte}$, $\epsilon_r = \text{Cte}$, $H = \text{Cte}$) mais de rayon de courbure différents.



Résonateur 1

$$R_I = 5\text{mm}$$

$$R_E = 15\text{mm}$$

$$H = 3\text{mm}$$

Résonateur 2

$$R_I = 15\text{mm}$$

$$R_E = 25\text{mm}$$

$$H = 3\text{mm}$$

m	F_o (GHz) (ordre 1)	F_c (GHz) (calcul complet)	F_{exp} (GHz)	$\frac{\Delta F_o}{F_{exp}}$ (%)	$\frac{\Delta F_c}{F_{exp}}$ (%)
4	9,375	9,210	9,149	2,47	0,67
5	10,200	10,080	10,001	1,99	0,80
6	11,000	10,950	10,884	1,07	0,61
7	11,820	11,800	11,787	0,28	0,11

Tableau T1 : Fréquences de résonance du résonateur (1).

m	F_o (GHz) (ordre 1)	F_c (GHz) (calcul complet)	F_{exp} (GHz)	$\frac{\Delta F_o}{F_{exp}}$ (%)	$\frac{\Delta F_c}{F_{exp}}$ (%)
6	8,725	8,440	8,496	2,70	0,66
7	9,175	8,985	8,974	2,24	0,12
8	9,625	9,480	9,456	1,80	0,25
9	10,050	9,940	9,947	1,04	0,07
10	10,525	10,420	10,445	0,77	0,24
11	10,975	10,820	10,960	0,14	1,28
12	11,450	11,400	11,475	0,22	0,65
13	11,900	11,880	11,808	0,78	0,61

Tableau T2 : Fréquences de résonance du résonateur (2).

Ces résultats montrent qu'en ce qui concerne la détermination des fréquences de résonance, la théorie développée donne des résultats tout à fait satisfaisants.

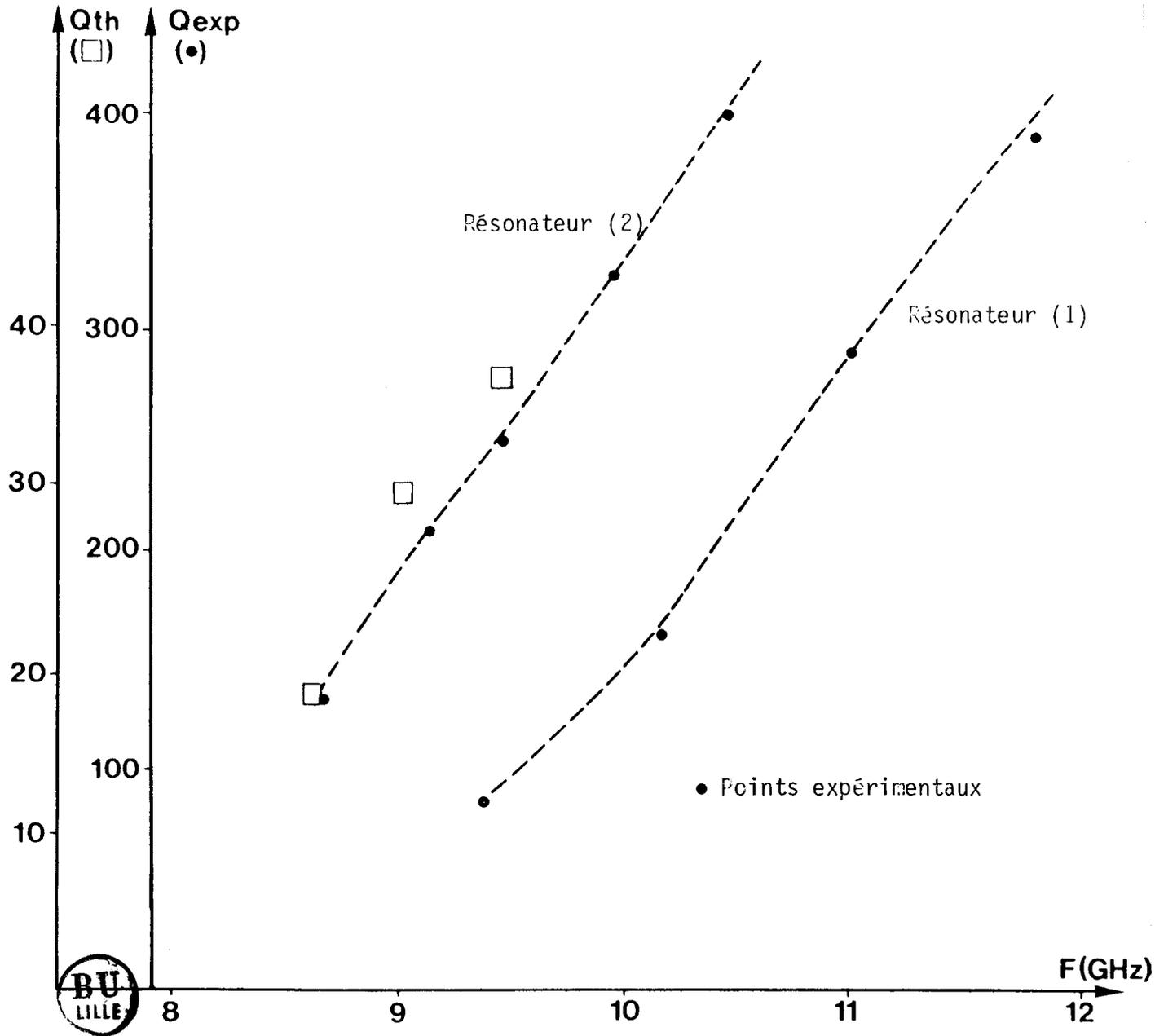


FIGURE III.24 : Variation du coefficient de surtension de rayonnement avec la fréquence : relevé expérimental - Comparaison théorie-expérience

Même à l'ordre "1" , l'erreur relative est au maximum de 2,5 %, et, si l'on considère le calcul complet la précision est meilleure que 1 %.

Cette bonne concordance théorie-expérience ne se retrouve malheureusement pas lors de la détermination du coefficient de surtension de rayonnement. Comme le présente la figure III.24, les coefficients de surtension estimés expérimentalement sont de l'ordre de la centaine alors que ceux calculés par le programme sont beaucoup plus faibles. Ceci peut provenir de l'omission d'une reversion partielle d'énergie rayonnée en énergie piégée ; ce phénomène étant accentué par le fait que les résonateurs sont très plats. Il ne faut cependant pas sous estimer les problèmes spécifiquement numériques (calcul des fonctions de BESSEL, discrétisation du domaine d'intégration, choix des pas etc...).

Notons cependant que les variations théoriques et expérimentales du coefficient de surtension avec la géométrie du résonateur ou la fréquence sont comparables. Cette observation avait déjà été faite par Ph. GELIN lors de l'étude par la même méthode résonateurs diélectriques excités en mode TE ou TM (57). Il est donc intéressant d'exploiter le programme de manière systématique afin de connaître les variations relatives de Q_r . Nous présentons figure III.25 un exemple de ces variations. Lorsque la fréquence augmente, les coefficients de qualité évoluent de même pour une fréquence fixée, on voit que les coefficients de qualité de rayonnement augmentent avec l'ordre azimutal. A la limite, pour $m \rightarrow \infty$, le rayon de courbure est infini et l'on doit retrouver un coefficient de surtension infini sauf dans le cas où l'on se trouve dans la zone mode de fuite du guide image considéré.

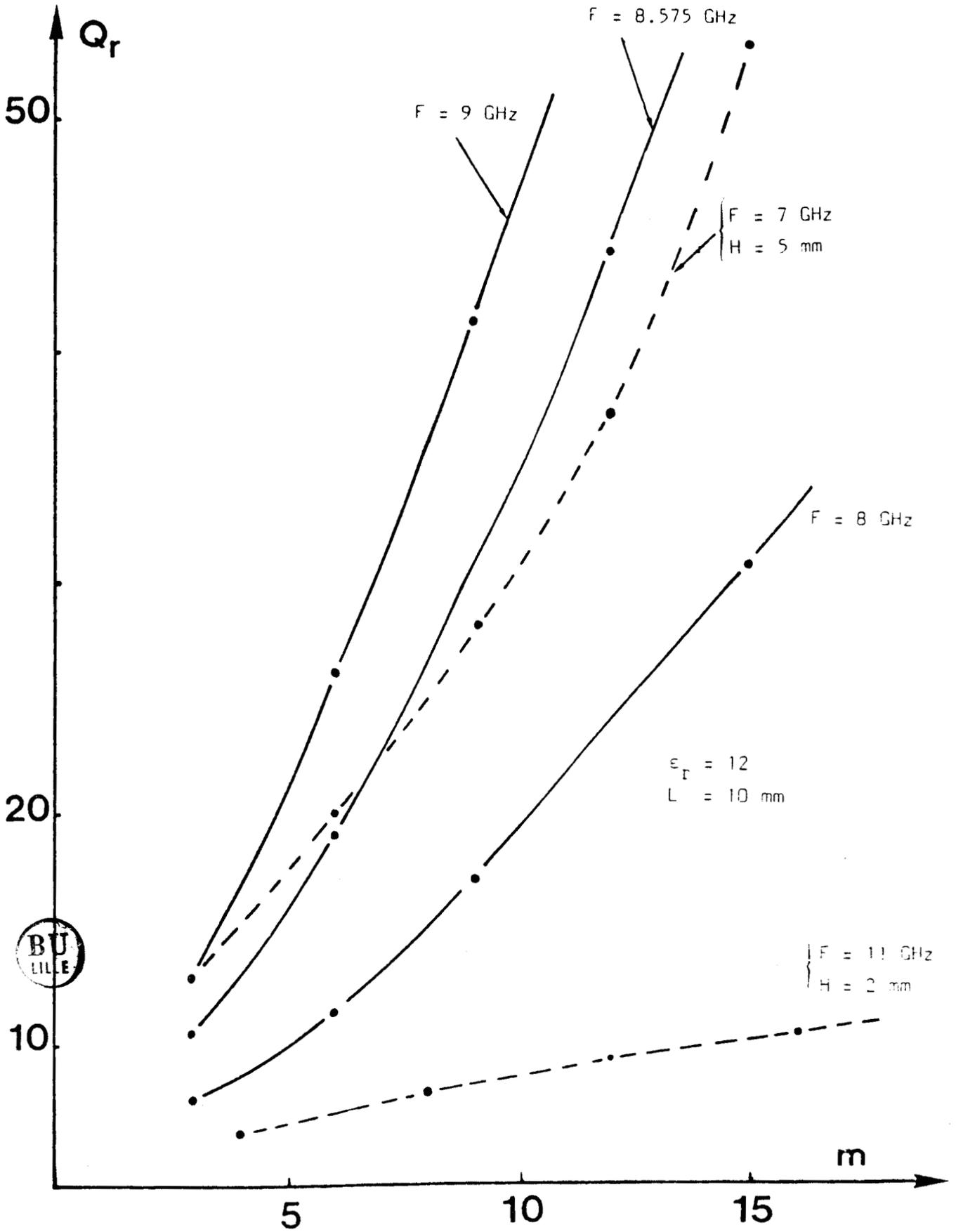


FIGURE III.25 : Variation théorique du coefficient de qualité de rayonnement avec l'ordre azimutal m

Lors de la réalisation de dispositifs, les contraintes d'encombrement ou de position relative des composants impliquent la réalisation de coudes.

L'étude des résonateurs annulaires permet de connaître avec plus de précision l'effet des courbures sur la propagation des ondes.

c) Quelques éléments concernant les sections coudées

Pour un guide image coudé, les distributions d'amplitude du champ électrique E_y et du vecteur de POYNTING sont décentrées vers l'extérieur du guide (figure III.26) ce qui provoque une "déconcentration de l'énergie" (77) (78) (79) (80).

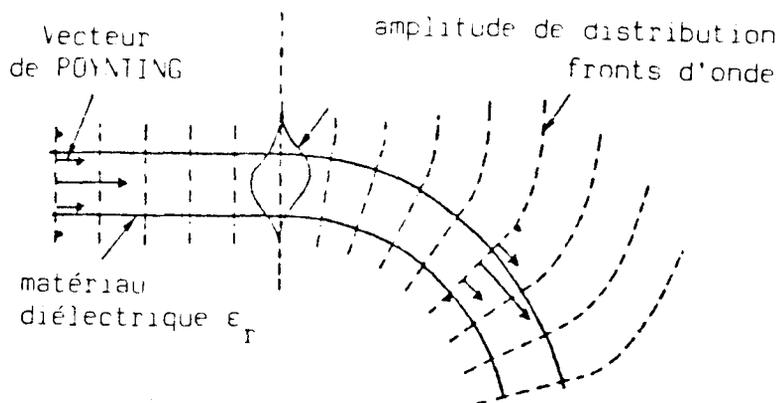


FIGURE III.26 : Influence d'une courbure du guide image sur les fronts d'ondes

Nous pouvons retrouver ce résultat à partir de la reconstitution théorique des champs obtenue à partir de l'étude des résonateurs annulaires. Figure III.27, nous présentons la variation de la composante verticale du champ électrique pour un guide coudé en fonction du rayon de courbure de celui-ci. Nous constatons que plus ce dernier augmente, plus l'on se rapproche de la configuration de champ pour le guide droit. Les relevés expérimentaux réalisés sur les résonateurs annulaires correspondant confirment bien ce déplacement du maximum du champ E_y .

Partant de ces résultats, nous avons recalculé les paramètres du diagramme de dispersion d'une section de guide courbe en fonction du rayon de courbure, sur cette hypothèse, on construit l'équivalent du diagramme de dispersion pour une section de guide image courbe. Nous présentons figure III.28 un tel diagramme.

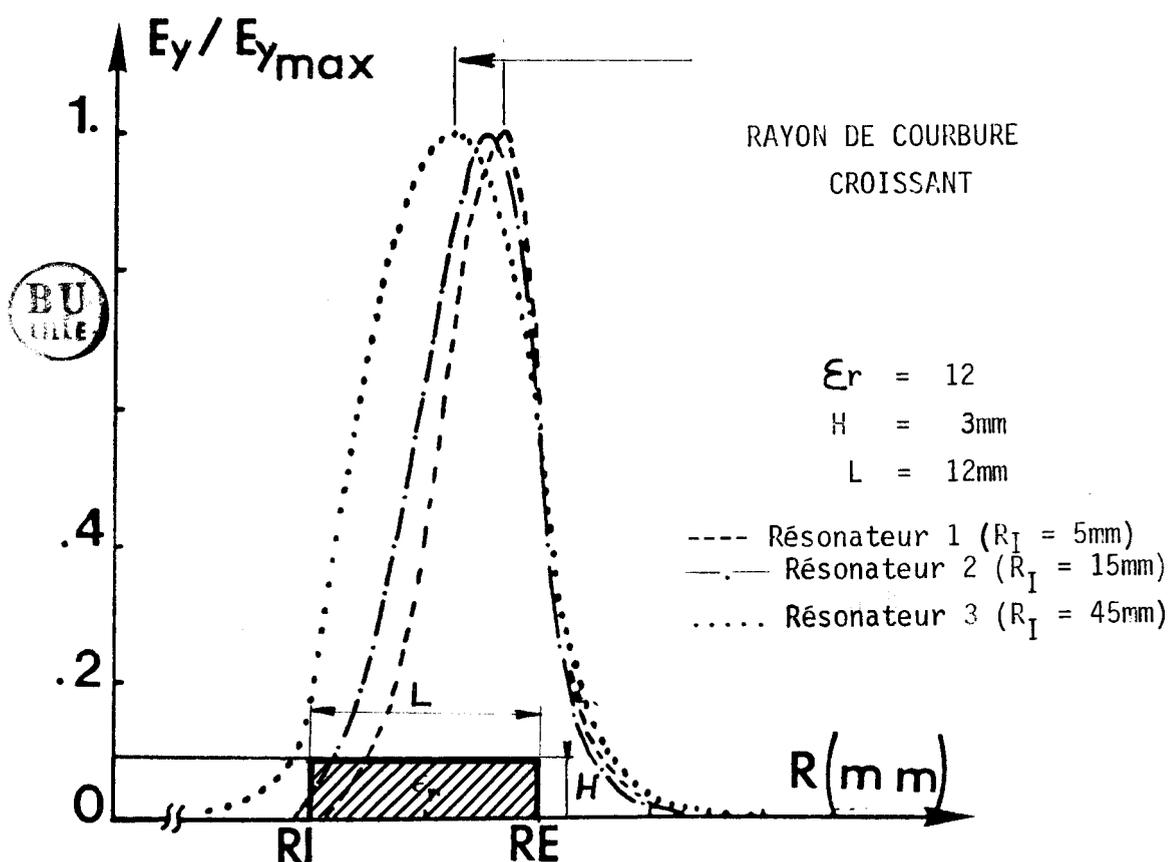
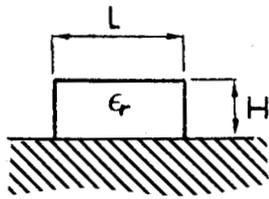
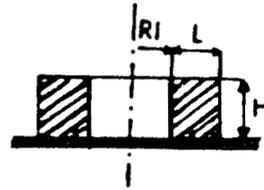


FIGURE III.27 : Variation théorique de la composante verticale du champ électrique en fonction du rayon de courbure

