

50376
1992
127

62222

50376
1992
127

N° d'ordre : 867

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET DES TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

spécialité électronique

par

Philippe MARIAGE

**ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DE LA
PROPAGATION DES ONDES HYPERFREQUENCES
EN MILIEU CONFINE OU URBAIN**



soutenu le 6 Février 1992 devant la Commission d'examen

Membres du jury :	MM	R. GABILLARD	Président, Rapporteur
		J. FONTAINE	Rapporteur
		P. DEGAUQUE	Directeur de thèse
		P. COMBES	Examineur
		P. DELOGNE	Examineur
		Y. DAVID	Invité
		A. LEROY	Invité

A Anne

A mes parents et ma famille

A mes amis

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au LABORATOIRE DE RADIOPROPAGATION ET ELECTRONIQUE de l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres Artois, dirigé par Monsieur le Professeur Robert GABILLARD.

Je remercie Monsieur le Professeur GABILLARD de m'avoir fait l'honneur de juger mon travail et de présider le jury. Qu'il veuille bien trouver ici l'expression de ma reconnaissance et de mon plus profond respect.

J'ai effectué ce travail en étroite collaboration avec Monsieur le Professeur P. DEGAUQUE de l'USTLFA. Je tiens à lui exprimer toute ma gratitude pour ses conseils éclairés et son soutien permanent qui ont été déterminants pour la rédaction de cette thèse.

Monsieur le Professeur J. FONTAINE de l'Université de Clermont-Ferrand a accepté de juger ce mémoire, qu'il trouve ici l'assurance de mes plus sincères remerciements.

J'exprime mes vifs remerciements à Monsieur le Professeur COMBES de l'Université Paul Sabatier de Toulouse et à Monsieur le Professeur P. DELOGNE de l'Université de LOUVAIN (Belgique) qui m'ont fait l'honneur d'examiner ce travail.

Je remercie Monsieur Y. DAVID, Directeur du C.R.E.S.T.A. à Villeneuve d'Ascq ainsi que Monsieur A. LEROY du CENG/LETI de Grenoble pour l'intérêt qu'ils portent à mes travaux ; leur participation au jury m'honore.

Mes remerciements s'adressent également à Madame M. DEMOULIN pour sa collaboration et son aide dans le calcul numérique.

Je ne saurai clore cet avant-propos sans avoir salué la contribution efficace de Madame MEESMAECKER ainsi que Monsieur DEHORTER à la réalisation de ce mémoire.

Enfin, je remercie tous les membres du laboratoire qui ont permis de créer une atmosphère de travail extrêmement sympathique.

S O M M A I R E

S O M M A I R E

INTRODUCTION GENERALE

CHAPITRE I

I.1) INTRODUCTION

I.2) DES EQUATIONS DE MAXWELL A LA THEORIE GEOMETRIQUE DE LA DIFFRACTION

I.2.1) L'équation eikonale

I.2.2) L'équation de transport

I.2.3) Extension de l'Optique Géométrique à la G.T.D.

I.2.4) Calcul du facteur d'amplitude $A(r)$

I.3) OBTENTION D'UNE THEORIE UNIFORME

I.3.1) Introduction des fonctions de transition

a) principe de l'U.T.D.

b) principe de l'U.A.T.

c) comparaison de l'U.T.D. et de l'U.A.T

I.3.2) Mise en oeuvre pratique de l'U.T.D.

I.4) CONCLUSION

CHAPITRE II

II.1) INTRODUCTION

II.2) ETUDE PARAMETRIQUE DE LA DIFFRACTION PAR UN DIEDRE A BORD DROIT

II.2.1) Influence de la fréquence, la conductivité et la permittivité

- a) Formulation classique du coefficient de diffraction
- b) Etude paramétrique

II.2.2) Comparaison expérience - théorie

II.3) ETUDE DE RAYONS COMPLEMENTAIRES : LA DIFFRACTION AU SECOND ORDRE

II.3.1) Introduction

II.3.2) Influence du diagramme de rayonnement d'une source réelle

II.3.3) Influence du diagramme de rayonnement d'une source fictive

II.4) CONCLUSION

CHAPITRE III

III.1) INTRODUCTION

III.2) CAS D'UN OBSTACLE ISOLE : COMPARAISON ENTRE UNE SOLUTION ASYMPTOTIQUE APPROCHEE ET UNE SOLUTION ASYMPTOTIQUE RIGOREUSE

III.2.1) Présentation des méthodes

III.2.2) Développement mathématique

- a) méthode du CCIR
- b) méthode de la T.G.D.

III.2.3) Applications numériques

III.3) CAS DE PLUSIEURS OBSTACLES : COMPARAISON ENTRE LA METHODE DE DEYGOUT ET LA THEORIE UNIFORME DE LA DIFFRACTION

III.3.1) Calcul des pertes par la méthode de Deygout

III.3.2) Calcul des pertes par la T.U.D.

III.3.3) Comparaison numérique des deux méthodes

III.4) APPLICATION DE LA THEORIE UNIFORME DE LA DIFFRACTION AU CAS DU MILIEU URBAIN

III.5) CONCLUSION

CHAPITRE IV

IV.1) INTRODUCTION

IV.2) APPLICATION AUX TELECOMMUNICATIONS DANS LES BATIMENTS

IV.2.1) Etude de la propagation d'une onde hyperfréquence dans un couloir rectiligne

- a) Traitement guide d'onde et théorie des rayons
- b) Etude paramétrique
- c) Confrontation expérience - théorie

IV.2.2) Etude du couplage entre deux couloirs orthogonaux

- a) Description d'un modèle utilisant la Théorie Uniforme de la Diffraction
- b) Exploitation paramétrique
- c) Confrontation expérience - théorie

IV.3) TELECOMMUNICATIONS EN TUNNEL DE METRO

IV.3.1) Description d'un modèle théorique simulant l'influence de la présence d'une rame de métro sur la propagation d'une onde hyperfréquence en tunnel

- a) Introduction des phénomènes de masquage dus à la présence d'une rame dans le modèle du tunnel rectiligne
- b) Calcul du champ diffracté par les extrémités de la rame
- c) Calcul du champ total

IV.3.2) Etude paramétrique du modèle

- a) Variation de la distance émetteur-rame
- b) Variation de la largeur de la rame

IV.4) CONCLUSION

CONCLUSION GENERALE

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

G E N E R A L E

INTRODUCTION GENERALE

Le champ d'application des radiocommunications est en constante expansion. Outre la possibilité récente d'utiliser des liaisons par satellite, il existe un grand nombre de besoins spécifiques qui requièrent encore des liaisons au sol de type classique. Les applications pratiques concernant plus précisément nos travaux sont les télécommunications en milieu urbain et un milieu confiné. Les premières sont destinées à relier un point fixe à des mobiles circulant dans les rues d'une agglomération quelconque. Les secondes concernent les applications ayant trait à la télécommande et à la transmission vidéo avec d'une part des robots mobiles d'intervention et d'autre part des véhicules de transport automatisés. Les robots circulent à l'intérieur de bâtiments et doivent suivre des trajets compliqués tels que couloirs, pièces.... Ils sont destinés à être utilisés dans les bâtiments des centrales nucléaires rendus inaccessibles par suite d'avaries graves entraînant la contamination radioactive de l'environnement local. Ils doivent être munis de caméras vidéos et d'outils permettant de diagnostiquer et de réparer les dégâts éventuels. Les véhicules de transport circulent à l'intérieur de tunnels rectilignes ne présentant qu'occasionnellement des discontinuités (courbes, bifurcations...). Ils doivent être équipés de caméras qui serviront à établir une surveillance constante lors du déplacement des rames et non plus uniquement en stations fixes. De plus, le canal radio peut être utilisé afin d'acheminer les informations provenant de multiples capteurs vers le poste de commande et de maintenance.

Dans les deux cas, il s'agit de réaliser une liaison bilatérale à haut débit.

Les systèmes qui seront construits afin de réaliser ces applications doivent être capables de remplir leur mission quelque soit leur environnement géométrique. Celui-ci étant variable dans de fortes proportions, il est utile pour la planification des liaisons de faire appel à des outils de prédictions théoriques dont le but est de fournir les caractéristiques moyennes du canal radio.

Compte tenu de la complexité que peut avoir le milieu de propagation, la recherche d'une solution analytique est exclue. En effet, seules des méthodes de calcul numériques sont capables de prendre en compte les phénomènes de propagation par chemins multiples mis en jeu dans les applications envisagées. Les chemins multiples empruntés par l'énergie sont dus aux phénomènes de réflexion et de diffraction sur les surfaces et les bords des nombreux obstacles situés entre l'émetteur et le récepteur. Le haut débit numérique de la transmission impose l'emploi de bandes de fréquence larges donc de fréquences porteuses élevées. Les fréquences envisagées se situent dans le domaine des hyperfréquences.

Compte tenu de ces remarques, l'approche théorique est basée sur une méthode asymptotique haute fréquence utilisant le concept de rayons : la Théorie Uniforme de la Diffraction (T.U.D.).

Nous avons consacré le premier chapitre de ce mémoire à la présentation générale des bases de la T.U.D. Ce chapitre ne propose en aucun cas une nouvelle approche ni même une amélioration de cette théorie. Nous y avons rassemblé les principaux concepts et notations utiles à la compréhension de l'ensemble de notre travail. En effet, ces éléments de base permettent d'une part de justifier les fondements théoriques de la méthode et d'autre part de comprendre plus facilement l'utilisation qui en est faite ainsi que l'interprétation des résultats obtenus.

Dans le chapitre II, nous avons choisi de traiter le cas fondamental que représente la diffraction d'une onde électromagnétique par un dièdre. Les résultats obtenus dans ce type de configuration géométrique canonique seront très utiles lorsqu'il s'agira d'interpréter les courbes théoriques ou expérimentales correspondant à des configurations beaucoup plus complexes telles que celles que l'on rencontre dans les milieux confinés.

Avec le chapitre III, on aborde les méthodes de calcul servant à la planification des réseaux cellulaires de couverture radioélectrique en milieu urbain. Après avoir effectué une comparaison théorique entre la méthode de prédiction des pertes proposée par le Comité Consultatif International des Radiocommunications (C.C.I.R.) et la méthode de la

T.U.D. dans le cas d'un obstacle isolé, une comparaison numérique entre la T.U.D. et la méthode approchée développée par Deygout est effectuée dans le cas de deux obstacles. On montre finalement sur un exemple simple les limites de validité des procédés de calcul du C.C.I.R. et l'intérêt d'utiliser des modèles théoriques de propagation en milieu urbain basés sur la T.U.D.

Le chapitre IV traite essentiellement des modèles numériques simulant la propagation d'ondes hyperfréquences dans des milieux confinés de différents types tels que les bâtiments et les tunnels. Dans la première partie, nous présentons successivement la démarche théorique puis l'exploitation paramétrique d'un modèle permettant d'étudier l'influence d'une bifurcation de couloirs sur l'amplitude moyenne du champ électrique. Une confrontation expérience-théorie est effectuée en utilisant les résultats obtenus lors d'une campagne de mesure dans les bâtiments de la centrale nucléaire de Cattenon en collaboration avec le CEA/LETI de Grenoble.

La seconde partie traite de la modélisation théorique de la propagation d'une onde hyperfréquence à l'intérieur d'un tunnel de métro subissant diverses modifications de sa section droite. On évalue en particulier l'atténuation de l'amplitude du champ due à la présence d'une rame entre l'émetteur et le récepteur. Cette dernière étude a été effectuée à la demande de l'INRETS/CRESTA de Villeneuve d'Ascq.

C H A P I T R E I

PRESENTATION GENERALE D'UNE TECHNIQUE NUMERIQUE HAUTE FREQUENCE :
LA THEORIE UNIFORME DE LA DIFFRACTION

S O M M A I R E

I.1) INTRODUCTION

I.2) DES EQUATIONS DE MAXWELL A LA THEORIE GEOMETRIQUE DE LA DIFFRACTION

I.2.1) L'équation eikonale

I.2.2) L'équation de transport

I.2.3) Extension de l'Optique Géométrique à la G.T.D.

I.2.4) Calcul du facteur d'amplitude $A(r)$

I.3) OBTENTION D'UNE THEORIE UNIFORME

I.3.1) Introduction des fonctions de transition

a) principe de l'U.T.D.

b) principe de l'U.A.T.

c) comparaison de l'U.T.D. et de l'U.A.T.

I.3.2) Mise en oeuvre pratique de l'U.T.D.

I.4) CONCLUSION

PREAMBULE

Nous avons rassemblé dans ce premier chapitre un certain nombre d'éléments théoriques et pratiques issus d'ouvrages de référence et d'articles spécialisés traitant de la Théorie Uniforme de la Diffraction. Nous n'avons retenu que les éléments à notre avis indispensables à une bonne compréhension des différentes applications et interprétations décrites dans la suite de ce mémoire. Le concept de rayon y est clairement introduit ainsi que les différentes notations qui seront systématiquement employées dans le texte.

I.1) INTRODUCTION

L'interaction entre une onde électromagnétique de fréquence quelconque et un objet de forme et de nature lui-aussi quelconque peut être décrite dans la plupart des cas par les lois de la réflexion et de la réfraction d'une onde plane. Ces lois forment la théorie de l'Optique Géométrique (O.G.) classique.

On désigne par diffraction le phénomène physique qui apparaît dans les cas particuliers où les lois de l'O.G. ne suffisent plus. L'exemple le plus connu est celui de la présence d'un champ électromagnétique non nul dans des régions de l'espace entièrement masquées vis-à-vis de la source par un objet de dimensions finies. Ce champ n'est pas prévisible par l'O.G.

Il existe plusieurs types de diffraction. Dans le domaine de l'optique, on rencontre couramment les phénomènes de diffraction dus à des objets ayant une dimension géométrique de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde. Lorsqu'un grand nombre de ces objets est situé sur le parcours de l'onde, on utilise plutôt le terme de diffusion.

Un autre type de diffraction apparaît lors de l'interaction entre un champ électromagnétique de longueur d'onde λ et un obstacle dont les dimensions sont grandes devant λ . C'est ce type de diffraction qui intervient principalement lors de la propagation d'ondes centimétriques dans un environnement constitué d'éléments géométriques à échelle humaine. Compte tenu du rapport élevé entre la taille de l'objet et la longueur d'onde, il est donc judicieux de choisir une technique numérique haute fréquence afin de modéliser ce type de propagation. Nous avons choisi d'appliquer la Théorie Uniforme de la Diffraction (T.U.D. en français et U.T.D. en anglais).

Nous verrons que la T.U.D. est une version améliorée de la Théorie Géométrique de la Diffraction (T.G.D. ou G.T.D.) dont la version originale a été développée par Joseph Keller aux alentours des années cinquante [1]. La GTD apparaît comme une extension de la théorie des rayons de l'O.G en ce sens qu'elle inclut un nouveau type de rayons : les rayons diffractés. Nous montrerons que la théorie des rayons de

L'O.G découle de l'équation de Helmholtz donc des équations de Maxwell. L'extension de ces résultats à des développements asymptotiques de solutions exactes permet de mettre en évidence le concept de rayons diffractés. Nous mettrons en évidence les défauts de la GTD dans certaines régions de l'espace. On justifiera ainsi le recours à une méthode plus élaborée telle que la Théorie Uniforme de la Diffraction dont le domaine de validité est plus étendu. D'autres méthodes basées sur des développements asymptotiques existent. La plus connue est la Théorie Uniforme Asymptotique. On utilisera l'abréviation UAT pour la désigner. Nous ferons une comparaison rapide entre la TUD et l'UAT. Nous consacrerons un paragraphe à l'application pratique de la TUD mettant en évidence les avantages et inconvénients de cette méthode.

I.2) DES EQUATIONS DE MAXWELL A LA THEORIE GEOMETRIQUE DE LA DIFFRACTION

Nous allons montrer tout d'abord que les lois de l'optique géométrique peuvent être déduites des équations bien connues régissant les phénomènes électromagnétiques : les équations de Maxwell. On débutera par une démonstration scalaire avant de la reprendre en détail dans le cas vectoriel.

En utilisant une formulation mathématique adéquate du champ électromagnétique scalaire u , nous allons démontrer qu'il est possible d'obtenir deux équations distinctes dépendant pour l'une de l'amplitude de u et pour l'autre de la phase de u . Ces deux équations seront appelées respectivement équation de transport et équation eikonale.

Ecrivons les équations de Maxwell dans l'air :

$$\begin{aligned} \vec{\text{Rot}}(\vec{E}) &= -\mu_0 \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} & \text{Div}(\vec{E}) &= 0 \\ \vec{\text{Rot}}(\vec{H}) &= \epsilon_0 \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} & \text{Div}(\vec{H}) &= 0 \end{aligned}$$

Ces équations conduisent à l'équation de Helmholtz vectorielle :

$$\begin{aligned} \Delta \vec{E} + k^2 \vec{E} &= 0 && \text{pour le champ électrique} \\ \text{et } \Delta \vec{H} + k^2 \vec{H} &= 0 && \text{pour le champ magnétique.} \end{aligned}$$

On se place dans le cas scalaire où E et H sont remplacés indifféremment par u. Ceci correspond au cas simple où le champ se propage dans un milieu homogène et infini. L'équation de Helmholtz scalaire s'écrit alors

$$\Delta u + k^2 u = 0 \quad (\text{I-1})$$

L'étape suivante consiste à remplacer la fonction scalaire u par une expression mathématique plus adéquate, issue des travaux de Sommerfeld et Runge [2]. On écrit u sous la forme suivante :

$$u = U(\mathbf{r}).e^{jkS(\mathbf{r})} \quad (\text{I-2})$$

où U(r) représente l'amplitude de u

kS(r) représente la phase de u

avec $k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde.

En remplaçant u par son expression (I-2) dans l'équation (I-1) et en écrivant l'opérateur Δ sous la forme $\nabla \cdot \nabla$ on obtient :

$$\begin{aligned} \Delta u &= \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} u \\ &= \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} U e^{jkS} + jk U e^{jkS} \vec{\nabla} S) \\ &= \Delta U e^{jkS} + jk \vec{\nabla} U \cdot \vec{\nabla} S e^{jkS} + jk U \Delta S e^{jkS} - k^2 |\vec{\nabla} S|^2 e^{jkS} U + jk \vec{\nabla} U \cdot \vec{\nabla} S e^{jkS} \end{aligned}$$

Si l'on remplace cette expression de Δu dans l'équation (I-1), on obtient :

$$\Delta U + 2jk \vec{\nabla} U \cdot \vec{\nabla} S + jk U \Delta S - k^2 |\vec{\nabla} S|^2 U + k^2 U = 0$$

Cette équation peut également se mettre sous la forme suivante :

$$(1 - |\vec{\nabla}S|^2) + \frac{j}{k} (\Delta S + 2\vec{\nabla}S \cdot \frac{\vec{\nabla}U}{U}) + \frac{1}{k^2} \frac{\Delta U}{U} = 0 \quad (I-3)$$

En se plaçant dans l'hypothèse d'une très haute fréquence on peut négliger le terme en $1/k^2$. On aboutit ainsi aux deux équations suivantes

$$1 - |\vec{\nabla}S|^2 = 0 \quad (I-4)$$

et

$$\Delta S + 2\vec{\nabla}S \cdot \frac{\vec{\nabla}U}{U} = 0 \quad (I-5)$$

Nous appellerons (I-4) l'équation eikonale relative uniquement à la phase de u et (I-5) l'équation de transport faisant intervenir le terme de phase S et l'amplitude U de u . La suite de la démonstration consiste à retrouver à l'aide des équations (I-4) et (I-5) toutes les lois de l'optique géométrique. Il est à noter toutefois que ces équations ne sont valables que si le terme $\frac{1}{k^2} \frac{\Delta U}{U}$ est négligeable par rapport aux autres termes. Nous verrons dans un prochain paragraphe que ce n'est pas toujours le cas. Cependant, dans le cas général ce terme peut être considéré comme un terme de perturbation qui porte uniquement sur l'amplitude du champ u . C'est pourquoi il est possible d'introduire un développement en série asymptotique de u dans lequel seule l'amplitude est dépendante du terme k^n qui tend vers l'infini. Ce développement particulier est un développement en série de Luneburg-Kline.

Puisqu'il s'agit de retrouver les lois de l'optique géométrique (lois vectorielles), nous allons utiliser un tel développement pour les champs E et H après avoir remarqué que l'on obtient les mêmes équations que précédemment dans le cas vectoriel. En effet, si l'on part de l'équation de Helmholtz vectorielle et en considérant les équations de Maxwell supplémentaires $\text{div } \vec{E} = 0$ et $\text{div } \vec{H} = 0$ on obtient en prenant pour \vec{E} et \vec{H} les expressions suivantes :

$$\vec{E} = \vec{e} \cdot e^{jkS_e} \quad \text{et} \quad \vec{H} = \vec{h} \cdot e^{jkS_h}$$

$$(1 - |\vec{\nabla} S_e|^2) \cdot \vec{e} + \frac{j}{k} (\Delta S_e \cdot \vec{e} + 2 \vec{\nabla} S_e \cdot \vec{\nabla} \vec{e}) + \frac{1}{k^2} \Delta \vec{e} = 0$$

(idem pour \vec{H}).

On remarque que l'équation eikonale est identique à celle du cas scalaire. L'équation de transport est vérifiée pour chaque composante du champ \vec{E} (ou \vec{H}).

On écrit \vec{E} et \vec{H} sous la forme d'une série de Luneburg-Kline :

$$\vec{E}(r, \omega) = e^{jkS(r)} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\vec{E}_n(r)}{(jk)^n} \quad (I-6)$$

$$\vec{H}(r, \omega) = e^{jkS(r)} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\vec{H}_n(r)}{(jk)^n} \quad (I-7)$$

On écrira simplement dans les démonstrations :

$$\begin{aligned} \vec{E}(r, \omega) &= \vec{E} & \vec{H}(r, \omega) &= \vec{H} \\ S(r) &= S & \vec{E}_n(r) &= \vec{E}_n & \vec{H}_n(r) &= \vec{H}_n \end{aligned}$$

I.2.1) Equation eikonale

On introduit les expressions développées de \vec{E} et \vec{H} dans les équations de Maxwell de la façon suivante :

on peut écrire $\vec{\text{rot}} E = - \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$ en régime harmonique

sous la forme : $\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = - j\omega\mu_0 \vec{H}$

Compte tenu de la relation vectorielle :

$$\vec{\nabla} \wedge f \vec{A} = \vec{\nabla} f \wedge \vec{A} + f \vec{\nabla} \wedge \vec{A}$$

on obtient :

$$\vec{\nabla} e^{jks} \wedge \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\vec{E}_n}{(jk)^n} + e^{jks} \cdot \vec{\nabla} \wedge \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\vec{E}_n}{(jk)^n} = -j\omega\mu_0 \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\vec{H}_n}{(jk)^n} \cdot e^{jks}$$

soit

$$\sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{e^{jks} \cdot jk \cdot \vec{\nabla} S \wedge \vec{E}_n}{(jk)^n} + e^{jks} \cdot \frac{\vec{\nabla} \wedge \vec{E}_n}{(jk)^n} \right] = -j\omega\mu_0 \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\vec{H}_n}{(jk)^n} \cdot e^{jks}$$

En simplifiant le terme de gauche et en ordonnant l'expression suivant les termes en puissances croissantes on obtient :

$$\sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{\vec{\nabla} \wedge \vec{E}_n \cdot e^{jks}}{(jk)^n} + \frac{\vec{\nabla} S \wedge \vec{E}_n \cdot e^{jks}}{(jk)^{n-1}} \right] = -j\omega\mu_0 \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\vec{H}_n}{(jk)^n} \cdot e^{jks}$$

de plus, en sortant un terme en $(jk)^{-1}$ du second membre de cette équation et en remarquant que $-j\omega\mu_0 \times (jk)^{-1} = -\mu_0 c$ où c est la vitesse de la lumière dans l'air, on peut écrire :

$$\sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{\vec{\nabla} \wedge \vec{E}_n \cdot e^{jks}}{(jk)^n} + \frac{\vec{\nabla} S \wedge \vec{E}_n \cdot e^{jks}}{(jk)^{n-1}} \right] = -\mu_0 \cdot c \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\vec{H}_n}{(jk)^{n-1}} \cdot e^{jks} \quad (I-8)$$

Nous allons sortir les termes en (jk) de façon à mettre en évidence un résultat intermédiaire important pour la suite de la démonstration. On réécrit l'équation (I-8) de la façon suivante en simplifiant les termes de phase e^{jkS} :

$$\frac{\vec{\nabla} \wedge \vec{E}_0}{(jk)^0} + \frac{\vec{\nabla} S \wedge \vec{E}_0}{(jk)^{-1}} + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{\vec{\nabla} \wedge \vec{E}_n}{(jk)^n} + \frac{\vec{\nabla} S \wedge \vec{E}_n}{(jk)^{n-1}} \right] = -\mu_0 \cdot c \cdot \frac{\vec{H}_0}{(jk)^{-1}} - \mu_0 \cdot c \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\vec{H}_n}{(jk)^{n-1}}$$

Si l'on égalise les termes de l'équation proportionnels à jk on obtient la relation suivante portant uniquement sur les termes d'ordre 0 :

$$\vec{\nabla} S \wedge \vec{E}_0 = -\mu_0 \cdot c \cdot \vec{H}_0 \quad (I-9)$$

Afin d'obtenir une autre relation liant \vec{E}_0 et S , on part d'une autre équation de Maxwell $\text{div } \vec{E} = 0$ qui s'écrit encore sous la forme $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$.

En remplaçant \vec{E} par son développement on obtient :

$$\vec{\nabla} \cdot \left(e^{jkS} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\vec{E}_n}{(jk)^n} \right) = 0$$

soit en utilisant l'égalité :

$$\vec{\nabla}(f \cdot \vec{A}) = \vec{A} \cdot \vec{\nabla} f + f \cdot \vec{\nabla} \vec{A}$$

la relation précédente se met sous la forme :

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{\vec{E}_n}{(jk)^n} \cdot jk \cdot \vec{\nabla} S + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\vec{\nabla} \vec{E}_n}{(jk)^n} = 0$$

soit

$$\sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{\vec{E}_n \cdot \vec{\nabla} S}{(jk)^{n-1}} + \frac{\vec{\nabla} \vec{E}_n}{(jk)^n} \right] = 0$$

On procède de la même façon que précédemment en sortant les termes en jk de la sommation afin d'obtenir une équation sur les termes d'ordre zéro de la série de Luneburg-Kline :

$$\frac{\vec{E}_0 \cdot \vec{\nabla} S}{(jk)^{-1}} + \frac{\vec{\nabla} \vec{E}_0}{(jk)^0} + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{\vec{E}_n \cdot \vec{\nabla} S}{(jk)^{n-1}} + \frac{\vec{\nabla} \vec{E}_n}{(jk)^n} \right] = 0$$

En se limitant au premier terme du développement, on obtient l'équation suivante :

$$\vec{E}_0 \cdot \vec{\nabla} S = 0 \quad (\text{I-10})$$

En utilisant les équations semblables faisant intervenir le champ H on peut montrer que l'on obtient des identités du type (I-11) et (I-12) :

$$\vec{\nabla} S \wedge \vec{H}_0 = \epsilon_0 \cdot c \cdot \vec{E}_0 \quad (\text{I-11})$$

$$\vec{H}_0 \cdot \vec{\nabla} S = 0 \quad (\text{I-12})$$

De plus, en remarquant que $\frac{1}{\mu_0 c} = \epsilon_0 c = \frac{1}{Z_0} = Y_0$ où Z_0 est l'impédance de l'air, on peut mettre l'équation (I-9) sous la forme (I-13) :

$$\vec{H}_0 = -Y_0 \cdot (\vec{\nabla} S \wedge \vec{E}_0) \quad (\text{I-13})$$

Si l'on remplace H_0 par cette expression (I-13) dans l'équation (I-11), on peut également écrire :

$$\vec{\nabla} S \wedge [-Y_0 \cdot \vec{\nabla} S \wedge \vec{E}_0] = Y_0 \cdot \vec{E}_0$$

soit

$$-\vec{\nabla}S \wedge \vec{\nabla}S \wedge \vec{E}_0 = \vec{E}_0 \quad (I-14)$$

l'équation (I-14) peut être développée en utilisant l'identité suivante

$$\vec{A} \wedge (\vec{B} \wedge \vec{C}) = \vec{B} \cdot (\vec{A} \cdot \vec{C}) - \vec{C} \cdot (\vec{A} \cdot \vec{B})$$

On obtient alors :

$$\vec{E}_0 \cdot (\vec{\nabla}S \cdot \vec{\nabla}S) - \vec{\nabla}S \cdot (\vec{\nabla}S \cdot \vec{E}_0) = \vec{E}_0$$

Or d'après (I-10) on sait que $\vec{\nabla}S \cdot \vec{E}_0 = 0$

Il reste donc :

$$\vec{E}_0 \cdot |\vec{\nabla}S|^2 = \vec{E}_0$$

On démontre ainsi que l'équation eikonale $|\vec{\nabla}S|^2 = 1$ est valable quelque soit l'ordre des termes du développement en série asymptotique représentant les composantes du champ électromagnétique.

I.2.2) Equation de transport

Pour déterminer cette équation, on utilise directement l'équation de Helmholtz vectorielle :

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0$$

soit

$$\vec{\nabla}\vec{\nabla}\vec{E} - \vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0 \quad (I-15)$$

On remplace E par son développement en série (I-6) dans l'équation (I-15) :

$$\sum_{n=0}^{\infty} \left[\vec{\nabla}\vec{\nabla} e^{jks} \cdot \frac{\vec{E}_n}{(jk)^n} - \vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge e^{jks} \cdot \frac{\vec{E}_n}{(jk)^n} + k^2 \cdot e^{jks} \cdot \frac{\vec{E}_n}{(jk)^n} \right] = 0$$

En appliquant les opérateurs $\vec{\nabla}$. et $\vec{\nabla}\wedge$ sur les différents termes de cette équation, on peut montrer que celle-ci se met sous la forme :

$$\sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{\vec{E}_n \cdot (\vec{\nabla}S)^2 - \vec{E}_n \cdot \vec{\nabla}S \wedge \vec{\nabla}S \wedge \vec{E}_n}{(jk)^{n-2}} \right. \\ \left. + \frac{\vec{\nabla}\vec{E}_n \cdot \vec{\nabla}S + \vec{E}_n \cdot \vec{\nabla}\vec{\nabla}S + \vec{\nabla}S \cdot \vec{\nabla}\vec{E}_n - \vec{\nabla}\wedge \vec{\nabla}S \wedge \vec{E}_n - \vec{\nabla}S \wedge (\vec{\nabla}\wedge \vec{E}_n)}{(jk)^{n-1}} \right. \\ \left. + \frac{\vec{\nabla}\vec{\nabla}\vec{E}_n - \vec{\nabla}\wedge \vec{\nabla}\wedge \vec{E}_n}{(jk)^n} \right] = 0$$

En remarquant que :

$$\vec{\nabla}S \wedge \vec{\nabla}S \wedge \vec{E}_n = 0$$

et que :

$$\vec{\nabla}\vec{\nabla}\vec{E}_n - \vec{\nabla}\wedge \vec{\nabla}\wedge \vec{E}_n = \vec{\nabla}^2 \vec{E}_n$$

on peut simplifier l'équation de la façon suivante :

$$\sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\vec{E}_n \cdot [(\vec{\nabla}S)^2 - 1]}{(jk)^{n-2}} + \frac{2\vec{\nabla}S \vec{\nabla}\vec{E}_n + \vec{E}_n \cdot \nabla^2 S}{(jk)^{n-1}} + \frac{\nabla^2 \vec{E}_n}{(jk)^n} \right) = 0 \quad (I-16)$$

Nous allons obtenir l'équation de transport généralisée au cas vectoriel en développant les premiers termes de la série précédente. L'équation (I-16) devient :

$$(jk)^2 \cdot [|\vec{\nabla}S|^2 - 1] \cdot \vec{E}_0 + (jk)^1 \cdot [\vec{E}_1 \cdot |\vec{\nabla}S|^2 - \vec{E}_1 + 2\vec{\nabla}S \vec{\nabla}\vec{E}_0 + \vec{E}_0 \cdot \nabla^2 S] + (jk)^0 \cdot [2\vec{\nabla}S \vec{\nabla}\vec{E}_1 + \vec{E}_1 \cdot \nabla^2 S + \nabla^2 \vec{E}_0] \\ + \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{\vec{E}_n \cdot [(\vec{\nabla}S)^2 - 1]}{(jk)^{n-2}} + \frac{2\vec{\nabla}S \vec{\nabla}\vec{E}_n + \vec{E}_n \cdot \nabla^2 S}{(jk)^{n-1}} + \frac{\nabla^2 \vec{E}_n}{(jk)^n} \right) = 0$$

On retrouve l'équation eikonale $|\nabla S|^2 = 1$ dans le terme en $(jk)^2$.

Le terme en (jk) nous permet d'écrire l'équation de transport avec le terme d'ordre zéro de la série asymptotique :

$$2\vec{\nabla}S \cdot \vec{\nabla}\vec{E}_0 + \vec{E}_0 \cdot \nabla^2 S = 0 \quad (I-17)$$

Lorsque l'on identifie à zéro les termes en $(jk)^0$ on obtient une équation de transport reliant les termes d'ordre 0 et d'ordre 1 de la série. On peut généraliser par récurrence cette équation de façon à relier les termes \vec{E}_n et \vec{E}_{n-1} du champ électrique :

$$2\vec{\nabla}S \cdot \vec{\nabla}\vec{E}_n + \nabla^2 S \cdot \vec{E}_n = -\nabla^2 \vec{E}_{n-1}$$

Nous allons identifier les termes d'ordre 0 de la série de Luneburg-Kline aux composantes du champ électromagnétique de l'optique géométrique. Nous montrerons dans les prochains paragraphes que cette hypothèse a priori est vérifiée puisque l'on retrouve dans ces termes toutes les caractéristiques des champs de rayons propres à l'optique géométrique.

les champs de l'optique géométrique s'écrivent donc :

$$\vec{E}_{OG} = \vec{E}_0 \cdot e^{jkS}$$

et

$$\vec{H}_{OG} = \vec{H}_0 \cdot e^{jkS}$$

La première vérification que nous allons effectuer porte sur la direction de propagation de l'énergie. Pour cela, il nous suffit de déterminer la direction du vecteur de Poynting que l'on note \vec{P} . On écrit \vec{P} en fonction des composantes \vec{E}_0 et \vec{H}_0 du champ et l'on remplace ces composantes par les expressions établies précédemment :

$$\begin{aligned} \vec{P} &= \vec{E}_0 \wedge \vec{H}_0^* \\ &= \vec{E}_0 \wedge -Y_0 \cdot (\vec{\nabla}S \wedge \vec{E}_0)^* \\ &= -Y_0 \cdot \vec{E}_0 \wedge (\vec{\nabla}S \wedge \vec{E}_0)^* \end{aligned} \quad (I-18)$$

Le milieu de propagation étant sans perte, le terme de phase S est un réel et on peut écrire : $S^* = S$.

En développant le produit vectoriel multiple de l'équation (I-18), on obtient l'équation suivante :

$$\vec{P} = -Y_0 [\vec{\nabla}S \cdot \vec{E}_0^2 - \vec{E}_0^* \cdot (\vec{\nabla}S \cdot \vec{E}_0)]$$

Or nous avons montré que $\vec{\nabla}S \cdot \vec{E}_0 = 0$

Par conséquent, le vecteur de Poynting s'écrit :

$$\vec{P} = \vec{E}_0 \wedge \vec{H}_0^* = -Y_0 \cdot \vec{E}_0^2 \cdot \vec{\nabla}S \quad (I-19)$$

La relation (I-19) montre que le flux d'énergie rayonnée est dirigé suivant la direction $\vec{\nabla}S$ que l'on notera \vec{dr} . D'après l'équation eikonale, on sait que $|\vec{\nabla}S| = 1$ donc $\vec{dr} = \vec{\nabla}S$ est un vecteur unitaire. Par ailleurs, compte tenu des relations $\vec{\nabla}S \cdot \vec{E}_0 = 0$ et $\vec{E}_0 = Z_0 (\vec{\nabla}S \wedge \vec{H}_0)$ on en déduit que \vec{E}_0, \vec{H}_0 et \vec{dr} forment un trièdre direct.

\vec{dr} est donc le vecteur unitaire définissant la direction de propagation de l'onde c'est-à-dire la direction du rayon de l'optique géométrique que l'on associe au champ électromagnétique (\vec{E}, \vec{H}) .

Nous allons étudier à présent l'amplitude du champ lors de la propagation le long d'un rayon.

On considère deux éléments de surface équiphasés dS et dS_0 . Dans l'espace à trois dimensions ces surfaces peuvent être définies par deux rayons de courbure principaux r_1 et r_2 . On observe sur la figure (I-1) que lorsqu'on relie les quatre extrémités des deux éléments de surface on met en évidence deux segments de droite AA' et BB' par lesquels passent une infinité de rayons. Par définition ces segments sont appelés des caustiques. La droite passant par le centre de ces deux segments et des deux éléments de surface est repérée par le vecteur unitaire \vec{dr} . On appelle cette droite le rayon axial. On définit ainsi l'orientation moyenne que prend le rayon de l'optique géométrique.

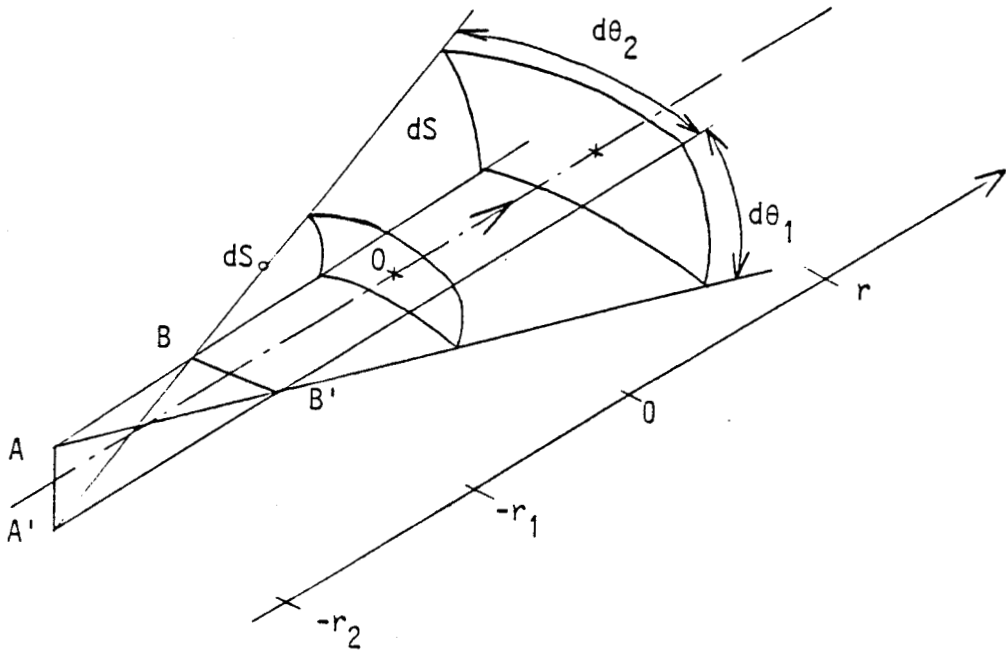


Figure (I-1)

On peut écrire les petits éléments de surface de la façon suivante :

$$dS = (r_1 + r).(r_2 + r).d\theta_1.d\theta_2$$

et

$$dS_0 = r_1.r_2.d\theta_1.d\theta_2$$

On appelle courbure de Gauss la grandeur $G(r)$ définie par la relation (I-20) :

$$G(r) = \frac{1}{(r_1 + r)(r_2 + r)} \quad (I-20)$$

Si l'on se place à l'origine des distances cette grandeur s'écrit :

$$G(0) = \frac{1}{r_1.r_2}$$

En utilisant ces nouvelles fonctions on peut mettre dS et dS_0 sous la forme :

$$dS = \frac{d\theta_1.d\theta_2}{G(r)} \quad dS_0 = \frac{d\theta_1.d\theta_2}{G(0)}$$

D'autre part en utilisant les identités $\vec{dr} \cdot \vec{\nabla} G(r) = \frac{dG(r)}{dr}$ et $\nabla^2 S = \vec{\nabla} \cdot \vec{dr}$ et sachant que la divergence du vecteur $G(r) \cdot \vec{dr}$ est nulle [3], on peut démontrer que la dérivée de $G(r)$ par rapport à r vérifie l'équation suivante :

$$\frac{dG(r)}{dr} = -G(r) \cdot \nabla^2 S \quad (I-21)$$

L'équation différentielle (I-21) a une solution de la forme :

$$G(r) = G(0) \cdot e^{-\int_0^r \nabla^2 S \cdot dr}$$

Par ailleurs une solution évidente de l'équation de transport rappelée par (I-22) est donnée par la formule (I-23) :

$$2\vec{\nabla} S \cdot \vec{\nabla} \bar{E}_0 + \bar{E}_0 \cdot \nabla^2 S = 0 \quad (I-22)$$

$$\bar{E}_0(r) = \bar{E}_0(0) \cdot e^{-\frac{1}{2} \int_0^r \nabla^2 S \cdot du} \quad (I-23)$$

Si l'on compare les expressions des solutions de $G(r)$ et $E_0(r)$ on en déduit l'équation suivante :

$$\frac{G(r)}{G(0)} = \left(\frac{E_0(r)}{E_0(0)} \right)^2$$

Soit encore :

$$\bar{E}_0(r) = \bar{E}_0(0) \cdot \sqrt{\frac{G(r)}{G(0)}} = \bar{E}_0 \cdot \sqrt{\frac{\Gamma_1 \cdot \Gamma_2}{(\Gamma_1 + r) \cdot (\Gamma_2 + r)}}$$

On rappelle que $\vec{E}_0(r)$ est le terme d'amplitude d'ordre zéro de la série de Luneburg-Kline. Le terme de phase d'une onde localement plane s'écrivant e^{-jkr} , on écrit de façon générale :

$$\bar{E}_0(r) = \bar{E}_0(0) \cdot \sqrt{\frac{\Gamma_1 \cdot \Gamma_2}{(\Gamma_1 + r) \cdot (\Gamma_2 + r)}} \cdot e^{jkr}$$

On note :

$$A(r) = \sqrt{\frac{r_1 \cdot r_2}{(r_1 + r)(r_2 + r)}}$$

On remarque que $A(r)$ est un terme d'amplitude qui tend vers l'infini lorsque $r = -r_1$ ou $r = -r_2$, c'est-à-dire sur les caustiques. D'une façon générale les théories utilisant le concept de rayons donnent des résultats divergents sur les caustiques puisque par définition ces portions de l'espace sont traversées par une infinité de rayons. Il sera possible toutefois de calculer le champ diffracté sur les caustiques en utilisant l'approximation de l'optique physique. Dans ce cas on calculera le champ à partir des courants circulant sur les parties visibles de l'obstacle et déterminés par l'optique géométrique. Le champ diffracté sera égal au champ rayonné par l'obstacle parcouru par ces courants fictifs.

Il est à noter que le signe de r_1 et r_2 change suivant la position du point de référence r_0 . Des précautions doivent donc être prises dans la détermination du signe de la racine carrée intervenant dans l'expression du facteur $A(r)$.

Nous allons rechercher une interprétation physique du facteur d'amplitude $A(r)$.

Si l'on reprend l'équation de transport et que l'on multiplie cette équation par \vec{E}_0^* on obtient :

$$2\vec{E}_0^* \cdot \vec{\nabla} S \vec{\nabla} \vec{E}_0 + \nabla^2 S \cdot \vec{E}_0 \cdot \vec{E}_0^* = 0$$

Si l'on ajoute à cette expression son expression conjuguée, on en déduit

$$2\vec{\nabla} S \cdot \vec{\nabla} (\vec{E}_0 \cdot \vec{E}_0^*) + 2\nabla^2 S \cdot (\vec{E}_0 \cdot \vec{E}_0^*) = 0$$

soit :

$$\vec{\nabla} [(\vec{E}_0 \cdot \vec{E}_0^*) \cdot \vec{\nabla} S] = 0 \quad (I-24)$$

Nous avons vu par ailleurs que l'on pouvait écrire :

$$Y_0 \cdot \vec{E}_0 \vec{E}_0^* \cdot \vec{\nabla} S = Y_0 \cdot |\vec{E}_0|^2 \cdot \vec{dr}$$

et que cette quantité était égale au vecteur de Poynting \vec{P} .

L'équation (I-24) peut donc également s'écrire :

$$\text{div} \vec{P} = 0$$

soit

$$\int_{S \text{ fermée}} \vec{P} \cdot d\vec{S} = 0$$

(I-25)

On considère le tube de rayons représenté sur la figure (I-2)

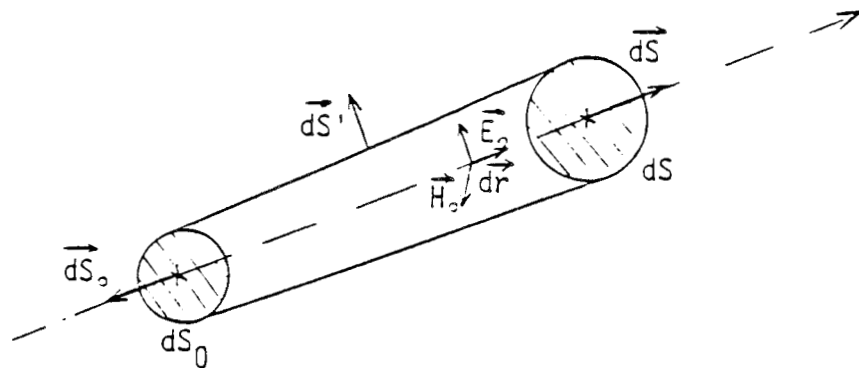


Figure (I-2)

Si l'on prend comme surface d'intégration fermée le cylindre entourant le rayon axial et limité par les surfaces S' , dS_0 et dS représentées sur la figure (I-2), on obtient en remarquant que dS' est orthogonal à \vec{P} qui est orienté dans la direction de chaque rayon paraxial :

$$\int_{S'+dS_0+dS} \vec{P} \cdot d\vec{S} = -|\vec{E}_0(0)|^2 \cdot Y_0 \cdot dS_0 + Y_0 |\vec{E}_0(r)|^2 \cdot dS = 0$$

On en déduit l'expression de l'amplitude du champ de l'optique géométrique au point d'abscisse r en fonction du champ au point origine

$$\begin{aligned} |\vec{E}_0(r)| &= |\vec{E}_0(0)| \cdot \sqrt{\frac{dS_0}{dS}} \\ &= |\vec{E}_0(0)| \cdot \sqrt{\frac{r_1 \cdot r_2}{(r_1 + r) \cdot (r_2 + r)}} \\ &= |\vec{E}_0(0)| \cdot A(r) \end{aligned}$$

Finalement, $A(r)$ apparait comme un terme d'amplitude traduisant la conservation de l'énergie dans un tube de rayons.

Le calcul de $A(r)$ est présenté en détail dans le cas de la diffraction au paragraphe I.2.4).

I.2.3) Extension de l'O.G à la GTD

Nous avons vu dans les précédents paragraphes que les termes d'ordre zéro d'un développement de Luneburg-Kline E_0 et H_0 vérifiaient asymptotiquement les équations de Maxwell. Par conséquent, il est évident que ces termes vérifient également les équations de continuité au passage d'une interface entre deux milieux homogènes. Cette constatation entraîne que les relations de l'Optique Géométrique concernant les phénomènes de réflexion et de réfraction sont vraies pour E_0 et H_0 . D'autre part, les constructions de rayons utilisant des segments de caustiques sont valables dans le cas de la réflexion et de la réfraction car ces phénomènes sont très localisés. En effet, ceci implique que des interfaces courbes peuvent être remplacées localement par leur plan tangent. Les images des caustiques ne sont donc pas déformées et la construction des rayons est conservée. Un exemple de ce type est représenté sur la figure (I-3). Par la suite nous représenterons la trajectoire rectiligne de l'énergie par le rayon axial seul.

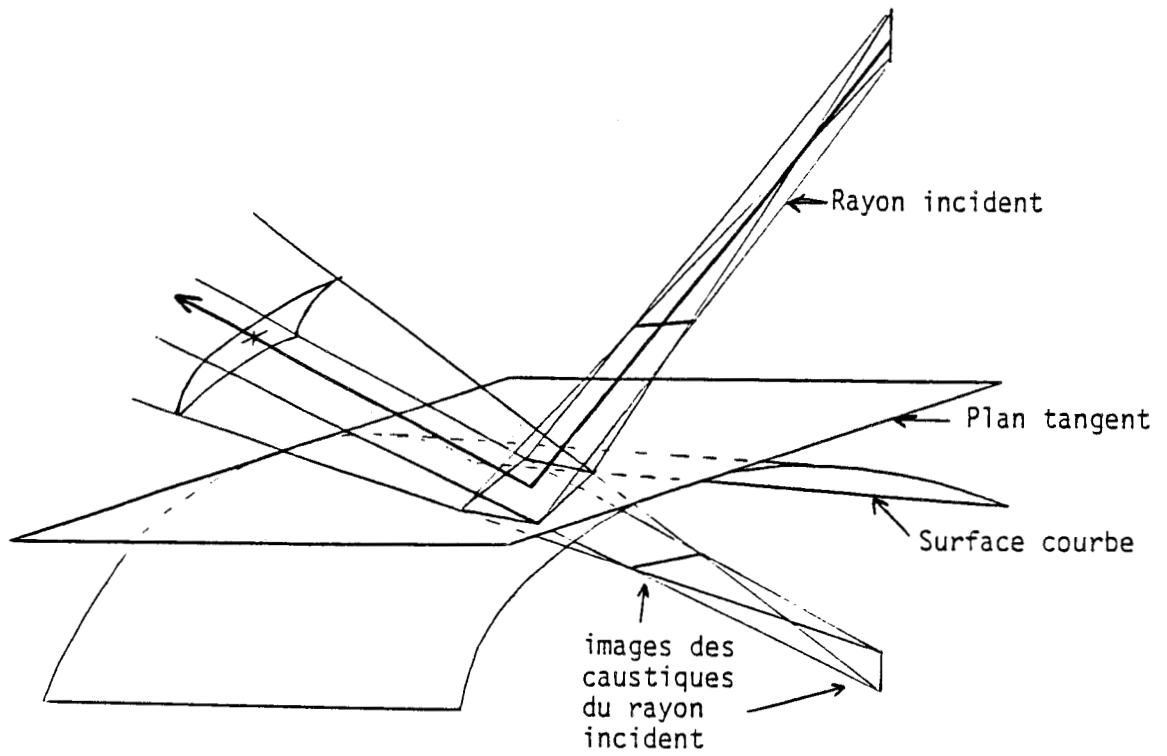


Figure (I-3)

On considère maintenant une source de rayons située au voisinage d'un objet de nature et de forme quelconque. Prenons l'exemple de la configuration géométrique à deux dimensions représentés sur la figure (I-4)

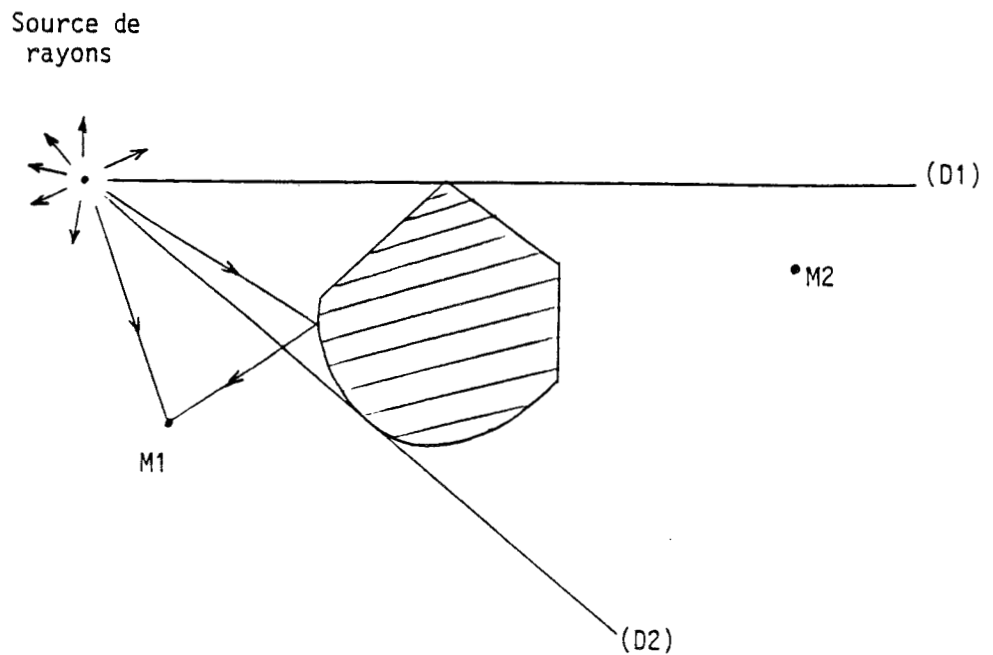


Figure (I-4)

On souhaite dans un premier temps, décrire cette configuration par les seules lois de l'optique géométrique.

Lorsque l'on observe le champ au point M_1 , on s'aperçoit qu'il est égal à la somme d'un champ provenant directement de la source et d'un champ provenant de la réflexion d'un rayon sur la surface de l'objet. La solution obtenue est tout à fait exacte.

Par contre, si l'on s'intéresse au point M_2 , le champ prévu par l'optique géométrique en ce point est identiquement nul puisque M_2 n'est relié par aucun rayon à la source d'onde électromagnétique. Cependant, la réalité physique nous prouve que les prévisions de la théorie des rayons de l'optique géométrique sont fausses.

La Théorie Géométrique de la Diffraction a été élaborée en vue de palier à cet inconvénient. Le principe de cette théorie est de supposer l'existence d'autres rayons. Ces rayons sont appelés rayons diffractés. Le champ électromagnétique qui leur est associé est identifié au champ non nul que l'on calcule par d'autres méthodes dans la zone d'ombre située entre les droites (D_1) et (D_2) . Les autres méthodes théoriques dépendent de la nature et de la géométrie de l'objet masquant.

Il existe quelques configurations pour lesquelles une solution analytique exacte est calculable. Elles sont appelées des configurations canoniques. Il s'agit des cas où l'objet est métallique et prend la forme d'un demi-plan, un dièdre, un cylindre de longueur infinie ou une sphère.

Dans d'autres cas de figure, on peut obtenir une solution en utilisant des méthodes numériques telle que la méthode des courants équivalents.

Comme les phénomènes de diffraction sont essentiellement liés à la limitation géométrique de l'objet masquant, on associe au champ diffracté des rayons provenant soit des arêtes vives de l'objet, soit des surfaces concaves ou convexes de celui-ci.

Nous avons représenté sur la figure (I-5) une distribution de rayons diffractés susceptible de décrire le problème soulevé précédemment.

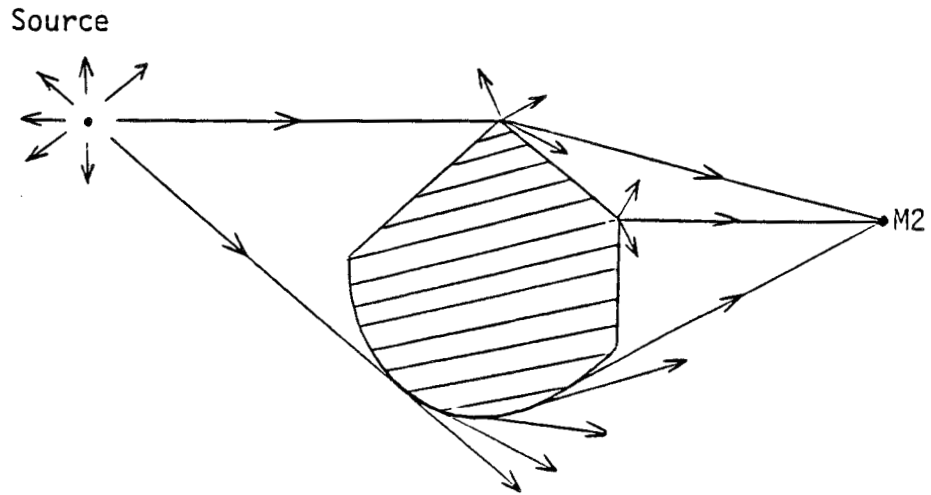


Figure (I-5)

L'étape suivante revient à rechercher un développement asymptotique des solutions mathématiques exactes sous la forme d'une série ou d'une combinaison de séries de Luneburg-Kline. En général, si \vec{E} représente la solution exacte, cette solution pourra se développer et se mettre sous la forme suivante :

$$\vec{E} = \sum_{n=0}^{\infty} \vec{E}_n^1 \cdot S_n^1\left(\frac{1}{k}\right) + \sum_{n=0}^{\infty} \vec{E}_n^2 \cdot S_n^2\left(\frac{1}{k}\right)$$

Les termes E_n^i sont calculés au moyen des formules de récurrence suivantes :

$$\vec{E}_0^i = \lim_{k \rightarrow \infty} \left[\frac{\vec{E}}{S_0^i\left(\frac{1}{k}\right)} \right]$$

$$\vec{E}_0^i = \lim_{k \rightarrow \infty} \left[\frac{\vec{E} - \sum_{p=0}^{p=n-1} \vec{E}_p^i S_p^i\left(\frac{1}{k}\right)}{S_n^i\left(\frac{1}{k}\right)} \right]$$

La première somme intervenant dans l'expression de E correspond au développement en série associé aux champs direct et réfléchi. Nous avons vu que la fonction $S_n^1 \left(\frac{1}{k} \right)$ que l'on appelle séquence asymptotique était égale à $\left(\frac{1}{jk} \right)^n$.

La seconde somme correspond par conséquent au champ diffracté. Différentes séquences asymptotiques $S_n^2 \left(\frac{1}{k} \right)$ sont obtenues lorsqu'on envisage ce type de calcul dans les diverses configurations canoniques.

A titre d'exemple, le champ diffracté par une arête vive peut être développé asymptotiquement en une série dont le terme général est $\frac{1}{\sqrt{k}} \frac{\vec{E}_n}{(jk)^n}$ alors que ce terme est égal à $\frac{1}{k} \frac{\vec{E}_n}{(jk)^n}$ dans le cas du champ diffracté par une pointe ou un coin.

Des développements asymptotiques plus complexes sont obtenus dans le cas d'objets de formes convexes lisses où le champ est donné [4] par une expression de la forme suivante :

$$\vec{E}(\mathbf{r}) = e^{jkS(\mathbf{r}) - k^{1/3}\alpha(\mathbf{r})} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\vec{E}_n(\mathbf{r})}{(jk)^{n/3}}$$

où $\alpha(\mathbf{r})$ est un terme d'atténuation.

Le champ diffracté est ensuite recherché d'une manière générale sous la forme mathématique d'un produit entre le champ incident au point de diffraction, d'un facteur d'amplitude et de phase ainsi que d'un coefficient D appelé coefficient de diffraction par analogie avec les coefficients de réflexion et de réfraction.

La détermination du coefficient de diffraction s'effectue en remplaçant les expressions asymptotiques du champ diffracté obtenu dans la première étape dans les équations eikonale et de transport vectorielles. Cette

façon de procéder assure au champ diffracté d'être un véritable champ de rayons vérifiant les propriétés sur l'amplitude, la phase et la polarisation propres à de tels champs.

I.2.4) Calcul du facteur d'amplitude

Un rayon de l'optique géométrique est dit astigmatique si les rayons de courbure principaux r_1 et r_2 intervenant dans le facteur d'amplitude $A(r)$ sont différents l'un de l'autre. En général, les rayons provenant de la diffraction par un objet sont de ce type. En effet, la surface ou l'arête diffractante de cet objet constituent de nouvelles caustiques qui s'ajoutent à celles du rayon incident.

Nous allons commencer par étudier le facteur $A(r)$ dans le cas de la propagation en espace libre lorsque l'onde est cylindrique puis sphérique. Nous verrons ensuite comment $A(r)$ est modifié en prenant l'exemple de la diffraction d'une onde sphérique ou cylindrique par le bord droit d'un dièdre.

Un rayon associé à une onde cylindrique est représenté sur la figure (I-6)

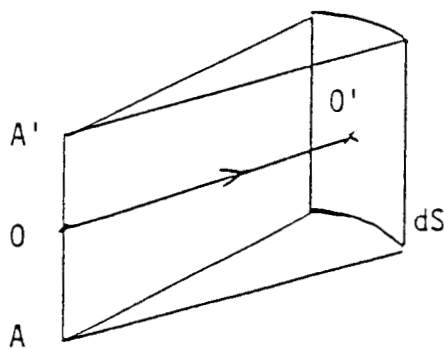


Figure (I-6)

L'onde électromagnétique provient d'une seule ligne de caustique AA' . Par conséquent, l'un des rayons de courbure principaux est donné par la distance $OO' = r$ alors que l'autre tend vers l'infini. On rappelle que le champ en un point O' s'écrit de la façon suivante :

$$\vec{E}(r) = \vec{E}(0) \cdot \sqrt{\frac{r_1 \cdot r_2}{(r_1 + r) \cdot (r_2 + r)}} \cdot e^{-jkr}$$

Si l'on prend l'origine des phases et des distances sur la ligne de caustique, on a $r_1 \rightarrow 0$ et $r_2 \rightarrow \infty$. Le champ s'écrit alors :

$$\vec{E}(r) = \vec{E}(0) \cdot \sqrt{\frac{r_1}{(r_1 + r)}} \cdot e^{-jkr} \quad (\text{I-26})$$

L'expression (I-26) peut encore se mettre sous la forme suivante :

$$\vec{E}(r) \cdot \sqrt{r_1 + r} = \vec{E}(0) \cdot \sqrt{r_1} \cdot e^{-jkr}$$

Lorsque r_1 tend vers 0, le module du terme de gauche doit tendre vers une limite finie. Il doit donc en être de même pour le terme de droite $E(0) \sqrt{r_1}$ que l'on notera E_0 . On obtient finalement pour le champ rayonné par une onde cylindrique une expression générale du type :

$$\vec{E}(r) = \vec{E}_0 \cdot \frac{e^{-jkr}}{\sqrt{r}}$$

\vec{E}_0 fixe l'amplitude, la phase et la polarisation en un point de référence.

Nous allons procéder de même dans le cas de l'onde sphérique.

La figure (I-7a) représente un exemple de rayon associé à une onde sphérique

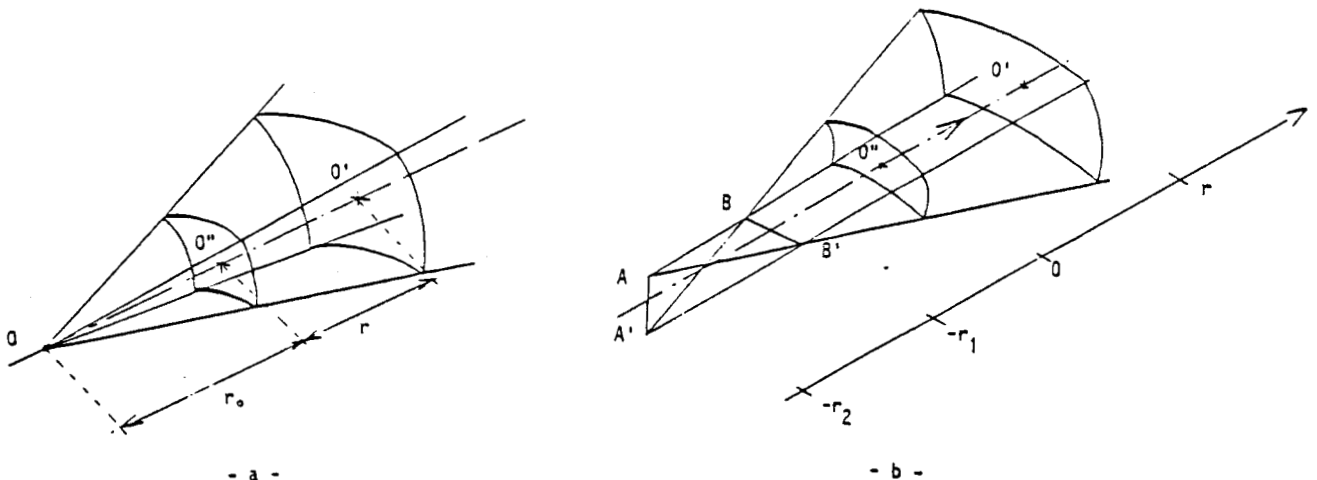


Figure (I-7)

On peut remarquer que par rapport à la figure (I-7b) représentant un rayon quelconque les segments de caustique AA' et BB' sont concentrés en un point focal O.

Le champ électrique en un point O' par rapport à une origine située en O'' s'écrit de la façon suivante :

$$\vec{E}(r) = \vec{E}(0) \cdot \sqrt{\frac{r_1 \cdot r_2}{(r_1 + r) \cdot (r_2 + r)}} \cdot e^{-jkr}$$

En posant $r_0 = r_1 = r_2$ on peut mettre $\vec{E}(r)$ sous la forme :

$$\vec{E}(r) = \vec{E}(0) \cdot \sqrt{\frac{r_0}{(r_0 + r)}} \cdot e^{-jkr}$$

De plus si l'on choisit l'origine des phases et des distances en $r = -r_0$, le terme $\vec{E}(r) \cdot (r_0 + r)$ va tendre vers une limite finie que l'on note \vec{E}_0 . On obtient donc l'équation $\vec{E}(0) r_0 e^{jkr_0} = \vec{E}_0$.

Comme le point O est pris comme origine des distances on a $r_0 \rightarrow 0$. Par conséquent, on peut noter $\vec{E}(r) \cdot r = \vec{E}(0) \cdot r_0 \cdot e^{-jkr}$ et on obtient finalement l'expression générale d'un champ associé à une onde sphérique

$$\vec{E}(r) = \vec{E}_0 \cdot \frac{e^{-jkr}}{r}$$

Les problèmes de diffraction à deux dimensions font souvent appel à des émetteurs de type ligne source. Le champ en zone lointaine de ces lignes varie en $1/\sqrt{r}$ ce qui correspond à une onde cylindrique. Dans le cas des problèmes tridimensionnels avec une source localisée, l'onde rayonnée en champ lointain est sphérique et l'amplitude décroît en $1/r$.

Les facteurs d'amplitude $A(r)$ que nous venons de calculer dans le cas de l'onde cylindrique et sphérique en espace libre sont modifiés dès lors que ces ondes rencontrent un obstacle. La nature géométrique de cet

obstacle joue un rôle important dans la "déformation" de $A(r)$. Nous allons prendre l'exemple canonique de la diffraction par un dièdre à bord droit. Nous avons représenté sur la figure (I-8) le cas d'un rayon provenant d'une onde sphérique qui intercepte l'arête rectiligne d'un dièdre.

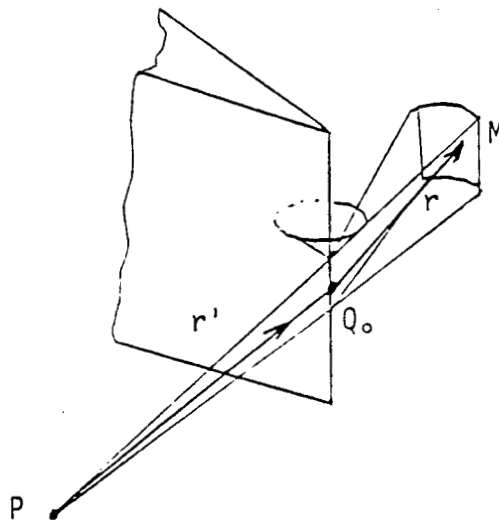


Figure (I-8)

Ce rayon doit vérifier le principe de Fermat étendu aux phénomènes de diffraction. Ceci implique que le chemin optique $P Q_0 M$ doit être stationnaire. Cette condition n'est remplie que si les rayons diffractés $Q_0 M$ sont tous situés sur un cône dont l'axe est confondu avec l'arête du dièdre.

L'origine des phases et des distances est prise au point Q_0 , intersection du rayon incident avec l'arête diffractante. Le premier rayon de courbure principal r_1 est celui de la caustique représentée par l'arête. Il est identiquement nul puisque situé à l'origine. Le second rayon de courbure principal est égal à la distance $Q_0 P$ notée r' .

Le point M où le champ diffracté doit être calculé est repéré par une distance $r = Q_0 M$.

D'une façon générale, le champ diffracté s'écrit de la manière suivante

$$\bar{E}_d(M) = \bar{E}_d(Q_0) \cdot \sqrt{\frac{r_1 \cdot r_2}{(r_1 + r)(r_2 + r)}} \cdot e^{-jkr}$$

Si l'on se place au voisinage du point origine Q_0 , on peut écrire l'équation suivante en posant $r_2 = r'$, r_1 étant nul, et en prenant le module des champs :

$$E_d(Q_0) \cdot \sqrt{r \cdot (r+r')} = E_d(Q_0) \cdot \sqrt{r_1 \cdot r'}$$

Lorsqu'on s'approche de l'origine des distances $r \rightarrow 0$ et on obtient alors :

$$E_d(Q_0) \cdot \sqrt{r \cdot r'} = E_d(Q_0) \cdot \sqrt{r_1 \cdot r'}$$

soit

$$E_d(Q_0) \cdot \sqrt{r} = E_d(Q_0) \cdot \sqrt{r_1}$$

Par définition du coefficient de diffraction on relie le champ diffracté au champ incident $E_i(Q_0)$ en posant $\lim_{r \rightarrow 0} E_d(Q_0) \sqrt{r} = E_i(Q_0) \cdot D$ ce qui donne finalement avec $E_d(Q_0) \sqrt{r_1} = E_i(Q_0) \cdot D$ l'expression de $E_d(M)$ suivante :

$$\bar{E}_d(M) = \bar{E}_i(Q_0) \cdot D \cdot \sqrt{\frac{r'}{r \cdot (r' + r)}} \cdot e^{-jkr}$$

On en déduit que le facteur d'amplitude $A(r)$ est égal à :

$$A(r) = \sqrt{\frac{r'}{r \cdot (r' + r)}}$$

Si l'on considère maintenant que l'onde incidente est cylindrique, on prendra comme second rayon de courbure principal un rayon r_2 tendant vers l'infini. Il suffit donc de remplacer dans l'expression précédente de $A(r)$ le rayon $r_2 = r'$ par une quantité infiniment grande. Dans ces conditions on obtient $A(r) = \frac{1}{\sqrt{r}}$. Le champ diffracté prend alors la forme simplifiée suivante :

$$\bar{E}_d(r) = \bar{E}_0 \cdot \frac{e^{-jkr'}}{\sqrt{r'}} \cdot D \cdot \frac{e^{-jkr}}{\sqrt{r}}$$

I.3) OBTENTION D'UNE THEORIE UNIFORME

I.3.1) Introduction des fonctions de transition

On appelle zones de transition les régions de l'espace voisines des frontières d'ombre directe et réfléchie dues à la mise en présence d'un objet de dimensions finies et d'une source d'onde électromagnétique.

Si l'on applique systématiquement les principes de la GTD énoncés dans la section précédente, on aboutit à des coefficients de diffraction dont les expressions tendent vers l'infini au voisinage des zones de frontière d'ombre. Ceci est dû en particulier au développement asymptotique insuffisamment fin utilisé par Keller. Pour cette raison on parle de coefficient de diffraction non uniforme.

Des recherches visant à améliorer ces résultats ont conduit à la création de nouvelles versions de la GTD que l'on appelle les méthodes asymptotiques uniformes. Les deux principales sont la Théorie Uniforme de la Diffraction et la Théorie Asymptotique Uniforme désignées respectivement par les abréviations anglo-saxonnes U.T.D et U.A.T. La première méthode est due à Kouyoumjan et Pathak [5] et [6] alors que la seconde est issue des travaux de Ahluwalia et Deschamps [7]. Ces deux méthodes utilisent une démarche mathématique différente afin de corriger les coefficients de diffraction de la GTD dans les zones de transition. Cette correction s'effectue au moyen de fonctions spéciales que l'on appelle les fonctions de transition. Nous présenterons brièvement les principes généraux de l'UTD et de l'UAT qui ne diffèrent l'une de l'autre que par le choix des fonctions de transition et nous exposerons les raisons pour lesquelles l'UTD a été choisie dans la suite de ce travail.

a) Principe de l'UTD

On souhaite obtenir un champ total ayant une valeur finie proche de la solution exacte du problème canonique dans toutes les régions de l'espace y compris les zones de transition. Prenons le cas d'une arête vive quelconque telle que celle qui est représentée sur la figure (I-9)

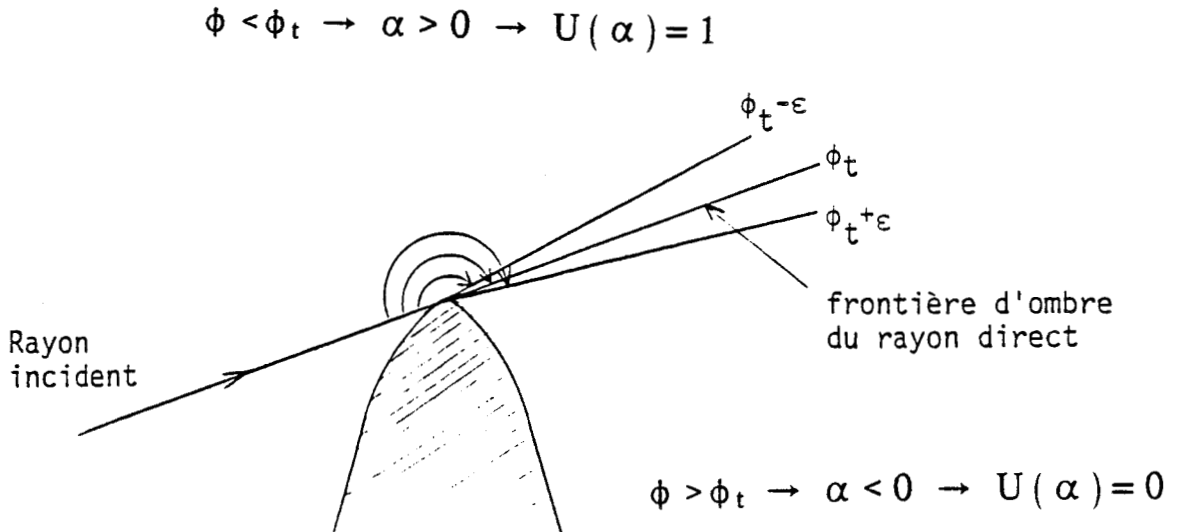


Figure (I-9)

La frontière d'ombre du rayon direct est repérée par la grandeur ϕ_t . Soit $F(\phi)$ la fonction de transition introduite par la Théorie Uniforme de la Diffraction. Le champ total s'écrit :

$$E^t(\phi) = (\phi_t - \phi) \cdot E_{OG}^i(\phi) + F(\phi) \cdot E_{GTD}^d(\phi)$$

avec

$$U(\alpha) = 1 \text{ si } \alpha \geq 0 \rightarrow \phi \leq \phi_t$$

$$U(\alpha) = 0 \text{ si } \alpha < 0 \rightarrow \phi > \phi_t$$

$$\text{et } \alpha = \phi_t - \phi$$

$E_{OG}^i(\phi)$ est le champ direct calculé par l'optique géométrique

$E_{GTD}^d(\phi)$ est le champ diffracté calculé par la GTD.

Si l'on se place en dehors des zones de transition, ϕ est suffisamment grand par rapport à ϕ_t pour que la fonction $F(\phi)$ tende vers l'unité. On obtient alors pour le champ total les expressions suivantes :

$$E^t(\phi) = E_{OG}^i(\phi) + E_{GTD}^d(\phi) \quad \text{si } \phi < \phi_t$$

et

$$E^t(\phi) = E_{GTD}^d(\phi) \quad \text{si } \phi > \phi_t$$

Lorsque ϕ est proche de ϕ_t , le coefficient de diffraction servant au calcul de E_{GTD}^d tend vers l'infini. Dans ce cas il suffit que la fonction de transition F tende de la même façon vers zéro pour que le produit $F \times E_{GTD}^d$ ait une limite finie. F est calculée de telle façon que cette limite permette de respecter l'égalité suivante :

$$E_{OG}^i(\phi - \varepsilon) + F(\phi - \varepsilon) \cdot E_{GTD}^d(\phi - \varepsilon) = F(\phi + \varepsilon) \cdot E_{GTD}^d(\phi + \varepsilon)$$

quand $\varepsilon \rightarrow 0$

De ce fait, on s'assure que le champ total est à la fois continu et de valeur finie au passage de la frontière d'ombre repérée par ϕ_t .

Des calculs de fonctions de transition utilisées dans le cas des dièdres sont présentés dans les articles [5] et [6] de Kouyoumjan et Pathak.

b) Principe de l'U.A.T

Afin de présenter le principe utilisé par l'UAT pour la détermination des fonctions de transition, nous allons nous placer dans le cas de la figure (I-9) utilisée précédemment. Nous venons de voir que l'UTD corrige la tendance du champ diffracté à augmenter indéfiniment au voisinage de ϕ_t en multipliant celui-ci par une fonction qui tend vers zéro. L'U.A.T. utilise un autre concept qui consiste à agir sur la valeur du champ incident de l'optique géométrique, le but étant toujours d'obtenir un champ total fini et continu.

Si G est la fonction de transition de l'UAT, on note le champ total de la façon suivante :

$$E^t(\phi) = [G(\phi) - G_a(\phi)] \cdot E_{OG}^i(\phi) + E_{GTD}^d(\phi)$$

où $G_a(\phi)$ est une approximation asymptotique de $G(\phi)$ pour les grandes valeurs de ϕ ($\phi \gg \phi_t$).

Si l'on se place à l'extérieur des zones de transition, on retrouve les expressions classiques en choisissant $G(\phi)$ telle que l'on ait :

$$G(\phi) \rightarrow 1 \quad \text{quand } \phi < \phi_t$$

$$G_a(\phi) \rightarrow 0$$

$$G_a(\phi) \rightarrow G(\phi) \quad \text{quand } \phi > \phi_t$$

Lorsque ϕ est proche de ϕ_t , la neutralisation de la valeur infinie de $E_{\text{GTD}}^i(\phi_t)$ est obtenue en lui soustrayant la grandeur infinie $G_a(\phi_t)E_{\text{OG}}^i(\phi_t)$.

Dans la zone de transition, le champ total est donc égal à $G(\phi)E_{\text{OG}}^i(\phi)$. $G(\phi)$ est déterminée de façon à ce que ce produit de fonctions donne des valeurs finies et continues au passage des zones frontières.

Il apparait que plusieurs fonctions mathématiques peuvent remplir les conditions énoncées précédemment. La solution retenue est celle qui permet d'approcher le plus précisément possible la solution exacte dans les zones de transition. Différentes méthodes peuvent être utilisées. En ce qui concerne l'UAT, on se reportera pour la détermination des fonctions de transition aux articles de Ahluwalia [7], Lewis et Boersma [8], Lee et Deschamps [9].

c) Comparaison de l'UTD et de l'UAT

Les publications [10] et [11] concernant l'UAT démontrent que cette méthode donne des résultats très proches voir même identiques dans certains cas aux solutions exactes des problèmes canoniques. D'autre part, elle facilite la détermination des termes d'ordre supérieur du champ diffracté. Cette caractéristique a été mise à profit pour l'élaboration de coefficients de diffraction au second ordre. Ce résultat a permis d'étendre le domaine de validité de l'UTD comme nous le verrons dans le chapitre II. Cependant, il apparait que l'UAT a été délaissée au profit de l'UTD dans la plupart des applications. En effet, l'UTD est de mise en oeuvre plus aisée et donne en général des résultats satisfaisants aux problèmes de diffraction. On remarque également que les calculs de champs par l'UAT font intervenir des différences entre deux grandeurs tendant vers l'infini, ce qui rend l'usage de l'ordinateur plus problématique que dans le cas de l'UTD où l'on fait le produit d'un nombre très grand par une quantité très petite.

Nous avons donné les principes de base du calcul des fonctions de transition dans le cas des arêtes vives. En ce qui concerne les surfaces convexes et en particulier le cylindre, la figure (I-10) montre qu'il est nécessaire de tenir compte également des rayons rampants à la surface dans le calcul des fonctions de transition car ces rayons interviennent plusieurs fois dans la zone de transition. Les expressions mathématiques des fonctions de transition font intervenir des fonctions spéciales de Fock [3].

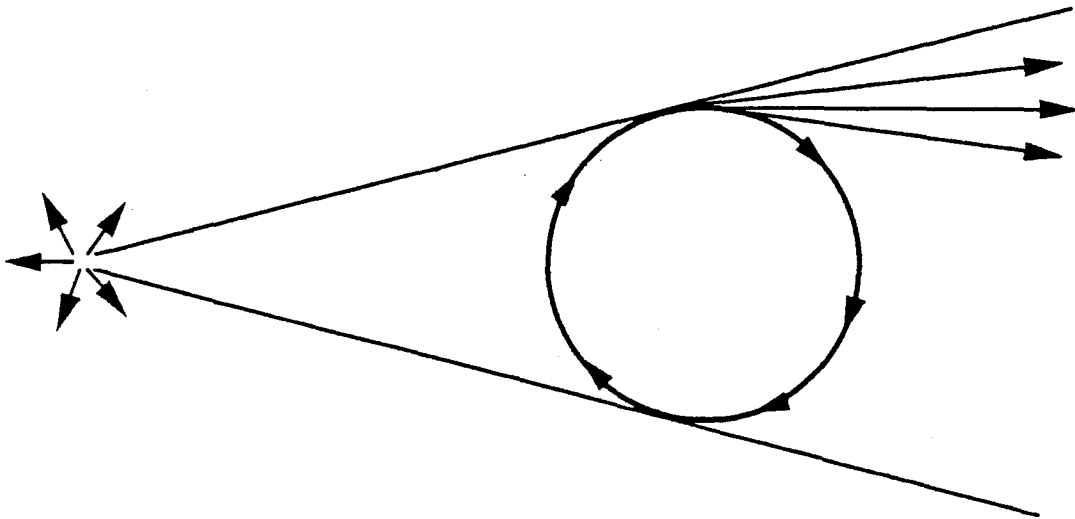


Figure (I-10)

I.3.2) Mise en oeuvre pratique de l'U.T.D

La mise en oeuvre des diverses techniques de modélisation numérique comporte généralement deux grandes étapes.

Tout d'abord, il est rare de pouvoir appliquer directement une méthode de calcul à une configuration géométrique réelle. Dans la majorité des cas, celle-ci est tellement complexe qu'il est absolument nécessaire de la transformer en une structure géométrique idéalisée. Ceci constitue la première étape de la mise en oeuvre.

La seconde étape consiste à appliquer les équations mathématiques au calcul proprement dit. Il faut ainsi déterminer la distribution de tous les rayons susceptibles de relier un ou plusieurs points sources au point d'observation. Différentes techniques peuvent être appliquées pour réaliser cette opération. La théorie des images permet un calcul direct de la trajectoire des rayons lorsque l'on a affaire à des surfaces réfléchissantes planes. Par contre, dans le cas de surfaces courbes, il faut faire appel à la géométrie différentielle. Une autre possibilité est d'utiliser la technique du lancer de rayons à partir du point source. la détermination précise de la marche d'un rayon doit prendre en compte la nature de celui-ci. En effet, on peut regrouper les rayons en quatre grandes catégories : les rayons directs, réfléchis, réfractés (ou transmis) et diffractés. Parmi ces derniers on distingue des sous catégories telles que les rayons diffractés par des arêtes vives, les surfaces concaves ou convexes, les pointes ou les coins, les modifications de courbure ainsi que les rayons rampants. Toute combinaison de ces rayons de base peut être utilisée pour traduire les effets de la présence d'obstacles divers sur la propagation d'une onde électromagnétique.

Un des avantages de la théorie uniforme de la diffraction est que le calcul numérique puisse être effectuée par programme modulaire. En effet, nous avons vu que le résultat final d'un calcul était égal à la somme algébrique de résultats numériques partiels affectés aux différents types de rayons. Un moyen de tester la validité des résultats numériques consistera donc à vérifier que le champ total reste continu en tout point de l'espace.

I.4) CONCLUSION

Nous avons passé en revue au cours de ce chapitre les différents aspects de la théorie que nous allons utiliser tout au long de nos travaux.

Il ressort de la première partie que les méthodes asymptotiques trouvent leurs fondements dans les principes fondamentaux de l'électromagnétisme telles que les équations de Maxwell ou l'optique géométrique classique. Nous avons vu comment ont été posées les bases de la Théorie Géométrique de la Diffraction.

Dans la seconde partie nous avons abordé un autre aspect de cette méthode. Ce sont les développements ultérieurs de la T.G.D qui ont conduit à la construction de méthodes plus élaborées telles que la T.U.D ou l'U.A.T. Ces dernières méthodes sont aptes à résoudre un grand nombre de problèmes pratiques. Il est à noter que si les fondements théoriques de ces méthodes sont rigoureux, nombre de coefficients de diffraction ont été élaborés par des considérations heuristiques. Toutefois, les résultats théoriques obtenus tendent à prouver leur validité.

Le domaine d'application de la Théorie Uniforme de la Diffraction est très vaste. Utilisée à l'origine dans les calculs de surface équivalente radar (SER) et de diagramme de rayonnement d'antennes et de leur environnement, elle trouve un nouveau champ d'application dans la prédiction de couverture radioélectrique à la surface du sol et dans le calcul de champ électromagnétique en espaces confinés qui font l'objet des travaux exposés dans ce mémoire.

C H A P I T R E I I

ANALYSE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DE LA DIFFRACTION
PAR UN ELEMENT GEOMETRIQUE DE BASE :
LE DIEDRE A BORD DROIT

SOMMAIRE

II.1) INTRODUCTION

II.2) ETUDE PARAMETRIQUE DE LA DIFFRACTION PAR UN DIEDRE A BORD DROIT

II.2.1) Influence de la fréquence, la conductivité et la permittivité

- a) Formulation classique du coefficient de diffraction
- b) Etude paramétrique

II.2.2) Comparaisons expérience - théorie

II.3) ETUDE DE RAYONS COMPLEMENTAIRES : LA DIFFRACTION AU SECOND ORDRE

II.3.1) Introduction

II.3.2) Influence du diagramme de rayonnement d'une source réelle

II.3.3) Influence du diagramme de rayonnement d'une source fictive

II.4) CONCLUSION

II.1) INTRODUCTION

On souhaite utiliser la Théorie Uniforme de la Diffraction afin de modéliser les phénomènes de réflexions et de diffraction multiples. Ces phénomènes physiques ont pour cause la présence de nombreux obstacles dans l'espace situé entre l'émetteur et le récepteur. Nous envisageons successivement dans les prochains chapitres le cas de la propagation d'ondes hyperfréquences en milieu urbain puis à l'intérieur des tunnels et des bâtiments. La mise en oeuvre d'une technique numérique telle que la T.U.D. débute par la transformation de la configuration géométrique réelle en une configuration géométrique simplifiée. Cette transformation consiste à remplacer des éléments complexes par des éléments plus simples mais dont la contribution sur le plan physique reste identique.

Pour des raisons d'ordre pratique, la plupart des structures architecturales font appel à des formes parallélépipédiques. Il est donc important de s'intéresser en premier lieu à la diffraction par ce type d'obstacles. Du point de vue de la T.U.D. on ne s'intéresse qu'à l'aspect local de la diffraction. Par conséquent, il est possible de simplifier à l'extrême ces obstacles et de n'en retenir que la géométrie canonique qui les constitue : le dièdre. Dans la suite, c'est le seul élément diffractant auquel nous nous attacherons.

Il s'agit d'un élément géométrique simple constitué par l'intersection de deux plans. Ses principales caractéristiques sont l'angle d'ouverture et la nature des plans qui le constituent. Nous prendrons dans la plupart des applications numériques un angle d'ouverture de 90° ce qui correspond à la grande majorité des cas rencontrés dans la pratique. La nature des matériaux de construction habituels impose de considérer des plans dont l'impédance est non nulle. Les caractéristiques électriques de ces matériaux sont leur permittivité relative et leur conductivité. Celles-ci seront supposées constantes dans la bande de fréquence considérée.

Le but de ce chapitre est d'obtenir une connaissance la plus approfondie possible des phénomènes de diffraction occasionnés par la présence d'un dièdre. Ce travail est indispensable pour pouvoir d'une part réaliser des modèles de propagation dans un univers plus complexe d'obstacles et d'autre part faciliter l'interprétation des résultats tant sur le plan théorique qu'expérimental.

Pour cela, on se propose d'effectuer dans la première partie de ce chapitre une étude paramétrique essentiellement axée sur l'influence des caractéristiques électriques du dièdre sur l'amplitude du champ électrique. Les résultats théoriques ainsi obtenus sont confrontés à des résultats expérimentaux.

Dans une seconde partie, on aborde le thème des rayons complémentaires. En prenant l'exemple particulier de la diffraction au second ordre on montre qu'il existe des configurations géométriques pour lesquelles l'application de la formulation classique est insuffisante. Dans ces cas de figure, des études théoriques approfondies sont nécessaires. Elles conduisent à l'adjonction de rayons complémentaires dans la description des phénomènes.

II.2) ETUDE PARAMETRIQUE DE LA DIFFRACTION PAR UN DIEDRE A BORD DROIT

II.2.1) Influence de la fréquence, la conductivité et la permittivité

a) Formulation classique du coefficient de diffraction

La marche des rayons issus d'une source S et diffractés par une arête dans l'espace à 3 dimensions est donnée par la figure (II.1). Ces rayons sont situés sur un cône dont l'axe de révolution est confondu avec l'arête droite diffractante.

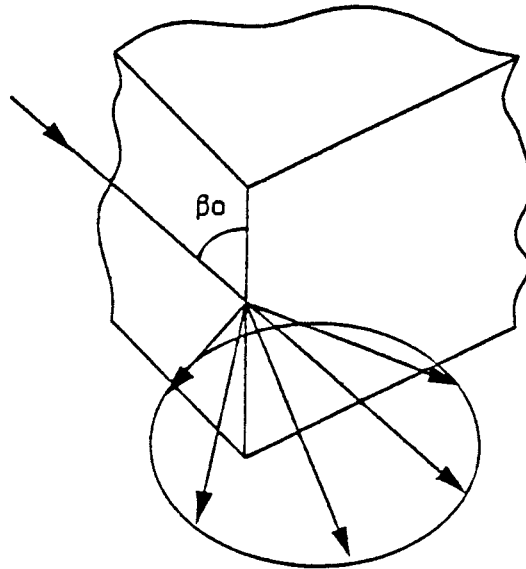


Figure II.1

Si on se place dans un système de coordonnées particulier, le système de coordonnées à bord fixe (SCBF), présenté sur la figure (II.2), l'expression générale du champ diffracté par un dièdre peut s'écrire de la façon suivante :

$$E_{(SCBF)}^d = E_{(SCBF)}^i \cdot A(s) \cdot D_{(SCBF)} \cdot \frac{e^{-jks}}{s} \quad (II.1)$$

$E_{(SCBF)}^i$ est le champ incident au point Q_0

$A(s)$ est le facteur de forme traduisant la conservation de l'énergie dans un tube de rayon.

Pour une onde sphérique : $A(s) = \sqrt{\frac{s' \cdot s}{s + s'}}$

$D_{(SCBF)}$ est le coefficient de diffraction dyadique.

Le plan d'incidence à bord fixe (PIBF) est celui qui contient l'arête et le rayon incident.

Le plan de diffraction à bord fixe (PDBF) est celui qui contient l'arête et le rayon diffracté.

