

50376
1990
71

50376
68834 1990
71

N° d'ordre : 529

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN ELECTRONIQUE

par

AGUNAOU Mustapha



APPLICATION DE LA THEORIE GEOMETRIQUE DE LA DIFFRACTION A L'ETUDE DE LA PROPAGATION D'ONDE HYPERFREQUENCE EN TUNNEL

Soutenue le 29 Mai 1990 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury : MM.

R. GABILLARD
J. CITERNE
P. DEGAUQUE
L. DERYCK
M. HEDDEBAUT

Président, Rapporteur
Rapporteur
Directeur de Thèse
Examineur
Invité

A mis parents

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 R. GABILLARD.

Je remercie Monsieur le Professeur R. 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.

Pendant toute la durée de cette étude j'ai travaillé en étroite collaboration avec Monsieur Le Professeur P. DEGAUQUE. Ses conseils éclairés et son soutien permanent ont été déterminants pour la réalisation de cette thèse. Je tiens à lui exprimer toute ma gratitude pour cette aide efficace.

Je remercie Monsieur le Professeur J. CITERNE de l'Université de Rennes qui a assuré la tâche de rapporteur de cette thèse.

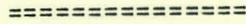
J'exprime mes vifs remerciements à Monsieur le Professeur L. DERYCK de l'Université de Liège et à Monsieur Marc HEDDEBAUT, Ingénieur au Centre de Recherche et d'Evaluation des Systèmes de Transports Automatisés (CRESTA) de Lille qui m'ont fait l'honneur d'examiner ce travail et de participer au jury.

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

Je ne terminerai pas cet avant-propos sans exprimer mes remerciements à Madame MEESMAECKER et Monsieur DEHORTER qui ont contribué à l'élaboration de ce document.

Enfin, je tiens à remercier tous les membres de l'équipe du Laboratoire de Radiopropagation et Electronique pour leur aide sympathique.

S O M M A I R E



5

CHAPITRE I

=====

I - INTRODUCTION

II - RAYONNEMENTS DES OUVERTURES : FORMULES DE KOTTLER

II.1 - Equation du champ

II.2 - Intégration des équations du champ

II.3 - Applications aux ouvertures : FORMULES DE KOTTLER

II.4 - Expression du champ rayonné

III - APPLICATIONS AUX TUNNELS

III.1 - Champs sur l'ouverture équivalente

III.2 - Expression du champ rayonné en zone lointaine

III.3 - Théorie modale, calcul du champ rayonné par les modes hybrides $EH_{m,n}$

IV - RAYONNEMENT DU TUNNEL

IV.1 - Présentation

IV.2 - Carte de champ

IV.3 - Diagramme de rayonnement

IV.3.1 - Application de la théorie des rayons

IV.3.2 - Rayonnement des modes fondamentaux

CHAPITRE II

=====

Introduction

I - Approche théorique de la diffraction par un bord droit

- I.1 - Aperçu général
- I.2 - Introduction à la T.G.D.
- I.3 - Détermination du champ sur les rayons diffractés -
Coefficient de diffraction

II - Diffraction par un bord métallique

- II.1 - Matrice de diffraction
- II.2 - Coefficient de diffraction de Keller
- II.3 - Coefficient de diffraction de Kouyoumian

III - Diffraction par un bord diélectrique

- III.1 - Remarques complémentaires sur la diffraction par un
bord métallique
- III.2 - Coefficient de diffraction associé à un corps
diélectrique
- III.3 - Matrice de diffraction associée à une lame mince
- III.4 - Diffraction par un dièdre diélectrique

IV - Diffraction par un coin (intersection de deux arêtes d'une surface plane)

- IV.1 - Approche théorique
- IV.2 - Coefficient de diffraction
- IV.3 - Application numérique

Conclusion

Introduction

I - Approche théorique de la diffraction par le plan d'ouverture d'un tunnel

- I.1 - Aperçu général
- I.2 - Modèle à deux dimensions
- I.3 - Modèle à trois dimensions
 - I.3.1 - Champ réfléchi
 - I.3.2 - Champ diffracté par les bords
 - I.3.3 - Champ diffracté par les coins

II - Rayonnement du tunnel

- II.1 - Tunnel 2 voies
 - II.1.1 - Diagramme de rayonnement
 - II.1.2 - Amplitude du champ rayonné en fonction de la distance Emetteur-Récepteur
- II.2 - Tunnel 1 voie
 - II.2.1 - Diagramme de rayonnement
 - II.2.2 - Amplitude du champ rayonné en fonction de la distance Emetteur-Récepteur
- II.3 - Comparaison tunnel 1 voie - tunnel 2 voies
- II.4 - Influence de la polarisation
- II.5 - Diagramme de rayonnement (prise en compte du plan réflecteur)
- II.6 - Diagramme du rayonnement obtenu par la théorie des ouvertures et celui obtenue par la théorie des rayons

III - Excitation et changement de section du tunnel

- III.1 - Excitation
 - III.1.1 - Présentation
 - III.1.2 - Résultats numériques
- III.2 - Changement de section du tunnel
 - III.2.1 - Elargissement du tunnel
 - III.2.2 - Rétrécissement du tunnel

Conclusion

CHAPITRE IV

Introduction

I - EXCITATION DU TUNNEL

I.1 - Propagation à l'intérieur du tunnel - Courbe de référence

I.2 - Influence de l'angle d'incidence de l'onde extérieure -
Polarisation verticale

I.2.1 - Antenne d'émission placée dans l'axe du tunnel

I.2.2 - Antenne d'émission décalée de 12°

I.2.3 - Antenne d'émission décalée de 22°

I.2.4 - Antenne d'émission décalée de 45°

I.2.5 - Emission lointaine - décalage de 37°

I.3 - Polarisation horizontale

I.3.1 - Antenne dans l'axe du tunnel

I.3.2 - Antenne décalée de 12°

I.3.3 - Antenne décalée de 45°

II - RAYONNEMENT DU TUNNEL

III - COMPARAISON ENTRE LES PREVISIONS THEORIQUES ET LES RESULTATS EXPERIMENTAUX

III.1 - Excitation du tunnel

III.2 - Rayonnement du tunnel

III.3 - Influence d'un changement de section

Conclusion

INTRODUCTION

Introduction générale

Depuis le début des liaisons radioélectriques, de nombreuses études ont été réalisées dans le domaine des transmissions à la surface du sol puis vers l'espace. Actuellement des besoins nouveaux orientent les recherches vers des liaisons sans fil en milieux confinés tels que les tunnels routiers, les galeries de mine et les couloirs de bâtiments.

Des études préliminaires [24] ont montré que lorsque la longueur d'onde est très inférieure aux dimensions transversales du tunnel, la propagation se fait avec une atténuation linéique faible. Celle-ci variant en $\frac{1}{f^2}$ et $\frac{1}{d^3}$ où f est la fréquence et " d " une des dimensions transversales du tunnel. En outre les échanges de données entre un point fixe au sol et les véhicules deviennent de plus en plus importants avec la généralisation des systèmes de transport automatisés, et il est donc nécessaire de travailler à haute fréquence afin d'obtenir un débit de transmission élevé. Les fréquences autorisées par les administrations des télécommunications se situent dans des bandes de fréquences supérieures à 900 MHz.

Dans ces conditions, le tunnel peut être assimilé en première approximation à un guide d'onde rectangulaire, surdimensionné dont les parois sont caractérisées par leur permittivité complexe ϵ^* et peuvent être considérées comme un diélectrique à faibles pertes. Il est alors possible de déterminer le comportement du champ électromagnétique se propageant dans le tunnel à partir de la théorie modale. Celle-ci considère le champ en un point comme la superposition de différents modes se propageant dans le tunnel. Les inconvénients majeurs de cette théorie résident dans le fait qu'elle ne permet que difficilement l'introduction des diagrammes de rayonnement des antennes d'émission et de réception, mais surtout que la prise en compte des phénomènes de diffraction causés par la présence d'obstacles mènerait à des calculs extrêmement compliqués.

Une autre possibilité est d'utiliser la théorie géométrique des rayons [25] qui semble être parfaitement justifiée. Celle-ci considère que la propagation de l'onde se fait suivant des rayons qui se réfléchissent sur les parois du tunnel, le champ total étant donc dû à la contribution de tous les rayons pouvant atteindre le point de réception. Cette théorie présente l'avantage de s'appliquer quelque soit la position des antennes d'émission et de réception et permet en plus de prendre en compte les variations de la géométrie du tunnel. Néanmoins dans le cas où la surface réfléchissante est limitée par un bord, le champ calculé par la théorie simple des rayons réfléchis présente des discontinuités dans certaines régions de l'espace. Ceci est toutefois surmonté grâce à la théorie géométrique de diffraction qui permet de rendre compte des phénomènes de diffraction par les bords grâce à l'introduction d'un nouveau type de rayons : les rayons diffractés.

L'objectif général de cette thèse est donc d'étudier théoriquement l'étude de la propagation des ondes hyperfréquences en tunnel et plus particulièrement d'élaborer les approches théoriques et numériques permettant de traiter le cas réel d'un tunnel de longueur finie et donc de caractériser le couplage entre l'intérieur et l'extérieur d'un tunnel. De plus l'influence du changement de section du tunnel sur l'amplitude du champ électrique a aussi été envisagée.

Au premier chapitre nous verrons qu'une approche possible permettant d'étudier le couplage entre l'intérieur et l'extérieur d'un tunnel est basée sur la théorie des grandes ouvertures. Cette théorie ne peut cependant s'appliquer que pour un rayonnement vers l'espace libre, c'est-à-dire lorsque l'émetteur se trouve à l'intérieur du tunnel. Dans ces conditions le rayonnement du tunnel sera équivalent à celui d'une ouverture rectangulaire (de même section que celle du tunnel) percée dans un écran plan. La théorie des modes ou des rayons permet de déterminer la carte de champ électromagnétique dans le plan d'entrée qui servira de point de départ de rayonnement. Les formules de KOTTLER permettant de calculer le champ rayonné seront rappelées et écrites sous leurs formes générales. Cependant dans les applications qui seront décrites, on ne s'intéressera qu'aux zones lointaines où ces formules sont considérablement réduites.

La théorie géométrique de diffraction (T.G.D.) fera l'objet du deuxième chapitre, dont on présentera les principes généraux servant de base au calcul de la diffraction. Dans une première étape nous déterminerons à partir des lois de diffraction énoncées par Keller le tracé des rayons diffracté en fonction de l'angle d'incidence, le champ diffracté sera ensuite calculé le long de chaque rayon et on définira enfin la notion du coefficient de diffraction.

Dans une seconde étape on s'intéressera au calcul du champ diffracté par un bord métallique puis par un bord diélectrique, et enfin par un coin considéré comme étant l'intersection de deux arêtes de surface plane. Dans chacun de ces cas le coefficient de diffraction sera établi et des exemples montrant la variation du champ dans l'espace entourant le bord seront présentés.

Dans le troisième chapitre nous envisagerons successivement le rayonnement et l'excitation du tunnel et nous donnons les résultats obtenus pour un changement de section. L'approche théorique utilisée est basée sur la T.G.D.. développée au chapitre précédent. Nous donnerons des exemples se rapportant soit à un tunnel double voies ayant une largeur de 6.2 m et une hauteur de 4 m, soit à un tunnel simple voie de 3.5 m de large. Afin de faire une comparaison entre les résultats obtenus par la théorie des grandes ouvertures et ceux obtenus par la T.G.D., on supposera lors de l'étude du rayonnement du tunnel que celui-ci débouche sur l'espace libre. La présence du plan de sol à la sortie du tunnel traduisant le cas réel sera ensuite considérée.

Le quatrième chapitre concerne l'exposé des mesures et leurs interprétations correspondant à une expérimentation qui a été menée dans le tunnel du Roux en Ardèche. L'objectif essentiel est d'étudier le comportement des ondes électromagnétiques lors de la transition intérieur - extérieur d'un tunnel routier. De nombreuses configurations ont été envisagées, l'antenne d'émission étant située soit à l'intérieur (étude du "rayonnement" du tunnel) soit à l'extérieur (étude de l'"excitation" du tunnel par l'onde incidente dans le plan d'ouverture).

C H A P I T R E I

-o-o-o-

RAYONNEMENT DU TUNNEL PAR LA THEORIE DES GRANDES OUVERTURES

S O M M A I R E

I - INTRODUCTION

II - RAYONNEMENTS DES OUVERTURES : FORMULES DE KOTTLER

II.1 - Equation du champ

II.2 - Intégration des équations du champ

II.3 - Applications aux ouvertures : FORMULES DE KOTTLER

II.4 - Expression du champ rayonné

III - APPLICATIONS AUX TUNNELS

III.1 - Champs sur l'ouverture équivalente

III.2 - Expression du champ rayonné en zone lointaine

III.3 - Théorie modale, calcul du champ rayonné par les modes hybrides $E_{H_{m,n}}$

IV - RAYONNEMENT DU TUNNEL

IV.1 - Présentation

IV.2 - Carte de champ

IV.3 - Diagramme de rayonnement

IV.3.1 - Application de la théorie des rayons

IV.3.2 - Rayonnement des modes fondamentaux

I - INTRODUCTION

Une première approche possible permettant l'étude théorique du couplage électromagnétique entre l'intérieur et l'extérieur d'un tunnel est basée sur la théorie des grandes ouvertures [3⁴]. Nous verrons que le formalisme mathématique donnant le champ rayonné par l'ouverture se ramène au calcul d'une intégrale étendue à toute la surface de l'ouverture et faisant intervenir la distance entre le point d'observation et des sources élémentaires que l'on suppose réparties sur la surface de l'ouverture.

Le rayonnement du tunnel, correspondant à un émetteur situé dans le tunnel et un récepteur à l'extérieur, sera donc déterminé à partir de la distribution du champ électromagnétique qui sera calculée soit par la théorie modale, soit par la théorie des rayons. On se limitera aux cas des zones lointaines où les formules de KOTTLER se simplifient considérablement, de plus on pourra adopter l'idée de WALTER qui permet de transformer l'intégrale double étendue à la surface de l'ouverture en une somme d'intégrales doubles calculables analytiquement.

II - RAYONNEMENTS DES OUVERTURES : FORMULES DE KOTTLER

II.1 - Equation du champ

En régime d'oscillations harmoniques les équations de MAXWELL s'écrivent

$$\vec{\text{rot}} \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} = \vec{J}^* \quad (1) \qquad \text{div} \vec{H} = \frac{1}{\mu} \rho^* \quad (3)$$

$$\vec{\text{rot}} \vec{H} = j\omega\epsilon\vec{E} + \vec{J}_e \quad (2) \qquad \text{div} \vec{E} = \frac{1}{\epsilon} \rho \quad (4)$$

Les quantités \vec{J}^* et ρ^* sont les densités fictives du "courant et de charge magnétique" qui n'ont pas de réalité physique.

Les équations du champ s'écrivent alors :

$$\vec{\text{rot}} \vec{\text{rot}} \vec{E} = k^2 \vec{E} - j\omega\mu\vec{J}_e - \vec{\text{rot}} \vec{J}^* \quad (5)$$

$$\vec{\text{rot}} \vec{\text{rot}} \vec{H} = k^2 \vec{H} - j\omega\epsilon\vec{J}^* + \vec{\text{rot}} \vec{J}_e \quad (6)$$

avec $k = \omega^2\epsilon\mu$

II.2 - Intégration des équations du champ

Le problème, qui consiste à déterminer les vecteurs \vec{E} et \vec{H} en un point intérieur d'un volume V à partir des valeurs de \vec{E} et \vec{H} sur la surface limitant ce volume, est basé sur l'application vectorielle du théorème de Green.

$$\int_V (\vec{A} \vec{\text{rot}} \vec{\text{rot}} \vec{C} - \vec{C} \vec{\text{rot}} \vec{\text{rot}} \vec{A}) dv = \int_S (\vec{C} \wedge \vec{\text{rot}} \vec{A} - \vec{A} \wedge \vec{\text{rot}} \vec{C}) ds \vec{n}$$

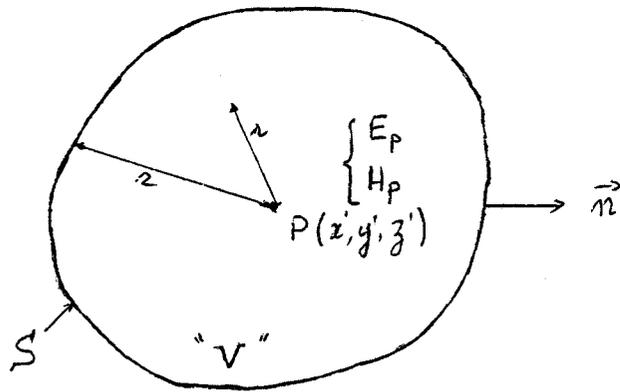


Figure 1

où \vec{A} et \vec{C} sont deux fonctions vectorielles que l'on suppose continues ainsi que leurs dérivées première et seconde, en tout point de V et de S , et \vec{n} étant le vecteur unitaire normal à la surface S orientée vers l'extérieur du volume V .

On choisit la surface mathématique S de telle manière qu'elle n'intercepte aucune densité de charge.

Pour calculer le champ (E_p, H_p) produit par les sources en un point quelconque $P(x', y', z')$ du volume V , identifions le vecteur quelconque \vec{C} au vecteur champ électrique \vec{E} ($\vec{C} = \vec{E}$) et posons $\vec{A} = \frac{e^{-jkr}}{r} \vec{a} = \Psi \vec{a}$, où \vec{a} est un vecteur unitaire constant introduit simplement pour donner un caractère vectoriel à $\Psi \vec{a}$, et r représente la distance d'un point variable (x, y, z) à l'intérieur de V , au point d'observation $P(x', y', z')$

$$r = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}$$

Après intégration directe [30] on aboutit à :

$$\vec{E}(x', y', z') = + \frac{1}{4\pi} \int_V (-j\omega\mu \vec{J}\Psi - \vec{J}^* \wedge \text{grad } \Psi + \frac{1}{\epsilon} \rho \text{ grad } \Psi) dV -$$

(8)

$$\frac{1}{4\pi} \int_S (-j\omega\mu (\vec{n}\wedge\vec{H})\Psi + (\vec{n}\wedge\vec{E}) \wedge \text{grad } \Psi + (\vec{n}\cdot\vec{E}) \text{ grad } \Psi) dS$$

$$\vec{H}(x',y',z') = \frac{1}{4\pi} \int_V (-j\omega \vec{E} J^* \Psi - \vec{J}_e \wedge \text{grad } \Psi + \frac{1}{\mu} \rho^* \text{grad } \Psi) dV + \quad (9)$$

$$\frac{1}{4\pi} \int_S (-j\omega \epsilon (n \wedge E) \Psi - (n \wedge H) \wedge \text{grad } \Psi - (n \cdot H) \text{grad } \Psi) dS$$

Les intégrales de volume représentent la contribution des sources internes au volume V alors que les intégrales de surface représentent la contribution des sources externes à S, créant un champ \vec{E} et \vec{H} sur la surface S.

Si la région V ne contient ni charge ni courant, le champ électrique en un point intérieur au domaine V s'écrit :

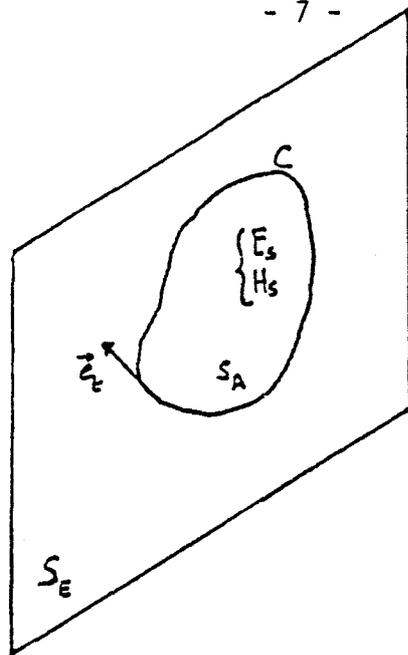
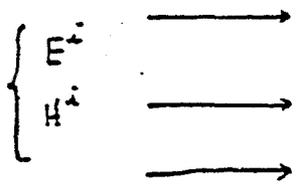
$$\vec{E}(x',y',z') = - \frac{1}{4\pi} \int_S (-j\omega \mu (n \wedge H_S) \Psi + (n \wedge E_S) \wedge \text{grad } \Psi + (n \cdot E_S) \text{grad } \Psi) dS \quad (10)$$

où \vec{E}_S et \vec{H}_S sont les champs électromagnétiques produits sur la surface S par les sources extérieures.

II.3 - Applications aux ouvertures : Formules de KOTTLER

Considérons une surface S_E sur laquelle on pratique une ouverture A de surface S_A (Figure 2) et on suppose qu'une onde électromagnétique est incidente sur celle-ci.

On se propose de déterminer le champ diffracté par l'onde.



$$x P \begin{cases} E_P \\ H_P \end{cases}$$

Figure 2

On va se construire une surface fermée S qui s'appuie sur un volume V à l'intérieur duquel se trouve le point d'observation P , et de sorte qu'il n'y ait ni charge ni courant à l'intérieur de V .

Cette surface S sera constituée :

- * d'une surface S_1 infiniment proche de S_E de telle sorte que tout point de S_1 soit situé à une même distance ϵ de S_E , S_1 est donc défini par $S_1 = S_A \cup \bar{S}_E$ où S_A est la surface de l'ouverture et \bar{S}_E la surface complémentaire de S_A à S_E .

- * d'une surface S_2 de dimension infinie, s'appuyant sur S_E .

La surface S_2 étant infiniment éloignée des sources, on peut toujours supposer que le champ électromagnétique sur sa surface est nul. Appelons E_s^i et H_s^i le champ qui existerait sur la surface S_A en l'absence de tout écran. Ce champ est donc équivalent au champ incident. On peut de plus admettre qu'il conservera la même valeur sur la partie de la surface S_1 située en regard immédiat de S_A .

Avec ce formalisme, les vecteurs \vec{E} et \vec{H} sont continus ainsi que leurs dérivées premières sur la surface S_A et sont nuls sur $\bar{S}_E = S_E - S_A$.

Au franchissement du contour C (Figure 2), les composantes tangentielles subissent donc une discontinuité. KOTTLER [28] a montré

que cette discontinuité due à l'arête de l'ouverture doit être compensée par l'introduction de distributions linéaires de charges électriques σ_e et magnétiques σ^* sur le contour C, liées aux champs \vec{E} et \vec{H} par :

$$\sigma_e = + \frac{1}{j\omega} \vec{E}_S^i \cdot \vec{e}_t \quad (11a)$$

$$\sigma^* = - \frac{1}{j\omega} \vec{E}_S^i \cdot \vec{e}_t \quad (11b)$$

(où \vec{e}_t représente le vecteur unitaire tangent au contour C).

L'introduction de ces distributions permet d'appliquer les formules (8) et (9) et le champ rayonné par l'ouverture peut s'écrire :

$$* \vec{E}(x', y', z') = + \frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{1}{4\pi} \int_C \text{grad } \Psi \vec{H}_S^i \cdot \vec{e}_t \, dl$$

$$- \frac{1}{4\pi} \int_{S_A} -j\omega\mu(n\vec{A}\vec{H}_S^i) \Psi + (n\vec{A}\vec{E}_S^i) \wedge \text{grad } \Psi + (n \cdot \vec{E}_S^i) \text{grad } \Psi \, dS$$

(12-a)

$$* \vec{H}(x', y', z') = - \frac{1}{j\omega\mu} \frac{1}{4\pi} \int_C \text{grad } \Psi \vec{E}_S^i \cdot \vec{e}_t \, dl$$

$$+ \frac{1}{4\pi} \int_{S_A} -j\omega\epsilon(n\vec{A}\vec{E}_S^i) \Psi - (n\vec{A}\vec{H}_S^i) \wedge \text{grad } \Psi - (n \cdot \vec{H}_S^i) \text{grad } \Psi \, dS$$

(12-b)

Par application du théorème de STOKES, l'intégrale de contour est transformée en intégrale de surface et on obtient :

$$\vec{E}(x', y', z') = \frac{1}{4\pi j\omega\epsilon} \int_{S_A} k^2(n\vec{A}\vec{H}_S^i) \Psi + [(n\vec{A}\vec{H}_S^i) \cdot \vec{\nabla}] \vec{\nabla} \Psi + j\omega\epsilon(n\vec{A}\vec{E}_S^i) \wedge \vec{\nabla} \Psi \, dS$$

(13-a)

$$H(x', y', z') = - \frac{1}{4\pi j\omega\mu} \int_{S_A} k^2 (n\Lambda E_{\vec{s}}^i) \Psi + (n\Lambda E_{\vec{s}}^i) \cdot \nabla \Psi - j\omega\mu (n\Lambda H_{\vec{s}}^i) \wedge \nabla \Psi \, dS$$

(13-b)

II.4 - Expression du champ rayonné

Dans le cas d'une polarisation rectiligne (en un point Q de l'ouverture, E et H gardent la même orientation quel que soit le temps), les intégrales de KOTTLER ont été explicitées [29] et le champ rayonné en un point P défini par ses coordonnées sphériques (r, θ, Ψ) est donné par :

$$E_r(R, \theta, \Psi) = \frac{k^2}{4\pi j\omega\epsilon} \iint_{S_A} T_r(R, \theta, \Psi, \rho, \beta) \frac{e^{-jkr}}{r} \, dS$$

$$E_\theta(R, \theta, \Psi) = \frac{k^2}{4\pi j\omega\epsilon} \iint_{S_A} T_\theta(R, \theta, \Psi, \rho, \beta) \frac{e^{-jkr}}{r} \, dS \quad (14)$$

$$E_\Psi(R, \theta, \Psi) = \frac{k^2}{4\pi j\omega\epsilon} \iint_{S_A} T_\Psi(R, \theta, \Psi, \rho, \beta) \frac{e^{-jkr}}{r} \, dS$$

Avec :

$$* T_r(R, \theta, \Psi, \rho, \beta) = (H_{\vec{s}}^i \cdot \nabla \bar{\Psi}) \sin\theta + j\omega\epsilon \left(\frac{j}{kr} + \frac{1}{k^2 r^2} \right) \rho \cos\theta \cdot (E_{\vec{s}}^i \cdot \nabla \beta) + \left(-1 + \frac{3j}{kr} + \frac{3}{k^2 r^2} \right) (K_e \cdot r_1)$$

$$\left(\frac{R}{r} - \frac{\rho}{r} \sin\theta \cos(\Psi - \beta) \right) - \left(\frac{j}{kr} + \frac{1}{k^2 r^2} \right) H_{\vec{s}}^i \cdot \nabla \bar{\Psi} \sin\theta \quad (15-a)$$

$$\begin{aligned}
 * T_{\Psi}(R, \theta, \Psi, \rho, \beta) = & (H_{\beta}^i \cdot V\vec{\Psi}) - j\omega\epsilon \left(\frac{j}{kr} + \frac{1}{k^2 r^2} \right) R \cos\theta (E_{\beta}^i \cdot V\vec{\Psi}) + \left(-1 + \frac{3j}{kr} + \frac{3}{k^2 r^2} \right) (K_e \cdot r_1) \left(\frac{\rho}{r} \sin\theta \right) \\
 & - \left(\frac{j}{kr} + \frac{1}{k^2 r^2} \right) (H_{\beta}^i \cdot V\vec{\Psi}) \quad (15)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 * T_{\theta}(R, \theta, \Psi, \rho, \beta) = & (H_{\beta}^i \cdot V\vec{\Psi}) \cos\theta + (E_{\beta}^i \cdot V\rho) \left(\frac{j}{kr} + \frac{1}{k^2 r^2} \right) j\omega\epsilon + \left(-1 + \frac{3j}{kr} + \frac{3}{k^2 r^2} \right) (k \cdot r_1) \\
 & \left(-\frac{\rho}{r} \cos\theta \cos(\Psi - \beta) \right) - \left(\frac{j}{kr} + \frac{1}{k^2 r^2} \right) (H_{\beta}^i \cdot V\vec{\Psi}) \cos\theta \quad (15)
 \end{aligned}$$

$$V\vec{\Psi} = \sin\Psi \vec{i} - \cos\Psi \vec{j}$$

$$V\vec{\Phi} = \cos\Psi \vec{i} + \sin\Psi \vec{j}$$

$$V_{\beta} = \cos\beta \vec{i} + \sin\beta \vec{j}$$

$$V_{\rho} = (R \cos\Psi - \rho \sin\theta \cos\beta) \vec{i} + (R \sin\Psi - \rho \sin\theta \sin\beta) \vec{j}$$

$$r_1 = \left(\frac{R}{r} \sin\theta \cos\Psi - \frac{\rho}{r} \cos\beta \right) \vec{i} + \left(\frac{R}{r} \sin\theta \sin\Psi - \frac{\rho}{r} \sin\beta \right) \vec{j} + \frac{R}{r} \cos\theta \vec{k}$$

$$k_e = -H_y^i \vec{i} + H_x^i \vec{j} = n \wedge H_{\beta}^i$$

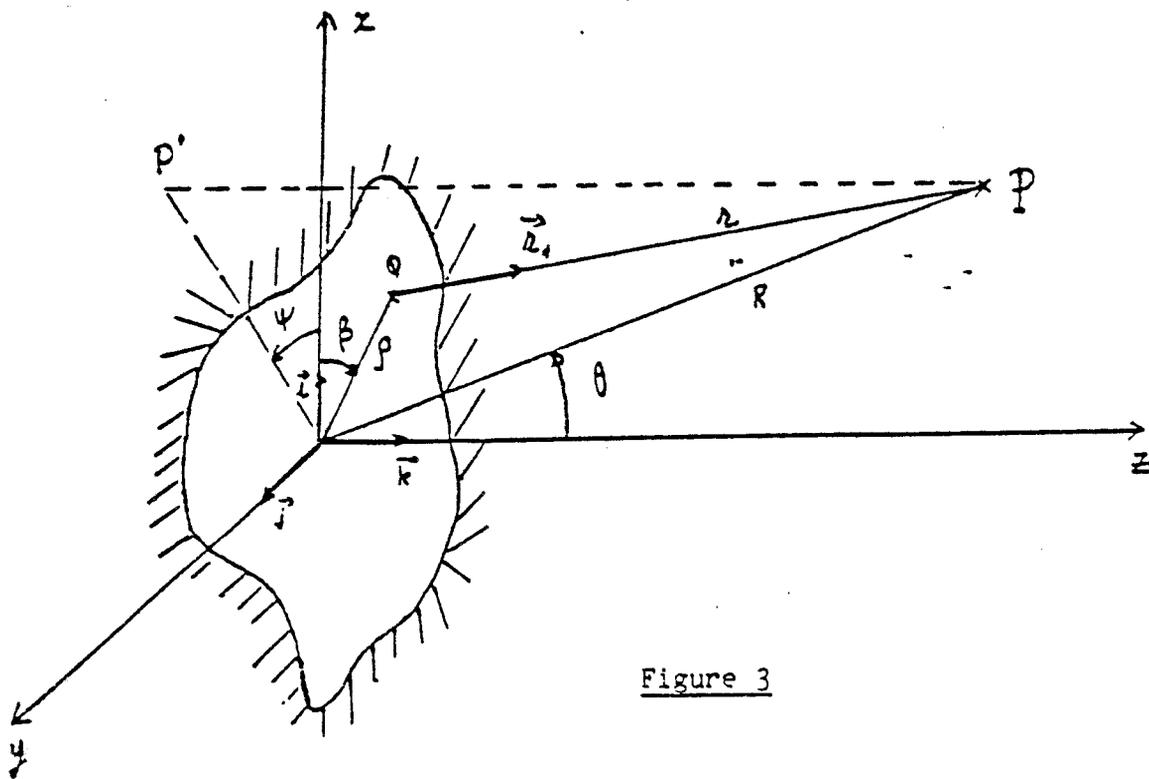


Figure 3

III - APPLICATIONS AU RAYONNEMENT DES TUNNELS

III.1 - Champs sur l'ouverture équivalente

Le calcul de la distribution du champ électromagnétique à la surface de l'ouverture sera fait par la théorie des rayons [27] dont on a jugé utile de rappeler les grandes lignes.

Soit un émetteur placé à l'intérieur du tunnel. On se propose de déterminer le champ reçu en un point situé dans le guide. Ce champ peut être considéré comme étant la somme d'une onde directe, d'une onde réfléchie une fois sur chaque paroi et des ondes à réflexions multiples. Pour que l'on puisse considérer l'onde comme un rayon il est nécessaire que les dimensions transversales du tunnel soient beaucoup plus grandes que la longueur d'onde. Ainsi à chaque onde on peut faire correspondre un rayon provenant d'une image de l'émetteur pris par rapport aux parois et entâché de plusieurs réflexions sur celles-ci.

La source image sera notée de façon générale $S(m,n)$ où m et n désignent respectivement le nombre de réflexions sur les parois horizontales et verticales. Sur la figure 4 nous avons tracé le trajet d'un rayon particulier provenant de la source $S(2,2)$. Par des considérations géométriques simples on peut facilement vérifier que la distance directe de la source image $S(m,n)$ au point de réception R considéré est identique à la somme des distances parcourues par le rayon réel lors de ses réflexions multiples. On peut également vérifier que pour chaque rayon, les angles d'incidence ψ par rapport aux côtés horizontaux et θ par rapport aux côtés verticaux se conservent. D'une façon générale les coordonnées des sources images dans le plan $Z = 0$ sont données par :

$$x_i = 2 a_i \pm x_0$$

$$y_j = 2 b_j \pm y_0$$

où a et b désignent respectivement la hauteur et la largeur du tunnel, x_0 et y_0 sont les coordonnées de l'émetteur et i et j sont des entiers.

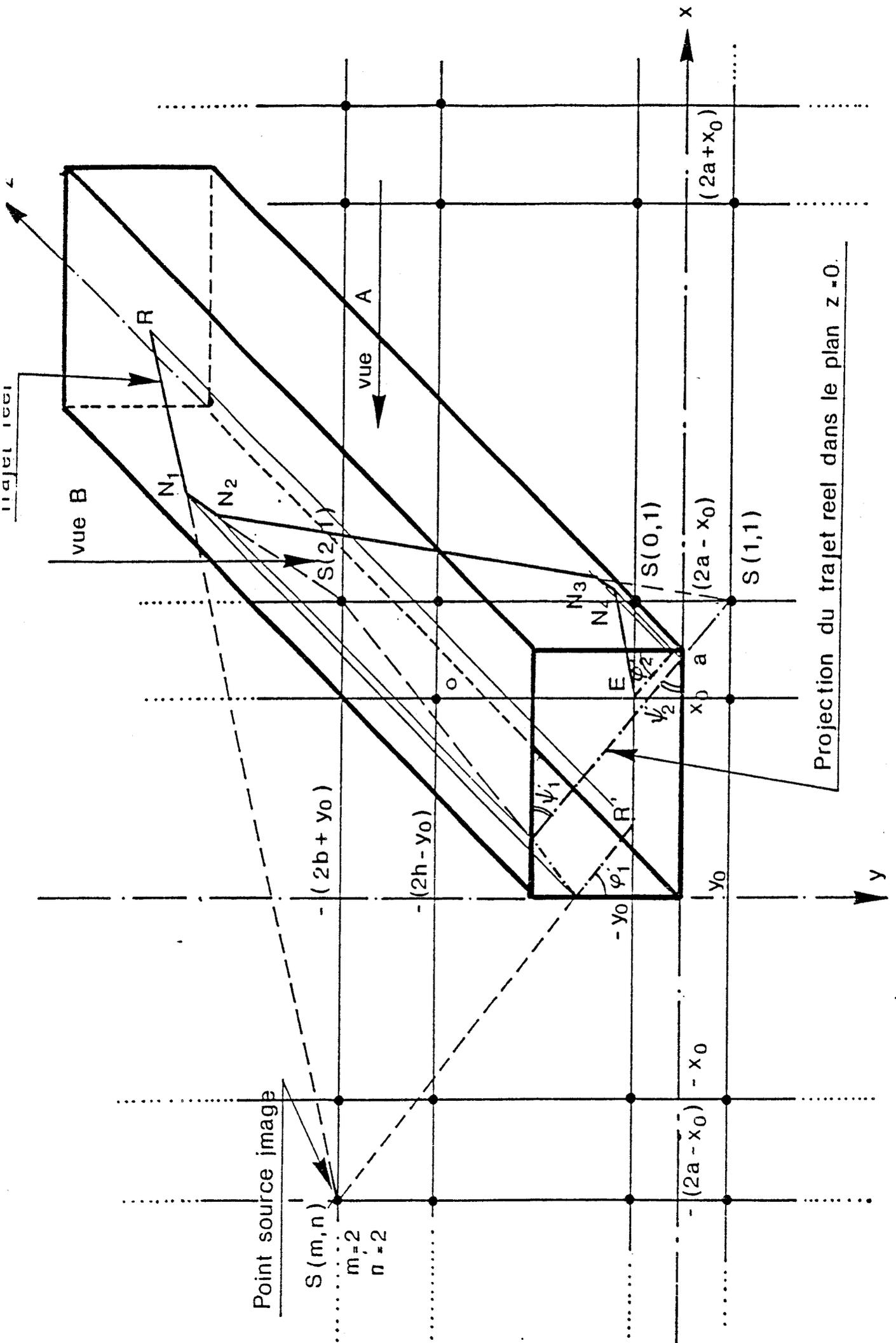


FIGURE 4

L'amplitude totale du champ électrique E_{ξ}^i ou magnétique H_{ξ}^i , que l'on note de façon générale par ξ sera donc obtenue en sommant les contributions du champ direct et de l'ensemble des images, donc :

$$\xi = \sum_m \sum_n \xi_D(S_{m,n}) \cdot (RTE)^n (RTM)^m$$

où $\xi_D(S_{m,n})$ représente le champ direct issu de la source $S(m,n)$, RTE et RTM sont les coefficients de réflexion respectifs sur les parois perpendiculaires à l'antenne et sur les parois parallèles à l'antenne.

D'après ce que l'on vient de voir, le rayonnement du tunnel sera équivalent à celui d'une ouverture de même surface que celle de l'extrémité du guide et qui sera découpé dans un écran plan supposé opaque. Le champ électromagnétique à la surface de cette ouverture sera dû aux sources "images" et à la source réelle placée dans le plan $Z = 0$ à une distance Z_R de l'ouverture. Figure 5

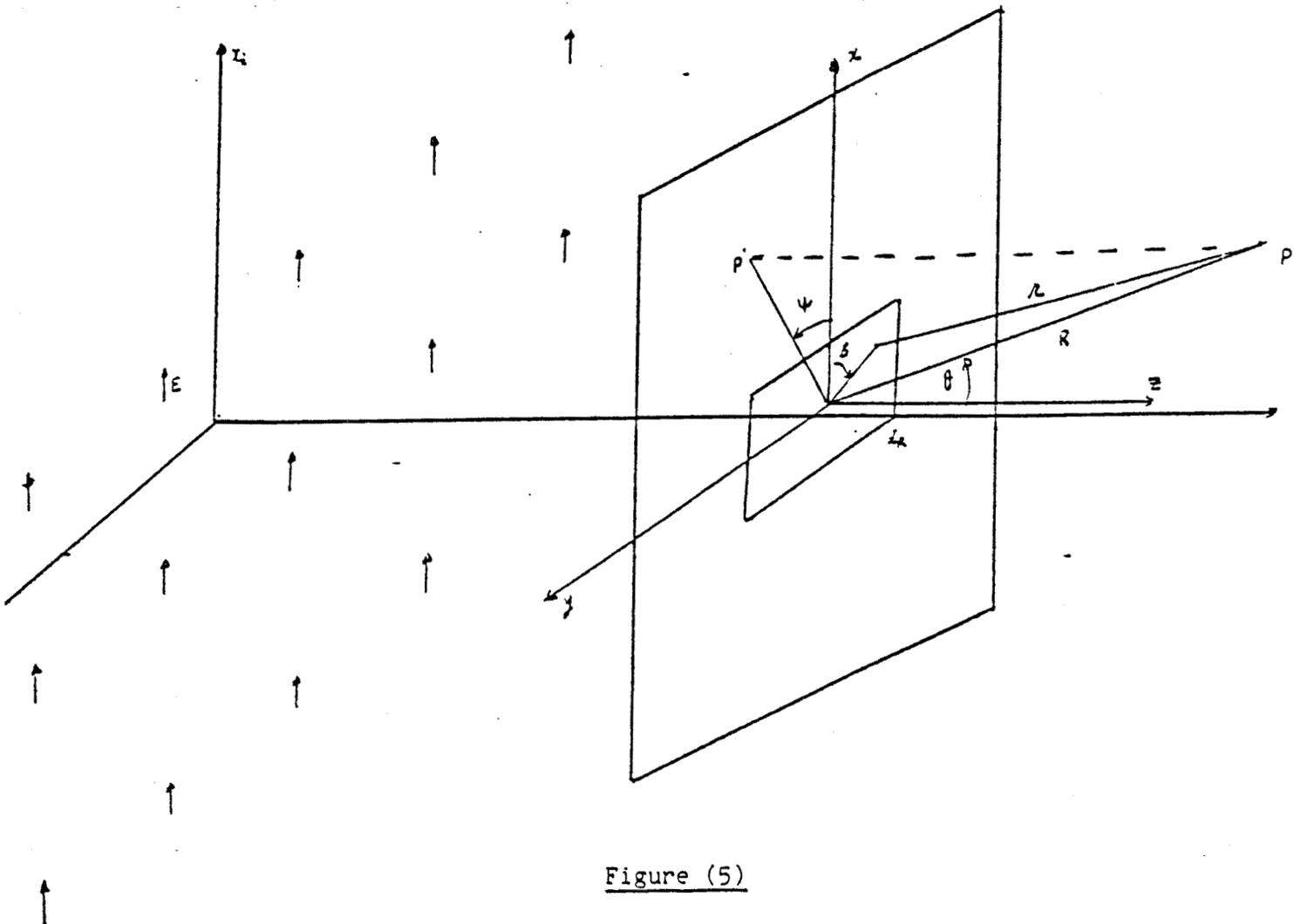


Figure (5)

III.2 - Expression du champ rayonné en zone lointaine

L'intégration des formules de KOTTLER est délicate dans le cas général où la distance R entre le point d'observation et l'ouverture est faible. Un des objectifs de cette approche est de valider les résultats qui seront obtenus par la théorie géométrique de la diffraction et détaillés dans le chapitre 3. Cette comparaison ne sera effectuée que dans la zone lointaine et les courbes présentées dans ce chapitre ont été tracées dans cette approximation. En effet des formules simplifiées associées au rayonnement de l'ouverture peuvent être obtenues. En effet pour un point P quelconque repéré par ces coordonnées (R,θ,Ψ) (Figure 5), on peut écrire :

$$r^2 = R^2 + \rho^2 - 2R \rho \sin \theta \cos(\Psi - \beta)$$

soit :

$$r = R \left(1 + \frac{\rho^2}{R^2} - \frac{2\rho}{R} \sin \theta \cos(\Psi - \beta) \right)^{1/2} \quad (16)$$

Dans le cas où le point P est tel que le rayon R est suffisamment grand par rapport aux dimensions de l'ouverture, de sorte que l'on puisse considérer que le rapport $\frac{\rho}{R}$, et par conséquent $\frac{\rho^2}{R^2}$, sont proches de zéro, l'expression (16) serait équivalente à :

$$r \cong R - \rho \sin \theta \cos(\Psi - \beta) + \frac{\rho^2}{2R} (1 - \sin^2 \theta \cos^2(\Psi - \beta)) + \dots \quad (17)$$

Le développement limite de r va entraîner une approximation dans le

terme de phase e^{-jkr} .

Fixons à priori comme borne maximum, une erreur de phase de $\frac{\pi}{8}$ lorsqu'on ne prend en compte que les deux premiers termes du développement en série de r. Ceci définit la zone lointaine et la formule (17) montre que la distance R doit satisfaire l'inégalité suivante : $R \geq \frac{2D^2}{\lambda}$ (où D est la plus grande distance entre deux points de l'ouverture).

Dans ce cas, les formules de KOTTLER se réduisent à :

$$\vec{E}_r = 0$$

$$\vec{E}_\theta = -\frac{j}{2\lambda R} \iint_{S_A} (-(\vec{E}_\xi^i \cdot \vec{V}\bar{\psi}) + Z \cos\theta (\vec{H}_\xi^i \cdot \vec{V}\bar{\psi})) e^{-jkr} dS$$

$$\vec{E}_\psi = -\frac{j}{2\lambda R} \iint_{S_A} (Z(\vec{H}_\xi^i \cdot \vec{V}\bar{\psi}) + \cos\theta(\vec{E}_\xi^i \cdot \vec{V}\bar{\psi})) e^{-jkr} dS$$

(18)

Z étant l'impédance d'onde du milieu.

Intégration des formules de KOTTLER

Pour calculer les intégrales (18), WALTER [31] a suggéré de subdiviser le domaine d'intégration en de nombreux petits carrés élémentaires A_{ij} indépendants les uns des autres et à l'intérieur desquels on peut considérer que l'amplitude complexe $\xi(x_i, y_i)$ du champ électrique ou magnétique garde une valeur constante. Il est ainsi possible de sortir ce terme de l'intégrale double, ce qui permet de rendre cette dernière à variables séparables et même d'en permettre le calcul analytique. Cette façon de voir les choses correspond à celle exprimée par HUYGENS qui envisage le rayonnement d'une ouverture comme étant celui de multiples sources élémentaires distribuées sur la surface de celle-ci.

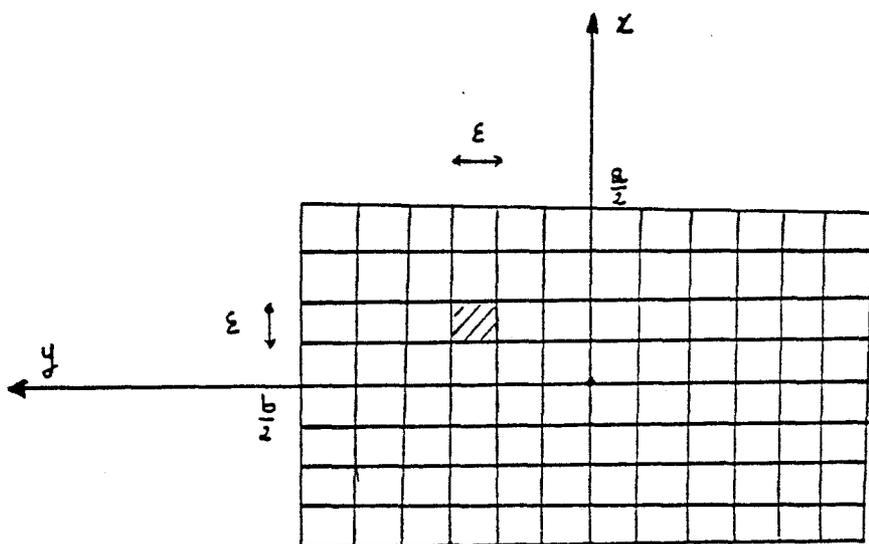


Figure (6)

Pour expliciter les intégrales (18) nous serons amenés à calculer une intégrale scalaire de la forme :

$$J(P) = \iint_S \xi(x,y) e^{-jkr} dS \quad (19)$$

où $\xi(x,y)$ représente une des composantes tangentielles du champ électromagnétique. En coordonnées cartésiennes, (19) peut s'écrire en utilisant l'hypothèse précédente

$$J(P) = e^{-jkR} \sum_{ij} \xi(x_i, y_i) \int_{A_{ij}} e^{jk \sin \theta (x \cos \Psi + y \sin \Psi)} dx dy$$

Avec $\xi(x_i, y_i)$ la valeur du champ calculé au centre du carré A_{ij}

$$J(P) = e^{-jkR} \sum_{ij} \xi(x_i, y_i) \int_{x_i - \frac{\epsilon}{2}}^{x_i + \frac{\epsilon}{2}} e^{jk_x x} dx \cdot \int_{y_i - \frac{\epsilon}{2}}^{y_i + \frac{\epsilon}{2}} e^{jk_y y} dy$$

et enfin :

$$J(P) = e^{-jkR} \frac{1}{\epsilon^2} \frac{\sin U}{U} \cdot \frac{\sin V}{V} \cdot \sum_{ij} \xi(x_i, y_i) e^{j(x_i k_x + y_i k_y)} \quad (20)$$

Où : $k_x = k \sin \theta \cos \Psi$

$k_y = k \sin \theta \sin \Psi$

$$U = k_x \cdot \frac{\epsilon}{2}$$

$$V = k_y \cdot \frac{\epsilon}{2}$$

On aboutit ainsi à une expression simple du champ rayonné par l'ouverture.

III.3 - Théorie modale et calcul du champ rayonné par les modes hybrides $E_{H_{mn}}$

Des auteurs tels que LAAKMAN et STEIR [32] ont étudié le guide laser rectangulaire creux en négligeant les discontinuités dans les coins. De plus ils ont donné des solutions approchées des équations modales en faisant des approximations simplificatrices. L'analyse modale ainsi faite donne des résultats satisfaisants lorsque les pertes sont faibles, ceci en comparaison avec les résultats obtenus par des méthodes numériques analogues à celle de GOELL [33].

On peut montrer également que les seuls modes susceptibles de se propager dans un tel guide sont les modes hybrides notés $E_{H_{mn}}$.

Aux fréquences que nous envisageons, les guides que constituent les tunnels sont surdimensionnés et l'approche faite par LAAKMAN pourra servir de base à notre étude.

Dans le cas d'une polarisation verticale les expressions (en omettant le terme $\exp j(\omega t - k_g z)$) du champ s'écrivent :

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

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

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

$$* E_y = 0 \tag{21}$$

$$* H_z = j \frac{\epsilon_0}{\mu_0}^{1/2} \frac{n\lambda}{4b} \sin\left(\frac{m\pi}{2a} x + \theta_x\right) \cdot \sin\left(\frac{n\pi}{2b} y + \theta_y\right)$$

$$* H_x = 0$$

$$* H_y = \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} E_x \quad (22)$$

où (2a) et (2b) sont respectivement la hauteur et la largeur du tunnel et θ_x , θ_y sont des termes de parités qui sont tels que

$$\begin{aligned} \theta_x &= 0 && \text{pour } m \text{ entier pair} \\ \theta_x &= \frac{\pi}{2} && \text{" " " impair} \\ \theta_y &= 0 && \text{pour } n \text{ entier impair} \\ \theta_y &= \frac{\pi}{2} && \text{" " " pair} \end{aligned}$$

En zone lointaine les expressions du champ rayonné sont obtenues à partir des relations (18) qui dans ce cas se simplifient vu que E_y et H_x sont nuls, et on obtient :

$$E_r = 0$$

$$E_\theta = j \frac{e^{-jkR}}{2\lambda R} \cos\psi (1+\cos\theta) \int_{S_A} E_x(x,y) e^{+j(k_{xx} + k_{yy})} dS$$

$$E_\psi = -j \frac{e^{-jkR}}{2\lambda R} \sin\psi (1+\cos\theta) \int_{S_A} E_x(x,y) e^{+j(k_{xx} + k_{yy})} dS$$

(23)

où k_x et k_y sont donnés dans le paragraphe précédent. Remarquons que la répartition du champ sur l'ouverture se met sous la forme :

$$E_x(x,y) = f(x) \cdot g(y)$$

L'intégrale double de (23) se transforme alors en un produit de deux intégrales simples calculables analytiquement. (Annexe 1)

IV - RAYONNEMENT DU TUNNEL

IV.1 - Présentation générale

Par cette appellation "rayonnement du tunnel" on envisage la configuration géométrique suivant laquelle l'antenne d'émission est placée à l'intérieur du tunnel, le champ rayonné étant mesuré à l'extérieur de celui-ci.

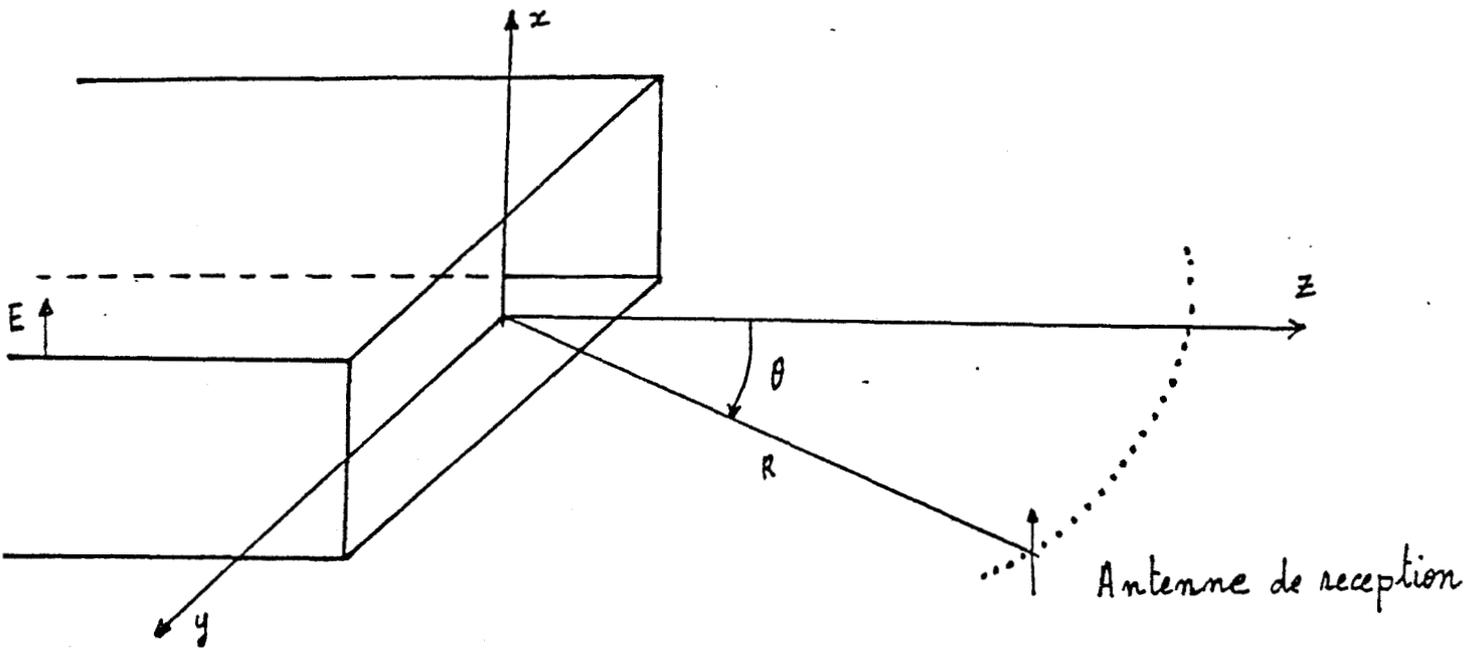


Figure (7)

Le champ dans l'ouverture du tunnel est déterminé soit par la théorie des rayons en effectuant le calcul au centre de chaque maille (Figure 5), soit par la théorie modale. Dans ce dernier cas, on ne s'intéresse qu'au rayonnement d'un seul mode.

Dans l'exemple présenté dans ce chapitre, on s'intéressera à des tunnels de métro de petit gabarit, type VAL. Les dimensions transversales du tunnel à 1 voie sont de 3,5 m x 4 m tandis que pour un tunnel à 2 voies elles sont de 6,2 m x 4 m.

IV.2 - Carte de champ dans le plan d'entrée

Afin d'étudier l'influence de la position du mobile émetteur situé dans le tunnel sur le diagramme de rayonnement de l'ouverture, nous avons tout d'abord tracé la variation du champ électrique en fonction de la distance Emetteur - Récepteur pour un tunnel supposé infini (Figure 8 - tunnel 1 voie), (Figure 9 - tunnel 2 voies). Les points d'émission et de réception sont dans ce cas situés au centre du tunnel, mais les conclusions auxquelles nous aboutissons s'appliqueront quelle que soit la position de l'émetteur dans un plan transverse du tunnel.

L'émetteur sera positionné de sorte que dans le plan d'ouverture du tunnel, le champ électrique présente un minimum ou un maximum d'amplitude au centre de l'ouverture.

Ces points sont notés A_m^1 , A_M^1 pour un tunnel 1 voie (Figure 8) et A_m^2 , A_M^2 pour un tunnel 2 voies (Figure 9).

Pour un tunnel 1 voie, les courbes de la Figure 10 représentent la variation de la partie réelle (trait plein), imaginaire (pointillé), et de l'amplitude du champ sur l'axe horizontal passant par le centre du tunnel suivant que le plan d'ouverture est situé au point A_m^1 (Figure 10-a) ou au point A_M^1 (Figure 10-b). On note que pour le point A_M^1 , lorsque l'émetteur est situé à grande distance de l'ouverture, un mode de propagation devient prépondérant puisque l'allure de la carte de champ correspond à celle du mode EH_{11} , le champ étant maximum au centre. Au point A_m^1 par contre, on remarque que la carte d'amplitude du champ est très voisine de celle du mode EH_{12} (minimum au centre). Pour un tunnel 2 voies, les courbes obtenues dans les mêmes conditions que précédemment sont représentées sur la Figure 11.

IV.3 - Diagramme de rayonnement

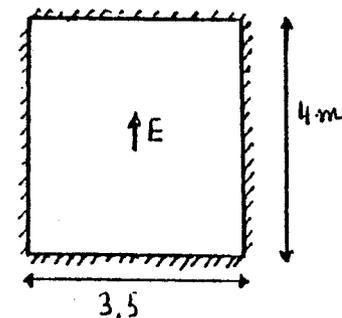
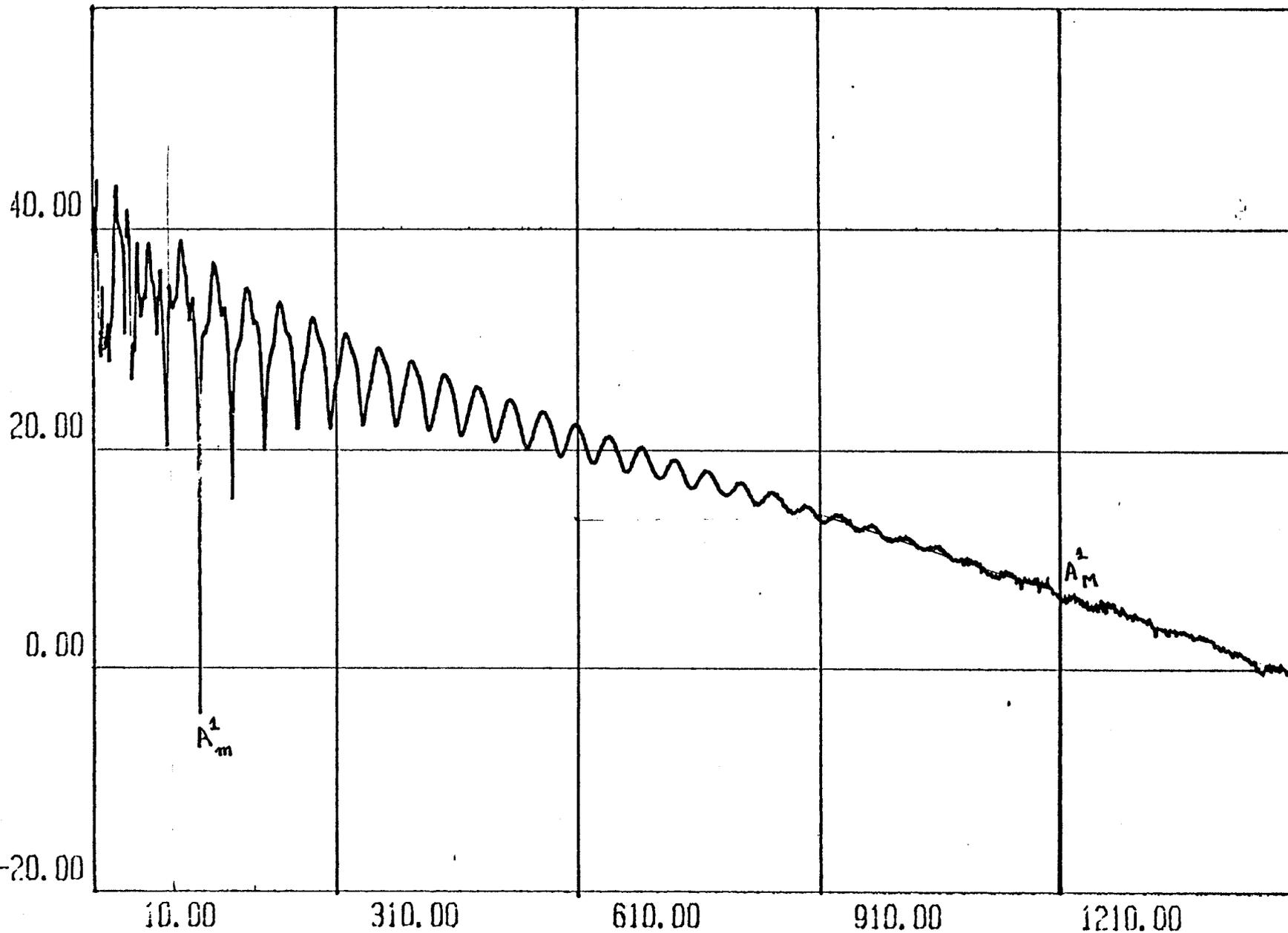
IV.3.1 - Application de la théorie des rayons

Les Figures 12 et 13 représentent respectivement les diagrammes de rayonnement du tunnel 1 voie, suivant que l'amplitude du champ électrique est maximale ou minimale au centre de l'ouverture. L'antenne

E (dB)

TUNNEL INFINI _ VARIATION DU CHAMP EN FONCTION
DE LA DISTANCE EMETTEUR _ RECEPTEUR

TUNNEL 1 VOIE



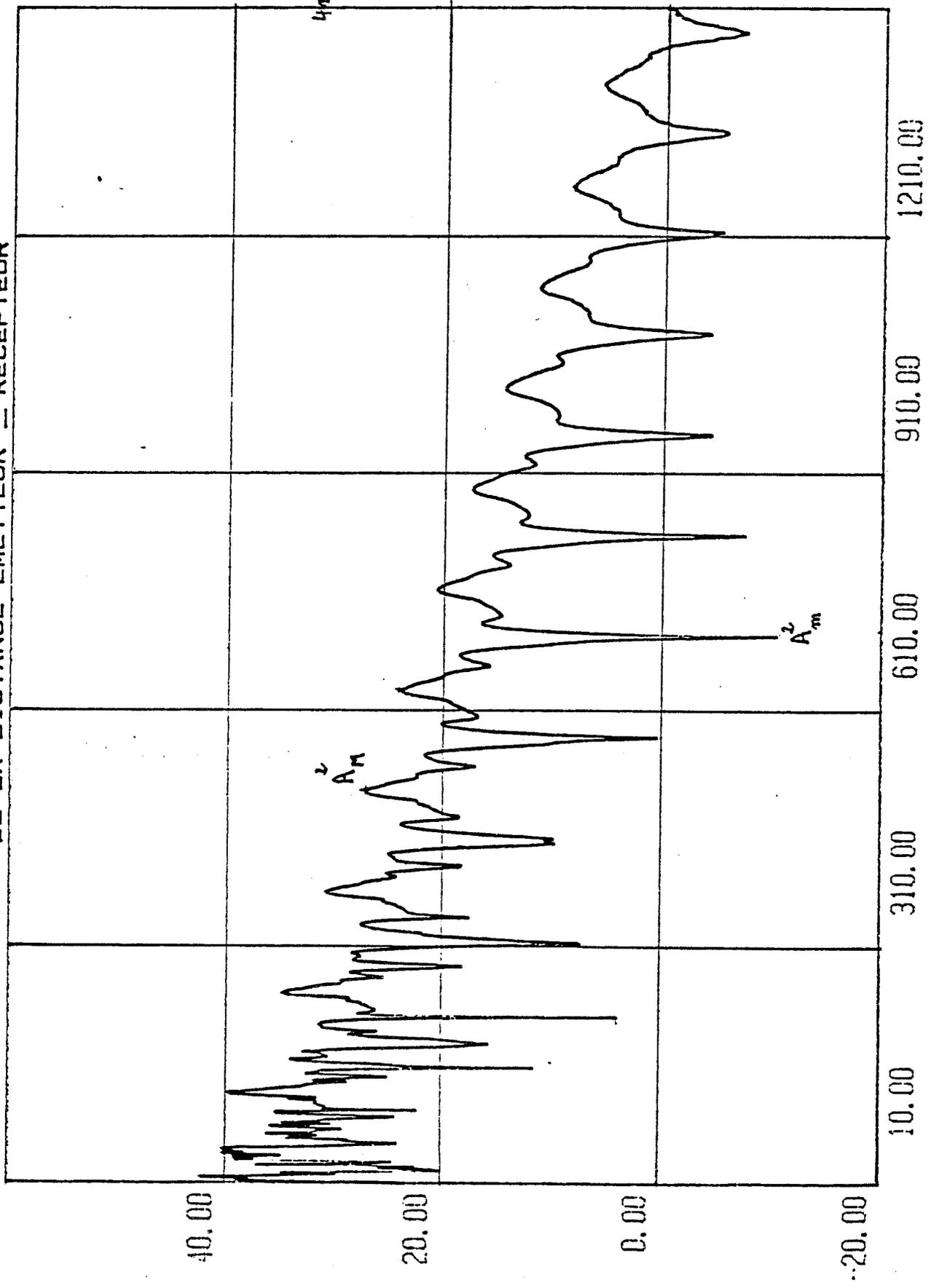
$$\left\{ \begin{array}{l} f = 1 \text{ GHz} \\ \nu = 10^{-2} \text{ mho/m} \\ \epsilon_r = 10 \end{array} \right.$$

- 21 -

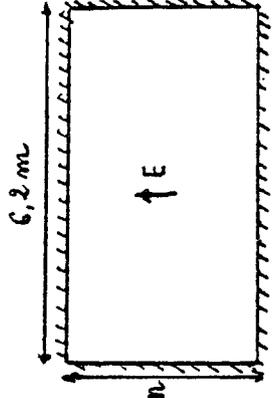
Figure 8

distance Emetteur _ Recepteur

E (dB) TUNNEL INFINI — VARIATION DU CHAMP EN FONCTION DE LA DISTANCE EMETTEUR — RECEPTEUR



TUNNEL 2 VOIES



$$\left\{ \begin{array}{l} f = 1 \text{ GHz} \\ v = 10^{-2} \text{ mho/m} \\ \epsilon_r = 10 \end{array} \right.$$

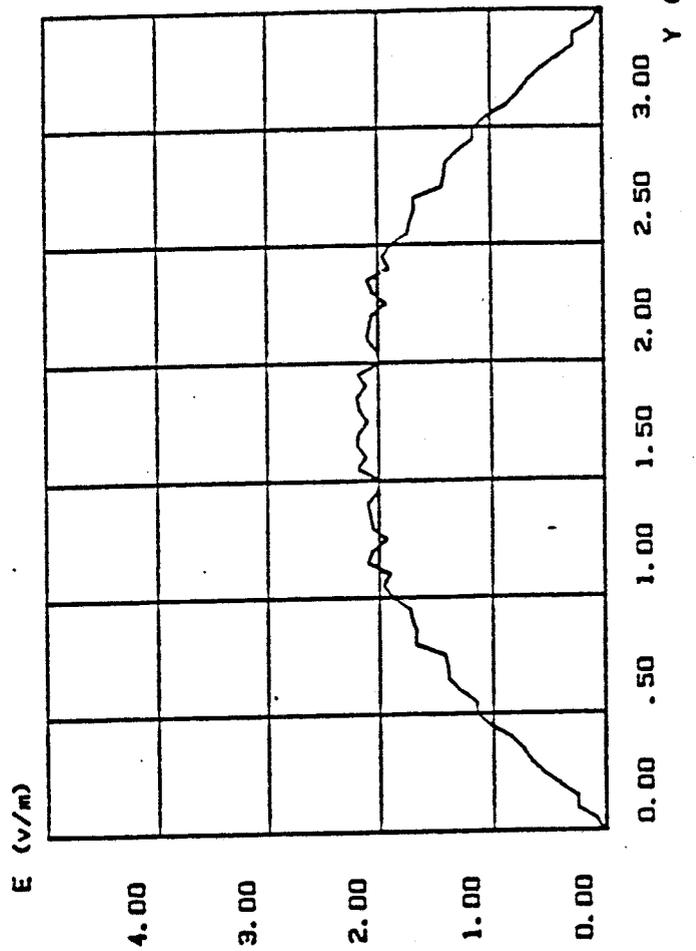
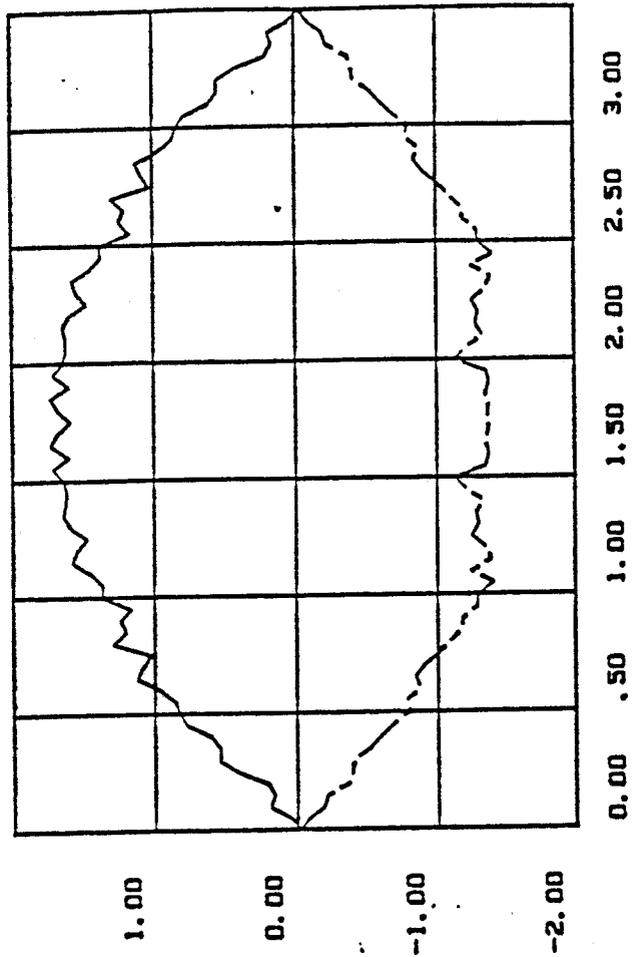


FIGURE 10_b

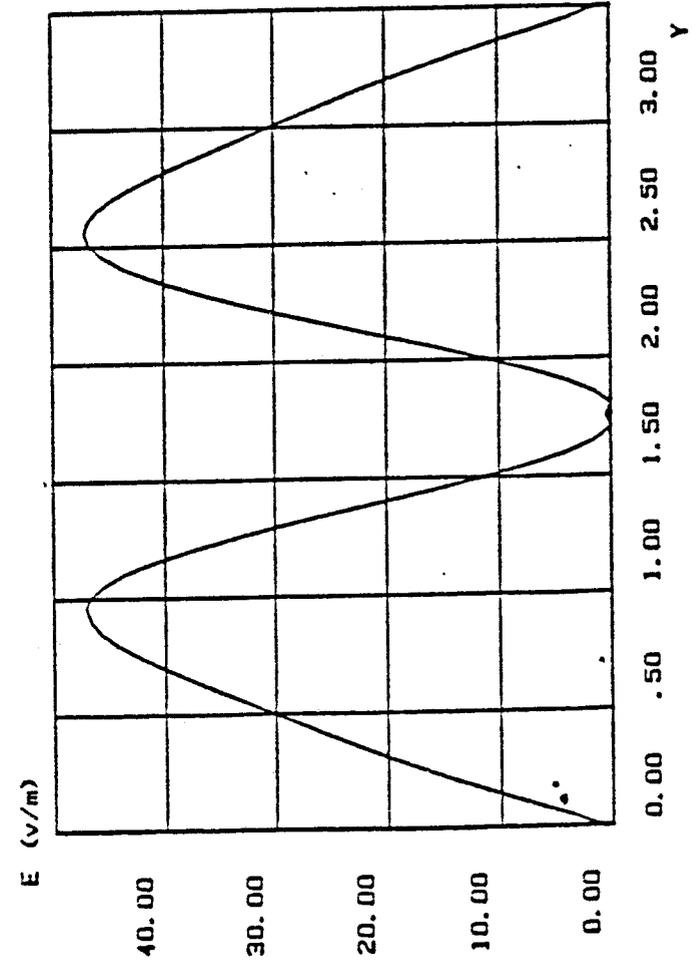
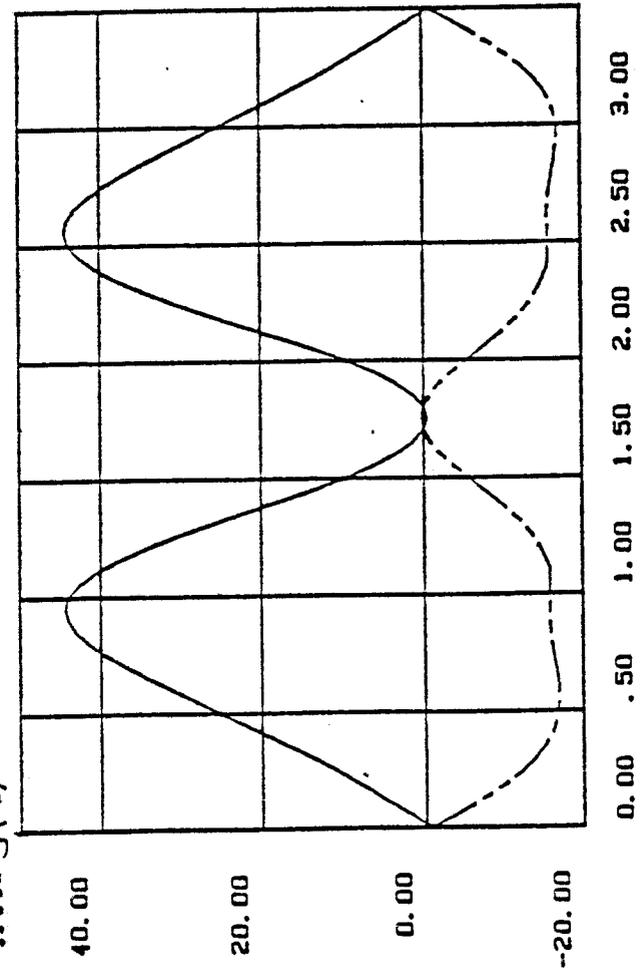


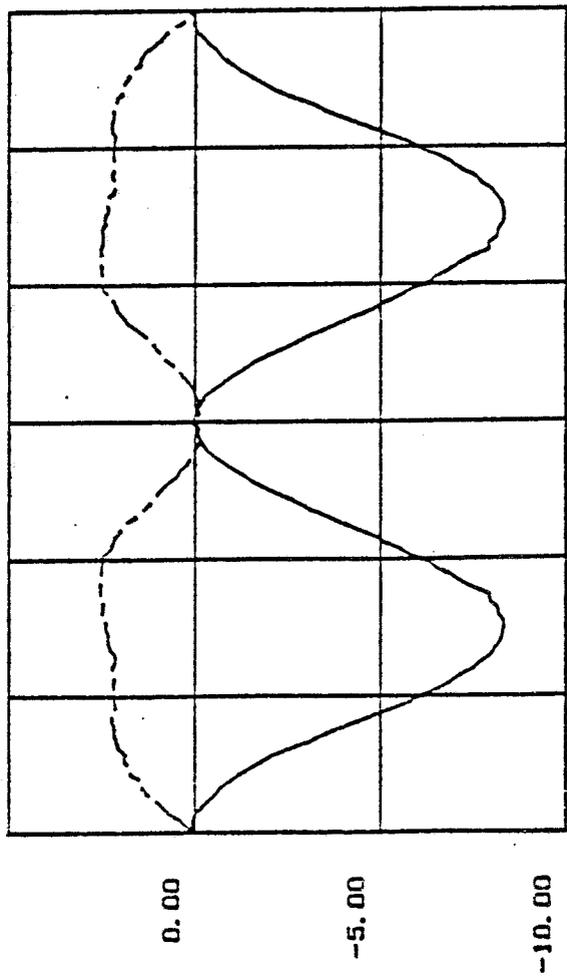
FIGURE 10_c

FIGURE 10

TUNNEL 2 VOIES

Minimum au centre

—: $R(E)$
- - - : $S(E)$

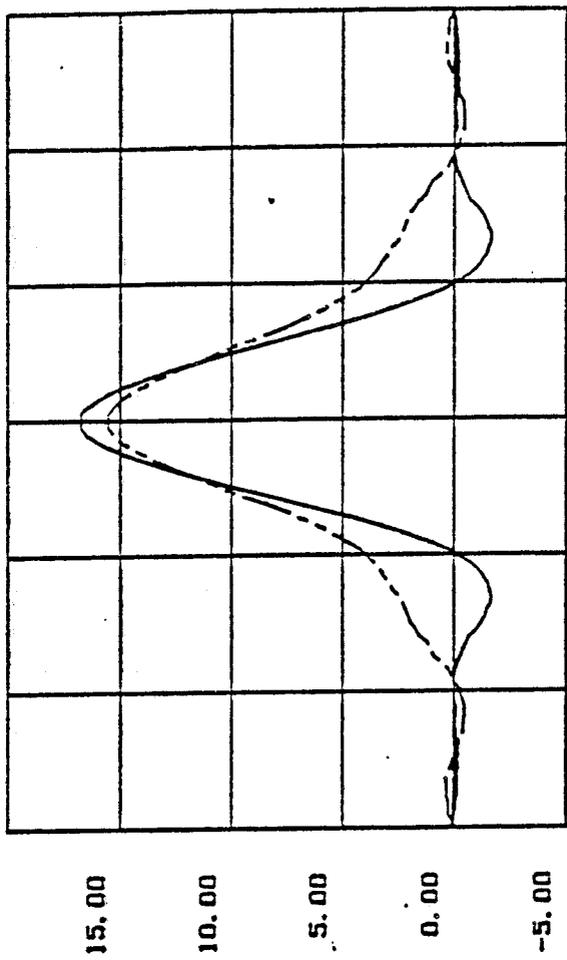


E (v/m)

Y (m)

FIGURE 11_a

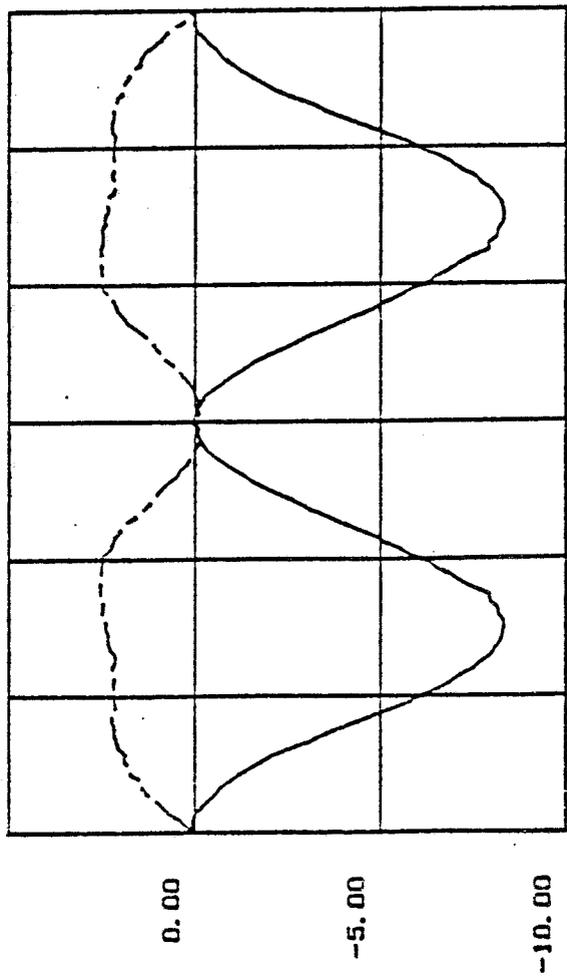
Maximum au centre



E (v/m)

Y (m)

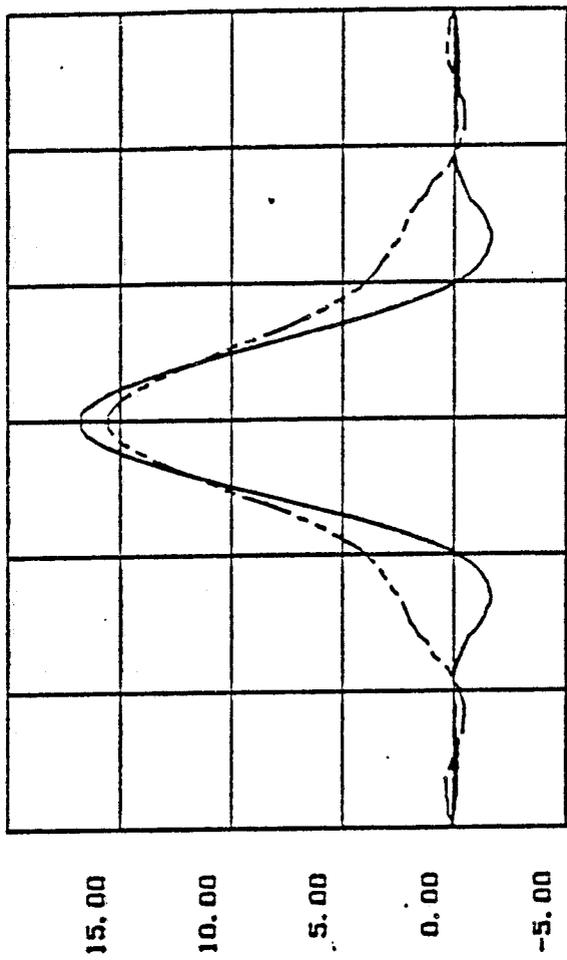
FIGURE 11_b



E (v/m)

Y (m)

FIGURE 11_a

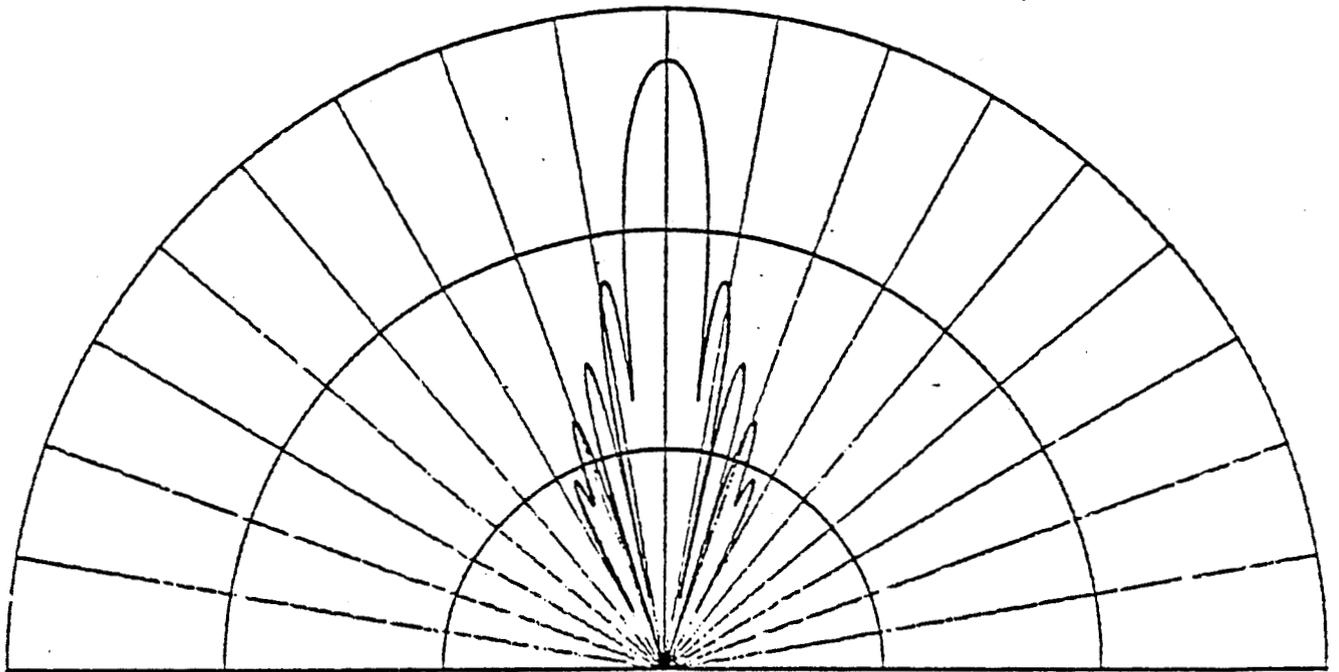
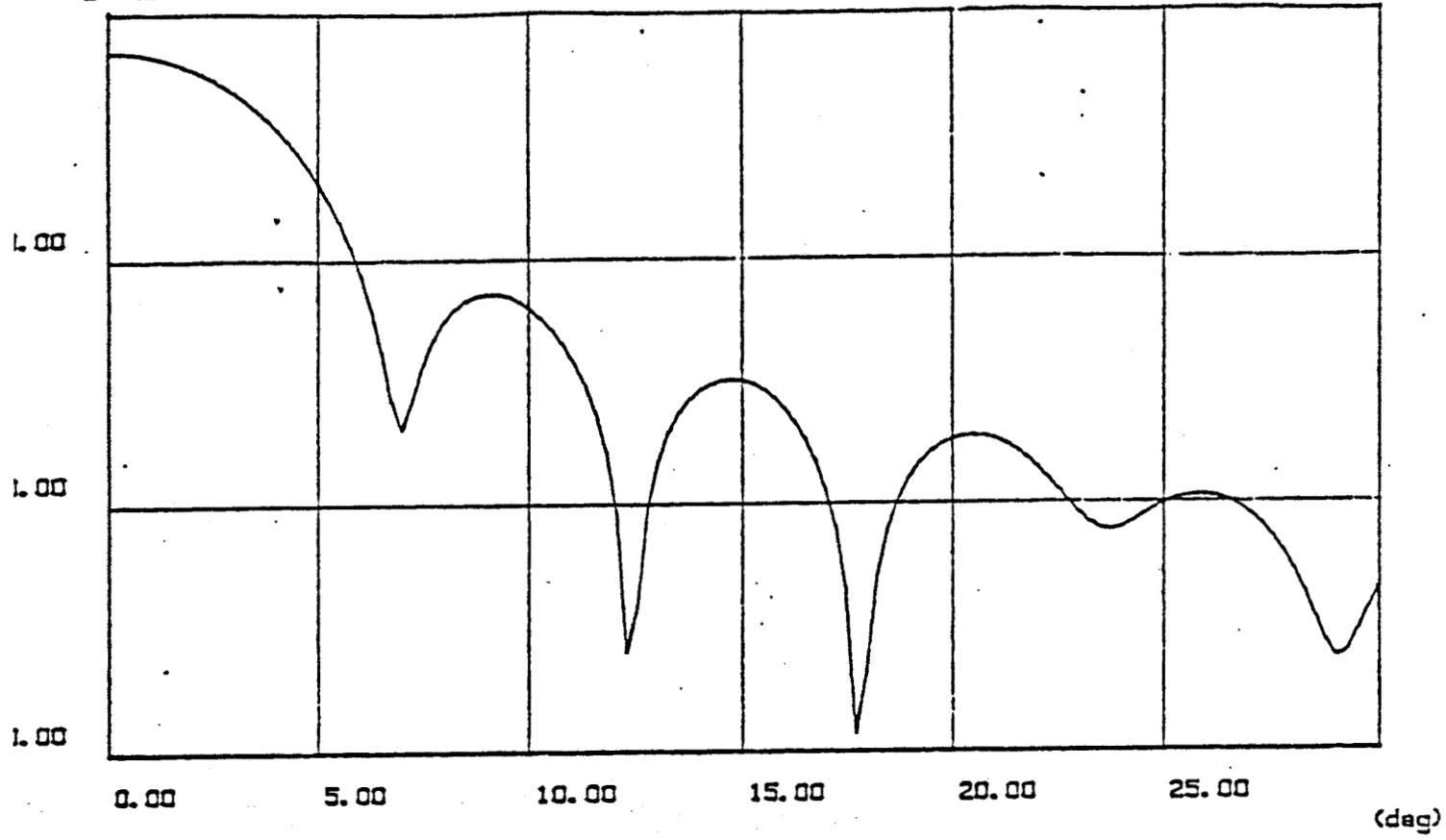


E (v/m)

Y (m)

FIGURE 11_b

E (dB)

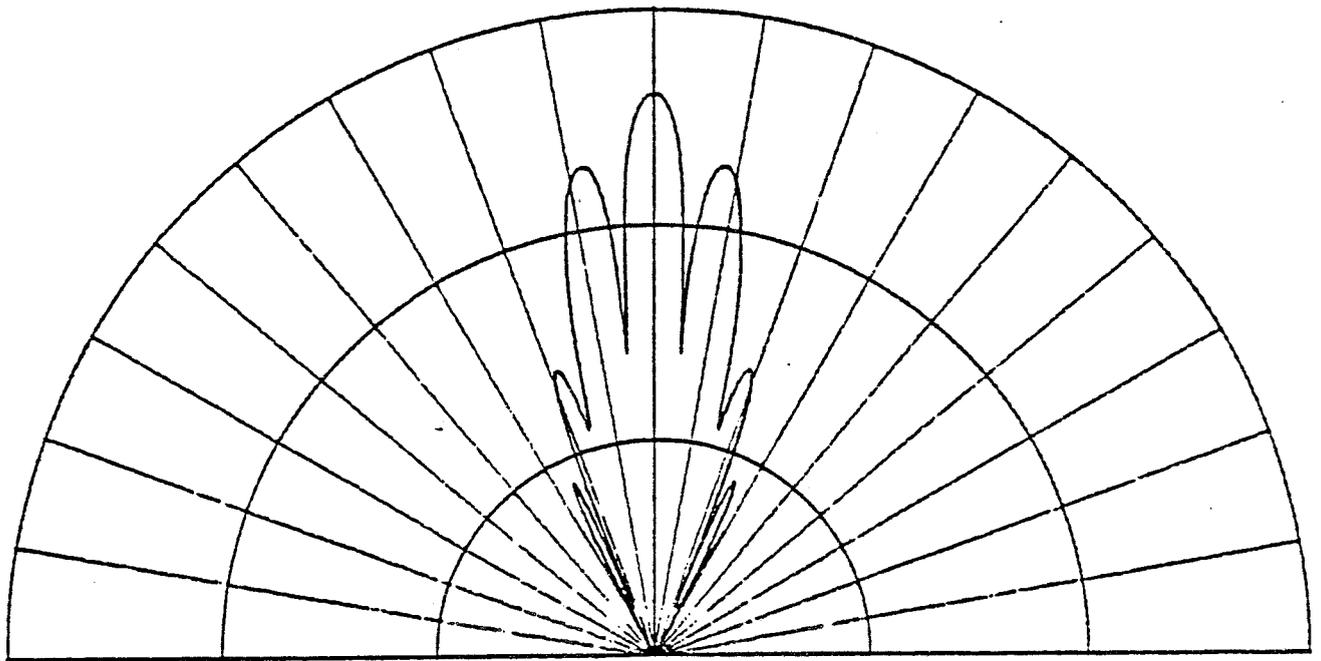
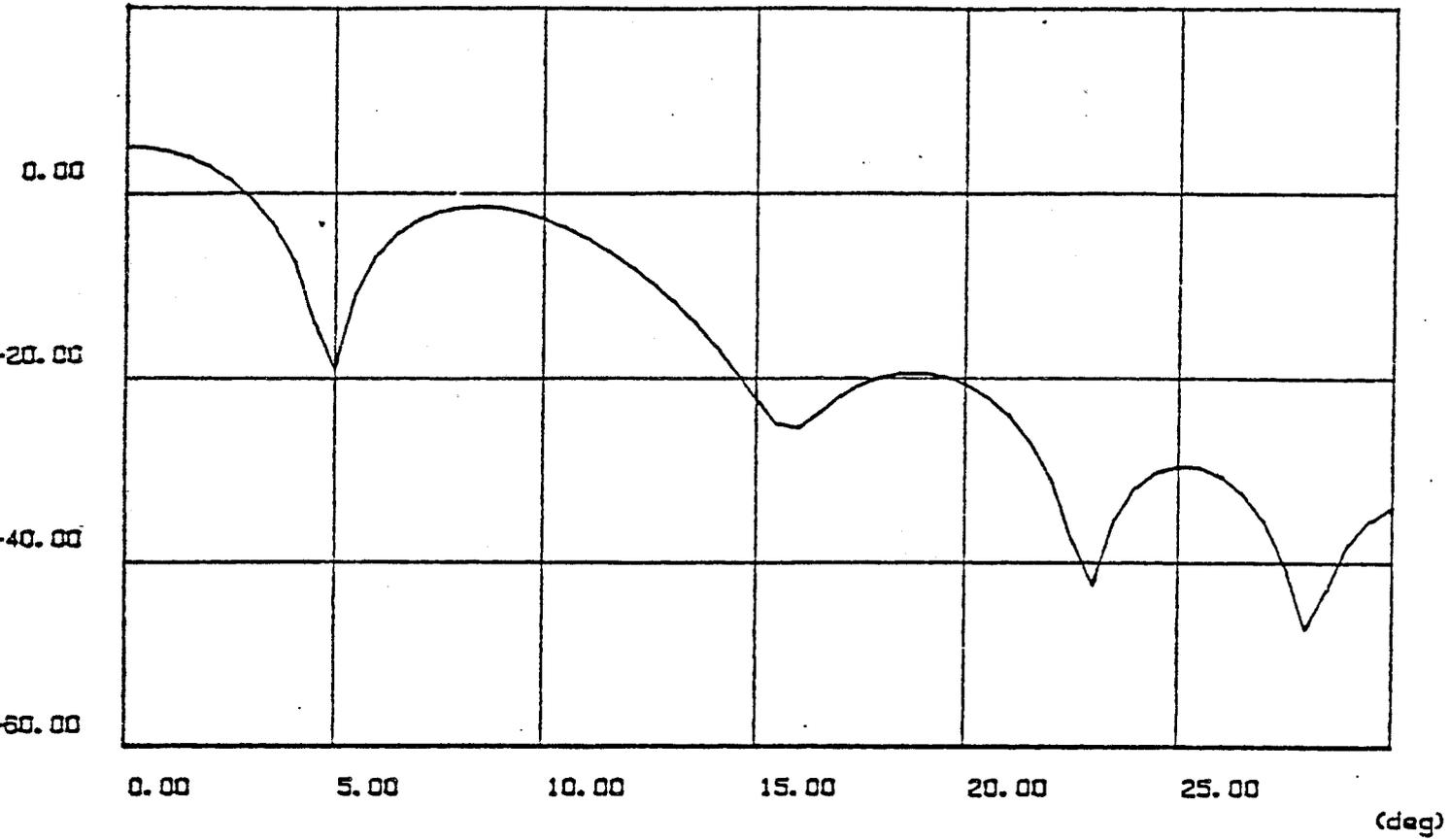


EMETTEUR SITUE A 1200m DE L'OUVERTURE

(MAXIMUM AU CENTRE)

Figure 12

E (dB)



EMETTEUR SITUE A 142m DE L'OUVERTURE
(MINIMUM AU CENTRE)

Figure 13

de réception se déplace dans un plan horizontal sur une portion de cercle dont le centre est le milieu de l'ouverture et dont le rayon a été choisi égal à 500 m. Lorsque le champ est maximum au centre du tunnel (Figure 12), on remarque que le rayonnement se fait d'une manière très directive puisque le signal s'affaiblit d'environ 20 dB dès que l'on s'écarte de $\pm 10^\circ$ de l'axe du tunnel. De plus, il n'existe pratiquement qu'un seul lobe sur la Figure 12, on remarque par contre que 2 lobes secondaires apparaissent si le champ est minimum au centre.

Les Figures 14 et 15 représentent les diagrammes de rayonnement pour un tunnel 2 voies. Ces diagrammes ont la même allure que ceux du tunnel une voie, les différences se situant au niveau de la largeur et du nombre de lobes.

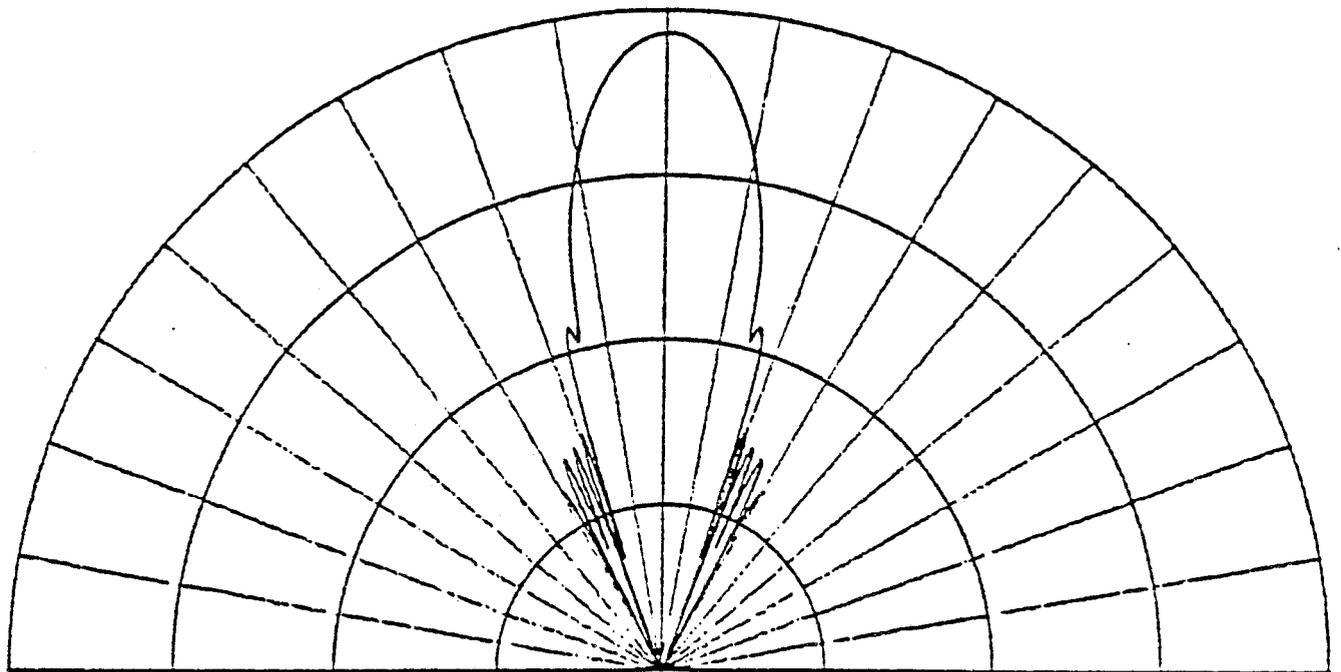
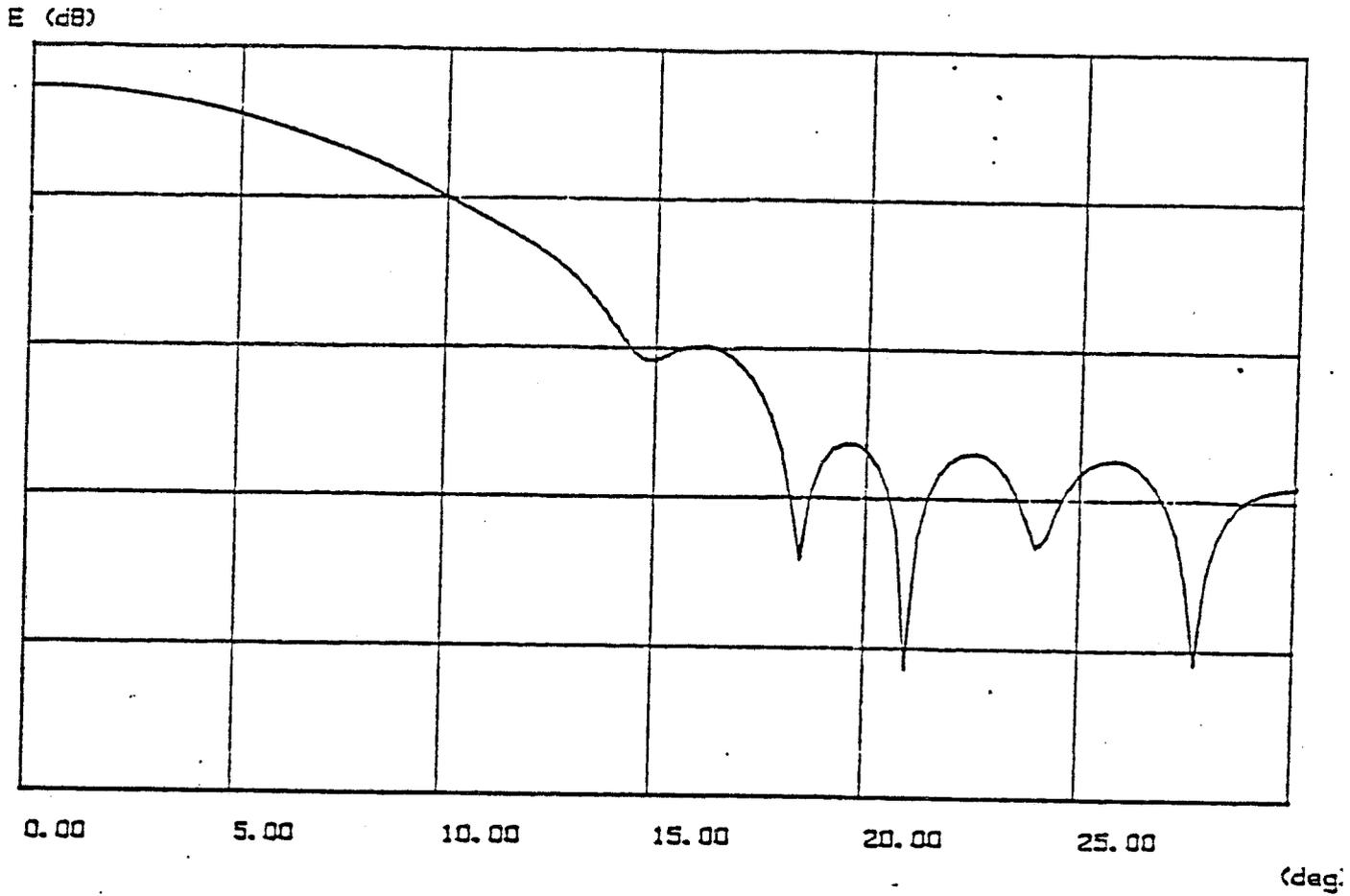
IV.3.2 - Rayonnement des modes fondamentaux

Il est intéressant de comparer les diagrammes de rayonnement de l'ouverture d'un tunnel dans lequel de nombreux modes se propagent, à ceux caractérisant le rayonnement des premiers modes fondamentaux. [35]

Les courbes des Figures 16 et 17 représentent donc ces diagrammes respectivement dans le cas d'un tunnel 1 voie et d'un tunnel 2 voies et pour les modes EH_{11} et EH_{12} . On remarque que le rayonnement du mode EH_{11} a une allure tout à fait voisine à celui de la Figure 12. En effet les cartes de champ en amplitude et en phase sont très voisines, comme on le note sur la Figure 18.