Guide image droit



Résonateur tubulaire



$\epsilon_r = 12$
 $L = 10 \text{ mm}$
 $H = 3 \text{ mm}$

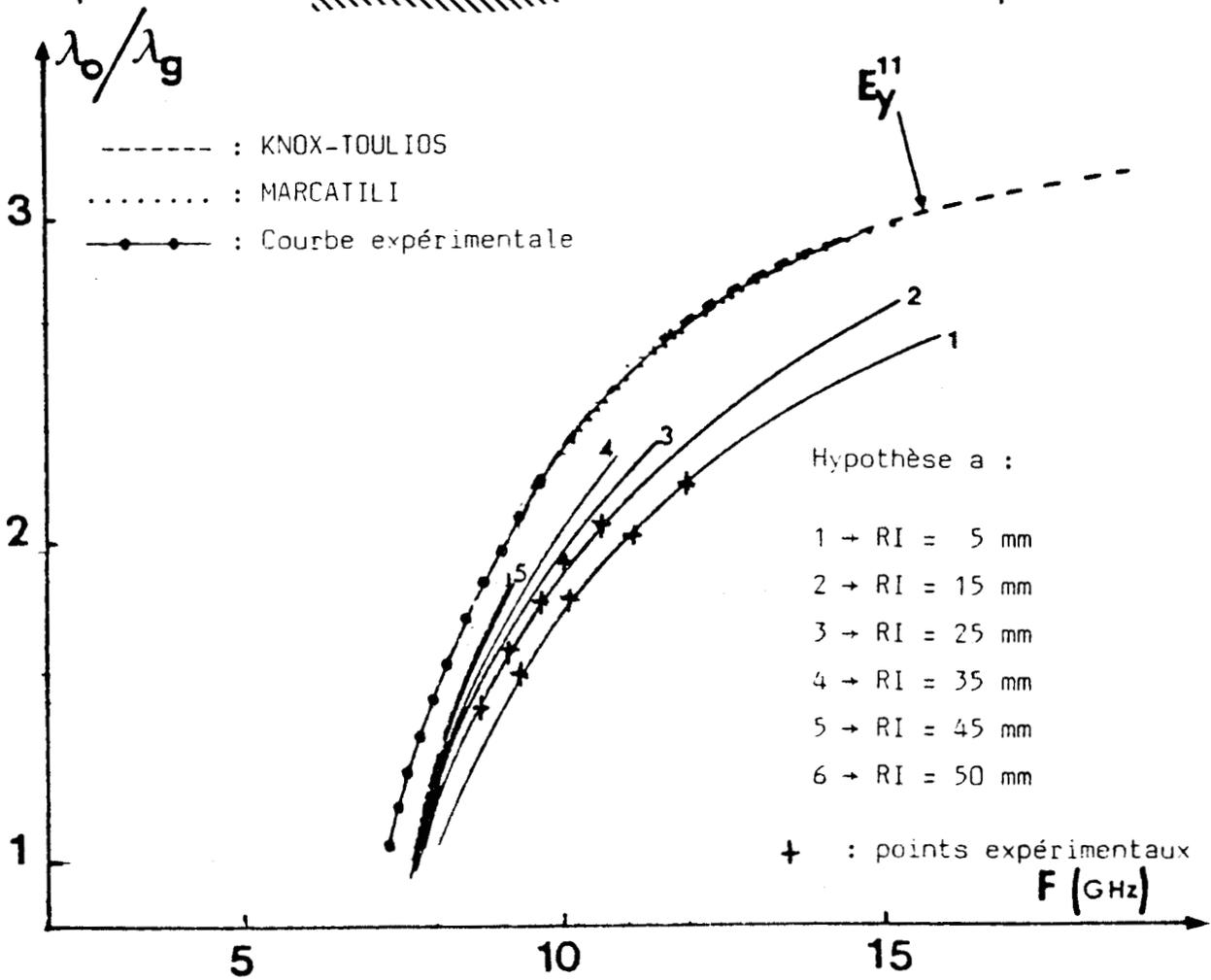


FIGURE III.28 : Diagrammes de dispersion "équivalents" pour des sections de guide image courbées

Nous pouvons constater que comme nous le disions en introduction, la courbure du guide tend globalement à un déconfinement de l'énergie que nous pouvons essayer de quantifier en calculant la variation de la longueur d'onde guidée en fonction du rayon de courbure moyen du guide image.

Nous présentons ci-dessous un exemple de ce type d'exploitation des résultats obtenus.

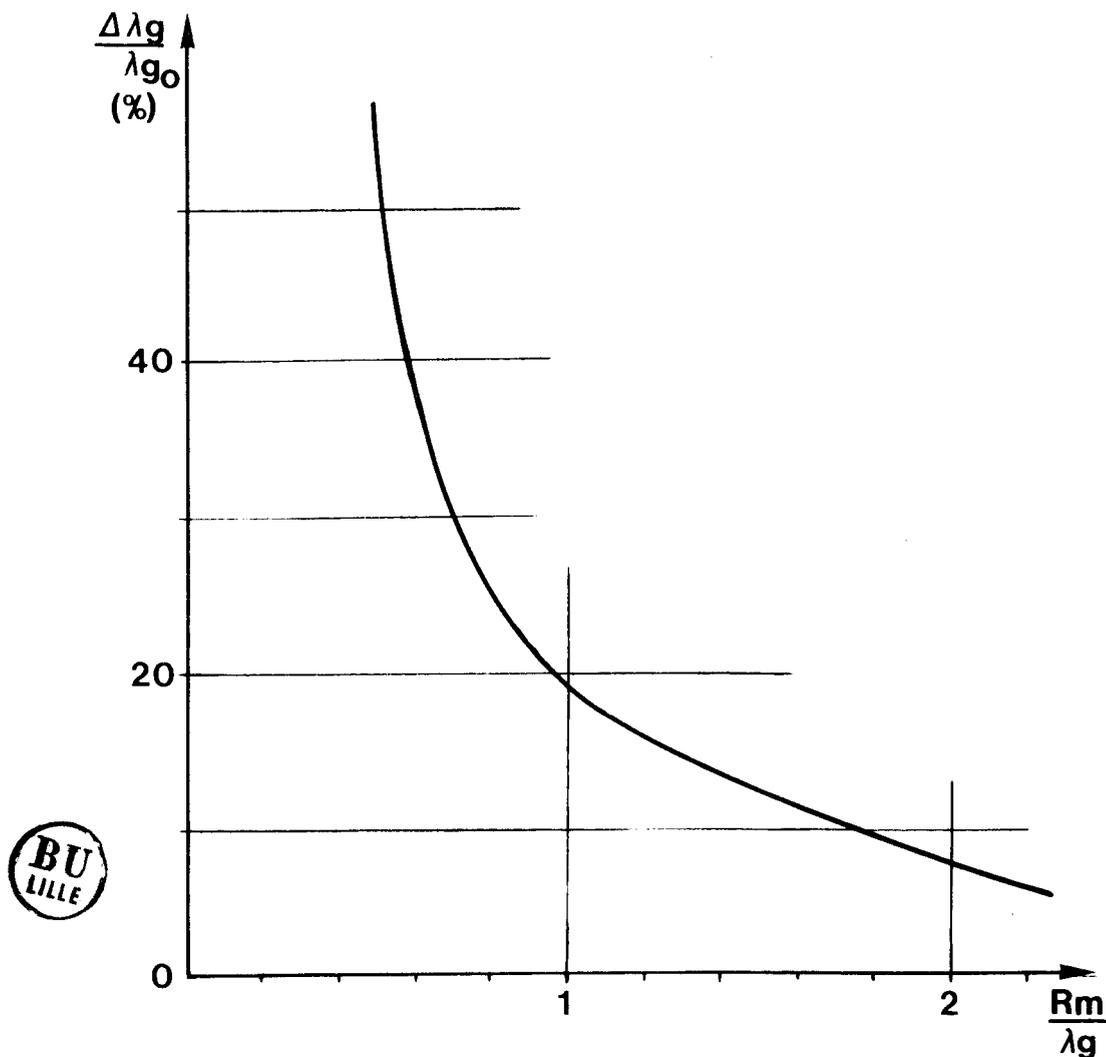


FIGURE III.29 : Illustration du phénomène de déconfinement de l'énergie dans une section coudée de guide image en fonction du rayon de courbure

Lors de la réalisation de coudes dans les systèmes, il faudra donc prendre garde au rayonnement provoqué par les discontinuités du type guide droit guide coudé mais aussi faire en sorte de travailler dans une zone de fréquences où, pour les rayons de courbure choisis, le guide coudé ne soit pas dans la zone "onde de fuite".

Ce problème limitera donc l'utilisation du guide image pour les dispositifs à large bande.

d) Discussion quant à l'utilisation pratique de la méthode

Dans ces conditions et au vu de tout ce que nous venons de dire, on peut se demander dans quelle mesure la détermination des dimensions d'un résonateur annulaire à partir des caractéristiques du guide droit et d'un hypothétique rayon moyen ($R_m = \frac{RI + RE}{2}$) a une signification. Notons qu'un grand nombre d'auteurs utilisent cette simplification (81) (82).

L'étude systématique faite par M. HABIBI dans sa thèse de 3ème cycle (76) permet de donner une règle pratique d'utilisation de telles hypothèses : nous avons pu constater que pour des géométries de résonateurs telles que $\frac{RE - RI}{RE + RI} < 0.25$, l'erreur faite sur la détermination de la fréquence était inférieure à 3 %.

Dans bien des cas, une telle précision sera suffisante. Cependant, étant donnée la relative simplicité de mise en oeuvre de la méthode proposée lorsqu'on la limite à l'ordre "1", il semble intéressant de l'utiliser puisque nous aurons alors une précision de l'ordre de 1 %. Dans tous les cas, elle sera indispensable pour des résonateurs annulaires d'ordre azimutal faible, qui sont, à notre avis, les seuls utilisables pour la réalisation de sous ensembles intéressants en ondes millimétriques ne serait-ce que lors de la conception de filtres.

III-3 VERS UNE MICROELECTRONIQUE MILLIMETRIQUE UTILISANT LE GUIDE IMAGE

Pour les dispositifs que nous venons de décrire, la dimension technologique a toujours été omise ; pourtant, elle est, à notre sens, celle dont la maîtrise permettra de valider toutes les approches théoriques proposées ces dernières années.

En effet, rien ne sert de décrire précisément le comportement électromagnétique d'un composant si l'on ne sait pas comment le réaliser de manière fiable et répétitive. Au point où nous sommes parvenus, il convient donc, avant de pousser plus loin les caractérisations théoriques, de développer les possibilités de réalisation. A priori, trois voies sont possibles :

- 1°) Le moulage des guides à partir de résines thermodurcissables (83) (84)
- 2°) L'usinage laser de matériaux laminés (85) (86)
- 3°) La réalisation de systèmes à partir d'une technologie couches épaisses (87) (88)

III.3.1 Moulage de résines thermodurcissables

L'intérêt d'une telle technologie réside dans le fait que les moyens à mettre en oeuvre sont des moyens traditionnels (usinage - moulage - etc...). Outre les problèmes propres à ces techniques (retrait, contraintes, inhomogénéité des matériaux), nous avons été confrontés au problème de la réalisation des moules, chaque nouveau dispositif demandant la confection d'un outillage différent.

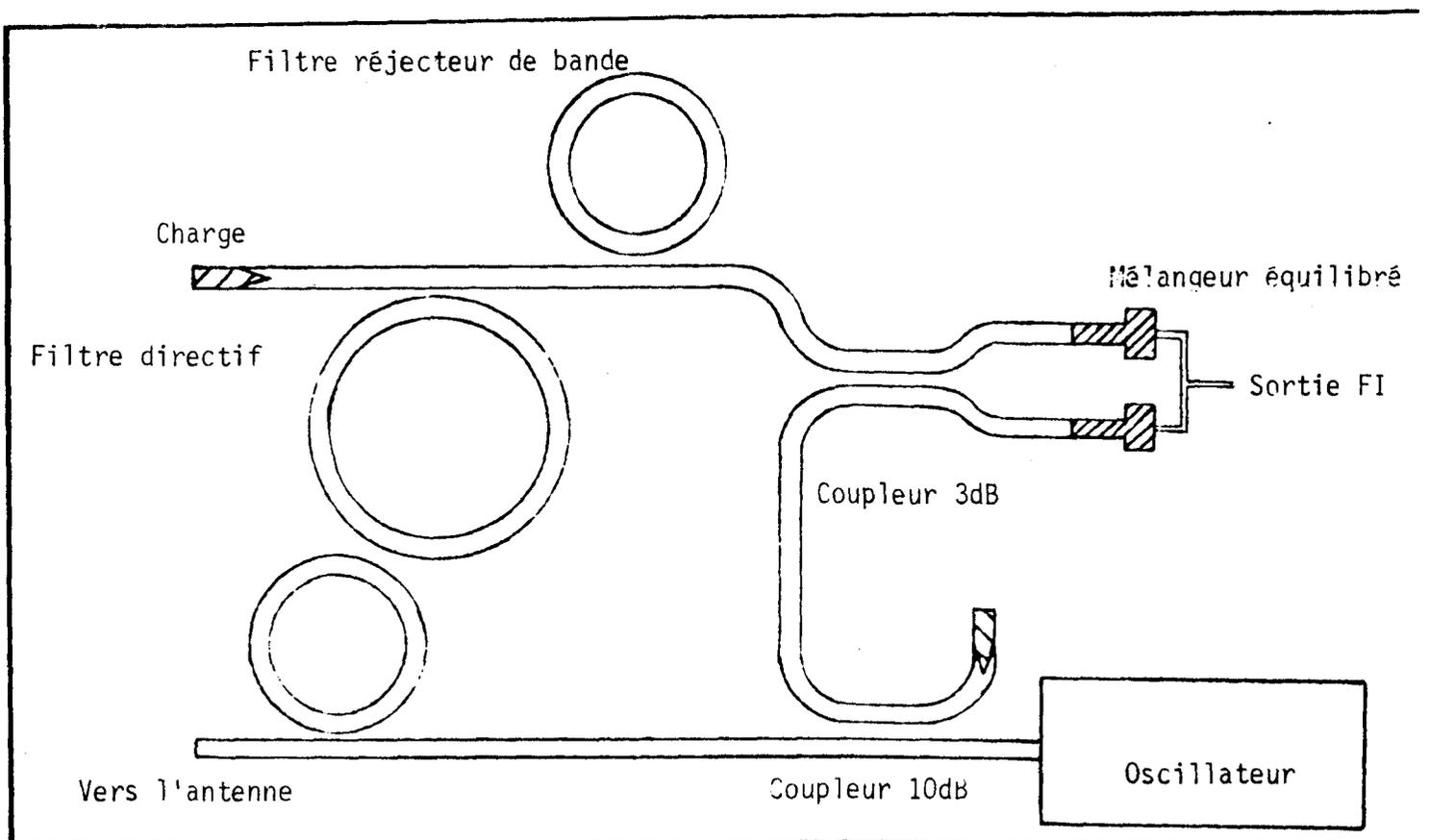


FIGURE III.1 : Radar doppler e . guide image



Nous avons tenté de résoudre ce problème par la définition d'outillages standardisés (89) mais nous avons dû en définitive, abandonner cette idée car la mise en oeuvre technologique était beaucoup trop compliquée compte tenu des résultats obtenus.

III.3.2 Usinage laser

L'usinage laser est de plus en plus utilisé industriellement. Il permet de réaliser avec une bonne précision la plupart des découpes pourvu que l'on sache parfaitement maîtriser, d'une part la puissance du laser CO₂ utilisé et que l'on dispose, d'autre part, d'une table d'usinage à déplacements micrométriques dont les différents mouvements soient commandés par calculateur.

Pour des structures simples telles qu'un guide isolé ou un résonateur, ce type d'usinage a démontré son efficacité (85). L'expérience que nous avons menée dans ce domaine a néanmoins mis à jour un certain nombre de problèmes notamment en ce qui concerne la netteté de la découpe, l'alumine fondue par le laser se redéposant sous forme de gouttelettes (89).

Ce type de problème n'est cependant pas, à notre sens, le plus important. Si nous nous référons à la figure III.1, nous voyons que le bon fonctionnement du dispositif dépendra bien sûr de la possibilité de réaliser précisément chacun des guides mais aussi de les positionner précisément les uns par rapport aux autres. Dans ce contexte, seul un positionnement sous binoculaire ou un positionnement automatisé peut résoudre le problème. Dans tous les cas, cela conduit à un prix de revient élevé compte tenu du fait que de tels systèmes ne seront réalisés qu'en petites séries.

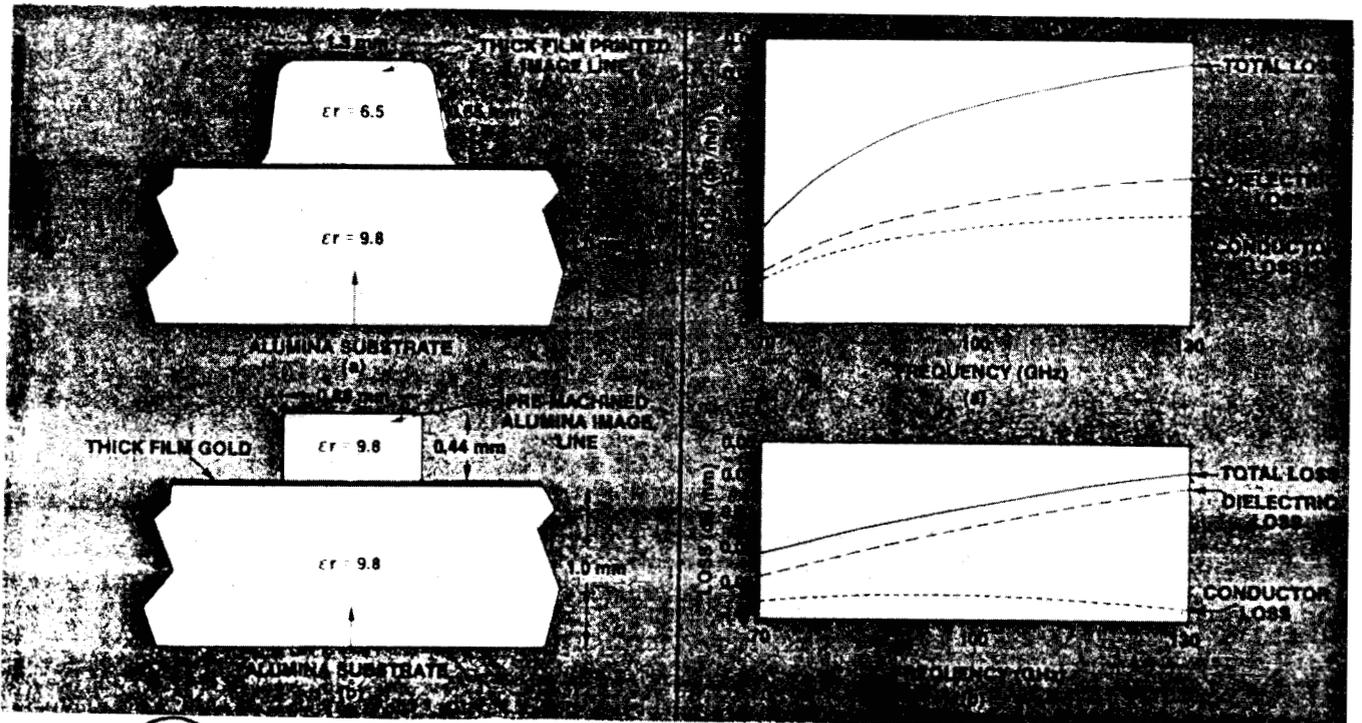
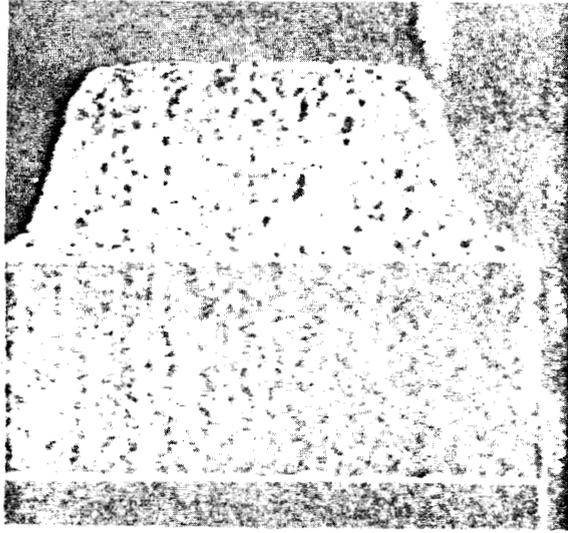


FIGURE III.30 : Lignes images réalisées à partir de techniques de sérigraphie

Une autre possibilité de réalisation a été récemment proposée, elle consiste en la confection de systèmes complets à partir d'une technologie couches épaisses (87) (88).