Les grandeurs caractéristiques intervenant dans le calcul du coefficient de diffraction sont représentées sur la figure (II.2)

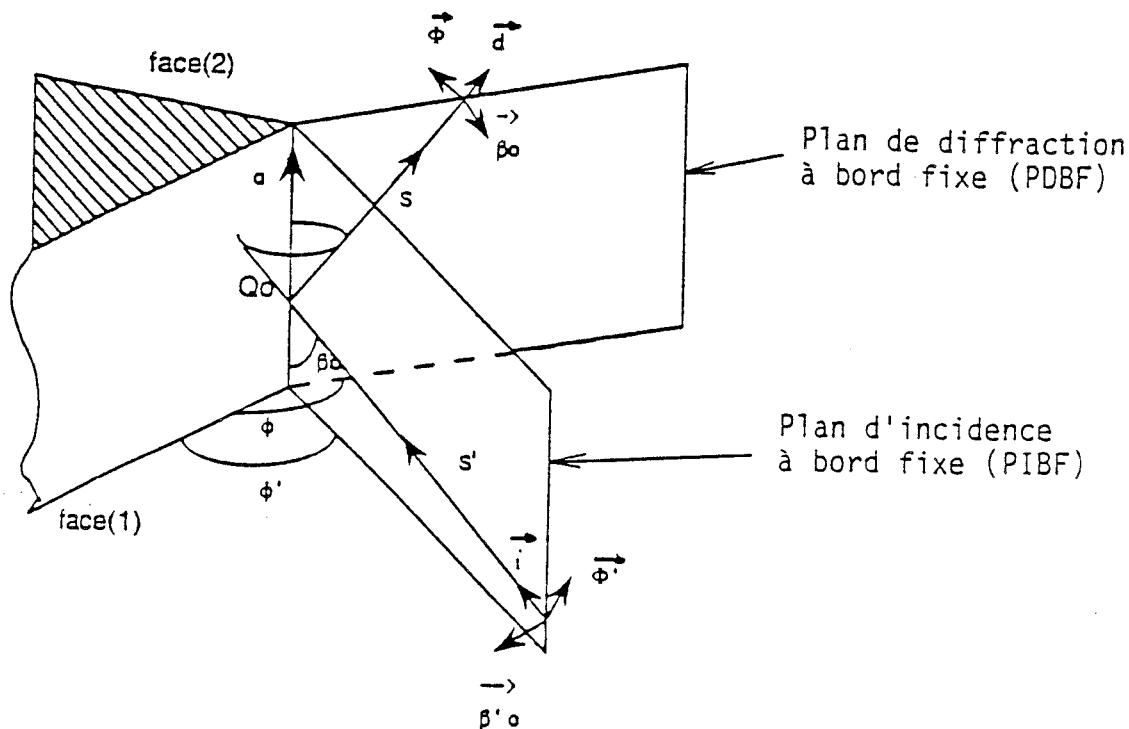


Figure (II.2)

Dans le (SCBF) le champ diffracté comporte deux composantes $E_{\beta_0}^d$ et E_{ϕ}^d et peut se mettre sous la forme matricielle donnée par l'expression (II.2) :

$$\begin{pmatrix} E_{\beta_0}^d \\ E_{\phi}^d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{\beta'_0}^i(Q_0) \\ E_{\phi'}^i(Q_0) \end{pmatrix} \cdot A(s) \cdot \begin{pmatrix} -D_a & -D_b \\ -D_c & -D_d \end{pmatrix} \quad (\text{II.2})$$

Les termes D_a , D_b , D_c et D_d composant la dyade de diffraction sont exprimés dans le SCBF. Dans la mesure où l'on néglige les rayons transmis à travers le dièdre, leurs expressions mathématiques se mettent sous la forme suivante (24) :

$$D_a = D^+(\phi - \phi') + D^-(\phi - \phi') - [R_{H(1)} \cos^2 \alpha - R_{E(1)} \sin^2 \alpha] \cdot D^+(\phi + \phi') - [R_{H(2)} \cos^2 \alpha - R_{E(2)} \sin^2 \alpha] \cdot D^-(\phi + \phi')$$

$$D_b = -[(R_{E(1)} + R_{H(1)}) \sin \alpha \cos \alpha] \cdot D^+(\phi + \phi') - [(R_{E(2)} + R_{H(2)}) \sin \alpha \cos \alpha] \cdot D^-(\phi + \phi')$$

$$D_c = [(R_{E(1)} + R_{H(1)}) \cdot \sin \alpha \cdot \cos \alpha] \cdot D(\phi + \phi') + [(R_{E(2)} + R_{H(2)}) \cdot \sin \alpha \cdot \cos \alpha] \cdot D^*(\phi + \phi')$$

$$D_d = D^*(\phi - \phi') + D(\phi - \phi') + [R_{H(1)} \sin^2 \alpha - R_{E(1)} \cos^2 \alpha] \cdot D(\phi + \phi') \\ + [R_{H(2)} \sin^2 \alpha - R_{E(2)} \cos^2 \alpha] \cdot D^*(\phi + \phi')$$

$R_{E(1)}$, $R_{E(2)}$, $R_{H(1)}$, $R_{H(2)}$ sont les coefficients de réflexion d'une onde électromagnétique localement plane sur les surfaces supposées parfaitement lisses du dièdre. Les indices (1) et (2) indiquent le numéro de la surface réfléchissante du dièdre. Les indices E et H indiquent le champ perpendiculaire au plan d'incidence habituellement utilisé dans le cas d'une réflexion sur une surface plane. Les expressions des coefficients de réflexion sont celles de Snell-Descartes, elles sont données pour chaque type de polarisation par les formules (II.3) et (II.4) :

$$R_E = \frac{\cos \theta - \sqrt{\epsilon_r^* - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{\epsilon_r^* - \sin^2 \theta}} \quad (\text{II.3})$$

$$R_H = \frac{\epsilon_r^* \cos \theta - \sqrt{\epsilon_r^* - \sin^2 \theta}}{\epsilon_r^* \cos \theta + \sqrt{\epsilon_r^* - \sin^2 \theta}} \quad (\text{II.4})$$

ϵ_r^* est la permittivité relative complexe caractérisant la surface réfléchissante.

Son expression est donnée par la formule (II.5) :

$$\epsilon_r^* = \epsilon_r - j \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \quad (\text{II.5})$$

où : σ = conductivité du matériau en S/m

ϵ_r = permittivité relative

ω = pulsation de l'onde électromagnétique en rad/S

$\epsilon_0 = 8.84 \cdot 10^{-12}$ F/m

θ est l'angle d'incidence de l'onde par rapport à la normale décrite sur la Figure (II.3) :

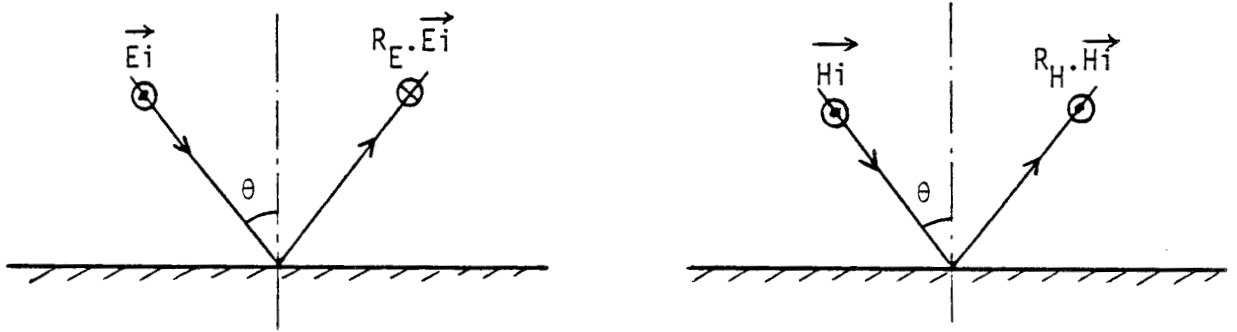


Figure II.3

α est l'angle que fait le plan d'incidence habituel avec le plan d'incidence à bord fixe. Cet angle est représenté sur la figure (II.4) :

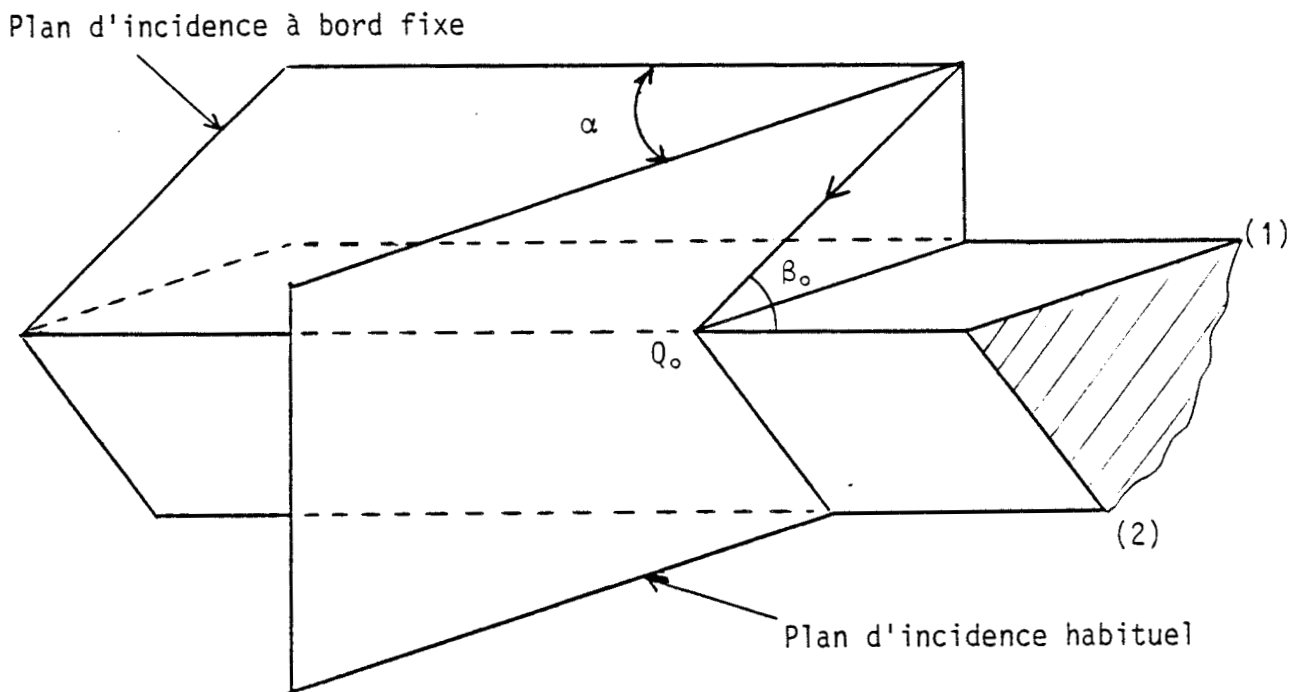


Figure II.4

On remarque que la droite d'intersection entre les deux plans d'incidence donne la direction du rayon incident.

Les fonctions $D^\pm(x)$ sont données avec les notations de la figure (II.2) par les expressions suivantes :

$$D(x) = D_0 \left[\cotg \left(\frac{\pi+x}{2n} \right) \cdot F(kL a^+(x)) \right]$$

$$D^+(x) = D_0 \left[\cotg \left(\frac{\pi-x}{2n} \right) \cdot F(kL a^+(x)) \right]$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$L = \frac{s \cdot s'}{s + s'} \cdot \sin^2 \beta_0$$

n est le réel tel que l'angle d'ouverture du dièdre soit égal à $(2-n)\pi$.

$F(z)$ est appelé fonction de transition. Elle est donnée par une intégrale de Fresnel :

$$F(z) = 2j \cdot \sqrt{z} \cdot e^{jz} \cdot \int_{\sqrt{z}}^{+\infty} e^{-ju^2} du$$

$$a^\pm(x) = 2 \cdot \cos^2 \left[\frac{2n\pi N(\pm) - x}{2} \right]$$

N^{\pm} est l'entier le plus proche satisfaisant les équations suivantes :

$$\begin{cases} 2\pi n N^+ = \pi + x \\ 2\pi n N^- = -\pi + x \end{cases}$$

b) Etude paramétrique

On note que les expressions mathématiques intervenant dans le calcul classique du champ diffracté font intervenir un grand nombre de grandeurs physiques et géométriques. Nous allons fixer toutes les dimensions géométriques du problème repérées sur la figure (II.2) afin d'étudier uniquement l'influence des caractéristiques électriques.

Nous prendrons les valeurs suivantes :

$$\begin{array}{lll} n = 1,5 & \beta_0 = 90^\circ & \phi' = 45^\circ \\ 180^\circ \leq \phi \leq 270^\circ & s' = 70\text{m} & s = 10\text{m} \end{array}$$

On s'affranchit également des phénomènes liés aux diagrammes de rayonnement en prenant une source isotrope.

Nous allons faire une étude paramétrique sur la fréquence de la source, la conductivité et la permittivité des plans constituant le dièdre. De plus, chaque calcul est effectué dans les deux polarisations à savoir E//bord et H//bord.

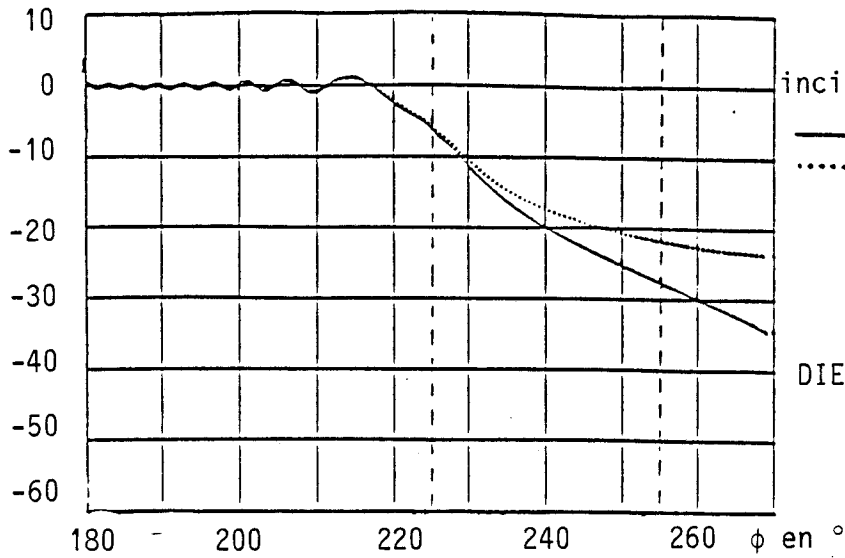
Toutes les courbes représentent le module en décibel du rapport entre le champ total et le champ direct en absence d'obstacle. Lorsque le point de calcul se trouve dans la zone éclairée en vision directe, la courbe oscille autour de 0 dB. Lorsque ce point se situe dans la zone d'ombre, la courbe représente la différence entre le champ en absence d'obstacle et le champ en présence de celui-ci.

Nous pouvons observer sur la Planche (II.1) l'influence de la polarisation sur le champ théorique reçu dans la zone d'ombre du dièdre. Nous avons envisagé des fréquences de 1 GHz, 10 GHz et 60 GHz.

F = 1GHz E-R isotropes

PLANCHE (IL.1)

pertes en dB



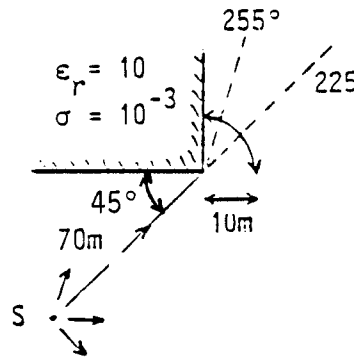
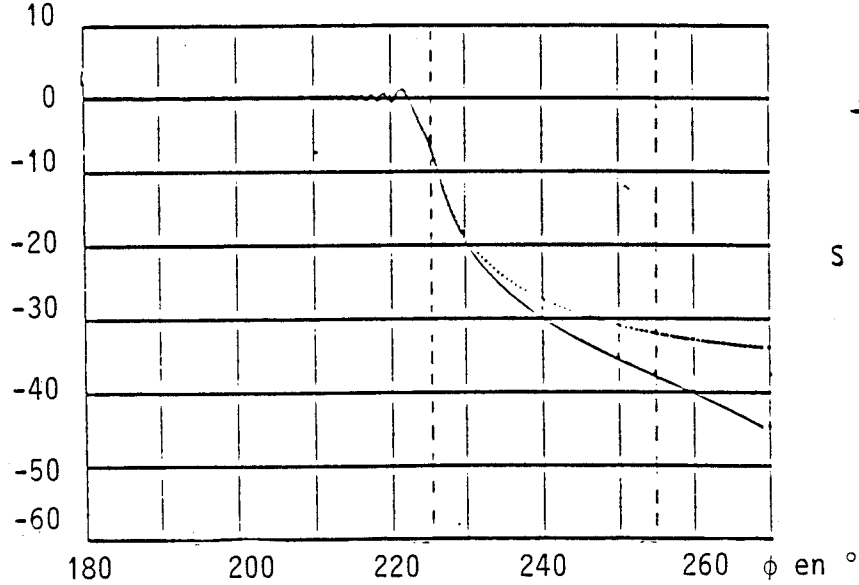
incidence = 45°

— E // bord
..... H // bord

DIEDRE DIELECTRIQUE

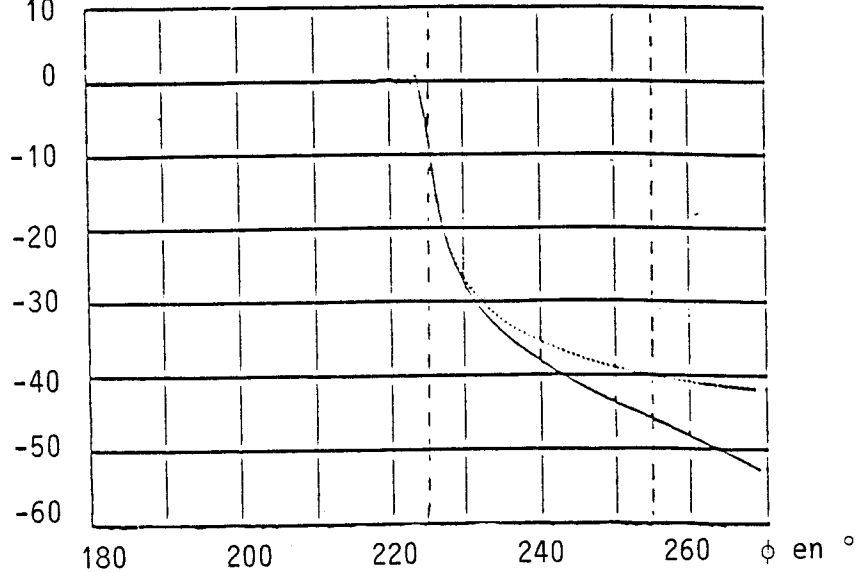
pertes en dB

F = 10GHz



pertes en dB

F = 60GHz



Ces courbes font apparaître une différence de niveau entre les deux polarisations qui s'amplifie lorsque le point de calcul se rapproche de la surface du dièdre. Ceci s'explique par les conditions aux limites qui imposent au champ électrique tangent une valeur d'autant plus faible que le plan constituant l'interface est plus conducteur.

A titre d'exemple on note une différence de 6 dB entre les résultats obtenus pour l'une et l'autre polarisation lorsque le récepteur est situé à $\phi = 255^\circ$. On trouve cette même valeur quelle que soit la fréquence utilisée.

On s'intéresse à présent à l'influence de la conductivité sur la diffraction à des fréquences de 1 GHz (Planche (II.2)) et 10 GHz (Planche (II.3)).

L'influence de la conductivité dépend de la fréquence à laquelle on travaille car le rapport σ/ω intervient dans la partie imaginaire de ϵ_r^* comme l'indique la formule (II.5).

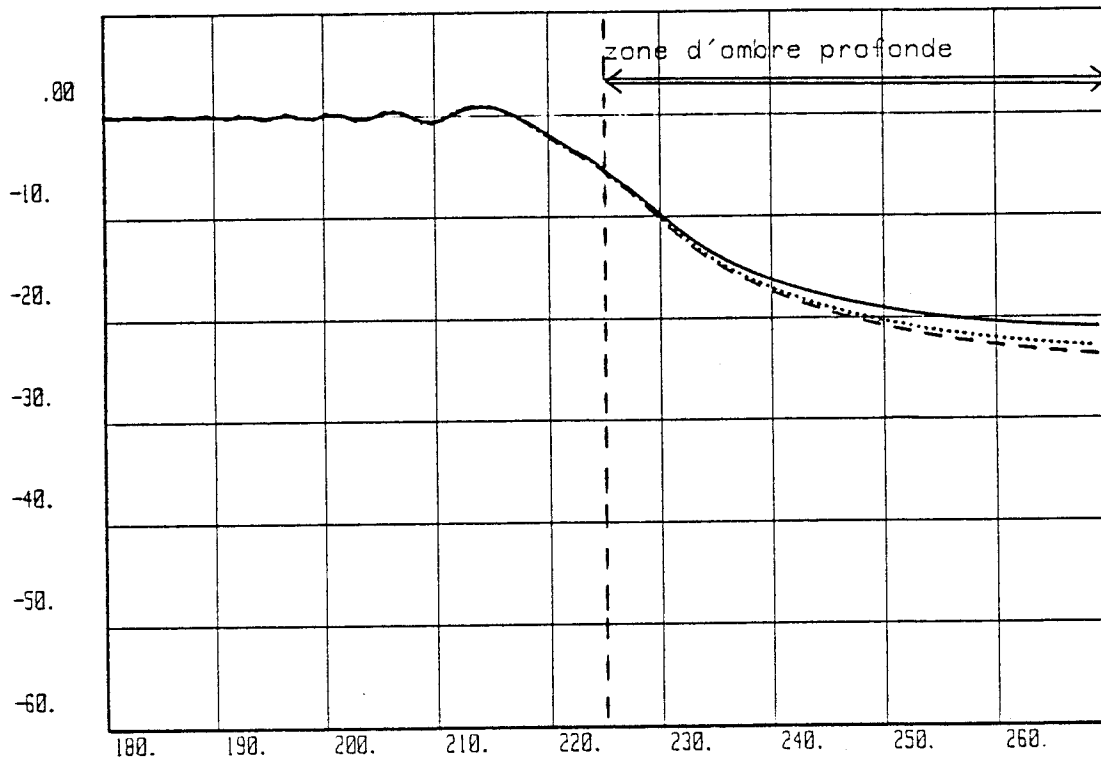
Nous avons représenté les pertes de masquage à 1 GHz occasionnées par un dièdre dont la permittivité relative est fixée à 10 et dont la conductivité prend les valeurs 10^{-3} S/m, 1 S/m, 10^8 S/m.

Un calcul a été également effectué pour $\sigma = 10^{-2}$ S/m mais la courbe se confond avec celle obtenue pour $\sigma = 10^{-3}$ S/m. On peut remarquer qu'un couple de caractéristiques physiques ($\epsilon_r = 10$, $\sigma = 1$ S/m) ne correspond à aucun matériau existant. Cependant nous avons utilisé ces valeurs sous leur aspect purement mathématique afin d'étudier le comportement du champ diffracté lorsque σ varie d'une valeur très petite à une valeur très grande.

On montre que la conductivité peut varier dans les limites des valeurs habituellement prises pour des parois en béton (10^{-3} à 10^{-2} S/m) sans que le champ diffracté émis vers la zone d'ombre ne soit modifié d'une façon perceptible.

dièdre à 90° H // bord F=1GHz E-R isotropes

pertes en dB



incidence = 45°

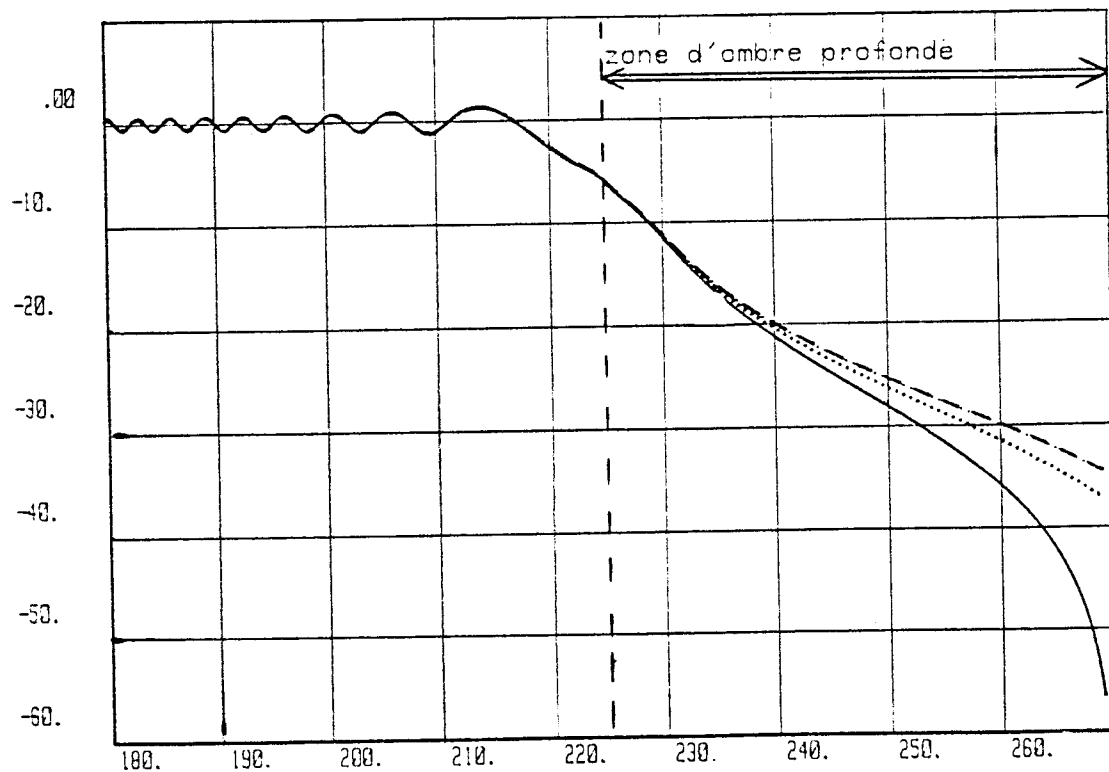
— métal $\sigma=\infty$
- - - sig.=1.e-3
..... sig.=1.

$\epsilon_r = 10$

PHI en degrés

dièdre à 90° E // bord F=1GHz E-R isotropes

pertes en dB



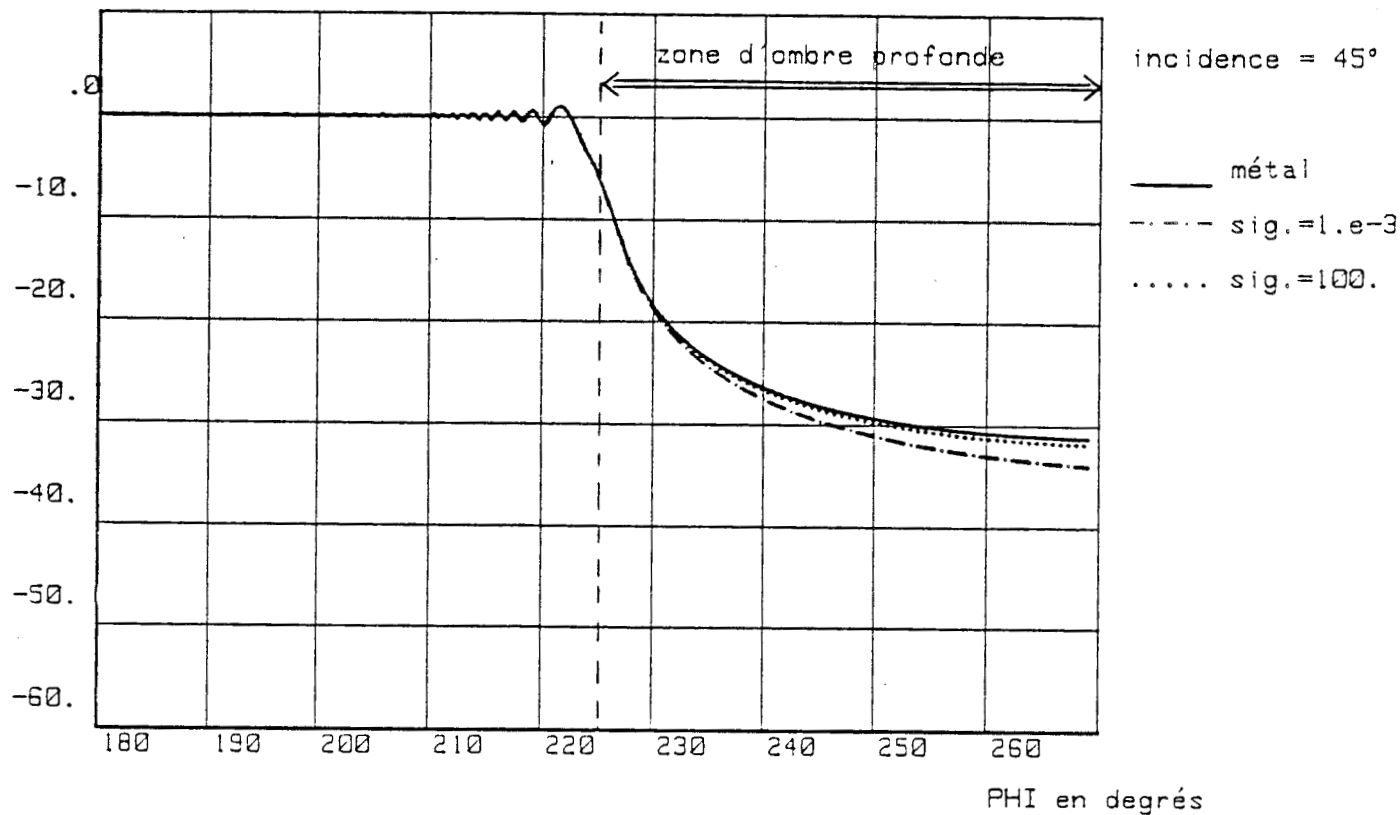
incidence = 45°

— métal
- - - sig.=1.e-3
..... sig.=1.

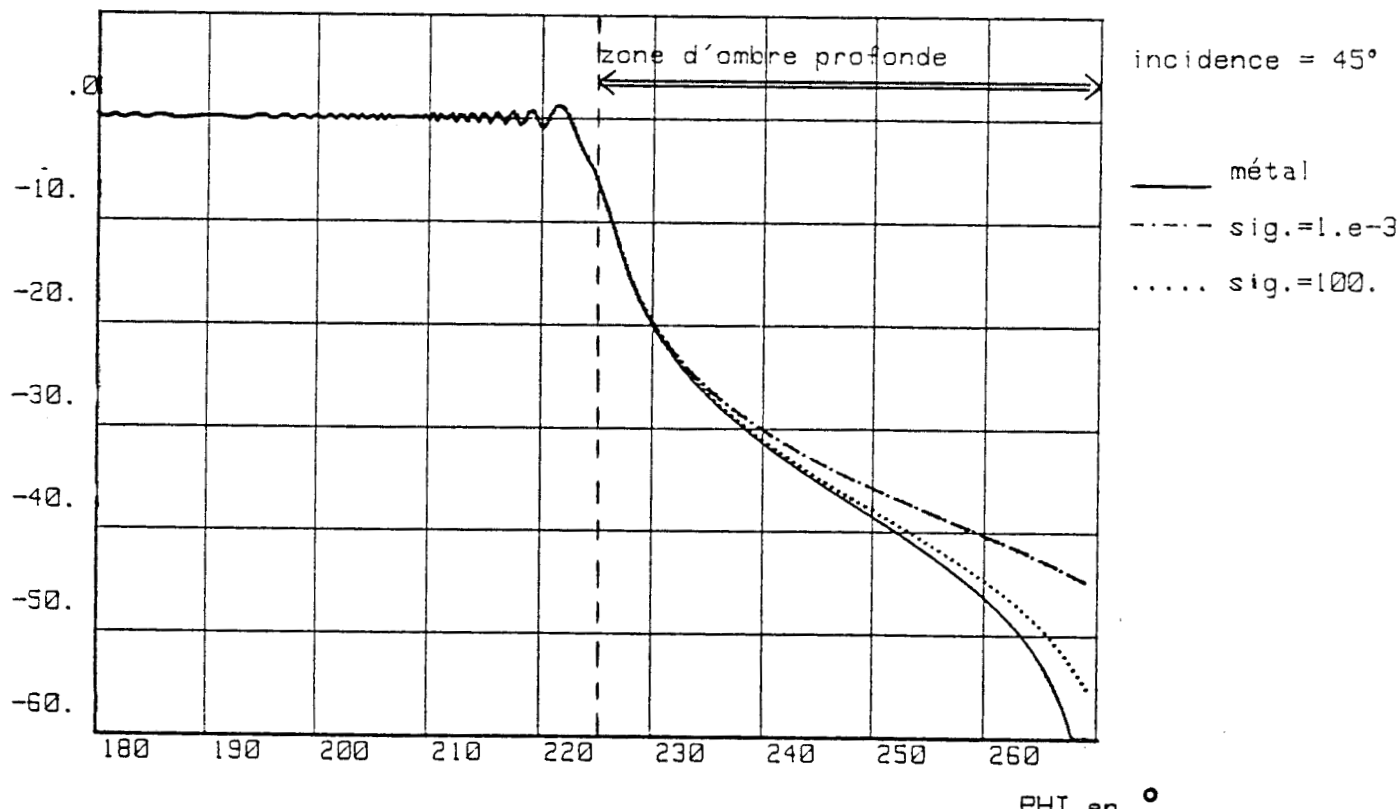
$\epsilon_r = 10$

PHI en degrés

dièdre à 90° H // bord F=10GHz E-R isotropes
pertes en dB



dièdre à 90° E // bord F=10GHz E-R isotropes
pertes en dB



Lorsque la même étude est effectuée à 10 GHz, on constate qu'il faut prendre un σ beaucoup plus grand que 1 (au moins 100) pour obtenir une courbe différente de celle qui correspond à $\sigma = 10^{-3}$ S/m. La courbe alors obtenue est presque confondue avec celle de σ infinie. Ceci était prévisible compte tenu des remarques qui ont été faites à propos de la valeur théorique de ϵ^* .

Il est également possible d'étudier l'influence de la permittivité relative dans la même configuration géométrique. Nous avons représenté sur la Planche (II.4) les courbes obtenues pour une fréquence de 10 GHz et 3 types de matériaux. Le premier reste du métal ($\sigma = 10^8$ S/m), le second et le troisième correspondent respectivement à des diélectriques de permittivité relative égale à 10 et à 2. La conductivité des deux derniers matériaux est égale à 10^{-2} S/m.

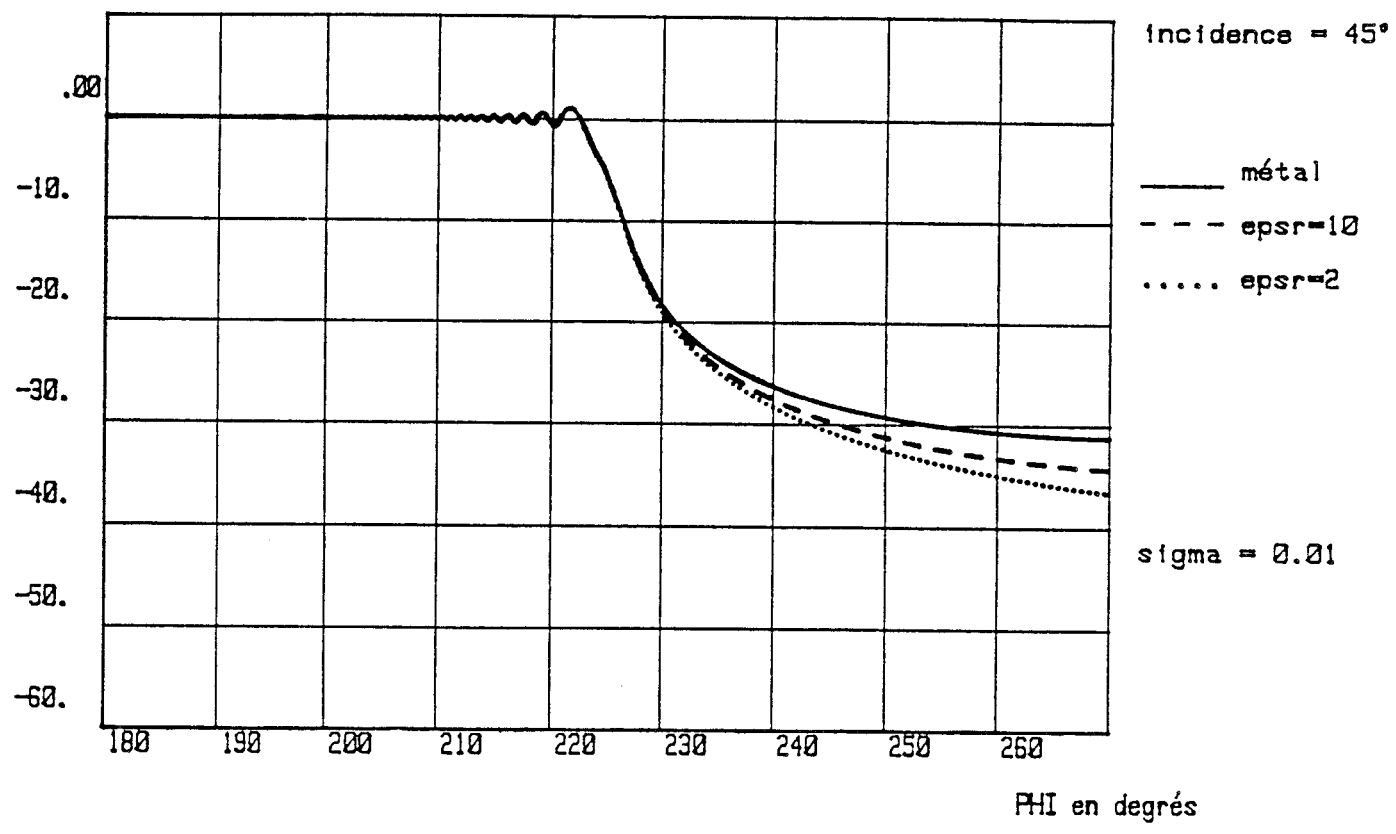
On remarque qu'en balayant le domaine des permittivités possibles pour un matériau tel que la brique, les pertes occasionnées par la présence du bord varient dans des proportions faibles puisqu'elles restent en-dessous de 3 dB pour un angle ϕ inférieur à 260° .

En tenant compte des résultats précédents, nous nous limitons maintenant à un dièdre diélectrique faiblement conducteur dont les caractéristiques sont les suivantes : $\epsilon_r = 10$; $\sigma = 10^{-3}$ S/m (planche II.5). Les courbes présentées dans le cas du dièdre métallique sont obtenues avec $\epsilon_r = 1$ et $\sigma = 10^8$ S/m (planche II.6).

Etant donné que l'on considère un dièdre à bord parfaitement droit constitué par deux plans infinis et la source étant située suffisamment loin du bord, on peut envisager un calcul à des fréquences de 1 GHz et 10 GHz. Les rayons transmis au travers du dièdre ont été négligés. Le but recherché est de comparer les champs uniquement diffractés à des fréquences différentes en faisant abstraction de toute propagation directe en espace libre. On constate sur les courbes des Planches (II.5) correspondant au cas du dièdre diélectrique et (II.6) correspondant au cas du dièdre métallique une perte supplémentaire de 10 dB lorsque la fréquence est multipliée par 10.

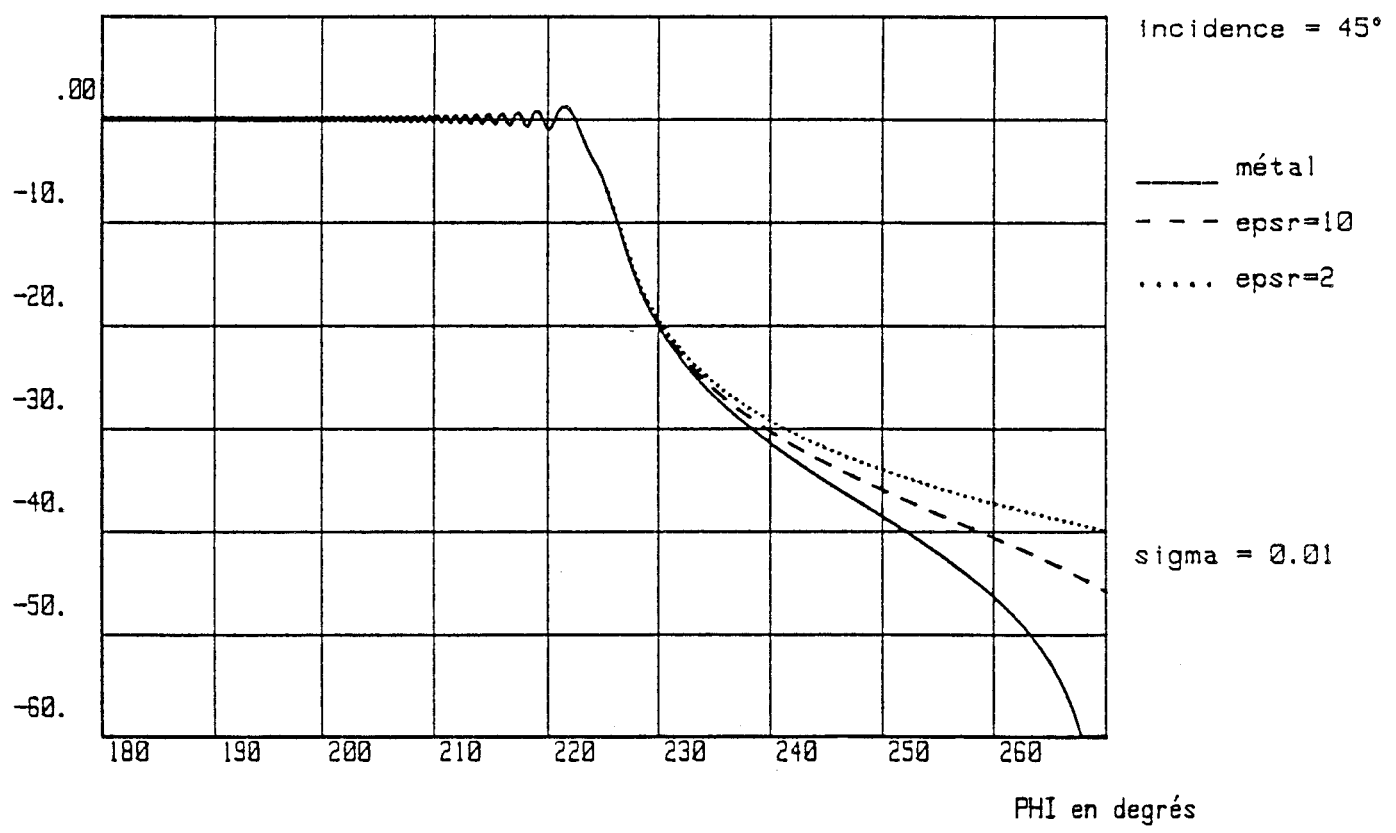
dièdre à 90° H // bord F=10GHz E-Risotropes

pertes en dB

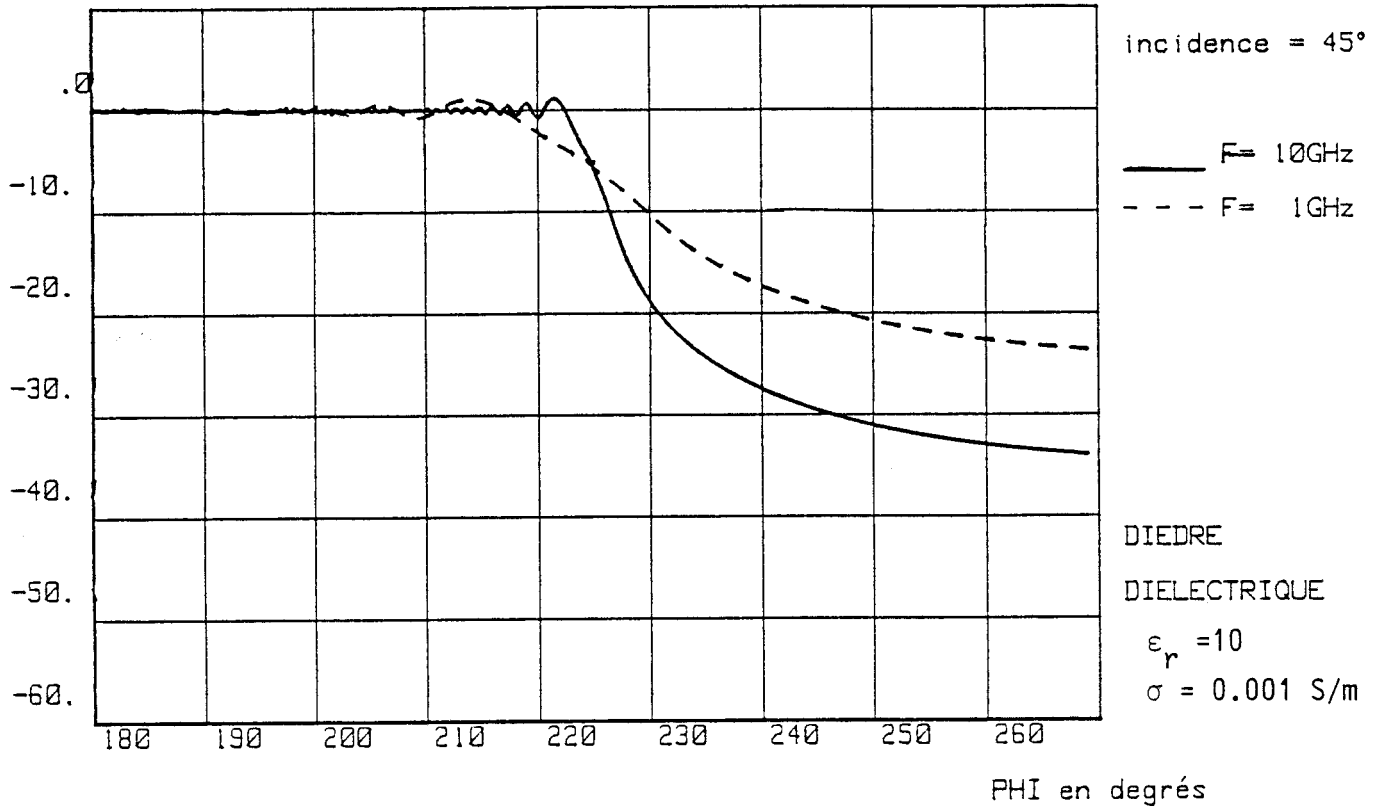


dièdre à 90° E // bord F=10GHz E-R isotropes

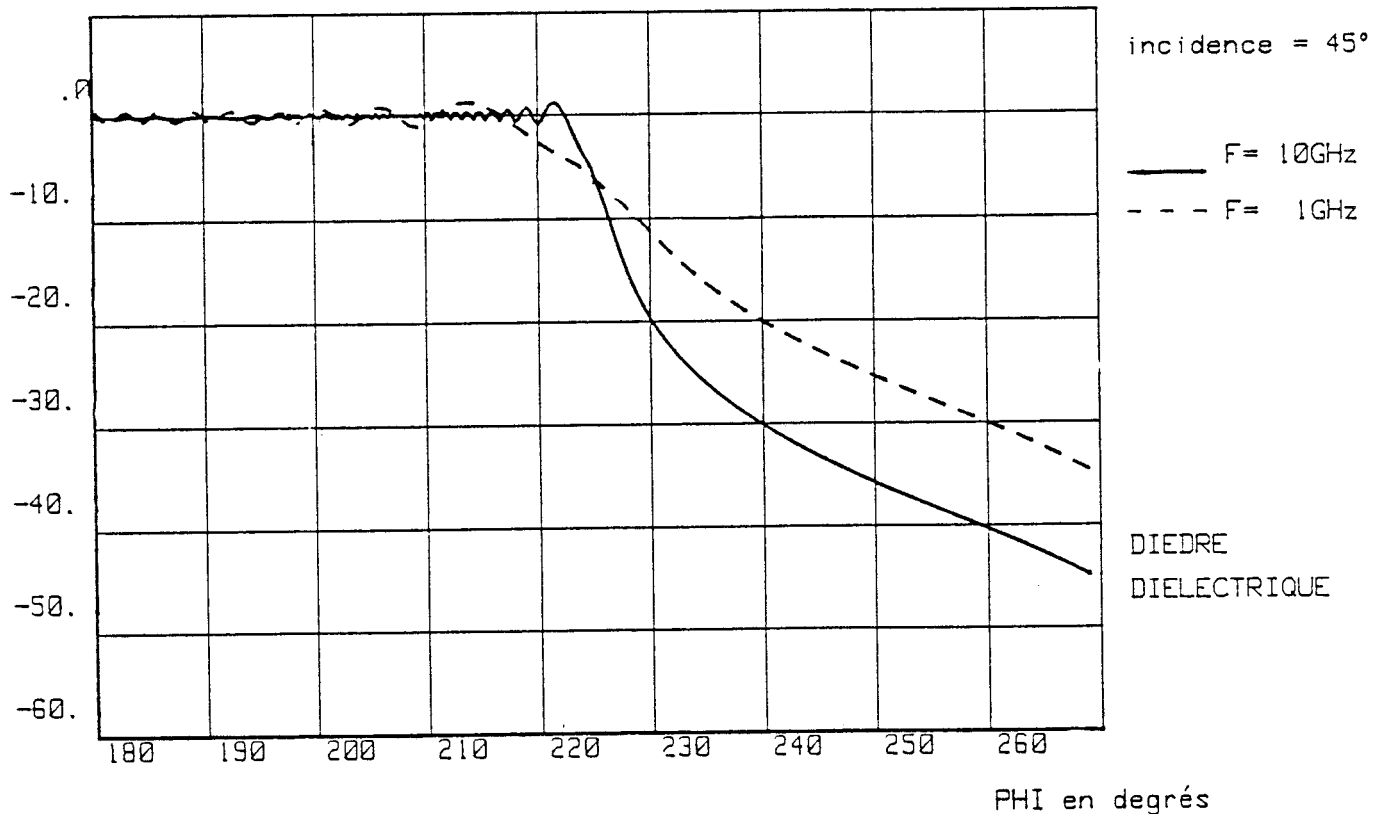
pertes en dB



dièdre à 90° H // bord E-R isotropes
pertes en dB

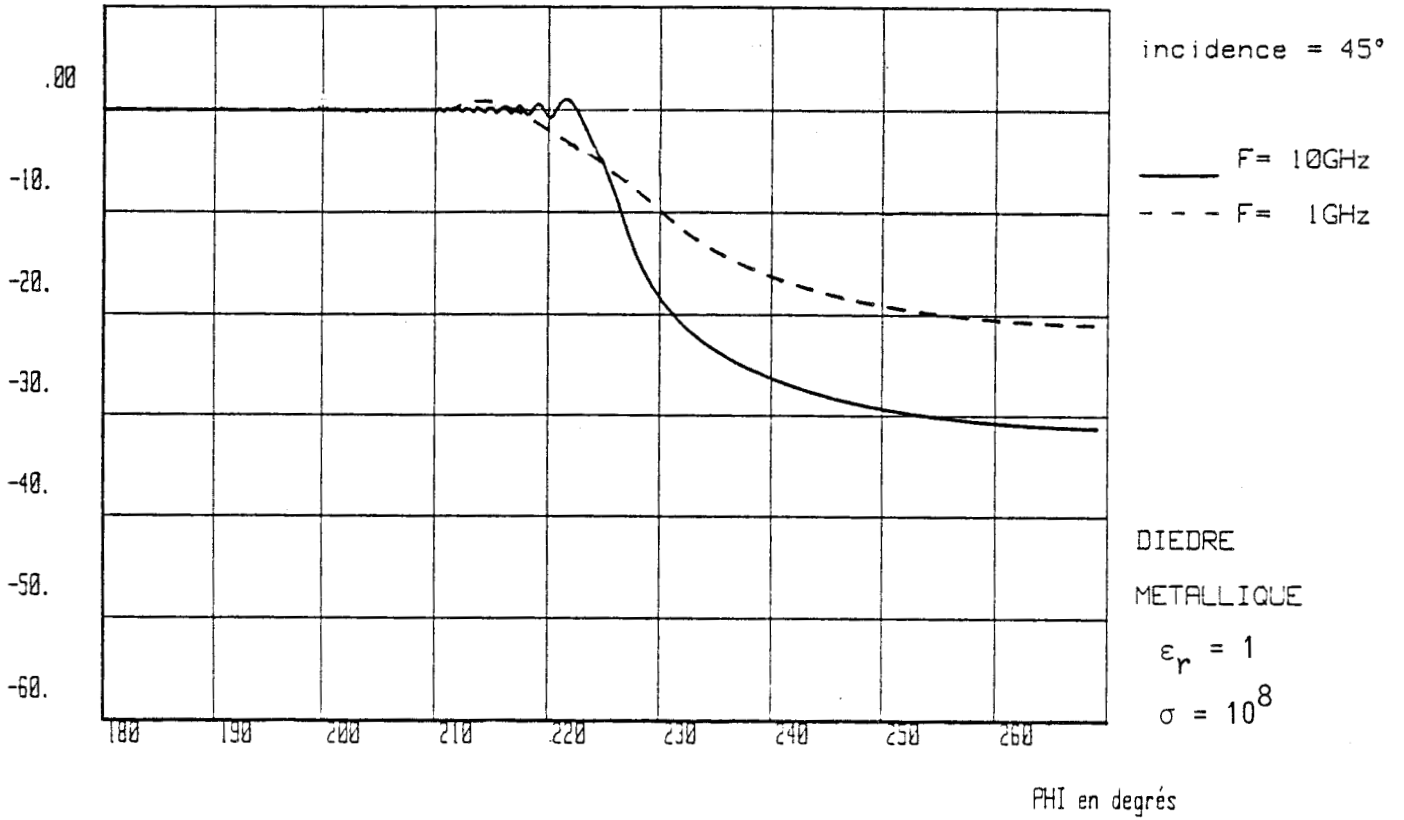


dièdre à 90° E // bord E-R isotropes
pertes en dB



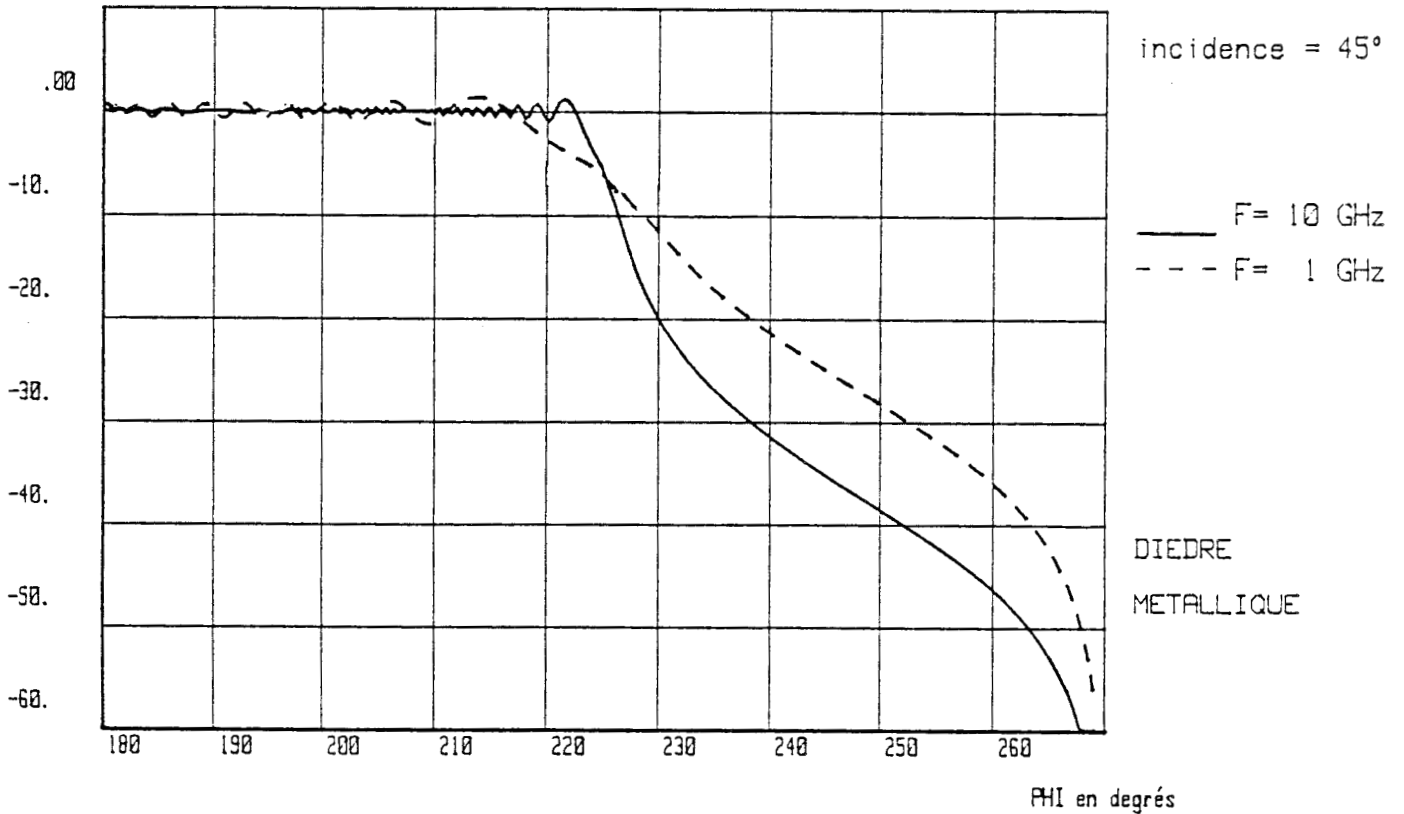
dièdre à 90° H // bord E-R isotropes

pertes en dB



dièdre à 90° E // bord E-R isotropes

pertes en dB



Ce résultat est tout à fait normal puisque le champ diffracté dans la zone d'ombre profonde est proportionnel à $1/\sqrt{k}$ donc à $1/\sqrt{f}$. Par conséquent, si f est multipliée par 10, le champ diffracté perd $20 \log \sqrt{10} = 10$ dB.

En conclusion, on peut dire que l'influence de la conductivité du bord diffractant est faible sauf si ce bord est constitué de métal. De même, la permittivité du matériau modifie très peu le champ diffracté. Les résultats concernant l'influence de la fréquence sur le champ diffracté semblent intéressants et nécessiteraient une vérification expérimentale. Malheureusement, les hypothèses qui ont été faites dans le cadre de cette étude imposent des conditions expérimentales idéales où l'on pourrait s'affranchir des diagrammes de rayonnement de la source, de la rugosité du dièdre réel et des réflexions parasites sur les obstacles proches. De plus, il serait souhaitable de pouvoir déterminer de façon précise toutes les dimensions géométriques intervenant dans la simulation théorique.

II.2.2) Comparaisons expérience - théorie

Afin de vérifier la validité du coefficient de diffraction utilisé dans la modélisation d'une configuration géométrique simple, une partie expérimentale a été réalisée au voisinage d'un "coin" de bâtiment. Pour des raisons d'ordre pratique nous avons choisi une arête formée par deux murs en briques constituant une partie du bâtiment P3 situé sur le campus de l'Université de Lille 1.

Les éléments susceptibles de nuire aux mesures sont le sol et les bâtiments P2 et P4 proches de la zone où se déplace le récepteur.

La source et le récepteur sont des cornets accordés à 10 GHz. La configuration étudiée est décrite sur la Figure (II.5).

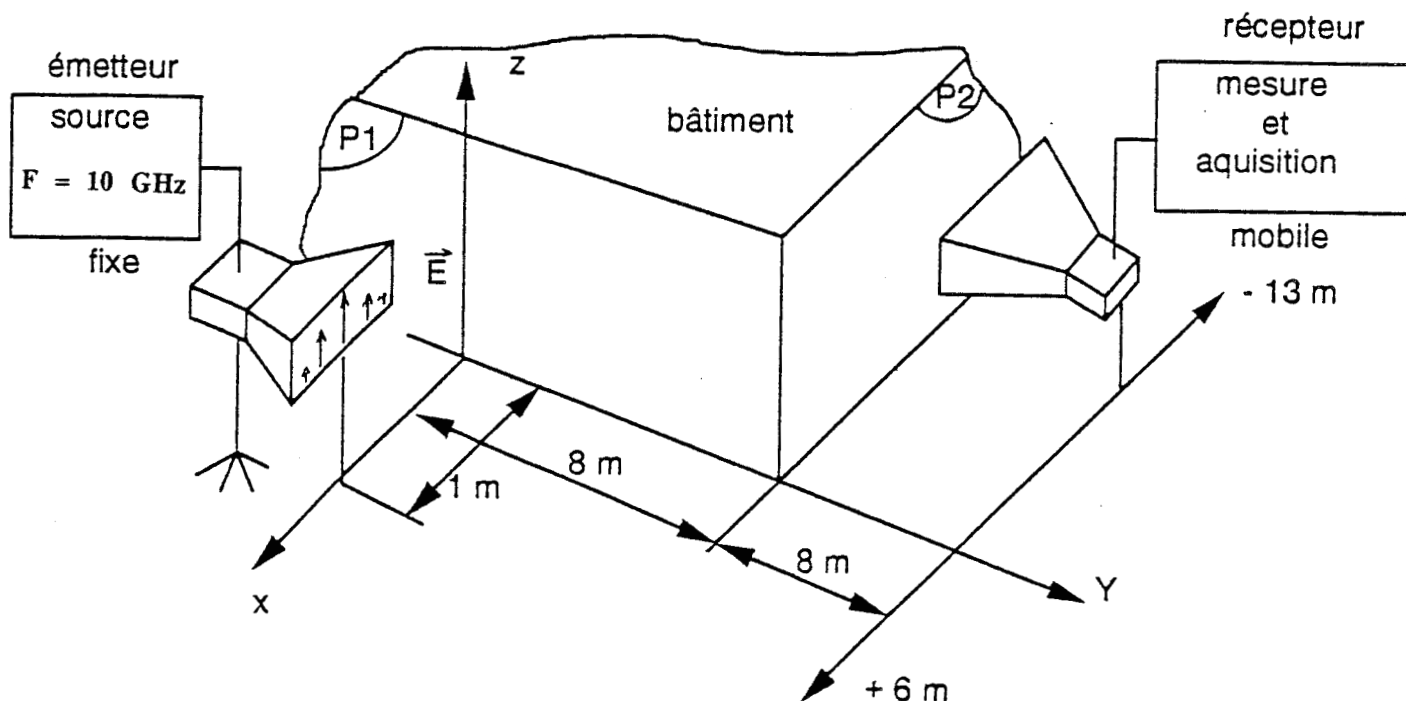


Figure (II.5)

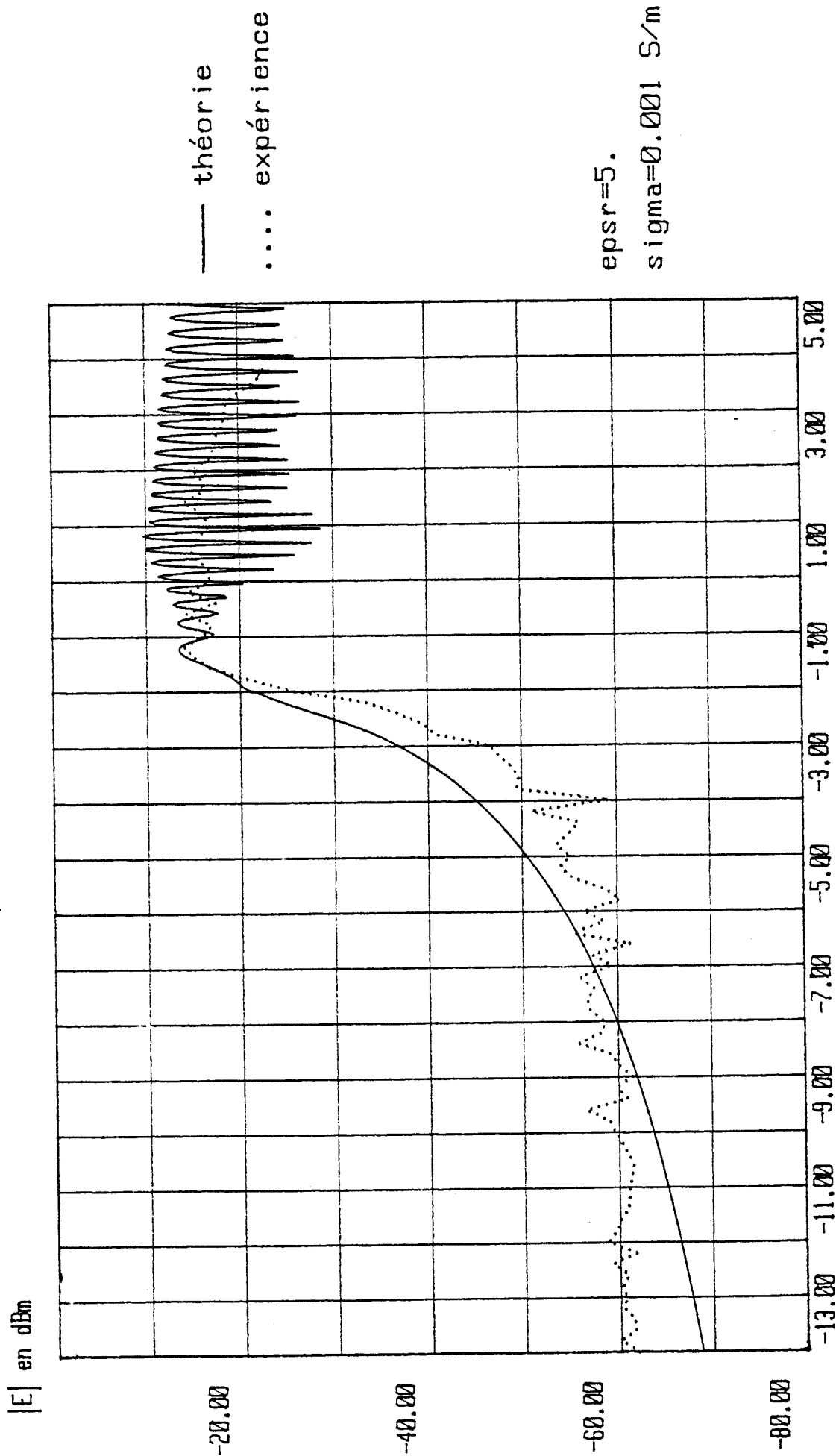
L'abscisse x de l'émetteur a été fixée à 1 m afin d'obtenir un masquage important au détour du bâtiment.

La hauteur de cet émetteur est de 1m70. Le récepteur se déplace sur un axe parallèle à Ox coupant l'axe Oy en $y = 16 \text{ m}$. Nous avons parcouru une vingtaine de mètres en prenant un point de mesure tous les 20 cm. La hauteur du récepteur est d'environ 1m20.

Les courbes expérimentale et théorique correspondant à une émission-réception en polarisation verticale sont tracées sur la Planche (II.7). La Planche (II.8) regroupe les résultats obtenus en polarisation horizontale. Le calcul théorique a été effectué en prenant $\epsilon_r = 5$ et $\sigma = 10^{-3} \text{ S/m}$. De plus, nous avons considéré une source rayonnant en $\sin\theta$ et un récepteur ayant le même diagramme de rayonnement. Celui-ci a été choisi afin de simuler les nombreuses désorientations des cornets dues aux conditions expérimentales difficiles. L'orientation théorique de ces diagrammes est décrite sur le schéma à l'échelle de la Figure (II.6)

"comparaison expérience - théorie"

F=10GHz E // bord polar V-V source à 1m du bord

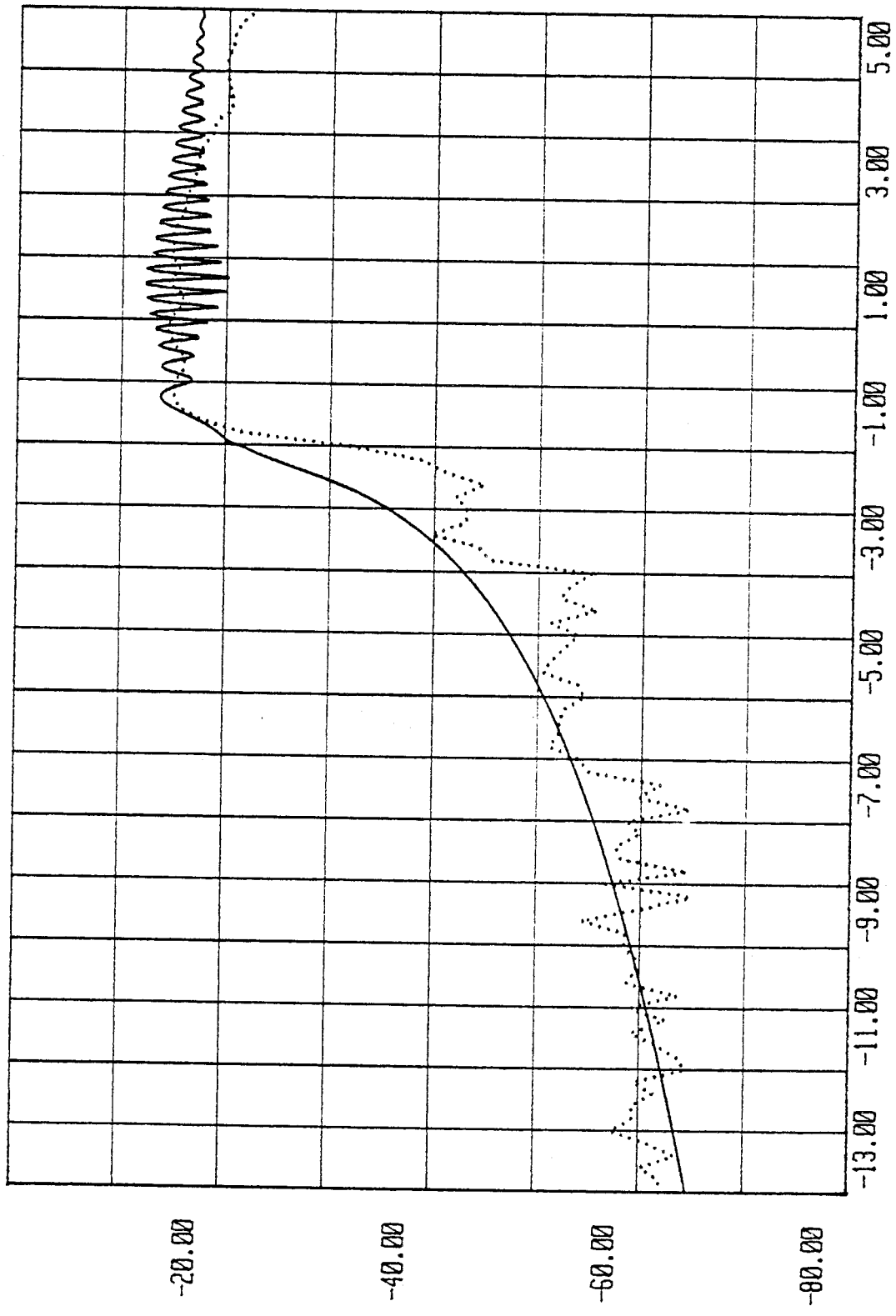


distance en m

"comparaison expérience - théorie"

F=10GHz H // bord polar HH source à 1m du bord

|E| en dBm



— théorie
.... expérience

epsr=5.
sigma=0.0015/m

distances en m

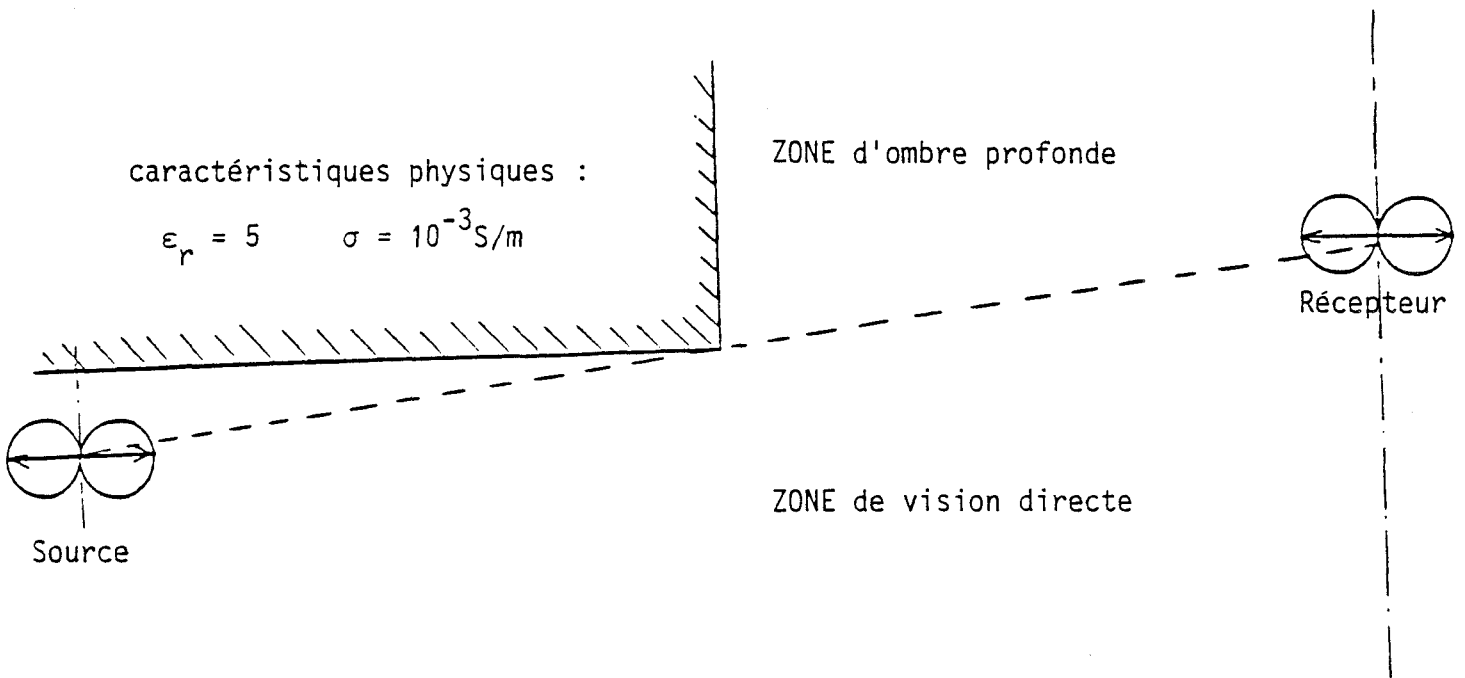


Figure (II.6) "Schéma à l'échelle 1/100e".

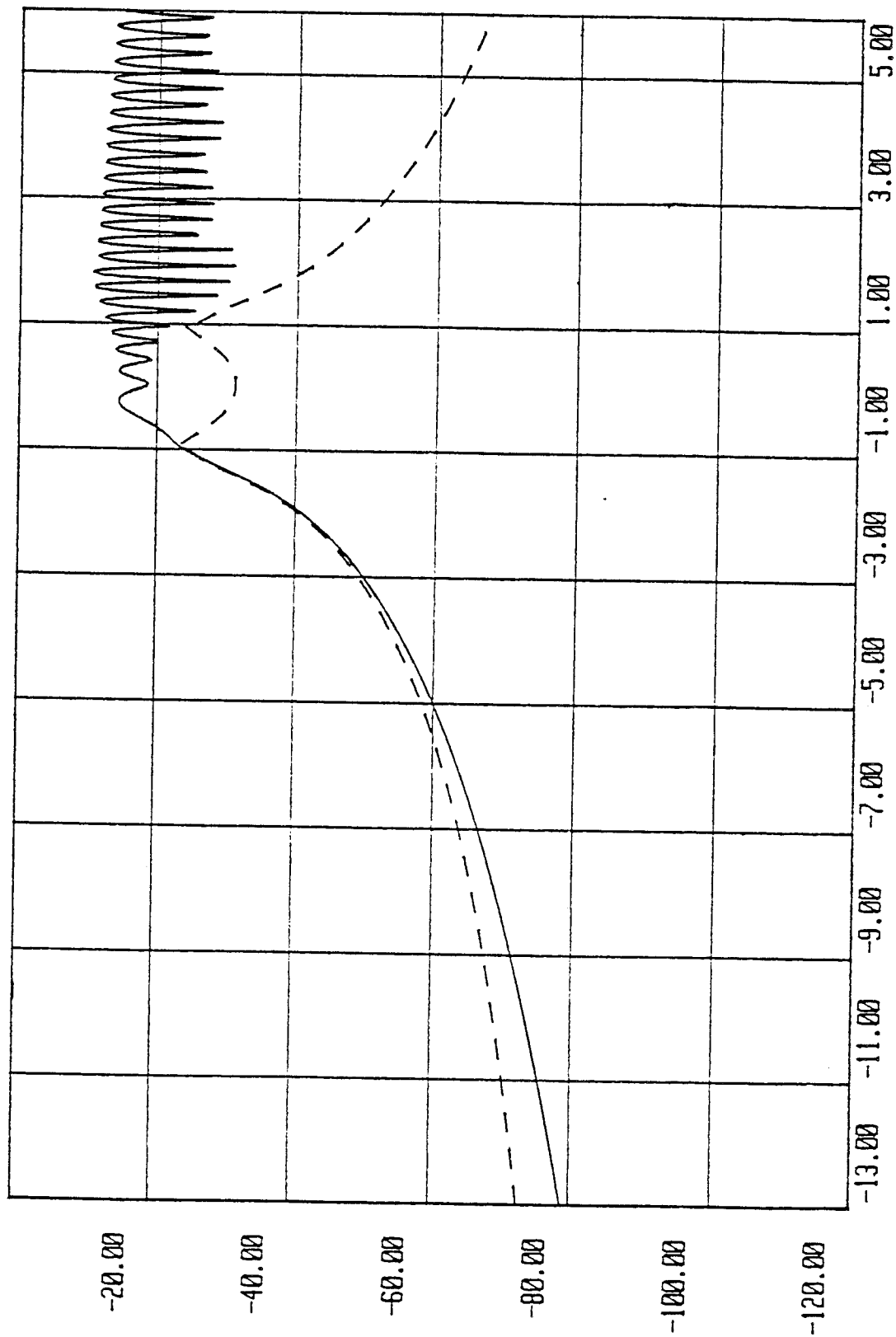
On remarque que les courbes expérimentales sont perturbées lorsque le récepteur se trouve dans la zone d'ombre. Ceci est probablement dû aux réflexions de l'onde incidente sur les obstacles environnant le bord du bâtiment. De plus, les mesures effectuées dans cette zone correspondent à des valeurs de l'amplitude du champ proches du niveau de bruit de l'appareil de mesure. On note toutefois qu'il y a un accord satisfaisant entre les courbes expérimentales et théoriques, notamment dans le cas où le champ magnétique H est parallèle au bord.

Nous avons détaillé le calcul du champ théorique sur les Planches (II.9) et (II.10). Les courbes représentées sont celles du champ diffracté et du champ total obtenu au niveau du récepteur compte tenu du diagramme de rayonnement de celui-ci.

"détail de la simulation théorique"

F=10GHz E // bord polar V-V source à 1m du bord

|E| EN DB

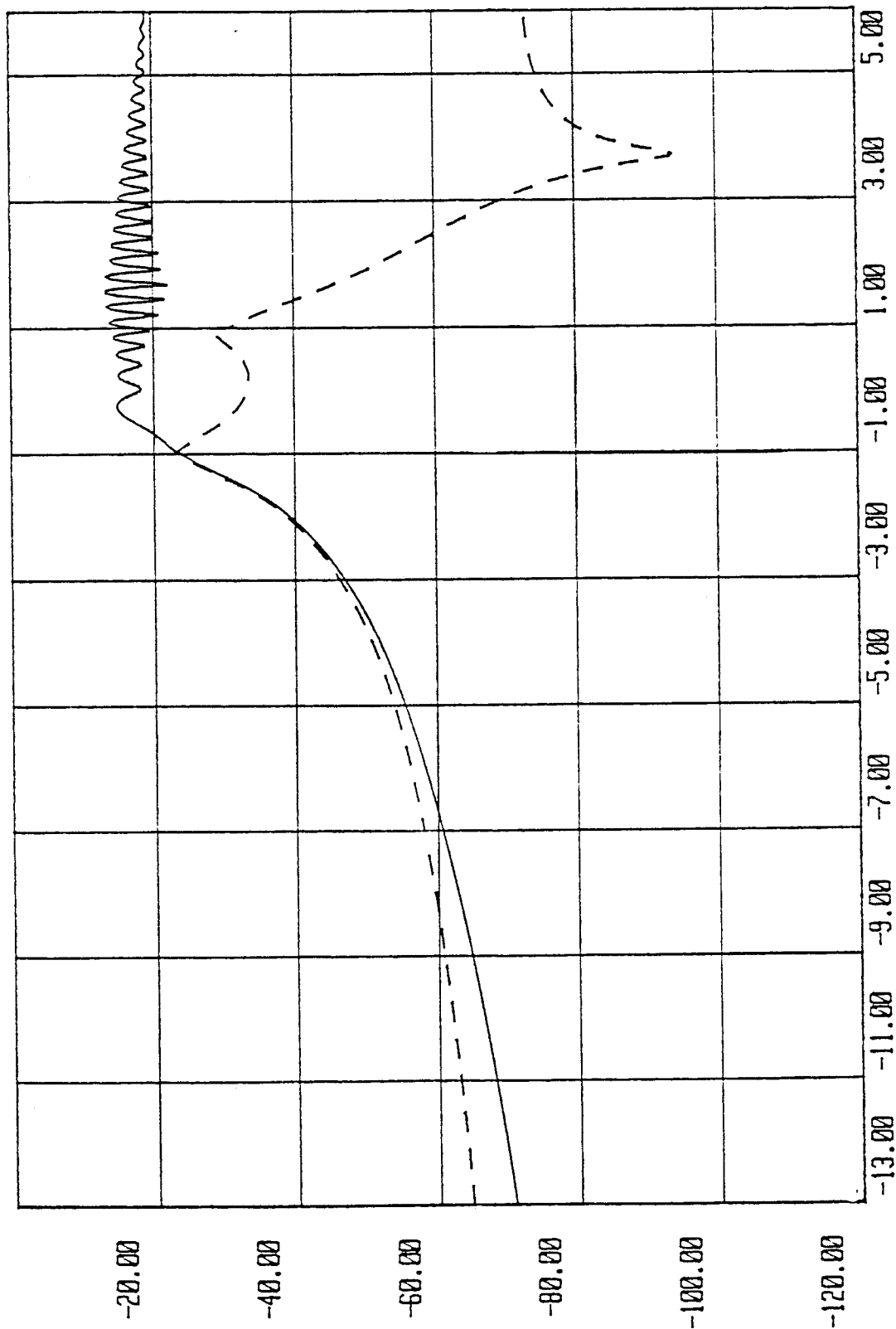


DISTANCE EN M

"détail de la simulation théorique"

F=10GHz H // bord polar HH source à 1m du bord

|E| EN DB



— E total

- - - E diffracté

DISTANCE EN M

II.3) ETUDE DE RAYONS COMPLEMENTAIRES : LA DIFFRACTION AU 2nd ORDRE

II.3.1) Introduction

Les expressions du coefficient de diffraction données dans la 1^{ère} partie proviennent d'un développement asymptotique de la solution exacte au 1^{er} ordre.

Un calcul au second ordre fait apparaître un terme supplémentaire qui est proportionnel à la dérivée du champ incident par rapport à une dimension transversale à la direction de propagation ("slope diffraction coefficient"). Par conséquent, le nombre de termes à considérer dans le calcul du champ diffracté dépend de la variation spatiale de l'amplitude du champ émis par la source éclairant l'arête donc du diagramme de rayonnement de celle-ci.

Une expression mathématique plus précise du champ diffracté peut être donnée sous la forme (II.6) avec les notations de la Figure (II.7)

$$E^d(r, \phi) = \left[D \cdot E^i(Q_0) + \frac{1}{jk} \frac{\partial D}{\partial \phi'} \left| \frac{\partial E^i(Q_0)}{\partial u} \right| \right] \sqrt{\frac{r'}{r(r+r')}} e^{-jk_r} \quad (II.6)$$

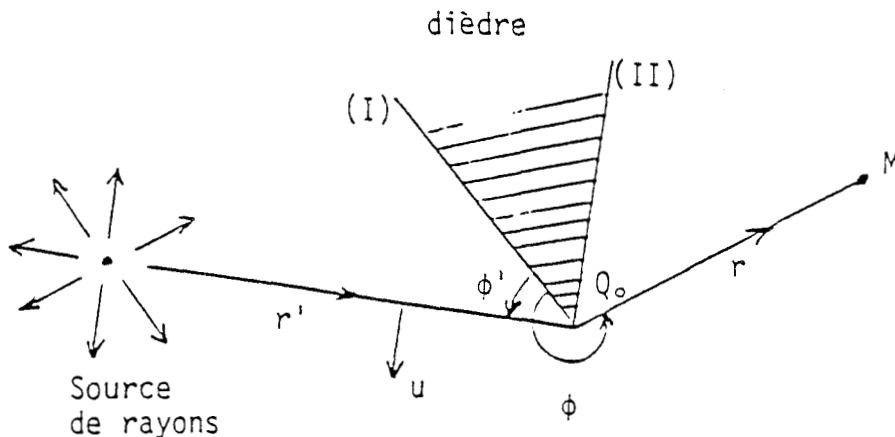


Figure (II.7)

D : coefficient de diffraction "usuel"

k : nombre d'onde $k = \frac{2\pi}{\lambda}$

u : vecteur unitaire perpendiculaire à la direction "source-arête diffractante".

Lorsque l'arête est située dans une direction non éclairée par la source, le terme $E^i(Q_0)$ est nul ou négligeable. E^d dépend alors non seulement de la dérivée du champ incident $\frac{\partial E^i}{\partial u}$ mais également de la dérivée du coefficient de diffraction par rapport à ϕ' qui est l'angle d'incidence par rapport au plan de référence (I) du dièdre.

La formule (II.7) donne l'expression mathématique du coefficient de diffraction au second ordre $\frac{\partial D}{\partial \phi'}$ dans le cas d'un problème bidimensionnel. [13]

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial D}{\partial \phi'} &= \frac{-e^{-j\pi/4}}{2n \sqrt{2\pi k}} \left[\cotg \left(\frac{\pi - (\phi + \phi')}{2n} \right) F(kL a^- (\phi + \phi')) \frac{\partial R_I}{\partial \phi'} \right. \\
 &\quad + \cotg \left(\frac{\pi + (\phi + \phi')}{2n} \right) F(kL a^+ (\phi + \phi')) \frac{\partial R_{II}}{\partial \phi'} \\
 &\quad + \frac{1}{2n} \operatorname{cosec}^2 \left(\frac{\pi + (\phi - \phi')}{2n} \right) F_S(kL a^+ (\phi - \phi')) \\
 &\quad + \frac{1}{2n} \operatorname{cosec}^2 \left(\frac{\pi - (\phi - \phi')}{2n} \right) F_S(kL a^- (\phi - \phi')) \\
 &\quad - \frac{R_I}{2n} \operatorname{cosec}^2 \left(\frac{\pi - (\phi + \phi')}{2n} \right) F_S(kL a^- (\phi + \phi')) \\
 &\quad \left. + \frac{R_{II}}{2n} \operatorname{cosec}^2 \left(\frac{\pi + (\phi + \phi')}{2n} \right) F_S(kL a^+ (\phi + \phi')) \right]
 \end{aligned}$$

(II.7)

$$\operatorname{Cosec}^2(x) = 1 + \cotg^2(x)$$

$$F_S(x) = 2jx [1 - F(x)]$$

Les fonctions $F(x)$, $L(r,r')$, $a^\pm(\beta)$ sont détaillées dans la 1ère partie de ce chapitre.

On rappelle que le réel n est tel que l'angle d'orientation du dièdre soit égal à $(2-n)\pi$.

R_I et R_{II} sont les coefficients de réflexion sur les faces (I) et (II) du dièdre.

Les termes $\frac{\partial R_I}{\partial \phi'}$ et $\frac{\partial R_{II}}{\partial \phi'}$ sont nuls dans le cas d'un dièdre parfaitement métallique. Dans le cas où les faces du dièdre ont une permittivité complexe nous devons utiliser les formules (II.8).

$$\frac{\partial R}{\partial \theta} = \frac{2 \cos \theta (\epsilon_r^* - 1)}{[\epsilon_r^* - \cos^2 \theta]^2 [\sin \theta + \epsilon_r^* - \cos^2 \theta]^2} \quad \text{si } E // \text{ interface}$$

et

$$\frac{\partial R}{\partial \theta} = \frac{2 \epsilon_r^* \cos \theta (\epsilon_r^* - 1)}{[\epsilon_r^* - \cos^2 \theta]^2 [\epsilon_r^* \sin \theta + \epsilon_r^* - \cos^2 \theta]^2} \quad \text{si } H // \text{ interface}$$

(II.8)

θ est l'angle d'incidence précisé sur le schéma de la Figure (II.8)

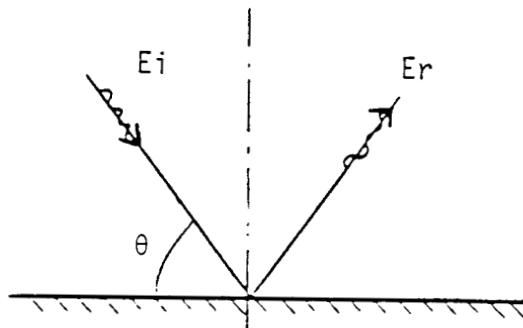


Figure (II.8)

Considérons maintenant le cas de la dérivée du champ incident $\frac{\partial E^i}{\partial \phi}$ (Q_0) au point de diffraction. On se place dans l'hypothèse d'un problème à deux dimensions. L'expression du champ incident est celle d'une ligne source parallèle à l'arête, affectée d'un facteur de rayonnement $F(\phi)$.

Cette expression peut se mettre sous la forme (II.9) dans un repère de coordonnées cylindriques tel que celui décrit sur la Figure (II.9)

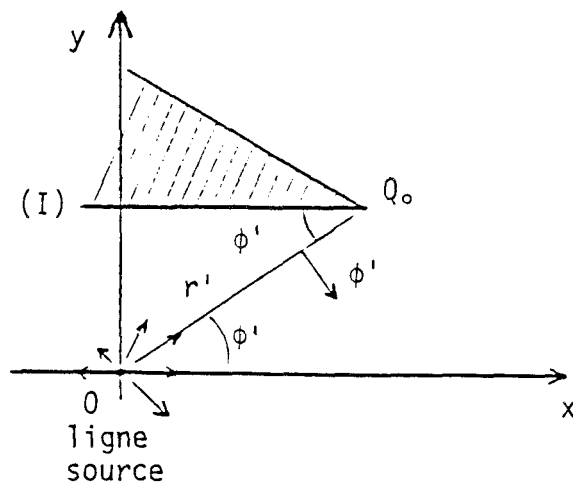


Figure (II.9)

$$E^i(\phi', r', z) = F(\phi') \frac{e^{-jkr'}}{\sqrt{r'}} \quad (II.9)$$

La direction orthogonale à la direction de propagation est repérée par le vecteur unitaire ϕ' .

La dérivée de E^i par rapport à cette direction peut donc s'écrire

$$\frac{\partial E^i}{\partial \phi'} = \frac{1}{r'} \frac{\partial E^i}{\partial \phi'} \phi' = \frac{1}{r'} \frac{\partial F(\phi')}{\partial \phi'} \frac{e^{-jkr'}}{\sqrt{r'}} \cdot \phi' \quad (II.10)$$

Dans le cas d'un problème tridimensionnel, les formules ci-dessus restent valables à condition de se placer dans le plan normal à l'arête et passant par la source et en considérant une décroissance du champ en $1/r'$ et non en $1/\sqrt{r'}$.

Ces formules mettent en évidence l'importance du diagramme de rayonnement sur le champ diffracté qui, on le rappelle, est le seul champ capté par un récepteur situé dans la zone d'ombre profonde de l'obstacle constitué par le dièdre.

II.3.2) Influence du diagramme de rayonnement d'une source réelle

Nous allons étudier l'influence du coefficient de diffraction au 2nd ordre en prenant une source rayonnant en $\sin\theta$. Cette source va être orientée de différentes manières au voisinage d'un dièdre métallique d'angle d'ouverture $\pi/2$, (90°).

Dans un premier temps nous allons orienter la source de rayons de telle façon que le champ direct au point de diffraction Q_0 soit nul, ceci est représenté sur la Figure (II.10)

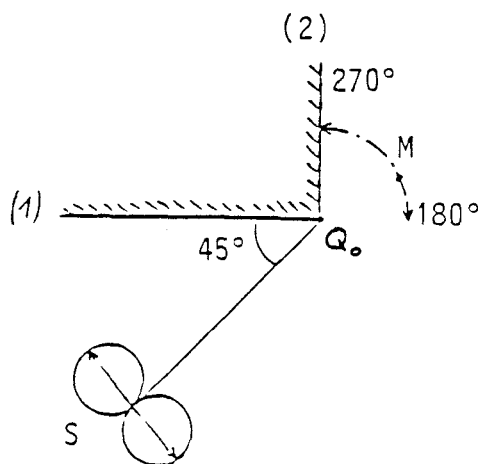


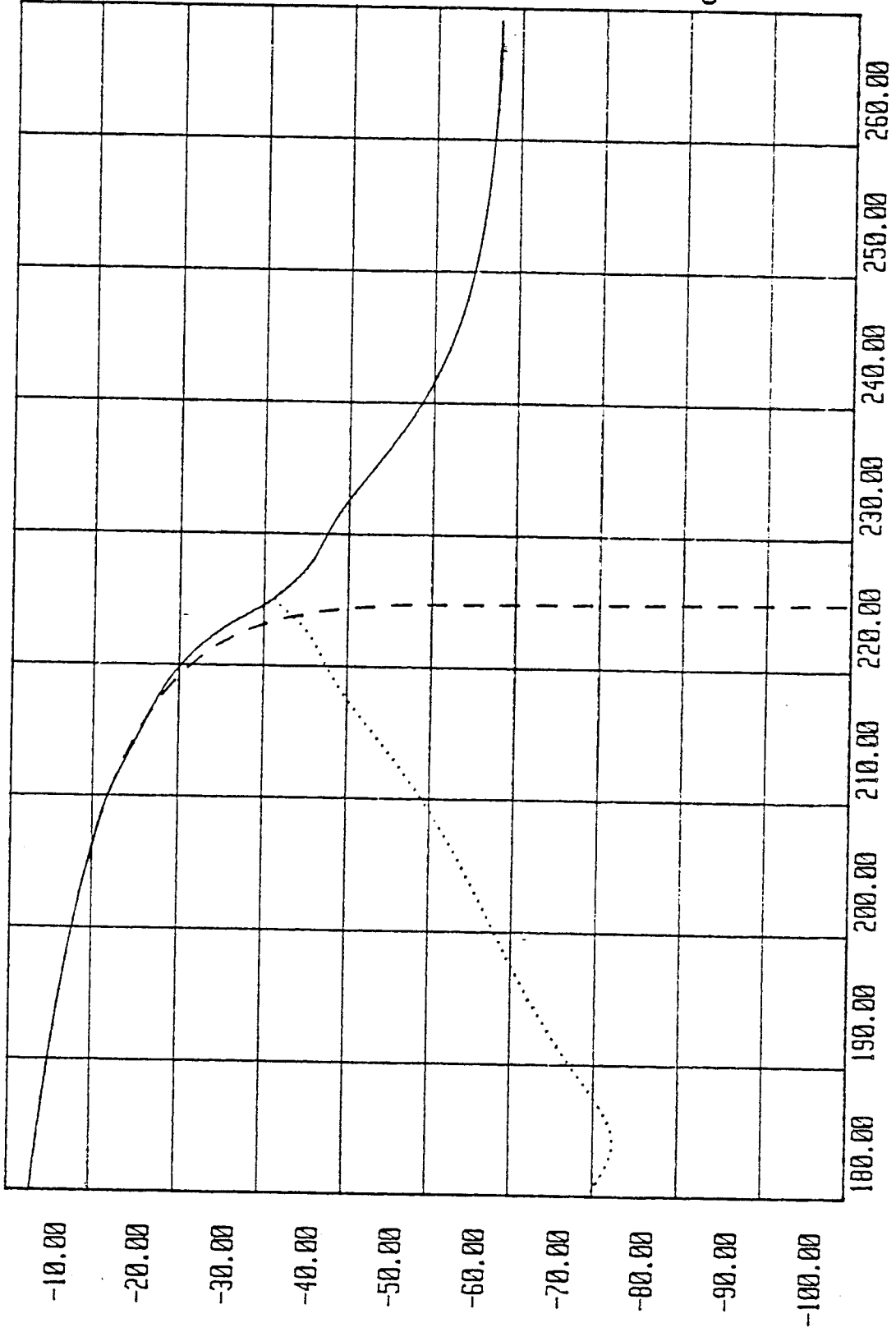
Figure (II.10)

L'angle d'incidence par rapport à la face (1) du dièdre est de 45° . On effectue le calcul à $F = 1$ GHz dans les 2 polarisations. Nous avons tracé sur les planches (II.11) et (II.12) les champs direct, diffracté au 2nd ordre et total. Le champ diffracté au 1^{er} ordre est nul puisque proportionnel à $E^i(Q_0)$.