Lorsque l'émetteur, centré dans le tunnel, se situe à une distance particulière de l'ouverture telle que le champ devienne minimum au centre, on remarque sur la Figure 19 que la carte d'amplitude du champ dans une section transversale du guide, est très voisine de celle du mode EH_{12} . Cependant les effets d'interférences entre rayons multiples ne peuvent provoquer un changement de phase de π dans deux moitiés du tunnel qui est une des caractéristiques de la phase du mode EH_{12} . On conçoit donc que le diagramme de rayonnement du mode EH_{12} soit nettement différent de celui qui sera provoqué par un dipole d'émission centré dans le tunnel. (On pourra noter en particulier que le champ reste maximum dans l'axe du tunnel, alors qu'un mode EH_{12} provoquerait un évanouissement du signal dans cette direction).

TUNNEL 2 VOIES

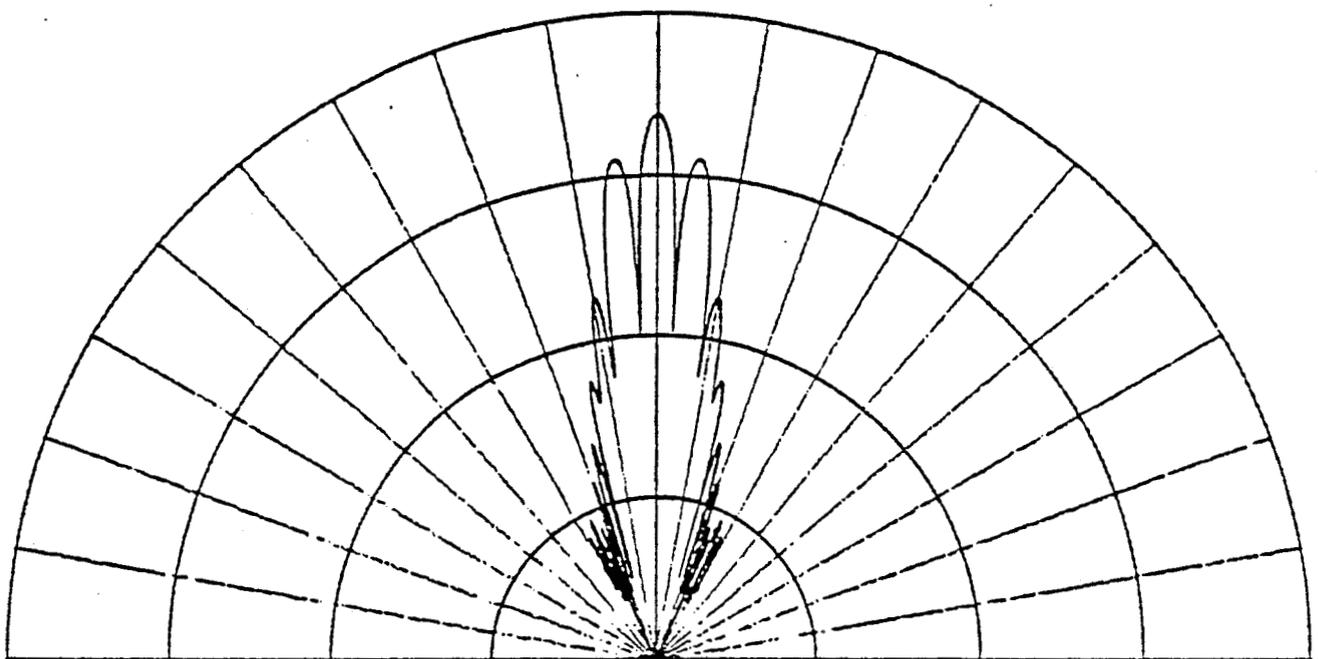
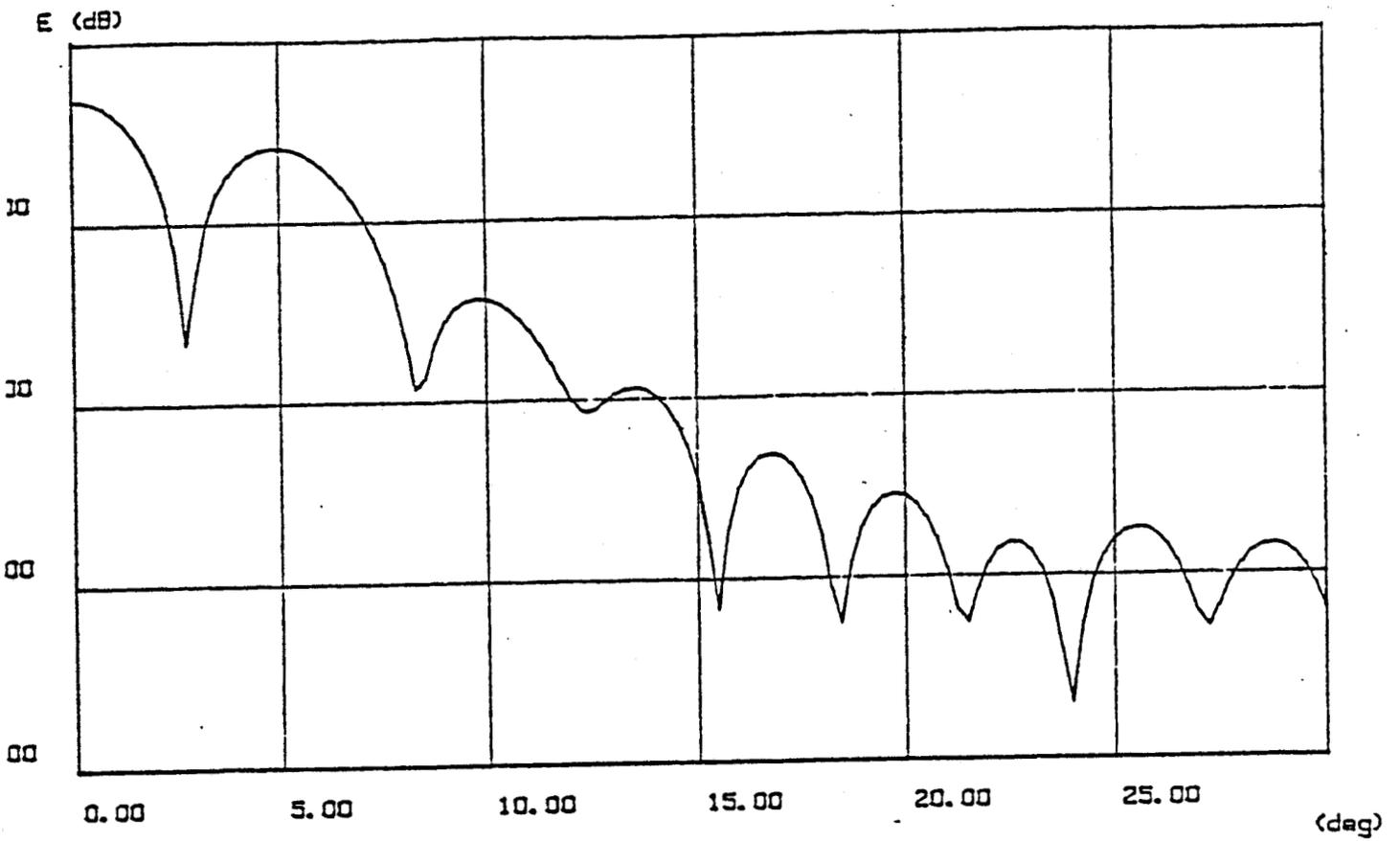


EMETTEUR SITUE A 507m DE L'OUVERTURE

(MAXIMUM AU CENTRE)

Figure 14

TUNNEL 2 VOIES

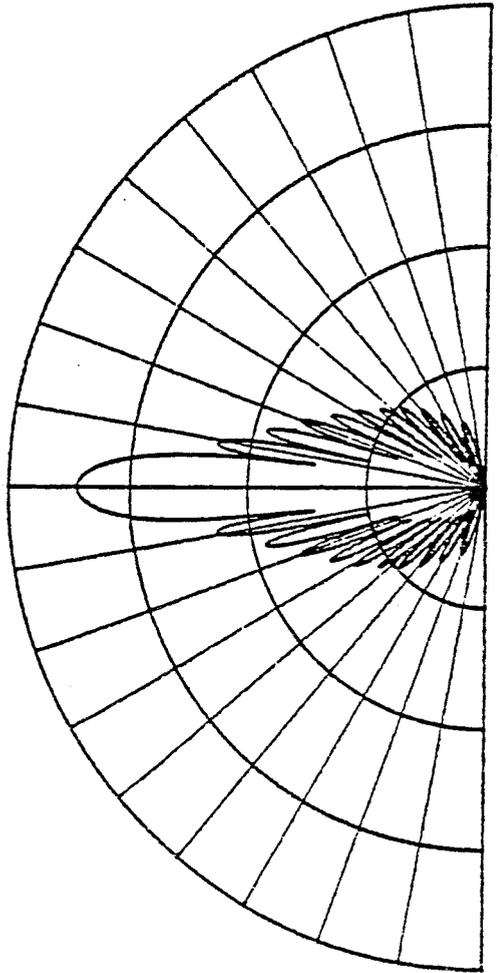


EMETTEUR SITUE A 703m DE L'OUVERTURE

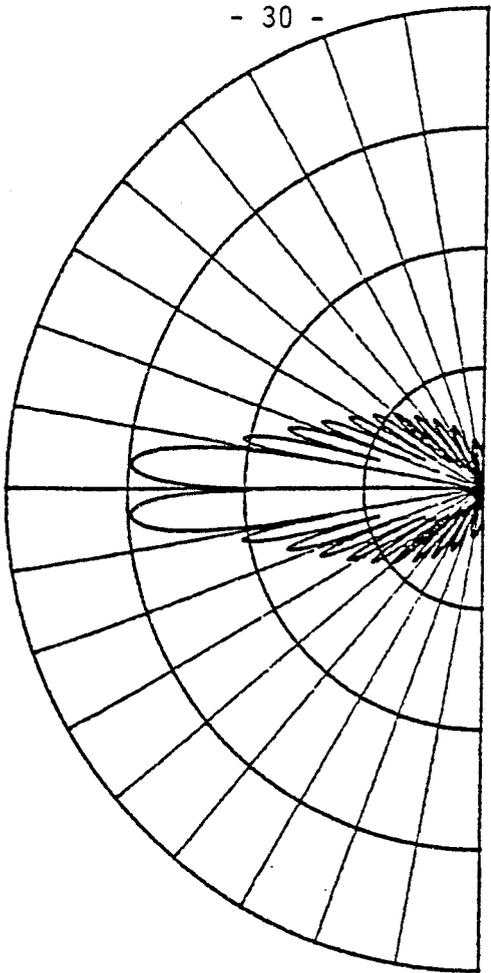
(MINIMUM AU CENTRE)

Figure 15

Tunnel 1 voie



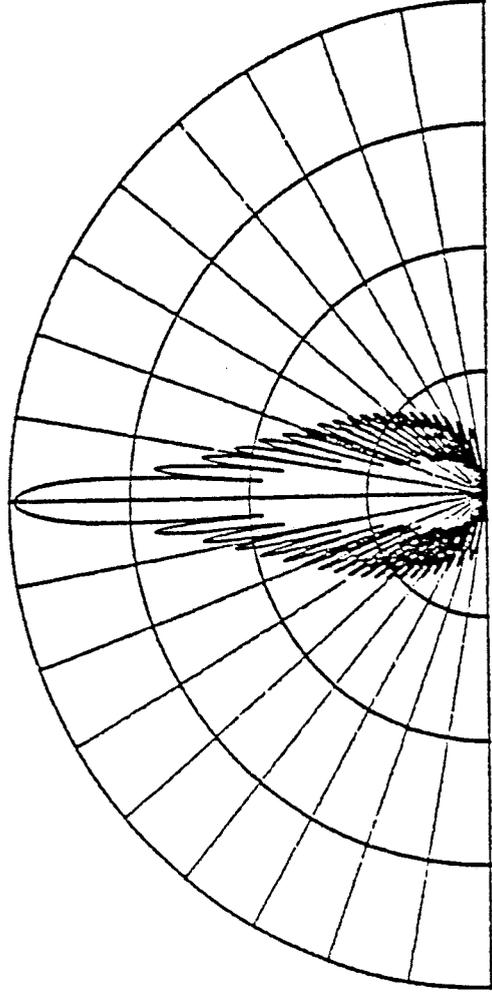
Rayonnement du mode EH 11



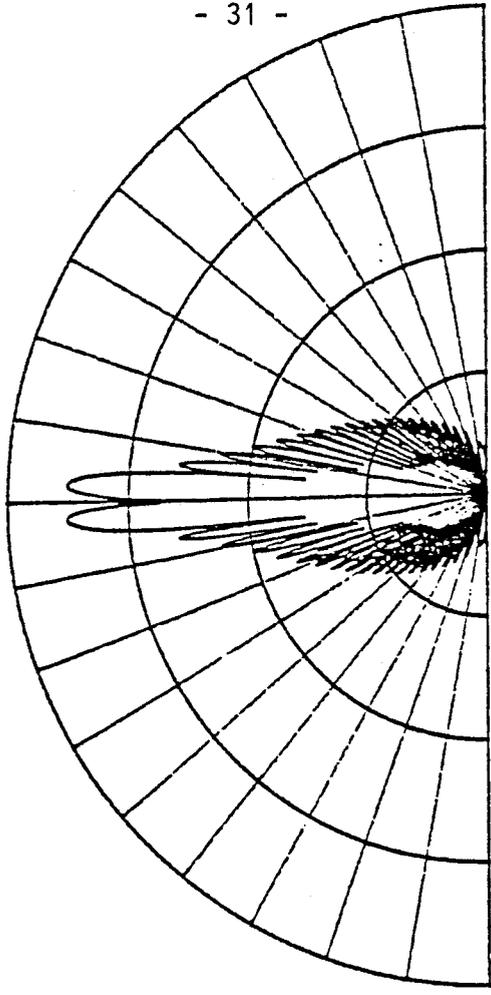
Rayonnement du mode EH 12

Figure 16

Tunnel 2 voies

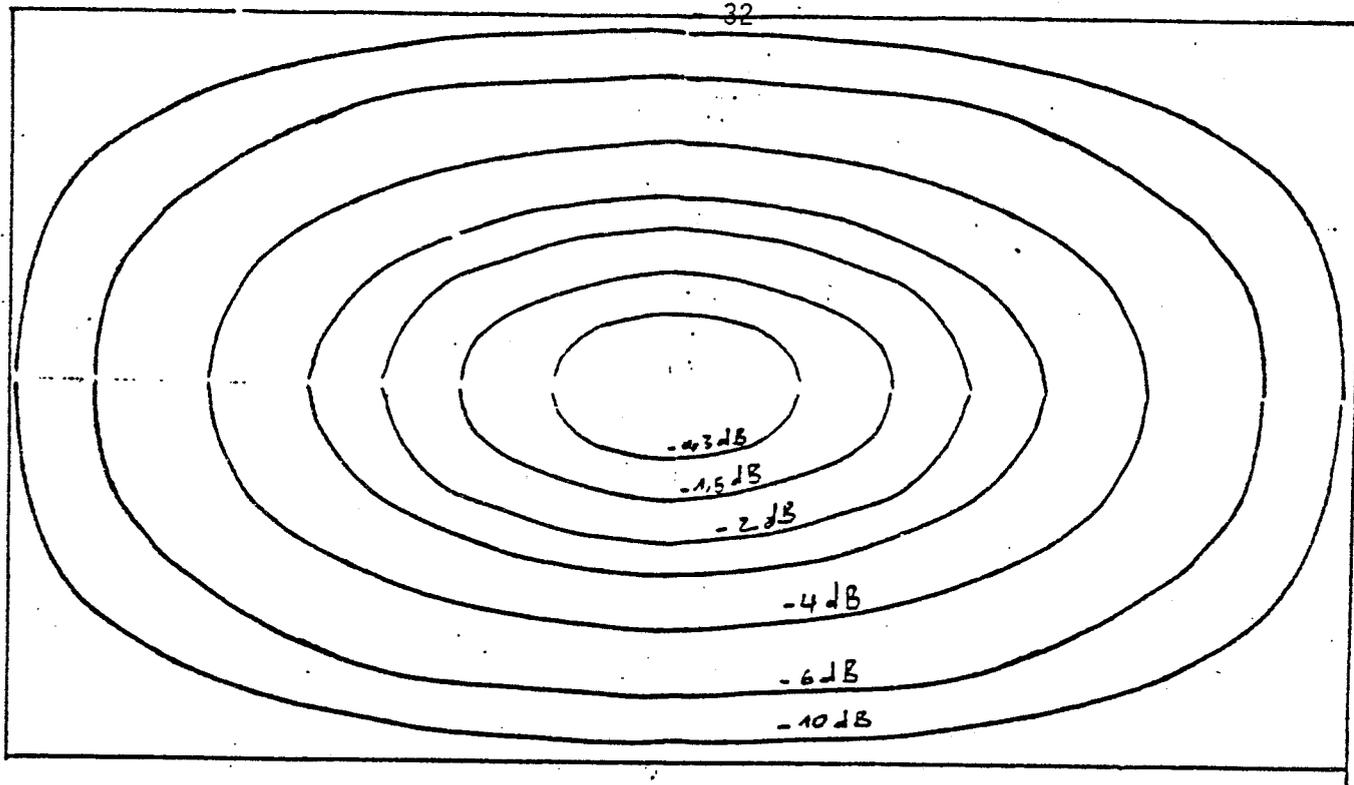


Rayonnement du mode EH 11

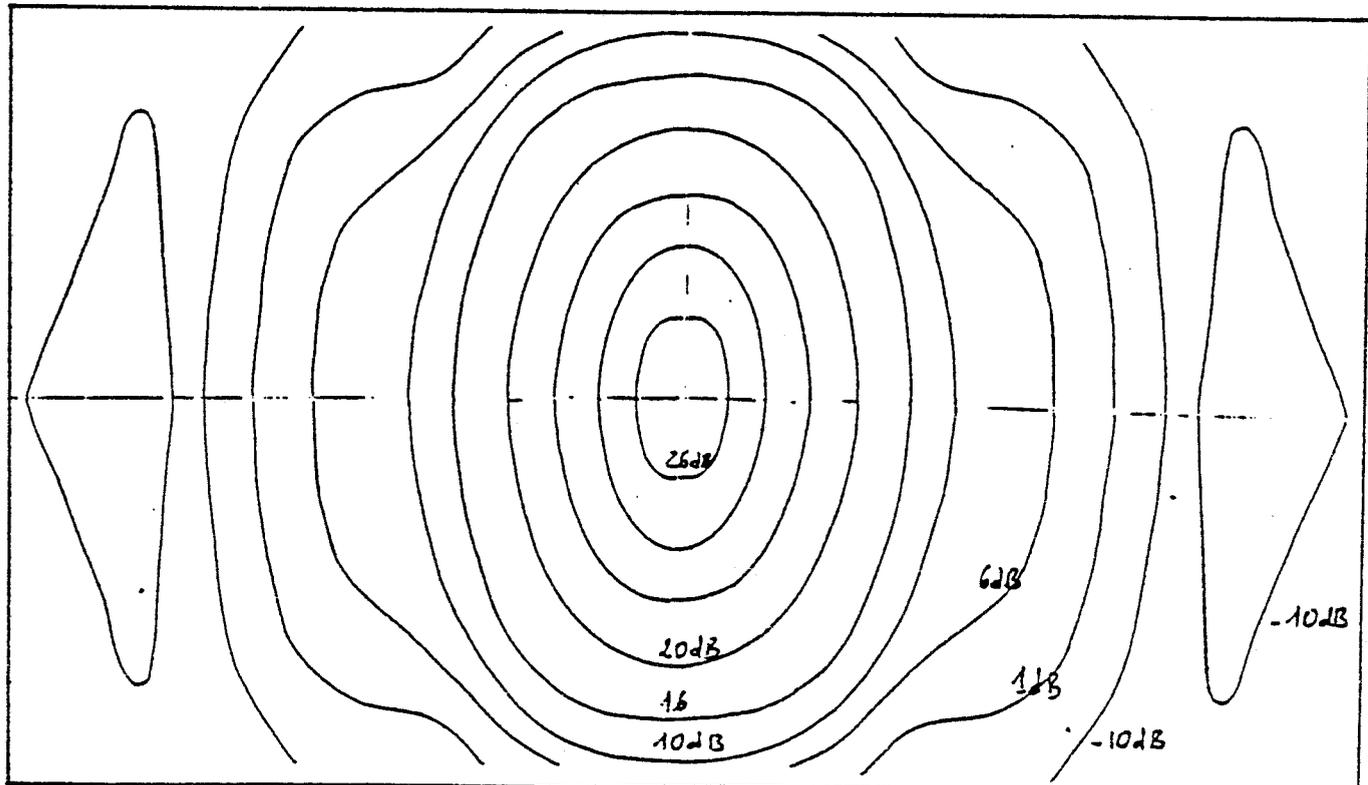


Rayonnement du mode EH 12

Figure 17

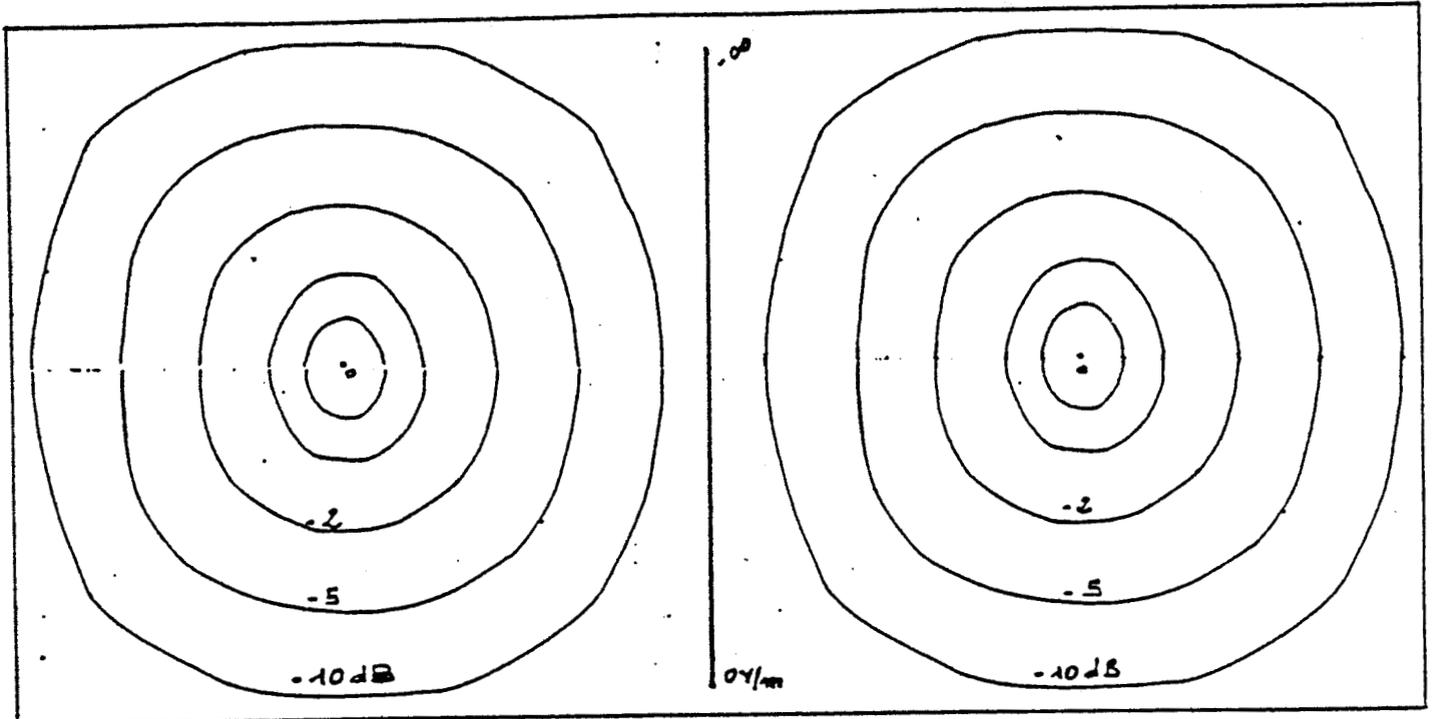


Carte de champ du mode $E_{H_{11}}$

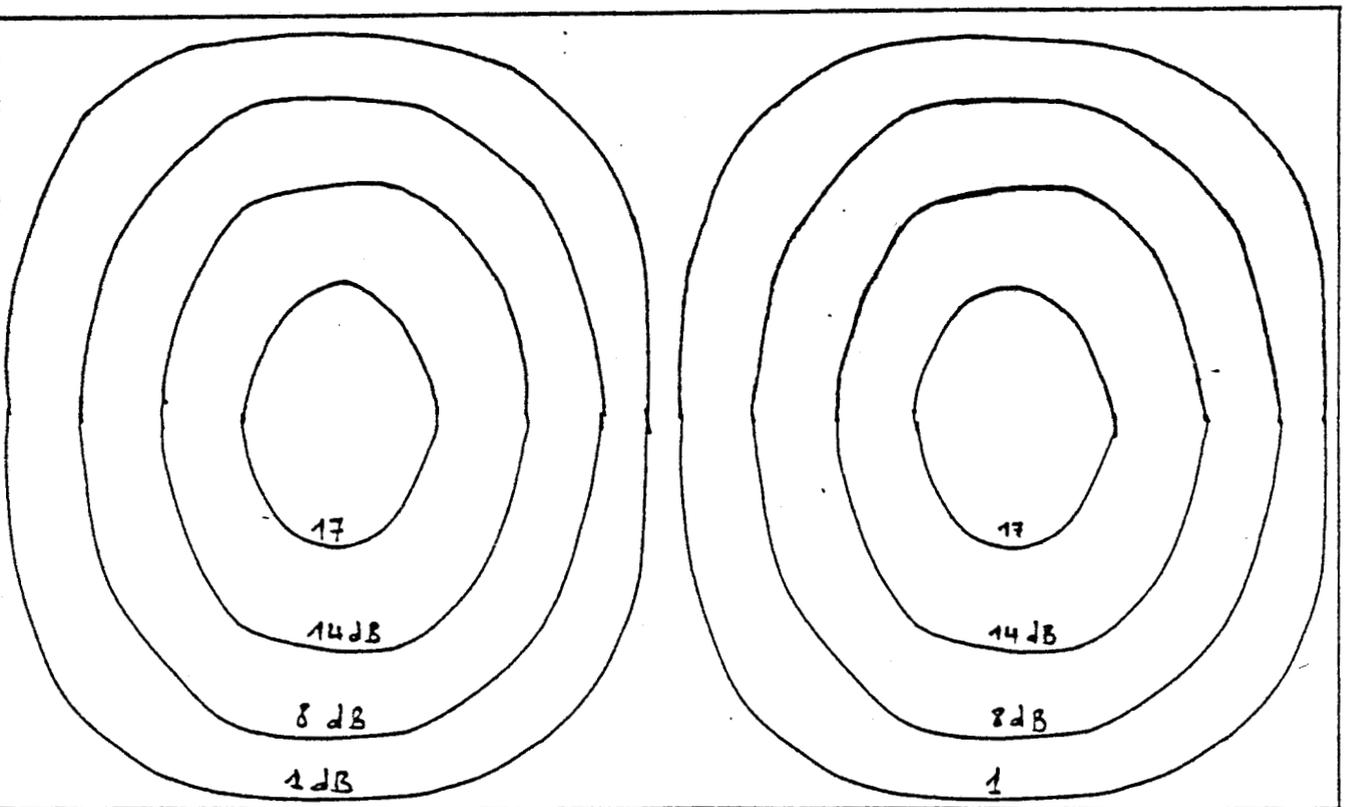


Carte de champ par la théorie des rayons (maximum au centre)

Figure 18



Carte de champ du mode EH_{12}



Carte de champ par la théorie des rayons (minimum au centre)

Figure 19

CONCLUSION

Le calcul du champ rayonné par la théorie des grandes ouvertures nécessite la connaissance du champ tangentiel dans le plan d'entrée du tunnel. Nous avons appliqué le formalisme développé par Kottler et qui permet de déterminer le champ en tout point. Nous avons également signalé que ces formules se simplifient considérablement pour un point de réception situé en zone lointaine. Dans ce cas, le calcul est effectué en divisant l'ouverture en cellules élémentaires suffisamment petites pour que l'amplitude et la phase du champ électrique puisse être supposée constante au centre de chacune d'elle. La convergence a été vérifiée en changeant le mode de découpage, le nombre maximum de cellules dépend évidemment de la section du tunnel.

Nous avons vérifié que lorsque le mobile émetteur se trouve très loin de l'entrée du tunnel, la carte de champ dans le plan d'ouverture est proche de celle du mode EH_{11} . Dans ce cas le diagramme de rayonnement présente un lobe principal dirigé suivant l'axe du tunnel, suivi d'une succession de lobes secondaires dont le premier a une amplitude de 20 dB inférieure à celle du lobe principal.

Lorsque le mobile d'émission se rapproche de l'ouverture du tunnel, la modification de la carte de champ dans l'ouverture n'entraîne que peu de modification du diagramme de rayonnement. En effet le champ rayonné est dû à la contribution de tous les éléments de surface qui forment l'ouverture et la valeur moyenne du champ sur l'ensemble de cette ouverture suit la loi de décroissance moyenne liée à la propagation dans le tunnel.

CHAPITRE II

APPROCHE THEORIQUE A LA THEORIE GEOMETRIQUE

DE DIFFRACTION

S O M M A I R E

Introduction

I - Approche théorique de la diffraction par un bord droit

- I.1 - Aperçu général
- I.2 - Introduction à la T.G.D.
- I.3 - Détermination du champ sur les rayons diffractés -
Coefficient de diffraction

II - Diffraction par un bord métallique

- II.1 - Matrice de diffraction
- II.2 - Coefficient de diffraction de Keller
- II.3 - Coefficient de diffraction de Kouyoumian

III - Diffraction par un bord diélectrique

- III.1 - Remarques complémentaires sur la diffraction par un
bord métallique
- III.2 - Coefficient de diffraction associé à un corps
diélectrique
- III.3 - Matrice de diffraction associée à une lame mince
- III.4 - Diffraction par un dièdre diélectrique

IV - Diffraction par un coin (intersection de deux arêtes d'une surface plane)

- IV.1 - Approche théorique
- IV.2 - Coefficient de diffraction
- IV.3 - Application numérique

Conclusion

Introduction

La théorie géométrique de diffraction (T.G.D.) mise en oeuvre par Keller [1] est une extension de l'optique géométrique qui rend compte des phénomènes physiques grâce à l'introduction d'une nouvelle sorte de rayons, les rayons diffractés. Pour calculer l'amplitude du champ associé à ces rayons on va supposer qu'on peut remplacer localement au voisinage d'un point diffractant la géométrie du corps par une forme géométrique plus simple appelée géométrie canonique, pour laquelle il existe une solution analytique du champ diffracté et dont on connaît le développement asymptotique hautes fréquences. Un exemple classique est d'assimiler la surface courbe sur laquelle existe le point diffractant au plan tangent à la surface en ce point. Malheureusement le coefficient de diffraction dû à Keller présente une divergence dans certaines régions de l'espace telles qu'au voisinage des frontières d'ombres géométriques, et de ce fait il est non uniforme.

Dès lors, de nombreuses tentatives ont été effectuées afin d'élargir le domaine de validité de la T.G.D. aux régions dans lesquelles elle présente une divergence. Les théories principalement développées sont la théorie de diffraction uniforme (T.D.U.) de KOUYOUMIAN et PATHAK [2], la théorie asymptotique uniforme (T.A.U.) de LEE et DESCHAMS [3] et la théorie asymptotique uniforme modifiée (T.A.U.M.) de CIARKOWSK, BOERSMA et MITTRA [4]. Le domaine de validité des coefficients de diffraction issus de chacune de ces théories se trouve résumé dans [5,6]. Nous nous concentrons essentiellement sur l'approche de la T.D.U. qui a l'avantage d'être relativement simple de mise en oeuvre et qui donne de plus des résultats satisfaisants. Notons toutefois que lorsque l'incidence est rasante cette approche tombe en défaut au voisinage des ombres géométriques ainsi qu'au voisinage des tangentes aux contours formant le dièdre diffractant. Dans ce dernier cas la solution T.D.U. modifiée (T.D.U.M.) due à PATHAK [21] peut être adaptée. Dans les cas particuliers auxquels nous nous intéresserons, de telles situations ne seront pas rencontrées et cela justifie le choix de l'approche utilisée.

Dans le cas des corps diélectriques, il n'existe pas jusqu'à présent de théorie exacte permettant de traiter le problème de diffraction par ce genre de bord isolant électriquement. Nous adopterons le point de vue de BURNSIDE [7] qui construit un champ diffracté et par conséquent un coefficient de diffraction permettant d'assurer la continuité du champ dans tout l'espace entourant le bord.

La dernière partie de ce chapitre sera consacrée à l'étude de la diffraction par un coin défini comme étant le point extrémité de deux bords diffractants. Actuellement il n'existe pas de solution exacte au problème de diffraction par ce type de singularité, mais des formules ont été proposées [8] et les résultats qui en découlent semblent tout à fait satisfaisants.

I - APPROCHE THEORIQUE DE LA DIFFRACTION PAR UN BORD DROIT

I.1 - Aperçu général

Soit une onde plane $V_{\frac{1}{2}}^i$ incidente sur un demi plan et dont le front d'onde arrive parallèlement au bord (Figure 1)

$$V_{\frac{1}{2}}^i = \exp(jk(x \cos \Psi' + y \sin \Psi')) \quad (1)$$

Ce champ incident va induire des courants électriques qui vont rayonner un champ diffracté. Sommerfeld [9] a montré que la composante du champ total en tout point (ρ, Ψ) peut s'écrire :

$$V_Z(\rho, \Psi) = U(\varepsilon^i) V_0^i(\rho, \Psi) \pm U(\varepsilon^r) \cdot \underbrace{V_0^r(\rho, \Psi) + V_d^i(\rho, \Psi) \pm V_d^r(\rho, \Psi)}_{V_d} \quad (2)$$

Les signes + ou - dépendent de la polarisation de l'onde. Lorsque le champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence, donc parallèle au bord diffractant, c'est le signe "-" qu'il faut choisir, le signe "+" est donc affecté à la polarisation dite "magnétique" pour laquelle c'est le champ H qui est perpendiculaire au plan d'incidence. Dans l'équation (2), le terme V se rapporte soit au champ électrique, soit au champ magnétique suivant le type de polarisation. Le champ total V_Z s'exprime sous la forme de la somme d'un champ incident et réfléchi, repérés par les indices i et r et d'un champ diffracté noté V_d .

- $V_0^{i,r}$ est le champ correspondant à l'optique géométrique

$$V_0^{i,r}(\rho, \Psi) = \exp(j k \rho \cos(\Psi \mp \Psi'))$$

- $V_d^{i,r}$ est le champ diffracté par le bord

$$V_d^{i,r}(\rho, \Psi) = - \varepsilon^{i,r} F' \left(|a^{i,r}| \sqrt{k\rho} \right) \exp((-jk\rho) \quad (3)$$

avec
$$a^{i,r} = \sqrt{2} \cos \left(\frac{\Psi \mp \Psi'}{2} \right)$$

$$\varepsilon^{i,r} = \text{signe}(a^{i,r})$$

$F'(x)$ est une intégrale de Fresnel définie par

$$F'(x) = \sqrt{\frac{j}{\pi}} \exp(jx) \int_x^{\infty} \exp(-j\tau) d\tau$$

$$U(\epsilon) = 1 \quad \text{si } \epsilon > 0$$

et U est une fonction telle que

$$U(\epsilon) = 0 \quad \text{ailleurs}$$

L'espace entourant le demi-plan est divisé en trois zones comme l'indique la Figure 1. Dans la région III tout d'abord, ϵ^i et ϵ^r sont négatifs et seul le champ diffracté est non nul. En traversant la ligne $\Psi - \Psi' = \pi$ on entre dans la zone II où ϵ^i change de signe et devient positif, le champ incident devient alors présent et s'ajoute au champ diffracté. La frontière entre la région I et la région II se fait pour $\Psi + \Psi' = \pi$ et marque le changement de signe de ϵ^r qui devient à son tour positif traduisant la présence du champ réfléchi qui vient s'ajouter au champ incident et diffracté déjà présent.

La frontière où $\Psi - \Psi' = \pi$ séparant la région II et III est appelée ombre géométrique d'incidence alors que celle où $\Psi + \Psi' = \pi$ séparant la région I de la région II est appelée ombre géométrique de réflexion.

Le champ électromagnétique total est continu partout. Puisque les champs incident et réfléchi présentent une discontinuité au niveau de leur ombre géométrique le champ diffracté doit aussi être discontinu. En d'autres termes le champ diffracté doit apporter la transition correcte entre la région illuminée et celle qui est située dans la zone ombrée due au bord.

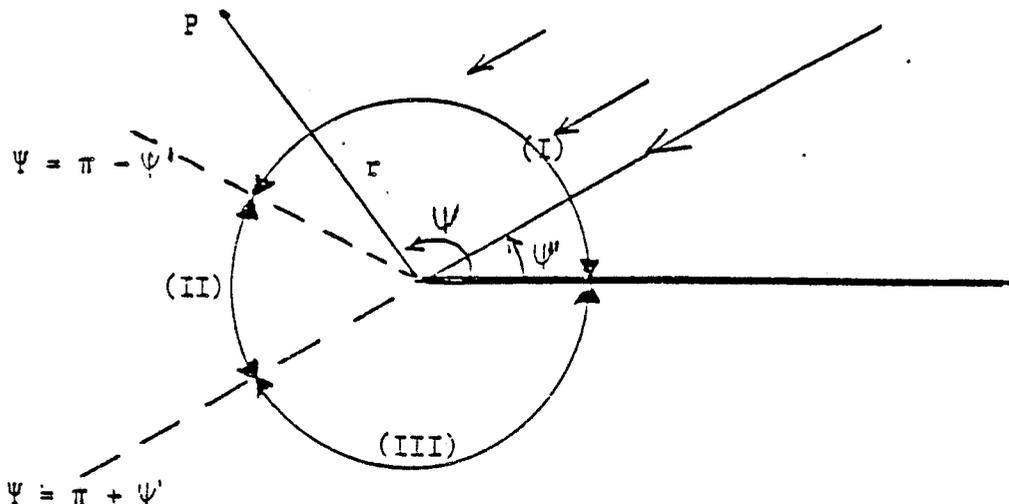


Figure 1

I.2 - Introduction à la T.G.D.

Afin de bâtir cette théorie dans le cadre des hautes fréquences, Keller a émis les postulats suivants :

- 1) Le champ diffracté se propage suivant des rayons qui sont déterminés par une généralisation du principe de Fermat.
- 2) En hautes fréquences, la diffraction comme la réflexion et la transmission est un phénomène local, c'est à dire qu'elle dépend seulement de la nature de la surface limite et du champ incident au voisinage immédiat du point de diffraction.
- 3) L'onde diffractée se propage suivant un rayon de sorte que :
 - la puissance soit conservée dans un tube formé par des rayons
 - le retard de phase le long du rayon diffracté est égal au produit du nombre d'onde par la distance.

Direction des rayons diffractés par un bord droit

Afin de déterminer le type d'onde qui sera diffractée (sphérique, cylindrique...), envisageons un cas simple où l'onde incidente est plane et étudions la diffraction par le bord droit d'un demi plan Figure (2). Si le rayon incident, associé à l'onde, se propage dans une direction oblique par rapport au bord diffractant, les rayons diffractés engendreront un cône ayant pour axe le bord de l'écran. Le demi angle au sommet du cône est égal à l'angle formé par la direction du rayon incident par rapport au bord du plan.

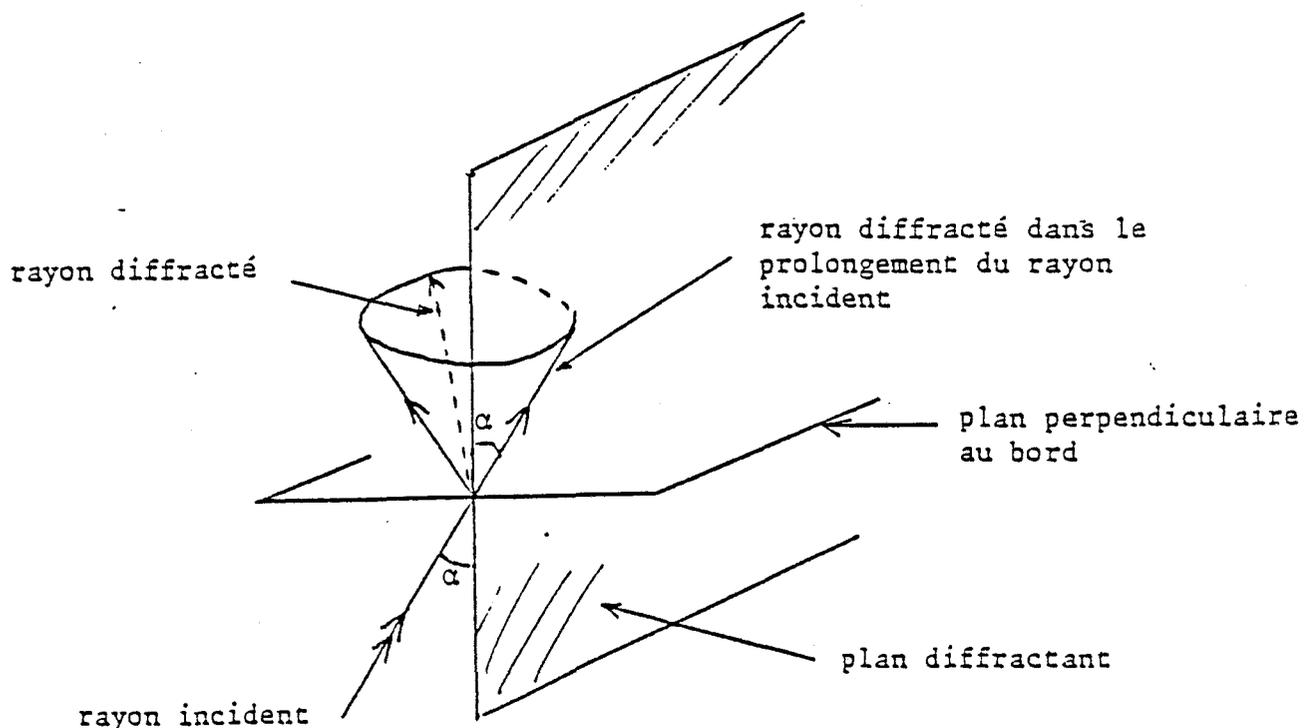


Figure 2

Dans le cas particulier où le rayon incident arrive normalement sur le bord de l'écran, l'onde diffractée admet des surfaces d'ondes cylindriques avec le bord comme axe. Les lignes droites normales à ces surfaces d'ondes semblent venir du bord, et on les identifie comme précédemment à des rayons diffractés. (Figure 3)

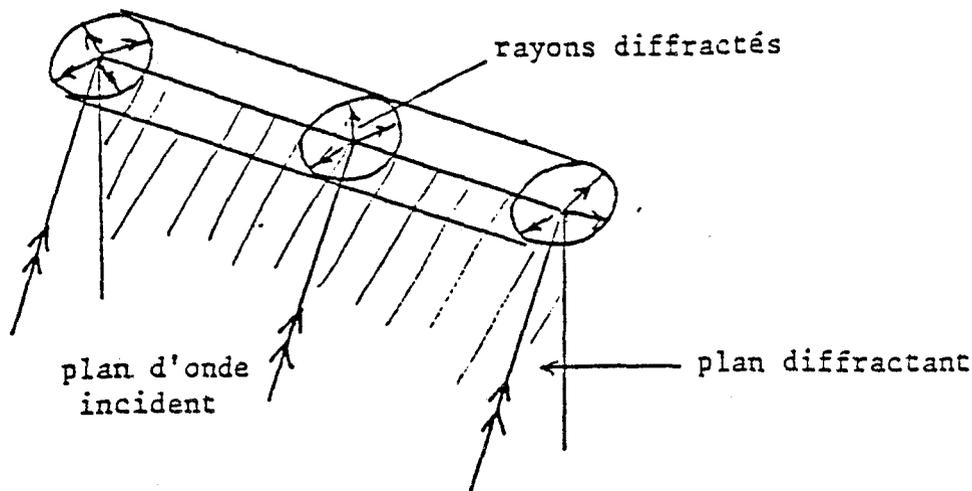


Figure (3)

I.3 - Détermination du champ associé aux rayons diffractés - Coefficient de diffraction

a) Détermination du champ diffracté

Soit dS_0 un élément de surface du front d'onde diffracté Γ_1 autour d'un rayon P_0P comme le montre la figure (4). Comme la normale en tout point de Γ_1 peut aussi représenter un chemin du rayon, nous appelons P_0P le rayon axial de l'élément dS_0 pour le différencier des autres rayons. Les rayons au voisinage du rayon axial, c'est à dire l'ensemble des autres normales à dS_0 , autres que P_0P , sont appelés les rayons paraxiaux. Le front d'onde sera en général courbe et dS_0 aura donc deux rayons de courbures ρ_1 et ρ_2 comme indiqué sur la figure (4). Les rayons paraxiaux pris autour de la périphérie de dS_0 forment un tube de rayons autour du rayon axial qui intersectera un deuxième front d'onde Γ_2 de surface élémentaire dS . La conservation de l'énergie dans ce tube de rayon s'écrit :

$$A_0^2 dS_0 = A^2 dS$$

où A_0 et A sont respectivement les amplitudes du champ dans dS_0 et dS .
On peut montrer facilement [10] que la relation liant les deux surfaces dS_0 et dS s'écrit :

$$\frac{dS_0}{dS} = \frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1+r)(\rho_2+r)}$$

r est la distance entre les deux surfaces dS et dS_0 .

En choisissant l'origine des phases sur Γ_1 , le champ diffracté calculé sur Γ_2 est donné par :

$$V_d = A(r) \exp(jkr)$$

avec :

$$A(r) = A_0 \left(\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1+r)(\rho_2+r)} \right)^{1/2} \quad (4)$$

C'est une équation familière en optique géométrique, qui traduit le fait que si on connaît le champ sur un front d'onde on peut obtenir le champ en un point quelconque d'un milieu homogène.

Quand $r = -\rho_1$ ou $-\rho_2$, l'équation ci-dessus montre que l'amplitude du champ est infini.

Ces points particuliers définissent une surface particulière appelée surface caustique.

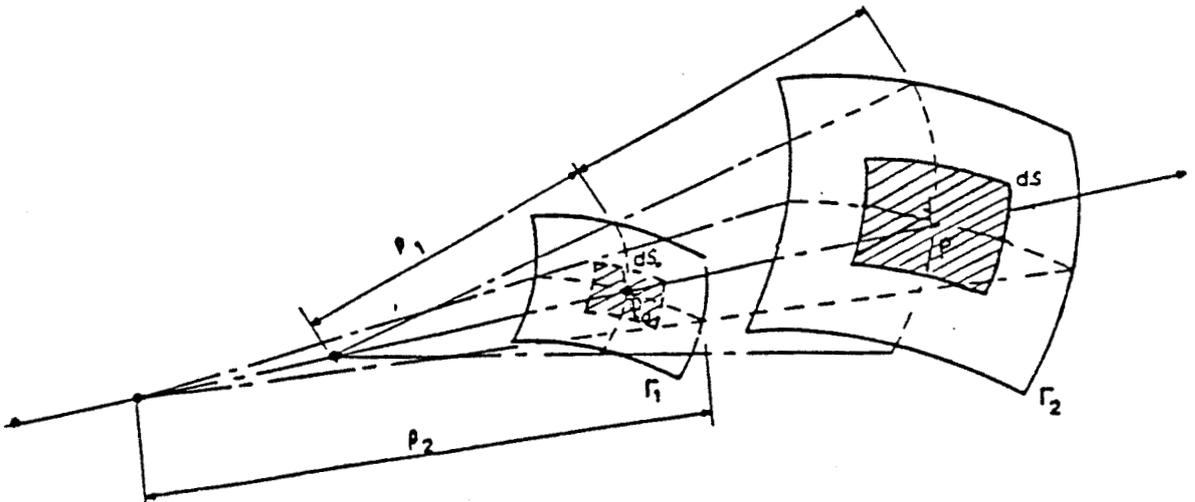


Figure 4

b) Coefficient de diffraction

On avait vu précédemment que le bord pouvait être considéré comme une source d'émission du champ diffracté. Il serait donc logique pour calculer le champ le long d'un rayon diffracté de choisir comme référence le bord diffractant. Cependant le bord étant une caustique, un des rayons de courbure de l'équation (4) qu'on notera ρ' est identiquement nul (annexe 2). Il faut évidemment se garder de conclure que dans ce cas $A(r) = 0$, car il est bien évident que $A(r)$ doit être indépendant de l'origine choisie et ceci même si $\rho' = 0$. Cela entraîne que $A_0 \sqrt{\rho'}$ doit tendre vers une limite que l'on peut noter A'_0 :

$$A(r) = A'_0 \sqrt{\frac{\rho}{r(\rho+r)}}$$

Keller [12] considère que sur l'élément diffractant, le champ diffracté est proportionnel à la valeur du champ incident $E^i(Q_E)$ sur le bord au point Q_E . Le coefficient de proportionnalité complexe "D" est appelé coefficient de diffraction et cela se traduit donc par :

$$A(r) = D E^i(Q_E) \sqrt{\frac{\rho}{r(\rho+r)}}$$

soit en adoptant la notation générale V qui indique soit E, soit H

$$V_d(r) = D V^i(Q_E) \sqrt{\frac{\rho}{r(\rho+r)}} \quad (5-a)$$

où ρ est la distance entre le bord formant une caustique et la seconde caustique située sur le rayon diffracté, et on a :

$$1/\rho = 1/\rho_e - \frac{n_e \cdot (S' - S)}{a \sin^2 \beta_0} \quad (5-b)$$

- avec :
- ρ_e : est le rayon de courbure du front d'onde incident
 - n_e : est un vecteur unitaire associé au bord et dirigé vers le centre de courbure
 - a : est le rayon de courbure du bord au point Q_E
 - β_0 : est l'angle entre le rayon incident et la tangente au bord
 - S' et S : sont les vecteurs unitaires dans la direction du rayon incident et diffracté respectivement.

II - DIFFRACTION PAR UN BORD METALLIQUE

II.1 - Matrice de diffraction

On se propose de construire une matrice, appelée matrice de diffraction qui permet de calculer les composantes du champ diffracté par une dièdre métallique d'angle au sommet $(2-n)\pi$ et ceci à partir des composantes du champ incident. On définira le repère de travail qui sera choisi de telle sorte que cette matrice puisse se réduire à une matrice carrée d'ordre 2.

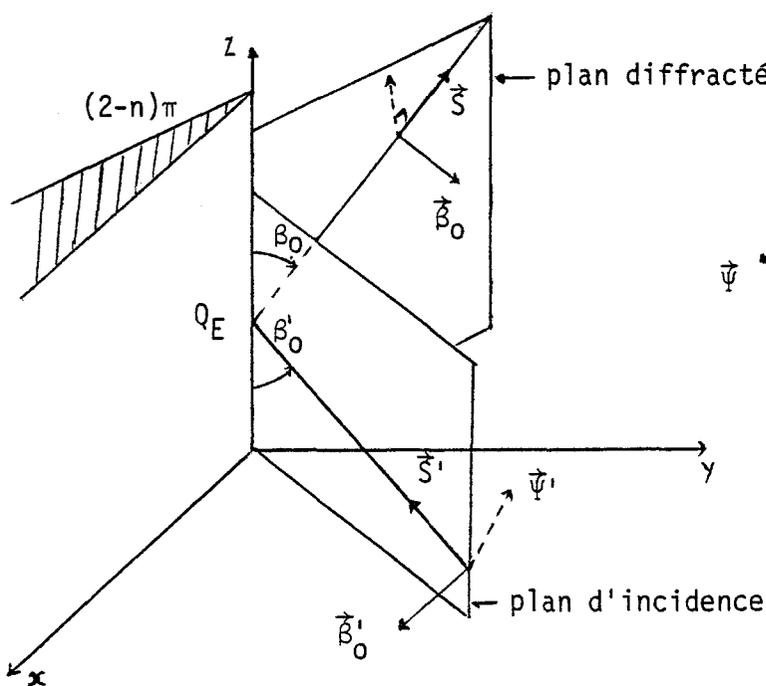


Figure (5-a)

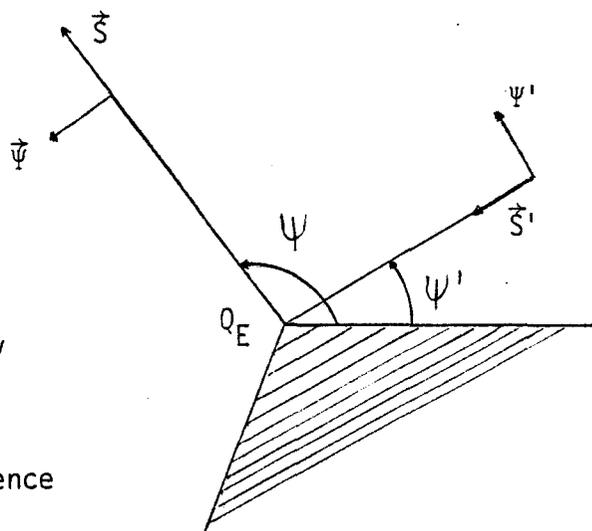


Figure (5-b)

On définit le plan d'incidence à bord fixe comme étant le plan contenant le rayon incident et le vecteur unitaire e tangent au bord au point d'incidence Q_E . Dans le cas d'un bord droit coïncidant avec l'axe des Z , le vecteur e est le vecteur unitaire de cet axe (Figure 5-a). Le plan diffracté à bord fixe contient le rayon diffracté et le vecteur e . La position de ces plans peut repérée soit par les angles Ψ et Ψ' qu'ils font avec l'un des plans du dièdre qui contient le bord (Figure (5-b), soit par les vecteurs unitaires Ψ' et Ψ qui sont respectivement perpendiculaires au plan d'incidence et au plan diffracté. On introduit le vecteur unitaire S' comme ayant la même direction que le rayon

incident sur le bord, alors que S prend la direction du rayon diffracté. Les vecteurs unitaires β'_0 et β_0 sont contenus respectivement dans les plans d'incidence et diffractés et sont définis par :

$$\vec{\beta}'_0 = \vec{S}' \wedge \vec{\Psi}'$$

$$\vec{\beta}_0 = \vec{\Psi} \wedge \vec{S}$$

Les coordonnées sphériques d'un point P seront notées (s, β_0, Ψ) ou (s', β'_0, Ψ'_0) suivant qu'il appartient au rayon diffracté ou au rayon incident. Il faut remarquer que par convention le vecteur unitaire incident est pointé vers l'origine Q_E puisqu'il correspond au sens de propagation de ce rayon.

considérons les composantes E_z et H_z du champ électrique et du champ magnétique. On peut écrire que le champ total est la somme du champ incident, réfléchi et diffracté

$$E_z = E_z^i + E_z^r + E_z^d \quad (6-a)$$

$$H_z = H_z^i + H_z^r + H_z^d \quad (6-b)$$

E_z et H_z doivent satisfaire l'équation d'onde scalaire

$$(\nabla^2 + k^2) \begin{pmatrix} E_z \\ H_z \end{pmatrix} = 0$$

De plus les conditions aux limites suivantes sur la surface métallique doivent être vérifiées

$$E_z = 0$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial n} = 0 \quad (n \text{ étant la normale à la surface})$$

ainsi que les conditions de rayonnement à l'infini. Enfin E_z et H_z doivent garder une valeur finie et continue partout y compris sur le bord.

La résolution directe de l'équation d'onde mène à une forme mathématique dans laquelle on peut identifier facilement le champ incident et le champ réfléchi. Le terme complémentaire correspond évidemment au champ diffracté et se met sous la forme [23]

$$\begin{matrix} E_{\frac{1}{2}}^d & = & E_{\frac{1}{2}}^i & D_E & \cdot & \sqrt{\frac{\rho}{(r+\rho)r}} & e^{-jkr} \\ H_{\frac{1}{2}}^d & & H_{\frac{1}{2}}^i & D_H & & & \end{matrix} \quad (7)$$

où D_E : représente le coefficient de diffraction scalaire obtenu quand E est parallèle au bord.

D_H : représente le coefficient de diffraction scalaire obtenu quand H est parallèle au bord.

Les composantes suivant Z des champs électromagnétiques incident et diffracté sont projetées respectivement sur (S', β'_0, Ψ') et (S, β_0, Ψ) .

Projetons d'abord le champ électrique incident E^i soit sur le vecteur unitaire β'_0 , soit sur le vecteur Ψ' . Ces composantes seront notées $E_{\beta'_0}^i$ et $E_{\Psi'}^i$. Une projection supplémentaire sur l'axe des Z mène à

$$E_{\frac{1}{2}}^i = E_{\beta'_0}^i \sin(\beta_0) \quad (8-a)$$

$$H_{\frac{1}{2}}^i = Y_c E_{\Psi'}^i \sin(\beta_0)$$

Une démarche similaire peut être faite sur les composantes du champ diffracté et on obtient :

$$E_{\frac{1}{2}}^d = -E_{\beta_0}^d \sin(\beta_0) \quad (8-b)$$

$$H_{\frac{1}{2}}^d = -Y_c E_{\Psi}^d \sin(\beta_0)$$

où $Y_c = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}}$ est l'admittance du milieu.

Ainsi la relation (7) se transforme en :

$$\begin{matrix} E_{\beta_0}^d & = & -E_{\beta'_0}^i & D_E & \cdot & \sqrt{\frac{\rho}{(\rho+r)r}} & e^{-jkr} \\ E_{\Psi}^d & & E_{\Psi'}^i & D_H & & & \end{matrix}$$

qui se met sous forme matricielle

$$\begin{pmatrix} E_{\beta_0}^d \\ E_{\psi'}^d \end{pmatrix} = D \begin{pmatrix} E_{\beta_0}^i \\ E_{\psi'}^i \end{pmatrix} f(r)$$

avec $f(r) = \sqrt{\frac{\rho}{(\rho+r)r}} e^{-jkr}$

et $D = \begin{pmatrix} -D_E & 0 \\ 0 & -D_H \end{pmatrix}$ représente la matrice de diffraction

Détermination des coefficients de la matrice de diffraction

Quand une onde électromagnétique est incidente sur un dièdre parfaitement conducteur, la solution peut être formulée à partir des composantes du champ électrique et magnétique parallèles à l'arête du dièdre. Ces composantes sont écrites sous forme intégrale. Ces intégrales sont approximées asymptotiquement par la méthode de la plus grande pente où seul le premier est retenu. Le champ diffracté peut alors s'écrire sous la forme de (5-a) qui fait qu'il est possible de déduire le coefficient de diffraction. La solution asymptotique résumée ci-dessus est présentée en détail dans [11].

II.2 - Coefficient de diffraction de Keller

C'est par application d'un développement asymptotique de la solution rigoureuse de Sommerfeld que Keller [12] a pu extraire le coefficient de diffraction. Dans le cas d'un dièdre d'angle $(2-n)\pi$ où n est un nombre réel compris entre 1 et 2, le coefficient de diffraction est donné par

$$D_{E,H}(\psi, \psi', \beta_0) = \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{n}\right)}{n/2\pi k \sin(\beta_0)} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \frac{\pi}{n} - \cos\left(\frac{\psi-\psi'}{2}\right) & \frac{\pi}{n} - \cos\left(\frac{\psi+\psi'}{2}\right) \end{pmatrix} \quad (10)$$

Cette formule est valable tant que le point d'observation n'est pas trop près de la limite des ombres géométriques d'incidence et de réflexion.

Le signe - ou + correspond respectivement au calcul de D_E ou D_H . Dans le cas particulier où le champ électrique E est parallèle au bord il n'a, dans le système de coordonnées (S', β_0, ψ') qu'une seule composante E_{β_0} . Le système d'équation (9) se ramène à une seule équation liant $E_{\beta_0}^d$ à $E_{\beta_0}^i$ par l'intermédiaire du coefficient D_E . Un raisonnement similaire peut être fait lorsque H est parallèle au bord puisque dans ce cas E n'a qu'une composante E_ψ , le coefficient de diffraction associé étant D_H .

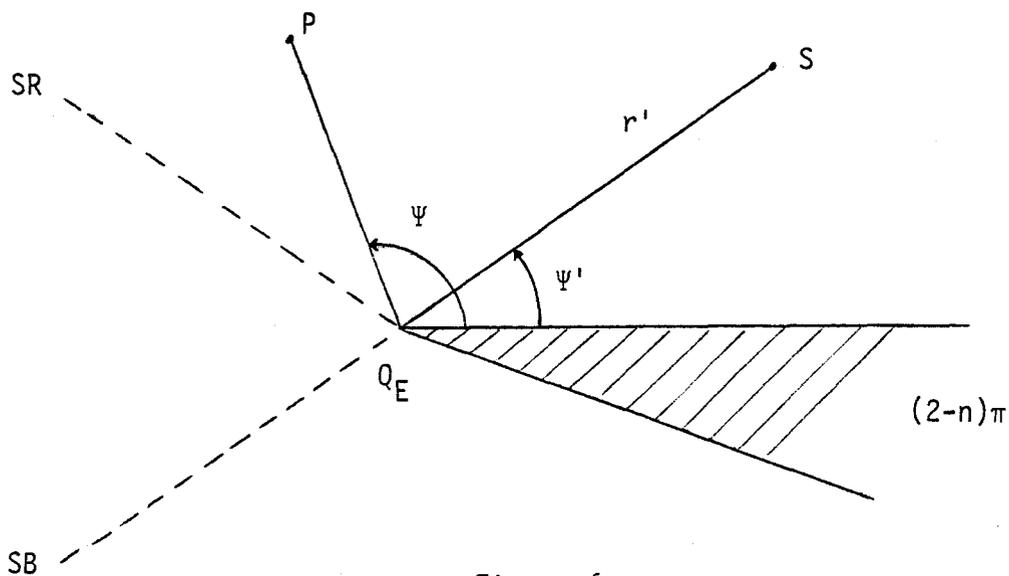


Figure 6

Le champ diffracté par le bord s'écrit

$$E^d(r) = E^i(Q_E) \cdot D_{E,H}(\psi, \psi', \beta_0) \cdot A(r) \cdot \exp(-jkr)$$

où $A(r)$ décrit la variation de l'amplitude du champ le long du rayon diffracté et qui dépend du type d'illumination. D'après la formule (5-a), on voit que $A(r)$ est donné par

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

Compte tenu de l'expression de ρ donnée par l'expression (5-b), on voit que dans le cas d'une onde plane $\rho \rightarrow \infty$.

On obtient ainsi

$$A(r) = \frac{1}{\sqrt{r}}$$

On peut montrer que ce résultat reste valable si l'onde incidente est cylindrique ou conique.

Par contre, pour une onde sphérique, cette amplitude $A(r)$ devient

$$\sqrt{\frac{r'}{(r+r')r}}$$

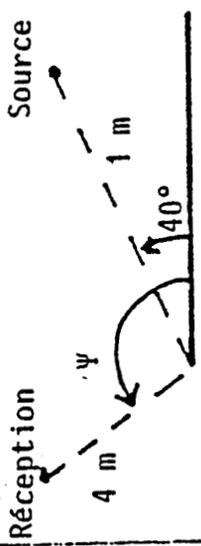
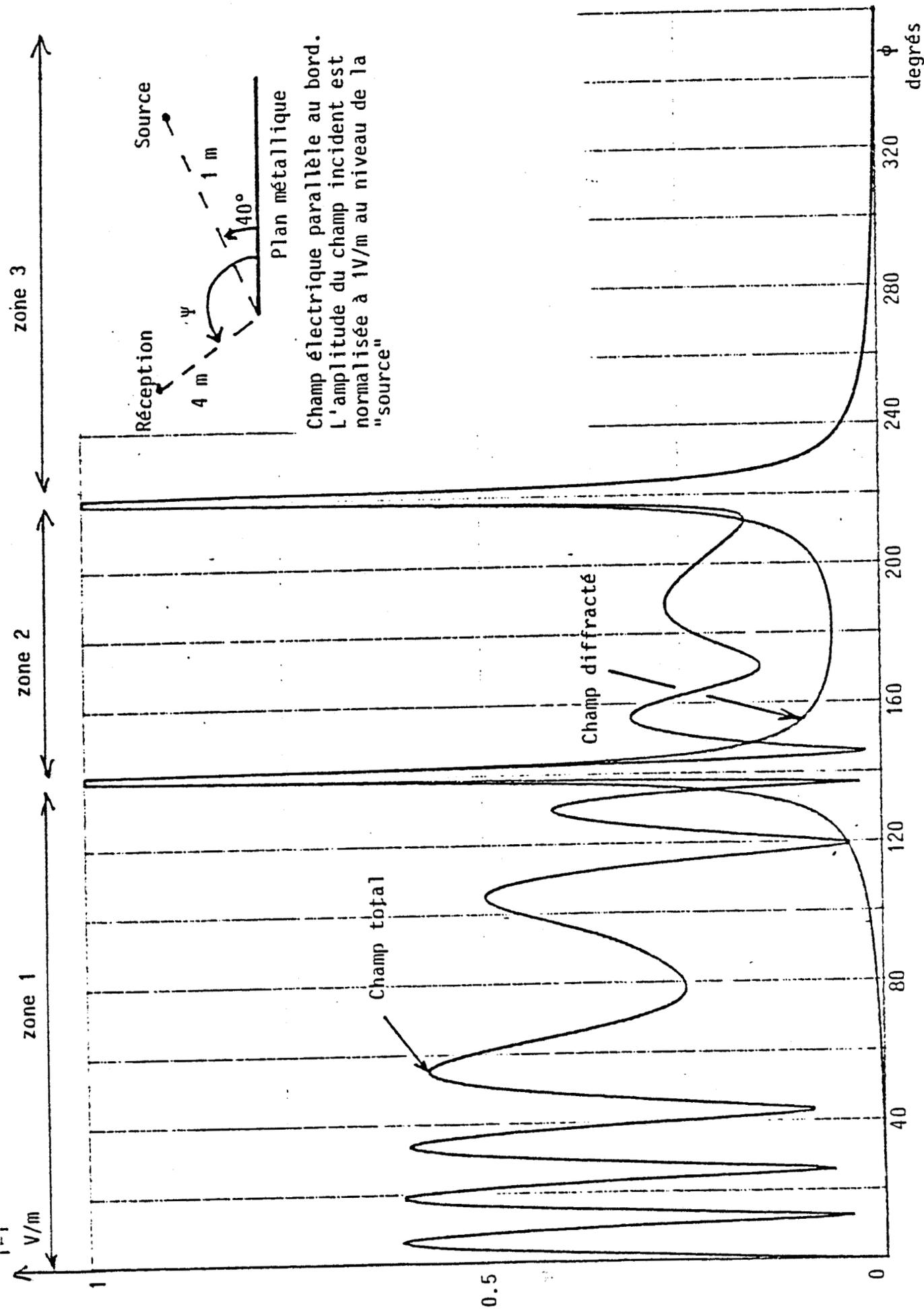
où r' est le rayon de courbure du front d'onde incident, ce qui correspond pour une onde sphérique à la distance entre la source et le bord.

A titre d'exemple [13], supposons une onde plane de fréquence $f = 900$ MHz incidente sur un demi-plan. On a représenté sur les planches 1 et 2 la variation du module du champ électrique en fonction de la position du récepteur repéré par l'angle ψ suivant que l'onde incidente a son champ électrique polarisé parallèlement ou perpendiculairement au bord. On peut distinguer trois zones.

La zone I ($0 \leq \psi < \pi - \psi'$) où on observe essentiellement la superposition du champ incident et réfléchi, celle du champ diffracté étant négligeable.

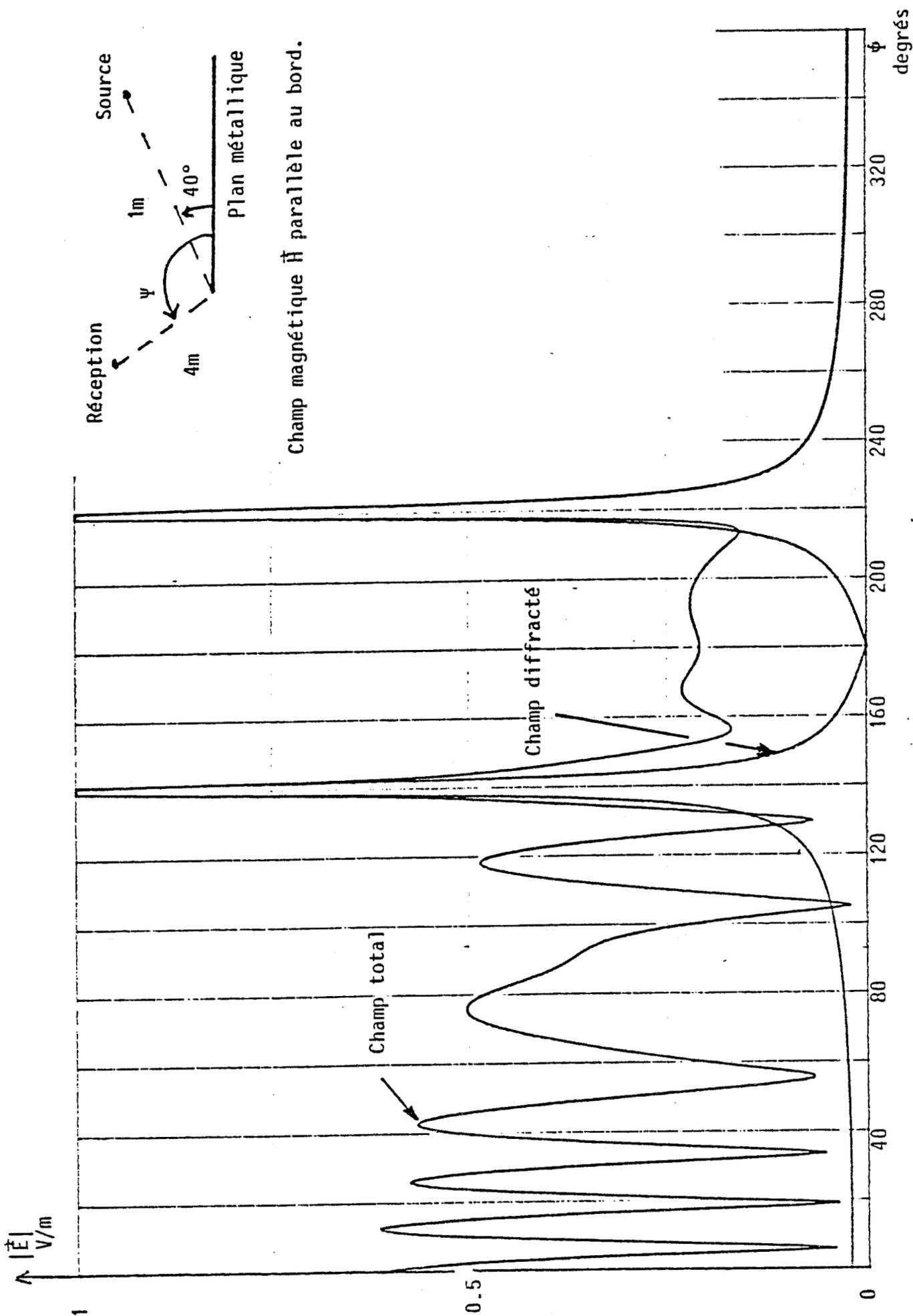
Dans la zone II ($\pi - \psi' \leq \psi < \pi + \psi'$) où le champ réfléchi a disparu, le champ incident se superpose au champ diffracté qui n'est plus négligeable. Ce champ diffracté présente une divergence sur les limites de l'ombre géométrique incidente et réfléchie ainsi qu'à leur voisinage, et provoque également une discontinuité du champ total. Ceci est dû au fait que le coefficient de diffraction de Keller n'est pas valable au voisinage des ombres géométriques d'incidence et de réflexion.

La zone III ($\pi + \psi' < \psi < \pi$) où les champs incident et réfléchi disparaissent et on ne voit plus que l'action du champ diffracté.



Champ électrique parallèle au bord.
L'amplitude du champ incident est normalisée à 1V/m au niveau de la "source"

Planche 1



Champ magnétique \vec{H} parallèle au bord.

II.3 - Coefficient de diffraction de KOUYOUMIAN

Le coefficient de diffraction de Keller présente une divergence sur les limites des ombres géométriques incident et réfléchi, d'où une discontinuité du champ total. C'est par un développement asymptotique plus fin selon la méthode de Pauli-Clemmow [14] que Kouyoumian [15] a pu extraire un coefficient de diffraction qui permet d'assurer la continuité du champ à travers les frontières d'ombres géométriques. Le coefficient de diffraction se met sous la forme suivante

$$D_{E,H}(\Psi, \Psi', \beta_0) = D(\Psi - \Psi') \mp D(\Psi + \Psi')$$

avec

$$D(\Psi - \Psi') = U_1 \cdot \cotg\left(\frac{\pi + (\Psi - \Psi')}{2n}\right) \cdot F(KLa^+(\Psi - \Psi')) + \cotg\left(\frac{\pi - (\Psi - \Psi')}{2n}\right) \cdot F(KLa^-(\Psi - \Psi')) \quad (12-a)$$

$$D(\Psi + \Psi') = U_1 \cdot \cotg\left(\frac{\pi + (\Psi + \Psi')}{2n}\right) \cdot F(KLa^+(\Psi + \Psi')) + \cotg\left(\frac{\pi - (\Psi + \Psi')}{2n}\right) \cdot F(KLa^-(\Psi + \Psi')) \quad (12-b)$$

$$U_1 = - \frac{\exp\left(-j \frac{\pi}{4}\right)}{2n\sqrt{2\pi K} \cdot \sin(\beta_0)}$$

$$\text{où } F(x) = 2j\sqrt{x} \cdot \exp(j \cdot x) \cdot \int_{\sqrt{x}}^{\infty} \exp(-j \tau^2) d\tau \quad (13)$$

$$a^{\pm}(\beta) = 2 \cos^2\left(\frac{2n\pi N_{\pm} - \beta}{2}\right) \quad (14)$$

avec $\beta = \Psi - \Psi'$ ou $\beta = \Psi + \Psi'$

où N^{\pm} sont les entiers les plus proches des nombres satisfaisants les équations

$$\begin{aligned} 2n \pi N^+ - \beta &= \pi \\ 2n \pi N^- - \beta &= -\pi \end{aligned} \quad (15)$$

L étant un paramètre de distance qui dépend de la nature du type d'illumination.

$$r \sin^2 \beta_0 \quad \text{pour 1 onde incidente plane}$$

$$L = \frac{r r'}{r + r'} \quad \text{pour 1 onde incidente cylindrique}$$

$$\frac{r r'}{r + r'} \sin^2 \beta_0 \quad \text{pour 1 onde incidente conique et sphérique}$$

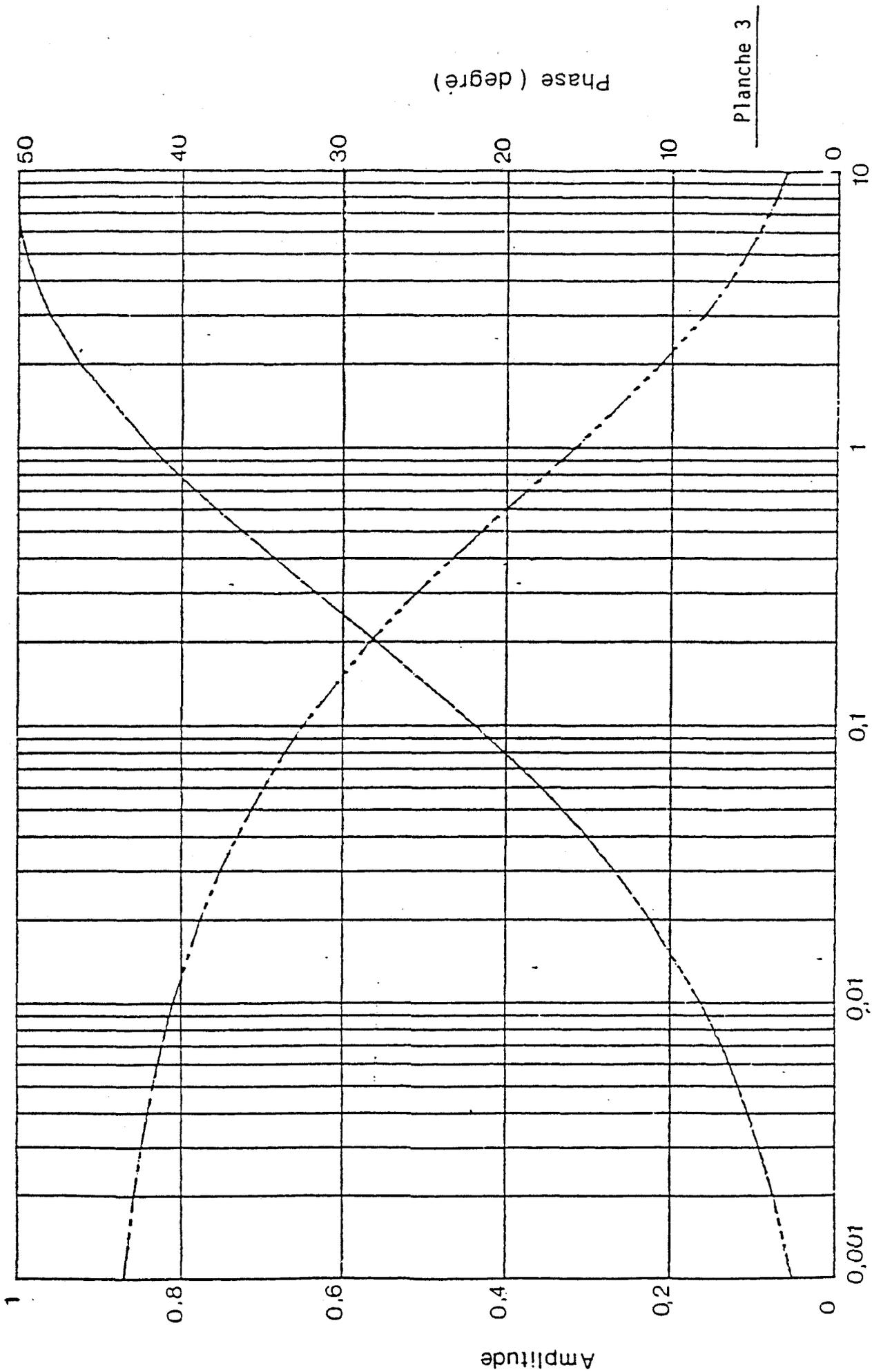
L'angle β_0 est défini sur la Figure 5-a, r et r' étant respectivement les distances entre le bord et soit la source, soit le point de réception. Dans l'expression du coefficient de diffraction on voit apparaître une fonction de transition F(x) qui fait intervenir l'intégrale de Fresnel. Son amplitude et sa phase sont représentées sur la Planche 3. Un développement limité et un développement asymptotique de cette fonction F(x) sont donnés respectivement :

pour x petit

$$F(x) \cong \sqrt{\pi x} - 2x \exp\left(j \frac{\pi}{4}\right) - \frac{2}{3} x^2 \exp\left(-j \frac{\pi}{4}\right) \cdot \exp\left(j\left(x + \frac{\pi}{4}\right)\right) \quad (16)$$

pour x grand

$$F(x) \cong 1 + j \frac{1}{2x} - \frac{3}{4} \frac{1}{x^2} - j \frac{15}{8} \frac{1}{x^3} + \frac{75}{16} \frac{1}{x^4} \quad (17)$$



$$F(x) = 2j\sqrt{x} \exp(jx) \int_0^\infty \sqrt{\tau} \exp(-j\tau^2) d\tau$$

Les signes plus ou moins sont respectivement associés aux entiers N^- et N^+ , définis par la relation (15). Les valeurs de N^- et N^+ en fonction de n et β sont indiquées respectivement sur les figures 7-a et 7-b. La variable n est comprise entre 1 et 2, ce qui traduit un angle intérieur du dièdre situé entre 0 et π .

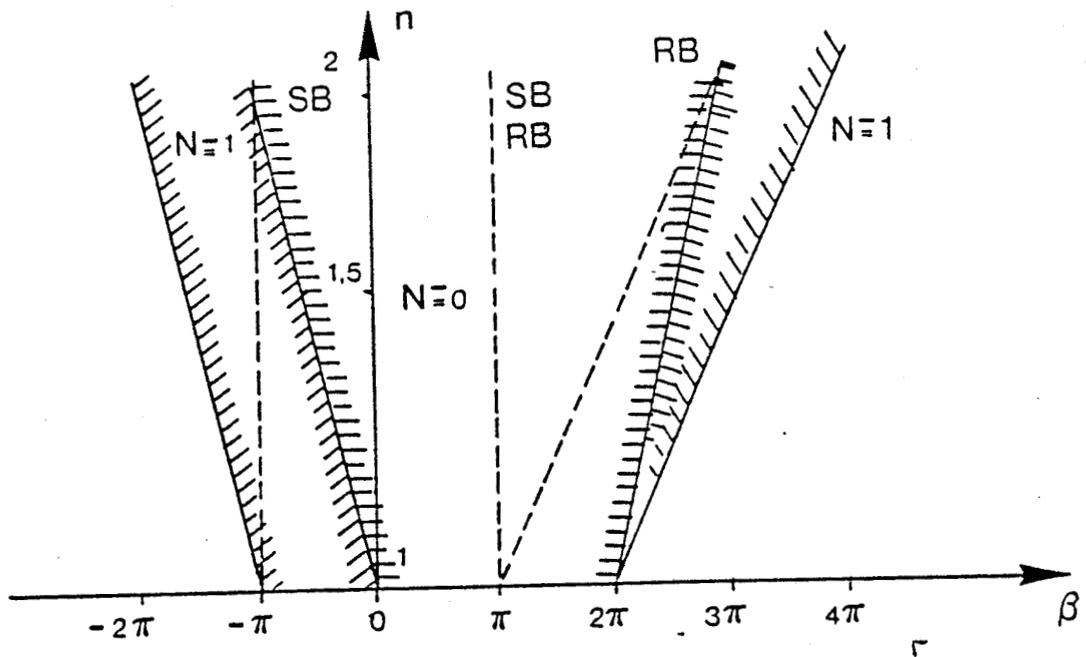


Figure 7-a

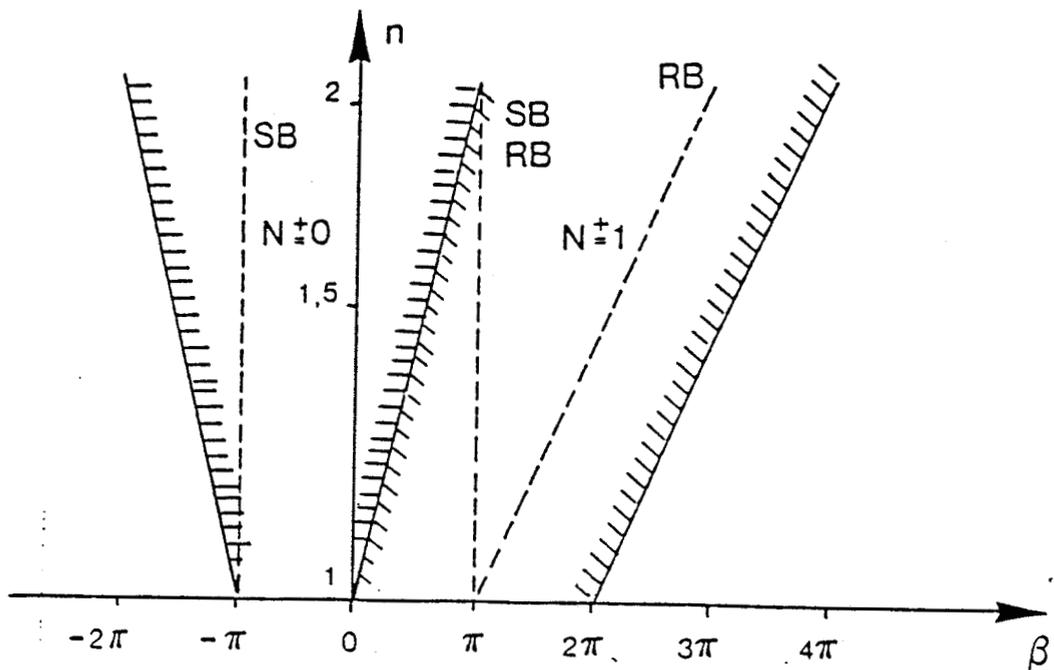


Figure 7-b

N^-, N^+ en fonction de β et n

Nous avons tout d'abord indiqué par des traits en "tirets" les lieux des points (couple n, β) tels que le point d'observation se situe soit à la limite de la zone éclairée soit à la limite de la zone de réflexion. En effet considérons d'abord la configuration de la Figure 8-a.

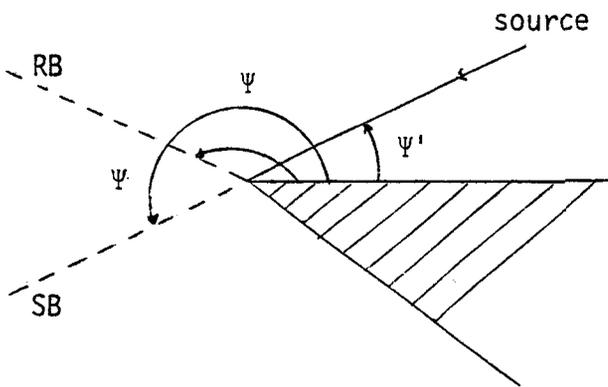


Figure 8-a

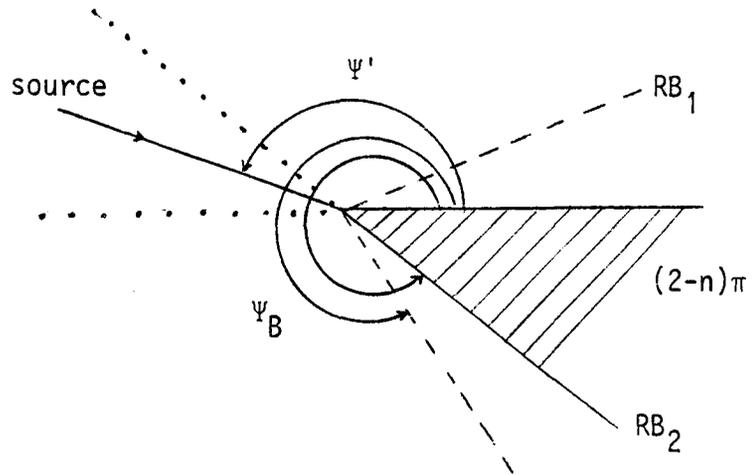


Figure 8-b

Les limites de zone S_B et R_B sont définies par $\Psi = \pm \pi \pm \Psi'$ soit $\beta = \pm \pi$. Si la source se situe dans le "prolongement du dièdre" comme indiqué sur la Figure 8-b, il peut exister 2 zones de réflexion. La limite inférieure R_{B2} ne peut exister que si la source se situe de telle façon que Ψ' soit supérieur à Ψ_a ($\Psi_a = n\pi - \pi$). Il y aura donc 2 zones de réflexion si $n\pi - \pi < \Psi' < \pi$. Dans ce cas l'angle d'incidence et de réflexion sur la face inférieure sont reliés par la relation $\Psi = (2n-1)\pi - \Psi'$ soit $\beta = (2n-1)\pi$.

En résumé, les limites d'ombre sont données par $\beta = \pm \pi$ et $\beta = (2n-1)\pi$. Or il est important de constater sur les Figures 7-a et 7-b que la valeur de N^\pm ne varie pas au passage de cette limite. De plus on peut vérifier immédiatement d'après la formule (14) que $a^\pm(\beta)$ est une fonction continue de β au voisinage de la frontière séparant la zone de $N^\pm = 0$ de $N^\pm = \pm 1$, c'est-à-dire au voisinage de $\beta = \pm(n-1)\pi$. La fonction F de l'équation (12) est donc une fonction d'une variable continue et, compte tenu de son expression (13), elle est elle-même continue.

Les seules discontinuités qui apparaîtront sur le coefficient de diffraction D se produiront lorsque les fonctions cotangentes de l'équation (19) tendront vers l'infini. On note qu'un couple de valeurs particulières (Ψ, Ψ') ne peut rendre infini qu'une seule des 4 fonctions cotangentes de (12). (Sauf dans certains cas extrêmes comme $\Psi' = 0$, ce qui correspond à un émetteur situé dans le même plan que le bord métallique. Dans ce cas des termes complémentaires de correction peuvent être introduits [18]). Le tableau 1 ci-dessous résume les valeurs particulières (Ψ, Ψ') et donne l'expression de N correspondante à la zone.

$\cotg\left(\frac{\pi+(\Psi-\Psi')}{2n}\right)$	$\Psi = \Psi' - \pi$	$N^+ = 0$
$\cotg\left(\frac{\pi-(\Psi-\Psi')}{2n}\right)$	$\Psi = \Psi' + \pi$	$N^- = 0$
$\cotg\left(\frac{\pi+(\Psi+\Psi')}{2n}\right)$	$\Psi = (2n-1)\pi - \Psi'$	$N^+ = 1$
$\cotg\left(\frac{\pi-(\Psi+\Psi')}{2n}\right)$	$\Psi = \pi - \Psi'$	$N^- = 0$

Valeurs de N dans les frontières.

Tableau 1

D'autre part on peut remarquer d'après l'équation (14) que la fonction $a^\pm(\beta)$ tend vers zéro pour les valeurs (Ψ, Ψ') précédentes.

En posant $\beta = \pm \pi + \epsilon$ ou $\beta = (2n-1)\pi + \epsilon$ où ϵ est positif dans les régions illuminées par le champ incident ou réfléchi et négatif dans l'autre cas et en utilisant les développements des fonctions F et cotangentes, on peut montrer que leur produit tend vers une limite :

$$\cotg\left(\frac{\pi \pm \beta}{2n}\right) \cdot F(KL a^{\pm}(\beta)) \rightarrow n \left[\sqrt{2\pi KL} \operatorname{sign}(\epsilon) - 2KL \epsilon \cdot e^{j\frac{\pi}{4}} \right] e^{j\frac{\pi}{4}} \quad (18)$$

Il est clair que cette expression a une valeur finie pour $\epsilon \rightarrow 0$ mais est discontinue aux frontières d'ombre et de réflexion. Mathématiquement la compensation à effectuer sur un des quatre termes du coefficient de diffraction est associée physiquement à la disparition soit du champ incident, soit du champ réfléchi. Il existe certains angles particuliers pour lesquels il existe simultanément disparition du rayon incident et réfléchi ou pour lesquels les frontières seront très proches comme par exemple si ψ' est voisin de $n\pi/2$ avec $n \approx 1$ ou $\psi' \approx 0, n\pi$. Les formules montrent que la compensation ne devient pas globale mais s'applique toujours séparément. Il n'y aura donc pas de problème de convergence lors des calculs numériques.

Les frontières d'ombre et de réflexion sont appelées "réelles" si elles apparaissent dans l'espace délimité par l'intervalle angulaire $[0, n\pi]$. En dehors de cet intervalle, les frontières se situent dans le dièdre diffractant et sont dites virtuelles.

Remarque : Dans le cas où $n = 1$ ou 2 , la relation (14) peut se réduire simplement à

$$a^{\pm}(\beta) = a(\beta) = 2 \cos^2 \frac{\beta}{2}$$

et donc :

$$\left[\cotg\left(\frac{\pi + \beta}{2n}\right) + \cotg\left(\frac{\pi - \beta}{2n}\right) \right] \cdot F(KL a(\beta)) = - \frac{2 \sin\left(\frac{\pi}{n}\right)}{\cos\frac{\pi}{n} - \cos\frac{\beta}{n}} \cdot F(xL a(\beta)) \quad (19)$$

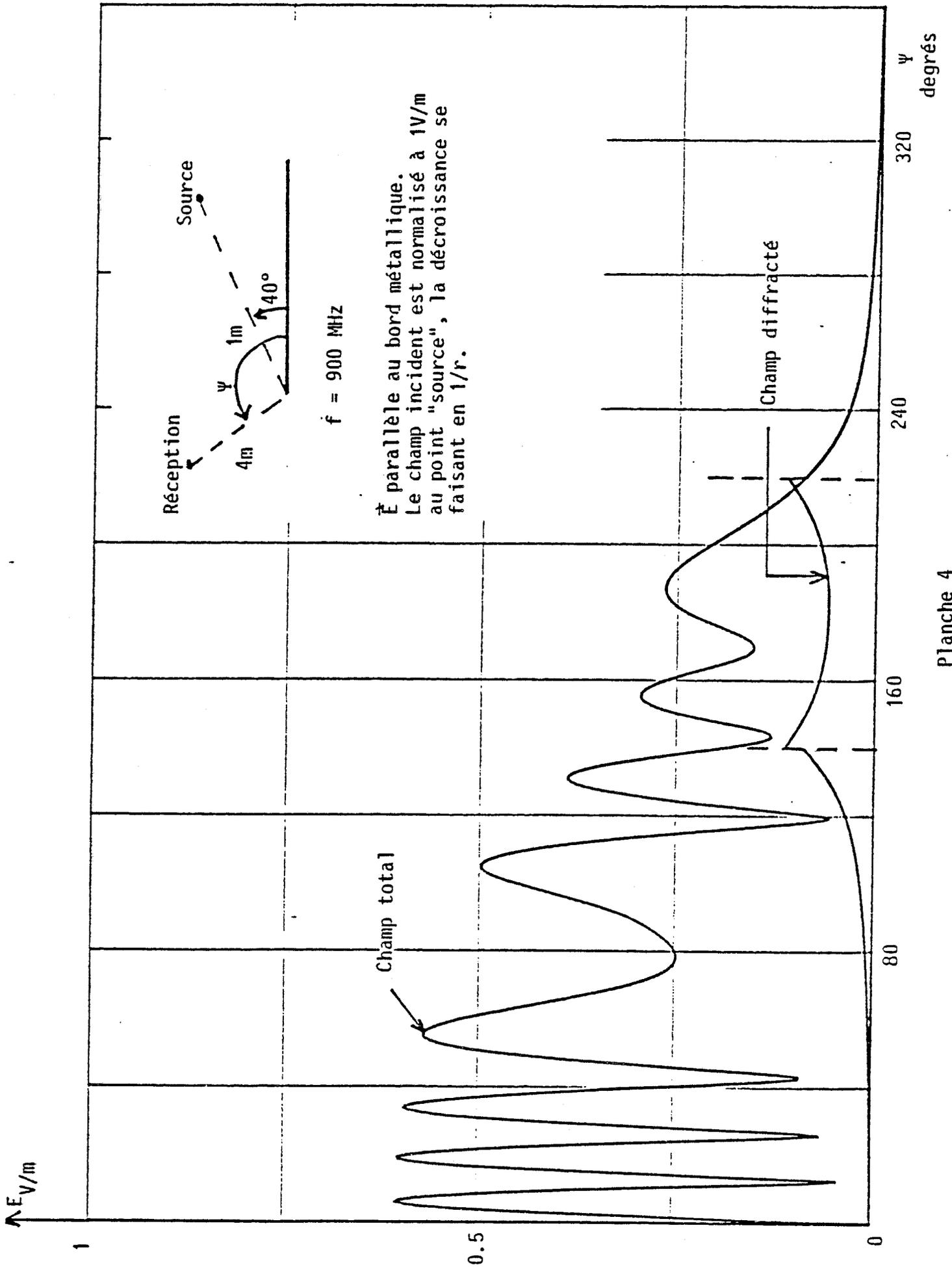
Pour $n = 1$ on est ramené à un plan infini parfaitement conducteur, il n'y a donc plus de bord, et le coefficient de diffraction ainsi que le champ diffracté sont nuls. Pour le cas où $n = 2$, le dièdre se ramène à un demi-plan et le coefficient de diffraction se réduit à :

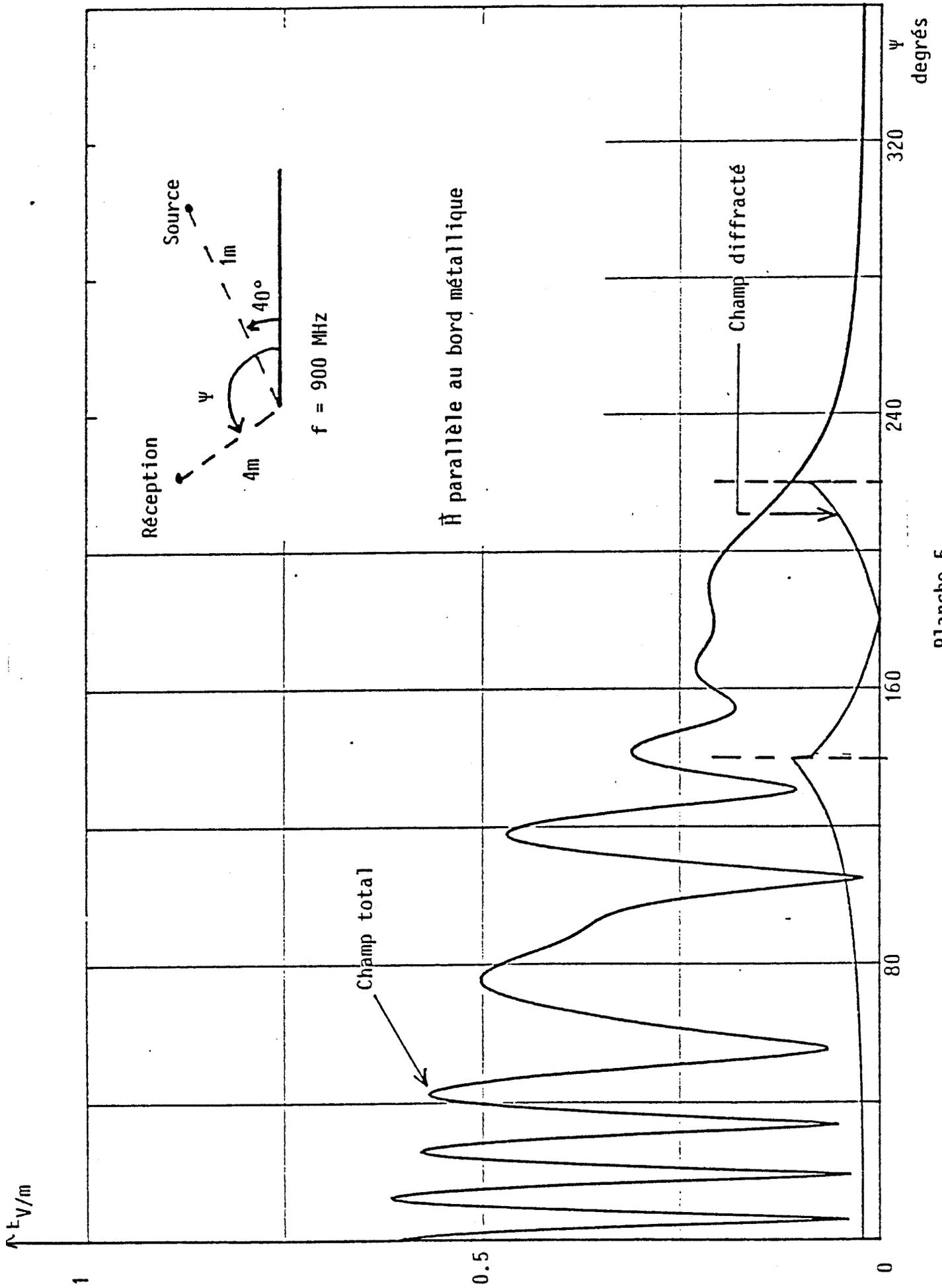
$$D_{E,H}(\Psi, \Psi', \beta_0) = - \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{2\sqrt{2\pi K} \sin(\beta_0)} \cdot \left[\frac{F(KL a(\Psi - \Psi'))}{\cos\left(\frac{\Psi - \Psi'}{2}\right)} \mp \frac{F(KL a(\Psi + \Psi'))}{\cos\left(\frac{\Psi + \Psi'}{2}\right)} \right] \quad (20)$$

Application numérique

Considérons comme dans le paragraphe précédent le cas d'une onde plane incidente sur un demi-plan. La polarisation de cette onde est caractérisée par le fait que soit le champ électrique E, soit le champ magnétique H est parallèle au bord. [16]

Les courbes représentées sur les planches (4) et (5) montrent la variation du module du champ électrique diffracté et du champ total en fonction de Ψ pour ces deux polarisations. On trouve des formes identiques à celles obtenues par le formalisme de Keller à la différence près que le champ diffracté ne tend plus vers l'infini bien qu'il soit discontinu. Comme nous l'avons déjà signalé, c'est cette discontinuité qui permet de compenser celle du champ incident et réfléchi afin d'obtenir un champ électromagnétique total continu, comme on le remarque sur ces planches.