III.3.3 Réalisation à partir de techniques sérigraphiques

La technologie couches épaisses est maintenant bien connue et très largement utilisée pour la réalisation de sous ensembles en basse et moyenne fréquence. Du fait de sa simplicité de mise en oeuvre et de son faible coût, cette technologie a séduit de nombreux ingénieurs qui ont essayé de l'adapter aux circuits hyperfréquences (90) (91) (92). Il s'agissait avant tout de transposer de manière simple les circuits conçus en général à partir de technologies couches minces.

La possibilité de déposer des couches de matériau diélectrique à faibles pertes ouvre des possibilités nouvelles en ce qui concerne la réalisation de dispositifs micro-électroniques ayant pour base le guide image. Cette technologie a, pour la première fois, été mise au point en Grande Bretagne et a donné des résultats tout à fait encourageants puisque comme le présente la figure III. 30 , les pertes linéiques des guides ainsi réalisés sont de l'ordre de celles obtenues pour des guides "alumine" réalisés par usinage laser. Le fait que la section du guide soit trapézoïdal ne pose pas de problèmes théoriques importants. Plusieurs auteurs ont déjà proposé des modèles permettant de rendre compte de cette forme particulière.

Ce type de technologie est, à notre sens, celui qu'il convient de développer puisque l'on retrouve la possibilité de réaliser les dispositifs d'un seul tenant comme le permet actuellement la technologie des circuits hybrides hyperfréquences.

Nous essayons, à l'heure actuelle de développer cette technologie. Cela ne va pas sans quelques difficultés puisqu'il faut remettre en question les concepts de base communément admis pour la technologie couches épaisses. Il ne s'agit plus de déposer et de "cuire" des couches dont l'épaisseur est de l'ordre de dix microns ($10\ \mu\text{m}$) mais de parvenir à des dépôts de l'ordre de six cent microns ($600\ \mu\text{m}$). Ceci requiert la mise en oeuvre de nouveaux écrans de sérigraphie et de techniques de cuisson particulières car on ne peut imaginer industrialiser une technologie pour laquelle il faudrait déposer plus de soixante couches successives.

Outre cette difficulté, le problème du matériau reste entier car les différents traitements infligés aux couches déposées peuvent, bien entendu, avoir des conséquences néfastes sur les caractéristiques de propagation des guides ainsi réalisés.

Comme nous l'avons dit en introduction, le problème est donc avant tout technologique et c'est pourquoi nous essaierons de développer cette capacité de réalisation avant de mener plus loin les études théoriques. C'est sur ces problèmes que nous travaillons actuellement et nous espérons pouvoir apporter bientôt quelques éléments de réponse.

CONCLUSION



Dans ce mémoire, nous avons présenté une comparaison des résultats obtenus par les différentes approches "guide ouvert" du guide image. Nous avons basé notre critique sur une caractérisation expérimentale systématique qui nous a permis de mettre en évidence un phénomène jusqu'alors passé sous silence : la propagation d'ondes à fuites dans le guide image.

Afin de rendre compte de ce phénomène d'un point de vue théorique, nous avons développé une nouvelle approche basée sur la caractérisation de discontinuité réalisées sur guide diélectrique et l'utilisation de la méthode de la résonance transverse. Si dans son intégralité, cette méthode est relativement complexe, sa limitation au premier ordre permet de caractériser les guides images, avec suffisamment de précision sans que le temps calcul associé soit prohibitif.

Dans la dernière partie de ce mémoire, nous montrons que loin d'être seulement une approche théorique supplémentaire, la méthode que nous proposons permet de rendre compte du comportement électromagnétique des dispositifs hyperfréquences réalisés à partir des guides image et notamment d'un éventuel rayonnement parasite de ces dispositifs.

Cependant, nous sommes tout à fait conscients que toute théorie n'a de sens que si l'on est capable de lui associer, à terme, une possibilité de vérification expérimentale. C'est pourquoi, nous nous efforçons de développer actuellement des techniques de réalisations à partir desquelles nous pensons pouvoir tout d'abord confirmer en bande millimétrique nos résultats théoriques puis, par la suite, affiner nos modèles.

BIBLIOGRAPHIE DE L'INTRODUCTION ET DE LA NOTE LIMINAIRE

- (L1) M.R. FRISCOURT
"Contribution à l'étude des dispositifs à transfert électronique en gamme millimétrique" Thèse de Doctorat d'Ingénieur LILLE 1982

- (L2) M.R. FRISCOURT
"Etude de dispositifs à transfert électronique pour la génération de puissance en gamme millimétrique" Thèse de Doctorat d'Etat LILLE 1985

- (L3) P.A. ROLLAND
"Sur un nouveau type de multiplicateur de fréquence utilisant l'effet d'avalanche dans un semiconducteur" Thèse de Doctorat d'Etat LILLE 1985

- (L4) A. CAPPY
"Sur un nouveau modèle de transistor à effet de champ à grille submicronique" Thèse de 3ème cycle LILLE 1981

- (L5) Voir par exemple :
"Compte rendu des actes de la conférence : millimetric waveguide systems" IEE LONDRES 1976

- (L6) W.W.SNELL
"Low loss microstrip filters developed by frequency scaling" BSTJ JUILLET AOUT 1971 Vol. 50 n° 6 pp 1919-1931

- (L7) M.V. SCHNEIDER
"Millimeter wave integrated circuits" 1973 IEEE International Microwave Symposium BOULDER JUIN 1973

- (L8) L. FAUCON
"L'approche spectrale des guides planaires paramètres électromagnétiques des lignes microfentes et coplanaires" Thèse de 3ème cycle LILLE 1976

(L9) J. CITERNE
"Recherche d'une solution analytique approximative au traitement électromagnétique d'un guide d'onde planaire - Modélisation elliptique des guides microfentes" Thèse de Doctorat d'Etat LILLE 1978

(L10) P. KENNIS
"Thèse de Doctorat d'Etat ; à paraître"

Nous avons aussi consulté :

T. ITOH "Open guiding structures for mmw integrated circuits" Microwave J. Sept. 1982 pp 113-125

R. KNOX "Dielectric waveguide microwave integrated circuits on overview" IEEE Trans. on MTT Nov. 1976 vol. MTT 24 n° 11 pp 806-815

BIBLIOGRAPHIE DU PREMIER CHAPITRE

- (1) D.D. KING : "Dielectric image line" J. APPL. PHYS. JUIN 1952
Vol. 23 - N° 6 PP. 699-700
- (2) D.D. KING : "Properties of dielectric image lines" I.R.E
Trans. on M.T.T. MARS 1955 - Vol. M.T.T. 3
PP. 75-81
- (3) S.P. SCHLESINGER - D.D. KING : "Dielectric image lines"
I.R.E Trans. on M.T.T JUILLET 1958 - Vol. M.T.T 6
N° 7 - PP. 291-299
- (4) J. CITERNE : "Recherche d'une solution analytique approximative
du traitement électromagnétique d'un guide d'onde
planaire - Modélisation elliptique des guides
microfentes" Thèse de Doctorat d'Etat - LILLE
JUILLET 1978
- (5) S.A. SCHELKUNOFF : "Generalized telegraphist's - Equations
for waveguides" B.S.T.J. JUILLET 1952
Vol. 7 - PP 784-801
- (6) K. OGUSU : "Numerical analysis of the rectangular dielectric
waveguide and its modifications" IEEE Trans. on MTT
NOV. 1977 MTT 25 N° 11 - PP. 874-885
- (7) M. BESSE : "Contribution à l'étude par la méthode de SCHELKUNOFF
de guides chargés de façon inhomogène par des dié-
lectriques et semiconducteurs" Thèse de Doctorat
d'Etat - LIMOGES 1979
- (8) F. GAUTHIER : "Application de la méthode des modes couplés à
l'étude de structures guides partiellement rem-
plies de matériaux isotropes et anisotropes"
Thèse de Doctorat d'Etat - LIMOGES 1979

- (9) F. GAUTHIER - M. BESSE - Y. GARAUULT :
"Analysis of an inhomogeneously loaded rectangular waveguide with dielectric and metallic losses"
IEEE Trans. on M.T.T - NOV. 1977 MTT 25 N° 11
PP. 804-907
- (10) W. SCHLOSSER & H.G. UNGER : "Partially filled wave guide and surface wave guide of rectangular cross section" Advances in microwaves 1966 Vol. 1 PP. 319-387 - ACADEMIC PRESS
- (11) K. SOLBACH & I. WOLFF : "The electromagnetic fields and phase constants of dielectric image lines"
IEEE Trans. on MTT - AVRIL 1978 MTT 26 N° 4 - PP. 266-270
- (12) U. CROMBACH : "Analysis of single and coupled rectangular dielectric waveguides" IEEE Trans. on MTT 1981 MTT 29 - PP. 870-874
- (13) R. MITRA & Y. LI HOU & V. JAMNEJAD :
"Analysis of open dielectric waveguides using mode matching technique and variational methods"
IEEE Trans. on MTT - JANVIER 1980 MTT 28 N° 1 - PP. 36-43
- (14) Voir par exemple : Handbook of "microwave measurements"
Polytechnic Press - Polytechnic Institute of Brooklyn - PP.530-536
- (15) D. PASQUET : "Utilisation d'une cavité résonante en banse X pour la mesure de la permittivité complexe d'un diélectrique à faibles pertes" DEA LILLE 1971
- (16) J.A.G. MALHERBE & T.N. TRINH & RAJ MITTRA :
"Transition from metal to dielectric wave guide"
Microwave journal - NOVEMBER 1980 - PP. 71-73
- (17) ZERROUK SIDI ALI MEBAREK : "Etude théorique et expérimentale des lignes images diélectriques dans la bande de fréquences 26-40 GHz"
Thèse de 3ème cycle - LIMOGES 1982

- (18) SEYMOUR B COHN : "Design simple broad band wave guide to coaxial line junctions" I.R.E Trans. on MTT - Vol. 10 SEPT. 1947 PP. 920-926
- (19) R. EISENHART & P.T. GREILING & L.K. ROBERTS & R.S. ROBERTSON :
"A useful equivalence for a coaxial waveguide junction"
IEEE Trans. on MTT - MARCH 1978 Vol. MTT 26 N° 3
PP. 172-174
- (20) R.E. COLLIN : "Field theory of guided waves" 1960 PP. 259-290
MAC GRAW HILL N.Y
- (21) F.C. DE RONDE : "Application du principe variationnel de SCHWINGER au calcul de l'impédance de rayonnement d'une antenne filaire placée dans un guide de section rectangulaire" Onde électrique - Décembre 1952
Section 4 PP. 68-71
- (22) J.S. DAHELE & A.L. CULLEN : "Electric probe measurements on micro-strip" IEEE Trans. on MTT - JUILLET 1980
Vol. MTT 28 PP. 752-755
- (23) J.F. LEGIER & S. TOUTAIN & Ph. GELIN & J. CITERNE :
"Multimodal characterisation of flat dielectric image line" 10th Eu. M. Conference - SEPTEMBER 1980
- (24) J.F. LEGIER : "Contribution à l'étude des caractéristiques électromagnétiques du guide image - Approches "guide ouvert"
Thèse de 3^{ème} cycle - LILLE 1984
- (25) E.A.J. MARCATILI : "Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics" B.S.T.J. SEPT. 1969
Vol. 48 PP 2079-2102
- (26) P.P. TOULIOS & R.M. KNOX : "Rectangular dielectric image guide for millimeter integrated circuits" PSSW
MARCH 1970

- (27) W.V. LEVIGE & T. ITOH & R. MITRA :
"New waveguide structures for millimeter wave and optical integrated circuits" IEEE Trans. on MTT
OCTOBRE 1975 MTT 23 N° 10 PP. 788-794
- (28) T. ITOH : "Inverted strip dielectric waveguide for millimeter wave integrated circuits" IEEE Trans. on MTT -
NOVEMBRE 1976 MTT 24 N° 11 PP. 821-827
- (29) T. ITOH & B. ADELSECK : "Trapped image guide for millimeter wave circuits" PROC. of the IEEE IMTL
Symp. 1980 PP. 208-210 et aussi IEEE
Trans. on MTT - DECEMBRE 1980 MTT 28
N° 12 PP. 1433-1436
- (30) R. PREGLA : "Analysis of rectangular dielectric waveguides required in integrated optics by use of a variational method" PROC; of the microwave Europ. CONF.
BRUXELLES 1973 Papier B. 5-2
- (31) H.Y. YEE & N.F. AUDEY : "Uniform waveguides with arbitrary cross section considered by the point matching method" IEEE Trans. on MTT
NOVEMBRE 1965 MTT 6 PP.671-672
- (32) L. LEWIN : "On the restricted validity of point matching techniques" IEEE Trans. on MTT - Décembre 1980 MTT 12
PP. 541
- (33) J.E. GOELL : "A circular harmonic computer analysis of rectangular dielectric waveguides" BSTJ - Septembre 1969
Vol. 48 PP. 2133-2160
- (34) A.L. CULLEN & OZKAN : "Point matching technique for rectangular cross section dielectric rod" Electronics
Letters 26th AUGUST 1971 - Vol. 7 N° 17
PP.56-57

- (34) J. CITERNE & S. TOUTAIN & Ph. GELIN :
"Etude du spectre de modes de structures complexes -
Guides diélectriques elliptiques et rectangulaires -
Mise en évidence d'anomalies numériques dans leur
traitement" Colloque Opt. Hertzien Diélectriques
MARSEILLE SEPTEMBRE 1977
- (35) J.F. LEGIER & S. TOUTAIN & Ph. GELIN & J. CITERNE :
"Etude du guide image par une méthode de corrélation
par points ou coordonnées elliptiques" JNM LANNION
JUILLET 1984 PP. 202
- (36) J.F. LEGIER & P. KENNIS & P. PRIBETICH & CH. SEGUINOT :
"Improvement of the point matching method by using
elliptical harmonics - Application to microwave and
optical dielectric guide" MIOP JUIN 1986 WIESBADEN
- (37) N.W. MC LAGHLAN : "Theory and applications of mathieu function"
1974 OXFORD UNIVERSITY PRESS
- (38) J. CITERNE : "Formes limites des fonctions de Mathieu modifiées
de seconde espèce et d'ordre entier pour de faibles
valeurs du paramètre" C.R. Acad. SC 1978 Série A
t 286 PP.123

Nous avons aussi consulté :

sur les méthodes théoriques de détermination des caractéristiques électromagnétiques des guides images.

- (39) M. CALVO SERRANO & R. CRAMPAGNE :
"Contribution à l'étude des guides diélectriques en ondes
millimétriques" Rev. du Cethedec 1979 Vol. 16 N° 61
PP. 79-116

- (40) M. IKEUCHI & H. SAWAMI & H. NIKI :
"Analysis of open type dielectric waveguides by the
finite element iterative method" IEEE Trans. on MTT
1981 Vol. 29 N° 3 PP.234-239
- (41) M. DYDYK : "Image guide : a promising medium for EHF circuits"
Microwaves Avril 1981 PP. 71-80
- (42) M. KOSHIBA & H. ISHII & M. SUZUKI :
"Simple equivalent network for a rectangular dielectric
image guide" Electron. Lett 1982 Vol. 18 N° 11
PP. 473-474
- (43) D. NARESH & R. MITTRA : "A technique for analyzing planar dielec-
tric waveguides for millimeter wave inte-
grated circuits" AEU 1983 Vol. 37 N° 7-8
PP. 236-244
- (44) A.K. TIWARI & B. BHARATHI :
"Analysis of trapped single and coupled image guides
using the mode matching technique" AEU 1984 Vol. 38
N° 3 PP. 181-185
- Sur les mesures :
- (45) H. JACOBS & G. NOVICK & C.M. LOCASCIO & M.M. CHREPTA :
"Measurement of guide wavelength in rectangular die-
lectric waveguide" IEEE Trans. on MTT Novembre 1976
Vol. 24 N° 11 PP. 815-820
- (46) K. OGUSU : "Measurement of dispersion characteristics and field
distributions in rectangular dielectric waveguide and
its modifications" MTT 26 N° 3 Mars 1978 PP. 169-175
- (47) K. SOLBACH : "Electric probe measurements on dielectric image
lines in the frequency range of 26-90 GHz" IEEE
Trans. on MTT octobre 1978 Vol. 28 N° 10 PP. 755-768

- (56) Ph. GELIN - S. TOUTAIN
"Caractérisation de discontinuités planes en guide ouvert diélectriques - Application à l'étude des composants passifs microondes" Onde électrique 1983 Vol. 63 n° 3 pp 51-57
- (57) Ph. GELIN
"Traitement électromagnétique des discontinuités en guides d'ondes diélectriques - Application aux résonateurs diélectriques" Thèse de Doctorat d'Etat LILLE 1981
- (58) Voir par exemple :
COLLIN "Field theory of guided waves" NEW YORK MC GRAW HILL 1960
- (59) D. MARCUSE
"Radiation losses of tapered dielectric slab waveguides"
Bell syst tech J FEVRIER 1970 Vol. 49 pp 273-290
- (60) Voir par exemple :
J. MATTHEWS - R.L. WALKER
"Mathematical methods of physics" W.A. BENJAMIN NEW YORK pp 288-289
- (62)' F. GARDIOL
"Etude expérimentale de la propagation sur une ligne de transmission ouverte" Journal de l'Institut Polytechnique de LAUSANNE 1975 pp 32-38

