

N° d'ordre : 573

50376  
1990  
184

50376  
1990  
184

# THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR EN ELECTRONIQUE**

par

**DOWLUT Mohammad**

**ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE D'UN GUIDE  
D'ONDES A FENTES.  
APPLICATION A UN SYSTEME DE  
TELECOMMUNICATIONS ENTRE UN MOBILE GUIDE ET  
UN POSTE FIXE**



Soutenue le 13 Juillet 1990 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :	MM.	R.	GABILLARD	Président, Rapporteur
		J.	CITERNE	Rapporteur
		P.	DEGAUQUE	Directeur de Thèse
		P.A.	ROLLAND	Examineur
		H.P.	LAJOIX	Invité
		D.	DUHOT	Invité
		M.	HEDDEBAUT	Invité

A ceux qui me sont chers

A mes amis

## PREAMBULE

Dès 1983, le Groupement Régional Nord Pas-de-Calais pour la Recherche dans les Transports s'est intéressé à la possibilité de développer un nouveau système de communication sol-véhicules performant, fiable et de grande capacité de transmission.

A l'époque, le souci premier était d'accroître la sécurité des passagers vis-à-vis des agressions pouvant se produire dans un système de transport entièrement automatique. Ce souhait était d'ailleurs formulé par l'exploitant de la première ligne de métro automatique VAL qui entrait dans une phase d'exploitation commerciale.

Les équipes de recherche oeuvrant dans ce but émanaient d'une part du Laboratoire de Radiopropagation et Electronique (LRPE) de l'Université de Lille 1 qui possédait déjà une grande expérience dans le domaine des études de propagation et le Centre de Recherche et d'Evaluation des Systèmes de Transport Automatisés (CRESTA), département de l'INRETS nouvellement créé à Lille.

Plusieurs systèmes ont fait l'objet d'études de faisabilité vers cette époque et c'est le 19 novembre 1985 que M. Heddebaut du CRESTA déposait à l'INPI une enveloppe SOLEAU proposant un nouveau système de communication voie-trains basé sur l'utilisation d'un guide d'ondes rayonnant disposé sur la voie, guide d'ondes qui à l'époque intégrait également la fonction d'alimentation en énergie des trains.

Cette étude de faisabilité n'aurait peut être pas connu de développement important si la Division Transport d'ALSTHOM, représentée à l'époque par MM. Lajoix et Duhot n'avait été en quête d'un nouveau support de communication à très grand débit d'informations susceptible d'assurer les nouveaux besoins en communication que l'on voyait poindre avec le développement des transports automatisés : transmissions d'informations vidéo, besoins de dialogue à grand débit entre calculateurs fixes et embarqués, transfert d'informations de maintenance des équipements électroniques...

Bénéficiant du soutien d'ALSTHOM, des connaissances théoriques de l'Université et des capacités de synthèse dans une optique transport de

l'INRETS, une passionnante et fructueuse collaboration a ainsi débuté. Cette collaboration s'est déroulée en trois étapes :

Une première étape a permis de démontrer rapidement la faisabilité d'un tel système avec une approche théorique et expérimentale restreinte mais permettant de définir déjà les trois fonctionnalités essentielles du dispositif à savoir : la capacité de transmission à large bande passante du dispositif, la possibilité d'effectuer une mesure de vitesse sans contact matériel avec le sol, ainsi que l'obtention d'une information de localisation absolue des véhicules en utilisant des fentes spécifiques codées sur le guide d'ondes.

Une seconde étape a permis tout en affinant ces approches théoriques de disposer d'un banc d'essais de taille significative (100 m) à l'usine ALSTHOM-CIMT de Marly les Valenciennes, c'est d'ailleurs à cette époque en 1986 qu'un brevet d'invention est déposé dont les inventeurs sont MM. Heddebaut (INRETS), Degauque (USTLFA) et Dunot (ALSTHOM).

Devant les résultats intéressants obtenus, la RATP a par la suite proposé un site d'essais réel dans le métro Parisien station Porte des Lilas sur une ligne non ouverte au public. Ceci a permis à ALSTHOM de disposer trois kilomètres de guide d'ondes fondé sur le système baptisé dès lors : IAGO (Informatisation et Automatisation par Guide d'Ondes). La troisième étape de cette collaboration a ainsi permis d'une part de mieux comprendre certains phénomènes physiques et d'autre part de débiter une phase d'industrialisation qui s'est poursuivie depuis.

Ce procédé "IAGO" fait appel à de nombreuses technologies qui vont de la mécanique à l'électronique, et à la théorie du rayonnement électromagnétique.

Devant l'importance industrielle du procédé IAGO, la nécessité s'est fait sentir d'améliorer les approches théoriques permettant de modéliser finement le rayonnement électromagnétique d'un guide d'ondes percé d'ouvertures.

C'est le sujet de thèse qui m'a été proposé en 1986 par le Professeur Pierre Degauque.

SOMMAIRE

# C H A P I T R E I

## Introduction

I.1 - Description du système et choix de la méthode de transmission

I.2 - Caractéristiques de propagation dans un guide d'ondes  
rectangulaire

I.3 - Rayonnement d'une petite ouverture située dans un plan conducteur

I.4 - Champs rayonnés par les dipôles électrique et magnétique

I.4.1 - Rayonnement du dipôle électrique  $p$

I.4.2 - Rayonnement du dipôle magnétique  $m$

I.5 - Expressions des moments électrique et magnétique de l'ouverture

I.5.1 - Calcul des polarisabilités d'une ouverture rectangulaire  
mince

I.5.2 - Moment électrique de l'ouverture

I.5.3 - Moment magnétique de l'ouverture

## Conclusion

## C H A P I T R E I I

### INTRODUCTION

#### II.1 - CONSTRUCTION DE L'EQUATION INTEGRALE

- II.1.1 - Construction du problème équivalent dans la zone 2
- II.1.2 - Construction du problème équivalent dans la zone 1
- II.1.3 - Construction de l'équation intégrale dans le cas d'une ouverture libre

#### II.2 - RESOLUTION DE L'EQUATION INTEGRO-DIFFERENTIELLE PAR LA METHODE DES MOMENTS

- II.2.1 - Principe de la méthode
- II.2.2 - Choix des fonctions de base
- II.2.3 - Application au problème étudié

#### II.3 - EXEMPLE D'UTILISATION DU CODE DE CALCUL

- II.3.1 - Polarisabilités de l'ouverture et cartes de champ
  - II.3.1.1 - Ouverture carrée
  - II.3.1.2 - Ouverture rectangulaire

#### II.4 - APPLICATION A UNE OUVERTURE SITUEE SUR LE GRAND COTE DU GUIDE

- II.4.1 - Polarisabilités de l'ouverture
- II.4.2 - Champ rayonné par l'ouverture transversale
- II.4.3 - Champ rayonné par une ouverture inclinée

#### II.5 - ETUDE DU COUPLAGE ENTRE DEUX OUVERTURES VOISINES

- II.5.1 - Cas de deux ouvertures transversales
  - II.5.1.1 - Polarisabilités
  - II.5.1.2 - Distribution du courant dans le plan des ouvertures
  - II.5.1.3 - Champ rayonné par les deux ouvertures transversales

## **II.5.2 - Cas de deux ouvertures quelconques**

II.5.2.1 - Distribution du courant sur les ouvertures

II.5.2.2 - Champ rayonné par les deux ouvertures

## **II.6 - FENTE RESONNANTE UTILISEE EN RECEPTION**

## **CONCLUSION**



## C H A P I T R E   I I I

### Introduction

#### III.1 - RAYONNEMENT DU RESEAU D'OUVERTURES

III.1 - Condition de rayonnement

III.2 - Champ proche rayonné par le réseau d'ouvertures

III.3 - Etude de la convergence de la série

#### III.2 - INFLUENCE DE LA DISTANCE ENTRE LES OUVERTURES

#### III.3 - INFLUENCE DE LA FREQUENCE

#### III.4 - PUISSANCE RAYONNEE - CALCUL DE L'AFFAIBLISSEMENT DANS LE GUIDE

III.4.1 - Atténuation linéique intrinsèque

III.4.2 - Puissance rayonnée par les ouvertures

#### III.5 - TRANSMISSION VEHICULE-SOL - RECIPROCITE DE LA LIAISON

III.5.1 - Excitation du guide d'ondes par une ouverture

III.5.2 - Puissance circulant dans le guide

III.5.3 - Excitation du réseau d'ouvertures situé sur le guide

#### III.6 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

III.6.1 - Description du banc de mesures

III.6.2 - Transmission sol vers véhicule

III.6.3 - Transmission véhicule vers sol

III.6.4 - Mesure des atténuations linéiques intrinsèque et de rayonnement du guide

### Conclusion

## C H A P I T R E   I V

### Introduction

#### IV.1 - OPTIMISATION DU SUPPORT MATERIEL

##### IV.1.1 - Optimisation des dimensions transversales du guide

- . grande dimension transversale du guide
- . petite dimension transversale du guide
- . influence de la nature du métal constituant le guide

##### IV.1.2 - Optimisation des dimensions des ouvertures

- . petite dimension des ouvertures
- . grande dimension des ouvertures

##### IV.1.3 - Optimisation du pas interouvertures

#### IV.2 - APPLICATION DES FENTES INCLINEES OU LONGITUDINALES A L'ECRITURE D'UN MESSAGE SUR LE GUIDE

##### IV.2.1 - Fentes inclinées

##### IV.2.2 - Codage par des fentes longitudinales

#### IV.3 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

### Conclusion

INTRODUCTION

GENERALE

## Introduction générale

L'apparition et le développement rapide des systèmes de transport à conduite entièrement automatique, notamment en milieu souterrain, entraîne des exigences nouvelles en matière de communication entre les postes de commande et de contrôle et les véhicules guidés. En particulier il faut disposer d'un système à haut débit d'informations permettant d'échanger de nombreuses données entre le véhicule et le sol. De plus l'établissement de liaisons vidéo doit permettre par exemple de surveiller l'intérieur des rames, de faciliter l'accostage entre véhicules, etc...

Nous rappellerons d'abord les différentes méthodes de transmission d'information en tunnel qui peuvent être envisagées pour établir une telle liaison et, à la lueur des performances attendues, nous montrerons qu'une des solutions les mieux adaptées est basée sur l'utilisation d'un guide d'ondes rectangulaire à fentes. Après un rappel des caractéristiques de la propagation d'ondes dans un guide rectangulaire, nous décrirons l'approche théorique permettant de calculer le champ diffracté par une petite ouverture pratiquée dans un plan conducteur. Cette approche, qui considère que le champ diffracté est équivalent au rayonnement d'un couple de dipôles électrique et magnétique situés dans le plan de l'ouverture est valable dans le cas des petites ouvertures et lorsque le champ est calculé à grande distance. En zone proche et lorsque l'ouverture est éclairée de façon non-uniforme, par une onde  $TE_{01}$  par exemple, l'évaluation du champ diffracté doit être menée numériquement.

Dans le deuxième chapitre, nous nous intéresserons au champ exact rayonné en zone proche par une petite ouverture située sur le grand côté d'un guide d'ondes. Une étude comparative de ce champ à celui que l'on observerait si on appliquait la théorie des dipôles équivalents sera menée afin de situer les limites de validité de ce formalisme dans le cadre de notre application. Un code de calcul sera donc élaboré pour calculer la distribution du courant magnétique sur la surface de

l'ouverture, et à partir de laquelle le champ exact rayonné par cette ouverture sera déterminé. Nous construirons donc, en appliquant les principes d'équivalence [1][2] et la théorie des images [3], une équation intégral-différentielle valable dans le cas d'une ouverture libre et vérifiée par les courants magnétiques présents sur la surface de l'ouverture. Cette équation sera résolue par la méthode des moments [4] par un découpage en triangles élémentaires de la surface. Deux dispositions différentes de fentes seront considérées : des fentes rectangulaires dont la grande dimension est perpendiculaire à l'axe du guide et des fentes inclinées d'un angle quelconque par rapport à cet axe. Le couplage entre deux ouvertures placées au voisinage l'une de l'autre sera également étudié afin de déterminer un espacement minimal entre deux fentes voisines à partir duquel les phénomènes d'interaction mutuelle n'interviennent plus et l'application de l'approche simplifiée des dipôles équivalents est possible.

Le troisième chapitre sera consacré à l'étude du rayonnement d'un réseau de petites ouvertures situées sur le grand côté d'un guide d'ondes. Une étude paramétrique sera d'abord entreprise afin d'étudier les fluctuations du champ rayonné en fonction de la position du point de réception et ce, à des fréquences et pour des espacements entre ouvertures différents. Ensuite nous évaluerons l'affaiblissement global du signal transmis dans le guide, dû d'une part à la structure du guide d'ondes lui-même et d'autre part, à la présence de fentes rayonnantes sur la paroi supérieure du guide. Cette étape permettra de quantifier la contribution à l'atténuation du signal de la présence du réseau de fentes. Une étude de l'excitation du réseau d'ouvertures par une antenne extérieure sera également abordée ; elle permettra de vérifier les qualités de réversibilité de la liaison, propriété essentielle du système de transmission. Les principaux résultats expérimentaux obtenus sur un guide standard référencé WR284 seront présentés et une comparaison avec les prévisions théoriques sera effectuée.

L'optimisation du support rayonnant sera exposée dans le quatrième chapitre. Elle concernera les dimensions transversales du guide d'ondes, les dimensions des ouvertures rayonnantes et l'espacement entre les ouvertures. Cette phase d'optimisation est nécessaire si l'on souhaite respecter les conditions de transmission suivantes : seul le mode

fondamental devra être excité dans le guide d'ondes et les signaux devront se propager avec une atténuation linéique la plus faible. On devra, en effet, éviter toute propagation multimodale dans le guide pour s'affranchir des problèmes de fluctuations de champ à la réception et les répéteurs, éventuellement présents sur la ligne, devront être espacés le plus possible. Nous montrerons qu'il existe une bande de fréquences, située au-delà de la bande de fréquences retenue pour les transmissions, à laquelle apparaissent des fluctuations importantes du champ. Le signal peut être utilisé pour mesurer la vitesse du véhicule et fournir un signal d'horloge. Nous indiquerons, en fin de chapitre, quelques solutions qui pourraient convenir pour coder le guide sur toute sa longueur, à l'aide de fentes inclinées, ou localement en disposant des fentes longitudinales de part et d'autre du réseau de fentes prévu pour les transmissions. On aboutit ainsi à un système de codage qui peut être utilisé pour déterminer la position exacte du véhicule. Quelques résultats expérimentaux seront également présentés.

CHAPITRE I

## S O M M A I R E

### **Introduction**

**I.1 - Description du système et choix de la méthode de transmission**

**I.2 - Caractéristiques de propagation dans un guide d'ondes  
rectangulaire**

**I.3 - Rayonnement d'une petite ouverture située dans un plan conducteur**

**I.4 - Champs rayonnés par les dipôles électrique et magnétique**

I.4.1 - Rayonnement du dipôle électrique p

I.4.2 - Rayonnement du dipôle magnétique m

**I.5 - Expressions des moments électrique et magnétique de l'ouverture**

I.5.1 - Calcul des polarisabilités d'une ouverture rectangulaire  
mince

I.5.2 - Moment électrique de l'ouverture

I.5.3 - Moment magnétique de l'ouverture

### **Conclusion**



## Introduction

Une liaison hyperfréquence entre un poste de commande et un véhicule en mouvement dans un tunnel peut être établie de deux façons. Les informations peuvent être transmises en utilisant la propagation libre des ondes électromagnétiques dans le tunnel qui est alors considéré comme un guide d'ondes surdimensionné. On peut aussi utiliser un support de transmission tel que le câble à fuites ou le guide rectangulaire rayonnant.

Dans ce premier chapitre, nous abordons d'abord les différentes solutions qui peuvent convenir pour une transmission d'informations dans un tunnel, et, à partir des exigences du cahier des charges, nous montrons que la solution la mieux adaptée pour réaliser une telle liaison est celle basée sur l'utilisation du guide rectangulaire rayonnant comme support de transmission.

Les caractéristiques de la propagation d'ondes dans un guide rectangulaire sont ensuite présentées et le formalisme théorique décrivant la diffraction d'une onde électromagnétique par une petite ouverture sera développé. Nous montrons que dans l'hypothèse des petites ouvertures et lorsque le champ est calculé à grande distance de l'ouverture, le champ diffracté par l'ouverture est équivalent au rayonnement d'un couple de dipôles électrique et magnétique situés dans le plan de l'ouverture.

## I.1 - DESCRIPTION DU SYSTEME ET CHOIX DE LA METHODE DE TRANSMISSION

Le système de transmission d'informations est prévu pour fonctionner avec une bande passante d'environ 100 MHz. L'utilisation de fréquences élevées devra permettre, d'une part les échanges d'informations analogiques à large bande tels que les signaux vidéo et phonie, et d'autre part la transmission de signaux numériques à très haut débit pour des télémesures et des télécommandes. Le système devra être totalement réversible et assurer toutes les liaisons nécessaires à un système de transport automatisé ou non. Le dispositif doit en outre s'appuyer sur un support matériel pour les échanges d'informations.

Dans un tunnel, les ondes radioélectriques peuvent se propager de deux façons différentes : par une propagation libre des ondes en considérant le tunnel comme un guide d'ondes diélectrique surdimensionné ou par une propagation utilisant un support matériel, tel que câble à fuites ou guide rectangulaire rayonnant. Dans le second cas, des ouvertures pratiquées sur les parois du support assurent le couplage entre l'intérieur et l'extérieur de la structure. Nous présentons ici brièvement les caractéristiques de ces différentes méthodes ainsi que le choix retenu pour la transmission envisagée.

La propagation libre des ondes en tunnel est généralement abordée suivant deux approches : la théorie modale et la théorie géométrique de la diffraction [5][6].

La théorie modale considère le champ en un point comme la superposition des différents modes hybrides qui se propagent avec des vitesses différentes dans le tunnel. Cette théorie, cependant, ne s'applique que si l'émetteur est situé à l'intérieur du tunnel et les phénomènes de diffraction causés par la présence d'obstacles peuvent difficilement être pris en compte.

La théorie géométrique de la diffraction [7][8] associée à la théorie des rayons présente l'avantage d'être applicable quelque soit la position de l'émetteur ou du récepteur. On considère dans ce cas que la propagation de l'onde se fait suivant des rayons qui se réfléchissent sur les parois et se diffractent sur les arêtes.

Lorsque la longueur d'onde est très inférieure aux dimensions transversales du tunnel, la propagation se fait avec une atténuation linéique faible, celle-ci variant comme l'inverse du carré de la fréquence. Il est toutefois très difficile de prévoir les performances d'une liaison hyperfréquence en tunnel par la propagation libre des ondes sans une phase expérimentale poussée sur site. En effet la configuration géométrique exacte du tunnel est difficilement modélisable.

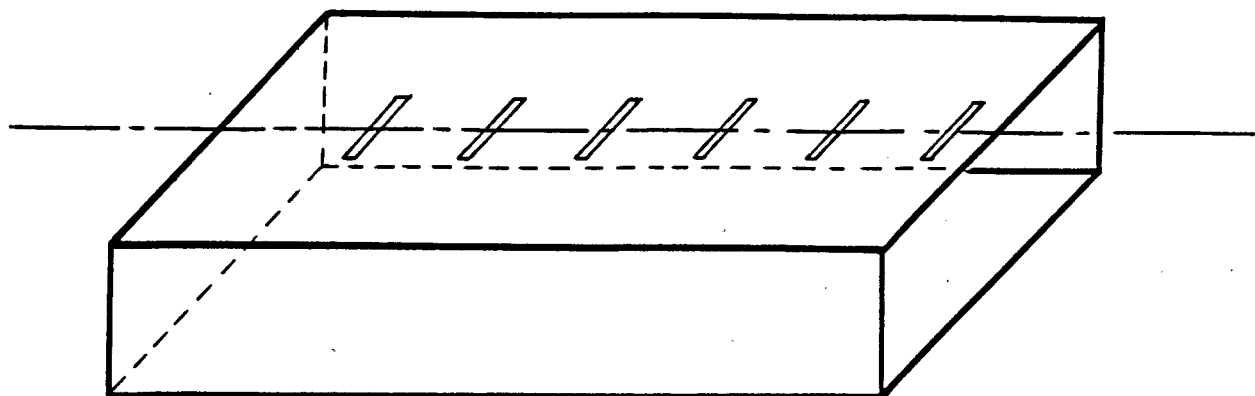
Les câbles coaxiaux à fuites [9][10] ont été souvent employés pour les transmissions d'informations dans les galeries souterraines. Ces câbles comportent sur le blindage extérieur des ouvertures qui vont rayonner une partie de l'énergie électromagnétique transportée et le champ électromagnétique créé dans le tunnel va exciter l'antenne du récepteur mobile. L'intérêt d'une telle liaison réside dans le fait qu'elle permet de pallier à toutes les anomalies de propagation que l'on rencontrerait si on utilisait l'effet de guidage du tunnel (masquage dû aux autres véhicules, courbure du réseau) ; de plus, dans la pratique, il sera possible de limiter l'échange d'informations uniquement aux tronçons désirés par une disposition judicieuse des ouvertures. Cependant les transferts d'énergie vers le milieu environnant vont provoquer une atténuation du signal transmis et sur des distances relativement grandes, des répéteurs seront nécessaires pour une réamplification du signal.

Les pertes ohmiques dans les conducteurs et les matériaux diélectriques limitent les fréquences d'utilisation des câbles à fuites à environ 500 MHz, 900 MHz dans certains cas, et à ces fréquences, les bandes passantes disponibles d'un point de vue administratif sont très restrictives, de l'ordre de quelques dizaines de kHz, ce qui rend inadaptée l'utilisation des câbles à fuites pour une transmission large bande.

On peut imaginer utiliser des guides rayonnants basés sur le même principe que les câbles à fuites. Ces guides comportent sur une paroi des petites ouvertures qui assurent le couplage entre l'intérieur des guides et le milieu environnant, mais contrairement aux câbles à fuites, peuvent être utilisés à haute fréquence (supérieure à quelques GHz).

Compte tenu de l'encombrement du spectre de fréquences, des études bibliographiques montrent qu'il est quasiment impossible d'obtenir une autorisation d'émettre une fréquence inférieure à 10 GHz pour une utilisation qui n'ait pas déjà fait l'objet d'un agrément. Si, pour des raisons de coût de matériel électronique, on envisage la bande 1-10 GHz, on peut utiliser soit une bande située autour de 2,45 GHz réservée aux instruments scientifiques et médicaux (ISM) soit, pour des échanges d'informations à faible portée, une bande aux environs de 9,9 GHz. Une contrainte supplémentaire est l'environnement dans lequel va se trouver le guide. Pour minimiser les pertes de couplage et pour limiter parfaitement la zone de couverture, la distance guide rayonnant - antenne mobile doit être la plus faible possible. On aboutit ainsi à l'idée de poser le guide sur la voie, entre les rails. Il faut donc que la structure soit suffisamment résistante mécaniquement pour pouvoir supporter sans dommage les interventions lors de l'entretien des voies. Ceci exclut pratiquement l'utilisation du guide à 10 GHz et la fréquence de 2,45 GHz semble donc la mieux adaptée à résoudre le problème posé. De plus, en France, une largeur de bande de 100 MHz est autorisée, ce qui est largement suffisant pour assurer toutes les fonctions souhaitées. Il ressort donc de ces différentes observations, et compte tenu des critères exposés au début de ce paragraphe, que le guide rayonnant convient tout à fait comme support de transmission de la liaison hyperfréquence envisagée.

Dans la bande de fréquences que nous nous sommes fixée, le guide standard référencé WR284, de dimensions transversales 72 mm x 34 mm, pourrait convenir comme guide rayonnant. Ce guide est en effet prévu pour fonctionner en bande S avec une fréquence de coupure du mode fondamental  $TE_{01}$  à 2,078 GHz.



Positionnement des ouvertures sur le guide

Figure I.1

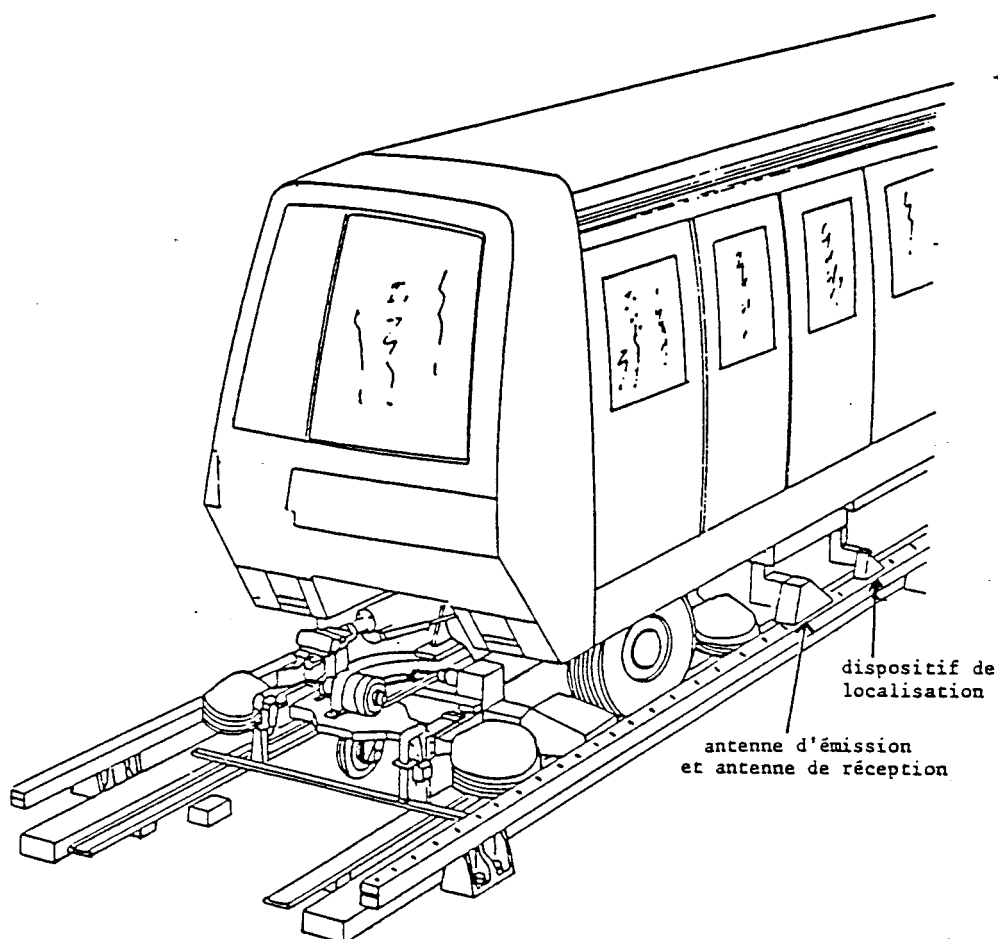


Figure I.2

Nous donnons un exemple de positionnement des ouvertures sur le guide, Fig. I.1. Les ouvertures sont alignées sur le grand côté du guide, avec l'axe d'alignement confondu avec l'axe du guide. La géométrie retenue pour les ouvertures sera rectangulaire, car elle permet, comme nous le verrons plus tard, de favoriser l'excitation de dipôles magnétiques équivalents suivant un axe choisi. Les ouvertures seront disposées avec leur grand axe perpendiculaire à l'axe du guide (configuration transversale). Le pas inter-ouvertures devra être calculé de façon à obtenir, dans la bande de fréquence retenue pour la transmission, un champ longitudinal rayonné constant.

Nous indiquons sur la Figure I-2 un exemple du dispositif qui pourrait être mis en place. Le guide rayonnant, posé sur le sol, comporterait des ouvertures sur sa paroi supérieure et les antennes d'émission-réception, fixées sur le véhicule en mouvement, seraient en regard des ouvertures au-dessus du guide.

Nous indiquerons en fin de chapitre une méthode de localisation du véhicule basée sur la présence d'ouvertures inclinées convenablement réparties dans l'alignement des ouvertures et fonctionnant à la fréquence de transmission. Nous verrons aussi que l'émission d'une porteuse dans le guide à une fréquence judicieusement choisie permettra de détecter facilement des fluctuations de champ à cette fréquence avec une période correspondant au pas inter-ouverture. Il sera donc également possible de mesurer la vitesse du train sans contact mécanique avec le sol. Pour atteindre ces objectifs nous allons d'abord rappeler les caractéristiques de propagation dans le guide d'ondes et la façon dont chaque ouverture élémentaire rayonne.

## **I.2 - CARACTERISTIQUES DE PROPAGATION DANS UN GUIDE D'ONDES RECTANGULAIRE**

Considérons un guide métallique rectangulaire à parois parfaitement conductrices associé au système d'axes OXYZ, Figure I-3. Les dimensions transversales du guide sont notées respectivement  $a$  et  $b$  pour le petit et le grand côté.

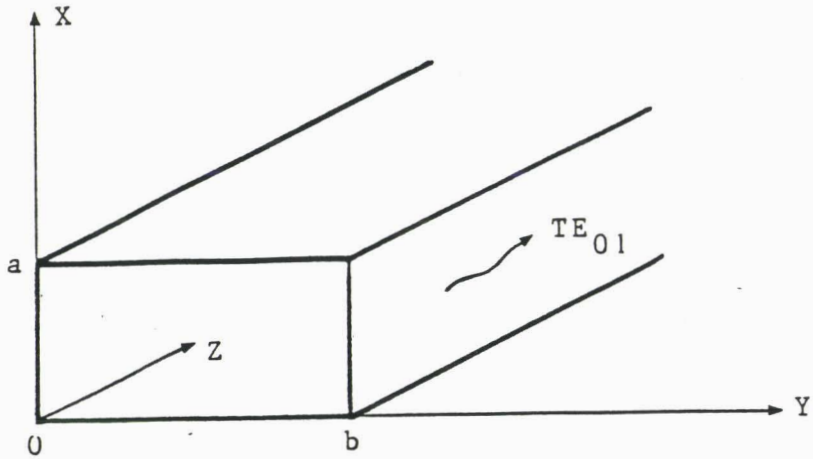


Figure I-3

On suppose que la propagation se fait suivant l'axe des  $Z > 0$  avec une constante de phase dans le guide notée  $K_g = \frac{2\pi}{\lambda_g}$ . En admettant que seul le mode fondamental  $TE_{01}$  est excité le long de la structure, les composantes de champ dans le guide sont données par les expressions suivantes [11][12] :

$$E_x = j H_0 \frac{\omega \mu}{K_c^2} \frac{\pi}{b} \sin \frac{\pi y}{b} e^{-jK_g Z} \quad (I-1)$$

$$H_y = j H_0 \frac{K_g}{K_c^2} \frac{\pi}{b} \sin \frac{\pi y}{b} e^{-jK_g Z} \quad (I-2)$$

$$H_z = H_0 \cos \frac{\pi y}{b} e^{-jK_g Z} \quad (I-3)$$

avec  $K_c^2 = K^2 - K_g^2$  (I-4)

où  $K = \frac{2\pi}{\lambda}$  la constante de phase dans l'air.

Les conditions aux limites appliquées sur les parois parfaitement conductrices du guide mènent, pour le mode  $TE_{mn}$ , à la relation

$$K_c^2 = \frac{m^2\pi^2}{a^2} + \frac{n^2\pi^2}{b^2} \quad (I-5)$$

Ce qui, dans le cas du mode  $TE_{01}$ , se ramène à

$$K_c = \frac{\pi}{b} \quad (I-6)$$

Les variations des amplitudes des composants du champ électromagnétique dans le guide dans un plan XOY sont représentées par les courbes de la Fig. I-4

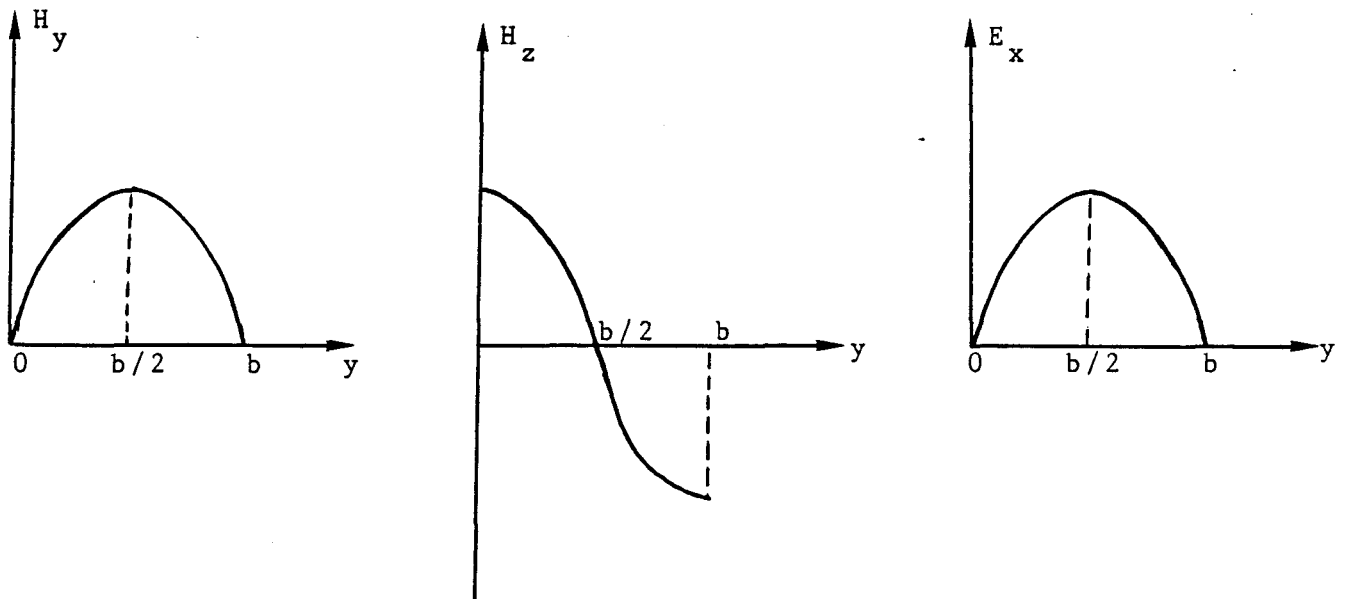


Figure I-4

On remarque que les champs  $E_x$  et  $H_y$  présentent le même type de variation, avec une amplitude maximum au centre du grand côté du guide et un champ nul sur les bords. La composante  $H_z$ , quant à elle, s'annule au centre et est maximum sur les bords du guide. Cette remarque est importante car elle servira dans la suite de l'étude, notamment pour le choix du positionnement des ouvertures et de leur inclinaison par rapport à l'axe du guide.



D'autre part, comme le champ rayonné par les ouvertures sera proportionnel au champ incident présent dans le guide, il convient de relier les amplitudes des composantes  $E_x$ ,  $H_y$  et  $H_z$  à la puissance injectée dans le guide afin de pouvoir normaliser les champs rayonnés.

La puissance peut être reliée au flux du vecteur de Poynting à travers une section droite du guide. Elle est donnée par la relation

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[ \int_S (\mathbf{E} \wedge \mathbf{H}^*) ds \right] \quad (\text{I-7})$$

S étant la section transversale du guide.

En remplaçant E et H par leurs expressions données par les formules (I-1) à (I-3) on obtient

$$P = \frac{1}{4} H_0^2 \pi^2 \frac{a}{b} \frac{K_g}{K_c^4} \omega \mu_0 \quad (\text{I-8})$$

L'amplitude  $H_0$  des composantes de champ s'exprime donc en fonction de P par la relation

$$H_0 = \left[ \frac{4 K_c^4 b p^2}{\omega \mu K_g a \pi^2} \right]^{1/2} \quad (\text{I-9})$$

Le champ incident qui va exciter les ouvertures étant défini, nous allons décrire le formalisme utilisé pour déterminer le champ diffracté par une ouverture. Le calcul exact est difficile car il faut prendre en compte les conditions aux limites sur les parois extérieures du guide. Cependant celui-ci étant posé sur le sol et que, de plus, on s'intéresse essentiellement au rayonnement dans un plan vertical, on pourra supposer que tout se passe comme si l'ouverture était située dans un plan métallique infini (Figure ci-après).

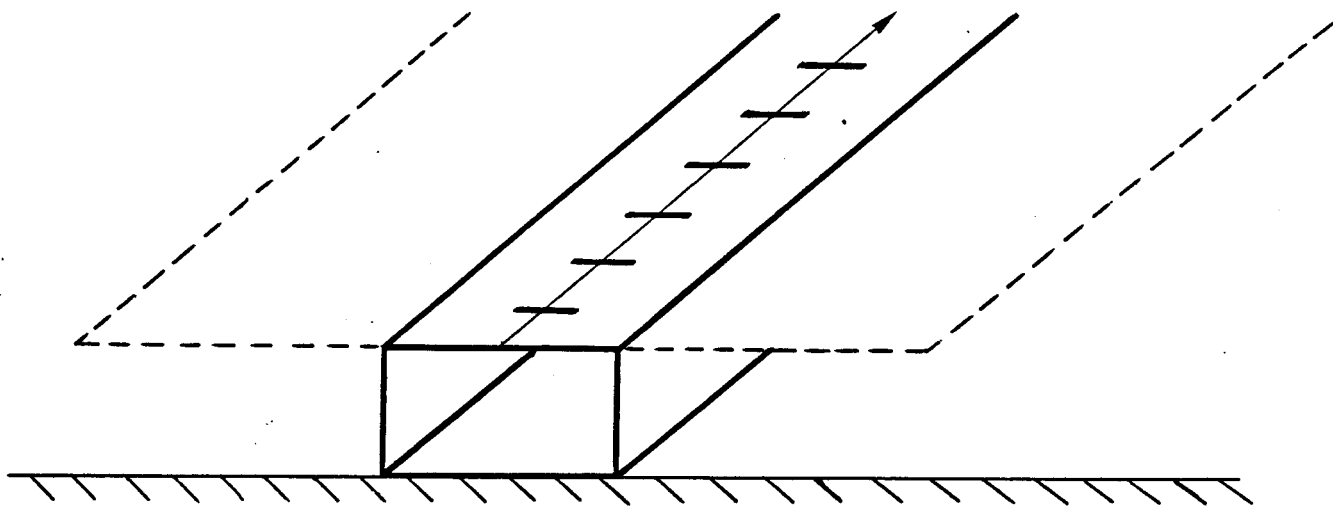


Figure I-5

### I.3 - RAYONNEMENT D'UNE PETITE OUVERTURE SITUEE DANS UN PLAN CONDUCTEUR

Considérons un plan conducteur de dimensions infinies et infiniment mince dans lequel est pratiquée une petite ouverture illuminée par une onde électromagnétique. Un système de coordonnées OXYZ est associé à cette structure ainsi qu'il est représenté dans la Figure I-6.

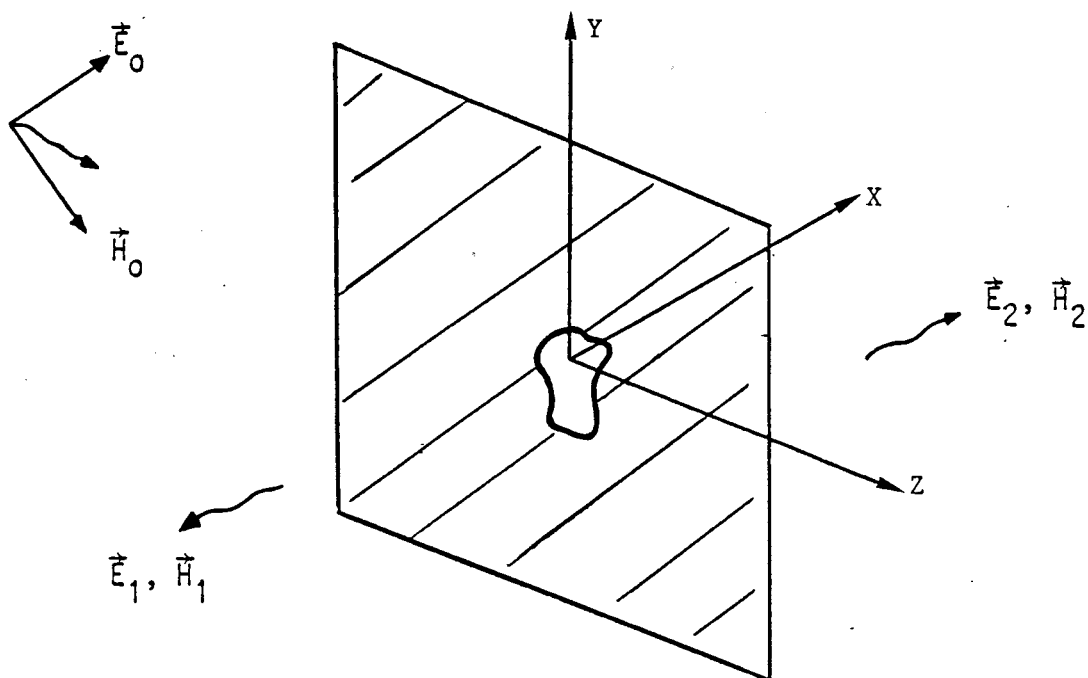


Figure I-6

L'onde incidente  $(E_0, H_0)$  va être diffractée au niveau de l'ouverture et donner naissance à une onde  $(E_1, H_1)$  dans le demi-espace  $x < 0$  et une onde  $(E_2, H_2)$  dans le demi-espace  $x > 0$ . On peut montrer à partir du principe d'équivalence que tout se passe comme si l'ouverture était obturée par un matériau parfaitement magnétique sur lequel existerait une certaine densité de surface de courant magnétique  $J_m$  et une certaine densité de surface de charges magnétiques  $\rho_m$  [9][13].

En utilisant les principes de dualité électrique  $\leftrightarrow$  magnétique, [3] le champ électromagnétique secondaire dû à la diffraction par l'ouverture peut être considéré, du point de vue formalisme, comme émis par un dipôle électrique et un dipôle magnétique. Les moments de ces dipôles seront notés  $p$  et  $m$  respectivement. On peut montrer que ces dipôles matérialisent respectivement la pénétration des composantes normales du champ électrique  $E_0$  (Figure I-7a) et la pénétration des composantes tangentielles du champ magnétique  $H_0$  (Figure I.7b).

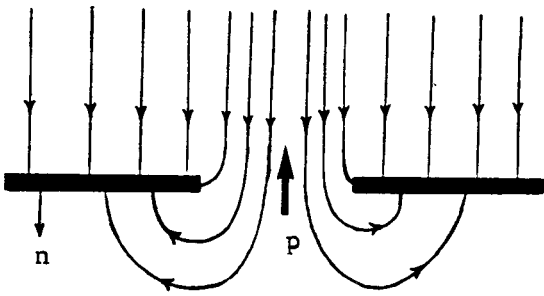


Figure I-7a

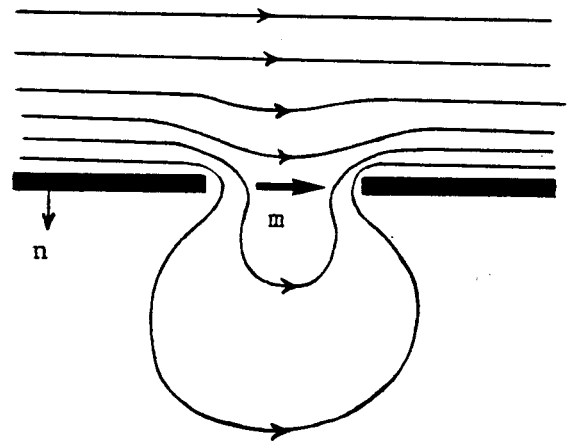


Figure I-7b

La Figure (I-8) représente donc l'équivalence entre une ouverture dans un plan conducteur et une distribution de dipôles électrique  $p$  et magnétique  $m$ .

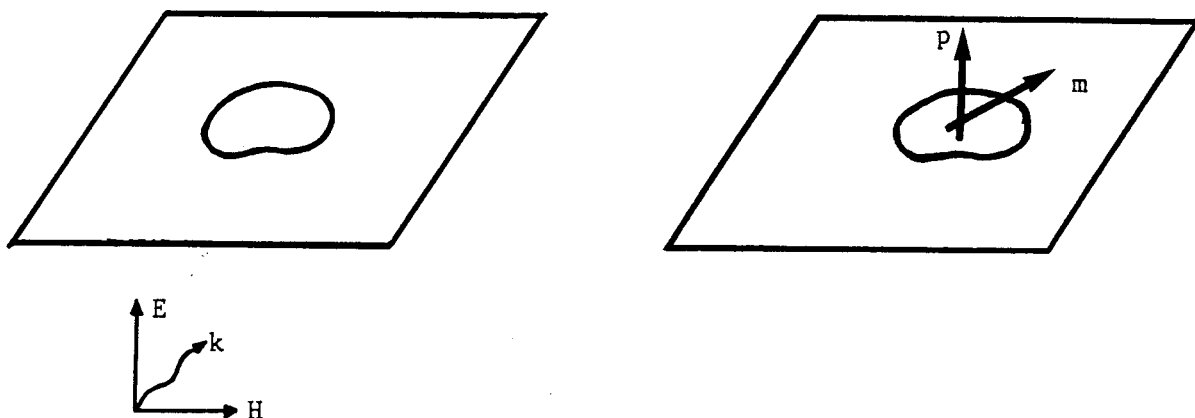


Figure I-8

Le dipôle électrique  $p$  est normal au plan de l'ouverture et le dipôle magnétique  $m$  est contenu dans ce plan. L'amplitude et l'orientation de chacun de ces dipôles sont fixées par l'amplitude du champ électromagnétique incident et la géométrie de l'ouverture. Les dipôles  $p$  et  $m$  sont reliés aux composantes du champ incident par des relations simples qui font intervenir les polarisabilités électrique et magnétique de l'ouverture [13].

$$p = (\epsilon_0 \alpha_e n) n \cdot E_0 \quad (I-10)$$

$$m = ((\alpha_{my} a_y) a_y + (\alpha_{mz} a_z) a_z) \cdot H_0 \quad (I-11)$$

$$\text{soit } m = \alpha_m : H_0 \quad (I-12)$$

La quantité scalaire  $\alpha_e$  représente la polarisabilité électrique de l'ouverture et la dyade  $\alpha_m$  : la polarisabilité magnétique. Dans la relation (I-10) le vecteur  $n$  étant le vecteur unitaire normal à l'ouverture, on voit que  $p$  est orienté suivant  $n$  et est proportionnel à la composante normale du champ électrique incident. Le moment du dipôle  $m$  est contenu dans le plan de l'ouverture mais si  $\alpha_{my}$  est différent de  $\alpha_{mz}$ , la relation (I-11) montre que  $m$  ne sera pas colinéaire à la composante tangentielle du champ magnétique incident.

Les polarisabilités électrique et magnétique dépendent uniquement de la géométrie de l'ouverture et on montre qu'elles sont les solutions d'une équation intégrale [12][14]. Pour des ouvertures de forme simple (ellipse, cercle) des formules analytiques sont obtenues, mais lorsque l'ouverture est de forme quelconque, une résolution numérique de l'équation intégrale est nécessaire. Leur domaine d'application reste toutefois soumis à une condition supplémentaire qui est que la distance du point d'observation à l'ouverture doit être plus grande que les dimensions transversales de l'ouverture. Pour les applications qui sont envisagées (dimensions maximales de l'ouverture d'environ 25 mm et distance ouverture - point d'observation d'environ 10 à 20 cm) cette condition sera en général satisfaite.

#### I.4 - CHAMPS RAYONNES PAR LES DIPOLES ELECTRIQUE ET MAGNETIQUE

Dans l'hypothèse des petites ouvertures et lorsque le champ est calculé à une distance grande devant les dimensions de l'ouverture, on montre [14][15] qu'il est possible de représenter le champ diffracté par une répartition quelconque de sources magnétiques  $J_m$  sous forme d'un développement multipolaire. Le champ diffracté par l'ouverture est donc équivalent au rayonnement conjugué des dipôles p et m et d'un quadipôle magnétique. Dans la plupart des cas pratiques cependant, ce quadipôle est nul ou représente une valeur négligeable. Le développement multipolaire conduit alors aux dipôles p et m.

Nous savons que dans le cas d'une répartition volumique de courant électrique  $J_e$  et de charges électriques  $\rho$ , les dipôles électrique  $P_e^i$  et magnétique  $P_m^i$  sont définis de la façon suivante [16] :

$$P_e^i = \int_V \rho r' dv \quad (I-13)$$

$$P_m^i = \frac{1}{2} \int_V r' \wedge J_e dv \quad (I-14)$$

$$\text{avec } \operatorname{div} J_e + j\omega \rho = 0 \quad (I-15)$$

On va associer aux courants magnétiques  $J_m$  et aux charges magnétiques  $\tau$  sur la surface  $S$  de l'ouverture les dipôles magnétique et électrique définis par

$$p = -\frac{\epsilon}{2} \int_S r' \wedge J_m ds \quad (I-16)$$

$$m = \frac{1}{j\omega\mu} \int_S \tau r' ds \quad (I-17)$$

avec  $\text{div } J_m + j\omega \tau = 0 \quad (I-18)$

et  $r'$  un vecteur définissant un point courant de la surface contenant  $J_m$  et  $\tau$ . Il est alors possible d'évaluer le champ diffracté par l'ouverture à l'aide des formules classiques de rayonnement dipolaire.

On peut remarquer que dans certains cas [16], on définit le dipôle magnétique par

$$P_m = \int \tau r' ds$$

Ceci est justifié en utilisant les principes de dualité. Il est à noter que dans ce cas, on ne peut plus utiliser les formules classiques de rayonnement dipolaire mais des formules proches (à une constante multiplicative près). Il convient donc d'être vigilant quant à la convention utilisée lorsqu'on utilise les formules fournies par différents auteurs. Nous allons donc poser les équations qui serviront pour le calcul des champs diffractés.

Nous supposons que le dipôle est situé à l'origine d'un repère cartésien OXYZ et est orienté suivant l'axe OZ. Le champ rayonné au point P, à une distance  $r$  du dipôle est calculé dans un système de coordonnées sphériques  $(r, \theta, \phi)$ . Figure I-9.

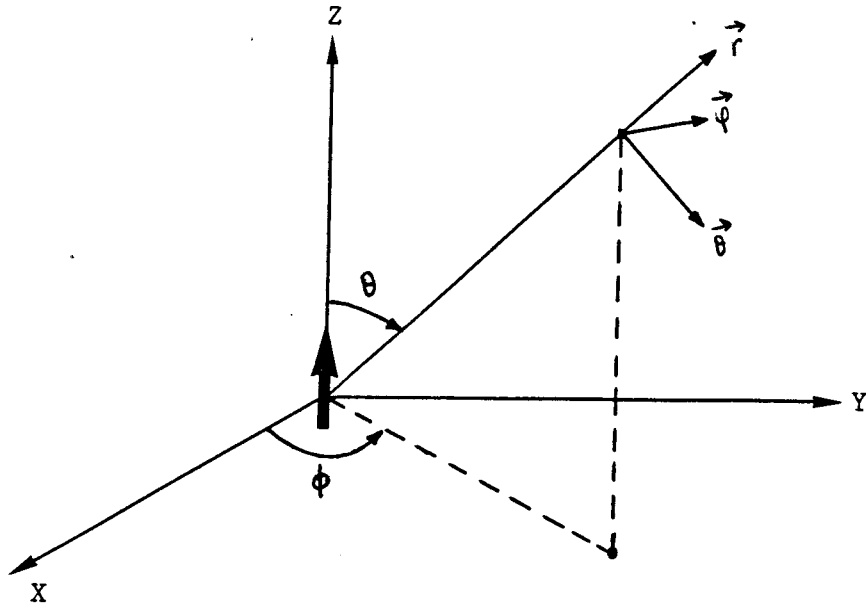


Figure I-9

**I.4.1 - Rayonnement du dipôle électrique p**

Les composantes du champ rayonné par le dipôle p sont données, en coordonnées sphériques, par les relations

$$E_r = \frac{1}{4\pi\epsilon} |p| \frac{2\cos\theta}{r^3} (1 + jkr) e^{-jkr}$$

$$E_\theta = \frac{1}{4\pi\epsilon} |p| \frac{\sin\theta}{r^3} (1 + jkr - k^2 r^2) e^{-jkr} \quad (I-19)$$

$$H_\phi = \frac{j\omega}{4\pi} |p| \frac{\sin\theta}{r^2} (1 + jkr) e^{-jkr}$$

Une simple transformation de repère permet d'exprimer les composantes du champ rayonné au point p dans le repère OXYZ. On obtient alors

$$E_x = E_r \sin\theta \cos\phi + E_\theta \cos\theta \cos\phi$$

$$E_y = E_r \sin\theta \sin\phi + E_\theta \cos\theta \sin\phi \quad (I-20)$$

$$E_z = E_r \cos\theta - E_\theta \sin\theta$$

$$H_x = -H_\phi \sin\phi$$

$$H_y = H_\phi \cos\phi \quad (I-21)$$

$$H_z = 0$$

#### I.4.2 - Rayonnement du dipôle magnétique m

Les composantes du champ rayonné par le dipôle m sont données par les expressions suivantes

$$H_r = \frac{|m|}{4\pi} \frac{2\cos\theta}{r^3} (1 + jkr) e^{-jkr}$$

$$H_\theta = \frac{|m|}{4\pi} \frac{\sin\theta}{r^3} (1 + jkr - k^2 r^2) e^{-jkr} \quad (I-22)$$

$$E_\phi = -j\omega\mu \frac{|m|}{4\pi} \frac{\sin\theta}{r^2} (1 + jkr) e^{-jkr}$$



ce qui donne, dans un repère cartésien

$$H_x = H_p \sin\theta \cos\phi + H_0 \cos\theta \cos\phi$$

$$H_y = H_p \sin\theta \sin\phi + H_0 \cos\theta \sin\phi \quad (I-23)$$

$$H_z = H_p \cos\theta - H_0 \sin\theta$$

$$E_x = -E_\phi \sin\phi$$

$$E_y = E_\phi \cos\phi \quad (I-24)$$

$$E_z = 0$$

## I.5 - EXPRESSION DES MOMENTS ELECTRIQUE ET MAGNETIQUE DE L'OUVERTURE

### I.5.1 - Calcul des polarisabilités d'une ouverture rectangulaire mince

Les moments des dipôles  $p$  et  $m$  interviennent dans les équations (I-19) à (I-24). Nous avons vu que ceux-ci sont fonction du champ électromagnétique incident et des polarisabilités électrique et magnétique de l'ouverture (équations (I-10) et (I-11)). Si le champ électromagnétique incident est connu dans le guide d'ondes, il n'en est pas de même pour les valeurs de  $\alpha_e$  et de  $\alpha_m$ . En effet, comme il est envisagé de percer des ouvertures rectangulaires sur la paroi supérieure du guide, les valeurs exactes de  $\alpha_e$  et de  $\alpha_m$  pour une telle géométrie ne peuvent être déterminées que par des méthodes de résolutions numériques de l'équation intégrale dont elles sont les solutions. Nous pouvons cependant nous permettre l'approximation suivante pour évaluer  $\alpha_e$  et  $\alpha_m$  dans le cas de l'ouverture rectangulaire. La longueur des ouvertures (de 15 à 20 mm) étant grande devant la largeur (environ 3 mm) nous pouvons considérer ces structures comme des fentes minces et les assimiler à des ellipses dont les longueurs du grand et du petit axe sont respectivement égales à la longueur et la largeur des ouvertures (Figure I-10). Il est alors possible d'évaluer  $\alpha_e$  et  $\alpha_m$  analytiquement.

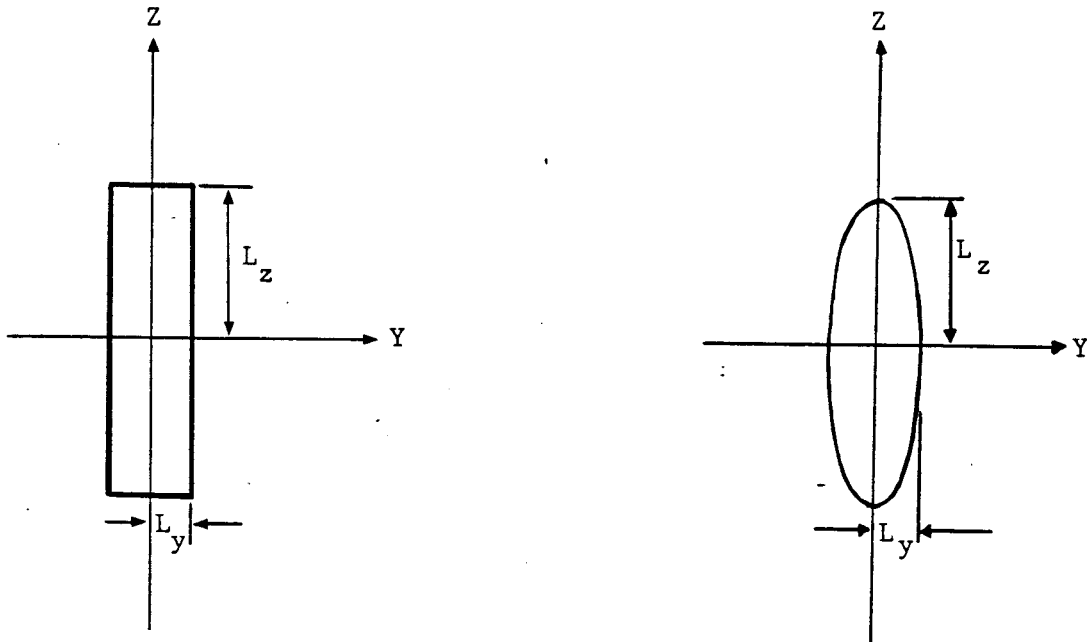


Figure I-10

Les polarisabilités de la forme elliptique sont données par [12]

$$\alpha_e = \frac{-2\pi L_z^3 (1-e^2)}{3 E(e)} \quad (I-25)$$

$$\alpha_{my} = \frac{2\pi L_z^3 e^2 (1-e^2)}{3 E(e) - (1-e^2) K(e)} \quad (I-26)$$

$$\alpha_{mz} = \frac{2\pi L_z^3 e^2}{3 E(e) - K(e)} \quad (I-27)$$

où e est l'excentricité de l'ellipse définie par

$$e^2 = 1 - \left(\frac{L_y}{L_z}\right)^2 \quad (I-28)$$

K(e) et E(e) sont les intégrales elliptiques complètes de première et de seconde espèce [17]

$$K(e) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{(1-e^2 \sin^2 \theta)^{1/2}} \quad (I-29)$$

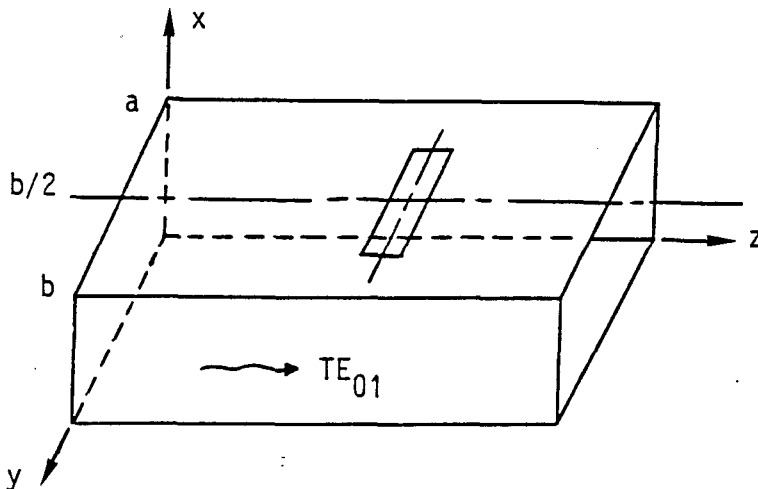
$$E(e) = \int_0^{\pi/2} (1-e^2 \sin^2 \theta)^{1/2} d\theta \quad (I-30)$$

Pour une ouverture de 15 mm x 3 mm, les valeurs de  $\alpha_e$ ,  $\alpha_{my}$  et  $\alpha_{mz}$  calculées à partir des formules (I-25) à (I-27) sont

$$\alpha_e = 3.364 \cdot 10^{-8} \quad ; \quad \alpha_{my} = 3.648 \cdot 10^{-8} \quad ; \quad \alpha_{mz} = 4.316 \cdot 10^{-7}$$

### I.5.2 - Moment électrique de l'ouverture

Le moment du dipôle électrique équivalent est déterminé à partir des relations (I-10) et (I-25) et est orienté suivant l'axe des X. Nous rappelons le système d'axes choisi sur la figure ci-dessous :



$$P_x = - \epsilon_0 \frac{\pi L_z^3 (1-e^2)}{3 E(e)} E_x \quad (I-31)$$

### I.5.3 - Moment magnétique de l'ouverture

Pour déterminer l'amplitude et l'orientation du dipôle magnétique équivalent à l'ouverture, attachons le repère  $OY'Z'$  ayant l'axe  $OZ'$  parallèle à la plus grande dimension de l'ouverture (Figure I-11). D'une façon générale, supposons que celle-ci est inclinée et soit  $\theta$  l'angle que forme la direction  $OZ'$  du grand axe de la fente avec l'axe du guide  $OZ$ . Le champ magnétique présent dans le guide et qui va exciter la fente possède deux composantes  $H_y$  et  $H_z$ .

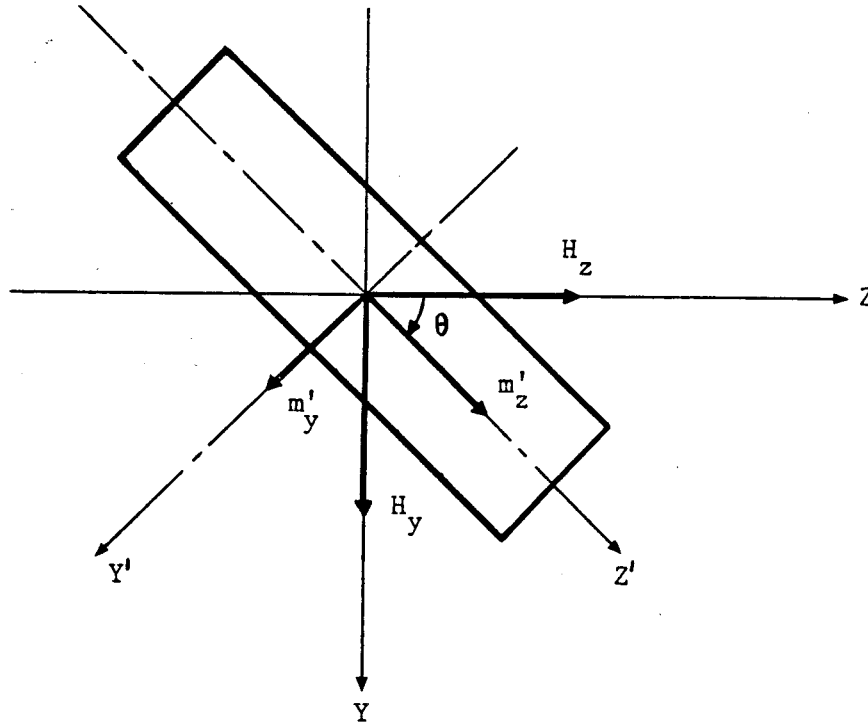


Figure I-11

Dans le système d'axes  $OY'Z'$ , la fente présentera deux composantes de moment magnétique équivalent :  $m_{y'}$  et  $m_{z'}$ .

#### a) Moment dû à la composante $H_z$

La projection de  $H_z$  sur l'axe  $OZ'$  créera un moment  $m_{z'}$  égal à

$$m_{z'} = \alpha_{mz'} H_z' = \alpha_{mz'} H_z \cos \theta \quad (I-32)$$

Nous avons de la même façon un moment  $m_{y'}$

$$m_{y'} = -\alpha_{my'} H_z \sin \theta \quad (I-33)$$

Les polarisabilités  $\alpha_{my'}$  et  $\alpha_{mz'}$  sont données par les expressions (I-26) et (I-27).

Si on revient au système d'axes OYZ lié au guide, les deux composantes de moment magnétique, notées  $m_{y1}$  et  $m_{z1}$ , créées par la composante  $H_z$  seront données par

$$m_{y1} = m_{z'} \sin\theta + m_{y'} \cos\theta \quad (I-34)$$

$$m_{z1} = m_{z'} \cos\theta - m_{y'} \sin\theta \quad (I-35)$$

En reportant les relations (I-32) et (I-33) dans les expressions (I-34) et (I-35) nous obtenons

$$m_{y1} = (\alpha_{mz'} - \alpha_{my'}) \sin\theta \cos\theta H_z \quad (I-36)$$

$$m_{z1} = (\alpha_{mz'} \cos^2\theta + \alpha_{my'} \sin^2\theta) H_z \quad (I-37)$$

b) Moment dû à la composante  $H_y$

Un raisonnement identique à celui mené plus haut donne, dans le repère OYZ et pour la composante  $H_y$

$$m_{y2} = (\alpha_{mz'} \sin^2\theta + \alpha_{my'} \cos^2\theta) H_y \quad (I-38)$$

$$m_{z2} = (\alpha_{mz'} - \alpha_{my'}) \sin\theta \cos\theta H_y \quad (I-39)$$

c) Moment magnétique total

Dans le cas général où il existe deux composantes  $H_y$  et  $H_z$  du champ magnétique incident, le moment magnétique équivalent à l'ouverture est donné par

$$m_y = (\alpha_{mz'} - \alpha_{my'}) \sin\theta \cos\theta H_z + (\alpha_{mz'} \sin^2\theta + \alpha_{my'} \cos^2\theta) H_y \quad (I-40)$$

$$m_z = (\alpha_{mz'} \cos^2\theta + \alpha_{my'} \sin^2\theta) H_z + (\alpha_{mz'} - \alpha_{my'}) \sin\theta \cos\theta H_y \quad (I-41)$$

Les différentes équations qui ont été établies ci-dessus vont nous permettre de calculer le champ diffracté par une petite ouverture rectangulaire située sur le grand côté d'un guide d'ondes. Cette ouverture, nous l'avons vu, sera équivalente à un dipôle électrique  $p_x$  et deux dipôles magnétiques  $m_y$  et  $m_z$ . (Figure I-12)

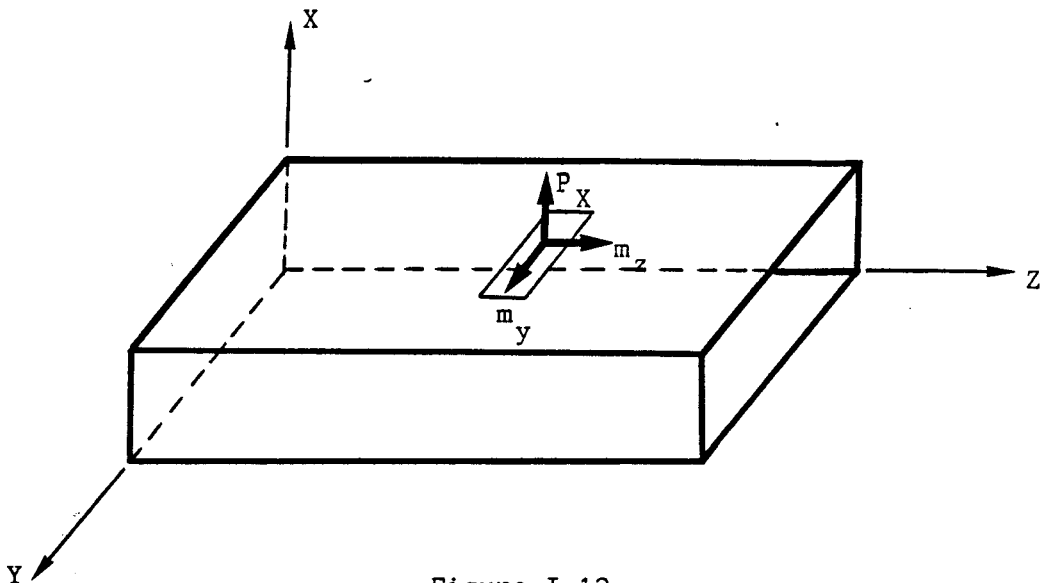


Figure I-12

La composante  $E_y$  du champ rayonné sera due uniquement au dipôle  $m_z$  alors que les dipôles  $p_x$  et  $m_y$  vont contribuer au champ rayonné  $E_z$ . Cependant nous pouvons à priori penser que la contribution du dipôle  $p_x$  au champ rayonné sera faible à grande distance de l'ouverture car les lignes de champ de la composante normale du champ électrique diffracté auront tendance à se refermer sur les parois extérieures du guide (voir la Figure I-6a). Nous avons donc tracé la composante  $E_z$  rayonnée par une fente transversale centrée sur le grand côté du guide (Figure I-13 -Cas I) à une fréquence de 2.5 GHz pour une hauteur de 15 cm. Nous avons pris une ouverture de 15 mm x 3 mm. La planche (PL-I.1a) représente le champ  $E_z$  rayonné (i) par le dipôle  $p_x$  seul (ii) par le dipôle  $m_y$  seul et (iii) par les dipôles  $p_x$  et  $m_y$ . La faible différence constatée entre les courbes (ii) et (iii) nous amène donc à négliger le rayonnement de  $p_x$  et de considérer que seuls les dipôles magnétiques contribuent au rayonnement.

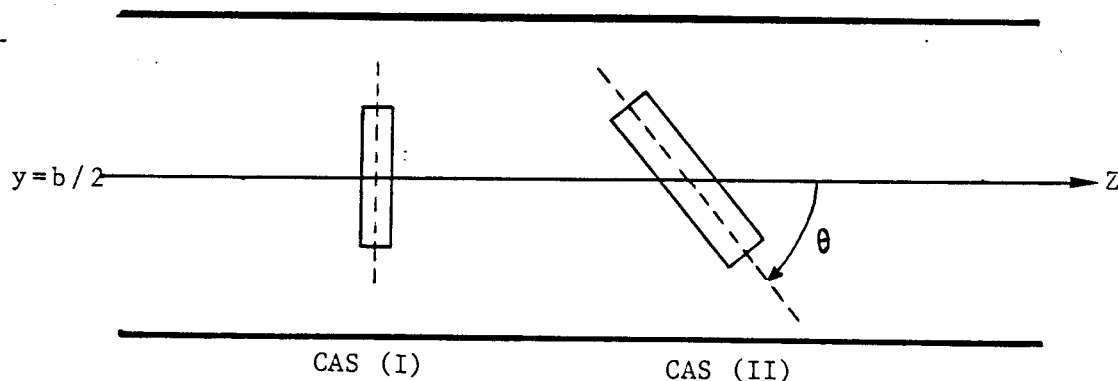


Figure I-13

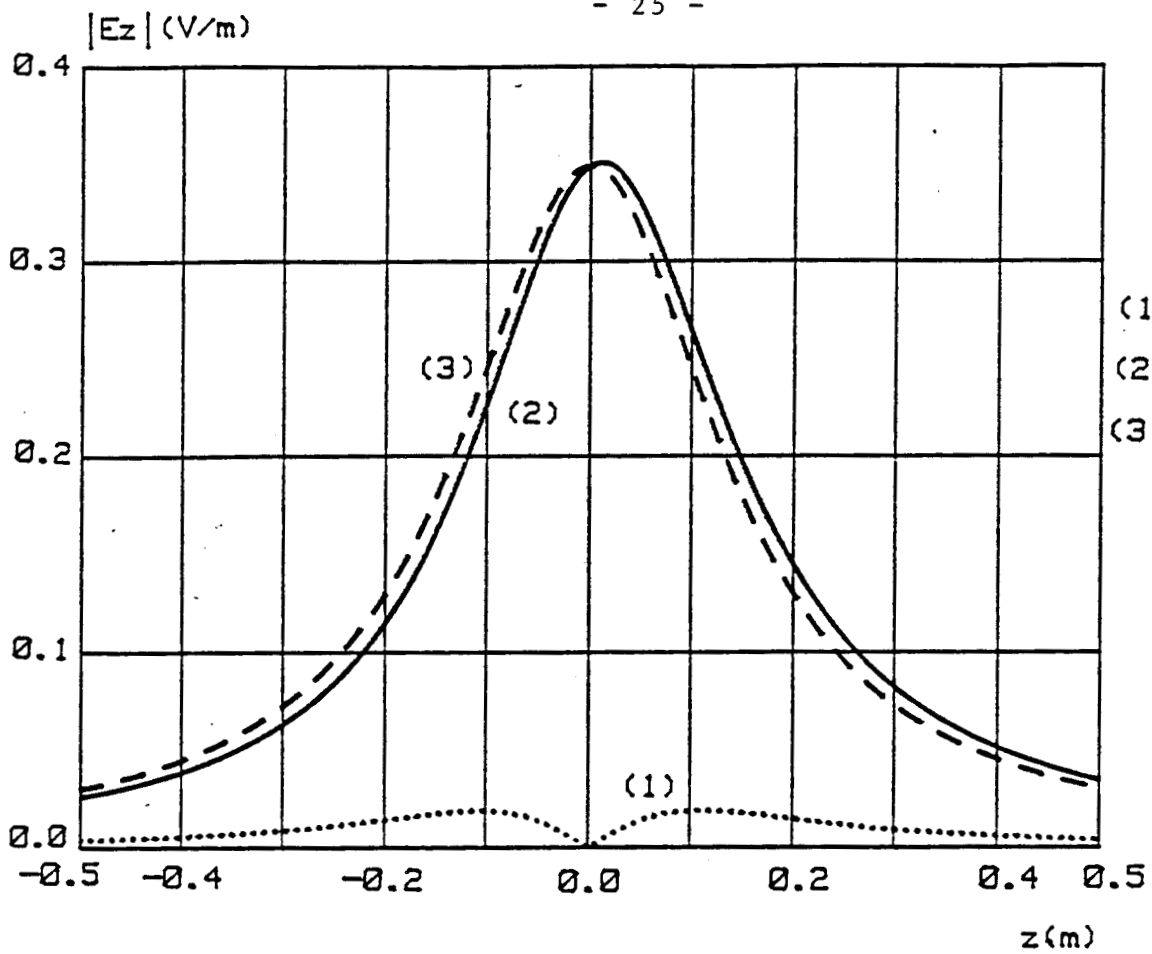


PLANCHE (PL-I.1a)

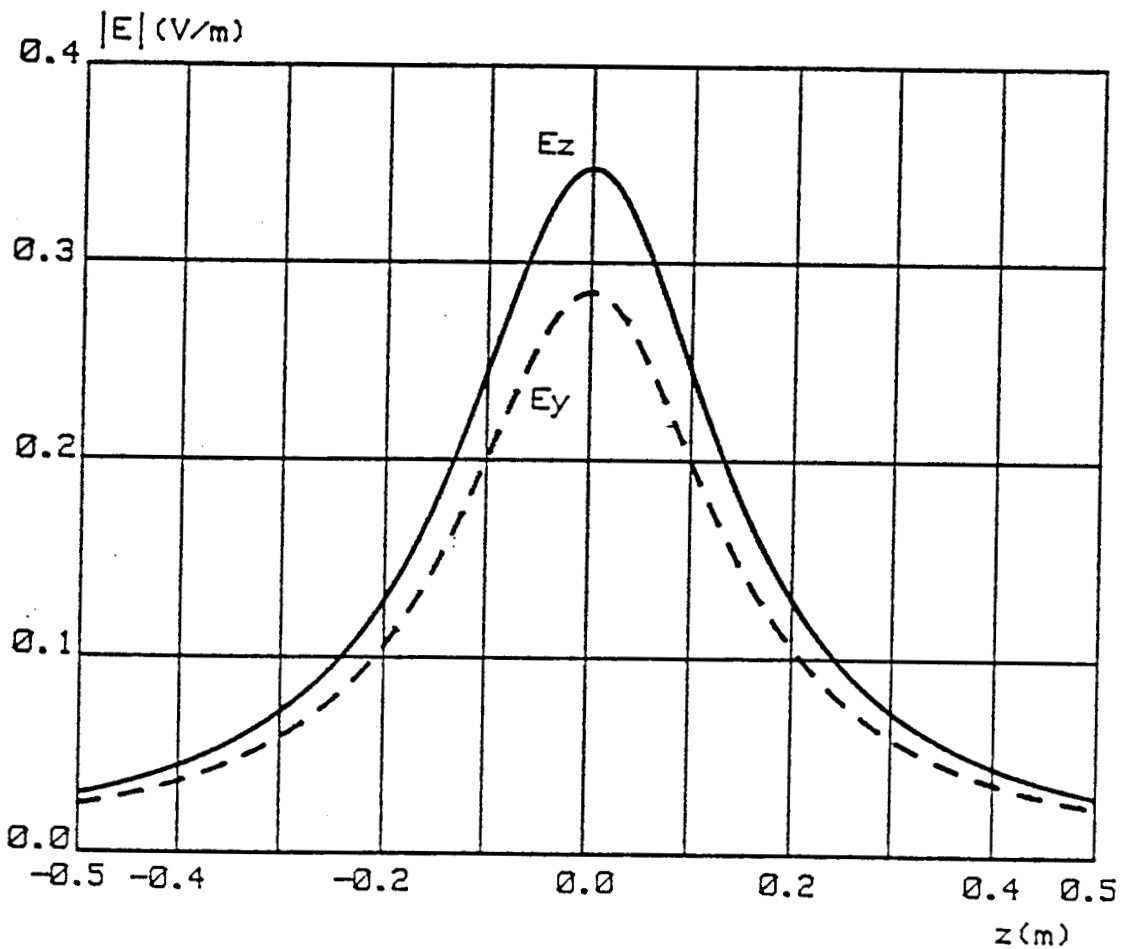


PLANCHE (PL-I.1b)

Considérons maintenant une fente inclinée centrée sur l'axe du guide (Figure I-13 - cas II). Dans le plan  $y = b/2$ , la composante  $H_z$  du champ incident est nulle et les moments magnétiques de cette fente s'écrivent alors

$$m_y = (\alpha_{mz}' \sin^2\theta + \alpha_{my}' \cos^2\theta) H_y \quad (I-42)$$

$$m_z = (\alpha_{mz}' - \alpha_{my}') \sin\theta \cos\theta H_y \quad (I-43)$$

Cette disposition particulière va donc rayonner les composantes  $E_y$  et  $E_z$ . En calculant correctement les dimensions de cette fente et son inclinaison, nous pourrions obtenir un champ  $E_z$  identique à celui rayonné par la fente transversale. Le moment magnétique, dans le cas de la fente transversale, s'écrit

$$m_{yt} = \alpha_{mz}' t H_y \quad (I-44)$$

Pour un champ  $E_z$  identique dans les deux cas, il faut que (I-42) = (I-44), soit

$$\alpha_{mz}' \sin^2\theta + \alpha_{my}' \cos^2\theta = \alpha_{mz}' t$$

Si nous imposons un angle d'inclinaison de  $45^\circ$ , une fente inclinée de 18 mm x 4 mm devra rayonner le même champ  $E_z$  que la fente transversale de 15 mm x 3 mm. La planche (PL-I.1b) représente les champs  $E_y$  et  $E_z$  rayonnés par la fente inclinée à une fréquence de 2.5 GHz et pour une hauteur de 15 cm. Nous constatons que le champ  $E_z$  est effectivement identique à la courbe (ii) de la planche I.1-a. De plus, la composante  $E_y$  a une amplitude tout à fait comparable à celle de  $E_z$ .



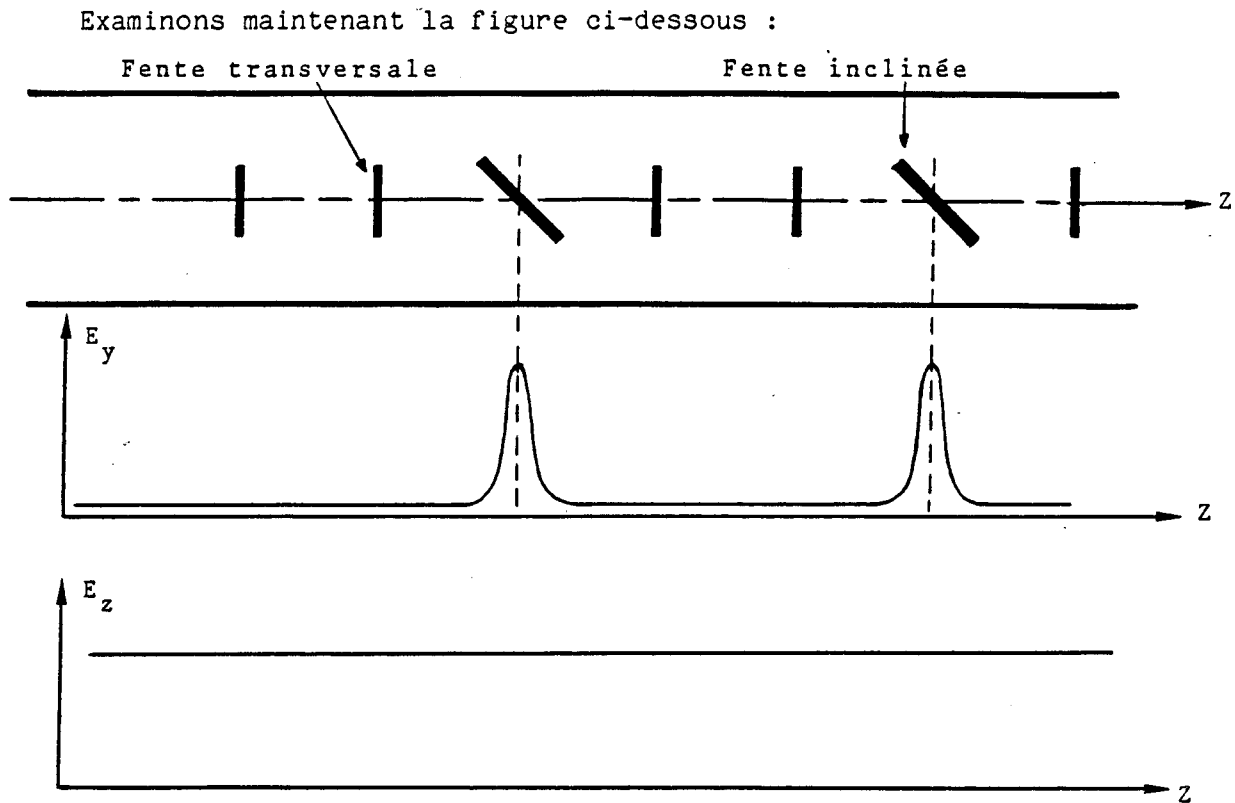


Figure I-14

Si dans un alignement de fentes transversales nous introduisons périodiquement des ouvertures inclinées dont les dimensions ont été correctement calculées, nous observerons à la fréquence de transmission des fluctuations périodiques de la composante  $E_y$  tout en conservant un champ  $E_z$  quasi-constant. Il sera alors possible de localiser ces ouvertures et on pourra introduire un codage en disposant ou non une fente inclinée afin de simuler un état logique 1 ou 0. Nous pourrons ainsi écrire un message sur le guide permettant la localisation absolue du véhicule. L'optimisation de ces fentes inclinées ainsi que la description des résultats expérimentaux seront donnés au chapitre IV.

Avant de terminer ce chapitre, nous devons faire les remarques suivantes concernant l'approche théorique qui a été exposée.

Remarque 1 : Les polarisabilités de l'ouverture ont été calculées en assimilant celle-ci à une géométrie elliptique. Les dimensions retenues pour la forme elliptique étant celles de la Figure I-10, il apparaît que la surface équivalente de l'ellipse sera inférieure à celle de la fente rectangulaire. Par conséquent, les polarisabilités calculées seront

inférieures aux valeurs réelles. Mais comme ces grandeurs ne sont présentes que dans le facteur d'amplitude et n'interviennent pas au niveau de la phase du champ rayonné, ce dernier sera plus faible que le champ effectivement diffracté par la fente rectangulaire en amplitude, la phase du champ restant inchangée.

Remarque 2 : La seconde remarque concerne les composantes de champ qui interviennent dans les équations (I-31), (I-40) et (I-41). Elles sont calculées au centre de l'ouverture, en supposant un éclairement électromagnétique uniforme sur toute la surface. Or nous savons que le champ incident réel va varier en amplitude et en phase d'un point à un autre de l'ouverture (voir les formules (I-1) à (I-3)). L'approximation de l'excitation ponctuelle semble donc à priori assez sévère dans la mesure où les dimensions de l'ouverture seront loin d'être négligeables vis à vis des dimensions transversales du guide. Il sera donc utile de mener une étude comparative du rayonnement de l'ouverture par la théorie des dipôles équivalents décrite dans ce chapitre et par une méthode numérique "exacte", étude qui nous renseignera sur la validité du formalisme des dipôles équivalents dans le cadre de notre application. Nous pourrions ainsi justifier ou non les approximations faites (petites ouvertures, rayonnement du dipôle  $p_x$  négligeable...). Cette étude sera développée dans le chapitre suivant.

## Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons défini le support matériel qui devra être utilisé pour la transmission d'informations entre un poste de commande et un véhicule en mouvement. Ce support de transmission sera un guide d'ondes rectangulaire rayonnant. Des ouvertures rectangulaires seront pratiquées sur le grand côté du guide pour assurer le couplage entre l'intérieur du guide et le milieu environnant.

Nous avons vu que sous certaines conditions (dimensions de l'ouverture petites à la longueur d'onde, champ calculé à grande distance de l'ouverture...) on peut assimiler l'ouverture à un couple de dipôles électrique et magnétique équivalents dont le rayonnement serait identique au champ diffracté par l'ouverture. De plus, nous avons montré que l'on pouvait négliger le rayonnement du dipôle électrique et que pour les applications qui nous intéressent, nous ne considérerons que le rayonnement des dipôles magnétiques équivalents.

La non-uniformité du champ électromagnétique incident sur toute la surface de l'ouverture nécessitera une étude du rayonnement de l'ouverture à partir d'un modèle exact. Cette étude nous indiquera si l'approche simplifiée des dipôles équivalents est justifiée dans notre cas. Cette étude sera entreprise dans le chapitre suivant.

Nous étudierons ensuite l'optimisation du pas entre ouvertures ainsi que leurs dimensions pour assurer au mieux les fonctionnalités du système.

CHAPITRE I I

S O M M A I R E

INTRODUCTION

II.1 - CONSTRUCTION DE L'EQUATION INTEGRALE

II.1.1 - Construction du problème équivalent dans la zone 2

II.1.2 - Construction du problème équivalent dans la zone 1

II.1.3 - Construction de l'équation intégrale dans le cas d'une ouverture libre

II.2 - RESOLUTION DE L'EQUATION INTEGRO-DIFFERENTIELLE PAR LA METHODE DES MOMENTS

II.2.1 - Principe de la méthode

II.2.2 - Choix des fonctions de base

II.2.3 - Application au problème étudié

II.3 - EXEMPLE D'UTILISATION DU CODE DE CALCUL

II.3.1 - Polarisabilités de l'ouverture et cartes de champ

II.3.1.1 - Ouverture carrée

II.3.1.2 - Ouverture rectangulaire

II.4 - APPLICATION A UNE OUVERTURE SITUEE SUR LE GRAND COTE DU GUIDE

II.4.1 - Polarisabilités de l'ouverture

II.4.2 - Champ rayonné par l'ouverture transversale

II.4.3 - Champ rayonné par une ouverture inclinée

II.5 - ETUDE DU COUPLAGE ENTRE DEUX OUVERTURES VOISINES

II.5.1 - Cas de deux ouvertures transversales

II.5.1.1 - Polarisabilités

II.5.1.2 - Distribution du courant dans le plan des ouvertures

II.5.1.3 - Champ rayonné par les deux ouvertures transversales

**II.5.2 - Cas de deux ouvertures quelconques**

II.5.2.1 - Distribution du courant sur les ouvertures

II.5.2.2 - Champ rayonné par les deux ouvertures

**II.6 - FENTE RESONNANTE UTILISEE EN RECEPTION**

**CONCLUSION**

## Introduction

Le problème de la diffraction par une petite ouverture pratiquée dans un plan conducteur peut se ramener, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, à l'étude du rayonnement des dipôles électrique et magnétique équivalents à cette ouverture. Il faut toutefois, pour que ce formalisme soit applicable, que les conditions suivantes soient respectées : la longueur d'onde du champ électromagnétique doit être très supérieure à la plus grande dimension de l'ouverture et le champ diffracté doit être calculé à grande distance de l'ouverture. En effet, à proximité immédiate de l'ouverture, l'approximation dipolaire caractérise mal le champ diffracté et peut conduire à des erreurs très importantes. Une évaluation exacte du champ diffracté au voisinage de l'ouverture par des méthodes numériques est alors nécessaire.

Ce chapitre est consacré à l'élaboration d'un code de calcul qui permet de déterminer les polarisabilités électrique et magnétique exactes d'une ouverture ainsi que la répartition de la densité de courant magnétique -et donc du champ électrique tangentiel- sur la surface de celle-ci. Ce code sera ensuite utilisé pour évaluer avec exactitude le champ diffracté de part et d'autre de l'ouverture.

Nous construisons, dans un premier temps, deux problèmes équivalents au problème réel respectivement dans le demi-espace où se situent les sources et de l'autre côté du plan conducteur en appliquant les théorèmes d'équivalence. Les conditions de continuité des champs à la traversée de l'ouverture permettront alors de construire une équation intégral-différentielle valable dans le cas d'une ouverture libre et vérifiée par les courants magnétiques présents dans le plan de l'ouverture.

