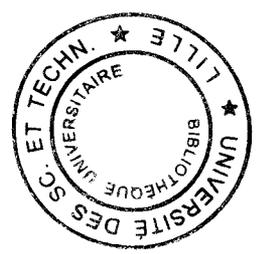


the 800 0314



N° d'ordre :

THESE

présentée à :

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN ELECTRONIQUE

Spécialité : **ELECTRONIQUE**

par

Michel STANISLAWIAK

**ELABORATION D'UN MODELE 3D DE PREDICTION DE LA
PROPAGATION BASE SUR LA TECHNIQUE DU LANCER DE RAYONS**

Soutenue le : 23 novembre 1998

Membres du jury:

- | | |
|----------------------|------------------------------|
| J. CITERNE | Rapporteur |
| A. REINEX | Rapporteur |
| P. DEGAUQUE | Directeur de thèse |
| S. BARANOWSKI | Co-directeur de thèse |
| B. DEMOULIN | Examineur |
| M. HEDDEBAUT | Examineur |
| C. SEGUINOT | 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. DEGAUQUE 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 toute ma gratitude à Monsieur le Professeur J. CITERNE de l'I.N.S.A de Rennes et à Monsieur A. REINEX Chargé de Recherches à l'IRCOM de Limoges qui m'ont fait l'honneur, en tant que rapporteurs, d'examiner ce travail.

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

Je remercie Messieurs B. DEMOULIN Professeur à l'USTL, M. HEDDEBAUT, Directeur de Recherche du LEOST/INRETS de Villeneuve d'Ascq ainsi que Monsieur C. SEGUINOT Maître de Conférences à l'USTL pour l'intérêt qu'ils portent à mes travaux; leur participation au jury m'honore.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur M. AGNAOU, Maître de Conférences à la faculté des sciences d'Eljabida (Maroc), dont les conseils éclairés ont été déterminants pour la rédaction de cette thèse.

Mes remerciements s'adressent également à Madame Marine 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 RadioPropagation et Electronique pour leur aide sympathique.

INTRODUCTION GENERALE

Le développement très rapide de l'usage des radiocommunications mobiles (notamment GSM) nécessite de la part des opérateurs, une plus grande rationalité dans le déploiement des dispositifs d'émission (coût des installations, choix des sites sur lesquels placer les stations de base, utilisation optimale du spectre disponible, etc...), surtout en milieu urbain du fait d'un grand nombre d'abonnés et d'un environnement possédant de nombreux obstacles (bâtiments). En effet, dans ce type d'environnement, la propagation des ondes entre un émetteur et un récepteur se fait en présence de multitrajets, et le signal reçu est constitué, en plus du signal direct lorsqu'il existe, des signaux réfléchis (sur les façades des bâtiments, le sol...) et diffractés (par les arêtes des bâtiments). C'est pourquoi, des efforts considérables, théoriques et expérimentaux, ont été consacrés depuis quelques années à la mise au point de modèles de prédiction de la propagation, fiables et précis, afin de caractériser le canal de transmission tant d'un point de vue qualitatif (cohérence de l'information reçue) que quantitatif (couverture radioélectrique). De plus, utilisés dans la phase préliminaire du déploiement d'un réseau cellulaire, ces outils de simulation de couverture radioélectrique sont un atout majeur pour les opérateurs: ils permettent d'obtenir très rapidement la planification du réseau avec un coût bien inférieur à celui de campagnes de mesures sur sites.

Dans le chapitre I, nous présentons les caractéristiques de la propagation en milieu urbain et les modèles de propagation les plus couramment utilisés en ingénierie cellulaire. Les méthodes asymptotiques étant particulièrement bien adaptées aux environnements microcellulaires, nous nous sommes tournés vers l'une d'elles: La Théorie Uniforme de la Diffraction dont les concepts fondamentaux sont présentés.

Le chapitre II est consacré à la mise en oeuvre informatique du logiciel 3D de prédiction de la propagation basé sur le lancer de rayons, réalisé au cours de cette thèse. Nous décrivons dans le détail les méthodes de recherche des différents rayons pris en compte par le modèle et notamment une méthode originale de recherche des rayons mixtes (diffractés-réfléchis multiples). La théorie des images a été associée au lancer de rayons afin d'améliorer la précision de la prédiction en déterminant les rayons 'exacts' reliant le point d'émission à celui de réception. Puis le problème du temps de calcul est abordé par une étude paramétrique afin d'avoir une connaissance approfondie de son évolution en fonction des différents paramètres initialisés par l'utilisateur du logiciel. Enfin, des techniques d'optimisation du temps de calcul utilisées en infographie sont détaillées et appliquées au modèle.

Dans le troisième chapitre, ce modèle 3D est utilisé pour étudier la propagation des ondes hyperfréquences dans une rue rectiligne. Une étude paramétrique permet d'analyser l'ensemble des variables initialisées par l'utilisateur du logiciel. Enfin, l'importance de la prise en compte des rayons mixtes (diffractés-réfléchis multiples) sur la qualité de la prédiction est soulignée.

Le dernier chapitre expose les résultats de nombreuses simulations réalisées pour des configurations émetteur-récepteur variées et représentatives de celles que l'on peut couramment rencontrer au coeur des centres villes. Une analyse spatio-temporelle de ces résultats souligne l'intérêt d'une modélisation tridimensionnelle par l'étude de l'influence de la hauteur des obstacles et de l'antenne d'émission sur la qualité de la prédiction. Pour terminer, une comparaison des résultats théoriques et expérimentaux est présentée.

CHAPITRE I

**LES MODELES DE PREVISION DE CHAMPS BASES SUR LA THEORIE
UNIFORME DE LA DIFFRACTION**

CHAPITRE I

INTRODUCTION.....	1
I. LA PROPAGATION EN MILIEU URBAIN ET LES MODELES DE PREVISION DE CHAMPS	1
I.1. Les caractéristiques de la propagation en milieu urbain.....	1
I.2. Les modèles de propagation.....	2
I.2.1. Les modèles statistiques.....	2
I.2.2. Les modèles semi-déterministes.....	3
I.2.3. Les modèles déterministes	4
II. L'OPTIQUE GOMETRIQUE ET LA THEORIE UNIFORME DE LA DIFFRACTION	9
II.1. L'Optique Géométrique.....	9
II.1.1. Introduction.....	9
II.1.1.1. Les fondements de l'Optique Géométrique.....	9
II.1.1.2. Les lois de l'Optique Géométrique	10
II.1.1.3. Les propriétés de l'Optique Géométrique.....	12
II.1.2. Expression fondamentale du champ électromagnétique incident.....	13
II.1.3. Expression fondamentale du champ électromagnétique réfléchi.....	14
II.2. La Théorie Uniforme de la Diffraction (T.U.D).....	17
II.2.1. Les origines de la T.U.D : la T.G.D	17
II.2.2. Expresion générale du champ diffracté.....	20
II.2.3. Champ diffracté par un dièdre diélectrique à pertes (3D)	22
CONCLUSION.....	23

INTRODUCTION

Dans la première partie de ce chapitre, nous allons présenter les caractéristiques de la propagation en milieu urbain et les modèles de propagation les plus couramment utilisés en ingénierie cellulaire. Nous verrons que les méthodes asymptotiques sont particulièrement bien adaptées aux environnements microcellulaires puisqu'elles prennent en compte les dimensions des obstacles, leurs caractéristiques électriques, l'effet guide d'onde des rues etc... . Nous nous sommes donc tournés vers une méthode asymptotique: la Théorie Uniforme de la Diffraction (T.U.D) qui permet de modéliser les phénomènes de réflexions et de diffractions engendrés par la présence d'obstacles entre l'émetteur et le récepteur.

Dans la seconde partie, nous présentons les concepts fondamentaux de l'optique géométrique (O.G) sur lesquels reposent les fondements de la T.U.D. Seuls sont présentés les principaux résultats de ces théories que nous avons jugés indispensables à une bonne compréhension des différentes applications et interprétations décrites dans la suite de ce mémoire.

I - LA PROPAGATION EN MILIEU URBAIN ET LES MODELES DE PREVISION DE CHAMPS

I.1. Les caractéristiques de la propagation en milieu urbain [1] [2] [3]

En milieu urbain, de nombreuses applications de radiocommunication mobile utilisant une porteuse haute fréquence font intervenir des phénomènes de propagation par chemins multiples. La faible hauteur d'un des points de la liaison (généralement celui du véhicule récepteur), mais également l'engagement important de l'ellipsoïde de Fresnel explique que les ondes ne se propagent plus en visibilité directe mais arrivent au récepteur en subissant un grand nombre de réflexions sur les immeubles et/ou des diffractions par les arêtes de ceux-ci (arêtes verticales, horizontales). Dans ces conditions, le récepteur reçoit les contributions de tout un ensemble de réflecteurs et diffracteurs. Cette propagation par multi-trajets affecte le signal reçu par de nombreuses distorsions :

- distorsion de fréquence (effet Doppler),
- distorsion d'amplitude (évanouissement de l'amplitude dû aux trajets multiples),
- distorsion de phase (dispersion des temps de propagation sur les trajets multiples).

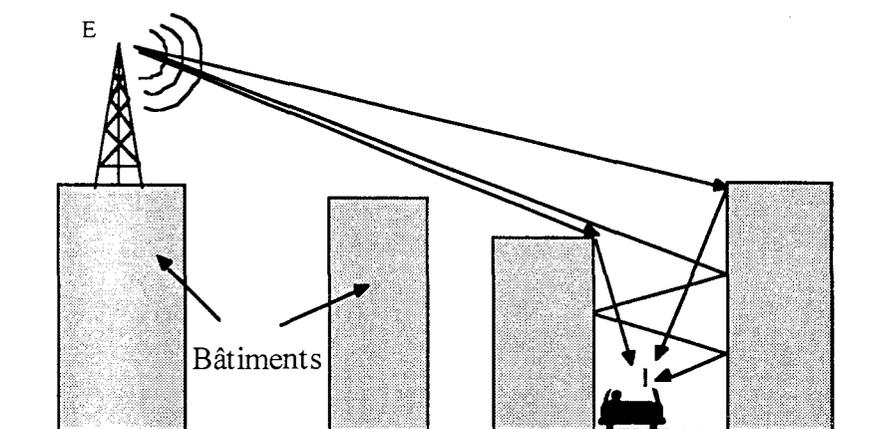


Figure I-1: Phénomènes de multitrajets en milieu urbain

C'est pourquoi, des efforts considérables, théoriques et expérimentaux, ont été consacrés depuis plusieurs décennies à la mise au point de modèles de prédiction de la propagation. Ces modèles permettent de prédire la couverture radioélectrique et parfois de caractériser le canal radiomobile afin de définir le niveau et la qualité de la liaison station fixe-véhicule pour un système GSM par exemple. Ces modèles sont ainsi utilisés dans la phase préliminaire du déploiement d'un réseau. En tenant compte des caractéristiques du milieu de propagation (géométrie des obstacles) et de contraintes telles que la disponibilité des toits et le coût de location des emplacements, ils permettent d'optimiser la position et la puissance des émetteurs (BTS Base Transceiver Station) des diverses cellules. Les paragraphes suivants présentent des modèles de prédiction utilisés dans l'ingénierie cellulaire.

1.2. Les modèles de propagation

1.2.1. Les modèles statistiques

Afin de prendre en compte les conditions dans lesquelles s'effectuent les liaisons radioélectriques, les modèles statistiques apportent à la formule d'atténuation en espace libre des facteurs de correction empiriques. Ces facteurs sont déduits de l'analyse statistique des résultats de nombreuses campagnes de mesures effectuées dans des environnements typiques (rural, urbain, etc ...). Une formule donne alors la variation du champ reçu en fonction de la distance émetteur-récepteur mais également de la fréquence, de la hauteur d'antenne du mobile et de coefficients correctifs liés à l'environnement. L'exemple généralement cité est le modèle d'Okumura-Hata [4] [5]. En effet, il sert de base à une grande variété de modèles plus affinés. Celui-ci est valable pour une gamme de fréquences allant de 200 MHz à 2 GHz et des distances émetteur-récepteur variant de 1 à 20 km. Le champ électrique est calculé de la manière suivante:

$$E_m = P + E_r - A_n - A_z - A_h \quad (1.1)$$

où

- P est la puissance apparente rayonnée en dBkW
- E_r est le champ reçu par une antenne mobile située à 1.5 m au-dessus du sol (en dB μ V/m)
- A_n est l'atténuation due aux obstacles de type colline (en dB)
- A_z est l'atténuation due aux obstacles proches (bâtiments) (en dB)
- A_h est l'atténuation pour une antenne située à une hauteur différente de 1.5m (en dB)

D'une façon plus générale, les modèles statistiques possèdent les avantages de donner rapidement un ordre de grandeur du champ reçu et de ne pas nécessiter de bases de données géographiques précises et coûteuses. Par contre, ils ont les inconvénients d'être inadaptés aux courtes distances et d'être imprécis pour des analyses ponctuelles présentant une topographie particulière (effet guide d'onde dans une rue par exemple). Ainsi, dans le cas de la propagation en milieu urbain, ces modèles sont incapables de prendre en compte les phénomènes prépondérants tels que les réflexions et les diffractions. La prise en compte de la distance émetteur-récepteur s'avère même être un paramètre inapproprié.

1.2.2. Les modèles semi-déterministes

L'objectif de ces modèles est de tenir compte de l'influence du relief et de la hauteur des différents obstacles par l'intermédiaire d'une base de données géographiques. Des atténuations spécifiques relatives aux phénomènes de diffraction sont alors calculées afin de les ajouter à un terme empirique proche de celui de l'atténuation en espace libre. Les résultats relatifs aux phénomènes de diffraction sont issus notamment des travaux de Deygout [6] et de Vogler [7] pour la diffraction multiple au-dessus des toits.

Le modèle COST231 Walfish-Ikegami [1] [2] illustre parfaitement ce type de modèle. Il estime les pertes de la façon suivante:

$$\text{Pertes} = L_o + L_{\text{diff}} + L_{\text{rue}} + L_{\text{re}} \quad (1.2)$$

où:

- L_o représente les pertes liées à la distance à l'émetteur (en dB)
- L_{diff} représente les pertes par diffractions multiples (en dB)

- L_{rue} représente les pertes liées à la dernière diffraction suivie de réflexions dans la rue où se trouve le véhicule récepteur (en dB)
- L_{re} sont les pertes liées aux reliefs (en dB)

La largeur des rues, les hauteurs et longueurs des immeubles entre deux rues sont ainsi prises en compte.

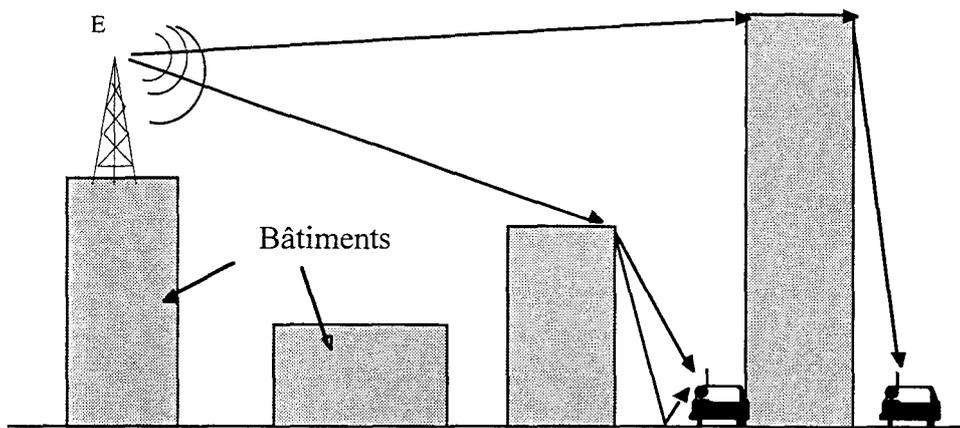


Figure I-2: Phénomènes de simples et multiple diffractions en milieu urbain

Ce modèle convient à l'ingénierie du GSM à 900 MHz et du DCS à 1800 MHz pour des petites cellules, avec une antenne d'émission placée de 5 à 15 mètres au-dessus des toits. D'une manière plus générale, les modèles semi-déterministes exigent pour être utilisés que la propagation des ondes s'effectue principalement au dessus des toits pour finalement "plonger" dans la rue où se trouve le récepteur. Il ne convient donc pas pour des antennes placées sous le niveau des toits.

1.2.3. Les méthodes déterministes

Ces méthodes reposent sur une description précise du milieu de propagation afin de prendre en compte l'influence des obstacles sur la propagation des ondes et sur une recherche des trajets des ondes reçues par le récepteur. Le champ est alors calculé en résolvant les équations de Maxwell. Cette résolution peut s'effectuer par deux méthodes:

a) Les méthodes classiques d'analyse numérique

Elles sont basées sur la résolution des équations de Maxwell écrites soit sous leur forme différentielle (différences finies, éléments finis) soit sous leur forme intégrale (méthode des moments). Une discrétisation avec un pas beaucoup plus petit que la longueur d'onde est alors nécessaire. Compte-tenu de la gamme de fréquence (quelques centaines de MHz à quelques GHz) et de la dimension des obstacles (quelques dizaines de mètres) rencontrées dans les problèmes étudiés ici, ces méthodes posent des problèmes de temps de calcul et de capacité mémoire des ordinateurs.

b) Les méthodes asymptotiques

Elles donnent un développement asymptotique (généralement limité au premier ordre en $1/k$ où k est le nombre d'onde) de la solution exacte des équations de Maxwell. Dans le cas de la propagation en milieu urbain les méthodes utilisées sont l'Optique Géométrique (OG) et la Théorie Uniforme de la Diffraction (TUD). Celles-ci conduisent à une représentation des champs par des rayons. Le champ total E_r est alors calculé en effectuant la somme de tous les champs associés aux différents rayons reçus (direct, réfléchis, diffractés, transmis):

$$E_r = \sum E_i e^{-j \frac{2\pi d_i}{\lambda}} \quad (I.3)$$

Où E_i est l'amplitude du rayon i et d_i la distance parcourue par le rayon i .

Ces méthodes permettent donc d'étudier les phénomènes de propagation par trajets multiples tels que les réflexions et les diffractions engendrées par la présence d'obstacles. En effet, le niveau moyen du champ électromagnétique total ainsi que la position et la largeur des évanouissements sont prédits. De plus, il est également possible de caractériser complètement le canal radiomobile à partir de ces méthodes. Pour cela, une transposition fréquentielle des programmes est nécessaire (étude à fréquence variable pour une position émetteur-récepteur donnée). Cette modélisation dans le domaine fréquentiel peut ainsi servir à l'étude des

paramètres liés aux types de signaux à transmettre (Bande passante, Débit numérique, Fréquence porteuse ...). Ces paramètres jouent en effet un rôle primordial sur la qualité de la liaison radio. Le procédé de recherche et de construction des divers rayons permet de distinguer deux approches :

- le tracé de rayons [8]

Dès que les positions de l'émetteur, du récepteur et des obstacles sont connues, les rayons sont déterminés suivant le principe de Fermat : les rayons sont des trajectoires qui minimisent le chemin optique. Des relations simples déduites de ce principe permettent alors de calculer de façon analytique les points d'interaction avec les objets. Un exemple de construction d'un rayon réfléchi est donné figure (I-3). Celui-ci montre que les rayons sont construits par la théorie des images. Le nombre total de tests à effectuer, pour trouver l'ensemble des rayons participant à la propagation, dépend du nombre d'obstacles et du nombre de réflexions accordées par rayon. Toutefois, cette méthode n'est applicable que pour certains types d'objet (surface plane essentiellement) et n'est envisageable que lorsque le nombre d'obstacles n'est pas trop élevé.

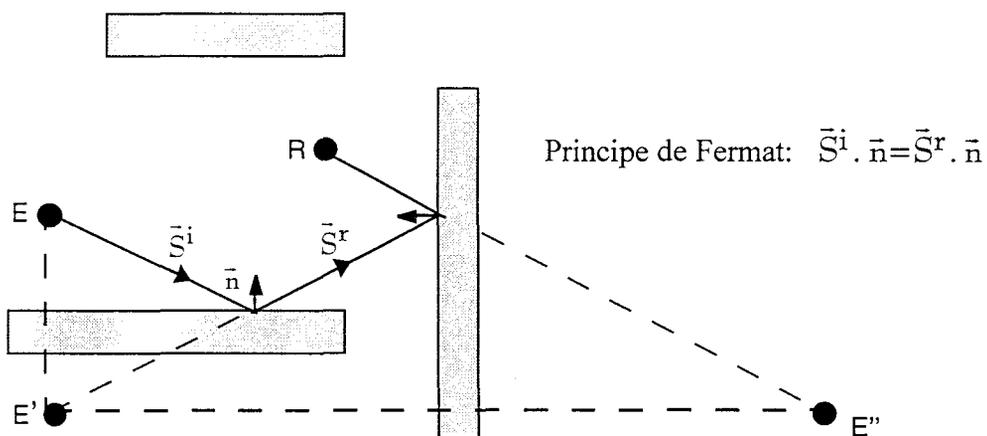


Figure 1-3: Construction du rayon doublement réfléchi

- Le lancer de rayons [9]

Cette technique s'adapte mieux à la complexité du milieu de propagation que la méthode précédente et s'avère particulièrement bien adaptée dans des environnements "petites cellules" (antenne d'émission placée sur les toits) et microcellulaires (antenne d'émission dans la rue sous le niveau des toits). Elle prend en compte les dimensions des bâtiments, leurs caractéristiques électriques, l'effet guide d'onde des rues etc...

A partir de fichiers de description topologique du milieu de propagation (par exemple ceux fournis par l'Institut Géographique National IGN), le lancer de rayons recherche les rayons intervenant dans la propagation. Pour réaliser cette recherche, le logiciel émet un grand nombre de rayons depuis la source dans toutes les directions de l'espace, puis suit le parcours de chaque rayon afin de savoir s'il atteint le récepteur (figure I-4).

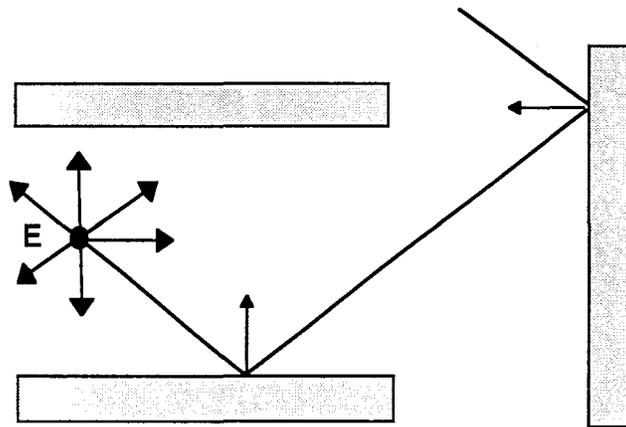


Figure I-4: Exemple de lancer de rayons

Les principaux critères de qualité d'un logiciel de lancer de rayons sont:

- Les différents rayons pris en compte pour prédire la propagation. On peut en effet reprocher aux différents modèles 3D développés par certains chercheurs de ne prendre en compte que les rayons réfléchis et simplement diffractés. Les rayons diffractés multiples ou les rayons diffractés-réfléchis multiples ne sont jamais évoqués dans le cas d'analyse

tridimensionnelle. Ces oublis entraînent, comme nous le montrerons dans ce mémoire, des discontinuités et des erreurs sur le calcul de l'atténuation du champ électromagnétique total. Une méthode originale de recherche des rayons diffractés-réfléchis multiples ou réfléchis multiples-diffractés est proposée dans le chapitre II afin d'améliorer la qualité de la prédiction.

- La précision obtenue sur les chemins parcourus par les rayons arrivant sur le récepteur. Même si celle-ci dépend fortement de la précision de la base de données géographiques utilisée pour décrire l'environnement, nous avons choisi de développer un logiciel qui détermine les rayons "exacts" reliant le point d'émission à celui de réception. Dans le chapitre III, il sera également montré que cette recherche des rayons "exacts" permet un gain en temps de calcul non négligeable.

- le temps de calcul qui dans des environnements complexes peut devenir rapidement conséquent. Il est alors impératif de trouver des méthodes de programmation qui optimisent le temps d'exécution du programme. Le lancer de rayons étant une technique issue de l'infographie, des techniques d'accélération utilisées en synthèse d'images seront détaillées et appliquées au modèle développé.

Dans les chapitres suivants, nous allons présenter les concepts fondamentaux de l'optique géométrique et de la théorie uniforme de la diffraction afin de bien comprendre les théories sur lesquelles reposent les modèles développés.

II - L'OPTIQUE GEOMETRIQUE ET LA THEORIE UNIFORME DE LA DIFFRACTION

II.1. L'Optique Géométrique (OG)

II.1.1. Introduction

II.1.1.1. Les fondements de l'Optique Géométrique

La théorie de l'OG a existé bien avant d'être reconnue comme étant une méthode asymptotique. Sommerfeld et Runge ont été les premiers au début du siècle à établir le lien entre les équations de Maxwell et l'optique géométrique en montrant comment les lois de l'optique géométrique pouvaient être dérivées de l'équation de Helmholtz (dédiuite elle même des équations de Maxwell). Ces travaux ont été étendus ultérieurement au champ vectoriel et ont donné naissance à la théorie moderne de l'optique géométrique.

Dans un milieu homogène et isotrope, l'équation vectorielle de Helmholtz appliquée au champ électrique s'énonce :

$$\Delta \vec{E} + k \cdot \vec{E} = 0 \quad (I.4)$$

En écrivant le champ électrique sous la forme suivante [10]:

$$\vec{E}(\mathbf{r}) = \vec{E}_0(\mathbf{r}) \cdot e^{j \cdot k \cdot S(\mathbf{r})} \quad (I.5)$$

(expression déduite des travaux de Sommerfeld) et en remplaçant le champ par son expression (I.5) dans l'équation (I.4), on obtient après développement :

$$(1 - |\vec{\nabla} S|^2) \vec{E}_0 + \frac{j}{k} (\Delta S + 2 \vec{\nabla} S \vec{\nabla}) \vec{E}_0 + \frac{1}{k^2} \Delta \vec{E} = 0 \quad (I.6)$$

Si on néglige le dernier terme (hypothèse des très hautes fréquences), l'équation (I.6) est satisfaite quand les 2 premiers sont nuls:

$$\left\{ \begin{array}{l} (1 - |\vec{\nabla}S|^2) = 0 \quad (I.7) \\ \Delta S + 2\vec{\nabla}S \cdot \frac{\vec{\nabla}\bar{E}}{\bar{E}} = 0 \quad (I.8) \end{array} \right.$$

On peut montrer que les équations (I.7) et (I.8) connues respectivement sous le nom d'équation eikonale et équation de transport contiennent toutes les lois de l'OG.

L'analyse des ondes par les lois de l'optique données ci-dessus permet donc d'établir la condition de validité de l'approximation de l'OG :

Le terme $\frac{1}{k^2} \frac{\Delta\bar{E}}{\bar{E}}$ doit être négligeable par rapport aux autres termes de l'équation (I.6).

Cette condition est réalisée pour des variations de l'amplitude du champ E très lentes par rapport à la longueur d'onde.

II.1.1.2. Les lois de l'Optique Géométrique

Les lois de l'OG permettent le calcul du champ en tout point d'un rayon dès qu'on le connaît en un point de ce rayon. Le champ de l'OG étant calculé en amplitude et en phase tout en conservant la notion de polarisation, ces lois concernent la phase, la polarisation et l'amplitude:

- Continuité de la phase le long d'un rayon

La variation de la phase entre deux points le long d'un rayon est égale au produit du nombre d'onde k par la distance entre ces deux points.

- Conservation de la polarisation

La polarisation se conserve le long d'un rayon.

- Continuité de l'amplitude le long d'un rayon

L'énergie, proportionnelle au carré de l'amplitude du champ, se conserve dans un tube de rayons.

Un tube de rayons est un ensemble de rayons issu de deux segments appelés caustiques (C1 et C2 sur la figure I-4). Chaque tube ou faisceau est alors caractérisé par les rayons de courbure principaux ρ_1 et ρ_2 de son front d'onde au point de référence O d'abscisse curviligne $r = 0$ (le calcul de ρ_1 et ρ_2 nécessite la construction du rayon central passant par les milieux des deux caustiques et le centre du front d'onde). Pour un faisceau astigmatique, les deux rayons de courbure principaux en un point P distant de r du point de référence sont alors donnés par :

$$\rho_1(r) = \rho_1 + r \text{ et } \rho_2(r) = \rho_2 + r$$

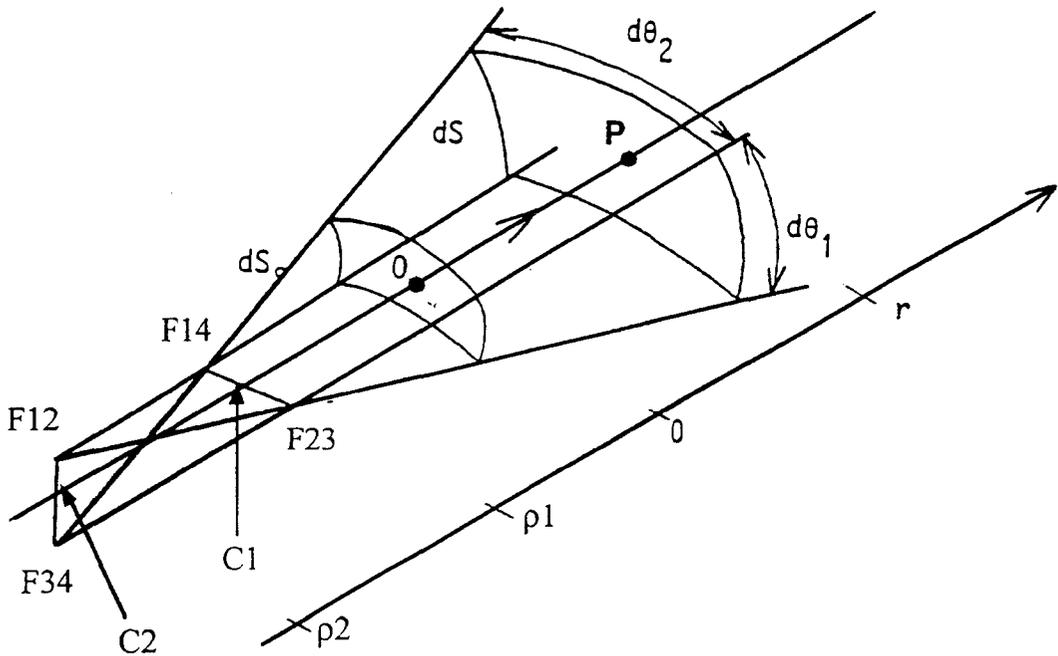


Figure I-5: Définition des caustiques

Dans les chapitres suivants les faisceaux de rayons seront astigmatiques et le point de référence coïncidera avec la source.

On peut alors démontrer [11] que l'amplitude du champ au point P $|\vec{E}_p|$ peut s'exprimer en fonction de celle du champ au point O $|\vec{E}_o|$ de la manière suivante :

$$|\vec{E}_p| = |\vec{E}_o| A(r) \tag{I.9}$$

avec

$$A(r) = \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + r)(\rho_2 + r)}} \quad (\text{I.10})$$

Le terme $A(r)$ est appelé facteur de divergence et traduit la conservation de l'énergie c'est-à-dire la diminution de la densité de l'énergie due à l'écartement du faisceau au fur et à mesure de sa propagation.

II.1.1.3. Les propriétés de l'Optique Géométrique

Sous sa forme actuelle, l'optique géométrique possède des propriétés 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 [12] sont :

- le vecteur d'onde \vec{k} est colinéaire au vecteur de Poynting et de même sens
- d'après le théorème Malus, les trajectoires sont orthogonales aux surfaces d'ondes
- les vecteurs \vec{E} , \vec{H} et \vec{k} forment une trièdre direct
- le rapport des champs \vec{E} et \vec{H} appelé « impédance d'onde » est égal à 377Ω dans le cas d'une onde plane se propageant dans le vide.

II.1.2. Expression fondamentale du champ électromagnétique incident

Le champ incident est le champ rayonné en espace libre en un point R distant de r de la source. Les propriétés de continuité de la phase et de l'amplitude et de la conservation de la polarisation le long d'un rayon donne toutes les informations nécessaires pour construire une expression générale du champ incident. Le champ électrique en un point R s'exprime en fonction du champ $\vec{E}(o)$ au point de référence du facteur de divergence A (r) et d'un retard de phase égal au produit kr de la manière suivante :

$$\vec{E}_R(r) = \vec{E}(o) \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + r)(\rho_2 + r)}} e^{-j.k.r} \quad (I.11)$$

Suivant les valeurs des rayons de courbure ρ_1 et ρ_2 du front d'onde (mesurés au point de référence qui est la source), le faisceau de rayons incidents décrit respectivement :

- Une onde plane si $\rho_1 \rightarrow +\infty$ et $\rho_2 \rightarrow +\infty$
- Une onde cylindrique si $\rho_1 \rightarrow +\infty$ et $\rho_2 \rightarrow 0$ ou $\rho_1 \rightarrow 0$ et $\rho_2 \rightarrow +\infty$
- Une onde sphérique si $\rho_1 \rightarrow 0$ et $\rho_2 \rightarrow 0$

En appliquant ces limites aux facteurs de divergence, l'expression (I.11) se transforme :

- pour une onde plane en: $\vec{E}^i(r) = \vec{E}(o) e^{-j.k.r}$
- pour une onde cylindrique en: $\vec{E}^i(r) = \vec{E}(o) e^{-j.k.r} / \sqrt{r}$
- pour une onde sphérique en: $\vec{E}^i(r) = \vec{E}(o) e^{-j.k.r} / r$

Les termes $\vec{E}(o)$ évalués au point source caractérisent le type de source utilisé pour générer le faisceau de rayons. D'autre part, on peut remarquer que contrairement à l'onde sphérique et cylindrique, l'amplitude de l'onde plane ne varie pas en fonction de la distance.

II.1.3. Expression fondamentale du champ électrique réfléchi

Lorsqu'un faisceau astigmatique de rayons incidents rencontre la surface d'un obstacle, il se transforme en un faisceau de rayons réfléchis qui satisfait les lois de l'OG (sauf au voisinage de l'obstacle). Le principe de Fermat impose à ces rayons d'être des droites et de se réfléchir selon les lois de Descartes (les angles d'incidence et de réflexion sont égaux et les plans d'incidence et de réflexion sont confondus)

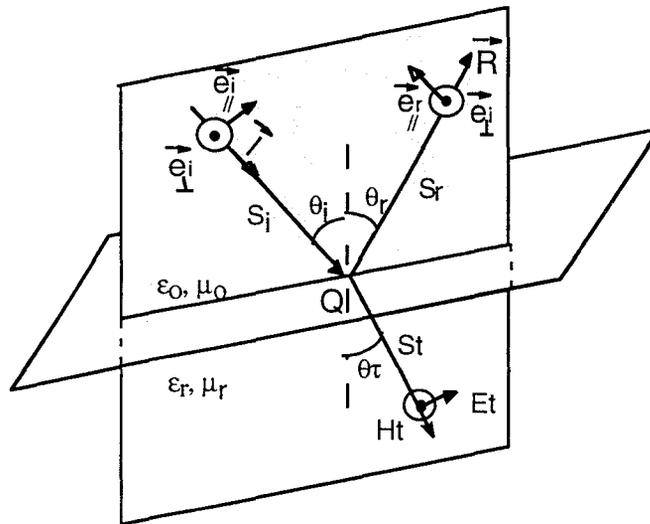


Figure I-6: Lois de réflexions d'une onde plane

Le champ réfléchi exprimé au point R peut alors s'exprimer en fonction de celui au point Q de réflexion de la manière suivante :

$$\vec{E}_R^r = \vec{E}_Q^r \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + S_r)(\rho_2 + S_r)}} e^{-j.kS_r} \quad (I.12)$$

avec $S_r = QR$

Compte-tenu de la linéarité des équations de Maxwell, le champ réfléchi au point Q est le produit d'un coefficient de réflexion par le champ incident au point Q :

$$\bar{E}_Q^r = R\bar{E}_Q^i \quad (I.13)$$

L'expression (I.12) se transforme en :

$$\bar{E}_R^r = R\bar{E}_Q^i \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + S_r)(\rho_2 + S_r)}} e^{-j.k.S_r} \quad (I.14)$$

Expression du coefficient de réflexion

Les équations de continuité relatives au passage de l'onde du milieu 1 au milieu 2 permettent de définir deux coefficients de réflexion suivant le type de polarisation (formules de Fresnel) [13] [14] :

- pour une polarisation parallèle (le champ électrique appartient au plan d'incidence)

le coefficient de réflexion s'écrit de la manière suivante :

$$R_{//} = \frac{\epsilon_r^* \cos \theta_i - \sqrt{\epsilon_r^* - \sin^2 \theta_i}}{\epsilon_r^* \cos \theta_i + \sqrt{\epsilon_r^* - \sin^2 \theta_i}} \quad (I.15)$$

- pour une polarisation perpendiculaire (le champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence) le coefficient de réflexion s'écrit de la manière suivante :

$$R_{\perp} = \frac{\cos \theta_i - \sqrt{\epsilon_r^* - \sin^2 \theta_i}}{\cos \theta_i + \sqrt{\epsilon_r^* - \sin^2 \theta_i}} \quad (I.16)$$

où ϵ_r^* et la permittivité relative complexe équivalente du matériau et s'écrit sous la forme suivante :

$$\epsilon_r^* = \epsilon_r - j \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \quad (I.17)$$

avec :

- σ conductivité du matériau réfléchissant exprimé en S/m

- ϵ_r permittivité relative
- ω pulsation de l'onde électromagnétique en rad/s
- ϵ_0 permittivité du vide ($8,884 \times 10^{-12}$ F/m)

En exprimant le champ incident dans la base $(\bar{I}, \bar{e}_{//}^i, \bar{e}_{\perp}^i)$ définie par la figure (I-6), l'expression du champ réfléchi écrit dans la base $(\bar{R}, \bar{e}_{//}^r, \bar{e}_{\perp}^r)$ peut se mettre sous la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} E_{//R}^r \\ E_{\perp R}^r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{//} & 0 \\ 0 & R_{\perp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{//Q}^i \\ E_{\perp Q}^i \end{pmatrix} \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + S_r)(\rho_2 + S_r)}} e^{-jk \cdot S_r} \quad (I.18)$$

où :

- $E_{//R}^r$ (Resp $E_{\perp R}^r$) est la composante parallèle (Resp perpendiculaire) au plan de réflexion du champ réfléchi exprimé au point R
- $E_{//Q}^i$ (Resp $E_{\perp Q}^i$) est la composante parallèle (Resp perpendiculaire) au plan d'incidence du champ incident exprimé au point Q

Le calcul des rayons de courbure principaux ρ_1 et ρ_2 tient compte à la fois des caractéristiques du front d'onde incident mais également de celles de la surface réfléchissante au voisinage du point de réflexion. Dans le cas particulier des surfaces planes (qui sera l'unique cas envisagé dans le modèle développé au chapitre II), les rayons de courbure principaux des fronts d'onde réfléchis sont égaux à ceux du front d'onde incident. De plus, il peut être montré

[15] que, dans le cas d'une onde sphérique, le terme $\sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + S_r)(\rho_2 + S_r)}}$ se simplifie pour se mettre finalement sous la forme $\frac{S_i}{S_i + S_r}$.

II.2. La Théorie Uniforme de la Diffraction (TUD)

II.2.1. Les origines de la TUD : la TGD [16]-[22]

Le principal inconvénient de l'OG est de prévoir des champs nuls dans les zones d'ombre géométrique où ne pénètre aucun rayon. La Théorie Géométrique de la Diffraction (TGD) due à Keller au début des années 50 pallie ce défaut en ajoutant aux rayons de l'OG des rayons diffractés, notamment par des arêtes, pénétrant dans les zones d'ombre. Cette théorie a été élaborée à partir de trois postulats :

- **Postulat 1** : « le rayon diffracté satisfait le principe de Fermat généralisé ».

Keller a en effet formulé une loi de diffraction qui détermine la position du point de diffraction et la direction de propagation d'un rayon diffracté [23] :

«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 ».

Ce cône est appelé cône de diffraction de Keller.

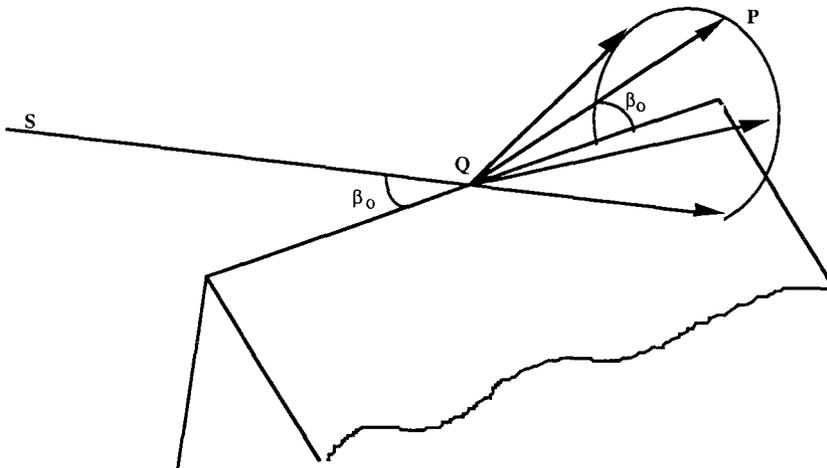


Figure I-7: Répartition des rayons diffractés sur le cône de Keller

- **Postulat 2** : « le rayon diffracté satisfait les lois de l'OG loin de la surface ».

Les lois de l'OG permettent le calcul de la phase et du module et donne la polarisation du champ électromagnétique. Par conséquent, le champ diffracté est déterminé en tout point d'un rayon dès qu'on le connaît au point de diffraction.

- **Postulat 3** : « en hautes fréquences la diffraction est un phénomène local ».

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.

