

THESE

présentée à

l'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES de LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN ELECTRONIQUE

Spécialité : ELECTRONIQUE

par

Johan VANDAMME



MODELISATION DES PERTURBATIONS ENGENDREES PAR
LA PRESENCE D'OBSTACLES SUR LA PROPAGATION DES
ONDES HYPERFREQUENCES EN MILIEU URBAIN

APPLICATION A LA LOCALISATION DE VEHICULES ET
AUX TELECOMMUNICATIONS EN TUNNEL.

Soutenu le : 7 mai 1996

MM.

P. COMBES
G. CHASSAY
P. DEGAUQUE
S. BARANOWSKI
M. HEDDEBAUT
C. De MAILLARD

Président du jury, Rapporteur
Rapporteur
Directeur de thèse
Co-directeur de thèse
Examineur
Examineur

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au LABORATOIRE DE RADIOPROPAGATION ET ELECTRONIQUE (LRPE) de l'Université des Sciences et Technologies de Lille (USTL), dirigé par Monsieur le Professeur Pierre DEGAUQUE.

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

J'exprime mes plus vifs remerciements à Monsieur le Professeur DEGAUQUE de l'USTL dont les conseils éclairés et le soutien permanent ont été déterminants pour la rédaction de cette thèse.

J'exprime toute ma gratitude à Messieurs les Professeurs P. COMBES de l'Université Paul Sabatier de Toulouse et G. CHASSAY de l'Université de Rennes qui m'ont fait l'honneur, en tant que rapporteurs, d'examiner ce travail.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Madame S. BARANOWSKI, maître de conférence à l'USTL pour ses conseils et pour ses encouragements permanents qui ont été déterminants à l'aboutissement de cette thèse.

Je remercie Monsieur M. HEDDEBAUT, directeur de recherche du LEOST/INRETS de Villeneuve d'Ascq ainsi que Monsieur C. De MAILLARD, responsable de département à TDF/C2R Metz pour l'intérêt qu'ils portent à mes travaux ; leur participation au jury m'honore.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur P. MARIAGE, maître de conférence à l'USTL, qui tout au long de la thèse m'a apporté une aide efficace. Qu'il soit assuré ici de toute mon estime.

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 Monsieur DEHORTER qui a contribué à l'élaboration de ce document.

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

SOMMAIRE

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE.....	1
-----------------------------------	----------

CHAPITRE I

INTRODUCTION.....	5
1. PRESENTATION DE TROIS PROCEDES DE LOCALISATION.....	7
1.1. Localisation par radiogoniométrie.....	7
1.1.1. Description d'un radiogoniomètre.....	7
1.1.2. Principe de localisation par radiogoniomètre.....	7
1.2. Localisation basée sur les signaux de radiotéléphone GSM.....	8
1.2.1. Description de réseau de radiotéléphone pan européen GSM.....	8
1.2.2. Principe de la localisation par radiotéléphone GSM.....	10
1.3. Principe de localisation par satellites GPS-NAVSTAR.....	11
1.3.1. Description du système GPS-NAVSTAR.....	11
1.3.2. Principe de localisation par satellites GPS.....	11
1.4. Caractéristiques de la propagation en milieu urbain.....	13
2. LA THEORIE UNIFORME DE LA DIFFRACTION (T.U.D.).....	15
2.1. Introduction.....	15
2.1.1. Méthodes numériques « classiques ».....	15
2.1.2. Méthodes numériques approchées.....	15
2.2. Fondements de l'Optique Géométrique (O.G.).....	16
2.2.1. Des équations de Maxwell à l'O.G.....	16
2.2.2. Propriétés de l'O.G.....	17
2.2.3. Coefficients de réflexion de Snell-Descartes.....	18
2.2.4. Les défauts de l'O.G.....	20
2.3. La Théorie Géométrique de la Diffraction (T.G.D.).....	21
2.3.1. Introduction.....	21
2.3.2. Les lois de diffraction de Keller.....	21
2.3.3. Détermination du champ diffracté.....	22
2.4. Obtention de la Théorie Uniforme de la Diffraction.....	27
CONCLUSION.....	29

CHAPITRE II

INTRODUCTION.....	33
1. ANALYSE THEORIQUE DE LA DIFFRACTION PAR UN DIEDRE DIELECTRIQUE	35
1.1. Introduction.....	35
1.2. Champ diffracté par un dièdre métallique sous incidence quelconque (cas à trois dimensions)	36
1.3. Champ diffracté par une lame diélectrique sous incidence quelconque (cas à trois dimensions)	37
1.4. Champ diffracté par un dièdre diélectrique à deux dimensions.....	39
1.5. Champ diffracté par un dièdre dielectrique sous une incidence quelconque (cas à trois dimensions)	39
2. ETUDE PARAMETRIQUE DE LA DIFFRACTION PAR UN DIEDRE INFINI FAIBLEMENT CONDUCTEUR.....	42
2.1. Introduction.....	42
2.2. Influence de la fréquence.....	43
2.2.1. Evolution du module du champ total.....	43
2.2.2. Evolution de la phase du champ total.....	43
2.3. Influence de la conductivité du dièdre.....	47
2.4. Influence de la permittivité relative du dièdre.....	47
2.5. Influence de la différence de hauteur entre l'émetteur et le récepteur	47
2.6. Comparaison théorie-expérience.....	53
2.6.1. Introduction	53
2.6.2. Dispositif de mesure.....	53
2.6.3. Résultats expérimentaux	54
3. ÉTUDE DE LA PROPAGATION DANS UNE RUE.....	58
3.1. Introduction.....	58
3.2. Influence de la fréquence sur l'amplitude des composantes du champ.....	61
3.3. Influence de la position relative de la source et du récepteur dans la rue	64

3.4. Étude d'un déplacement latéral du récepteur	66
3.5. Influence de la conductivité des bâtiments	69
3.6. Influence de la permittivité relative des bâtiments	69
3.7. Comparaison théorie-expérience.....	69
3.7.1. Introduction	69
3.7.2. Résultats expérimentaux	70
4. APPLICATION A LA LOCALISATION DE VEHICULES.....	75
4.1. Détermination de l'angle de gisement de la source.....	75
4.1.1. Introduction	75
4.1.2. Calcul de l'écart angulaire entre la direction apparente vue du récepteur et la direction réelle de l'émetteur	75
4.2. Exemple d'erreur de positionnement liée au temps de propagation.....	78
4.2.1. Introduction	78
4.2.2. Mise en défaut de ce procédé de localisation.....	78
CONCLUSION.....	81

CHAPITRE III

INTRODUCTION.....	85
1. ETUDE THEORIQUE DU PRINCIPE DE LA DOUBLE DIFFRACTION.....	87
1.1. Détermination du coefficient de double diffraction pour un bâtiment diélectrique (cas tridimensionnel)	87
1.1.1. Présentation du mécanisme de double diffraction	87
1.1.2. Formulation du coefficient de double diffraction.....	88
1.2. Mécanisme de double diffraction pour un obstacle parfaitement métallique (cas bidimensionnel).....	92
1.2.1. Notion de champ diffracté au second ordre.....	92
1.2.2. Détermination de l'expression du champ doublement diffracté par un obstacle métallique (cas bidimensionnel).....	93
2. ETUDE PARAMETRIQUE DE LA DOUBLE DIFFRACTION PAR UN BATIMENT DIELECTRIQUE (CAS TRIDIMENSIONNEL)	98
2.1. Introduction	98
2.2. Evolution typique du champ doublement diffracté par les arêtes verticales d'un bâtiment.....	100
2.2.1. Double diffraction par deux arêtes verticales d'un bâtiment	100
2.2.2. Double diffraction par les quatre arêtes verticales du bâtiment (double diffraction par les deux côtés du bâtiment)	102
2.2.3. Influence de la fréquence sur les amplitudes des composantes.....	102
2.2.4. Influence de la conductivité du bâtiment.....	105
2.2.5. Influence de la largeur du bâtiment	105
2.2.6. Influence de la position de l'émetteur sur les pertes dues à l'obstacles.....	108
2.3. Etude théorique de la double diffraction par les arêtes horizontales du bâtiment.....	110
2.3.1. Introduction.....	110
2.3.2. Evolution des amplitudes des composantes de champ total en fonction du déplacement longitudinal du récepteur derrière l'obstacle.	111
2.3.3. Influence de la largeur du bâtiment	113
2.3.4. Influence de la position de l'émetteur sur les pertes relevées par rapport au champ obtenu en absence d'obstacle.....	115

2.4. Etude du champ diffracté par un bâtiment	117
2.4.1. Introduction.....	117
2.4.2. Evolution du champ total reçu derrière le bâtiment.....	121
2.4.3. Evolution des pertes en fonction de l'éloignement du récepteur derrière le bâtiment	122
3. COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE VALIDANT LE MODELE DE DOUBLE DIFFRACTION PAR UN BATIMENT	124
3.1. Introduction	124
3.2. Dispositif de mesure.....	125
3.3. Résultats expérimentaux - Comparaison avec les résultats théoriques	125
3.4. Influence de la distance récepteur-obstacle sur le signal reçu.....	127
4. INFLUENCE DE LA POSITION DE LA SOURCE PAR RAPPORT AU BATIMENT	130
4.1. Introduction	130
4.2. Evolution du champ reçu lorsque la source est décalée	131
CONCLUSION.....	133

CHAPITRE IV

INTRODUCTION.....	136
1. DESCRIPTION DU MODELE DE PROPAGATION EN TUNNEL VIDE.....	138
1.1. Introduction.....	138
1.2. Courbe typique de la propagation d'une onde hyperfréquence en tunnel vide	140
2. DESCRIPTION DU MODELE THEORIQUE SIMULANT LA PRESENCE D'UN OBSTACLE DANS LE TUNNEL.....	142
2.1. Introduction au phénomène de masquage.....	142
2.2. Influence d'un obstacle sur le champ réfléchi	143
2.2.1. Application du principe de superposition	143
2.2.2. Détermination des rayons réfléchis susceptibles d'atteindre le récepteur	144
2.3. Prise en compte du champ diffracté par les arêtes verticales du camion.....	147
3. ETUDE PARAMETRIQUE DU MODELE	150
3.1. Influence de la distance émetteur-camion.....	150
3.2. Influence de la largeur de l'obstacle.....	152
3.3. Influence de la longueur de l'obstacle.....	158
3.4. Influence de la position de la source dans le tunnel.....	159
3.5. Cartographie derrière le camion	162
CONCLUSION.....	166
CONCLUSION GENERALE.....	167
BIBLIOGRAPHIE.....	170
ANNEXES.....	176

INTRODUCTION GENERALE

Le marché des radiocommunications avec les mobiles est en pleine mutation. C'est ainsi qu'il existe un grand nombre de besoins spécifiques qui requièrent des liaisons électromagnétiques avec les mobiles au sol. Les applications pratiques qui concernent nos travaux sont la localisation de véhicules en milieu urbain et les télécommunications en tunnel routier.

La première répond à un projet de gestion d'une flotte de véhicules comme par exemple la mise à disposition du public d'un parc de voitures en milieu urbain; celle-ci nécessite une localisation précise de ces véhicules (à quelques dizaines de mètres) et à tout instant. Le suivi de ces mobiles peut se faire soit en utilisant des liaisons électromagnétiques à des fréquences couvertes par les différents types d'émetteurs disponibles en milieu urbain (stations de radio, émetteurs de télévision locale, GSM, DCS1800 pour le futur) soit dans la bande des signaux satellites GPS-Navstar autour de 1,6 GHz. Hélas, la plupart des systèmes de localisation de mobiles terrestres actuels exploitant les signaux issus de balises au sol ou de satellites voient leur disponibilité et leur précision considérablement réduites en milieu urbain lorsque le canal de propagation est obstrué par la présence de bâtiments. Pour surmonter cet inconvénient, ces systèmes de localisation sont généralement complétés par des systèmes de navigation à l'estime ce qui implique pour chaque véhicule récepteur d'être équipé d'un dispositif complexe exploitant ces différents capteurs (gyromètres, tachymètres ...) à l'aide d'un ordinateur sophistiqué et donc coûteux. C'est pourquoi, la réalisation d'un système de localisation de véhicules offrant une disponibilité optimale en zone urbaine fondé sur l'utilisation de certaines potentialités d'un réseau de radiotéléphonie GSM et sur la mesure de gisements d'émetteurs de radiodiffusion conventionnels obtenue à partir de radiogoniomètres fait actuellement l'objet d'une étude réalisée par l'Institut National de Recherche et d'Etude sur les Transports et leur Sécurité (INRETS) avec lequel nous avons étroitement collaboré.

La seconde concerne les télécommunications en tunnel routier. En effet, la présence croissante de tunnels routiers dans les zones fortement urbanisées nécessite de connaître avec précision la façon dont une onde électromagnétique se propage dans le tunnel en présence de véhicules "perturbateurs" situés entre l'émetteur et le mobile récepteur.

Dans les deux cas, il s'agit de caractériser l'effet d'obstacles (bâtiments, camions...) dans le voisinage immédiat du récepteur. Cet environnement évolue

si fortement sur quelques dizaines de mètres qu'il est indispensable de disposer d'un outil de prédiction théorique permettant de fournir les caractéristiques moyennes du canal de propagation.

Nous allons consacrer le premier chapitre de ce mémoire à la présentation de trois systèmes de localisation de véhicules terrestres par procédés électromagnétiques : la localisation par radiogoniométrie, la localisation issue des signaux GSM et la localisation par satellites GPS. Compte tenu de la complexité du milieu de propagation et de la gamme de fréquences envisagée (quelques centaines de MHz à quelques de GHz), la recherche d'une solution analytique a été écartée. En effet, seules les méthodes de calcul numérique sont capables de prendre en compte les phénomènes de propagation par trajets multiples (réflexions sur les parois des obstacles et/ou diffractions sur les bords des obstacles) mis en jeu dans les applications envisagées. Notre choix s'est alors porté sur la Théorie Uniforme de la Diffraction (T.U.D.). Nous présenterons les concepts fondamentaux de cette théorie afin de permettre au lecteur de comprendre plus facilement l'utilisation qui en sera faite dans les chapitres suivants.

Nous présenterons dans le deuxième chapitre un cas de figure fréquemment rencontré dans la nature : la diffraction d'une onde électromagnétique par un dièdre diélectrique faiblement conducteur attaqué sous une incidence quelconque. Les résultats obtenus dans ce type de configuration seront très utiles lorsqu'il s'agira d'interpréter des courbes théoriques ou expérimentales correspondant à des configurations plus complexes ou de réaliser des modèles de propagation plus réalistes. La dernière partie de ce chapitre sera consacrée à une application du modèle de propagation des ondes hyperfréquences dans une rue à la localisation de véhicules.

Avec le troisième chapitre, nous nous intéresserons à l'étude du signal reçu dans la zone d'ombre profonde d'un bâtiment c'est à dire lorsqu'aucun trajet direct, réfléchi ou simplement diffracté ne peut atteindre le récepteur. Pour cela, nous présenterons notamment l'expression d'un coefficient de double diffraction relativement simple à appliquer dans la mesure où ce dernier est constitué du produit de deux coefficients de simple diffraction.

Le quatrième chapitre traite essentiellement de la modélisation théorique de la propagation d'une onde hyperfréquence à l'intérieur d'un tunnel routier lorsque divers obstacles tels que des camions se situent entre la source d'émission et le mobile récepteur. Nous évaluerons en particulier l'atténuation de l'amplitude du champ reçu due à la présence d'un ou de plusieurs camions entre l'émetteur et le récepteur.

CHAPITRE I

**INTRODUCTION AUX SYSTEMES DE LOCALISATION ET A
LA THEORIE UNIFORME DE LA DIFFRACTION**

CHAPITRE I

INTRODUCTION.....	5
1. PRESENTATION DE TROIS PROCEDES DE LOCALISATION.....	7
1.1. Localisation par radiogoniométrie	7
1.1.1. Description d'un radiogoniomètre	7
1.1.2. Principe de localisation par radiogoniomètre.....	7
1.2. Localisation basée sur les signaux de radiotéléphone GSM	8
1.2.1. Description de réseau de radiotéléphone pan européen GSM.....	8
1.2.2. Principe de la localisation par radiotéléphone GSM	10
1.3. Principe de localisation par satellites GPS-NAVSTAR.....	11
1.3.1. Description du système GPS-NAVSTAR.....	11
1.3.2. Principe de localisation par satellites GPS	11
1.4. Caractéristiques de la propagation en milieu urbain.....	13
2. LA THEORIE UNIFORME DE LA DIFFRACTION (T.U.D.).....	15
2.1. Introduction.....	15
2.1.1. Méthodes numériques « classiques »	15
2.1.2. Méthodes numériques approchées.....	15
2.2. Fondements de l'Optique Géométrique (O.G.)	16
2.2.1. Des équations de Maxwell à l'O.G.....	16
2.2.2. Propriétés de l'O.G.	17
2.2.3. Coefficients de réflexion de Snell-Descartes.....	18
2.2.4. Les défauts de l'O.G.....	20
2.3. La Théorie Géométrique de la Diffraction (T.G.D.)	21
2.3.1. Introduction.....	21
2.3.2. Les lois de diffraction de Keller.....	21
2.3.3. Détermination du champ diffracté.....	22
2.4. Obtention de la Théorie Uniforme de la Diffraction	27
CONCLUSION.....	29

INTRODUCTION

Nous allons présenter dans la première partie de ce chapitre trois systèmes de localisation de véhicules terrestres par procédés électromagnétiques : la localisation par radiogoniométrie, la localisation issue des signaux GSM et la localisation par satellites GPS.

Nous verrons que la localisation par radiogoniométrie est basée sur la technique de mesure d'angles de gisements d'émetteurs de radiodiffusion grâce à des formes particulières de diagrammes de rayonnement des antennes de réception. Ce type de système conduit, en visibilité dégagée, à des erreurs voisines de 10° ce qui ne permet pas de localiser un mobile avec suffisamment de précision.

Les deux autres procédés de localisation que nous allons présenter sont la localisation issue des signaux GSM et la localisation par satellites GPS. Ces deux procédés utilisent la mesure de la distance qui sépare le mobile de chacune des stations de base ou des récepteurs.

Dans le cas de la localisation à l'aide des signaux de radiotéléphone GSM, la distance est mesurée à partir du temps de propagation de l'onde aller-retour entre la station de base et le mobile récepteur. Nous verrons que ce temps de propagation est représenté par le paramètre TA (Timing Advance). Toutefois, la précision de ce système est au mieux de 260 mètres.

En ce qui concerne la localisation par satellites GPS, nous rappellerons que la distance est calculée à partir du temps de propagation d'un signal codé émis par un satellite vers le mobile. La précision d'un tel système dépend essentiellement du type de service offert par le Département de la Défense des Etats-Unis, de la position géométrique des satellites et, pour les applications publiques, elle est généralement voisine de 100 mètres.

Pour les trois systèmes envisagés, la détermination de la position de véhicule s'effectue par triangulation en considérant au moins deux émetteurs dans le procédé par radiogoniométrie, trois stations de base au moins pour la localisation par GSM et au moins quatre satellites pour la localisation par GPS.

Nous verrons dans la seconde partie de ce chapitre que ces systèmes subissent de sérieuses limitations lorsque le mobile que l'on souhaite localiser se situe en zone urbaine. En effet, de nombreux obstacles (bâtiments, voitures ...) peuvent masquer l'onde directe ou engendrer des signaux parasites qui viennent s'ajouter à l'onde directe. C'est pourquoi, afin d'évaluer l'influence de ces

obstacles sur la propagation des ondes électromagnétiques, il est important de disposer d'un outil numérique de simulation. Compte tenu de la gamme de fréquence envisagée (quelques centaines de MHz à quelques GHz), nous nous sommes tournés vers une méthode asymptotique : la Théorie Uniforme de la Diffraction (T.U.D.).

Nous présenterons les concepts fondamentaux de l'Optique Géométrique (O.G.) sur lesquels reposent les fondements de la Théorie Géométrique de la Diffraction (T.G.D.). Nous montrerons ensuite que la Théorie Uniforme de la Diffraction est une extension de la T.G.D. dans la mesure où elle apporte la continuité du champ total dans tout l'espace entourant l'obstacle diffractant. Enfin, les principaux résultats et notations permettant de comprendre plus facilement l'utilisation qui est faite de cette théorie ainsi que l'interprétation des résultats obtenus dans les chapitres suivants seront présentés.

1. Présentation de trois procédés de localisation

1.1. Localisation par radiogoniométrie

1.1.1. Description d'un radiogoniomètre

Un radiogoniomètre est un dispositif permettant de mesurer l'angle de gisement d'une source d'émission radioélectrique. Selon la complexité du radiogoniomètre, il sera possible de connaître la direction, le sens et/ou la distance à laquelle se trouve la source. Les radiogoniomètres réalisés par l'INRETS reposent sur le principe de radiogoniomètre Adcock. Ils sont constitués de deux dipôles espacés d'une distance plus petite que la longueur d'onde et orientables autour d'un axe de symétrie vertical. Les signaux recueillis sur les antennes sont déphasés et suivant le déphasage introduit, la longueur des brins du dipôle et l'écartement entre les antennes, le radiogoniomètre présente plusieurs formes de diagrammes de rayonnement. Le principe de fonctionnement de ces radiogoniomètres s'appuie sur deux formes particulières de ces diagrammes de rayonnement dans le plan azimutal : l'un en forme de "huit", l'autre en forme de "cardioïde". La mesure de l'angle de gisement consiste à déterminer la droite passant par la source et le récepteur mobile. Dans le cas du diagramme en forme de "huit", cette droite est la droite passant par la médiatrice des deux dipôles, dans l'autre cas, on considère la droite passant par les deux dipôles.

1.1.2. Principe de localisation par radiogoniomètre

On utilise donc la connaissance de la position géographique des émetteurs conventionnels de radiodiffusion afin de localiser le mobile à partir de mesures réalisées avec un radiogoniomètre. En considérant plusieurs sources d'émission, on peut calculer l'intersection d'au moins deux droites correspondant aux directions des émetteurs. Comme indiqué sur la figure I-1, si un radiogoniomètre est placé au point O, les ondes électromagnétiques envoyées par deux émetteurs situés en E1 et E2 permettent de tracer deux droites (OE1) et (OE2). L'intersection de ces deux droites permet de déterminer la position du récepteur mobile. Pour améliorer la précision de la mesure, un troisième émetteur placé en E3 permet de définir un triangle d'incertitude au sein duquel se trouve le mobile. Cette méthode est appelée méthode de triangulation [2].

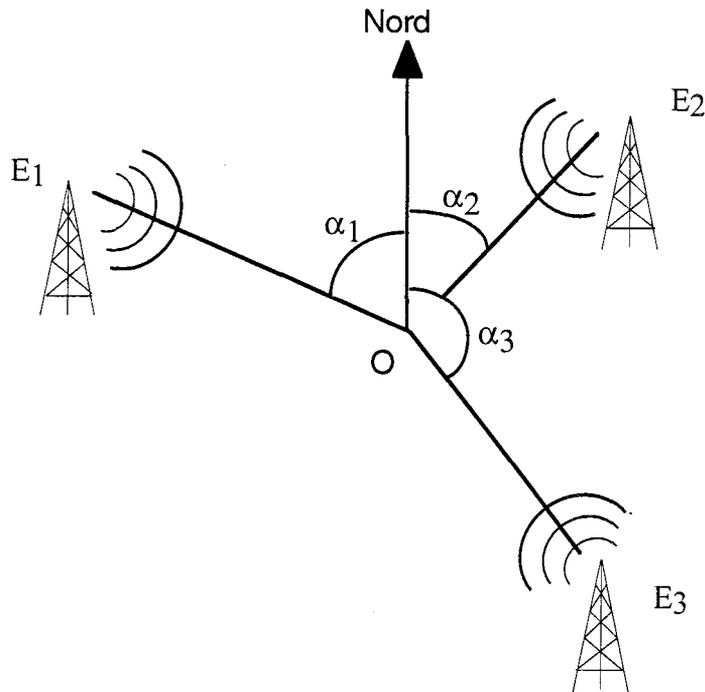


Figure I-1 : Principe de localisation d'un mobile par triangulation

Il est important de noter que la disposition géométrique des émetteurs par rapport au récepteur joue un rôle important dans la précision de localisation. En effet, les meilleurs résultats sont obtenus quand les trois émetteurs forment un triangle équilatéral autour du récepteur.

Typiquement, la précision de localisation par radiogoniométrie est de l'ordre de 10° [3].

Une autre alternative à la mesure du gisement de l'onde consiste à mesurer le temps de propagation entre des stations dont les positions sont connues et le mobile à localiser. Deux systèmes de localisation basés sur ce principe font l'objet des paragraphes suivants. Il s'agit de la localisation issue des signaux GSM et de la localisation par GPS.

1.2. Localisation basée sur les signaux de radiotéléphone GSM

1.2.1. Description de réseau de radiotéléphone pan européen GSM

Le GSM (Global System for Mobile communications) est un standard européen de radiotéléphonie numérique cellulaire conçu pour fonctionner dans les bandes 890-915 MHz (dans le sens mobile vers la station de base ou lien montant) et 935-960 MHz (dans le sens station de base vers station mobile ou lien descendant) [4]. Le principe de base de la radiotéléphonie cellulaire consiste à mettre en place de nombreux émetteurs de faible puissance couvrant des

zones géographiques réduites appelées cellules de façon à utiliser au maximum le spectre de fréquences disponibles.

Les trois éléments principaux du système GSM présenté sur la figure I-2 sont :

- les stations mobiles,
- les stations de base qui sont associées aux contrôleurs de stations de base pour former le sous-système radio,
- les centres de commutation mobile qui sont associés aux bases de données qui contiennent des informations concernant les utilisateurs du réseau. L'ensemble forme le sous système réseau [5].

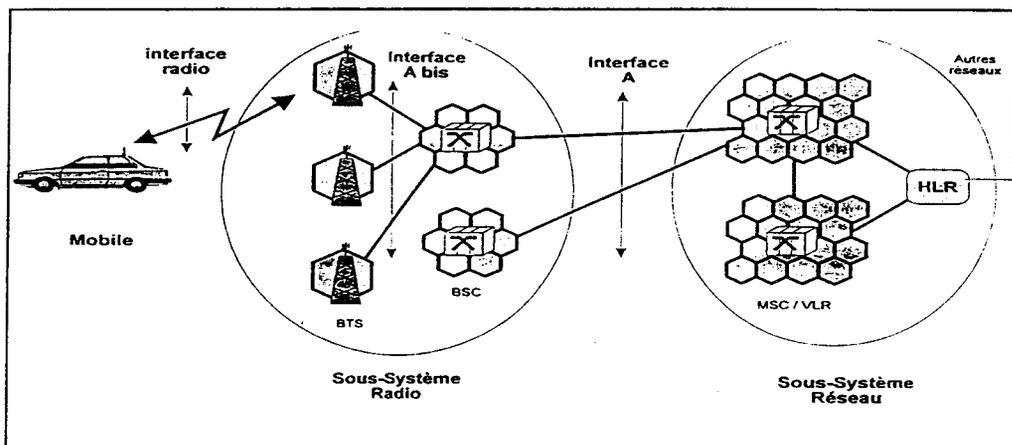


Figure I-2 : Eléments de base du système GSM

Le concept cellulaire a pour conséquence immédiate que lorsqu'un mobile se déplace d'une cellule à une autre, le système doit être capable de commuter automatiquement les communications vers la nouvelle cellule. Cette possibilité du système est généralement appelée "handover" et est effectuée sous le contrôle du centre de commutation mobile. De façon générale, afin de contrôler la procédure de handover, un système cellulaire doit avoir en permanence une information sur la qualité des signaux entre le mobile et la cellule en service mais aussi entre le mobile et d'autres cellules voisines.

Dans le système GSM, il existe toujours trois intervalles de temps entre le signal reçu et le signal émis par la station mobile. En outre, pour compenser le temps de propagation des signaux entre la station de base et la station mobile, le système calcule en permanence un paramètre appelé TA (Timing Advance) qui représente l'avance avec laquelle la station mobile doit émettre pour que la trame soit reçue par la station de base dans l'intervalle de temps correct. Ceci constitue le principe d'alignement adaptatif de trames.

1.2.2. Principe de la localisation par radiotéléphone GSM

La localisation d'un mobile en utilisant un réseau GSM s'effectue par la mesure de la distance qui sépare le mobile de la station de base avec laquelle il est en communication (cellule courante). Cette distance est calculée à partir du temps de propagation de l'onde aller et retour entre la station de base et le mobile. Ce temps de propagation est représenté par le paramètre TA (Timing Advance). Ce paramètre permet au mobile d'émettre en avance d'une valeur $t=TA$ afin de compenser le délai de propagation de l'onde radio qui existe entre la station mobile et la station de base et de respecter les contraintes de synchronisation du réseau GSM (écart de trois intervalles de temps entre l'émission et la réception). Ayant identifié la cellule courante et connaissant la fréquence d'émission du mobile, on peut déduire de la valeur TA la distance séparant le mobile de la station de base et tracer un anneau centré sur la station de base correspondante. Dans la pratique, le TA prend une valeur entière et est défini à $3,7 \mu s$ près (largeur d'un bit) soit 550 mètres. Cette seule information ne suffit pas pour localiser le mobile. On détermine la position du mobile par triangulation grâce aux deux autres valeurs de TA en provenance de deux autres stations de base du réseau GSM. Il est donc nécessaire de provoquer des changements obligatoires de stations de base. Le positionnement du mobile s'effectue ensuite en traçant des anneaux d'épaisseur équivalente à l'incertitude de mesure de la distance comme l'illustre la figure I-3.

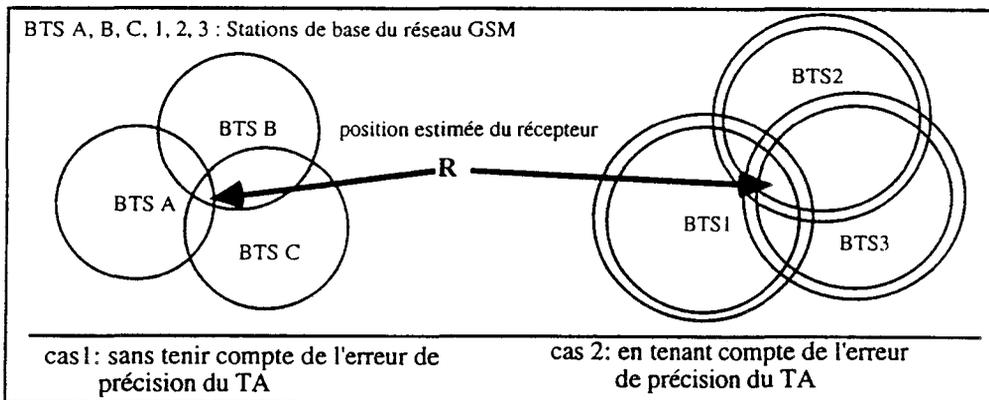


Figure I-3 : Détermination de la position du récepteur par GSM

La précision dépend de quatre facteurs important qui sont :

- la précision sur la donnée TA obtenue sur chaque cellule,
- la disposition relative des stations de base considérées pour la triangulation par rapport au mobile,
- la difficulté de provoquer des changements de stations de base,

- les erreurs de mesure et les perturbations apportées par la présence de bâtiments qui sont à l'origine des trajets multiples et des effets de masque.

Les précisions théoriques espérées grâce à un tel dispositif sont de l'ordre de 260 mètres [6].

Une autre possibilité consiste à utiliser un système de localisation basé sur la mesure du temps de propagation à partir d'émetteurs satellites. Il s'agit du GPS qui fait l'objet du paragraphe ci-après.

1.3. Principe de localisation par satellites GPS-NAVSTAR

1.3.1. Description du système GPS-NAVSTAR

Le GPS (Global Positioning System) est un système de positionnement à trois dimensions qui fournit la longitude, la latitude et l'altitude. Le segment spatial est formé de 24 satellites à défilement disposés régulièrement sur six plans orbitaux à raison de quatre satellites par orbite. Chaque satellite a un angle de vue de 28° sur la sphère terrestre. Ainsi en tout point de la surface terrestre, on dispose de six à dix satellites [7] et [8].

Chaque satellite émet un signal dans la bande L centré sur deux fréquences $L_1=1575,42$ MHz et $L_2=1227,6$ MHz de largeur de bande 20 MHz. Chacune des fréquences porte un message de données à 50 Hz et des signaux "code" utilisés pour la mesure du temps de propagation des ondes entre le satellite et le récepteur [9].

1.3.2. Principe de localisation par satellites GPS

La position du récepteur est déduite de la mesure de la distance qui sépare chaque satellite du récepteur. Cette distance est calculée à partir du temps de propagation du signal entre le satellite et le récepteur. Connaissant l'heure exacte de production d'une donnée, il suffit de lire l'heure d'arrivée de cette transition sur l'horloge du mobile pour en déduire le temps de propagation par différence. En multipliant cette valeur par la vitesse de la lumière, on obtient la distance cherchée. Dans la technologie GPS, cette distance est traditionnellement appelée "pseudo-distance". Lorsque quatre pseudo-distances (ou écart de temps) ont été mesurées au même moment en provenance de quatre satellites et lorsque les positions précises des satellites sont connues, il est possible de calculer la position du récepteur.

La précision dépend de quatre facteurs indépendants :

- la précision avec laquelle on connaît la position du satellite : il s'agit d'une donnée calculée à partir du message de navigation de chaque satellite,

- les angles d'observation des satellites : c'est un facteur géométrique dont découle la notion de GDOP (Geometric Dilution Of Precision) qui peut se traduire en français par la diminution de la précision d'origine géométrique [10] et [11].

La figure I-4 ci-dessous illustre la notion de diminution de la précision d'origine géométrique :

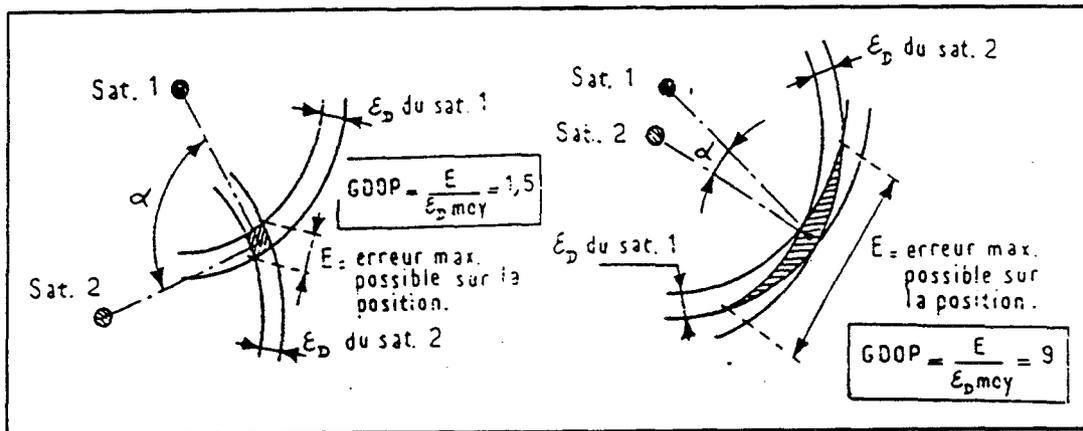


Figure I-4 : Influence de la géométrie des satellites sur la précision de localisation [9]

- les erreurs de mesure.

- le type service offert par le GPS :

- le SPS (Standart Positioning System) ou service standard. Il est accessible à tout utilisateur muni d'un récepteur GPS mais il est volontairement dégradé ; la précision est au mieux de 100 mètres [9].

- le PPS (Precise Positioning System) accessible uniquement aux utilisateurs autorisés par le Département de la Défense des Etats-Unis ; la précision est de l'ordre de 20 mètres [9].

Remarque : Une possibilité d'amélioration de la précision du GPS consiste à utiliser le GPS différentiel, c'est à dire à rajouter des balises de référence (dont les positions sont bien connues) qui vont émettre par voie hertzienne vers le récepteur les corrections à apporter afin de réduire les erreurs dues à la dégradation volontaire des signaux ou à la mauvaise propagation de ces signaux [12] et [13].

Toutefois, l'alternative GPS n'a pas été retenue dans la mesure où la mise à disposition gratuite de ce système pour des utilisateurs quelconques dépend entièrement de la volonté du Département de la Défense des Etats-Unis.

D'autres systèmes de localisation basés sur la mesure du temps de propagation, mais cette fois-ci à partir d'émetteurs terrestres, existent. On peut par exemple citer le système de localisation commercialisé par la société SERCEL [14] qui est constitué de balises terrestres situées sur les emplacements les plus hauts de la zone géographique à couvrir. Toutefois, ce système nécessite la création d'une infrastructure au sol ce dont on souhaite s'affranchir.

1.4. Caractéristiques de la propagation en milieu urbain

Comme nous l'avons indiqué, des erreurs dues à la propagation en milieu urbain viennent s'ajouter aux erreurs intrinsèques des systèmes précédemment décrits. En effet, le poste mobile embarqué se déplace au ras du sol. Son antenne (éventuellement ses antennes s'il fait usage de diversité en réception) dépasse du sol de 1,5 mètres à 3 mètres. Dans ces conditions, il apparaît clairement que le mobile, s'il peut recevoir l'onde directe, reçoit toujours les contributions sur la même fréquence de tout un ensemble de réflecteurs et diffracteurs. Ces obstacles divers, tels que les murs, les toits, les arêtes vives des bâtiments, les véhicules, ... créent pour chaque fréquence une géométrie spatiale d'ondes stationnaires dont les noeuds sont espacés de $\lambda/2$ environ (λ est la longueur d'onde de la porteuse considérée).

Les figures I-5 et I-6 ci-dessous illustrent les phénomènes de multitrajets, de masquage et de diffraction (simple, double...) que l'on peut rencontrer en milieu urbain :

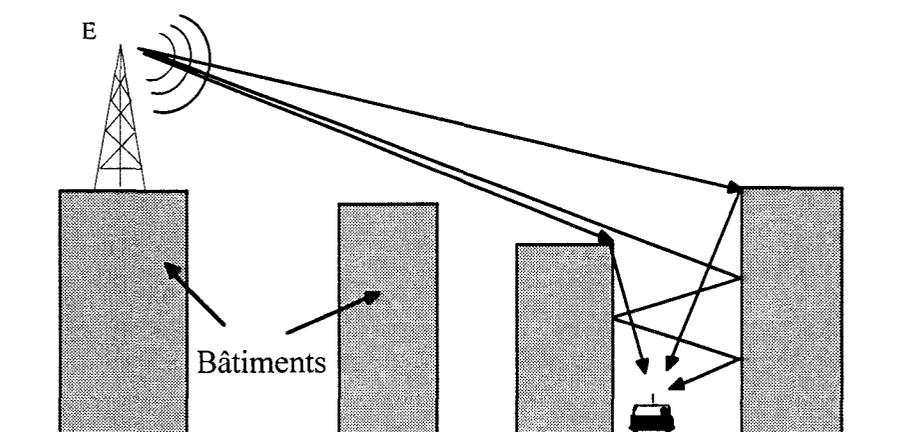


Figure I-5 : Phénomènes de multitrajets et/ou diffractions en milieu urbain

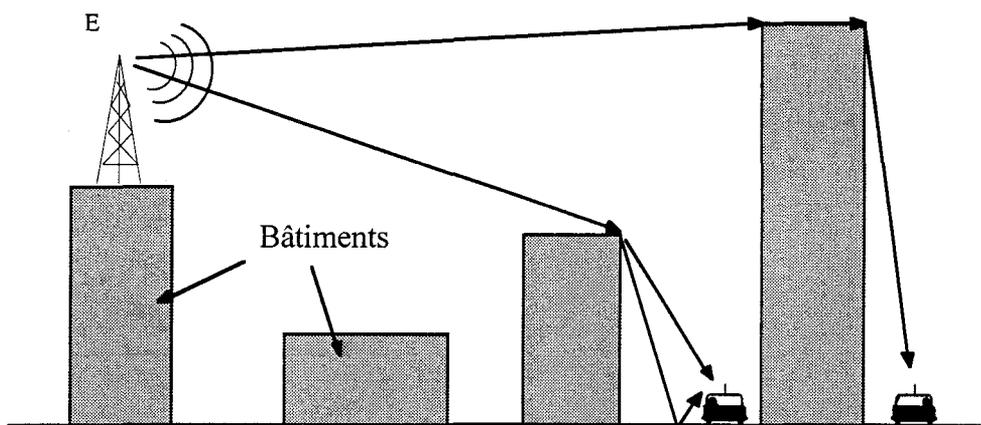


Figure I-6 : Phénomènes de simples et doubles diffractions en milieu urbain

La propagation par multitrajets affecte trois paramètres de l'onde émise de la façon suivante :

- l'amplitude par les phénomènes d'évanouissement (fading de Rayleigh),
- la phase par la dispersion des temps de propagation selon les trajets et par la modulation parasite de fréquence,
- la fréquence par l'effet Doppler.

Par conséquent, les ondes réfléchies ou diffractées peuvent entraîner des erreurs quand on souhaite exploiter leurs caractéristiques d'amplitude, de phase, de temps de propagation ou encore de polarisation. C'est pourquoi afin de pouvoir dimensionner un système de localisation, il apparaît important de disposer d'un modèle théorique de prédiction de la propagation des ondes en milieu urbain. Pour cela différentes méthodes numériques peuvent être envisagées : les méthodes «classiques» habituelles et les méthodes approchées. Ces méthodes font l'objet du chapitre suivant.

2. La Théorie Uniforme de la Diffraction (T.U.D.)

2.1. Introduction

2.1.1. Méthodes numériques « classiques »

Les méthodes classiques d'analyse numérique des équations de Maxwell sont basées soit sur leur représentation sous forme différentielle (ex: différences finies, éléments finis) soit sous la forme de leur représentation intégrale (ex: méthode des moments appliquée à l'équation intégrale en champ électrique ou magnétique). Cependant, ces formalismes théoriques nécessitent une discrétisation de la structure diffractante ou de l'espace environnant cette structure ce qui, dans les applications envisagées (quelques centaines de MHz à quelques GHz), est très pénalisant puisque l'obstacle devra être maillé avec un pas beaucoup plus petit que la longueur d'onde. L'application de ces méthodes est donc directement limitée par la capacité des ordinateurs. Généralement ce type de méthode ne s'envisage que lorsque le produit $k.a < 100$ où $k=2\pi/\lambda$ et a est une dimension caractéristique du problème.

Lorsque les méthodes classiques ne sont pas utilisables, on s'oriente vers des méthodes dites approchées.

2.1.2. Méthodes numériques approchées

Trois méthodes de prédiction théorique du champ reçu se dégagent d'une étude bibliographique : la méthode d'Okumura-Hata, la méthode adoptée par le Comité Consultatif International en Radiocommunication (CCIR) et la Théorie Uniforme de la Diffraction (T.U.D.).

2.1.2.1. Méthode d'Okumura-Hata [15][16]

Cette méthode utilise une série de formules mathématiques simples faisant intervenir des coefficients correcteurs dépendant des conditions générales dans lesquelles s'effectuent les liaisons radioélectriques. Elle s'appuie essentiellement sur des résultats statistiques obtenus à partir d'une grande série de mesures effectuées au Japon dans des zones faiblement urbanisées.

2.1.2.2. Méthode du C.C.I.R. (Avis 370)

Cette méthode rassemble plusieurs éléments de travaux divers effectués par des auteurs tels que Okumura [15], Deygout [17], Millington [18], Epstein-Peterson [18]. Les trois derniers cités proposent chacun une solution théorique différente aux problèmes de diffraction due à plusieurs arêtes verticales symbolisant les obstacles naturels.

Il faut noter que les méthodes d'Okumura et du CCIR utilisent la même formulation simplifiée en ce qui concerne l'atténuation due à des obstacles isolés. Ces deux méthodes prédictives approchées utilisées dans le cas de la propagation en milieu urbain sont essentiellement basées sur des valeurs d'atténuation statistiques pondérées par un grand nombre de facteurs correctifs suivant la configuration envisagée. De plus les résultats obtenus par ces méthodes ne sont finalement fiables que lorsque l'on se place dans les conditions de validité de leurs approximations. En l'occurrence, il ne faut prendre en compte que quelques obstacles isolés situés suffisamment loin des points d'émission et de réception [19].

2.1.2.3. Théorie Uniforme de la Diffraction (T.U.D.)

Ainsi que nous le verrons dans les sous-chapitres suivants qui présentent cette méthode de façon plus détaillée, la Théorie Uniforme de la Diffraction répond parfaitement au problème posé et permet de plus d'introduire de nombreux facteurs comme la forme des obstacles, leur conductivité, leur permittivité, leur rugosité...L'étude de la T.U.D. a fait l'objet de nombreux ouvrages de référence et d'articles spécialisés de telle sorte que seuls les éléments indispensables à la bonne compréhension des différentes applications et interprétations décrites dans la suite de ce mémoire seront ici présentés.

Pour bien comprendre cette méthode, nous présentons dans les paragraphes suivants les concepts fondamentaux de l'Optique Géométrique (O.G.) sur laquelle repose la Théorie Géométrique de la Diffraction (T.G.D.) puis une version améliorée de cette dernière : la Théorie Uniforme de la Diffraction (T.U.D.).

2.2. Fondements de l'Optique Géométrique (O.G.)

2.2.1. Des équations de Maxwell à l'O.G.

Les applications envisagées dans la suite de ce document consistent à modéliser la propagation d'ondes électromagnétiques dans l'air. Celui-ci est considéré comme un matériau homogène de permittivité relative $\epsilon_r=1$ et de conductivité $\sigma=0$. Le vecteur d'onde \vec{k} dans l'air est alors défini par $k=2\pi/\lambda$ où \vec{k} donne la direction et le sens de propagation de la phase.

Les fondements de l'O.G. découlent d'une solution approchée de l'équation de propagation de Helmholtz qui elle-même se déduit des équations de Maxwell dans l'air [20]. Dans un milieu homogène et isotrope, l'équation de Helmholtz vectorielle appliquée au champ électrique s'énonce :

$$\Delta\vec{E} + k \cdot \vec{E} = 0 \quad \text{où } E \text{ satisfait en outre la loi de Gauss : } \text{div } \vec{D} = 0$$

En utilisant une transformation issue des travaux de Sommerfeld et Runge [21] de la forme $\vec{E}(\mathbf{r}) = \vec{E}_0(\mathbf{r}) \cdot e^{j \cdot kS(\mathbf{r})}$, nous obtenons après développement :

$$(1 - |\vec{\nabla}S|^2) \vec{E}_0 + \frac{j}{k} (\Delta S + 2\vec{\nabla}S\vec{\nabla}) \vec{E}_0 + \frac{1}{k^2} \Delta \vec{E} = 0 \quad (\text{I-1})$$

L'approximation de l'O.G. consiste à considérer des variations de l'amplitude E_0 très lentes par rapport à la longueur d'onde. Si un champ satisfait cette approximation fondamentale, le terme en k^2 est très grand devant le terme en k .

L'équation ci-dessus est résolue en négligeant le troisième terme lorsque les deux premiers termes sont nuls. Ceci donne alors les équations bien connues :

$$\begin{cases} (1 - |\vec{\nabla}S|^2) = 0 \\ \Delta S + 2\vec{\nabla}S \cdot \frac{\vec{\nabla}\vec{E}_0}{\vec{E}_0} = 0 \end{cases} \quad (\text{I-2})$$

Ces équations sont respectivement désignées par « équation eikonale » et « équation de transport ».

Il peut être montré que leurs équations contiennent toutes les lois de l'optique des rayons. Donc, si une onde vérifie l'approximation de l'O.G., celle-ci peut être assimilée à une onde plane. Nous n'allons pas nous étendre davantage sur ces équations dont la résolution est traitée dans de nombreux ouvrages classiques. Toutefois, il était important de noter que l'O.G. découle bien des équations de Maxwell.

2.2.2. Propriétés de l'O.G.

Les propriétés des ondes de l'O.G. sont analogues à celles des ondes planes dans un milieu homogène. Dans le cas de la propagation en milieu urbain, le milieu de propagation des ondes est l'air de telle sorte que les principaux résultats sont [22] :

- le vecteur d'onde \vec{k} est colinéaire au vecteur de Poynting et de même sens,
- d'après le théorème de Malus, les trajectoires sont orthogonales aux surfaces d'ondes,
- les vecteurs \vec{E} , \vec{H} et \vec{k} forment un trièdre direct,
- les champs \vec{E} et \vec{H} ont un rapport de modules $E/H = 377$ ohms appelé impédance d'onde de l'air.

En espace libre, le principe de Fermat impose donc aux rayons d'être des droites, de se réfléchir, de se réfracter selon les lois de Descartes [22],[23].

2.2.3. Coefficients de réflexion de Snell-Descartes

On considère un milieu formé de deux diélectriques dont l'un est l'air et l'autre un matériau diélectrique. La figure I-7 représente le plan de séparation des deux milieux. Au dessus du plan, les constantes électromagnétiques sont ϵ_0, μ_0 et en dessous de ce plan, elles sont ϵ_r, μ_r . Le rayon incident fait un angle θ_i avec la normale à la surface de réflexion, le rayon réfléchi est repéré par l'angle θ_r et le rayon réfracté par l'angle θ_t .

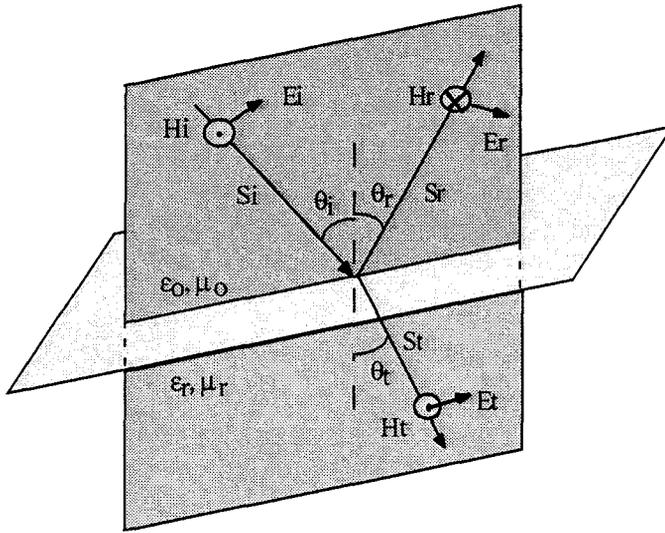


Figure I-7 : Lois de réflexion d'une onde plane

Les équations de continuité relatives au passage de l'onde TEM du milieu (1) au milieu (2) permettent de définir un coefficient de réflexion et de transmission suivant le type de polarisation [24].

Si l'onde est polarisée dans le plan d'incidence (c'est le cas où le champ électrique E est contenu dans le plan d'incidence), la polarisation est dite parallèle et le coefficient de réflexion s'écrit :

$$R_{//} = \frac{\epsilon_r^* \cos \theta_i - \sqrt{\epsilon_r^* - \sin^2 \theta_i}}{\epsilon_r^* \cos \theta_i + \sqrt{\epsilon_r^* - \sin^2 \theta_i}} \quad (I-3)$$

Si l'onde est polarisée perpendiculairement au plan d'incidence (c'est le cas où le champ magnétique est contenu dans le plan d'incidence), la polarisation est dite perpendiculaire et le coefficient de réflexion s'écrit :

$$R_{\perp} = \frac{\cos \theta_i - \sqrt{\epsilon_r^* - \sin^2 \theta_i}}{\cos \theta_i + \sqrt{\epsilon_r^* - \sin^2 \theta_i}} \quad (\text{I-4})$$

où θ_i désigne l'angle d'incidence du rayon repéré par rapport à la normale,

ϵ_r^* est la permittivité relative complexe équivalente du matériau caractérisant la surface réfléchissante. Son expression est donnée par :

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

avec σ = conductivité du matériau réfléchissant exprimé en S/m,

ϵ_r = permittivité relative,

ω = pulsation de l'onde EM exprimée en rad/s,

ϵ_0 permittivité de l'air = $8,84 \cdot 10^{-12}$ F/m.

Nous ne donnerons pas les expressions des coefficients de transmission (ou de réfraction) dans la mesure où ces coefficients ne seront pas utilisés dans la suite de ce mémoire.

En décomposant le champ incident suivant une composante parallèle au plan d'incidence noté $E_{//}^i$ et une composante perpendiculaire au plan d'incidence noté E_{\perp}^i , l'expression du champ réfléchi E_r s'écrit de la manière suivante :

$$\begin{pmatrix} E_{//}^r \\ E_{\perp}^r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{//} & 0 \\ 0 & R_{\perp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{//}^i(Q_r) \\ E_{\perp}^i(Q_r) \end{pmatrix} f(s_r) \quad \text{où } f(s_r) = \frac{s_i}{s_i + s_r} e^{-j \cdot k \cdot s_r} \quad (\text{I-6})$$

On note que $E^i(Q_r)$ est le champ incident au point de réflexion Q_r ,

s_i est la distance de la source au point Q_r ,

s_r est la distance du point Q_r au point de réception.

2.2.4. Les défauts de l'O.G.

On considère une source de rayons illuminant un objet parfaitement métallique de forme quelconque tel que le représente la figure I-8 ci-dessous :

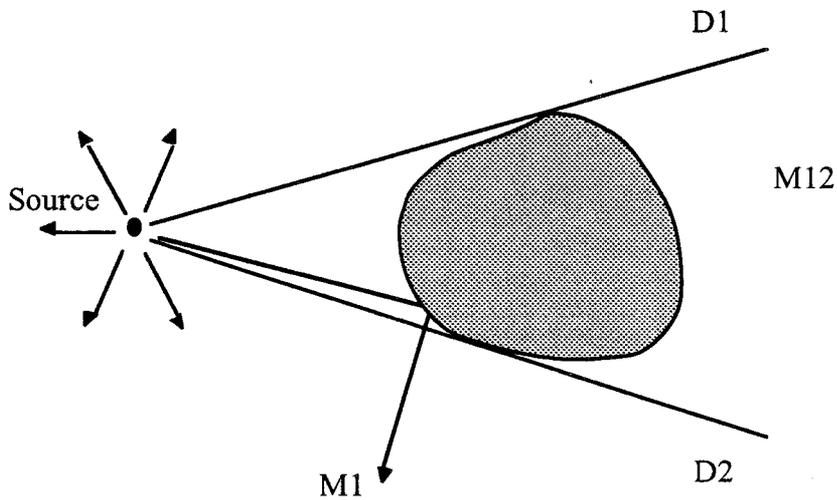


Figure I-8 : Zone d'ombre créée par l'obstacle

Dans un premier temps, on décrit cette configuration par les seuls lois de l'O.G.. l'O.G. prend en compte les rayons directs et réfléchis dans la zone éclairée. Ainsi, lorsqu'on observe le champ reçu au point M_1 , on s'aperçoit qu'il est égal à la somme d'un champ direct provenant directement de la source et d'un champ provenant de la réflexion d'un rayon sur la surface de l'objet. La solution ainsi obtenue est tout à fait correcte.

Par contre, si on s'intéresse au champ reçu dans la zone d'ombre créée par l'obstacle (délimitée par les droites D1 et D2), on s'aperçoit que l'O.G. présente un défaut. En effet, le champ prévu par l'O.G. est nul quelle que soit la position que prend le point M_{12} dans la zone d'ombre puisqu'aucun rayon direct ou réfléchi ne peut l'atteindre.

L'O.G. fait ainsi apparaître une zone de discontinuité (passage d'une zone éclairée à une zone d'ombre) dans un milieu homogène, ce qui est impossible physiquement. La réalité physique montre qu'il existe bien un champ EM dans toute cette zone d'ombre (donc au niveau du point M_{12}) et prouve ainsi que les prévisions de la théorie des rayons de l'O.G. sont mises en défaut.

C'est pourquoi la Théorie Géométrique de la Diffraction a été élaborée en vue de prendre en compte ce phénomène. Le principe de base de cette théorie consiste à supposer l'existence de nouveaux rayons. Ces rayons sont appelés rayons diffractés.

2.3. La Théorie Géométrique de la Diffraction (T.G.D.)

2.3.1. Introduction

La T.G.D. est principalement due à J. Keller [25], [26], [27], [28], [29] et [30] au début des années 1950 qui a grandement élargi le domaine d'application de la méthode des rayons. La théorie de Keller est habituellement présentée comme une extension heuristique de l'O.G. et élaborée à partir de postulats.

Aux hautes fréquences (dimensions de l'obstacle beaucoup plus grandes que la longueur d'onde), le champ diffracté, au sens du champ créé par la présence de l'objet, ne dépend pas en un point donné du champ en tout point de la surface de l'objet mais seulement du champ au voisinage de certains points de l'obstacle, appelés points de diffraction. La diffraction aux hautes fréquences apparaît donc essentiellement comme un phénomène localisé autour des points de diffraction. Les rayons diffractés résultent alors des rayons incidents de l'O.G. qui illuminent les arêtes, les coins ou encore des rayons incidents de l'O.G. qui rasant de telles surfaces.

2.3.2. Les lois de diffraction de Keller

En s'appuyant sur les résultats de Sommerfeld [31] sur la diffraction par le bord droit d'un demi-plan et en se basant sur le principe de Fermat généralisé, Keller a formulé une loi de diffraction qui détermine la position du point de diffraction et la direction de propagation d'un rayon diffracté d'une manière analogue à la loi de réflexion de Snell-Descartes qui détermine la position du point de réflexion et la direction de propagation du rayon réfléchi de l'O.G.. Cette loi de diffraction s'énonce de la façon suivante :

« Un rayon incident oblique faisant un angle β_0 avec une arête produit des rayons diffractés au point d'incidence Q. Ces derniers se situent du côté opposé au rayon incident par rapport à un plan normal au bord. Ces rayons se répartissent à la surface d'un cône de sommet Q, de demi-angle à l'ouverture β_0 , et ayant pour axe l'arête » [32]. Ce cône est appelé le cône de diffraction de Keller (voir figure I-9).

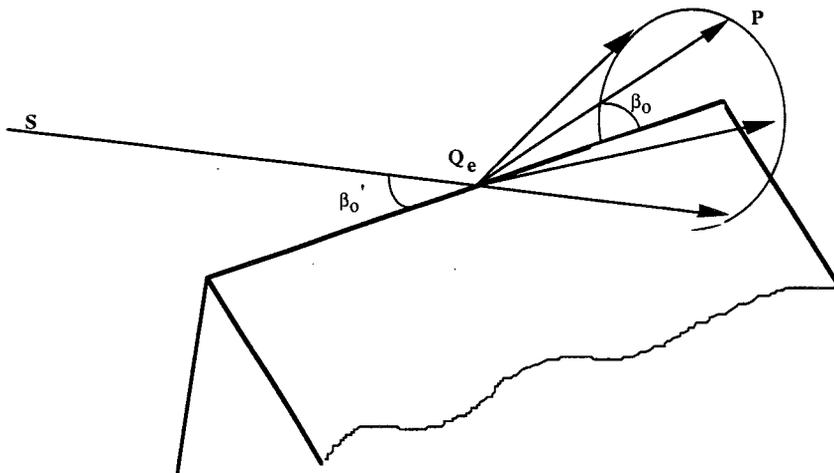


Figure I-9 : Répartition des rayons diffractés sur le cône de Keller

Remarque : Sous une incidence normale définie par $\beta_0=90^\circ$, les rayons diffractés sont normaux à l'arête et ils la quittent dans toutes les directions. Le cône de Keller dégénère alors en un disque de diffraction (voir figure I-10).

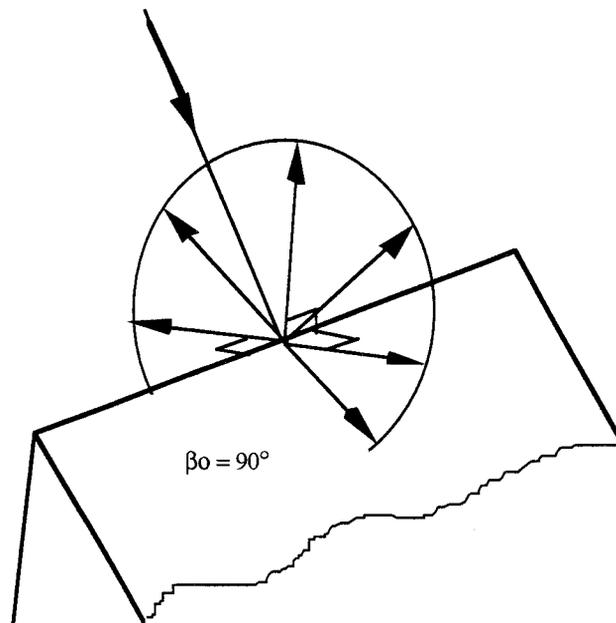


Figure I-10 : Cas d'une incidence normale

2.3.3. Détermination du champ diffracté

2.3.3.1. Calcul du facteur d'amplitude

Le facteur d'amplitude est l'un des quatre termes qui interviennent dans l'expression du champ diffracté. Afin de déterminer son expression, on considère un fin pinceau diffracté constitué par tous les rayons normaux à un élément de surface dS_0 de la surface d'onde (voir figure I-11) :

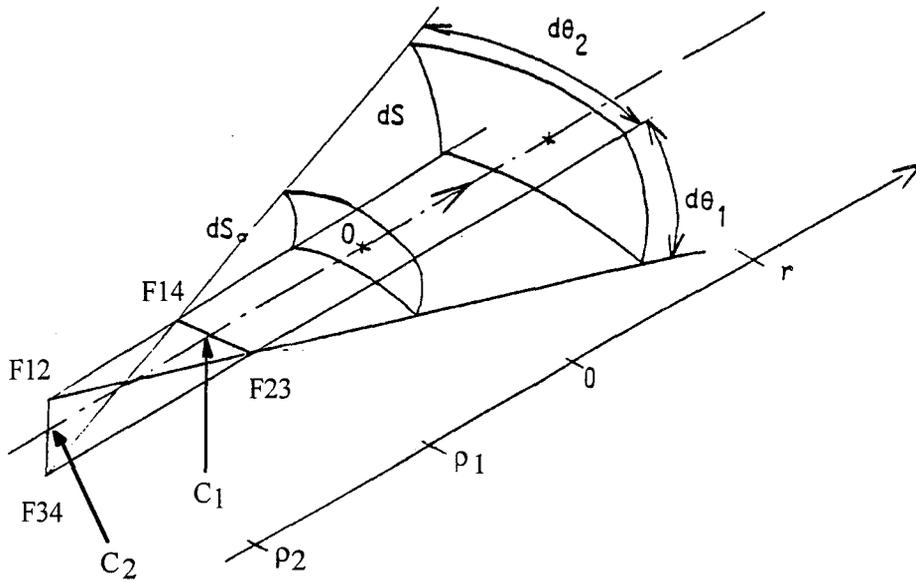


Figure I-11 : Définition des caustiques

Cet élément de surface est limité par deux paires de lignes de courbure assimilable à deux arcs de cercle :

- une paire de lignes de courbure verticales dont les centres de courbure sont respectivement F12 et F34,
- une paire de lignes de courbure horizontales dont les centres de courbure sont respectivement F14 et F23.

Les segments [F12,F34] et [F14,F23] sont appelés des caustiques. La normale ON au point O de l'élément dS_0 coupe les caustiques en C_1 et C_2 . Les rayons de courbures principaux de l'élément dS_0 sont notés $C_1O = \rho_1$ et $C_2O = \rho_2$.

Lorsque le vecteur joignant le centre de courbure considéré au point O de l'élément dS_0 est dans le sens du vecteur de Poynting, le rayon de courbure doit être compté positivement. S'il est en sens inverse du vecteur de Poynting, le rayon de courbure doit être compté négativement.

Soient A_0 et A les amplitudes du champ dans les deux sections de surface dS_0 (au point O) et dS (au point P distant de r). Le principe de la conservation de l'énergie d'un pinceau implique que : $A_0^2 \cdot dS_0 = A^2 \cdot dS$. En fixant le point de référence en O, on peut démontrer que l'amplitude du champ au point P s'exprime par :

$$A(r) = A_0 \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + r)(\rho_2 + r)}} \text{ pour une onde sphérique} \quad (\text{I-7})$$

où ρ_1 et ρ_2 sont les rayons de courbure des fronts d'ondes diffractés.

Remarques : Si P est situé en C1 alors $r = -\rho_1$ et $A(r)$ tend vers l'infini,

Si P est en C2 alors $r = -\rho_2$ et $A(r)$ tend vers l'infini,

Ces deux résultats montrent que la théorie géométrique de la diffraction n'est pas valable sur les caustiques.

2.3.3.2. Calcul de la phase

La phase est proportionnelle à la longueur du chemin optique (lequel est proportionnel à la distance dans un milieu homogène).

La différence de phase entre deux points O et P d'un même rayon est égale au produit du nombre d'onde k avec la distance entre O et P d'où : $\phi(r) - \phi(r_0) = k(r - r_0)$ avec $k = 2\pi/\lambda$.

2.3.3.3. Valeur du champ de diffraction

Compte tenu des paragraphes précédents, le champ reçu en un point P après diffraction en un point Q s'exprime en fonction d'un autre point de ce rayon par :

$$E^d(P) = E^d(O) \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + r)(\rho_2 + r)}} e^{j.k.r} \text{ avec } E^d(O) = A_0 \cdot e^{j\phi_0} \quad (\text{I-8})$$

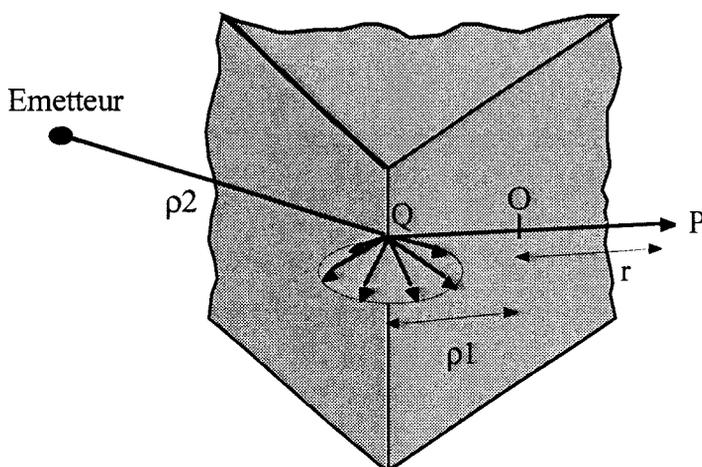


Figure I-12 : Champ diffracté en Q différent de l'origine

En prenant l'origine sur l'élément diffractant, le champ diffracté est directement proportionnel à la valeur du champ incident avec le coefficient de diffraction D comme facteur de proportionnalité. Dans le cas d'une arête, celle-ci est une caustique, ρ_1 tend vers zéro et :

$$\lim_{\rho_1 \rightarrow 0} E^d(P) = \lim_{\rho_1 \rightarrow 0} E^d(O) \sqrt{\rho_1} \sqrt{\frac{\rho_2}{r(\rho_2 + r)}} e^{j.k.r} \quad (I-9)$$

$E^d(P)$ doit être indépendant de la position de O donc $\lim_{\rho_1 \rightarrow 0} E^d(O) \sqrt{\rho_1} = E^d(Q)$.

Selon Keller, $E^d(Q) = D.E^i(Q)$ de telle sorte que nous pouvons écrire pour une onde sphérique que :

$$E^d(P) = E^i(Q) \cdot D \cdot \sqrt{\frac{\rho_2}{r(\rho_2 + r)}} e^{j.k.r} \quad (I-10)$$

2.3.3.4. Calcul du coefficient de diffraction

2.3.3.4.1. Hypothèse

Le coefficient de diffraction ne dépend que de la géométrie locale de la surface au voisinage du point de diffraction (principe de localisation). Nous remplaçons donc l'objet réel par un objet canonique de forme voisine et de caractéristiques électriques σ, ϵ_r . Les applications envisagées dans la suite de ce document nous suggèrent de remplacer les arêtes des bâtiments par un dièdre à bords droits.