Nous nous proposons ensuite de résoudre cette équation intégral-différentielle à l'aide de la méthode des moments. Après un bref rappel de la méthode, nous indiquons les fonctions de base et de test pour la résolution de l'équation. Les fonctions, dont nous rappelons quelques unes de leurs propriétés, sont définies sur des domaines triangulaires adjacents et sont particulièrement bien adaptées lorsque

la géométrie du problème étudié est compliquée. Pour un champ incident donné, la distribution de la densité de courant magnétique obtenue par résolution de l'équation intégrale permet alors de calculer le champ diffracté par l'ouverture. Une étude comparative de la méthode numérique et du formalisme des dipôles équivalents permettra ensuite une validation de l'approximation dipolaire indiquée au chapitre précédent.

Le code de calcul sera aussi utilisé pour étudier le couplage entre deux fentes voisines afin de déterminer un espacement minimal au-dessus duquel l'alignement présent sur le guide d'ondes pourra être assimilé à un alignement de dipôles magnétiques élémentaires.



## II.1 - CONSTRUCTION DE L'EQUATION INTEGRALE

Considérons un plan conducteur infiniment mince dans lequel est pratiquée une ouverture. Une source électromagnétique située d'un côté du plan (zone 1) illumine l'ouverture et on cherche à calculer le champ diffracté de l'autre côté du plan (zone 2). Comme nous ne savons pas calculer directement le champ diffracté par l'ouverture, nous allons construire deux problèmes équivalents au problème initial de part et d'autre du plan conducteur en utilisant les principes d'équivalence [1][3][18][19]. Nous avons donc deux équations intégrales de part et d'autre de l'ouverture et l'application des conditions de passage dans l'ouverture permettra d'obtenir l'équation intégrale cherchée [20][21].

### II.1.1 - Construction du problème équivalent dans la zone 2

Nous définissons d'abord dans la zone 2 une surface  $S_2$ , réunion de la surface  $(S_2)_0$  en regard de la trappe, de la surface  $(S_2)_1$  adjacente au plan conducteur et de la surface  $(S_2)_2$  se refermant à l'infini. Figure II-1

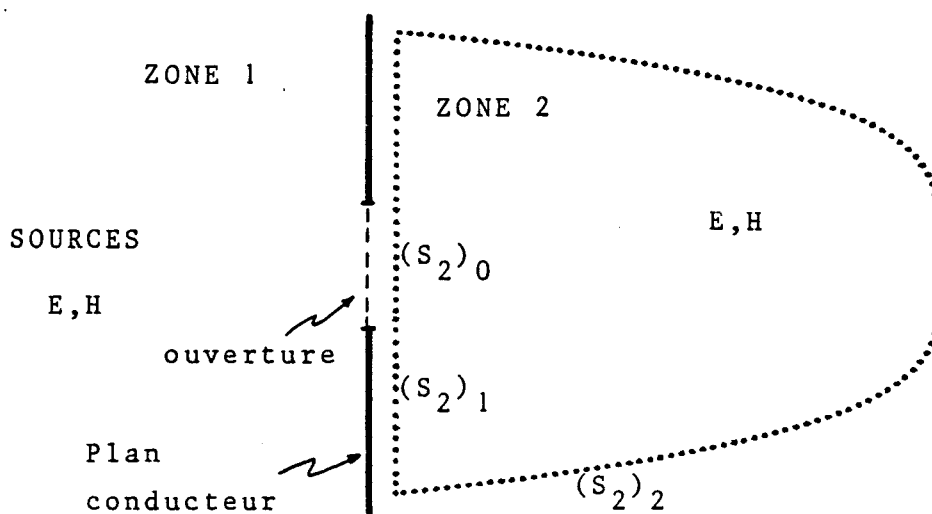


Figure (II-1)

Construisons le problème équivalent suivant :

- on suppose que les champs à l'intérieur de la surface  $S_2$  sont égaux aux champs du problème initial.
- on admet des champs nuls à l'extérieur de  $S_2$ .

Le champ ainsi construit doit vérifier les équations de Maxwell et il faut pour cela introduire sur la surface  $S_2$  des sources électriques  $J_{e2}$  et magnétiques  $J_{m2}$  pour que les conditions aux limites soient satisfaites (Figure II-2). Tout se passe alors comme si on faisait rayonner en espace libre les sources fictives situées sur la surface  $S_2$  [3]. Ces sources de courant sont données par :

$$J_{e2} = n_2 \wedge (H_2)_{S_2} \quad (II-1)$$

$$J_{m2} = (E_2)_{S_2} \wedge n_2$$

où  $n_2$  est le vecteur unitaire normal dirigé vers l'intérieur de  $S_2$ .

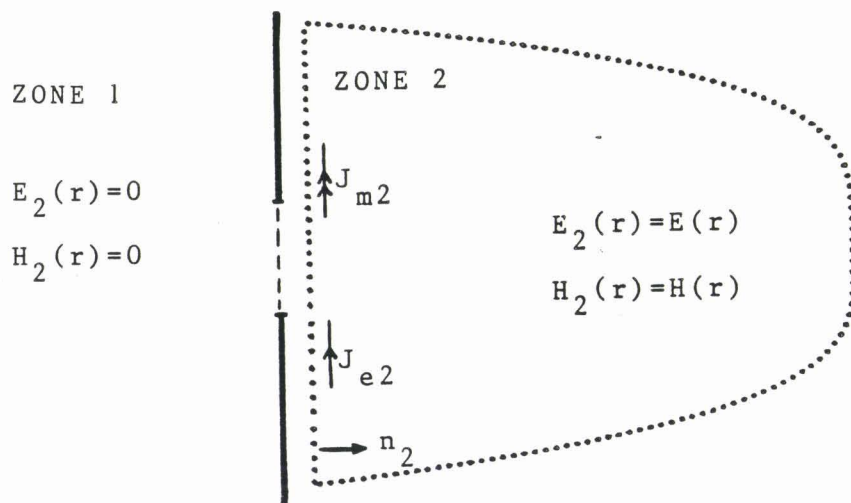


Figure (II-2)

Dans le problème équivalent, les champs E et H en tout point de la zone 2 s'écrivent

$$E_2 = \frac{1}{j\omega\epsilon\mu} [\text{grad div } A_{e2} + k^2 A_{e2}] - \frac{1}{\epsilon} \text{rot } A_{m2} \quad (II-2)$$

$$H_2 = \frac{1}{\mu} \text{rot } A_{e2} + \frac{1}{j\omega\epsilon\mu} [\text{grad div } A_{m2} + k^2 A_{m2}]$$

avec

$$A_{e2} = \frac{\mu}{4\pi} \int_{S_2} J_{e2}(r') G(r, r') ds \quad (II-3)$$

$$A_{m2} = \frac{\epsilon}{4\pi} \int_{S_2} J_{m2}(r') G(r, r') ds$$

Dans ces différentes équations :

$$G(r, r') = \frac{e^{-jk|r-r'|}}{|r-r'|} \quad \text{la fonction de Green en espace libre}$$

avec  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  avec  $\lambda$  la longueur d'onde dans le vide

$r$  : point où l'on calcule le champ

$r'$  : point courant sur la surface  $S_2$

Certaines considérations physiques permettent toutefois de simplifier ce résultat.

La contribution des intégrales sur la surface  $(S_2)_2$  est nulle car on peut choisir  $(S_2)_2$  suffisamment loin de l'ouverture pour qu'on puisse considérer  $E_2$  et  $H_2$  comme négligeables et  $J_{e2}$  et  $J_{m2}$  sont alors nuls. De plus, à la surface du conducteur, le champ  $E_2$  est normal à cette surface et  $J_{m2}$  est donc nul. Les potentiels vecteurs électrique et magnétique de (II-3) se réduisent alors à :

$$A_{e2} = \frac{\mu}{4\pi} \int_{(S_2)_0 \cup (S_2)_1} J_{e2}(r') G(r, r') ds \quad (II-4)$$

$$A_{m2} = \frac{\epsilon}{4\pi} \int_{(S_2)_0} J_{m2}(r') G(r, r') ds$$

Comme le champ dans la zone 1 est nul, nous pouvons parfaitement métalliser toute cette zone sans modifier les champs dans la zone 2. Nous pouvons ensuite appliquer la méthode des images pour montrer que le calcul du champ dans la zone 2 se ramène au calcul du rayonnement en espace libre d'une source surfacique de courants magnétiques doublée. Les différentes étapes de ce raisonnement sont indiquées sur la fig. II-3.

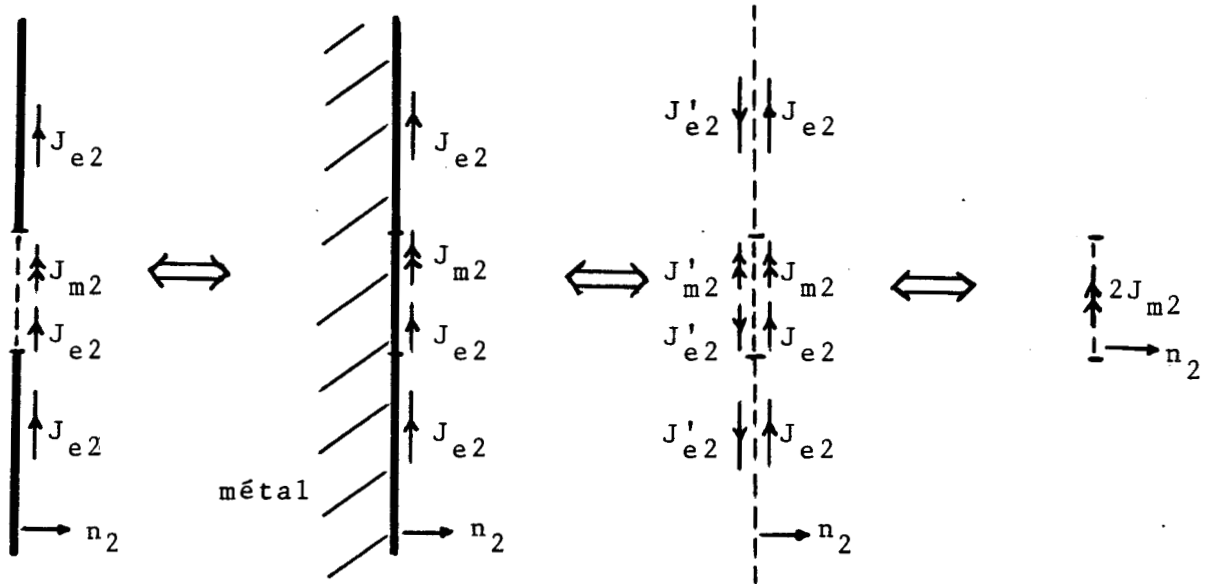


Figure (II-3)

Les champs dans la zone 2 sont donc donnés par le rayonnement des sources magnétiques  $J_{m2}$  seules, situées sur la surface de l'ouverture. Ils s'écrivent alors :

$$E_2(r) = -\frac{1}{\epsilon} \text{rot } \bar{A}_{m2}$$

$$H_2(r) = \frac{1}{j\omega\epsilon\mu} [\text{grad div } \bar{A}_{m2} + k^2 \bar{A}_{m2}] \quad (\text{II-5})$$

avec

$$\bar{A}_{m2} = \frac{\epsilon}{4\pi} \int_{(S_2)_0} J_{m2}(r') G(r, r') ds$$

et  $J_{m2} = 2((E_2)_{S_0} \wedge n_2)$

**II.1.2 - Construction du problème équivalent dans la zone 1**

Pour établir l'équation intégrale du champ dans la zone où se situent les sources, nous suivrons la même démarche qui nous a permis d'aboutir aux équations (II-5). La seule différence dans ce cas est liée à l'existence des sources. Notons  $E_{inc}$  et  $H_{inc}$  les champs rayonnés par les sources seules dans l'espace. Si l'on choisit une surface fermée  $S_1$  entourant les sources, adjacente au plan conducteur et se refermant à l'infini (Fig. II-4) on montre que les champs  $E_1$  et  $H_1$  en tout point dans la zone 1 s'écrivent :

$$E_1(r) = E_{inc} + \frac{1}{j\omega\epsilon\mu} [\text{grad div } A_{e1} + k^2 A_{e1}] - \frac{1}{\epsilon} \text{rot } A_{m1} \tag{II-6}$$

$$H_1(r) = H_{inc} + \frac{1}{\mu} \text{rot } A_{e1} + \frac{1}{j\omega\epsilon\mu} [\text{grad div } A_{m1} + k^2 A_{m1}]$$

avec

$$A_{e1} = \frac{\mu}{4\pi} \int_{S_1} J_{e1}(r') G(r,r') ds \tag{II-7}$$

$$A_{m1} = \frac{\epsilon}{4\pi} \int_{S_1} J_{m1}(r') G(r,r') ds$$

et

$$J_{e1} = n_1 \wedge (H_1)_{S_1}$$

$$J_{m1} = (E_1)_{S_1} \wedge n_1$$

où  $n_1$  est le vecteur unitaire normal dirigé vers l'intérieur de  $S_1$ .

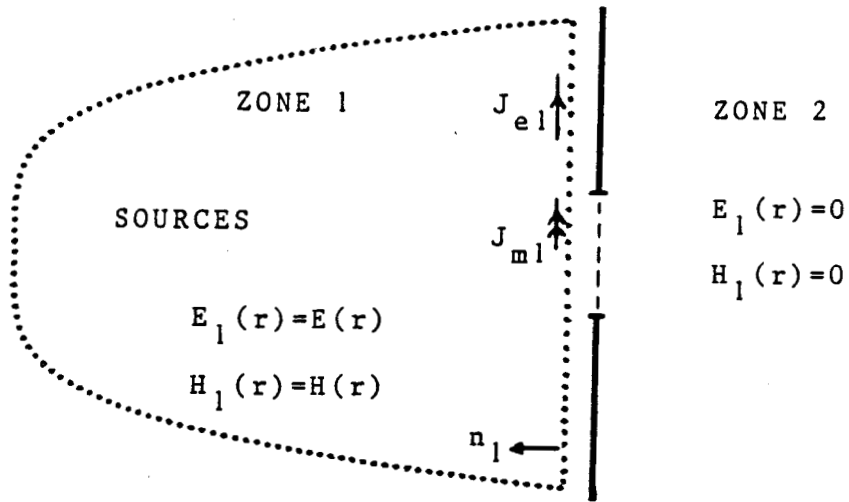


Figure (II-4)

Comme on suppose un champ nul à l'extérieur de  $S_1$ , on peut métalliser toute la zone 2 sans modifier les champs dans la zone 1. En utilisant à nouveau la méthode des images, on montre que le champ dans la zone 1 est identique au champ rayonné par les sources réelles plus les sources images et par les sources magnétiques doublées. Le champ rayonné par les sources réelles plus les sources images est celui que l'on aurait si l'ouverture était fermée par un matériau parfaitement conducteur. Il est donc plus commode de le définir comme le champ de court-circuit que l'on notera  $E_{cc}$  et  $H_{cc}$ .

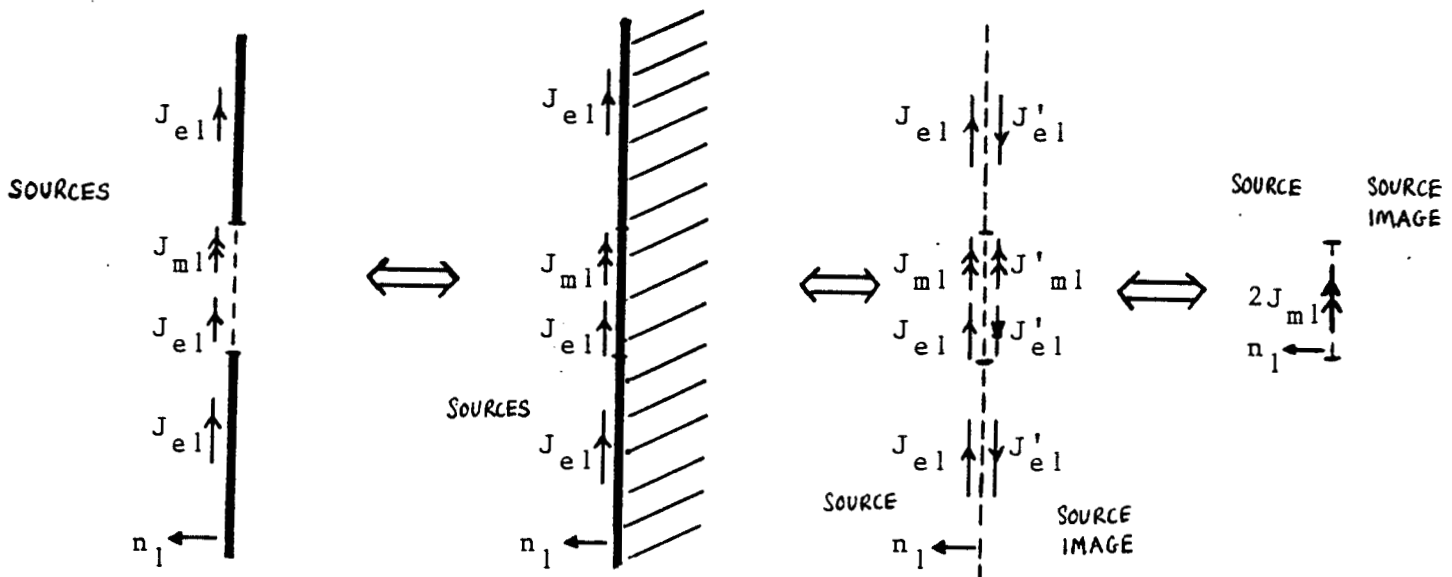


Figure (II-5)

Nous pouvons ainsi représenter le champ dans la zone 1 par le rayonnement des sources magnétiques fictives  $J_{m1}$  situées sur la surface de l'ouverture plus le champ de court-circuit :

$$E_1(r) = E_{CC} - \frac{1}{\epsilon} \text{rot } A_{m2}$$

$$H_1(r) = H_{CC} + \frac{1}{j\omega\epsilon\mu} [\text{grad div } A_{m2} + k^2 A_{m2}]$$

(II-8)

avec 
$$A_{m2} = \frac{\epsilon}{4\pi} \int_{(S_1)_0} J_{m1}(r') G(r,r') ds$$

où 
$$J_{m1} = 2 \left( (E_1)_{(S_1)_0} \wedge n_1 \right)$$

### II.1.3 - Construction de l'équation intégrale dans le cas d'une ouverture libre

Nous avons établi deux modèles valables de part et d'autre de l'ouverture. Nous pouvons alors construire une équation intégrale vérifiée par les courants magnétiques dans le plan de l'ouverture en appliquant les conditions de continuité des champs à la traversée de l'ouverture. Ces conditions de continuité sont :

. Continuité du champ électrique tangentiel :

$$n_2 \wedge (E_2 - E_1) = n_1 \wedge (E_1 - E_2) = 0 \quad (II-9)$$

. Continuité du champ magnétique tangentiel :

$$n_2 \wedge (H_2 - H_1) = n_1 \wedge (H_1 - H_2) = 0 \quad (II-10)$$

Dans ces conditions, si on prend

$$S_0 = (S_1)_0 = (S_2)_0$$

$$n = -n_1 = n_2$$

(II-11)

$$J_m = -J_{m1} = J_{m2} = 2(E_a \wedge n)$$

$$A_m = -A_{m1} = A_{m2}$$

et en utilisant la condition de continuité du champ magnétique nous obtenons, en faisant un passage à la limite des expressions (II-5) et (II-8) :

$$\frac{H_{cc}}{2} \Big|_{tg} = \frac{1}{j\omega\epsilon\mu} [\text{grad div } A_m + k^2 A_m] \Big|_{tg} \quad (\text{II-12})$$

avec  $A_m = \frac{\epsilon}{4\pi} \int_{S_0} J_m(r') G(r,r') ds$

où  $J_m(r') = 2(E_a \wedge n)$

Si on connaît  $J_m(r')$ , on peut calculer le champ diffracté de part et d'autre de l'ouverture. En particulier, dans la zone 2, le champ électrique peut être évalué à partir de l'équation suivante

$$E(r) = -\frac{1}{\epsilon} \text{rot } A_m \quad (\text{II-13})$$

La distribution des courants magnétiques est obtenue par résolution de l'équation (II-12), celle-ci sera résolue par la méthode des moments.

## II.2 - RESOLUTION DE L'EQUATION INTEGRO-DIFFERENTIELLE PAR LA METHODE DES MOMENTS

La méthode des moments permet la résolution numérique des équations fonctionnelles. Elle a été initialement développée par Harrington [4][22] et est largement utilisée dans de nombreux problèmes d'électromagnétisme [23][24].

### II.2.1 - Principe de la méthode

La méthode des moments consiste à transformer une équation intégrale-différentielle en un système matriciel plus commode à résoudre. Soit l'équation :

$$L(f) = e \quad (\text{II-14})$$



où L est un opérateur intégral-différentiel linéaire et continu  
f est la fonction inconnue  
e est la fonction connue.

On construit :

deux bases de fonctions  $\{f_1, f_2, \dots, f_n, \dots, f_N\}$   $f_n$  : fonction de base  
 $\{t_1, t_2, \dots, t_m, \dots, t_M\}$   $t_m$  : fonction de test

et un produit scalaire  $\langle h, g \rangle$  et on prend généralement

$$\langle h, g \rangle = \int_D h(x).g(x) dx \quad (\text{II-15})$$

D : domaine de définition de l'opérateur L

La fonction inconnue est projetée sur les fonctions base

$$f = \sum_{n=1}^N \alpha_n f_n \quad (\text{II-16})$$

Cette somme n'est qu'une approximation de la fonction et est d'autant plus précise que N est grand. Les inconnus sont maintenant les coefficients  $\alpha_n$ . L'équation à résoudre devient :

$$\sum_{n=1}^N \alpha_n L(f_n) = e \quad (\text{II-17})$$

car l'opérateur L est linéaire.

Cette dernière équation est ensuite projetée à son tour sur les fonctions test par l'intermédiaire du produit scalaire, ce qui mène à :

$$\sum_{n=1}^N \alpha_n \langle L(f_n), t_m \rangle = \langle e, t_m \rangle \quad (\text{II-18})$$

On remarque donc que l'on obtient un système matriciel qui s'exprime par

$$[l_{mn}] [\alpha_n] = [e_m] \quad (\text{II-19})$$

avec  $[\alpha_n]$  : matrice colonne des coefficients inconnus

$[e_m]$  : matrice colonne d'excitation dont l'élément  $e_m = \langle e, t_m \rangle$

$[l_{mn}]$  : matrice d'ordre  $M \times N$  dont l'élément  $l_{mn} = \langle L(f_n), t_m \rangle$

Ce système matriciel n'admet de solution que si  $M \geq N$ , les valeurs  $M$  et  $N$  étant généralement prises égales. Les fonctions  $L(f_n)$  étant indépendantes, la matrice  $[l_{mn}]$  n'est pas singulière et son inverse existe, d'où

$$[\alpha_n] = [l_{mn}]^{-1} [e_m] \quad (\text{II-20})$$

Le choix des fonctions de base et de test est quelconque, mais il est évident que la simplicité des calculs et la rapidité de la convergence dépendent fortement du choix des fonctions. Lorsque les fonctions de base et de test sont identiques, la méthode est dite "méthode de Galerkin" et la matrice  $[l_{mn}]$  est symétrique.

### II.2.2 - Choix des fonctions de base

Le découpage de la surface et le choix des fonctions de base correspondent à la solution proposée par Glisson [25] et reprise par Rao [26][27][28]. La surface est découpée en éléments triangulaires plans identifiés par les noeuds et les arêtes associés. Les fonctions de base ne sont pas associées à un triangle mais à l'arête commune à deux triangles adjacents. La figure (II-6) montre deux triangles  $T_n^+$  (de surface  $A_n^+$ ) et  $T_n^-$  (de surface  $A_n^-$ ) associés à l'arête commune  $n$  de longueur  $l_n$ . On définit un sens de traversée du courant sur l'arête  $n$  qui va du triangle  $T_n^+$  vers le triangle  $T_n^-$ . Un point courant  $M$  du triangle  $T_n^+$  est repéré par le vecteur  $r$  (défini par rapport à une origine  $O$  quelconque) ou par le vecteur  $\rho_n^+$  qui le relie au noeud opposé à l'arête  $n$ . Le vecteur  $\rho_n^-$  est défini de la même façon sauf que dans le triangle  $T_n^-$ , il est orienté vers le noeud opposé à l'arête  $n$ .

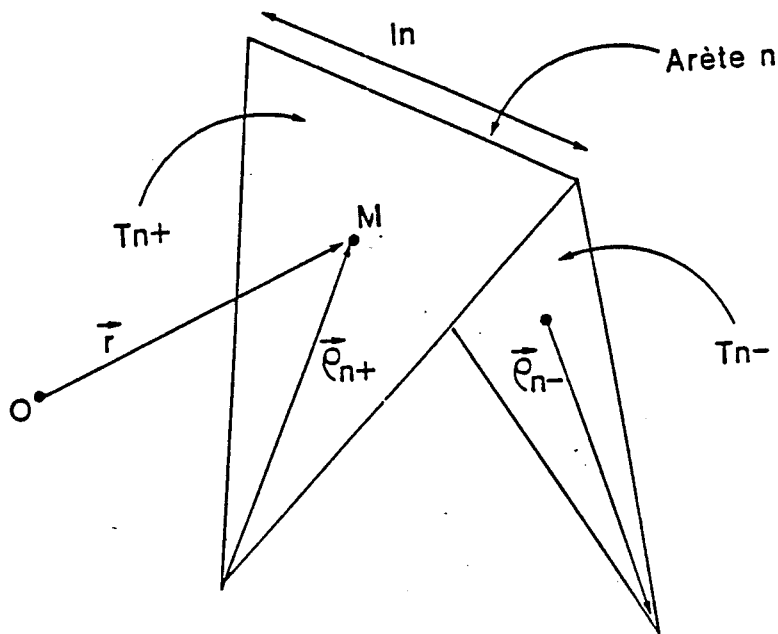


Figure (II-6)

Nous pouvons donc définir une fonction de base  $f_n(r)$  par

$$f_n(r) = \begin{cases} \frac{\ln}{2A_n^+} \rho_n^+ & \text{Si } M \in T_n^+ \\ \frac{\ln}{2A_n^-} \rho_n^- & \text{Si } M \in T_n^- \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (\text{II-21})$$

Cette définition de  $f_n(r)$  lui confère quelques propriétés intéressantes :

(i)  $f_n(r)$  varie linéairement lorsqu'on se déplace de  $T_n^+$  vers  $T_n^-$  et est d'autant plus grande en module qu'on est proche de l'arête n.

(ii) la composante normale du courant est continue à la traversée de l'arête n. Ceci est indiqué sur la Fig. (II-7) qui montre que si  $n$  est la normale à l'arête n, le produit  $\rho_n^+ \cdot n$  tend vers  $h_n^+$ , la hauteur du triangle  $T_n^+$ . Si on remarque que  $A_n^+ = \frac{1}{2} \ln h_n^+$ , on note que la composante normale de  $f_n$  est de module unité, assurant ainsi la continuité de la composante normale du courant.

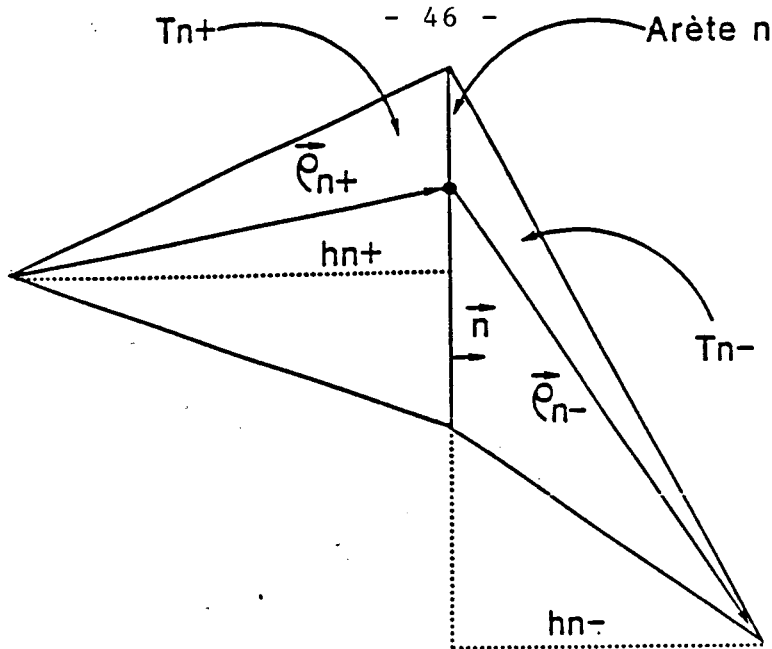


Figure (II-7)

(iii) A l'exception des arêtes de bord, une fonction de base  $f_n$  est associée à chaque arête de la structure. Le courant  $J_m$  est donc approximé par

$$J_m = \sum_n I_n f_n(r) \quad (\text{II-22})$$

Il peut donc exister jusqu'à trois fonctions de base pour chaque triangle. Cependant seule la fonction de base associée à une arête peut avoir une composante de courant normale à cette arête ; les autres fonctions de base sont tangentes à cette arête. De plus, comme la composante normale de  $f_n$  sur l'arête  $n$  est d'amplitude unité, chaque coefficient  $I_n$  de (II-22) est égal à l'amplitude de la densité de courant qui traverse perpendiculairement l'arête  $n$ . Si on se souvient que  $J_m$  vérifie l'équation de continuité  $\text{div } J_m + j\omega\tau = 0$  (où  $\tau$  représente la densité de charge), la continuité de la composante normale de  $f_n$  traduit l'absence de charges localisées sur les arêtes.

Comme le courant est tangent aux bords des structures réelles, l'amplitude de la fonction de base associée à une arête de bord devra être nulle et il n'est donc pas nécessaire d'affecter une fonction de base aux arêtes de bord des structures.

(iv) La divergence des fonctions de base s'écrit

$$\operatorname{div} f_n = \begin{cases} \frac{\ln}{A_n^+} & \text{si } M \in T_n^+ \\ -\frac{\ln}{A_n^-} & \text{si } M \in T_n^- \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (\text{II-23})$$

On remarque donc que, comme la divergence des courants est proportionnelle à la densité de charges, celle-ci est constante dans chaque triangle et la charge totale associée à la paire de triangles  $T_n^+$  et  $T_n^-$  est nulle.

### II.2.3 - Application au problème étudié

L'étape suivante dans la méthode des moments consiste à choisir les fonctions de test. Nous utiliserons, pour la procédure de test, les mêmes fonctions que celles définies par (II-21). Nous appliquons donc la méthode de Galerkin.

Reprenons l'équation intégrro-différentielle à résoudre

$$\frac{H_{cc}}{2} \Big|_{\text{tg}} = \frac{1}{j\omega\epsilon\mu} [\operatorname{grad} \operatorname{div} A_m + k^2 A_m] \Big|_{\text{tg}} \quad (\text{II-24})$$

$$\text{où } A_m = \frac{\epsilon}{4\pi} \int_S J_m(r') G(r, r') ds \quad (\text{II-25})$$

Nous allons transformer légèrement cette équation pour la présenter sous une forme plus commode à résoudre. Précisons pour cela que les opérateurs gradient et divergence de (II-24) s'appliquent sur la variable  $r$  et on peut alors adopter les notations  $\operatorname{grad}_r$  et  $\operatorname{div}_r$ . On utilisera l'indice  $r'$  lorsque les opérateurs s'appliquent sur la variable  $r'$ .

Nous avons donc

$$\begin{aligned}
 \operatorname{div}_r A_m &= \operatorname{div}_r \frac{\epsilon}{4\pi} \int_S J_m(r') G(r, r') ds \\
 &= \frac{\epsilon}{4\pi} \int_S \operatorname{div}_r J_m(r') G(r, r') ds \\
 &= \frac{\epsilon}{4\pi} \int_S J_m(r') \operatorname{grad}_r G(r, r') ds \\
 &= - \frac{\epsilon}{4\pi} \int_S J_m(r') \operatorname{grad}_{r'} G(r, r') ds
 \end{aligned}$$

Nous pouvons montrer que le membre droit de cette expression s'écrit

$$\frac{\epsilon}{4\pi} \int_S \operatorname{div}_{r'} J_m(r') G(r, r') ds$$

L'équation (II-24) s'écrit alors

$$\frac{H_{cc}}{2} \Big|_{\operatorname{tg}} = \frac{1}{4\pi j\omega\mu} \operatorname{grad} \int_S \operatorname{div}_{r'} J_m(r') G(r, r') ds - \frac{j\omega\epsilon}{4\pi} \int_S J_m(r') G(r, r') ds$$

(II-26)

Si nous utilisons les notations suivantes :

$$W(r) = \frac{H_{cc}}{2} \Big|_{\operatorname{tg}}$$

$$X(r) = \int_S J_m(r') G(r, r') ds$$

$$Y(r) = \int_S \operatorname{div}_{r'} J_m(r') G(r, r') ds$$

$$C_1 = \frac{1}{4\pi j\omega\mu}$$

$$C_2 = -\frac{j\omega\epsilon}{4\pi}$$

La relation (II-26) se met sous la forme

$$W(r) = C_1 \text{ grad } Y(r) + C_2 X(r) \quad (\text{II-27})$$

et on effectue le produit scalaire défini par (II-15) entre l'équation (II-27) et les fonctions test  $t_m$ . Nous obtenons

$$\langle W(r), t_m \rangle = C_1 \langle \text{grad } Y(r), t_m \rangle + C_2 \langle X(r), t_m \rangle \quad (\text{II-28})$$

En utilisant les identités vectorielles de surface et sachant que les fonctions  $t_m$  ne possèdent pas de composante normale sur le contour de la surface, le premier terme du membre droit de (II-28) peut aussi s'écrire

$$\langle \text{grad } Y(r), t_m \rangle = - \int_S Y(r) \text{ div } t_m \, ds \quad (\text{II-29})$$

En utilisant (II-23) nous pouvons approximer l'intégrale de (II-29) par

$$\begin{aligned} \int_S Y(r) \text{ div } t_m \, ds &= - \text{lm} \left[ \frac{1}{A_m^+} \int_{T_m^+} Y(r) \, ds - \frac{1}{A_m^-} \int_{T_m^-} Y(r) \, ds \right] \\ &\cong - \text{lm} [Y_m(r_m^{0+}) - Y_m(r_m^{0-})] \end{aligned} \quad (\text{II-30})$$

où  $\text{lm}$  est la longueur de l'arête  $m$

et  $r_m^{\pm}$  est le vecteur définissant le centre de gravité du triangle  $T_m^{\pm}$  de surface  $A_m^{\pm}$ .

Nous avons donc supposé que le maillage est suffisamment fin pour approximer les intégrales par les valeurs des fonctions au centre de gravité des triangles. Les autres termes de (II-28) sont approximatés de façon similaire et nous obtenons

$$\begin{aligned} \langle \begin{Bmatrix} W(r) \\ X(r) \end{Bmatrix}, t_m \rangle &= \lim \left[ \frac{1}{2A_m^+} \int_{T_m^+} \begin{Bmatrix} W(r) \\ X(r) \end{Bmatrix} \cdot \rho_m^+ ds + \frac{1}{2A_m^-} \int_{T_m^-} \begin{Bmatrix} W(r) \\ X(r) \end{Bmatrix} \cdot \rho_m^- ds \right] \\ &\equiv \frac{\lim}{2} \left[ \begin{Bmatrix} W(r_m^+) \\ X(r_m^+) \end{Bmatrix} \cdot \rho_m^+ + \begin{Bmatrix} W(r_m^-) \\ X(r_m^-) \end{Bmatrix} \cdot \rho_m^- \right] \quad (\text{II-31}) \end{aligned}$$

Nous pouvons alors écrire (II-28) sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\lim}{2} [W(r_m^+) \cdot \rho_m^+ + W(r_m^-) \cdot \rho_m^-] &= C_1 \lim [Y(r_m^+) - Y(r_m^-)] \\ &+ C_2 \frac{\lim}{2} [X(r_m^+) \cdot \rho_m^+ + X(r_m^-) \cdot \rho_m^-] \quad (\text{II-32}) \end{aligned}$$

En reportant l'expression (II-22) donnant l'approximation du courant dans l'équation (II-32), nous obtenons un système de  $N \times N$  équations linéaires qui s'écrit sous forme matricielle :

$$ZI = V \quad (\text{II-33})$$

avec  $Z = [Z_{mn}]$  la matrice des coefficients  $N \times N$  et  $I = [I_n]$  et  $V = [V_m]$  la matrice inconnue et la matrice d'excitation. Les éléments des matrices  $Z$  et  $V$  sont calculés à partir des relations suivantes :

$$Z_{mn} = \lim \left[ \frac{C_2}{2} (X(r_m^+) \cdot \rho_m^+ + X(r_m^-) \cdot \rho_m^-) + C_1 (Y(r_m^+) - Y(r_m^-)) \right] \quad (\text{II-34})$$

$$V_m = \frac{\lim}{2} [W(r_m^+) \cdot \rho_m^+ + W(r_m^-) \cdot \rho_m^-] \quad (\text{II-35})$$



où

$$X(r_m^{\pm}) = \int_S f_n(r') \frac{e^{-jkR_m^{\pm}}}{R_m^{\pm}} ds \quad (\text{II-36})$$

$$Y(r_m^{\pm}) = - \int_S \text{div}_{r'} f_n(r') \frac{e^{-jkR_m^{\pm}}}{R_m^{\pm}} ds \quad (\text{II-37})$$

$$R_m^{\pm} = |r_m^{\pm} - r'| \quad (\text{II-38})$$

et 
$$W(r_m^{\pm}) = \frac{H_{CG}(r_m^{\pm})}{2} \quad (\text{II-39})$$

Les éléments de  $Z_{mn}$  et de  $V_m$  peuvent alors être évalués numériquement et la résolution du système matriciel (II-33) fournira les coefficients  $I_n$ . D'un point de vue numérique, l'évaluation de  $Z_{mn}$  est particulièrement délicate lorsque  $m = n$ . On trouvera des indications de calcul dans [29].

Nous avons supposé un maillage assez fin pour faire les approximations (II-30) et (II-31). Les intégrales (II-36) et (II-37) ne peuvent pas être approximées par les valeurs moyennes calculées au centre de gravité des triangles car les fonctions de Green ne sont pas lentement variables sur les triangles (il y a même une divergence lorsque les éléments  $m$  et  $n$  sont confondus). Cette approximation simplifie le calcul de  $Z_{mn}$  car les équations (II-36) et (II-37) font alors intervenir une intégrale de surface sur l'élément source uniquement alors que les expressions exactes font apparaître une double intégrale de surface (sur l'élément source et l'élément d'observation). Elle présente cependant un inconvénient ; les fonctions de base et de test étant identiques, la matrice des coefficients doit satisfaire la propriété de symétrie  $Z_{mn} = Z_{nm}$ . Mais cette propriété est perdue lorsque les simplifications décrites plus haut sont introduites dans les

calculs. Comme  $Z_{mn}$  et  $Z_{nm}$  sont des approximations différentes d'une même quantité, leur moyenne est aussi une approximation de cette quantité. Il est donc possible de rétablir cette propriété de symétrie en prenant comme matrice des coefficients  $[Z]$ , la moyenne de la matrice calculée par la relation (II-34) et de sa transposée. Nous avons utilisé cette technique lors de la mise au point du code de calcul, pour évaluer la matrice  $[Z]$ .

### II.3 - EXEMPLES D'UTILISATION DU CODE DE CALCUL

Le code de calcul développé dans les paragraphes précédents permet d'accéder à certains paramètres pour une ouverture éclairée par une onde électromagnétique, notamment les polarisabilités électrique et magnétique de l'ouverture (définies pour des ouvertures de dimensions transversales petites vis-à-vis de la longueur d'onde) ainsi que la distribution des courants magnétiques -et donc du champ électrique tangentiel- dans le plan de l'ouverture. Nous donnons dans ce paragraphe quelques exemples d'utilisation du code numérique en considérant le cas d'une ouverture carrée ou rectangulaire éclairée par une onde plane. Nous calculerons les polarisabilités électrique et magnétique de ces ouvertures et nous représenterons la cartographie du champ électrique tangentiel au niveau des ouvertures. La comparaison des résultats obtenus à partir du code numérique à ceux fournis dans la littérature permettra une validation du code.

#### II.3.1 - Polarisabilités de l'ouverture et cartes de champ

Les polarisabilités électrique et magnétique sont calculées à partir des moments électrique  $P_e$  et magnétique  $P_m$  équivalents lorsque la distribution des courants magnétiques sur la surface de l'ouverture est connue. Nous rappelons que (chap. I, équations (I-16) et (I-17)) :

$$P_e = -\frac{\epsilon_0}{2} \int_S r' \wedge J_m(r') ds \quad (II-40)$$

$$P_m = \frac{1}{j\omega\mu} \int_S J_m(r') ds \quad (\text{II-41})$$

Dans ces formules :

$r'$  désigne un point courant de la surface  $S$   
 et  $J_m(r')$  est la densité de courant magnétique calculée au point  $r'$ .

Pour des petites ouvertures nous savons d'autre part que les moments  $P_e$  et  $P_m$  sont reliés aux champs de court-circuit par les relations

$$P_e = \epsilon_0 a e E_{cc} \quad (\text{II-42})$$

$$P_m = -\alpha_m H_{cc} \quad (\text{II-43})$$

Rappelons que les champs de court-circuit ( $E_{cc}, H_{cc}$ ) sont les champs qui existent du côté de l'émetteur, lorsque l'ouverture est fermée par un matériau parfaitement conducteur.

Les expressions (II-40) à (II-43) permettent alors d'exprimer les polarisabilités électrique et magnétique de l'ouverture en fonction des champs de court-circuit et de la distribution des courants magnétiques dans le plan de l'ouverture. Nous avons donc, pour une ouverture associée à un repère OXYZ et située dans le plan YOZ, Fig. II-8 :

$$\alpha_{my} = - \frac{1}{H_{ccy} j\omega\mu} \int_S J_{my}(r') ds \quad (\text{II-44a})$$

$$\alpha_{mz} = - \frac{1}{H_{ccz} j\omega\mu} \int_S J_{mz}(r') ds \quad (\text{II-44b})$$

$$\alpha_{ex} = - \frac{1}{2 E_{ccx}} \int_S (r' \wedge J_m(r'))_x ds \quad (\text{II-44c})$$

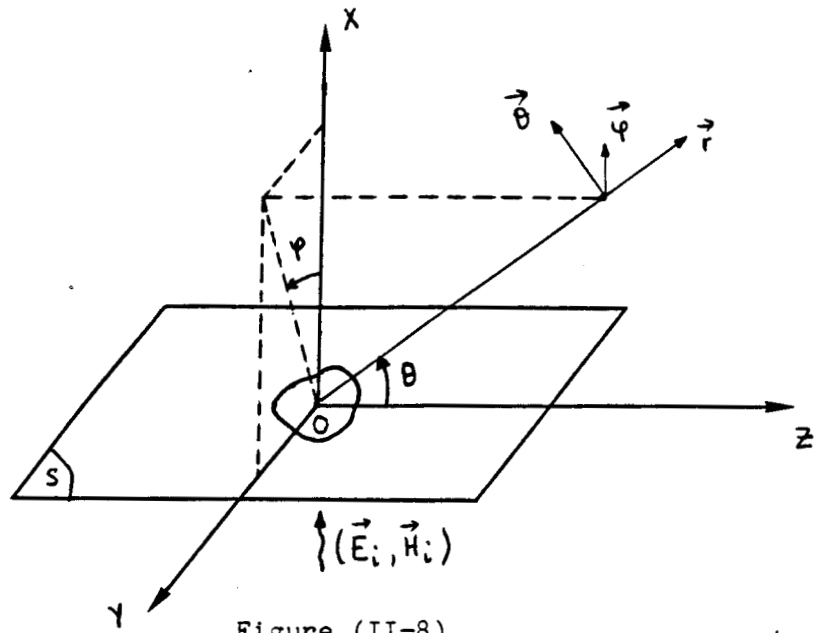


Figure (II-8)

Nous supposons aussi que l'onde incidente est une onde plane dont les composantes sont, les notations étant celles de la Figure II-8, :

$$H_i = (H_{\theta}^i \theta + H_{\phi}^i \phi) e^{-jk \cdot r}$$

$$E_i = \eta(k \wedge H_i) \tag{II-45}$$

avec  $\eta = \frac{|E_i|}{|H_i|}$

La surface S étant découpée en N triangles élémentaires, avec les composantes du courant magnétique  $J_m$  calculées au centre de gravité de chaque triangle, les relations (II-44a) à (II-44c) s'écrivent :

$$-\alpha_{my} = - \frac{1}{H_{ccy} j \omega \mu} \sum_{i=1}^N J_{myi} (r'_{ci}) \Delta S_i$$

$$\alpha_{mz} = - \frac{1}{H_{ccz} j \omega \mu} \sum_{i=1}^N J_{mzi} (r'_{ci}) \Delta S_i \tag{II-46}$$

$$\alpha_{ex} = \frac{1}{2 E_{ccx}} \sum_{i=1}^N (r'_{yi} J_{mzi}(r'_{ci}) - r'_{zi} J_{myi}(r'_{ci})) \Delta S_i$$

Dans ces relations :

$r'_{ci}$  désigne le centre de gravité du  $i^{\text{ème}}$  triangle  
 et  $\Delta S_i$  est la surface du  $i^{\text{ème}}$  triangle.

II.3.1.1 - Ouverture carrée

Les polarisabilités électrique et magnétique d'une ouverture carrée de 5 cm de côté sont calculées à partir des relations (II-46) et sont données dans le tableau ci-dessous, pour différentes incidences de l'onde plane.

Champ incident	Incidence normale		Incidence rasante	
	$\theta=0 ; \phi=0$ $H_\theta=0 ; H_\phi=1/2$	$\theta=0 ; \phi=90$ $H_\theta=0 ; H_\phi=1/2$	$\theta=90 ; \phi=0$ $H_\theta=0 ; H_\phi=1/2$	$\theta=90 ; \phi=90$ $H_\theta=0 ; H_\phi = 1/2$
Champ de court-circuit	$H_{ccz} = 1 \text{ A/m}$ $E_{ccx} = 0$	$H_{ccy} = 1 \text{ A/m}$ $E_{ccx} = 0$	$H_{ccz} = 1 \text{ A/m}$ $E_{ccx} = 377 \text{ V/m}$	$H_{ccy} = 1 \text{ A/m}$ $E_{ccx} = 377 \text{ V/m}$
$\alpha_{my}$	0	$6.095 \cdot 10^{-5}$	0	$6.095 \cdot 10^{-5}$
$\alpha_{mz}$	$6.095 \cdot 10^{-5}$	0	$6.095 \cdot 10^{-5}$	0
$\alpha_{me}$	0	0	$2.604 \cdot 10^{-5}$	$2.604 \cdot 10^{-5}$

Nous avons donc, pour une ouverture carrée de 5 cm de côté

$$\alpha_{my} = \alpha_{mz} = 6.095 \cdot 10^{-5} \quad ; \quad \alpha_{ex} = 2.604 \cdot 10^{-5}$$

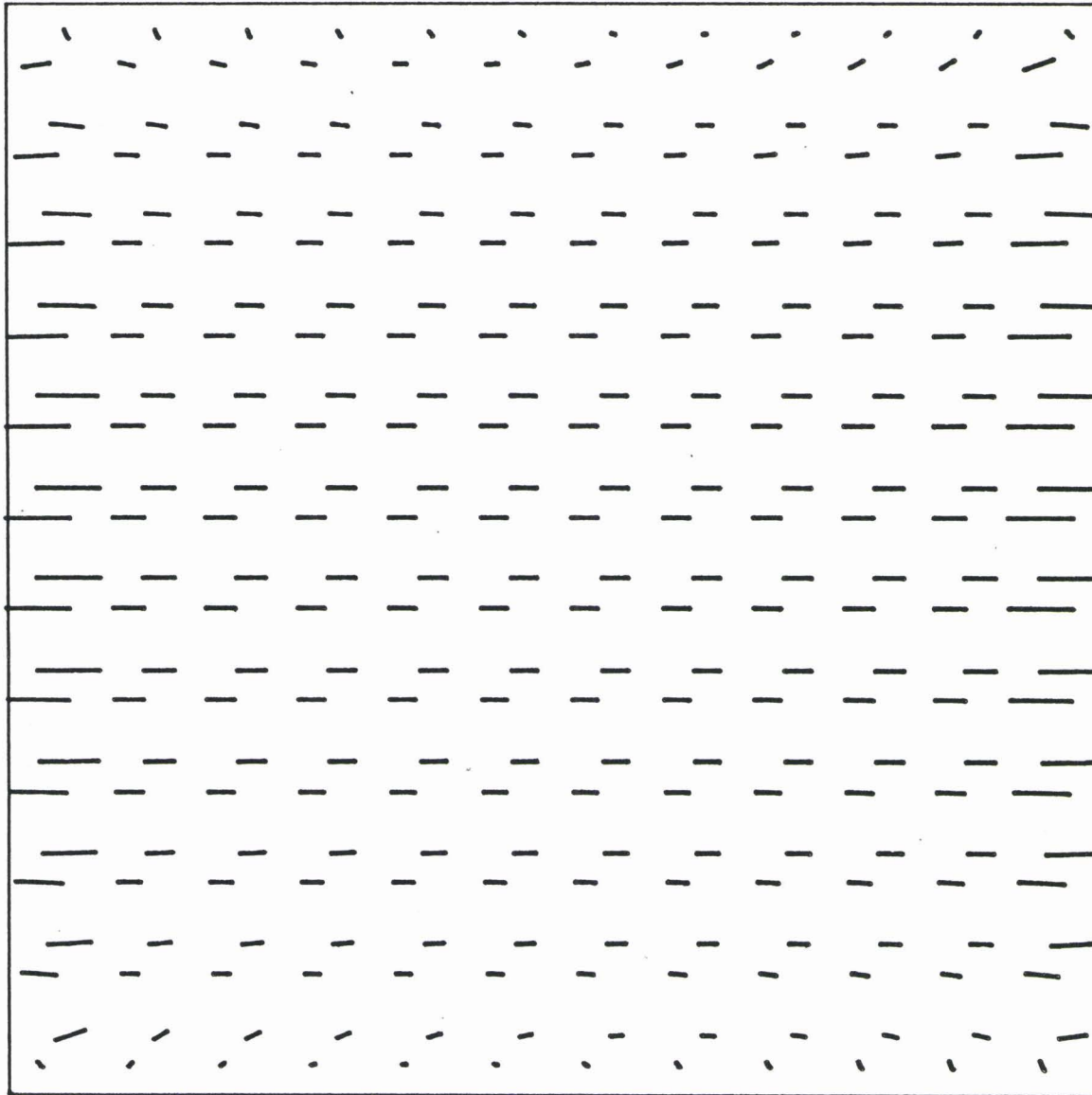
Nous pouvons comparer ces résultats avec ceux du cercle, obtenus à partir des formules analytiques [12]. En effet, dans le cas du cercle, nous avons

$$\alpha_{my} = \alpha_{mz} = \frac{8}{3} \pi r^3$$

(II-47)

$$\alpha_{ex} = \frac{4}{3} \pi r^3$$

avec  $r$  le rayon du cercle.



Champ électrique  
 Carré de 5cm X 5cm  
 $F = 30\text{MHz}$   
 Incidence normale :  
 $H_{yi}=0$  ;  $H_{zi}=0.5\text{A/m}$  ;  $E_{xi}=0$

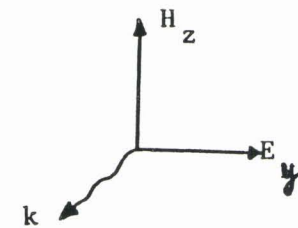
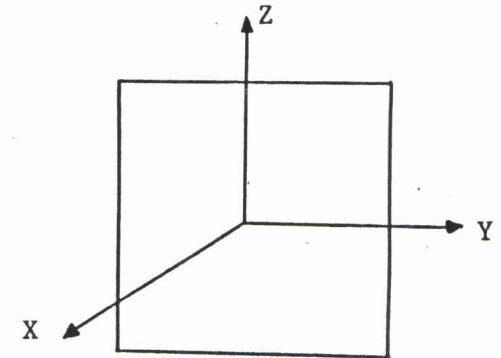


Figure II.9

Champ électrique  
carré de 5cm X 5cm  
F = 30MHz  
Incidence rasante :  
 $H_{yi}=0$  ;  $H_{zi}=0.5A/m$  ;  $E_{xi}=188.5V/m$

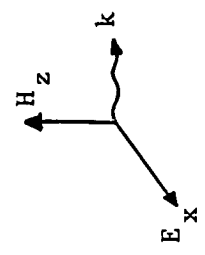
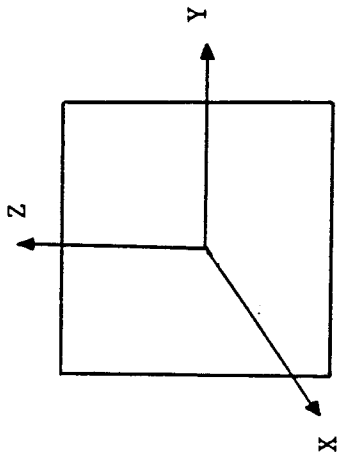
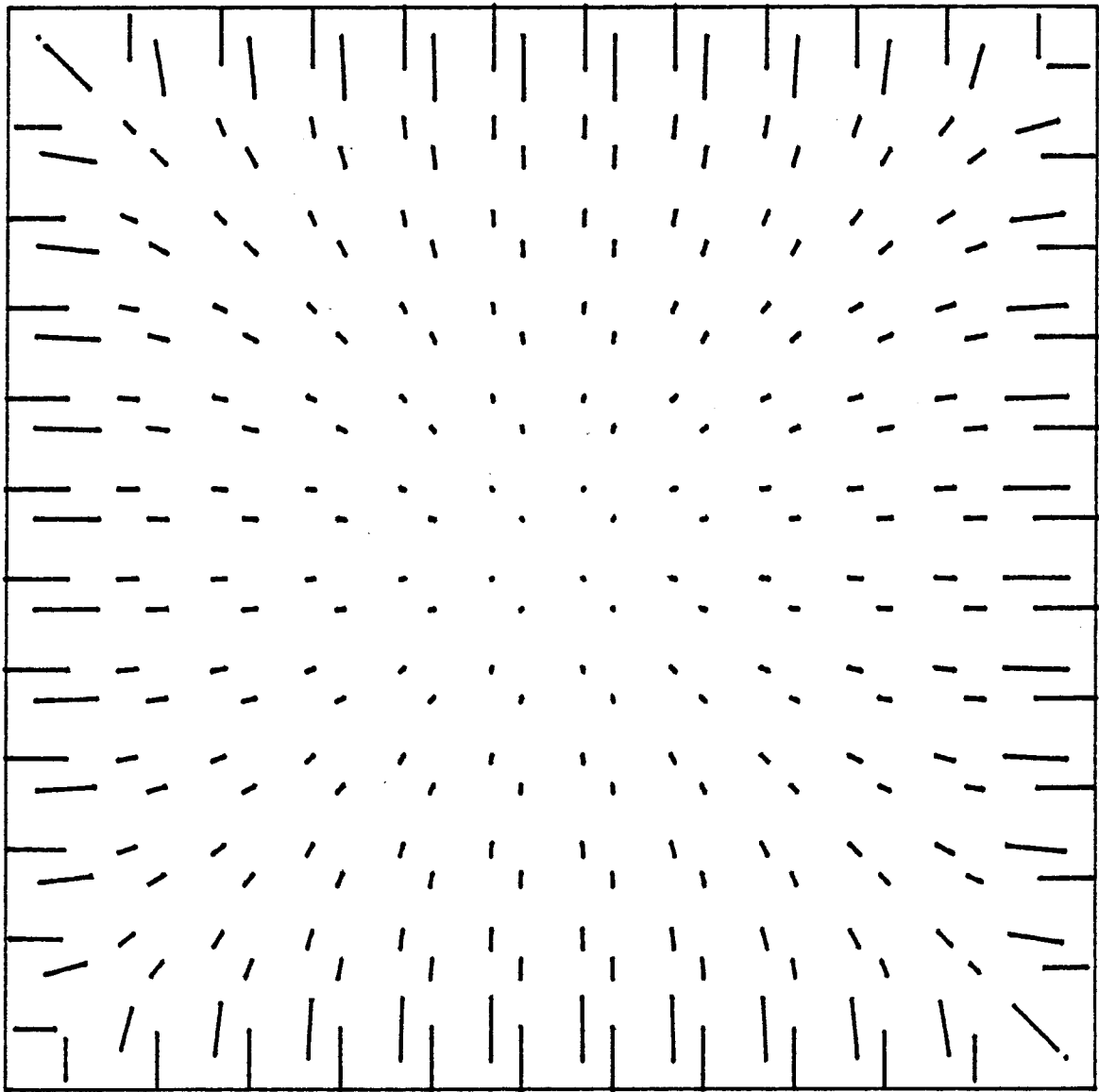


Figure II.10

Nous avons calculé les polarisabilités du cercle pour les deux configurations suivantes : (i) le cercle est de 5 cm de diamètre et (ii) le cercle présente une surface identique à celle d'un carré de 5 cm de côté. Les résultats sont résumés dans le tableau suivant :

	$\alpha_{my} = \alpha_{mz}$	$\alpha_{ex}$
cercle de 5 cm de diamètre	$4.167 \cdot 10^{-5}$	$2.083 \cdot 10^{-5}$
surface du cercle et surface du carré identiques	$5.986 \cdot 10^{-5}$	$2.991 \cdot 10^{-5}$
carré de 5 cm	$6.095 \cdot 10^{-5}$	$2.604 \cdot 10^{-5}$

Nous constatons un écart relativement faible entre les valeurs des polarisabilités du carré et celles du cercle présentant une même surface que le carré. De plus, les valeurs de  $\alpha_{my}$ ,  $\alpha_{mz}$  et  $\alpha_{ex}$  du carré sont très proches de celles fournies par différents auteurs [12][30][31], avec un écart n'excédant généralement par 2 %, ce qui valide le code de calcul élaboré.

Nous avons tracé les cartes de champ électrique dans le plan de l'ouverture carrée pour les incidences suivantes : (i) une incidence normale ( $H_{ccy}=0$  ;  $H_{ccz}=1A/m$  ;  $E_{ccx}=0$ ) et (ii) une incidence rasante ( $H_{ccy}=0$ ;  $H_{ccz}=1A/m$  et  $E_{ccx}=377V/m$ ). Ces cartes de champ sont indiquées sur les Figures II-9 et II-10. On a représenté, au centre de gravité de chaque triangle du maillage, le champ électrique tangentiel  $E_{tg}$  (déduit de  $J_m$  par la relation (II-12)) par un segment rectiligne dont la direction est celle de  $E_{tg}$  et dont la longueur est proportionnelle à son module. On peut remarquer en particulier sur ces cartes de champ que le champ électrique est perpendiculaire aux bords de l'ouverture, ce qui est en accord avec les conditions aux limites sur les champs.

### II.3.1.2 - Ouverture rectangulaire

Une deuxième série de calculs a été effectuée à l'aide du code numérique pour évaluer les mêmes paramètres que précédemment (polarisabilités et cartes de champ) en considérant cette fois une



Champ électrique  
Rectangle de 5cm X 2.5cm F=30MHz  
Incidence normale :  
 $H_{yi}=0$  ;  $H_{zi}=0.5A/m$  ;  $E_{xi}=0$

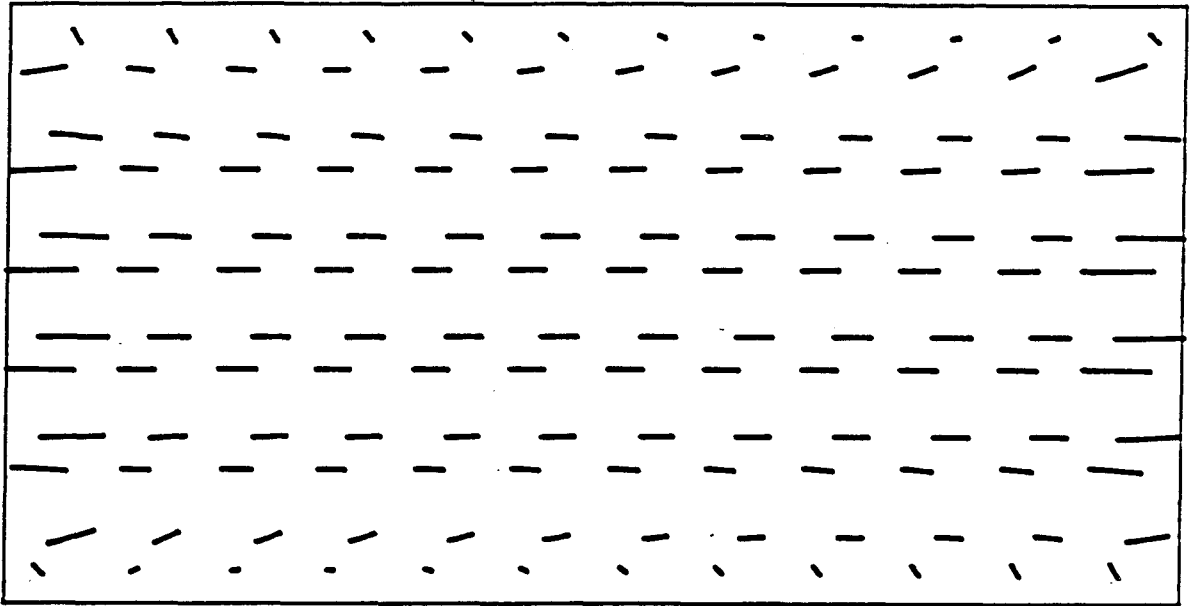
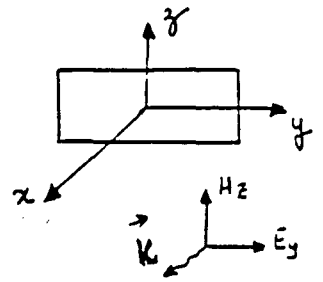


Figure II.11

Champ électrique  
Rectangle de 5cm X 2.5cm F=30MHz  
Incidence rasante :  
 $H_{yi}=0.5A/m$  ;  $H_{zi}=0$  ;  $E_{xi}=188.5V/m$

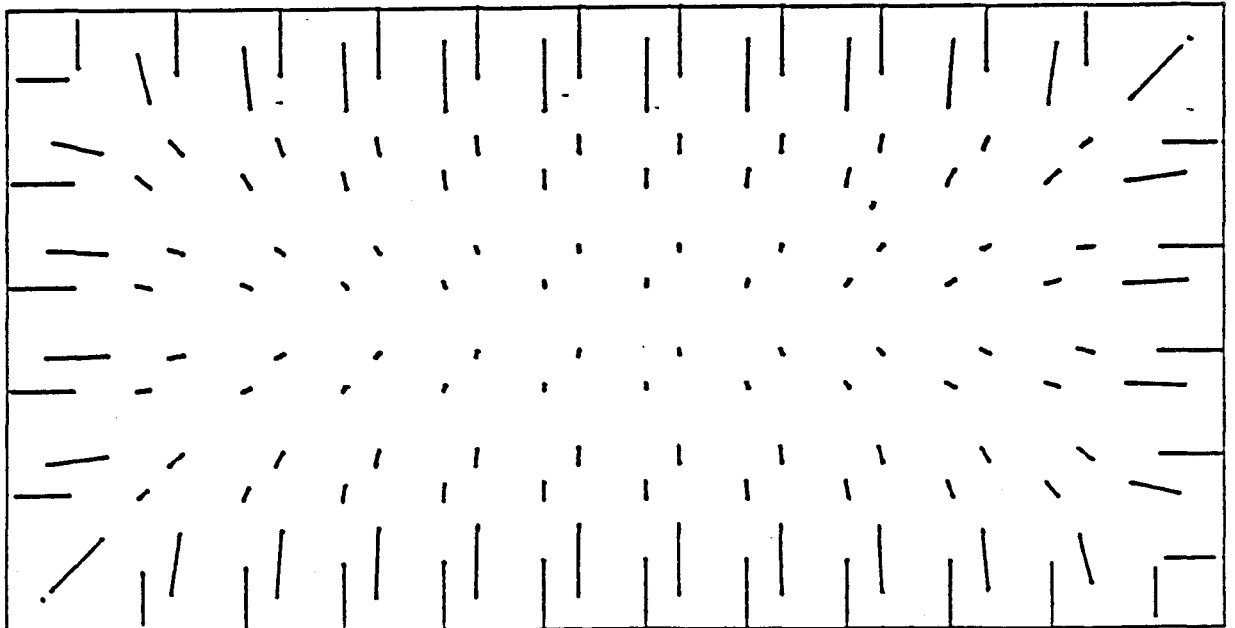
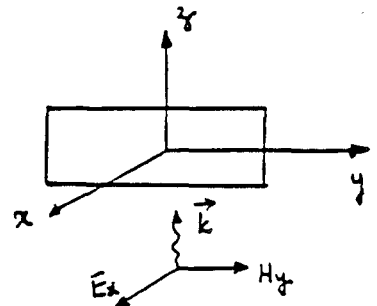


Figure II.12

ouverture rectangulaire de 5 cm par 2.5 cm. Nous résumons dans le tableau ci-après les valeurs des polarisabilités de l'ouverture pour différentes incidences.

Champ incident	Incidence normale		Incidence rasante	
	$\theta=0 ; \phi=0$ $H_{\theta}=0 ; H_{\phi}=1/2$	$\theta=0 ; \phi=90$ $H_{\theta}=0 ; H_{\phi}=1/2$	$\theta=90 ; \phi=0$ $H_{\theta}=0 ; H_{\phi}=1/2$	$\theta=90 ; \phi=90$ $H_{\theta}=0 ; H_{\phi}=1/2$
Champ de court-circuit	$H_{ccy} = 0$ $H_{ccz} = 1 \text{ A/m}$ $E_{ccx} = 0$	$H_{ccy} = 1 \text{ A/m}$ $H_{ccz} = 0$ $E_{ccx} = 0$	$H_{ccy} = 0$ $H_{ccz} = 1 \text{ A/m}$ $E_{ccx} = 377 \text{ V/m}$	$H_{ccy} = 1 \text{ A/m}$ $H_{ccz} = 0$ $E_{ccx} = 377 \text{ V/m}$
$\alpha_m$	0	$3.637 \cdot 10^{-5}$	0	$3.637 \cdot 10^{-5}$
$\alpha_{mz}$	$1.281 \cdot 10^{-5}$	0	$1.2805 \cdot 10^{-5}$	0
$\alpha_{ex}$	0	0	$8.034 \cdot 10^{-6}$	$8.033 \cdot 10^{-6}$

D'où les valeurs des polarisabilités électrique et magnétique du rectangle

$$\alpha_{my} = 3.637 \cdot 10^{-5} ; \quad \alpha_{mz} = 1.281 \cdot 10^{-5} ; \quad \alpha_{ex} = 8.034 \cdot 10^{-6}$$

Nous avons aussi représenté les cartes de champ électrique dans le plan de l'ouverture pour une incidence normale (Fig. II-11) et pour une incidence rasante (Fig. II-12). Comme dans l'exemple de l'ouverture carrée, nous constatons un bon accord entre nos résultats et ceux fournis dans la littérature [31][32] tant au niveau des valeurs des polarisabilités qu'au niveau de la distribution du champ électrique tangentiel dans l'ouverture. Le code numérique, validé par les deux exemples ci-dessus, peut donc être utilisé pour calculer le champ diffracté par une ouverture située sur le grand côté d'un guide d'ondes. Cet aspect du problème est abordé dans le paragraphe qui suit.

#### II.4 - APPLICATION A UNE OUVERTURE SITUEE SUR LE GRAND COTE DU GUIDE

Nous allons, dans ce paragraphe, calculer les polarisabilités de l'ouverture et le champ rayonné par celle-ci par la méthode "exacte" à l'aide du code de calcul et comparer ces résultats à ceux obtenus par la

théorie des dipôles équivalents. Nous supposons que l'ouverture est située sur le grand côté du guide d'ondes, avec son grand axe perpendiculaire à l'axe du guide. Figure II-13. Pour simplifier le problème, nous supposons que les fonctions de Green dans l'air et dans le guide sont identiques et que l'influence des parois latérales et inférieure du guide est négligeable.

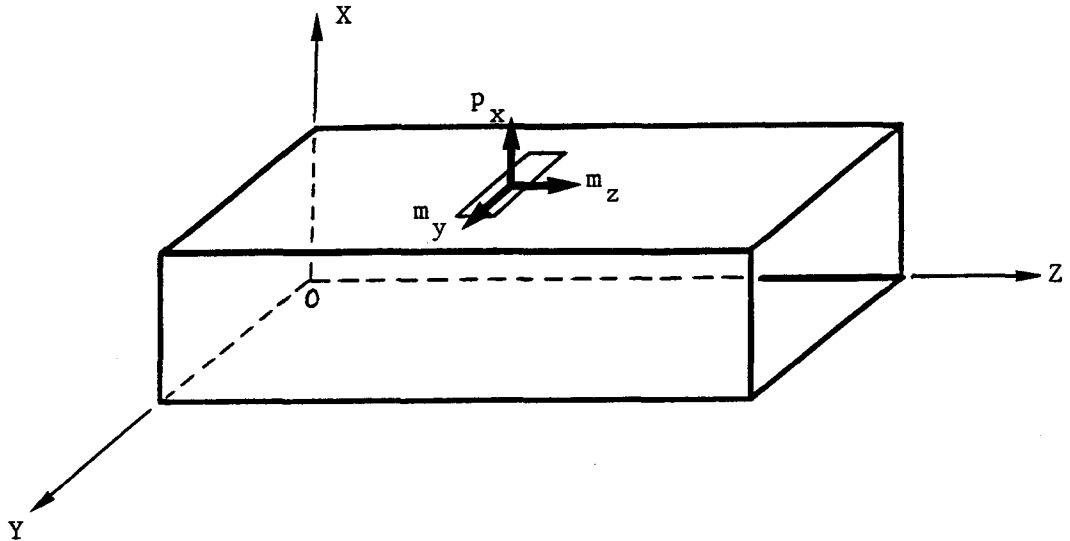


Figure (II-13)

#### II.4.1 - Polarisabilités de l'ouverture

Les dimensions des ouvertures transversales ont été fixées à priori à 15 mm par 3 mm dans le premier chapitre. Il est cependant intéressant de connaître l'évolution des polarisabilités de ces fentes en fonction de leur longueur ou de leur largeur. Nous avons donc tracé dans un premier temps, la variation des polarisabilités d'une fente de 3 mm de large en fonction de la longueur. Cette variation est indiquée sur la planche (PL-II-1a) où nous notons que la polarisabilité magnétique  $\alpha_{mz}$  varie très fortement lorsque nous augmentons la longueur de la fente mais que, dans le même temps, les valeurs de  $\alpha_{my}$  et  $\alpha_{ex}$  varient assez lentement. Cela indique que le champ diffracté par l'ouverture va croître rapidement dès que l'on augmente la longueur de celle-ci et que par conséquent l'atténuation de l'onde guidée deviendra plus importante. Dans le cas pratique envisagé, les calculs théoriques et les expérimentations ont montré qu'une longueur de fente de 15 mm est suffisante pour assurer un signal d'amplitude suffisante au niveau du récepteur.

$L_y = 3 \text{ mm}$

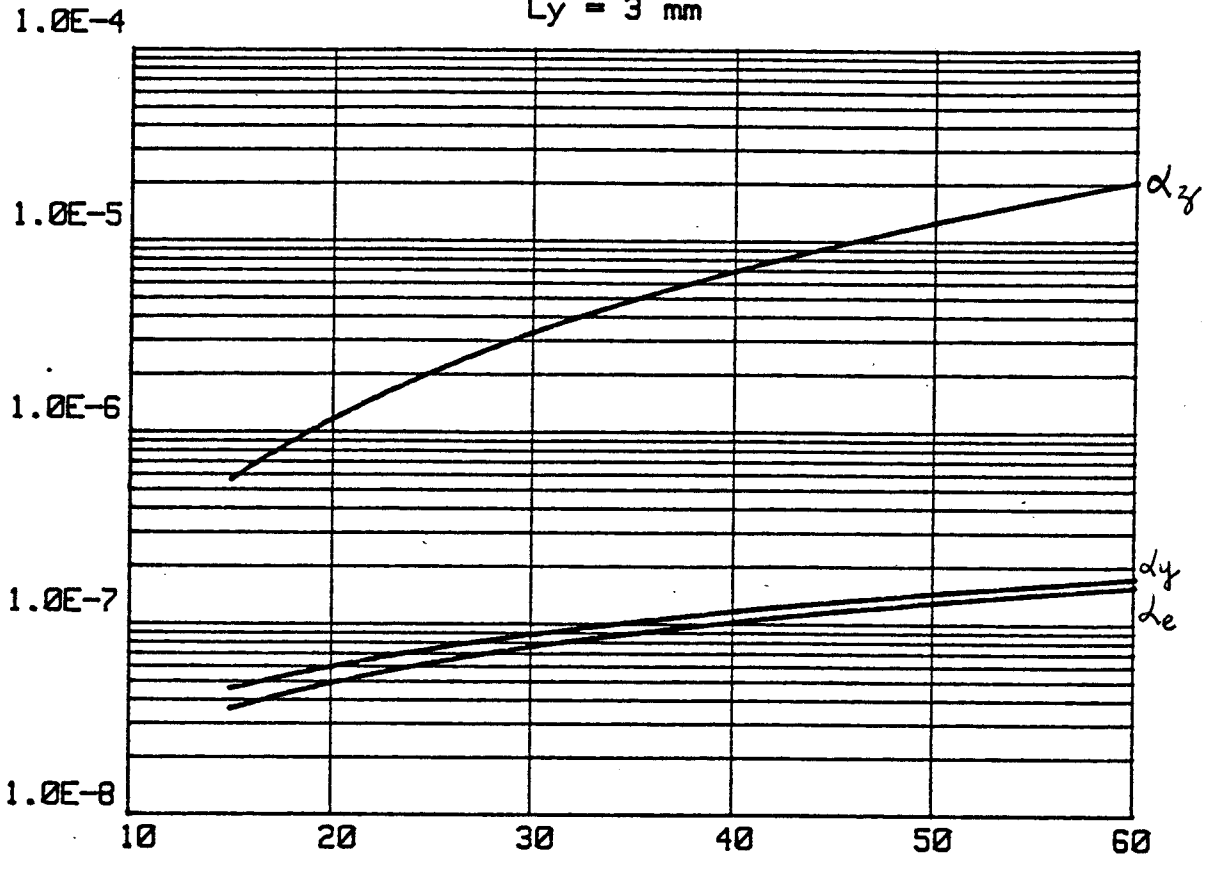


PLANCHE (PL-II.1a)

$L_z = 15 \text{ mm}$

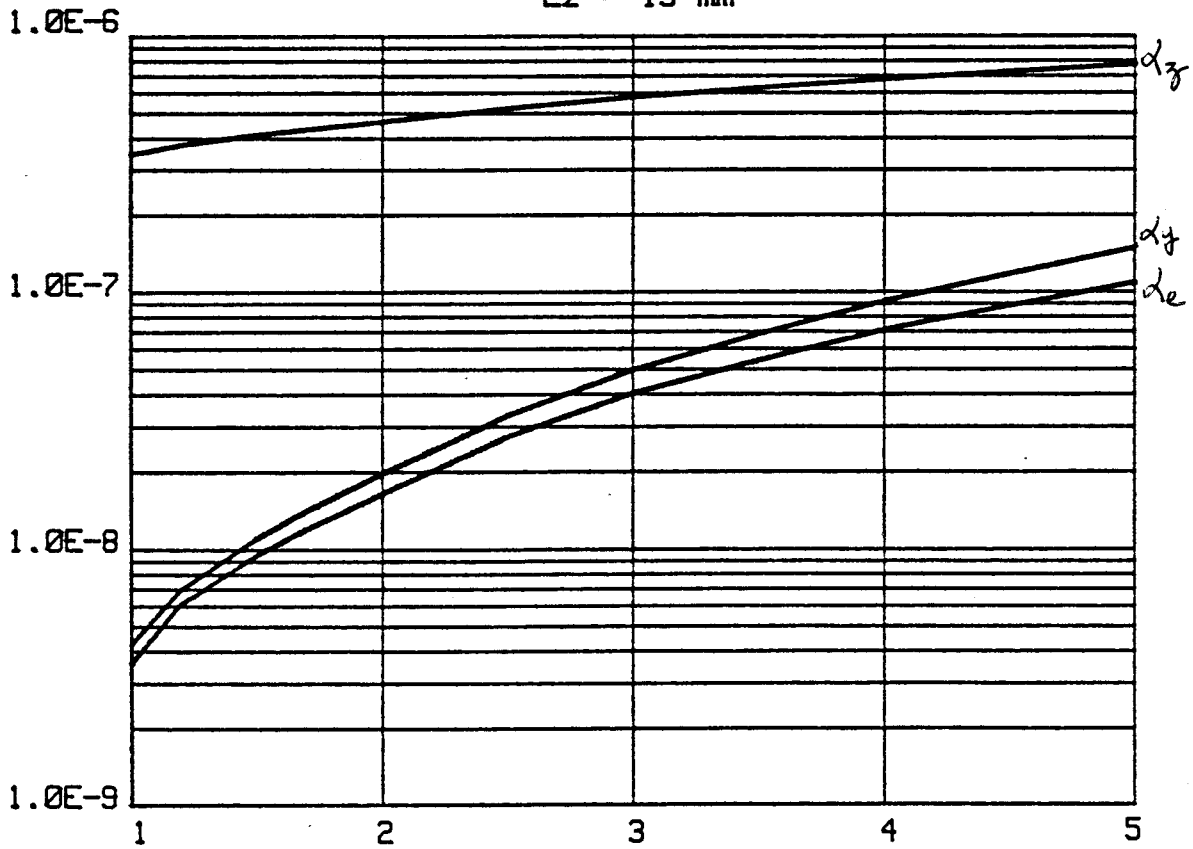


PLANCHE (PL-II.1b)

Nous avons ensuite tracé sur la planche (PL-II-1b) l'évolution des polarisabilités d'une fente de 15 mm de long en fonction de sa largeur. On constate dans ce cas que  $\alpha_{mz}$  ne varie pas dans des proportions importantes et que  $\alpha_{my}$  et  $\alpha_{ex}$ , même si elles augmentent assez rapidement, restent très inférieures à  $\alpha_{mz}$ . Comme il est exclu de percer des ouvertures de largeur inférieure à 3 mm pour des raisons mécaniques évidentes, nous retiendrons les dimensions de 15 mm par 3 mm pour les fentes transversales. Les valeurs de  $\alpha_{my}$ ,  $\alpha_{mz}$  et de  $\alpha_{ex}$  pour de telles fentes sont égales à

$$\alpha_{my} = 5.004 \cdot 10^{-8} \quad ; \quad \alpha_{mz} = 5.809 \cdot 10^{-7} \quad ; \quad \alpha_{ex} = 4.072 \cdot 10^{-8}$$

Les valeurs calculées par le modèle numérique sont à comparer à celles obtenues à l'aide des formules analytiques d'une ouverture elliptique, géométrie qui avait été retenue pour approximer la fente rectangulaire. Nous rappelons que les polarisabilités électrique et magnétique d'une ellipse dont le grand et le petit axe sont respectivement égaux à 15 mm et 3 mm sont (cf. chapitre I équations (I-25)-(I-27)) :

$$\alpha_{my} = 3.648 \cdot 10^{-8} \quad ; \quad \alpha_{mz} = 4.316 \cdot 10^{-7} \quad ; \quad \alpha_{ex} = 3.364 \cdot 10^{-8}$$

Nous remarquons que ces valeurs sont inférieures aux valeurs exactes données plus haut. Ce résultat n'est cependant pas surprenant si on se souvient que la forme elliptique retenue présente une surface inférieure à celle de la fente rectangulaire réelle (voir la Fig. (I.10), Chapitre I). Si on envisage une ellipse de même surface que celle de la fente, on obtient les valeurs suivantes :  $\alpha_{my} = 5.132 \cdot 10^{-8}$  et  $\alpha_{mz} = 5.732 \cdot 10^{-7}$ . On remarque le bon accord avec les valeurs calculées de façon exacte. Comme nous l'avons fait remarquer à la fin du chapitre I, ceci n'affectera que l'amplitude du champ diffracté qui sera alors plus faible que le champ exact.

#### **I.4.2 - Champ rayonné par l'ouverture transversale**

Lorsque la distribution des courants magnétiques  $J_m$  dans le plan de l'ouverture est connue, le champ diffracté par l'ouverture du côté dépourvu de sources, donc en espace libre, se calcule à partir de la relation suivante

$$E(r) = -\frac{1}{\epsilon} \operatorname{rot} A_m(r) \quad (\text{II-48})$$

$$\text{avec } A_m(r) = \frac{\epsilon}{4\pi} \int_S J_m(r') G(r, r') ds$$

$$\text{où } J_m(r') = J_{my} y + J_{mz}(r') z$$

$$\text{et } G(r, r') = \frac{e^{-jk|r-r'|}}{|r-r'|} \quad \text{la fonction de Green en espace libre}$$

Dans ces formules

$r$  désigne le point où on calcule le champ

et  $r'$  un point courant sur la surface  $S$  de l'ouverture.

La surface  $S$  est découpée, en appliquant la méthode des moments, en  $N$  triangles de surface  $\Delta S_i$  chacun et les composantes  $J_{my}(r')$  et  $J_{mz}(r')$  du courant magnétique sont calculées au centre de gravité  $r'_{ci}(y'_{ci}, z'_{ci})$  de chaque triangle. Les composantes du champ diffracté par l'ouverture en espace libre sont alors données par les expressions suivantes :

$$E_x(r) = \frac{1}{4\pi} \sum_{i=1}^N [(y-y'_{ci})J_{mz}(r'_{ci}) - (z-z'_{ci})J_{my}(r'_{ci})] (1+jkR) \frac{e^{-jkR}}{R^3} \Delta S_i$$

$$E_y(r') = \frac{1}{4\pi} \sum_{i=1}^N x J_{mz}(r'_{ci}) (1+jkR) \frac{e^{-jkR}}{R^3} \Delta S_i \quad (\text{II-49})$$

$$E_z(r) = \frac{1}{4\pi} \sum_{i=1}^N x J_{my}(r'_{ci}) (1+jkR) \frac{e^{-jkR}}{R^3} \Delta S_i$$

$$\text{avec } R^2 = x^2 + (y-y'_{ci})^2 + (z-z'_{ci})^2$$

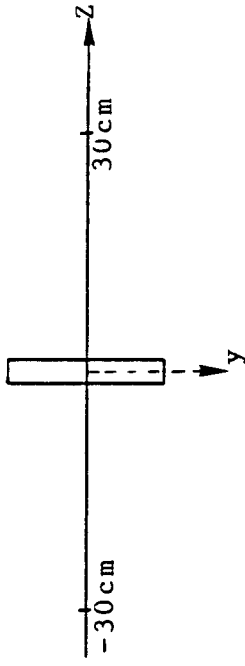
Nous avons tracé sur la planche (PL-II-2a) le champ  $E_z$  rayonné par la distribution des courants magnétiques (un trait plein) et par un seul dipôle magnétique équivalent  $M_y$  (en pointillé). nous avons aussi représenté la phase de  $E_z$  pour ces deux cas sur la planche (PL-II-2b). Les courbes ont été tracées pour une fréquence de 2.5 GHz, à une hauteur de 15 cm au-dessus du guide, avec une variation du point d'observation sur un axe parallèle à l'axe OZ. Nous constatons que la seule différence notable qui existe entre les deux courbes se situe au niveau de l'amplitude du champ rayonné. Celle-ci est en effet plus élevée dans le cas où le champ est calculé à partir de la distribution des courants magnétiques. Ce résultat s'explique d'une part, par le fait que la géométrie elliptique retenue pour approximer la fente rectangulaire présente une surface inférieure à celle de la fente réelle (voir le paragraphe précédent) et d'autre part, par le fait que le calcul de la distribution des courants magnétiques sur la surface tient compte des variations du champ d'excitation associées à la carte du champ électromagnétique à l'intérieur du guide d'ondes. Nous rappelons que le champ incident considéré est une onde  $TE_{01}$  qui varie de façon sinusoïdale sur la surface de l'ouverture (la forme mathématique de cette onde est donnée par les équations (I-1)-(I-3) du chap. I). Lorsqu'on utilise le formalisme des dipôles équivalents pour calculer le champ diffracté, on ne tient pas compte des variations du champ incident et on suppose que celui-ci est uniforme sur toute la surface et égal à sa valeur au centre de l'ouverture. La phase du champ rayonné est quasiment identique dans les deux cas, sauf lorsque le point de réception se situe au-dessus de l'ouverture, auquel cas on note une légère différence entre les phases.