La TGD de Keller est donc une amélioration significative de l'OG 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 dont nous verrons plus tard la signification présente une divergence au voisinage des frontières d'ombres géométriques. Ces régions correspondent à la perte d'un champ. L'exemple de la figure (I-7) montre que dans le cas d'un dièdre d'angle intérieur inférieur à Π , attaqué par un faisceau de rayons incidents, il peut exister deux frontières d'ombres géométriques:

- l'une liée à la perte du champ réfléchi (FOR)
- l'autre à la perte du champ incident (FOI)

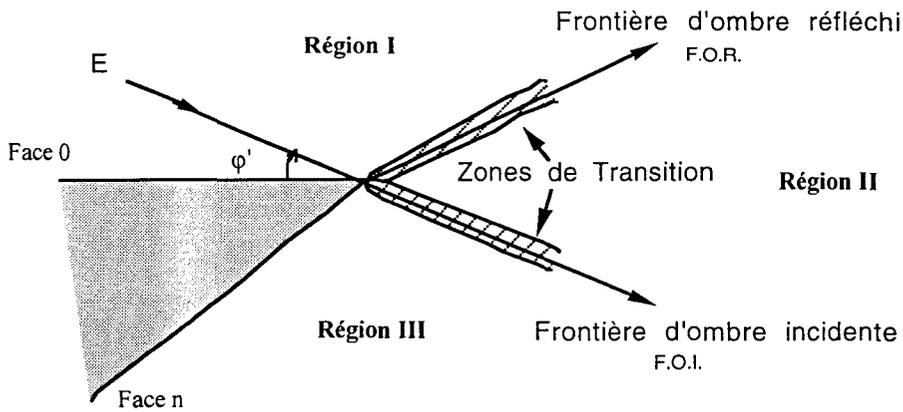


Figure I-8: Zones d'ombre géographique liées au diédre

Kouyoumjian et Pathak [24] ont élargi le domaine de validité de la TGD à ces régions en développant la TUD. Celle-ci consiste à multiplier le membre du coefficient de diffraction par une fonction de transition $F(x)$ afin que le champ diffracté reste fini aux frontières d'ombres. Cette fonction de transition tend vers 0 aussi vite que le coefficient de diffraction tend vers l'infini au voisinage des frontières d'ombre afin que le champ ne présente plus de discontinuités. Cette fonction de transition s'écrit de la manière suivante:

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

C'est donc la théorie uniforme de la diffraction basée sur les rayons, valable dans l'espace entourant l'arête que nous allons utiliser pour calculer le champ diffracté dans le modèle de prédiction basé sur le lancer de rayons. En effet, celle-ci présente l'avantage d'être simple de mise en oeuvre et de donner des résultats proches des phénomènes physiques.

II.2.2. Expression générale du champ diffracté

D'après le postulat 2 (le rayon diffracté satisfait les lois de l'OG loin de la surface), le champ reçu en un point P, après diffraction en un point Q, s'exprime en fonction d'un autre point O de ce rayon (figure I-9) par:

$$E_p^d = E_o^d \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + r)(\rho_2 + r)}} e^{j.k.r} \quad (I-20)$$

avec :

- r la distance entre O et P
- $E_o^d = A_o e^{j.\varphi_o}$ le champ diffracté au point O
- et $\rho_1 \rho_2$ les rayons de courbure des fronts d'ondes diffractés.

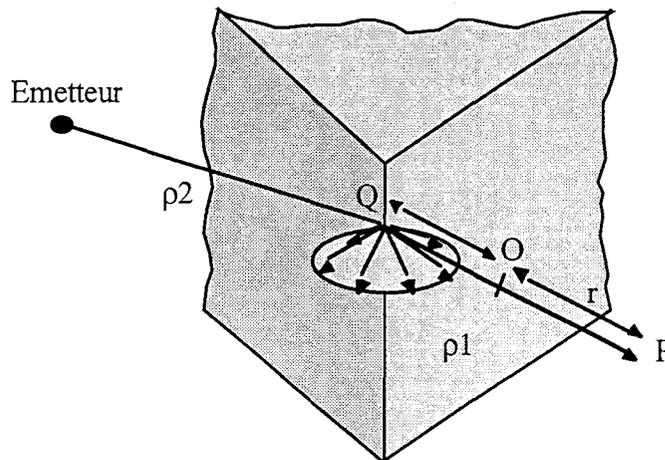


Figure I-9: Champ diffracté en Q différent de l'origine

En prenant l'origine du champ diffracté 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 (les équations de Maxwell sont en effet linéaires). Dans le cas d'une arête celle-ci est une caustique, ρ_1 tend vers zéro et :

$$\lim_{\rho_1 \rightarrow 0} E_p^d = \lim_{\rho_1 \rightarrow 0} E_o^d \sqrt{\rho_1} \sqrt{\frac{\rho_2}{r(\rho_2 + r)}} e^{j.k.r} \quad (I-21)$$

E_p^d doit être indépendant de la position de O donc $\lim_{\rho_1 \rightarrow 0} E_o^d \sqrt{\rho_1} = E_Q^d$

Selon Keller, $E_Q^d = D E_Q^i$ de telle sorte que nous pouvons écrire pour une onde sphérique:

$$E_p^d(r) = D E_Q^i \cdot \sqrt{\frac{\rho_2}{r(\rho_2 + r)}} e^{j.k.r} \quad (I-22)$$

Le champ diffracté est donc le produit de quatre termes :

- un terme représentant le coefficient de diffraction D
- le champ incident au point de diffraction E_Q^i
- un terme d'atténuation $\sqrt{\frac{\rho_2}{r(\rho_2 + r)}}$ dépendant de la distance r du point P au point de diffraction Q (r=QP)
- et un terme de phase $e^{jk.r}$

Le calcul du coefficient de diffraction repose sur le principe de localisation c'est-à-dire qu'il ne dépend que de la géométrie locale de la surface au voisinage du point de diffraction. Nous remplacerons donc les éléments complexes du milieu de propagation par des éléments plus simples mais dont la contribution sur le plan physique reste identique. Beaucoup de structures architecturales en milieu urbain sont des parallélépipèdes. C'est pourquoi la configuration canonique retenue est le dièdre. Il s'agit d'un élément géométrique simple constitué par l'intersection de deux plans. Dans les applications numériques qui vont suivre

l'angle d'ouverture du dièdre est fixé à 90° , ce qui correspond à la majorité des cas rencontrés dans la pratique. De plus, la nature des matériaux de construction habituels impose de considérer deux plans dont l'impédance est non nulle. Ces matériaux seront ainsi caractérisés par leur conductivité et leur permittivité relative considérées constantes dans la bande de fréquence envisagée.

II.2.3. Champ diffracté par un dièdre diélectrique à pertes (3D)

a) considérations géométriques

Afin de réduire l'expression de coefficient de diffraction à une matrice carrée d'ordre 2, on utilise un système de coordonnées lié au rayon (figure I-10) [24]. Pour cela deux plans sont définis :

- le plan d'incidence lié au rayon, formé par le rayon incident de vecteur unitaire \vec{I} et l'arête de vecteur unitaire \vec{e} .
- le plan de diffraction lié au rayon, formé par le rayon diffracté de vecteur unitaire \vec{D} et l'arête de vecteur unitaire \vec{e} .

La position de ces plans est repérée par les angles φ et φ' qu'ils font avec l'une des faces du dièdre. Dans chacun des plans, on définit un repère propre de façon telle que le champ incident et le champ diffracté puissent se décomposer en une composante parallèle et perpendiculaire. Pour cela on introduit les vecteurs :

- $\vec{\varphi}$ perpendiculaire au plan d'incidence
- $\vec{\varphi}'$ perpendiculaire au plan de diffraction.
- $\vec{\beta}'_0$ contenu dans le plan d'incidence
- $\vec{\beta}_0$ contenu dans le plan diffraction

ces vecteurs sont reliés par les relations vectorielles suivantes: $\vec{\beta}'_0 = \vec{I} \wedge \vec{\varphi}'$ et $\vec{\beta}_0 = \vec{D} \wedge \vec{\varphi}$

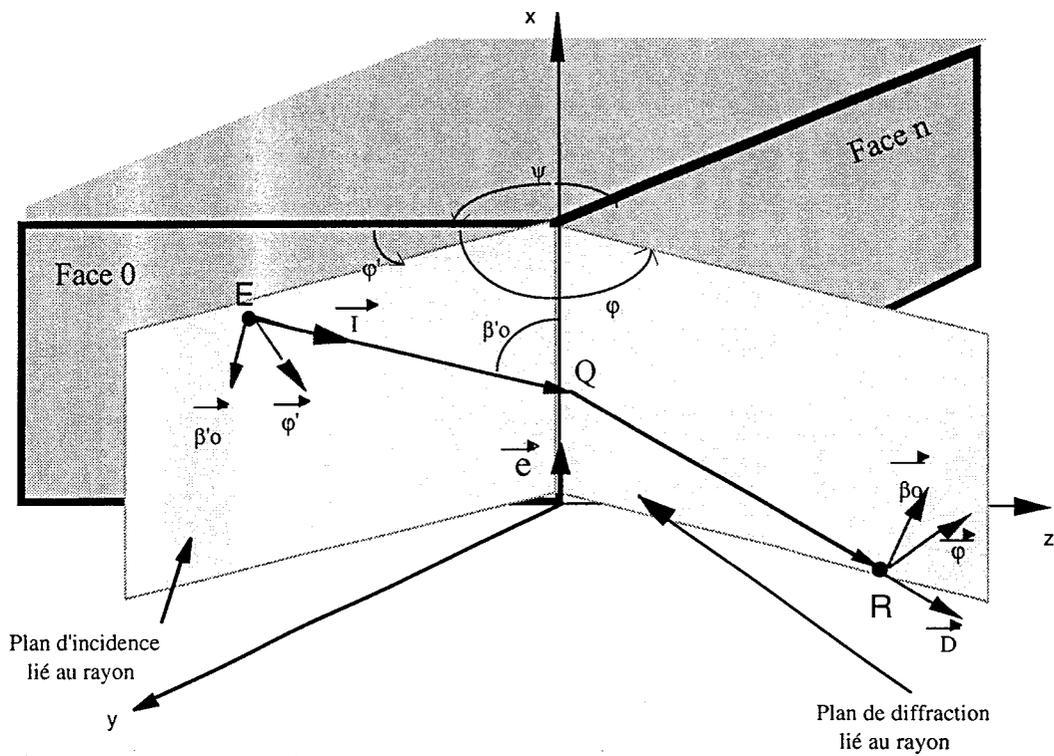


Figure I-10: Système de coordonnées lié au rayon

b) considérations mathématiques

Dans le système de coordonnées particulier présenté précédemment, le champ incident peut se décomposer suivant $\bar{\varphi}$ et $\bar{\varphi}'$:

$$\bar{E}^i = E_{\beta'}^i \cdot \bar{\beta}'_o + E_{\varphi'}^i \cdot \bar{\varphi}'$$

et, le champ diffracté se suivant $\bar{\beta}_o$ et $\bar{\varphi}$

$$\bar{E}^d = E_{\beta}^d \cdot \bar{\beta}_o + E_{\varphi}^d \cdot \bar{\varphi}$$

Le champ diffracté peut ainsi se mettre sous la forme matricielle ci-dessous :

$$\begin{pmatrix} E_{\beta 0}^d \\ E_{\varphi}^d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -D_a & -D_b \\ -D_c & -D_d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\beta 0}^i \\ E_{\varphi}^i \end{pmatrix} \sqrt{\frac{s'}{s(s+s')}} e^{-jks} \quad (I-23)$$

Johan Vandamme [15] a proposé une expression heuristique des coefficients de la matrice de diffraction afin de modéliser la diffraction par un dièdre diélectrique à pertes sous incidence quelconque. Les faces du dièdre sont dissociées par l'introduction de coefficients de réflexion R^o et R^n liés aux réflexions sur les faces o et n du dièdre afin de maintenir la continuité du champ total lors de la traversée des frontières d'ombre. Les quatres termes de la matrice de diffraction (D_a, D_b, D_c, D_d) ont alors pour expression :

$$D_a = D^+(\varphi - \varphi') + D^-(\varphi - \varphi') - \left[R_{//}^0 \cos^2 \alpha - R_{\perp}^0 \sin^2 \alpha \right] D^-(\varphi + \varphi') - \left[R_{//}^n \cos^2 \alpha - R_{\perp}^n \sin^2 \alpha \right] D^+(\varphi + \varphi') \quad (I.24)$$

$$D_b = -\left[(R_{//}^0 + R_{\perp}^0) \cos \alpha \sin \alpha \right] D^-(\varphi + \varphi') - \left[(R_{//}^n + R_{\perp}^n) \cos \alpha \sin \alpha \right] D^+(\varphi + \varphi') \quad (I.25)$$

$$D_c = \left[(R_{//}^0 + R_{\perp}^0) \cos \alpha \sin \alpha \right] D^-(\varphi + \varphi') + \left[(R_{//}^n + R_{\perp}^n) \cos \alpha \sin \alpha \right] D^+(\varphi + \varphi') \quad (I.26)$$

$$D_d = D^+(\varphi - \varphi') + D^-(\varphi - \varphi') + \left[R_{//}^0 \sin^2 \alpha - R_{\perp}^0 \cos^2 \alpha \right] D^-(\varphi + \varphi') + \left[R_{//}^n \sin^2 \alpha - R_{\perp}^n \cos^2 \alpha \right] D^+(\varphi + \varphi') \quad (I.27)$$

- $R_{//1}^0, R_{//1}^n$ sont respectivement les coefficients de réflexion en incidences normale et perpendiculaire sur la face o 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 rayon incident.

$$- D^+(\varphi \pm \varphi') = \frac{-e^{-j\frac{\pi}{4}}}{2n \sqrt{2\pi k} \sin \beta_0} \left[\cot \left(\frac{\pi + (\varphi \pm \varphi')}{2n} \right) \cdot F(kLa^+(\varphi \pm \varphi')) \right] \quad (I.28)$$

$$- D^-(\varphi \pm \varphi') = \frac{-e^{-j\frac{\pi}{4}}}{2n \sqrt{2\pi k} \sin \beta_0} \left[\cot \left(\frac{\pi - (\varphi \pm \varphi')}{2n} \right) \cdot F(kLa^-(\varphi \pm \varphi')) \right] \quad (I.29)$$

- $F(x)$ est la fonction de transition définie précédemment.

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

- s est la distance arête-récepteur, s' 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 $n = 2 - \frac{\psi}{\pi}$

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté les problèmes liés à la modélisation de la propagation en milieu urbain. La spécificité de ce type de milieu de propagation a conduit à nous tourner vers une méthode asymptotique: la Théorie Uniforme de la Diffraction (T.U.D) qui permet de prendre en compte l'influence de l'ensemble des obstacles qui se succèdent sur le parcours des ondes.

Dans la seconde partie de ce chapitre, nous avons donc rappelé les bases théoriques de l'Optique Géométrique et de la T.U.D en se bornant à énoncer les résultats indispensables à la bonne compréhension des différentes applications et interprétations décrites dans la suite de ce mémoire.

CHAPITRE II

**MISE EN OEUVRE D'UN MODELE 3D DE PREDICTION DE LA
PROPAGATION BASE SUR LA TECHNIQUE DU LANCER DE RAYONS**

CHAPITRE II

INTRODUCTION.....	2
I - DESCRIPTION DU LOGICIEL DE LANCER DE RAYONS 3D	2
I.1. Introduction.....	2
I.2. Description de l'environnement de propagation.....	2
I.3. Recherche des différents rayons.....	3
I.3.1. Recherche des rayons réfléchis.....	3
I.3.1.1. Présentation de l'algorithme de base du lancer de rayons	4
I.3.1.2. La source de rayons	8
I.3.1.3. Expression du nombre de rayons lancés et du pas du lancer	10
I.3.1.4. Capture des rayons reçus.....	12
I.3.1.5. Recherche des rayons "exacts".....	19
I.3.2. Prise en compte du phénomène de diffraction.....	22
I.3.2.1. Introduction.....	22
I.3.2.2. Recherche des rayons simplement diffractés	22
I.3.2.3. Recherche des rayons mixtes	23
I.4. Calcul du champ total.....	29
II. ETUDE DU TEMPS DE CALCUL	30
II.1. Introduction.....	30
II.2. Influence des différents paramètres sur le temps de calcul	30
II.2.1. Méthode de détermination du temps de calcul.....	31
II.2.2. Influence du pas de lancer	31
II.2.3. Influence du nombre de réflexions maximum accordé par rayon	33
II.2.4. Influence du nombre de bâtiments	33
II.2.5. Conclusion	33
II.3. Les techniques d'accélération.....	34
II.3.1. Les volumes englobants	34
II.3.2. La subdivision spatiale	36
CONCLUSION	

INTRODUCTION

L'objectif de ce chapitre est de présenter dans le détail le logiciel de prédiction de la propagation réalisé dans le cadre de cette thèse. Rappelons que ce logiciel basé sur la technique du lancer de rayons doit, à partir des positions de l'émetteur et du récepteur et d'une description en 3 D de l'environnement, rechercher les rayons intervenant dans la propagation. Une fois les rayons déterminés, le calcul du champ total est effectué en employant les résultats de l'Optique Géométrique et de la T.U.D présentés dans le chapitre précédent.

Dans un premier temps, nous posons les bases du lancer de rayons 3D puis nous décrivons les méthodes de recherche des différents rayons pris en compte par notre modèle: réfléchis et diffractés. Une méthode originale de recherche des rayons mixtes (diffracté-réfléchis multiples) est également développée afin de compléter le modèle. Celle-ci permet de faire intervenir la contribution de ces rayons souvent négligée dans les modèles 3D classiques. Nous montrerons dans le chapitre III que ce type de rayon est dans certaines configurations le phénomène prépondérant de la propagation, et qu'il doit donc être pris en compte dans le calcul du champ total. Enfin, nous avons choisi de développer, pour chaque type de rayon, un logiciel qui détermine les rayons 'exacts' reliant le point d'émission à celui de réception afin d'améliorer la précision de la prédiction.

Dans un second temps, nous abordons le problème du temps de calcul. Celui-ci peut en effet devenir rapidement conséquent dans des environnements microcellulaires du type centre-ville. Une étude paramétrique est alors réalisée afin d'avoir une connaissance approfondie de l'évolution du temps de calcul en fonction de différents paramètres tels que le pas du lancer α , le nombre maximum de réflexions accordé aux rayons Ref_{max} ou le nombre de bâtiments pris en compte pour décrire l'environnement. Des méthodes de programmation telles que celles utilisées en infographie sont ensuite présentées et appliquées à notre modèle afin d'optimiser le temps de calcul.

I - DESCRIPTION DU LOGICIEL DE LANCER DE RAYONS 3D

I.1. Introduction

L'organisation du logiciel de prédiction de la propagation réalisé dans le cadre de cette thèse possède la particularité d'être scindée en deux parties:

- La première concerne les problèmes d'ordre géométrique tels que la description de l'environnement de propagation et la recherche des rayons reçus par le récepteur. Son but est de fournir des fichiers rayons à partir desquels est effectué le calcul du champ électromagnétique total.

- La seconde réalise le calcul du champ électromagnétique total à l'aide des fichiers rayons et des équations théoriques présentées au chapitre I.

L'ensemble des programmes du logiciel a été écrit en fortran 77 sur un serveur HP9000 doté de deux processeurs D270.

I.2. Description de l'environnement de propagation

La qualité d'un modèle déterministe dépend fortement de la précision de la base de données géographiques. C'est pourquoi, les modèles basés sur la TUD reposent sur une description précise du milieu de propagation afin de prendre en compte l'influence des obstacles sur la propagation des ondes. Toutefois, nous avons vu dans le chapitre précédent que la Théorie Uniforme de la Diffraction considère les phénomènes de réflexion et de diffraction comme des phénomènes locaux. Selon ce principe de localisation, les structures architecturales rencontrées en milieu urbain (généralement complexes) peuvent être remplacées par des configurations géométriques plus simples ayant les mêmes caractéristiques électriques.

La simplification du milieu de propagation doit donc suivre quelques critères importants tels que la description correcte des bâtiments (longueur, largeur, hauteur) ainsi que les distances les séparant.

De plus, les rues des centres villes modernes étant généralement parallèles ou perpendiculaires entre elles, il est possible de choisir des bases de données où tous les bâtiments sont perpendiculaires ou parallèles entre eux. Un exemple de configuration pouvant être traité par le logiciel de lancer de rayons présenté dans les paragraphes suivants est donné ci-dessous. Chaque bâtiment est représenté par un parallélépipède rectangle ayant des surfaces planes et lisses.

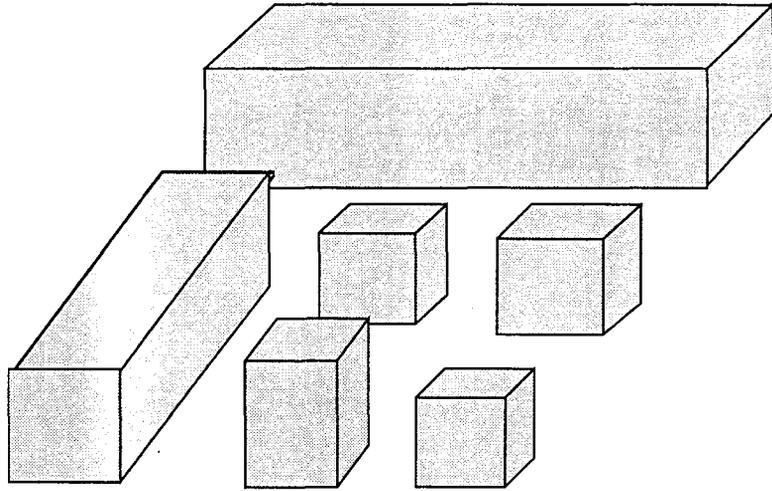


Figure II-1: Description de l'environnement de propagation

I.3. Recherche des différents rayons

Le milieu de propagation étant décrit, les modèles TUD requièrent un lancer de rayons afin de dénombrer les rayons intervenant dans la propagation. Un des avantages de la TUD est que la recherche de ces rayons peut s'effectuer par l'intermédiaire de plusieurs modules où chaque module est représentatif d'un type de rayon (le champ électromagnétique total est égal à la somme algébrique des champs associés aux différents types de rayons). Le modèle de lancer de rayons développé examine successivement, par l'intermédiaire de quatre modules, l'existence des rayons suivants:

- le rayon direct
- les rayons réfléchis n fois
- les rayons simplement diffractés

- les rayons appelés rayons mixtes (ces rayons ont subi une diffraction puis n réflexions ou inversement)

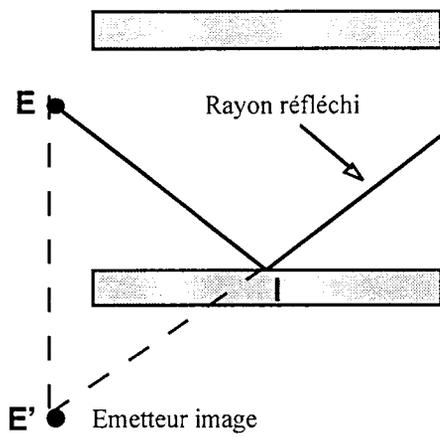
Remarque: - Le rayon direct s'obtient simplement en vérifiant qu'il n'est pas intercepté par un bâtiment entre l'émetteur et le récepteur. C'est pourquoi, aucune étude particulière ne lui est consacrée.

1.3.1. Recherche des rayons réfléchis

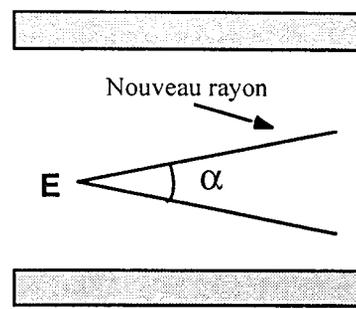
1.3.1.1. Présentation de l'algorithme de base du lancer de rayons

Après avoir décrit l'environnement de propagation sous forme de parallélépipèdes rectangles, l'utilisateur du logiciel fixe le nombre maximal de réflexions Ref_{max} par rayon (ce paramètre est un test d'arrêt pour le traitement d'un rayon). Il doit ensuite définir le pas angulaire α avec lequel les rayons vont être lancés. Celui-ci donne d'ailleurs le nombre total de rayons envoyés par la source. Quand ces différentes données sont initialisées, le traitement informatique commence.

Le logiciel de lancer de rayons [25] [26] a pour objectif de rechercher les rayons réfléchis qui se propagent entre l'émetteur et le récepteur. A partir du point source, il commence par lancer un rayon dans une direction donnée de l'espace, puis calcule l'intersection de celui-ci avec tous les bâtiments et seule l'intersection la plus proche de l'émetteur est retenue. Le rayon réfléchi, défini par le point d'intersection (I) et l'émetteur image de la source (E') par rapport à la surface réfléchissante, est alors tracé (figure II-2). Dans le cas où aucune intersection n'est décelée, un nouveau rayon est lancé dans une autre direction faisant un angle α avec la précédente.



Construction du rayon réfléchi



Aucune intersection n'est décelée

Figure II-2

Un test nommé test 1 est alors effectué afin de savoir si ce rayon atteint le récepteur :

a) le rayon n'est pas intercepté par le récepteur, le rayon doublement réfléchi doit être tracé. Celui-ci est de nouveau construit par la théorie des images (figure II-3). Le test 1 lui est ensuite appliqué. Ce processus se poursuit jusqu'à ce que le rayon réfléchi n fois soit reçu par le récepteur. Si le rayon réfléchi n fois n'a toujours pas atteint le récepteur et n devient supérieur au nombre maximum de réflexions Ref_{max} accordées par l'utilisateur, le rayon est abandonné (son influence est en effet jugée négligeable sur l'amplitude du champ électromagnétique total).

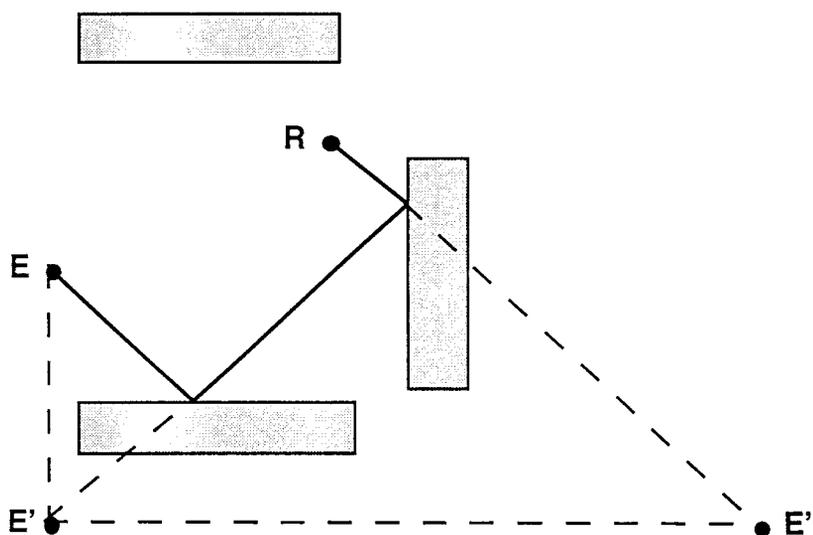


Figure II-3: Construction d'un rayon doublement réfléchi

b) le rayon est reçu par le récepteur, l'algorithme vérifie (test2) qu'aucun obstacle ne se trouve entre le dernier point d'intersection et le récepteur avant de l'ajouter aux rayons reçus. Le cas 2 de la figure II-4 illustre un exemple où le rayon intercepte un bâtiment avant d'atteindre le récepteur. Dans ce cas, le rayon réfléchi d'ordre supérieur est construit et le test1 lui est appliqué.

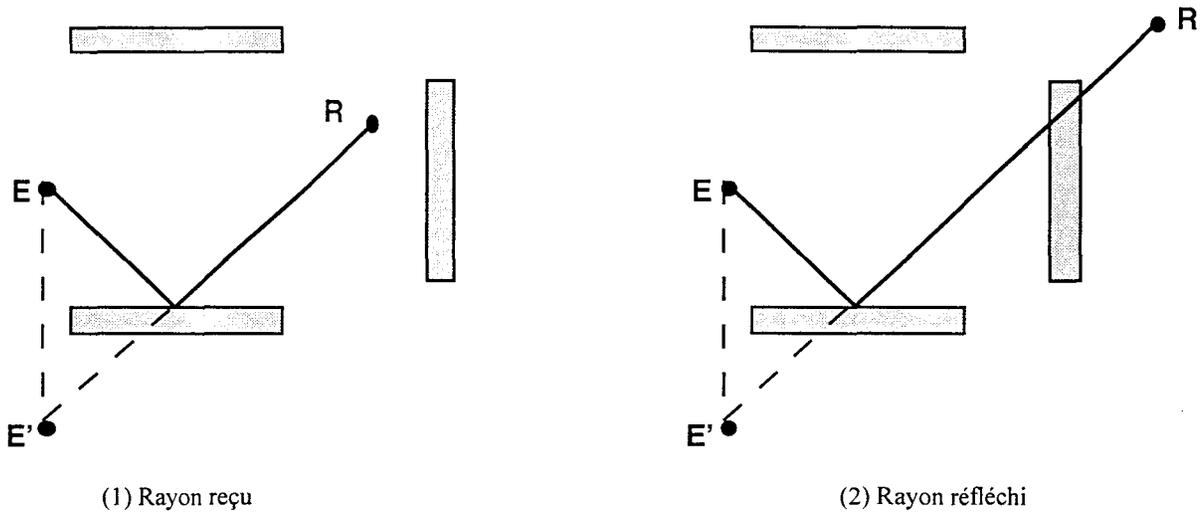


Figure II-4: Test 2

Ce processus se poursuit jusqu'à ce que tous les rayons de la source aient été examinés. L'algorithme de base du lancer de rayons présenté dans la figure II-5, résume la technique de recherche des rayons réfléchis.

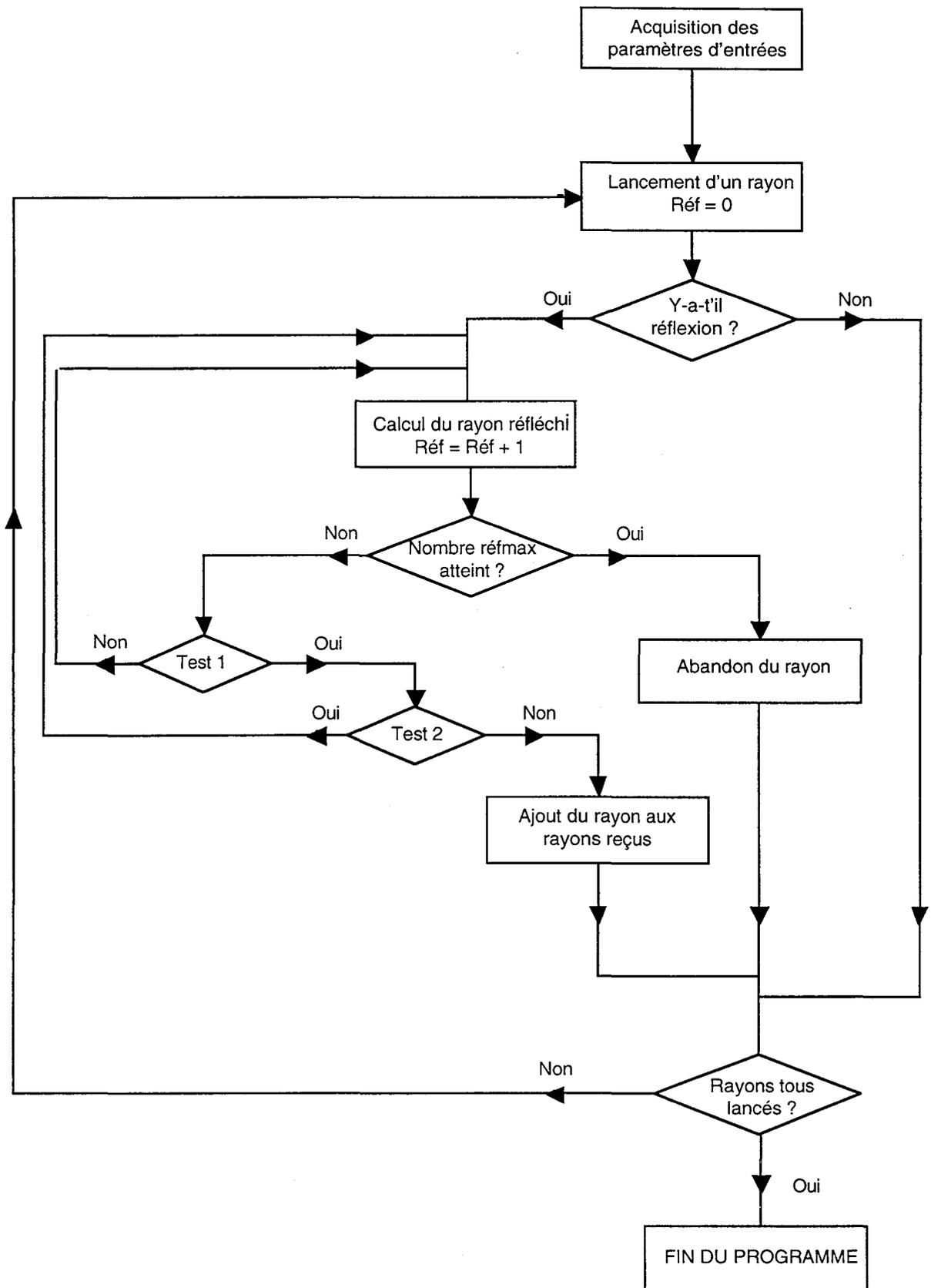


Figure II-5: Algorithme simplifié du lancer de rayons

L'analyse de cet algorithme soulève la question de la réalisation de la source de rayons et celle de la procédure de capture des rayons par le récepteur.

1.3.1.2. La source de rayons [27] [28] [29]

Le but du lancer de rayons est donc la recherche des rayons qui, issus de l'émetteur, arrivent au récepteur via un certain nombre de réflexions. Pour réaliser cette recherche, le logiciel émet un grand nombre de rayons depuis la source dans toutes les directions de l'espace. La source doit donc correctement définir les directions des rayons lancés de manière à trouver l'ensemble des rayons reçus par le récepteur. Pour cela, on maille régulièrement une sphère unité centrée sur l'émetteur (le choix d'un maillage régulier sera justifié ultérieurement). Les rayons sont alors définis par des droites joignant l'émetteur aux sommets de chaque maille. Mais la réalisation d'un tel maillage à l'aide des coordonnées traditionnelles (cartésiennes ou sphériques) pose problème. L'exemple des coordonnées sphériques montre qu'une variation $d\theta$ à partir d'un point, suivi d'une variation $d\phi$ et ainsi de suite ne permet pas d'obtenir d'un maillage régulier sans trou. Pour pallier ce problème, on inscrit à l'intérieur de la sphère unité un icosaèdre (fig II-7). Celui-ci est un polyèdre régulier possédant 12 sommets et 20 faces triangulaires équilatérales identiques. En lançant les rayons aux 12 sommets de l'icosaèdre, chaque rayon forme un angle égal à 63° avec ses 5 voisins.

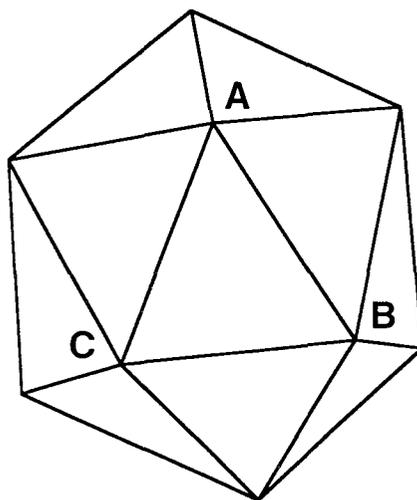


Figure II-7: Représentation de l'icosaèdre

Afin de réduire le pas de lancer des rayons tout en conservant des mailles régulières, on discrétise chaque face de l'icosaèdre en triangles équilatéraux plus petits. Chaque arête est divisée en N segments identiques et les extrémités des segments sont jointes parallèlement à chaque côté. Un exemple (fig II-7) est donné pour $N=2$, et $N=4$. Le nombre de triangles obtenus par face est égal N^2 et donc pour l'icosaèdre à $20 N^2$.

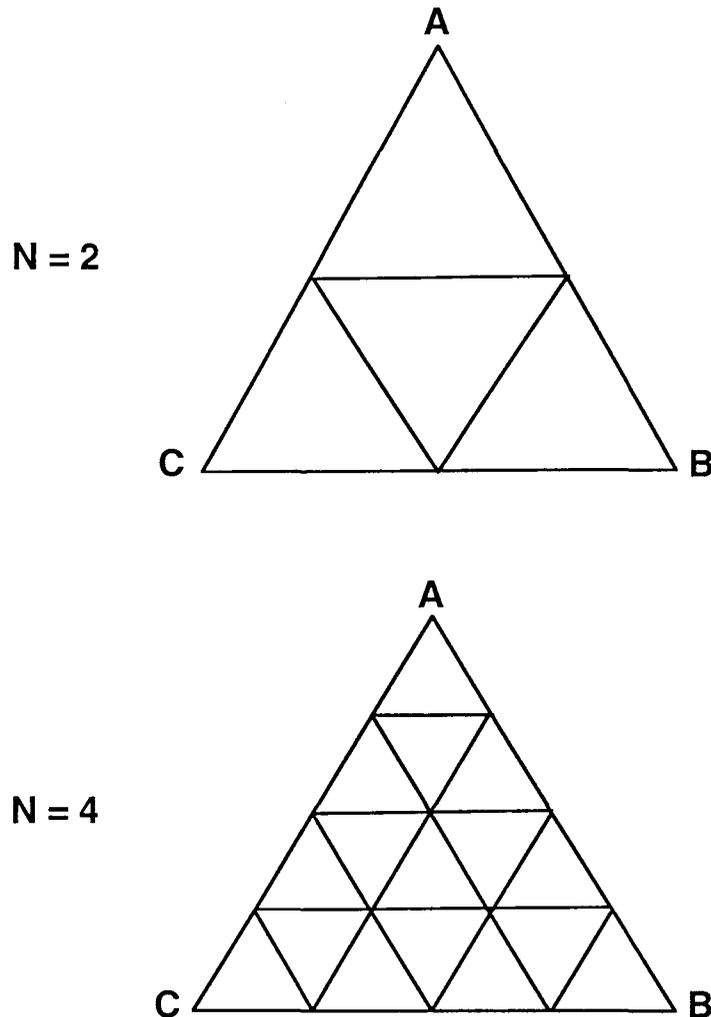


Figure II-7: Discretisation des faces de l'icosaèdre

Les rayons sont alors lancés aux sommets des triangles équilatéraux de chaque face de l'icosaèdre et leurs intersections avec la sphère unité permet d'obtenir le maillage régulier recherché. La figure II-8 illustre le maillage obtenu et montre que chaque sommet de triangle est commun à six triangles sauf pour les 12 sommets de l'icosaèdre où l'on en compte plus que 5. Toutefois, cette irrégularité du maillage n'a qu'une faible influence sur la recherche des

rayons intervenants dans la propagation puisqu'elle ne concerne que les douze sommets de l'icosaèdre et donc une partie infime des rayons lancés.

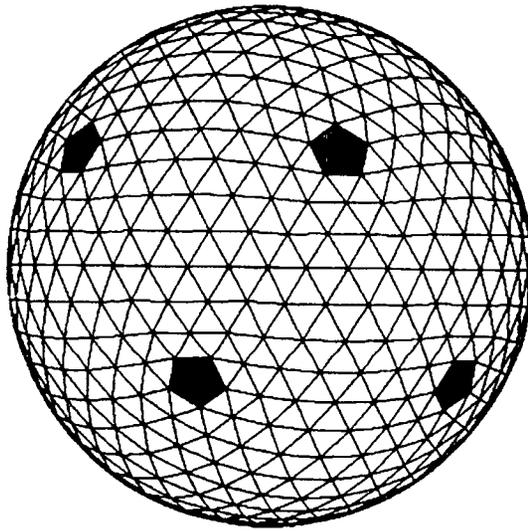


Figure II-8: Maillage de la sphère

1.3.1.3. Expression du nombre de rayons lancés et du pas du lancer

a Nombre A de rayons lancés

Le nombre total A de rayons lancés est fonction du facteur de discrétisation N des arêtes.

Il a pour expression :

$$A = 10 N^2 + 2$$

b Calcul du pas angulaire α

Le facteur N donne également l'écart angulaire moyen entre deux rayons adjacents. Cet écart n'est pas constant, il est légèrement plus faible pour les rayons passant par les sommets des triangles proches des sommets de l'icosaèdre, que pour ceux passant par les sommets de triangles situés aux centres des faces de l'icosaèdre. En effet, tous les points du maillage de l'icosaèdre ne sont pas équidistants du centre de la sphère. L'expression ci-dessous donne une

bonne approximation de l'écart moyen entre deux rayons adjacents. Elle s'obtient en égalant la surface des $20N^2$ triangles équilatéraux de l'icosaèdre avec les 4π stéradians de la sphère unité.

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{N} \sqrt{\frac{4\pi}{5\sqrt{3}}}$$

soit :

$$\bar{\alpha} = \frac{1,205}{N} \text{ radian} = \frac{69}{N} \text{ degré}$$

Le facteur N est donc un paramètre très important, il définit le pas du lancer dont dépend la précision et le temps de calcul de la simulation. La figure II-9 donne l'allure de l'évolution du nombre de rayons lancés et du pas de lancer en fonction de N.

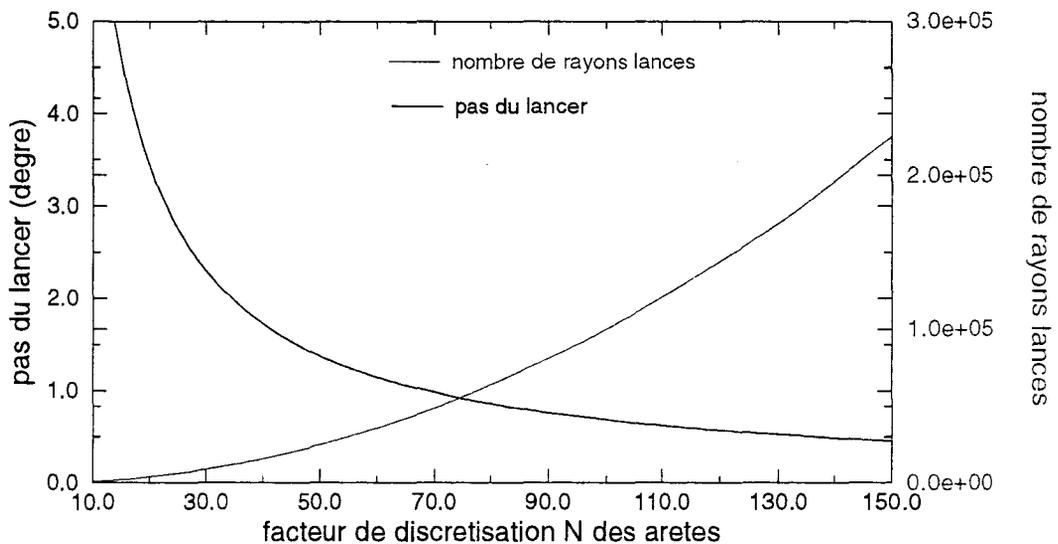


Figure II-9: Evolution du nombre de rayons lancés et du pas de lancer en fonction de N

L'étude de la figure II-9 montre que le nombre A croit de façon importante dès que N est supérieur à 70, c'est à dire pour un pas angulaire inférieur à un degré. Le choix d'un pas de lancer inférieur à un degré sera donc pris avec précaution en calculant au préalable le nombre de rayons lancés.

1.3.1.4. Capture des rayons reçus

a Définition du volume de réception

Compte tenu du nombre fini de rayons lancés, on construit un volume de réception centré sur le récepteur afin de capter les rayons pouvant être considérés comme reçus par le récepteur. La figure II-10 explique sur un exemple en deux dimensions la nécessité de définir correctement la surface de réception.