2.3.3.4.2. Expression simplifiée du coefficient de diffraction

Afin de faciliter la compréhension, il est intéressant de préciser la démarche classique suivie par Keller. Il a tout d'abord réalisé le calcul du coefficient de diffraction d'une arête de conductivité infinie attaquée sous une incidence normale, c'est à dire cas à deux dimensions (voir figure I-13)

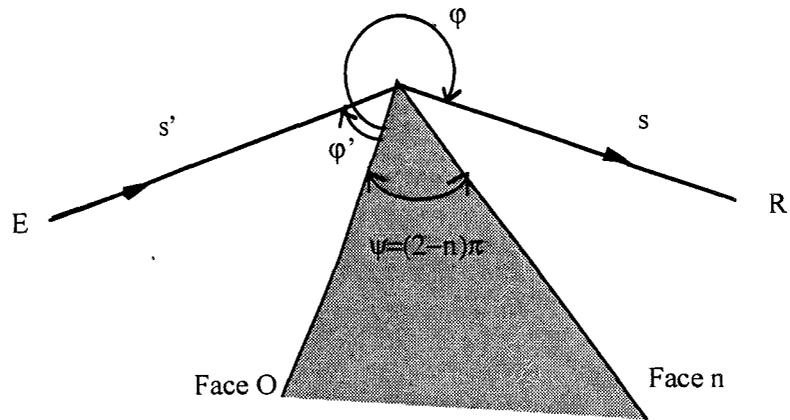


Figure I-13 : Marche d'un rayon diffracté par l'arête.

En utilisant un développement asymptotique de la solution rigoureuse de Sommerfeld pour un demi-plan, l'expression du champ diffracté s'écrit :

$$E^d(R) = E^i(Q_e) \cdot D \cdot \sqrt{\frac{s'}{s(s+s')}} e^{-j.k.s} \quad (I-11)$$

avec

$$D_{\perp}'' = \frac{-e^{-j\frac{\pi}{4}} \cdot \sin \frac{\pi}{n}}{n\sqrt{2\pi k}} \left[\frac{1}{\cos\left(\frac{\pi}{n}\right) - \cos\left(\frac{\varphi - \varphi'}{n}\right)} \pm \frac{1}{\cos\left(\frac{\pi}{n}\right) - \cos\left(\frac{\varphi + \varphi'}{n}\right)} \right] \quad (I-12)$$

où φ' est l'angle d'incidence,

φ est l'angle de diffraction,

s' est la distance émetteur-arête,

s est la distance arête-récepteur,

n est défini par $\psi = (2-n)\pi$ où ψ est l'angle d'ouverture du dièdre.

Compte tenu de la configuration géométrique de la figure I-13, on distingue deux frontières d'ombre définies de la manière suivante :

- frontière d'ombre liée au rayon direct : $\varphi = \pi + \varphi'$

- frontière d'ombre liée au rayon réfléchi : $\varphi = \pi - \varphi'$

La figure I-14 ci-dessous montre les trois régions engendrées par la présence du dièdre.

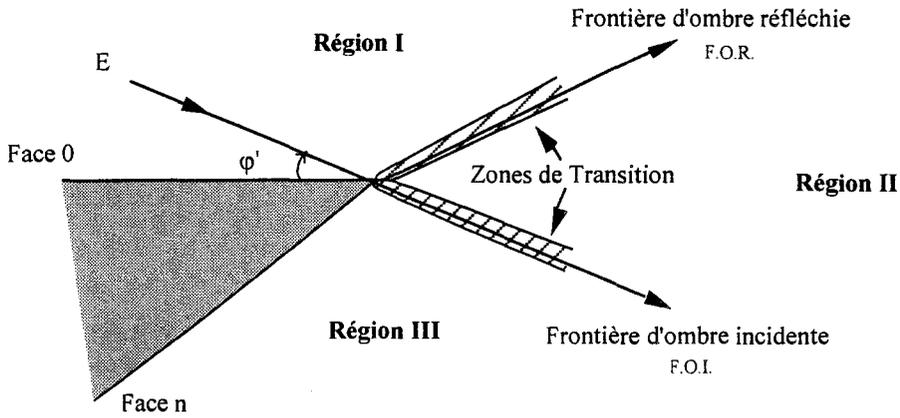


Figure I-14 : Zones d'ombre géographique liées au dièdre

Dans l'expression du coefficient de diffraction, le terme $\varphi - \varphi'$ est associé avec la frontière d'ombre directe et le terme en $\varphi + \varphi'$ est associé à la frontière d'ombre réfléchi. Ces frontières délimitent trois régions pour le calcul du champ total :

$$E_t = \begin{cases} E_{\text{direct}} + E_{\text{réfléchi}} + E_{\text{diffracté}} & \text{pour } 0 \leq \varphi \leq \pi - \varphi' \quad (\text{Région I}) \\ E_{\text{direct}} + E_{\text{diffracté}} & \text{pour } \pi - \varphi' \leq \varphi \leq \pi + \varphi' \quad (\text{Région II}) \\ E_{\text{diffracté}} & \text{pour } \pi + \varphi' \leq \varphi \leq n\pi \quad (\text{Région III}) \end{cases} \quad (\text{I-13})$$

Toutefois, il est important de noter que le coefficient de diffraction de Keller n'est pas valable au niveau des zones de transition c'est à dire les régions de l'espace voisines des frontières d'ombre directe et réfléchi. Dans ces zones, le champ diffracté n'est plus un champ de rayons car le coefficient de diffraction prend une valeur infinie à cause du développement asymptotique de $\int_0^\rho e^{i\frac{\pi}{2}t^2} dt$

$$\text{avec } \rho = 2\sqrt{k \frac{r}{\pi} \cos\left(\frac{\varphi \pm \varphi'}{2}\right)}.$$

En effet, ce développement n'est valable que si $\varphi \pm \varphi' \neq (2k+1)\pi$ ce qui exclut les zones de transition.

2.4. Obtention de la Théorie Uniforme de la Diffraction

Nous avons vu que la T.G.D. de Keller est une amélioration significative de l'O.G. dans la mesure où elle rend compte des phénomènes physiques grâce à l'introduction d'une nouvelle sorte de rayon, les rayons diffractés. Malheureusement, le coefficient de diffraction élaboré par Keller présente une divergence au voisinage des frontières d'ombre 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. à ces régions. Les principales

théories développées sont la Théorie Uniforme de la Diffraction de Koumyoumjian et Pathak [33], la théorie Asymptotique Uniforme de Lee et Deschamps [34] et la Théorie Asymptotique Uniforme Modifiée TAUM de Ciakowski, Poer et Miira [35]. Le domaine de validité des coefficients de diffraction issu de chacune de ces théories se trouve résumé dans [36] et [37]. Nous avons choisi l'approche par la T.U.D. qui présente l'avantage d'être simple de mise en oeuvre et qui de plus donne des résultats proches des phénomènes physiques relevés.

Koumyoumjian et Pathak ont ainsi développé une analyse asymptotique et trouvé qu'en multipliant les membres du coefficient de diffraction par une fonction de transition $F(x)$, le champ diffracté reste fini aux frontières d'ombre. La forme de la fonction de transition $F(x)$ est telle qu'elle approche de zéro au même rythme que les coefficients de diffraction tendent vers l'infini aux frontières d'ombre si bien que le champ diffracté conserve une valeur finie au passage de ces zones. L'expression de la fonction de transition $F(x)$ est donnée par :

$$F(x) = 2j\sqrt{x} e^{j \cdot x} \int_{\sqrt{x}}^{\infty} e^{-j \cdot u^2} \cdot du \quad (\text{I-14})$$

Une description détaillée de cette fonction de transition est donnée en annexe 1.

C'est donc cette Théorie Uniforme de la Diffraction basée sur les rayons, valable dans l'espace entourant l'arête, que nous allons utiliser dans le second chapitre de ce mémoire.

CONCLUSION

Nous avons présenté dans la première partie de ce chapitre trois procédés de localisation de véhicules terrestres : le procédé de localisation par radiogoniomètres basé sur la mesure des angles de gisements des émetteurs, la localisation issue des signaux GSM et la localisation par satellites (ces deux derniers procédés étant basés sur la mesure des temps de propagation des signaux entre l'émetteur et le récepteur). Nous avons signalé que des erreurs dues à la propagation en milieu urbain (phénomènes de réflexions et/ou diffractions) viennent s'ajouter aux erreurs intrinsèques dues aux systèmes de localisation précédemment cités. C'est pourquoi, afin d'évaluer l'effet des bâtiments (ou des obstacles en général) sur la propagation des ondes hyperfréquences, il est important de pouvoir disposer d'un outil numérique permettant de rendre compte de ces phénomènes : il s'agit de la Théorie Uniforme de la Diffraction (T.U.D.).

La seconde partie de ce chapitre a passé en revue les différents aspects de cette théorie en se bornant à énoncer les résultats indispensables à la bonne compréhension des différentes applications et interprétations décrites dans la suite de ce mémoire. C'est ainsi que nous avons vu comment les bases de la Théorie Uniforme de la Diffraction trouvent leurs fondements dans les principes fondamentaux de l'électromagnétisme tels que les équations de Maxwell ou l'Optique Géométrique classique. Il est important de noter que si les fondements théoriques de cette théorie sont rigoureux du point de vue mathématique, de nombreux coefficients de diffraction ont ensuite été élaborés par des considérations heuristiques. Toutefois, les résultats théoriques obtenus tendent à prouver leur validité. Nous pouvons à présent aborder le second chapitre qui sera consacré à l'étude de la diffraction créée par un dièdre diélectrique faiblement conducteur illuminé par une onde électromagnétique sous une incidence quelconque.

CHAPITRE II

**DIFFRACTION PAR UN DIEDRE DIELECTRIQUE
SOUS UNE INCIDENCE QUELCONQUE**

CHAPITRE II

INTRODUCTION.....	33
1. ANALYSE THEORIQUE DE LA DIFFRACTION PAR UN DIEDRE DIELECTRIQUE	35
1.1. Introduction.....	35
1.2. Champ diffracté par un dièdre métallique sous incidence quelconque (cas à trois dimensions)	36
1.3. Champ diffracté par une lame diélectrique sous incidence quelconque (cas à trois dimensions)	37
1.4. Champ diffracté par un dièdre diélectrique à deux dimensions.....	39
1.5. Champ diffracté par un dièdre dielectrique sous une incidence quelconque (cas à trois dimensions)	39
2. ETUDE PARAMETRIQUE DE LA DIFFRACTION PAR UN DIEDRE INFINI FAIBLEMENT CONDUCTEUR.....	42
2.1. Introduction.....	42
2.2. Influence de la fréquence.....	43
2.2.1. Evolution du module du champ total.....	43
2.2.2. Evolution de la phase du champ total.....	43
2.3. Influence de la conductivité du dièdre.....	47
2.4. Influence de la permittivité relative du dièdre.....	47
2.5. Influence de la différence de hauteur entre l'émetteur et le récepteur	47
2.6. Comparaison théorie-expérience.....	53
2.6.1. Introduction	53
2.6.2. Dispositif de mesure.....	53
2.6.3. Résultats expérimentaux	54
3. ÉTUDE DE LA PROPAGATION DANS UNE RUE	58
3.1. Introduction.....	58
3.2. Influence de la fréquence sur l'amplitude des composantes du champ.....	61
3.3. Influence de la position relative de la source et du récepteur dans la rue	64

3.4. Étude d'un déplacement latéral du récepteur	66
3.5. Influence de la conductivité des bâtiments	69
3.6. Influence de la permittivité relative des bâtiments	69
3.7. Comparaison théorie-expérience.....	69
3.7.1. Introduction	69
3.7.2. Résultats expérimentaux	70
4. APPLICATION A LA LOCALISATION DE VEHICULES.....	75
4.1. Détermination de l'angle de gisement de la source.....	75
4.1.1. Introduction	75
4.1.2. Calcul de l'écart angulaire entre la direction apparente vue du récepteur et la direction réelle de l'émetteur	75
4.2. Exemple d'erreur de positionnement liée au temps de propagation.....	78
4.2.1. Introduction	78
4.2.2. Mise en défaut de ce procédé de localisation.....	78
CONCLUSION.....	81

:

INTRODUCTION

Afin de rendre compte de l'influence des obstacles sur la propagation des ondes électromagnétiques en milieu urbain, nous allons utiliser la Théorie Uniforme de la Diffraction présentée dans le chapitre I qui permet de modéliser les phénomènes de réflexions et de diffractions. Ces phénomènes physiques prennent naissance lorsque de nombreux obstacles sont situés entre une source et un récepteur.

La mise en oeuvre d'une technique numérique telle que la T.U.D. commence par la transformation d'une configuration géométrique réelle en une configuration géométrique simplifiée. Il s'agit de remplacer des éléments complexes par des éléments plus simples mais dont la contribution sur le plan physique reste identique. La plupart des structures architecturales en milieu urbain sont de forme parallélépipédique. C'est pour cette raison que nous n'allons nous intéresser dans les prochains chapitres qu'à la diffraction par ce type d'obstacles. Nous avons vu dans le premier chapitre que la diffraction est un phénomène localisé ce qui signifie qu'il est possible de simplifier à l'extrême ces obstacles pour ne retenir que la configuration canonique qui les constitue : le dièdre. Il s'agit d'un élément géométrique simple constitué par l'intersection de deux plans. L'angle d'ouverture et la nature de ces plans constituent ses principales caractéristiques. Dans les applications numériques qui vont suivre, l'angle d'ouverture est fixé à 90° ce qui correspond à la majorité des cas rencontrés dans la pratique. La nature des matériaux de construction habituels impose de considérer des plans dont l'impédance est non nulle. Ces matériaux sont caractérisés par leur conductivité et leur permittivité relative. Ces dernières sont considérées comme constantes dans la bande de fréquences envisagée.

Nous présentons dans la première partie de ce chapitre le formalisme utilisé pour étudier la diffraction par un dièdre diélectrique faiblement conducteur illuminé sous une incidence quelconque.

La seconde partie de ce chapitre permet de caractériser aussi précisément que possible l'influence de la fréquence, de la conductivité de la permittivité relative du dièdre, de la hauteur relative entre la source et le récepteur...sur les amplitudes de champ électrique. Ce travail s'avère indispensable pour pouvoir réaliser des modèles de propagation dans des cas plus complexes. Nous terminerons en confrontant les résultats théoriques à des résultats expérimentaux.

La troisième partie aborde les phénomènes de réflexions multiples (sur les bâtiments ou le sol) et/ou diffractions (sur les arêtes vives des bâtiments assimilés à des dièdres) qui surviennent dans une rue. La simulation de la diffraction engendrée par les arêtes horizontales des bâtiments formant la rue est réalisée à l'aide du modèle numérique de diffraction par un dièdre diélectrique illuminé sous une incidence quelconque qui a été présenté dans la seconde partie. Une étude paramétrique permet d'obtenir une connaissance la plus approfondie possible des phénomènes de multiples trajets dans la rue en considérant pour cela trois positions différentes de l'émetteur sur le toit d'un bâtiment. Une confrontation des résultats expérimentaux et théoriques clôture cette partie.

La dernière partie de ce chapitre est consacrée à une application du modèle numérique de la propagation des ondes hyperfréquences dans une rue à la localisation de véhicules. Les deux procédés de localisation de véhicules par détermination de l'angle de gisement de la source, puis mesure du temps de propagation entre la source et une station terrestre sont traités. L'effet des multiples trajets sur l'écart angulaire entre la direction réelle de l'émetteur et sa direction apparente vue du récepteur ainsi qu'un exemple d'erreur de positionnement liée au temps de propagation sont mis en évidence.

1. Analyse théorique de la diffraction par un dièdre diélectrique

1.1. Introduction

Afin d'étendre l'approche théorique présentée dans le chapitre précédent au cas de la diffraction par un dièdre diélectrique à trois dimensions c'est à dire lorsque ce dièdre est illuminé sous une incidence quelconque ($\neq \pi/2$), il est nécessaire d'exprimer les champs dans un système de coordonnées adéquat où les coefficients précédemment définis restent valables : il s'agit du système de coordonnées lié au rayon [33]. Nous verrons que ce repère de travail est choisi de telle sorte que la matrice de diffraction qui permet de calculer les composantes du champ diffracté à partir des composantes du champ incident sur l'arête puisse se réduire à une matrice carrée d'ordre 2. La figure II-1 ci-dessous représente le phénomène de diffraction en trois dimensions ainsi que le système de coordonnées lié au rayon.

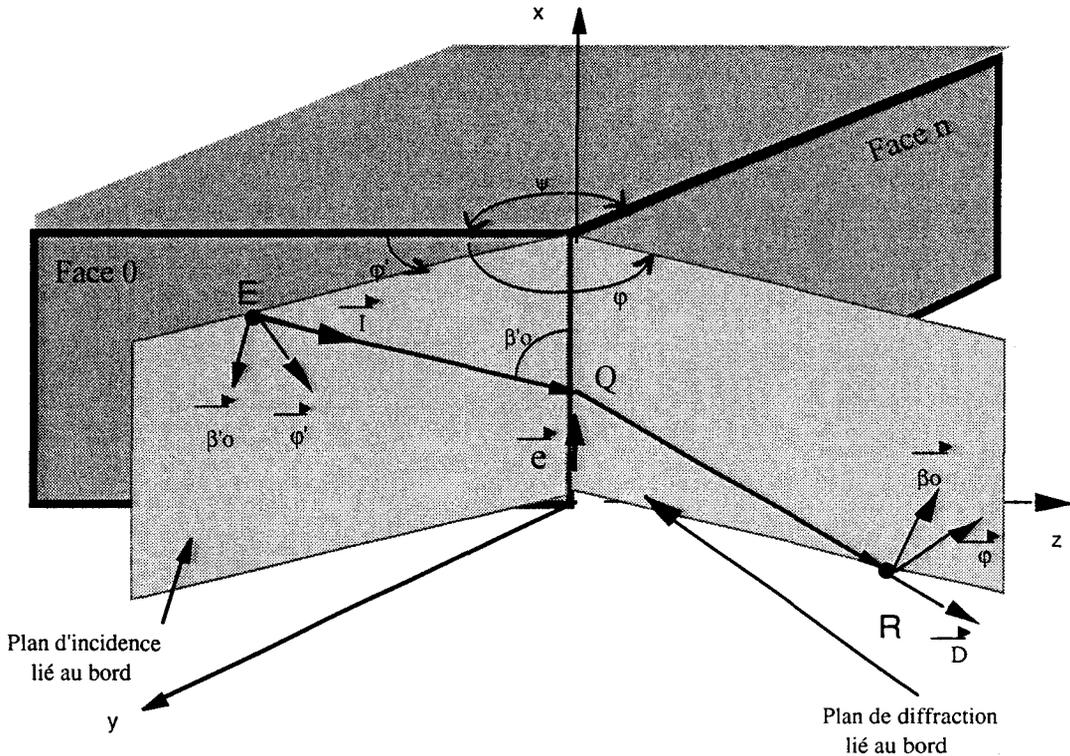


Figure II-1 : Système de coordonnées lié au rayon

On définit le plan d'incidence lié au bord comme le plan contenant le rayon incident de vecteur unitaire \vec{I} et le vecteur unitaire \vec{e} tangent au bord au point de diffraction Q. Dans le cas présent, le vecteur \vec{e} est le vecteur unitaire de l'axe des x. Le plan de diffraction lié au bord est défini comme le plan qui contient le rayon diffracté et le vecteur unitaire \vec{e} .

La position de ces plans peut être repérée soit par les angles φ et φ' qu'ils font avec l'un des plans du dièdre qui contient le bord, soit par les deux vecteurs unitaires $\vec{\varphi}$ et $\vec{\varphi}'$ qui sont respectivement perpendiculaires au plan d'incidence et au plan diffracté. On introduit le vecteur unitaire \vec{I} comme ayant la même direction que le rayon incident sur le bord alors que le vecteur unitaire \vec{D} prend la direction du rayon diffracté.

Les vecteurs unitaires $\vec{\beta}'_0$ et $\vec{\beta}_0$ sont respectivement contenus dans les plans d'incidence et de diffraction et ils sont définis par :

$$\vec{\beta}'_0 = \vec{I} \wedge \vec{\varphi}' \quad \text{et} \quad \vec{\beta}_0 = \vec{D} \wedge \vec{\varphi} \quad (\text{II-1})$$

1.2. Champ diffracté par un dièdre métallique sous incidence quelconque (cas à trois dimensions)

On considère une onde incidente sur une arête parfaitement métallique sous une incidence oblique. En utilisant le système de coordonnées lié au rayon présenté dans le paragraphe précédent, on peut écrire que :

$$\text{- le champ incident se décompose suivant } \vec{\varphi}' \text{ et } \vec{\beta}'_0 : \vec{E}^i = E_{\vec{\beta}'_0}^i \cdot \vec{\beta}'_0 + E_{\vec{\varphi}'}^i \cdot \vec{\varphi}' \quad (\text{II-2})$$

$$\text{- le champ diffracté se décompose suivant } \vec{\varphi} \text{ et } \vec{\beta}_0 : \vec{E}^d = E_{\vec{\beta}_0}^d \cdot \vec{\beta}_0 + E_{\vec{\varphi}}^d \cdot \vec{\varphi} \quad (\text{II-3})$$

Le champ diffracté s'écrit alors [33] :

$$\begin{pmatrix} E_{\vec{\beta}_0}^d \\ E_{\vec{\varphi}}^d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -D_a & 0 \\ 0 & -D_d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\vec{\beta}'_0}^i \\ E_{\vec{\varphi}'}^i \end{pmatrix} \sqrt{\frac{s'}{s(s+s')}} e^{-jks} \quad (\text{II-4})$$

soit encore :

$$E^d = \left[-D_a \vec{\beta}'_0 \cdot \vec{\beta}_0 - D_d \vec{\varphi}' \cdot \vec{\varphi} \right] E^i \cdot \sqrt{\frac{s'}{s(s+s')}} e^{-jks} \quad (\text{II-5})$$

où D_a désigne le coefficient de diffraction du dièdre tangent à l'arête en polarisation TM c'est à dire avec le champ magnétique orthogonal au plan d'incidence, D_d représente le coefficient de diffraction tangent à l'arête en polarisation TE c'est à dire avec le champ électrique orthogonal au plan d'incidence.

$$D_a = D^+(\varphi - \varphi') + D^-(\varphi - \varphi') - \left[D^-(\varphi + \varphi') + D^+(\varphi + \varphi') \right] \quad (\text{II-6})$$

$$D_d = D^+(\varphi - \varphi') + D^-(\varphi - \varphi') + \left[D^-(\varphi + \varphi') + D^+(\varphi + \varphi') \right] \quad (\text{II-7})$$

$$D^+(\varphi \pm \varphi') = \frac{-e^{-j\frac{\pi}{4}}}{2n\sqrt{2\pi k \sin \beta_0}} \left[\cot\left(\frac{\pi + (\varphi \pm \varphi')}{2n}\right) \cdot F(kLa^+(\varphi \pm \varphi')) \right] \quad (\text{II-8})$$

$$D^-(\varphi \pm \varphi') = \frac{-e^{-j\frac{\pi}{4}}}{2n\sqrt{2\pi k \sin \beta_0}} \left[\cot\left(\frac{\pi - (\varphi \pm \varphi')}{2n}\right) \cdot F(kLa^-(\varphi \pm \varphi')) \right] \quad (\text{II-9})$$

$F(x)$ est la fonction de transition définie dans le chapitre précédent et détaillée dans l'annexe 1.

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

s est la distance arête récepteur, s' est la distance source arête,

k est le nombre d'onde dans l'air,

$$a^\pm(x) = 2 \cos\left(\frac{2n\pi N^\pm - x}{2}\right) \text{ où } N \text{ est tel que : } \begin{cases} 2n\pi N^+ - \beta = \pi \\ 2n\pi N^- - \beta = -\pi \end{cases} \text{ avec } \beta = \varphi \pm \varphi'$$

n est le réel caractérisant l'angle intérieur du dièdre Ψ tel que $n = 2 - \frac{\Psi}{\pi}$

1.3. Champ diffracté par une lame diélectrique sous incidence quelconque (cas à trois dimensions)

On considère à présent une fine lame formée d'un matériau diélectrique homogène illuminée par une onde électromagnétique sous une incidence quelconque.

L'expression du champ diffracté dans le système de coordonnées lié au rayon s'écrit [38] :

$$\begin{pmatrix} E_{\beta_0}^d \\ E_{\varphi}^d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -D_a & -D_b \\ -D_c & -D_d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\beta_0}^i \\ E_{\varphi}^i \end{pmatrix} \sqrt{\frac{s'}{s(s+s')}} e^{-jks} \quad (\text{II-10})$$

soit encore

$$E^d = \left[-D_a \vec{\beta}_0 \cdot \vec{\beta}_0 - D_b \vec{\varphi} \cdot \vec{\beta}_0 - D_c \vec{\beta}_0 \cdot \vec{\varphi} - D_d \vec{\varphi} \cdot \vec{\varphi} \right] E^i \cdot \sqrt{\frac{s'}{s(s+s')}} e^{-jks} \quad (\text{II-11})$$

avec

$$D_a = D^+(\varphi - \varphi') + D^-(\varphi - \varphi') - [R_{//} \cos^2 \alpha - R_{\perp} \sin^2 \alpha] [D^-(\varphi + \varphi') + D^+(\varphi + \varphi')] \quad (\text{II-12})$$

$$D_b = -[(R_{//} + R_{\perp}) \cos \alpha \sin \alpha] [D^-(\varphi + \varphi') + D^+(\varphi + \varphi')] \quad (\text{II-13})$$

$$D_c = [(R_{//} + R_{\perp}) \cos \alpha \sin \alpha] [D^-(\varphi + \varphi') + D^+(\varphi + \varphi')] \quad (\text{II-14})$$

$$D_d = D^+(\varphi - \varphi') + D^-(\varphi - \varphi') + [R_{//} \sin^2 \alpha - R_{\perp} \cos^2 \alpha] [D^-(\varphi + \varphi') + D^+(\varphi + \varphi')] \quad (\text{II-15})$$

où

$R_{//}$ et R_{\perp} représentent les coefficients de réflexion respectivement en polarisation parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence ordinaire avec un angle d'incidence égal à $\theta = \frac{\pi}{2} - \varphi'$. Les expressions de ces coefficients sont celles qui ont été définies dans le premier chapitre.

α est l'angle qui sépare le plan d'incidence lié au bord du plan d'incidence ordinaire comme le montre la figure II-2 ci-dessous.

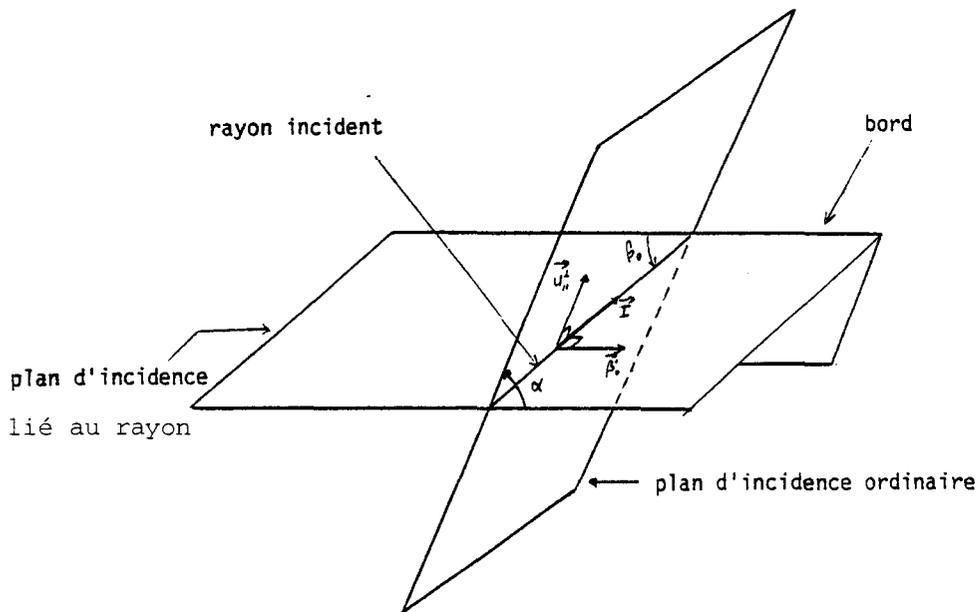


Figure II-2 : Détermination de l'angle entre les deux plans d'incidence

Les autres termes composant l'expression des coefficients de la matrice de diffraction sont définis de la même façon que pour un dièdre métallique attaqué sous une incidence quelconque.

1.4. Champ diffracté par un dièdre diélectrique à deux dimensions

Bien qu'il n'existe pas à ce jour de solution exacte au problème de la diffraction par un dièdre diélectrique illuminé sous une incidence normale, certains auteurs [39] ont proposé un coefficient de diffraction heuristique. Il s'agit d'une expression non démontrée rigoureusement sur le plan mathématique mais qui rend compte de manière satisfaisante des phénomènes physiques mis en jeu. Il résulte des considérations de Luebbers que le coefficient de diffraction peut se mettre sous la forme :

$$D_{\perp} = D^{+}(\varphi - \varphi') + D^{-}(\varphi - \varphi') + R_{\perp}^o D^{-}(\varphi + \varphi') + R_{\perp}^n D^{+}(\varphi + \varphi') \quad (\text{II-16})$$

$$D_{//} = D^{+}(\varphi - \varphi') + D^{-}(\varphi - \varphi') + R_{//}^o \cdot D^{-}(\varphi + \varphi') + R_{//}^n \cdot D^{+}(\varphi + \varphi') \quad (\text{II-17})$$

où $R_{//,\perp}^o$ et $R_{//,\perp}^n$ sont respectivement les coefficients de réflexion sur la face 0 avec un angle d'incidence égal à $\theta = \frac{\pi}{2} - \varphi'$ et sur la face n avec un angle d'incidence égal à $\theta = \frac{\pi}{2} - (n\pi - \varphi)$.

1.5. Champ diffracté par un dièdre diélectrique sous une incidence quelconque (cas à trois dimensions)

La principale configuration que l'on souhaite modéliser est la diffraction créée par un dièdre diélectrique faiblement conducteur attaqué sous une incidence quelconque (cas à trois dimensions). Malheureusement, comme dans le cas à deux dimensions, il n'existe pas de raisonnement rigoureux permettant d'écrire l'expression du coefficient de diffraction matriciel. C'est pourquoi, nous allons proposer une expression heuristique du coefficient de diffraction dyadique afin de modéliser la diffraction par un dièdre diélectrique à trois dimensions.

Puisque nous nous intéressons à un dièdre illuminé sous une incidence quelconque, nous exprimons le champ diffracté dans le système de coordonnées lié au rayon. Le champ diffracté s'écrit sous la forme [40]:

$$\begin{pmatrix} E_{\beta_0}^d \\ E_{\varphi}^d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -D_a & -D_b \\ -D_c & -D_d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\beta_0}^i \\ E_{\varphi}^i \end{pmatrix} \sqrt{\frac{s'}{s(s+s')}} e^{-jks} \quad (\text{II-18})$$

soit encore

$$E^d = \left[-D_a \vec{\beta}_0 \cdot \vec{\beta}_0 - D_b \vec{\varphi}' \cdot \vec{\beta}_0 - D_c \vec{\beta}_0 \cdot \vec{\varphi} - D_d \vec{\varphi}' \cdot \vec{\varphi} \right] E^i \cdot \sqrt{\frac{s'}{s(s+s')}} e^{-jks} \quad (\text{II-19})$$

Il reste à déterminer les expressions des quatre termes de la matrice de diffraction (notés D_a , D_b , D_c et D_d). Nous avons vu que Burgener [38] a séparé les coefficients de diffraction en plusieurs termes dont certains étaient multipliés par un coefficient de réflexion R qui assuraient la continuité du champ total lors de la traversée des frontières d'ombre liées au rayon direct et au rayon réfléchi sur la lame diélectrique. Puisqu'on s'intéresse à un dièdre diélectrique formé par deux faces, nous allons dissocier chacune de ces faces en introduisant des coefficients de réflexion R^0 et R^n liés aux réflexions sur les faces notées 0 et n. Ces coefficients de réflexion multiplient les deux termes $D^-(\varphi+\varphi')$ et $D^+(\varphi+\varphi')$ qui correspondent aux deux réflexions possibles sur les faces 0 et n du dièdre de façon à maintenir la continuité du champ total lors de la traversée des frontières d'ombre. Les expressions des quatre termes de la matrice de diffraction sont alors donnés par les formules (II-20 à II-23) ci-dessous :

$$D_a = D^+(\varphi - \varphi') + D^-(\varphi - \varphi') - [R_{//}^0 \cos^2 \alpha - R_{\perp}^0 \sin^2 \alpha] D^-(\varphi + \varphi') \\ - [R_{//}^n \cos^2 \alpha - R_{\perp}^n \sin^2 \alpha] D^+(\varphi + \varphi')$$

$$D_b = -[(R_{//}^0 + R_{\perp}^0) \cos \alpha \sin \alpha] D^-(\varphi + \varphi') - [(R_{//}^n + R_{\perp}^n) \cos \alpha \sin \alpha] D^+(\varphi + \varphi')$$

$$D_c = [(R_{//}^0 + R_{\perp}^0) \cos \alpha \sin \alpha] D^-(\varphi + \varphi') + [(R_{//}^n + R_{\perp}^n) \cos \alpha \sin \alpha] D^+(\varphi + \varphi')$$

$$D_d = D^+(\varphi - \varphi') + D^-(\varphi - \varphi') + [R_{//}^0 \sin^2 \alpha - R_{\perp}^0 \cos^2 \alpha] D^-(\varphi + \varphi') \\ + [R_{//}^n \sin^2 \alpha - R_{\perp}^n \cos^2 \alpha] D^+(\varphi + \varphi')$$

où $R_{//,\perp}^0$ et $R_{//,\perp}^n$ sont respectivement les coefficients de réflexion sur la face 0 avec un angle d'incidence égal à $\theta = \frac{\pi}{2} - \varphi'$ et sur la face n avec un angle d'incidence égal à $\theta = \frac{\pi}{2} - (n\pi - \varphi)$.

α est l'angle formé par le plan d'incidence ordinaire et le plan d'incidence lié au bord.

Remarques : Il est important de remarquer qu'il est possible de retrouver les coefficients de diffraction des paragraphes précédents en se plaçant dans des cas de figure analogues.

- on peut noter qu'en ce qui concerne une arête parfaitement conductrice, $R_{//}^{0,n} = 1$ et $R_{\perp}^{0,n} = -1$ si bien qu'on retrouve l'expression de la matrice de diffraction de kouyoumjam [33].

- si le rayon incident de l'onde électromagnétique est normal à l'arête, alors $\alpha = 90^\circ$. On retrouve également l'expression des coefficients de diffraction de Luebbers [39].

- si on fixe $n=2$, ce qui correspond à un angle intérieur du dièdre nul, alors on retrouve aussi les formules proposées par Burgener [38].

2. Etude paramétrique de la diffraction par un dièdre infini faiblement conducteur

2.1. Introduction

Nous allons présenter dans ce paragraphe un ensemble d'applications numériques afin d'étudier l'influence des divers paramètres électriques et géométriques sur l'effet de masque engendré par un dièdre.

C'est ainsi qu'on évaluera successivement l'effet de la fréquence, de la conductivité du dièdre, de sa permittivité relative, de la différence de hauteur entre l'émetteur et le récepteur ou encore de la polarisation.

Sauf précision contraire, la source considérée dans cette étude paramétrique est un dipôle électrique élémentaire vertical.

Toutes les courbes qui suivent représentent l'évolution de l'amplitude des composantes du champ électromagnétique, exprimée en dB, en fonction du déplacement angulaire du récepteur autour de l'arête.

Les figures II-3a et II-3b permettent de mieux se représenter les conditions de simulations.

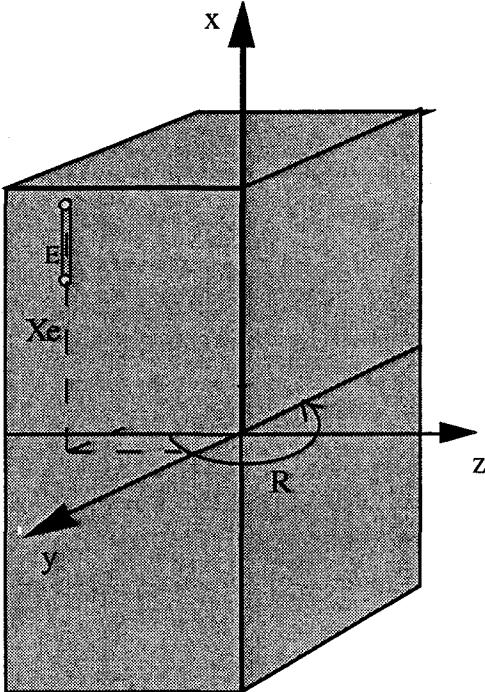


Figure II-3a : Vue de Face

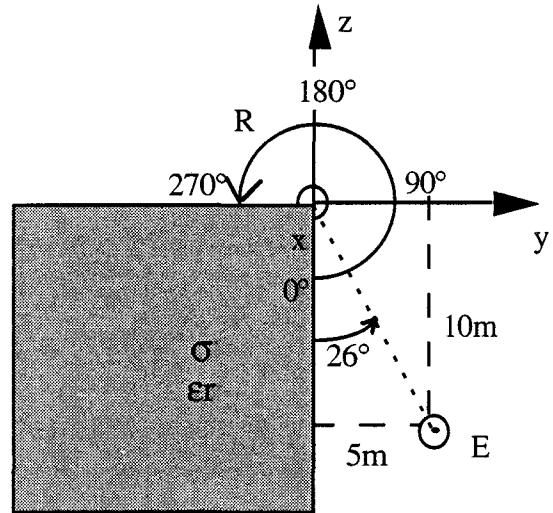


Figure II-3b : Vue du dessus

Figure II-3 : Configuration géométrique de simulation

L'angle au sommet du dièdre est de 90° , la conductivité est égale à $0,01 \text{ S/m}$, la permittivité relative est égale à 5. L'angle que fait la direction d'incidence avec la face éclairée du dièdre est de 26° et la hauteur de l'émetteur est de 10 m. Le récepteur se déplace sur un cercle de centre O et de rayon 3m à une hauteur de 0m.

Enfin, le dièdre étant supposé infini, nous n'avons pas tenu compte des réflexions sur le sol.

2.2. Influence de la fréquence

2.2.1. Evolution du module du champ total

La planche II-1 montre les évolutions de l'amplitude de la composante verticale E_x du champ total reçu pour des fréquences égales à 500 MHz, 1,5 GHz et 10 GHz tandis que la planche II-2 représente les allures du module des trois composantes de champ reçu pour une fréquence de 1,5 GHz

Une première constatation s'impose à la vue de ces planches. Lorsque la fréquence de travail augmente, le nombre de battements dans la zone éclairée devient également plus important. Cela résulte de la mise en phase des rayons direct, réfléchi et diffracté qui a plus souvent lieu quand la longueur d'onde diminue pour un même déplacement angulaire du récepteur.

On peut également noter que lorsque le récepteur se trouve dans la zone masquée, l'amplitude des composantes décroît plus rapidement lorsque la fréquence augmente. En effet, en dehors des zones de transition, le coefficient de diffraction varie en $\frac{1}{\sqrt{f}}$.

2.2.2. Evolution de la phase du champ total

Sur la planche II-3, nous avons représenté les allures des phases de E_x , pour des fréquences de 500 MHz, 1,5 GHz et 5 GHz (au delà de 5 GHz, les courbes deviennent illisibles). Nous pouvons émettre des remarques similaires au paragraphe précédent. En effet, les variations de phase dans la zone éclairée du dièdre sont plus nombreuses lorsque la fréquence augmente.

Enfin, dès que le récepteur est situé dans la zone masquée du dièdre, le seul champ qu'il peut recevoir est le champ diffracté. Comme, de plus, le mobile récepteur se déplace en cercle autour de l'arête, la distance arête-récepteur reste constante et la phase du champ total tend vers une constante.

Evolution de la composante verticale E_x pour trois fréquences

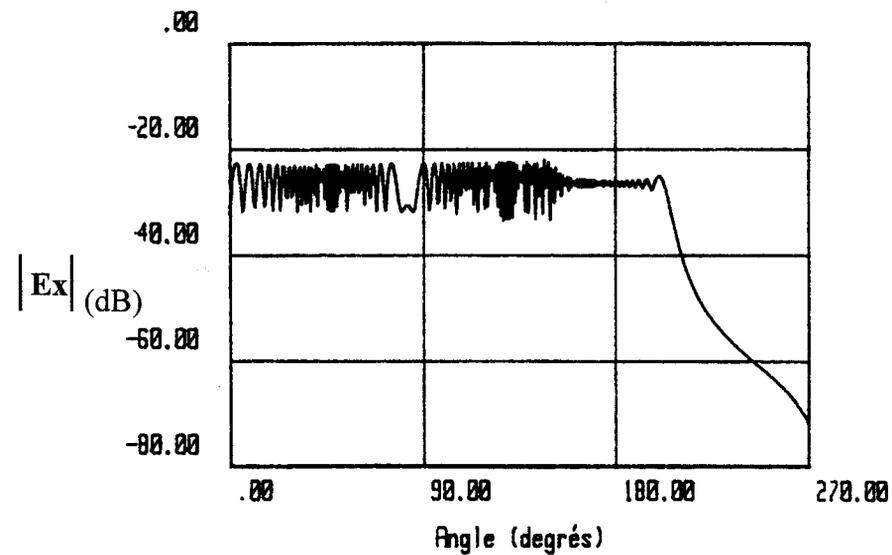
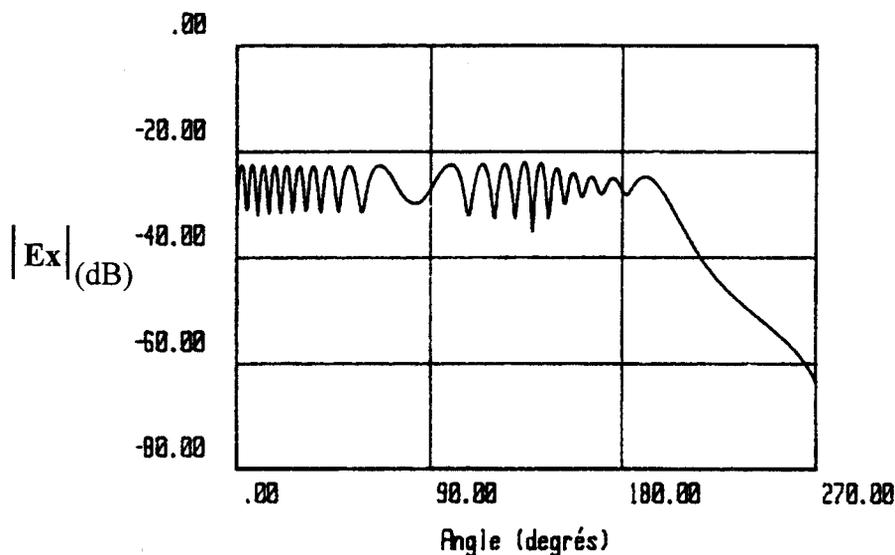
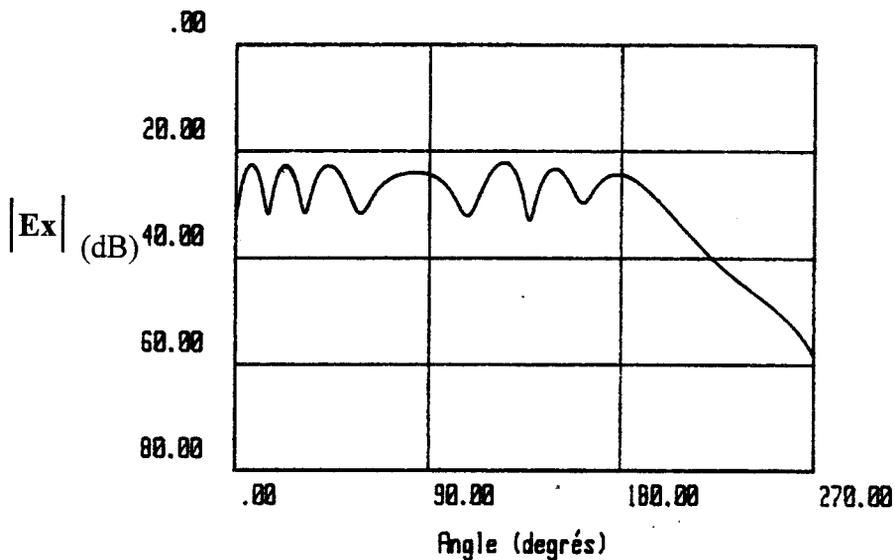


PLANCHE II-1

Evolution des 3 composantes de champ pour une fréquence égale à 1,5 GHz

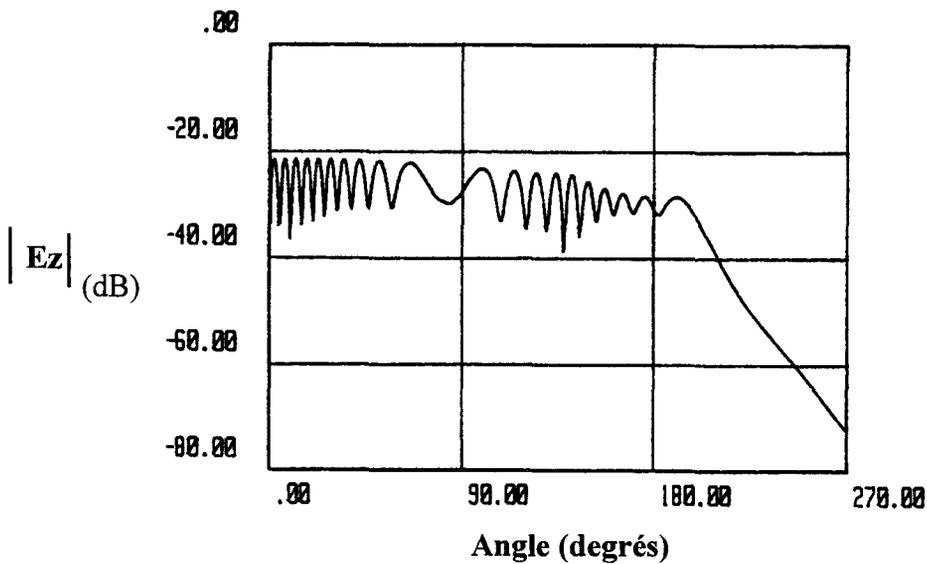
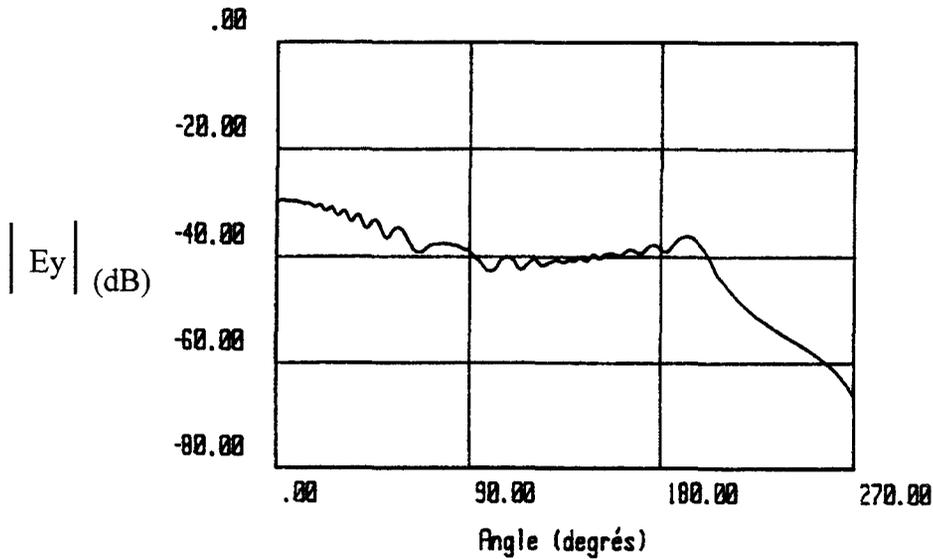
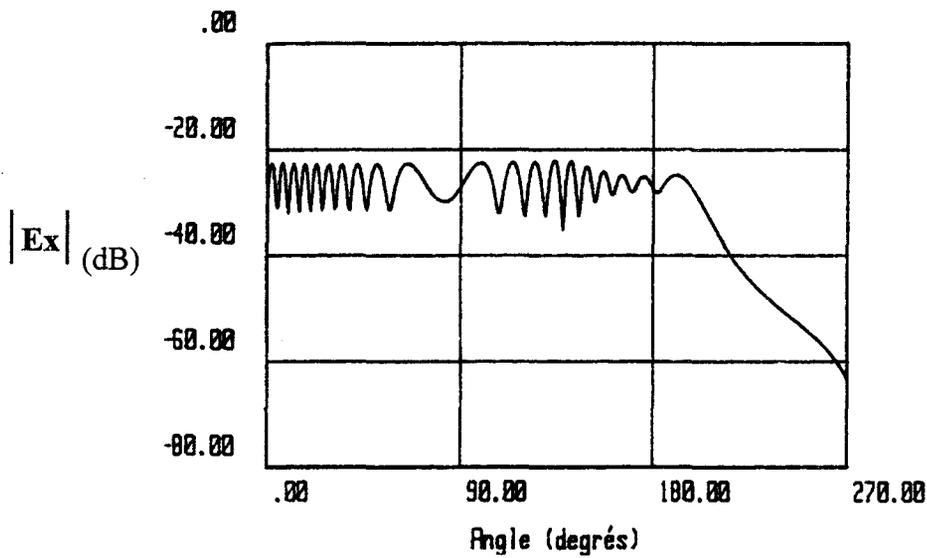
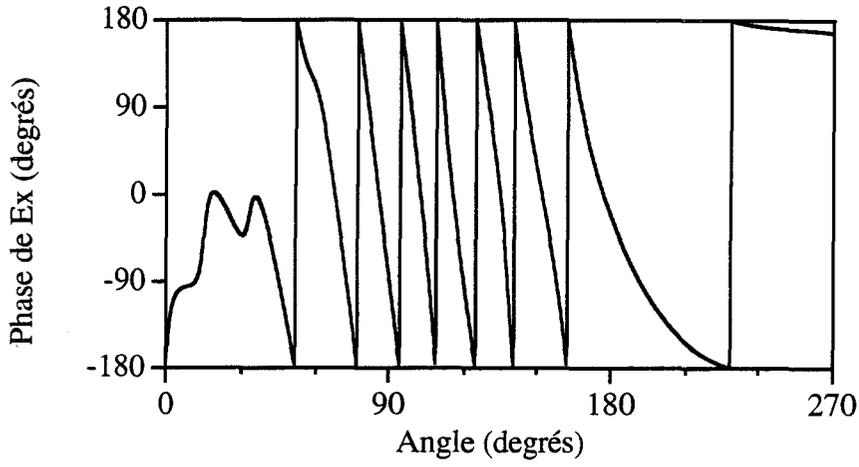
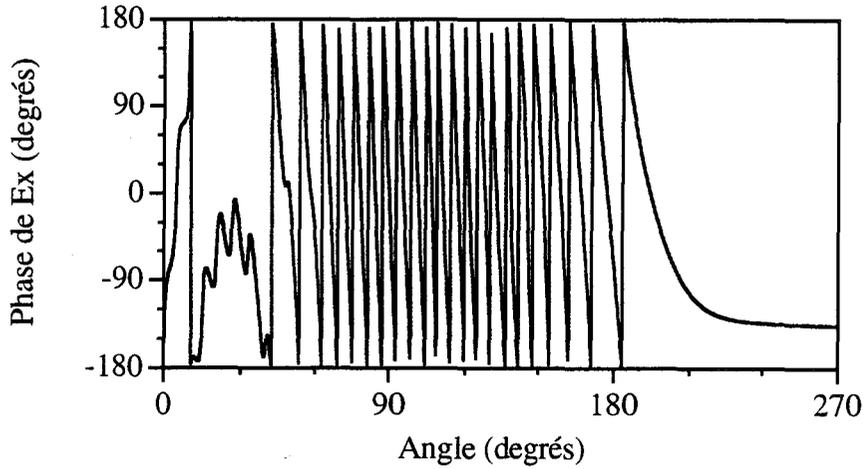


PLANCHE II-2

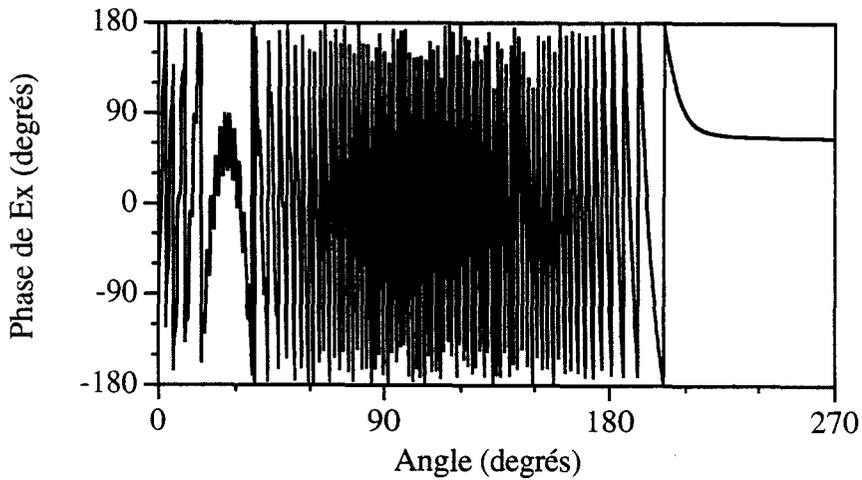
Evolution de la phase de E_x pour trois fréquences



$F = 500$ MHz



$F = 1.5$ GHz



$F = 5$ GHz

PLANCHE II-3

2.3. Influence de la conductivité du dièdre

En conservant la configuration géométrique de la figure II-3 et pour une fréquence égale à 1,5 GHz, une étude paramétrique a été effectuée en fonction de la conductivité du dièdre. Ainsi, les courbes de la planche II-4 montrent les évolutions du champ reçu pour une conductivité égale à 10^{-4} S/m puis pour une conductivité qui tend vers l'infini. Il apparaît clairement sur ces courbes que plus le dièdre devient métallique, plus la profondeur des évanouissements est importante. De plus, lorsque le récepteur se rapproche de la face masquée du dièdre (notée n), le champ reçu décroît très rapidement pour s'annuler sur la face. En effet, dans le cas d'une arête parfaitement conductrice et en considérant un champ incident parallèle à celle-ci (polarisation verticale), le champ diffracté disparaît car le champ tangentiel à l'arête doit satisfaire les conditions aux limites à l'interface air-milieu conducteur. Ces conditions sont déduites des équations de Maxwell et celles-ci imposent que le champ tangentiel doit être nul au niveau de l'interface.

2.4. Influence de la permittivité relative du dièdre

On suppose à présent que $\sigma=0,01$ S/m.

On fait varier ϵ_r de 2 à 10. Ces valeurs correspondent à des valeurs classiques que l'on pourrait rencontrer dans la nature.

Il apparaît sur la planche II-5 que l'effet de la permittivité relative du dièdre entraîne de faibles disparités en ce qui concerne l'allure des amplitudes du champ reçu. Toutefois, nous verrons dans le chapitre III concernant le champ doublement diffracté que cette permittivité relative influence le niveau de champ reçu.

2.5. Influence de la différence de hauteur entre l'émetteur et le récepteur

Dans tous les exemples ci-dessus le récepteur se situait à une hauteur fixée à 0m sur l'axe des x tandis que l'émetteur se situait à une hauteur de 10m sur ce même axe. Cette approche permettait de distinguer tout de suite les trois composantes du champ reçu et donc de mettre en évidence le phénomène de dépolarisation de l'onde reçue. Cependant, il apparaît maintenant essentiel de faire varier la différence de hauteur entre l'émetteur et le récepteur de façon à évaluer les phénomènes nouveaux qui se produisent lorsqu'on passe d'un modèle 2D (cas où la source et le récepteur sont à la même altitude) à un modèle 3D.

La fréquence de travail est fixée à 1,5 GHz.

Evolution des amplitudes des 3 composantes en fonction de la conductivite

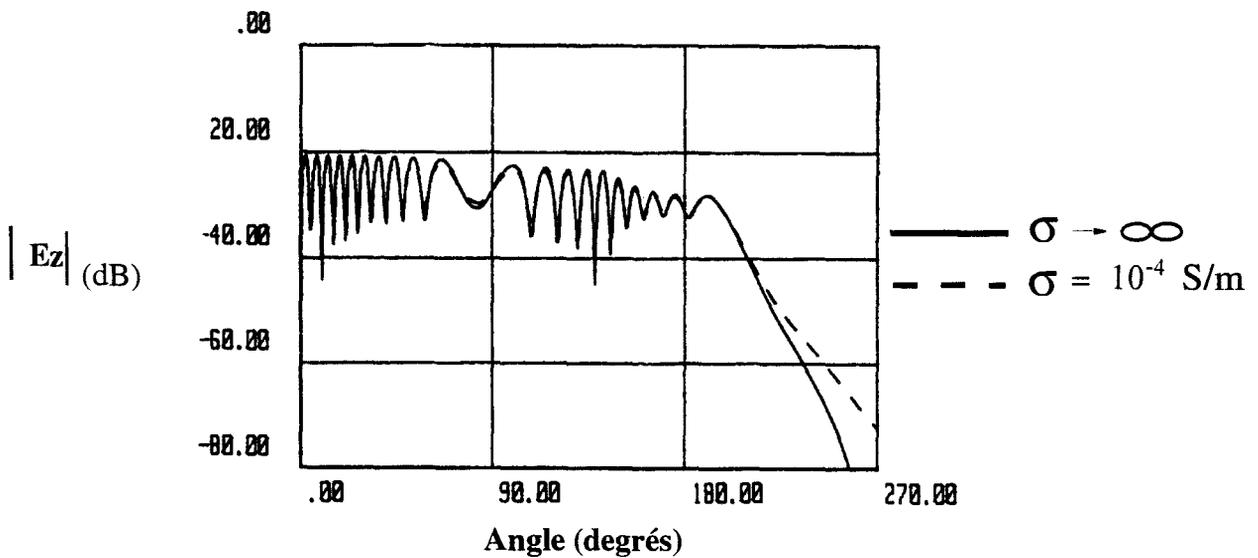
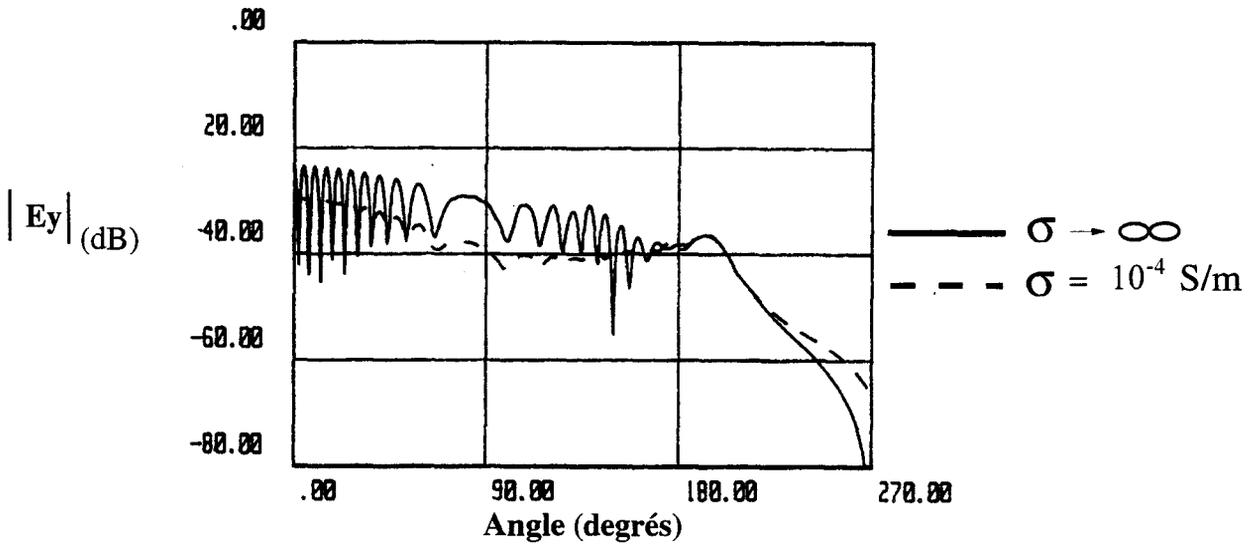
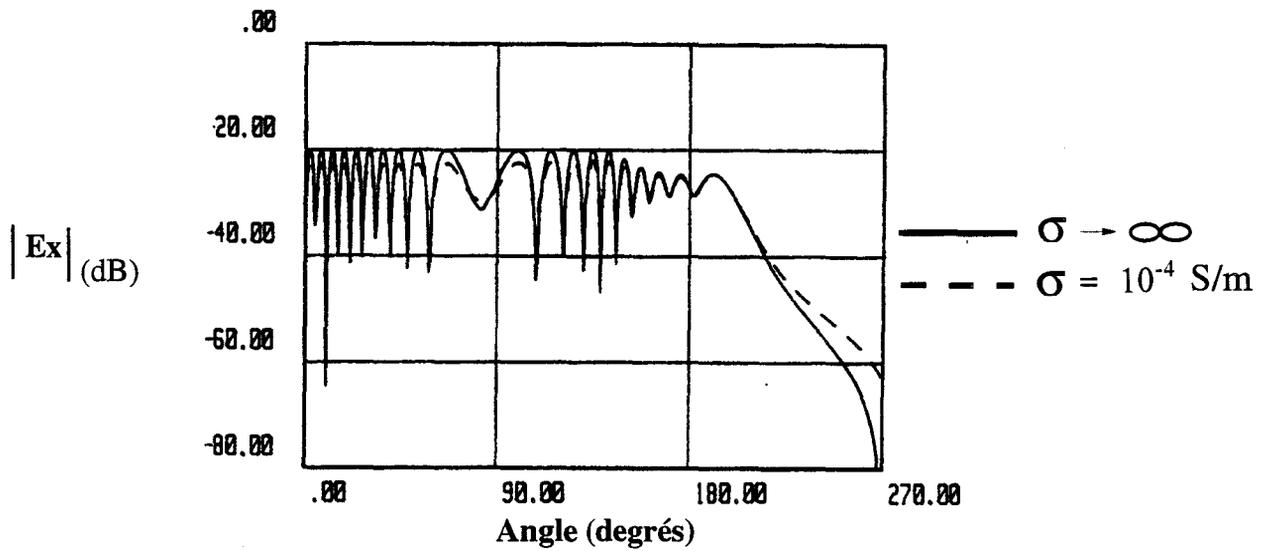


PLANCHE II-4

Evolution des amplitudes des 3 composantes en fonction de la permittivite relative

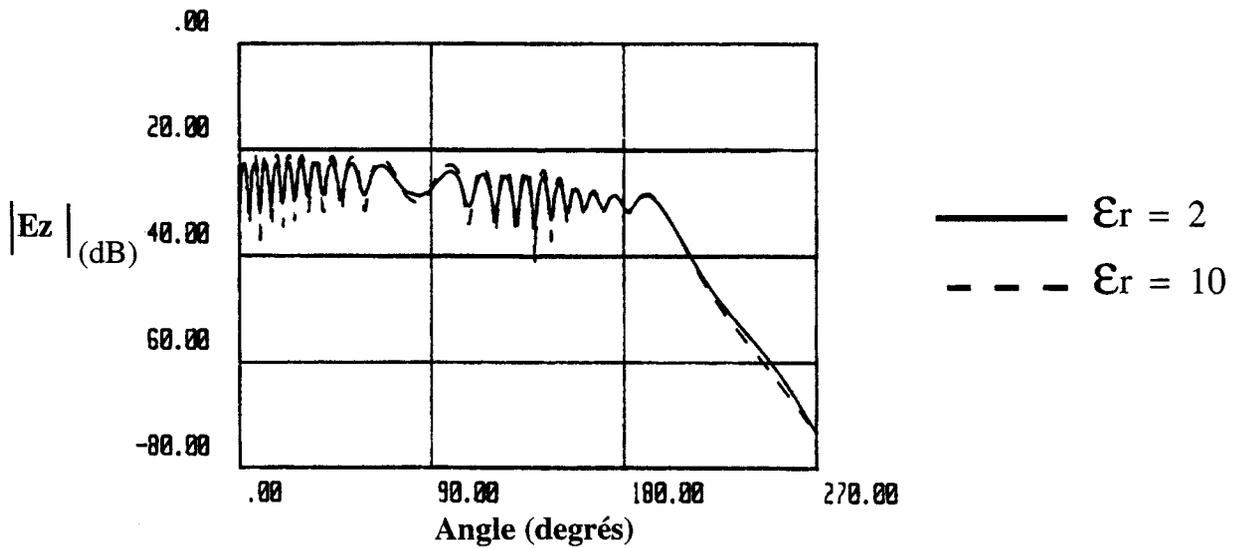
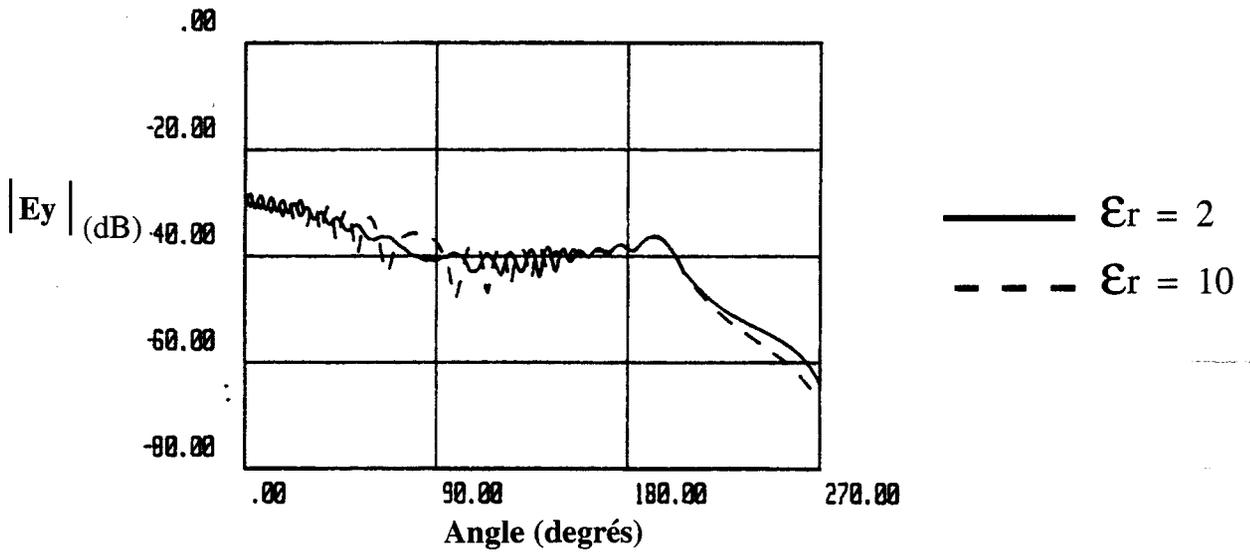
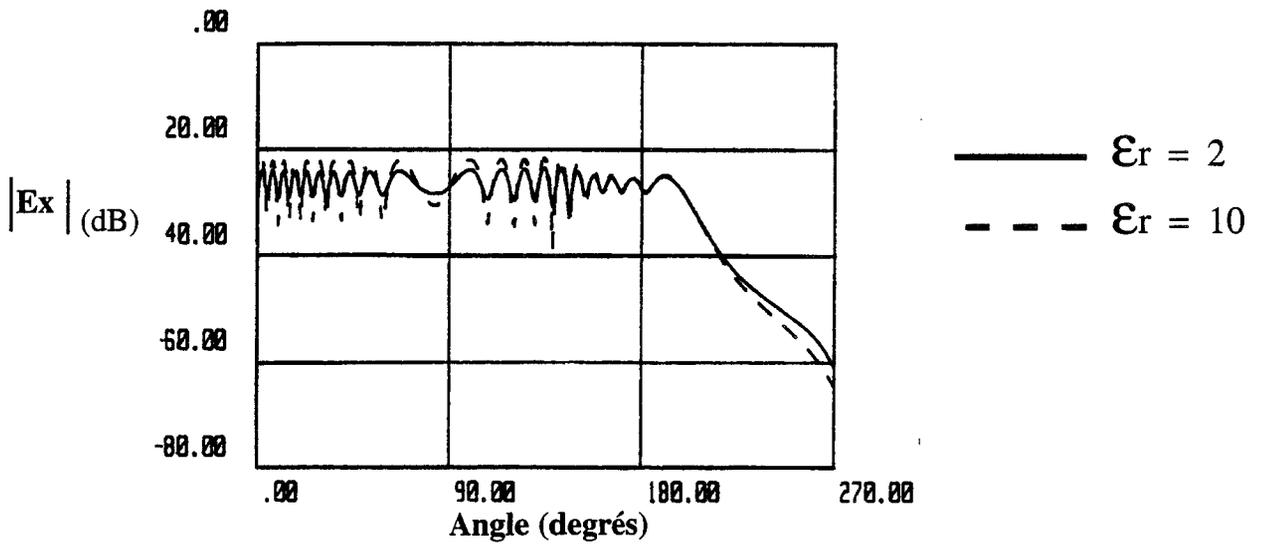
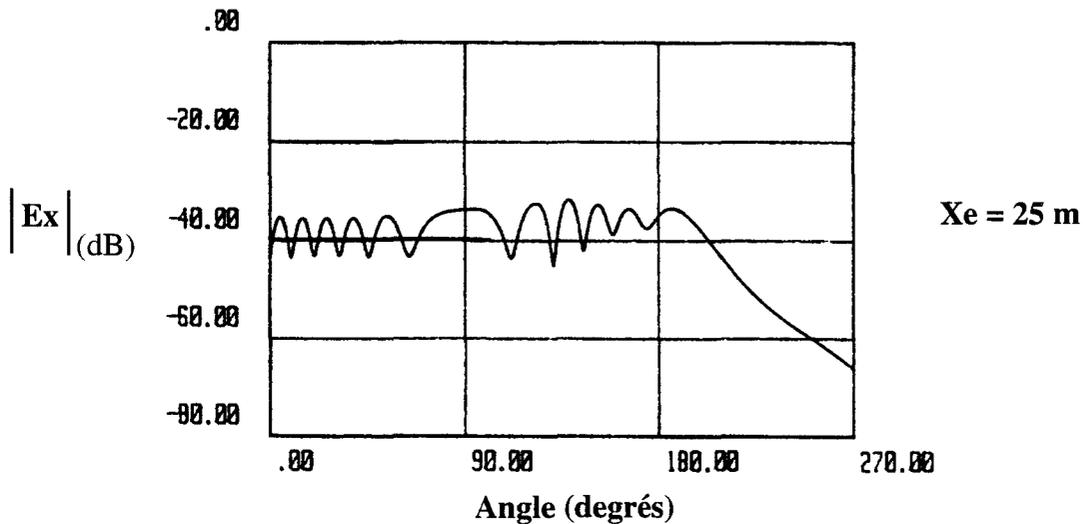
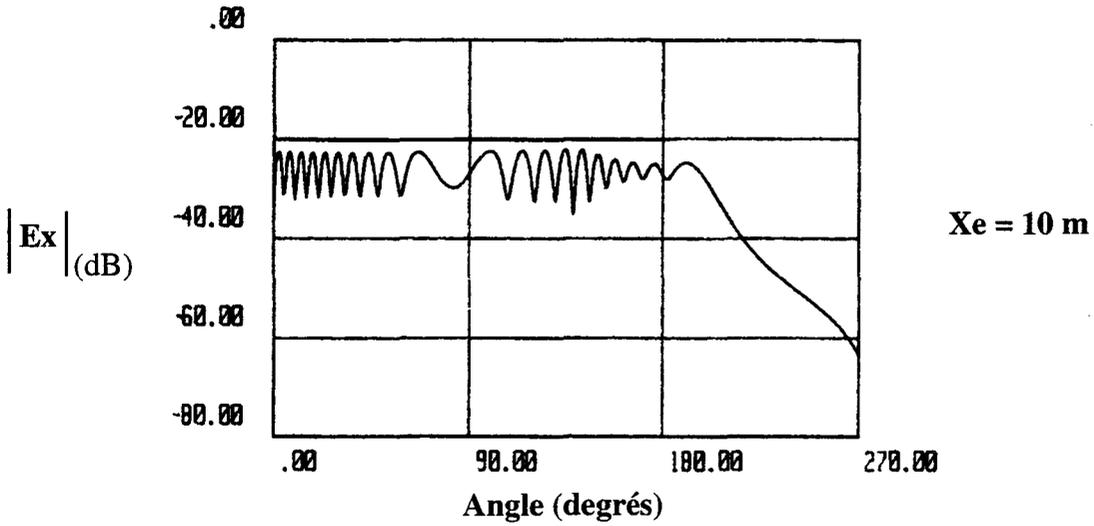
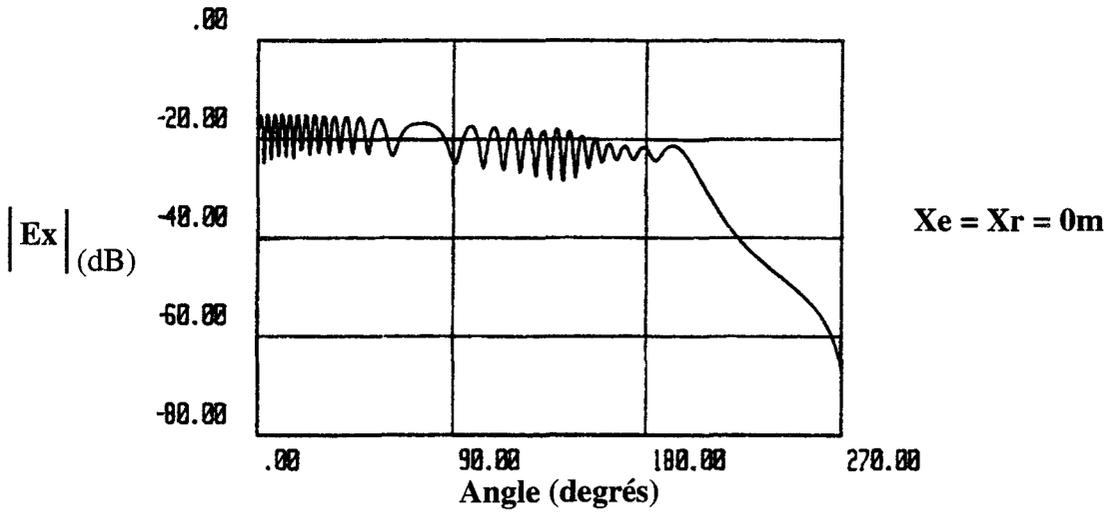


PLANCHE II-5

La planche II-6 permet de noter que lorsque la hauteur de l'émetteur augmente, le niveau moyen reçu dans la zone éclairée diminue (l'amplitude de la composante E_x passe de -20 dB à -40 dB quand la hauteur de la source passe de 0 à 25m). Nous attribuons cette diminution au diagramme de rayonnement en $\sin\theta$ pour la source ainsi qu'à l'obliquité de la direction d'incidence. Toujours sur cette planche, on peut remarquer que la fréquence des battements de la composante E_x diminue au fur et à mesure que la hauteur de l'émetteur augmente. Cela est tout à fait logique puisque si on augmente la hauteur de la source, on augmente la distance Emetteur-Récepteur et les mises en phase se produisent pour des déplacements angulaires du récepteur plus importants.