- (70) J. ATECHIAN
"Contribution à l'étude des guides d'ondes planaires"
Thèse de Doctorat d'Etat TOULOUSE 1984
- (71) T. TRINH - R. MITTRA
"Coupling characteristics of planar dielectric waveguides
of rectangular cross section" IEEE Trans. on MTT Sept 1981
Vol. MTT 29 n° 9 pp 875-880
- (72) M. ABOUZAHRA - L. LEWIN
"Theory and application of coupling between curved transmis-
sion lines" IEEE Trans. on MTT NOV. 1982 Vol. 30 n° 11
pp 1988-1995
- (73) MAGE
"Les matériaux diélectriques pour résonateurs hyperfréquen-
ces" Onde Electrique NOV. DEC. 1984 Vol. 64 n° 6/41
- (74) K. WAKINO - K? MINAL - H. TAMURA
"Microwave characteristics of (Zn Sn) TiO₄ and BaOPbO
Nd₂O₂ dielectric resonators - Journal of the american
ceramic society 1986 Vol. 67 n° 4 pp 278-281
- (75) J. VAN BLADEL
"On the resonance of a dielectric resonator of very high
permittivity" IEEE Trans. on MTT Vol. 23 n° 2 pp 199-208
- (76) T. ITOH - R.S. RUDOKAS
"New method for computing the resonant frequencies of
dielectric resonators" IEEE Trans. on MTT JAN 1977 Vol.
MTT 25 n° 1 pp 52-54
- (77) P. GUILLON - Y. GARAUULT
"Accurate resonant frequencies of dielectric resonators"
IEEE Trans. on MTT nov 1977 Vol. MTT 25 n° 11 pp 916-922

- (78) E.A. MARCATILI - D.H. RING
"Broad band directional couplers" IRE Trans. on MTT JULY 1962
n° 7 pp 251-257
- (79) E.G. NEUMANN - H.D. RUDOLPH
"Radiation from bends in dielectric rod transmission lines"
IEEE Trans. on MTT JANV. 1975 Vol. MTT 23 n° 1 pp 142-149
- (80) M. GESHIRO - S. SAWA
"A method for diminishing total transmission losses in curved
dielectric optical waveguides" IEEE Trans. on MTT NOV. 1981
Vol. MTT 29 n° 11 pp 1182-1187
- (81)A .M. HEIBLUM - J.H. HARRIS
"Analysis of curved optical waveguides by conformal transfor-
mation" IEEE Journal of quantum physics février 1975 Vol. QE 11
n° 2 pp 75-83
- (81)B T. ITANAMI
"A periodic branching filter for millimeter wave integrated
circuits" IEEE Trans. on MTT Sept 1981 Vol. MTT 29 n° 9
pp. 971-977
- (82) J.A. PAUL - Y.W. CHANG
"Millimeter wave image guide integrated passive devices" IEEE
Trans. on MTT OCTOBRE 1970 Vol. MTT 26 n° 10 pp 751-754
- (83) K. SOLBACH
"The fabrication of dielectric image lines using casting resins
and the properties of the lines in the millimeter wave range"
IEEE Trans. on MTT, NOV 1976 Vol. 24 n° 11 pp 879-881
- (84) J.F. HEITMANN
"Theory and fabrication of dielectric image lines and measure-
ments in the frequency range from 26.5 to 40 GHz" Nachr Tech
Z 1975 Vol. 28 n° 8 pp 279-284

- (85) Y.W. CHANG
"Millimeter wave quartz image guide gunn oscillator"
IEEE Trans. on MTT FEV. 1983 Vol. 31 n° 2 pp 194-199
- (86) D.L. PAUL
"Application de l'usinage laser à la réalisation de sous
ensembles en hyperfréquences" DEA Electronique UBO
JUILLET 1986
- (87) R.V. GELSTHORPE - N. WILLIAMS - N.M. DAVEY
"Dielectric waveguide, a low cost technology for milli-
meter wave integrated circuits" Radio and Electronic
engineer 1982 Vol. 52 n° 11-12 pp 522-528
- (88) TH. OXLEY - P.L. LOWBRIDGE
"Image guide and microstrip integrated W Band receivers"
Microwave J. NOV. 1980 pp 117-134
- (89) S. TOUTAIN - J.F. LEGIER
"Réalisation de guide image par des techniques de moulage"
J.N.M LILLE 1980
- (90) J.P. RAMY - R. SCHNITZLER
"Experimental and theoretical characterization of thick
film and thin films for microwave uses on 99.6 % alumina
substrates" Electrocomponent Science and technology 1983
Vol. 10
- (91) R.W. JOHNSON - Ph. RICH
"Advances in thick film conductors for microwave integrated
circuits" Electrocomponent Science and technology 1983
Vol. 10
- (92) H. BOSSER - G. CAHIER
"Pertes liées à la technologie des lignes microstrip" IVème
Journées Nationales Microondes LANNION JUIN 1984
- (93) S. PETIT
"Etude préliminaire des couches épaisses diélectriques dans
la conception de dispositifs microondes" DEA d'Electronique
LILLE 1984

ANNEXE I

FONCTIONS DE MATHIEU

D'ORDRE ÉNTIER

I - FONCTION DE MATHIEU ANGULAIRE

I.1. L'EQUATION DIFFERENTIELLE DE MATHIEU ANGULAIRE

Cette équation (1) s'écrit sous la forme canonique suivante

$$(1) \quad \left\{ \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} + a' - 2q \cos 2\eta \right\} (H)_i \eta = 0$$

La variable q peut être positive ou négative suivant que le nombre d'onde transverse K_i de la i ème région considérée est positif ou négatif.

La quantité a' est appelée nombre caractéristique et dépend de l'argument q .

I.2. EXPRESSIONS DES SOLUTIONS

Les solutions périodiques de cette équation ne peuvent être obtenues pour des valeurs quelconques des paramètres a et q , mais seulement si ces deux paramètres sont liés entre eux par une relation analytique appelée équation caractéristique. Cette notion sera développée ultérieurement.

I.2.a. - Si dans un premier temps nous faisons tendre q vers zéro, l'équation (1) s'écrit alors sous la forme suivante :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \eta^2} + a(0) \right) \mathbb{H}_i \eta = 0$$

Les solutions \mathbb{H} ne seront de périodes convenables que si le nombre caractéristique $a(0)$ est égal au carré d'un nombre entier m .

Ainsi, les solutions \mathbb{H} les plus simples sont les fonctions $\cos m\eta$ et $\sin m\eta$; celles-ci constituant une forme limite des fonctions H . En effet, on appellera fonction de MATHIEU d'indice entier m que l'on désignera par $ce_m(\eta, q)$ et $se_m(\eta, q)$, les fonctions de période 2π qui tendent respectivement vers $\cos(m\eta)$ et $\sin(m\eta)$ lorsque $q \rightarrow 0$. Pour une valeur différente de zéro de ce paramètre, il est logique d'exprimer les solutions périodiques sous la forme d'un développement en série de Fourier tel que :

$$\text{pour } q \neq 0 \quad \mathbb{H} = \sum_{r=0}^{\infty} \left(A_r \sin(r\eta) + B_r \cos(r\eta) \right)$$

A ce stade de l'étude, une discrétisation des fonctions apparaît suivant la parité de l'indice m .

De ce fait, nous avons pour $q > 0$ les quatre expressions suivantes pour les solutions :

$$(2) \quad \mathbb{H} = ce_{2n}(\eta, q) = \sum_{r=0}^{\infty} A_{2r}^{(2n)}(q) \cos 2r\eta$$

$$(3) \quad \mathbb{H} = ce_{2n+1}(\eta, q) = \sum_{r=0}^{\infty} A_{2r+1}^{(2n+1)}(q) \cos(2r+1)\eta$$

$$(4) \quad \textcircled{H} = se_{2n+1}(\eta, q) = \sum_{r=0}^{\infty} B_{2r+1}^{(2n+1)}(q) \sin(2r+1)\eta$$

$$(5) \quad \textcircled{H} = se_{2n+2}(\eta, q) = \sum_{r=0}^{\infty} B_{2r+2}^{(2n+2)}(q) \sin(2r+2)\eta$$

où q est l'argument des fonctions sinus et cosinus elliptiques

$2n$ et $2n+1$ l'indice ou l'ordre des fonctions

η la variable angulaire

et $A_{2r}^{(2n)} \dots B_{(2r+2)}^{(2n+2)}$ les coefficients de Fourier que nous déterminerons.

I.2.b. La substitution dans l'équation (1) de q par $-q$ et de $\frac{\eta}{2}$ par $\frac{\pi}{2} - \eta$ aboutit à l'expression (6) suivante pour l'équation différentielle :

$$(6) \quad \left(\frac{\partial^2}{\partial \eta^2} + a'(q) - 2q \cos 2\eta \right) \textcircled{H} \eta = 0$$

De la similitude des formes (1) et (6) il en résulte que les solutions pour $q < 0$ peuvent s'exprimer à partir des relations (2), (3), (4), (5), tel que :

$q < 0$

$$(7) \quad \textcircled{H}^* = ce_{2n}^*(\eta, q) = (-1)^n ce_{2n} \left(\frac{\pi}{2} - \eta, |q| \right)$$

$$(8) \quad \textcircled{H}^* = ce_{2n+1}^*(\eta, q) = (-1)^n se_{2n+1} \left(\frac{\pi}{2} - \eta, |q| \right)$$

$$(9) \quad \textcircled{H}^* = se_{2n+1}^*(\eta, q) = (-1)^n ce_{2n+1} \left(\frac{\pi}{2} - \eta, |q| \right)$$

$$(10) \quad \textcircled{H}^* = se_{2n+2}^*(\eta, q) = (-1)^n se_{2n+2} \left(\frac{\pi}{2} - \eta, |q| \right)$$

I.3. CALCUL DES COEFFICIENTS DE FOURRIER

Les calculs des quatre coefficients de FOURRIER A_{2r+1}^{2n+1} , A_{2r}^{2n} , B_{2r+1}^{2n+1} , B_{2r+2}^{2n+2} étant similaires, nous ne traiterons que le cas des coefficients $A_{2r}^{2n}(q)$.

Le report de l'expression de la série infinie (2) dans l'équation différentielle de Mathieu (1) conduit aux relations de récurrence suivantes :

$$r = 0 \quad a_{2n}(q) A_0^{2n}(q) - q A_2^{2n}(q) = 0$$

$$r = 1 \quad (a_{2n}(q) - 4) A_2^{2n}(q) - q (A_4^{2n}(q) + 2A_0^{2n}(q)) = 0$$

$$r \geq 2 \quad (a_{2n} - (2r)^2) A_{2r}^{2n} - q (A_{2r+2}^{2n} + A_{2r-2}^{2n}) = 0$$

En posant :

$$G_0^{2n}(q) = A_2^{2n} / A_0^{2n}$$

$$G_2^{2n}(q) = A_4^{2n} / A_2^{2n}$$

$$G_{2r}^{2n} = A_{2r+2}^{2n} / A_{2r}^{2n}$$

Les relations de récurrence précédentes s'expriment alors comme :

$$G_0^{2n} = \frac{2}{(a_{2n} - 4)/q - G_2^{2n}}$$

$$G_2^{2n} = \frac{1}{(a_{2n} - 16)/q - G_4^{2n}}$$

$$G_{2r}^{2n} = \frac{1}{(a_{2n} - (2r+2)^2)/q - G_{2r+2}^{2n}}$$

où a_{2n} est la $(n+1)$ ème racine de l'équation caractéristique (11) :

$$\sum_{r=0}^{\infty} \left[B_{2r+1}^{2n+1}(q) \right]^2 = 1$$

$$\sum_{r=0}^{\infty} \left[B_{2r+2}^{2n+2}(q) \right]^2 = 1$$

d'où :

$$\left[1 \mid A_0^{2n}(q) \right] = 1 = 2 + \left[G_0^{2n} \right] + \left[G_0^{2n} \times G_2^{2n} \right] + \dots + \left[G_{2n+40}^{2n} \times G_{2n+38}^{2n} \dots G_0^{2n} \right]$$

Pour ce qui concerne les valeurs des coefficients de Fourier lorsque $r \neq 0$, ils sont déduits des coefficients G_{2r}^{2n} par la relation :

$$A_{2r}^{2n}(q) = G_{2r-2}^{2n} \times \dots \times G_2^{2n} \times G_0^{2n} \times A_0^{2n}$$

1.4. PROPRIETES DES FONCTIONS DE MATHIEU

1.4.1. Symétrie par rapport à η

Les fonctions cosinus $Ce_m(q, \eta)$ et sinus $se_m(q, \eta)$ elliptiques définies précédemment possèdent respectivement les périodes et les symétries de $\cos \eta$ et $\sin \eta$ si m est impair et de $\cos 2\eta$ et $\sin 2\eta$ si m est pair.

1.4.2. Les zéros des fonctions

La fonction Se_m s'annule pour $\eta = 0$, les fonctions Se_{2n} et ce_{2n+1} s'annulent pour $\eta = \frac{\pi}{2}$

Les fonctions se_{2n+1} , se_{2n+2} , ce_{2n} , ce_{2n+1} possèdent en outre n zéros dans l'intervalle $0, \frac{\pi}{2}$ d'autant plus près de $\frac{\pi}{2}$ que q est

plus grand.

I.5. ALLURE DES FONCTIONS se , ce , se^* , ce^*

A titre d'exemple, nous présentons figure (2 a,b,c,d) l'évolution des fonctions sinus et cosinus elliptiques pour différentes valeurs de l'argument q et de la variable angulaire η .

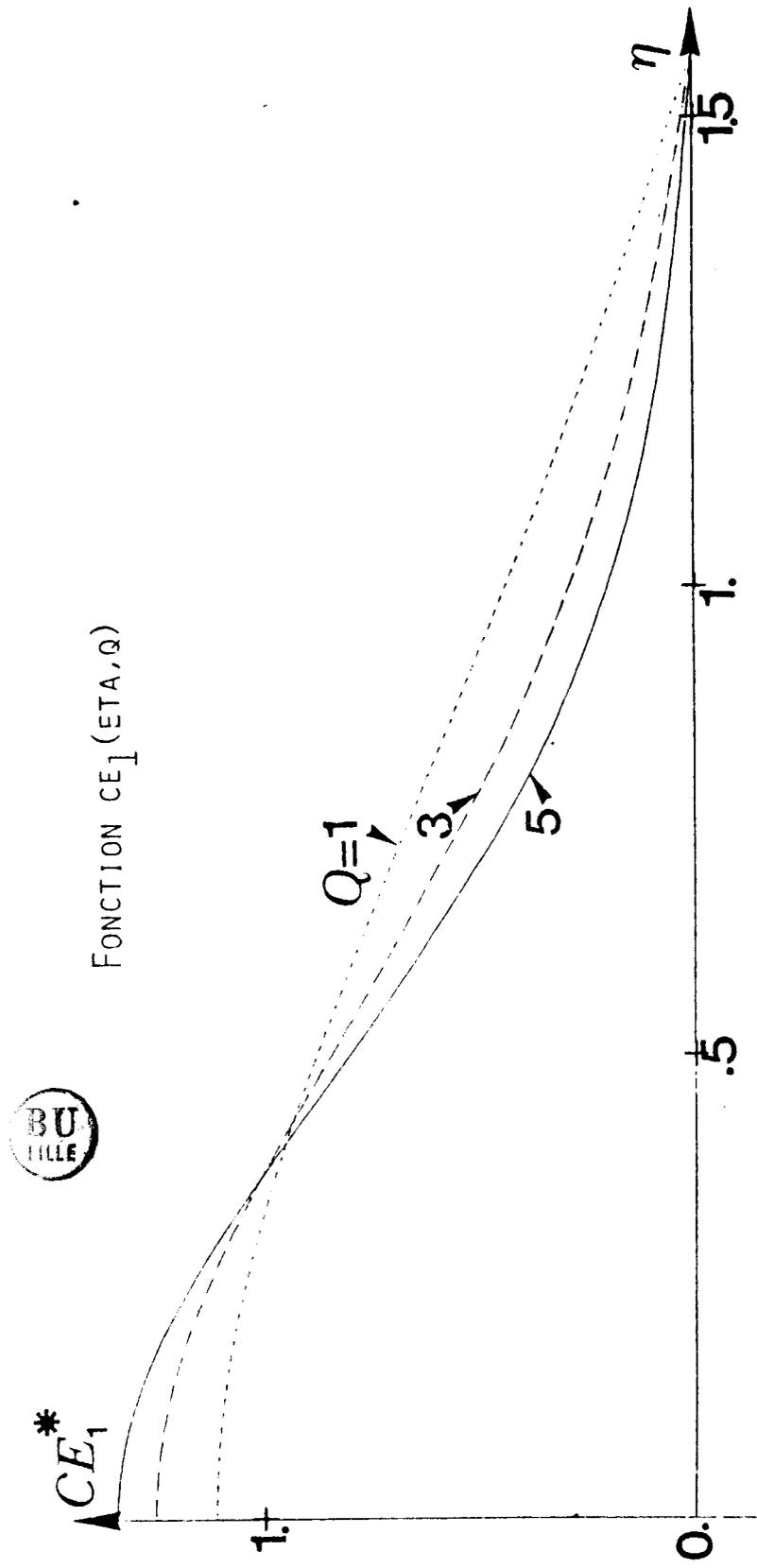


FIG. (2A)

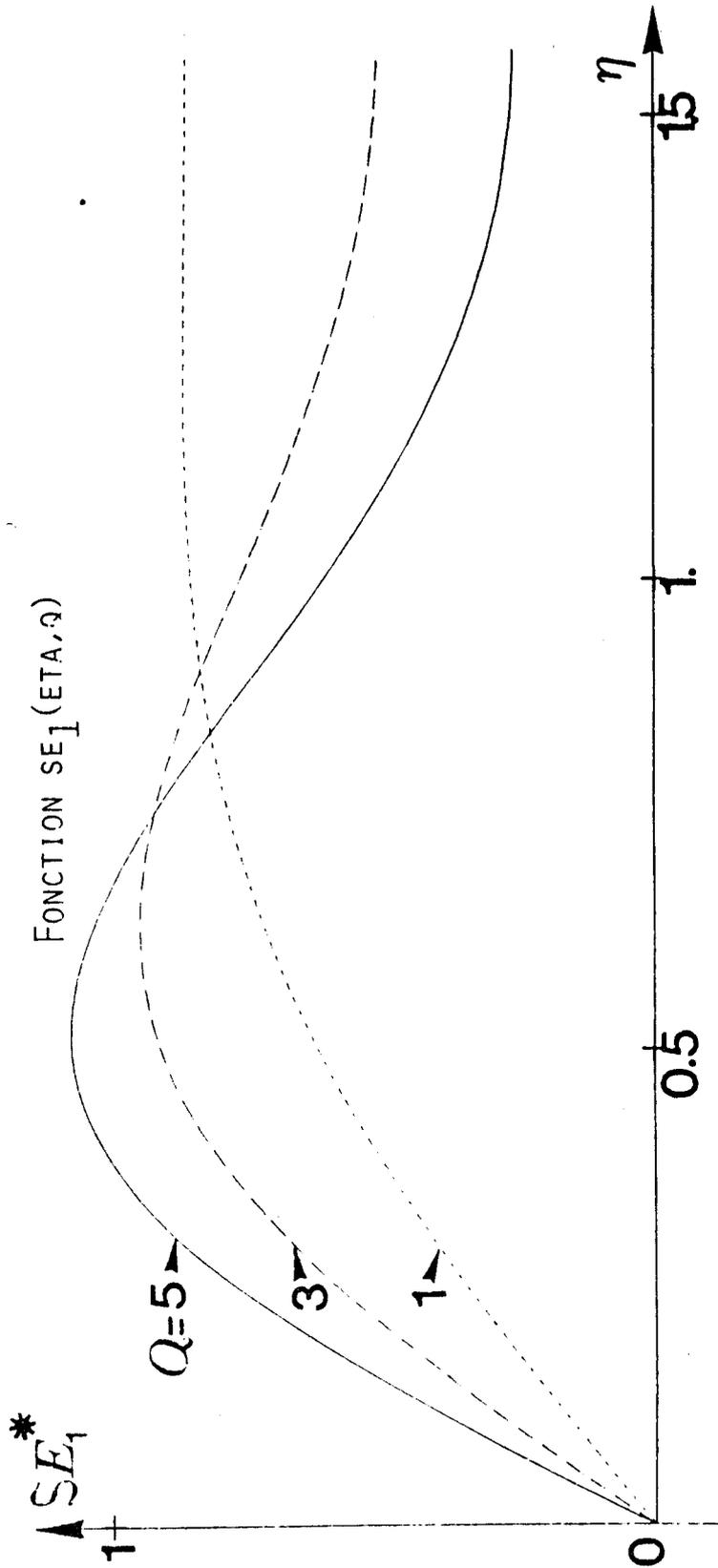


FIG. (2B)