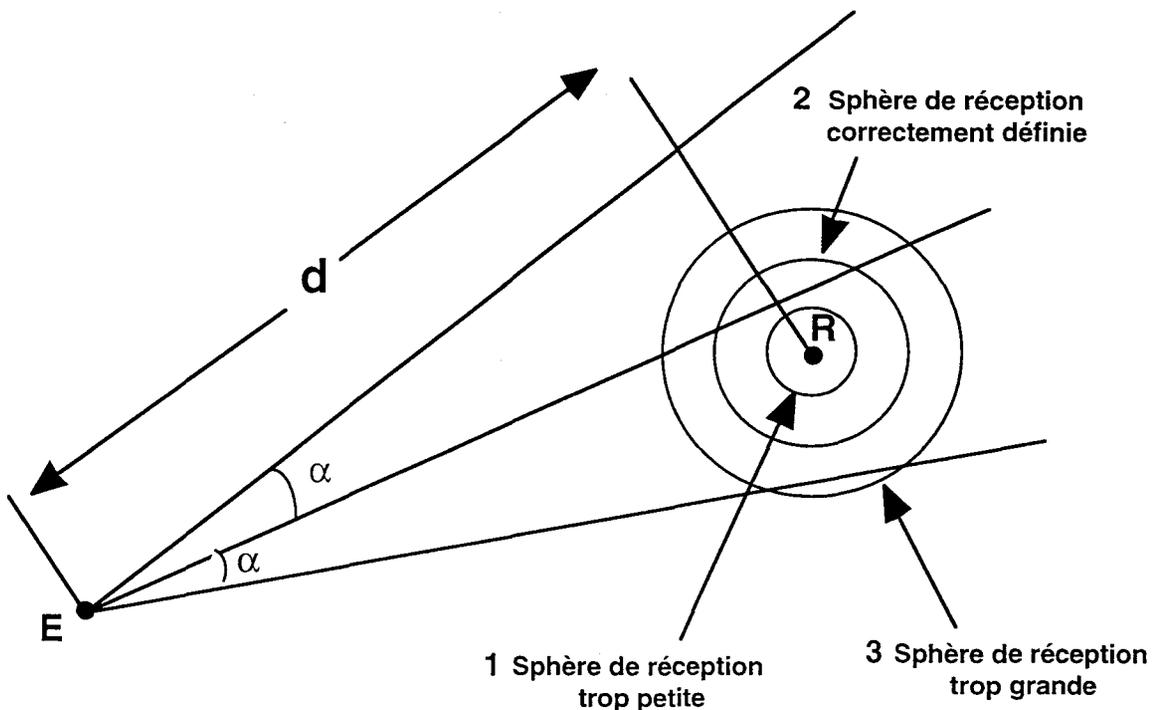


Figure II-10: Définition du volume de réception

L'émetteur et le récepteur se trouvant en espace libre, un seul des rayons envoyés avec un pas angulaire constant depuis l'émetteur doit intercepter la surface de réception afin d'être conforme à la réalité physique. La surface notée 1 est trop petite pour intercepter un rayon tandis que la 3 est trop grande et en capte deux. Le diamètre du cercle doit donc être défini en tenant compte des paramètres α (pas du lancer) mais également de la distance d émetteur-récepteur.

Pour définir le volume de réception, nous allons revenir sur le maillage des faces de l'icosaèdre dont une représentation pour $N = 8$ est donnée ci-dessous.

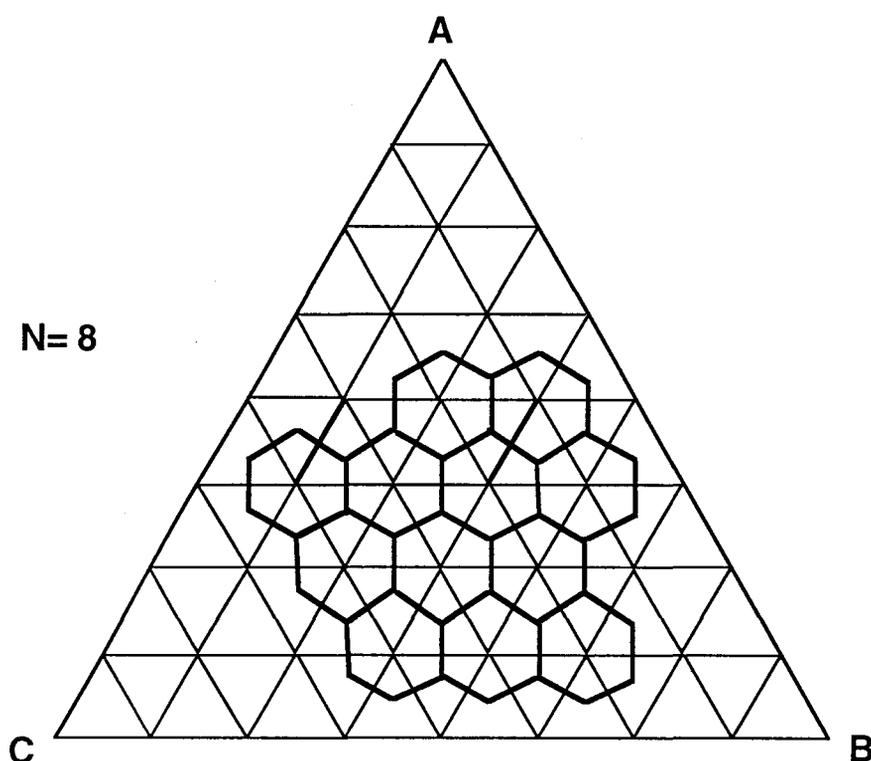


Figure II-11: Hexagones associés au maillage des faces de l'icosaèdre

On associe aux sommets de tous les triangles un hexagone (dessiné en trait gras sur le dessin ci-dessus). En assemblant les hexagones de chaque face, on recouvre la totalité de la surface de l'icosaèdre et donc par projection la surface de la sphère.

Chaque rayon est ainsi l'axe (figure II-12) de symétrie d'un cône de sommet l'émetteur et de base hexagonale. Il représente la partie de l'onde EM comprise dans ce cône :

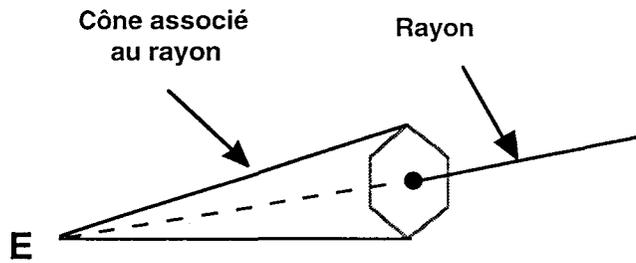


Figure II-12: Cône associé au rayon

Un rayon est considéré reçu par le récepteur si le récepteur se trouve dans l'angle solide du cône associé au rayon. Afin de simplifier le test numérique de détection des rayons reçus par le récepteur, on approxime la base hexagonale de chaque cône par un disque (figure II-13). Cette approximation nous garantit également de ne pas oublier de rayons. Ainsi, tout objet vu depuis l'émetteur à travers chaque cône est une sphère. Le volume de réception est donc une sphère.

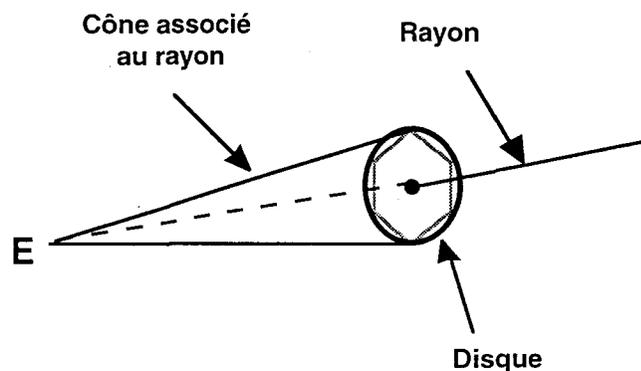


Figure II-13: Cône à base circulaire

b Calcul du rayon de la sphère de réception

Le rayon de la sphère de réception est déterminé à partir de la figure II-14. Cette figure représente en 2D, les bases hexagonales de deux rayons adjacents situés à une distance d de l'émetteur.

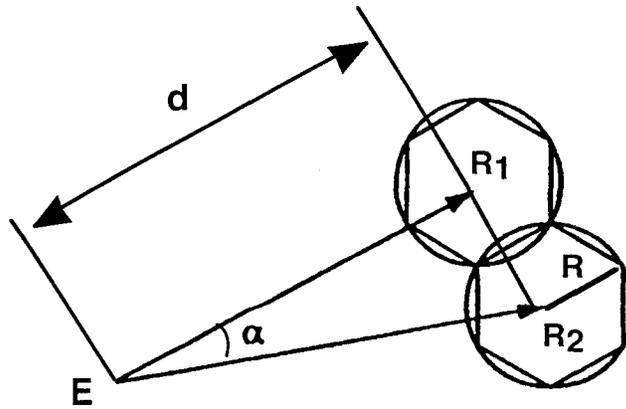


Figure II-14: Calcul du rayon de la sphère de réception

Dans le triangle $E R_1 R_2$, on a la relation suivante:

$$R_1 R_2^2 = 2d^2 (1 - \cos \alpha)$$

or $R_1 R_2 = \sqrt{3} R$ et $\cos \alpha = 1 - \frac{\alpha^2}{2}$ ($\alpha \ll 1$)

d'où
$$3R^2 = 2d^2 \left[1 - \left(1 - \frac{\alpha^2}{2} \right) \right]$$

Le rayon de la sphère s'exprime donc en fonction de α et de d de la manière suivante:

$$R = \frac{\alpha d}{\sqrt{3}}$$

où :

d est la distance émetteur-récepteur (m)

et α le pas du lancer exprimé en radians

Le tableau ci-dessous illustre pour différentes valeurs du pas de lancer α et de distance d émetteur-récepteur, la valeur du rayon de la sphère de réception.

	d=100 m	d=200m	d=400m	d=800m
$\alpha=4$ degré	4 m	8 m	16 m	32 m
$\alpha=2$ degré	2 m	4 m	8 m	16 m
$\alpha=1$ degré	1 m	2 m	4 m	8 m
$\alpha=0,5$ degré	0,5 m	1 m	2 m	4 m

L'utilisateur du logiciel doit garder ces valeurs en mémoire ($\alpha=1$ degré, $d=100\text{m}$, $R=1\text{m}$) afin d'éviter des erreurs numériques liées à un mauvais choix du pas de lancer (rayon de la sphère de réception plus grande que la largeur de la rue où se trouve le récepteur par exemple).

c Problème de la capture des rayons

Lors de simulations effectuées non plus en espace libre mais en présence d'obstacles, plusieurs sphères sont définies pour une même position du récepteur. Dans le cas d'une simple surface réfléchissante (fig II-15), deux sphères sont définies. L'une correspond à la recherche du rayon direct, l'autre à la recherche du rayon réfléchi.

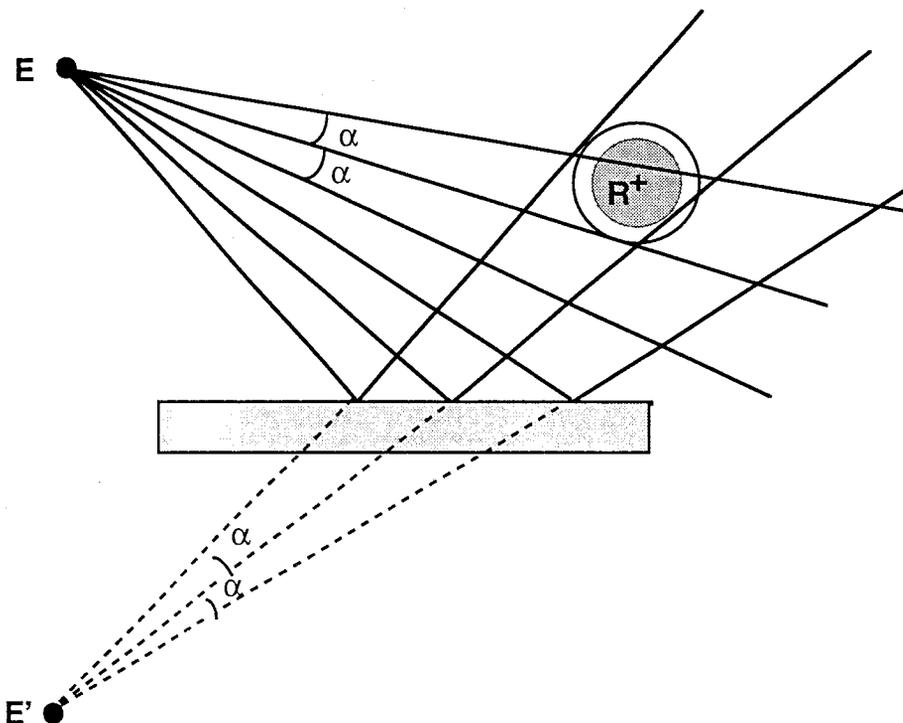


Figure II-15: Définition des différentes sphères de réception

La sphère de réception utilisée pour la recherche du rayon réfléchi est définie à l'aide de l'émetteur image par rapport à la surface réfléchissante. En effet, lancer des rayons depuis l'émetteur E revient à les envoyer en espace libre depuis E' puisque les surfaces envisagées dans notre modèle sont toutes planes (conservation du pas du lancer). La distance d prise pour définir le rayon de la sphère de réception du rayon réfléchi est la distance E'R. Toutefois, un certain nombre de problèmes numériques liés au volume de réception peuvent intervenir lors de simulations faites en présence d'obstacles:

- Suppression de rayons capturés par le volume de réception

La figure II-16 illustre un exemple où un rayon est capturé par le volume de réception bien qu'il n'existe pas de rayon joignant l'émetteur au récepteur via la surface S. Celle-ci est en effet trop petite pour intercepter le rayon réel, dessiné en trait gris, qui permettrait d'atteindre le récepteur. Cependant, le logiciel se met à l'abri de ce type de problème puisqu'il calcule, comme nous le verrons ultérieurement, les trajets réels des rayons et vérifie automatiquement leur existence. On peut ainsi facilement supprimer ce type de problème numérique.

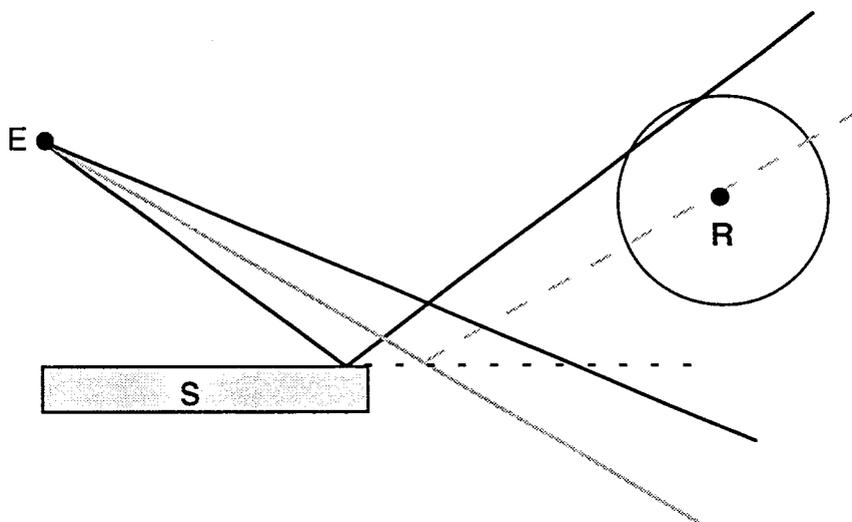


Figure II-16: Ajout de rayons

- Oubli de rayons

la figure II-17 illustre un exemple où aucun rayon n'est capturé par le volume de réception bien qu'il existe un rayon, dessiné trait gris, qui arrive exactement sur le point de réception. Afin de résoudre ce problème, une solution est de relancer des rayons entre deux rayons adjacents qui ne couperaient pas une même surface. Toutefois, cette solution ne réduit que la probabilité d'oublier un rayon et s'avère difficile à mettre en oeuvre et pénalisante au niveau du temps de calcul. Le modèle développé étant un modèle 3D, les arêtes ne se réduisent plus à un point comme pour un modèle 2D, ce qui entraîne de nombreuses relances de rayons pour une unique arête et donc de nombreux tests. Pour ces raisons et afin de ne pas alourdir le logiciel en temps de calcul, la mise en oeuvre de la solution de relance a été écartée. Ces oublis se manifesteront sur l'évolution de l'amplitude du champ reçu en fonction du déplacement du récepteur, par des discontinuités qui disparaîtront pour des pas de lancer correctement choisis.

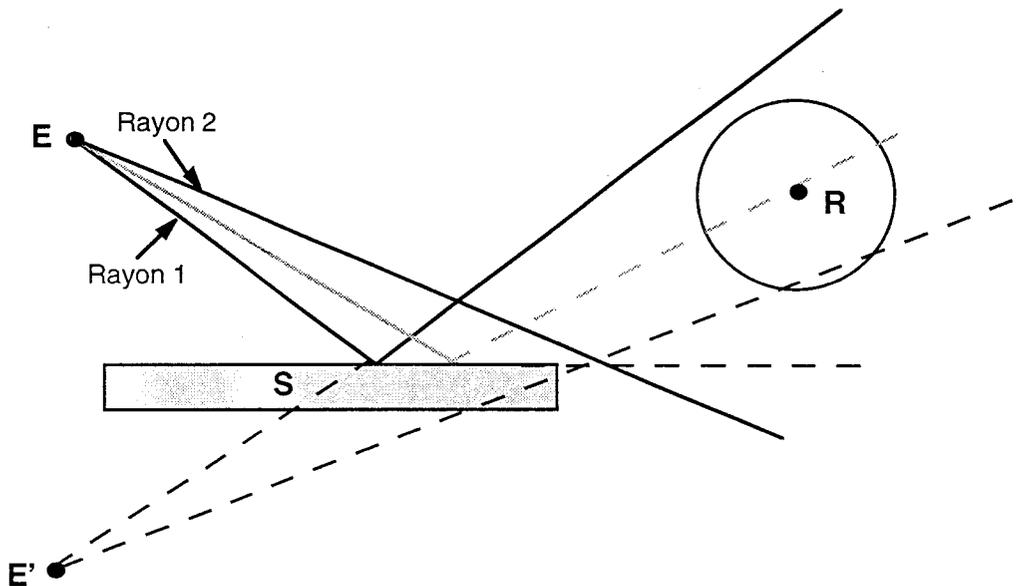


Figure II-17: Oubli de rayons

1.3.1.5. Recherche des rayons "exacts"

a Introduction

Les modèles de lancer de rayons de la littérature [27] [28] considèrent tout rayon intercepté par la sphère de réception comme reçu par le récepteur et n'effectuent pas la recherche des rayons qui arrivent exactement sur le point de réception. Dans les chapitres suivants, ces modèles seront appelés modèles approchés. Si l'écart de trajet entre le rayon approché et le rayon réel n'a pratiquement pas d'effet sur le niveau de l'amplitude du champ électromagnétique reçu, la phase peut quant à elle, compte tenu des fréquences envisagées, être fortement affectée par cet écart de trajet. Le champ total peut alors s'écarter fortement du champ exact. Une première solution est de diminuer le pas du lancer afin de réduire cet écart de trajet. Mais celle-ci se fait au détriment du temps de calcul et ne permet pas de maîtriser les erreurs commises. C'est pourquoi, le modèle développé recherche les rayons qui arrivent exactement sur le point de réception. Dans le chapitre III, une comparaison sur la précision des résultats obtenus par les deux méthodes est effectuée.

b calcul du parcours exact des rayons

Ce calcul repose sur les fichiers fournis par le programme de lancer de rayons présenté précédemment. Un exemple de fichier décrivant le parcours d'un unique rayon est donné ci-dessous. La dernière colonne correspond aux coordonnées des différents émetteurs images successifs E', E'' et E'''.

NOMBRE TOTAL DE REFLEXION	INDICE DE REFLEXION	BATIMENT RENCONTRE	NUMERO DE LA FACE RENCONTREE	COORDONNEES EMETTEUR
3	1	1	2	X' Y' Z'
3	2	3	3	X'' Y'' Z''
3	3	2	1	X''' Y''' Z'''

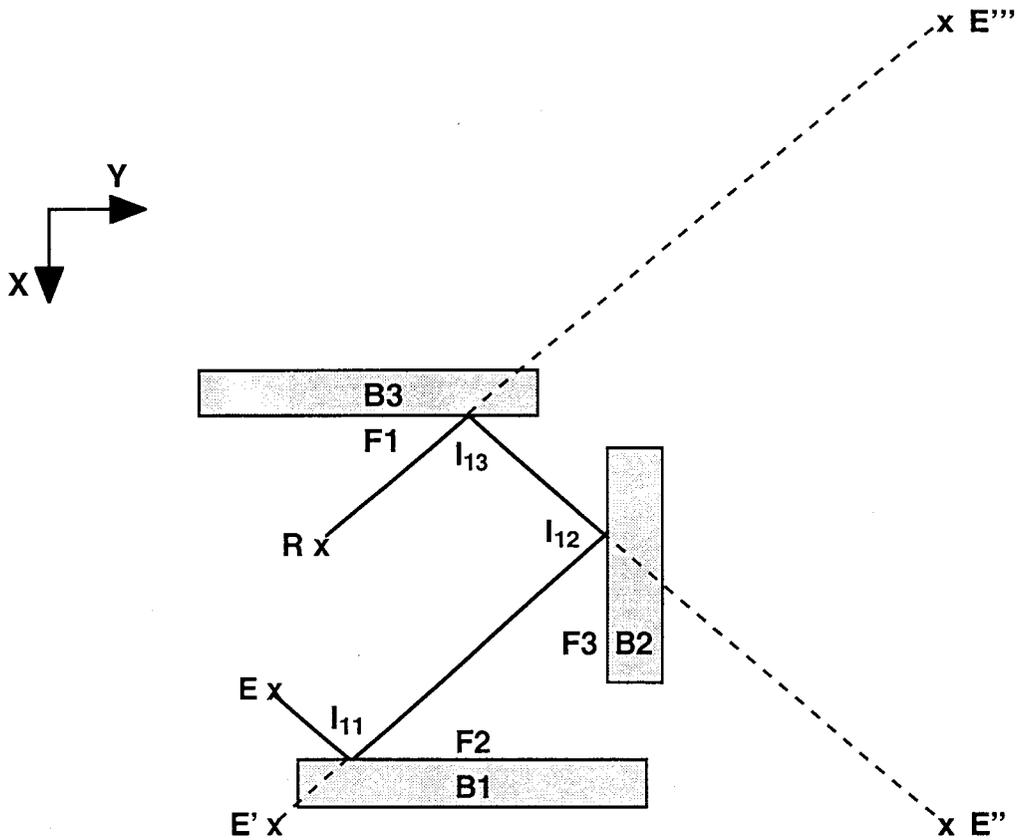


Figure II-19: Recherche du parcours exact d'un rayon

L'intersection de la droite ($E'''R$) avec la face 1 du bâtiment B3 donne les coordonnées du point I_{13} . Les coordonnées des points I_{12} et I_{11} sont données respectivement par l'intersection de la droite ($I_{13} E''$) avec la face 3 du bâtiment 2 et de la droite ($I_{12} E'$) avec la face 1 du bâtiment 1. On obtient alors le fichier rayon ci-après, à partir duquel le champ électromagnétique réfléchi total sera calculé. Lorsque l'indice de réflexion est égal au nombre total de réflexion, le programme traite un nouveau rayon.

NOMBRE TOTAL DE REFLEXION	INDICE DE REFLEXION	COORDONNEES DES DIFFERENTS POINTS D'INTERSECTION
3	1	$X_{111} \ Y_{111} \ Z_{111}$
3	2	$X_{112} \ Y_{112} \ Z_{112}$
3	3	$X_{113} \ Y_{113} \ Z_{113}$

Remarque: Cette procédure de recherche des rayons 'exacts' vérifie également leur existence.

Ce qui permet de résoudre le problème évoqué au paragraphe I.3.1.4. concernant la suppression de rayons capturés par le volume de réception.

c Conclusion

Le modèle développé utilise le lancer de rayons afin de rechercher les différentes surfaces rencontrées ainsi que les émetteurs images successifs des rayons capturés par le volume de réception. Connaissant les sources images et les surfaces rencontrées, on détermine avec précision, en utilisant la théorie des images, les rayons réels reliant l'émetteur au récepteur. L'erreur commise sur le calcul du champ réfléchi total ne sera ainsi faite que sur quelques points correspondant à l'oubli de rayons. Ces erreurs se manifestent par des discontinuités du champ EM qui disparaissent pour des pas de lancer inférieurs.

1.3.2. Prise en compte du phénomène de diffraction

1.3.2.1. Introduction

Deux modules relatifs à la recherche des rayons diffractés ont été introduits dans le programme de lancer de rayons afin de le compléter. Le premier concerne les rayons simplement diffractés et le second les rayons appelés "rayons mixtes" (diffracté-réfléchi multiple et inversement). Nous montrerons dans le chapitre III, que la recherche de ces rayons est indispensable pour prédire la propagation, dans certaines configurations géométriques couramment rencontrées dans la pratique.

1.3.2.2. Recherche des rayons simplement diffractés

Le but de cette procédure est la recherche de tous les rayons simplement diffractés arrivant au récepteur. La réalisation de cette procédure s'appuie sur les travaux de Johan Vandamme [15] qui a développé au laboratoire un programme de diffraction par un dièdre diélectrique sous incidence quelconque. Nous avons généralisé ce programme à toutes les arêtes (verticales et horizontales) d'un bâtiment et ceci quelque que soit la position de l'émetteur et du récepteur par rapport à celui-ci. Un bâtiment est alors assimilable à 8 dièdres. Chaque dièdre est défini par une arête du bâtiment et les deux faces correspondantes.

La recherche du point de diffraction suppose dans un premier temps les arêtes infinies. Le point de diffraction est alors obtenu par la méthode du dépliage [30]. Cette méthode consiste à faire tourner l'émetteur autour de l'arête de telle sorte que le plan d'incidence et le plan de réflexion soient confondus. La nouvelle position de l'émetteur est alors notée E' sur la figure II-20. La géométrie ainsi dépliée, le point de diffraction D est donné par l'intersection de la droite (E'D) avec l'arête.

Un test vérifie ensuite que ce point appartient bien à l'arête. Si ce test s'avère positif, un second test vérifie que le rayon incident (respectivement diffracté) n'intercepte aucun obstacle entre l'émetteur et le point de diffraction (respectivement entre le point de diffraction et le récepteur). Une nouvelle réponse positive entraîne le calcul du champ diffracté associé à cette arête, sinon l'arête suivante est analysée. Ce processus se poursuit jusqu'à ce que toutes les

arêtes de tous les bâtiments soient traitées. On effectue alors la somme vectorielle de tous les champs simplement diffractés pour chaque position du récepteur.

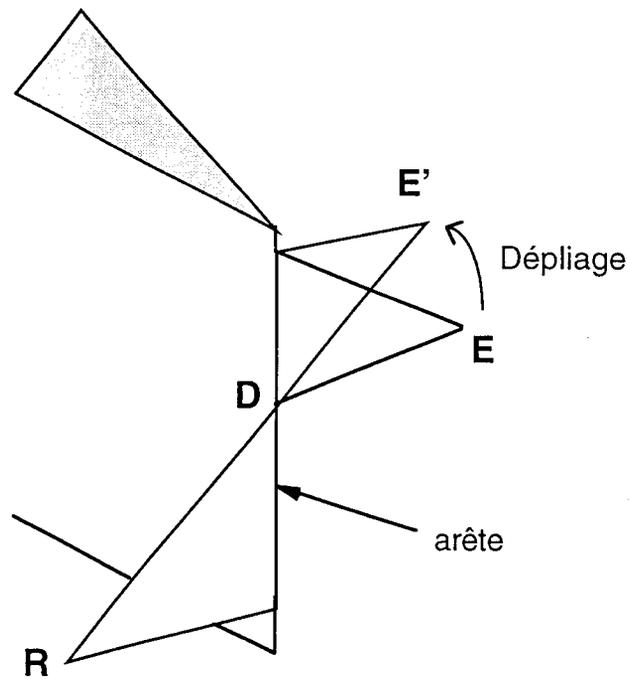


Figure II-20: Recherche du point de diffraction

I.3.2.3. Recherche des rayons mixtes

a Recherche des rayons diffractés une fois puis réfléchis n fois DRn

Cette recherche concerne les rayons qui, issus d'une arête, arrivent au récepteur via un certain nombre de réflexions. Pour définir la direction des rayons diffractés issus des différentes arêtes, on procède en deux étapes:

- La première consiste à discrétiser les arêtes avec un pas Δh constant. A chaque extrémité des N segments, on fait correspondre un cône de Keller ayant un angle d'ouverture égal à l'angle formé par la droite issue de l'émetteur passant par cette extrémité et l'arête. On obtient ainsi $N+1$ cônes de Keller. L'intersection de ces cônes avec un cylindre dont l'axe de révolution est l'arête et passant par le récepteur donne $N+1$ disques régulièrement espacés (fig II-21).

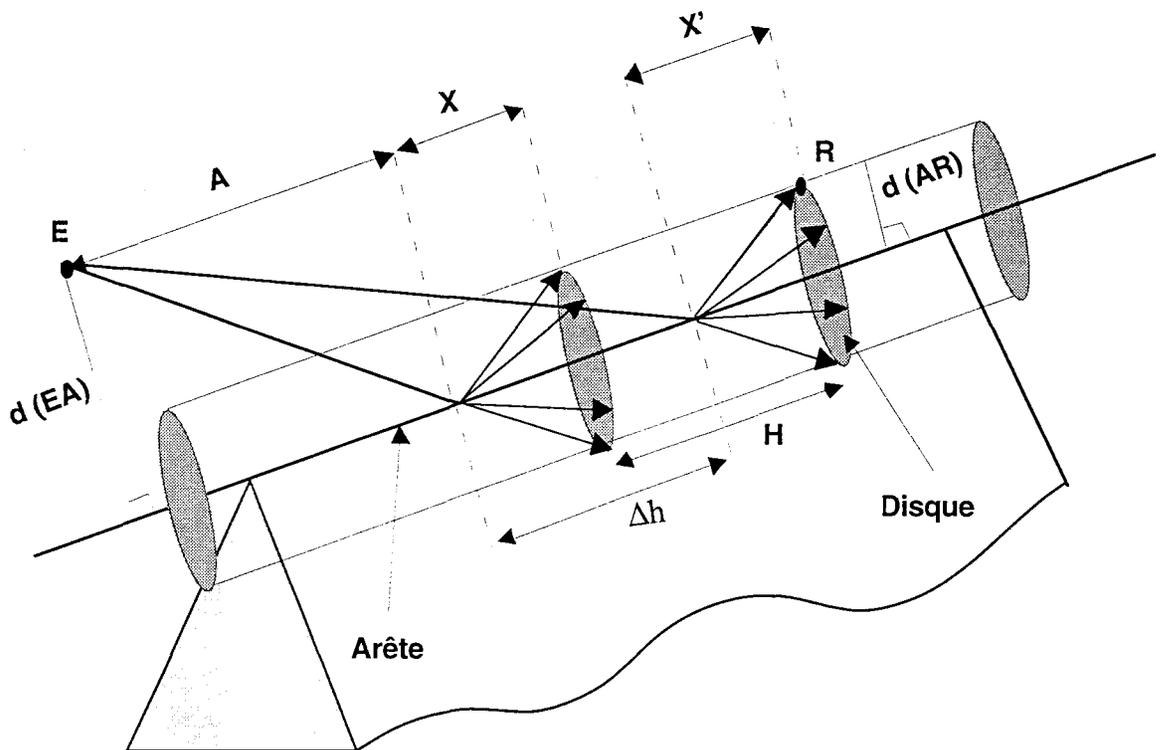


Figure II-21: Définition des différents cônes de Keller

- Calcul de la distance entre deux disques successifs H

A l'aide de la figure II-21, on peut écrire que:

$$H = X' - (X - \Delta h)$$

et

$$X' = \frac{d(RA)}{d(EA)} \times [A + \Delta h]$$

$$X = \frac{d(RA)}{d(EA)} \times A$$

En remplaçant les expressions de X et X' dans celle de H, on obtient:

$$H = \Delta h \times \left[1 + \frac{d(RA)}{d(EA)} \right]$$

- L'étape suivante consiste à discrétiser le contour des disques avec un pas angulaire constant θ depuis leurs centres (Figure II-22). La direction des rayons diffractés est alors définie par les droites passant par le sommet de chaque cône et les différents points du disque associé à ce cône. Afin de savoir si le rayon est capturé par le récepteur, le logiciel utilise de nouveau l'algorithme de base du lancer de rayons présenté précédemment. Toutefois, le volume de réception a été modifié puisque les rayons ne sont plus issus d'une source ponctuelle mais d'une arête. La forme des éléments de surface Δs décrit par les rayons (Ces éléments de surface sont de tailles identiques et recouvrent la totalité de la surface du cylindre), nous conduit à choisir un cylindre de réception centré sur le récepteur de hauteur H et de rayon R défini de la manière suivante:

$$H = \Delta h \left(1 + \frac{d(AR)}{d(EA)} \right)$$

$$R = \theta \times \frac{d(AR)}{2}$$

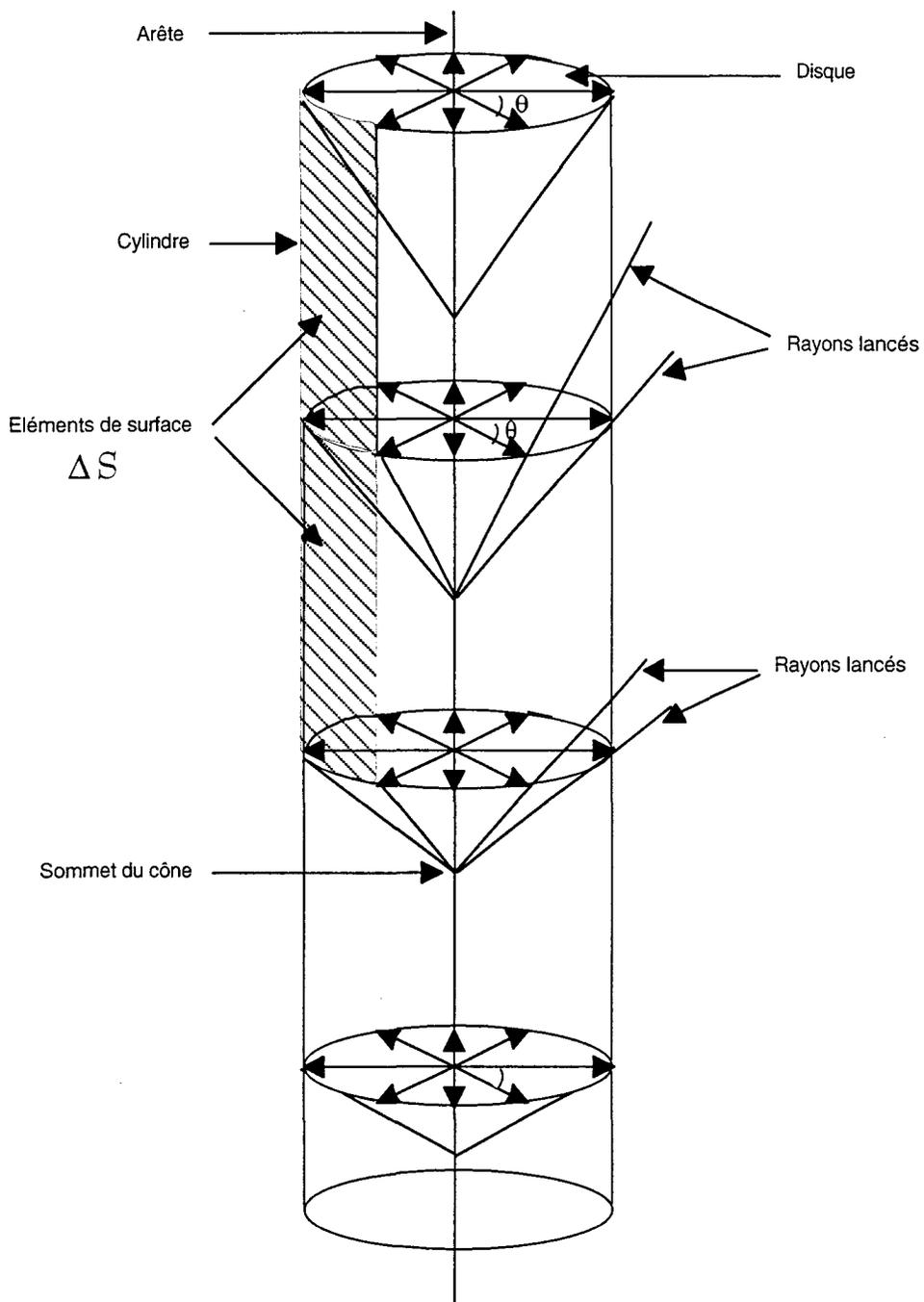


Figure II-22: Définition de la direction des rayons diffractés

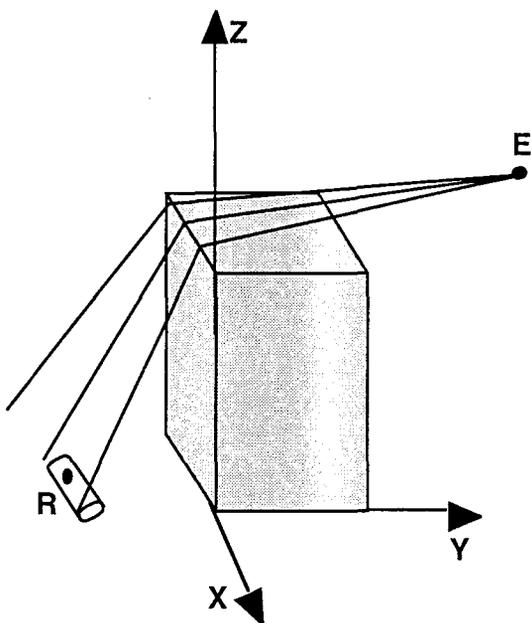
où: $-\Delta h$ est la longueur du pas de discrétisation des arêtes

- $d(AR)$ est la distance du récepteur à l'arête

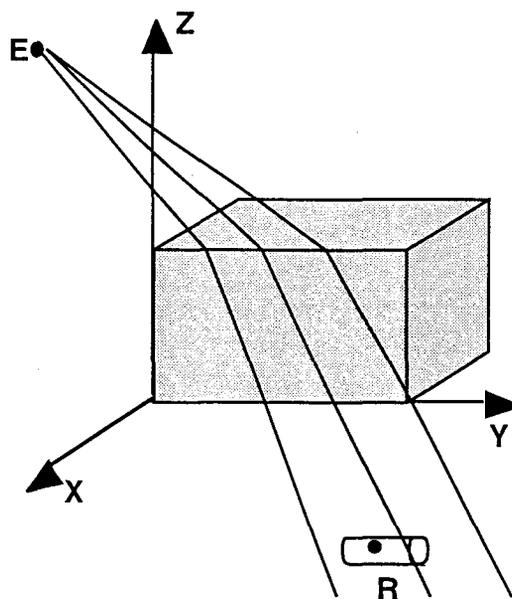
- $d(EA)$ est la distance de l'émetteur à l'arête

- θ est le pas angulaire de discrétisation des arêtes

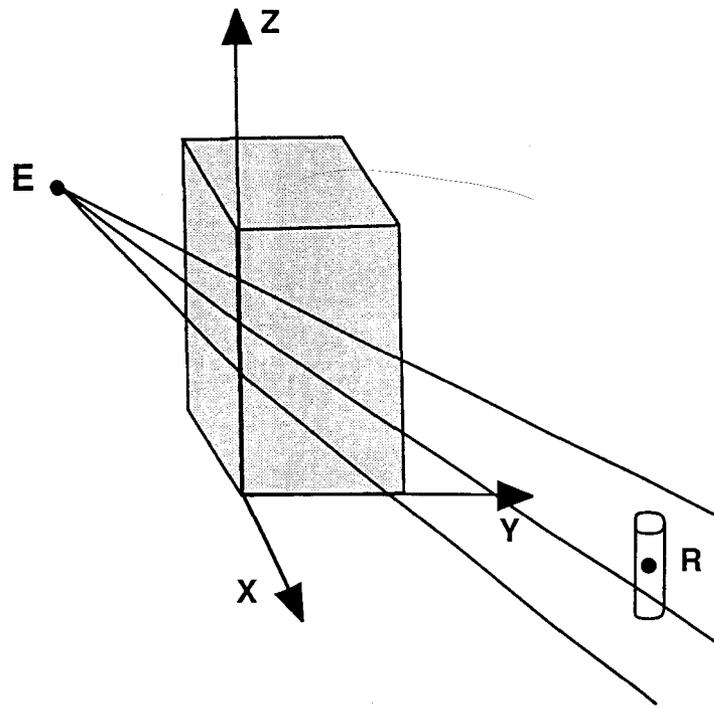
Remarque: l'axe de révolution des cylindres de réception possède une direction identique à celle de l'arête diffractante. On distinguera donc des cylindres orientés suivant X ou Y ou Z.



Arête horizontale suivant X



Arête horizontale suivant Y



Arête horizontale suivant Z

Figure II-23: Direction de l'axe de révolution du cylindre de réception

b Recherche des rayons réfléchis n fois puis diffracté une fois $R_n D$

Les derniers rayons pris en compte dans le modèle 3D développé sont les rayons qui réfléchis sur plusieurs obstacles présentent une diffraction avant d'atteindre le récepteur. La procédure de recherche de ce type de rayons est identique à celle des rayons DR_n . Les rôles de l'émetteur et du récepteur sont simplement inversés.

c Recherche du parcours exact des rayons mixtes

La détermination des rayons exacts ne concernent que les rayons capturés par le volume de réception. Elle consiste dans un premier temps à rechercher les surfaces successivement rencontrées par les rayons (cette étape est réalisée par le logiciel de lancer de rayons). Le récepteur image par rapport à la dernière surface rencontrée est construit ainsi que l'image du récepteur image par rapport à l'avant dernière surface rencontrée et ainsi de suite jusqu'au premier obstacle. On obtient ainsi la position de R'' sur la figure II-24.