III - DIFFRACTION PAR UN BORD DIELECTRIQUE

III.1 - Remarques complémentaires sur la diffraction par un bord métallique

Nous avons vu précédemment que dans le cas d'un demi plan parfaitement conducteur le coefficient de diffraction s'écrit

$$D_{E,H}(\Psi, \Psi') = D(\Psi - \Psi') + R D(\Psi + \Psi')$$

avec

$$D(\Psi - \Psi') = u_1 \cdot \frac{F_{KL} a(\Psi - \Psi')}{\cos\left(\frac{\Psi - \Psi'}{2}\right)} \quad (21-a)$$

$$D(\Psi + \Psi') = u_1 \cdot \frac{F_{KL} a(\Psi + \Psi')}{\cos\left(\frac{\Psi + \Psi'}{2}\right)} \quad (21-b)$$

$$u_1 = - \frac{e^{-j\pi/4}}{2 \sqrt{2\pi K}}$$

$D(\Psi - \Psi')$ représente le terme dominant de $D_{E,H}(\Psi - \Psi')$ à la limite de l'ombre géométrique des rayons incidents et permet donc de compenser la disparition du champ incident. De même $D(\Psi + \Psi')$ joue le même rôle que $D(\Psi - \Psi')$ mais à la limite de l'ombre géométrique de réflexion et compense de ce fait la disparition du champ réfléchi et $R = +1$ ou -1 suivant le type de polarisation.

On se propose maintenant d'examiner de plus près le comportement du champ diffracté lorsque le point d'observation se trouve autour de l'ombre géométrique d'incidence c'est à dire à $\Psi = \pi - \Psi'$.

A la limite de l'ombre géométrique $\frac{\psi - \psi'}{2} \rightarrow \frac{\pi}{2}$ et le dénominateur des équations (21) s'annule. Cependant nous avons déjà signalé que la fonction F s'annule également pour cette valeur et que D($\psi - \psi'$) tend vers une limite finie. En effet le développement limité de la fonction F donné par (16) permet d'écrire

$$F(KL 2 \cos^2 \left(\frac{\psi - \psi'}{2} \right)) \cong \sqrt{2\pi KL} \left| \cos \frac{(\psi - \psi')}{2} \right| e^{j \frac{\pi}{4}}$$

et donc

$$D(\pi + \epsilon) = -\sqrt{2\pi KL} e^{j \frac{\pi}{4}} u_1$$

$$D(\pi - \epsilon) = \sqrt{2\pi KL} e^{j \frac{\pi}{4}} u_1$$

Si on envisage le cas particulier d'une onde plane incidente sur le bord où

$$L = r \quad \text{et} \quad A(r) = \frac{1}{\sqrt{r}}$$

Le champ diffracté de part et d'autre du point P se met sous la forme

$$E^d(P^-) = E^i(Q) \frac{1}{\sqrt{r}} \left[-\frac{\sqrt{r}}{2} + R.D(\psi + \psi') \right] e^{-jkr} \quad (22-a)$$

$$E^d(P^+) = E^i(Q) \frac{1}{\sqrt{r}} \left[\frac{\sqrt{r}}{2} + R.D(\psi + \psi') \right] e^{-jkr} \quad (22-b)$$

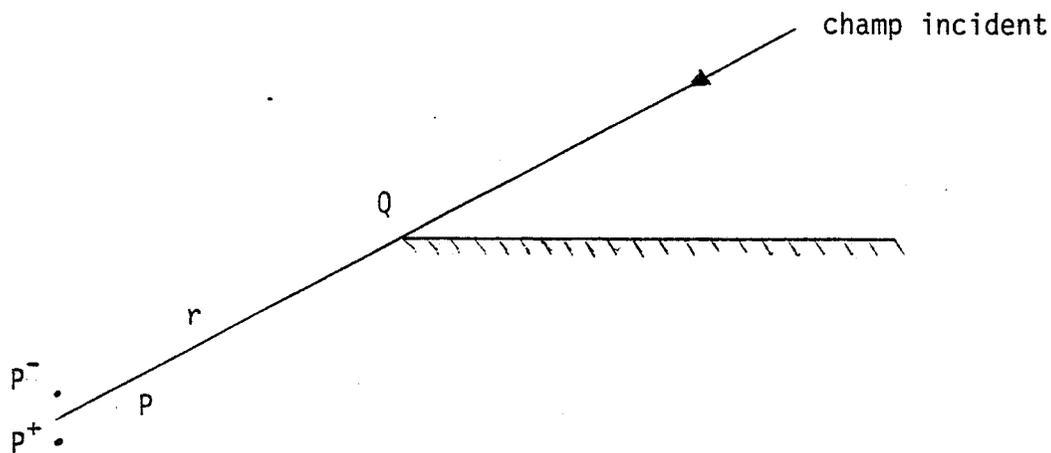


Figure 9

La fonction $D(\Psi+\Psi')$ est continue au voisinage de la zone d'ombre considérée et prend donc la même valeur en P^- et P^+ .

Les termes de discontinuité du champ diffracté noté ΔE^d et figurant dans les équations (22-a) et (22-b), sont respectivement, pour les points P^- et P^+ , donnés par

$$\Delta E^d(P^-) = -\frac{1}{2} E^i(Q) e^{-jkr} \quad (23-a)$$

$$\Delta E^d(P^+) = +\frac{1}{2} E^i(Q) e^{-jkr} \quad (23-b)$$

On remarque d'après la figure (9) que

$$E^i(Q) \cdot e^{-jkr} = E^i(P)$$

D'où

$$\Delta E^d(P^-) = -\frac{1}{2} E^i(P) \quad (24-a)$$

$$\Delta E^d(P^+) = +\frac{1}{2} E^i(P) \quad (24-b)$$

Or le champ incident vaut respectivement

$$E^i(P^-) = E^i(P) \quad (25-a)$$

$$E^i(P^+) = 0 \quad (25-b)$$

Les valeurs de ΔE^d de part et d'autre du point P contrebalancent la discontinuité de E^i . Cette remarque doit pouvoir également s'appliquer au cas où le bord diffractant est constitué par un matériau diélectrique [17].

III.2 - Coefficient de diffraction associé à un corps diélectrique

Considérons une lame formée d'un matériau diélectrique homogène, et soit une source d'onde électromagnétique illuminant le demi-plan formé par cette couche (Figure 10). En chaque point P le champ total peut s'exprimer comme étant la somme du champ incident, réfléchi, transmis et diffracté tel que

$$V_{\text{tot}} = V_i + V_r + V_t + V_d$$

où V représente le champ électrique ou magnétique suivant le type de polarisation considéré.

V_i : champ incident direct, nul dans la région III

V_r : champ réfléchi, nul dans les régions II et III

V_d : champ diffracté

V_t : champ transmis, nul dans les régions I et II. Dans le cas d'un demi-plan métallique le champ électromagnétique ne peut le traverser et sa valeur est donc toujours nulle. Par contre ce terme interviendra lors de l'étude de la diffraction par le bord d'un matériau diélectrique.

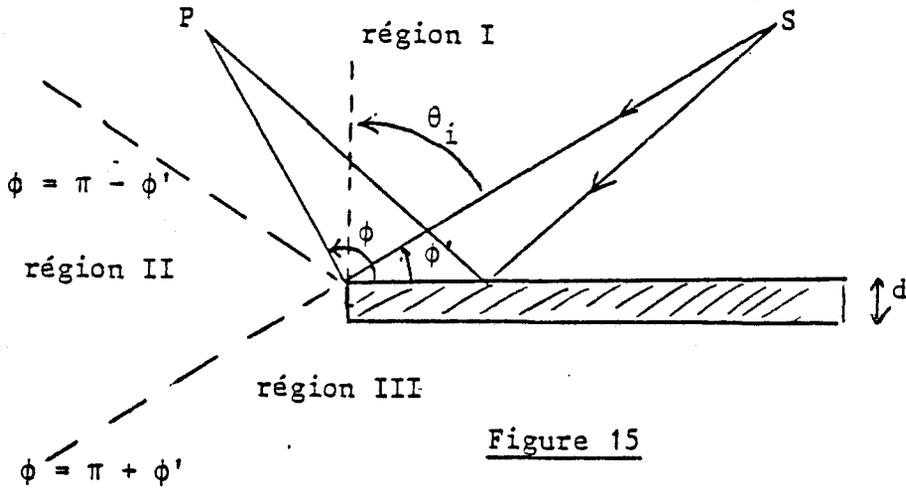


Figure 15

Figure 10

La résolution exacte de ce problème est délicate car si le point d'observation se situe dans la zone hachurée ci-dessous, les coefficients de transmission dépendront de la position de ce point. Burnside et Burgener [7] ont envisagé le cas d'une épaisseur d très faible de telle manière que la distance AB soit négligeable pour que l'égalité des champs au point A (zone éclairée) et au point B (zone d'ombre) puisse être écrite.

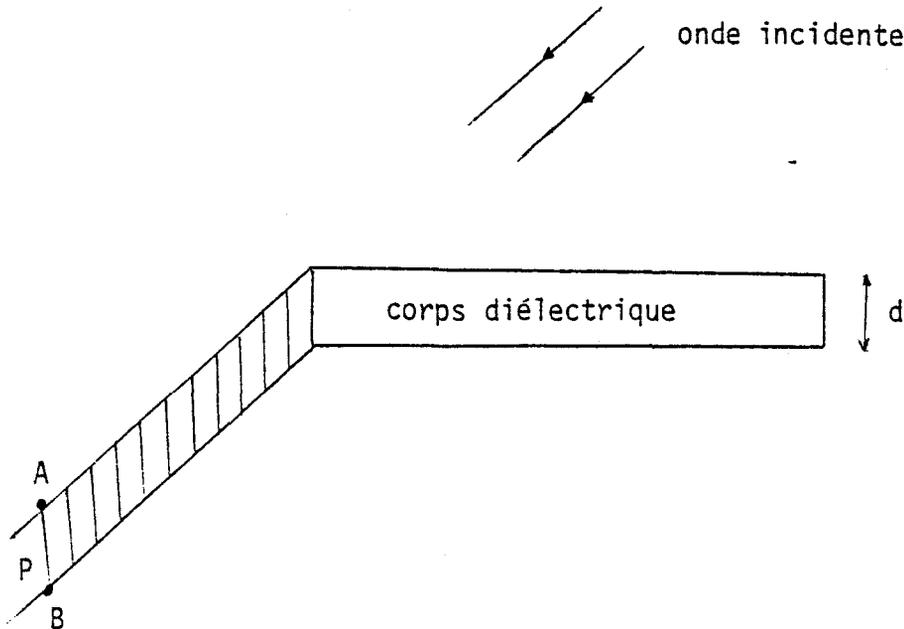


Figure 11

Si T est le coefficient de transmission de la lame diélectrique, les champs de part et d'autre du point P valent : $E^i(P)$ et $T E^i(P)$ où $E^i(P)$ représente le champ incident. Ainsi la discontinuité due au diélectrique sera $(1-T)E^i(P)$. Ceci implique qu'on modifie le terme associé au champ diffracté en le mettant sous la forme

$$(1-T) E^i(Q_E) A(r) e^{-jkr} D(\Psi-\Psi')$$

Compte tenu des résultats posés dans le paragraphe précédent, ce terme vaut respectivement

$$\left\{ \begin{array}{ll} -\frac{1}{2} (1-T) E^i(P) & \text{dans la région illuminée} \\ \frac{1}{2} (1-T) E^i(P) & \text{dans la région "ombrée"} \end{array} \right.$$

et

On note que le terme de diffraction additionné soit à $E^i(P)$ pour la région illuminée, soit à $T E^i(P)$ pour la région dans l'ombre, devient continu au passage de cette frontière d'ombre. En utilisant une approche similaire au niveau de la frontière d'ombre de réflexion, on doit modifier le coefficient de diffraction associé de la façon suivante

$$R E^i(Q_E) A(r) e^{-jkr} D(\Psi+\Psi')$$

qui prend les valeurs :

$$\left\{ \begin{array}{ll} -\frac{1}{2} E^r(P) & \text{dans la région illuminée} \\ \frac{1}{2} E^r(P) & \text{dans l'ombre} \end{array} \right.$$

et

Finalement le coefficient de diffraction total s'écrit

$$D_{E,H}(\Psi, \Psi', \beta_0) = (1-T) D(\Psi-\Psi') + R D(\Psi+\Psi') \quad (26)$$

$$\text{où } D(\Psi \mp \Psi') = - \frac{e^{-j \frac{\pi}{4}}}{2 \sqrt{2k\pi}} \frac{F \operatorname{KLa}(\Psi \mp \Psi')}{\cos\left(\frac{\Psi \mp \Psi'}{2}\right)} \quad (27)$$

La façon dont R et T sont déterminées est présentée en annexe.

III.3 - Matrice de diffraction associée à une lame mince

Pour étendre la théorie du paragraphe précédent à 3 dimensions, c'est-à-dire lorsque l'angle fait par le plan d'incidence et l'arête est quelconque (différent de $\pi/2$), il est nécessaire d'exprimer les champs dans un système de coordonnées où les coefficients définis précédemment restent valables. Pour le problème de transmission et de réflexion, le système adéquat est un "système de coordonnées à rayon fixe".

On définit les champs en termes de composantes parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence ordinaire, plan contenant le rayon incident et la normale à la surface réfléchissante.

\vec{I} étant le vecteur unitaire incident

\vec{R} " " " de réflexion dirigé du point de réflexion vers le point d'observation

\vec{n} " " " normal à la surface.

On peut donc définir (Fig. 12) :

$$\vec{U}_{\perp} = \frac{\vec{n} \wedge \vec{I}}{|\vec{n} \wedge \vec{I}|}$$

$$\vec{U}_{\parallel} = \vec{I} \wedge \vec{U}_{\perp}$$

$$\vec{U}'_{\parallel} = \vec{R} \wedge \vec{U}_{\perp}$$

Les vecteurs unitaires $(\vec{u}_{\parallel}, \vec{I}, \vec{u}_{\perp})$ ainsi que $(\vec{u}_{\parallel}^r, \vec{R}, \vec{u}_{\perp}^r)$ forment des bases orthogonales pour le système de coordonnées à rayon fixe utilisé dans la Figure 12.

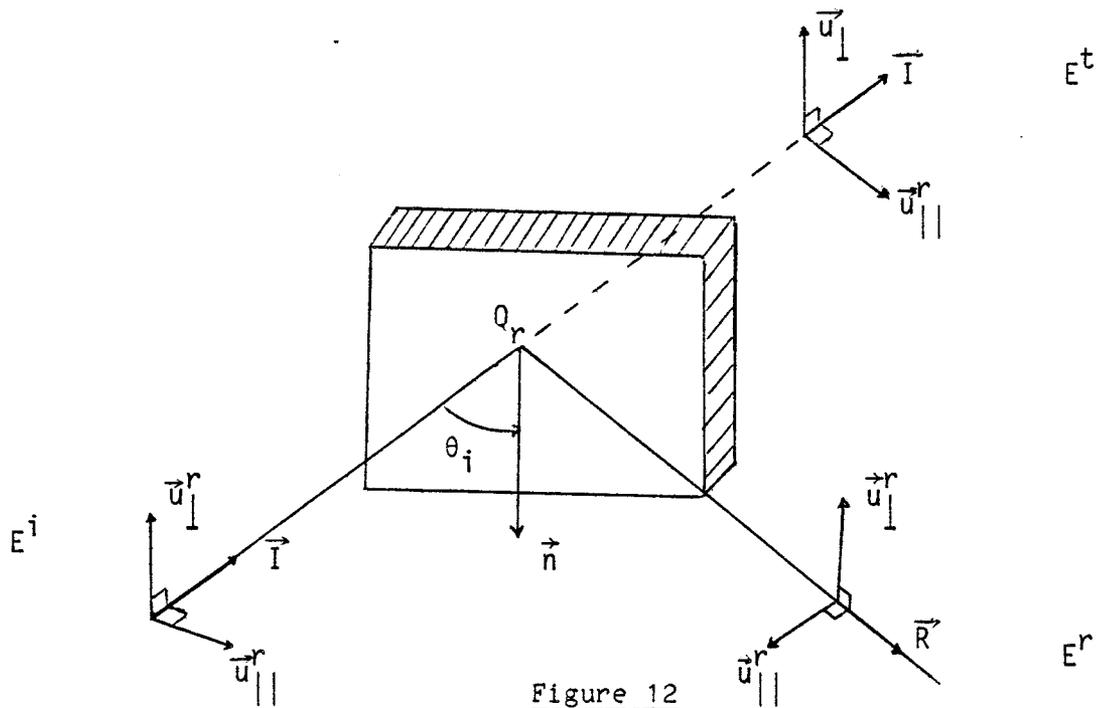


Figure 12

Le champ électrique associé à un rayon se propageant dans la direction de I ou R est donc totalement défini par ces composantes E_{\parallel} et E_{\perp} et on a :

$$\begin{bmatrix} E_{\parallel}^i \\ E_{\perp}^i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_H & 0 \\ 0 & T_E \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\parallel}^i(P) \\ E_{\perp}^i(P) \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{bmatrix} E_{\parallel}^r \\ E_{\perp}^r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_H & 0 \\ 0 & R_E \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\parallel}^r(Q_r) \\ E_{\perp}^r(Q_r) \end{bmatrix} \quad f(r) \quad (28)$$

$$\text{avec } f(r) = \frac{\sqrt{\rho_1^2 \rho_2^2}}{(\rho_1 + r)(\rho_2 + r)} \cdot e^{-jkr} \quad (29)$$

où ρ_1 et ρ_2 sont les rayons de courbures principales au front d'onde réfléchi au point de réflexion Q_R et r étant la distance du point Q_R au point de réception (P) . T_H et T_E désignent respectivement le coefficient de transmission à travers la plaque quand le champ E est, soit contenu, soit perpendiculaire, au plan d'incidence. Cette définition s'applique également aux coefficients de réflexion R_E et R_H .

Cependant, nous rappelons que les coefficients de diffraction définis précédemment ne sont valables que dans le cas où le champ incident est exprimé par ces composantes parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence à bord fixe, défini comme étant le plan contenant le rayon incident et le bord diffractant. De même le champ diffracté doit être exprimé par ces composantes parallèle et perpendiculaire au plan de diffraction à bord fixe qui contient le rayon diffracté et le bord. Il faut donc travailler dans un système de coordonnées à bord fixe. (Fig.13)

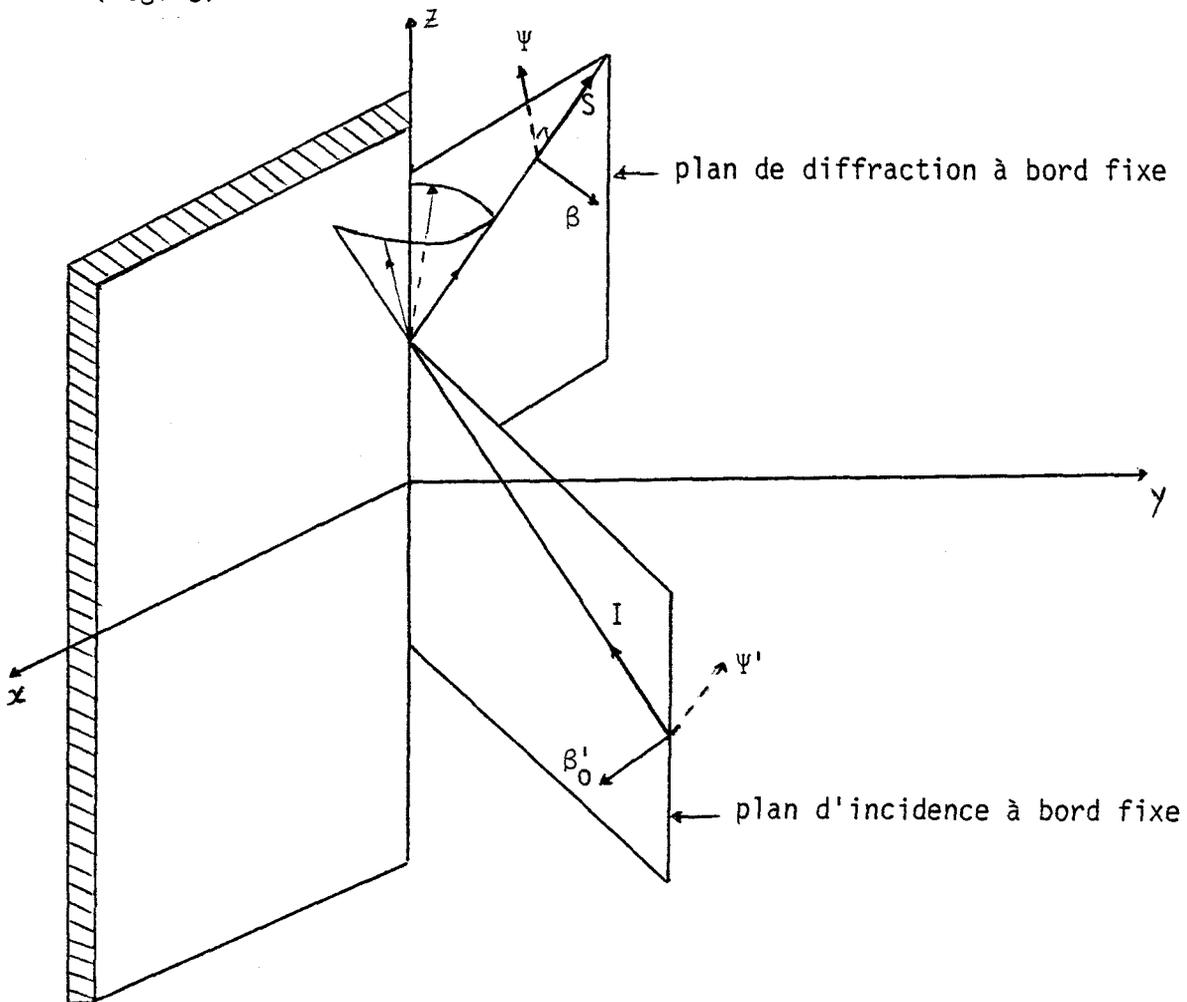


Figure 13

Par construction, le rayon incident correspond à la droite d'intersection du plan d'incidence ordinaire et du plan d'incidence à bord fixe. De même le rayon diffracté est l'intersection du plan de diffraction à bord fixe et du plan d'incidence ordinaire.

Le passage d'un repère à un autre est ainsi représenté sur la Figure 14.

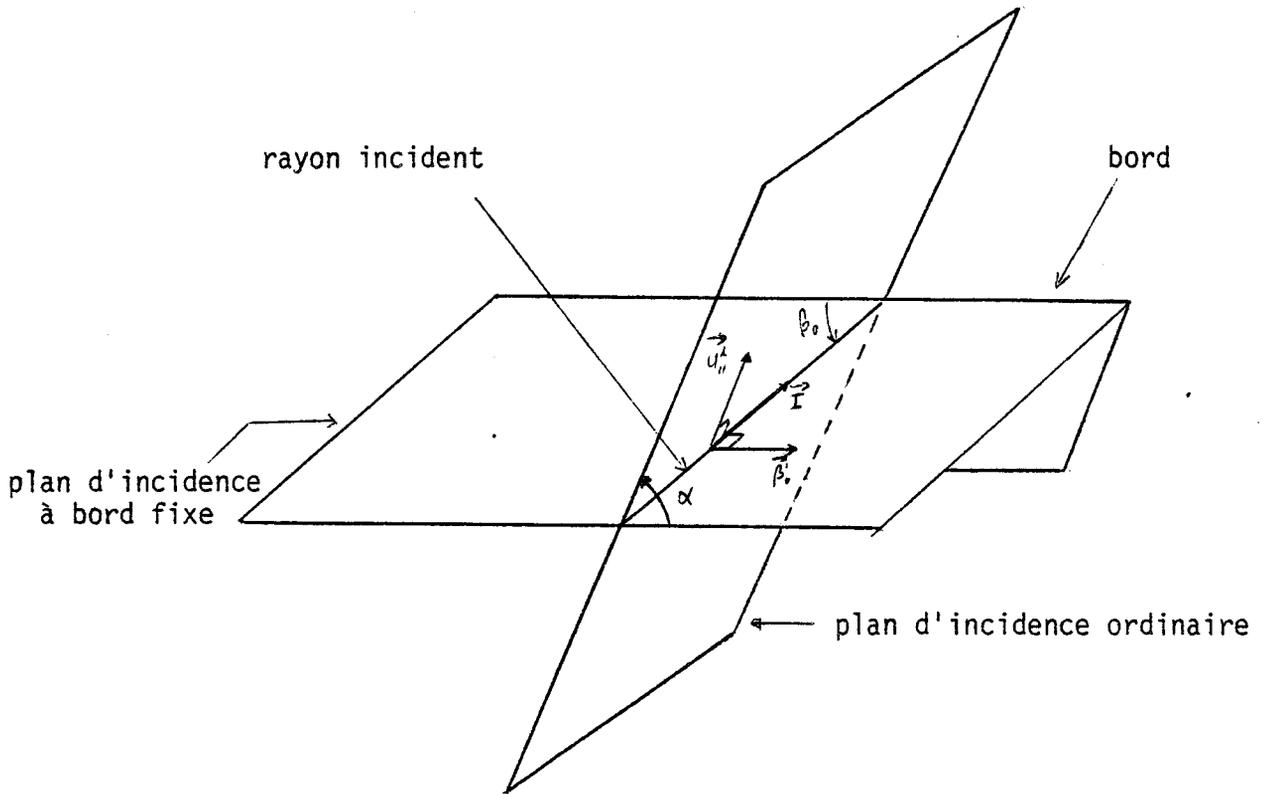


Figure 14-a

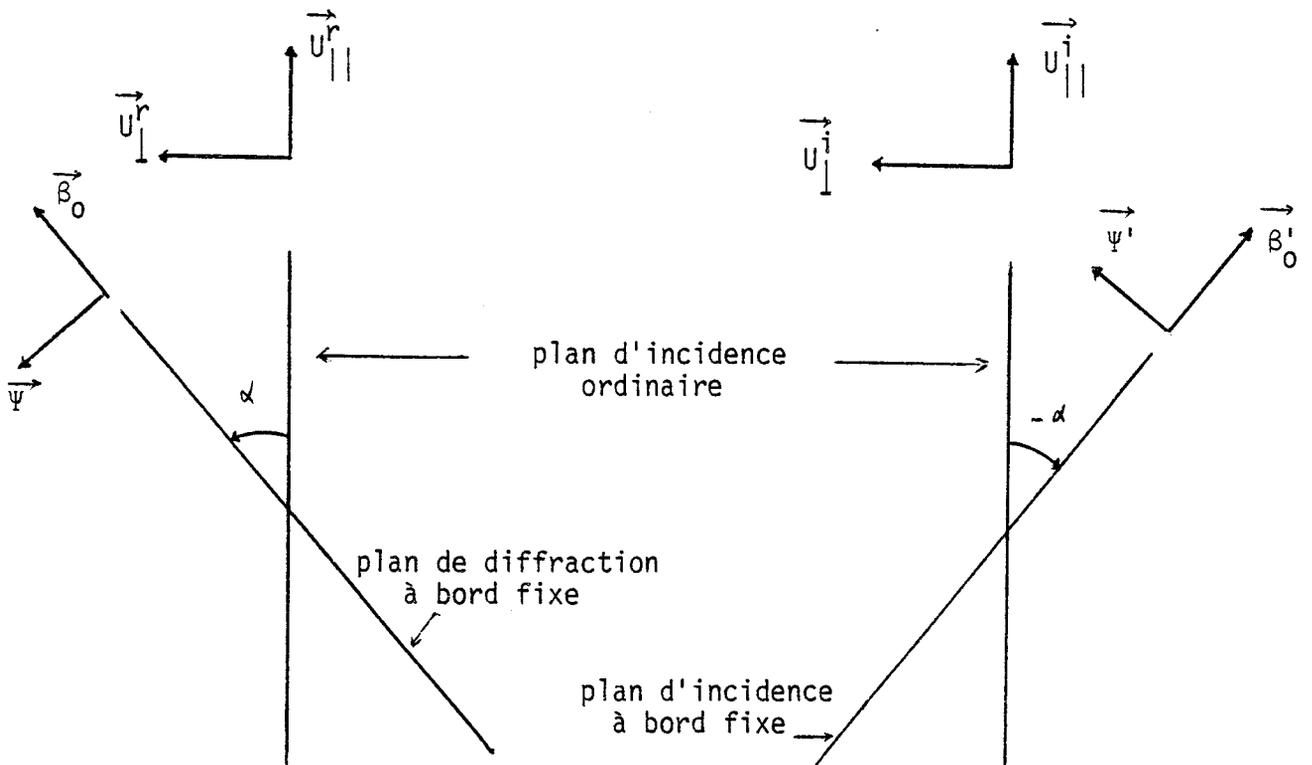


Figure 14-b

Le champ incident peut s'exprimer dans un système de coordonnées à bord fixe à l'aide des relations

$$E_{\beta 0}^i = E_{\parallel}^i \cos \alpha - E_{\perp}^i \sin \alpha \quad (30-a)$$

$$E_{\phi'}^i = E_{\parallel}^i \sin \alpha + E_{\perp}^i \cos \alpha \quad (30-b)$$

et le champ réfléchi comme :

$$E_{\beta 0}^r = E_{\parallel}^r \cos \alpha + E_{\perp}^r \sin \alpha \quad (31-a)$$

$$E_{\psi}^r = - E_{\parallel}^r \sin \alpha + E_{\perp}^r \cos \alpha \quad (31-b)$$

Donc si on appelle $E_{\beta f}^i$ et $E_{\beta f}^r$ les champs incident et réfléchi à bord fixe, on obtient :

$$E_{\beta f}^i = M(-\alpha) E^i \quad (32)$$

$$E_{\beta f}^r = M(\alpha) E^r \quad (33)$$

où
$$M(\alpha) = \begin{bmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix}$$

D'une manière similaire au paragraphe précédent, le champ diffracté par un bord diélectrique s'écrit :

$$E^d = E^i(Q_E) \left[A D(\Psi - \Psi') + B D(\Psi + \Psi') \right] A(r) e^{-jkr} \quad (34)$$

où A et B sont des matrices qui sont à déterminer et qui devraient jouer le même rôle que (1-T) et R du cas d'un système à une dimension.

A la frontière de réflexion on peut écrire à l'aide des relations (33), (29), (32) la relation liant le champ réfléchi "à bord fixe" au champ incident exprimé dans le même système

$$\begin{bmatrix} E_{\beta 0}^i \\ E_{\psi}^i \end{bmatrix} = M(\alpha) \begin{bmatrix} R_H & 0 \\ 0 & R_E \end{bmatrix} M^{-1}(\alpha) \begin{bmatrix} E_{\beta 0}^i \\ E_{\psi}^i \end{bmatrix} \quad (35)$$

Sur la limite de la zone d'ombre géométrique réfléchie, la discontinuité du champ correspond à la valeur de E^r en ce point, soit :

$$\begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R_H & 0 \\ 0 & R_E \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\beta 0}^i \\ E_{\psi}^i \end{pmatrix} \quad (36)$$

Ainsi la matrice B de réflexion, intervenant dans l'équation (34) peut s'écrire :

$$B = \begin{pmatrix} (R_H \cos^2 \alpha - R_E \sin^2 \alpha) & (R_E + R_H) \sin \alpha \cos \alpha \\ -(R_E + R_H) \sin \alpha \cos \alpha & (-R_H \sin^2 \alpha + R_E \cos^2 \alpha) \end{pmatrix} \quad (37)$$

D'une manière similaire on peut déterminer la matrice [A] :

$$A = \begin{pmatrix} -1 + T_H \cos^2 \alpha + T_E \sin^2 \alpha & (T_H - T_E) \sin \alpha \cos \alpha \\ (T_H - T_E) \sin \alpha \cos \alpha & -1 + T_E \cos^2 \alpha + T_H \sin^2 \alpha \end{pmatrix}$$

En remplaçant les matrices A et B par leurs expressions dans la relation (34), on peut écrire le champ diffracté sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} E_{\beta 0}^d \\ E_{\psi}^d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -D_a & -D_b \\ -D_c & -D_d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\beta 0}^i \\ E_{\psi}^i \end{pmatrix} A(r) e^{-jkr} \quad (38)$$

où :

$$D_a = \left[1 - T_H \cos^2 \alpha - T_E \sin^2 \alpha \right] D(\psi - \psi') - \left[R_H \cos^2 \alpha - R_E \sin^2 \alpha \right] D(\psi + \psi') \quad (39-a)$$

$$D_b = \left[- (T_H - T_E) \sin \alpha \cos \alpha \right] D(\psi - \psi') + \left[- (R_E + R_H) \sin \alpha \cos \alpha \right] D(\psi + \psi') \quad (39-b)$$

$$D_c = \left[- (T_H - T_E) \sin \alpha \cos \alpha \right] D(\psi - \psi') + \left[(R_H + R_E) \sin \alpha \cos \alpha \right] D(\psi + \psi') \quad (39-c)$$

$$D_d = \left[1 - T_H \sin^2 \alpha - T_E \cos^2 \alpha \right] D(\psi - \psi') + \left[R_H \sin^2 \alpha - R_E \cos^2 \alpha \right] D(\psi + \psi') \quad (39-d)$$

Nous remarquerons que dans le cas d'un conducteur parfait où $T_E = T_H = 0$ et $R_H = -1$, $R_E = 1$, on retrouve le coefficient de diffraction de Kouyoumian du paragraphe précédent.

$$D_a = D(\psi - \psi') - D(\psi + \psi')$$

$$D_b = 0$$

$$D_c = 0$$

$$D_d = D(\psi - \psi') + D(\psi + \psi')$$

III.4 - Diffraction par un dièdre diélectrique

Cette étude faite à l'aide de la T.G.D. a pour but de s'appliquer aux tunnels pour lesquels les parois se comportent comme des matériaux diélectriques à pertes. de plus les bords à la sortie (ou à l'entrée) des tunnels sont associés à des dièdres d'angles généralement égal à $\frac{\pi}{2}$, l'axe et le plan de sortie du tunnel étant souvent perpendiculaire, et il serait donc intéressant d'étudier la diffraction par ce bord diélectrique. Malheureusement jusqu'à présent il n'existe pas de solution exacte pour ce type de problème. Cependant certains auteurs [19] ont proposé un coefficient de diffraction en combinant les résultats obtenus par [7,20,2] tel que :

$$D_{E,H}(\Psi, \Psi') = - \frac{e^{-j \frac{\pi}{4}}}{2n\sqrt{2\pi K}} \left[\cotg\left(\frac{\pi+(\Psi-\Psi')}{2n}\right) \cdot F(KLa^+(\Psi-\Psi')) + \cotg\left(\frac{\pi-(\Psi-\Psi')}{2n}\right) \cdot F(KLa^-(\Psi-\Psi')) + R_{H0}^E \cdot \cotg\left(\frac{\pi-(\Psi+\Psi')}{2n}\right) \cdot F(KLa^-(\Psi+\Psi')) + R_{Hn}^E \cdot \cotg\left(\frac{\pi+(\Psi+\Psi')}{2n}\right) \cdot F(KLa^+(\Psi+\Psi')) \right]$$

où R_{H0}^E et R_{Hn}^E sont respectivement les coefficients de réflexion sur la face "0" et la face "n" pour une polarisation perpendiculaire ou parallèle

Si on pose

$$R_E(\theta) = \frac{\sin\theta - \sqrt{\epsilon_r^* - \cos^2\theta}}{\sin\theta + \sqrt{\epsilon_r^* + \cos^2\theta}} \tag{41-a}$$

$$R_H(\theta) = \frac{\epsilon_r^* \sin\theta - \sqrt{\epsilon_r^* - \cos^2\theta}}{\epsilon_r^* \sin\theta + \sqrt{\epsilon_r^* - \cos^2\theta}} \tag{41-b}$$

ϵ_r^* est la permittivité relative complexe du matériau.

L'angle d'incidence sur la face "0" étant égal à Ψ' , le coefficient de réflexion R_{H0}^E est obtenu en posant $\theta = \Psi'$ dans l'une des équations (41) suivant le type de polarisation. Sur la face "n" par contre l'angle de réflexion est $(n\pi - \Psi')$ figure (16) et le coefficient de réflexion R_{Hn}^E relatif à la face "n" est obtenu pour $\theta = n\pi - \Psi'$. Remarquons que ce coefficient de diffraction ne fait pas intervenir le coefficient de transmission, ce qui revient à dire que le champ transmis n'est pas pris en compte. En effet on pourra toujours supposer que la pénétration du champ électromagnétique à travers les parois du tunnel est négligeable et donc $E_t = 0$ dans toute la zone I s'étendant entre la paroi du tunnel et le rayon limite associé à l'ombre géométrique incident. (Figure 15)

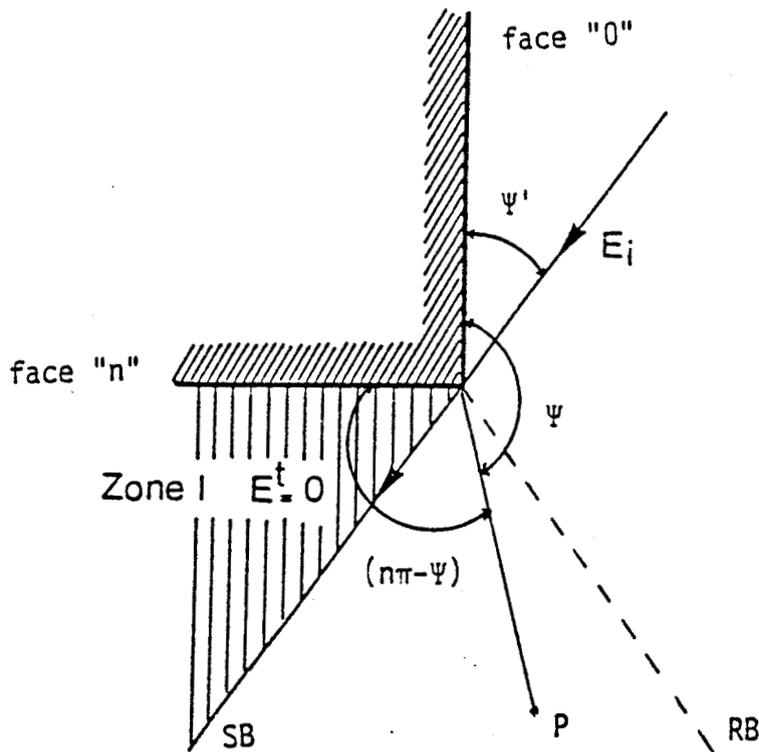


Figure 15

A titre d'exemple considérons une antenne d'émission haute fréquence située au voisinage de l'arête d'un dièdre. La position de cet émetteur est définie dans un plan de section droite par le rayon reliant le bord à l'antenne. La longueur de ce rayon est de 1 m et il fait un angle de 20° par rapport à l'horizontale (Cf. figure ci-après).

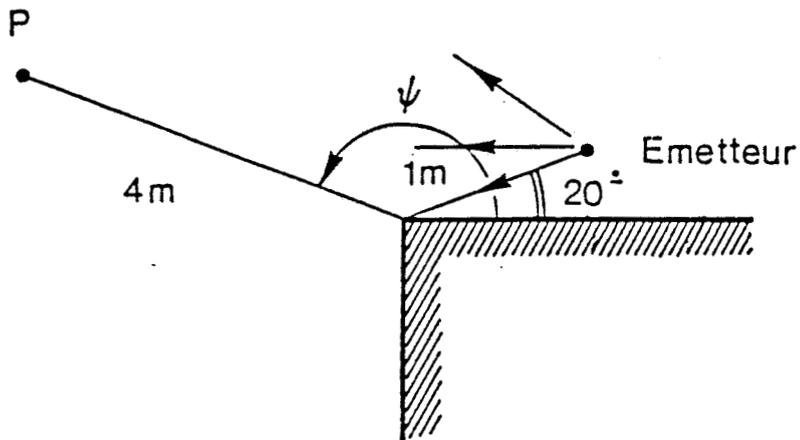
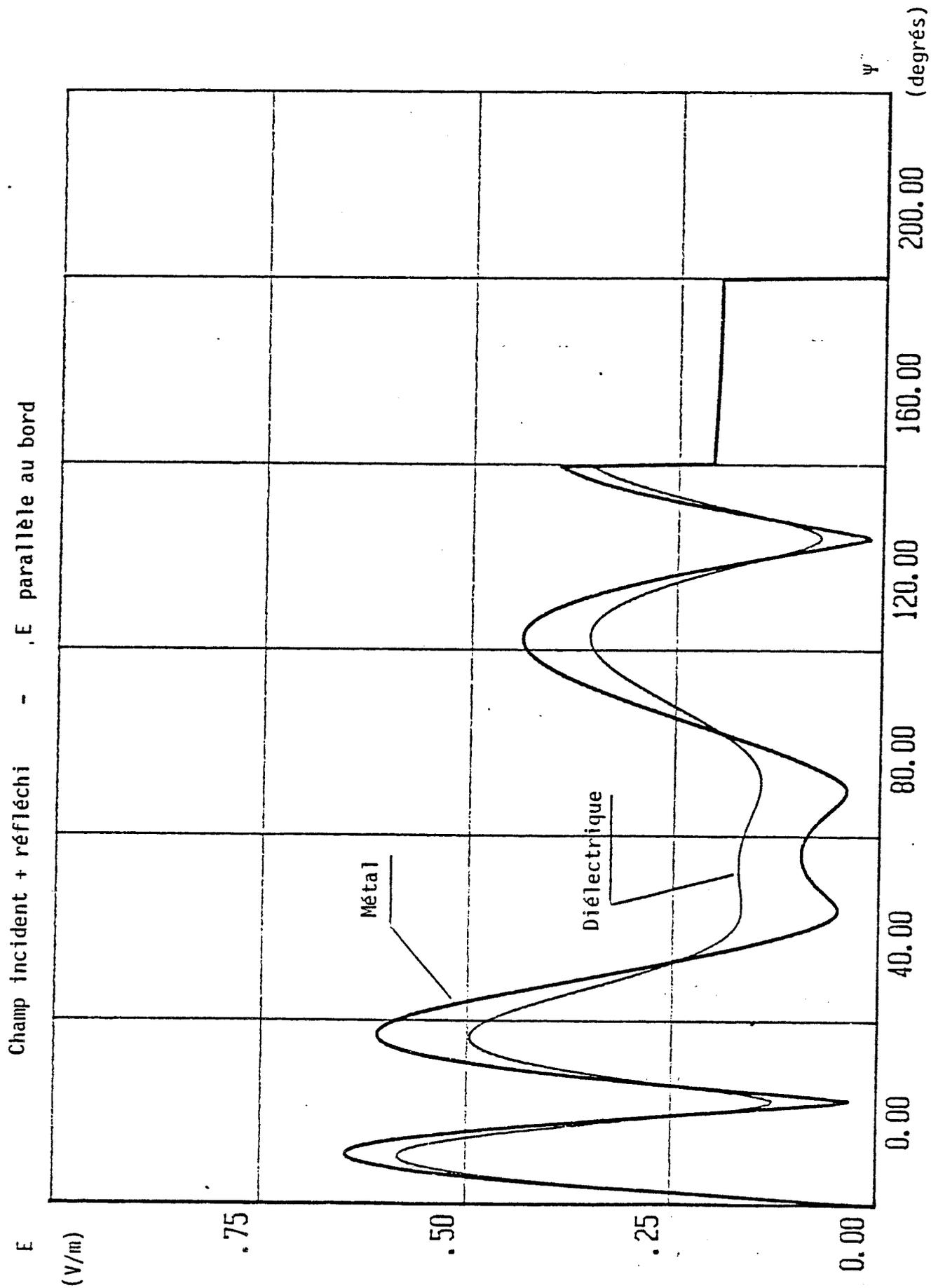


Figure 16

Envisageons un point P de réception situé à 4 m de l'arête et une fréquence d'émission de 900 MHz. Les courbes des planches (6) à (8) représentent respectivement la variation du champ incident + réfléchi,



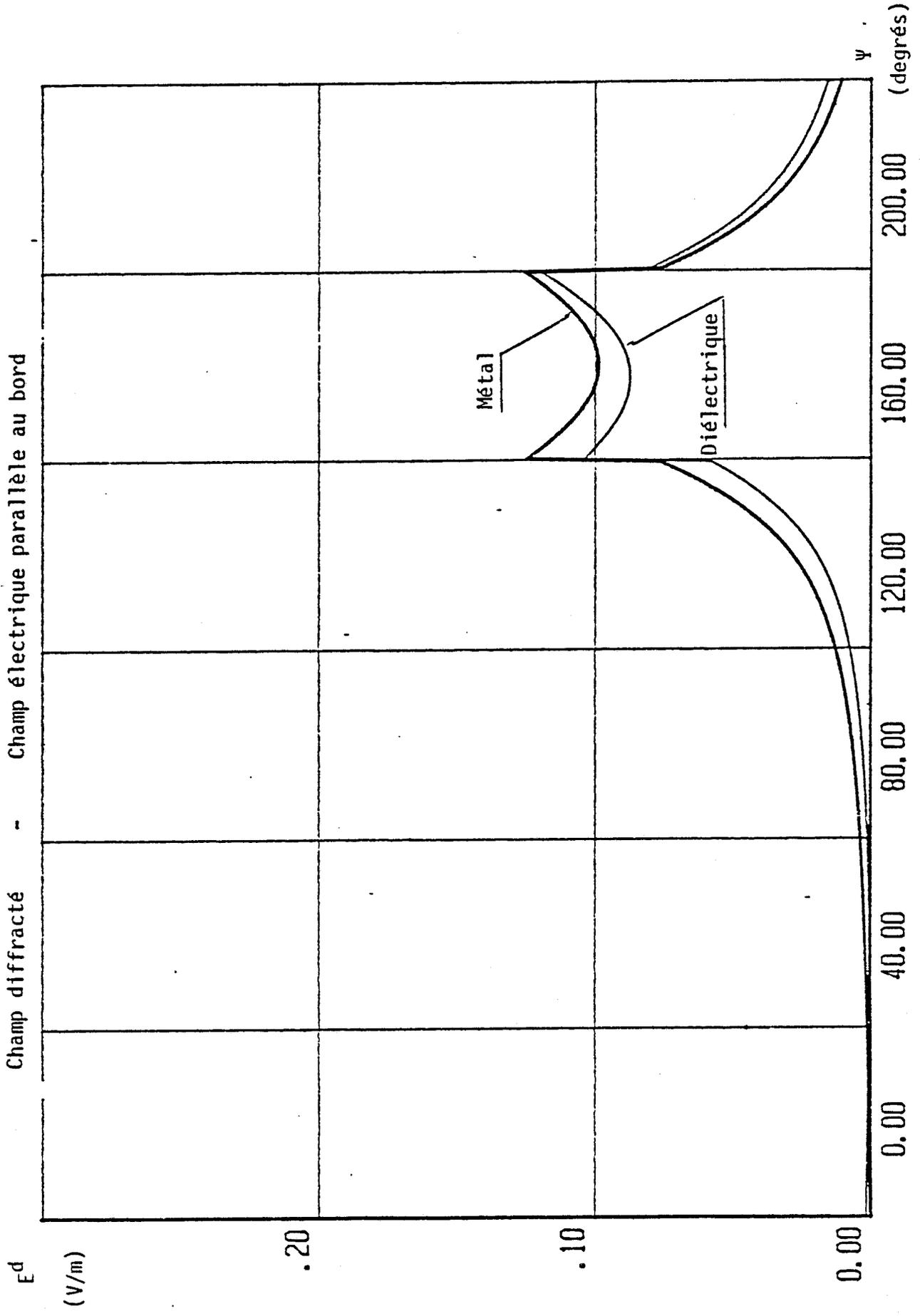
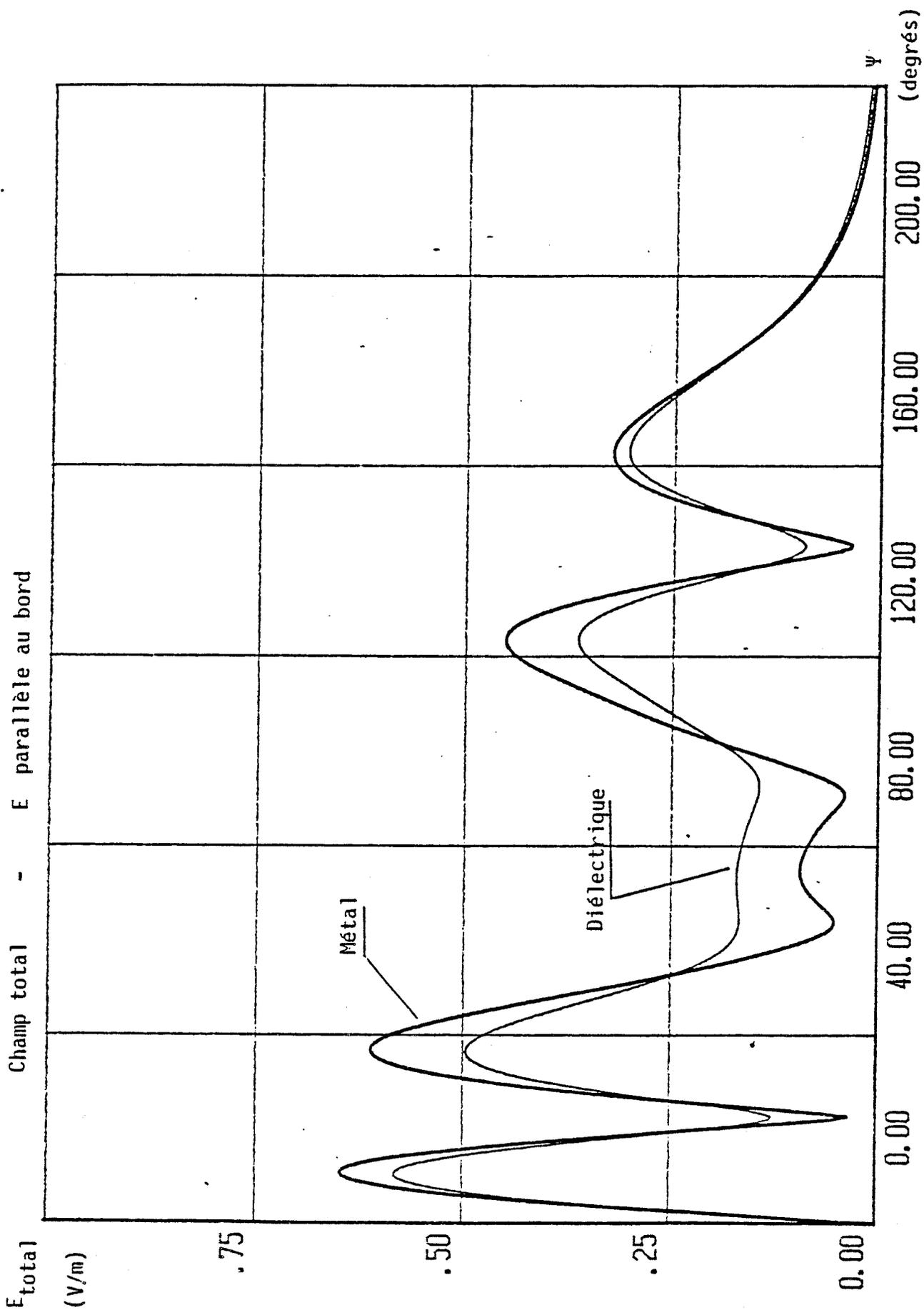


Planche 7



celle du champ diffracté et celle du champ total en fonction de l'angle Ψ . La zone éclairée s'étend donc de 0 à 200° et la zone de réflexion de 0° à 160° . Sur chacune des planches ont été tracées les courbes correspondant à un dièdre métallique et à un dièdre diélectrique de conductivité $\sigma = 10^{-2}$ S/m et de permittivité relative $\epsilon_r = 10$. La polarisation du champ électrique est supposée perpendiculaire au plan d'incidence, donc parallèle au bord pour cette configuration d'attaque. On remarque sur ces planches l'influence du coefficient de réflexion sur le matériau du dièdre.

Les planches (9) et (11) montrent, comme dans l'exemple précédent les variations du champ incident + réfléchi, diffracté et total mais dans le cas où E est contenu dans le plan d'incidence, donc perpendiculaire à l'arête du dièdre. On note que le comportement du champ est tout à fait différent du cas décrit précédemment. De plus, l'influence du coefficient de réflexion est très marquée comme on le remarque sur la planche (11) correspondant à l'amplitude du champ diffracté.

IV - DIFFRACTION PAR UN COIN

IV.1 - Approche théorique

Un coin Q_c peut être considéré comme étant l'intersection de deux bords finis et droits. Son rayonnement sera la superposition du rayonnement du point Q_c attaché au bord "a" et celui de ce même point Q_c attaché au bord "b". (Figure 17)

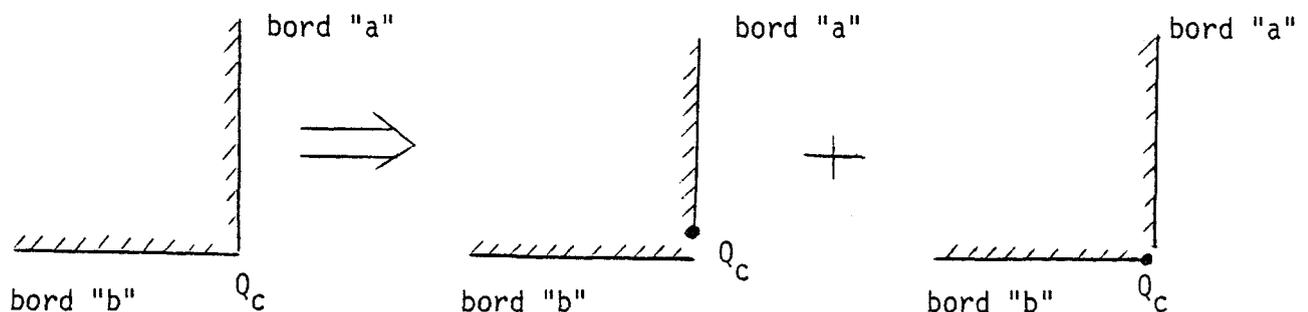
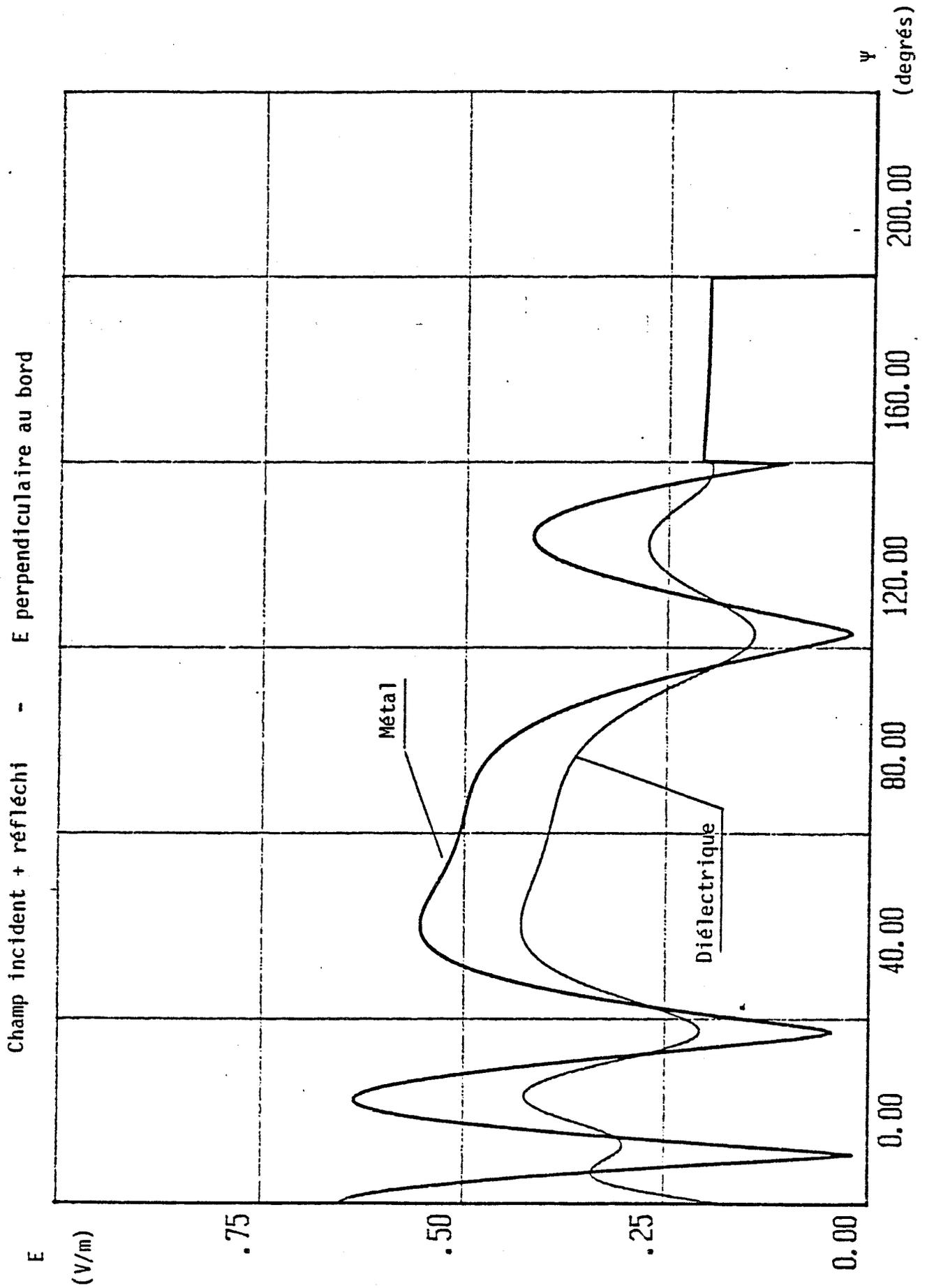
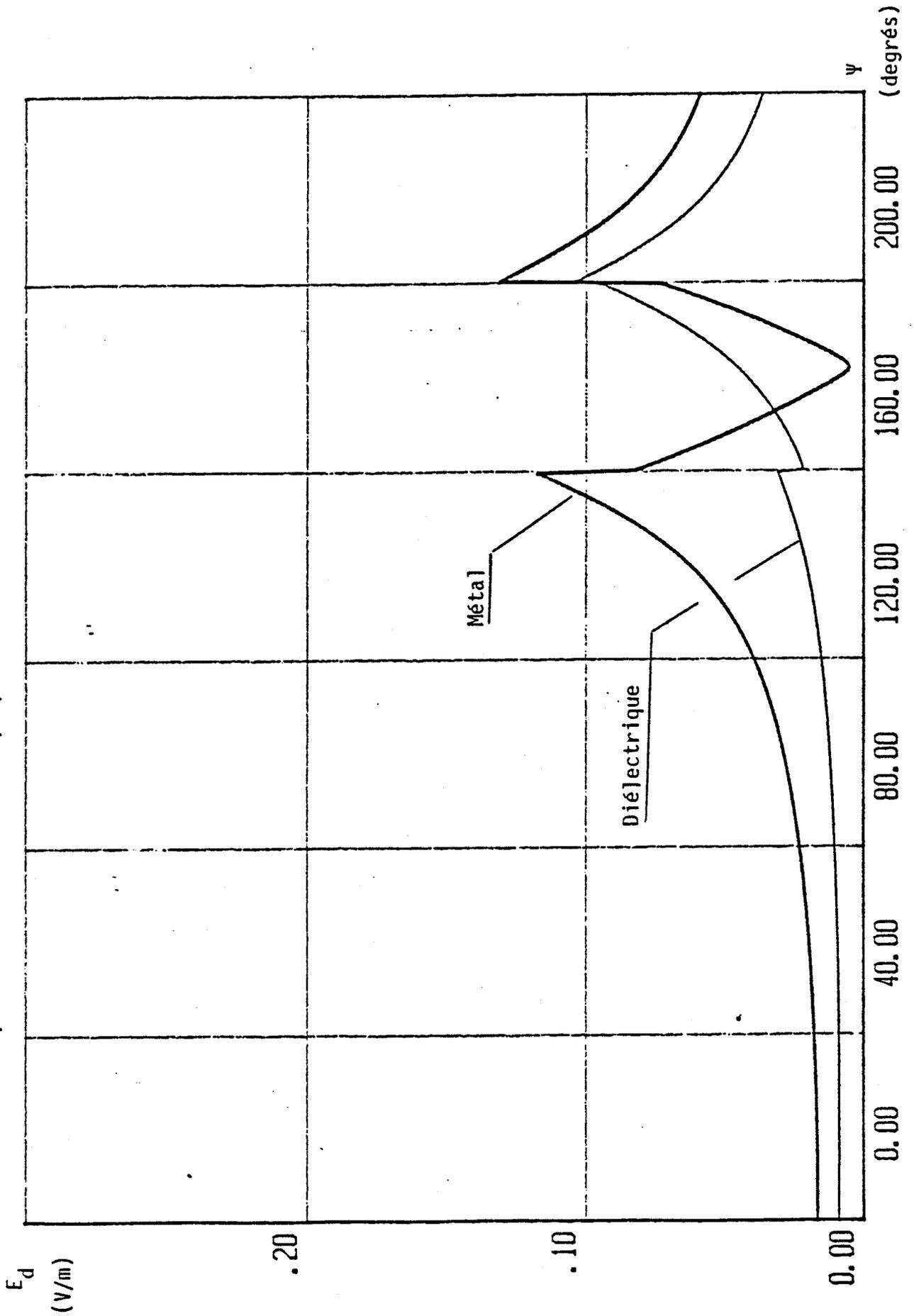
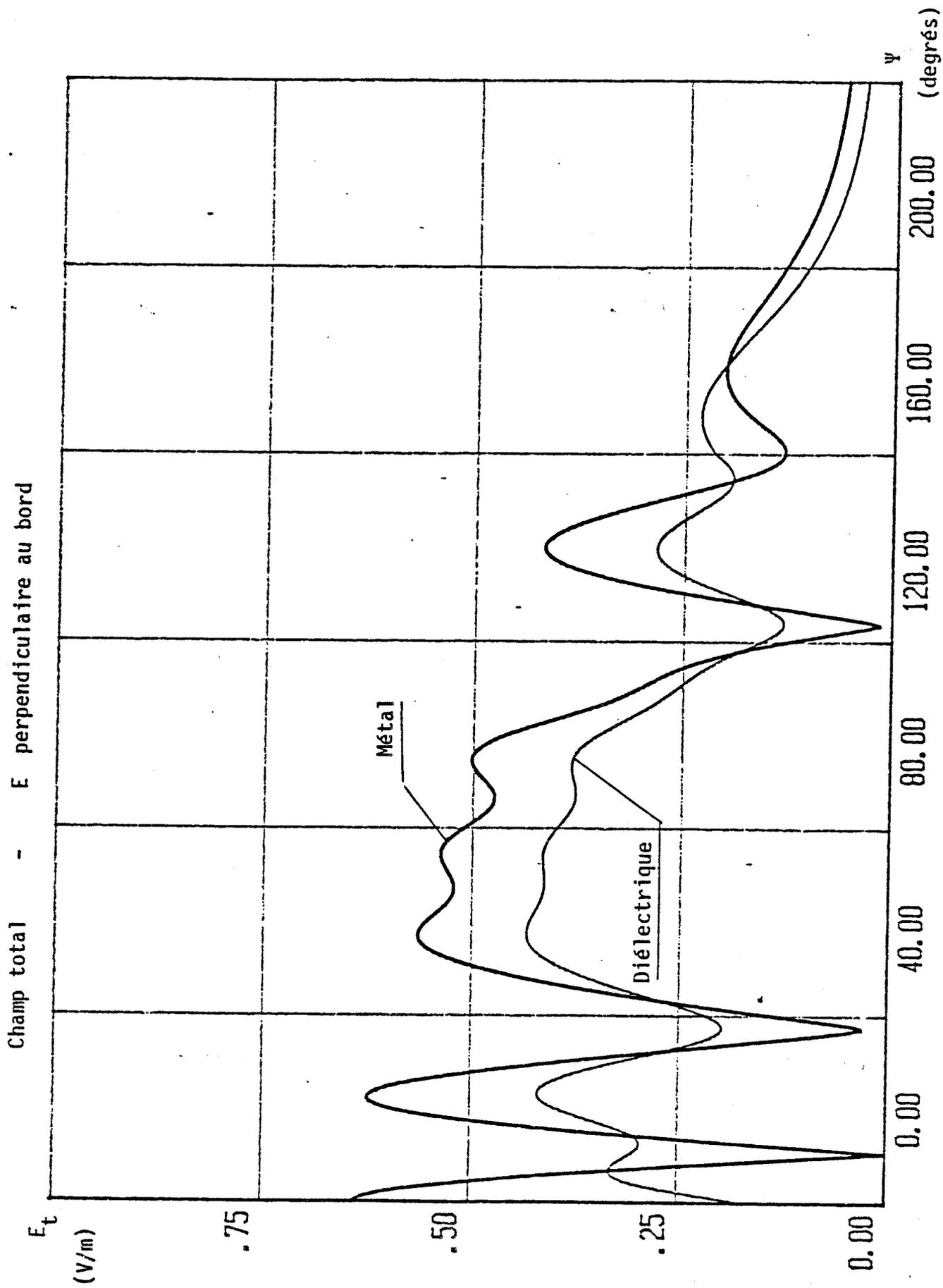


Figure 17



Champ diffracté - E perpendiculaire au bord





Les expressions théoriques de la diffraction du coin attaché à un bord font intervenir les distances entre l'émetteur, le récepteur et ce point Q_C , mais également des distances avec le point Q_E qui est le point appartenant à la droite passant par le bord tel que un rayon incident sur Q_E provoque un rayon diffracté atteignant le récepteur (Figure 18)

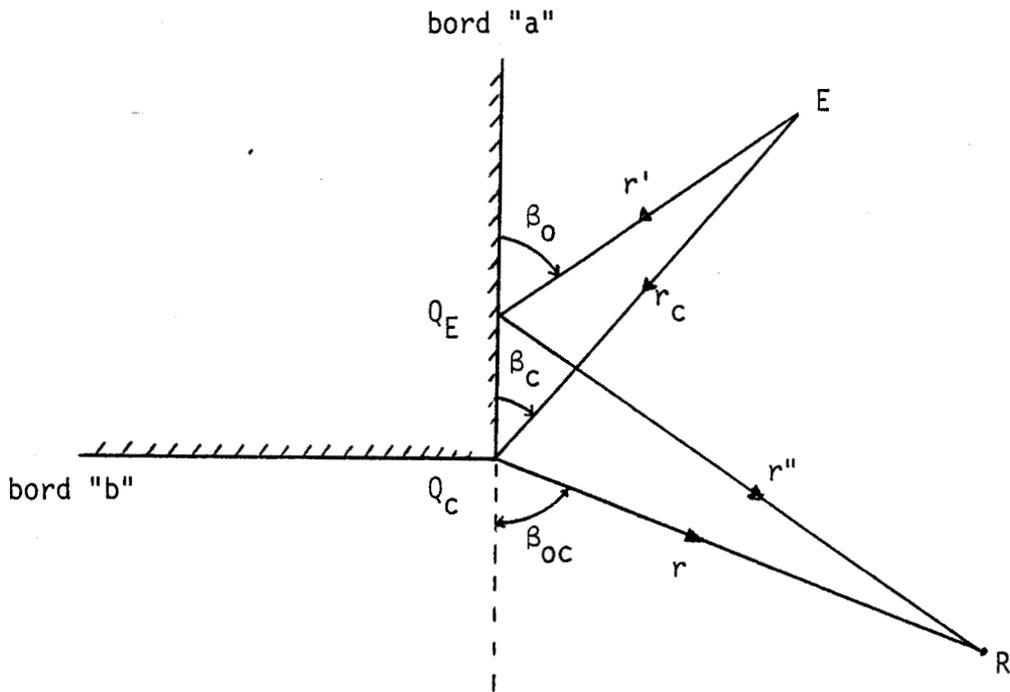


Figure 18

Compte tenu de la position respective des émetteurs et récepteurs par rapport aux bords, ce point Q_E peut exister réellement et appartenir au bord, ou au contraire être virtuel et situé sur le prolongement de la demi droite caractérisant le bord.

Les figures 19, 20 et 21 représentent les différentes configurations géométriques possibles où le champ diffracté total pourrait être dû à la diffraction :

- par un seul bord et le coin

- par le coin

- par les deux bords et le coin.

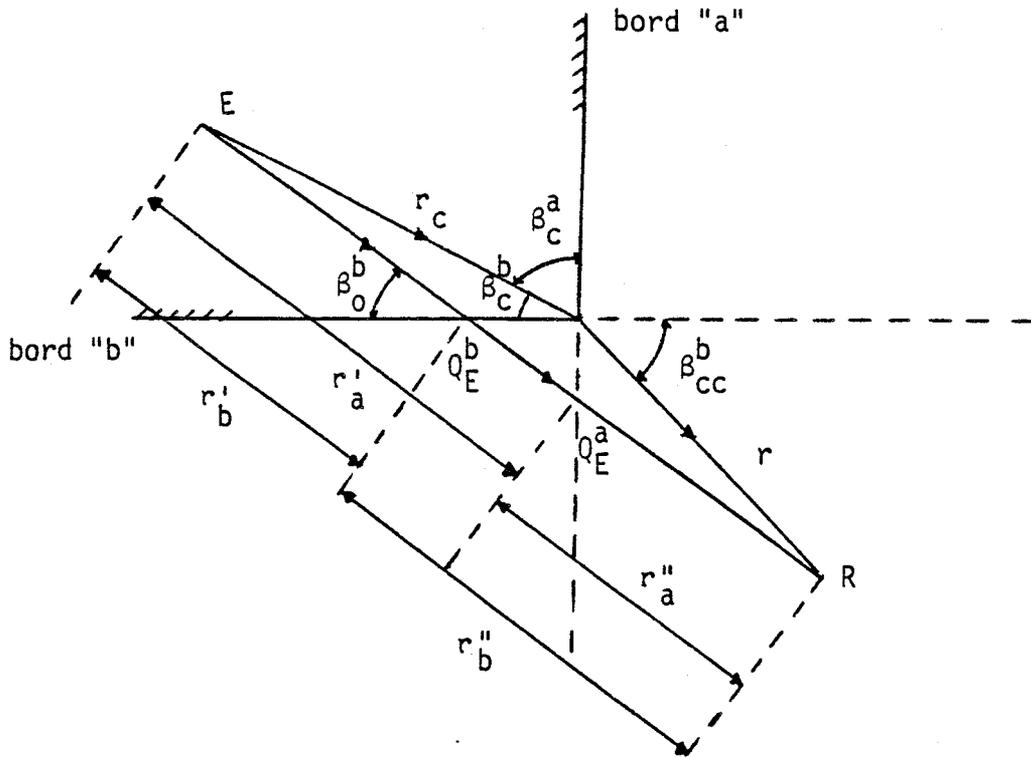


Figure 19 : Diffraction par un bord et un coin. Vue en projection sur le plan des bords.

Le point de diffraction Q_E^b associé au bord b est réel tandis que celui associé au bord a est virtuel.

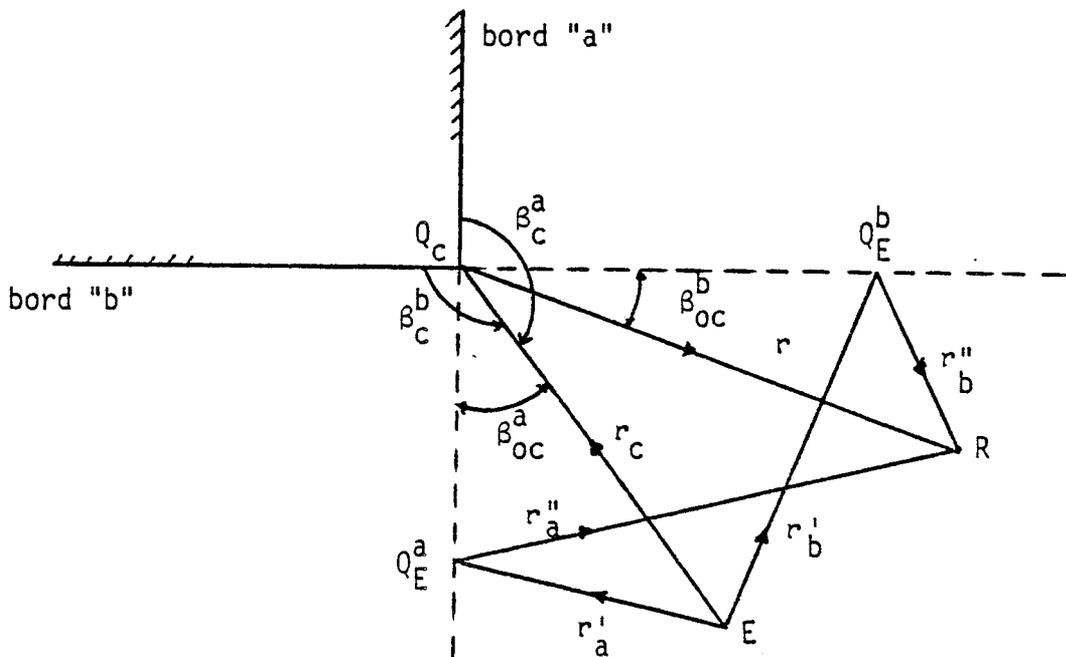


Figure 20 : Cas où la diffraction n'est due qu'au coin.

Les points Q_E^a et Q_E^b sont virtuels mais ils sont pris en compte pour les distances géométriques intervenant dans les formules de diffraction du coin.

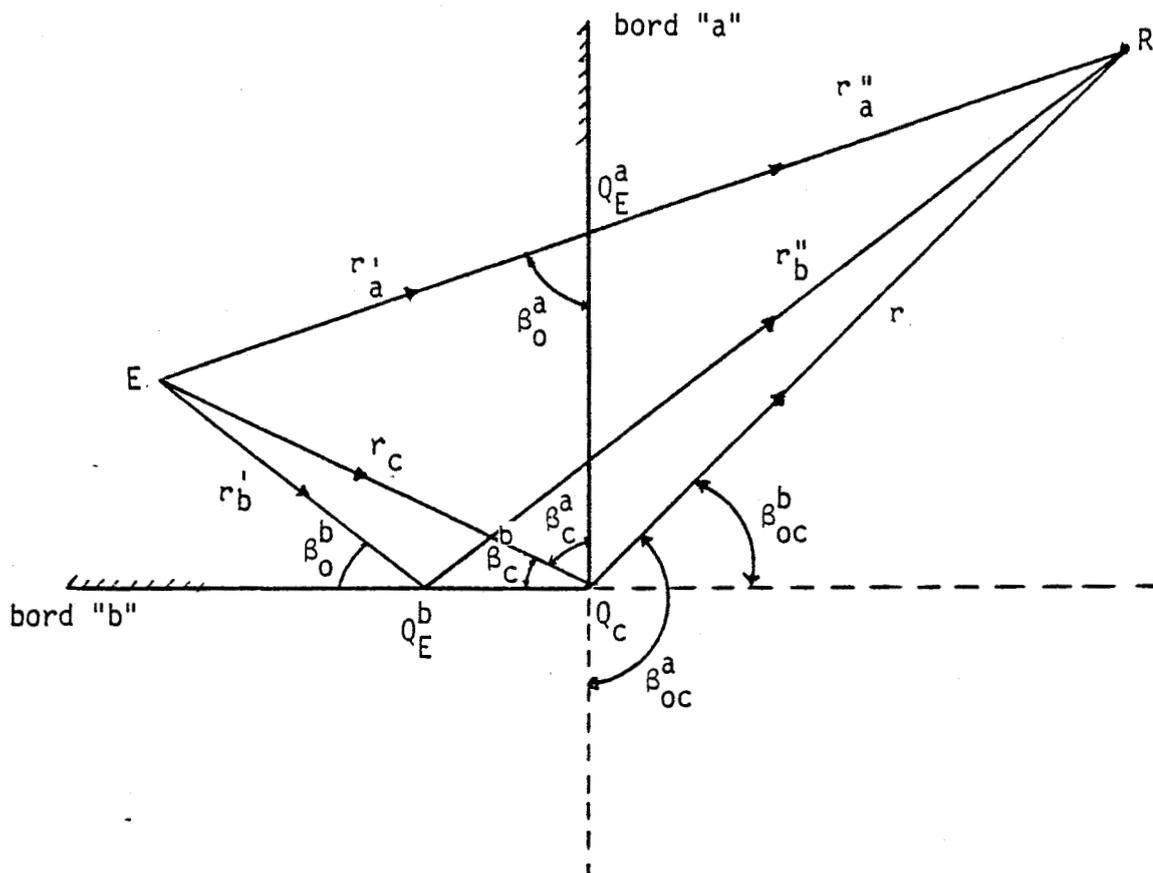


Figure 21 : Cas où la diffraction est due aux deux bords et au coin.

IV.2 - Coefficient de diffraction

Keller [22] a montré que lorsqu'une onde électromagnétique atteint le coin, celui-ci diffracte des rayons dans toutes les directions. Pour calculer le champ diffracté le long de chaque rayon un début de solution a été proposé par BURNSIDE [8] et qui serait basée sur un développement asymptotique des intégrales traduisant le rayonnement de courants équivalents au coin et qui seraient imposés dans une structure où le coin serait absent. Malheureusement les coefficients de diffraction associés sont encore en cours d'étude mais des formules basées sur des modifications empiriques des intégrales du rayonnement ont été proposées. Les résultats exposés dans la littérature technique ayant montré des résultats tout à fait satisfaisants, nous avons également utilisé cette formulation et comme nous le verrons par la suite, il semble que ces coefficients de diffraction soient appropriés au type de problème que nous étudions.

Dans un système de coordonnées à bord fixe, les composantes E_{β}^d et E_{β}^{ψ} diffractées par un coin métallique et associées à un bord, s'expriment en fonction des composantes du champ incident E_{β}^i et E_{β}^{ψ} sur le coin Q_C à l'aide de la relation suivante [8] :

$$\begin{pmatrix} E_{\beta_0}^d \\ E_{\beta}^{\psi} \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} D_E^E & 0 \\ 0 & D_H^H \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\beta_0}^i \\ E_{\beta}^{\psi'} \end{pmatrix} f(r, r_c, r', r'') \frac{e^{-jkr}}{r}$$

avec

$$D_{E,H}^E(\psi, \psi', \beta_c, \beta_{oc}) = C(\beta_c, \beta_{oc}) \cdot \left[D((\psi - \psi'), \beta_c, \beta_{oc}) \mp D(\psi + \psi'), \beta_c, \beta_{oc} \right] \quad (42-a)$$

et

$$C(\beta_c, \beta_{oc}) = \frac{\sqrt{\sin \beta_c - \sin \beta_{oc}}}{\cos \beta_{oc} - \cos \beta_c} \cdot F(k L_c a(\pi + \beta_{oc} - \beta_c)) \frac{e^{-j \frac{\pi}{4}}}{\sqrt{2\pi k}} \quad (42-b)$$

$$D((\psi - \psi'), \beta_c, \beta_{oc}) = - \frac{e^{-j \frac{\pi}{4}}}{2 \sqrt{2\pi k} \sin \beta_0} \cdot \frac{F(kLa(\beta^-))}{\cos(\beta^-/2)} \left| F\left(\frac{L a(\beta^-)/\lambda}{kL_c a(\pi + \beta_{oc} - \beta_c)}\right) \right| \quad (42-c)$$

$$D((\psi + \psi'), \beta_c, \beta_{oc}) = - \frac{e^{-j \frac{\pi}{4}}}{2 \sqrt{2\pi k} \sin \beta_0} \cdot \frac{F(kLa(\beta^+))}{\cos(\beta^+/2)} \cdot \left| F\left(\frac{L a(\beta^+)/\lambda}{kL_c a(\pi + \beta_{oc} - \beta_c)}\right) \right| \quad (42-d)$$

$$a(\beta) = 2 \cos^2 (\beta/2)$$

$$\beta = \beta^+ = \psi \pm \psi'$$

$$f(r, r_c, r', r'') = \sqrt{\frac{r(r+r_c)}{rc}} \sqrt{\frac{r'}{r''(r'+r'')}}$$

D_E^{\pm} et D_H^{\pm} sont les coefficients de diffraction du coin quand le champ électrique est respectivement parallèle ou perpendiculaire au bord associé. Ils s'expriment à l'aide des intégrales de Fresnel et dépendent des paramètres L et L_c qui sont homogènes à des longueurs et qui sont définies dans le cas où l'onde incidente est sphérique par :

$$L = \frac{r' r''}{r' + r''} \sin(\beta_0) \quad , \quad L_c = \frac{r r_c}{r + r_c}$$

Ces coefficients de diffractions sont donc ceux d'un coin formé par l'intersection de deux bords métalliques. On peut effectuer pour calculer la diffraction par un coin situé dans un corps diélectrique une démarche similaire à celle décrite précédemment pour passer de la diffraction due à un bord métallique à celle due à un bord diélectrique. En négligeant comme précédemment la transmission à travers le matériau on montre que la matrice de diffraction du coin se met sous la forme :

$$D^c = - \begin{pmatrix} D_E^+ & D_H^+ \\ D_E^- & D_H^- \end{pmatrix}$$

Chaque terme de la matrice dépend des coefficients de réflexions R_E et R_H sur le matériau et s'exprime à l'aide des termes du coefficient de diffraction associé au métal parfait ; il suffit de faire $T_E = T_H = 0$

dans les formules (39) et de remplacer $D(\Psi-\Psi')$ et $D(\Psi+\Psi')$ par $C(\beta_c, \beta_{oc}) \cdot D((\Psi-\Psi'), \beta_c, \beta_{oc})$ et $C(\beta_c, \beta_{oc}) \cdot D((\Psi+\Psi'), \beta_c, \beta_{oc})$ des équations (42). Ainsi D_g serait donné par :

$$D_g = C(\beta_c, \beta_{oc}) \left[D((\Psi-\Psi'), \beta_c, \beta_{oc}) - [R_H \cos^2 \alpha - R_E \sin^2 \alpha] D((\Psi+\Psi'), \beta_c, \beta_{oc}) \right] \quad (43)$$

où α est l'angle entre le plan d'incidence et le plan à bord fixe (associé au bord envisagé).

IV.3 - Application numérique

Comme nous l'avons représenté sur la Figure 22 on associe un repère cartésien $oxyz$ à une plaque métallique dont le coin est caractérisé par les coordonnées (8 m , 6 m). L'émetteur, qui est un dipole électrique vertical de moment électrique équivalent $Idl = 1 \text{ A.m}$, est situé suivant l'axe des x , à une abscisse de -2m et à une hauteur de 1 m au-dessus du plan métallique. Le récepteur se déplace parallèlement à l'axe des x à une distance de 8 m de cet axe et à une hauteur $z = 1 \text{ m}$ par rapport au plan de masse. La fréquence d'émission est de 1 GHz dans cet exemple et sera d'ailleurs conservée dans toutes les applications.

Les courbes de la Planche 12 représentent tout d'abord les variations de l'amplitude du champ électrique E diffracté respectivement par les bords a , b et par le coin. L'allure de ces courbes peut s'expliquer par les cônes de diffraction (Fig. 22-b et 22-c) qui s'interrompent évidemment lorsque le rayon incident atteint l'extrémité du bord diffractant. La prise en compte de la diffraction par le coin doit être telle que le champ électrique diffracté total reste une fonction continue pour tout point de l'espace à l'exception des frontières d'ombre géométrique et de réflexion relatif à chacun des bords.

La somme du champ diffracté par les bords a et b est représentée dans la partie inférieure de la Planche 12 ainsi que la variation du champ total diffracté par les bords et le coin. On remarque que cette fonction est

continue quelque soit la valeur de l'abscisse x du point d'observation. Les oscillations que l'on observe pour $x < 8$ m proviennent des mises en phase et opposition de phase successives des différents rayons.

La Planche 13 montre la comparaison entre les champs rayonnés en présence soit d'un plan métallique soit d'un plan considéré comme diélectrique à pertes ($\sigma = 10^{-2}$ S/m, $\epsilon_r = 10$). La configuration géométrique est la même que celle décrite sur la Planche 12. On note un comportement très voisin dans les deux cas hormis que les oscillations du champ disparaissent pratiquement dans le cas d'un plan diélectrique. On note que, quelque soit la configuration envisagée, la diffraction par le coin compense la discontinuité des champs diffractés par les bords a et b.

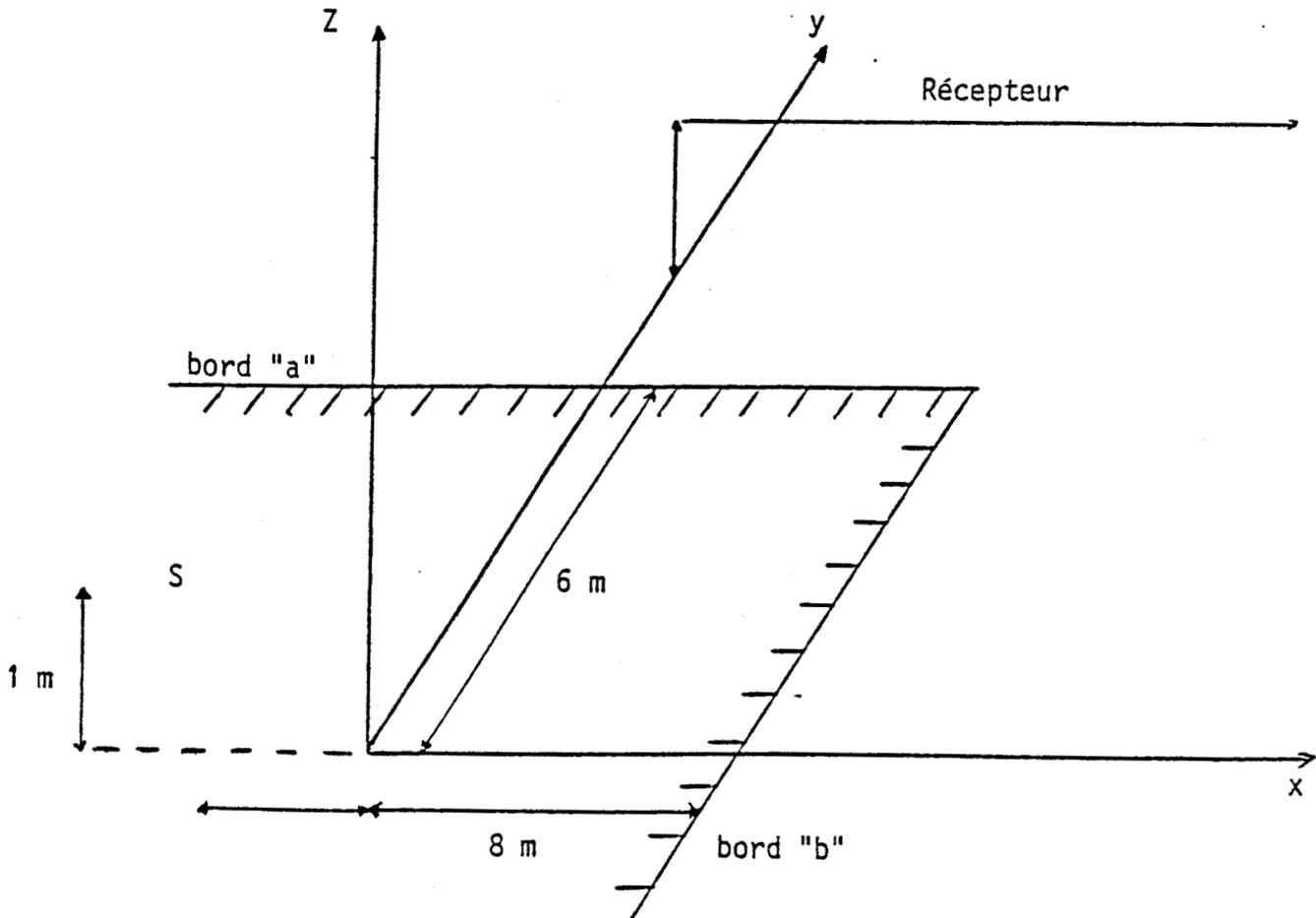


Figure 22-a

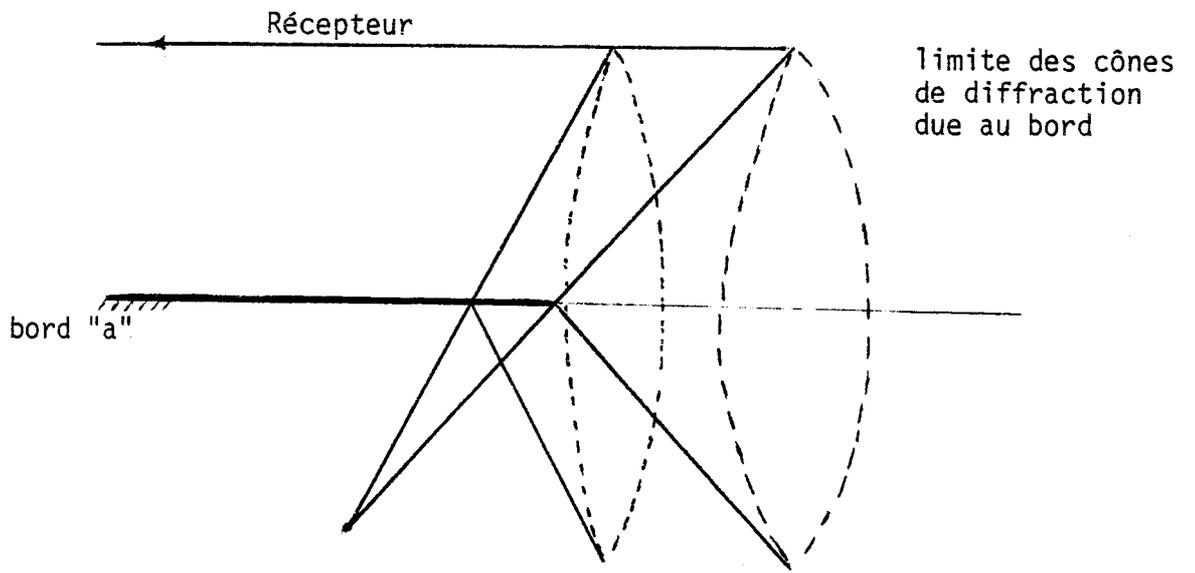


Figure 22-b

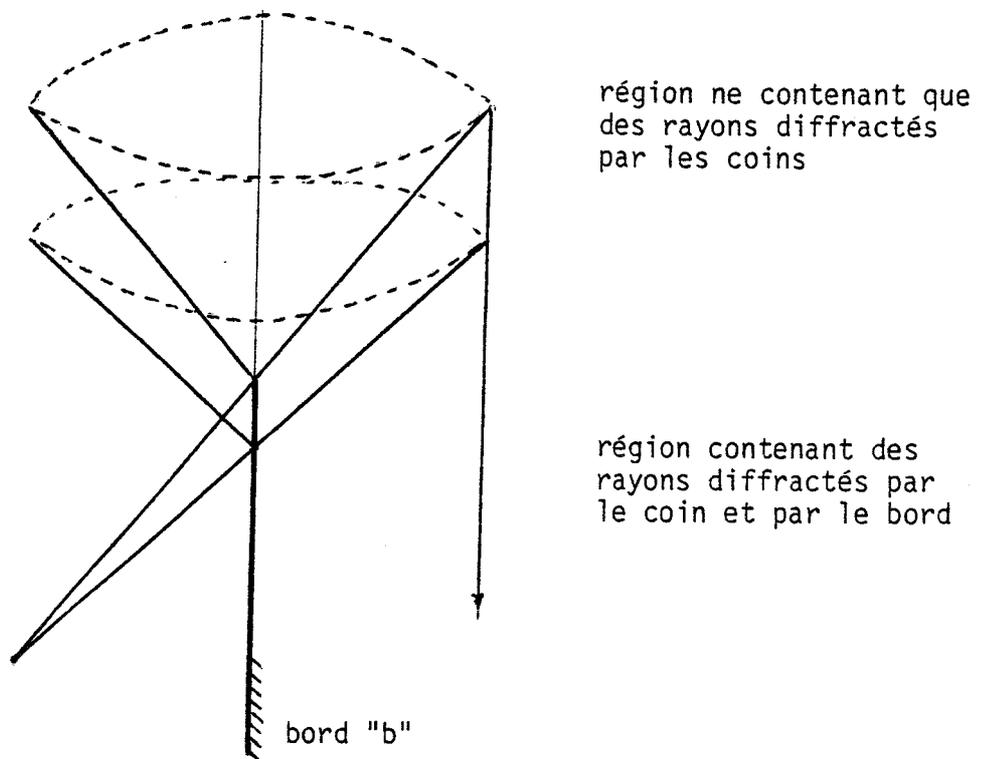
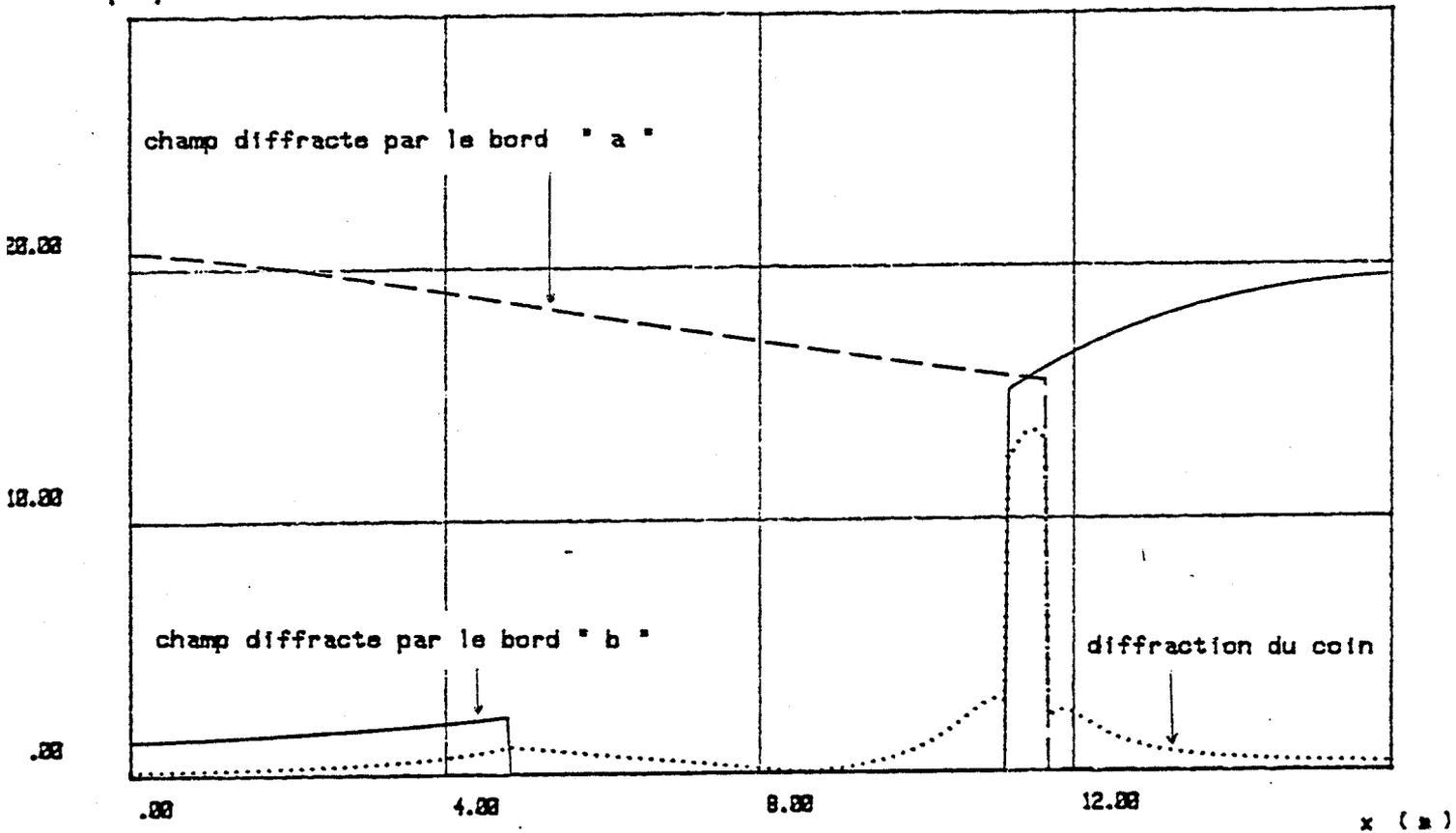
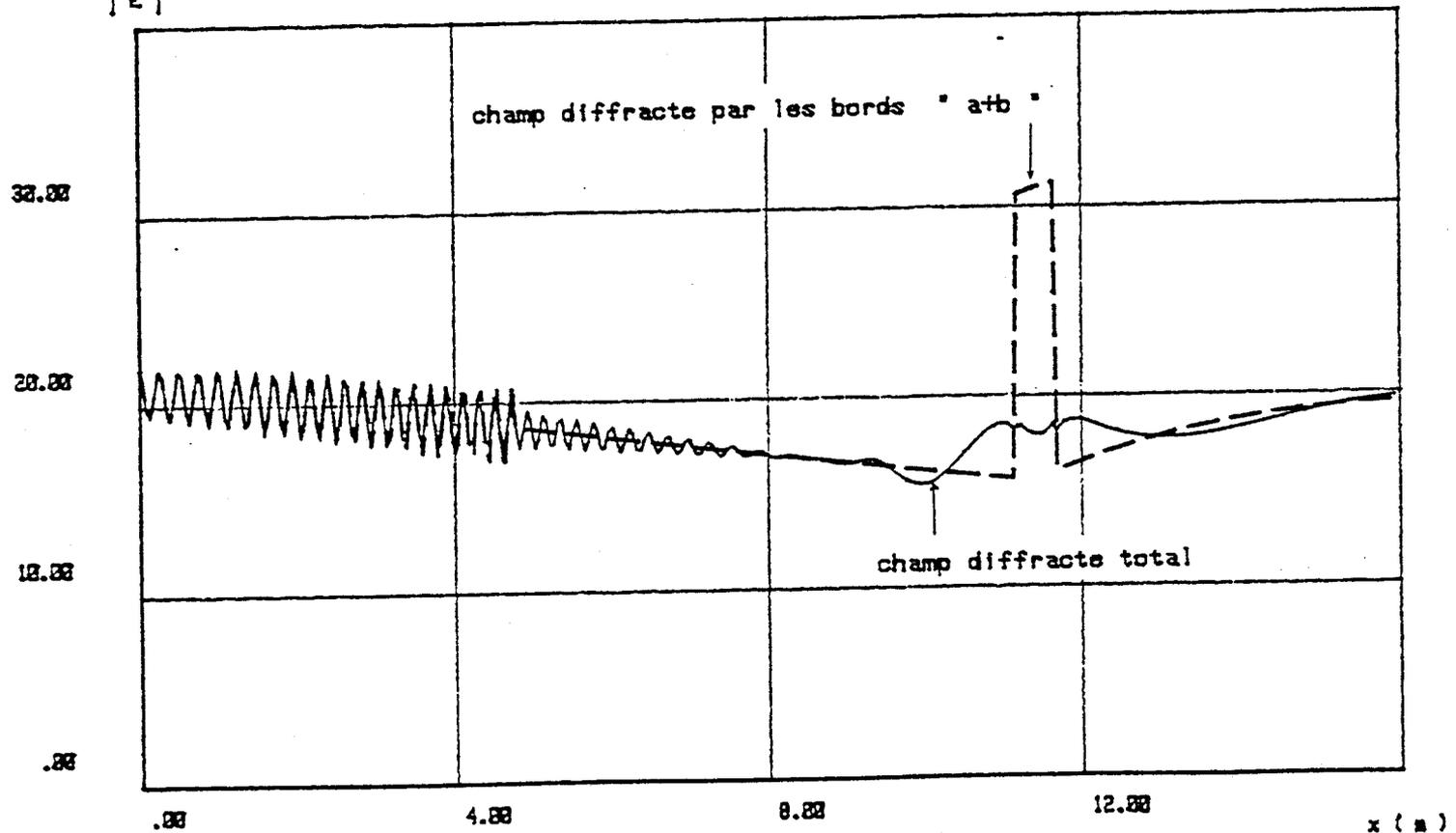


Figure 22-c

[E]

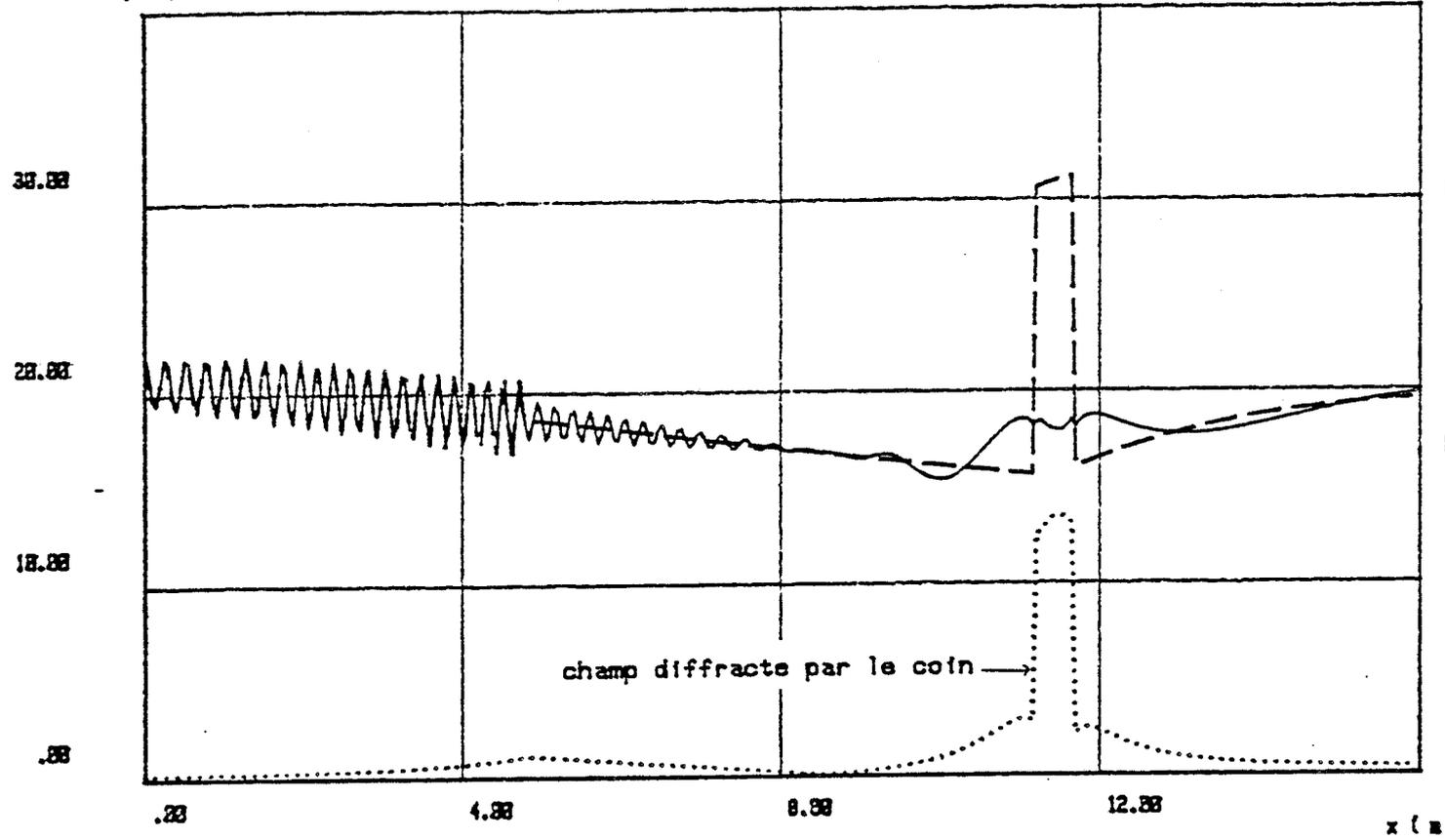


[E]



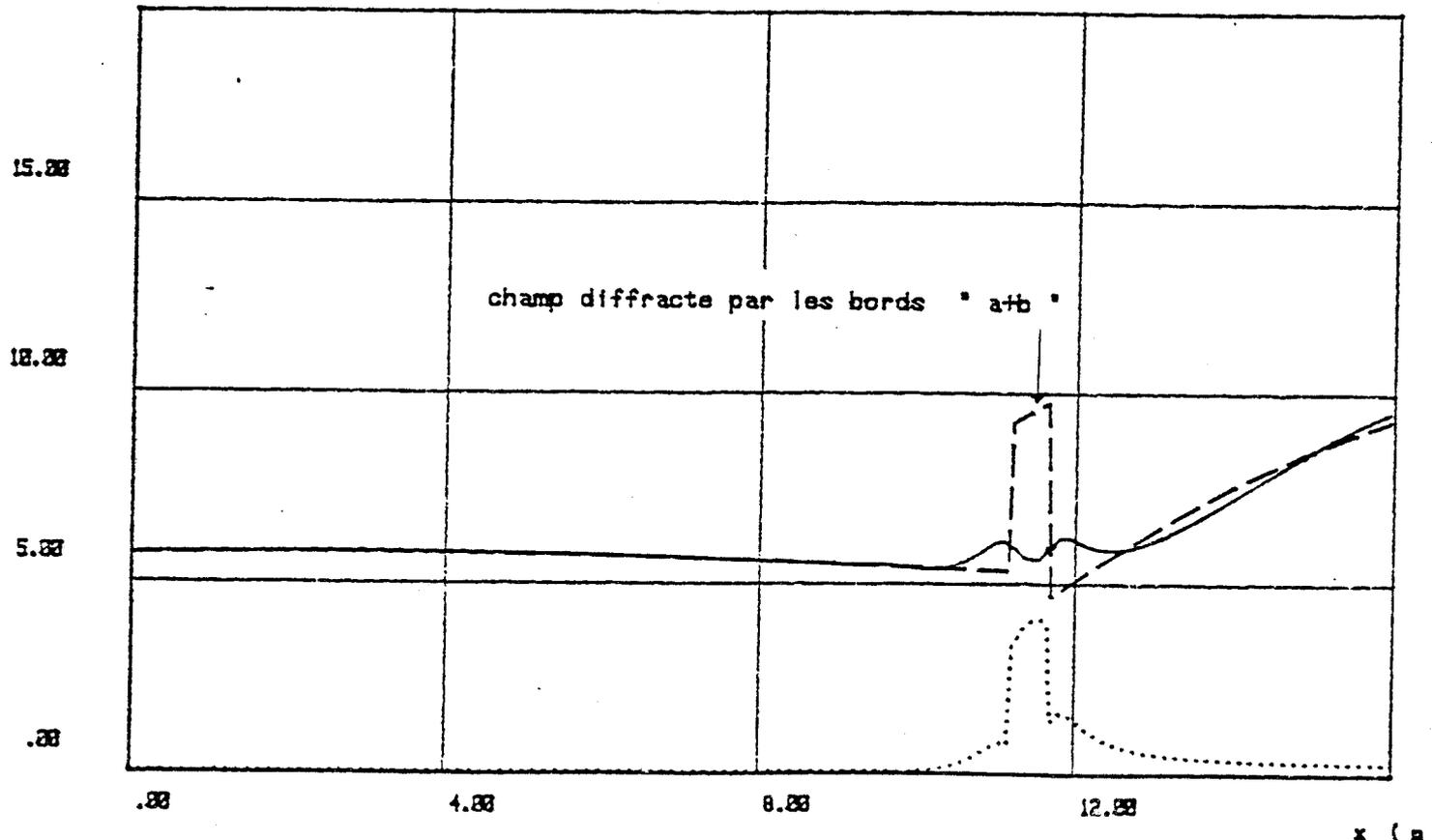
CHAMP DIFFRACTÉ PAR LES BORDS ET LE COIN D UN METAL

| E |



CHAMP DIFFRACTÉ PAR LES BORDS ET LE COIN D UN DIELECTRIQUE

| E |



CHAPITRE III

APPROCHE THEORIQUE DE LA DIFFRACTION

PAR LE PLAN D'OUVERTURE D'UN TUNNEL

S O M M A I R E

Introduction

I - Approche théorique de la diffraction par le plan d'ouverture d'un tunnel

- I.1 - Aperçu général
- I.2 - Modèle à deux dimensions
- I.3 - Modèle à trois dimensions
 - I.3.1 - Champ réfléchi
 - I.3.2 - Champ diffracté par les bords
 - I.3.3 - Champ diffracté par les coins

II - Rayonnement du tunnel

- II.1 - Tunnel 2 voies
 - II.1.1 - Diagramme de rayonnement
 - II.1.2 - Amplitude du champ rayonné en fonction de la distance Emetteur-Récepteur
- II.2 - Tunnel 1 voie
 - II.2.1 - Diagramme de rayonnement
 - II.2.2 - Amplitude du champ rayonné en fonction de la distance Emetteur-Récepteur
- II.3 - Comparaison tunnel 1 voie - tunnel 2 voies
- II.4 - Influence de la polarisation
- II.5 - Diagramme de rayonnement (prise en compte du plan réflecteur)
- II.6 - Diagramme du rayonnement obtenu par la théorie des ouvertures et celui obtenue par la théorie des rayons

III - Excitation et changement de section du tunnel

- III.1 - Excitation
 - III.1.1 - Présentation
 - III.1.2 - Résultats numériques
- III.2 - Changement de section du tunnel
 - III.2.1 - Elargissement du tunnel
 - III.2.2 - Rétrécissement du tunnel

Conclusion

Introduction

Une approche théorique possible permettant d'étudier le comportement des ondes électromagnétiques lors de transition intérieur - extérieur d'un tunnel est basée sur la théorie géométrique de la diffraction. En effet, les dimensions du tunnel étant bien plus grandes que la longueur d'onde pour les fréquences envisagées (1 GHz - 10 GHz), l'approximation des rayons est parfaitement justifiée. De nombreuses configurations sont à envisager, l'antenne d'émission étant située soit à l'intérieur (Etude du "rayonnement" du tunnel) soit à l'extérieur (Etude de "l'excitation" du tunnel par l'onde incidente dans le plan d'ouverture). De plus le rétrécissement de la section droite du tunnel qui se produit lors du passage d'un tunnel 2 voies à un tunnel 1 voie ainsi que l'élargissement qui correspond à la configuration opposée, seront envisagés.