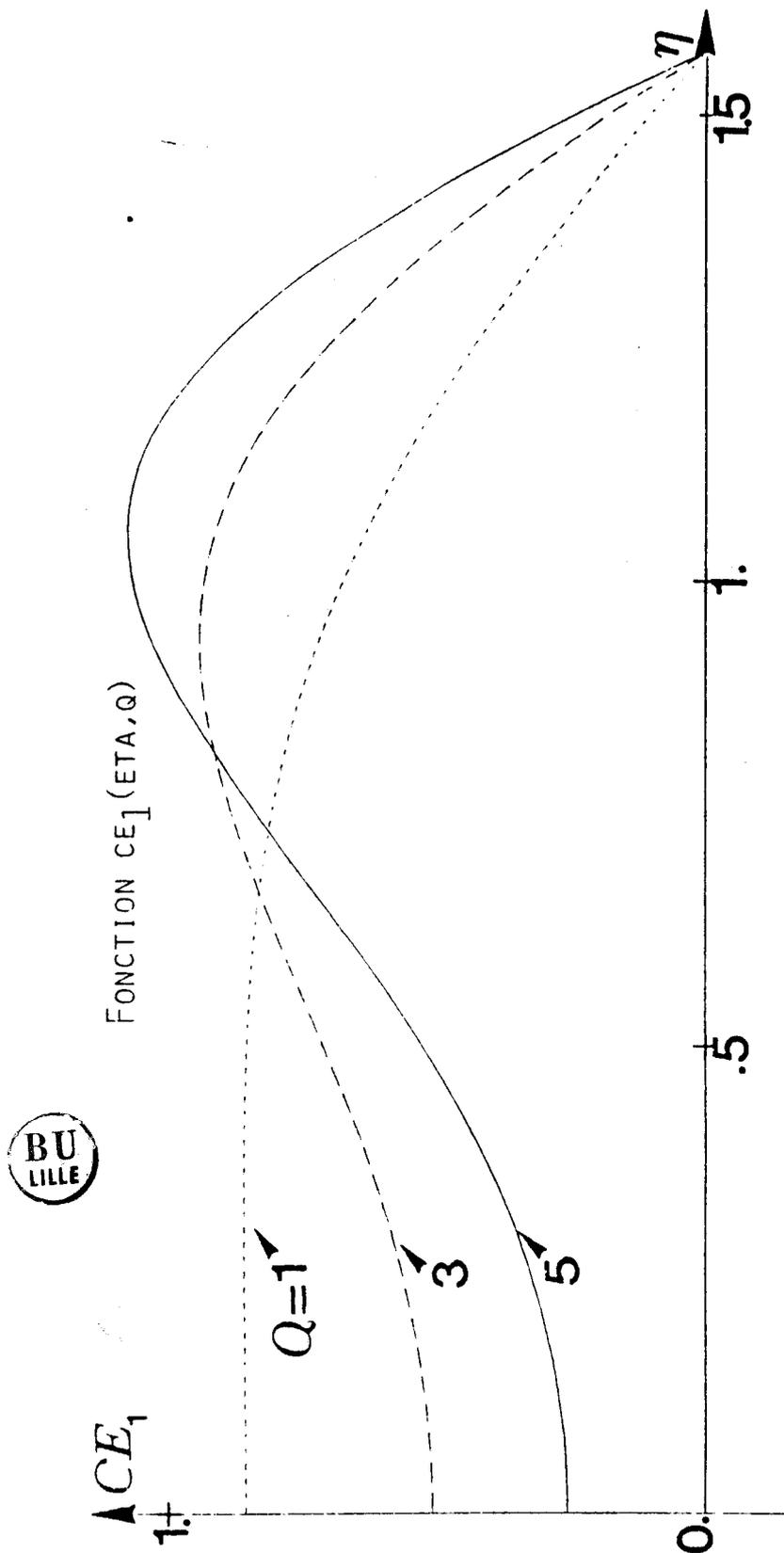


FIG. (2d)

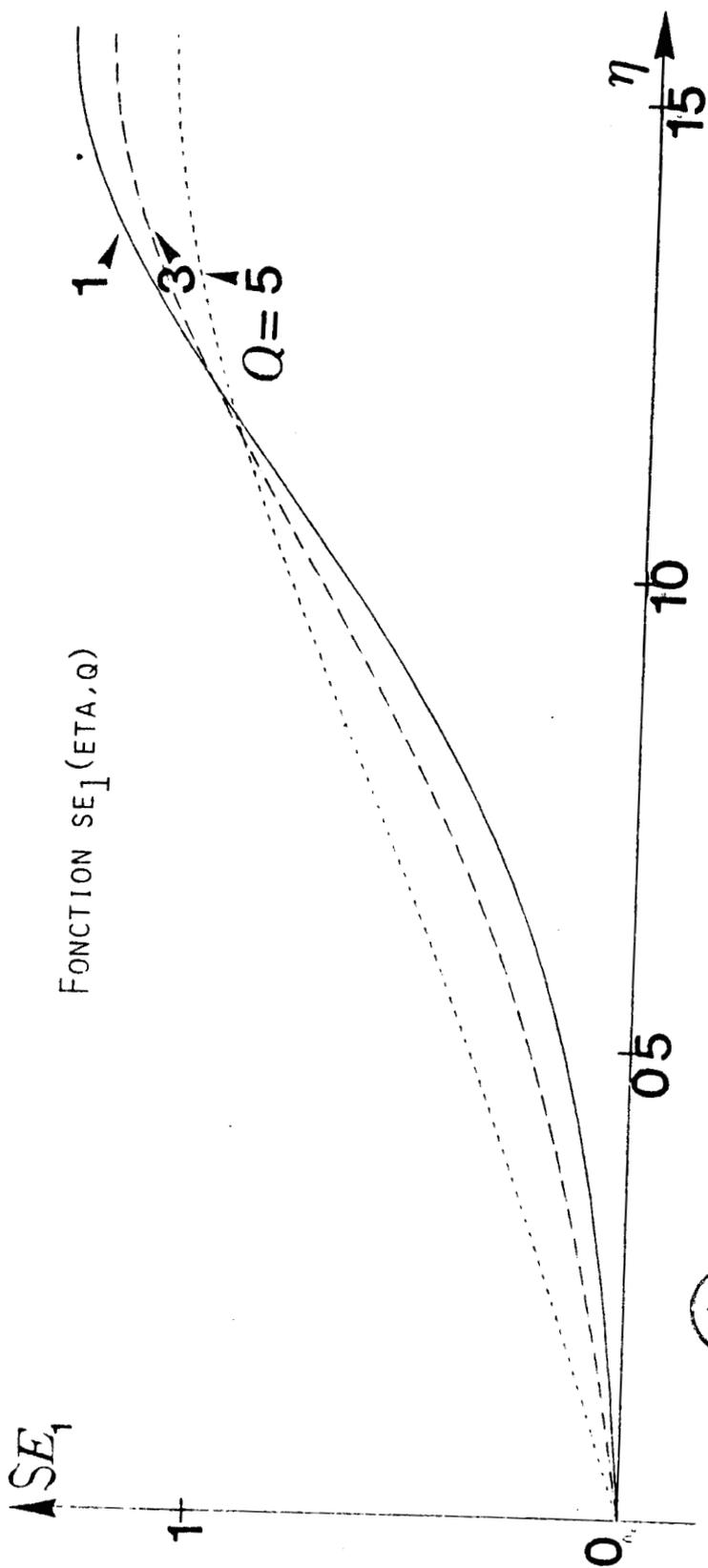


FIG. (2c)

II. FONCTION DE MATHIEU RADIALES (1)

II.1. L'EQUATION DIFFERENTIELLE DE MATHIEU MODIFIEE

Les solutions stables \textcircled{R} associées aux solutions périodiques \textcircled{H} de l'équation (1) vérifient l'équation différentielle du second ordre dite de "Mathieu modifiée" (12)

$$(12) \quad \left\{ \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} - a' + 2q \cosh 2\xi \right\} \textcircled{R} \xi = 0$$

où : ξ représente l'excentricité
 $a'(q)$ et q sont respectivement le nombre caractéristique et l'argument.

II.2. EXPRESSION DES SOLUTIONS

Les solutions stables vont s'exprimer sous la forme de séries de somme de produits de fonctions de Bessel de première ou seconde espèce suivant que l'argument q est positif ou négatif.

Ainsi lorsque q est positif, nous aurons pour les solutions $\textcircled{R} \xi$ les expressions suivantes :

$$(13) \quad \textcircled{P} = ce_{2n}(\xi, q) = \frac{P_{2n}(q)}{A_0^{2n}(q)} \sum_{r=0}^{\infty} (-1)^r A_{2r}^{(2n)}(q) J_r(\omega) J_r(\omega)$$

$$(14) \quad \textcircled{P} = ce_{2n+1}(\xi, q) = \frac{P_{2n+1}(q)}{A_1^{2n+1}(q)} \sum_{r=0}^{\infty} (-1)^r A_{2r+1}^{(2n+1)}(q) [J_r(\omega) J_{r+1}(\omega) + J_{r+1}(\omega) J_r(\omega)]$$

$$(15) \quad \textcircled{R} = se_{2n+2}(\xi, q) = \frac{S_{2n+2}(q)}{B_2^{2n+2}(q)} \sum_{r=0}^{\infty} (-1)^r B_{2r+2}^{2n+2} [J_r(\omega) J_{r+2}(\omega) - J_{r+2}(\omega) J_r(\omega)]$$

$$(16) \quad \textcircled{R} = se_{2n+1}(\xi, q) = \frac{S_{2n+1}(q)}{B_1^{2n+1}(q)} \sum_{r=0}^{\infty} (-1)^r B_{2r+1}^{2n+1} [J_r(\omega) J_{r+1}(\omega) - J_{r+1}(\omega) J_r(\omega)]$$

et pour $q < 0$

$$(17) \quad \mathbb{P} = Fek_{2n}(\xi, q) = \frac{(-1)^n P_{2n}(q)}{\pi A_0^{2n}} \sum_{r=0}^{\infty} A_{2r}^{2n}(q) I_r(u) K_r(v)$$

$$(18) \quad \mathbb{P} = Fek_{2n+1}(\xi, q) = \frac{(-1)^n S_{2n+1}}{\pi B_1^{2n}} \sum_{r=0}^{\infty} B_{2r+1}^{2n} [I_r(u) K_{r+1}(v) - I_{r+1}(u) K_r(v)]$$

$$(19) \quad \mathbb{P} = Gek_{2n+2}(\xi, q) = \frac{(-1)^{n+1} S_{2n+2}}{\pi B_2^{2n+2}} \sum_{r=0}^{\infty} B_{2r+2}^{2n+2} [I_r(u) K_{r+2}(v) - I_{r+2}(u) K_r(v)]$$

$$(20) \quad \mathbb{P} = Gek_{2n+1}(\xi, q) = \frac{(-1)^n P_{2n+1}}{\pi A_1^{2n+1}} \sum_{r=0}^{\infty} A_{2r+1}^{2n+1} [I_r(u) K_r(v) + I_{r+1}(u) K_{r+1}(v)]$$

$$\begin{aligned} u &= \sqrt{q} e^{-\xi} & v &= \sqrt{q} e^{\xi} & \text{si } q > 0 \\ u &= \sqrt{|q|} e^{-\xi} & v &= \sqrt{|q|} e^{\xi} & \text{si } q < 0 \end{aligned}$$

Dans ces développements, les termes P_{2n+1} , P_{2n} , S_{2n+1} , S_{2n+2} sont définis comme :

$$P_{2n}(q) = \frac{ce_{2n}^{(q)}(0, q) \times ce_{2n}^{(q)}(\pi/2, q)}{A_0^{2n}(q)}$$

$$P_{2n+1}(q) = \frac{ce_{2n+1}^{(q)}(0, q) \times ce_{2n+1}^{(q)}(\pi/2, q)}{(\sqrt{q}) \times A_1^{2n+1}(q)}$$

$$S_{2n+1}(q) = \frac{se_{2n+1}^{(q)}(0, q) \times se_{2n+1}^{(q)}(\pi/2, q)}{(\sqrt{q}) \times B_1^{2n+1}(q)}$$

$$S_{2n+2}(q) = \frac{se_{2n+2}^{(q)}(0, q) \times se_{2n+2}^{(q)}(\pi/2, q)}{\binom{q}{|q|} \times B_2^{2n+2}(q)}$$

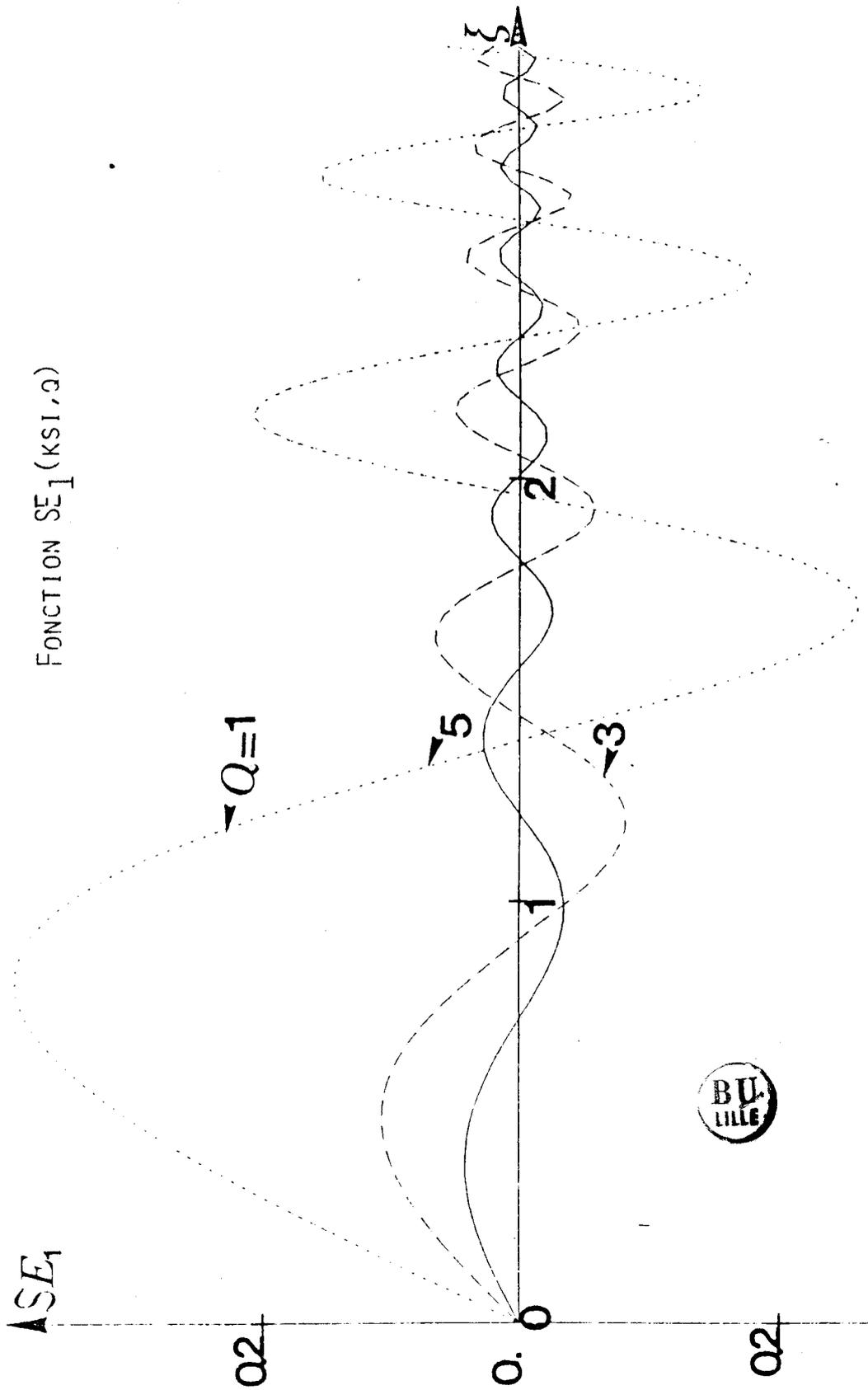
La notation $\binom{q}{|q|}$ indique le choix à opérer suivant le signe de q

pour ce qui concerne les coefficients de Fourier, ils sont calculés d'une manière similaire à celle définie précédemment au I.3.