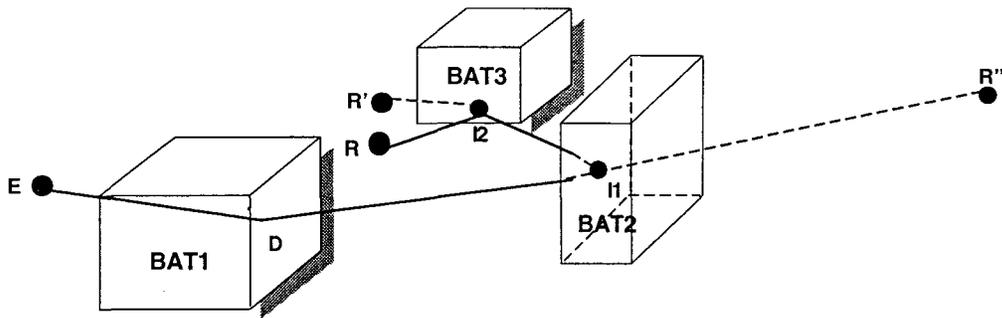


Figure II-24: Recherche du rayon exact

La position de E et R'' connues, la position du point de diffraction D est déterminée avec précision. Les coordonnées des points I1 et I2 sont ensuite respectivement données par l'intersection des droites (DR'') avec le bâtiment 2 et de la droite (I1R') avec le bâtiment 3. Une procédure vérifie alors l'existence du rayon reçu. C'est à dire que le point de diffraction appartient bien à l'arête diffractante et que les points d'intersections successifs du rayon avec les différents obstacles appartiennent bien aux surfaces de ces derniers. Un test vérifie également que le rayon "exact" n'a pas été bloqué par un bâtiment lors de son parcours.

Remarque: L'exemple de recherche du rayon arrivant exactement sur le point de réception donné ci dessus est réalisé pour un rayon de type DR_n . La procédure de recherche des trajets exacts pour les rayons de type R_nD est effectuée en inversant simplement le rôle de l'émetteur et du récepteur.

I.4. Calcul du champ total

Le champ électrique ou magnétique total est donné par la somme de tous les champs associés aux différents rayons reçus (direct, réfléchis, diffracté, etc...). Ces derniers sont calculés à l'aide des résultats théoriques présentés au chapitre 1. Le champ total noté E_T (calculé en amplitude et en phase, tout en conservant la notion de polarisation) a donc pour le modèle développé pour expression :

$$\vec{E}_T = \vec{E}^i + \vec{E}_t^r + \vec{E}_t^D + \vec{E}_t^{DR_n} + \vec{E}_t^{R_nD}$$

- \vec{E}^i est le champ associé au rayon incident.
- \vec{E}_t^r est le champ total associé aux rayons réfléchis.
- \vec{E}_t^D est le champ total associé aux rayons diffractés une fois.
- $\vec{E}_t^{DR_n}$ est le champ total associé aux rayons diffractés puis réfléchis n fois.
- $\vec{E}_t^{R_nD}$ est le champ total associé aux rayons réfléchis n fois puis diffracté.

II - ETUDE DU TEMPS DE CALCUL

II.1. Introduction

L'utilisation du lancer de rayons est pénalisante en temps de calcul. C'est pourquoi, il est essentiellement utilisé en synthèse d'images où des techniques d'accélération de l'algorithme du lancer de rayons ont été mises au point [25] [26]. Celles-ci consistent à réduire le coût de l'opération de base, c'est à dire le calcul d'intersection rayon-objet qui consomme environ 80 % du temps total de génération d'une image. Après avoir réalisé une étude sur le temps de calcul afin de connaître l'évolution de celui-ci en fonction du pas de lancer, du nombre de bâtiments et du nombre de réflexions accordées par rayon, deux techniques seront détaillées et appliquées à notre modèle:

- les volumes englobants
- les subdivisions spatiales

Remarque: - Le temps de calcul dépend de nombreux facteurs tels que les caractéristiques du calculateur (processeur, horloge,...) ou la structure et l'écriture du programme etc..... C'est pourquoi, les temps de calcul ne sont donnés qu'à titre indicatif afin de comparer les différentes techniques d'accélération.

II.2. Influence de différents paramètres sur le temps de calcul

Le temps de calcul dépend essentiellement de trois paramètres, le pas α du lancer, le nombre maximum de réflexions accordé par rayon (Ref_{max}) et le nombre de bâtiments pris en compte pour décrire l'environnement. Les paragraphes suivants présentent uniquement et séparément l'effet de ces trois paramètres sur le temps de calcul. La corrélation entre le temps de calcul de la simulation et la précision de la prédiction sera faite dans le chapitre III.

Remarque: Dans la pratique, les trois paramètres précédemment cités sont étroitement liés. En effet, plus Ref_{max} (ou plus le nombre de bâtiments) est important, plus l'utilisateur devra choisir un pas de lancer faible.

II.2.1. Méthode de détermination du temps de calcul

Afin de mener cette étude, une base de données de bâtiments régulièrement espacés de 20m est réalisée (figure II-25). Tous les bâtiments sont identiques et ont une base carrée de côté égal à 50m.

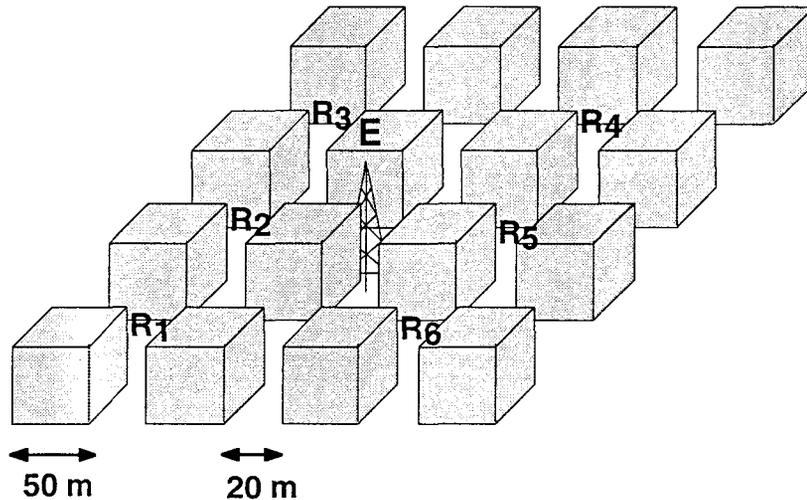


Figure II-25: Base de données réalisée

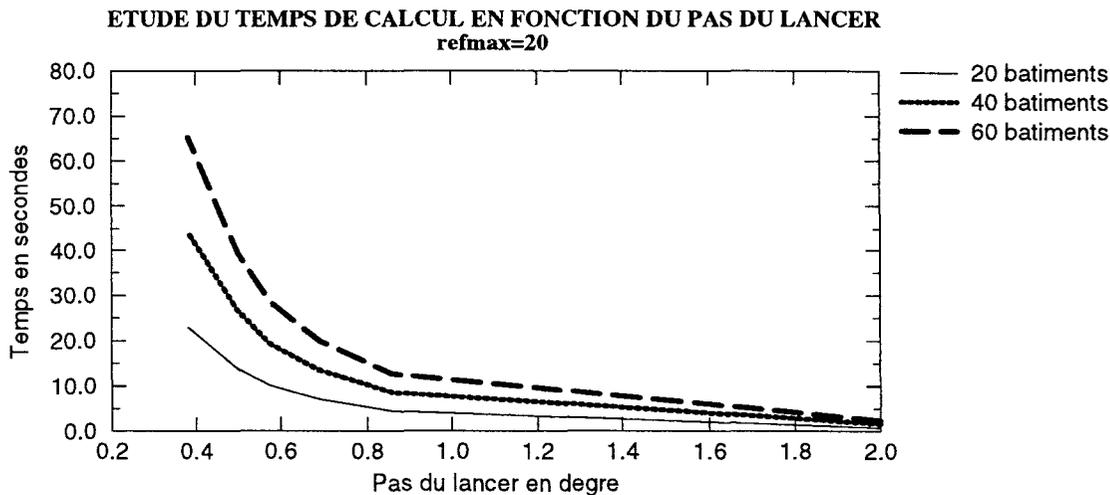
Pour une position fixe de l'émetteur et différentes positions du récepteur (notées R_1 , R_2 , R_3 , R_4 , R_5 , R_6 sur la figure II-25), on note le temps de calcul CPU (Central Processor Unit) nécessaire à la recherche de tous les rayons arrivant au récepteur. On calcule ensuite le temps moyen de recherche des rayons.

II.2.2. Influence du pas du lancer

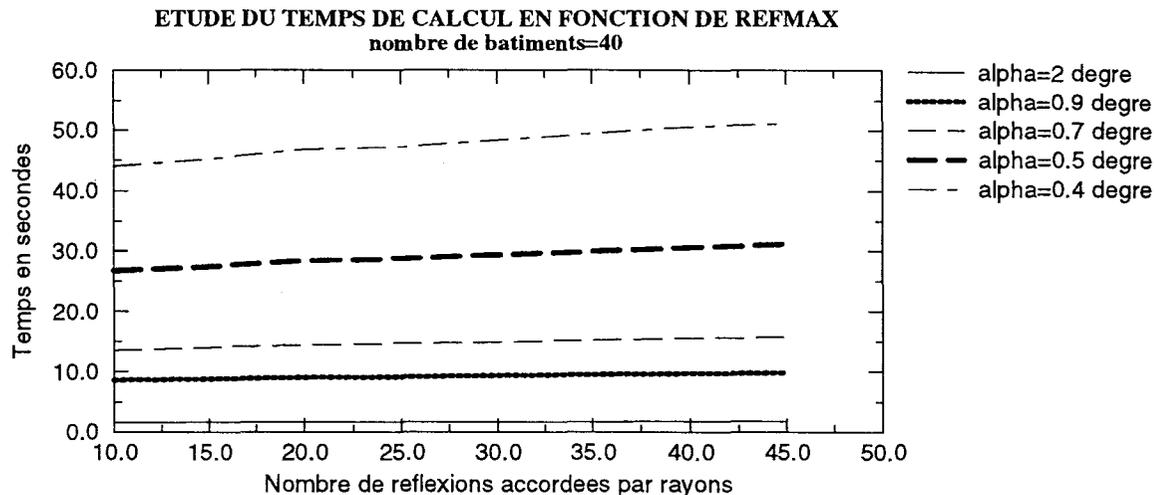
Il apparaît intéressant d'évaluer l'influence du pas du lancer (α) sur le temps de calcul puisqu'il définit le nombre de rayons lancés. Les courbes de la planche II-1.a correspondent au cas où le nombre de réflexions maximum par rayon est fixé à 20. Ainsi pour des configurations à 20, 40 puis 60 bâtiments, on relève le temps de calcul pour les différents α . On remarque que le temps de calcul ne varie pas de façon linéaire en fonction du pas du lancer (contrairement au lancer de rayons 2D) mais de façon hyperbolique. L'allure de ces

INFLUENCE DE DIFFERENTS PARAMETRES SUR LE TEMPS DE CALCUL

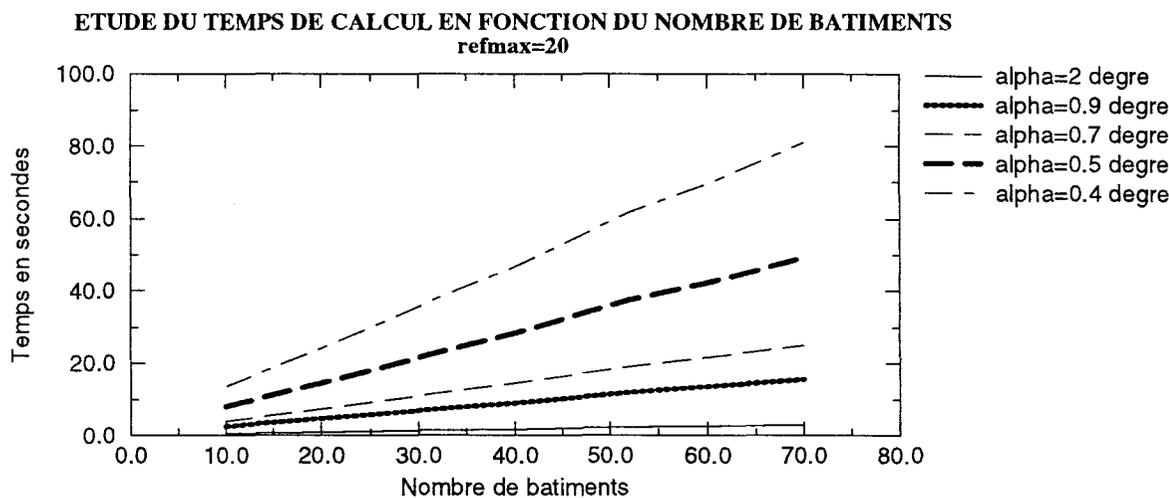
II-1.a



II-1.b



II-1.c



courbes est à rapprocher de celle de la courbe II-9 qui donne le nombre de rayons lancés en fonction du pas de lancer. Ainsi, plus le nombre de rayons lancés est important plus le calcul d'intersection rayon-bâtiment est répété et plus le temps de calcul est important.

II.2.3. Influence du nombre de réflexions maximum accordé par rayon

Une analyse similaire a été menée pour étudier l'influence du nombre de réflexions maximum (Ref_{max}) accordées par rayon. Les courbes de la planche II-1.b sont obtenues en fixant le nombre de bâtiments à 40. L'évolution du temps de calcul en fonction de Ref_{max} est linéaire. Pour α supérieur à 0,9 degré, Ref_{max} semble même ne pas avoir d'influence sur le temps de calcul. Par contre pour des valeurs de α inférieures, les pentes ne sont plus nulles et ceci d'autant plus que le pas est faible. En effet, le logiciel ne peut dénombrer les rayons ayant subis de nombreuses réflexions qu'à condition que α soit suffisamment faible. Ainsi, pour des valeurs de α supérieur à 0,9 degré, Ref_{max} n'est généralement plus le test d'arrêt du traitement d'un rayon: au bout de quelques réflexions, les rayons n'interceptant plus de bâtiments, ils sont abandonnés.

II.2.4. Influence du nombre de bâtiments

On s'intéresse maintenant à l'influence du nombre de bâtiments sur le temps de calcul. Les courbes de la planche II-1.c montrent que l'évolution du temps de calcul en fonction du nombre de bâtiments est linéaire. Ceci s'explique par le fait que plus le nombre de bâtiments est important, plus le nombre de tests d'intersection par rayon est élevé. De plus, les pentes de ces droites sont liées à α et donc données par le nombre de rayons envoyés.

II.2.5. Conclusion

L'étude paramétrique qui vient d'être présentée a mis en évidence l'influence de divers facteurs sur le temps de calcul total. Elle fait apparaître que le temps de calcul est étroitement lié au nombre de calculs d'intersection rayon-bâtiment effectués au cours d'une simulation. Ce

nombre dépend bien évidemment du nombre de rayons lancés et du nombre de bâtiments de la base de données. Elle permet donc à l'utilisateur du logiciel de choisir suivant la précision recherchée et le temps de simulation accordé, le pas du lancer, Ref_{max} ainsi que le nombre de bâtiments à prendre en compte.

II.3. Les techniques d'accélération

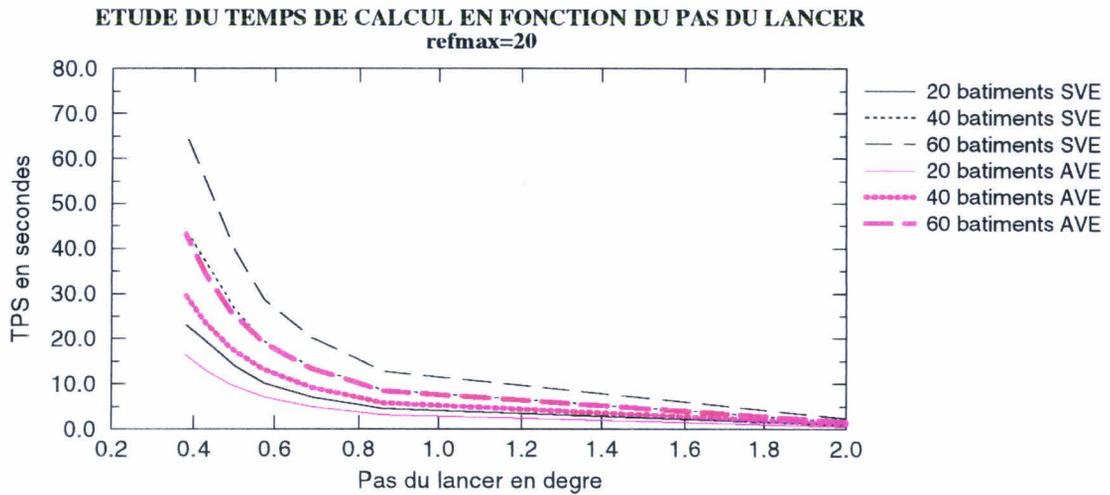
II.3.1. Les volumes englobants

Il apparaît que le "point noir" du lancer de rayons est la recherche des points d'intersection rayon-bâtiment. On peut résoudre ce problème en calculant l'intersection du rayon avec tous les bâtiments puis on sélectionne le plus proche. Mais comme nous l'avons constaté précédemment plus le nombre de bâtiments est important (ou plus le pas du lancer est faible) plus le temps de calcul est important jusqu'à devenir prohibitif. Une des premières techniques d'accélération utilise le principe des volumes englobants. Cette méthode consiste à englober chaque bâtiment (donc 6 faces) par un volume dont le calcul d'intersection avec un rayon est facile à effectuer. La sphère est l'un des volumes qui se prêtent le mieux à ce type de calcul. C'est pourquoi, on choisit d'entourer chaque bâtiment par une sphère. Ainsi, si le rayon ne rencontre pas un volume englobant, on évite le calcul d'intersection avec les 6 faces du bâtiment contenu à l'intérieur de ce volume.

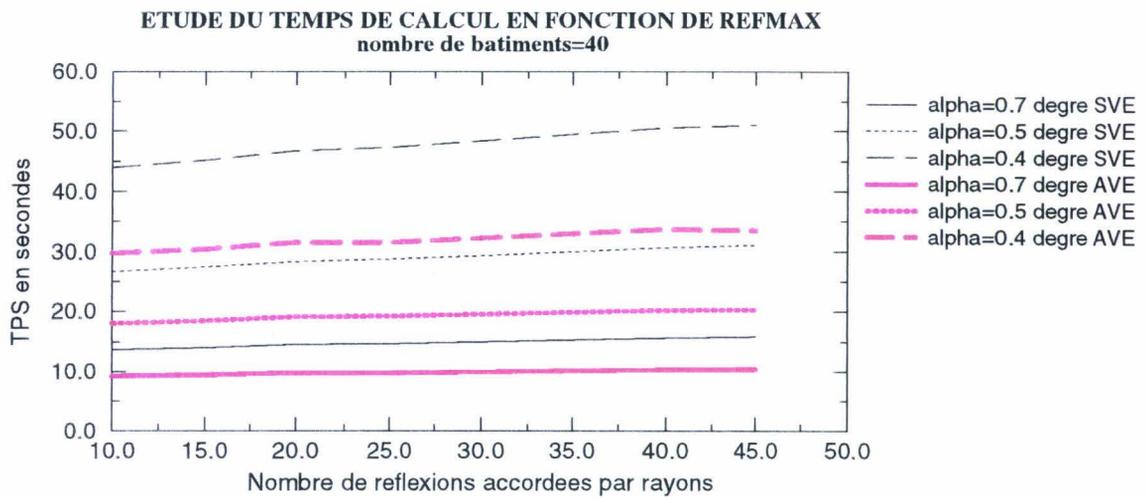
Une étude analogue à celle effectuée dans le paragraphe II.2 est réalisée. Les courbes de la planche II-2 comparent les résultats obtenus par les deux méthodes : avec volume englobant (AVE) et sans volume englobant (SVE). On remarque que les courbes ont des allures identiques et que la technique des volumes englobants permet de réduire de façon intéressante le temps de calcul (jusqu'à un facteur 2 pour certaines valeurs du pas de lancer (0,4 degré) et du nombre de bâtiments (60)). Cependant, cette technique des volumes englobants s'adapte mal à la complexité géométrique des centres-villes. Les bâtiments sont généralement très allongés, ce qui nécessite de construire et de choisir d'autres volumes englobants plus compliqués qu'une simple sphère. De plus, cette méthode de réduction du nombre de tests d'intersection rayon-bâtiment peut être améliorée en regroupant plusieurs

OPTIMISATION DU TEMPS DE CALCUL PAR LA METHODE DES VOLUMES ENGLOBANTS

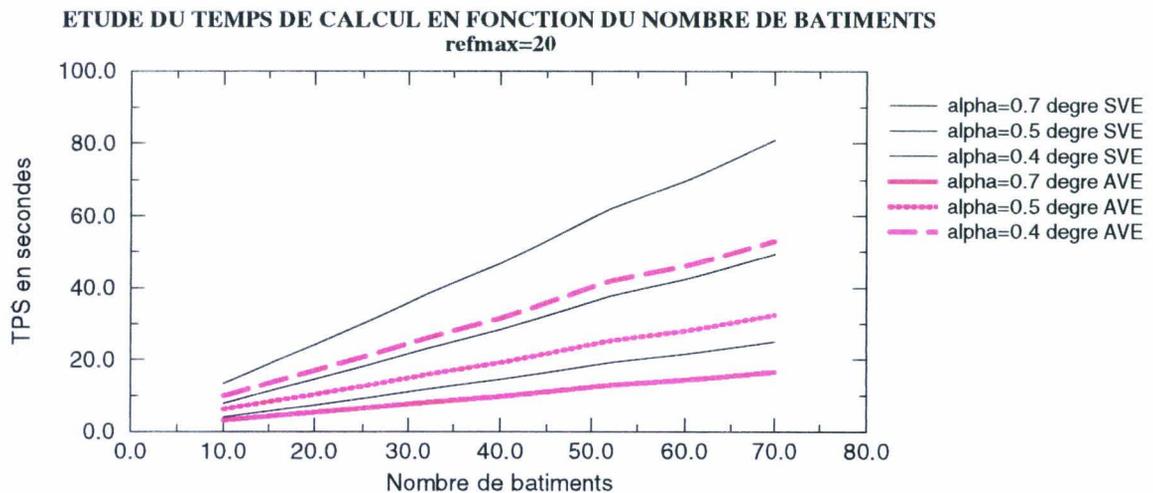
II-2.a



II-2.b



II-2.c



bâtiments dans un même volume. Mais générer de tels volumes s'avère également problématique. C'est pourquoi, des méthodes utilisant un découpage de l'espace ont été élaborées.

II.3.2 La subdivision spatiale

Cette technique consiste à subdiviser l'espace en cubes, chacun contenant plusieurs bâtiments. Le rayon traverse l'espace de cube en cube. A chaque fois que le rayon coupe un cube, l'algorithme calcule l'intersection du rayon avec tous les bâtiments contenus dans le cube. Dans le cas contraire, il passe au cube suivant ce qui permet d'éviter de nombreux tests d'intersection. La figure (II-26) illustre un exemple de subdivision spatiale à l'aide de quatre cubes.

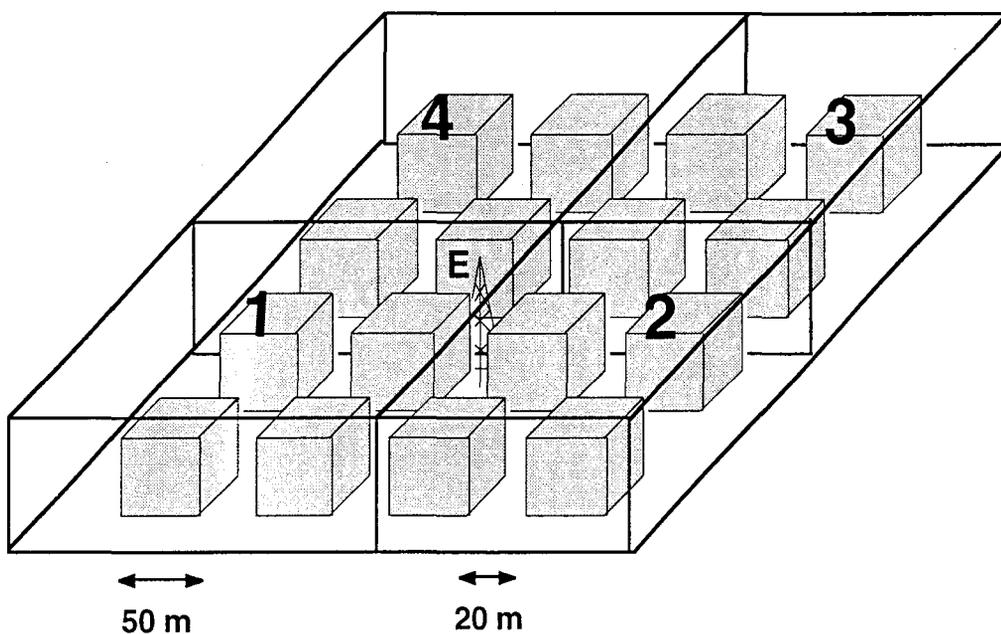
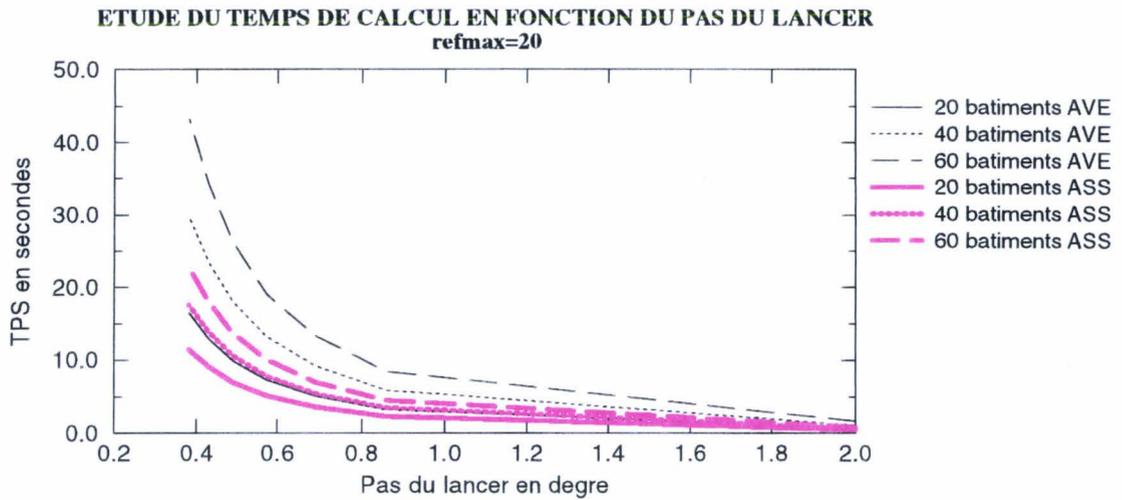


Figure II-26: Subdivision spatiale

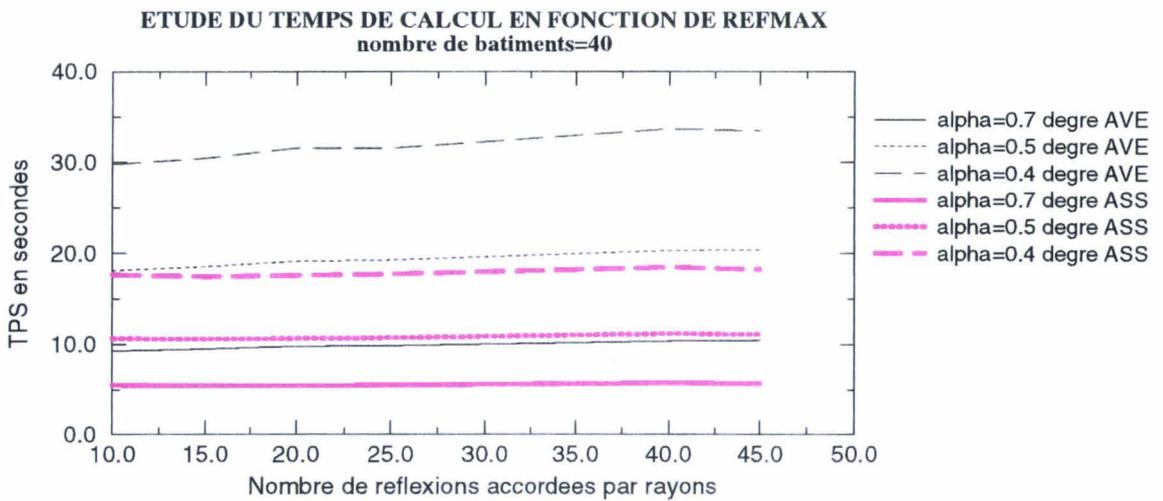
Avec la subdivision spatiale réalisée ci-dessus, on étudie de nouveau l'influence sur le temps de calcul total, du pas du lancer, de Ref_{max} et du nombre de bâtiments pris en compte. Les courbes de la planche II-3 compare les résultats obtenus avec ceux utilisant la méthode des volumes englobants (AVE). L'allure des courbes reste toujours identique. La subdivision spatiale (ASS) diminue encore les temps de calcul et les divise fréquemment par 2. Il apparaît

OPTIMISATION DU TEMPS DE CALCUL PAR LA METHODE DE LA SUBDIVISION SPATIALE

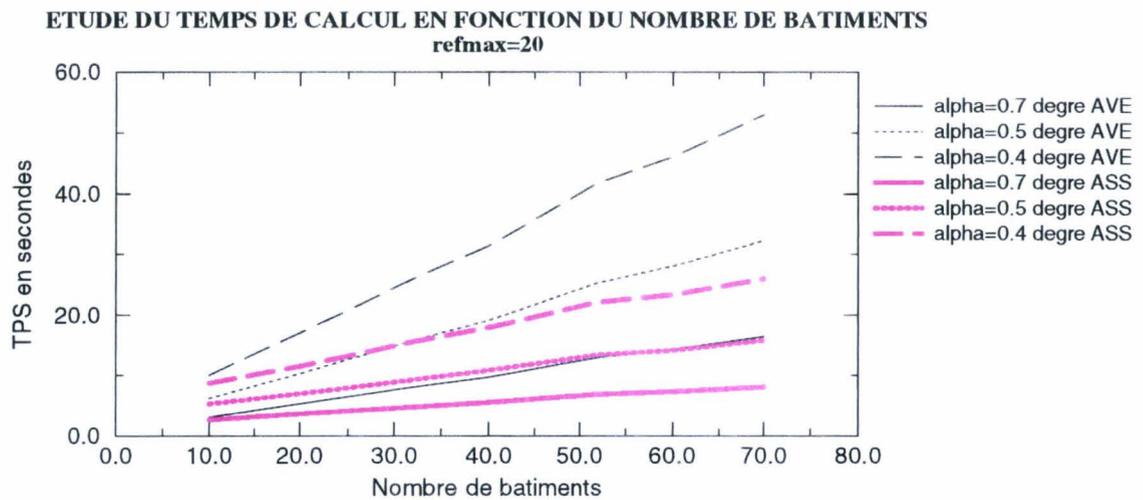
II-3.a



II-3.b



II-3.c



intéressant de remarquer que cette méthode réduit de façon très intéressante l'influence du nombre de bâtiments pris en compte ainsi que celle de Ref_{max} sur le temps de calcul. On pourrait même envisager une subdivision spatiale permettant de rendre le temps de calcul quasi indépendant de Ref_{max} et du nombre de bâtiments.

CONCLUSION

Le but de ce chapitre était de présenter dans le détail le logiciel 3D de prédiction de la propagation basé sur la technique du lancer de rayons, réalisé au cours de cette thèse. Ce modèle devant concilier précision et rapidité de calcul, nous avons décomposé ce chapitre en deux parties.

La première concernait la précision de la prédiction. Nous avons utilisé le lancer de rayons et la théorie des images afin de déterminer, pour chaque type de rayon, les rayons qui arrivent exactement au point de réception. Le champ total peut être ainsi calculé avec précision en amplitude et en phase. Une méthode originale de recherche des rayons mixtes (diffractés-réfléchis multiple) a été également développée dans ce chapitre afin d'améliorer la qualité de la prédiction. Dans les chapitres suivants, il sera montré l'importance de la prise en compte de ce type de rayon pour le calcul du champ total.

La seconde portait sur le temps de calcul. Une étude paramétrique a mis en évidence l'influence de divers facteurs sur le temps de calcul. Elle a fait apparaître que le temps de calcul était étroitement lié au nombre de calcul d'intersection rayon-bâtiment au cours d'une simulation. Enfin, des méthodes de programmation qui optimisent le temps de calcul, telles que celles utilisées en infographie, ont été appliquées avec succès au modèle. La méthode de la subdivision spatiale permet par exemple de diviser le temps de calcul d'un facteur 4.

CHAPITRE III

APPLICATION A LA MODELISATION DE LA PROPAGATION DANS UNE RUE.

ANALYSE DE LA PRECISION OBTENUE

CHAPITRE III

INTRODUCTION	
I - PRESENTATION DES CONFIGURATIONS GEOMETRIQUES SIMULEES	1
II - RECEPTEUR MASQUE	2
II.1. Introduction.....	2
II.2. Influence de la fréquence	3
II.3. Influence de la conductivité de de la permittivité relative.....	3
II.3.1. Etude de la conductivité	3
II.3.2. Etude de la permittivité relative	6
II.3.3. Conclusion	6
II.4. Influence du pas de lancer	6
II.5. Influence du nombre maximum de réflexions Ref_{max}	11
II.6. Comparaison de la précision des résultats de la méthode exacte avec celle de la méthode approchée	14
II.6.1. Présentation de la méthode approchée	14
II.6.2. Résultats de la comparaison	15
III - EMETTEUR TRES MASQUE	19
III.1. Introduction	19
III.2. Recherche des rayons prépondérants de la propagation	20
III.3. Etude de la contribution de chaque arête	23
III.3.1. Déplacement du récepteur à $X_r = 22m$	23
III.3.1.1. Etude de l'arête de gauche	23
III.3.1.2. Etude de l'arête de droite	25
III.3.2. Déplacement du récepteur à $X_r = 3m$	27
III.3.2.1. Arête de gauche	27
III.3.2.2. Arête de droite	29
III.4. Influence de la largeur de la rue	31
III.5. Influence du nombre de Ref_{dmax} de réflexions accordées aux rayons diffractés	33
III.6. Influence des paramètres de recherche des rayons DR_n	33
III.7. Conclusion	37
CONCLUSION	

INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous allons appliquer le modèle de lancer de rayons basé sur la T.U.D à l'étude de la propagation des ondes hyperfréquences dans la configuration géométrique la plus couramment rencontrée en milieu urbain: la rue.

Dans la première partie, une étude paramétrique permet d'analyser aussi que précisément que possible l'influence des paramètres initialisés par l'utilisateur du logiciel sur l'amplitude du champ total. Ces paramètres sont deux types: les paramètres physiques qui caractérisent la réflexion et la diffraction (fréquence, permittivité relative, conductivité des bâtiments) et les paramètres d'optimisation du temps de calcul qui peuvent influencer la précision du résultat final (pas du lancer, nombre maximum de réflexions par rayon). Une comparaison sur la précision des résultats obtenus par notre modèle avec ceux des modèles n'effectuant pas la recherche des trajets exacts est ensuite réalisée.

La dernière partie de ce chapitre porte sur une étude tridimensionnelle des rayons mixtes (diffracté-réfléchis multiples) afin de mettre en évidence leur importance sur la précision et la qualité de la prédiction. Nous montrerons que la contribution de ces rayons souvent négligée dans les modèles 3D classiques doit être prise en compte dans le calcul du champ total et que la méthode de recherche de ces rayons n'est pas coûteuse en temps de calcul.

I - PRESENTATION DES CONFIGURATIONS GEOMETRIQUES

SIMULEES

Le modèle de lancer de rayons présenté dans le chapitre précédent va maintenant être appliqué à l'étude de la prédiction de la propagation des ondes hyperfréquences dans une rue. La configuration géométrique retenue est celle d'une rue bordée par de hauts bâtiments modélisés par deux parallélépipèdes rectangles. L'émetteur est un dipôle placé à une hauteur de 4 m au dessus des toits. Le récepteur se déplace longitudinalement dans la rue (suivant l'axe des Y à une hauteur de 1,5 m par rapport au sol).

Deux configurations géométriques sont analysées afin d'étudier séparément la procédure de recherche des rayons réfléchis, de celle des rayons diffractés-réfléchis multiples. La première (figure III-1) correspond à un émetteur masqué pour le récepteur (absence de champ incident), la seconde (figure III-2) à un " émetteur très masqué pour le récepteur", l'émetteur est placé cette fois loin des arêtes horizontales des bâtiments.

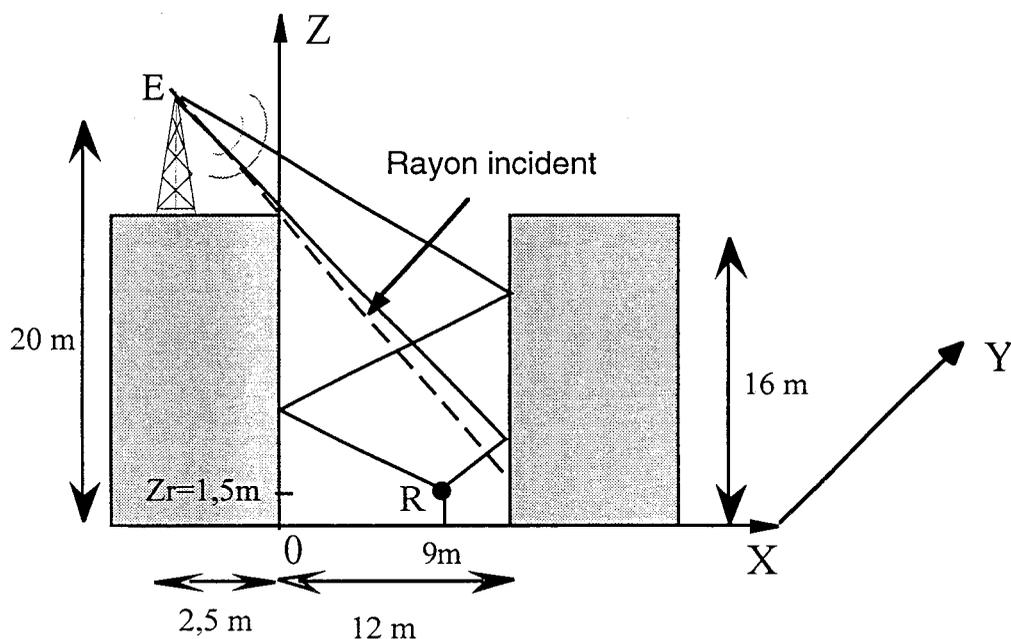


Figure III-1: Emetteur masqué

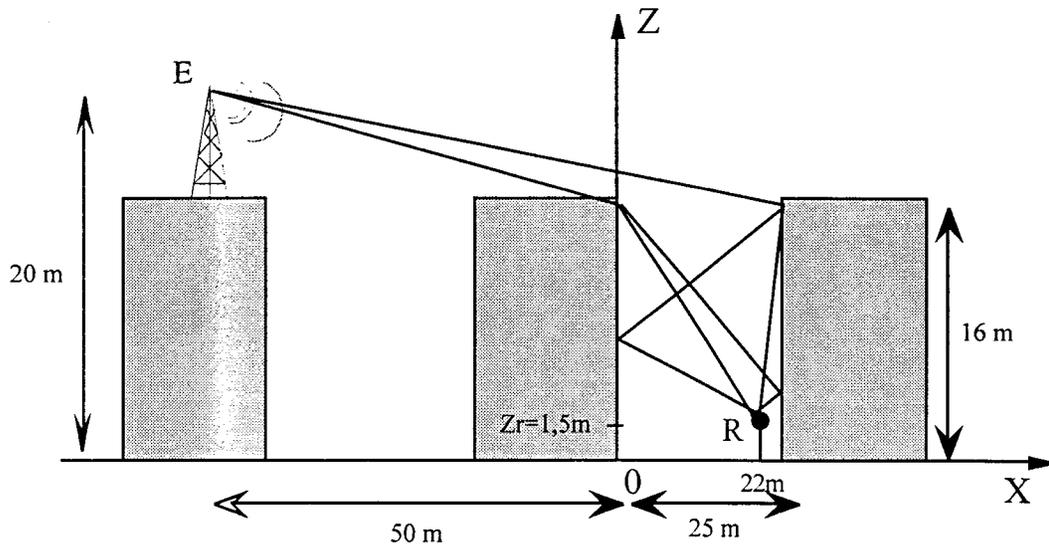


Figure III-2: Emetteur très masqué

II- RECEPTEUR MASQUE

II.1. Introduction

Après avoir décrit l'environnement de propagation sous la forme de deux parallélépipèdes rectangles ayant des surfaces planes et lisses, l'utilisateur du logiciel doit initialiser un certain nombre de paramètres pour que le traitement informatique puisse commencer. Ces paramètres sont de deux types: les paramètres physiques qui caractérisent la réflexion et la diffraction (fréquence, permittivité relative, conductivité des bâtiments) et les paramètres d'optimisation du temps de calcul qui peuvent influencer le résultat final (pas du lancer, nombre maximum de réflexions par rayon). Les paragraphes suivants vont présenter l'effet de ces différents paramètres sur l'amplitude des composantes du champ reçu. Enfin pour terminer, une comparaison sur la précision du champ reçu calculé par notre modèle et la méthode approchée est présentée.

Toutes les courbes qui suivent, donnent l'évolution du module de l'amplitude des composantes du champ reçu, exprimé en dB par rapport à une référence prise égale à 1 V/m, en fonction du déplacement longitudinal du récepteur dans la rue.

II.2. Influence de la fréquence

Les parois des bâtiments sont caractérisées par une conductivité égale à 0,001 S/m et une permittivité relative égale à 7. Le pas du lancer est fixé à $0,3^\circ$ et Ref_{max} à 15, ces valeurs permettent de trouver l'ensemble des rayons prépondérants de la propagation. La planche III-1 donne l'évolution de l'amplitude de la composante verticale [Ez] du champ total reçu pour trois fréquences : 1 GHz, 1,8 GHz et 2,5 GHz en fonction du déplacement du récepteur dans la rue. On remarque que plus la fréquence du signal est élevée, plus la fréquence d'apparition des évanouissements est importante. En effet, la multipropagation due à la présence des bâtiments crée pour chaque fréquence, une géométrie d'ondes stationnaires dont l'espacement des noeuds est donné par la longueur d'onde. Ainsi, lorsque la longueur d'onde diminue, la mise en phase des rayons se produit plus souvent entraînant un espacement entre les noeuds plus faibles.