Le point d'observation M se déplace sur un cercle de centre Q_0 . L'angle entre la droite Q_0M et la face (1) du dièdre varie entre 180° et 270° .

"influence de l'orientation de la source : H // bord"

|E| en dB



E total : _____

E direct : - - - - -

Ediff 2nd ordre ,

.....

68

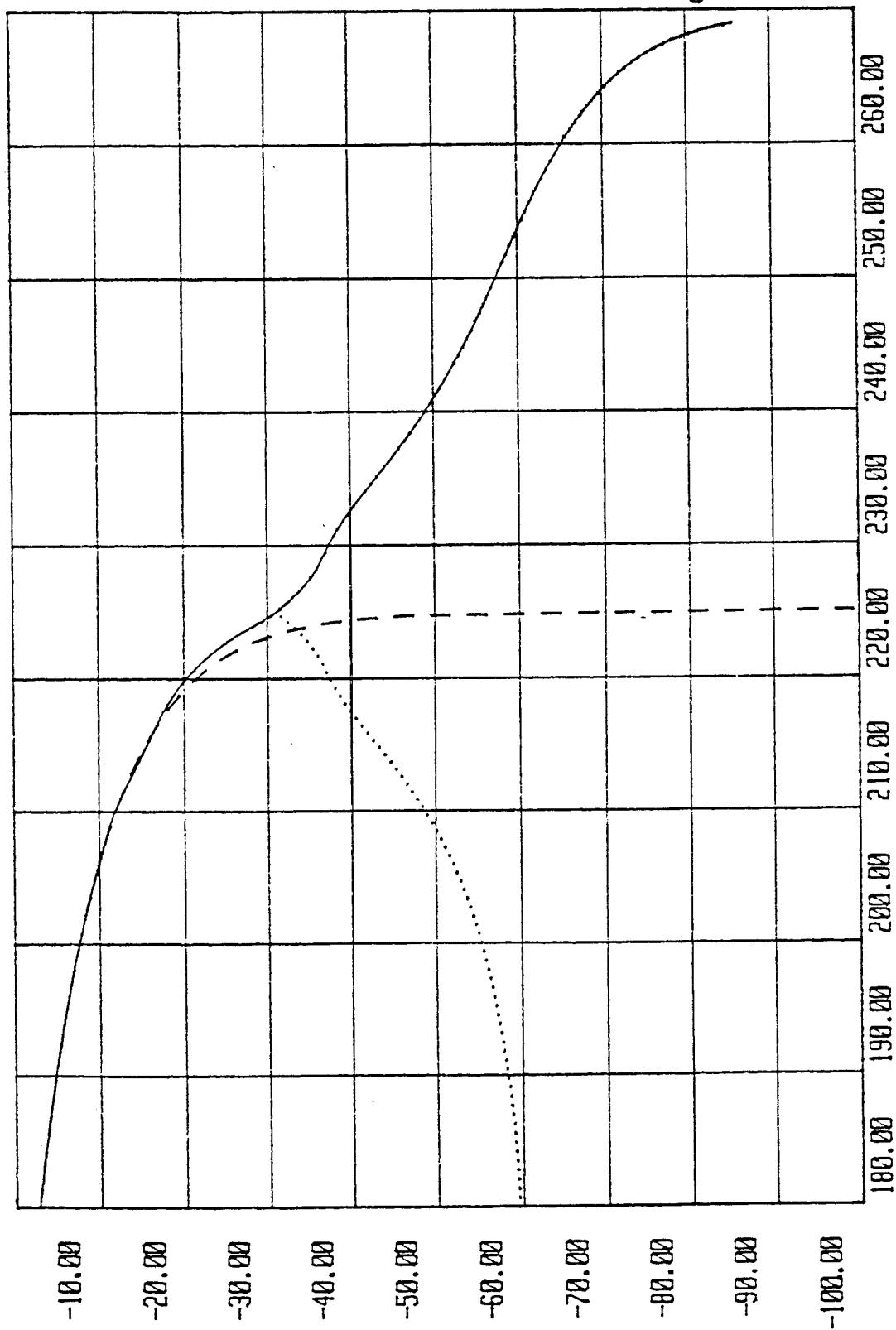
F=1GHz

dièdre métallique

angle PHI

"influence de l'orientation de la source : E // bord"

|E| en dB



E total:

—

E direct

- - -

E diff 2nd ordre

.....

F=1GHz

dièdre métallique

angle PHI

Le champ diffracté au 1^{er} ordre n'est pas représenté car il est identiquement nul. Par contre, on s'aperçoit que le champ diffracté au second ordre permet effectivement de décrire le champ reçu dans la zone d'ombre située au-delà de 225°.

Après avoir mis en évidence l'influence de la diffraction au second ordre dans ce cas particulier, nous allons comparer le champ diffracté calculé au 1^{er} ordre au champ diffracté calculé au 2nd ordre dans des cas où la source est orientée avec des angles différents. Nous avons envisagé 3 orientations qui sont décrites sur la Figure (II.11)

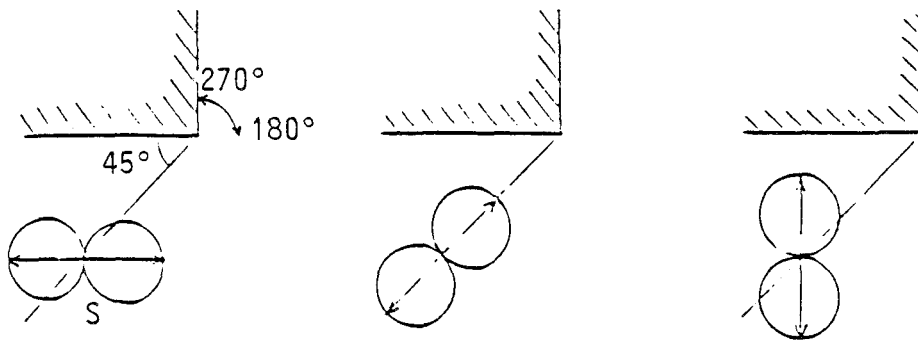


Figure (II.11)

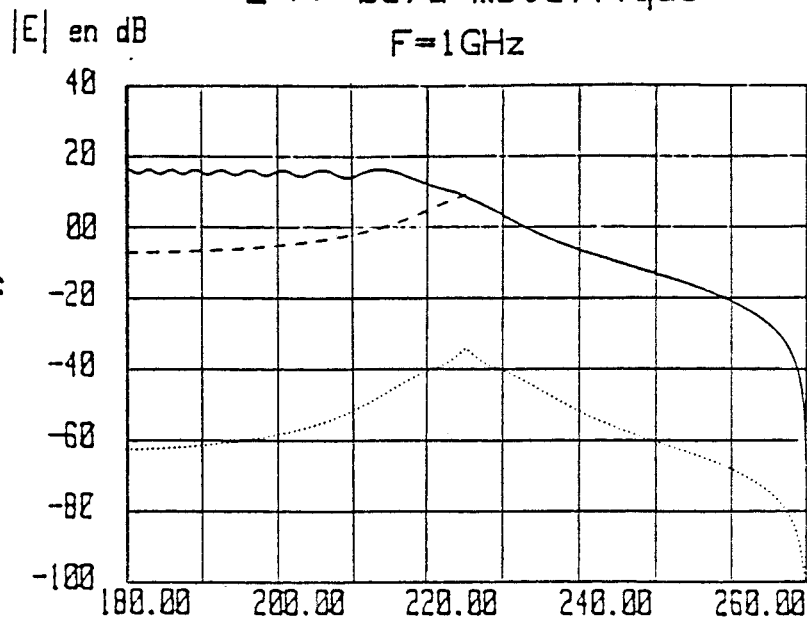
La courbe (2) de la planche (II.13) montre que le champ diffracté au 2nd ordre E_{d2} est nul lorsque le bord est situé dans le lobe principal de la source. De plus, on s'aperçoit sur les trois courbes que ce champ est inférieur de plus de 40 dB au champ diffracté au 1^{er} ordre E_{d1} .

Nous avons représenté sur la planche (II.14) le champ obtenu lorsque le bord est situé dans le lobe principal puis dans la direction d'un zéro de rayonnement de la source. Dans le premier cas, le champ rayonné vers la zone d'ombre profonde est donné par le champ diffracté au premier ordre. Dans le second cas de figure, seul le champ diffracté au second ordre est susceptible d'atteindre la zone d'ombre.

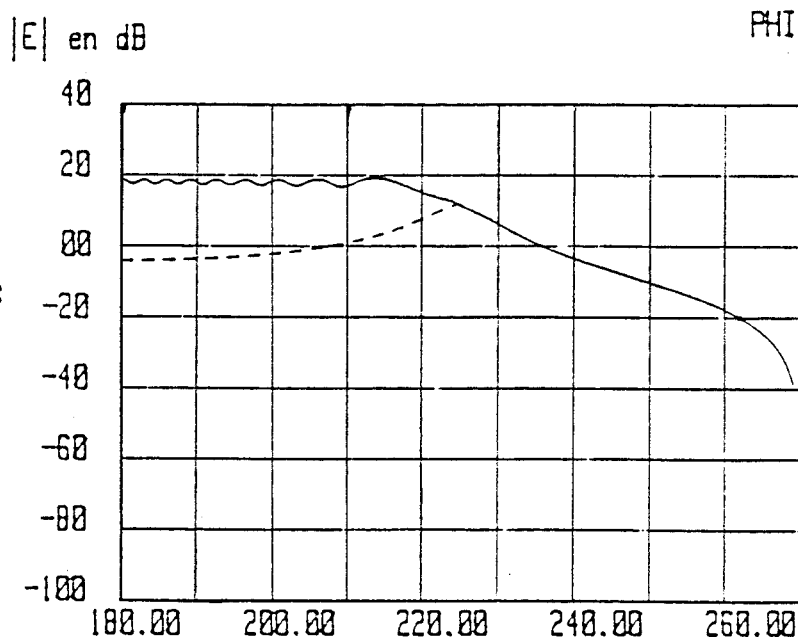
influence d'une source rayonnant en $\sin(\theta)$

E // bord métallique

PLANCHE(II.13)



courbe (1):
cas(A)



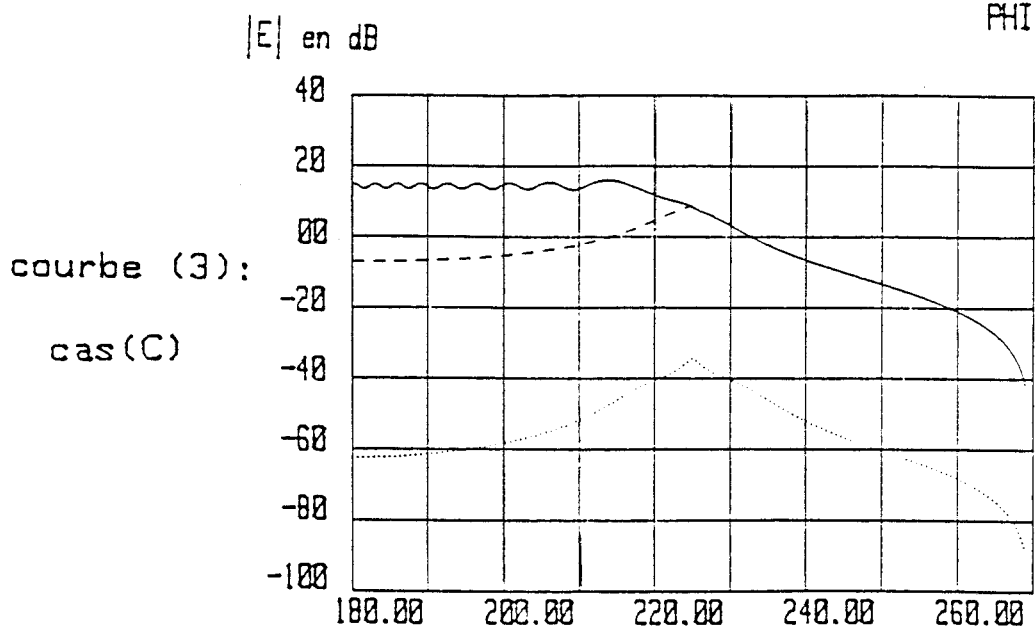
courbe (2):
cas(B)

champ total :

champ diffracté

1er ordre :
- - - - -

2nd ordre :
.....

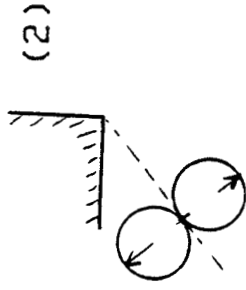
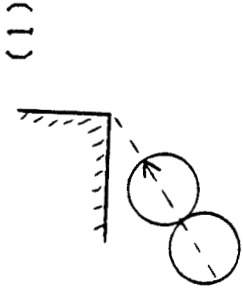
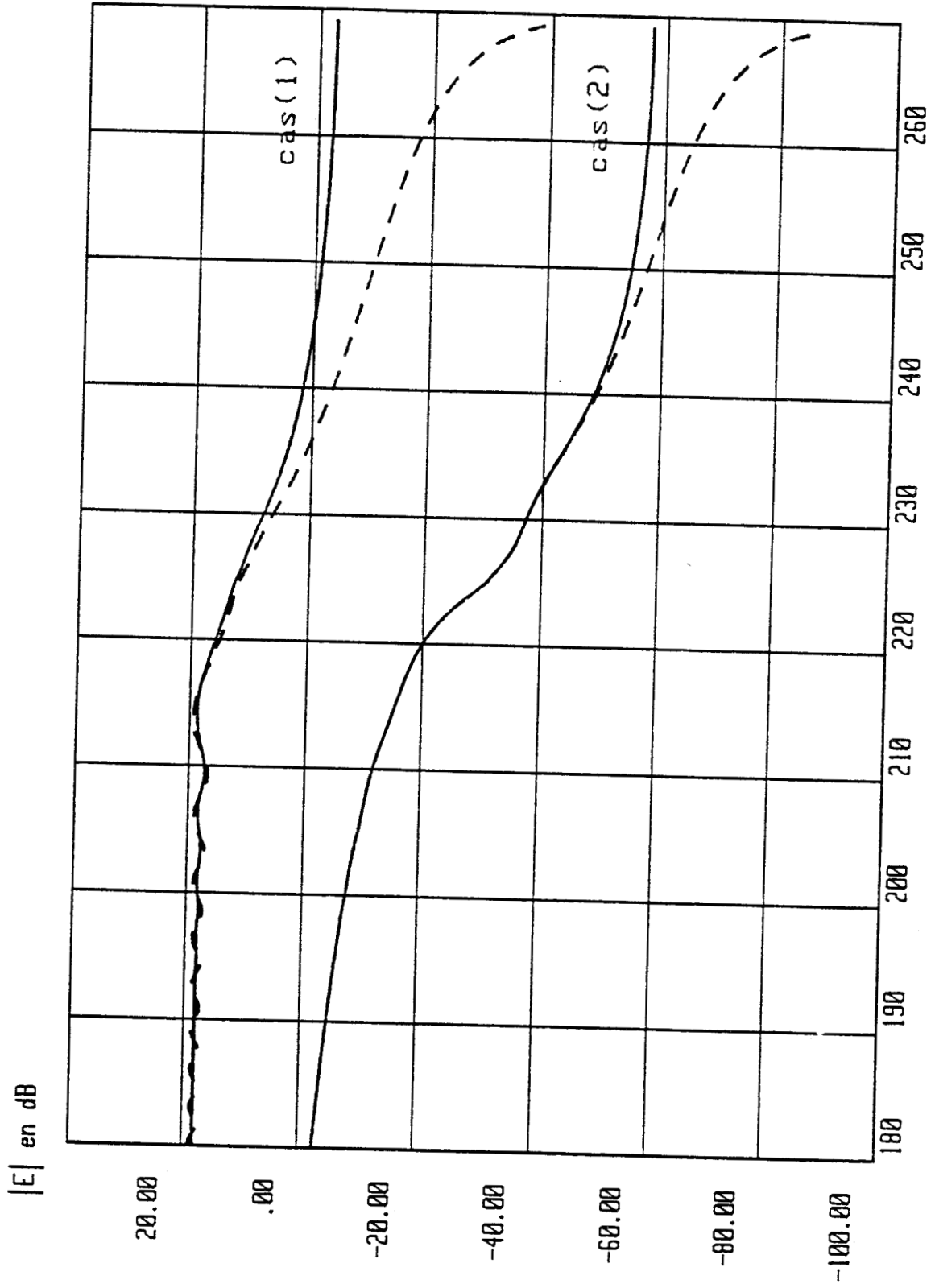


courbe (3):
cas(C)

PHI en degrés

influence du diagramme de rayonnement de la source

PLANCHE (II,14)



diedre metal.

$F=1\text{GHz}$

- - - E//bord

— H//bord

angle Φ

Nous envisageons ensuite le cas d'une source très directive rayonnant dans différentes directions au voisinage du dièdre métallique. Nous avons simulé une source rayonnant en $(\sin\theta)^{60}$, ce qui correspond à un angle d'ouverture d'environ 10° .

Les résultats numériques sont reportés sur la planche (II.15). Les orientations prises par le diagramme de rayonnement sont représentées sur la figure (II.12)

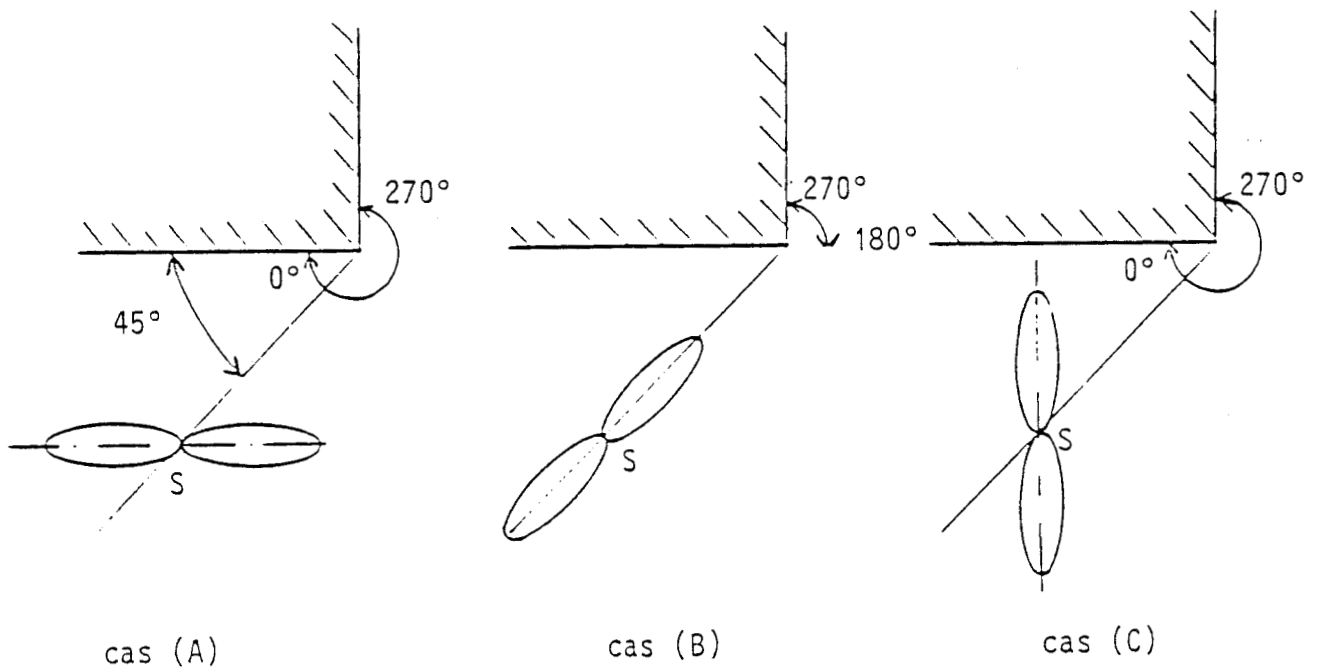


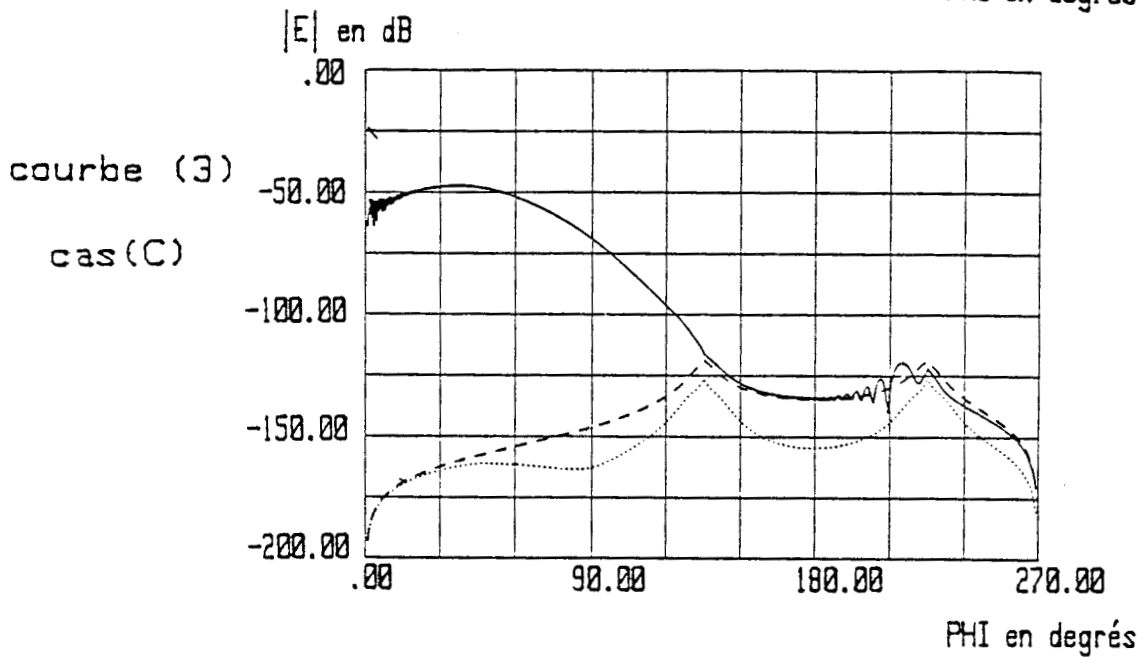
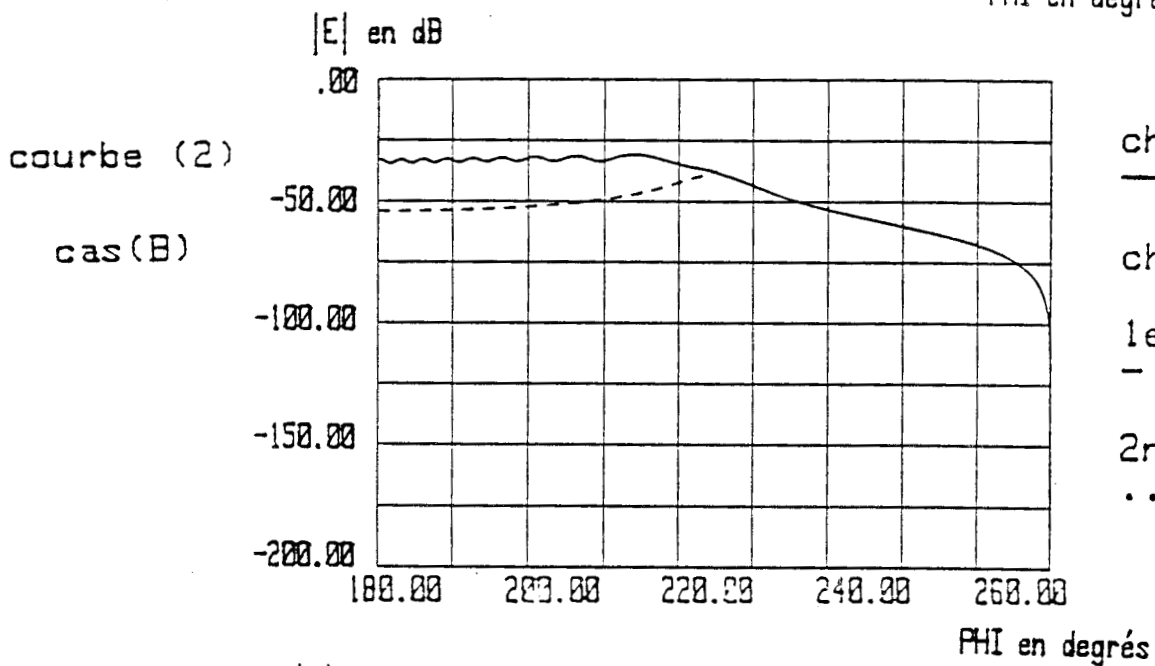
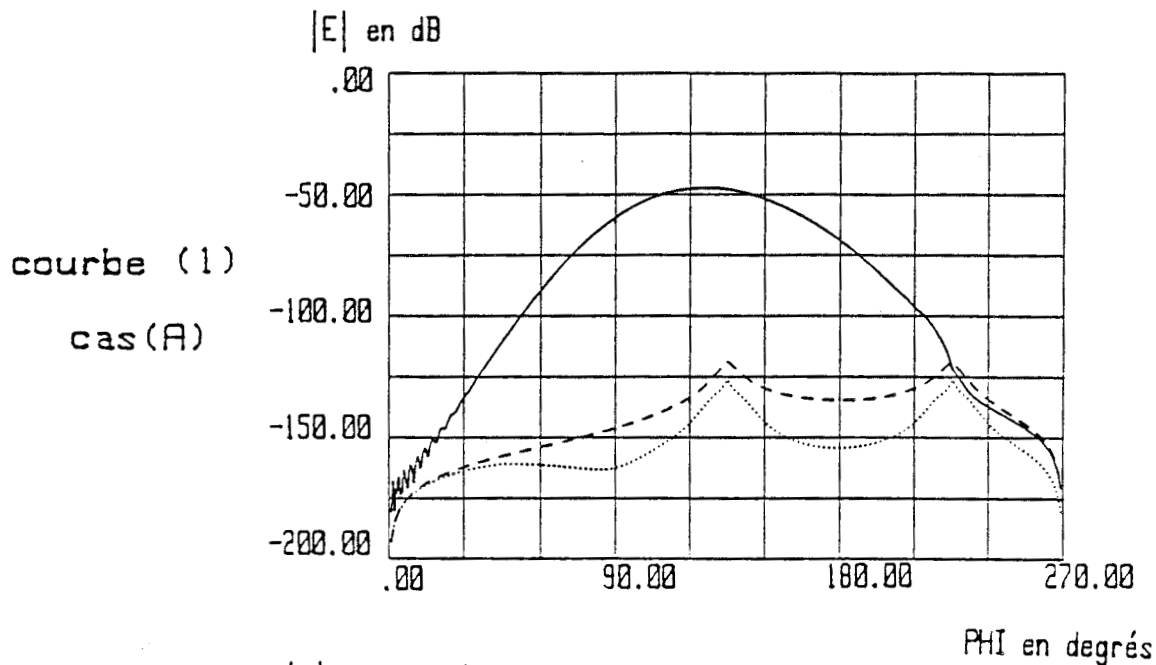
Figure (II.12)

Cette fois encore, on note que Ed_2 est nul lorsque l'antenne éclaire directement le bord. Par contre, on remarque que ce champ a une influence non négligeable dans les 2 autres cas, ce qui était prévisible puisque le champ de la source varie rapidement en fonction de la direction θ . Néanmoins, les trois configurations étudiées montrent que le champ diffracté par le bord vers la zone d'ombre (au-delà de 225°) peut être calculé uniquement au 1^{er} ordre.

influence d'une source très directive
E // bord métallique

F=1GHz

PLANCHE (II.)



Il est à signaler que le calcul est impossible lorsque le bord est situé dans la direction d'un zéro de rayonnement de cette antenne. En effet, la grande directivité de celle-ci ne permet pas d'obtenir une amplitude significative du champ diffracté au second ordre au niveau des points d'observation.

De plus, l'antenne choisie possède un diagramme de rayonnement dont la dérivée par rapport à θ n'est pas très importante lorsque θ tend vers une valeur proche de zéro donc E^{d2} doit être très faible, comme on peut le remarquer sur la courbe de la Figure (II.13).

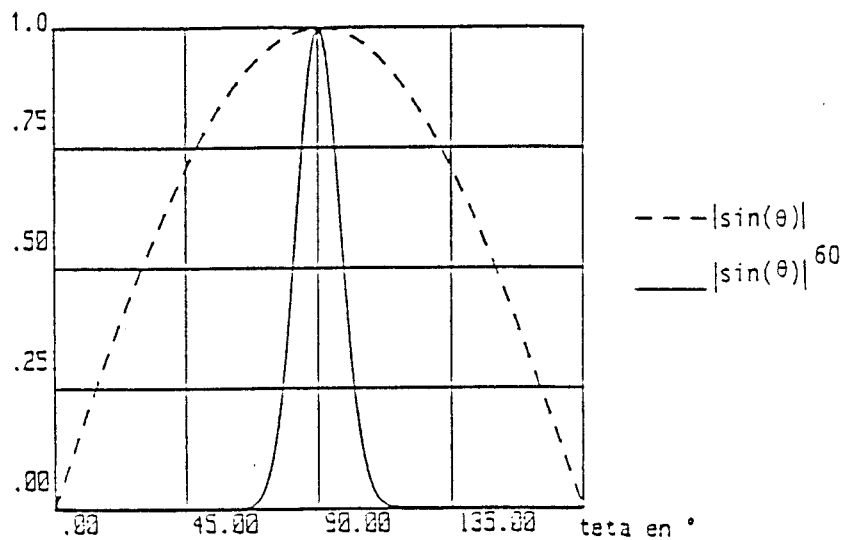


Figure (II.13)

II.3.3) Influence du diagramme de rayonnement d'une source fictive

Les applications que nous envisageons par la suite font intervenir un grand nombre de réflexions sur des parois diélectriques faiblement conductrices. Nous utilisons la théorie des images afin de rendre compte des chemins multiples empruntés par l'onde lors de sa propagation.

Par principe, nous savons que les images ou sources fictives sont des reflets plus ou moins déformés de la source réelle selon la forme et la nature de la surface réfléchissante.

Nous allons considérer successivement le cas de la réflexion sur un plan métallique parfait puis sur un plan diélectrique imparfait.

Le premier cas ne pose pas de problème lorsque la source est isotrope. Dans ce cas, le diagramme de rayonnement de la source réelle est conservé par la source fictive. On sait que le seul changement s'effectue au niveau de la phase qui est inversée lorsque le champ incident sur le plan est parallèle à celui-ci.

Par contre, si l'on s'intéresse à une source non isotrope nous observons sur l'exemple de la Figure (II.14) que le rayonnement de la source fictive est modifié du point de vue du récepteur situé en M

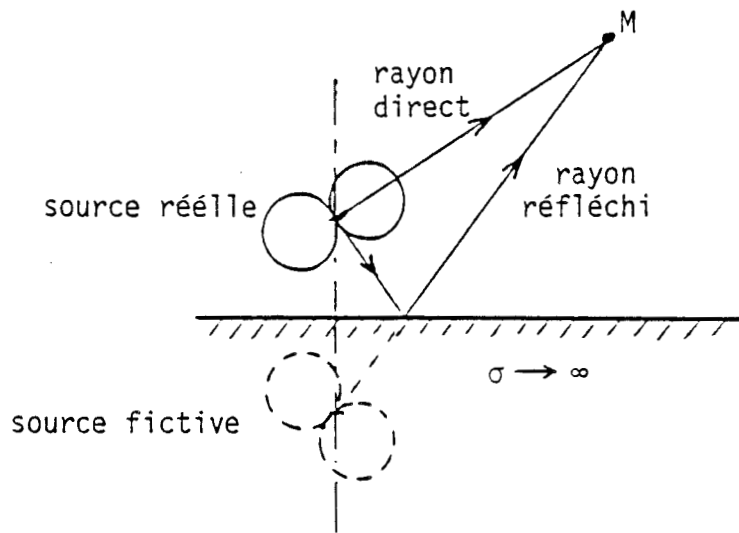


Figure (II.14)

Si le point M est un point de diffraction on s'aperçoit que la configuration géométrique incluant la source fictive est identique à celles qui ont été étudiées précédemment.

Par conséquent, il est évident que le champ diffracté par le rayon réfléchi doit être calculé au 2nd ordre alors que le champ diffracté par le rayon direct est calculé au 1^{er} ordre.

Si l'on s'intéresse maintenant aux rayons réfléchis par des surfaces diélectriques faiblement conductrices, le champ provenant des sources fictives doit être pondéré par un coefficient de réflexion dont l'amplitude et la phase varient en fonction de l'angle d'incidence du rayon sur la surface réfléchissante. Le champ réfléchi atteignant un point d'observation P est donné par la relation (II.10) en utilisant les notations de la Figure (II.15) :

$$E_R(P) = E_0 \cdot \frac{e^{-jks}}{\sqrt{s}} \cdot F(\theta) \cdot R(\theta) \quad (\text{II.10})$$

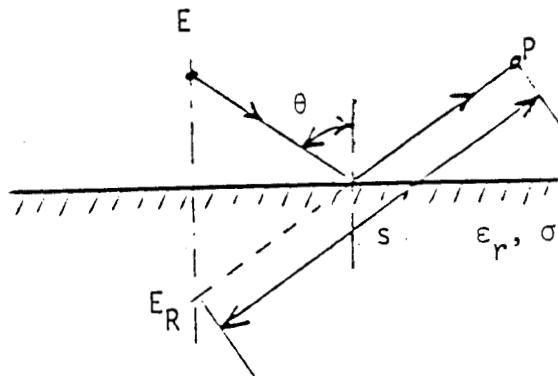


Figure (II.15)

On peut donc considérer que le diagramme de rayonnement de la source réelle est affecté par le plan réfléchissant et on attribue à la source fictive le facteur de rayonnement donné par la formule (II.11) :

$$F_{\text{fictif}}(\theta) = F_{\text{réel}}(\theta) \times R(\theta) \quad (\text{II.11})$$

Afin de mettre en évidence l'influence du coefficient de réflexion sur le rayonnement de la source fictive, nous allons choisir une source réelle isotrope. Dans ce cas la quantité $F(\theta)$ est égale à l'unité quelque soit l'angle θ considéré.

Si l'on considère le schéma de la Figure (II.16), on peut dire que l'amplitude du champ rayonné par S' dans la direction $S'M$ est proportionnelle à l'amplitude du coefficient de réflexion sur le plan (P).

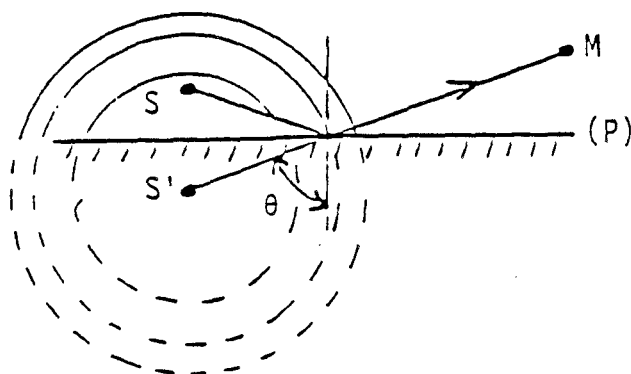


Figure (II.16)

Sur les planches (II.16) et (II.17) nous avons tracé l'évolution de l'amplitude du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence par rapport à l'interface plane dans les deux polarisations et pour deux valeurs de la permittivité relative (5 et 10) et avec $\sigma=0.01S/m$.

Lorsque le champ H est parallèle au plan de l'interface (cas TM), l'amplitude du coefficient de réflexion passe par une valeur nulle pour un angle d'incidence communément appelé angle de Brewster. On remarque que la valeur de cet angle varie de façon monotone en fonction de l'angle d'incidence.

Le champ rayonné par une source fictive en polarisation TM (H //) est donc nul dans la direction repérée par l'angle de Brewster que l'on note θ_B . Nous avons montré précédemment que le champ diffracté doit alors être calculé au second ordre et sera noté Ed_2 .

L'expression mathématique de Ed_2 fait intervenir la dérivée du champ incident sur le bord donc la dérivée du coefficient de réflexion.

Nous avons tracé $\left| \frac{\partial R_{E//}}{\partial \theta} \right|$ et $\left| \frac{\partial R_{H//}}{\partial \theta} \right|$ en pointillé sur les planches (II.16) et (II.17). On remarque que la dérivée de $R_{H//}$ est continue bien que ce coefficient ait un point de rebroussement en θ_B . Ceci est normal car il ne s'agit en fait que d'un saut de phase.

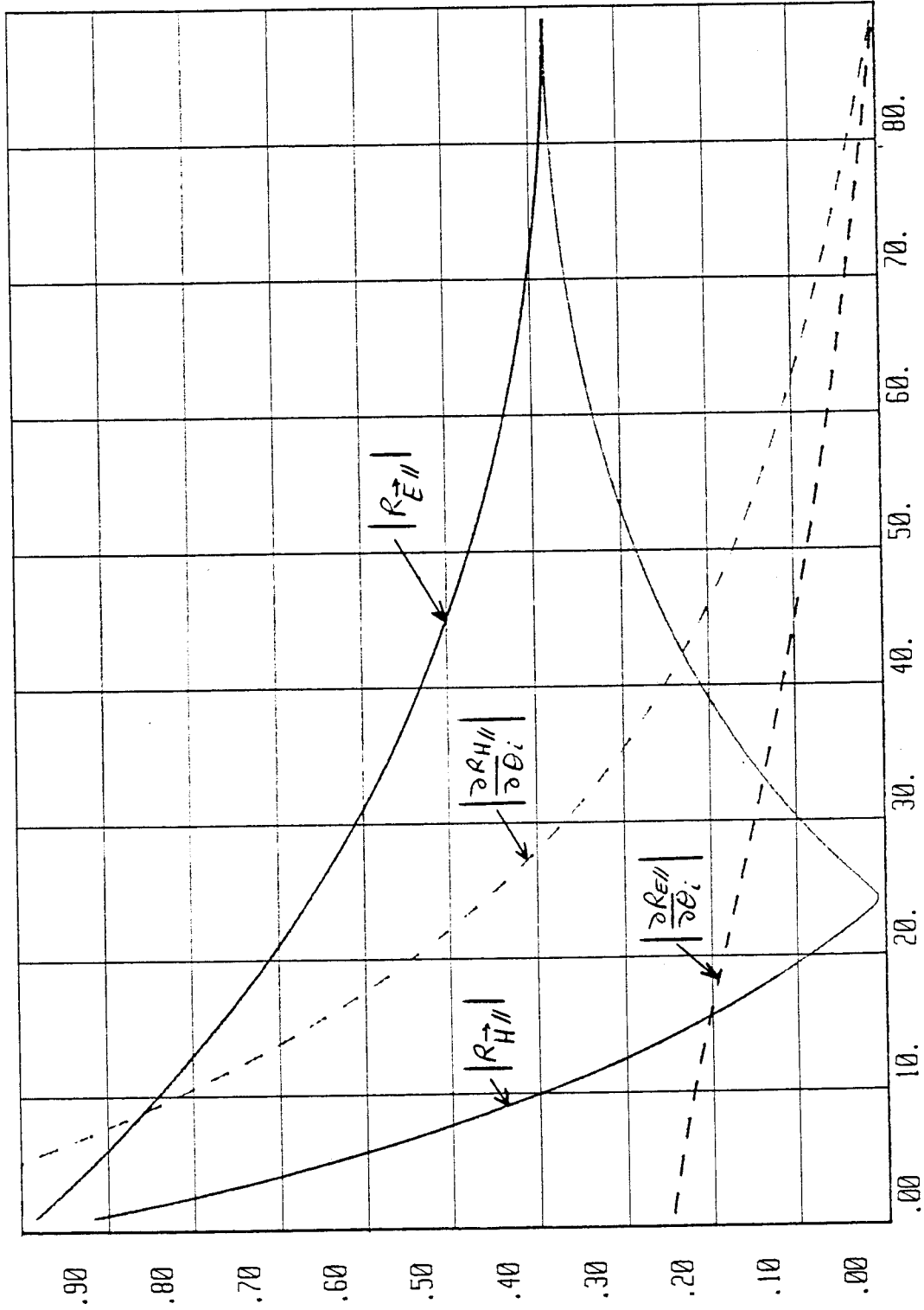
Modules des coefficients de reflexion et de leur dérivée

modules

$\epsilon_{psr}=5$

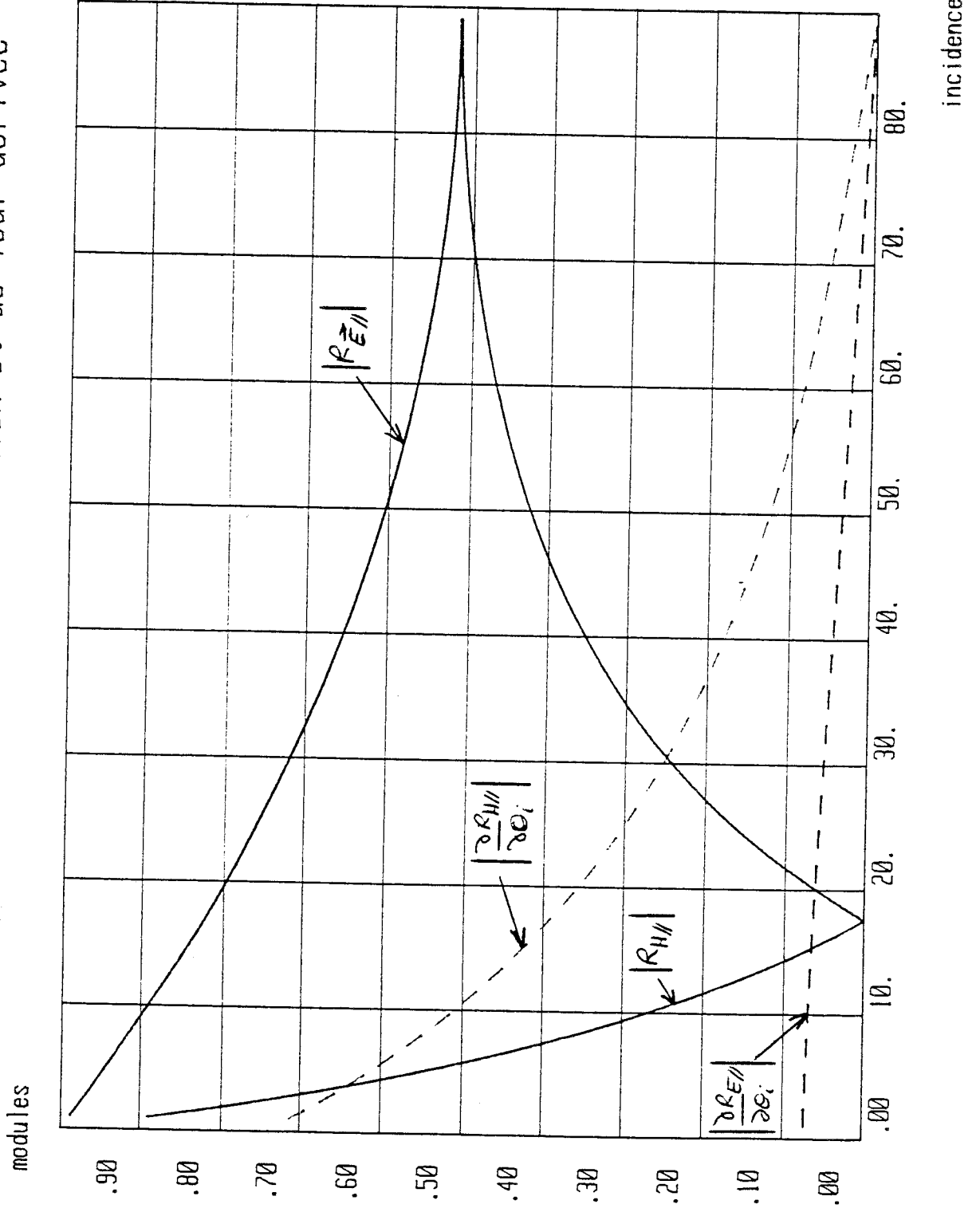
$\sigma=0.01$

$F=1\text{GHz}$



incidence / plan

Modules des coefficients de reflexion et de leur dérivée



$\epsilon_{sr} = 10$

$\sigma = 0.01$

$F = 1 \text{ GHz}$

De plus, on observe effectivement que les pentes de $R_H//$ à droite et à gauche de θ_B sont identiques. Compte tenu de ces remarques on peut dire que dans la direction θ_B il est possible de calculer un champ diffracté au second ordre qui se substitue à Ed_1 lorsque celui-ci s'annule.

Nous allons illustrer ces conclusions sur un exemple simple dont la configuration géométrique est décrite sur la Figure (II.17) :

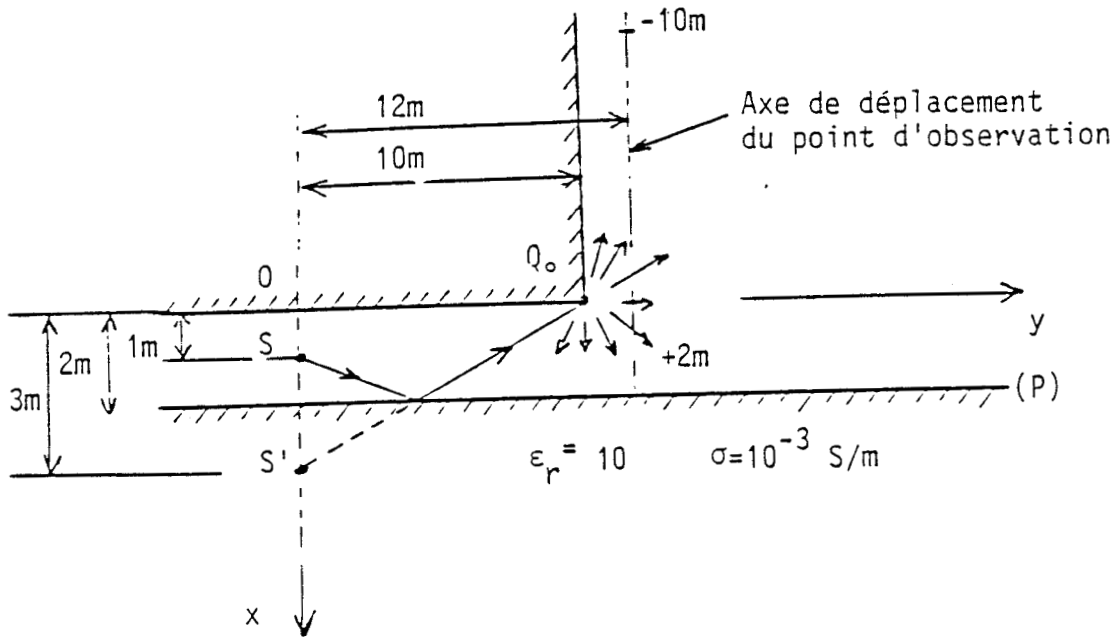
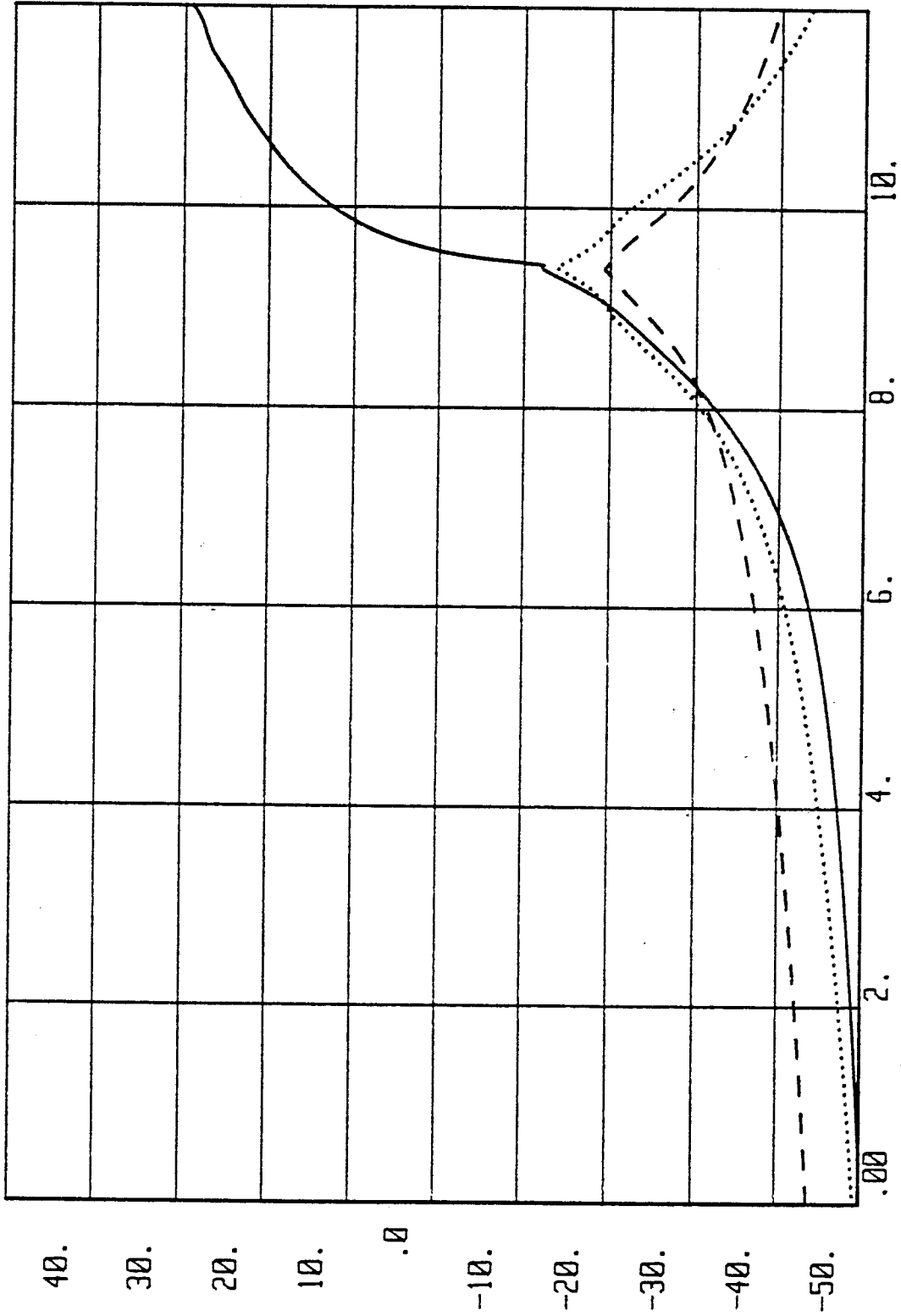


Figure (II.17)

Nous considérons le cas où H est parallèle au plan réfléchissant (P) et par conséquent au bord diffractant repéré par le point Q_0 dans le plan de la figure. La fréquence de la source est fixée à 1 GHz. Les courbes tracées sur les Planches (II.18), (II.19) et (II.20) ne concernent que le champ émis par la source fictive S' diffractant sur le bord en Q_0 . Afin d'étudier Ed_2 , on fait varier la valeur de ϵ_r de manière à obtenir un champ $E_{g_1}(Q_0)$ proche de 0. Comme nous pouvons l'observer sur la Planche (II.18), une valeur de $\epsilon_r = 11$ permet d'obtenir des conditions très proches de celles recherchées puisque Ed_2 est supérieur à Ed_1 au voisinage de la discontinuité du champ diffracté. Les Planches (II.19) et (II.20) montrent que lorsque l'on s'écarte de cette valeur de ϵ_r , par exemple $\epsilon_r = 10$ et $\epsilon_r = 5$, Ed_1 redevient très vite prépondérant, ce qui limite l'influence de Ed_2 .

"influence de l'angle de Brewster : $\epsilon_{pr}=11$ "

$|E|$ en dB



abscisse x en m

F=1GHz

H // plans

sigma=0.01

— E total

- - - E diffracté :

- - - 1er ordre

..... 2nd ordre

" influence de l'angle de Brewster : $\epsilon_{pr}=10''$

$|E|$ en dB

F=1GHz

H // plans

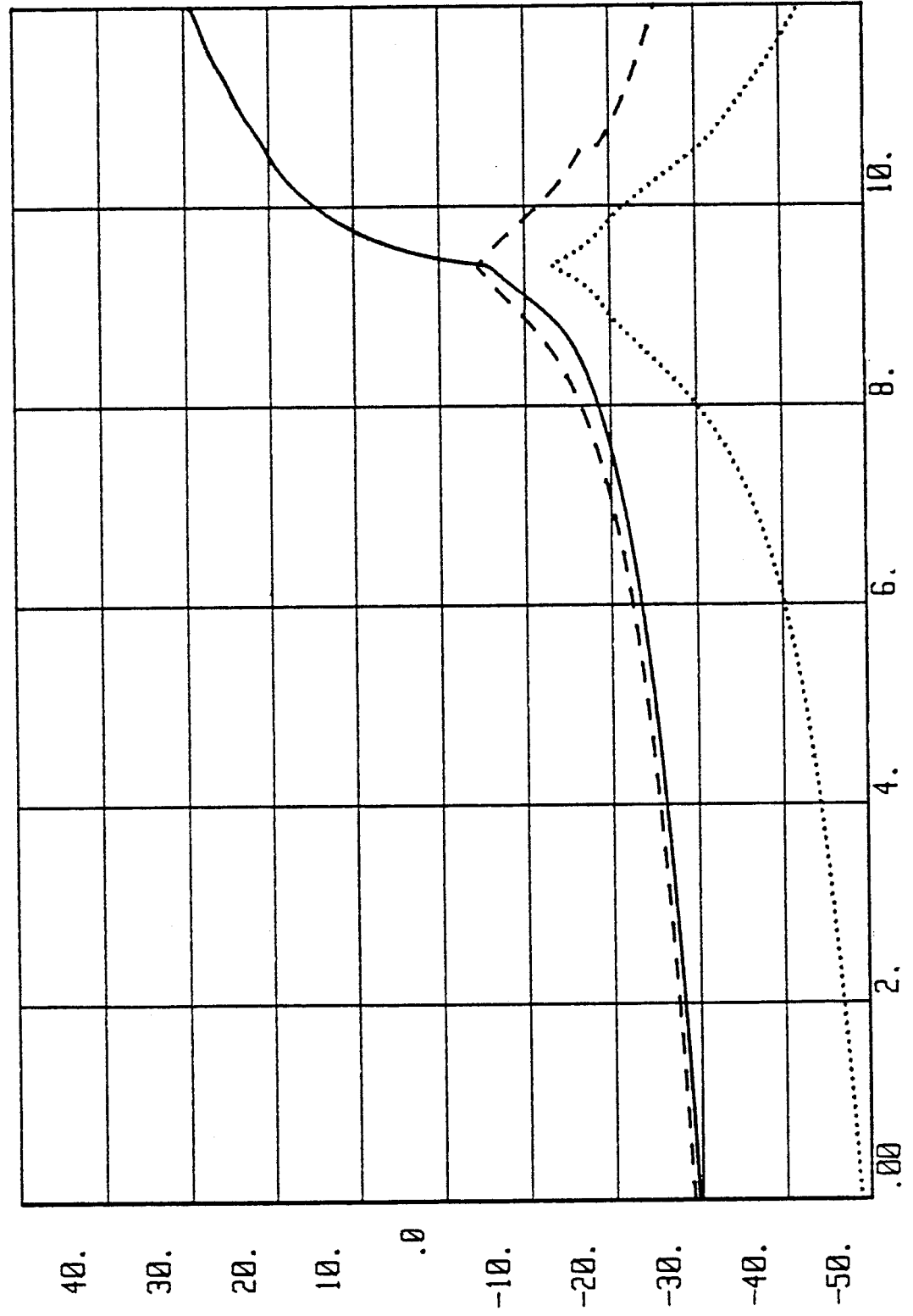
sigma=0.01

— E total

- - - E diffracté :

- - - 1er ordre

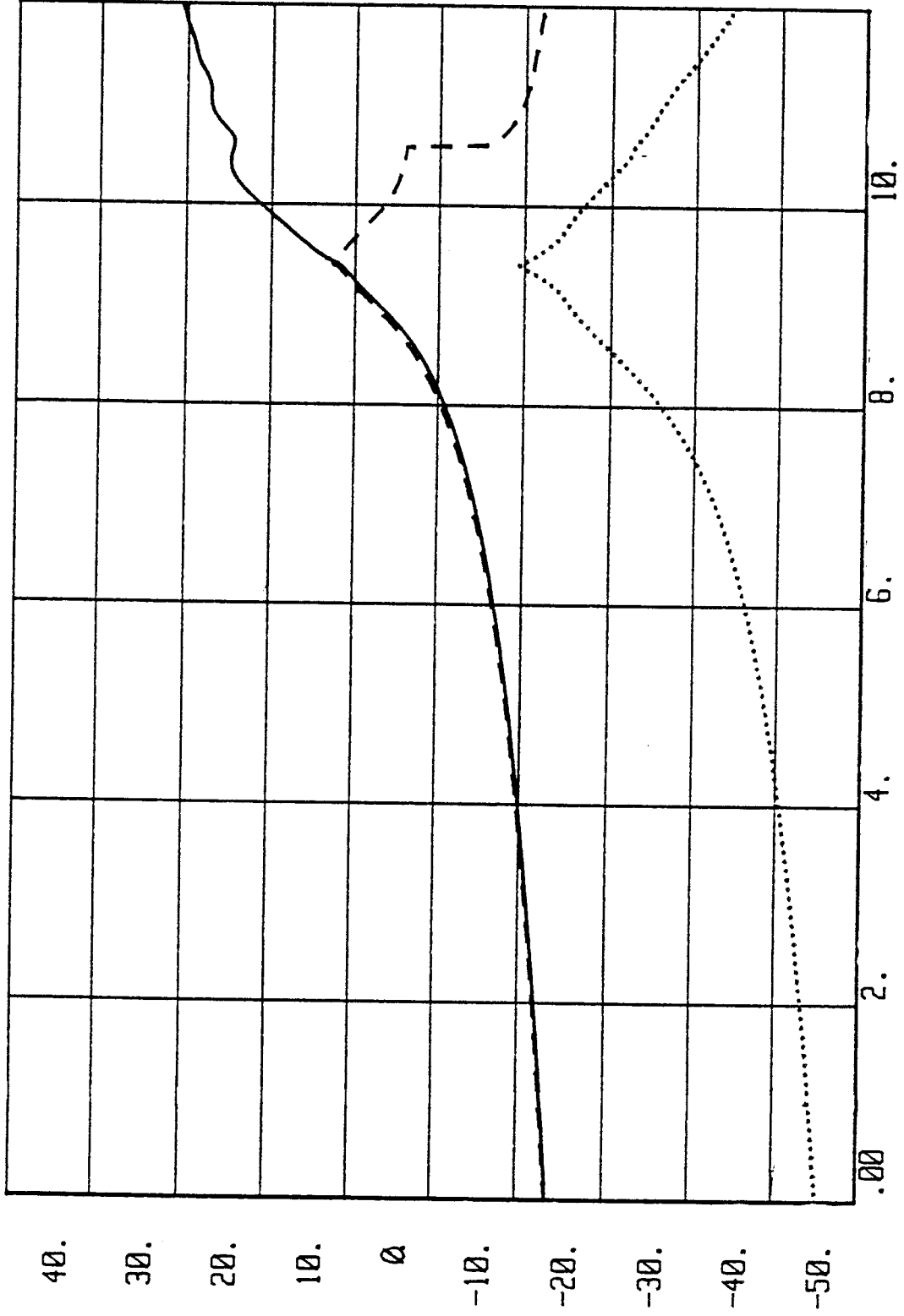
..... 2nd ordre



abscisse x en mètres

" influence de l'angle de Brewster : $\epsilon_{pr}=5$ "

$|E|$ en dB



F=1GHz

H // plans

sigma=0.01

— E total

- - - E diffracté :

- - - 1er ordre

..... 2nd ordre

abscisse x en mètres

Nous venons de voir que le calcul du champ diffracté au second ordre s'impose lorsque le champ associé au rayon incident atteignant le point de diffraction est nul. Nous remarquons que l'influence de ce phénomène est limitée à des situations bien particulières qu'il faut tout de même être capable de simuler.

Ces situations sont susceptibles de se présenter lorsque l'on considère un grand nombre de rayons diffractant sur le bord du dièdre. Nous avons représenté un exemple sur la Figure (II.18)

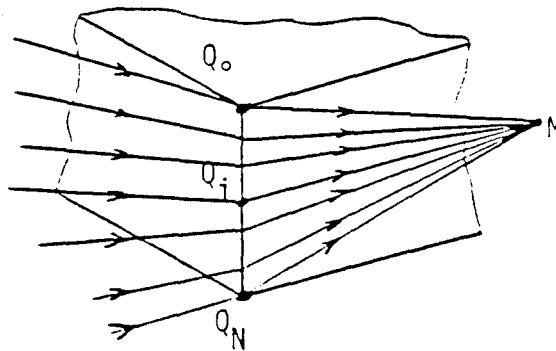


Figure (II.18)

N rayons ayant suivi des chemins différents et un nombre quelconque de réflexions multiples incluant au moins une réflexion de type TM convergent vers le point de calcul M .

Dans ce cas, il est possible d'inclure un test sur la valeur du champ direct en Q_i . Une très faible valeur de $E^i(Q_i)$ déclenche alors un calcul du champ diffracté au second ordre. La difficulté réside dans le choix du seuil de déclenchement. Un compromis doit être adopté car le temps de calcul risque d'augmenter considérablement si la routine déterminant $Ed2$ est appelée trop souvent et de façon inutile. Une solution est de n'appliquer le test que pour le premier point de calcul, étant donné que la position relative émetteur-bord diffractant reste inchangée.

II.4) CONCLUSION

L'objectif de ce chapitre était de se donner une connaissance précise des phénomènes de diffraction liés à la présence d'un dièdre faisant office d'obstacle sur une liaison émetteur - récepteur dans le domaine des hyperfréquences.

Nous avons divisé notre étude en trois points principaux. Le premier point a consisté à faire une étude paramétrique en utilisant les formules classiques donnant le champ diffracté par un dièdre à bord droit isolé dans l'espace. Les résultats numériques obtenus ont permis de constater que la nature des dièdres diélectriques faiblement conducteurs avait peu d'influence sur le champ diffracté. De plus, il est important de noter que l'amplitude du champ diffracté donnée par les formules usuelles est inversement proportionnelle à la racine carrée de la fréquence de l'onde électromagnétique. Ces remarques sont très utiles lorsqu'il s'agit d'interpréter des résultats obtenus dans des configurations géométriques beaucoup plus complexes que celles du dièdre seul.

Le second point important est celui de la confrontation expérience théorie. Bien que la configuration expérimentale ne corresponde pas tout à fait au cas d'un dièdre isolé, nous avons vu que les prévisions théoriques donnaient des résultats satisfaisants. Bien entendu, des mesures effectuées dans des conditions plus rigoureuses seraient souhaitables. Il reste notamment à vérifier la validité théorique des coefficients de diffraction lorsque le récepteur se situe dans la zone d'ombre profonde du dièdre.

Le dernier point abordé est celui des rayons complémentaires. Nous avons montré que les coefficients de diffraction usuels ne permettaient pas de rendre compte de la totalité des phénomènes liés à la diffraction par un dièdre à bord droit. Nous avons vu en particulier que la forme du diagramme de rayonnement de la source éclairant l'arête avait une influence non négligeable sur le champ diffracté. Nous avons mis en évidence un certain nombre de cas qui nécessitaient d'introduire des rayons diffractés calculés au second ordre.

D'autres types de configurations font intervenir des rayons complémentaires différents comme ceux provenant de la diffraction par les "coins", la double diffraction ou encore les rayons rampants.

Toutefois, il est important de noter que la contribution de ces rayons par rapport à celle des rayons "classiques" n'est importante que dans des situations relativement rares.

C H A P I T R E I I I

CALCUL DE COUVERTURES RADIOELECTRIQUES : COMPARAISON ENTRE LES
METHODES CLASSIQUES ET LA THEORIE UNIFORME DE LA DIFFRACTION
APPLICATION DE LA T.U.D. AU CAS DU MILIEU URBAIN

S O M M A I R E

III.1) INTRODUCTION

III.2) CAS D'UN OBSTACLE ISOLE : COMPARAISON ENTRE UNE SOLUTION
ASYMPTOTIQUE APPROCHEE ET UNE SOLUTION ASYMPTOTIQUE RIGOREUSE

III.2.1) Présentation des méthodes

III.2.2) Développement mathématique

- a) méthode du CCIR
- b) méthode de la T.G.D.

III.2.3) Applications numériques

III.3) CAS DE PLUSIEURS OBSTACLES : COMPARAISON ENTRE LA METHODE DE
DEYGOUT ET LA THEORIE UNIFORME DE LA DIFFRACTION

III.3.1) Calcul des pertes par la méthode de Deygout

III.3.2) Calcul des pertes par la T.U.D.

III.3.3) Comparaison numérique des deux méthodes

III.4) APPLICATION DE LA THEORIE UNIFORME DE LA DIFFRACTION
AU CAS DU MILIEU URBAIN

III.5) CONCLUSION

III.1) INTRODUCTION

Ce chapitre est consacré à la comparaison de différentes méthodes théoriques utilisables dans l'évaluation des pertes occasionnées par la présence d'obstacles sur le trajet situé entre un émetteur et un récepteur. Ce problème se rencontre fréquemment lors de la planification des systèmes de radiocommunication par faisceaux hertziens fixes ou pour les réseaux cellulaires du service mobile. Certaines fréquences utilisées dans ces systèmes appartiennent aux domaines des UHF et hyperfréquences. Lorsque l'on se situe dans cette gamme de fréquence, les obstacles tels qu'une colline lorsque la liaison s'effectue en rase campagne ou un bâtiment lorsque l'on se trouve en zone urbaine créent des zones de masquage dans lesquelles le rapport signal sur bruit diminue dans des proportions importantes. Le taux d'erreur augmente corrélativement dans les mêmes zones d'ombre lors d'une liaison numérique.

Trois méthodes de prédiction théorique des pertes se dégagent lorsqu'une étude bibliographique est effectuée. La première est la méthode d'Okumura-hata [14][15]. Elle utilise une série de formules mathématiques simples faisant intervenir des coefficients correcteurs dépendant des conditions générales dans lesquelles s'effectue la liaison radioélectrique. Cette méthode s'appuie essentiellement sur des résultats statistiques obtenus à partir d'une grande série de mesures, effectuée au Japon dans des zones faiblement urbanisées.

La seconde méthode est la méthode de prédiction adoptée par le Comité Consultatif International des Radiocommunications (C.C.I.R.) [16]. Par la suite, nous désignerons cette méthode par l'abréviation MCCIR. Elle rassemble plusieurs éléments de travaux divers effectués par des auteurs tels que : Okumura-Hata [15], Deygout [16], Millington, Epstein et Peterson [17]. Les trois derniers cités proposent chacun une solution théorique différente aux problèmes de diffraction dus à plusieurs arêtes verticales symbolisant les obstacles naturels. Il faut noter que les méthodes d'Okumura et du CCIR utilisent la même formulation simplifiée en ce qui concerne l'atténuation due à des obstacles isolés.

Une autre solution consiste à utiliser la Théorie Uniforme de la Diffraction (T.U.D. ou U.T.D.).

Dans le cadre de ce chapitre, nous effectuerons une comparaison entre la formulation théorique de la MCCIR et celle de la TUD. On se limite au cas d'un ou de deux obstacles représentés par des demi-plans verticaux. Dans ce cas, seule la TUD permettra de prendre en compte la nature métallique ou diélectrique de l'obstacle et la polarisation du champ, la MCCIR supposant l'obstacle parfaitement conducteur.

III.2) CAS D'UN OBSTACLE ISOLE : COMPARAISON ENTRE UNE SOLUTION ASYMPTOTIQUE APPROCHEE ET UNE SOLUTION ASYMPTOTIQUE RIGOREUSE

III.2.1) Présentation des méthodes

Les deux méthodes sont basées sur un développement asymptotique de solutions exactes. Le facteur de développement en série est le terme ka où k est le nombre d'onde et a est une dimension caractéristique du problème.

En ce qui concerne la MCCIR, la solution exacte est obtenue par le principe d'Huygens Fresnel. Le développement asymptotique de cette solution est suivi de simplifications provenant de considérations géométriques. Cette méthode fournit une solution approchée simple de la diffraction par un demi-plan parfaitement métallique en champ lointain.

La TUD est basée sur la solution exacte de Sommerfeld [12]. Cette solution ne suppose aucune approximation sur les distances, elle est donc valable aussi bien en champ proche qu'en champ lointain. De plus, bien qu'établie dans le cas d'un champ scalaire, elle prend en compte la polarisation de celui-ci. Cette particularité permet d'étendre les résultats obtenus au cas des champs vectoriels.

Nous allons comparer les solutions des deux méthodes en restant dans l'hypothèse d'un champ scalaire en ce qui concerne la TUD. Cette hypothèse est implicitement respectée dans le cas de la MCCIR.

On considère les configurations géométriques de la figure (III-1). Les solutions de la MCCIR sont applicables à ces cas de figure uniquement lorsque $d_1 \gg |h|$ et $d_2 \gg |h|$. h est une quantité algébrique dont le signe dépend de la position relative de l'émetteur et du récepteur par rapport au demi-plan métallique.

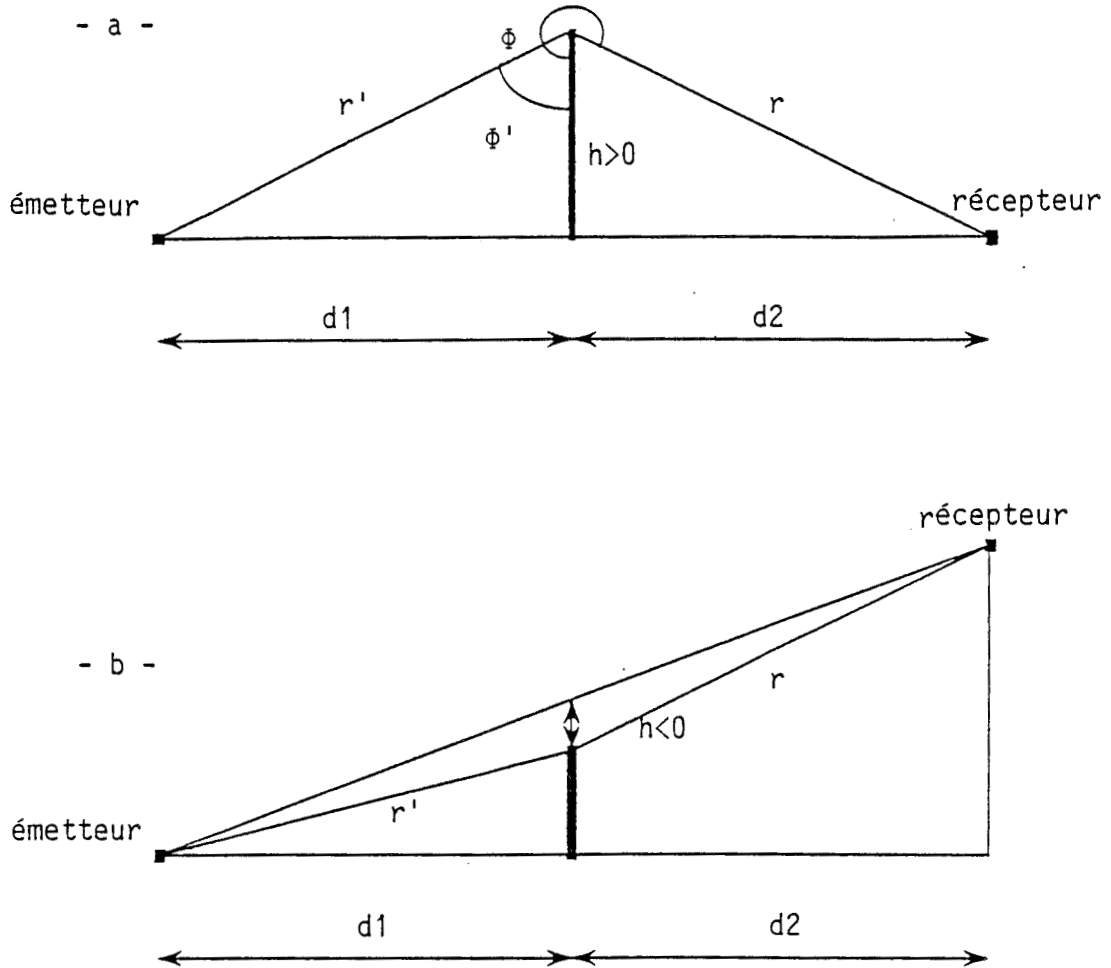


Figure (III-1)

III.3.2) DEVELOPPEMENT MATHEMATIQUE

a) Méthode du CCIR

La solution du CCIR s'appuie sur la solution exacte en champ lointain calculée à l'aide du principe d'Huygen's Fresnel. Ce principe stipule que tous les points d'une surface d'onde se comportent comme des sources secondaires. En appliquant ce principe au cas de la diffraction d'une onde électromagnétique par le demi-plan métallique représenté sur la figure (III-1) on obtient une solution scalaire du champ électrique qui est donnée par la formule (III-1) [19]

$$E = E_0 \cdot \frac{e^{-j\pi/4}}{\sqrt{2}} \cdot \int_v^{+\infty} e^{j\frac{\pi}{2}t^2} \cdot dt \quad (III-1)$$

où la borne d'intégration v s'exprime en fonction des différents paramètres géométriques par la relation $v = h \sqrt{\frac{2}{\lambda} \frac{d_1 + d_2}{d_1 d_2}}$ et E_0 représente le champ électrique en l'absence de l'obstacle.

Etant donné les approximations faites précédemment sur les distances et en supposant que la longueur d'onde est très faible devant h on peut considérer que $v \gg 1$. On appelle I_v , l'intégrale intervenant dans la formule (III-1). C'est une intégrale de Fresnel qui s'exprime en fonction d'intégrales notées $C(v)$ et $S(v)$ dont les expressions sont données par (III-2) :

$$C(v) = \int_0^v \cos\left(\frac{\pi}{2} u^2\right) .du \quad (III-2)$$

$$S(v) = \int_0^v \sin\left(\frac{\pi}{2} u^2\right) .du$$

L'intégrale I_v s'écrit donc :

$$I_v = \int_0^\infty e^{j\frac{\pi}{2} t^2} dt - \int_0^v e^{j\frac{\pi}{2} t^2} dt = \lim_{x \rightarrow \infty} C(x) + \lim_{x \rightarrow \infty} S(x) - [C(v) + j S(v)] \quad (III-3)$$

La figure (III-2) représente les variations de $C(x)$ et $S(x)$ dans le plan (valeur de C , valeur de S), la variable x étant introduite comme paramètre. La courbe obtenue est une spirale de Cornu. On s'aperçoit que la limite de $C(x)$ et $S(x)$ lorsque x tend vers l'infini est égale à $\frac{1}{2}$.

On peut donc finalement écrire I_v sous la forme suivante :

$$I_v = \left[\frac{1}{2} + j\frac{1}{2} \right] - [C(v) + j S(v)] \quad (III-4)$$

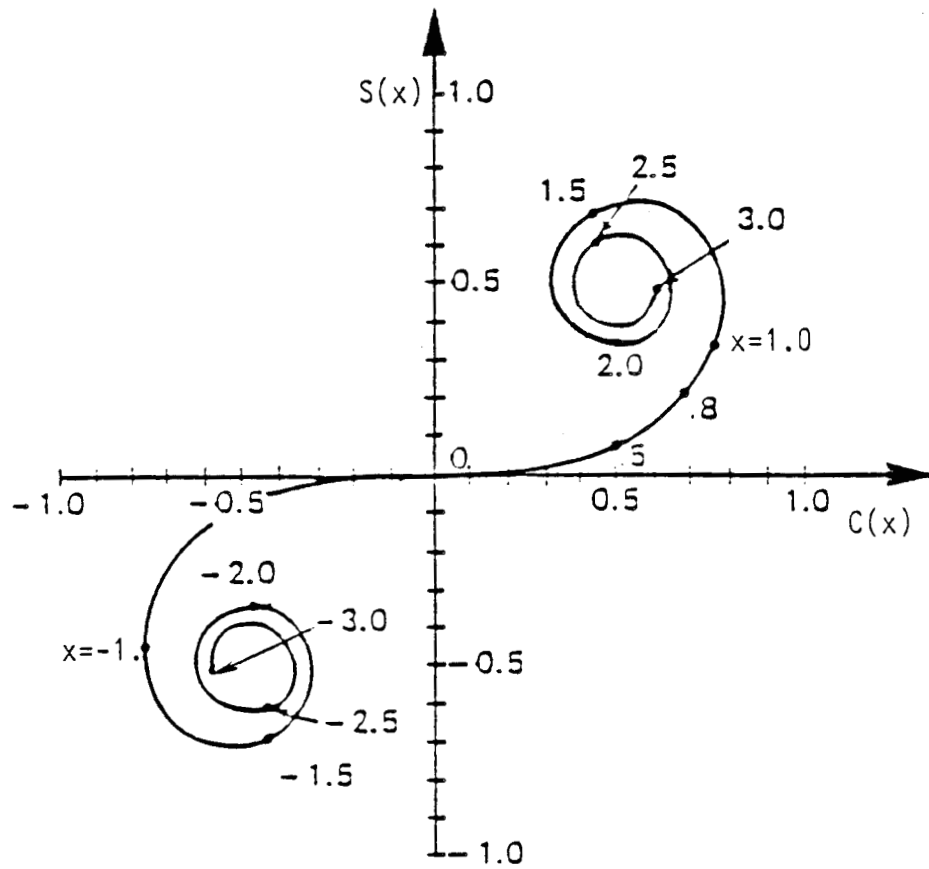


Figure (III-2)

On peut montrer [20] que lorsque $\sqrt{\frac{\pi}{2}} v \gg 1$ $[C(v)-jS(v)]$ peut être approximée par l'expression (III-5) :

$$C(v)+jS(v) = \frac{e^{j\pi/4}}{\sqrt{2}} - \frac{1}{\pi v} \cdot e^{j\frac{\pi}{2}(v^2+1)} \quad (\text{III-5})$$

On trouve ainsi une formulation approchée du champ électrique reçu dans la zone d'ombre du demi-plan pourvu que $v \gg 1$.

$$\begin{aligned}
 E &= E_0 \cdot \frac{e^{-j\pi/4}}{\sqrt{2}} \cdot \left\{ \left[\frac{1}{2} + j\frac{1}{2} \right] - [C(v) + jS(v)] \right\} \\
 &= E_0 \cdot \frac{e^{-j\pi/4}}{\sqrt{2}} \cdot \left\{ \frac{e^{j\pi/4}}{\sqrt{2}} - \frac{e^{j\pi/4}}{\sqrt{2}} + \frac{1}{\pi v} \cdot e^{j\frac{\pi}{2}(v^2+1)} \right\} \\
 &= E_0 \cdot \frac{e^{-j\pi/4}}{\pi\sqrt{2}} \cdot \frac{e^{j\frac{\pi}{2}(v^2+1)}}{v}
 \end{aligned} \tag{III-6}$$

Afin de caractériser le masquage de l'obstacle, on exprime l'atténuation A en décibels du champ en présence d'obstacle par rapport au champ en absence d'obstacle par la formule (III-7).

$$\begin{aligned}
 A &= 20 \log_{10} \left| \frac{E}{E_0} \right| \\
 &= 20 \log_{10} \left(\frac{1}{\pi\sqrt{2} v} \right) \\
 &= -13 - 20 \log_{10} (v)
 \end{aligned} \tag{III-7}$$

Cette expression approchée (III-7) est communément utilisée dans les méthodes de prédiction des pertes recommandées par le CCIR.

Un développement limite plus poussé des intégrales de Fresnel (III-2) mène à l'expression (III-8) de l'atténuation A due à l'obstacle

$$A = -6,4 - 20 \log_{10} \left(\sqrt{v^2 + 1} + v \right) \tag{III-8}$$

Cette formule est valable tant que v est supérieur à -1.

On s'aperçoit que lorsque $v \gg 1$, on retrouve la formule approchée (III-7) à partir de la formule (III-8). En effet, on a :

$$\begin{aligned} A &= -6,4 - 20 \log_{10}(2v) \\ &= -12,4 - 20 \log_{10}(v) \end{aligned}$$

Afin de comparer les méthodes de la GTD et du CCIR sur un domaine le plus étendu possible, nous utiliserons l'expression (III-8) pour calculer numériquement les pertes prévues par le CCIR.

Comme nous avons pu le mettre en évidence, l'expression approchée (III-7) n'est valable que dans les zones éloignées des obstacles. Nous allons démontrer que l'on retrouve cette expression à l'aide de la Théorie Géométrique de la Diffraction (TGD) qui elle est applicable presque dans tout l'espace environnant le demi-plan diffractant.

b) Méthode de la TGD

Le point de départ de cette approche est la solution exacte de Sommerfeld qui prend en compte la nature vectorielle du champ électromagnétique. Dans ce cas on utilise une solution qui satisfait à la fois l'équation de Helmholtz, la condition de rayonnement à l'infini et les conditions aux limites suivantes :

Si u représente la solution recherchée

$$\left\{ \begin{array}{ll} u = 0 & \text{pour } \phi = 0 \text{ et } \phi = 2\pi \\ & \text{lorsque E est parallèle au demi-plan} \\ \\ \frac{du}{d\phi} = 0 & \text{pour } \phi = 0 \text{ et } \phi = 2\pi \\ & \text{lorsque H est parallèle au demi-plan} \end{array} \right.$$

Si r est la distance du point de diffraction situé sur le bord du demi-plan au point d'observation, la solution exacte de Sommerfeld s'écrit sous la forme (III-9) [21]

$$u = U(r, \phi - \phi') \pm U(r, \phi + \phi')$$

$$\text{avec } U(r, \phi \pm \phi') = u^i(r, \phi \pm \phi') \cdot \frac{e^{-j\pi/4}}{\sqrt{2}} \cdot \int_{-\infty}^{\rho} e^{j\frac{\pi}{2}t^2} dt$$

* Si $\vec{H} // \text{bord}$, $u = \vec{H}$ et nous avons :
 $u = U(r, \phi - \phi') + U(r, \phi + \phi')$

* Si $\vec{E} // \text{bord}$, $u = \vec{E}$ et nous avons :
 $u = U(r, \phi - \phi') - U(r, \phi + \phi')$

$$U(r, \phi \pm \phi') = U^i(r, \phi \pm \phi') \cdot \frac{e^{-j\pi/4}}{\sqrt{2}} \cdot I_\rho \quad (\text{III-9})$$

où
$$\rho = 2 \cdot \sqrt{\frac{kr}{\pi}} \cdot \cos\left(\frac{\phi \pm \phi'}{2}\right)$$

et $U^i(r, \phi \pm \phi')$ est le terme associé au trajet r en supposant une propagation en espace libre.

L'intégrale I_ρ peut se mettre sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} I_\rho &= \int_{-\infty}^{\rho} e^{j\frac{\pi}{2}t^2} dt = \frac{e^{j\pi/4}}{\sqrt{2}} + \int_0^{\rho} e^{j\frac{\pi}{2}t^2} dt \\ &= \frac{e^{j\pi/4}}{\sqrt{2}} + I_{\rho_0} \end{aligned} \quad (\text{III-10})$$

De plus, l'intégrale I_{ρ_0} peut se simplifier en utilisant un développement asymptotique lorsque kr tend vers l'infini :

$$\int_0^{\rho} e^{j\frac{\pi}{2}t^2} dt \rightarrow \varepsilon \frac{e^{j\pi/4}}{\sqrt{2}} - \frac{e^{j\frac{\pi}{2}} \cdot e^{j\frac{\pi}{2}\rho^2}}{\pi \rho} \quad (\text{III-11})$$

avec $\varepsilon = \pm 1$; $\varepsilon = +1$ si $\rho > 0$ et $\varepsilon = -1$ si $\rho < 0$

On remarque que ce développement est identique à celui utilisé dans l'établissement des formules approchées du CCIR excepté que dans ce cas on prend en compte la nature vectorielle du champ.

Ceci se traduit par le fait que le facteur ϵ et la grandeur ρ peuvent être positif ou négatif. C'est à ce niveau de la démonstration que l'on peut dire que la solution TGD est beaucoup moins restrictive que la solution du CCIR.

En calculant l'expression du champ total en fonction de la quantité u et de ses dérivées, on peut montrer [21] que le champ total se met sous la forme de 3 termes associés respectivement à l'onde directe, l'onde réfléchie et l'onde diffractée.

En prenant le cas où u représente le champ électrique, on peut montrer [21] que l'expression (III-9) se met sous la forme d'une somme de plusieurs termes qui sont associés à l'onde directe, réfléchie et diffractée. Chacun de ces termes intervient différemment dans le calcul suivant la position du point d'observation. Dans le cas particulier du demi-plan, on peut mettre en évidence trois régions que nous avons représentées sur le schéma de la figure (III-3)

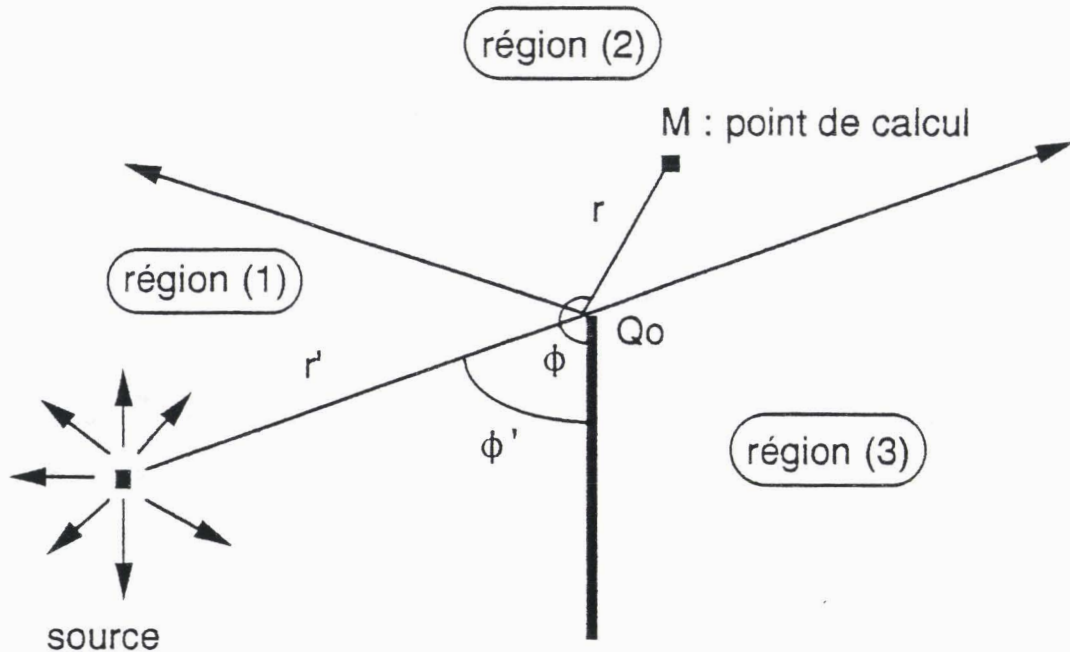


Figure (III-3)

Le calcul du champ total s'effectue au moyen des expressions mathématiques (III-12) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Région (1): } \vec{E}_{\text{total}} = \vec{E}_{\text{direct}} + \vec{E}_{\text{réfléchi}} + \vec{E}_{\text{diffracté}} \\ \text{Région (2): } \vec{E}_{\text{total}} = \vec{E}_{\text{direct}} + \vec{E}_{\text{diffracté}} \\ \text{Région (3): } \vec{E}_{\text{total}} = \vec{E}_{\text{diffracté}} \end{array} \right. \quad (\text{III-12})$$

Si par exemple la source de rayon est une ligne source les différents champs sont donnés par les expressions suivantes :

$$\vec{E}_{\text{direct}} = \vec{E}_0 \cdot \frac{e^{-jk r}}{\sqrt{r}}$$

où R est la distance source-point de calcul

$$\vec{E}_{\text{réfléchi}} = \vec{E}_0 \cdot \frac{e^{-jk r''}}{\sqrt{r''}} \cdot C_R$$

où R'' est la distance source image-point de calcul

et C_R est le coefficient de réflexion sur la surface métallique de l'obstacle. Par conséquent C_R = ± 1 selon la polarisation.

$$\vec{E}_{\text{diffracté}} = \vec{E}_{\text{direct}}(Q_0) \cdot \frac{e^{-j\pi/4}}{2\sqrt{2\pi k}} \cdot \left[\frac{1}{\cos\left(\frac{\phi - \phi'}{2}\right)} - \frac{1}{\cos\left(\frac{\phi + \phi'}{2}\right)} \right] \cdot \frac{e^{-jk r}}{\sqrt{r}}$$

où $\vec{E}_{\text{direct}}(Q_0) = \vec{E}_0 \cdot \frac{e^{-j r'}}{\sqrt{r'}}$ et R' est la distance source réelle - point Q₀

La comparaison théorique que l'on souhaite faire avec la méthode du CCIR se rapporte à un point d'observation situé dans la région (3). Par conséquent, nous nous limiterons à l'étude du champ diffracté qui règne seul dans cette région.

Si l'on se place dans les conditions d'application de la MCCIR alors les distances d_1 et d_2 tendent vers l'infini. On peut supposer dans ce cas que la quantité $\varphi + \varphi'$ tend vers 2π donc le terme $\cos\left(\frac{\varphi + \varphi'}{2}\right)$ tend vers -1 .

De plus, on peut trouver une expression approchée de $\cos\left(\frac{\varphi - \varphi'}{2}\right)$ en écrivant :

$$\cos \phi + \cos \phi' = 2 \cdot \cos\left(\frac{\phi - \phi'}{2}\right) \cdot \cos\left(\frac{\phi + \phi'}{2}\right)$$

On obtient par conséquent :

$$\cos\left(\frac{\phi - \phi'}{2}\right) \approx -\frac{1}{2}(\cos \phi + \cos \phi') \quad (\text{III-13})$$

Si l'on se réfère à la figure (III-1) on peut déterminer $\cos \phi$ et $\cos \phi'$ de la manière suivante :

$$\cos \phi = \frac{h}{r} \quad \text{et} \quad \cos \phi' = \frac{h}{r'} \quad (\text{III-14})$$

On a donc :

$$\cos\left(\frac{\phi - \phi'}{2}\right) = -\frac{1}{2}\left(\frac{h}{r} + \frac{h}{r'}\right)$$

soit

$$\cos\left(\frac{\phi - \phi'}{2}\right) = -\frac{h}{2}\left(\frac{r' + r}{r \cdot r'}\right) \quad (\text{III-15})$$

Compte tenu des inégalités suivantes $h \ll r$ et $h \ll r'$, le terme : $\cos\left(\frac{\varphi - \varphi'}{2}\right)$ est beaucoup plus petit que r . Par conséquent le terme :

$\frac{1}{\cos\left(\frac{\varphi-\varphi'}{2}\right)}$ est prépondérant par rapport au terme $\frac{1}{\cos\left(\frac{\varphi+\varphi'}{2}\right)}$ dont la valeur absolue tend vers l'unité.

Le champ diffracté prend donc la forme suivante :

$$\vec{E}_{\text{diffracté}} = \vec{E}_0 \cdot \frac{e^{-jk(r+r')} \cdot e^{-j\pi/4}}{2\sqrt{2\pi k} \cdot \frac{h}{2} \cdot \frac{(r+r')}{\sqrt{r \cdot r'}}} \quad (\text{III-16})$$

Le champ électrique direct obtenu en absence d'obstacle noté E_{DAO} est donné par l'expression suivante :

$$\vec{E}_{\text{DAO}} = \vec{E}_0 \cdot \frac{e^{-jk(d_1+d_2)}}{\sqrt{d_1+d_2}} \quad (\text{III-17})$$

Les pertes par diffraction sont données comme pour la méthode du CCIR par le rapport entre le champ en présence d'obstacle et le champ en absence de celui-ci.

$$\begin{aligned} A_{\text{GTD}} &= 20 \log_{10} \left| \frac{\vec{E}_{\text{diffracté}}}{\vec{E}_{\text{DAO}}} \right| \\ &= 20 \log_{10} \left| \frac{e^{-jk(r+r')}}{e^{-jk(d_1+d_2)}} \cdot \frac{e^{-j\pi/4}}{2\sqrt{2\pi k}} \cdot \frac{\sqrt{d_1+d_2}}{\frac{h}{2} \cdot \left(\frac{r+r'}{\sqrt{r \cdot r'}}\right)} \right| \end{aligned}$$

Compte tenu de la géométrie du système, les distances r et r' peuvent être approximées de la façon suivante : $r' \cong d_1$ et $r \cong d_2$. De plus en remplaçant le nombre d'onde k par son expression $2\pi/\lambda$, on obtient :

$$A_{\text{GTD}} = 20 \log_{10} \left(\frac{1}{2\sqrt{\pi \frac{4\pi}{\lambda}}} \cdot \sqrt{\frac{d_1 \cdot d_2}{d_1+d_2}} \cdot \frac{2}{h} \right)$$

$$A_{GTD} = 20 \log_{10} \frac{1}{\pi \sqrt{2}} \left[\frac{1}{h \sqrt{\frac{2}{\lambda} \cdot \left(\frac{d1 + d2}{d1 \cdot d2} \right)}} \right]$$

$$= 20 \log_{10} \left(\frac{1}{\pi \sqrt{2} \cdot v} \right)$$

d'où $A_{GTD} = - 13 - 20 \log_{10} v$

(III-13)

L'expression des pertes calculée par la GTD est donc bien identique à l'expression des pertes calculées par la méthode du CCIR lorsque l'on se place dans les mêmes conditions d'approximation.