La planche II-7 traduit l'évolution des amplitudes des trois composantes E_x , E_y et E_z du champ reçu pour une hauteur d'émetteur égale à 25m. On s'aperçoit qu'un dièdre diélectrique faiblement conducteur diffracte trois composantes de champ dont les amplitudes peuvent être tout à fait comparables.

Evolution de l'amplitude de E_x pour 3 hauteurs de l'émetteur



Evolution des 3 amplitudes de champ pour une hauteur de source égale à 25m

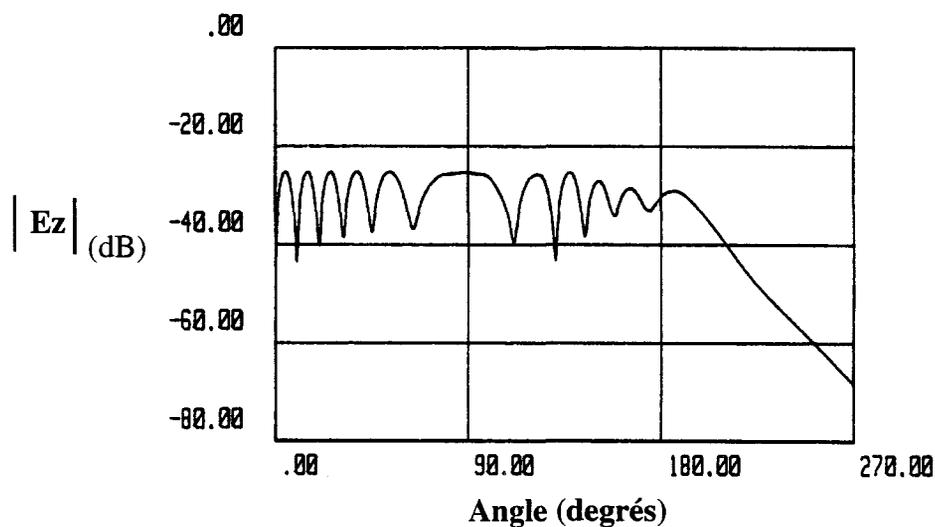
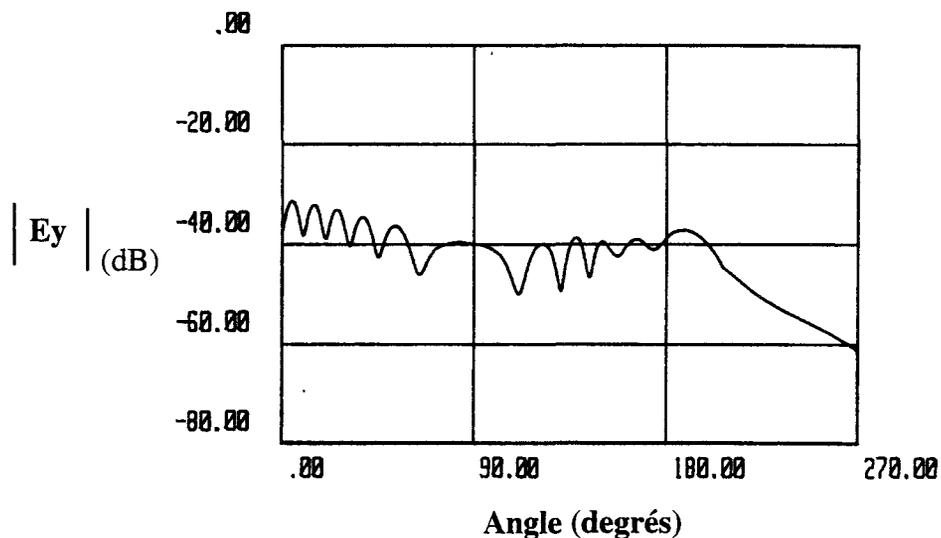
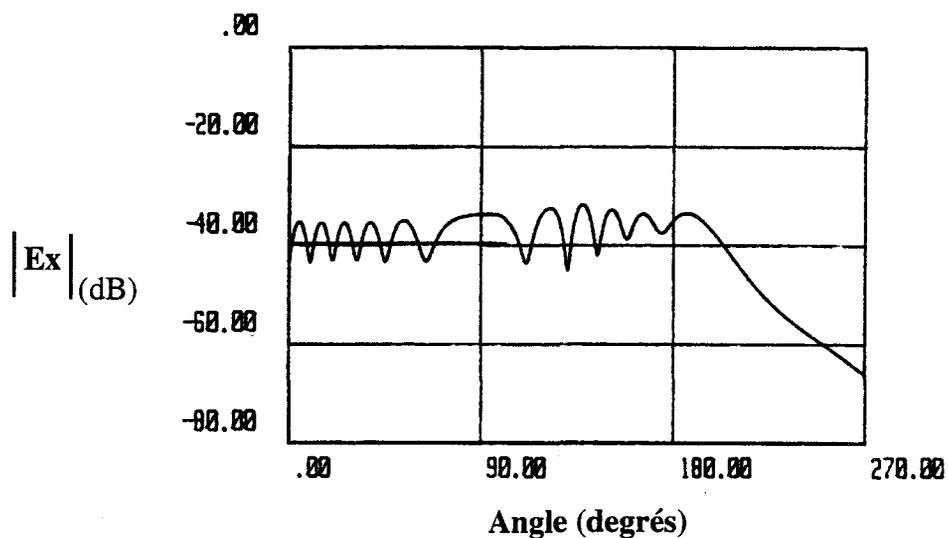


PLANCHE II-7

2.6. Comparaison théorie-expérience

2.6.1. Introduction

Afin de vérifier la validité du coefficient de diffraction utilisé dans la modélisation d'une configuration géométrique canonique telle que le dièdre, des mesures expérimentales ont été réalisées au voisinage d'un coin de bâtiment. Pour des raisons d'ordre pratique, nous avons choisi une arête formée par deux murs de briques constituant une partie du bâtiment P2 situé sur le campus de l'Université de Lille 1.

L'émetteur a été placé à des hauteurs comprises entre 1 et 13 m par rapport au sol.

Le récepteur se déplace longitudinalement suivant l'axe des y de $y=-10\text{m}$ à $y=10\text{m}$ de part et d'autre de l'arête diffractante et à une hauteur fixée à 1m (voir figure II-4).

2.6.2. Dispositif de mesure

Un générateur délivre une puissance de 25 dBm à une fréquence fixée à 1,5 GHz.

Les antennes émettrice et réceptrice sont constituées de cornets double nervures (double ridge).

Le cornet double ridge d'émission a été fixé au bout d'une perche afin que la distance source-bâtiment soit de 2m. Puis, à chaque étage du bâtiment, nous avons sorti cette perche pour obtenir des hauteurs d'émission de 1m, 5m, 9m et 13m.

Le champ reçu est mesuré avec un analyseur de spectre couplé à une roue codeuse qui permet de déclencher des acquisitions du signal reçu tous les 10 cm. Les données sont ensuite transférées vers un PC portable pour des traitements ultérieurs.

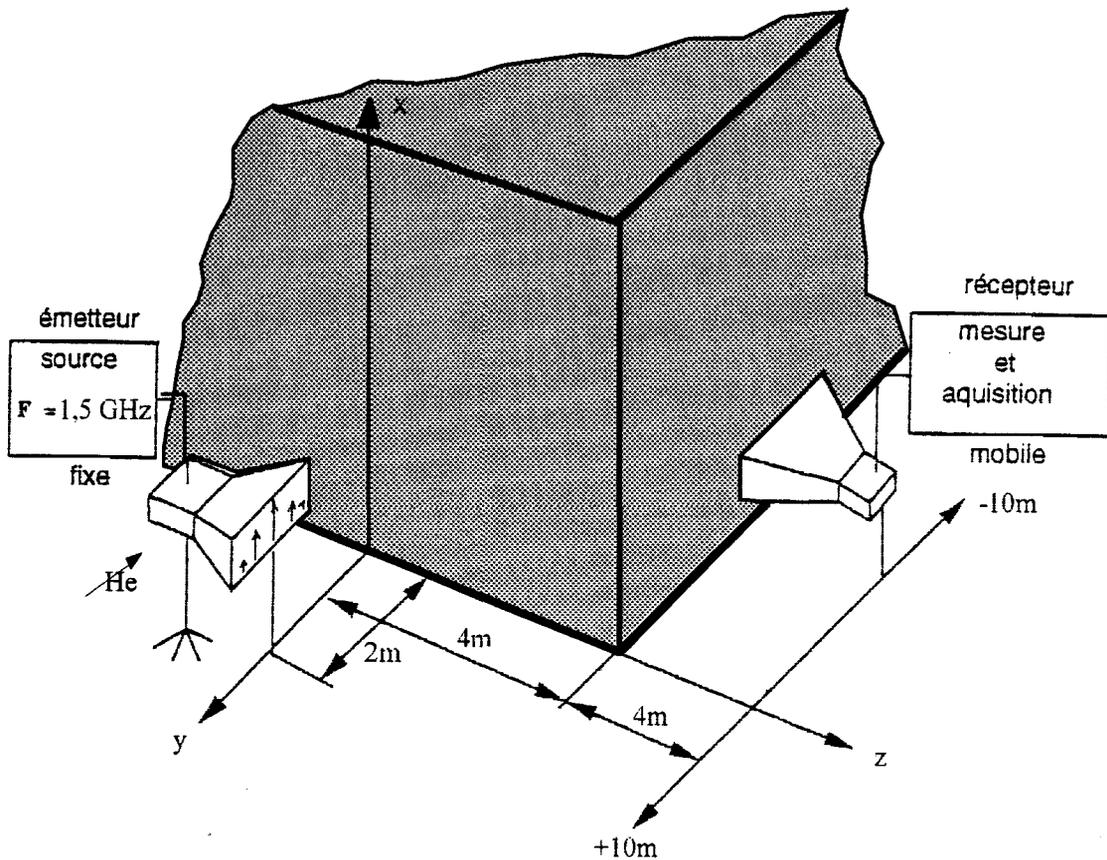


Figure II-4 : Conditions géométriques expérimentales

2.6.3. Résultats expérimentaux

Deux polarisations ont été testées. La planche II-8 permet de comparer les résultats théoriques et expérimentaux pour une polarisation verticale du cornet et pour une hauteur d'émetteur égale à 1m puis 13 m par rapport au sol tandis que la planche II-9 montrent les résultats obtenus pour une polarisation horizontale du cornet et les mêmes hauteurs d'émetteur.

Nous pouvons noter une bonne concordance entre les résultats pratiques et les résultats théoriques. De plus, pour une hauteur d'émission égale à 1m et dès que la position du récepteur dépasse $y=5m$, le niveau de signal reçu décroît tout comme le prévoient les courbes théoriques pour lesquelles nous avons modélisé le diagramme de rayonnement des cornets double ridge (voir annexe 2).

Comparaison théorie-expérience à 1,5 GHz

Polarisation verticale

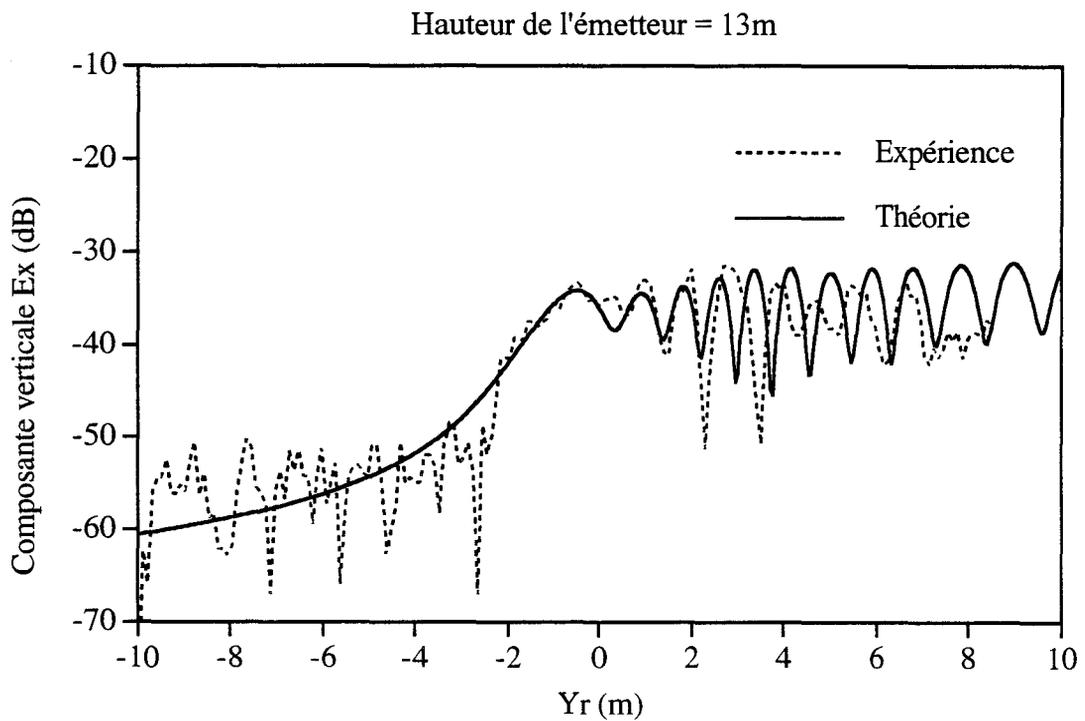
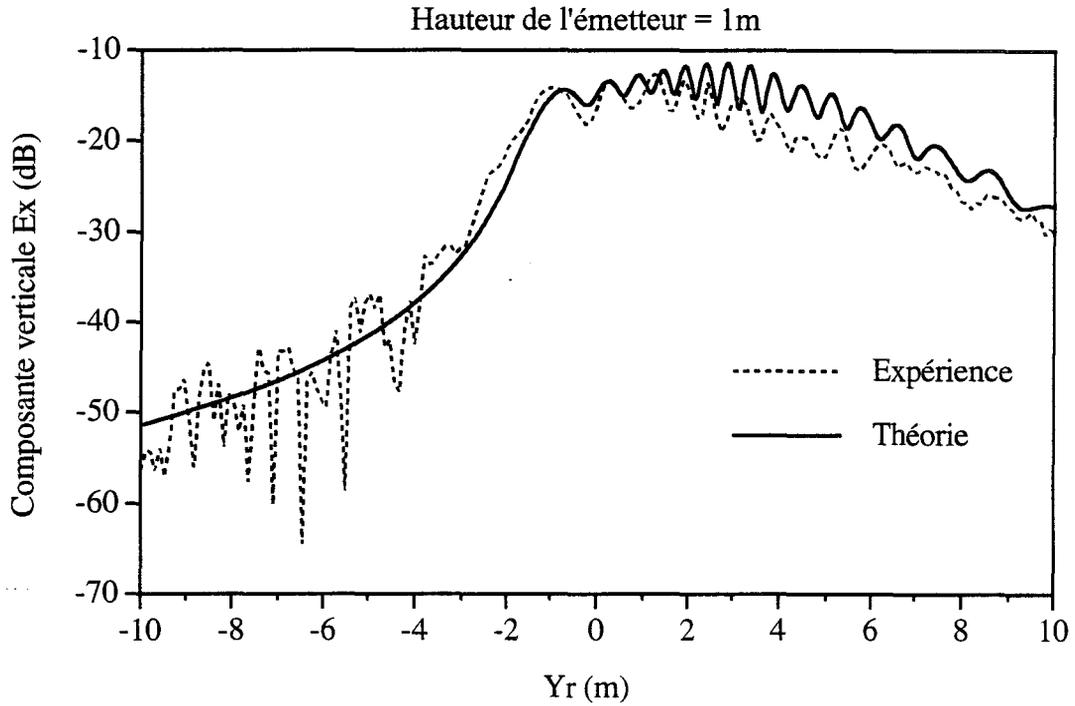


PLANCHE II-8

Comparaison théorie-expérience à 1,5 GHz

Polarisation horizontale

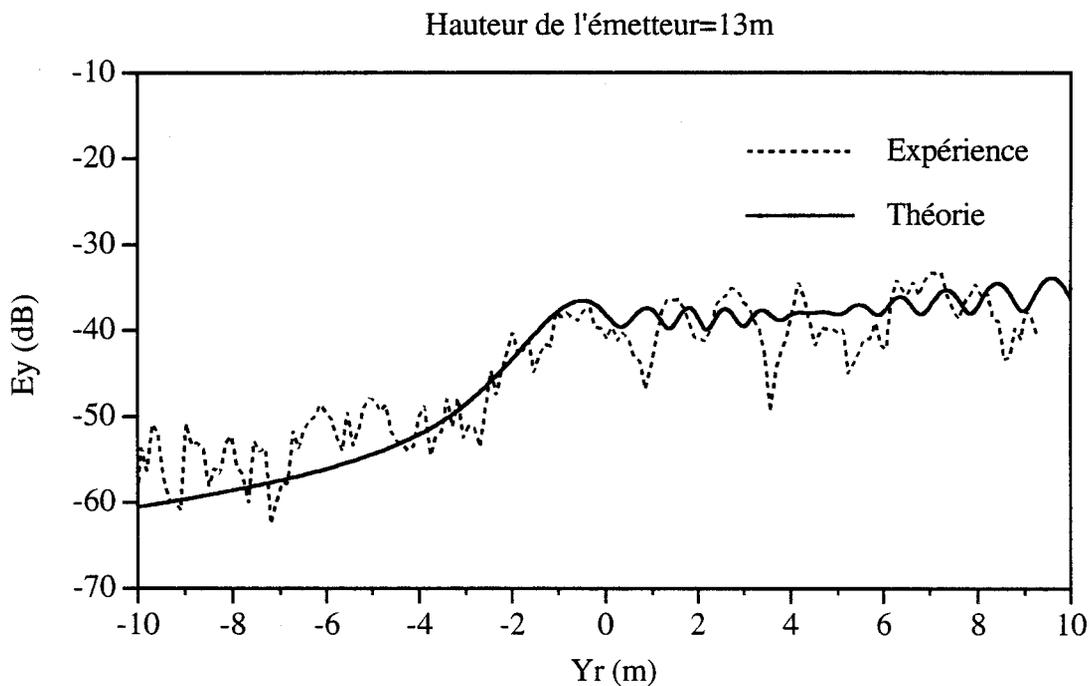
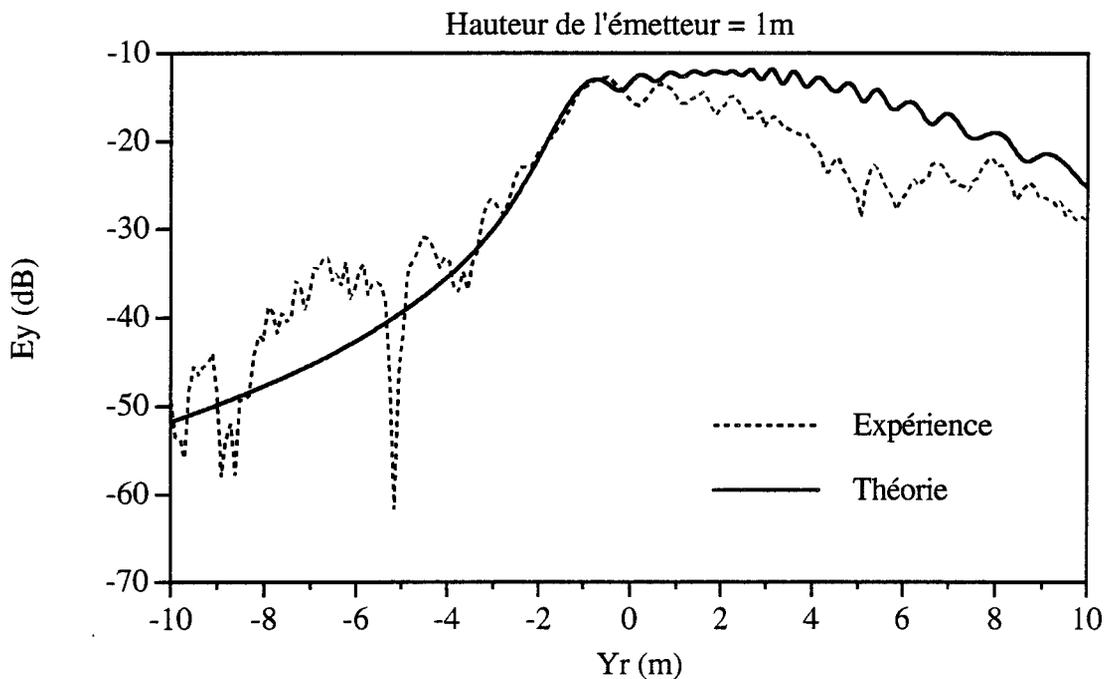


PLANCHE II-9

Le tableau II-1 ci dessous résume les pertes de couplage expérimentales dues au dièdre pour les différentes configurations testées [41]. Ces pertes de couplage sont définies comme l'écart entre le niveau de champ moyen reçu dans la zone éclairée et le niveau de champ moyen reçu dans la zone d'ombre. Elles ont été calculées pour quatre hauteurs d'émission et dans les deux polarisations.

	Hauteur de l'émetteur (m)			
	He=1m	He=5m	He=9m	He=13m
Polar. verticale	25 dB	23 dB	20 dB	17 dB
Polar. horizont	20 dB	20 dB	14 dB	11,5 dB

Tableau II-1 : Pertes de couplage expérimentales

Pour conclure cette confrontation théorie-expérience, on peut noter que les courbes pratiques sont assez perturbées lorsque le récepteur se situe dans la zone d'ombre du dièdre. Ceci est probablement dû aux réflexions de l'onde incidente sur les obstacles (arbres) environnant le bord du bâtiment ainsi que sur le sol.

3. Étude de la propagation dans une rue

3.1. Introduction

Le modèle de diffraction par un dièdre diélectrique faiblement conducteur étudié dans le chapitre précédent va maintenant être utilisé afin d'étendre l'étude vers une modélisation plus générale. C'est ainsi que les phénomènes de diffraction et de réflexions multiples sur l'amplitude et la polarisation des signaux reçus seront clairement mis en évidence dans ce chapitre.

Le modèle analytique de calcul des amplitudes repose sur la prise en compte des rayons réfléchis par les bâtiments bordant la rue et par le sol, ainsi que sur les rayons diffractés par les arêtes horizontales formées par les toits des deux bâtiments.

Lors de l'exploitation de l'outil numérique, un modèle analytique tenant compte de 10 rayons s'est avéré suffisant, dans les cas de figure que nous avons envisagés, pour prédire l'évolution des composantes du champ électromagnétique total [40] et [42].

La figure II-5 représente les chemins par lesquels l'énergie électromagnétique peut atteindre le récepteur.

Ces différents trajets sont notés:

- 1 - Champ direct
- 2 - Champ réfléchi par le bâtiment de gauche
- 3 - Champ réfléchi par le sol
- 4 - Champ réfléchi par le bâtiment de gauche puis de droite
- 5 - Champ réfléchi par le bâtiment de gauche puis le sol
- 6 - Champ réfléchi deux fois à gauche et une fois à droite
- 7 - Champ diffracté par l'arête horizontale du bâtiment de droite
- 8 - Champ diffracté par l'arête horizontale du bâtiment de gauche
- 9 - Champ diffracté par l'arête horizontale du bâtiment de droite puis réfléchi par le sol
- 10 - Champ diffracté par l'arête horizontale du bâtiment de droite puis réfléchi par le bâtiment de gauche.

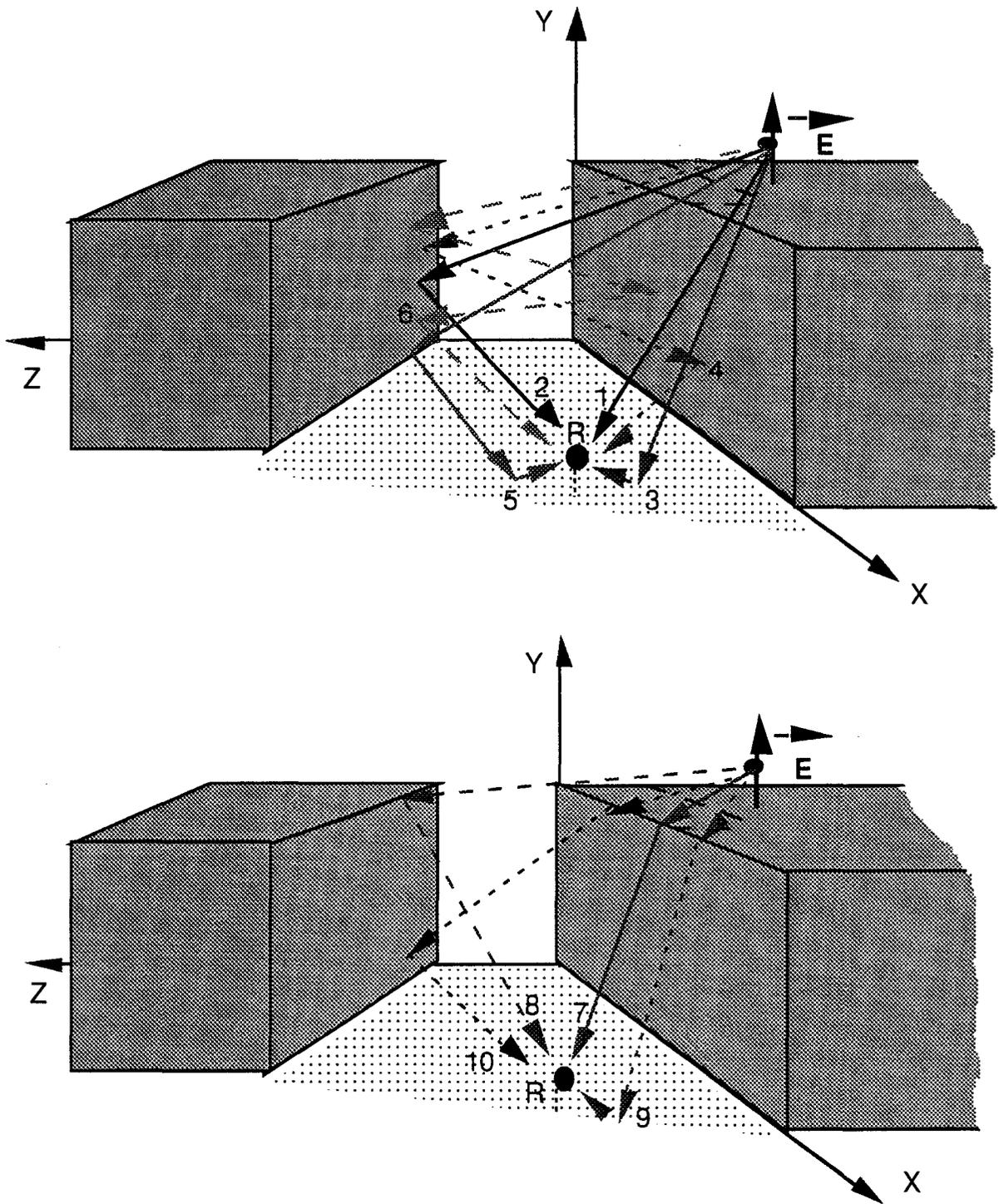


Figure II-5 : Modèle de prédiction à 10 rayons

Les expressions des coefficients de réflexion sont identiques à celles énoncées dans le chapitre I.

Il n'existe pas de dimensions standard en ce qui concerne la hauteur et la largeur des rues en milieu urbain. Toutefois, une configuration géométrique dans laquelle la largeur de la rue est à peu près égale à la hauteur des

bâtiments bordant la rue semble être un cas fréquemment rencontré et constitue le cas de figure que nous avons décidé de modéliser.

Les figures II-6.a, II-6.b et II-6.c montrent les configurations géométriques que nous allons évaluer.

L'émetteur est un dipôle électrique de Hertz situé à 4m sur le toit.

Le récepteur se déplace longitudinalement dans la rue suivant l'axe des x et à une hauteur de 1,5m par rapport au sol.

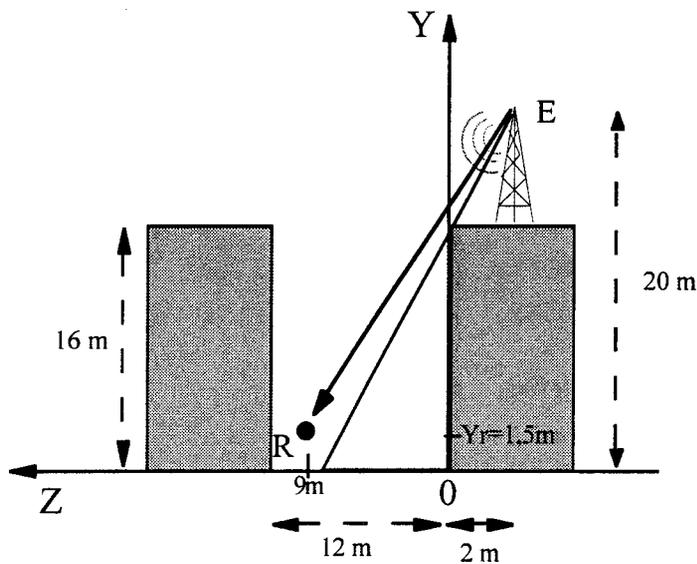


Figure II-6.a : Emetteur en visibilité directe pour le récepteur

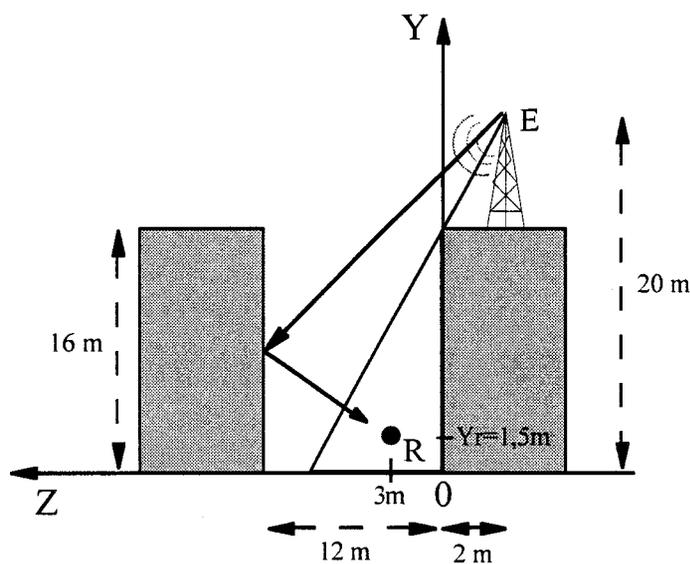


Figure II-6.b : Emetteur masqué pour le récepteur

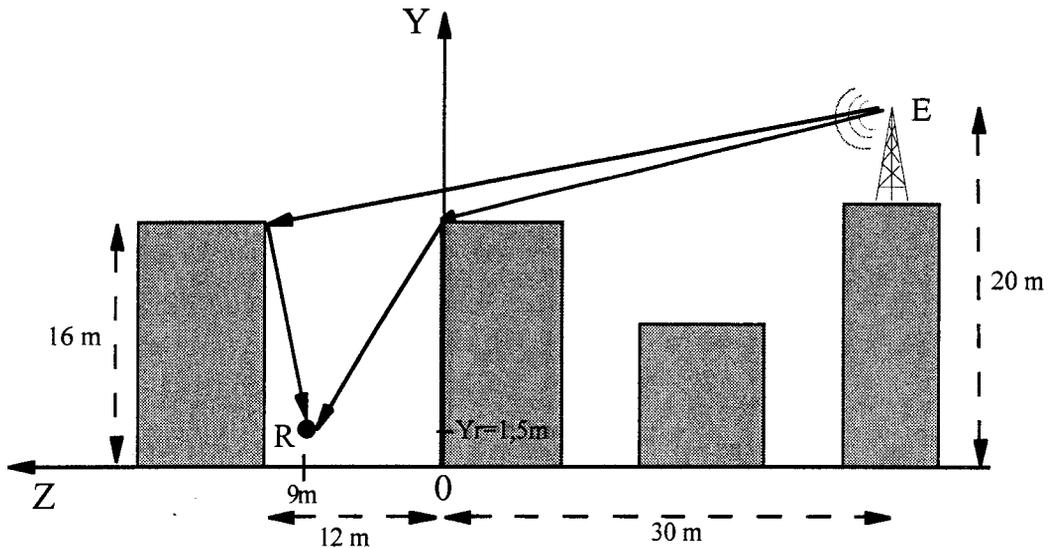


Figure II-6.c : Emetteur très masqué pour le récepteur

Les paragraphes suivants vont présenter l'effet de la fréquence, de la position relative du récepteur par rapport à l'émetteur, d'un déplacement latéral du récepteur ou encore des caractéristiques physiques des matériaux formant la rue sur l'amplitude des composantes du champ reçu.

3.2. Influence de la fréquence sur l'amplitude des composantes du champ

On suppose que le récepteur se déplace longitudinalement dans la rue à $Z_r=9m$ du bâtiment de droite c'est à dire qu'il demeure toujours en visibilité directe de l'émetteur lors de son déplacement et à une hauteur de 1,5m au dessus du sol.

La conductivité des deux bâtiments et du sol est fixée à 0,001 S/m et les permittivités relatives à 15. Nous justifierons ultérieurement ces valeurs.

La planche II-10 montre l'évolution de l'amplitude de la composante verticale E_y du champ total reçu pour des fréquences égales à 500 MHz, 900 MHz et 1,5 GHz tandis que les courbes de la planche II-11 représentent les allures des amplitudes des trois composantes E_x (composante longitudinale), E_y (composante verticale) et E_z (composante transverse) à 1,5 GHz.

L'évolution de la composante verticale E_y du champ direct est également reportée afin de montrer que la décroissance du champ total suit celle du champ direct lorsque l'émetteur et le récepteur restent en visibilité directe lors du déplacement du véhicule récepteur. Cela constitue notre première remarque.

Evolution de l'amplitude de la composante verticale E_y pour 3 fréquences (Emetteur visible)

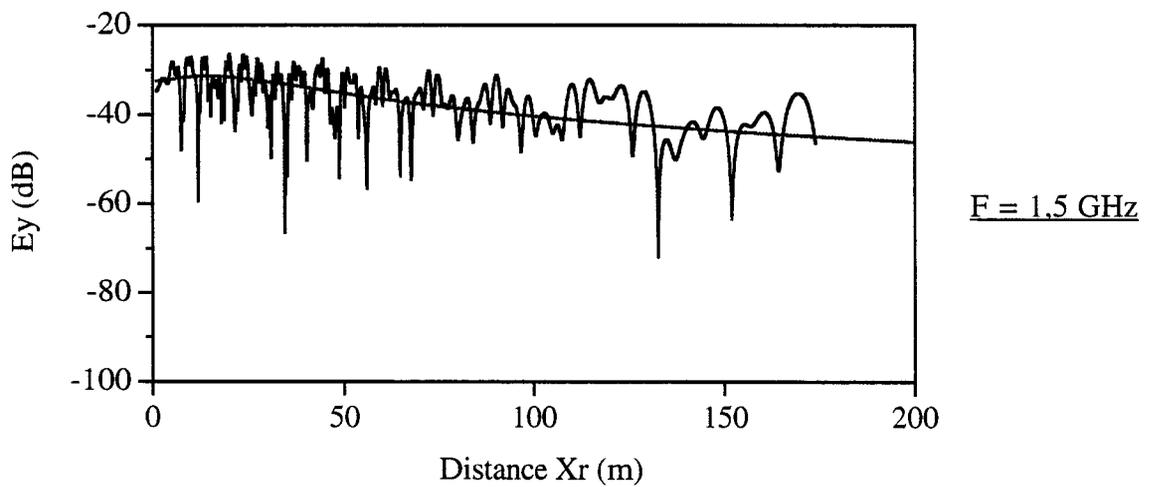
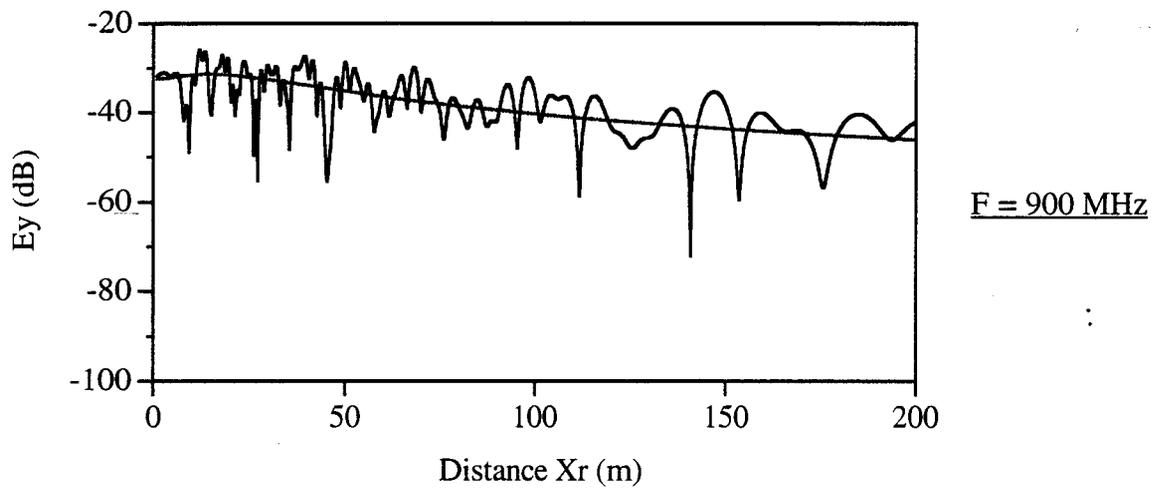
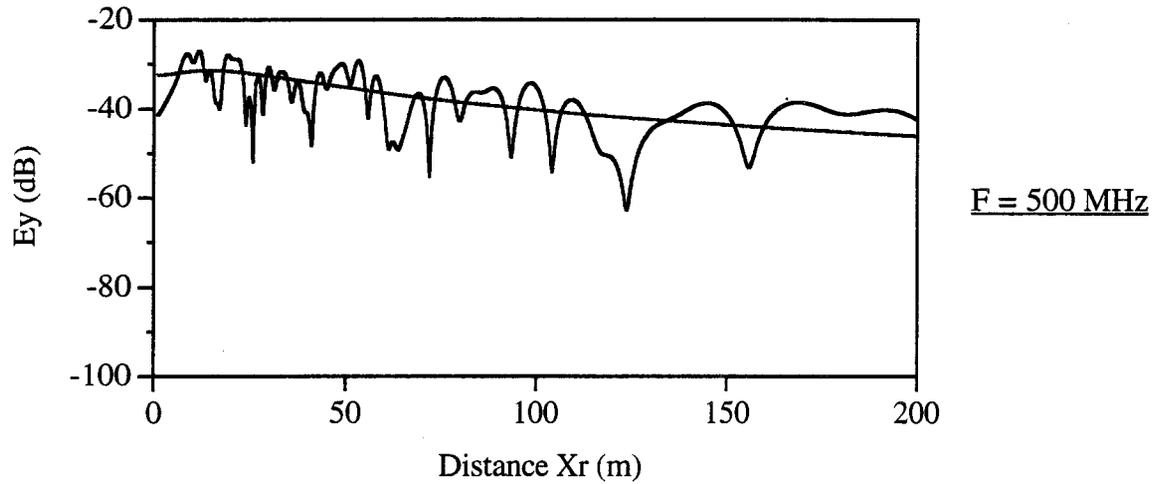


PLANCHE II-10

Evolution des amplitudes des 3 composantes de champ à 1,5 GHz

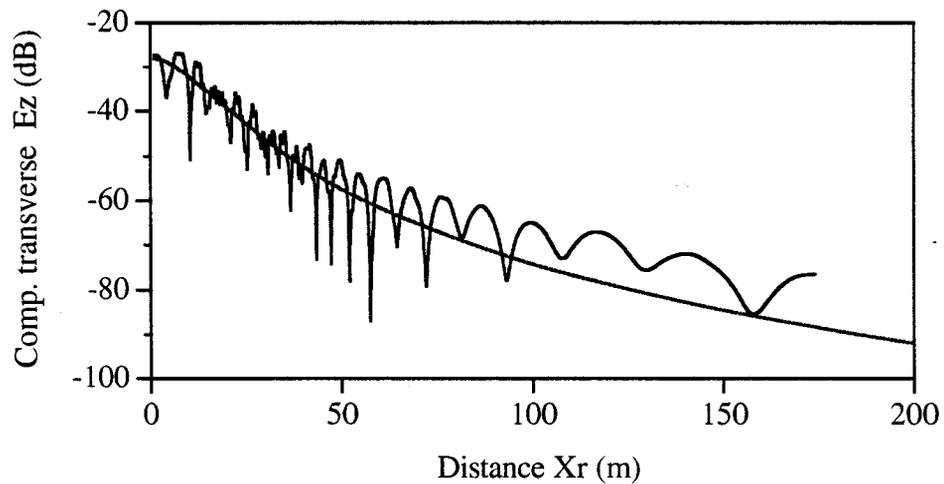
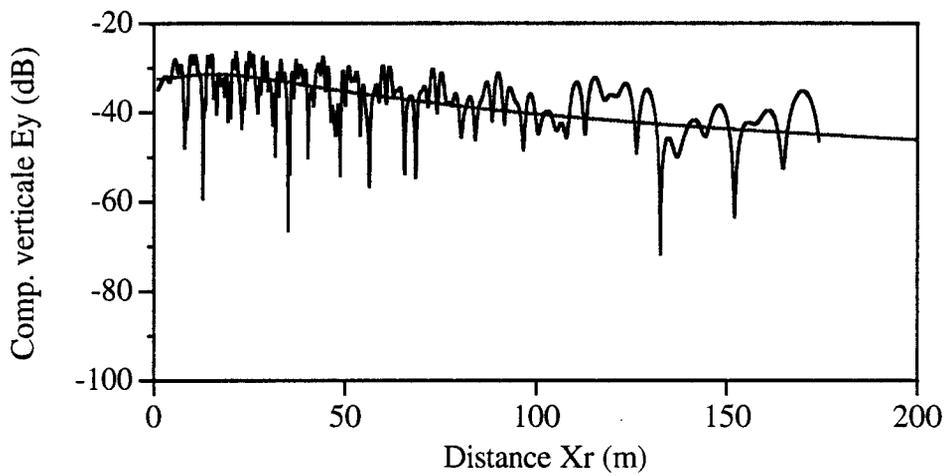
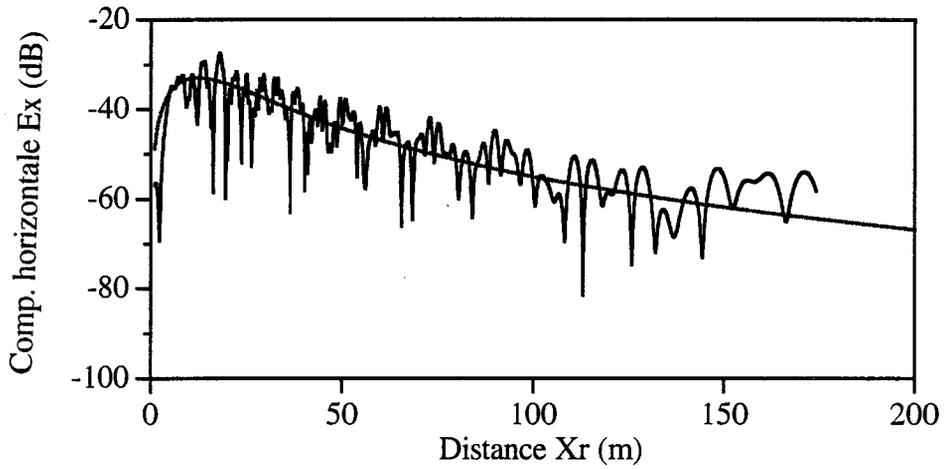


PLANCHE II-11

Nous pouvons aussi noter que lorsque la fréquence augmente, la fréquence des battements devient plus importante. En effet, les multiples trajets résultant des réflexions et/ou diffractions sur les bâtiments bordant la rue créent une géométrie d'ondes stationnaires. Il en résulte que la mise en phase de tous les rayons reçus se produit plus souvent lorsque la longueur d'onde diminue.

3.3. Influence de la position relative de la source et du récepteur dans la rue

La fréquence de travail est maintenant fixée à 1,5 GHz.

La planche II-12 montre l'évolution de l'amplitude de la composante verticale E_y du champ reçu lors du déplacement du récepteur dans la rue pour les trois configurations décrites sur les figures II-6.a (émetteur visible), II-6.b (émetteur masqué) et II-6.c (émetteur très masqué).

Nous y avons également reporté l'évolution de l'amplitude de la composante du champ réfléchi par le bâtiment de gauche (situé à $Z_r=12\text{m}$). En effet, on peut constater que celle-ci détermine l'allure du champ total lorsque l'émetteur est masqué (cf. figure II-6.b). A la vue de cette planche, il apparaît que la différence entre un déplacement du récepteur en visibilité directe ou en visibilité masquée est surtout visible sur les premiers 60m puisqu'au delà les allures diffèrent assez peu. Ainsi, à $x=100\text{m}$, l'amplitude de la composante verticale E_y est de l'ordre de -40dB que l'émetteur soit visible ou masqué. En effet, si le récepteur est situé assez loin de l'émetteur, le rayon est réfléchi sous incidence rasante par le bâtiment de gauche et l'amplitude du champ associé est voisine de celle du champ direct. Par contre, sur les premiers mètres, la configuration $Z_r=3\text{m}$ est assez pénalisante puisque l'absence de trajet direct entraîne une perte d'environ 10 dB.

On s'intéresse maintenant au cas d'un émetteur très masqué. Toujours sur la même planche II-12, nous avons reporté l'évolution de la composante du champ diffracté par l'arête horizontale car il apparaît que celle-ci détermine l'allure du champ total lorsque l'émetteur est situé très en retrait de cette arête (cf. figure II-6.c). En effet, si la source est située assez loin de l'arête diffractante principale alors les seuls rayons susceptibles d'atteindre le mobile récepteur sont des rayons réfléchis de nombreuses fois (et donc bien affaiblis) si bien que l'allure du champ total relevé dans la rue suit l'allure du champ diffracté par l'arête diffractante horizontale. A $x=100\text{m}$, l'amplitude de la composante verticale E_y est de l'ordre de -70 dB lorsque l'émetteur est très masqué.

Ces trois constatations constituent des remarques qui éclairent bien l'étude de la propagation des ondes hyperfréquences dans une rue.

Evolution de l'amplitude de E_y pour 3 positions émetteur-récepteur

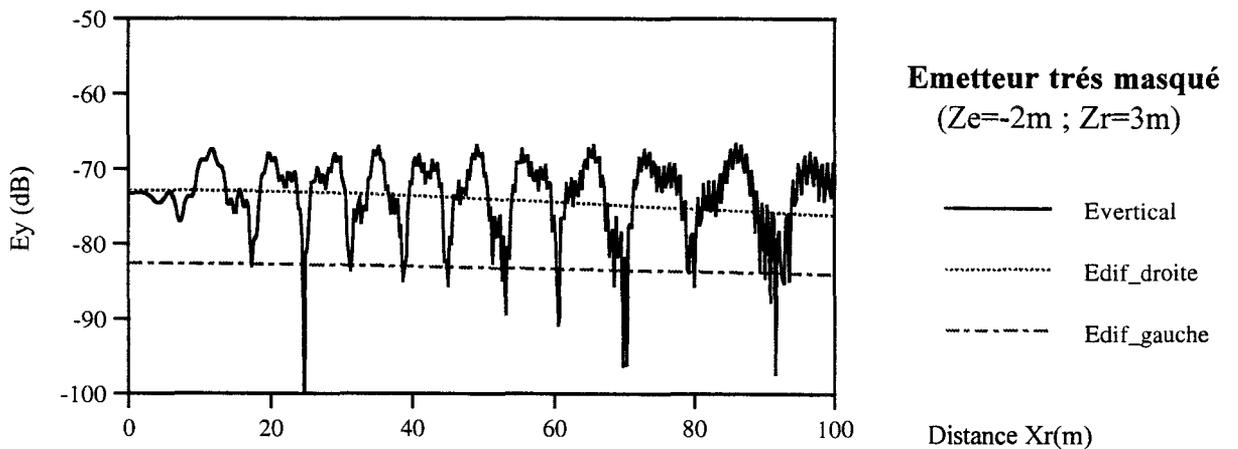
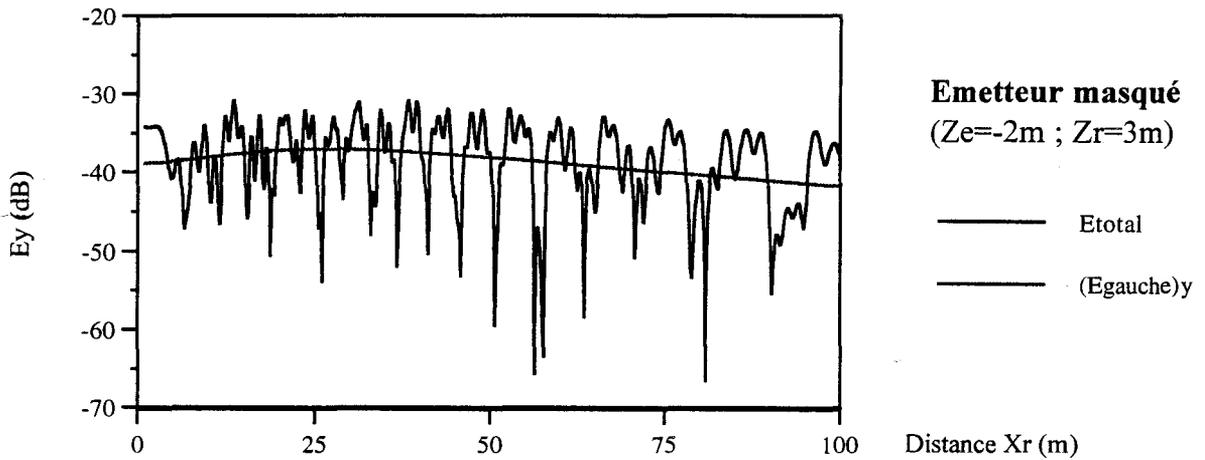
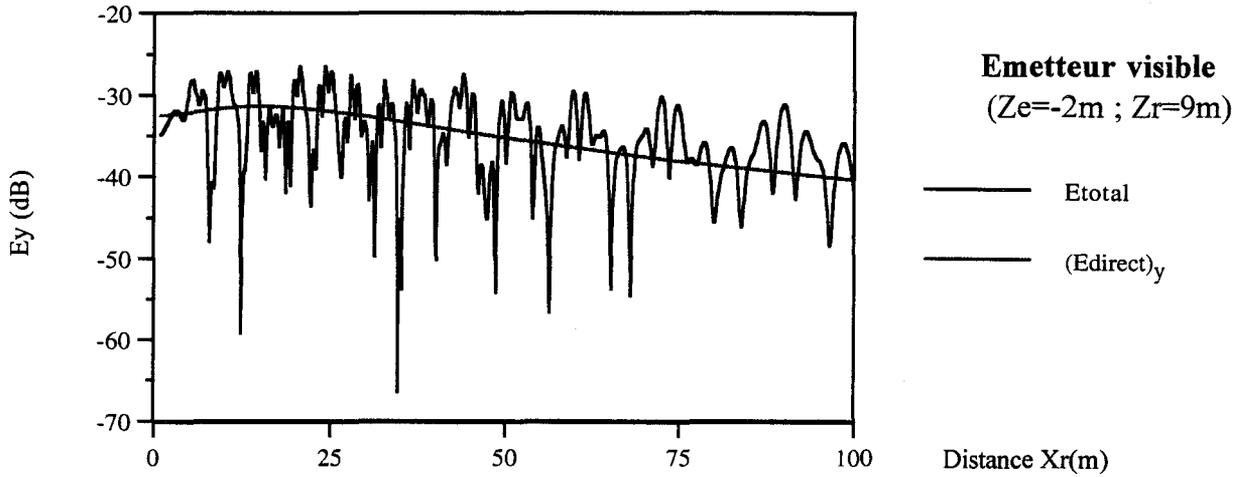


PLANCHE II-12

A ce stade de l'étude, il est apparu intéressant d'évaluer le comportement des allures de champ lors d'un déplacement transverse du mobile dans la rue.

3.4. Étude d'un déplacement latéral du récepteur

Le récepteur se déplace à présent perpendiculairement aux bâtiments comme indiqué sur la figure II-7.

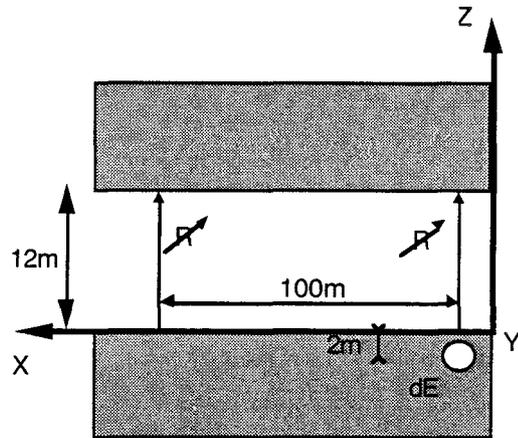
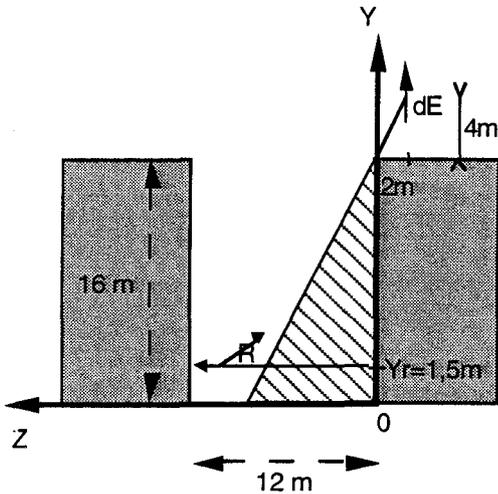


Figure II-7.a : Vue de face

Figure II-7.b : Vue du dessus

Figure II-7: Configuration géométrique du déplacement transverse

La fréquence est toujours égale à 1,5 GHz.

La planche II-13 montre l'évolution des amplitudes de la composante verticale E_y lorsque le récepteur se déplace transversalement dans la rue à $X_r = X_e = 0$ puis à $X_r = X_e + 100$ m.

Sur cette planche, nous avons également reporté l'évolution de l'amplitude de la composante verticale du champ direct dont la disparition est exactement compensée par la composante verticale du champ diffracté par l'arête horizontale du bâtiment de droite.

Cette planche montre aussi que l'apparition du champ direct lors du déplacement latéral augmente le niveau du champ total reçu de manière plus significative (à peu près 10 dB) quand le récepteur est à l'aplomb de la source d'émission autrement dit quand X_r est voisin de X_e . Par contre, dès que le récepteur est situé loin dans la rue (position $X_r = X_e + 100$ m) la contribution du champ direct est moins importante et son influence est peu perceptible sur les courbes.