Si le champ diffracté, calculé à partir des dipôles équivalents, est symétrique par rapport au centre de l'ouverture, ce qui est tout à fait prévisible, on note sur la planche (PL-II-2a) une dissymétrie du champ exact. Celui-ci est en effet plus élevé à gauche de l'ouverture. Pour comprendre ce comportement, nous avons représenté sur la planche (PL-II-3a) la cartographie de  $J_{my}$ , la composante du courant magnétique qui contribue au champ  $E_z$  (voir l'équation II-49). Cette cartographie montre que la distribution de  $J_{my}$  est symétrique par rapport au grand

Fente transversale 15mm x 3mm

F=2.5GHz

h=15 cm



CHAMP  $E_z$

trait plein : calcul exact  
pointillé : théorie des dipôles

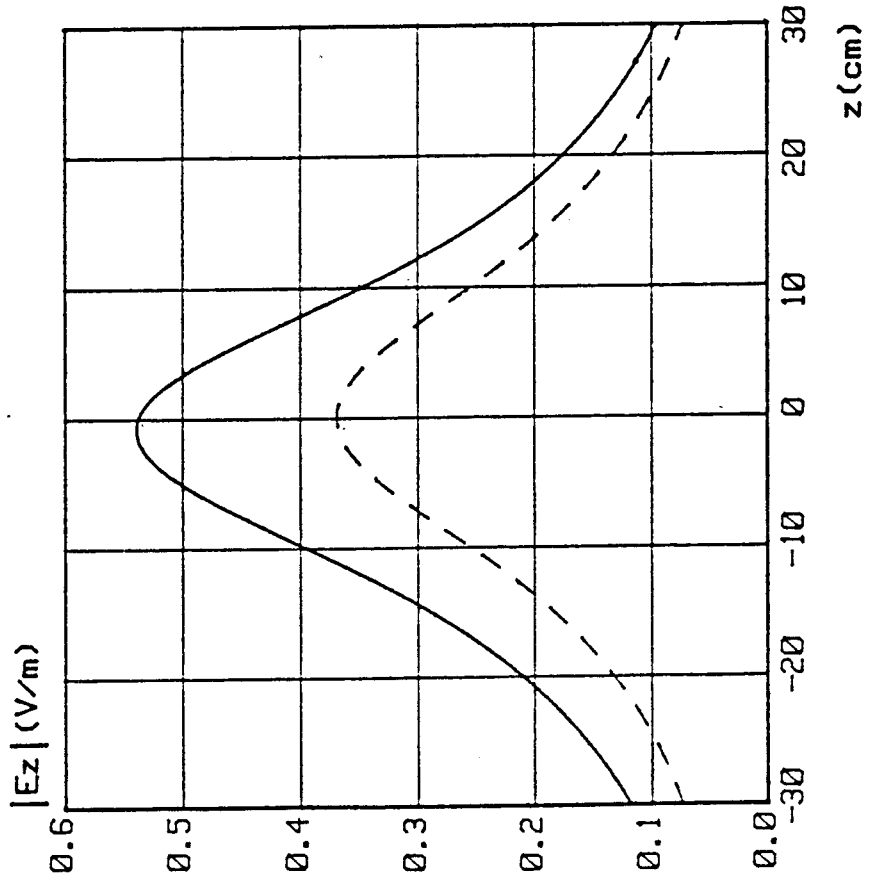


PLANCHE (PL-II.2a)

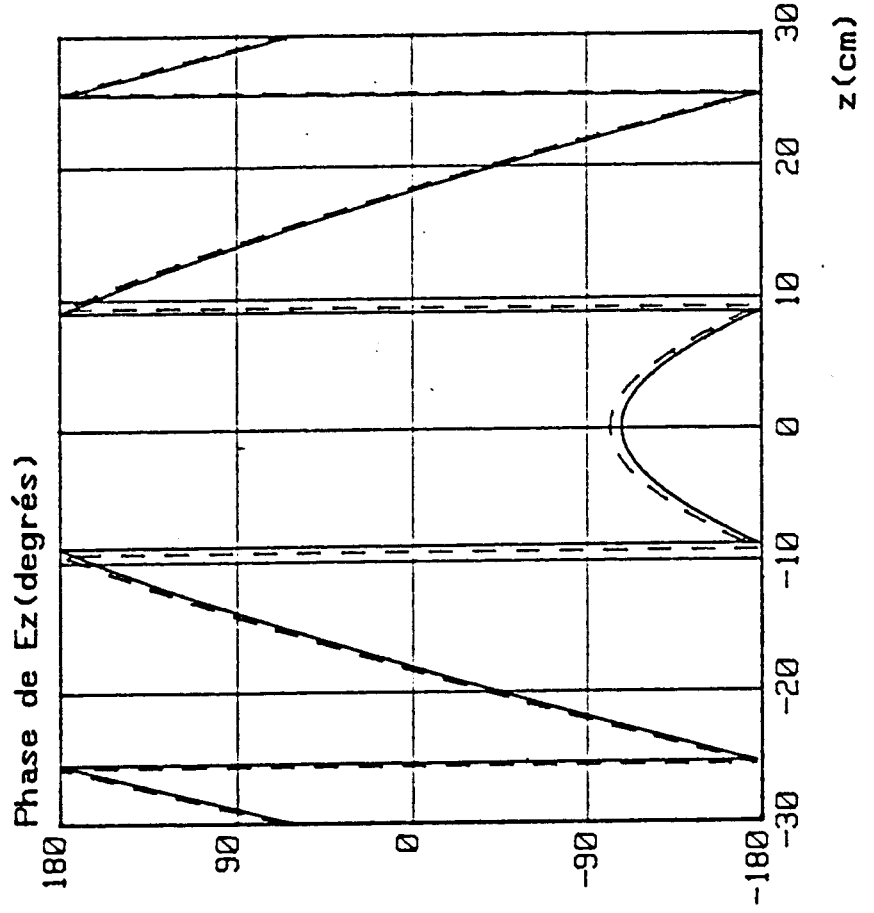


PLANCHE (PL-II.2b)



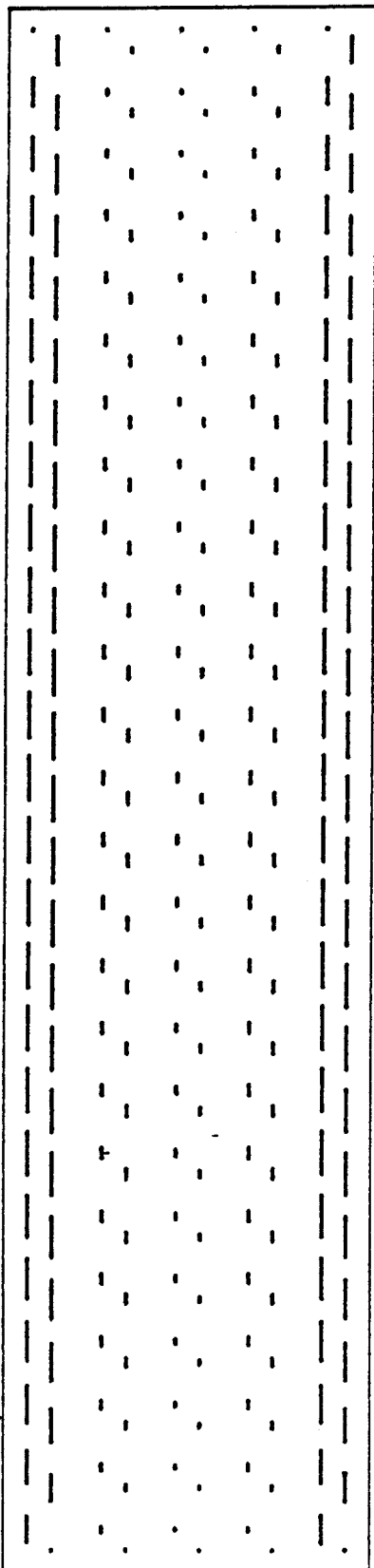


PLANCHE (PL-II.3a)

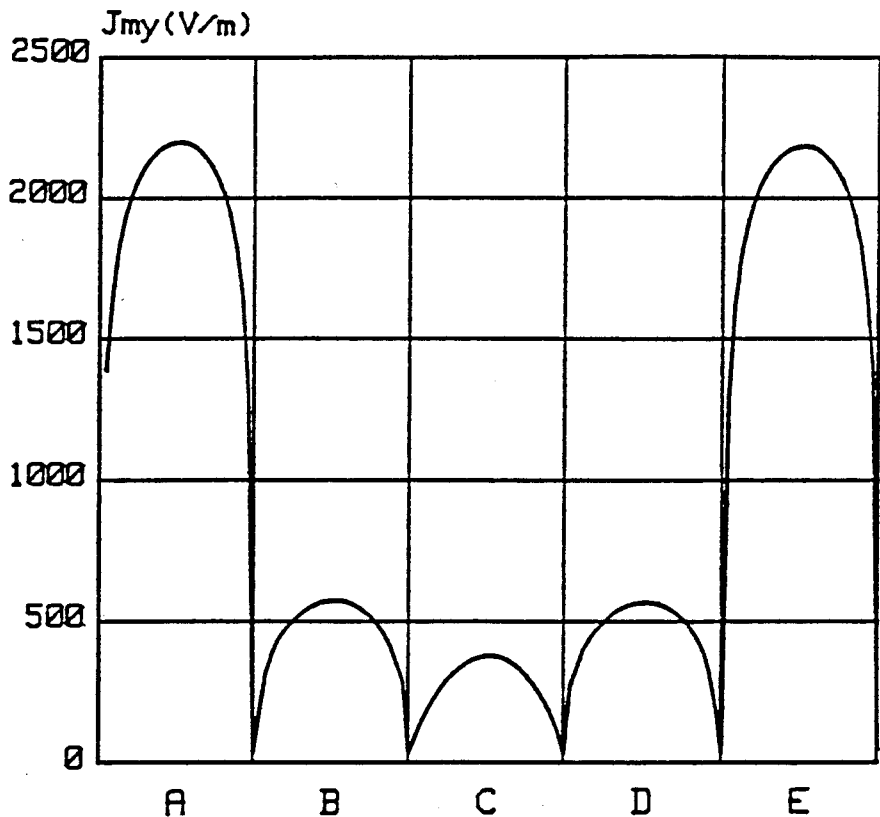


PLANCHE (PL-II.3b)

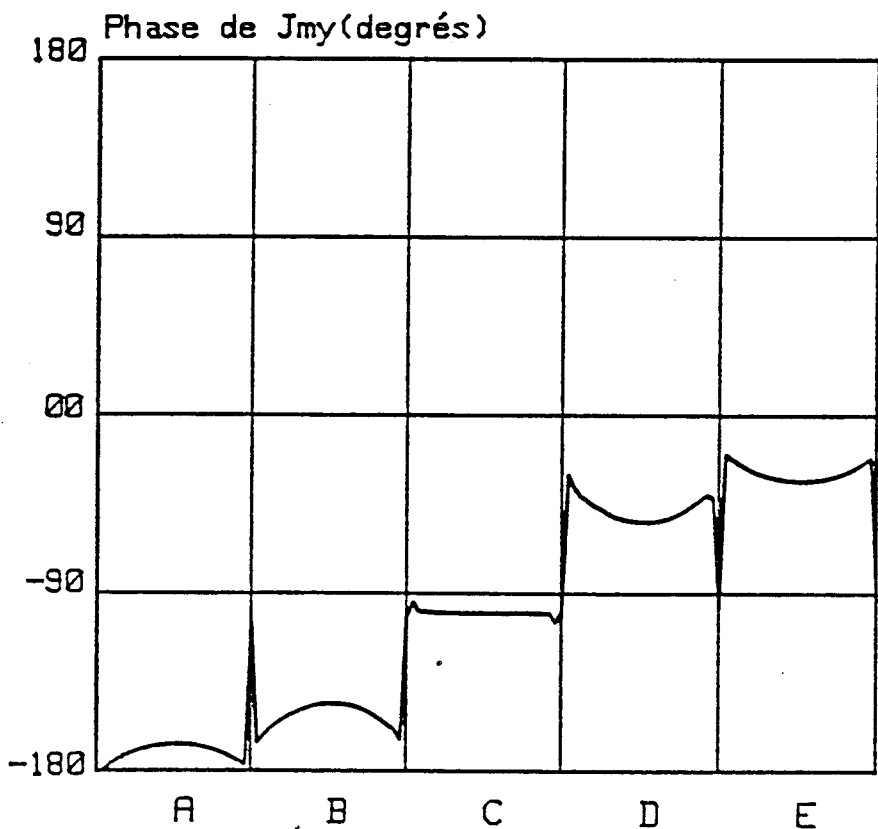


PLANCHE (PL-II.3c)

axe de l'ouverture, mais ne donne toutefois pas d'indication sur la phase du courant. Nous avons donc tracé sur les planches (PL-II-3b) et (PL-II-3c) les variations de l'amplitude et de la phase de  $J_{my}$  sur la longueur de chaque tranche A-E résultant du découpage de la surface de l'ouverture. Ce découpage est indiqué sur la Figure (II-14).

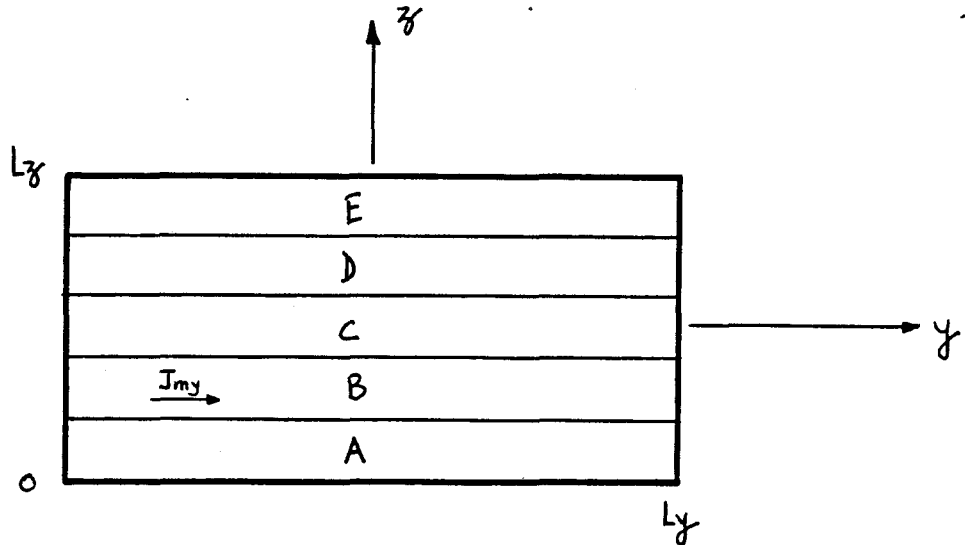
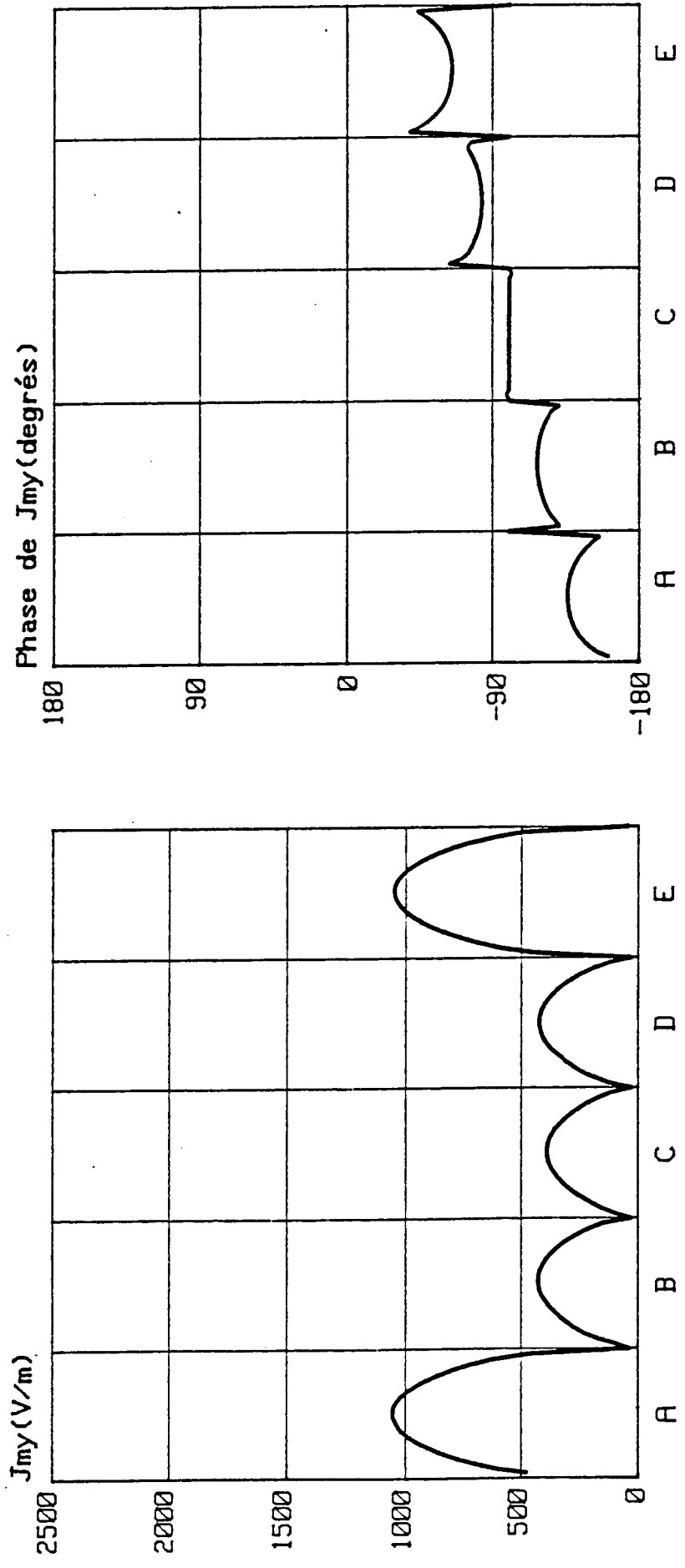
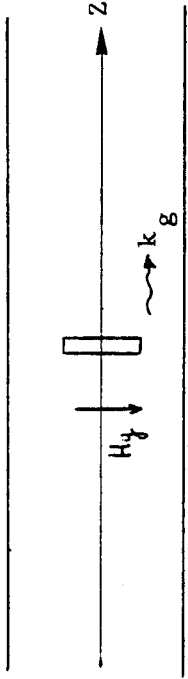


Figure (II-14)

Nous retrouvons sur la planche (PL-II-3b) la distribution symétrique du module de  $J_{my}$  mais on constate sur la planche (PL-II-3c) que les phases des éléments de  $J_{my}$  ne sont pas symétriques par rapport au grand axe de l'ouverture. Cette non-symétrie des phases de  $J_{my}$  va donc, lors du calcul du champ rayonné, introduire des différences de phases qui résulteront en un champ  $E_z$  légèrement dissymétrique.

La composante  $H_z$  du champ incident, même si elle faible, et le facteur de phase  $e^{-jk_g z}$  intervenant dans les expressions de  $H_y$  et de  $H_z$  (équations (I-1)-(I-3), chapitre I) sont à l'origine de la dissymétrie de phase du courant magnétique  $J_{my}$ . Nous représentons sur la planche (PL-II-4) le courant  $J_{my}$  dû à la composante  $H_y$  uniquement ( $H_z=0$ ). On constate que  $J_{my}$  suit une variation similaire au courant créé par  $H_y+H_z$ , planche (PL-II-3), mais est nettement plus faible en amplitude sur les bords de l'ouverture (tranches A et E). De plus le décalage de phase entre les différentes tranches est moins prononcé dans ce cas.

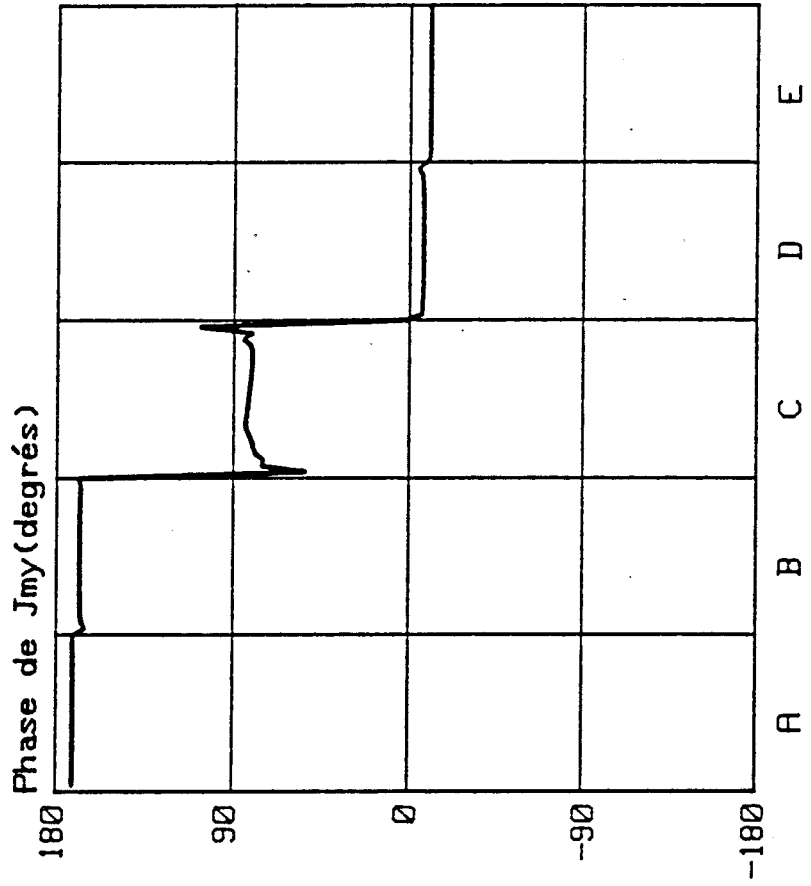
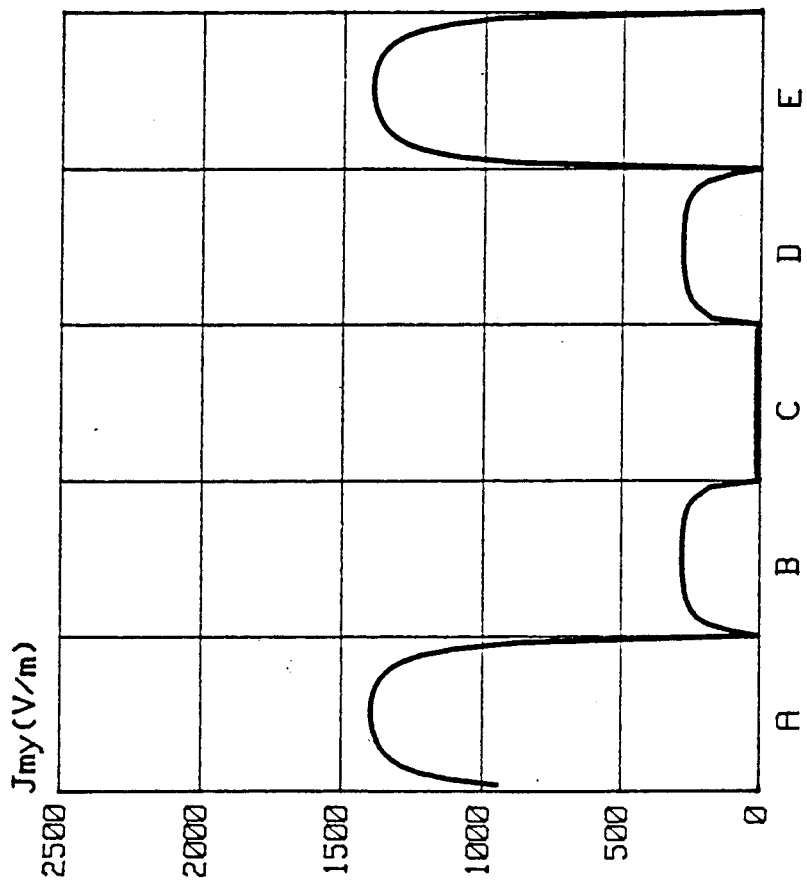
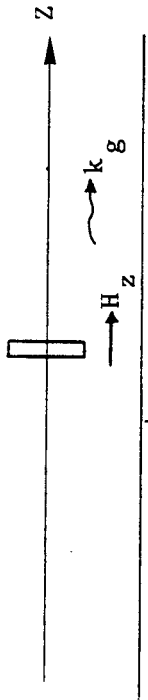
Courant  $J_{my}$  en présence d'une seule composante  $H_y$  ( $H_z = 0$ )  
Excitation par le guide avec  $k_g$  réel  
 $F = 2.5\text{GHz}$



Courant  $J_{my}$  en présence d'une seule composante  $H_z$  ( $H_y = 0$ )

Excitation par le guide avec  $k_g$  réel

$F = 2.5\text{GHz}$



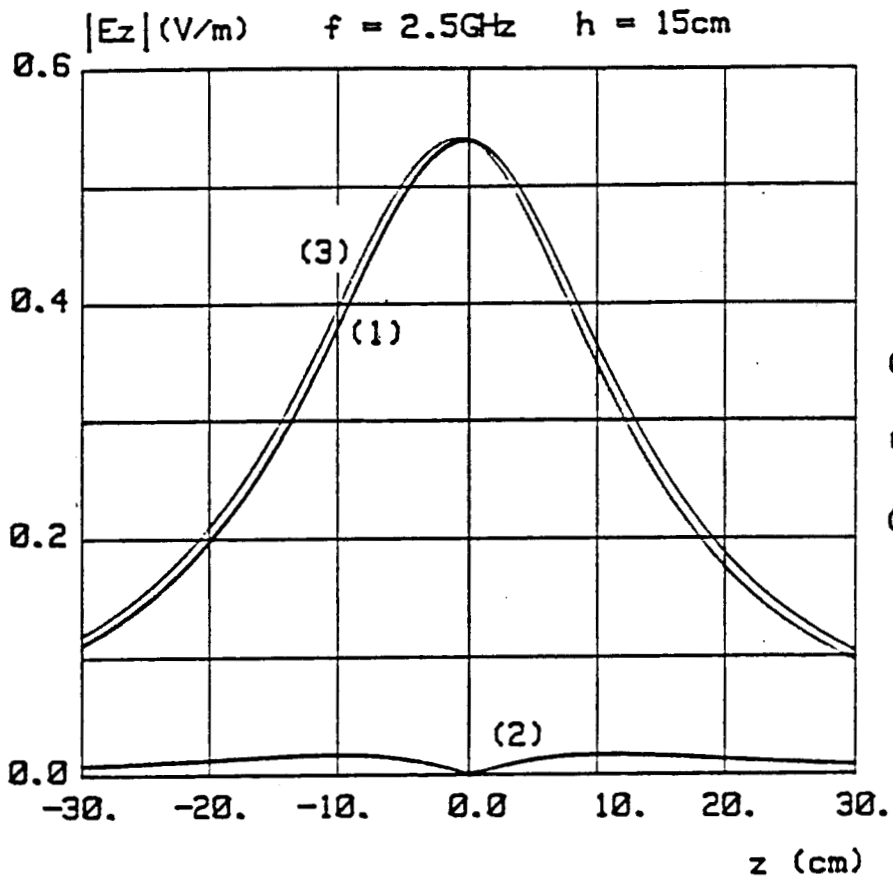


PLANCHE (PL-II.6)

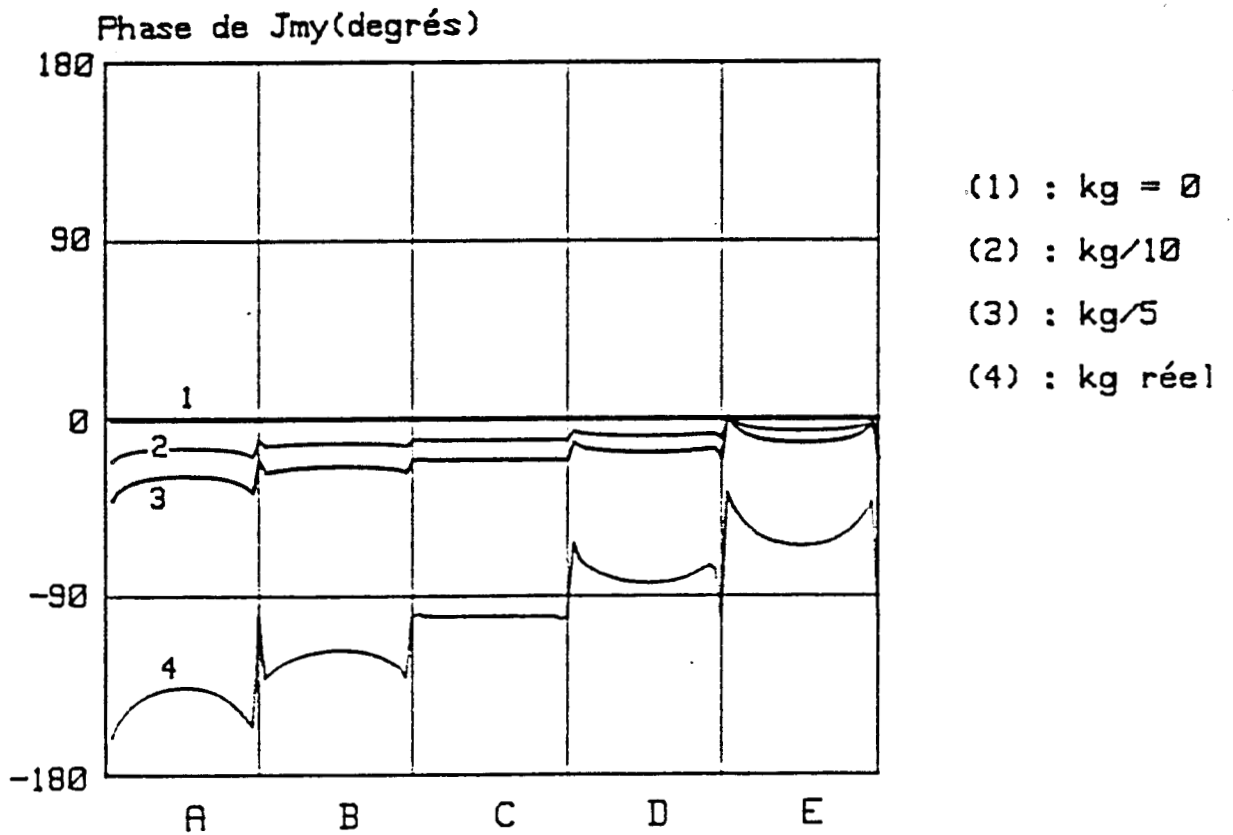


PLANCHE (PL-II.7)

Le courant créé par la composante  $H_z$  seule ( $H_y=0$ ) est représenté sur la planche (PL-II-5). Celui-ci est symétrique par rapport au grand axe de l'ouverture, très faible au centre (sur la tranche C) et très élevé sur les bords (tranches A et E). Il faut d'ailleurs noter que le courant sur les tranches A et E est plus grand que celui créé par  $H_y$  uniquement. Cependant les courants sur les tranches A,E et B,D sont quasiment en opposition de phase, ce qui signifie que le courant créé par  $H_z$  rayonnera une composante  $E_z$  très faible. Nous avons tracé sur la planche (PL-II-6) le champ  $E_z$  rayonné par (i)  $H_y+H_z$  (ii)  $H_y$  et (iii)  $H_z$ . Le point d'observation se situe à 15 cm au-dessus de l'ouverture et varie suivant l'axe des z. On remarque en effet que l'essentiel de  $E_z$  provient du courant  $J_{my}$  créé par  $H_y$ , la contribution de  $H_z$  au champ  $E_z$  étant très faible.

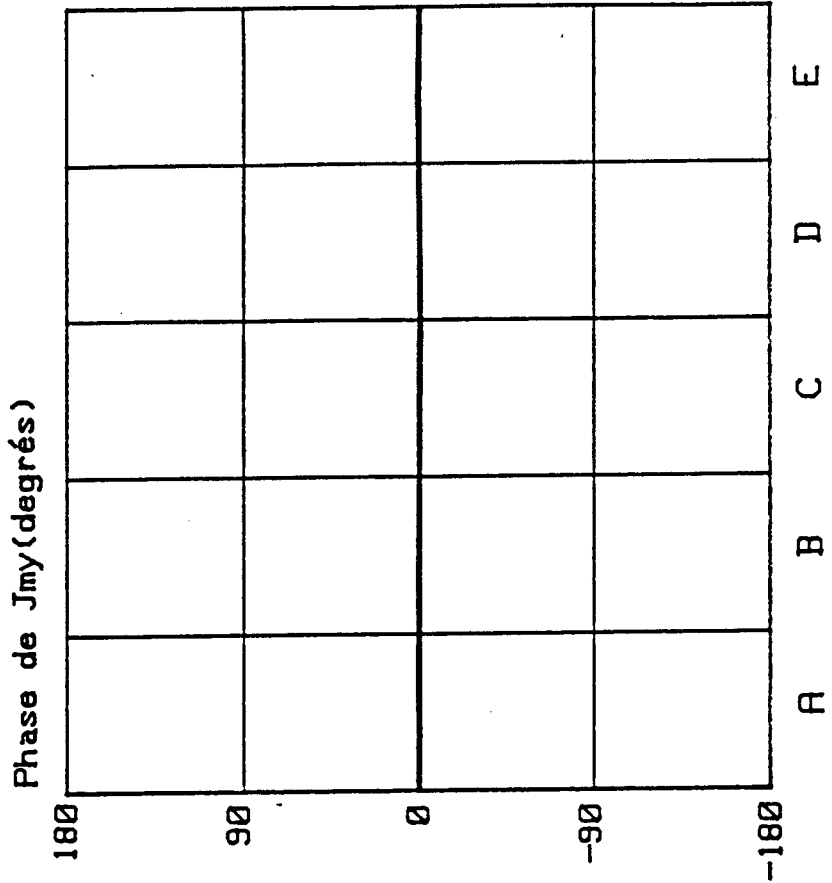
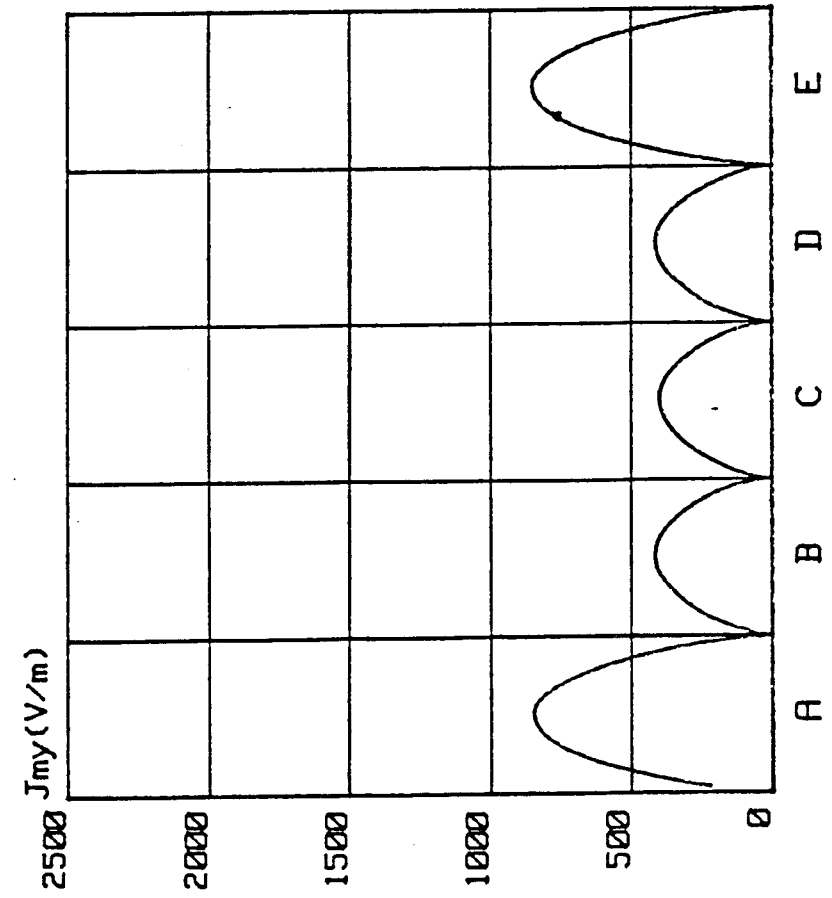
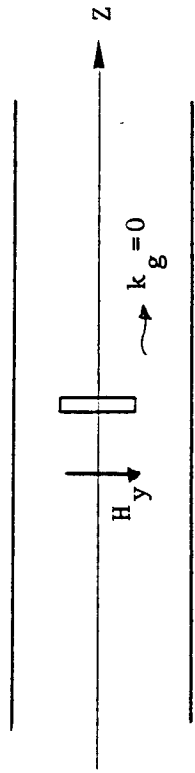
Considérons uniquement la composante  $H_y$ . A 2.5 GHz, la longueur d'onde dans le guide  $\lambda_g = 217$  mm, valeur très supérieure à la largeur de l'ouverture (3 mm). Cependant même si le rapport  $\lambda_g$  - largeur de l'ouverture est grand, le facteur de phase  $e^{-jk_g z}$  introduira des décalages de phase notés sur la planche (PL-II-4). Pour montrer l'influence de ce facteur de propagation, nous avons représenté sur la planche (PL-II-7) la phase du courant  $J_{my}$  créé par  $H_y$  uniquement pour différentes valeurs fictives de  $k_g$  notées successivement  $k_{g0}$ ,  $k_{g1}$ ,  $k_{g2}$  et  $k_{g3}$ . ((i)  $k_{g0} = k_g$  (ii)  $k_{g1} = k_g/5$  (iii)  $k_{g2} = k_g/10$  et (iv)  $k_{g3} = 0$ , ce qui correspond à un déphasage nul). On remarque que lorsque  $k_g \rightarrow 0$ , le décalage de phase entre deux tranches diminue et la phase de  $J_{my}$  tend vers une valeur limite. Pour  $k_g = 0$ , ce qui revient à éclairer normalement l'ouverture, la phase de  $J_{my}$  est identique sur toute la surface et égale à 0.

Supposons que les composantes  $H_y$  et  $H_z$  éclairent l'ouverture sous incidence normale ( $k_g = 0$ ). Nous avons indiqué sur la planche (PL-II-8) le courant  $J_{my}$  dû à  $H_y$  uniquement. L'amplitude de  $J_{my}$  est peu différente de celle du courant créé par la composante  $H_z$  réelle, planche (PL-II-4), sauf sur les bords où le courant est plus faible. La phase de  $J_{my}$  est identique sur toute la surface de l'ouverture. Le courant créé par  $H_z$

Courant  $J_{my}$  en présence d'une seule composante  $H_y$

Excitation par le guide ;  $k_g = 0$

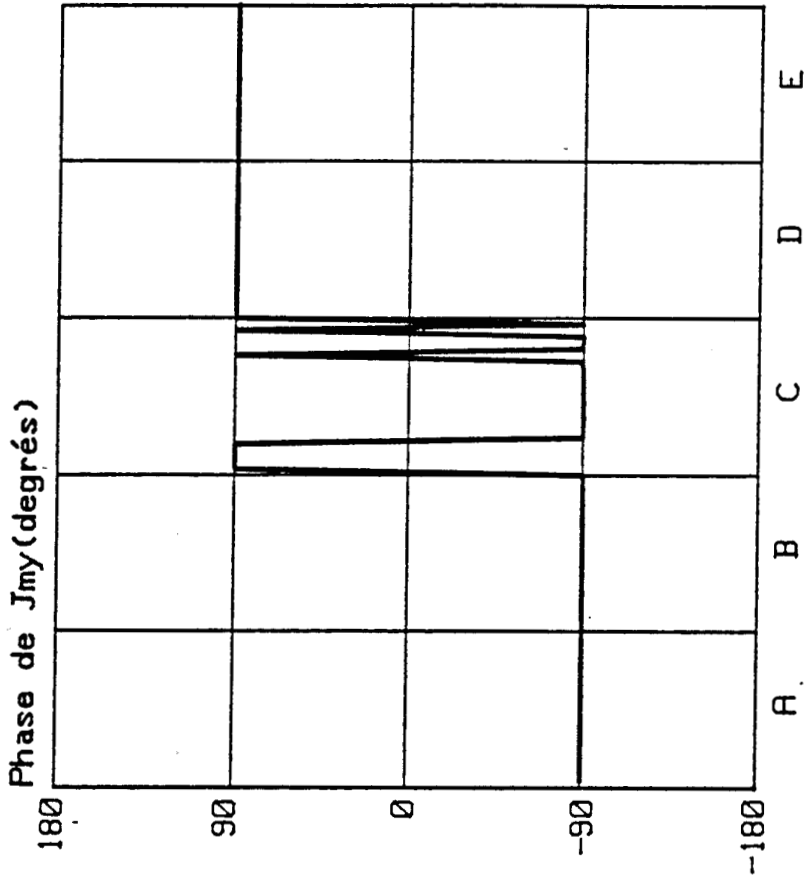
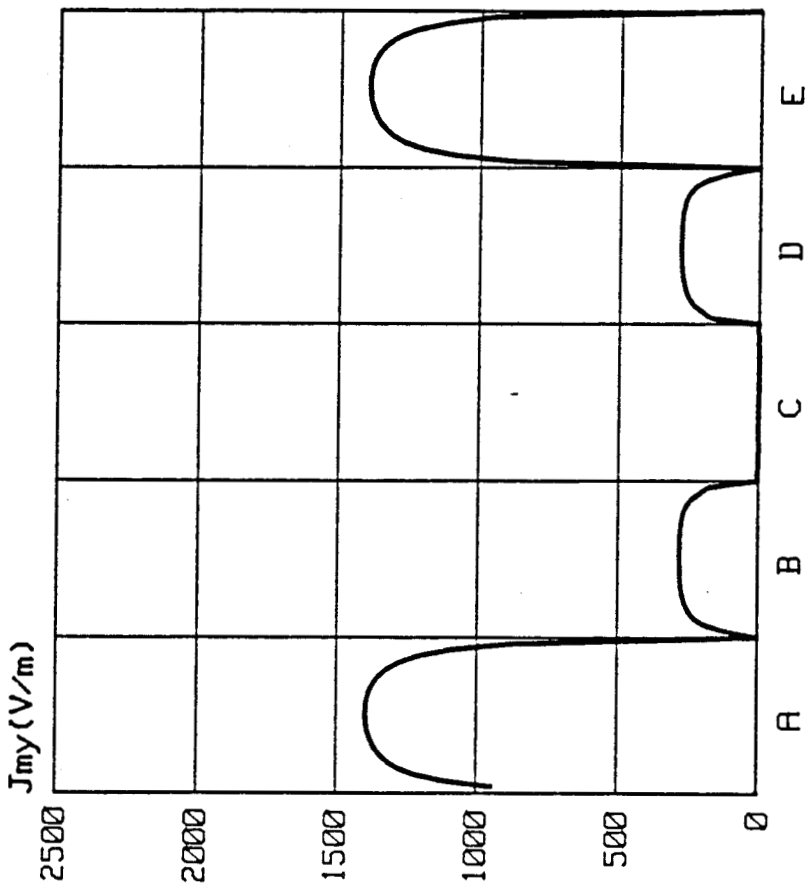
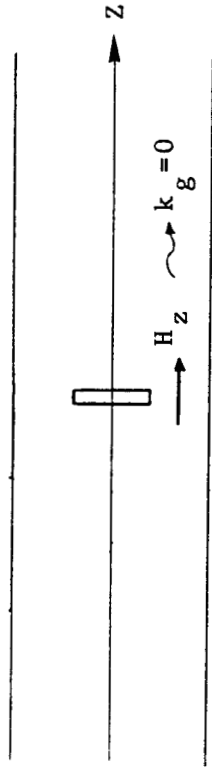
$F = 2.5\text{GHz}$



Courant  $J_{my}$  en présence d'une seule composante  $H_z$  ( $H_y = 0$ )

Excitation par le guide ;  $k_g = 0$

$F = 2.5\text{GHz}$

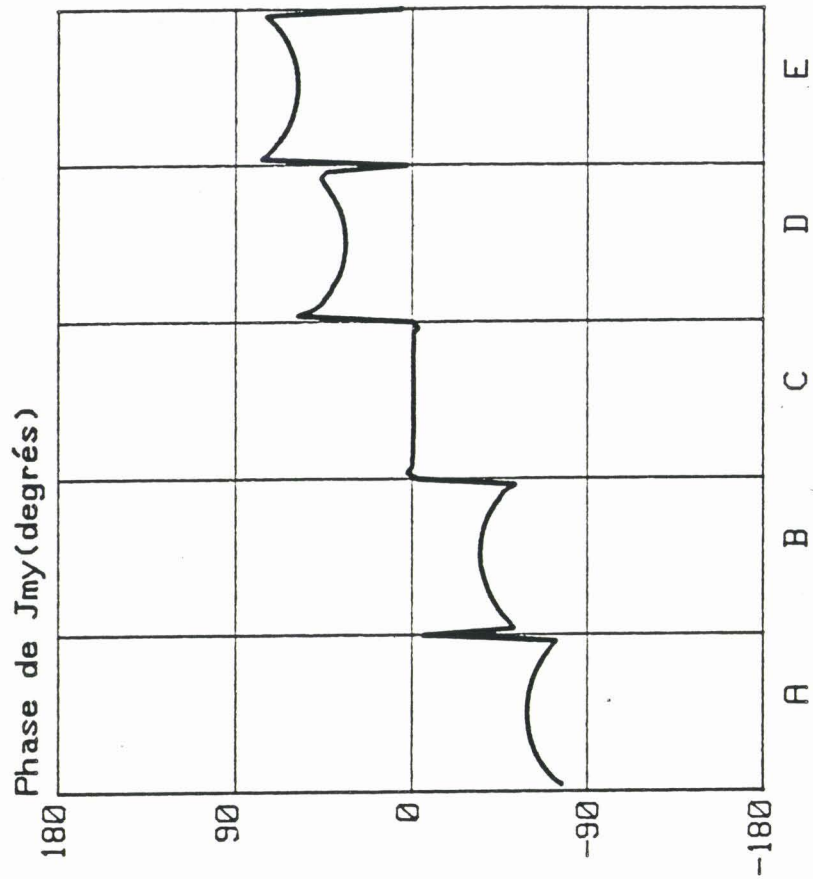
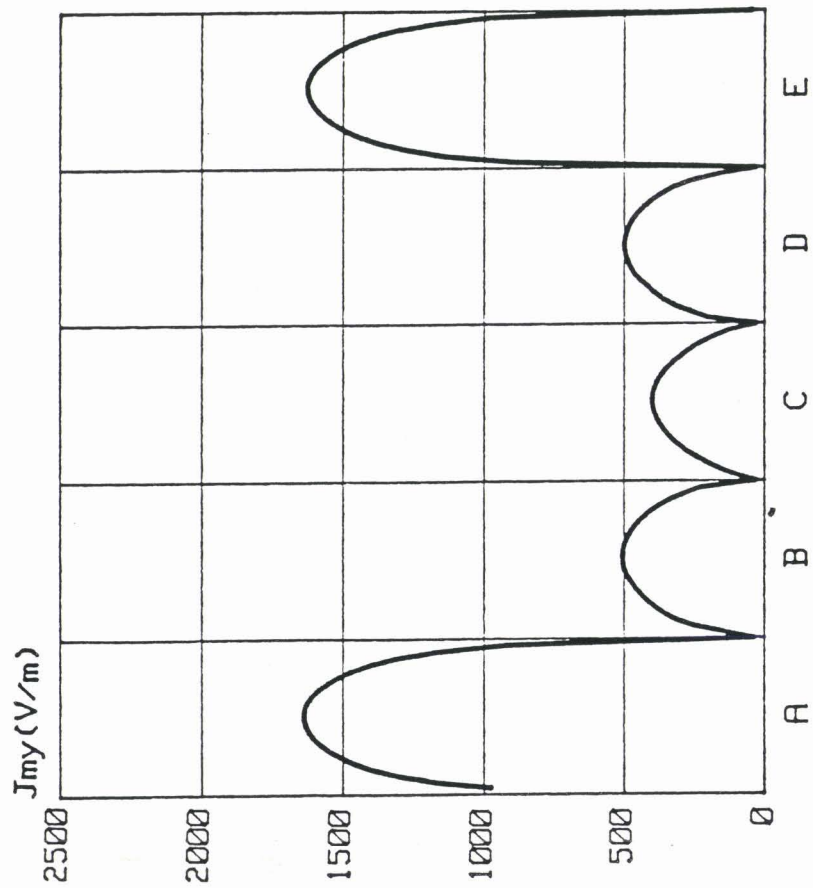
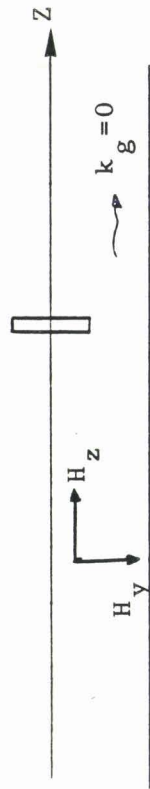




Courant  $J_{my}$  en présence des deux composantes  $H_y$  et  $H_z$

Excitation par le guide ;  $k_g = 0$

$F = 2.5\text{GHz}$



Fente transversale 15mm x 3mm

F=2.5GHz

h=15 cm

Point d'observation excentré

CHAMP  $E_z$

trait plein : calcul exact

pointillé : théorie des dipôles

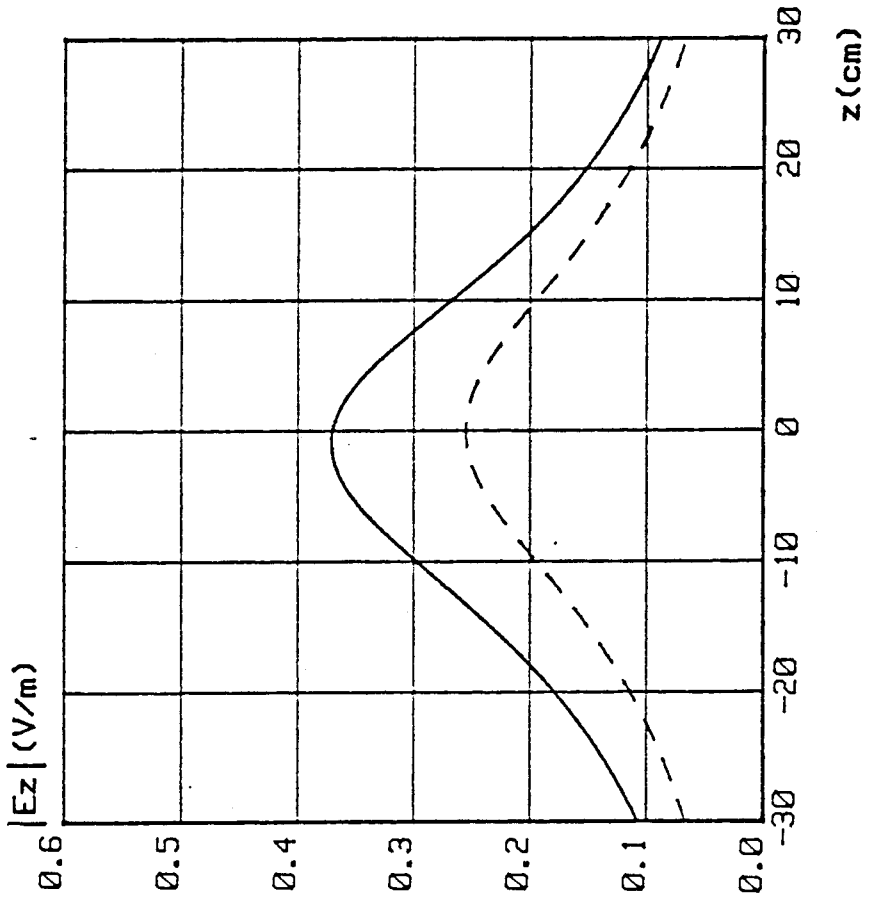
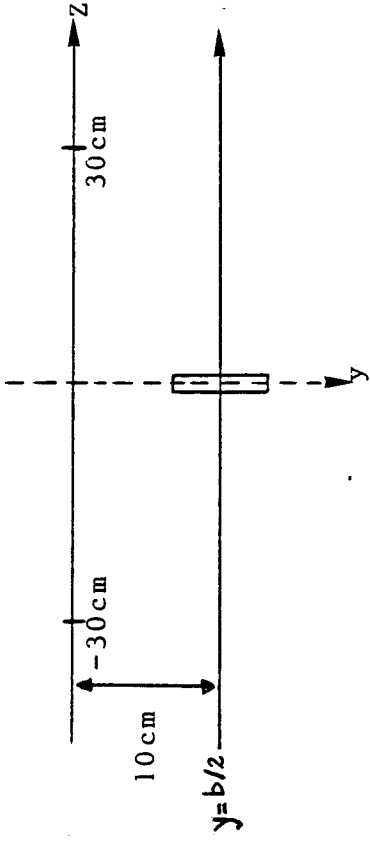


PLANCHE (PL-II.11a)

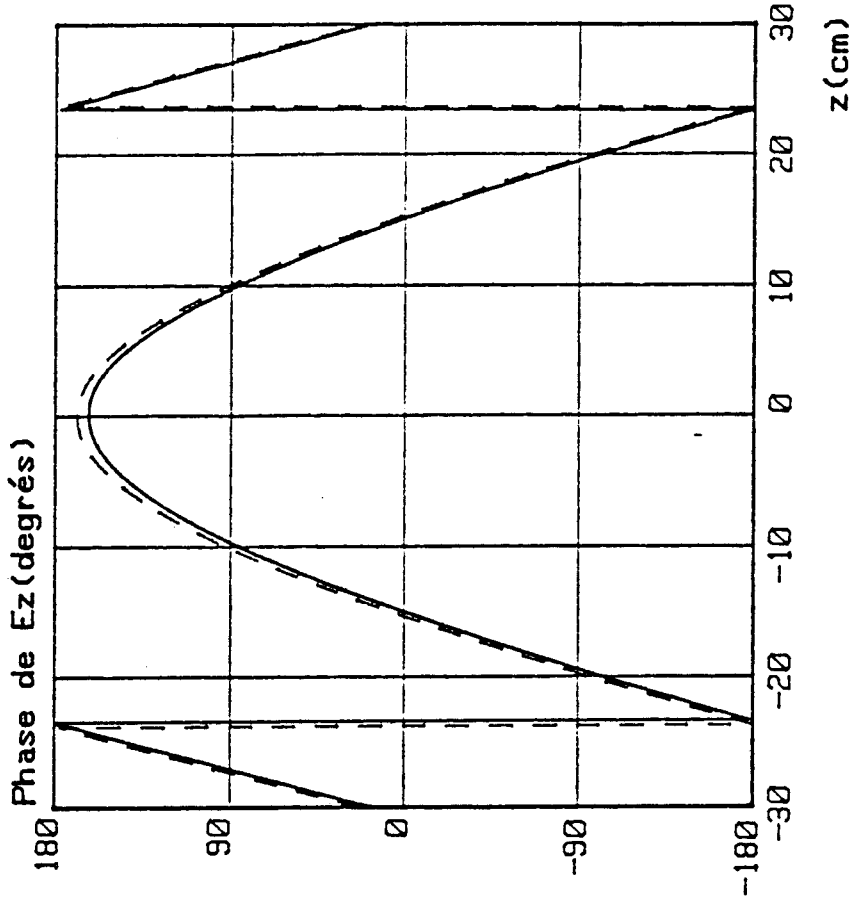


PLANCHE (PL-II.11b)

seule est représenté sur la planche (PL-II-9). Ce courant est identique, en amplitude, à celui créé par la composante  $H_z$  réelle, planche (PL-II-5). On note que les courants sur les tranches A,E et B,D sont en opposition de phase, les brusques variations de phase sur la tranche C étant liées à un problème purement numérique, le courant sur cette tranche étant quasiment nul. Lorsque les deux composantes  $H_y$  et  $H_z$  éclairent l'ouverture, planche (PL-II-10), nous retrouvons les décalages de phase d'une tranche à une autre, dûs cette fois à la présence de  $H_z$ .

Les différentes simulations montrent que  $H_z$  et le facteur de propagation introduisent les décalages de phase notés sur la planche (PL-II-3). Elles montrent aussi que même si  $H_z$  est faible vis-à-vis de  $H_y$ , elle modifie fortement la répartition du courant magnétique sur la surface de l'ouverture et en particulier sur les bords. Elle agit cependant très peu sur le champ  $E_z$  rayonné par l'ouverture.

Nous notons aussi que si le point d'observation est excentré par rapport à l'axe du guide, nous obtenons les mêmes variations du champ qui est évidemment plus faible dans ce cas. Nous indiquons sur la planche (PL-II-11) le module et la phase de  $E_z$  pour un point d'observation situé à 15 cm au-dessus du guide et excentré de 10 cm par rapport à l'axe OZ. Nous notons que le fait d'excentrer le point d'observation ne modifie pas l'allure du champ  $E_z$ .

#### **II.4.3 - Champ rayonné par une ouverture inclinée**

Nous avons vu dans le premier chapitre qu'il pouvait éventuellement exister des fentes inclinées dans l'alignement d'ouvertures situé sur le guide. Nous avons en particulier montré qu'une fente de 18 mm x 4 mm centrée et inclinée à  $45^\circ$  par rapport à l'axe du guide rayonnait le même champ  $E_z$  que la fente transversale de 15 mm x 3 mm (en appliquant la théorie des dipôles équivalents). De plus, cette fente faisait apparaître une composante  $E_y$  d'amplitude comparable à celle de  $E_z$ . La Figure II-15 montre la position de la fente inclinée sur le guide.

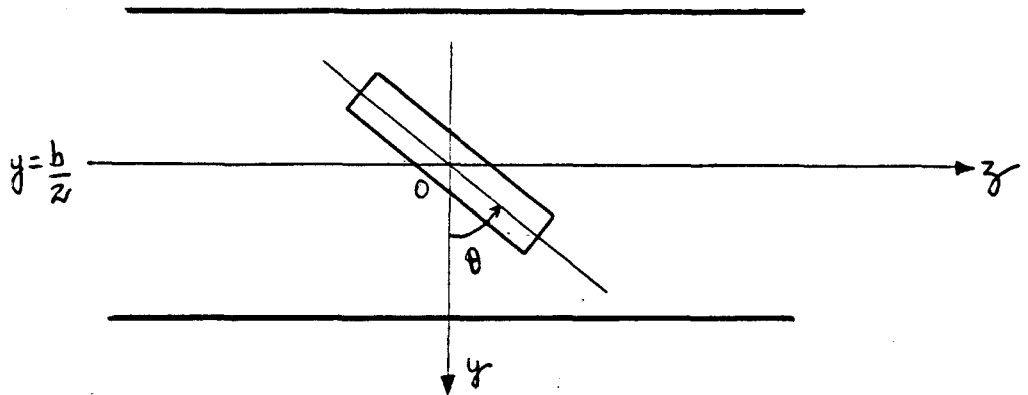


Figure II-15

Il importe donc de vérifier si, en modifiant les dimensions de l'ouverture et en inclinant d'un angle  $\theta$  par rapport à OZ, on obtient les mêmes champs  $E_y$  et  $E_z$  par un calcul exact. Nous obtenons, par un calcul exact, les valeurs suivantes pour les polarisabilités électrique et magnétique de la fente inclinée

$$\alpha_e = 8.56 \cdot 10^{-8} \quad ; \quad \alpha_{my} = 1.07 \cdot 10^{-7} \quad ; \quad \alpha_{mz} = 1.05 \cdot 10^{-6}$$

Ces valeurs sont supérieures à celles obtenues à l'aide des formules approchées de l'ellipse (chap. I, équations (I-25)-(I-27)) pour les raisons qui ont été indiquées au paragraphe II-4-1. Rappelons que les formules approchées donnent

$$\alpha_e = 7.11 \cdot 10^{-8} \quad ; \quad \alpha_{my} = 7.82 \cdot 10^{-8} \quad ; \quad \alpha_{mz} = 7.83 \cdot 10^{-7}$$

D'autre part, les dimensions de la fente inclinée ainsi que son angle d'inclinaison ont été déterminées de façon à retrouver un moment magnétique  $P_{my}$  - et donc une composante  $E_z$  rayonnée - identique à celui de la fente transversale de 15 mm x 3 mm. Les valeurs de  $P_{my}$  calculées à partir de (II-41) sont, en module

$$\begin{aligned} \text{fente transversale} & : P_{my} = 9.742 \cdot 10^{-7} \\ \text{fente inclinée} & : P_{my} = 1.019 \cdot 10^{-6} \end{aligned}$$

Les moments magnétiques sont sensiblement les mêmes, le faible écart (4,5 %) étant dû au fait que les dimensions de la fente inclinée ont été fixées au demi-centimètre près. On peut donc estimer que les deux fentes vont rayonner un champ  $E_z$  identique.

Les variations du module et de la phase du courant  $J_{my}$  sont indiquées sur la planche (PL-II-12), suivant la longueur des tranches A-E issues du découpage de la surface de l'ouverture, Figure (II-16)

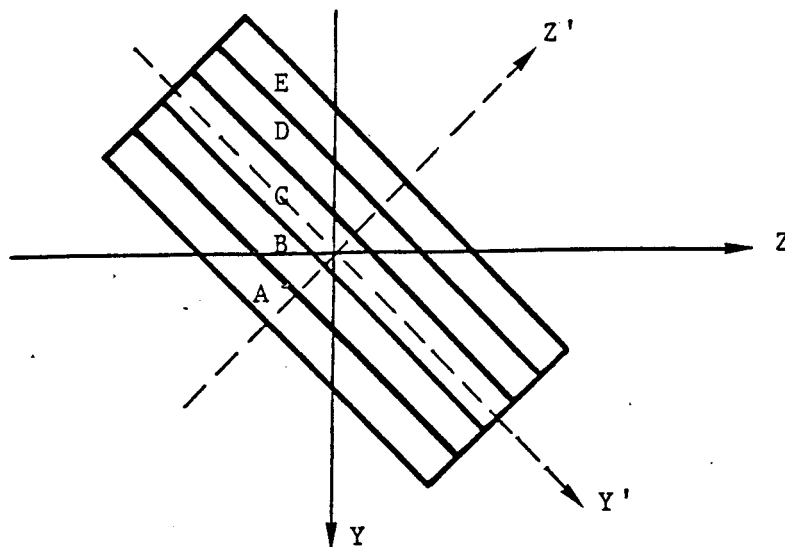


Figure (II-16)

Le courant  $J_{my}$  n'est pas symétrique par rapport à l'axe  $OZ'$  dû essentiellement aux variations de phase du champ incident d'un point à un autre de la surface. On remarque que  $J_{my}$  croît très fortement aux extrémités des tranches A-E. Pour expliquer ce comportement sur les bords, examinons la Figure (II-17) qui montre une extrémité de la surface ainsi que le découpage en triangle d'une des tranches.

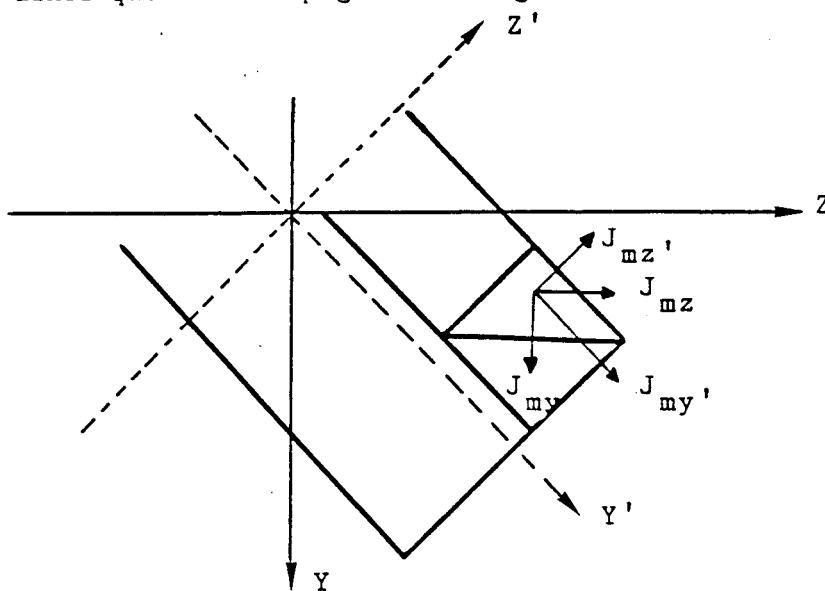
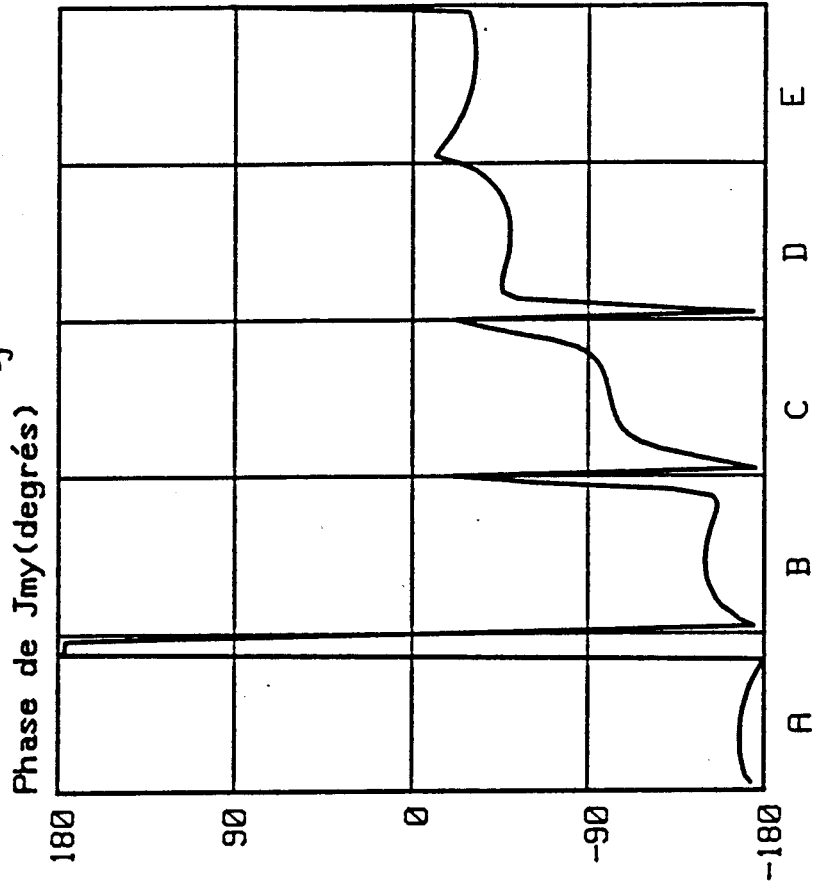
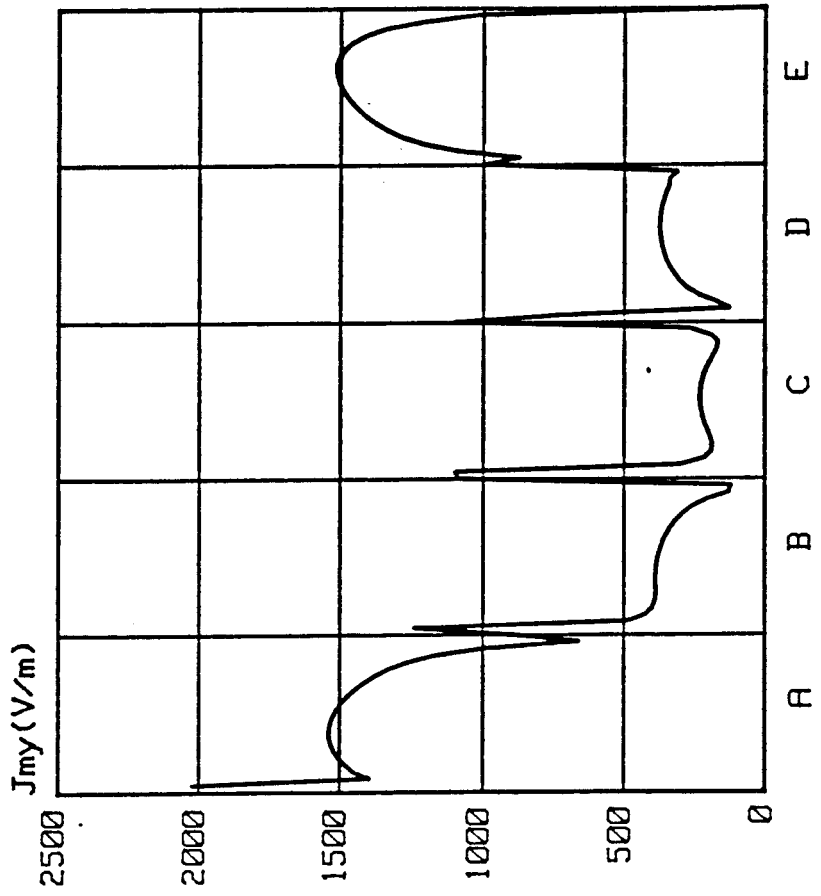
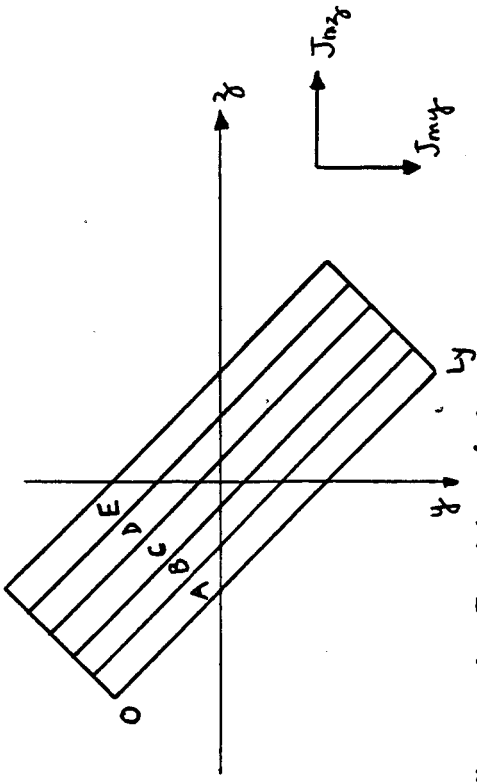
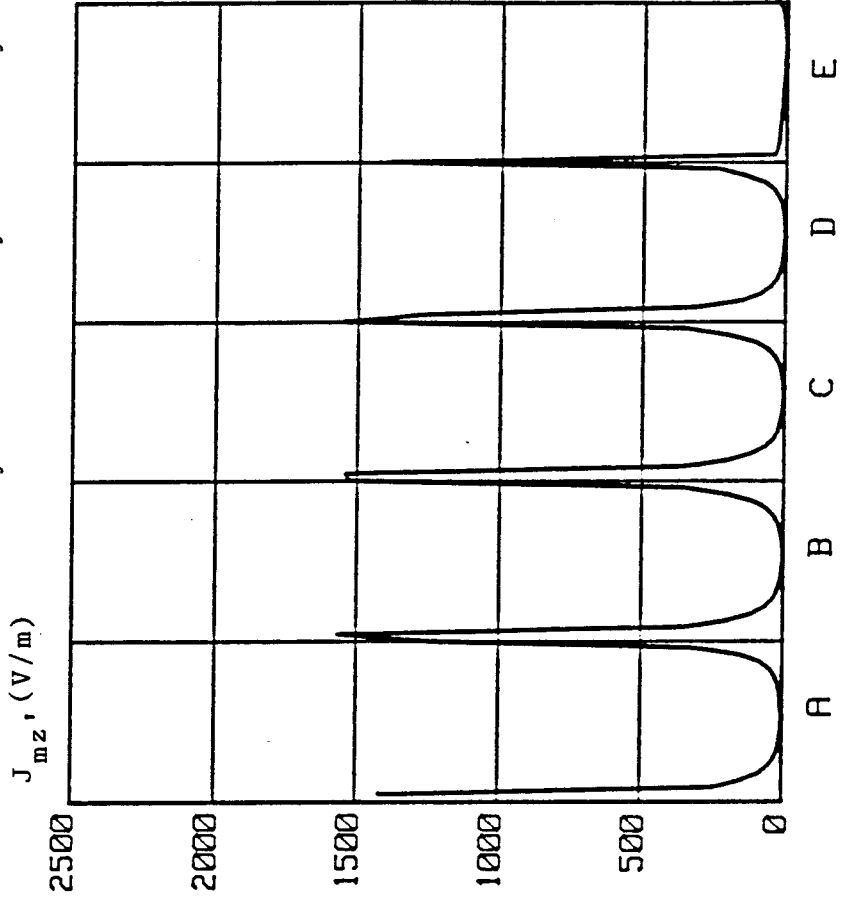
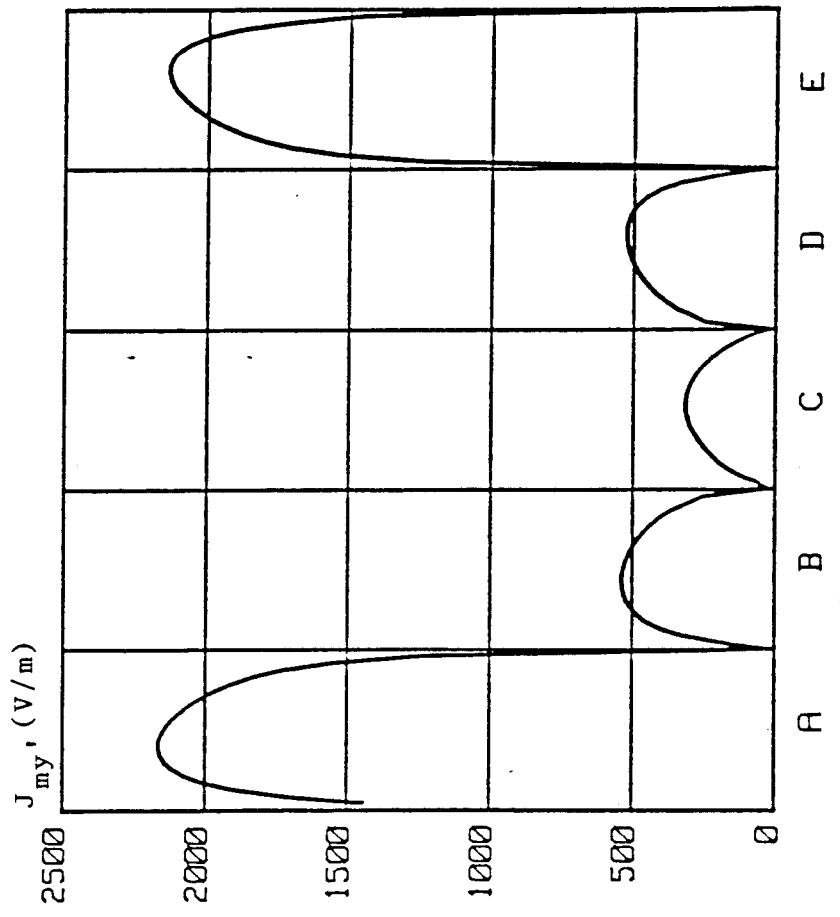
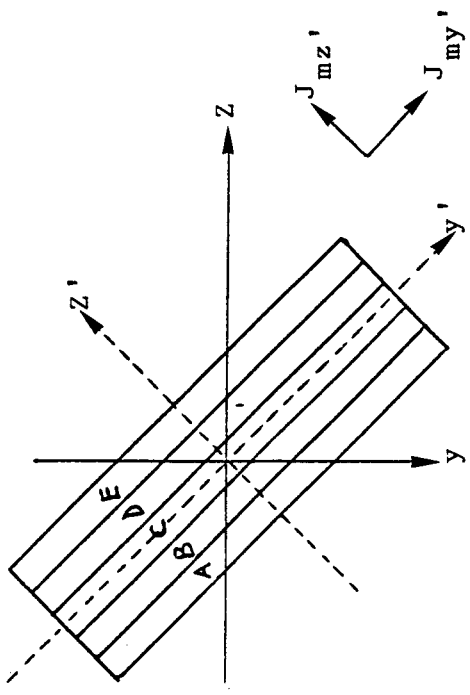


Figure (II-17)

Fente 18mm X 4mm inclinée à 45°  
Distribution du courant  $J_{my}$



Fente 18mm X 4mm inclinée à 45°  
Distribution du courant suivant  
le grand(y') et le petit(z') axe



Nous avons indiqué au centre d'un triangle les composantes  $J_{my}$  et  $J_{mz}$  qui créent respectivement les champs  $E_z$  et  $E_y$  au-dessus de l'ouverture et les composantes  $J_{my}'$  et  $J_{mz}'$  du courant orientées respectivement suivant le grand et le petit axe de l'ouverture. Les conditions aux limites imposent une composante normale du courant nulle sur le contour de l'ouverture, ce qui implique que seule la composante  $J_{my}'$  s'annulera aux extrémités des tranches A-E. La planche (PL-II-13) représente les composantes  $J_{my}'$  et  $J_{mz}'$  du courant magnétique. Elle montre que  $J_{my}'$  est nulle et  $J_{mz}'$  très élevée aux extrémités des tranches A-E, en accord avec les conditions aux limites. La composante  $J_{my}$  étant la composition des courants  $J_{my}'$  et  $J_{mz}'$  suivant l'axe OY, on constate qu'aux extrémités des tranches A-E, cette composante sera due essentiellement à  $J_{mz}'$ . Elle sera par conséquent très élevée, ce qui explique les valeurs élevées de  $J_{my}$  aux extrémités des tranches observées sur la planche (PL-II-12).

Les composantes  $E_y$  et  $E_z$  du champ rayonné par la fente inclinée sont représentées sur les planches (PL-II-14) et (PL-II-15). Sur ces planches, les courbes en trait plein correspondent au champ exact créé par les courants magnétiques et celles en pointillé au champ rayonné par les dipôles équivalents. La fréquence est de 2.5 GHz, le point de réception se situe à 15 cm au-dessus du plan contenant l'ouverture et varie suivant l'axe OZ. Comme prévu, nous obtenons un champ exact  $E_y$  et  $E_z$  plus élevé, en module, que le champ approché rayonné par les dipôles équivalents. Les phases de  $E_y$  -ou de  $E_z$ - sont identiques dans les deux cas sauf au voisinage de l'ouverture où l'on note une légère différence de phase. Comme dans le cas de la fente transversale (paragraphe précédent) le champ exact n'est pas tout à fait symétrique et est légèrement plus élevé à gauche de l'ouverture. Les raisons de ce comportement sont les mêmes que celles concernant la fente transversale. Notons aussi que le champ  $E_y$  est symétrique de part et d'autre de l'ouverture.

Il est cependant utile de comparer la composante  $E_z$  rayonnée par la fente inclinée à celle rayonnée par la fente transversale. Comme nous l'avons indiqué plus haut, les dimensions et l'angle d'inclinaison de la fente inclinée ont été déterminés de façon à retrouver une composante  $E_z$  identique à celle rayonnée par la fente transversale. Nous comparons sur



Fente 18mm x 4mm inclinée à 45°

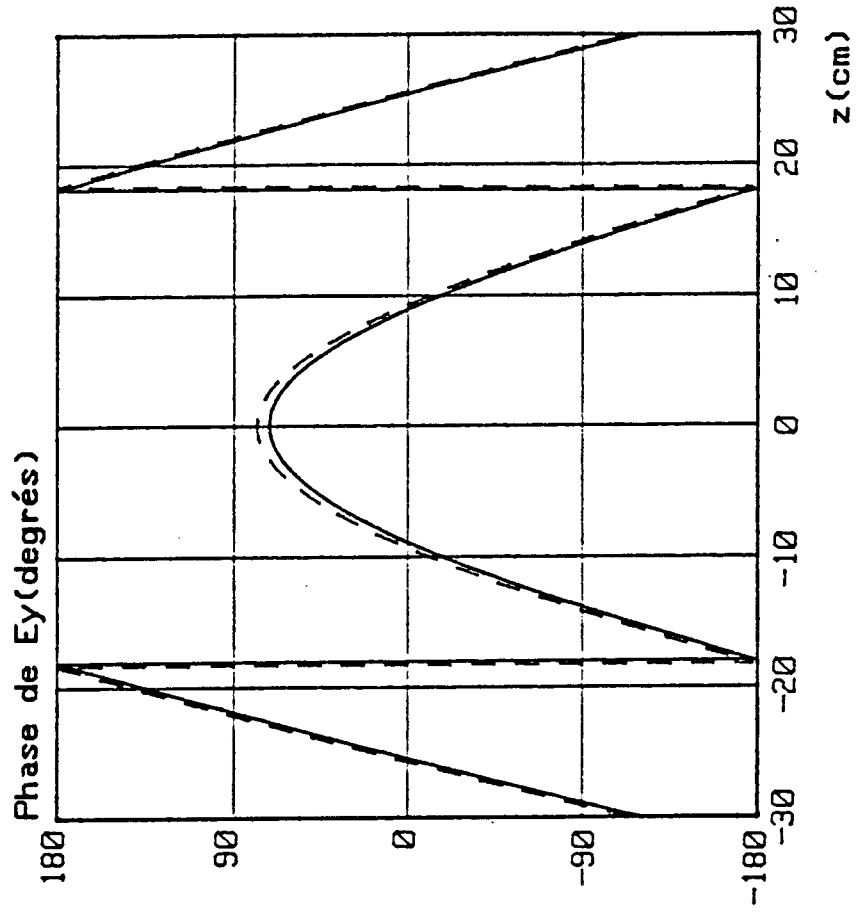
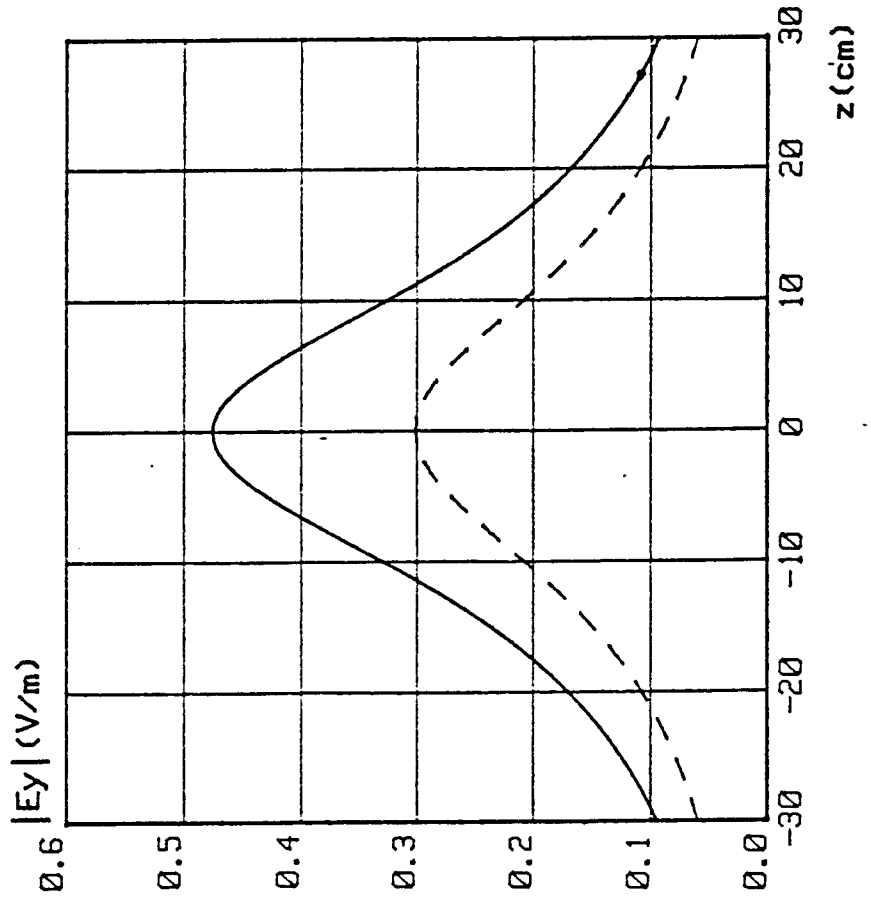
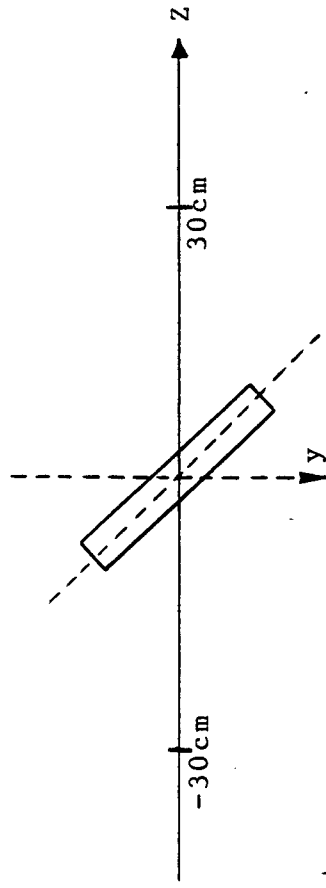
F=2.5GHz

h=15 cm

CHAMP  $E_y$

trait plein : calcul exact

pointillé : théorie des dipôles



Fente 18mm x 4mm inclinée à 45°

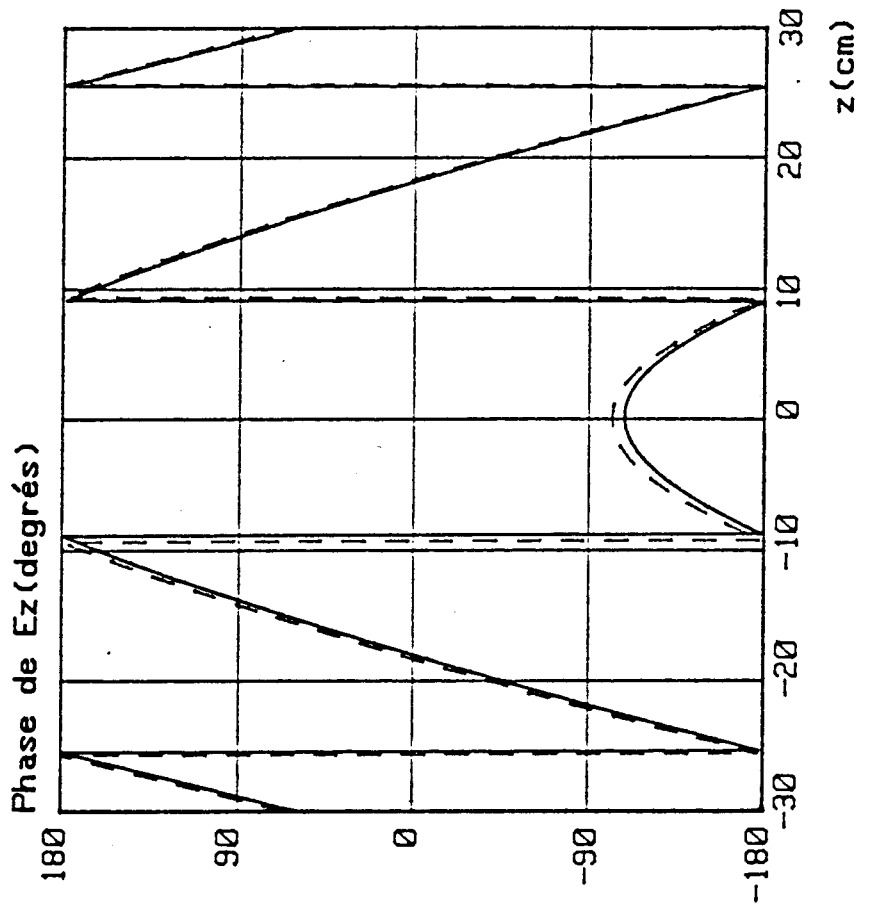
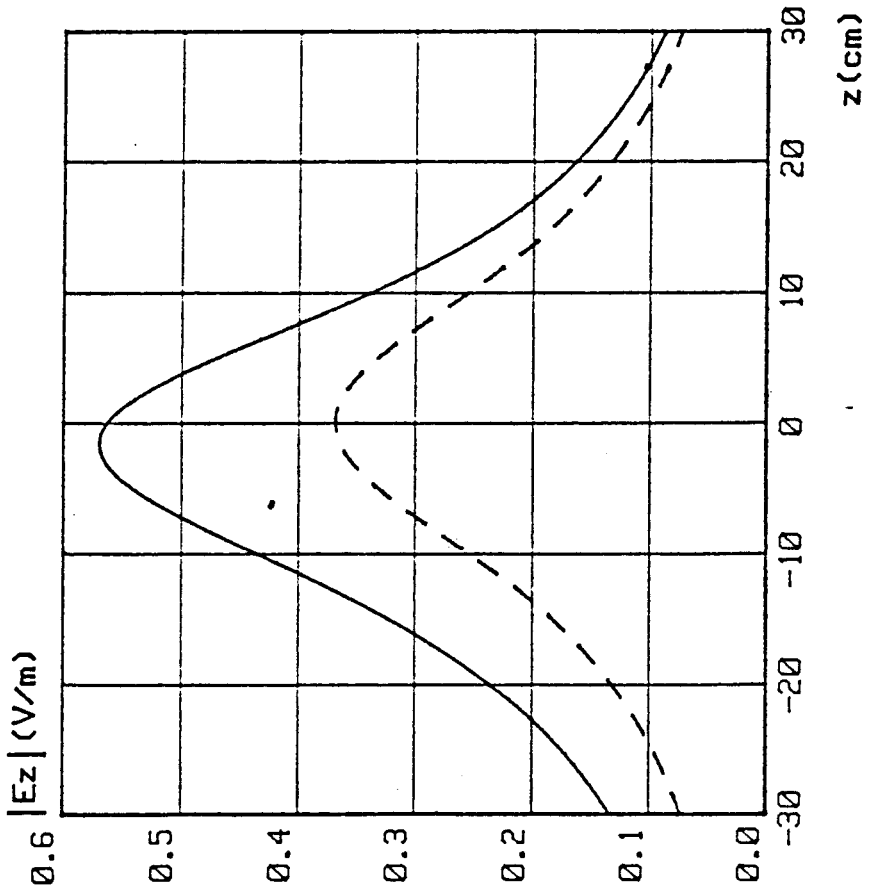
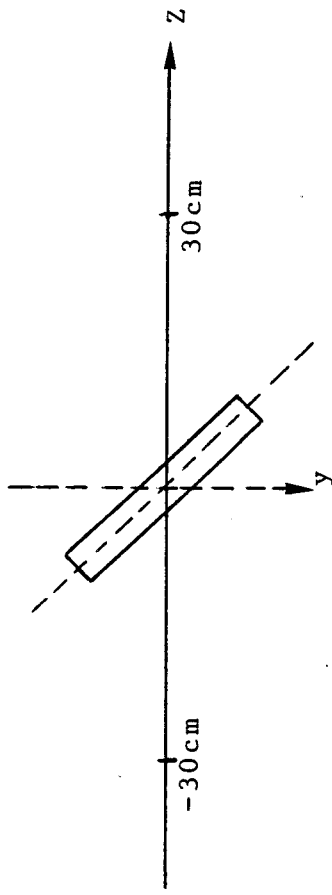
F=2.5GHz

h=15 cm

CHAMP  $E_z$

trait plein : calcul exact

pointillé : théorie des dipôles

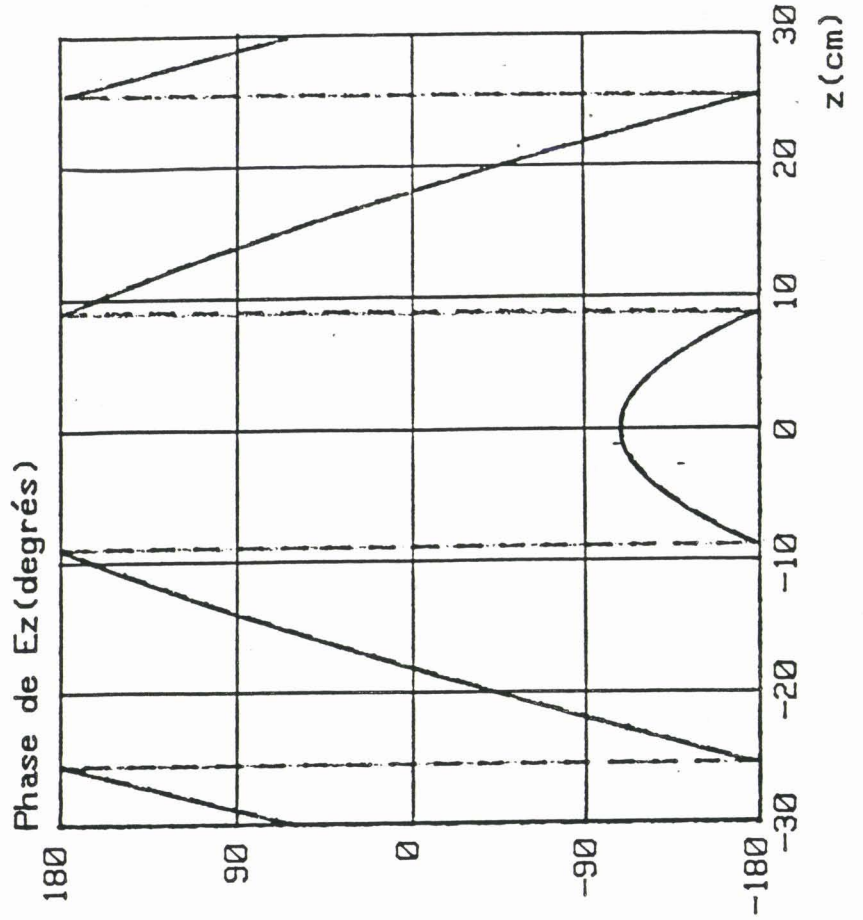
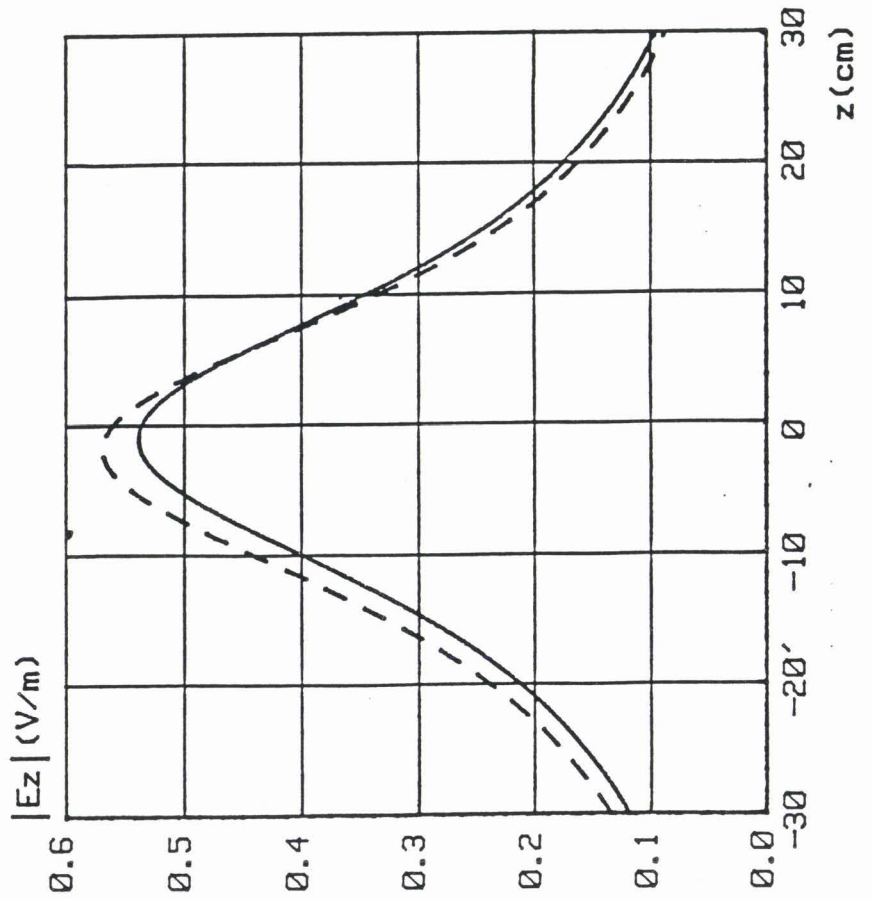


Comparaison du champ  $E_z$  rayonné par :

- (1) : 1 fente transversale 15mm X 3mm (trait plein)
- (2) : 1 fente 18mm X 4mm inclinée à 45° (pointillé)

$F = 2.5\text{GHz}$

$h = 15\text{cm}$



la planche (PL-II-16) le module de  $E_z$  rayonné par la fente inclinée (en trait plein) et par la fente transversale (en pointillé). On peut observer que les amplitudes de  $E_z$  sont sensiblement les mêmes avec des écarts qui n'excèdent pas 2 % et que les phases, indiquées sur la planche (PL-II-16-b), sont identiques (les deux courbes de la planche (PL-II-16-b) se superposent).