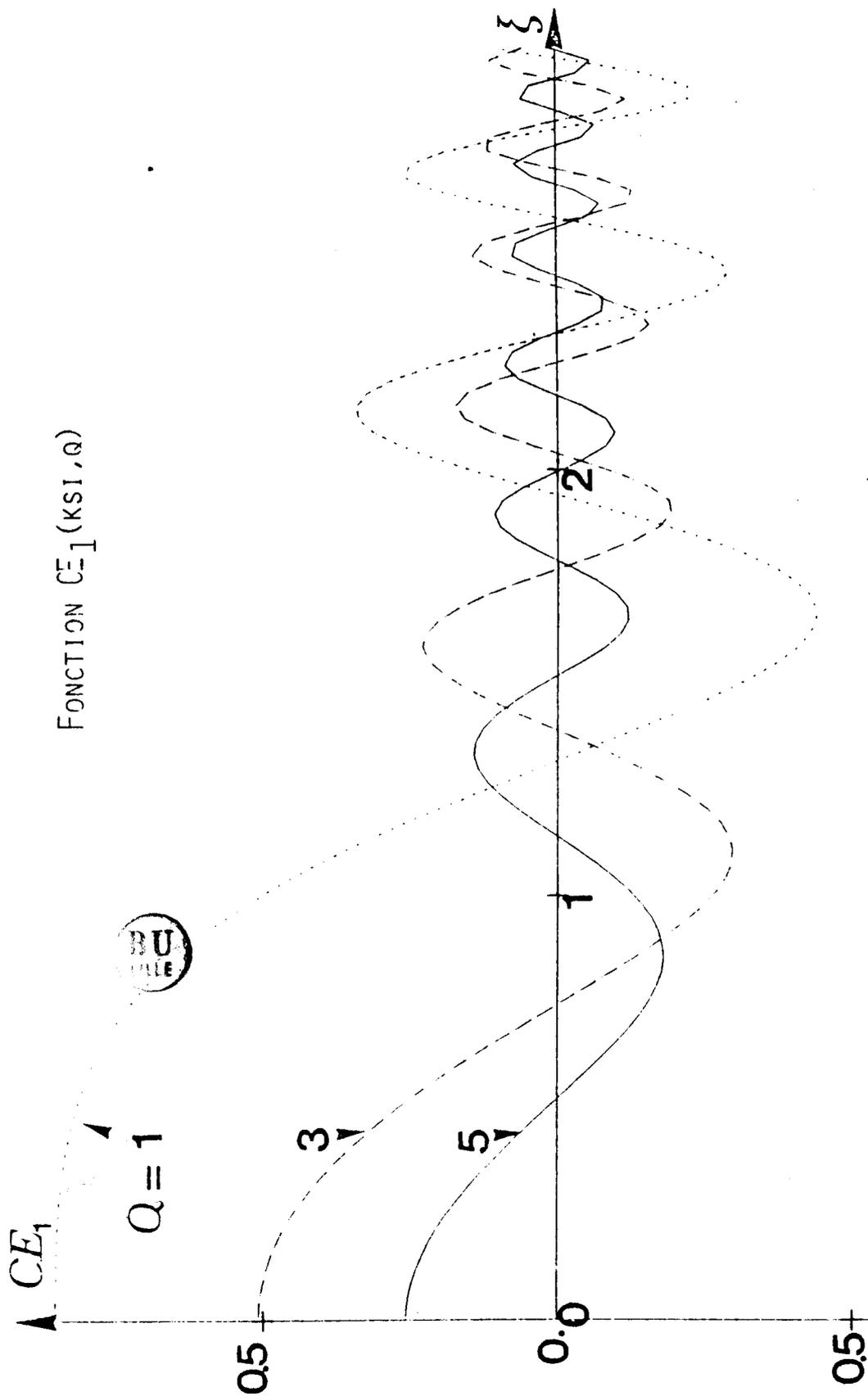
II.3. EVOLUTION DES FONCTIONS (R) ξ

Nous présentons Fig (3, a,b,c,d) les variations des fonctions $Ce_m (\xi, q)$, $Se_m (\xi, q)$, $Fek_m (\xi, q)$ et $Gek_m (\xi, q)$ en fonction de l'excentricité ξ pour différentes valeurs de l'argument q .

Les fonctions que nous venons de définir, leurs dérivés, ainsi que leurs formes asymptotiques sont calculées à l'aide d'un ordinateur de type IRIS 80. Elles ont été tabulées par J. CITERNE [7] [8] et sont valables pour des ordres m importants et un argument $q \leq 1600$.



FIG(3A)



FIG(3B)

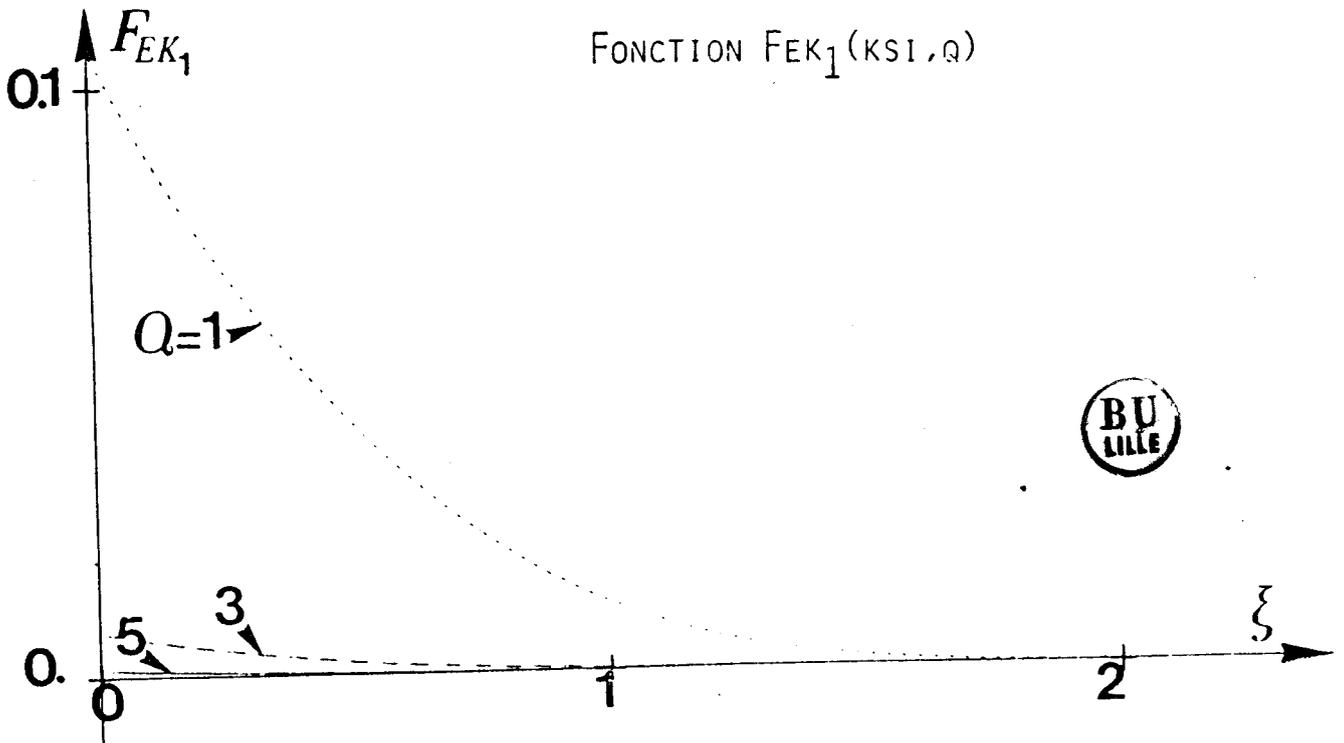
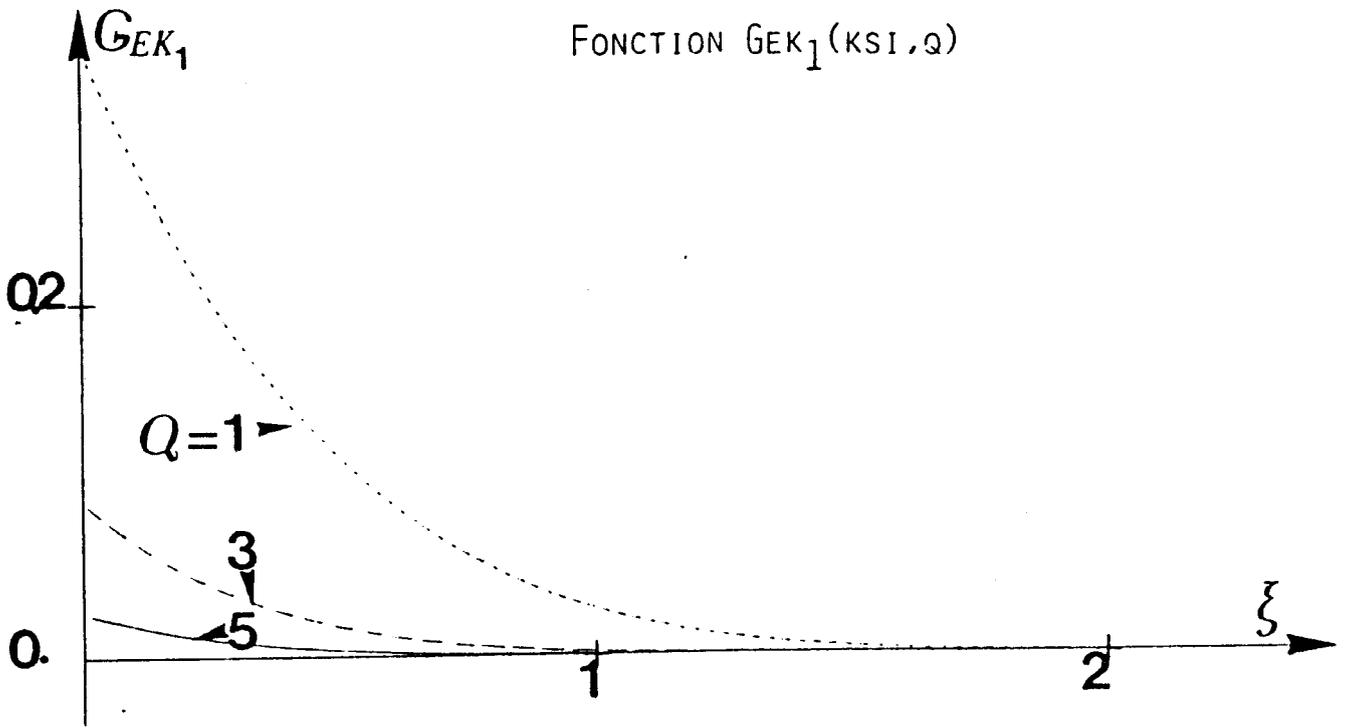


FIG. (3c)

ANNEXE II

Expressions des composantes transversales des champs d'une onde guidée en fonction des composantes longitudinales dans le système de coordonnées elliptiques (η, ξ, z)

$$E_{\eta} = \frac{1}{jk^2 p} \left[\beta \frac{\partial E_z}{\partial \eta} - \omega \mu \frac{\partial H_z}{\partial \xi} \right]$$

$$E_{\xi} = \frac{1}{jk^2 p} \left[\beta \frac{\partial E_z}{\partial \xi} + \omega \mu \frac{\partial H_z}{\partial \eta} \right]$$

$$H_{\eta} = \frac{1}{jk^2 p} \left[\omega \epsilon \frac{\partial E_z}{\partial \xi} + \beta \frac{\partial H_z}{\partial \eta} \right]$$

$$H_{\xi} = \frac{1}{jk^2 p} \left[-\omega \epsilon \frac{\partial E_z}{\partial \eta} + \beta \frac{\partial H_z}{\partial \xi} \right]$$

$$\text{où } k^2 = \omega^2 \mu \epsilon - \beta^2 ; \quad p = q (\text{ch}^2 \xi - \cos^2 \eta)^{1/2}$$

ANNEXE III

NORMALISATION DE LA MATRICE
REGROUPANT LES EQUATIONS DE CONTINUITÉ.

La solution du problème de propagation guidée revient à rechercher les couples (F, K_z) qui annulent le déterminant de la matrice carrée regroupant les équations de continuité des champs tangents aux interfaces en chacun des points P_i de discrétisation.

Si l'on ne prend aucune précaution, le passage par zéro du déterminant n'est détecté que par un changement de signe du fait de sa dynamique considérable. Il faut donc intervenir sur le conditionnement de la matrice de façon à permettre ensuite une localisation plus précise de la racine du déterminant.

I - CAS DU DEVELOPPEMENT DES CHAMPS A PARTIR D'HARMONIQUES
CYLINDRIQUES.

Dans un premier temps, toutes les expressions des colonnes ont été multipliées par les termes K_1^2 et γ_2^2 suivant que les rapports $\frac{1}{K_1^2}$ et $\frac{1}{\gamma_2^2}$ apparaissent en facteur dans les équations de continuité. Chaque ligne a ensuite été multipliée par la quantité r_i^2 où r_i est le rayon du point de discrétisation P_i de coordonnée angulaire θ_i .

Nous avons constaté lors du calcul du déterminant :

1 - une amélioration des conditions d'étude tant que le nombre de points est inférieur à 6.

2 - un accroissement considérable de la dynamique à l'approche de la fréquence de coupure du mode considéré ($\frac{K_z}{k_0} \rightarrow 1$)

Ce phénomène de saturation numérique à l'approche de la coupure est en fait lié à la dynamique importante des harmoniques cylindriques décrivant les champs.

En effet, si l'on se reporte aux expressions des équations de dispersion :

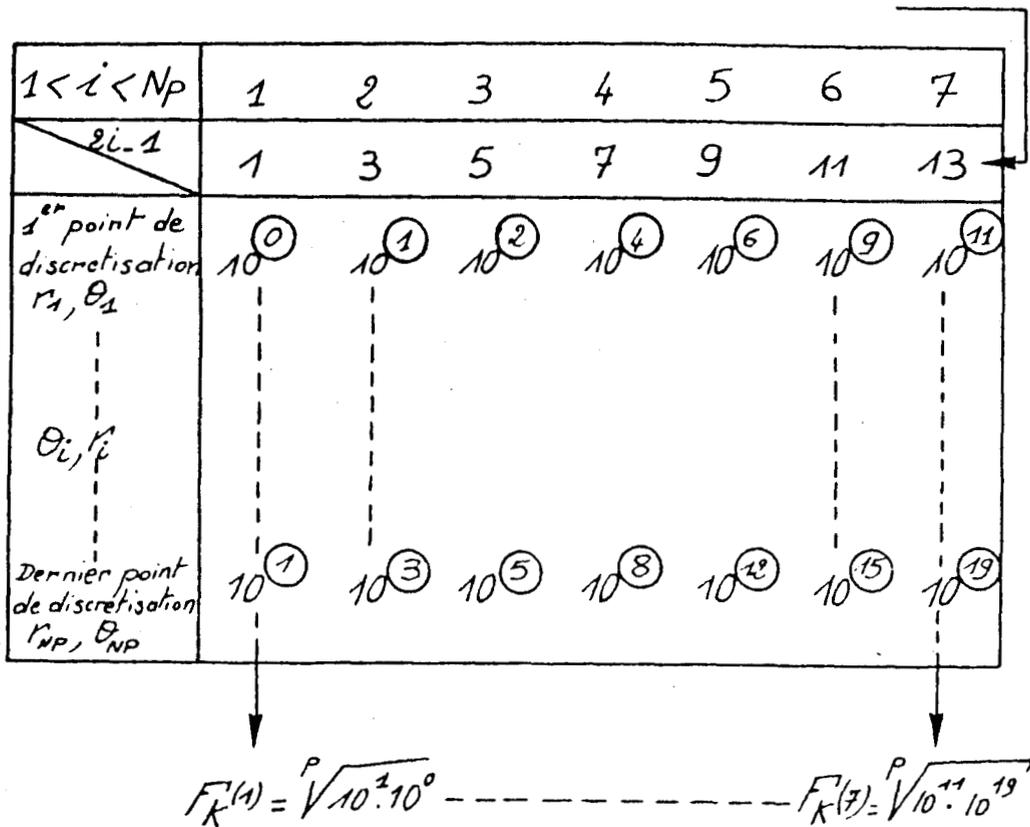
$$K_1^2 = \epsilon_r K_0^2 - K_z^2$$

$$(\gamma_2)^2 = K_z^2 - K_0^2$$

nous constatons que pour $\frac{K_z}{k_0} \rightarrow 1$, nous avons $K_1^2 \rightarrow (\epsilon_r - 1) K_0^2$ et $\gamma_2^2 \rightarrow 0$. Les fonctions de Bessel $J_N(K_1 r_i)$ et $K_N(\gamma_2 r_i)$ possèdent donc des arguments qui tendent respectivement vers une valeur importante et vers une valeur quasi nulle. Ceci correspond au cas où la dynamique globale est la plus grande; celle-ci s'accroissant d'ailleurs considérablement avec l'ordre N des fonctions utilisées.

Nous avons choisi, à titre d'exemple, d'illustrer le comportement des fonctions de seconde espèce $K_N (\chi_2 r)$ lorsque sept points discrétisent le périmètre d'un barreau diélectrique d'aplatissement 2.

Nous avons seulement reporté dans le tableau (fig.) l'exposant des puissances de 10 des fonctions et ce pour le premier et le dernier point de discrétisation.



Notons que ce tableau ne représente que la dynamique partielle d'un des 6 blocs $M_{13}, M_{24}, M_{33}, M_{34}, M_{43}, M_{44}$ de la matrice

$$\begin{array}{c} \theta_1 \\ \vdots \\ \theta_i \\ \vdots \\ \theta_{NP} \end{array} \left| \begin{array}{cc|cc} \text{I...i...NP} & & \text{I...i...NP} & \\ \hline M_{11} & \begin{array}{c} O \cdots O \\ \vdots \\ O \cdots O \end{array} & M_{13} & \begin{array}{c} O \cdots O \\ \vdots \\ O \cdots O \end{array} \\ \hline \begin{array}{c} O \cdots O \\ \vdots \\ O \cdots O \end{array} & M_{22} & \begin{array}{c} O \cdots O \\ \vdots \\ O \cdots O \end{array} & M_{24} \\ \hline M_{31} & M_{32} & M_{33} & M_{34} \\ \hline M_{41} & M_{42} & M_{43} & M_{44} \end{array} \right| * \left| \begin{array}{c} A_1 \\ \vdots \\ A_i \\ \vdots \\ A_{NP} \\ \hline B_1 \\ \vdots \\ B_i \\ \vdots \\ B_{NP} \\ \hline C_1 \\ \vdots \\ C_i \\ \vdots \\ C_{NP} \\ \hline D_1 \\ \vdots \\ D_i \\ \vdots \\ D_{NP} \end{array} \right| = 0$$

Comme nous pouvons le constater, il faut impérativement réduire la dynamique de chacun des blocs constituant la matrice, pour minimiser celle du déterminant.

En conséquence nous avons défini deux fonctions de normalisation $F_j(i)$ et $F_k(i)$ obtenues en prenant pour chaque colonne, la racine $p^{\text{ème } j}$ du produit des valeurs de la fonction de Bersel J ou K correspondant au 1^{er} et au $N_p^{\text{ème}}$ point de discrétisation.

La dynamique des fonctions dérivées J' et K' étant quasiment identique à celle des fonctions J et K, chacune des colonnes de la matrice est divisée par $F_j(i)$ ou $F_k(i)$ suivant que les équations de continuité sont fonctions de J, J' (blocs $M_{11}, M_{22}, M_{31}, M_{32}, M_{41}, M_{42}$) ou K, K' (blocs $M_{13}, M_{24}, M_{33}, M_{34}, M_{43}, M_{44}$).