Evolution de l'amplitude de E_y lors d'un déplacement transverse du récepteur

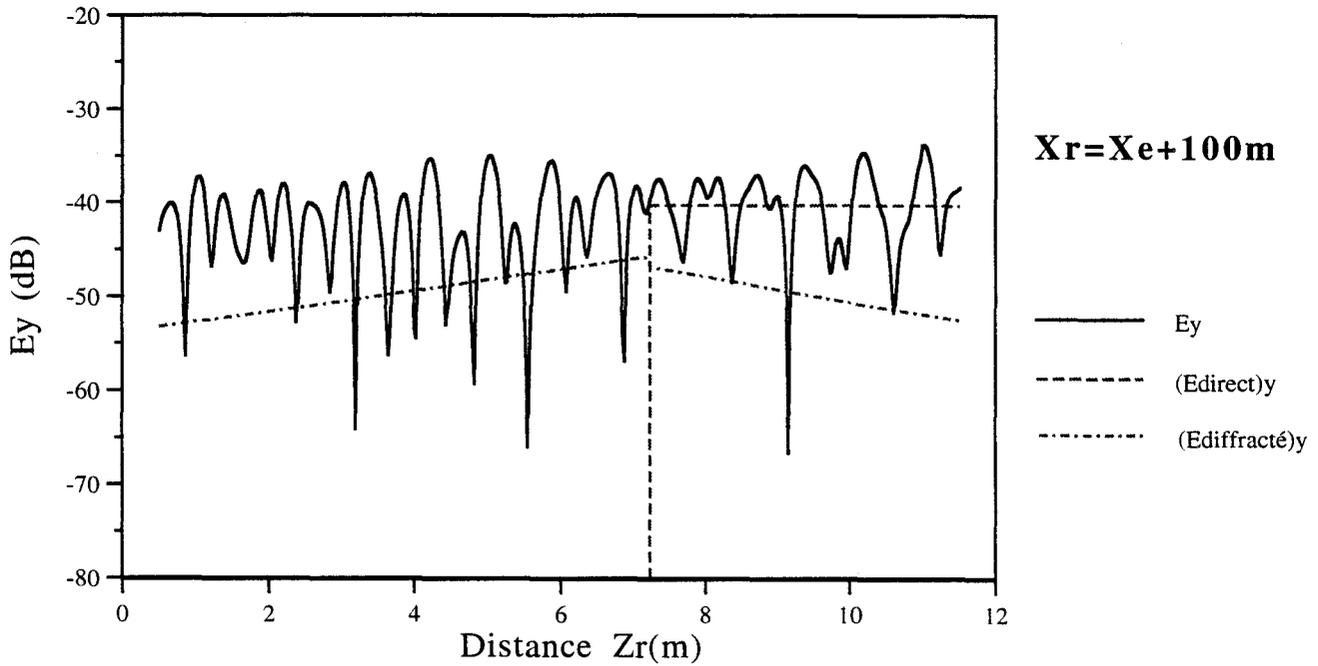
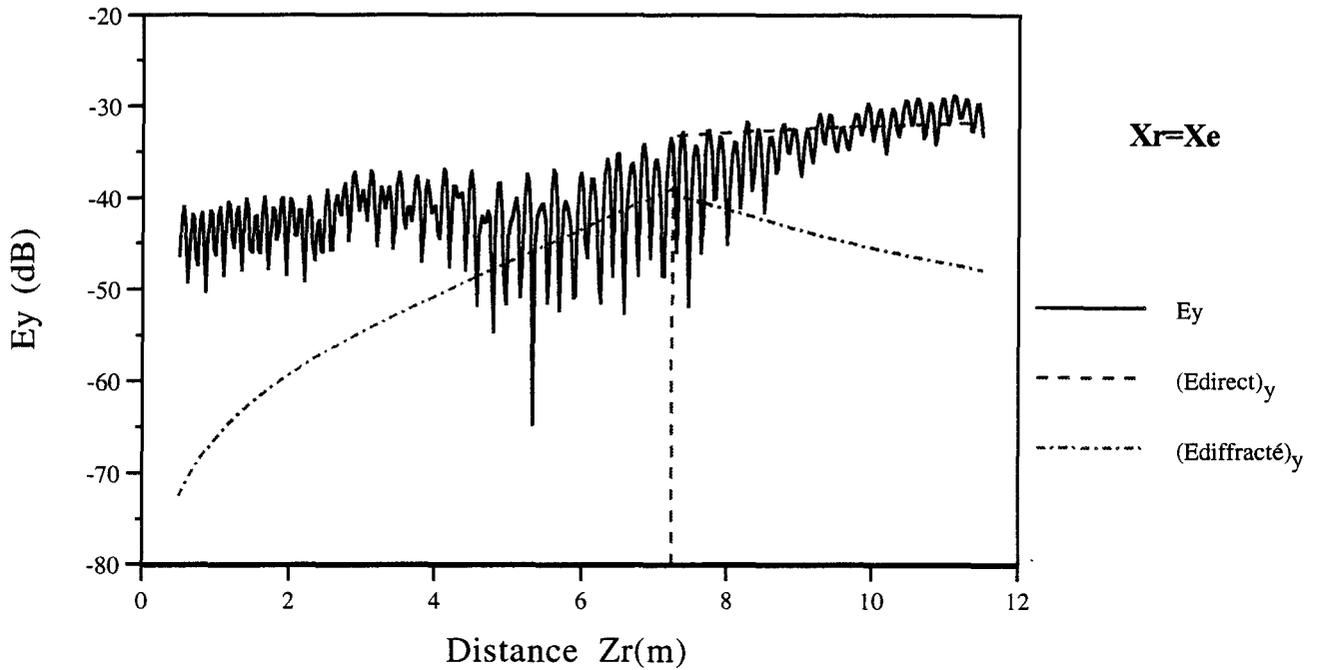
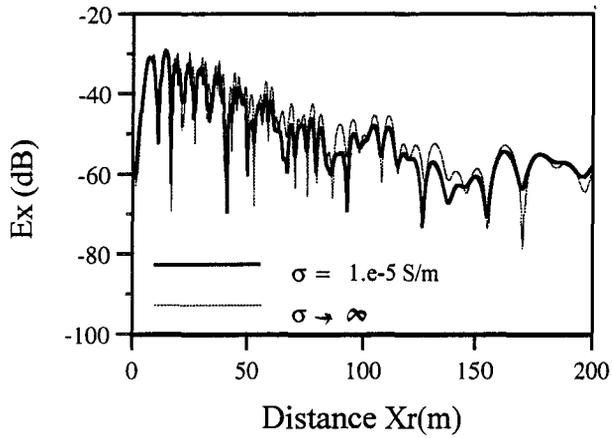


PLANCHE II-13

**EVOLUTION DES COMPOSANTES DU CHAMP
RECU EN FONCTION DE LA CONDUCTIVITE**

Zone Directe



Zone masquée

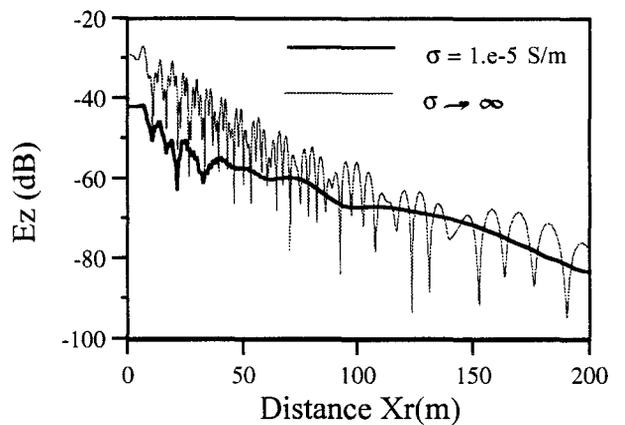
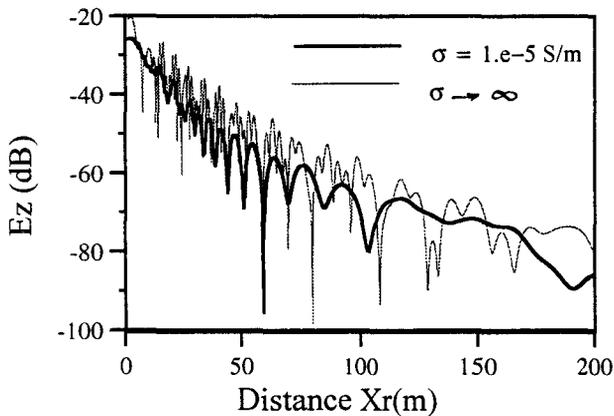
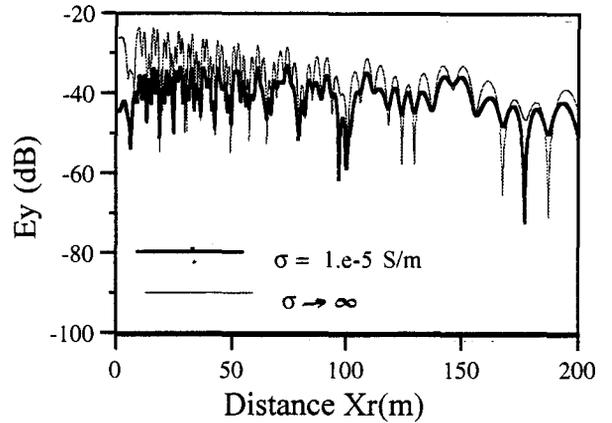
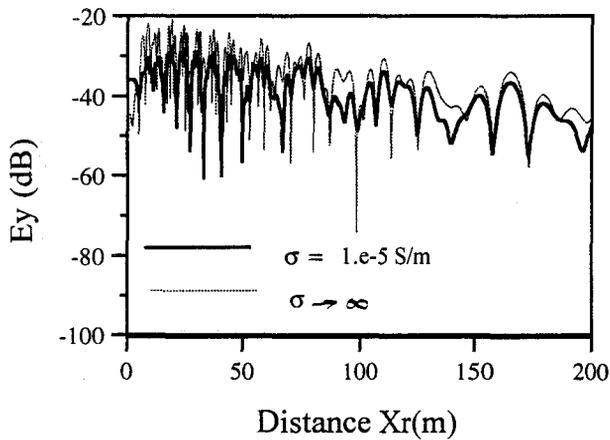
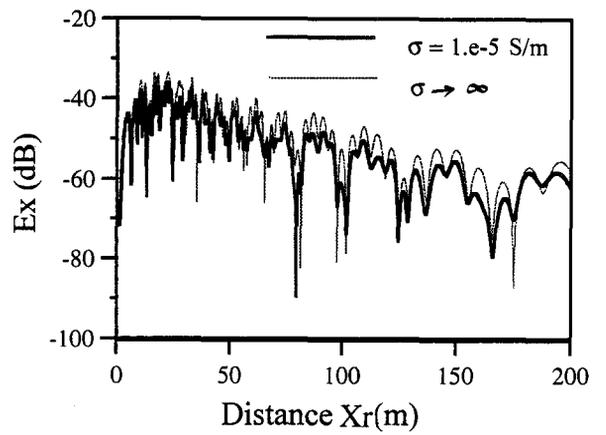


PLANCHE II-14

3.5. Influence de la conductivité des bâtiments

Il apparaît intéressant d'évaluer l'influence de la conductivité des immeubles formant la rue sur l'amplitude du champ reçu.

Les configurations géométriques que nous allons étudier sont celles définies sur les figures II-6.a et II-6.b.

Les courbes de la planche II-14 correspondent respectivement aux deux trajets sur lesquels se déplace le récepteur : déplacement du récepteur en visibilité directe puis en visibilité masquée. Chacune de ces courbes a été tracée pour des valeurs de σ correspondant à 10^{-5} S/m puis tendant vers l'infini.

On peut remarquer qu'il faut faire tendre σ vers l'infini pour obtenir une différence notable entre les courbes notamment à proximité de l'émetteur. En effet, si σ varie entre 10^{-5} et 1 S/m, la différence entre les évolutions des courbes reste très faible. C'est pourquoi, la valeur de σ a été arbitrairement fixée à 0,001 S/m dans cette étude.

3.6. Influence de la permittivité relative des bâtiments

Une analyse similaire a été menée pour étudier l'influence de la permittivité relative ϵ_r .

Les courbes obtenues sont pratiquement insensibles à des valeurs de permittivités comprises entre 1 et 20.

L'influence de la permittivité relative étant négligeable, la valeur $\epsilon_r=15$ utilisée dans cette étude est tout à fait correcte.

3.7. Comparaison théorie-expérience

3.7.1. Introduction

Afin de valider le modèle numérique, des mesures expérimentales ont été réalisées sur le campus de l'Université de LILLE 1.

Pour des raisons d'ordre pratique, la rue est formée par une partie du bâtiment P5 et une partie du bâtiment P4 ce qui limite sa longueur à une trentaine de mètres.

L'émetteur a été placé à une hauteur de 1,5m sur le toit du bâtiment P4 (il s'agit d'un dipole électrique $\lambda/2$ accordé pour les fréquences inférieures à 1 GHz et d'un cornet double nervures (double ridge) pour une fréquence de 1,5 GHz) alimenté par un générateur délivrant 36 dBm. En ce qui concerne les cornets

double nervures, ceux-ci étaient dirigés vers l'arête diffractante horizontale du bâtiment.

Le modèle théorique prend en compte les diagrammes de rayonnement des antennes d'émission et de réception (annexe 2)

Le récepteur se déplace longitudinalement dans la rue sur 28m à une hauteur de 1,5m au dessus du sol.

Le champ reçu sur une antenne identique à l'antenne émettrice est mesuré avec un analyseur de spectre couplé à une roue codeuse qui déclenche une acquisition de mesure tous les 10 cm. Les données sont ensuite transférées vers un PC portable pour un traitement ultérieur.

La figure II-8 présente les conditions géométriques expérimentales.

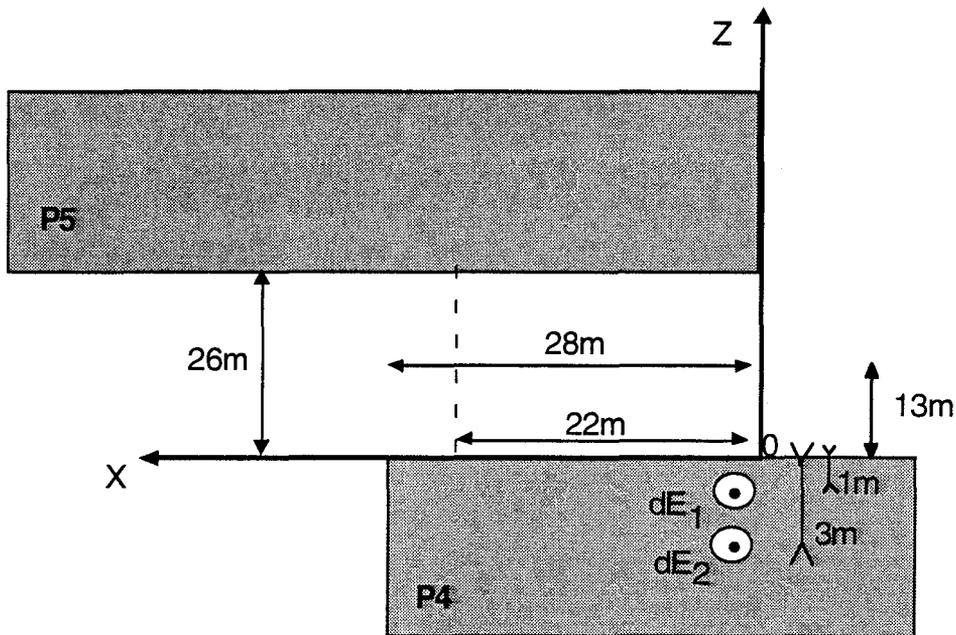


Figure 8 : Site expérimental de mesures

La hauteur des 2 bâtiments est de 14 m.

L'émetteur est situé à 1m en retrait de l'arête pour une liaison directe entre l'émetteur et le récepteur et à 3m en retrait pour simuler un masquage.

3.7.2. Résultats expérimentaux

3.7.2.1. Déplacement longitudinal du récepteur

Le récepteur est situé au milieu de la "rue" à $Z_r=13m$ du bâtiment de droite et il se déplace sur environ 28m.

Evolution de la composante verticale E_y pour 3 fréquences

Emetteur visible

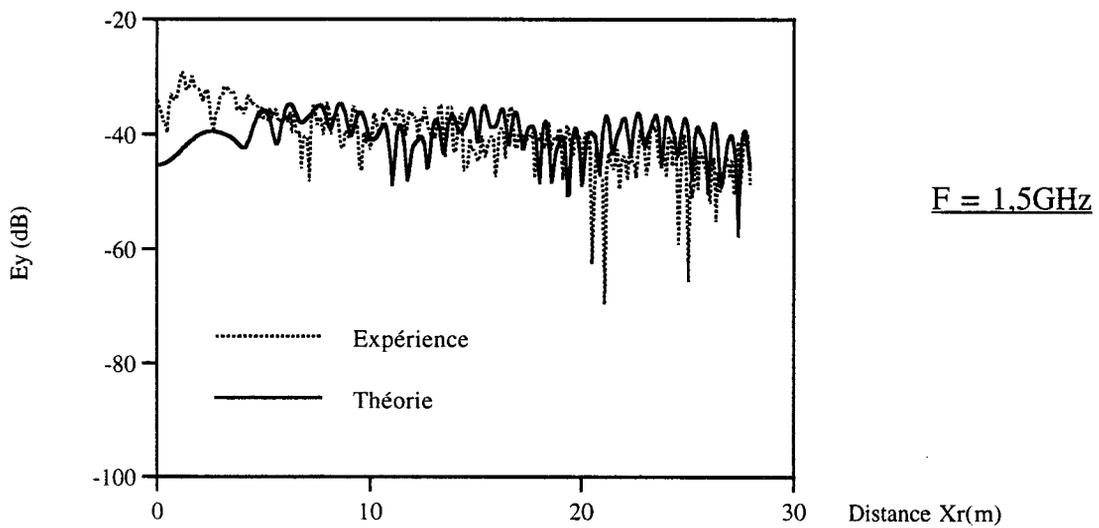
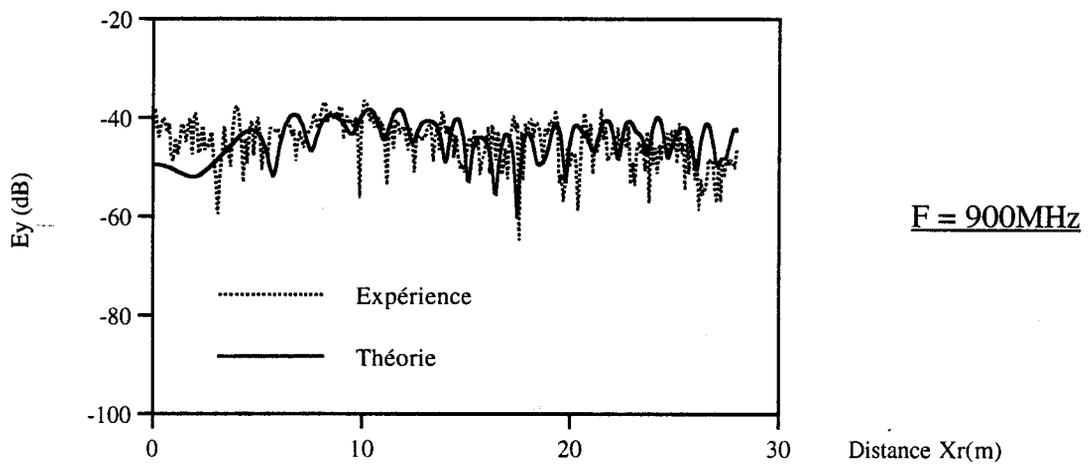
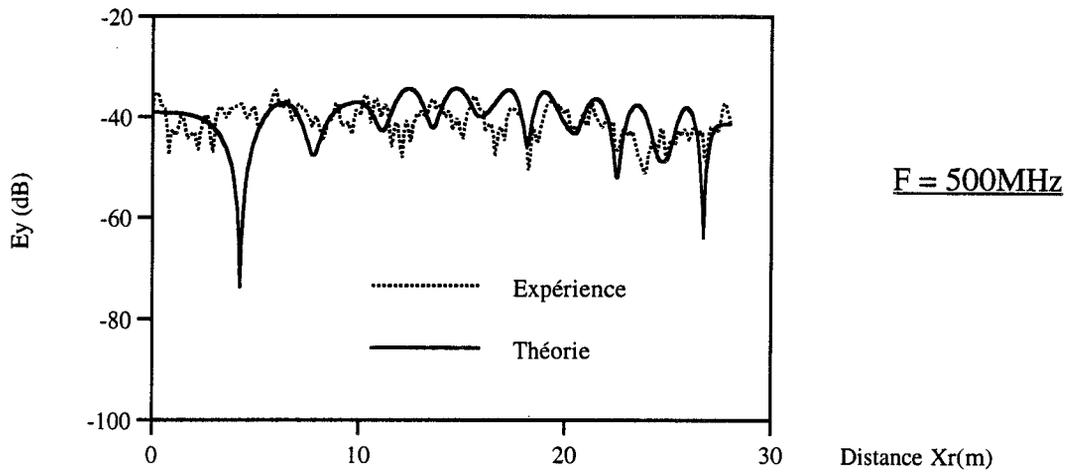


PLANCHE II-15

Evolution de l'amplitude de E_y pour 3 fréquences

Emetteur masqué

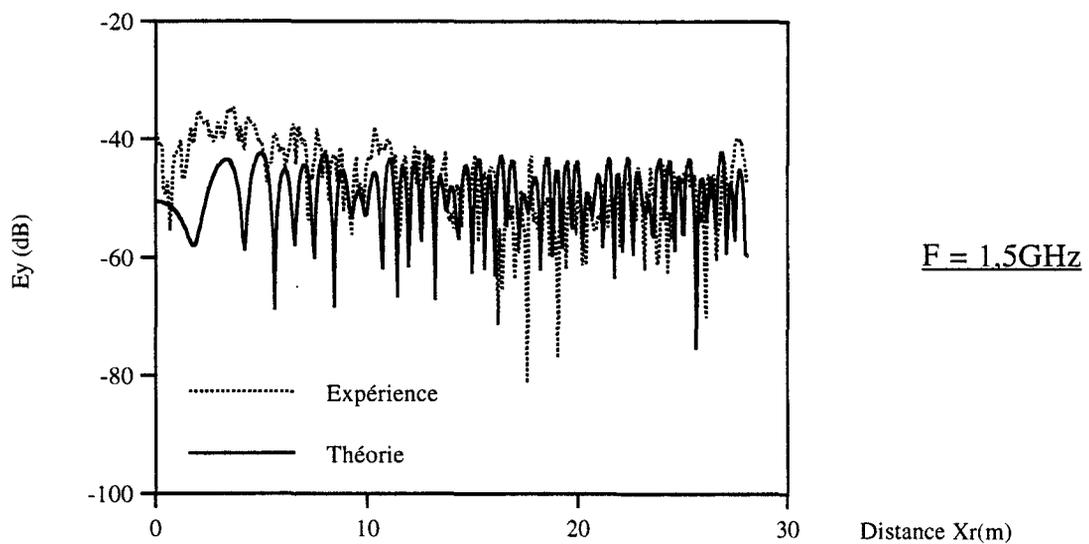
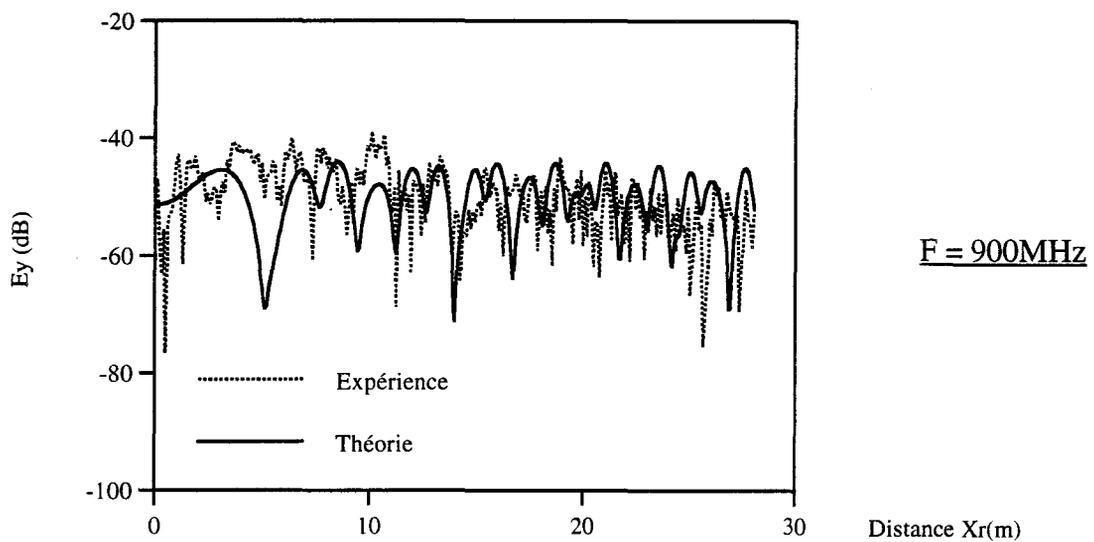
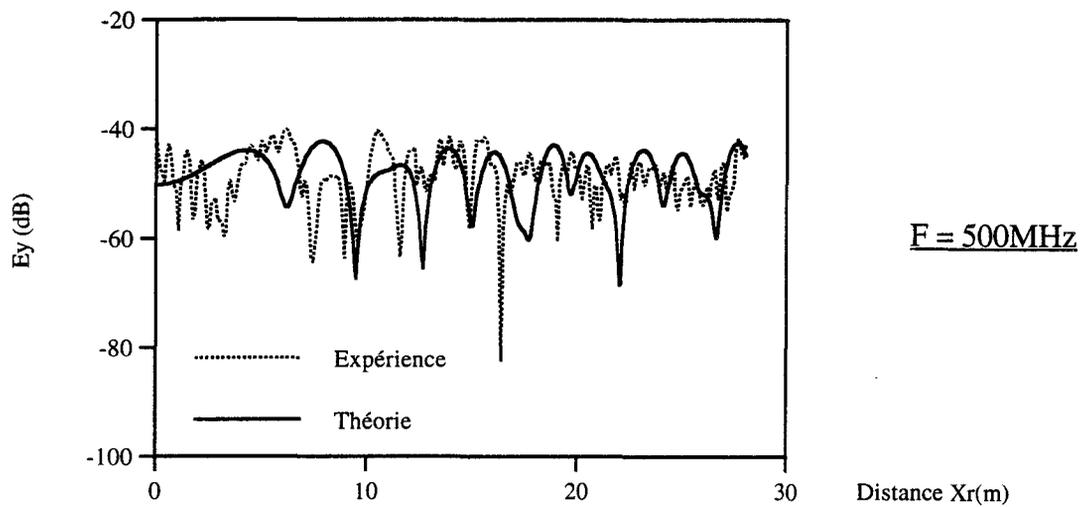


PLANCHE II-16

Les trois courbes de la planche II-15 montrent l'évolution de l'amplitude de la composante verticale E_y du champ total en fonction du déplacement longitudinal X_r du récepteur pour des fréquences égales à 500 MHz, 900 MHz et 1,5 GHz. L'émetteur reste toujours en visibilité directe du récepteur.

Compte tenu de la faible distance sur laquelle évolue le récepteur, on s'aperçoit que le niveau moyen de champ varie très peu. Cela est d'ailleurs confirmé par les courbes théoriques tracées en trait plein.

La planche II-16 correspond à la même configuration géométrique excepté que l'émetteur reste toujours masqué pour le récepteur. On obtient également une bonne concordance entre les courbes pratiques et les courbes simulées même si des mesures sur des distances de déplacement plus importantes auraient sans doute permis de valider plus fortement le modèle numérique.

3.7.2.2. Déplacement transverse du récepteur

Nous avons reporté sur la planche II-17 les évolutions de l'amplitude de la composante verticale E_y en fonction du déplacement transverse Z_r et de la fréquence lorsque l'émetteur et le récepteur restent toujours dans un même plan ($X_e = X_r$). Il apparaît que si le récepteur se rapproche du bâtiment de gauche, l'antenne réceptrice reçoit le champ direct et le niveau de champ est supérieur d'environ 10 dB à celui observé dans la zone masquée.

Les résultats théoriques tracés en traits pleins sont confirmés par les courbes expérimentales quelle que soit la fréquence envisagée. Toutefois, la courbe théorique tracée à 1,5 GHz semble diverger un peu plus, probablement parce que l'orientation des cornets double ridge est très délicate à estimer.

Evolution de l'amplitude de E_y pour un déplacement transverse du récepteur

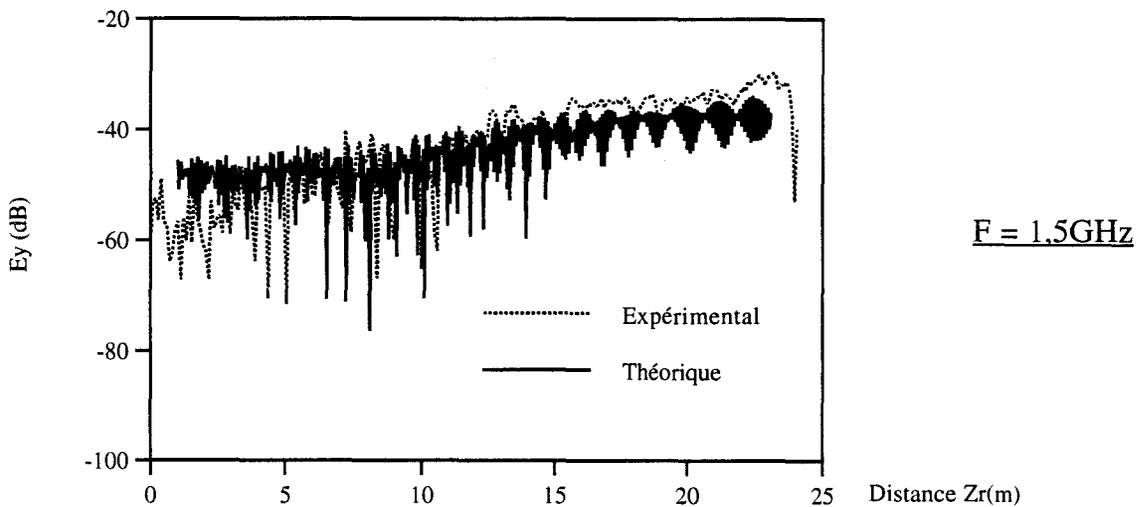
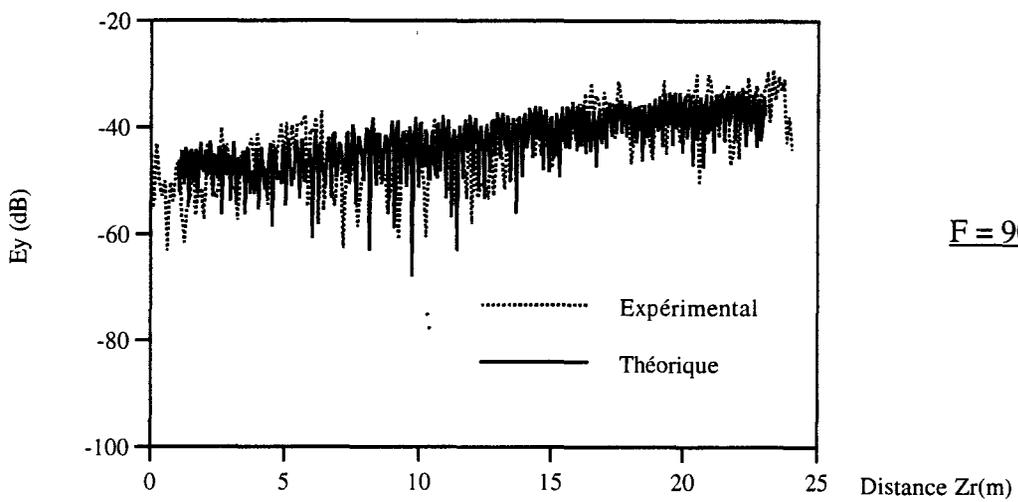
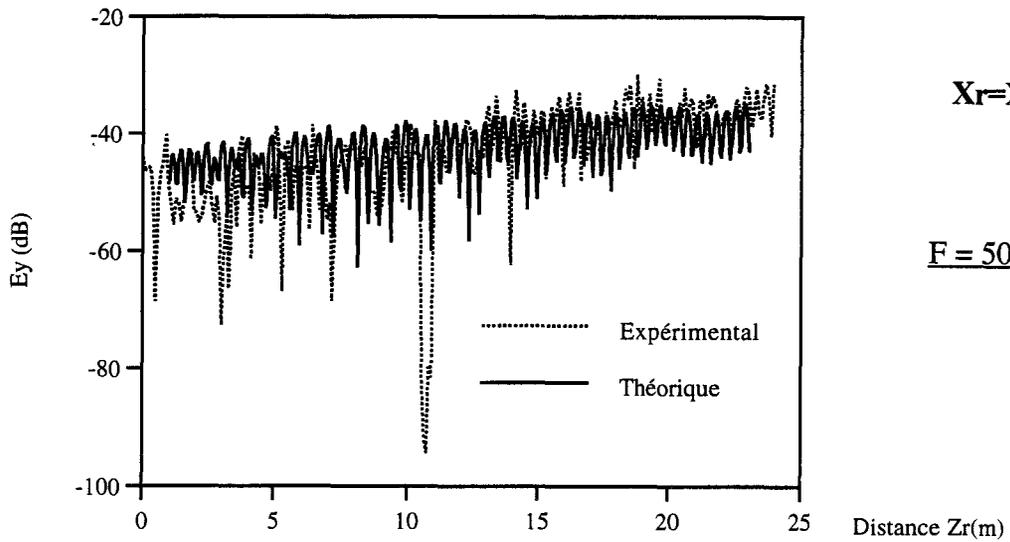


PLANCHE II-17

4. Application à la localisation de véhicules

4.1. Détermination de l'angle de gisement de la source

4.1.1. Introduction

On associe à un trajet l'amplitude du champ électrique qui lui correspond. On détermine ainsi toutes les amplitudes de champ relatives à tous les rayons que peut recevoir le récepteur lors de son déplacement. Afin de simplifier la discussion, on envisage l'utilisation d'un radiogoniomètre qui mesure un champ maximum dans une direction. Ce radiogoniomètre va donc mesurer une suite d'amplitudes maximales qui correspondent à tous les rayons susceptibles d'être capté lors d'une rotation de 360° du radiogoniomètre. La figure II-9 illustre une évolution typique qu'on pourrait relever lorsque deux rayons issus de deux directions différentes parviennent jusqu'au mobile récepteur.

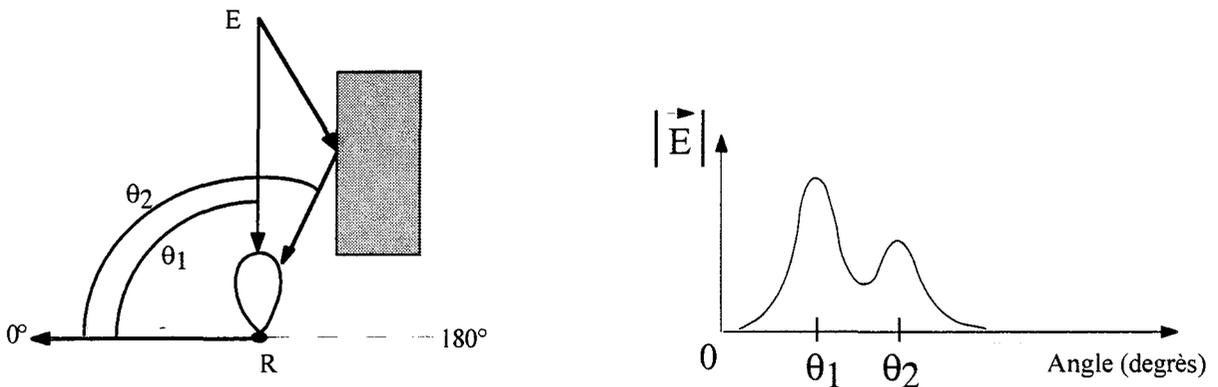


Figure II-9 : Evolution typique du champ relevé sur un radiogoniomètre à recherche de maximum.

La méthode la plus simple consiste alors à relever la direction qui correspond au maximum maximum relevé lors de la rotation du radiogoniomètre sur 360° .

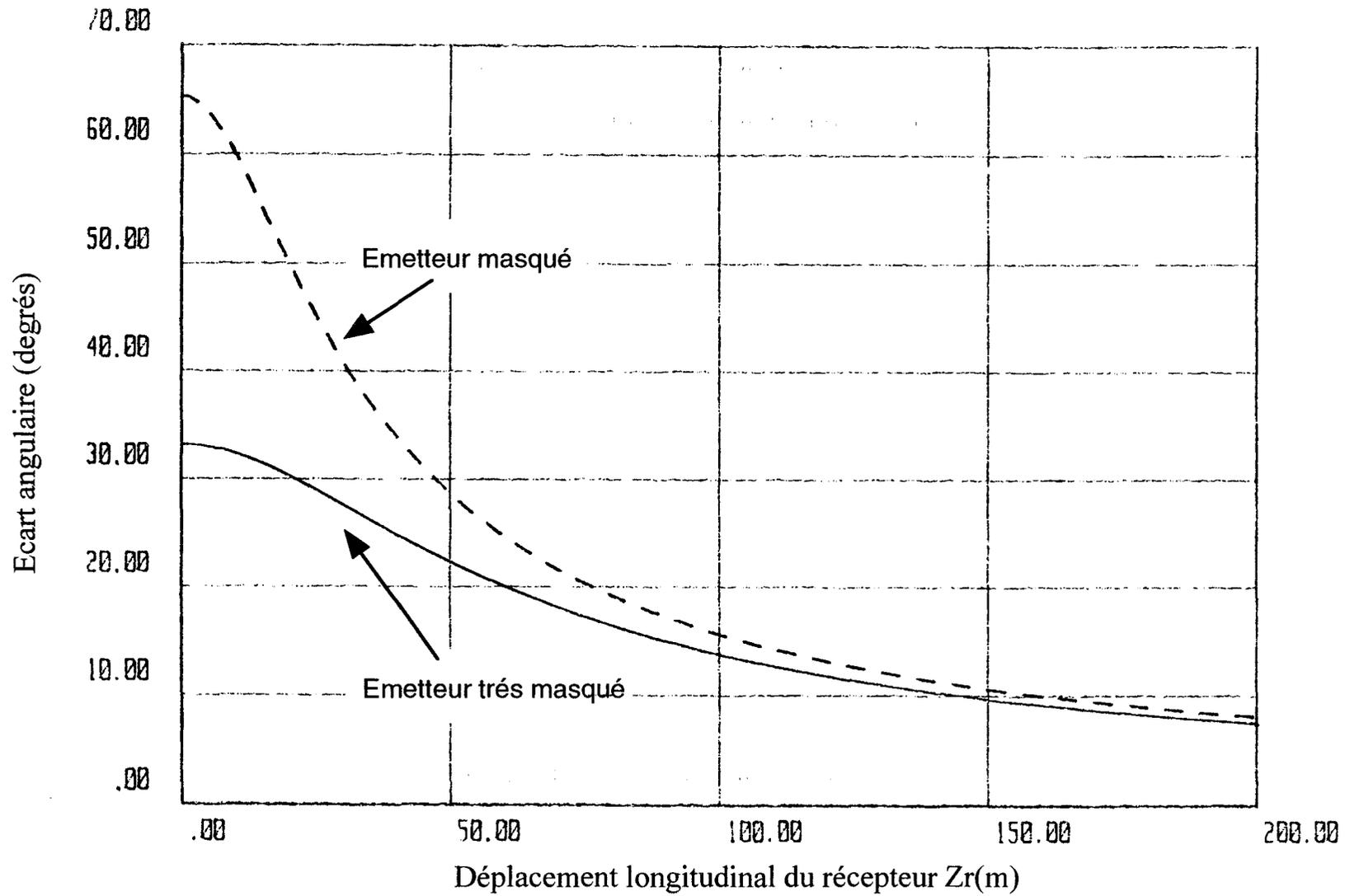
Connaissant la direction du maximum d'amplitude de champ reçu, il est donc intéressant de déterminer à présent l'écart angulaire entre la direction apparente ainsi déterminée et la direction réelle de la source.

4.1.2. Calcul de l'écart angulaire entre la direction apparente vue du récepteur et la direction réelle de l'émetteur

Afin de déterminer l'écart angulaire entre la direction apparente et la direction réelle de l'onde, on introduit l'angle α défini par

$$\alpha = (\vec{E}_{\text{MAX}}, \vec{E}_0) \quad (\text{II-24})$$

Ecart angulaire entre la direction apparente et la direction réelle de la source



où

- \vec{E}_0 est le vecteur champ électrique associé au chemin direct entre la source et le récepteur en absence d'obstacle,

- \vec{E}_{MAX} est le vecteur champ électrique d'amplitude maximale c'est à dire qu'il caractérise la direction apparente de la source vue du récepteur,

La planche II-18 représente l'évolution de l'écart angulaire α en fonction du déplacement du récepteur dans la rue. La courbe en trait pointillé correspond à un déplacement du récepteur lorsque l'émetteur est masqué (cas de la figure II-6.b) tandis que la courbe en trait plein traduit un déplacement du récepteur lorsque l'émetteur est très masqué. Il est alors situé très en retrait de l'arête horizontale diffractante (cas de la figure II-6.c).

On peut remarquer sur la courbe en trait pointillé que l'écart angulaire est très important sur une bonne partie de la courbe ($0 < X_r < 100m$). On obtient ainsi une valeur d'écart angulaire $\alpha = 65^\circ$ pour $X_r = 0m$ (Plan Y0Z) qui s'explique par l'absence du trajet direct. En effet, l'évolution de l'amplitude du champ total suit celle du champ réfléchi par le bâtiment de gauche de telle sorte qu'on peut penser que la direction de propagation de l'onde suit également celle du champ réfléchi par le bâtiment de gauche.

En ce qui concerne la courbe en trait plein, il apparaît que l'évolution de l'écart angulaire α est également importante sur les premiers dizaines de mètres. Comme l'émetteur est très masqué, l'évolution de l'amplitude du champ total suit celle du champ diffracté par l'arête diffractante horizontale ce qui provoque un écart angulaire moins important que dans le cas de la configuration de la figure II-6.b.

L'écart angulaire entre la direction de propagation ainsi définie et la direction réelle de l'onde en absence d'obstacle est donc assez important. En revanche, dès que le véhicule récepteur s'éloigne ($X_r > 150m$), les rayons réfléchis sur les parois des deux bâtiments environnants se réfléchissent suivant des angles d'incidence rasants (le module du coefficient de réflexion est alors proche de 1) et les trajets parcourus sont de longueurs comparables. L'écart angulaire pour les deux déplacements du mobile tend alors vers une valeur voisine inférieure à 10° .

Remarque : Afin d'illustrer la démarche que nous avons suivie, nous nous sommes intéressés à un radiogoniomètre qui mesure le maximum de champ reçu dans une direction. Toutefois, il est important de noter que si on utilise un radiogoniomètre à extinction (recherche du minimum de champ reçu), la démarche est un peu différente. En effet, il est préférable de mesurer les

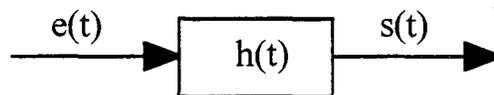
directions apparentes correspondantes aux maximums de champ reçu même si ces maximums sont flous compte tenu de la faible directivité du diagramme de rayonnement du radiogoniomètre à extinction. Puis il faut vérifier qu'en ajoutant 180 degrés, on retombe bien sur un minimum minimorum.

4.2. Exemple d'erreur de positionnement liée au temps de propagation

4.2.1. Introduction

Un second exemple d'utilisation des résultats théoriques présentés dans ce mémoire consiste à étudier une configuration mettant en défaut un système de localisation basé sur le temps de propagation des signaux. Pour cela, nous allons utiliser la réponse impulsionnelle de la rue:

Soient un signal $e(t)$ à l'entrée du canal de transmission formé par la rue de réponse impulsionnelle $h(t)$ et soit $s(t)$ le signal reçu par le mobile.



$$s(t) = e(t) * h(t) \quad (\text{II-25})$$

Si on nomme respectivement $S(f)$, $H(f)$ et $E(f)$ les transformées de Fourier de $s(t)$, $h(t)$ et $e(t)$ alors :

$$S(f) = E(f) \cdot H(f) \quad (\text{II-26})$$

$H(f)$ est la fonction de transfert que nous obtenons lorsque les positions d'émetteur et de récepteur sont fixées et que la fréquence varie dans la plage de fréquence adaptée à une bonne résolution temporelle. Il est alors facile de calculer le signal reçu par l'expression $s(t) = \text{TF}^{-1} (E(f) \cdot H(f))$ où TF^{-1} est la transformée de Fourier inverse.

4.2.2. Mise en défaut de ce procédé de localisation

Un calcul large bande de la configuration précédemment étudiée permet de montrer de manière théorique l'erreur que peut commettre un système de localisation basé sur le temps de propagation d'un signal émis à partir d'une station située sur le toit d'un bâtiment.

Le calcul précédent est effectué en large bande (1GHz -2GHz) pour une position émetteur-récepteur donnée. La transformée de Fourier inverse du résultat obtenu (fonction de transfert du canal de transmission) permet de déterminer la réponse impulsionnelle du canal.

La planche II-19-a présente la réponse impulsionnelle pour une configuration émetteur-récepteur en visibilité directe (émetteur à 2m de l'arête et récepteur à $z=9m$), le récepteur étant situé à $x=1m$. On peut noter sur cette figure le phénomène de multitrajets qui se traduit par des instants d'arrivée des impulsions décalés les uns par rapport aux autres dans le temps selon la longueur du trajet parcouru. On remarque donc l'impulsion correspondant au signal ayant parcouru le trajet direct puis celui réfléchi sur le sol, puis celui réfléchi sur le bâtiment de gauche...

Un dispositif de localisation basé sur les temps de propagation des signaux ne commet donc pas d'erreur dans cette configuration puisque la première impulsion reçue correspond au trajet direct ; le récepteur connaissant la position de l'émetteur se localise très facilement.

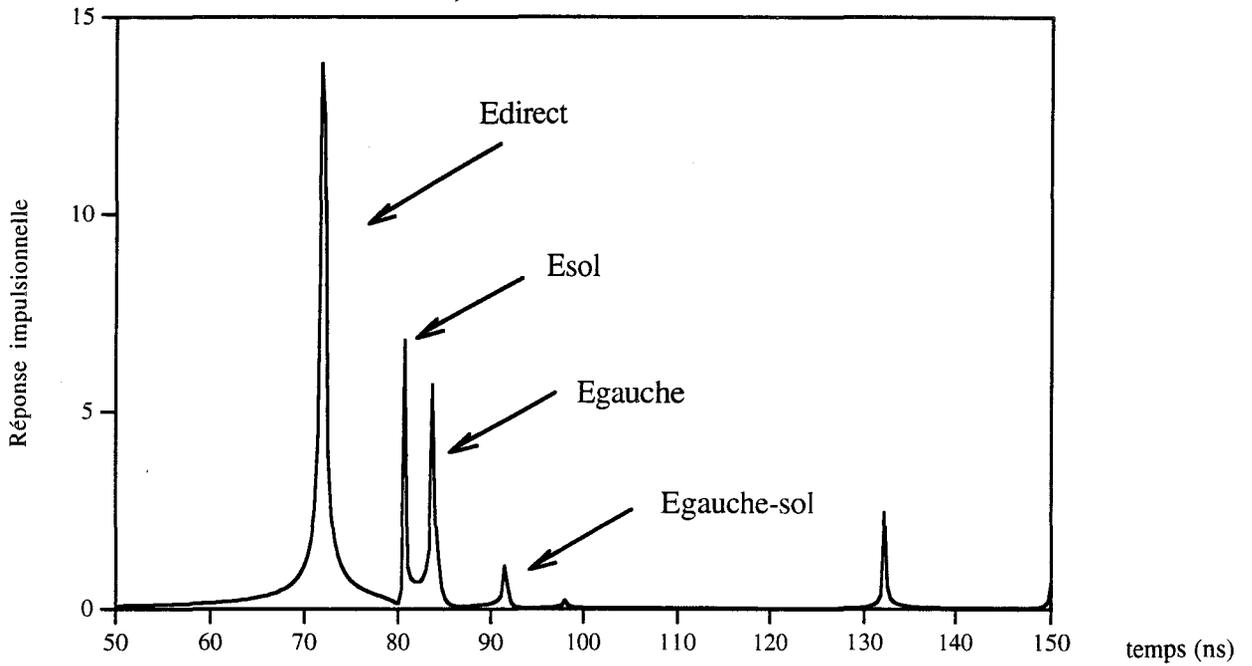
La figure II-19-b montre un exemple de mise en défaut de ce type de localisation. La configuration générale reste la même mais l'émetteur est maintenant situé à 5,5m de l'arête et le récepteur est quant à lui situé dans la zone d'ombre à $z=1m$. Le système de localisation va considérer que la première impulsion correspond au trajet direct et que son instant d'arrivée est $t=113ns$ au lieu de $t=65ns$ (l'impulsion correspondant au trajet diffracté est exclue car son amplitude sera noyée dans le bruit) soit donc une erreur de 74% entre la position réelle et la position estimée puisque :

- distance émetteur-récepteur réelle : 19,5m
- distance émetteur-récepteur estimée : 33,9m

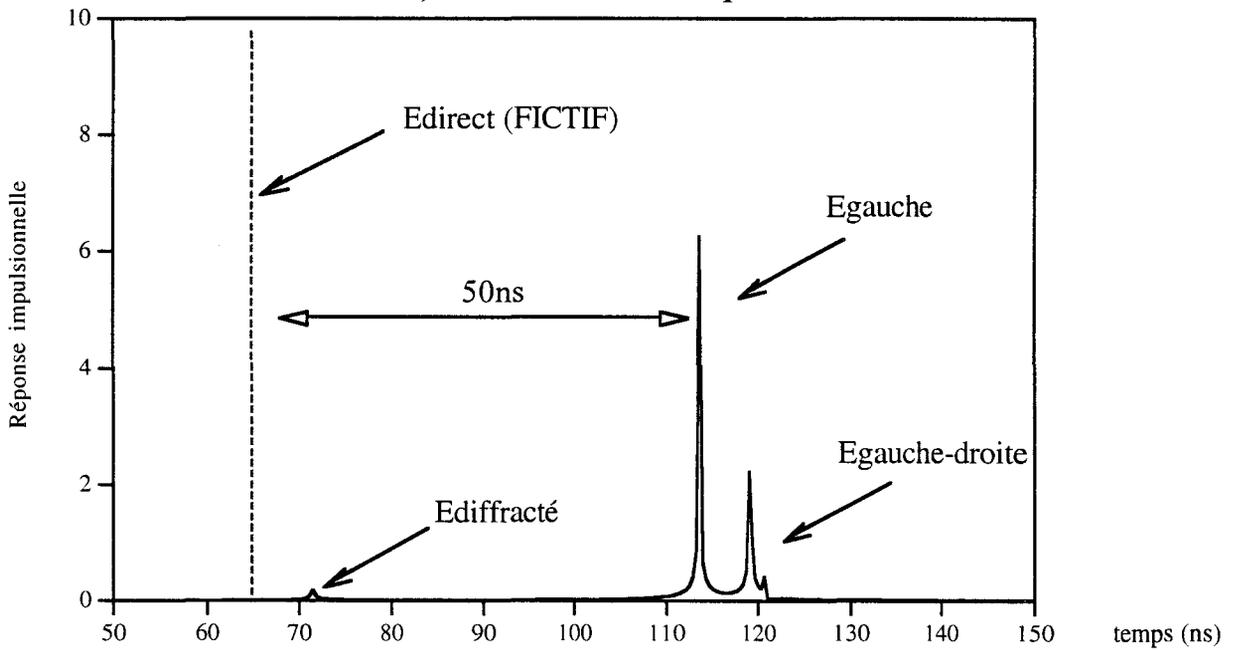
Toutefois, la valeur particulièrement élevée de l'erreur commise doit être relativisée. En effet, nous avons mis en évidence dans ce dernier exemple un cas de figure très défavorable puisque la source réelle était située à 34m du récepteur. En pratique, la distance réelle source-récepteur est bien souvent supérieure à cette valeur de telle sorte que les instants d'arrivée des différentes impulsions sont beaucoup plus proches. L'erreur commise va donc très fortement diminuer.

Réponse Impulsionnelle en visibilité directe puis masquée

a) Visibilité directe



b) Visibilité masquée



CONCLUSION

Le but de ce chapitre était d'évaluer l'influence de la présence d'obstacles situés entre l'émetteur et le récepteur sur la propagation des ondes hyperfréquences puis d'appliquer le modèle numérique à la localisation de véhicules en milieu urbain.

Pour cela, nous avons décomposé l'étude en trois parties. Le premier point a consisté à définir les expressions des composantes de la matrice de diffraction qui est nécessaire pour calculer le champ diffracté par un obstacle canonique en milieu urbain : le dièdre diélectrique faiblement conducteur illuminé sous une incidence quelconque.

Nous avons ensuite réalisé une étude paramétrique qui a permis de constater que la nature des plans constituant le dièdre diélectrique faiblement conducteur avait peu d'influence sur l'amplitude du champ diffracté sauf au voisinage immédiat des parois. La différence de hauteur relative entre la source et le récepteur introduit quant à elle un phénomène de dépolarisation. De plus, une confrontation théorie-expérience réalisée sur un coin de bâtiment a montré que les prévisions théoriques donnent des résultats très satisfaisants même si la configuration expérimentale ne correspond pas tout à fait au cas du dièdre isolé.

Nous avons ensuite réalisé un outil numérique de prédiction de la propagation des ondes hyperfréquences dans une rue lorsque la source est située à l'extérieur de la rue et à une hauteur supérieure aux bâtiments la formant. Pour cela, nous avons utilisé le modèle de diffraction par un dièdre diélectrique illuminé sous une incidence quelconque pour déterminer la diffraction créée par les arêtes horizontales des bâtiments. Une étude paramétrique a permis de dégager les principales constatations notamment l'influence de la position relative de la source et du récepteur sur l'amplitude du champ reçu dans la rue. Une comparaison des résultats théoriques et expérimentaux s'est avérée satisfaisante même si des mesures effectuées dans des conditions pratiques plus rigoureuses sont souhaitables.

Le dernier point abordé concerne une application de modèle de simulation à la localisation de véhicules en milieu urbain. Nous avons vu que les phénomènes de multiples trajets peuvent entraîner un écart angulaire important entre la direction de gisement réelle de la source et sa direction apparente vue du récepteur lorsque ce dernier se déplace dans la rue. Par contre, la mesure du temps de propagation de l'onde n'engendre qu'une faible erreur. Finalement, lorsque l'émetteur est situé à quelques centaines de mètres du récepteur, on risque de mesurer un grand écart angulaire et un faible allongement du temps de propagation.

CHAPITRE III

**MODELISATION DE LA DOUBLE DIFFRACTION
CREEE PAR UN BATIMENT**

CHAPITRE III

INTRODUCTION.....	85
1. ETUDE THEORIQUE DU PRINCIPE DE LA DOUBLE DIFFRACTION.....	87
1.1. Détermination du coefficient de double diffraction pour un bâtiment diélectrique (cas tridimensionnel)	87
1.1.1. Présentation du mécanisme de double diffraction	87
1.1.2. Formulation du coefficient de double diffraction.....	88
1.2. Mécanisme de double diffraction pour un obstacle parfaitement métallique (cas bidimensionnel).....	92
1.2.1. Notion de champ diffracté au second ordre.....	92
1.2.2. Détermination de l'expression du champ doublement diffracté par un obstacle métallique (cas bidimensionnel).....	93
2. ETUDE PARAMETRIQUE DE LA DOUBLE DIFFRACTION PAR UN BATIMENT DIELECTRIQUE (CAS TRIDIMENSIONNEL)	98
2.1. Introduction	98
2.2. Evolution typique du champ doublement diffracté par les arêtes verticales d'un bâtiment.....	100
2.2.1. Double diffraction par deux arêtes verticales d'un bâtiment	100
2.2.2. Double diffraction par les quatre arêtes verticales du bâtiment (double diffraction par les deux côtés du bâtiment)	102
2.2.3. Influence de la fréquence sur les amplitudes des composantes.....	102
2.2.4. Influence de la conductivité du bâtiment.....	105
2.2.5. Influence de la largeur du bâtiment	105
2.2.6. Influence de la position de l'émetteur sur les pertes dues à l'obstacles.....	108
2.3. Etude théorique de la double diffraction par les arêtes horizontales du bâtiment.....	110
2.3.1. Introduction.....	110
2.3.2. Evolution des amplitudes des composantes de champ total en fonction du déplacement longitudinal du récepteur derrière l'obstacle.	111
2.3.3. Influence de la largeur du bâtiment	113
2.3.4. Influence de la position de l'émetteur sur les pertes relevées par rapport au champ obtenu en absence d'obstacle.....	115

2.4. Etude du champ diffracté par un bâtiment	117
2.4.1. Introduction.....	117
2.4.2. Evolution du champ total reçu derrière le bâtiment.....	121
2.4.3. Evolution des pertes en fonction de l'éloignement du récepteur derrière le bâtiment	122
3. COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE VALIDANT LE MODELE DE DOUBLE DIFFRACTION PAR UN BATIMENT	124
3.1. Introduction	124
3.2. Dispositif de mesure.....	125
3.3. Résultats expérimentaux - Comparaison avec les résultats théoriques	125
3.4. Influence de la distance récepteur-obstacle sur le signal reçu.....	127
4. INFLUENCE DE LA POSITION DE LA SOURCE PAR RAPPORT AU BATIMENT	130
4.1. Introduction	130
4.2. Evolution du champ reçu lorsque la source est décalée	131
CONCLUSION.....	133

INTRODUCTION

Nous avons établi dans le précédent chapitre l'expression du coefficient de diffraction dyadique nécessaire pour déterminer le champ diffracté par un dièdre diélectrique infini attaqué sous incidence oblique. Cette approche sépare les coefficients de diffraction de la Théorie Uniforme de la Diffraction en plusieurs termes qui assuraient la continuité du champ total lors de la traversée des frontières d'ombre liées au rayon incident et au rayon réfléchi. De plus, elle multipliait chacun de ces termes par un coefficient de réflexion de façon à maintenir la continuité pour des dièdres diélectriques. Bien que cette modélisation ne découle pas rigoureusement des équations de Maxwell, les résultats théoriques obtenus ont été validés par une campagne de mesures satisfaisante. Enfin, cette approche avait l'avantage d'être simple à mettre en oeuvre et permettait de bien appréhender le mécanisme de la diffraction par un dièdre diélectrique.

Nous allons à présent nous intéresser à l'étude du signal reçu dans la zone d'ombre profonde d'un bâtiment de forme parallélépipédique. La source est alors située exactement de l'autre côté du bâtiment c'est à dire qu'aucun trajet direct, réfléchi ou simplement diffracté ne peut atteindre le récepteur. Ce problème peut se rencontrer lors de la planification des systèmes de radiocommunication par faisceaux hertziens fixes ou pour les réseaux cellulaires du service mobile. Les fréquences utilisées dans ces systèmes appartiennent au domaine des ondes hyperfréquences ou UHF. Lorsqu'on se situe dans cette gamme de fréquence, les obstacles tels que les bâtiments en milieu urbain créent des zones de masquage profond dans lesquelles le rapport signal sur bruit diminue dans des proportions importantes.

Nous présentons dans un premier temps l'expression d'un coefficient de double diffraction relativement simple à appliquer puisque ce coefficient de double diffraction est constitué du produit de deux coefficients de simple diffraction. Le cas particulier d'un obstacle parfaitement métallique sera également traité. Nous verrons qu'il est alors nécessaire de recourir à un développement asymptotique au second ordre dans la mesure où la formulation classique du champ diffracté s'avère insuffisante.

La seconde partie de ce chapitre consiste à acquérir une connaissance la plus approfondie possible des phénomènes de masquage occasionnés par la présence d'un obstacle, tel qu'un bâtiment, exactement situé entre la source et le récepteur. Pour cela, nous allons tout d'abord évaluer l'influence de la fréquence, de la

conductivité ... sur la diffraction créée par les quatre arêtes verticales formant le bâtiment. Nous effectuerons ensuite une étude paramétrique comparable en nous intéressant à la diffraction créée par les deux arêtes horizontales du bâtiment avant de présenter l'effet de masquage total. Nous verrons qu'il n'est pas nécessaire de tenir compte du champ diffracté par les arêtes perpendiculaires entre elles, ni du champ diffracté par les coins.

La troisième partie de ce chapitre consiste à comparer les prévisions théoriques à des mesures pratiques effectuées autour d'un obstacle isolé de façon à valider le modèle numérique.

Enfin, nous montrerons que si la source n'est plus située exactement derrière l'obstacle, il est possible de s'affranchir du calcul du champ doublement diffracté pour ne considérer que la simple diffraction par une arête.

1. Etude théorique du principe de la double diffraction

1.1. Détermination du coefficient de double diffraction pour un bâtiment diélectrique (cas tridimensionnel)

1.1.1. Présentation du mécanisme de double diffraction

Nous allons présenter dans ce chapitre l'expression d'un coefficient de double diffraction relativement simple à appliquer dans la mesure où ce coefficient de double diffraction est directement proportionnel au produit de deux coefficients de simple diffraction D_1 et D_2 .

La configuration géométrique utilisée pour modéliser le mécanisme de la double diffraction par deux dièdres diélectriques consécutifs est décrite sur la figure III-1.

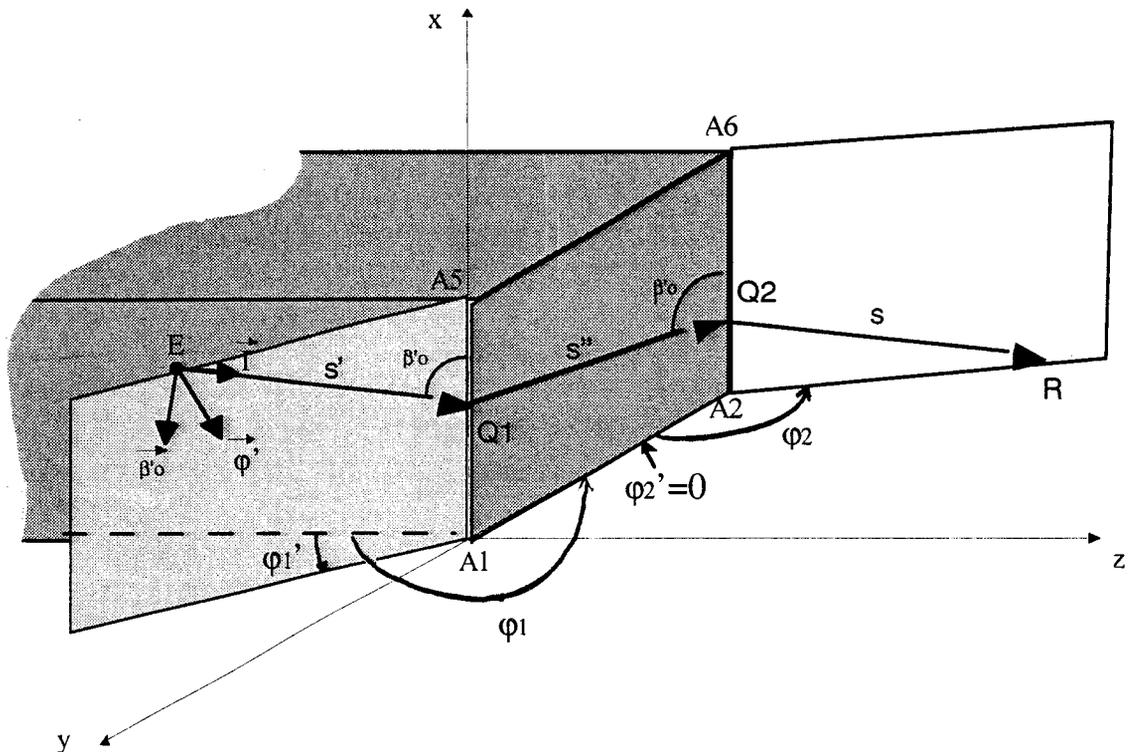


Figure III-1 : Double diffraction par deux dièdres diélectriques consécutifs

L'espace qui entoure le bâtiment peut alors être divisé en trois régions notées I, II et III sur la figure III-2 et définies de la façon suivante:

Région I : $E_{\text{direct}} + E_{\text{diffracté}} + E_{\text{doublement_diffracté}}$

Région II : $E_{\text{diffracté}} + E_{\text{doublement_diffracté}}$

Région III : $E_{\text{doublement_diffracté}}$

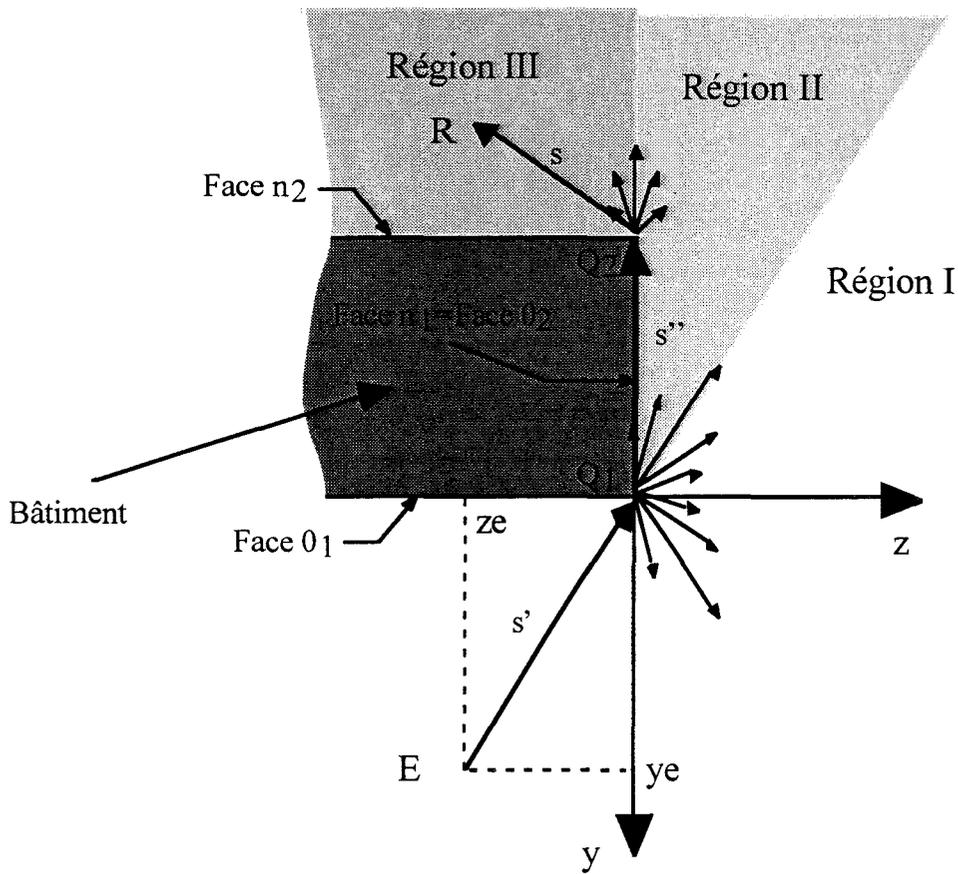


Figure III-2 : Zones d'ombre créées par le bâtiment

1.1.2. Formulation du coefficient de double diffraction

Le champ diffracté par l'arête Q_1 au point de réception Q_2 s'écrit en utilisant une notation compacte :

$$E_1^d(Q_2) = E_1^i(Q_1) D_1 \sqrt{\frac{s'}{s''(s'+s'')}} e^{-jks''} \quad (\text{III-1})$$

où :

$E_1^i(Q_1)$ est le champ incident sur le premier dièdre au point de diffraction Q_1

D_1 est le coefficient de diffraction dyadique relatif à l'arête en Q_1

s' est la distance entre la source E et le point de diffraction Q_1

s'' est la distance entre le point de diffraction Q_1 et le point de réception Q_2

En fait, dans le cas général où le rayon incident et le rayon diffracté ne sont pas normaux à l'arête, il faut exprimer le coefficient de diffraction D_1 sous la forme d'une matrice 2*2 dans le système de coordonnées liées au rayon présenté dans le chapitre II.

On rappelle simplement que ce système est défini par deux plans :

- un plan d'incidence lié au bord qui contient le rayon incident et l'arête.
- un plan de diffraction lié au bord qui contient le rayon diffracté qui atteint le récepteur et l'arête.

L'expression analytique précédente s'écrit alors sous la forme matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} E_{\beta_0}^d(Q_2) \\ E_{\varphi_1}^d(Q_2) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -D_a & -D_b \\ -D_c & -D_d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\beta_0}^i(Q_1) \\ E_{\varphi_1}^i(Q_1) \end{pmatrix} \sqrt{\frac{s'}{s''(s'+s'')}} e^{-jks''} \quad (\text{III-2})$$

soit encore :

$$E^d(Q_2) = \left[-D_a \bar{\beta}'_0 \cdot \bar{\beta}_0 - D_b \bar{\varphi}'_1 \cdot \bar{\beta}_0 - D_c \bar{\beta}'_0 \cdot \bar{\varphi}_1 - D_d \bar{\varphi}'_1 \cdot \bar{\varphi}_1 \right] E^i(Q_1) \sqrt{\frac{s'}{s''(s'+s'')}} e^{-jks''} \quad (\text{III-3})$$

où D_a, D_b, D_c, D_d sont définis dans le chapitre II.

Or, le champ diffracté par l'arête Q_1 au point Q_2 est égal au champ incident sur l'arête Q_2 . On peut alors écrire sous une forme compacte que :

$$E_2^i(Q_2) = E_1^d(Q_2) = E_1^i(Q_1) D_1 \sqrt{\frac{s'}{s''(s'+s'')}} e^{-jks''} \quad (\text{III-4})$$

On peut ensuite utiliser ce champ incident sur l'arête Q_2 noté $E_2^i(Q_2)$ pour calculer le champ diffracté par le second dièdre [43] au point de réception R tel que :

$$E_2^d(R) = E_2^i(Q_2) D_2^* \sqrt{\frac{s'+s''}{s(s'+s''+s)}} e^{-jks} \quad (\text{III-5})$$

où

$E_2^i(Q_2)$ est le champ incident sur l'arête du second dièdre au point de diffraction Q_2 .

D_2^* est le coefficient de diffraction dyadique corrigé au point de diffraction Q_2 .

s est la distance entre le point de diffraction Q_2 et le récepteur

s' est la distance entre la source E et le point de diffraction Q_1

s'' est la distance entre le point de diffraction Q_1 et le point de diffraction Q_2

Le coefficient de diffraction dyadique D_2^* est issu des relations définies dans le chapitre précédent mais il convient de lui apporter une modification afin de prendre en compte les phénomènes physiques existant lors de la propagation entre les deux points de diffraction Q_1 et Q_2 . En effet, il est nécessaire d'introduire un facteur correctif $G_{0,n}$ dans l'expression du coefficient de diffraction dyadique ainsi que certains auteurs l'ont défini [44]. Ce facteur $G_{0,n}$ traduit les conditions aux limites de la réflexion d'une onde plane sur une paroi réfléchissante sous une incidence rasante.