III.2.3) Applications numériques

Les résultats numériques qui suivent vont permettre de mettre en évidence les avantages de l'UTD sur les méthodes prédictives approchées telle que celle du CCIR. En fait, ces avantages proviennent du fait que l'UTD permet d'inclure dans les modèles mathématiques un grand nombre de paramètres qui sont prépondérants dans les phénomènes de diffraction. En effet, si l'on revient au problème réel que l'on souhaite modéliser, il est évident qu'un demi-plan métallique est une approximation grossière d'obstacles réels tels qu'une colline ou un bâtiment. Nous avons vu dans un précédent chapitre que l'UTD permettait de modéliser les phénomènes de diffraction dus à des objets de forme complexe que l'on peut décomposer en géométries canoniques. A titre d'exemple, une montagne peut être symbolisée par un dièdre diélectrique faiblement conducteur dont les faces peuvent posséder une hauteur moyenne de rugosité Δh . Si cette hauteur Δh est très inférieure à la longueur d'onde, il suffit de modifier le coefficient de réflexion sur

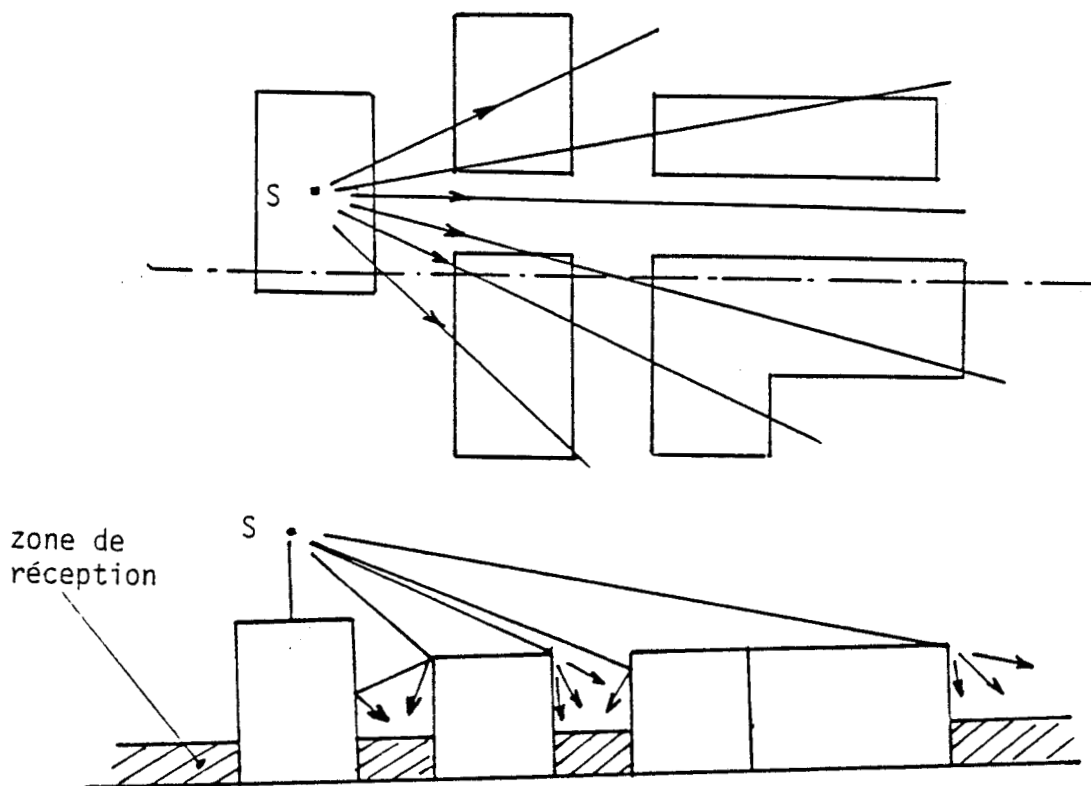


Figure (III-4)

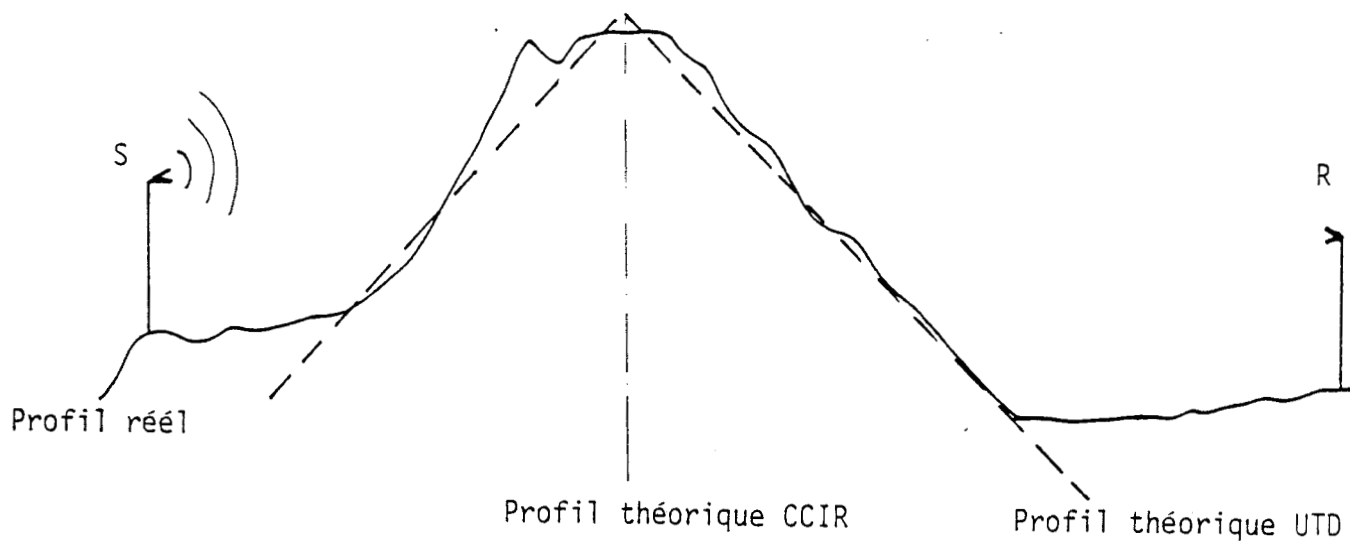


Figure (III-5)

une surface lisse pour tenir compte de ce paramètre. De plus, la TUD permet également de tenir compte de la polarisation de l'onde incidente sur l'obstacle. Le dernier intérêt de la TUD est que le champ diffracté peut être calculé dans la région d'ombre profonde située juste derrière l'obstacle. Cet avantage est primordial lorsque l'on souhaite prédire une zone de couverture du service mobile en zone urbaine. En effet, la figure (III-4) montre que quelle que soit la hauteur de la source, les récepteurs mobiles ayant une hauteur faible par rapport au sol, il existe toujours des régions d'ombre profonde. Le problème ne se pose par lors de la planification d'une liaison fixe, compte tenu du fait que l'on place en général le récepteur au sommet d'un pylone de hauteur suffisante. La figure (III-5) illustre ce cas de figure.

Afin d'effectuer une comparaison quantitative entre la TUD et la MCCIR, nous nous plaçons dans les différentes configurations géométriques décrites sur la figure (III-6)

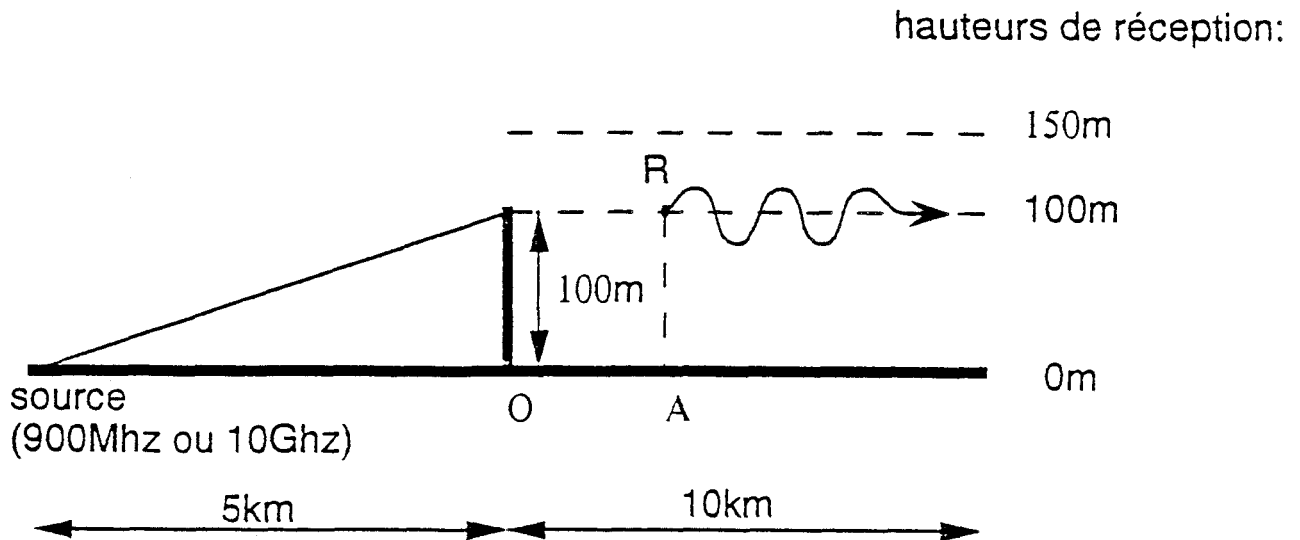


Figure (III-6)

Les calculs sont effectués en UHF à la fréquence de 900 MHz et en hyperfréquence à 10 GHz. Bien entendu, seule la méthode TUD permet de dissocier les deux types de polarisations possibles à savoir : E parallèle au bord du demi-plan qui est orthogonal par rapport au plan de

la figure (III-6), et H parallèle à ce même bord. La source est située à 5 km du demi-plan et définit l'altitude de référence 0 m. l'extrémité du demi-plan métallique est située à 100 m de hauteur par rapport à cette référence.

On considère successivement une altitude de réception de 0 m, 100 m et 150 m.

Les pertes (en dB) seront calculées en fonction de la distance OA entre le point d'observation et le demi-plan métallique. Les planches (III-1) à (III-6) comportent deux séries de courbes. La courbe a) correspond à la TUD et la courbe b) à la MCCIR. De plus les courbes obtenues à l'aide de la TUD ont été tracées dans le cas où E est parallèle au bord diffractant (en trait plein) et H parallèle au bord (courbe en pointillés).

On rappelle que la formule (III-19) a été utilisée pour le calcul des pertes par la méthode du CCIR

$$A = -6,4 - 20 \log_{10} \left(\sqrt{v^2 + 1} + v \right) \quad (\text{III-19})$$

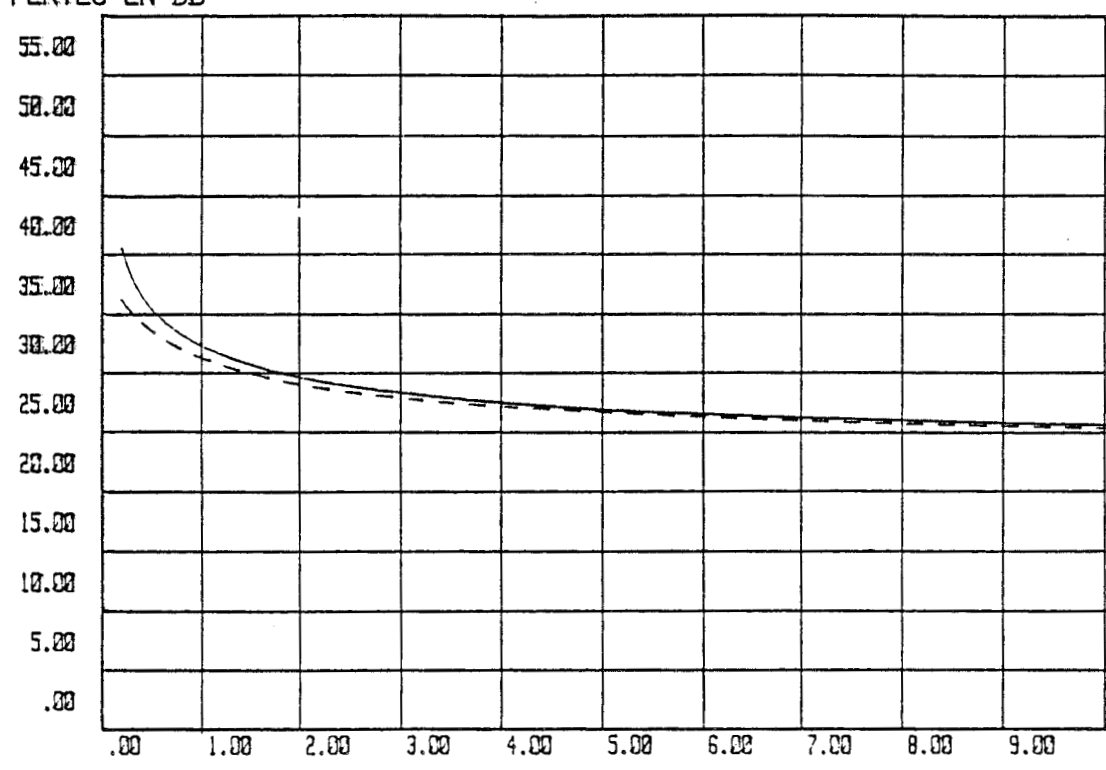
Cette formule est inexacte lorsque $v < -1$. L'atténuation correspondant à cette valeur précise de v est égale à 1,25 dB. Par conséquent, les courbes de la MCCIR qui donnent des pertes inférieures à 1,25 dB ne sont pas valables. On vérifie d'ailleurs ce résultat sur les planches (III-3) et (III-6) pour lesquelles la hauteur de réception est égale à 150 m. En effet, on voit nettement que les pertes prévues par la MCCIR lorsque la distance OA est inférieure à environ 2 km tendent vers $-\infty$ ce qui est physiquement impossible.

Par contre, on observe un accord très satisfaisant entre les autres courbes obtenues par les deux méthodes. Ces autres courbes correspondent à des configurations où le récepteur est masqué par l'obstacle quelle que soit la distance OA. Il est intéressant de remarquer que les pertes prévues par la MCCIR sont valables même lorsque la distance OA devient très faible. Notons toutefois que l'on a fixé l'émetteur à une grande distance du demi-plan.

F = 900MHz hauteur de réception = 0m

T.U.D.

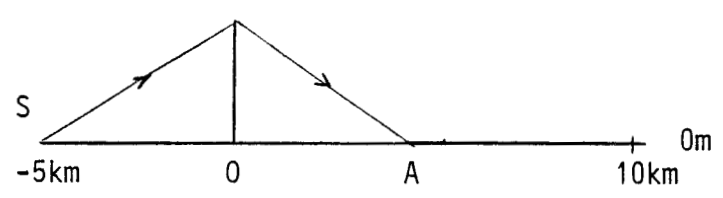
PERTES EN DB



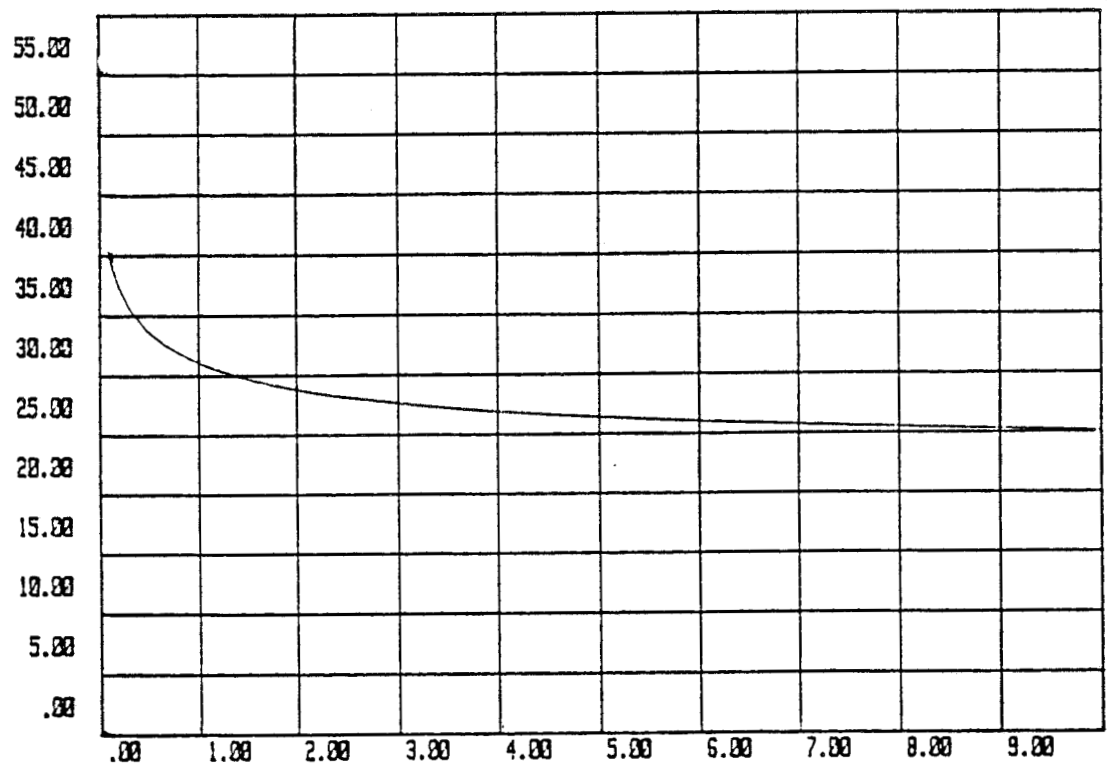
(a)

— E // bord
- - - H // bord

DISTANCE O-A (KM)



PERTES EN DB



(b)

C.C.I.R.

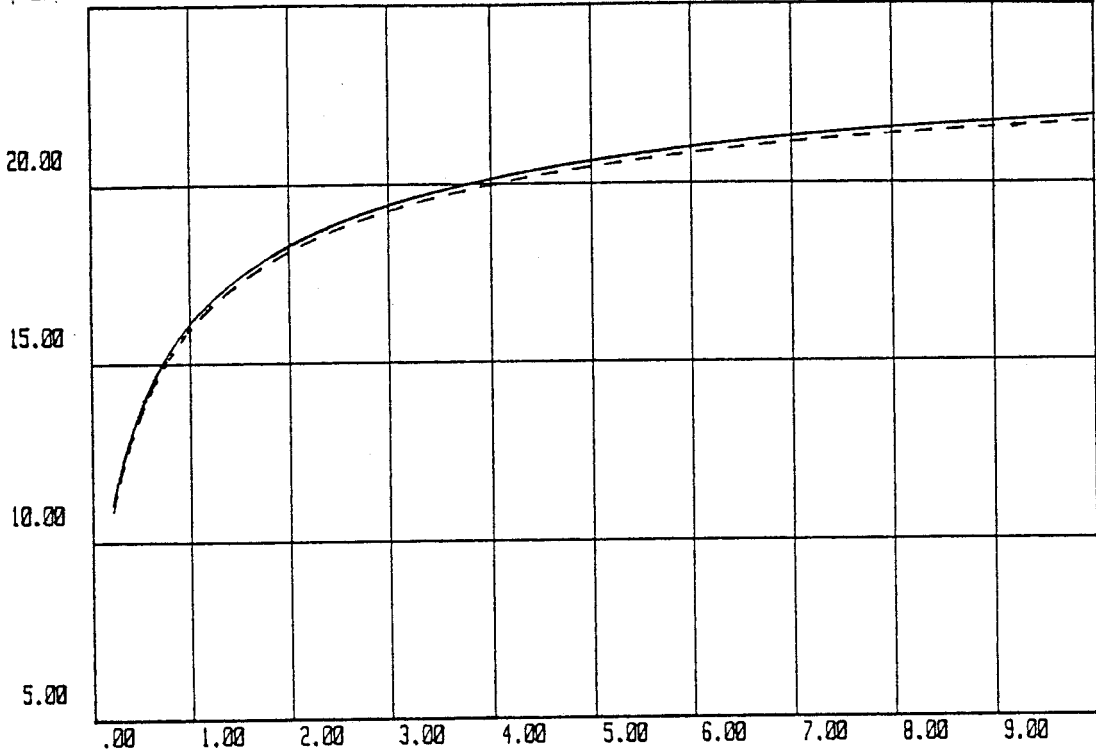
DISTANCE O-A (KM)

F = 900MHZ

hauteur de réception = 100m

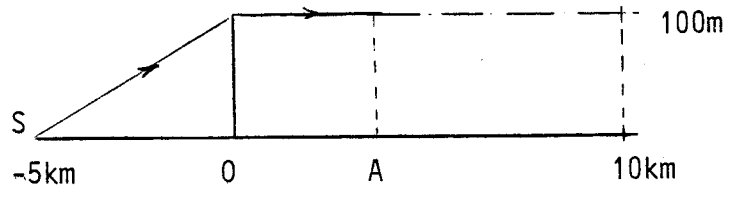
T.U.D.

PERTES EN DB



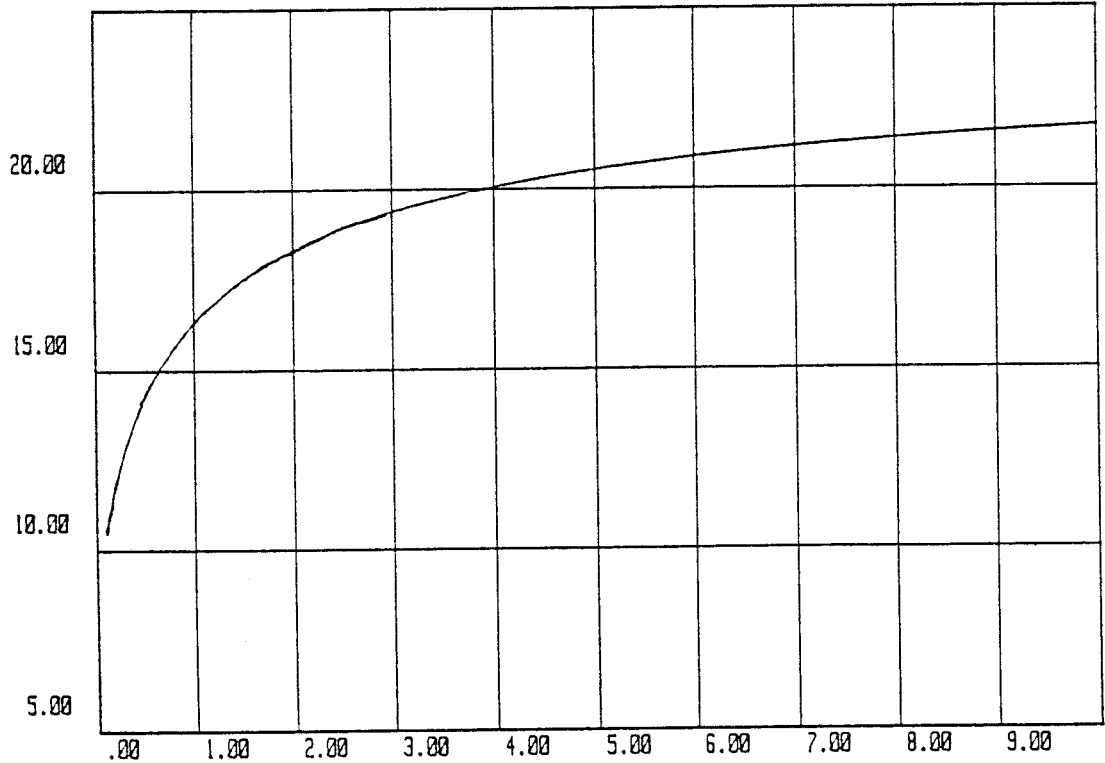
(a)

DISTANCE O-A (KM)



PERTES EN DB

C.C.I.R.



(b)

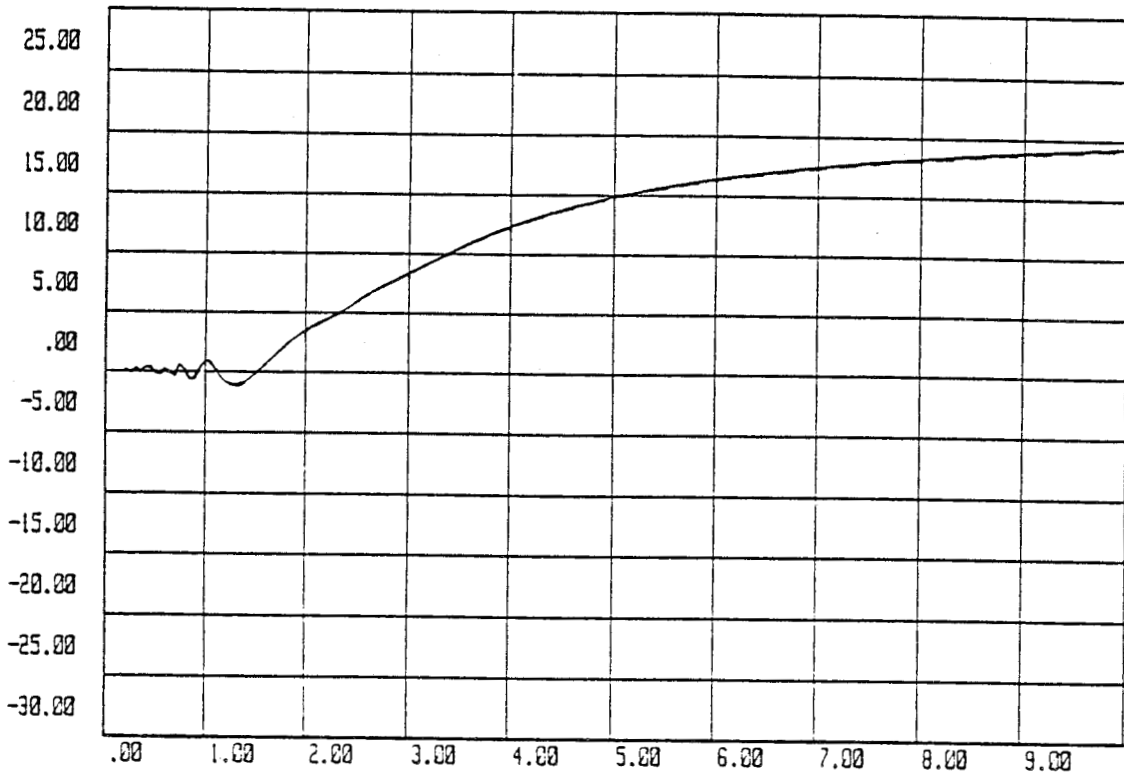
DISTANCE O-A (KM)

F = 900MHZ

hauteur de réception = 150m

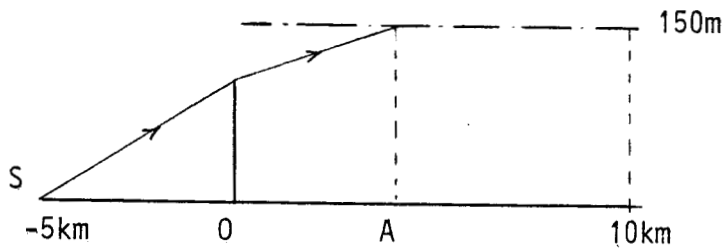
PERTES EN DB

T.U.D.

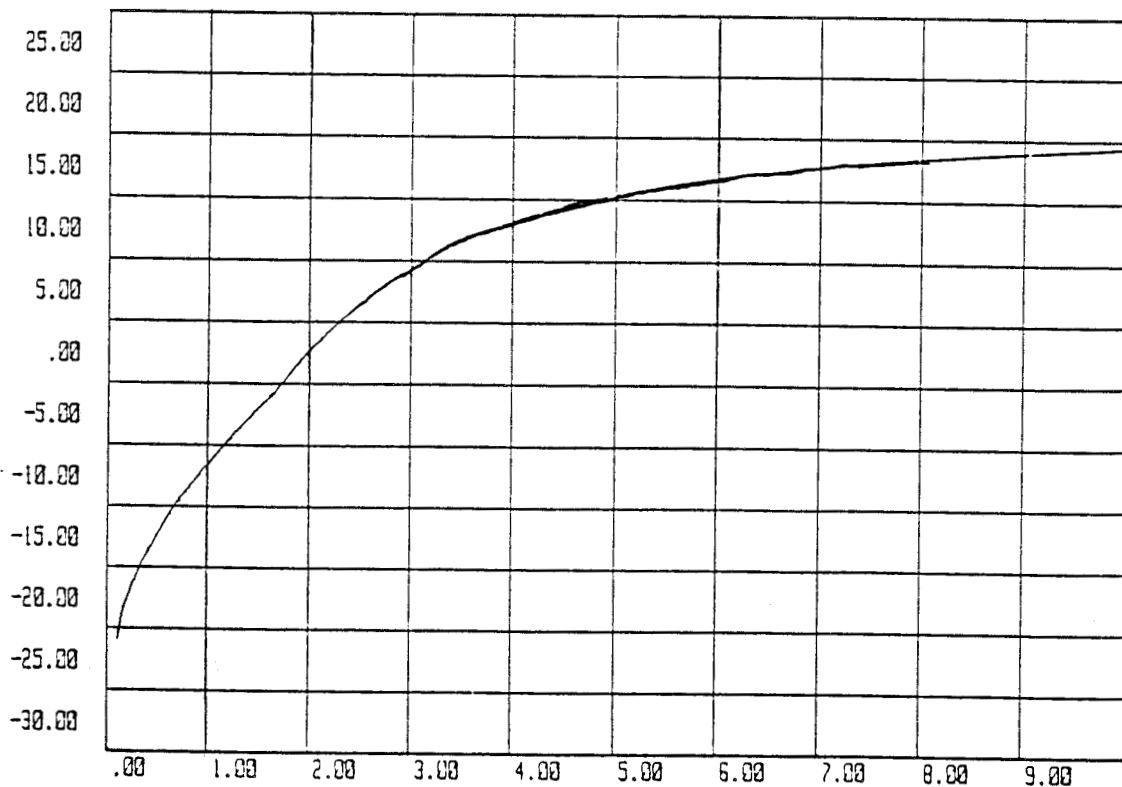


(a)

DISTANCE O-A (KM)



PERTES EN DB



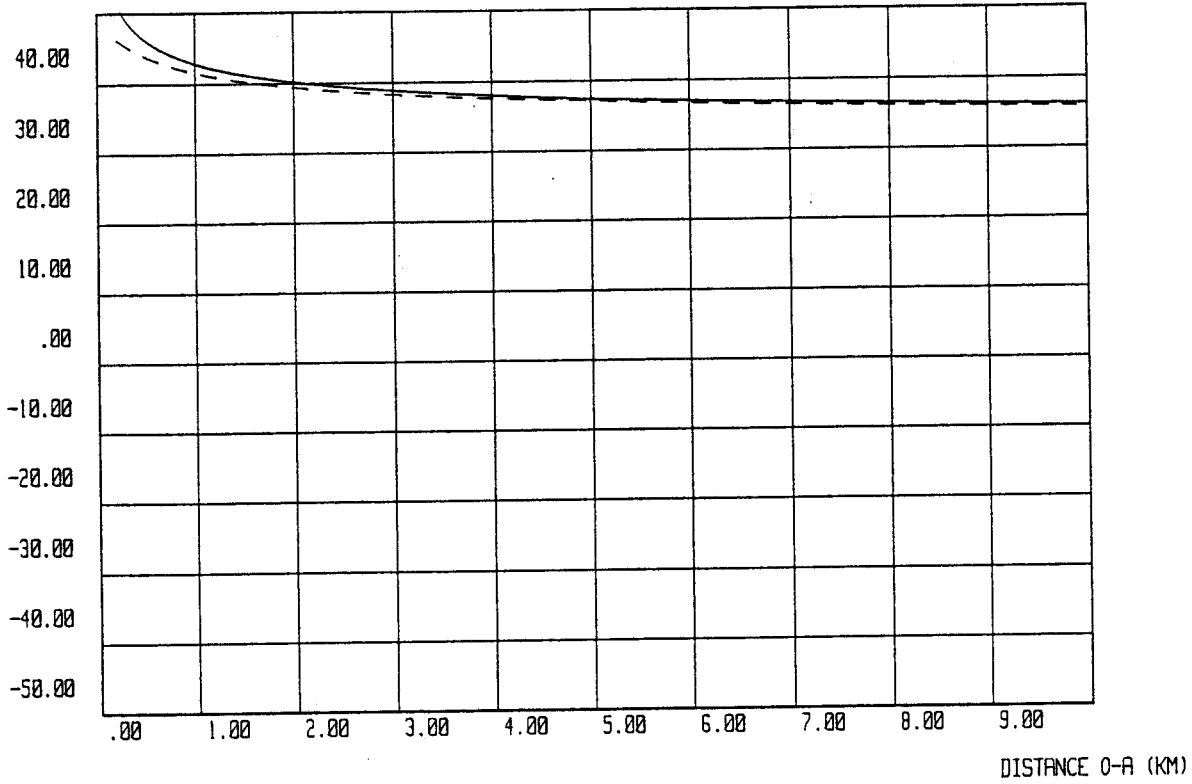
(b)

DISTANCE O-A (KM)

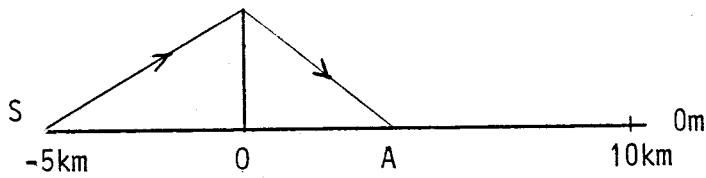
F=10GHz hauteur de réception = 0m

T.U.D.

PERTES EN DB



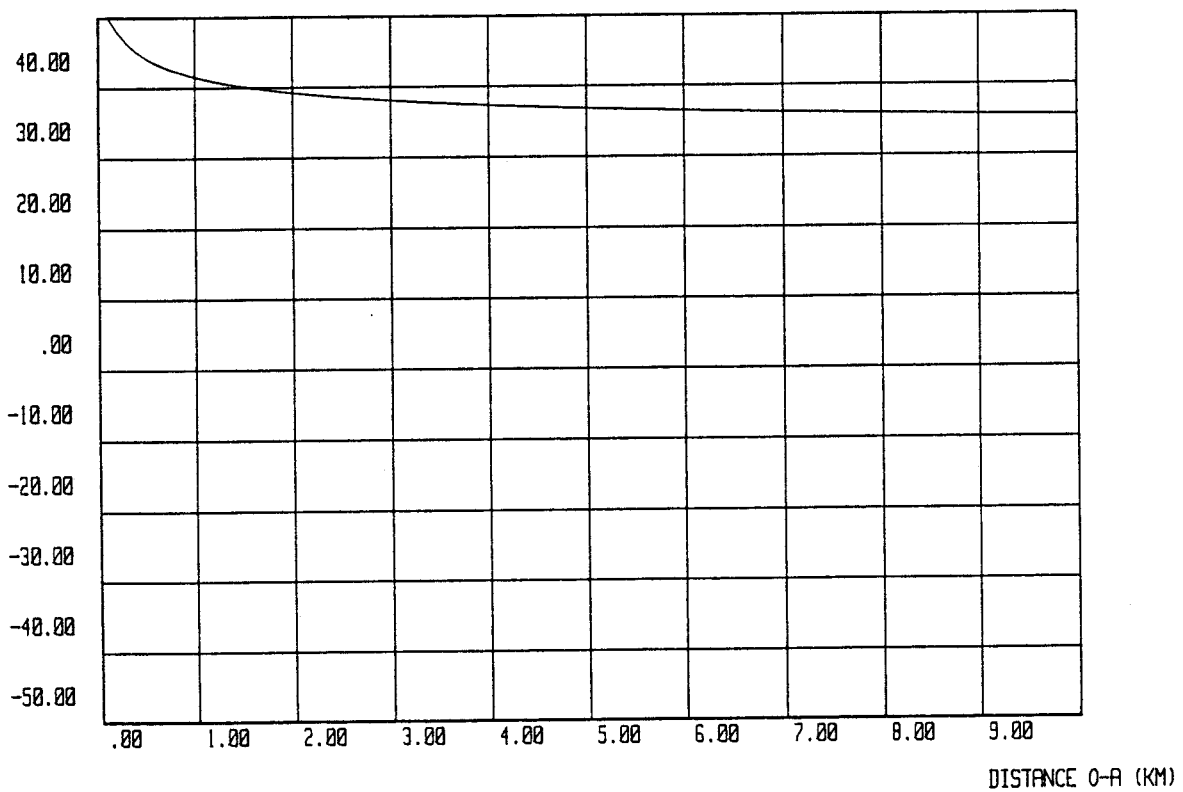
(a)



DISTANCE 0-A (KM)

C.C.I.R.

PERTES EN DB



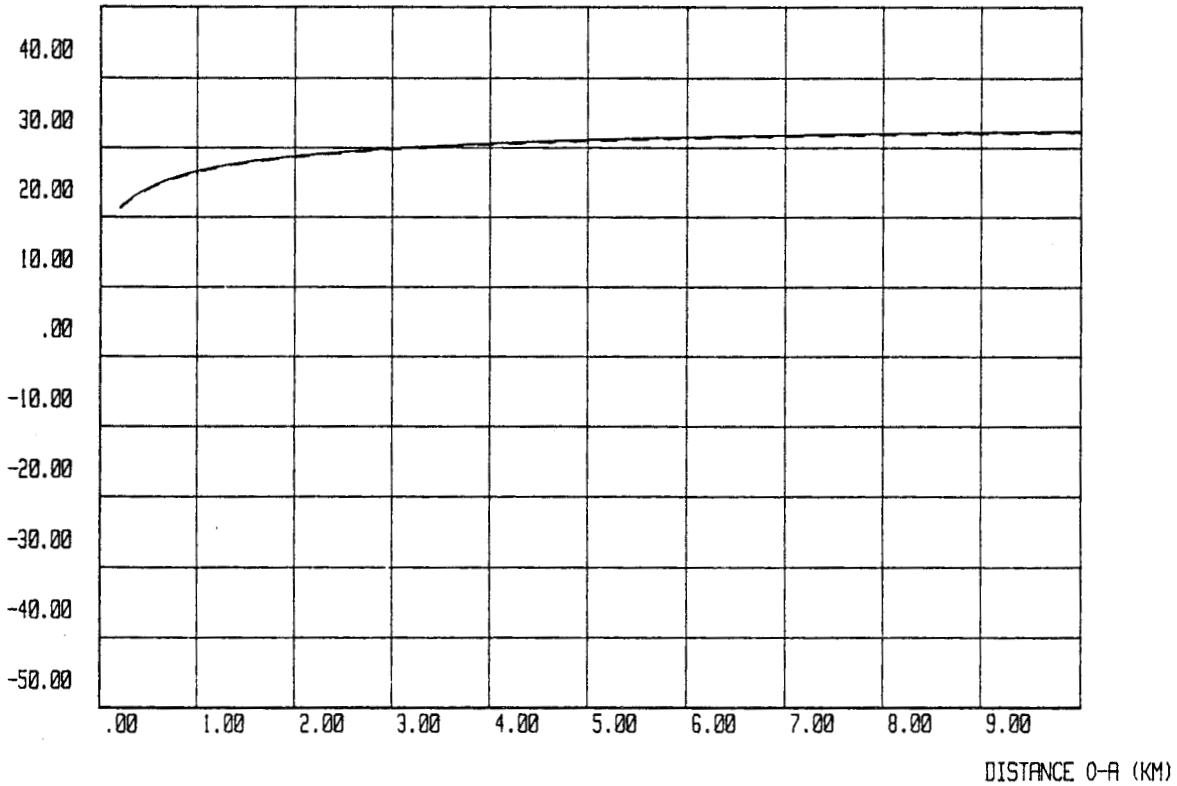
(b)

DISTANCE 0-A (KM)

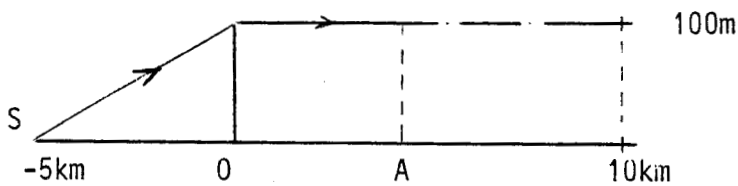
F=10GHz hauteur de réception = 100m

T.U.D.

PERTES EN DB

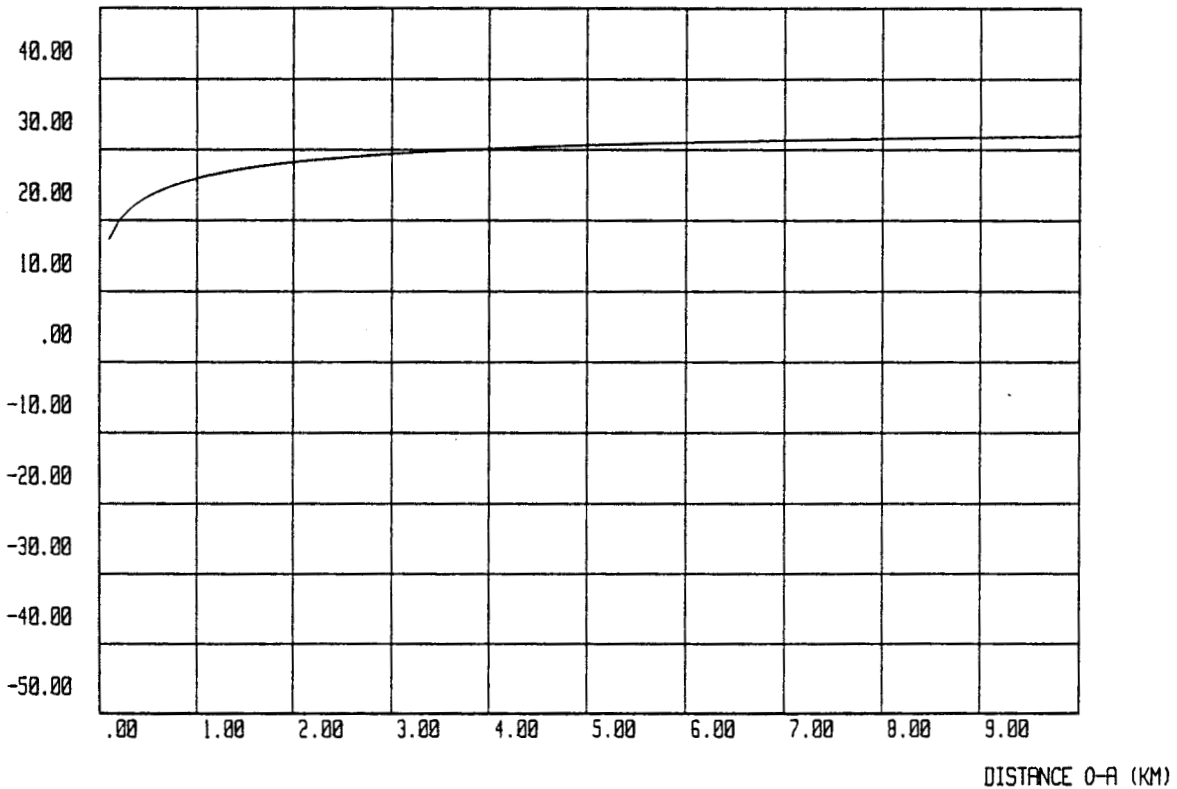


(a)



C.C.I.R.

PERTES EN DB



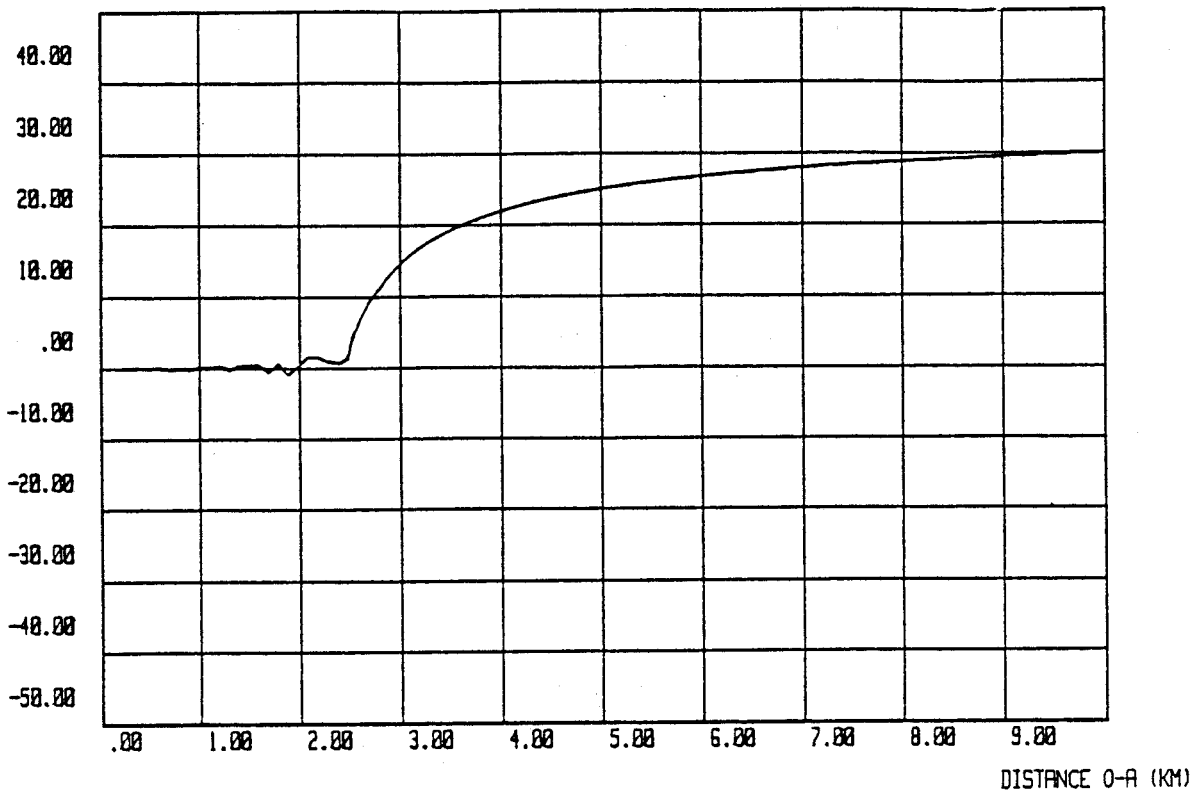
(b)

DISTANCE O-A (KM)

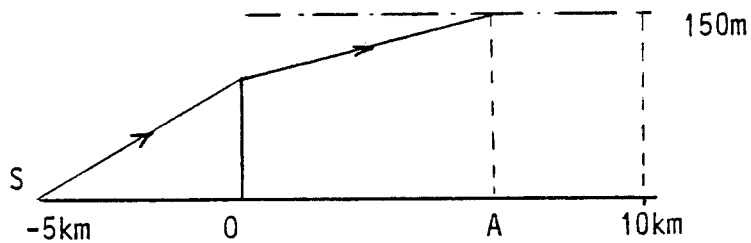
F=10GHz hauteur de réception = 150m

T.U.D.

PERTES EN DB

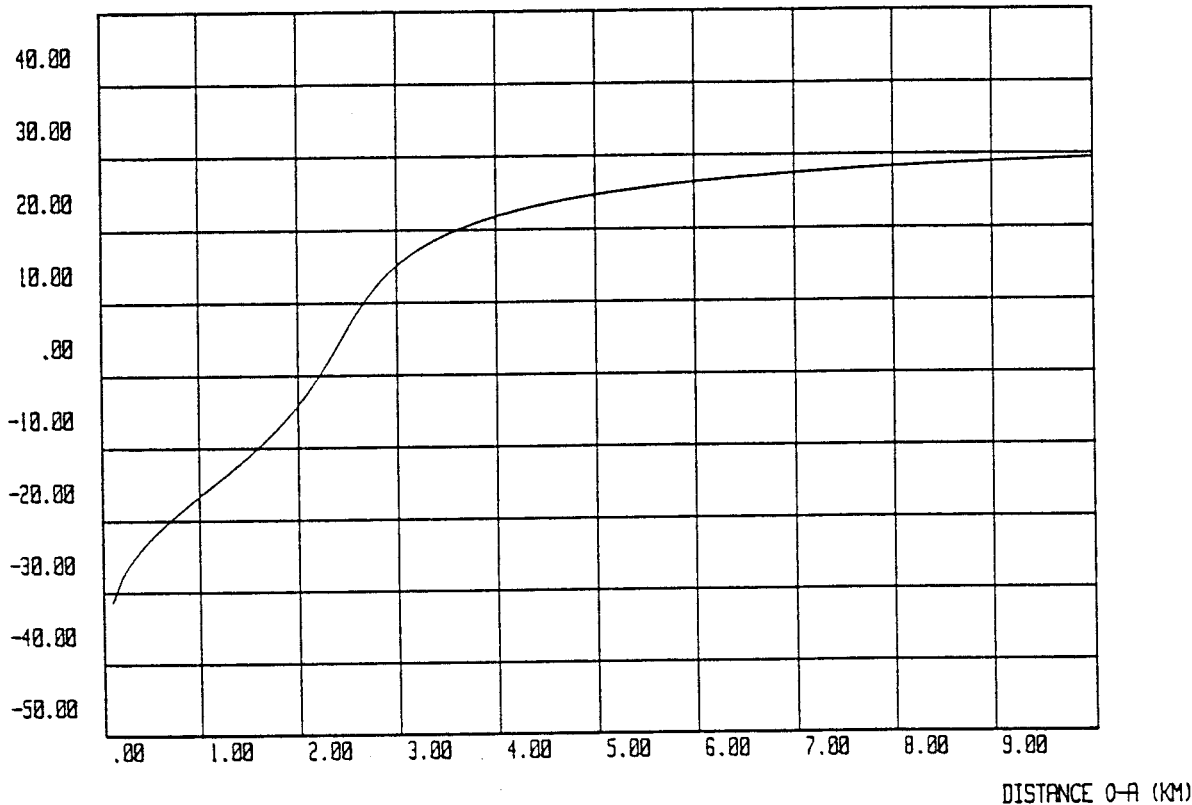


(a)



C.C.I.R.

PERTES EN DB



(b)

D'autre part, il apparaît que les courbes obtenues par la TUD dans chaque polarisation ne s'écartent qu'au fur et à mesure que le point de calcul se rapproche de l'obstacle. Ceci est dû aux conditions de continuité qui fixent l'amplitude du champ électrique au voisinage de la surface métallique suivant son type de polarisation.

III.3) CAS DE PLUSIEURS OBSTACLES : COMPARAISON ENTRE LA METHODE DE DEYGOUT ET LA THEORIE UNIFORME DE LA DIFFRACTION

III.3.1) Calcul des pertes par la méthode de Deygout

Les méthodes de calcul approché du CCIR sont utilisées par de nombreux auteurs pour développer des modèles permettant d'évaluer les pertes dues à plusieurs obstacles. De nombreuses publications ayant trait à ce sujet montrent que la méthode de Deygout [16] semble la plus proche des résultats expérimentaux. Nous allons comparer cette méthode à la T.U.D. en nous limitant au cas de deux obstacles.

Les paramètres géométriques utilisés dans la méthode de Deygout sont représentés sur la figure (III-7) où les obstacles sont notés B_1A_1 et B_2A_2 .

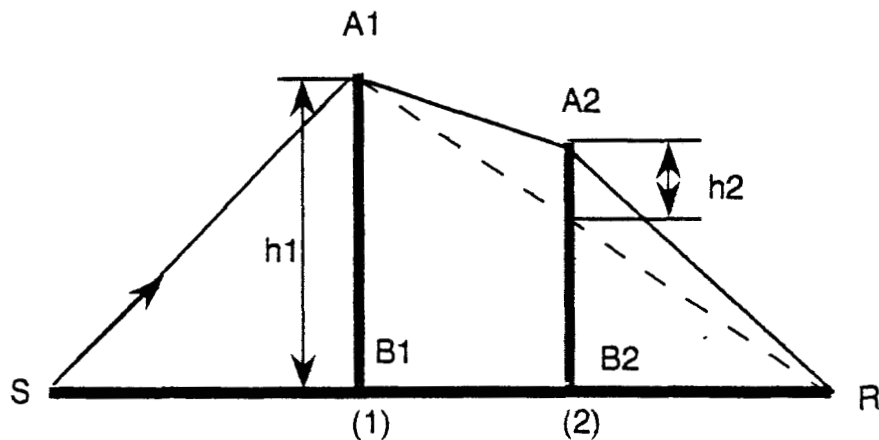


Figure (III-7)

Selon cette méthode, l'atténuation totale du champ par rapport à la propagation en espace libre est égale à l'atténuation occasionnée par l'obstacle principal (1) à laquelle s'ajoute l'atténuation occasionnée par l'obstacle secondaire (2) dont la hauteur est corrigée et qui est notée h_2 sur la figure (III-7). Elle correspond à la hauteur équivalente que présente l'obstacle (2) par rapport à un trajet ayant pour extrémités le sommet A_1 de l'arête (1) et le point de réception noté R. Le calcul des pertes occasionnées par chaque obstacle se fait à partir de la formule (III-19).

Dans le cas de l'obstacle (1), les pertes $A(1)$ sont déterminées en remplaçant v par son expression, fonction des différentes grandeurs géométriques associées à cette arête :

$$v_1 = h_1 \cdot \sqrt{\frac{2}{\lambda} \cdot \left(\frac{1}{SB_1} + \frac{1}{B_1R} \right)}$$

Un calcul identique est effectué pour l'obstacle (2) en ne tenant compte que de sa hauteur corrigée h_2 . Dans ce cas, $v_2 = h_2 \cdot \sqrt{\frac{2}{\lambda} \cdot \left(\frac{1}{B_1B_2} + \frac{1}{B_2R} \right)}$ et l'atténuation obtenue sera notée $A(2)$.

Les pertes totales sont donc données en décibels par $A = A(1) + A(2)$. Précisons toutefois que les conditions d'approximation de la fonction $f(v)$ doivent être respectées à savoir :

- $SB_1 \gg \lambda$
- $B_1R \gg \lambda$
- $B_1B_2 \gg \lambda$
- $B_2R \gg \lambda$

III.3.2) Calcul des pertes par la T.U.D.

En ce qui concerne la TUD les rayons diffractés intervenant dans une telle configuration sont tracés sur le schéma de la figure (III-8).

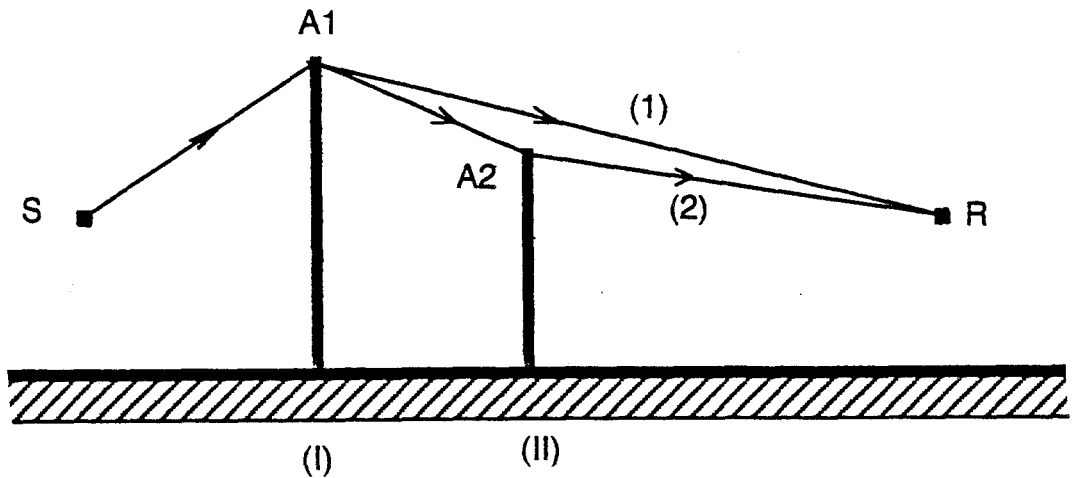


Figure (III-8)

Le rayon (1) est un rayon provenant de la diffraction simple du rayon incident par le bord de l'obstacle (I). Ce rayon disparaît brutalement lorsque le récepteur entre dans la zone d'ombre de l'obstacle (II).

Afin de compenser la disparition du rayon (1) on doit donc inclure un nouveau type de rayon : le rayon doublement diffracté (2). Ce rayon diffracté est calculé en considérant comme rayon incident sur le bord (II) le rayon diffracté par le bord (I). Toutefois, il est important de signaler que les formules de la TUD donnant le champ diffracté par un dièdre ne sont valables qu'à condition que le champ incident soit un champ de rayons satisfaisant les lois de l'Optique Géométrique (cf. chapitre I). Ces conditions ne sont pas satisfaites lorsque le point de réception est situé dans la zone de transition du bord (1) dessinée sur la figure (III-9)

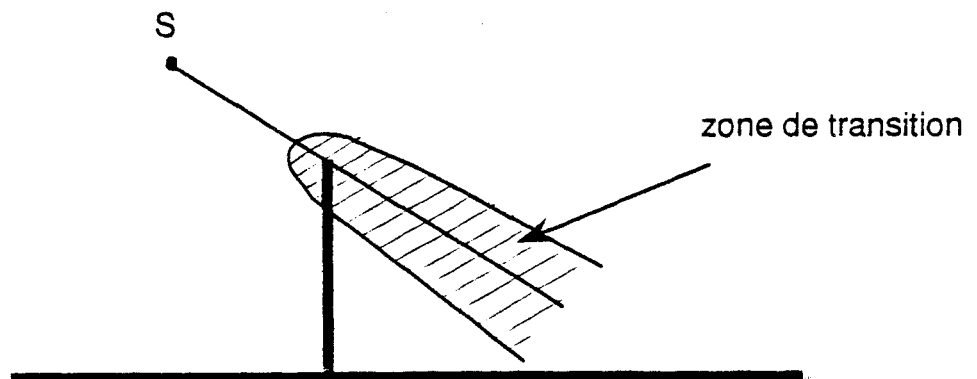


Figure (III-9)

La fonction limitant cette zone est une parabole dont l'ouverture est d'autant plus grande que la fréquence est faible. Cette fonction est calculée en annexe.

Par conséquent, le champ doublement diffracté E_{dd} n'est valable que lorsque le bord du second obstacle est situé à l'extérieur de la zone de transition du premier obstacle. Cette condition de validité est observable graphiquement. En effet, prenons l'exemple de la configuration décrite sur la figure (III-10).

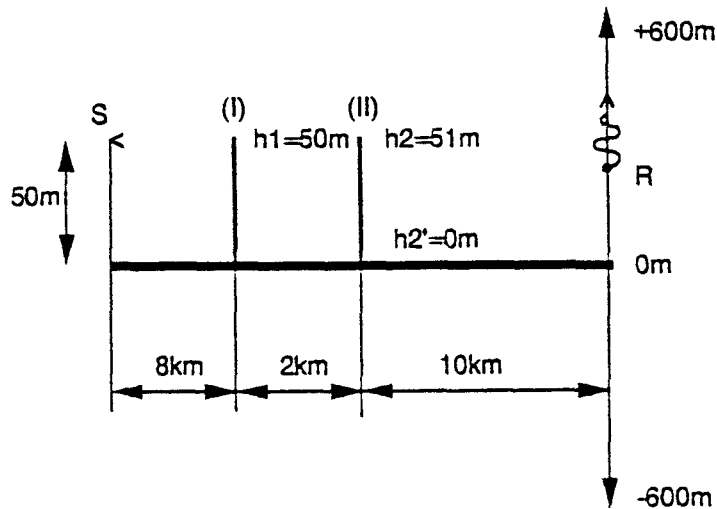
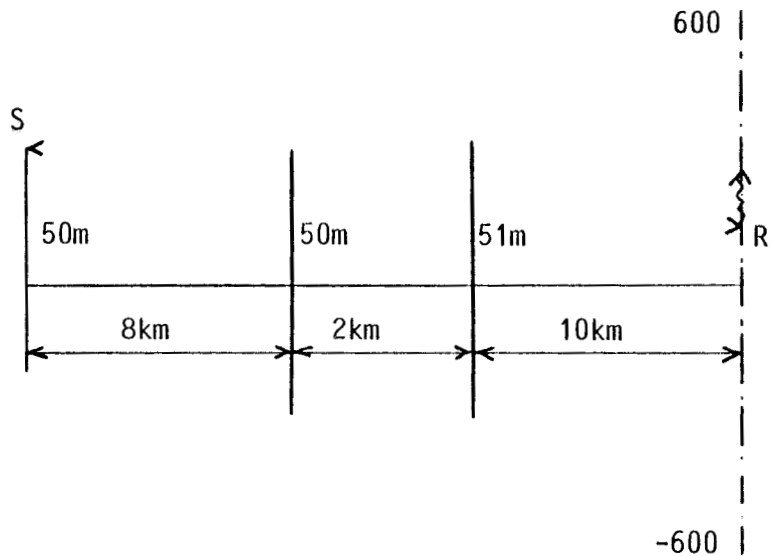
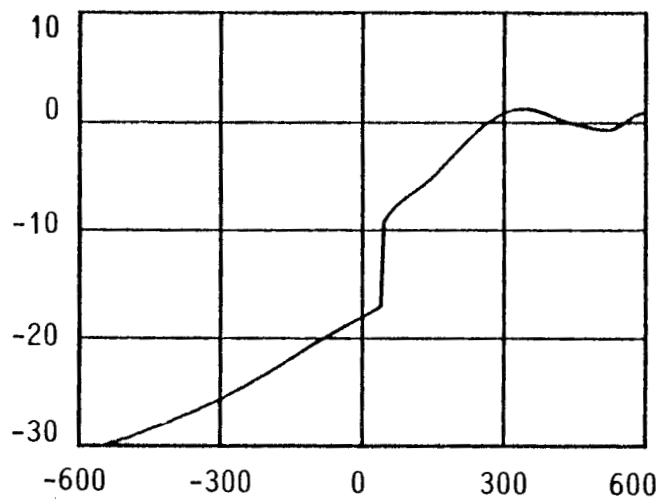


Figure (III-10)

On suppose qu'un émetteur situé à 50 m de hauteur éclaire deux arêtes verticales à une fréquence de 100 MHz et avec un champ E parallèle aux bords des deux arêtes. La première, haute de 50 m, est placée à 8 km de l'émetteur. La seconde est éloignée de 2000 m par rapport à la première. On envisage les cas où cette arête a une hauteur de 51 m puis de 0 m. Le point d'observation du champ se déplace sur un axe vertical situé à 10 km de l'arête (II). Sa hauteur est comprise entre -600 m et +600 m. les courbes correspondantes sont reportées sur la planche (III-7). Pour chacune d'entre elles on remarque qu'il existe une discontinuité brutale du champ total. Celle-ci est due à la non validité du calcul de E_{dd} . Elle est d'autant plus importante que la hauteur de second obstacle est voisine de la hauteur du premier. On dit que le bord de l'arête (II) est situé en dehors de la zone de transition de l'arête (I) lorsque l'amplitude de la discontinuité est estimée négligeable. En utilisant



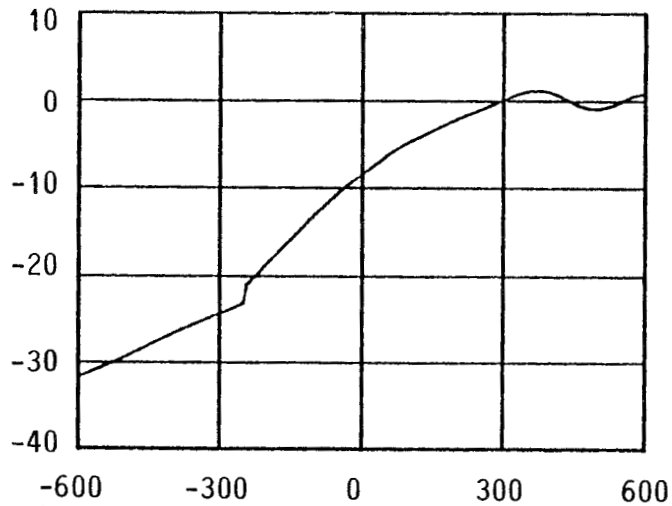
PERTES EN DB



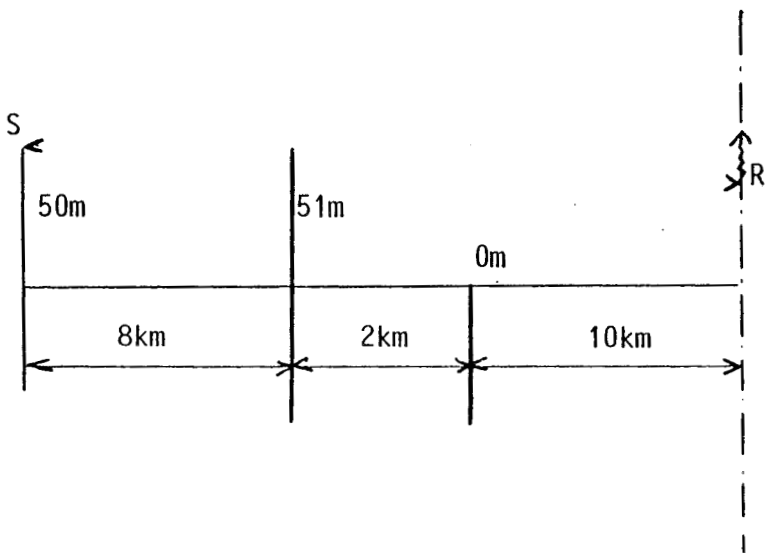
F = 100MHz
(E// bords métalliques)

hauteur du récepteur (m)

PERTES EN DB



hauteur du récepteur (m)



les conventions de l'annexe, on peut évaluer la largeur de la zone de transition lorsque le récepteur est situé à 20 km de l'émetteur. Compte tenu d'une fréquence de 100 MHz, on trouve une largeur de parabole $\Delta z = 85 m$.

III.3.3) Comparaison numérique des deux méthodes

Afin de comparer la méthode de Deygout (CCIR) à la TUD, on fait le calcul des pertes dans les 3 configurations de la figure (III-11) en fixant la fréquence à 900 MHz.

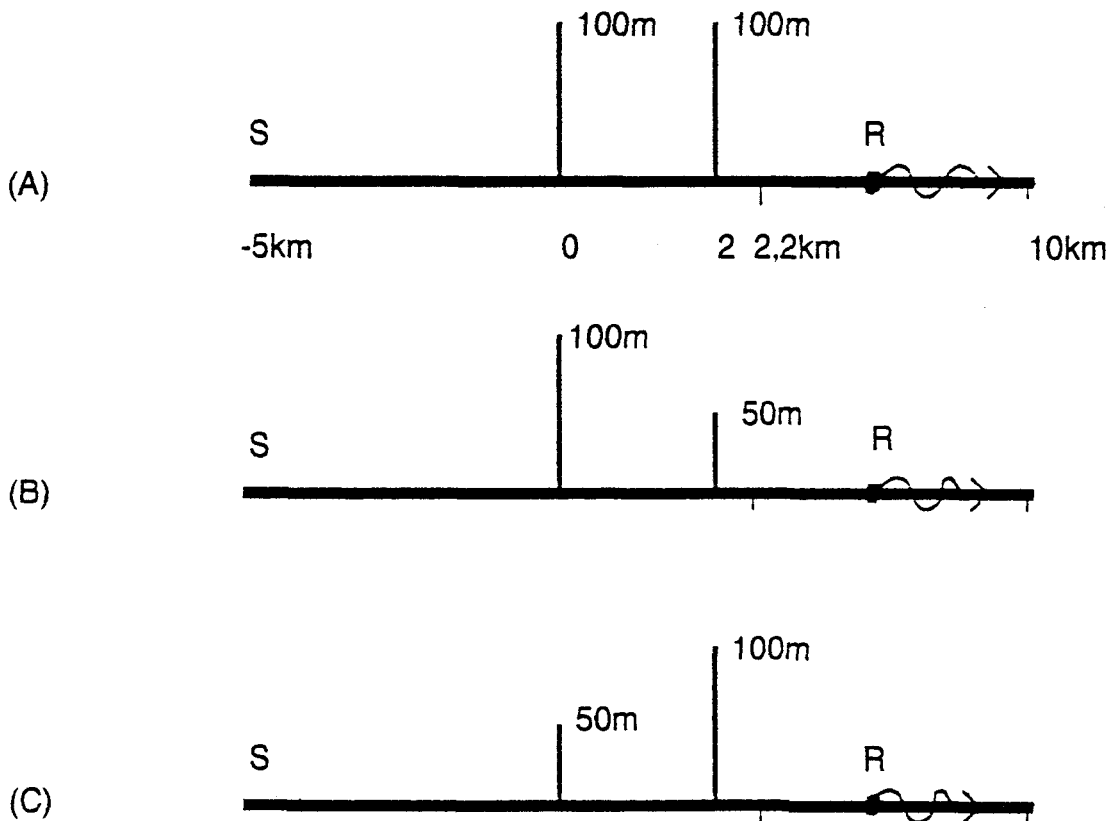


Figure (III-11)

Compte tenu des remarques précédentes, la méthode de Deygout est applicable dans toutes les configurations sauf dans les cas où le récepteur est proche du bord (II).

Avant d'appliquer la TUD, il faut vérifier que le bord de la seconde arête ne se situe dans aucun des cas (A), (B) ou (C) à l'intérieur de la zone de transition de la première arête.

Compte tenu de la disposition et de la hauteur des arêtes intervenant dans le cas (B), il est très probable que les conditions requises pour une application classique de la TUD soient remplies. Nous ne vérifierons que les cas (A) et (C).

Dans les deux cas, nous avons représenté l'amplitude du champ total en fonction de la hauteur du récepteur pour les abscisses de réception $x_R = 2.2 \text{ km}$, $x_R = 3 \text{ km}$ et $x_R = 10 \text{ km}$. La hauteur de réception varie entre 0 m et 500 m. Les courbes correspondant au cas (A) ont été regroupées sur la planche (III-8) et celles de la planche (III-9) correspondent au cas (C).

Une légère discontinuité apparaît sur la courbe (3) de la planche (III-8). Elle se situe à 100 m de hauteur et correspond à la compensation du champ simplement diffracté provenant de la première arête par le champ doublement diffracté provenant du sommet de la seconde. La localisation de cette discontinuité est illustrée sur les schémas de la figure (III-12).

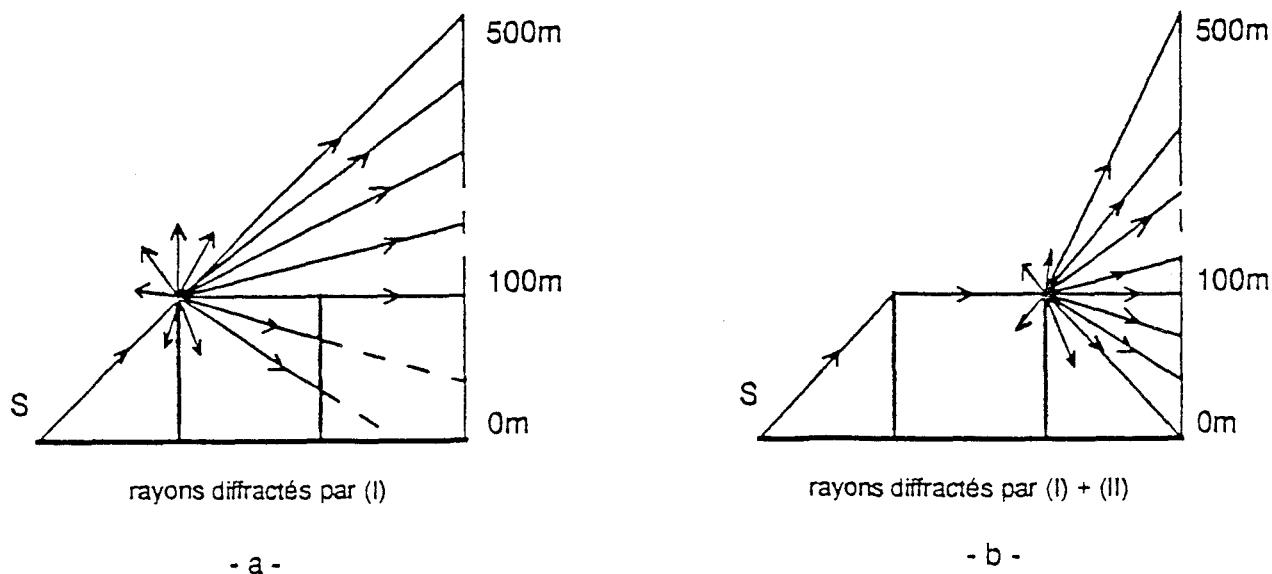
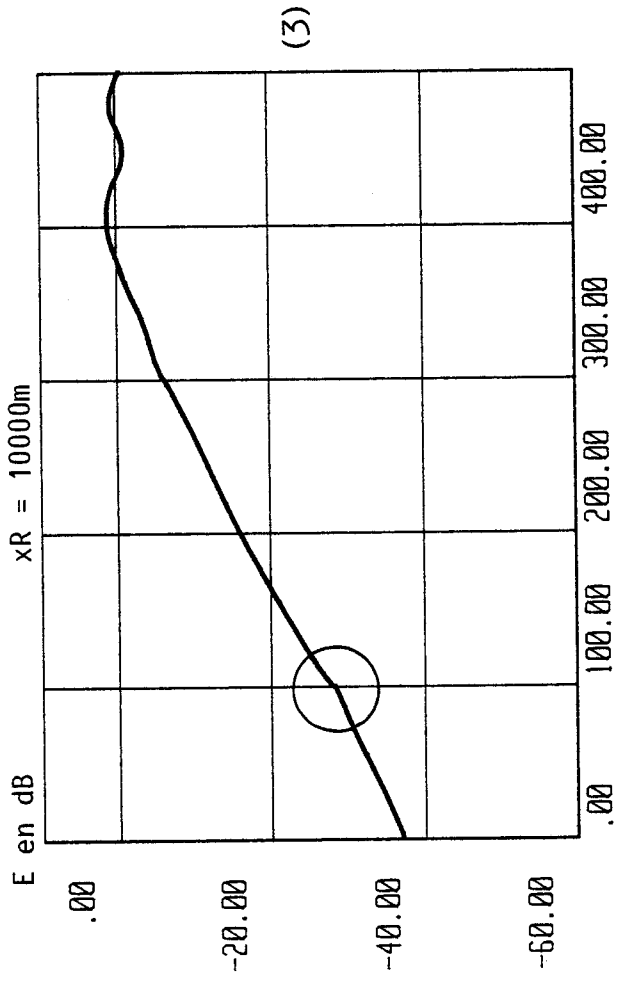
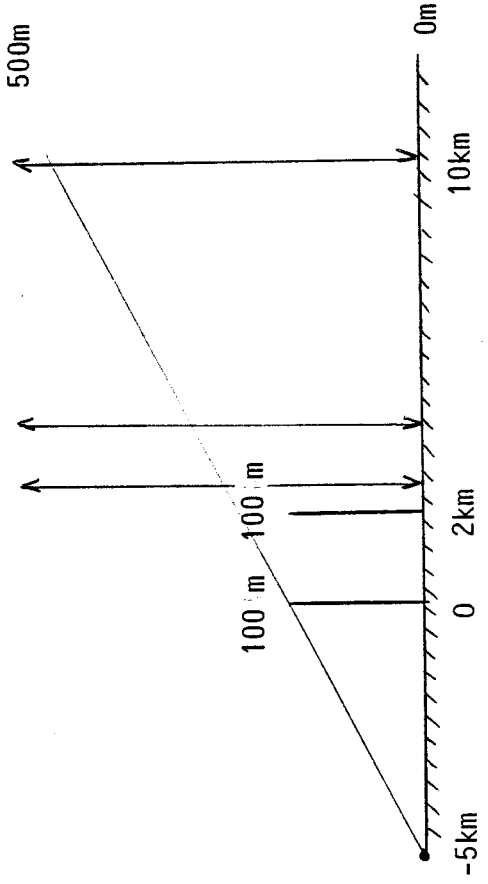
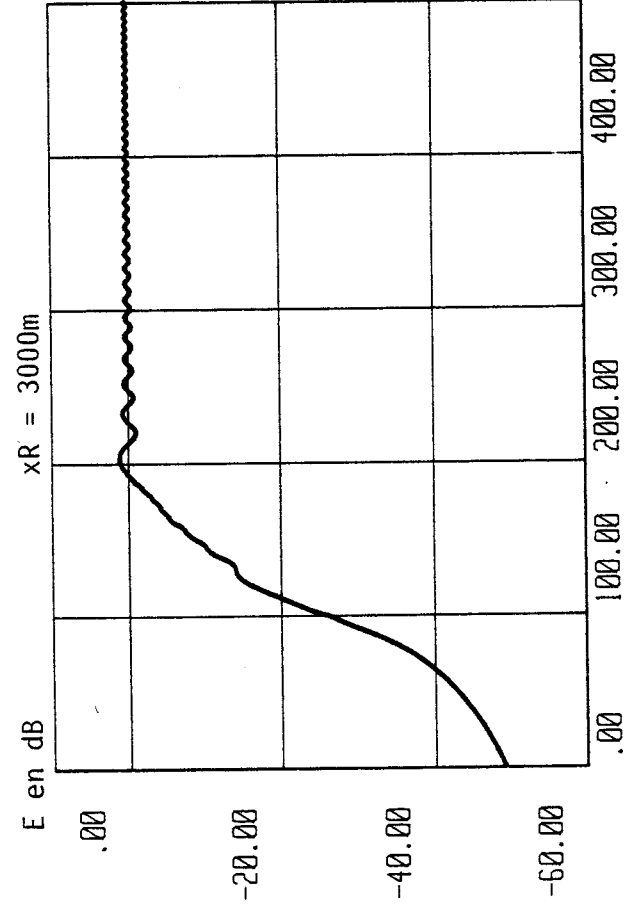
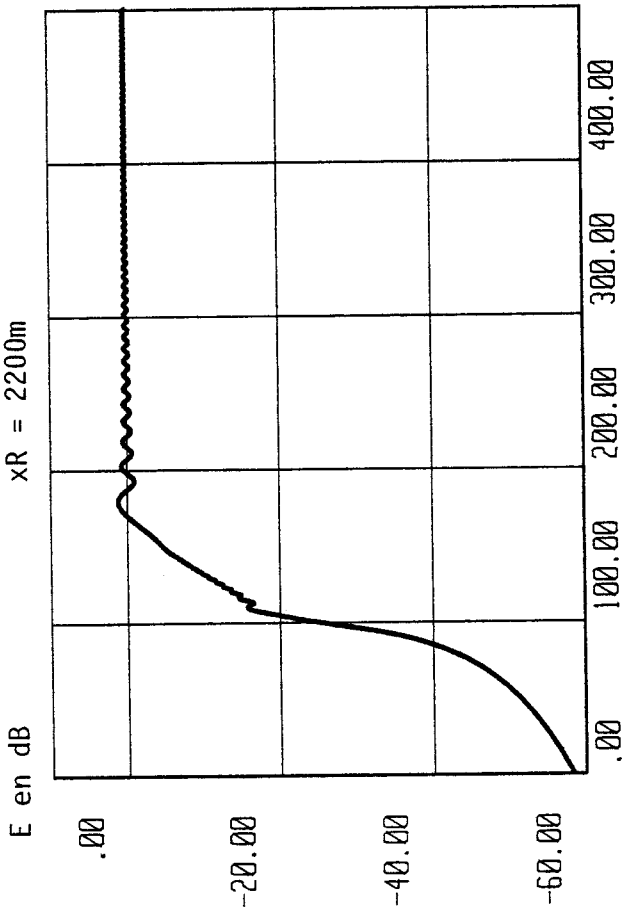
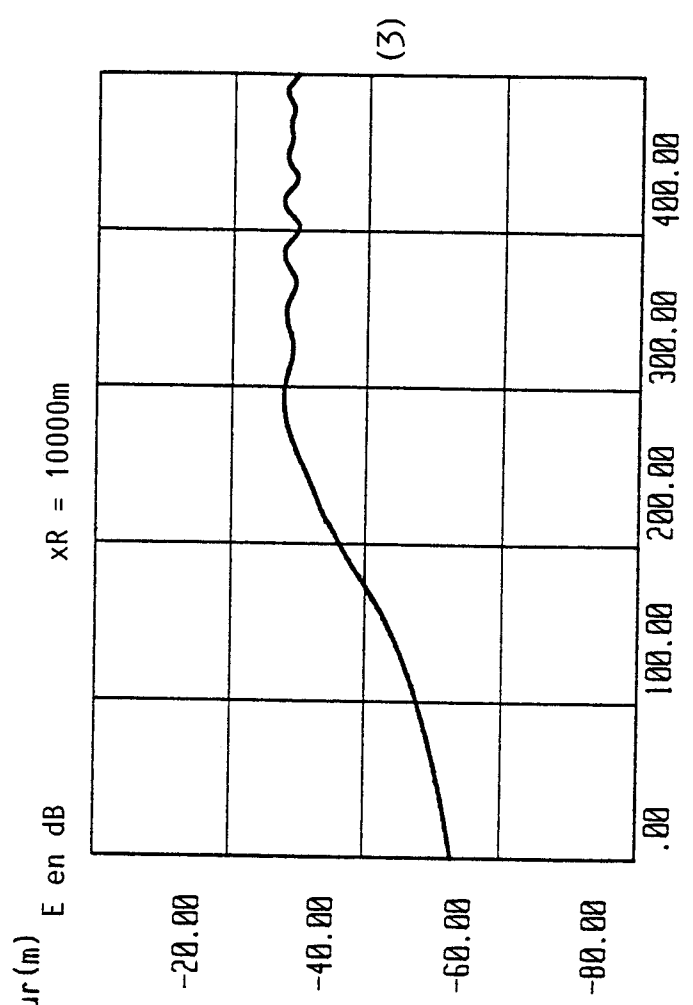
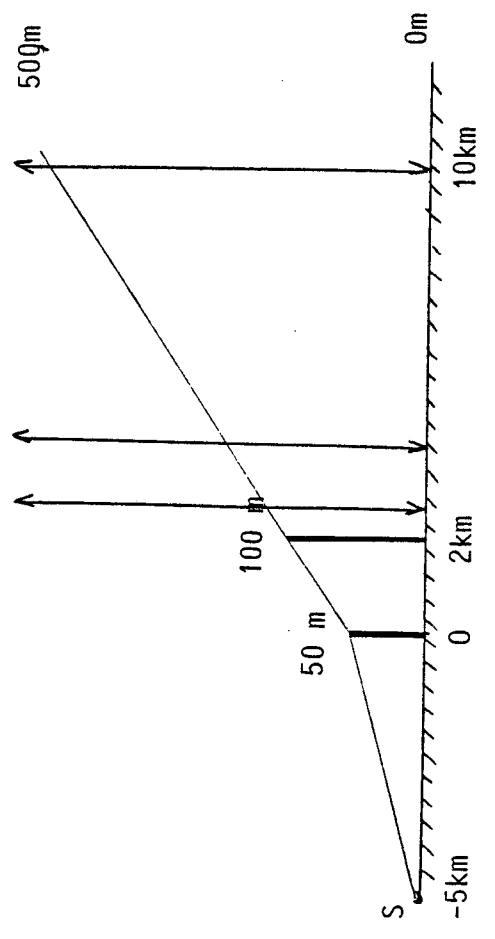
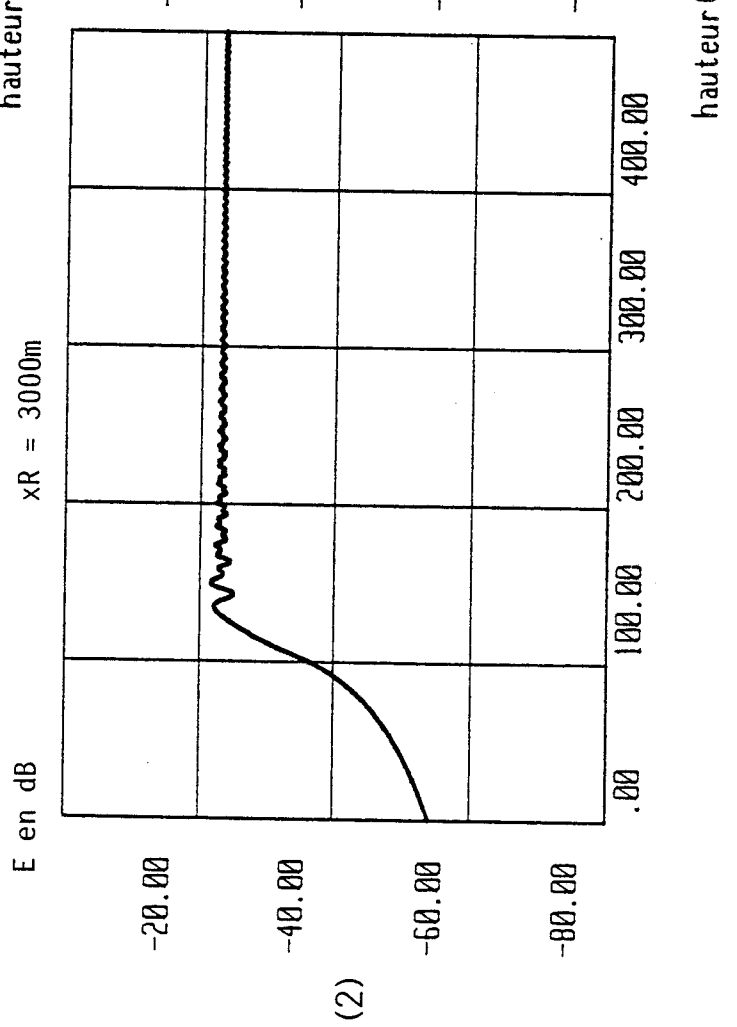
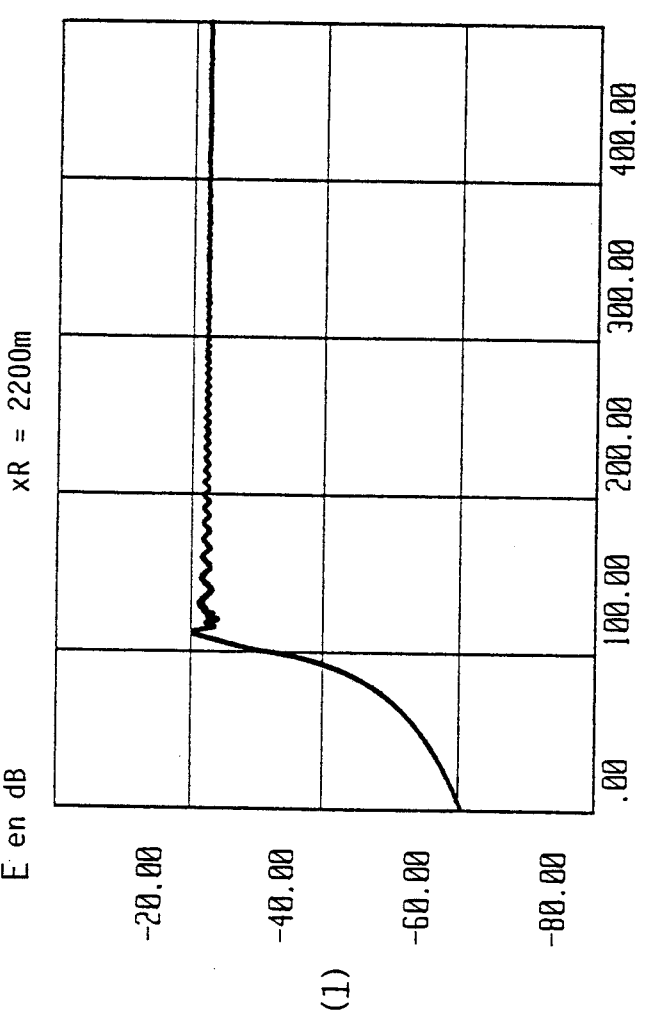


Figure (III-12)



hauteur (m)

hauteur (m)



Le schéma -a- de la figure (III.12) montre que seuls les points de l'axe de réception situés au-dessus de 100 m de hauteur sont atteints par un rayon diffracté par l'arête (I). Le schéma -b- montre que les rayons diffractés successivement par l'arête (I) puis l'arête (II) atteignent tous les points situés sur l'axe de réception vertical.

On n'observe aucune discontinuité notable du champ total sur toutes les autres courbes y compris celles de la planche (III-9) correspondant au cas (C).

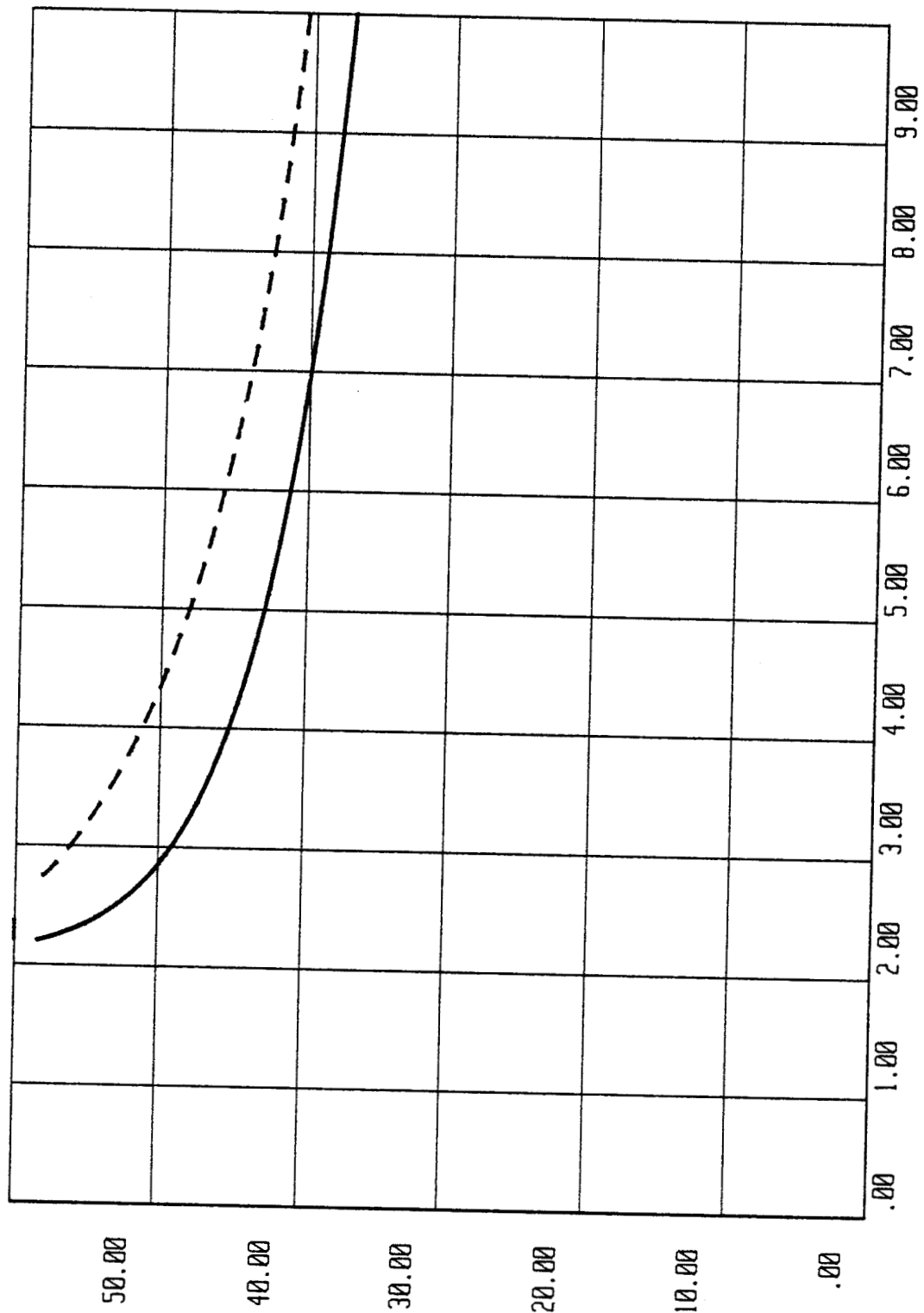
Par conséquent, on peut appliquer les formules classiques de la TUD au calcul du champ doublement diffracté par l'arête (I) ET l'arête (II).

Nous avons représenté sur les planches (III-10), (III-11) et (III-12) l'atténuation des deux obstacles dans les cas (A), (B) et (C) en fonction de la distance OA entre la seconde arête et le point de réception. Ce point se déplace sur un axe horizontal situé à la même hauteur que l'émetteur. La courbe obtenue à l'aide de la MCCIR est tracée en trait pointillé. La courbe obtenue à l'aide de la TUD dans le cas où E est parallèle aux bords des obstacles est tracée en trait plein.

On remarque sur la planche (III-10) que la méthode de Deygout donne des prévisions pessimistes. En effet, le niveau d'atténuation est supérieur de 3 dB à 6 dB à celui calculé par la TUD. Toutefois, on remarque que lorsque la distance OA augmente, les prévisions de la méthode approchée tendent vers celles de la TUD. De plus, il est à noter que lorsque la hauteur des obstacles est sensiblement identique le CCIR préconise l'emploi de la méthode d'Epstein-Peterson [17] qui donne des résultats plus précis que ceux de la méthode de Deygout.