Il semble donc, à partir de ces différentes observations, que le formalisme des dipôles équivalents peut très bien convenir pour caractériser le champ diffracté par les ouvertures considérées tant que les dimensions de ces dernières restent très inférieures à la longueur d'onde (dans notre cas, pour  $f = 2.5$  GHz, nous avons  $\lambda_g = 217$  mm). Et ceci même si le champ d'excitation n'est pas uniforme sur toute la surface de l'ouverture. Nous devons néanmoins préciser que cette conclusion n'est valable que dans le cas d'une ouverture isolée. En effet, si nous plaçons une seconde ouverture à proximité de la première, il apparaîtra entre les deux ouvertures des phénomènes de couplage qu'il faudra prendre en compte si l'on souhaite évaluer le champ exact diffracté par les deux ouvertures. Ceci n'est pas possible si l'on utilise les dipôles équivalents et ce calcul devra être fait à l'aide du code numérique. Ceci nous permettra de plus de déterminer la distance à partir de laquelle ce couplage pourra être considéré comme négligeable. Cet aspect du problème est étudié dans les paragraphes qui suivent.

## **II.5 - ETUDE DU COUPLAGE ENTRE DEUX OUVERTURES VOISINES**

Nous considérons deux ouvertures rectangulaires situées sur le grand côté du guide d'ondes et espacées d'une certaine distance  $d$ . Nous limiterons cette étude aux deux cas suivants : (i) les deux ouvertures sont identiques et transversales par rapport à l'axe du guide et (ii) les deux ouvertures sont différentes, avec une des ouvertures transversale par rapport à l'axe du guide et l'autre inclinée d'un angle  $\theta$  quelconque par rapport à cet axe. Les différentes configurations sont schématisées sur la Figure II-18.

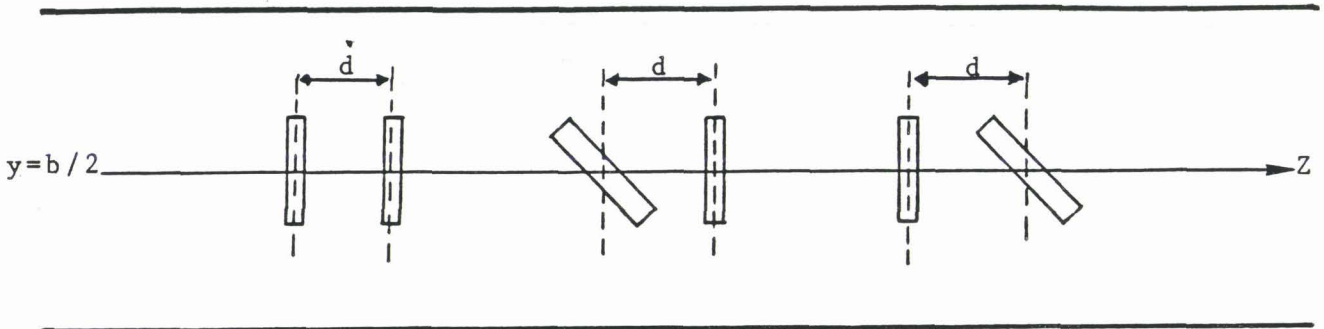


Figure (II-18)

Nous supposons dans un premier temps que les ouvertures sont isolées et rayonnent indépendamment l'une de l'autre. Ensuite nous tiendrons compte du couplage entre les deux ouvertures, ce qui permettra de déterminer la distance au-delà de laquelle ce couplage devient négligeable.

II.5.1 - Cas de deux ouvertures transversales

II.5.1.1 - Polarisabilités d'une ouverture

Nous nous plaçons dans le cas où les deux ouvertures sont identiques et alignées suivant l'axe des z, Figure II-18 - cas (I). On montre [9][33] que pour un alignement d'ouvertures identiques, les polarisabilités électrique et magnétique normalisées d'une ouverture sont données par les relations suivantes

$$\overline{\alpha}_{ex} = \frac{\alpha_{ex}}{\alpha_{exo}} = \frac{1}{1 - \frac{2\zeta(3)\alpha_{exo}}{\pi d^3}}$$

$$\overline{\alpha}_{my} = \frac{\alpha_{my}}{\alpha_{myo}} = \frac{1}{1 + \frac{2\zeta(3)\alpha_{myo}}{\pi d^3}} \tag{II-50}$$

$$\frac{\alpha_{mz}}{\alpha_{mzo}} = \frac{\alpha_{mz}}{\alpha_{mzo}} = \frac{1}{1 - \frac{4\zeta(3)\alpha_{mzo}}{\pi d^3}}$$

Dans ces expressions,  $\alpha_{exo}$ ,  $\alpha_{myo}$  et  $\alpha_{mzo}$  représentent les polarisabilités d'une ouverture isolée et  $\zeta(z)$  est la fonction de Riemann de la variable  $z$ . Pour  $z = 3$ , la fonction  $\zeta(3)$  est égale à 1.202. Lorsque cet alignement se réduit à deux ouvertures, on peut montrer [33] qu'il suffit de remplacer  $\zeta(3)$  par 1 dans les relations (II-50). Si on a deux ouvertures rectangulaires, des auteurs [34], ont montré que les expressions ci-dessus sont précises à environ 5 % pour un espacement  $d$  au moins égal à deux fois la plus grande dimension des ouvertures. Les polarisabilités électrique et magnétique normalisées sont alors données par les expressions suivantes

$$\frac{\alpha_{ex}}{\alpha_{exo}} = \frac{\alpha_{ex}}{\alpha_{exo}} = \frac{1}{1 - \frac{\alpha_{exo}}{\pi d^3}}$$

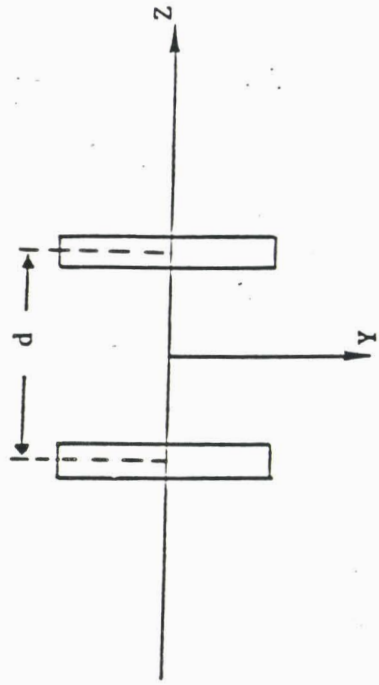
(II-51)

$$\frac{\alpha_{my}}{\alpha_{myo}} = \frac{\alpha_{my}}{\alpha_{myo}} = \frac{1}{1 + \frac{\alpha_{myo}}{\pi d^3}}$$

$$\frac{\alpha_{mz}}{\alpha_{mzo}} = \frac{\alpha_{mz}}{\alpha_{mzo}} = \frac{1}{1 - \frac{2\alpha_{mzo}}{\pi d^3}}$$

Nous avons donc calculé les polarisabilités d'une ouverture en fonction de la distance  $d$  entre les deux ouvertures identiques à l'aide des formules (II-51). Les variations de  $\alpha_{my}$  et de  $\alpha_{mz}$  sont représentées respectivement sur les planches (PL-II-17a) et (PL-II-17b), les deux ouvertures étant de 15 mm x 3 mm. Si on se souvient que les valeurs exactes de  $\alpha_{myo}$  et de  $\alpha_{mzo}$  de la fente de 15 mm x 3 mm sont égales à

$$\alpha_{myo} = 5.004 \cdot 10^{-8} \quad ; \quad \alpha_{mzo} = 5.809 \cdot 10^{-7}$$



Fentes : 15mm x 3mm

\*: calcul exact

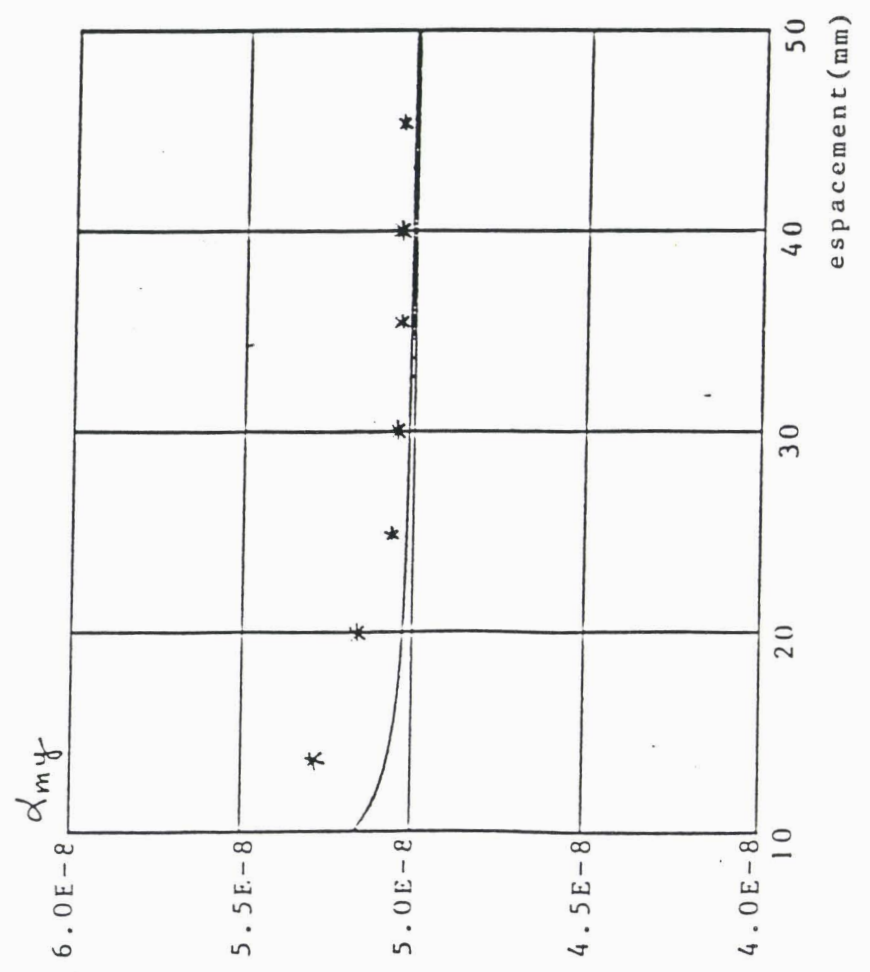


PLANCHE (PL-11.17a)

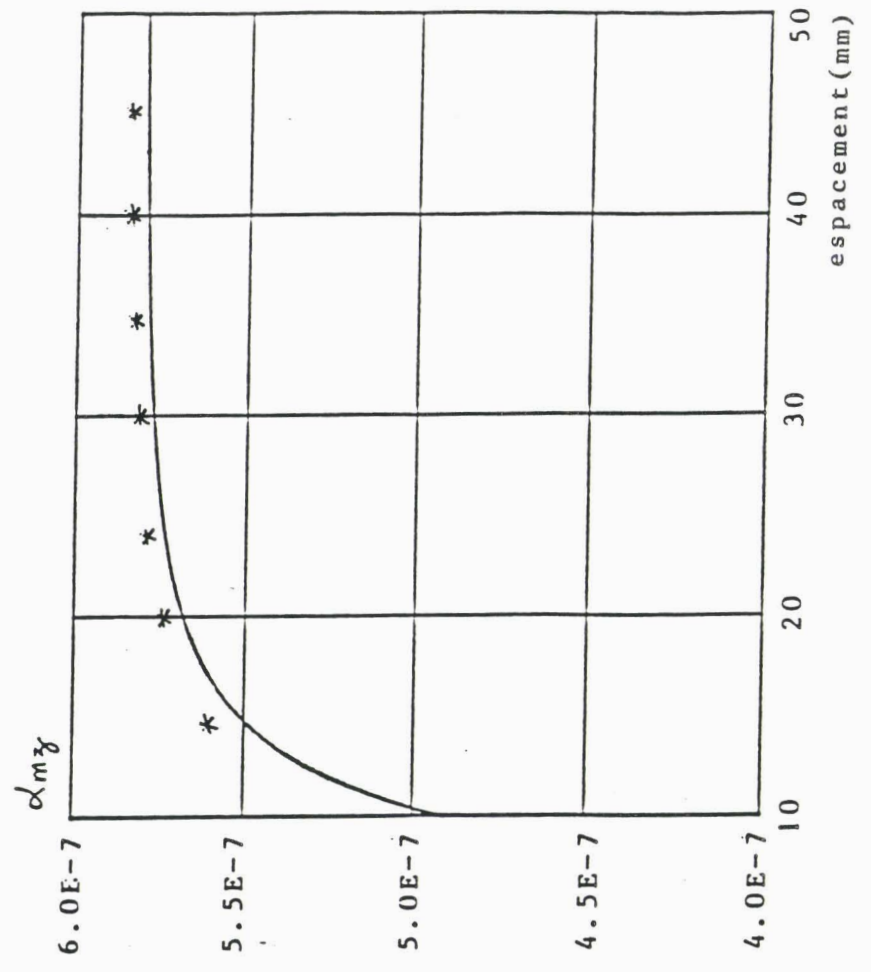


PLANCHE (PL-11.17b)

On constate que pour des espacements supérieurs à environ 30 mm, la variation des polarisabilités magnétique est quasi-nulle, ce qui tend à montrer que le couplage entre les deux ouvertures transversales n'intervient plus au-delà de cette distance. Nous avons aussi indiqué sur ces planches, les variations des valeurs exactes de  $\alpha_{my}$  et de  $\alpha_{mz}$ . Les polarisabilités exactes et celles fournies par les formules (II-51) sont assez proches les unes des autres et tendent vers la même limite, confirmant ainsi les résultats obtenus à partir de (II-51). Il faudra néanmoins vérifier si cette distance limite augmente ou non lorsque des fentes inclinées sont présentes dans l'alignement d'ouvertures, configurations (II) et (III), Figure (II-16). Cette vérification ne sera possible que par une étude comparative des champs rayonnés par la configuration (I) et les configurations (II) et (III). Nous aurons alors une indication sur cette distance critique au-delà de laquelle le formalisme des dipôles magnétiques constitue un modèle satisfaisant pour caractériser le champ rayonné par le guide d'ondes.

#### II.5.1.2 - Distribution du courant dans le plan des ouvertures

La répartition de la composante  $J_{my}$  du courant magnétique sur la surface de la première et de la deuxième ouverture transversale est représentée respectivement sur les planches (PL-II-18) et (PL-II-19). Les fentes sont espacées de 30 mm et sont éclairées par l'onde  $TE_{01}$  circulant dans le guide. Le courant  $J_{my}$  est calculé en tenant compte du couplage entre les deux fentes.

Les planches (PL-II-18a) et (PL-II-19a), représentant respectivement le module de  $J_{my}$  sur la première et la deuxième fente, font apparaître une amplitude du courant quasiment identique. Les phases de  $J_{my}$ , indiquées sur les planches (PL-II-18b) et (PL-II-19b), suivent une variation identique et sont décalées l'une de l'autre d'une quantité correspondant au trajet  $K_g \Delta Z$  de l'onde  $TE_{01}$  dans le guide,  $\Delta Z$  étant dans ce cas égal à 30 mm.

La distribution de  $J_{my}$  sur les deux fentes est à comparer à celle obtenue pour une fente isolée, planche (PL-II-3). Nous constatons que ces différentes courbes sont identiques avec un écart en amplitude



Courant  $J_{my}$  sur la 1ère fente transversale  
Fente transversale: 15mm X 3mm  
Espacement = 3cm

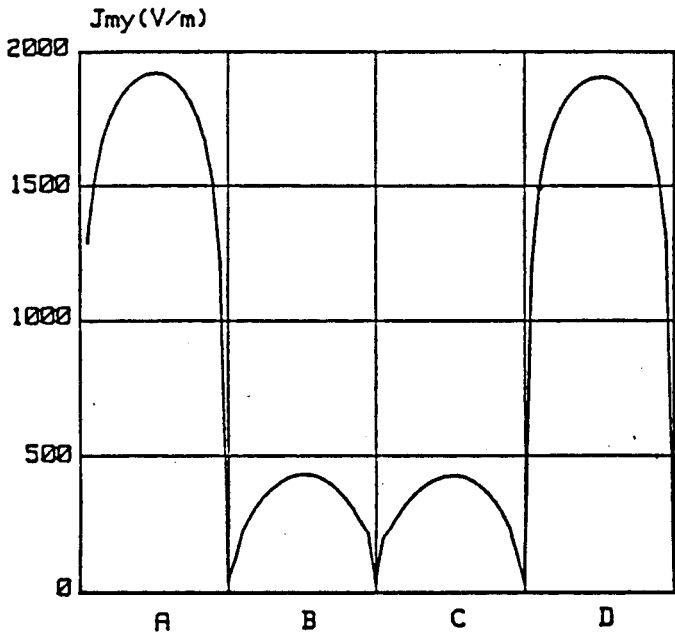
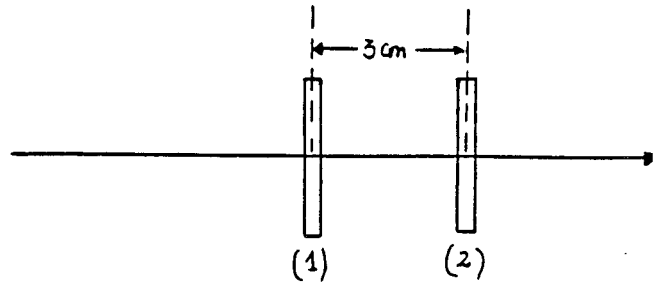


PLANCHE (PL-II.18a)

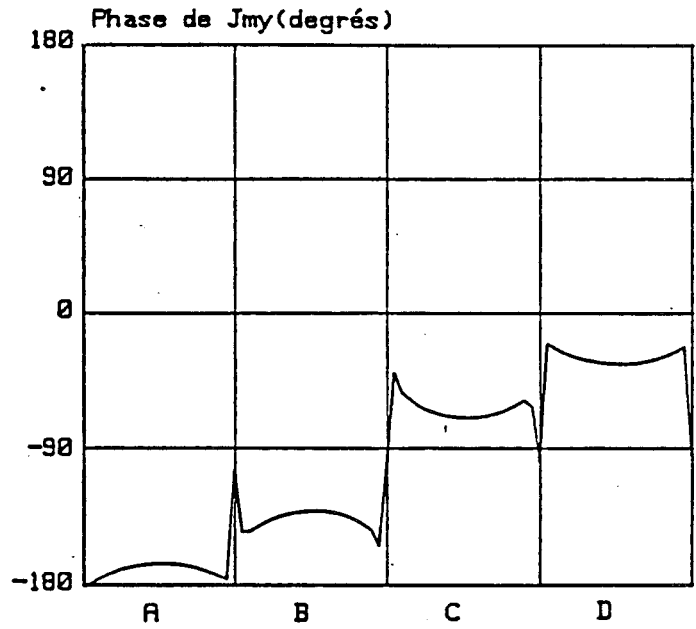


PLANCHE (PL-II.18b)

Courant  $J_{my}$  sur la 2ème fente  
Fente transversale: 15mm X 3mm

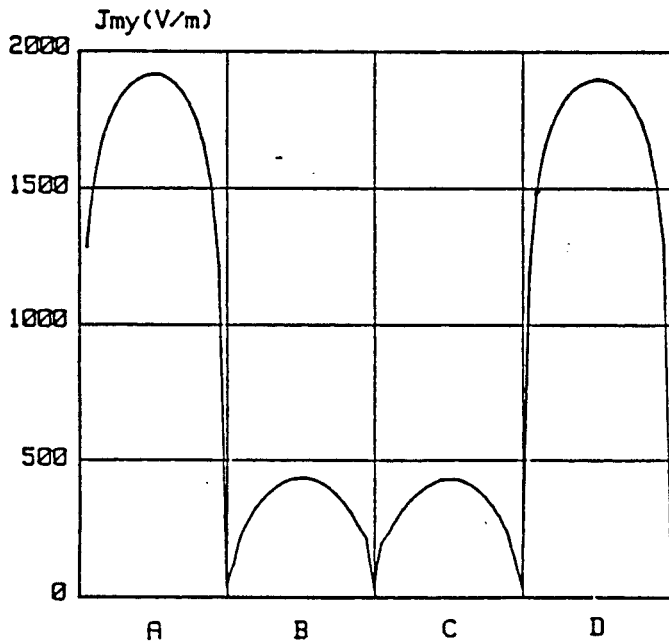


PLANCHE (PL-II.19a)

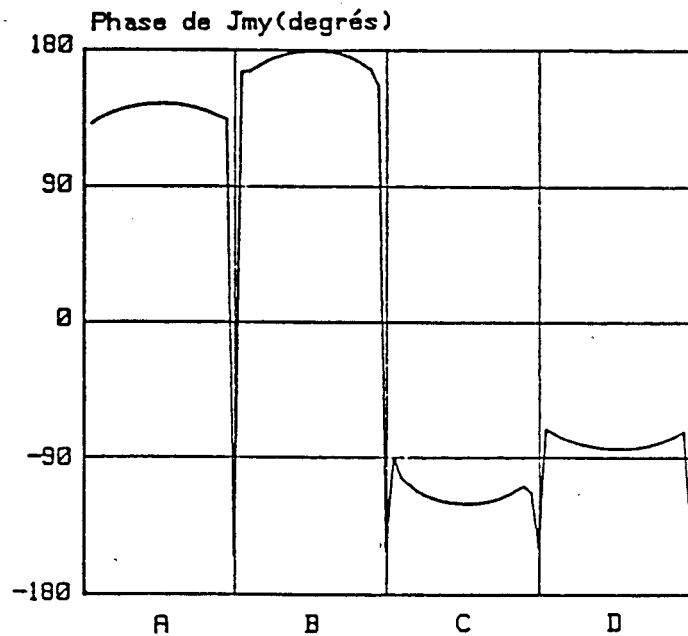


PLANCHE (PL-II.19b)

inférieur à 1 %. Cela signifie donc que le couplage entre deux fentes transversales de 15 mm x 3 mm devient négligeable lorsque celles-ci sont espacées d'environ 30 mm au moins.

### II.5.1.3 - Champ rayonné par les deux ouvertures transversales

Afin de voir l'influence de l'espacement entre les ouvertures sur la composante  $E_z$  du champ rayonné, nous avons représenté sur la planche (PL-II-20) l'amplitude de  $E_z$  rayonné par les courants magnétiques et par les dipôles magnétiques équivalents. Le champ a été évalué pour les espacements suivants :  $d = 1$  cm, 2 cm et 3 cm. Comme précédemment, la fréquence est de 2.5 GHz, le point de réception se situe à 15 cm au-dessus du guide et varie suivant l'axe des Z. Les allures des champs rayonnés par les courants magnétiques et les dipôles équivalents sont identiques et on note que lorsque l'espacement entre les ouvertures diminue, le champ rayonné à droite des ouvertures (dans le sens des  $Z > 0$ ) ne varie pratiquement pas. On observe dans le même temps une augmentation du champ  $E_z$  arrière (dans le sens des  $Z < 0$ ), ce qui provoque un décalage du maximum du champ vers l'arrière.

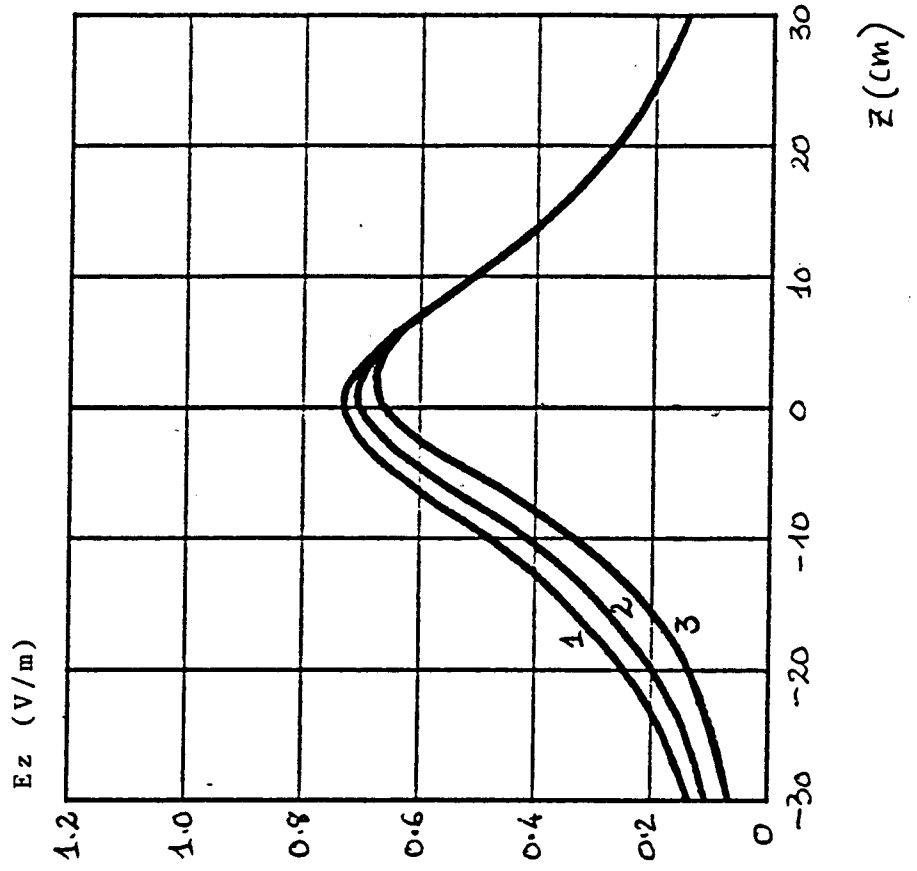
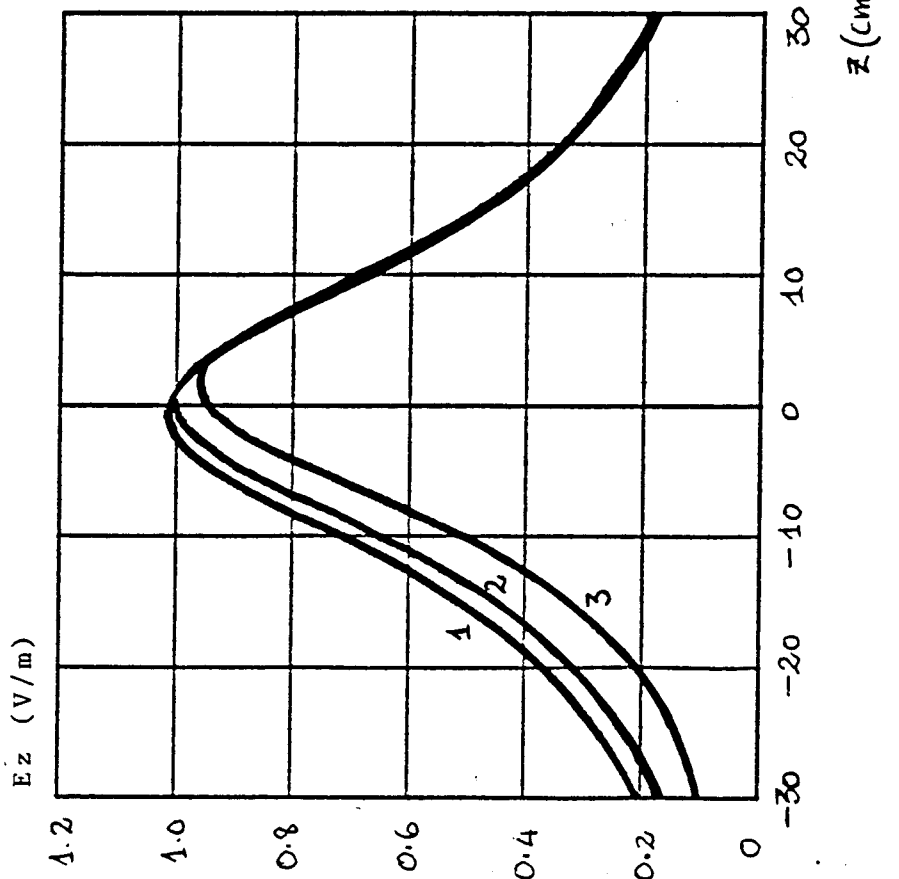
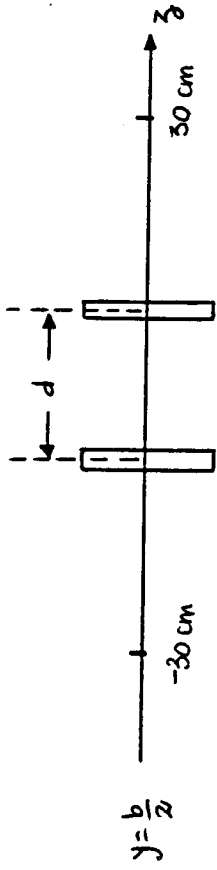
L'amplitude et la phase de  $E_z$  rayonné par les deux ouvertures espacées de 30 mm sont représentées sur la planche (PL-II-21). Les phases de  $E_z$  rayonnées par les courants magnétiques (en trait plein) et par les dipôles équivalents sont identiques, sauf au voisinage des ouvertures où l'on observe une légère différence. On peut donc affirmer que lorsque les ouvertures sont espacées d'environ 30 mm au moins, l'approximation dipolaire conduit à des résultats tout à fait satisfaisants.

A titre d'exemple, nous indiquons sur la planche (PL-II-22) le module et la phase de  $E_z$  rayonné par les courants magnétiques (en trait plein) et par les dipôles équivalents (en pointillé) pour un espacement entre fentes de 60 mm. Les variations de champ sont sensiblement les mêmes, confirmant ainsi les remarques notées plus haut. Le champ maximum est obtenu à droite des ouvertures, ce qui est normal car comme nous le verrons dans le prochain chapitre, un alignement de petites ouvertures tend à rayonner dans une direction privilégiée qui dépend de la fréquence de l'onde et de l'espacement entre les ouvertures.

2 fentes transversales 15mm X 3mm

- (1)  $d = 1\text{ cm}$
- (2)  $d = 2\text{ cm}$
- (3)  $d = 3\text{ cm}$

$F = 2.5\text{ GHz}$   
 $h = 15\text{ cm}$



Champ  $E_z$  rayonné par :

2 fentes transversales 15mm X 3mm

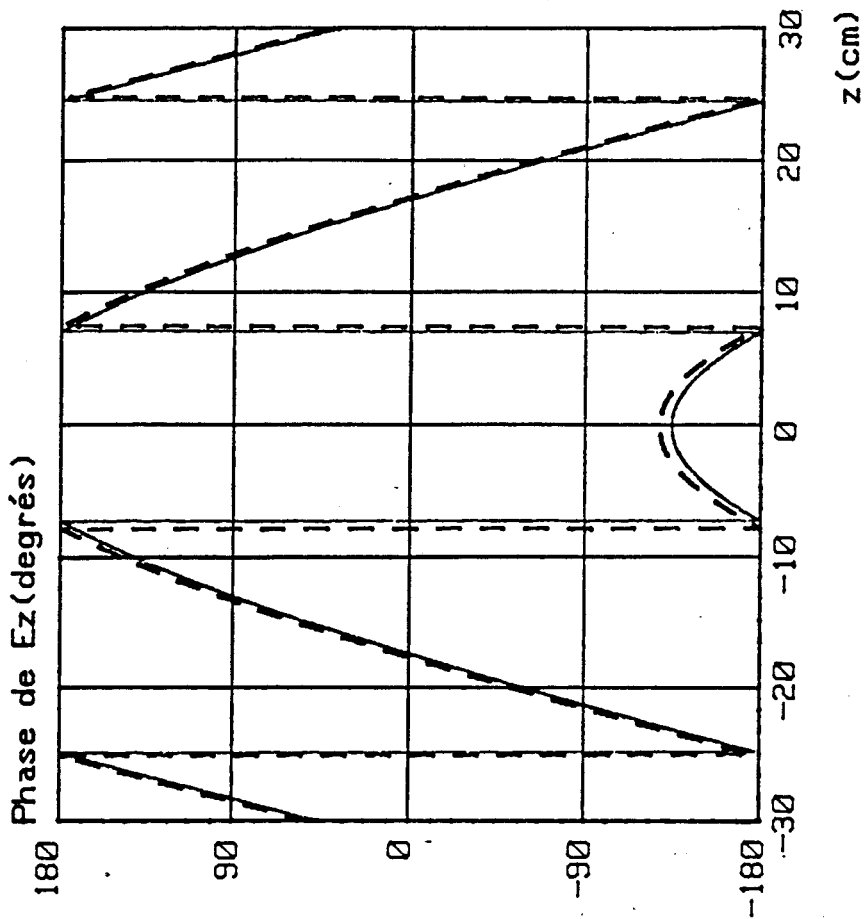
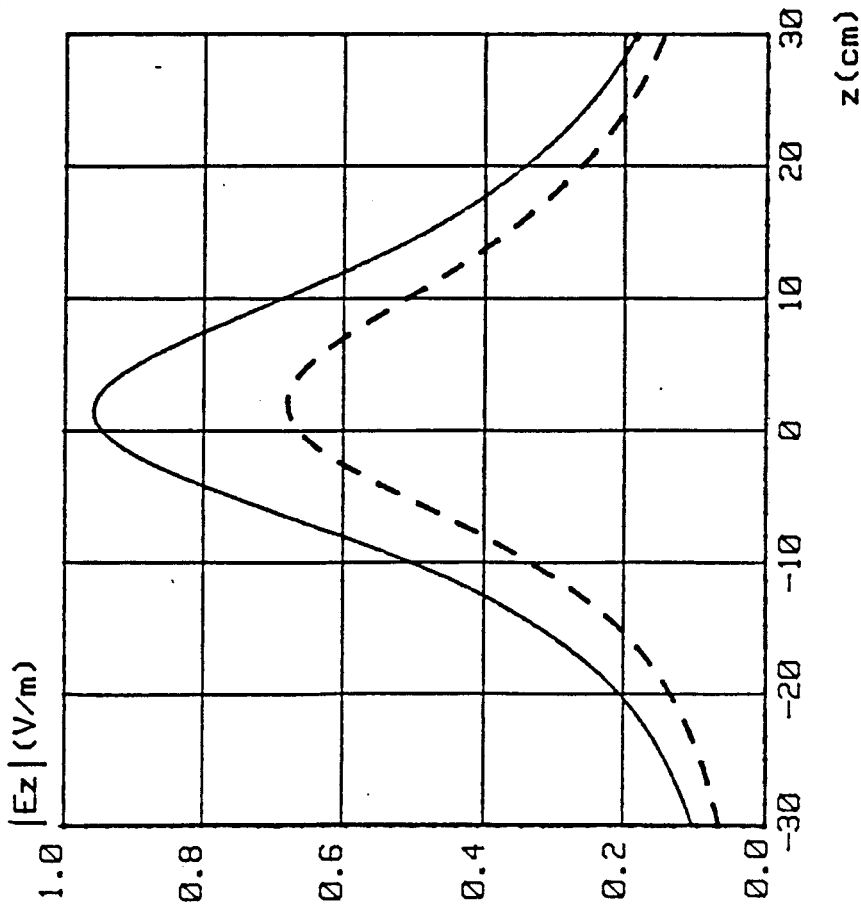
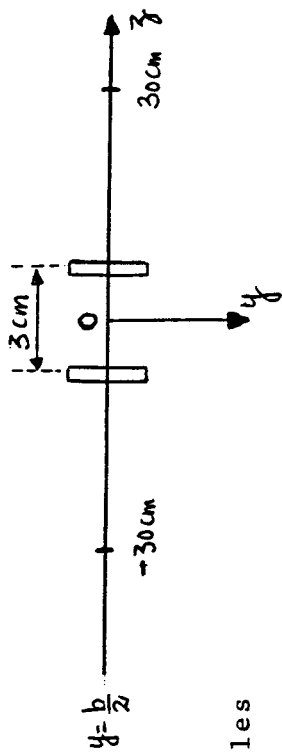
Espacement = 3cm

F = 2.5GHz

h = 15cm

trait plein: calcul exact

pointillé : théorie des dipôles



Champ  $E_z$  rayonné par :

2 fentes transversales 15mm X 3mm

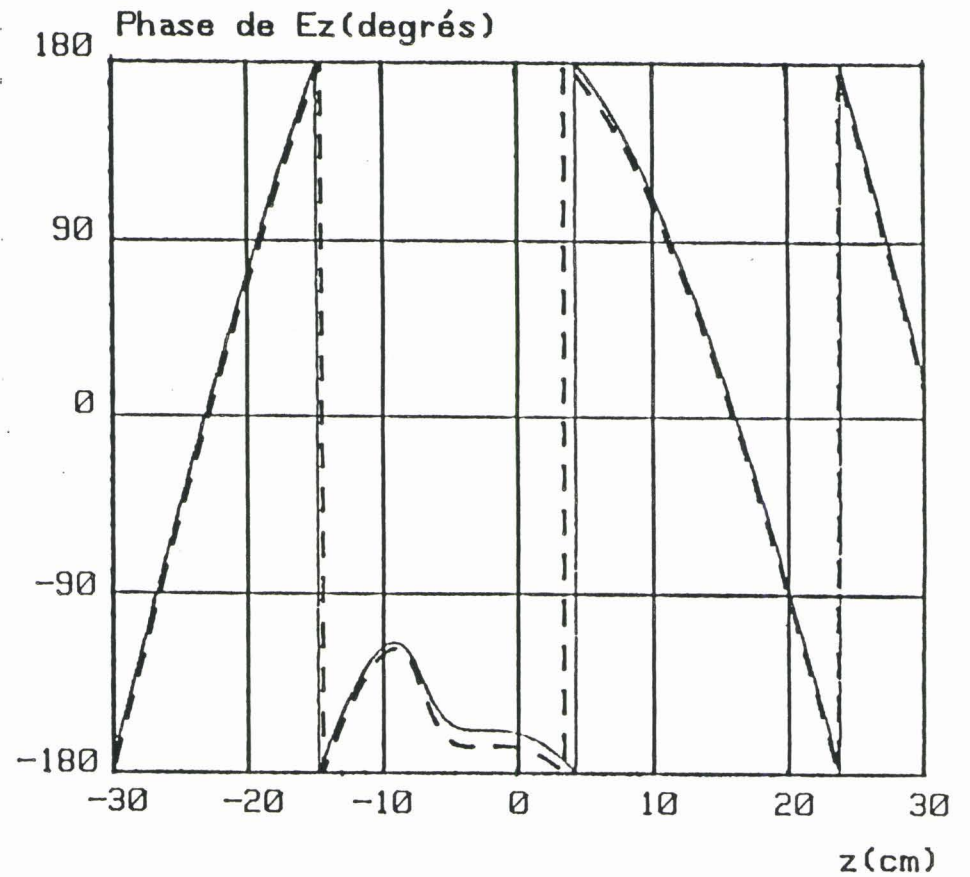
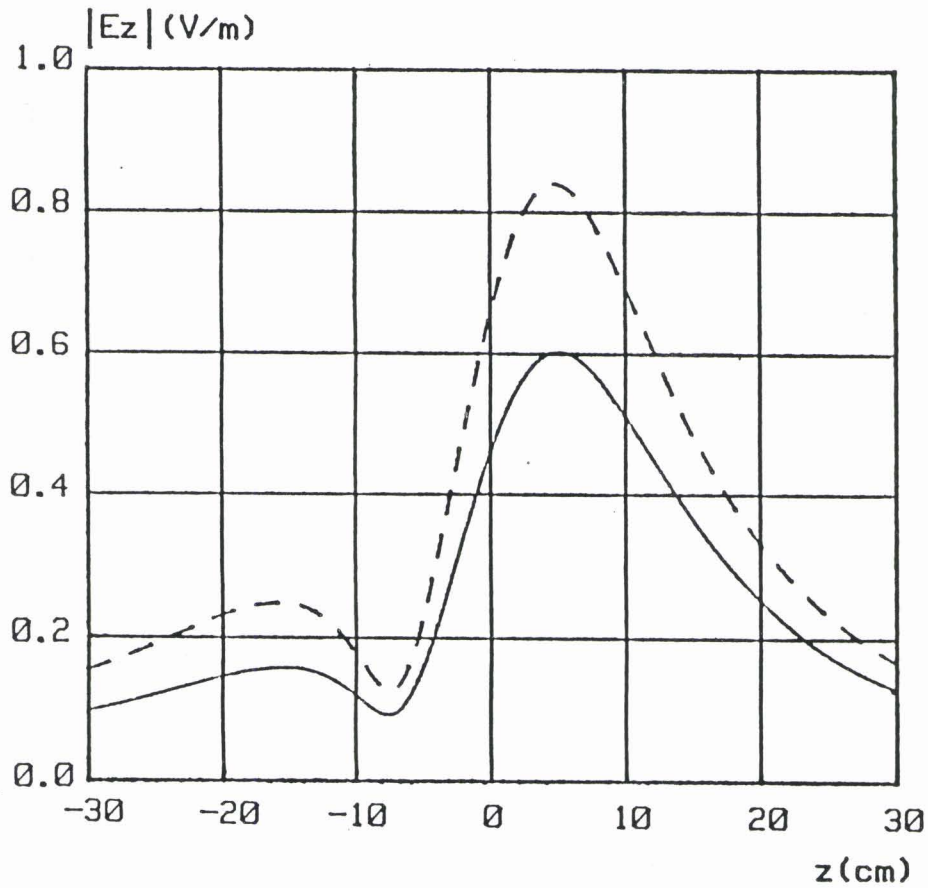
Espacement des fentes = 6cm

$F = 2.5\text{GHz}$

$h = 15\text{cm}$

pointillé : calcul exact

trait plein : théorie des dipôles



Les conclusions auxquelles nous sommes parvenus dans ce paragraphe ne sont valables que pour des fentes transversales. Nous verrons, dans le prochain paragraphe, si celles-ci restent valables lorsque les ouvertures ne sont pas identiques ou sont inclinées par rapport à l'axe du guide.

### **II.5.2 - Cas de deux ouvertures quelconques**

Dans cette partie, nous nous limiterons aux configurations (II) et (III) de la Figure (II-18). Les deux ouvertures sont de dimensions différentes, l'une transversale et l'autre inclinée d'un angle  $\theta$  quelconque par rapport à l'axe OZ. Sauf indication contraire, la fréquence est fixée à 2.5 GHz, le point d'observation se situe à 15 cm au-dessus du guide et varie suivant l'axe des z. De plus, pour pouvoir comparer les résultats à ceux obtenus plus haut, nous choisirons une fente transversale de 15 mm x 3 mm et une fente de 18 mm x 4 mm inclinée à 45°.

#### **II.5.2.1 - Distribution du courant sur les ouvertures**

Le calcul de la répartition du courant magnétique sur les surfaces des ouvertures sera effectué pour un espacement de 30 mm. Une comparaison des résultats à ceux obtenus pour des ouvertures isolées indiquera s'il est nécessaire ou non d'augmenter cet espacement pour considérer le couplage entre ces ouvertures comme négligeable.

Nous supposons d'abord que la première fente est inclinée et la seconde transversale par rapport à l'axe OZ, ce qui correspond à la configuration (II) de la Figure (II-18). Nous avons représenté la distribution de la composante  $J_{my}$  du courant magnétique de la première et de la deuxième fente respectivement sur les planches (PL-II-23) et (PL-II-24). On constate que la distribution de  $J_{my}$  sur les deux ouvertures est la même que celle obtenue pour les fentes correspondantes isolées, les écarts entre les amplitudes de courants étant faibles (environ 1 %). On obtient de plus les mêmes phases, si l'on excepte les décalages des phases dûs au positionnement des fentes sur le guide. Cela montre que l'espacement de 30 mm, obtenu dans le cas des fentes transversales, est suffisant pour la configuration (II) si l'on souhaite

négliger le couplage entre les fentes. Une vérification de ce résultat pour des espacements plus grands a d'ailleurs permis de confirmer ce point.

Considérons maintenant la configuration (III), Figure (II-18), avec une première fente transversale et une seconde fente inclinée. Nous avons représenté la distribution de  $J_{my}$  sur la première et la deuxième fente respectivement sur les planches (PL-II-25) et (PL-II-26). Comme dans la configuration (II), l'amplitude et la phase de la composante  $J_{my}$  sur les deux surfaces sont quasiment identiques à celles des fentes correspondantes isolées. Les écarts d'amplitude sont d'ailleurs du même ordre de grandeur que dans le cas précédent (environ 1 %).

Ces résultats montrent que le couplage entre fentes devient négligeable pour des espacements d'environ 30 mm, et ceci même si une des ouvertures est inclinée par rapport à l'axe du guide.

#### II.5.2.2 - Champ rayonné par les deux ouvertures

Les configurations (II) et (III) étant équivalentes du point de vue de la distribution du courant magnétique sur les surfaces des ouvertures, nous évaluerons le champ rayonné par les ouvertures pour la configuration (II) uniquement. La configuration (III) donnera les mêmes résultats.

##### a) Composante $E_y$

Nous nous intéressons d'abord à la composante  $E_y$  du champ rayonné par les ouvertures de la configuration (II) en conservant un espacement de 30 mm. Nous avons tracé sur la planche (PL-II-27) l'amplitude et la phase de  $E_y$  créé par les courants magnétiques (en trait plein) et par les dipôles magnétiques équivalents (en pointillé). On constate que ces courbes suivent une variation identique en module et en phase et sont symétriques par rapport au centre de la fente inclinée, avec un champ maximum obtenu au-dessus de celle-ci. Rappelons, en effet, que le champ  $E_y$  provient essentiellement du rayonnement de la fente inclinée, la contribution de la fente transversale au champ  $E_y$  étant très faible.

Courant  $J_{my}$  sur la 1ère fente  
 Fente 18mm X 4mm inclinée à 45°  
 Espacement = 3cm  
 F = 2.5GHz

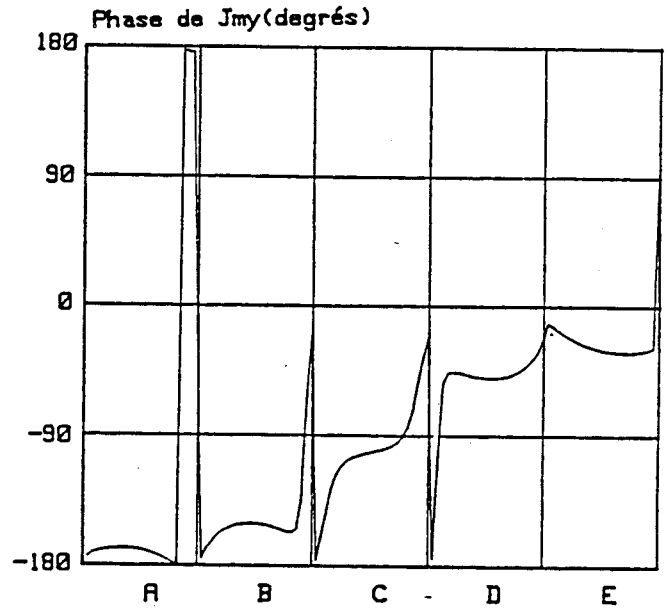
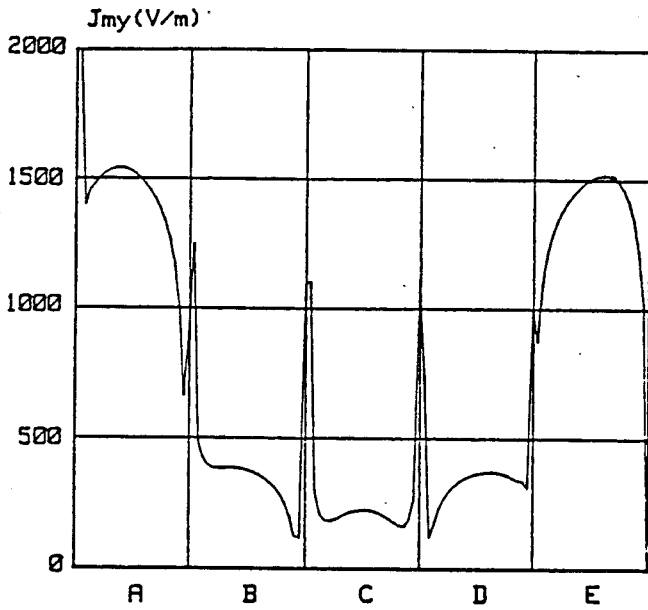
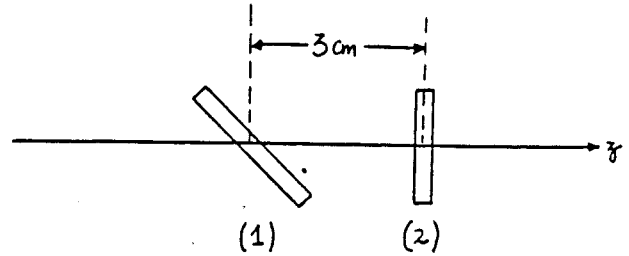


PLANCHE (PL-II.23)

Courant  $J_{my}$  sur la 2ème fente  
 Fente transversale 15mm X 3mm

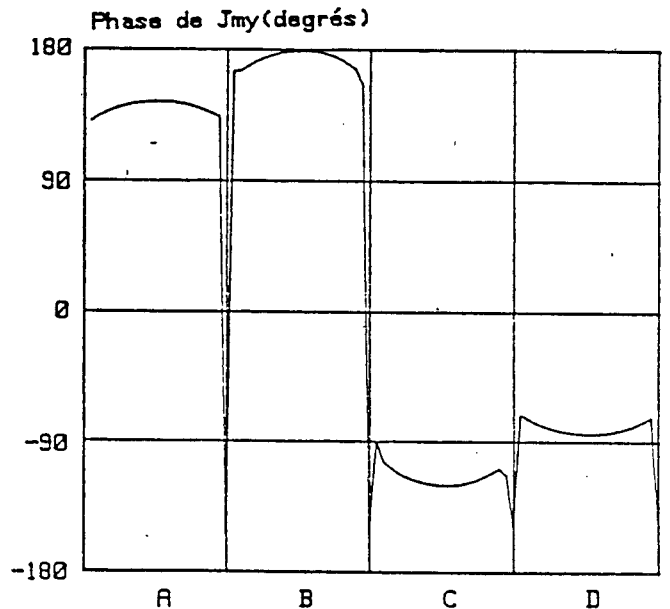
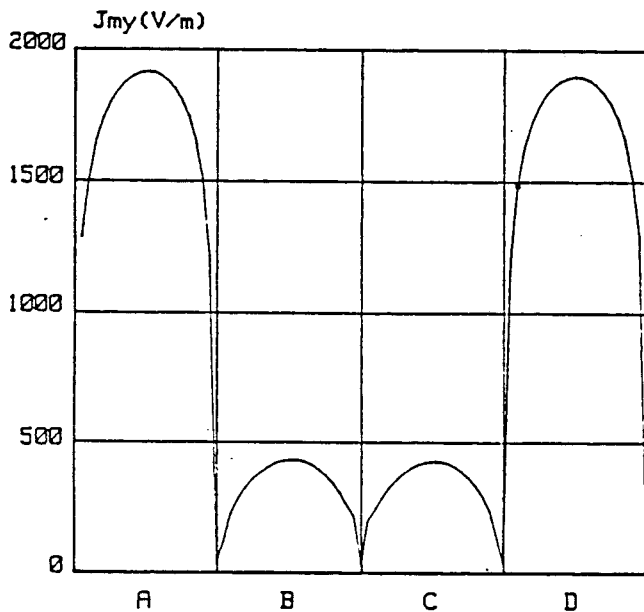


PLANCHE (PL-II.24)





Courant  $J_{my}$  sur la 1ère fente transversale  
Fente transversale : 15mm X 3mm  
Espacement = 3cm

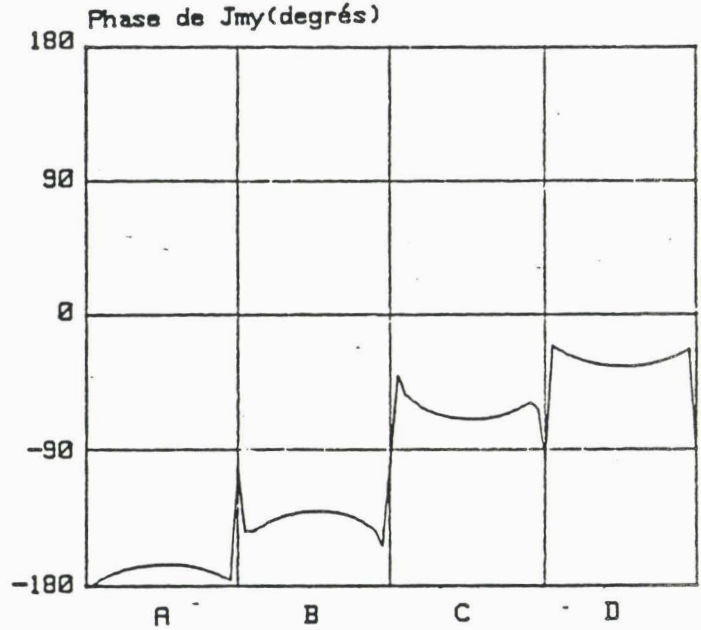
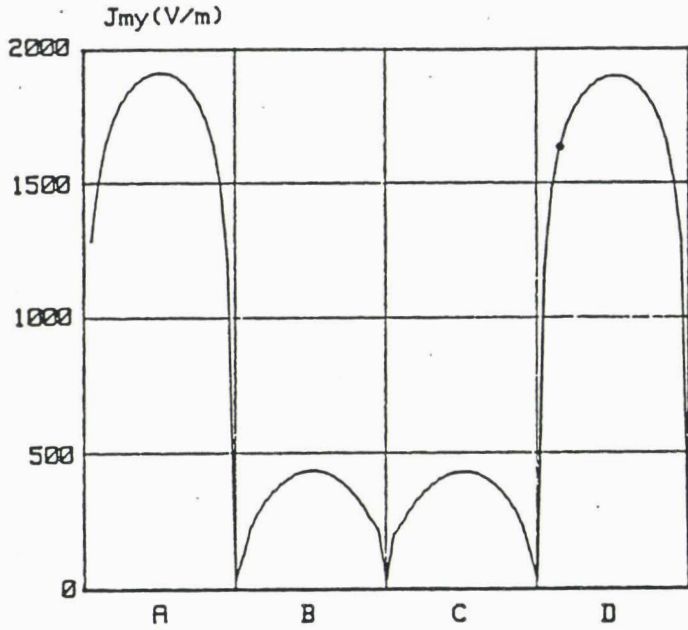
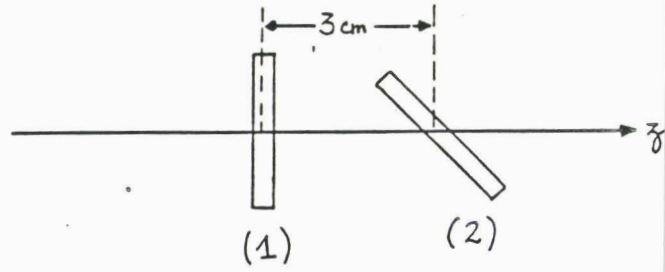


PLANCHE (PL-II.25)

Courant  $J_{my}$  sur la fente inclinée  
Fente 18mm X 4mm inclinée à 45°

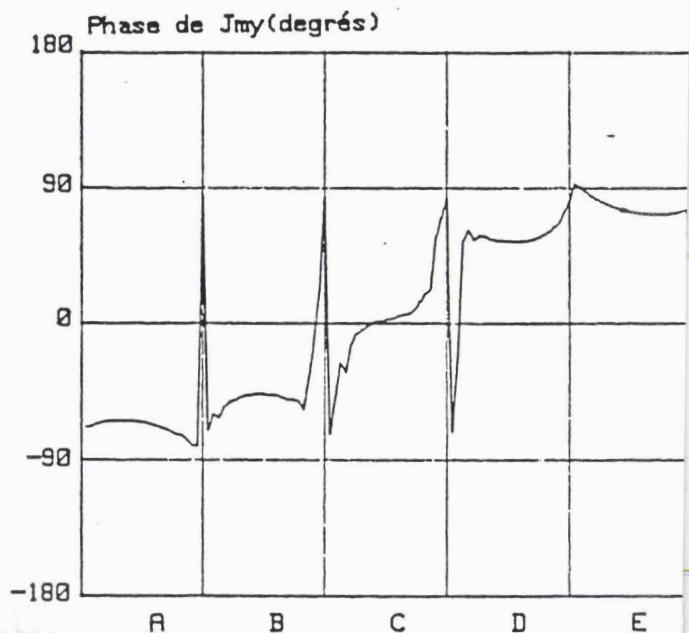
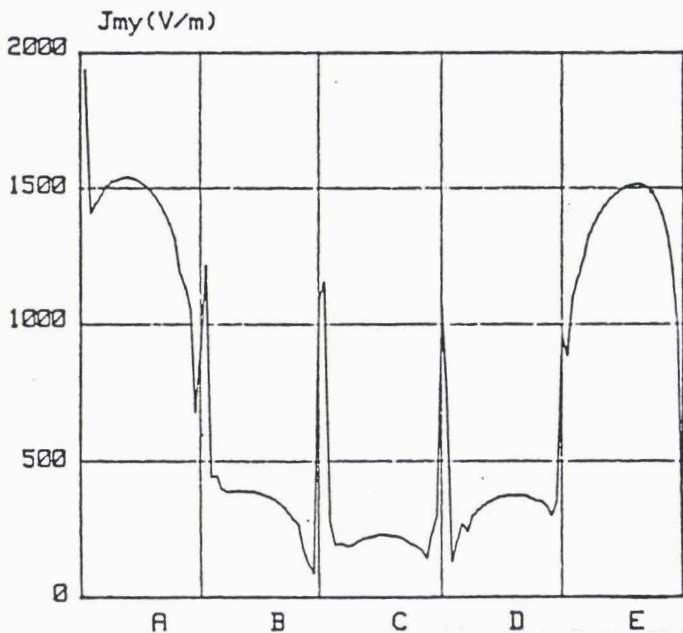
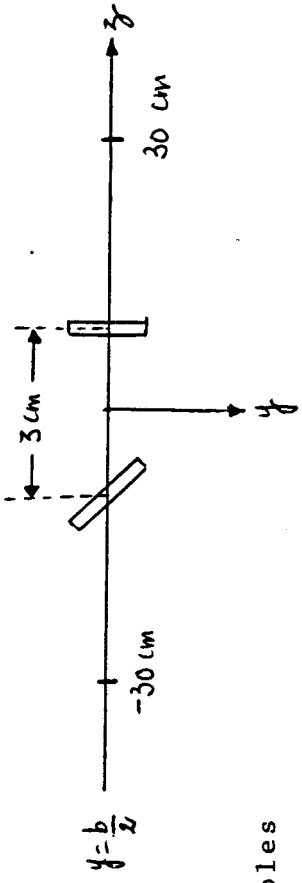
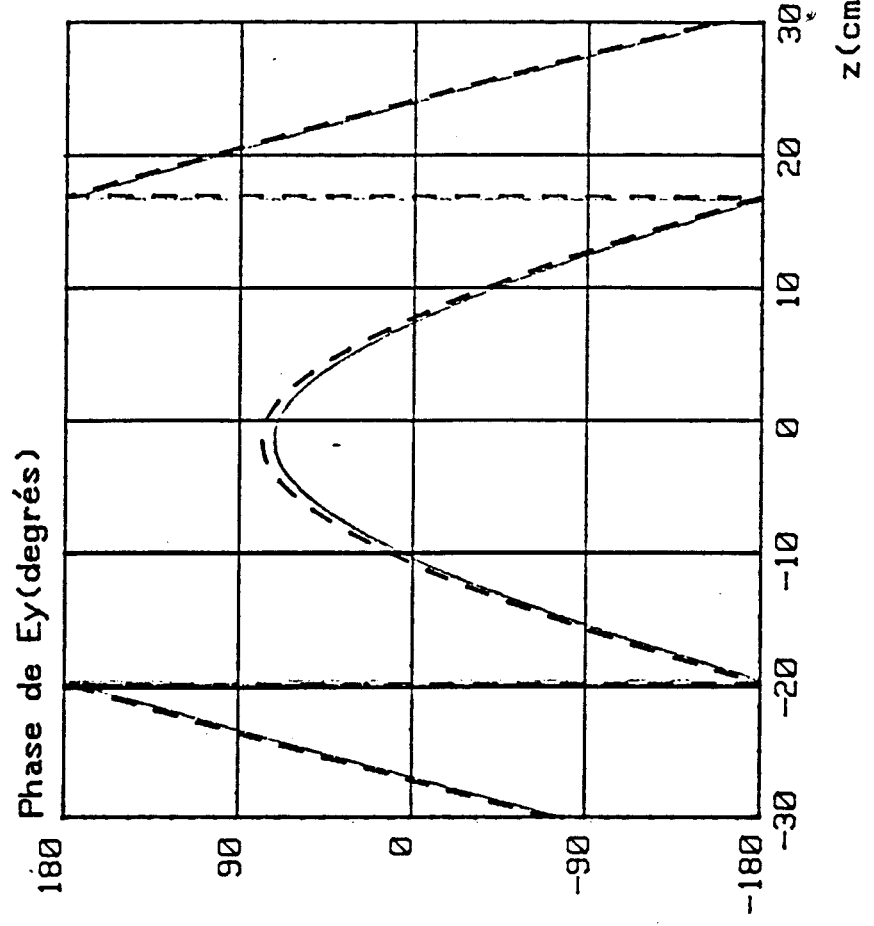
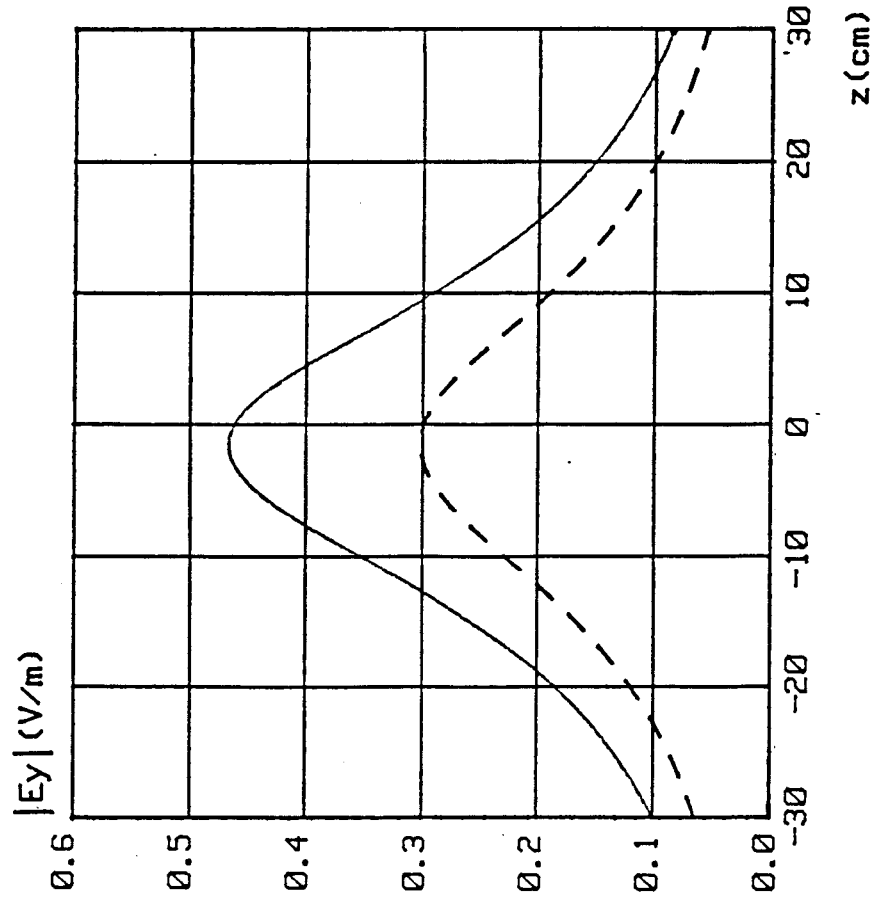


PLANCHE (PL-II.26)



Champ  $E_y$  rayonné par:  
 1 fente 18mm X 4mm inclinée à  $45^\circ$  et  
 1 fente transversale 15mm X 3mm

Espacement = 3cm      traitement: calcul exact  
 F = 2.5GHz      pointillé : théorie des dipôles  
 h = 15cm



b) Composante  $E_z$

Nous avons représenté sur la planche (PL-II-28) l'amplitude et la phase de la composante  $E_z$  rayonnée par les courants magnétiques (en trait plein) et par les dipôles magnétiques (en pointillé), pour un espacement de 30 mm. Nous retrouvons dans ce cas aussi des variations d'amplitude et de phase identiques, avec un maximum de champ à droite des ouvertures (dans le sens des  $Z > 0$ ). Les raisons de ce comportement étant les mêmes que celles exposées dans le cas de deux fentes transversales.

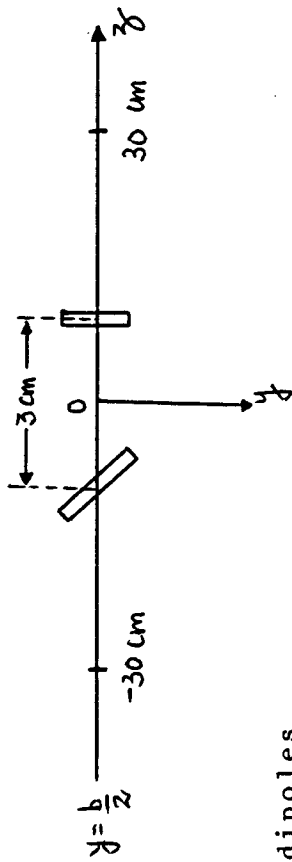
Nous devons cependant vérifier que le champ  $E_z$  rayonné par ces deux fentes est identique à celui rayonné par deux ouvertures transversales. Il faut se rappeler que les dimensions de la fente inclinée ainsi que son angle d'inclinaison ont été déterminées de façon à retrouver le même champ  $E_z$  dans les deux cas. Nous avons indiqué sur la planche (PL-II-29) le module et la phase de  $E_z$  rayonné par les deux fentes transversales (en trait plein) et par les fentes de la configuration (II) (en pointillé). Le très faible écart qui existe entre les courbes montre que l'on peut remplacer une fente transversale par une fente inclinée, dont les dimensions et l'angle d'inclinaison auront été correctement déterminés, sans perturber fortement le champ  $E_z$ . Une comparaison du champ  $E_z$  pour un espacement de 60 mm a par ailleurs confirmé ce résultat. La variation de  $E_z$  pour ce cas est indiquée sur la planche (PL-II-30).

Les différentes configurations traitées montrent que le couplage mutuel entre les fentes n'intervient plus au-delà d'un espacement d'environ 30 mm. De plus, la faible différence notée entre les champs rayonnés par les dipôles magnétiques équivalents et les champs exacts indique le formalisme des dipôles équivalents utilisé traduit de façon satisfaisante l'évolution du champ diffracté par les petites ouvertures.

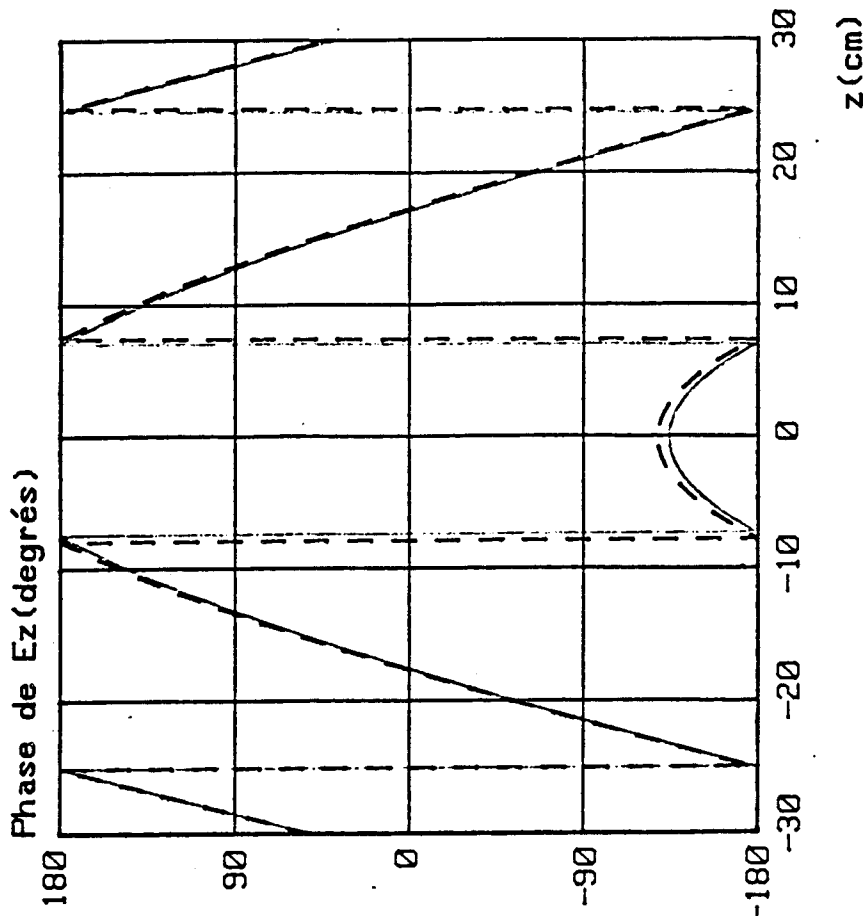
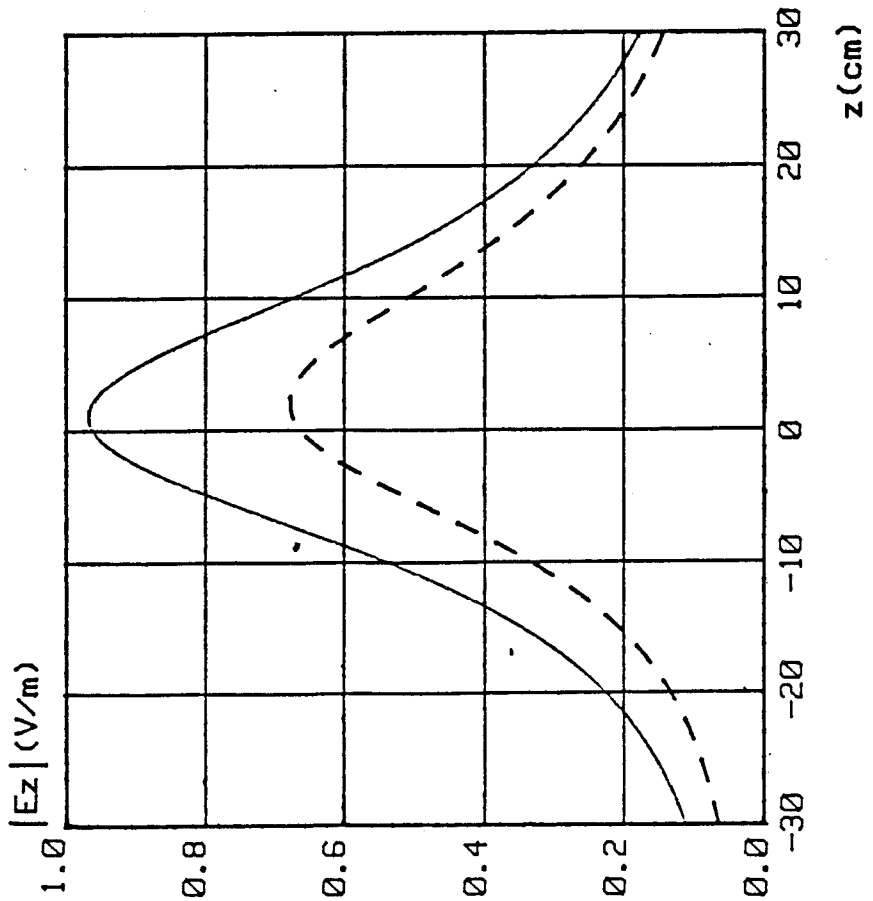
## II.6 - FENTE RESONNANTE UTILISEE EN RECEPTION

Lors des simulations numériques menées dans ce chapitre pour calculer le champ diffracté par une ou deux ouvertures, on a assimilé

Champ  $E_z$  rayonné par:  
 1 fente transversale 15mm X 3mm et  
 1 fente 18mm X 4mm inclinée à  $45^\circ$



Espacement = 3cm      trait plein: calcul exact  
 F = 2.5GHz            pointillé : théorie des dipôles  
 h = 15cm



Comparaison du champ  $E_z$  rayonné par:

- (1) 2 fentes transversales 15mm X 3mm (trait plein)
- (2) 1 fente 18mm X 4mm inclinée à 45° et  
1 fente transversale 15mm X 3mm (pointillé)

Espacement = 3cm

$F = 2.5\text{GHz}$

$h = 15\text{cm}$

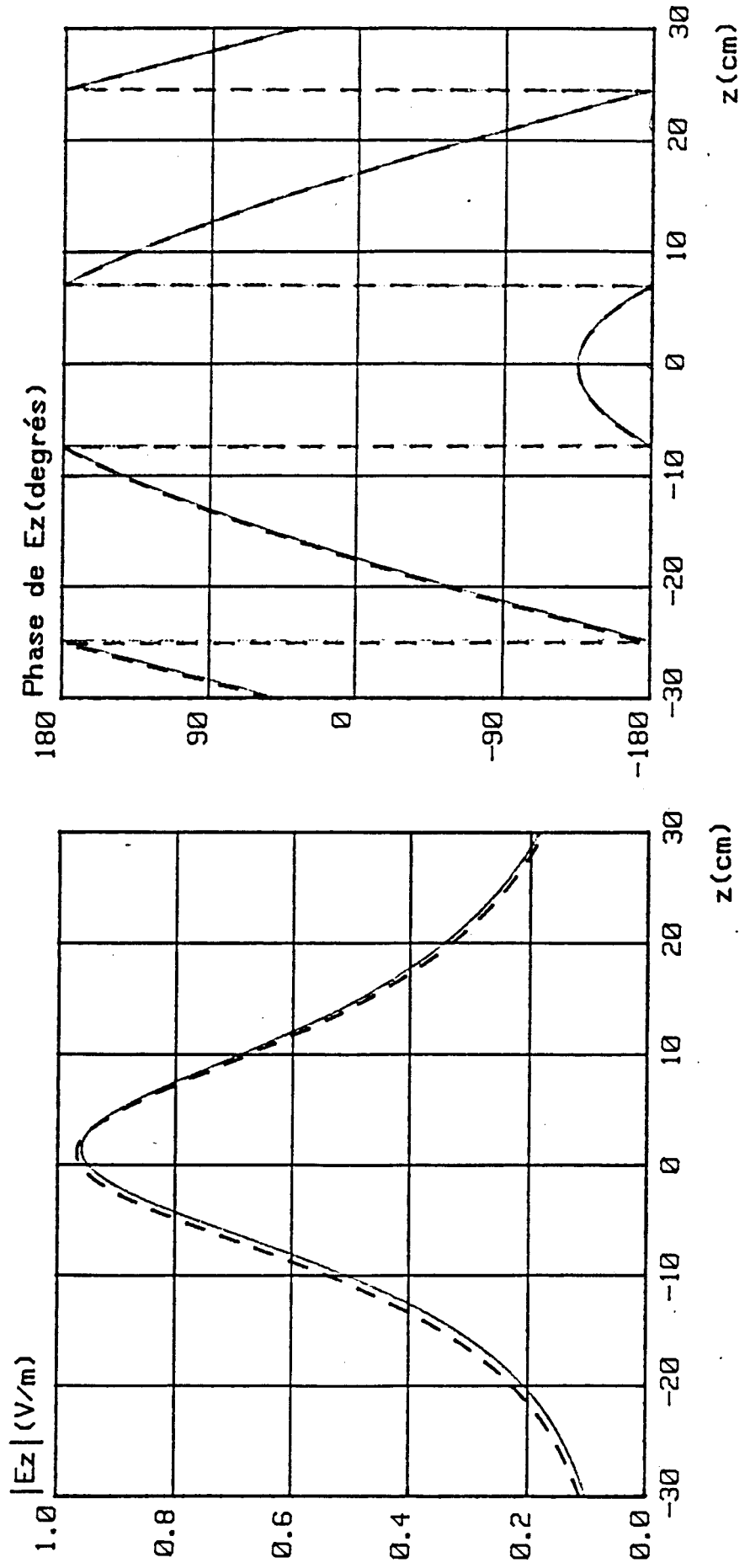


PLANCHE (PL-II.29)

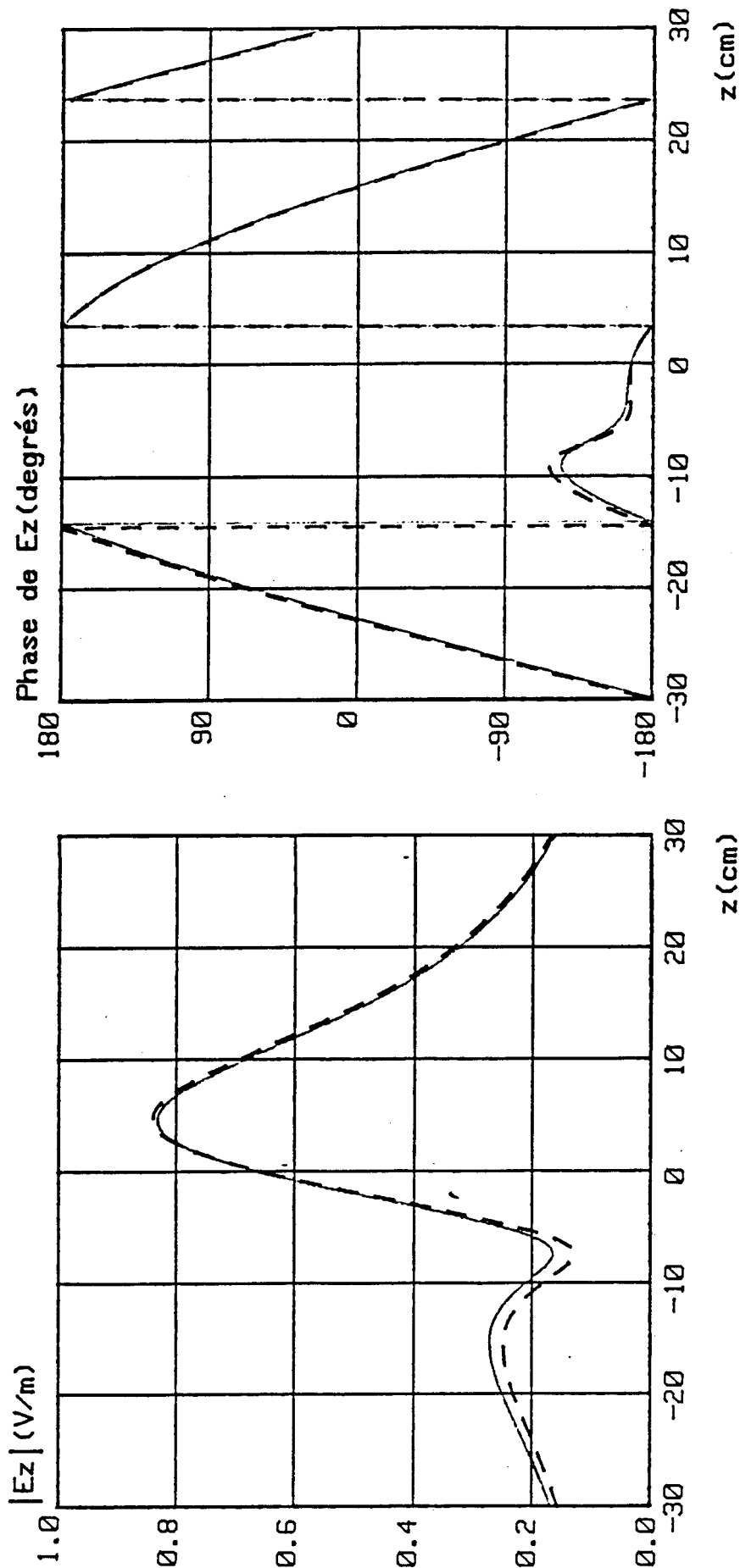
Comparaison du champ  $E_z$  rayonné par :

(i) 2 fentes transversales (en pointillé)

(ii) 1 fente inclinée et

1 fente transversale (en trait plein)

Espacement des fentes = 6cm     $F = 2.5\text{GHz}$



l'antenne de réception à un point ponctuel. Or dans la pratique, l'antenne de réception sera constituée, dans le cas le plus simple, d'un dipôle demi-onde. Pour une réception plus fine, des antennes plus élaborées pourront être utilisées. On pourra ainsi utiliser comme antenne de réception un tronçon de guide identique au guide rayonnant, dont le côté en regard du guide rayonnant comporterait un certain nombre d'ouvertures.

Sur le guide rayonnant, les fentes présentes devront être assez petites (devant la longueur d'onde du champ incident) pour limiter les pertes par rayonnement, mais devront néanmoins rayonner une composante utile assez élevée pour que la détection du champ se fasse sans l'aide d'une électronique trop élaborée ou encombrante. Comme nous l'avons indiqué au paragraphe II.4.1, les ouvertures transversales de 15 mm x 3 mm centrées sur le grand côté du guide constituent un compromis satisfaisant car la composante  $E_y$  rayonnée par ces fentes est très faible par rapport à la composante utile  $E_z$ .

Si on utilise en réception un tronçon de guide rayonnant, il est évident que dans ce cas les fentes présentes devront être très grandes afin de capter le maximum de champ rayonné. Des fentes résonnantes disposées sur ce tronçon de guide fourniraient au dispositif de réception un niveau de tension satisfaisant. A titre d'exemple, nous indiquons sur la planche (PL-II-3a) la cartographie du courant magnétique sur la surface d'une fente de 60 mm x 3 mm à la fréquence de 2.5 GHz. L'amplitude et la phase du courant sont représentées respectivement sur les planches (PL-II-31b) et (PL-II-31c), sur la longueur des segments A-C correspondant aux tranches A-C obtenues par découpage de la surface. On remarque que le courant est faible aux extrémités de la fente et a tendance à se concentrer vers le milieu de la surface. De plus il est symétrique par rapport aux axes principaux de la surface. La phase du courant est nulle, ce qui correspond bien à un phénomène de résonance. L'allure non-symétrique de l'amplitude du courant est liée à un problème purement numérique. En effet, le calculateur utilisé lors de la simulation ne disposait pas de mémoire suffisante pour permettre un découpage plus fin de la surface.

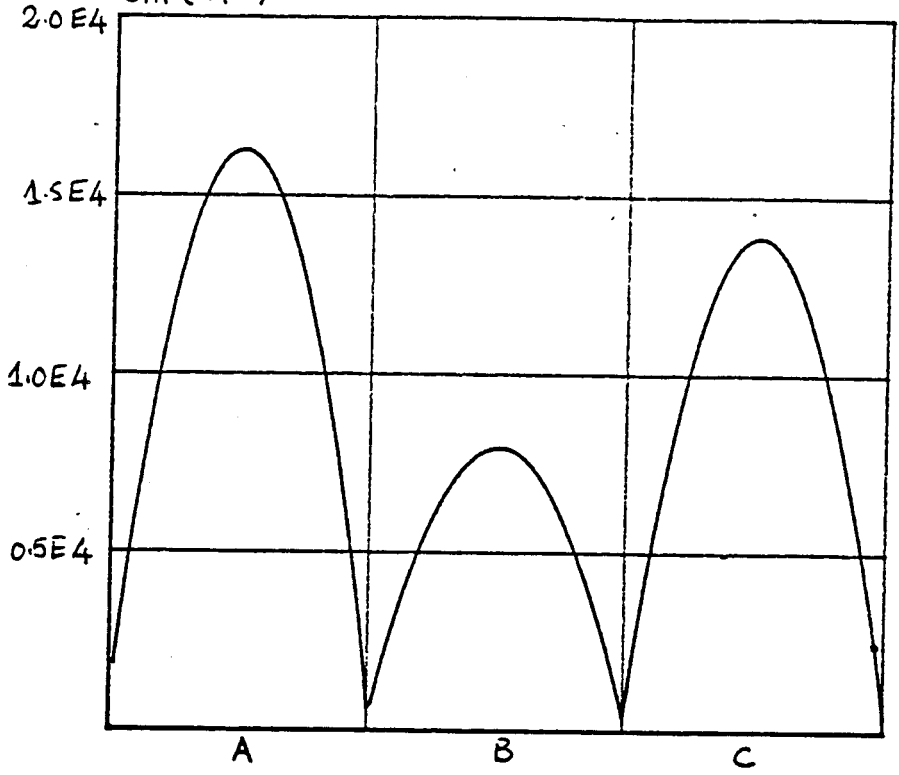


PLANCHE (PL-II.31b)

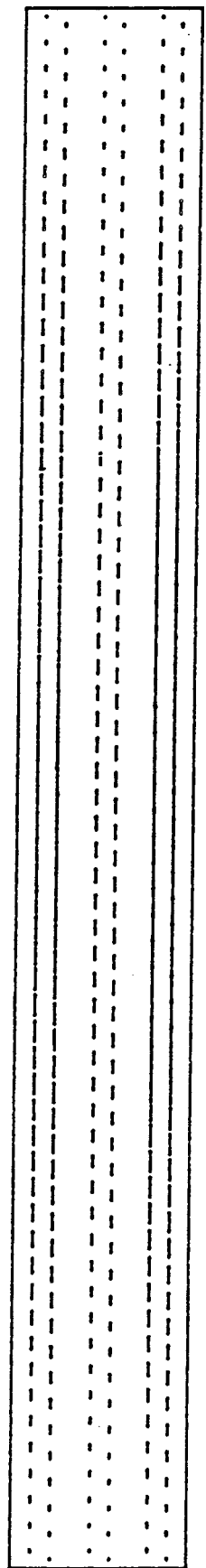


PLANCHE (PL-II.31a)

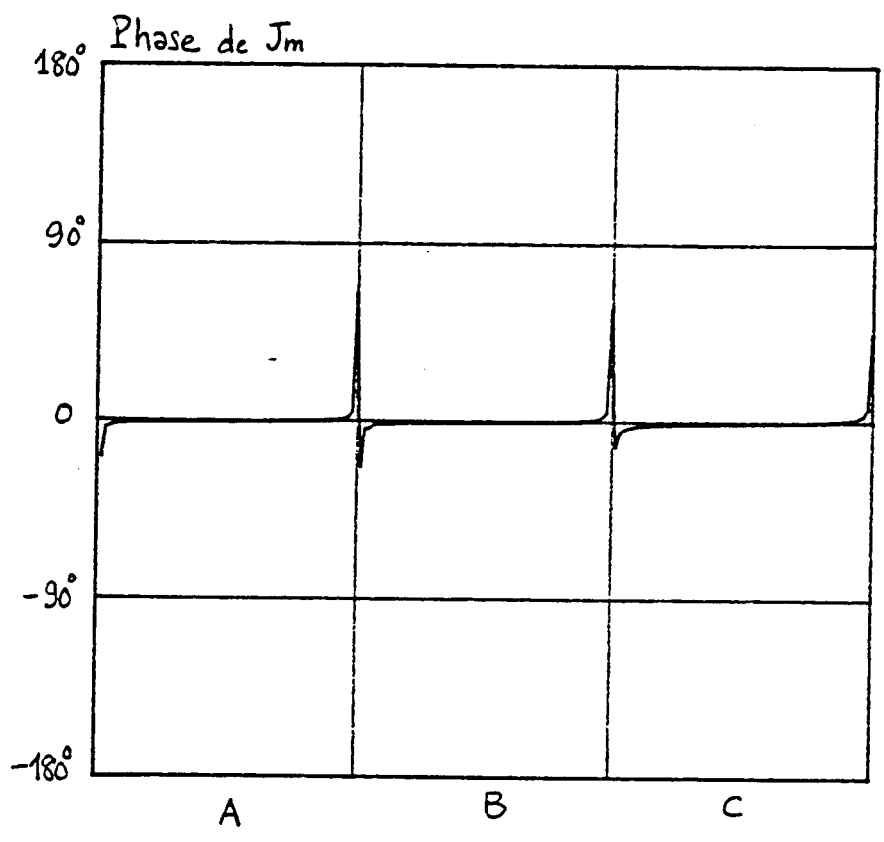


PLANCHE (PL-II.31c)



## CONCLUSION

Nous avons entrepris dans ce chapitre une étude comparative du champ diffracté par une petite ouverture située dans un plan conducteur et du champ rayonné par les dipôles magnétiques équivalents à cette ouverture. Un code de calcul a donc été élaboré pour déterminer le champ exact diffracté par l'ouverture. La très bonne correspondance entre les résultats obtenus par le code pour quelques exemples classiques, notamment au niveau des polarisabilités électrique et magnétique de l'ouverture et de la répartition du champ électrique tangentiel sur celle-ci, et ceux fournis par différents auteurs a permis la validation de ce code.