Les quatre composantes de la matrice de diffraction s'expriment alors sous la forme :

$$D_a = G_0 \left\{ D^-(\varphi_2 - \varphi_2') + \left[R_{//}^{0_2} \cos^2 \alpha - R_{\perp}^{0_2} \sin^2 \alpha \right] D^-(\varphi_2 + \varphi_2') \right\} \\ + G_n \left\{ D^+(\varphi_2 - \varphi_2') + \left[R_{//}^{n_2} \cos^2 \alpha - R_{\perp}^{n_2} \sin^2 \alpha \right] D^+(\varphi_2 + \varphi_2') \right\} \quad (\text{III-6})$$

$$D_b = -G_0 \left[(R_{//}^{0_2} + R_{\perp}^{0_2}) \cos \alpha \sin \alpha \right] D^-(\varphi_2 + \varphi_2') \\ - G_n \left[(R_{//}^{n_2} + R_{\perp}^{n_2}) \cos \alpha \sin \alpha \right] D^+(\varphi_2 + \varphi_2') \quad (\text{III-7})$$

$$D_c = G_0 \left[(R_{//}^{0_2} + R_{\perp}^{0_2}) \cos \alpha \sin \alpha \right] D^-(\varphi_2 + \varphi_2') \\ + G_n \left[(R_{//}^{n_2} + R_{\perp}^{n_2}) \cos \alpha \sin \alpha \right] D^+(\varphi_2 + \varphi_2') \quad (\text{III-8})$$

$$D_d = G_0 \left\{ D^-(\varphi_2 - \varphi_2') + \left[R_{//}^{0_2} \sin^2 \alpha - R_{\perp}^{0_2} \cos^2 \alpha \right] D^-(\varphi_2 + \varphi_2') \right\} \\ + G_n \left\{ D^+(\varphi_2 - \varphi_2') + \left[R_{//}^{n_2} \sin^2 \alpha - R_{\perp}^{n_2} \cos^2 \alpha \right] D^+(\varphi_2 + \varphi_2') \right\} \quad (\text{III-9})$$

où $R_{\perp, //}^{0_2}$ et $R_{\perp, //}^{n_2}$ sont les coefficients de réflexion sur les faces 0_2 et n_2 définies sur la figure III-2,

$G_{0,n}$ est un facteur correctif qui s'exprime sous la forme :

$$G_{0,n} = \begin{cases} 1/2 & \text{si } \varphi'_2 = 0 \\ 1 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (\text{III-10})$$

Il est important de noter que les résultats énoncés ci-dessus ne sont valables qu'à la condition où le second dièdre est situé en dehors des régions de transitions générées par le premier dièdre. En effet, le champ diffracté par l'arête du premier dièdre n'est pas un champ de rayons dans les zones de transitions et par conséquent les lois de la théorie Uniforme de la Diffraction ne peuvent plus s'appliquer.

Finalement, en combinant les équations (III-4) et (III-5), on obtient l'expression du champ doublement diffracté Edd donné dans [45] par :

$$E_{dd} = E^i(Q_1) \cdot D_1 \cdot D_2^* \cdot \sqrt{\frac{s'}{s \cdot s'' (s' + s'' + s)}} e^{-jk(s''+s)} \quad (\text{III-11})$$

1.2. Mécanisme de double diffraction pour un obstacle parfaitement métallique (cas bidimensionnel)

1.2.1. Notion de champ diffracté au second ordre

L'expression (III-1) du coefficient de diffraction provient d'un développement asymptotique de la solution exacte de Sommerfeld au premier ordre. On s'aperçoit que le champ diffracté est alors directement proportionnel au champ incident sur l'arête. Cela signifie que si le champ incident est nul alors le champ diffracté l'est aussi. Si on considère le cas d'un bâtiment parfaitement métallique et un champ incident parallèle à l'arête diffractante, le champ diffracté disparaît lorsque le récepteur se rapproche des parois conductrices de l'obstacle. En effet, le champ tangentiel doit satisfaire les conditions aux limites à l'interface air-milieu conducteur, conditions déduites des équations de Maxwell. Celles-ci imposent que le champ tangentiel doit être nul au niveau de l'interface. Il résulte que le champ incident sur la seconde arête est également nul. En substituant $E^i_2(Q_2)$ dans l'équation (III-5), nous trouvons que le champ diffracté par Q_2 au premier ordre est nul.

Toutefois, un développement asymptotique de la solution exacte au second ordre fait apparaître un terme supplémentaire. Ce terme est proportionnel à la dérivée du champ incident au point de diffraction Q_2 par rapport à une dimension transverse à la direction de propagation et à la dérivée du coefficient de diffraction par rapport à φ qui est l'angle d'incidence par rapport à la face O du dièdre.

Une expression mathématique plus précise du champ diffracté au second ordre est donnée dans [46].

$$E^d = \left(D \cdot E^i(Q) + \frac{1}{jk} \frac{\partial D}{\partial \varphi} \frac{\partial E^i(Q)}{\partial u} \right) A(s) e^{-jks} \quad (\text{III-12})$$

où

D est le coefficient de diffraction,

$E^i(Q)$ représente le champ incident au point de diffraction sur l'arête,

u est le vecteur normal perpendiculaire à la direction « source-arête diffractante »,

A(s) est le facteur d'amplitude défini dans le chapitre I et s est la distance « arête diffractante-récepteur ».

1.2.2. Détermination de l'expression du champ doublement diffracté par un obstacle métallique (cas bidimensionnel)

Nous avons vu dans l'équation (III-13) qu'il est nécessaire de déterminer l'expression de $\frac{\partial D}{\partial \varphi'}$. La formule ci-dessous donne l'expression mathématique de la dérivée du coefficient de diffraction D par rapport à φ' dans le cas d'un problème bi-dimensionnel [32].

Pour un bâtiment parfaitement conducteur, nous avons :

$$\frac{\partial D}{\partial \varphi'} = \frac{-e^{-j\frac{\pi}{4}}}{4n^2 \sqrt{2\pi k}} \left\{ \begin{aligned} & \left[\operatorname{cosec}^2 \left(\frac{\pi + (\varphi - \varphi')}{2n} \right) \cdot \operatorname{Fs} \left(kLa^+ (\varphi - \varphi') \right) \right] \\ & - \left[\operatorname{cosec}^2 \left(\frac{\pi - (\varphi - \varphi')}{2n} \right) \cdot \operatorname{Fs} \left(kLa^- (\varphi - \varphi') \right) \right] \\ & + R_0 \left[\operatorname{cosec}^2 \left(\frac{\pi - (\varphi + \varphi')}{2n} \right) \cdot \operatorname{Fs} \left(kLa^- (\varphi + \varphi') \right) \right] \\ & : \\ & - R_n \left[\operatorname{cosec}^2 \left(\frac{\pi + (\varphi + \varphi')}{2n} \right) \cdot \operatorname{Fs} \left(kLa^+ (\varphi + \varphi') \right) \right] \end{aligned} \right\} \quad \text{(III-13)}$$

où

$R_{0,n} = \pm 1$ selon la polarisation,

$\operatorname{cosec}^2(x) = 1 + \cotg^2(x) = 1/\sin^2(x)$,

$\operatorname{Fs}(x) = 2jx[1 - F(x)]$,

Les fonctions $F(x)$, $L(s,s')$, $a^\pm(\varphi \pm \varphi')$ sont détaillées dans les chapitres I et II.

On rappelle que dans le cas présent les bâtiments sont formés par deux dièdres à angles droits si bien que $\psi = (2 - n)\pi = \pi/2 \Rightarrow n=1,5$.

La figure III-3 rappelle le mécanisme de double de diffraction

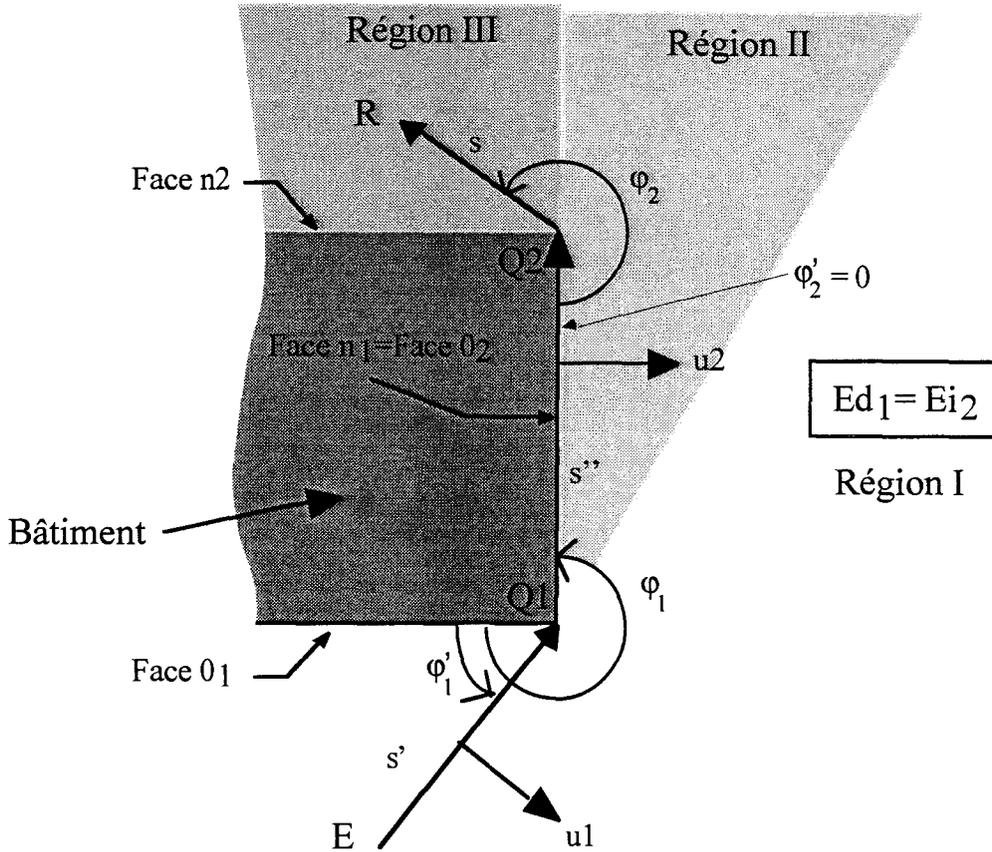


Figure III-3 : Principe de double diffraction

Pour un point M quelconque de l'espace situé à une distance s'' de Q_1 , le champ diffracté par la première arête est donné par :

$$E_1^d(M) = E_1^i(Q_1) D_1 \sqrt{\frac{s'}{s''(s'+s'')}} e^{-jks''} \quad (\text{III-14})$$

La dérivée de l'équation (III-14) au point Q_2 s'exprime alors par :

$$\frac{\partial E_2^i}{\partial u_2} = \frac{\partial}{\partial u_2} \left(E_1^i(Q_1) D_1 \sqrt{\frac{s'}{s''(s'+s'')}} e^{-jks''} \right) \quad (\text{III-15})$$

$$= E_1^i(Q_1) D_1 \sqrt{\frac{s'}{s''(s'+s'')}} e^{-jks''} \frac{\partial D_1}{\partial u_2} \quad (\text{III-16})$$

où D_1 est le coefficient de diffraction sur l'arête Q_1 .

La dérivée directionnelle $\frac{\partial D_1}{\partial u_2}$ du coefficient de diffraction D_1 dans la direction u_2 peut s'exprimer par : $\frac{\partial D_1}{\partial u_2} = \nabla D_1 \cdot \bar{u}_2$ (III-17)

On se place dans l'hypothèse d'un problème à deux dimensions. On exprime cette dérivée directionnelle dans un système de coordonnées cylindriques (ρ, φ, z) centré en Q_2 . Comme $\bar{u}_2 = \bar{\varphi}'_2$, on peut écrire que :

$$\frac{\partial D_1}{\partial u_2} = \left(\frac{\partial D_1}{\partial \rho} \bar{\rho} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial D_1}{\partial \varphi'_2} \bar{\varphi}'_2 + \frac{\partial D_1}{\partial z} \bar{z} \right) \cdot \bar{\varphi}'_2 = \frac{1}{\rho} \frac{\partial D_1}{\partial \varphi'_2} \quad (III-18)$$

On obtient alors au point Q_2 , $\frac{\partial D_1}{\partial u_2} = \frac{1}{s''} \frac{\partial D_1}{\partial \varphi'_2}$ (III-19)

En remplaçant l'expression ci-dessus dans l'équation (III-16), on obtient :

$$\frac{\partial E_2^i}{\partial u_2} = E_1^i(Q_1) \sqrt{\frac{s'}{s''(s'+s'')}} e^{-jks''} \frac{\partial D_1}{\partial \varphi_1} \left(\frac{1}{s''} \right) \quad (III-20)$$

où

$$\frac{\partial D_1}{\partial \varphi_1} = \frac{-e^{-j\frac{\pi}{4}}}{4n^2 \sqrt{2\pi k}} \left\{ \left[\begin{aligned} & \left[-\operatorname{cosec}^2 \left(\frac{\pi + (\varphi_1 - \varphi_1')}{2n} \right) \cdot \operatorname{Fs} \left(kL_1 a^+ (\varphi_1 - \varphi_1') \right) \right] \\ & \left[\operatorname{cosec}^2 \left(\frac{\pi - (\varphi_1 - \varphi_1')}{2n} \right) \cdot \operatorname{Fs} \left(kL_1 a^- (\varphi_1 - \varphi_1') \right) \right] \\ & + R_0 \left[\operatorname{cosec}^2 \left(\frac{\pi - (\varphi_1 + \varphi_1')}{2n} \right) \cdot \operatorname{Fs} \left(kL_1 a^- (\varphi_1 + \varphi_1') \right) \right] \\ & - R_n \left[\operatorname{cosec}^2 \left(\frac{\pi + (\varphi_1 + \varphi_1')}{2n} \right) \cdot \operatorname{Fs} \left(kL_1 a^+ (\varphi_1 + \varphi_1') \right) \right] \end{aligned} \right] \right\} \quad (III-21)$$

Tout comme dans (III-6) à (III-9), il est nécessaire de tenir compte de l'incidence rasante sur la seconde arête métallique au point Q_2 . Or, pour une conductivité métallique du dièdre et une polarisation du champ électrique perpendiculaire à l'arête, un facteur additionnel de 1/2 est nécessaire dans l'expression du coefficient de diffraction. En ce qui concerne une polarisation du champ électrique parallèle à l'arête, aucun facteur correctif n'est nécessaire puisque D est nul.

L'expression (III-13) doit alors être multipliée par 1/2 pour une incidence rasante dans les deux polarisations puisque le coefficient de diffraction au second ordre peut être non nul.

L'expression du coefficient de diffraction qui tient compte des effets d'incidence rasante s'écrit :

$$\begin{aligned}
 D_2^* = \frac{-e^{-j\frac{\pi}{4}}}{2n\sqrt{2\pi k}} & \left\{ G_0 \left[\cot g \left(\frac{\pi - (\varphi_2 - \varphi_2')}{2n} \right) \cdot F \left(kL_2 a^- (\varphi_2 - \varphi_2') \right) \right. \right. \\
 & \left. \left. + R_0 \cdot \cot g \left(\frac{\pi - (\varphi_2 + \varphi_2')}{2n} \right) \cdot F \left(kL_2 a^- (\varphi_2 + \varphi_2') \right) \right] \right. \\
 & \left. + G_n \left[\cot g \left(\frac{\pi + (\varphi_2 - \varphi_2')}{2n} \right) \cdot F \left(kL_2 a^+ (\varphi_2 - \varphi_2') \right) \right. \right. \\
 & \left. \left. + R_n \cdot \cot g \left(\frac{\pi + (\varphi_2 + \varphi_2')}{2n} \right) \cdot F \left(kL_2 a^+ (\varphi_2 + \varphi_2') \right) \right] \right\}
 \end{aligned}
 \tag{III-22}$$

Le facteur correctif $G_{0,n}$ s'exprime sous la forme :

$$G_{0,n} = \begin{cases} \text{quelconque} & , \varphi_2' = 0 \text{ ou } n\pi \\ 1 & , \text{ailleurs} \end{cases} \quad \text{si } \vec{E} \text{ est } // \text{ à l'arête} \tag{III-23a}$$

$$G_{0,n} = \begin{cases} 1/2, & \varphi_2' = 0 \text{ ou } n\pi \\ 1, & \text{ailleurs} \end{cases} \quad \text{si } \vec{E} \text{ est } \perp \text{ à l'arête} \quad (\text{III-23b})$$

Finalement, le champ doublement diffracté par Q_1 puis Q_2 s'écrit :

$$E_2^d(\mathbf{R}) = \left(D_2^* \cdot E_2^i(Q_2) + \frac{1}{2jk} \frac{\partial D_2}{\partial \varphi_2'} \frac{\partial E_2^i(Q_2)}{\partial u_2} \right) \sqrt{\frac{s'+s''}{s(s'+s''+s)}} e^{-jk s} \quad (\text{III-24})$$

2. Etude paramétrique de la double diffraction par un bâtiment diélectrique (cas tridimensionnel)

2.1. Introduction

Nous allons présenter dans ce paragraphe un ensemble d'applications numériques afin d'évaluer l'influence des divers paramètres électriques et géométriques sur l'effet de masque engendré par la présence d'un bâtiment situé entre la source et le récepteur.

C'est ainsi que nous évaluerons successivement l'effet de la fréquence d'émission, de la conductivité et de la largeur du bâtiment, de la position relative du récepteur derrière le bâtiment ou encore de la polarisation de l'onde.

Afin de permettre au lecteur de bien comprendre les principaux résultats provenant de l'étude de la diffraction créée par un bâtiment diélectrique de forme parallépipédique, nous présenterons tout d'abord une étude paramétrique sur la double diffraction par les arêtes verticales du bâtiment, puis nous aborderons la double diffraction par les arêtes horizontales pour finalement décrire complètement la diffraction créée par le bâtiment.

Toutes les courbes présentées dans la suite de ce rapport montrent l'évolution du module de l'amplitude du champ électromagnétique, exprimé en dB par rapport à une référence arbitraire prise égale à 1 V/m, en fonction du déplacement longitudinal du récepteur derrière ce bâtiment.

Les figures III-4.a et III-4.b présentées ci-après permettent de mieux se représenter les conditions géométriques utilisées lors des simulations de la double diffraction par les deux côtés du bâtiments.

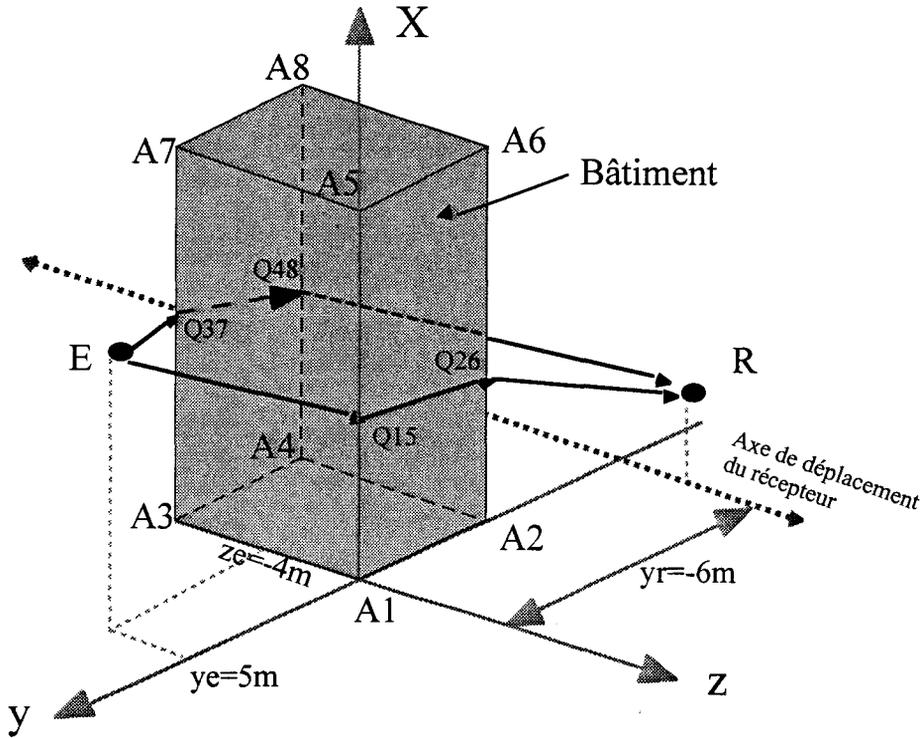


Figure III-4.a : Vue générale

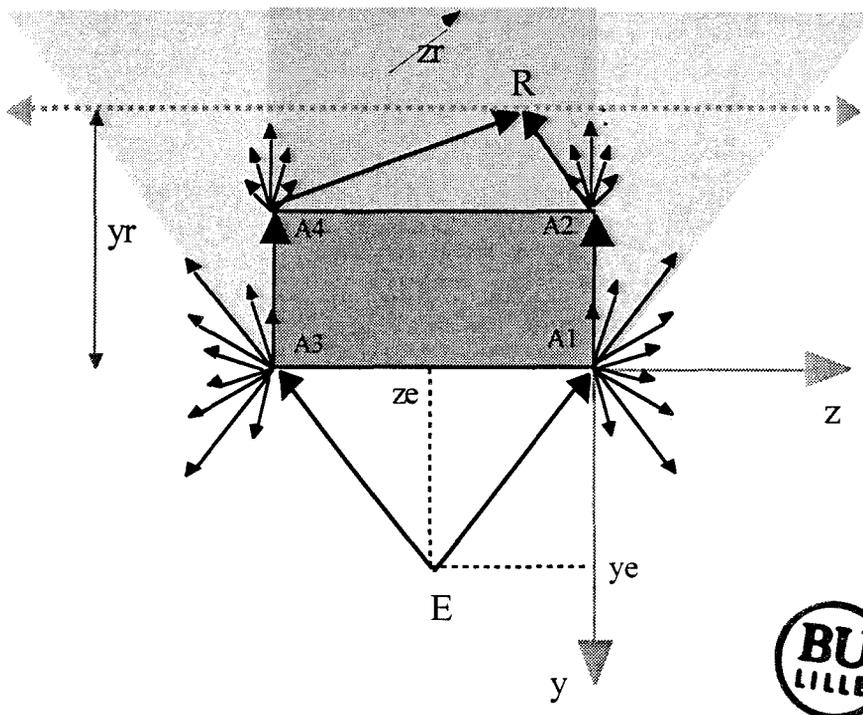


Figure III-4.b : Vue du dessus

Figure III-4 : Configuration géométrique utilisée pour déterminer la double diffraction par les arêtes verticales du bâtiment.

Le bâtiment considéré fait 8m de long pour 4m de large.

L'angle que fait la source E avec la face éclairée du bâtiment est d'environ 50° ($y_e=5\text{m}$; $z_e=-4\text{m}$). Le bâtiment est considéré comme infini sur l'axe des x, la hauteur du récepteur, choisie comme référence, est prise égale à 0 pour que la différence de hauteur source-récepteur soit égale à la hauteur de l'émetteur qui est fixée à 2m.

Le récepteur se déplace parallèlement au bâtiment et à une distance de 2m derrière celui-ci ($y_r=-6\text{m}$). Il va donc successivement traverser la zone éclairée puis la zone d'ombre et enfin la zone d'ombre profonde comme l'indique la figure III-4.b.

La conductivité du bâtiment est fixée à 0,01 S/m et la permittivité relative est égale à 5.

La fréquence d'émission retenue est fixée à 1 GHz.

Enfin, le bâtiment étant supposé infini en hauteur, les effets de réflexion au sol ne sont pas pris en compte.

2.2. Evolution typique du champ doublement diffracté par les arêtes verticales d'un bâtiment

2.2.1. Double diffraction par deux arêtes verticales d'un bâtiment

Afin de bien appréhender le mécanisme de double diffraction par un bâtiment, nous allons tout d'abord envisager le cas de la double diffraction par deux arêtes verticales de ce bâtiment.

Les courbes III-1.a et III-1.b de la planche III-1 présentent les évolutions des amplitudes de la composante verticale E_x puis de la composante horizontale E_z lorsque l'émission s'effectue respectivement à l'aide d'un dipôle électrique vertical puis d'un dipôle électrique horizontal.

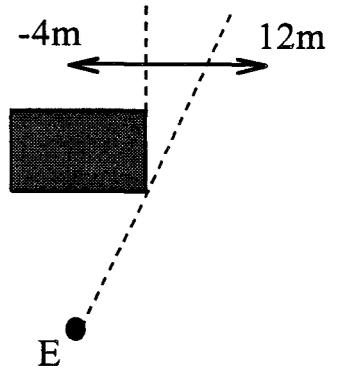
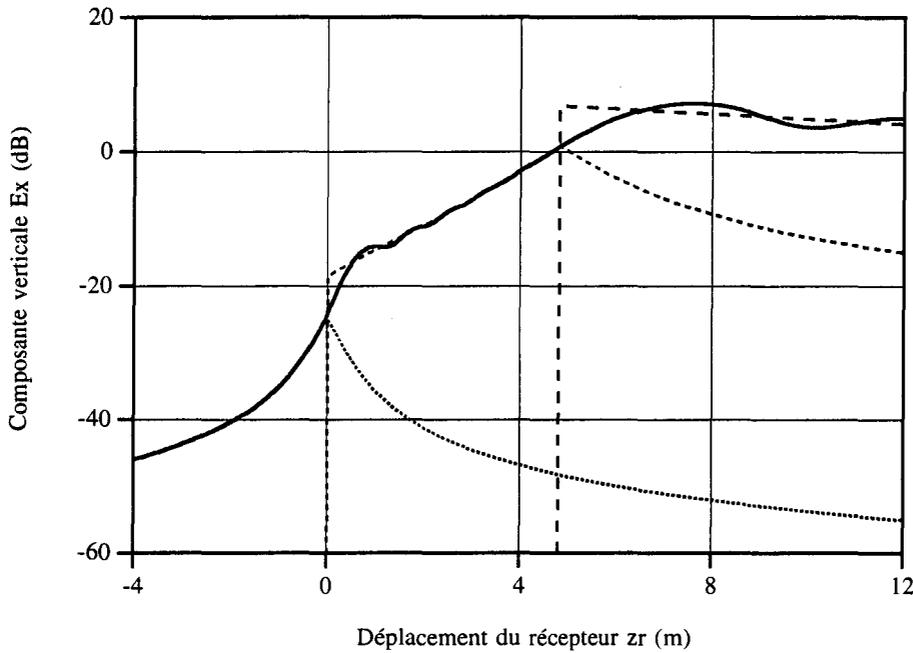
Nous avons également tracé sur ces courbes les évolutions des contributions relatives du champ direct (noté E_{dir}), du champ diffracté par l'arête A_1A_5 (noté E_{dif_1}) et du champ doublement diffracté par l'arête A_1A_5 puis par l'arête A_2A_6 (noté E_{dif_2}).

Nous pouvons constater que l'évolution du champ total reste parfaitement continue au passage des frontières d'ombre créées par la présence de l'obstacle. En effet, dès que z_r devient inférieur à 4,80m, le champ direct disparaît brutalement et sa disparition est exactement compensée par le champ diffracté par l'arête A_1A_5 . Ce champ diffracté E_{dif_1} disparaît à son tour lorsque $z_r = 0\text{m}$. Il est alors exactement compensé par le champ doublement diffracté par les arêtes

Double diffraction par un seul côté

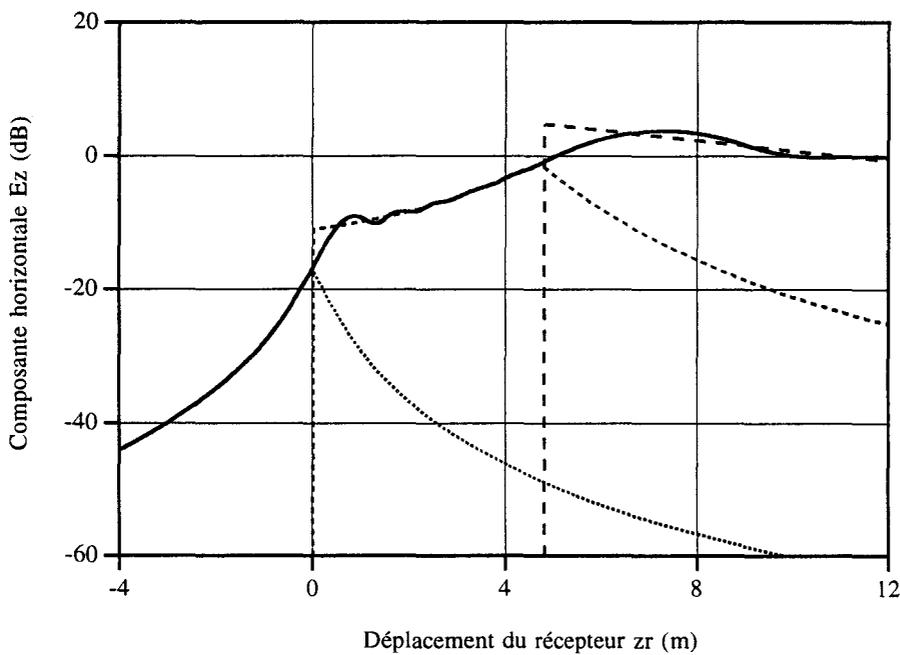
F = 1 GHz

Polarisation verticale



Courbe III-1.a

Polarisation horizontale



Courbe III-1.b :

PLANCHE III-1

A_1A_5 puis A_2A_6 . Le champ doublement diffracté $Edif_2$ demeure alors le seul champ à prendre en compte dans l'expression du champ total.

Enfin, on peut noter que les évolutions des composantes Ex et Ez du champ reçu sont assez semblables pour les conditions électriques et géométriques considérées.

2.2.2. Double diffraction par les quatre arêtes verticales du bâtiment (double diffraction par les deux côtés du bâtiment)

La planche III-2 représente les évolutions de la composante verticale Ex et de la composante horizontale Ez du champ reçu en fonction du déplacement longitudinal du récepteur derrière ce bâtiment dans les deux polarisations.

Les allures des divers champs contribuant à l'allure du champ total ont également été représentées sur les courbes III-2.a et III-2.b de la planche III-2.

On peut remarquer de nombreux battements dans la zone d'ombre profonde qui correspondent aux mises en phase et opposition de phase du champ doublement diffracté par les arêtes A_1A_5 puis A_2A_6 noté $Edif_total_droit$ et du champ doublement diffracté par les arêtes A_3A_7 puis A_4A_8 noté $Edif_total_gauche$.

Dans la suite de ce rapport, nous désignerons par l'appellation "champ doublement diffracté", la somme du champ doublement diffracté $Edif_total_droit$ et $Edif_total_gauche$.

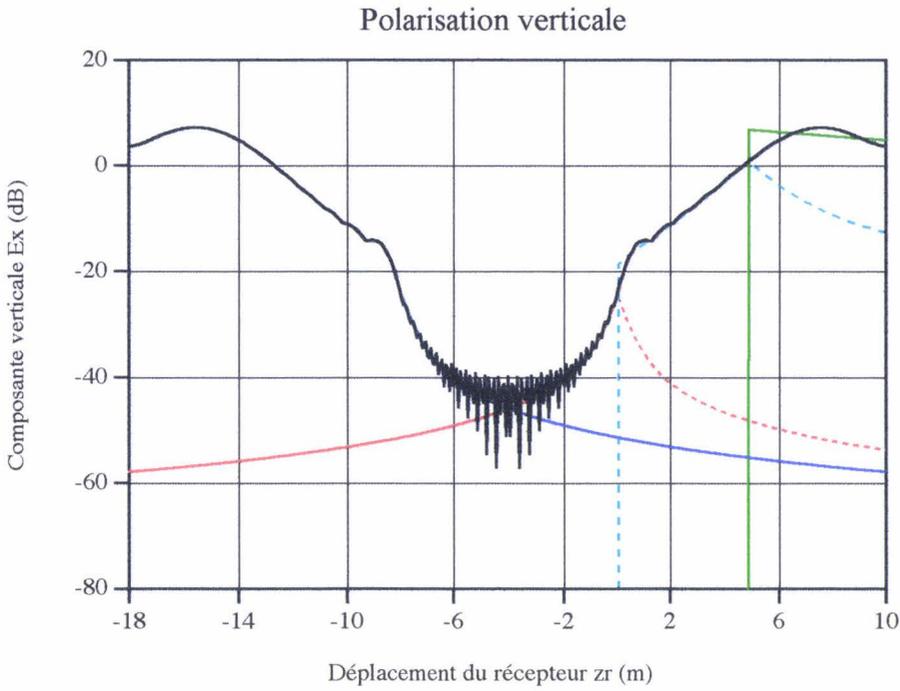
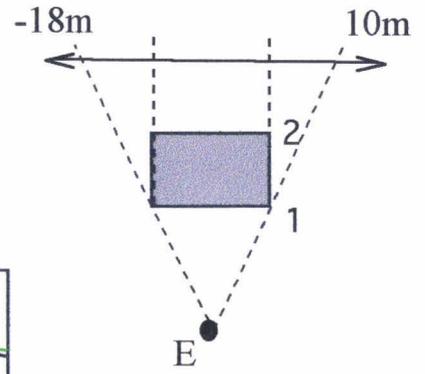
2.2.3. Influence de la fréquence sur les amplitudes des composantes

Les courbes III-3.a et III-3.b de la planche III-3 montrent les évolutions de la composante verticale Ex et de la composante horizontale Ez pour des fréquences d'émission égales à 500 MHz puis 10 GHz dans les deux polarisations.

Il apparaît assez nettement sur ces deux courbes qu'en augmentant la fréquence, le champ diffracté par l'arête du premier dièdre A_1A_5 ou A_3A_7 décroît beaucoup plus vite. En effet, nous avons déjà mis en évidence dans le précédent chapitre que le champ diffracté par un dièdre diélectrique décroît d'autant plus vite dans la zone d'ombre que la fréquence augmente. De même, le champ doublement diffracté par les arêtes A_1A_5 puis A_2A_6 (respectivement A_3A_7 puis A_4A_8) décroît plus fortement à 10 GHz qu'à 500 MHz.

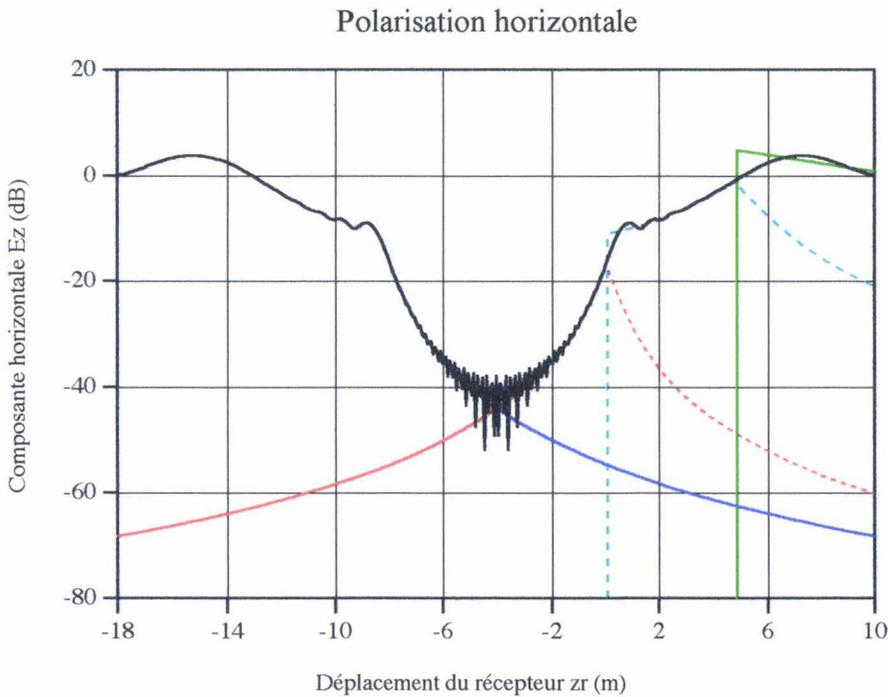
Enfin, on peut remarquer que les allures des deux courbes sont semblables et donc que l'effet de la polarisation de l'onde (dipôle électrique vertical ou dipôle électrique horizontal) n'engendre pas de grandes différences sur l'amplitude du champ reçu à l'ombre d'un bâtiment diélectrique.

Double diffraction par les deux côtés



- E total vertical
- E dif 2 total_droit
- E dif 2 total_gauche
- E direct_droit
- - - E dif 1_droit
- - - E dif 2_droit

Courbe III-2.a

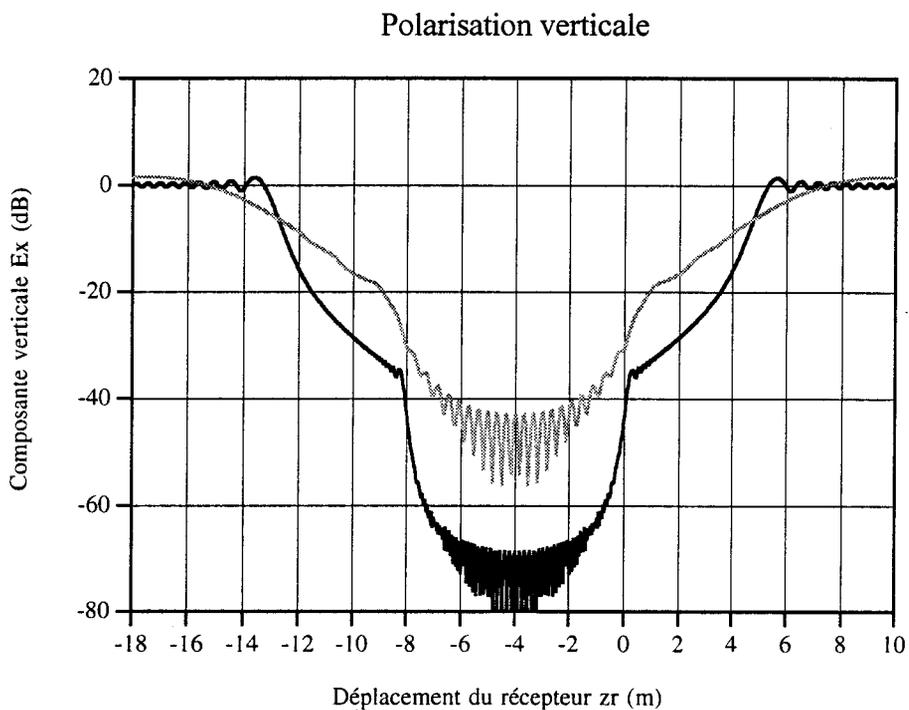
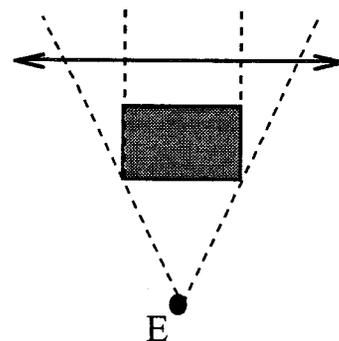


- E total horizontal
- E dif 2 total_gauche
- E dif 2 total_droit
- E direct_droit
- - - E dif 1_droit
- - - E dif 2_droit

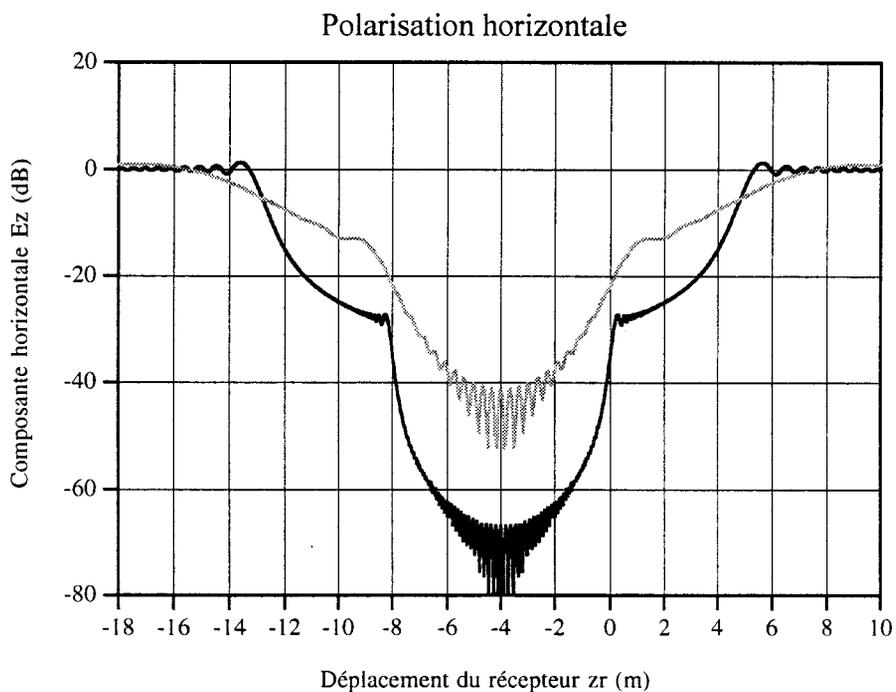
Courbe III-2.b

PLANCHE III-2

Influence de la fréquence



Courbe III-3.a



Courbe III-3.b

2.2.4. Influence de la conductivité du bâtiment

En fixant à nouveau la fréquence de travail à 1 GHz, une étude paramétrique a été menée pour étudier l'effet de la conductivité du bâtiment sur l'amplitude du champ reçu dans la zone d'ombre profonde du bâtiment quand la hauteur de la source est égale à celle du récepteur.

Ainsi, les courbes III-4.a et III-4.b de la planche III-4 représentent les évolutions de la composante verticale E_x et de la composante horizontale E_z du champ reçu pour une conductivité égale à 10^{-2} S/m puis dans le cas d'un bâtiment métallique.

Si l'influence de la conductivité du bâtiment ne paraît pas prépondérante sur l'amplitude du champ reçu en polarisation horizontale (quelques dB d'écart dans la zone d'ombre profonde sur la planche III-4.b), elle est en revanche très importante sur l'amplitude de la composante verticale reçue dans le cas d'une émission par un dipôle électrique vertical (écart de 40 dB sur la planche III-4.a). En effet, dans le cas d'une arête parfaitement conductrice et en considérant un champ incident parallèle à celle-ci (polarisation verticale), l'amplitude du champ diffracté diminue fortement lorsque le point d'observation se rapproche du bâtiment. Cela est dû au fait que la composante E_x tangentielle à l'arête métallique doit s'annuler au niveau de l'interface. C'est grâce au développement asymptotique au 2ème ordre développé dans le paragraphe 2-2 que la disparition du champ simplement diffracté est compensée par le champ doublement diffracté lorsque le récepteur pénètre dans la zone d'ombre très profonde.

2.2.5. Influence de la largeur du bâtiment

La conductivité du bâtiment est fixée à 0,01 S/m, la fréquence de travail demeure égale à 1 GHz.

Sur la planche III-5, nous avons représenté les allures du champ reçu pour deux largeurs de bâtiment égales à 4m ($l_g = -4m$) puis 12m ($l_g = -12m$).

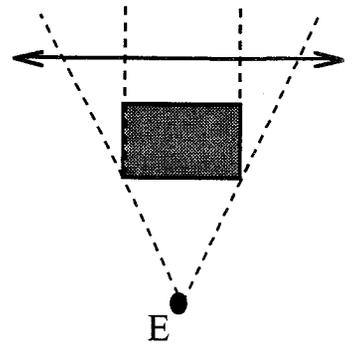
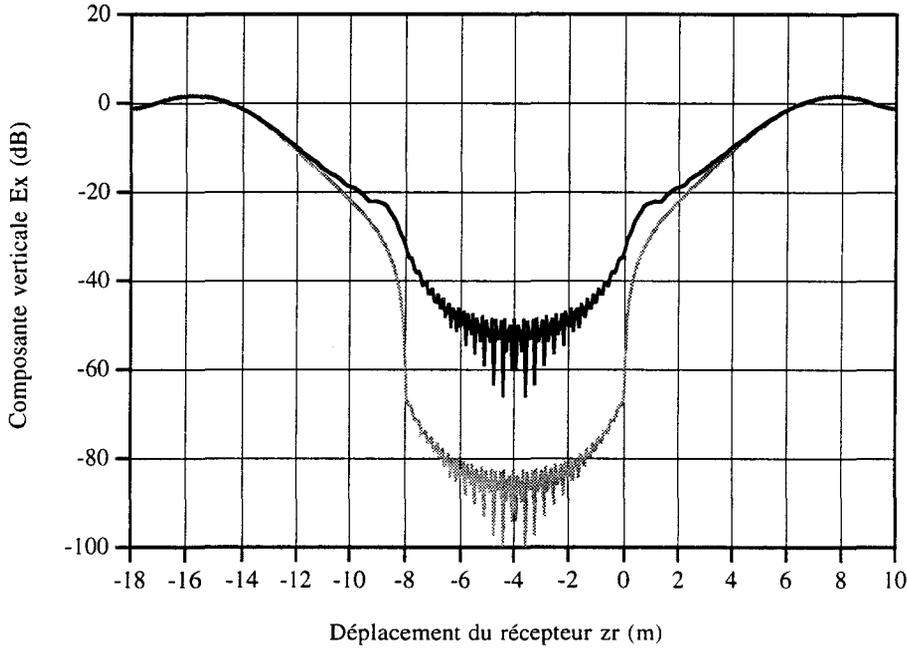
Le récepteur se déplace toujours parallèlement au bâtiment mais la distance bâtiment-récepteur est maintenant fixée à 14m ($y_r = -14m$).

Il apparaît évident qu'en augmentant la largeur du bâtiment, l'absorption des ondes rampantes sur les faces latérales du bâtiment devient également plus importante. C'est pour cette raison que le champ doublement diffracté représenté sur les courbes III-5.a et III-5.b chute plus nettement dans la zone d'ombre profonde du bâtiment lorsque la largeur de celui-ci augmente.

Effet de la conductivité

F=1 GHz

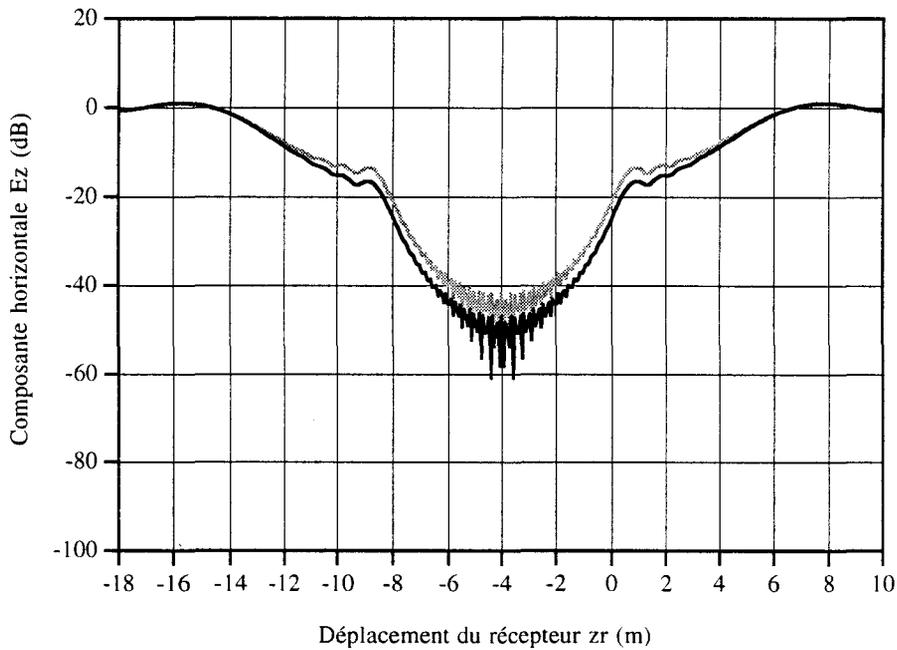
Polarisation verticale



— $\sigma = 0.01$ S/m
 - - - $\sigma \rightarrow \infty$

Courbe III-4.a

Polarisation horizontale



— $\sigma = 0.01$ S/m
 - - - $\sigma \rightarrow \infty$

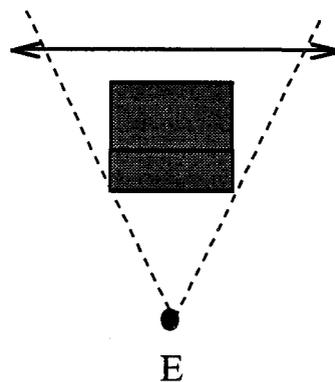
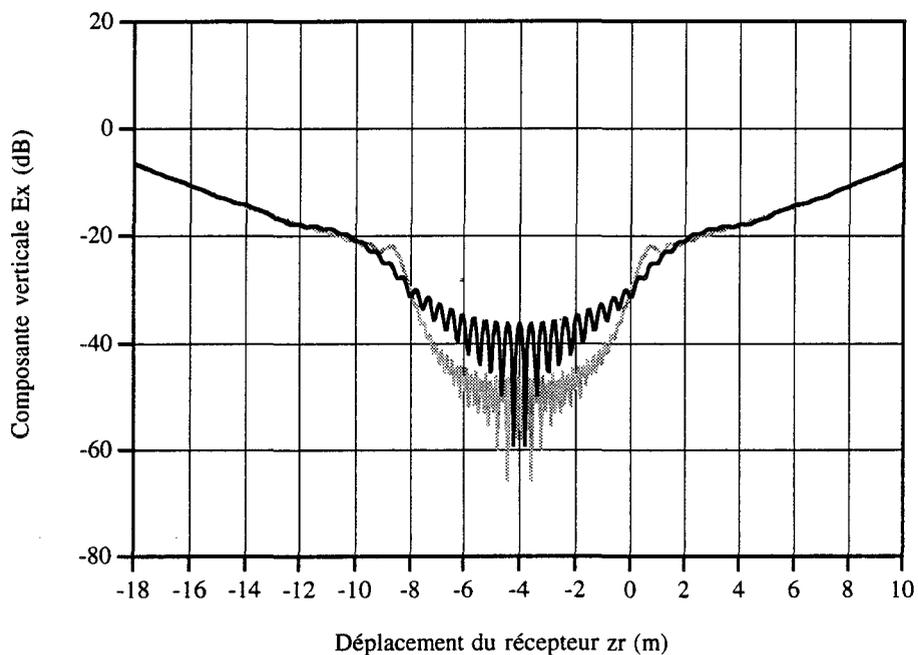
Courbe III-4.b

PLANCHE III-4

Effet de la largeur du bâtiment

F=1 GHz

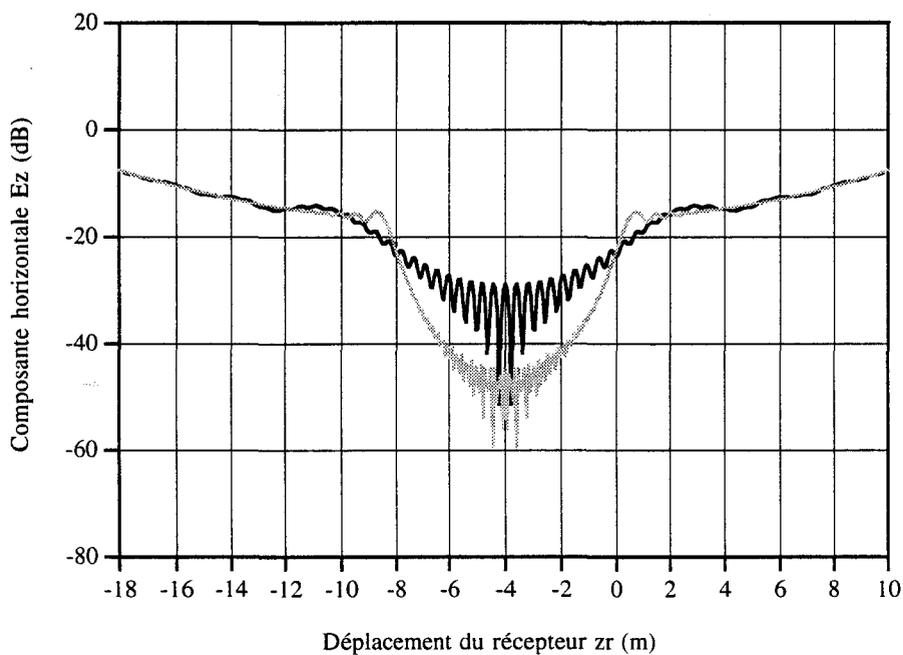
Polarisation verticale



— largeur = 4m
 largeur = 12m

Courbe III-5.a

Polarisation horizontale



..... largeur = 12m
 — largeur = 4m

Courbe III-5.b

PLANCHE III-5

2.2.6. Influence de la position de l'émetteur sur les pertes dues à l'obstacle.

On suppose à présent que le récepteur se déplace dans le plan vertical qui passe par l'émetteur et qui est perpendiculaire au bâtiment ($z_r = z_e = -4m$).

La figure III-5 décrit la configuration géométrique considérée.

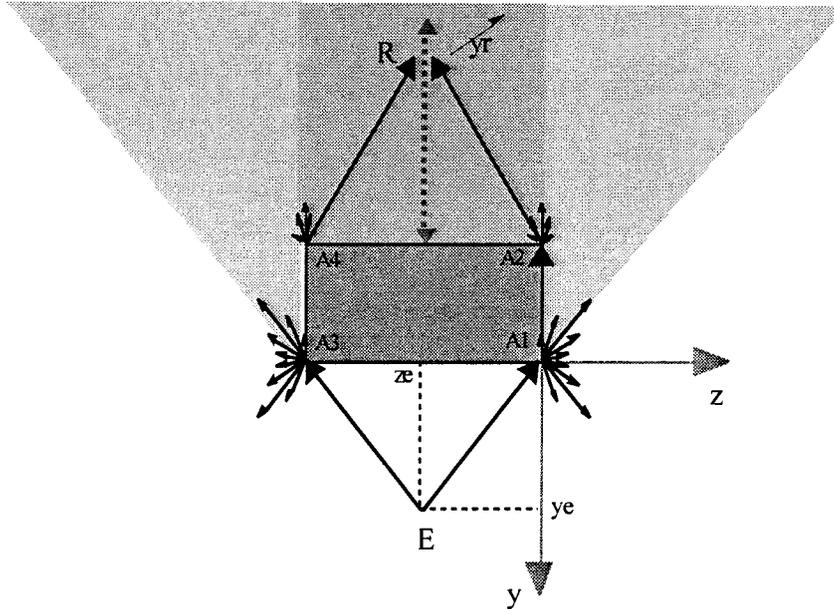


Figure III-5 : Déplacement longitudinal du récepteur derrière l'obstacle

Le récepteur évolue de $y_r = -4m$ (juste derrière le bâtiment) à $y_r = -50m$ de façon à déterminer les pertes créées par l'obstacle par rapport au champ reçu en absence d'obstacle pour 3 distances émetteur-bâtiment égales à 5m, 15m et 25m.

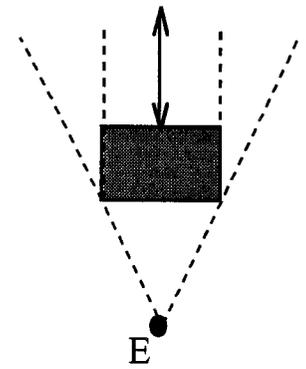
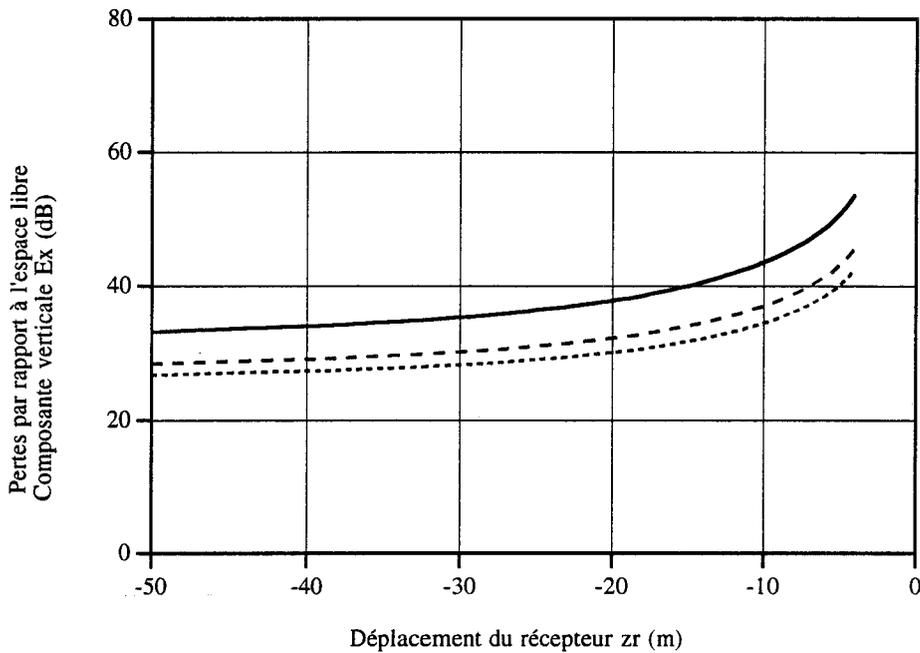
La courbe III-6.a de la planche III-6 correspond à l'émission par un dipôle électrique vertical et montre que les pertes sont plus importantes quand la distance émetteur-bâtiment est faible c'est à dire quand le masquage créé par le bâtiment est plus important. On peut également noter que les pertes augmentent plus rapidement au voisinage immédiat du bâtiment, là où l'effet de masque est prépondérant.

La courbe III-6.b de la planche III-6 conduit aux mêmes conclusions dans le cas d'une polarisation horizontale de la source. Toutefois il faut remarquer que si les pertes augmentent de façon quasi-exponentielle lorsque le récepteur se rapproche du bâtiment ($z_r \neq -4m$), c'est parce qu'on s'intéresse uniquement à la composante horizontale E_z du champ reçu, c'est à dire à la projection sur un axe horizontal du champ total reçu. Autrement, l'allure de ces courbes serait analogue à celle obtenue en polarisation verticale mais avec des niveaux d'amplitude différents.

Influence de la position de l'émetteur sur les pertes dues à l'obstacle

F=1 GHz

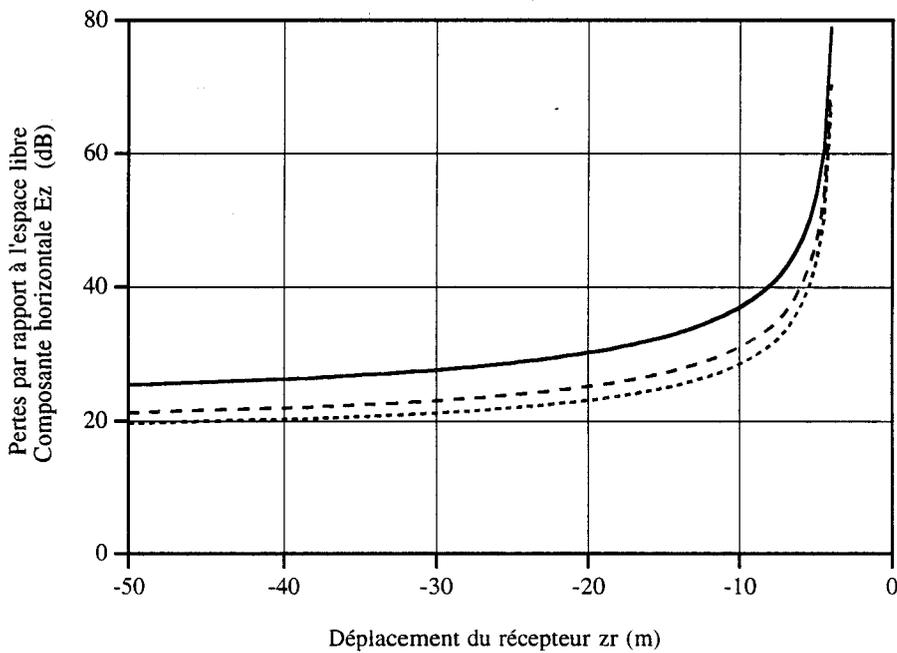
Polarisation verticale



- $Y_e = 5$ m
- - - $Y_e = 15$ m
- · · $Y_e = 25$ m

Courbes III-6.a

Polarisation horizontale



- $Y_e = 5$ m
- - - $Y_e = 15$ m
- · · $Y_e = 25$ m

Courbes III-6.b

PLANCHE III-6

2.3. Etude théorique de la double diffraction par les arêtes horizontales du bâtiment

2.3.1. Introduction

Dans ce paragraphe, nous allons uniquement envisager la double diffraction par les 2 arêtes horizontales parallèles entre elles (arêtes A_5A_7 puis A_6A_8) du bâtiment telle que la montrent les figures III-6.a et III-6.b.

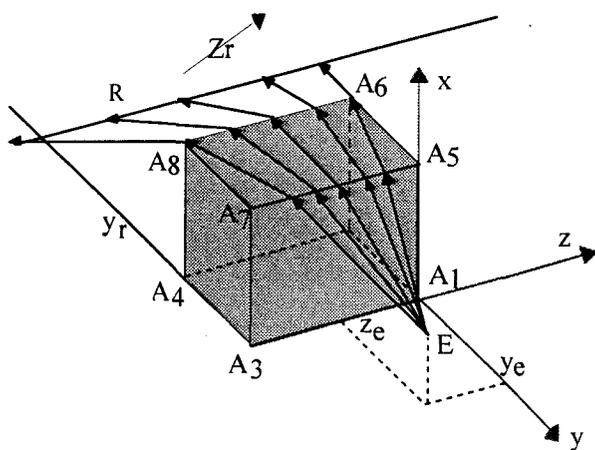


Figure III-6.a : Vue générale

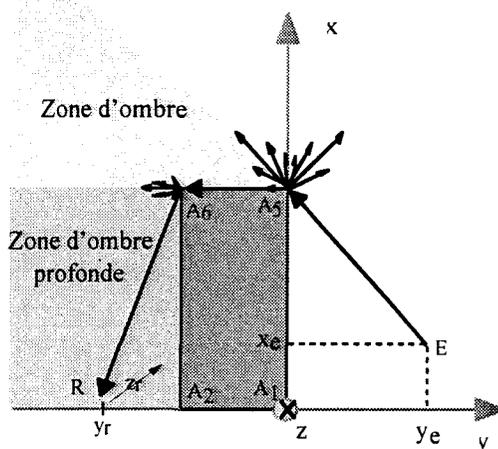


Figure III-6.b : Vue de face

Figure III-6 : Configuration géométrique de la double diffraction par les 2 arêtes horizontales

Il est important de signaler que le seul trajet possible par lequel l'énergie électromagnétique peut atteindre le récepteur provient du rayon qui rampe sur le toit du bâtiment. Le champ total reçu derrière l'obstacle est alors uniquement constitué du champ doublement diffracté par les 2 arêtes horizontales parallèles entre elles A_5A_7 et A_6A_8 .

De plus, nous n'envisagerons ni la double diffraction par les arêtes horizontales perpendiculaires entre elles (appelées arêtes hybrides) telles que A_5A_7 puis A_5A_6 ou A_7A_8 , ni la diffraction par les coins du bâtiment en A_5 et A_7 . Ce choix sera justifié dans le dernier chapitre. Nous supposons également que l'application de la T.U.D. reste valable lorsque le point de diffraction sur l'arête se rapproche des coins.

L'ensemble de ce paragraphe est donc consacré à l'étude numérique des différents paramètres géométriques tels que l'influence de la polarisation de l'onde sur l'amplitude de chaque composante du champ total reçu, l'effet de la largeur du bâtiment, la distance relative entre le récepteur et l'obstacle ou encore de l'influence de la position de l'émetteur sur les pertes relevées par rapport au champ reçu en absence d'obstacle.

Les caractéristiques physiques et géométriques du bâtiment demeurent identiques à celles définies dans le chapitre précédent à savoir :

- conductivité du bâtiment $\sigma = 0.01 \text{ S/m}$
- permittivité relative $\epsilon_r = 5$
- longueur du bâtiment $L_g = 8 \text{ m}$
- largeur du bâtiment $l_g = 4 \text{ m}$
- hauteur du bâtiment $h_g = 8 \text{ m}$

L'émetteur est exactement situé en face de l'obstacle à 5m ($y_e = -5\text{m}$; $z_e = -4\text{m}$)

La hauteur de l'émetteur est fixée à 2m.

Le récepteur se déplace toujours parallèlement au bâtiment à une distance fixe de 10m ($y_r = -14\text{m}$). La hauteur du récepteur reste égale à 0m.

De nouveau, les effets de réflexion sur le sol ne sont pas pris en compte.

Enfin, la fréquence de travail est fixée à 1 GHz.

2.3.2. Evolution des amplitudes des composantes de champ total en fonction du déplacement longitudinal du récepteur derrière l'obstacle.

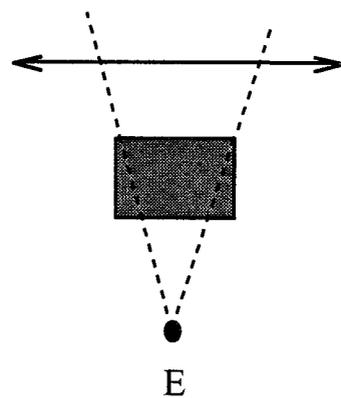
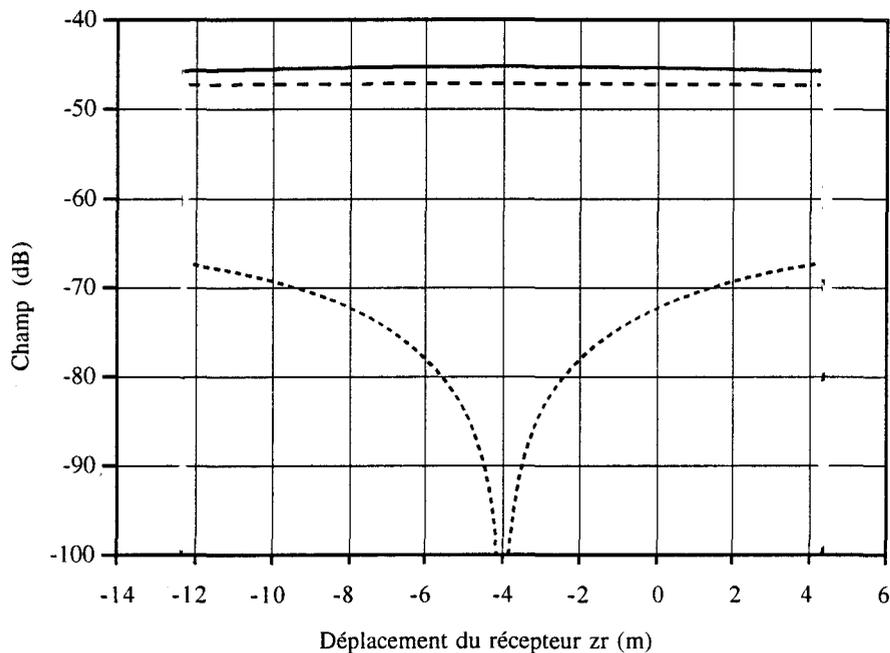
Les courbes III-7.a et III-7.b représentent les évolutions des 3 composantes de champ reçu derrière le bâtiment dans les 2 polarisations (dipôle électrique vertical puis dipôle électrique horizontal).

Compte tenu de la configuration géométrique considérée, deux constatations s'avèrent importantes. Premièrement, le champ doublement diffracté reçu derrière l'obstacle est limité à la zone définie par $-12,2 \text{ m} < z_r < 4,2 \text{ m}$. En effet, dès que z_r ne vérifie plus cette inéquation, le champ doublement diffracté par les 2 arêtes horizontales est nul comme le montre la figure III-7 ci-après.