La planche (III-11) correspond au cas de figure (B). On y observe un bon accord entre les deux méthodes jusqu'à une distance OA égale à 4 km. Ensuite, les conditions d'application de la formule (III-19) ne sont plus remplies en ce qui concerne le calcul des pertes provenant de la présence du second obstacle. C'est-à-dire que le terme v_2 servant au calcul des pertes est inférieur à -1. Dans ce cas le résultat du calcul donne une atténuation négative qui est ajoutée aux pertes positives associées à la présence du premier obstacle, ce qui diminue la valeur des pertes totales. C'est ce qui explique que ces pertes soient inférieures à celles que prévoit l'application de la théorie uniforme de la diffraction.

F=900MHz 2 arêtes : H1=100m H2=100m à 2km (E-R à 0m)
 PERTES EN DB

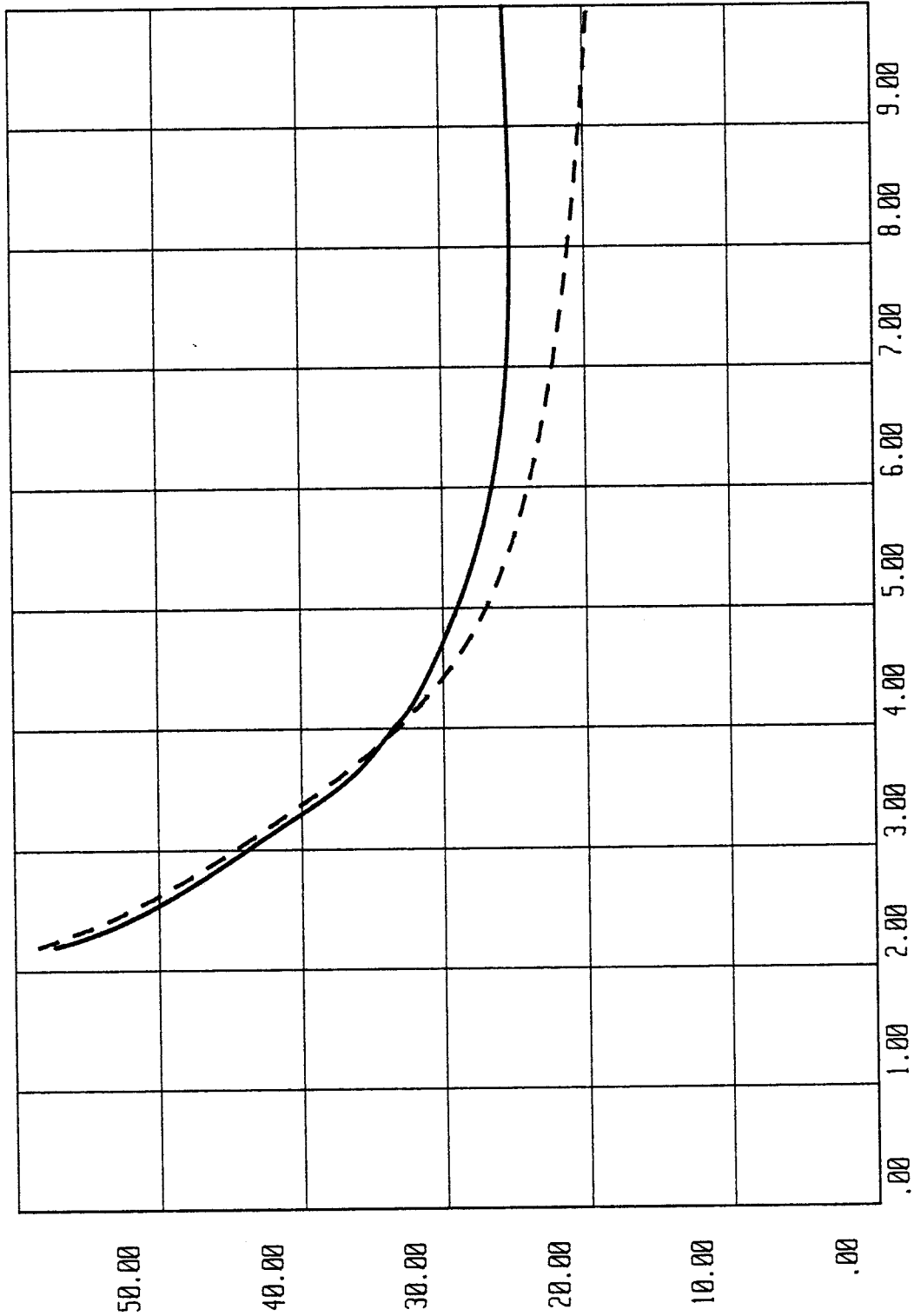


— U.T.D.
 - - - C.C.I.R.

DISTANCE O-A (KM)

F=900MHz 2 arêtes : H1=100m H2=50m à 2km (E-R à 0m)

PERTES EN DB



DISTANCE 0-A (KM)

Il est à noter que les pertes calculées par la TUD tendent vers une valeur de 25 dB lorsque la distance OA augmente. Ceci correspond aux pertes prévues lorsque l'on considère le masquage de l'émetteur par un seul obstacle qui est l'obstacle (I). C'est un résultat que l'on observe sur les courbes de la planche (III-1) correspondant au cas d'un obstacle isolé. Ce phénomène est normal car on peut considérer que l'obstacle (II) a une influence négligeable à grande distance compte tenu de sa faible hauteur vis-à-vis de l'obstacle (I). Nous avons montré que dans ce cas précis la méthode du CCIR appliquée à un obstacle isolé donne des résultats corrects. Il serait donc possible d'utiliser cette méthode lorsque la distance OA devient supérieure à 4 km afin de retrouver les prévisions de la TUD représentées sur la planche (III-11).

La planche (III-12) correspond au cas de figure (C). Nous avons fait figurer deux courbes supplémentaires sur cette planche. Elles correspondent aux courbes obtenues par chacune des deux méthodes dans le cas d'un obstacle isolé de 100 m de hauteur et situé à 7 km du point d'émission.

La méthode de Deygout (2 arêtes) prévoit des pertes inférieures d'environ 3 dB à celles prévues par la TUD appliquée dans le cas de deux arêtes. Bien que la fraction d'énergie provenant de la diffraction par la première arête contribue à augmenter l'énergie diffractée par la seconde, les prévisions de Deygout semblent optimistes. En fait, compte tenu de la faible hauteur du premier obstacle, la diffraction par le sommet de celui-ci influence peu la valeur des pertes obtenues au niveau du récepteur. Cette constatation apparaît nettement sur les différentes courbes qui ont été tracées en tenant compte de la diffraction par une ou deux arêtes. Si l'on observe les résultats donnés par la TUD on s'aperçoit qu'effectivement les pertes sont plus faibles d'1 dB à 2 dB si on prend en compte la diffraction par l'ensemble des deux arêtes.

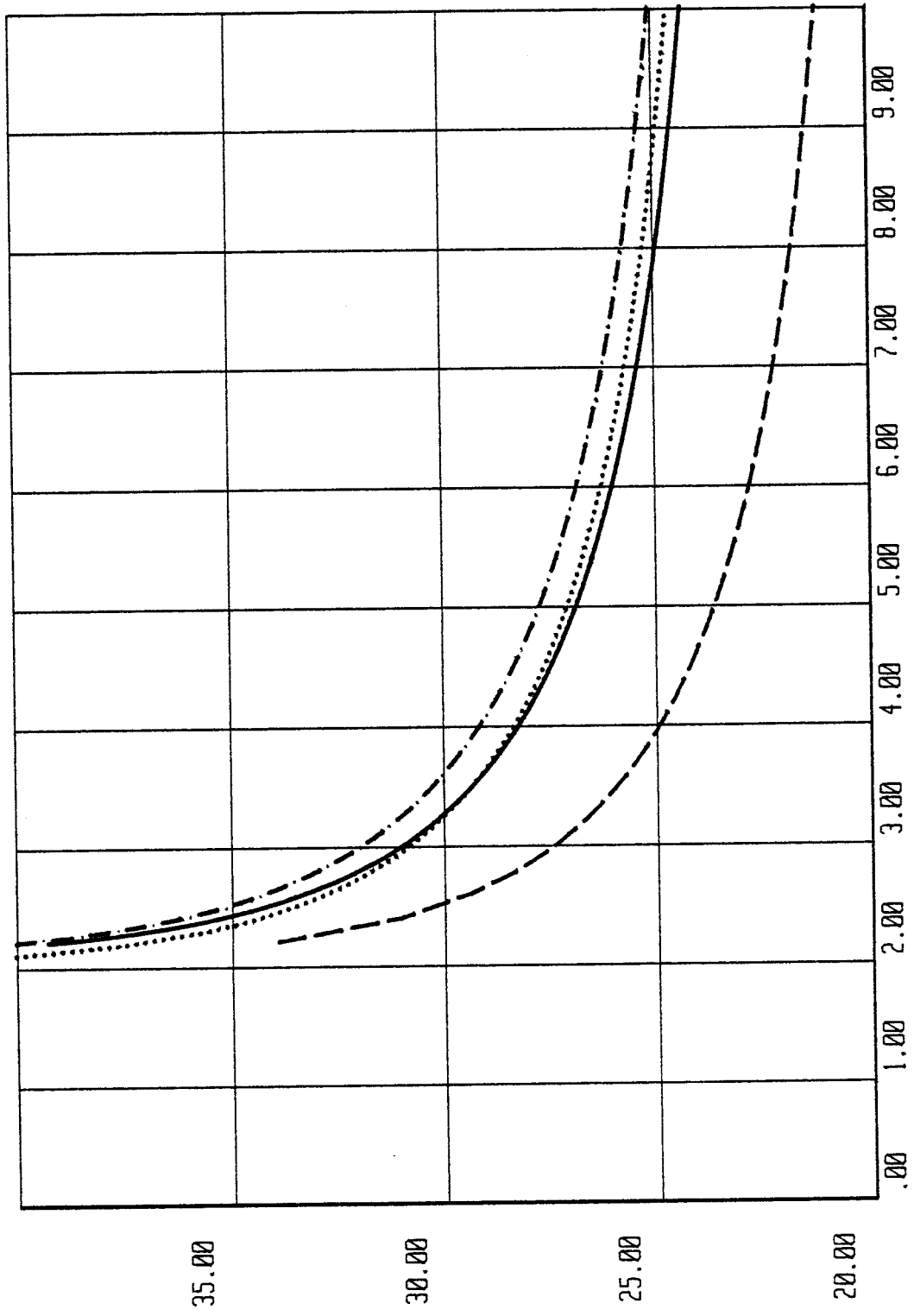
On remarque également que le calcul des pertes par la méthode approchée du CCIR dans le cas d'un seul obstacle donne des résultats proches de ceux obtenus avec la TUD. Cependant il est probable que ces résultats diffèrent d'autant plus que la hauteur du premier obstacle augmente.

F=900MHz 1 arête(100m à 2km) / 2 arêtes(50 et 100m à 2km)

PERTES EN DB

U.T.D.
 — 2 arêtes
 - - - - 1 arête

C.C.I.R.
 - - - - 2 arêtes
 1 arête



DISTANCE 0-A (KM)

Nous avons représenté sur les planches (III-13) et (III-14) les variations d'amplitude des champs électriques total et partiels en fonction de la distance OA respectivement dans les cas (B) et (C). Le champ $E_{\text{diff}(1)}$ est le champ diffracté par le premier obstacle seul. Le champ $E_{\text{diff}(1+2)}$ est le champ associé au rayon diffracté provenant du bord (1) et qui diffracte une seconde fois sur le bord (2). Le champ total est égal à la somme des champs diffractés et du champ direct qui n'est pas représenté ici car le récepteur n'est pas en vue directe de l'émetteur.

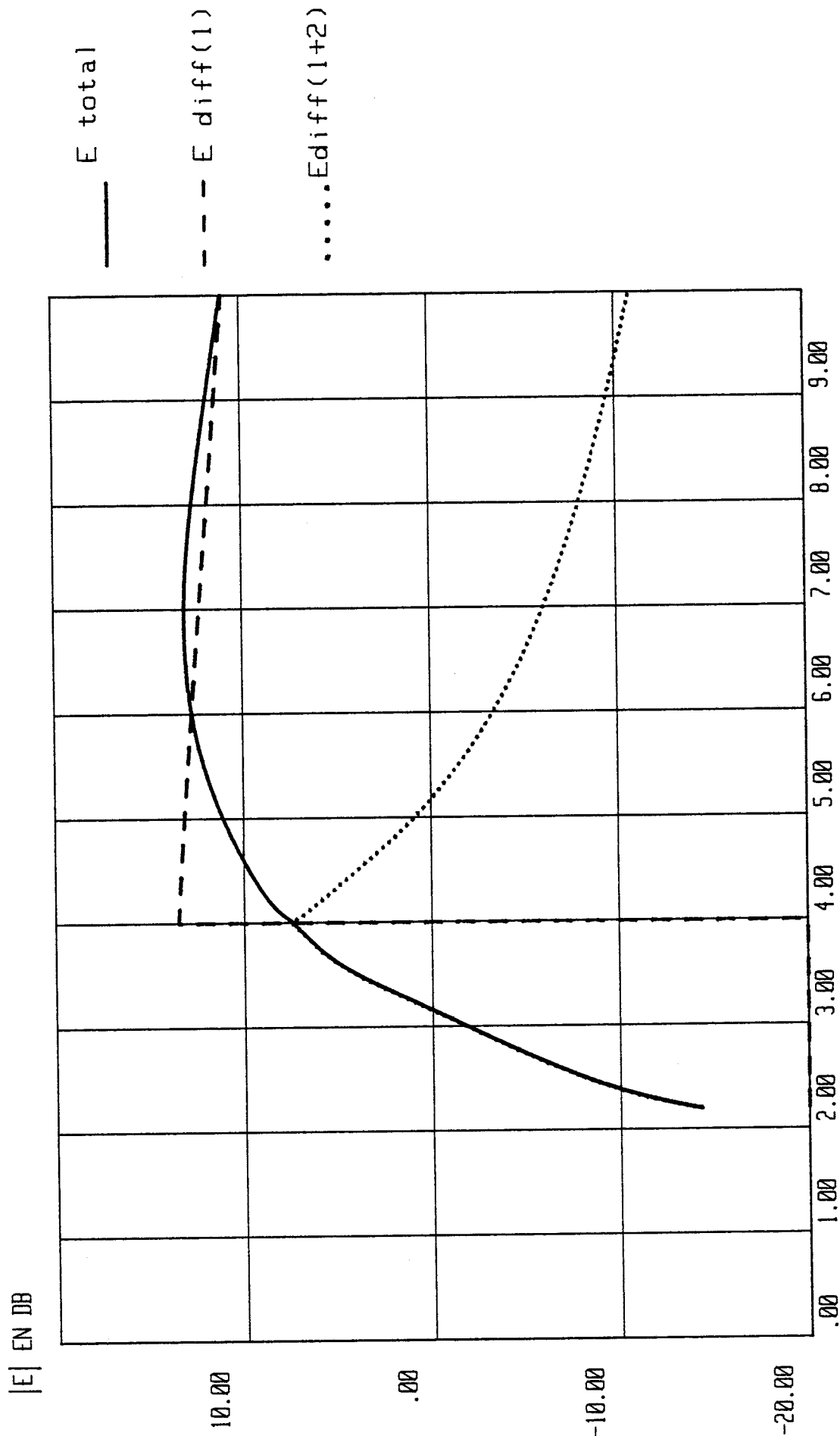
On observe que l'amplitude du champ total obtenu dans le cas (B) et représenté sur la planche (III-13) est bien continue. De plus, le champ diffracté par le premier bord seul devient prépondérant lorsque la distance OA augmente.

Les courbes de la planche (III-14) mettent en évidence la légère contribution du champ doublement diffracté au champ total dans le cas (C).

III.4) APPLICATION DE LA T.U.D. AU CAS DU MILIEU URBAIN

On peut considérer le milieu de propagation urbain comme un ensemble d'obstacles ayant la forme de parallélépipèdes dont la répartition est aléatoire au-dessus d'un sol assimilé à un plan horizontal. Le schéma de la figure (III-13) montre qu'il s'agit d'un problème à trois dimensions que l'on peut réduire à un ensemble de problèmes à deux dimensions si l'on considère successivement tous les plans de coupe contenant des rayons reliant l'émetteur au récepteur mobile. On s'intéresse dans le cas présent au plan vertical reliant les points S et R. S est situé au sommet d'un pylone de 50 m de hauteur installé sur le toit d'un bâtiment lui aussi de 50 m de hauteur.

F=900MHz H1=100m H2=50m E-R situés à h=0m

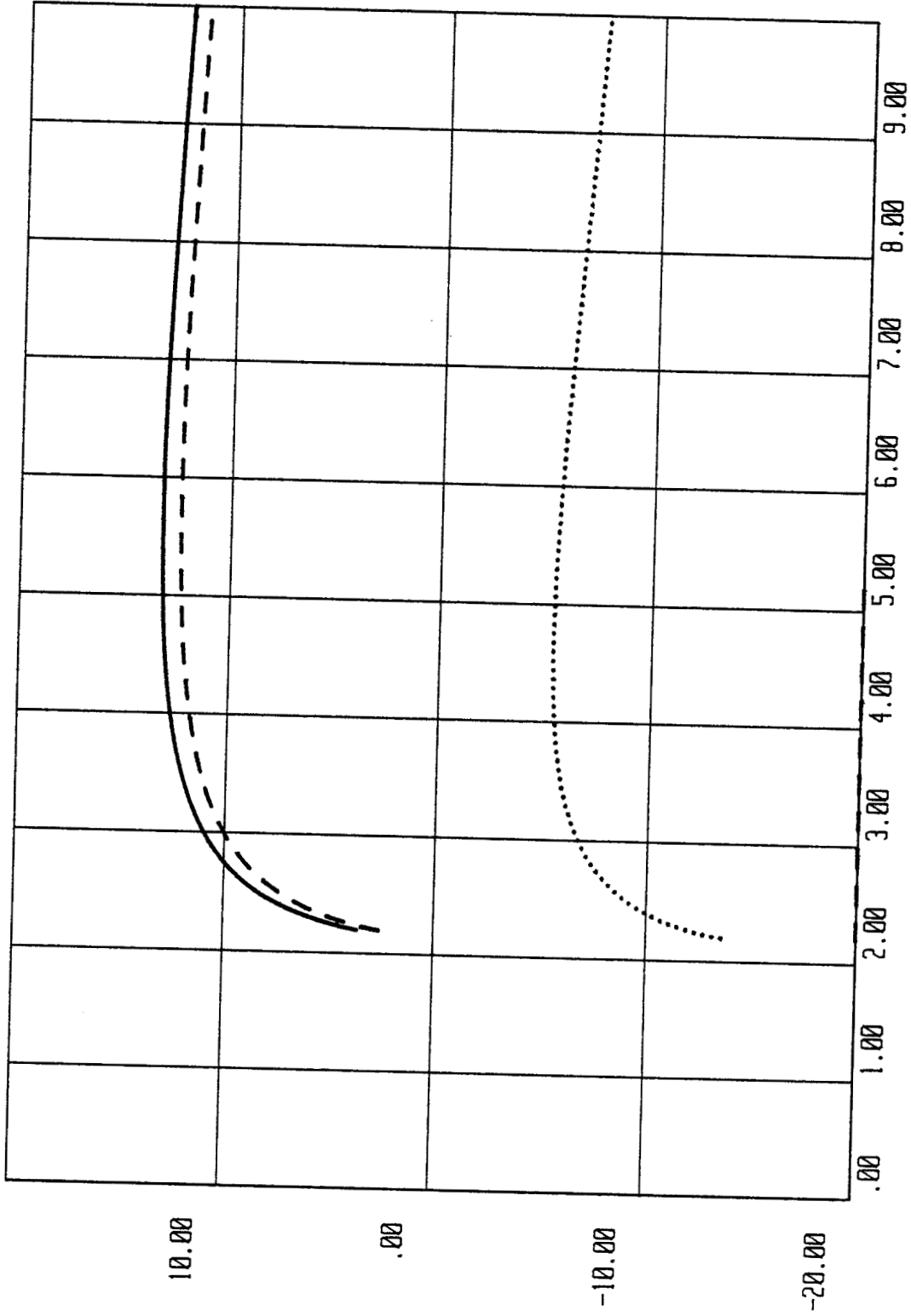


CAS (C)

PLANCHE(III-14)

F=900MHz H1=50m H2=100m E-R situés à h=0m

|E| EN DB



DISTANCE 0-R (KM)

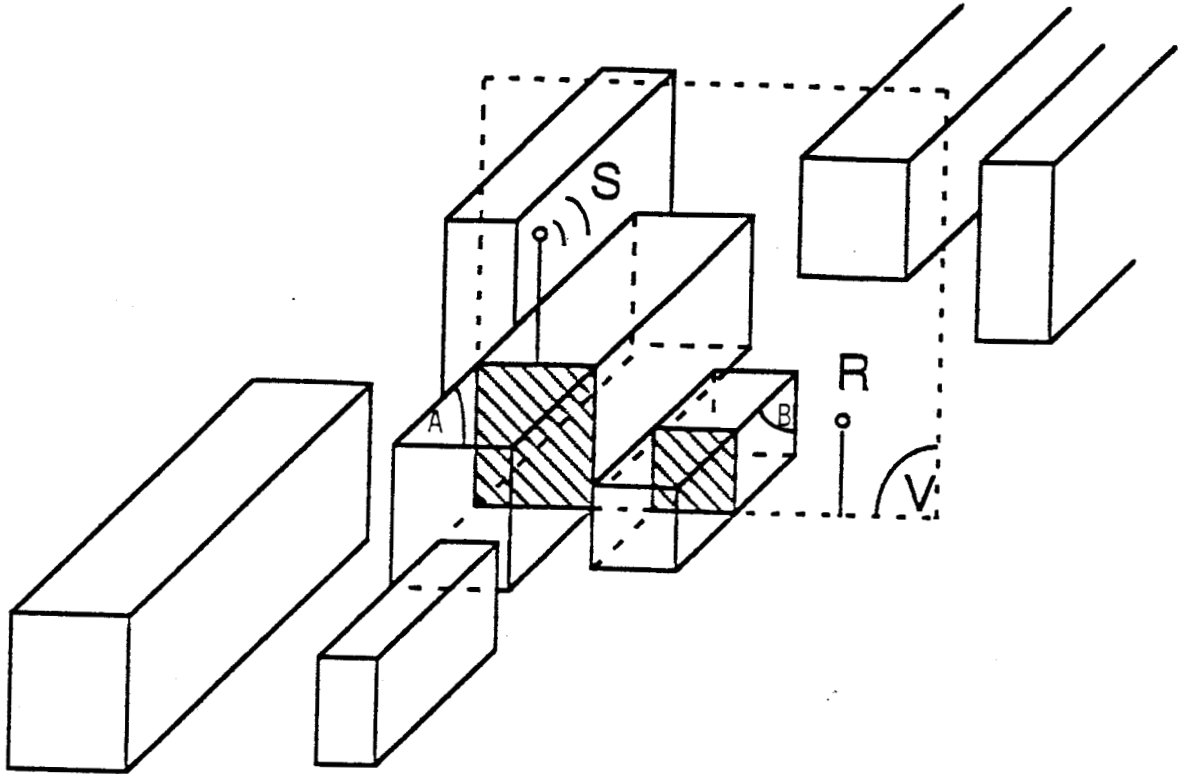


Figure (III-13)

La configuration à deux dimensions obtenue dans ce plan vertical est représentée sur la figure (III-14)

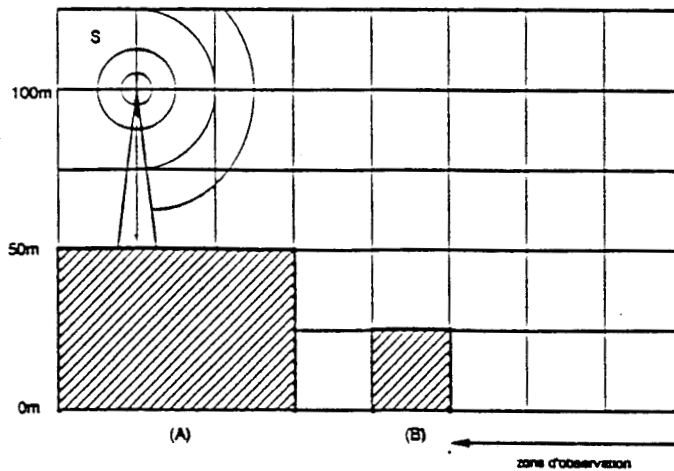


Figure (III-14)

On s'aperçoit que dans ce cas particulier, seuls les bâtiments (A) et (B) sont susceptibles de perturber la propagation de l'onde du point S au point R.

Les dimensions géométriques du profil ont été repérées dans un maillage carré de l'espace de 25 m de côté. Celui-ci correspond aux données topographiques actuellement disponibles pour chaque agglomération française. Ces relevés ont été systématisés depuis quelques années et peuvent servir à l'établissement de couvertures radioélectriques.

On se propose de calculer le champ électrique dans une zone d'observation située au-delà du second bâtiment. Compte tenu de la proximité entre l'émetteur, le récepteur et les obstacles, nous n'appliquerons que des modèles utilisant la théorie uniforme de la diffraction.

L'observation de la configuration réelle nous permet de supposer que les dièdres formés par les toits, supposés horizontaux, et les parois verticales des bâtiments situés aux abscisses $x = 0$ m et $x = 50$ m sont les éléments diffractants principaux.

La figure (III-15) décrit la configuration idéalisée dans laquelle ont été effectués les calculs numériques. Il s'agit d'un modèle à 4 rayons. Il comprend un rayon direct, un rayon simplement diffracté par le dièdre (1), un rayon simplement diffracté par le dièdre (2) et un rayon doublement diffracté par les dièdres (1) et (2). Les champs associés à ces rayons seront notés respectivement E_{direct} , $E_{\text{diff}(1)}$, $E_{\text{diff}(2)}$ et $E_{\text{diff}(1+2)}$.

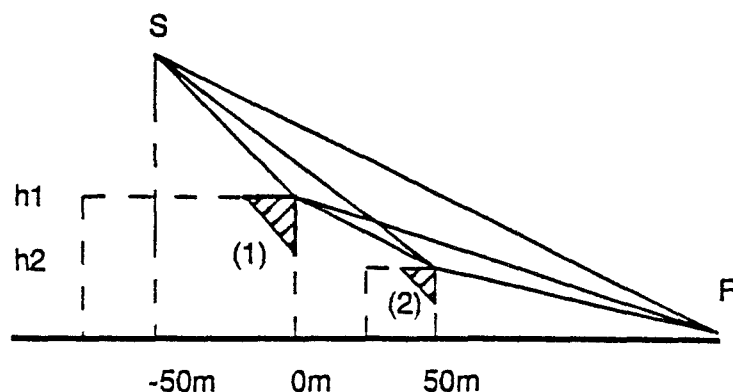


Figure (III-15)

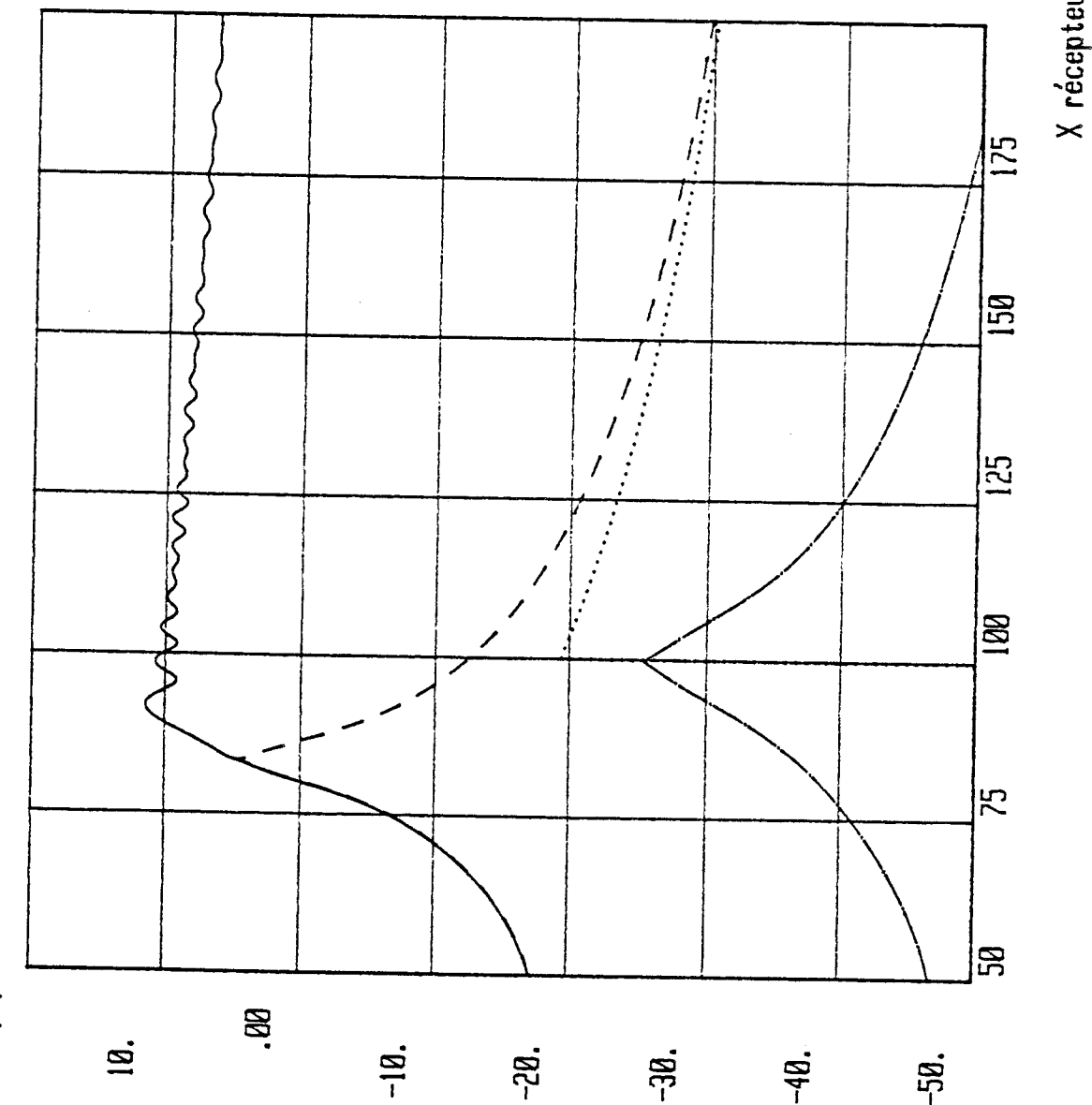
La fréquence d'émission est fixée à 900 MHz. Nous allons étudier successivement l'influence de la polarisation et de la nature des matériaux constituant les dièdres. En dernier lieu nous présenterons une configuration dans laquelle la hauteur du bâtiment principal est portée à 75 m. Ceci entraîne que le champ doublement diffracté devient prépondérant dans la zone d'ombre profonde du bâtiment secondaire.

Les planches (III-15) (III-16) présentent les variations de l'amplitude de chaque rayon sauf le rayon direct lorsque le récepteur se déplace entre les abscisses $x = 50$ m et $x = 200$ m. La planche (III-16) correspond à un champ $E //$ arête c'est-à-dire à une polarisation horizontale et la planche (III-15) correspond au cas où $H //$ bords, c'est-à-dire à une polarisation verticale. Dans ces deux exemples, nous avons pris en compte la diffraction par des dièdres à angle droit constitués par des matériaux diélectriques faiblement conducteurs. Nous prenons comme paramètres électriques une permittivité relative $\epsilon_r = 10$ et une conductivité $\sigma = 10^{-3}$ S/m.

Les courbes des planches (III-15) et (III-16) montrent que le champ direct et le champ simplement diffracté par le second dièdre ont des amplitudes très supérieures à celles des champs associés aux autres rayons.

Nous avons regroupé sur la planche (III-17) les courbes décrivant le champ total dans les deux types de polarisations lorsque le récepteur se déplace entre $x = 50$ m et $x = 125$ m. On remarque que dans la zone d'ombre profonde du second bâtiment le champ obtenu en polarisation horizontale décroît fortement. Les parois des bâtiments étant conductrices, le champ électrique s'atténue très rapidement lorsque l'onde pénètre à l'intérieur. Compte tenu des conditions de continuité du champ tangent à l'interface, il est normal que le champ électrique parallèle aux bords donc aux parois ait une amplitude qui s'affaiblit au voisinage de celles-ci. Dans la pratique, nous avons montré lors des comparaisons expérience-théorie du chapitre II que cet effet de la polarisation était peu perceptible. Il est probable que dans ce cas la faible amplitude du champ diffracté soit du même ordre de grandeur que les fluctuations du champ électromagnétique dues aux obstacles situés dans les environs immédiats et qui n'ont pas été pris en compte dans la simulation tels que les véhicules, la végétation...

$h_1=50m$ $F=900MHz$ polarisation verticale
 $|E|$ en dB



— E total

..... E diff (1)

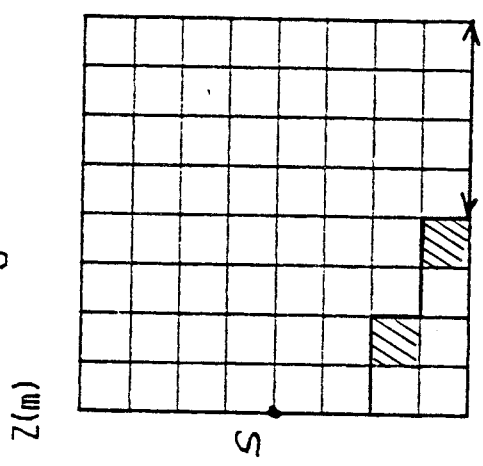
- - - E diff (2)

- . - . E diff (1+2)

dièdres diélectriques :

$\epsilon_{pr}=10$ $\sigma=0.001S/m$

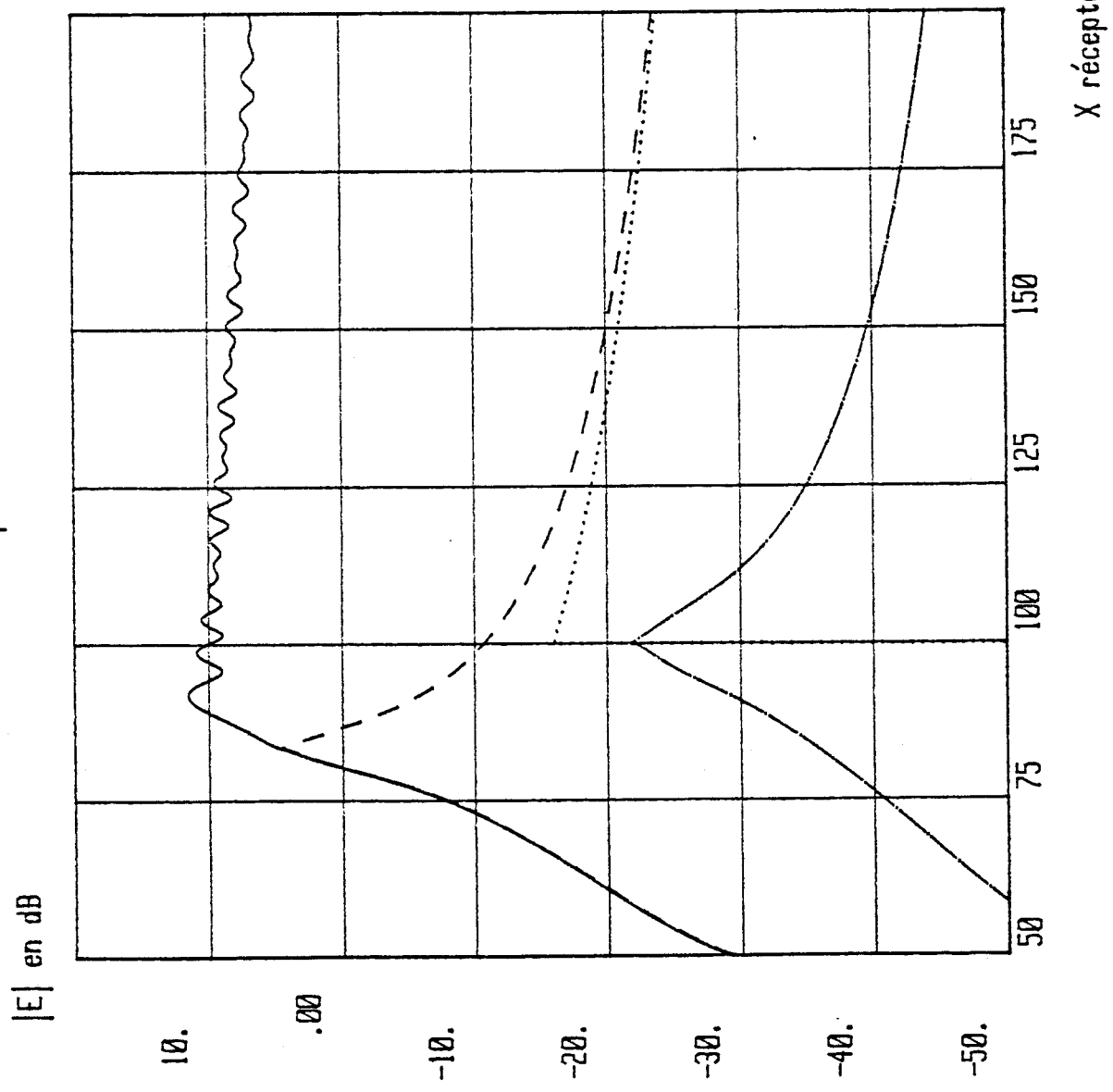
configuration :



X récepteur (m)

X(m)

$h_1=50m$ $F=900MHz$ polarisation horizontale



— E total

..... E diff (1)

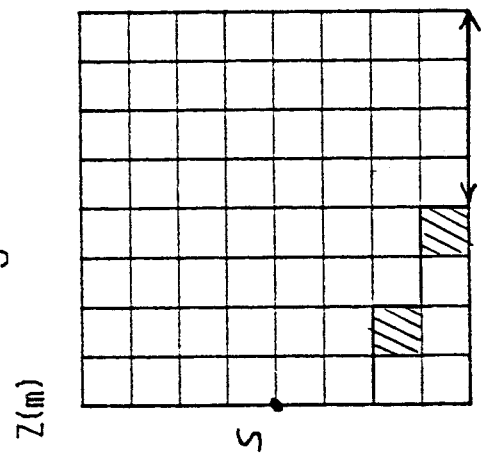
- - - E diff (2)

-.-.- E diff (1+2)

dièdres diélectriques :

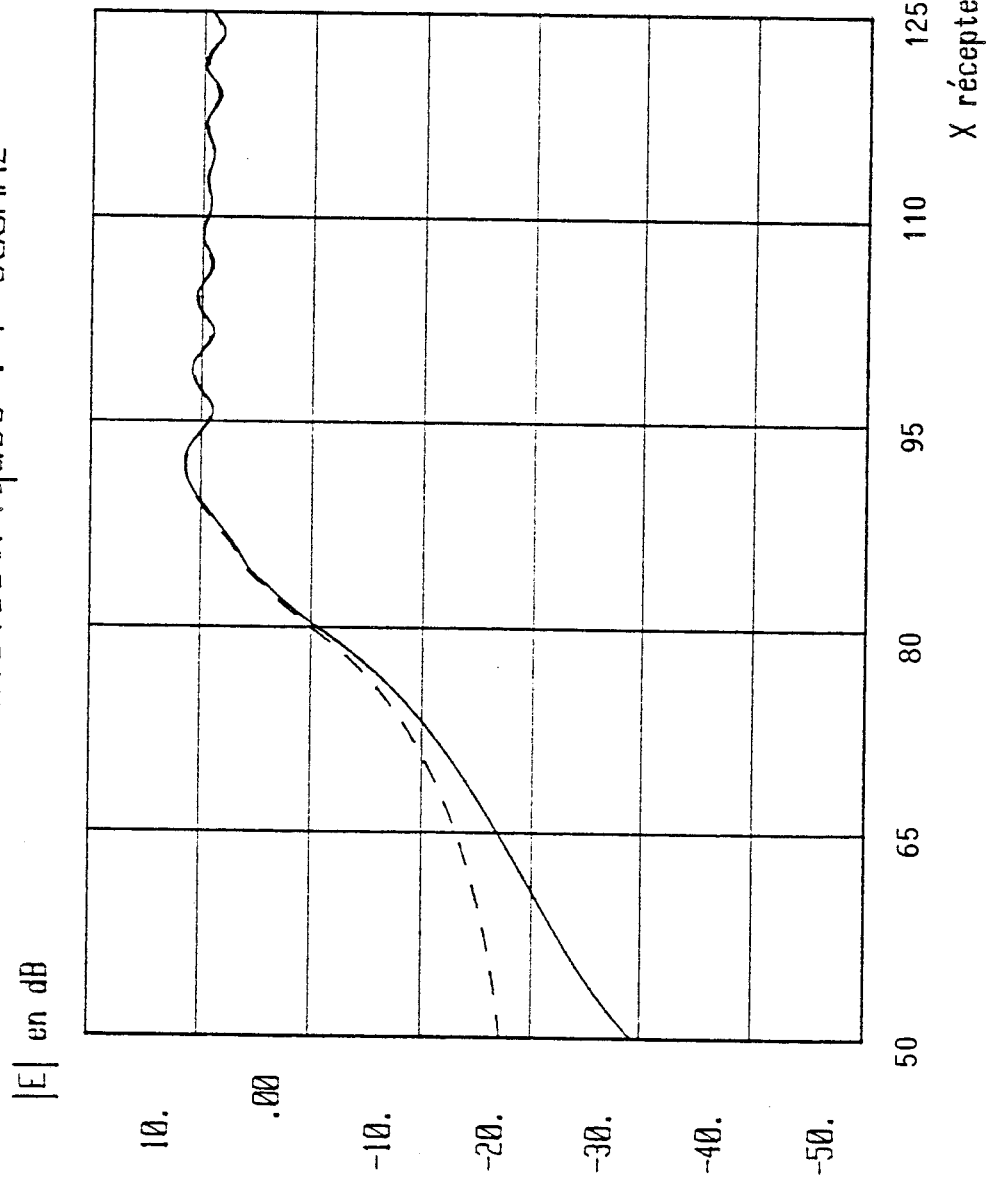
$\epsilon_{pr}=10$ $\sigma=0.0015/m$

configuration :

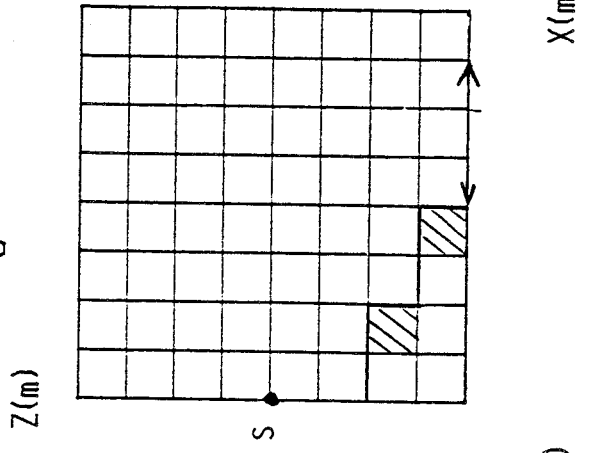


— E // ARETES
 - - - H // ARETES

dièdres diélectriques : F=900MHz



configuration :



Nous avons effectué le même type de calculs numériques dans le cas où les parois des dièdres sont parfaitement métalliques. Les résultats sont reportés sur la planche (III-18). On retrouve des courbes ayant la même allure que celles obtenues dans le cas précédent mais dans la zone d'ombre profonde du second bâtiment le champ électrique vertical est plus élevé alors que le champ horizontal tend vers zéro. Ceci est normal puisque la conductivité infinie des parois impose un champ tangentiel nul à l'interface air-métal.

Les planches (III-19) et (III-20) représentent les variations d'amplitude des différents champs obtenues lorsque la hauteur du bâtiment principal est de 75 m. Nous avons considéré les deux cas de polarisation possibles. Dans cette configuration le dièdre diffractant du second bâtiment n'est plus éclairé directement par l'émetteur mais indirectement par le dièdre du premier immeuble.

Les schémas de la figure (III-16) illustrent la distribution des rayons de différents types intervenant dans la configuration envisagée.

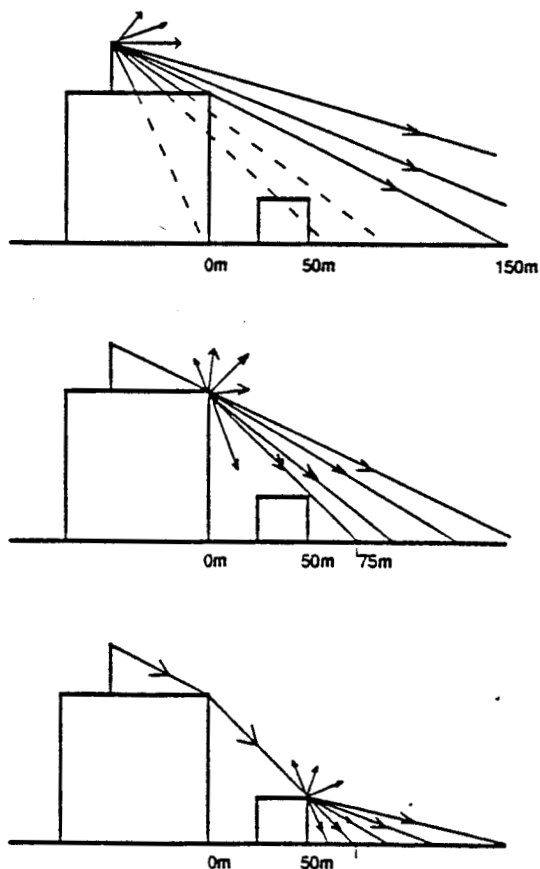
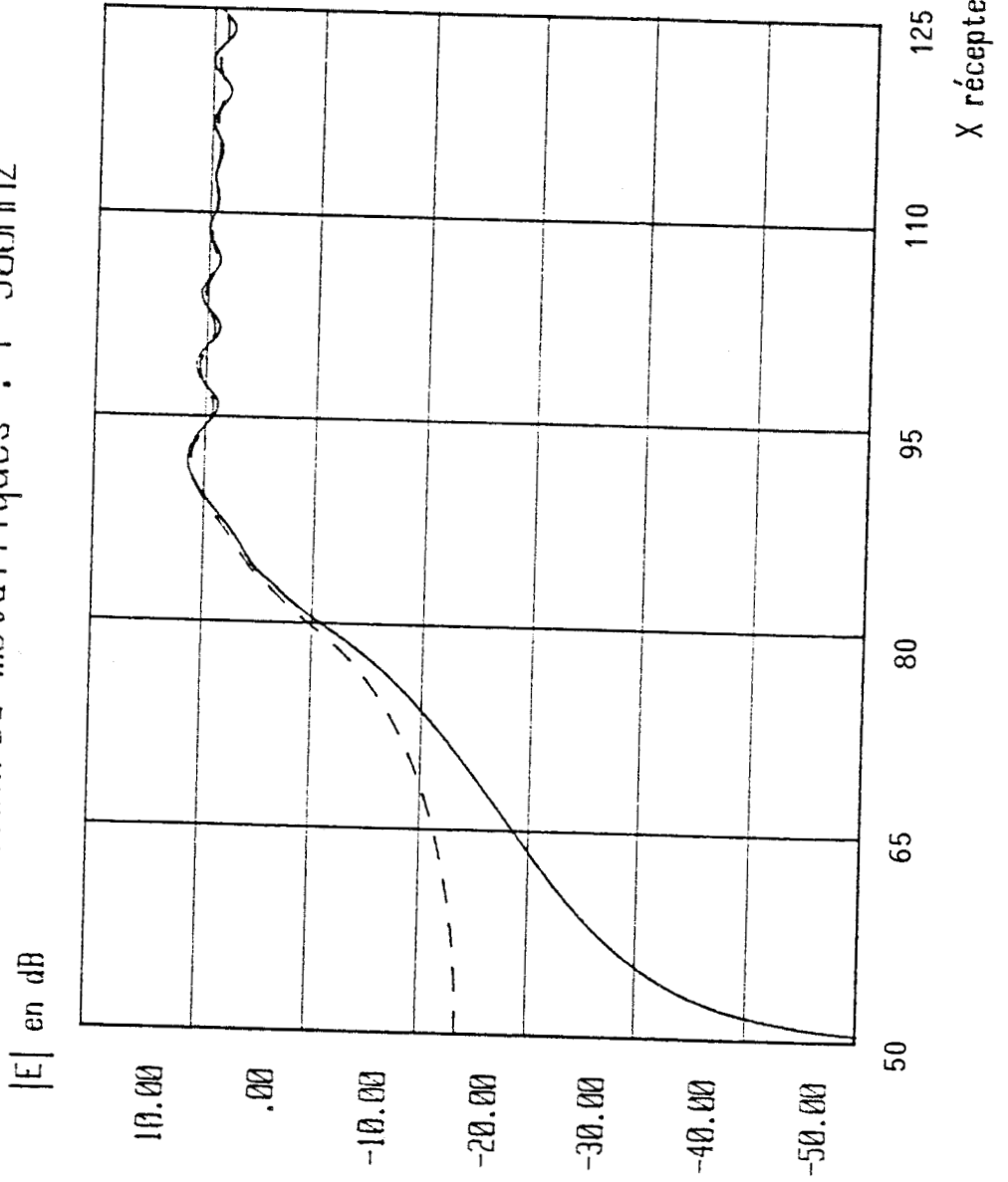


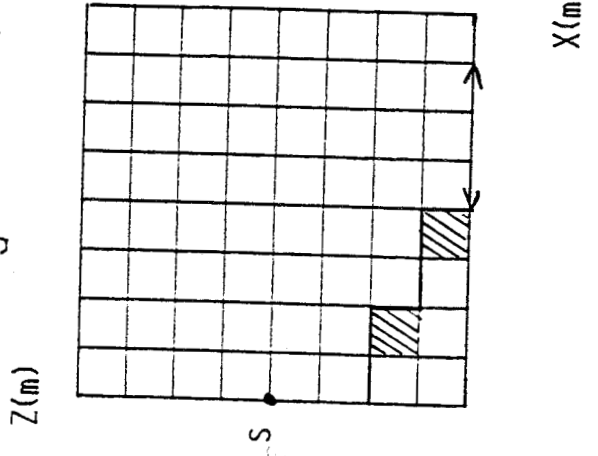
Figure (III-16)

— E // ARETES
- - - H // ARETES

dièdres métalliques : F=900MHz

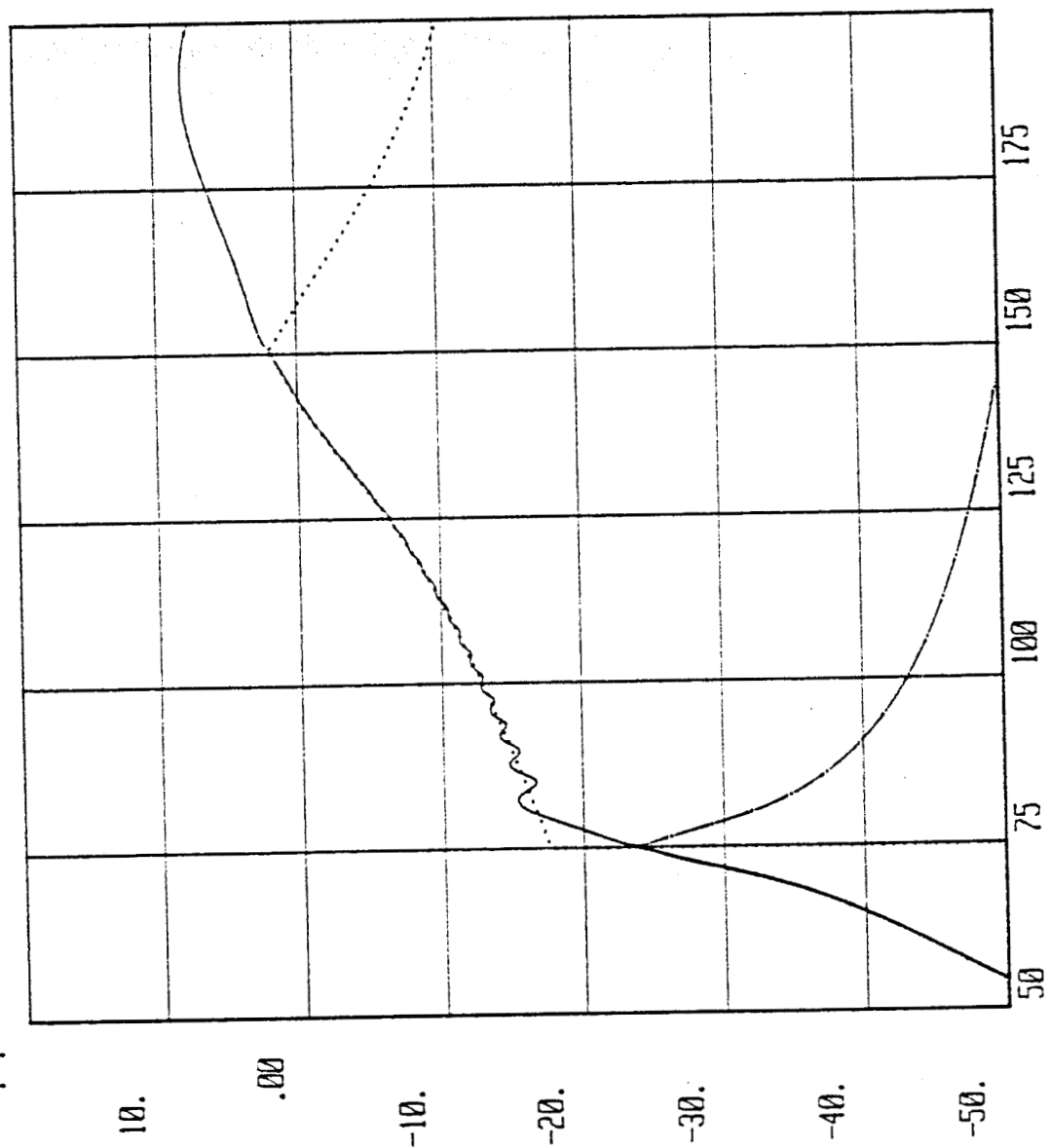


configuration :



$h_1=75m$ $F=900$ MHz polarisation horizontale

$|E|$ en dB



— E total

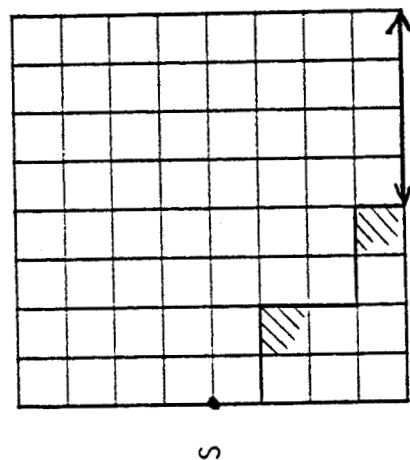
..... Ediff (1)

-.-.- Ediff (1+2)

dièdre diélectrique

configuration :

Z(m)

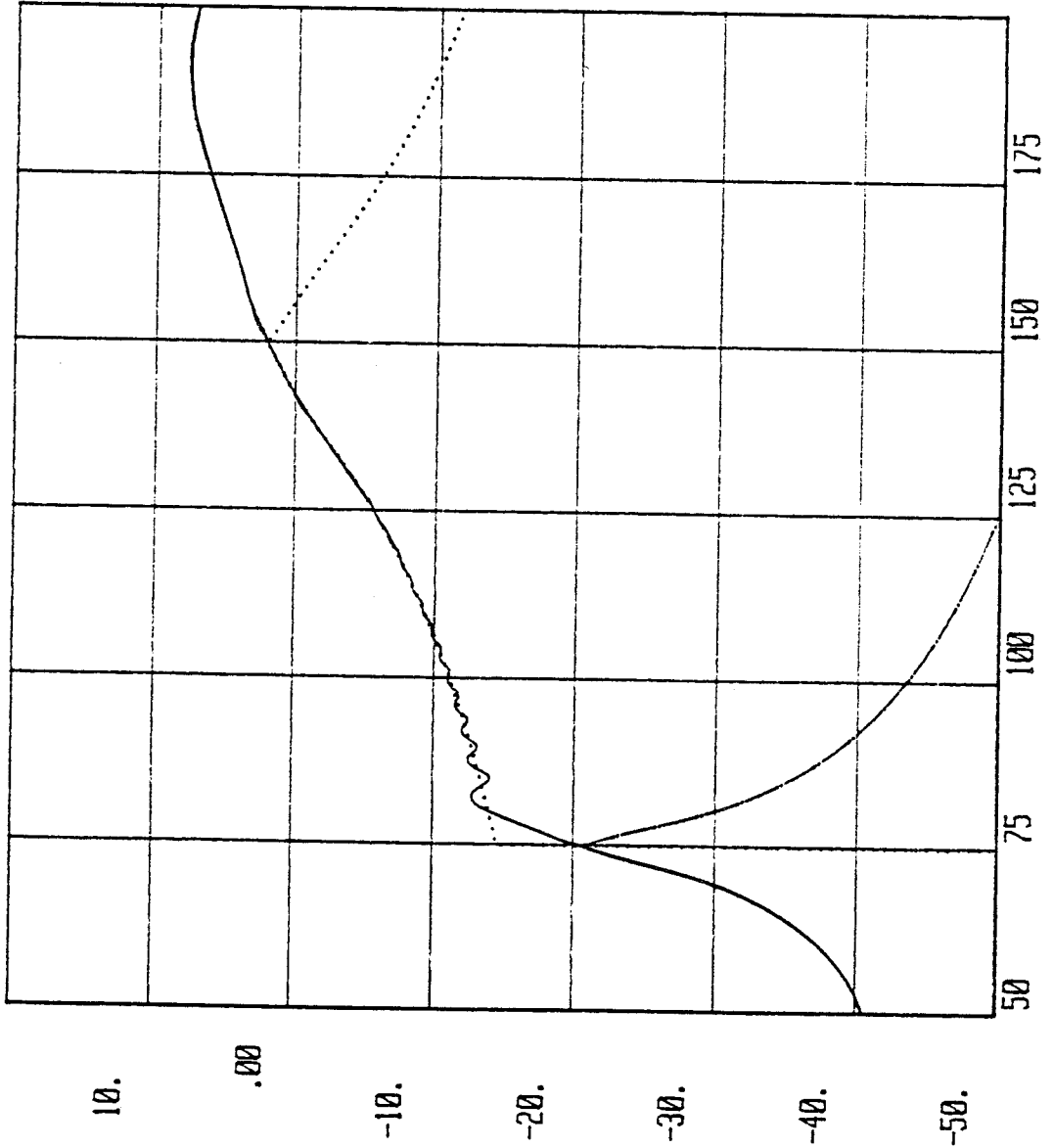


S

X récepteur (m)

X(m)

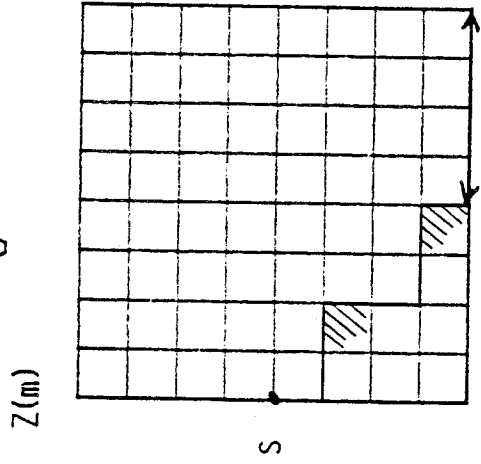
$h_1=75m$ $F=900MHz$ polarisation verticale
 $|E|$ en dB



- E total
- E diff (1)
- .-.- E diff (1+2)

dièdre diélectrique

configuration :



X récepteur (m)

X(m)

Le schéma (III-16a) représentant les rayons directs montre que les points situés à une abscisse inférieure à 150 m ne sont pas atteints par de tels rayons. Par conséquent, le champ associé aux rayons directs s'annule brusquement à partir de cette abscisse. La discontinuité de ce champ est compensée par la discontinuité du champ diffracté $E_{\text{diff}(1)}$ associé aux rayons provenant du premier dièdre et représenté sur le schéma (III-16b). Ces rayons ne peuvent atteindre les points de réception situés aux abscisses inférieures à 75 m. Le champ $E_{\text{diff}(1)}$ s'annule donc également à partir de cette abscisse. Cette discontinuité du champ $E_{\text{diff}(1)}$ est compensée par celle du champ $E_{\text{diff}(1+2)}$ associé aux rayons provenant du second dièdre atteint par un rayon provenant du premier.

III.5) CONCLUSION

Nous avons constaté que les méthodes approchées du CCIR supportaient très bien la comparaison avec une méthode numérique plus élaborée telle que la Théorie Uniforme de la Diffraction tant que les conditions d'approximation étaient respectées. Ces conditions correspondent exactement au cas pratique des liaisons radioélectriques fixes pouvant comprendre quelques obstacles isolés situés loin des points d'émission-réception. Il faut remarquer toutefois que dans le cas du service mobile, la faible hauteur de réception impose la prise en compte des réflexions sur le relief des obstacles et par conséquent de la rugosité du terrain. Ces facteurs supplémentaires peuvent être facilement introduits dans un modèle de propagation basé sur la TUD.

Les méthodes prédictionnelles approchées utilisées dans le cas de la propagation en milieu urbain sont essentiellement basées sur des valeurs d'atténuation statistiques. Ces valeurs sont corrigées par un grand nombre de facteurs suivant la configuration envisagée. La précision de ces méthodes reste faible. La TUD commence à être introduite dans de nombreux modèles numériques. Nous avons montré sur quelques exemples simples que cette théorie était apte à résoudre ce type de problème. La principale difficulté consiste à choisir les rayons prépondérants parmi les multiples rayons réfléchis et diffractés atteignant le récepteur mobile. Une solution retenue par le CNET est d'utiliser la technique du lancer de rayons..

Il est à noter que la Théorie Uniforme de la Diffraction permet de passer facilement dans le domaine temporel, ce qui favorise l'étude des paramètres caractérisant le canal de transmission par des calculs de réponses impulsionnelles.

CHAPITRE IV

MODELISATION DES PHENOMENES DE PROPAGATION
D'ONDES HYPERFREQUENCES EN MILIEU CONFINE

SOMMAIRE

IV.1) INTRODUCTION

IV.2) APPLICATION AUX TELECOMMUNICATIONS DANS LES BATIMENTS

IV.2.1) Etude de la propagation d'une onde hyperfréquence dans un couloir rectiligne

- a) Traitement guide d'onde et théorie des rayons
- b) Etude paramétrique
- c) Confrontation expérience - théorie

IV.2.2) Etude du couplage entre deux couloirs orthogonaux

- a) Description d'un modèle utilisant la Théorie Uniforme de la Diffraction
- b) Exploitation paramétrique
- c) Confrontation expérience - théorie

IV.3) TELECOMMUNICATIONS EN TUNNEL DE METRO

IV.3.1) Description d'un modèle théorique simulant l'influence de la présence d'une rame de métro sur la propagation d'une onde hyperfréquence en tunnel

- a) Introduction des phénomènes de masquage dus à la présence d'une rame dans le modèle du tunnel rectiligne
- b) Calcul du champ diffracté par les extrémités de la rame
- c) Calcul du champ total

IV.3.2) Etude paramétrique du modèle

- a) Variation de la distance émetteur-rame
- b) Variation de la largeur de la rame

IV.4) CONCLUSION

IV.1) INTRODUCTION

Après s'être intéressé aux phénomènes de diffraction présents lors de la propagation d'ondes hautes fréquences en milieu urbain, on envisage de faire le même type d'étude à l'intérieur des bâtiments.

L'application industrielle envisagée est la télécommande d'un robot doté de caméras vidéos et d'outils pour l'intervention à distance sur des sites contaminés ou rendus inaccessibles. La liaison radio avec le mobile téléopéré doit être assurée par une transmission bilatérale de données numériques à très haut débit.

D'autre part des applications voisines existent à l'intérieur de structures peu différentes telles que les tunnels ferroviaires ou de métro. Ces applications ont trait à la surveillance et au guidage des véhicules de transport automatisés.

Il paraît donc nécessaire de disposer d'un outil de prédiction capable de nous renseigner sur la répartition en amplitude du champ électrique à l'intérieur de ces structures, compte tenu de l'ensemble des paramètres géométriques et physiques intervenant lors de la propagation.

L'application classique du traitement guide d'onde dans le cas des guides surdimensionnés fournit une solution satisfaisante à ce type de problème tant que la structure de guidage étudiée est rectiligne et de section constante. Par contre, cette théorie devient extrêmement difficile à appliquer dès que l'on considère des modifications locales de la géométrie du guide d'onde. En effet, la superposition d'un nombre important de modes guidés risque de conduire à des équations mathématiques inextricables. Par conséquent, les modèles théoriques seront basés sur la théorie uniforme de la diffraction qui offre une solution élégante à ce type de problème.

Dans ce chapitre, nous décrirons dans chaque cas la manière utilisée afin de faire intervenir les principaux rayons qui contribuent au champ total. Dans une première partie, nous nous attacherons à la description d'une configuration apparaissant fréquemment à l'intérieur

des bâtiments. Il s'agit d'une bifurcation de couloirs. Le cas de la propagation dans un guide surdimensionné rectiligne et supposé de longueur infinie est traité dans cette partie. Des rapprochements seront effectués entre les résultats fournis par les modèles théoriques et ceux expérimentaux provenant de mesures sur site réel. Un bâtiment des auxiliaires nucléaires de la centrale de Cattenom située dans l'est de la France a servi de site expérimental. Des mesures d'amplitude du champ ont été effectuées pour deux fréquences : 750 MHz et 2,5 GHz dans différentes configurations.

La seconde partie est consacrée à la propagation à l'intérieur des tunnels. Nous considérerons dans ce cas les différentes configurations géométriques correspondant à des modifications dans la section droite du tunnel.

Les deux parties comprennent une description théorique des modèles ainsi que leur exploitation numérique.

IV.2) APPLICATION AUX TELECOMMUNICATIONS DANS LES BATIMENTS

IV.2.1) Etude théorique de la propagation d'une onde hyperfréquence dans un couloir rectiligne

a) Traitement guide d'onde et théorie des rayons

Si l'on suppose que le couloir contenant l'émetteur et le récepteur est de longueur infinie et de section droite constante, on peut appliquer directement la théorie modale classique. Dans ce cas, le couloir constitue un guide d'onde diélectrique creux à section rectangulaire. De plus si l'on ne considère que des ondes hyperfréquences, le guide a des dimensions transversales très supérieures à la longueur d'onde (ex : $\lambda = 10$ cm ; $a = 2$ m).

Le guide d'onde ainsi défini est représenté en section droite sur la figure (IV.1) :

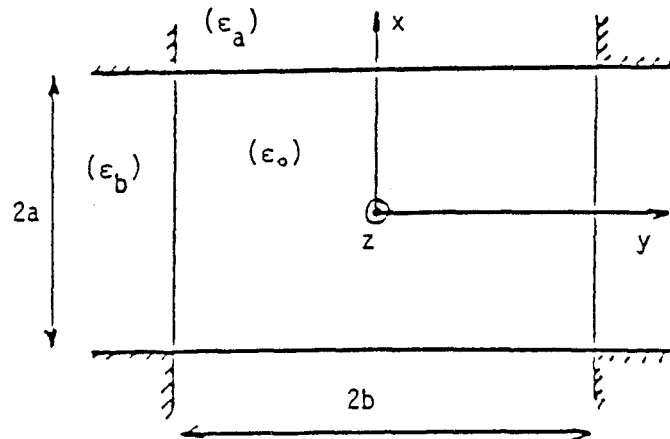


Figure (IV.1) : Section droite du guide.

Dans un couloir on pourra également supposer que toutes les parois ont les mêmes caractéristiques physiques : permittivité $\epsilon_a = \epsilon_b = \epsilon_r$.

La permittivité relative ϵ_r est un nombre complexe. $\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r''$, la partie imaginaire étant associée aux pertes diélectriques. Si ces pertes sont dues à la résistance du matériau (caractérisée par sa conductivité σ), le terme ϵ_r'' est relié à σ et à la pulsation ω par la notation $\epsilon_r'' = \sigma/\omega\epsilon_0$.

L'application du traitement guide d'onde classique montre que les seuls modes susceptibles de se propager sont des modes hybrides notés EH_{mn} . Ces modes pourront être soit à polarisation verticale, soit à polarisation horizontale.

Les équations caractéristiques peuvent être résolues moyennant certaines approximations simplificatrices [22].

$$\frac{m\lambda}{4a} \ll 1 \qquad \frac{n\lambda}{4b} \ll 1 \qquad (IV.1)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{|\sqrt{\epsilon_a} - 1|}{\epsilon_a} >> \frac{m\lambda}{4a} \\ |\sqrt{\epsilon_b} - 1| >> \frac{n\lambda}{4b} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{Pour les modes} \\ \text{à polarisation} \\ \text{verticale} \end{array} \qquad (IV.2)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{|\sqrt{\epsilon_b} - 1|}{\epsilon_b} >> \frac{n\lambda}{4b} \\ |\sqrt{\epsilon_a} - 1| >> \frac{m\lambda}{4a} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{Pour les modes} \\ \text{à polarisation} \\ \text{horizontale} \end{array} \qquad (IV.3)$$

λ est la longueur d'onde dans l'air, m et n sont des entiers qui caractérisent l'ordre des modes.

Les relations (IV.1) traduisent le caractère surdimensionné du guide.

Les relations (IV.2) et (IV.3) expriment les faibles pertes des parois.

Compte tenu de ces approximations, on peut calculer l'expression mathématique des composantes du champ électromagnétique.

Les composantes données ci-après correspondent à des modes $E H_{mn}^Y$:

$$E_z = -j \left(\frac{m \lambda}{4 a} \right) \cdot \cos \left(\frac{m \pi}{2 a} x + \theta_x \right) \cdot \cos \left(\frac{n \pi}{2 b} y + \theta_y \right) \cdot e^{-j k_g z}$$

$$H_z = j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot \left(\frac{n \lambda}{4 b} \right) \cdot \sin \left(\frac{m \pi}{2 a} x + \theta_x \right) \cdot \sin \left(\frac{n \pi}{2 b} y + \theta_y \right) \cdot e^{-j k_g z}$$

$$E_x = \left[\sin \left(\frac{m \pi}{2 a} x + \theta_x \right) + \sin \left| \left(\frac{m \pi}{2 a} x \right) \cdot \frac{1}{k a} \cdot \frac{j \epsilon_a}{\sqrt{\epsilon_a - 1}} \right| \cdot \cos \left(\frac{m \pi}{2 a} x + \theta_x \right) \right]$$

$$\cdot \left[\cos \left(\frac{n \pi}{2 b} y + \theta_y \right) - \sin \left| \left(\frac{n \pi}{2 b} y \right) \cdot \frac{1}{k b} \cdot \frac{j}{\sqrt{\epsilon_b - 1}} \right| \cdot \sin \left(\frac{n \pi}{2 b} y + \theta_y \right) \right]$$

$$\cdot e^{-j k_g z}$$

$$H_y = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot E_x$$

$$E_y = 0$$

$$H_x = 0$$

θ_x et θ_y sont des termes de parité :

$$\theta_x = 0 \quad \text{si } m \text{ entier pair}$$

$$\theta_x = -\frac{\pi}{2} \quad \text{si } m \text{ entier impair}$$

$$\theta_y = 0 \quad \text{si } n \text{ entier impair}$$

$$\theta_y = -\frac{\pi}{2} \quad \text{si } n \text{ entier pair}$$

La constante de propagation k_g est donnée par

$$\text{Im}(k_g) = -\frac{1}{a} \cdot \left(\frac{m\lambda}{4a}\right)^2 \cdot \text{Re} \left| \frac{\epsilon_a}{\sqrt{\epsilon_a - 1}} \right| - \frac{1}{b} \left(\frac{n\lambda}{4b}\right)^2 \cdot \text{Re} \left| \frac{1}{\sqrt{\epsilon_b - 1}} \right|$$

$$\text{Re}(k_g) = \frac{2\pi}{\lambda} \left| 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{m\lambda}{4a}\right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{n\lambda}{4b}\right)^2 \right|$$

Etant donné que $\frac{\lambda}{a} \ll 1$ et $\frac{\lambda}{b} \ll 1$, on remarque que les composantes E_z et H_z vont être négligeables devant les composantes E_x et H_y .

$$k_g = \beta - j\alpha \quad \text{avec} \quad \alpha = -\text{Im}(k_g) \\ \beta = \text{Re}(k_g)$$

E_x et H_y subissent, suivant l'axe de z , une variation $e^{-jk_g z}$ soit $e^{-j\beta z} \cdot e^{-\alpha z}$. Par conséquent, le terme d'atténuation linéique α est donné par la partie imaginaire de k_g . Cette atténuation est donc d'autant plus faible que la longueur d'onde λ est petite et que les dimensions transversales a et b sont grandes.

Les modes les moins atténués sont les modes d'indices m et n les plus faibles. On peut donc espérer récupérer au bout d'une certaine distance émetteur - récepteur un mode dominant qui sera le mode EH_{11} . En fait, des applications numériques que nous avons faites montrent que cette distance, que l'on nomme "distance d'excitation du couloir", est très grande ($\geq 200\text{m}$) par rapport aux longueurs de couloir usuelles ($l < 50\text{m}$).

La prise en compte de tous les modes possibles nous incite donc à appliquer une théorie plus adéquate : la théorie des rayons. Nous verrons que cette nouvelle approche théorique permet d'aborder plus facilement des configurations géométriques plus complexes telles que les bifurcations de couloirs.

On peut montrer que le champ rayonné en zone lointaine par la plupart des sources hyperfréquences (cornets, dipôles) est un champ de rayons satisfaisant aux lois de l'optique géométrique. L'onde qui se propage

est localement plane, ce qui permet de définir un coefficient de réflexion sur les parois verticales et horizontales d'un couloir de section rectangulaire. L'expression de ce coefficient de réflexion fait intervenir les caractéristiques électriques des parois ainsi que la polarisation de l'onde. Nous l'avons présentée dans le chapitre II.

Une antenne fonctionnant à très haute fréquence et située à l'intérieur d'un couloir émet des rayons dans toutes les directions de l'espace. Selon leur incidence, ces rayons sont absorbés ou réfléchis de multiples fois par les parois du couloir. Un exemple de chemin emprunté par un rayon réfléchi est donné sur la figure (IV.2).

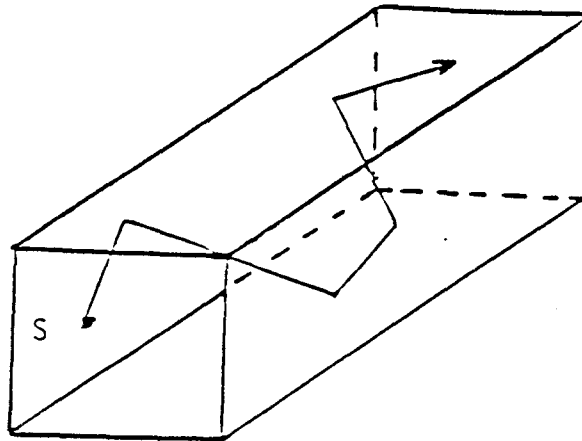


Figure (IV.2) : trajectoire d'un rayon réfléchi dans un couloir rectiligne.

Le calcul du champ électromagnétique total se propageant à l'intérieur du couloir s'obtient par sommation des champs associés à chacun des rayons réfléchis passant par le point d'observation. La détermination numérique de tous les rayons réfléchis s'effectue à l'aide de la théorie des images. On calcule les coordonnées des points images de la source par rapport aux quatre parois du couloir et on relie ces points au point de réception. On obtient ainsi tous les rayons. Ceci est illustré par le schéma de la figure (IV.3)

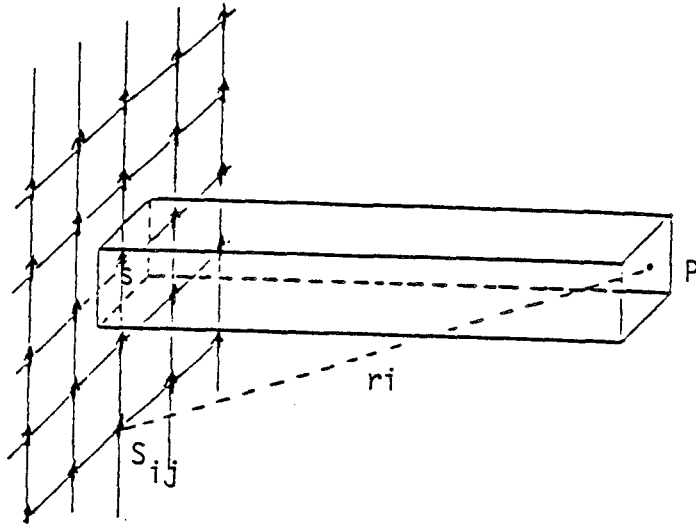


Figure (IV.3) : Détermination des rayons réfléchis.

Le champ associé à un rayon réfléchi est égal au champ propagé en espace libre sur le trajet r_i pondéré par un coefficient de réflexion sur les parois verticales et horizontales. Le coefficient est élevé à une puissance égale au nombre de réflexions effectuées par le rayon en question. Des exemples numériques d'application de cette théorie des rayons à la propagation dans un couloir rectiligne sont donnés dans l'étude paramétrique qui suit.

b) Etude paramétrique

Le signal reçu en un point du couloir est donné par la superposition des champs associés à tous les rayons convergeant vers ce point. C'est ce signal que l'on a tracé sur les planches IV.1, 2 et 3 où l'on a reporté le module de l'amplitude du champ électrique $|E|$ en fonction de la distance émetteur-récepteur. $|E|$ est exprimé en décibel par rapport à une référence arbitraire prise égale à 1 Volt/m. La source est supposée isotrope et son moment dipolaire est égal à 1 Am.

Les courbes obtenues correspondent à une étude paramétrique où l'on fait varier la largeur des couloirs. Afin d'éviter les effets de la polarisation nous utiliserons les sections carrées suivantes :

2 x 2 m ; 3 x 3 m ; 5 x 5 m.

COULOIR 2 x 2 m

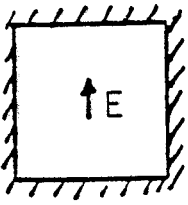
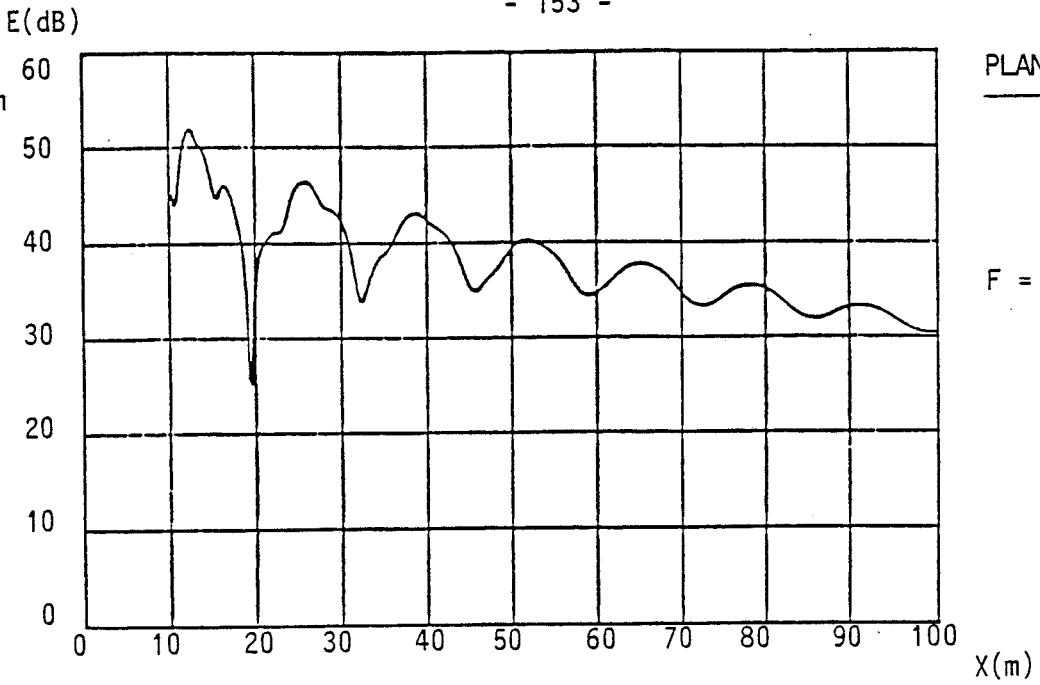
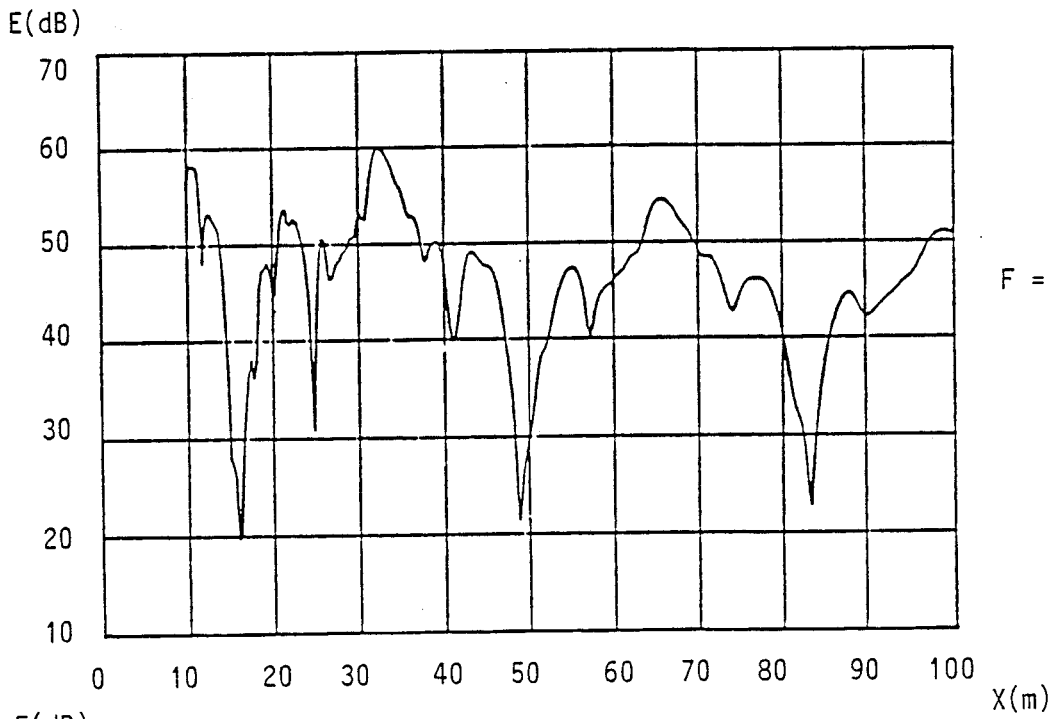


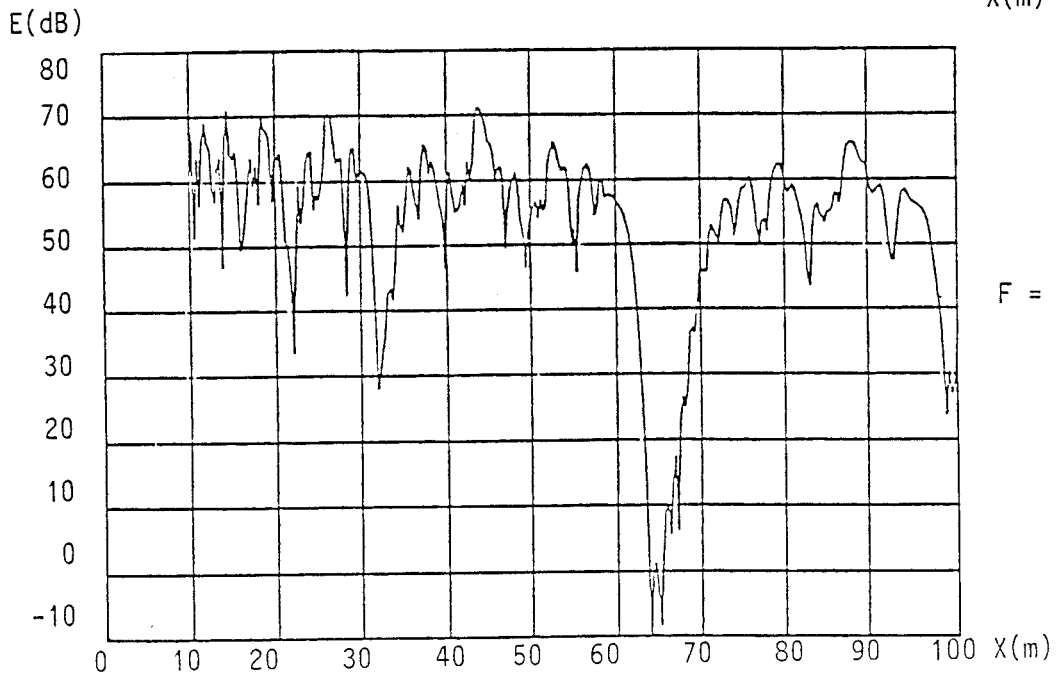
PLANCHE (IV-1)



$F = 1$ GHz



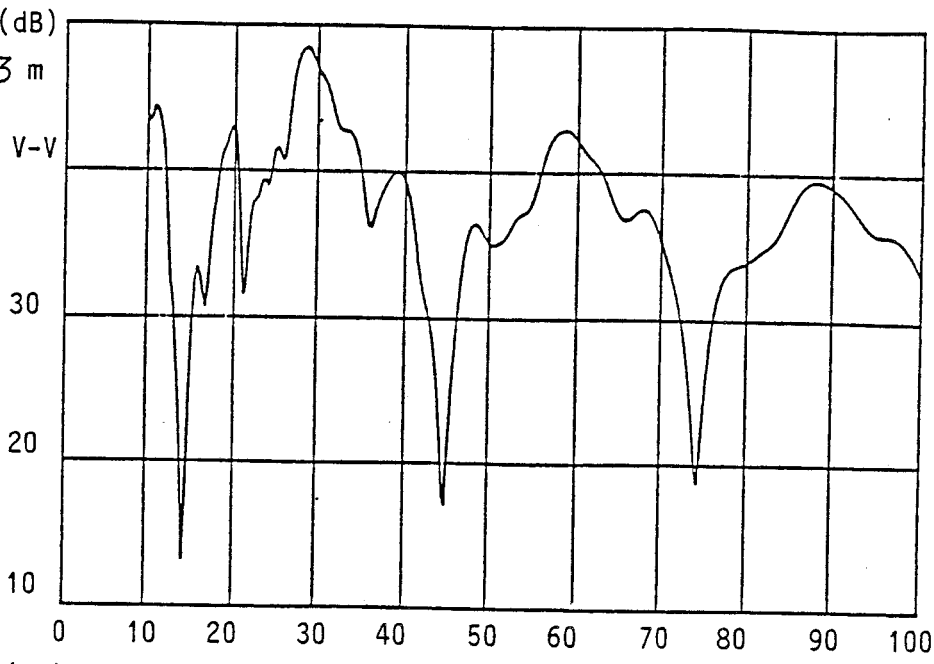
$F = 2.5$ GHz



$F = 10$ GHz

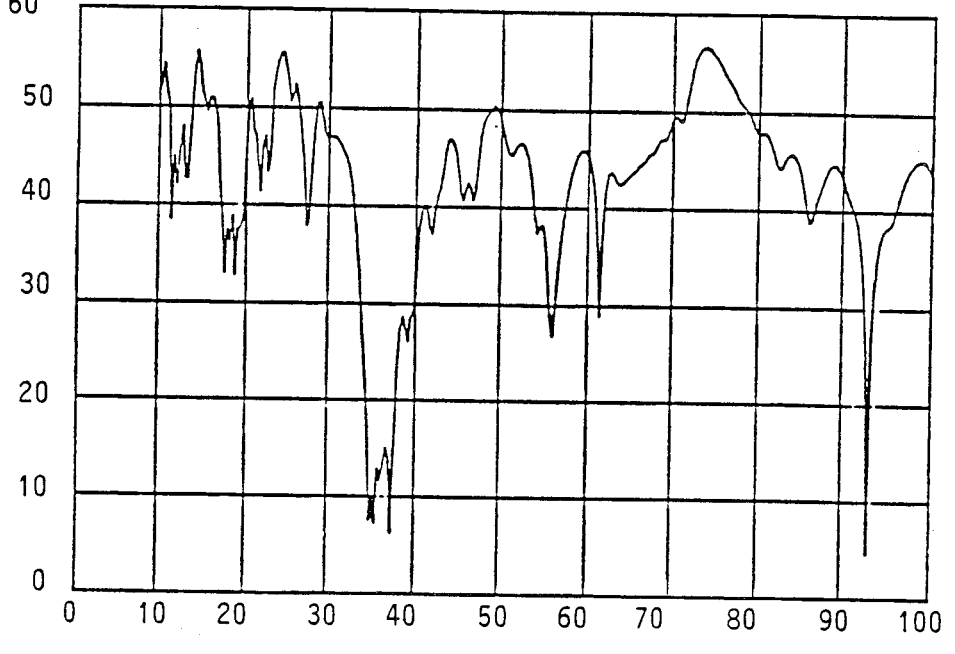
E (dB)
COULOIR 3 x 3 m
polarisation V-V

PLANCHE (IV-2)



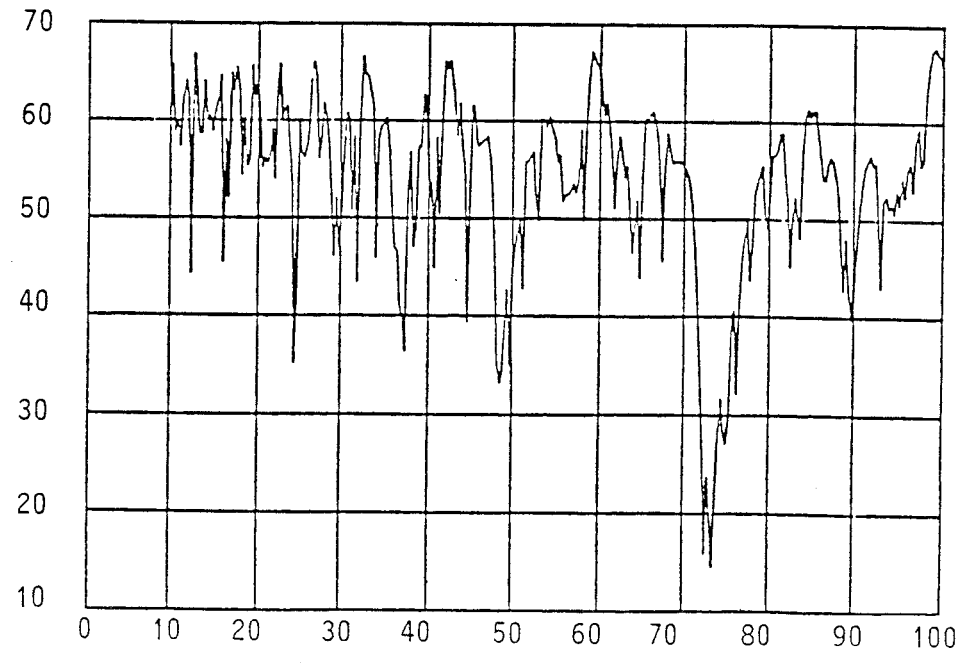
F = 1 GHz

E (dB)
60



F = 2.5 GHz

E (dB)



F = 10 GHz

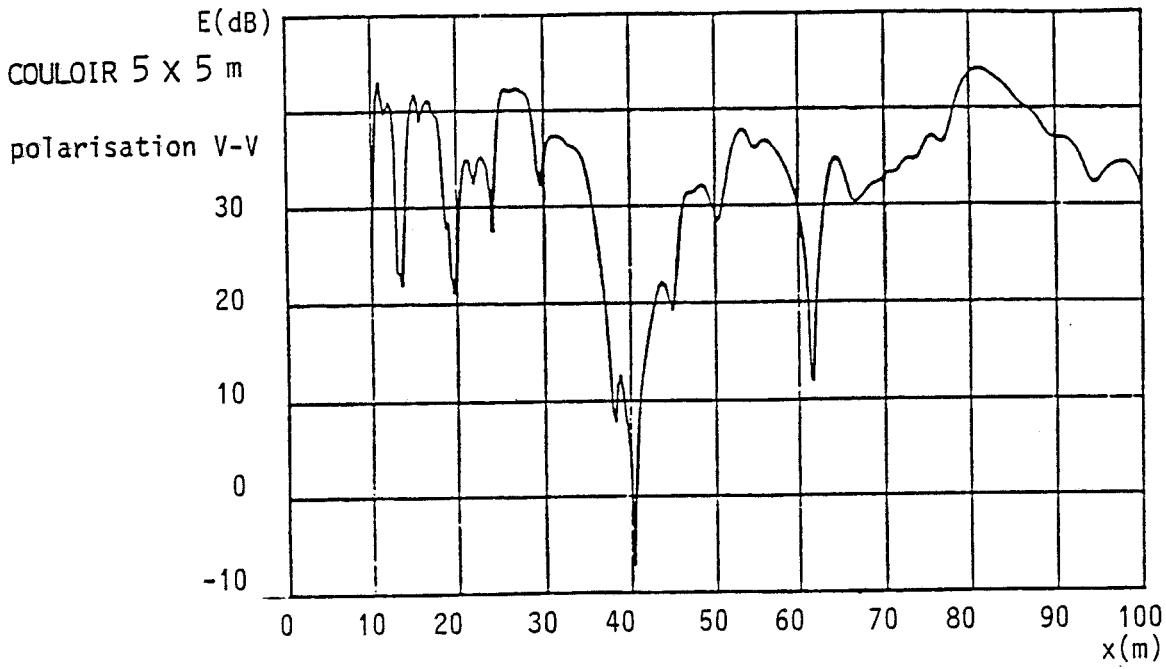
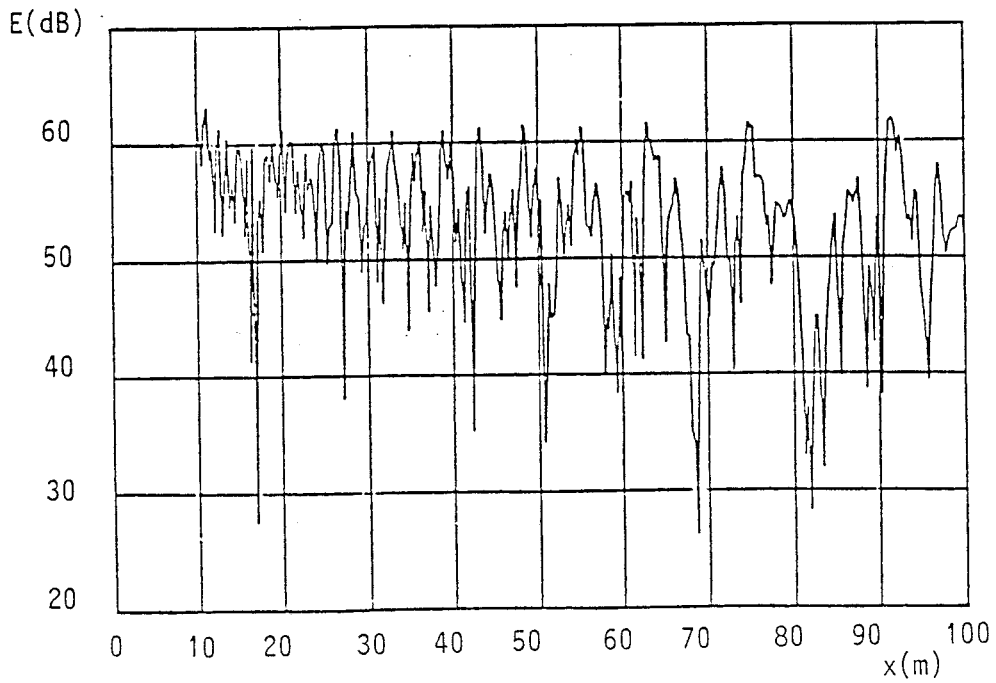
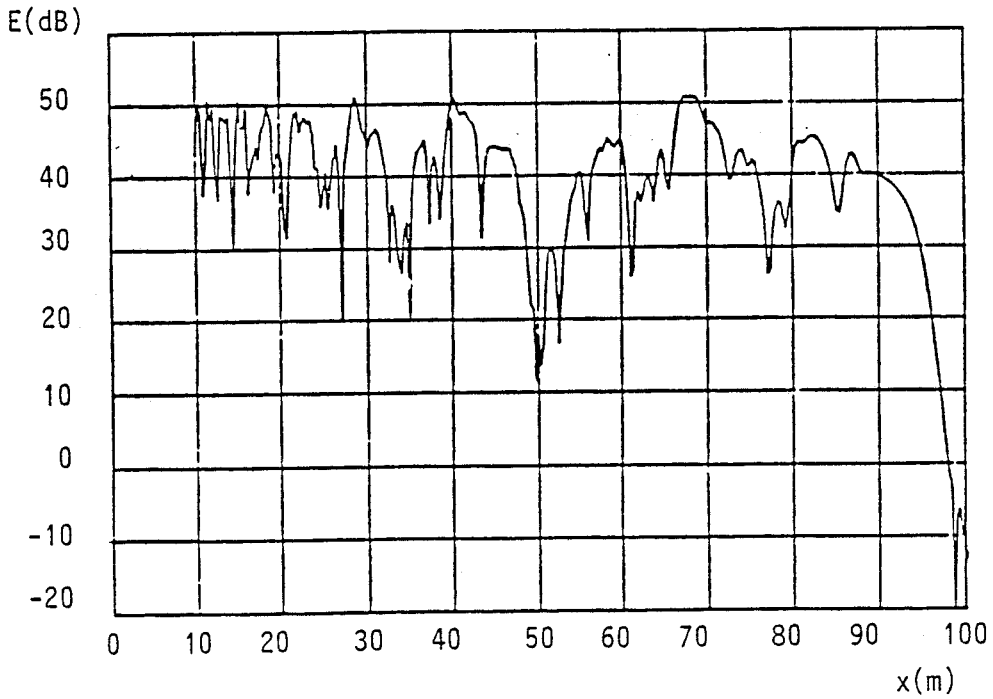


PLANCHE (IV-3)



Les fréquences utilisées sont égales à 1 GHz, 2.5 GHz et 10 GHz. On suppose que les parois présentent une conductivité équivalente $\sigma = 10^{-4}$ S/m et une permittivité relative $\epsilon_r = 5$.