Dans le chapitre précédent on a décrit les outils mathématiques permettant de calculer la diffraction par le bord et par le coin d'un matériau soit parfaitement conducteur, soit ayant une conductivité finie. Dans ce dernier cas, ce matériau se comporte comme un corps diélectrique à pertes et il peut être caractérisé par sa permittivité ϵ^* . Les résultats de ce chapitre seront appliqués au cas d'un tunnel qui sera simulé par un guide diélectrique rectangulaire surdimensionné. Nous exposerons les méthodes théoriques permettant d'aborder l'étude de la modélisation concernant les deux aspects du couplage, ainsi que les résultats obtenus par l'exploitation numérique de ce modèle, et nous nous attacherons à montrer l'influence des divers paramètres électriques et géométriques tels que la polarisation, les distances séparant l'émetteur et (ou) le récepteur de la transition, l'angle d'incidence des rayons éclairant l'ouverture du tunnel. Dans le cas du rayonnement du tunnel, une comparaison avec les résultats obtenus par la théorie des grandes ouvertures sera faite.

I - APPROCHE THEORIQUE DE LA DIFFRACTION PAR LE PLAN D'OUVERTURE
D'UN TUNNEL

I.1 - Aperçu général

Considérons un tunnel dont le plan d'ouverture serait caractérisé par le rectangle ABCD (Figure 1) provenant de l'intersection de plusieurs plans, et soit une source notée S_{00} placée à l'intérieur du tunnel. Les images géométriques du point source sont déterminées par rapport aux quatre plans du tunnel. De façon générale, une source image sera notée $S_{m,n}$, les indices m et n correspondant respectivement au nombre de réflexions sur les parois horizontales et verticales. Les autres indices b et h sont associés respectivement aux sources fictives situées à une côte inférieure ou supérieure à celle du tunnel. Enfin si cela est nécessaire, on précisera par les indices d et g les parties "droite" et "gauche" du plan transversal. On a donc supposé par principe qu'aucune diffraction ne se produit sur les arêtes Δ_1 , Δ_2 , Δ_3 et Δ_4 ou tout au moins que ce phénomène était négligeable vis-à-vis des réflexions.

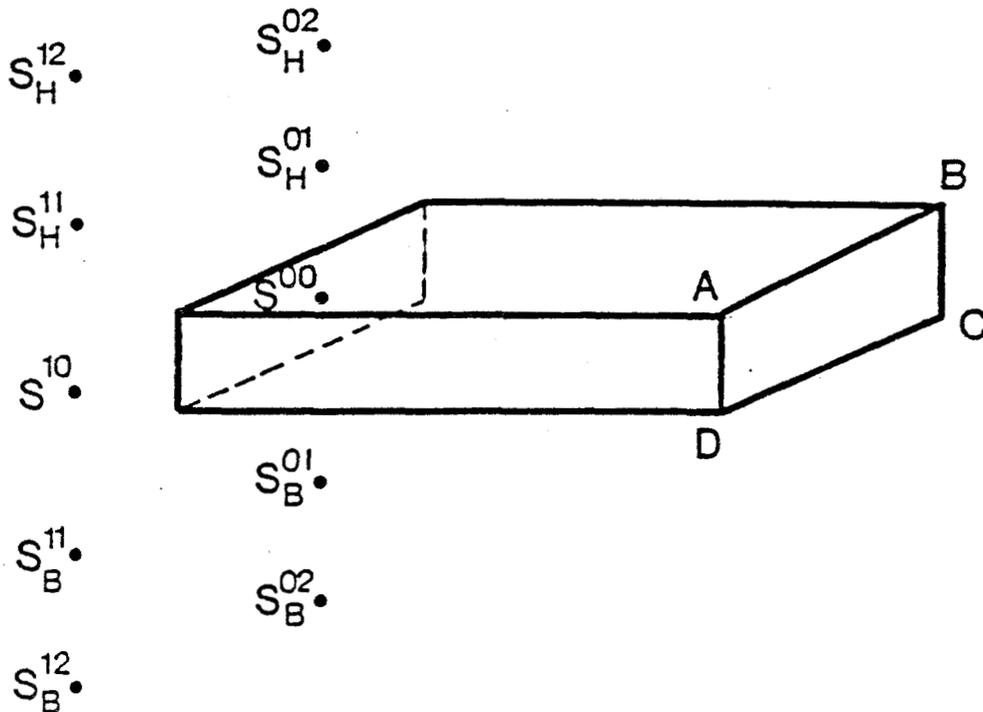


Figure 1

Les sources images vont donc diffracter dans le plan d'ouverture du tunnel sur les côtes AB, BC, CD et AD. Le champ total en espace libre



sera donc égal à la somme du champ diffracté par les arêtes, celui diffracté par les coins, et du champ réfléchi par les parois. Afin d'expliquer la démarche suivie et pour une meilleure compréhension, on décrira en détail le cas de deux plans parallèles et on généralisera ensuite au cas réel d'un tunnel à trois dimensions.

I.2 - Modèle à deux dimensions

Afin de nous guider d'une manière simple dans la suite de notre étude envisageons, comme le montre la figure 2, un tunnel limité par deux plans parallèles P_1 et P_2 et soit a la hauteur du tunnel. Si l'antenne d'émission est à une côte x_0 , les dipôles images sur le plan supérieur sont situés à des côtes $2na \pm x_0$, tandis que les images en $x < 0$ ont une abscisse égale à $-2na \pm x_0$.

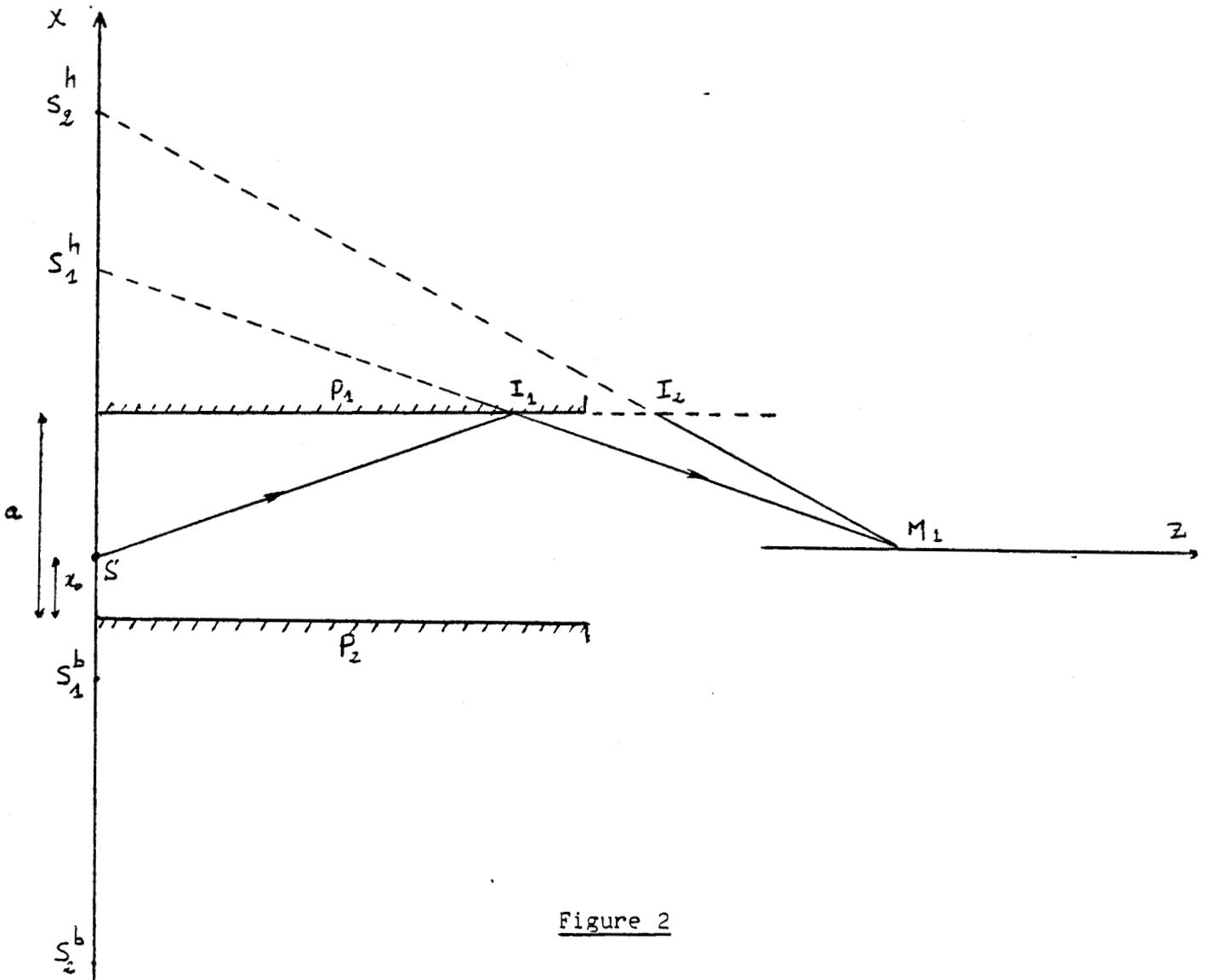


Figure 2

Considérons par exemple les deux premières sources fictives S_1^h et S_2^h . La figure 2 montre que lorsque le récepteur est situé au point M_1 , il peut être atteint par le rayon issu de la source S_1^h après réflexion sur le plan P_1 (point d'impact I_1). La source S_2^h par contre ne contribue pas au champ total car le point d'impact I_2 est situé au-delà du plan P_1 . D'une manière générale pour qu'une source " S_i " participe au champ au point de réception M , il faut évidemment que le rayon liant S_i au point M traverse l'ouverture du tunnel.

Lorsque le point de réception " M " se déplace suivant l'axe des z , il va y avoir disparition successive de rayons réfléchis pouvant atteindre ce point, et donc une discontinuité du champ. Celle-ci devra évidemment être compensée par le champ diffracté par les bords. En effet chaque dipôle image dont l'abscisse est telle que $S_i^h \leq x_0$ pourra diffracter sur le bord supérieur créant ainsi un champ discontinu qui se chargera de compenser la disparition du rayon réfléchi issue de la source image S_{i+1}^h . De même tout dipôle image d'abscisse $S_i^h \geq x_0$ va créer après diffraction sur le bord inférieur le champ diffracté qui compense la discontinuité du champ réfléchi dû à la source S_{i+1}^h .

D'une façon générale, la compensation relative à la réflexion se fait entre deux rayons tel que les positions des récepteurs et des sources soient liées par la relation $\psi + \psi' = \pi$ (figure 3-a), alors que la discontinuité qui provient de la disparition du champ direct issu de " S_i " est compensée par le champ diffracté dû à cette même source (figure 3-b) et donc tel que $\psi - \psi' = \pi$.

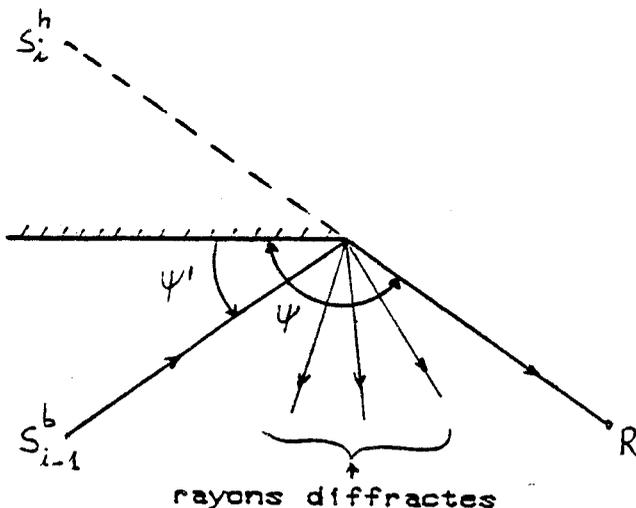


Figure 3-a

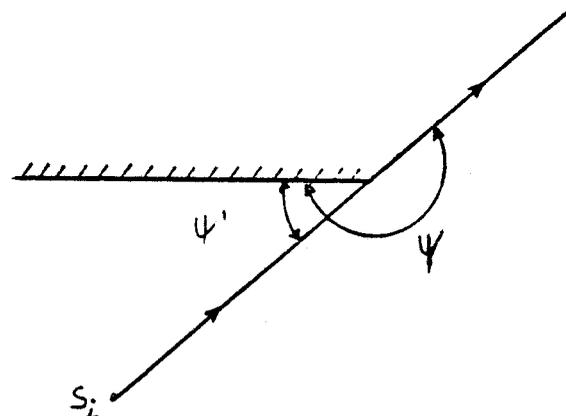


Figure 3-b

Il ne faut évidemment pas oublier que la diffraction est un phénomène toujours présent et ce n'est que la discontinuité de ce phénomène en même temps que celle de la réflexion qui assure la continuité du champ total.

I.3 - Modèle à trois dimensions

Un point situé à l'extérieur du tunnel sera soumis :

- * aux rayons réfléchis
- * aux rayons diffractés par les bords
- * aux rayons diffractés par les coins

I.3.1 - Champs réfléchis

Lorsqu'un émetteur hyperfréquence est placé à l'intérieur d'un tunnel la théorie des images nous conduit à considérer une infinité d'émetteurs images dûs aux réflexions successives sur les parois horizontales et verticales constituant le tunnel. Ces émetteurs images sont répartis dans le plan $z=0$ et leurs coordonnées sont données par :

$$x_i = 2ai + x_0$$

$$y_j = 2bj + y_0$$

où a et b sont respectivement la hauteur et la largeur du tunnel ; x_0 et y_0 sont les coordonnées de l'émetteur réel, et i et j sont des entiers.

Si le récepteur est également situé à l'intérieur du guide [27], le calcul du champ total se fait par sommation de l'ensemble des rayons provenant des sources virtuelles et dont le nombre sera limité par un test de convergence qui dépendra de la précision de calcul choisie. Si par contre le récepteur se situe à l'extérieur du tunnel, seules vont participer au champ réfléchi total, les sources images notées $S_{m,n}$ qui sont telles que le rayon liant $S_{m,n}$ au récepteur traverse l'ouverture du tunnel. Ces sources sont en nombre fini puisqu'elles sont situées à l'intérieur du rectangle $A'B'C'D'$ (vu par le récepteur à travers l'ouverture du guide (figure 4)). La sommation totale n'étant pas

infinie, un test de convergence n'est donc pas nécessaire. Cependant si le récepteur est situé au voisinage immédiat de l'ouverture, le rectangle A'B'C'D' devient de plus en plus grand et un test de convergence redevient nécessaire. Si on désigne par E_R le champ réfléchi calculé au point de réception, on peut écrire :

$$E_R = \sum_{i=1}^N E_d(S_{m,n}) \cdot (RTE)^n \cdot (RTM)^m$$

où N est le nombre de sources images participant au rayonnement au point de réception considéré (ce nombre N dépend évidemment de la position du récepteur).

$E_d(S_{m,n})$ représente le champ direct issu de la source $S_{m,n}$, RTE et RTM sont respectivement les coefficients de réflexion sur les parois parallèles et perpendiculaires à l'antenne (réflexions en polarisation TE et TM), alors que m et n désignent le nombre de réflexions respectif sur les plans horizontaux et verticaux du tunnel.

Lorsque le récepteur se déplace il peut y avoir disparition ou apparition de certains rayons réfléchis, ce qui provoque une discontinuité du champ, celle-ci devant être compensée par la diffraction sur les bords.

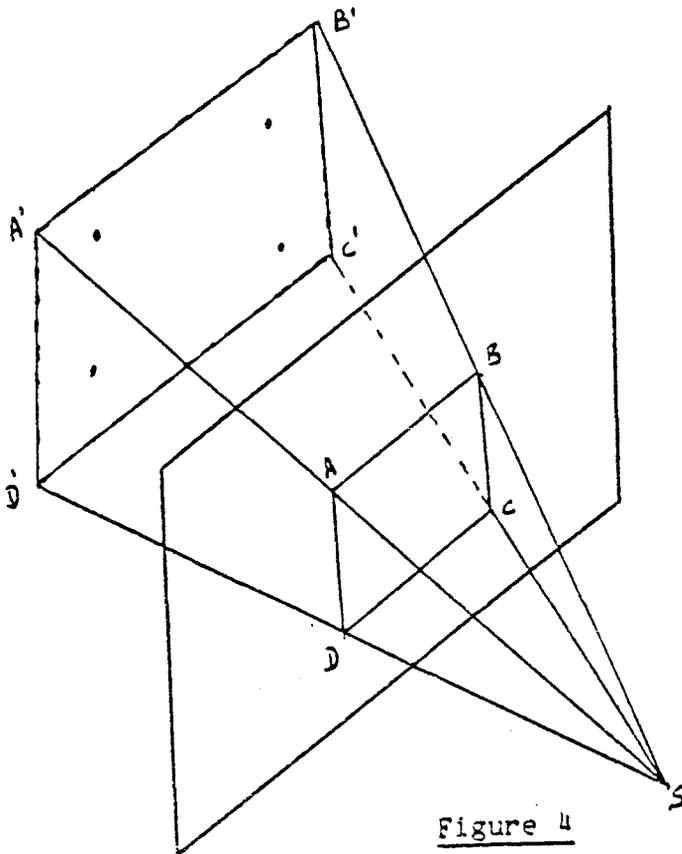


Figure 4

I.3.2 - Champo diffracté par les bords

C'est le champ dû à la diffraction des rayons issus des sources virtuelles sur certains bords. La figure (5-a) montre d'une façon générale les images qui vont agir sur les bords correspondants.

Nous savons d'après les lois de diffraction de Keller [12] que chaque point du bord se comporte localement comme s'il faisait partie d'un bord droit infini, et que le champ incident se comporte également d'une manière locale comme une onde plane.

Dans ces conditions si une source d'onde rayonne un champ incident sur le bord, un cône de rayons sera généré en chaque point le long du bord. Ces cônes auront comme axe le bord diffractant alors que le demi-angle de chacun de ces cônes est déterminé par l'angle que fait le rayon incident avec le bord. Chaque arête de sortie du tunnel va donc se comporter comme une source de champ diffracté mais dont le rayonnement n'affecte pas tout l'espace extérieur du tunnel et dépend essentiellement de la position de la source diffractante. En effet pour qu'un récepteur intercepte un rayon diffracté issu d'un bord donné, il faudra qu'il se situe dans un volume délimité par les cônes C_1 et C_2 relatifs à ce bord, figure (5-b). Le champ total diffracté par les bords sera calculé en ce point en faisant la somme des champs dus à chacun des bords. Les plans π_1 et π_r de la figure (5-b) représentent les directions dans lesquelles le champ diffracté est discontinu. Ils correspondent respectivement aux zones d'ombres géométriques d'incidence et de réflexion. Les valeurs importantes que prend le champ diffracté dans ces directions sont dues à la nécessité de compenser la disparition du champ direct ou du champ réfléchi. Ces disparitions peuvent se produire de différentes façons.

- Disparition entre les plans verticaux AD et BC

Si cette disparition est celle associée à une source S_{mn}^{hd} par exemple, elle peut être due soit au plan (S_{mn}^{hd}, A, D) , dans ce cas c'est la diffraction sur le bord AD de la source elle-même qui assure la continuité du champ, par contre si c'est le plan (S_{mn}^{hd}, A, D) qui est à l'origine de cette disparition, c'est la discontinuité due à la diffraction de la source S_{mn}^{hd-1} sur le bord BC qui permet la continuité du champ (figure 6-a). Il faut noter que S_{mn}^{hd-1} est le point symétrique de S_{mn}^{hd} par rapport au plan BC.

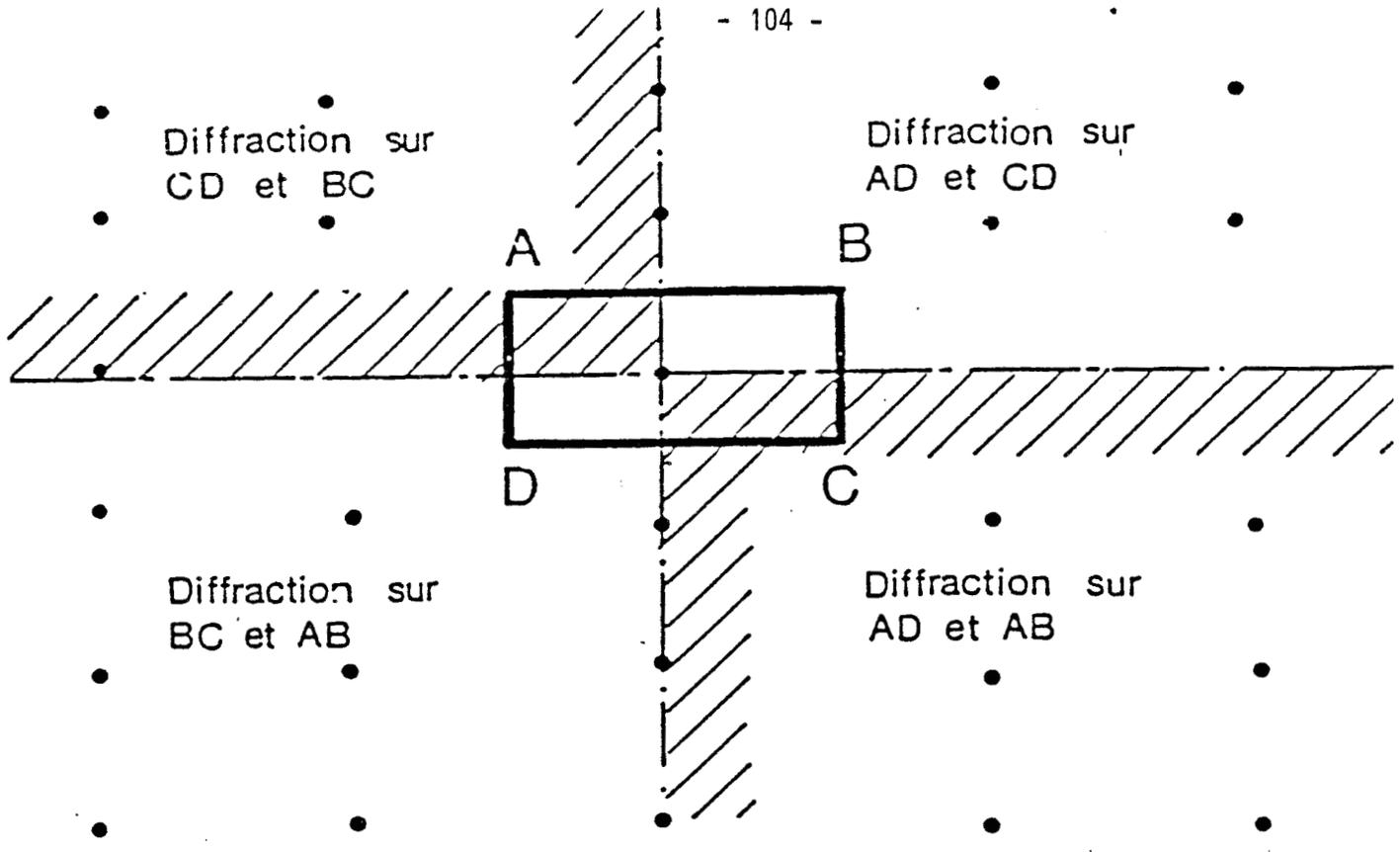


Figure 5-a : Diffraction des sources sur certains bords.

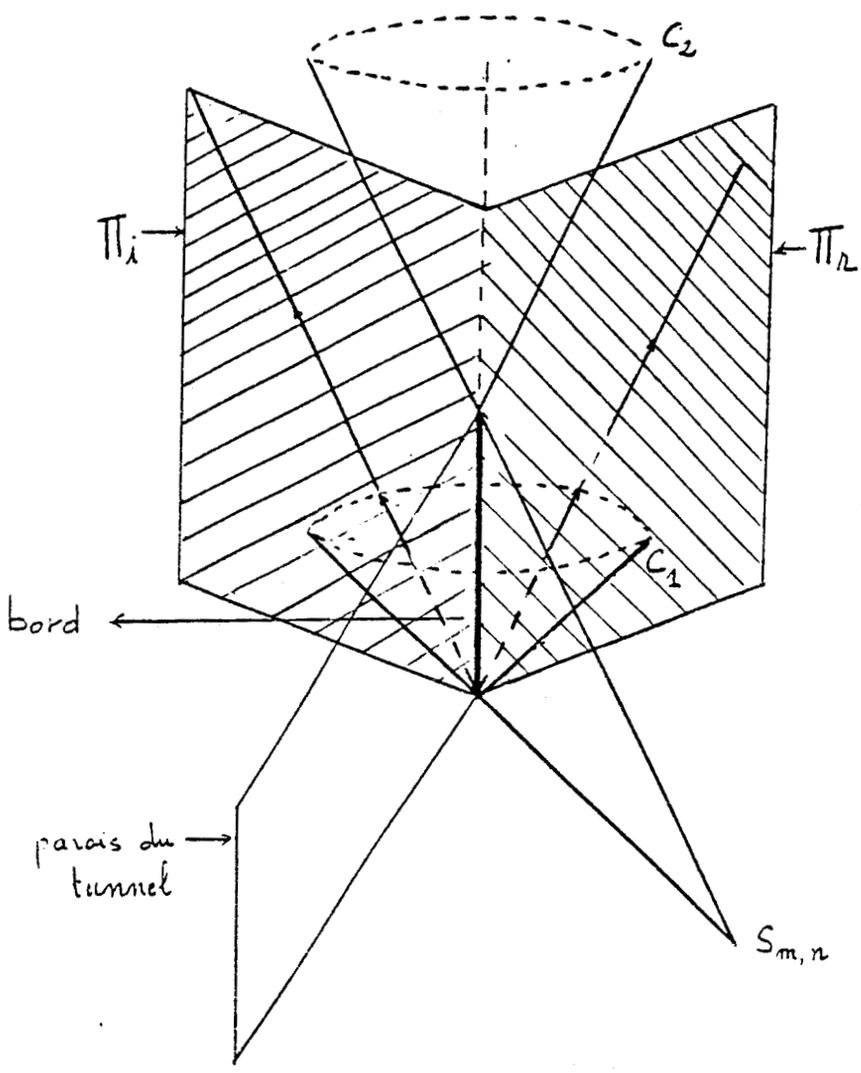


Figure 5-b

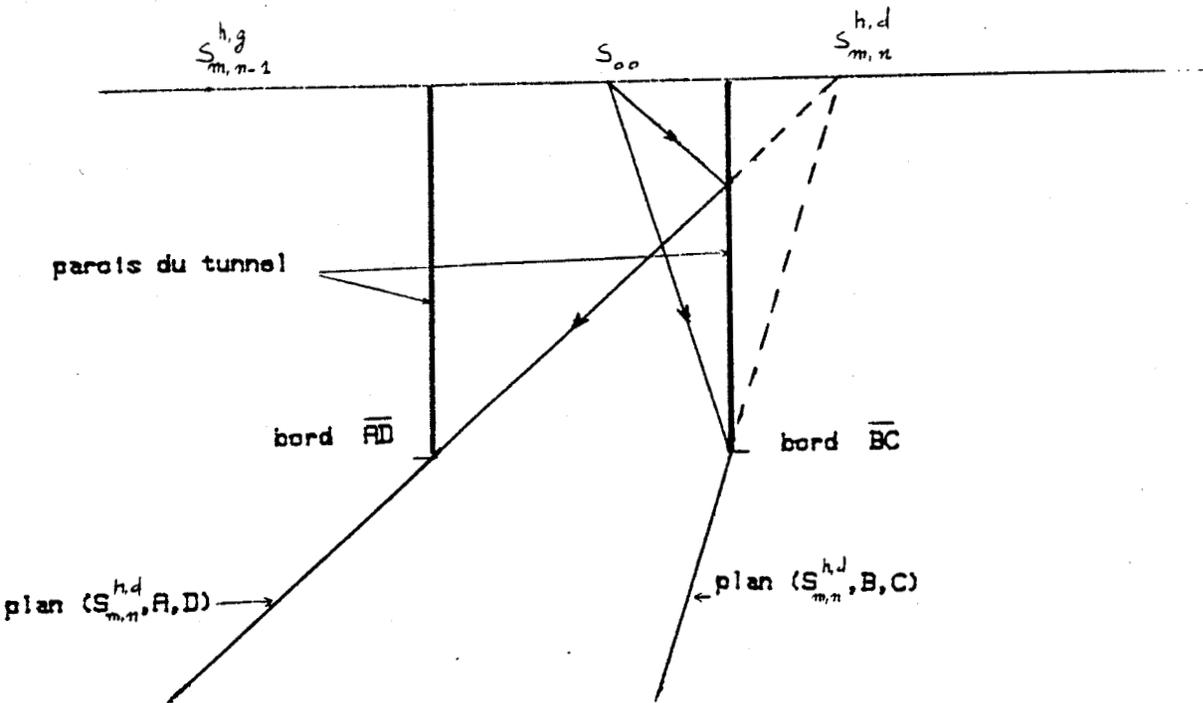


Figure 6-a

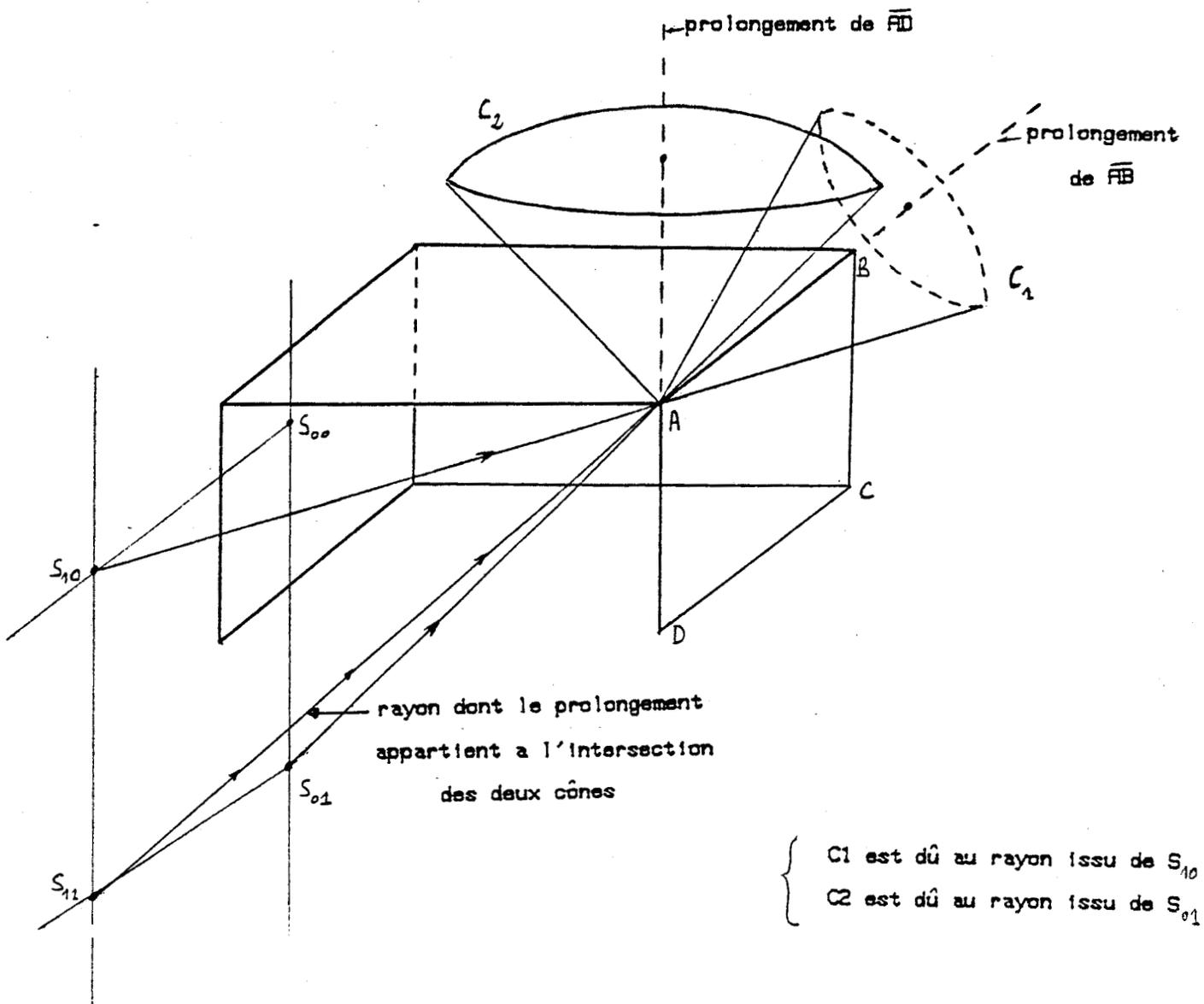


Figure 6-b

- Disparition entre les plans horizontaux AB et CD

Comme précédemment la continuité est assurée soit par la source $S_{m,n}$ elle-même en diffractant sur le bord AB, ou par la source image $S_{m-1,n}$ sur le côté CD.

- Disparition simultanée entre les plans horizontaux et verticaux

Ceci se produit lorsque le rayon quitte le rectangle ABCD par un coin (A par exemple), dans ce cas si ce rayon est issu de S_{11} par exemple (figure 6-b), la compensation se fait par l'intermédiaire de :

- . la discontinuité de la diffraction de S_{01} sur AD
- . la discontinuité de la diffraction de S_{10} sur AB.

Connaissant les sources et les bords sur lesquels ils diffractent, on peut déterminer les zones de l'espace dans lequel ce phénomène doit être pris en compte. Un programme de calcul numérique réalise la sommation des rayons diffractés sur chacun des bords. Pour les bords horizontaux (verticaux) la contribution de toutes les sources situées sur l'axe horizontal (vertical) passant par l'émetteur est calculée. Ces sources sont en nombre fini (soit N_d ce nombre) puisqu'elles se situent à l'intérieur du volume compris entre deux cônes dont l'axe est le bord diffractant. Ce procédé de sommation est entrepris sur l'ensemble des lignes (colonnes) jusqu'à ce qu'une précision relative (10^{-3} par exemple) soit atteinte. Ainsi la contribution de chacun des bords peut s'écrire :

$$E_d = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{N_d} E_{(m,n)}^i(Q_E) \cdot D_{\frac{DE}{H}}(\psi_{m,n}', \psi_R, \beta_{0m,n}) \sqrt{\frac{r_{m,n}'}{(r_{m,n}' + r_{m,n})r_{m,n}}} e^{-jk r_{m,n}}$$

avec :

$E_{m,n}^i$ est le champ incident dû à la source $S_{m,n}$ sur le point Q_E du bord considéré.

$D_{\frac{DE}{H}}(\psi_{m,n}', \psi_R, \beta_{0m,n})$ est le coefficient de diffraction dépendant du type de polarisation et des paramètres géométriques $\psi_{m,n}', \psi_R$ qui sont respectivement l'angle que fait le plan d'incidence à bord fixe associé à la source $S_{m,n}$ et la surface réfléchissante constituant le bord,

l'angle que fait cette même surface avec le plan de diffraction à bord fixe contenant le récepteur $\delta O_{m,n}$, et l'angle que fait la direction du rayon incident avec le bord.

I.3.3 - Champo diffracté par les coins

Dans toutes les approches précédentes qui ont été faites pour étudier la propagation à l'intérieur d'un tunnel proprement dit, les réflexions multiples à l'intérieur de celui-ci ont été prises en compte à l'aide des images géométriques du point source par rapport aux 4 plans du tunnel. Autrement dit on a négligé toute diffraction par les arêtes Δ_i de la figure 1. Si on admet également qu'on peut en faire de même pour le champ diffracté par le coin associé à chacune de ces arêtes, seules les diffractions par le coin associé aux bords diffractant seront prises en compte. Comme le montre la figure 5, les rayons issus des sources virtuelles provoqueront de la diffraction sur certains coins et le champ diffracté qui en résulte assure la continuité du champ diffracté total lorsqu'on passe d'un volume de l'espace à un autre (figure 7). Quelque soit la position du récepteur, il peut toujours intercepter un rayon diffracté par un coin donné car ce dernier diffracte des rayons dans toutes les directions. De plus comme le nombre de sources, donc de rayons, qui vont être incidentes sur ce coin sont infinies, un test de convergence sera nécessaire dans le calcul numérique.

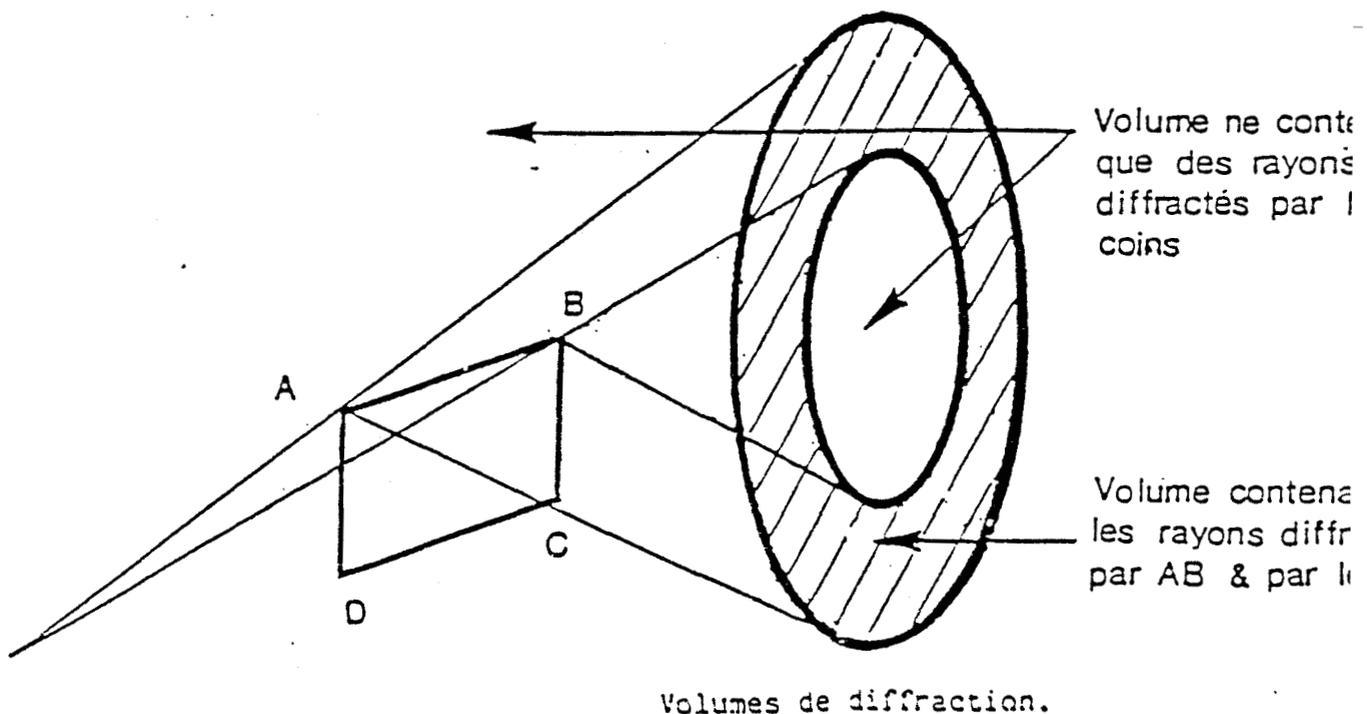


Figure 7

II - RAYONNEMENT DU TUNNEL

Nous donnerons des exemples se rapportant soit à un tunnel 2 voies ayant une largeur de 6.2 m et une hauteur de 4 m soit à un tunnel 1 voie ayant la même hauteur mais une largeur de 3.5 m. Ces dimensions correspondent à celles d'un tunnel de métro classique. Les caractéristiques électriques telles que la permittivité relative et la conductivité des parois constituant le tunnel seront prises dans toutes les applications comme étant égales à $\epsilon_r = 5$ et $\gamma = 10^{-2}$ S/m.

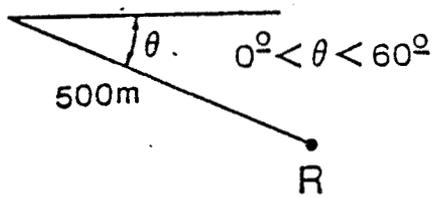
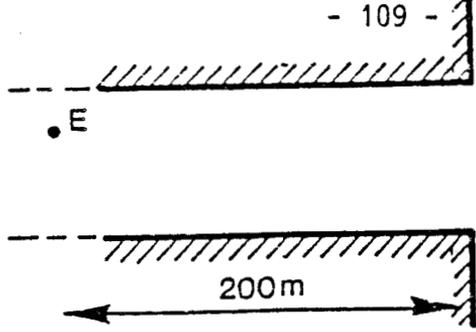
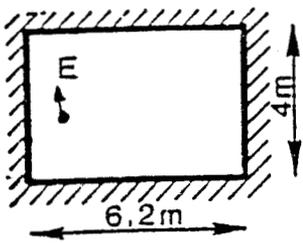
II.1 - Tunnel 2 voies

II.1.1 - Diagramme de rayonnement

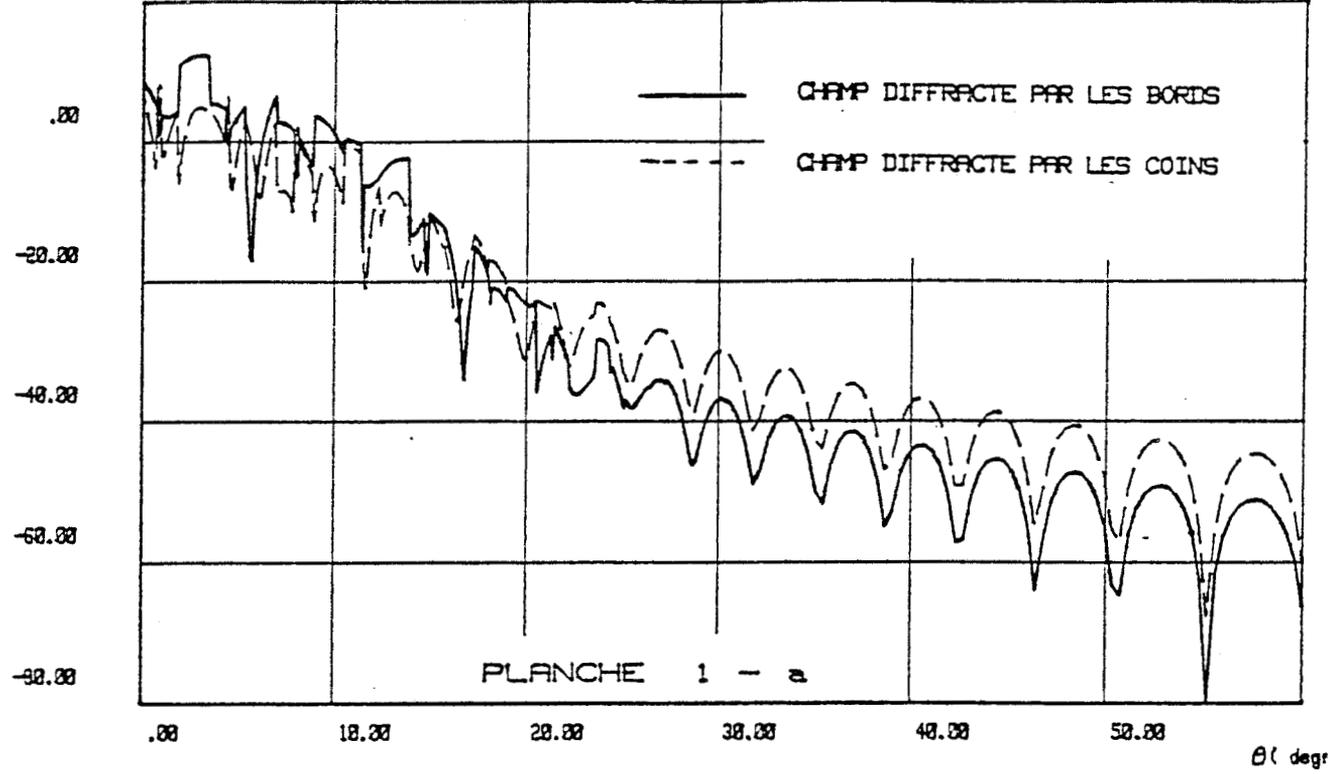
Comme nous l'avons représenté sur la planche 1, envisageons tout d'abord le cas d'un émetteur "E" situé dans le tunnel, à 200 m de l'ouverture. Il est assimilé à un dipôle vertical de moment électrique $Idl = 1$ Am. Cet émetteur est situé à une hauteur de 2 m et centré sur une voie. Il est donc excentré dans le plan transversal du tunnel. Le point de réception se déplace sur une portion de cercle dont le centre est le milieu de l'ouverture du tunnel et dont le rayon est égal à 500m. Les courbes de la planche 1-a représentent les contributions au champ électrique vertical du champ diffracté par les bords et par les coins. Ces contributions ont une amplitude très voisine et présentent des discontinuités pour certaines positions du récepteur. Ces discontinuités vont s'ajouter à celles du champ réfléchi pour aboutir à un champ rayonné total continu tel que celui représenté sur la planche 1-b. On note sur le champ réfléchi des pointes brutales ayant une amplitude de - 80 dB (par rapport à 1 V/m), elles correspondent à des points où le récepteur n'intercepte aucun rayon issu des émetteurs images. Le champ réfléchi en ces points est donc nul et le calcul de son logarithme provoque une erreur de l'ordinateur. Afin d'éviter cette erreur un test est effectué avant la représentation graphique et ces valeurs sont arbitrairement positionnées à - 80 dB.

TUNNEL 2 VOIES

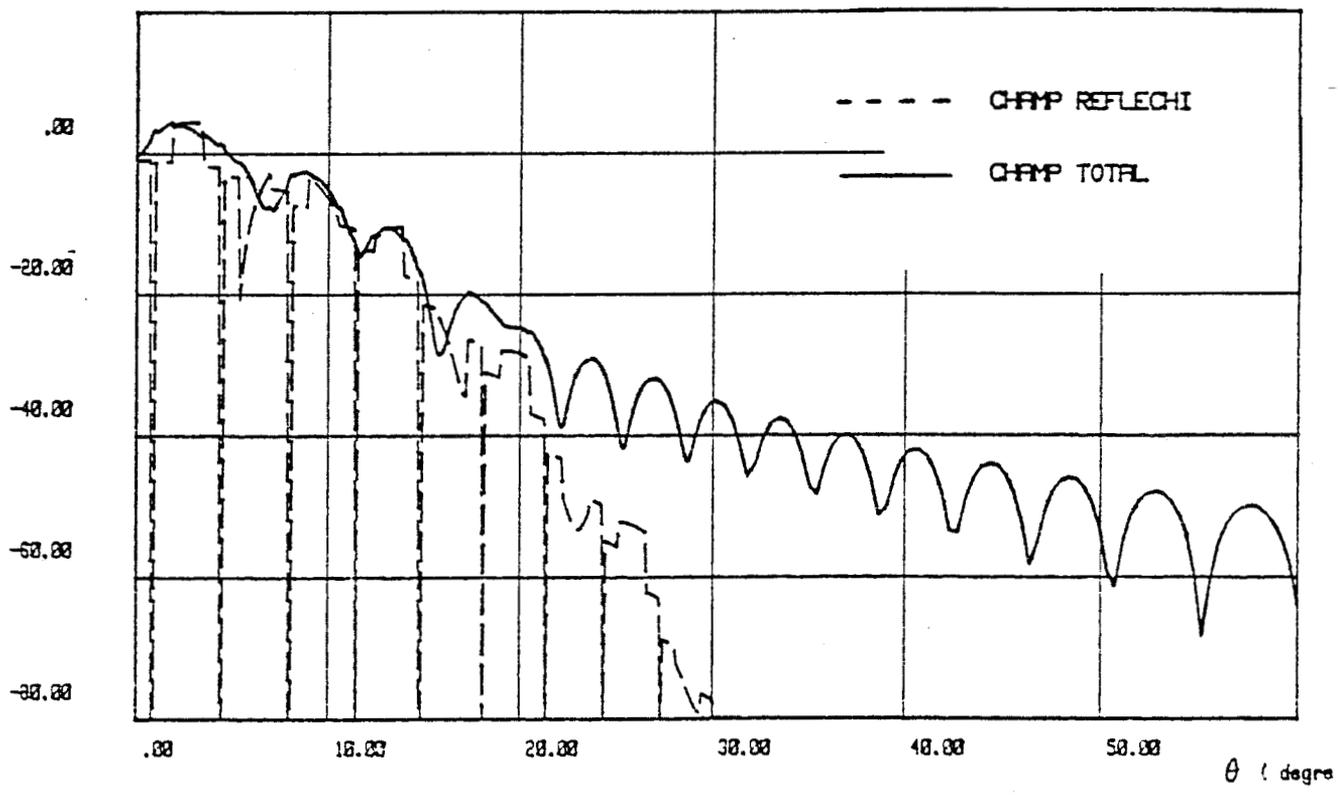
- 109 -



E (dB)



E (dB)



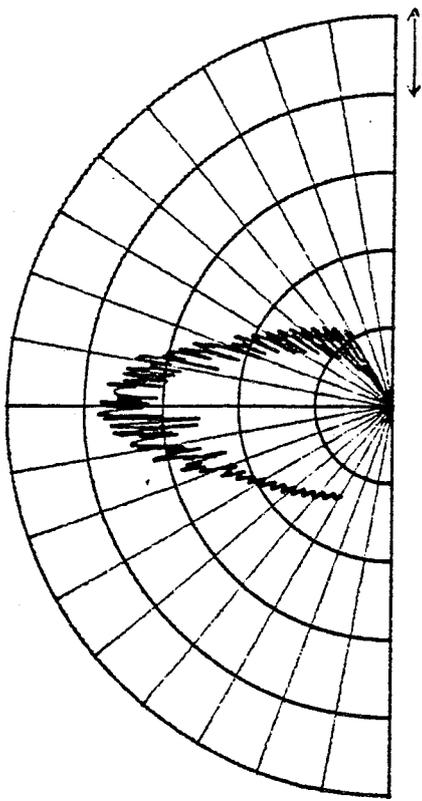
Pour un angle de 15° à 20° , on note un affaiblissement supplémentaire du champ rayonné de 20 dB par rapport au champ reçu dans l'axe. On remarque également que au-delà de $\theta = 30^\circ$, seule la diffraction contribue au champ total. En effet le champ réfléchi décroît très rapidement car les rayons qui peuvent atteindre le récepteur en traversant l'ouverture sont ceux s'étant réfléchis de nombreuses fois sur les parois, donc ayant subi des atténuations importantes lors de leur propagation dans le tunnel.

Les courbes de la planche 2-a,b,c représentent respectivement les diagrammes de rayonnement du tunnel lorsque chacun des champs réfléchi, diffracté par les bords, et diffracté par les coins est considéré individuellement. Ces courbes sont obtenues dans un plan horizontal et pour un angle θ que fait la direction du récepteur avec l'axe du tunnel variant de -60° à 60° . La dissymétrie de ces diagrammes de rayonnement ainsi que celui obtenu lorsque le champ total est considéré (planche 2-d), s'explique par le fait que l'émetteur n'est pas situé au centre du tunnel (dans le plan transversal).

II.1.2 - Amplitude du champ rayonné en fonction de la distance Emetteur - Récepteur

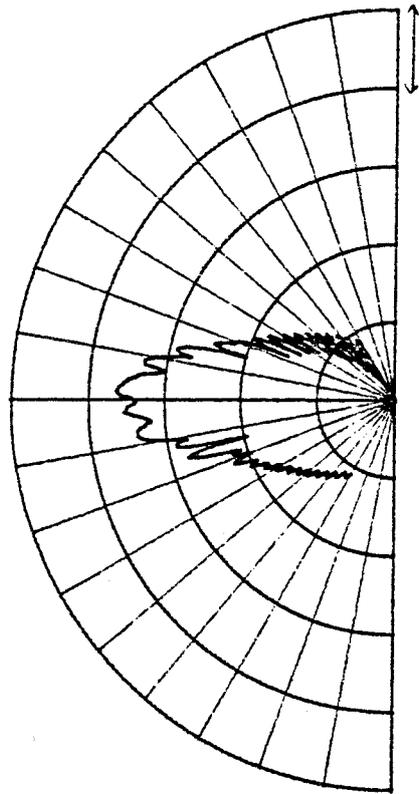
Considérons maintenant le cas où le récepteur se déplace sur un axe parallèle à celui du tunnel et centré sur la même voie que l'émetteur. La planche 3 représente la variation du module du champ électrique en fonction de la distance Emetteur - Récepteur. La source d'émission étant placée à une distance de 300 m du plan de sortie du tunnel. Les planches 3-a et 3-b représentent respectivement la contribution des champs diffractés par les bords et par les coins et celle du champ réfléchi et du champ total.

A l'intérieur du tunnel on observe une propagation classique des modes dominants avec des phénomènes de battements, dont l'amplitude décroît lorsque la distance augmente. La contribution du champ diffracté est négligeable à l'intérieur du tunnel, et par conséquent les rayons rétrodiffractés ne modifient pas la propagation guidée.



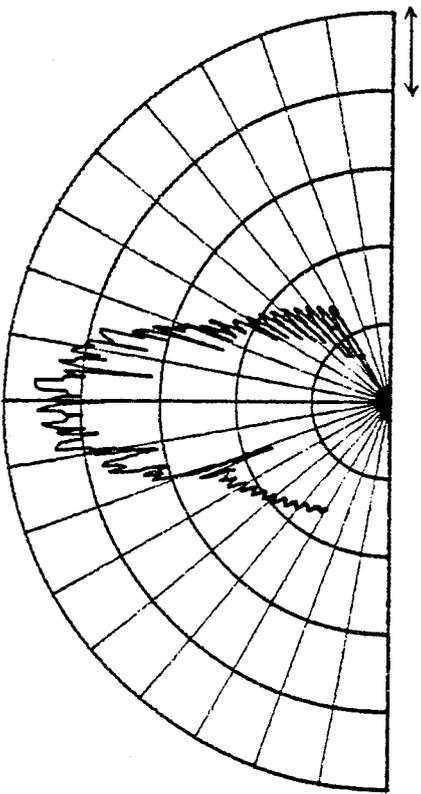
20 dB

PLANCHE 2-a



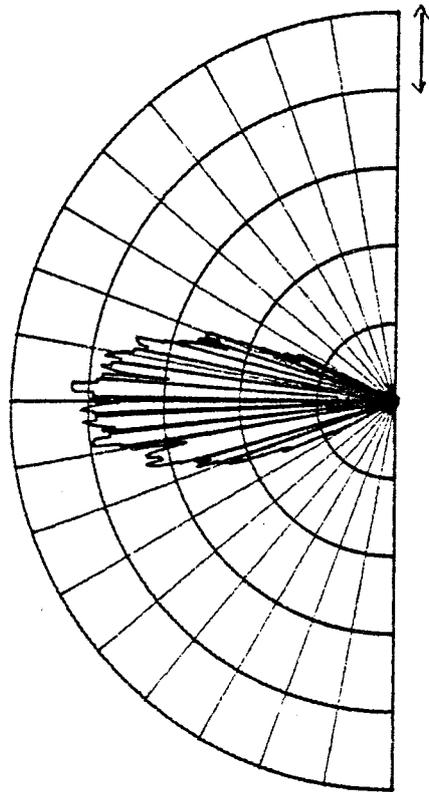
20 dB

PLANCHE 2-b



20 dB

PLANCHE 2-c



20 dB

PLANCHE 2-d

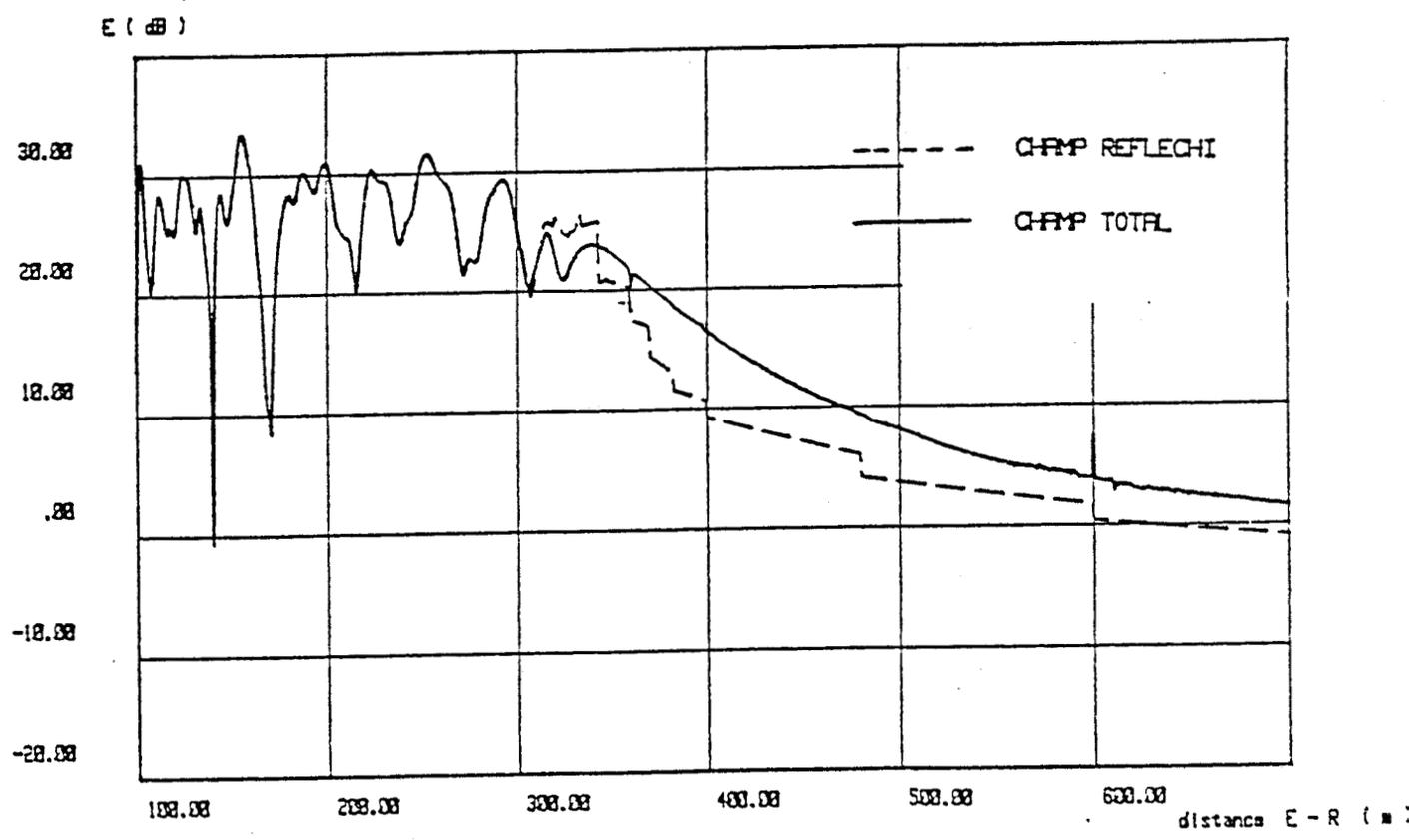
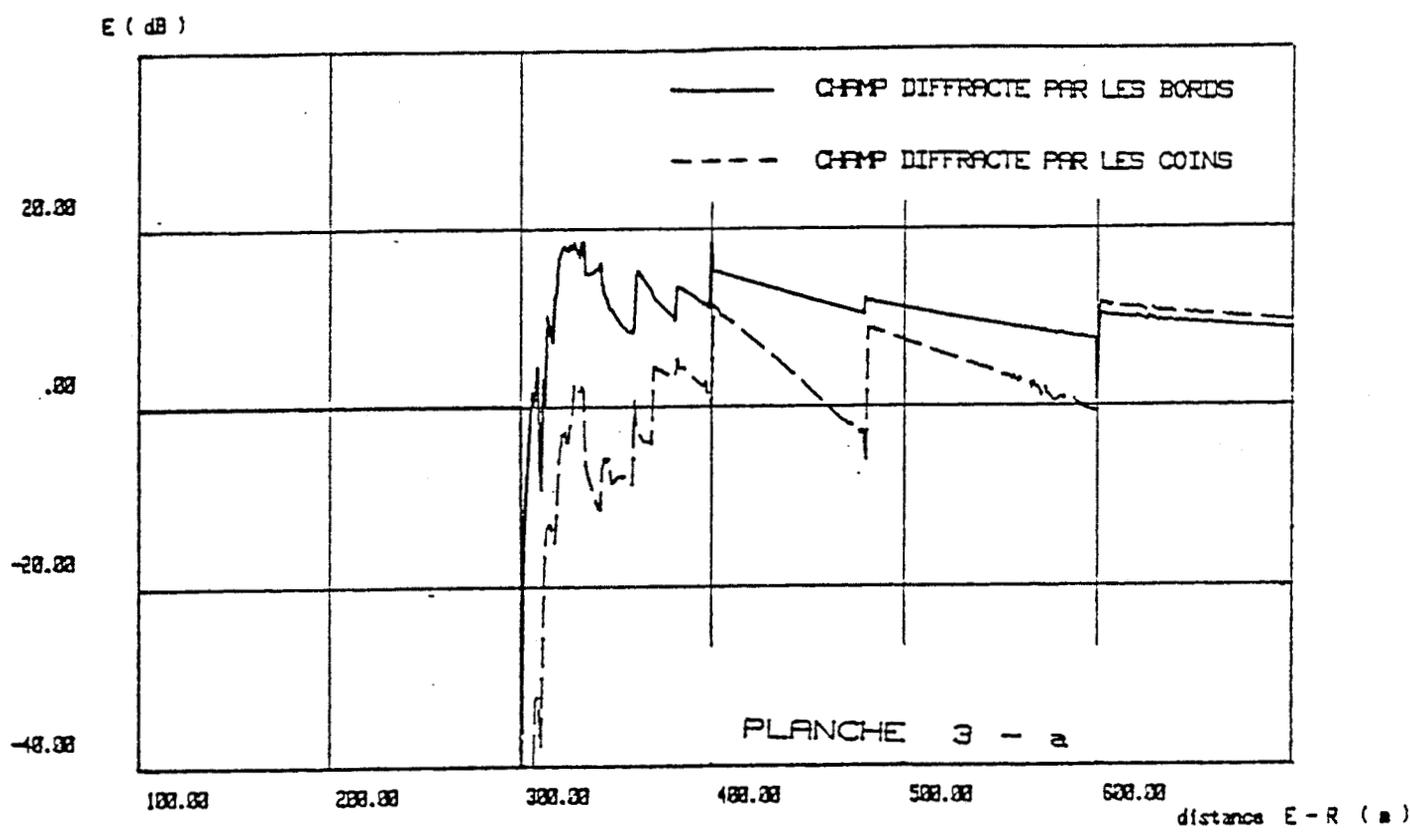
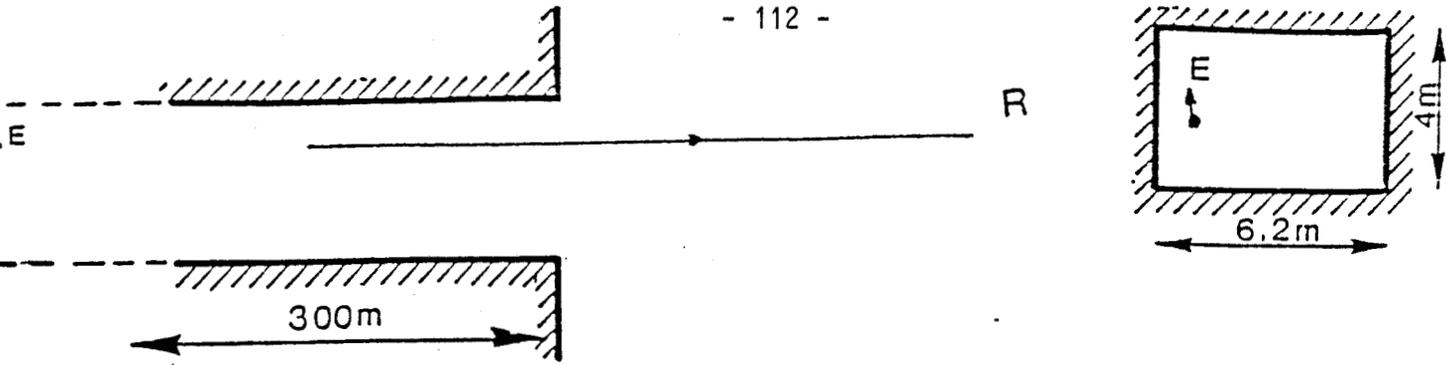


PLANCHE 3 - b

Le mécanisme permettant le guidage de l'onde va se trouver interrompu dans le plan d'ouverture du tunnel. Le tunnel va rayonner un champ électromagnétique constitué des champs direct, réfléchi (discontinu) et diffracté et cela jusqu'à une distance de 600 m. Ensuite le récepteur ne reçoit plus que les champs direct et diffracté.

II.2 - Tunnel 1 voie

II.2.1 - Diagramme de rayonnement

La même étude a été faite pour un tunnel 1 voie de 3,5 m de large. La variation des champs diffracté, réfléchi et total est représentée sur la planche 4(a et b) pour un angle θ de l'axe du récepteur variant entre 0 et 60°. On remarque tout d'abord que pour des angles faibles de sortie 15° par exemple, l'atténuation est importante puisqu'elle est de l'ordre de 40 dB. Par contre lorsque le récepteur est de plus en plus excentré la diminution du champ est moins brutale. On voit également sur la figure que les rayons réfléchis ne jouent plus aucun rôle dès que la direction du récepteur fait un angle de plus de 20° par rapport à l'axe du tunnel.

Les courbes de la planche 5 représentent les diagrammes de rayonnement du tunnel dans les mêmes conditions que dans le cas d'un tunnel 2 voies. L'émetteur étant centré, ceci explique la symétrie de ces courbes par rapport à l'axe du tunnel.

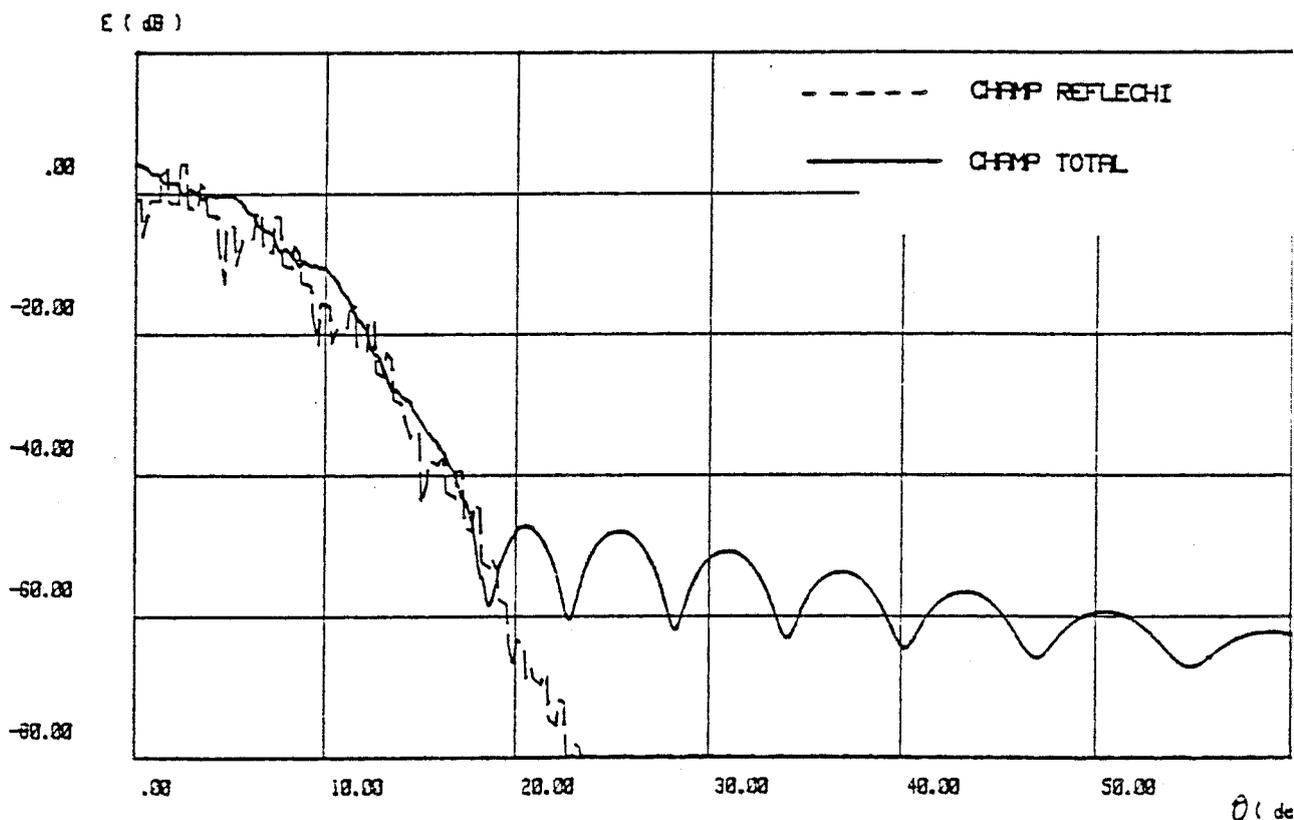
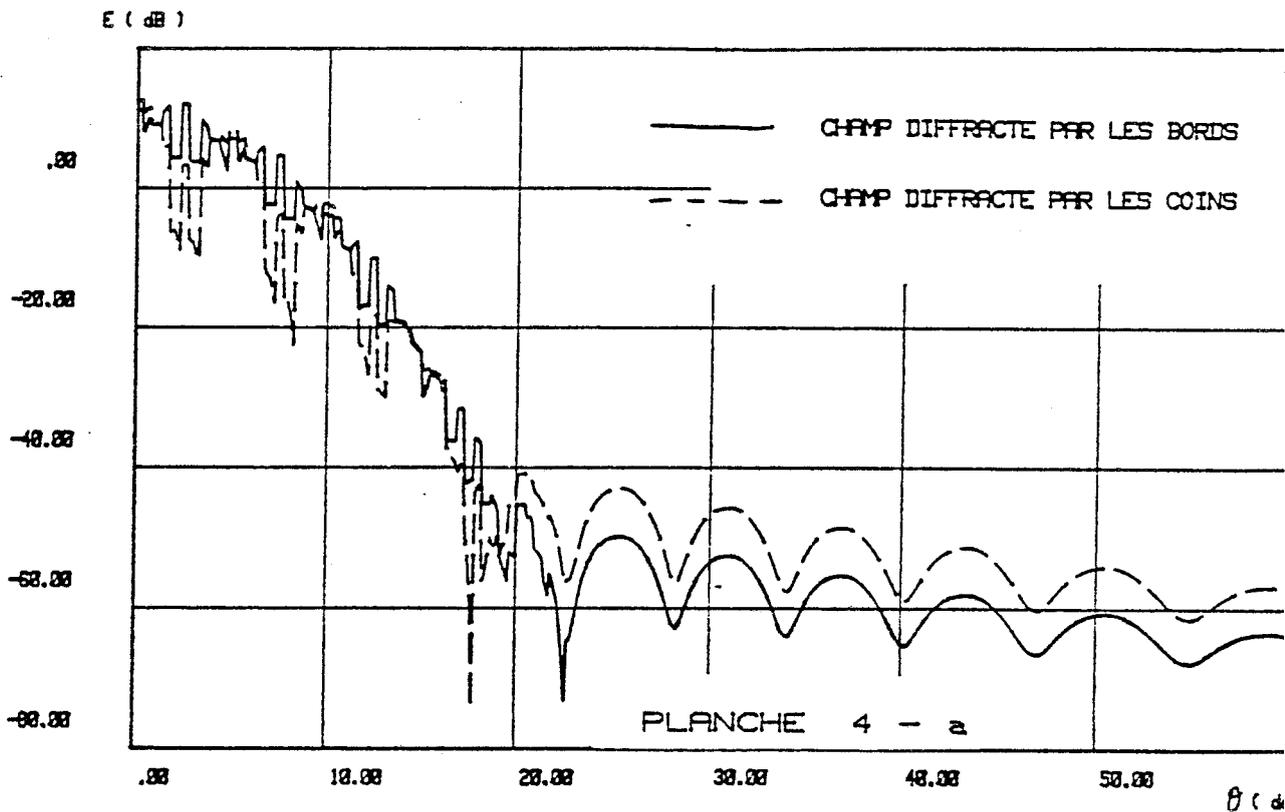
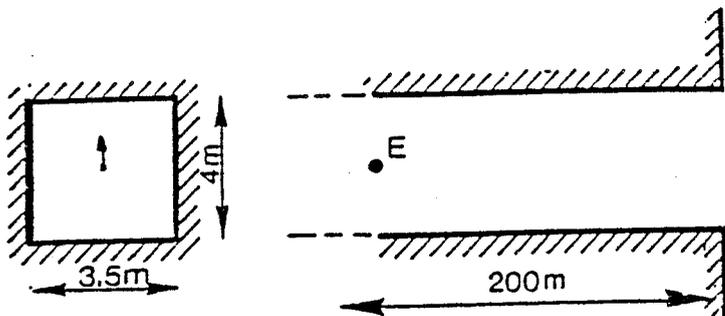
II.2.2 - Amplitude du champ rayonné en fonction de la distance

Emetteur - Récepteur

Lorsque le récepteur se déplace sur l'axe du tunnel, les variations des champs diffracté, réfléchi et total sont illustrées sur la planche 6(a et b), où les mêmes remarques que dans le cas d'un tunnel 2 voies peuvent être faites.

Afin de justifier que le champ diffracté est négligeable à l'intérieur du tunnel, nous allons comparer pour quelques distances z entre l'émetteur et le plan d'ouverture du tunnel l'amplitude du champ

TUNNEL 1 VOIE EMETTEUR CENTRE



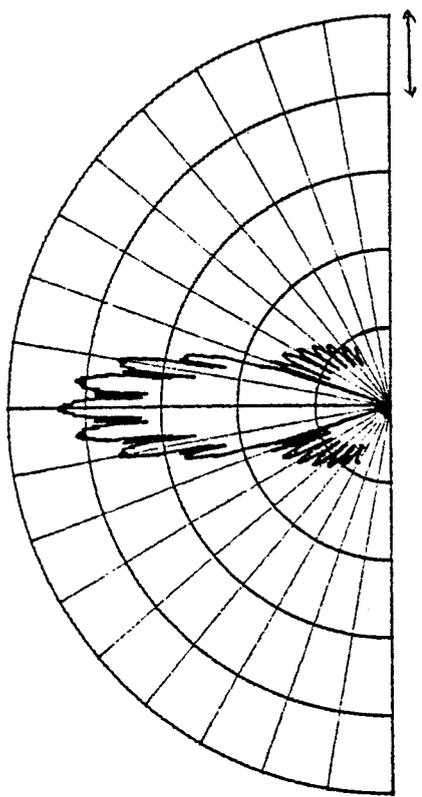


PLANCHE S-2
20 dB

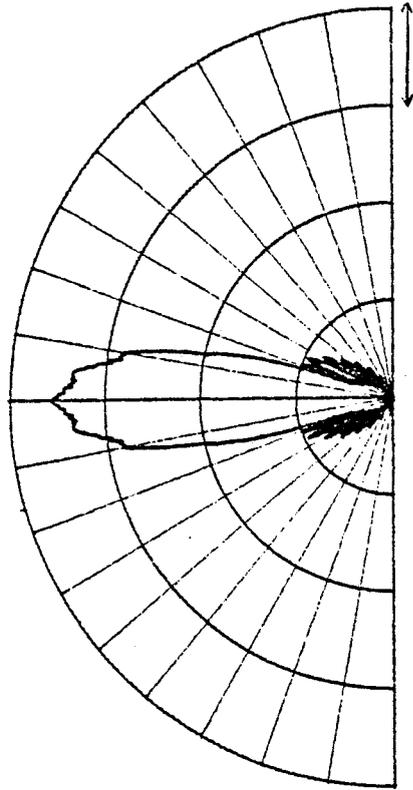


PLANCHE S-4
20 dB

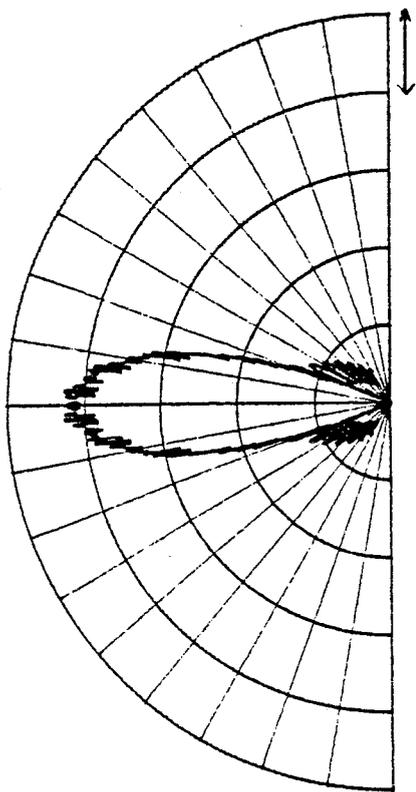


PLANCHE S-6
20 dB

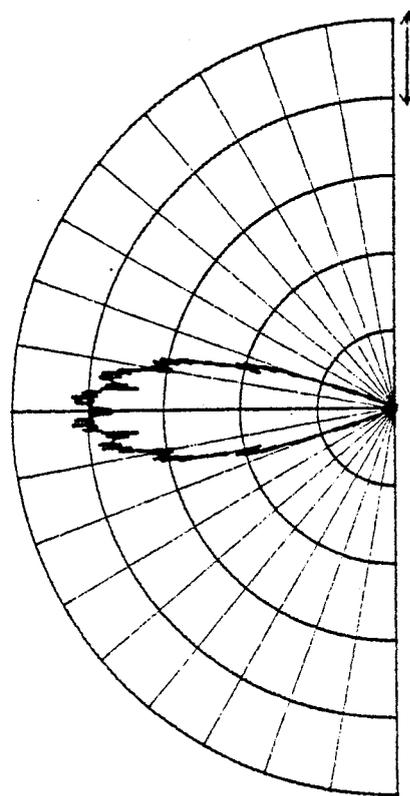


PLANCHE S-8
20 dB

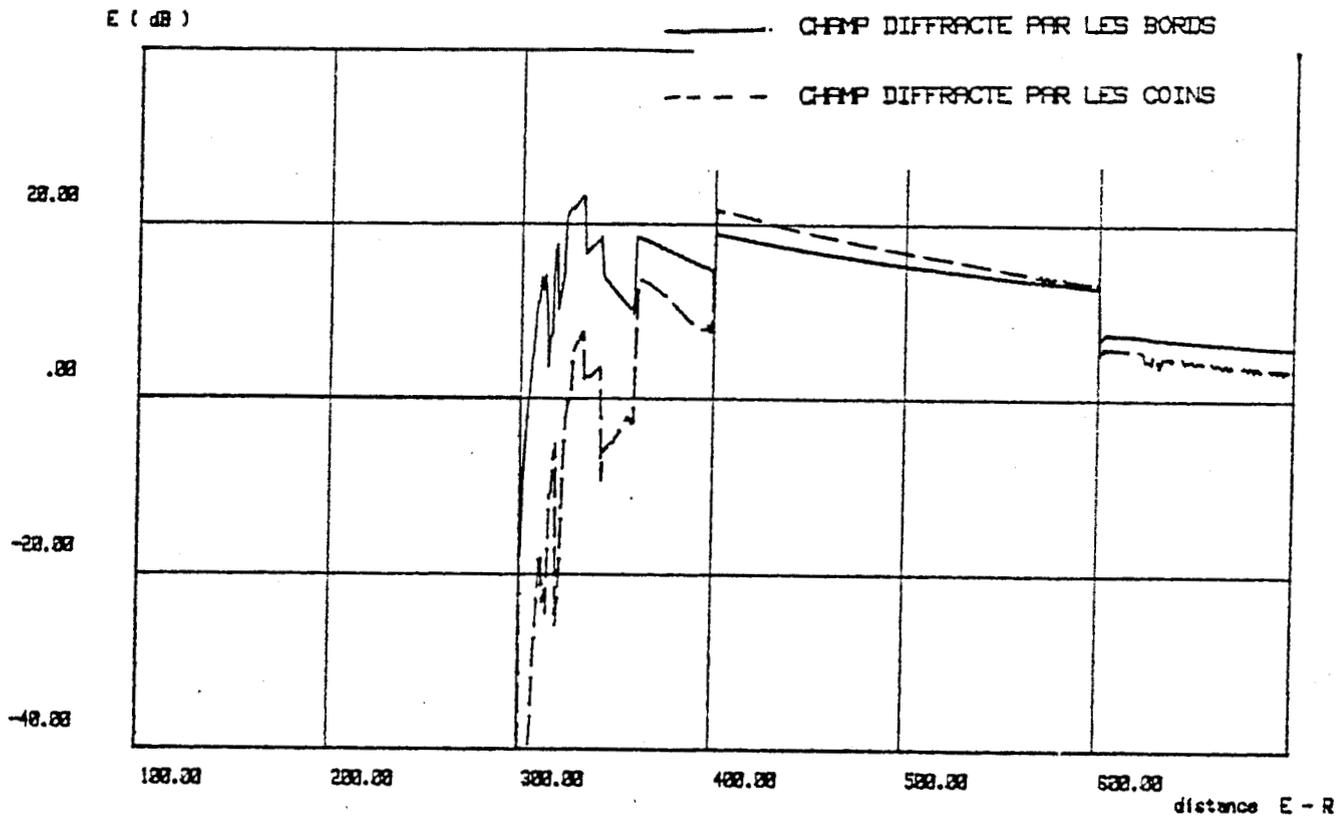
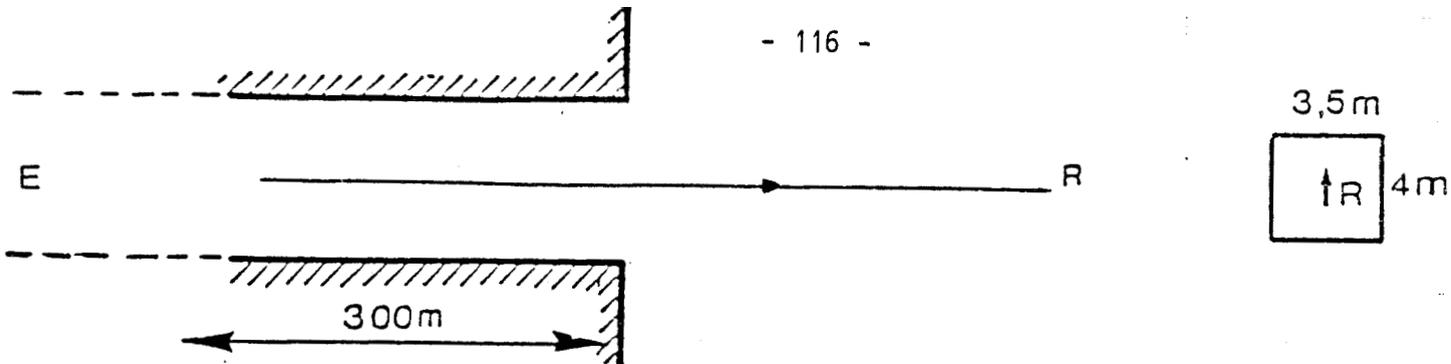


PLANCHE 6 - a

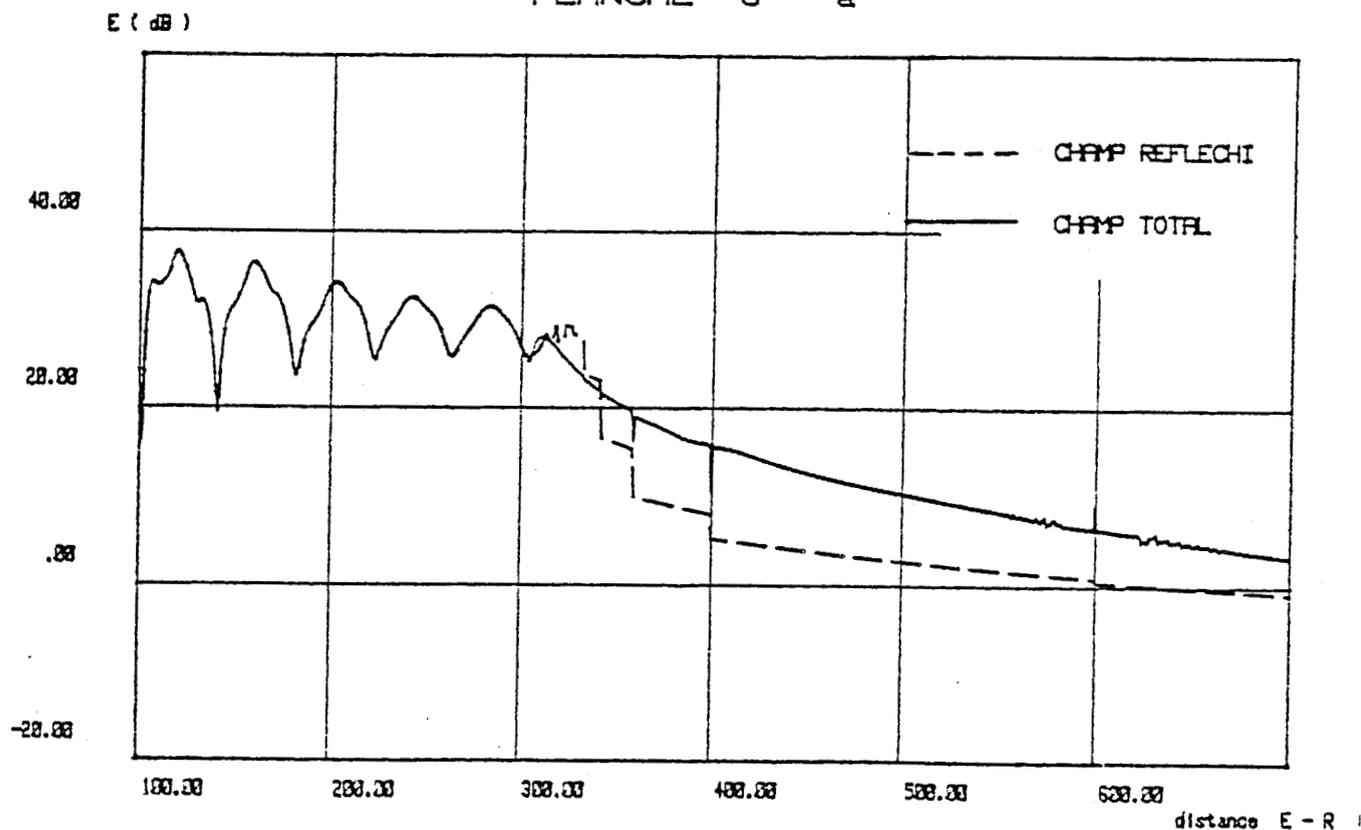


PLANCHE 6 - b

diffraqué dans le plan d'ouverture du tunnel par rapport à l'amplitude du champ réfléchi. Pour une distance $Z = 610$ m, les courbes de la planche 7-a représentent respectivement les variations du champ diffracté par les coins et par les bords, dans un axe horizontal passant par le centre du tunnel. La planche 7-b montre la variation du champ diffracté total et du champ dû à la réflexion. On remarque que le champ diffracté au centre du tunnel est 60 dB inférieur au champ réfléchi et il n'y a qu'au voisinage immédiat des parois que les champs deviennent du même ordre de grandeur. Les oscillations que présente le champ diffracté s'expliquent par les interférences entre les différentes sources de diffraction. Dans la planche 8 nous avons envisagé le cas particulier où l'antenne d'émission est positionnée de sorte que le champ électrique calculé par la théorie des rayons sans diffraction présente un minimum au centre du tunnel ($Z = 142$ m). On voit que même dans ce cas la contribution du champ diffracté peut être considérée comme étant négligeable par rapport à la réflexion, à l'exception d'une zone de largeur faible (15 cm environ) située au centre du tunnel.

Le peu d'importance de la diffraction dans le plan d'entrée peut s'expliquer par le fait que le champ diffracté que provoque la source $S_{m,n}$ sur un bord quelconque n'est important que dans leurs zones d'ombre géométrique d'incidence ($\Psi - \Psi' = \pi$) et de réflexion ($\Psi + \Psi' = \pi$) ainsi qu'à leur voisinage. Or, dans le plan d'ouverture on a $\Psi = \frac{\pi}{2}$, quel que soit le bord considéré et pour tendre vers l'ombre géométrique il faudra que Ψ' soit voisine de $\frac{\pi}{2}$, ce qui implique que les sources images correspondantes soient situées à des distances relativement grandes et donc le champ diffracté qu'elles créeraient est faible.

II.3 - Comparaison tunnel 1 voie - tunnel 2 voies

Afin de mieux visualiser le diagramme de rayonnement du tunnel 1 voie et du tunnel 2 voies, les courbes de la planche 9 (a et b) reprennent ces deux configurations pour $0 < \theta < 60^\circ$.