En nous plaçant dans les conditions de fonctionnement du guide rayonnant (propagation du mode  $TE_{01}$  dans le guide et présence des fentes de 15 mm x 3 mm sur le grand côté de ce guide), nous avons montré que le champ exact diffracté par une petite ouverture isolée était peu différent de celui rayonné par les dipôles magnétiques équivalents à cette fente. Dans le cas de deux fentes voisines, nous avons montré que les phénomènes de couplage mutuel entre les fentes n'interviennent plus au-delà d'un espacement de 30 mm environ. De plus, la présence d'une fente inclinée sur le guide, dont les dimensions et l'angle d'inclinaison par rapport à l'axe du guide pourront être au préalable correctement déterminés, ne perturbe pas fortement la composante longitudinale  $E_z$  du champ rayonné.

Un alignement de petites ouvertures sur le guide pourra donc être assimilé à un alignement de dipôles magnétiques élémentaires, à condition toutefois que le pas inter-ouvertures soit supérieur à 30 mm et que les ouvertures soient de faibles dimensions par rapport à la longueur d'onde. Cette approximation dipolaire donne alors des résultats très satisfaisants.

CHAPITRE III

## Introduction

### III.1 - RAYONNEMENT DU RESEAU D'OUVERTURES

III.1 - Condition de rayonnement

III.2 - Champ proche rayonné par le réseau d'ouvertures

III.3 - Etude de la convergence de la série

### III.2 - INFLUENCE DE LA DISTANCE ENTRE LES OUVERTURES

### III.3 - INFLUENCE DE LA FREQUENCE

### III.4 - PUISSANCE RAYONNEE - CALCUL DE L'AFFAIBLISSEMENT DANS LE GUIDE

III.4.1 - Atténuation linéique intrinsèque

III.4.2 - Puissance rayonnée par les ouvertures

### III.5 - TRANSMISSION VEHICULE-SOL - RECIPROCITE DE LA LIAISON

III.5.1 - Excitation du guide d'ondes par une ouverture

III.5.2 - Puissance circulant dans le guide

III.5.3 - Excitation du réseau d'ouvertures situé sur le guide

### III.6 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

III.6.1 - Description du banc de mesures

III.6.2 - Transmission sol vers véhicule

III.6.3 - Transmission véhicule vers sol

III.6.4 - Mesure des atténuations linéiques intrinsèque et de rayonnement du guide

## Conclusion

## Introduction

Nous abordons, dans ce chapitre, l'étude du rayonnement du réseau d'ouvertures situé sur le grand côté d'un guide d'ondes. Ce réseau sera assimilé, en appliquant le formalisme des dipôles équivalents, à un réseau de dipôles magnétiques.

Une étude paramétrique sera d'abord menée afin d'étudier les fluctuations du champ électromagnétique en fonction de la position du point de réception et ce, pour différentes valeurs de fréquences et de pas interouvertures.

Le calcul de la puissance rayonnée indiquera si la présence du réseau d'ouvertures sur le guide augmente fortement ou non l'affaiblissement global du signal transmis dans le guide. Une étude de l'excitation du réseau par une antenne extérieure sera également entreprise afin de vérifier la réversibilité de la liaison.

Nous présenterons enfin des résultats expérimentaux concernant les transmissions sol vers véhicule, véhicule vers sol ainsi que les mesures d'atténuation des signaux transmis. Une comparaison entre ces mesures et les prévisions théoriques sera effectuée.

### III.1 - RAYONNEMENT DU RESEAU D'OUVERTURES

Considérons un réseau de petites ouvertures rectangulaires situées sur le grand côté du guide d'ondes et alignées suivant l'axe  $y = b/2$  tel qu'il est indiqué sur la Figure III-1. Les ouvertures sont régulièrement espacées d'une distance  $d$ .

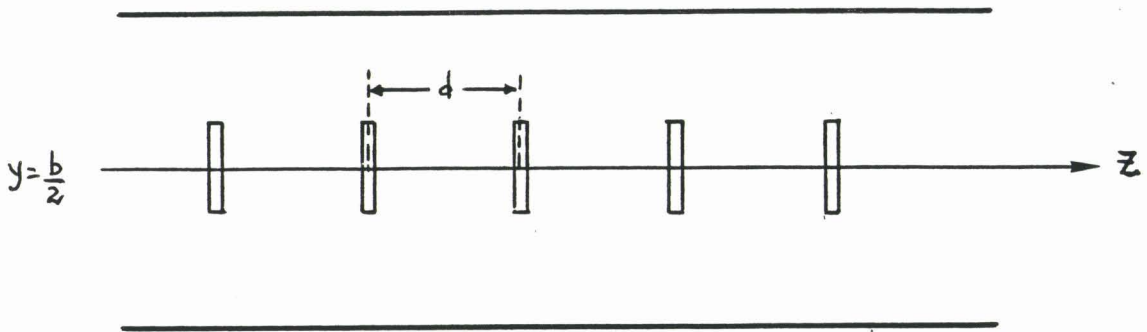
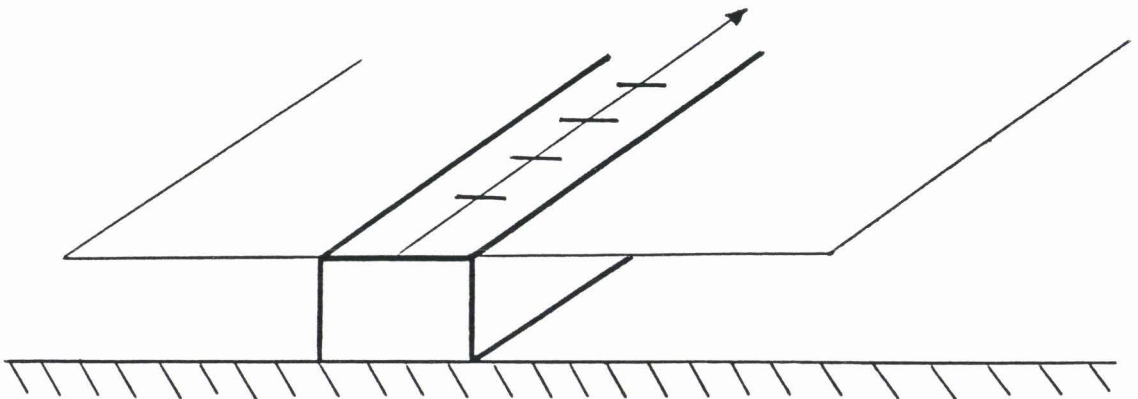


Figure (III-1)

Les dimensions des ouvertures étant petites devant la longueur d'onde du champ d'excitation, celles-ci peuvent être assimilées à des dipôles magnétiques élémentaires, comme nous l'avons montré dans le chapitre précédent. La détermination du champ rayonné par le réseau d'ouvertures se ramène alors à un problème de rayonnement d'un réseau de dipôles magnétiques. Sur l'axe  $y = b/2$ , la composante  $H_y$  du champ incident est maximale et la composante  $H_z$  nulle. Les moments magnétiques équivalents aux ouvertures étant proportionnels au champ magnétique incident, le réseau de petites ouvertures se ramène donc à un alignement de dipôles magnétiques alignés suivant l'axe  $y = b/2$  et orientés suivant l'axe des  $y$  (Figure III-2). Afin de simplifier le problème, nous avons supposé que l'ouverture est située dans un plan métallique uniforme, donc que la face supérieure du guide est prolongée par un plan optimum.



### III.1.1 - Condition de rayonnement

Nous allons montrer que l'action conjuguée de l'espacement  $d$  entre les dipôles magnétiques et de la longueur d'onde va introduire une condition de rayonnement optimum. Considérons pour cela le réseau de la Figure III-2 et calculons le champ lointain créé par cet alignement de dipôles.

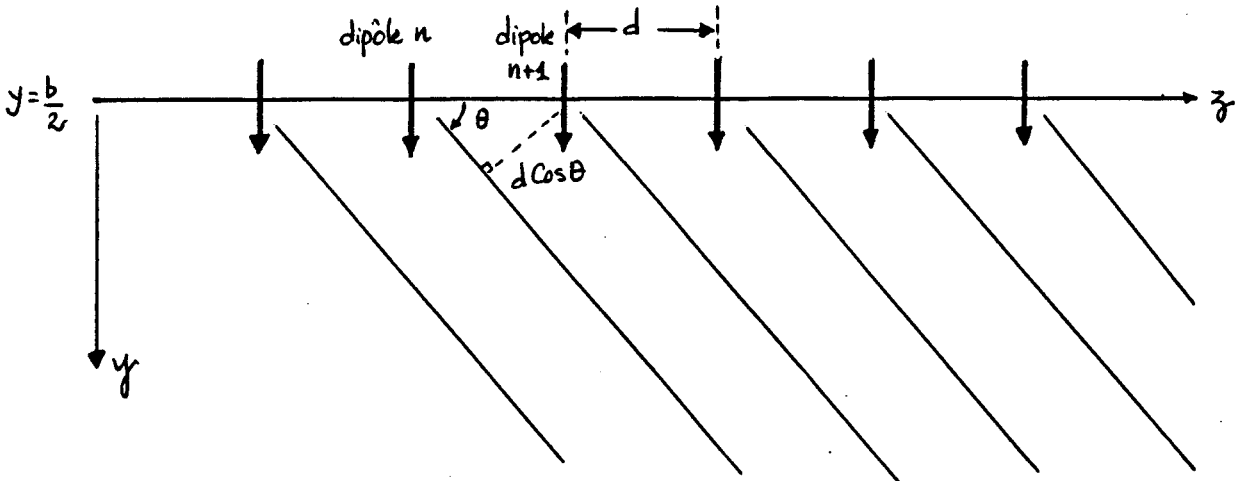


Figure (III-2)

Les rayons issus des dipôles seront parallèles entre eux et la différence de marche entre deux rayons successifs issus des dipôles  $n$  et  $n+1$  sera égale à  $d \cos \theta$ . De plus si l'onde se propage dans le guide suivant l'axe des  $z$ , le dipôle  $n+1$  présentera un déphasage égal à  $k_g d$  par rapport au dipôle  $n$ ,  $k_g$  étant la constante de phase dans le guide.

Si les dipôles sont identiques, le champ total  $E_t$  rayonné par les  $N$  dipôles sera donné par

$$E_t = E_0 \sum_{n=0}^{N-1} e^{jn(kd \cos \theta - k_g d)} \quad \text{(III-1)}$$

où  $E_0$  représente l'amplitude du champ rayonné par un seul dipôle et  $k$  le nombre d'ondes dans l'air.

Le module du champ lointain s'écrit donc

$$|E_t| = E_0 \frac{\text{Sin} \left| \frac{N}{2} (kd \text{Cos}\theta - k_g d) \right|}{\text{Sin} \left| \frac{1}{2} (kd \text{Cos}\theta - k_g d) \right|} \quad (\text{III-2})$$

La condition de rayonnement optimum est alors satisfaite par la recherche du maximum de rayonnement soit

$$|E_t| = N E_0 \quad (\text{III-3})$$

Cette condition sera obtenue pour les valeurs particulières du déphasage que l'on exprimera

$$kd \text{Cos}\theta - k_g d = 2p\pi \quad (\text{III-4})$$

où p représente un entier négatif, positif ou nul.

Le réseau de dipôles présentera donc un lobe principal orienté dans la direction définie par un angle  $\theta$  tel que

$$\text{Cos}\theta = \frac{2p\pi}{kd} + \frac{k_g}{k} \quad (\text{III-5})$$

On remarque d'après l'équation (III-5) que, quelque soit l'espacement d entre les dipôles, le réseau rayonne dans une certaine direction  $\theta$ . En effet, dans le cas où  $p=0$ , on obtient

$$-1 \leq \text{Cos}\theta = \frac{k_g}{k} \leq 1 \quad (\text{III-6})$$

car la vitesse de phase dans le guide est supérieure à la vitesse des ondes dans l'air ( $\lambda_g > c$ , c'est-à-dire  $\lambda_g > \lambda$  soit  $k_g < k$ ). La condition, dite de rayonnement optimum dans une direction particulière du réseau, est donc toujours satisfaite.

Si on suppose que seul le mode fondamental  $TE_{01}$  se propage dans un guide tel que le WR284 (de dimensions internes 72 x 34 mm) à une fréquence de 2.5 GHz, on trouve .

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = 52.36 \quad ; \quad k_c = \frac{\pi}{b} = 43.63 \quad \text{et} \quad k_g = 28.94$$

La relation (III-5) peut alors s'écrire

$$-1 \leq \frac{2p\pi}{kd} + 0.5528 \leq +1 \quad (\text{III-7})$$

soit encore

$$\text{pour } p > 0 : d \geq 0.2683 p$$

$$\text{pour } p < 0 : d \geq -0.07728 p$$

A partir d'une certaine distance  $d$ , une autre solution peut être obtenue

$$\text{pour } p = 0$$

$$\text{si } 7.73 \text{ cm} \leq d \leq 15.46 \text{ cm}$$

$$p = -1$$

$$\text{pour } p = 0$$

$$p = -1 \quad \text{si } 15.46 \text{ cm} \leq d \leq 23.18 \text{ cm}$$

$$p = -2$$

etc...

On constate donc que, lorsque  $d \leq 7.73$  cm, le rayonnement se fait dans une direction privilégiée tandis que pour des distances  $d > 7.73$  cm plusieurs lobes principaux existent. La distance critique  $d_c = 7.3$  cm est à comparer à l'espacement minimum nécessaire entre deux fentes voisines pour négliger les phénomènes de couplage mutuel entre ces fentes. Rappelons que dans le cas de deux ouvertures rectangulaires identiques de 15 mm x 3 mm, cet espacement a été évalué à environ 3 cm (voir le chapitre précédent). Il convient donc, pour éviter les phénomènes de couplage entre ouvertures voisines et pour s'affranchir



des problèmes d'interférences qui apparaissent lorsque plusieurs lobes de rayonnement existent, de fixer le pas inter-ouvertures du réseau dans une fourchette comprise entre 3 cm et 7.73 cm. Dans ces conditions le diagramme de rayonnement du réseau, calculé en champ lointain, présente un seul lobe principal. Cependant, dans l'application envisagée, l'antenne de réception se déplace au voisinage du guide. Nous allons donc étudier, dans le paragraphe suivant, le rôle joué par cette distance critique sur l'amplitude du champ proche.

### III.1.2 - Champ proche rayonné par le réseau d'ouvertures

Considérons le réseau de dipôles magnétiques de moment  $m_y$ , alignés suivant l'axe  $oz$  et espacés d'une distance  $d$  les uns des autres, Figure III-3. On supposera un réseau infini de dipôles et on calculera le champ rayonné en champ proche, donc à une distance de quelques longueurs d'ondes de la ligne d'émetteurs. L'origine arbitraire est choisie sur un dipôle.

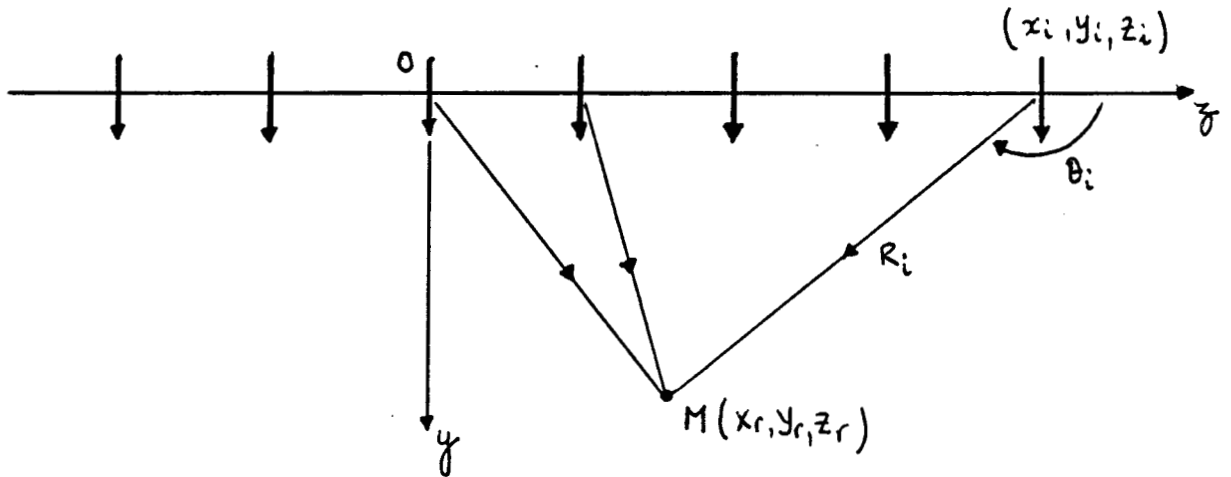


Figure (III-3)

Le moment  $m_y$ , dû à la composante  $H_y$  du champ incident, s'écrit

$$m_y = \alpha_{my} H_y \quad (III-8)$$

$$\text{où } H_y = j H_0 \frac{k_g \pi}{k_g^2} \frac{\pi}{b} \sin \frac{\pi y}{b} e^{-jk_g z} \quad (III-9)$$

et  $\alpha_{my}$  la polarisabilité magnétique de l'ouverture suivant  $y$ .

Le dipôle d'indice  $i$  situé au point  $(x_i, y_i, z_i)$  va créer au point  $m$   $(x_r, y_r, z_r)$  un champ  $E_{\phi i}$  qui s'exprime

$$E_{\phi i} = - \frac{j\omega\mu_0}{4\pi} \frac{\sin\theta_i}{R_i^2} (1 + jk R_i) e^{-jk R_i} \phi \quad (\text{III-10})$$

avec  $\sin \theta_i = \frac{R'_i}{R_i}$  (III-11)

où  $R_i^2 = (x_r - x_i)^2 + (z_r - z_i)^2$  (III-12)

$$R_i^2 = (x_r - x_i)^2 + (y_r - y_i)^2 + (z_r - z_i)^2 \quad (\text{III-13})$$

et  $z_i = i d$  (III-14)

De plus le moment  $m_{yi}$  est relié au dipôle situé à l'origine par la relation

$$m_{yi} = m_{y0} e^{-jk_g i d} \quad (\text{III-15})$$

Le champ  $E_{\phi i}$  s'écrit alors

$$E_{\phi i} = - \frac{j\omega\mu_0}{4\pi} \frac{\sin\theta_i}{R_i^2} (1 + jk R_i) |m_{y0}| e^{-j(k R_i + k_g i d)} \quad (\text{III-16})$$

Les composantes  $E_{xi}$  et  $E_{zi}$  du champ électrique rayonné s'écrivent

$$E_{xi} = E_{\phi i} \cos\phi_i a_x \quad (\text{III-17})$$

$$E_{zi} = -E_{\phi i} \sin\phi_i a_z \quad (\text{III-18})$$

avec  $\sin\phi_i = \frac{x_r - x_i}{R'_i}$  (III-19)

et  $\cos\phi_i = \frac{z_r - z_i}{R'_i}$  (III-20)

Le champ total est obtenu en sommant les contributions de tous les dipôles ( $i < 0$ ,  $i = 0$  et  $i > 0$ ). On a ainsi, pour la composante  $E_z$  du champ rayonné,

$$E_z = \sum_i E_{zi} \quad (\text{III-21})$$

### III.1.3 - Etude de la convergence de la série

Une étude de la convergence de la série donnée par l'équation (III-21) mettra en évidence les contributions respectives des dipôles situés de part et d'autre du point de réception [35]. La ligne des dipôles est supposée infinie, avec une origine choisie au-dessus d'un dipôle, Figure III-3. Le champ  $E_z$  est calculé à 15 cm au-dessus du réseau, la puissance circulant dans le guide est normalisée à 1 Watt. De plus, les ouvertures sont de 15 mm x 3 mm et sont espacées de 6 cm. La fréquence est de 2.5 GHz.

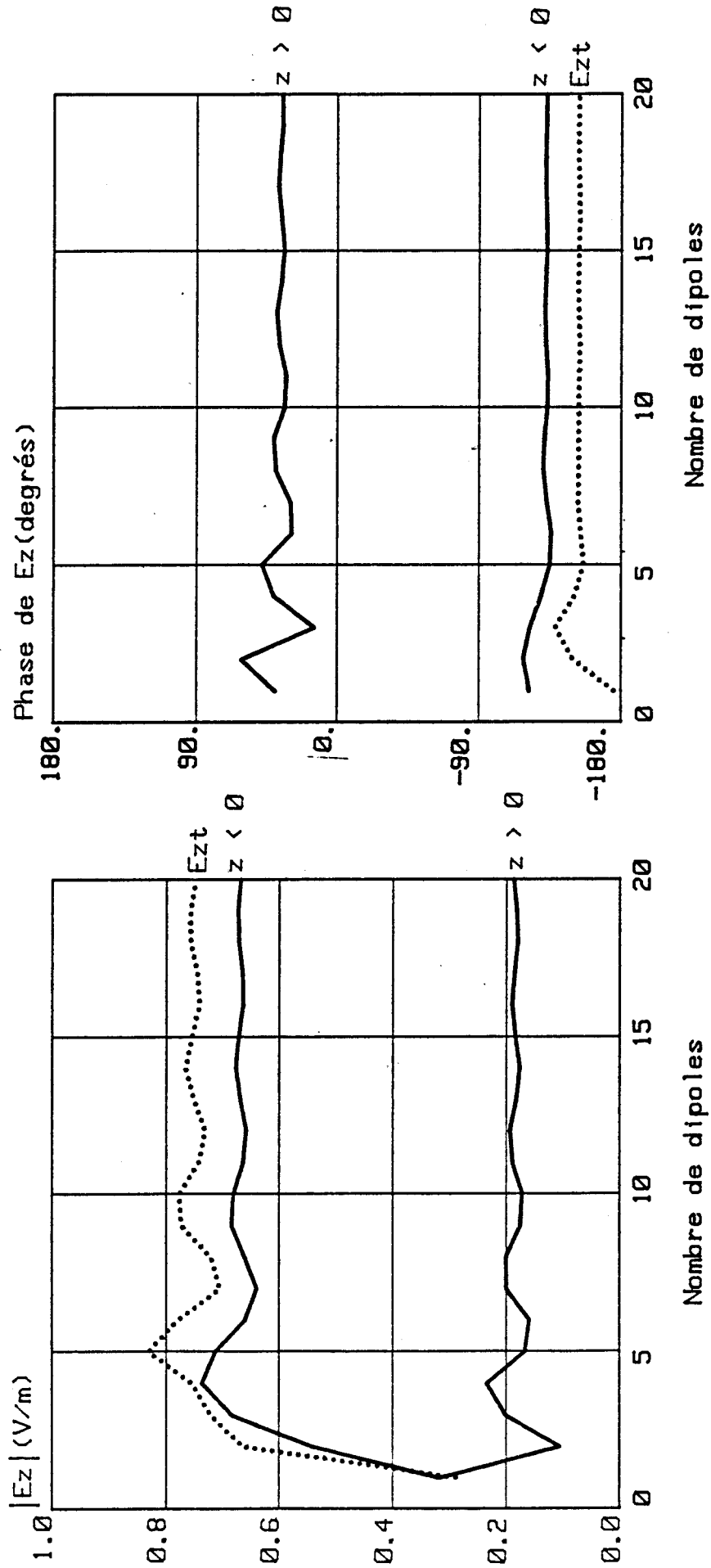
Les courbes de la planche (PL-III-1) représentent l'évolution en module et en phase, du champ  $E_z$  rayonné en fonction du nombre d'ouvertures pris en compte. On a distingué la contribution des champs dus aux dipôles situés à gauche du point de réception ( $z < 0$ ) de la contribution des dipôles situés à droite de ce point ( $z > 0$ ). Enfin la courbe  $E_{zt}$  a été obtenue en sommant la contribution d'un nombre identique de dipôles à droite et à gauche. Les courbes montrent que la contribution principale du champ provient des dipôles situés à gauche du point de réception (en  $z < 0$ ), les dipôles situés à droite en  $z > 0$  rayonnant un champ  $E_z$  assez faible. Les champs créés par les dipôles situés de part et d'autre du point de réception sont quasiment en opposition de phase, ce qui explique que le champ total (qui tient compte du champ créé par le dipôle situé à l'origine) est légèrement plus élevé que celui créé par les dipôles situés en  $z < 0$ . On peut aussi remarquer que ce sont approximativement les cinq premiers dipôles situés en  $z < 0$  qui contribuent à l'essentiel du champ rayonné. Le rayon "central" issu de ce "sous-réseau" fait un angle d'environ  $45^\circ$  avec l'axe des  $z$ , Figure III-4.

Fentes : 15mm x 3mm

Espacement : 6 cm

Hauteur : 15 cm

Decalage Recepteur-Origine :  $\emptyset$  cm



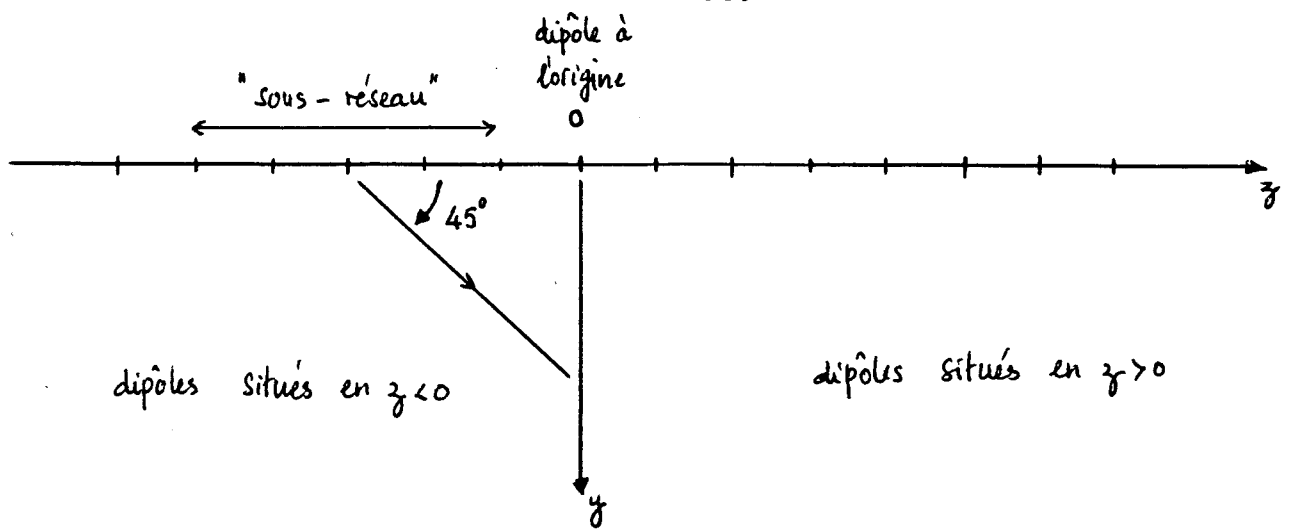


Figure (III-4)

Un rapprochement doit alors être effectué avec les résultats obtenus en zone lointaine. On avait vu qu'en champ lointain et pour un espacement de 6 cm, il existait un lobe de rayonnement dans une direction faisant un angle de  $56^\circ$  avec l'axe des dipôles (d'après l'équation III-6). Nous retrouvons en zone proche un comportement similaire avec évidemment une dispersion plus marquée des rayons arrivant au point de réception.

Les courbes de la planche (PL-III-2) montrent l'évolution de  $E_z$  lorsque le point de réception est décalé de 2 cm par rapport au dipôle situé à l'origine. On constate que le champ total converge vers la même valeur que celle observée sur la planche (PL-III-1). Cela signifie que le champ rayonné va très peu fluctuer en fonction de la position longitudinale du point de réception, pour un espacement entre ouvertures de 6 cm.

Envisageons maintenant une distance  $d$  plus importante,  $d = 9$  cm par exemple, de sorte que deux lobes de rayonnement puissent exister en champ lointain. Le premier lobe se produira dans la direction  $\theta_1 = 56^\circ$ , la direction du second lobe étant donnée par la relation

$$\cos \theta_2 = -\frac{2\pi}{kd} + \frac{kg}{k} \quad (\text{III-22})$$

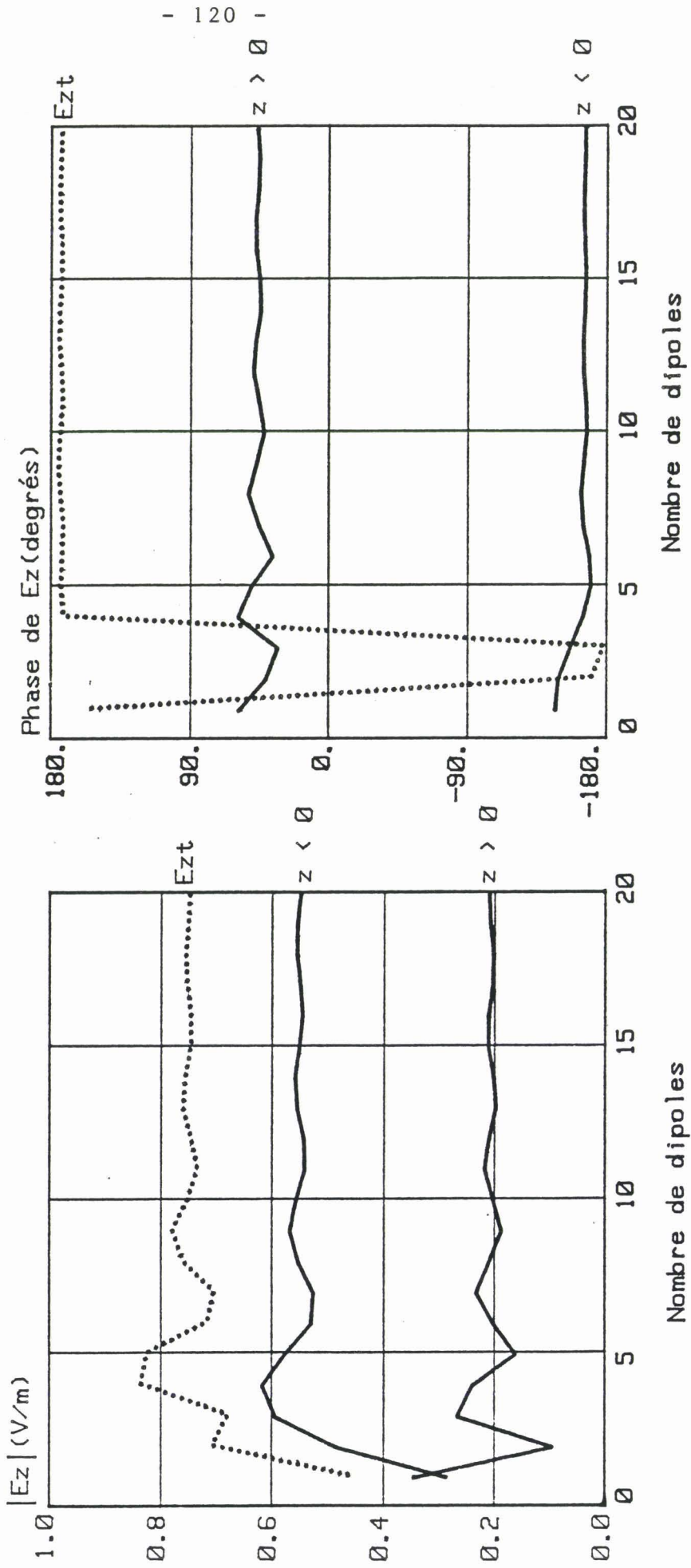
soit  $\theta_2 = 141^\circ$

Fentes : 15mm x 3mm

Espacement : 6 cm

Hauteur : 15 cm

Decalage Recepteur-Origine : 2 cm



Dans cette configuration, les rayons centraux de ces deux lobes seront situés de part et d'autre du point d'observation.

Supposons que le point de réception se situe à la verticale de l'ouverture située à l'origine. Les courbes de la planche (PL-III-3) montrent la variation du champ  $E_z$  en champ proche en fonction du nombre d'ouvertures suivant  $z < 0$  et  $z > 0$ . Les contributions des dipôles de part et d'autre de l'origine sont assez proches et comme les champs ne sont déphasés que d'environ  $90^\circ$ , le champ total (qui tient compte du champ issu du dipôle à l'origine) recueilli au point d'observation est assez élevé. Nous pouvons, comme précédemment, définir les "sous-réseaux" qui contribuent à l'essentiel du champ  $E_z$ . Ils sont situés, dans ce cas, de part et d'autre du point d'observation et comprennent chacun environ 5 dipôles. Les rayons centraux de ces sous-réseaux font un angle d'environ  $45^\circ$ , pour les dipôles situés à gauche du point d'observation, et d'environ  $135^\circ$  pour les dipôles situés à droite du point d'observation, Figure (III-5).

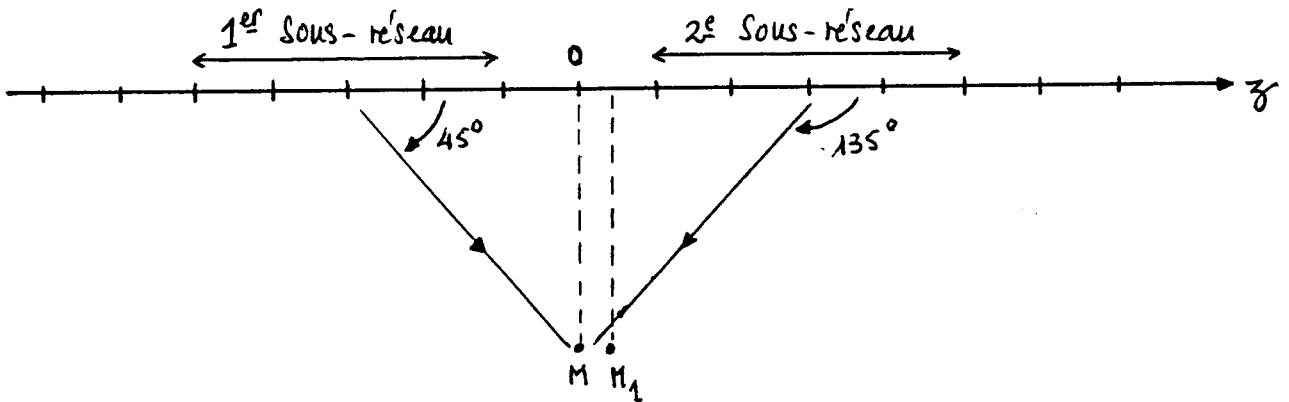


Figure (III-5)

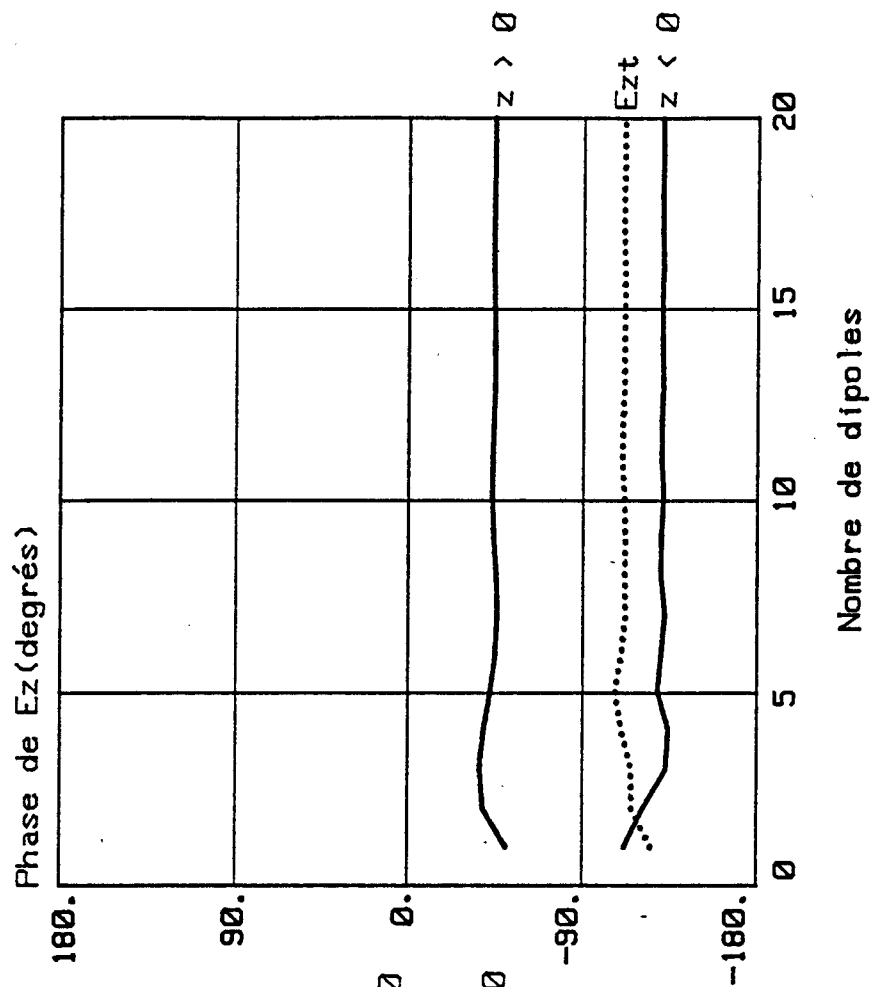
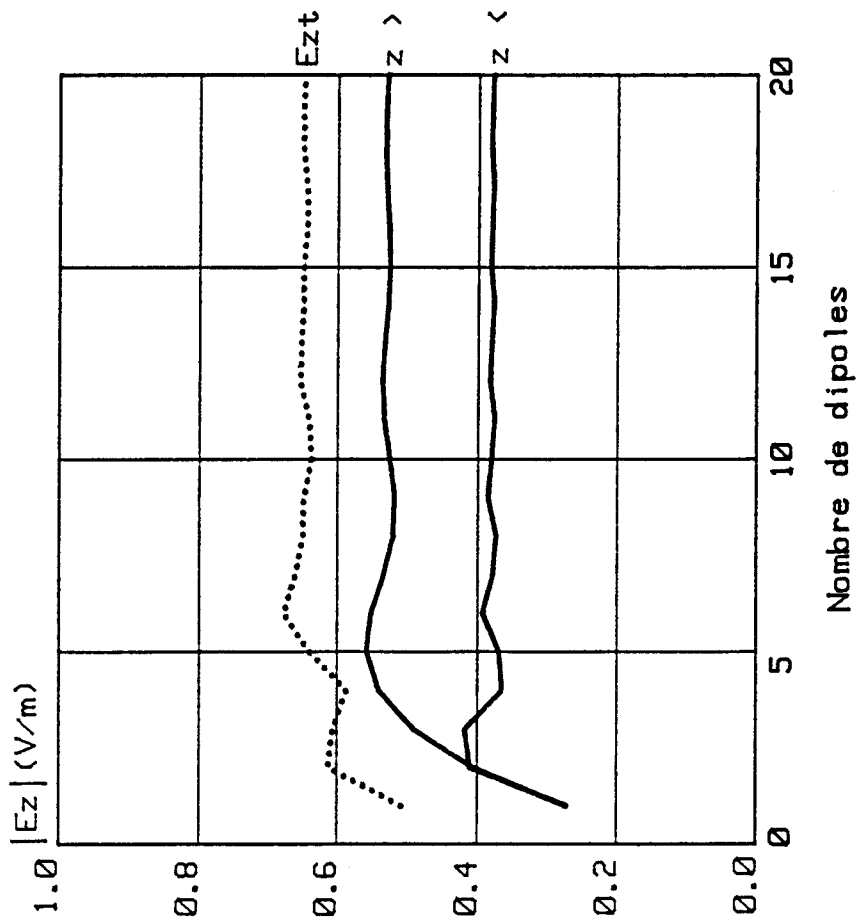
Les directions des lobes principaux en zone lointaine étant respectivement de  $56^\circ$  et de  $141^\circ$ , nous retrouvons en zone proche un comportement similaire du champ avec une dispersion plus marquée des rayons.

Fentes : 15mm x 3 mm

Espacement : 9 cm

Hauteur : 15 cm

Decalage Recepteur-Origine : 0 cm



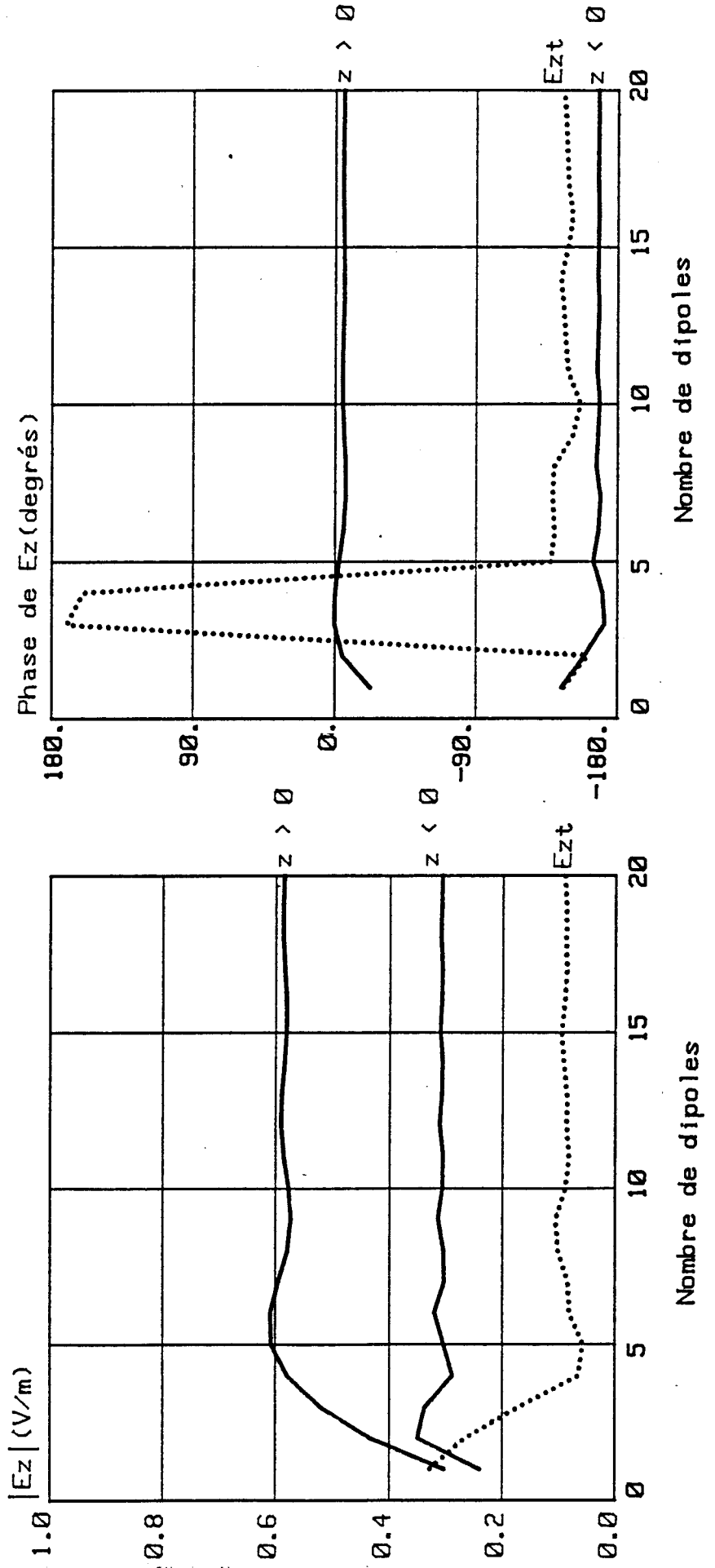


Fentes : 15mm x 3mm

Espacement : 9 cm

Hauteur : 15 cm

Decalage Recepteur-Origine : 2 cm



Si le point d'observation se décale légèrement suivant l'axe des  $z$ , des déphasages se produiront entre les deux faisceaux. Nous avons représenté sur la planche (PL-III-4) l'évolution de  $E_z$  lorsque le point de réception est décalé de 2 cm par rapport au point M et se situe en  $M_1$ , Figure III-5. Le déphasage entre les rayons issus des ouvertures situées en  $z < 0$  et en  $z > 0$  est de l'ordre de  $\pi$  dans ce cas et nous constatons une chute assez brutale de l'amplitude du champ total. Le champ au point  $M_1$  est environ dix fois plus faible que celui observé au point M.

On voit donc que lorsque plusieurs lobes de rayonnement sont présents en zone lointaine, des interférences se produiront, entraînant des fluctuations importantes du champ proche en fonction de la position du point de réception.

### III.2 - INFLUENCE DE LA DISTANCE ENTRE LES OUVERTURES

La variation du champ électrique  $E_z$  en un point de réception donné en fonction de la distance entre les ouvertures est représentée sur la planche (PL-III-5). Les courbes ont été tracées pour une distance verticale entre le guide et le point d'observation de 15 cm pour une fréquence de 2.5 GHz. La puissance transportée dans le guide est toujours normalisée à 1 Watt et les dimensions des ouvertures sont de 15mm x 3mm. La position du point de réception est introduite en paramètre et on a considéré successivement, pour les courbes numérotées de (1) à (4), les positions relatives suivantes : (1) au-dessus d'une ouverture (2) décalée de  $d/3$  par rapport à l'ouverture (3) décalée de  $d/2$  et (4) décalée de  $2d/3$ . Les différentes positions du point d'observation sont indiquées sur la Figure III-6.

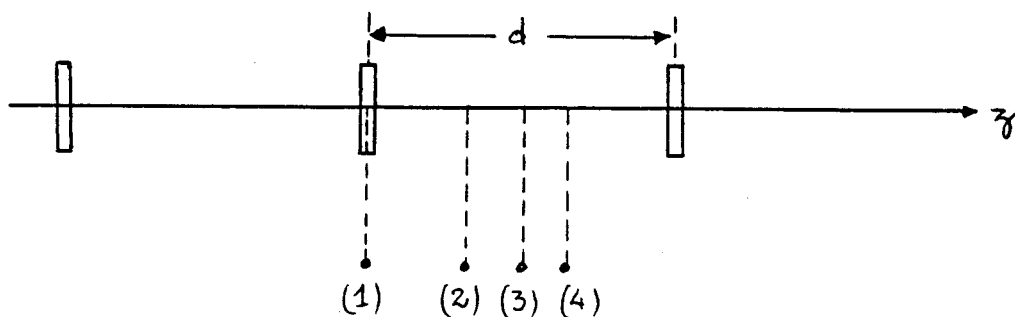
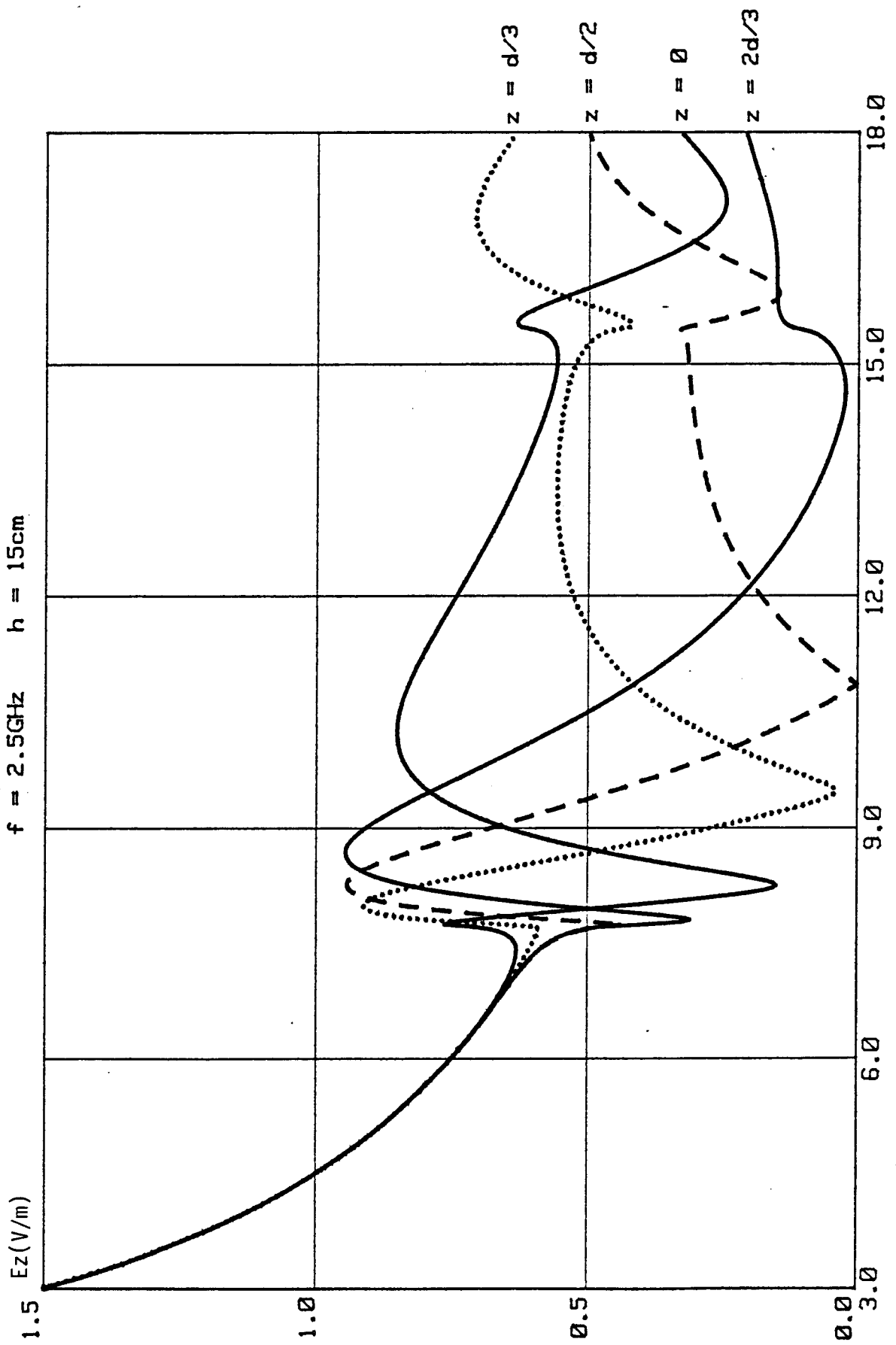
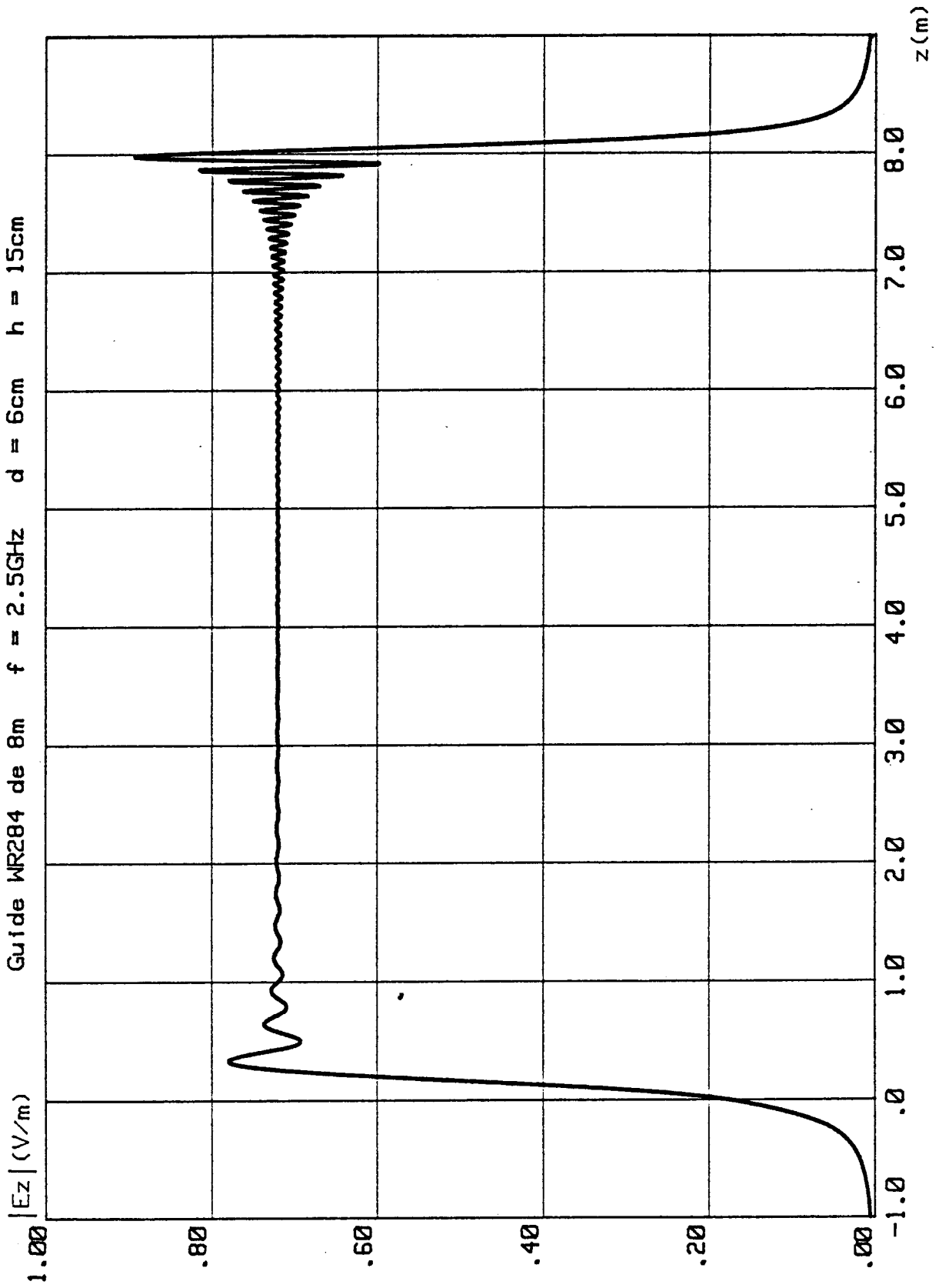


Figure (III-6)

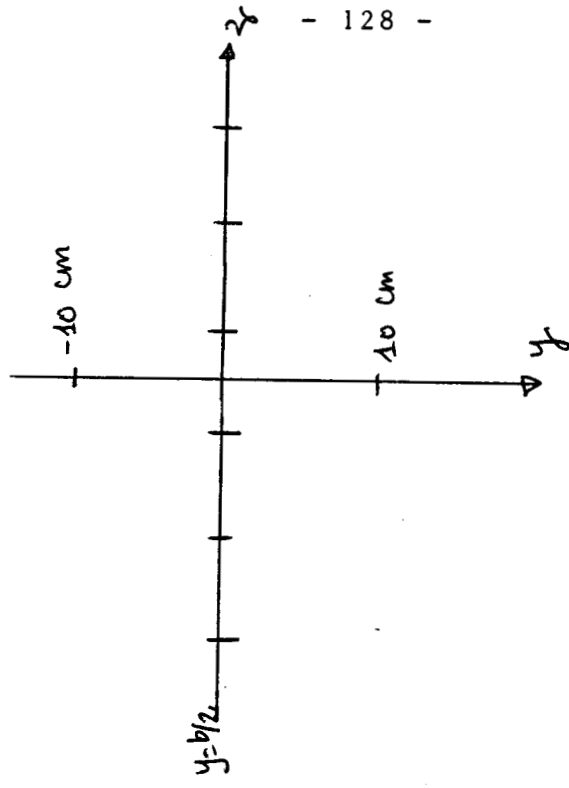
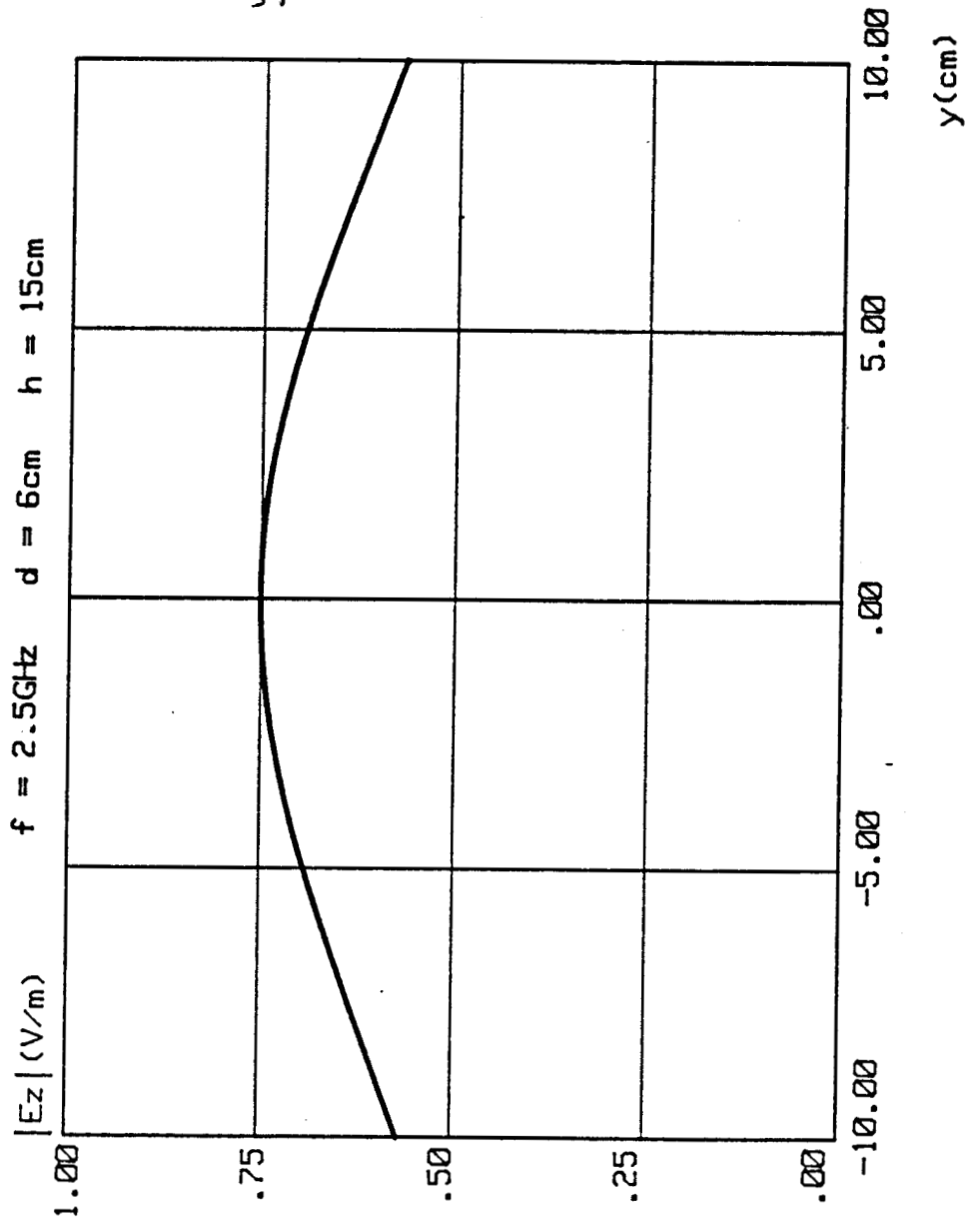




On voit que lorsque la distance entre les ouvertures est inférieure à 7.7 cm, la variation du champ électrique ne dépend pas de la position longitudinale du point de réception. Au-delà de cette distance, une zone de variations très rapides du champ apparaît, notamment entre 7.7 cm et 15.4 cm. Ces oscillations sont plus faibles entre 12 cm et 15.4 cm. A partir de 15.4 cm on obtient de nouveau des oscillations rapides. Il faut bien entendu rapprocher ces valeurs de 7.7 cm et de 15.4 cm de celles, identiques, pour lesquelles apparaissent de nouveaux lobes de rayonnement en champ lointain (voir le paragraphe III.1.1). Lorsque la condition de rayonnement de plusieurs lobes est vérifiée, on observe des fluctuations importantes du champ en champ proche. La distance  $d < 7.7$  cm semble donc optimum pour réaliser le couplage entre l'intérieur et l'extérieur du guide. Il faut noter que d'un point de vue réalisation pratique du guide rayonnant, il est préférable de choisir un espacement important. Compte tenu de la largeur des ouvertures et pour éviter de se placer trop près de la distance critique, un espacement de 6 cm entre les ouvertures transversales apparaît donc comme satisfaisant. De plus, cette valeur est largement suffisante pour éviter les interactions mutuelles entre ouvertures voisines.

Nous indiquons sur la planche (PL-III-6) l'évolution de  $E_z$  à 15 cm au-dessus d'un guide de 8 m de long comportant des fentes rectangulaires espacées de 6 cm. En début de guide, le champ augmente relativement lentement pour atteindre une valeur pratiquement constante après environ 40 cm. Le comportement a été expliqué lors de l'étude de la convergence du champ. Ensuite le champ reste quasiment constant sur toute la longueur du guide sauf en bout de guide où l'on observe des oscillations du champ autour de sa valeur moyenne. Elles sont dues au fait que les déphasages des différents rayons issus des ouvertures situées à gauche du point de réception ne sont pas compensés par les rayons arrivant de la droite, contrairement à ce qui se passe lorsque le point de réception se situe au milieu du guide. La décroissance de  $E_z$  à droite de l'extrémité du guide est ensuite très rapide.

L'influence d'un déplacement latéral du point d'observation doit aussi être prise en compte car le véhicule en mouvement peut subir des débattements latéraux. Nous avons représenté sur la planche (PL-III-7) la variation de  $E_z$  en fonction de la position latérale du point de



réception pour les quatre positions longitudinales indiquées sur la Figure III.6. Les différentes courbes se superposent avec une variation de  $E_z$  peu importante en fonction du débattement latéral. Ceci signifie que cette disposition d'ouvertures convient parfaitement pour les transmissions, les niveaux des signaux étant quasiment constants lors du déphasement longitudinal et fluctuant dans des limites très acceptables lors d'un débattement latéral du récepteur.

### III.3 - INFLUENCE DE LA FREQUENCE

Nous avons pu constater que lorsque l'espacement entre les ouvertures était supérieur à 7.7 cm, il se produisait des fluctuations d'amplitude du champ très importantes. Comme il existe une dualité entre distance et longueur d'onde, ces fluctuations vont aussi se manifester si on se fixe un espacement entre ouvertures inférieur à 7.7 cm et si on augmente légèrement la fréquence. Nous avons tracé sur la planche (PL-III-8) la variation de  $E_z$  en fonction de la fréquence. L'espacement entre les ouvertures est fixé à 6 cm, le point de réception étant à 15 cm au-dessus du guide. Comme précédemment, la position longitudinale du point de réception est introduite en paramètre et les courbes numérotées (1) à (4) correspondent aux positions suivantes : (1) au-dessus d'une ouverture (2) décalée de  $d/3$  (3) décalée de  $d/2$  et (4) décalée de  $2d/3$ . On peut noter que  $E_z$  ne dépend pas de la position longitudinale du point d'observation tant que la fréquence reste inférieure à 2.8 GHz. Au-delà de cette fréquence critique, des fluctuations très importantes de  $E_z$  apparaissent. Nous indiquons sur la planche (PL-III-9) l'évolution de  $E_z$  à 3.0 GHz. Les fluctuations d'amplitude sont très prononcées et le champ observé est périodique, avec une période proportionnelle à l'espacement entre les ouvertures. Ce phénomène peut être mis à profit pour déterminer la vitesse du véhicule. En effet, nous connaissons les distances inter-ouvertures ; si nous disposons un dispositif écreteur à seuil correctement réglé à la sortie d'un récepteur captant ce signal, nous récupérerons en sortie un signal carré dont la fréquence sera proportionnelle à la vitesse du véhicule et le nombre de transitions proportionnel à la distance parcourue. La mesure de vitesse se fera alors sous contact mécanique avec les rails. On peut ainsi éviter les problèmes liés à l'utilisation des méthodes de mesure qui nécessitent un

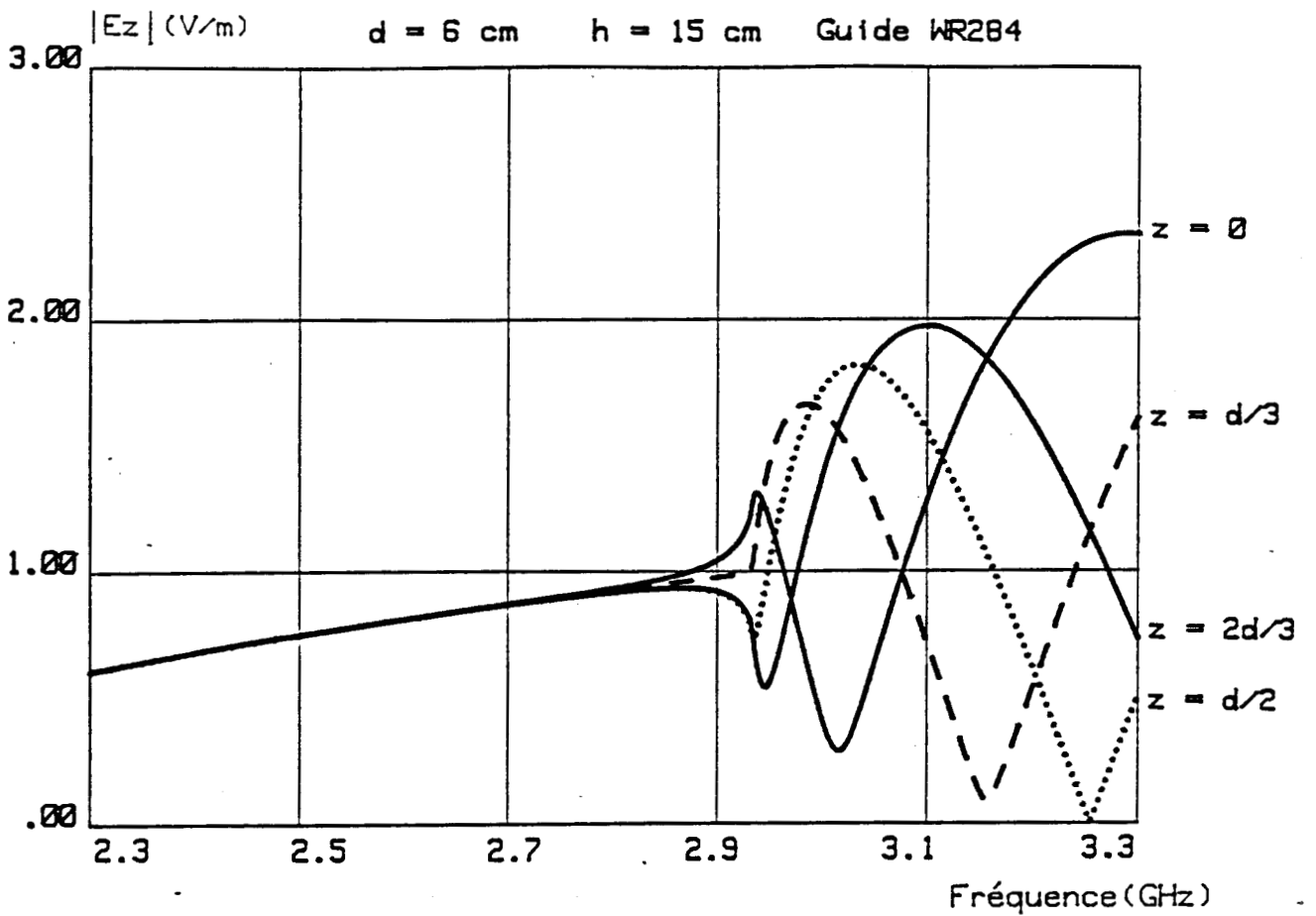


PLANCHE (PL-III.8)

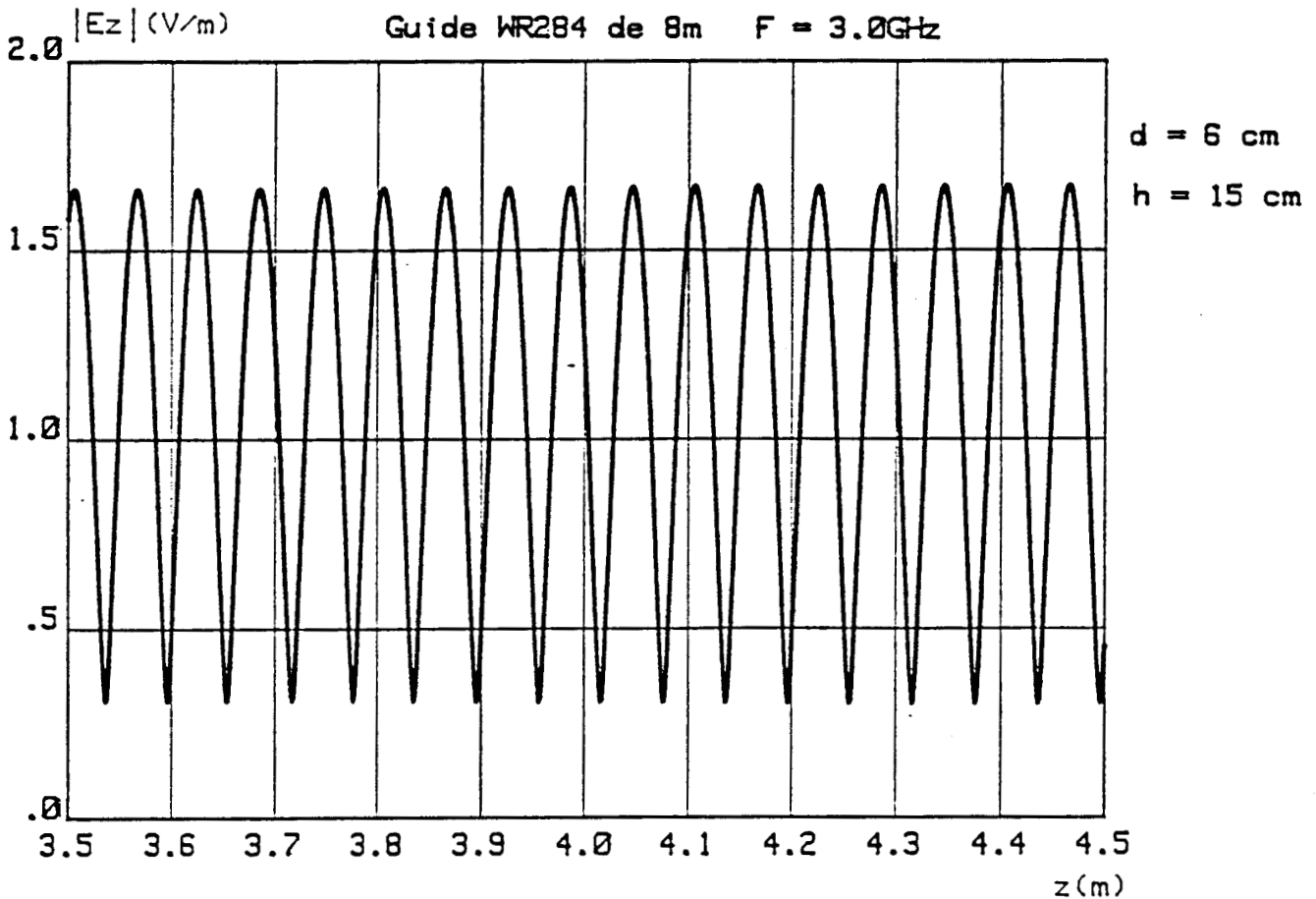


PLANCHE (PL-III.9)



contact mécanique, par exemple les roues codeuses (erreurs de mesure de distance ou de vitesse dues au blocage des roues lors des freinages brusques ou au patinage des roues lors des accélérations brutales).

**III.4 - PUISSANCE RAYONNEE - CALCUL DE L'AFFAIBLISSEMENT DANS LE GUIDE**

Les signaux seront en général transmis sur des distances relativement grandes (quelques kilomètres dans le cas d'une rame de métro) et seront par conséquent assez fortement atténués. La présence de répéteurs s'avère donc nécessaire sur ces liaisons afin de conserver des niveaux de réception suffisants. Il est cependant souhaitable de limiter le nombre de ces répéteurs sur une liaison, ce qui implique une minimisation de l'atténuation des signaux transmis. Celle-ci est due d'une part, à la structure géométrique et à la conductivité des parois du guide lui-même (affaiblissement linéique intrinsèque dû au guide) et d'autre part, au rayonnement des fentes présentes sur les parois du guide (pertes par rayonnement). L'affaiblissement linéique dû au guide peut être minimisé par un choix adéquat des dimensions transversales du guide en fonction du domaine des fréquences utilisées. Les pertes par rayonnement pourront être minimisées par l'utilisation de fentes rectangulaires qui permettent de privilégier le rayonnement des composants utiles. On peut en effet modifier les polarisabilités de la fente en modifiant l'une ou l'autre dimension de celle-ci. On peut ainsi diminuer l'énergie rayonnée dans des directions ou pour des composants inutilisés.

**III.4.1 - Atténuation linéique intrinsèque**

L'atténuation linéique en mode fondamental dans un guide rectangulaire dont les parois sont supposées imparfaitement conductrices (pertes joules uniquement) est donnée par la relation suivante [36] :

$$\alpha = - \frac{1}{b^{3/2}} \frac{2\pi\epsilon_0 c}{\sigma} \frac{(f_c/f)^{3/2} + \frac{b}{2a} \frac{f}{f_c}}{\left[ 1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2 \right]^{1/2}} \quad \text{(III-23)}$$

où  $a$  et  $b$  sont les dimensions internes transversales du guide  
 $c$  est la vitesse de la lumière  
 $\sigma$  la conductivité des parois  
 $f_c$  la fréquence de coupure du mode  $TE_{01}$

Si l'on considère le guide standard WR284 avec des parois en aluminium (conductivité  $\sigma = 3.53 \cdot 10^7$  S/m), on obtient les valeurs de  $\alpha$  suivantes :

f (GHz)	2.5	2.6	2.7	2.8	2.9	3.0	3.1	3.2
$\alpha$ (dB/100 m)	3.39	3.09	2.89	2.73	2.61	2.51	2.43	2.36

L'atténuation linéique intrinsèque du WR284 est assez élevée dans l'intervalle de fréquences qui nous intéresse. Les dimensions d'un guide admettant des valeurs de  $\alpha$  plus faibles seront fixées lors de la phase d'optimisation qui sera décrite dans le chapitre suivant.

### III.4.2 - Puissance rayonnée par les ouvertures

Considérons la portion du guide représentée par la Figure III-7 et supposons qu'une puissance  $P_0$  soit injectée dans le guide

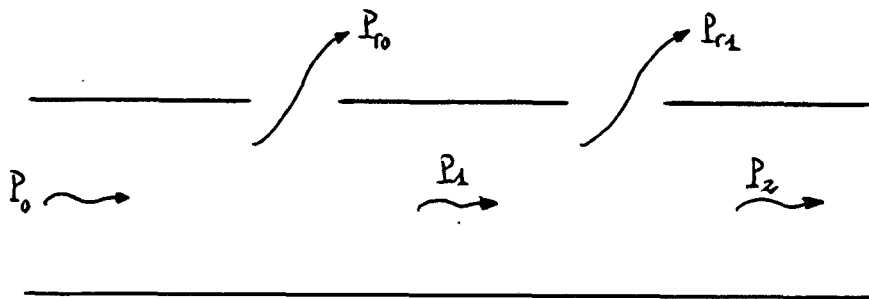


Figure (III-7)

La puissance  $P_{r0}$  qui sera rayonnée par la première ouverture est proportionnelle à la puissance incidente, le facteur de proportionnalité  $A_t$  étant lié aux paramètres géométriques de l'ouverture.

On obtient donc  $P_1 = P_0 - P_{r0} = P_0 (1 - A_t)$  (III-24)

Au-delà de la i<sup>ème</sup> ouverture, la puissance transportée dans le guide est

$$P_i = (1 - A_t)^i P_0 \quad (III-25)$$

On peut donc calculer l'atténuation  $\frac{P_0}{P_i}$  en fonction du nombre d'ouvertures, donc de la distance

$$\alpha = \frac{P_0}{P_i} = \frac{1}{(1 - A_t)^i} \quad (III-26)$$

Une autre approche consiste à faire l'approximation du continu ou plus exactement en supposant que la puissance dans le guide varie par morceaux de longueur dz. Cela signifie que la puissance incidente reste constante sur cette longueur. Figure III-8

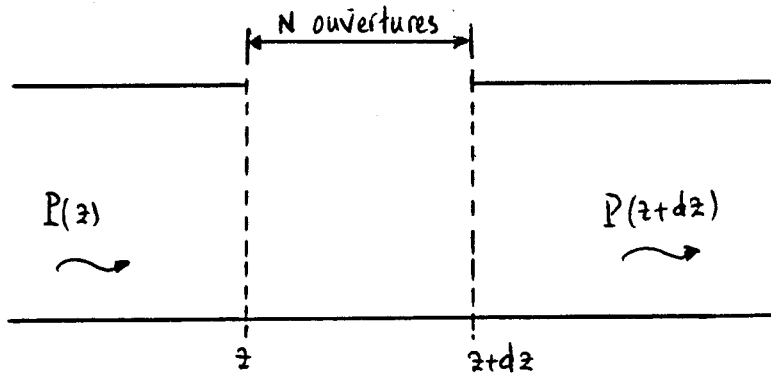


Figure (III-8)

Soit n le nombre d'ouvertures par unité de longueur. On a

$$P(z+dz) = P(z) - n dz A_t P(z) \quad (III-27)$$

Cette relation peut encore s'écrire

$$\frac{\partial P(z)}{\partial z} + n A_t P(z) = 0 \quad (III-28)$$

d'où

$$P(z) = P_0 e^{-n A_t z} \quad (\text{III-29})$$

L'affaiblissement suit donc une loi exponentielle, la constante d'atténuation étant égale à  $n A_t$ .

Il ne reste donc plus qu'à déterminer le facteur de proportionnalité  $A_t$ , et pour cela il suffit de calculer la puissance rayonnée dans l'espace libre par chaque dipôle électrique et magnétique équivalent à l'ouverture.

Les puissances rayonnées par un dipôle électrique de moment  $P_x$  et par un dipôle magnétique de moment  $m$  s'écrivent

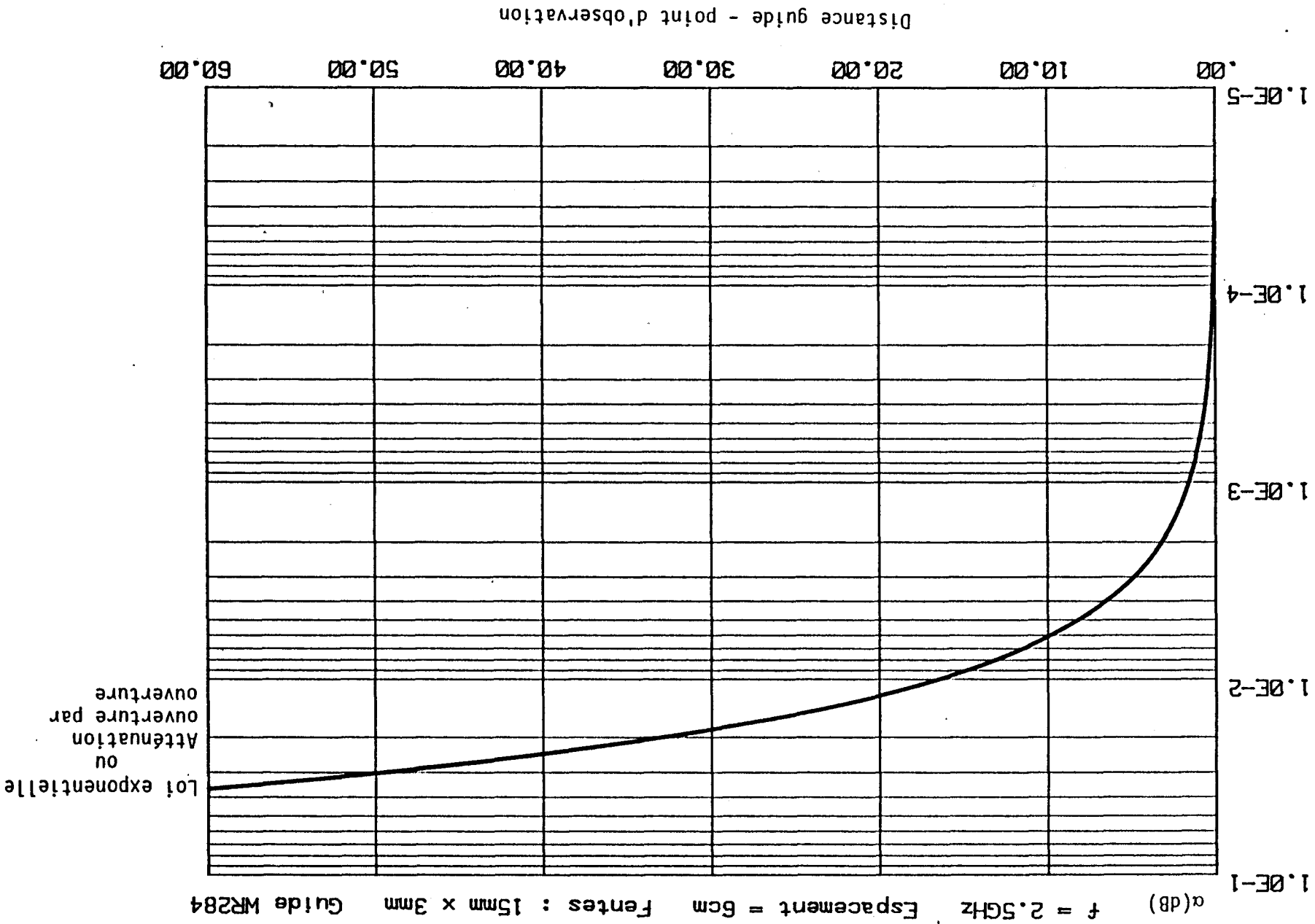
$$P_{rx} = \frac{\pi}{3} \frac{Z_0}{\lambda^2} P_x^2 \quad (\text{III-30})$$

$$P_{rm} = Z_0 \frac{4}{3} \frac{\pi^3}{\lambda^4} m^2 \quad (\text{III-31})$$

avec  $Z_0$  l'impédance d'onde de l'espace libre.

Les moments  $m$  et  $p$  sont reliés aux polarisabilités et au champ existant dans l'ouverture (chapitre I, équations (I-10) et (I-11)).

La courbe de la planche (PL-III-10) montre l'évolution de l'affaiblissement  $\alpha$ , exprimé en dB, en fonction de la distance début de guide - point de réception en calculant les pertes ouverture par ouverture (équation III-26) ou avec l'approximation du continu (équation III-29). Les dimensions des ouvertures sont de 15 mm x 3 mm, l'espacement entre ouvertures de 6 cm et la fréquence de 2.5 GHz. Les deux courbes sont pratiquement confondues et on constate que l'atténuation due au rayonnement des fentes est d'environ 0.03 dB/50 m, soit 0.6 dB/km. Les pertes par rayonnement sont donc négligeables vis-à-vis des pertes par effet Joule dans le guide.



### III.5 - TRANSMISSION VEHICULE-SOL - RECIPROCITE DE LA LIAISON

Un aspect très important du système de transmission concerne la réciprocité de la liaison. Il est en effet essentiel d'avoir un système totalement réversible susceptible d'assurer à lui seul toutes les liaisons nécessaires à un système de transport automatisé ou non. Les résultats théoriques obtenus dans le cas de la liaison sol  $\rightarrow$  véhicule sont très satisfaisants, avec des niveaux de champ relativement constants en réception. Pour que la liaison soit considérée comme réversible, l'amplitude et la variation du champ créé à l'intérieur du guide lorsque le réseau d'ouvertures est excité par une antenne située en son voisinage, doivent être identiques à celles de la liaison sol  $\rightarrow$  véhicule. Il faut donc calculer le champ diffracté dans le guide d'ondes par les ouvertures, ce qui nous permettra également de comprendre le mécanisme de couplage entre l'extérieur et l'intérieur du guide.

#### III.5.1 - Excitation du guide d'ondes par une ouverture

Considérons une petite ouverture située sur le grand côté du guide au point  $(x_0, y_0, z_0)$  et éclairée par une onde  $(E_i, H_i)$  issue d'une antenne  $E$  placée au point  $(x_e, y_e, z_e)$ . Figure III-9

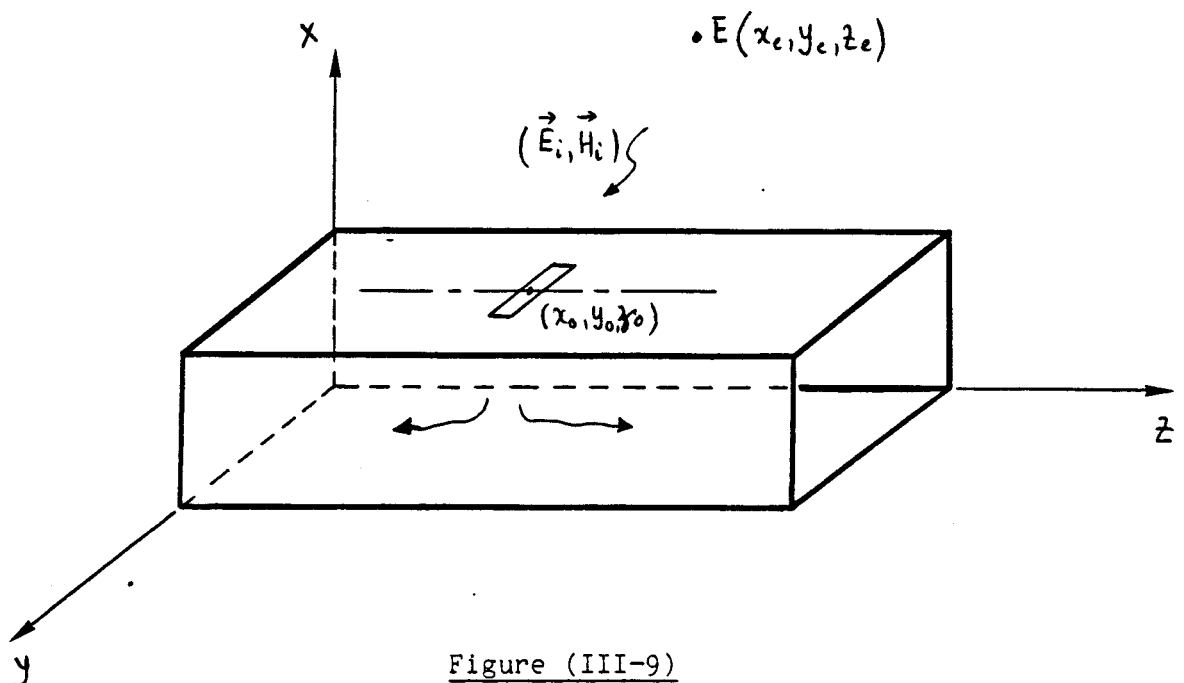


Figure (III-9)

Le champ diffracté ( $E_S, H_S$ ) dans le guide par cette ouverture peut s'exprimer en fonction des modes normaux du guide [12] par les relations suivantes

$$E_S = \sum_n C_n H_n^+ \quad \text{pour } z > z_0 \quad (\text{III-32})$$

$$H_S = \sum_n C_n H_n^+$$

$$E_S = \sum_n d_n E_n^- \quad \text{pour } z < z_0 \quad (\text{III-33})$$

$$H_S = \sum_n d_n H_n^-$$

( $E_n^+, H_n^+$ ) étant le mode d'ordre  $n$  se propageant dans le guide.

Les coefficients  $C_n$  et  $d_n$  intervenant dans les expressions (III-32) et (III-33) sont fonction du mode d'ordre  $n$  ( $E_n^+, H_n^+$ ) du guide et de la distribution de courant magnétique  $J_m$  existant dans le plan de l'ouverture. On montre, en appliquant le principe de réciprocité de Lorentz qu'ils s'expriment par

$$C_n = \frac{1}{2} \int_{s_a} H_n^- \cdot J_m ds \quad (\text{III-34})$$

$$d_n = \frac{1}{2} \int_{s_a} H_n^+ \cdot J_m ds \quad (\text{III-35})$$

$s_a$  étant la surface de l'ouverture.