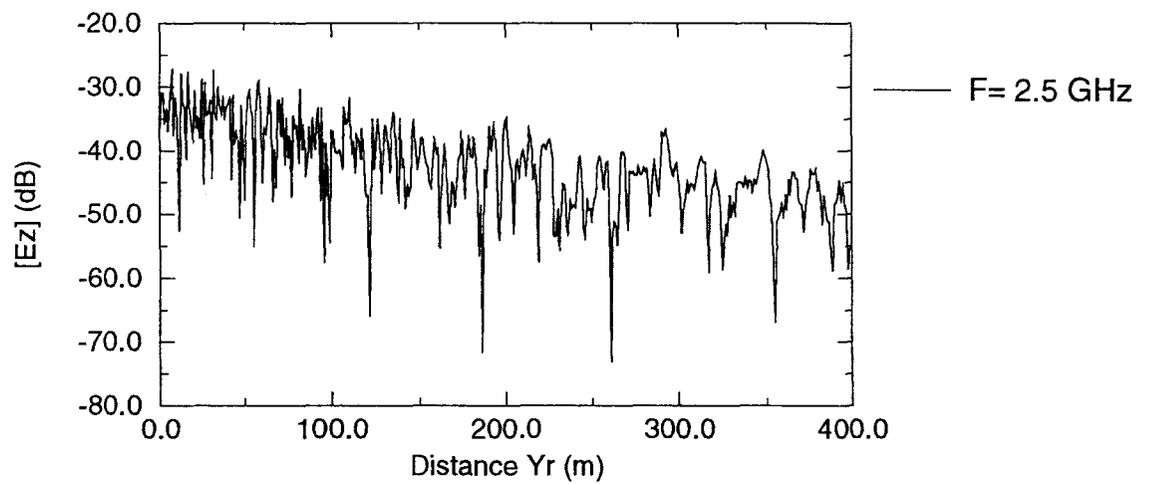
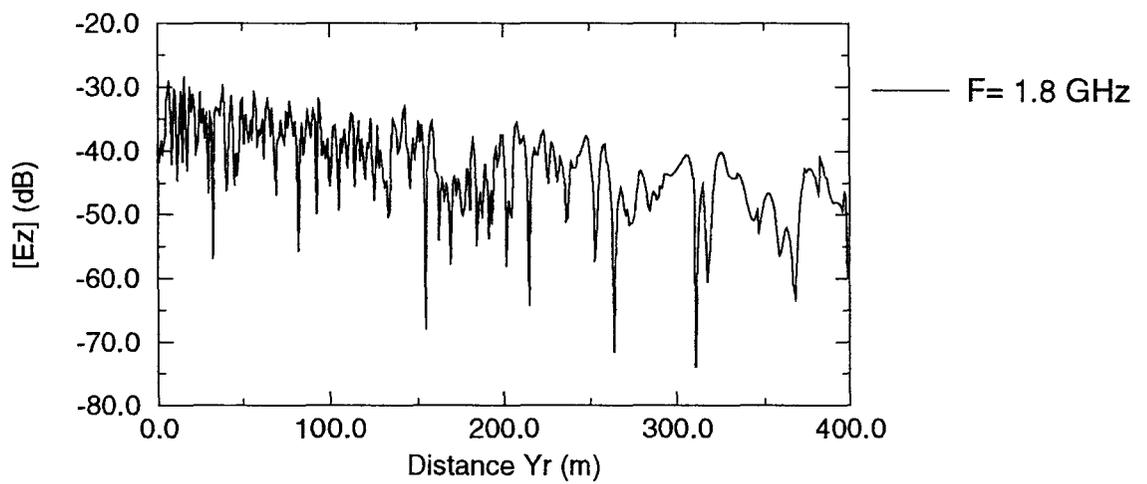
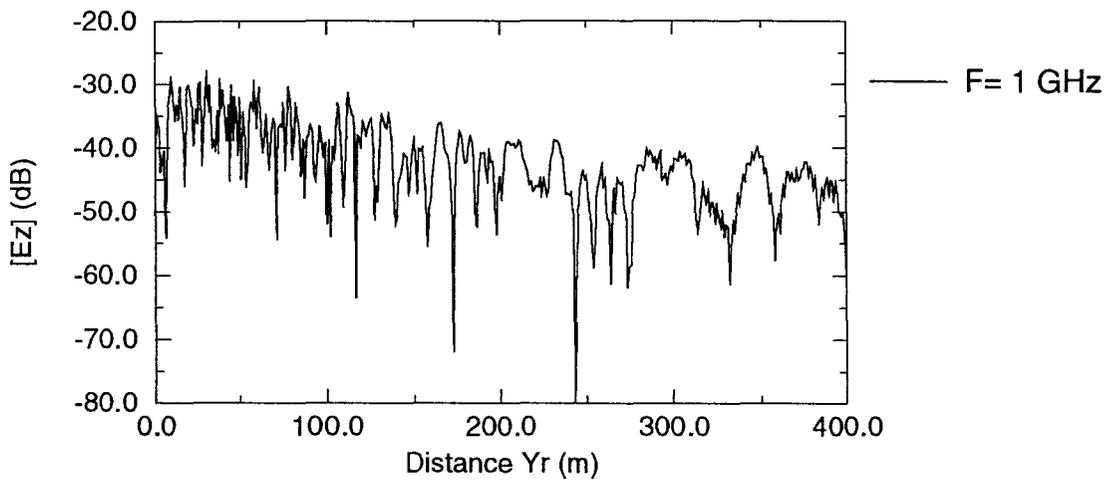
II.3. Influence de la conductivité et de la permittivité relative

II.3.1. Etude de la conductivité

La fréquence est fixée à 1 GHz. A permittivité relative constante ($\epsilon_r=7$), nous faisons varier la conductivité des bâtiments de $\sigma=0,001$ S/m à $\sigma=10^6$ S/m. L'analyse des résultats fait apparaître que les écarts d'amplitude n'apparaissent que pour des valeurs de σ suffisamment grandes et pour des positions du récepteur proches de celles de l'émetteur. Les courbes de la planche III-2.a, obtenues en prenant $\sigma=0,001$ S/m puis $\sigma=10^6$ S/m, montrent que les écarts d'amplitude peuvent atteindre plus de 10 dB. Pour comprendre ces écarts, il faut revenir à la définition des coefficients de réflexion (cf Chap I) où apparaît le paramètre conductivité et les angles d'incidence des rayons.

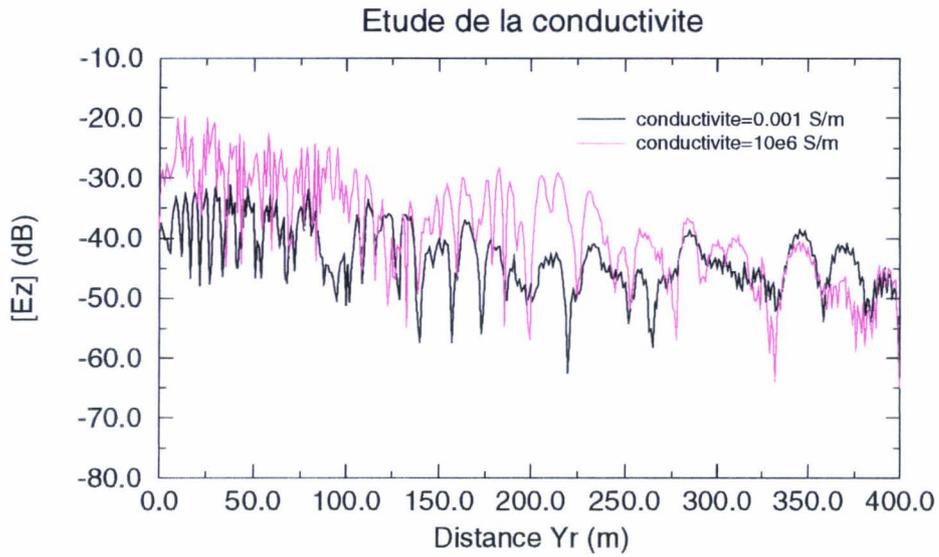
- La conductivité n'a d'effet sur l'amplitude du champ que si le terme $j\sigma/\omega\epsilon_0$ n'est plus négligeable à la fréquence de 1 GHz devant la valeur de ϵ_r (Ici égal à 7). Une conductivité égale à 10^{-3} ou 10^{-2} ou 10^{-1} S/m n'a alors aucune influence sur l'amplitude du champ reçu. Pour obtenir des différences notables, il faut faire tendre σ vers l'infini.

Evolution de l'amplitude E_z pour 3 fréquences

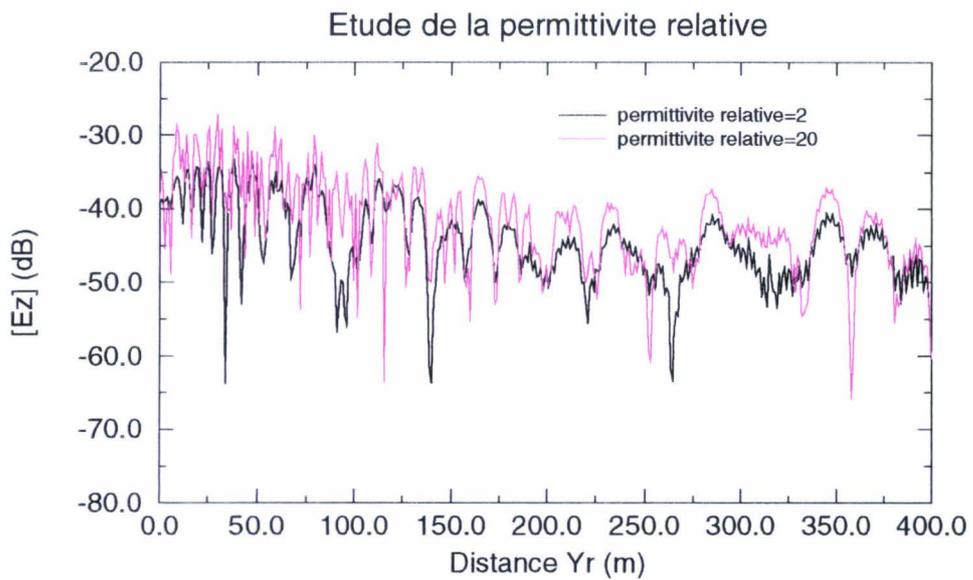


Influence de la conductivité et de la permittivité relative sur l'évolution de l'amplitude E_z

III-2.a



III-2.b



- Lorsque le récepteur se trouve près de l'émetteur, les rayons se réfléchissent sous incidence élevée. Le module des coefficients de réflexion relatifs au cas diélectrique est donc très inférieur en norme à celui du métal (égal à 1). Par contre, pour des distances émetteur-récepteur importantes, les rayons se réfléchissent sous incidence rasante. Le module des coefficients de réflexion tend vers 1. Ce qui entraîne des écarts d'amplitudes moins importants entre les cas diélectrique et métallique.

Dans les applications qui suivent, la conductivité des obstacles est prise égal à 0,001 S/m.

II.3.2. Etude de la permittivité relative

A conductivité fixe ($\sigma = 0,001$ S/m), on s'intéresse maintenant à l'influence de la permittivité relative des bâtiments sur l'amplitude de la composante verticale du champ reçu. Deux valeurs de permittivité relative sont choisies : $\epsilon_r = 2$ et $\epsilon_r = 20$. Les courbes planche III-2.b montrent que les évanouissements du champ électromagnétique total sont situés aux mêmes positions du récepteur et que seules leurs profondeurs diffèrent. Il apparaît donc que l'effet de ϵ_r sur l'allure des amplitudes du champ reçu dans une rue entraîne de faibles disparités.

II.3.3. Conclusion

La nature des parois des bâtiments (excepté le cas métallique) semble influencer peu sur la variation de l'amplitude du champ électromagnétique dans une rue rectiligne. Par conséquent, nous pouvons utiliser dans les simulations qui vont suivre des valeurs moyennes de la permittivité relative et de la conductivité.

II.4 . Influence du pas de lancer

On fixe la conductivité des deux bâtiments et du sol à 0,001 S/m et la permittivité relative à 7. Les simulations sont réalisées en prenant une fréquence égale à 1 GHz. Le nombre maximal de réflexions par rayon est égal à 20.

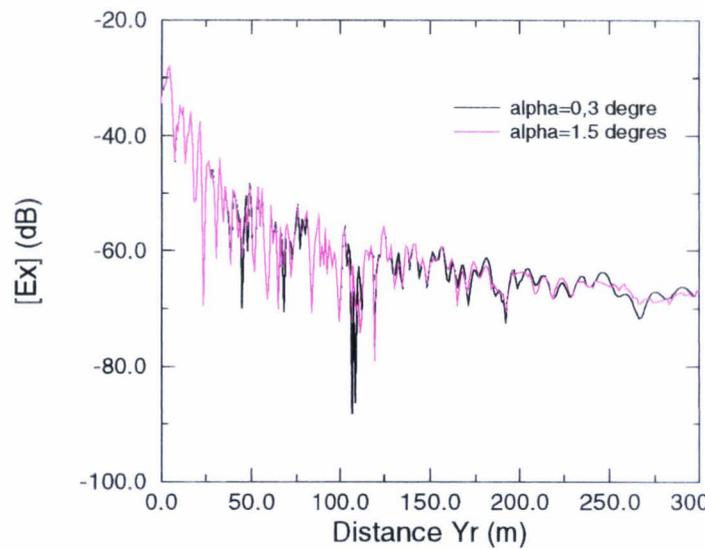
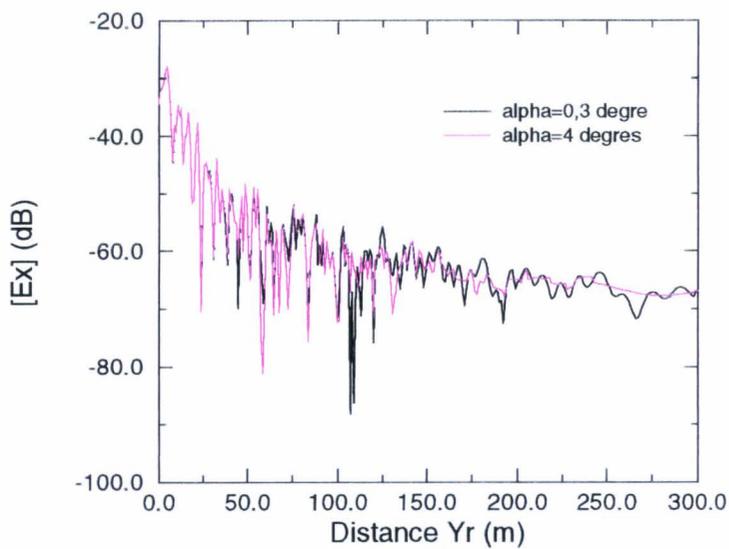
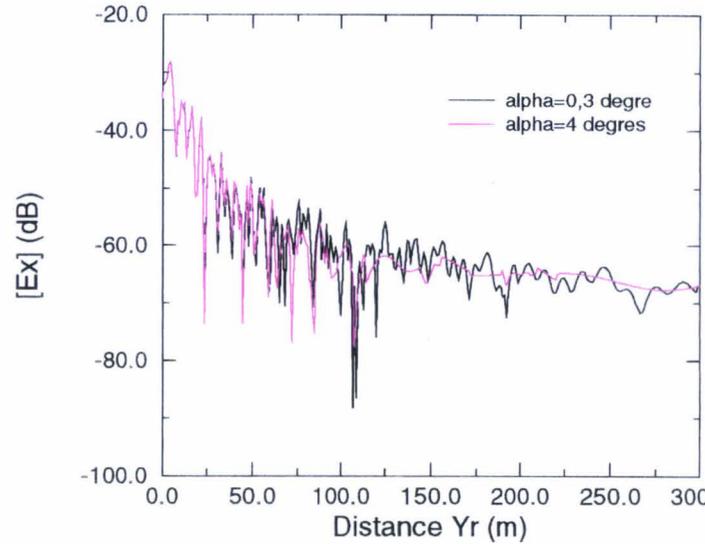
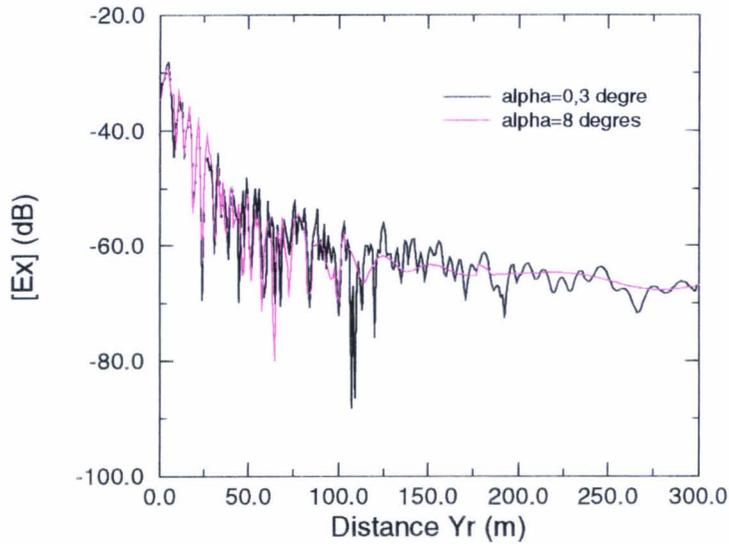
Afin de connaître l'influence du pas de lancer sur la précision du champ total calculé, on le choisit dans un premier temps égal à $0,3^\circ$. Ce pas permet de trouver l'ensemble des rayons reçus par le récepteur. Le champ électromagnétique total calculé est alors considéré comme exact et sert de référence. Les planches III-3, III-4 et III-5 donnent respectivement l'évolution de l'amplitude des champs E_x , E_y , E_z pour différents pas de lancer lorsque le récepteur se déplace longitudinalement dans la rue à $X_r = 9$ m du bâtiment de gauche. Les courbes dessinées en trait noir représentent le champ électromagnétique total de référence

- La première constatation qui s'impose à la vue de ces courbes est que le choix d'un mauvais pas de lancer se manifeste pour certaines positions du récepteur par une mauvaise prédiction du niveau du champ.

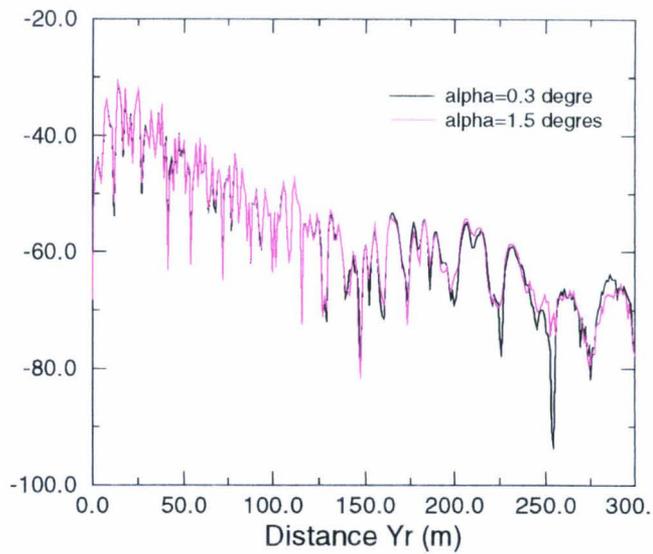
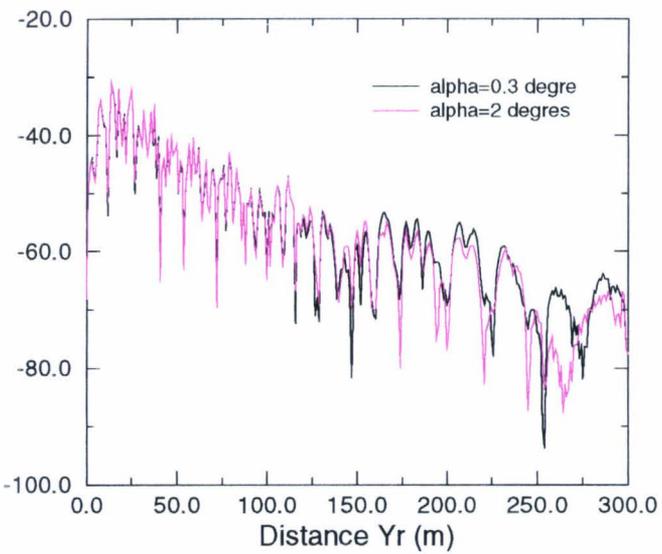
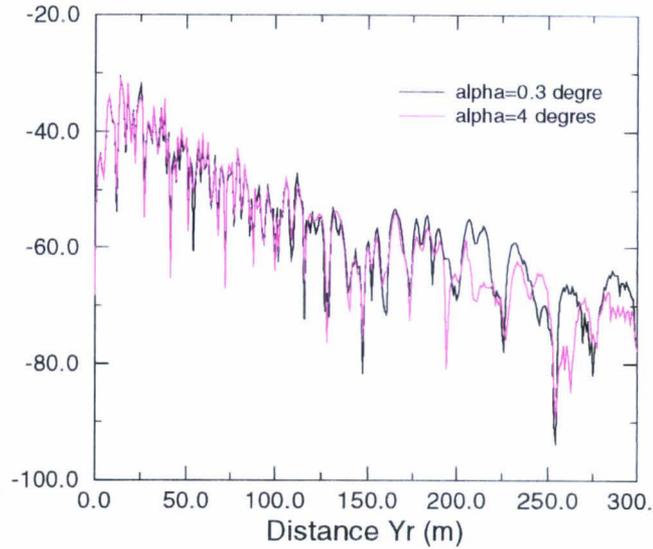
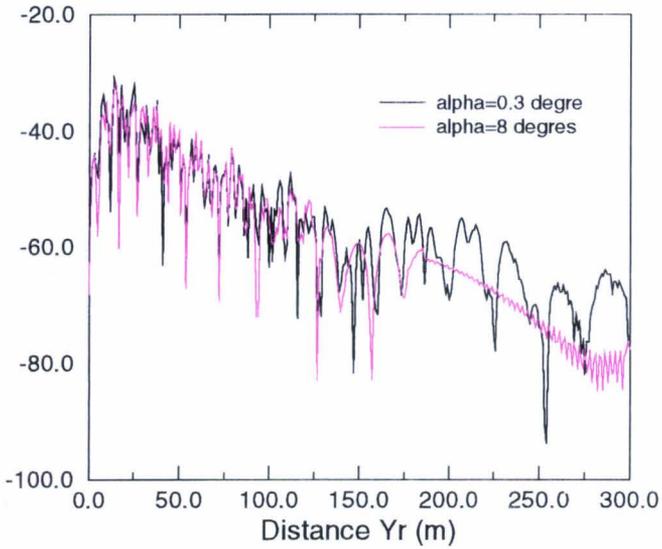
- On remarque également que pour des distances inférieures à 150 m, le champ est correctement prédit avec un pas de 8 degrés. Pour ces distances, l'allure de la courbe du champ est en effet donnée par la contribution de rayons ayant subi peu de réflexions. Un pas de 8 degrés s'avère donc suffisant pour la recherche de ces rayons.

- Par contre, si le récepteur est situé assez loin de l'émetteur (>150 m), les rayons ayant subi de nombreuses réflexions (sous incidences rasantes) ne sont plus négligeables. C'est pourquoi, une valeur de α inférieure à huit degrés est nécessaire pour évaluer correctement le champ électromagnétique total ainsi que l'amplitude, la position, et la largeur des évanouissements. Toutefois, le choix d'un pas de lancer égal à 8 degrés permet de prédire correctement le niveau moyen du champ.

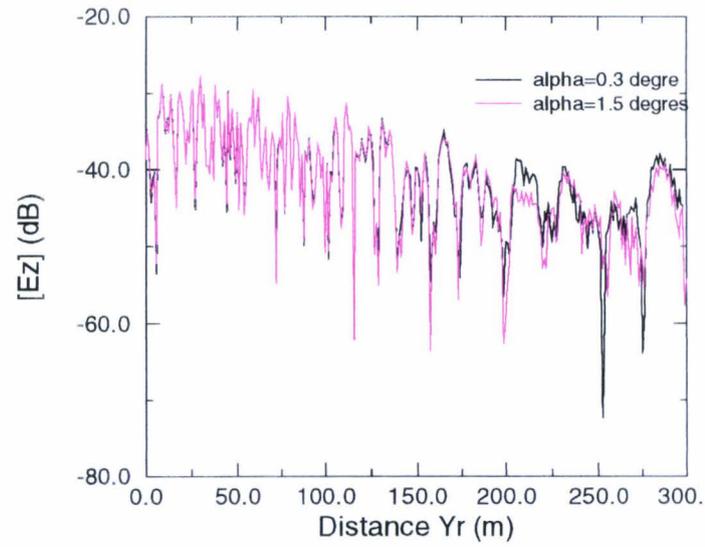
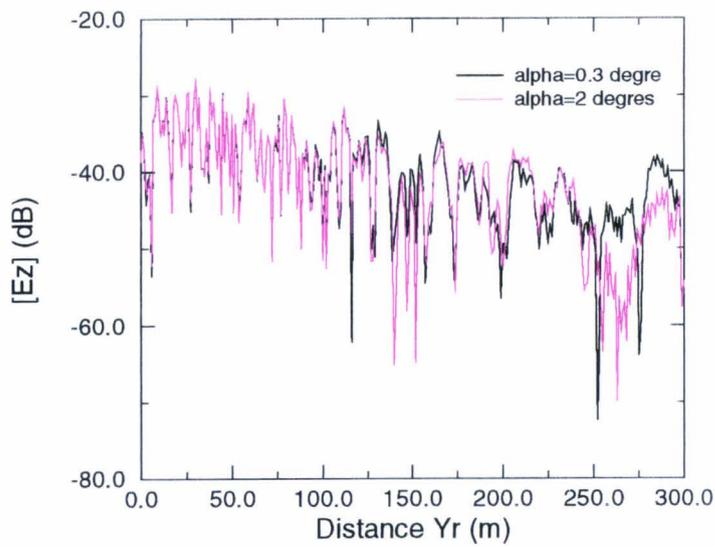
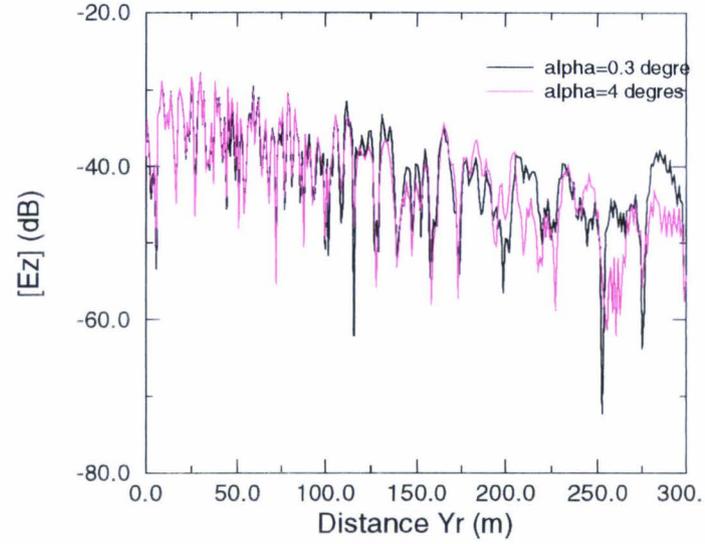
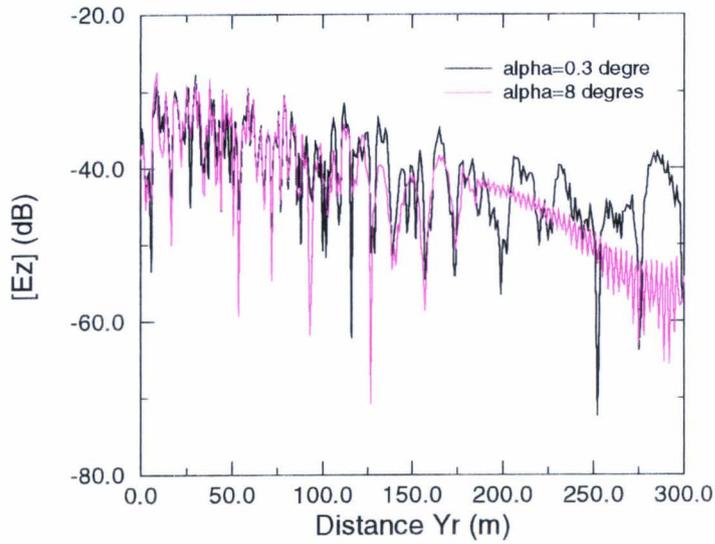
Evolution de l'amplitude E_x pour quatre valeurs du pas de lancer



Evolution de l'amplitude E_y pour quatre valeurs du pas de lancer



Evolution de l'amplitude E_z pour quatre valeurs du pas de lancer



II.5. Influence du nombre de réflexions Ref_{max}

On s'intéresse maintenant à l'influence du nombre maximum de réflexions par rayon Ref_{max} sur la composante verticale E_z du champ total. La contribution des rayons ayant subi davantage de réflexions sur le champ total est jugée négligeable. Les dimensions de la rue et des bâtiments sont identiques à celles de la configuration précédente mais l'émetteur est placé cette fois dans la rue afin d'augmenter le nombre de rayons réfléchis.

- L'analyse des courbes de la planche III-6 (obtenues en supposant les surfaces des bâtiments métalliques) fait apparaître que la composante verticale E_z du champ semble converger pour une valeur Ref_{max} égale à 10. Les courbes de la planche III-7, obtenues en fixant les paramètres électriques des parois des bâtiments à 7 pour la permittivité relative et à 0,001 S/m pour la conductivité, montrent quant à elles que l'atténuation de l'amplitude de la composante E_z du champ total converge pour une valeur de Ref_{max} égale à 6. Le module des coefficients de réflexion étant ici inférieur à 1, les champs associés aux rayons ayant subi plus de 6 réflexions sont trop atténués pour influencer le niveau moyen du champ total. On peut également remarquer que l'amplitude des extremas est beaucoup moins prononcée dans le cas des surfaces métalliques. Ceci est tout à fait normal puisque la décroissance du champ n'est plus uniquement liée à l'inverse de la distance parcourue par le rayon.

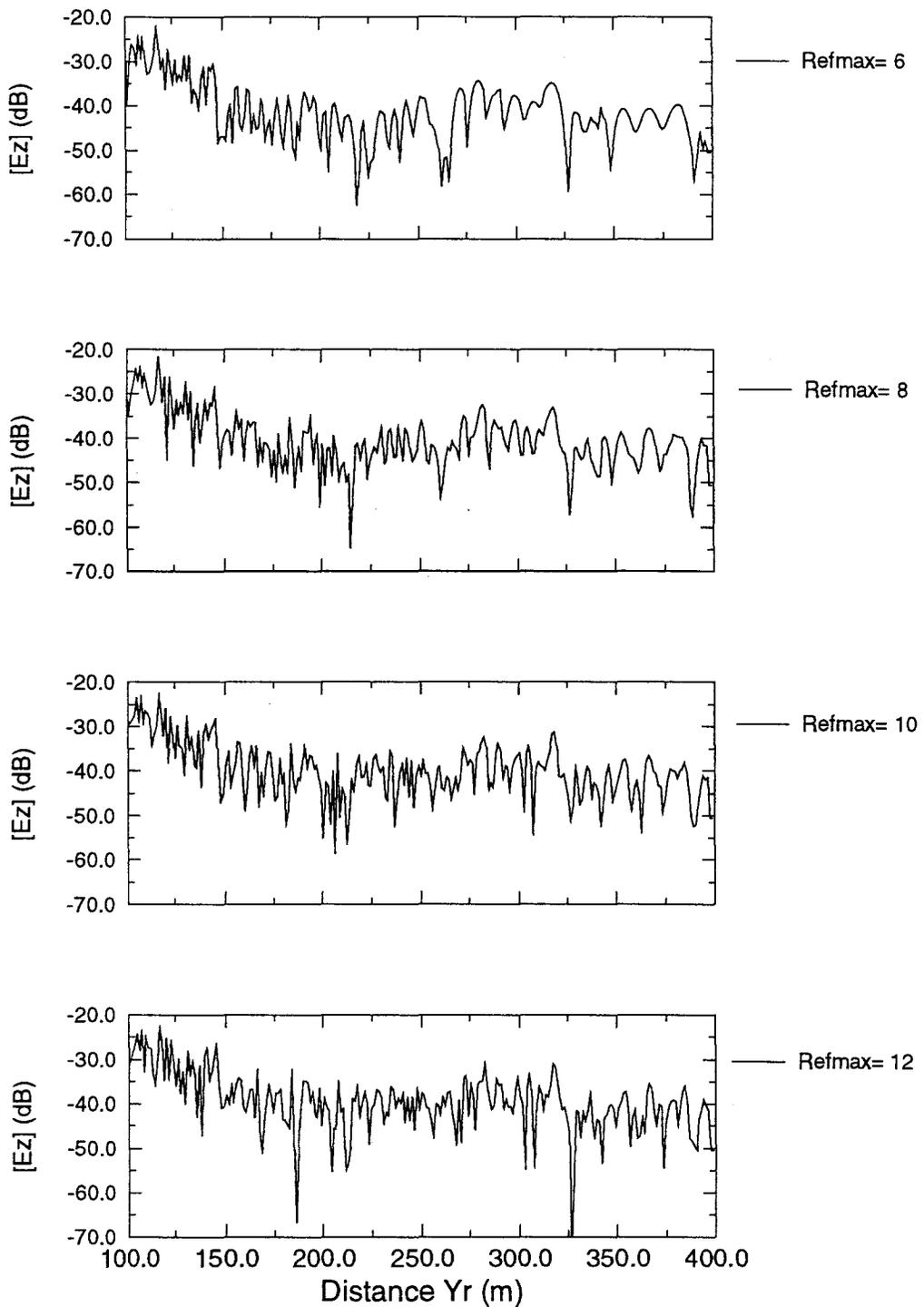
- Enfin, on constate, pour la planche III-7, que l'amplitude de la composante verticale E_z converge plus rapidement (c'est à dire avec des valeurs de Ref_{max} moins importantes) pour des positions du récepteur proche de celles de l'émetteur. Pour ces positions du récepteur, les rayons se réfléchissent en effet sous incidence élevée et sont donc très rapidement atténués.

Cette étude fait apparaître que le nombre de réflexions Ref_{max} accordé aux rayons est un paramètre qui influe sur la précision des résultats et qu'il doit être suffisamment grand pour que le champ simulé soit significatif. Ainsi, Ref_{max} sera choisi en tenant compte des caractéristiques électriques des matériaux mais également de la distance émetteur-récepteur.

Influence du nombre maximum de réflexions par rayon Ref_{max} sur

l'amplitude E_z

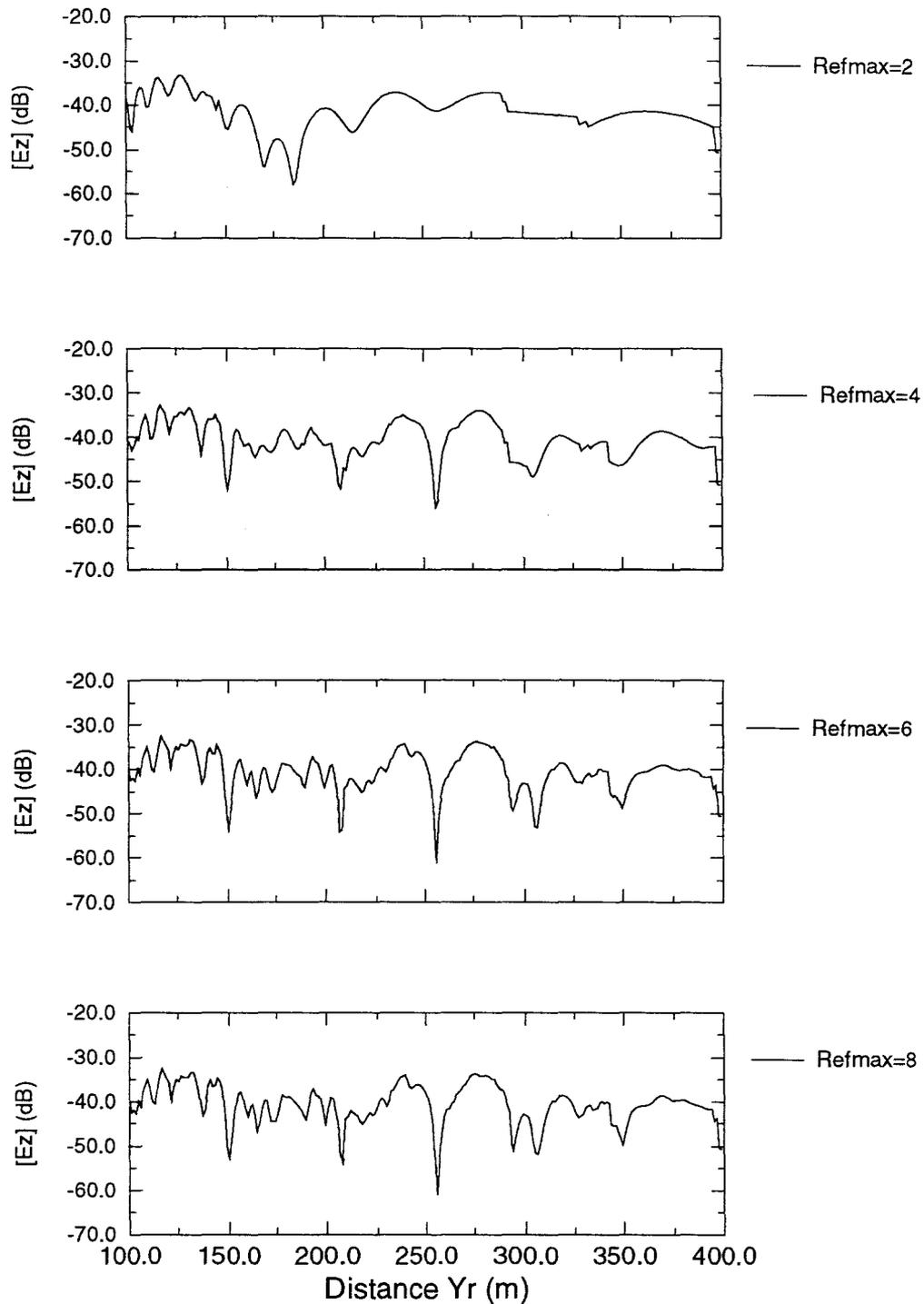
Surfaces métalliques



Influence du nombre maximum de réflexions par rayon

Ref_{max} sur l'amplitude E_z

Surfaces diélectriques



II.6. Comparaison sur la précision des résultats de la méthode exacte avec ceux de la méthode approchée

II.6.1. Présentation de la méthode approchée

Le modèle décrit dans le chapitre II trouve le parcours exact des rayons capturés par le volume de réception puis calcule le champ associé à ceux-ci au point de réception. D'autres méthodes n'effectuent pas la recherche des trajets exacts. Les champs associés aux rayons reçus par le récepteur sont calculés au point d'intersection du rayon et d'une perpendiculaire à celui-ci passant par le point de réception (R' sur la figure III-3).

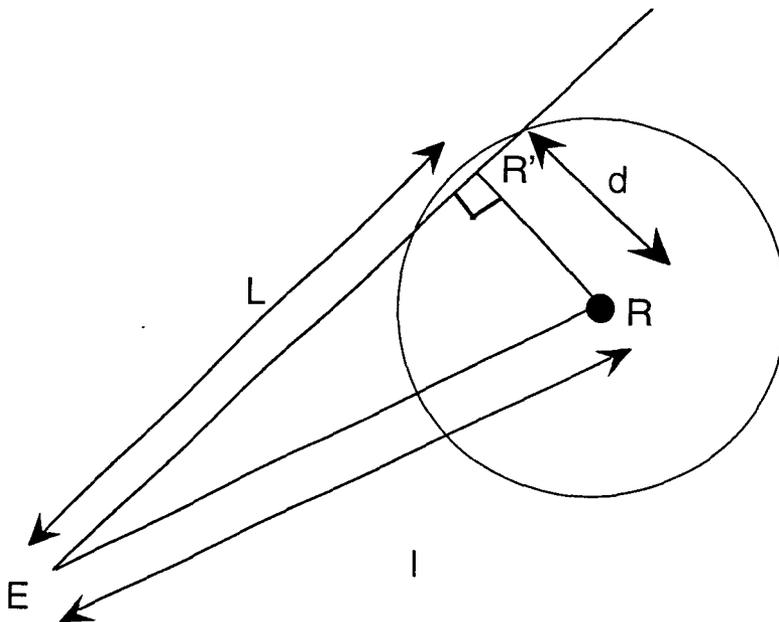


Figure III-3: Calcul du champ électromagnétique par la méthode approchée

Cette méthode commet donc des erreurs sur l'amplitude et la phase du champ calculé. Toutefois, la distance d étant généralement très petite devant l et L , on peut supposer que l'erreur faite sur l'amplitude est négligeable.

L'expression III-1 donne le déphasage entre les points R et R' en fonction de la longueur d'onde, de la distance approchée L et de la distance d ($d=RR'$). Elle est obtenue en approximant la distance réelle l par $L(1+d^2/(2L^2))$ (d est supposé $\ll L$).

$$\Delta\varphi = kl - kL = \frac{2\Pi}{\lambda} \left(\frac{d^2}{2L} \right) \quad (\text{III-1})$$

Pour une fréquence de 1 GHz, une distance l de 400 m et un pas de lancer de 1,5 degrés, les distance d et L valent respectivement 6m et 399,95 m. Le déphasage entre les points R et R' est alors égal à 54 degrés. Cet exemple numérique révèle que les erreurs de phase peuvent être conséquentes et ceci d'autant plus que la fréquence est élevée, que le pas de lancer est important et que la distance L est grande. Ces trois paramètres vont donc influencer sur la précision du champ reçu.

II.6.2. Résultats de la comparaison

La planche III-8 compare pour trois fréquences 1 GHz, 1,8 GHz et 2,5 GHz l'évolution de la composante verticale [Ez] du champ total en fonction du déplacement du récepteur obtenue par les deux méthodes (la configuration géométrique est toujours celle de la figure III-1). Les simulations ont été réalisées en fixant dans les deux cas un pas de lancer égal à 1,5 degrés, la conductivité des bâtiments à 0,001 S/m et leur permittivité relative à 7. Pour une fréquence de 1 GHz, on constate que les courbes obtenues par les deux méthodes sont très proches l'une de l'autre. Par contre, pour les fréquences égales à 1,8 et 2,5 GHz, les écarts d'amplitude peuvent atteindre localement plus de 10 dB et la position des évanouissements est différente surtout pour des distances émetteur-récepteur importantes.

On peut faire tendre les résultats obtenus par la méthode approchée de ceux de la méthode exacte en diminuant le pas de lancer. La planche III-9 montre qu'il faut choisir un pas de 0,7° à 1,8 GHz et un pas de 0,5° à 2,5 GHz pour réduire les écarts d'amplitude et de positions des évanouissements. Mais cette opération se fait au détriment du temps de calcul qui augmente considérablement.