Double diffraction par le toit

$F = 1 \text{ GHz}$

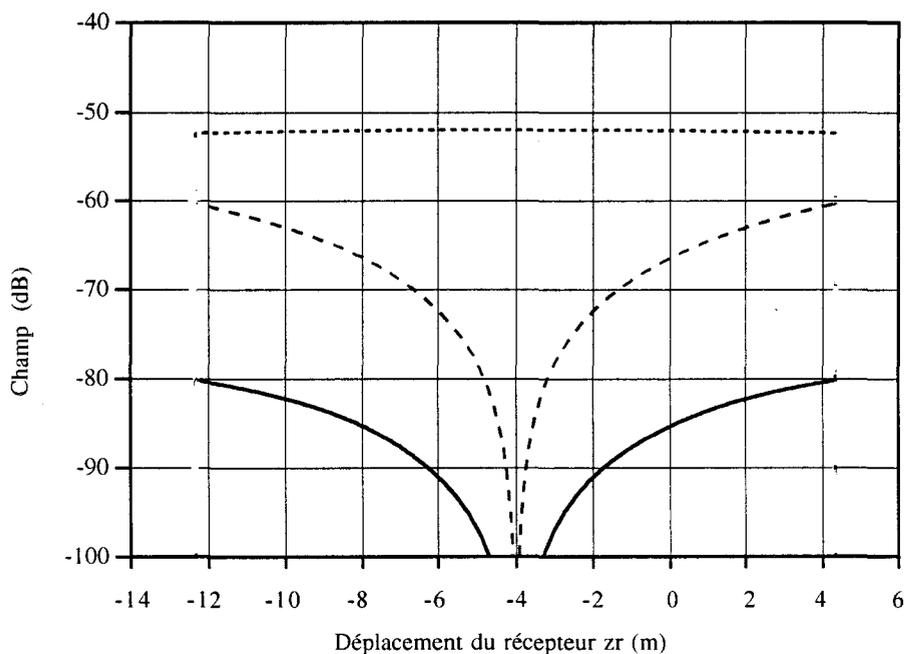
Polarisation verticale // (Ox)



— E_x
 - - - E_y
 ···· E_z

Courbes III-7.a

Polarisation horizontale // (Oz)



— E_x
 - - - E_y
 ···· E_z

Courbes III-7.b

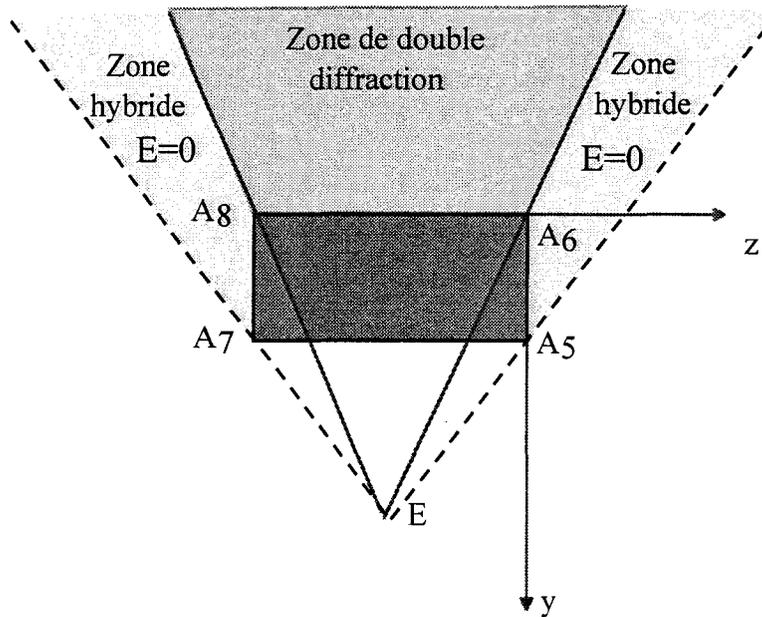


Figure III-7 : Détermination géométrique de la zone de double diffraction

Deuxièmement, la courbe III-7.a de la planche III-7 montre que l'amplitude de la composante verticale E_x et de la composante latérale E_y demeure quasiment constante derrière le bâtiment. L'amplitude de la composante longitudinale E_z tend vers 0 quand le récepteur et l'émetteur appartiennent tous les deux au plan vertical qui coupe perpendiculairement le bâtiment (plan // xOy). En effet, pour cette position, le rayonnement du dipôle électrique vertical est tel que la composante de champ électrique induite appartient uniquement au plan xOy .

La courbe III-7.b de la planche III-7 conduit aux mêmes constatations en polarisation horizontale. Les amplitudes de la composante verticale E_x et de la composante E_y tendent vers 0 lorsque le récepteur et l'émetteur sont situés dans un même plan de coupe vertical perpendiculaire au bâtiment. L'amplitude de la composante longitudinale E_z reste quant à elle quasiment constante.

2.3.3. Influence de la largeur du bâtiment

La planche III-8 représente les allures des amplitudes du champ reçu derrière le bâtiment pour 3 largeurs données de cet obstacle égales à 4m, 8m et 12m.

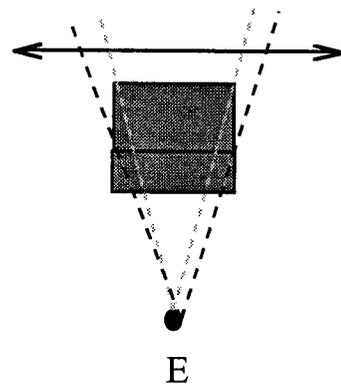
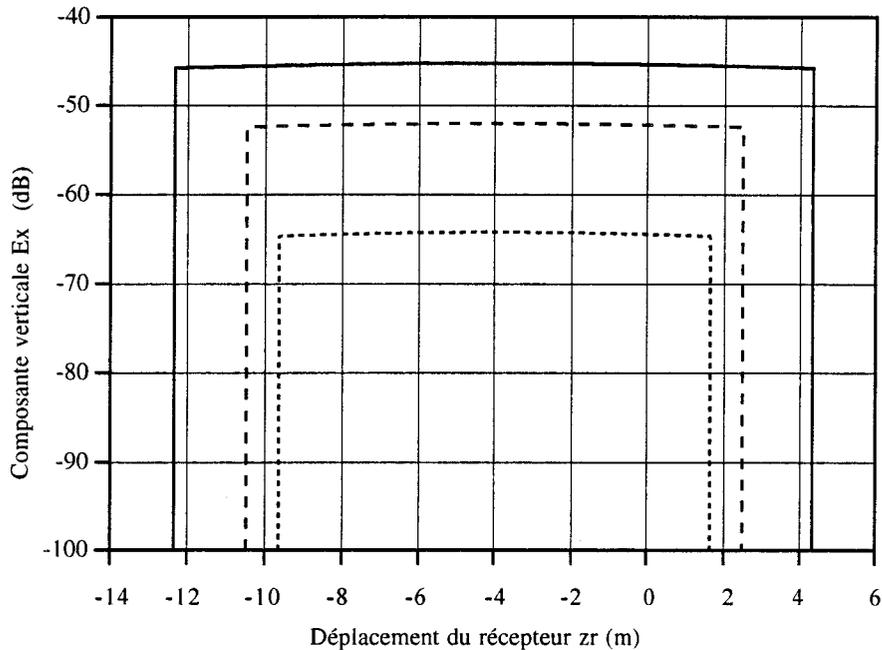
Le récepteur se déplace toujours parallèlement au bâtiment et la distance récepteur-bâtiment est fixée à 10m ($y_r = -14m$).

Tout comme dans le paragraphe III-2-5 du chapitre III, il apparaît évident que l'onde rampante sur le toit du bâtiment sera plus absorbée si la largeur du toit augmente. C'est pourquoi l'amplitude du champ doublement diffracté représenté

Effet de la largeur du bâtiment

$F = 1 \text{ GHz}$

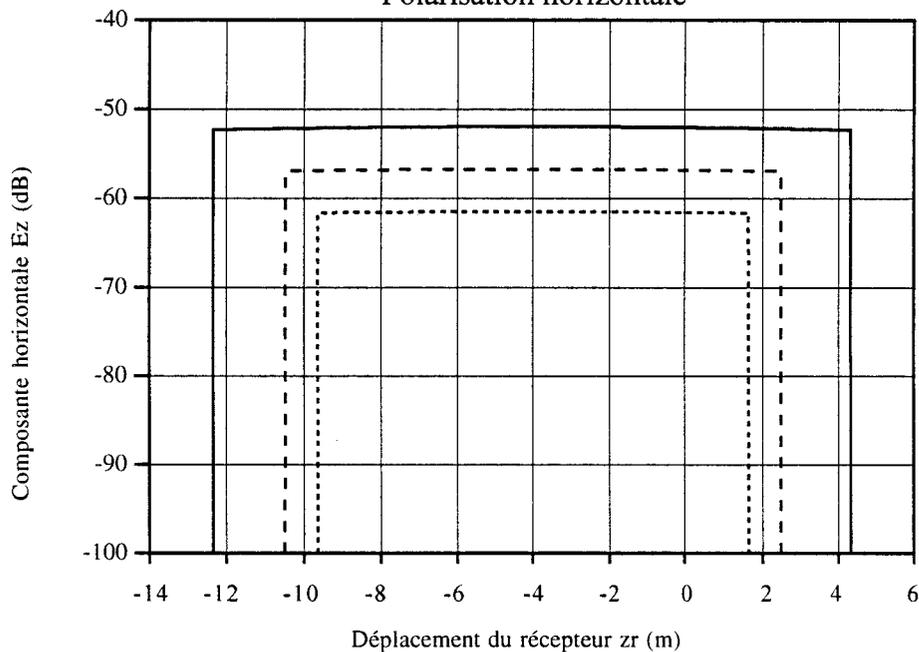
Polarisation verticale



- largeur 4 m
- - - largeur 8 m
- ... largeur 12 m

Courbes III-8.a

Polarisation horizontale



- largeur 4 m
- - - largeur 8 m
- ... largeur 12 m

Courbes III-8.b

PLANCHE III-8

sur les courbes III-8.a et III-8.b de la planche III-8 diminue lorsque la largeur de l'obstacle augmente.

On peut également noter que l'augmentation de la largeur du bâtiment va bien évidemment réduire la zone de champ doublement diffracté par les arêtes horizontales

2.3.4. Influence de la position du récepteur sur les pertes relevées par rapport au champ obtenu en absence d'obstacle.

La largeur du bâtiment est à nouveau fixée à 4m.

On suppose à présent que le récepteur se déplace dans le plan vertical xOy passant par l'émetteur et qui est perpendiculaire au bâtiment ($z_e = z_r = -4m$).

La figure III-8 décrit la configuration géométrique considérée.

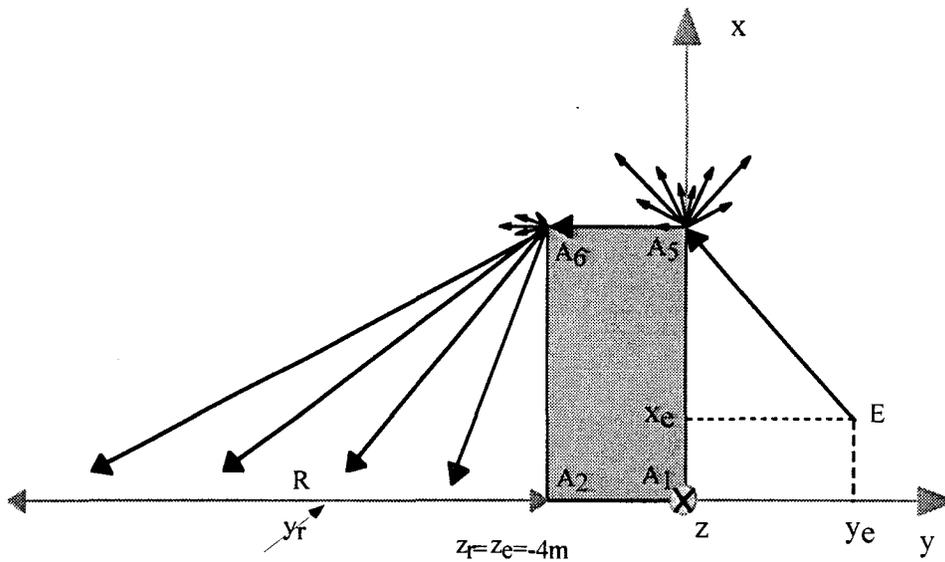


Figure III-8 : Déplacement latéral du récepteur derrière l'obstacle

Le récepteur évolue de $y_r = -4m$ à $y_r = -50m$ derrière l'obstacle.

On détermine les pertes créées par le bâtiment par rapport au champ reçu en espace libre pour trois distances émetteur-bâtiment égales à 5m, 15m et 25m.

Comme pour la double diffraction par les arêtes verticales, la courbe III-9.a de la planche III-9 montre que les pertes sont plus importantes quand la distance émetteur-bâtiment est faible c'est à dire quand le masquage créé par le bâtiment est plus important. On peut également noter que les pertes augmentent plus

Influence de la position de l'émetteur sur les pertes dues à l'obstacle

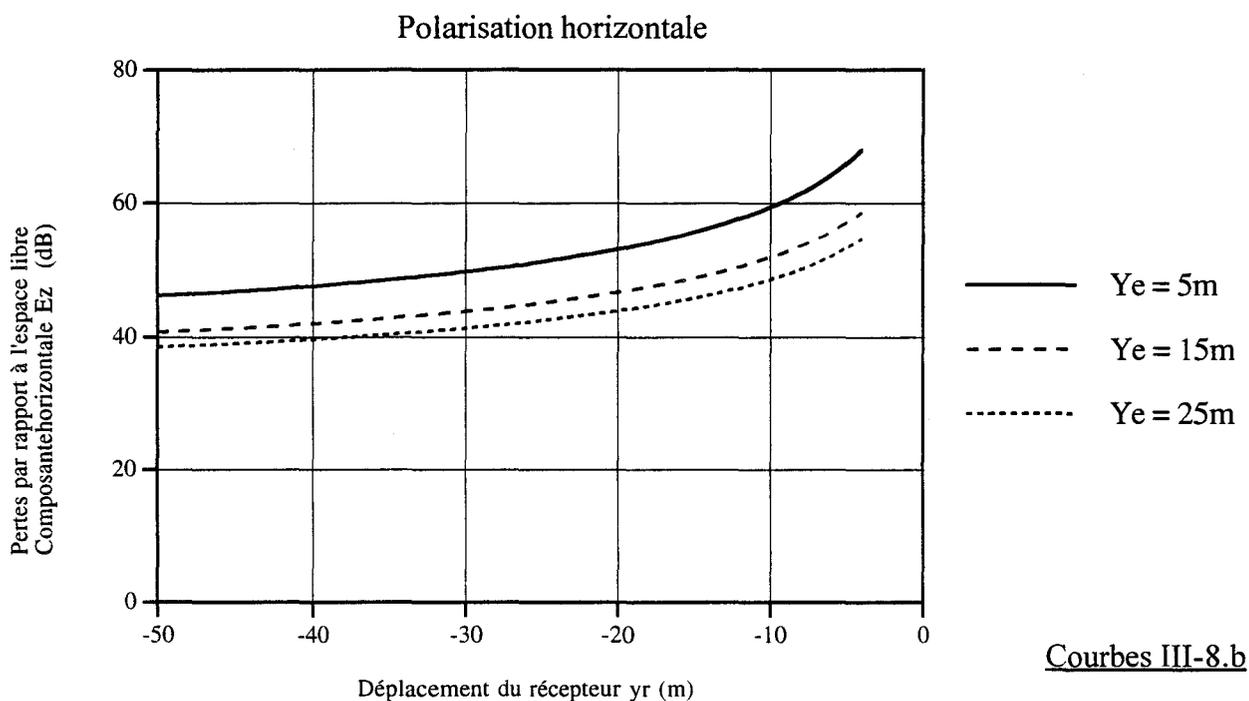
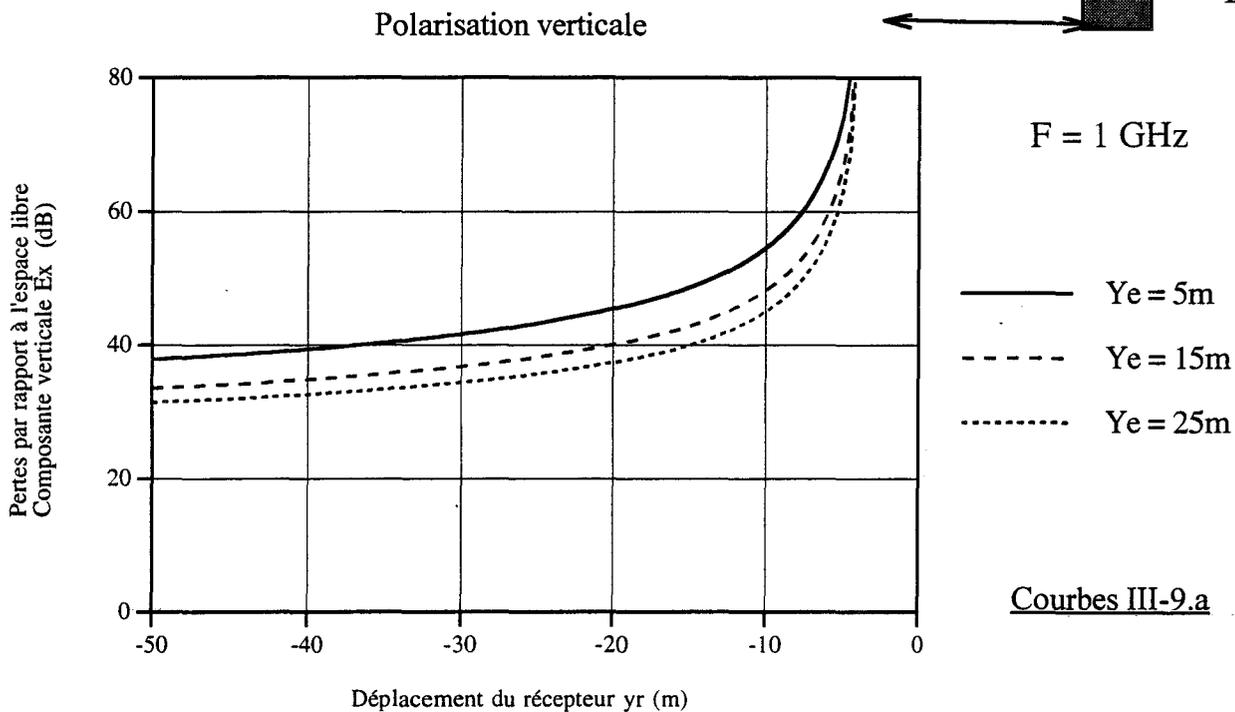
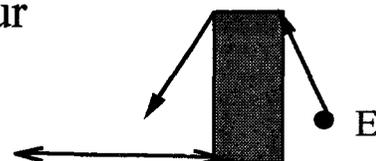


PLANCHE III-9

rapidement au voisinage immédiat du bâtiment, là où l'effet de masque est prépondérant.

La courbe III-9.b de la planche III-9 conduit aux mêmes conclusions. Toutefois il faut remarquer que si les pertes augmentent de façon quasi-exponentielle lorsque le récepteur se rapproche du bâtiment ($z_r \neq -4m$), c'est de nouveau parce qu'on s'intéresse uniquement à la composante verticale E_x du champ reçu. Si nous avons tracé la composante horizontale, alors les allures des trois courbes seraient comparables à celles obtenues en polarisation horizontale (les niveaux d'amplitudes, quant à eux, sont différents)

2.4. Etude du champ diffracté par un bâtiment

2.4.1. Introduction

Le modèle de double diffraction par les 4 arêtes verticales parallèles entre elles puis par les 2 arêtes horizontales parallèles entre elles va maintenant être utilisé afin d'étendre l'étude vers la modélisation plus générale du champ diffracté par un bâtiment.

Les figures III-9.a et III-9.b montrent la configuration géométrique étudiée ainsi que tous les chemins possibles par lesquels l'énergie électromagnétique peut atteindre le récepteur.

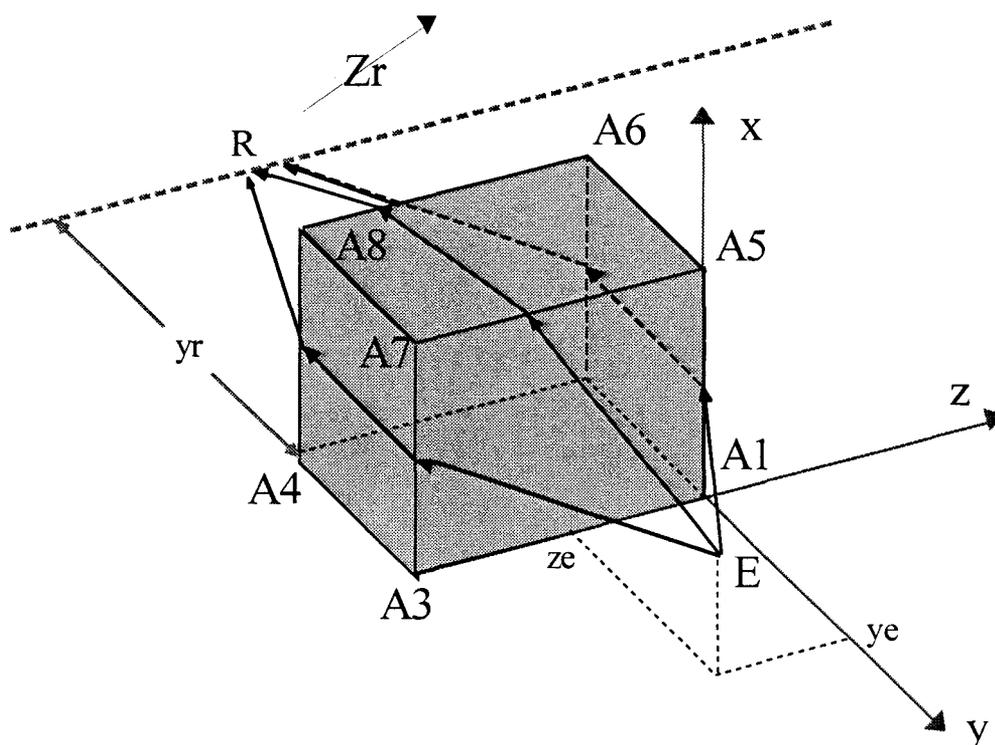


Figure III-9.a : Doubles diffractions par un bâtiment - vue générale

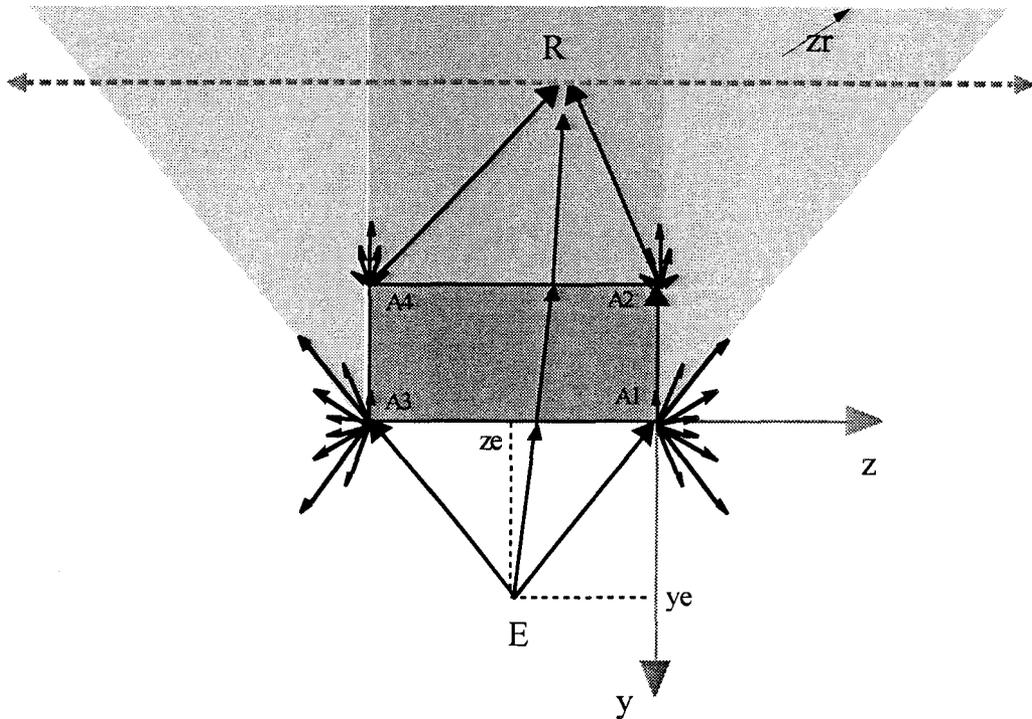


Figure III-9.b : Doubles diffractions par un bâtiment - vue du dessus

Les dimensions géométriques du bâtiment sont données par les paramètres ci-dessous :

- longueur = 8m
- hauteur = 8m
- largeur = 4m
- conductivité $\sigma=0,01$ S/m
- permittivité relative $\epsilon_r =5$

L'émetteur, constitué par un dipôle électrique vertical ou par un dipôle électrique horizontal, est situé au milieu du bâtiment et à 5m de celui-ci ($y_e=5m$; $z_e=-4m$).

La fréquence d'émission est fixée à 1 GHz.

Le récepteur se déplace longitudinalement derrière l'obstacle à une distance fixe de 10m ($y_r=-14m$).

Diffraction créée par un bâtiment

Hauteur de la source=4m
Hauteur du récepteur=2m

F = 1 GHz

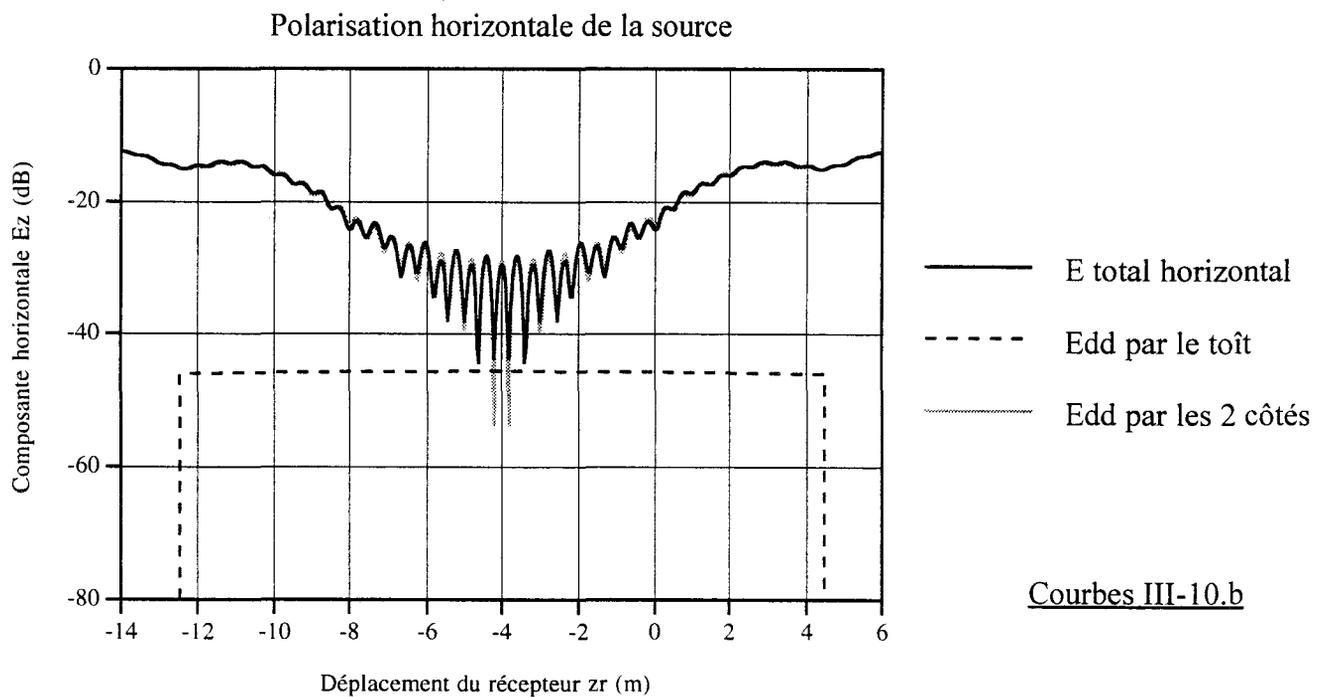
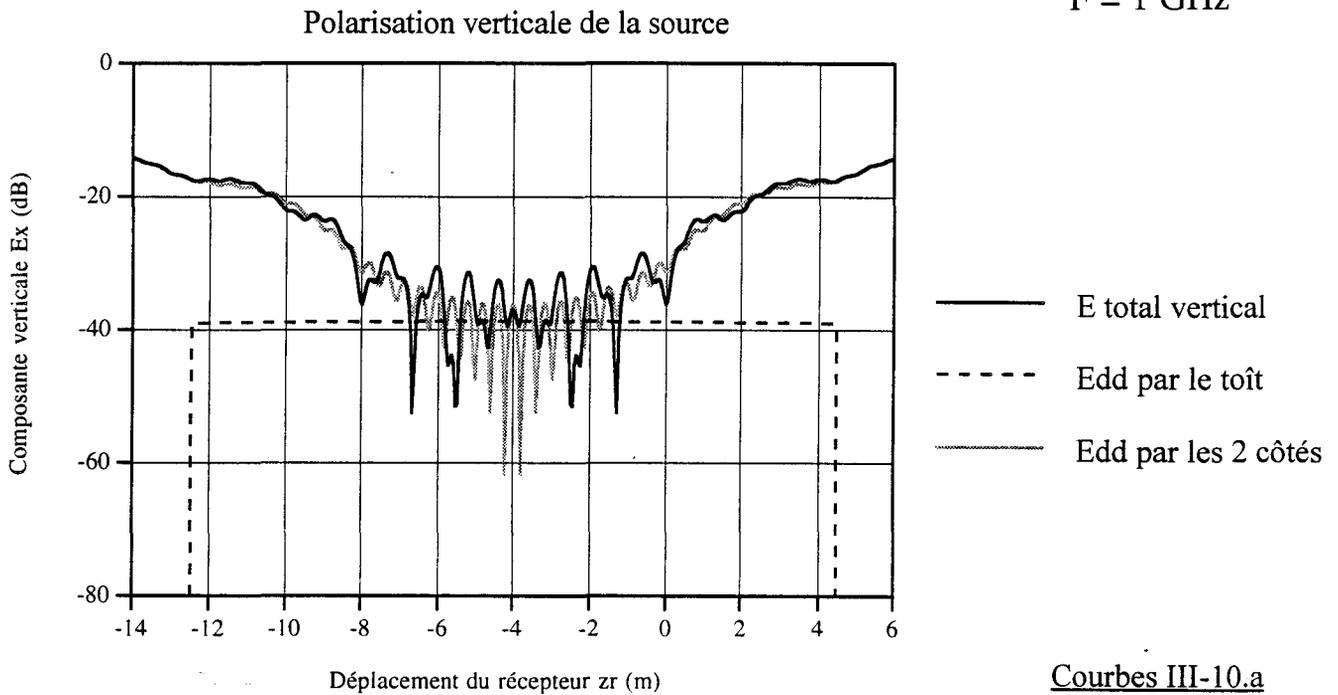


PLANCHE III-10

Diffraction créée par un bâtiment

Hauteur de la source=6m
Hauteur du récepteur=4m

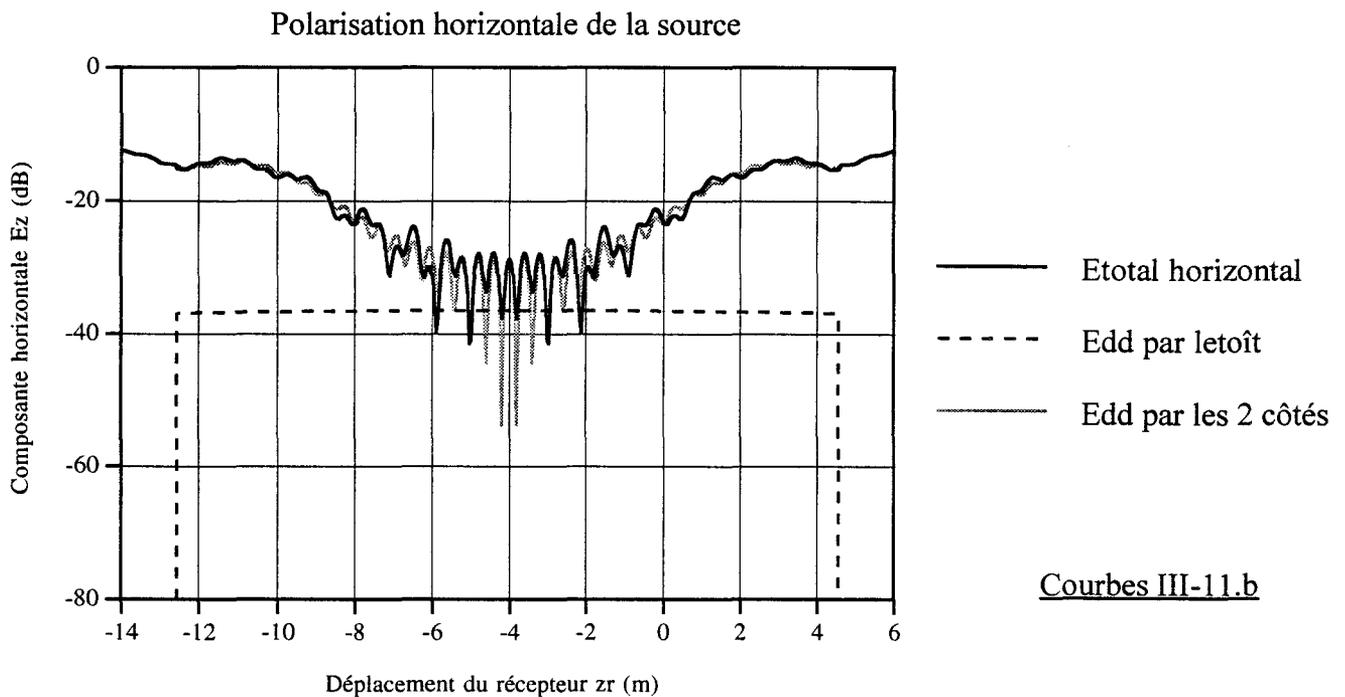
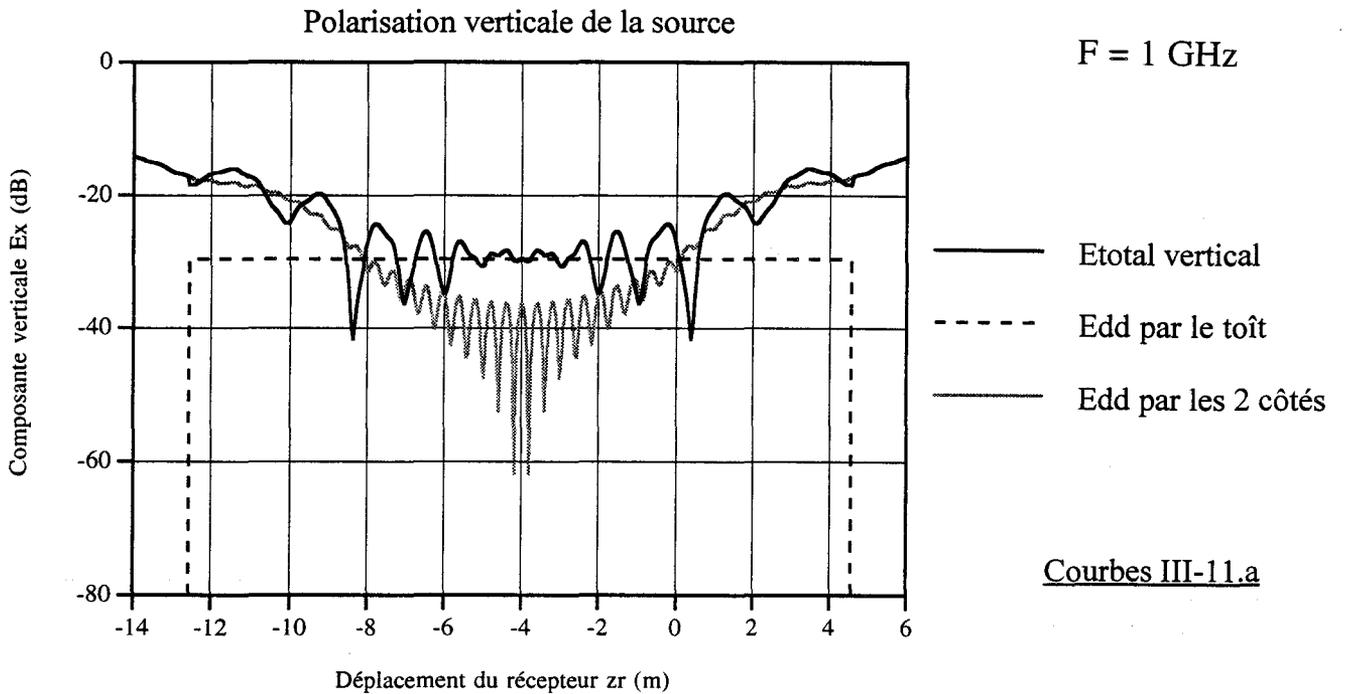


PLANCHE III-11

2.4.2. Evolution du champ total reçu derrière le bâtiment.

Les courbes de la planche III-10 représentent les allures du champ reçu derrière le bâtiment, exprimé en dB par rapport à une référence arbitraire prise égale à 1V/m, dans la zone d'ombre profonde du bâtiment dans les deux polarisations.

On remarque ainsi qu'en polarisation verticale, pour une hauteur d'émetteur égale à 4m et une hauteur de récepteur égale à 2m (courbes III-10.a), le champ doublement diffracté par les 4 arêtes verticales du bâtiment a la même amplitude dans la zone d'ombre profonde que le champ doublement diffracté par les 2 arêtes horizontales. Le champ total reçu, qui est la somme de ces champs doublement diffractés, suit l'allure du champ doublement diffracté par les arêtes verticales. On comprend aisément qu'un champ électrique perpendiculaire à une paroi du bâtiment est moins atténué qu'un champ électrique parallèle à cette paroi. Par conséquent, l'amplitude du champ doublement diffracté par les 2 arêtes horizontales du bâtiment est supérieure d'environ 10 dB en polarisation verticale par rapport au niveau moyen obtenu en polarisation horizontale (courbe III-10.b).

Si à présent la hauteur de l'émetteur est fixée à 6m et celle du récepteur est fixée à 4m (planche III-11), on remarque qu'en polarisation verticale (courbes III-11.a), le niveau moyen de champ dû à la double diffraction par les 2 arêtes horizontales est nettement plus grand que celui créé par le champ doublement diffracté par les 4 arêtes verticales. Par conséquent, le champ total suit l'allure du champ doublement diffracté par le toit du bâtiment dans la zone d'ombre profonde puis celle du champ doublement diffracté par les 2 faces latérales dès que celui-ci redevient prépondérant. On note une discontinuité (1 à 2 dB) du champ total lors de la disparition du champ doublement diffracté par les 2 arêtes horizontales. Toutefois cette disparition aura toujours lieu dans la zone d'ombre où le champ diffracté par les arêtes verticales est un champ simplement diffracté. Comme on admet aisément qu'un champ simplement diffracté est toujours plus élevé qu'un champ doublement diffracté, on peut conclure que cette discontinuité ne sera jamais élevée et par conséquent, il n'est pas nécessaire de tenir compte des contributions des arêtes hybrides ou des coins.

De nouveau, en polarisation horizontale (courbes III-11.b), l'amplitude du champ doublement diffracté par les 2 faces latérales reste supérieure à l'amplitude du champ doublement diffracté par les arêtes du toit et cela même dans la zone d'ombre profonde. La discontinuité du champ total liée à la disparition du champ doublement diffracté par les arêtes horizontales est alors très peu visible.

2.4.3. Evolution des pertes en fonction de l'éloignement du récepteur derrière le bâtiment

Le récepteur se déplace dans le plan vertical qui passe par l'émetteur et qui est perpendiculaire au bâtiment ($z_r = z_e = -4\text{m}$). La hauteur de la source est fixée à 2m et celle du récepteur à 0m.

La planche III-12 représente les pertes totales créées par un bâtiment en considérant à la fois les champs doublement diffractés par les 4 arêtes verticales et le champ doublement diffracté par les 2 arêtes horizontales.

On s'aperçoit à la vue de ces courbes que si les pertes dues aux faces latérales et les pertes dues au toit évoluent de manière monotone, les pertes globales évoluent quant à elles selon une suite de battements. En effet, les rayons provenant des faces latérales parviennent en phase puis en opposition de phase avec le rayon qui a rampé sur le toit.

Enfin, on peut noter que ce phénomène de battements est surtout sensible en polarisation verticale

Evolution des pertes en fonction de l'éloignement du récepteur derrière l'obstacle

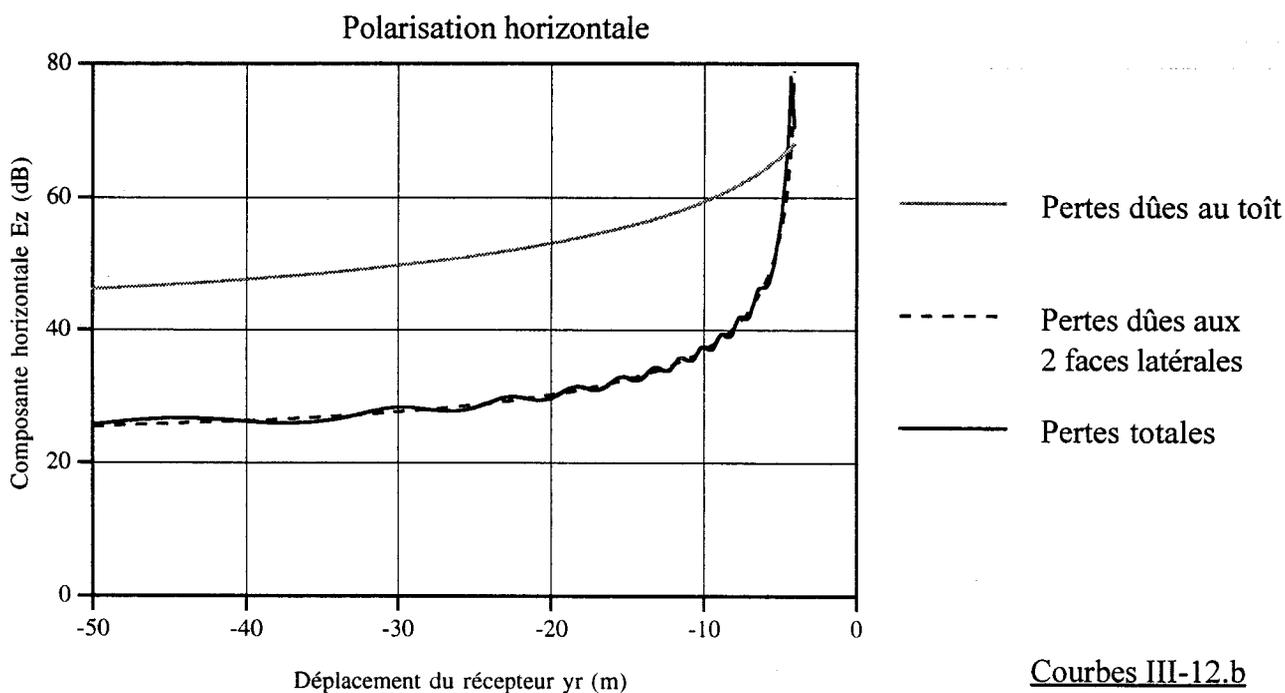
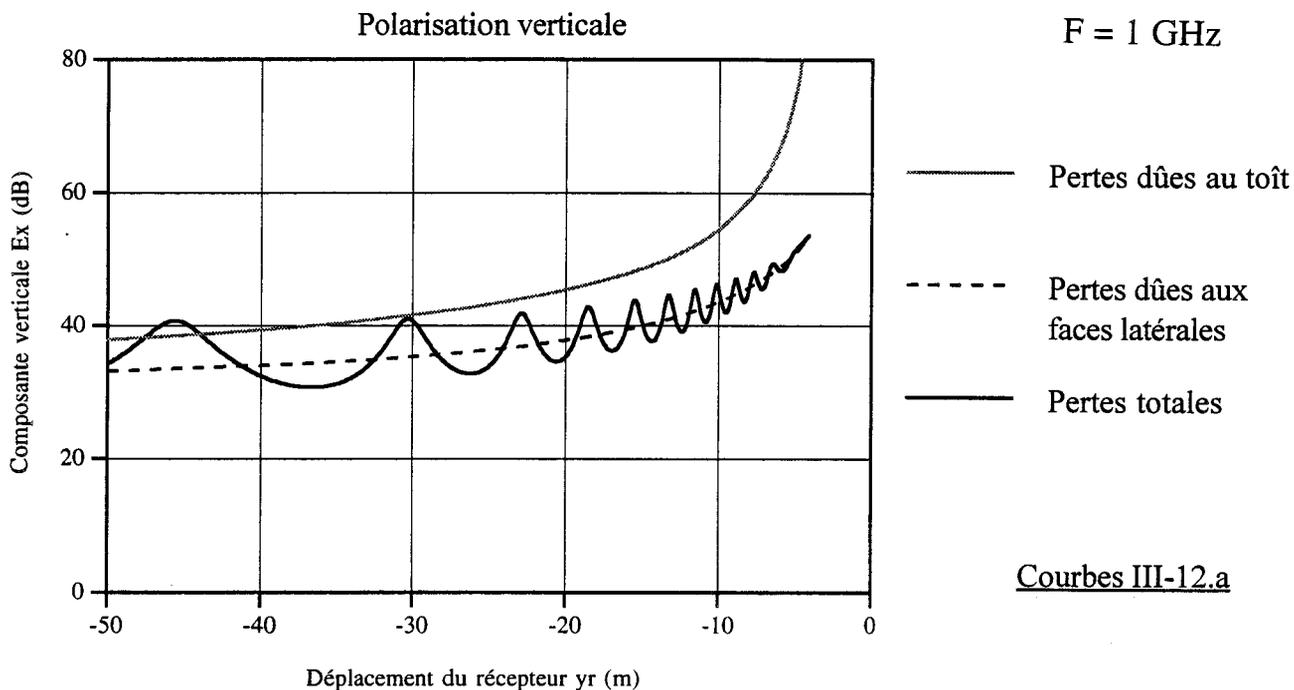


PLANCHE III-12

3. Comparaison théorie-expérience validant le modèle de double diffraction par un bâtiment

3.1. Introduction

Afin de vérifier la validité du programme de double diffraction présenté dans les chapitres précédents et utilisé dans la modélisation d'une configuration géométrique canonique telle qu'un bâtiment diélectrique, des mesures expérimentales ont été réalisées au voisinage d'un bâtiment. Pour des raisons d'ordre pratique, le bâtiment retenu est une cheminée formée de briques et située sur le campus de l'Université de Lille 1.

Compte tenu des dimensions géométriques de l'obstacle, la fréquence d'émission retenue est fixée à 10 GHz.

La figure III-10 décrit la configuration géométrique expérimentale.

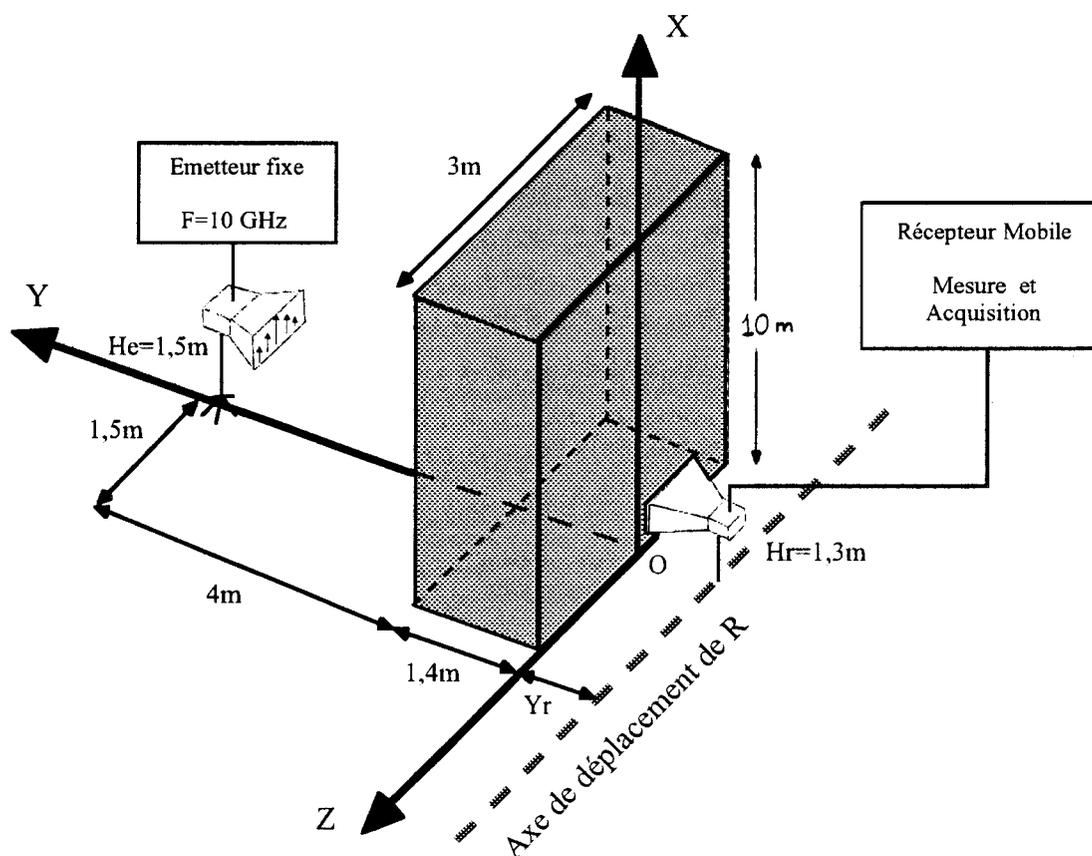


Figure III-10 : Configuration géométrique expérimentale

Les dimensions physiques du bâtiment sont telles que la longueur est égale à 3m, la largeur est égale à 1,4m et la hauteur est estimée à 10m.

La conductivité du bâtiment est arbitrairement fixée à 0,01 S/m et sa permittivité relative à 10.

La source est située face à la cheminée à 4m devant elle, la hauteur de la source est égale à 1,5m.

Le récepteur se déplace transversalement suivant l'axe des z.

3.2. Dispositif de mesure

A l'émission, le signal délivré par une source DRO ($f=10$ GHz) de puissance 12 dBm est amplifié jusqu'à 26 dBm puis émis par l'intermédiaire d'un cornet double ridge dirigé vers le bâtiment. L'annexe 2 décrit le diagramme de rayonnement théorique que nous avons introduit pour comparer les mesures expérimentales et théoriques.

Le champ reçu (également par un cornet double nervures) est mesuré avec un analyseur de spectre couplé à une roue codée intégrée à un chariot mobile qui permet de déclencher des acquisitions du signal reçu tous les 10 cm. L'orientation du cornet récepteur est celle représentée sur la figure III-10.

Les données sont ensuite transférées vers un PC portable pour un traitement ultérieur des résultats.

3.3. Résultats expérimentaux - Comparaison avec les résultats théoriques

Les courbes III-13.a et III-13.b de la planche III-13 fournissent une comparaison théorie-expérience des évolutions des amplitudes du champ reçu pour une distance récepteur-bâtiment égale à 2m et cela dans les deux polarisations.

Nous pouvons noter un bon accord entre les résultats pratiques et les courbes simulées. Les allures des courbes théoriques et expérimentales suivent les deux pentes consécutives créées par l'apparition du champ simplement diffracté par les 2 arêtes verticales puis par l'apparition du champ direct. Ainsi, l'effet de masquage engendré par le bâtiment entraîne une perte de 45 dB du signal reçu dans la zone d'ombre profonde par rapport au niveau de champ reçu dans la zone éclairée pour les conditions géométriques définies et à 10 GHz.

La décroissance du signal expérimental reçu dès que $z_r > 2,3m$ et $z_r < -2,1m$ s'explique par le diagramme de rayonnement des antennes utilisées.

Comparaison théorie-expérience à 10GHz

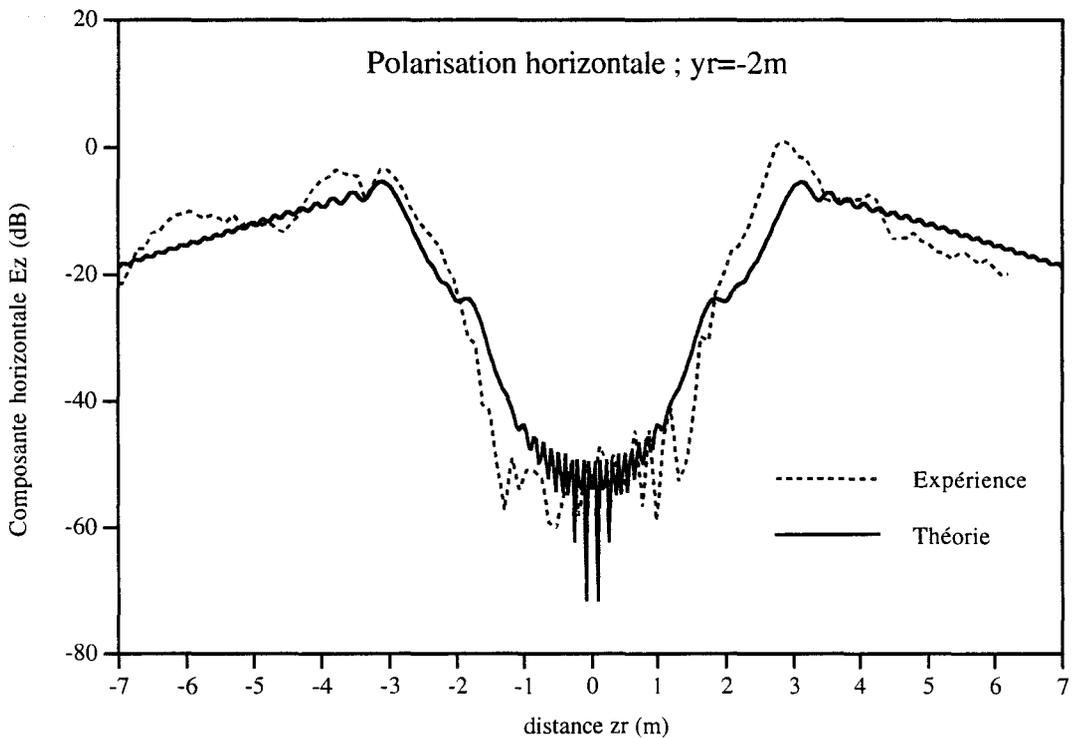
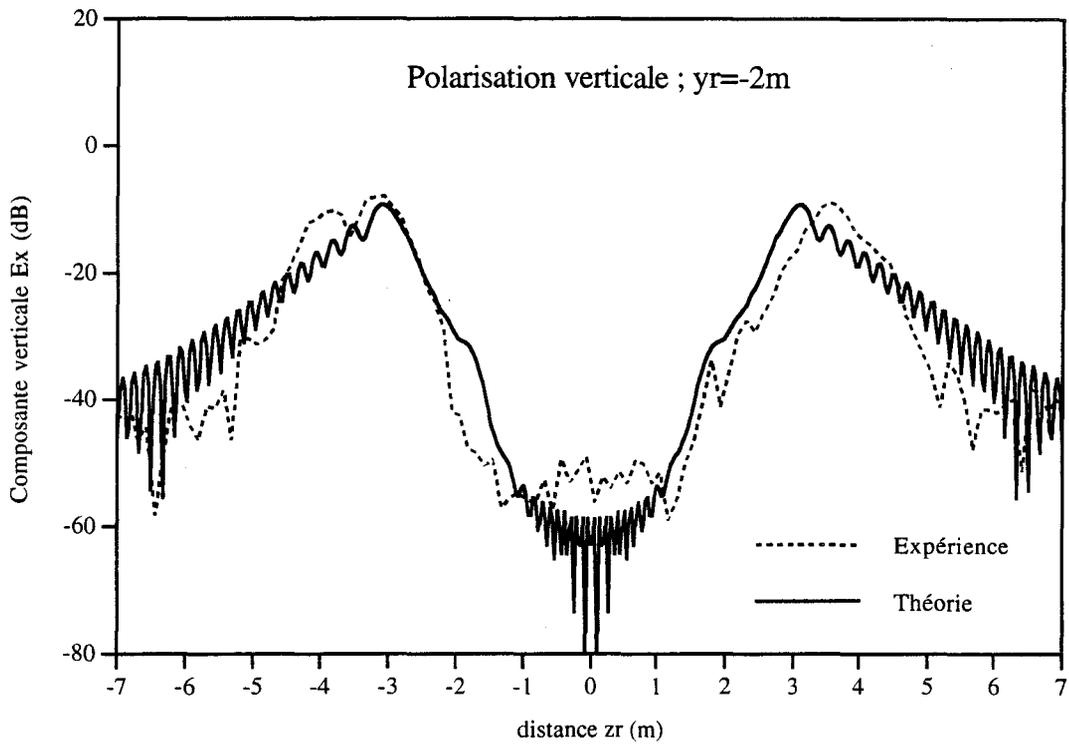


PLANCHE III-13

3.4. Influence de la distance récepteur-obstacle sur le signal reçu

L'émetteur est maintenant fixé à 3,5m face au bâtiment.

Le récepteur évolue quant à lui parallèlement à la cheminée à des distances récepteur-bâtiment égales à 3.2m, 6.5m et 11.5m.

Pour des raisons pratiques, il a été impossible de déplacer le récepteur au delà de la zone (-7m à +2m).

Les courbes des planches III-14 et III-15 présentent les évolutions des champs reçus par le cornet double ridge en polarisation verticale (resp. horizontale) comparées aux allures des courbes théoriques simulées.

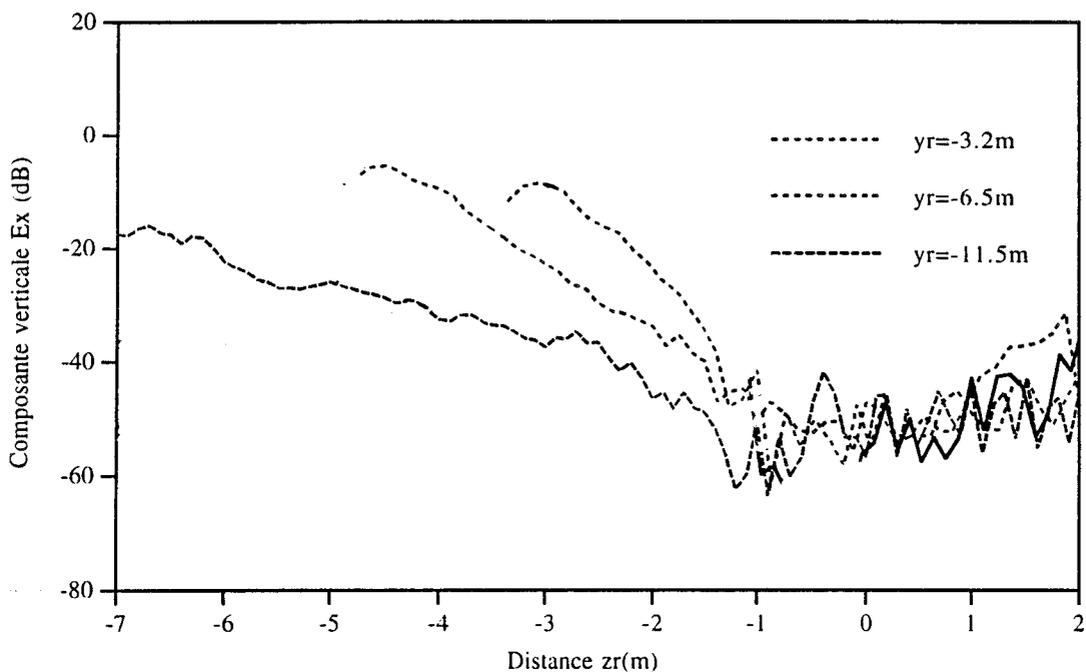
On peut observer une bonne concordance entre les résultats pratiques et les simulations. De plus, ces courbes mettent bien en évidence l'effet de la position du récepteur derrière l'obstacle sur les pentes des courbes et donc sur les allures des signaux reçus.

Remarque : Nous avons ici choisi de ne pas faire apparaître la retombée du champ reçu due au diagramme de rayonnement sur les courbes expérimentales de façon à rendre plus lisible la lecture de ces planches.

Influence de la distance bâtiment-récepteur sur les amplitudes de champ reçu (expérimentales et théoriques)

Polarisation verticale ; $F=10\text{GHz}$

Courbes expérimentales ; Polarisation verticale



Courbes théoriques - Polarisation verticale

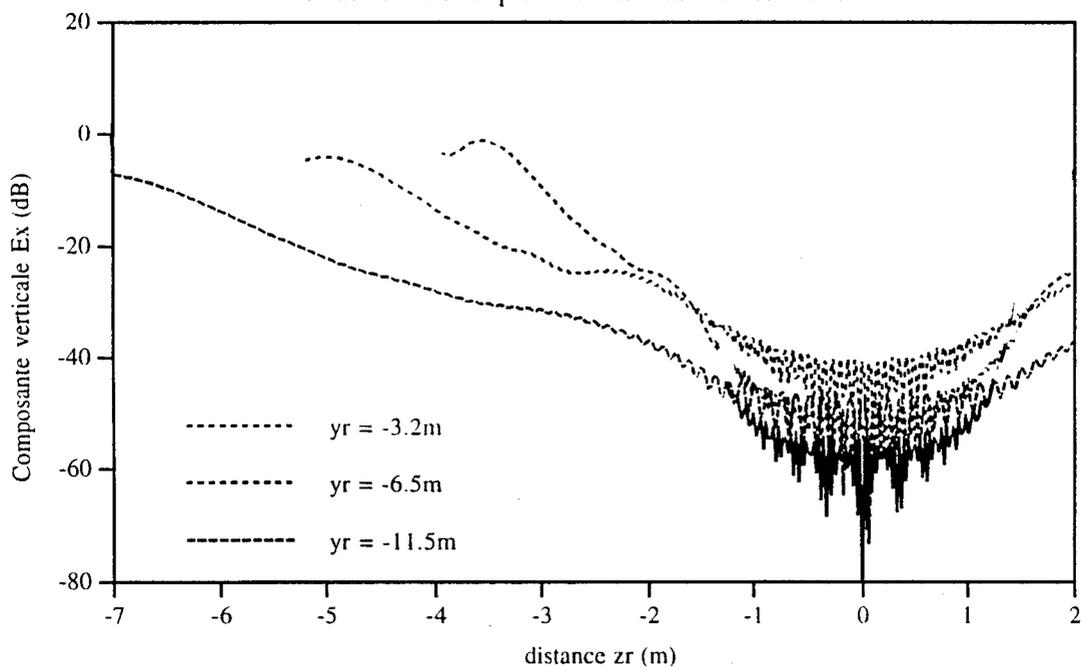
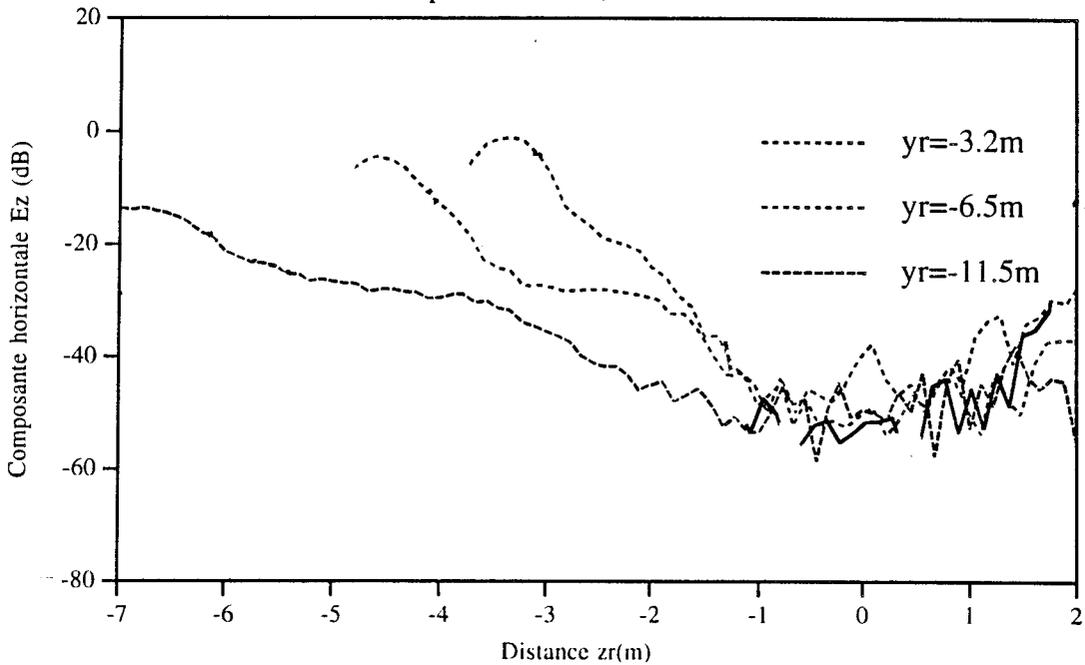


PLANCHE III-14

Influence de la distance bâtiment-récepteur sur les amplitudes expérimentales et théoriques du champ reçu

Polarisation horizontale ; $F=10\text{GHz}$

Courbes expérimentales ; Polarisation horizontale



Courbes théoriques ; Polarisation horizontale

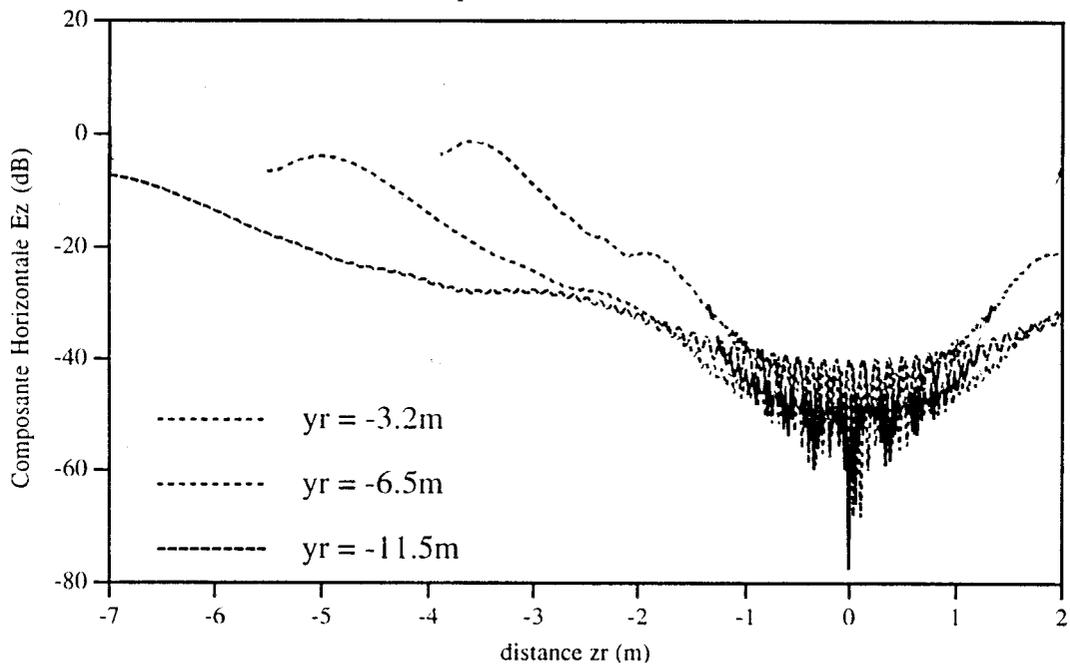


PLANCHE III-15

4. Influence de la position de la source par rapport au bâtiment

4.1. Introduction

Dans l'ensemble des applications précédentes, l'émetteur était toujours situé dans le prolongement du bâtiment afin d'évaluer l'effet de masquage engendré par un obstacle exactement situé entre la source et le récepteur. Toutefois, il est intéressant d'étudier le cas d'un émetteur décalé sur l'un des côtés du bâtiment comme le montre la figure III-11 :

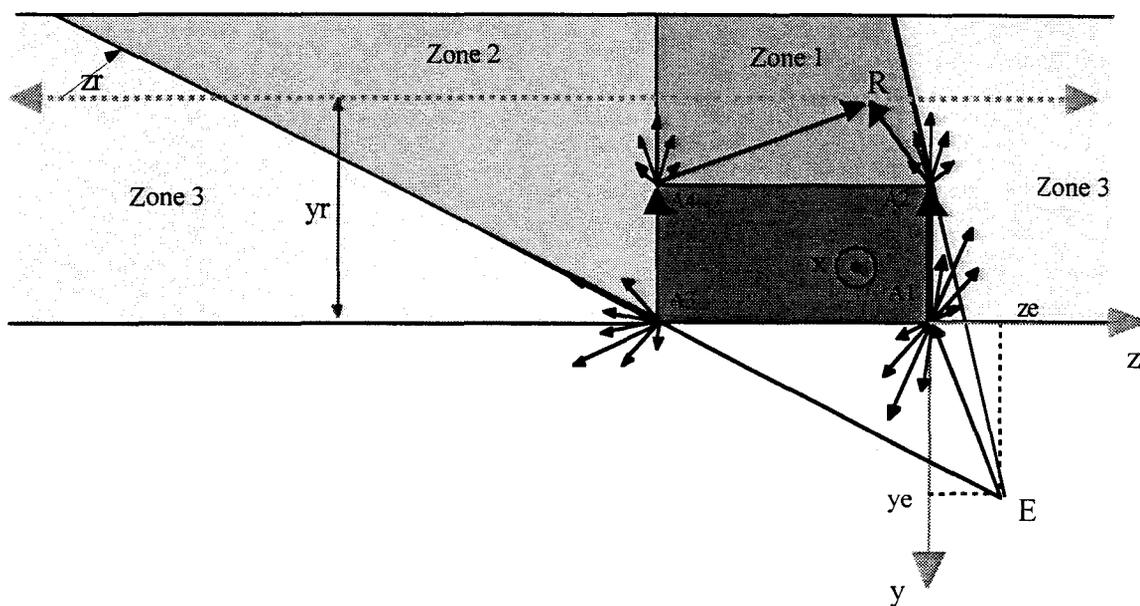


Figure III-11 : Zones d'ombre géographiques créées par le bâtiment

Les 3 principales régions créées par la position excentrée de la source sont :

- Zone 1 : Zone d'ombre très profonde générée par la double diffraction créée par les arêtes A_1A_5 et A_2A_6 (cf. figure III-4.a)
- Zone 2 : Zone d'ombre engendrée par la simple diffraction créée par l'arête A_3A_7 au point de diffraction Q_{37} (Q_{37} est défini sur la figure III-4.a)
- Zone 3 : Zone éclairée par la source.