On trouvera en annexe les calculs permettant d'aboutir aux expressions de  $C_n$  et de  $d_n$ . On peut donc, connaissant les coefficients  $C_n$  et  $d_n$ , déterminer le champ diffracté par l'ouverture en tout point dans le

guide. Si l'ouverture est de dimensions petites par rapport à la longueur d'onde, ce résultat se simplifie et on montre [12] que les coefficients  $C_n$  et  $d_n$  se mettent alors sous la forme suivante

$$C_n = \frac{1}{2} j\omega [\mu_0 H_n^- \cdot M - E_n^- \cdot P] \quad (\text{III-36})$$

$$d_n = \frac{1}{2} j\omega [\mu_0 H_n^+ \cdot M - E_n^+ \cdot P] \quad (\text{III-37})$$

M et P sont les moments magnétique et électrique équivalents à l'ouverture et s'écrivent, en notant  $(E_i, H_i)$  le champ électromagnétique incident au centre de l'ouverture

$$M = \alpha_m : H_i \quad (\text{III-38})$$

$$P = \epsilon_0 \alpha_e (n \cdot E_i) n \quad (\text{III-39})$$

avec  $\alpha_e$  et  $\alpha_m$  les polarisabilités électrique et magnétique de l'ouverture.

Si l'ouverture est située dans le plan yoz, Figure III-9, les expressions de M et de P s'écrivent

$$M = \alpha_{my} H_y a_y + \alpha_{mz} H_z a_z \quad (\text{III-40})$$

$$P = \epsilon_0 \alpha_e E_x a_x \quad (\text{III-41})$$

En reportant ces expressions dans les équations (III-36) et (III-37) on obtient les relations suivantes de  $C_n$  et de  $d_n$

$$C_n = \frac{1}{2} j\omega [\mu_0 \alpha_{my} H_y H_{ny}^- + \mu_0 \alpha_{mz} H_z H_{nz}^- - \epsilon_0 \alpha_e E_x E_{nx}^-] \quad (\text{III-42})$$

$$d_n = \frac{1}{2} j\omega [\mu_0 \alpha_{my} H_y H_{ny}^+ + \mu_0 \alpha_{mz} H_z H_{nz}^+ - \epsilon_0 \alpha_e E_x E_{nx}^+] \quad (\text{III-43})$$



Si le champ incident au centre de l'ouverture est connu, on peut évaluer les coefficients  $C_n$  et  $d_n$  des différents modes susceptibles de se propager dans le guide. La propagation ou non de ces modes dépend de la fréquence de l'onde électromagnétique incidente. Cela signifie que cette fréquence peut être choisie de telle sorte qu'il n'y ait pas de propagation multimode dans le guide. On peut ainsi, par exemple, avoir une propagation du mode fondamental uniquement, les autres modes étant alors des modes évanescents.

### III.5.2 - Puissance circulant dans le guide

La puissance transportée par l'onde électromagnétique diffractée par l'ouverture dans le guide est déterminée à partir du flux du vecteur de Poynting à travers une section droite du guide. Elle est donnée par la relation

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_S (\mathbf{E} \wedge \mathbf{H}^*) \cdot \mathbf{n} \, dS \quad (\text{III-44})$$

avec  $S$  la section droite du guide  
et  $\mathbf{n}$  la normale à la surface  $S$ .

Supposons que seul le mode fondamental  $TE_{01}$  se propage dans le guide. Les composantes de champ  $TE_{01}$  s'écrivent

$$E_x^{\pm} = A_0 \frac{\pi}{b} \sin \frac{\pi y}{b} e^{\pm jk_g z}$$

$$H_y^{\pm} = A_0 \frac{k_g}{\omega \mu} \frac{\pi}{b} \sin \frac{\pi y}{b} e^{\pm jk_g z} \quad (\text{III-45})$$

$$H_z^{\pm} = -j A_0 \frac{k_g^2}{\omega \mu} \cos \frac{\pi y}{b} e^{\pm jk_g z}$$

où  $A_0$  est le facteur de normalisation des modes et est donné par

$$A_0 = \frac{4\omega\mu}{k_g ab k_0^2} \quad (\text{III-46})$$

Si nous appelons  $C_{01}$  et  $d_{01}$  les coefficients associés au mode  $TE_{01}$ , le champ diffracté dans le guide de part et d'autre de l'ouverture s'exprime par

$$E_s = C_{01} E_{01}^+ \quad \text{pour } z > z_0 \quad (\text{III-47})$$

$$H_s = C_{01} H_{01}^+$$

$$E_s = d_{01} E_{01}^- \quad \text{pour } z < z_0 \quad (\text{III-48})$$

$$H_s = d_{01} H_{01}^-$$

La puissance transportée dans le guide, dans un plan  $z > z_0$ , calculée à partir des relations (III-44) et (III-47) s'exprime alors par

$$P = \frac{1}{2} |C_{01}|^2 \quad (\text{III-49})$$

Un calcul identique donne, dans un plan  $z < z_0$

$$P = \frac{1}{2} |d_{01}|^2 \quad (\text{III-50})$$

### III.5.3 - Excitation du réseau d'ouvertures situé sur le guide

Le réseau d'ouvertures transversales centré sur le grand côté du guide d'ondes est excité par une antenne demi-onde placée au voisinage du guide, Figure III-10

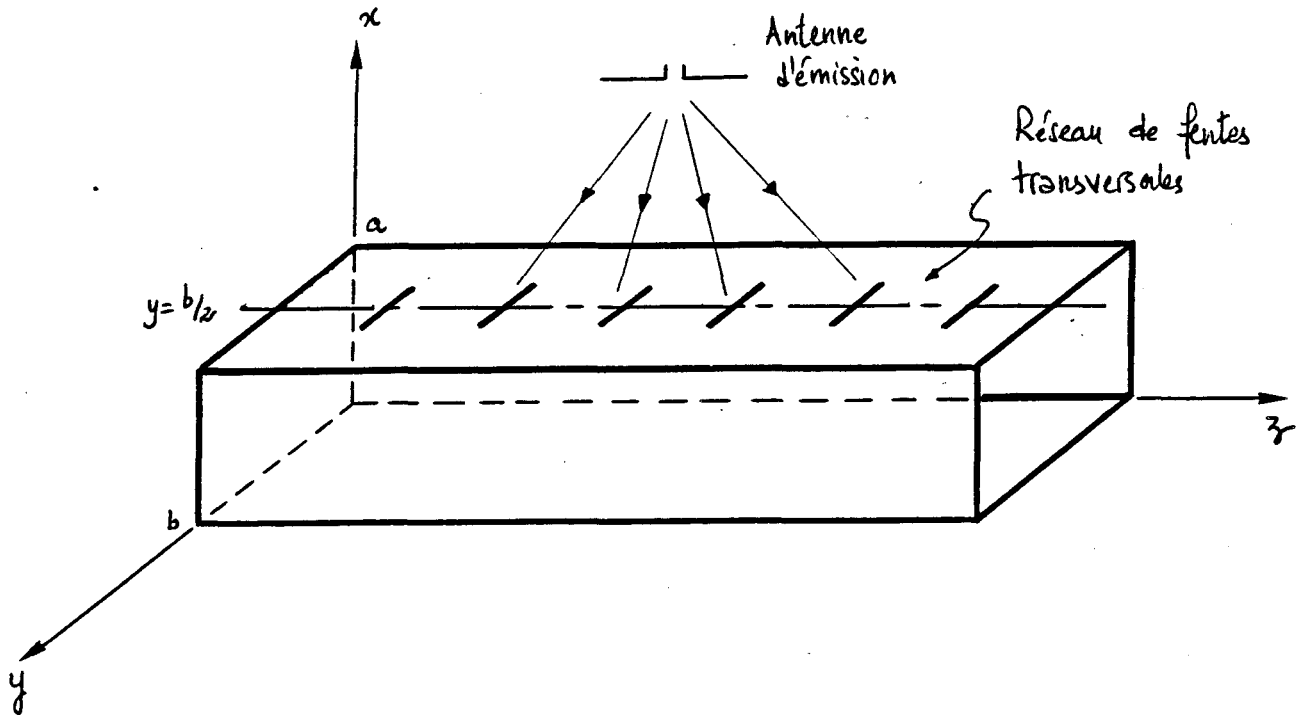


Figure (III-10)

L'antenne d'émission est orientée suivant l'axe des z et se déplace parallèlement à cet axe. Considérons l'ouverture d'indice i située au point  $(x_i=a, y_i=b/2, z_i)$  et appelons  $(E_{xi}, H_{yi}, H_{zi})$  les composantes de champ créé au centre de cette ouverture par l'antenne d'émission. Pour simplifier le problème, nous supposons que la fréquence de l'antenne d'émission est telle que seul le mode  $TE_{01}$  sera excité dans le guide. Le traitement de l'excitation multimode dans le guide se fera suivant une approche identique ; il suffira tout simplement de calculer les coefficients  $C_n$  et  $d_n$  des différents modes TE ou TM engendrés et de sommer les composantes de champ correspondantes pour évaluer le champ total diffracté dans le guide.

Les composants du mode  $TE_{01}$  au centre de l'ouverture i s'écrivent

$$E_{x01} = A_0 \frac{\pi}{b}$$

$$H_{y01} = A_0 \frac{k_g}{\omega \mu} \frac{\pi}{b}$$

(III-51)

$$H_{z01} = -j A_0 \frac{k_0^2}{\omega \mu}$$

Les coefficients  $C_i$  et  $d_i$ , définis par les relations (III-42) et (III-43) s'expriment donc par

$$C_i = \frac{1}{2} j \omega [\mu_0 \alpha_{my} H_{yi} H_{y01} + \mu_0 \alpha_{mz} H_{zi} H_{z01} - \epsilon_0 \alpha_e E_{xi} E_{x01}] \quad (\text{III-52})$$

$$d_i = \frac{1}{2} j \omega [\mu_0 \alpha_{my} H_{yi} H_{y01} + \mu_0 \alpha_{mz} H_{zi} H_{z01} - \epsilon_0 \alpha_e E_{xi} E_{x01}] \quad (\text{III-53})$$

Le champ diffracté dans le guide par l'ouverture d'indice  $i$  est donc donné par

$$E_{si} = C_i E_{01}^+ \quad \text{pour } z > z_i \quad (\text{III-54})$$

$$H_{si} = C_i H_{01}^+$$

$$E_{si} = d_i E_{01}^-$$

$$\text{pour } z < z_i \quad (\text{III-55})$$

$$H_{si} = d_i H_{01}^-$$

avec  $(E_{01}^+, H_{01}^+)$  les composantes du  $T_{e01}$  données par les relations (III-45).

Le champ total  $(E_{st}, H_{st})$  diffracté par le réseau d'ouvertures dans le guide est obtenu en sommant les champs diffractés par les différentes ouvertures :

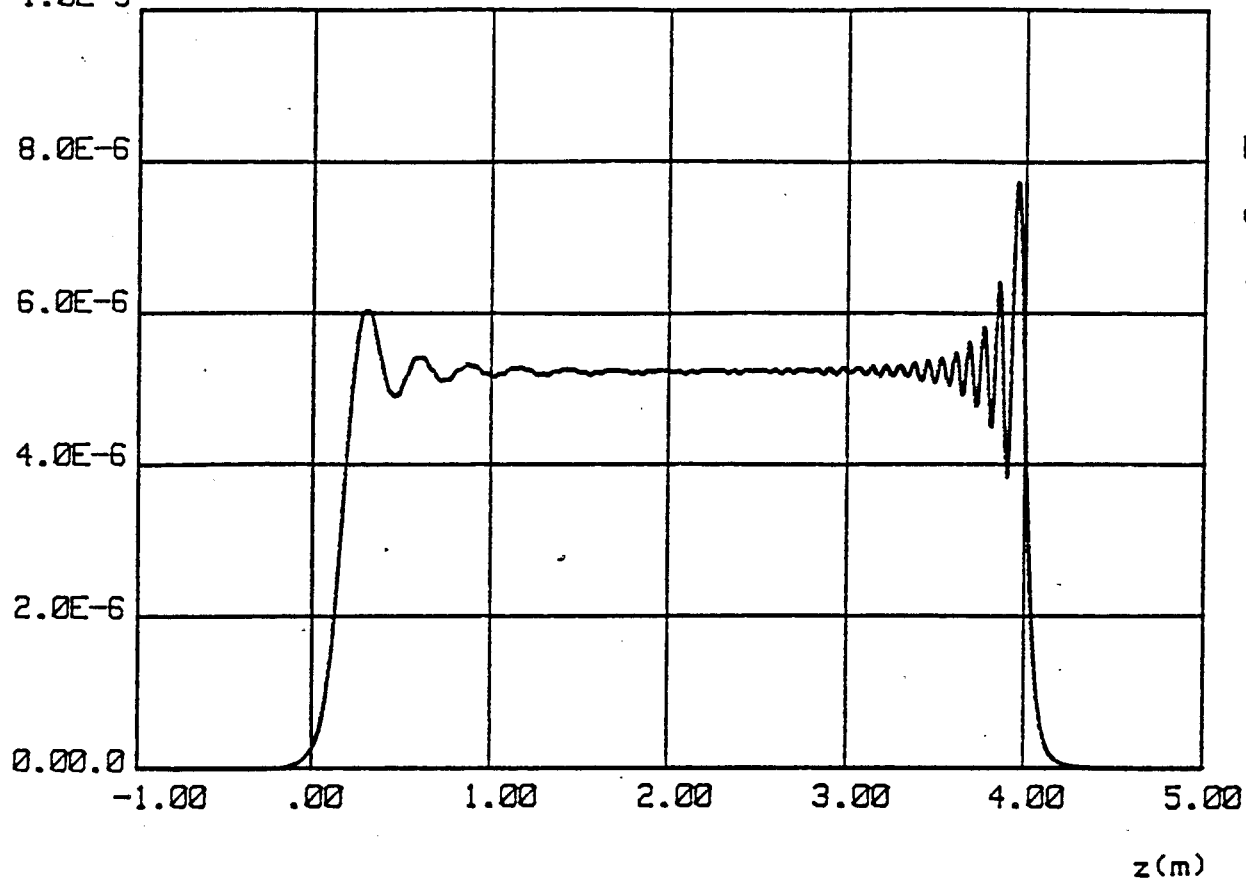
$$E_{st} = \sum_i E_{si} \quad (\text{III-56})$$

$$H_{st} = \sum_i H_{si}$$

La puissance transportée dans le guide peut alors être déterminée en suivant une démarche identique à celle indiquée au paragraphe précédent. Nous avons donc considéré un guide de 4 m de long comportant des fentes

Excitation du guide

$1.0E-5$  Pr(W)

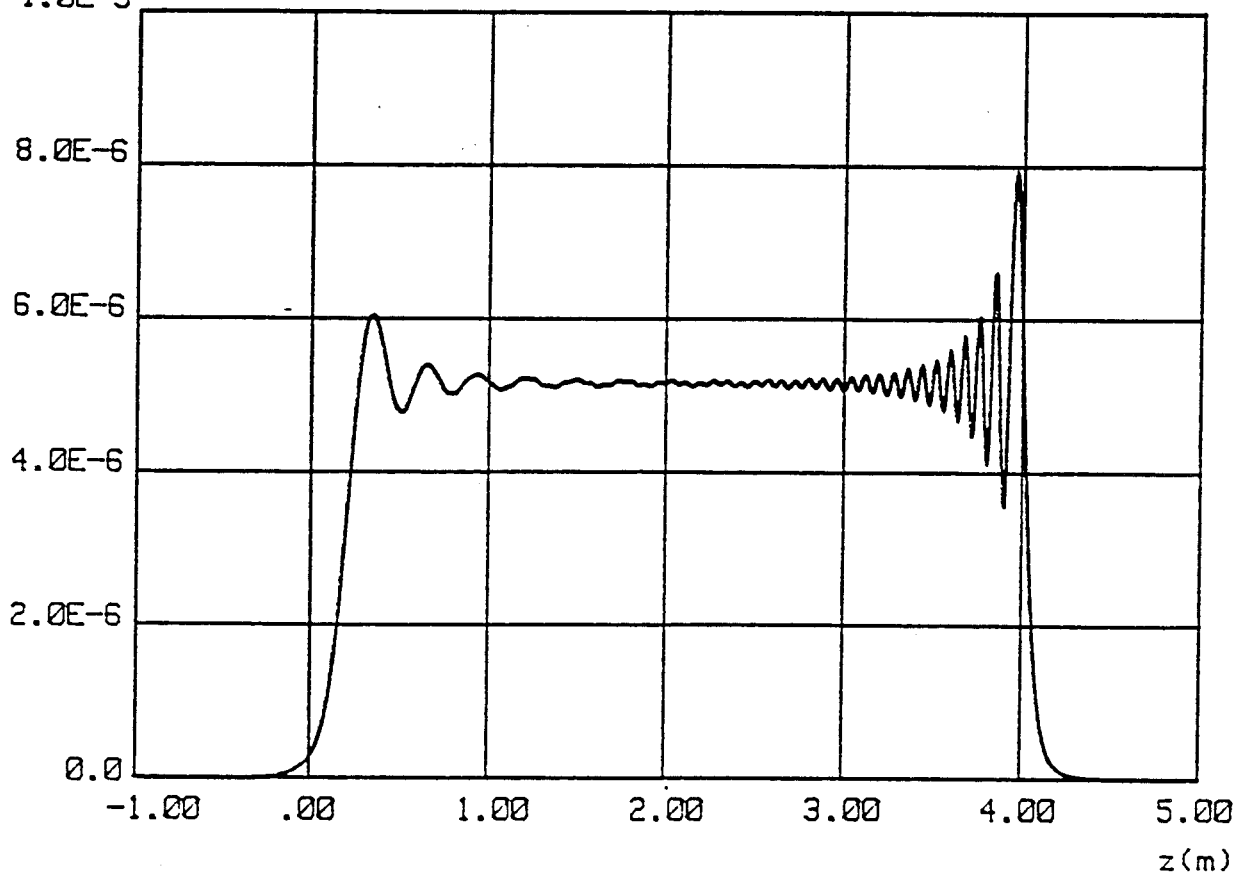


$h = 15\text{cm}$   
 $d = 6\text{cm}$   
 $f = 2.5\text{GHz}$

PLANCHE (PL-III.11a)

Rayonnement du guide

$1.0E-5$  Pr(W)



$h = 15\text{cm}$   
 $d = 6\text{cm}$   
 $f = 2.5\text{GHz}$

PLANCHE (PL-III.11b)

transversales de 15 mm x 3 mm espacées de 6 cm. Le guide est excité par une antenne demi-onde alimentée à 1 Watt et située à la verticale de réseau d'ouvertures. La puissance recueillie en début de guide en fonction de la position longitudinale de l'antenne d'émission est représentée sur la planche (PL-III-11a). Afin de bien apprécier les qualités de réversibilité de la liaison, nous devons comparer cette variation de puissance à celle que l'on observerait lorsque le guide fonctionne en mode rayonnant dans les mêmes conditions. Nous avons donc tracé sur la planche (PL-III-11b) la puissance captée par une antenne demi-onde située à la verticale du réseau d'ouvertures et se déplaçant suivant l'axe des z. La puissance injectée en début de guide est de 1 Watt. Les niveaux et les variations de puissance observés dans les deux cas sont quasiment identiques, ce qui est bien en accord avec le principe de réciprocité.

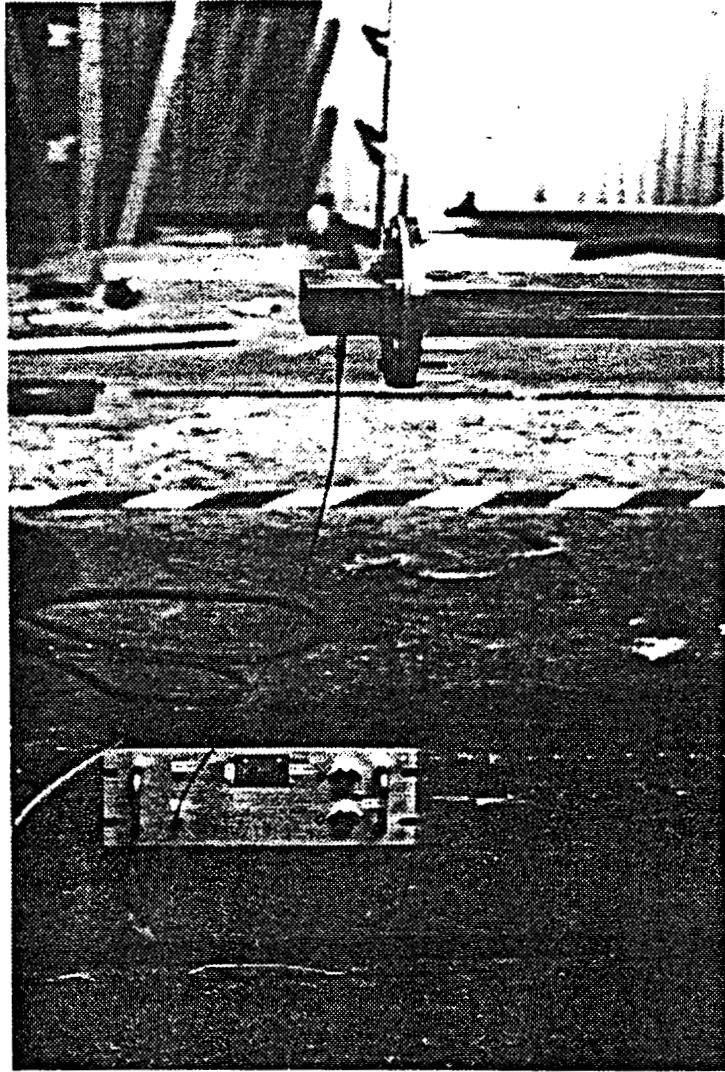
On peut donc en définitive affirmer que la configuration d'ouvertures transversales retenue doit donner d'excellents résultats tant au niveau de l'homogénéité du champ qu'au niveau de la réversibilité de la liaison.

### **III.6 - RESULTATS EXPERIMENTAUX**

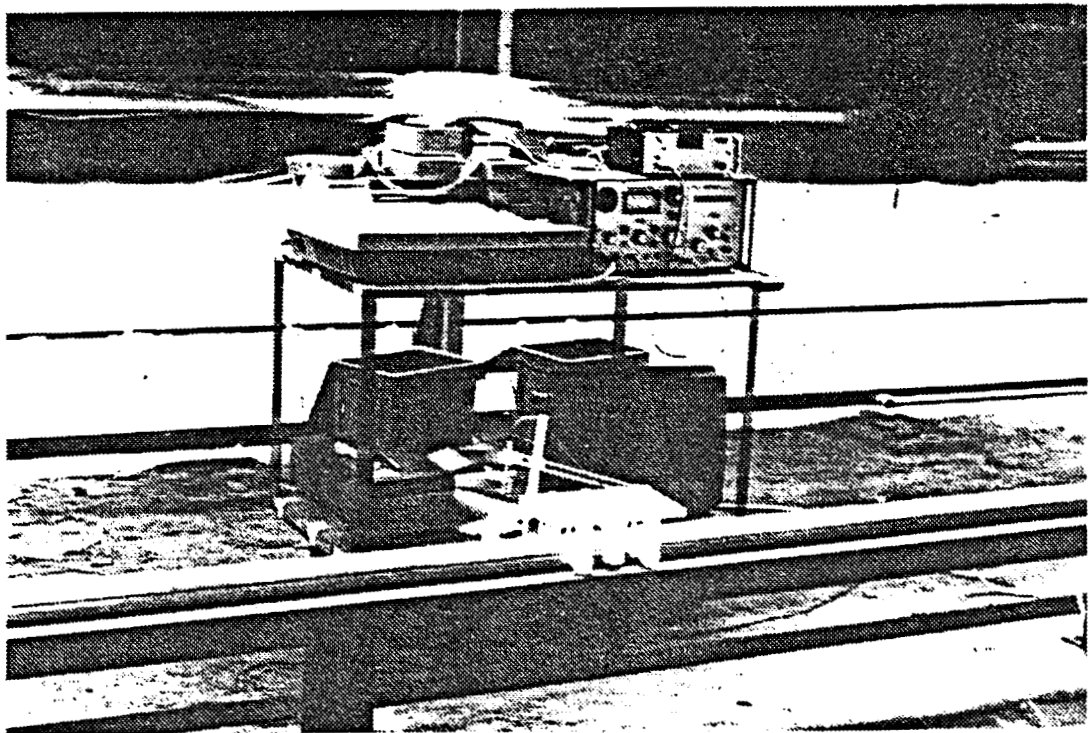
Une première série de mesures a été effectuée afin de valider les résultats théoriques obtenus [37]. Le guide d'ondes utilisé lors de ces mesures est le WR284, de dimensions internes 72.2 mm x 34.1 mm. Les mesures ont été effectuées en collaboration avec la CIMT de Marly les Valenciennes où a été installé le banc de mesures.

#### **III.6.1 - Description du banc de mesures**

Le dispositif émetteur génère une onde porteuse dans la gamme 2.4 - 2.7 GHz et délivre une puissance proche de + 20 dBm (100 mW). Les antennes de réception utilisées sont des doublets demi-onde. Le signal capté est ensuite envoyé dans un mélangeur. Le signal de sortie fréquence intermédiaire du mélangeur est dirigé vers un mesureur de champs de type RMP 30. Les fluctuations des niveaux reçus sont reproduites sur une table traçante correctement étalonnée.



PHOTOGRAPHIE 1 : Dispositif émetteur et transition montée en extrémité de guide



PHOTOGRAPHIE 2 : Systeme de réception et de mesure

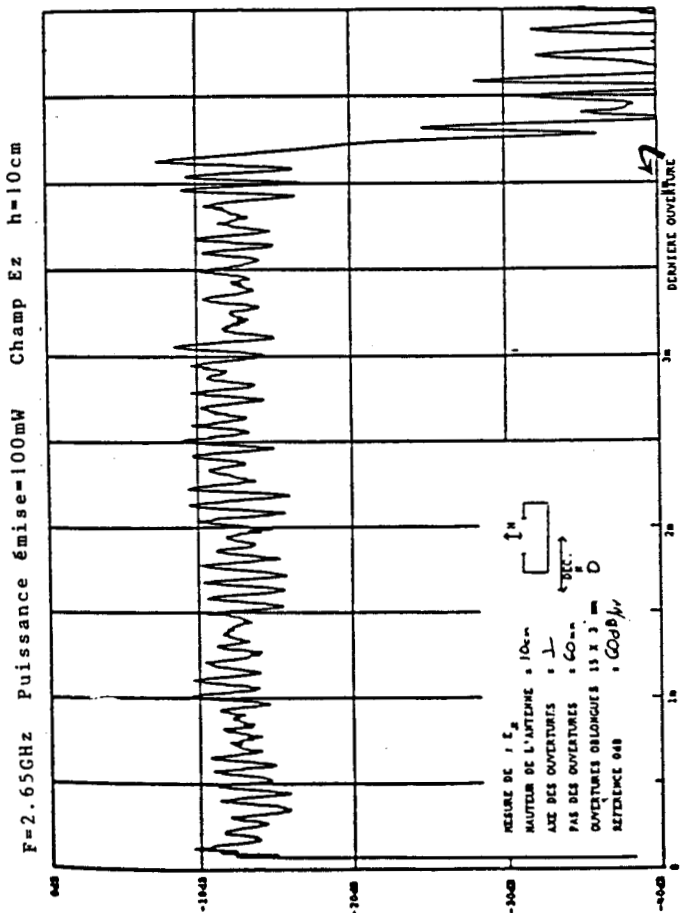
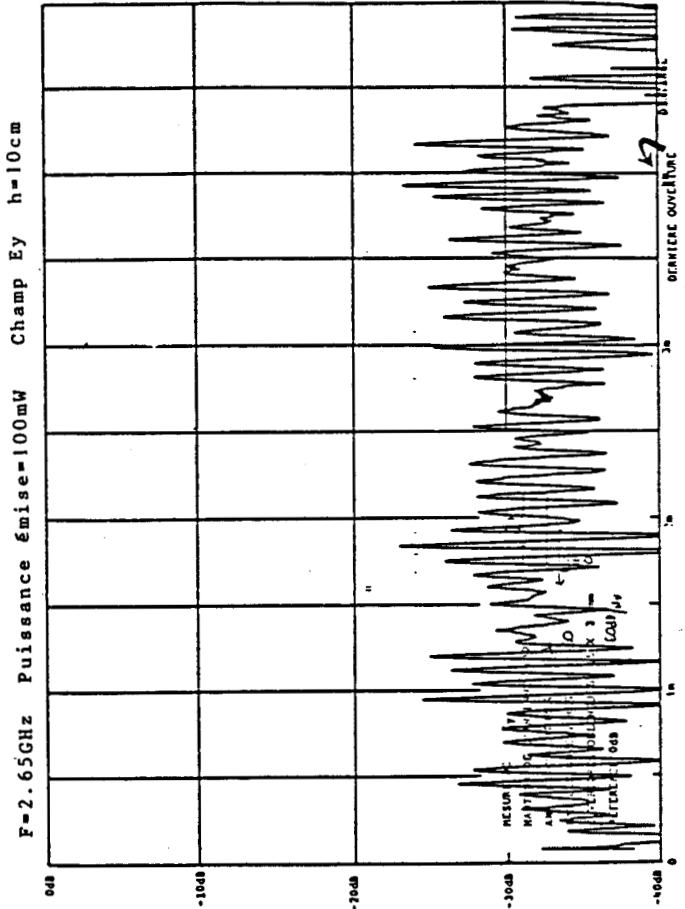
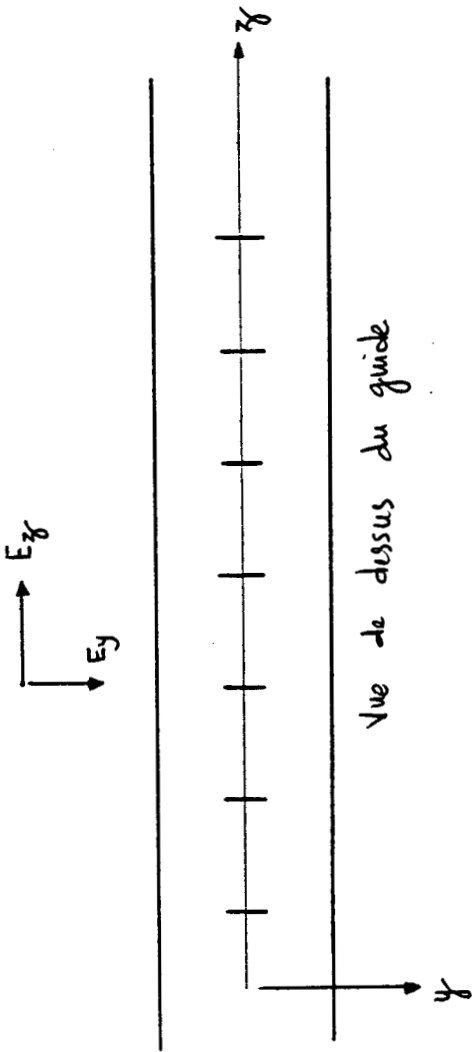


PLANCHE (PL-III.12)



Une extrémité du guide est reliée au dispositif d'émission lorsque les mesures s'effectuent dans le sens de transmission sol vers véhicules, ou au récepteur lorsque celles-ci se déroulent dans le sens véhicules vers sol. Une transition assure le passage de la géométrie guide d'ondes à la géométrie ligne coaxiale 50  $\Omega$ . La photographie 1 précise cette description dans la configuration sol vers véhicules.

L'extrémité libre du guide d'ondes est fermée sur une charge adaptée pour éviter les réflexions. L'équipement de réception et de mesures est installé sur un chariot disposé soit à proximité de l'antenne réceptrice, soit en extrémité de guide selon le sens de transmission. La photographie 2 visualise l'équipement de réception et de mesures disposé à proximité du guide.

Le tronçon de câble reliant l'antenne au récepteur présente à 2.5 GHz une atténuation de 7.5 dB. Les pertes de conversion du mélangeur sont de 6 dB. Les niveaux effectivement présents aux bornes de l'antenne seront donc supérieurs de + 13.5 dB à ceux effectivement enregistrés et présentés dans les courbes expérimentales. Le but à atteindre est de recevoir aux bornes de l'antenne une tension de l'ordre du millivolt afin d'assurer une bonne qualité de transmission.

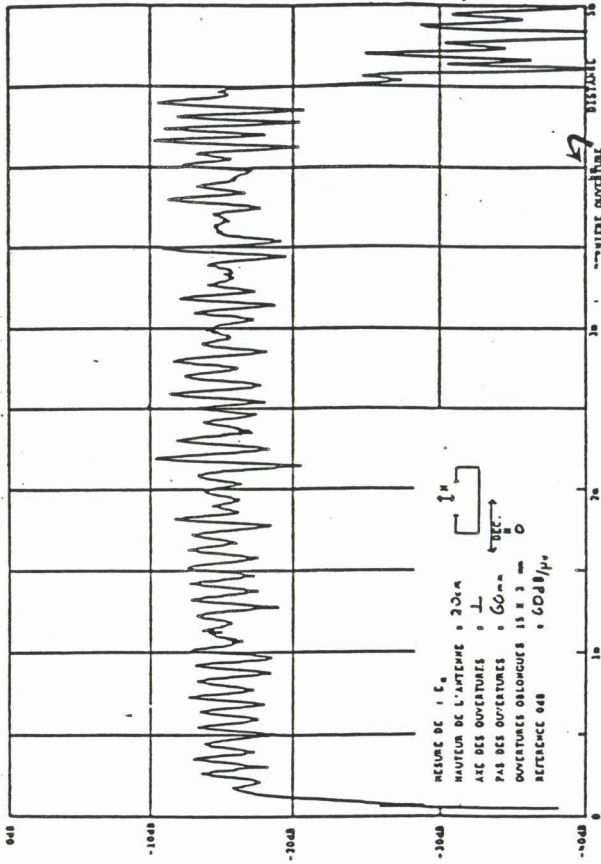
La disposition des ouvertures est indiquée sur la Planche 12. Le réseau de fentes de dimensions 15 mm x 3 mm est percé suivant l'axe  $y = b/2$ , l'espacement entre les fentes est de 6 cm.

### **III.6.2 - Transmission sol vers véhicules**

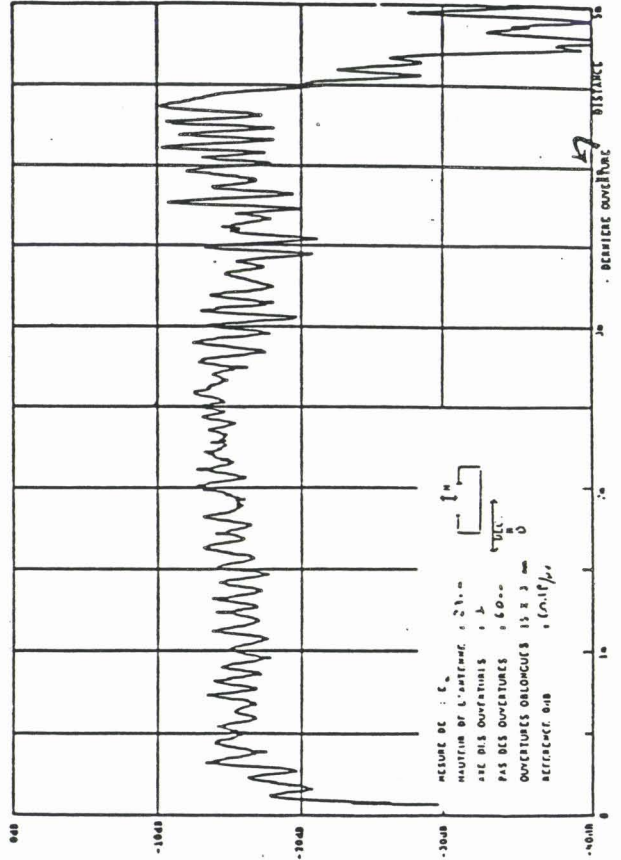
L'émetteur est situé en extrémité de guide. L'antenne de réception est mobile au-dessus du réseau d'ouvertures percé sur une longueur de 5 m.

Un relevé des composantes  $E_y$  et  $E_z$  du champ reçu est d'abord effectué et présenté sur la planche (PL-III-12). Le niveau 0 dB correspond à 60 dB/ $\mu$ V capté par l'antenne. Nous vérifions que la composante  $E_z$  est nettement prépondérante. Le niveau de  $E_y$  est très faible et peut être considéré comme négligeable, conformément aux prévisions théoriques.

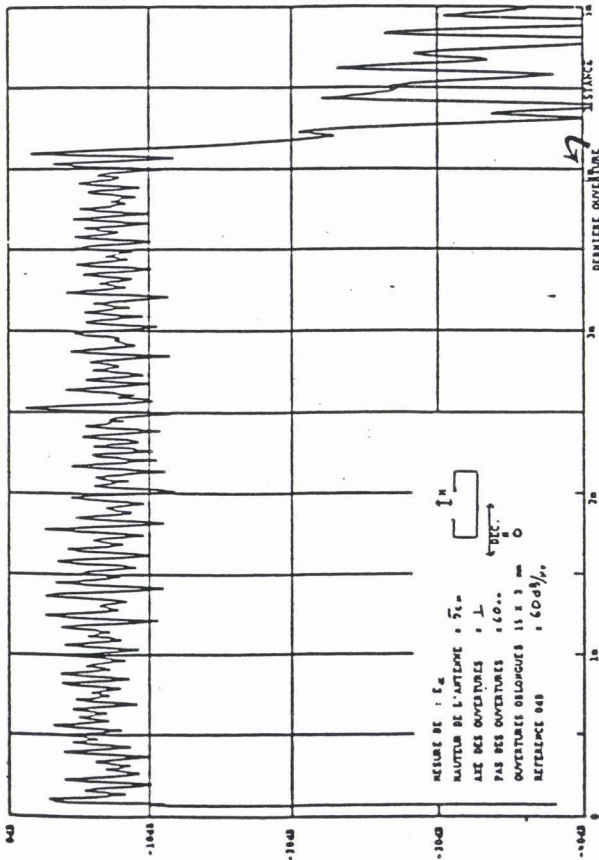
F=2.65GHz Puissance émise=100mW h=20cm



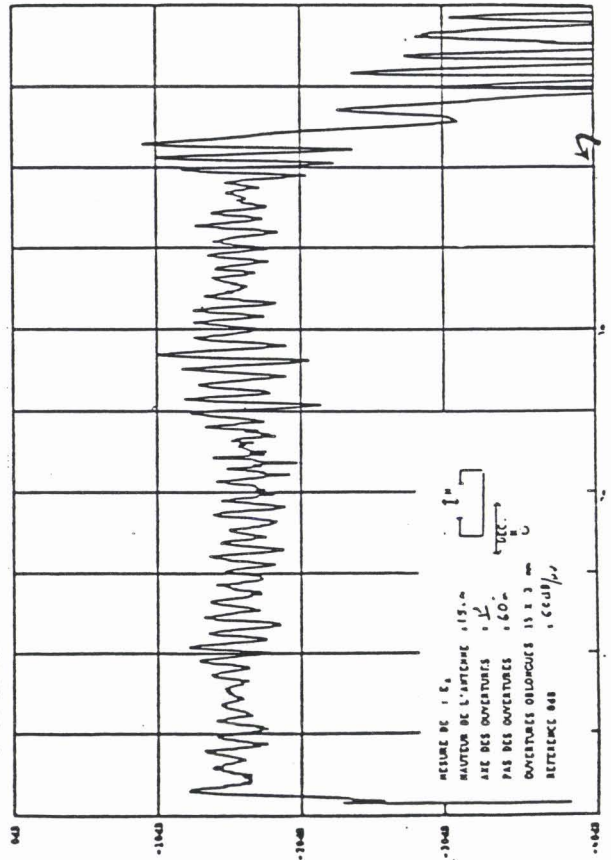
F=2.65GHz Puissance émise=100mW h=22cm



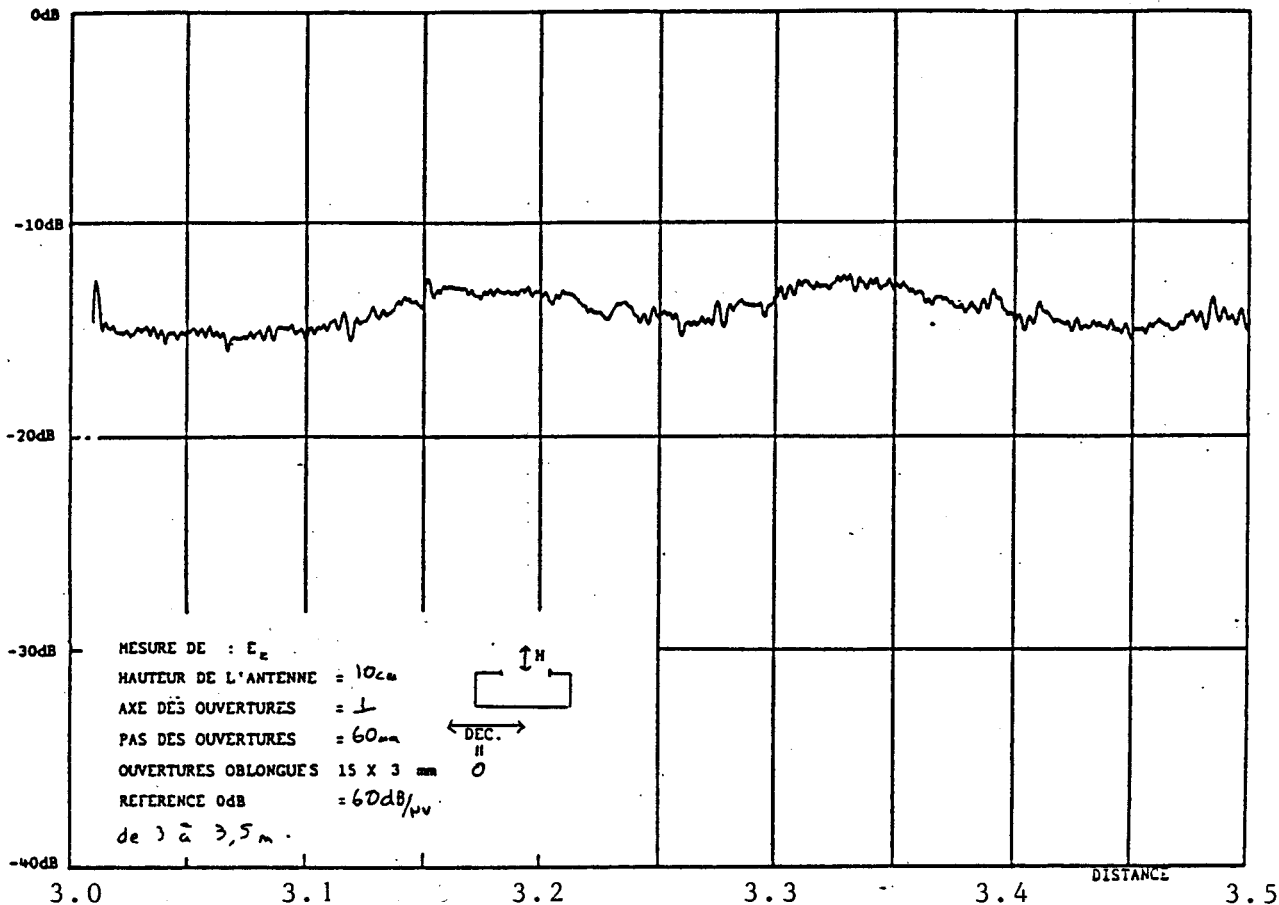
F=2.65GHz Puissance émise=100mW h=5cm



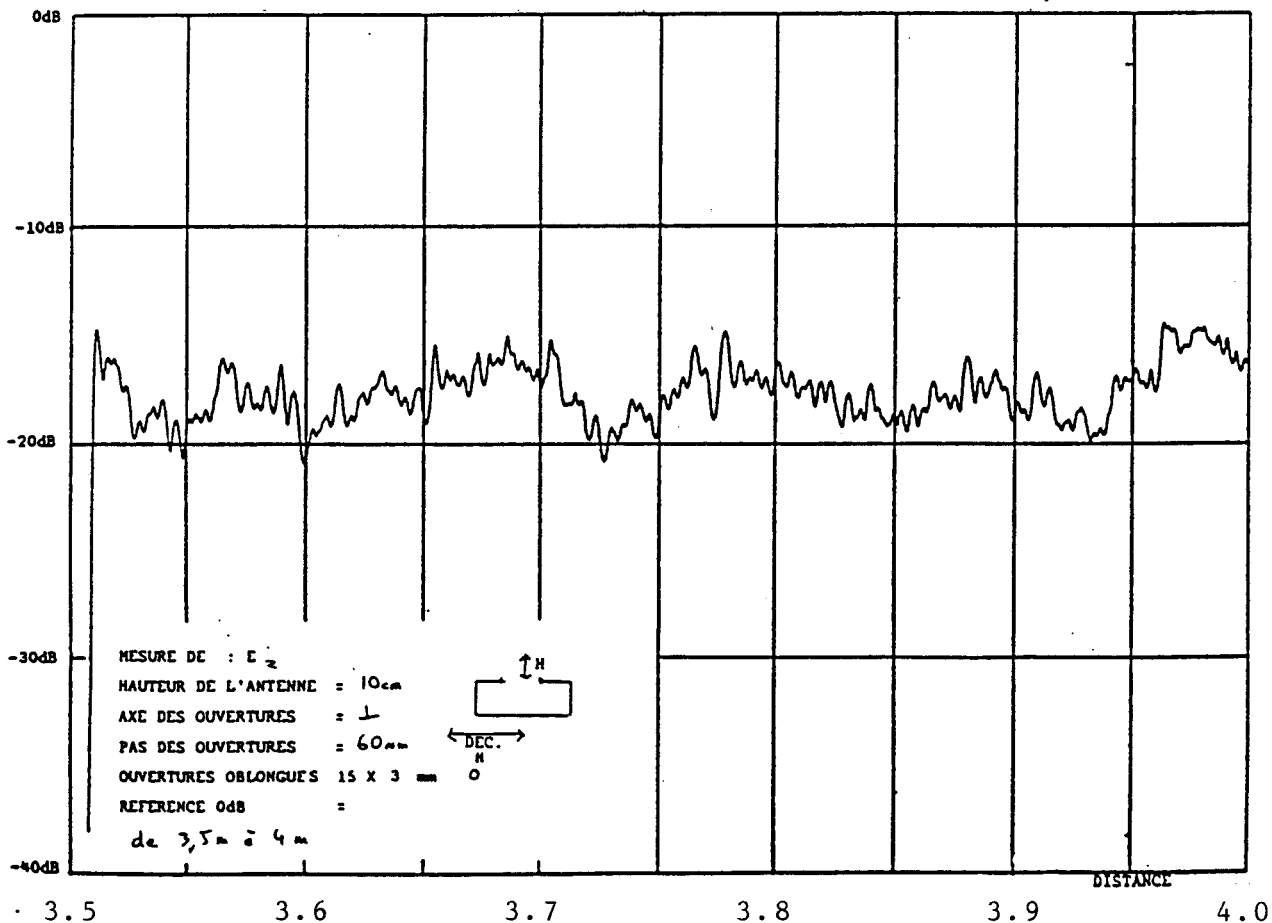
F=2.65GHz Puissance émise=100mW h=15cm



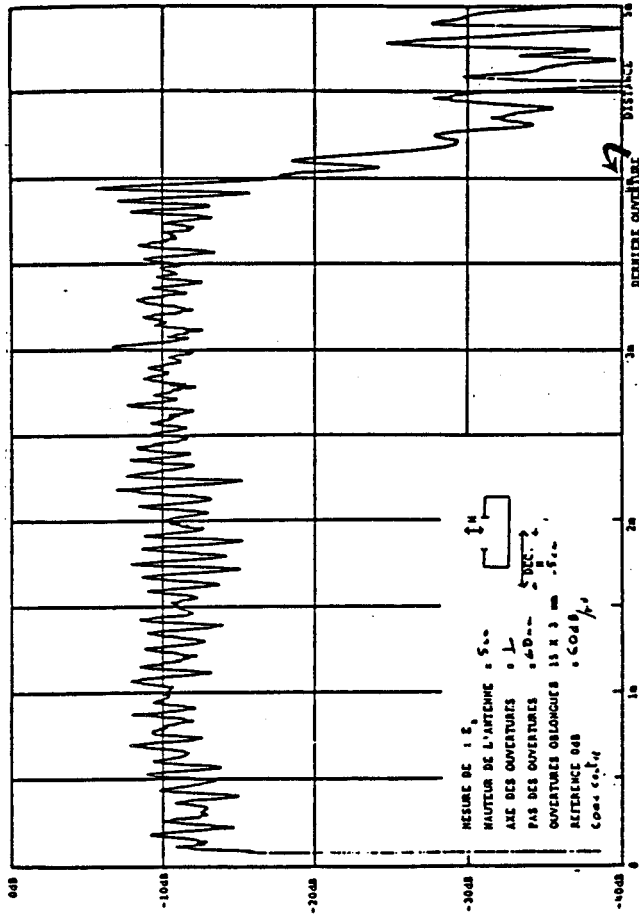
F=2.65GHz Puissance émise=100mW Décalage=0cm h=10cm



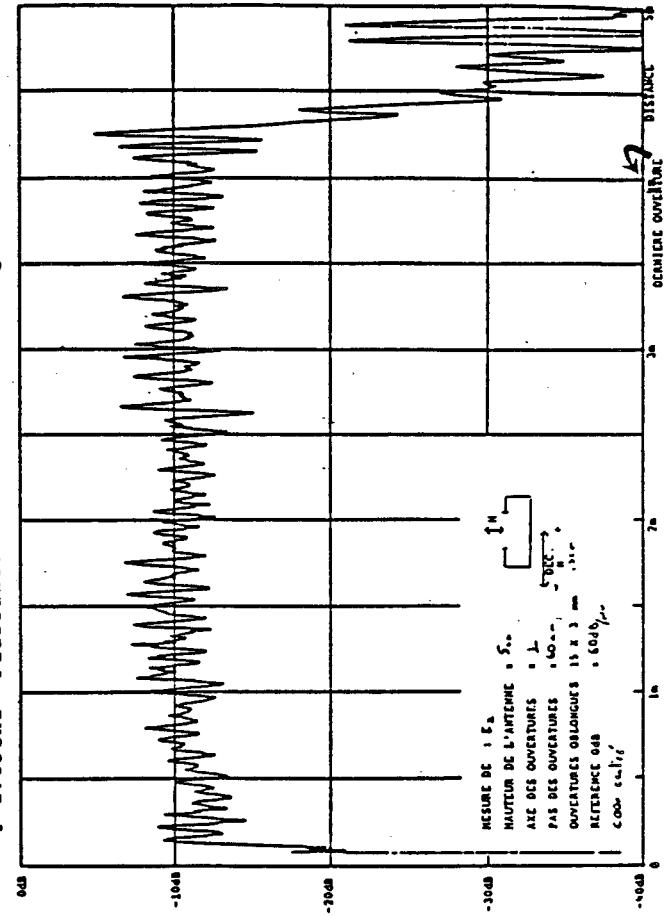
F=2.65GHz Puissance émise=100mW Décalage=0cm h=10cm



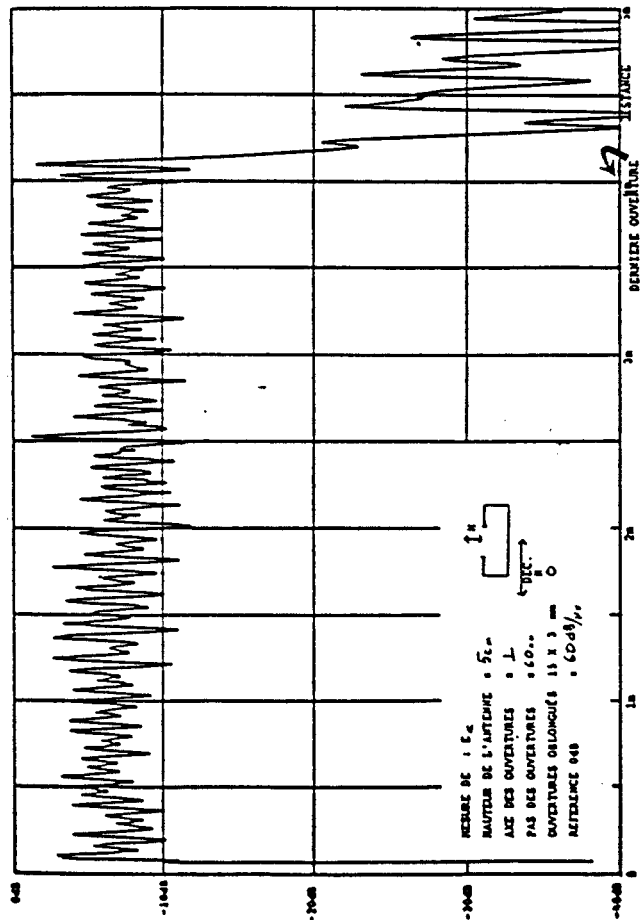
F=2.65GHz Puissance émise=100mW Décalage=-5cm h=5cm



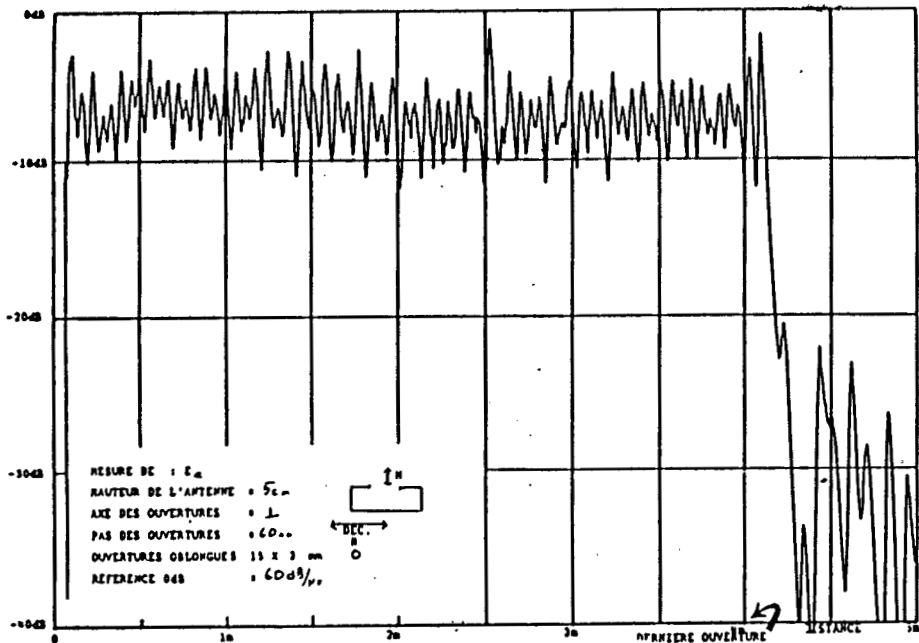
F=2.65GHz Puissance émise=100mW Décalage=+5cm h=5cm



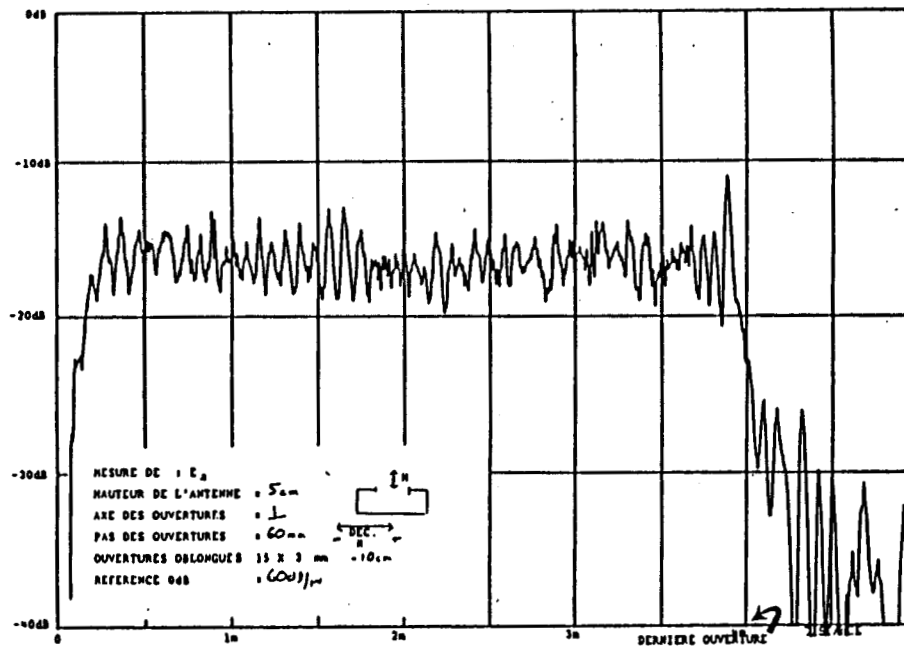
F=2.65GHz Puissance émise=100mW Décalage=0cm h=5cm



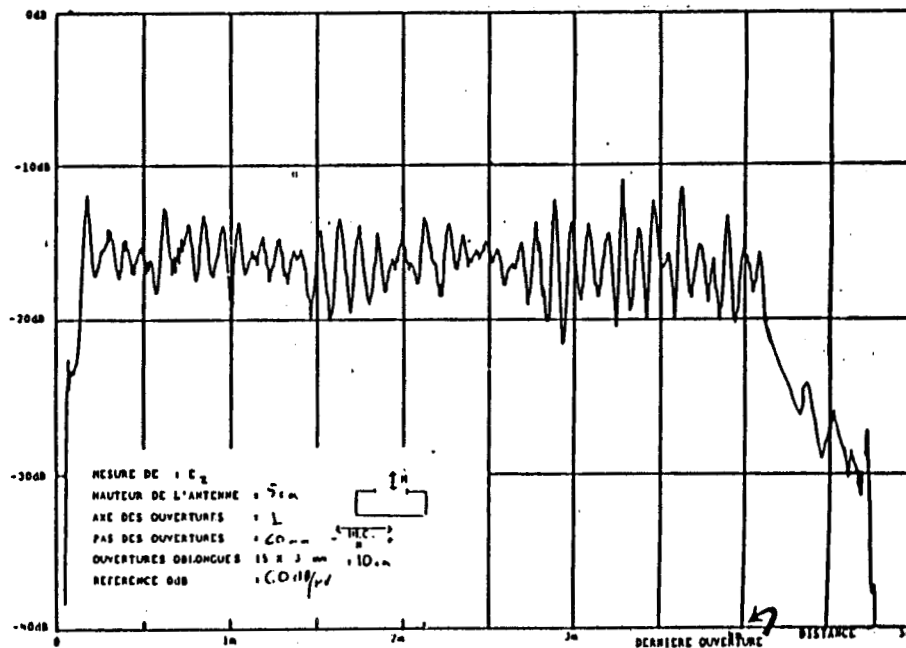
F=2.65GHz Puissance émise=100mW Décalage=0cm h=5cm



F=2.65GHz Puissance émise=100mW Décalage=-10cm h=5cm



F=2.65GHz Puissance émise=100mW Décalage=+10cm h=5cm



Le champ  $E_z$  est ensuite mesuré pour diverses hauteurs de l'antenne de réception au-dessus du guide ( $h = 5$  cm, 15 cm, 20 cm et 22 cm). Les résultats obtenus, indiqués sur la planche (PL-III-13), montrent une faible sensibilité des niveaux reçus à la hauteur. A 22 cm de haut, le niveau moyen enregistré reste de l'ordre du millivolt aux bornes de l'antenne. L'amplitude des fluctuations reste modérée dans toutes ces configurations. Le champ chute ensuite très rapidement hors du réseau d'ouvertures.

Un balayage plus lent a été effectué afin de dilater l'abscisse. Les deux enregistrements de la planche (PL-III-14) sont obtenus lorsque l'antenne se déplace de  $z = 3$  m à  $z = 3.5$  m et de  $z = 3.5$  m à  $z = 4$  m, la référence  $z = 0$  correspondant à la première ouverture du réseau. Nous relevons des fluctuations des signaux qui n'excèdent pas 3 à 4 dB, valeurs tout à fait tolérables.

Observons maintenant la sensibilité des résultats aux décalages latéraux de l'antenne réceptrice. L'antenne est placée à 5 cm au-dessus du guide et nous imposons :

- planche (PL-III-15) un décalage latéral de  $\pm 5$  cm à l'antenne
- planche (PL-III-16) un décalage latéral de  $\pm 10$  cm à l'antenne.

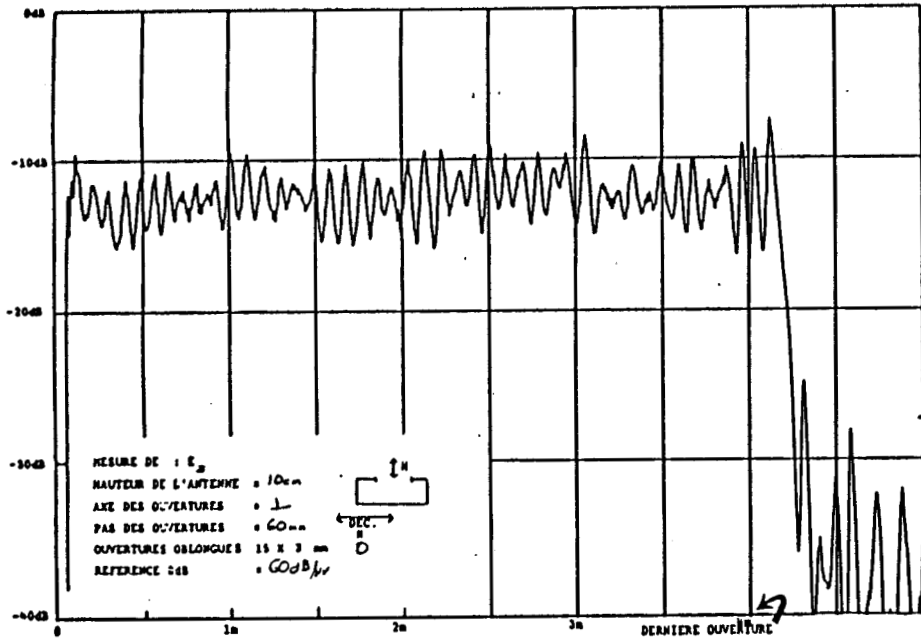
Dans cette configuration, nous obtenons des résultats symétriques que le décalage s'effectue d'un côté ou de l'autre du réseau d'ouvertures. De plus, la sensibilité aux décalages latéraux est faible, le niveau de fluctuations n'évolue pratiquement pas.

L'antenne est ensuite placée à une hauteur de 10 cm (hauteur typique de l'utilisation envisagée) et nous imposons comme précédemment :

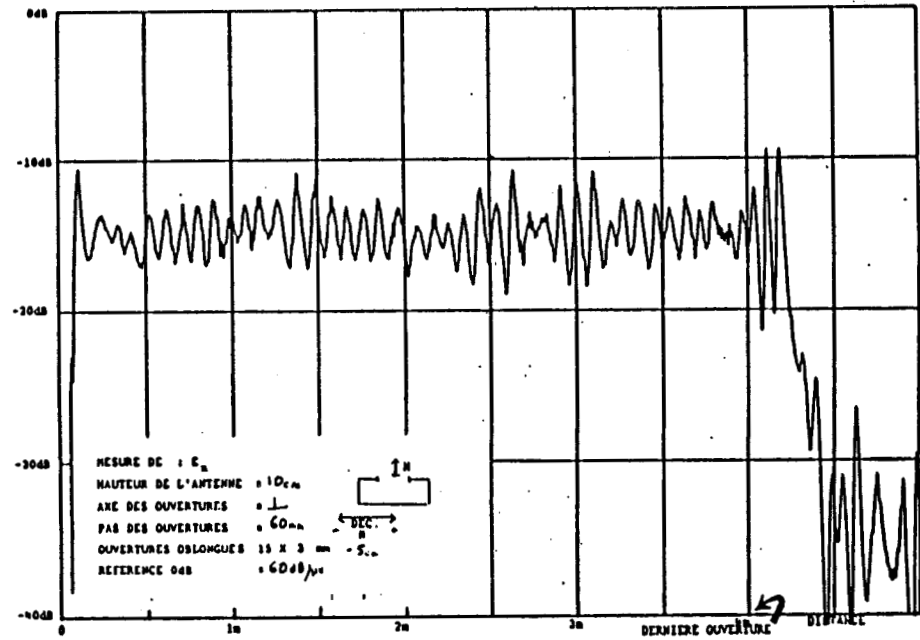
- planche (PL-III-17) un décalage latéral de  $\pm 5$  cm
- planche (PL-III-18) un décalage latéral de  $\pm 10$  cm.

Les résultats obtenus sont tout à fait corrects, la sensibilité aux débitements latéraux est faible (environ 2 dB), la symétrie des résultats est acquise. Le niveau des fluctuations reste modéré et quasi constant lors de tous ces essais (3 à 4 dB).

F=2.65GHz Puissance émise=100mW Décalage=0cm h=10cm



F=2.65GHz Puissance émise=100mW Décalage=-5cm h=10cm



F=2.65GHz Puissance émise=100mW Décalage=-5cm h=10cm

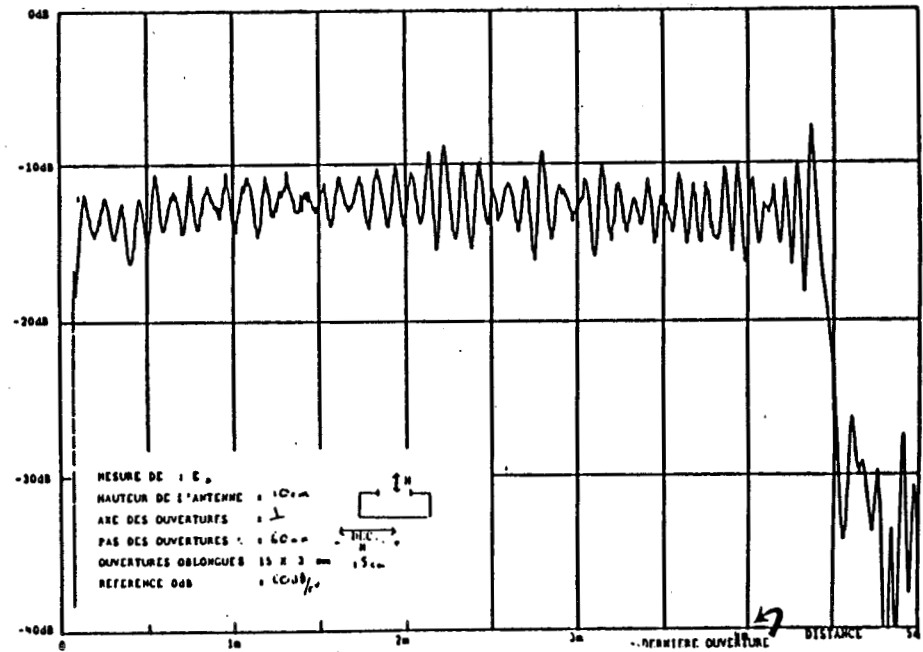
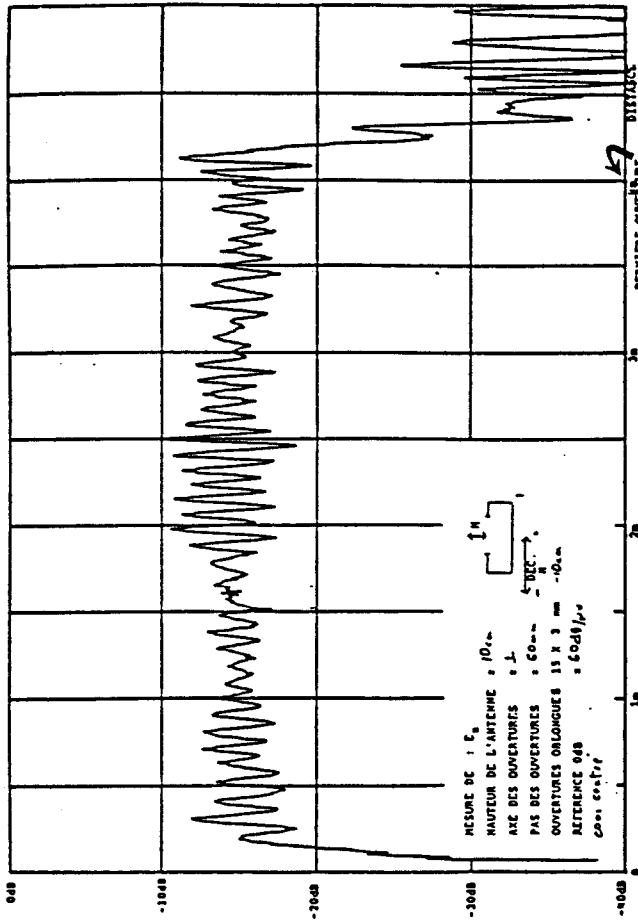
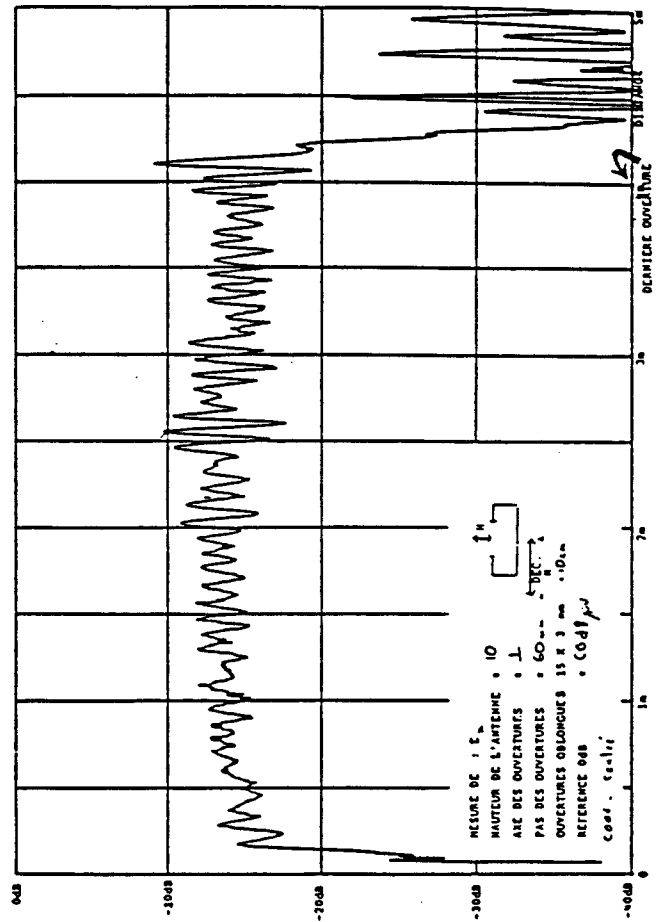


PLANCHE (PL-III.17)

F=2.65GHz Puissance émise=100mW Décalage=10cm h=10cm



F=2.65GHz Puissance émise=100mW Décalage=+10cm h=10cm



F=2.65GHz Puissance émise=100mW Décalage=0cm h=10cm

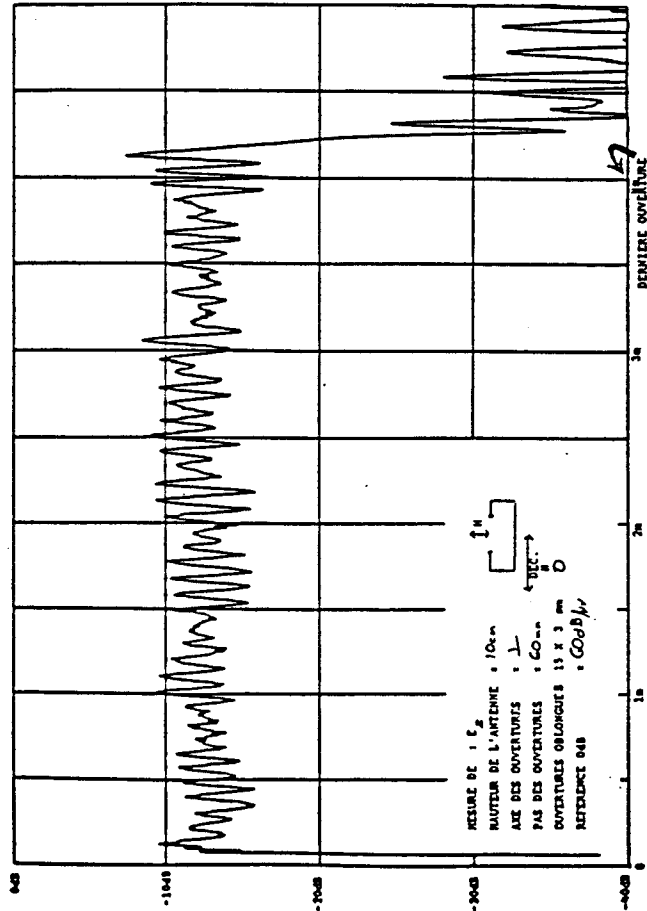


PLANCHE (PL-III.18)



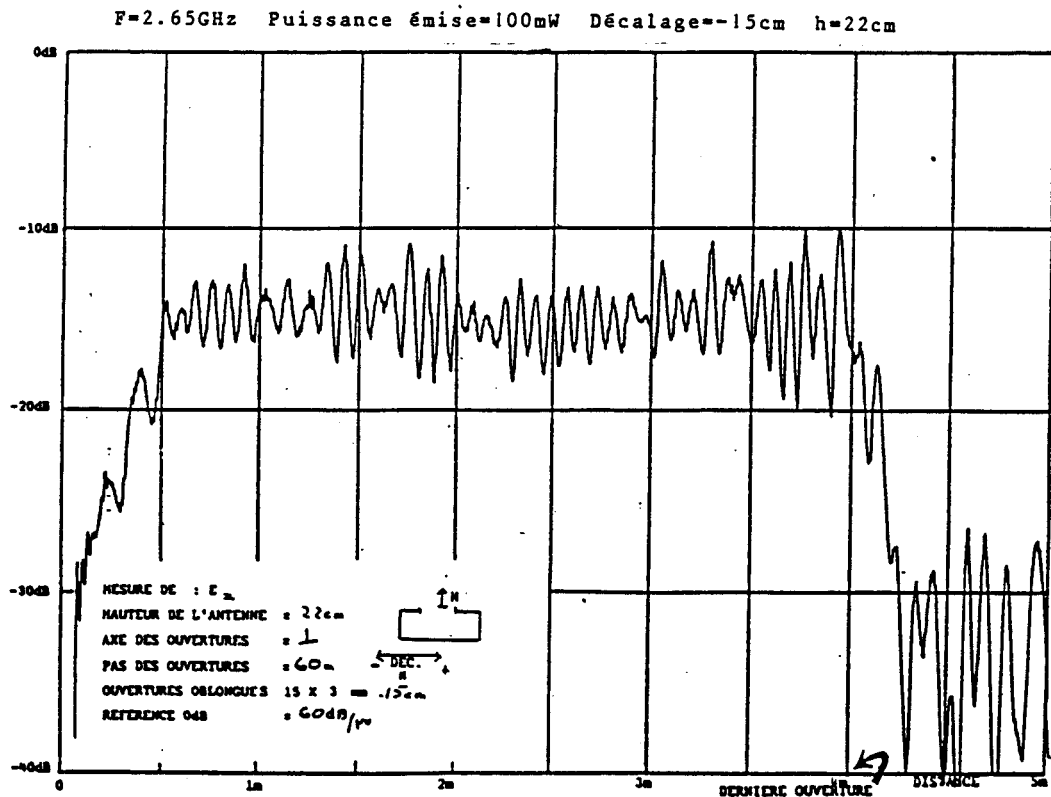


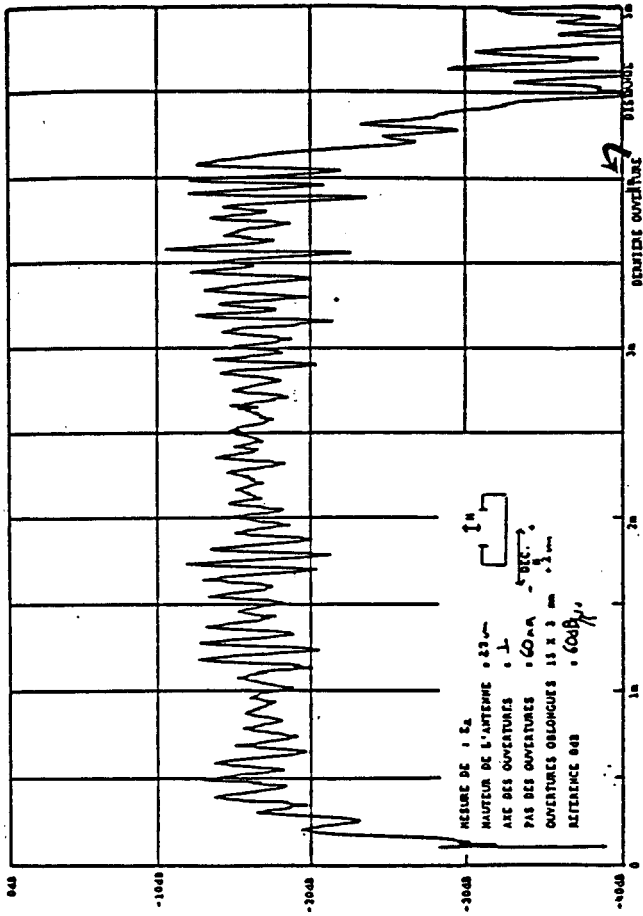
PLANCHE (PL-III.19)

Un dernier essai a été entrepris dans cette configuration. L'antenne de réception a été positionnée à 22 cm et décalée de 15 cm par rapport à l'axe du réseau, valeurs limites permises par le banc de mesures. Malgré cette disposition particulièrement défavorable, nous obtenons planche (PL-III-19) des résultats similaires à ceux obtenus précédemment, ce qui confirme la faible sensibilité du dispositif aux débattements verticaux et latéraux de l'antenne réceptrice.

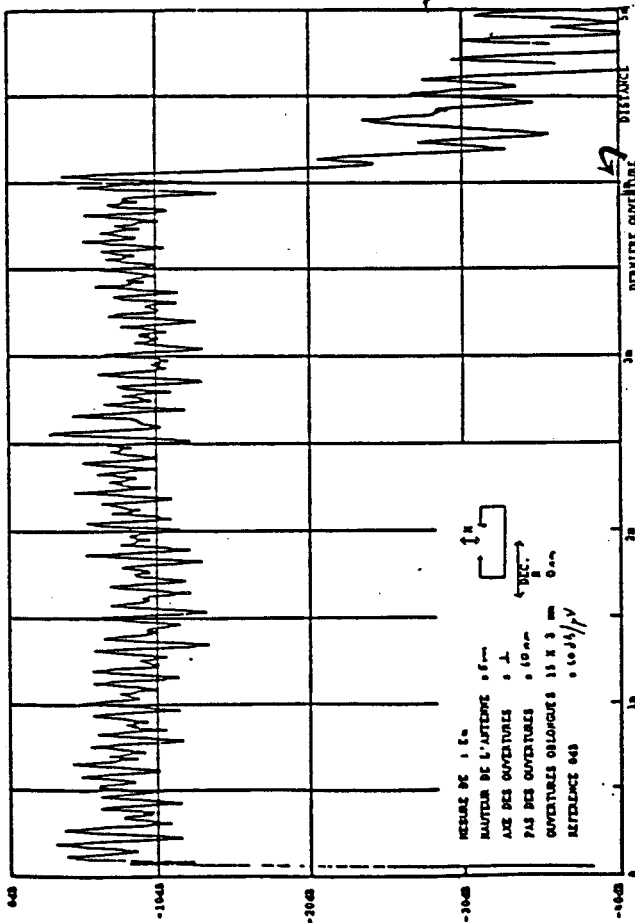
Nous pouvons donc affirmer que la configuration étudiée, dans le sens de transmission sol vers véhicule, procure toutes les qualités requises pour l'application envisagée, c'est-à-dire :

- un niveau absolu important (environ 1 mV) ;
- une amplitude des fluctuations modérée (environ 4 dB), ce facteur pouvant probablement être amélioré par l'utilisation d'une antenne optimisée ;
- une faible sensibilité des deux paramètres précédents aux débattements verticaux et latéraux imposés (environ 2 dB pour  $\pm 10$  cm de débattement latéral).

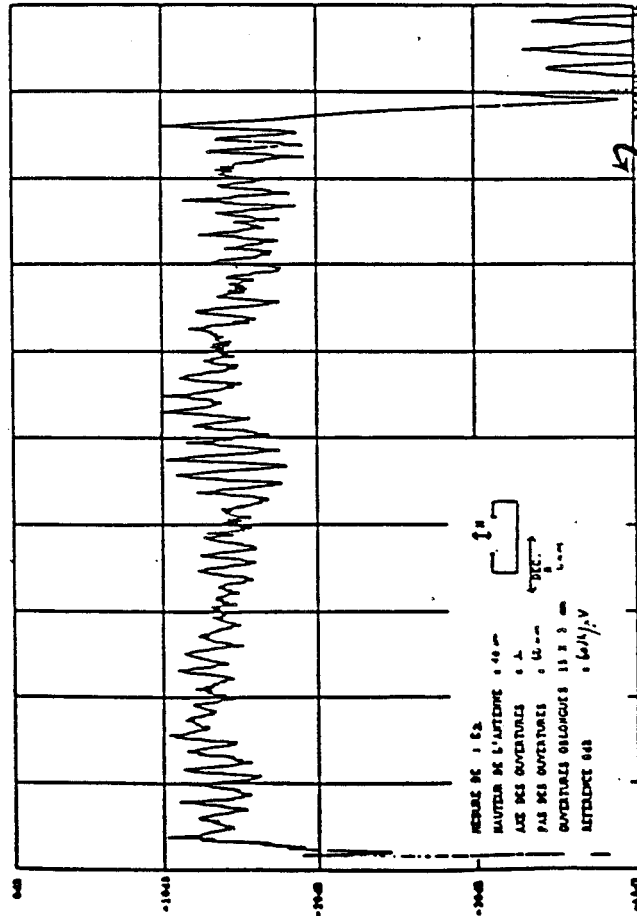
F=2.65GHz Puissance émise=100mW h=22cm



F=2.65GHZ Puissance émise=100mW h=5cm



F=2.65GHZ Puissance émise=100mW h=10cm



### III.6.3 - Transmission véhicule vers sol

Nous avons, en premier lieu, observé l'évolution des signaux reçus en extrémité de guide, l'antenne d'émission étant disposée à différentes hauteurs : 5 cm, 10 cm et 22 cm. Les résultats, indiqués sur la planche (PL-III-20), montrent une faible sensibilité du champ reçu aux débattements verticaux de l'antenne émettrice. Ces résultats sont d'ailleurs similaires à ceux obtenus planche (PL-III-13) dans le sens de liaison inverse.

L'antenne d'émission est ensuite disposée à 5 cm au-dessus du guide et nous imposons :

- planche (PL-III-21) un décalage latéral de  $\pm 5$  cm à l'antenne
- planche (PL-III-22) un décalage latéral de  $\pm 10$  cm à l'antenne.

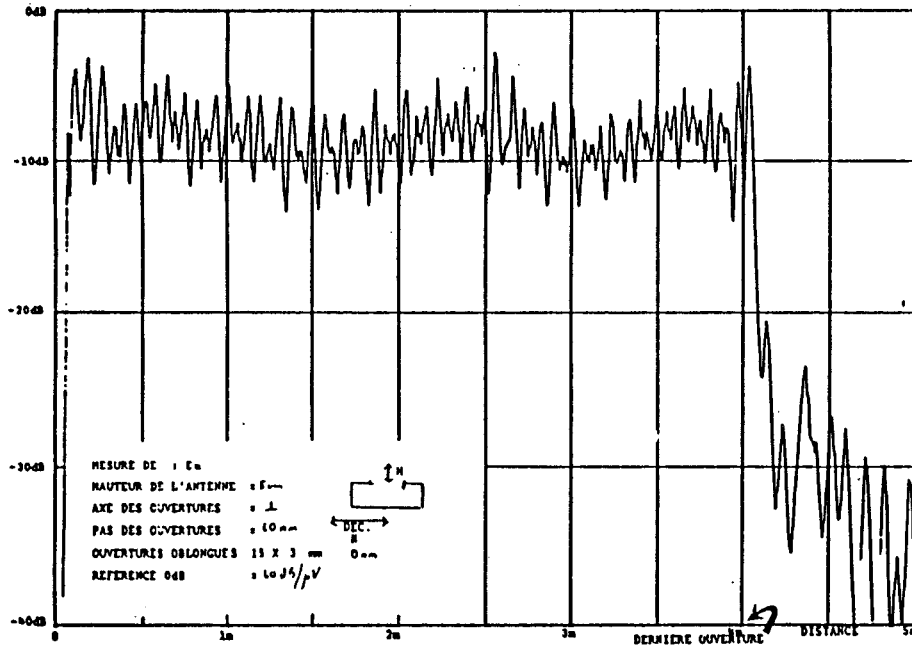
Nous observons une grande symétrie des résultats, que le décalage s'effectue dans l'un ou l'autre sens. Les niveaux mesurés sont importants, et proches du millivolt dans la disposition la plus défavorable. Ils sont de plus similaires aux mesures effectuées dans le sens de liaison inverse, planches (PL-III-15) et (PL-III-16). Quant aux fluctuations des niveaux reçus, elles n'excèdent pas 3 à 4 dB.

Si l'on se place maintenant dans des conditions expérimentales voisines de celles correspondant à l'application envisagée, nous obtenons à une hauteur de 10 cm :

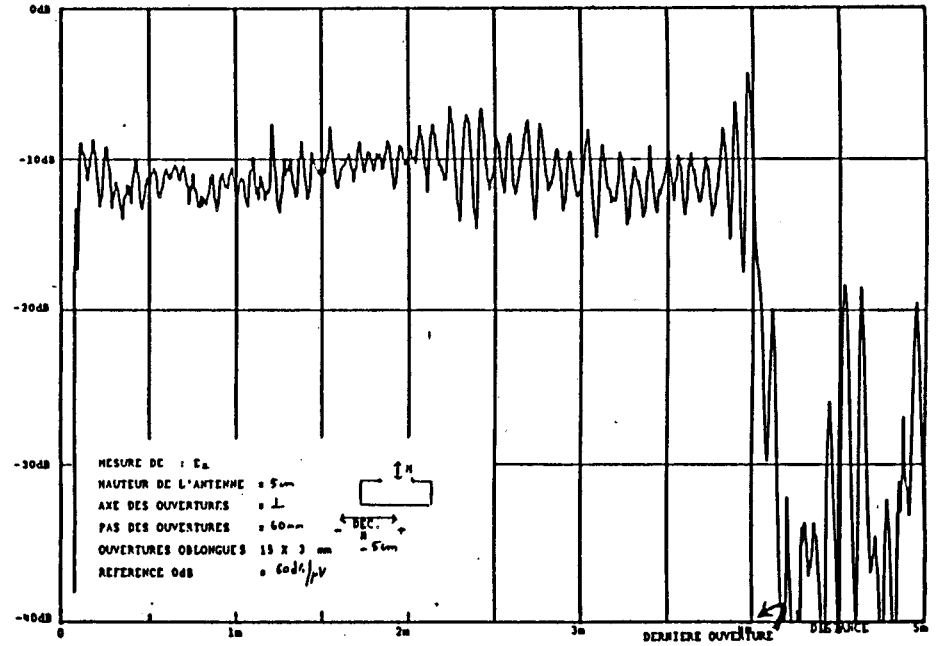
- planche (PL-III-23) : les enregistrements en imposant un débattement latéral de  $\pm 5$  cm
- planche (PL-III-24) : les enregistrements en imposant un débattement latéral de  $\pm 10$  cm.

La sensibilité aux décalages latéraux est faible : environ 3 dB à une hauteur de 10 cm et pour des décalages latéraux de  $\pm 10$  cm. L'amplitude des signaux mesurés en extrémité de guide est comprise entre 500  $\mu$ V et 2 mV.