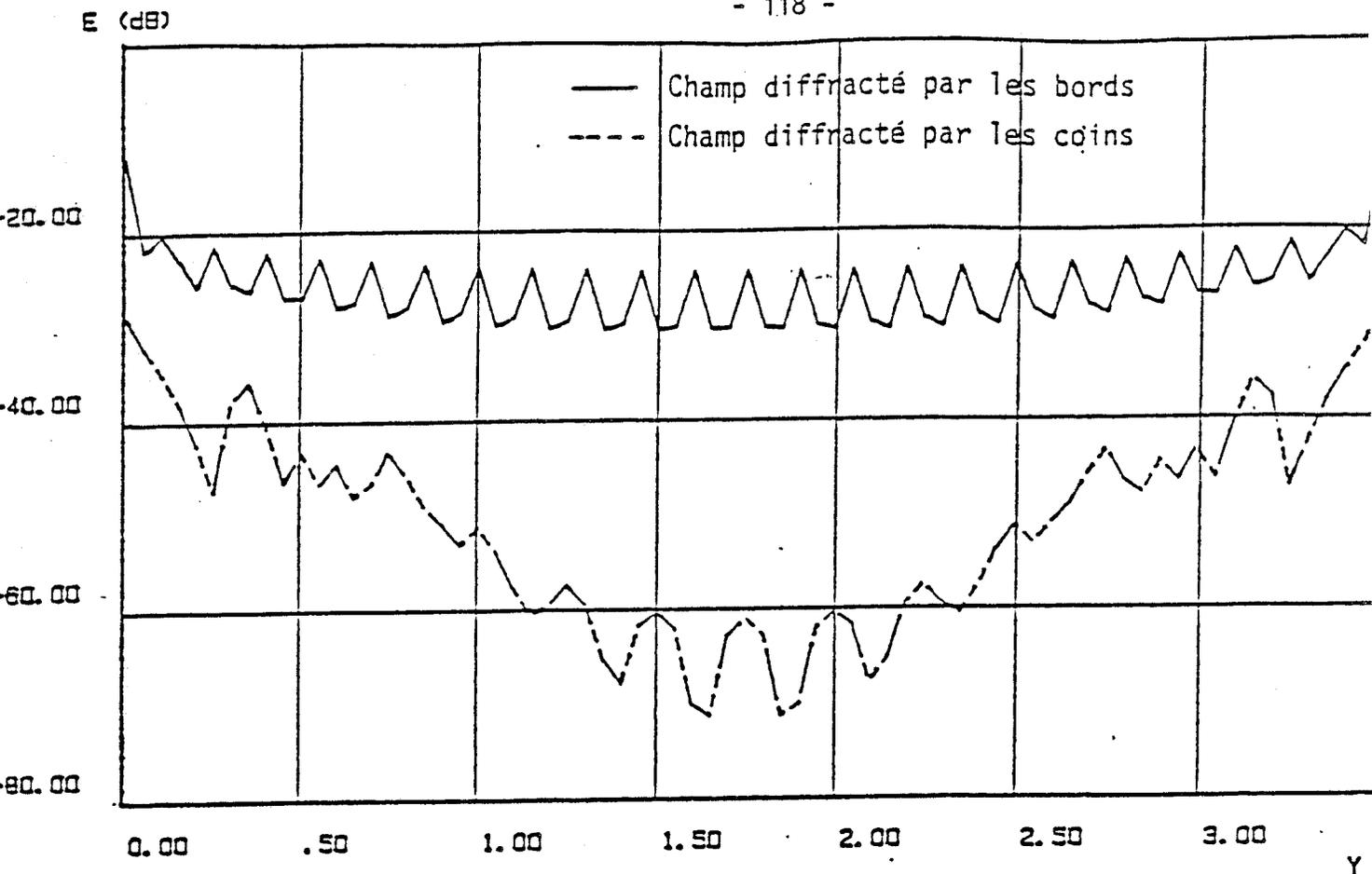


PLANCHE 7 - a

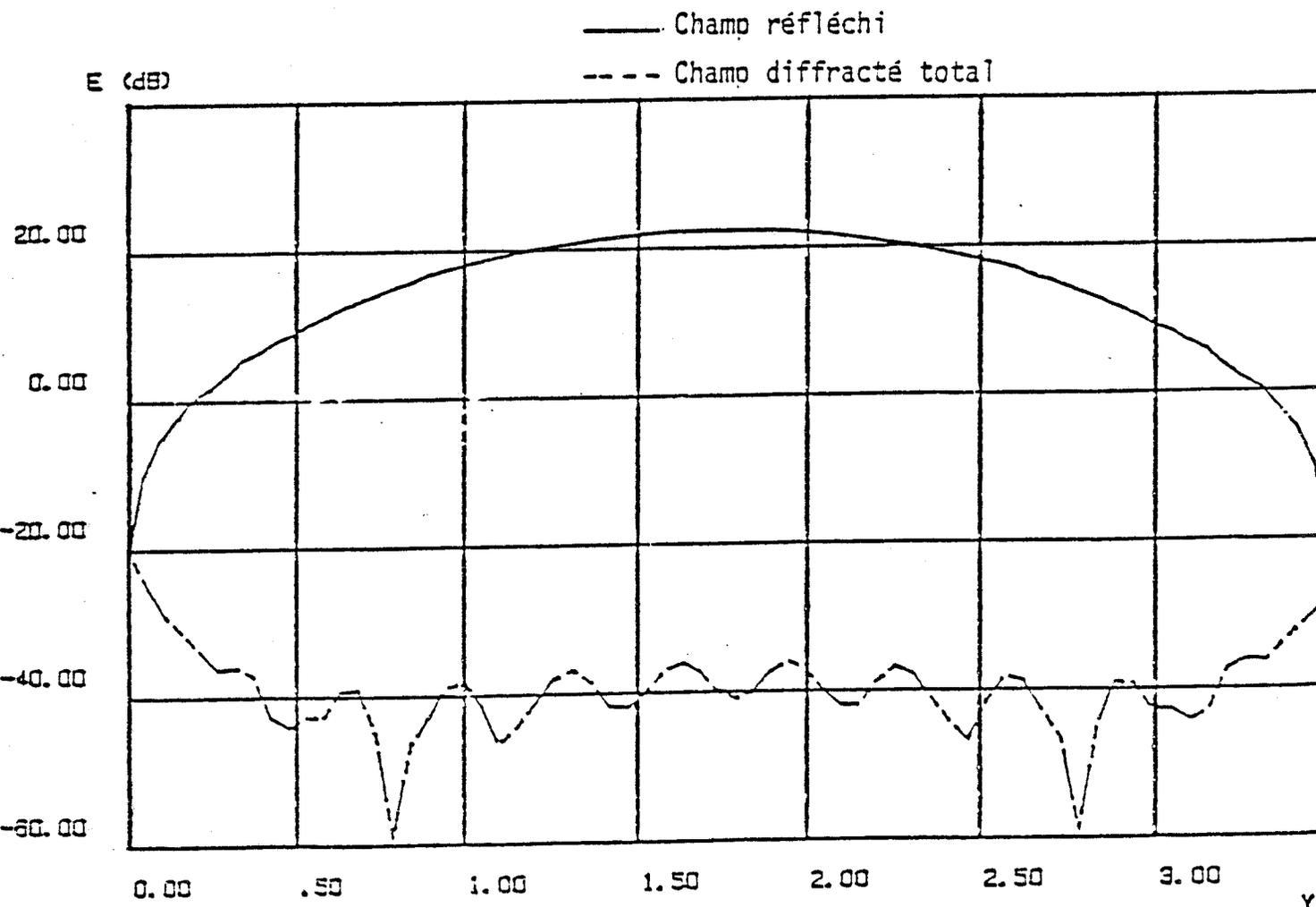


PLANCHE 7 - b

E (dB)

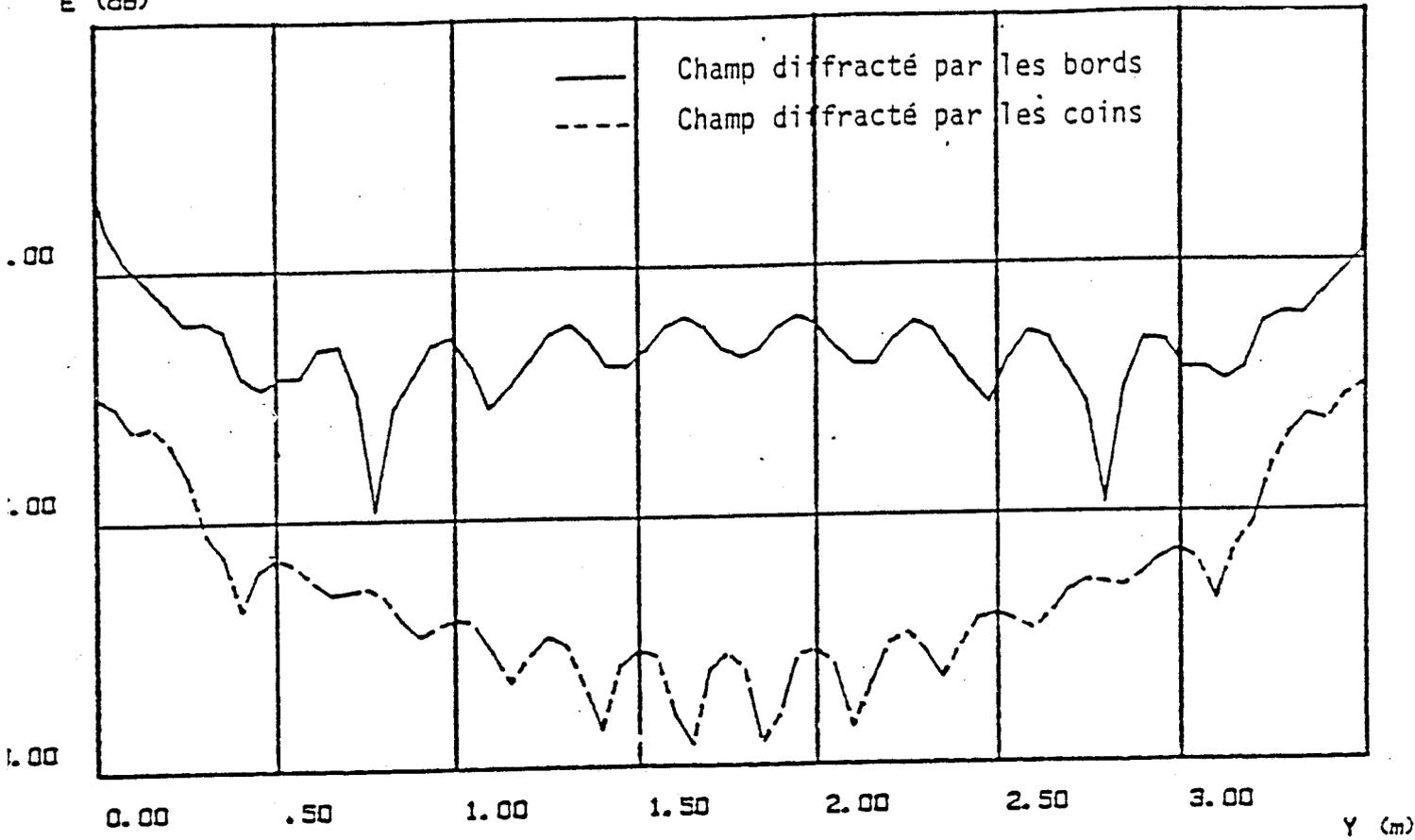


PLANCHE 8-a

E (dB)

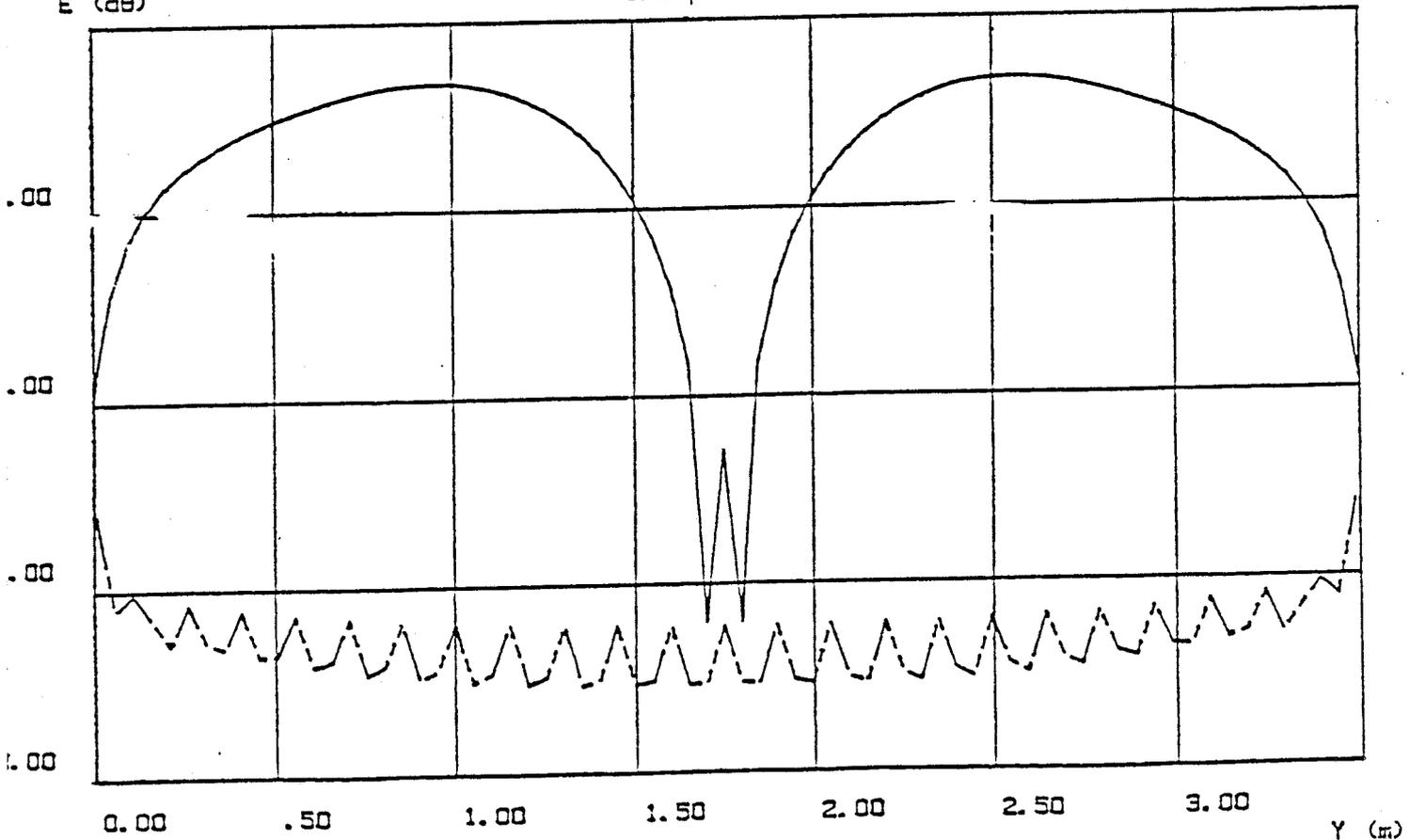


PLANCHE 8-b

Comme nous l'avons signalé, l'atténuation pour $\theta = 15^\circ$ par exemple est beaucoup plus importante pour un tunnel 1 voie, donc de faible section, que pour un tunnel 2 voies. Autrement dit cela signifie que le diagramme de rayonnement du tunnel est plus étroit si la section de celui-ci est faible. Cela peut paraître surprenant à priori si on compare ce résultat à celui du rayonnement de grandes ouvertures éclairées en tout point par une onde équiphase puisque dans ce cas le gain de l'ouverture est directement proportionnel à la surface de celle-ci.

Cependant la configuration est ici tout à fait différente car l'excitation de l'ouverture fait intervenir des réflexions multiples sur les parois du tunnel, le coefficient de réflexion diminuant fortement pour des rayons arrivant sous un angle d'incidence élevé. La comparaison des courbes de la planche 9 a et b fait d'ailleurs nettement apparaître que la diminution du champ total rayonné hors axe par un tunnel 1 voie est due à la faible amplitude du champ réfléchi.

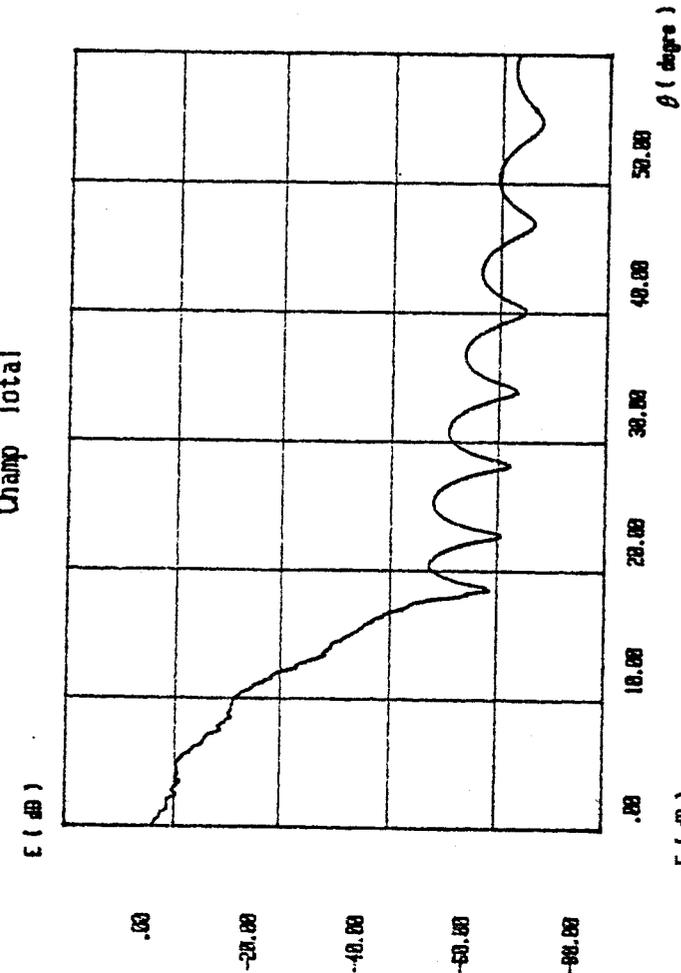
Lorsque θ augmente et atteint 60° par exemple, seul le champ diffracté joue un rôle. L'angle d'incidence sur le bord diffractant dû aux réflexions multiples à l'intérieur du tunnel peut être faible, que ce soit pour un tunnel 1 voie ou pour un tunnel 2 voies. L'atténuation du champ est donc du même ordre de grandeur pour les deux configurations (60 dB pour $\theta = 60^\circ$).

II.4 - Influence de la polarisation

Nous avons vu lors de l'étude de la propagation tunnel - tunnel que l'affaiblissement du champ à grande distance est minimum lorsque l'antenne d'émission est parallèle aux plus grands côtés du guide [27]. Il serait donc intéressant d'étudier l'influence de l'orientation des antennes sur le diagramme de rayonnement du tunnel.

Considérons donc un tunnel 2 voies de 6.2 m de large et 4 m de haut, l'émetteur étant centré sur une voie.

Champ Total



Champ Reflechi

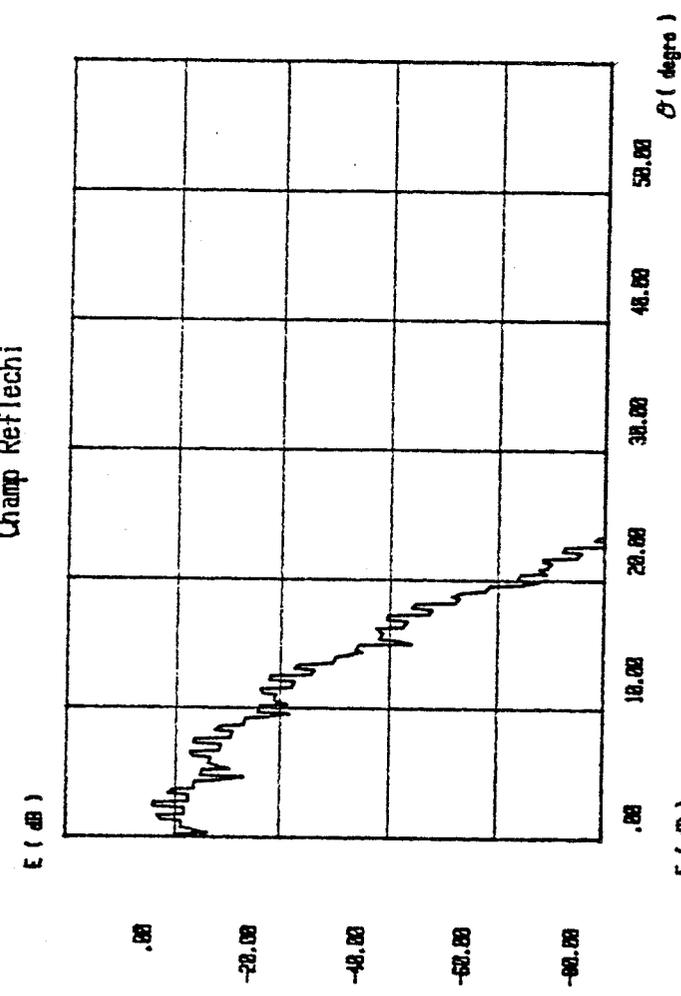


PLANCHE 9-a

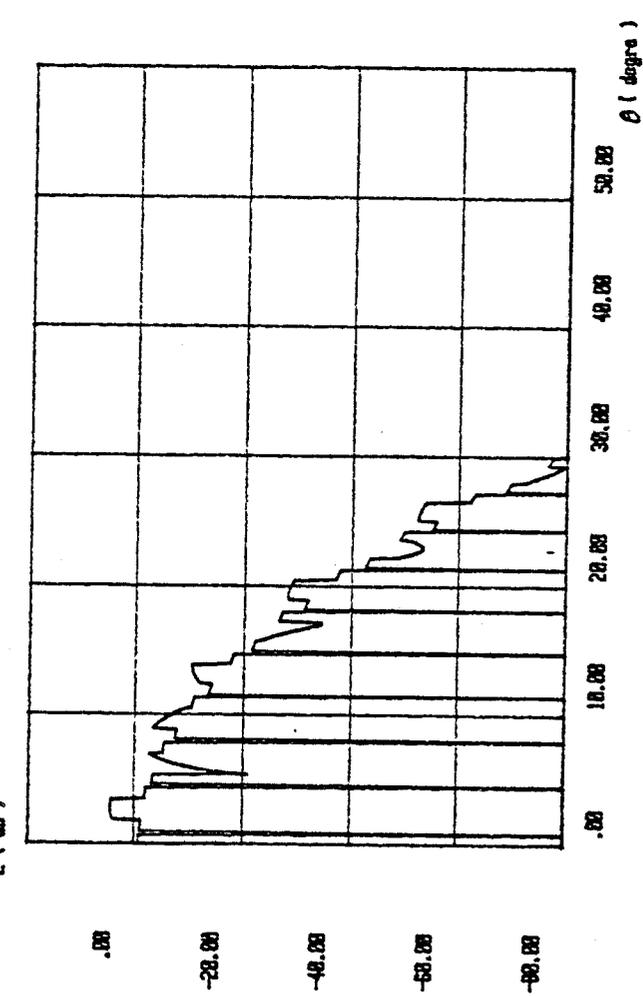
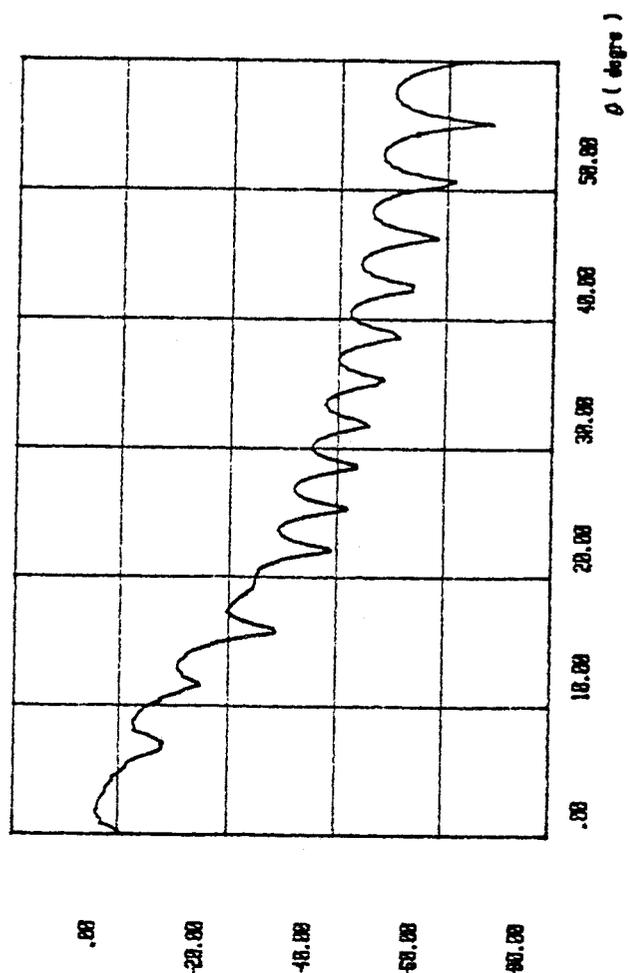


PLANCHE 9-b

Les courbes de la planche 10-a représentent le diagramme de rayonnement du tunnel calculé à 500 m de l'ouverture dans un plan horizontal et dans les deux cas de polarisation. Nous constatons que lorsque la polarisation est horizontale le champ rayonné décroît rapidement dans les 25 premiers degrés. C'est-à-dire dans la zone où le champ réfléchi est important. Cependant, compte tenu de la distance importante entre le récepteur et le plan d'ouverture, des considérations géométriques simples montrent que seules les sources images situées sur une droite horizontale passant par l'émetteur vont contribuer au champ total. Ces sources images vont donc correspondre à des rayons se réfléchissant sur les parois verticales du tunnel. Celui-ci va donc se comporter comme deux plans parallèles excités par une antenne qui leur est perpendiculaire. Les ondes réfléchies sont soumises au phénomène de Brewster et leur coefficient de réflexion est relativement faible. Ceci explique l'atténuation importante du rayonnement du tunnel hors axe et dans un plan horizontal pour une excitation par une antenne horizontale. Au-delà de 25° seule la diffraction intervient et la décroissance du champ est pratiquement identique dans les deux cas de polarisation.

Les courbes de la planche 10-b montrent la variation du champ électrique en fonction de la distance Emetteur - Récepteur. La polarisation horizontale donne dans ce cas un champ rayonné plus important, car ce sont les réflexions sur les parois parallèles à l'antenne qui vont imposer le comportement du champ.

II.5 - Diagramme de rayonnement (prise en compte du plan réflecteur)

Pour étudier le rayonnement du tunnel dans le cas réel, il faut tenir compte du plan réflecteur en sortie traduisant la présence du sol dans le prolongement de la bande de roulement du tunnel. Dans ces conditions divers types de rayons vont contribuer au champ rayonné total :

- * les rayons réfléchis vers l'espace libre
- * les rayons diffractés par les trois bords et par les coins vers l'espace libre
- * les rayons diffractés par les bords et par les coins vers le sol puis réfléchis vers l'espace libre.

----- champ rayonne en polarisation horizontale

————— champ rayonne en polarisation verticale

E (dB)

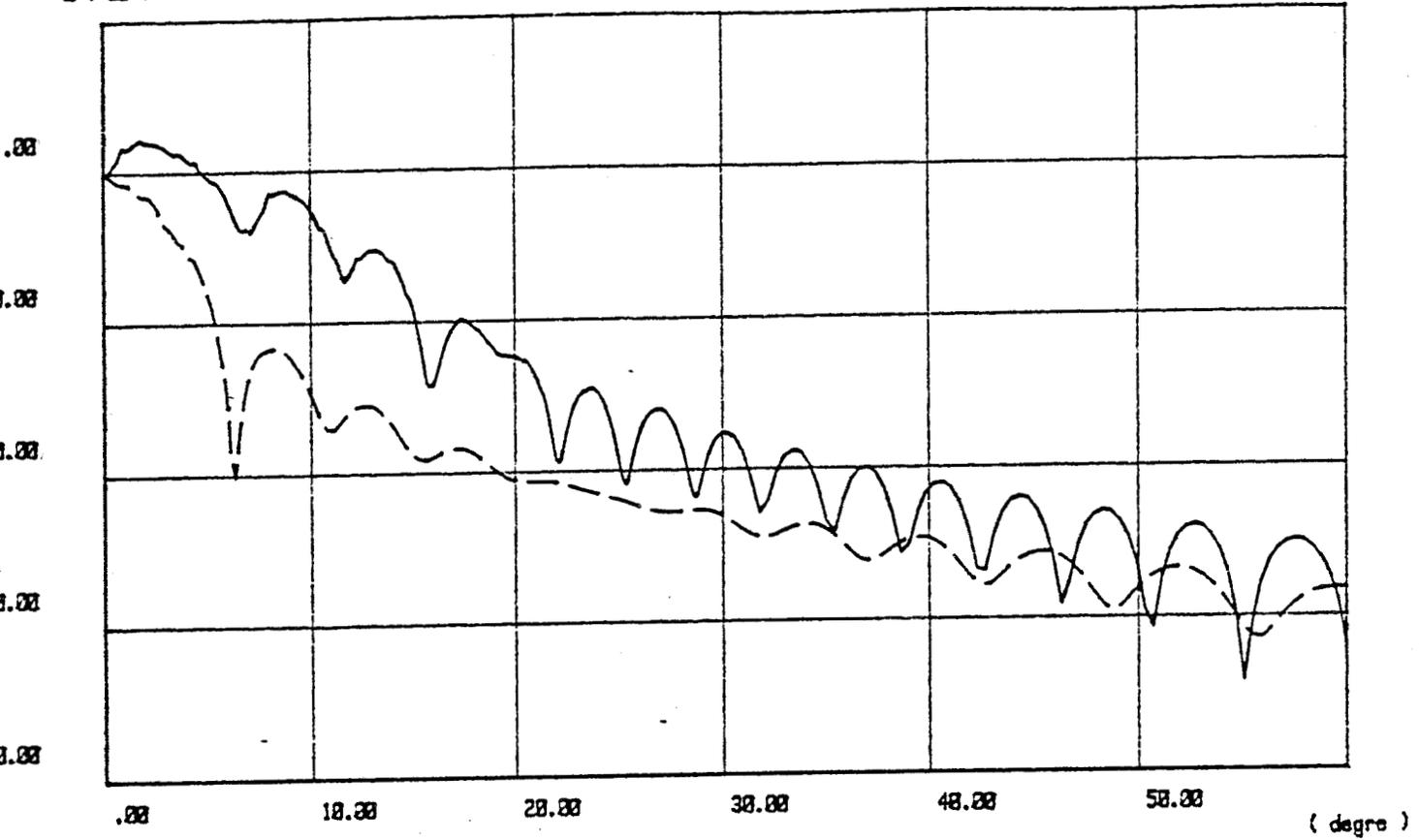


PLANCHE 10-a

E (dB)

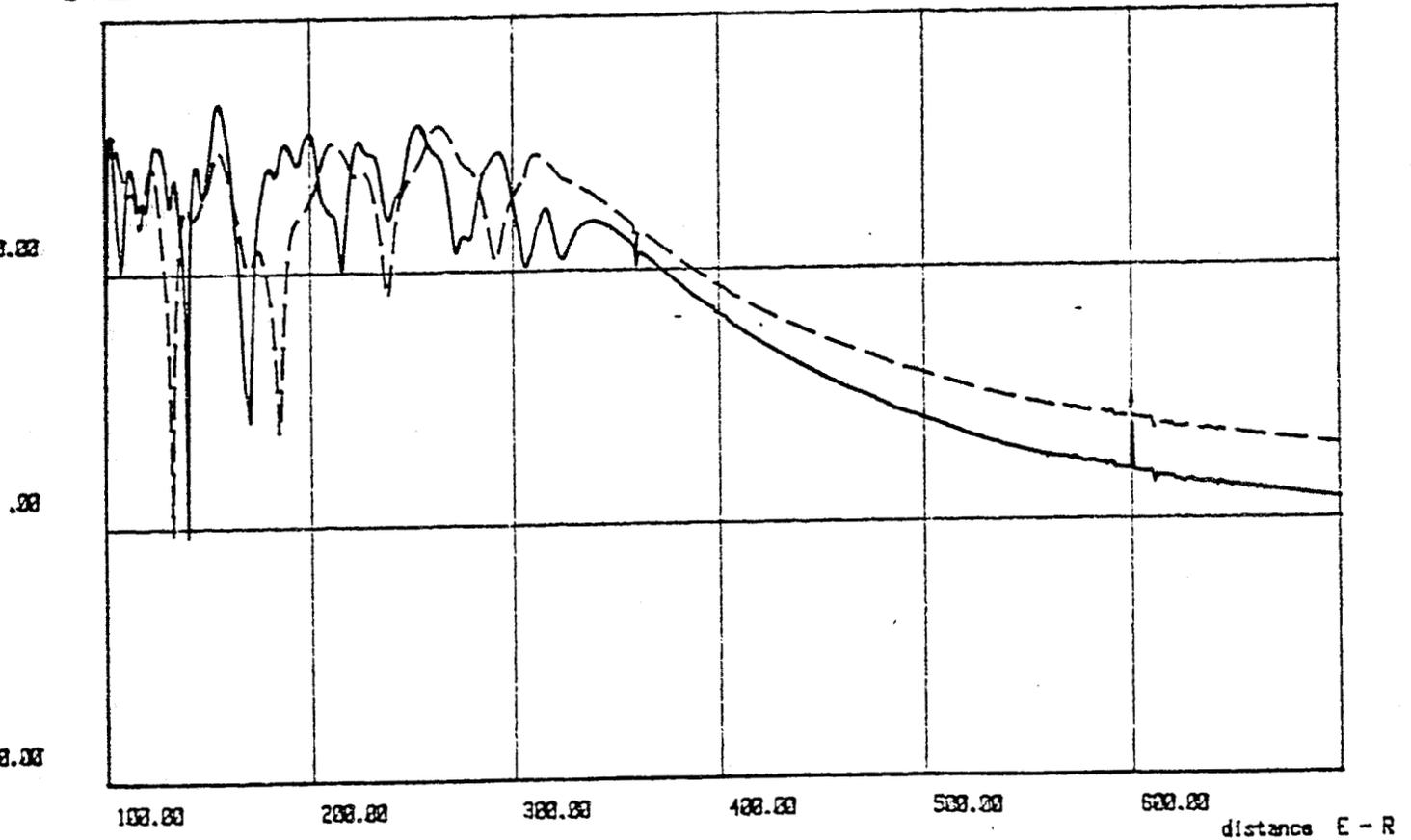


PLANCHE 10-b

Les rayons diffractants au niveau des bords proviennent des émetteurs images du côté opposé à ceux-ci. Pour chacun de ces émetteurs on peut définir des zones où il faut tenir compte des différents types de rayons. La figure 8 montre dans un plan vertical quelles sont les zones que l'on rencontre si l'on considère comme origine des rayons l'émetteur image $S_{m,n}$. On notera E_i champ électrique "direct provenant de $S_{m,n}$ ", E_d le champ diffracté par les bords et les coins situés du côté opposé à $S_{m,n}$ et E_{dr} le champ diffracté puis réfléchi par le sol.

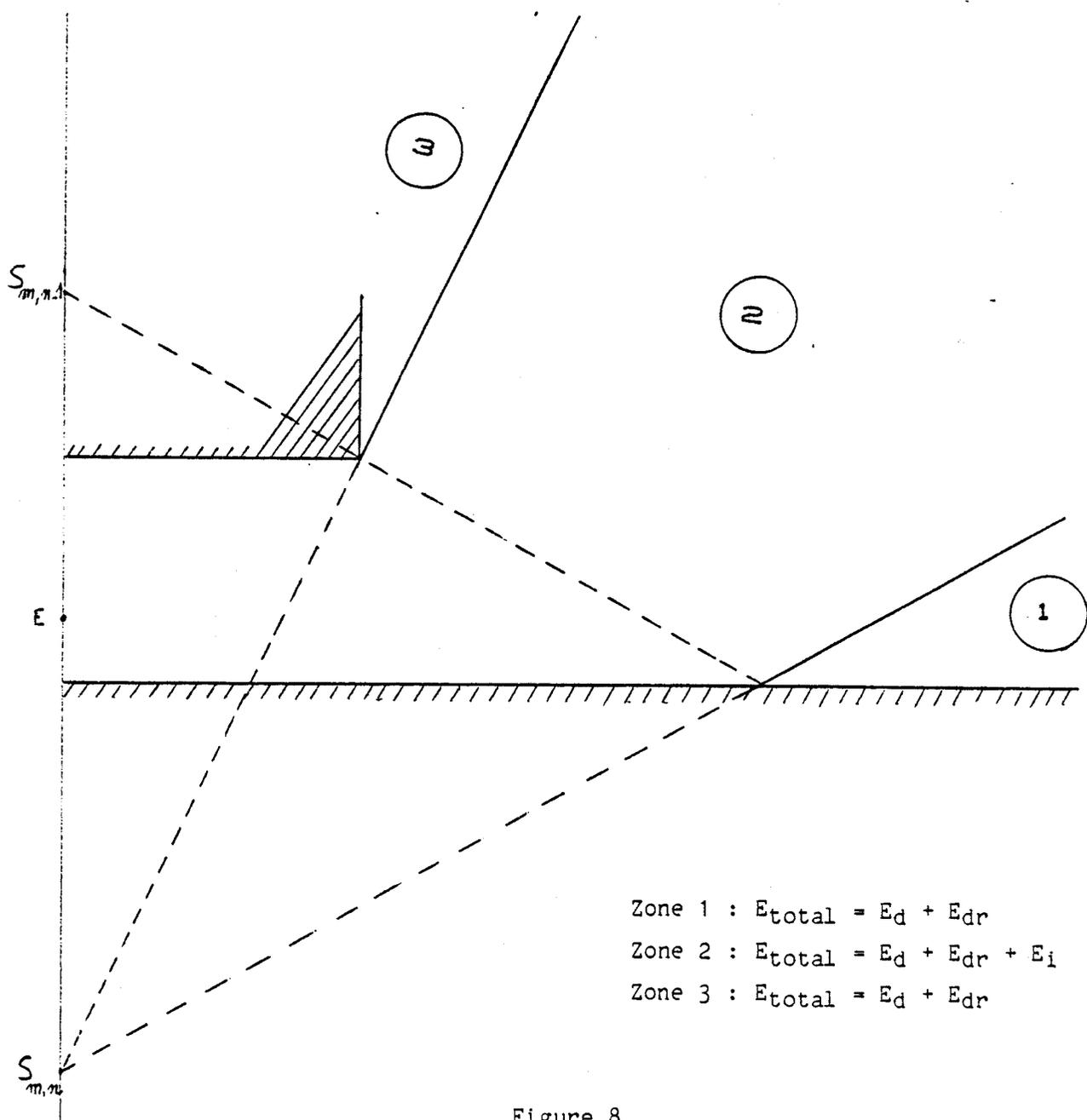


Figure 8

Pour un tunnel 2 voies et dans les mêmes conditions que précédemment, on a tracé planche 11-a l'évolution du champ diffracté par les trois bords et par les coins pour un angle θ variant de 0 à 60° et les courbes de la planche 11-b montrent la variation du champ réfléchi et du champ total. On remarque, comme dans le cas du tunnel débouchant sur l'espace libre, que c'est la diffraction qui devient prépondérante au delà de 25°.

La planche 12 montre la comparaison entre les diagrammes de rayonnement obtenus dans un plan horizontal, en supposant que le tunnel débouche en espace libre et celui que l'on obtient si le plan de sol est pris en compte. On remarque que l'allure des courbes avec ou sans plan de masse est tout à fait semblable mais on note toutefois une diminution de l'amplitude en présence du plan réflecteur. On peut remarquer que la présence du plan de sol se traduit d'une part par la disparition de toute diffraction par le bord inférieur et d'autre part par le fait que certains rayons diffractés (par les bords ainsi que par les coins associés à chacun des bords) vont se réfléchir sur le plan avant d'atteindre le récepteur. Pour des positions du point de réception tel que $\theta > 30^\circ$, seule la diffraction est présente ; or dans cette zone le champ diffracté par les bords horizontaux est négligeable puisque les dipôles contribuant à cette diffraction sont ceux situés à des distances relativement grandes du bord (figure 9). A titre indicatif les courbes de la planche 13 représentent ainsi les contributions respectives de la diffraction due aux bords verticaux et horizontaux. Le champ diffracté direct du aux bords verticaux est le même dans les deux configurations et on peut donc conclure que c'est ce champ diffracté puis réfléchi par le sol qui est à l'origine de la diminution du champ en présence du plan réflecteur (figure 10). Signalons toutefois que ceci n'est pas un résultat général comme on peut le constater sur la planche 14 où sont représentés les diagrammes de rayonnement dans un plan vertical. Remarquons dans ce cas que ce sont les bords horizontaux qui sont à diffraction dominante.

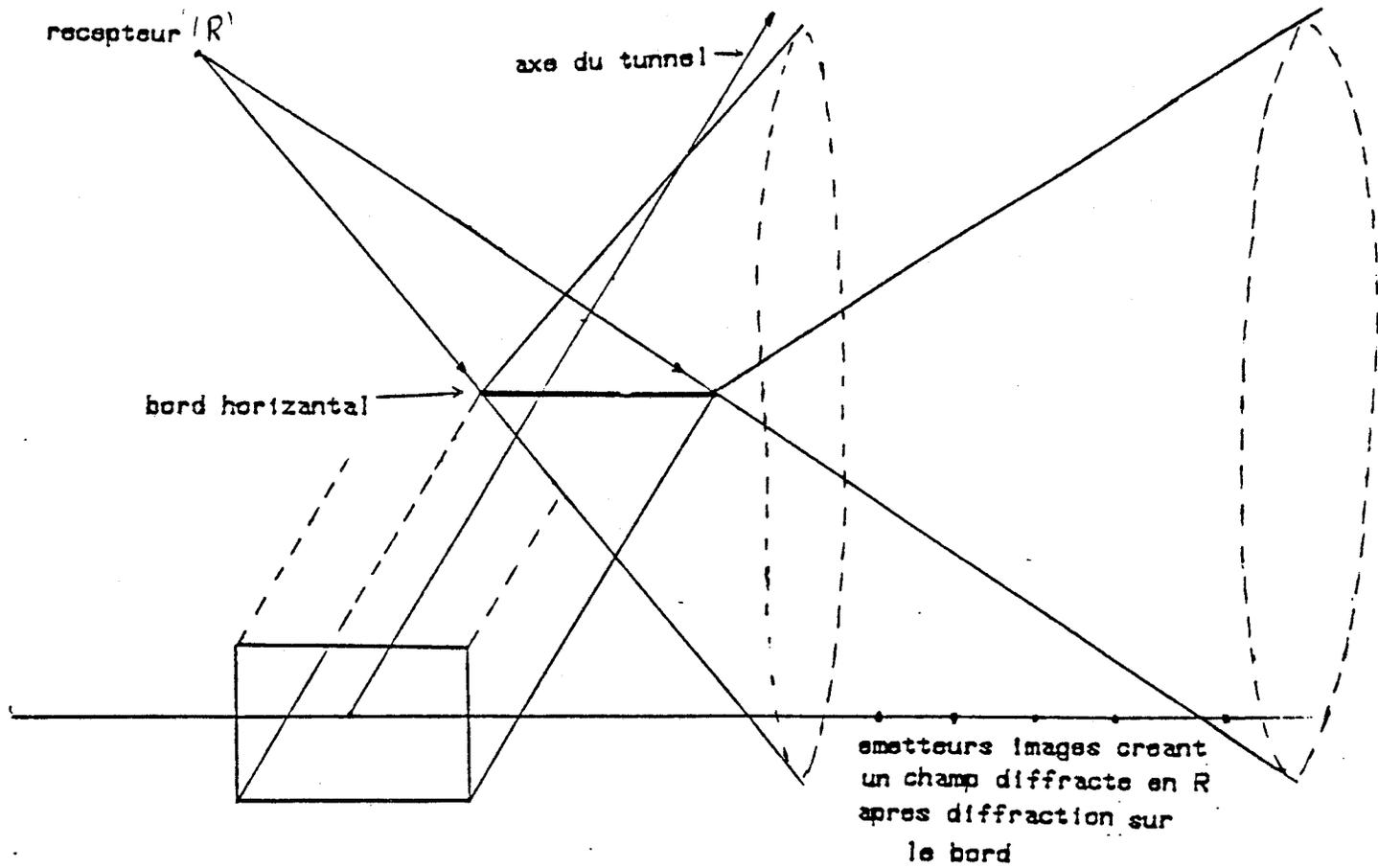


Figure 9

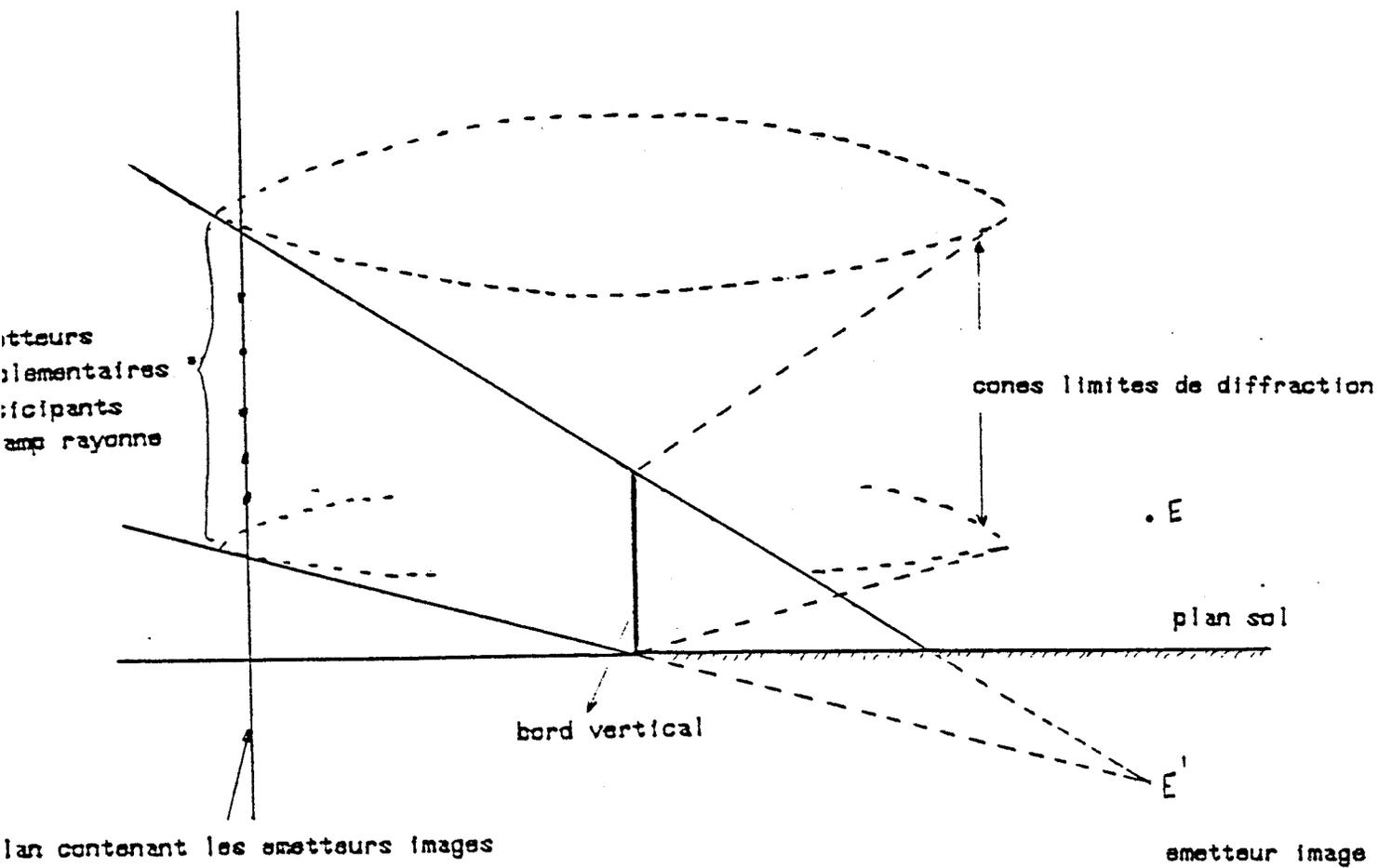


Figure 10

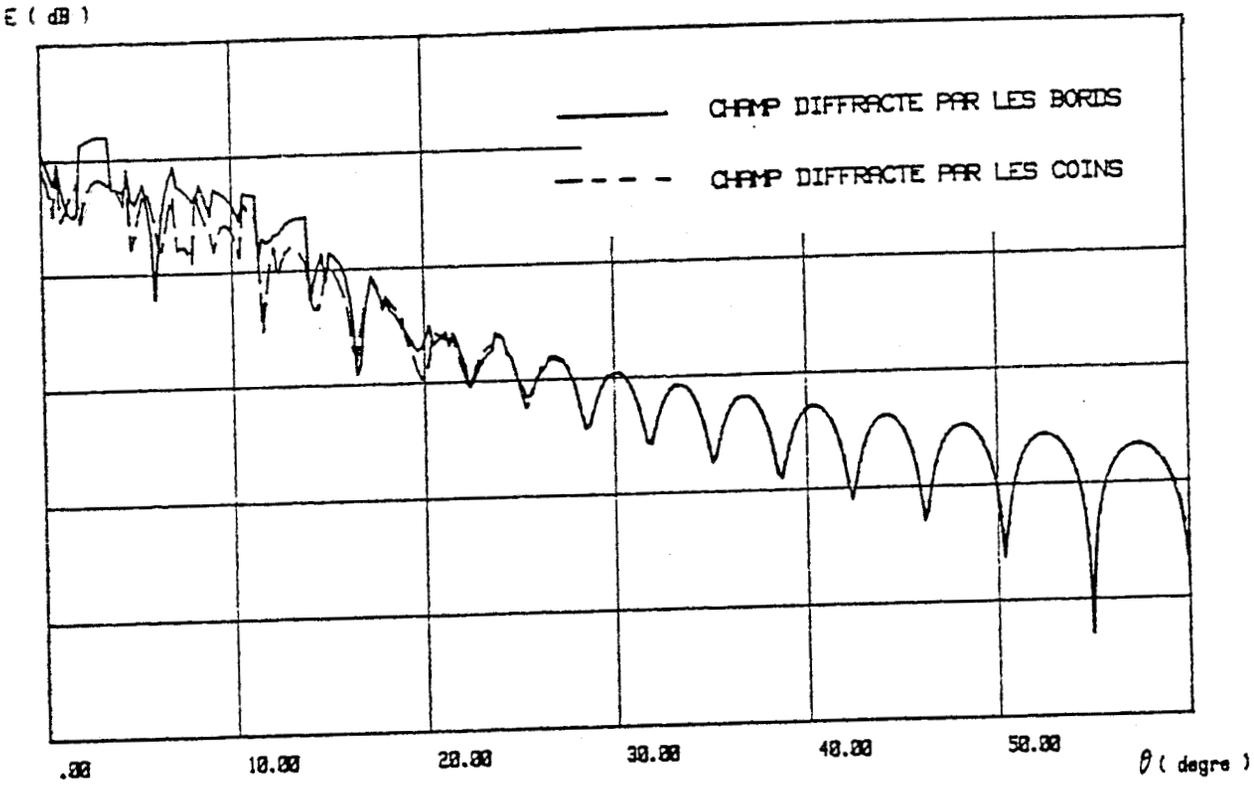
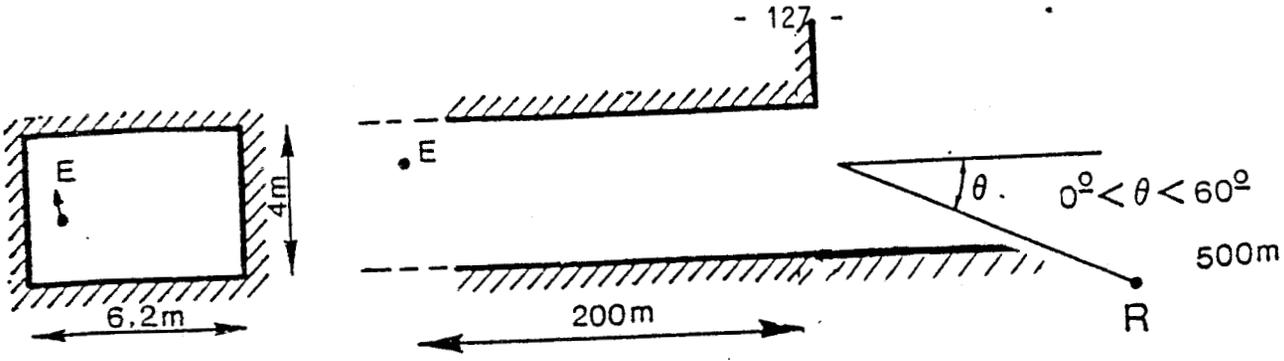


PLANCHE 11-a

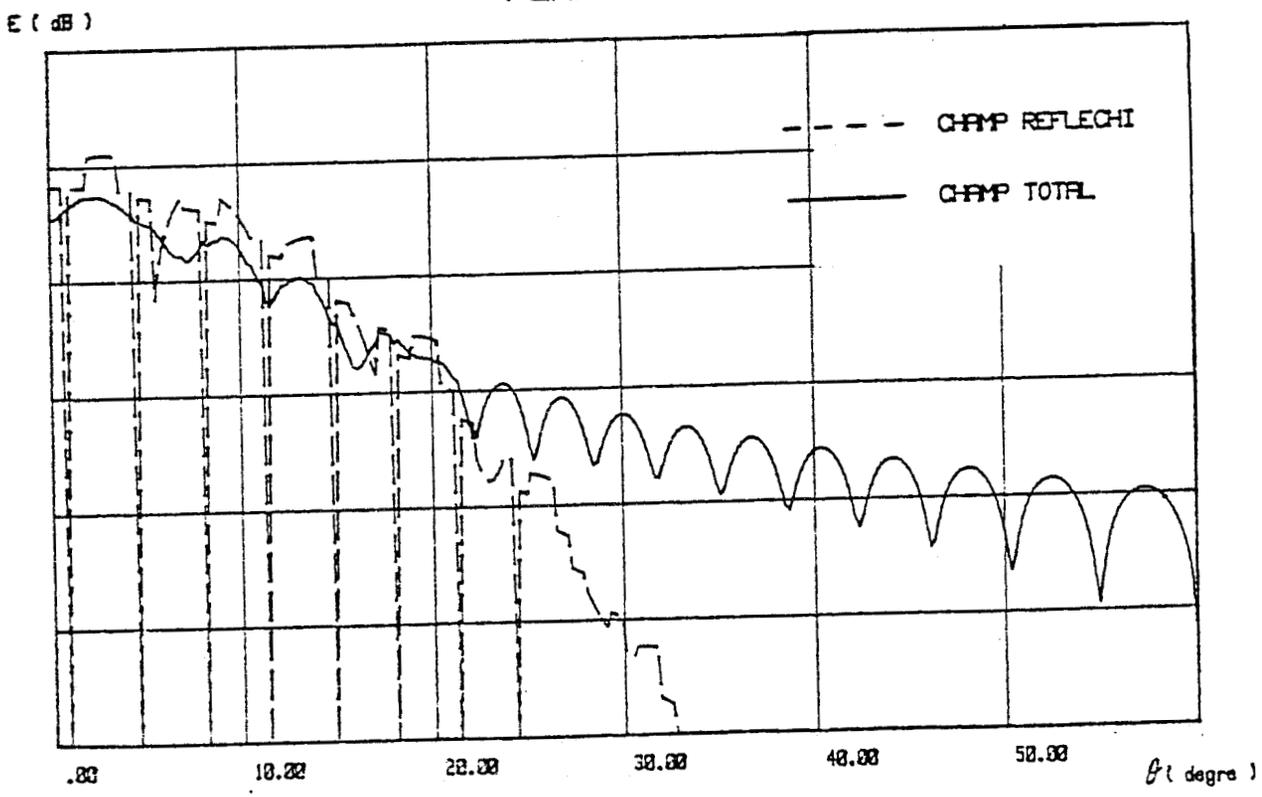
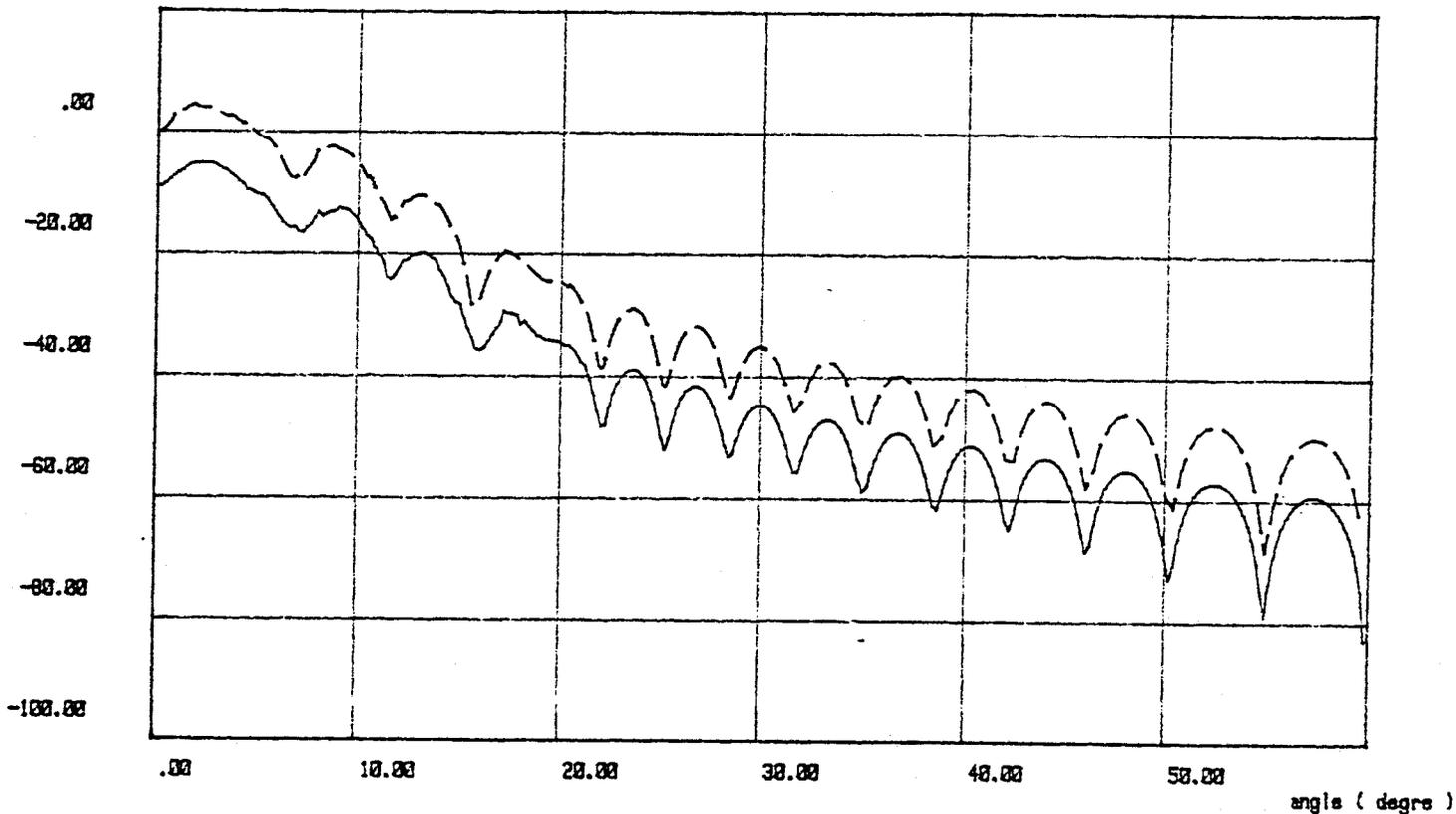


PLANCHE 11-b

- : RAYONNEMENT EN PRESENCE DU PLAN REFLECTEUR
- - - : RAYONNEMENT EN ESPACE LIBRE

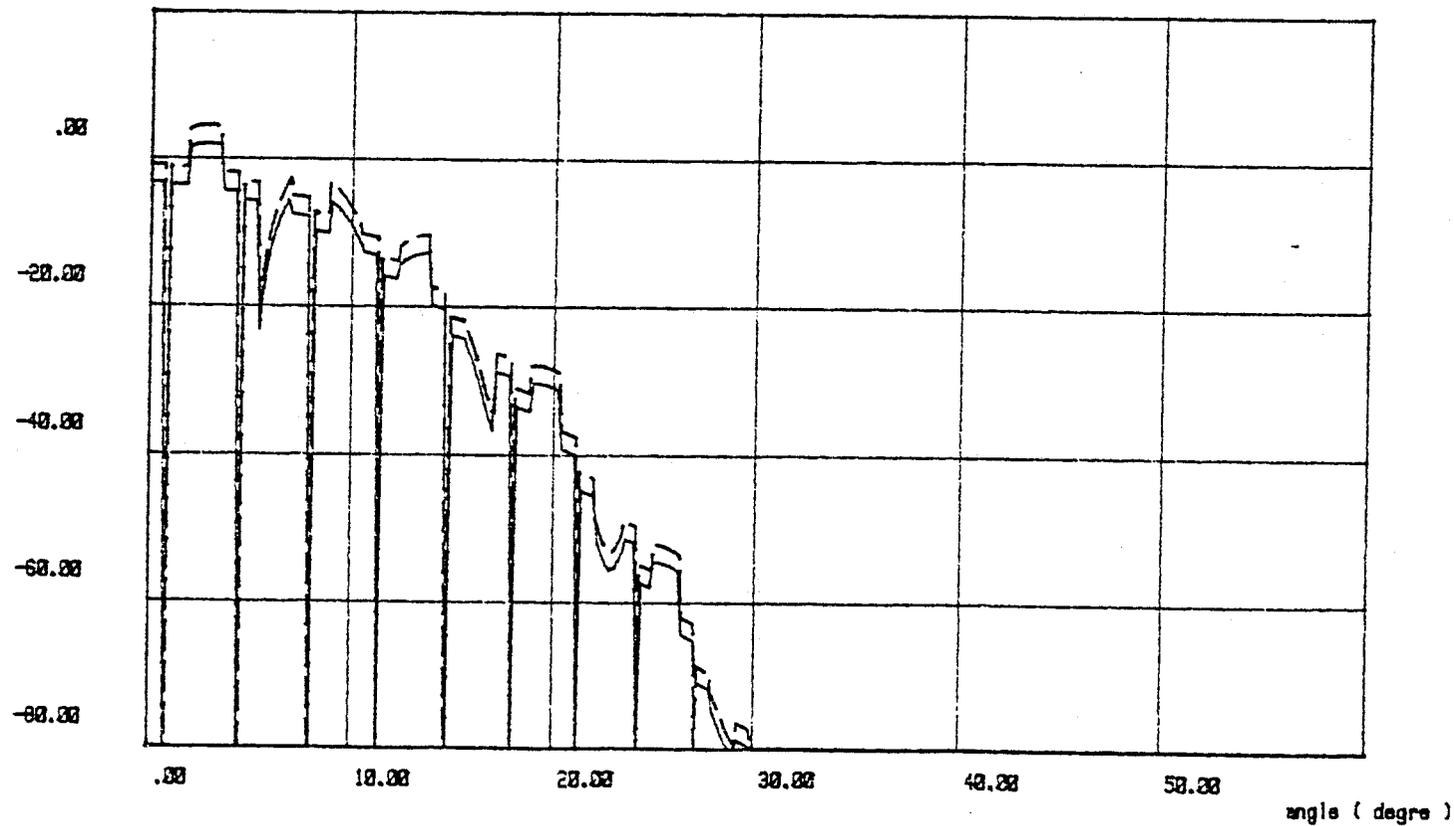
CHAMP RAYONNE TOTAL

E (dB)



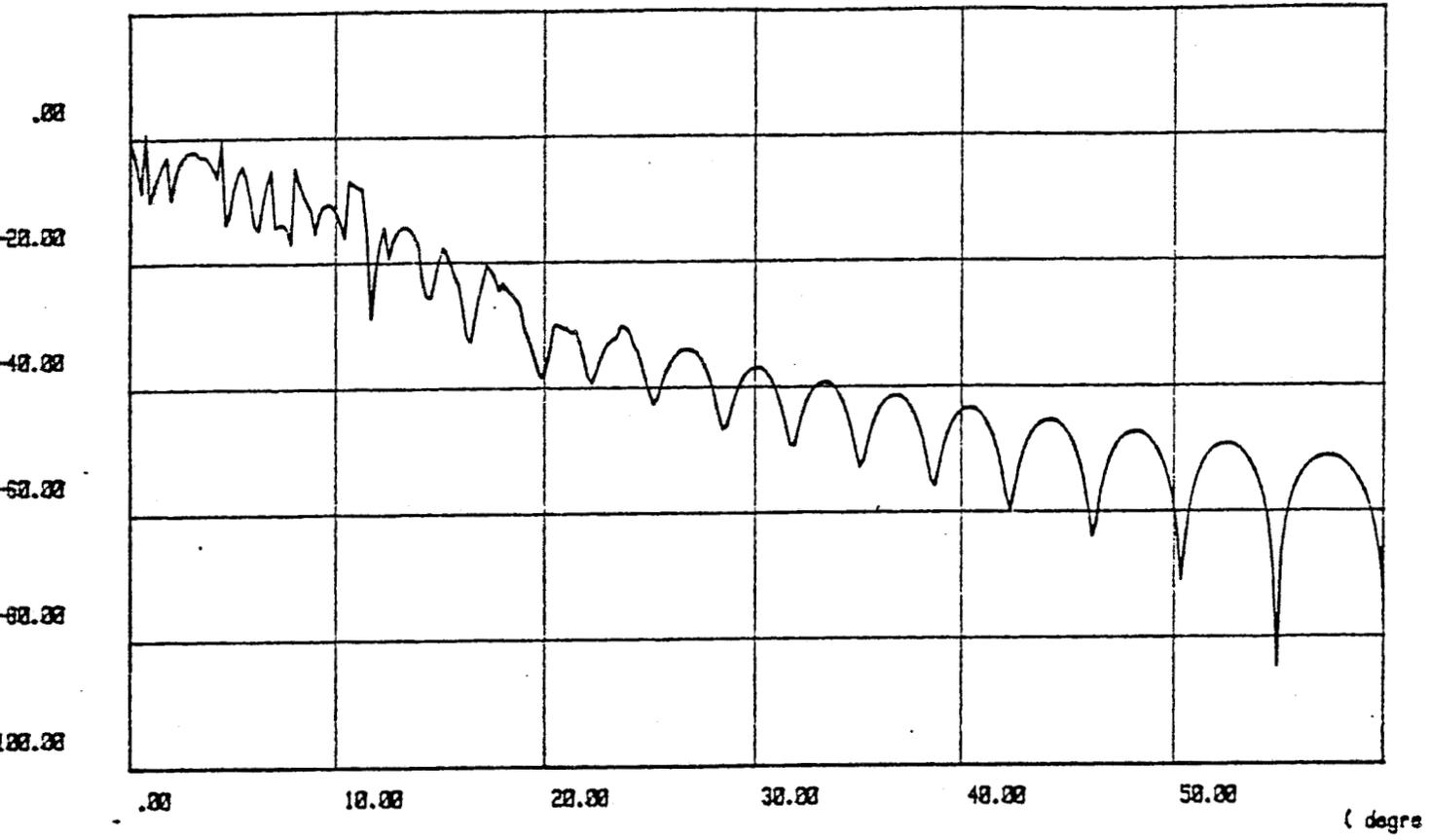
RAYONNEMENT DU AUX RAYONS REFLECHI

E (dB)



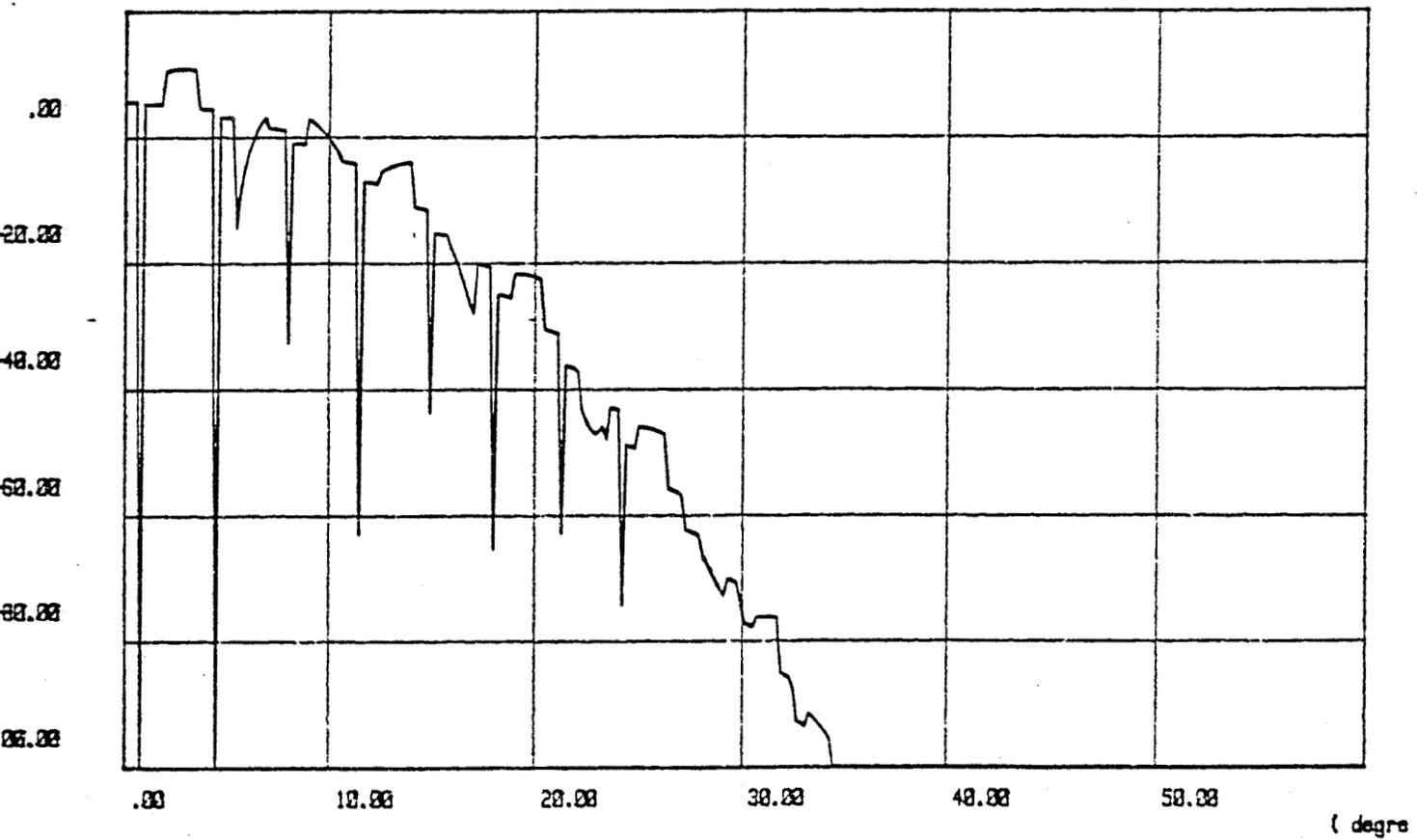
contribution des bords verticaux

E (dB)



contribution des bords horizontaux

E (dB)

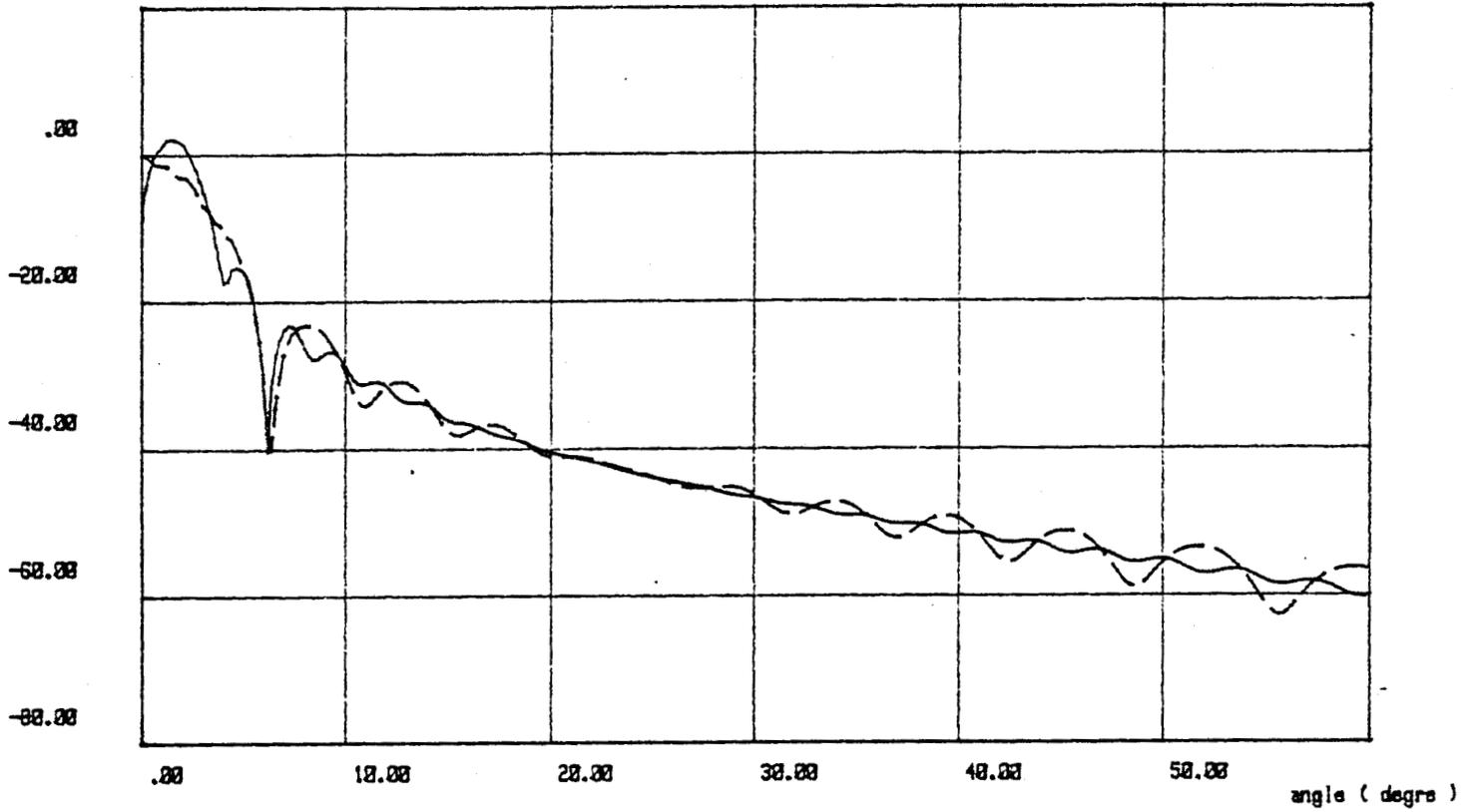


— : RAYONNEMENT EN PRESENCE DU PLAN REFLECTEUR

- - - : RAYONNEMENT EN ESPACE LIBRE

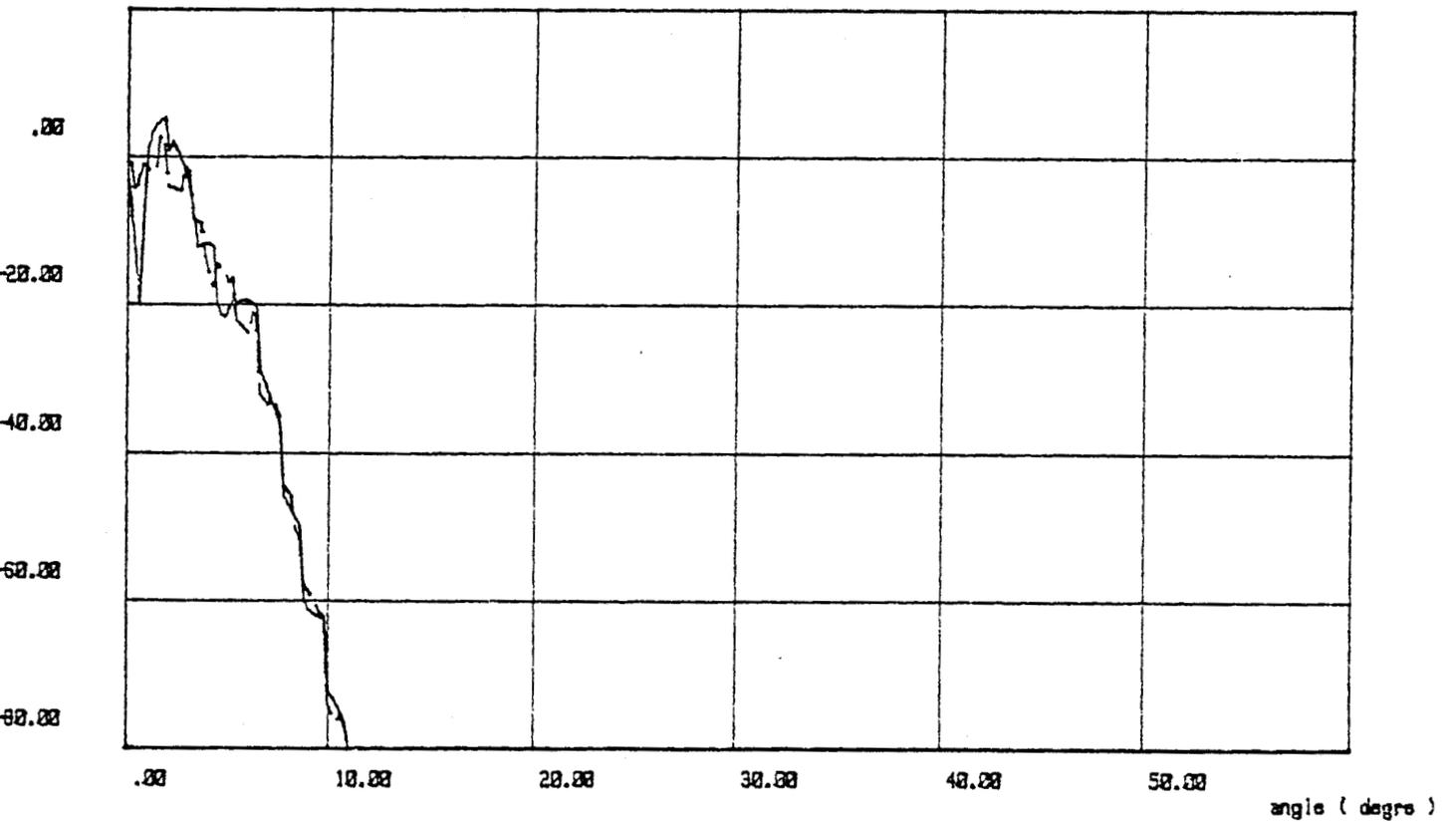
CHAMP RAYONNE TOTAL : PLAN VERTICAL

E (dB)



RAYONNEMENT DU AUX RAYONS REFLECHI

E (dB)



II.6 - Comparaison du rayonnement obtenu par la théorie des ouvertures et celui obtenu par la théorie des rayons

Dans le chapitre 1 on avait étudié le rayonnement du tunnel par la théorie des grandes ouvertures mais on s'était limité, pour simplifier les expressions mathématiques, au cas de la zone lointaine définie par $r > r_L$ où $r_L = \frac{2D^2}{\lambda}$. D est la diagonale du tunnel et λ la longueur d'onde dans le vide. Nous effectuerons donc une comparaison entre les résultats obtenus par les 2 méthodes (théorie des rayons - théorie des grandes ouvertures) dans leur zone commune de validité (zone lointaine).

Les courbes des planches 15 et 16 représentent respectivement le diagramme de rayonnement pour un tunnel 1 voie obtenu par les deux méthodes pour $r = \frac{2D^2}{\lambda}$ (189 m) et pour $r = \frac{20D^2}{\lambda}$, c'est-à-dire dans le domaine de validité des expressions approchées de la zone lointaine. On remarque tout d'abord le très bon accord existant entre les deux courbes théoriques. De plus la comparaison de ces courbes montre que le diagramme de rayonnement est indépendant de la distance r , ce qui est logique puisqu'on se situe à des distances grandes par rapport à la longueur d'onde et aux dimensions transversales du tunnel.

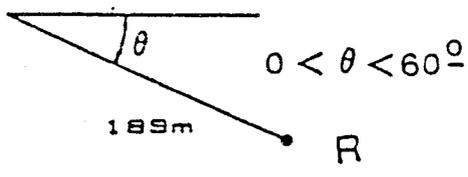
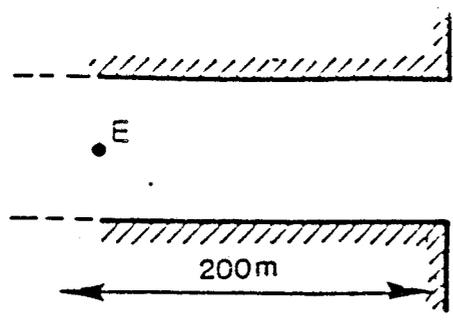
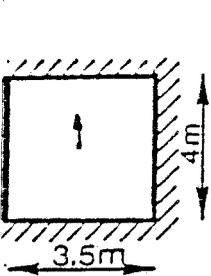
III - EXCITATION ET CHANGEMENT DE SECTION DU TUNNEL

III.1 - Excitation

III.1.1 - Introduction

L'émetteur est maintenant situé à l'extérieur du tunnel, la configuration expérimentale étant schématiquement représentée sur la figure 11.

EMETTEUR CENTRE



— THEORIE DES RAYONS
- - - THEORIE DES OUVERTURES

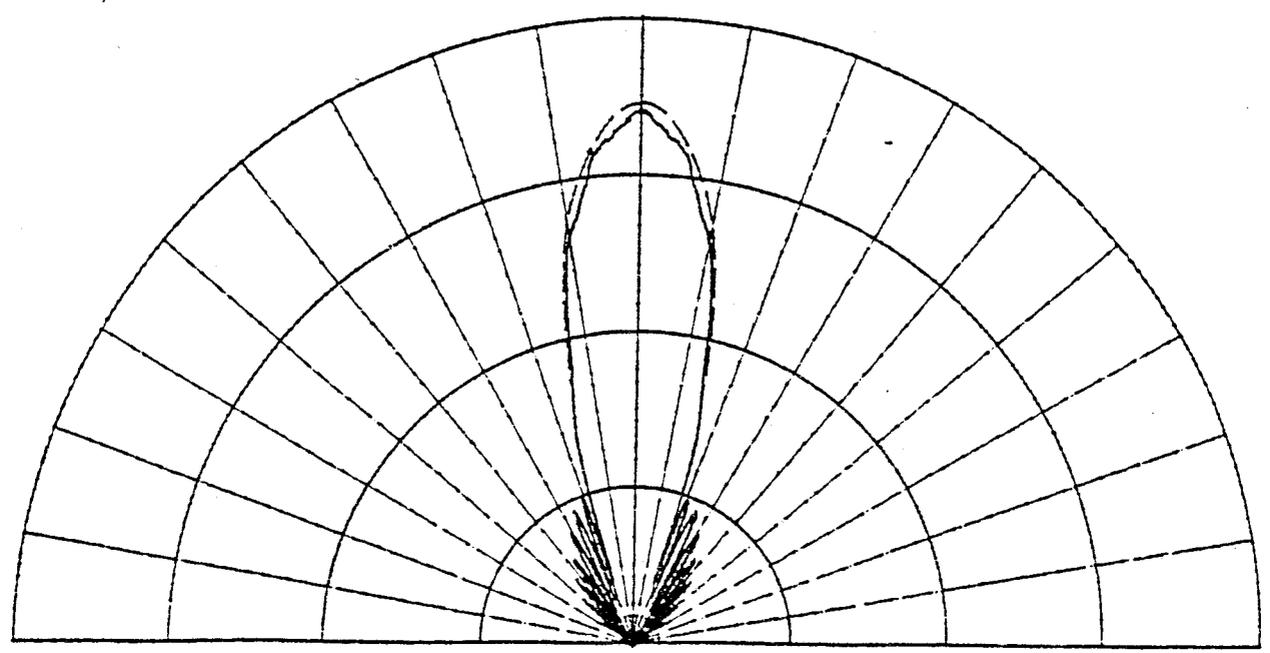
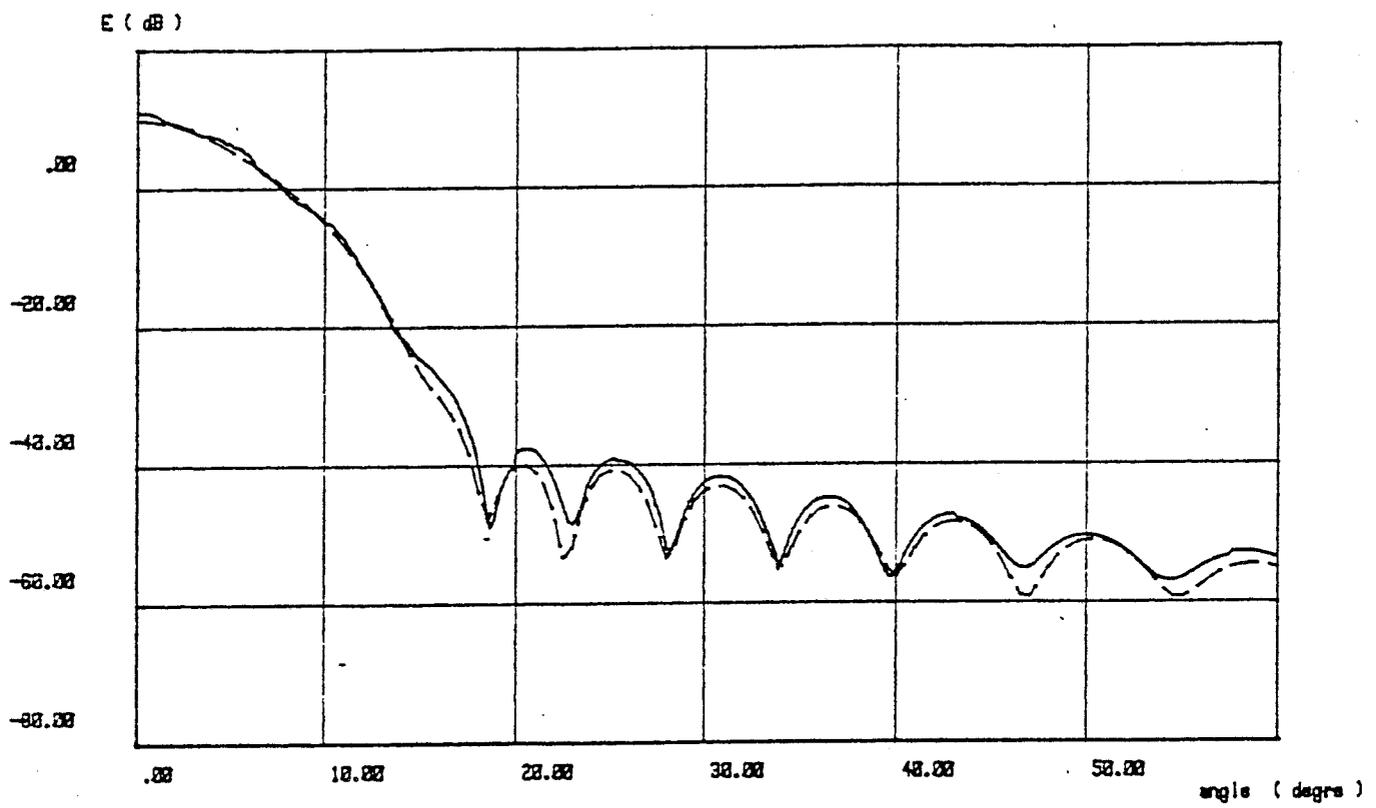
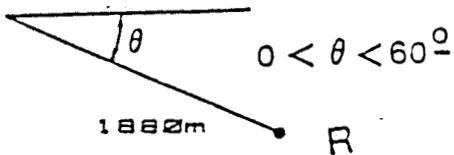
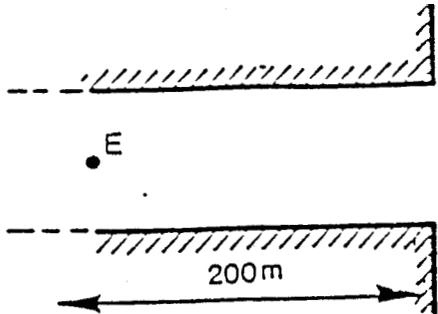
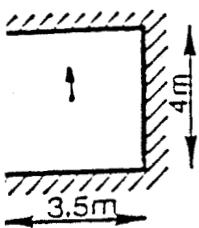
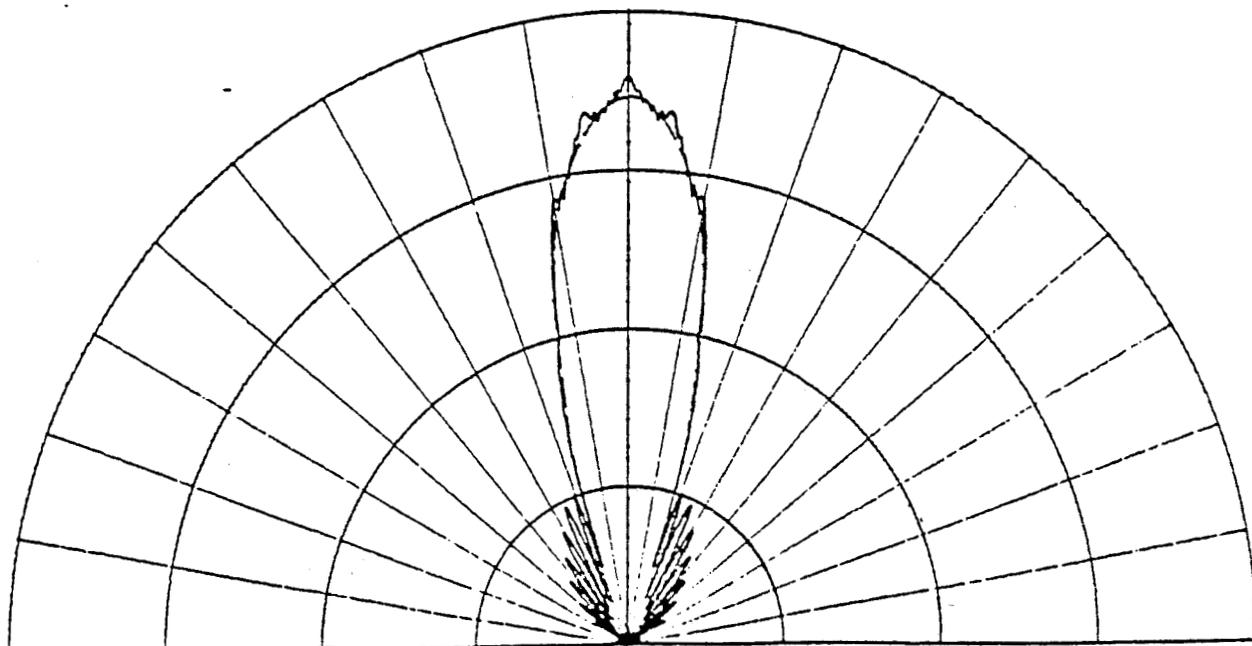
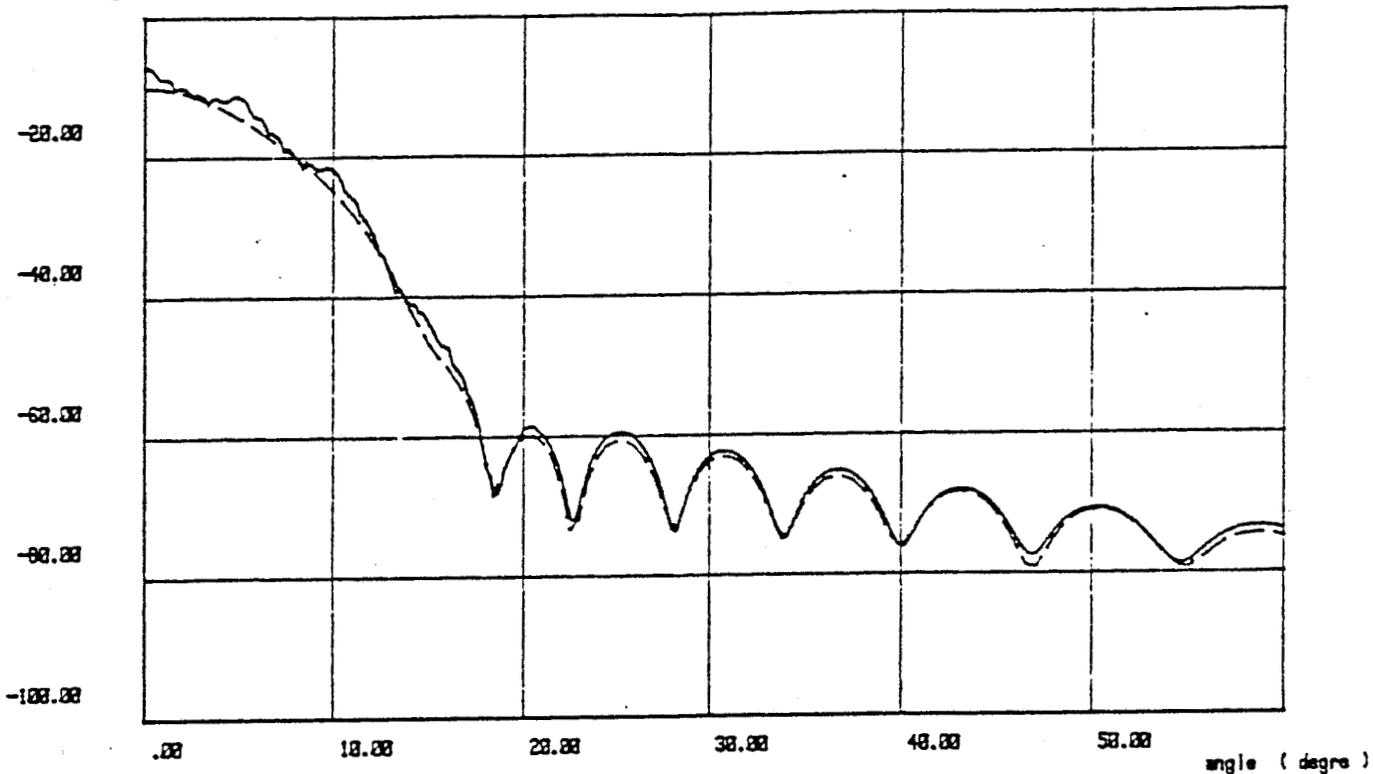


Figure 15



— THEORIE DES RAYONS
- - - THEORIE DES OUVERTURES

E (dB)



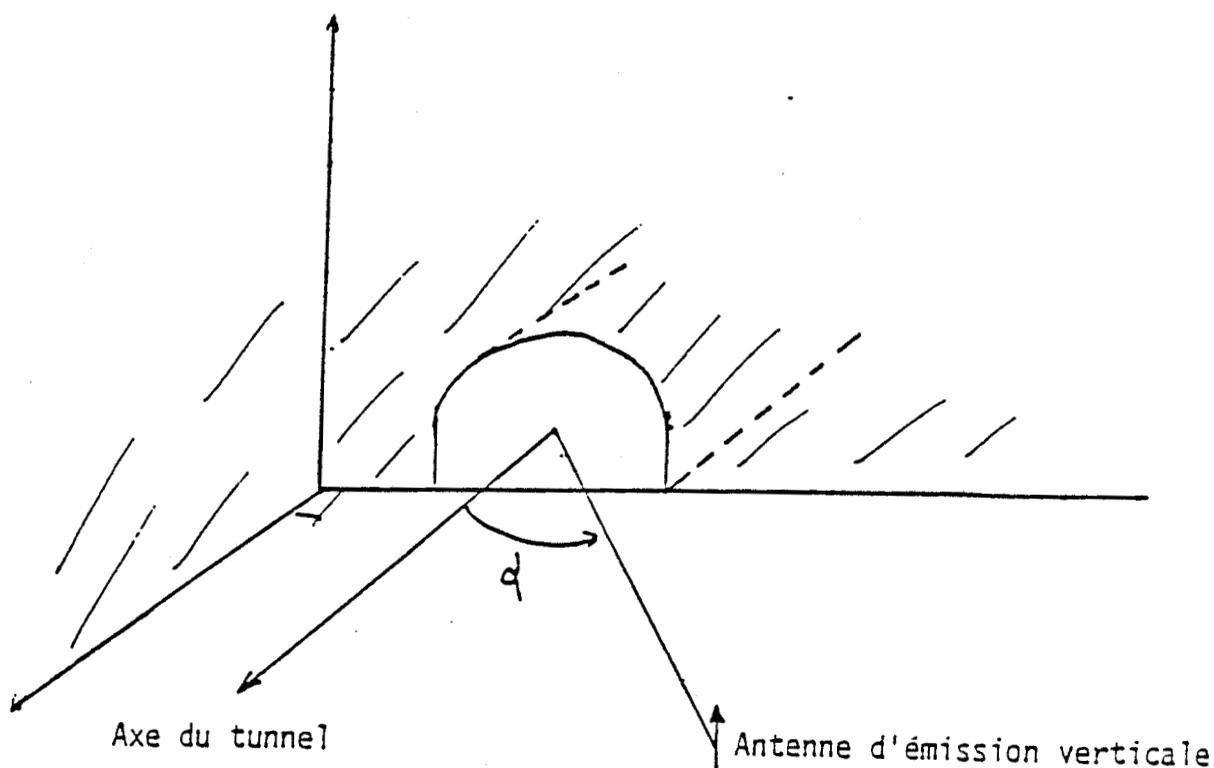


Figure 11

Les rayons directs pénétrant dans le tunnel subissent les lois classiques de la réflexion sur les parois. Cependant le coefficient de réflexion est une fonction rapidement décroissante lorsque l'angle d'incidence augmente. On assistera donc à une diminution rapide du signal réfléchi lorsque le récepteur s'enfonce dans le tunnel, et ceci d'autant plus que l'angle d'incidence α est important .

Deux autres phénomènes peuvent alors jouer un rôle prépondérant dès que le récepteur se situe à une distance suffisamment grande de l'ouverture. Tout d'abord à chaque réflexion de l'onde sur les parois du tunnel, un phénomène de diffraction et de diffusion existe, les parois n'étant pas parfaitement lisses. Ceci engendre la création d'une multitude de rayons qui pourront ensuite se réfléchir sur les parois sous faible incidence et se propager ainsi avec un faible coefficient linéique d'atténuation.

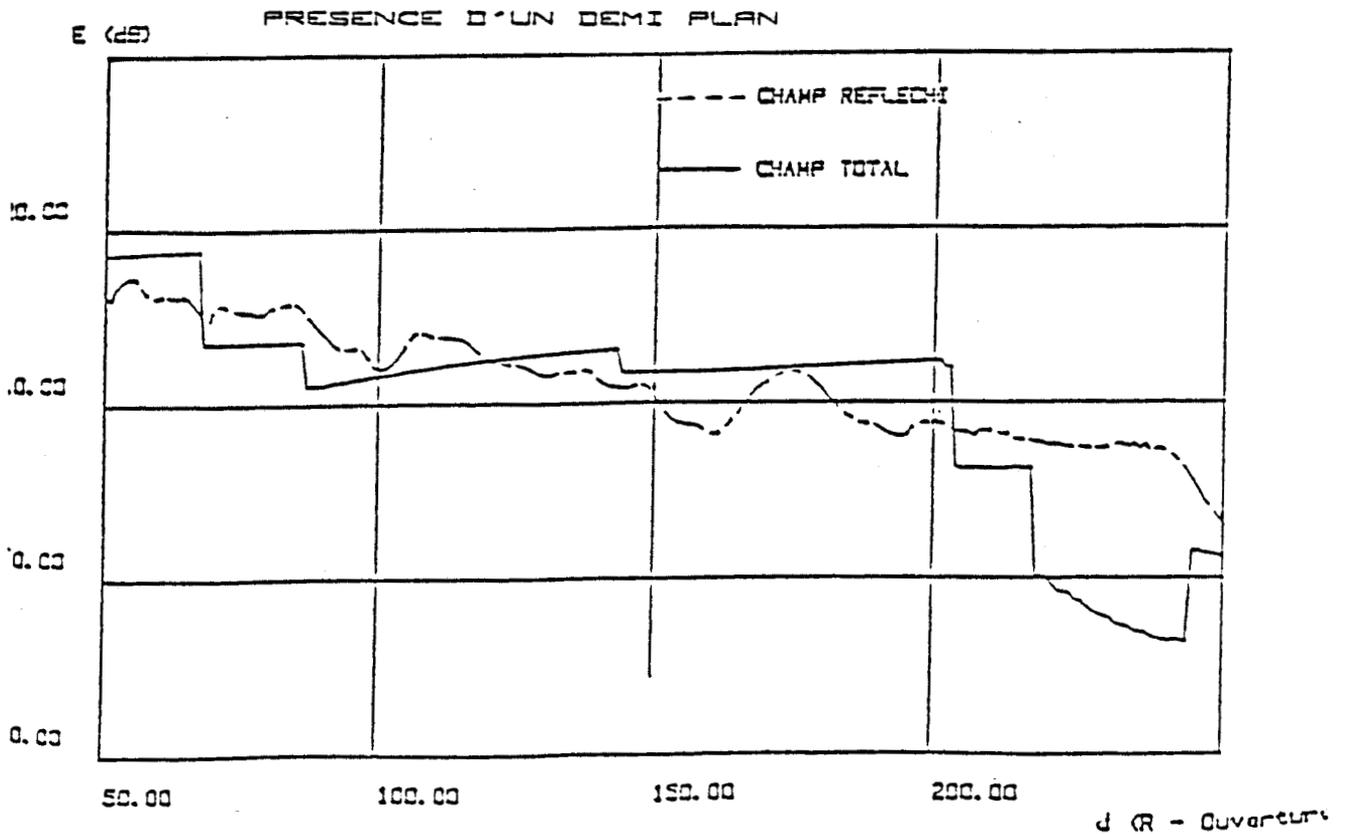
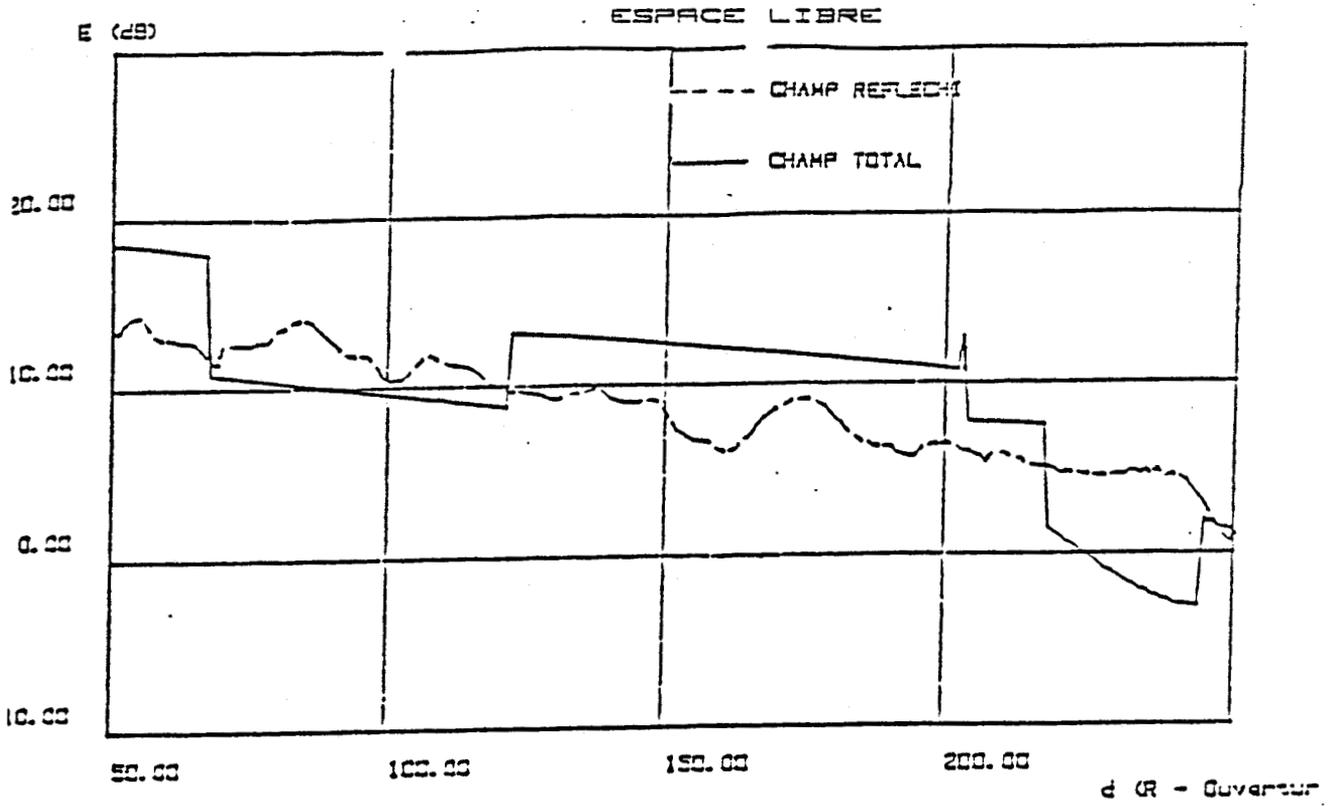
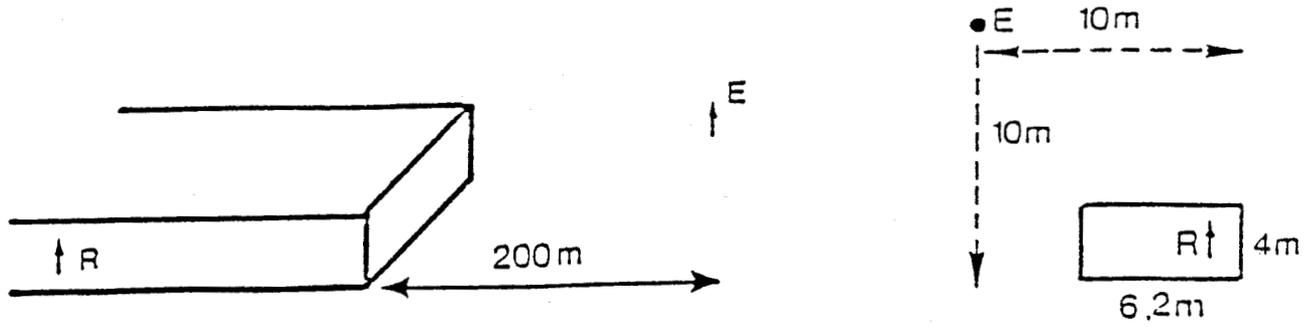
Une autre contribution au champ total provient de la diffraction de l'onde incidente par les bords et par les coins de l'ouverture. Dans ce cas également, il y aura création de rayons se propageant dans le tunnel sous incidence rasante.

La contribution due à la rugosité des parois est difficile à prendre en compte théoriquement, d'autant plus qu'il faut connaître d'une façon statistique la contribution des obstacles dans le tunnel. Nous limiterons donc notre étude au cas de parois "lisses" en ne tenant compte comme précédemment que de la diffraction dans le plan d'ouverture du tunnel, puis de la propagation dans celui-ci.