Les dimensions géométriques du bâtiment sont celles définies par les paramètres ci-dessous :

- longueur = 8m

- hauteur = 8m
- largeur = 4m
- conductivité $\sigma=0,01$ S/m
- permittivité relative $\epsilon_r=5$

L'émetteur constitué par un dipôle électrique vertical est situé à $y_e=5$ m et $z_e=2$ m.

La fréquence d'émission est fixée à 1 GHz.

Le récepteur se déplace longitudinalement derrière l'obstacle à une distance fixe de 10m ($y_r=-14$ m) et sur 30m (-25 m $< z_r < 5$ m).

4.2. Evolution du champ reçu lorsque la source est décalée

Les courbes de la planche III-16 décrivent l'évolution de l'amplitude de la composante verticale lorsque le récepteur se déplace derrière l'obstacle.

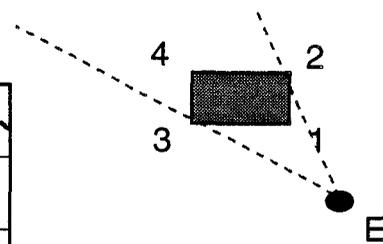
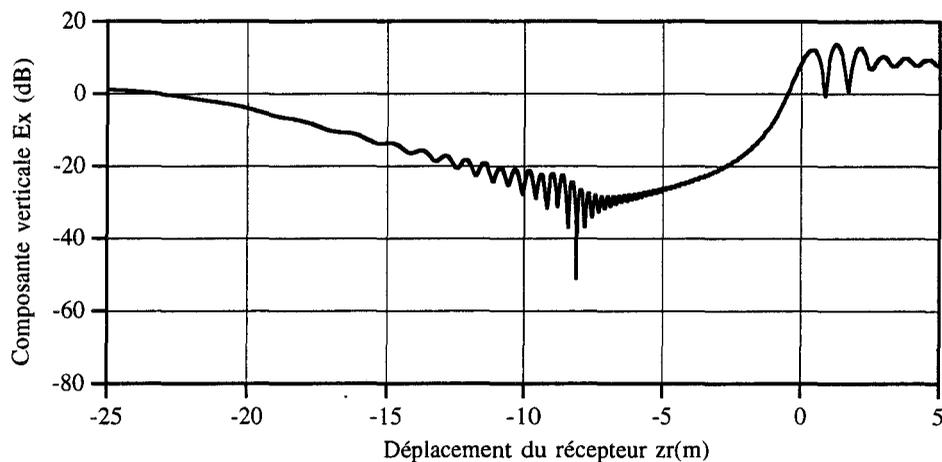
Afin de décrire le plus précisément possible le cas envisagé, les contributions de tous les champs à l'amplitude du champ total ont été reportées sur les courbes III-16.b et III-16.c de la planche III-16.

Il apparaît clairement que la disparition du champ direct est compensée par les champs simplement diffractés par l'arête A_2A_6 au point de diffraction Q_{26} ou par l'arête A_3A_7 au point de diffraction Q_{37} . De même, la disparition des champs simplement diffractés par l'arête A_1A_5 au point de diffraction Q_{15} ou l'arête A_3A_7 au point de diffraction Q_{37} est compensée par les champs doublement diffractés par les arêtes verticales consécutives.

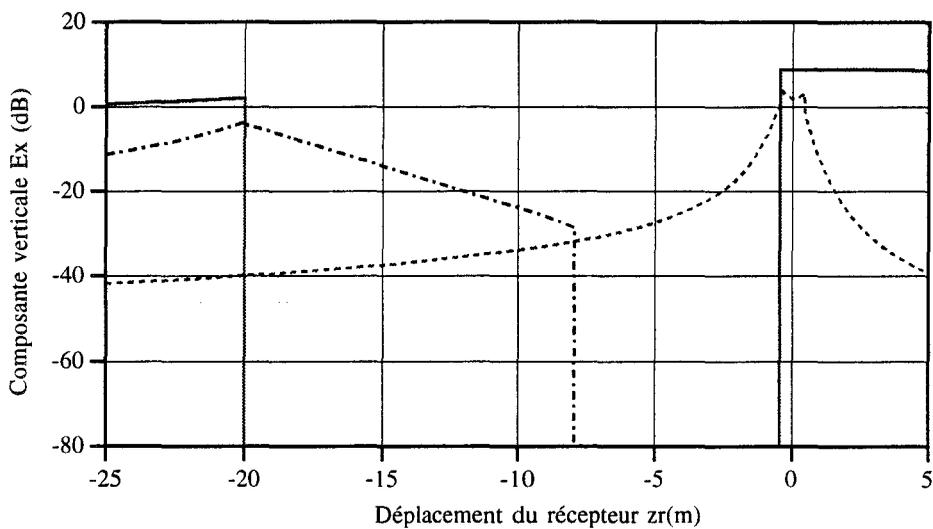
Cependant, il est important de noter que l'amplitude du champ reçu dans la zone d'ombre (zone 1) est donnée par l'allure du champ simplement diffracté par l'arête A_2A_6 au point de diffraction Q_{26} puis par l'allure du champ simplement diffracté par l'arête A_3A_7 au point de diffraction Q_{37} . Les amplitudes des champs doublement diffractés restent quant à elles toujours bien inférieures à celles des champs diffractés une seule fois.

Par conséquent, on peut en déduire que si l'émetteur est situé face à un obstacle et dans le prolongement de celui-ci, alors l'amplitude du champ reçu dans la zone d'ombre est égale à celle du champ doublement diffracté par les arêtes verticales. Si par contre, l'émetteur est décalé du prolongement du bâtiment, alors le champ reçu dans la zone d'ombre est égal au champ simplement diffracté par l'arête la plus proche du récepteur.

Evolution du champ reçu si la source est décalée



— E total

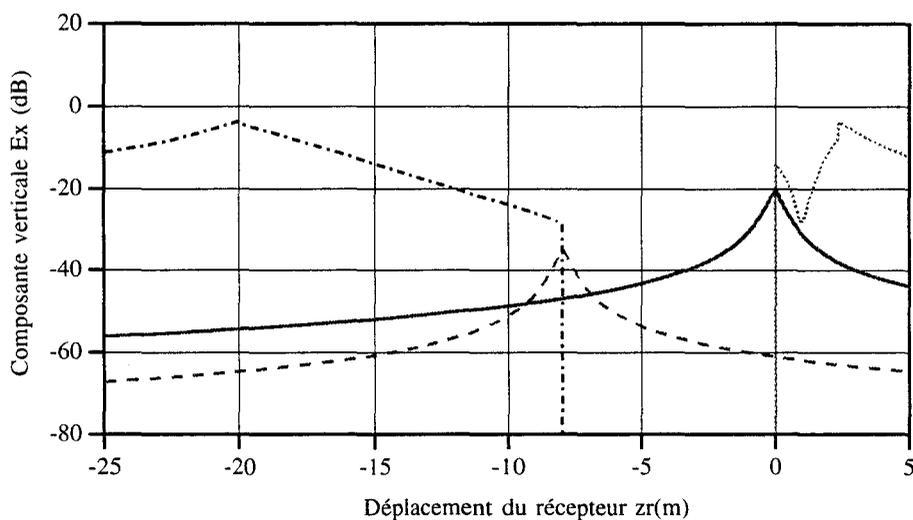


— E direct

— E direct

- - - E diffracté par 2

- · - · E diffracté par 3



- · - · E diffracté par 3

- - - E doubl.diffracté par 3 puis 4

— E doubl.diffracté par 1 puis 2

····· E diffracté par 1

PLANCHE III-16

CONCLUSION

Le travail effectué dans ce chapitre consistait à évaluer le signal reçu dans la zone d'ombre profonde d'un bâtiment. La source et le récepteur sont alors situés de part et d'autre d'un obstacle de telle sorte qu'aucun rayon direct, réfléchi ou simplement diffracté ne peut atteindre le récepteur.

Nous avons présenté un coefficient de double diffraction dyadique relativement simple à appliquer dans la mesure où ce "nouveau" coefficient est directement proportionnel au produit de deux coefficients de simple diffraction. Toutefois, lorsque l'obstacle est parfaitement métallique, il est nécessaire d'utiliser un développement asymptotique de Sommerfeld au second ordre afin d'obtenir un champ non nul dans la zone d'ombre profonde du bâtiment.

Un étude paramétrique a permis de mettre en évidence l'effet de la fréquence, de la conductivité du bâtiment, ainsi que de quantifier les pertes dues au bâtiment par rapport au champ reçu en absence d'obstacle. Il apparaît que la connaissance des pertes occasionnées par la présence d'obstacles est un élément très important lors de la planification de couverture radioélectrique en milieu urbain.

Cette étude a également permis de montrer que dans la majeure partie des configurations envisagées, il n'était pas nécessaire de tenir compte du champ doublement diffracté par les arêtes "hybrides", ni du champ diffracté par les coins du bâtiment. De plus, nous avons pu noter un bon accord entre les résultats théoriques et les résultats pratiques.

Enfin, nous avons montré que si la source n'est plus située exactement derrière l'obstacle, il est alors possible de ne considérer que la simple diffraction par le dièdre qui masque le récepteur, ce qui simplifie notablement les calculs.

CHAPITRE IV

**INFLUENCE D'UN OBSTACLE SUR LES TELECOMMUNICATIONS
EN TUNNEL**

CHAPITRE IV

INTRODUCTION.....	136
1. DESCRIPTION DU MODELE DE PROPAGATION EN TUNNEL VIDE.....	138
1.1. Introduction.....	138
1.2. Courbe typique de la propagation d'une onde hyperfréquence en tunnel vide	140
2. DESCRIPTION DU MODELE THEORIQUE SIMULANT LA PRESENCE D'UN OBSTACLE DANS LE TUNNEL.....	142
2.1. Introduction au phénomène de masquage.....	142
2.2. Influence d'un obstacle sur le champ réfléchi	143
2.2.1. Application du principe de superposition	143
2.2.2. Détermination des rayons réfléchis susceptibles d'atteindre le récepteur	144
2.3. Prise en compte du champ diffracté par les arêtes verticales du camion.....	147
3. ETUDE PARAMETRIQUE DU MODELE	150
3.1. Influence de la distance émetteur-camion.....	150
3.2. Influence de la largeur de l'obstacle.....	152
3.3. Influence de la longueur de l'obstacle.....	158
3.4. Influence de la position de la source dans le tunnel.....	159
3.5. Cartographie derrière le camion.....	162
CONCLUSION.....	166

INTRODUCTION

Jusqu'à présent, nous nous sommes intéressés aux phénomènes de diffraction créés par la présence d'obstacles sur la propagation des ondes hyperfréquences en zone urbaine. Nous envisageons dans ce dernier chapitre de faire le même type d'étude mais à l'intérieur d'un tunnel routier.

Une application possible consiste à assurer une transmission bidirectionnelle de données numériques à très haut débit dans un tunnel routier entre une source et un mobile récepteur lorsque des obstacles tels que des camions engendrent des phénomènes de masquage importants.

D'autres applications voisines existent telles que la surveillance ou le guidage de véhicules automatisés dans les tunnels de métro en présence de rames "perturbatrices".

Il apparaît donc important de disposer d'un outil de prédiction capable de nous renseigner sur l'évolution du champ reçu dans le tunnel compte tenu de l'ensemble des paramètres géométriques et physiques qui interviennent lors de la propagation.

Si l'application classique du traitement guide d'ondes dans des structures rectilignes et de section constante fournit une solution satisfaisante à ce problème, elle devient extrêmement difficile à appliquer dès que des obstacles modifient la géométrie du guide d'onde. C'est pourquoi, nous avons décidé de résoudre ce problème grâce à l'utilisation conjointe de la théorie des rayons de l'Optique Géométrique et de la Théorie Uniforme de la Diffraction présentées dans les chapitres précédents.

Nous présenterons dans une première partie une description du modèle de propagation des ondes hyperfréquences dans un tunnel rectangulaire par la théorie des rayons de l'Optique Géométrique. Cela nous permettra d'obtenir une compréhension des phénomènes de propagation dans un cas simple.

La seconde partie modélise la présence d'un camion situé entre la source d'émission et le récepteur dans le tunnel. Une description théorique permettant la prise en compte des phénomènes de masquage créés par cet obstacle sera présentée. Nous montrerons les limites d'application de la théorie des rayons qui nous conduisent à introduire les rayons diffractés par les arêtes du camion.

La dernière partie concerne une exploitation numérique en vue de caractériser aussi précisément que possible l'influence de la largeur de l'obstacle, de sa longueur, de sa position vis-à-vis de la source et de la position de cet émetteur dans le tunnel.

1. Description du modèle de propagation en tunnel vide

1.1. Introduction

Nous allons considérer dans ce chapitre un tunnel routier à section droite rectangulaire dont la hauteur est de 4,5 m et la largeur de 6,20 m (cf. figure IV-1). La conductivité des parois du tunnel est fixée à 0,001 S/m et sa permittivité relative à 10.

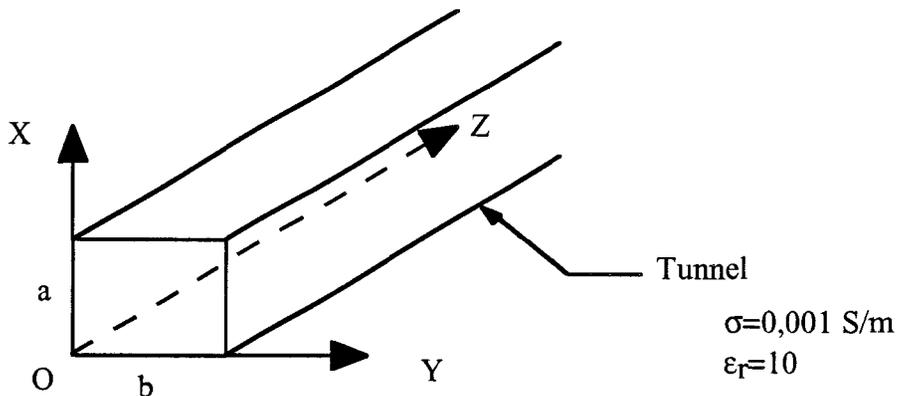


Figure IV-1 : Description du tunnel vide

Pour un émetteur placé à l'intérieur du tunnel, le champ reçu en un point situé dans le guide peut être considéré comme la somme d'une onde directe et d'ondes ayant subi de multiples réflexions. Chaque onde peut être associée à un rayon provenant d'une image de l'émetteur prise par rapport aux parois et dont l'amplitude associée à ce rayon dépend du nombre de réflexions sur ces parois. Pour que l'onde puisse être considérée comme un rayon, il est nécessaire que les dimensions transversales du tunnel soient beaucoup plus grandes que la longueur d'onde. La figure IV-2 représente le trajet d'un rayon particulier qui, partant de l'émetteur, se réfléchit sur les plans horizontaux et sur les plans verticaux avant d'atteindre le récepteur.

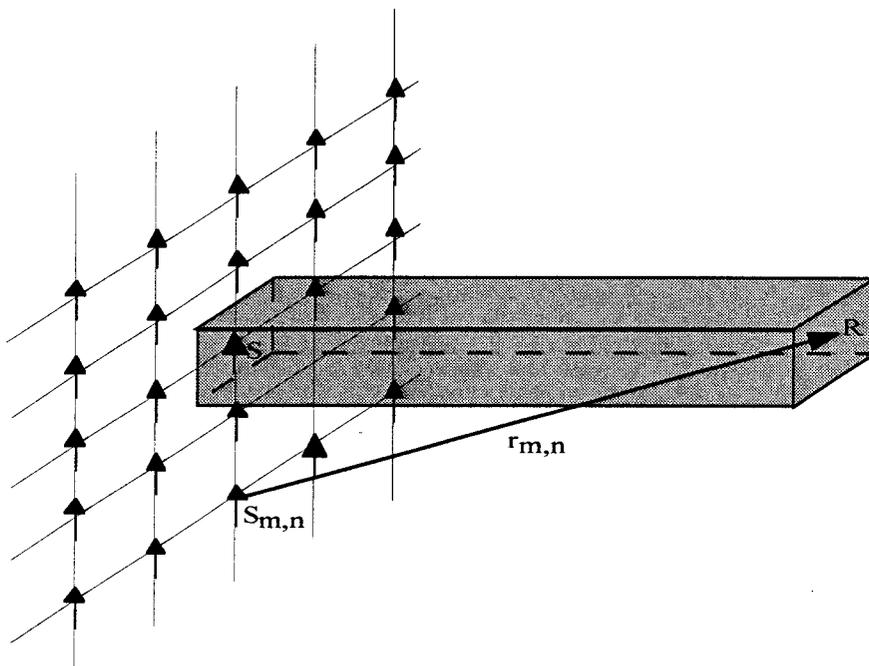


Figure IV-2 : Propagation d'un rayon en tunnel

La source image est notée d'une façon générale $S(m,n)$ où m et n désignent respectivement le nombre de réflexions sur les parois horizontales et verticales. Par des considérations géométriques simples, on peut vérifier que la distance 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 γ par rapport aux côtés horizontaux et φ par rapport aux côtés verticaux se conservent. D'une façon générale, les coordonnées des sources images dans le plan $z=0$ sont données par

$$x_i = \pm 2ma \pm x_0$$

$$y_i = \pm 2nb \pm y_0$$

où a et b désignent respectivement la largeur et la hauteur du tunnel, x_0 et y_0 sont les coordonnées de l'émetteur et les quantités m et n sont des nombres entiers. La distance émetteur-récepteur étant beaucoup plus grande que les dimensions transversales du tunnel, les vecteurs champ électrique rayonnés par chacune des images sont en première approximation colinéaires.

L'amplitude totale du champ électrique est donc obtenue en sommant les contributions du champ direct et de l'ensemble des images.

$$E = \sum_m \sum_n E_0(S_{m,n}) \cdot (R_H)^m \cdot (R_E)^n$$

où $E_0(S_{m,n})$ est l'amplitude du champ "direct" issu de la source $S(m,n)$, R_H et R_E sont les coefficients de réflexion respectivement sur les parois perpendiculaires à l'antenne (polarisation verticale) et sur les parois parallèles à l'antenne (polarisation horizontale).

1.2. Courbe typique de la propagation d'une onde hyperfréquence en tunnel vide

Nous envisageons le cas d'une source et d'un récepteur situés au centre de la section droite du tunnel. Nous avons choisi cette situation particulière, bien qu'elle ait peu de chance de se rencontrer dans la pratique, afin de comprendre les phénomènes de propagation dans ce cas simple où il existe de nombreuses symétries. Les antennes d'émission et de réception sont disposées perpendiculairement au sol (polarisation verticale).

La fréquence d'émission est fixée à 1 GHz.

La planche IV-1 représente l'amplitude de la composante verticale du champ reçu par un récepteur qui se déplace longitudinalement dans le tunnel. Cette planche fait apparaître des battements dont les amplitudes décroissent quand la distance augmente. On peut montrer que les minimums délimitant ces battements se produisent périodiquement approximativement tous les mètres. Cette distance correspond à h^2/λ où h est la largeur du tunnel et λ la longueur d'onde. Ce résultat se vérifie également pour d'autres dimensions de tunnel et à d'autres fréquences. Il vérifie une prévision justifiée par la théorie des modes qui a été développé dans [46]. Enfin, on peut noter qu'au delà d'une centaine de mètres, la variation moyenne du champ est quasi-exponentielle et présente un affaiblissement moyen estimé à 3 dB/100 m.

Champ reçu dans le tunnel

Conductivite=0,001 S/m ; Permittivite=10 ; F=1GHz

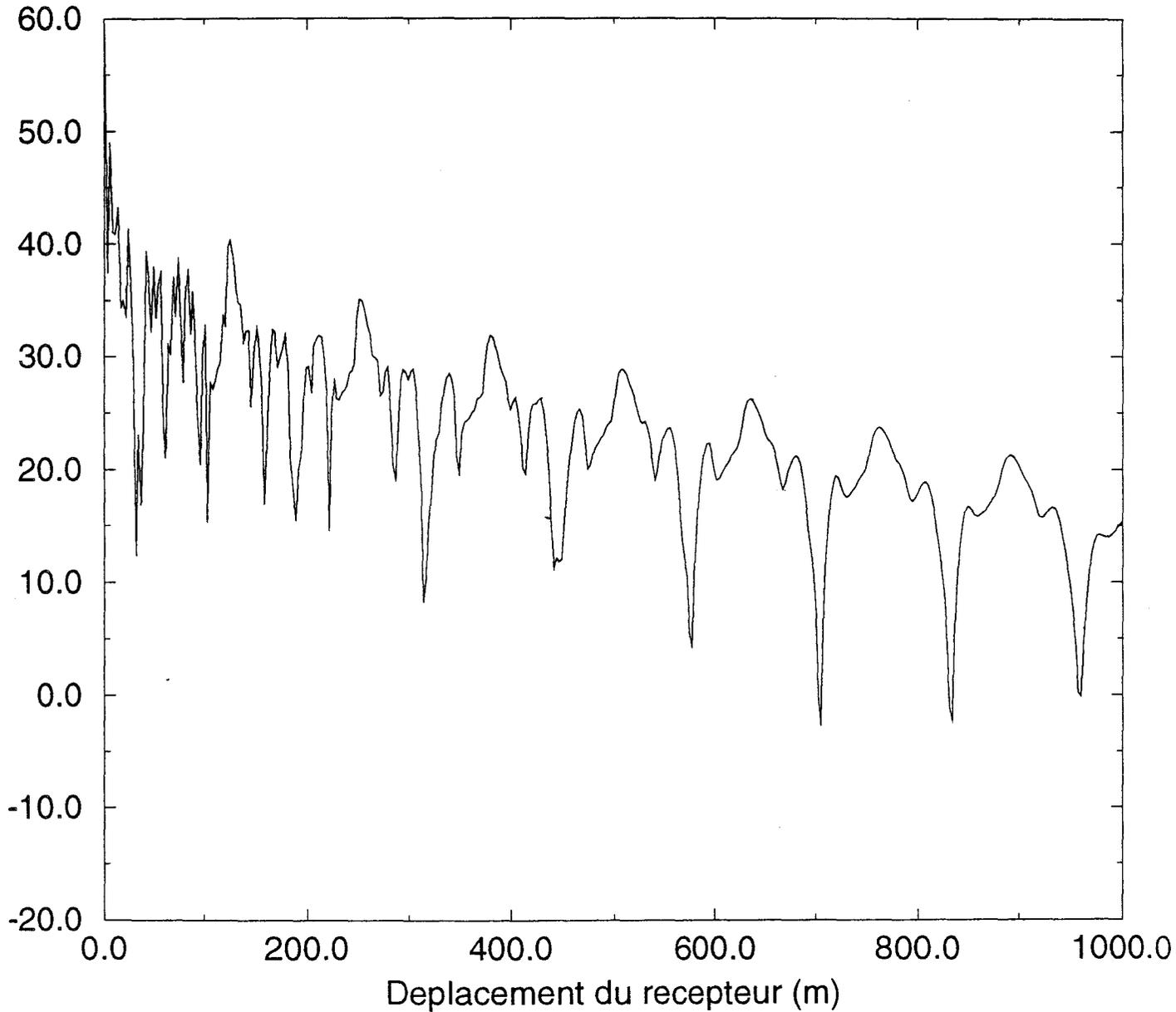


PLANCHE IV-1

2. Description du modèle théorique simulant la présence d'un obstacle dans le tunnel

2.1. Introduction au phénomène de masquage

Une modification quelconque de la section droite tunnel entraîne des phénomènes de masquage pour une partie des rayons réfléchis. En effet, certaines surfaces appartenant aux obstacles situés à l'intérieur du tunnel sont orientées de telle sorte qu'elles peuvent détourner de sa trajectoire initiale un rayon reliant la source et le récepteur lorsque le tunnel est vide.

Nous allons supposer dans ce quatrième chapitre que l'obstacle situé dans le tunnel est en fait un camion. Dans la suite de ce mémoire, celui-ci sera toujours assimilé à un parallélépipède rectangle de conductivité infinie dont la hauteur est égale à celle du tunnel.

La figure IV-3 représente un rétrécissement localisé créé par la présence du camion dans le tunnel. La surface (S) symbolise la face avant d'un camion.

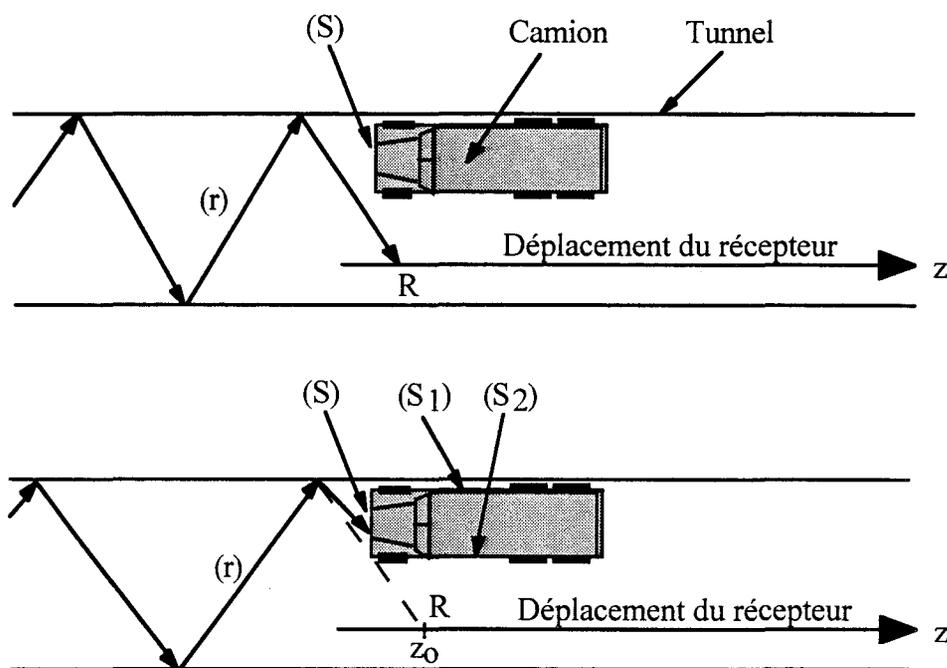


Figure IV-3 : Vue du dessus - Rétrécissement localisé créé par le camion

Tant que le rayon (r) reliant les points d'émission et de réception n'intercepte pas (S), on doit tenir compte de l'énergie apportée par ce rayon au récepteur. Dès que le récepteur atteint la distance $z=z_0$, la trajectoire du rayon (r) est subitement déviée par (S). Le champ associé au rayon (r) n'est plus à prendre en compte. Si on suppose par exemple que le rayon (r) a subi 3 réflexions sur les parois verticales du tunnel alors le champ électrique associé à ce rayon (r) est calculé au moyen de l'expression suivante :

$$E(r) = E_{\text{esp.lib.}} \cdot R^3 \cdot d(z - z_0)$$

où : $E_{\text{esp.lib.}}$ est le champ équivalent correspondant au trajet du rayon en espace libre,

R est le coefficient de réflexion sur les parois du tunnel,

$d(z-z_0)$ est la fonction de masquage telle que : $d=1$ si $z < z_0$

$d=0$ si $z > z_0$

La fonction de masquage dépend de la position des émetteurs images, des récepteurs images et de la disposition des surfaces réfléchissantes. Tout changement de la configuration géométrique interne du tunnel entraîne une modification de la fonction de masquage.

2.2. Influence d'un obstacle sur le champ réfléchi

2.2.1. Application du principe de superposition

La figure IV-4 décrit la disposition géométrique que nous allons utiliser pour effectuer la recherche de tous les rayons réfléchis reliant le point source au point de calcul. On rappelle que le parallélépipède rectangle situé dans le tunnel a une hauteur égale à celle du tunnel et que sa largeur est celle du camion considéré.

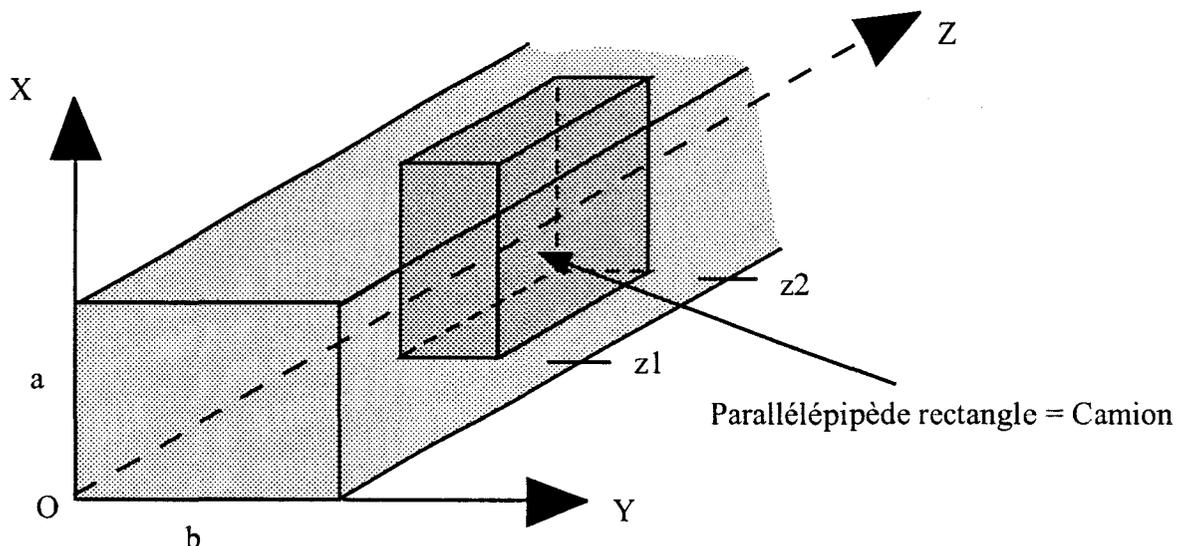


Figure IV-4 : Présence d'un obstacle dans le tunnel

En faisant appel au principe de superposition, nous pouvons considérer qu'un obstacle perturbateur situé au centre du tunnel est équivalent à deux rétrécissements localisés telle que le montre la figure IV-5.

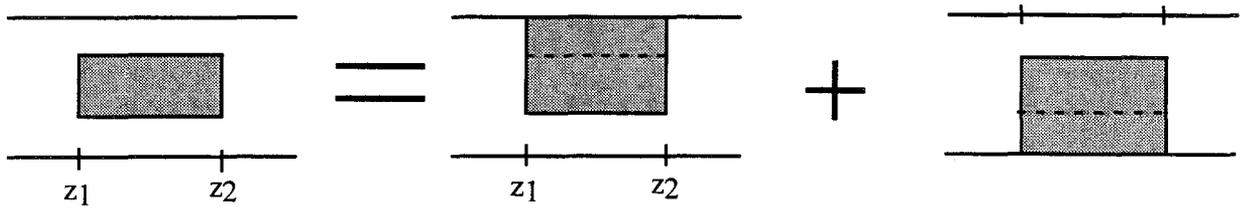


Figure IV-5 : Principe de superposition

Cette approximation nous permet d'utiliser une partie des travaux effectués par M. Agunaou [47]. En effet, un programme de modélisation de la propagation des ondes hyperfréquences dans un rétrécissement localisé avait été développé au laboratoire mais il imposait des valeurs identiques pour les paramètres physiques du tunnel et du rétrécissement. Notre contribution réside dans la modification de certaines routines afin de pouvoir déterminer le nombre de réflexions ayant lieu sur l'obstacle dont la conductivité et la permittivité peuvent être totalement ajustées indépendamment de celles du tunnel. On rappelle que dans la suite de ce chapitre le camion est supposé parfaitement métallique.

L'effet de masquage occasionnant des pertes en réflexion sera dû essentiellement aux surfaces transversales (S_1) et (S_2) définies sur la figure IV-3.

La zone située entre z_1 et z_2 constitue un guide de section inférieure à la section du tunnel vide. Par conséquent, le champ réfléchi aura une atténuation linéique supérieure dans cette zone. Toutefois, on peut remarquer que cet effet sera très localisé en raison de la faible longueur du camion comparée à celle du tunnel. Au niveau du calcul, on ne retient que les rayons ayant des incidences qui leur permettent à la fois d'entrer et de sortir de la zone de transition située entre z_1 et z_2 .

2.2.2. Détermination des rayons réfléchis susceptibles d'atteindre le récepteur

Les conditions géométriques de "circulation" de ces rayons dans ce tunnel de faible section sont décrites dans le plan yOz puisque la dissymétrie du problème se situe uniquement dans ce plan. La recherche de tous les rayons réfléchis susceptibles d'atteindre le récepteur a été largement décrite par M. Mariage [19].

La planche IV-2 montre l'évolution de l'amplitude de la composante verticale du champ réfléchi derrière le camion dans la configuration géométrique décrite sur la figure IV-6.

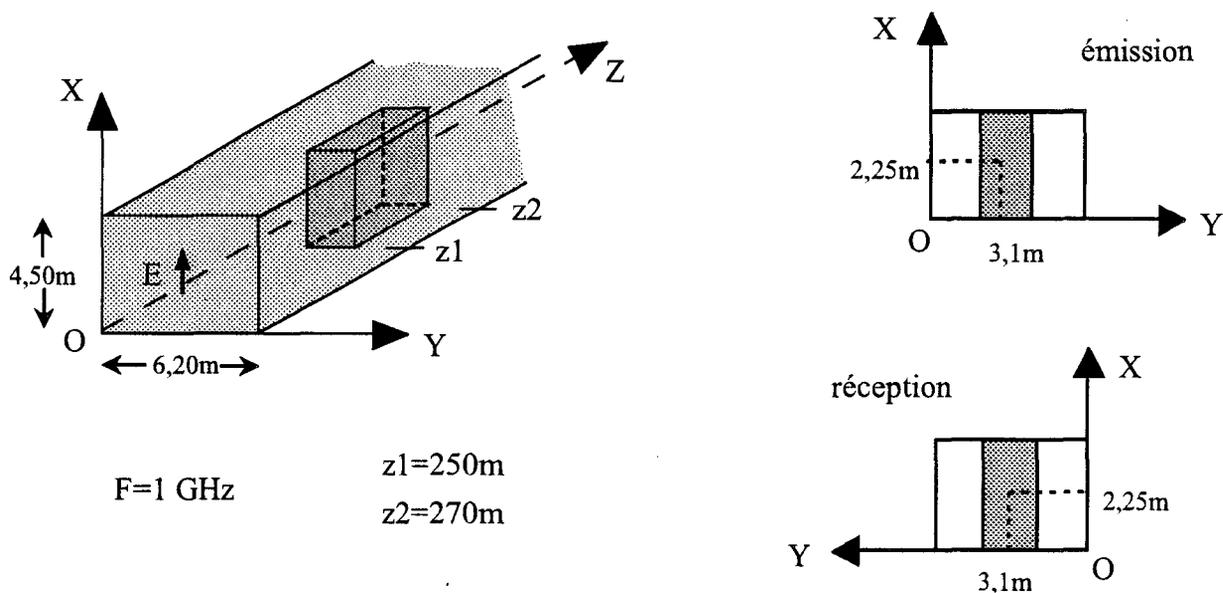
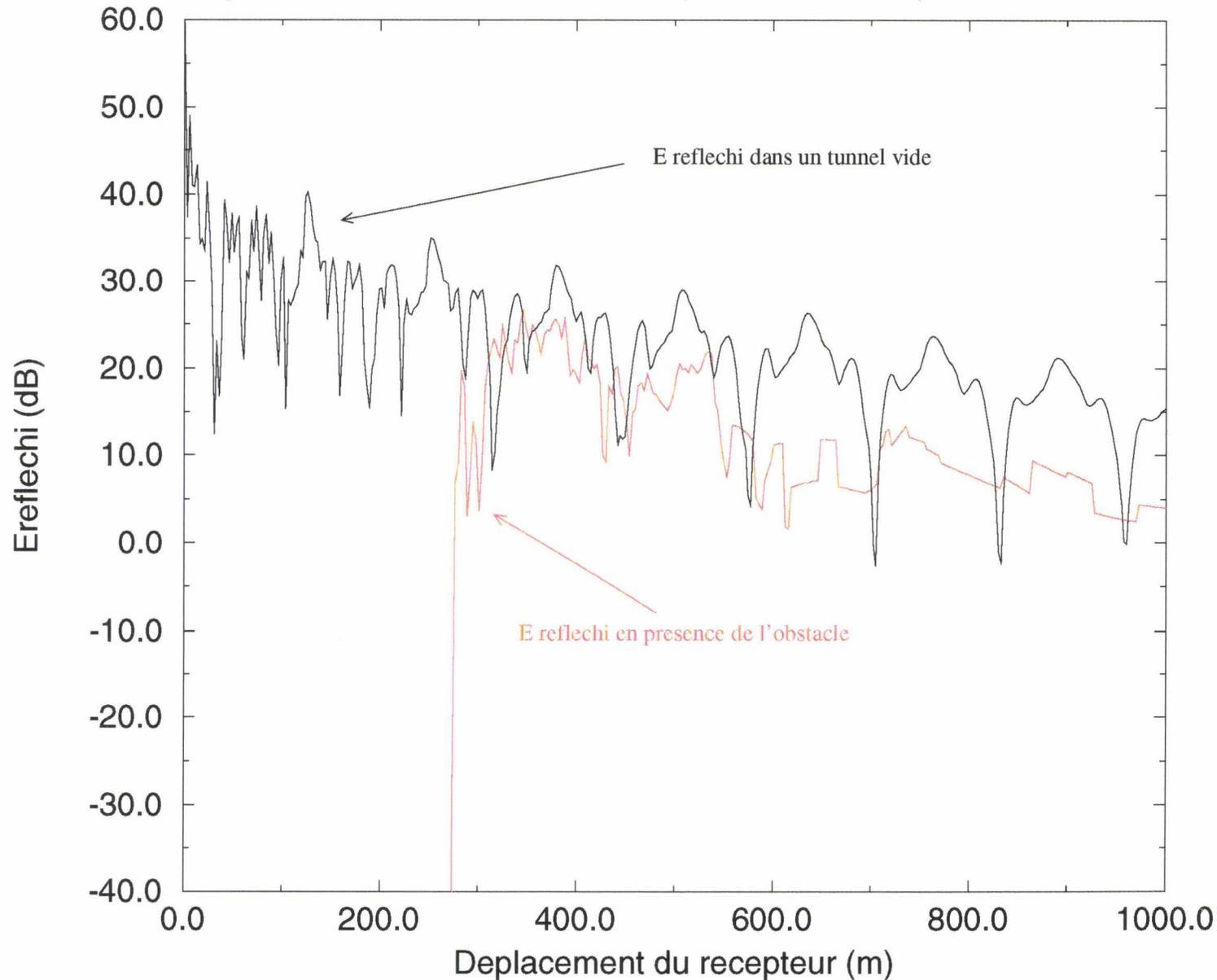


Figure IV-6 : Configuration géométrique de simulation

Nous pouvons noter sur la planche IV-2 que l'amplitude du champ réfléchi présente des discontinuités brutales lorsque le récepteur se déplace longitudinalement dans le tunnel à cause des effets de masquage créés par le camion. Or, il est bien évident que le champ électrique varie de façon continue dans le tunnel et que cette continuité est en fait réalisée lorsque les champs diffractés par les arêtes verticales du camion sont pris en compte. Nous allons à présent calculer cette contribution.

Champ reflechi en presence de l'obstacle dans le tunnel

Largeur de l'obstacle=3,10m ; Dist.(source-obstacle)=250m ; F=1GHz



2.3. *Prise en compte du champ diffracté par les arêtes verticales du camion*

Le paragraphe précédent a permis de mettre en évidence une fois de plus les limites d'application de la théorie des rayons de l'optique géométrique classique.

Les éléments diffractants que nous allons introduire sont constitués des arêtes verticales formées par les dièdres créés par les faces latérales et les faces avant et arrière du camion.

Afin de simplifier la discussion, nous allons supposer que le camion se déplace sur l'une des deux voies de roulement dans le tunnel. Cela nous permet de ne parler que des arêtes verticales (A1) et (A2) limitant le camion ainsi que le montre la figure IV-7.

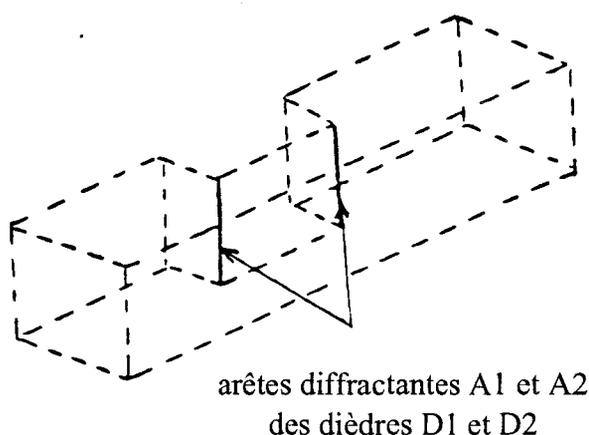


Figure IV-7 : Diffraction par deux arêtes verticales du camion

La figure IV-8 montre un rayon réfléchi sur les parois du tunnel qui atteint le point de diffraction Q1 de l'arête du premier dièdre D1. Après diffraction, le rayon diffracté va subir de multiples réflexions sur les parois situées au-delà du premier dièdre.

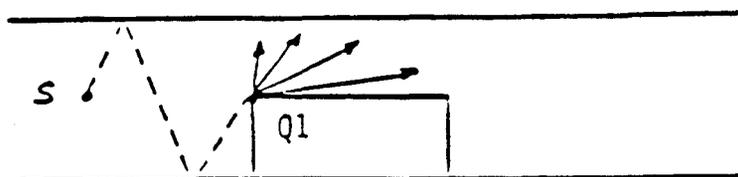


Figure IV-8 : Diffraction par le dièdre D1

Le champ électrique associé à ce type de rayon s'exprime sous une forme condensée par :

$$E_{D1} = E(Q1) R(n, m) R(N, M) A(r) D e^{-jkr} f_1(\text{test})$$

où

$E(Q1)$ est le champ atteignant $Q1$ après de multiples réflexions dans le tunnel principal situé avant le camion,

$R(n,m)$ est le facteur de réflexion dans le tronçon de faible section ; n et m sont les nombres de réflexions sur les surfaces horizontales et verticales,

$R(N,M)$ est le facteur de réflexion dans le dernier tronçon ; N et M sont les nombres de réflexions sur les surfaces horizontales et verticales du tunnel,

$A(r)$ est le facteur d'amplitude qui traduit la conservation de l'énergie dans un tube de rayons dans la direction de diffraction (cf. Chapitre I),

D est le coefficient de diffraction dyadique du dièdre $D1$; D s'exprime dans le système de coordonnées lié au bord défini dans le chapitre II,

e^{-jkr} est le terme de phase associé au chemin de longueur r parcouru par l'onde après interaction avec le dièdre $D1$,

$f_1(\text{test})$ est une fonction binaire qui traduit l'effet de masque à la sortie du tunnel de faible section. Elle est définie par :

$f_1(\text{test})=0$ si le point de calcul est situé dans une zone d'ombre

$f_1(\text{test})=1$ si le point de calcul est situé dans une zone éclairée.

De la même façon, la figure IV-9 montre un rayon réfléchi qui atteint le second dièdre au point de diffraction $Q2$ et qui diffracte dans la zone située derrière le camion.

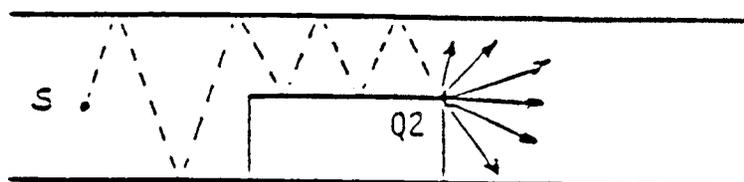


Figure IV-9 : Diffraction par le dièdre $D2$

Le champ électrique associé à ce type de rayon s'exprime par :

$$E_{D2} = E(Q2) R(N, M) A(r) D e^{-jkr} f_2(\text{test})$$

où

$E(Q2)$ est le champ atteignant $Q2$ après de multiples réflexions dans le tunnel principal puis dans le "mini-tunnel",

$R(N,M)$ est le coefficient de réflexion dans le dernier tronçon ; N et M sont les nombres de réflexions sur les surfaces horizontales et verticales du tunnel,

$f_2(\text{test})$ est une fonction binaire qui traduit l'effet de masque à l'entrée du tunnel de faible section limitant la pénétration des rayons émis par la source.

Finalement, le calcul du champ électrique en un point situé au delà du camion s'effectue en sommant le champ direct s'il existe, le champ réfléchi, le champ diffracté par le premier dièdre $D1$ et le champ diffracté par le second dièdre $D2$.

3. Etude paramétrique du modèle

L'exploitation du modèle numérique a été réalisée en vue de caractériser essentiellement l'influence de la largeur d'un obstacle et de sa position vis-à-vis de l'émetteur.

La fréquence est à présent fixée à 10 GHz afin que dans les conditions de masquage les plus importantes que nous allons fixer, l'onde puisse toujours être assimilée à un rayon (condition de validité des lois de l'optique géométrique).

De plus, nous allons envisager le cas le plus défavorable. Or, d'une manière générale, lorsque le champ électrique incident est parallèle à une arête diffractante, l'amplitude du champ diffracté par un dièdre diélectrique est légèrement inférieure à celle obtenue lorsque le champ électrique est perpendiculaire à l'arête. Nous avons donc étudié une onde polarisée verticalement.

De plus, nous avons montré dans le chapitre III qu'en polarisation verticale et pour un obstacle parfaitement métallique, l'amplitude du champ doublement diffracté est très faible par rapport au champ reçu en absence d'obstacle. Nous pouvons alors supposer que le champ diffracté par D2 reste toujours prépondérant par rapport au champ doublement diffracté par D1 et D2.

3.1. Influence de la distance émetteur-camion

On considère le cas d'un camion qui masque la liaison entre la source et le mobile récepteur. La présence de ce camion engendre une modification localisée de la section droite du tunnel telle que le montre la figure IV-10

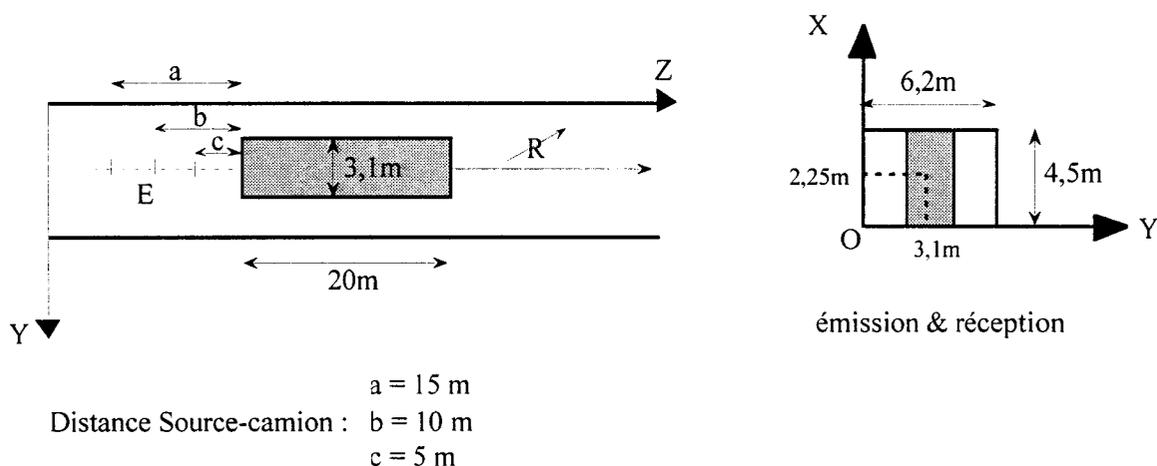


Figure IV-10 : Configuration géométrique de simulation

Champ reflechi en fonction de la distance Source-Camion

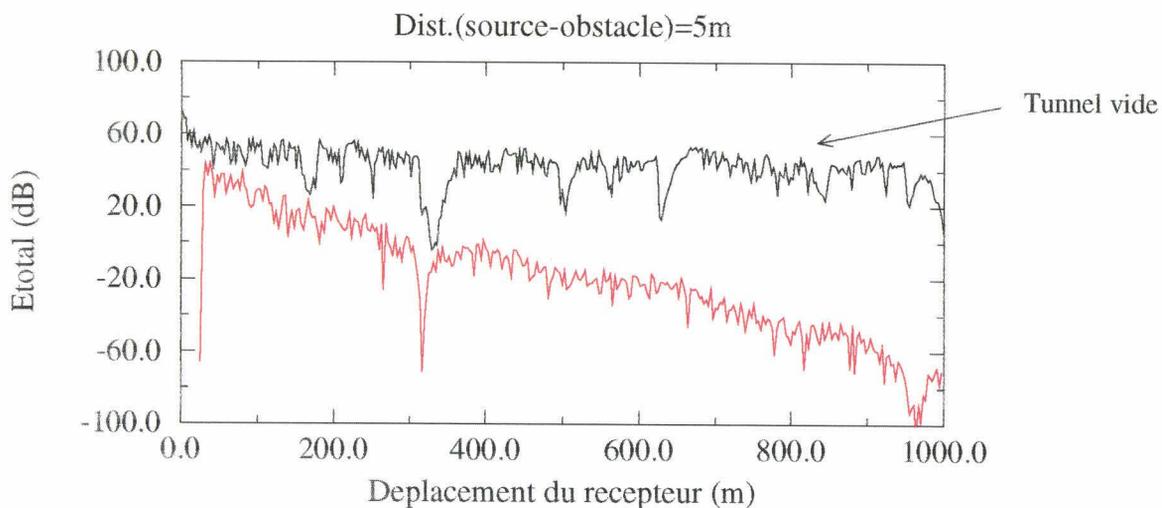
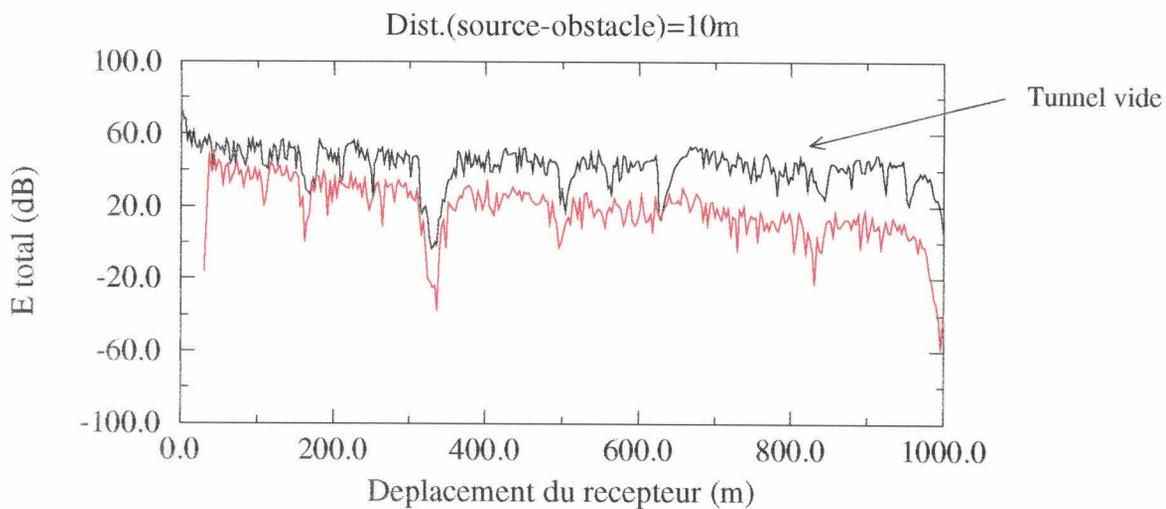
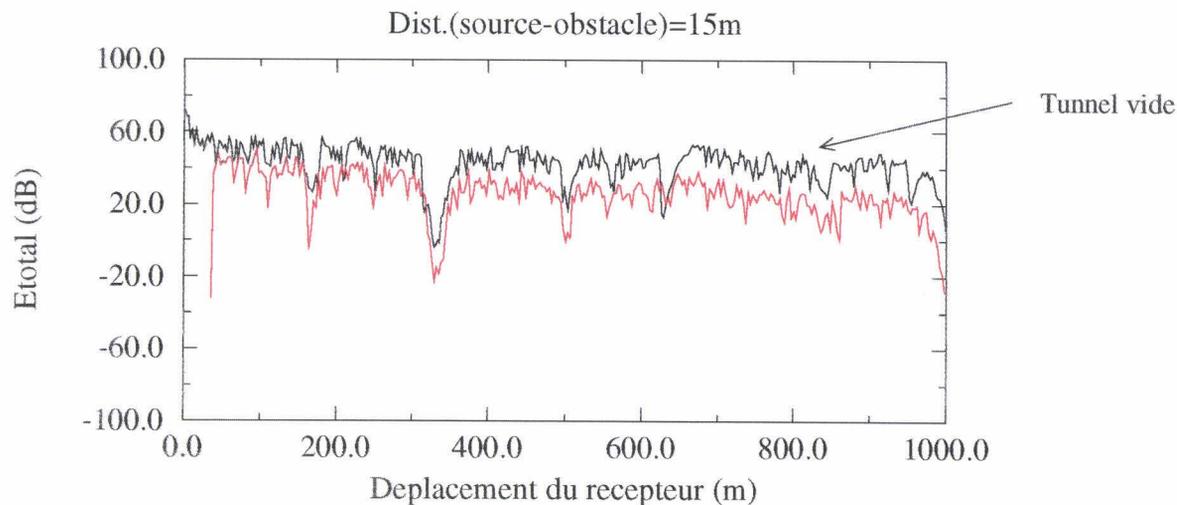


PLANCHE IV-3

Le récepteur se déplace au centre du tunnel derrière le camion de forme parallélépipédique de longueur 20 m. Les distances source-camion sont de 15 m, 10 m et 5 m.

Les courbes de la planche IV-3 représentent l'évolution de l'amplitude de la composante verticale du champ réfléchi seul en absence de l'obstacle et en présence de celui-ci. On peut noter que plus la distance émetteur-camion est élevée et moins l'écart entre le niveau moyen de champ reçu en absence d'obstacle et le niveau moyen de champ réfléchi est important. Les calculs effectués pour des distances source-camion supérieures à 20 m ne mettent pas en évidence une perte notable du champ réfléchi.

En revanche, lorsque la distance source-camion est égale à 5 m, le champ réfléchi subit une atténuation beaucoup plus importante dans la mesure où les seuls rayons susceptibles de parvenir jusqu'au récepteur sont des rayons qui ont subi de nombreuses réflexions sous des angles d'incidence proches de la normale. Ce cas particulièrement critique fait l'objet d'une étude plus détaillée en introduisant les champs diffractés par le premier dièdre D1 et par le second dièdre D2 du camion.

La planche IV-4 représente l'allure du champ total en présence du camion en tenant compte des contributions de ces champs. On s'aperçoit alors que le niveau de champ moyen obtenu en sommant les champs diffractés par D1 et par D2 se situe à environ 35 dB en dessous du niveau de champ moyen réfléchi dans le tunnel vide. La perte totale de champ est alors égale à 35 dB puisque le champ réfléchi n'est plus important.

3.2. Influence de la largeur de l'obstacle

Nous allons à présent étudier l'influence de la largeur de l'obstacle qui constituera un pourcentage variable d'obstruction de la section droite du tunnel obstrué. Ce cas théorique peut simuler la présence de deux camions qui se croisent dans le tunnel.

Nous allons envisager trois largeurs d'obstacle qui correspondent à des masquages respectivement de 50%, 80% et 90% de la section droite du tunnel comme le montre la figure IV-11.