Ces résultats numériques montrent que lorsque la fréquence augmente il existe de nombreux battements entre modes qui engendrent des fluctuations importantes et augmentent la probabilité d'avoir des évanouissements de largeur importante. Par exemple, dans un couloir de 2 x 2 m et à 10 GHz, on a un évanouissement du champ d'environ 50 dB entre 63 et 70 m. De plus, on remarque que pour des couloirs ayant de grandes dimensions transversales (5 x 5m) l'atténuation linéique devient négligeable.

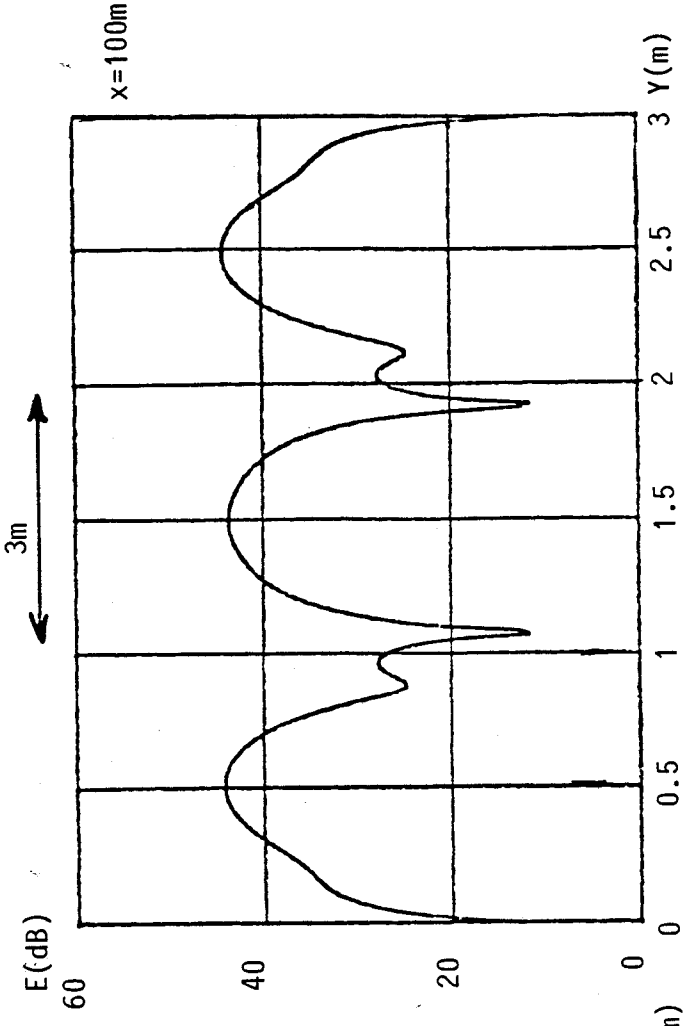
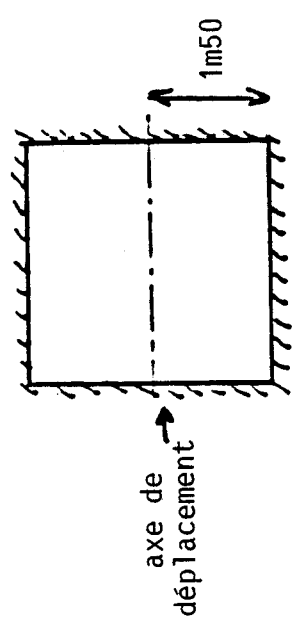
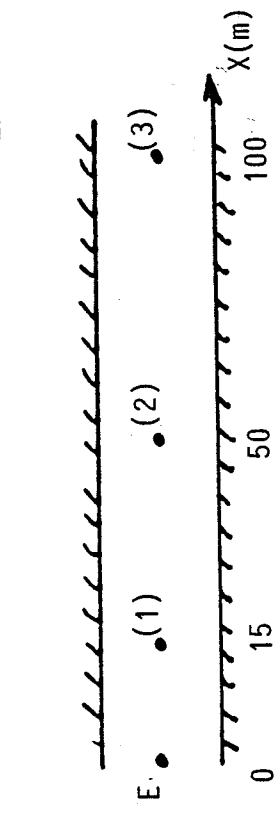
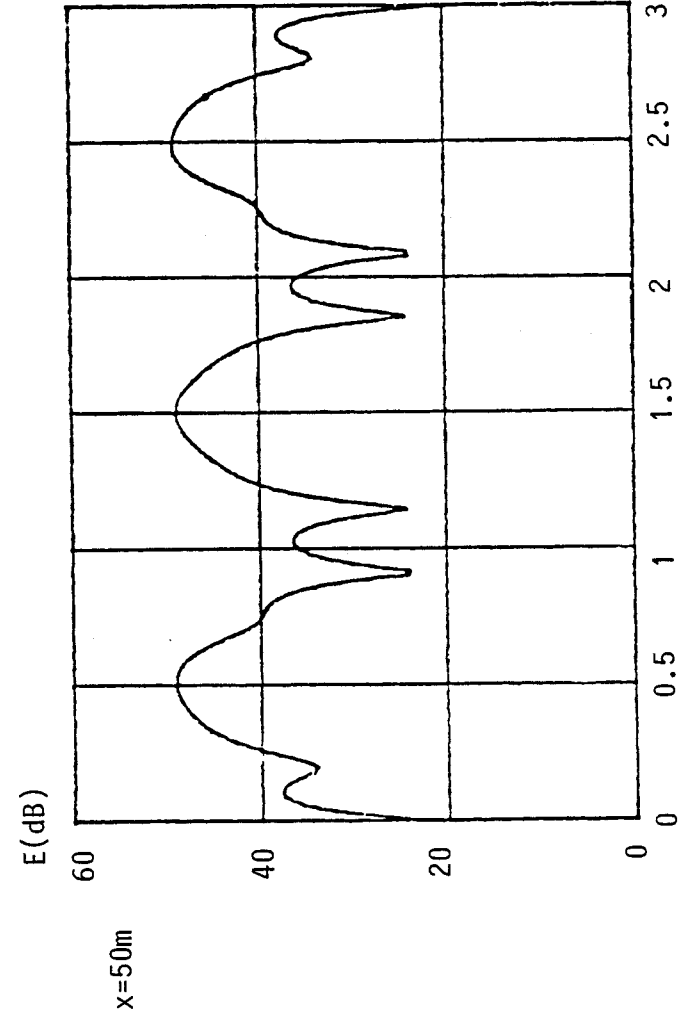
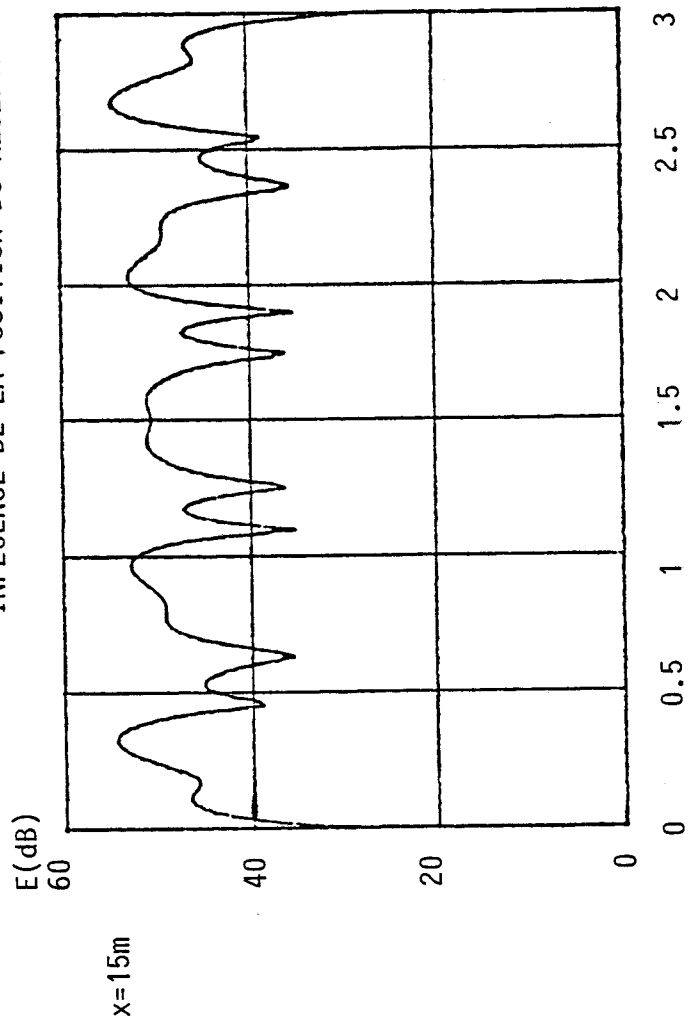
La planche (IV.4) représente l'évolution transversale de l'amplitude du champ électrique pour 3 distances d'émission-réception : 15 m, 50 m et 100 m à la fréquence de 2,5 GHz. On observe des fluctuations d'amplitude qui peuvent être supérieures à 20 dB. Comme nous l'avons déjà signalé, les battements sont plus nombreux pour de faibles distances E-R ($x = 15$ m). La disposition relative entre un minimum et un maximum varie suivant l'abscisse longitudinale du récepteur.

La planche (IV.5) donne l'enveloppe du champ électrique correspondant à un déplacement longitudinal du récepteur sur des axes situés au centre du couloir et au quart de la largeur du couloir. Les conclusions sont identiques à celles de la planche (IV.4) et l'on remarque que le niveau moyen du signal baisse lorsque l'on s'écarte de l'axe du couloir, les écarts entre les maximums des 2 courbes pouvant atteindre 10 dB.

La planche (IV.6) montre l'influence de la polarisation sur l'atténuation du signal. Nous avons exagérément poussé le calcul sur une distance très longue afin de constater qu'il y a une nette différence entre les deux courbes à partir de 150 m. Ceci est dû au fait qu'un plus grand nombre de rayons se réfléchissent sur le grand côté du guide.

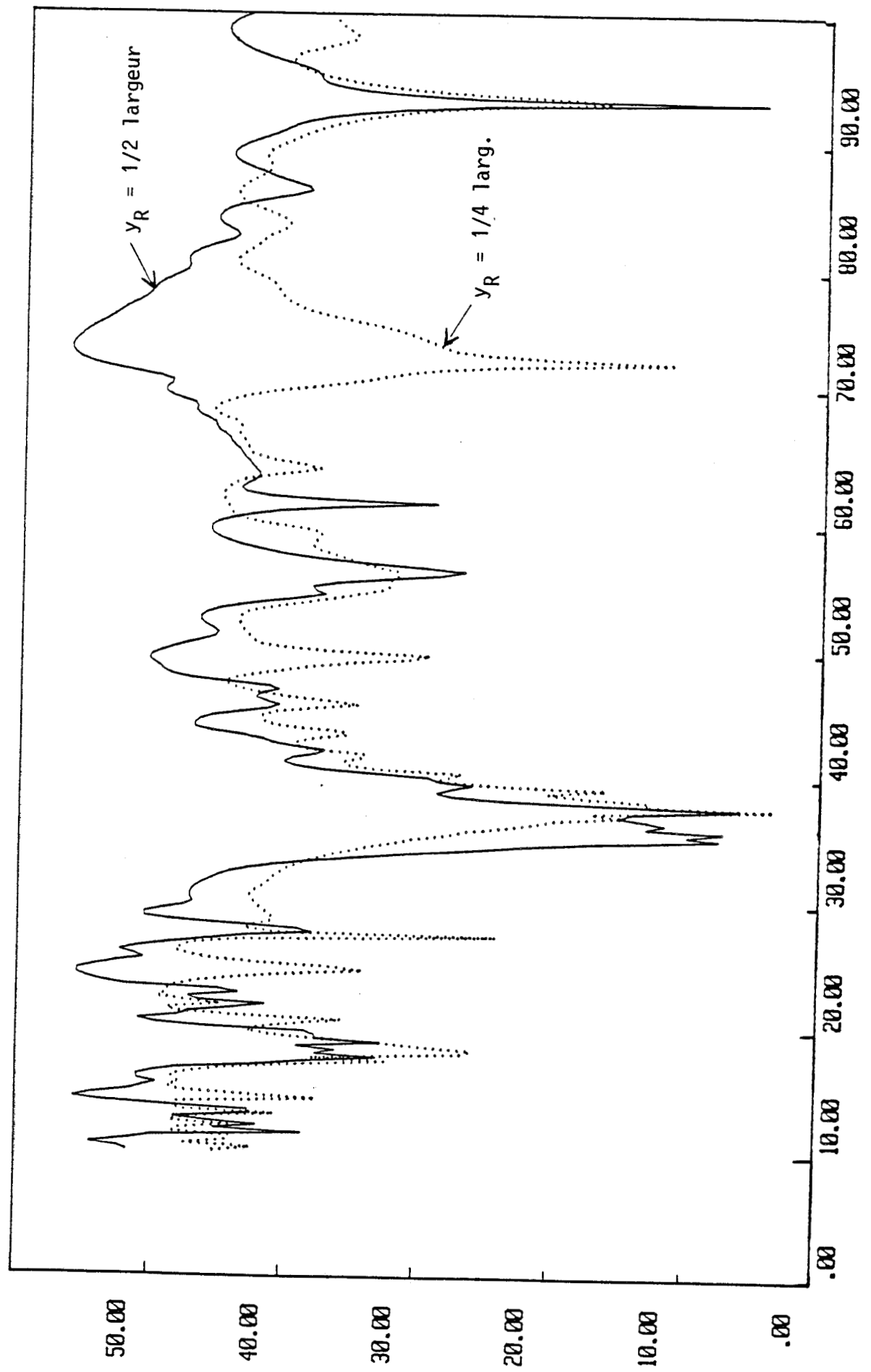
La planche (IV.7) est un agrandissement des courbes précédentes dans les 100 premiers mètres. On peut en déduire que la différence de polarisation ne joue pas un rôle considérable dans le cas de couloirs de longueurs relativement courtes ($L < 100$ m).

INFLUENCE DE LA POSITION DU RECEPTEUR DANS UN PLAN TRANSVERSAL AU COULOIR



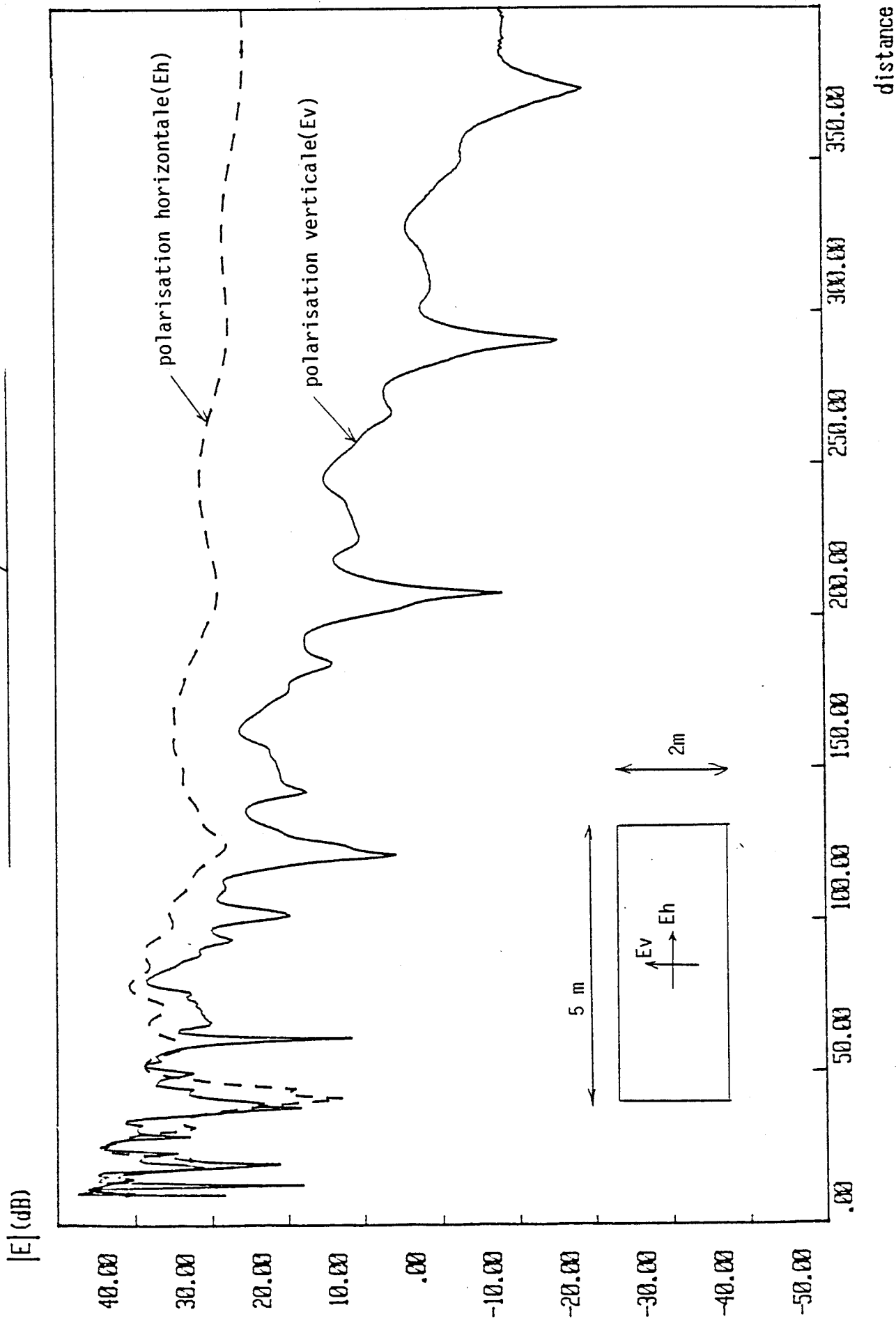
$F=2500$ MHz / couloir 3×3 m / $y_R=1$ m50 (—) / $y_R=0$ m75 (---)

$|E|$ en dB



x (m)

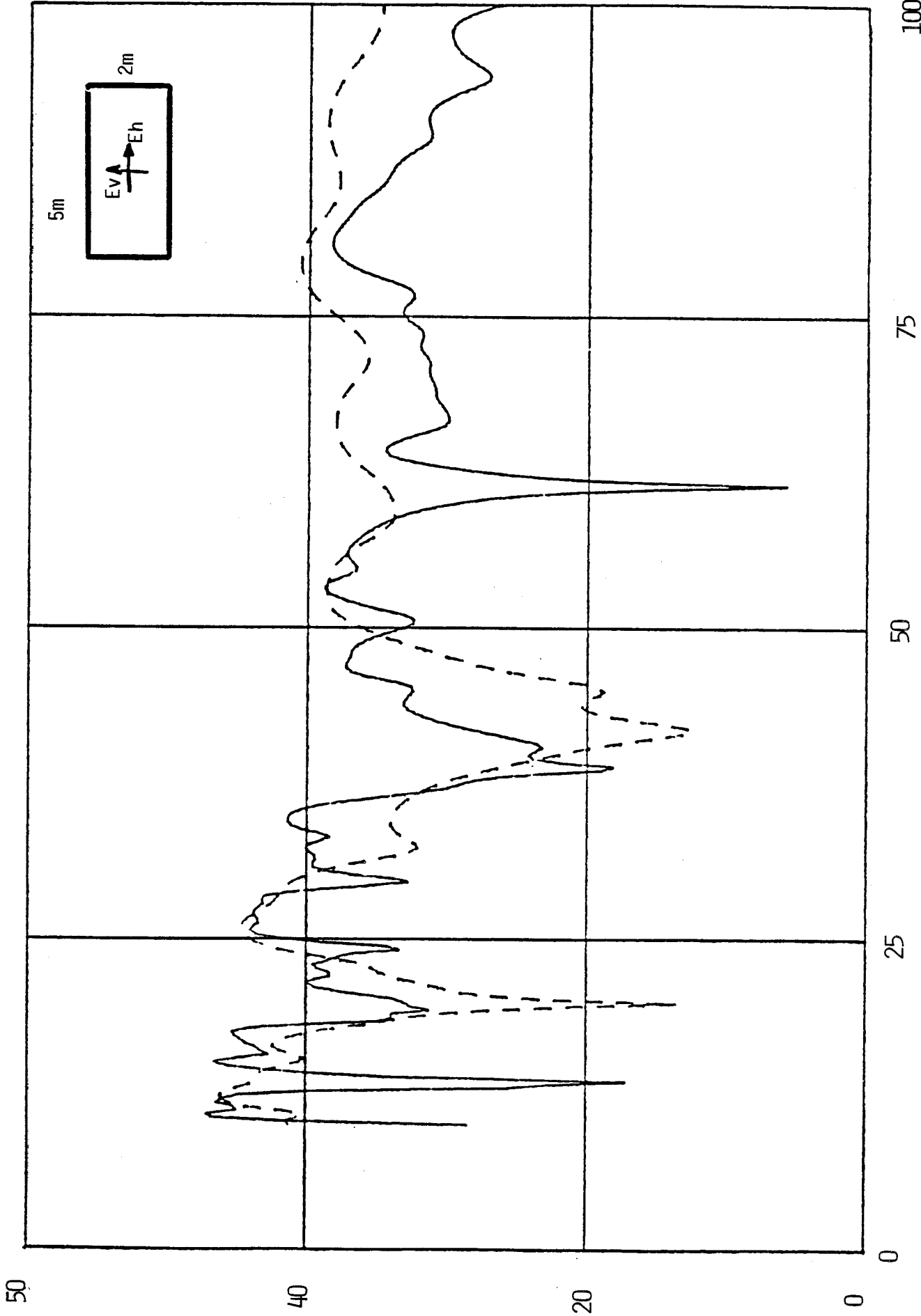
couloir 2m x 5m / F=1GHz



polarisation verticale : _____
polarisation horizontale : - - - -

COULOIR 2 X 5m F = 1GHz

E EN DB



c) Confrontation expérience - théorie

Les mesures ont été effectuées en régime sinusoïdal entretenu pour deux valeurs relativement éloignées de la fréquence 750 et 2500 MHz. Pour chacune de ces fréquences et pour une position fixe de l'émetteur (log périodique à 750 MHz, patch à 2.5 GHz), nous avons effectué des relevés à l'aide d'une antenne de réception mobile (discone à 750 MHz, patch à 2,5 GHz) déplacée parallèlement puis perpendiculairement à l'axe des couloirs du bâtiment. Nous avons enregistré les variations d'amplitude du champ électrique (en dB) en fonction des distances (en mètres). Le dispositif de mesure est décrit sur la figure (IV.4) :

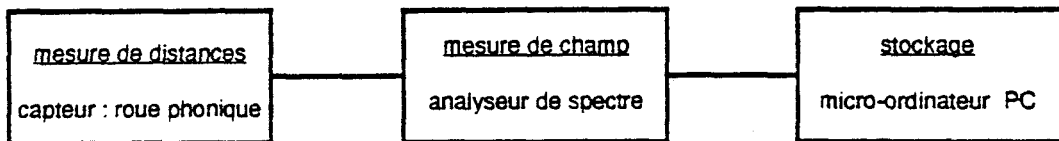


Figure (IV.4)

Remarque : la roue phonique fournit des tops de mesure à distance régulière : on enregistre 1 point de mesure tous les 20 cm.

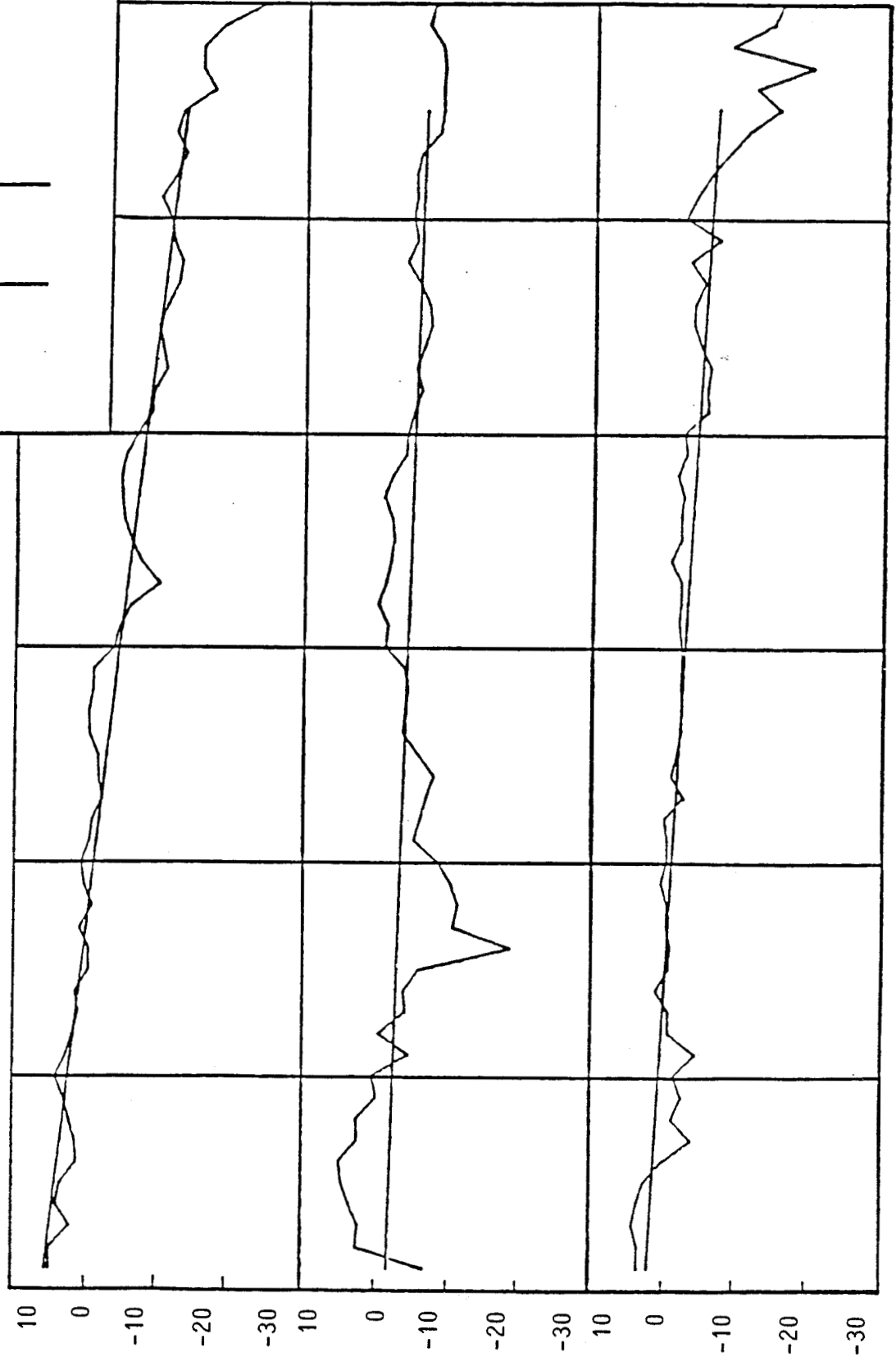
La figure (IV.5) présente une description générale des dimensions et disposition relative des couloirs.

La planche (IV.8) représente les variations d'amplitude du champ électrique en fonction de l'abscisse du récepteur lorsque l'on déplace celui-ci parallèlement à l'axe du couloir C, à une distance variable prise par rapport à un mur de référence et pour une fréquence $F = 750\text{MHz}$.

Lorsque l'on calcule la droite de régression pour les 3 courbes, nous obtenons 3 valeurs approchées de l'atténuation linéique ($\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$) du signal d'émission lors de sa propagation à l'intérieur du couloir C. Le moyennage de ces valeurs permet de caractériser le couloir par un coefficient d'atténuation moyen : $\alpha = 0,87 \text{ dB/m}$.

(Résultats expérimentaux)

module de E en dB



$x_R = 1m70$

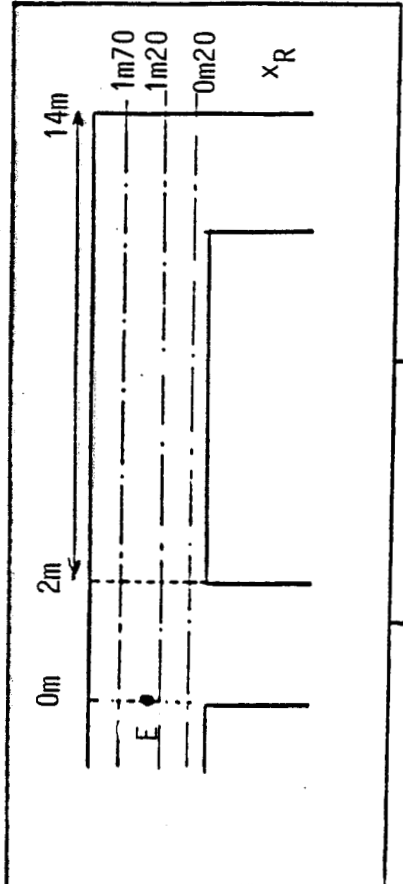
$\bar{\alpha} = 1.5 \text{ dB/m}$

$x_R = 1m20$

$\bar{\alpha} = 0.4 \text{ dB/m}$

$x_R = 0m20$

$\bar{\alpha} = 0.7 \text{ dB/m}$



Pour effectuer une première comparaison avec un modèle théorique, nous supposerons dans une première hypothèse de travail que le couloir C est infini. La comparaison théorie - expérience va nous permettre d'estimer la valeur des paramètres physiques importants que sont la permittivité relative ϵ_r et la conductivité σ du matériau constituant les parois.

Pour cela, nous introduisons dans le modèle numérique les données géométriques et physiques correspondant aux conditions expérimentales et en faisant une étude paramétrique sur ϵ_r et σ . Les valeurs de ces paramètres seront choisies en fonction des valeurs communément rencontrées dans les matériaux de construction, sachant également que ϵ_r et σ varient de manière corrélative. Les résultats de cette étude paramétrique issus des courbes théoriques, dont certaines sont présentées sur la planche (IV.9), sont regroupés dans le tableau (1) et comparés aux résultats expérimentaux.

ϵ_r	2	5	10	5	
σ S/m	10^{-3}	10^{-3}	10^{-3}	10^{-2}	$\bar{\alpha}$ expérim.
α_1	1,4	1,4	1,5	1,5	1,5
α_2	1,3	1,2	1,37	1,1	0,4
α_3	2,6	2,6	2,1	2,6	0,7
α	1,76	1,74	1,64	1,72	0,87

Tableau (1)

PLANCHE(IV-9)

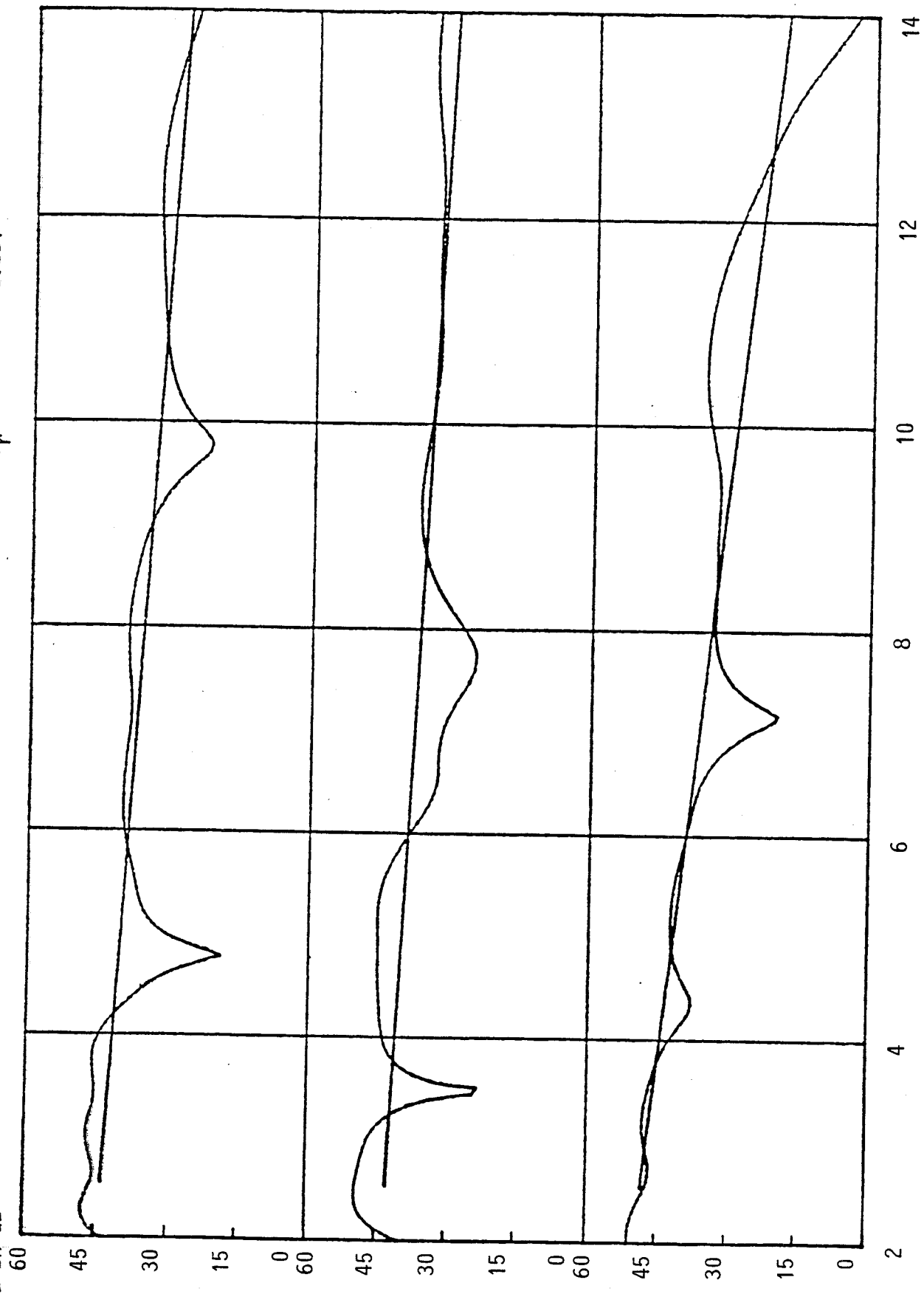
$\sigma = 0.001$

couloir C $\epsilon_r = 5$

polarisation Verticale

F = 750MHz

E en dB



X en mètres

(Résultats théoriques)

On constate que les facteurs d'atténuation théorique et expérimental sont identiques pourvu que le récepteur se déplace dans l'axe du couloir. Ailleurs, les résultats mettent en évidence une différence notable entre $\alpha_{\text{expérience}}$ et $\alpha_{\text{théorie}}$. On peut penser que le plan réflecteur, constitué par la paroi qui interrompt le couloir C et les phénomènes de diffraction produits au niveau de la transition avec le couloir D, joue un rôle non négligeable au voisinage des parois du couloir C. De plus, on peut ajouter que la faible longueur du couloir ne favorise pas la détermination moyenne du coefficient α . Nous choisirons d'utiliser dans la suite de cette étude les valeurs :

$$\epsilon_r = 5 \quad \text{et} \quad \sigma = 10^{-3} \text{ S/m}$$

Les courbes expérimentales correspondant au cas où la fréquence d'émission est égale à 2,5 GHz sont reportées sur la planche (IV-10). Les courbes théoriques obtenues dans les mêmes configurations géométriques sont tracées sur la planche (IV-11). A cette fréquence, le coefficient d'atténuation linéique est beaucoup trop faible pour être déterminé graphiquement. Cette méthode ne serait valable que si les couloirs étaient très longs.

La comparaison expérience - théorie nous renseigne sur la profondeur des évanouissements ainsi que sur leur répartition statistique. On note par exemple que des atténuations maximales de l'amplitude du champ de l'ordre de 20 dB par rapport au niveau moyen sont obtenues aussi bien dans le cas théorique que dans le cas pratique.

On s'intéresse à présent à la variation transversale de l'amplitude du champ dans le couloir.

Le récepteur se déplace à hauteur constante sur une ligne perpendiculaire à l'axe du couloir d'une paroi verticale à l'autre comme indiqué figure (IV.5)

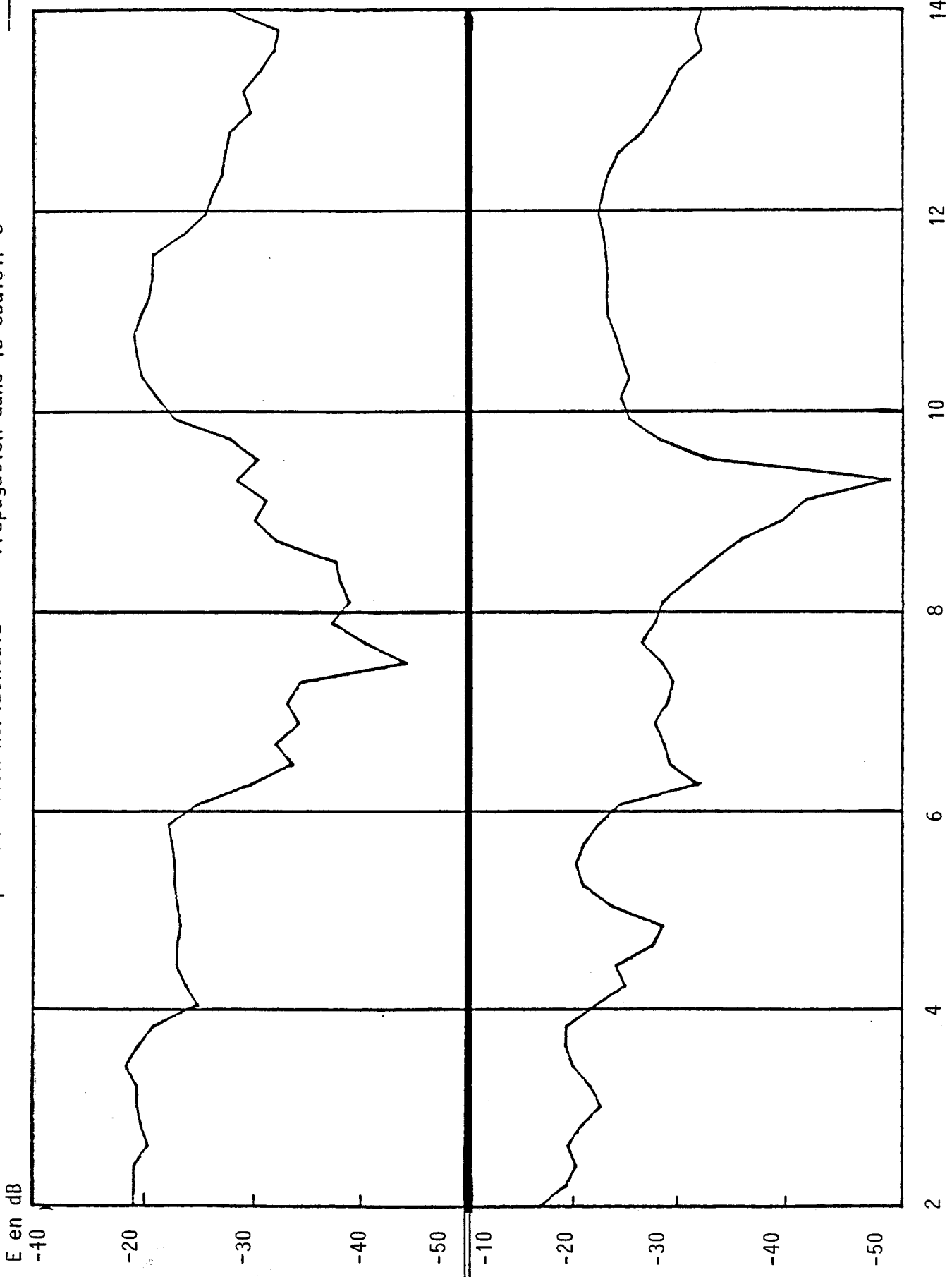
Propagation dans le couloir C

polarisation Horizontale

F = 2.5 GHz

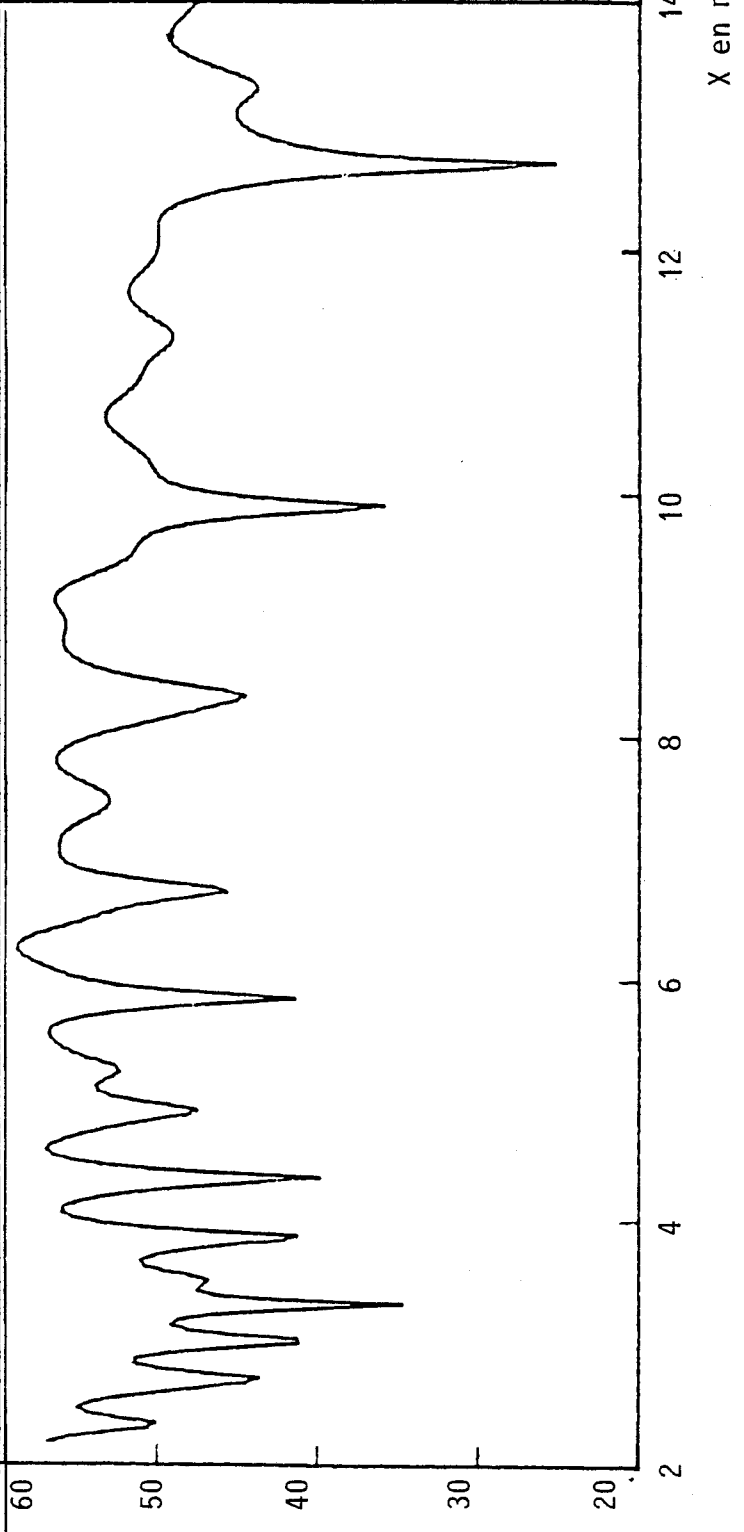
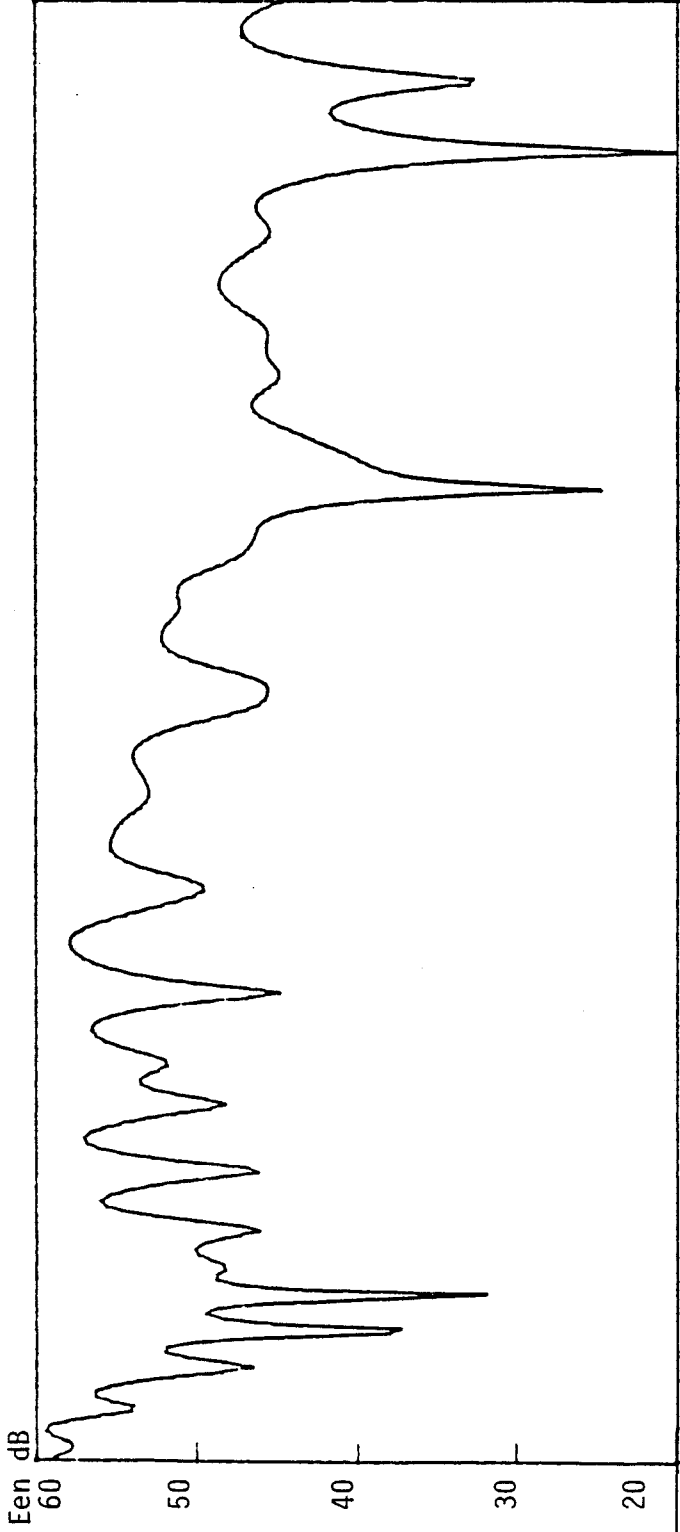
$x_R = 2m$

$x_R = 20cm$

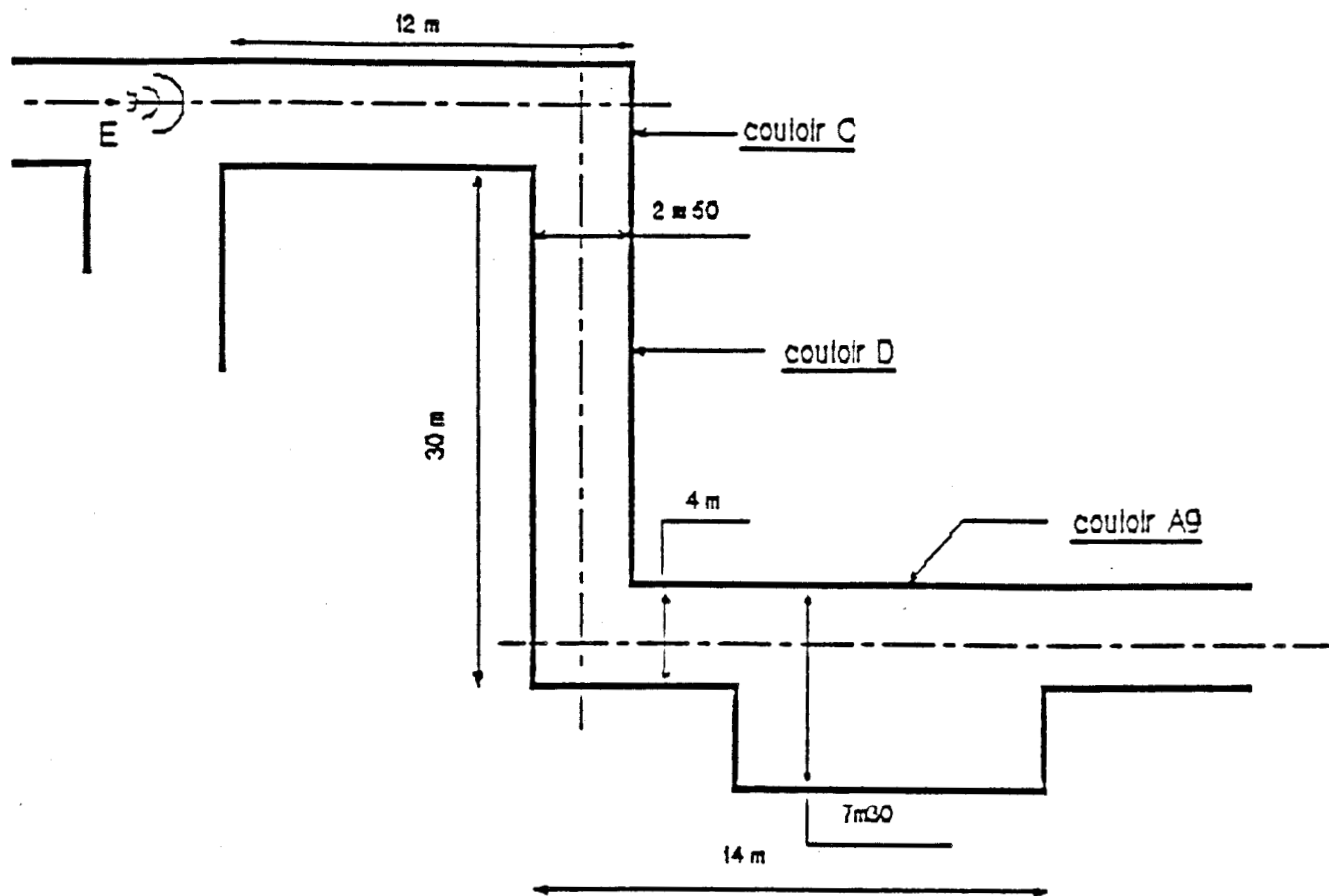


(Résultats expérimentaux)

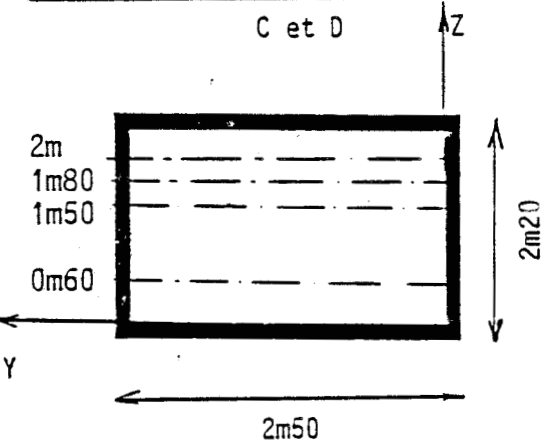
X en mètres



centrale nucléaire de Cattenom



SECTION DROITE DES COULOIRS C et D :



POSITIONS DE L'EMETTEUR DANS LE COULOIR C :

F=750MHz : x=0m y=1m25 z=1m80

F=2.50GHz : x=0m y=1m25 z=1m50

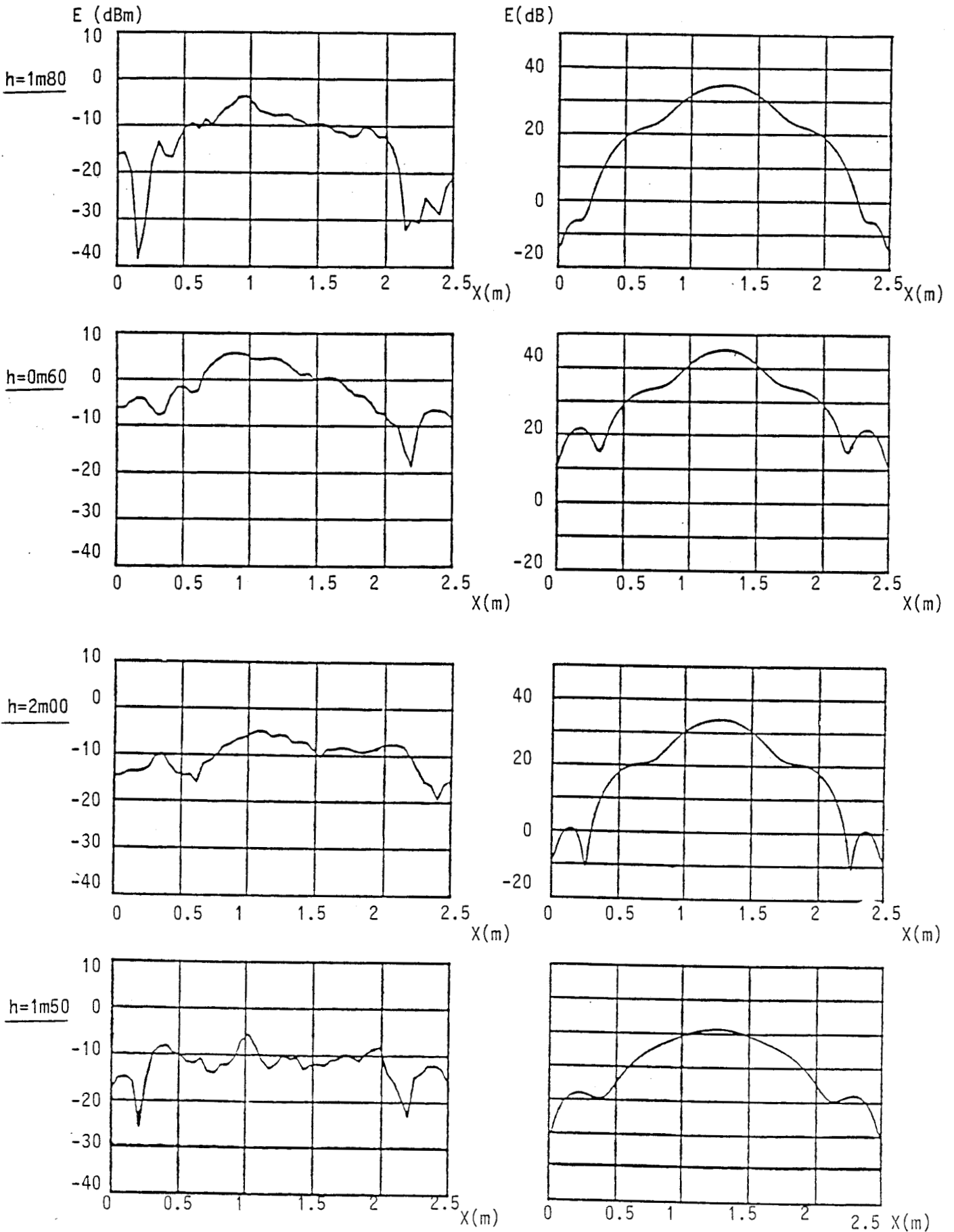
Figure (IV.5)

Ces enregistrements ont été effectués pour 4 hauteurs différentes de réception. Les courbes correspondantes ont été rassemblées pour $F = 750$ MHz sur la planche (IV-12) et pour $F = 2,5$ GHz sur la planche (IV-13) afin de faire une nouvelle comparaison théorie/expérience. On constate que les courbes théoriques et expérimentales ont une allure tout à fait comparable et la dynamique de variation de l'amplitude du champ est respectée.

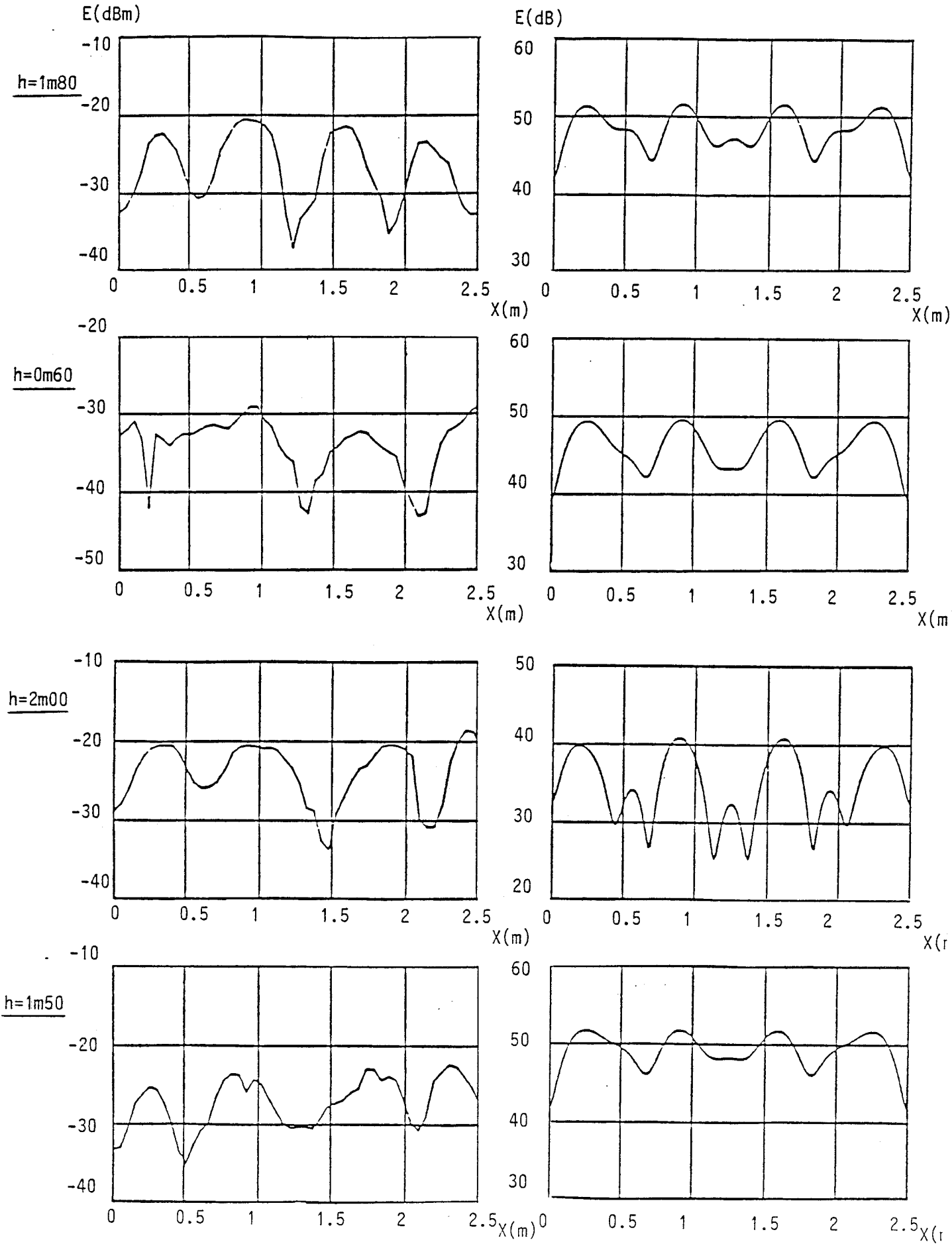
F=750 MHz / polarisation verticale / couloir C

déplacement transversal du récepteur

comparaison expériment./théorie



Déplacement transversal du récepteur
comparaison expérim./théorie



IV.2.2) Etude du couplage entre deux couloirs orthogonaux

a) Description d'un modèle utilisant la Théorie Uniforme de la Diffraction

Le premier travail de la T.U.D. est le "ray tracing" qui consiste à dénombrer puis à tracer les différents rayons pouvant relier l'émetteur au récepteur. Pour cela, nous allons supposer que l'influence des rayons transmis au travers des parois et des rayons diffractés plus d'une fois est négligeable. La configuration géométrique étudiée est décrite par les schémas de la Figure (IV.6). Nous raisonnerons sur la vue de dessus qui met en évidence la dissymétrie du problème.

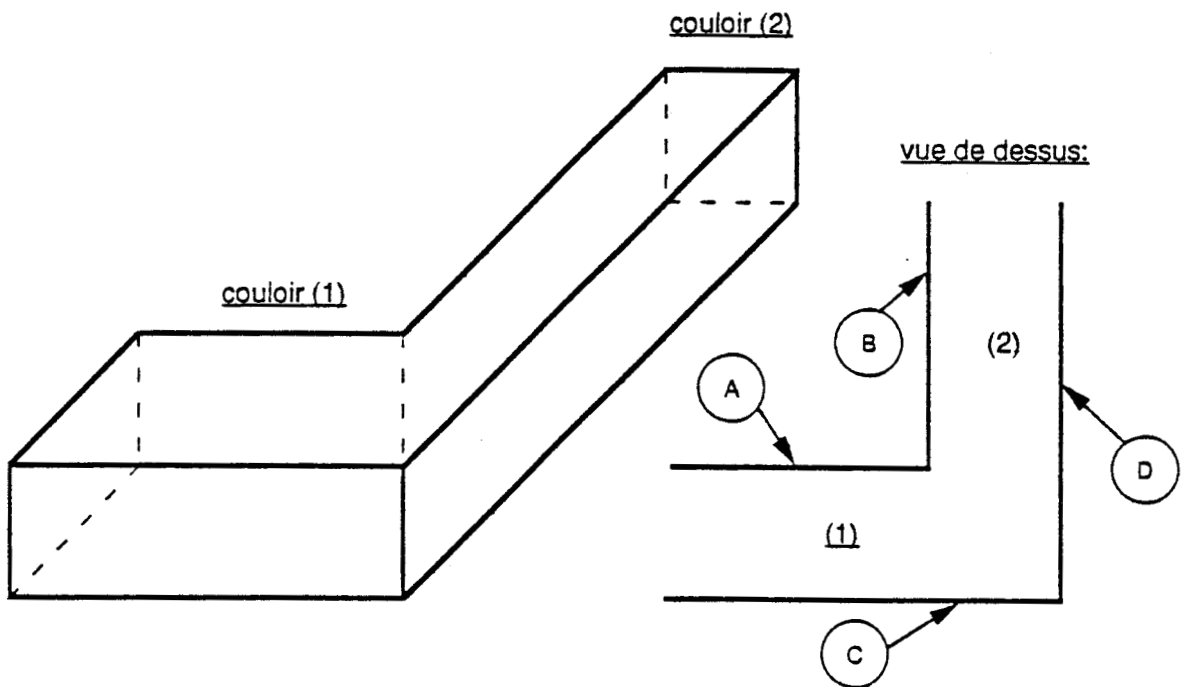


Figure (IV.6) : Configuration canonique : la bifurcation.

Nous distinguerons 2 types de rayons : ceux qui subissent une diffraction au cours de leur trajet et ceux qui ne subissent que des réflexions. Nous diviserons ainsi le calcul des champs électriques associés à ces rayons par la mise au point de 2 programmes de calcul distincts. Le champ réel sera bien entendu donné par la somme des champs calculés en un point donné de l'espace.

Les rayons qui interviennent dans cette structure sont de plusieurs types : - les rayons réfléchis sur les parois du couloir 1
 - les rayons réfléchis sur les parois du couloir 2
 - les rayons diffractés par le dièdre formé par l'intersection des plans verticaux A et B défini sur la figure (IV-6).

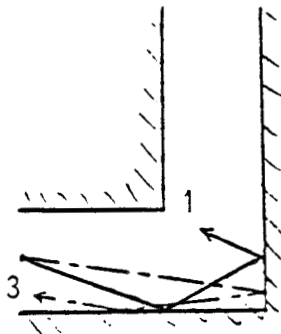
Toutes les combinaisons de ces rayons pouvant être obtenues sont indiquées dans le tableau (2) par un numéro désignant le type de rayon. On distingue six types de rayons possibles.

	Réflexions dans le couloir 1	Réflexions dans le couloir 2	Diffraction
Réflexion 1		1	2
Réflexion 2	3		4
Diffraction	5	6	

Tableau (2)

La marche de chacun de ces rayons est illustrée sur la Figure (IV-7).

Rayons réfléchis



Rayons diffractés

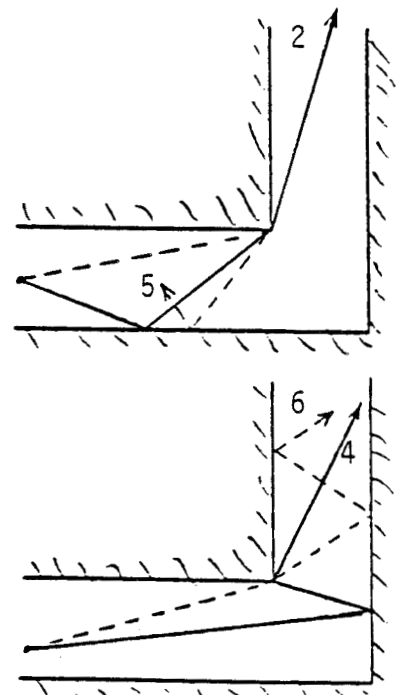


Figure (IV-7)

Le tracé des rayons nécessite la connaissance de deux points de l'espace appartenant à chaque rayon. Ces deux points de l'espace nous seront fournis par la théorie des images comme dans le cas du couloir rectiligne. On rappelle qu'il y a réflexion spéculaire lorsque la hauteur moyenne des rugosités est très inférieure à la longueur d'onde utilisée.

Comme il y a réflexion multiple sur chaque paroi des deux couloirs, nous aurons à considérer un rideau d'émetteurs images et un rideau de récepteurs images situés dans le plan perpendiculaire du couloir considéré comme il est décrit sur la Figure (IV-8)

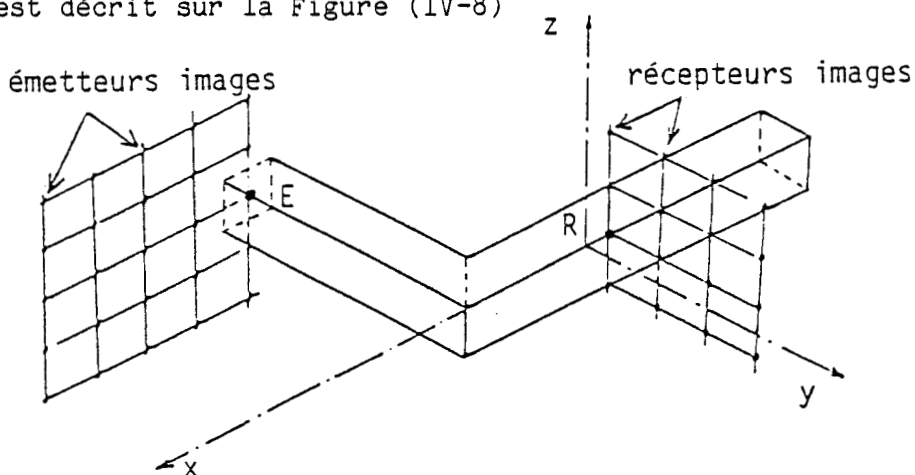


Figure (IV-8) : Disposition des images dans l'espace à 3 dimensions.

On remarque que le couloir n° 1 est interrompu par l'une des parois du couloir n° 2. Des rayons provenant des réflexions sur les parois du couloir n° 1 peuvent par conséquent se réfléchir à l'extrémité de ce couloir et diffracter à leur tour sur l'arête. Ceci nous conduit donc à considérer un rideau d'émetteurs images supplémentaire correspondant aux réflexions à l'extrémité du couloir n° 1 que l'on représente sur la Figure (IV-9)

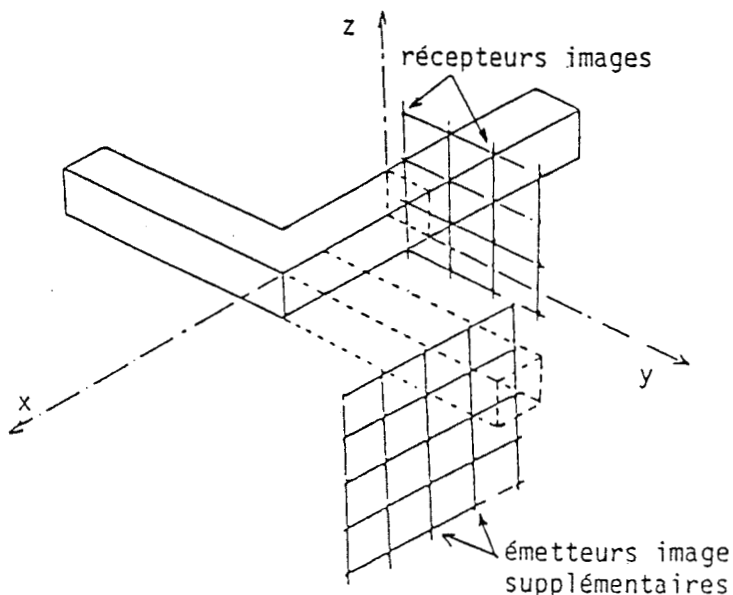


Figure (IV-9) :

Disposition du rideau d'images supplémentaire.

L'étape finale de l'étude est le calcul des champs associés à tous les trajets émetteur image - récepteur image possibles.

Calcul du champ réfléchi

$$E_{ref} = \sum_{n_1} \sum_{m_1} \sum_{n_2} \sum_{m_2} R_{V_1}^{n_1} R_{H_1}^{m_1} R_{V_2}^{n_2} R_{H_2}^{m_2} E_0 \times f \text{ (masquage)}$$

où

R_{V_1} = coefficient de réflexion sur les parois verticales du couloir n° 1

R_{H_1} = coefficient de réflexion sur les parois horizontales du couloir n° 1

R_{V_2} = coefficient de réflexion sur les parois verticales du couloir n° 2

R_{H_2} = coefficient de réflexion sur les parois horizontales du couloir n° 2

n_1 = nombre de réflexions sur les parois verticales du couloir n° 1

m_1 = nombre de réflexions sur les parois horizontales du couloir n° 1

n_2 = nombre de réflexions sur les parois verticales du couloir n° 2

m_2 = nombre de réflexions sur les parois horizontales du couloir n° 2

E_0 = valeur du champ électrique associée à la propagation en espace libre

$f(\text{masquage}) = 1$ si il existe 1 rayon non interrompu entre l'émetteur image et le récepteur image
 0 sinon

Les discontinuités dues à la fonction de masquage sont compensées par celles du champ diffracté.

La Figure (IV-10) présente un exemple de trajectoire possible pour un rayon réfléchi.

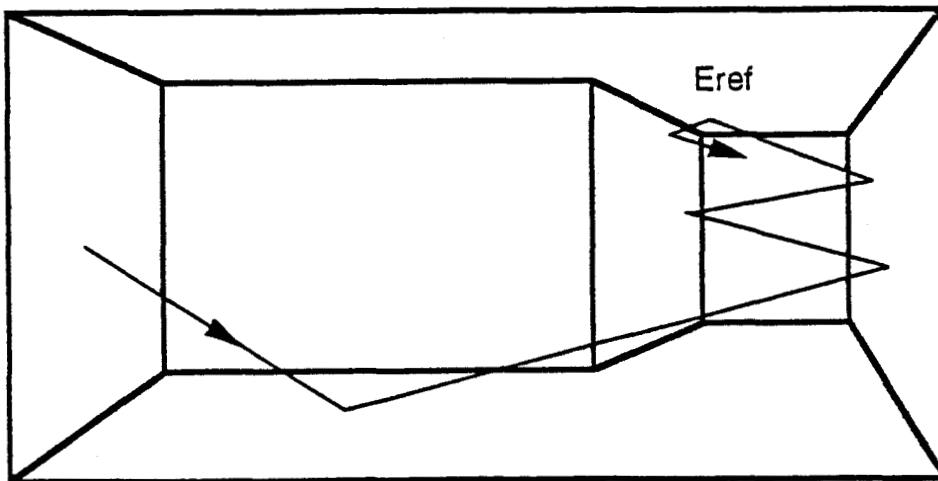


Figure (IV-10) : Trajectoire d'un rayon réfléchi.

Calcul du champ diffracté

$$E_{\text{diff}} = \sum_{n_1} \sum_{m_1} \sum_{n_2} \sum_{m_2} R_{V_1} R_{H_1} D A(s) e^{-jks} R_{V_2} R_{H_2} E_0 f(\text{masquage})$$

où

D = coefficient de diffraction dyadique associé à un dièdre diélectrique (cf. chapitre II)

$A(s)$ = fonction dépendant de la forme d'onde

e^{-jks} = terme de phase associé à la propagation en espace libre après diffraction

E_0 = valeur du champ électrique au point d'intersection Q_0 du rayon avec l'arête

$f(\text{masquage}) = \begin{cases} 1 & \text{si } Q_0 \in \text{arête réelle} \\ 0 & \text{si } Q_0 \in \text{arête virtuelle} \end{cases}$

La marche d'un seul de ces rayons diffractés est schématisée sur la Figure (IV-11).

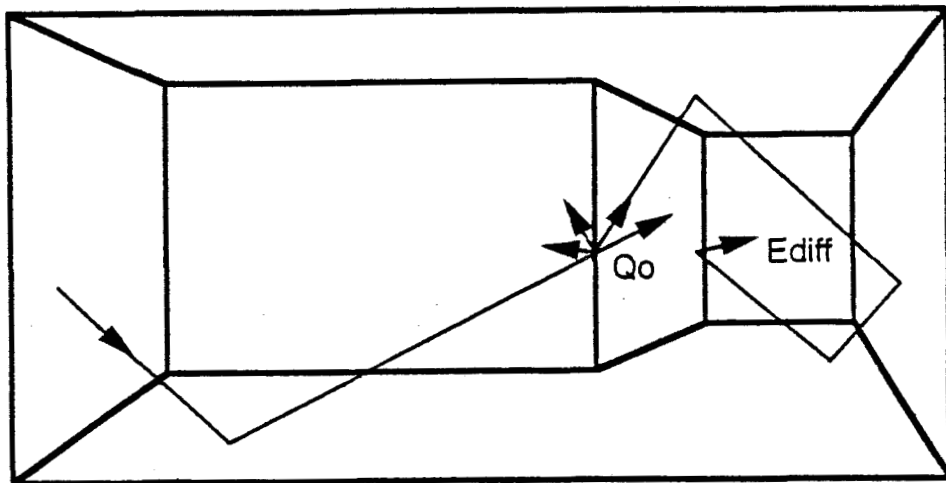


Figure (IV-11) : Trajectoire d'un rayon diffracté.

La présence d'une fonction de masquage "tout ou rien" dans l'expression du champ diffracté montre que celui-ci subit lui-même des discontinuités qui devraient être compensées par l'effet des coins constituant les limites géométriques de l'arête diffractante.

b) Exploitation paramétrique du modèle

Dans une première application numérique nous allons faire l'étude de la contribution relative des champs réfléchis et diffractés au champ total reçu dans le couloir couplé. La configuration géométrique des couloirs est décrite en vue de dessus sur la figure (IV-12).

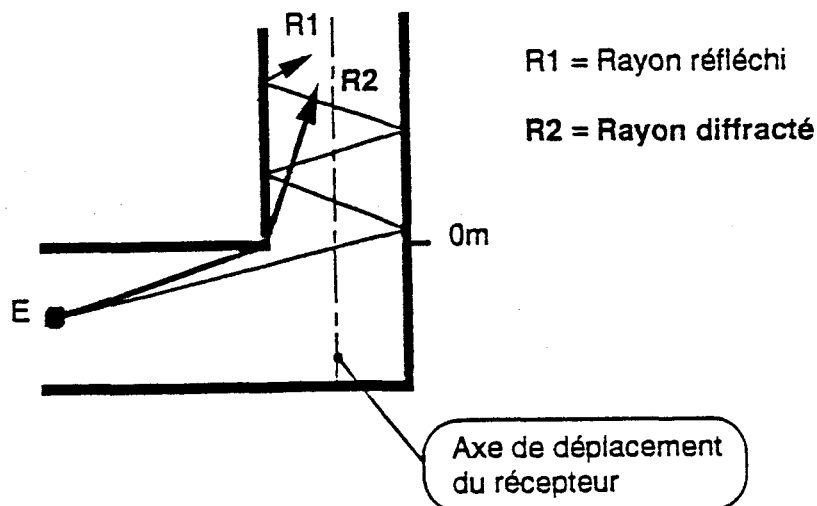
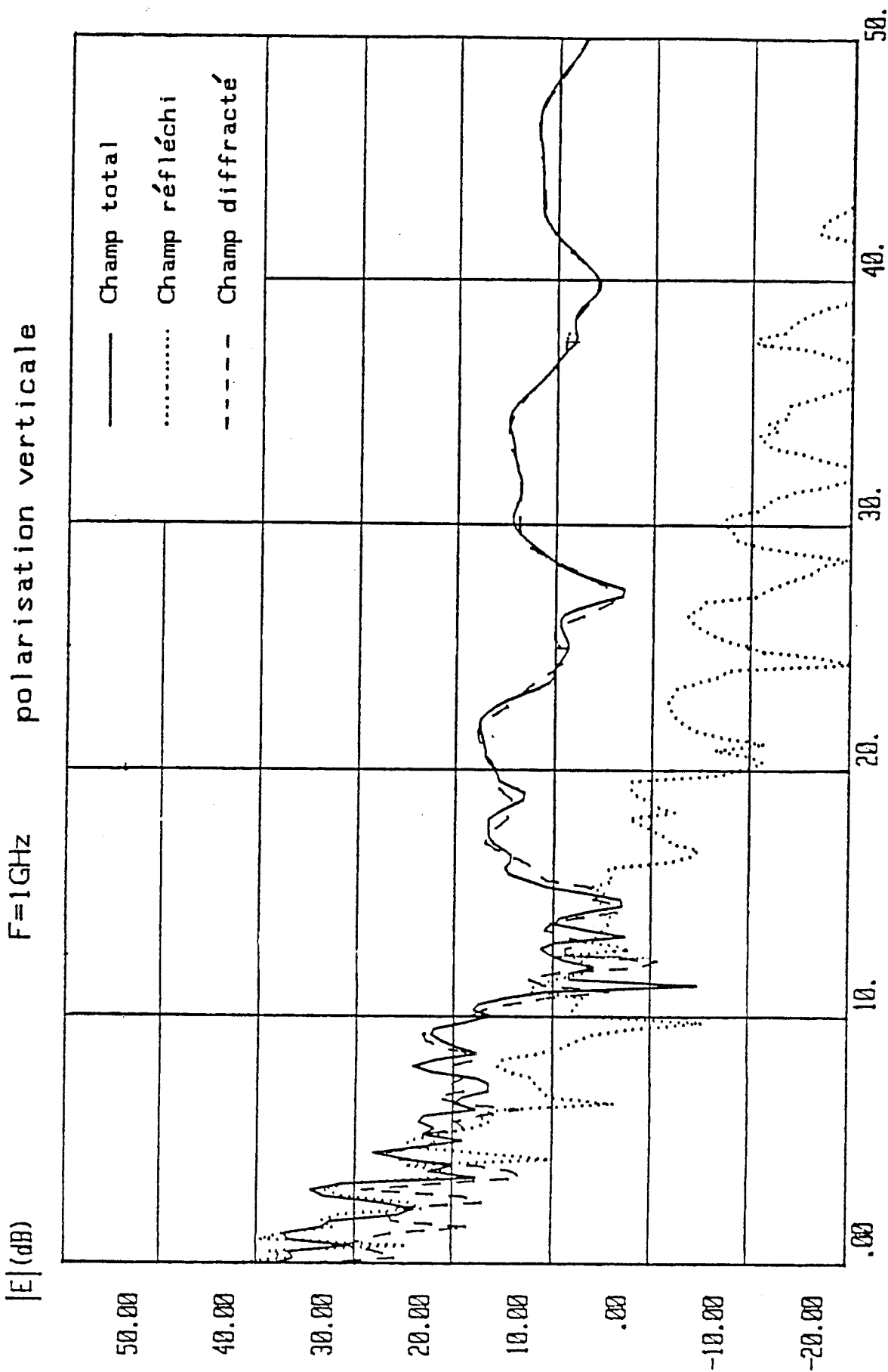
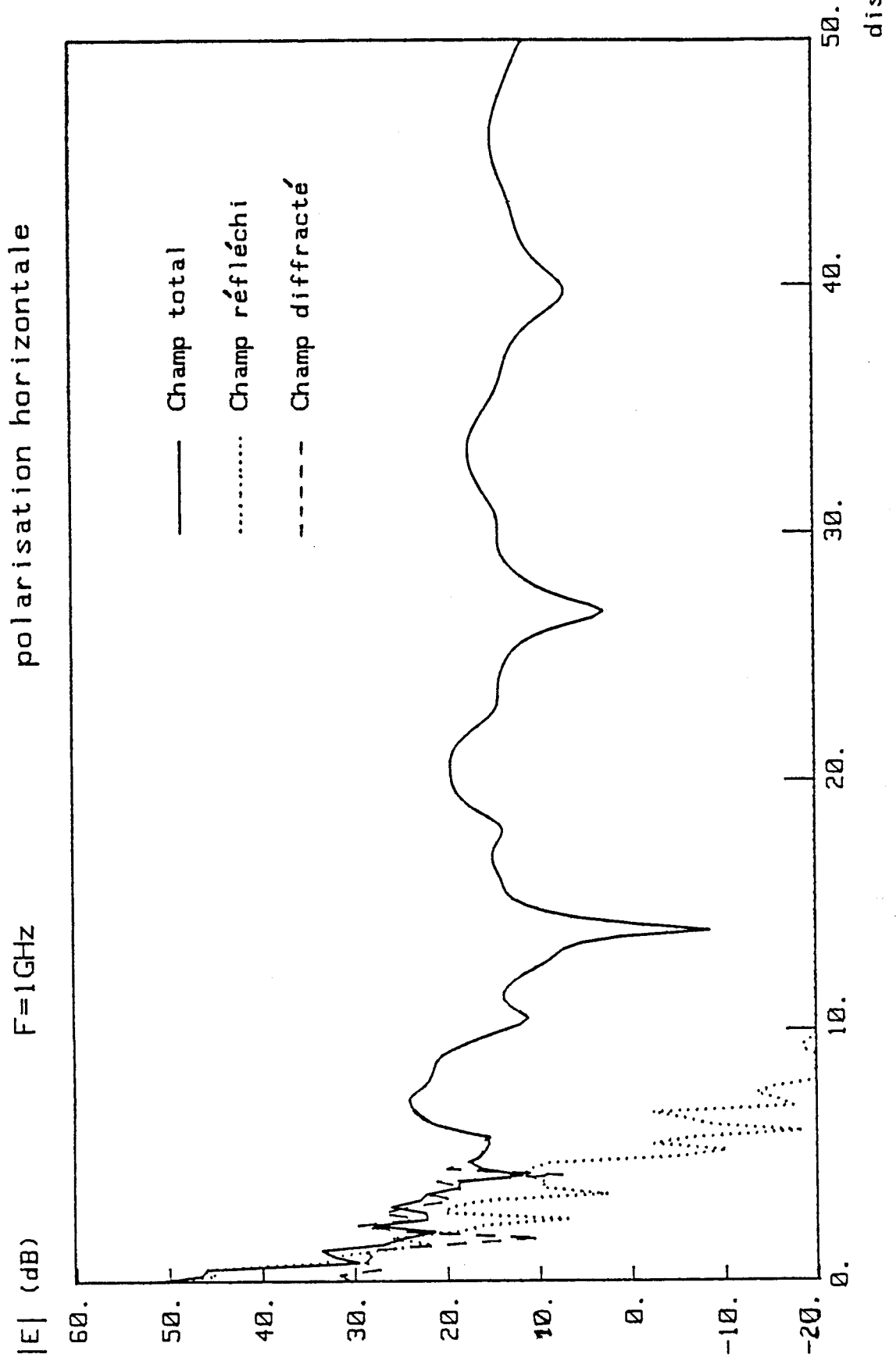


Figure (IV-12) : Configuration géométrique.

Le calcul a été effectué dans un couloir de section carrée de 2 x 2 m. L'émetteur est centré dans le couloir n° 1 et situé à 5 m de la transition. Le récepteur se déplace dans l'axe du couloir n° 2 jusqu'à 50 m de la transition. La fréquence est fixée à 1 GHz. Les résultats numériques ont été reportés sur les planches (IV-14) et (IV-15) correspondant aux deux polarisations possibles de l'onde. Le champ associé aux rayons réfléchis est le plus important dans les premiers mètres qui suivent la transition.

Ensuite, il s'atténue très rapidement en raison de l'incidence de ses rayons proche de la normale sur les murs du second couloir. On constate que même pour une distance émetteur-transition relativement faible (5 m), le champ réfléchi n'a une influence conséquente que sur une dizaine de mètres environ après le coude. Le phénomène dominant intervenant dans une telle configuration est donc constitué par la diffraction au niveau de l'arête vive formée par l'intersection des deux couloirs.





A présent, nous allons étudier les variations du champ en fonction des paramètres géométriques et physiques.

Les paramètres géométriques qui peuvent intervenir dans la propagation du champ sont soit liés à la structure de guidage (section droite des couloirs, permittivité et conductivité), soit liés au type d'excitation (distance émetteur-transition, position de l'émetteur dans la section droite, directivité de l'émission).

Les paramètres physiques sont la fréquence de travail et sa polarisation.

Nous utiliserons des sections de couloirs et des fréquences choisies parmi celles employées lors de l'étude de la propagation dans un couloir rectiligne :

section droite :	2 x 2 m	3 x 3 m	
fréquences :	1 GHz	2,5 GHz	10 GHz

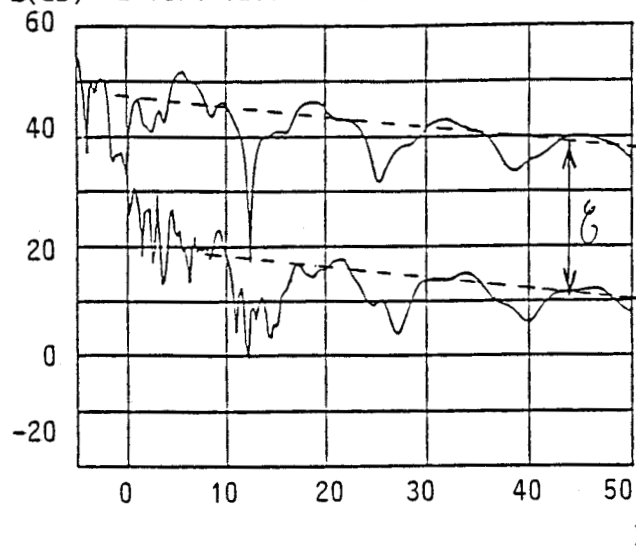
L'émetteur sera centré dans le premier couloir et situé à des distances variables de la transition : 5 et 10 m.

Les résultats numériques tracés sur les planches (IV-16) à (IV-19) comportent chacun 2 courbes. La courbe supérieure représente les variations en amplitude du champ électrique exprimé en décibels en fonction de la distance émetteur-récepteur dans le couloir n° 1 supposé de longueur infini. La courbe inférieure représente le champ diffracté calculé dans le couloir n° 2 pour des distances d'excitation de 5 et 10 m. Ce type de tracé permet d'estimer les pertes de couplage moyennes caractérisant la configuration étudiée en fonction des paramètres. Cette estimation requiert l'évaluation du niveau moyen de signal dans chacun des couloirs. Celle-ci est effectuée mathématiquement par approximation de la courbe au sens des moindres carrés. Le niveau moyen obtenu par cette méthode peut varier en fonction du nombre de points de calcul. Ce nombre de points est proportionnel à la longueur des couloirs. Ceci entraîne une erreur sur la détermination du niveau moyen dans le couloir n° 1 ainsi que dans le couloir n° 2. On peut estimer à environ 6 dB (± 3 dB) l'incertitude sur l'évaluation des pertes de couplage dans le cas le plus défavorable.