III.1.2 - Résultats théoriques

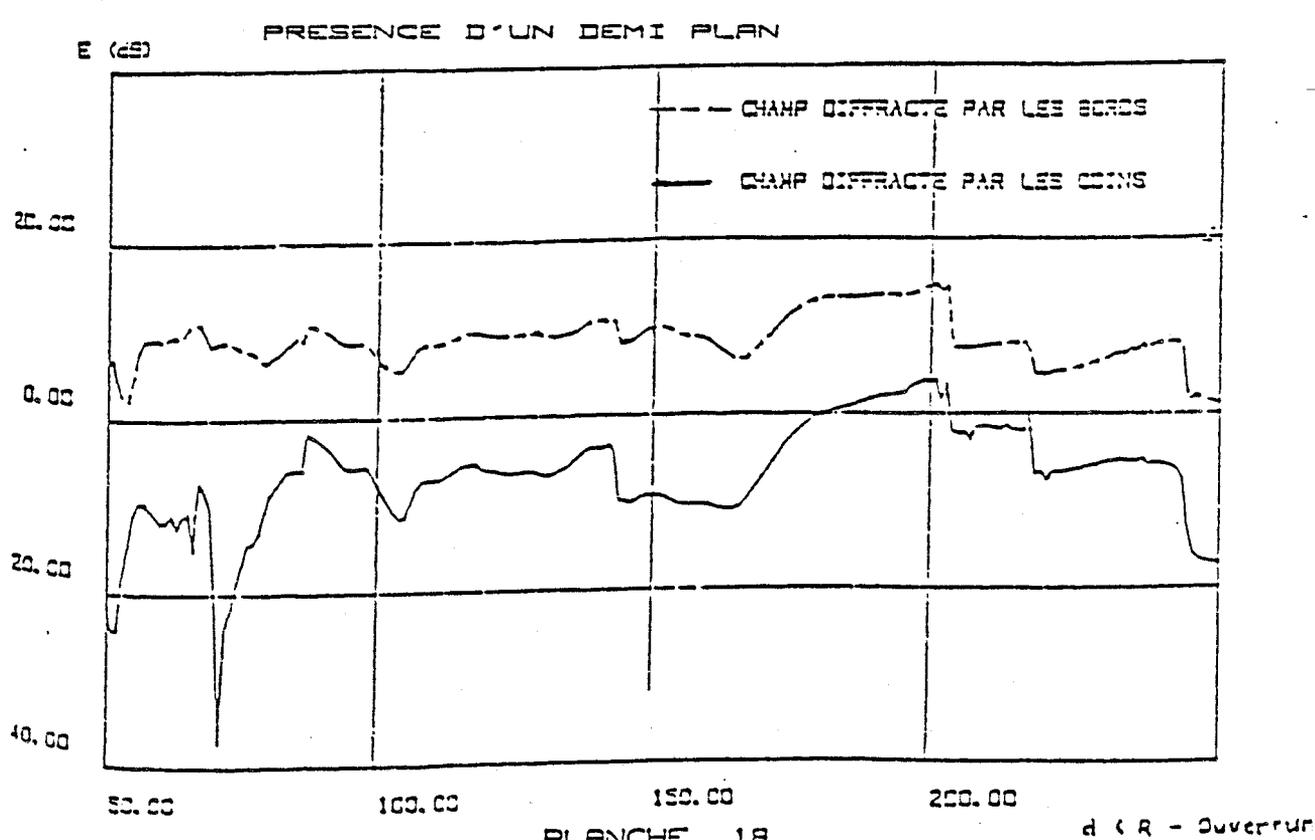
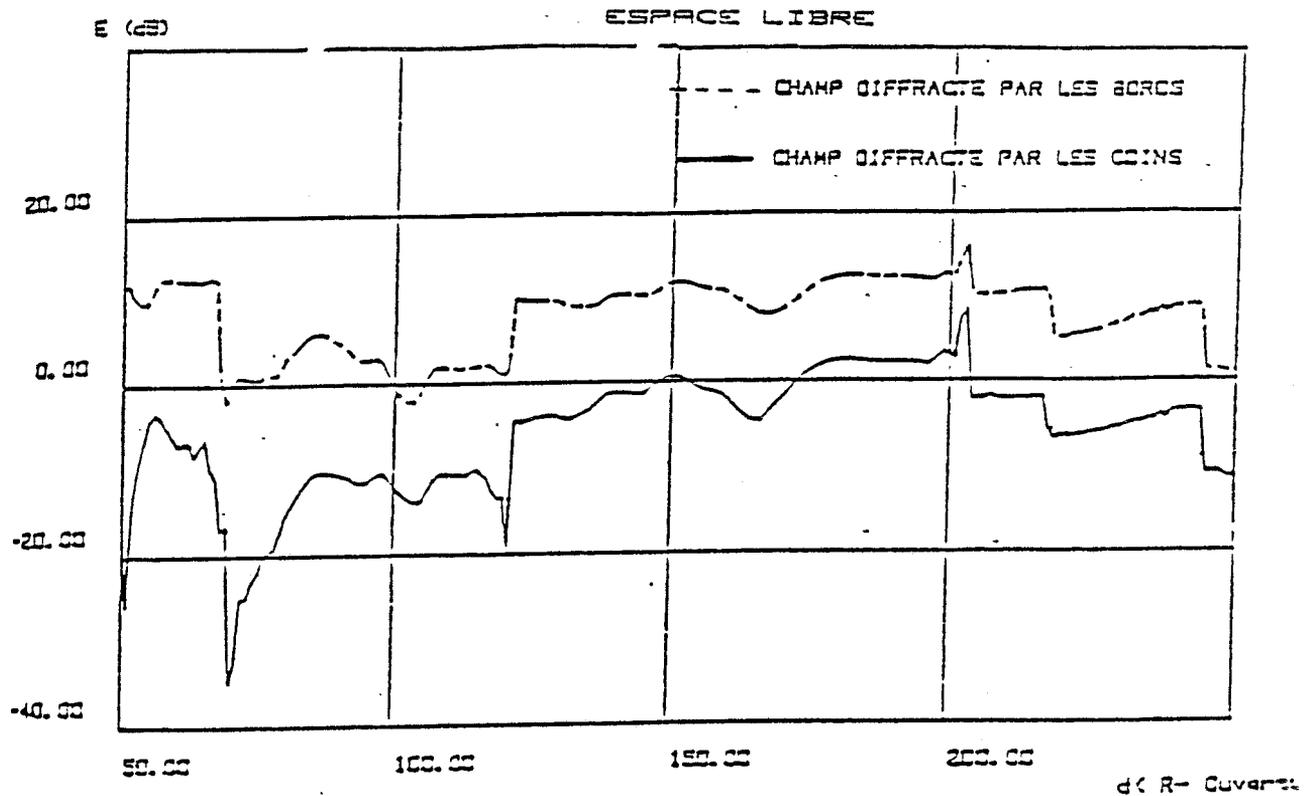
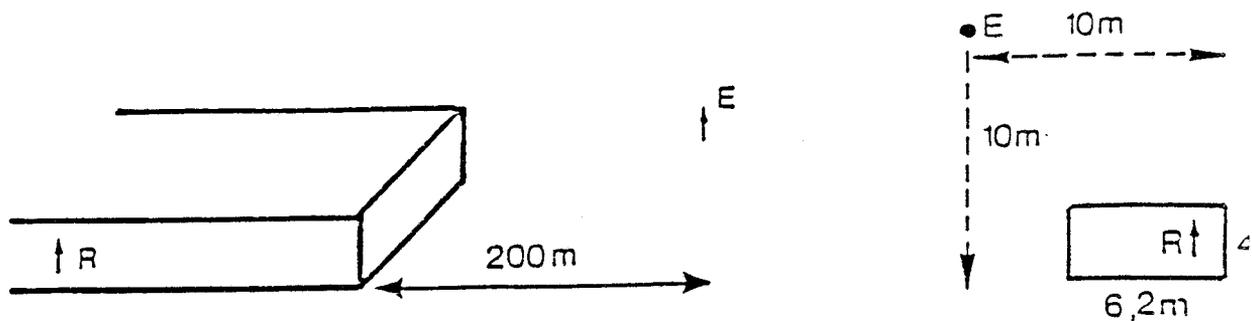
Pour un tunnel de dimension (4 x 6.2 m) les variations du champ en fonction de la distance entre le plan d'ouverture et le récepteur sont représentées sur les courbes des planches 17 et 18. Ces courbes sont obtenues en supposant que l'émetteur se situe à 200 m du plan d'ouverture et qu'il est relativement peu excentré par rapport à l'axe du tunnel ($\alpha = 3^\circ$). En effet, comme l'indique la figure, les coordonnées (x,y) de l'antenne d'émission par rapport à un coin du tunnel sont de (10 x 10 m). On remarque que le champ diffracté intervient peu par rapport au champ réfléchi. En effet les rayons directs auront de faibles angles d'incidence par rapport aux parois et seront donc peu atténués. On remarque également que lorsque le plan réflecteur est pris en compte, des discontinuités supplémentaires au niveau du champ réfléchi et donc diffracté apparaissent. Elles sont dues à l'influence de l'image de l'émetteur par rapport au plan réflecteur.

Les courbes de la planche 19 ont été tracées dans le cas où l'émetteur est fortement excentré par rapport à la direction du tunnel ($\alpha = 45^\circ$). On remarque que le champ réfléchi sur les parois dû à la pénétration directe des rayons dans l'ouverture, décroît très rapidement et devient négligeable au-delà d'une vingtaine de mètres. Les rayons diffractés par les bords se propageant dans le tunnel sous des angles d'incidence plus faibles que 45° sont donc moins atténués. Cependant au-delà de 50 m, seule la diffraction par le coin contribue au champ total. Cela s'explique par le fait que les coins font diffracter des rayons dans



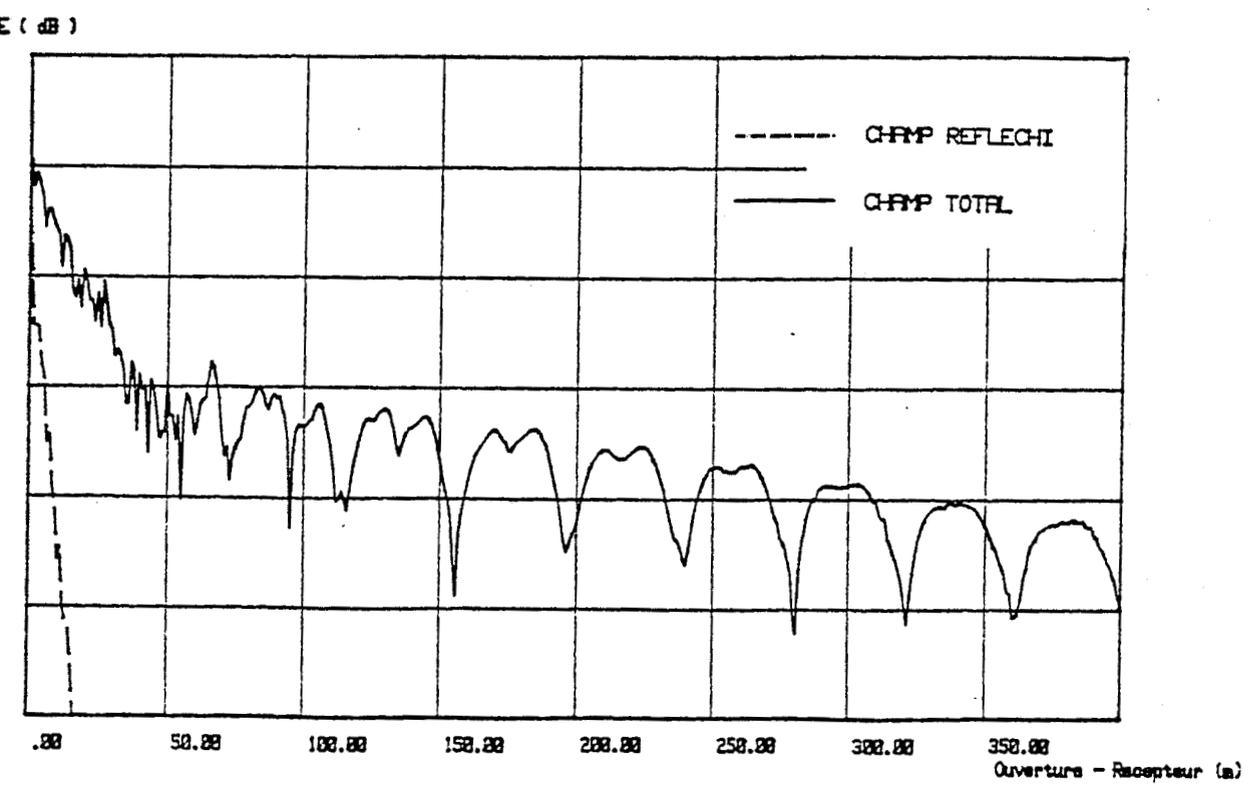
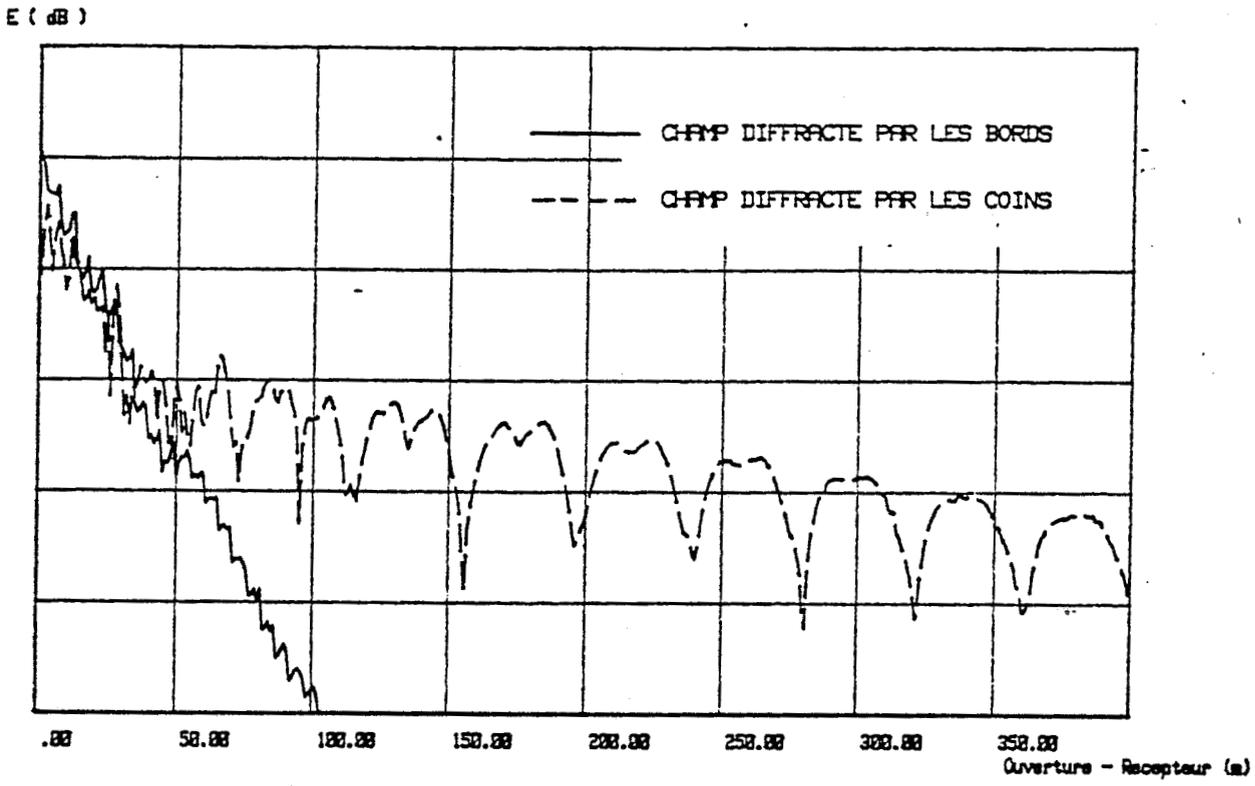
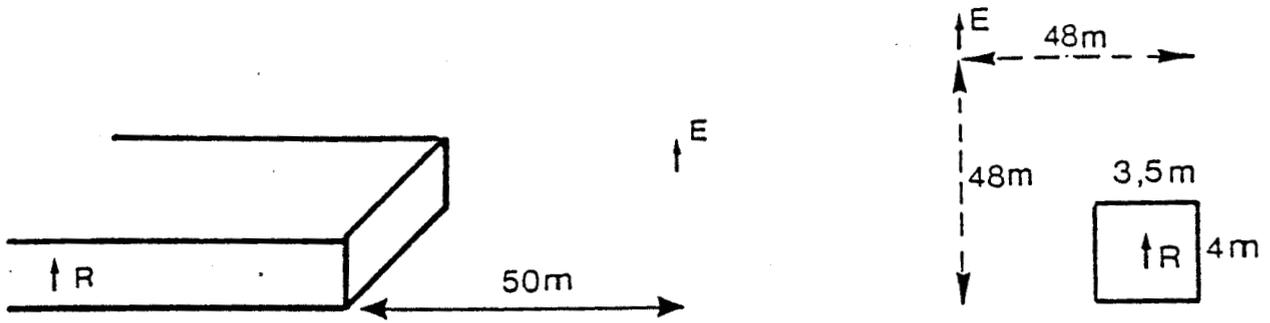
EXCITATION TUNNEL 2 VOIES

- 137 -



EXCITATION TUNNEL 1 VOIE

EMETTEUR FORTEMENT EXCENTRE ($\approx 45^\circ$)



toutes les directions et donc une bonne partie de ces rayons va diffracter sous incidence rasante sur les parois du tunnel et sera donc faiblement atténuée lors de leur propagation dans le tunnel. Lorsque le récepteur se trouve à une distance de l'ouverture supérieure à 100 m, on retrouve l'allure classique de la variation du champ se propageant dans un tunnel infiniment long et émis par une antenne donnée [26]

III.2 - Changement de section du tunnel

Le changement de section du tunnel correspond au passage d'un tunnel 1 voie à un tunnel 2 voies ou inversement. La figure 12 montre la configuration à étudier. A une distance Z_M de l'antenne d'émission un élargissement (rétrécissement) se produit, la hauteur du tunnel reste inchangée. Afin d'étudier l'influence du changement de section sur la propagation de l'onde, on fera déplacer le récepteur dans le tunnel dit "principal" (partie du tunnel contenant l'émetteur) puis dans le tunnel dit "secondaire" (partie du tunnel ne contenant pas l'émetteur).

III.2.1 - Elargissement du tunnel

Dans le tunnel secondaire l'onde électromagnétique se propage suivant des rayons issus d'une partie des rayons réfléchis dans le tunnel principal et d'une partie des rayons diffractés par l'arête (Figure 12). L'élargissement du tunnel se traduit, compte tenu des réflexions multiples, par la présence d'une zone d'ombre relative à chaque émetteur image donc par des discontinuités qui seront compensées par les multiples réflexions du champ diffracté.

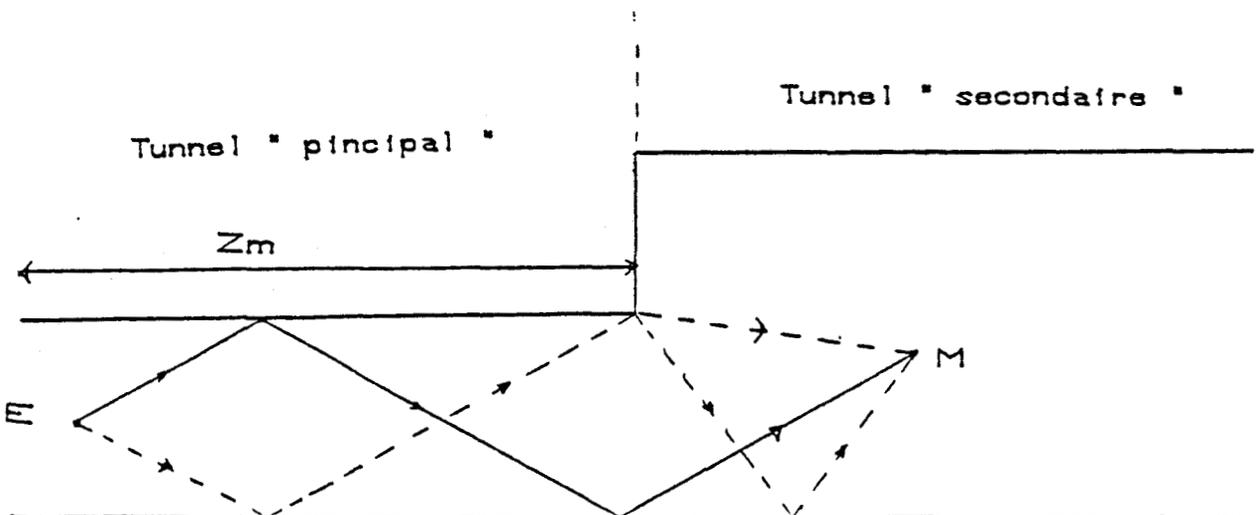


Figure 12 : vue dans le plan horizontal.

Le programme numérique traitant du rayonnement du tunnel pourra être adapté au problème de l'élargissement. En effet le champ total reçu au point M peut être considéré comme la somme des champs reçus sur les différentes images de M par rapport aux plans du tunnel secondaire. Ces images seront appelées par la suite "récepteur image". En l'absence du tunnel secondaire, le tunnel principal interrompu en $z = z_M$ rayonnerait dans l'espace libre un champ électromagnétique qui atteindrait la position de chaque récepteur image. Pour déterminer le champ réel, il faut évidemment pondérer l'amplitude et la phase de ces champs par un terme de la forme $(RTE)^n \cdot (RTM)^m$ qui traduit les réflexions des rayons sur les parois imparfaitement conductrices du tunnel secondaire.

Le calcul du champ total se fait par sommation des différents champs rayonnés sur les récepteurs images dont le nombre sera limité par un test de convergence qui dépendra de la précision de calcul désiré.

L'amplitude du champ diffracté étant négligeable à l'intérieur du tunnel, les rayons rétro diffractés ne modifient pas la propagation guidée dans le tunnel principal où le champ total se réduit au champ direct et au champ réfléchi.

a) Evolution du champ en fonction de la distance Emetteur - Récepteur

La planche 20-a montre la configuration étudiée. L'émetteur centré dans le tunnel 1 voie et émettant une onde polarisée verticalement est placé à une distance de 400 m de l'entrée du tunnel 2 voies. Le récepteur se déplace dans l'axe de l'émetteur.

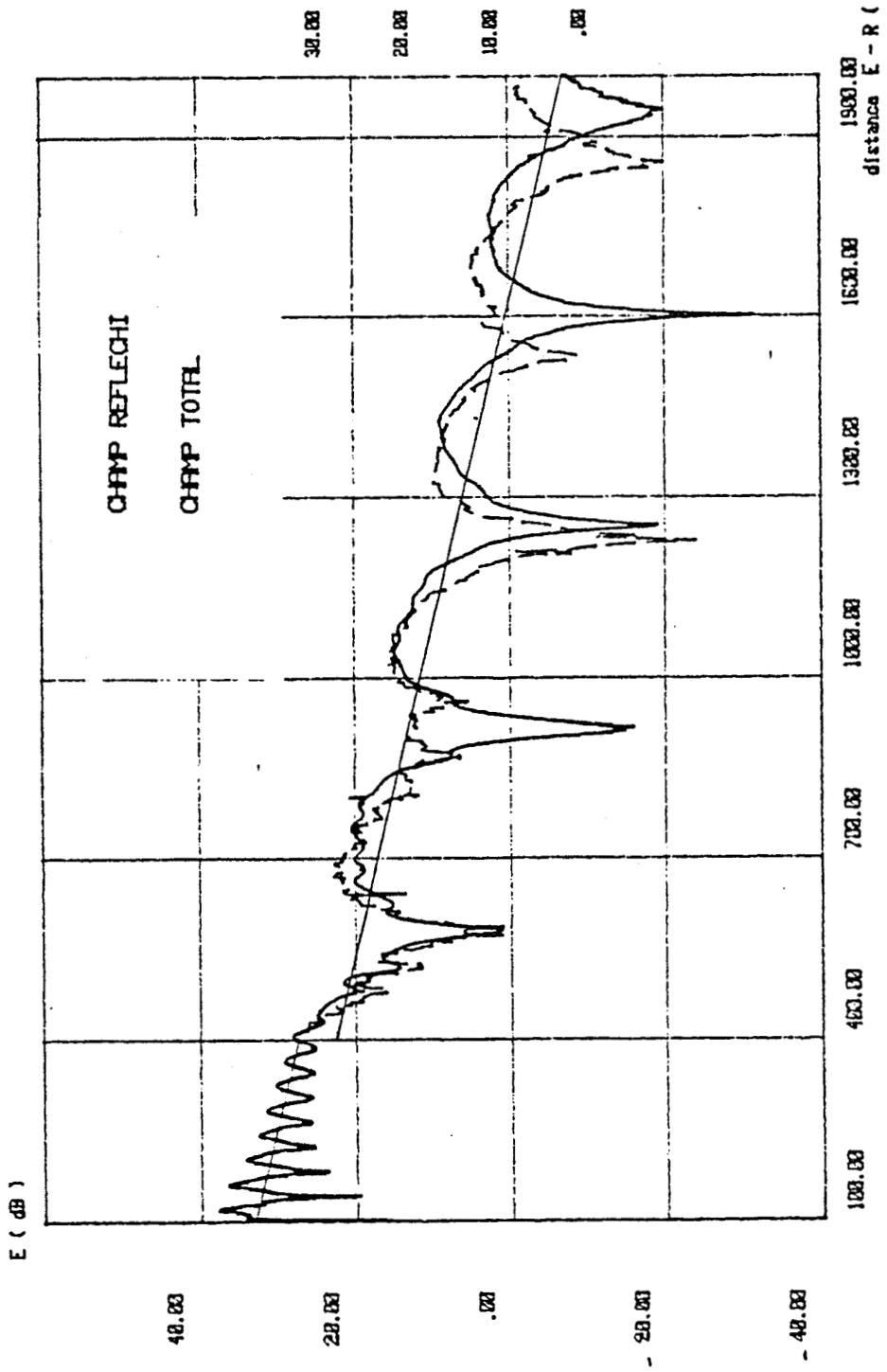
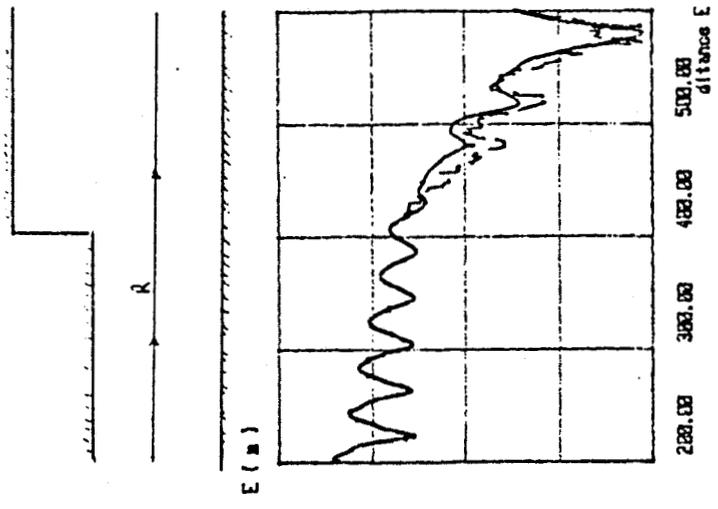
La courbe en pointillé représente la contribution des rayons réfléchis. On note qu'à l'endroit de l'élargissement (400 m) l'allure du champ reste inchangée sur quelques dizaines de mètres. En effet, seuls les rayons se propageant sous incidence rasante ont pu atteindre cette distance. On note ensuite une diminution du champ, puis une nouvelle augmentation lorsque interviennent les réflexions sur les parois du tunnel de 6,2 m de large. On remarque également (planche 20-b) des discontinuités au niveau du champ réfléchi qui sont compensées par le champ diffracté par le bord. Dans cette planche, ainsi que dans toutes celles qui vont suivre, on appelle "champ diffracté" le champ total dû

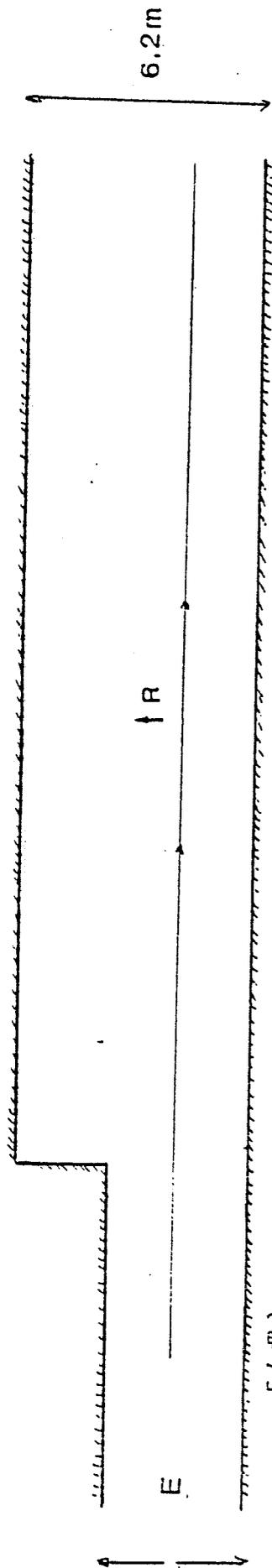
6.2 m

3,5 m

R

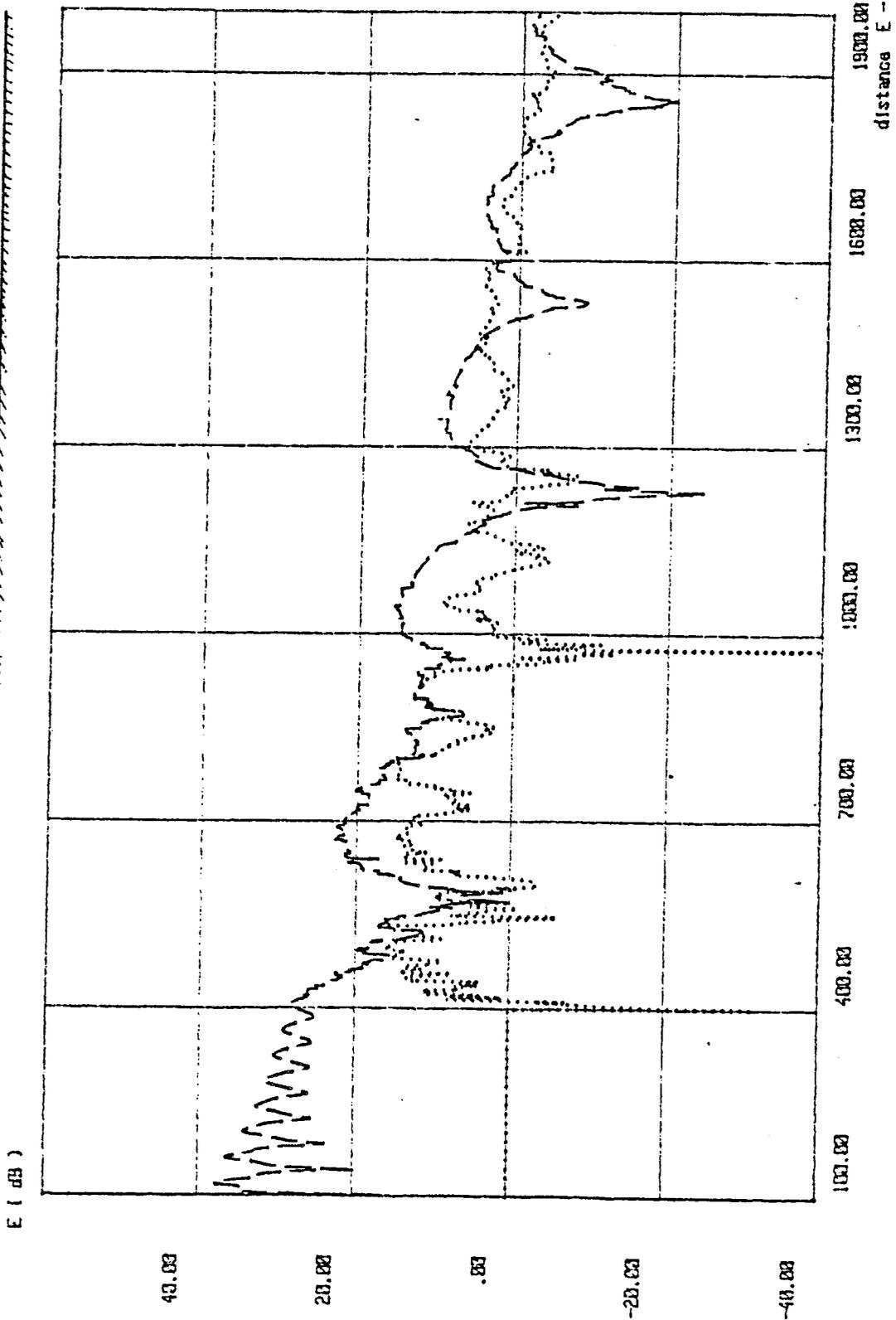
E





CAMP REFLECHI

CAMP DIFFRACTE



d'une part aux rayons directs diffractés par l'arête et atteignant le récepteur, et d'autre part aux rayons diffractés ayant subi ensuite des réflexions sur les parois. Le champ total est continu et on retrouve au-delà de quelques centaines de mètres l'allure classique de la variation du champ se propageant dans un tunnel de longueur infinie. L'atténuation linéique moyenne est pratiquement la même pour le tunnel 1 voie que pour le tunnel 2 voies et seules les fluctuations sont différentes. En effet c'est essentiellement la longueur du côté du guide parallèle à la polarisation électrique du champ qui impose l'atténuation linéique. Dans cet exemple la polarisation étant verticale, il n'y a donc pas de modification sensible de la valeur de cette atténuation en fonction de la largeur du tunnel. Pour le tunnel 1 voie elle est de 7 dB pour 300 m soit un affaiblissement linéique de 2,3 dB/100 m. Pour le tunnel 2 voies cette atténuation est de l'ordre de 2,2 dB/100 m.

La planche 21 montre la même configuration que précédemment mais lorsque la polarisation est horizontale. On s'aperçoit que l'atténuation dans le tunnel de large section (0,4 dB/100 m) est évidemment plus faible que celle dans le tunnel de petite section (2,3 dB/100 m). Les pertes de couplage entre les deux tunnels sont relativement faibles, de l'ordre de 6 dB.

b) Influence de la position de l'antenne de réception

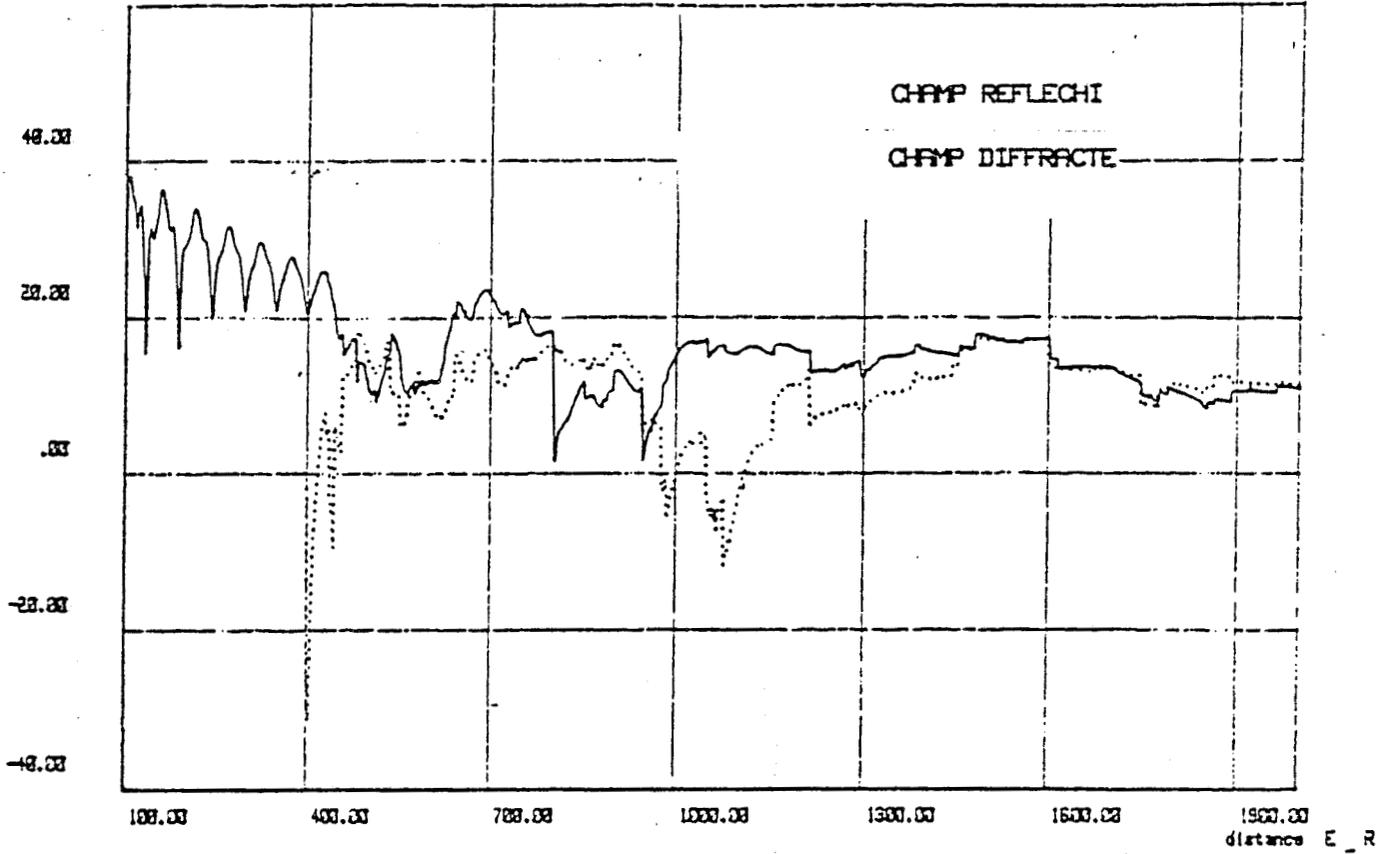
Dans la pratique l'élargissement du tunnel correspond au schéma représenté sur la figure 13. Dans ce cas l'antenne de réception est située dans un plan transversal, soit au quart, soit au trois quart de la largeur du tunnel (suivant la voie concernée). Les courbes de la planche 22 montrent la variation du champ réfléchi, diffracté et total lorsque le récepteur se déplace dans la voie 2 suivant un axe parallèle à celui de l'émetteur. L'absence du champ réfléchi au voisinage de l'élargissement est à l'origine de la faible amplitude du champ total. Lorsqu'apparaissent des réflexions dans le tunnel secondaire on note une augmentation du champ total, et à grande distance on retrouve la variation classique du champ.



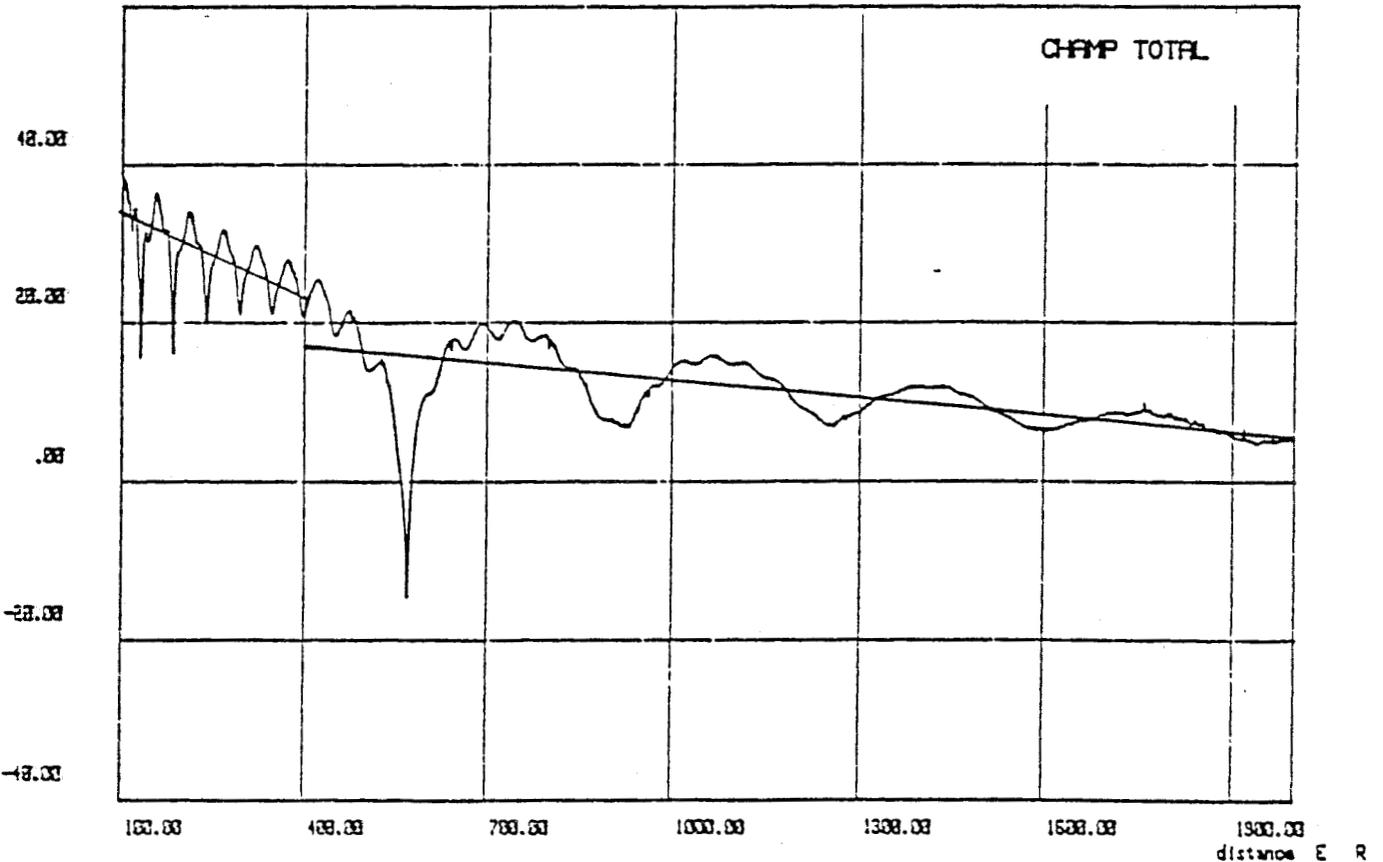
R

E

E (dB)



E (dB)



CHMP REFLECHI

CHMP DIFFRACTE

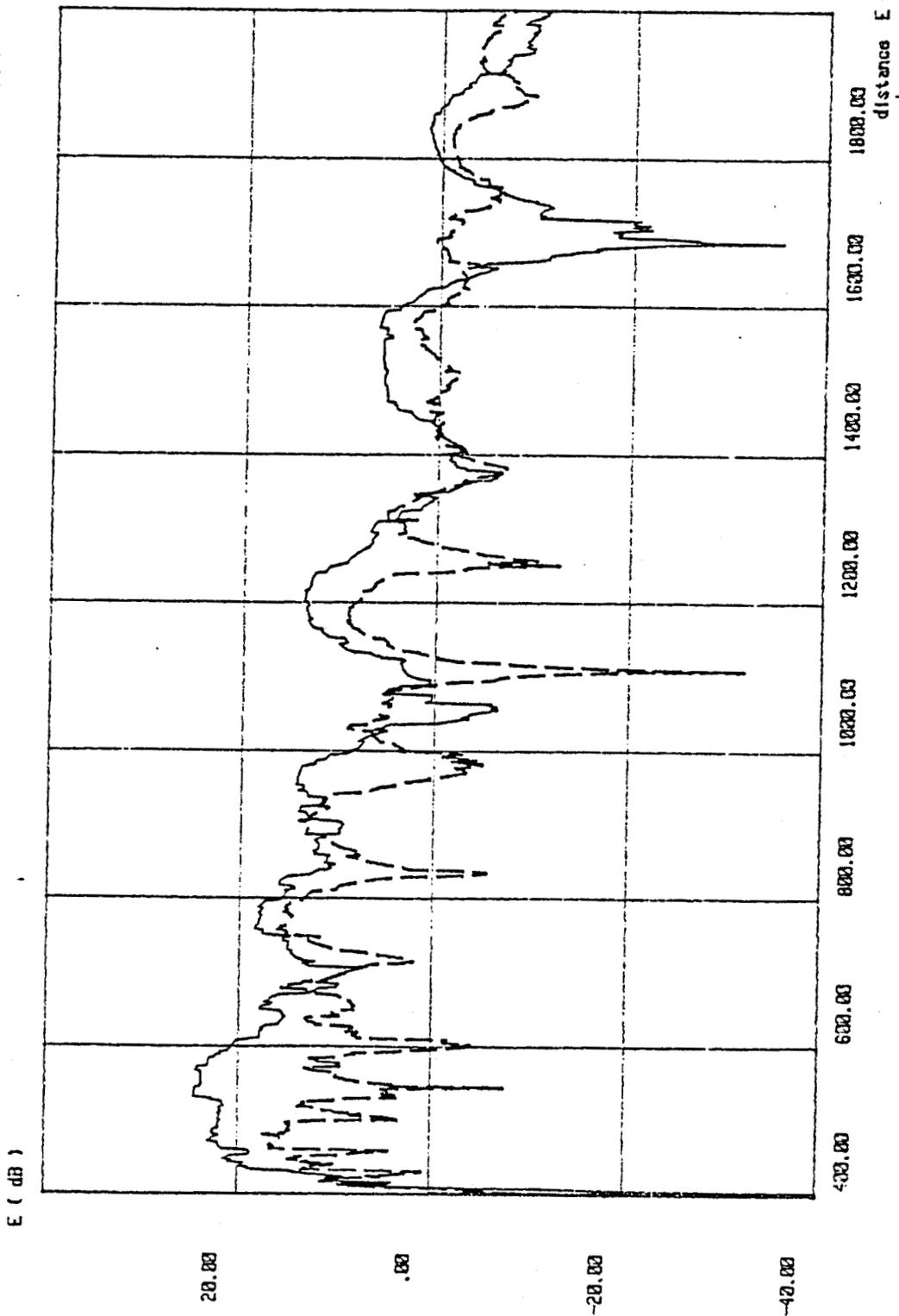
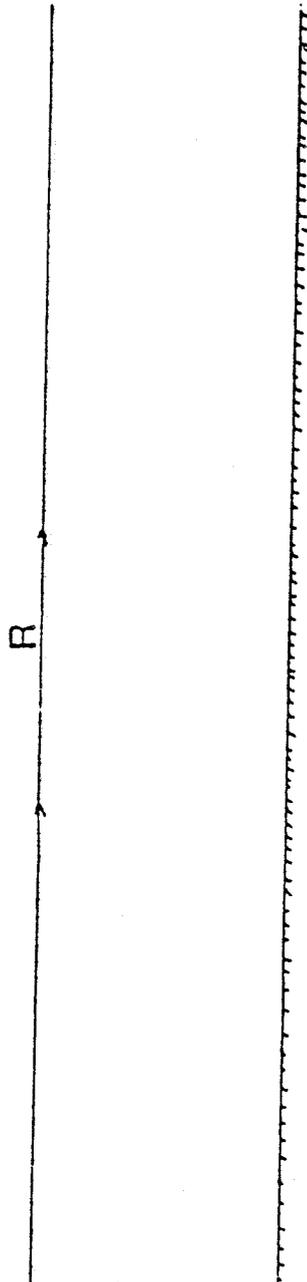


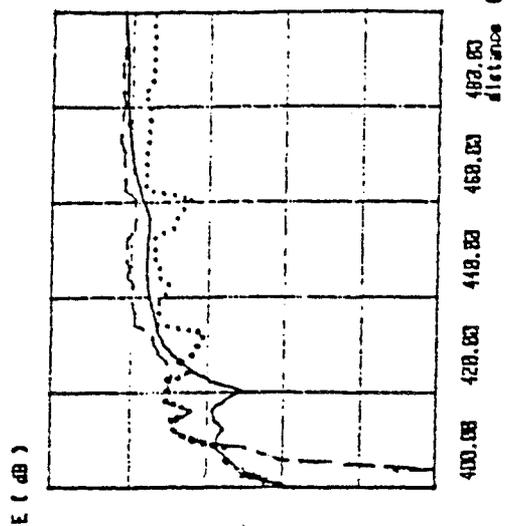
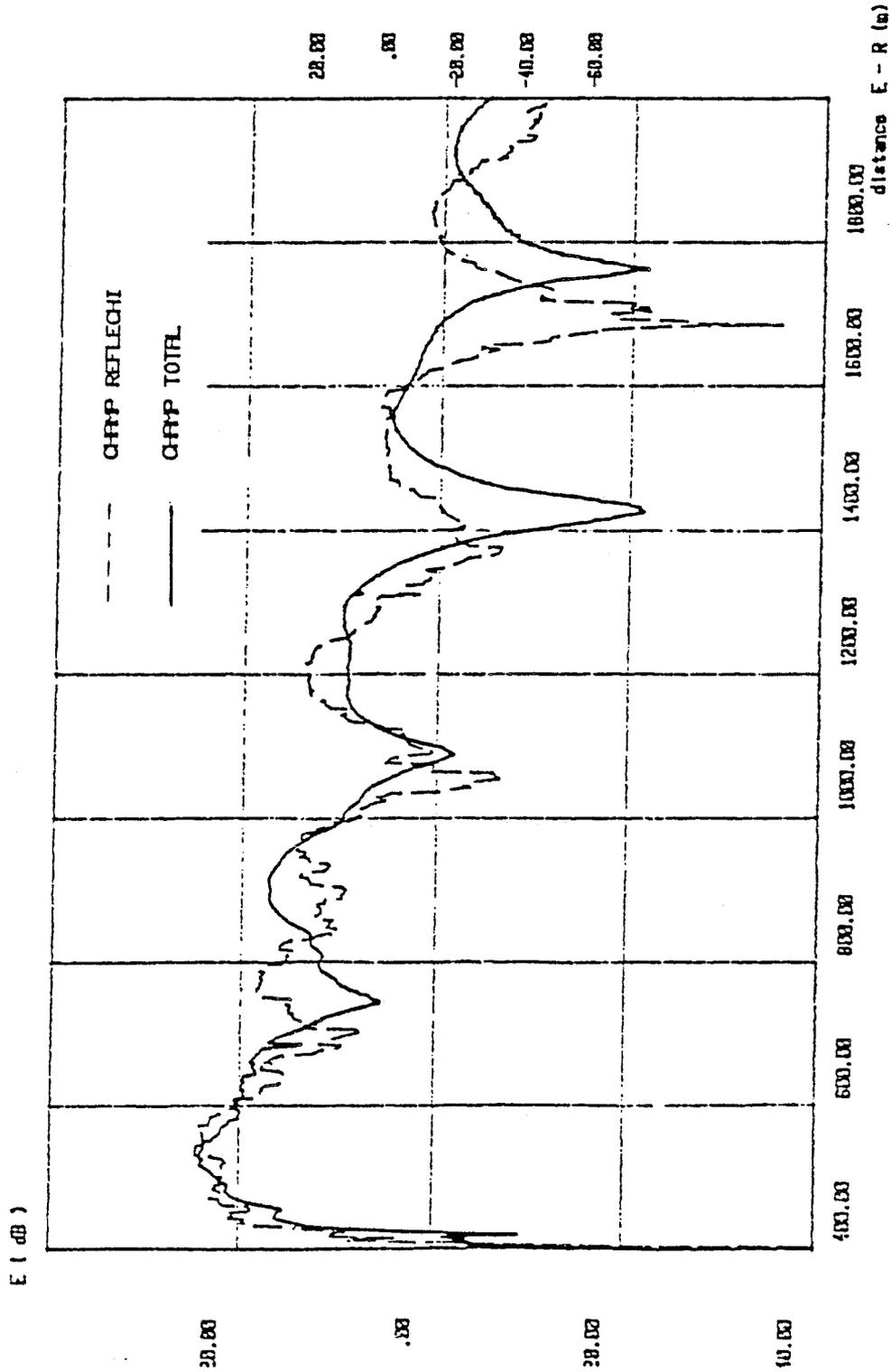
PLANCHE 22-a



E



--- CHAMP REFLECHI
 ... CHAMP DIFFRACTE
 — CHAMP TOTAL



variation du champ dans les 100 premiers metres

La planche 23 reprend l'évolution du champ total en fonction de la distance Emetteur - Récepteur lorsque le récepteur se déplace respectivement dans la voie 1 et dans la voie 2. Ces courbes ne peuvent évidemment pas se superposer puisque les interférences destructives ou constructives entre les différents trajets multiples n'ont pas lieu aux mêmes abscisses.

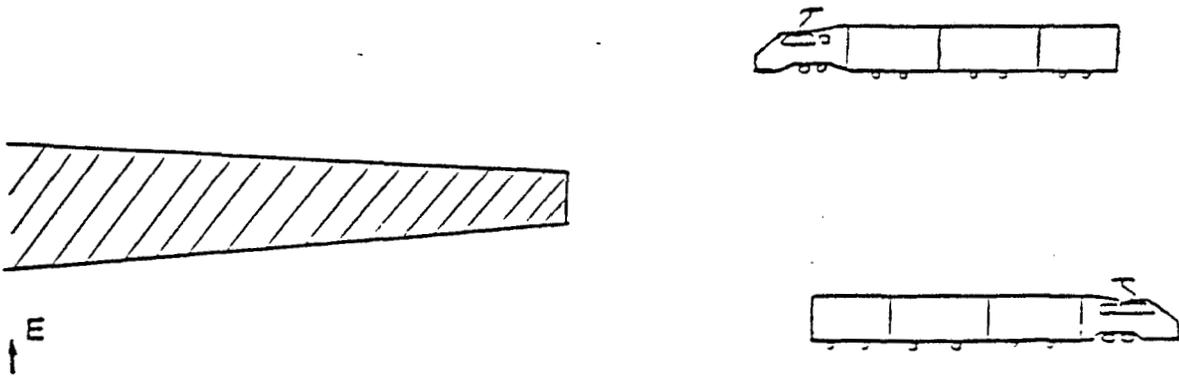
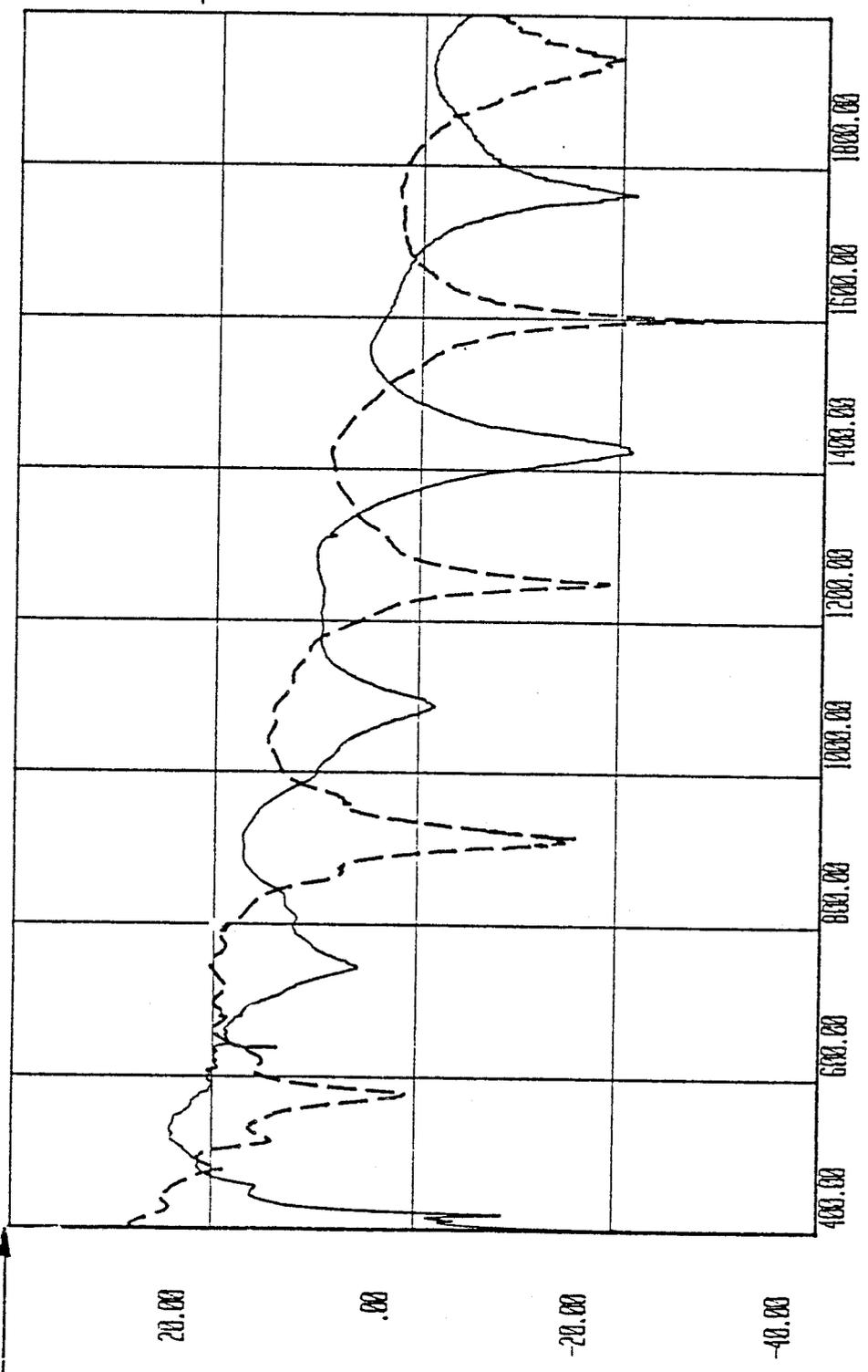
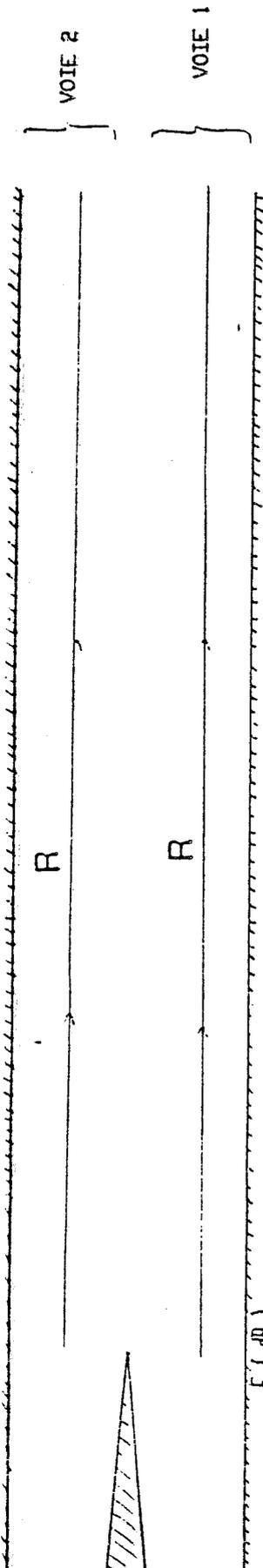


Figure 13

c) Evolution de l'amplitude du champ électrique dans un plan de section droite | 36 |

L'observation des courbes de variation du champ en fonction de la distance suscite l'intérêt de déterminer la distribution du champ à une distance Emetteur-Récepteur fixe. Nous nous sommes intéressés à la variation du champ suivant un axe perpendiculaire à l'antenne d'émission supposée verticale. L'émetteur est fixe et est situé à une distance de 200 m de l'élargissement.

Les courbes de la planche 24-a représentent la variation du champ réfléchi diffracté et total lorsque la distance Emetteur - Récepteur est de 202 m. (Le récepteur se situe donc à 2 m du changement de section du tunnel). Aucun rayon réfléchi ayant un faible angle d'incidence sur les



distance E - R (m)

parois ne peut atteindre le récepteur lorsque celui-ci est très excentré sur la voie 2, et seul le champ diffracté est présent. L'amplitude de ce dernier est faible. En effet le champ diffracté n'a de valeur importante qu'au voisinage des limites d'ombre géométrique qui seront associées aux émetteurs images situés à des distances relativement grandes (figure 14)

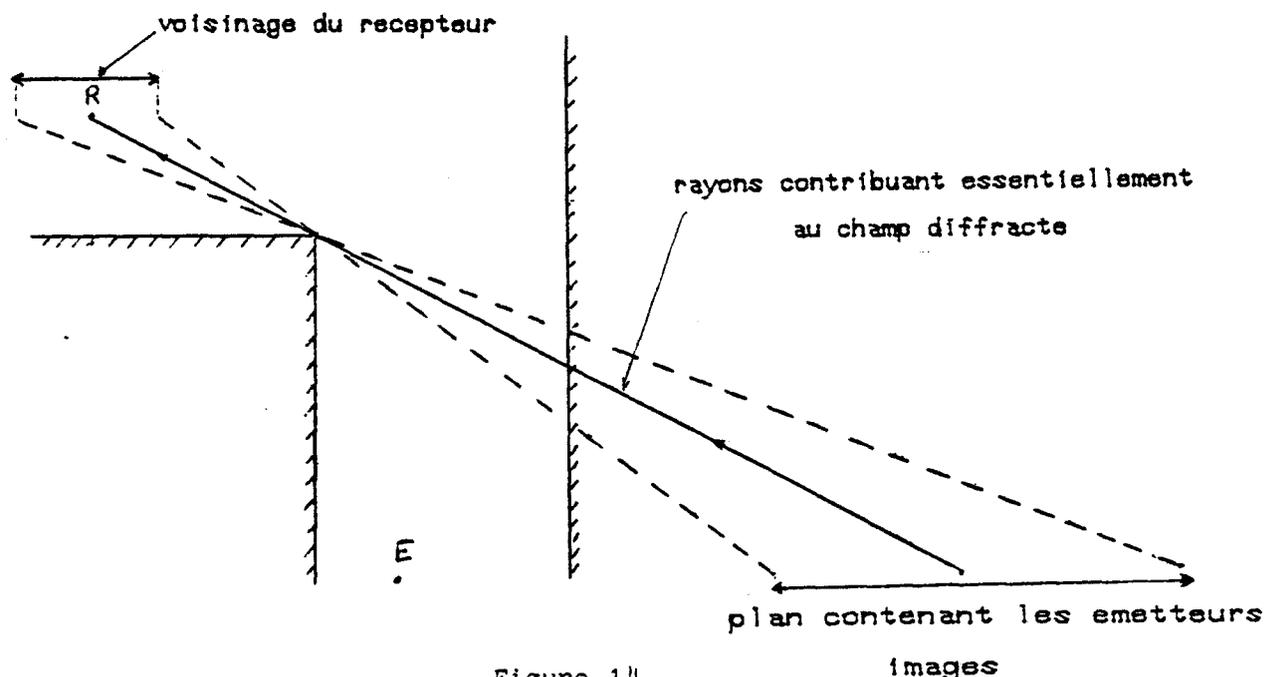
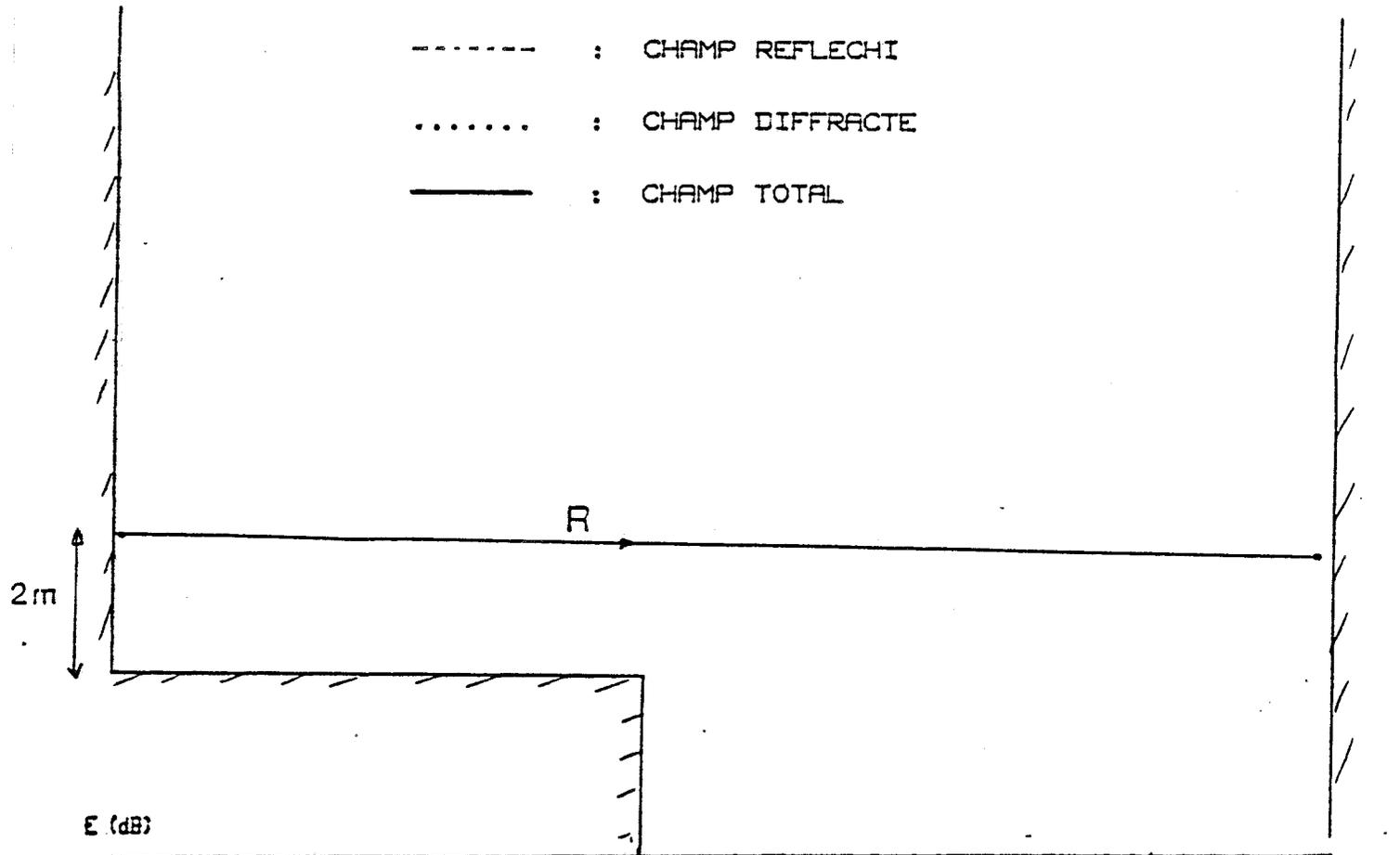


Figure 14

Ce n'est qu'au voisinage de la frontière entre les 2 voies que l'amplitude des deux champs augmente. Celle du champ diffracté passe par un maximum au niveau de l'élargissement puis diminue rapidement lorsque le récepteur s'enfonce dans la voie 1. Dans cette voie le champ réfléchi est dominant et seules les réflexions sur les parois du tunnel principal vont contribuer à ce champ réfléchi (les réflexions dans le tunnel secondaire se font avec des angles d'incidences très élevées, leur contribution est donc négligeable). Ceci explique au niveau de la voie 1 la symétrie, par rapport à l'axe de l'émetteur, de la carte de champ obtenue.

Les courbes des planches 24-b et 24-c sont obtenues lorsque les distances Emetteur-Récepteur sont respectivement de 205 et 210 m, une légère augmentation du champ diffracté total est observée. Celle-ci est d'autant plus importante que le récepteur s'éloigne de l'élargissement, en effet des réflexions supplémentaires pourront intervenir au niveau du tunnel secondaire.



E (dB)

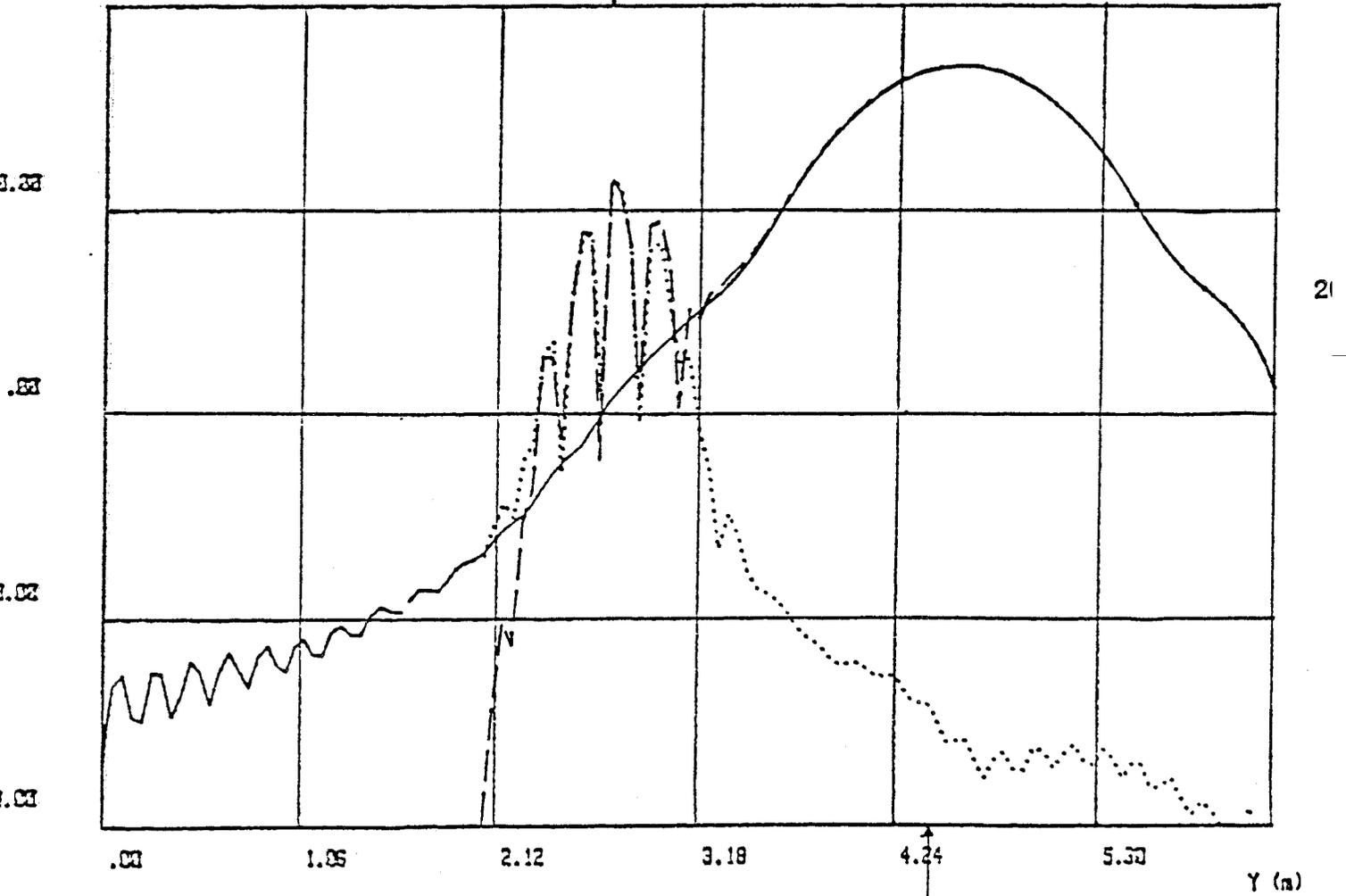


PLANCHE 24-a

- - - : CHAMP REFLECHI
- : CHAMP DIFFRACTE
- : CHAMP TOTAL

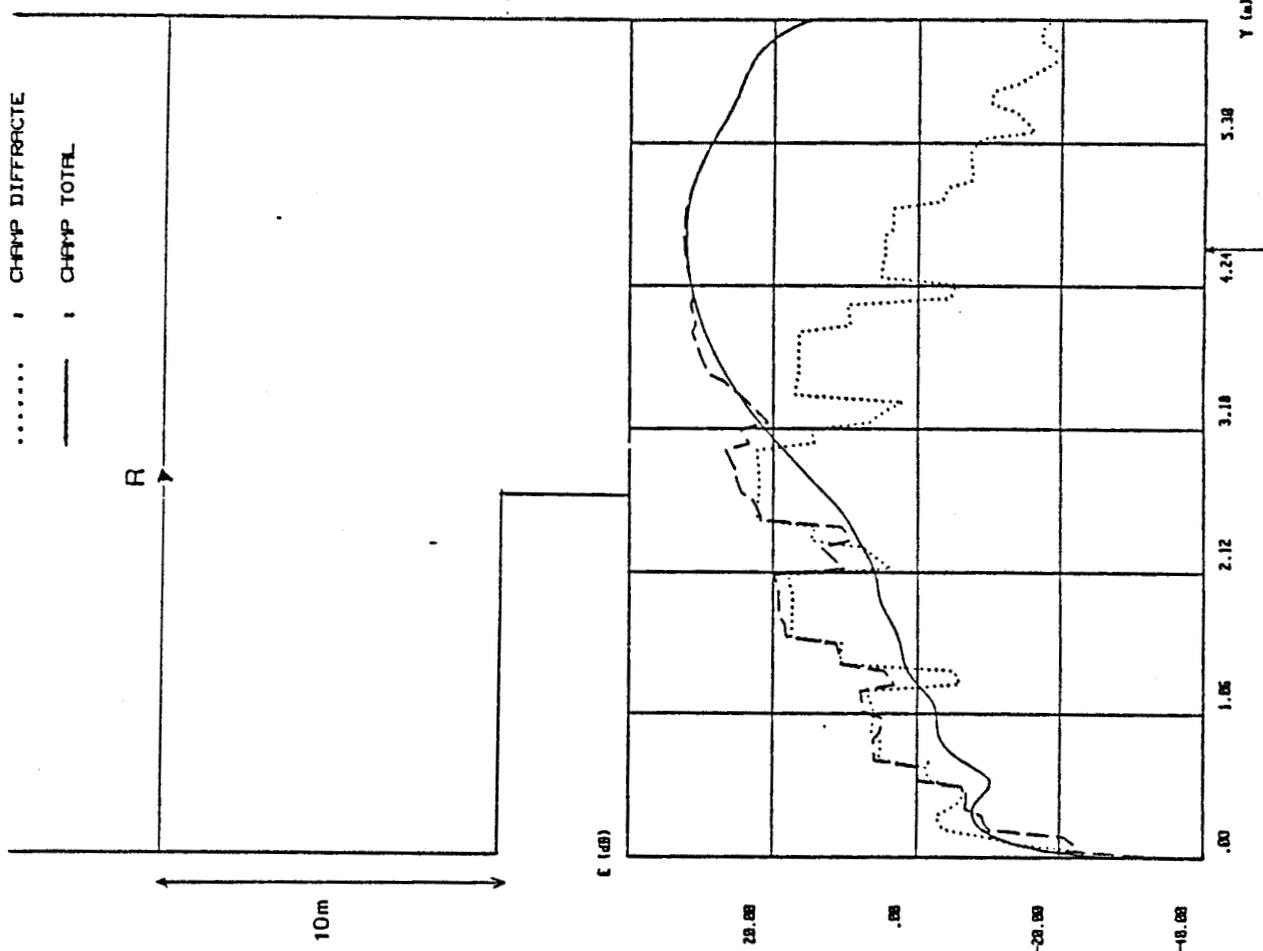


PLANCHE 24-c

- - - : CHAMP REFLECHI
- : CHAMP DIFFRACTE
- : CHAMP TOTAL

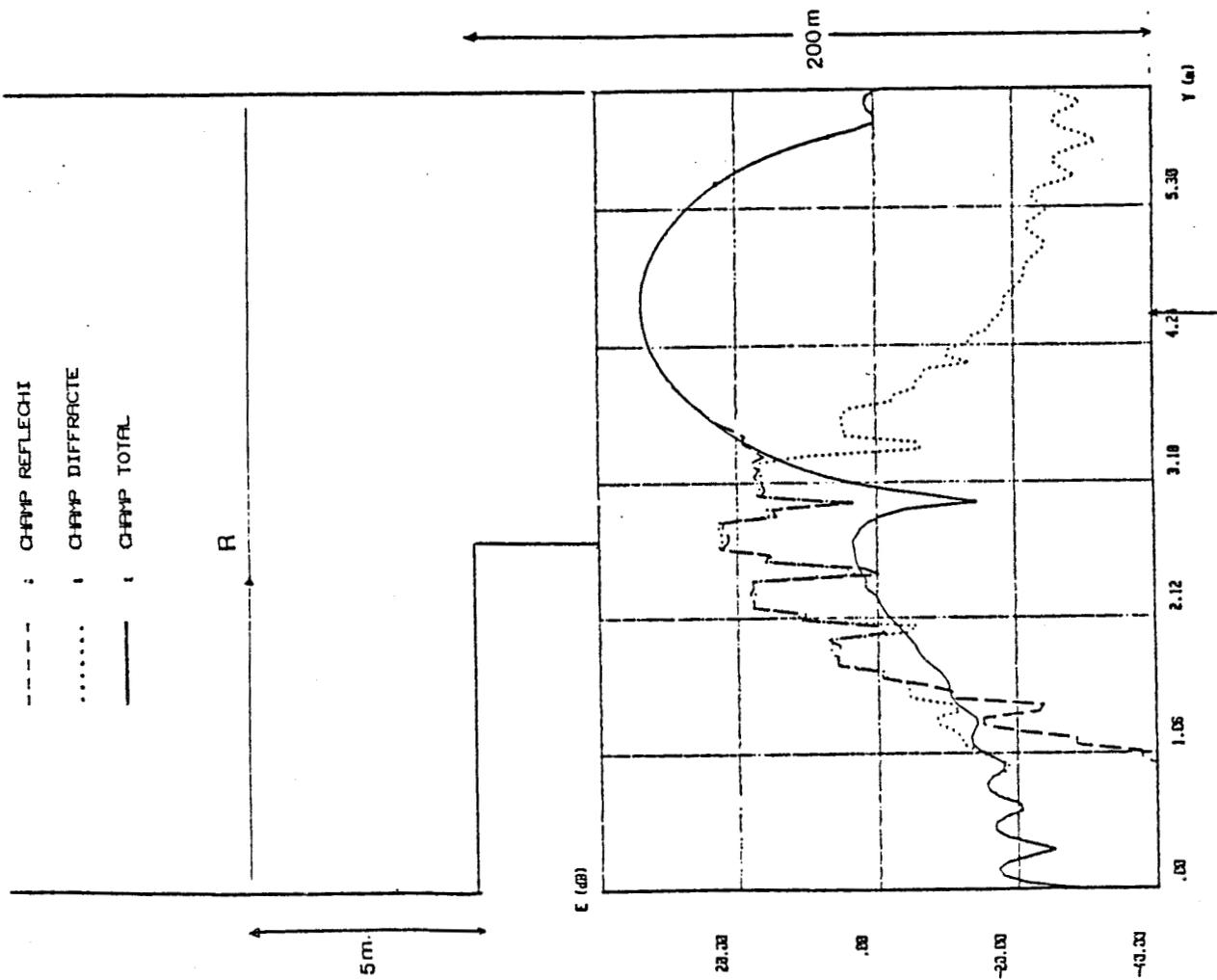


PLANCHE 24-b

III.2.2 - Rétrécissement du tunnel

Le problème du rétrécissement peut se ramener à celui de l'excitation du tunnel où chaque source se comporte comme un émetteur réel excitant l'ouverture du tunnel secondaire. Le champ électrique total sera donc le champ dû à chacun de ces émetteurs images.

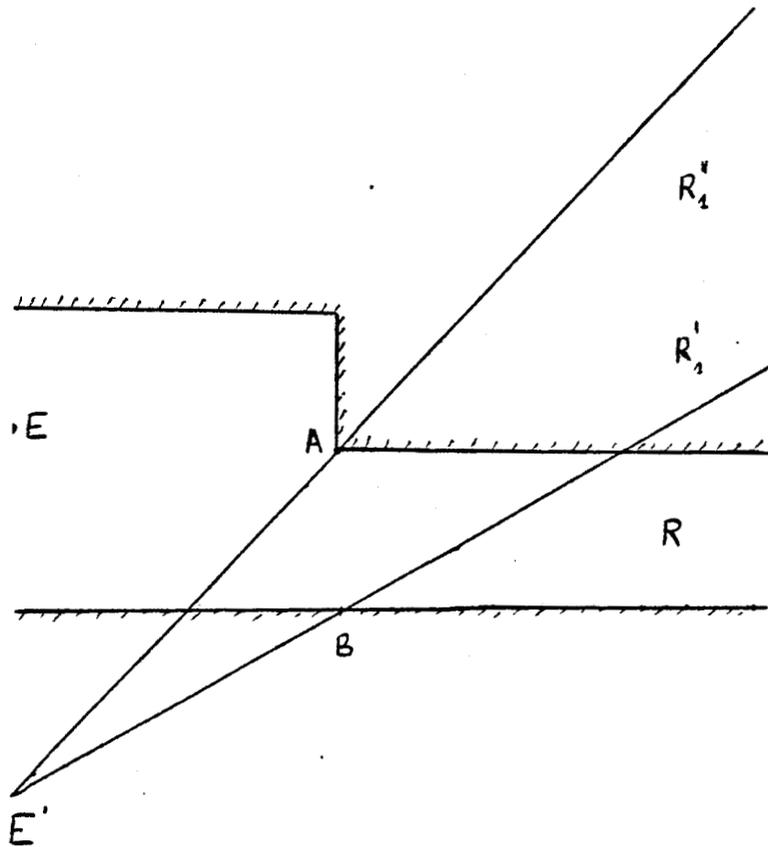


Figure 15-a

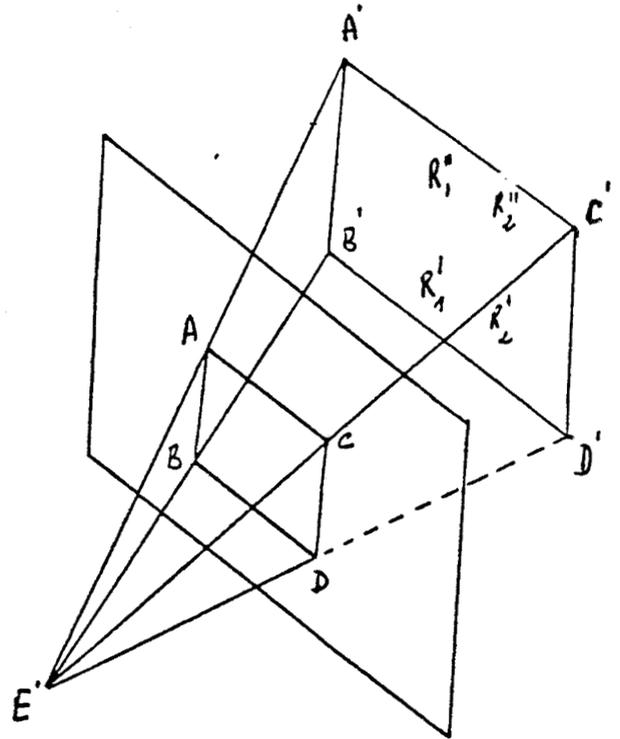


Figure 15-b

Les réflexions dans le tunnel se traduisent en termes d'images en considérant cette fois-ci l'ensemble des récepteurs images. Cependant, seuls les récepteurs virtuels situés dans le volume formé par une pyramide à base rectangulaire (Figure 15-b) et ayant pour sommet l'émetteur image correspondront à des rayons réfléchis parvenant réellement jusqu'au point de réception. De même les récepteurs images interceptant des rayons diffractés par l'arête sont situés à l'intérieur du volume délimité par deux cônes dont l'axe est le bord diffractant.

a) Evolution du champ en fonction de la distance Emetteur - Récepteur

Lorsque l'émetteur centré sur la voie 2 du tunnel principal est placé à une distance de 400 m du rétrécissement, nous avons représenté sur la planche 25 l'évolution du champ réfléchi, diffracté et total en fonction de la distance Emetteur - Récepteur. Ce dernier se déplace dans l'axe de l'émetteur.

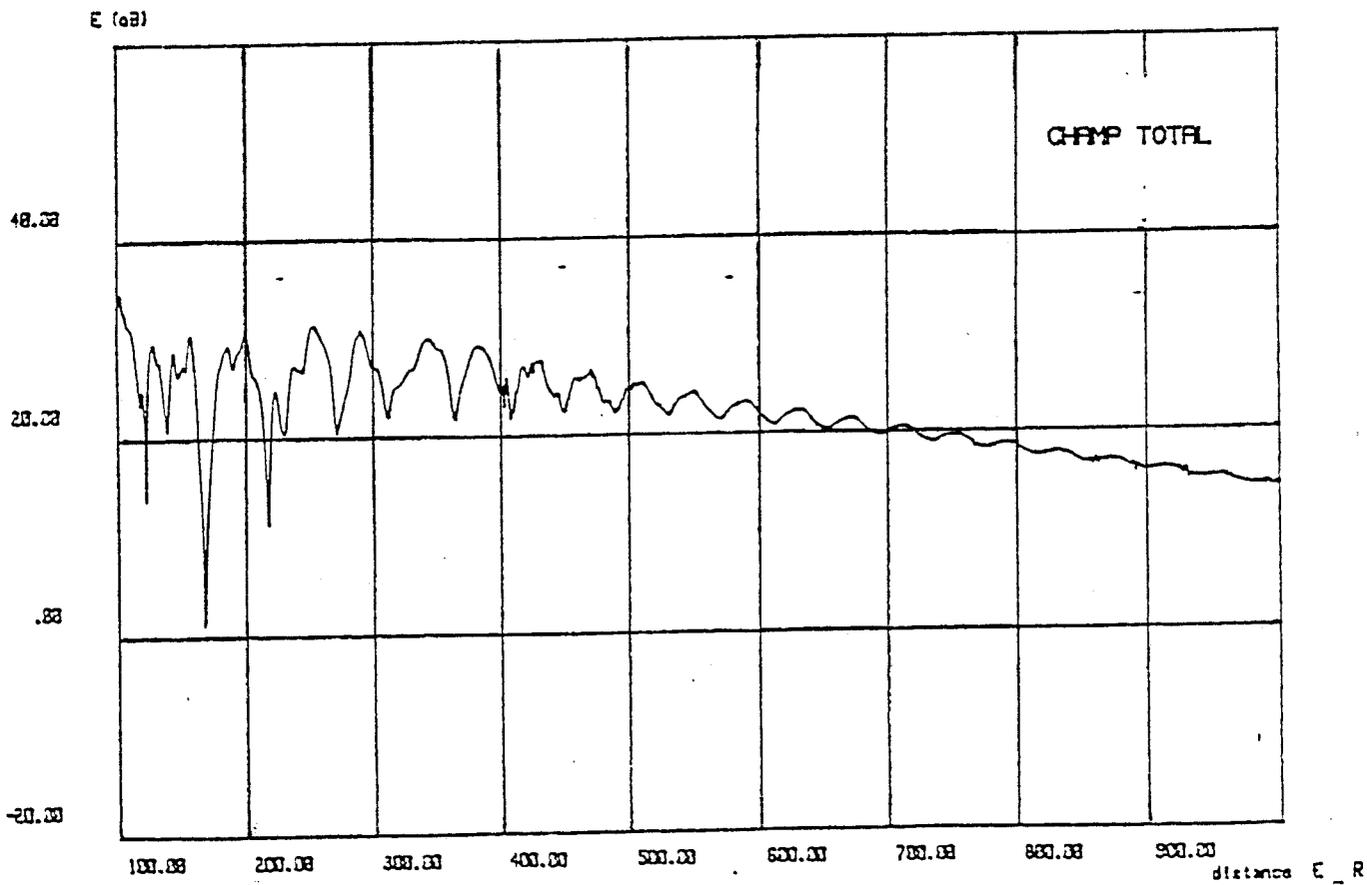
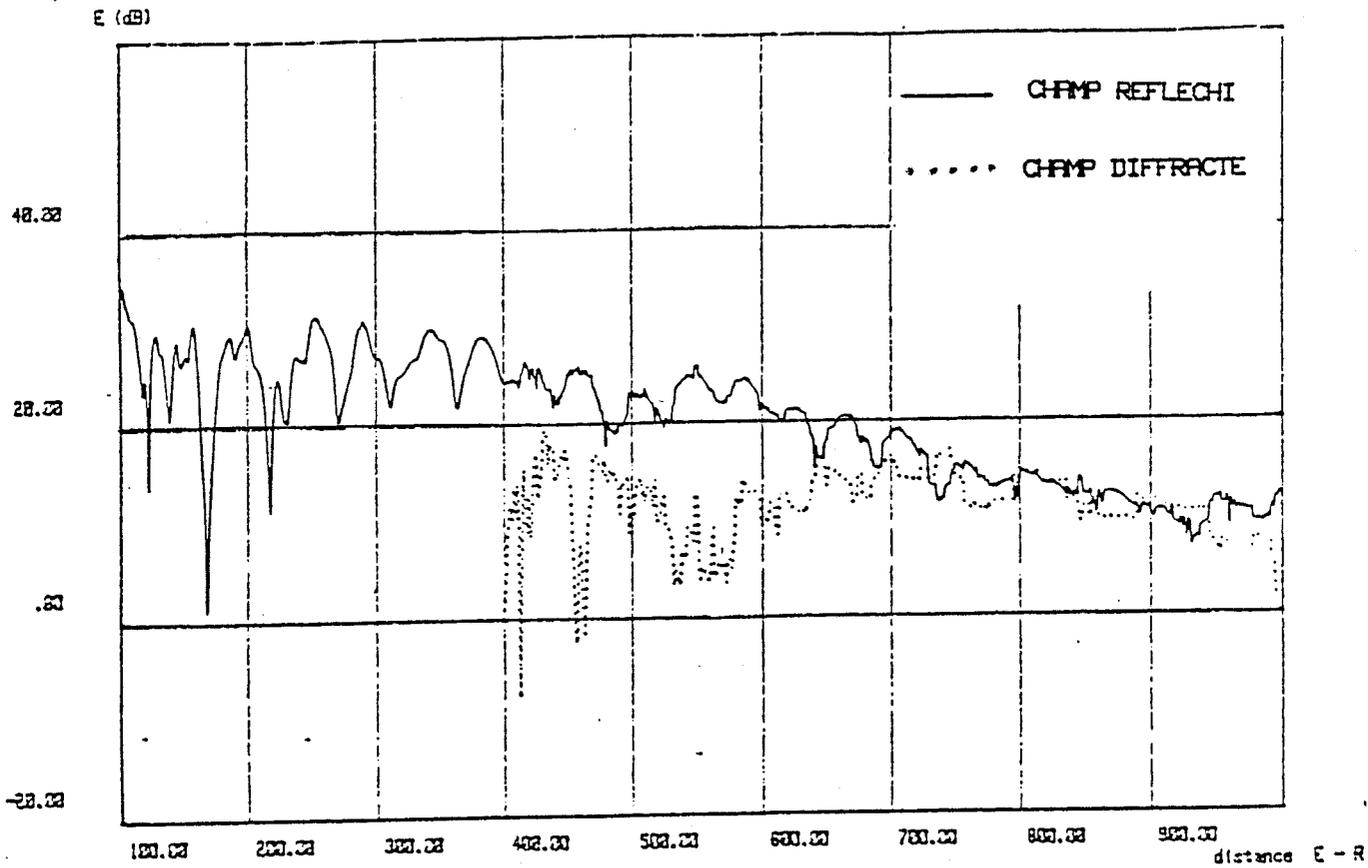
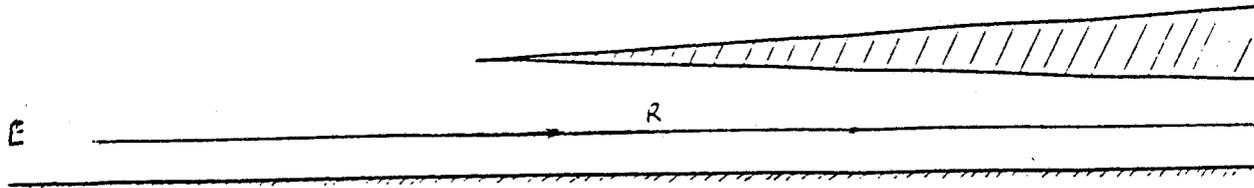
Les 300 premiers mètres correspondent à la propagation classique obtenue dans un tunnel de large section. Lorsque le récepteur se situe dans le tunnel de faible section, le signal présente des oscillations pseudo-périodiques dont l'amplitude diminue avec la distance émetteur - récepteur. Ceci laisse à penser qu'il n'existe plus dans ce cas qu'un mode principal qui interfère essentiellement avec le premier mode d'ordre supérieur. Comme tout se passe comme si les antennes d'émission et de réception sont centrées dans le tunnel secondaire, les modes EH₁₁ et EH₁₃ sont ceux présentant une amplitude maximum au centre du guide. La phase de chaque mode (m,n) pour une distance z émetteur - récepteur est donnée par la formule suivante :

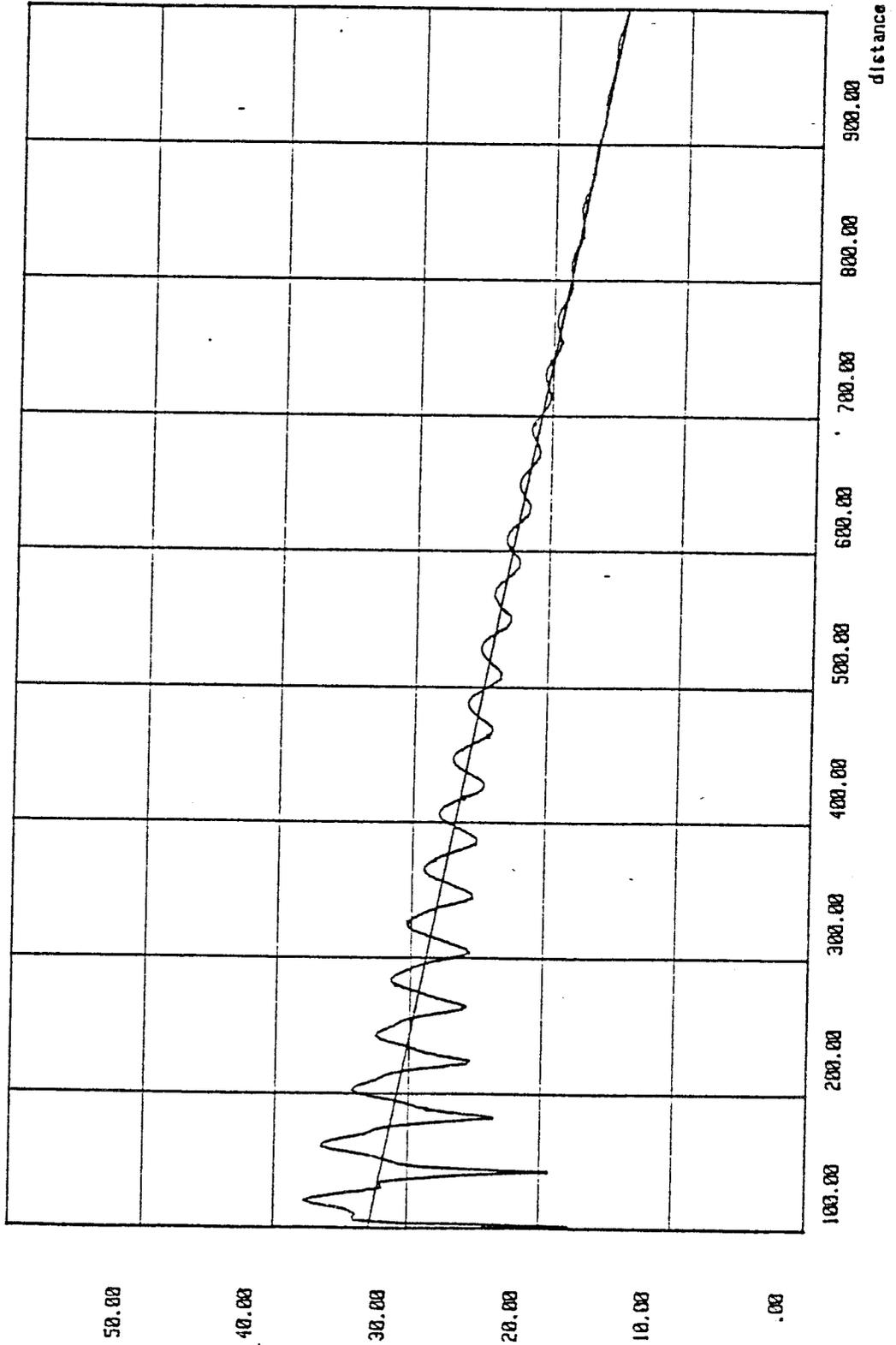
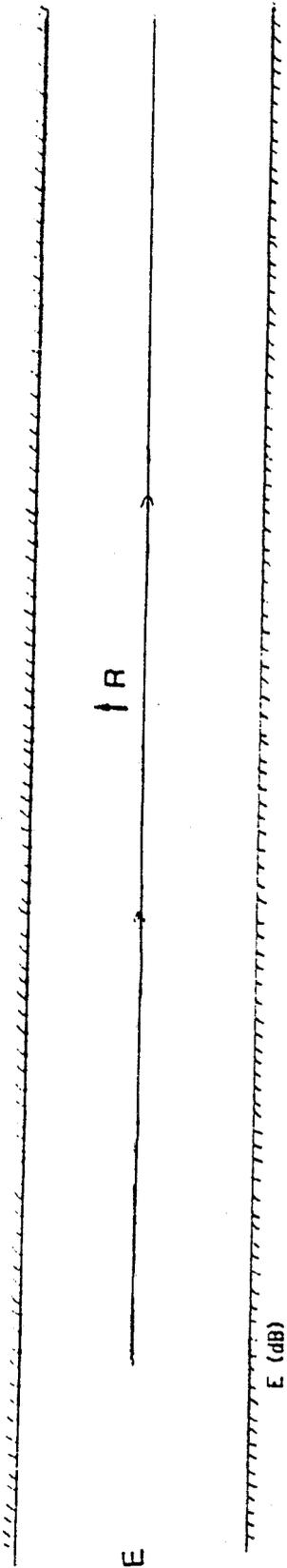
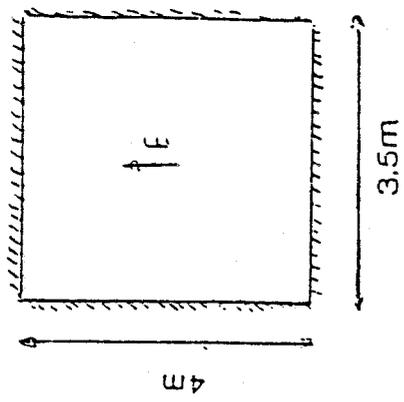
$$\psi_{m,n} = \frac{2\pi z}{\lambda} - \frac{1}{2} \left(\frac{m\lambda}{4a} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{n\lambda}{4b} \right)^2$$

2a étant la hauteur du tunnel et 2b sa largeur.

On peut donc calculer les valeurs de z pour lesquelles les modes EH₁₁ et EH₁₃ ont la même phase et on trouve, pour une polarisation verticale, une pseudo-période égale à $\frac{2b^2}{\lambda}$ soit 40,8 m à une fréquence de 1 GHz. Lorsque la distance émetteur - récepteur augmente, le mode EH₁₁ est prépondérant et les fluctuations du signal deviennent faibles.

Lorsque les antennes d'émission et de réception sont situées dans un tunnel simple voie, la planche 26 montre la variation du champ électrique en fonction de la distance Emetteur - Récepteur. L'atténuation linéique est alors d'environ 2,3 dB/100 m, valeur tout à fait identique à celle obtenue dans le tunnel de faible section qui peut être calculée à partir de l'affaiblissement du mode EH₁₁.