Les fonctions de normalisation $F_j(i)$ et $F_k(i)$ s'expriment comme :

$$F_j(i) = \sqrt{J_N(K_1 r_1) J_N(K_1 r_{NP})} \quad F_k(i) = \sqrt{K_N(\theta_2 r_1) K_N(\theta_2 r_{NP})}$$

$N = 2i - 1$ ou $2i - 2$ suivant que l'on étudie les modes pairs ou impairs.

où i est l'indice de la colonne $1 < i < N_p$

$\{K_1, r_{NP}\}$ et $\{\theta_2, r_1\}$ N_p l'argument de la fonction correspondant au 1er point et $N_p^{\text{ème}}$ point.

L'exposant P_1 ou P_2 est déterminé de façon à ce que la dynamique globale n'excède pas 10^{+12} ou 10^{-12} .

Un exemple de normalisation de la fonction K est présenté dans le tableau fig (4).

$1 < i < N_p$	1	2	3	4	5	6	7
$2i-1$	1	3	5	7	9	11	13
1 ^{er} point de discretisation r_1, θ_1	10^{-1}	10^0	10^0	10^1	10^2	10^3	10^4
θ_i, r_i							
Dernier point de discretisation r_{NP}, θ_{NP}	10^0	10^2	10^3	10^5	10^8	10^9	10^{12}

Fig(4)

II - CAS DU DEVELOPPEMENT DES CHAMPS A PARTIR D'HARMONIQUES ELLIPTIQUES

Par rapport au cas précédent, les difficultés rencontrées lors du calcul du déterminant sont encore amplifiées.

Bien que nous ayons multiplié les expressions de chaque blocs de NP colonnes par les termes $K_1 F_1, K_1 F_1 \omega \epsilon_0, \delta_2 F_2, \delta_2 F_2 \omega \epsilon_0$, nous n'avons pas pu déterminer avec précision les racines $F, \beta z$ et ce ; meme pour trois points de discrétisation. Une étude des évolutions des fonctions de MATHIEU nous a montré qu'en moyenne leur dynamique était le carré de celle des fonctions de BESSEL. En conséquence, nous avons été amené à définir quatre fonctions de normalisation

dont les expressions sont :

$$F_{SE}^{(i)} = \sqrt[P_1]{ SE_M(\xi_1, q) SE_M(\xi_{NP}, q) } \quad F_{CE}^{(i)} = \sqrt[P_2]{ CE_M(\xi_1, q) CE_M(\xi_{NP}, q) }$$

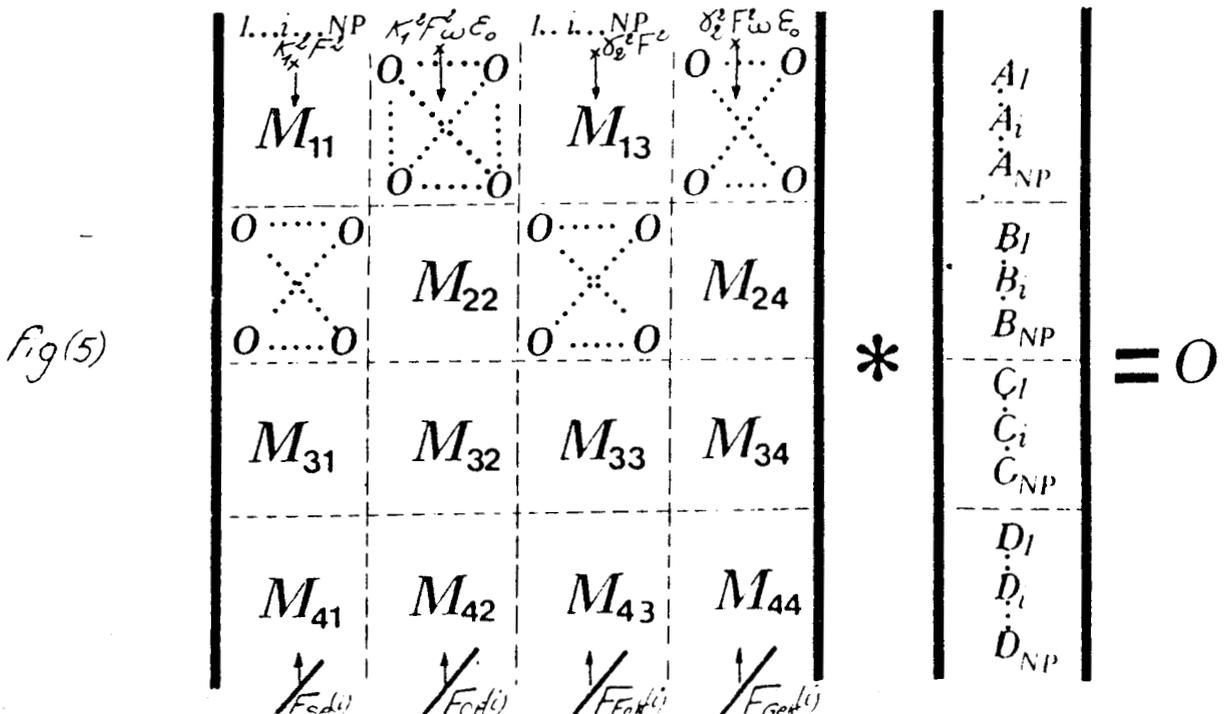
$$F_{FeK}^{(i)} = \sqrt[P_3]{ FeK_M(\xi_1, q) FeK_M(\xi_{NP}, q) } \quad F_{GeK}^{(i)} = \sqrt[P_4]{ GeK_M(\xi_1, q) GeK_M(\xi_{NP}, q) }$$

où : i est le numéro ou l'indice de la colonne $1 \leq i \leq NP$ où s'effectue la normalisation.

M l'ordre des fonctions égal à $2i-1$ ou $2i-2$ suivant que l'on étudie les modes pairs ou impairs.

ξ_1 l'excentricité du premier point de discrétisation
 ξ_{NP} l'excentricité de l'ellipse passant par le dernier point de coordonnée angulaire ϑ_{NP}

La dynamique maximale fixée par l'utilisateur va imposée les valeurs des exposants P_1, P_2, P_3, P_4 . Chacune des fonctions de normalisation est affectée à un groupe de NP colonnes de la matrice comme le montre la figure (5).



ANNEXE IV

COUPLAGE CO-DIRECTIF ENTRE GUIDES IMAGES

Soient deux guides images identiques, couplés comme l'indique la figure III. Pour chacun des guides, le couplage engendre une perturbation de la constante de phase associé au mode qui se propage dans le guide. Les équations d'évolution s'expriment comme :

$$\begin{aligned}\frac{dE_1}{dz} &= -(\Gamma + k_{11})E_1 + cE_2 \\ \frac{dE_2}{dz} &= cE_1 - (\Gamma + k_{22})E_2\end{aligned}$$

où C est le coefficient de couplage, k_{11} , k_{22} sont les coefficients de réaction au couplage. Le dispositif étant entièrement symétrique $k_{11} = k_{22}$. Posons :

$$\gamma = \Gamma + k_{11} - c$$

Il vient :

$$\begin{aligned}\frac{dE_1}{dz} &= -(\gamma + c)E_1 + cE_2 \\ \frac{dE_2}{dz} &= cE_1 + (\gamma + c)E_2\end{aligned}$$

Etant donnée la symétrie de translation du dispositif, nous recherchons une solution de la forme :

$$E = A e^{nz}$$

Alors

$$\begin{aligned} (\lambda + \gamma + c) E_1 - c E_2 &= 0 \\ -c E_1 + (\lambda + \gamma + c) E_2 &= 0 \end{aligned}$$

Pour que ce système d'équations admette une solution, il faut que son déterminant soit nul.

$$\begin{bmatrix} \lambda + \gamma + c & -c \\ -c & \lambda + \gamma + c \end{bmatrix}$$

$$\lambda^2 + 2\lambda(\gamma + c) + \gamma^2 + 2\gamma c = 0$$

d'où les solutions

$$\lambda_1 = -(\gamma + c) + \sqrt{(\gamma + c)^2 - \gamma^2 - 2\gamma c} = -\gamma$$

$$\lambda_2 = -(\gamma + c) - \sqrt{(\gamma + c)^2 - \gamma^2 - 2\gamma c} = -\gamma - 2c$$

Les solutions s'expriment alors comme la superposition de deux solutions particulières

$$E_1 = A_1 e^{\lambda_1 z} + A_2 e^{\lambda_2 z}$$

$$E_2 = B_1 e^{\lambda_1 z} + B_2 e^{\lambda_2 z}$$

Nous allons expliciter les constantes A_1, A_2, B_1, B_2 en fonction de l'une d'entre elles. Ceci est possible à partir de l'application des conditions aux limites

$$\text{En } z = 0 \quad \begin{cases} E_1 = 1 = A_1 + A_2 \\ E_2 = 0 = B_1 + B_2 \end{cases}$$

d'où les relations

$$\begin{aligned} E_1 &= A_1 e^{\mu_1 z} + (1-A_1) e^{\mu_2 z} \\ E_2 &= B_1 (e^{\mu_1 z} - e^{\mu_2 z}) \end{aligned}$$

Remplaçons dans les équations de départ :

$$\frac{dE_2}{dz} = B_1 [\mu_1 e^{\mu_1 z} - \mu_2 e^{\mu_2 z}] = C [A_1 e^{\mu_1 z} + (1-A_1) e^{\mu_2 z}] - (\delta+C) B_1 [e^{\mu_1 z} - e^{\mu_2 z}]$$

Soit en identifiant :

$$\begin{aligned} B_1 \mu_1 &= C A_1 - B_1 (\delta+C) \\ -B_1 \mu_2 &= C(1-A_1) + (\delta+C) B_1 \end{aligned}$$

On peut alors calculer A_1 et B_1 , il vient :

$$B_1 = \frac{C}{\mu_1 - \mu_2} = \frac{1}{2}$$

$$A_1 = B_1 \frac{\mu_1 + \delta + C}{C} = B_1 = \frac{1}{2}$$

Les expressions de E_1 et E_2 sont alors :

$$E_1 = \frac{1}{2} e^{-\gamma z} + \frac{1}{2} e^{-(\gamma+2c)z}$$

$$E_2 = \frac{1}{2} e^{-\gamma z} - \frac{1}{2} e^{-(\gamma+2c)z}$$

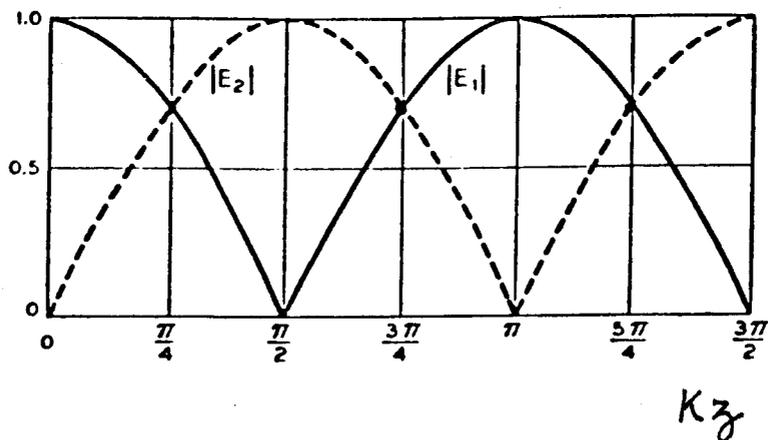
En faisant l'hypothèse que les guides sont sans pertes et que le couplage entre modes est un phénomène non dissipatif

$$\begin{cases} \gamma = j\beta \\ c = jk \end{cases}$$

$$E_1 = \frac{1}{2} [e^{-j\beta z} + e^{-j(\beta+2k)z}] = \boxed{e^{-j(\beta+k)z} \cos kz}$$

$$E_2 = \frac{1}{2} [e^{-j\beta z} - e^{-j(\beta+2k)z}] = \boxed{j e^{-j(\beta+k)z} \sin kz}$$

Les variations du module de E_1 et E_2 sont représentées ci-dessous.



ANNEXE V

ÉTUDE DU GUIDE DIELECTRIQUE TUBULAIRE

Champs dans un système cylindrique tubulaire.

Les expressions des champs transversaux électriques et magnétiques sont obtenues en fonction de celles des composantes longitudinales E_z et H_z à partir des relations suivantes:

$$E_r = \frac{j\beta}{\beta^2 - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_2} \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{\omega \mu_0}{\beta} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \theta} + \frac{\partial E_z}{\partial r} \right)$$

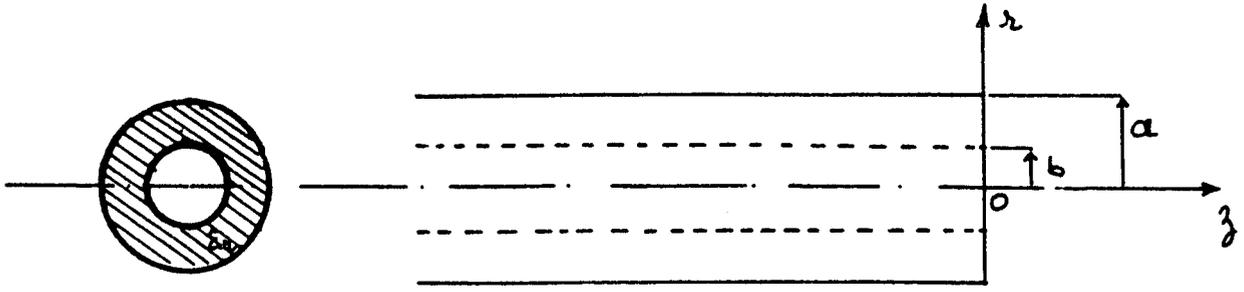
$$E_\theta = \frac{j\beta}{\beta^2 - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_2} \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \theta} - \frac{\omega \mu_0}{\beta} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial r} \right)$$

$$H_r = \frac{j\beta}{\beta^2 - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_2} \left(\frac{\partial H_z}{\partial r} - \frac{1}{2} \cdot \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_2}{\beta} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \theta} \right)$$

$$H_\theta = \frac{j\beta}{\beta^2 - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_2} \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \theta} + \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_2}{\beta} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial r} \right)$$

ϵ_2 est la permittivité relative du milieu où sont calculés les champs.

La structure étudiée est un tronçon de diélectrique cylindrique de permittivité relative ϵ_2 et de rayons intérieurs b et extérieurs a , figure ci-dessous:



Guide diélectrique tubulaire

Les composantes longitudinales du champ électromagnétique E_z et H_z sont les solutions des équations de propagation de Helmholtz :

$$(\Delta_T + k^2) \begin{Bmatrix} E_z \\ H_z \end{Bmatrix} = 0$$

où :

Δ_T est le Laplacien transversal

$$k^2 = \omega^2 \mu \epsilon - \beta^2$$

$$\mu = \mu_0 \mu_r \quad (\mu_r = 1 \text{ milieu non magnétique})$$

$$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$$

β : constante de propagation.

Dans le système de coordonnées cylindriques (r, θ, z) le Laplacien transversal s'exprime par la relation suivante :

$$\Delta_T = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2}$$

Les modes guidés

Les conditions de propagation des modes guidés dans la structure diélectrique impose que :

$$k^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2 - \beta^2 > 0$$

d'où, en posant $k^2 = K^2$:

$$K = \sqrt{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2 - \beta^2}$$

L'évanescence des modes guidés à l'extérieur de cette structure selon l'axe radial r impose que :

$$k^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 - \beta^2 < 0$$

en posant $k^2 = -\gamma^2$, nous avons :

$$\gamma = \sqrt{\beta^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0}$$

La résolution de l'équation différentielle de Bessel :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{1}{z} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{z^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + k^2 \right) \begin{Bmatrix} E_z \\ H_z \end{Bmatrix} = 0$$

nous permet d'avoir les expressions des composantes longitudinales du champ électromagnétique E_z et H_z .

La symétrie de la structure cylindrique par rapport à l'un quelconque de ses diamètres ainsi que la périodicité de 2π des champs, montre que la solution générale est la somme d'une solution paire et une solution impaire.

En choisissant la solution paire, les expressions des composantes longitudinales et transversales du champ électromagnétique, la dérivation étant faite par rapport à l'argument γz ou kz , sont :

$$\begin{aligned}
 (a) \quad 0 \leq z \leq b \quad E_z &= \frac{A}{\alpha_0} \cdot I_m(\gamma z) \cdot \cos m\theta \\
 H_z &= \frac{B}{\alpha_0} \cdot I_m(\gamma z) \cdot \sin m\theta \\
 E_r &= \left(\frac{m \cdot B}{r} \cdot \frac{\omega \mu_0}{\beta} \cdot I_m(\gamma z) + A \cdot \gamma \cdot I_m'(\gamma z) \right) \cos m\theta \\
 E_\theta &= - \left(\frac{m \cdot A}{r} \cdot I_m(\gamma z) + B \cdot \gamma \cdot \frac{\omega \mu_0}{\beta} \cdot I_m'(\gamma z) \right) \sin m\theta \\
 H_r &= \left(\frac{m \cdot A}{r} \cdot \frac{\omega \epsilon_0}{\beta} \cdot I_m(\gamma z) + B \cdot \gamma \cdot I_m'(\gamma z) \right) \sin m\theta \\
 H_\theta &= \left(\frac{m \cdot B}{r} \cdot I_m'(\gamma z) + A \cdot \gamma \cdot \frac{\omega \epsilon_0}{\beta} \cdot I_m(\gamma z) \right) \cos m\theta
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (b) \quad b \leq z \leq a \quad E_z &= \frac{1}{\alpha_d} \left(C \cdot J_m(kz) + D \cdot Y_m(kz) \right) \cos m\theta \\
 H_z &= \frac{1}{\alpha_d} \left(E \cdot J_m(kz) + F \cdot Y_m(kz) \right) \sin m\theta \\
 E_r &= \left(\frac{m}{r} \cdot \frac{\omega \mu_0}{\beta} \left[E \cdot J_m(kz) + F \cdot Y_m(kz) \right] + K \left[C \cdot J_m'(kz) + D \cdot Y_m'(kz) \right] \right) \cos m\theta \\
 E_\theta &= - \left(\frac{m}{r} \cdot \left[C \cdot J_m(kz) + D \cdot Y_m(kz) \right] + K \cdot \frac{\omega \mu_0}{\beta} \cdot \left[E \cdot J_m'(kz) + F \cdot Y_m'(kz) \right] \right) \sin m\theta \\
 H_r &= \left(\frac{m}{r} \cdot \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_2}{\beta} \left[C \cdot J_m(kz) + D \cdot Y_m(kz) \right] + K \cdot \left[E \cdot J_m'(kz) + F \cdot Y_m'(kz) \right] \right) \sin m\theta \\
 H_\theta &= \left(\frac{m}{r} \cdot \left[E \cdot J_m(kz) + F \cdot Y_m(kz) \right] + K \cdot \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_2}{\beta} \left[C \cdot J_m'(kz) + D \cdot Y_m'(kz) \right] \right) \cos m\theta
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (c) \quad z \geq a \quad E_z &= \frac{G}{\alpha} \cdot K_m(\gamma z) \cdot \cos m\theta \\
 H_z &= \frac{H}{\alpha_0} \cdot K_m(\gamma z) \cdot \sin m\theta \\
 E_r &= \left(\frac{m \cdot H}{r} \cdot \frac{\omega \mu_0}{\beta} \cdot K_m(\gamma z) + G \cdot \gamma \cdot K_m'(\gamma z) \right) \cos m\theta \\
 E_\theta &= - \left(\frac{m \cdot G}{r} \cdot K_m(\gamma z) + H \cdot \gamma \cdot \frac{\omega \mu_0}{\beta} \cdot K_m'(\gamma z) \right) \sin m\theta \\
 H_r &= \left(\frac{m \cdot G}{r} \cdot \frac{\omega \epsilon_0}{\beta} \cdot K_m(\gamma z) + H \cdot \gamma \cdot K_m'(\gamma z) \right) \sin m\theta \\
 H_\theta &= \left(\frac{m \cdot H}{r} \cdot K_m(\gamma z) + G \cdot \gamma \cdot \frac{\omega \epsilon_0}{\beta} \cdot K_m'(\gamma z) \right) \cos m\theta
 \end{aligned}$$

avec

$$\alpha_d = j\beta / (\beta^2 - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_2)$$

$$\alpha_0 = j\beta / (\beta^2 - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0)$$

A, B, C, D, E, F, G et H sont des constantes.