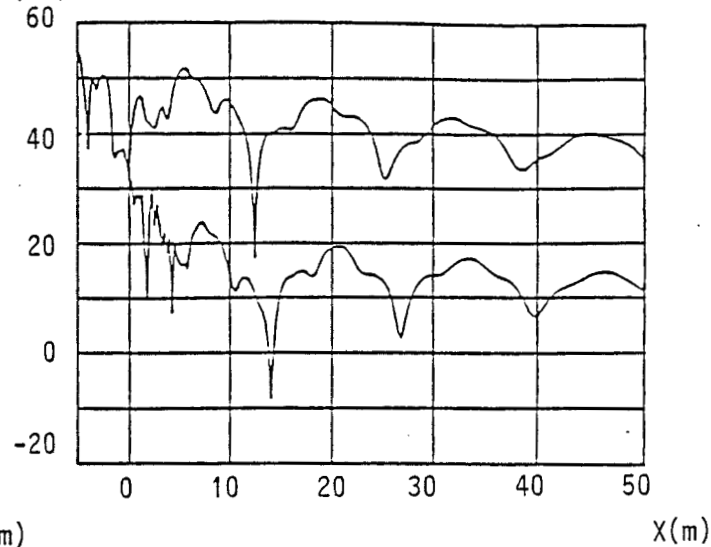
DISTANCE EMETTEUR-TRANSITION : 5m

section des couloirs : 2 x 2m

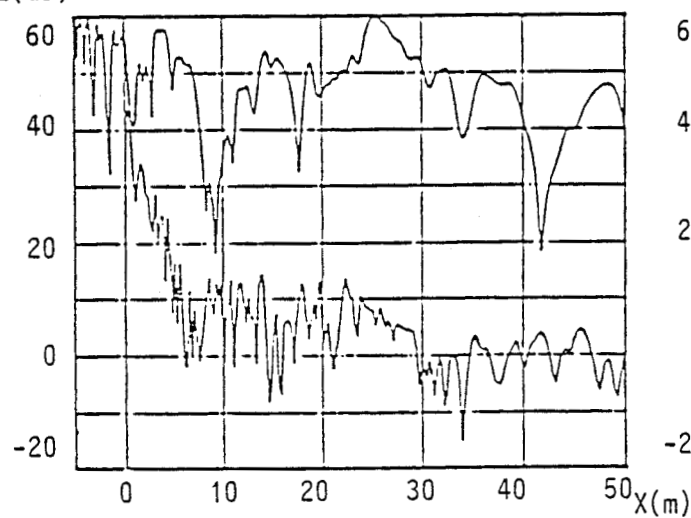
E(dB) E vertical: F=1GHz



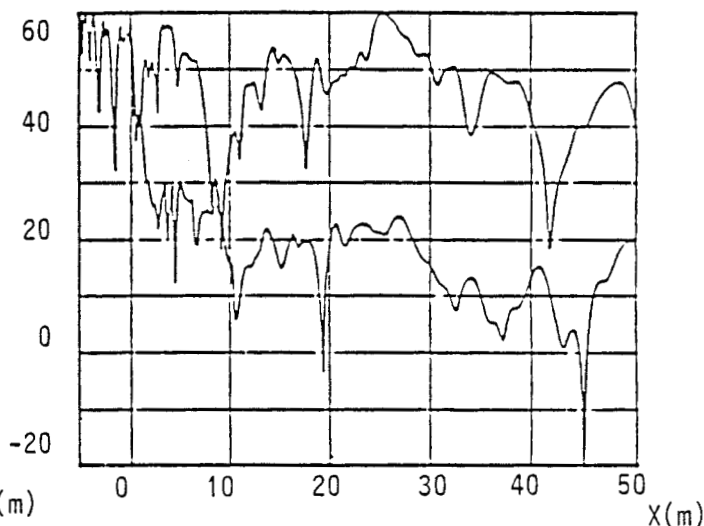
E(dB) E horizontal: F=1GHz



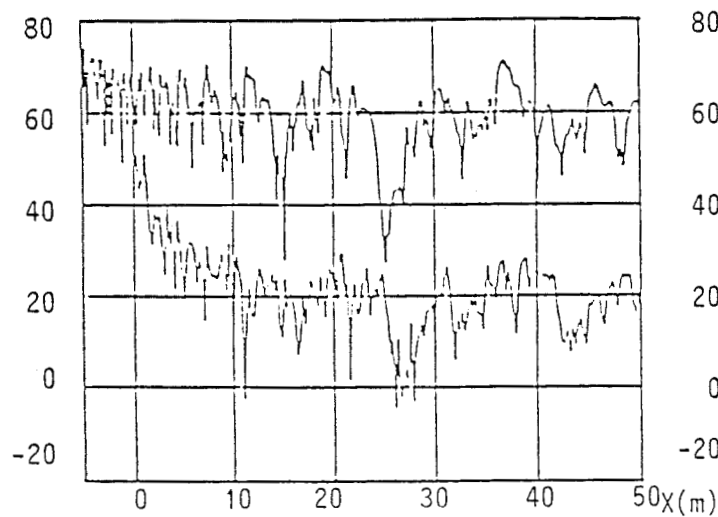
E(dB) E vertical: F=2.5GHz



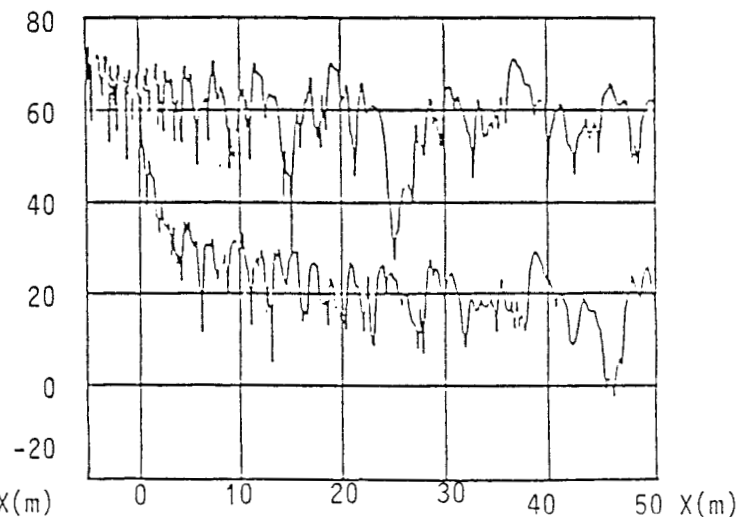
E(dB) E horizontal: F=2.5GHz



E(dB) E vertical: F=10GHz



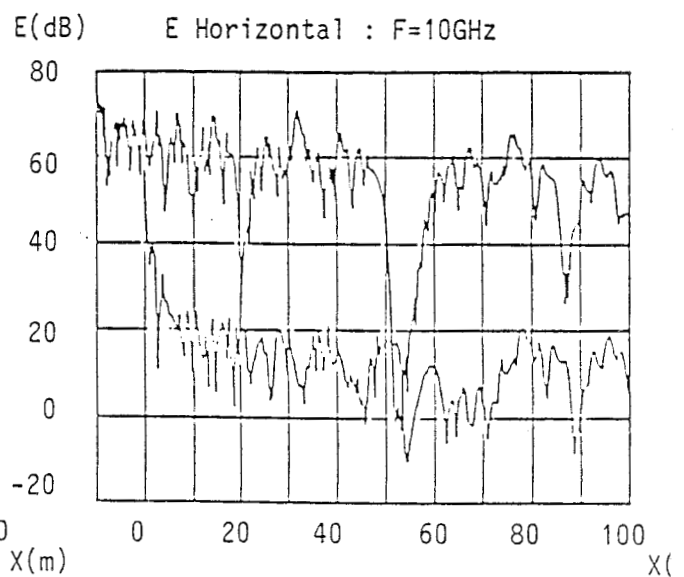
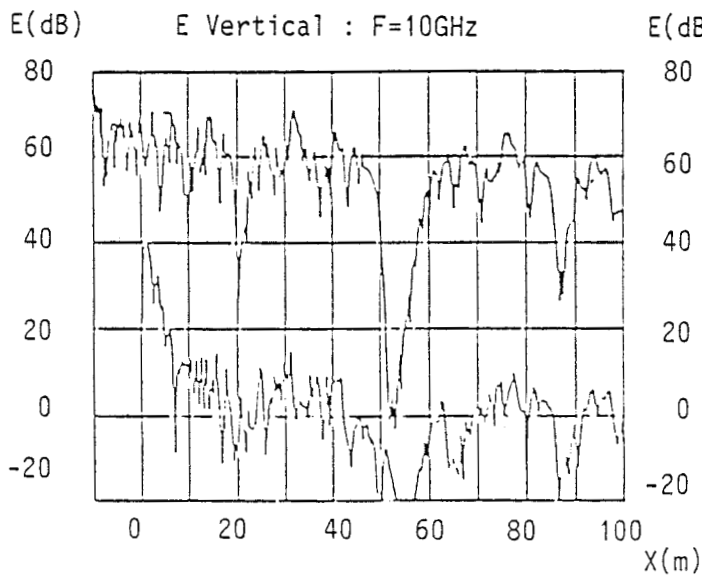
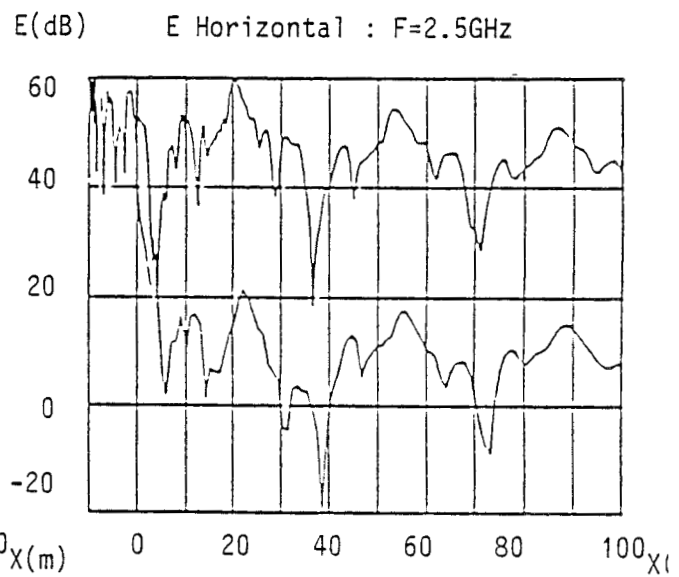
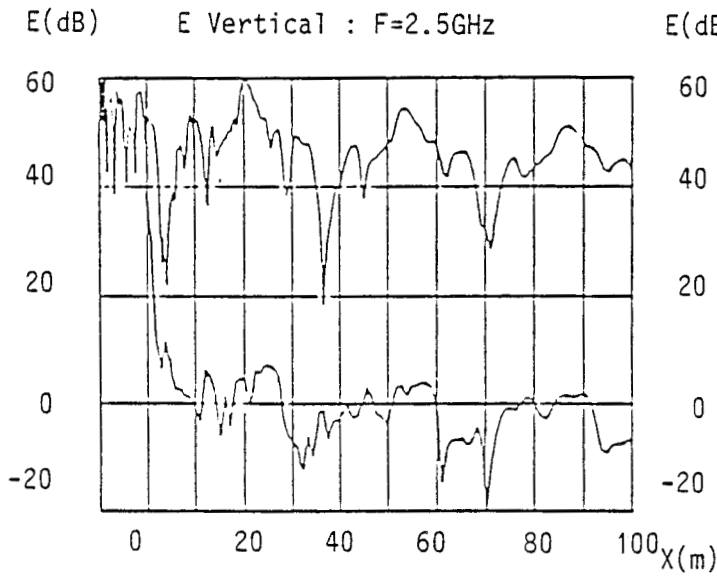
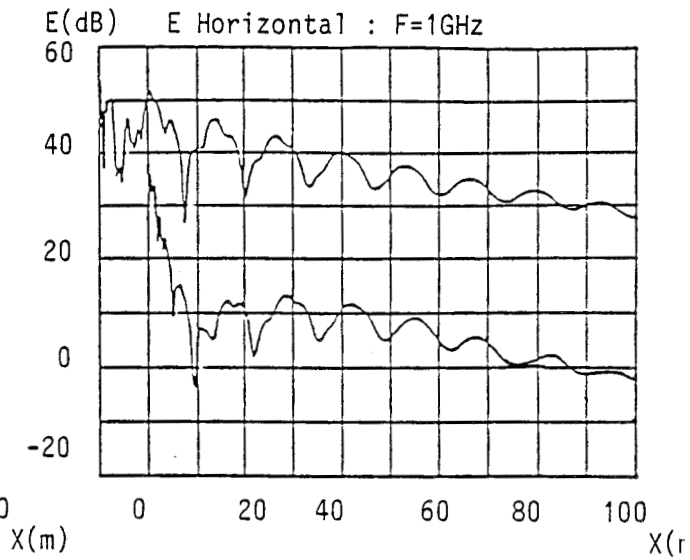
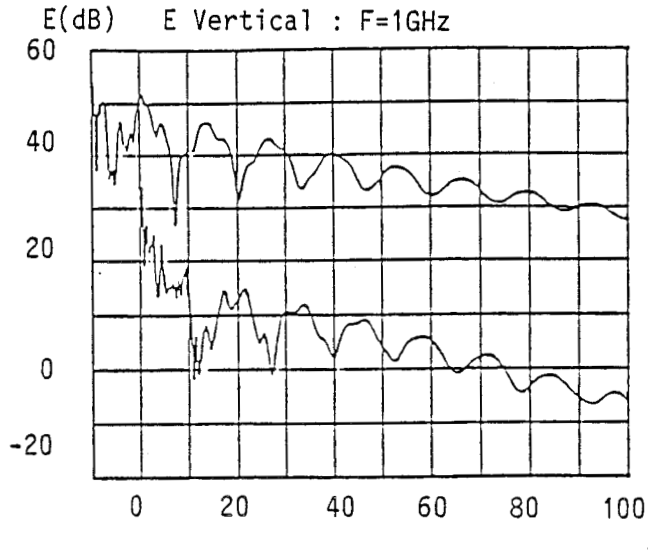
E(dB) E horizontal: F=10GHz



DISTANCE EMETTEUR - TRANSITION : 10m

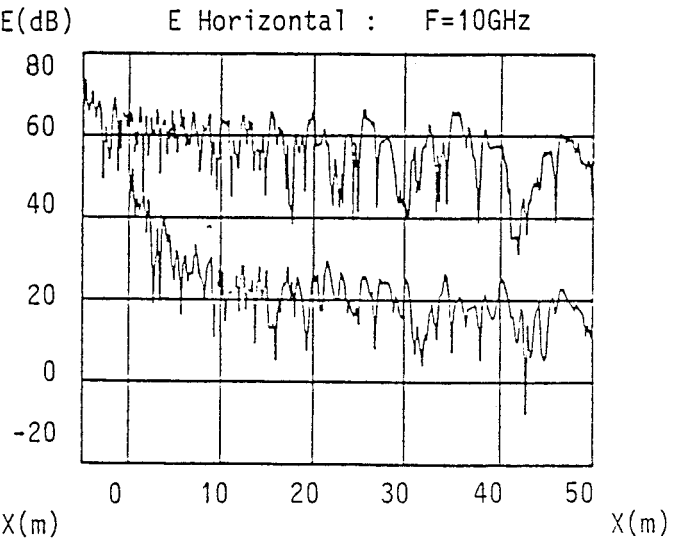
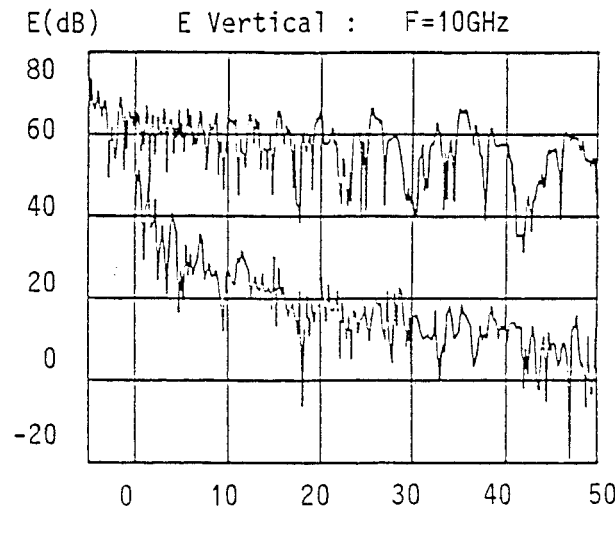
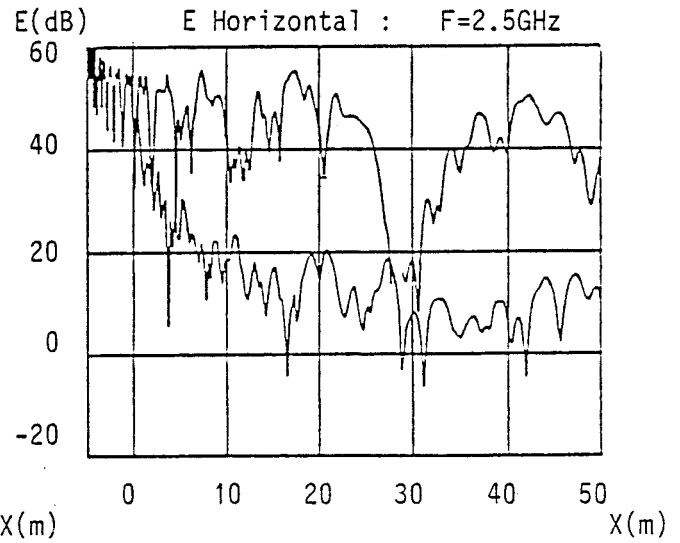
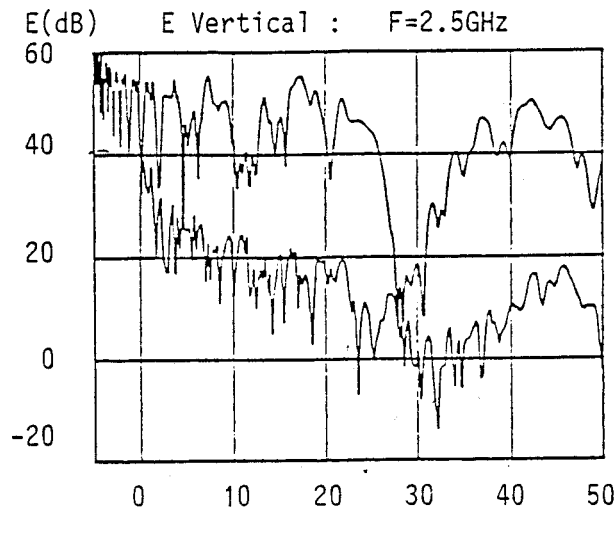
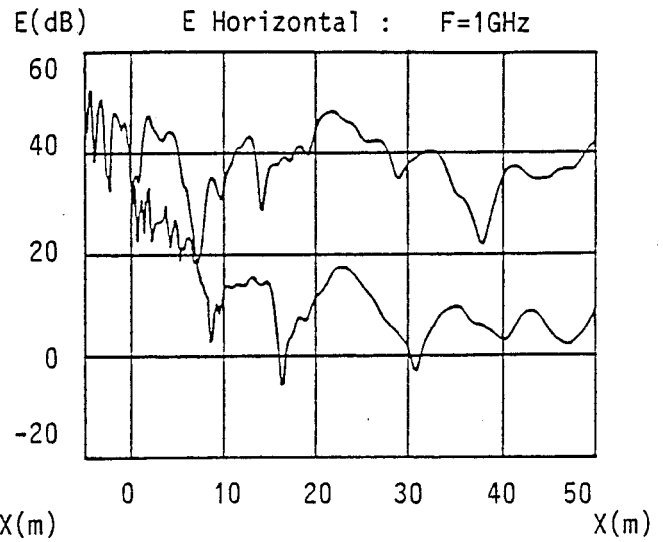
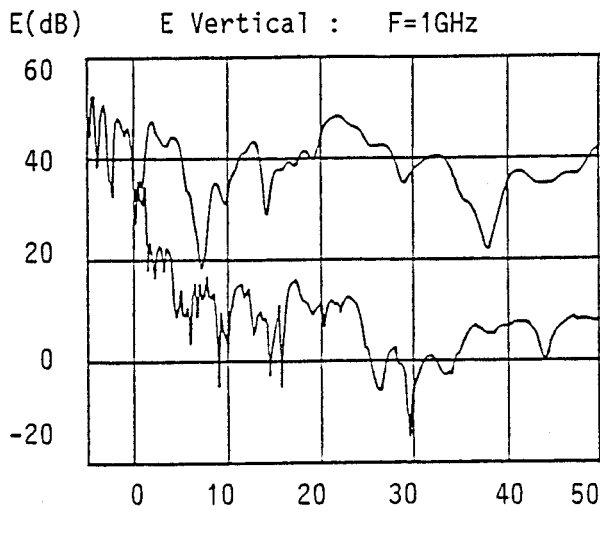
PLANCHE(IV-17)

section des couloirs : 2 x 2m



DISTANCE EMETTEUR - TRANSITION : 5m

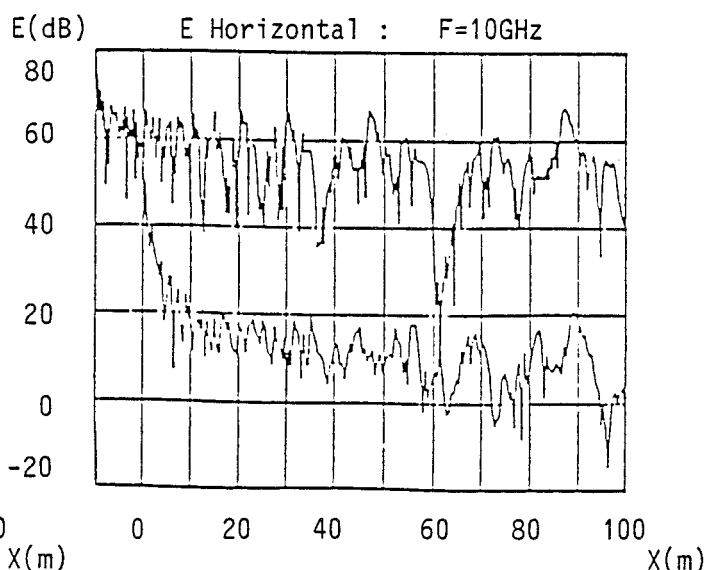
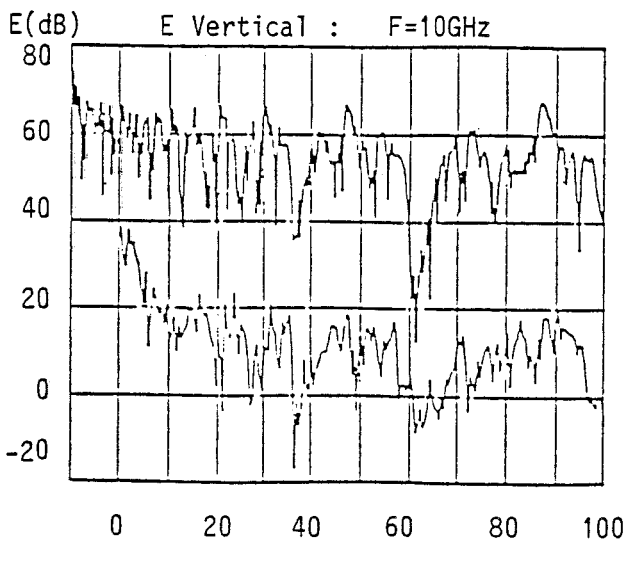
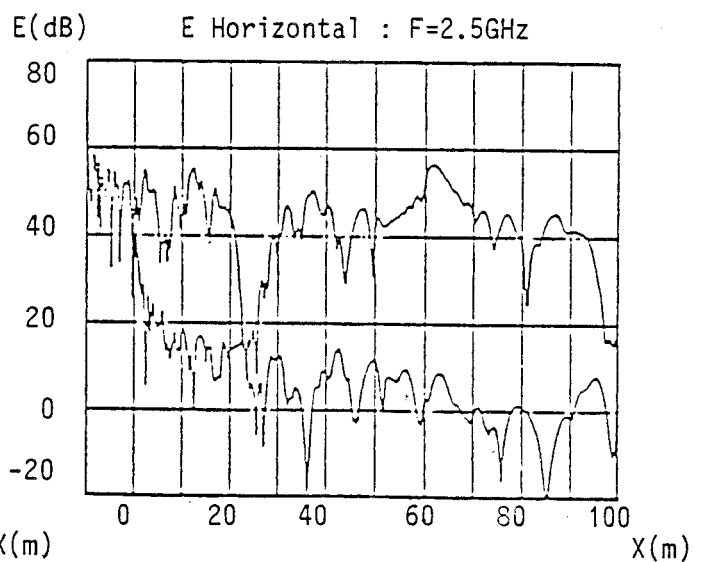
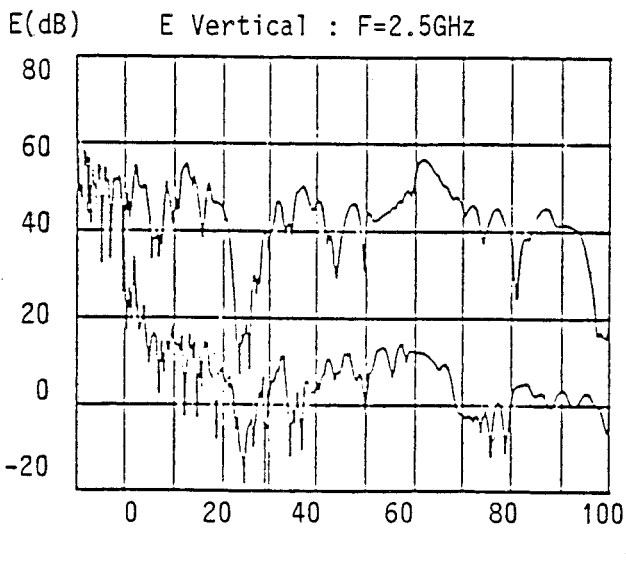
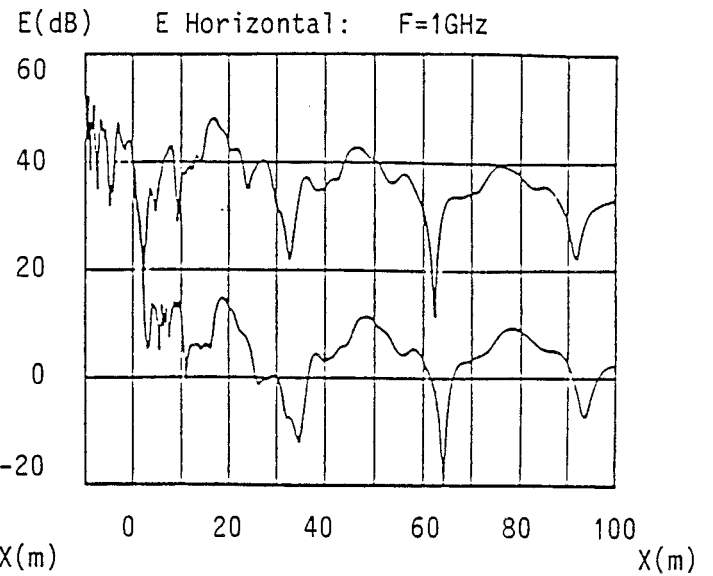
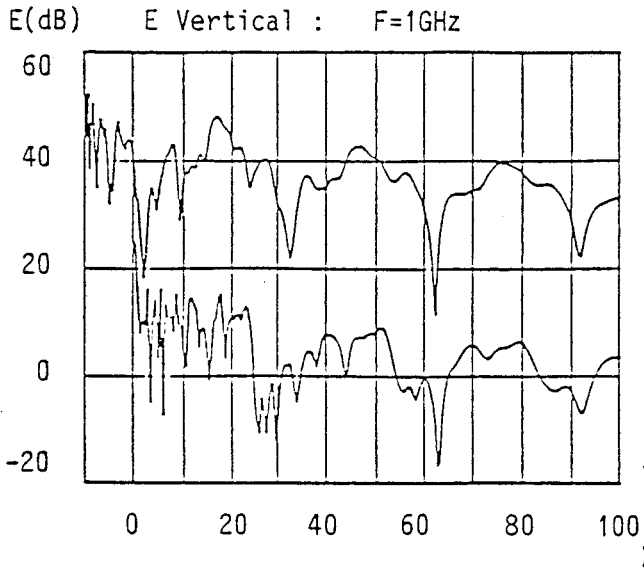
section des couloirs : 3 x 3m



DISTANCE EMETTEUR - TRANSITION : 10m

PLANCHE(IV-19)

section des couloirs : 3 x 3m



L'erreur sera d'autant plus élevée que la fréquence est haute et les dimensions transversales des couloirs sont importantes. En effet, on trouve dans ces dernières conditions les fluctuations d'amplitude du champ les plus extrêmes.

Le coefficient de pertes C a été calculé pour chacune des courbes tracées sur les planches (IV-16) à (IV-19). Les résultats sont regroupés dans les tableaux (3) et (4).

Section des couloirs : 2 x 2 m

(coefficient de pertes C en dB)

distance émetteur transition	5 m		10 m	
	V	H	V	H
F				
1 GHz	28,5	25,5	34	29,5
2,5 GHz	44	28	47,5	37,5
10 GHz	39,5	40	54	41,5

V et H désignent la polarisation.

Tableau (3)

Section des couloirs 3 x 3 m

(coefficient de pertes C en dB)

distance émetteur transition	5 m		10 m	
	V	H	V	H
F				
1 GHz	33,5	33,5	31	30
2,5 GHz	32	32	42,5	40,5
10 GHz	44	37	44	46

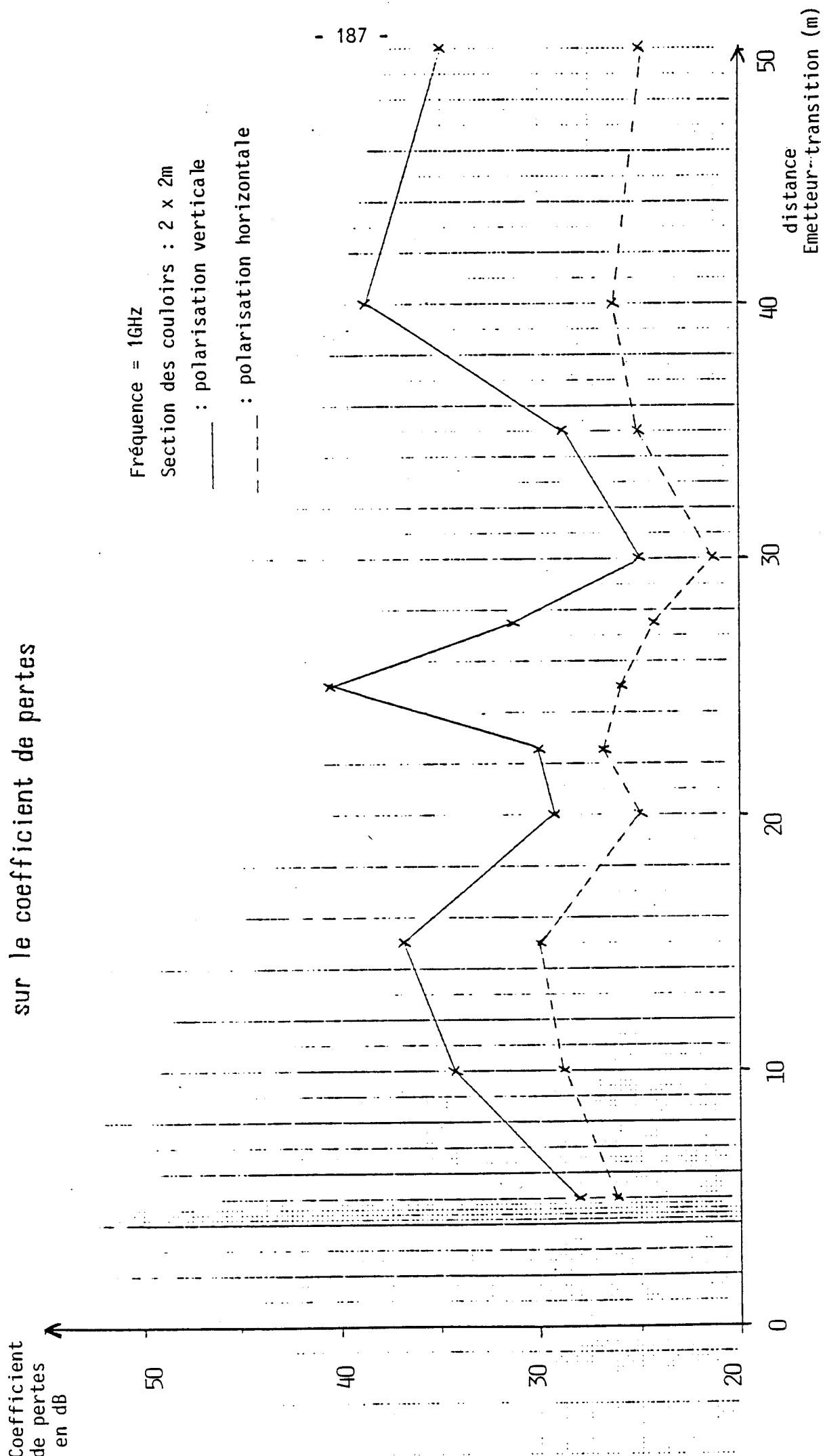
Tableau (4)

L'analyse de ces résultats montre que l'augmentation de la fréquence entraîne dans la plupart des cas une augmentation des pertes de couplage. Une variation de 2 à 3 m de la section des couloirs n'a pas d'effet systématique sur le coefficient de couplage. Par contre, on note que la polarisation verticale pose des problèmes dans de nombreux cas. Cette remarque est mise en évidence dans l'étude qui suit. On se propose cette fois-ci d'observer les effets de la distance émetteur-transition sur le niveau moyen des pertes consécutives à une transition. Nous avons tracé sur la planche (IV-20) le coefficient C en décibels en fonction de la distance émetteur-transition, celle-ci variant de 5 à 50 m. La fréquence est fixée à 1 GHz et la section des couloirs est de 2 m sur 2 m.

On constate que le coefficient de pertes fluctue beaucoup moins dans le cas de la polarisation horizontale. Il est aussi constamment plus faible que celui qui est obtenu dans le cas d'une polarisation verticale, qui devient critique pour certaines valeurs particulières de la position de l'émetteur dans le couloir n° 1.

Ces positions sont telles que l'incidence des premiers rayons réfléchis sur les parois du couloir excité sont proches de l'angle de Brewster. Cet angle correspond à une réflexion quasi-nulle du rayon. Ceci implique que les rayons qui éclairent l'arête diffractante sont d'ordre élevés donc peu énergétique et le champ diffracté vers le couloir n° 2 chute considérablement.

Influence de la distance émetteur - transition
sur le coefficient de pertes



c) Confrontation expérience - théorie

Le schéma de la Figure (IV-13) présente une vue de dessus de l'architecture interne du bâtiment dans lequel se sont effectués les enregistrements. Les couloirs ont une largeur de 2m50 et une hauteur de 2m20. L'émetteur se situe à 2 m de l'entrée du couloir noté C, à une hauteur de 1m80 pour la fréquence $F = 750$ MHz et 1m50 pour $F = 2,5$ GHz. Le récepteur se déplace successivement dans l'axe du couloir C puis dans celui du couloir D, à la même hauteur que l'émetteur.

On note que l'allure générale des courbes théoriques et expérimentales présentées sur les planches (IV-21) et (IV-22) est comparable en ce qui concerne la probabilité d'existence d'évanouissements profonds ainsi que leur nature (amplitude et largeur).

On constate par contre, qu'il existe un écart d'environ 10 dB entre les niveaux moyens théoriques et mesurés dans le couloir noté D.

Afin de rechercher la cause de cet écart, nous allons faire un rapprochement entre le modèle simulant un coude et le modèle, beaucoup plus simple, simulant un couloir rectiligne infini. Cette comparaison peut être effectuée lorsqu'on se place dans les conditions décrites sur la Figure (IV-14)

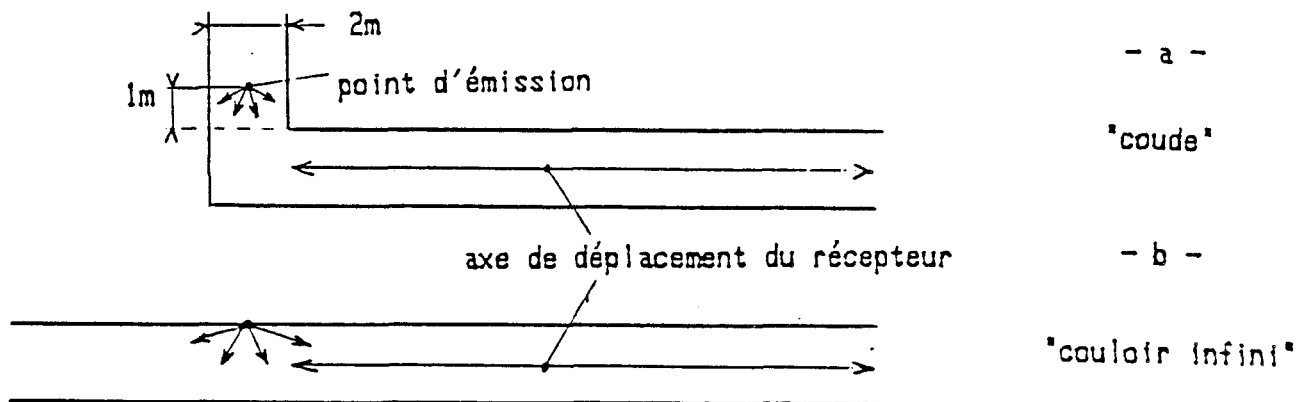
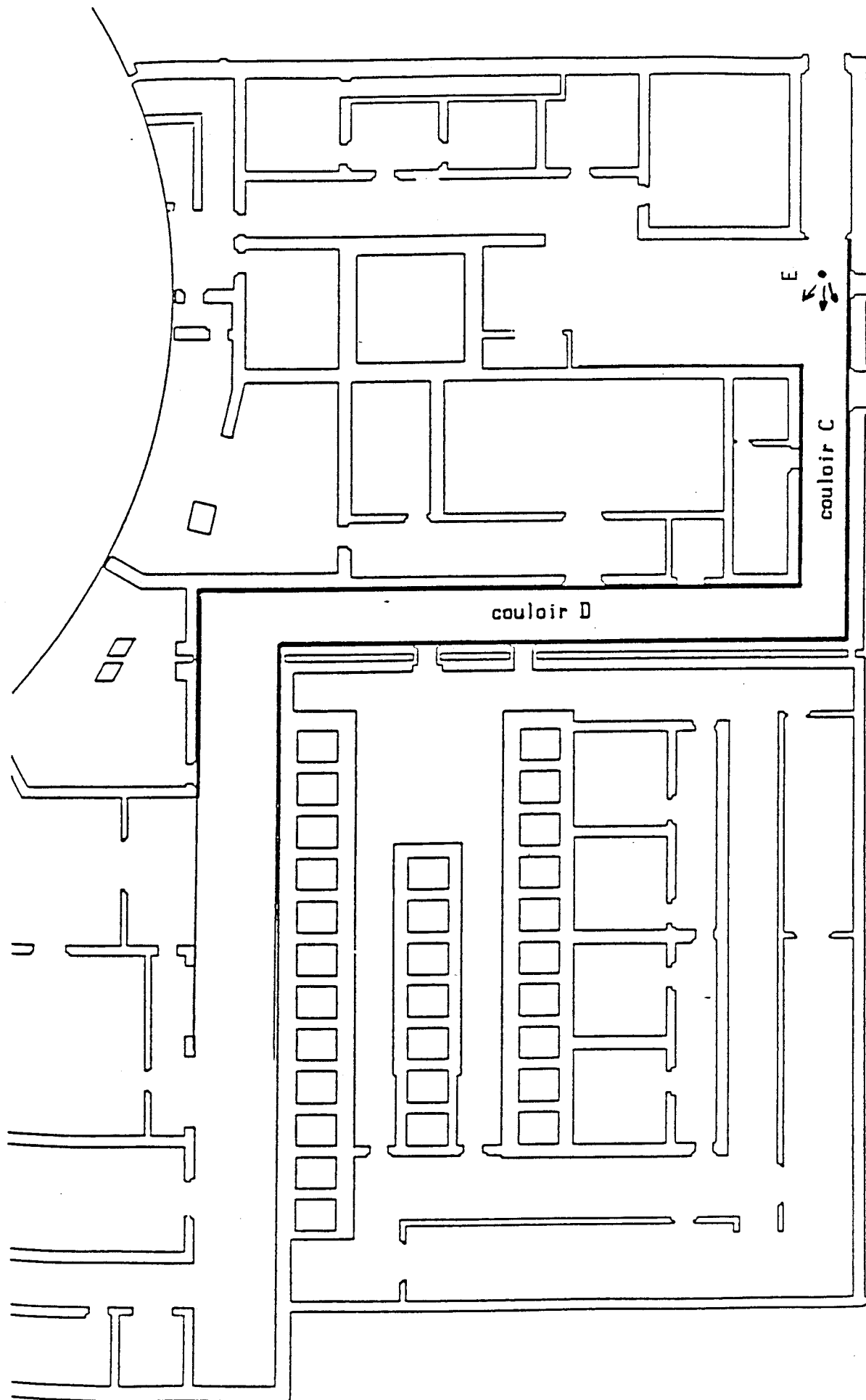


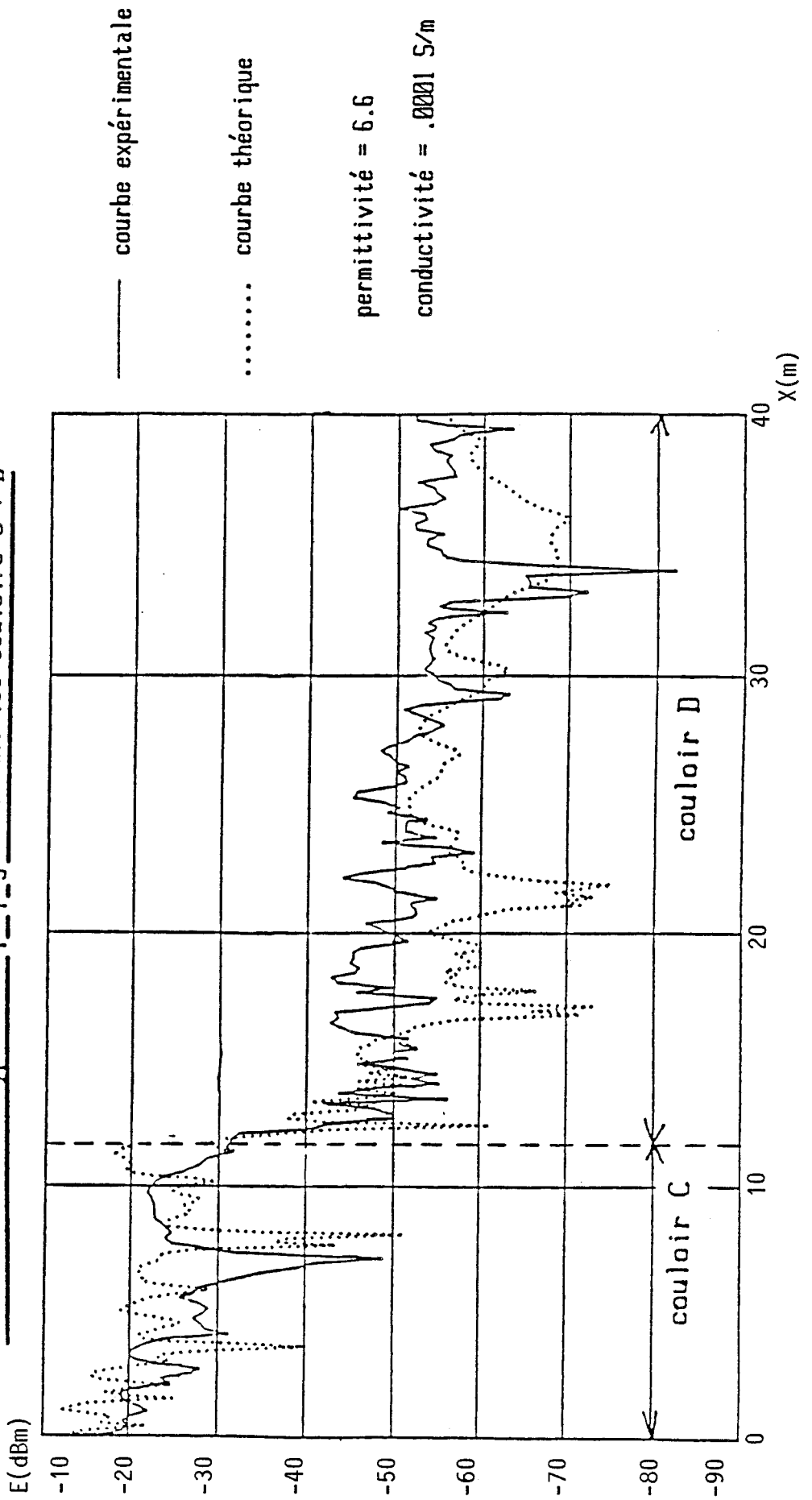
Figure (IV-14)

Figure (IV-13)

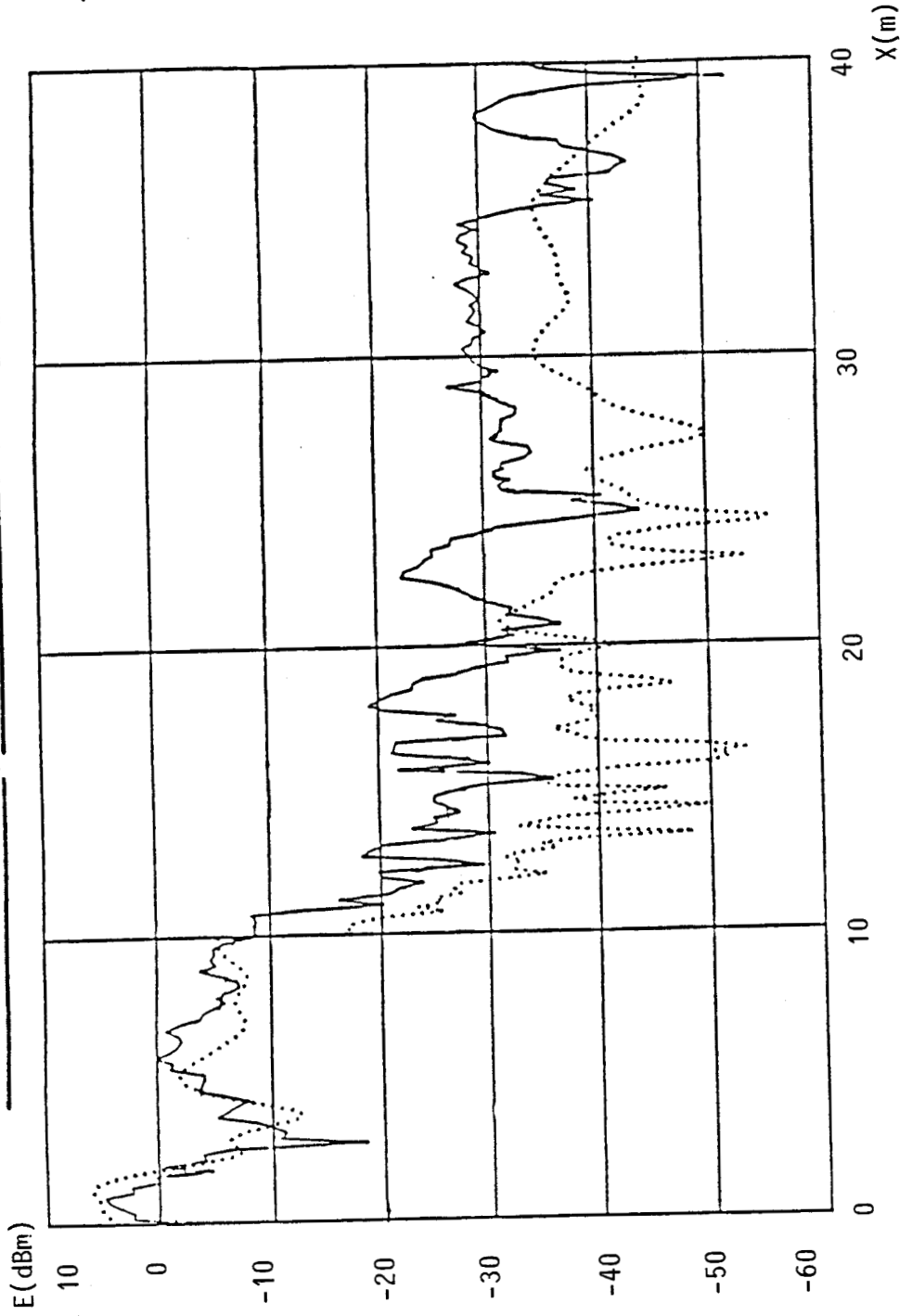
architecture interne d'un étage de B.A.N.



F = 2500 Hz / E-R type V-V / propagation dans les couloirs C + D



F=750MHz / émission-réception V-V / atténuation des couloirs C+D



Les courbes tracées sur la planche (IV-23) montrent le détail des fluctuations du champ diffracté et du champ réfléchi dans la configuration du type coude décrite sur la Figure (IV-14-a). Le champ réfléchi est important dans le second couloir en raison de la proximité de l'émetteur par rapport à la transition. Le champ total est représenté sur la planche (IV-24) ainsi que le champ calculé dans le cas d'un couloir rectiligne infini pour une position de la source indiquée sur la Figure (IV-14-b). On constate que les résultats sont très proches, comme le sont les conditions dans lesquelles le calcul a été effectué.

Les courbes correspondant à la somme du champ réfléchi et diffracté admettent des discontinuités qui proviennent de la limitation en hauteur de l'arête diffractante. Au sens de la T.U.D., ceci implique qu'il doit exister un champ diffracté supplémentaire, qui doit s'ajouter au champ diffracté par l'arête de manière à compenser ces discontinuités.

Il s'agit dans ce cas de la diffraction par les coins correspondants à l'intersection entre les murs des deux couloirs, le sol et le plafond. L'influence de ces coins peut paraître peu importante au sens de la géométrie (1 point) mais du point de vue électromagnétique on conçoit que ces régions de l'espace subissent une concentration de courants équivalents qui peut rayonner une énergie non négligeable en direction du second couloir. Cet effet est d'autant plus important que l'incidence des rayons au niveau du coin est faible ou que la distance émetteur - transition est grande.

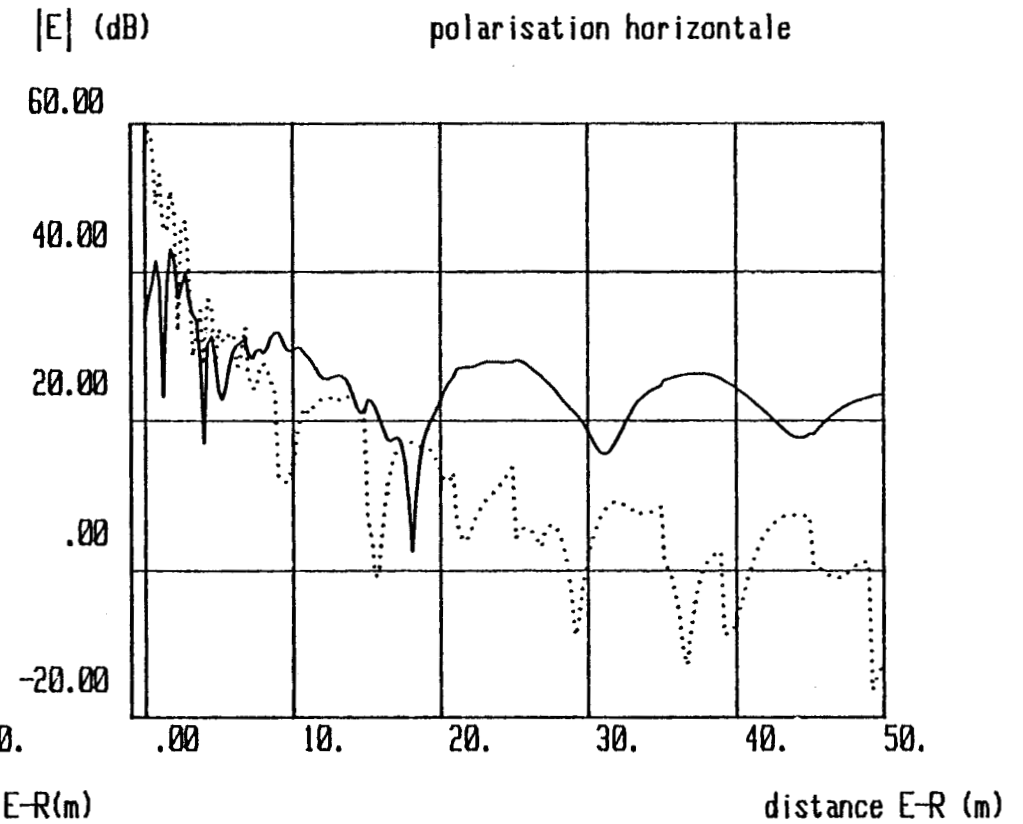
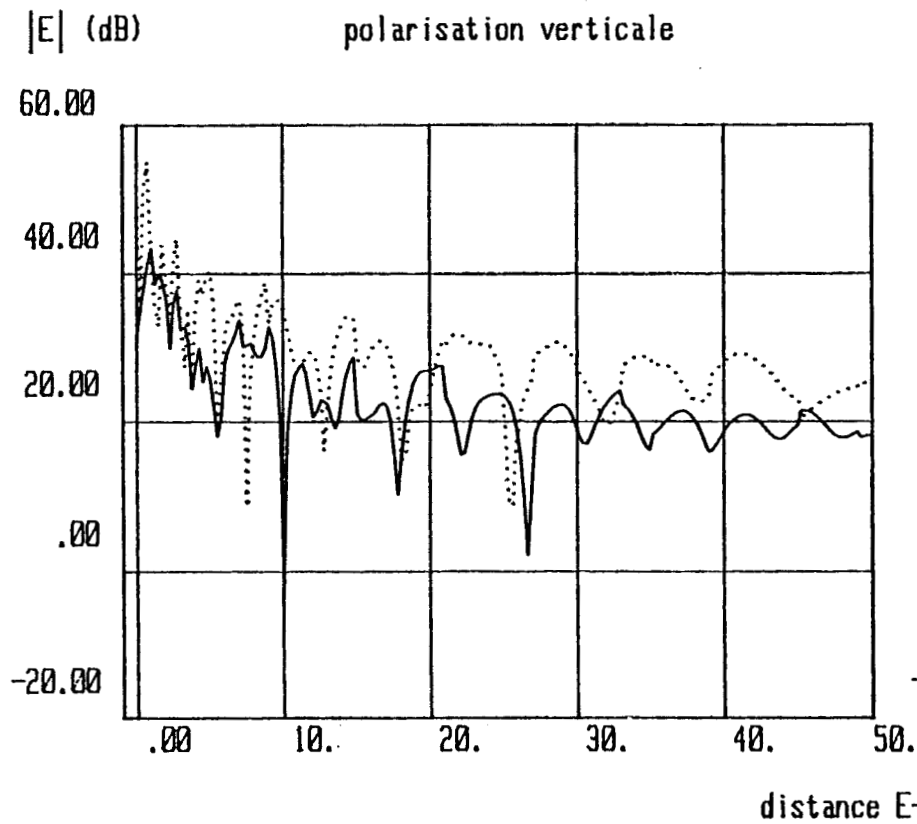
L'influence de la diffraction par les coins peut constituer une partie de l'explication des dispersions observées entre théorie et mesure. D'autres remarques peuvent constituer des éléments d'explication. Nous avons attiré l'attention sur la difficulté concernant la détermination précise des pertes de couplage. Nous avons mis au point un modèle idéalisé qui suppose l'homogénéité des parois réfléchissantes que ce soient les murs, le sol ou le plafond. Des mesures de réflexion nous ont permis d'approcher la valeur de la permittivité et de la conductivité d'une paroi.

DISTANCE EMETTEUR-TRANSITION : 1 mètre

fréquence : $F = 1\text{GHz}$

— E diffracté

... E réfléchi

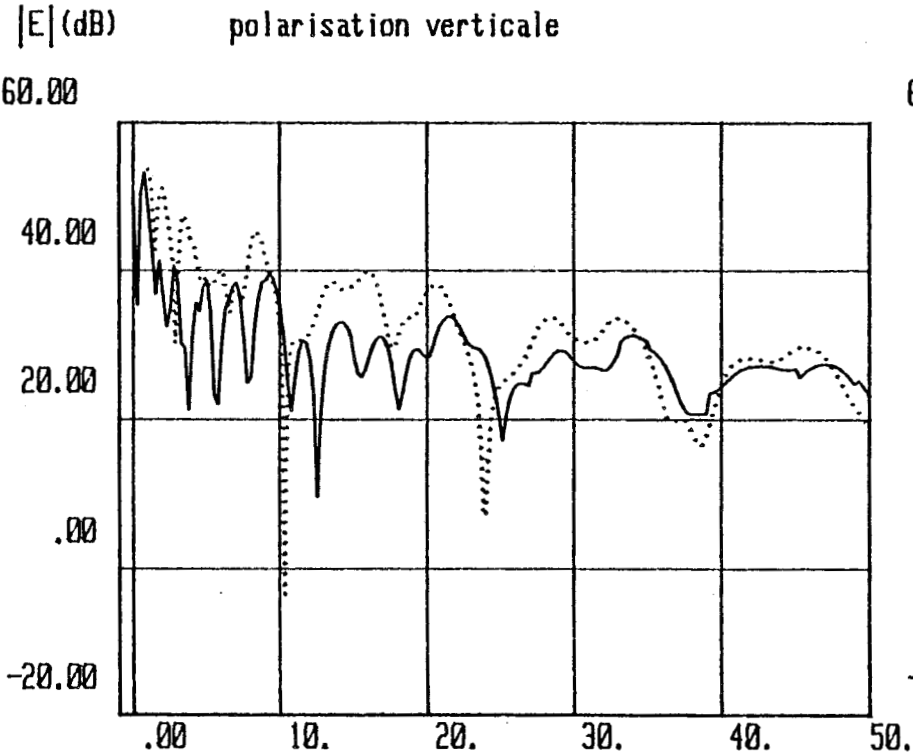


DISTANCE EMETTEUR-TRANSITION : 1 mètre

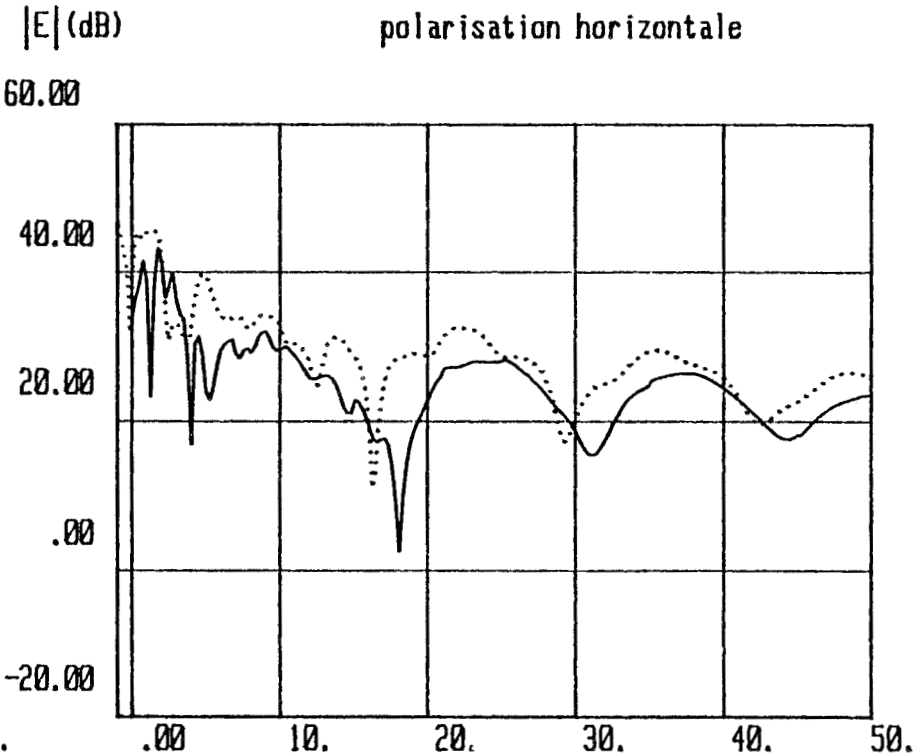
fréquence : $F = 1\text{GHz}$

— Eref + Ediff

... E(couloir infini)



distance E-R (m)



distance E-R(m)

Nous avons tenu compte de l'arête convexe pouvant effectivement diffracter les ondes électromagnétiques. En ce qui concerne les arêtes de type concave, il ressort d'une étude bibliographique [12] que les seuls phénomènes existant dans ce cas sont des réflexions multiples qui ne nécessitent aucun supplément en rayons de type diffracté.

IV.3) TELECOMMUNICATIONS EN TUNNEL DE METRO

IV.3.1) Description d'un modèle théorique simulant l'influence de la présence d'une rame de métro sur la propagation d'une onde hyperfréquence en tunnel

a) Introduction des phénomènes de masquage dus à la présence d'une rame dans le modèle du tunnel rectiligne

En supposant que l'on puisse ramener toute forme de section droite de tunnel à une section rectangulaire de surface équivalente, on peut modéliser la propagation guidée dans un tunnel de métro à l'aide d'un modèle théorique à base de rayons identique à celui utilisé dans le cas du couloir. Ce modèle servira de référence dans les sections rectilignes de tunnel.

D'autres configurations géométriques peuvent se présenter à l'intérieur d'un tunnel réel. En effet, il n'est pas rare qu'un tronçon de tunnel à deux voies se scinde en deux tronçons de tunnel à une seule voie. La configuration inverse est bien entendu aussi fréquente. Ces modifications géométriques concernent les dimensions transversales des parois du tunnel.

Une autre modification géométrique est obtenue par la présence d'une ou de plusieurs rames de métro à l'intérieur du tunnel.

Afin de simuler numériquement ces différents cas de figure, on se propose d'appliquer la théorie Uniforme de la Diffraction. Nous appliquerons cette méthode aux configurations géométriques idéalisées décrites sur la figure (IV-15).

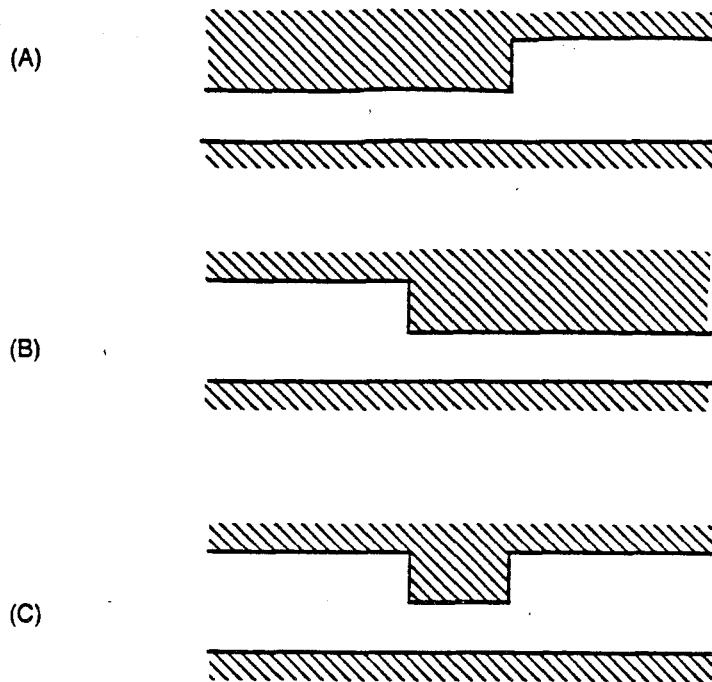


Figure (IV-15)

On peut remarquer que la rame de métro a été simplifiée à l'extrême. En effet, celle-ci est réduite à un parallélépipède rectangle que l'on a de plus rendu solidaire de l'une des parois verticales du tunnel. Cette approximation nous permet d'utiliser une partie des travaux effectués dans les cas (A) et (B) de la Figure (IV-15).

Dans l'étude théorique qui suit nous allons tout d'abord décrire la façon dont on prend en compte les rayons réfléchis dans chacune des trois configurations de la figure (IV-15). Dans une seconde étape, on présente la démarche adoptée pour inclure les rayons diffractés par les bords de la rame-obstacle.

Une modification quelconque de la section droite du tunnel entraîne qu'une partie des rayons réfléchis sont soumis à des phénomènes de masquage. En effet, certaines surfaces appartenant aux obstacles situés à l'intérieur du tunnel sont orientées de telle sorte qu'elles peuvent détourner de sa trajectoire initiale un rayon reliant l'émetteur et le récepteur lorsque le tunnel est vide.

Un exemple de ce type est représenté sur la figure (IV-16). La surface (S) symbolisant la face avant de la rame de métro est orientée suivant le vecteur s , dirigé dans le sens opposé à celui de la direction de propagation.

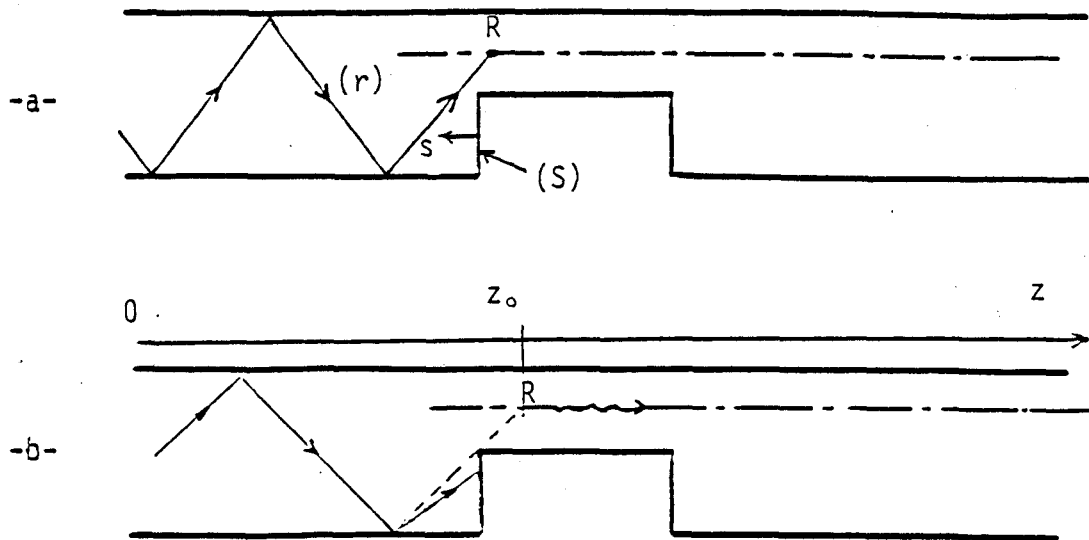


Figure (IV-16)

Tant que le rayon (r) reliant les points d'émission et de réception n'intercepte pas (S) (figure (IV-16a)), on doit tenir compte de l'énergie apportée par ce rayon au récepteur. Dès que le récepteur atteint la distance $z=z_0$, la trajectoire du rayon (r) est brusquement déviée par (S). A partir de $z=z_0$, le champ associé au rayon (r) n'est plus à prendre en compte. Le champ électrique associé au rayon (r) est calculé dans cet exemple au moyen de l'expression suivante :

$$E(r) = E_{\text{esp.lib.}} \cdot R^3 \cdot d(z-z_0)$$

où :

$E_{\text{esp.lib.}}$ = champ équivalent correspondant au trajet du rayon en espace libre

R^3 = coefficient de réflexion sur les parois du tunnel élevé à la puissance 3 égale au nombre de réflexions du rayon



$d(z-z_0)$ = fonction de masquage : $d = 1$ si $z < z_0$
 $d = 0$ si $z > z_0$

La fonction de masquage dépend de la position des émetteurs images, des récepteurs images et de la disposition des surfaces réfléchissantes. Tout changement de la configuration géométrique interne du tunnel entraîne une modification de la fonction de masquage.

Etudions le cas d'un rétrécissement de section droite. On suppose que la section transversale du tunnel se réduit brutalement à partir d'une abscisse z donnée. On se trouve dans la configuration géométrique décrite sur la Figure (IV-17).

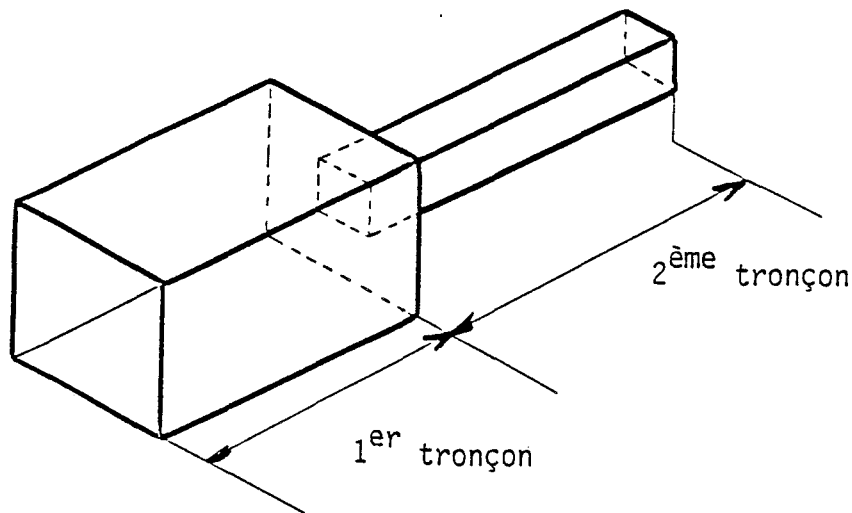


Figure (IV-17)

La diminution de section entraîne que le nombre de réflexions d'un rayon pénétrant dans le 2ème tronçon augmente. Pour tenir compte de cet effet, on prend comme points de réception les points images du récepteur par rapport aux parois du 2ème tronçon. Les points d'émission sont les points images de l'émetteur par rapport aux parois du 1er tronçon. La liaison entre chaque émetteur image et récepteur image représente un chemin possible pour l'onde électromagnétique. L'étape suivante consiste

à prendre en compte les phénomènes de masquage des rayons réfléchis. Pour obtenir un gain en temps de calcul, on ne calcule pas directement la fonction de masquage. On recherche plutôt tous les couples émetteur - récepteur image pouvant être reliés par une droite qui n'intercepte que des plans orientés perpendiculairement à la direction de propagation (ex : plan 1 de la figure (IV-18)).

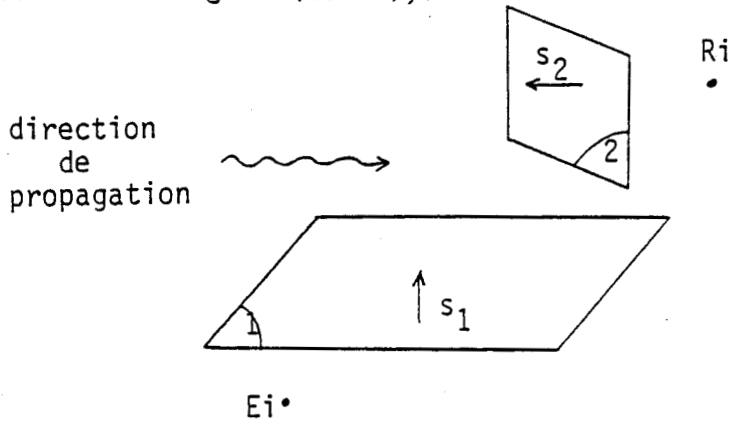


Figure (IV-18)

Afin d'isoler les couples émetteur - récepteur images représentant des rayons réfléchis, on considère toutes les images de l'émetteur dans le 1^{er} tronçon et on étudie le couplage de ceux-ci avec un "mini-tunnel" de section $(s) < (S)$ comme l'indique la figure (IV-19).

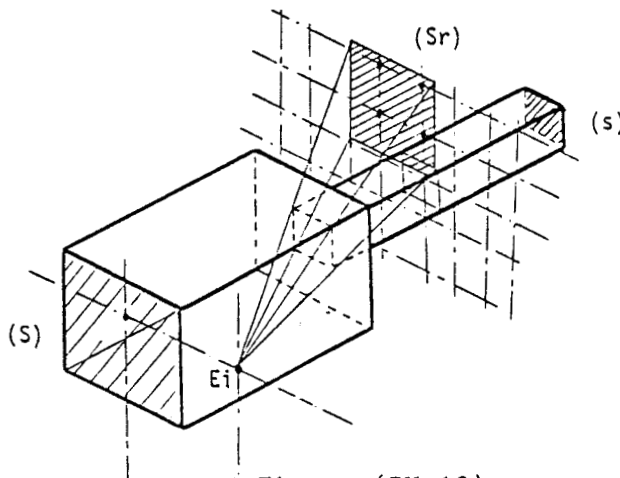


Figure (IV-19)

Tous les récepteurs fictifs atteints par un émetteur image sont situés à l'intérieur d'une surface rectangulaire (Sr) , intersection entre le plan transversal contenant le récepteur et un cône pyramidal. Ce cône a pour sommet le point fictif d'émission considéré Ei et pour base la section transversale de l'entrée du mini-tunnel.

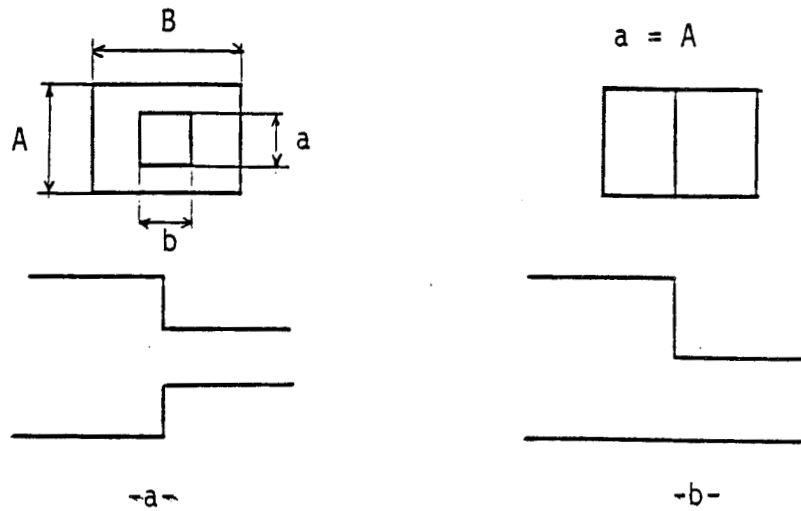


Figure (IV-20)

La figure (IV-20a) montre une vue de dessus du rétrécissement de section droite dans le cas général où la largeur et la hauteur ont été simultanément modifiées.

Le programme de calcul numérique a été mis au point dans les conditions géométriques décrites sur la figure (IV-20b) représentant le passage d'un tunnel 2 voies à un tunnel 1 voie.

La planche (IV-25) représente le champ électrique réfléchi calculé dans la configuration géométrique de la figure (IV-21) à la fréquence de 10 GHz en polarisation verticale.

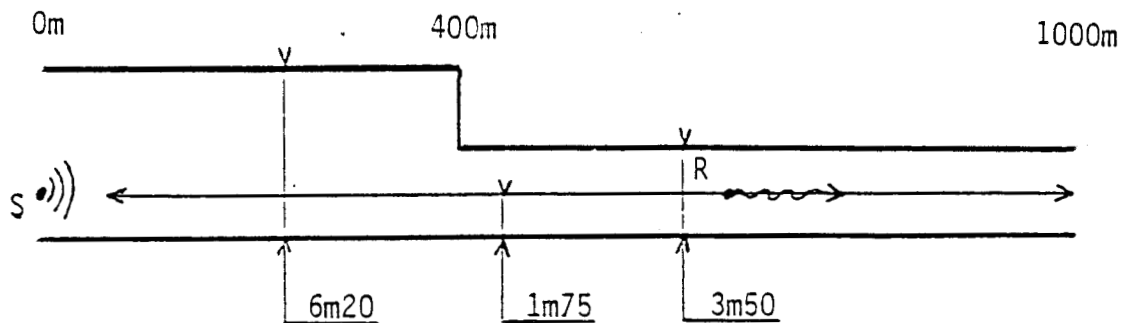
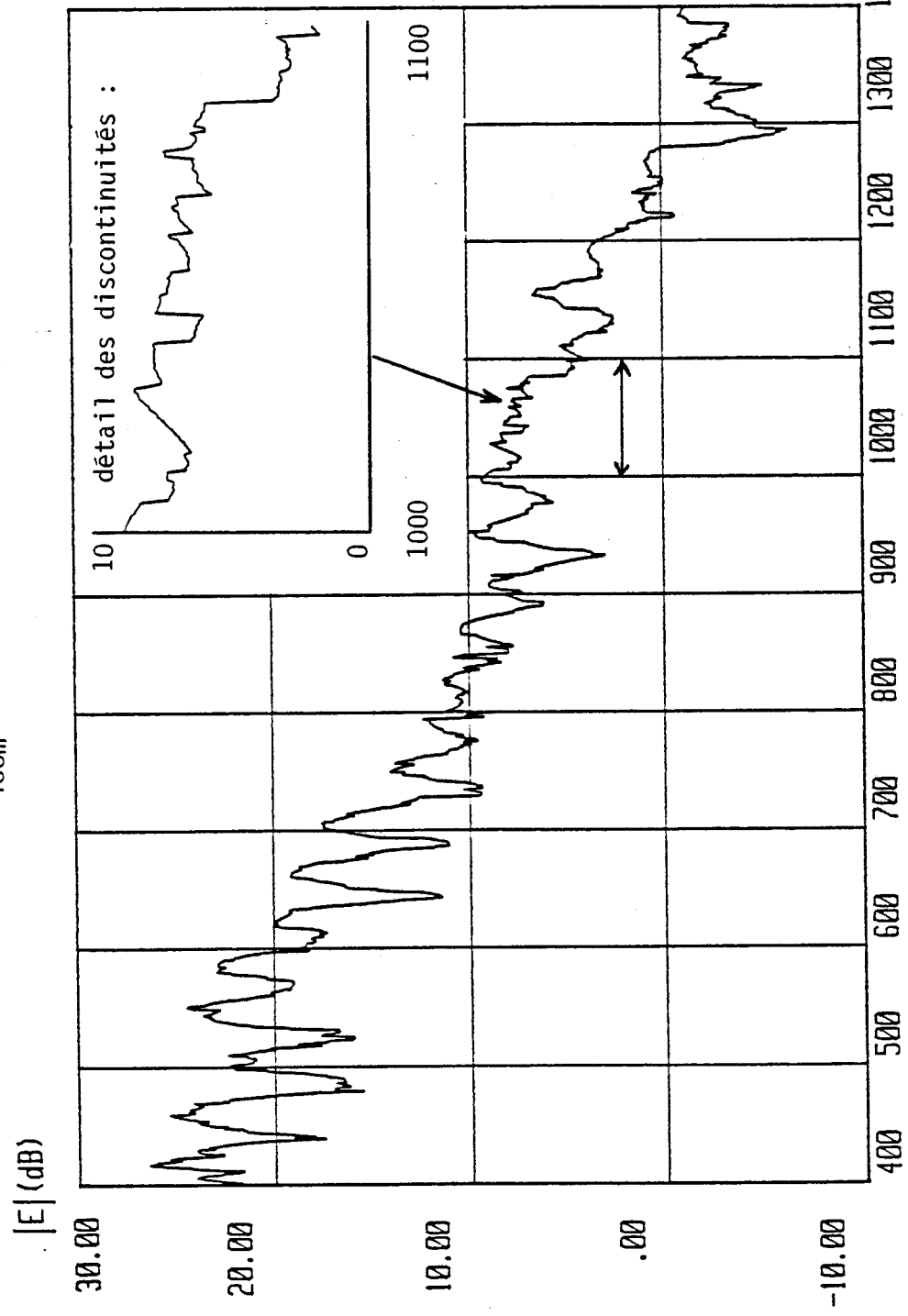
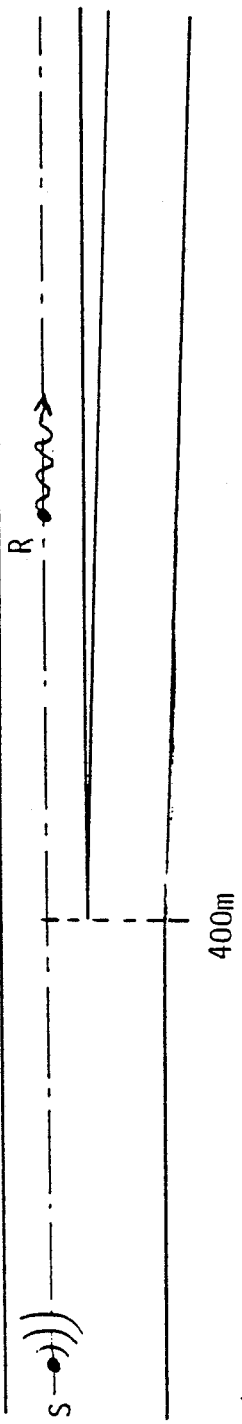
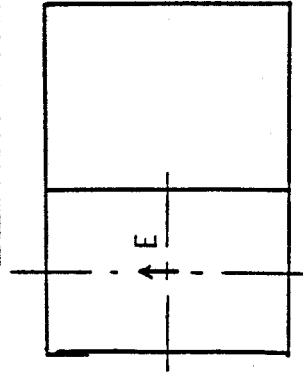


Figure (IV-21)

Le masquage occasionné par le rétrécissement du tunnel fait apparaître de nombreuses discontinuités du champ réfléchi (cf. agrandissement de la planche (IV-25)). Ces discontinuités correspondent à la disparition de rayons ne pouvant plus atteindre le récepteur lorsque celui-ci s'éloigne de l'émetteur à l'intérieur du 2^{ème} tronçon du tunnel. Afin d'accéder au

Amplitude du champ réfléchi dans le tunnel 1 voie



Tunnel 2 voies : 4m x 6m20
 Tunnel 1 voie : 4m x 3m50
 Transition à 400m de la source

Fréquence : 1 GHz

polarisation : Verticale

caractéristiques des parois :

permittivité relative = 10

conductivité = 0.001 S/m

distance E-R(m)

champ réel présent à l'intérieur du 2^{ème} tronçon, il sera donc nécessaire de prendre en compte la diffraction par l'arête droite créée au changement de section transversale du tunnel.

Si l'on considère le cas de l'élargissement du tunnel, le calcul est identique à celui effectué dans le cas du rétrécissement. Le module informatique utilisé dans ce cas peut être appliqué à condition d'utiliser les coordonnées des émetteurs images formés par réflexions à l'intérieur du 1^{er} tronçon. De la même façon que précédemment, on se limitera au cas géométrique particulier décrit sur la figure (IV-22).

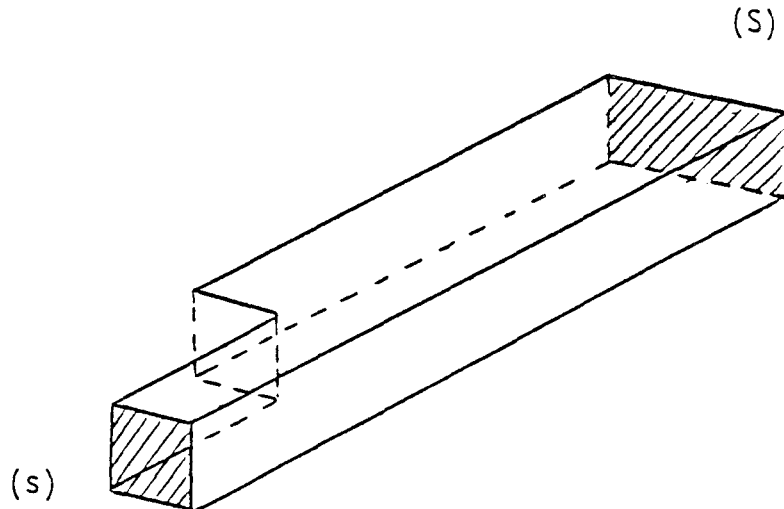


Figure (IV-22)

Le cas du rétrécissement localisé permet de décrire le comportement du champ électromagnétique dans un tunnel comportant une rame symbolisée par un parallélépipède de largeur et de longueur variables.

La recherche de tous les rayons réfléchis reliant le point source au point de calcul s'effectue dans les conditions géométriques de la figure (IV-23).

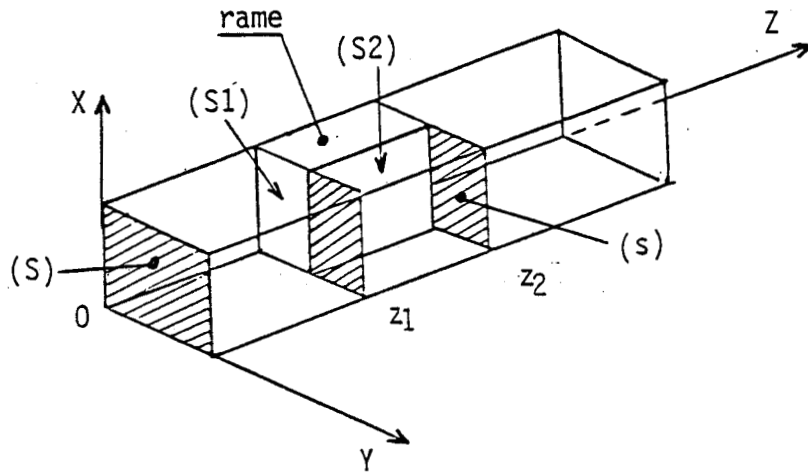


Figure (IV-23)

L'effet de masquage occasionnant des pertes en réflexion sera dû essentiellement aux surfaces transversales (S1) et (S2).

La zone située entre z_1 et z_2 constitue un guide de section (s) inférieure à la section (S) du tunnel vide. Par conséquent, le champ réfléchi aura une atténuation linéique supérieure dans cette zone. Toutefois, on peut remarquer que cet effet sera très localisé en raison de la faible longueur de la rame comparée à celle du tunnel. Au niveau du calcul, on ne retient que les rayons ayant des incidences qui leur permettent à la fois d'entrer et de sortir de la zone de transition située entre z_1 et z_2 .

Les conditions géométriques de circulation de ces rayons sont décrites dans le plan yOz puisque la dissymétrie du problème se situe uniquement dans ce plan. La recherche de tous les rayons réfléchis susceptibles d'atteindre le récepteur s'effectue à partir des images de celui-ci. Le même raisonnement peut être fait en considérant les images du point source.

La première étape consiste à considérer un guide d'onde diélectrique à plans parallèles de longueur finie. Ensuite, on considère l'une après l'autre les différentes images du récepteur et de l'émetteur par rapport aux parois du tunnel de large section. Ces images sont toujours situées avant et après le passage de section réduite (s).

L'étape initiale est la plus importante car elle permet de relier deux points à l'extérieur du tronçon, tandis que la seconde n'est qu'une étape itérative sur les diverses positions possibles de ces deux points, à condition toutefois de tenir compte du nombre de réflexions supplémentaires sur les parois du guide de section (S).

Pour effectuer ce travail, nous allons chercher successivement tous les rayons ayant subi 0, 1, 2 puis N réflexions dans le rétrécissement local. La figure (IV-24) montre que seuls les rayons situés à la fois dans les secteurs D1 M D2 et D3 M D4 sont susceptibles de traverser le mini-tunnel sans une seule réflexion. Les demi-droites D1, D2, D3, D4 sont celles qui relient le point de réception M aux points marquant les extrémités du guide, notés respectivement A1, A2, A3, A4.

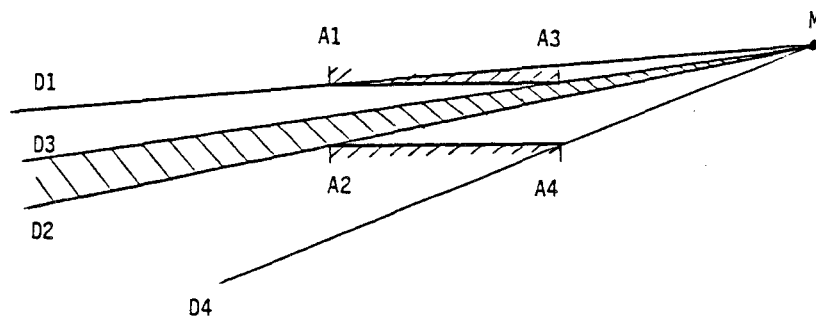


Figure (IV-24)

Si on désire maintenant déterminer tous les chemins contenant une seule réflexion dans le mini-tunnel, on ne doit retenir que les émetteurs situés dans le secteur géométrique D1-M'-D2. Comme le montre la figure (IV-25) l'image de ce secteur est entièrement située dans le secteur D3-M-D4 contenant tous les rayons susceptibles de sortir du tunnel vers le récepteur réel.

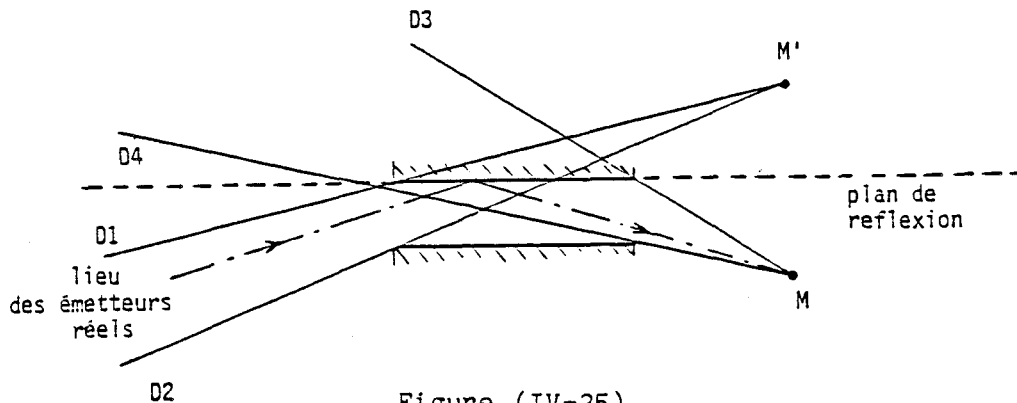


Figure (IV-25)

Remarque : la figure (IV-26) indique que si l'émetteur et le récepteur sont situés tous les deux dans la zone (1), il existera deux rayons capables d'atteindre le point de calcul en subissant une seule réflexion. Par contre, si l'un des deux points à relier quitte cette zone, il ne restera plus qu'un seul chemin possible entre ces points.

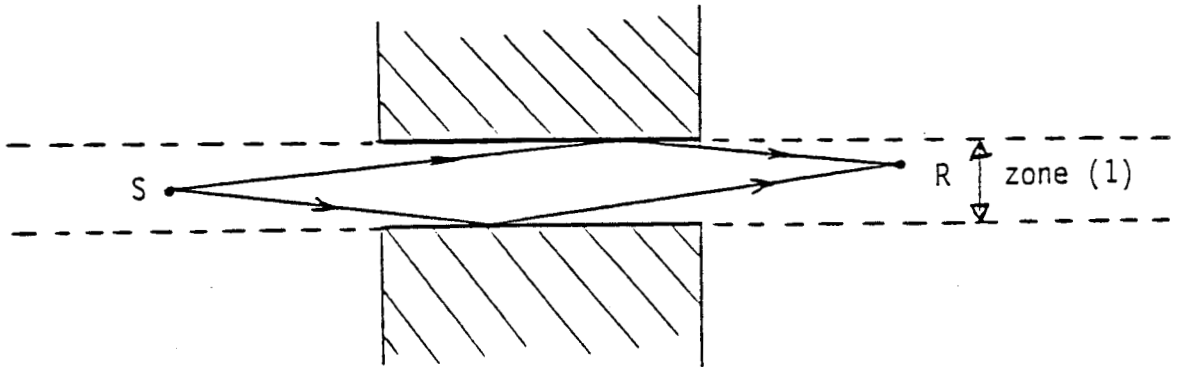


Figure (IV-26) : Détermination du nombre de rayons réfléchis une seule fois.

On s'intéresse ensuite aux rayons subissant 2 réflexions dans le tunnel. Les émetteurs réels créant ce type de rayon sont ceux situés dans le secteur D1-M'-D2 et dont l'image par rapport aux deux plans du tunnel est située à l'intérieur du secteur D3-M-D4. La figure (IV-27) montre un exemple de configuration de ce type.

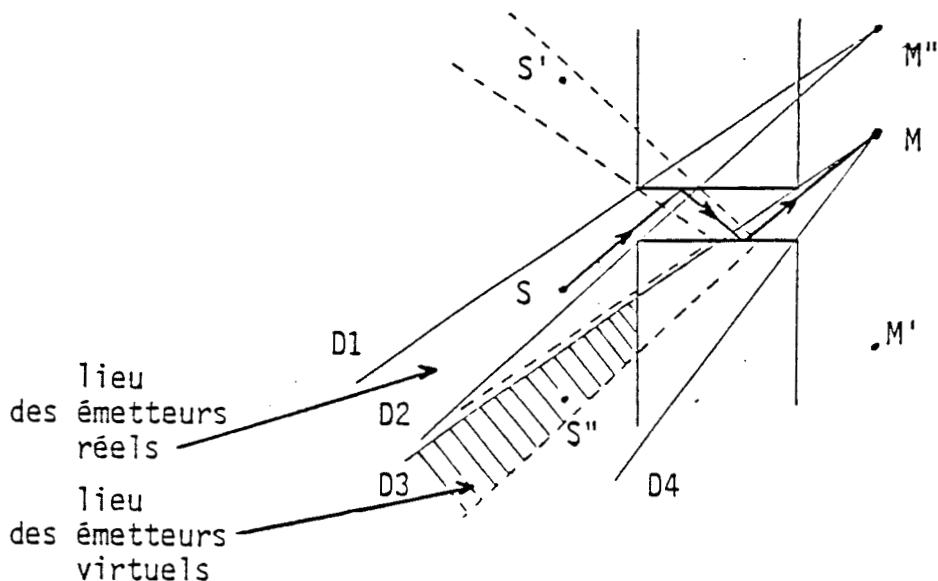


Figure (IV-27) : Condition de passage des rayons subissant 2 réflexions

On remarque également que si les points source et récepteurs réels sont situés dans la zone (1), on peut être amené à tenir compte de 2 rayons subissant 2 réflexions.

Les figures (IV-28) et (IV-29) montrent que l'on peut étendre les précédents résultats au cas général d'un rayon subissant $2n$ et $2n+1$ réflexions dans le canal constitué par le tunnel.

La détermination du champ réfléchi total dans le cas d'un rétrécissement unilatéral consiste à appliquer le code de calcul précédent à tous les couples d'émetteurs et de récepteurs images E_i , E'_i , R_i , R'_i des points d'émission E_0 et de réception R_0 par rapport aux parois du tunnel principal. La figure (IV-30) représente la géométrie finale du problème dans laquelle nous avons mis en évidence en trait pointillé le cas du rétrécissement étudié dans la première étape du calcul.