F=2.65GHz Puissance émise=100mW Décalage=0cm h=5cm



F=2.65GHz Puissance émise=100mW Décalage=-5cm h=5cm



F=2.65GHz Puissance émise=100mW Décalage=+5cm h=5cm

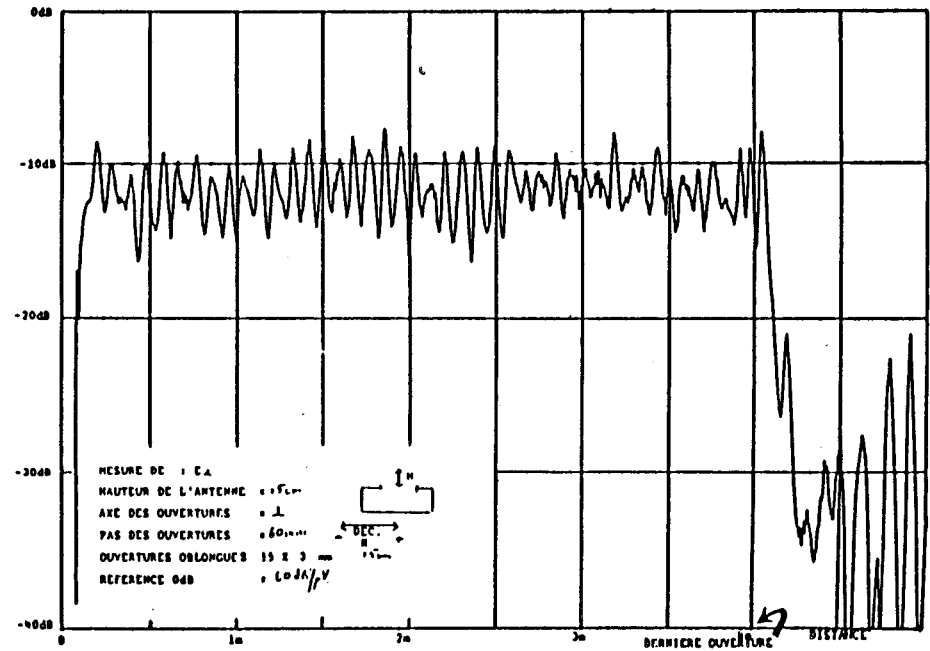


PLANCHE (PL-III.21)

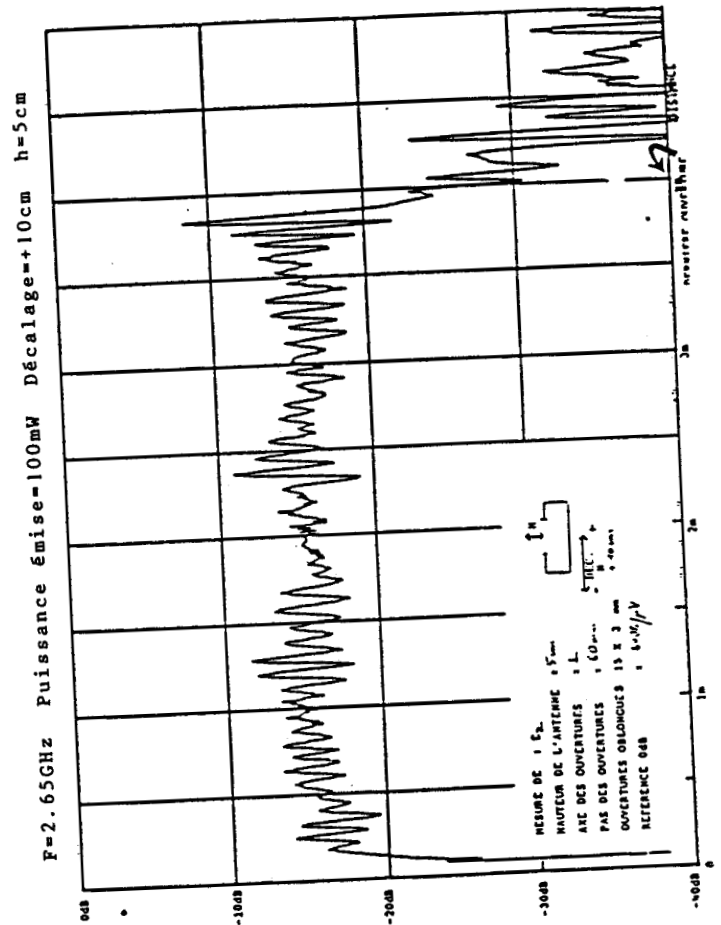
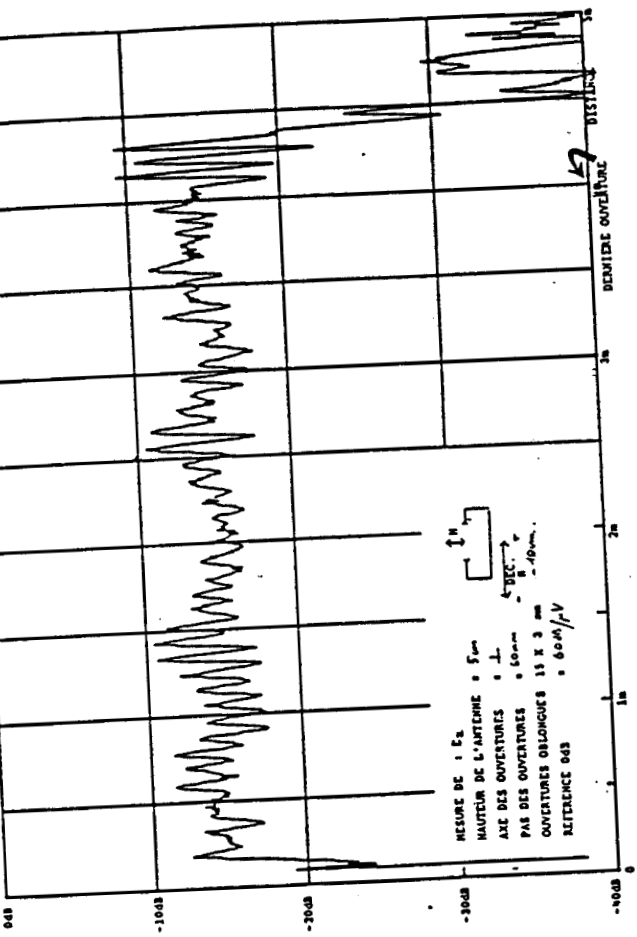
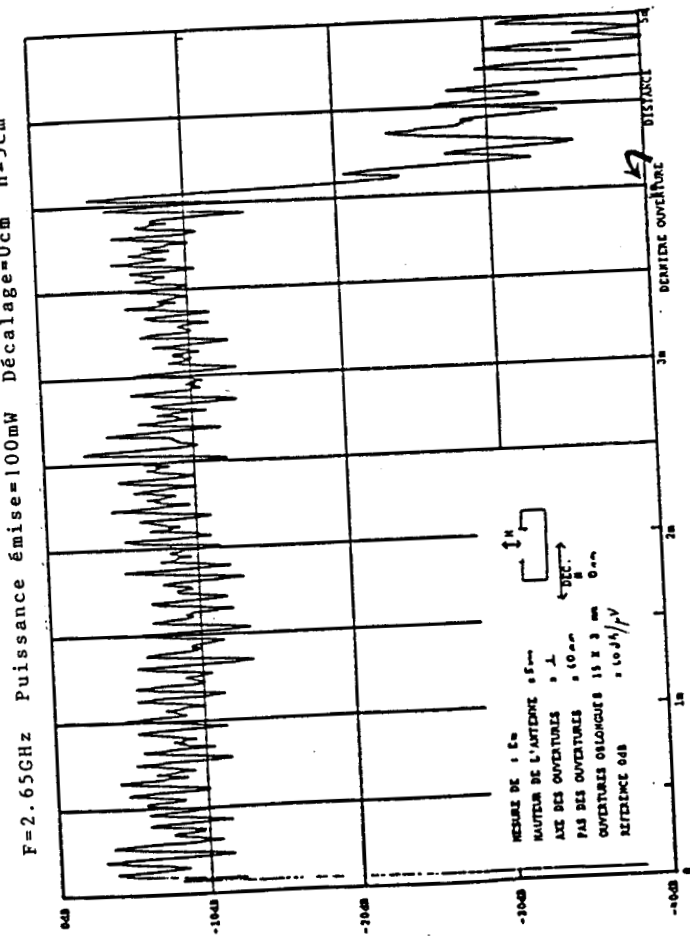
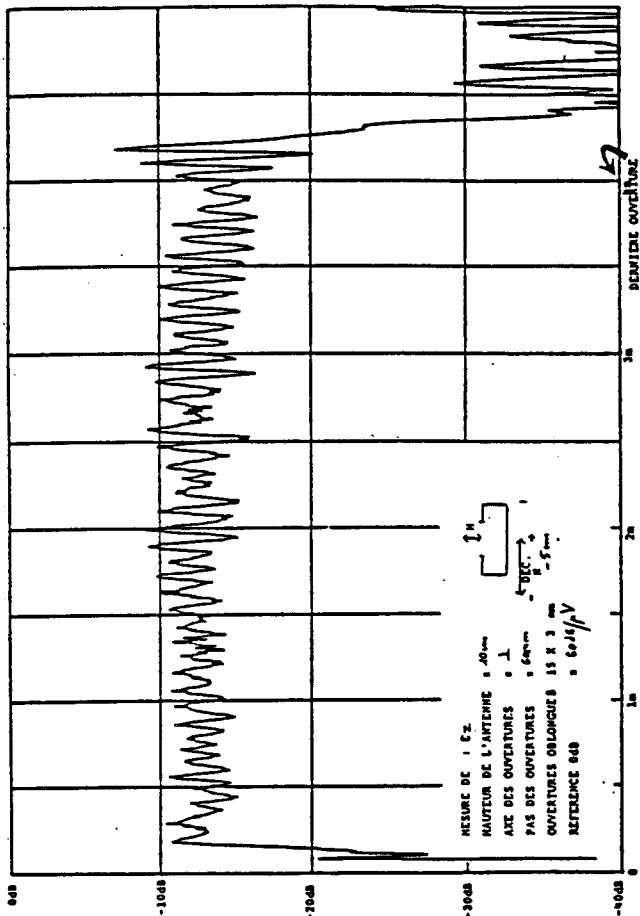
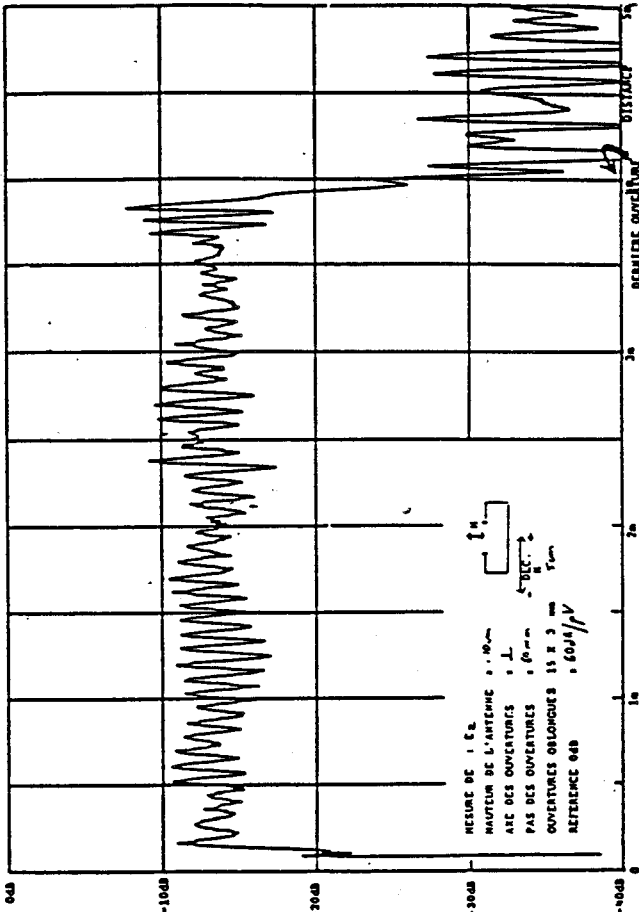


PLANCHE (PL-III.22)

F=2.65GHz Puissance émise=100mW Décalage=-5cm h=10cm



F=2.65GHz Puissance émise=100mW Décalage=+5cm h=10cm



F=2.65GHz Puissance émise=100mW Décalage=0cm h=10cm

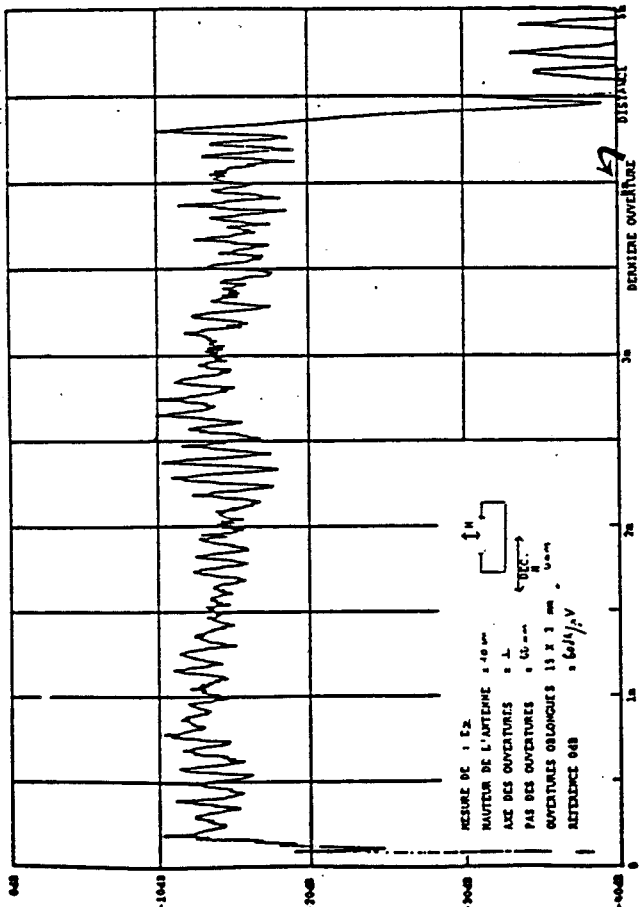


PLANCHE (PL-III.23)

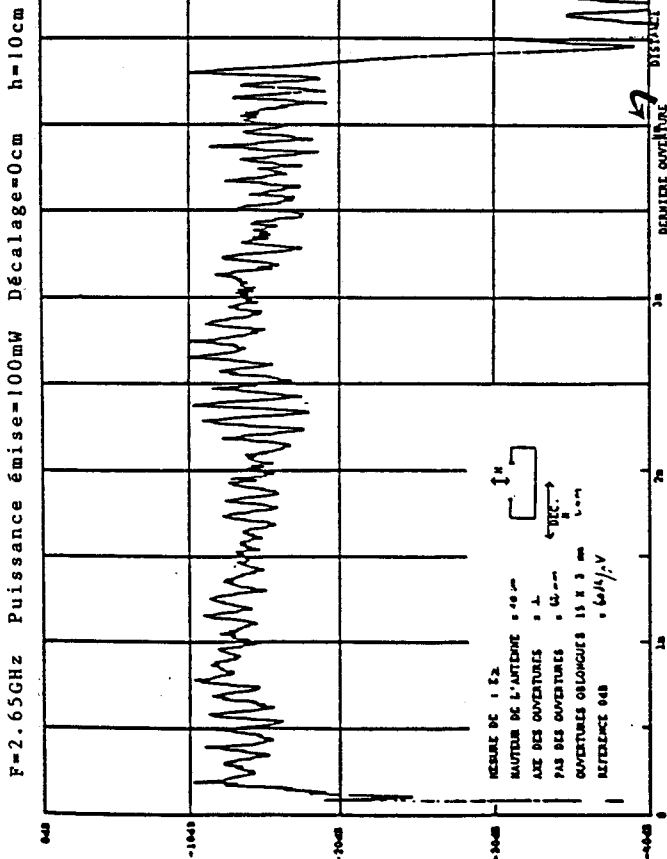
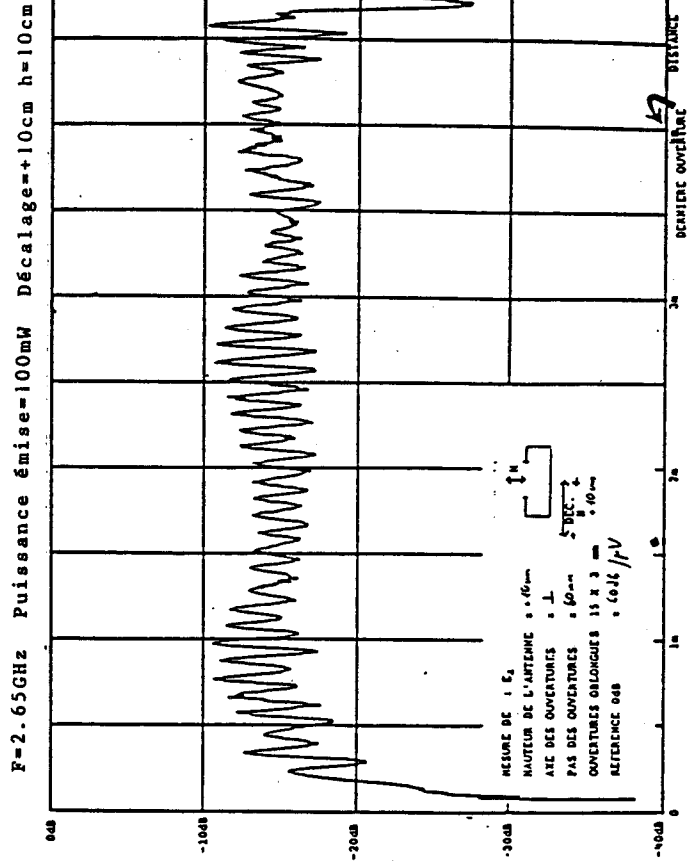
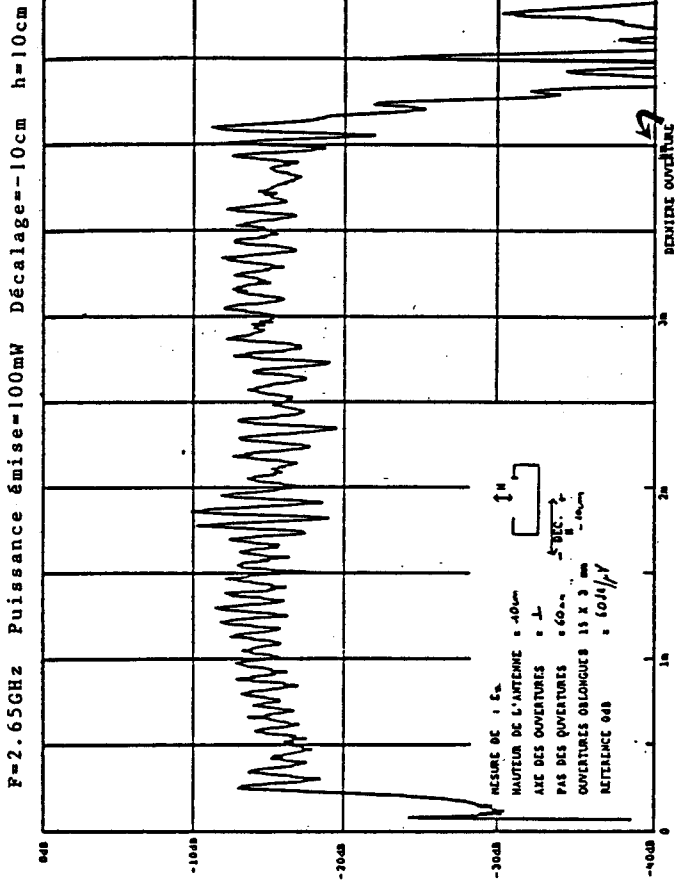


PLANCHE (PL-III.24)

**III.6.4 - Mesure des atténuations linéiques intrinsèques et de rayonnement du guide**

Un tel dispositif n'est intéressant que si l'atténuation linéique est modérée. Typiquement un répéteur tous les kilomètres et une atténuation d'au plus 20 dB entre répéteurs semblent souhaitables. En ce qui concerne l'atténuation linéique intrinsèque du guide d'ondes, nous obtenons les résultats suivants avec un guide WR 284 de 100 m de long non percé d'ouvertures

F(GHz)	Atténuation moyenne sur différentes mesures (dB) effectuées successivement	Atténuation théorique/ 100 m (dB)	écart (dB)
2.5	4.0	3.4	0.6
2.6	3.5	3.1	0.6
2.7	3.2	2.9	0.3
2.8	3.1	2.7	0.4
2.9	2.9	2.6	0.3
3.0	2.9	2.5	0.4
3.1	2.8	2.4	0.4
3.2	2.8	2.3	0.5

Nous obtenons des écarts entre valeurs mesurées et valeurs théoriques compris entre 0.3 et 0.6 dB, valeurs faibles si l'on considère la présence des deux transitions guide-coaxial, de la dizaine de brides joignant les tronçons de guide de 10 m.

La mesure de l'atténuation globale de ce même tronçon de 100 m percé du réseau de fentes rayonnantes est résumée dans le tableau suivant :



F (GHz)	Atténuation globale moyenne sur 4 mesures (dB)	Atténuation intrinsèque moyenne sur 4 mesures (dB)	Atténuation due au rayonnement (dB)
2.5	4.1	4.0	0.1
2.6	3.6	3.5	0.1
2.7	3.3	3.2	0.1
2.8	3.3	3.1	0.2
2.9	3.3	2.9	0.4
3.0	3.5	2.9	0.6
3.1	3.3	2.8	0.5
3.2	3.8	2.8	1.0

A 2.5 GHz, l'atténuation supplémentaire due au rayonnement des ouvertures est de l'ordre de 1 dB/km, donc très faible. Compte tenu de la difficulté d'effectuer des mesures précises sur des tronçons de courte longueur, on peut considérer que cette valeur est en accord avec la valeur théorique de 0.6 dB/km (paragraphe III.4.2). Si l'on se fixe une atténuation globale d'environ 20 dB/km, le guide WR 284 ne convient pas à 2.5 GHz. Il est donc nécessaire d'utiliser un guide de section plus importante. Lors de la phase d'optimisation du guide, nous prendrons comme référence le guide WR 430 de section intérieure 10.922 cm x 5.461 cm. L'atténuation intrinsèque de ce guide en aluminium est de 11 dB/km à 2.5 GHz. Si l'on ajoute une atténuation supplémentaire de 1 dB/km pour les pertes par rayonnement, nous obtenons une atténuation linéique globale de 12 dB/km.

## Conclusion

Nous avons montré qu'il existe une distance critique entre ouvertures en-dessous de laquelle le champ rayonné par les ouvertures ne dépend pas de la position longitudinale du point de réception. Cette distance a été évaluée à 7.73 cm pour un guide WR 284 à 2.5 GHz. Compte tenu de la dualité entre distance et longueur d'onde, nous avons aussi montré que l'on peut fixer la distance entre les ouvertures de telle manière que le champ soit constant dans une bande de fréquences données (pour les transmissions) et présente des fluctuations importantes pour une fréquence légèrement plus élevée. La fréquence critique au-dessus de laquelle apparaissent les fluctuations a été évaluée à 3.0 GHz pour le WR 284 lorsque l'espacement entre fentes est de 6 cm. Ce phénomène pourra être mis à profit pour déterminer la vitesse du véhicule.

Le calcul de la puissance rayonnée par le réseau d'ouvertures a montré que l'affaiblissement par rayonnement est négligeable devant l'atténuation linéique intrinsèque du guide. L'affaiblissement du signal transmis dépendra donc essentiellement du choix du guide d'ondes. Les dimensions d'un guide optimisé seront fixées lors de la phase d'optimisation qui sera entreprise dans le chapitre suivant.

L'étude théorique et expérimentale de l'excitation du guide d'ondes par une antenne extérieure située en son voisinage a montré enfin la réversibilité de la liaison.

CHAPITRE IV

## Introduction

### IV.1 - OPTIMISATION DU SUPPORT MATERIEL

#### IV.1.1 - Optimisation des dimensions transversales du guide

- . grande dimension transversale du guide
- . petite dimension transversale du guide
- . influence de la nature du métal constituant le guide

#### IV.1.2 - Optimisation des dimensions des ouvertures

- . petite dimension des ouvertures
- . grande dimension des ouvertures

#### IV.1.3 - Optimisation du pas interouvertures

### IV.2 - APPLICATION DES FENTES INCLINEES OU LONGITUDINALES A L'ECRITURE D'UN MESSAGE SUR LE GUIDE

#### IV.2.1 - Fentes inclinées

#### IV.2.2 - Codage par des fentes longitudinales

### IV.3 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

## Conclusion

## Introduction

Les résultats théoriques et expérimentaux du chapitre précédent, obtenus sur un guide standard, ont permis essentiellement de mettre en évidence les bonnes qualités de transmission et de réversibilité de la liaison. Celle-ci devra cependant répondre à certaines exigences cruciales, telles que l'excitation du seul mode fondamental dans le guide d'ondes et la propagation des signaux avec une atténuation linéique minimum. Le respect de ces conditions impose donc le choix d'un support de transmission optimisé.

Nous nous proposons, dans ce chapitre, de définir un guide rayonnant optimisé dans la bande de fréquences comprises entre 2.4 et 2.5 GHz. Une fréquence optimum légèrement supérieure à 2.5 GHz faisant apparaître des fluctuations importantes de champ sera éventuellement déterminée. Cette phase d'optimisation sera entreprise sur les points suivants : les dimensions transversales du guide d'ondes, les dimensions des ouvertures transversales et l'espacement entre les ouvertures. Nous indiquerons brièvement quelques solutions qui pourraient être envisagées pour coder le guide sur toute sa longueur ou localement. Celles-ci permettraient alors de déterminer la position du véhicule. Les principaux résultats expérimentaux seront également présentés.

#### **IV.1 - OPTIMISATION DU SUPPORT MATERIEL [38]**

L'optimisation du support matériel consiste à chercher les paramètres permettant :

- d'obtenir une atténuation linéique minimum afin de pouvoir espacer le plus possible les répéteurs tout en conservant des niveaux de réception suffisants ;
- de n'exciter dans le guide que le mode fondamental de manière à ne pas créer de battements avec des modes d'ordre supérieure lorsque le guide se déforme localement (chocs avec légère déformation de la paroi) ou progressivement (cintrage en virage). L'apparition de modes non fondamentaux se traduira alors par des fluctuations des signaux reçus au-dessus du guide.

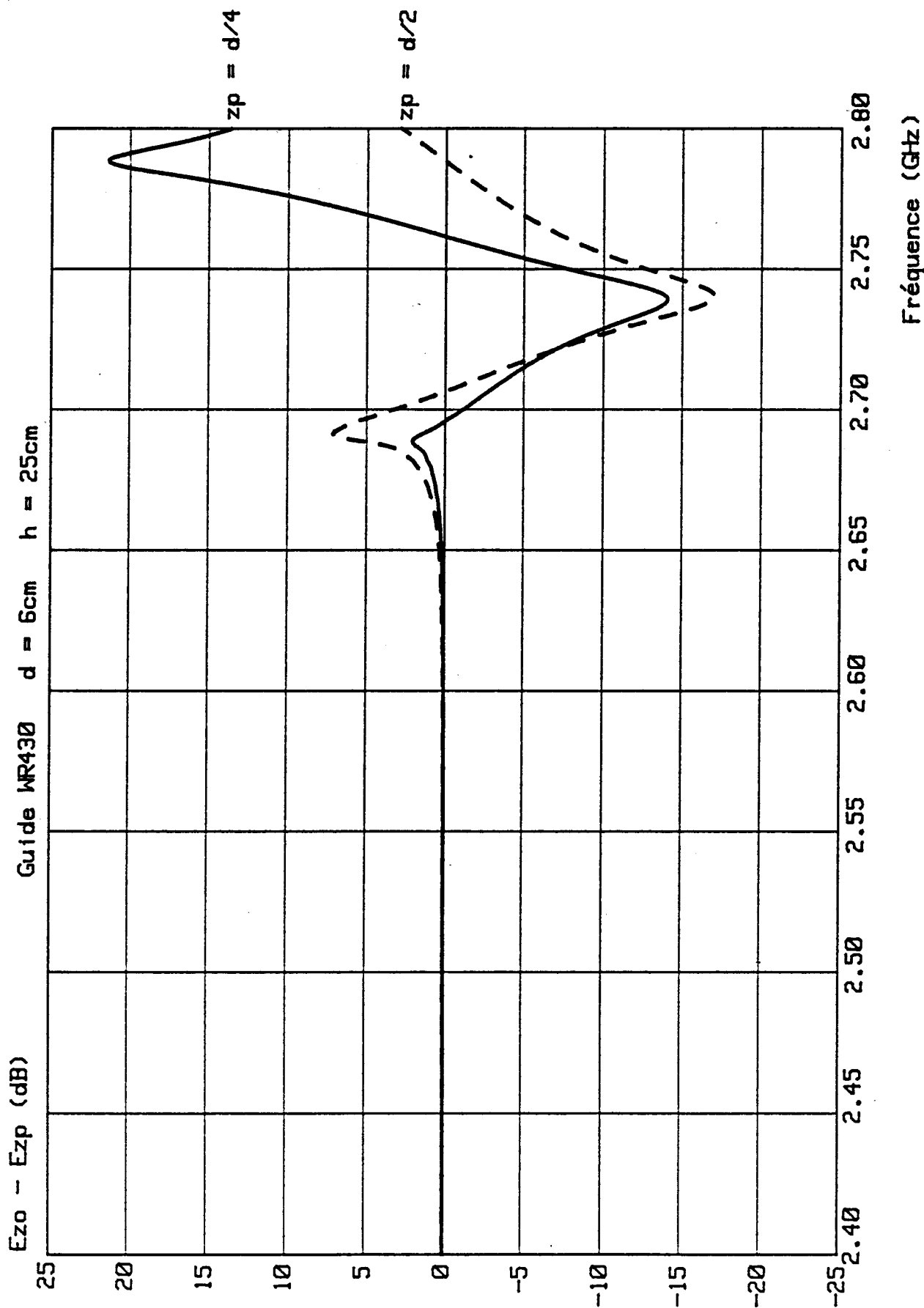
Trois points seront abordés dans ce paragraphe :

- . optimisation des dimensions transversales du guide d'ondes
- . optimisation des dimensions des ouvertures
- . optimisation du pas interouvertures.

##### **IV.1.1 - Optimisation des dimensions transversales du guide**

- . Grande dimension transversale du guide

Le guide standard WR430, de dimensions internes 109.22mm x 54.61mm servira de référence dans cette phase d'optimisation où différentes sections de guide seront testées et comparées à ce guide. Pour un espacement interfentes de 6 cm, la fréquence critique du WR430 se situe à 2.65 GHz comme le montre la Planche (PL-IV-1). Ces courbes indiquent la différence, en dB, entre le champ reçu lorsque le récepteur se situe au-dessus d'une ouverture et lorsqu'il est décalé par rapport à cette ouverture, la hauteur de réception étant de 25 cm. La porteuse servant à la localisation devra donc se situer au-dessus de la fréquence critique,



à une fréquence où les oscillations sont assez prononcées pour permettre un traitement relativement aisé du signal reçu. Une porteuse à 2.72 GHz convient donc très bien.

Nous devons toutefois noter que l'apparition du mode TE<sub>02</sub> (mode immédiatement supérieur) s'effectue à 2.747 GHz, soit à une fréquence très proche de notre porteuse de localisation. Si on fixe la fréquence de localisation à 2.72 GHz, il importe alors de réduire légèrement les dimensions du guide afin que le mode TE<sub>02</sub> apparaisse à une fréquence plus élevée. Rappelons que les fréquences de coupure des différents modes TE<sub>mn</sub> ou TM<sub>mn</sub> se calculent à partir de la relation suivante :

$$f_c = \frac{c}{2} \left[ \frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right]^{1/2} \quad (IV-1)$$

expression dans laquelle :

- a et b sont les dimensions transversales du guide
- c la vitesse de la lumière.

Trois sections différentes de guide sont donc testées et comparées au guide de référence WR430. Le tableau (IV-1) indique la fréquence de coupure des premiers modes TE de ces guides.

Dimensions du guide (mm)	Fréquence de coupure (GHz)		
	TE <sub>01</sub>	TE <sub>02</sub>	TE <sub>10</sub>
109.22 x 54.61	1.3734	2.7467	2.7467
105.00 x 52.50	1.4826	2.8571	2.8571
100.00 x 50.00	1.5000	3.0000	3.0000
95.00 x 47.50	1.5789	3.1579	3.1579

Tableau (IV-1)



On peut remarquer qu'une section de 105,0 mm x 52,5 mm permet déjà de rejeter la fréquence d'apparition du mode TE<sub>02</sub> à 140 MHz au-dessus de la fréquence de la porteuse de localisation.

Le second critère permettant d'optimiser la section du guide est l'atténuation linéique qui doit être minimisée afin de pouvoir espacer le plus possible les répéteurs.

L'atténuation linéique intrinsèque du mode fondamental dans un guide rectangulaire est donnée par la relation

$$\alpha = \frac{1}{b^{3/2}} \frac{2\pi \epsilon_0 c^{1/2}}{\sigma} \left[ \frac{f_c^{3/2}}{f} + \frac{b}{2a} \frac{f^{1/2}}{f_c} \right] \left[ 1 - \left( \frac{f_c}{f} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{IV-2})$$

- où a et b sont les dimensions transversales du guide
- σ la conductivité des parois du guide
- c la vitesse de la lumière
- f<sub>c</sub> la fréquence de coupure du mode TE<sub>01</sub> calculée à partir de (IV-1).

Les valeurs de α pour les trois sections de guide, calculées à la fréquence centrale de 2.45 GHz, sont rassemblées dans le tableau (IV-2). On suppose que les parois du guide sont en aluminium, de conductivité σ = 3.533 10<sup>7</sup> S/m. Nous avons aussi indiqué l'atténuation linéique due au rayonnement du réseau de fentes de 15 mm x 3 mm espacées de 6 cm.

Dimensions du guide (mm)	Atténuation linéique intrinsèque (dB/km)	Atténuation linéique par rayonnement (dB/km)
109.22 x 54.61	11.07	0.34
105.00 x 52.50	11.96	0.37
100.00 x 50.00	13.25	0.39
95.00 x 47.50	14.84	0.42

Tableau (IV-2)

Les résultats s'échelonnent de 11 dB/km à 15 dB/km, ce qui montre une sensibilité relativement grande de  $\alpha$  vis-à-vis de la section du guide. On remarque une légère variation de l'atténuation linéique par rayonnement qui reste quand même très faible. Ceci est dû au fait que la puissance injectée dans le guide est supposée constante (égale à 1 Watt) et qu'une diminution des dimensions transversales occasionnent une augmentation du champ magnétique  $H_0$  sur la face supérieure du guide, donc un accroissement du champ rayonné.

On peut donc conclure que la grande dimension transversale du guide doit être voisine de celle de WR430 (109.22 mm) sans toutefois l'atteindre pour rejeter l'apparition du mode  $TE_{02}$  suffisamment haut. La valeur optimum apparaît comme étant 105 mm.

. Petite dimension transversale du guide

Nous avons travaillé jusqu'à présent avec des guides dont le rapport  $\frac{b}{a}$  est égal à 2 (eg : 105.0 mm x 52.5 mm). On peut penser que d'un point de vue économie de matière première pour la réalisation de guide, il serait intéressant de réduire la dimension du petit côté. Inversement, on peut espérer qu'augmenter cette dimension et tendre vers une section carrée peut réduire les pertes linéiques. Nous présentons dans le tableau (IV-3), l'influence du petit côté transversal du guide sur l'atténuation linéique intrinsèque. La dimension du grand côté est fixée à 105,0 mm, la fréquence de travail est de 2.45 GHz et la conductivité du guide de  $3.533 \cdot 10^7$  S/m.

Dimension du petit côté (mm)	Atténuation linéique intrinsèque (dB/km)
25,0	21.79
40,0	14.76
52.5	11.97
75.0	9.27
90.0	8.25

Tableau (IV-3)

On constate qu'une réduction de la petite dimension du guide est très pénalisante car elle se traduit par une augmentation rapide de l'atténuation linéique intrinsèque. On note, à l'inverse, que lorsqu'on augmente cette dimension, les résultats obtenus sont à priori intéressants puisque pour  $a = 90.0$  mm l'atténuation linéique intrinsèque diminue jusqu'à 8.25 dB/km.

Il importe cependant de vérifier si l'augmentation de la petite dimension ne favorise pas l'apparition de modes d'ordre supérieur. Considérons le cas d'un guide de section carrée. Lorsque  $a = b$ , les modes  $TE_{01}$  et  $TE_{10}$  ont la même fréquence de coupure et le même diagramme de dispersion. Ce sont, ce qu'il est convenu d'appeler, des modes dégénérés. La structure transverse des champs d'un mode est obtenue par rotation de 90 degrés de ceux de l'autre mode : nous sommes donc en présence d'une dégénérescence spatiale. Une combinaison linéaire de ces deux modes est un nouveau mode de propagation. Les premiers modes supérieurs sont donc dans ce cas le  $TE_{11}$  ou le  $TM_{11}$ .

Les fréquences de coupure des premiers modes pour deux valeurs de la petite dimension ont été calculées et sont présentées dans le tableau (IV-4). Le grand côté est fixé à 105 mm.

petite dimension (mm)	fréquence de coupure (GHz)				
	$TE_{01}$	$TE_{02}$	$TE_{10}$	$TE_{11}$	$TE_{12}$
52,5	1.4286	2.8571	2.8571	3.1944	4.0406
75,0	1.4286	2.8571	2.0000	2.4578	3.4876

Tableau (IV-4)

On s'aperçoit que pour  $a = 75$  mm, la fréquence de coupure du mode  $TE_{11}$  est à 2.4578 GHz, soit dans la bande de fréquences utilisée pour les transmissions. Il apparait donc nécessaire de conserver un rapport  $\frac{b}{a}$  égal à 2 pour ne pas générer de modes d'ordre supérieur.

. Influence de la nature du métal constituant le guide

D'un point de vue électromagnétique, meilleure sera la conductivité du métal, plus faible sera l'atténuation linéique intrinsèque. Nous avons rassemblé dans le tableau (IV-5) les valeurs théoriques de l'atténuation linéique intrinsèque en utilisant différents métaux (argent, cuivre, aluminium, fer). Les dimensions du guide d'ondes sont fixées à 105.0 mm x 52.5 mm, la fréquence est de 2.45 GHz.

Métal	Conductivité (S/m)	Atténuation (dB/km)
Argent	6.173 10 <sup>7</sup>	9.05
Cuivre	5.800 10 <sup>7</sup>	9.34
Aluminium	3.533 10 <sup>7</sup>	11.97
Fer	7.140 10 <sup>5</sup>	84.19

Tableau (IV-5)

L'aluminium présente des valeurs d'atténuation qui sont seulement à 3 dB/km sans l'atténuation linéique qu'il serait possible d'obtenir avec un guide en argent. Il convient donc de choisir un guide en alliage d'aluminium qui présente mécaniquement toutes les qualités requises et une conductivité électrique  $\sigma \geq 3.533 \cdot 10^7$  S/m.

On peut cependant noter que seule la conductivité interne sur une épaisseur fine suffit du point de vue hyperfréquence, l'épaisseur de peau s'écrit :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \sigma}} \quad (\text{IV-3})$$

A une fréquence de 2.45 GHz et pour le cuivre, cette profondeur de pénétration  $\delta$  est égale à 1.34  $\mu\text{m}$ .

A partir de 10  $\delta$  (soit environ 13 microns d'épaisseur interne) on peut considérer que la densité de courant hyperfréquence est négligeable. Une pellicule interne très conductrice comme le cuivre sur un guide mauvais conducteur est aussi une solution envisageable.

#### IV.1.2 - Optimisation des dimensions des ouvertures

Nous rappelons que la configuration géométrique retenue est celle de fentes centrées sur le grand côté du guide et perpendiculaire à l'axe de celui-ci.

##### . Petite dimension des ouvertures

En ce qui concerne la petite dimension des ouvertures, deux impératifs guident notre choix :

- un point de mécanique : il semble en effet difficile de percer d'une manière fiable un réseau de plusieurs milliers d'ouvertures rectangulaires lorsque celles-ci présentent des dimensions transversales inférieures à 3 mm ;
- un point de vue atténuation linéique de rayonnement : celle-ci doit être la plus faible possible et pour cela seule la composante effectivement utilisée en réception doit être rayonnée.

Pour un champ d'excitation  $H_0$  donné, la puissance rayonnée par une ouverture suivant son grand axe s'écrit :

$$P_{rmz} = Z_0 \frac{4}{3} \frac{\pi^3}{\lambda^4} (\alpha_{mz} H_0)^2 \quad (IV-4)$$

Nous avons, pour le même champ d'excitation et suivant le petit axe de l'ouverture, une puissance rayonnée :

$$P_{rmy} = Z_0 \frac{4}{3} \frac{\pi^3}{\lambda^4} (\alpha_{my} H_0)^2 \quad (IV-5)$$

Dans (IV-4) et (IV-5),  $\alpha_{mz}$  et  $\alpha_{my}$  représentent respectivement les polarisabilités magnétiques de l'ouverture suivant son grand et son petit axe.

Le rapport des puissances rayonnées donne :

$$\frac{P_{rmz}}{P_{rmy}} = \left( \frac{\alpha_{mz}}{\alpha_{my}} \right)^2 \quad (IV-6)$$

Pour une ouverture de 15 mm x 3 mm, nous obtenons un rapport de 20 dB en puissance. L'atténuation linéique due au prélèvement d'énergie dans le guide pour rayonner la composante  $E_z$  est d'environ 0.37 dB/km. Le prélèvement d'énergie pour rayonner la composante non essentielle  $E_y$  sera négligeable puisque situé à 20 dB sous cette valeur, pour un même champ d'excitation. Il est d'autant plus négligeable que la disposition des fentes sur le guide est telle que la composante  $H_z$  du champ d'excitation qui crée  $E_y$  est très inférieure à la composante  $H_y$ . Elle est de plus nulle au centre de l'ouverture. Nous conserverons donc 3 mm comme petite dimension des ouvertures transversales.

#### . Grande dimension des ouvertures

L'atténuation linéique par rayonnement des fentes de 15 mm x 3 mm pour le guide optimisé est de 0.37 dB/km, donc très faible vis-à-vis de l'atténuation linéique intrinsèque qui est d'environ 12 dB/km. Il est donc possible d'augmenter légèrement la grande dimension de l'ouverture de façon que l'atténuation linéique liée au rayonnement reste modérée : une valeur limite de 1 dB/km est très acceptable. Le champ rayonné sera, dans ces conditions, plus élevé et le traitement des signaux reçus se fera plus facilement.

La puissance rayonnée par un dipôle magnétique s'exprime par

$$P_{rm} = Z_0 \frac{4}{3} \frac{\pi^3}{\lambda^4} m^2 \quad (IV-7)$$

avec  $Z_0$  l'impédance d'onde du vide.

$m$  est le moment du dipôle magnétique équivalent, fonction du champ magnétique incident et de la polarisabilité magnétique  $\alpha_m$  de l'ouverture. Nous savons, d'autre part que  $\alpha_m$  est liée au cube du grand côté de l'ouverture. Par conséquent la puissance rayonnée par un dipôle

magnétique, et donc la puissance prélevée au guide par une ouverture rectangulaire est proportionnelle à la puissance sixième du grand côté de celle-ci. L'atténuation linéique par rayonnement augmente de ce fait très vite avec la dimension du grand côté. Pour une petite dimension de 3 mm on obtient les valeurs indiquées dans le tableau (IV-6) pour différentes longueurs de l'ouverture :

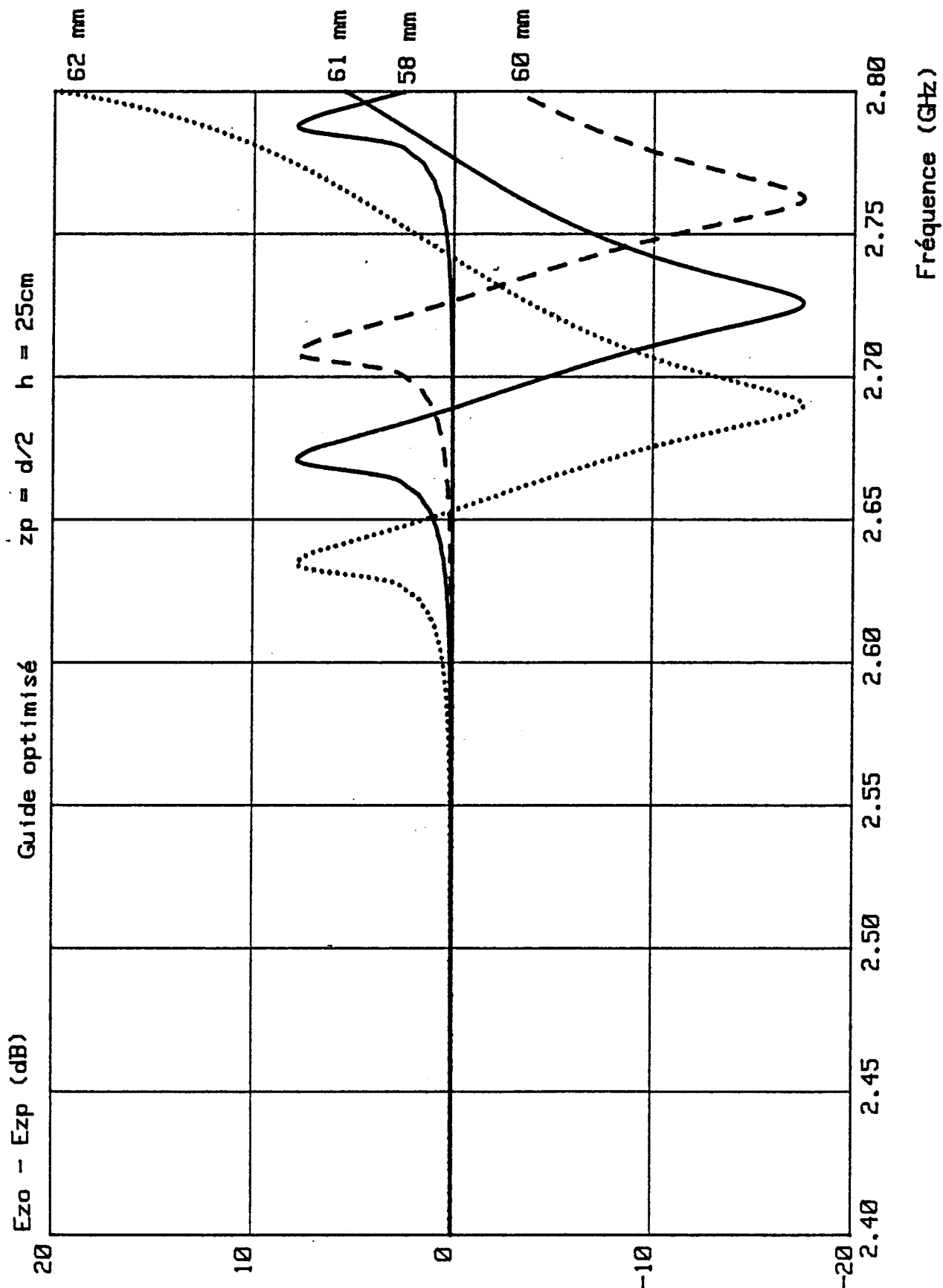
grande dimension (mm)	atténuation dB/km
15	0.37
19	1.23
20	1.60
25	5.13

Tableau (IV-6)

En utilisant des ouvertures de 19 mm x 3 mm, la valeur théorique calculée de l'atténuation linéique par rayonnement passe à 1.23 dB/km. Elle reste cependant faible par rapport à l'atténuation linéique intrinsèque du guide. L'atténuation linéique totale est alors de 13.2 dB/km.

#### **IV.1.3 - Optimisation du pas interouvertures**

Le dernier point à considérer concerne le pas interouvertures. Lors des simulations qui ont précédé, nous avons toujours supposé un espacement de 60 mm entre les ouvertures. Cette valeur ayant été fixée dans le cas du guide WR28<sup>4</sup> (72.136 mm x 34.036 mm), il est nécessaire de vérifier si elle devra être modifiée ou non pour le guide optimisé (105.0 mm x 52.5 mm). Un calcul identique à celui mené précédemment (chapitre III, paragraphe III.2) montre que la distance critique au-dessus de laquelle apparaissent les fluctuations de champ est dans ce cas égale à 70 mm. Nous indiquons sur la planche (PL-IV-2), la différence entre le champ reçu au-dessus d'une ouverture et celui reçu





entre deux ouvertures en fonction de la fréquence. Le point de réception est situé à 25 cm au-dessus du guide optimisé et nous avons considéré les pas interouvertures suivants : 58 mm, 60 mm, 61 mm et 62 mm.

Pour un espacement de 58 mm, on constate qu'il est nécessaire de monter très haut en fréquence (au-delà de 2.8 GHz) pour trouver des fluctuations importantes. Nous nous retrouvons alors en face du problème d'excitation d'un mode  $TE_{02}$ . De plus, la densité d'ouvertures par unité de longueur est plus grande : l'atténuation linéique par rayonnement sera plus élevée.

Si nous fixons un espacement de 62 mm, nous voyons apparaître les fluctuations de champ dès 2.6 GHz. Nous courons le risque d'enregistrer expérimentalement des variations de signaux dans la bande de transmission sol vers véhicule (2.45 à 2.50 GHz).

Lorsque le pas interouvertures est de 60 mm, on note des fluctuations importantes de champ vers 2.75 GHz. Si la porteuse de localisation est fixée à 2.72 GHz, on constate que pour un espacement de 61 mm, les fluctuations sont importantes et atteignent 16 dB à cette fréquence. Notons aussi que dans la bande de transmission utile : 2.4 à 2.5 GHz, les fluctuations théoriques sont très faibles.

On peut donc conclure que l'utilisation d'un espacement de 61 mm entre ouvertures de 19 mm x 3 mm situées sur un guide de section interne de 105.0 mm x 52.5 mm conduit à d'excellents résultats tant pour la transmission que pour la localisation. Une porteuse de localisation à 2.72 GHz fournit alors des fluctuations dont l'amplitude est d'environ 16 dB.

#### **IV.2 - APPLICATION DES FENTES INCLINEES OU LONGITUDINALES A L'ECRITURE D'UN MESSAGE SUR LE GUIDE**

Dans cette partie, nous esquissons quelques unes des solutions qui pourraient être utilisées pour écrire un message sur le guide d'ondes. Elles sont basées sur l'utilisation de fentes inclinées insérées dans le réseau de fentes transversales ou de fentes longitudinales disposées

localement de part et d'autre du réseau des fentes transversales. Ces fentes vont rayonner un champ  $E_y$  et la détection ou non de ce champ permet alors la localisation du mobile.

#### IV.2.1 - Fentes inclinées

Dans les chapitres précédents, nous avons vu qu'une fente inclinée insérée dans le réseau de fentes transversales pouvait être optimisée de façon qu'elle ne modifie en rien l'amplitude et la phase du champ électrique  $E_z$ . On rappelle que le réseau d'ouvertures a été choisi de telle façon que cette composante  $E_z$  varie le moins possible tout le long du guide. Elle est donc utilisée pour les transmissions d'informations entre le sol et le véhicule, à condition toutefois de choisir la fréquence d'émission  $f$  inférieure à la fréquence critique  $f_c$ . Si  $f > f_c$ , l'apparition d'un signal ayant une très grande variation d'amplitude avec une période proportionnelle à l'espacement interouvertures peut, en dehors d'une mesure de vitesse, servir d'horloge dans le domaine spatial (en fournissant des tops de synchronisation toutes les fentes). Pour la structure optimisée définie dans le paragraphe précédent, nous avons montré qu'un tel signal peut être obtenu par l'injection d'une porteuse à 2.72 GHz dans le guide.

Si on envisage maintenant un réseau comportant à la fois des fentes transversales et des fentes inclinées, on conçoit que la détection d'une composante  $E_y$  au passage d'une fente inclinée peut être associée à un "1" binaire, l'absence de  $E_y$  étant le "0". Figure IV-1.

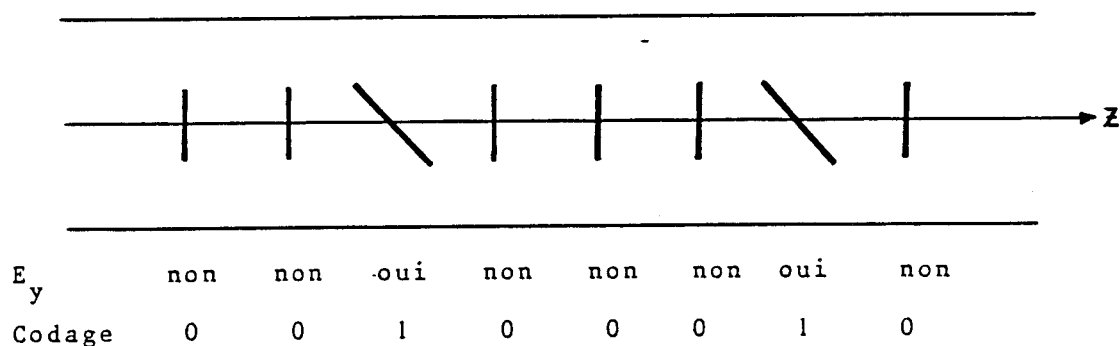


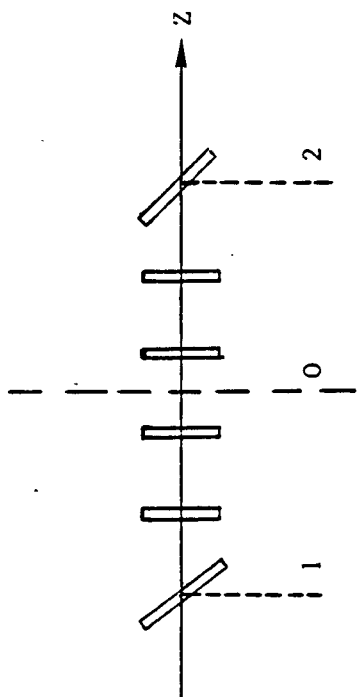
Figure (IV-1)

On peut ainsi écrire un message sur le guide permettant au véhicule de trouver, par exemple, sa position absolue. Une première possibilité était de coder le guide sur toute sa longueur et de façon continue, en inscrivant un message pseudo aléatoire. Compte tenu de la longueur du réseau sur lequel peut se déplacer le véhicule, on peut déterminer facilement le nombre de bits nécessaires que le véhicule doit lire afin de déterminer sa position absolue sans ambiguïté. La comparaison du message lu avec une table de correspondance implantée dans un calculateur à bord du véhicule permet d'obtenir sa position exacte.

Les fentes inclinées doivent être espacées de façon à distinguer leurs positions de celles des fentes transversales. Le diagramme de rayonnement de la composante  $E_y$  est très proche de celui d'un dipôle magnétique élémentaire : sa directivité est donc très moyenne. Si deux fentes inclinées sont disposées trop près l'une de l'autre, il se produira des interférences entre les champs  $E_z$  rayonnés : la détection de la position des fentes inclinées sera alors très délicate.

Nous indiquons sur la planche (PL-IV-3), le champ électrique  $E_y$  rayonné par les deux cas suivants : (i) 1 fente inclinée - 3 fentes transversales - 1 fente inclinée (ii) 1 fente inclinée - 4 fentes transversales - 1 fente inclinée. Le point d'observation est à 10 cm au-dessus du réseau, la fréquence de 2.45 GHz. Les fentes inclinées sont de 23 mm x 4 mm, l'angle d'inclinaison de  $45^\circ$  par rapport à l'axe du réseau. On constate que les fentes inclinées doivent être disposées à au moins 5 pas les unes des autres afin d'obtenir une bonne détection des maxima de  $E_y$  (un pas correspondant à l'espacement interouvertures, soit 61 mm). Pour des espacements plus faibles, on observe des maxima relatifs qui ne correspondent plus à la position des fentes inclinées. Ces courbes montrent aussi que la présence des fentes inclinées ne perturbe quasiment pas le champ  $E_z$ .

Une autre approche consiste à n'écrire un message sur le guide que localement mais en augmentant si possible la densité de bits utiles. Cela peut être obtenu à l'aide de fentes longitudinales comme il sera décrit dans le paragraphe suivant.



$d = 6.1 \text{ mm}$   
 $h = 10 \text{ cm}$   
 $f = 2.45 \text{ GHz}$

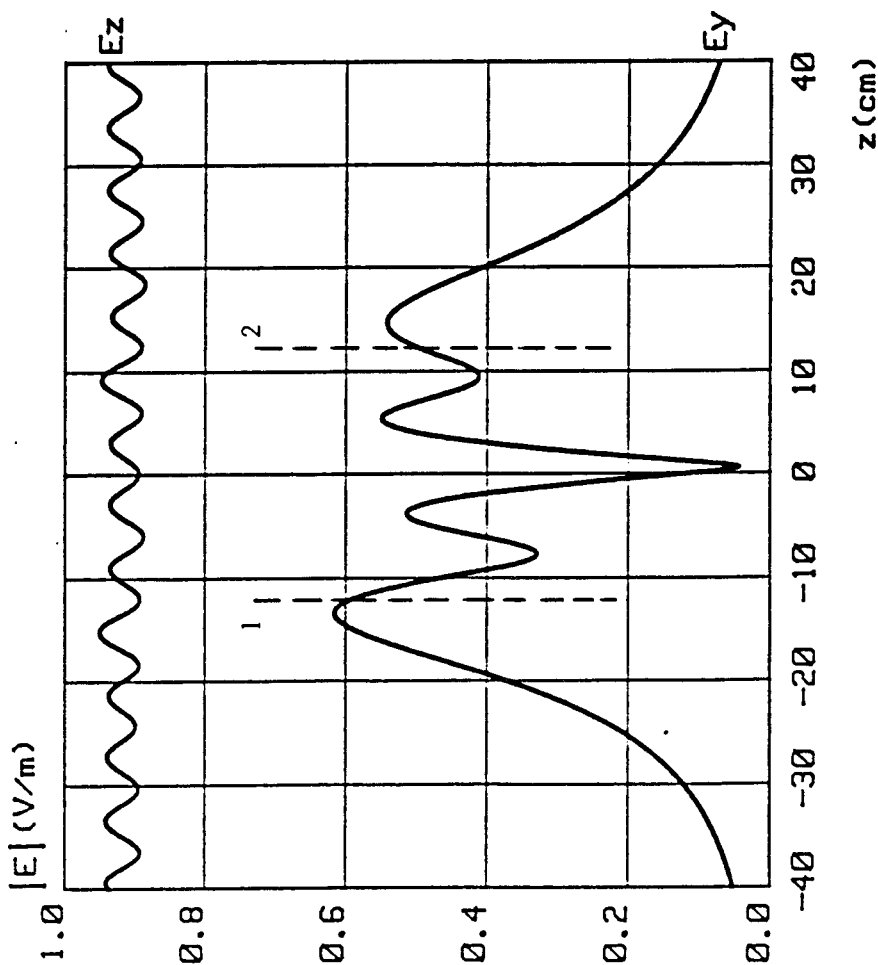
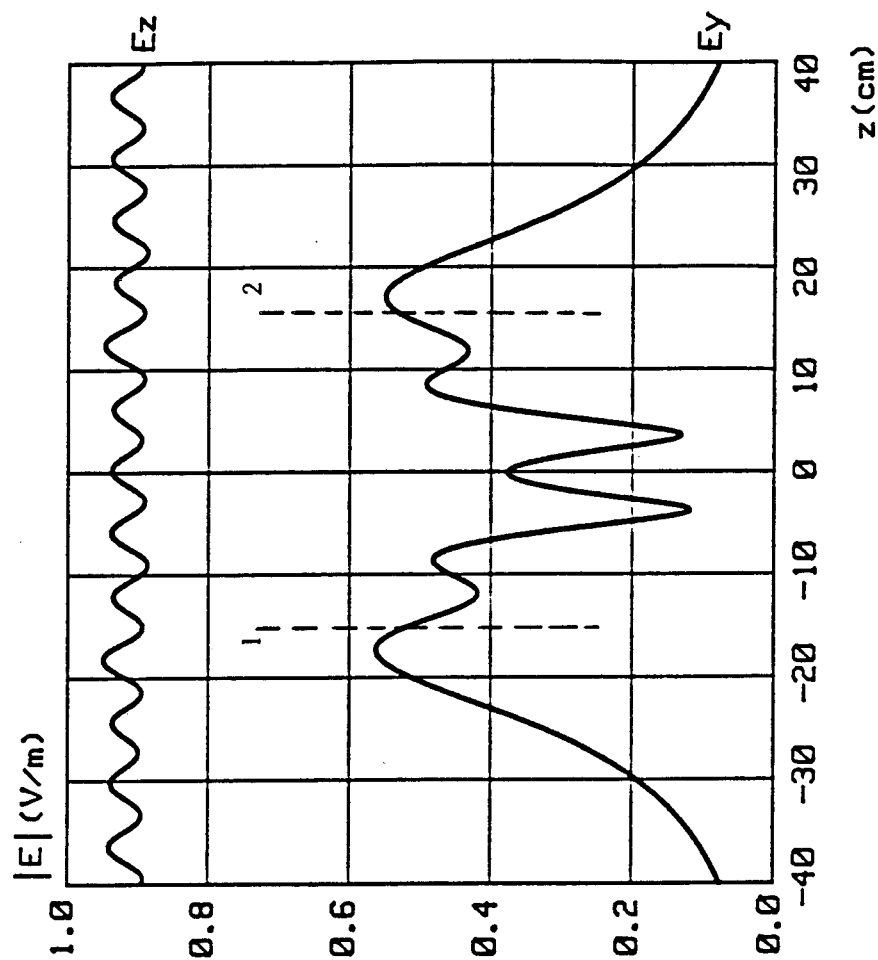
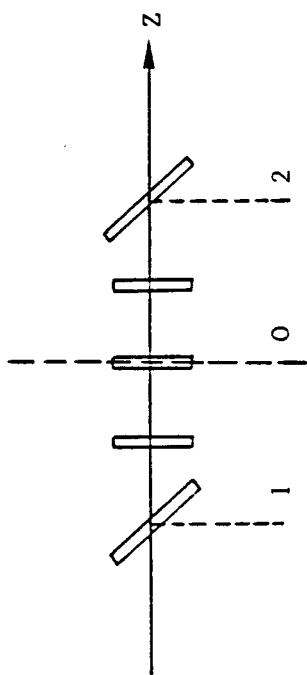


PLANCHE (PL-IV.3)

### IV.2.2 - Codage par des fentes longitudinales

Considérons la configuration géométrique représentée sur la Figure IV-2.

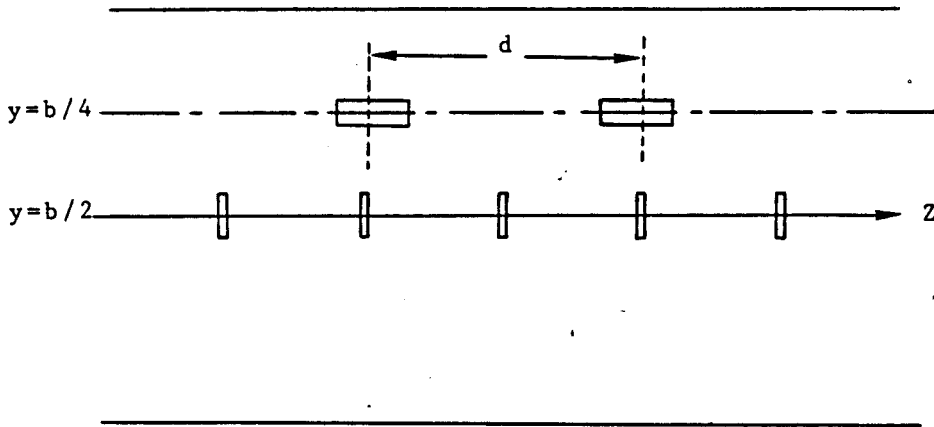


Figure (IV-2)

Dans cette disposition, le réseau de fentes transversales est situé sur l'axe  $y = b/2$  du guide. Le champ  $E_y$  sera, dans cette configuration, rayonné par des fentes longitudinales disposées sur l'axe  $y = b/4$ . Ces fentes vont aussi rayonner un champ  $E_z$  créé par la composante  $H_y$  de l'onde  $TE_{01}$ . Cependant cette configuration ne va présenter un intérêt pratique que si la présence de la fente longitudinale à proximité des fentes transversales ne perturbe pas le champ électrique  $E_z$ .

Considérons donc une fente longitudinale, dont le grand axe est confondu avec l'axe  $y = b/4$ , de dimensions 21 mm x 3 mm et disposée au voisinage d'une fente transversale tel qu'il est indiqué sur la Figure IV-3.

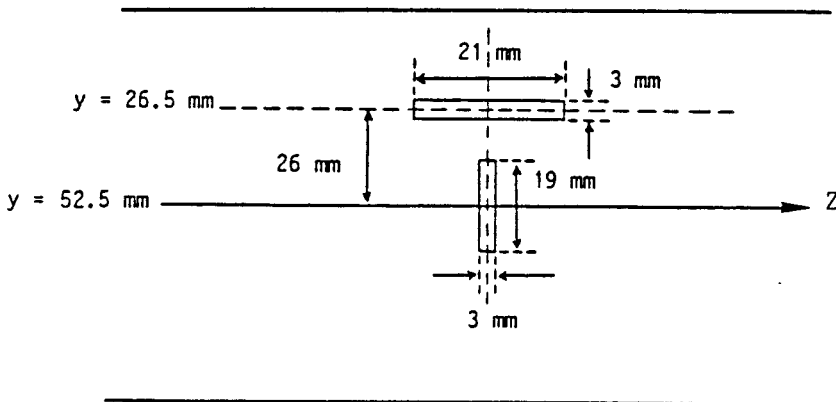


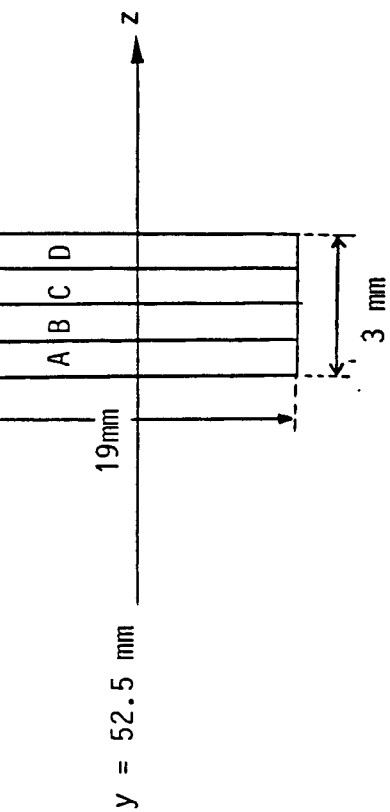
Figure (IV-3)

La distance entre les centres des fentes n'est que de 26 mm, les extrémités n'étant séparées que de 15 mm. Il est donc nécessaire de vérifier dans un premier temps, et par un calcul exact, si la proximité des fentes perturbera ou non le champ  $E_z$ .

Les planches (PL-IV-4) et (PL-IV-5) représentent la distribution du courant magnétique  $J_{my}$  sur la surface de la fente transversale respectivement si celle-ci est isolée ou en présence de la fente longitudinale. Les variations de  $J_{my}$  en amplitude et en phase sont quasiment identiques dans les deux cas, ce qui montre que la présence de la fente longitudinale ne modifie pas la distribution de  $J_{my}$  de la fente transversale ; le champ  $E_z$  rayonné par la fente transversale n'est donc pas modifié.

Nous indiquons sur la planche (PL-IV-6) les champs  $E_y$  (en pointillé) et  $E_z$  (en trait plein) rayonnés par la fente longitudinale isolée. La fréquence est de 2.5 GHz, le point de réception est situé à 15 cm au-dessus du guide et varie suivant l'axe  $y = b/2$ . Nous constatons que le champ  $E_z$  est très faible vis-à-vis de celui rayonné par la fente transversale isolée, planche (PL-IV-7). Le champ  $E_z$  rayonné est, en effet, proportionnel à la polarisabilité du grand côté dans le cas de la fente transversale et à la polarisabilité du petit côté dans le cas de la fente longitudinale. Rappelons que ces valeurs sont respectivement égales à  $3.9579 \cdot 10^{-7}$  et  $2.5223 \cdot 10^{-8}$  (valeurs calculées par les formules de l'ellipse). La planche (PL-IV-8) qui représente les champs  $E_y$  et  $E_z$  rayonnés par les deux fentes en présence l'une de l'autre montre en effet que la présence de la fente longitudinale ne perturbe pas le champ  $E_z$ .

Le champ  $E_y$  théorique calculé vaut environ 0,5 V/m à la verticale des fentes ( $h = 15$  cm) pour une puissance émise de 1 Watt. Comme le couplage mutuel entre les deux fentes est négligeable, il est possible d'augmenter la longueur de la fente longitudinale afin de recueillir un champ  $E_y$  plus important sans pour autant perturber le champ  $E_z$ . La détection d'un champ  $E_y$  important sera alors plus aisée.



Courant magnétique  $J_{my}$   
sur la fente  $19 \times 3$

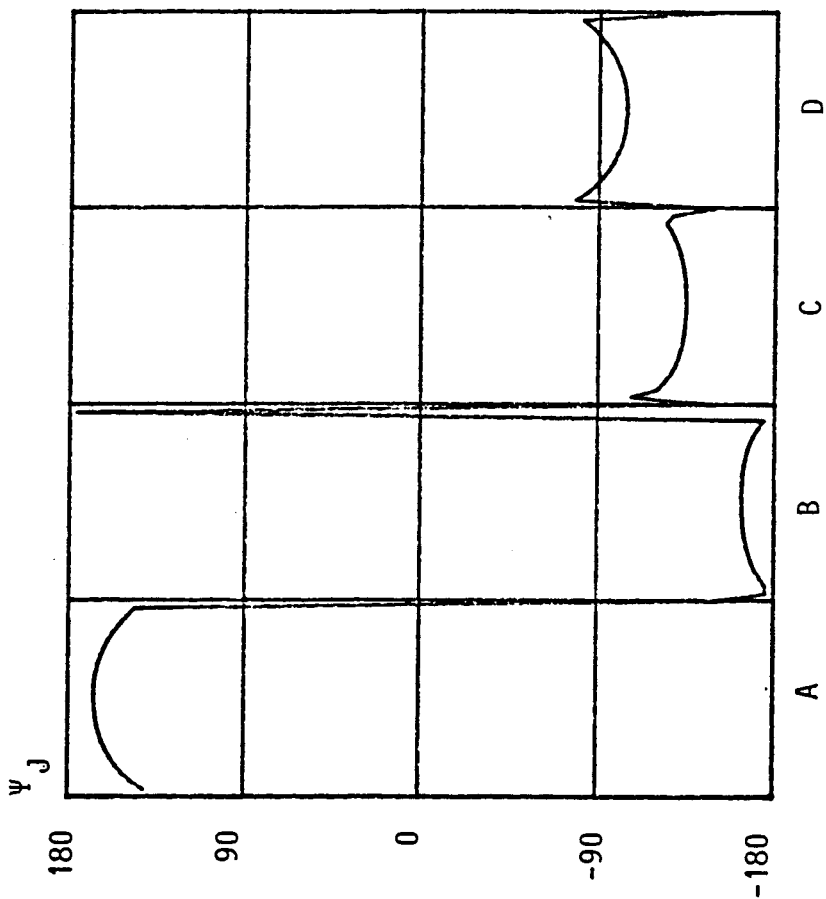
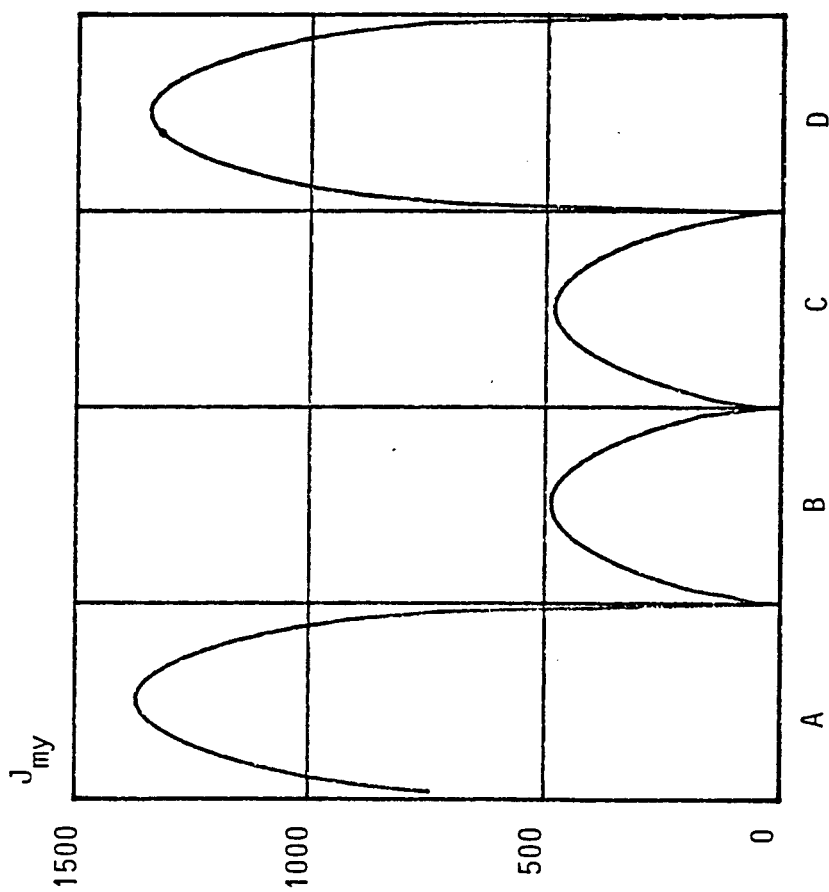
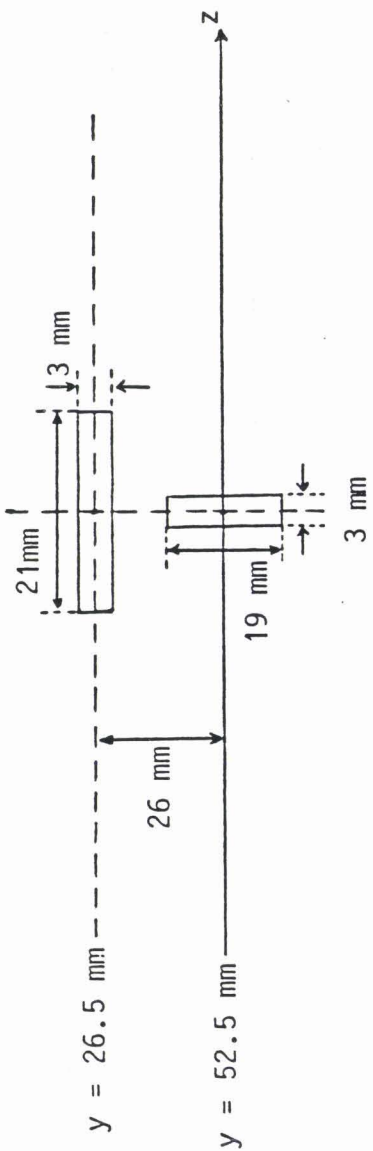
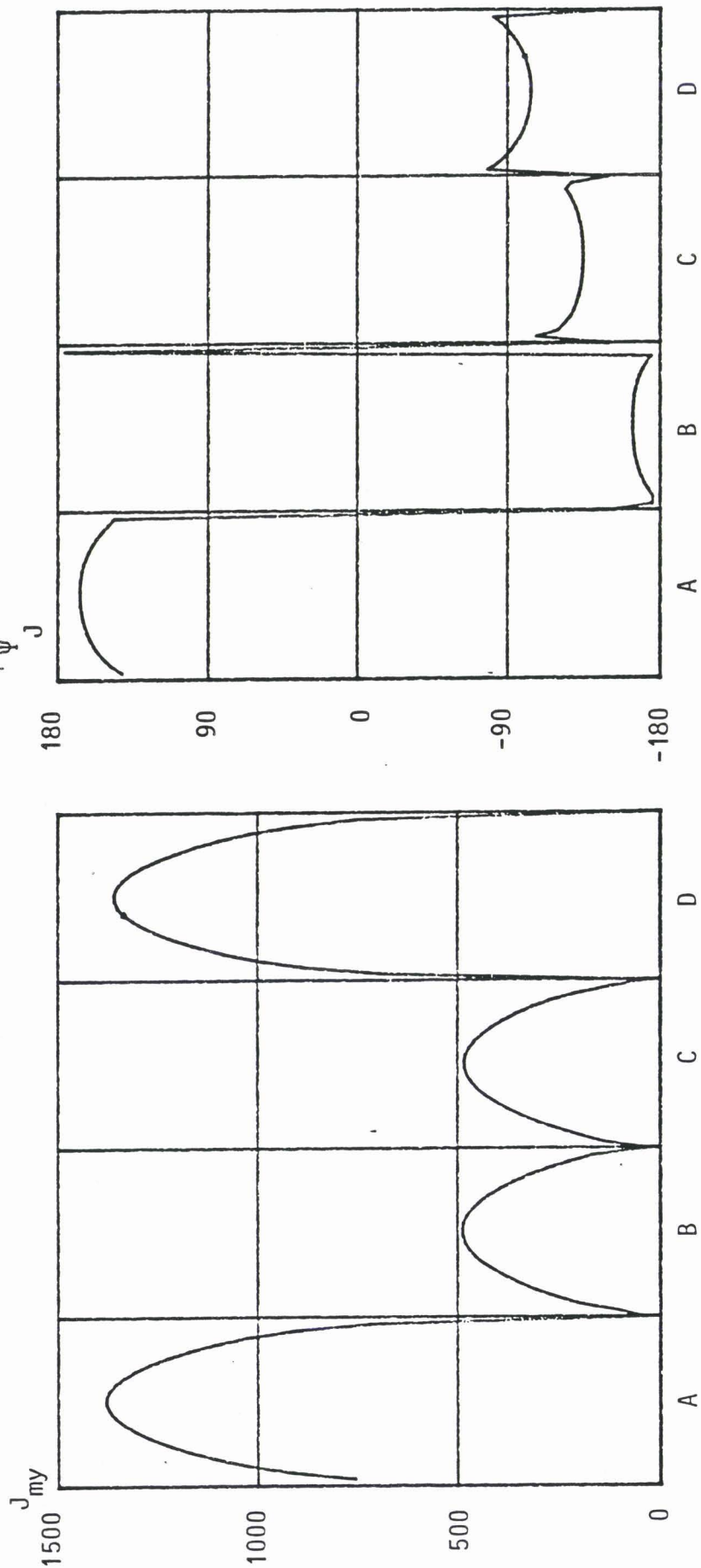


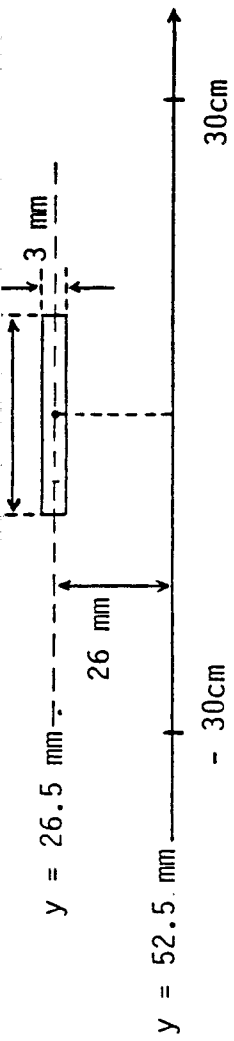
PLANCHE (PL-IV.4)



Courant magnétique  $J_{my}$   
sur la fente  $19 \times 3$







En pointillé Ey

En trait plein Ez

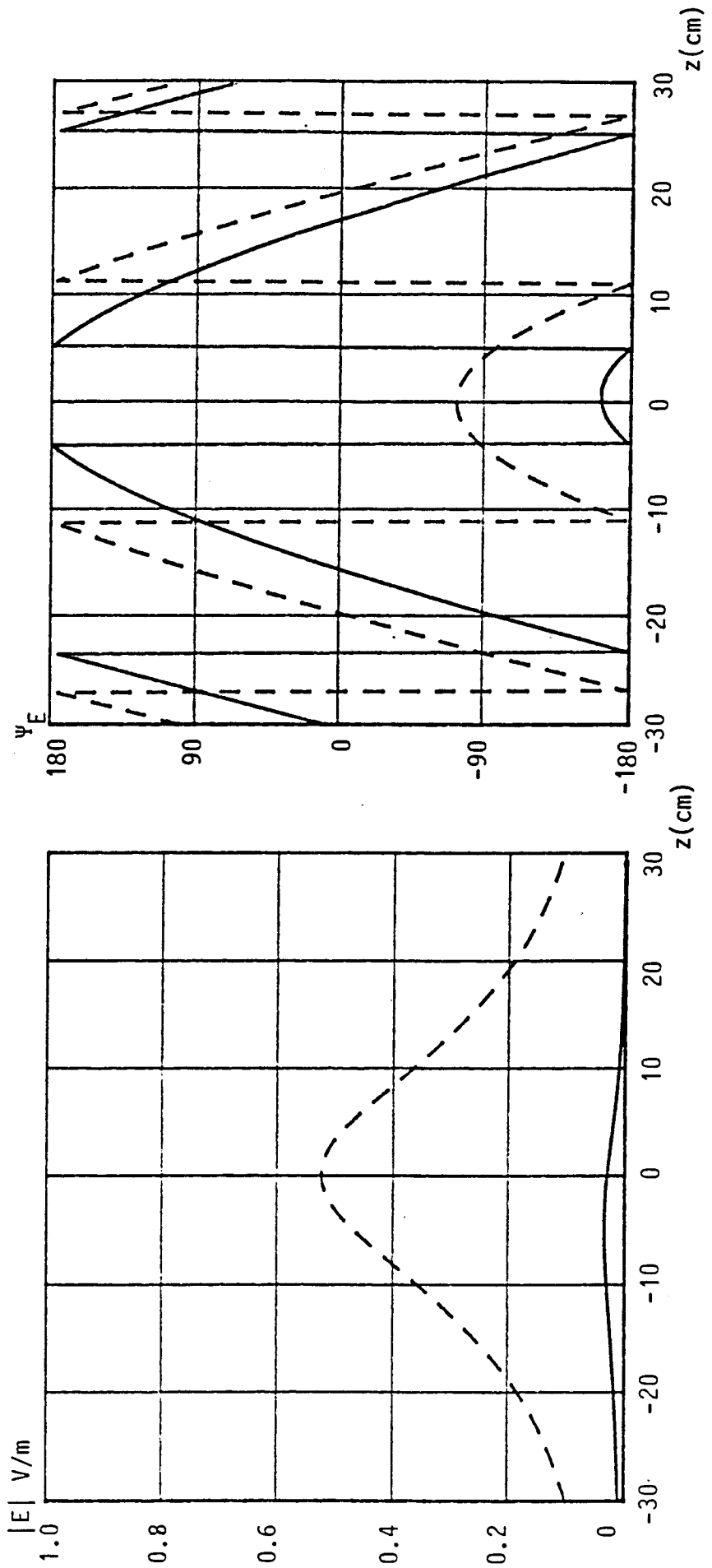
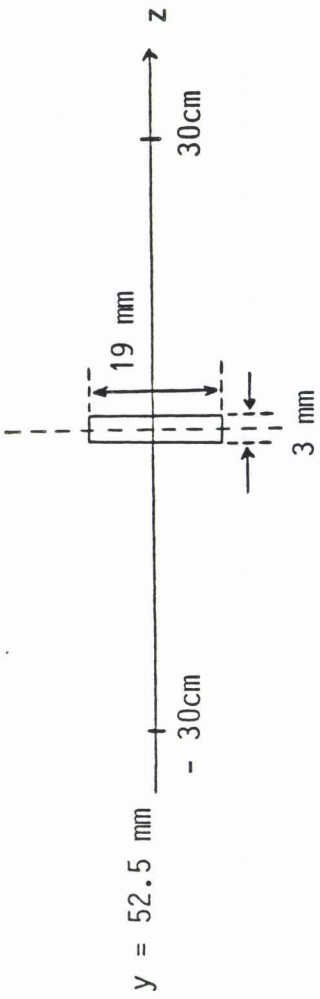
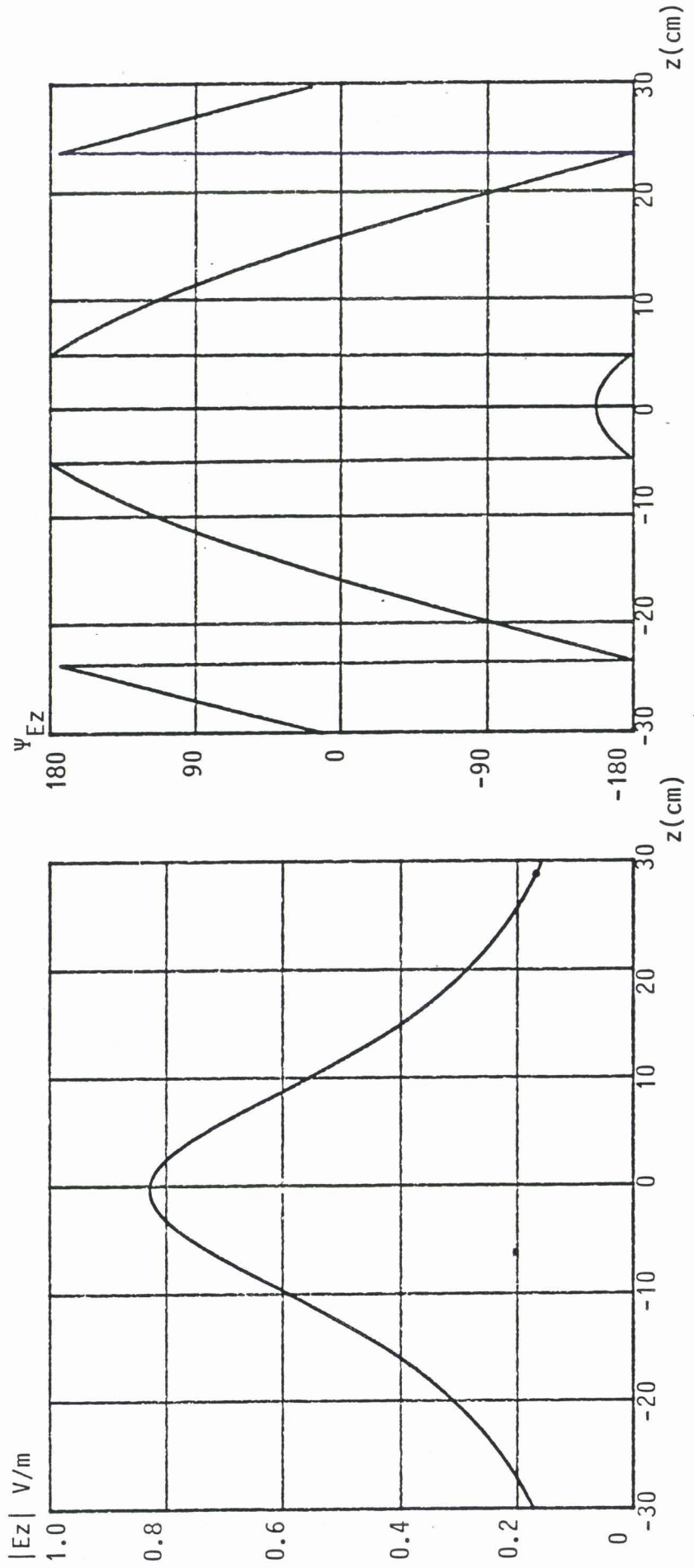
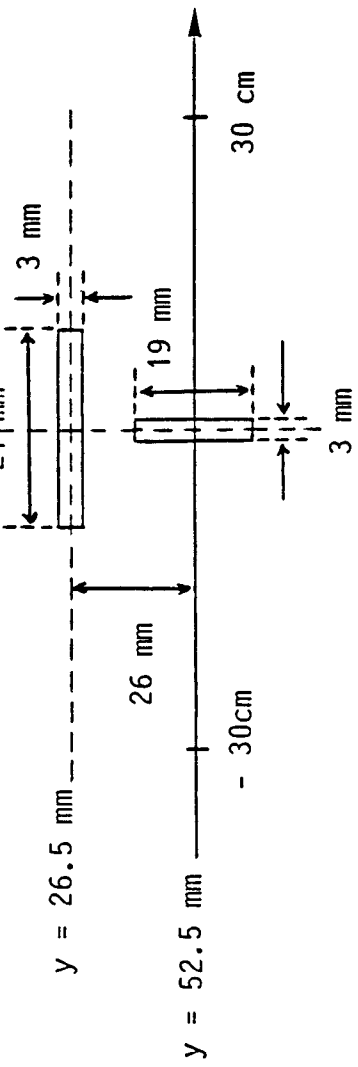


PLANCHE (PL-IV.6)



Champ Ez





Ey --> pointillé  
 Ez --> trait plein

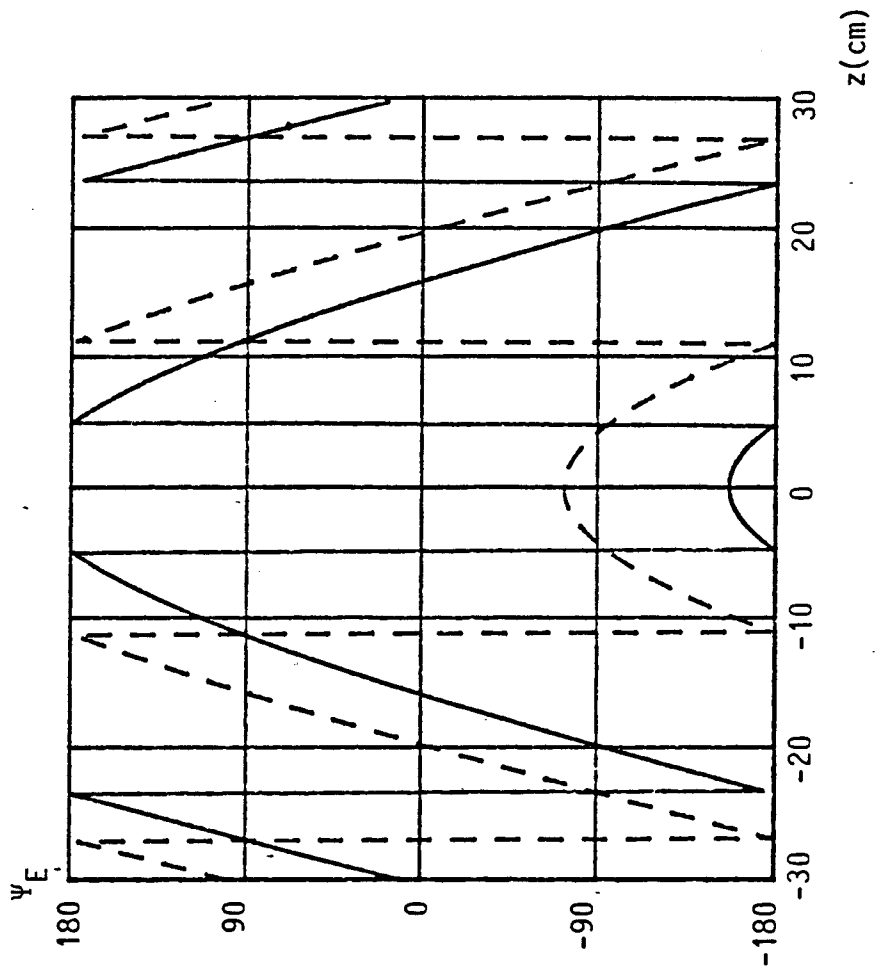
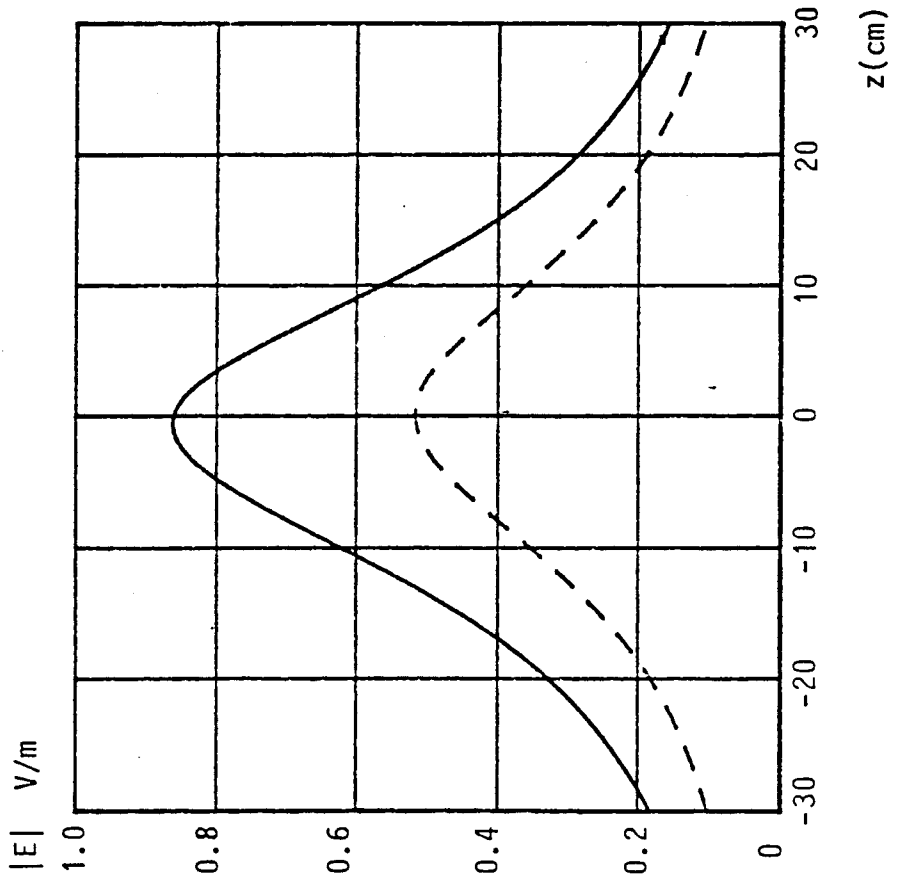
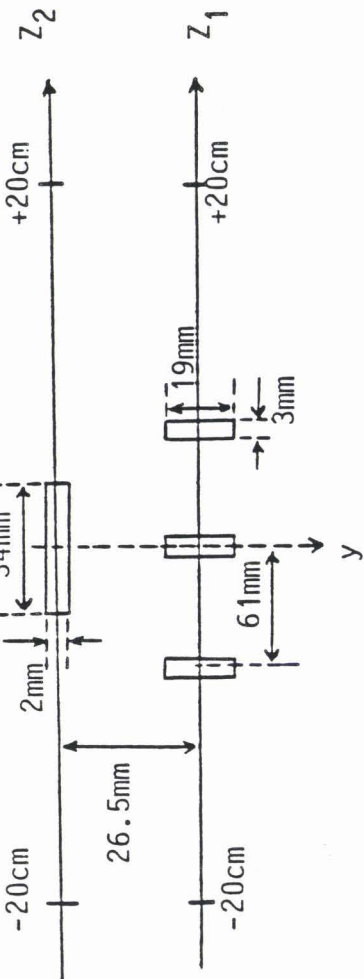


PLANCHE (PL-IV.8)

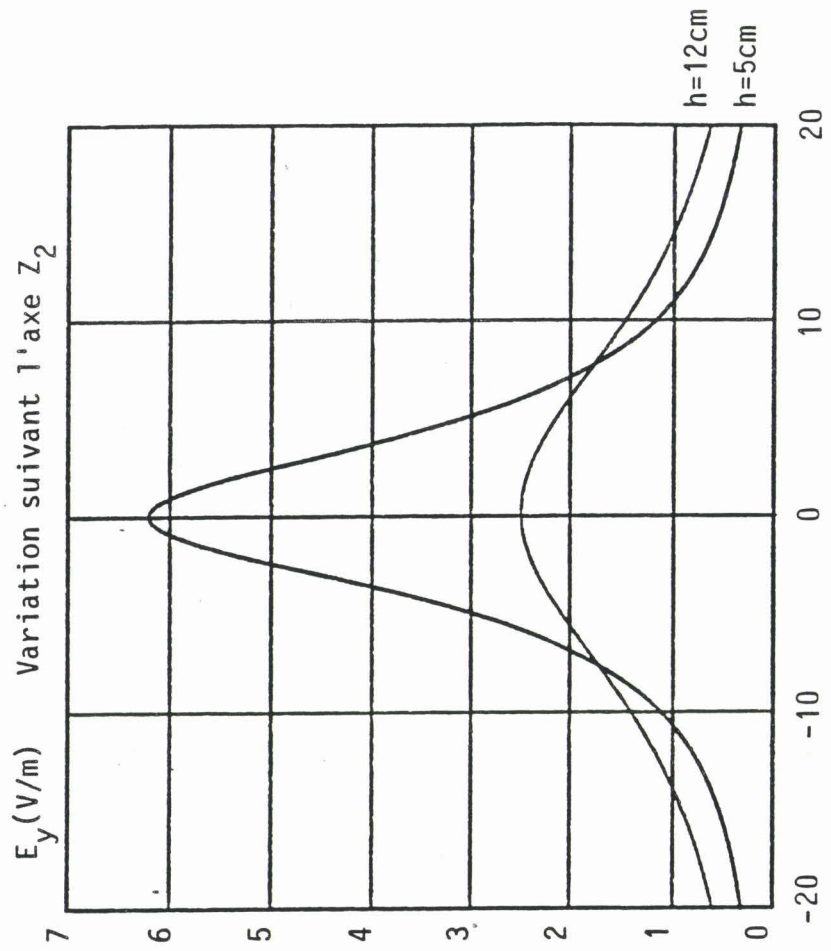
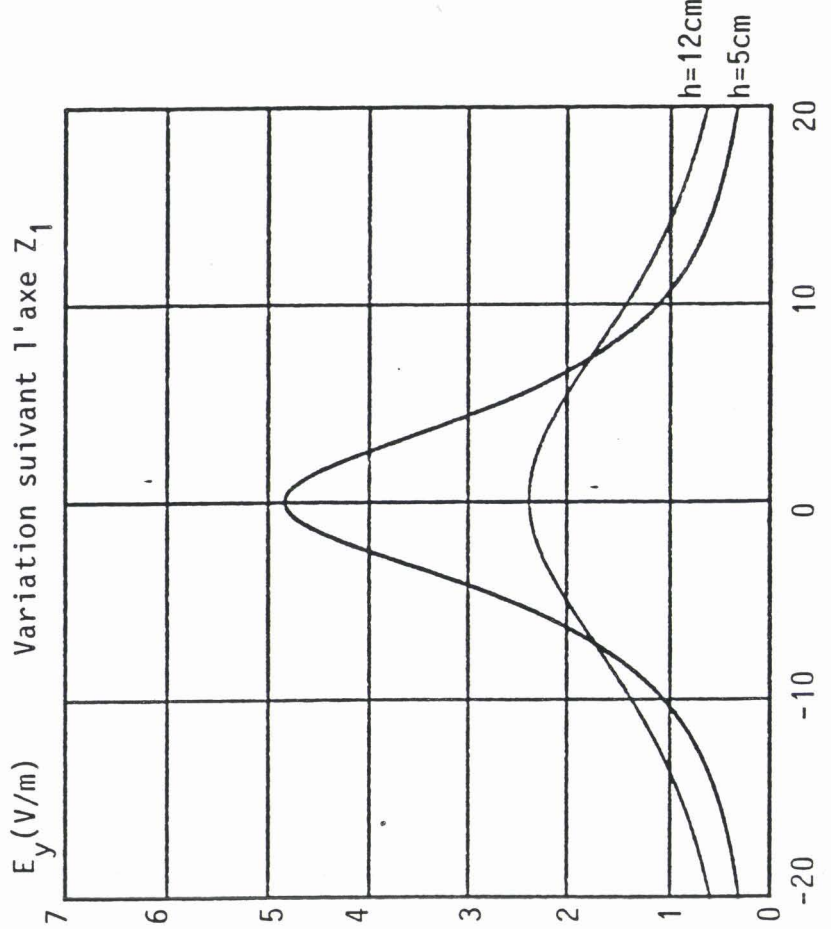
Nous indiquons sur la planche (PL-IV-9) la variation de  $E_y$  suivant deux axes de réception ( $y = b/2$  et  $y = b/4$ ) et à deux altitudes différentes ( $h = 5$  cm et  $h = 12$  cm). Les dimensions de la fente longitudinale sont fixées à  $34$  mm x  $2$  mm. L'amplitude du champ  $E_y$  augmente très sensiblement dans ce cas et on peut constater que le champ  $E_z$ , dont la variation est indiquée sur la planche (PL-IV-10), n'est pas perturbée même si la longueur de la fente longitudinale est très importante.