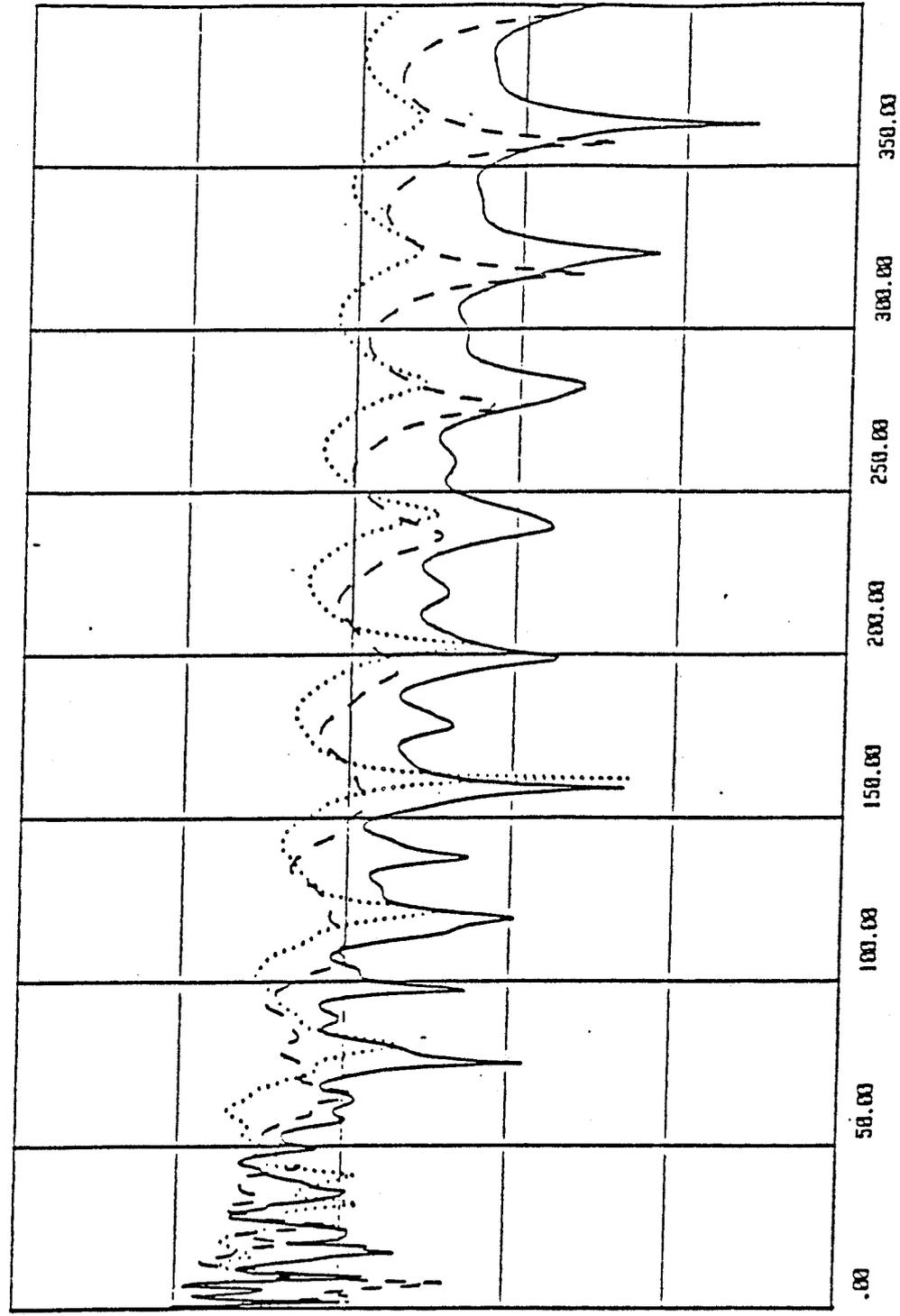
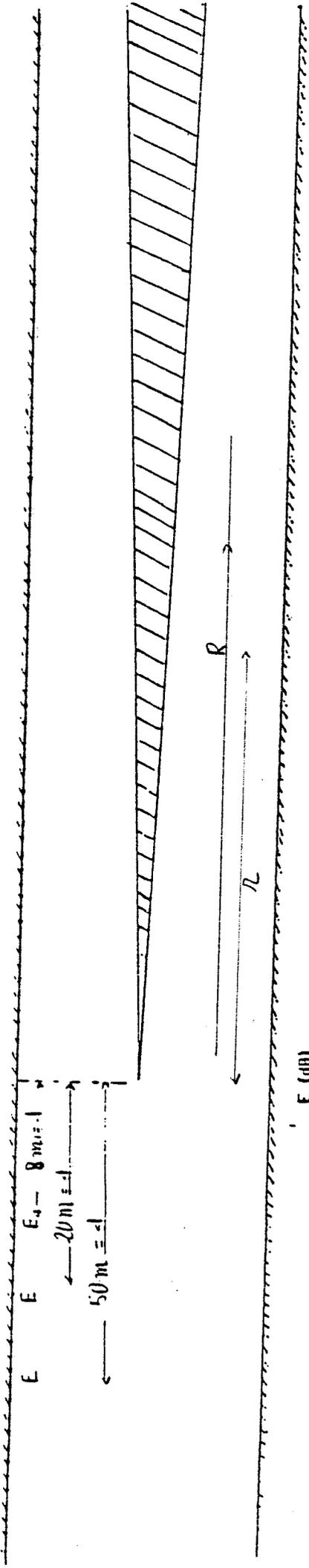
$$\alpha_{11} = \frac{1}{2} \frac{\lambda^2}{(2a)^3} \operatorname{Re} \left(\frac{\epsilon^*}{\sqrt{\epsilon^* - 1}} \right) + \frac{1}{2} \frac{\lambda^2}{(2b)^3} \operatorname{Re} \left(\frac{1}{\sqrt{\epsilon^* - 1}} \right)$$

b) Influence de la position de l'émetteur

Une configuration importante qu'on peut rencontrer dans la pratique correspond au cas où l'émetteur est excentré dans le tunnel principal et ne se situe donc pas dans le même axe que le récepteur. Dans ces conditions, et pour différentes distances "Z_M" séparant l'émetteur du plan de rétrécissement, nous avons représenté planche (27) l'évolution du champ électrique dans le tunnel secondaire en fonction de la distance "r" séparant le récepteur du plan de rétrécissement.

Ces courbes présentent des oscillations pseudo-périodiques dont l'amplitude diminue lorsque "r" augmente. Pour Z_M = 8 m, le tunnel secondaire se trouve excité par des émetteur fortement excentrés par rapport à l'axe du tunnel et nous constatons que le champ décroît rapidement sur les 150 premiers mètres, l'atténuation linéique sur cette distance est de 17 dB/100 m. Au delà de cette distance les modes hybrides de moindres atténuations redeviennent prépondérants et le nouveau coefficient d'atténuation linéique est d'environ 3,2 dB/100 m, valeur tout à fait comparable à celle obtenue lorsque l'émetteur et le récepteur se situent à l'intérieur d'un tunnel de même dimension que le tunnel secondaire (cf. paragraphe précédent). Pour Z_M = 20 m les rayons directs auront de faibles angles d'incidence par rapport aux parois du tunnel et seront donc peu atténués et cela engendre une augmentation de l'amplitude moyenne du champ d'environ 15 dB. L'antenne d'émission se trouve encore moins excentrée lorsque Z_M = 50 m et ceci se traduit par une augmentation supplémentaire du champ de l'ordre de 5 dB.

Une autre configuration que l'on peut rencontrer dans la pratique correspond, comme le montre la figure 16, à la présence de rames de métro dans le tunnel. En considérant le cas de la figure 16-b où la rame se déplace dans un tunnel 1 voie, on s'intéressera à la propagation dans le tunnel de faible section dont la longueur est celle de la rame. Ceci



——— : d = 8m
 - - - : d = 20m
 : d = 50m

correspond au cas d'une émission - réception dans le tunnel lorsque la rame peut jouer un effet de "masque" rétrécissant, sur sa longueur, la largeur effective du tunnel.

Lorsque l'émetteur centré dans le tunnel simple voie est placé à 600 m de la rame, nous avons représenté planche 28-a la variation du champ dans le tunnel "équivalent" de faible section (dont la largeur est d'environ 80 cm) en fonction de la distance Emetteur - Récepteur. Nous avons choisi une fréquence de 10 GHz (soit 3 cm de longueur d'onde) afin que la théorie des rayons ne tombe pas en défaut dans le tunnel de faible section. Les courbes de la Figure 28-b représentent la variation de l'amplitude du champ réfléchi et du champ diffracté jusqu'à une distance de 1400 m afin de mettre en évidence l'atténuation linéique du signal.

Nous avons également représenté sur la planche 29 la variation du champ dans un tunnel infini dont la section droite est identique à celle de la position du tunnel où se déplace le récepteur (Figure 17). Une comparaison des deux courbes fait apparaître une variation identique dans les deux cas avec une pente de régression évidemment identique. On note toutefois une perte d'environ 15 dB dans le tunnel obtenu après rétrécissement.

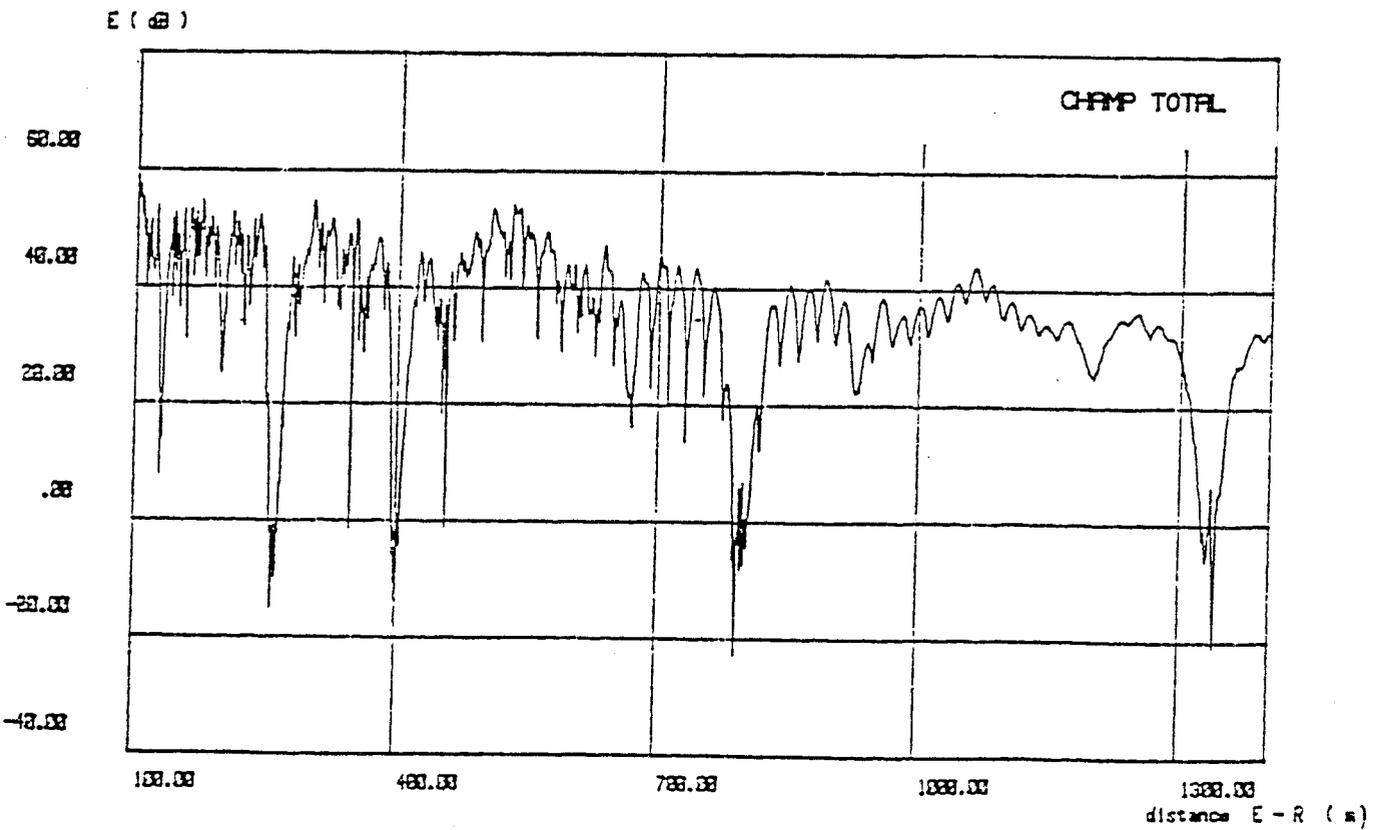
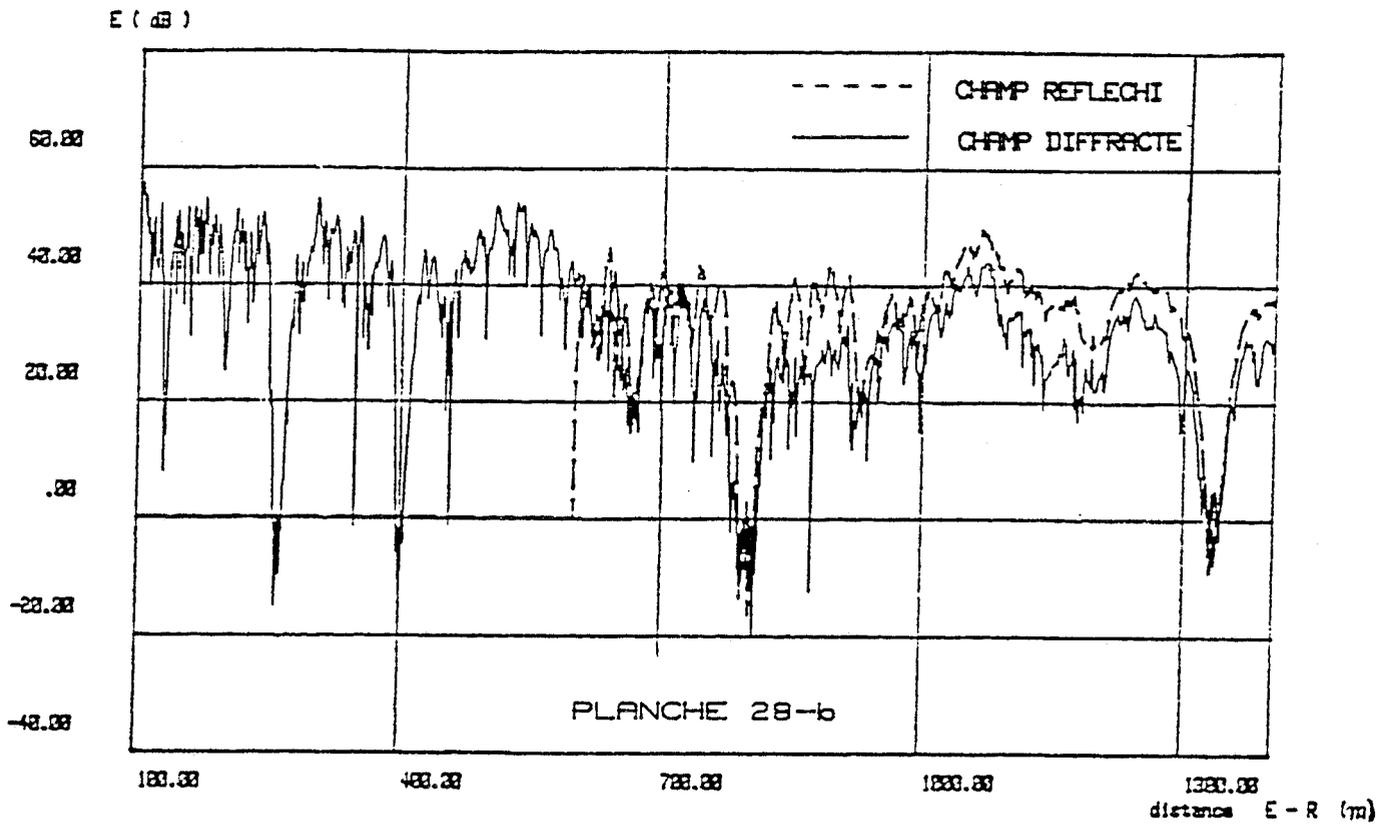
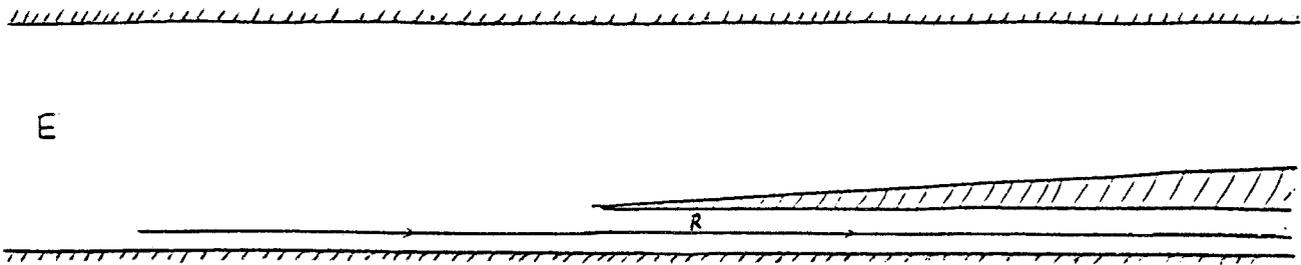
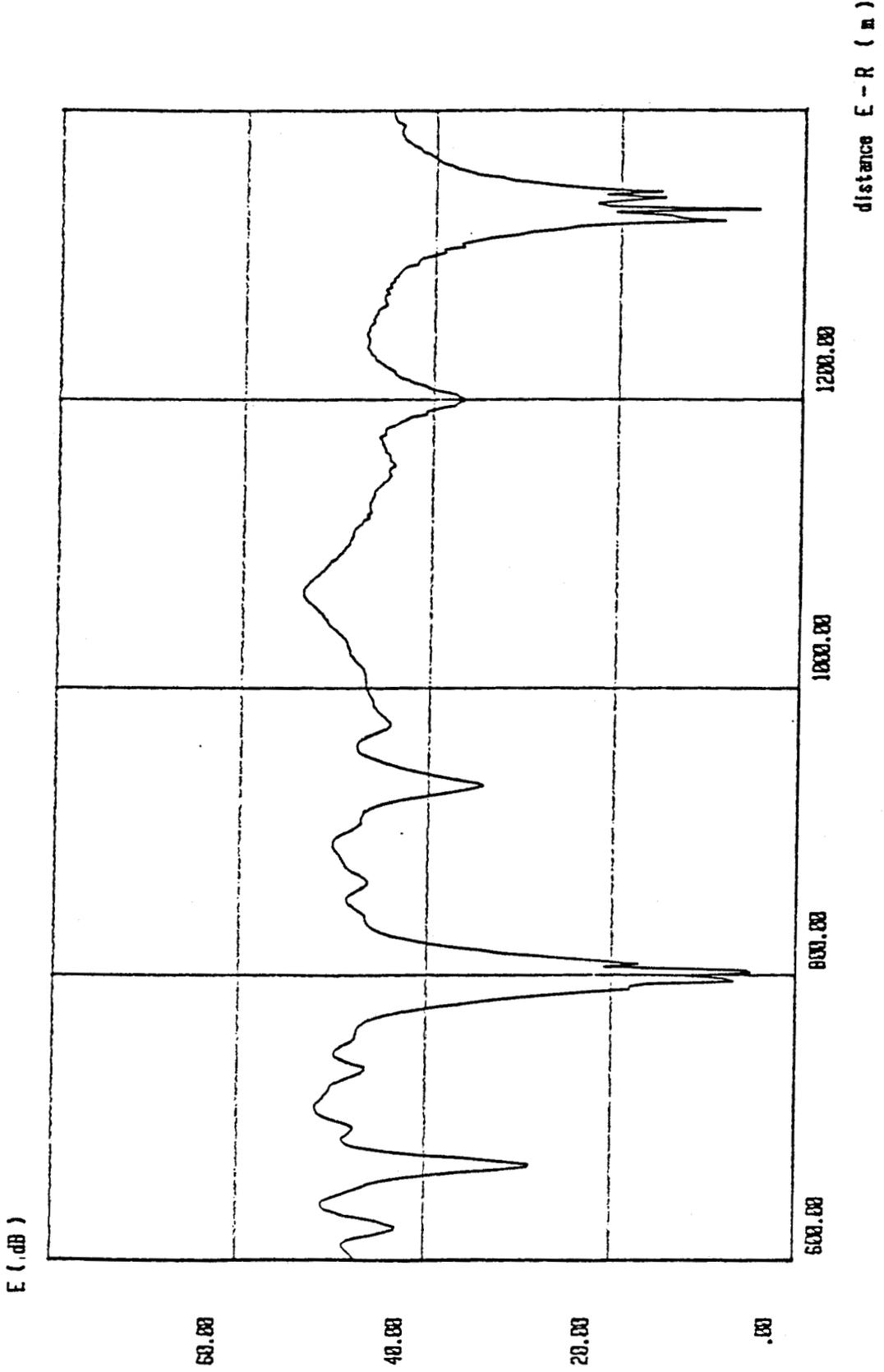
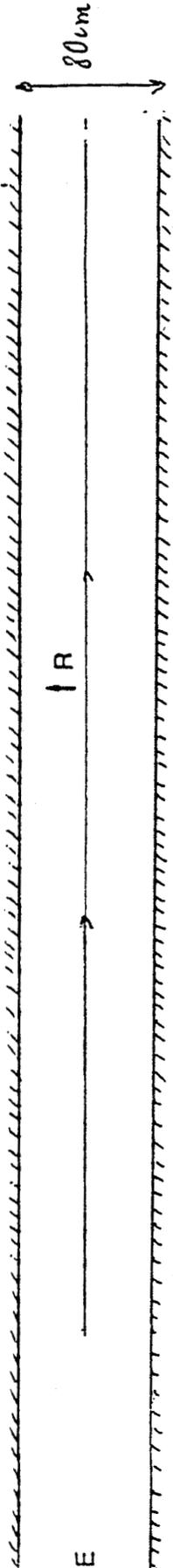
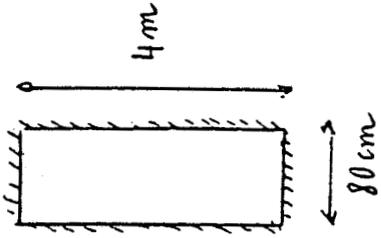


PLANCHE 28-a



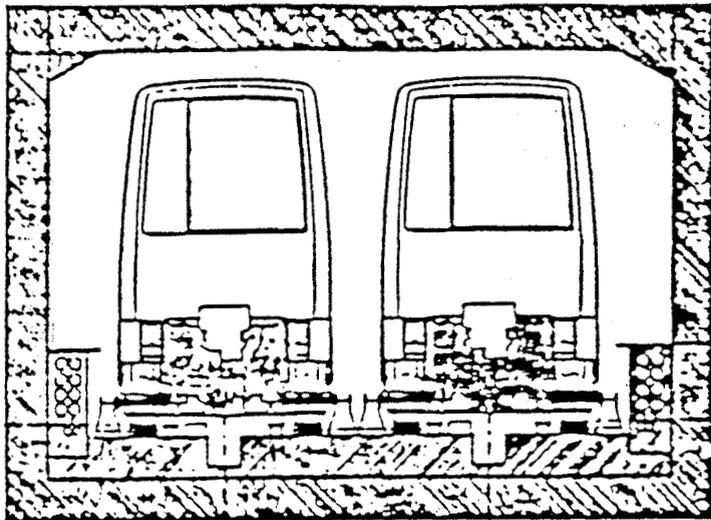


Figure 16-a

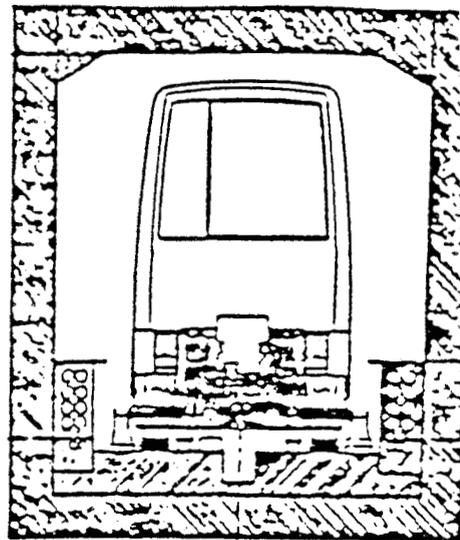


Figure 16-b

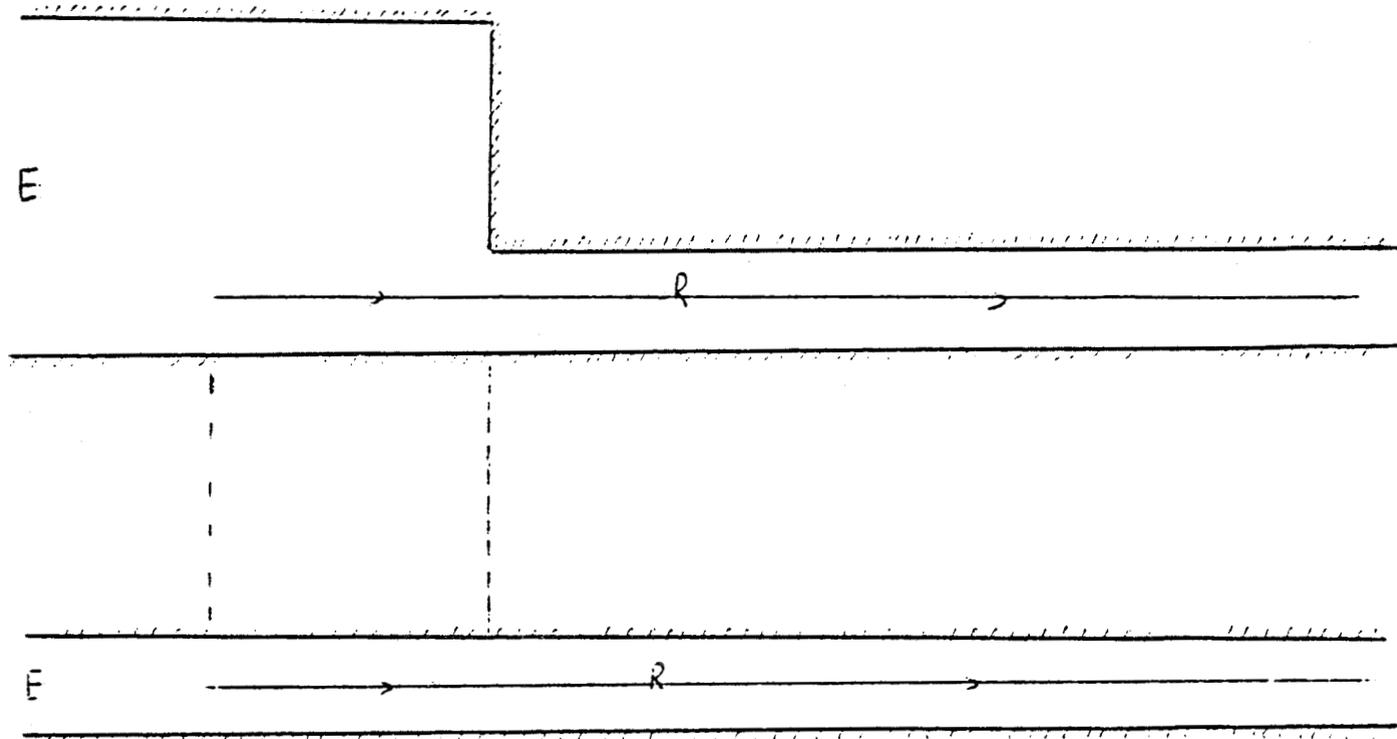


Figure 17

Conclusion

La première partie de l'étude que nous avons exposée dans ce chapitre concerne le rayonnement de l'intérieur vers l'extérieur du tunnel en se basant sur la théorie géométrique de la diffraction. Nous avons vu que le champ total rayonné en un point P de l'espace est la somme d'un champ réfléchi dû aux rayons pouvant parvenir en P à travers l'ouverture, et d'un champ créé par la diffraction de l'onde incidente sur les arêtes de l'ouverture.

Lorsque l'antenne de réception n'est pas trop décalée par rapport à l'axe du tunnel ($-20^\circ \leq \theta < 20^\circ$), la contribution des rayons réfléchis l'emporte sur celle du champ diffracté. Cependant dès que le récepteur devient excentré on assiste à une diminution rapide du signal réfléchi et seule la diffraction contribue au rayonnement. Les diagrammes de rayonnement obtenus montrent que l'ouverture du tunnel se comporte vis à vis du milieu extérieur comme une antenne d'émission très directive.

Nous avons également montré que les diagrammes de rayonnement se comparent très bien à ceux obtenus à partir des formules de KOTTLER (rayonnement des grandes ouvertures), avec toutefois un temps de calcul un peu plus long. C'est le calcul de la diffraction par le coin qui prend le plus de temps car ce dernier fait diffracter des rayons dans toutes les directions et de ce fait tous les émetteurs images dont les rayons peuvent être incidents sur le coin vont participer au champ diffracté par ce coin, contrairement à la diffraction par le bord où le nombre d'émetteurs images est limité à ceux situés dans un volume délimité par deux cônes dont l'axe est le bord.

Nous nous sommes ensuite intéressés à l'excitation du tunnel, et nous avons vu que l'importance relative des champs réfléchi et diffracté dépend de l'angle que fait l'onde incidente avec l'axe du tunnel. Compte tenu du principe de réciprocité, il y a évidemment une étroite corrélation entre le "comportement" du tunnel en rayonnement et en excitation. Enfin les courbes relatives à l'élargissement du tunnel montrent que, dans les configurations envisagées, le signal diminue

rapidement lorsque le récepteur franchit la zone de transition et aborde le tunnel de large section. Une atténuation maximum de l'ordre de 30 dB peut être obtenue dans certains cas. Au delà d'une distance supérieure à une centaine de mètres, on note une augmentation du champ puis un comportement tout à fait similaire à celui de la propagation dans un tunnel de longueur infinie. On peut estimer les pertes de couplage entre les deux sections du tunnel à environ 6 dB.

L'étude du rétrécissement a montré que le seul effet notable est une rupture de la pente traduisant la variation du signal en fonction de la distance. Ceci est d'autant plus marqué que l'onde a une polarisation horizontale, c'est-à-dire parallèle aux côtés qui se rétréciront (ou s'élargiront).

C H A P I T R E I V

RESULTATS EXPERIMENTAUX
COMPARAISON THEORIE - EXPERIENCE

S O M M A I R E

Introduction

I - EXCITATION DU TUNNEL

I.1 - Propagation à l'intérieur du tunnel - Courbe de référence

I.2 - Influence de l'angle d'incidence de l'onde extérieure -
Polarisation verticale

I.2.1 - Antenne d'émission placée dans l'axe du tunnel

I.2.2 - Antenne d'émission décalée de 12°

I.2.3 - Antenne d'émission décalée de 22°

I.2.4 - Antenne d'émission décalée de 45°

I.2.5 - Emission lointaine - décalage de 37°

I.3 - Polarisation horizontale

I.3.1 - Antenne dans l'axe du tunnel

I.3.2 - Antenne décalée de 12°

I.3.3 - Antenne décalée de 45°

II - RAYONNEMENT DU TUNNEL

III - COMPARAISON ENTRE LES PREVISIONS THEORIQUES ET LES RESULTATS
EXPERIMENTAUX

III.1 - Excitation du tunnel

III.2 - Rayonnement du tunnel

III.3 - Influence d'un changement de section

Conclusion

Introduction

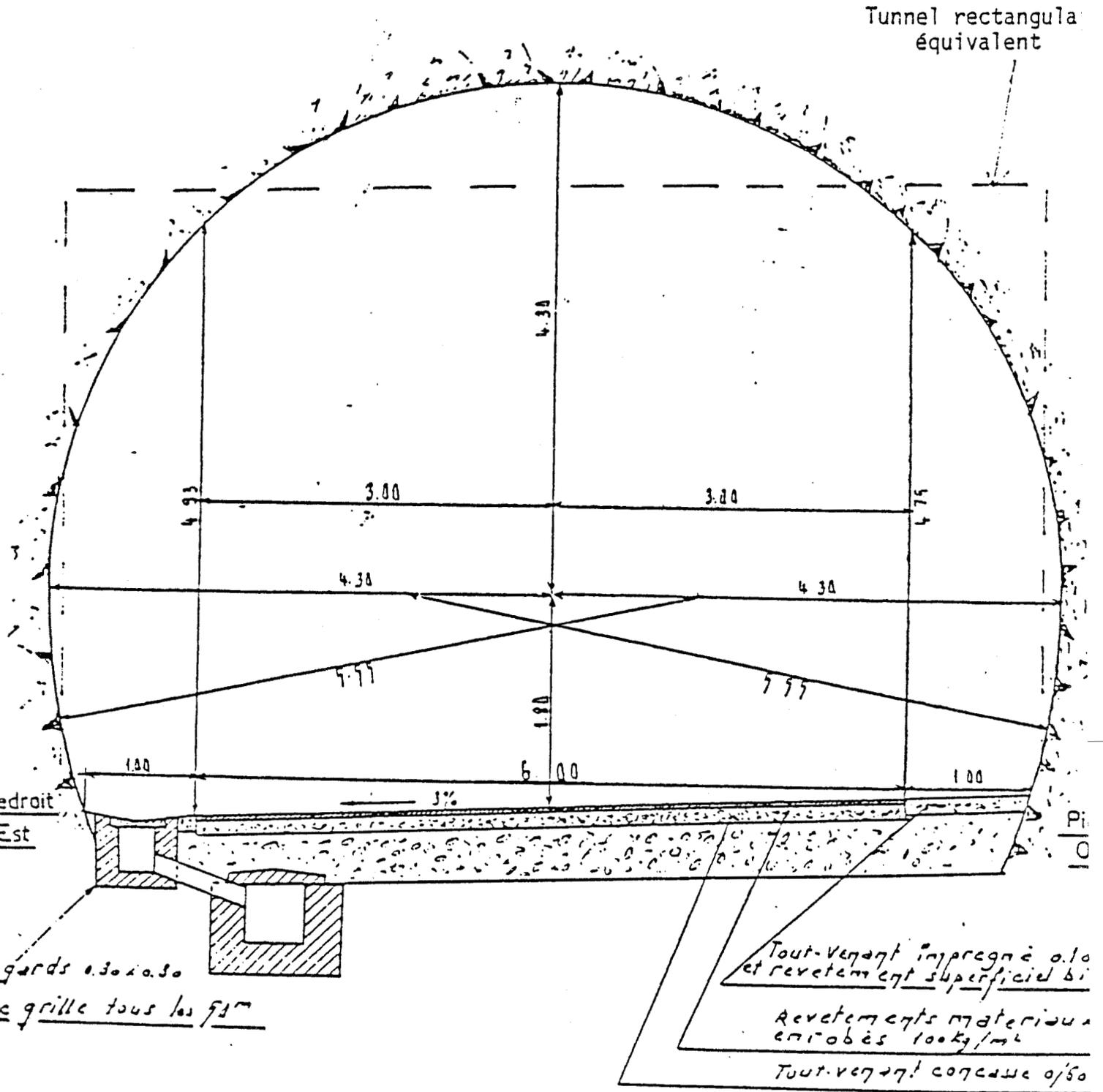
Afin d'étudier expérimentalement les phénomènes de propagation à l'intérieur du tunnel et le couplage des ondes électromagnétiques entre l'intérieur et l'extérieur, il était nécessaire de disposer d'un tunnel routier suffisamment long et avec peu de trafic automobile pour mettre en évidence l'atténuation linéique moyenne. Après de nombreuses démarches auprès des organismes compétents et des visites de plusieurs sites, notre choix s'est arrêté sur le tunnel du Roux situé près d'Aubenas en Ardèche. La coupe de ce tunnel, d'une longueur totale de 3 400 m en ligne droite, est donnée sur la Figure 1. La hauteur maximum au centre est de 6.1 m, la largeur étant de 8.6 m.

La figure 2 est un extrait de la carte I.G.N. au 1:25000 montrant le tunnel du Roux. Au niveau de l'entrée Sud, on remarque qu'il existe un chemin et un parking non aménagé qui nous permettront de disposer les antennes d'émission ou de réception soit dans le prolongement du tunnel, soit avec un décalage par rapport à l'axe. Compte tenu de la présence des ravins, la distance maximum entre les antennes extérieures et l'entrée du tunnel sera de l'ordre de 50 m mais on pourra considérer que cette distance est suffisante pour être en "champ lointain", la longueur d'onde étant d'environ 30 cm. Nous avons toutefois procédé également à une émission lointaine, l'antenne d'émission étant placée au sommet du mont "Mouredon" repérée sur la Figure 2 en tant que position particulière de l'émetteur.

Nous allons décrire successivement les mesures correspondant à l'excitation du tunnel (antenne d'émission extérieure) et celles associées au rayonnement du tunnel (antenne d'émission dans le tunnel).

TUNNEL DU ROUX

COUPE TRANSVERSALE

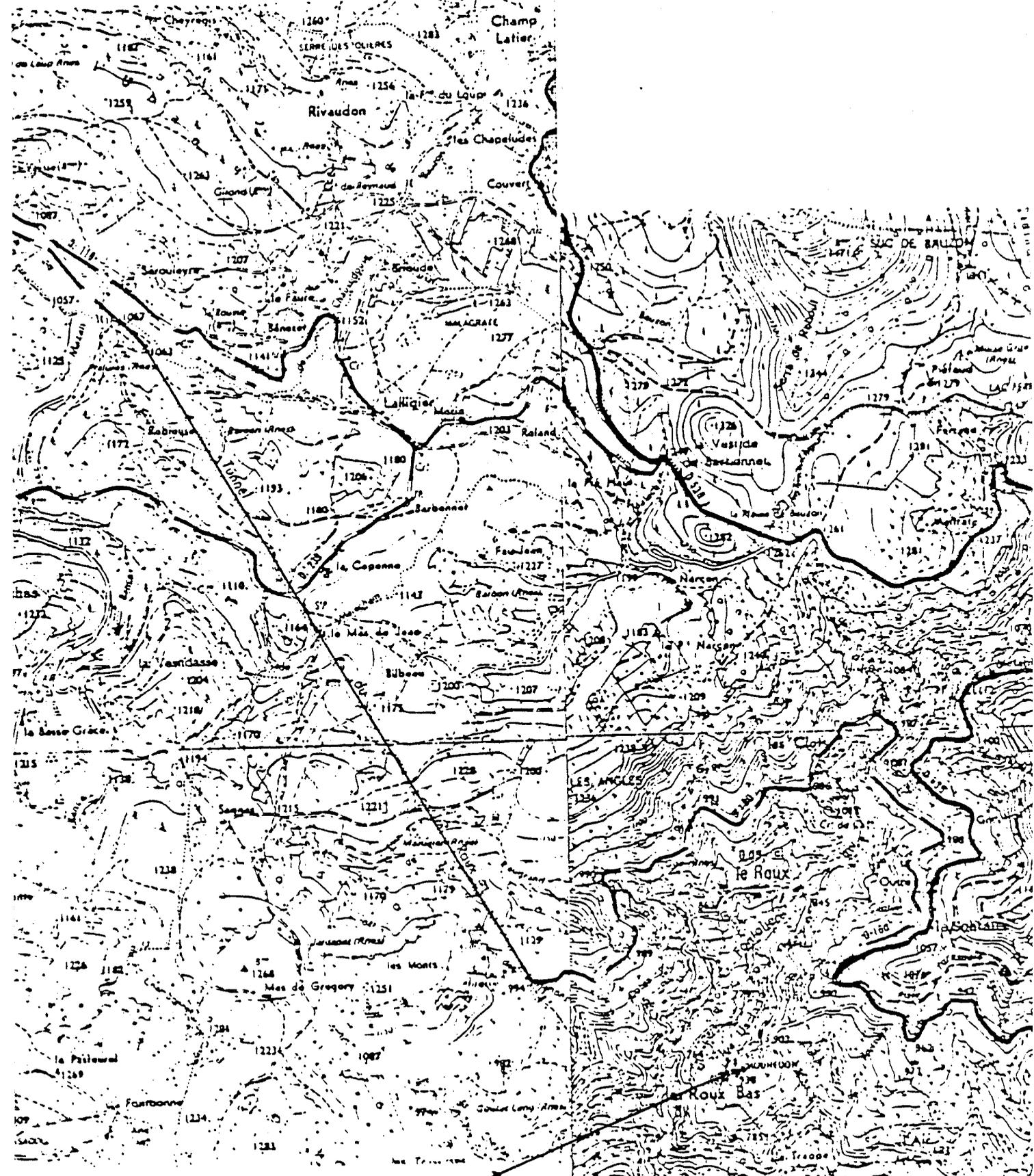


(Document d'archives subdivision d'AUBENAS)

Echelle 1/50

Figure 1

Figure 2



Position particulière de l'émetteur
Tunnel du Roux

/// Chemin et parking non aménagé

I - EXCITATION DU TUNNEL

Le but de cette partie d'étude est de mettre en évidence l'affaiblissement que subit le champ lorsque la direction de l'onde incidente fait un angle donné α avec l'axe du tunnel.

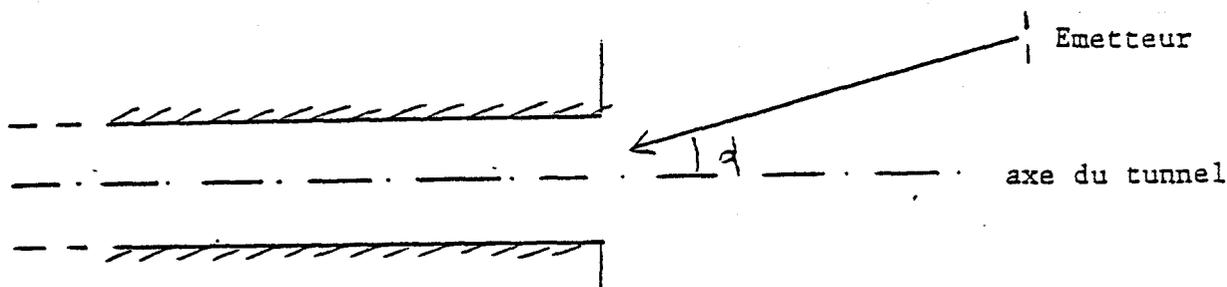
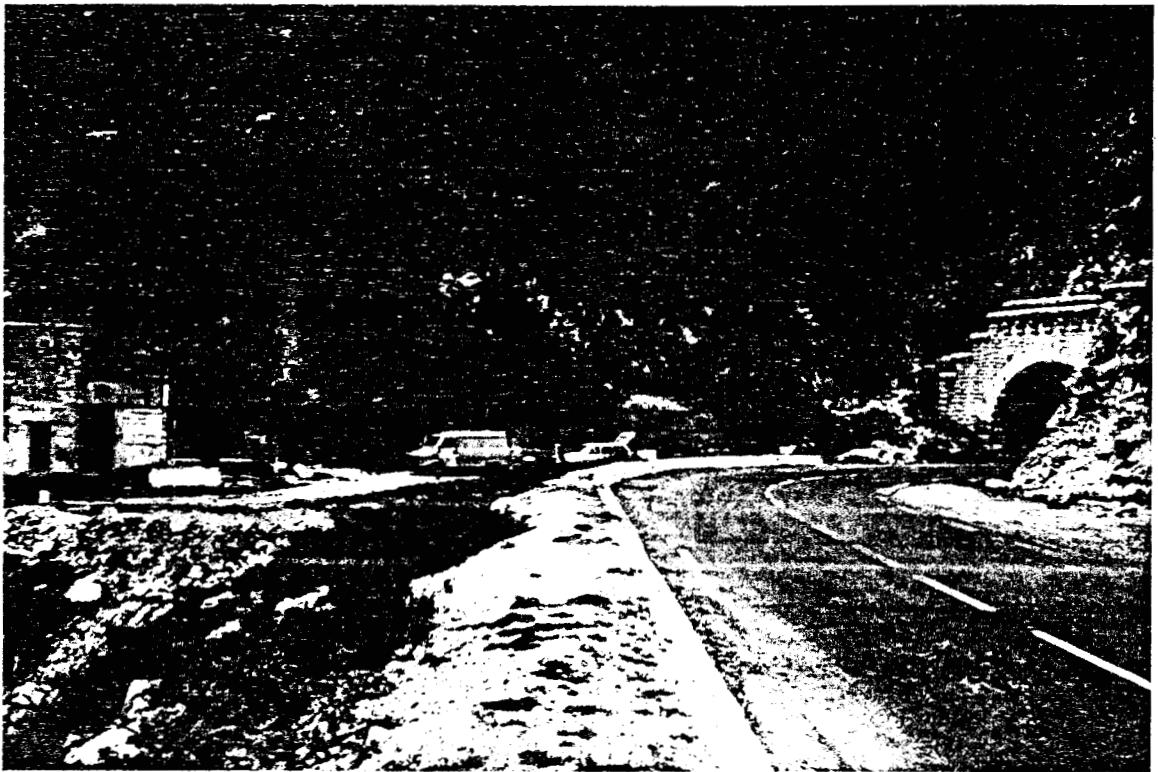


Figure 3

Nous envisagerons successivement le cas d'une polarisation verticale et d'une polarisation horizontale. Les photos de la Figure 4 correspondent à l'entrée Sud du tunnel où les mesures ont été faites. On remarque l'antenne de réception placée sur un mat d'une hauteur de 1 m au-dessus du toit du véhicule, l'antenne d'émission est placée à une distance de 50 m de l'entrée du tunnel. L'émetteur est constitué d'un synthétiseur alimentant un amplificateur délivrant une puissance de sortie de 10 watts. Les antennes sont des dipôles demi-ondes.

I.1) Propagation à l'intérieur du tunnel - Courbe de référence

Pour mettre en évidence les atténuations supplémentaires que va subir l'onde électromagnétique lors des transitions air-tunnel, il faut d'abord connaître le coefficient d'atténuation linéique dans le tunnel. La courbe de la Figure 5 a donc été obtenue en plaçant l'antenne d'émission à l'intérieur du tunnel et sur l'axe de celui-ci, le mobile portant l'antenne de réception se déplaçant sur une longueur voisine de 3 000 m. On note d'abord des fluctuations importantes du signal dans les 600 premiers mètres, les évanouissements pouvant même avoir une profondeur supérieure à 20 dB.



↑
Antenne d'émission

↑
Antenne de réception

Photo 1

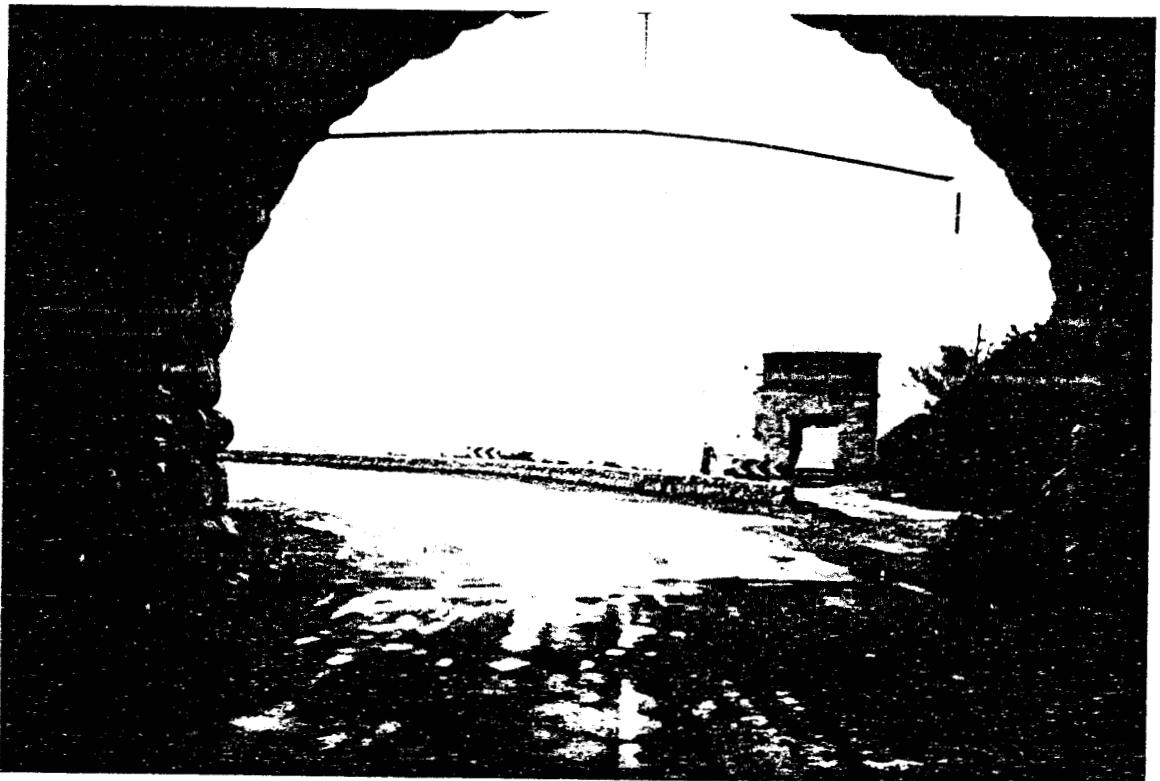


Photo 2

Figure 4

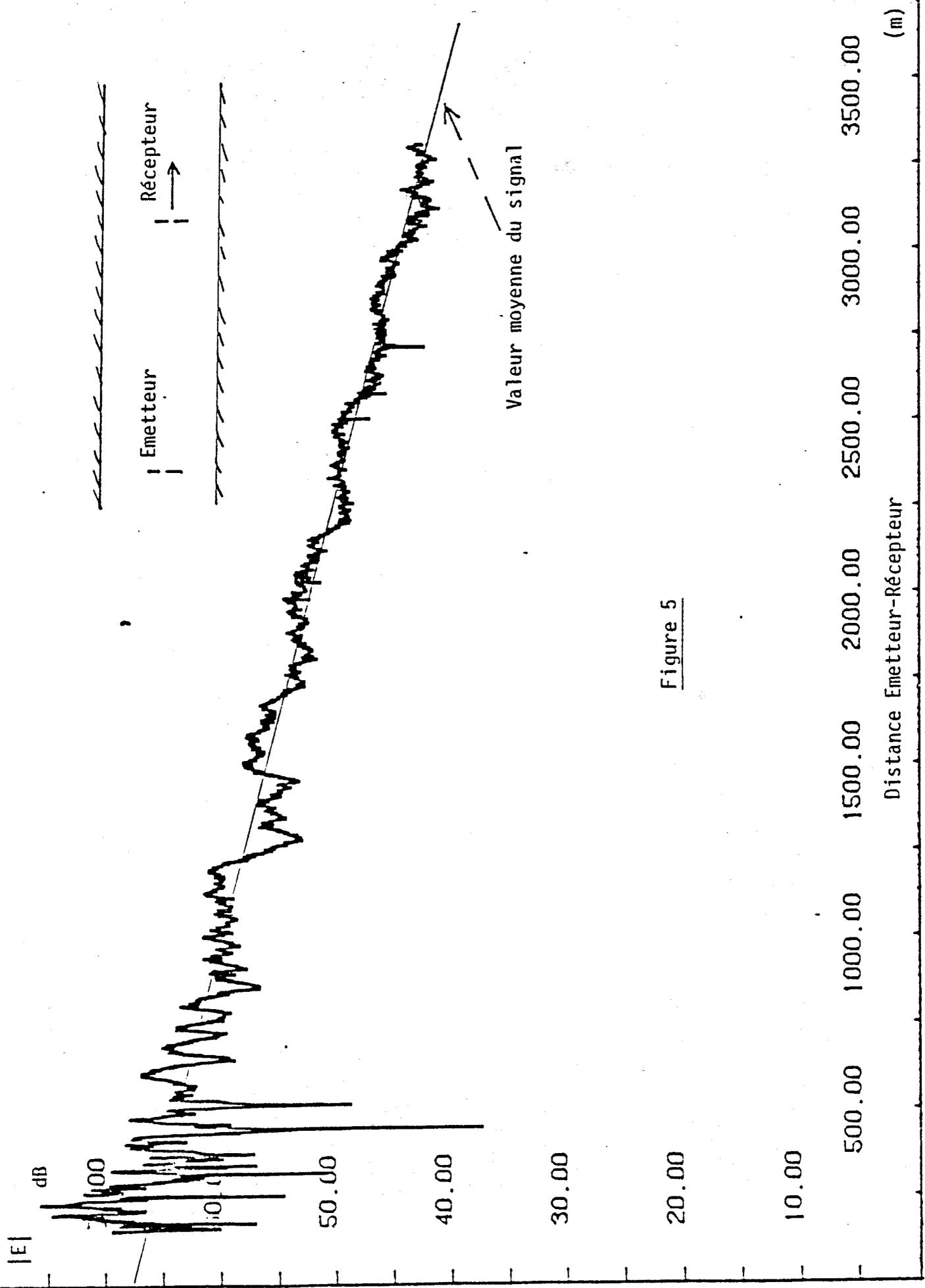


Figure 5

L'antenne d'émission excite de nombreux modes hybrides $E_{H_{mn}}$ qui interfèrent entre eux. Lorsque la distance émetteur-récepteur augmente les modes d'ordre élevé subissent une atténuation importante, ce qui entraîne une diminution des battements et le mode $E_{H_{11}}$ devient prépondérant.

Nous avons vu que d'une façon générale, pour un tunnel de section rectangulaire, l'affaiblissement α_{mn} lié au mode $E_{H_{mn}}$ est donné en polarisation verticale par

$$\alpha_{mn} = \frac{m^2}{2} \frac{\lambda^2}{(2a)^3} \operatorname{Re} \left(\frac{\epsilon_r^*}{\sqrt{\epsilon_r^* - 1}} \right) + \frac{n^2}{2} \frac{\lambda^2}{(2b)^3} \operatorname{Re} \left(\frac{1}{\sqrt{\epsilon_r^* - 1}} \right) \quad (1)$$

où $2a$ et $2b$ représentent respectivement la hauteur et la largeur du tunnel, ϵ_r^* étant la permittivité relative complexe des parois. Cette valeur ϵ_r^* est définie par $\epsilon_r^* = \epsilon_r + \sigma / (j\omega\epsilon_0)$. Dans un milieu à faible teneur en eau, une valeur de $\epsilon_r = 5$ et $\sigma = 10^{-2}$ S/m correspond à un bon ordre de grandeur.

D'après la Figure 1, on voit que le tunnel rectangulaire équivalent ayant sensiblement la même section droite, aurait une hauteur de 5.3 m et une largeur de 8.5 m. Pour le mode fondamental $E_{H_{11}}$ on remarque que le premier terme de la formule (1) possède par rapport au 2^e terme un coefficient multiplicatif ϵ_r et que son dénominateur est proportionnel au cube de la hauteur contrairement au dénominateur du 2^e terme qui varie avec le cube de la largeur. Compte tenu des dimensions du tunnel, l'affaiblissement linéique du mode $E_{H_{11}}$ est donné par

$$\alpha = \frac{\lambda^2}{2(2a)^3} \operatorname{Re} \left(\frac{\epsilon_r^*}{\sqrt{\epsilon_r^* - 1}} \right) \quad (2)$$

En utilisant pour l'application numérique les valeurs données précédemment, on obtient $\alpha = 0.92$ Np/km, soit 8 dB/km.

Si on se reporte à la Figure 5 on constate que la droite d'atténuation moyenne présente également une pente de 8 dB/km, les fluctuations du signal autour de cette droite devenant négligeables au-delà de 1500 m, le mode fondamental EH_{11} est donc le mode dominant.

I.2) Influence de l'angle d'incidence de l'onde extérieure -
Polarisation verticale

I.2.1) Antenne d'émission placée à l'extérieur dans l'axe du tunnel

L'antenne d'émission est placée à une hauteur de 3 m sur le parking non aménagé indiqué sur la Figure 2, la distance au plan d'ouverture du tunnel est de 50 m. La photo 3 de la Figure 6 donne une idée de l'environnement dans lequel se situe l'antenne. On remarque sur la Figure 7 qu'en dehors de la zone de variation rapide du signal au voisinage de l'entrée du tunnel, l'atténuation linéique moyenne reste la même que précédemment, soit 8 dB/km. On note cependant des battements ayant une pseudo-période d'environ 500 m. Le véhicule de réception se déplaçant sur une voie de roulement, l'antenne de réception se situe à une distance de la paroi verticale du tunnel d'environ 1/4 de fois la largeur totale, soit 2.1 m. Pour cette situation de réception il peut y avoir interférence entre le mode fondamental EH_{11} et le mode EH_{12} qui présente un champ électrique maximum au 1/4 de la largeur du guide. Or la phase du mode EH_{mn} est donnée par

$$\text{Re}(kg) = \frac{2\pi}{\lambda} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{m\lambda^2}{4a} - \frac{1}{2} \frac{n\lambda^2}{4b} \right] \quad (3)$$

$\text{Re}(kg)$ désignant la partie réelle de la constante de propagation dans le guide. A partir de cette relation, on en déduit immédiatement que dans le cas d'une polarisation verticale, les champs électriques associés aux modes EH_{11} et EH_{12} sont en opposition de phase tous les $8 d^2/3\lambda$ où d

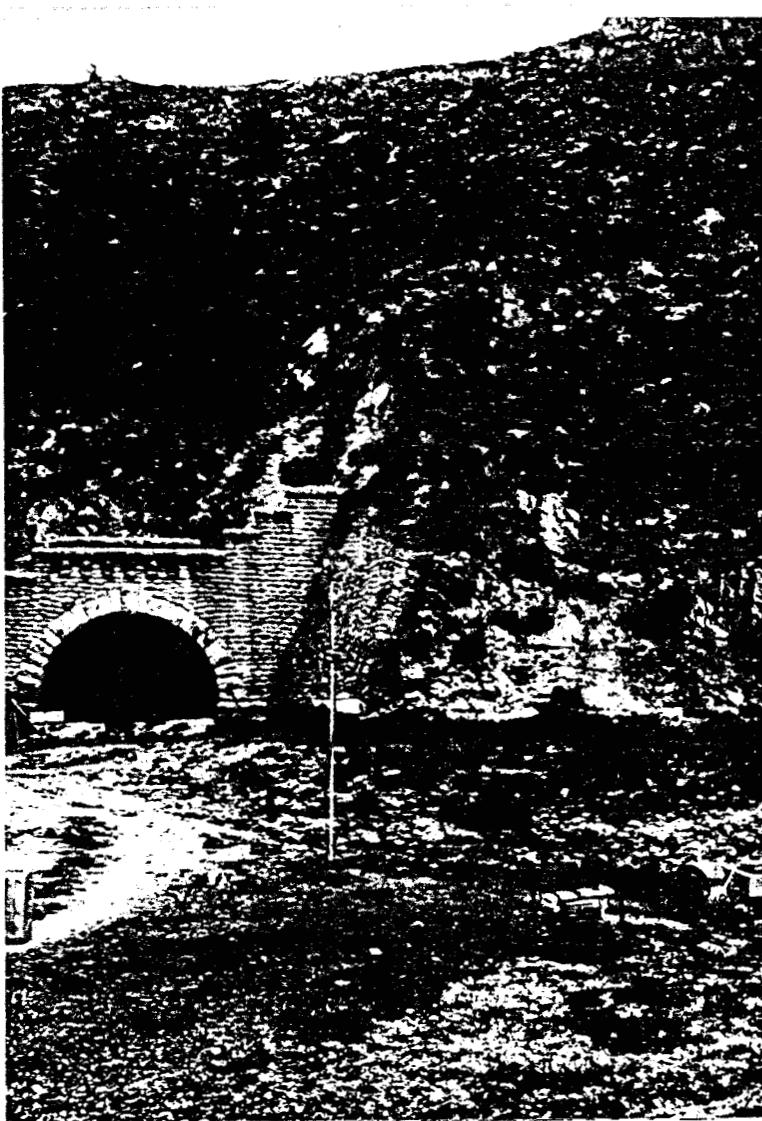
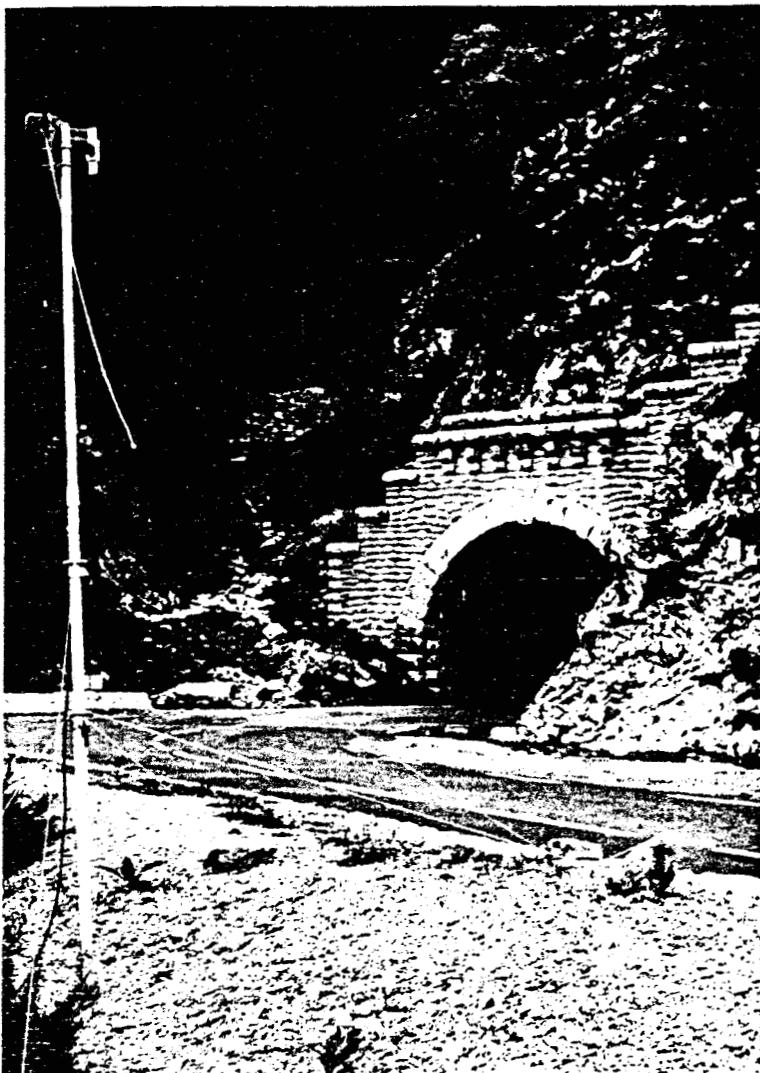


Figure 6

Antenne d'émission située
dans l'axe du tunnel

Photo 3



Excitation du tunnel par une onde
sous incidence oblique -
L'angle que font les rayons
incidents sur l'ouverture du
tunnel avec l'axe de celui-ci
est de 22° dans cet exemple

Photo 4

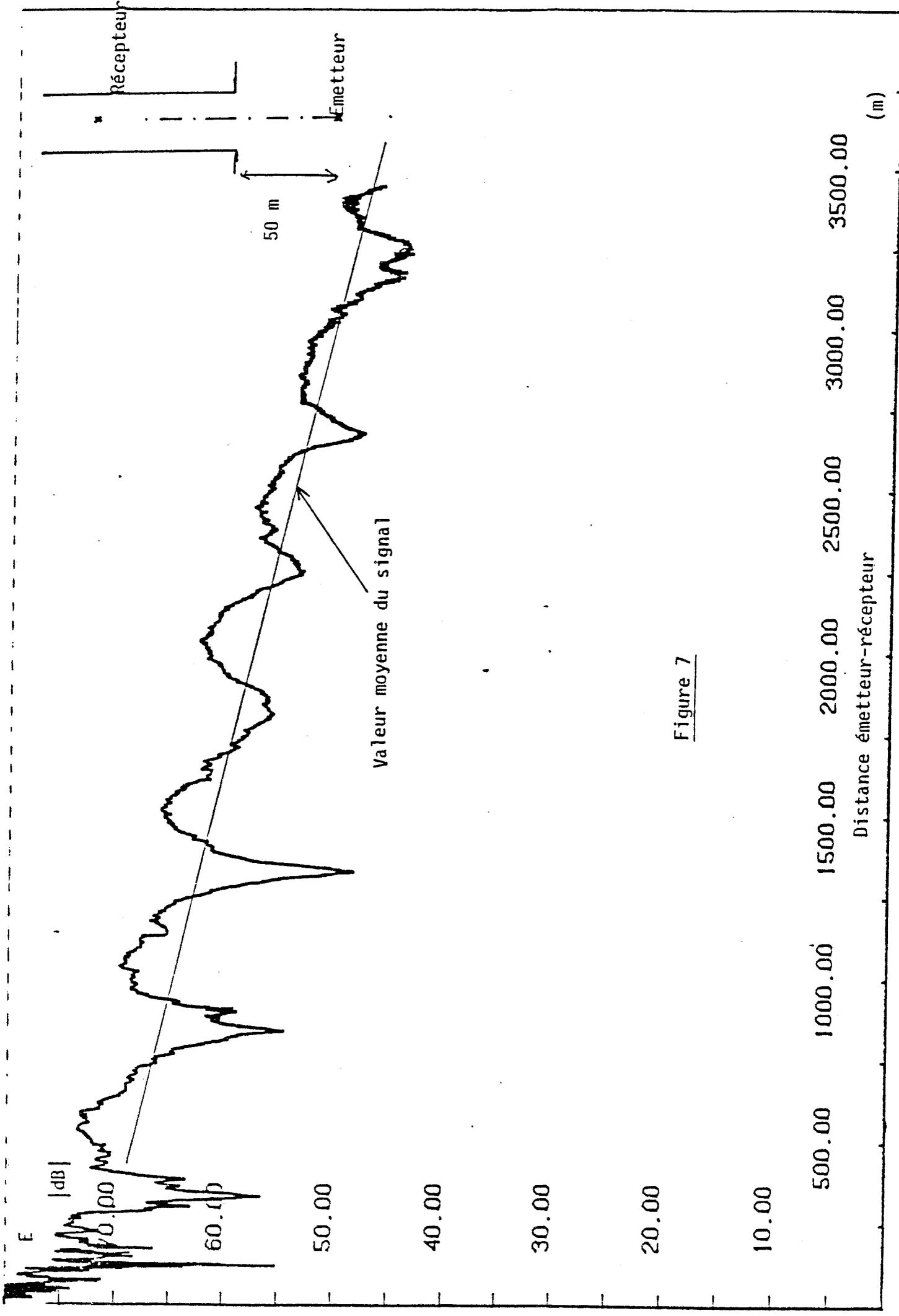


Figure 7

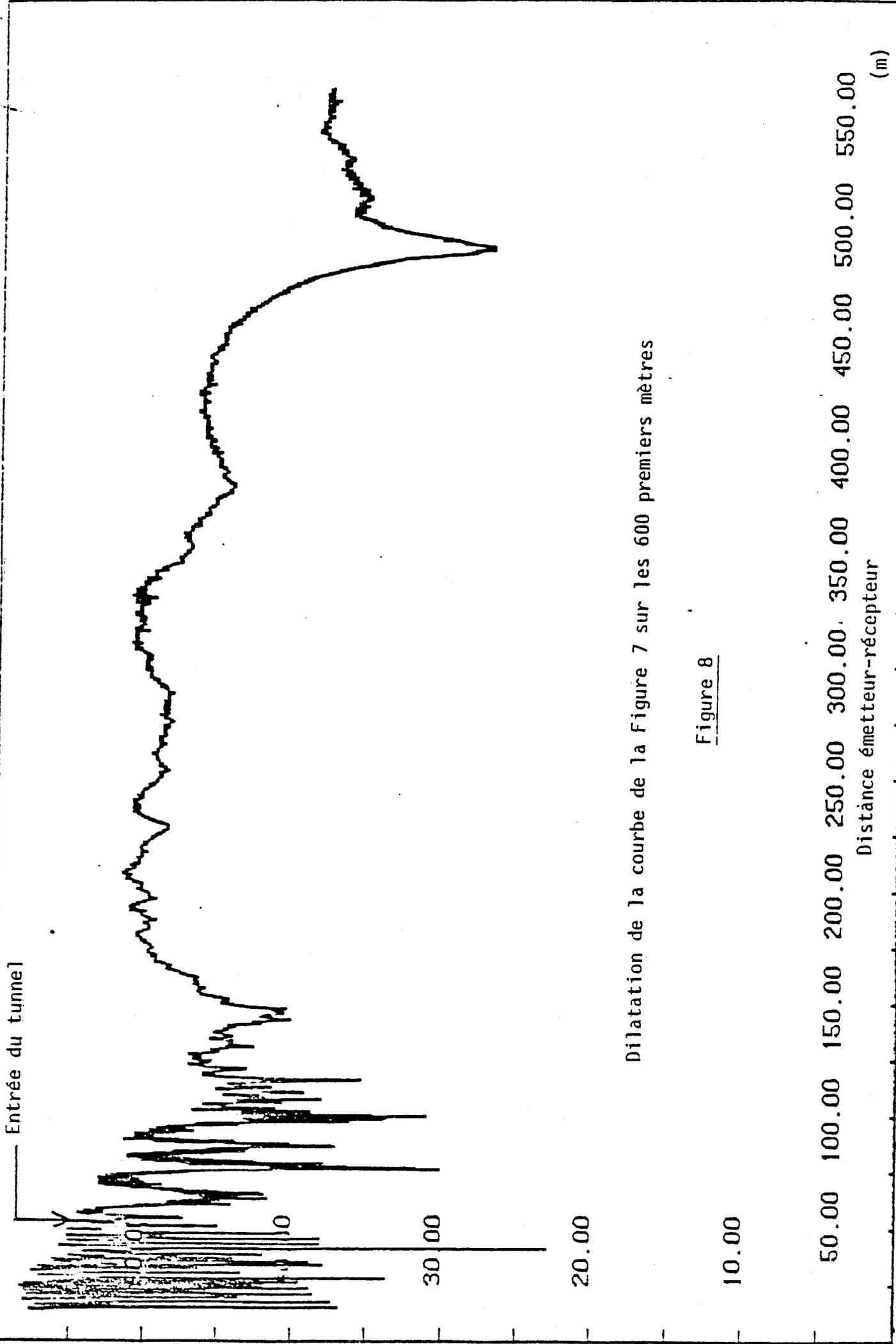
est la largeur du tunnel. L'application numérique donne une pseudo-période de 578 m, qui est donc très voisine de celle obtenue expérimentalement (500 m).

La courbe de la Figure 8 a été obtenue dans la même configuration que précédemment mais l'échelle des distances a été dilatée pour mettre en évidence les fluctuations du signal sur les 600 premiers mètres. On note des variations très rapides à l'extérieur du tunnel qui s'expliquent par les trajets multiples que peut suivre l'onde électromagnétique pour aller de l'émetteur au récepteur. En effet il existe non seulement une réflexion sur le flanc de la montagne dans lequel le tunnel est percé mais également des réflexions sur les flancs latéraux comme on peut s'en rendre compte, notamment sur la Photo 1 de la Figure 4. Il est donc difficile de déterminer avec précision les pertes supplémentaires pour l'excitation du tunnel, mais elles ne doivent pas excéder 5 à 10 dB.

I.2.2) Antenne d'émission décalée de 12°

L'antenne d'émission a été décalée perpendiculairement à l'axe du tunnel de façon à ce que les ondes arrivent sous incidence oblique sur le plan d'ouverture du tunnel. Sur la Figure 9, nous voyons que lorsque le mobile pénètre dans le tunnel, le champ décroît rapidement sur les 500 premiers mètres, l'atténuation linéique étant, sur cette distance, de 65 dB/km. Au-delà de 500 m, les modes hybrides de moindre atténuation redeviennent prépondérants, le coefficient d'atténuation linéique devenant égal à 11 dB/km, valeur tout à fait comparable aux 8 dB/km obtenus précédemment lorsque l'émetteur et le récepteur étaient placés tous deux à l'intérieur du tunnel à grande distance l'un de l'autre. L'atténuation supplémentaire due au couplage extérieur → intérieur est de 20 dB pour cet angle d'incidence.

La courbe de la Figure 10 est une dilatation de la courbe précédente sur les 450 premiers mètres. On note les fluctuations rapides du signal même au-delà de l'entrée du tunnel. Il se produit de plus des évanouissements importants sur de courtes distances atteignant des profondeurs de l'ordre de 30 à 40 dB.



Dilatation de la courbe de la Figure 7 sur les 600 premiers mètres

Figure 8

50.00 100.00 150.00 200.00 250.00 300.00 350.00 400.00 450.00 500.00 550.00
Distance émetteur-récepteur (m)

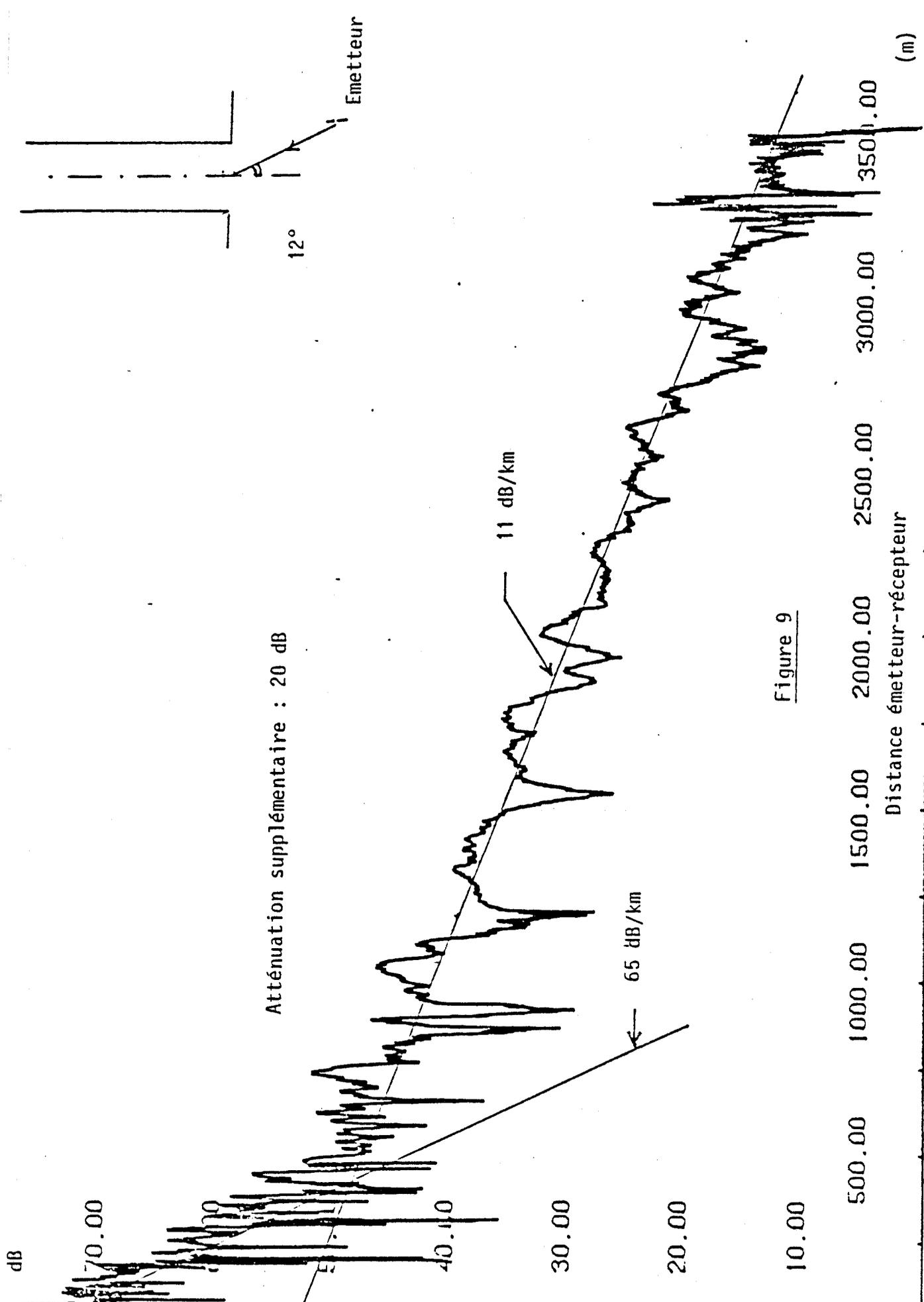
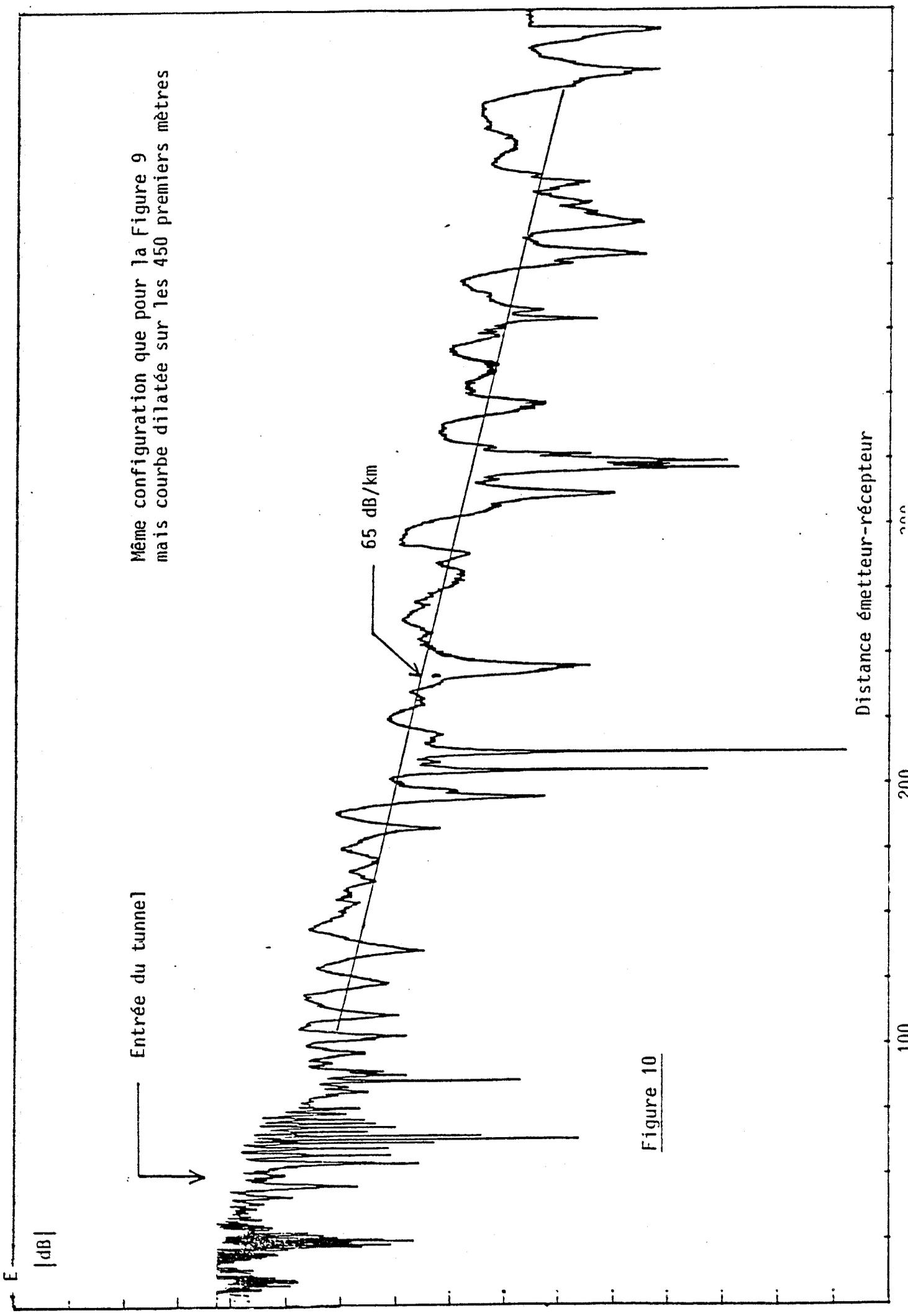


Figure 9



Distance émetteur-récepteur

300

200

100

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

0

I.2.3) Antenne d'émission décalée de 22°

La photo 4 de la Figure 6 se rapporte à cette configuration où la direction des rayons incidents fait un angle de 22° avec l'axe du tunnel. Sur la Figure 11 nous avons représenté la variation du champ électrique dans la zone d'excitation du tunnel qui est dans ce cas de l'ordre de 200 m. On remarque la décroissance très rapide de l'amplitude du signal lorsque le mobile pénètre dans le tunnel, l'atténuation supplémentaire le long de cette distance est de 28 dB.

I.2.4) Antenne d'émission décalée de 45°

Cet angle de 45° correspond à la valeur maximum qui a pu être faite expérimentalement car, comme on peut s'en rendre compte sur la photo 4 de la Figure 6, le retrait du plan d'entrée du tunnel par rapport au flanc de la montagne, provoque un effet de masque de plus en plus prononcé. Au-delà de 45°, l'entrée du tunnel n'aurait plus été visible depuis le point d'émission. Sur la Figure 12, on note que l'atténuation supplémentaire dans les premières centaines de mètres du tunnel est de 35 dB. De plus cette courbe de variation du champ électrique met bien en évidence la disparition progressive des modes d'ordre élevé, la pseudo-périodicité des battements diminuant progressivement. Au-delà d'une distance de 1500 m, la courbe a tout à fait la même allure que celle obtenue dans le cas d'une excitation dans l'axe du tunnel ainsi qu'on le constate sur la Figure 13 qui reprend les deux cas : antenne dans l'axe et antenne décalée à 45°.

I.2.5) Emission lointaine - Décalage de 37°

Compte tenu de la topologie du terrain, la distance maximum à laquelle l'antenne pouvait être placée de l'entrée du tunnel était de l'ordre de 50 m. Afin de vérifier les résultats décrits précédemment pour de plus grandes distances émetteur - tunnel, l'antenne d'émission a été placée sur un mont (MOUREDON) situé en vue directe du tunnel (Cf. Figure 2 : position particulière de l'émetteur). La distance entre le mont et le tunnel est de 1000 m, le décalage par rapport à l'axe du

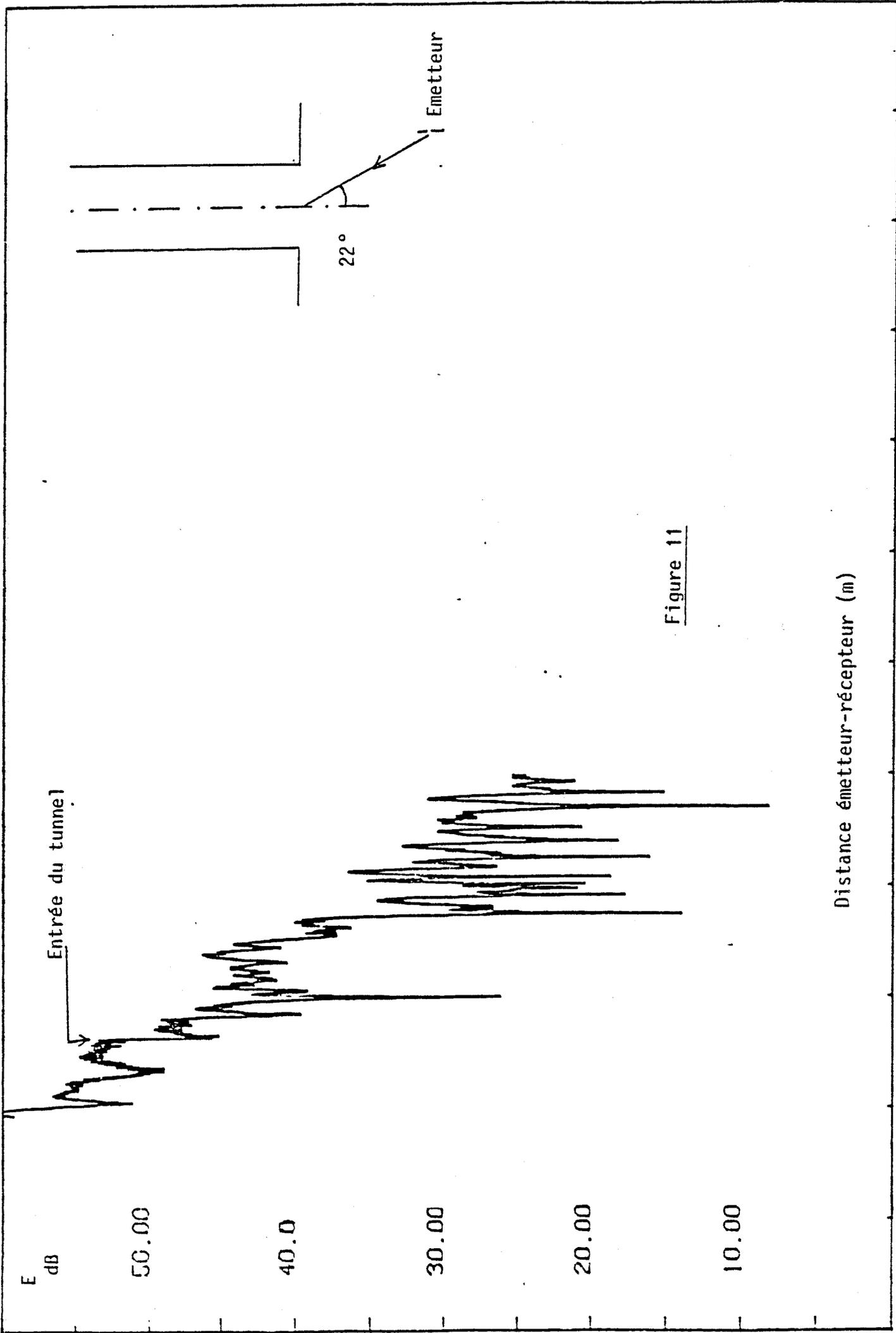


Figure 11

Distance émetteur-récepteur (m)

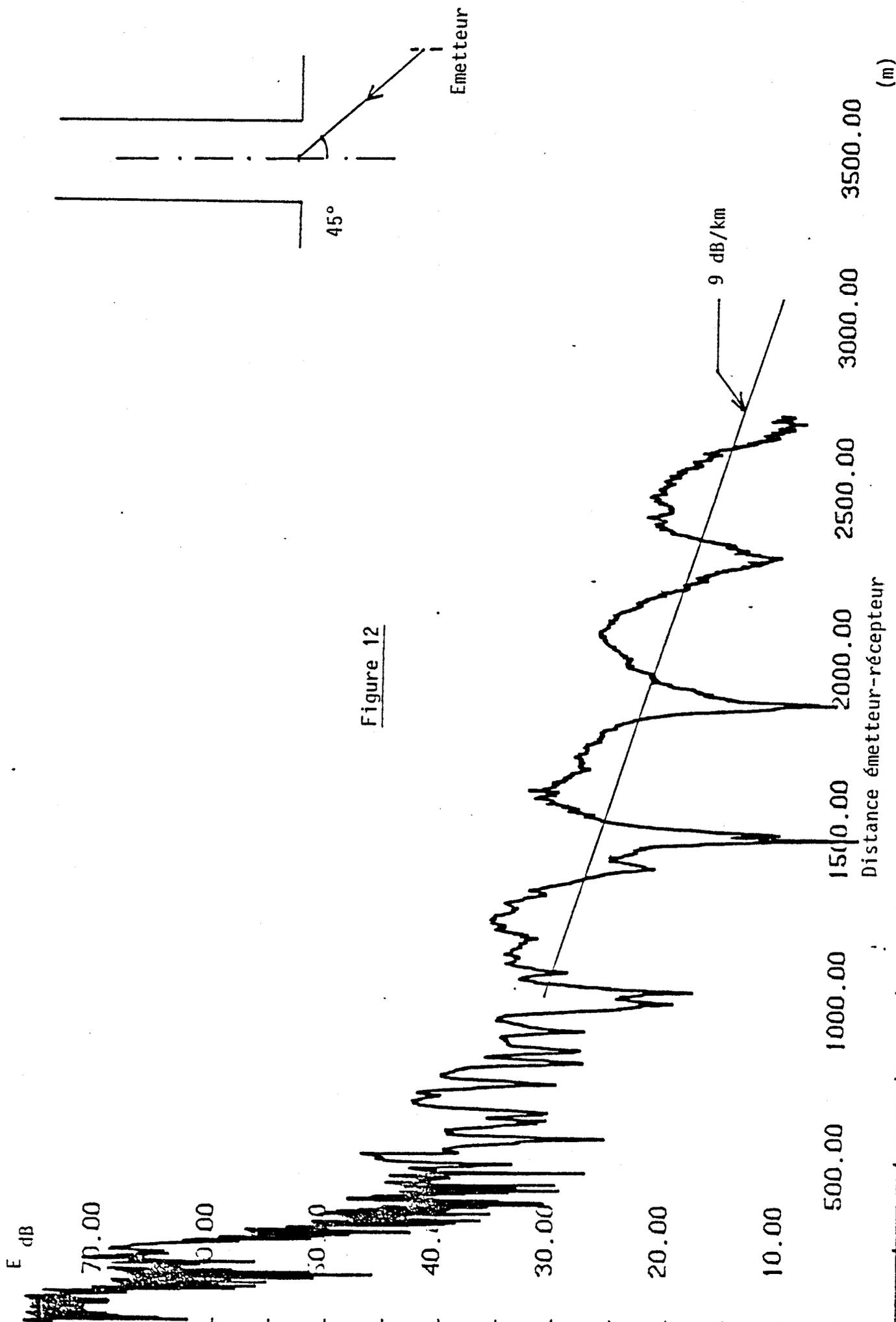


Figure 12

E dB

Antenne extérieure dans l'axe du tunnel

8 dB/km

Antenne décalée de 45°

9 dB/km

Distance émetteur-récepteur

(m)

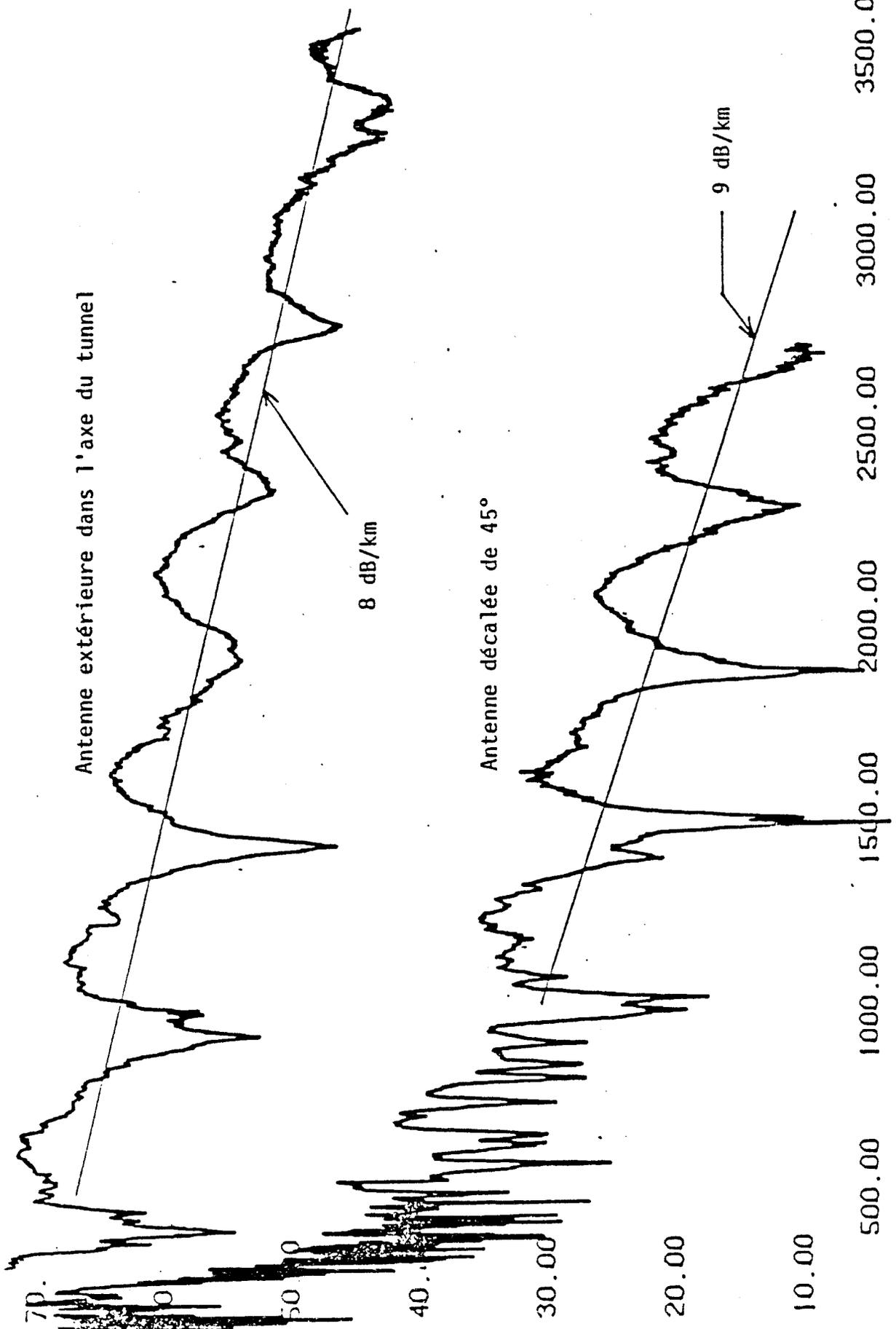


Figure 13

tunnel est de 37° . Les photos 5 et 6 de la Figure 14 représentent la disposition relative de l'antenne par rapport au tunnel. Afin d'augmenter l'amplitude du signal nous avons utilisé pour cette configuration une antenne Yagi à 22 éléments.

La courbe de la Figure 15 montre la variation du champ en fonction de la position de l'antenne de réception. On note une diminution du signal de l'ordre de 30 dB dans la première centaine de mètres à l'intérieur du tunnel. Cette valeur correspond à l'atténuation minimum car, comme on le constate sur la Figure 15, le signal est noyé dans le bruit au-delà de 150 m. Le résultat obtenu est cohérent avec ceux exposés précédemment puisque, dans le cas d'un émetteur proche, l'atténuation supplémentaire était de 28 dB pour un décalage de 22° et de 35 dB pour un décalage de 45° .

I.3) Polarisation horizontale

La même étude a été faite pour une polarisation horizontale, l'antenne d'émission étant toujours placée à une distance de 50 m de l'entrée du tunnel.

I.3.1) Antenne dans l'axe du tunnel

Sur la Figure 16 qui se rapporte à cette configuration, on remarque, comme dans le cas de la polarisation verticale, une atténuation de 5 à 10 dB lors de l'entrée dans le tunnel puis des battements s'atténuant progressivement, la pseudo-période étant d'environ 500 m. La différence essentielle par rapport à la polarisation verticale réside dans la faible valeur du coefficient d'atténuation linéique puisqu'il est de 3 dB/km (au lieu de 8 dB/km).

Si on se reporte à la formule théorique donnant l'affaiblissement du mode fondamental EH_{11} (équation 1), il suffit de permuter les valeurs de a et b correspondant à la hauteur et à la largeur du tunnel. On obtient ainsi

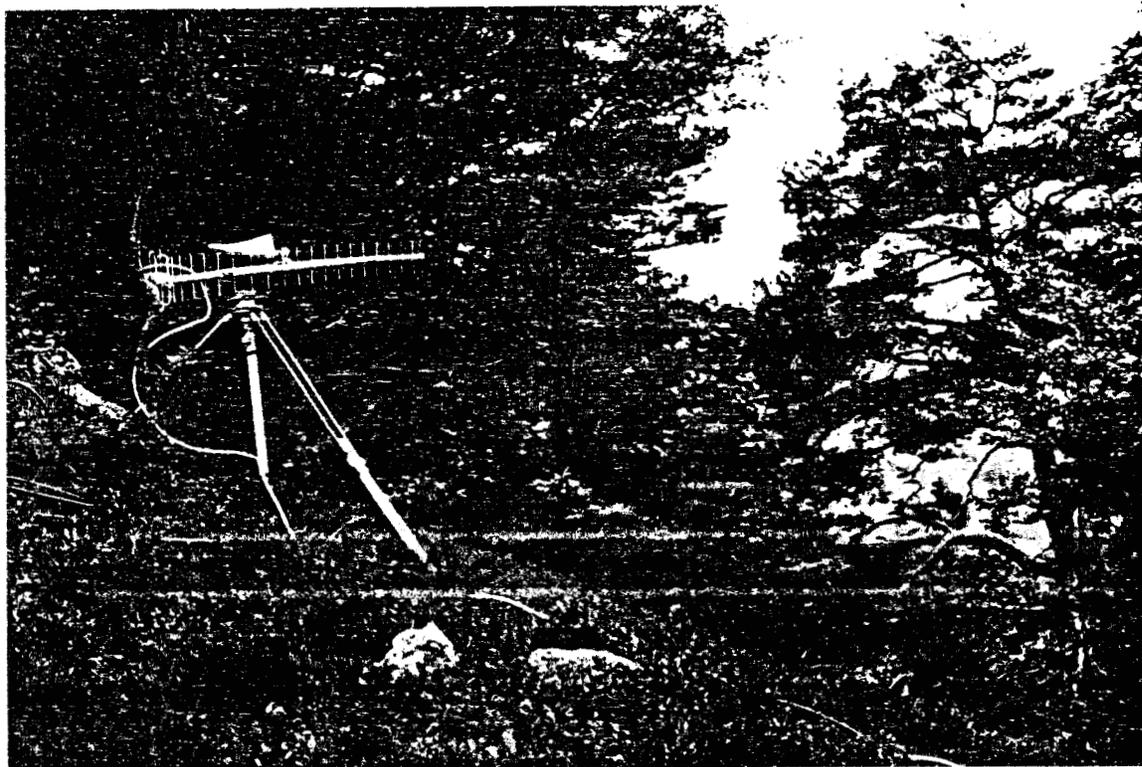


Photo 5

Position de l'ant
d'émission



Photo 6

Vue de l'entrée du
tunnel depuis l'éme

Entrée du tunnel ↑

Figure 14

dB

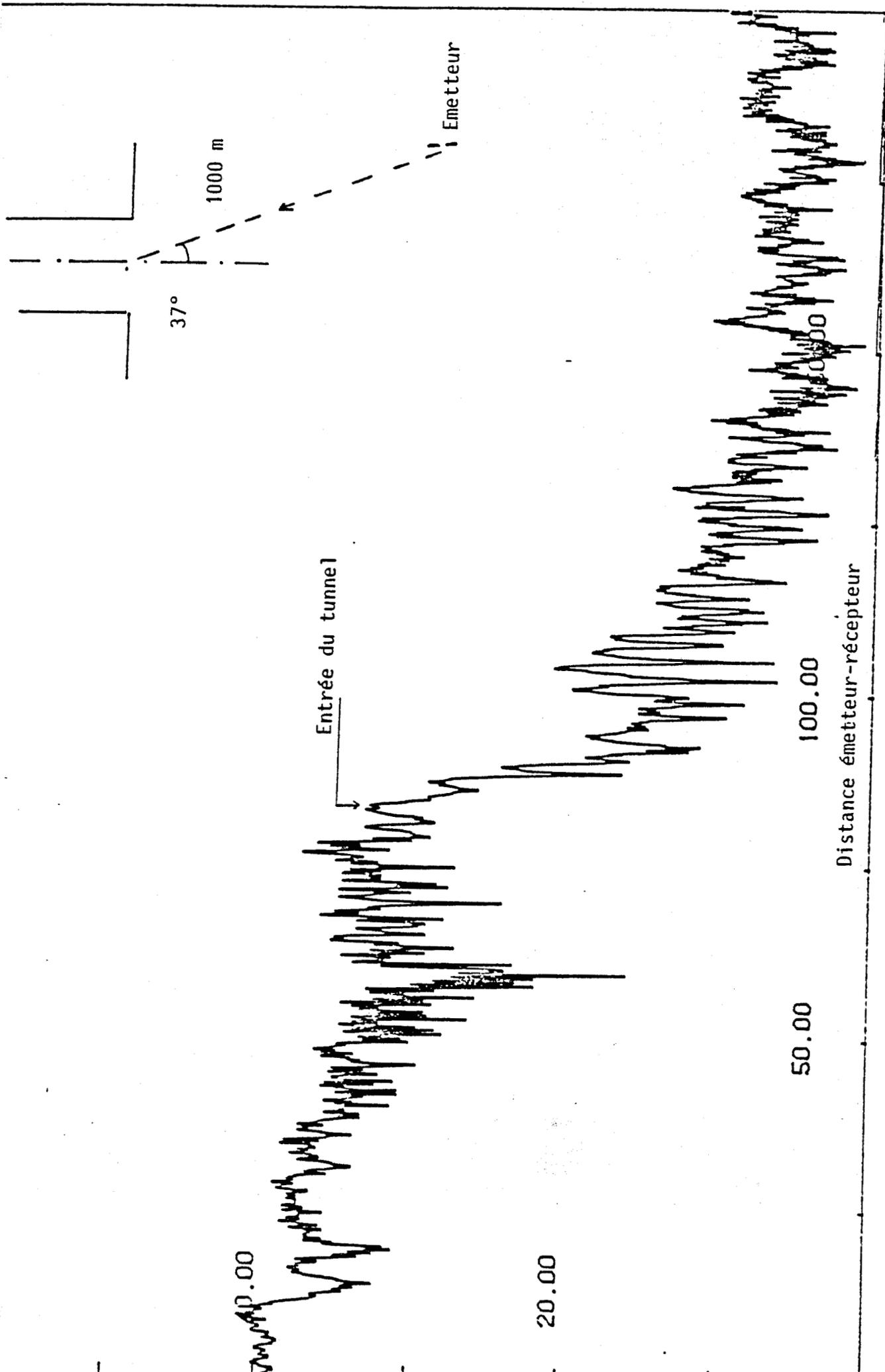


Figure 15

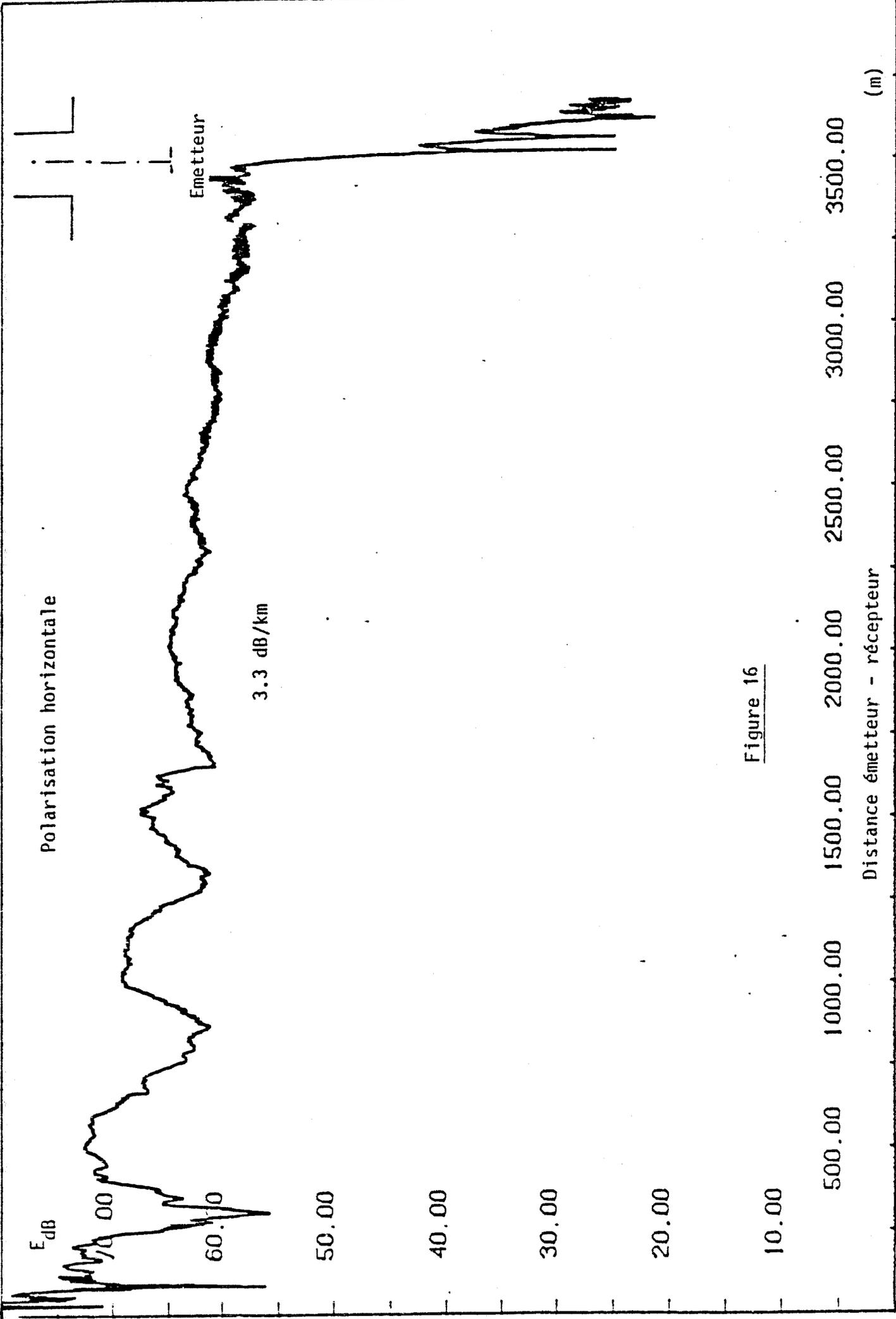


Figure 16

Distance émetteur - récepteur

(m)

$$\alpha_H = \frac{\lambda^2}{2(2a)^3} \operatorname{Re} \left(\frac{1}{\sqrt{\epsilon_r^* - 1}} \right) + \frac{\lambda^2}{2(2b)^3} \operatorname{Re} \left(\frac{\epsilon_r^*}{\sqrt{\epsilon_r^* - 1}} \right)$$

2a et 2b étant respectivement la hauteur et la largeur totale du tunnel soit 5.3 m et 8.5 m ; ϵ_r la permittivité relative des parois qui a été choisie égale à 5. En remplaçant ces paramètres par leurs valeurs, on trouve $\alpha_H = 4 \cdot 10^{-4}$ Np/m, soit $\alpha = 3.5$ dB/km. Cette valeur est en bon accord avec le résultat expérimental (3.3 dB/km). On remarque enfin sur la Figure 16 une diminution très rapide du signal au-delà de 3500 m, c'est-à-dire lorsque le mobile débouche à l'espace libre. Ceci est dû au fait que la route située à l'entrée Nord du tunnel est très encaissée et présente une courbe à faible distance du tunnel.