J_m et Y_m sont respectivement les fonctions de Bessel de première et seconde espèce d'ordre m .

I_m et K_m représentent respectivement les fonctions de Bessel modifiées de première et seconde espèce d'ordre m .

Nous avons omis de multiplier par le facteur $e^{-j\beta z}$, $e^{j\omega t}$ les composantes du champ E.M pour alléger l'écriture de celles-ci.

Equation de dispersion :

La continuité des champs longitudinaux E_z et H_z et transversaux E_θ et H_θ sur les interfaces diélectrique-air ($z=b$ et $z=a$) du tronçon diélectrique nous permet d'écrire :

$$z=b$$

$$\frac{A}{\alpha_0} \cdot I_m(\gamma b) = \frac{1}{\alpha_d} [C \cdot J_m(kb) + D \cdot Y_m(kb)]$$

$$\frac{B}{\alpha_0} \cdot I_m(\gamma b) = \frac{1}{\alpha_d} [E \cdot J_m(kb) + F \cdot Y_m(kb)]$$

$$\frac{m \cdot A}{b} \cdot I_m(\gamma b) + B \cdot \gamma \cdot \frac{\omega \mu_0}{\beta} \cdot I'_m(\gamma b)$$

$$= \frac{m}{b} [C \cdot J_m(kb) + D \cdot Y_m(kb)] + K \cdot \frac{\omega \mu_0}{\beta} \cdot [E \cdot J'_m(kb) + F \cdot Y'_m(kb)]$$

$$\frac{m \cdot B}{b} \cdot I_m(\gamma b) + A \gamma \frac{\omega \epsilon_0}{\beta} \cdot I'_m(\gamma b)$$

$$= \frac{m}{b} \cdot [E \cdot J_m(kb) + F \cdot Y_m(kb)] + K \cdot \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_r}{\beta} [C \cdot J'_m(kb) + D \cdot Y'_m(kb)]$$

$$z=a$$

$$\frac{1}{\alpha_d} [C \cdot J_m(ka) + D \cdot Y_m(ka)] = \frac{G}{\alpha_0} \cdot K_m(\gamma a)$$

$$\frac{1}{\alpha_d} [E \cdot J_m(ka) + F \cdot Y_m(ka)] = \frac{H}{\alpha_0} \cdot K_m(\gamma a)$$

$$\frac{m}{a} [C \cdot J_m(ka) + D \cdot Y_m(ka)] + K \cdot \frac{\omega \mu_0}{\beta} \cdot [E \cdot J'_m(ka) + F \cdot Y'_m(ka)]$$

$$= \frac{m \cdot G}{a} \cdot K_m(\gamma a) + H \cdot \gamma \cdot \frac{\omega \mu_0}{\beta} \cdot K'_m(\gamma a)$$

$$\frac{m}{a} \cdot [E \cdot J_m(ka) + F \cdot Y_m(ka)] + K \cdot \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_r}{\beta} [C \cdot J'_m(ka) + D \cdot Y'_m(ka)]$$

$$= \frac{m \cdot H}{a} \cdot K_m(\gamma a) + G \cdot \gamma \cdot \frac{\omega \epsilon_0}{\beta} \cdot K'_m(\gamma a)$$

Nous avons donc un système de huit équations à huit inconnues qui peut se mettre sous la forme matricielle suivante :

Les éléments de $[N_i]$ sont successivement les constantes A, B, C, D, E, F, G et H.

Les éléments de la matrice $[A_{ij}]$ sont :

$$A_{11} = A_{22} = \frac{\alpha_d}{\alpha_0} \cdot I_m(\gamma b)$$

$$A_{13} = A_{25} = A_{33} = A_{45} = -J_m(Kb)$$

$$A_{14} = A_{26} = A_{34} = A_{46} = -Y_m(Kb)$$

$$A_{31} = A_{42} = I_m(\gamma b)$$

$$A_{32} = \frac{\omega \mu_0}{m \cdot \beta} \cdot \gamma \cdot b \cdot I_m'(\gamma b)$$

$$A_{35} = -\frac{\omega \mu_0}{m \cdot \beta} \cdot K \cdot b \cdot J_m'(Kb)$$

$$A_{36} = -\frac{\omega \mu_0}{m \cdot \beta} \cdot K \cdot b \cdot Y_m'(Kb)$$

$$A_{41} = \frac{\omega \epsilon_0}{m \cdot \beta} \cdot \gamma \cdot b \cdot I_m'(\gamma b)$$

$$A_{43} = -\frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_r}{m \cdot \beta} \cdot K \cdot b \cdot J_m'(Kb)$$

$$A_{44} = -\frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_r}{m \cdot \beta} \cdot K \cdot b \cdot Y_m'(Kb)$$

$$A_{53} = A_{65} = A_{73} = A_{85} = J_m(Ka)$$

$$A_{54} = A_{66} = A_{74} = A_{86} = Y_m(Ka)$$

$$A_{57} = A_{68} = -\frac{\alpha_d}{\alpha_0} \cdot K_m(\gamma a)$$

$$A_{75} = \frac{\omega \mu_0}{m \cdot \beta} \cdot K_a \cdot J_m'(K_a)$$

$$A_{76} = \frac{\omega \mu_0}{m \cdot \beta} \cdot K_a \cdot Y_m'(K_a)$$

$$A_{77} = A_{88} = -K_m(\gamma a)$$

$$A_{79} = -\frac{\omega \mu_0}{m \cdot \beta} \cdot \gamma a \cdot K_m'(\gamma a)$$

$$A_{83} = \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_r}{m \cdot \beta} \cdot K_a \cdot J_m'(K_a)$$

$$A_{84} = \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_r}{m \cdot \beta} \cdot K_a \cdot Y_m'(K_a)$$

$$A_{87} = \frac{\omega \epsilon_0}{m \cdot \beta} \cdot \gamma a \cdot K_m'(\gamma a)$$

Les autres termes de la matrice $[A_{ij}]$ sont nuls.

La solution de ce système homogène, autre la solution triviale $v_i = 0$, impose la nullité du déterminant de la matrice $[A_{ij}]$ d'où l'équation de dispersion.

Les modes continus

Les autres solutions qui ne satisfont pas la condition de rayonnement, comme c'est le cas pour les modes guidés, selon la composante radiale r , constitueront les modes continus. Ce qui suppose l'existence d'une énergie rayonnée à l'infini. Ce comportement impose que l'on ait :

- dans le diélectrique ($b \leq r \leq a$):

$$\sigma^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r - \beta^2(\rho) > 0$$

- dans le milieu extérieur (air) ($r < b$ et $r > a$):

$$\rho^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 - \beta^2(\rho) > 0$$

Les composantes du champ électromagnétique sont alors:

$0 \leq r \leq b$

$$E_z = \frac{I}{\alpha_0(\rho)} \cdot J_m(\rho r) \cdot \cos m\theta$$

$$H_z = \frac{J}{\alpha_0(\rho)} \cdot J_m(\rho r) \cdot \sin m\theta$$

$$E_r = \left(\frac{mJ}{r} \cdot \frac{\omega \mu_0}{\beta(\rho)} \cdot J_m(\rho r) + \rho I \cdot J_m'(\rho r) \right) \cdot \cos m\theta$$

$$E_\theta = - \left(\frac{mI}{r} \cdot J_m(\rho r) + \rho J \cdot \frac{\omega \mu_0}{\beta(\rho)} \cdot J_m'(\rho r) \right) \cdot \sin m\theta$$

$$H_r = \left(\frac{mI}{r} \cdot \frac{\omega \epsilon_0}{\beta(\rho)} \cdot J_m(\rho r) + \rho J \cdot J_m'(\rho r) \right) \cdot \sin m\theta$$

$$H_\theta = \left(\frac{mJ}{r} \cdot J_m(\rho r) + \rho I \cdot \frac{\omega \epsilon_0}{\beta(\rho)} \cdot J_m'(\rho r) \right) \cdot \cos m\theta$$

$b \leq r \leq a$

$$E_z = \frac{I}{\alpha_d(\rho)} \cdot [K \cdot J_m(\sigma r) + L \cdot Y_m(\sigma r)] \cos m\theta$$

$$H_z = \frac{J}{\alpha_d(\rho)} \cdot [P \cdot J_m(\sigma r) + Q \cdot Y_m(\sigma r)] \sin m\theta$$

$$E_r = \left(\frac{mJ}{r} \cdot \frac{\omega \mu_0}{\beta(\rho)} \cdot [P \cdot J_m(\sigma r) + Q \cdot Y_m(\sigma r)] + \sigma I \cdot [K \cdot J_m'(\sigma r) + L \cdot Y_m'(\sigma r)] \right) \cos m\theta$$

$$E_\theta = - \left(\frac{mI}{r} \cdot [K \cdot J_m(\sigma r) + L \cdot Y_m(\sigma r)] + \frac{\omega \mu_0}{\beta(\rho)} \cdot \sigma \cdot J \cdot [P \cdot J_m'(\sigma r) + Q \cdot Y_m'(\sigma r)] \right) \sin m\theta$$

$$H_r = \left(\frac{mI}{r} \cdot \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_r}{\beta(\rho)} \cdot [K \cdot J_m(\sigma r) + L \cdot Y_m(\sigma r)] + \sigma J \cdot [P \cdot J_m'(\sigma r) + Q \cdot Y_m'(\sigma r)] \right) \sin m\theta$$

$$H_\theta = \left(\frac{mJ}{r} \cdot [P \cdot J_m(\sigma r) + Q \cdot Y_m(\sigma r)] + \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_r}{\beta(\rho)} \cdot \sigma \cdot I \cdot [K \cdot J_m'(\sigma r) + L \cdot Y_m'(\sigma r)] \right) \cos m\theta$$

$r \geq a$

$$E_z = \frac{I}{\alpha_0(\rho)} \cdot [R \cdot J_m(\rho r) + S \cdot Y_m(\rho r)] \cos m\theta$$

$$H_z = \frac{J}{\alpha_0(\rho)} \cdot [T \cdot J_m(\rho r) + U \cdot Y_m(\rho r)] \sin m\theta$$

$$E_r = \left(\frac{mI}{2} \cdot \frac{\omega \mu_0}{\beta(\rho)} \cdot [T \cdot J_m(\rho r) + U \cdot Y_m(\rho r)] + \rho I [R \cdot J_m'(\rho r) + S \cdot Y_m'(\rho r)] \right) \cos m\theta$$

$$E_\theta = - \left(\frac{mI}{2} \cdot [R \cdot J_m(\rho r) + S \cdot Y_m(\rho r)] + \frac{\omega \mu_0}{\beta(\rho)} \cdot \rho I \cdot [T \cdot J_m'(\rho r) + U \cdot Y_m'(\rho r)] \right) \sin m\theta$$

$$H_r = \left(\frac{mJ}{2} \cdot \frac{\omega \epsilon_0}{\beta(\rho)} \cdot [R \cdot J_m(\rho r) + S \cdot Y_m(\rho r)] + \rho J \cdot [T \cdot J_m'(\rho r) + U \cdot Y_m'(\rho r)] \right) \sin m\theta$$

$$H_\theta = \left(\frac{mJ}{2} \cdot [T \cdot J_m(\rho r) + U \cdot Y_m(\rho r)] + \frac{\omega \epsilon_0}{\beta(\rho)} \cdot \rho J \cdot [R \cdot J_m'(\rho r) + S \cdot Y_m'(\rho r)] \right) \cos m\theta$$

avec

$$\alpha_0(\rho) = j \beta(\rho) / (\beta^2(\rho) - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0)$$

$$\alpha_1(\rho) = j \beta(\rho) / (\beta^2(\rho) - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_r)$$

Equations de continuité.

La continuité des composantes E_z, H_z, E_θ et H_θ aux interfaces diélectrique-air ($r=b$ et $r=a$) permet d'avoir un système de huit équations à dix inconnues ($I, J, K, L, P, Q, R, S, T$ et U).

D. MARCUSE a montré qu'il existe deux séries orthogonales 1 et 2 de modes continus caractérisées chacune par un rapport $\alpha_i = I_i/J_i$ où $i = 1, 2$.

L'orthogonalité entre la série 1 et la série 2 :

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\infty (E_{z1} \cdot H_{z2}^* - E_{\theta1} \cdot H_{\theta2}^*) r dr d\theta = 0$$

nous permet d'avoir la relation suivante :

$$\beta^2(\rho) \cdot \alpha_1 \cdot \alpha_2^* \cdot \frac{\epsilon_0}{\mu_0} \cdot \{ R_1 \cdot R_2^* + S_1 \cdot S_2^* \} + \{ T_1 \cdot T_2^* + U_1 \cdot U_2^* \} = 0$$

avec

$$\alpha_1 = \frac{I_1}{J_1} \cdot \frac{1}{\beta(\rho)}$$

$$\alpha_2 = \frac{I_2}{J_2} \cdot \frac{1}{\beta(\rho)}$$

$$J_1 = \sqrt{\frac{2 \cdot P}{\pi \cdot |PA_1|}}$$

$$J_2 = \sqrt{\frac{2 \cdot P}{\pi \cdot |PA_2|}}$$

$$PA_1 = \left\{ \beta(\rho) \cdot d_1^2 \cdot \omega \epsilon_0 \rho \left[|R_1|^2 + |S_1|^2 \right] + \frac{\omega \mu_0}{\beta(\rho)} \cdot \rho \cdot \left[|T_1|^2 + |U_1|^2 \right] \right\}$$

$$PA_2 = \left\{ \beta(\rho) \cdot d_2^2 \cdot \omega \epsilon_0 \rho \left[|R_2|^2 + |S_2|^2 \right] + \frac{\omega \mu_0}{\beta(\rho)} \cdot \rho \cdot \left[|T_2|^2 + |U_2|^2 \right] \right\}$$

Les modes continus en espace libre.

En espace libre les deux séries orthogonales 1 et 2 de modes continus précédentes dégèrent en modes continus $TM_m^1(\rho)$ et $TE_m^2(\rho)$ indexés respectivement par 1 et 2.

Ses composantes des champs des modes $TM_m^1(\rho)$ et $TE_m^2(\rho)$

sont :

- modes $TM_m^1(\rho)$:

$$E_z^1 = \frac{I_0}{d_0(\rho)} \cdot J_m(\rho z) \cdot \cos m\theta$$

$$E_r^1 = \rho I_0 \cdot J_m'(\rho z) \cdot \cos m\theta$$

$$E_\theta^1 = -\frac{m}{2} \cdot I_0 \cdot J_m(\rho z) \cdot \sin m\theta$$

$$H_z^1 = \frac{m}{2} \cdot I_0 \cdot \frac{\omega \epsilon_0}{\beta(\rho)} \cdot J_m(\rho z) \cdot \sin m\theta$$

$$H_\theta^1 = \rho I_0 \frac{\omega \epsilon_0}{\beta(\rho)} \cdot J_m'(\rho z) \cdot \cos m\theta$$

avec :

$$I_0 = \sqrt{\frac{2 \cdot P \cdot |\beta(\rho)|}{\pi \omega \epsilon_0 \rho}}$$

- Modes $TE_m^2(\rho)$:

$$H_z^2 = \frac{J_0}{d_0(\rho)} \cdot J_m(\rho z) \cdot \sin m\theta$$

$$E_r^2 = \frac{m}{2} \cdot J_0 \cdot \frac{\omega \mu_0}{\beta(\rho)} \cdot J_m(\rho z) \cdot \cos m\theta$$

$$E_\theta^2 = -\rho \cdot J_0 \cdot \frac{\omega \mu_0}{\beta(\rho)} \cdot J_m'(\rho z) \cdot \sin m\theta$$

$$H_r^2 = \rho \cdot J_0 \cdot J_m(\rho z) \cdot \sin m\theta$$

$$H_\theta^2 = \frac{m}{2} \cdot J_0 \cdot J_m(\rho z) \cdot \cos m\theta$$

avec :

$$J_0 = \sqrt{\frac{2 \cdot P \cdot |\beta(\rho)|}{\pi \omega \mu_0 \rho}}$$

RÉSUMÉ

Après avoir fait une étude critique des différentes approches théoriques des caractéristiques électromagnétiques du guide image diélectrique et en fonction des limitations observées sur ces méthodes, l'auteur propose un nouveau modèle théorique basé sur la caractérisation de discontinuités en guide ouvert en association avec la méthode de la "résonance transverse".

Cette étude montre la possibilité de création d'"ondes à fuites" et explicite les limitations d'utilisation liées à ce phénomène.

La dernière partie du mémoire est consacrée à l'étude de sous-ensembles tels que coupleurs de proximité et résonateur pour lesquels l'utilisation de la méthode proposée apporte des informations intéressantes pour la conception.

MOTS CLÉS

Guide onde ouvert
Ligne image diélectrique
Rayonnement
Résonateur diélectrique
Coupleur hyperfréquence