COMPARAISON METHODE EXACTE-METHODE APPROCHEE

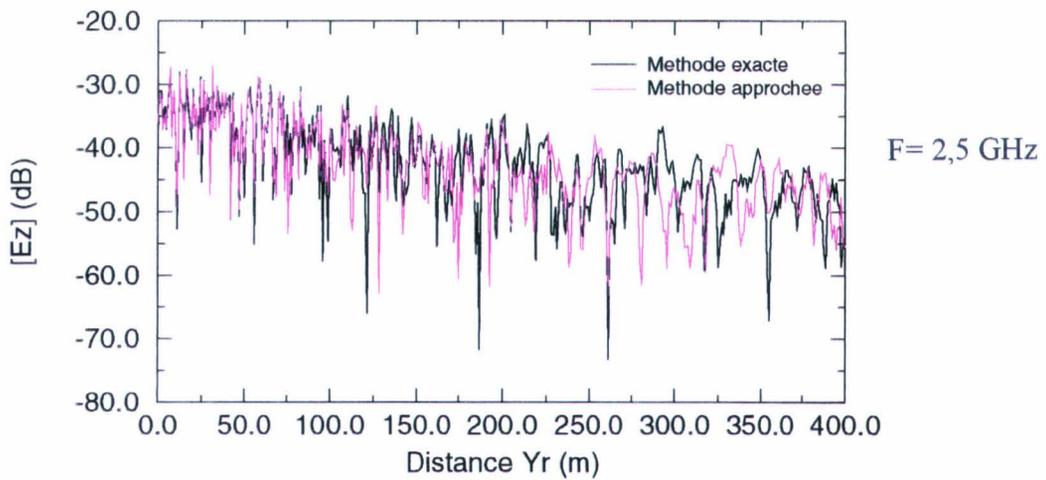
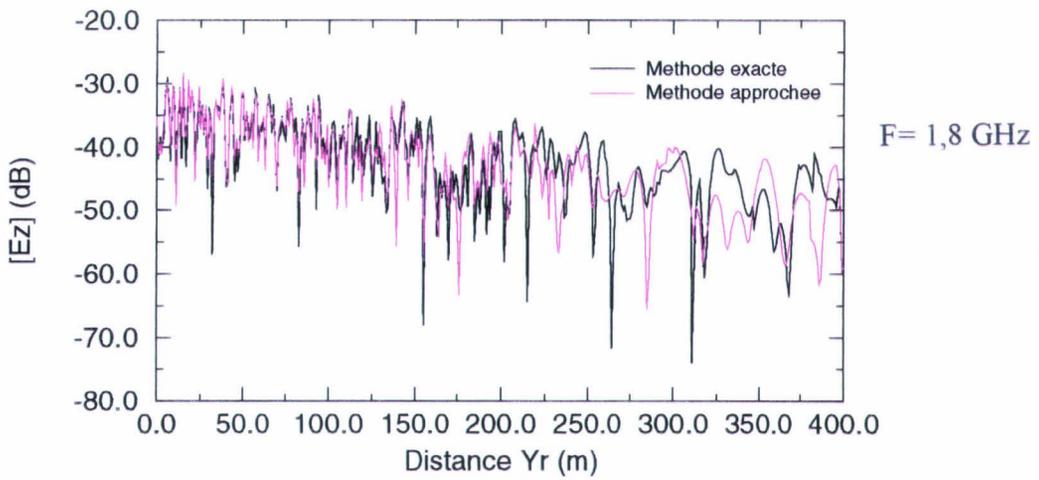
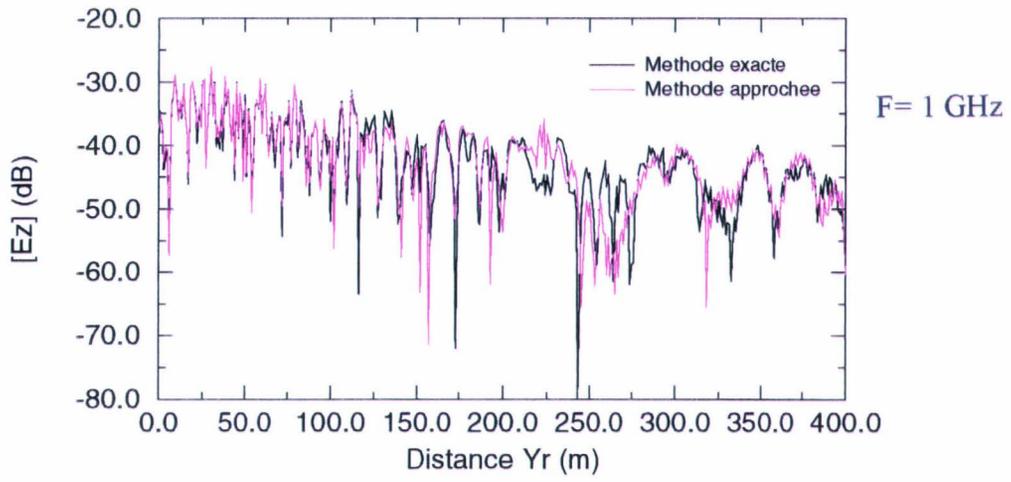
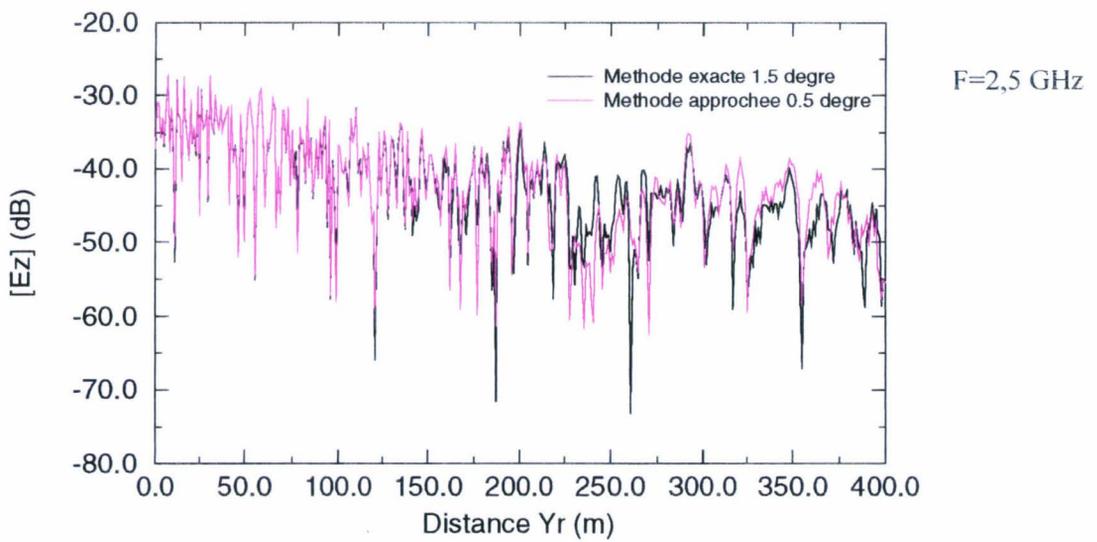
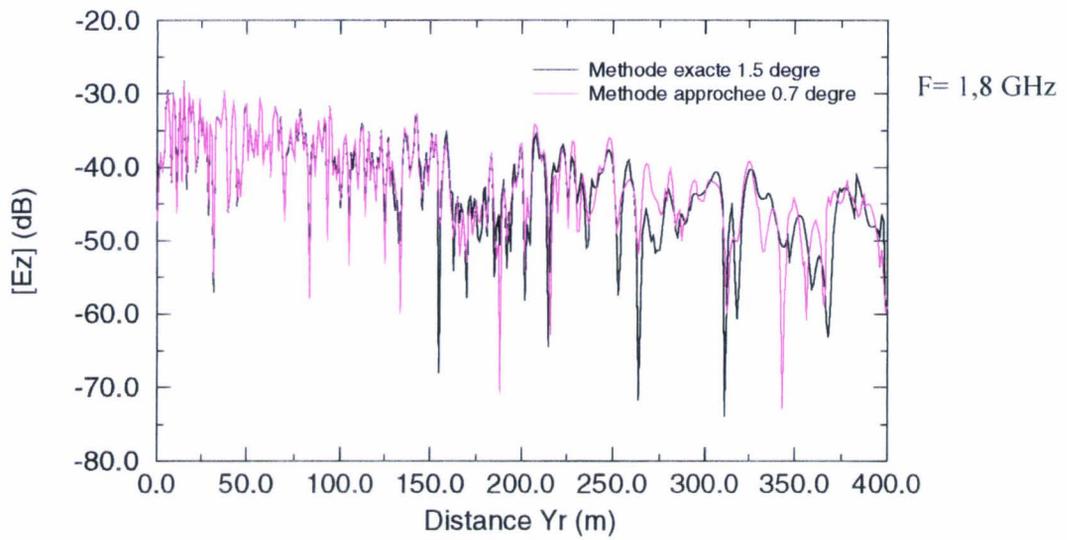


PLANCHE III-8

COMPARAISON METHODE EXACTE-METHODE APPROCHEE



En conclusion, le modèle de lancer de rayons "exact" ne nécessite pas de choisir le pas de lancer en fonction de la fréquence de travail mais uniquement en fonction de la configuration géométrique du milieu de propagation. Cette méthode permet un gain en temps de calcul et une meilleure précision surtout pour des fréquences et des parcours de rayons importants.

Toutefois, les résultats donnés par les deux méthodes sont acceptables dans le contexte de la planification d'un système de télécommunication microcellulaire. Les erreurs d'amplitude et de phase commises lors de l'utilisation de la méthode approchée n'ont pas une grande influence sur les informations que l'on souhaite extraire de la simulation, à savoir: le niveau moyen du champ, l'amplitude des évanouissements etc Par contre, si on souhaite utiliser une méthode de lancer de rayons afin de calculer le diagramme de rayonnement d'une antenne en présence de quelques obstacles isolés ou la surface équivalente radar d'une cible, il est préférable d'opter pour la méthode exacte.

III - EMETTEUR TRES MASQUE

III.1. Introduction

Les "vrais modèles 3D" de la littérature ne prennent en compte que certains types de rayons: réfléchis et simplement diffractés. Le lancer de rayons diffractés-réfléchis multiples n'est en effet jamais évoqué [11] [27]-[29]. L'objectif de cette partie porte sur une étude tridimensionnelle des rayons diffractés-réfléchis multiples afin de mettre en évidence leur importance sur la précision et la qualité de la prédiction. La technique de lancer de rayons diffractés-réfléchis multiples utilisée est celle détaillée dans le chapitre précédent.

Toutes les courbes présentées dans les paragraphes qui suivent donnent l'évolution du module de l'amplitude de la composante verticale du champ électromagnétique E_z , exprimé en dB par rapport à une référence prise égale à 1V/m, en fonction du déplacement longitudinal du récepteur dans la rue. La conductivité des 2 bâtiments et celle du sol est fixée à 0,001 S/m et la permittivité relative à 7. La fréquence est égale à 1 GHz

Deux déplacements longitudinaux du mobile récepteur sont étudiés. Le premier correspond à un déplacement du récepteur à $X_r=22\text{m}$ (depl1), le second à $X_r=3\text{m}$ (depl2) du bâtiment de gauche (figure III-4). Deux arêtes horizontales sont prises en compte, celle de droite du bâtiment de gauche appelée arête de gauche et celle de gauche du bâtiment de droite appelée arête de droite.

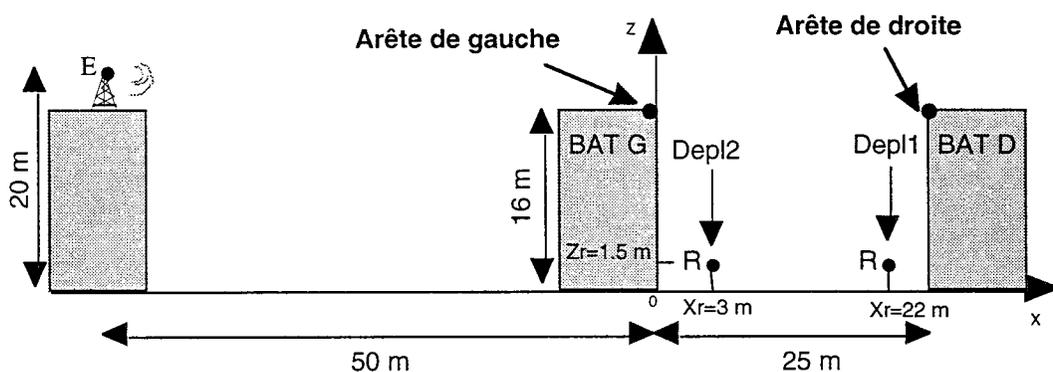


Figure III-4: Présentation des deux déplacements étudiés

III.2. Recherche des rayons prépondérants de la propagation

Les planches III-10 et III-11 sont respectivement relatives au déplacement 1 et 2 du récepteur.

- Le champ appelé "diff total" est obtenu en sommant tous les champs diffractés par les deux arêtes horizontales,
- Le champ "diffr total" correspond aux champs associés aux rayons uniquement diffractés par les deux arêtes puis réfléchis dans la rue
- le champ "sdiff total" est la somme des champs simplement diffractés par les deux arêtes.

Remarque: Le nombre maximum de réflexions par rayon après diffraction est pris égal à 6.

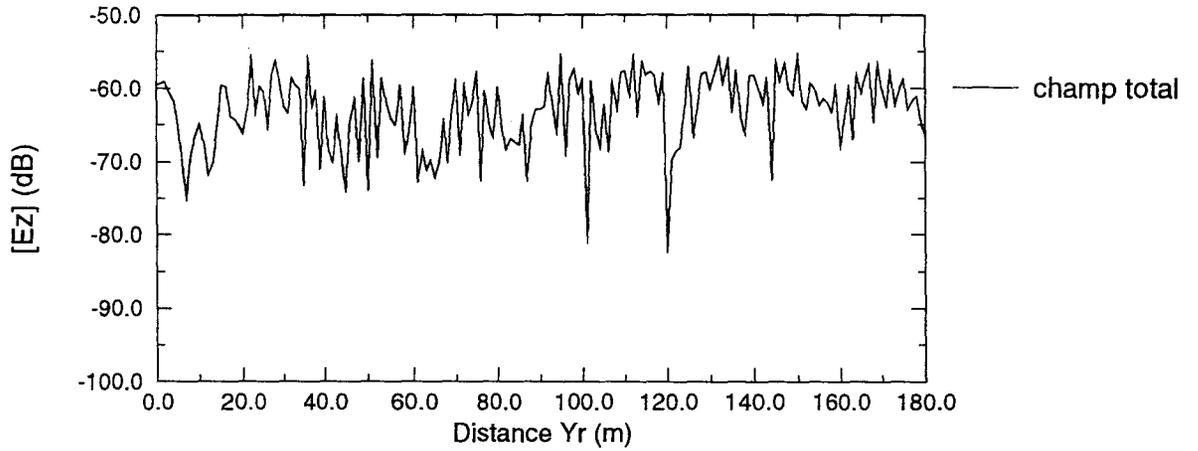
- A la vue des planches III-10.a et III-11.a, il apparaît que pour les deux déplacements du récepteur l'atténuation moyenne de l'amplitude E_z du champ total est égale à -65 dB. La position du récepteur dans la rue semble donc ne pas modifier de façon significative le niveau moyen du champ reçu par le récepteur.

- Nous pouvons aussi noter (planches III-10.b et III-11.b) que le niveau du champ réfléchi est environ 20 dB inférieur à celui du champ diffracté total (diff total). Cet écart s'explique par le fait que la source est placée loin des deux arêtes horizontales. Les rayons susceptibles d'atteindre le récepteur sont des rayons ayant subi de nombreuses réflexions avec des angles d'incidence proches de la normale donc très affaiblis.

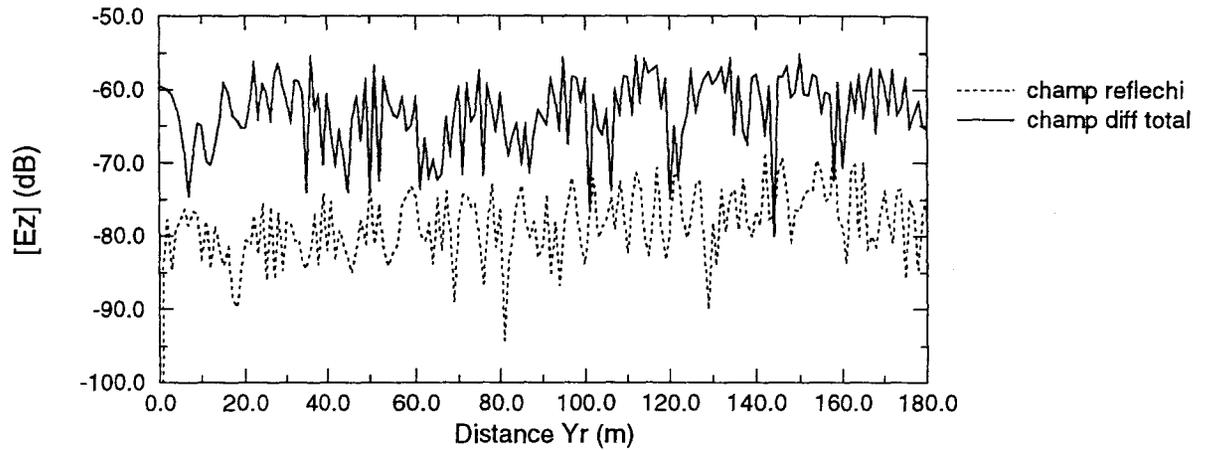
- La comparaison des champs appelés "diffr total" et "sdiff total" (planches III-10.c et III-11.c) montre que la contribution des rayons diffractés-réfléchis multiples est plus importante d'environ 10 dB que celle des rayons simplement diffractés. Le champ associé aux rayons diffractés-réfléchis multiples (diffr total) donne d'ailleurs le niveau moyen de l'atténuation du champ total (-65 dB).

Evolution de l'amplitude E_z des différents champs pour un déplacement du récepteur à $X_r = 22$ m

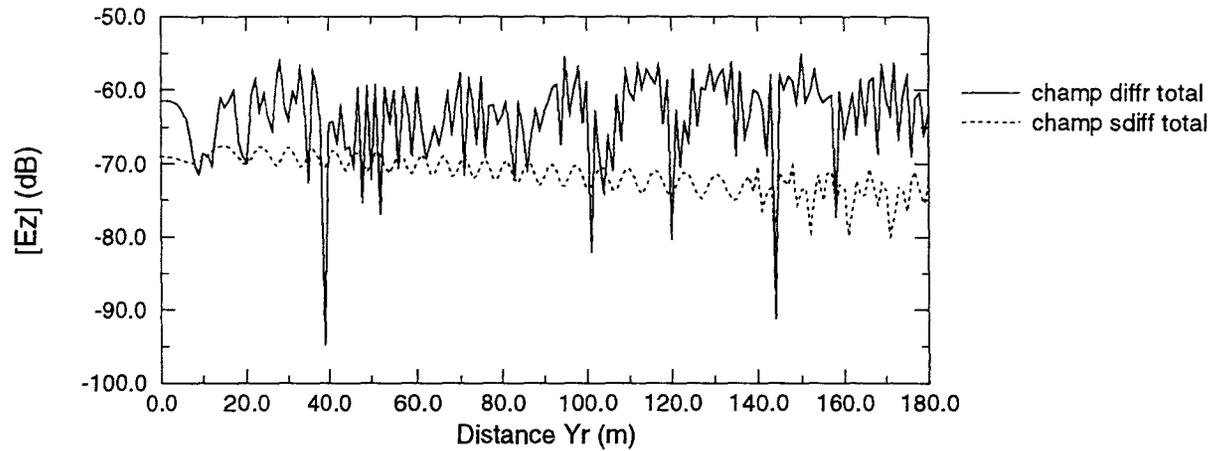
III-10.a



III-10.b

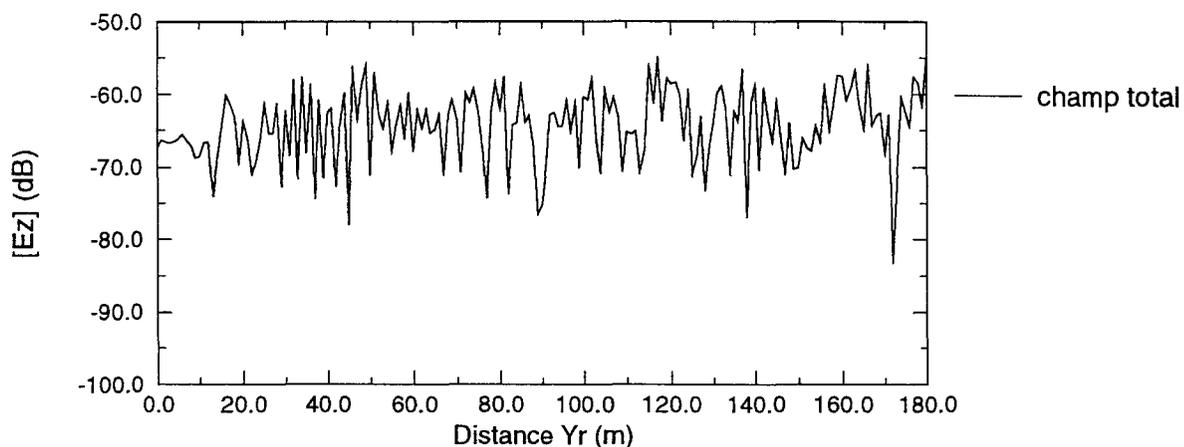


III-10.c

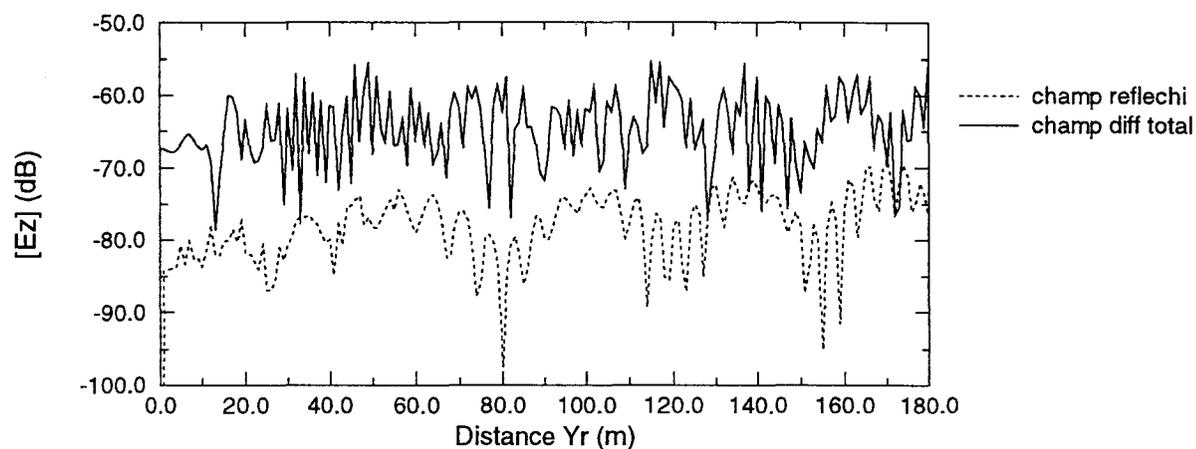


Evolution de l'amplitude E_z des différents champs pour un déplacement du récepteur à $X_r = 3$ m

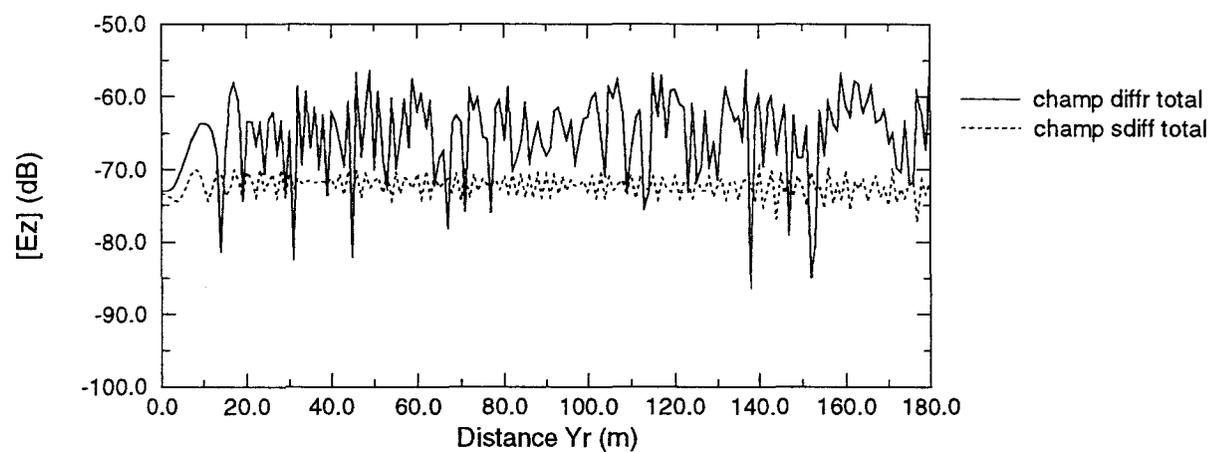
III-11.a



III-11.b



III-11.c



Cet exemple de configuration géométrique que l'on rencontre couramment dans la pratique lorsque la propagation s'effectue principalement au dessus des toits met en évidence que les rayons diffractés-réfléchis multiples peuvent être les rayons prépondérants de la propagation et que leur prise en compte devient nécessaire pour améliorer la précision et la qualité de la liaison.

III.3. Etude de la contribution de chaque arête

A ce stade de l'étude, il est apparu intéressant d'évaluer séparément la contribution des deux arêtes horizontales sur le champ total pour les deux déplacements du récepteur afin de donner une explication sur la différence d'atténuation des champs associés aux rayons simplement diffractés et les rayons diffractés-réfléchis multiples. La configuration géométrique évaluée est toujours celle de la figure III-4. Le nombre maximum de réflexions accordées aux rayons diffractés est fixé à 6.

III.3.1. Déplacement du récepteur à $X_r=22m$

La planche III-12.a montre que l'atténuation des champs associés aux deux arêtes (dift gauche et dift droite) sont identiques (environ -65 dB). Le champ appelé dift gauche (respectivement dift droite) est obtenu en sommant tous les champs diffractés (simplement diffracté et diffractés-réfléchis multiples) par l'arête de gauche (respectivement par l'arête de droite).

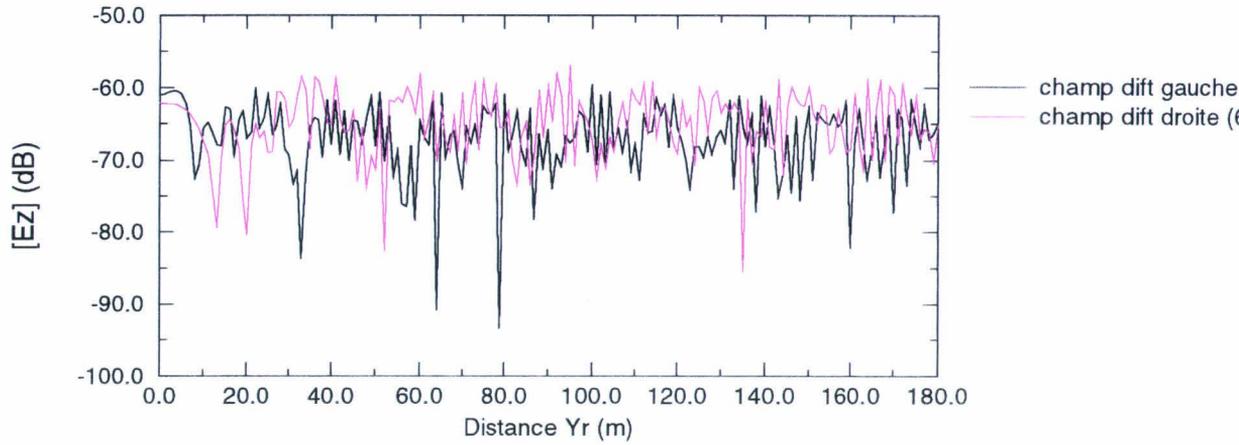
III.3.1.1. Etude de l'arête de gauche (Planche III-12.b)

Pour des positions du récepteur $Y_r < 120$ m, le niveau du champ simplement diffracté par l'arête de gauche (champ dif gauche) est légèrement supérieur à celui du champ diffracté par l'arête de gauche puis réfléchi par le bâtiment de droite (difr1 gauche). Il donne d'ailleurs pour ces distances, le niveau moyen du champ associé aux rayons diffractés par l'arête de gauche puis réfléchis au maximum 6 fois dans la rue (difr6 gauche). La figure III-5 représente le trajet des rayons à l'échelle 1/500. Elle explique clairement ces constatations.

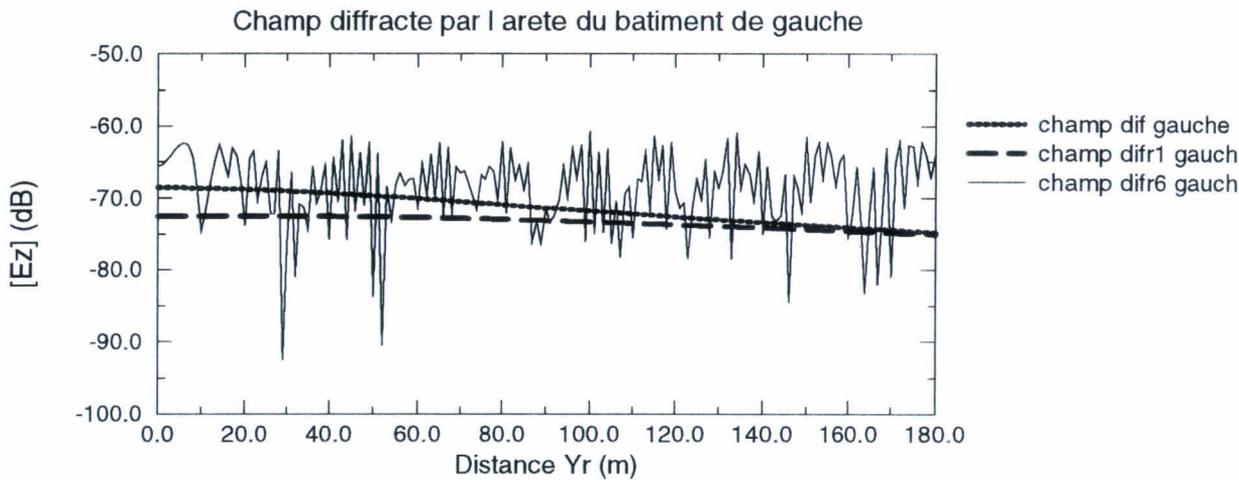
Etude de la contribution de chaque arête

Déplacement du récepteur à $X_r=22$ m

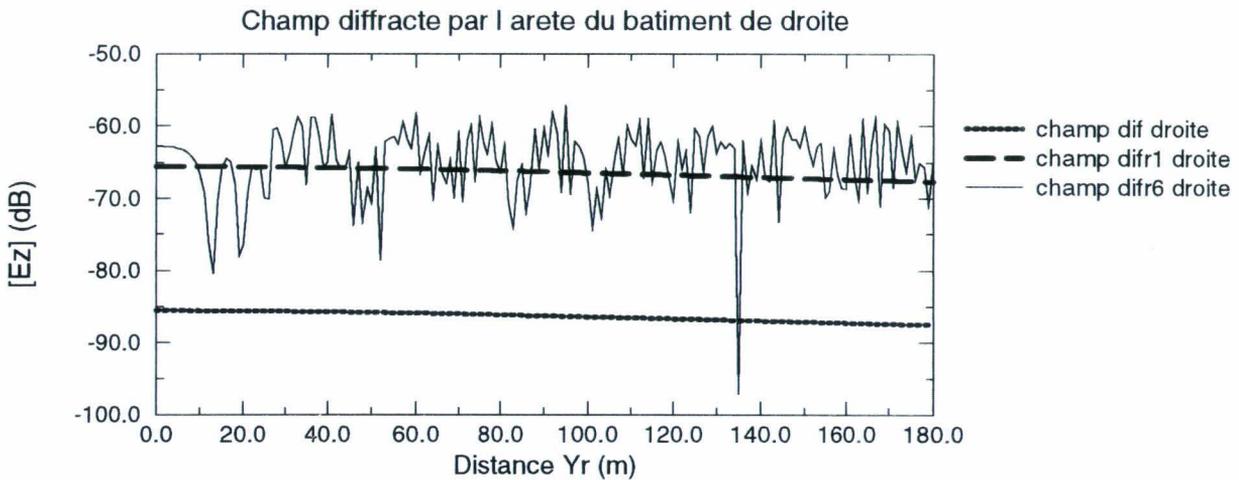
III-12.a



III-12.b



III-12.c



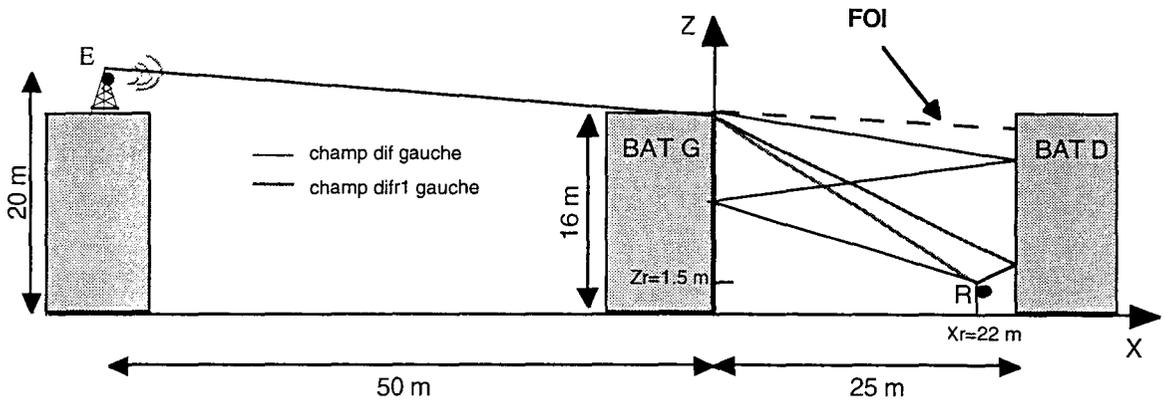


Figure III-5: Trajet des rayons issus de l'arête de gauche

On peut en effet constater, que les rayons diffractés puis réfléchis sont proches de la frontière d'ombre liée au rayon incident (FOI). Ils compensent ainsi la disparition du rayon incident fortement énergétique. L'amplitude associée à ces rayons est donc très importante. C'est pourquoi, malgré les réflexions subies et les distances plus grandes parcourues par ces rayons, leur amplitude est du même ordre de grandeur pour $Y_r < 120$ m que celle du champ simplement diffracté (dif gauche).

Pour des positions du récepteur supérieures à 120 m, les points de diffraction des rayons diffractés-réfléchis multiples sont plus proches de la source (et donc plus énergétiques) que ceux des rayons simplement diffractés et les réflexions se font sous incidence rasante le long de la rue. Ce qui explique l'écart de 10 dB entre le champ simplement diffracté (dif gauche) et le champ associé aux rayons diffractés-réfléchis multiples (diffr6).

III.3.1.2. Etude de l'arête de droite (Planche III-12.c)

Sur la planche III-12.c, nous avons reporté les évolutions de la composante du champ diffracté par l'arête horizontale de droite (champ dif droite), celle du champ diffracté par l'arête de droite puis réfléchi par le bâtiment de gauche (diffr1 droite), ainsi que celle du champ associé aux rayons diffractés par l'arête de droite puis réfléchis au maximum 6 fois dans la rue (diffr6 droite).

L'étude de l'atténuation du champ obtenu en sommant tous les champs diffractés par l'arête de droite puis réfléchis au maximum 6 fois (difr6 droite) montre que sa valeur moyenne est cette fois donnée par le champ diffracté par l'arête de droite puis réfléchi par le bâtiment de gauche (difr1 droite). Ce dernier possède d'ailleurs un niveau moyen 20 dB supérieur à celui du champ simplement diffracté (dif droite). La figure III-6, à l'échelle 1/500, indique que les rayons diffractés-réfléchis multiples compensent la disparition des rayons réfléchis par le bâtiment de droite fortement énergétiques. Ils ont donc une amplitude associée très importante. C'est pourquoi, les rayons prépondérants issus de cette arête sont des rayons diffractés puis réfléchis.

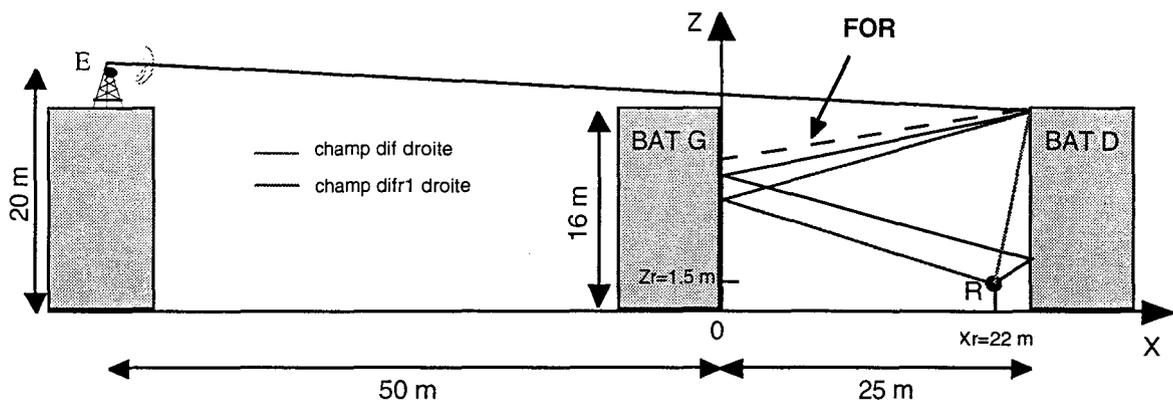


Figure III-6: Trajet des rayons issus de l'arête de droite

III.3.2. Déplacement du récepteur à $X_r=3m$

On réalise une étude similaire à la précédente mais le récepteur se déplace maintenant à $X_r=3m$ du bâtiment de gauche (planche III-13). Les figures III-7 et III-8 représentent respectivement pour l'arête de gauche puis pour celle de droite les trajets empruntés par les rayons simplement diffractés D et diffractés-réfléchis multiples DR_n .

La planche III-13.a montre de nouveau que l'atténuation des champs associés aux deux arêtes (dif gauche et dif droite) reste égale et identique (-65 dB).

III.3.2.1. Arête de gauche (planche III-13.b)

Le niveau moyen du champ diffracté par l'arête de gauche puis réfléchi au maximum 6 fois dans la rue (dif_{r6} gauche) est cette fois donné par celui du champ diffracté par l'arête de gauche puis réfléchi par le bâtiment de droite (dif_{r1} gauche, supérieur de 15 dB à celui du champ simplement diffracté). On peut également constater (figure III-7) que contrairement au déplacement du récepteur à $X_r=22m$, les deux types de rayons (simplement diffracté et diffracté-réfléchis multiples) générés par l'arête de gauche possèdent des angles de diffraction φ et φ' très différents.

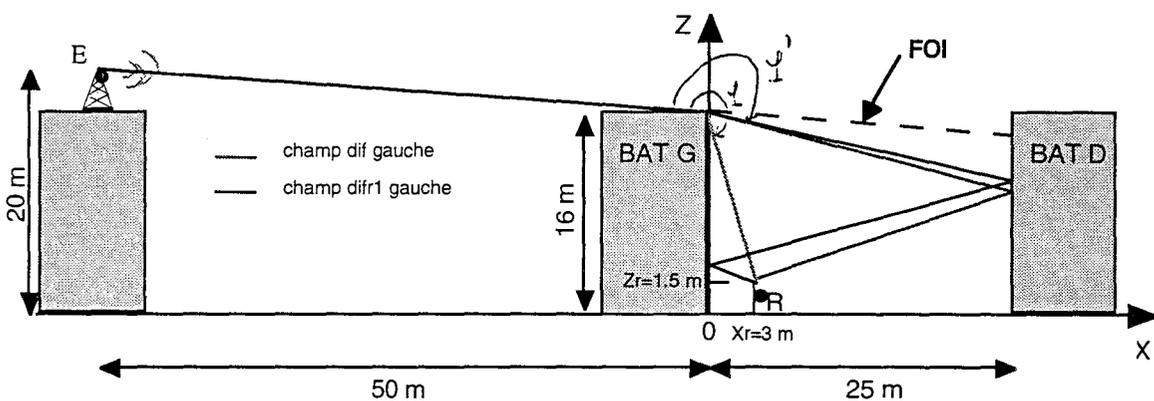
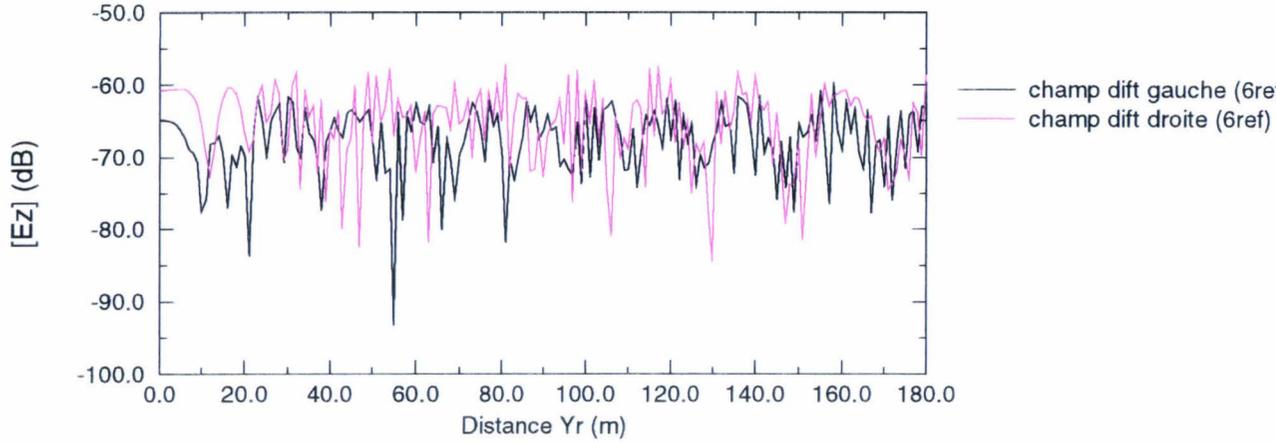


Figure III-7: Trajet des rayons issus de l'arête de gauche

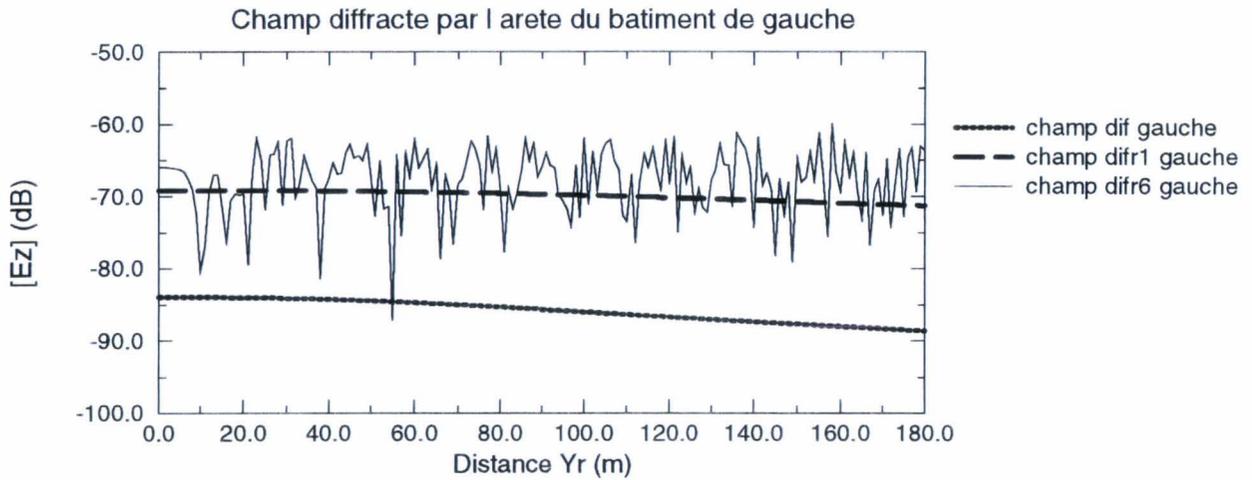
Etude de la contribution de chaque arête

Déplacement du récepteur à $X_r=3$ m

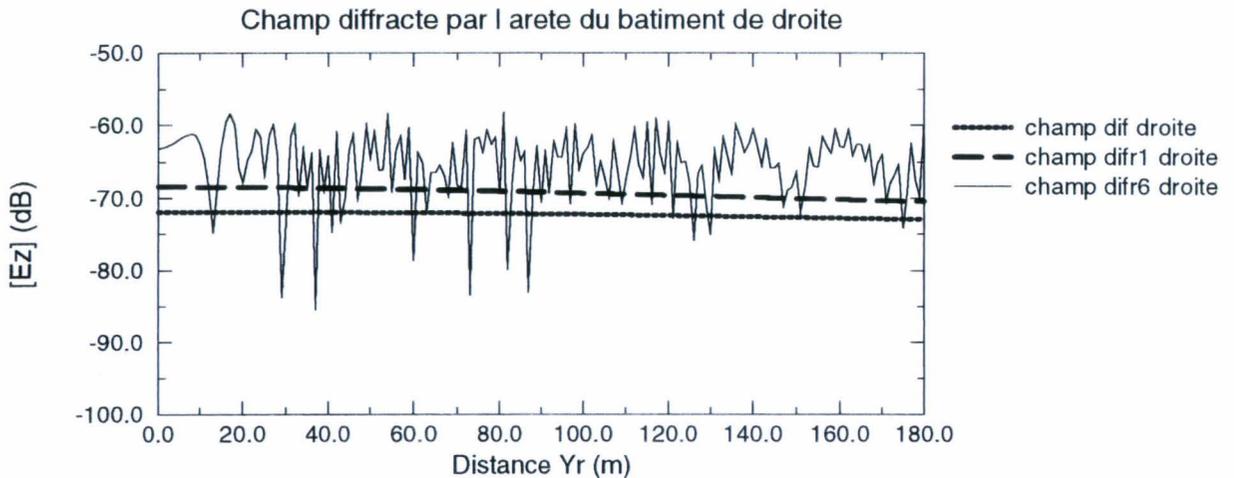
III-13.a



III-13.b



III-13.c



Le récepteur se trouve en effet dans une zone d'ombre très profonde puisqu'il se situe juste derrière le bâtiment de gauche, ce qui explique que l'atténuation de l'amplitude du champ simplement diffracté (environ -87 dB) est supérieure à celle du champ associé aux rayons diffractés-réfléchis multiples (atténuation de l'ordre de -70 dB). Ces derniers sont en effet proches de la frontière d'ombre incidente, donc beaucoup plus énergétiques.