Le caractère local du codage fait que la sensibilité du champ  $E_y$  aux débattements latéraux ou verticaux devra être faible. Une très bonne détection de  $E_y$ , et donc de la présence des fentes longitudinales, est nécessaire. Il faudra, pour cela, bien séparer l'effet de chaque fente longitudinale sur le champ rayonné  $E_y$ . On pourra, par exemple, séparer les fentes d'une distance  $d$  égale à  $(2k+1)\frac{\lambda_g}{2}$ ,  $k$  étant un entier positif ou nul et  $\lambda_g$  la longueur d'onde associée au signal se propageant dans le guide. En effet, lorsque le récepteur se situe dans le plan médian des deux fentes, les signaux rayonnés par les fentes seront d'amplitude égale mais en opposition de phase.

La planche (PL-IV-11) montre, à titre d'exemple, la variation de  $E_y$  suivant les axes  $Z_1$  ( $y = b/2$ ) et  $Z_2$  ( $y = b/4$ ) et à deux hauteurs de réception ( $h = 5$  cm et  $h = 12$  cm). La fréquence est fixée à  $2.425$  GHz, les fentes longitudinales repérées par les abscisses 1 et 2 sont donc espacées d'environ  $\frac{3}{2}\lambda_g$ . Le champ  $E_y$  est peu sensible aux décalages latéraux du point de réception, l'absence de fente longitudinale (à l'abscisse 3) correspondant à un minimum de champ très marqué. On note cependant que pour une hauteur importante ( $h = 12$  cm), les battements entre les champs rayonnés par les fentes longitudinales provoquent un minimum relatif de l'amplitude de  $E_y$  au-dessus de la fente 2, ce qui peut être gênant pour l'interprétation.



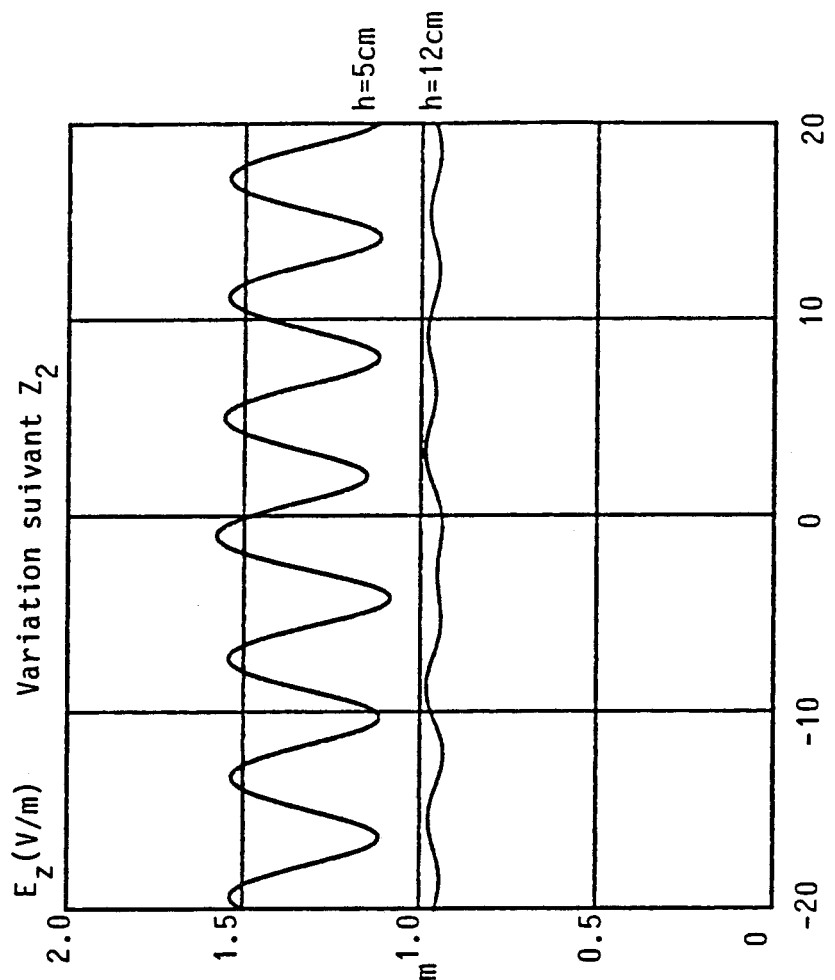
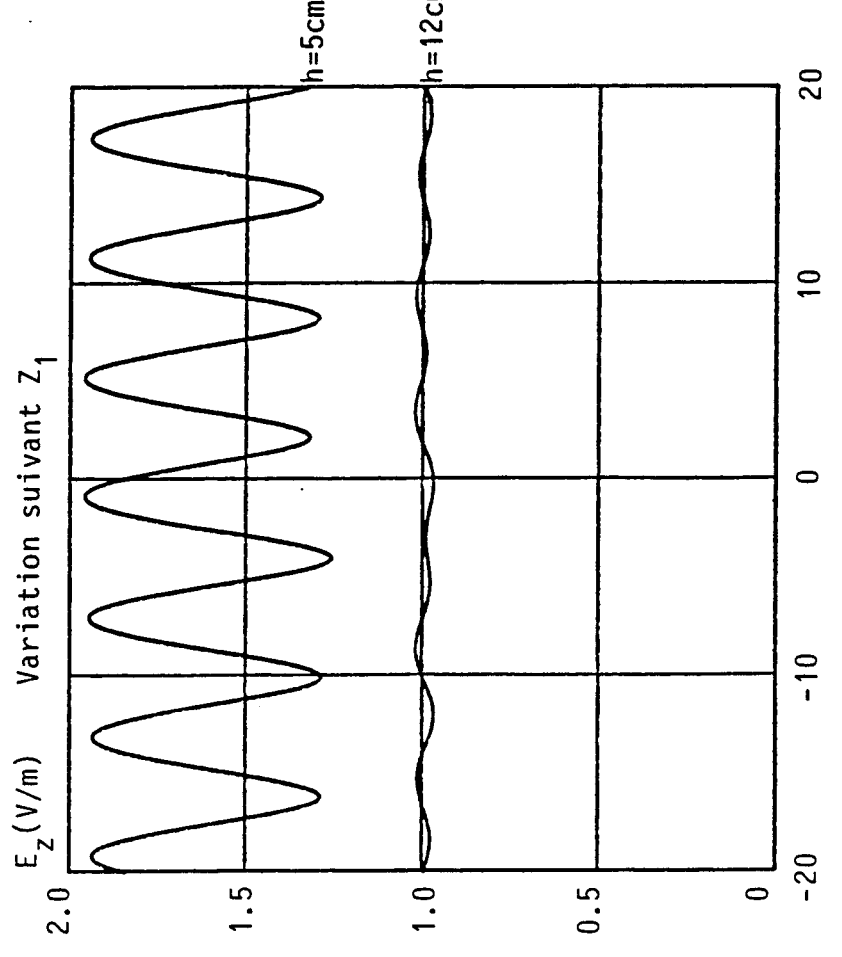
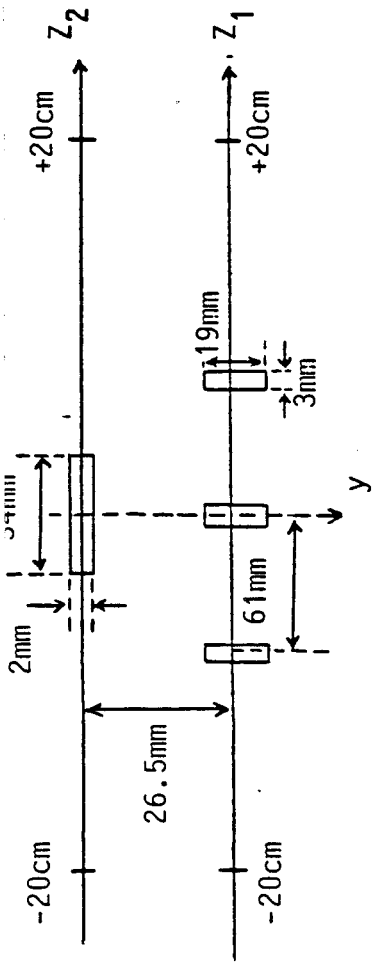
CALCUL EXACT



Z (cm)

PLANCHE (PL-IV.9)

Z (cm)



Z (cm)

Z (cm)

PLANCHE (PL-IV.10)

Fentes transversales : 19mm x 3mm

Fentes longitudinales : 34mm x 2 mm

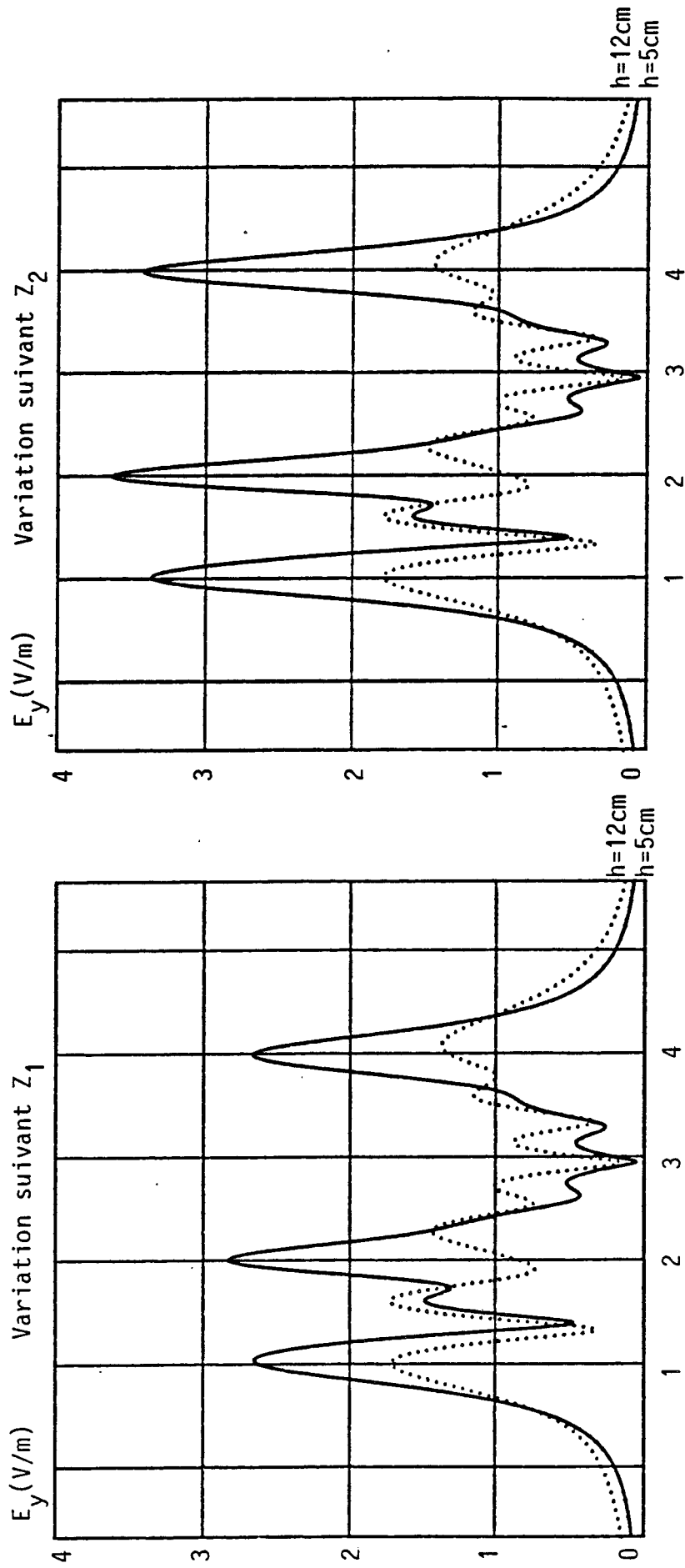
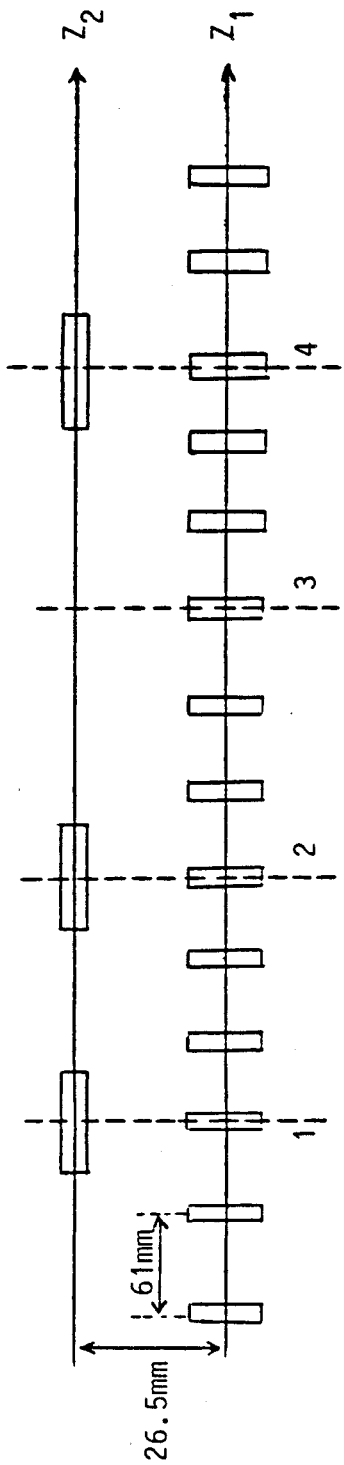


PLANCHE (PL-IV.11)

### IV.3 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous exposons dans cette partie d'étude, les principaux résultats expérimentaux obtenus à l'aide du guide standard WR430 de dimensions 109.22 mm x 54.61 mm. Les ouvertures transversales de 19 mm x 3 mm sont espacées de 60 mm. La puissance d'émission est de 100 mW. Les performances de ce guide étant proches de celles du guide optimisé défini au début de ce chapitre, les résultats obtenus fourniront une base solide quant à la faisabilité de la liaison sol-véhicule et véhicule-sol.

Nous indiquons sur la planche (PL-IV-12) la variation du champ  $E_z$  à 10 cm au-dessus de guide dans le sens de transmission sol vers véhicule. L'antenne de réception utilisée est une fente en  $\lambda$ , la fréquence d'émission est de 2.5 GHz. Les fluctuations du champ sont faibles et restent très modérées lorsque l'antenne de réception subit des débattements verticaux comme indiquent les enregistrements des planches (PL-IV-13) et (PL-IV-14). Les courbes ont été obtenues pour une hauteur d'antenne de 17 cm et de 21 cm respectivement.

La planche (PL-IV-15) représente le champ  $E_z$  recueilli en extrémité du guide lorsque celui-ci est excité par une antenne située à une hauteur de 9 cm (transmission véhicule vers sol). L'amplitude du champ ainsi que les variations d'amplitude observées dans les deux sens de transmission sont très proches : la réversibilité de la liaison est très satisfaisante.

Nous avons relevé sur la planche (PL-IV-16) la variation de  $E_z$  pour une fréquence d'émission de 2.7 GHz, avec une antenne de réception située à 15 cm au-dessus du guide. Nous observons, conformément aux prévisions théoriques, un signal périodique de très grande amplitude. Les fluctuations du signal sont supérieures à une dizaine de dB, la période est égale à l'espacement entre les ouvertures. Comme nous l'avons déjà fait remarquer, ce phénomène pourra être mis à profit pour mesurer la vitesse du véhicule.



F=2.5GHz

GUIDE D'ONDES WR430

PUISSANCE EMISE=100mW

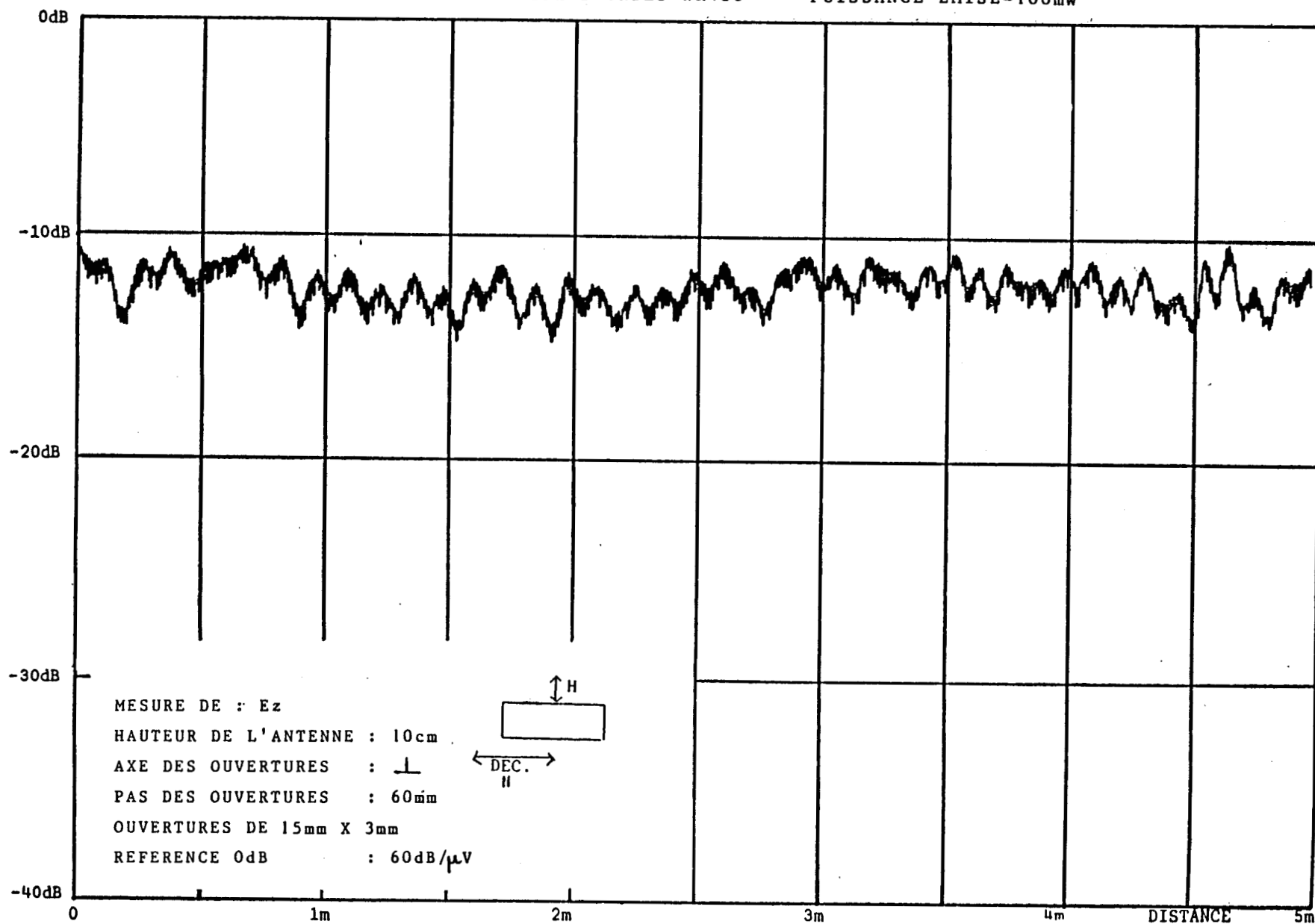


PLANCHE (PL-IV.12)

F=2.5GHz      GUIDE D'ONDES WR430      PUISSANCE EMISE=100mW

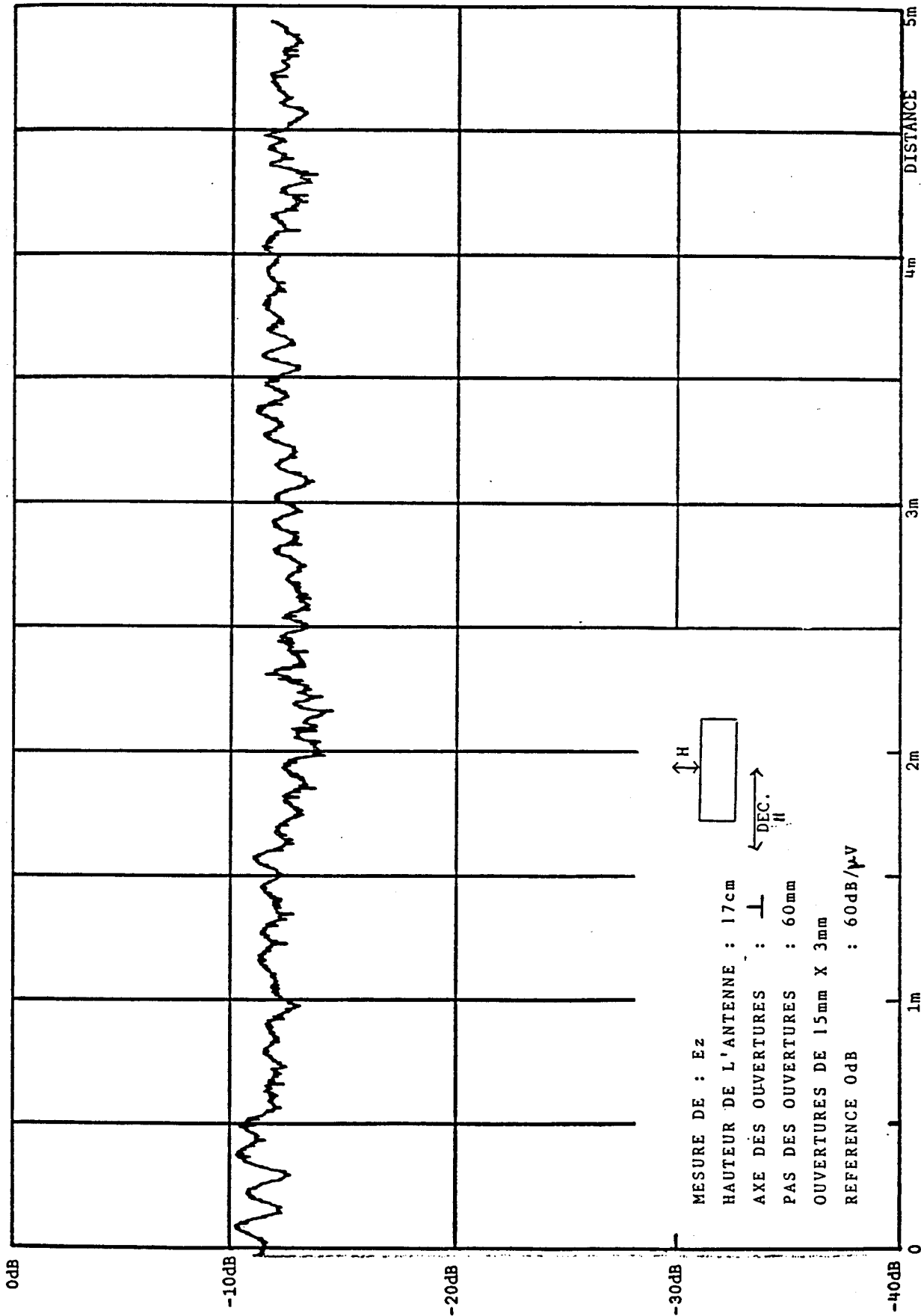


PLANCHE (PL-IV.13)

F=2.5GHz

GUIDE D'ONDES WR430

PUISSANCE EMISE=100mW

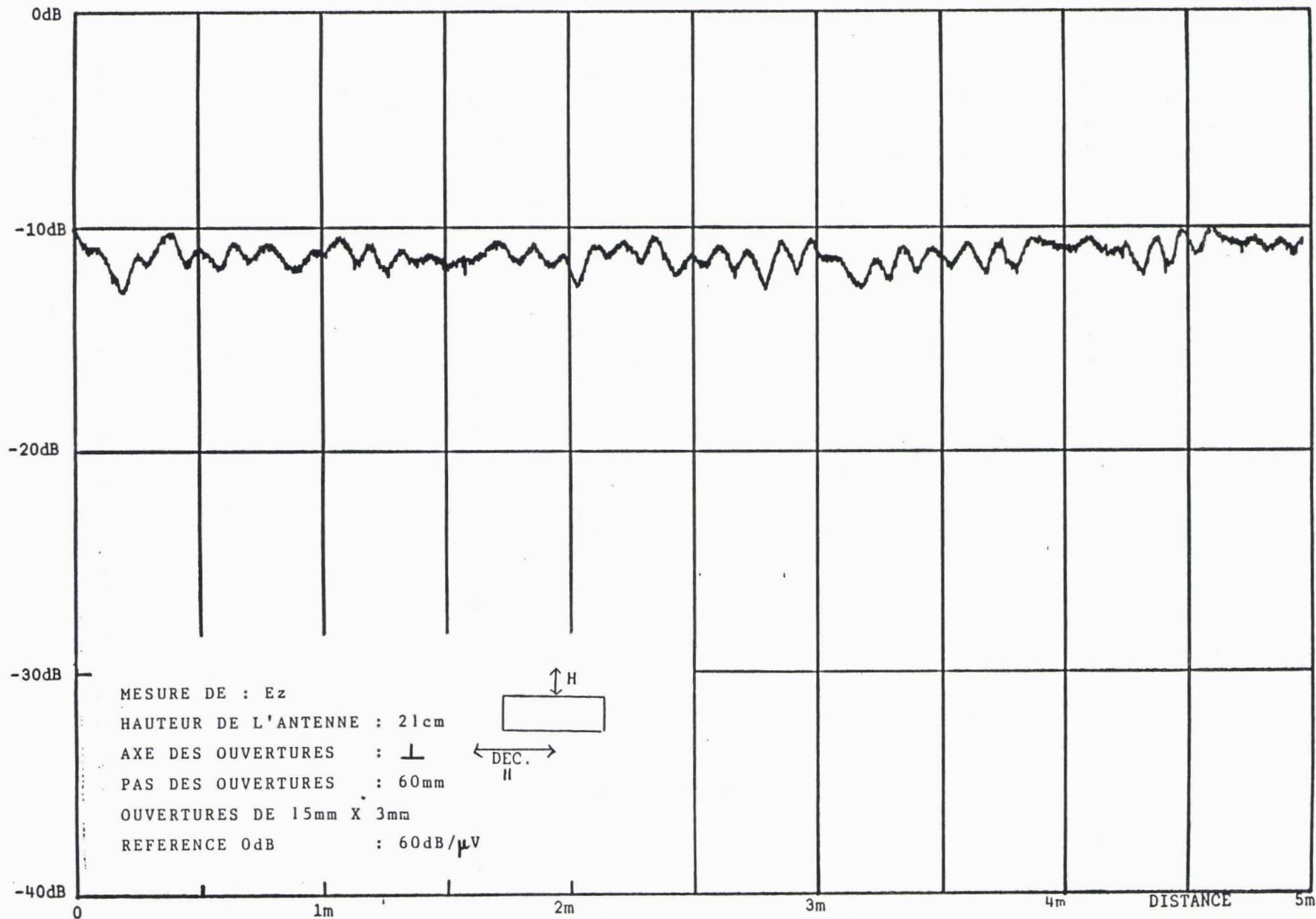


PLANCHE (PL-IV.14)

F=2.5GHz

GUIDE D'ONDES WR430

PUISSANCE EMISE=100mW

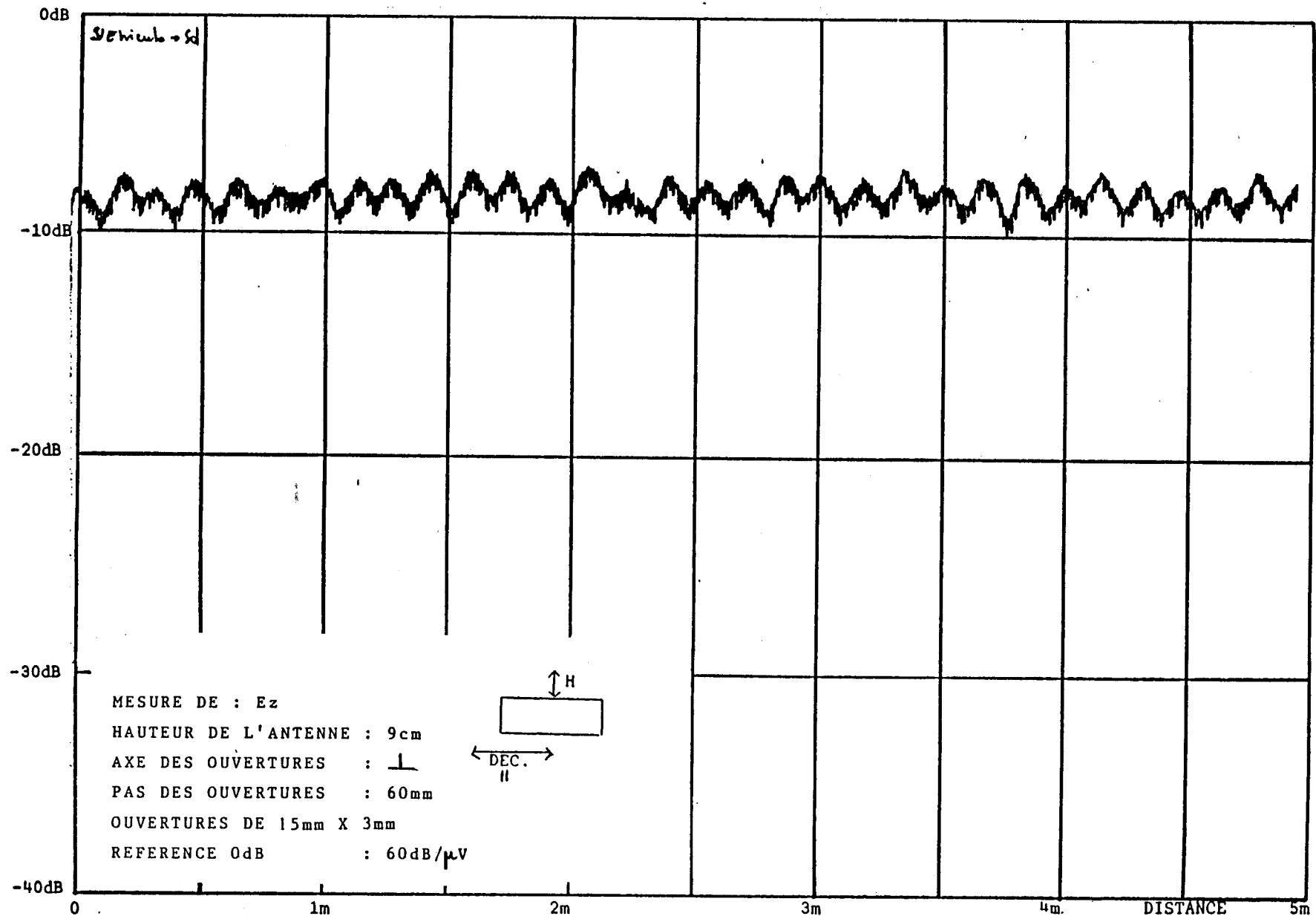


PLANCHE (PL-IV.15)



F=2.7GHZ      GUIDE D'ONDES WR430      PUISSANCE EMISE=100mW

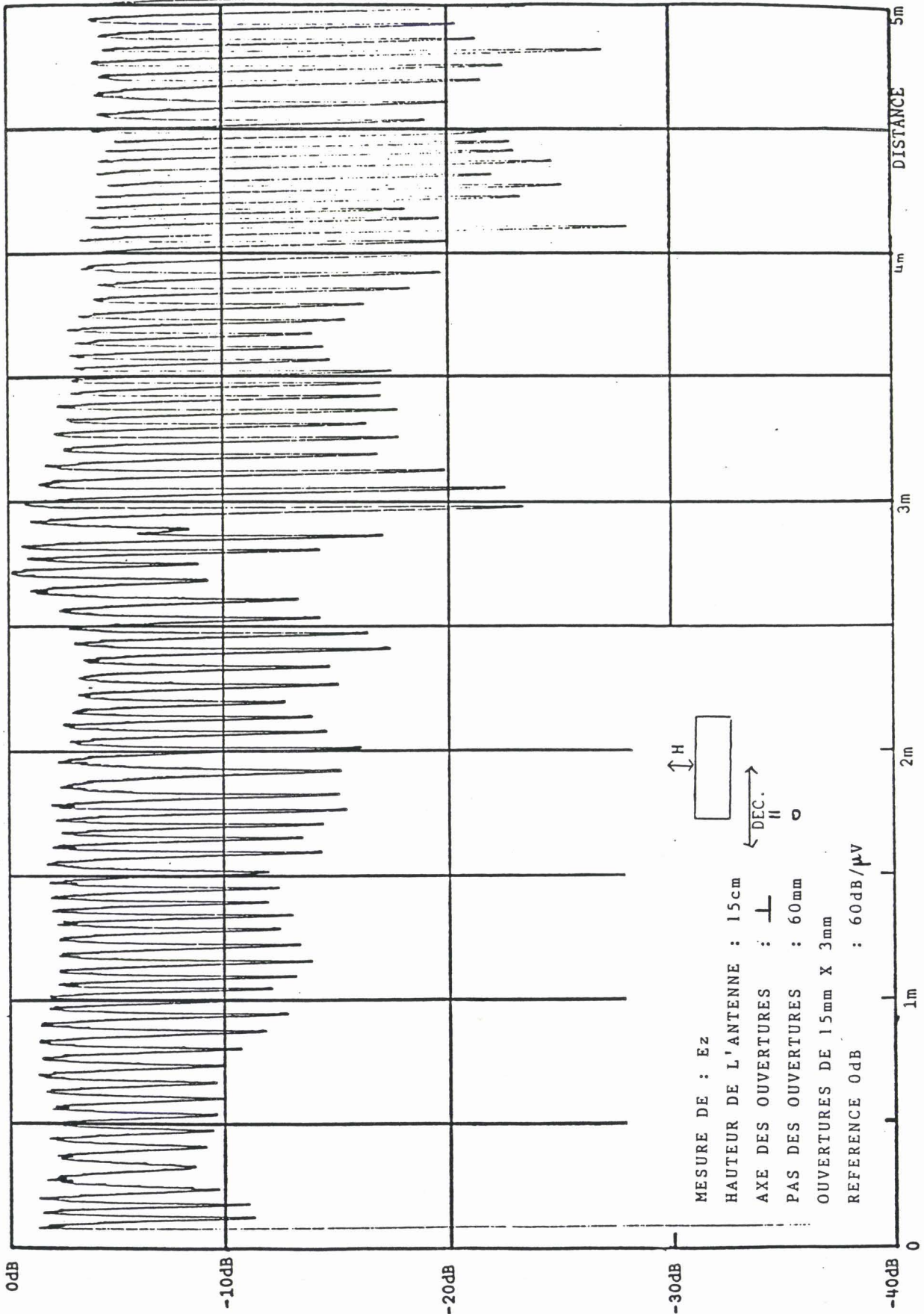


PLANCHE (PL-IV.16)

Les antennes utilisées lors de ces mesures étaient généralement des doublets demi-onde ou des antennes fentes en  $\lambda$ . On peut penser qu'une antenne plus élaborée améliorera sensiblement les performances de la liaison, tant au niveau de l'amplitude du signal qu'au niveau des fluctuations d'amplitude. Une possibilité consiste à utiliser un tronçon de guide optimisé sur le grand côté duquel seront pratiquées des fentes résonnantes. La figure IV-4 montre un exemple de réalisation d'un tel dispositif. Des fentes résonnantes de 63 mm x 3 mm présentes sur le grand côté et espacées de 61 mm sont disposées transversalement à l'axe du guide. Le champ capté par les fentes est recueilli à une extrémité de cette antenne guide par l'intermédiaire d'un câble coaxial, l'autre extrémité étant fermée sur une charge adaptée.

Nous comparons sur la planche (PL-IV-17) les performances de cette antenne guide à celles d'un dipôle demi-onde. Les courbes représentent le champ rayonné par un guide d'ondes optimisé à deux hauteurs de réception différentes ( $h = 12$  cm et  $h = 20$  cm). Nous constatons que les fluctuations d'amplitude d'environ 3 à 4 dB observées avec le dipôle demi-onde sont réduites à moins de 1 dB lorsque la réception se fait avec l'antenne guide. D'autre part, nous captions un signal plus élevé avec l'antenne guide d'environ 3 à 5 dB.

Un exemple de codage des ouvertures le long du guide est indiqué sur la planche (PL-IV-18), qui représente l'amplitude de la composante  $E_y$  captée à bord du véhicule en fonction de la distance parcourue. Ce type de codage permet de connaître en continu la position absolue du véhicule à partir du signal d'horloge fourni par le signal de mesure de vitesse.

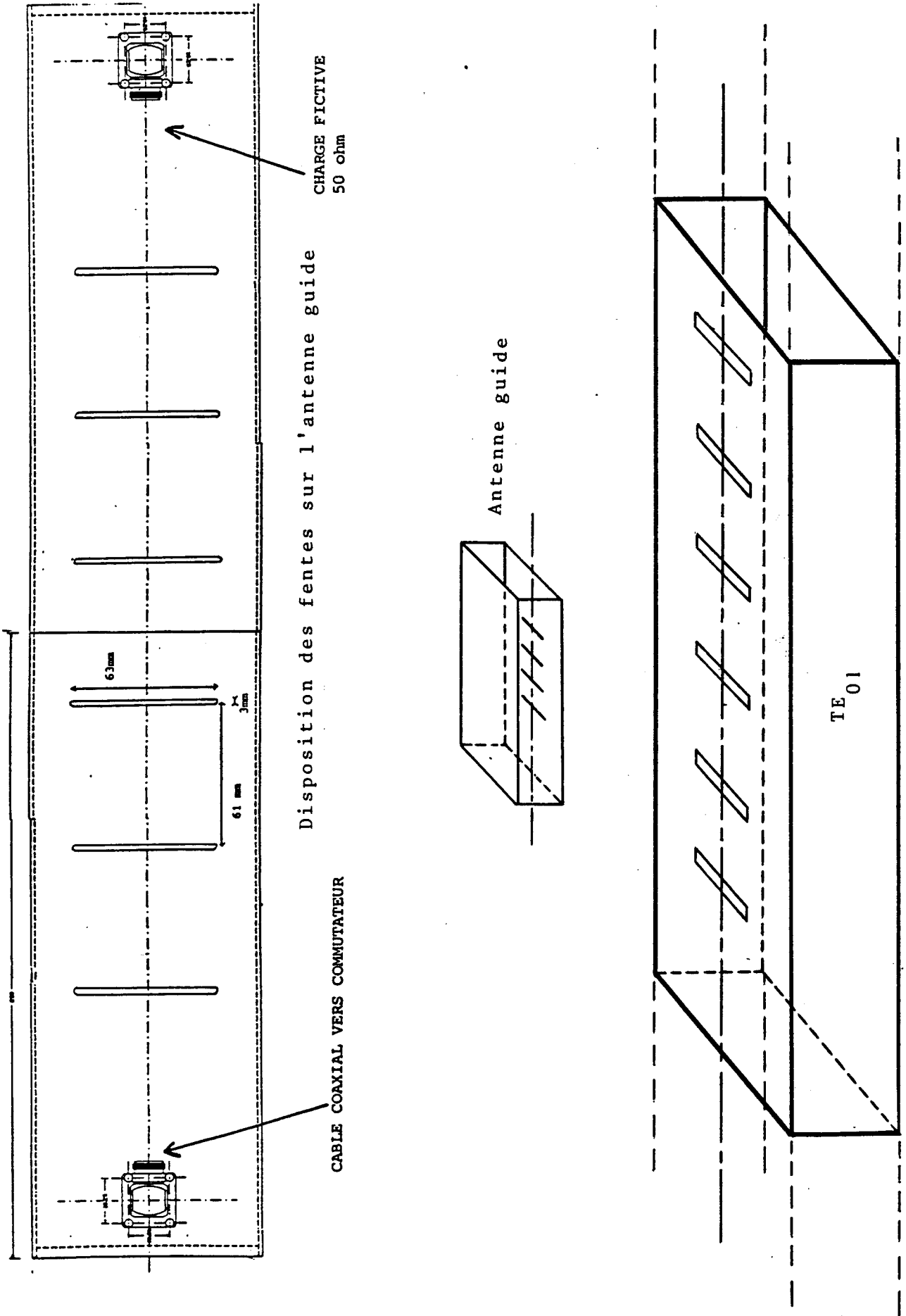
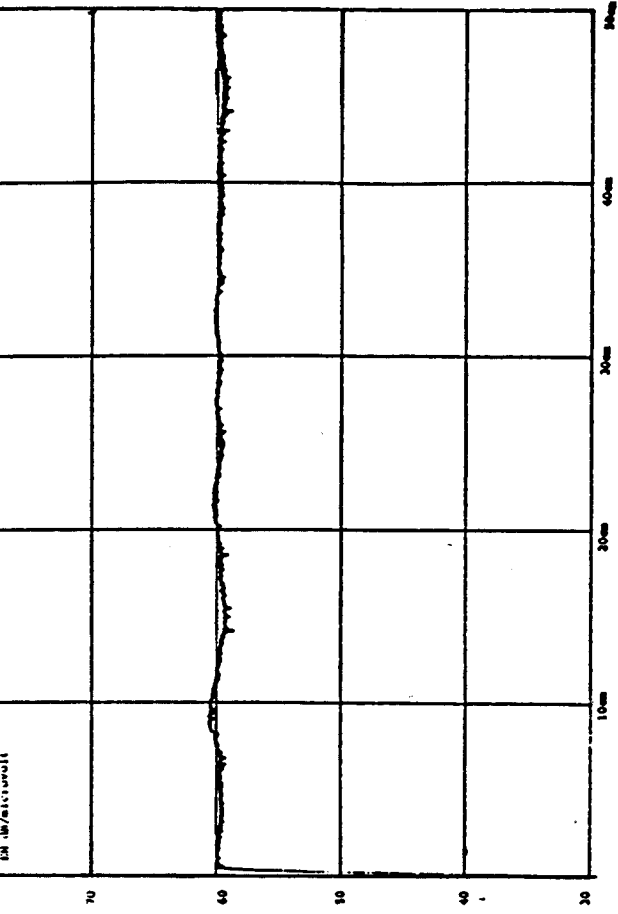
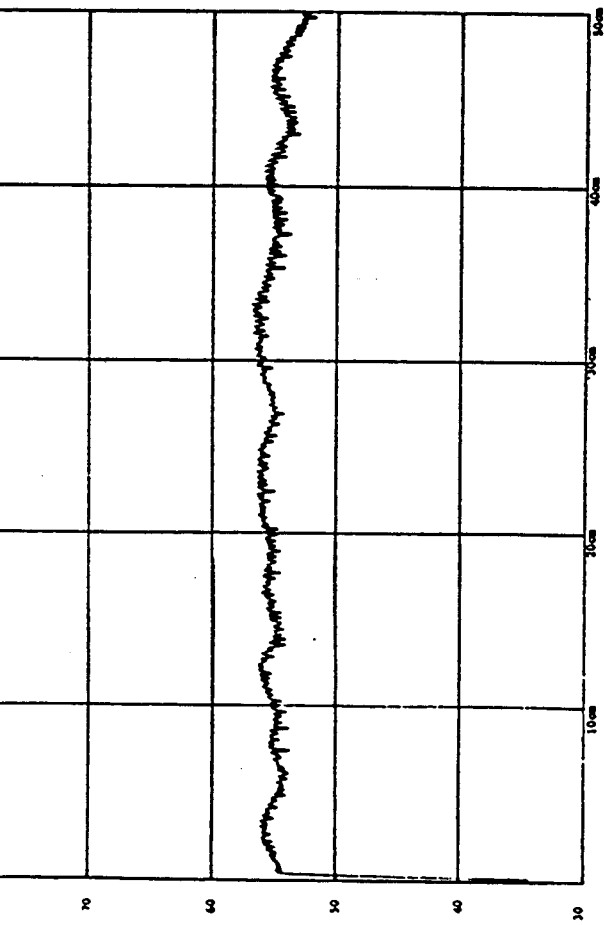
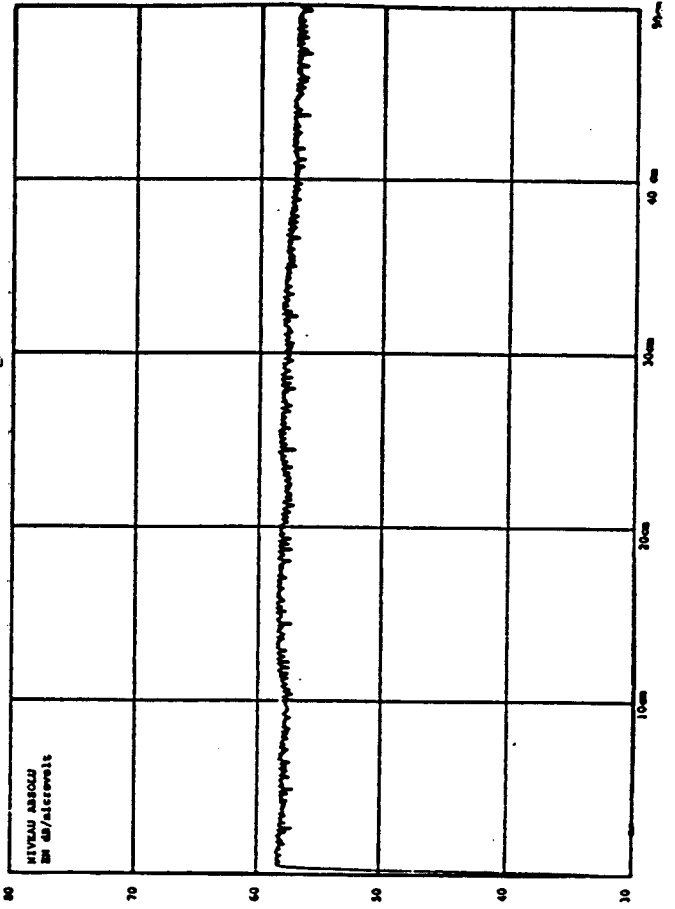


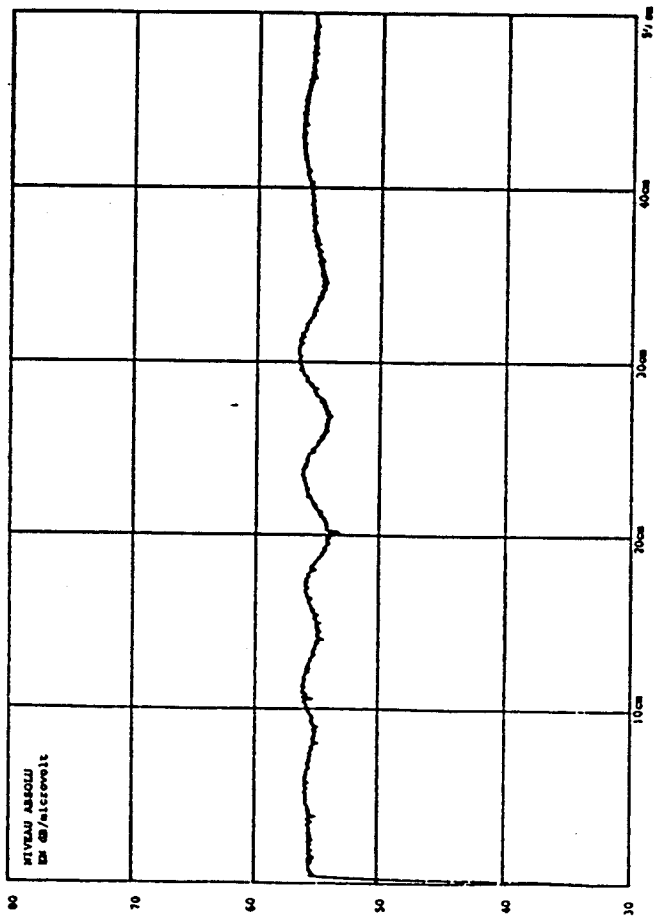
Figure IV-4



H=12 cm Antenne guide centrée



H=12 cm Antenne demi-onde centrée

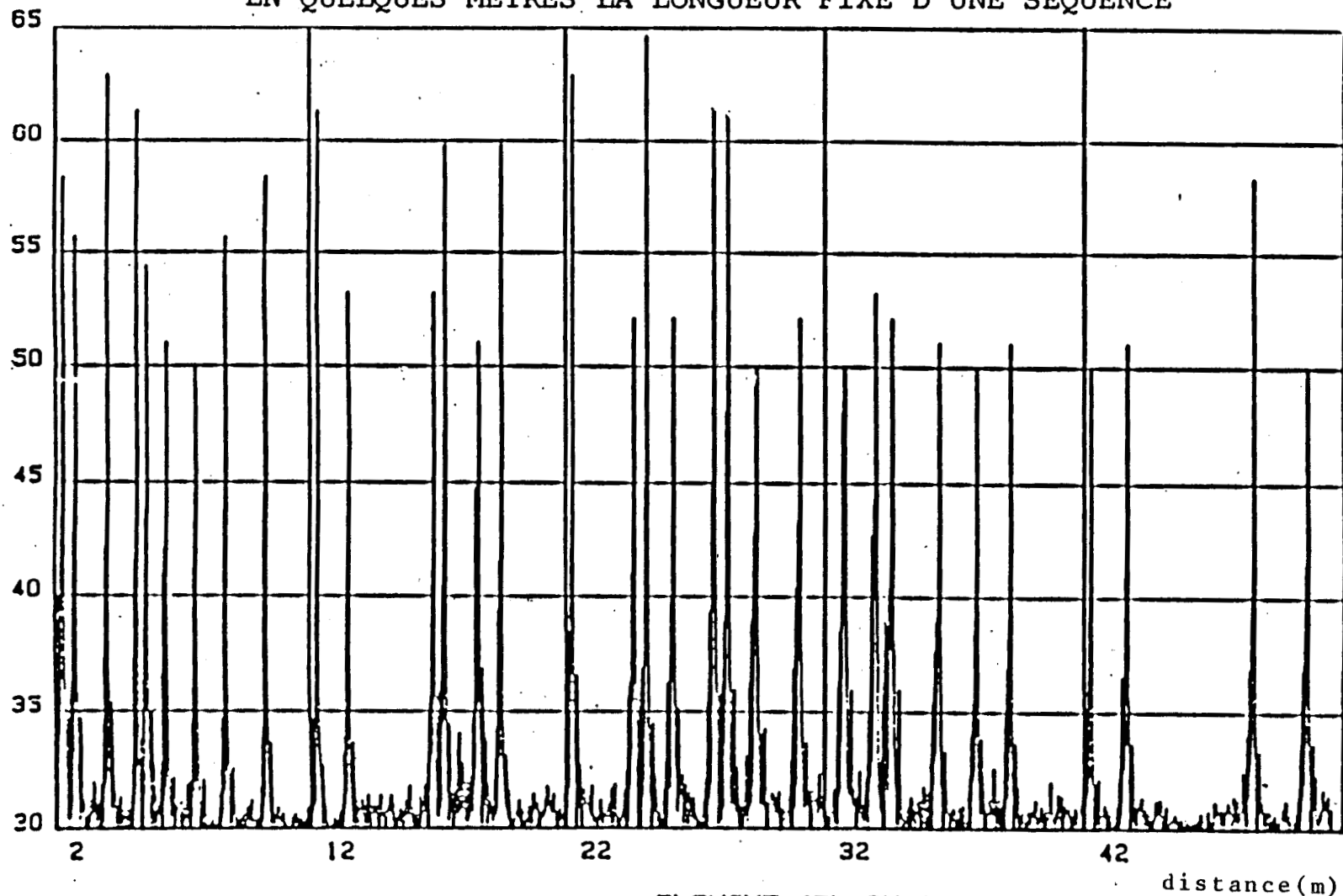




# CODAGE DES OUVERTURES SPECIALISEES PAR UNE SEQUENCE PSEUDOALEATOIRE

- > CONNAISSANCE EN CONTINU DE LA POSITION ABSOLUE DU MOBILE A PARTIR DE L'INFORMATION D'HORLOGE FOURNIE PAR LA REMISE EN FORME DU SIGNAL DE MESURE DE VITESSE
- > CONNAISSANCE DE LA POSITION ABSOLUE DU MOBILE APRES ARRET TOTAL DU SYSTEME REPREPARATION LORSQUE LE MOBILE A PARCOURU EN QUELQUES METRES LA LONGUEUR FIXE D'UNE SEQUENCE

AMPLITUDE DES NIVEAUX RECUS  
EN MESURANT LA COMPOSANTE  $E_y$



## Conclusion

L'optimisation du guide rayonnant a permis de définir le support de transmission suivant : le guide d'ondes en alliage d'aluminium ( $\sigma \geq 3.53 \cdot 10^7$  S/m) de section transversale 105.0 mm x 52.5 mm sera percé d'ouvertures rectangulaires de dimensions 19 mm x 3 mm. Celles-ci sont espacées de 61 mm, leur grande dimension disposée perpendiculairement à l'axe du guide. Cette structure permet des transmissions sol - véhicules bilatérales dans le spectre de fréquences compris entre 2.4 et 2.5 GHz avec une atténuation linéique d'environ 13 dB/km. De plus, la présence d'une porteuse à 2.72 GHz fait apparaître un signal fluctuant fortement, dont l'amplitude est d'environ 16 dB. Ce signal est périodique, avec une période égale au pas interouvertures, et pourra être utilisé pour déterminer la vitesse du véhicule.

D'autre part, des fentes inclinées insérées dans le réseau d'ouvertures ou des fentes longitudinales disposées de part et d'autre de ce réseau permettent de coder le guide sur toute sa longueur ou localement. Il est alors possible de déterminer la position du véhicule. Dans le cas des fentes inclinées, un espacement minimum d'environ 5 pas est nécessaire pour les distinguer les unes des autres. L'utilisation de fentes longitudinales est plus délicate dans la mesure ou le codage se fait localement. Il est donc essentiel de séparer l'effet de chaque fente sur le champ rayonné pour éviter les problèmes de lecture du codage.

Les résultats expérimentaux ont confirmé la bonne qualité de transmission de la liaison. L'utilisation d'une antenne guide en réception permet de réduire les fluctuations des signaux transmis à environ 1 dB et de capter un champ plus important.

CONCLUSION

GENERALE

### Conclusion générale

Au cours de cette étude, nous nous sommes intéressés à la faisabilité d'une liaison hyperfréquence entre un véhicule guidé dans un tunnel et un poste de contrôle et de commande. Nous avons d'abord rappelé les différentes méthodes de transmission d'ondes électromagnétiques dans un tunnel : par la propagation libre des ondes, l'utilisation de supports de transmission tel que câble à fuites ou guide rectangulaire rayonnant. Compte tenu des performances exigées et du domaine de fréquences fixé, nous avons montré que la réponse la mieux adaptée au problème posé était l'utilisation d'un guide rectangulaire rayonnant. Les échanges d'informations entre l'intérieur du guide et le milieu extérieur où évolue le mobile sont assurés par des petites ouvertures situées sur les parois du guide d'ondes. Lorsque le champ est calculé à grande distance et dans l'hypothèse des petites ouvertures, le champ rayonné par une petite ouverture située dans un plan métallique est identique au rayonnement conjugué d'un couple de dipôles électrique et magnétique situés dans le plan de l'ouverture. Nous avons montré que l'essentiel du champ diffracté est dû au rayonnement du dipôle magnétique, le dipôle électrique participant très peu au champ diffracté.

Un modèle numérique a été élaboré afin d'étudier l'influence de la non-uniformité du champ électromagnétique incident sur les ouvertures. Ce modèle a permis de montrer que le champ rayonné par le dipôle magnétique équivalent à une petite ouverture isolée était très comparable au champ exact diffracté par cette ouverture, justifiant ainsi l'approche simplifiée des dipôles équivalents. La présence d'une fente inclinée, dont les dimensions et l'angle d'inclinaison par rapport à l'axe du guide auront été correctement déterminés, à proximité d'une fente transversale, introduit une composante rayonnée  $E_y$  sans pour autant perturber la composante longitudinale  $E_z$  du champ électrique rayonné. D'autre part le calcul exact a montré que le couplage mutuel entre deux fentes transversales voisines devient négligeable à partir d'un espacement d'environ 30 mm. Un alignement des petites ouvertures sur le guide est alors équivalent à un réseau de dipôles magnétiques.

L'étude théorique du réseau de dipôles magnétiques a mis en évidence l'existence d'un espacement critique en-dessous duquel le champ rayonné est indépendant de la position longitudinale du point de réception. Compte tenu de la dualité entre distance et longueur d'onde, il existe aussi une fréquence critique au-delà de laquelle le champ rayonné présente des fluctuations importantes. On peut alors se fixer un espacement entre ouvertures de telle manière que le champ rayonné soit constant dans une certaine bande de fréquences (pour les transmissions) et subisse des grandes oscillations à une fréquence légèrement plus élevée. La période des oscillations étant égale à l'espacement entre ouvertures, ce phénomène sera utilisé d'une part, pour déterminer la vitesse du mobile et d'autre part, pour servir d'horloge en fournissant des tops de synchronisation toutes les fentes.

L'étude théorique et expérimentale de l'excitation du réseau d'ouvertures par une antenne extérieure a montré que le système de transmission était totalement réversible. L'affaiblissement des signaux transmis dépend essentiellement du choix du guide d'ondes, l'affaiblissement linéique par rayonnement des ouvertures étant faible et limité à environ 1 dB/km pour des fentes de 19 mm x 3 mm. Le support de transmission optimum a été défini à partir de l'étude d'optimisation du support matériel. Nous avons montré qu'un guide d'ondes de dimensions transversales 105 mm x 52,5 mm percé d'ouvertures rectangulaires de 19 mm x 3 mm espacées de 61 mm devra permettre des transmissions bilatérales sol-véhicules avec une atténuation des signaux d'environ 13 dB/km. Cette structure fournira en plus, à partir d'un signal de 2.72 GHz, des oscillations de champ de l'ordre de 16 dB.

L'écriture d'un message sur le guide d'ondes permettra de déterminer la position absolue du véhicule. Quelques solutions possibles sont indiquées, soit en codant le guide sur toute sa longueur en utilisant des fentes inclinées insérées dans le réseau d'ouvertures transversales, soit par un codage local à l'aide de fentes longitudinales disposées de part et d'autre du réseau de fentes transversales. Si le codage par les fentes inclinées ne pose pas de problème particulier, il n'en est pas de même pour le codage local. En effet, il suffit d'espacer les fentes inclinées d'au moins 5 pas pour les distinguer les unes des autres. Dans un codage local, la précision

de lecture du message devra être très grande et pour cela, il est essentiel de séparer l'effet de chaque fente longitudinale sur le champ rayonné. Ce type de codage, c'est-à-dire la disposition des fentes longitudinales, nécessite une étude détaillée.

BIBLIOGRAPHIE

Bibliographie

- [1] S.A. SCHELKUNOFF  
"Some equivalence theorems of electromagnetics and their application to radiation problems".  
Bell System Technical Journal, vol. 15, pp. 92-112, 1936.
- [2] R.E. COLLIN, F.J. ZUCKER  
"Antenna theory" Parts 1 and 2.  
Mc Graw Hill Book Compagny, New York, 1969.
- [3] R.F. HARRINGTON  
"Time Harmonic electromagnetic fields".  
Mc Graw Hill Book Company, New York, 1961.
- [4] R.F. HARRINGTON  
"Field computation by moment methods".  
The Macmillan Company, New York, 1968.
- [5] S.T. MAHMOUD, J.R. WAIT  
"Geometrical optical approach for electromagnetic wave propagation in rectangular mine tunnels".  
Radio Science, vol. 9, n° 12, pp. 1147-1158, Dec. 1974.
- [6] M. AGUNAOU  
"Application de la théorie géométrique de la diffraction à l'étude de la propagation d'ondes hyperfréquences en tunnel".  
Thèse de Doctorat d'Electronique, Université de Lille, 1990.
- [7] J.B. KELLER  
"Geometrical theory of diffraction".  
J. opt. Sc. Am, vol. 52, pp. 116-130, 1962.
- [8] F. MOLINET  
"Geometrical theory of diffraction - Foundation of the theory".  
IEEE Antennas and Propagation Society Newsletter, August 1987.



- \* [9] R.W. LATHAM  
"Small holes in Cable Shields".  
A.F.W.L. Interaction Notes 118, Sept. 1972.
- \* [10] P. DEGAUQUE, B. DEMOULIN, J. FONTAINE and R. GABILLARD  
"Theory and experiment of a mobile radio communication in tunnels  
by means of a leaky braided coaxial cable".  
Radio Science, vol. II, n° 4, pp. 305-314, 1976.
- [11] C. VASSALO  
"Théorie des guides d'ondes électromagnétiques".  
Tomes 1 et 2, Collection CNET, Ed. Eyrolles, 1985.
- [12] R.E. COLLIN  
"Field theory of guided waves".  
Mc Graw Hill Book Company, New York, 1960.
- [13] H.A. BETHE  
"Theory of diffraction by Small holes".  
Phys. Rev., Vol. 66, pp. 163-182, Oct. 1 and 15, 1944.
- [14] J. VAN BLADEL  
"Low frequency asymptotic techniques"  
Modern topics in electromagnetics and antenna, PPL  
Publications 13, Holland, 1977.
- [15] J. VAN BLADEL  
"Field penetration through small apertures : the first order  
correction".  
Radio Science, vol. 14, n° 2, pp. 319-331, March-April 1979.
- [16] J. VAN BLADEL  
"Electromagnetic fields".  
Mc Graw Hill Book Company, New York, 1964.
- [17] M. ABRAMOWITZ, I.A. SEGUN  
"Handbook of mathematical functions".  
Dover Publication, Inc. New York, 1965.

- [18] J. APPEL-HANSEN  
"Comments on field equivalence principles".  
IEEE Trans. Antennas and Propagation, Vol. AP-35, n° 2,  
pp. 242-244, Feb. 1987.
- [19] R.E. COLLIN  
"Remarks on comments on field equivalence principles".  
IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. AP-36, n° 7,  
pp. 1134-1135, July 1986.
- [20] Y. RAHMAT-SAMII, R. MITTRA  
"Electromagnetic coupling through small apertures in a conducting  
screen".  
IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. AP-25, n° 2,  
March 1977.
- [21] C.M. BUTLER, Y. RAHMAT-SAMII, R. MITTRA  
"Electromagnetic penetration through apertures in conducting  
surfaces".  
IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. AP-26, n° 1,  
pp. 82-93, Jan. 1978.
- [22] R.F. HARRINGTON  
"Matrix methods for field problems".  
Proceedings of the IEEE, vol. 35, n° 2, Feb. 1967.
- [23] J.R. MAUTZ, R.F. HARRINGTON  
"An E-Field solution for a conducting surface small or comparable  
to the wavelength".  
IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. AP-32, n° 4,  
pp. 330-339, April 1984.
- [24] H.N. EDWARD  
"An overview of the hybrid MM/Green's function method in  
electromagnetics".  
Proceedings of the IEEE, vol. 76, n° 3, pp. 270-282, March 1988.

- [25] A.W. GLISSON  
"On the development of numerical techniques for treating arbitrarily-shaped surfaces".  
Ph.D dissertation, Univ. of Mississippi, 1978.
- [26] S.M. RAO  
"Electromagnetic scattering and radiation of arbitrarily-shaped surfaces by triangular patch modeling".  
Ph.D dissertation, Univ. of Mississippi, 1980.
- [27] S.M. RAO, R. WILTON, A.W. GLISSON  
"Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape".  
IEEE Trans. Antennas and propagation, vol. AP-30, n° 3,  
pp. 409-419, May 1982.
- [28] S.M. RAO  
"Application of the method of moments to electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape".  
Séminaire sur les méthodes de calcul modernes en électromagnétisme, Vol. I, Supélec, Gif-sur-Yvette, 1985.
- [29] V. GOBIN  
"Diffraction par des ouvertures et des objets tridimensionnels - Application à la mesure des impédances de surface des matériaux bons conducteurs".  
Thèse de Doctorat d'Electronique, Univ. de Lille, 1989.
- [30] F. De MEULENAERE, J. VAN BLADEL  
"Polarizability of some small apertures".  
IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. AP-25, n° 2,  
pp. 198-205, March 1977.
- [31] R. DE SMET, J. VAN BLADEL  
"Magnetic polarizability of some small apertures".  
IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. AP-28, n° 5,  
pp. 703-707, Sept. 1980.

- [32] K.S.H. LEE  
"EMP interaction : Principles, techniques and reference data".  
Hemisphere Publ., pp. 436-450, 1986.
- [33] D.L. JAGGARD  
"Transmission through one or more small apertures of arbitrary shape".  
IN 323, Sept. 1977.
- [34] A.D. VARVATSI, M.I. SANCER  
"EMP penetration through dielectric skin panels on the leading edge of aircraft wings".  
IN 325, May 1977.
- [35] P. DEGAUQUE, R. DOWLUT, B. DEMOULIN  
"Etude théorique du rayonnement à 10 GHz d'un guide d'ondes percé d'ouvertures circulaires".  
1<sup>er</sup> rapport d'avancement du contrat ALSTHOM-USTL-INRETS,  
n° 31-06013-03, Avril 1986.
- [36] R. GABILLARD  
"Vibrations et phénomènes de propagation".  
Maitrise EEA C1 Ondes et Matières, DUNOD Université, 1972.
- [37] P. DEGAUQUE, M. HEDDEBAUT, R. DOWLUT, D. CHARPENTIER, B. DEMOULIN  
"Transmission sol-véhicules en guides d'ondes rayonnant - Etude théorique et expérimentale du rayonnement de réseaux de fentes".  
Rapport final du contrat ALSTHOM-USTL-INRETS, n° 31-06013-03,  
1986.
- [38] M. HEDDEBAUT  
"Transmission sol-véhicules en guide d'ondes rayonnant - Rapport technique sur l'optimisation du support matériel".  
Contrat ALSTHOM-USTL-INRETS, n° 31/06013/0863, Avril 1987.

ANNEXES

## Annexe 1

. Calcul des coefficients  $C_n$  et  $d_n$

On considère une petite ouverture sur la paroi supérieure d'un guide d'ondes rectangulaire et éclairée par une onde électromagnétique  $(\vec{E}_i, \vec{H}_i)$ . Figure I

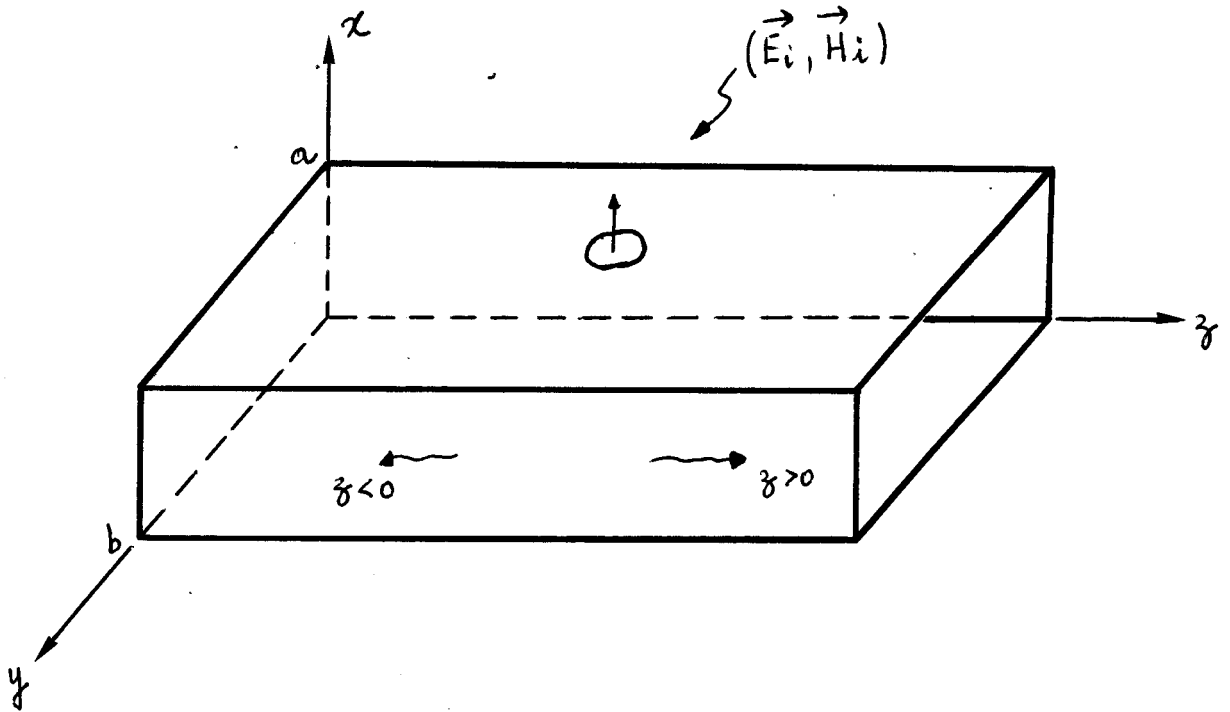


Figure I

Le champ  $(E_s, H_s)$  diffracté dans le guide s'exprime en fonction des modes normaux du guide par

$$E_{s2} = \sum C_n E_{n2}^+$$

pour  $z > 0$

(A-1)

$$H_{s2} = \sum C_n H_{n2}^+$$

et

$$E_{s2} = \sum d_n E_{n2}^-$$

pour  $z < 0$

(A-2)

$$H_{s2} = \sum d_n H_{n2}^-$$

Les coefficients  $C_n$  et  $d_n$  sont calculés en appliquant le principe de réciprocité de Lorentz.

Les champs  $(E_{s2}, H_{s2})$  rayonnés par la distribution de courant magnétique  $J_m$  présent sur l'ouverture sont solution des équations suivantes

$$\nabla \wedge E_{s2} = -j\omega\mu_0 H_{s2} - J_m \quad (A-3)$$

$$\nabla \wedge H_{s2} = j\omega\epsilon_0 E_{s2} \quad (A-4)$$

Considérons le développement suivant

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (E_{\vec{n}2}^+ \wedge H_{s2} - E_{s2} \wedge H_{\vec{n}2}^+) &= H_{s2} \cdot \nabla \wedge E_{\vec{n}2}^+ - E_{\vec{n}2}^+ \cdot \nabla \wedge H_{s2} \\ &\quad - H_{\vec{n}2}^+ \cdot \nabla \wedge E_{s2} + E_{s2} \cdot \nabla \wedge H_{\vec{n}2}^+ \end{aligned} \quad (A-5)$$

En reportant les relations (A-3) et (A-4) dans (A-5) on obtient

$$\nabla \cdot (E_{\vec{n}2}^+ \wedge H_{s2} - E_{s2} \wedge H_{\vec{n}2}^+) = H_{\vec{n}2}^+ \cdot J_m \quad (A-6)$$

En intégrant cette expression sur un volume limité par une surface  $S$  et en ramenant l'intégrale de volume de la divergence à une intégrale de surface, on trouve

$$\begin{aligned} \iiint_V \nabla \cdot (E_{\vec{n}2}^+ \wedge H_{s2} - E_{s2} \wedge H_{\vec{n}2}^+) dV &= -\iint_S (E_{\vec{n}2}^+ \wedge H_{s2} - E_{s2} \wedge H_{\vec{n}2}^+) \cdot n dS \\ &= -\iiint_V H_{\vec{n}2}^+ \cdot J_m dV \end{aligned} \quad (A-7)$$

avec la normale  $n$  orientée vers l'intérieur du volume  $V$ .

On choisit comme volume  $V$  celui limité par des parois du guide et par les deux surfaces  $S_1$  et  $S_2$  comme l'indique la Figure 2.

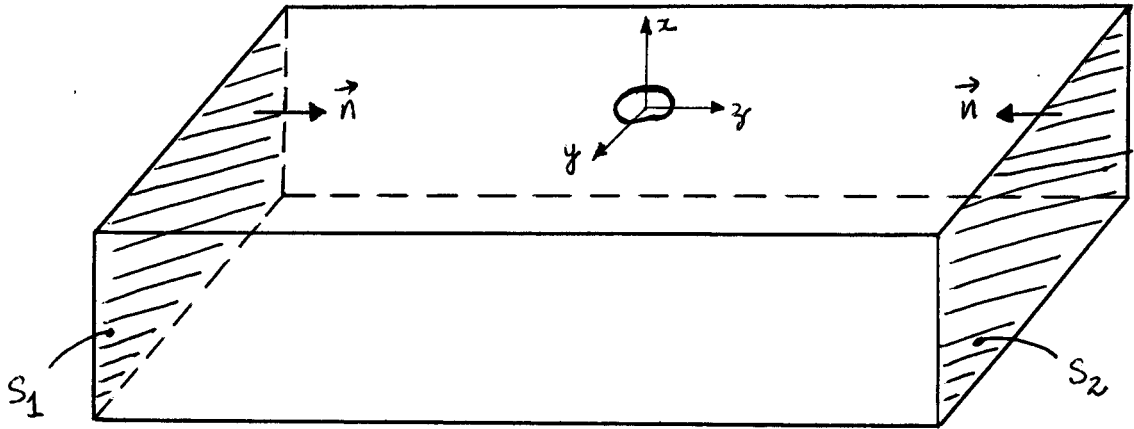


Figure 2

Sur les parois du guide,  $(n \wedge E_{S2})$  et  $(n \wedge E_{n2}^+)$  sont nuls et l'intégrale de surface se fait uniquement sur les surfaces  $S_1$  et  $S_2$ .

Sur  $S_1$  nous avons  $n = a_z$

Sur  $S_2$  nous avons  $n = -a_z$

Nous avons donc

$$I = \iint_{S_1} (E_{n2}^+ \wedge H_{S2} - E_{S2} \wedge H_{n2}^+) \cdot a_z \, dS_1 - \iint_{S_2} (E_{n2}^+ \wedge H_{S2} - E_{S2} \wedge H_{n2}^+) \cdot a_z \, dS_2 \quad (\text{A-8})$$

Considérons d'abord un mode normal  $(E_{n2}^+, H_{n2}^+)$ . La relation (A-8) s'écrit

$$I = \iint_{S_1} (E_{n2}^+ \wedge H_{S2} - E_{S2} \wedge H_{n2}^+) \cdot a_z \, dS_1 - \iint_{S_2} (E_{n2}^+ \wedge H_{S2} - E_{S2} \wedge H_{n2}^+) \cdot a_z \, dS_2 \quad (\text{A-9})$$



$$\begin{aligned} \text{Sur la surface } S_1, \quad E_{S2} &= \sum d_n E_{\bar{n}2} \\ & \\ H_{S2} &= \sum d_n H_{\bar{n}2} \end{aligned} \quad (\text{A-10})$$

$$\begin{aligned} \text{Sur la surface } S_2, \quad E_{S2} &= \sum C_n E_{\bar{n}2}^+ \\ & \\ H_{S2} &= \sum C_n H_{\bar{n}2}^+ \end{aligned} \quad (\text{A-11})$$

Evaluons l'intégrale étendue à la surface  $S_2$

$$I_{S2} = \iint_{S_2} (E_{\bar{n}2}^+ \wedge \sum C_n H_{\bar{n}2}^+ - \sum C_n E_{\bar{n}2}^+ \wedge H_{\bar{n}2}^+) \cdot a_z \, dS_2 \quad (\text{A-12})$$

On peut écrire, en vertu de la propriété d'orthogonalité des modes

$$I_{S2} = \iint_{S_2} C_n (E_{\bar{n}2}^+ \wedge H_{\bar{n}2}^+) \cdot a_z - C_n (E_{\bar{n}2}^+ \wedge H_{\bar{n}2}^+) \cdot a_z \, dS_2 \quad (\text{A-13})$$

$$\Rightarrow I_{S2} = 0$$

L'intégrale étendue à la surface  $S_1$  se calcule de la façon suivante

$$\begin{aligned} I_{S1} &= \iint_{S_1} (E_{\bar{n}2}^+ \wedge H_{S2} - E_{S2} \wedge H_{\bar{n}2}^+) \cdot a_z \, dS_1 \\ & \\ &= \iint_{S_1} d_n (E_{\bar{n}2}^+ \wedge H_{\bar{n}2}) \cdot a_z - d_n (E_{\bar{n}2} \wedge H_{\bar{n}2}^+) \cdot a_z \, dS_1 \end{aligned} \quad (\text{A-14})$$

Or, nous savons que les modes normaux peuvent s'écrire

$$E_{\bar{n}2}^+ = (e_{n2} + e_{zn2}) e^{-\Gamma_{n2}z} \quad (\text{A-15})$$

$$H_{\bar{n}2}^+ = (h_{n2} + h_{zn2}) e^{-\Gamma_{n2}z}$$

et

$$E_{n2}^- = (e_{n2} - e_{zn2}) e^{-\Gamma_{n2}z} \quad (A-16)$$

$$H_{n2}^- = (-h_{n2} + h_{zn2}) e^{\Gamma_{n2}z}$$

Nous avons alors

$$(E_{n2}^+ \wedge H_{n2}^-) \cdot a_z = [(e_{n2} + e_{zn2}) e^{-\Gamma_{n2}z} \wedge (-h_{n2} + h_{zn2}) e^{\Gamma_{n2}z}] \cdot a_z = -1 \quad (A-17)$$

On trouve, de la même façon

$$(E_{n2}^- \wedge H_{n2}^+) \cdot a_z = +1 \quad (A-18)$$

L'intégrale (A-9) est donc égale à

$$\iint_S (E_{n2}^+ \wedge H_{s2} - E_{s2} \wedge H_{n2}^+) \cdot a_z \, dS = \iiint_V H_{n2}^+ \cdot J_m \, dS = -2 \, d_n \quad (A-19)$$

On peut montrer par un calcul similaire, que pour le mode  $(E_{n2}^-, H_{n2}^-)$

$$\iint_S (E_{n2}^- \wedge H_{s2} - E_{s2} \wedge H_{n2}^-) \cdot a_z \, dS = \iiint_V H_{n2}^- \cdot J_m \, dS = -2 \, C_n \quad (A-20)$$

Les coefficients  $C_n$  et  $d_n$  sont donc donnés par les relations ( $J_m$  non nul sur la surface  $S_a$  de l'ouverture uniquement)

$$C_n = \frac{1}{2} \iint H_{n2}^- \cdot J_m \, dS_a \quad (\text{A-21})$$

$$d_n = \frac{1}{2} \iint H_{n2}^+ \cdot J_m \, dS_a \quad (\text{A-22})$$

Lorsque la distribution de courant magnétique  $J_m$  est connue sur la surface de l'ouverture, on peut évaluer les coefficients  $C_n$  et  $d_n$  et ainsi connaître les champs diffractés dans le guide d'ondes (dans l'une ou l'autre direction).

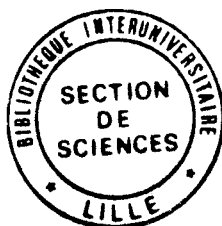
## Résumé

Une liaison radioélectrique entre un poste fixe et un véhicule guidé en milieu souterrain peut être établie de deux façons : par la propagation libre des ondes électromagnétiques ou en utilisant un support de transmission tel que câbles à fuites ou guides rectangulaires rayonnant.

Cette étude porte sur l'utilisation d'un guide rectangulaire rayonnant comme support de transmission, le couplage entre l'intérieur du guide et le milieu environnant étant assuré par la présence de petites ouvertures sur la paroi supérieure du guide. Le champ diffracté par ces fentes est équivalent à celui rayonné par un couple de dipôles électrique et magnétique situés dans le plan de l'ouverture. Un code de calcul a été élaboré pour évaluer le champ exact diffracté par une petite ouverture. Il a permis de déterminer un espacement minimal au-dessus duquel le couplage entre fentes n'intervient plus et donc de situer la validité du formalisme des dipôles équivalents dans le cadre de notre application.

Nous avons mis en évidence l'existence d'un espacement critique entre fentes de telle manière que le champ soit constant dans une bande de fréquences donnée et présente des fluctuations importantes pour une fréquence légèrement plus élevée. La réversibilité du système a été vérifiée par une étude de l'excitation du guide par une antenne extérieure et quelques solutions sont proposées pour déterminer la vitesse et la position du véhicule. une comparaison entre les prévisions théoriques et les résultats expérimentaux a montré les bonnes qualités de transmission du système.

Mots clés :



- . guide d'ondes rayonnant
- . petite ouverture
- . polarisabilité
- . courant magnétique
- . réciprocity
- . atténuation