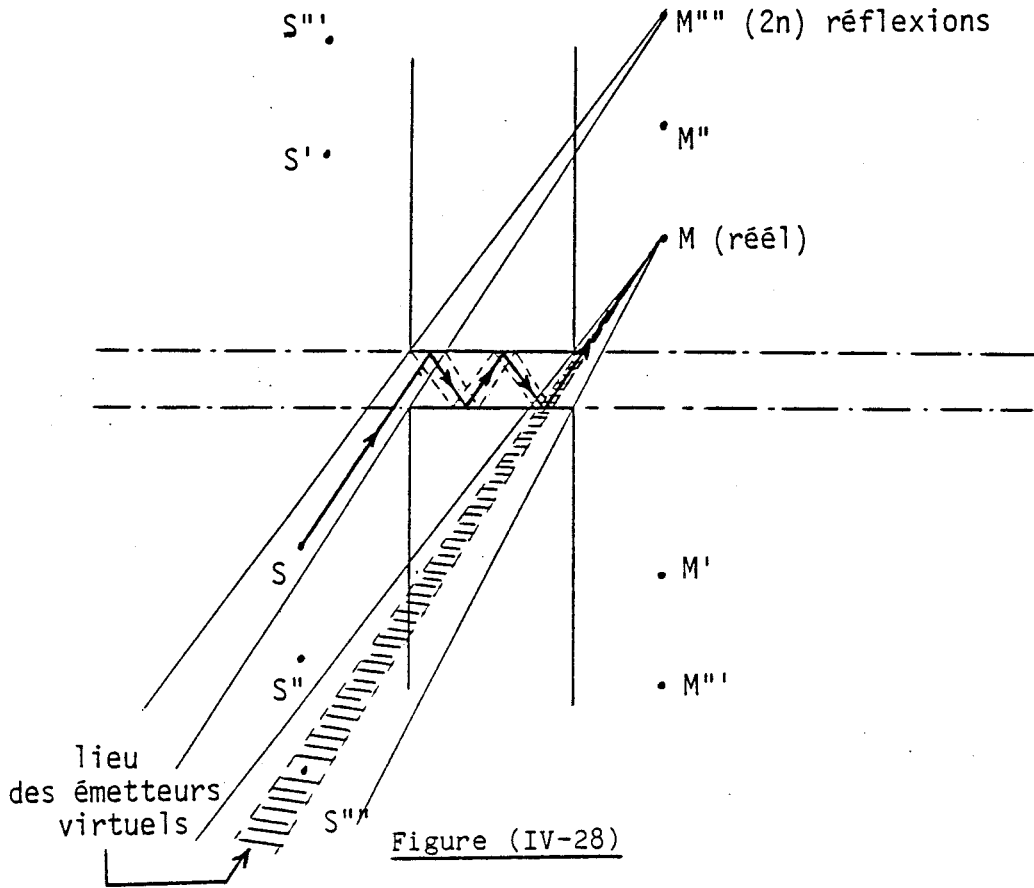


Figure (IV-28)

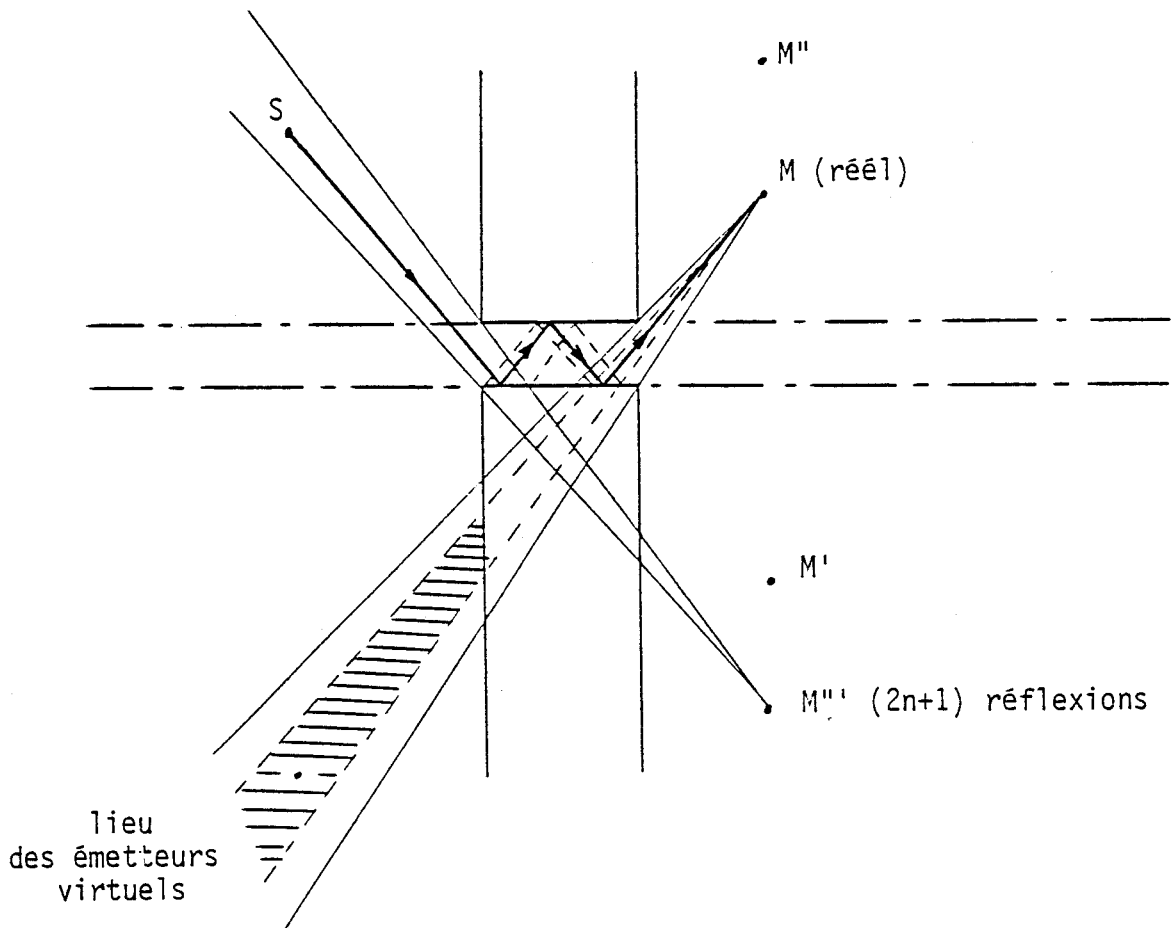


Figure (IV-29)

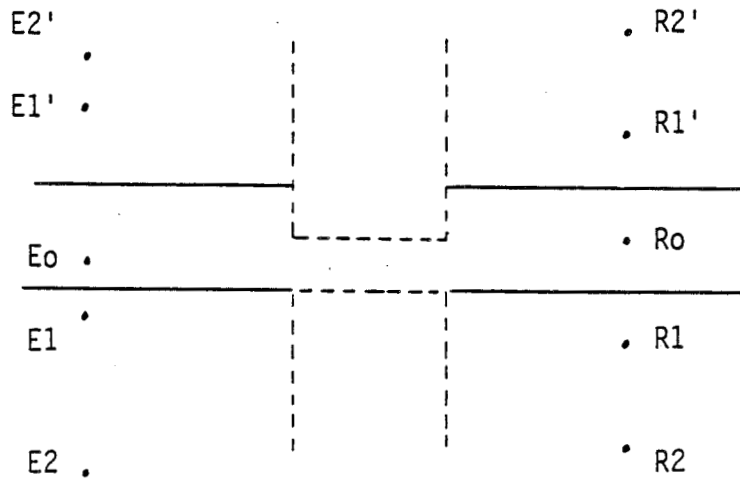
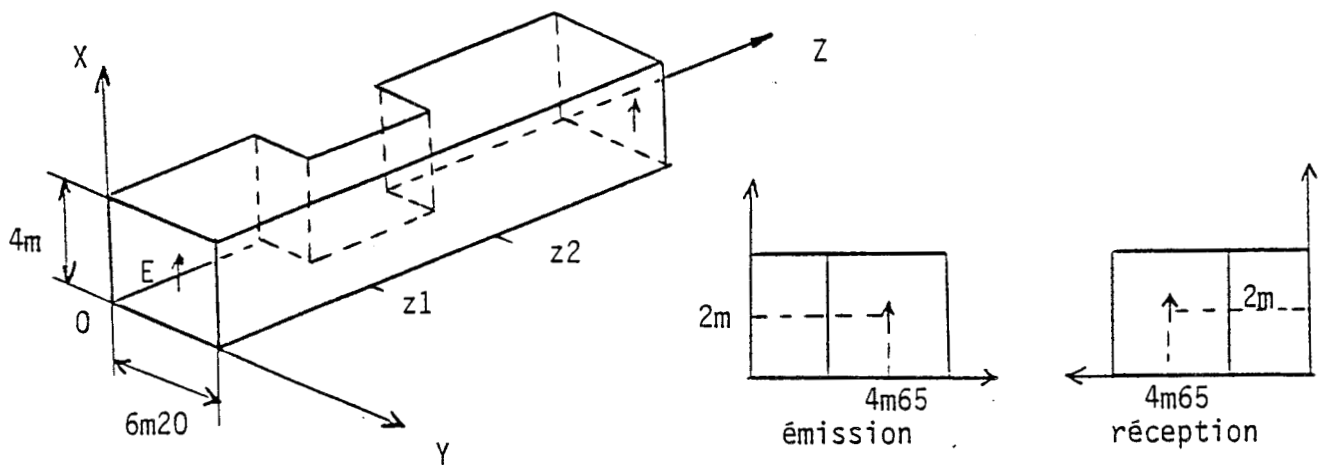


Figure (IV-30)

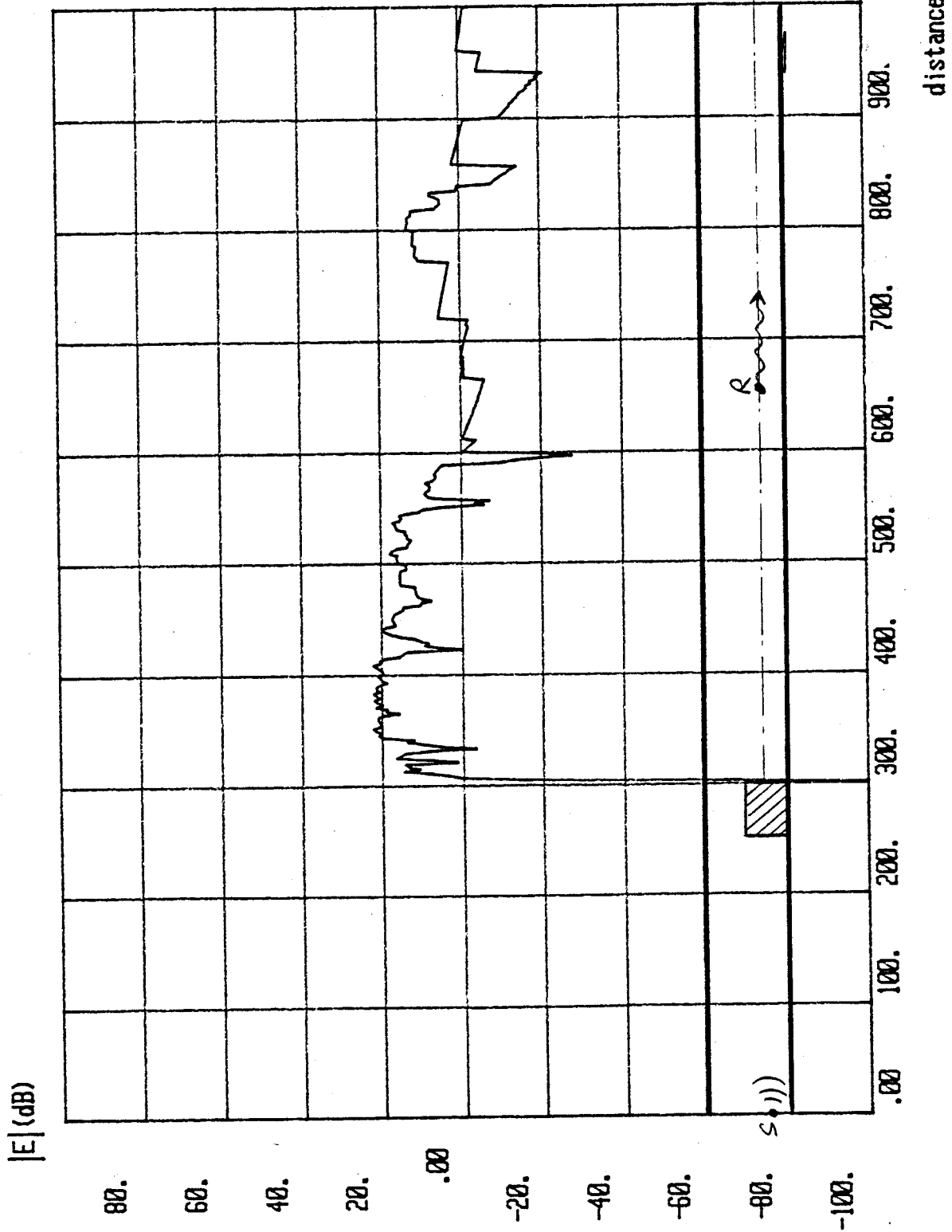
La planche (IV-26) montre un exemple de courbe obtenue lors du calcul du champ réfléchi dans la configuration géométrique décrite sur la figure (IV-31).



z1 = 250 m
z2 = 300 m

Figure (IV-31)

Eréfléchi / l(rame) = 3m10 à 250 m de la source à 1GHz



b) Calcul du champ diffracté par les extrémités de la rame

Le paragraphe précédent nous a permis de mettre en évidence une fois de plus les limites d'application de la théorie des rayons de l'optique géométrique. Les effets de masquage se traduisent par la présence de discontinuités brutales dans l'amplitude du champ réfléchi lorsque le point de réception se déplace sur une ligne droite parallèle à l'axe du tunnel. En réalité, il est évident que l'amplitude du champ électrique varie de façon continue.

Cette continuité du champ est obtenue lorsque l'on ajoute la contribution des rayons diffractés à celle des rayons réfléchis. C'est cette contribution qu'on se propose de calculer à présent.

Comme on peut le voir sur la figure (IV-32), les éléments diffractants sont constitués par les segments de droite verticaux (s1) et (s2) limitant les surfaces du parallélépipède pris comme obstacle à l'intérieur du tunnel.

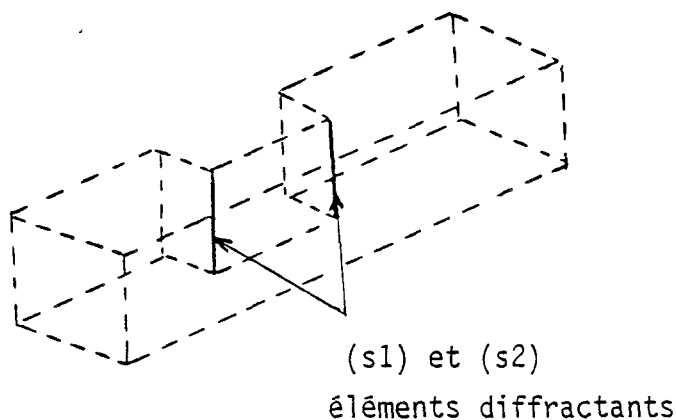


Figure (IV-32)

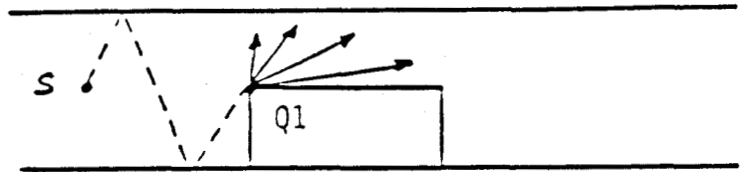
(S1) et (S2) correspondent aux arêtes des dièdres formés par la face latérale et les faces avant et arrière de la rame. Le calcul des champs diffractés par (s1) et (s2) se fait séparément de manière à étudier la contribution relative de chaque élément de la structure au champ total.

La décomposition de la géométrie en configurations canoniques montre que seul le cas de la diffraction par un dièdre diélectrique d'angle $\pi/2$ est à considérer.

La figure (IV-33a) montre une vue de dessus du tunnel dans lequel un rayon réfléchi atteint un point Q_1 de l'arête du dièdre $D1$. Après interaction avec celui-ci, l'énergie véhiculée par le rayon incident se répartit suivant plusieurs directions. Chacune d'elles représente un rayon diffracté qui va subir de multiples réflexions sur les parois de la structure géométrique située au-delà du premier dièdre.

diffracted par le dièdre $D1$

-a-



diffracted par le dièdre $D2$

-b-

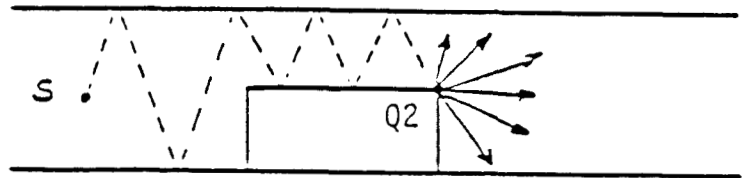


Figure (IV-33)

L'expression mathématique (IV-4) permet de calculer la valeur du champ électrique associé à ce type de rayon.

Chaque terme est écrit sous une forme simplifiée afin de faciliter la compréhension de l'expression globale :

$$E_{D1} = E(Q_1) \cdot R(n,m) \cdot R(N,M) \cdot A(r) \cdot e^{-jkr} \cdot D \cdot f_1(\text{test}) \quad (\text{IV-4})$$

où :

$E(Q_1)$ = champ atteignant le point Q_1 après multiples réflexions dans le tronçon contenant la source.

$R(n,m)$ = facteur de réflexion dans le tronçon de faible section. n et m sont les nombres de réflexions sur les surfaces horizontales et verticales (cf. page 3).

$R(N,M)$ = facteur de réflexion dans le dernier tronçon. N et M sont les nombres de réflexions sur les surfaces verticales et horizontales du tunnel (cf. page 3).

$A(r)$ = facteur traduisant la conservation d'énergie dans un tube de rayons dans la direction de diffraction.

e^{-jkr} = terme de phase associé au chemin de longueur r parcouru par l'onde après interaction avec le dièdre.

D = coefficient de diffraction dyadique du dièdre. D est exprimé dans un système de coordonnées à bord fixe (cf. chapitre II).

$f_1(\text{test})$ = fonction binaire = 0 si le point de calcul est situé dans une zone d'ombre.

= 1 si le point de calcul est situé dans une zone éclairée.

De la même façon, la figure (IV-33b) fait apparaître un rayon incident en un point Q_2 du dièdre (D2) qui diffracte vers l'extrémité du tunnel de section redevenue de large section.

L'expression (IV-5) est utilisée pour le calcul du champ diffracté. Dans ce cas, la fonction $f_2(\text{test})$ traduit l'effet de masque à l'entrée du mini-tunnel limitant la pénétration des rayons émis par la source.

$$E_{D2} = E(Q_2) \cdot R(N,M) \cdot A(r) \cdot e^{-jkr} \cdot D \cdot f_2(\text{test}) \quad (\text{IV-5})$$

$E(Q_2)$ est le champ réfléchi atteignant le point Q_2 du dièdre D2.

$R(N,M)$ est le coefficient de réflexion associé au chemin emprunté par le rayon diffracté dans le dernier tronçon de tunnel.

c) Calcul du champ total

Le champ électrique total en un point situé au-delà de la rame est égal à la somme du champ réfléchi, du champ diffracté par D_1 et du champ diffracté par D_2 . Le champ réfléchi peut contenir éventuellement la contribution d'un rayon direct dans le cas où un tel rayon peut relier la source au point de calcul. Nous avons vu précédemment que le champ diffracté par le dièdre D_1 dépendait d'une fonction test binaire. Cette fonction traduit le masquage des rayons diffractés en D_1 par le dièdre D_2 . La prise en compte des rayons diffractés par D_1 puis diffractés par D_2 après quelques réflexions dans la section localement rétrécie du tunnel compense les discontinuités du champ E_{D_1} dues à ce masquage.

D'autre part, dans le cas où le récepteur est situé à une abscisse proche de celle du plan (S_2) limitant la section transversale du rétrécissement local, la contribution du rayon diffracté par D_1 et rampant à la surface de (S_2) avant d'être diffracté par le dièdre D_2 pourrait être importante. Ce type de rayon n'ayant pas été introduit dans le modèle, nous avons fixé l'axe de réception de telle façon que le champ simplement diffracté E_{D_2} soit toujours prépondérant par rapport au champ doublement diffracté $E_{D_1+D_2}$. Ceci est réalisé lorsque l'abscisse de cet axe est égal au quart de la largeur du tunnel.

IV.3.2) Etude paramétrique du modèle

L'exploitation du modèle numérique a été réalisée en vue de caractériser essentiellement l'influence de la largeur de l'obstacle et de sa position vis-à-vis de la source hyperfréquence. Nous avons utilisé une fréquence de 10 GHz, l'onde étant polarisée verticalement. La direction du champ électrique est donc parallèle aux arêtes des dièdres diffractants. D'une façon générale le champ diffracté par un dièdre avec ce type de polarisation est légèrement inférieur à celui obtenu lorsque la polarisation est perpendiculaire à l'arête. C'est donc le cas le moins favorable.

a) Variation de la distance émetteur-rame

Le paramètre "distance émetteur-rame" est mis en évidence sur les schémas de la figure (IV.34). On considère le cas où une rame circule entre le mobile et le point fixe constituant les deux points à relier. Comme nous l'avons signalé dans l'approche théorique, le rétrécissement du tunnel dû à la présence d'une rame est limité à la variation d'un seul paramètre géométrique, en l'occurrence la largeur. Dans la suite de cette présentation, seule la configuration de la figure (IV.34b) a été étudiée.

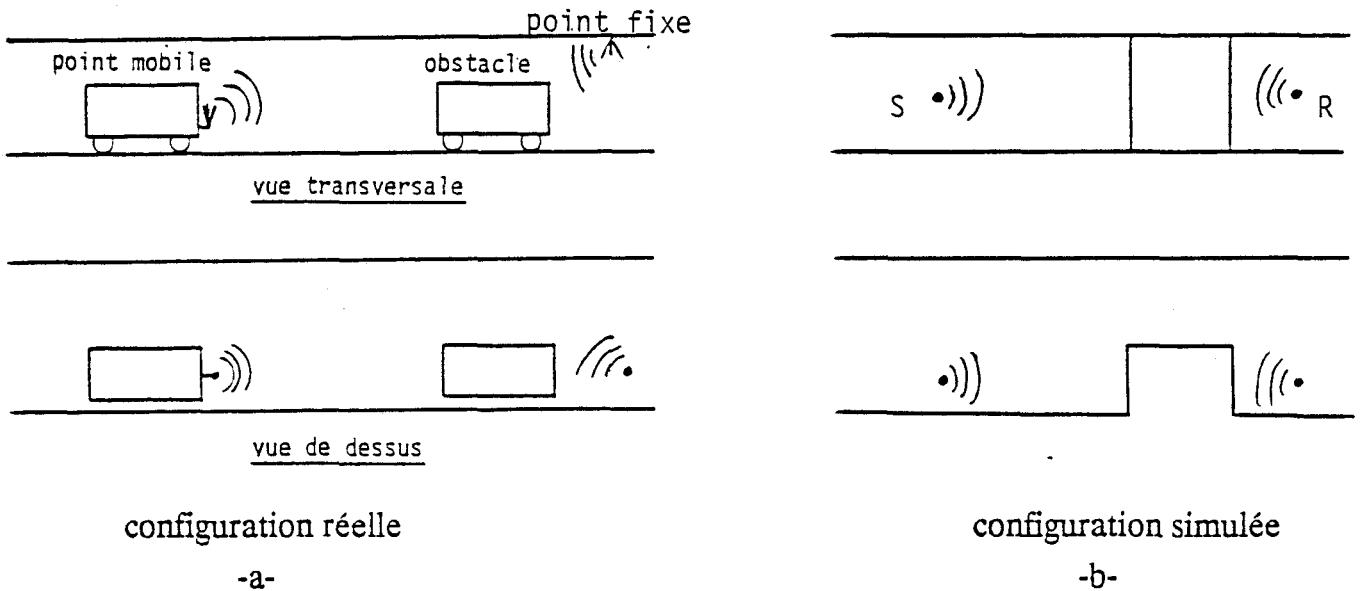


Figure (IV.34)

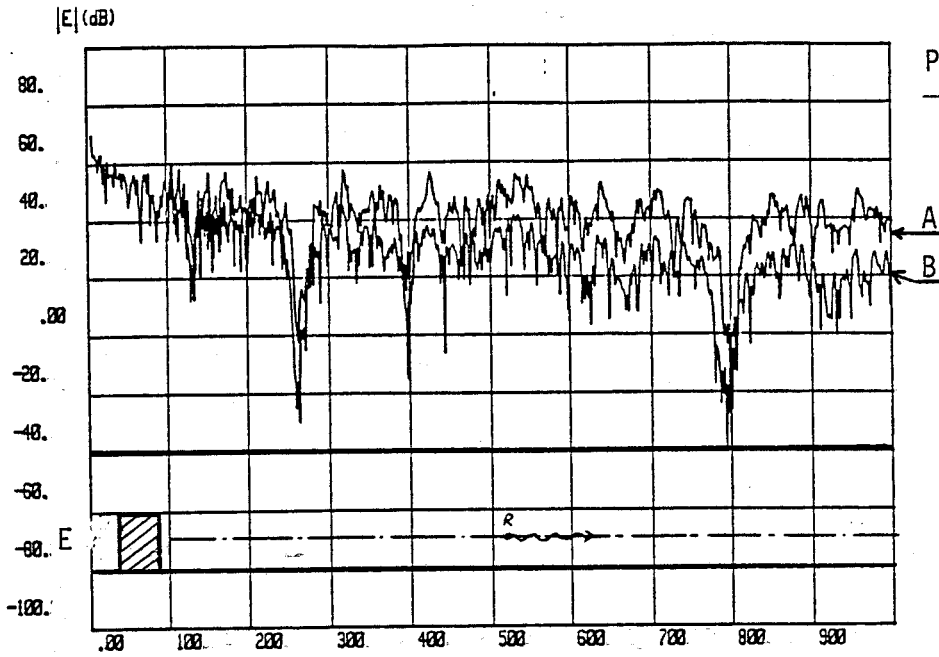
Cette configuration permet de simuler aussi bien le cas où la rame-obstacle est proche du point fixe que celui où un "engorgement" du trafic crée un rapprochement entre deux rames. La distance minimale entre l'émetteur et l'obstacle est limitée à 5 m afin de rester dans la limite de validité du modèle numérique. En effet, celui-ci suppose que le point source se situe à quelques longueurs d'onde de l'élément diffractant.

La planche (IV-27) montre les variations d'amplitude du champ réfléchi seul en absence de l'obstacle et en présence de celui-ci lorsque l'on se déplace sur un axe situé à la même abscisse que l'émetteur, c'est-à-dire au quart de la largeur du tunnel. Le parallélépipède pris comme obstacle a une longueur de 50 m. Les distances émetteur-obstacle sont de 15 m, 10 m et 5 m. L'observation de la chute du niveau moyen de champ réfléchi permet d'estimer rapidement (temps de calcul faible) à partir de quelle distance émetteur-rame le champ total risque de subir une baisse sensible. En l'occurrence, on constate qu'à partir de 15 m, la présence de la rame-obstacle fait chuter le niveau moyen du champ réfléchi d'environ 20 dB. Les calculs effectués avec des distances supérieures à 15m ne permettent pas de mettre en évidence une perte notable du champ réfléchi.

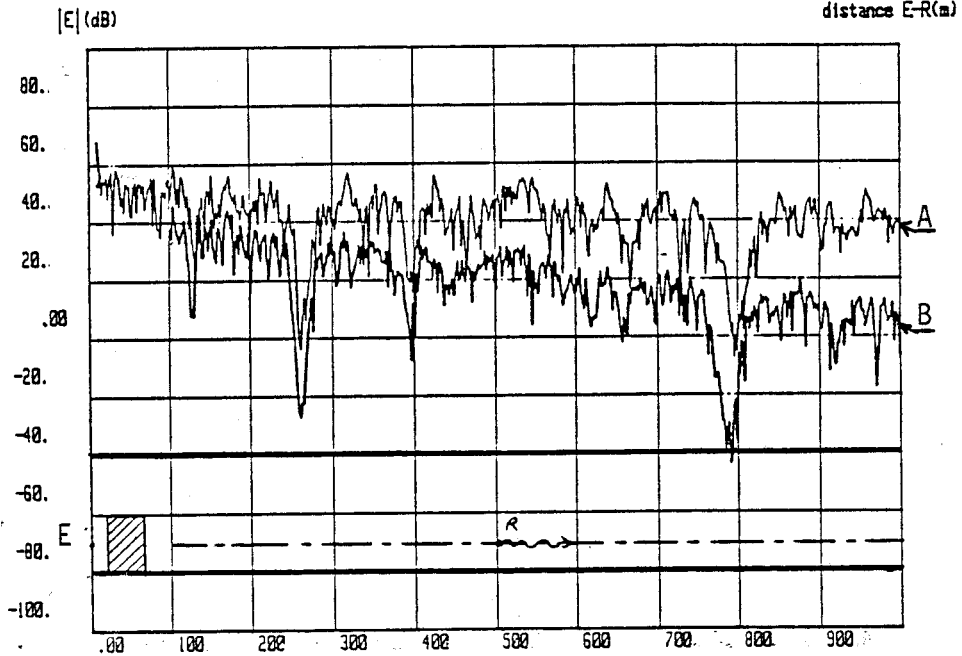
Evidemment, lorsque l'émetteur est à 5 m de la rame, le champ réfléchi subit une atténuation beaucoup plus importante. Ce cas particulièrement critique a fait l'objet d'un calcul complet prenant en compte les rayons diffractés. Les résultats de ce calcul sont reportés sur la planche (IV-28). Le champ diffracté par les dièdres D1 et D2, associés aux segments S1 et S2 (cf. figure IV.32), se situe à un niveau d'environ 35 dB en-dessous du niveau moyen du champ réfléchi dans le tunnel vide. Etant donné que le champ réfléchi s'atténue très rapidement, la perte totale de champ est égale à la différence entre le niveau du champ réfléchi dans le tunnel vide et celui du champ diffracté par D1+D2 dans le tunnel obstrué. Par conséquent, cette perte est égale à 35 dB.

distances
émetteur-récepteur

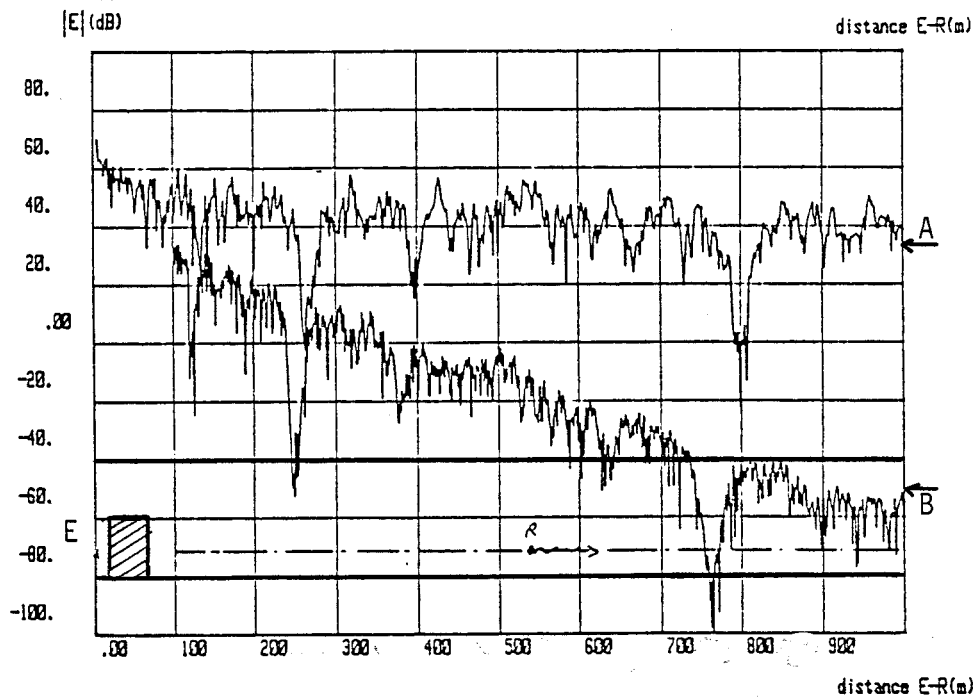
15m



10m



5m



A: E_r réfléchi en absence d'obstacle
B: E_r réfléchi en présence de l'obstacle

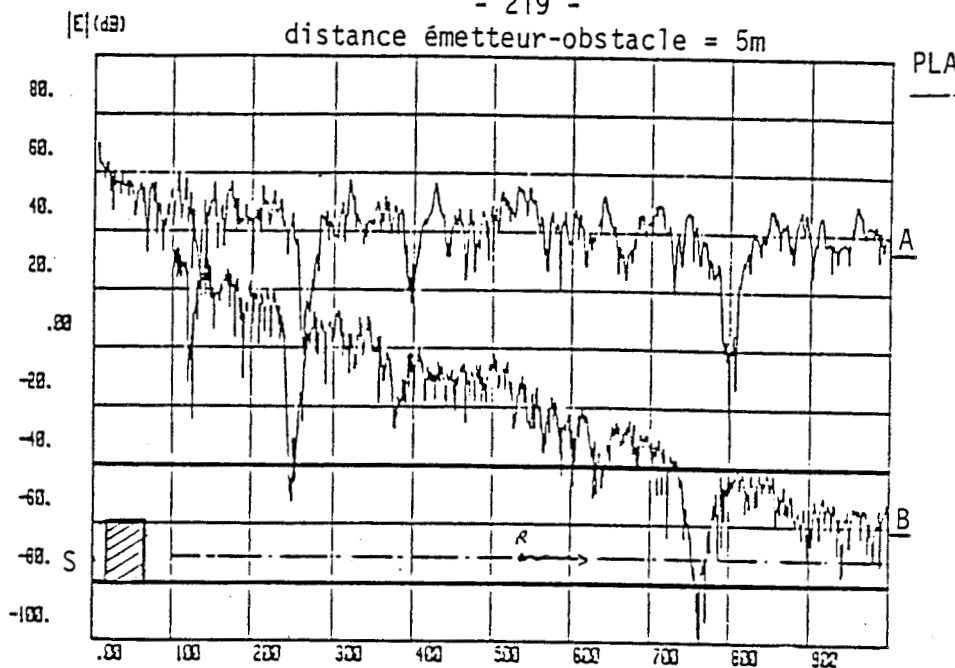
distance E-R(m)

distance émetteur-obstacle = 5m

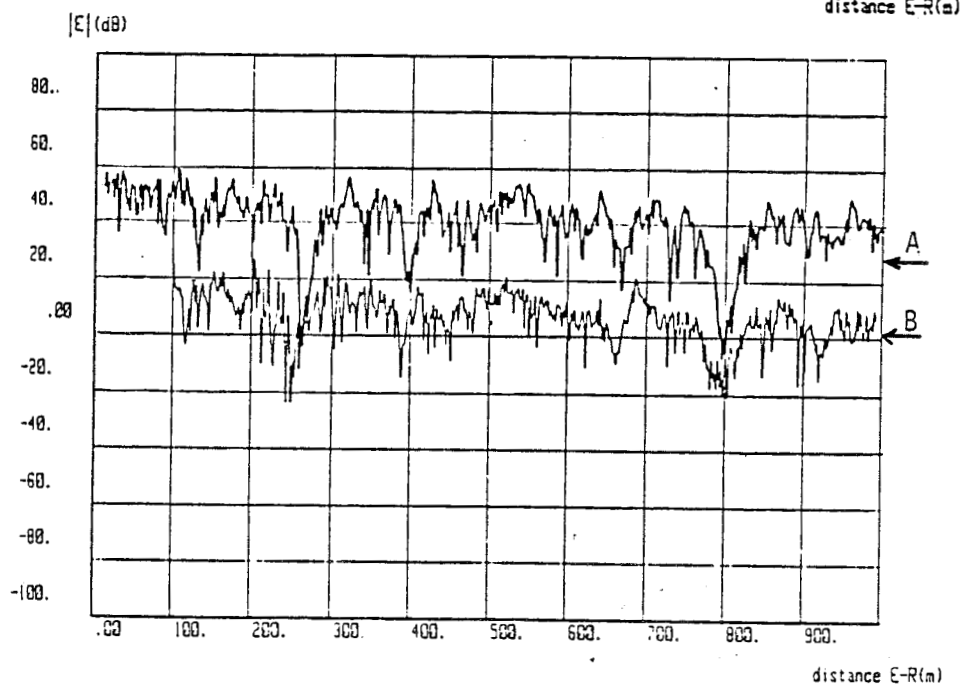
PLANCHE (IV-28)

A: $E_{\text{réfléchi}}$ en absence d'obstacle

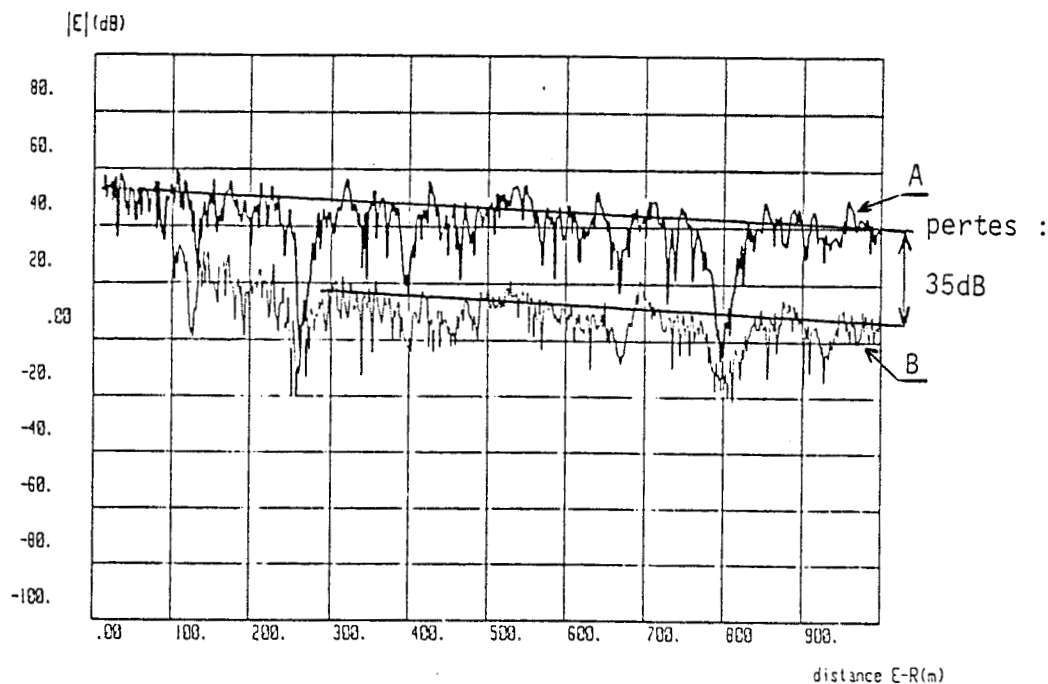
B: $E_{\text{réfléchi}}$



B: $E_{\text{diffracté}}$ par $D1+D2$



B: E_{total}



b) Variation de la largeur de la rame

La circulation de nombreuses navettes conduit à des situations diverses dont quelques exemples sont représentés en figure (IV.35). Comme nous l'avons précisé dans les paragraphes précédents le modèle ne prend en compte qu'un rétrécissement localisé de la section droite du tunnel. Par conséquent, les cas (1) et (2) ne peuvent pas être pris en compte rigoureusement. Nous étudierons l'influence de la largeur de l'obstacle qui constituera ainsi un pourcentage variable de section droite obstruée.

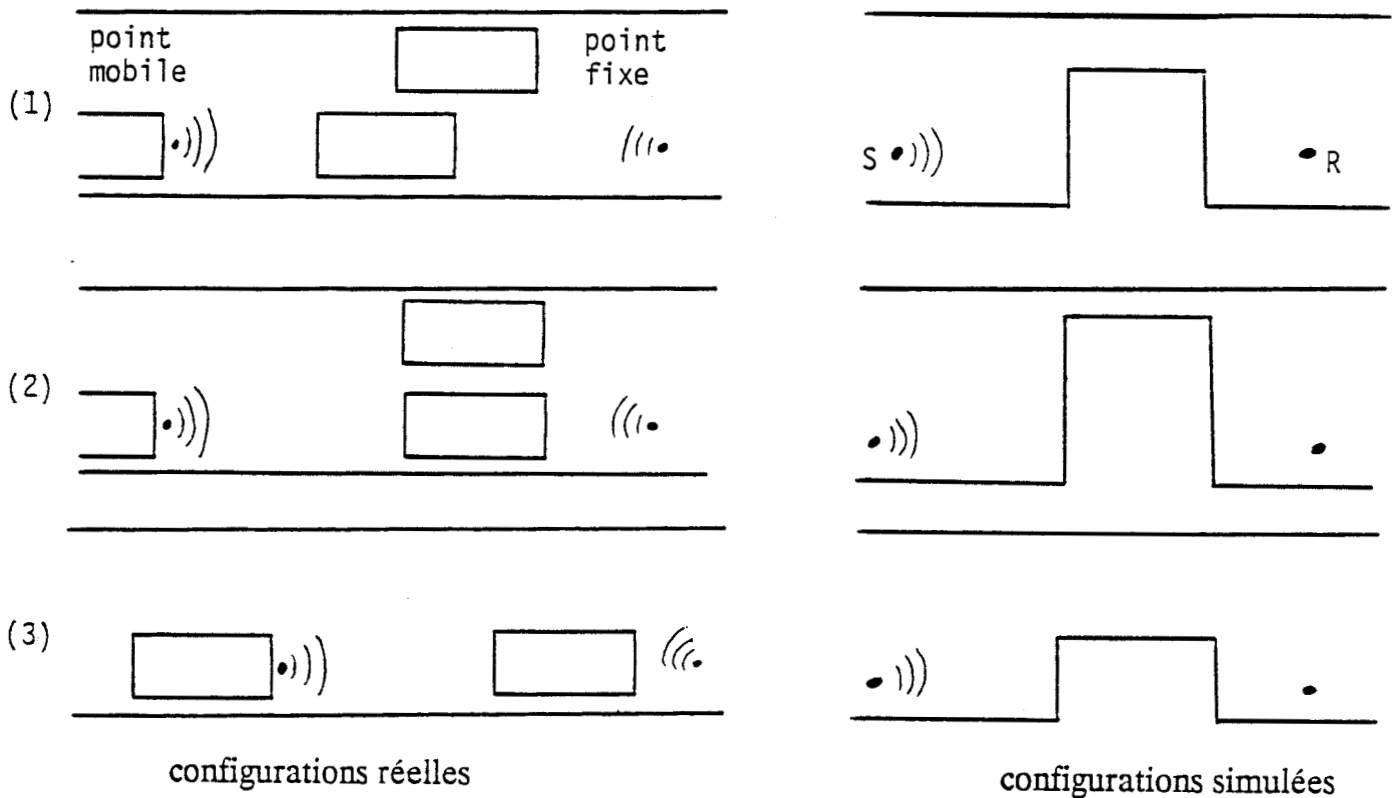


Figure (IV.35)

Nous avons tout d'abord observé les variations du champ réfléchi seul pour 3 largeurs d'obstacle : 3m10, 5m50, 5m90. Celles-ci correspondent à des réductions locales de la section droite du guide de 50 %, 89 % et 95 %. L'obstacle est situé à 250 m de l'émetteur de façon à éviter l'effet de proximité dont il a été question dans le paragraphe a). Les

résultats de cette simulation sont regroupés sur la planche (IV-29). Nous avons fait figurer sur chaque courbe l'amplitude du champ en l'absence d'obstacle. On remarque que lorsque l'obstacle est très large (95 % de masquage), le champ réfléchi subit de nombreuses discontinuités. Par contre, l'amplitude du champ associé à chaque rayon, lorsque celui-ci atteint le récepteur, n'est pas trop atténuée. Ceci s'explique en considérant le parcours des rayons d'incidence rasante qui existent ou n'existent pas suivant la position du récepteur. En effet, lorsqu'ils existent, ils fournissent la même énergie que s'il n'y avait pas d'obstacle, c'est-à-dire une énergie conséquente, compte tenu de leur faible incidence sur les parois réfléchissantes.

Un exemple de trajet possible est présenté sur la figure (IV.36).

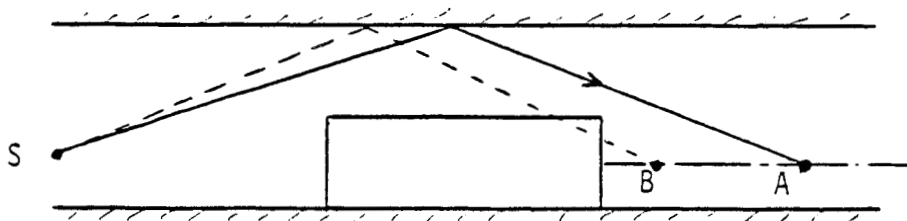


Figure (IV.36)

Lorsque le point de calcul se situe en A sur l'axe de réception, le champ associé au rayon ayant subi une seule réflexion, donc très énergétique, doit être pris en compte dans le calcul du champ réfléchi. Par contre, si le point de calcul se trouve en B, ce même rayon n'est pas comptabilisé. Il ne représente plus un chemin possible pour l'onde électromagnétique entre le point d'émission et le point de réception.

Les planches (IV-30), (IV-31) et (IV-32) comportent chacune trois courbes représentant le champ réfléchi, le champ diffracté par D1 et le champ diffracté par D2. On remarque que l'amplitude des champs diffractés est conséquente, ce qui est normal puisque leur présence doit permettre de compenser les discontinuités du champ réfléchi lui-même assez important lorsqu'il existe.

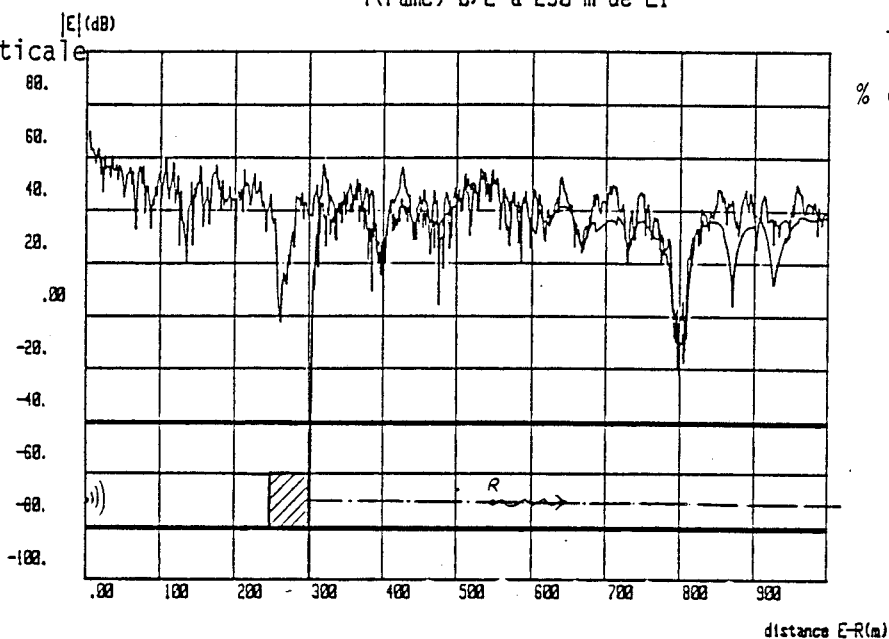
$l(\text{rame})=b/2$ à 250 m de E1

PLANCHE(IV-29)

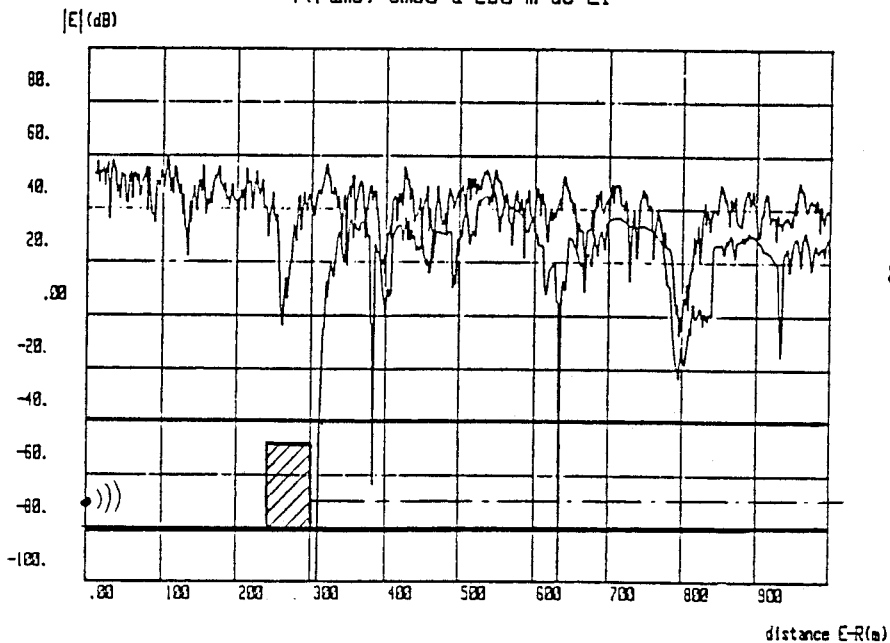
F=10GHz
polarisation verticale

courbe sup. :
 $E_{\text{réfléchi sans obstacle}}$

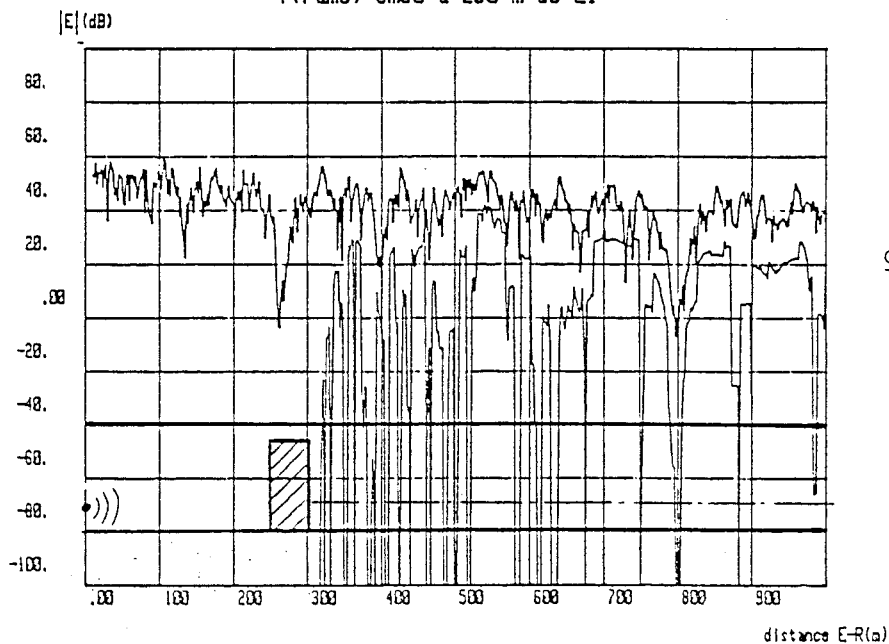
courbe inf. :
 $E_{\text{réfléchi avec obstacle}}$



$l(\text{rame})=5m50$ à 250 m de E1



$l(\text{rame})=5m90$ à 250 m de E1



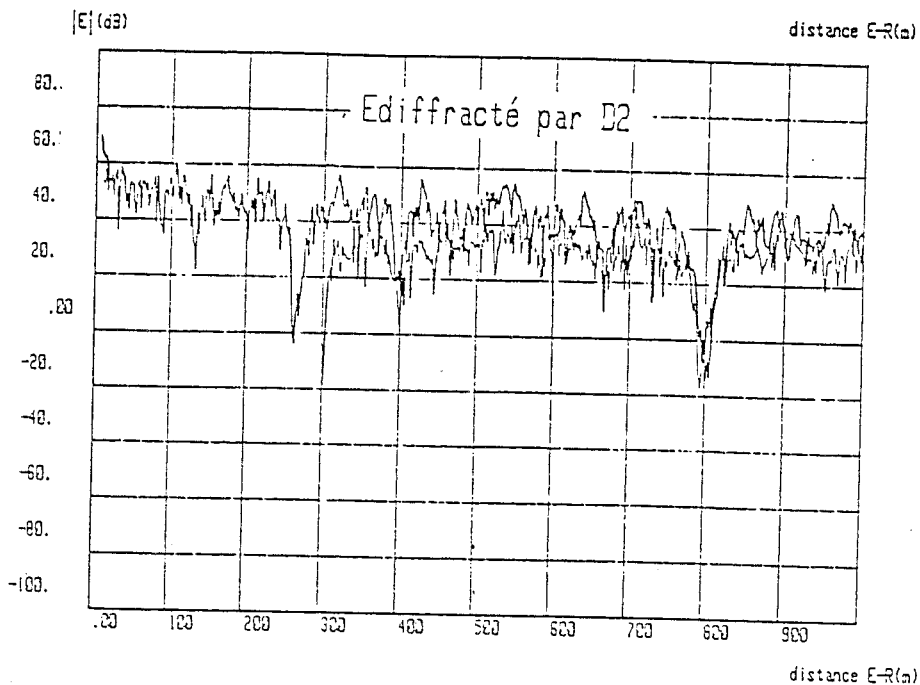
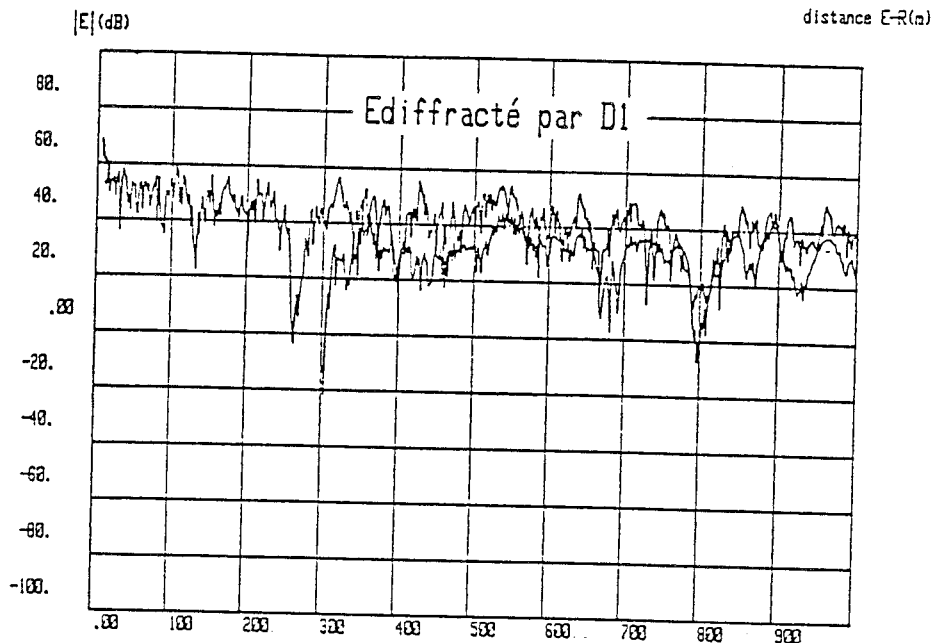
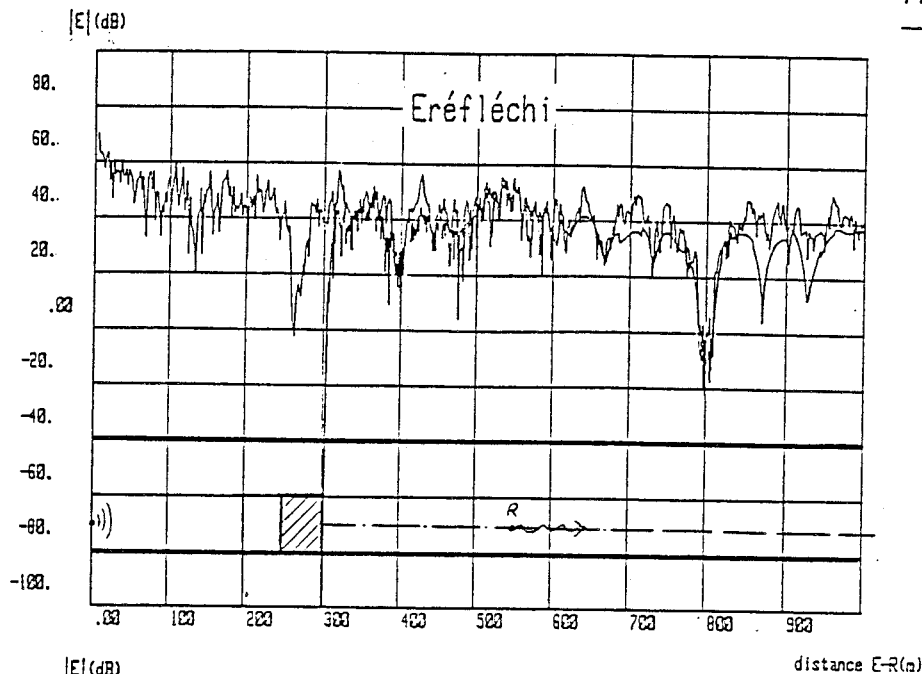
l(rame)=3m10 à 250 m de E1

courbe supérieure :

$E_{\text{réfléchi}}$ en absence d'obstacle

courbe inférieure :

E précisé dans le cadre



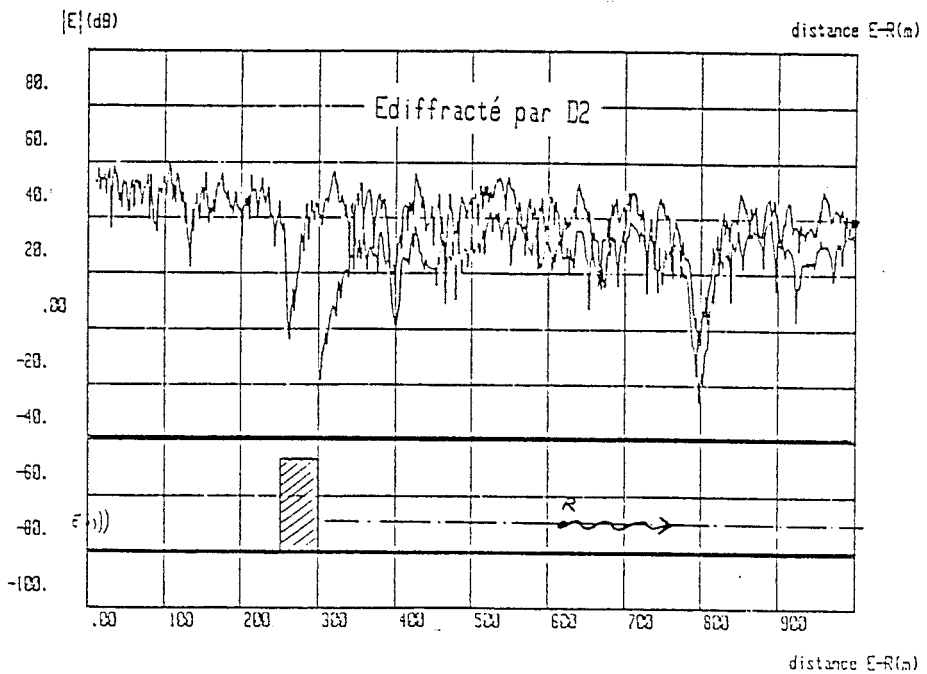
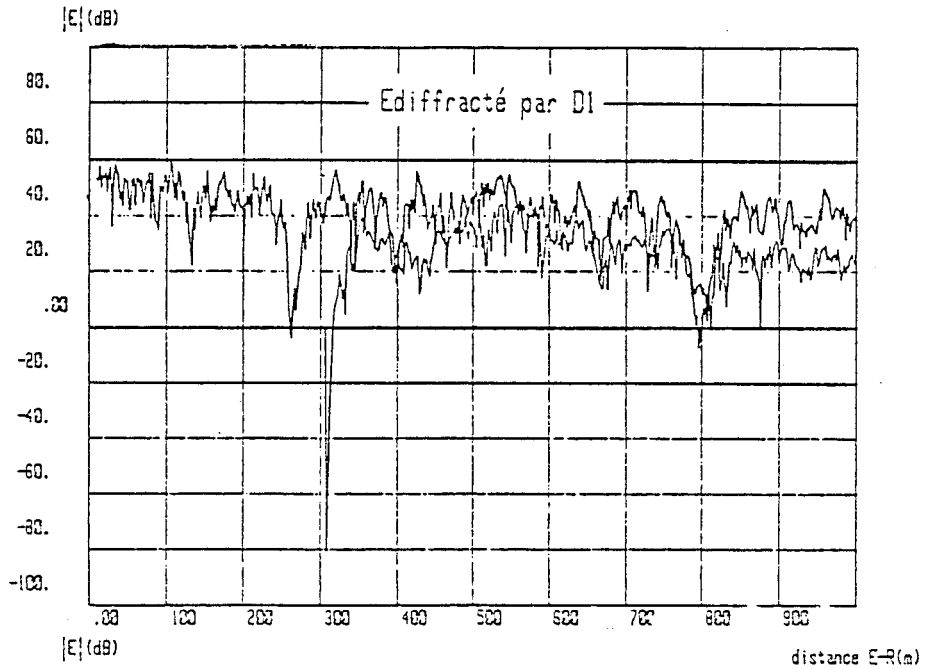
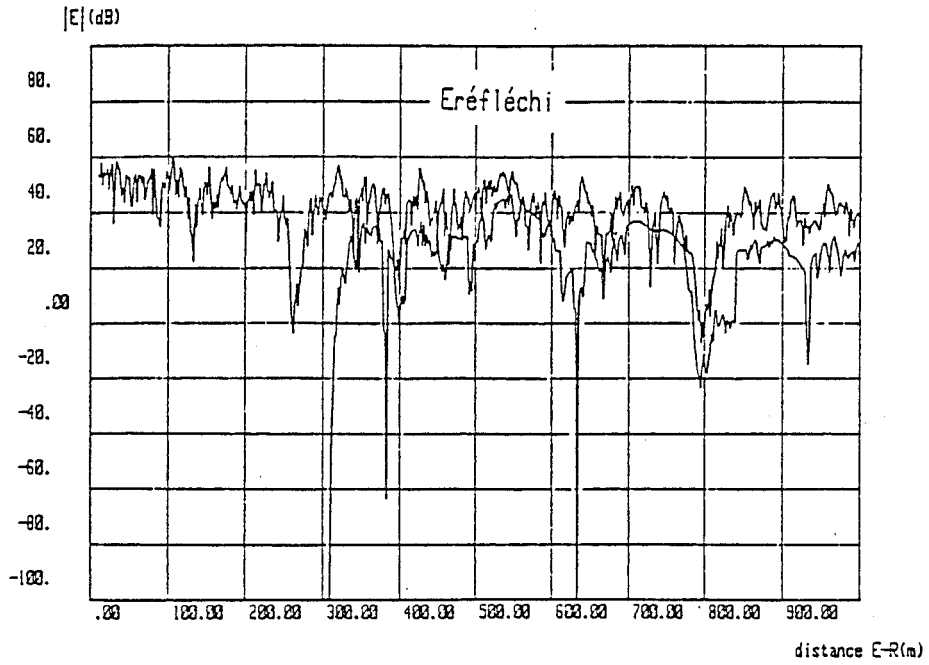
l(rame)=5m50 à 250 m de E1

courbe supérieure :

$E_{\text{réfléchi}}$ en absence d'obstacle

courbe inférieure :

E précisé dans le cadre



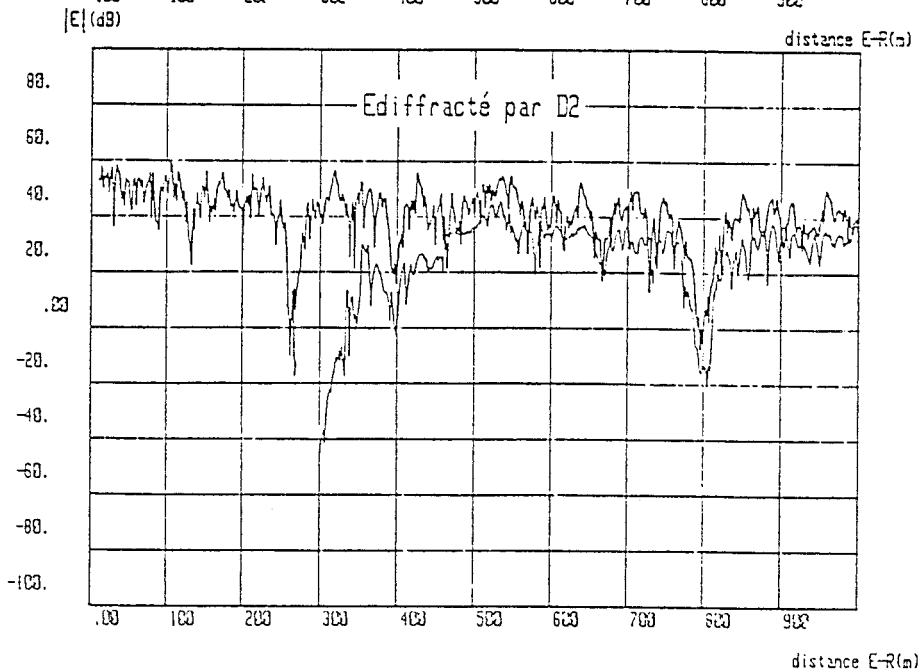
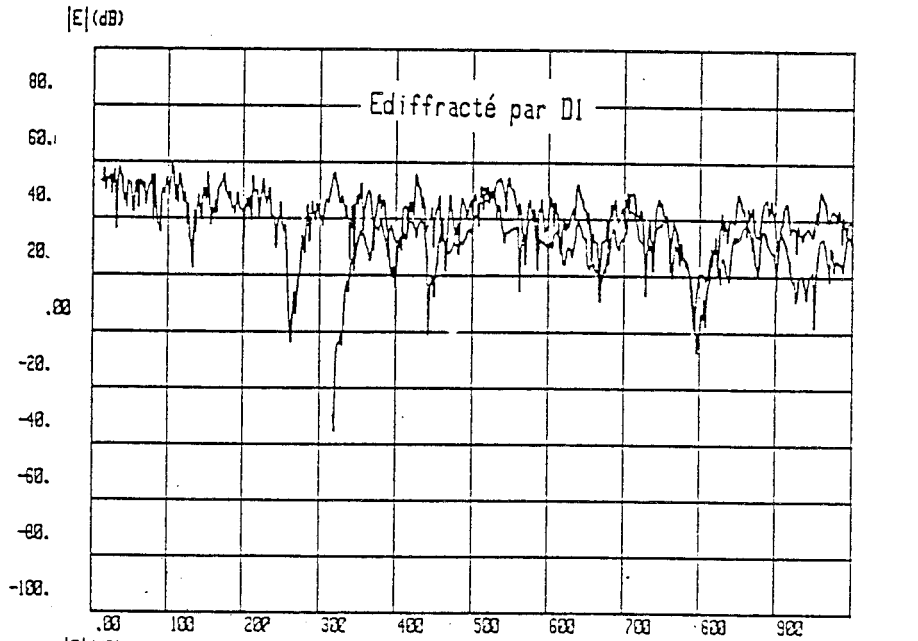
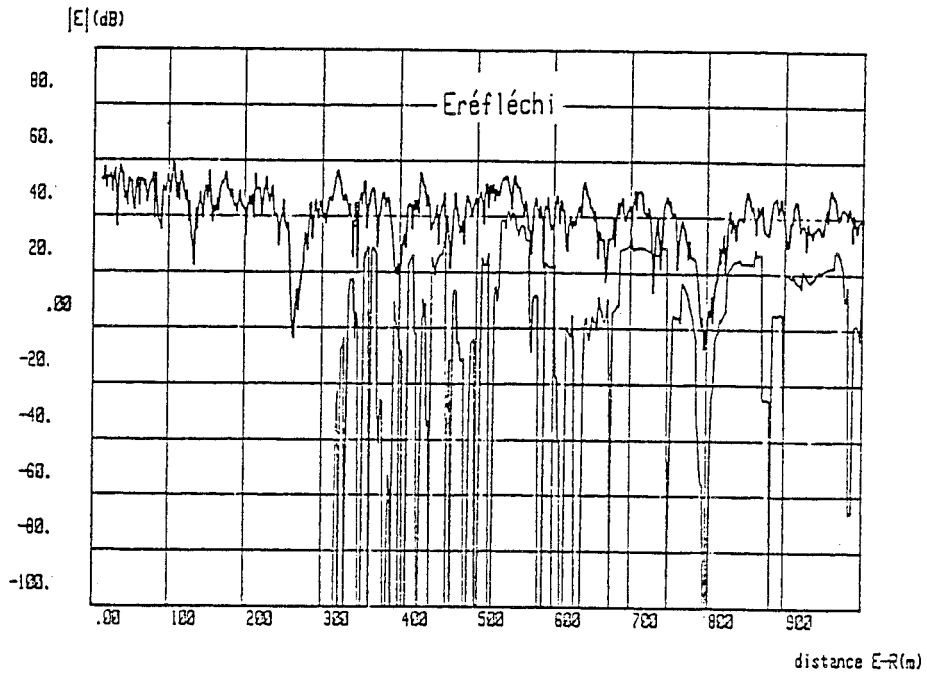
l(rame)=5m90 à 250 m de E1

courbe
supérieure:

$E_{\text{réfléchi}}$ en
absence
d'obstacle

courbe
inférieure :

E précisé dans
le cadre

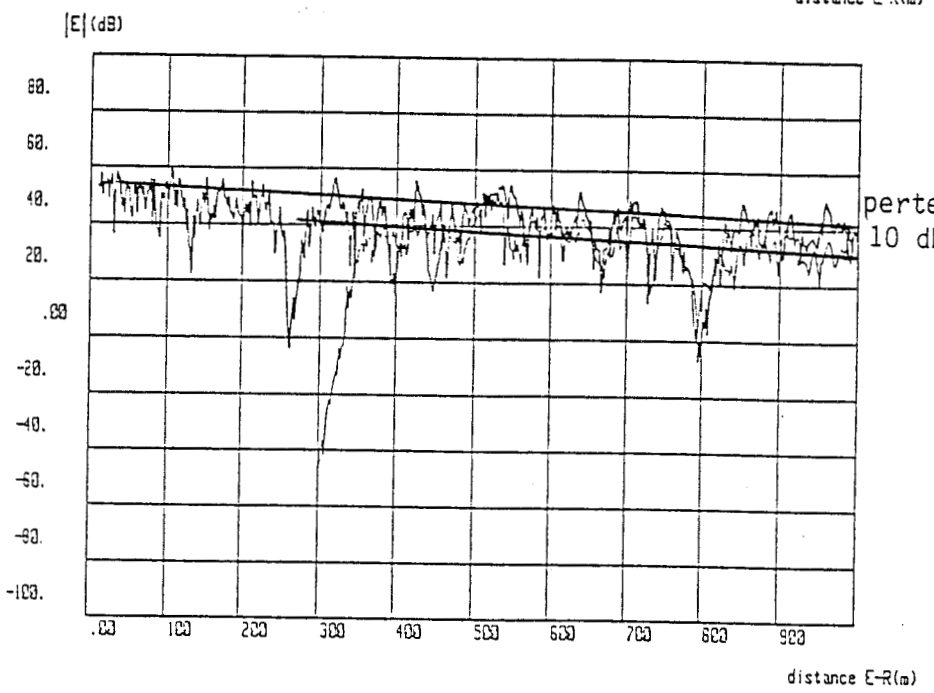
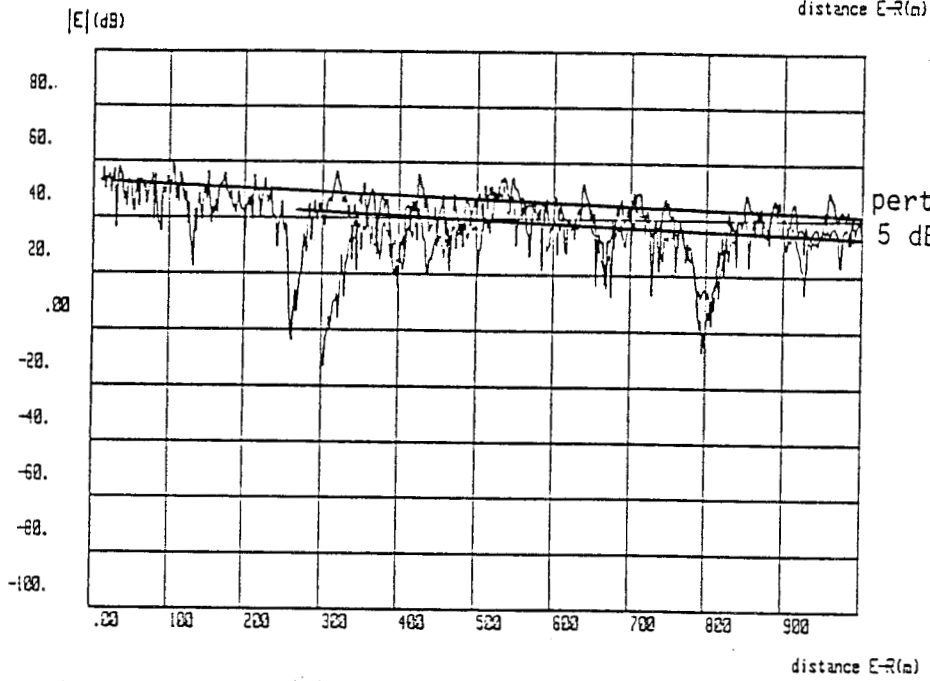
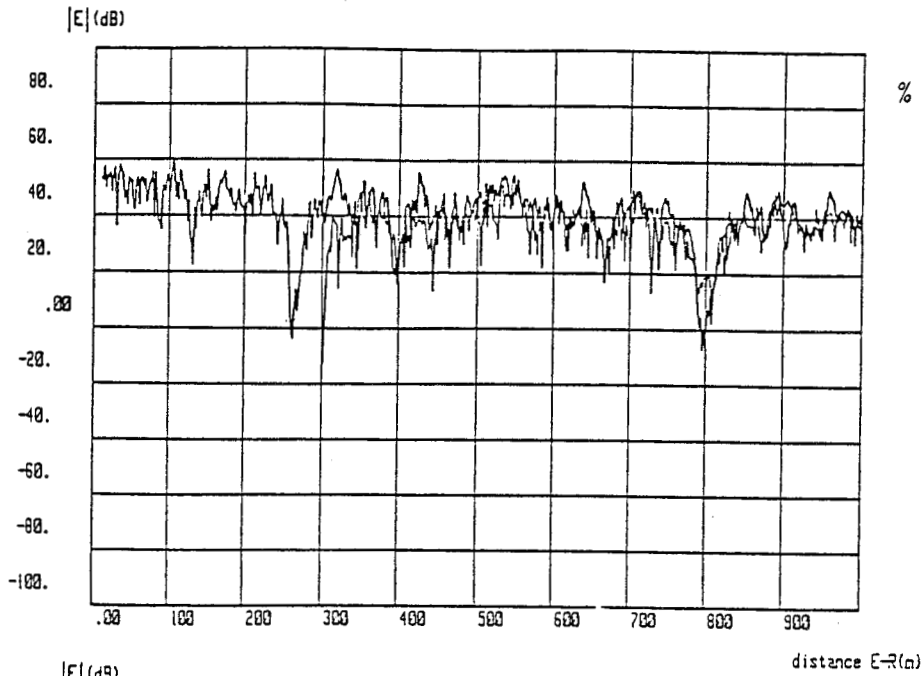


La planche (IV-33) regroupe l'ensemble des courbes où sont représentées les variations du champ total obtenues dans les 3 cas de figure. Les pertes occasionnées par la présence de l'obstacle sont difficiles à chiffrer. Cependant, celles-ci sont estimées négligeables lors d'une réduction de 50 % de la section droite du guide. Les cas N° 2 et N° 3 occasionnent respectivement 5 dB et 10 dB de pertes. On remarque également qu'il existe une zone d'ombre profonde juste derrière l'obstacle. Dans le cas le plus défavorable (réduction de 95 % de la section droite), les pertes sont supérieures à 40 dB jusqu'à 30 m derrière l'obstacle.

F = 10GHz
polar. V

courbe sup. :
 $E_{\text{réfléchi sans obstacle}}$

courbe inf. :
 $E_{\text{total avec obstacle}}$



IV.4) CONCLUSION

Les études paramétriques provenant de l'exploitation des modèles associés à des vérifications expérimentales procurent des résultats riches d'enseignements sur la propagation dans les milieux confinés.

La première application concernait l'influence d'une bifurcation de couloirs sur l'amplitude moyenne du champ électrique. Les résultats obtenus sont intéressants même si les confrontations expérience-théorie mettent en évidence des écarts entre les coefficients de couplage calculés et mesurés. Le très faible niveau de champ diffracté obtenu dans le second couloir laisse à penser que les caractéristiques électriques des différentes parois : sol, murs et plafond ne sont pas identiques et ne correspondent donc pas en partie aux valeurs prises dans la simulation.

L'application de la T.U.D. au cas des tunnels de métro a permis de mettre en évidence la faible influence d'une rame isolée située loin de l'émetteur. Nous avons vu par une étude du champ réfléchi que la proximité de la rame ou l'importance de sa largeur par rapport à celle du tunnel ne modifiait pas de la même manière l'amplitude moyenne du champ. Une sélection des rayons réfléchis s'opère différemment selon les cas de figure. Dans le premier cas les rayons ayant une incidence proche de la normale sur les parois réfléchissantes sont les seuls à pouvoir atteindre un point situé au-delà de la rame. Dans le deuxième cas, la rame étant située loin du point d'émission, les rayons d'incidence proches de la normale ont été atténués. Les rayons atteignant le récepteur sont sélectionnés parmi des rayons ayant un angle d'incidence faible donc très énergétiques. Les rayons diffractés ne donnent des champs conséquents que si l'amplitude des rayons réfléchis dont ils compensent la disparition est importante. Les champs diffractés par les bords de la rame ont donc une amplitude plus importante dans le second cas de figure. Ceci explique l'obtention de pertes plus pénalisantes lors d'un rapprochement de la rame plutôt que par un encombrement exagéré de la section du tunnel située à grande distance de la source.

CONCLUSION

GENERALE

CONCLUSION GENERALE

La Théorie Uniforme de la Diffraction a été appliquée à la propagation des ondes hyperfréquences dans des configurations complexes telles que les milieux urbains et les milieux confinés. Une idéalisation de la forme des obstacles ou du profil de terrain a été indispensable afin de mettre en oeuvre cette méthode numérique. Cette opération a permis de retenir la géométrie canonique du dièdre comme étant celle la plus fréquemment rencontrée et qu'il nous a donc semblé utile d'étudier en priorité. L'étude paramétrique effectuée sur cet élément facilite par la suite l'interprétation des résultats obtenus dans des configurations géométriques beaucoup plus complexes. Lors de cette étape nous avons pu évaluer également les limites de validité de la méthode numérique par des confrontations expérimentales sur site réel. Des études théoriques approfondies montrent que l'on peut repousser ces limites dans certains cas par la prise en compte de rayons complémentaires. Nous avons traité un exemple où il était possible de prendre en compte le diagramme de rayonnement d'une source réelle ou fictive en faisant intervenir le champ diffracté calculé au second ordre.

La T.U.D. a été appliquée au cas de la propagation en milieu urbain afin de réaliser des prédictions théoriques plus précises que les méthodes approchées classiques actuellement en vigueur. Toutefois nous avons montré que celles-ci étaient valables en dehors des zones urbaines mais ne prenaient pas en compte des paramètres importants tels que la géométrie locale et la nature des obstacles situés entre le point d'émission et le point de réception. La faisabilité des modèles théoriques de propagation en milieu urbain basés sur la théorie de la diffraction a été mise en évidence. Il reste à vérifier les résultats théoriques par des campagnes de mesures qui seront réalisées dans ce type de configuration.

Un accord satisfaisant entre les résultats théoriques et expérimentaux a été obtenu lors de l'étude de la propagation à l'intérieur de bâtiments et de tunnels. Ces structures s'apparentent à

des guides d'ondes surdimensionnés pour lesquels les modifications géométriques possèdent des propriétés de couplage et de transmission bien particulières. L'application de la T.U.D. à ce genre de guide permet de calculer avec un bon ordre de grandeur les atténuations moyennes de l'onde électromagnétique qui s'y propage. On obtient ainsi une caractéristique importante du canal de transmission.

De plus, la T.U.D. offre la possibilité d'une étude dans le domaine temporel. Une prolongation de notre travail consistera donc à effectuer la transformation des modèles actuels par l'utilisation de la FFT inverse afin d'obtenir les réponses impulsionnelles pour différentes configurations géométriques et différents types de signaux. Cette approche permettra d'évaluer une autre caractéristique du canal radio qui est la bande de cohérence.

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

BIBLIOGRAPHIE

- [1] J.B. Keller, "Geometrical Theory of Diffraction", J. Opt. Soc. Am., Vol. 52, 1962, pp. 116-130.
- [2] A. Sommerfeld and J. Runge, "Anwendung der Vektorrechnung auf die Grundlagen der geometrischen Optik", Ann. Phys., Vol. 35, 1911, pp. 277-298.
- [3] D.A. Mc Namara, C.W.I. Pistorius et J.A.G. Malherbe, "Introduction to the Uniform Geometrical Theory of Diffraction", Artech House Microwave Library, Boston, London, 1990.
- [4] F. Molinet, "Developpements asymptotiques et théorie géométrique de la diffraction", Support de cours, INRIA, Rocquencourt (France), Octobre 1989.
- [5] R.G. Kouyoumjian, "Asymptotic High-Frequency Methods", Proc. IEEE, Vol. 53, n° 8, August 1965, pp. 864-876.
- [6] R.G. Kouyoumjian and P.H. Pathak, "A uniform geometrical theory of diffraction for an edge in a perfectly conducting surface", Proc. IEEE, 62, 1974, pp. 1448-1461.
- [7] D.S. Ahluwalia, "Uniform asymptotic theory of diffraction by the edge of a three-dimensional body", SIAM J. Appl. Math., 18, 1970, pp. 287-301.
- [8] R.M. Lewis and J. Boersma, "Uniform asymptotic theory of edge diffraction", *ibid.*, 10, 1969, pp. 2291-2305.
- [9] S.W. Lee and G.A. Deschamps, "A uniform asymptotic theory of electromagnetic diffraction by a curved wedge", IEEE Trans., AP-24, 1976, pp. 25-34.

- [10] J.A. Aas, "On the accuracy of the uniform geometrical theory of diffraction close to a 90° wedge", IEEE Trans., AP-27, 1979, pp. 704-705.

- [11] G.A. Deschamps, J. Boersma and S.W. Lee, "Three-dimensional half-plane diffraction : exact solution and testing of uniform theories", IEEE Trans. AP-32, 1984, pp. 264-271.

- [12] G.L. James, "Geometrical theory of diffraction for electromagnetic waves", IEE Electromagnetic waves series 1, Peter Peregrinus Ltd., 3rd Edition 1986.

- [13] R.J. Luebbers, "A heuristic UTD slope diffraction coefficient for rough lossy wedges", IEEE Trans. Antennas and Propagation, Vol. AP-37, n° 2, February 1989, pp. 206-211.

- [14] Y. Okumura, E. Ohmori, T. Kawano and K. Fukuda, "Field strength and its variability in VHF and UHF land mobile radio service". Rev. Electr. comm. Labs., Vol. 16, 9-10, Sept. - Oct. 1968, pp. 835-873.

- [15] M. Hata, "Empirical formula for propagation loss in land mobile radio-services", IEEE Transactions on vehicular technology : IEEE Trans. VT, vol. VT 29, n° 3, 1980, pp. 317-325.

- [16] J. Deygout, "Multiple knife-edge diffraction of microwaves", IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. AP-14, n° 4, July 1966.

- [17] J.G. Remy, J. Cueugnet, C. Siben, "Systèmes de radiocommunications avec les mobiles", Eyrolles, 1988.

- [18] CCIR : XVII^e Assemblée plénière, Dusseldorf 1990, vol. V : "Propagation dans les milieux non ionisés".

- [19] R. Grosskopf, "Comparisoin of different method for the prediction of the field strength in the VHF range", IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. AP-35, n° 7, July 1987.

- [20] A.B. Carlson et A.T. Waterman Jr., "Microwave propagation over mountain-diffraction paths", IEE Trans. Antennas and Propagation, Vol. AP-14, N° 4, July 1966.

- [21] P. Combes, "Etude de la zone de Rayleigh des ouvertures circulaires par les formules de Kottler et la théorie géométrique de la diffraction", Thèse d'état, Université Paul Sabatier, Toulouse 1978.

- [22] P. Degauque, M. Mbath et S. Kyheng, "Etude de la propagation des ondes électromagnétiques en tunnel", Rapport final contrat CNET, Villeneuve d'Ascq, Août 1984.

- [23] Séminaire sur les méthodes de calcul modernes en électromagnétisme", SUPELEC, Gif-sur-Yvette, Septembre 1984.

- [24] W.D. Burnside and K.W. Burgener, "High-frequency scattering by a thin lossless dielectric slab", IEEE Trans. Antennas and Propagation, Vol. AP-31, n° 1, January 1983, pp. 104-110.

- [25] F. Molinet, "Synthèse sur les coefficients de diffraction en TGD, classification, domaines de validité, exemples numériques". L'onde Electrique, mars-avril 1985, vol. 65, n° 2.

- [26] R.J. Luebbers, "Finite conductivity uniform GTD versus knife edge diffraction in prediction of propagation path loss". IEEE Trans. Ant. Prop., vol. AP-32, n° 1, January 1984.

- [27] K.C. Chamberlin and R.J. Luebbers, "An evaluation of longleyrice and GTD propagation models", IEEE Trans. Ant. Prop., vol. AP-30, nov. 1982, pp. 1093-1098.

- [28] M. Agunaou, P. Degauque and P. Mariage, "Theoretical and Experimental analysis of propagation in tunnels", IEEE Int. Symp. on Ant. and Prop., Dallas, May 1990.

- [29] M. Agunaou, "Application de la Théorie Géométrique de la Diffraction à l'étude de la propagation d'ondes hyperfréquences en tunnel", Thèse de l'Université de Lille I, Mai 1990.

- [30] P. Mariage, M. Liénard, S. Baranowski et P. Degauque, "Etude de l'influence de la présence d'une rame sur la propagation des ondes hyperfréquences en tunnel", Rapport final de la convention INRETS/USTLFA, Mars 1991.

- [31] P. Mariage et P. Degauque, "Etude numérique et expérimentale de la diffraction des ondes hyperfréquences par un dièdre à bord droit, Rapport intermédiaire de la convention INRETS/CRESTA/USTLFA, Novembre 1991.

- [32] P. Mariage, S. Baranowski et P. Degauque, "Etude de la propagation des ondes hautes fréquences à l'intérieur des bâtiments", Rapport final du contrat CENG/LETI/USTLFA, Juillet 1990.

- [33] P. Mariage, M. Liénard et P. Degauque, "Applications de la théorie géométrique de la diffraction à la propagation d'ondes hyperfréquences en tunnels", JNM Grenoble, Mars 1991.

- [34] P. Mariage, P. Degauque and S. Baranowski, "Theoretical and experimental approach of the propagation of high frequency waves inside building corridors", Melecon'91, MEC Lubljana, May 1991.

- [35] P. Mariage et P. Degauque, "Propagation d'ondes hyperfréquences en tunnel : influence des masques", Journées spécialisées du GRRT, Villeneuve d'Ascq, Octobre 1991.

A N N E X E

ANNEXE

Calcul de la largeur d'une zone de transition

Le calcul du champ diffracté par un demi-plan métallique fait intervenir un coefficient de diffraction D donné par la formule (A-1) lorsque l'on s'approche de la zone de frontière d'ombre du rayon direct, c'est-à-dire lorsque $\phi - \phi' \rightarrow \pi$.

$$D = \frac{-e^{-j\pi/4}}{2\sqrt{2\pi k}} \cdot \frac{F[kLa(\phi - \phi')]}{\cos\left(\frac{\phi - \phi'}{2}\right)} \quad (A-1)$$

où $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, $L = \frac{r \cdot r'}{r + r'}$, $a(\phi - \phi') = 2 \cos^2\left(\frac{\phi - \phi'}{2}\right)$

Les différentes grandeurs sont repérées sur le schéma de la figure (A-1)

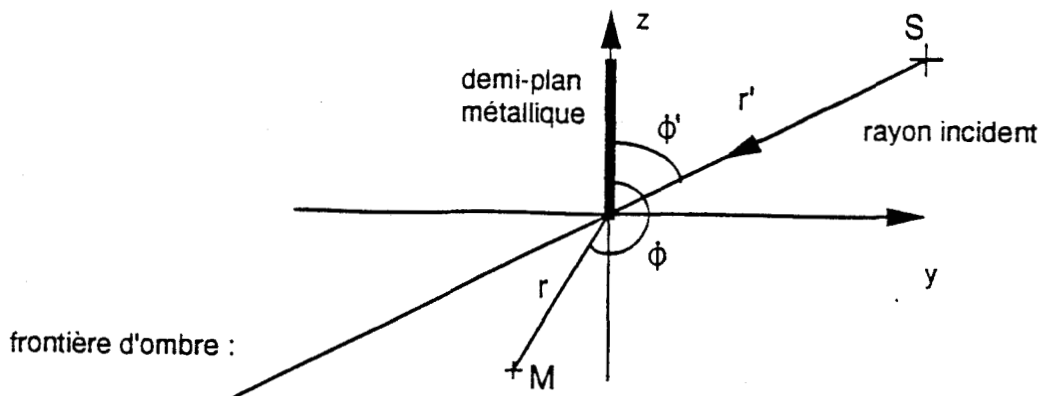


Figure (A-1)

La fonction F est une fonction de transition qui tend vers l'unité lorsque l'on s'éloigne de la zone de frontière d'ombre. On admet en général que F est égale à 1 lorsque son argument est supérieur à 2π .

Dans notre cas, on peut donc écrire :

$$F[kLa(\phi - \phi')] \approx 1 \quad \text{lorsque} \quad kLa \geq 2\pi$$

Afin de rechercher l'équation de la courbe limitant la zone de transition, on écrit : $kLa(\phi - \phi') = 2\pi$

soit
$$k \cdot \frac{r \cdot r'}{r + r'} \cdot 2 \cdot \cos^2\left(\frac{\phi - \phi'}{2}\right) = 2\pi \quad (\text{A-2})$$

Etant donné que k est égal à $2\pi/\lambda$ on peut simplifier l'équation (A-2), ce qui donne :

$$2 \cdot \frac{r \cdot r'}{r + r'} = \frac{\lambda}{\cos^2\left(\frac{\phi - \phi'}{2}\right)} \quad (\text{A-3})$$

Tous les points dont les coordonnées polaires (r, ϕ) vérifient l'équation (A-3) appartiennent à la zone de transition. Nous allons rechercher une expression permettant de calculer la largeur Δz de cette zone en prenant $\phi' = 90^\circ$.

Dans ces conditions le terme de droite de l'équation (A-3) se simplifie de la manière suivante :

$$\frac{1}{\cos^2\left(\frac{\phi - \phi'}{2}\right)} = \frac{2\lambda}{1 + \sin\phi}$$

L'équation (A-3) peut donc s'écrire :

$$r \cdot r' (1 + \sin\phi) = \lambda \cdot (r + r') \quad (\text{A-4})$$

On transforme l'équation (A-4) en faisant le changement de coordonnées suivant :

on pose $z = r \cos\phi$ et $y = r \sin\phi$

On obtient l'équation (A-5) :

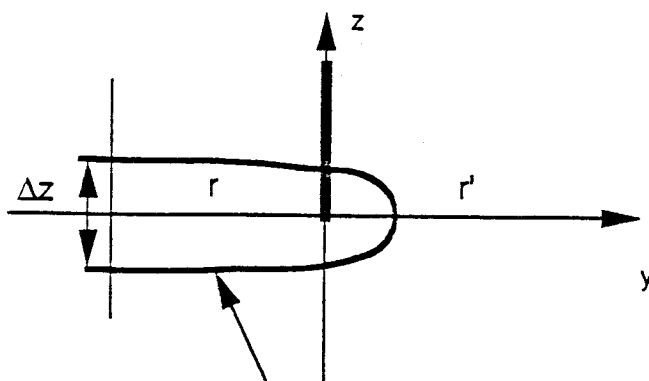
$$r' \cdot \sqrt{z^2 + y^2} = \lambda \cdot \sqrt{z^2 + y^2} + \lambda r' \tag{A-5}$$

Soit en développant et en élevant les deux membres de l'équation au carré :

$$(r' - \lambda)^2 \cdot z^2 = r'^2 \cdot \lambda^2 - 2 \cdot r'^2 \cdot \lambda \cdot y + (2r' - \lambda) \cdot \lambda \cdot y^2$$

Les racines de cette équation en z pour un y donné permettent d'obtenir la formule (A-6) par laquelle il est possible de calculer la largeur Δz qui est représentée sur la figure (A-2).

$$\Delta z = \left(\frac{2}{r' - \lambda} \right) \cdot \left[r'^2 \cdot \lambda^2 - 2 \cdot r'^2 \cdot \lambda \cdot y + (2r' - \lambda) \cdot \lambda \cdot y^2 \right]^{1/2} \tag{A-7}$$



courbe limitant la zone de transition

Figure (A-2)

Il est à noter que l'évasement de cette courbe parabolique est d'autant plus faible que la longueur d'onde est petite.