III.3.2.2. Arête de droite (planche III-13.c)

La différence d'atténuation entre le champ diffracté par l'arête de droite puis réfléchi par le bâtiment de gauche (difr1 gauche) et le champ simplement diffracté par cette même arête est de 5 dB (contre 20dB pour le déplacement longitudinal à $X_r=22m$). L'étude de la figure III-8 montre que le déplacement longitudinal du récepteur à $X_r= 3m$ a pour conséquence de réduire les écarts des angles de diffractions φ et φ' des rayons D et DR_n par rapport à celui à $X_r=22m$. La différence d'atténuation entre le champ simplement diffracté (diff gauche) et le champ diffracté puis réfléchi par le bâtiment de gauche (difr1 droite) passe ainsi de 20 dB à 5dB.

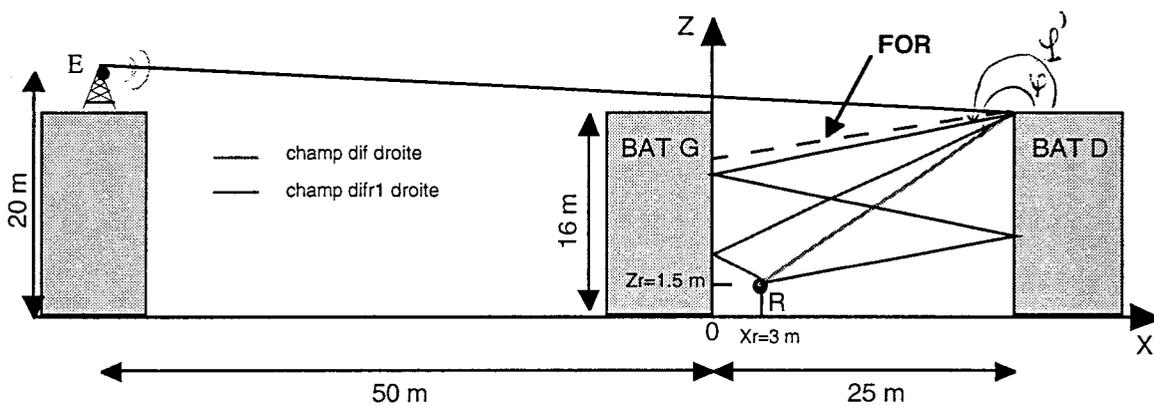


Figure III-8: Trajet des rayons issus de l'arête de droite

III.4. Influence de la largeur de la rue

La configuration géométrique évaluée est décrite sur la figure III-9. Le bâtiment de droite est maintenant situé à 8 m du bâtiment de gauche. Les deux bâtiments forment ainsi une rue étroite de largeur 8m.

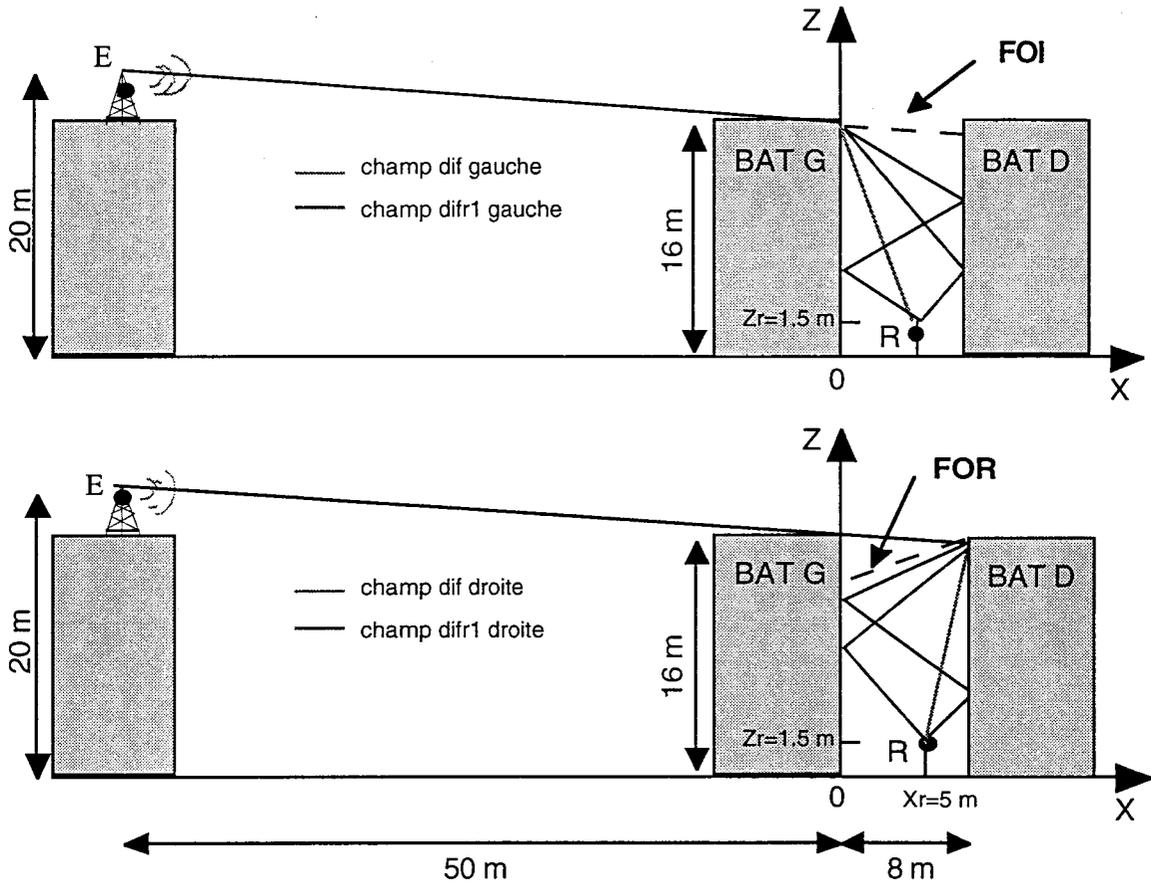


Figure III-9: Trajet des rayons issus de l'arête de gauche et de droite

La comparaison de la planche III-10 et de la planche III-14 montre que la largeur de la rue ne modifie pas de façon significative le niveau de l'amplitude du champ reçu. Le niveau moyen de l'atténuation du champ total se situe toujours aux environs de -65 dB. De plus, les rayons de type DR_n (diffracté-réfléchis multiples) sont toujours les rayons prépondérants de la propagation. En effet, les champs associés aux rayons issus de l'arête de gauche sont toujours proches de la frontière d'ombre incidente et les rayons issus de l'arête de droite sont voisins de la frontière d'ombre réfléchie (Figure III-9).

Evolution de l'amplitude E_z des différents champs pour une rue de largeur égale à 8 m

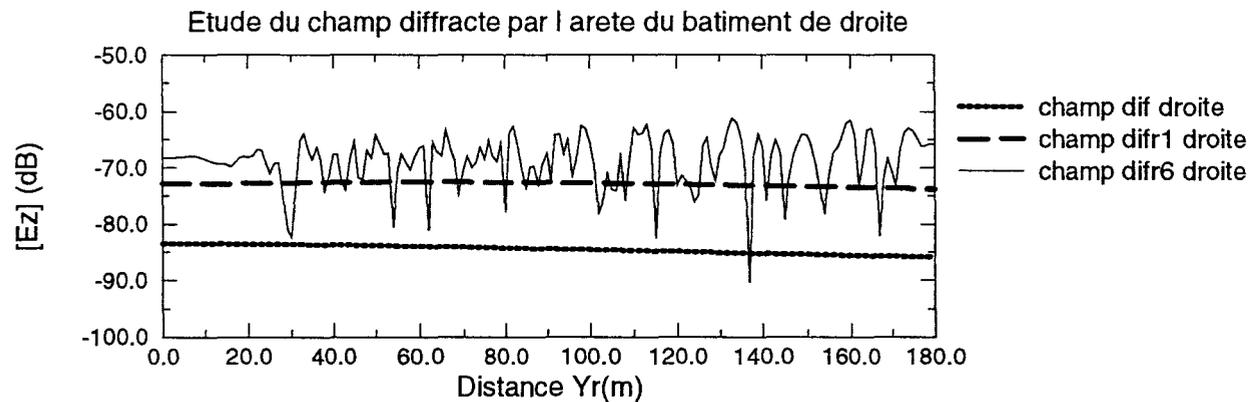
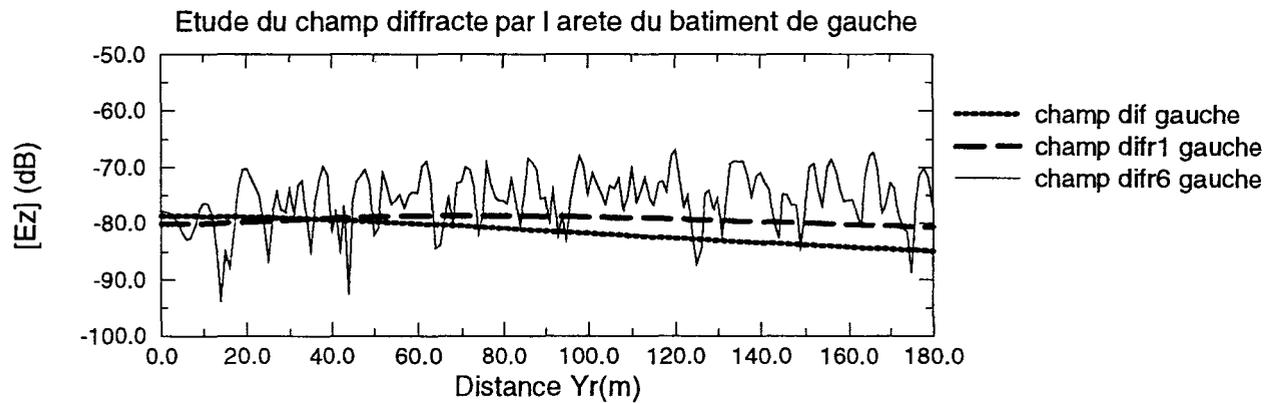
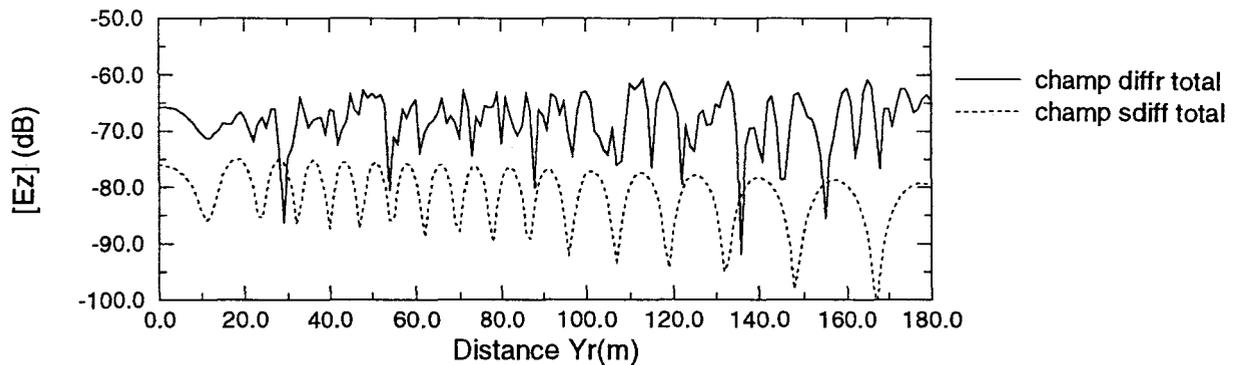
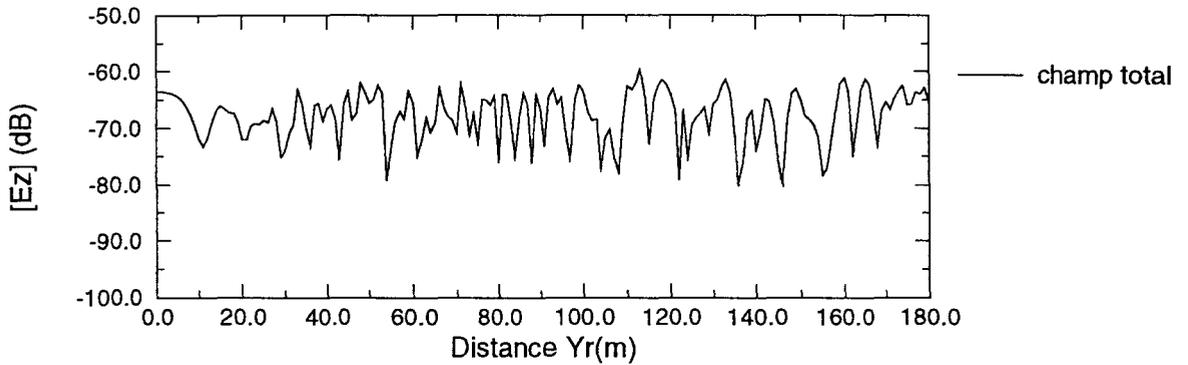


PLANCHE III-14

III.5. Influence du nombre Ref_{dmax} de réflexions accordées aux rayons diffractés

La configuration géométrique évaluée est celle de la figure III-4. Le récepteur se déplace à $X_r=22m$. On s'intéresse à l'effet du nombre de réflexions Ref_{dmax} accordées aux rayons diffractés sur la composante verticale E_z du champ associé aux rayons uniquement diffractés par les deux arêtes horizontales puis réfléchis dans la rue (diff total). Les résultats de la planche III-15 font apparaître que Ref_{dmax} influe sur la précision du champ reçu et qu'il faut choisir une valeur de Ref_{dmax} égale à 6 pour que le champ diff total converge. Les figures III-5 et III-6 expliquent cette valeur de Ref_{dmax} importante. En effet, plus les rayons diffractés se rapprochent de la frontière d'ombre incidente pour l'arête de gauche et de la frontière d'ombre réfléchie pour l'arête de droite, plus ils subissent de réflexions avant d'atteindre le récepteur. C'est pourquoi, de nombreuses réflexions sont alors nécessaires pour atténuer ces rayons très énergétiques.

Le nombre de réflexions accordées aux rayons diffractés (Ref_{dmax}) influe donc sur la précision et le niveau du champ total. Le modèle à 10 rayons, utilisé par certains auteurs [15] [31] pour prédire la propagation dans une rue, montre ces limites lorsque l'émetteur est placée loin des arêtes horizontales. En effet, ce modèle n'autorise aux rayons diffractés qu'une réflexion.

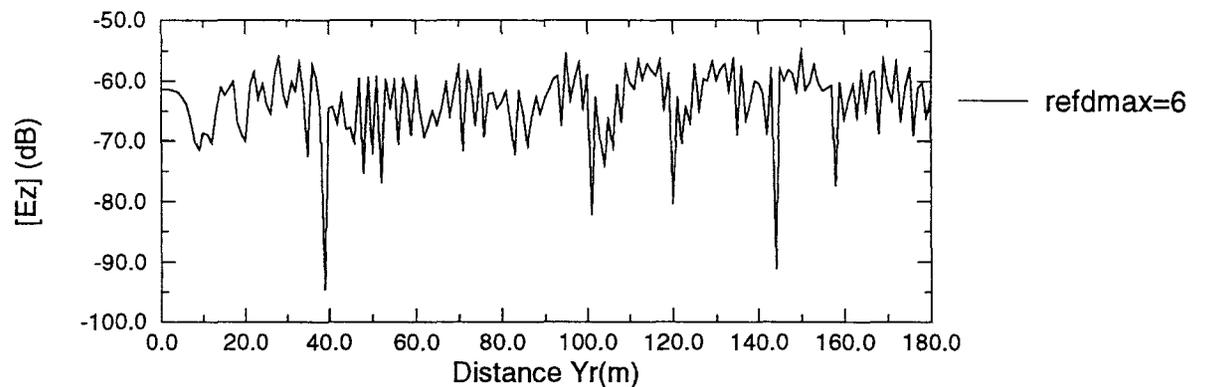
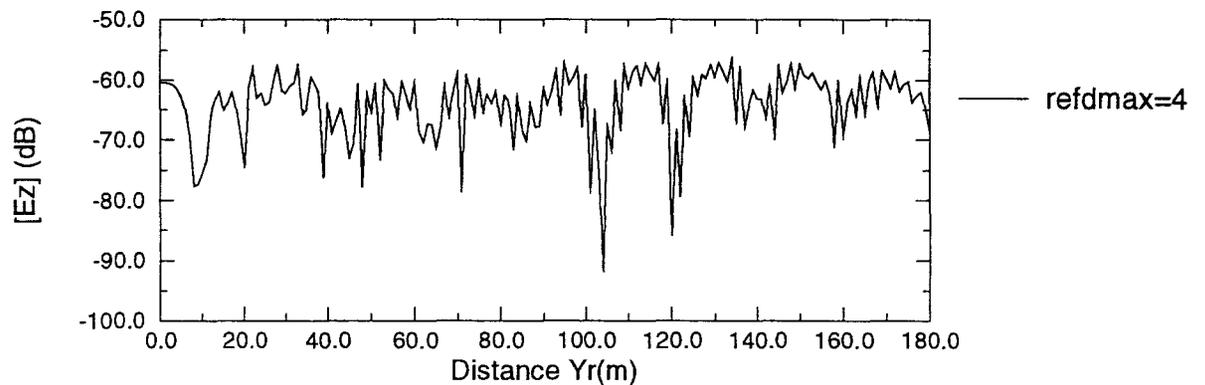
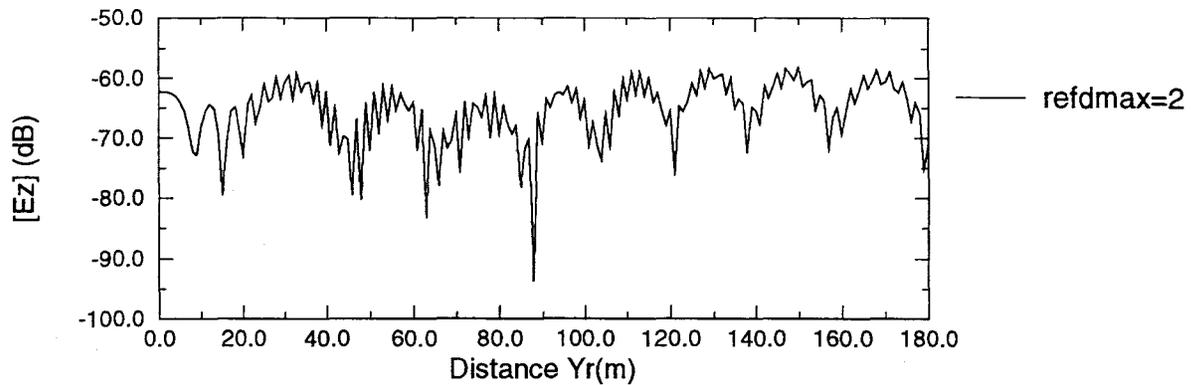
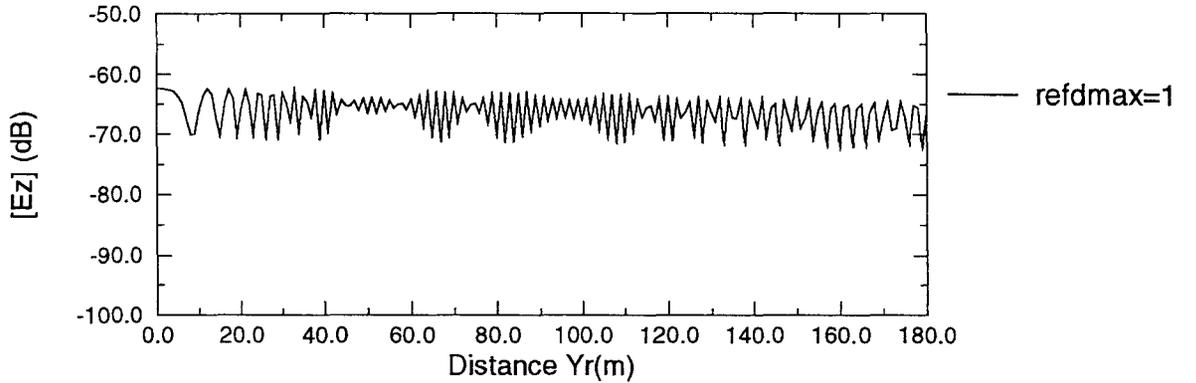
III.6. Influence des paramètres de recherche des rayons DR_n

La configuration géométrique étudiée est toujours celle de la figure III-4 et le récepteur se déplace à $X_r=22m$. Afin de simplifier l'étude de l'influence des paramètres de recherche des rayons de types DR_n sur le niveau de l'atténuation du champ, on ne s'intéresse qu'à l'arête de droite de la figure III-4. Ces paramètres sont d'après le chapitre II, le pas de discrétisation Δh des arêtes et le pas angulaire θ de discrétisation des disques.

- Δh donne la hauteur du cylindre de réception dont l'axe de révolution est orienté suivant l'arête diffractante. La configuration géométrique évaluée étant une rue rectiligne, elle permet de choisir un Δh égal à la longueur de l'arête et donc de lancer peu de rayons depuis l'arête.

Influence du nombre de réflexions maximum par rayon

$Refd_{max}$ sur l'amplitude E_z

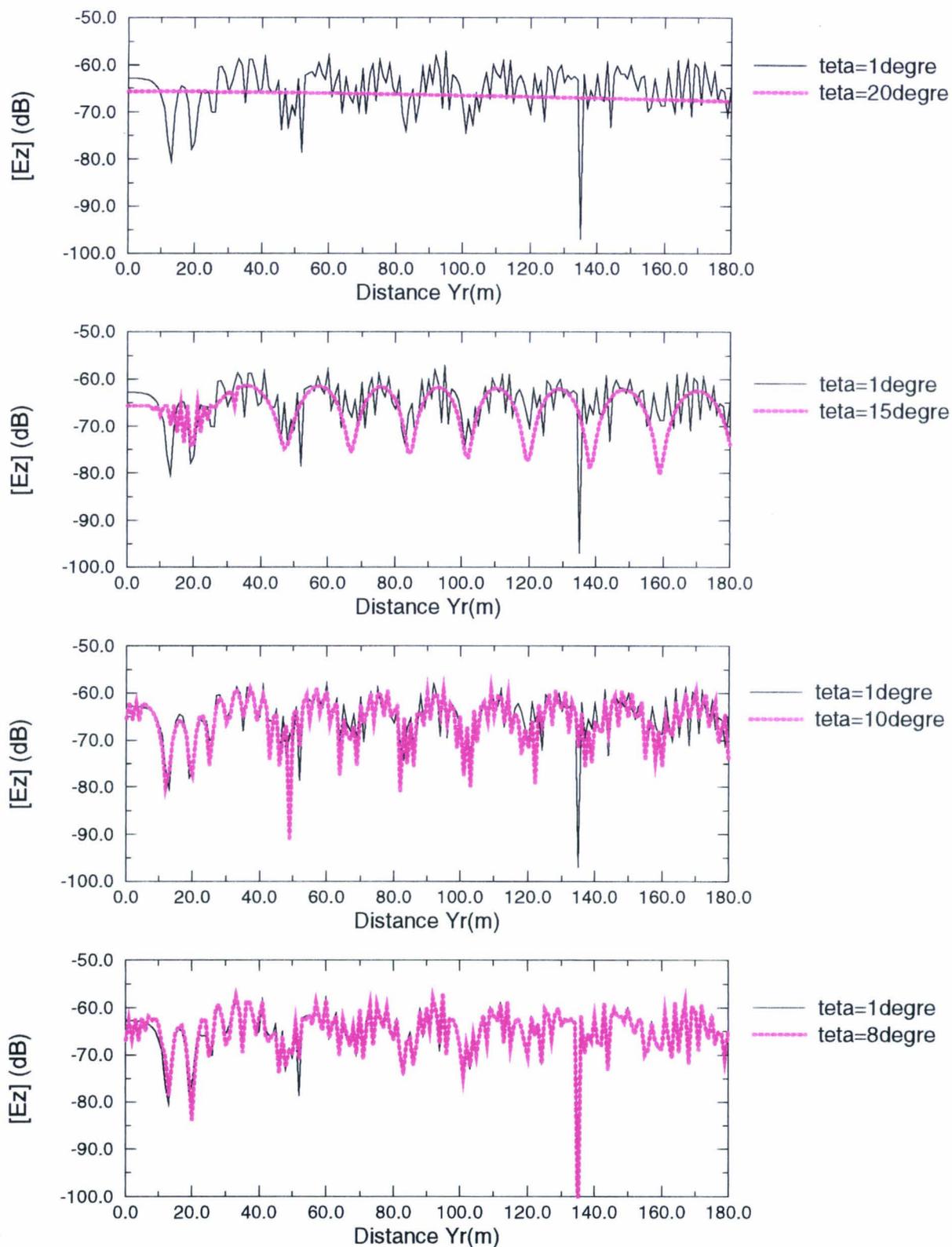


Cette valeur Δh définit un cylindre plus long que la rue qui peut capturer l'ensemble des rayons de type DR_n .

- Seul le pas angulaire θ de discrétisation des disques possède une influence sur la recherche des rayons diffractés-réfléchis multiples. En effet, plus θ sera petit, plus il sera possible de trouver des rayons ayant subi un grand nombre de réflexions. Afin de connaître l'influence de θ sur la précision du champ total, on le choisit dans un premier temps égal à 1 degré. Ce pas permet de dénombrer l'ensemble des rayons de type DR_n intervenant dans la propagation. Le champ total calculé est alors considéré comme exact et sert de référence. Les courbes de la planche III-16 comparent l'évolution de l'amplitude de la composante E_z du champ associé aux rayons de type DR_n pour différents pas de lancer. Un pas de 8 degrés semble suffisant pour trouver l'ensemble des rayons participant à la propagation. A l'aide du paragraphe précédant, on peut de plus ajouter, que ce pas permet la recherche des rayons diffractés puis réfléchis au maximum 6 fois dans la rue.

Dans le cas d'une rue rectiligne, la méthode originale de recherche des rayons de type DR_n développée au chapitre II associée à la méthode de recherche des rayons qui arrivent exactement sur le point de réception n'est donc pas très coûteuse en temps de calcul. En effet, si chaque arête horizontale génère une centaine de rayons, tous les rayons prépondérants de la propagation sont déterminés.

Evolution de l'amplitude de la composante E_x pour quatre valeurs de Téta



CONCLUSION

Le but de ce chapitre était d'appliquer le modèle 3D de prédiction de la propagation à la configuration la plus couramment rencontrée en milieu urbain: la rue. Une étude paramétrique a permis de constater que la nature diélectrique des bâtiments avait peu d'influence sur la variation de l'amplitude du champ électromagnétique total dans une rue rectiligne, que l'amplitude moyenne du champ total peut être obtenue avec des temps de simulations inférieures à la minute. Nous avons ensuite montré que notre modèle de lancer de rayons "exact" ne nécessite pas contrairement aux autres modèles de choisir le pas de lancer en fonction de la fréquence de travail mais uniquement en fonction de la configuration géométrique du milieu de propagation. Cette méthode permet un gain en temps de calcul et une meilleure précision surtout pour des fréquences et des parcours de rayons importants. Le dernier point abordé portait sur une étude tridimensionnelle des rayons mixtes (diffractés-réfléchis multiples) afin de mettre en évidence leur importance sur la précision et la qualité de la prédiction. Un exemple de configuration couramment rencontrée dans la pratique lorsque la propagation s'effectue principalement au-dessus des toits a mis en évidence que les rayons mixtes peuvent être les rayons prépondérants de la propagation. Le modèle à 10 rayons utilisé par certains auteurs [15] [31] pour prédire la propagation dans une rue, montre alors ses limites lorsque l'émetteur est placé loin des arêtes horizontales des bâtiments puisqu'il n'autorise aux rayons diffractés qu'une réflexion. Enfin, nous avons montré que dans le cas d'une rue rectiligne la méthode originale de recherche des rayons mixtes n'est pas très coûteuse en temps de calcul. En effet, si chaque arête génère une centaine de rayons, tous les rayons de la propagations sont déterminés.

CHAPITRE IV

ANALYSE SPATIO-TEMPORELLE DE LA PROPAGATION EN ENVIRONNEMENT MICROCELLULAIRE

CHAPITRE IV

INTRODUCTION.....
I -ETUDE DE DIFFERENTES CONFIGURATIONS EMETTEUR-RECEPTEUR.....	2
I.1. Introduction.....	2
I.2. Recherche des paramètres d'optimisation du temps de calcul (α et Ref_{max}).....	2
I.3. Influence de la hauteur de l'antenne d'émission par rapport au niveau des toits.....	3
I.4. Influence de la réflexion sur le sol.....	29
I.5. Comparaison 2D-3D	29
I.6. Simplification du milieu de propagation.....	29
II. ANALYSE DE LA REPONSE IMPULSIONNELLE DU CANAL	30
II.1. Introduction.....	30
II.2. Expression de la réponse impulsionnelle du canal invariant dans le temps.....	30
II.3. Exemple d'analyse de réponses impulsionnelles	34
III. COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE.....	30
III.1. Description du site.....	30
III.2. Dispositif de mesures en régime sinusoïdal entretenu.....	30
III.3. Résultats de la comparaison théorie-expérience.....	34
CONCLUSION	

INTRODUCTION

Dans la première partie de ce chapitre, le modèle de lancer de rayons est appliqué à une configuration géométrique choisie après analyse de différents plans de centre-ville. L'objectif est d'étudier l'importance de la prise en compte par le modèle, de la hauteur des obstacles ainsi que celle de l'antenne d'émission sur le niveau du signal reçu et sur la dispersion des temps de propagation. Nous nous intéressons ensuite au temps de calcul obtenu pour différents déplacements du récepteur. Des règles empiriques de simplification du milieu de propagation sont alors proposées afin de réduire le temps de simulation tout en conservant une bonne précision sur les champs simulés. Dans la dernière partie de ce chapitre, les résultats du modèle théorique sont comparés à des résultats expérimentaux obtenus lors de campagnes de mesures réalisées dans la ville de Lens.

I - ETUDE DE DIFFERENTES CONFIGURATIONS EMETTEUR-RECEPTEUR

I.1. INTRODUCTION [32]

La figure IV-1 présente une coupe transversale de la configuration étudiée. Il s'agit d'un ensemble de 13 bâtiments de hauteurs identiques (20m) formant des rues ayant des largeurs différentes (10 m, 13 m et 25 m). Les bâtiments sont modélisés par des parallèpipèdes rectangles ayant des surfaces planes et lisses. La permittivité relative et la conductivité des bâtiments sont respectivement égales à 5 et $5 \cdot 10^{-2}$ S/m, ce qui correspond aux valeurs habituellement prises pour des parois en béton. Cette configuration a été choisie arbitrairement après avoir analysé différents plans de centre ville.

Le récepteur se déplace à 1,5 m au dessus du sol suivant quatre déplacements notés 1, 2, 3 et 4 sur la figure IV-1. L'émetteur est un dipôle placé à une distance de 2m du bâtiment 2-1. Sa hauteur étant variable suivant les configurations simulées, elle sera précisée pour chaque simulation. Les paragraphes suivants présentent l'effet de la réflexion sur le sol ainsi que celui de la hauteur de l'antenne d'émission par rapport au niveau des toits sur l'évolution de l'amplitude du champ reçu. Une comparaison des résultats obtenus par le modèle 3D et un modèle 2D de lancer de rayons est également réalisée. Enfin, un modèle de prédiction de la propagation devant concilier précision et rapidité de calcul, l'influence de la simplification du milieu de propagation sur la précision de la prédiction et sur le temps de calcul de la simulation est présentée.

Toutes les courbes qui suivent donnent l'évolution du module de l'amplitude de la composante verticale E_z du champ reçu, exprimé en dB par rapport à une référence prise égale à 1 V/m, en fonction du déplacement du récepteur.

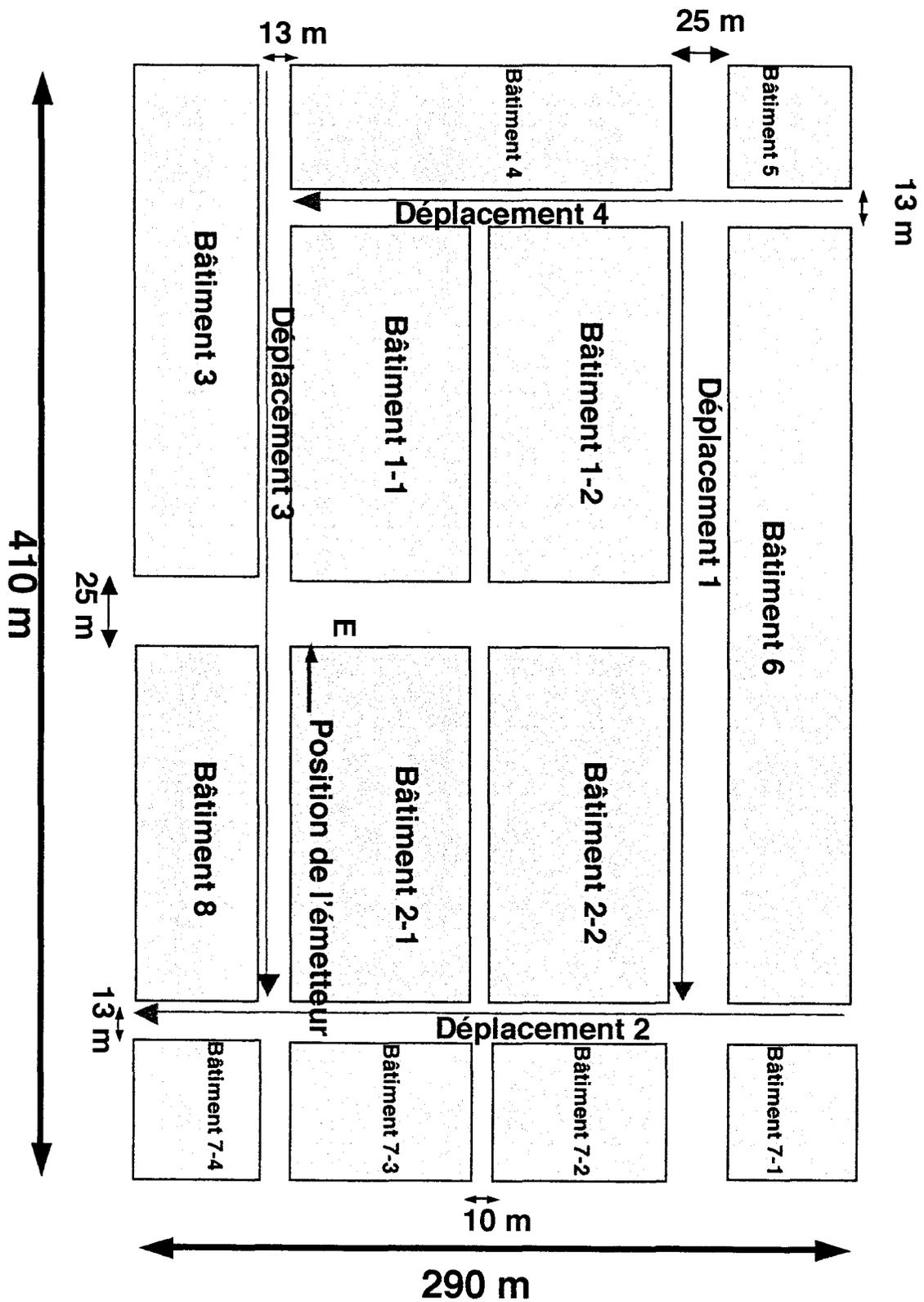


Figure IV-1 Présentation de la configuration étudiée

I.2. Recherche des paramètres d'optimisation du temps de calcul (α et Ref_{max})

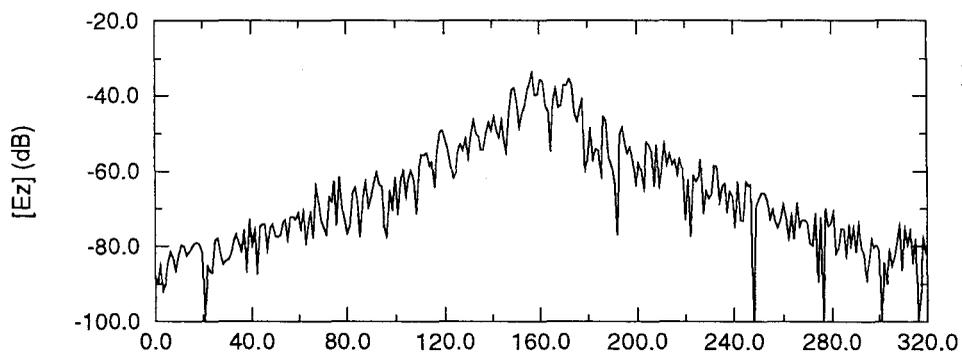
L'émetteur est placé à une hauteur de 10m au dessus du sol, ce qui correspond à une hauteur couramment utilisée dans des environnements microcellulaires. La fréquence est fixée à 1 GHz. Pour quatre déplacements de récepteur, nous avons recherché les valeurs du pas de lancer α et de Ref_{max} nécessaires pour obtenir la convergence du champ total simulé. Le tableau ci-dessous résume les valeurs de α et Ref_{max} fixées pour chaque déplacement du récepteur ainsi que le temps de calcul (pour 300 points de calcul) de la simulation.

	Pas du lancer α en degré	Ref_{max}	Temps de calcul en minutes
Déplacement 1	2,2	10	5
Déplacement 2	0,9	15	37
Déplacement 3	2,5	10	4
Déplacement 4	0,9	16	34

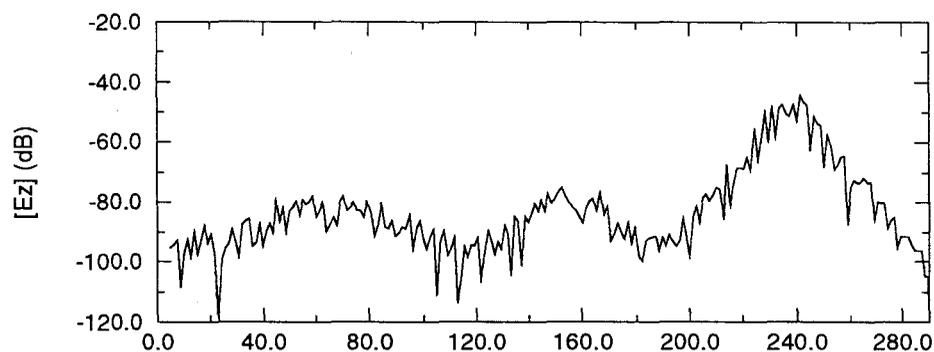
Pour les déplacements 2 et 4 du récepteur, on constate que le temps de calcul de la simulation est multiplié d'un facteur 7 par rapport aux deux autres déplacements. La recherche des rayons intervenant dans la propagation pour ces déplacements du récepteur nécessite en effet le choix d'un pas de lancer α plus faible (le nombre de rayons émis par la source est multiplié d'un facteur 6), mais également le choix d'un nombre maximum de réflexions accordées aux rayons Ref_{max} plus important. On remarque donc que le temps de calcul peut augmenter de façon importante lorsque la simulation est effectuée pour un déplacement du récepteur dans une rue parallèle à celle où se trouve l'émetteur.