Evolution des champs quand distance source-camion=5m

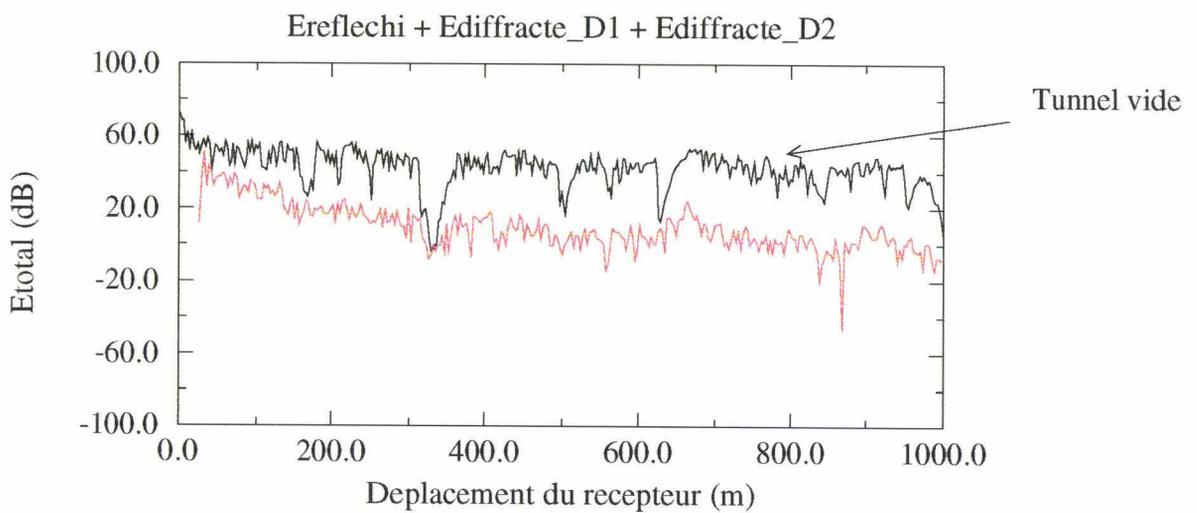
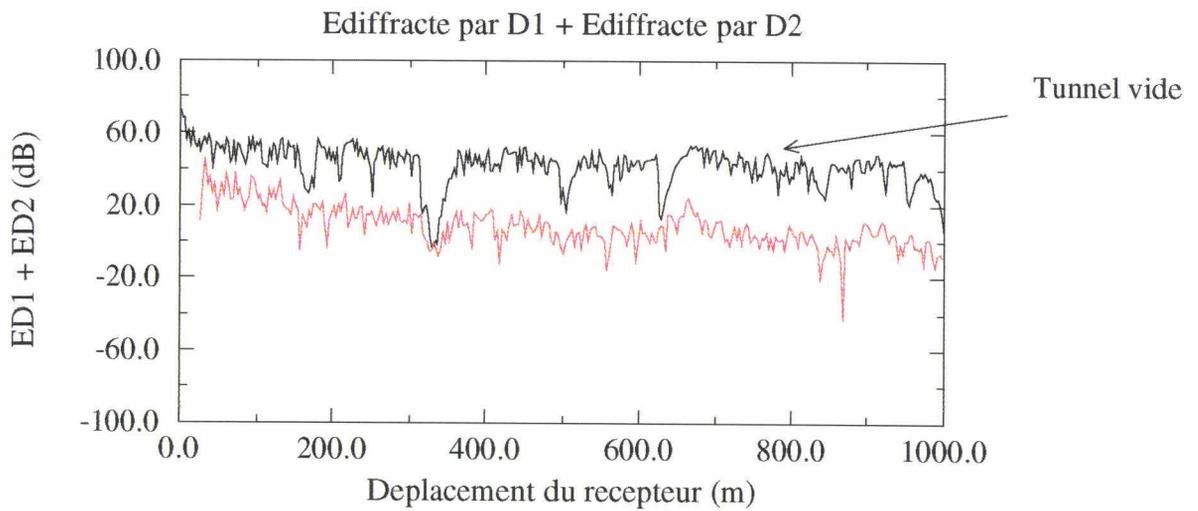
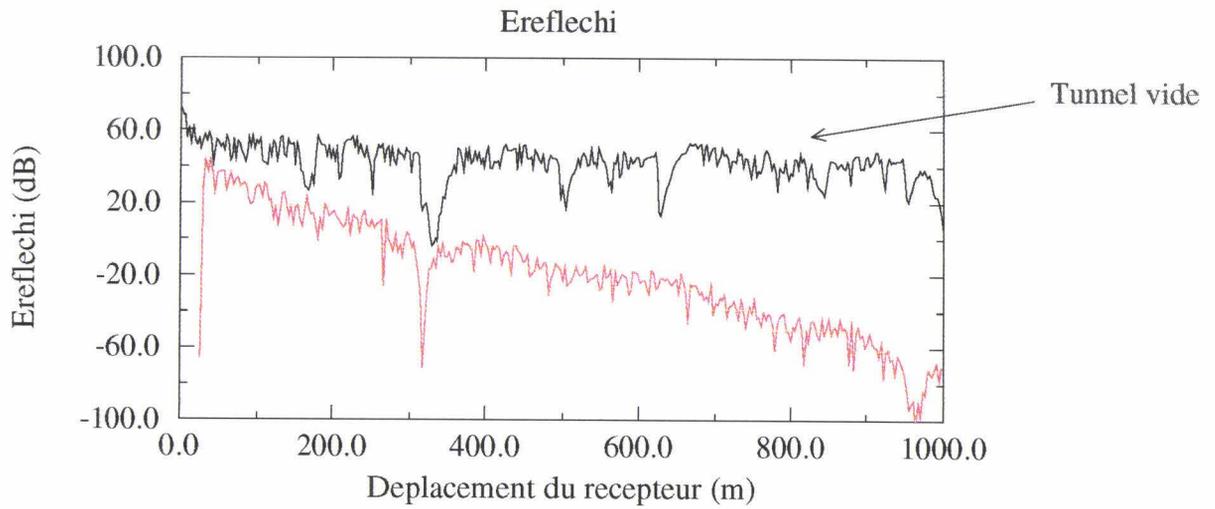
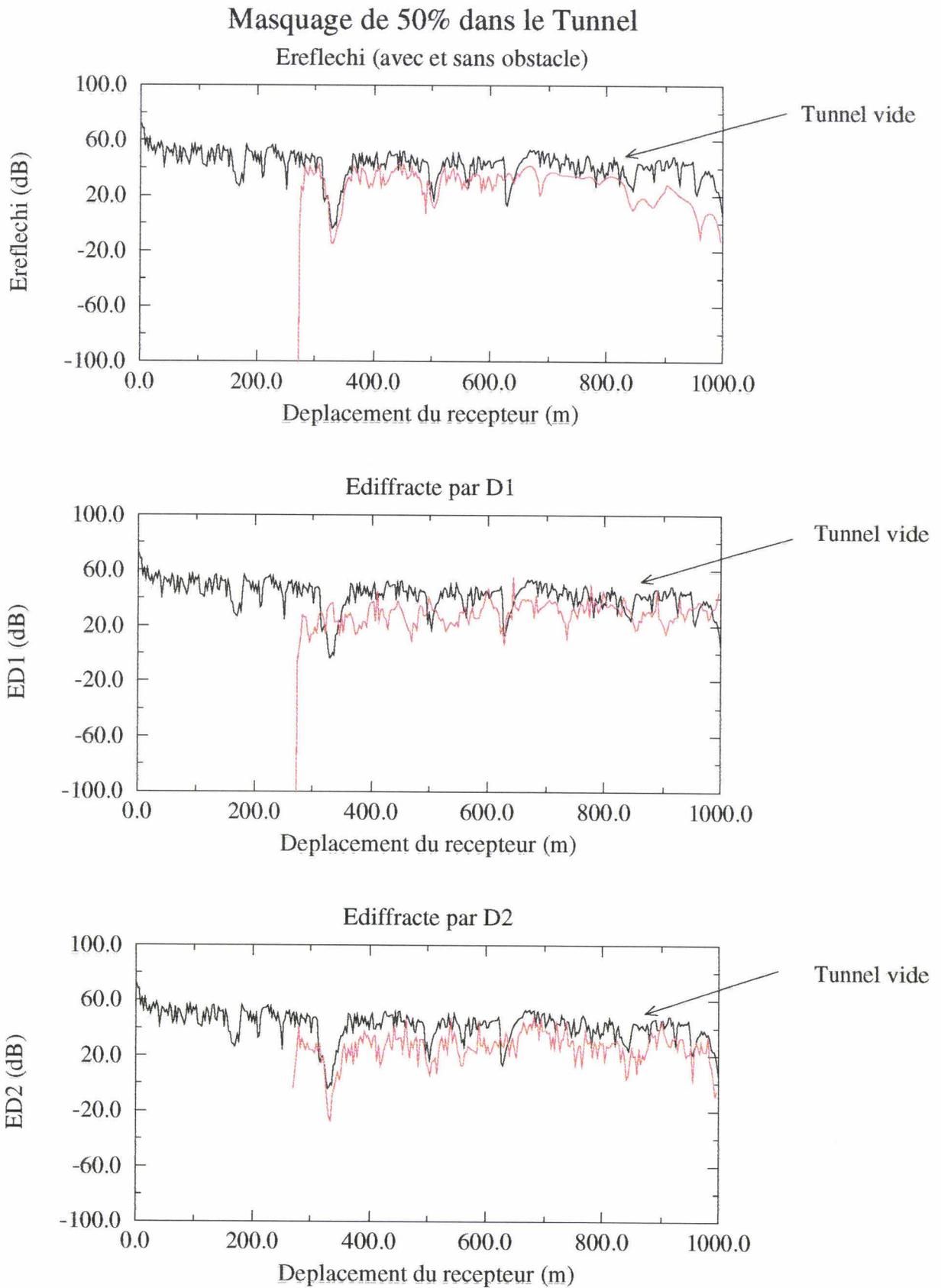


PLANCHE IV-4



Masquage de 80% dans le tunnel

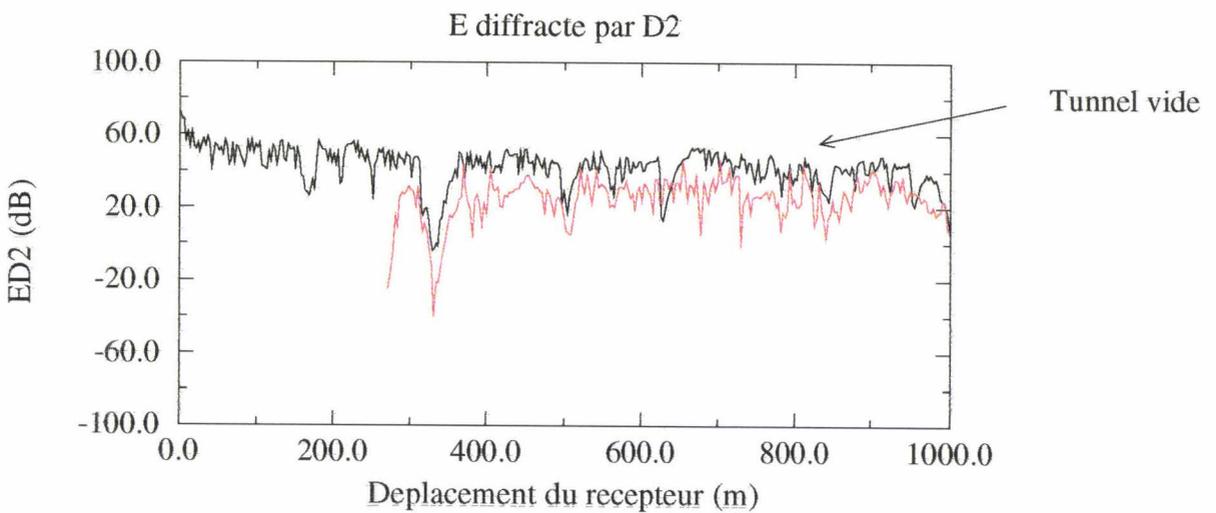
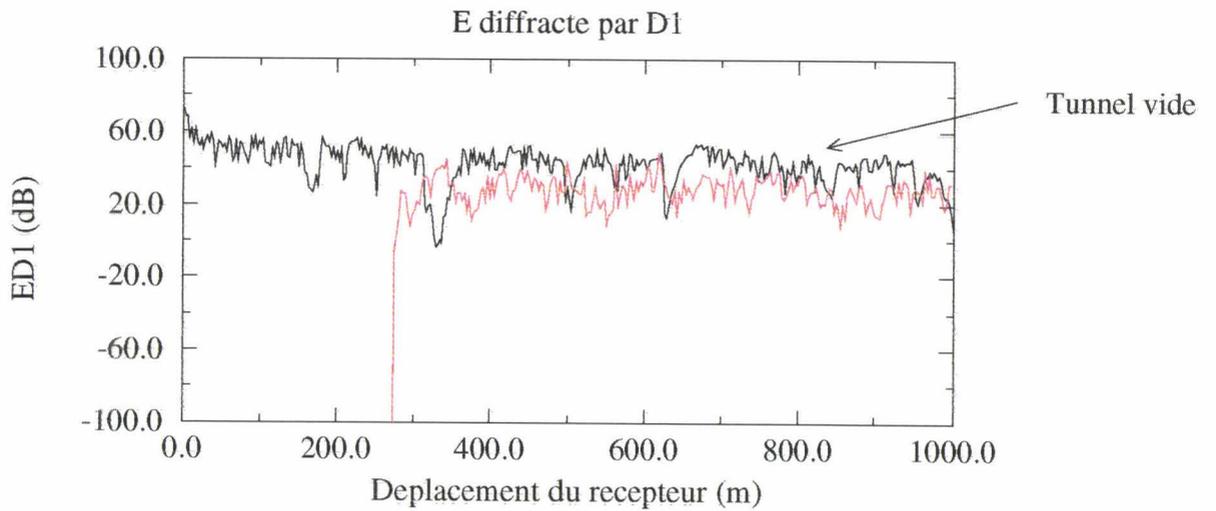
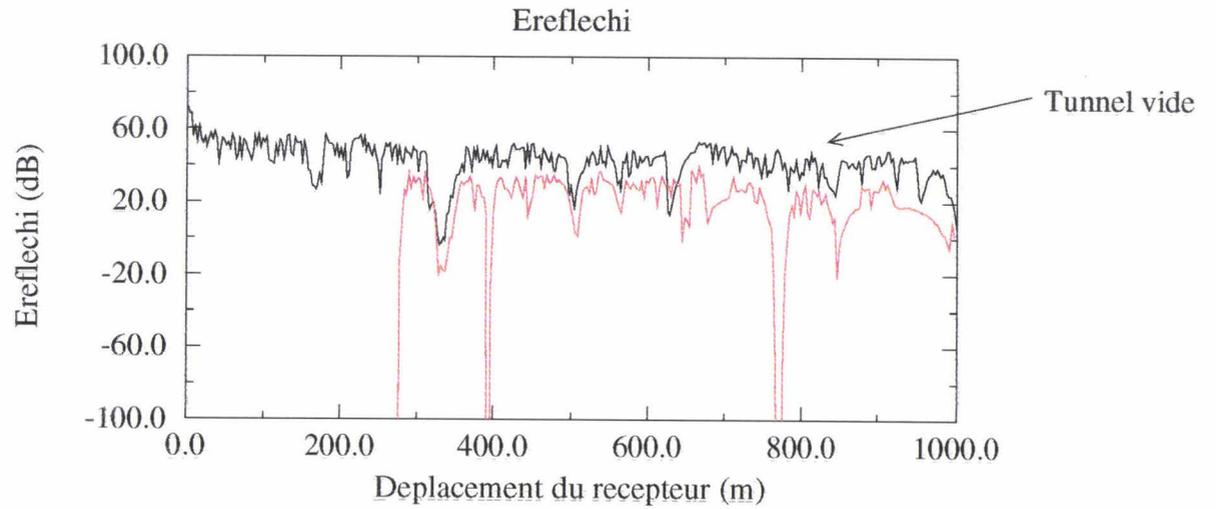
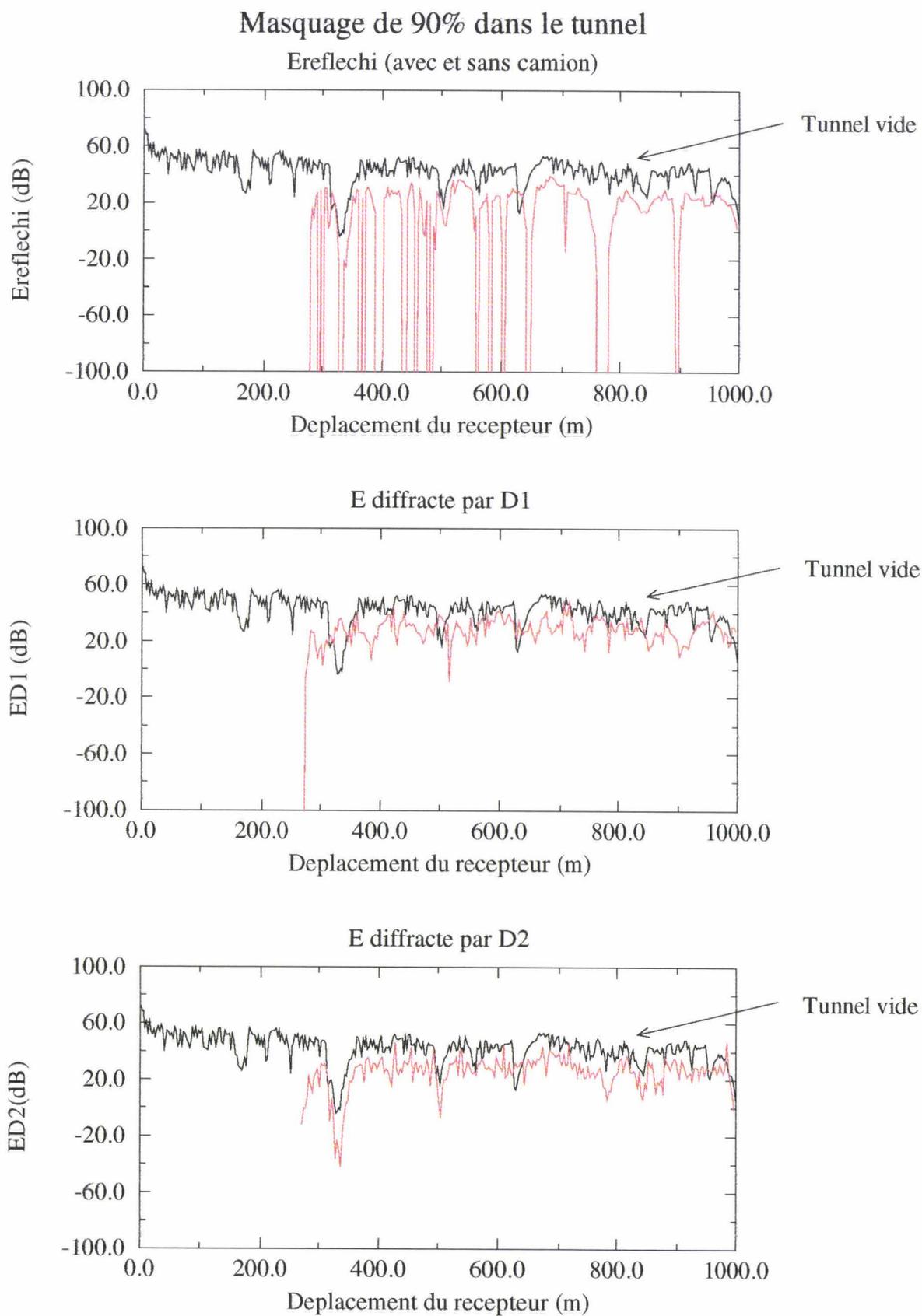
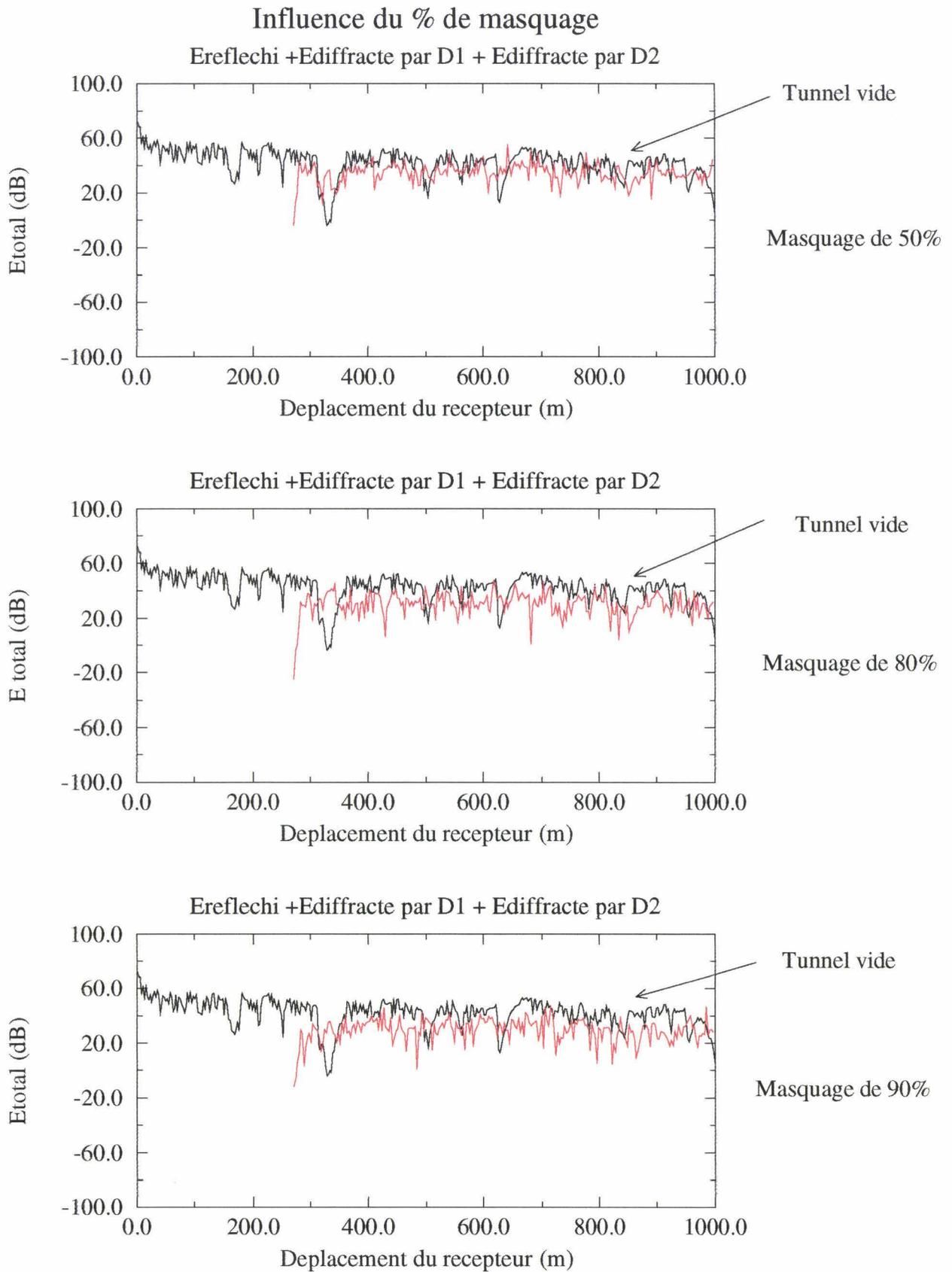


PLANCHE IV-6





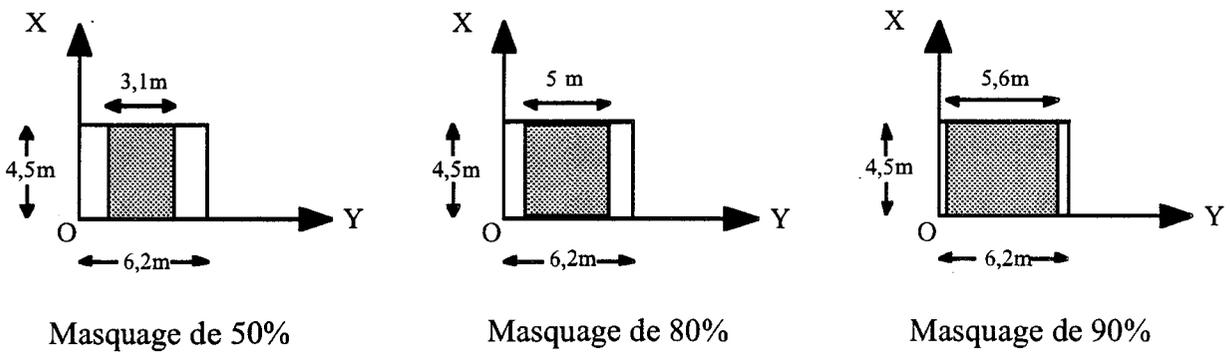


Figure IV-11 : Modification de la largeur de l'obstacle

L'émetteur est situé au centre de la section droite du tunnel (face au camion et à mi-hauteur) et à 250m de celui-ci afin d'éviter l'effet de proximité décrit dans le paragraphe précédent. Le récepteur se déplace également au centre de la section droite du tunnel mais derrière le camion. La figure IV-6 rappelle les positions de la source et du récepteur.

Les planches IV-5, IV-6 et IV-7 montrent les évolutions de l'amplitude du champ réfléchi seul, en présence et en absence de l'obstacle, pour les trois largeurs considérées. On peut remarquer que lorsque l'obstacle est très large (90% de masquage), l'amplitude du champ réfléchi reste assez élevée même si elle subit de nombreuses discontinuités. Ceci s'explique en considérant le parcours des rayons d'incidence rasante (donc fortement énergétique) qui existent ou n'existent pas suivant la position du récepteur. On peut également constater que le niveau moyen des champs diffractés est très important ce qui est logique puisque ces champs compensent les discontinuités du champ réfléchi lui-même très important lorsqu'il existe.

La planche IV-8 regroupe les variations du champ total pour les trois largeurs d'obstacle. Il apparaît que les pertes dues à l'obstacle restent assez faibles lorsque la source est située assez loin de l'obstacle. On peut les estimer à 10 dB pour un masquage de 90% et on peut considérer qu'elles sont négligeables pour un masquage inférieur à 50% (de l'ordre de 3dB).

On peut toutefois noter qu'il existe une zone d'ombre importante juste derrière l'obstacle dans laquelle les pertes atteignent 40 dB sur 30 m.

3.3. Influence de la longueur de l'obstacle

Nous allons à présent étudier l'influence de la longueur de l'obstacle. Ce cas théorique peut simuler la présence de plusieurs camions qui se suivent dans le tunnel lors d'un "bouchon". De plus, nous allons considérer la largeur d'obstacle la plus défavorable (masquage de 90%).

La planche IV-9 représente les évolutions des amplitudes du champ réfléchi en présence ou absence d'obstacle, du champ diffracté par D1 et du champ diffracté par D2. Si on compare les courbes de cette planche avec celles de la planche IV-7, on s'aperçoit que la longueur de l'obstacle ne modifie pas les allures de champ. Cela s'explique par le fait que c'est toujours les rayons d'incidence rasante qui, lorsqu'ils existent, fournissent la même énergie que s'il n'y avait pas d'obstacle, c'est à dire une énergie importante.

3.4. Influence de la position de la source dans le tunnel

Les courbes que nous avons présentées jusqu'à présent ont été tracées en considérant un émetteur et un récepteur situé au centre du tunnel. Dans la pratique, il est nécessaire de placer l'antenne d'émission près des parois du tunnel. C'est pourquoi, nous allons maintenant placer une antenne d'émission à 50cm sous le toit du tunnel tandis que le récepteur reste au centre du tunnel.

La planche IV-10 montre de nouveau les évolutions des amplitudes du champ réfléchi, du champ diffracté par D1 et du champ diffracté par D2 lorsque le récepteur se déplace derrière le camion. On remarque que les allures de ces courbes sont comparables à celle obtenue pour un émetteur au centre (planche IV-5). Les allures du champ réfléchi ou du champ diffracté par D2 font apparaître un évanouissement localisé d'environ 60 dB autour de $z=660$ mètres. Cependant, le champ diffracté par E_{D1} va compenser ce trou si bien que l'évolution du champ total ne ferait pas apparaître d'évanouissement localisé. La position de la source ne modifie donc pas de manière significative les niveaux moyens de champ reçu derrière le camion.

Influence d'un obstacle de longueur 100m - Masquage de 90%

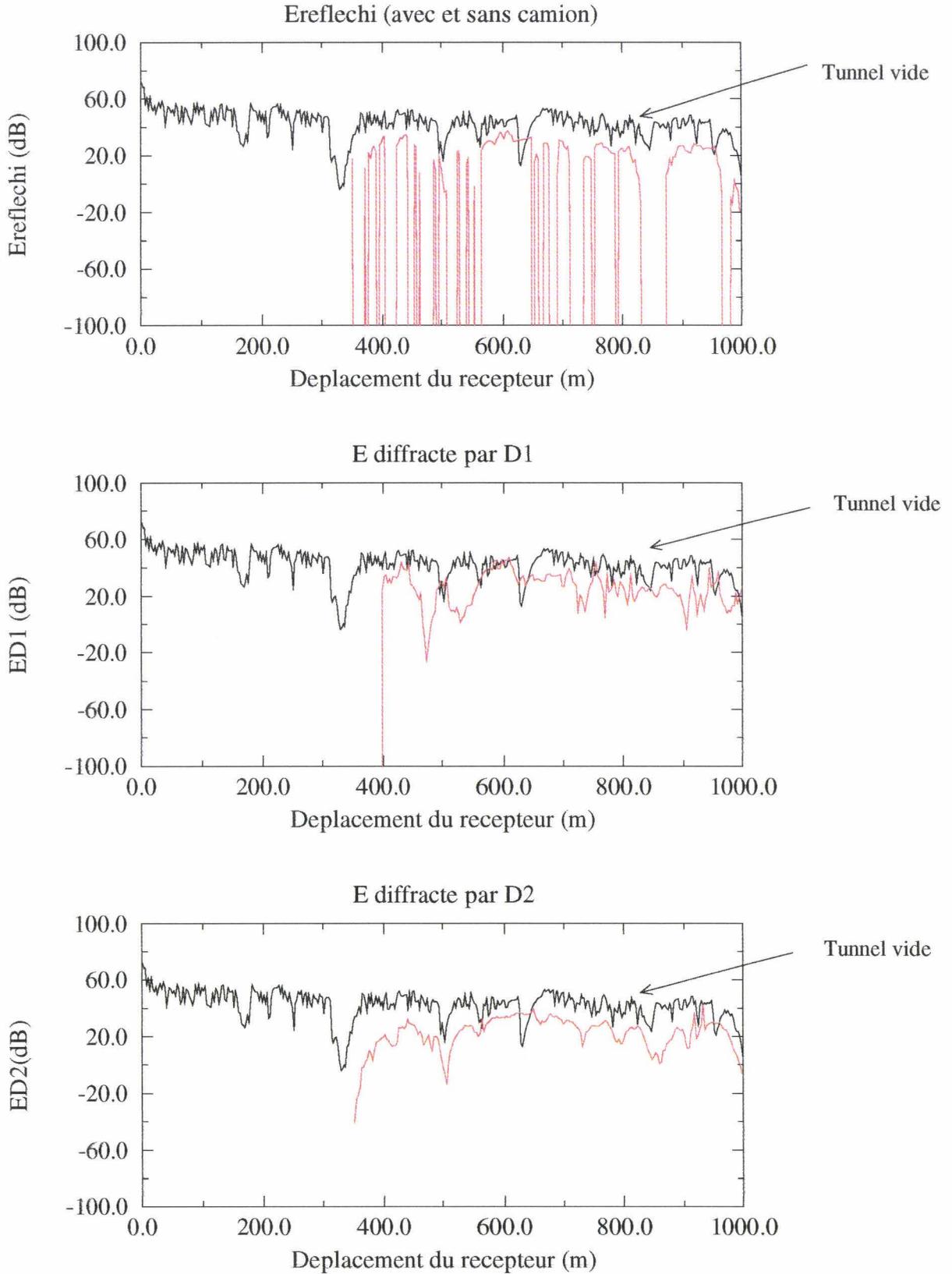


PLANCHE IV-9

Comparaison Emetteur en voute - Emetteur centre

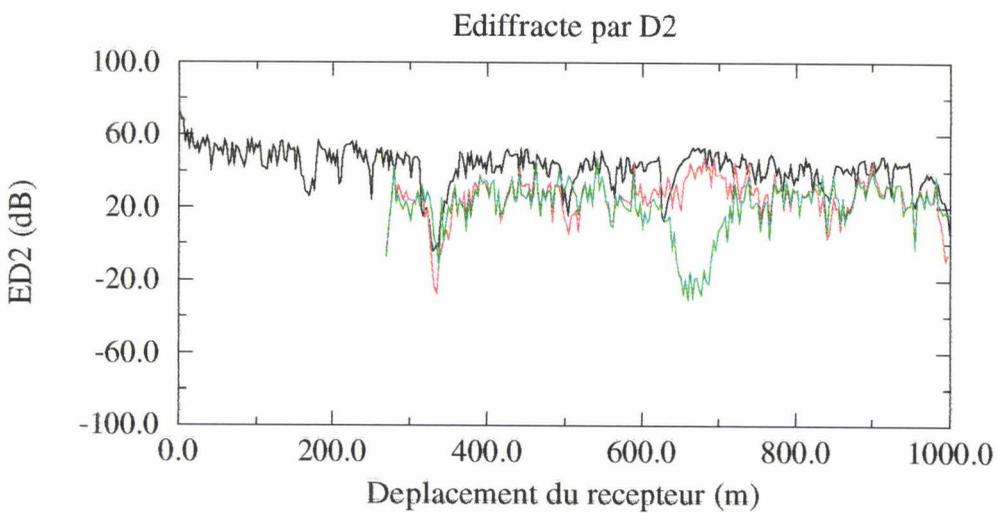
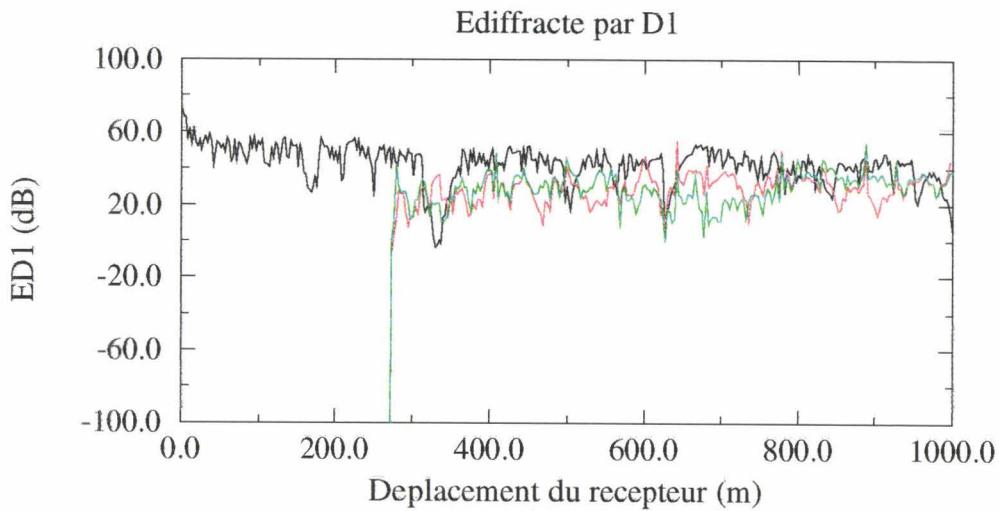
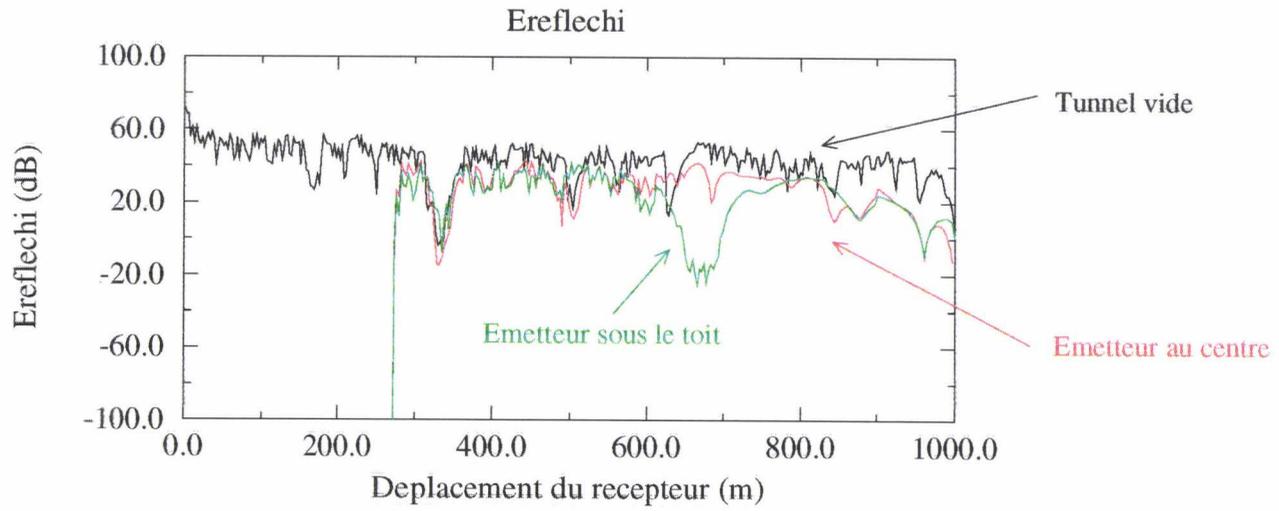


PLANCHE IV-10

3.5. Cartographie derrière le camion

On considère maintenant le cas d'un camion qui circule sur une des deux voies du tunnel. La présence de ce camion engendre un rétrécissement de la largeur du tunnel tel que nous l'avons déjà signalé.

Afin d'évaluer clairement l'influence de ce camion, nous allons présenter une cartographie du champ reçu derrière cet obstacle. Les conditions géométriques de simulations sont décrites sur la figure IV-12. Compte tenu des temps de calcul importants, nous avons limité à 100m le déplacement longitudinal du récepteur.

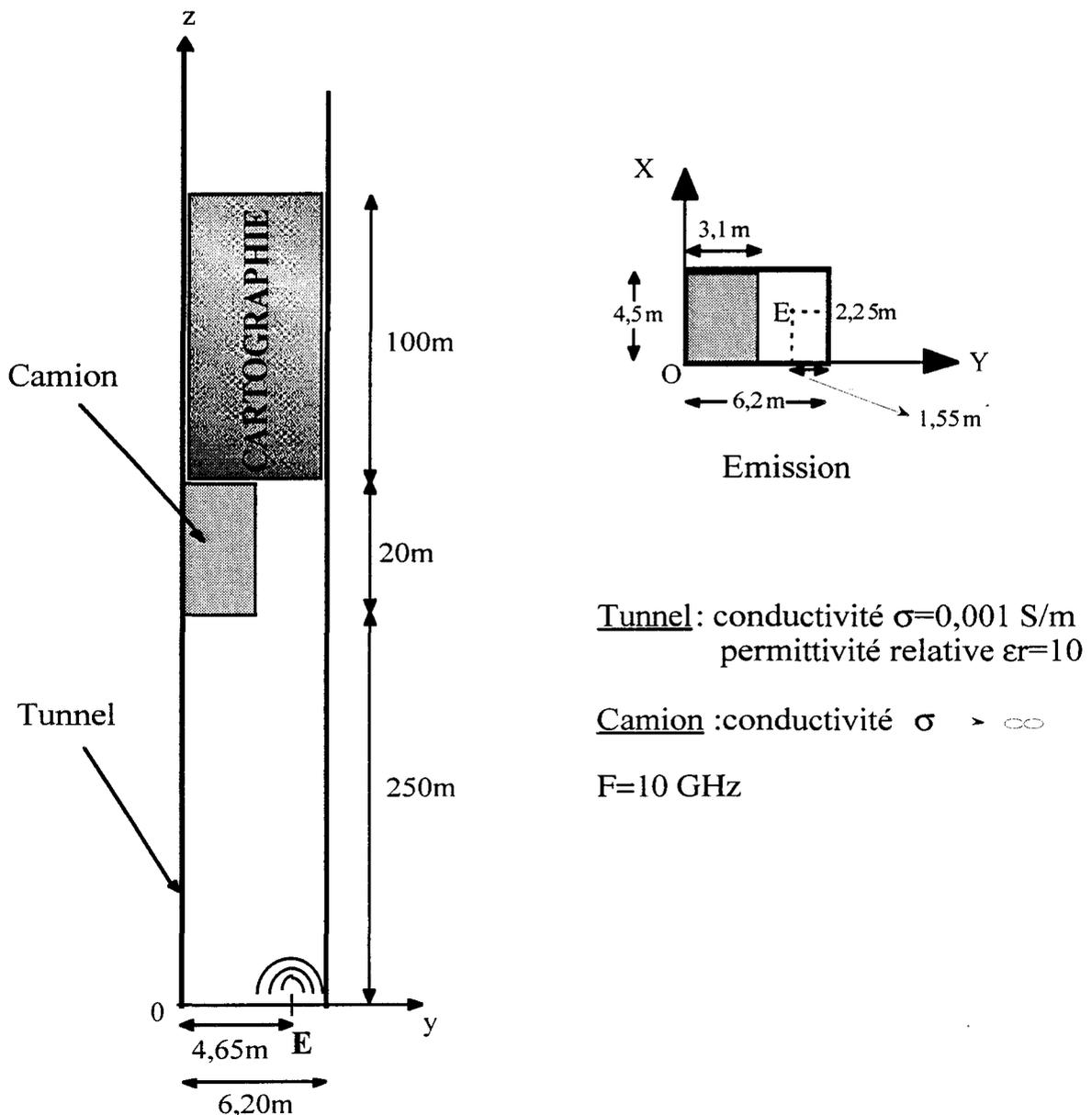


Figure IV-12 : Configuration géométrique utilisée pour la cartographie

Les courbes IV-11.a et IV-11.b de la planche IV-11 représentent respectivement le champ reçu dans le tunnel vide puis le champ reçu en présence du camion.

On peut noter sur la courbe IV-11.a que, dans un tunnel vide, si la distance émetteur-récepteur est suffisamment importante (bande allant de 270m à 370m), on trouve un maximum de champ au centre du tunnel.

En revanche, lorsqu'un camion est situé sur l'une des deux voies de circulation, on obtient la cartographie de la courbe IV-11.b. On peut noter que la symétrie du problème est fortement modifiée. L'énergie a été canalisée dans le tunnel de faible section avant de se propager au delà du camion. La planche IV-12 permet de mieux apprécier les rôles respectifs du champ réfléchi et des champs diffractés. On note une zone d'ombre très profonde située juste derrière le camion lorsqu'on ne prend en compte que le champ réfléchi. Cette zone d'ombre profonde ne peut être atteinte que par les rayons diffractés par D2. On note sur la figure IV-12.b que la prise en compte des champs diffractés par D1 et surtout D2 augmente le niveau de champ moyen reçu dans cette zone d'environ 50dB.

Cartographie du champ reçu derrière le camion

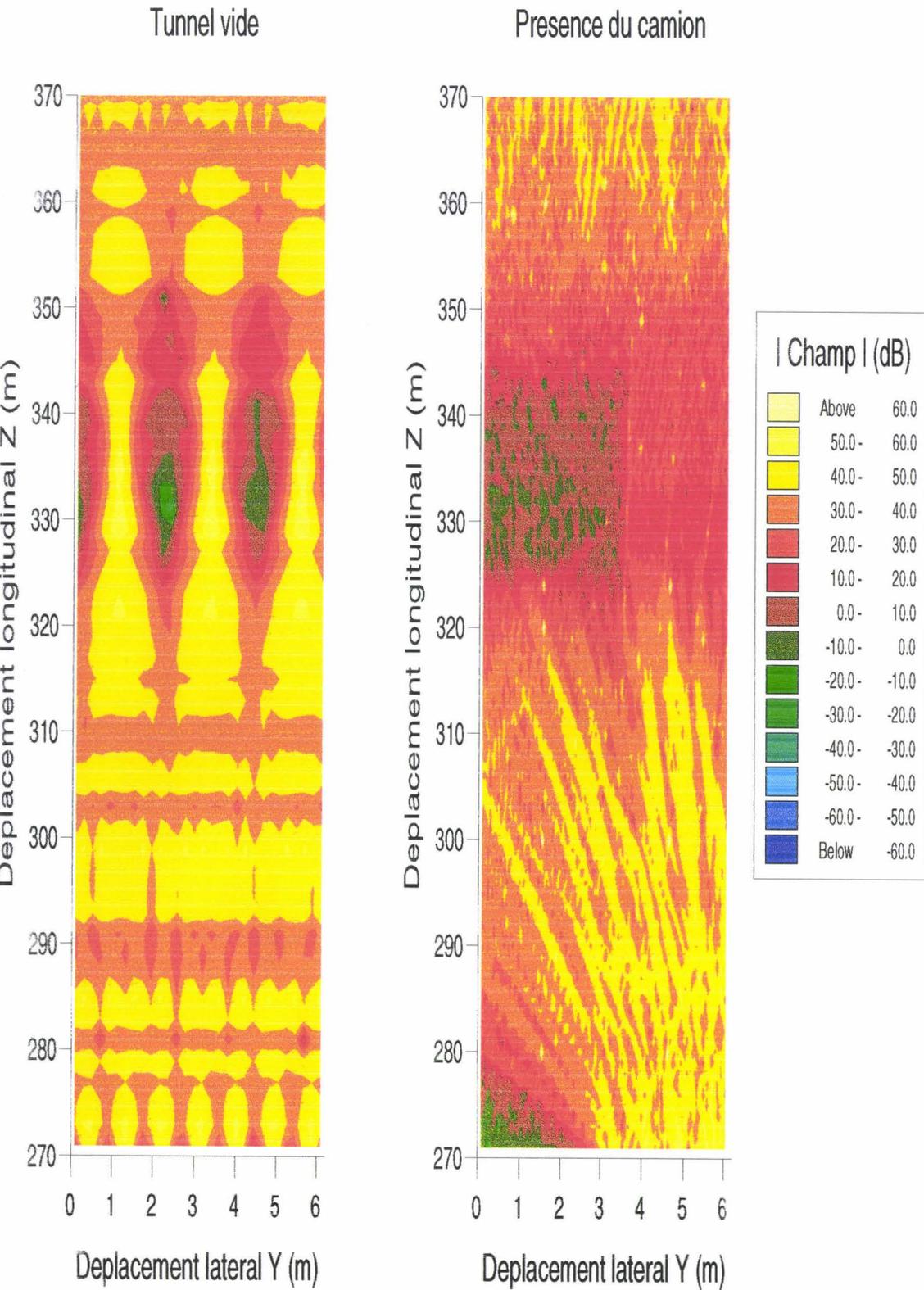


PLANCHE IV-11.a

PLANCHE IV-11.b

PLANCHE IV-11

Cartographie du champ reçu derrière le camion

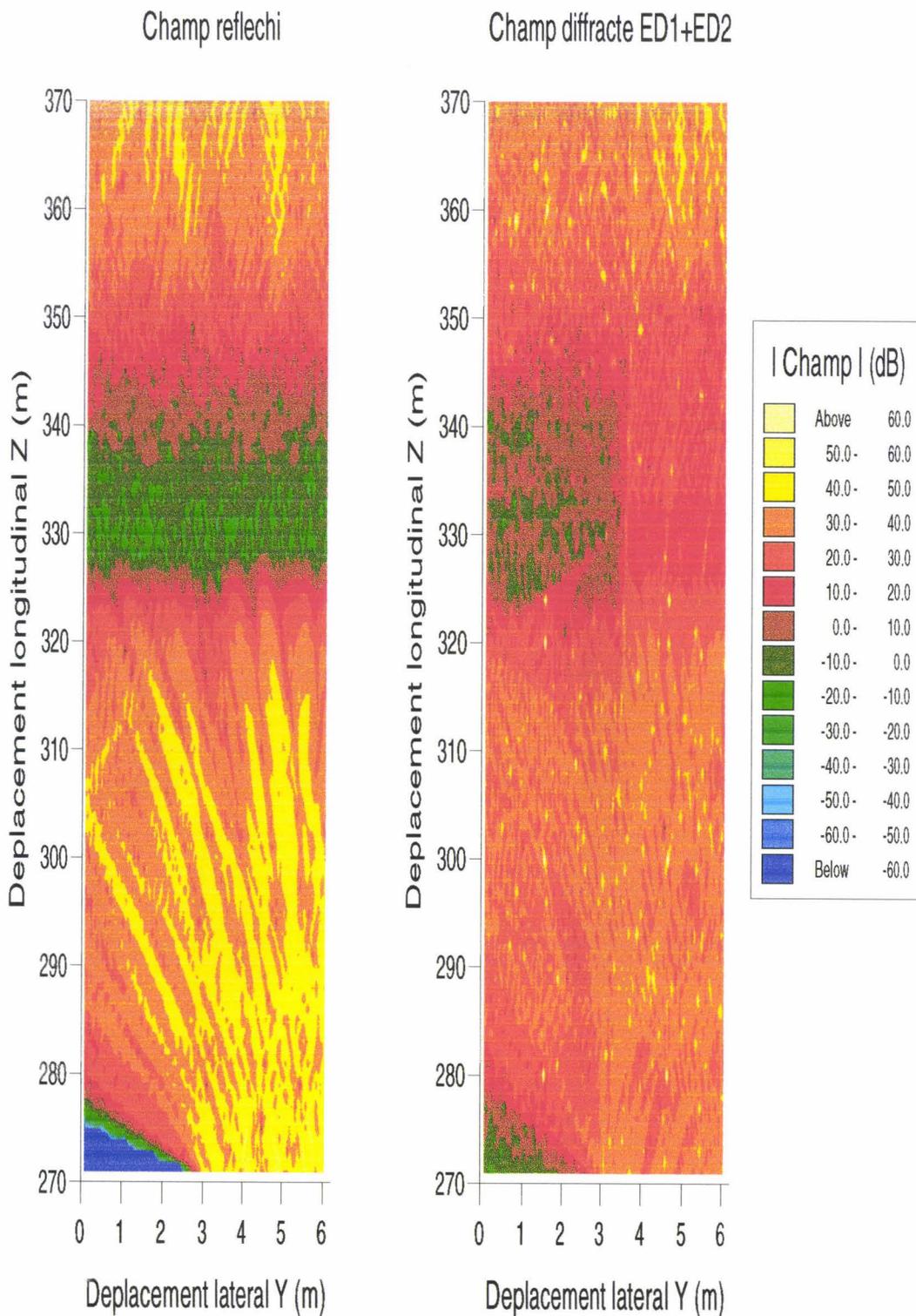


PLANCHE IV-12.a

PLANCHE IV-12 b

PLANCHE IV-12

CONCLUSIONS

Nous avons présenté dans ce chapitre une modélisation de la propagation des ondes hyperfréquences en tunnel en présence d'un obstacle situé entre l'émetteur et le mobile récepteur. Nous avons montré que l'application de l'optique géométrique ne suffisait pas à rendre compte des phénomènes de propagation qui surviennent dans ce cas de figure. Il est alors nécessaire d'appliquer la Théorie Uniforme de la Diffraction afin d'introduire les rayons diffractés par les arêtes verticales du camion.

L'exploitation numérique de ce modèle a permis de mettre en évidence la faible influence d'un camion isolé situé loin de la source d'émission. En effet, les rayons réfléchis atteignant le récepteur sont des rayons ayant un angle d'incidence faible sur les parois réfléchissantes du tunnel donc très énergétiques. Les rayons diffractés par les arêtes verticales du camion compensent la disparition de ces rayons réfléchis fortement énergétiques. Ils ont donc eux aussi une amplitude associée très importante. C'est pourquoi, la largeur ou la longueur de l'obstacle dans le tunnel ne modifie pas de manière très importante le niveau de champ reçu derrière l'obstacle lorsque ce dernier est situé loin de l'émetteur.

En revanche, si le camion est proche de l'émetteur, seuls les rayons réfléchis ayant un angle d'incidence proche de la normale sur les parois, donc faiblement énergétiques, sont susceptibles d'atteindre un récepteur situé au delà du camion. Les champs diffractés qui compensent la disparition de ces rayons réfléchis ont alors une amplitude moins importante.

Finalement, on peut conclure que les pertes liées à la présence d'un obstacle sont importantes lorsque la source est proche de l'obstacle. Par contre si la source est éloignée de l'obstacle, un encombrement même exagéré de la section droite du tunnel ne causera finalement que de faibles pertes.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

La Théorie Uniforme de la Diffraction (T.U.D.) a été appliquée à l'étude de la propagation des ondes hyperfréquences en milieu urbain ou en tunnel. La mise en oeuvre d'une technique numérique telle que la T.U.D. commence par la transformation d'une configuration géométrique réelle en une configuration simplifiée mais dont on peut espérer qu'elle soit suffisamment proche de la réalité pour mener à des résultats corrects. Les obstacles diffractants que nous avons traités dans ce mémoire, tels que les bâtiments ou les camions, ont été remplacés par des parallélépipèdes rectangles. Comme la diffraction est un phénomène localisé, il est possible de simplifier à l'extrême ces obstacles pour ne retenir que la configuration canonique qui les constitue : le dièdre.

La principale tâche a consisté à caractériser aussi précisément que possible la diffraction d'une onde hyperfréquence par un dièdre diélectrique faiblement conducteur illuminé sous une incidence quelconque. Cela nous a permis de faciliter l'interprétation des résultats obtenus dans des configurations géométriques plus complexes telles que la propagation d'une onde hyperfréquence dans une rue lorsque la source d'émission est située sur le toit des bâtiments. L'application du modèle numérique de propagation des ondes hyperfréquences dans une rue à la localisation de véhicules a mis en évidence les limites du positionnement par radiogoniométrie.

Nous avons ensuite utilisé la T.U.D. afin d'évaluer le niveau de champ reçu dans la zone d'ombre d'un bâtiment, c'est à dire lorsqu'aucun rayon direct, réfléchi ou simplement diffracté ne peut atteindre le récepteur. Nous avons établi l'expression du coefficient de double diffraction qu'il est nécessaire d'utiliser pour déterminer le champ doublement diffracté par un bâtiment. Nous avons également traité le cas d'un obstacle parfaitement métallique pour lequel il est indispensable de recourir à un développement asymptotique au second ordre du champ diffracté. Un accord satisfaisant entre les résultats théoriques et expérimentaux a été obtenu lors de cette étude. Toutefois, des campagnes de mesures réalisées dans des configurations plus proches de la réalité seraient souhaitables.

De plus, nous avons appliqué la T.U.D. à la propagation des ondes hyperfréquences en tunnel lorsque des obstacles tels que des camions masquent la liaison directe source-récepteur. Nous avons montré qu'il est possible de connaître la variation du champ reçu par le mobile récepteur derrière ce type d'obstacles. Nous avons notamment montré que les pertes liées à la présence

d'obstacles sont très pénalisantes lorsque cet obstacle se rapproche de la source d'émission. En revanche, un encombrement exagéré du tunnel n'engendre pas une perte importante du signal reçu derrière l'obstacle.

Enfin, une prolongation possible de notre travail consisterait à utiliser la T.U.D. dont les principaux résultats ont été mis en évidence dans ce mémoire dans la technique de lancer de rayons. Celle-ci s'avère particulièrement bien appropriée dans un environnement micro-cellulaire dans lequel la propagation des ondes est fortement liée à la structure de l'environnement, à l'orientation des rues, à la hauteur des bâtiments...

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- [1] P. Fombonne
"Radionavigation-Radiolocalisation", Chap. 5, Ed. Masson, 1983
- [2] R. Keen
"Wireless direction finding", Chap. 1, Ed. Iliffe & sons, 1947
- [3] Ross
"The specification and measurement of polarization errors on Adcock type direction finders", IEEE Proc. 96III, n°42, juillet 1949
- [4] M. Mouly et M.B. Pautet
"The GSM Global System for Mobiles", ISBN 2-9507190-0-87, 1992
- [5] J.L Dornstetter
"The future pan european mobile radiotelephone system-a short overview", 3rd international colloquium, Proc. Conference "Coding theory and applications", pp247-254, 2-4 november 1988
- [6] J. Wickman et A. Hakanson
"Localisation associée au GSM", La chronique du navigant, Navigation, n°153, Janvier 1991
Article présenté au colloque "Land Navigation and Information Systems" du Royal Institute of Navigation NAV90, Warwick, 18-20 september 1990
- [7] J.F. Jehl
"Le système GPS : radionavigation par satellites", L'Onde Electrique, Vol. 72, n°6, nov-déc 1992
- [8] Caractéristiques du système mondial de détermination de la position GPS-Navstar, document OTAN STANAG 4294
- [9] D. Munier
"Navigation et Positionnement par satellites : le système GPS-Navstar", Toute l'Electronique, n°511 et 512, Février-mars 1986
- [10] P. Fombonne
"La dégradation géométrique de la précision", Navigation, n°131, juillet 1985

-
- [11] T.E. Duerr
"Effect of terrain masking on GPS : Position Dilution of Precision (PDOP)", Journal of the Institute of navigation, Vol. 35, mai 1992
- [12] G. Nard
"Réception et traitement des données du GPS et des corrections du GPS différentiel", Navigation, n°152, octobre 1990
- [13] T. Hunter, W. Kosmalski et P. Truong
"Vehicle navigation using différentiel GPS", IEEE PLANS'90, 20-23 march 1990
- [14] G. Bonin, G.nard et J. Rabian
"Localisation très précise de véhicules en zone urbaine", Navigation, n°150, avril 1990
- [15] Y.Okumura, E.Ohmori, T. Kawano et F. Fukuda
"Field strength and its variability in VHF and UHF land mobile radioservice", Rev. electr. comm. Labs., Vol. 16, pp 835-873, 9-10 sept-oct. 1968
- [16] M. Hata
"Empirical formula for propagation loss in land mobile radioservices", IEEE Trans. VT, Vol. VT29, n°3, pp 317-325, 1980
- [17] J. Deygout
"Multiple knife edge diffraction of microwaves", IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol. AP-14, july 1966
- [18] J.G. Remy, J. Cueugnet et C. Siben
"Systèmes de radiocommunication avec les mobiles", Chap. 16, Ed. Eyrolles, 1992
- [19] P. Mariage
"Etude théorique et expérimentale de la propagation des ondes hyperfréquences en milieu urbain ou confiné", Thèse de doctorat de l'Université de Lille, 6 février 1992
- [20] F. Molinet
"Propagation d'ondes électromagnétiques ; aspects mathématiques et numériques ; développements asymptotiques et théorie géométrique de la diffraction", support de cours Rocquencourt, 2-6 oct. 1989

-
- [21] A. Sommerfeld et J. Runge
"Anwendung der Vektorrechnung auf die Grundlagen der geometrischen Optik", Ann. Phys., Vol. 35, pp 277-298, 1911
- [22] R. Suardet
"Optique", Collection des sciences physiques ISBN 2-85206-166-x
- [23] G.A. Deschamps
"Ray techniques in electromagnetics", Proc. of IEEE, Vol. 60, pp1022-1035, sept. 1972
- [24] R. Gabillard
"Vibrations et phénomènes de propagation", Chap 6, Ed. Dunod Université, 1969
- [25] J.B. Keller
"The geometrical theory of diffraction, Proc. Symp. on microwave optics", Eaton electronics research laboratory, McGill University, Montreal, Canada, juin 1953
- [26] I.Kay et J.B. Keller
"Asymptotique evaluation of the field at a caustic", J. Appl. Phys., Vol. 25, pp 876-883, july 1954
- [27] J.B. Keller
"Diffraction by a convex cylinder", IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol. AP-4, pp 312-321, july 1956
- [28] J.B. Keller
"Diffraction by an aperture", J. Appl. Phys., Vol.28, pp426-444, april 1957
- [29] S.N. Karp et J.B. Keller
"Multiple diffraction by an aperture in a hard screen", Optic Acta, Vol.8, pp61-72
- [30] J.B. Keller
"Geometrical theory of diffraction", J. Opt. Soc. Of America, Vol.52, n°2, pp116-130, february 1962
- [31] A. Sommerfeld
"Mathematic thory of diffraction", Theorical physics, Vol. IV, pp242-272, Accademic Press, 1954

-
- [32] D.A. MacNamara, C.W.I. Pistorius et J.A.G. Malherbe
"Introduction to the Uniform Geometrical Theory of Diffraction", Artech House, Boston, ISBN 0-89006-301-X, 1990
- [33] R.G. Kouyoumjian et P.H. Pathak
"A uniform geometrical theory of diffraction for an edge in a perfectly conducting surface", Proc. of IEEE, Vol. 62, n°11, pp 1448-1461, nov. 1974
- [34] S.W. Lee et G.A. Deschamps
"A uniform asymptotic theory of electromagnetic diffraction by a curved wedge", IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol. AP-24, pp 25-34, 1976
- [35] A. Ciarkowski, J. Boersma et R. Mittra
"Plane wave diffraction by a wedge - a spectral domain approach", IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol. AP-32, n°1, january 1984
- [36] F. Molinet
"Synthèse sur les coefficients de diffraction en T.G.D., classification, domaines de validité, expériences numériques", L'Onde Electrique, Vol.65, n°2, mars-avril 1985
- [37] F. Molinet
"Geometrical theory of diffraction - Foundation of the theory", IEEE Trans. on Antennas and Propagation, society newsletter, august 1987
- [38] W.D. Burnside et W.K. Burgener
"High frequency scattering by a thin lossless dielectric slab", IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol. AP-31, n°1, pp 104-110, jan. 1983
- [39] R.J. Luebbers
"Finite conductivity uniform GTD versus knife edge diffraction in prediction of propagation path loss", IEEE trans. on Antennas and Propagation, Vol. AP-32, n°1, pp 70-74, jan. 1984
- [40] J. Vandamme, S. Baranowski et P. Degauque
"Localisation en milieu urbain : étude théorique des perturbations apportées par la présence de bâtiments sur les systèmes de localisation de véhicules", Rapport final convention USTL/INRETS n°401-94-551, mars 1995

-
- [41] S. Baranowski, J. Vandamme et P. Mariage
"High frequency diffraction by a dielectric wedge - Three dimensionnal study", Personal Indoor and Mobile Radio Communications (PIMRC'95), 27-29 sept. 1995 Toronto Canada
- [42] N. Papadanis, A.G. Kanatas, A.Paliatsos et P. Constantinou
"Microcellular propagation measurements and modelling at 1,8 GHz", Personal Indoor and Mobile Radio Communications (PIMRC'94), 21-23 sept. 1994, La Haye
- [43] R.J. Luebbers
"Propagation prediction for hilly terrain using GTD wedge diffraction", IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol.AP-32, n°9, pp951-955, sept. 1984
- [44] R.J. Luebbers
"A heuristic UTD slope diffraction coefficient for rough lossy wedges", IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol.37, n°2, pp206-211, february 1989
- [45] J. Vandamme, S. Baranowski et P. Degauque
"Localisation en milieu urbain : étude du champ reçu à l'ombre d'un bâtiment", Rapport de fin de contrat USTL/INRETS/DRAST, décembre 1995
- [46] G.L. James
"Geometrical theory of diffraction for electromagnetic waves", IEE Electromagnetic waves series 1, 3rd edition, Peter Peregrinus, 1986
- [47] M. Mbath
"Contribution à l'étude théorique et expérimentale de la propagation d'ondes haute fréquence en tunnel", Thèse de doctorat d'Electronique de l'Université de Lille, 31 octobre 1985
- [48] M. Agunaou
"Application de la théorie géométrique de la diffraction à l'étude de la propagation d'onde hyperfréquence en tunnel", Thèse de doctorat d'Electronique de l'Université de Lille, 29 mai 1990

ANNEXES

ANNEXE 1

Nous avons vu que la Théorie Géométrique de la Diffraction développée par Keller est une amélioration significative de l'Optique Géométrique classique. Cependant, la T.G.D. présente de sérieuses limites. En effet, elle prédit un champ diffracté dans les régions créées par l'obstacle mais ce champ diffracté devient singulier aux frontières de transition.

En 1974, Kouyoumjian et Pathak ont développé la Théorie Uniforme de la Diffraction afin de résoudre ce problème. Ils ont réalisé une analyse asymptotique et ont trouvé qu'en multipliant les coefficients de diffraction par une fonction spéciale, le champ diffracté demeure fini lors de la traversée des frontières d'ombre. Cette fonction spéciale est la fonction de transition définie pour x réel par :

$$F(x) = 2j\sqrt{x} e^{jx} \int_{\sqrt{x}}^{\infty} e^{-ju^2} du$$

Il faut noter que cette définition est valable pour $x > 0$. Pour $x < 0$, la fonction de transition est donnée par $F^*(|x|)$ où l'astérisque indique le complexe conjugué. La fonction de transition est toujours complexe. L'amplitude et la phase de la fonction de transition sont représentées sur la planche A1.

Un développement limité et un développement asymptotique de cette fonction $F(x)$ sont donnés respectivement par :

1. pour x petit, (lorsque le point d'observation est proche des frontières d'ombre)

$$F(x) \approx \left[\sqrt{\pi x} - 2x e^{j\frac{\pi}{4}} - (2/3) x^2 e^{-j\frac{\pi}{4}} \right] e^{j\frac{\pi}{4}} e^{jx}$$

à partir de laquelle nous voyons facilement que $F(0)=0$

2. pour x grand, (lorsque le point d'observation est loin des frontières d'ombre)

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

On peut remarquer que si $x \gg 1$ alors $F(x) \approx 1$

3. dans l'intervalle $0,3 \leq x \leq 5,5$, on peut utiliser une formule d'interpolation telle que :

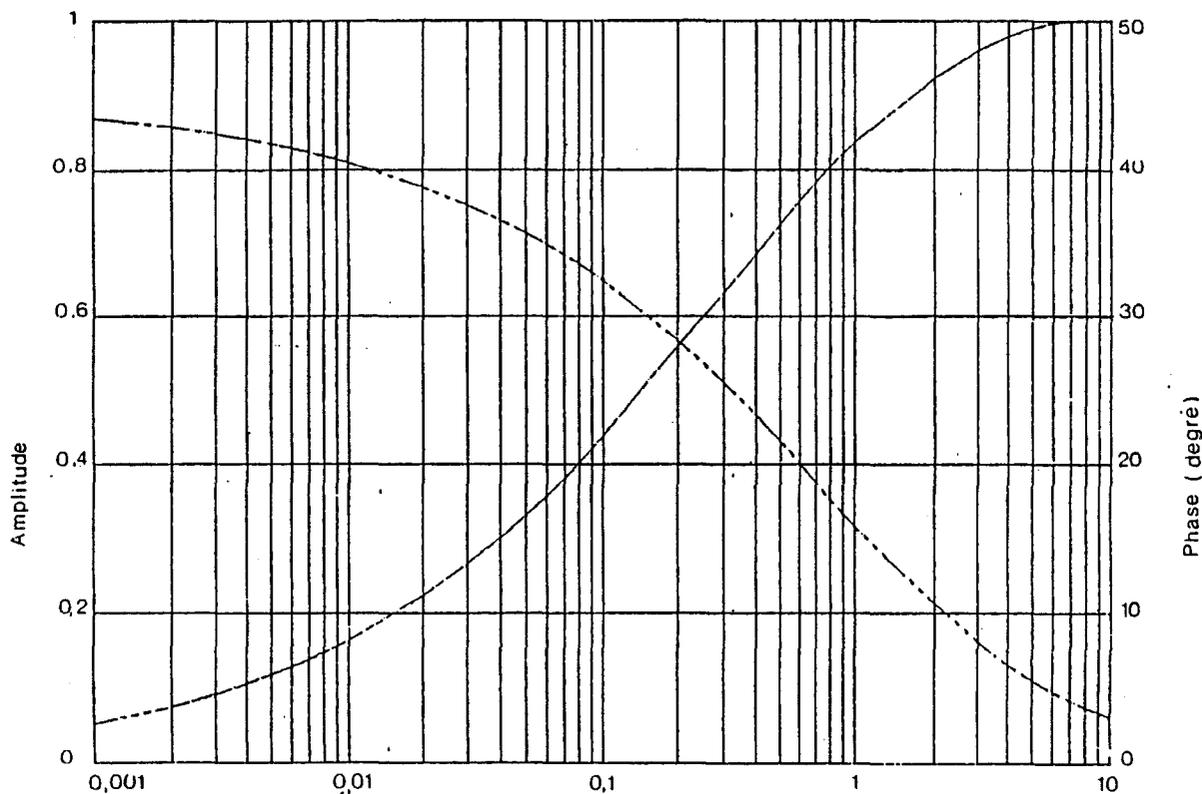
$$F(x) \approx F(x_i) + \frac{[F(x_{i+1}) - F(x_i)]}{x_{i+1} - x_i} (x - x_i)$$

à partir des valeurs discrètes de x_i telles qu'indiquées dans le tableau ci-dessous

Le tableau précise également les valeurs des diverses fonctions intervenant dans la formule approchée.

x_i	$\frac{[F(x_{i+1}) - F(x_i)]}{x_{i+1} - x_i}$		$F(x_i)$	
	Partie réelle	Partie imag.	Partie réelle	Partie imag.
0,3	0,0	0,0	0,5729	0,2677
0,5	0,5195	0,0025	0,6768	0,2682
0,7	0,3355	-0,0665	0,7439	0,2549
1,0	0,2187	-0,0757	0,8095	0,2322
1,5	0,1270	-0,0068	0,8730	0,1982
2,3	0,0638	-0,0506	0,9240	0,1577
4,0	0,0246	-0,0296	0,9658	0,1073
5,5	0,0093	-0,0163	0,9797	0,0828

La planche A1 ci-après représente l'évolution de l'amplitude et de la phase en fonction de l'argument x de la fonction.



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

PLANCHE A1

ANNEXE A2

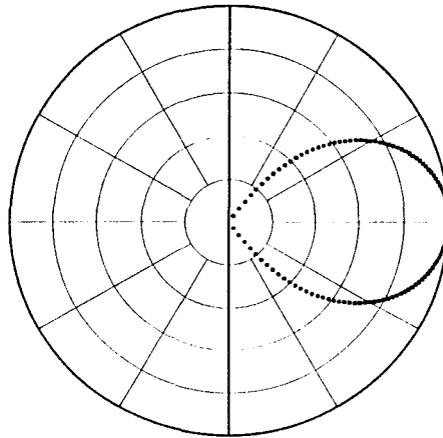
Les planches A2-a et A2-b représentent les diagrammes de rayonnement théoriques que nous avons introduit dans les modèles de propagation pour comparer les courbes simulées avec les résultats expérimentaux. Ces diagrammes de rayonnement correspondent aux diagrammes de rayonnement des cornets double ridge à 1,5 GHz (chapitre II) et à 10 GHz (chapitre III).

On peut remarquer que nous avons seulement introduit le lobe principal sur chacune des planches.

F = 1,5 GHz

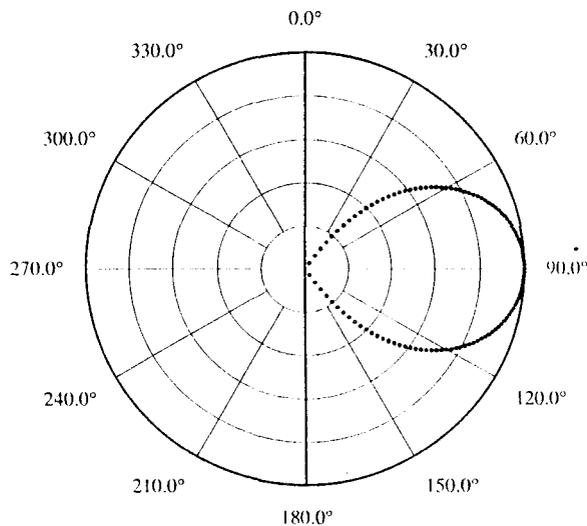
POLARISATION HORIZONTALE (Plan E)

3 dB/division



POLARISATION VERTICALE (Plan H)

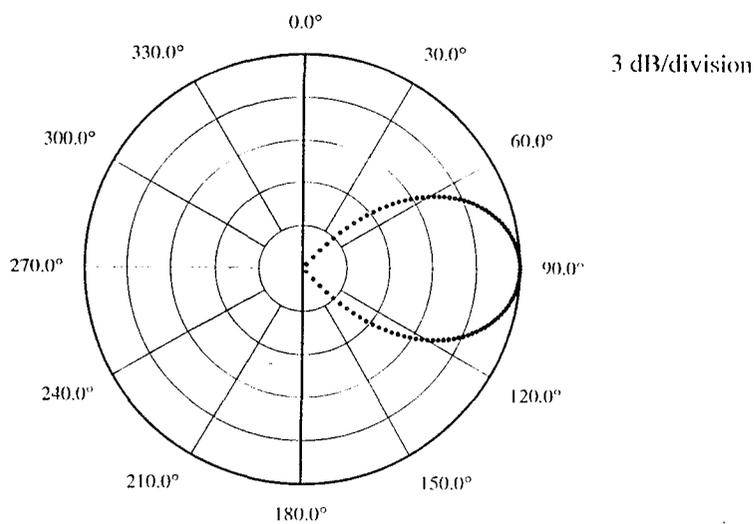
3 dB/division



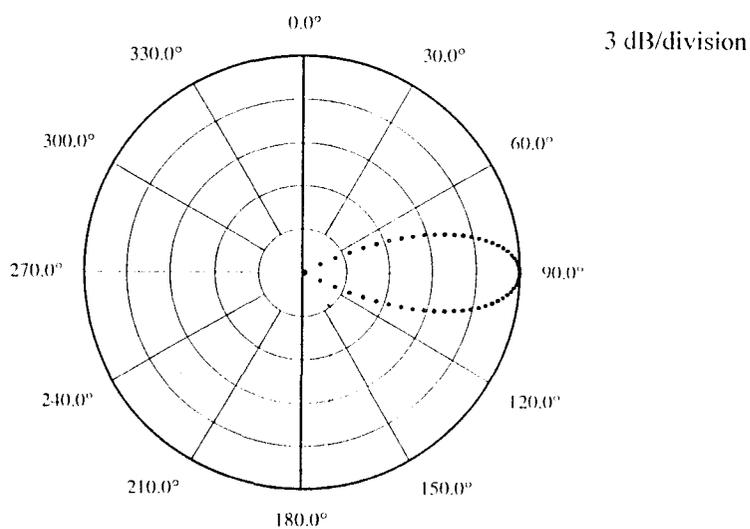
Diagrammes de rayonnement du cornet double ridge

F = 10 GHz

POLARISATION HORIZONTALE (Plan E)



POLARISATION VERTICALE (Plan H)



Diagrammes de rayonnement du cornet double ridge



Résumé

Le marché des radiocommunications avec les mobiles est en pleine mutation. C'est ainsi qu'il existe un grand nombre de besoins spécifiques qui requièrent des liaisons électromagnétiques avec les mobiles au sol. Les applications pratiques qui concernent les travaux présentés sont la localisation de véhicules en milieu urbain et les télécommunications en tunnel routier. Dans les deux cas, il s'agit de caractériser l'effet d'obstacles (bâtiments, camions...) dans le voisinage immédiat du récepteur. Cet environnement évolue si fortement sur quelques dizaines de mètres qu'il est indispensable de disposer d'un outil de prédiction théorique permettant de fournir les caractéristiques moyennes du canal de propagation.

En effet, les divers phénomènes de propagation tels que les réflexions sur les parois des obstacles et/ou les diffractions sur les bords de ces obstacles pourront être pris en compte. La gamme de fréquence envisagée s'étalant de quelques centaines de MHz à quelques GHz, l'approche qui a été choisie est celle de la Théorie Uniforme de la Diffraction (TUD) dont les concepts fondamentaux sont présentés.

La configuration canonique du dièdre diélectrique faiblement conducteur illuminé sous une incidence quelconque a fait l'objet d'une étude approfondie. Le modèle de diffraction a été utilisé afin d'étendre l'étude vers la modélisation plus générale de la propagation dans une rue. L'outil numérique ainsi réalisé a été appliqué à la localisation des véhicules en milieu urbain.

L'extension des formules obtenues précédemment a permis la modélisation du signal reçu dans la zone d'ombre profonde d'un bâtiment c'est-à-dire lorsqu'aucun trajet direct, réfléchi ou simplement diffracté ne peut atteindre le récepteur.

Enfin, dans le cadre de la propagation en tunnel routier, le cas important de la présence d'un camion situé entre l'émetteur et le récepteur a été envisagé. La perturbation apportée par le masquage créé par ce camion sur le niveau moyen du champ a été analysée en assimilant le camion à un parallélépipédique rectangle métallique.

Mots clés :

propagation
multichemins
réflexion
diffraction
milieu urbain
tunnel
télécommunication mobile