I.3.2) Antenne décalée de 12°

La courbe de la Figure 17 montre que la perte de couplage est de 25 à 30 dB pour cette configuration. Comme précédemment de nombreux modes sont excités, compte tenu de l'angle d'incidence de l'onde électromagnétique et de la diffraction par les bords du tunnel. Le mode fondamental ne devient dominant qu'après 2 km de propagation dans le tunnel. La Figure 18 illustre ce comportement dans les 650 premiers mètres du tunnel où on note une augmentation progressive de la pseudo-périodicité des battements.

I.3.3) Antenne décalée de 45°

Cette disposition est la dernière qui ait été étudiée dans le cas où l'antenne d'émission est placée à l'extérieur du tunnel. Sur la Figure 19 on note que la perte de couplage est de 40 dB. L'augmentation

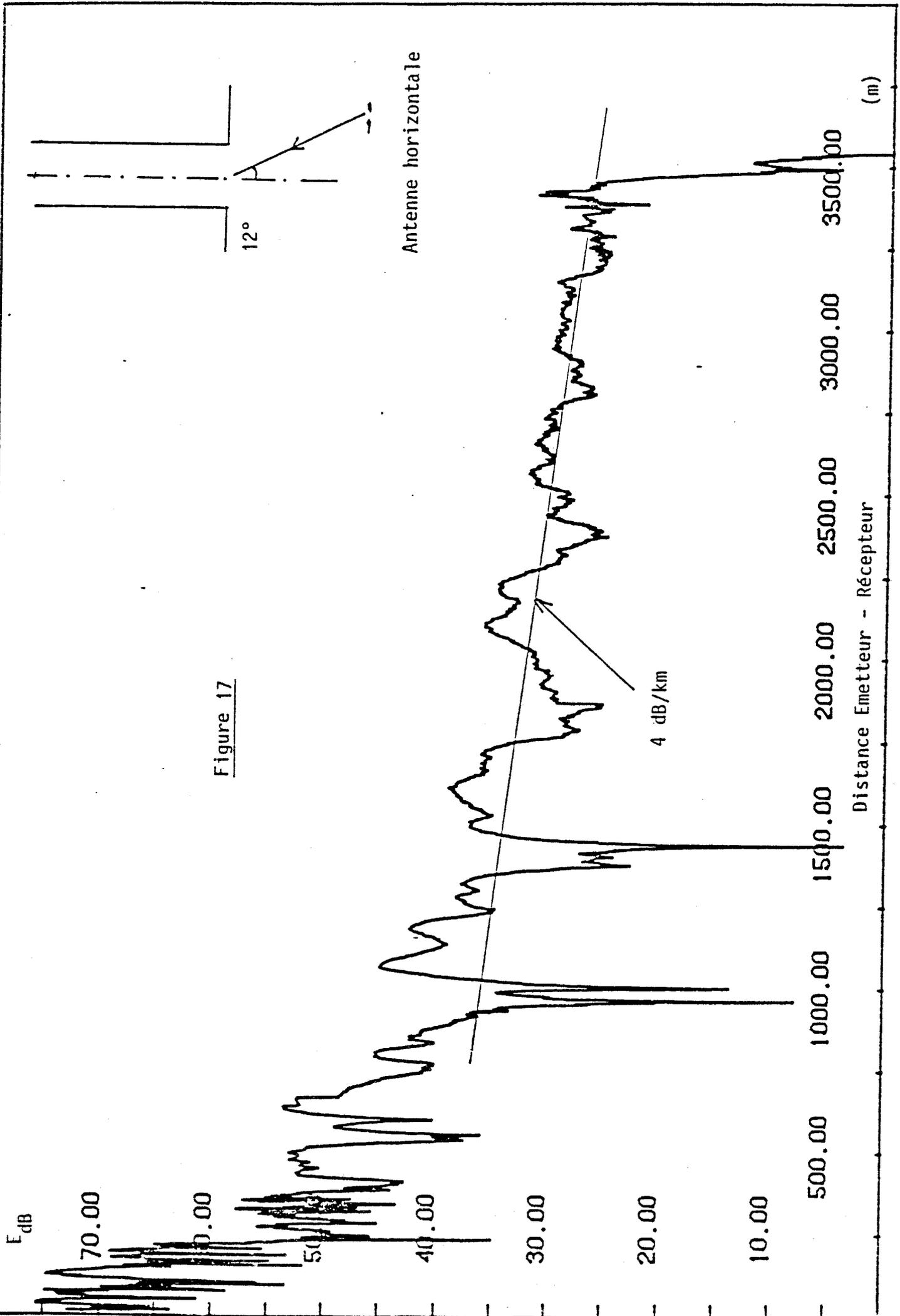


Figure 17

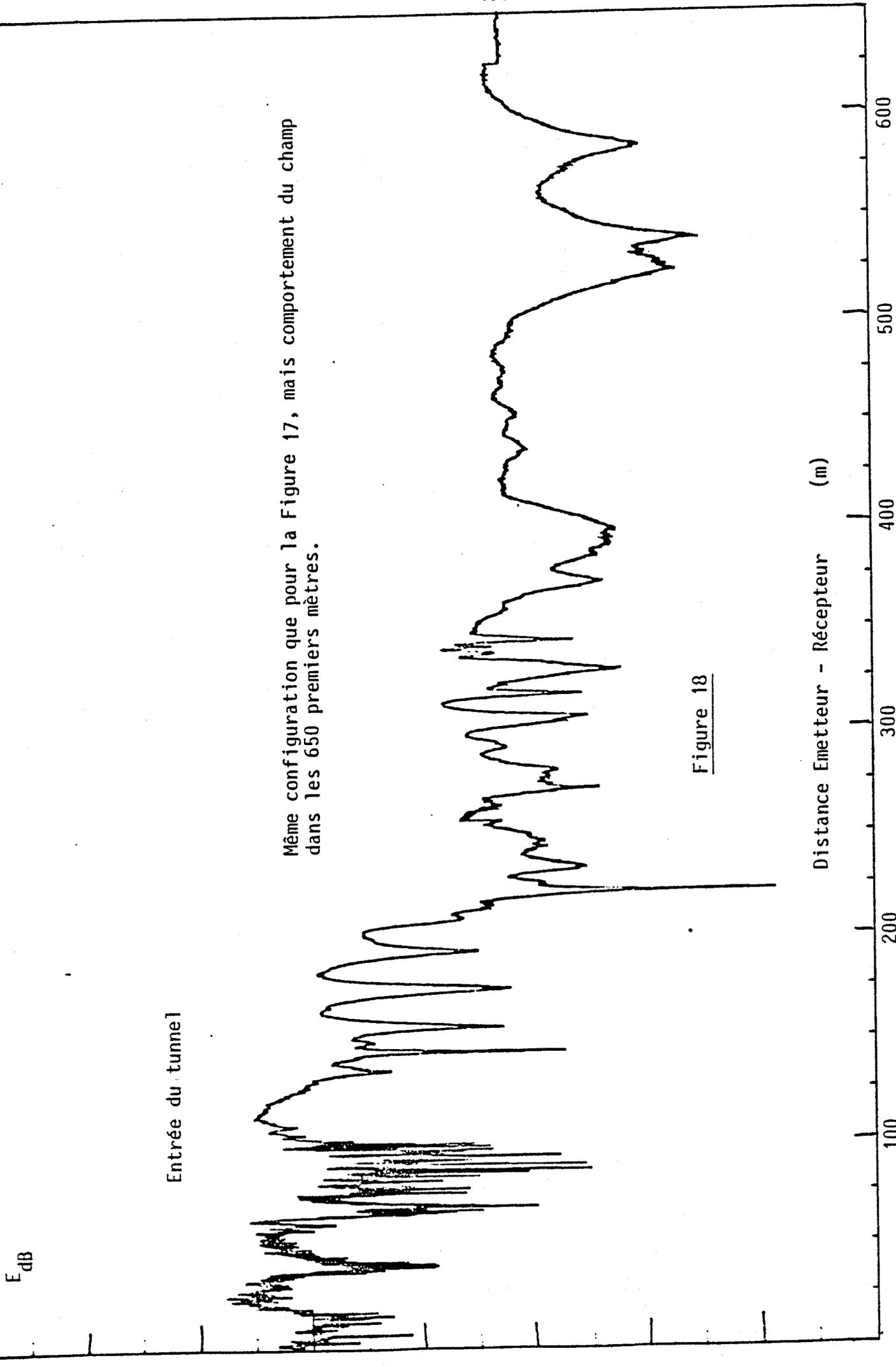
Antenne horizontale

12°

4 dB/km

Distance Emetteur - Récepteur

(m)



Même configuration que pour la Figure 17, mais comportement du champ dans les 650 premiers mètres.

Figure 18

Distance Emetteur - Récepteur (m)

Entrée du tunnel

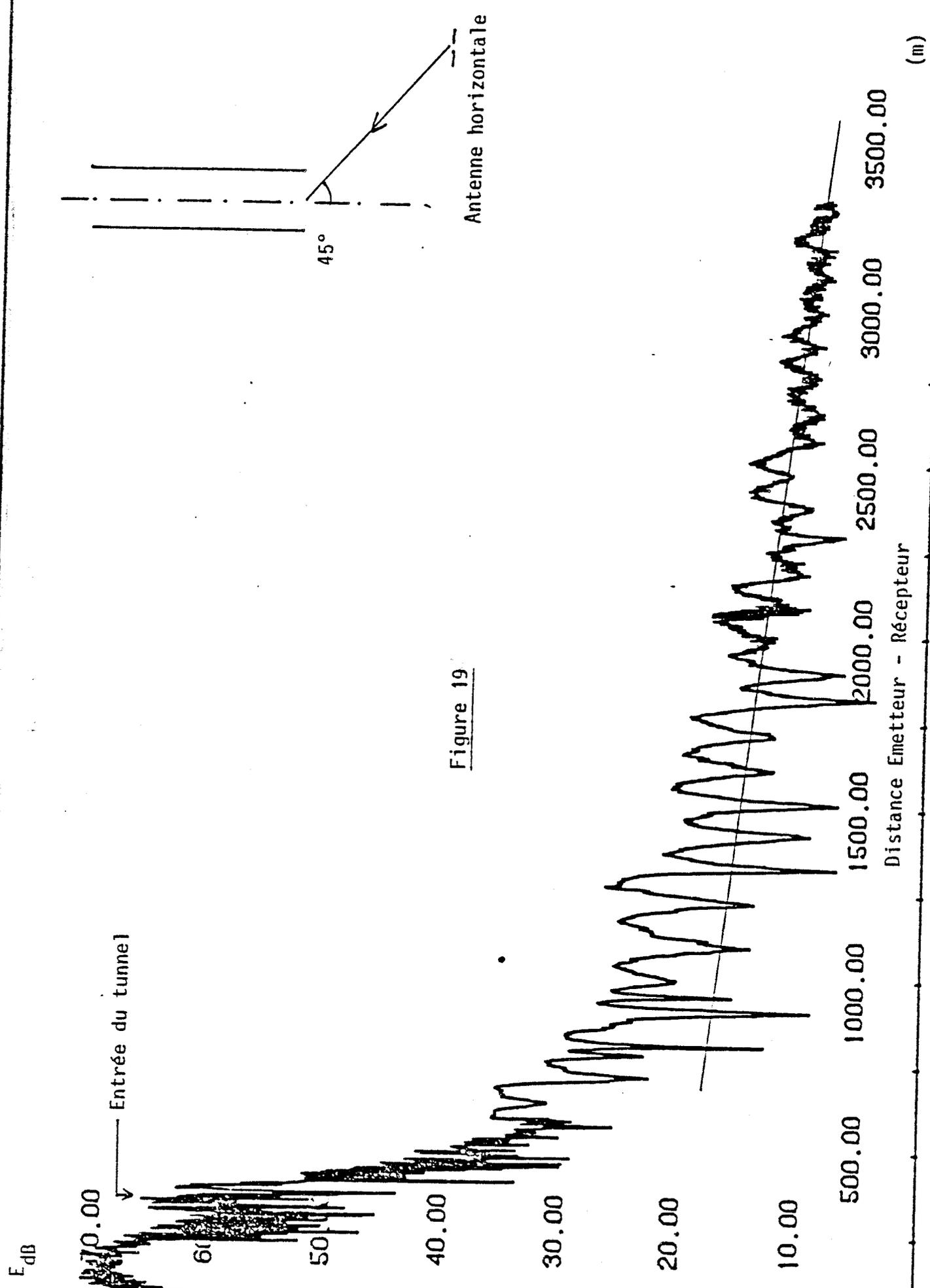


Figure 19

Distance Emetteur - Récepteur

(m)

de l'amplitude du champ dans les 250 premiers mètres s'explique par le fait que pour cette configuration le mobile portant l'antenne de réception se déplace sur la route accédant au tunnel, son point de départ étant à 300 m de l'entrée, l'antenne d'émission se situe donc au voisinage de la côte 250 comptée depuis le départ du véhicule.

II - RAYONNEMENT DU TUNNEL

Par cette appellation "rayonnement du tunnel" on envisage donc la configuration géométrique suivant laquelle l'antenne d'émission est placée à l'intérieur du tunnel, le champ rayonné étant mesuré à l'extérieur du tunnel. Pour des contraintes liées à la topologie du terrain que nous avons déjà exposées, l'antenne de réception se situe à une distance "d" du plan d'entrée du tunnel dont la valeur maximum est de 50 m. Les mesures ont été faites uniquement en polarisation verticale, l'antenne d'émission étant placée sur le toit du véhicule sur une voie de roulement à 300 m de l'extrémité du tunnel. La Figure 20 représente cette configuration.

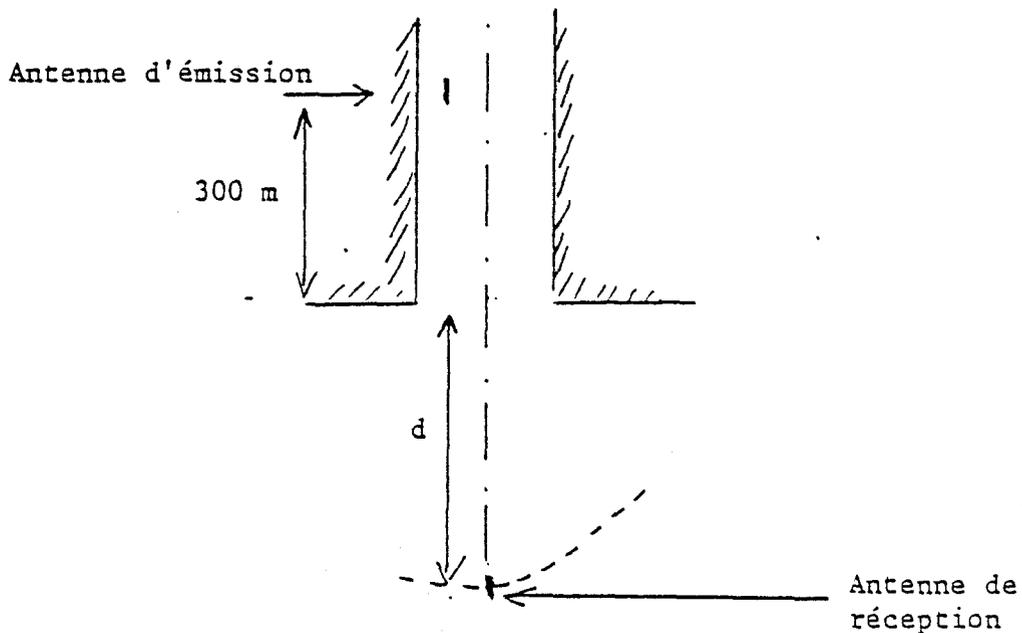


Figure 20

L'amplitude du champ électrique a été mesurée en de nombreux points pour 3 distances d : 30 m, 40 m et 50 m et pour 3 hauteurs de l'antenne de réception : 0.5 m, 1 m et 2 m.

La Figure 21 représente le diagramme de rayonnement du tunnel lorsque l'antenne de réception est située à 2 m au-dessus du sol, les valeurs de distance d ayant été successivement envisagées. On obtient une assez bonne corrélation entre ces différentes mesures. L'ouverture du lobe principal est étroite puisque l'atténuation est de 20 dB lorsque la direction du récepteur est décalée de 20° par rapport à l'axe et atteint 35 à 40 dB pour un angle de 40° . Ces valeurs sont tout à fait comparables aux pertes de couplage qui avaient été mesurées pour la configuration réciproque : réception dans le tunnel et émetteur à l'extérieur.

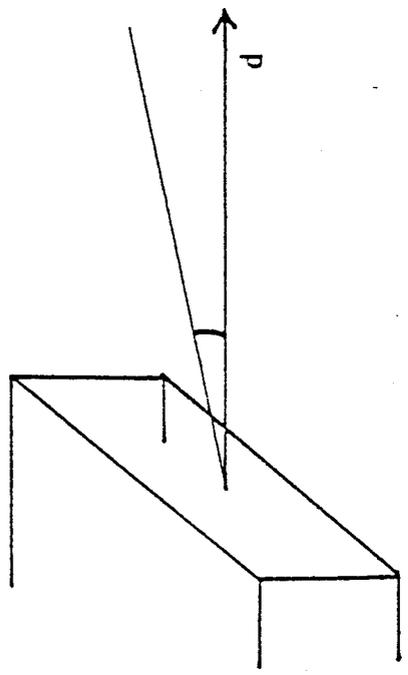
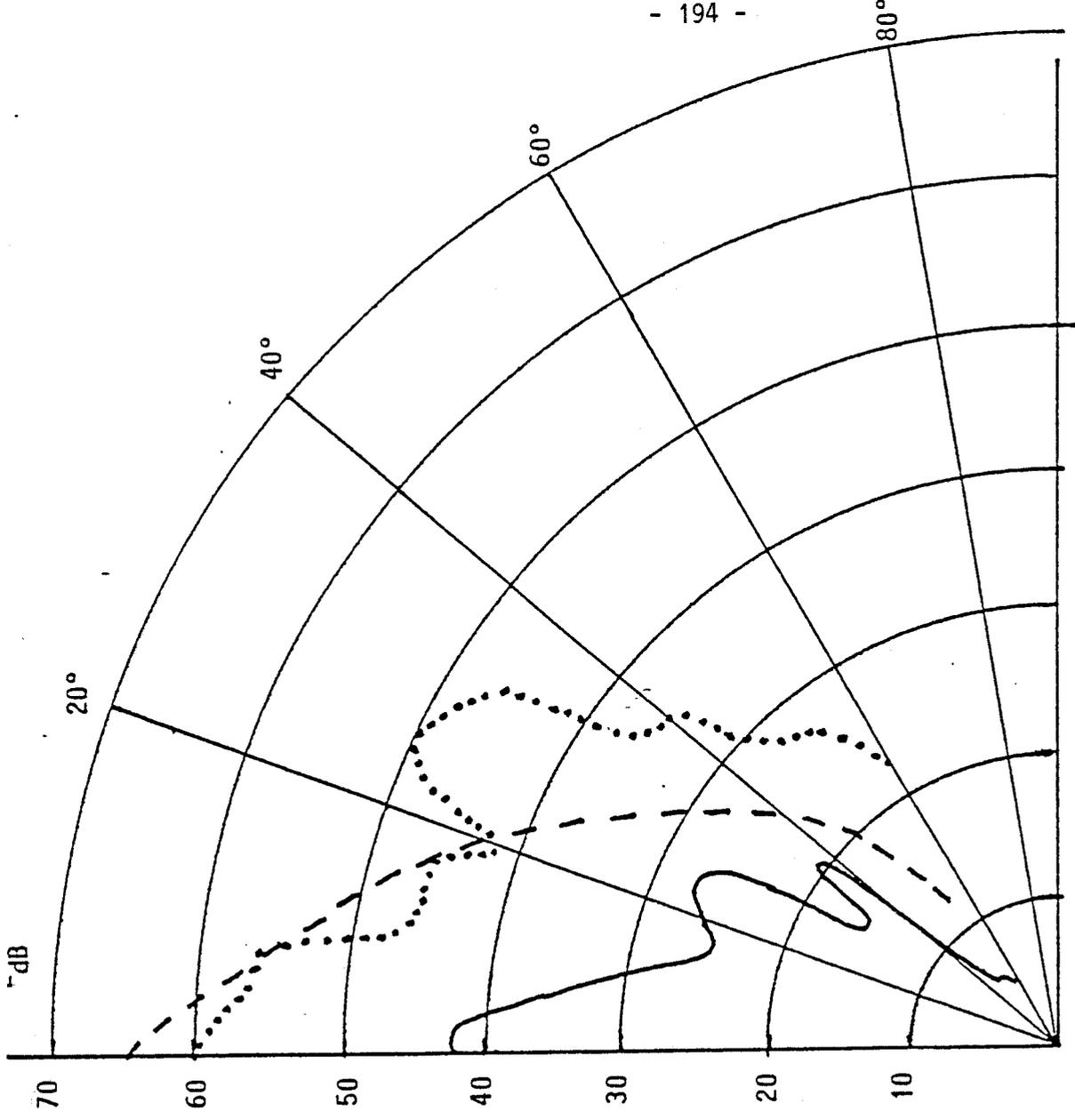
Les résultats sont sensiblement identiques quelle que soit la distance d et la hauteur de l'antenne, comme on peut le voir sur les Figures 22 et 23 où les diagrammes de rayonnement ont été tracés respectivement pour $d = 30$ m et $d = 40$ m et pour les trois hauteurs d'antenne de réception envisagées.

III - COMPARAISON ENTRE LES PREVISIONS THEORIQUES ET LES RESULTATS EXPERIMENTAUX

III.1 - Excitation du tunnel

La figure 24 correspond aux résultats théoriques obtenus pour 4 positions d'émetteur, les angles d'incidence étant respectivement de 0° , 12° , 22° et 45° . L'antenne d'émission verticale est située à une distance de 50 m de l'entrée du tunnel.

On peut définir les pertes de couplages entre l'extérieur et l'intérieur du tunnel comme étant l'atténuation supplémentaire subie par l'onde électromagnétique lors de la transition extérieur \rightarrow intérieur. Le tableau suivant montre la comparaison entre les pertes de couplage déduites des mesures expérimentales et celles prévues théoriquement.

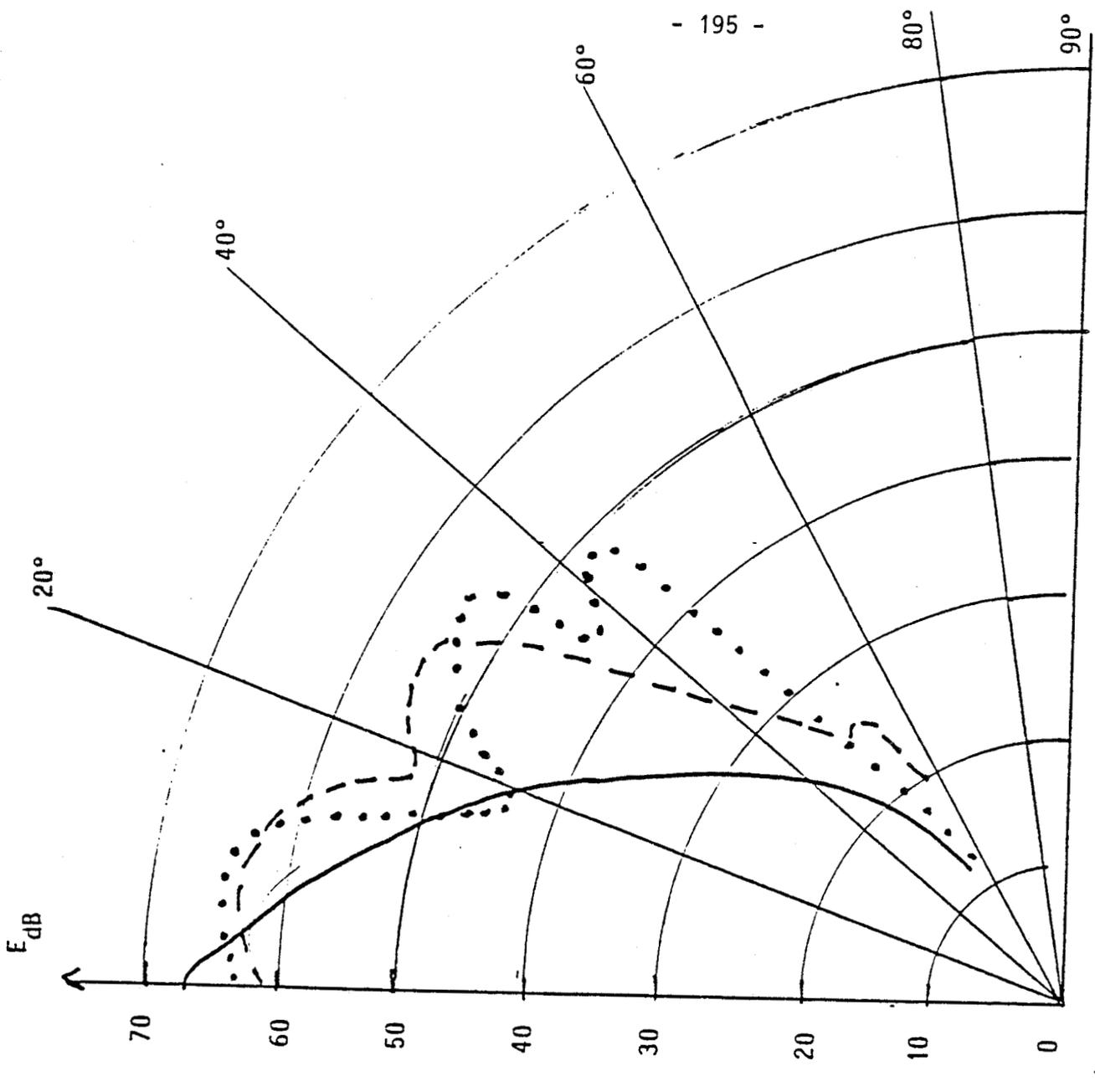


- d = 30 m
- d = 40 m
- d = 50 m

hauteur de l'antenne de réception : 2 m

Diagramme de rayonnement

Figure 21

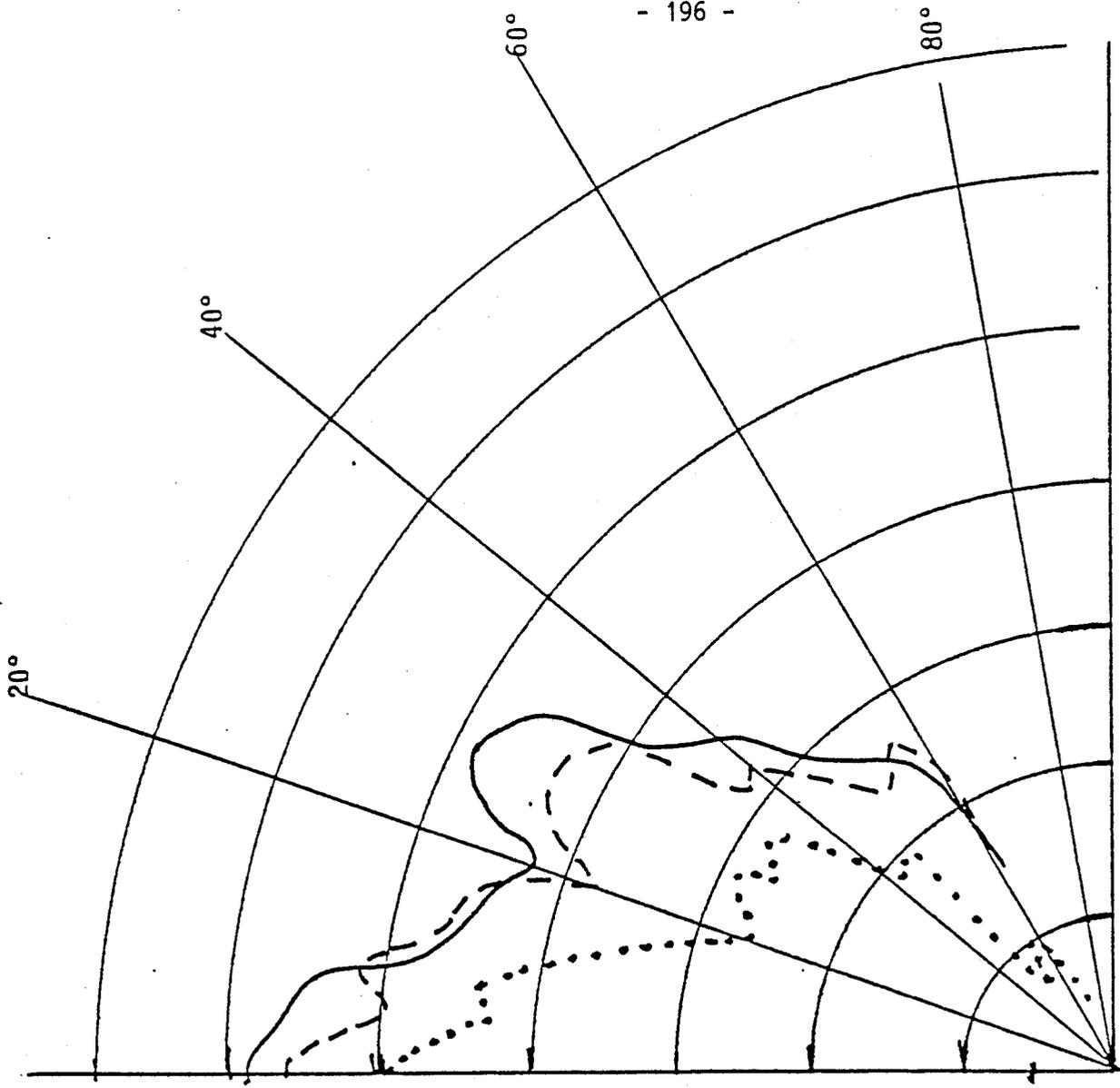


hauteur de l'antenne de réception

- • • • • h = 0.5 m
- - - - - h = 1 m
- h = 2 m

Diagramme de rayonnement du tunnel à une distance $d = 30$ m

Figure 22



hauteur de l'antenne de réception

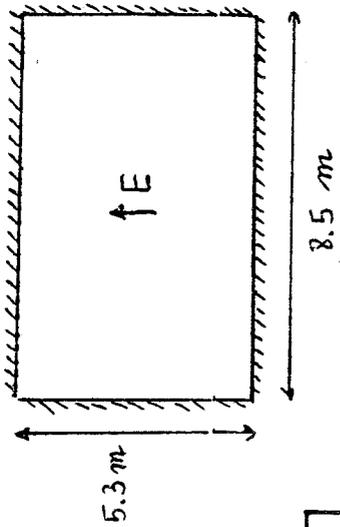
••••• h = 0.5 m

--- h = 1 m

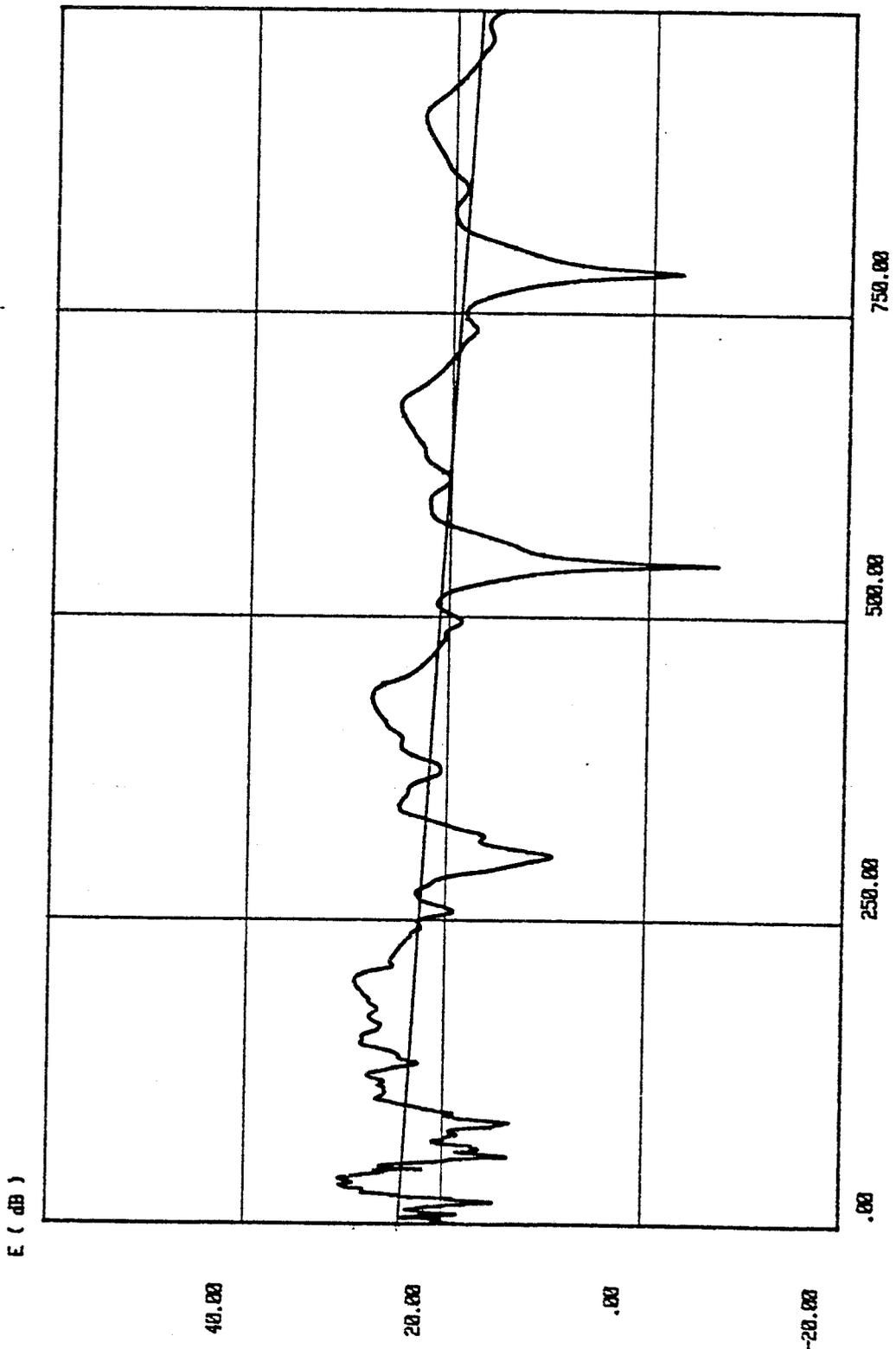
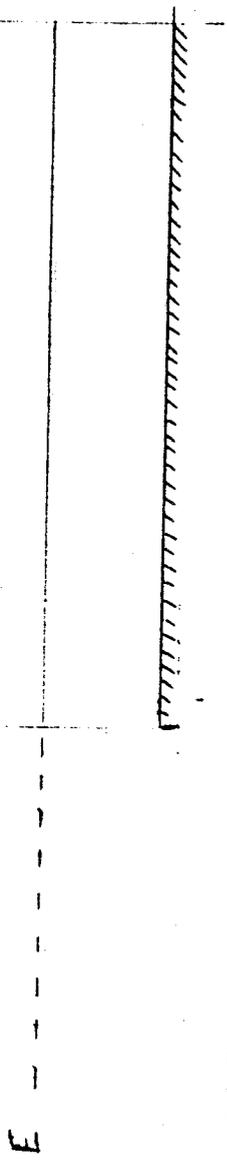
— h = 2 m

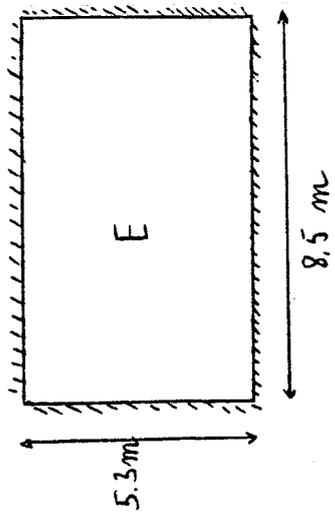
Diagramme de rayonnement du tunnel à une distance $d = 40$ m

Figure 23



9 dB/Km





11 dB/Km

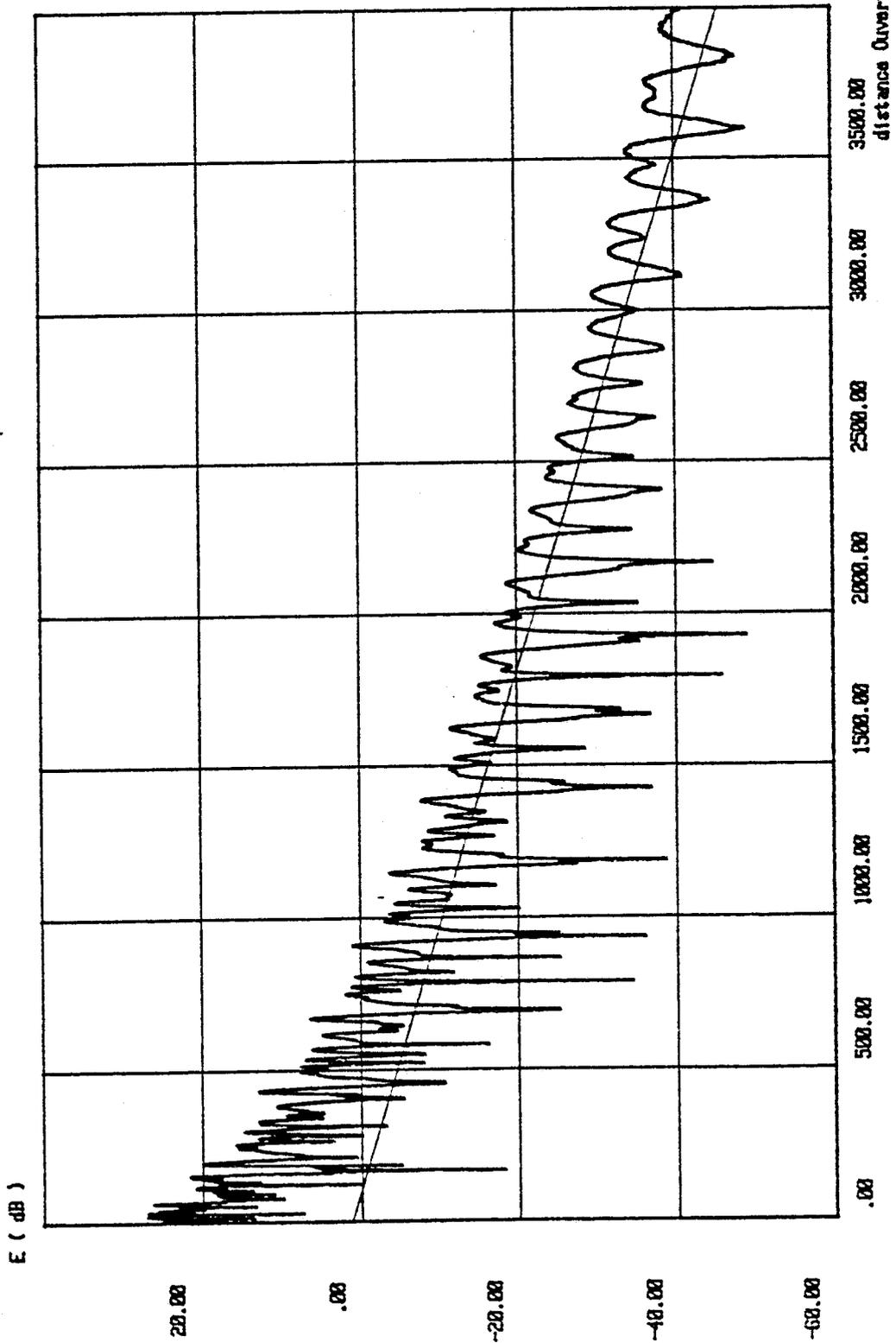
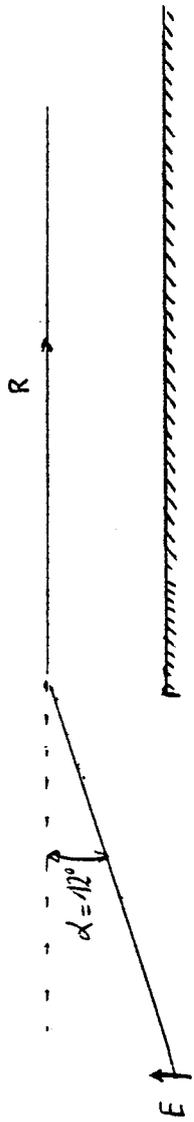
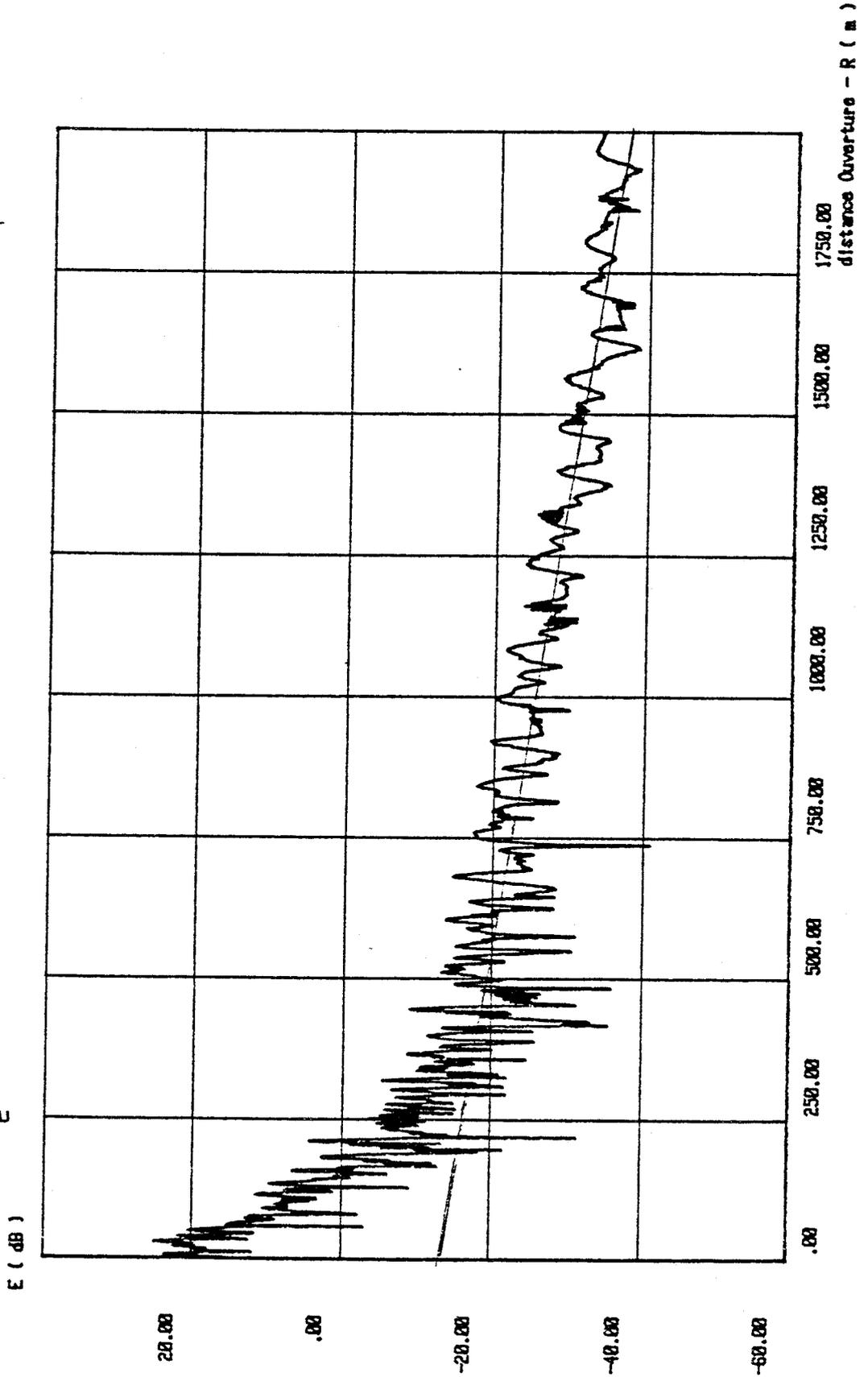
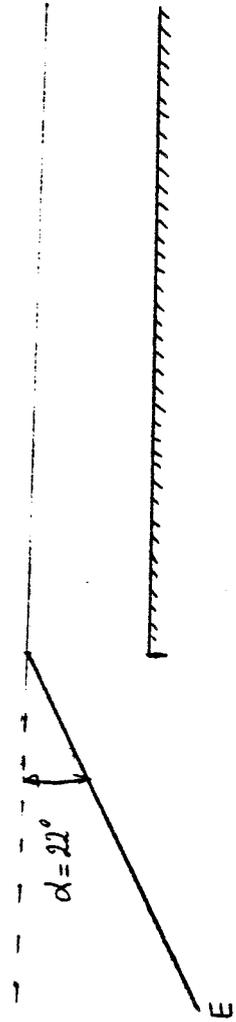


FIGURE 24-b



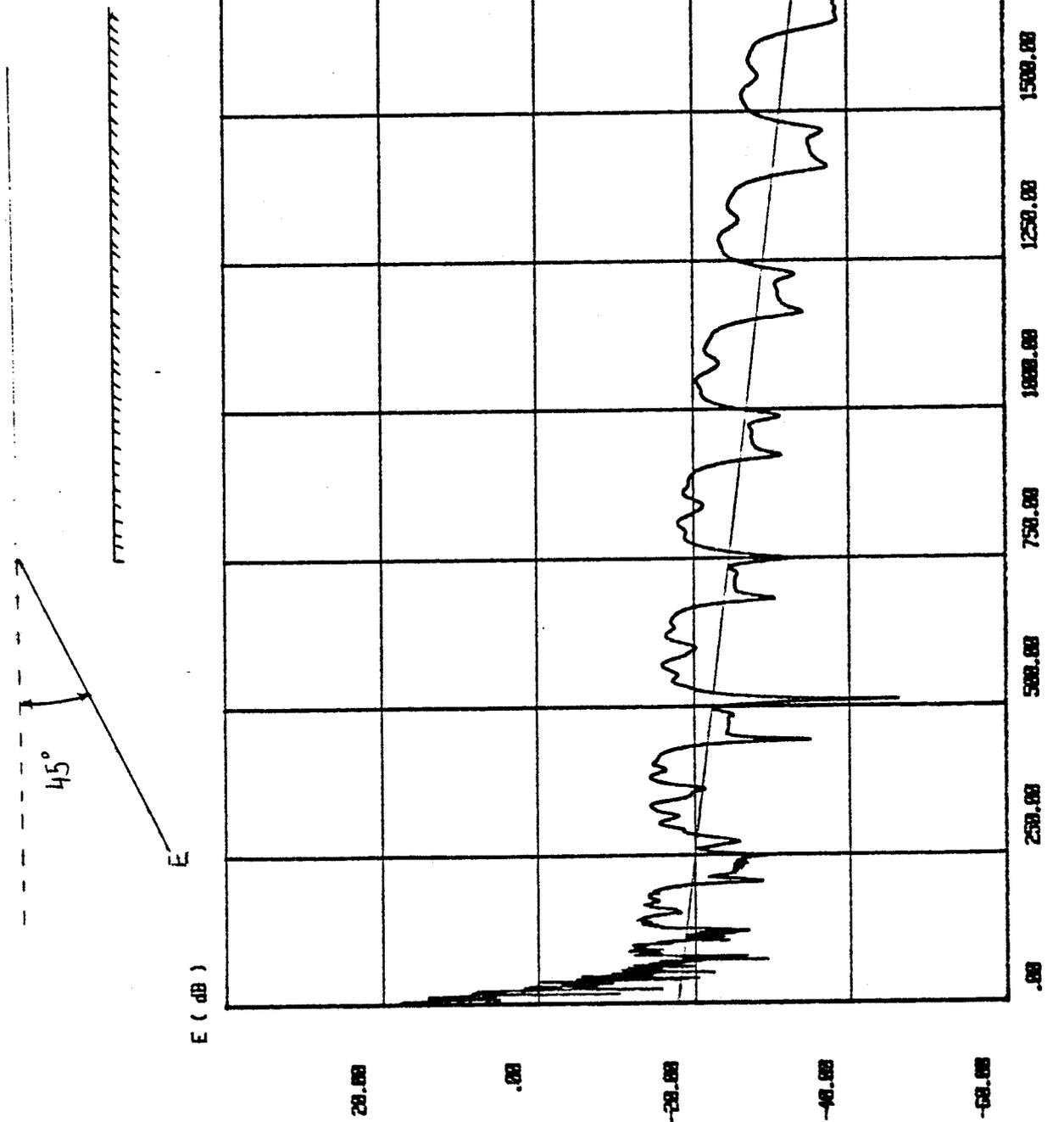


FIGURE 24-d

angle d'incidence	0	12	22	45
pertes de couplage mesurées	5 dB	20 dB	28 dB	35 dB
pertes de couplage déduites des courbes théoriques	5 dB	26 dB	40 dB	50 dB

On remarque un accord satisfaisant entre ces résultats, accord qui se dégrade cependant lorsque l'angle d'incidence augmente. En effet il apparait dans ce cas que les pertes de couplage mesurées sont inférieures aux prévisions théoriques. Les phénomènes de diffraction dus à la rugosité des parois ou à la présence d'obstacles doivent certainement jouer un rôle non négligeable. La partie des rayons diffractés qui se propage sous incidence rasante contribuera à diminuer cette perte de couplage.

III.2 - Rayonnement du tunnel

En assimilant la section droite du tunnel à un rectangle de 8,5 m de largeur et de 5,3 m de hauteur, nous avons représenté figure 25-b le diagramme de rayonnement du tunnel dans un plan horizontal. L'antenne d'émission étant située à une distance de 300 m de l'ouverture du tunnel. Sur la Figure 25-a nous avons rappelé les courbes expérimentales qui ont été obtenues lorsque l'antenne de réception est déplacée dans le plan horizontal à une distance de 30 m ou 50 m du centre de l'ouverture du tunnel. L'atténuation du signal est alors de 10 dB lorsque la direction du récepteur fait un angle de 10° par rapport à l'axe du tunnel et atteint 20 dB pour un angle de 20° environ. La courbe théorique du diagramme de rayonnement montre une variation tout à fait semblable dans les 10 premiers degrés mais la décroissance du champ est ensuite beaucoup plus rapide. Cet écart peut s'expliquer par le fait que dès que le récepteur est excentré par rapport à l'axe du tunnel, les réflexions multiples sur les versants de la montagne et les obstacles jouent un rôle important.

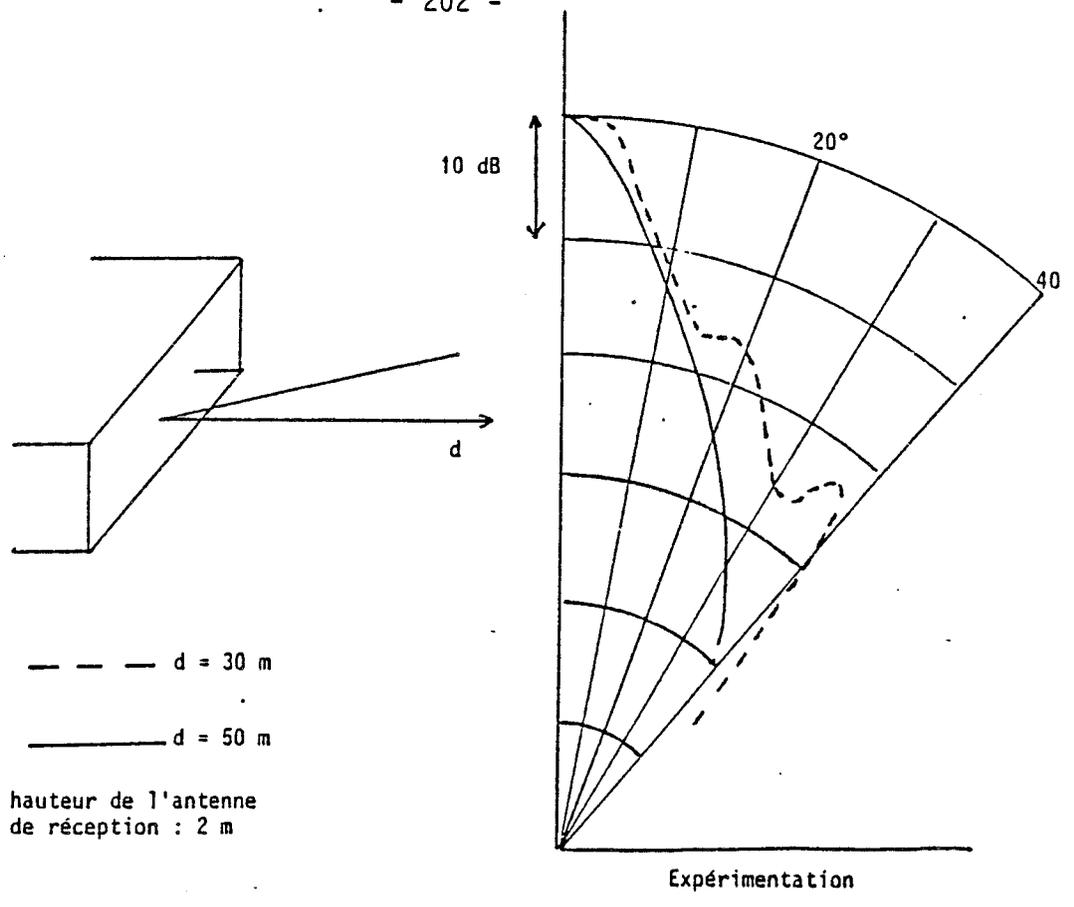
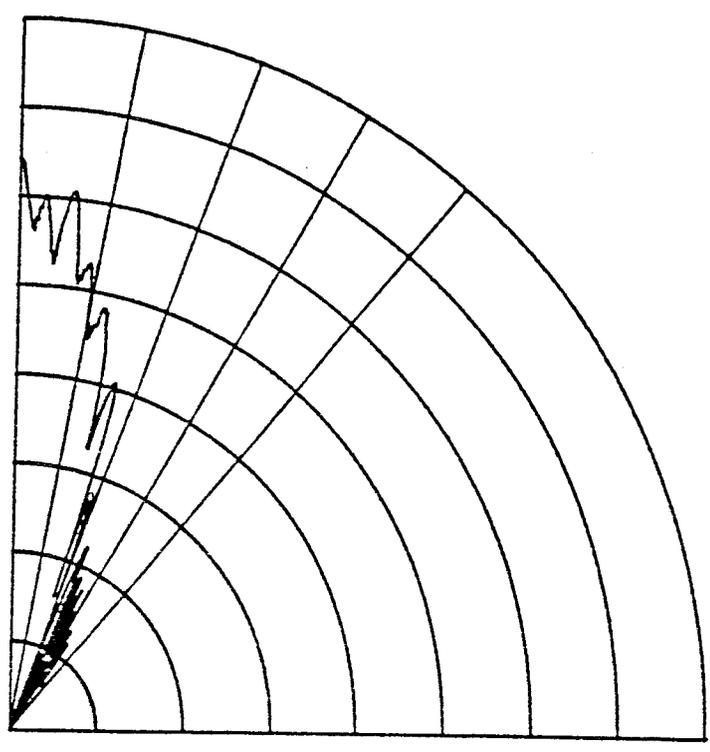


FIGURE 25-a



Théorie

FIGURE 25-b

III.3 - Influence d'un changement de section

La configuration expérimentale est représentée sur la figure 26-a et correspond au passage d'un tunnel double voies à une arrivée en station, l'émetteur étant situé à grande distance de l'élargissement de l'ordre de plusieurs centaines de mètres. Il faut noter également que le tunnel entre l'émetteur et le récepteur mobile présente quelques courbures qui ne pourront pas être prises en compte dans le modèle théorique. La figure 26-b montre la variation du champ électrique mesurée en fonction de la distance Emetteur - Récepteur et pour une fréquence de 10 GHz.

Lorsque le récepteur se déplace dans le tunnel double voies on obtient une variation classique du champ qui correspond au cas où l'émetteur et le récepteur se situent dans le même tunnel, ensuite lorsque le récepteur se situe en station, on assiste à une diminution de l'amplitude du signal sur une longueur de l'ordre d'une dizaine de mètres (point "A", cf. figure 26) et ceci juste après l'élargissement, ainsi qu'à une centaine de mètres (point "B" et "C").

Dans le modèle théorique l'élargissement n'est pris en compte que d'un seul côté (Figure 26-c). Les résultats obtenus sont ainsi illustrés sur les figures 27-a et 27-b qui représentent la variation du champ électrique en fonction de la distance Emetteur - Récepteur lorsque l'émetteur est situé respectivement à 400 m et à 100 m du plan de l'élargissement. Le récepteur se déplace uniquement dans le tunnel de large section. Ces courbes présentent également des minimums pour certaines positions du récepteur et notamment juste après l'élargissement. Il est cependant difficile d'effectuer une comparaison rigoureuse avec les résultats expérimentaux car, nous l'avons déjà signalé, le tunnel double voies précédent l'élargissement présente des courbures qui ne sont pas modélisées.

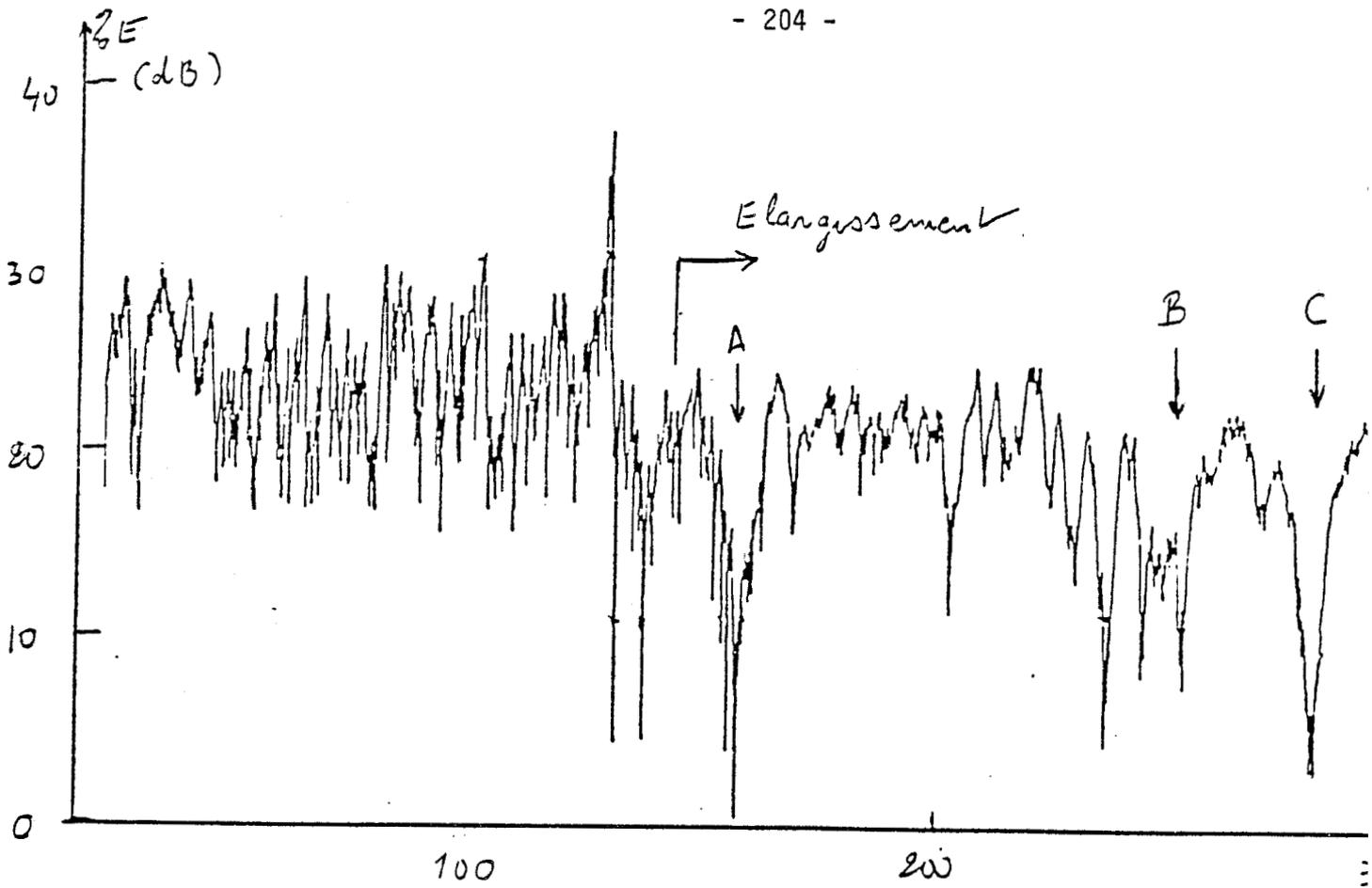


FIGURE 26-b

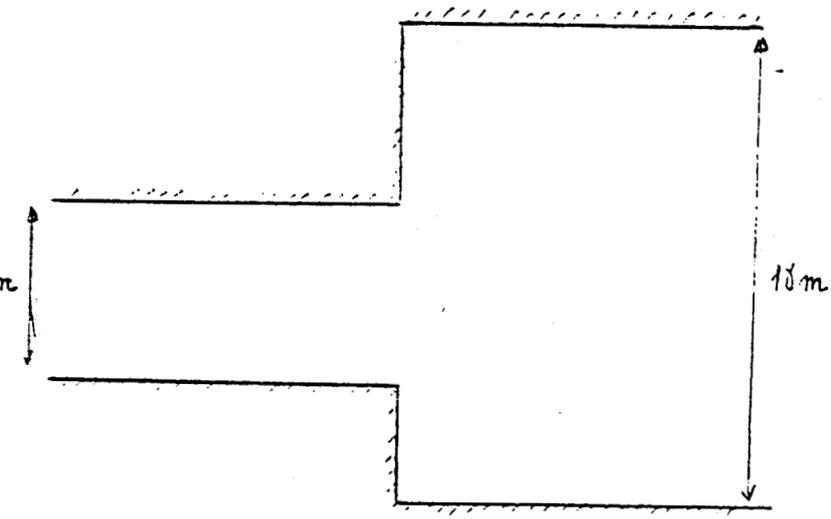


FIGURE 26-a

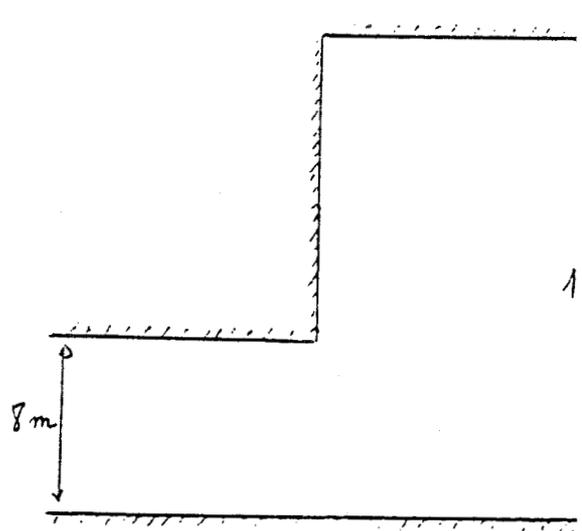


FIGURE 26-c

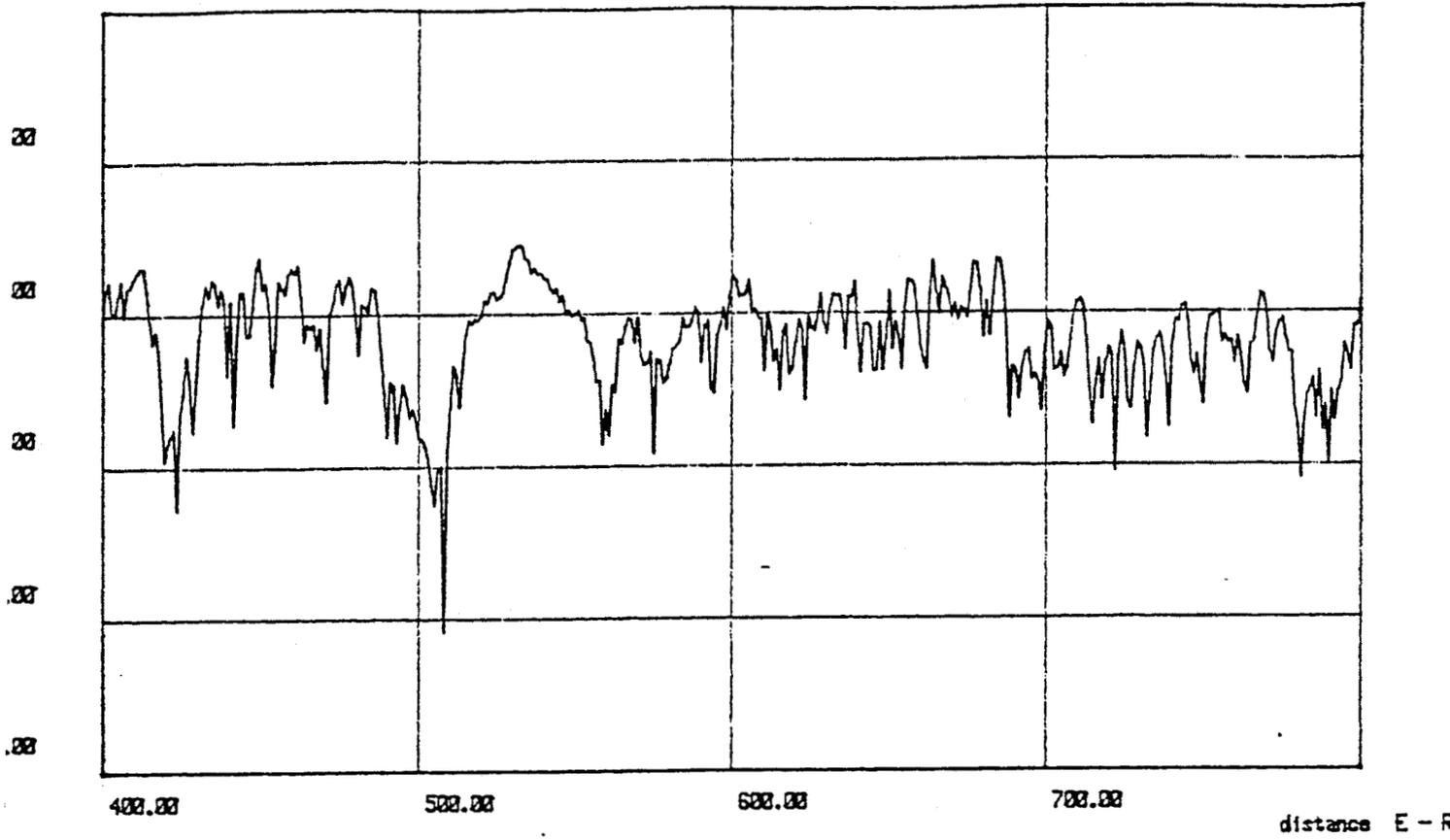


FIGURE 27-a

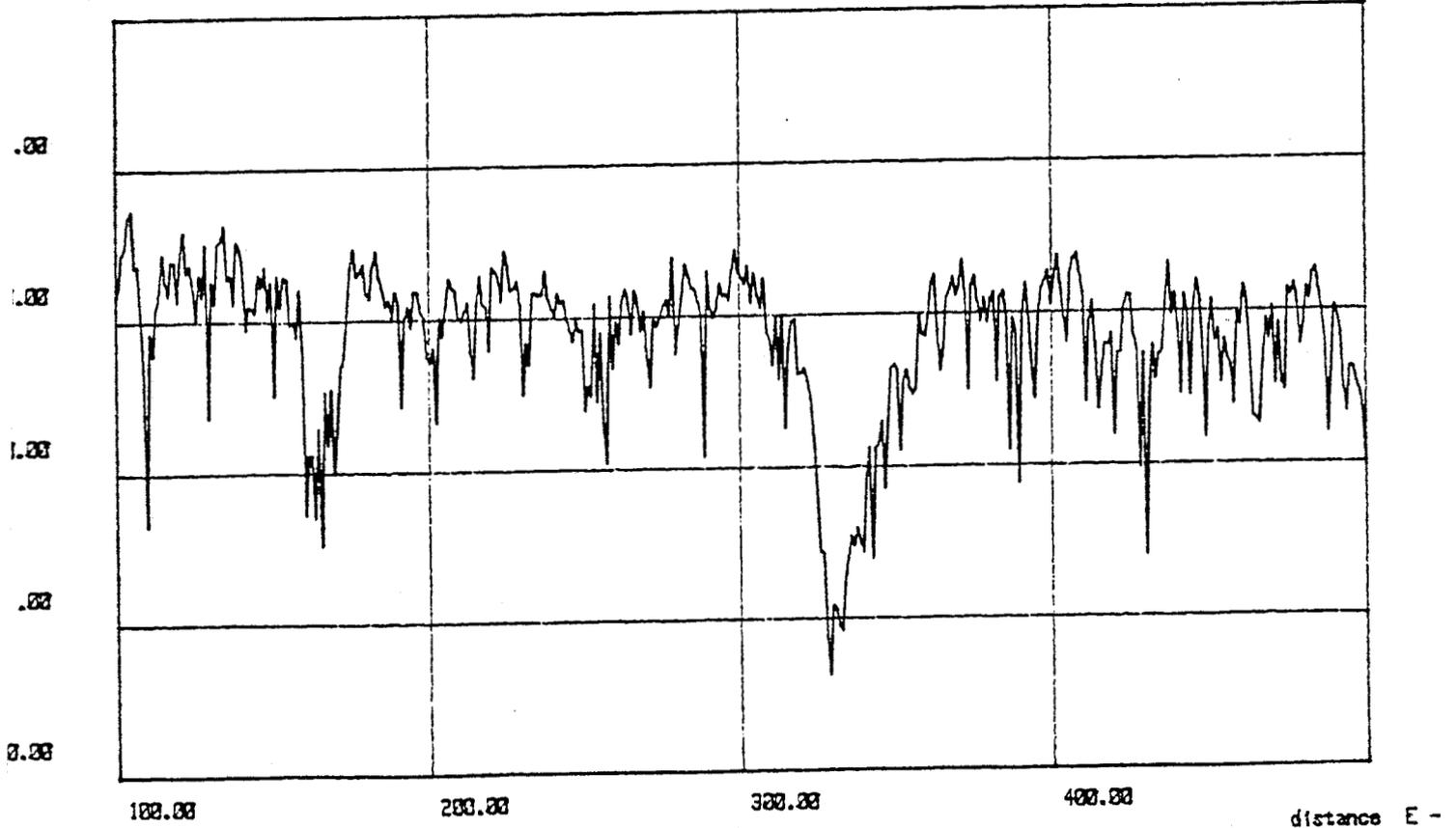


FIGURE 27-b

Conclusion

Cette étude expérimentale menée dans le tunnel du Roux a permis de mettre en évidence le comportement du champ électromagnétique lors de la transition air-tunnel.

Les résultats obtenus tout d'abord lors de la propagation entièrement à l'intérieur du tunnel (émetteur et récepteur dans le tunnel) font apparaître des affaiblissements linéiques de 8 dB/km en polarisation verticale et de 3.3 dB/km en polarisation horizontale. Ces différences s'expliquent parfaitement par la "dissymétrie" du tunnel (largeur supérieure à la hauteur) et les valeurs sont en accord avec les prévisions théoriques obtenues à partir d'un modèle simplifié valable pour de grandes distances émetteur - récepteur. Dans ce cas en effet le mode hybride EH_{11} est prépondérant et son coefficient linéique de propagation se calcule facilement. Le signal présente également des variations ayant une pseudo-période de l'ordre de 500 m, ce qui correspond à un battement entre les deux modes les moins atténués (EH_{11} et EH_{12}) que prévoit l'approche théorique.

Nous nous sommes ensuite intéressés à l'excitation du tunnel donc pour une antenne d'émission placée à l'extérieur de celui-ci. Lorsque l'antenne se trouve dans l'axe du tunnel, donc pour des rayons incidents parallèles à l'axe, l'atténuation supplémentaire ou perte de couplage à l'entrée du tunnel est faible, de l'ordre de 5 à 10 dB dans notre exemple. Cette valeur doit cependant dépendre de la distance entre l'antenne et le plan d'entrée du tunnel. Par contre dès que l'excitation du tunnel se fait sous incidence oblique, les pertes de couplage sont importantes puisqu'on obtient une atténuation supplémentaire de 20 dB pour un angle d'incidence de 12° , de 28 dB pour 22° et de 35 dB pour 45° . En effet les rayons arrivant sous incidence oblique sur les parois du tunnel, les modes d'ordre élevés seront excités principalement mais comme ils ont un coefficient linéique d'affaiblissement élevé, l'atténuation subie par le champ électromagnétique sera très importante dans les premières centaines de mètres. Cependant, la diffraction des rayons incidents sur les bords de

l'ouverture du tunnel et sur les rugosités des parois engendre notamment d'autres rayons qui se propageront dans le tunnel sous incidence rasante. Au-delà d'une distance de l'ordre de 300 à 500 m, cette propagation devient dominante puisqu'elle est associée à celle du mode EH_{11} à faible atténuation. On a pu ainsi remarquer que l'allure de la variation du champ entre 1000 m et 3000 m était exactement la même, que l'antenne extérieure soit placée dans l'axe ou décalée de 45° (à 35 dB près dû aux pertes de couplage).

Enfin, nous avons décrit dans une dernière partie les résultats associés au rayonnement du tunnel, l'antenne d'émission étant à l'intérieur de celui-ci. Les diagrammes de rayonnement montrent que le champ est atténué de 20 dB lorsque l'antenne de réception est décalée par rapport à l'axe de 20° et de 30 dB pour un décalage de 40° .

CONCLUSION

Conclusion générale

La première partie de l'étude que nous avons exposée concerne le rayonnement du tunnel par la théorie des grandes ouvertures, théorie qui ne peut s'appliquer que pour caractériser le rayonnement vers l'espace libre, c'est-à-dire quand l'émetteur se situe à l'intérieur du tunnel. Une comparaison a tout d'abord été effectuée entre le diagramme de rayonnement provoqué par un seul mode, EH_{11} ou EH_{12} et celui issu d'un dipôle d'émission situé à une distance d de l'ouverture (l'émetteur a toujours été supposé centré dans le tunnel). Nous avons vu que si la distance d est telle que le champ dans le plan d'ouverture est maximum au centre, la carte de champ transversale est peu différente de celle du mode EH_{11} et les diagrammes de rayonnement sont très voisins (lobe étroit dans l'axe du tunnel). Si l'émetteur est situé à une distance d de l'ouverture telle que le champ E dans le plan d'ouverture soit minimum au centre, la distribution d'amplitude (E) ressemble à celle d'un mode EH_{12} . Cependant les diagrammes de rayonnement sont très différents car la répartition des phases de E dans le plan d'ouverture le sont également. On note en particulier que le champ rayonné par l'émetteur reste toujours maximum dans l'axe du tunnel.

La seconde partie de cette étude a été consacrée à la théorie géométrique de la diffraction et en particulier à une comparaison entre les résultats obtenus par cette théorie et ceux issus de la théorie du rayonnement des grandes ouvertures. En effet si la théorie de la diffraction a été appliquée depuis de nombreuses années aux cas d'arêtes ou de plans parfaitement conducteurs, il en est tout autrement pour la diffraction faisant intervenir des "coins" dans des matériaux de conductivité finie. Une confrontation des résultats avec ceux utilisant une autre approche était donc indispensable. Nous avons montré que, dans la zone lointaine l'accord entre les prévisions théoriques obtenues par ces deux modèles était tout à fait satisfaisant.

L'avantage de la théorie géométrique de la diffraction réside dans le fait qu'elle permet de prendre en compte divers plans réflecteurs tel que le plan de sol en sortie du tunnel, et permet également de caractériser le couplage de l'extérieur vers l'intérieur du tunnel. Dans ce dernier cas nous avons montré que lorsque l'onde électromagnétique incidente fait un angle important avec l'axe du tunnel, on assiste à une diminution rapide du signal réfléchi. Cependant la diffraction des rayons incidents par les arêtes de l'ouverture donnent naissance à des rayons qui se réfléchissent ensuite sur les parois du tunnel sous incidence rasante. A grandes distances ces rayons diffractés deviendront dominants et imposent donc le comportement du champ.

L'autre avantage que présente la T.G.D. est qu'elle permet d'introduire les diagrammes de rayonnement des antennes d'émission et de réception, et la prise en compte des variations de la géométrie du tunnel correspondant par exemple au passage d'un tunnel double voies à deux tunnels simple voie est aisée.

Les études théoriques et expérimentales qui ont été menées ont permis d'acquérir une meilleure compréhension des phénomènes de propagation et de couplage entre l'intérieur et l'extérieur d'un tunnel. L'approche théorique ne permet certes pas de connaître avec précision le bilan de la liaison car aussi bien la structure intrinsèque du tunnel que le milieu extérieur sont idéalisés. Cependant elle est une aide précieuse pour obtenir des ordres de grandeur et des sens de variation des amplitudes et phases du champ qui sont des données utiles pour caractériser le canal de transmission. Cette étude sera poursuivie afin de prendre en compte la modulation du signal et de caractériser les évanouissements sélectifs et la bande de cohérence d'un tel canal.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- [1] KELLER (J.B) ; "Geometrical theory of diffraction". J. opt. Sc Am. vol.52, pp.116-130, 1962.
- [2] KOUYOUMIAN (R.G) et PATHAK (P.H) ; "A uniform geometrical theory of diffraction for an edge in a perfectly conducting surface". Proc. IEEE, 62, pp.1448-1461, nov. 1974.
- [3] LEE (S.W) et DESCHAMPS (G.A) ; "A uniform asymptotic theory of electromagnetic diffraction by a curved wedge". IEEE Trans. Ant. Prop., vol.AP24, pp.25-34, 1976.
- [4] CIARKOWSKI (A), BOERSMA (J) et MITTRA (R) ; "Plane wave diffraction by a wedge - A spectral domain approach". IEEE Trans. Ant. Prop., vol.AP-32, n°1, janvier 1984.
- [5] MOLINET (F) ; "Synthèse sur les coefficients de diffraction en TGD, classification, domaines de validité, exemples numériques". L'onde Electrique, mars-avril 1985, Vol.65, n°2.
- [6] MOLINET (F) ; "Geometrical Theory of diffraction - Foundation of the theory". IEEE Antennas and Propagation Society Newsletter, august 1987.
- [7] BURNSIDE (W), BURGNER (K) ; "High Frequency scattering by a thin lossless dielectric slab". IEEE Trans. on Ant. and Prop., vol.AP31, n° 1, 1983, pp.104-110.
- [8] SIKTA (F.A), BURNSIDE (W.D), CHU (T.T) and PETERS (L) ; "First-Order Equivalent Current and Corner Diffraction Scattering From Flat Plate Structures". IEEE Trans. on Ant. and Prop., vol.AP31, n°4, 1983, pp.584-889.

- [9] SOMMERFELD ; "Mathematische theorie der diffraction". Math-Ann.47, pp.317-374, 1986.
- [10] DEVORE et ANNEQUIN ; "Cours de Physique - optique II". Vuibert, 1966, pp. 158-162.
- [11] PATHAK (P.H) et KOUYOUMIAN (R.G) ; "The dyadic diffraction coefficient for a perfectly conducting wedge". Electrosience Lab., Dep. Elec. Eng., Ohio State Univ., Columbus, Rep. 2183.4, Jim 5, 1970, prepared under contrat AF 19(628), 5929 for A.F Cambridge Res. Lab. (AFCRL-69-0546) ALSO astia doc. AD 707-82.
- [12] KELLER (J.B) ; "Asymptotic solution of some diffraction problems" comm. Pure Appl. Math. 9,207, 1956.
- [13] AGUNAOU (M) ; "Diffraction d'ondes Electromagnétiques dans le plan d'ouverture d'un tunnel - Application à la radiocommunication avec les mobiles". DEA Electronique, Lille 1986, juillet.
- [14] PAULI (W) ; "On asymptotic series for functions in the theory of diffraction of light". Phys. Rev., vol.54, pp.924-931, 1938.
- [15] KOUYOUMIAN (R.G) et PATHAK (P.H) ; "The dyadic diffraction coefficient for a perfectly conducting wedge". Scientific report n°5, juin 1970, electrosience Lab. OH10 state University.
- [16] DEGAUQUE (P), AGUNAOU (M) et DEMOULIN (B) ; "Etude théorique des conditions de propagation d'ondes hyperfréquences en tunnel". 1^{er} rapport d'avancement du marché INRETS/USTL n°401 87 097, 1^{er} décembre 1987.
- [17] DEGAUQUE (P), AGUANOU (M) et DEMOULIN (B) ; "Etude théorique des conditions de propagation d'ondes hyperfréquences en tunnel". 2^{ème} rapport d'avancement du marché INRETS/USTL n°401 87 097, 15 janvier 1988.
- [18] KARP et KELLER ; "Multiple diffraction by an aperture in a hard screen". Optica Acta (Paris) 8, pp.61-72, 1961.

- [19] LUEBBERS (R.J) ; "Finite conductivity uniform GTD versus knife edge diffraction in prediction of propagation Path loss". IEEE Trans. Ant. prop., vol.AP32, n°1, january 1984.
- [20] CHAMBERLIN (K.C) and LUEBBERS (R.J) ; "An evaluation of longleyrice and GTD propagation models". IEEE Trans. Ant. Prop., vol.AP30, pp.1093-1098, nov.1982.
- [21] KOUYOUMIAN (R.G) et PATHAK (P.H) ; "A uniform GTD approach to EM scattering and radiation". Chapitre du livre : Handbook on acoustic and elastic wave scattering - High and low frequency asymptotics, vol.II, edited by V.J VARADAN and V.V VARADAN, North Holland Publishers.
- [22] KELLER (J.B) ; "Geometrical theory of diffraction". Jon. Opt. Sc Am., vol.52, 1961.
- [23] GRAEME (L.J) ; "Geometrical theory of diffraction for electromagnetic waves". IEE Electromagnetic waves series I, pp.52-63, 1986.
- [24] DEGAUQUE (P), KYHENG (S) and DEMOULIN (B) ; "Mobile radiocommunication in tunnels". 34th congress on electronics joint conference, Rome, Italy, march 1987.
- [25] MAHMOUD (S.F) and WAIT (J.R) ; "Geometrical optical approach for electromagnetic wave propagation in rectangular mine tunnels". Radio Science, vol.9, n°12, pp.1147-1158, décembre 1974.
- [26] AGUNAOU (M), DEGAUQUE (P) and MARIAGE (P) ; "Theoretical and Experimental analysis of propagation in Tunnels". IEEE Int. Symp. on Ant. and Prop., Dallas, May 1990. Proceeding to be published.
- [27] MBATH (M) ; "Contribution à l'étude théorique et expérimentale de la propagation d 'ondes hautes fréquences en tunnel". Thèse 3^{ème} cycle, Lille 1985.

- [28] KOTTLER ; "Elektromagnetische theorie der beugung an schwarzen schirmen". Annalen der physik 71, 1923, pp.405 et 59.

- [29] COMBE (P.F) ; "Etude de la zone de Rayleigh des ouvertures circulaires par les formules de Kottler et de la théorie géométrique de la diffraction". Thèse d'état, Université Paul Sabatier Toulouse, 1978.

- [30] STATTON ; "Théorie de l'électromagnétisme". pp.285-288.

- [31] WALTER ; "Travelling waves antennas". 1965, pp.21-23, Dover Ed. New York.

- [32] LAAKMAN et STEIER ; "Wave guide : characteristics modes of hollow rectangular dielectric wave guides". Applied optics, vol.15, n°5, may 1979.

- [33] GOELL ; "Bell syst. For tech". J. 48.2133, 1969.

- [34] THOUREL (L) ; "Les antennes". Dunod, Ed., 1971.

- [35] AGUNAOU (M), DEGAUQUE (P) et DEMOULIN (B) ; "Etude du couplage d'ondes hyperfréquences entre l'intérieur et l'extérieur d'un tunnel". Rapport final convention INRETS/USTLFA, 27 avril 1989.

- [36] AGUNAOU (M) et DEGAUQUE (P) ; "Influence du changement de section droite d'un tunnel sur la propagation des ondes hyperfréquences". Rapport final de la convention INRETS/USTLFA n° 401.89.182, 26 février 1990.

ANNEXES

Annexe 1

CALCUL DU CHAMP RAYONNE PAR LES MODES HYBRIDES EH_{m,n}

Les composantes du champ rayonné par le mode EH_{m,n} en zone lointaine s'écrivent :

$$E_r = 0$$

$$E_\theta = j \frac{e^{-jkR}}{2\lambda R} \cos \Psi (1 + \cos \theta) \int_{-a}^a \int_{-b}^b E_x(x,y) e^{j(xk_x + yk_y)} dx dy$$

$$E_\psi = -j \frac{e^{-jkR}}{2\lambda R} \sin \Psi (1 + \cos \theta) \int_{-a}^a \int_{-b}^b E_x(x,y) e^{j(xk_x + yk_y)} dx dy$$

où 2a et 2b désignent dans l'ordre la hauteur et la largeur du tunnel.

La répartition du champ à la surface d'ouverture du tunnel s'écrit sous la forme (formule "21" chap. 1) :

$$* E_x(x,y) = f(x) \cdot g(y) \quad * E_y(x,y) = 0$$

avec :

$$f(x) = \sin\left(\frac{m\pi}{2a} x + \theta_x\right) + \sin\left(\frac{m\pi}{2a} x\right) \cdot \frac{1}{K_a} \frac{j\epsilon_a}{\sqrt{\epsilon_a - 1}} \cdot \cos\left(\frac{m\pi}{2a} x + \theta_x\right)$$

$$g(y) = \cos\left(\frac{m\pi}{2b} y + \theta_y\right) - \sin\left(\frac{m\pi}{2b} y\right) \cdot \frac{1}{K_b} \frac{j}{\sqrt{\epsilon_a - 1}} \cdot \sin\left(\frac{m\pi}{2b} y + \theta_y\right)$$

et l'intégrale dans les expressions de E_θ et E_ψ peut donc s'écrire :

$$I_s = \int_{-a}^a \int_{-b}^b f(x) g(y) e^{j(xk_x + yk_y)} dx dy = \int_{-a}^a f(x) e^{jxk_x} dx \cdot \int_{-b}^b g(y) e^{jyky} dy$$

Le calcul de ces intégrales se fait évidemment sans aucune difficulté et on obtient finalement :

$$E_e = j \frac{e^{-jkR}}{2\lambda R} \cos \Psi (1 + \cos \theta) \left[h(\alpha_1) + \frac{1}{2} h(\alpha_1 + \beta_1) - \frac{1}{2} h(\alpha_1 - \beta_1) \right] \cdot$$

$$t(\alpha_2) - \frac{1}{2} t(\alpha_2 - \beta_2) + \frac{1}{2} t(\alpha_2 + \beta_2)$$

avec :

$$h(\alpha) = -j e^{j\theta_x} \frac{\sin((k_x + \alpha)a)}{(k_x + \alpha)} - e^{-j\theta_x} \frac{\sin((k_x - \alpha)a)}{(k_x - \alpha)}$$

$$t(\alpha) = e^{j\theta_y} \frac{\sin((k_y + \alpha).b)}{(k_y + \alpha)} + e^{-j\theta_y} \frac{\sin((k_y - \alpha).b)}{(k_y - \alpha)}$$

et

$$\alpha_1 = \frac{m\pi}{2a} \qquad \alpha_2 = \frac{m\pi}{2b}$$

$$\beta_1 = j \frac{\epsilon_a}{\sqrt{\epsilon_a - 1}} \frac{m\pi}{2a} \qquad \beta_2 = \frac{j}{\sqrt{\epsilon_a - 1}} \frac{n\pi}{2b}$$

Annexe 2

Considérons un fin pinceau constitué par l'ensemble des rayons normaux à un élément de surface dS_0 de surface d'onde. Nous limiterons cette surface d'onde par deux paires de lignes de courbure que nous pouvons assimiler à deux arcs de cercle puisque l'élément de surface est très petit.

On introduit les centres de courbures F_{12} et F_{34} des paires de lignes extrêmes P_{12} et P_{34} limitant la surface dS_0 . De même F_{14} et F_{23} sont respectivement les centres de courbures des lignes $P_1 P_4$ et $P_2 P_3$. (figure A2-1).

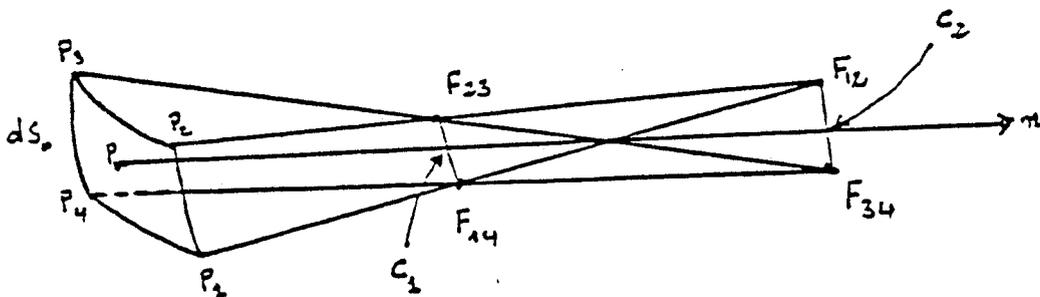


Figure A2-1

On peut maintenant envisager l'ensemble des lignes de courbures contenues dans des successions de plan parallèles débutant en $P_1 P_2$ ($P_1 P_4$) et finissant en $P_3 P_4$ ($P_2 P_3$) comme représenté sur la figure A2-2.

L'ensemble des lignes horizontales (joignant F_{12} à F_{34}) et verticales (joignant F_{14} à F_{23}) ainsi obtenues constitue les caustiques du pinceau considéré.

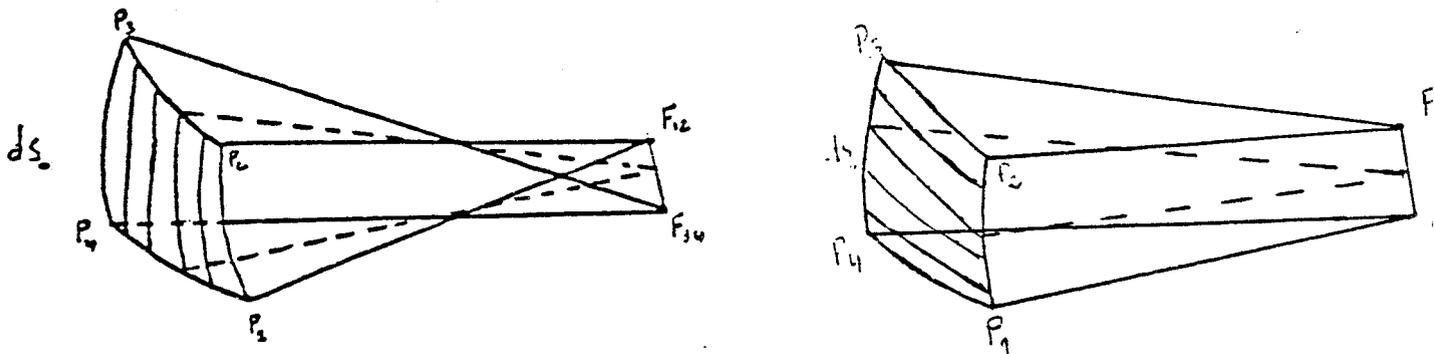


Figure A2-2

La normale à l'élément dS_0 au point P_0 , centre de l'élément dS_0 , coupe les caustiques en C_1 et C_2 , les quantités algébriques $C_1P_0 = \rho_1$ et $C_2P_0 = \rho_2$ sont appelées les rayons de courbure principaux de l'élément dS_0 .

Considérons maintenant une deuxième surface d'onde dS distante de r de dS_0 . Si on désigne par A et A_0 respectivement l'amplitude du champ sur chacune de ces sections on peut écrire :

$$A(r) = A_0 \frac{1}{2} \frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1+r)(\rho_2+r)}$$

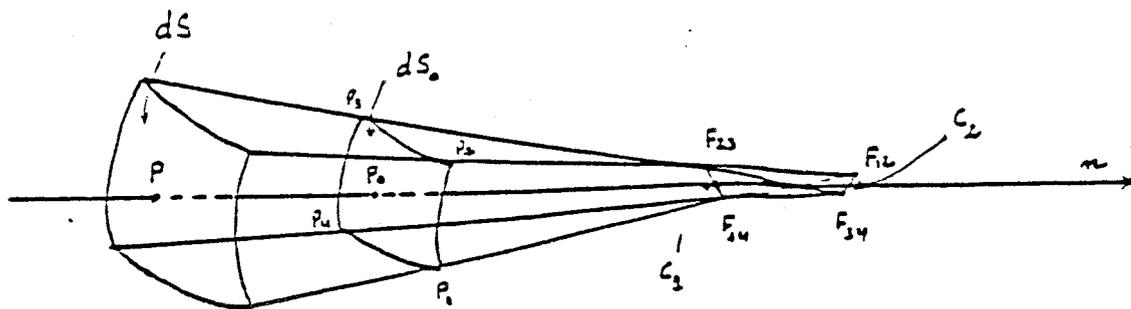


Figure A2-3

Isolons un rayon diffracté partant du point Q_E appartenant au bord. Le bord étant une caustique vu que tous les rayons diffractés se coupent sur lui. Le point Q_E coïncide donc avec le point C_2 (par exemple) de la caustique.

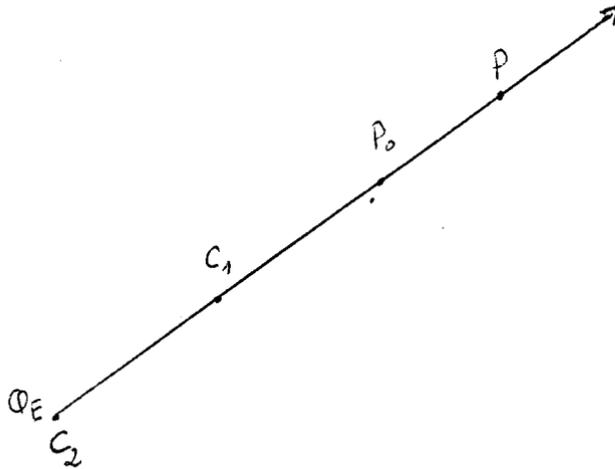


Figure A2-4

- C_1 étant le point de ce rayon diffracté situé sur l'autre caustique ;
- P_0 le point de ce rayon servant de référence au calcul du champ diffracté le long de ce rayon ;
- P le point de ce rayon où on désire calculer le champ diffracté.

Comme nous l'avons signalé la T.G.D. prend comme origine le bord diffractant, ce qui revient à placer le point P_0 en Q_E . Cela signifie que $\rho_2 = C_2 P_0 = 0$.

Or l'amplitude $A(r)$ au point P doit évidemment être indépendante de l'origine choisie et en particulier si $\rho_2 = 0$ cela entraîne que $A_0 \sqrt{\rho_2}$ tend vers une limite finie notée A'_0 et on peut donc écrire à nouveau :

$$A(r) = A'_0 \left(\frac{\rho_1}{r(\rho_1+r)} \right)^{1/2}$$

Annexe 3

COEFFICIENT DE REFLEXION D'UNE LAME DIELECTRIQUE

On désigne respectivement par R_{1E} et R_{1H} les coefficients de réflexion air-matériau diélectrique quand le champ E est soit contenu dans le plan d'incidence, soit perpendiculaire à celui-ci. Ces coefficients s'obtiennent à partir des relations suivantes :

$$R_{1E} = \frac{\cos \theta_i - \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta_i}}{\cos \theta_i + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta_i}}$$

$$R_{1H} = \frac{\epsilon_r \cos \theta_i - \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta_i}}{\epsilon_r \cos \theta_i + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta_i}}$$

θ_i est l'angle d'incidence (voir figure ci-après), ϵ_r est la permittivité relative du diélectrique.

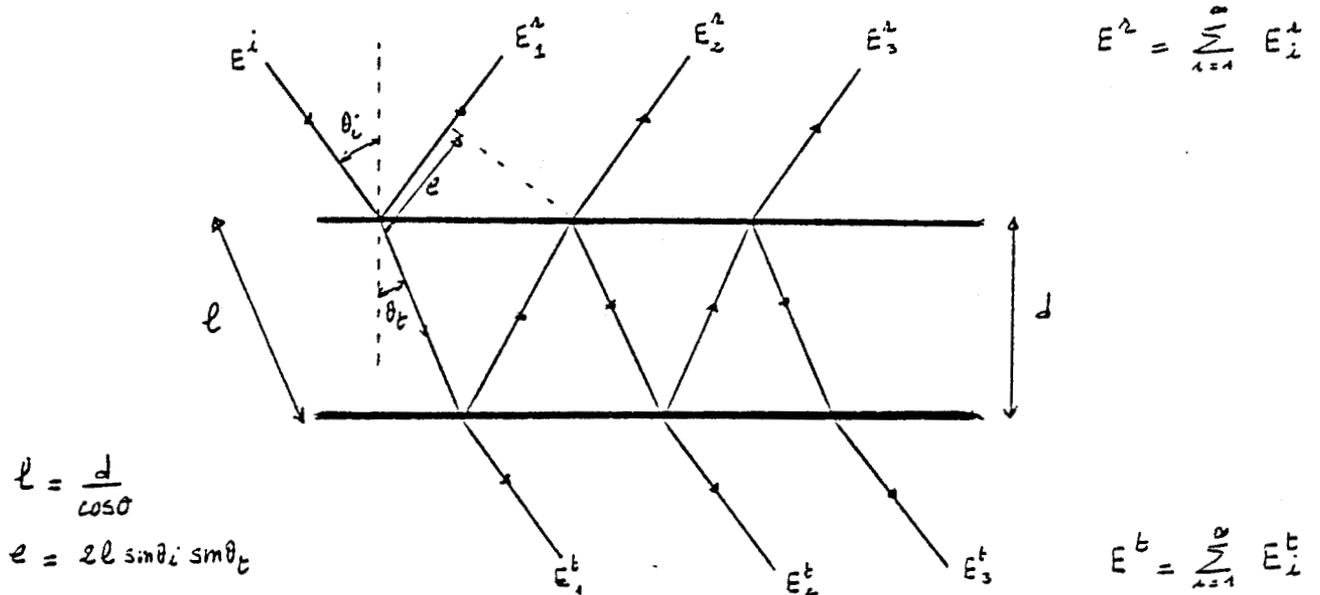
Cette définition s'applique également aux coefficients de transmission T_{1E} et T_{1H} .

Si T_1 et T_2 sont respectivement les coefficients de transmission air - matériau et matériau - air et R_2 le coefficient de réflexion matériau - air, on a pour un type de polarisation donné :

$$T_1 = 1 - R_1$$

$$T_2 = 1 - R_2$$

$$R_2 = -R_1$$



Si on désigne par R le coefficient de réflexion total pour un type de polarisation donné, on a :

$$R = R_1 + T_1 T_2 \sum_{n=2}^{\infty} R_2 e^{-2n-2} \begin{pmatrix} -jk'l \\ e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} jke \\ e \end{pmatrix}^{n-1}$$

$$R = \frac{R_1 \begin{pmatrix} -2jk'l & jke \\ 1 - e & e \end{pmatrix}}{2 \begin{pmatrix} -2jk'l & jke \\ 1 - R_1 e & e \end{pmatrix}}$$

où k' représente la constante de propagation dans le diélectrique.

De la même manière on aboutit à :

$$T = \frac{\begin{pmatrix} 2 & -jk'l & jkt \\ (1 - R_1) e & & e \end{pmatrix}}{2 \begin{pmatrix} -2jk'l & jke \\ 1 - R_1 (e & e) \end{pmatrix}}$$

avec $t = 1 \cos (\theta_r - \theta_t)$

R E S U M E

Nous nous sommes intéressés à la propagation libre d'ondes hyperfréquences en tunnel afin de pouvoir assurer la télécommunication entre une station fixe et des mobiles qui peuvent être des véhicules routiers ou des métros. La gamme de fréquences s'étend de 1 GHz à 24 GHz et l'étude théorique est basée sur la théorie géométrique de la diffraction (T.G.D.).

En effet, lorsque la longueur d'onde d'un signal radioélectrique est assez petite par rapport aux dimensions du tunnel, les modes dominants qui vont se propager correspondent à des rayons qui se réfléchissent sous incidence rasante. Nous utiliserons cette propriété pour guider une onde électromagnétique en tunnel.

Nous avons mis au point un modèle numérique qui permet de calculer par la T.G.D. l'influence d'un changement de section du tunnel ainsi que le couplage entre l'intérieur et l'extérieur de celui-ci. Une comparaison entre les résultats de campagnes de mesures et ceux obtenus théoriquement a également été effectuée.

Mots clés : - propagation
- tunnel
- théorie des rayons
- réflexion
- diffraction
- bord
- coin
- coefficient de diffraction