Nous avons reporté sur la planche I-1, l'évolution de l'amplitude de la composante verticale E_z du champ total pour ces quatre déplacements du récepteur. L'étude de cette planche montre une différence d'atténuation entre les courbes 2 et 4 et celle des courbes 1 et 3

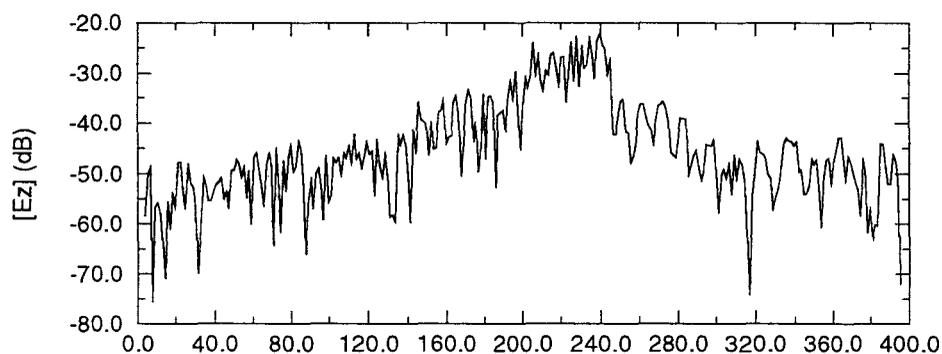
Evolution de l'amplitude Ez pour les quatre déplacements du récepteur



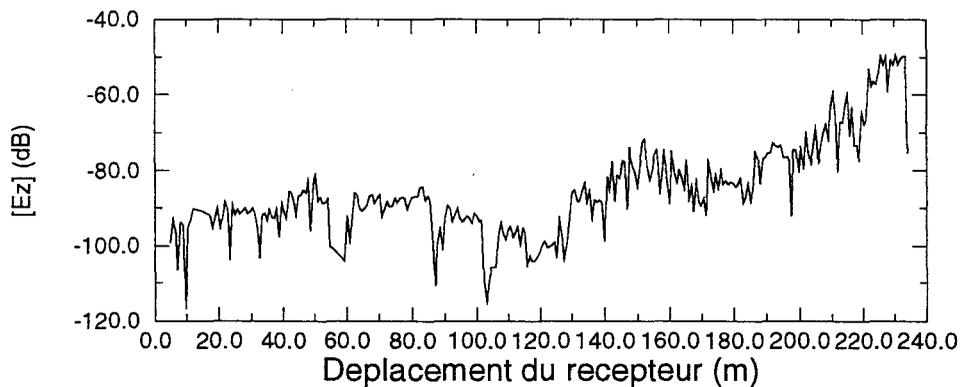
Déplacement 1



Déplacement 2



Déplacement 3



Déplacement 4

de l'ordre de 25 dB. Le masquage important créée par les bâtiments 1-1 et 1-2 pour le déplacement 4 du récepteur et par les bâtiments 2-1 et 2-2 pour le déplacement 2 du récepteur explique cette atténuation plus importante. Ces résultats montrent que les choix du pas de lancer α et de Ref_{max} sont étroitement liés au masquage plus ou moins important et donc à la valeur de l'atténuation.

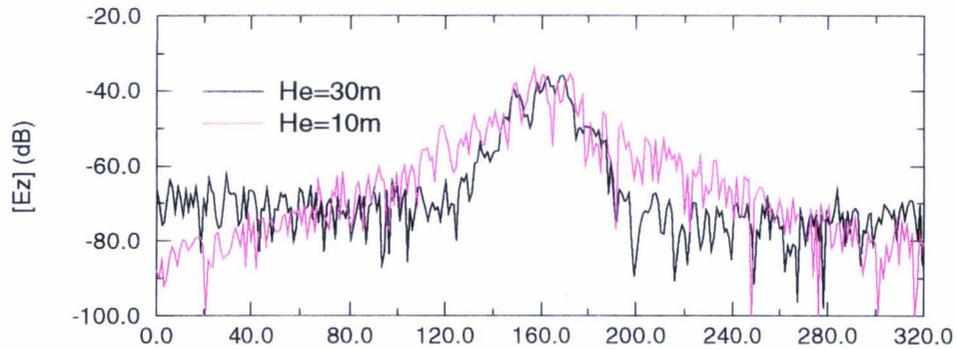
1.3. Influence de la hauteur de l'antenne d'émission par rapport au niveau des toits.

Nous allons à présent étudier, pour les quatre déplacements du récepteur, l'influence de la hauteur de l'antenne d'émission sur l'évolution de la composante verticale E_z du champ total. Deux positions de l'émetteur sont étudiées: la première est placée à 10 m au dessus des toits (appelé position 1 de l'émetteur), la seconde 10 m en dessous (appelé position 2 de l'émetteur). Les courbes de la planche (IV-2) présente une comparaison de l'évolution de l'amplitude de la composante verticale E_z pour les deux positions de l'émetteur. L'étude de ces courbes montre que la hauteur de l'antenne modifie l'allure de l'atténuation du champ de façon significative.

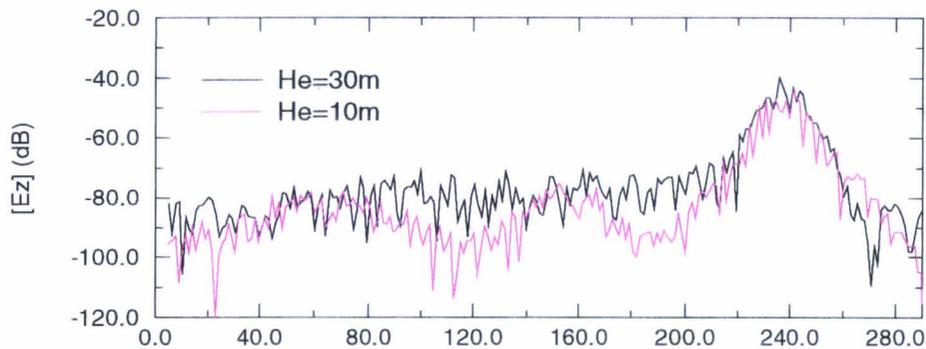
Pour les 4 déplacements du récepteur et pour la position 1 de l'émetteur, on constate que l'atténuation du champ est relativement constante sauf pour les positions du récepteur en visibilité directe de l'émetteur. On retrouve des courbes semblables à celles obtenues dans le paragraphe III du chapitre III où la propagation s'effectuait principalement au dessus des toits.

Par contre pour la position 2 de l'émetteur, on note des variations de l'affaiblissement sur une grande amplitude (70 dB) et des variations d'amplitude importantes (20 dB) sur de courtes distances. L'allure des courbes présentent successivement des pentes positives et négatives, celles-ci sont dues au masquage plus ou moins important créé par les bâtiments au voisinage proche du récepteur. Les valeurs de ces pentes dépendent de la largeur des rues formant les différents carrefours. Ainsi pour le déplacement 2 du récepteur, on constate que l'allure de l'atténuation du champ suit 6 pentes consécutives, que les trois maxima se situent aux positions des trois carrefours et que les deux premières pentes sont moins importantes que les deux suivantes puisque les largeurs des rues formant le premier carrefour sont plus grandes.

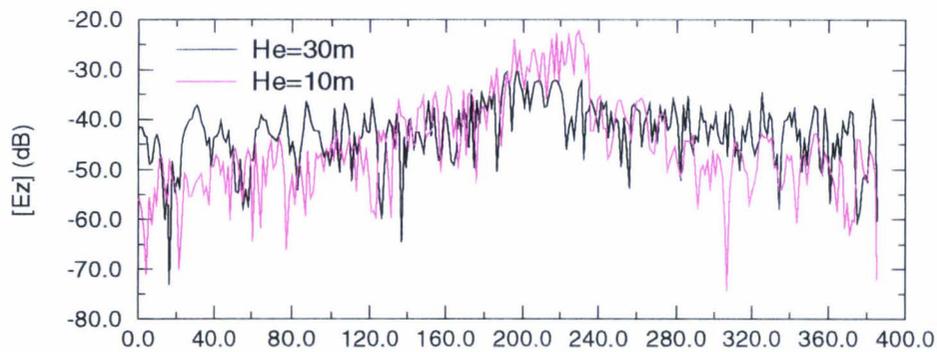
Influence de la hauteur de l'antenne d'émission sur l'évolution de l'amplitude Ez



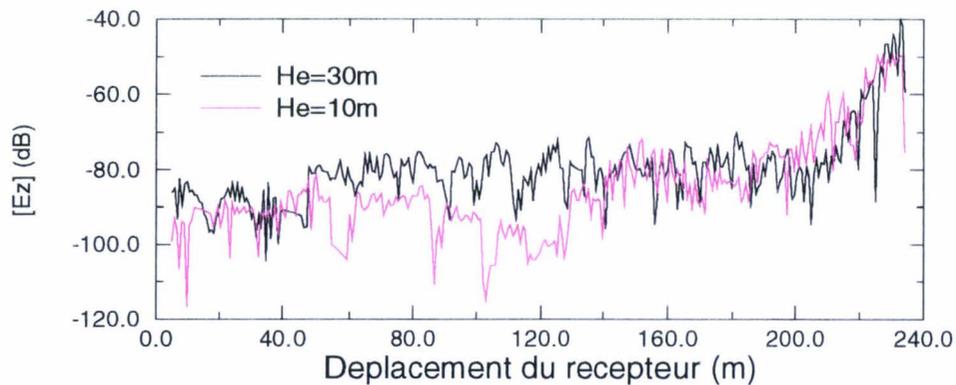
Déplacement 1



Déplacement 2



Déplacement 3



Déplacement 4

I.4. Influence de la réflexion sur le sol

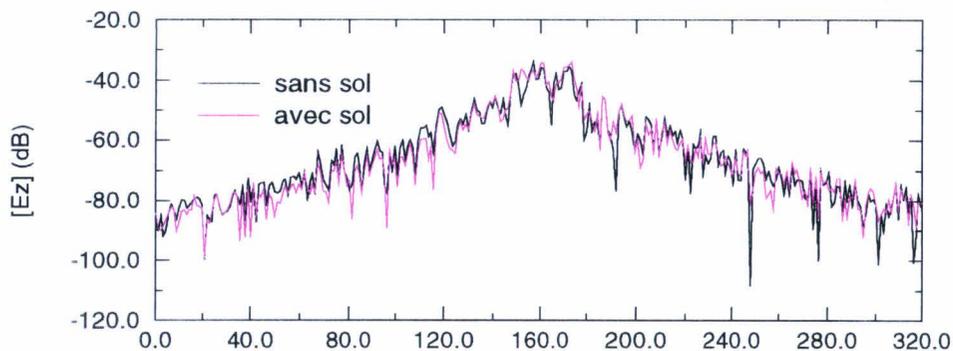
Afin d'étudier l'influence du sol sur le niveau moyen du champ prédit, on compare pour les 4 déplacements du récepteur et pour une hauteur d'antenne d'émission égale à 10 m, le champ simulé en tenant ou pas du sol. L'analyse des courbes de la planche (IV-3) montre que la prise en compte du sol ne modifie pas, pour une émission-réception en polarisation verticale, de manière significative les niveaux moyens de champs reçus. Les écarts d'amplitude de l'affaiblissement, lorsqu'ils existent, sont généralement inférieurs à 5 dB. De même, une étude identique à la précédente mais réalisée pour une antenne d'émission placée au-dessus du niveau des toits a montré une influence négligeable des réflexions sur le sol sur le niveau du champ total.

I.5. Comparaison 2D-3D

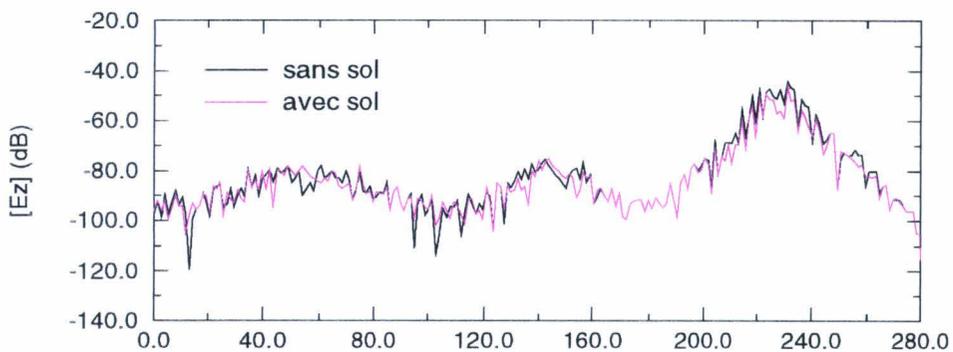
Afin d'étudier l'influence de la prise en compte de la hauteur de l'antenne d'émission et de celle des bâtiments sur le champ prédit, on réalise une comparaison 2D-3D. Le paragraphe I-3 a mis en évidence que la position de l'antenne d'émission par rapport au niveau des toits pouvait modifier le niveau du champ reçu de façon significative. C'est pourquoi, cette étude est uniquement réalisée pour une antenne d'émission placée sous le niveau des toits. Les logiciels utilisés sont : Le logiciel développé dans le cadre de cette thèse et un logiciel 2D de lancer de rayons développé au laboratoire. Pour la configuration 3D, les hauteurs des antennes d'émission et de réception sont respectivement égales à 10 m et 1,5 au dessus du sol.

Les courbes de la planche IV-4 font apparaître que le modèle 2D donne des résultats légèrement inférieurs et très proches de celui du modèle 3D. Les écarts d'amplitude ne dépassent que très rarement les 5 dB. Un modèle 2D semble donc suffisant pour prédire la propagation lorsque l'antenne d'émission est placée sous le niveau des toits puisque les ondes se propagent le long des rues comme dans un guide d'onde. Cependant, les effets de la cross-polarisation ou de la polarisation horizontale ne peuvent en aucun cas être traités par ce modèle 2D et un modèle 3D s'avère indispensable pour ce type d'étude.

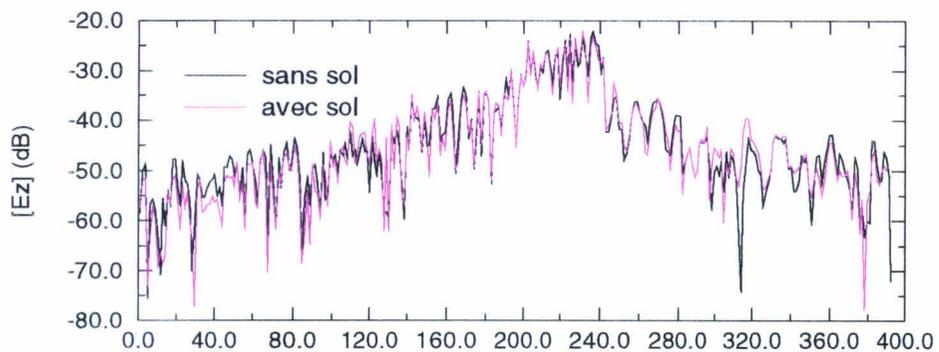
Influence de la réflexion sur le sol sur l'évolution de l'amplitude Ez



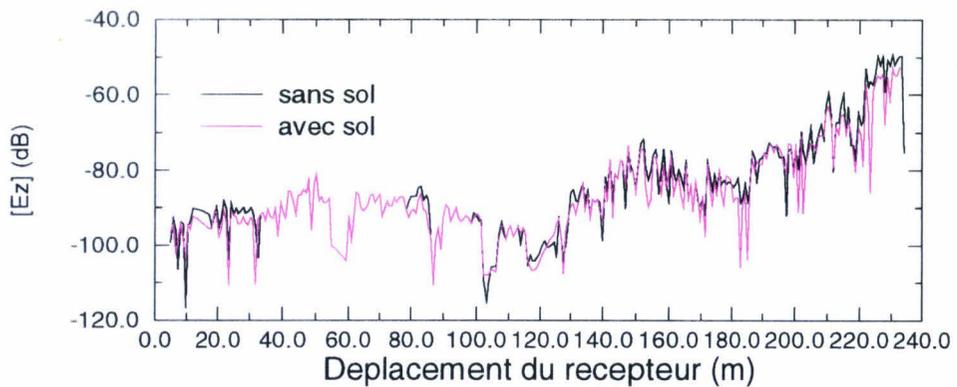
Déplacement 1



Déplacement 2



Déplacement 3



Déplacement 4

Comparaison 2D/3D d'émission sur l'évolution de l'amplitude Ez

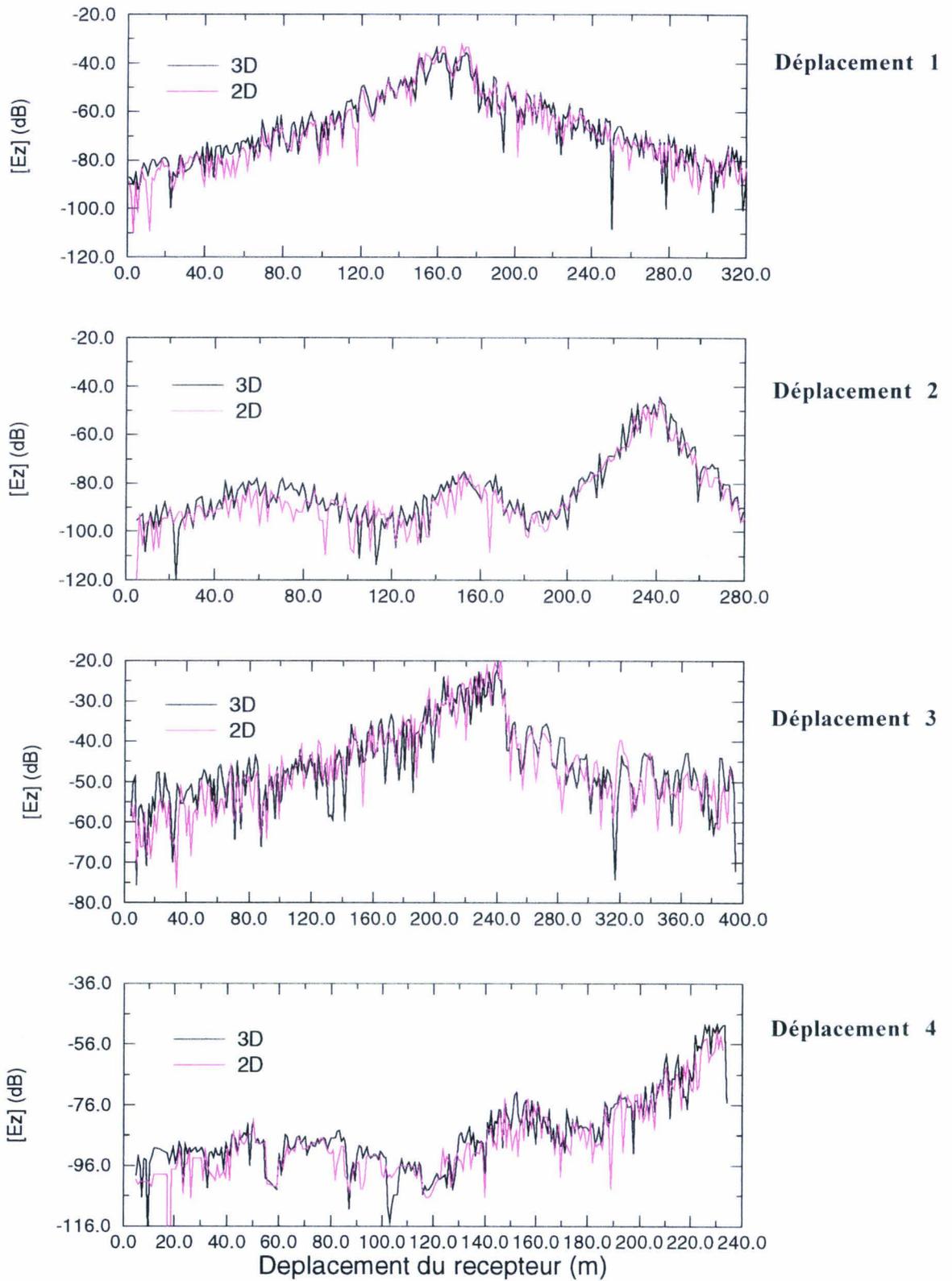


PLANCHE IV-4

I-6. Simplification du milieu de propagation

L'objectif de ce paragraphe est double, il consiste à analyser l'influence de la simplification du milieu de propagation sur l'évolution de l'amplitude de la composante Ez du champ total et sur le temps de calcul de la simulation. Pour réaliser cette étude, on remplace le milieu de propagation de la figure IV-1 par celui de la figure IV-2 qui ne possède plus que huit bâtiments. Les rues étroites formées par les bâtiments 1-1 et 1-2 et les bâtiments 2-1 et 2-2 sont négligées. De même le récepteur ne se déplaçant pas jusqu'aux bâtiments 7-1, 7-2, 7-3 et 7-4, ces derniers sont remplacés par un unique bâtiment (appelé bâtiment 7 sur la figure IV-2). La planche IV-5 compare pour les quatre déplacements du récepteur, l'évolution de la composante verticale Ez du champ total obtenue en prenant les deux configurations. Pour les déplacements 1 et 3, on constate que les courbes sont très proches l'une de l'autre. Par contre pour les déplacements 2 et 4, on remarque que le fait d'avoir négligé les rues formées par les bâtiments 1 et celle formée par les bâtiments 2, entraîne des erreurs de prédiction de l'ordre de 20 dB et même une absence de prédiction pour certaines positions du récepteur. Ces rues étroites qui relient les rues où se trouve l'émetteur et le récepteur possèdent donc une influence non négligeable sur l'évolution de l'amplitude du champ total.

Le tableau ci-dessous donne pour les quatre déplacements du récepteur, le temps de calcul ainsi que le facteur d'optimisation du temps de calcul.

	Temps de calcul de la configuration initiale (mn)	Temps de Calcul de la simplification 1 (mn)	Temps de calcul divisé d'un facteur
Déplacement 1	5	3	1,7
Déplacement 2	37	28	1,3
Déplacement 3	4	2	2
Déplacement 4	34	27	1,3

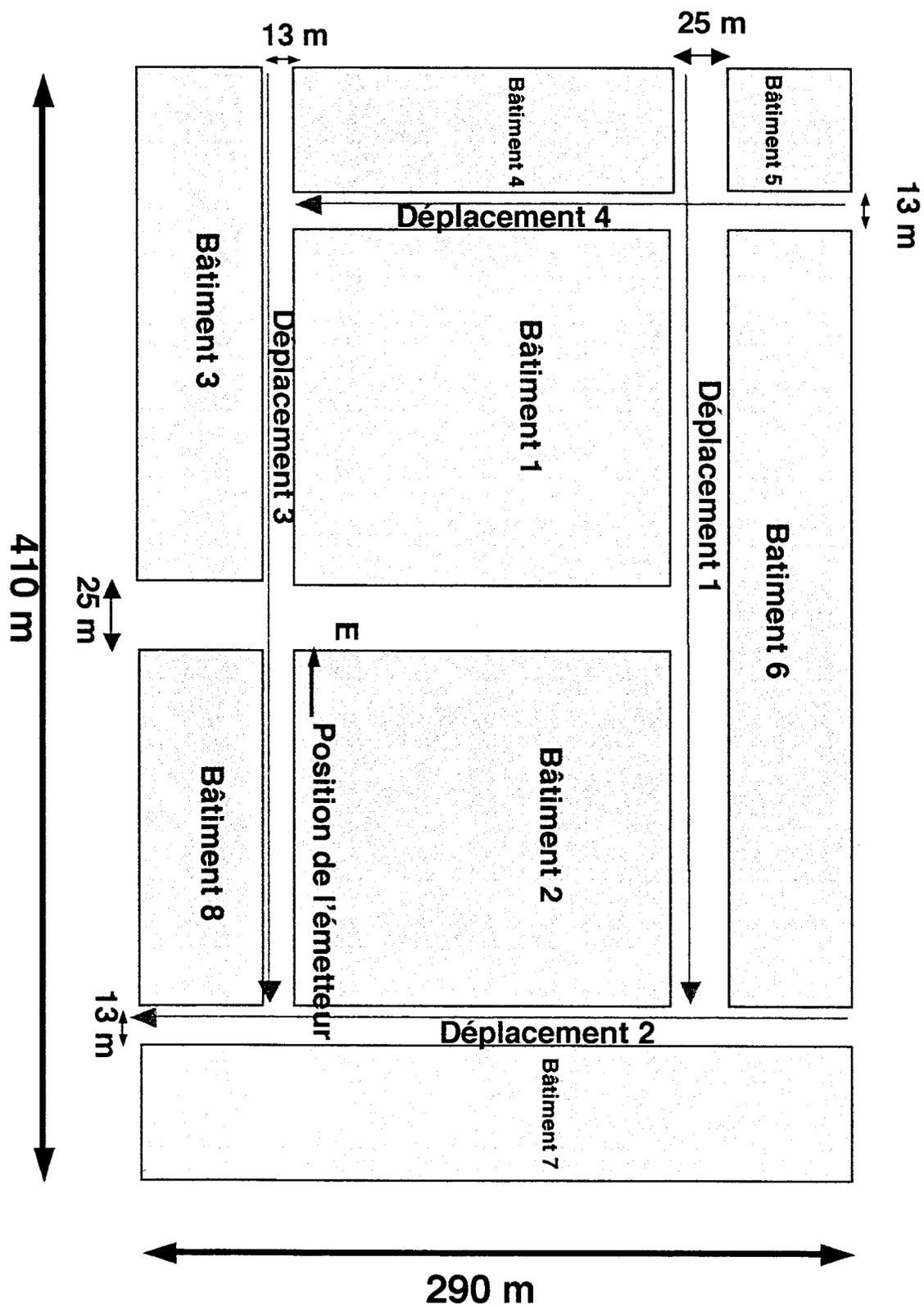


Figure IV-2 Simplification n° 1 du milieu de propagation

ETUDE DE LA SIMPLIFICATION DU MILIEU DE PROPAGATION (simplification n°1)

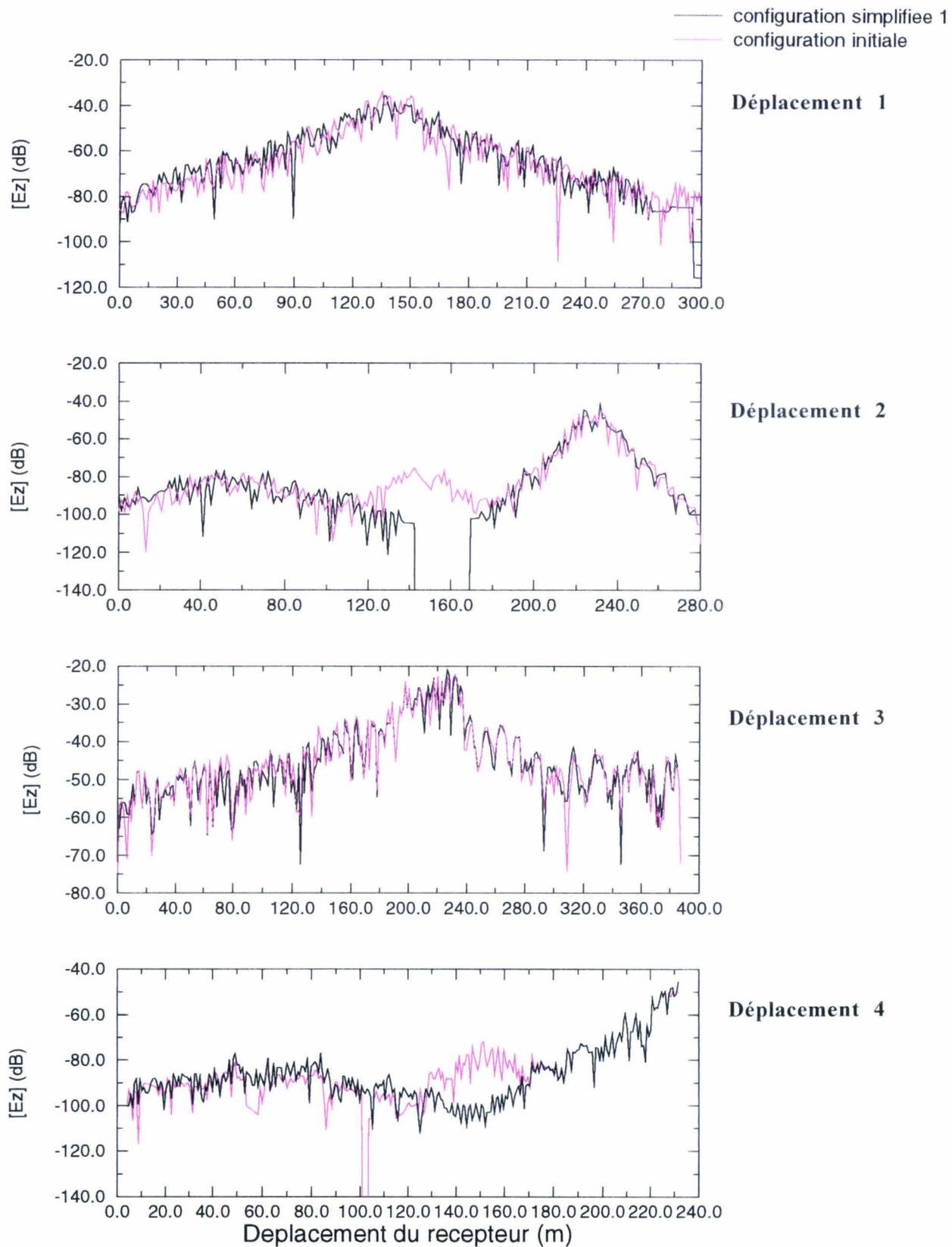


PLANCHE IV-5

En tenant compte des remarques de l'étude précédente, on simplifie maintenant à l'extrême la configuration géométrique du milieu de propagation. Les dessins ci-dessous présentent pour chaque déplacement du récepteur les configurations retenues. Pour les déplacements du récepteur dans une rue perpendiculaire à celle où se trouve l'émetteur (déplacement 1 et 3), on simplifie le milieu de propagation en ne retenant que les rues où se trouvent l'émetteur et le récepteur. Par contre, pour les déplacements du récepteur dans une rue parallèle à celle où se trouve l'émetteur (déplacement 2 et 4), seuls les rues se greffant perpendiculairement à ces dernières sont retenues. Les bâtiments qui ne sont pas situés au voisinage proche du mobile récepteur ou de l'émetteur sont de plus négligés.

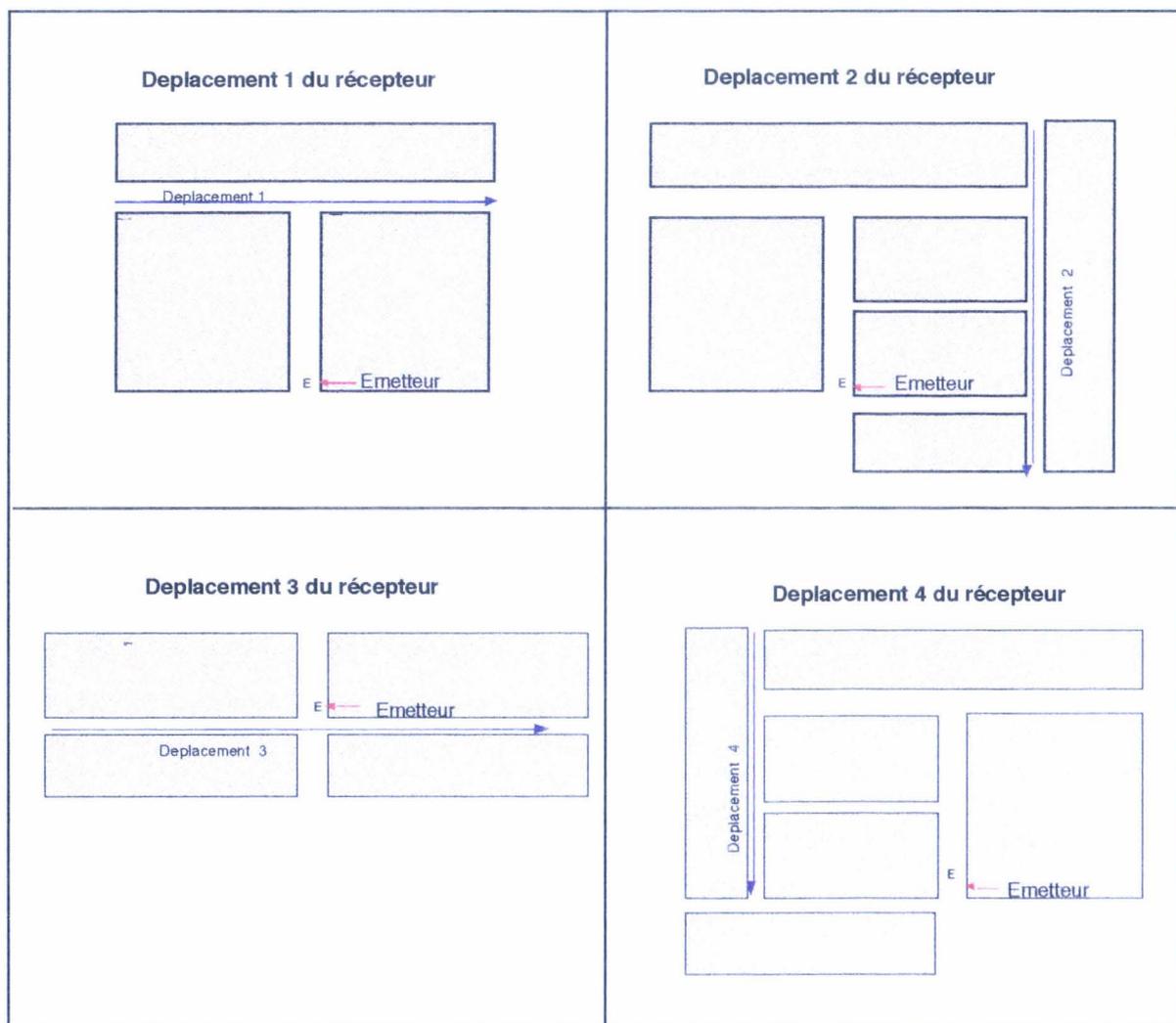


Figure IV-3 Simplification n°2 du milieu de propagation

Les courbes de la planche IV-6 présente une comparaison des résultats obtenus avec ceux de la configuration initiale (figure IV-1). On peut remarquer que le niveau moyen du champ reçu est correctement prédit. Les différences d'amplitude sont généralement inférieures à 5 dB. Le tableau ci-dessous montre une amélioration du temps de calcul pouvant atteindre un facteur 12,5.

	Temps de calcul de la configuration initiale (mn)	Temps de Calcul de la simplification 2 (mn)	Temps de calcul divisé d'un facteur
Déplacement 1	5	0,4	12,5
Déplacement 2	37	20	1,9
Déplacement 3	4	0,5	8
Déplacement 4	34	13	2,6

Les méthodes de simplification du milieu de propagation présentés dans ce chapitre semblent donc être intéressante pour obtenir des cartographies de champ précises avec des temps de simulation raisonnable. Elles distinguent deux cas de figures suivant que le récepteur se déplace dans une rue perpendiculaire ou parallèle à celle où se trouve l'émetteur. Dans le premier cas, seules les rues où se trouvent l'émetteur et le récepteur sont retenues. Par contre dans le second cas, on ne tient compte que des rues se greffant perpendiculairement à celles où se trouvent l'émetteur et le récepteur ainsi que des bâtiments au voisinage proche de l'émetteur et du récepteur. Ce qui revient à ne retenir que les bâtiments contenus dans la première ellipse de Fresnel. Toutefois pour conforter les résultats obtenus, il serait intéressant d'augmenter le nombre de simulations afin de valider les règles empiriques de simplification du milieu de propagation précédemment citées et peut être d'en déduire des règles plus générales.

ETUDE DE LA SIMPLIFICATION DU MILIEU DE PROPAGATION (simplification n°2)

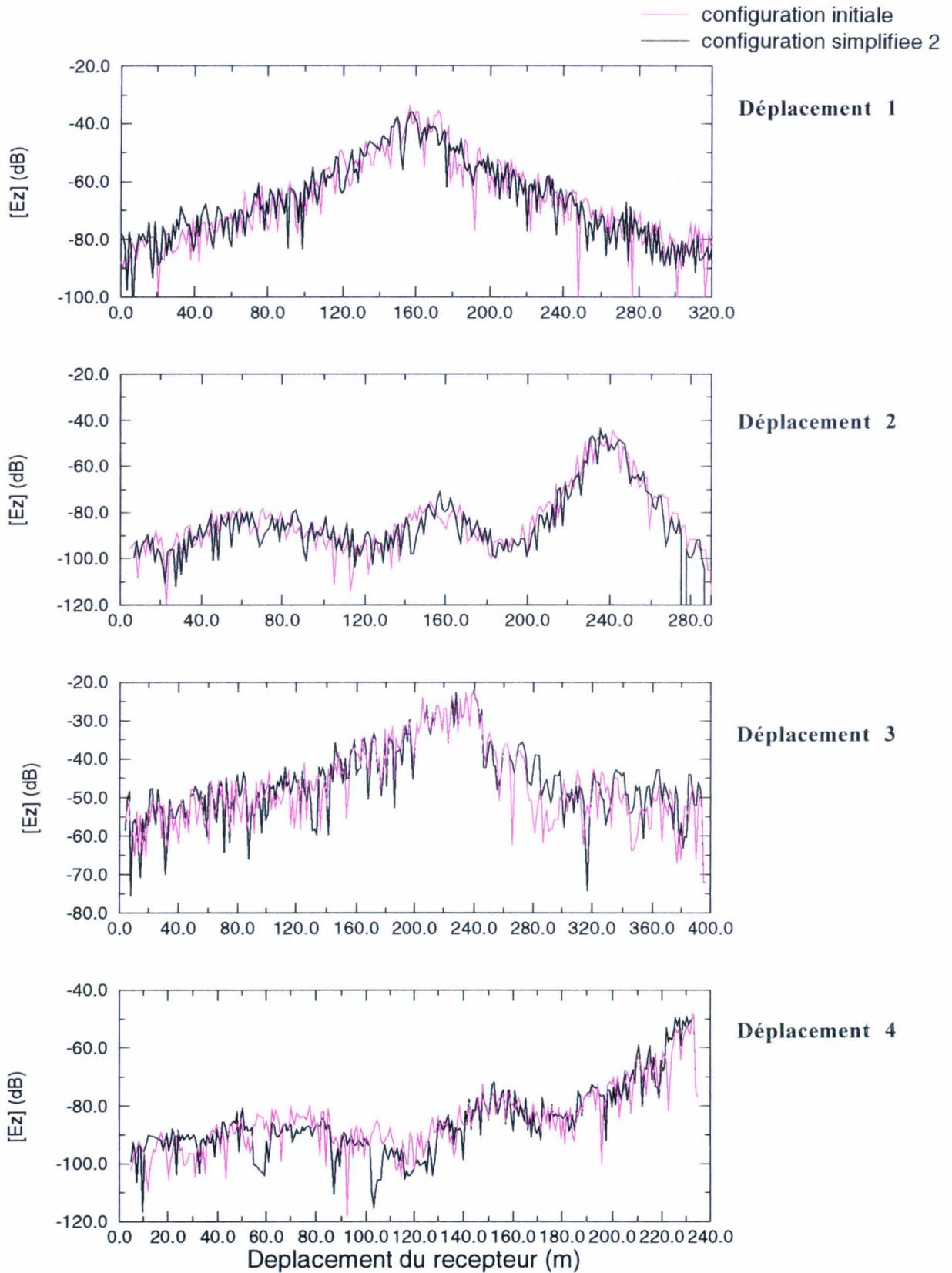


PLANCHE IV-6

II - ANALYSE DE LA REPONSE IMPULSIONNELLE DU CANAL

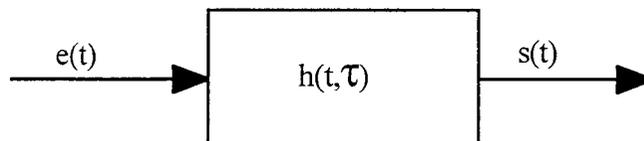
II.1. Introduction [33]-[39]

Le lancer de rayons peut permettre une caractérisation complète du canal c'est à dire fournir à la fois la couverture radioélectrique et la réponse impulsionnelle du canal sans avoir recours à des campagnes de mesures large bande.

Afin de simplifier l'étude du canal radiomobile, il est généralement assimilé à un filtre linéaire variant dans le temps et son comportement aléatoire est décrit statistiquement. Le canal de propagation est alors représenté par sa réponse impulsionnelle $h(t, \tau)$ où:

- t est l'échelle courante des temps dûe au déplacement du mobile
- τ correspond à l'échelle temporelle des retards

($h(t, \tau)$ représente la réponse du canal au temps t à une impulsion d'entrée au temps τ du passé $e(t)$ et $s(t)$ respectivement le signal d'entrée et de sortie).

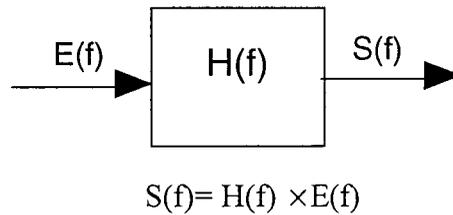


$$s(t) = h(t, \tau) * e(t) = \int_0^t h(t, \tau) \times e(t - \tau) d\tau$$

Si l'on suppose une absence de mouvement dans le canal, le canal radiomobile devient invariant dans le temps et

$$h(t, \tau) = h(0, \tau) = h(\tau) \quad t \geq 0$$

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



où $H(f)$ est la fonction de transfert du canal

II.2. Expression de la réponse impulsionnelle du canal invariant dans le temps

Soit $e(t)$ le signal émis

$$e(t) = \text{Re} \left[u(t) * e^{j2\pi f_0 t} \right]$$

avec $u(t)$: le signal de modulation

f_0 : la fréquence porteuse

A chaque trajet, peuvent être associés:

- un retard τ_n

et - une atténuation a_n

Le signal reçu s'écrit alors:

$$s(t) = \sum_n a_n \times e(t - \tau_n)$$

Le signal reçu équivalent en bande de base s'écrit donc:

$$h(t) = \sum_n a_n \times e^{-j2\pi f_0 \tau_n} \times u(t - \tau_n)$$

alors que le canal invariant dans le temps est décrit par la réponse impulsionnelle $h(t)$:

$$h(t) = \sum_n a_n \times e^{-j2\pi f_0 \tau_n} \times \delta(t - \tau_n)$$

La réponse impulsionnelle du canal $h(t)$ est déduite de la transformée de Fourier inverse de la fonction de transfert du canal $H(f)$:

$$h(t) = \text{TF}^{-1}(H(f))$$

Pour obtenir la fonction de transfert du canal $H(f)$, on fixe les positions de l'émetteur et du récepteur et on effectue alors le calcul du champ reçu sur une plage de fréquence adaptée à une bonne résolution temporelle.

II.3. Exemple d'analyse de réponses impulsionnelles

Pour la configuration ci-après, le calcul de la fonction de transfert du canal de propagation est effectué en large bande (800 MHz-1.2 GHz) pour trois positions du récepteur notées R1, R2 et R3 sur la figure IV-4. Cette plage de fréquence assure une résolution temporelle de 2.5 ns. La transformée de Fourier inverse des résultats obtenus permet alors de déterminer la réponse impulsionnelle du canal de transmission.

Les planches IV-7 et IV-8 présentent les réponses impulsionnelles obtenues pour deux hauteurs d'antenne d'émission respectivement égales à 30 m au dessus du sol (10m au dessus du niveau des toits des bâtiments) et 10 m au dessus du sol (10m au dessous du niveau des toits des bâtiments).

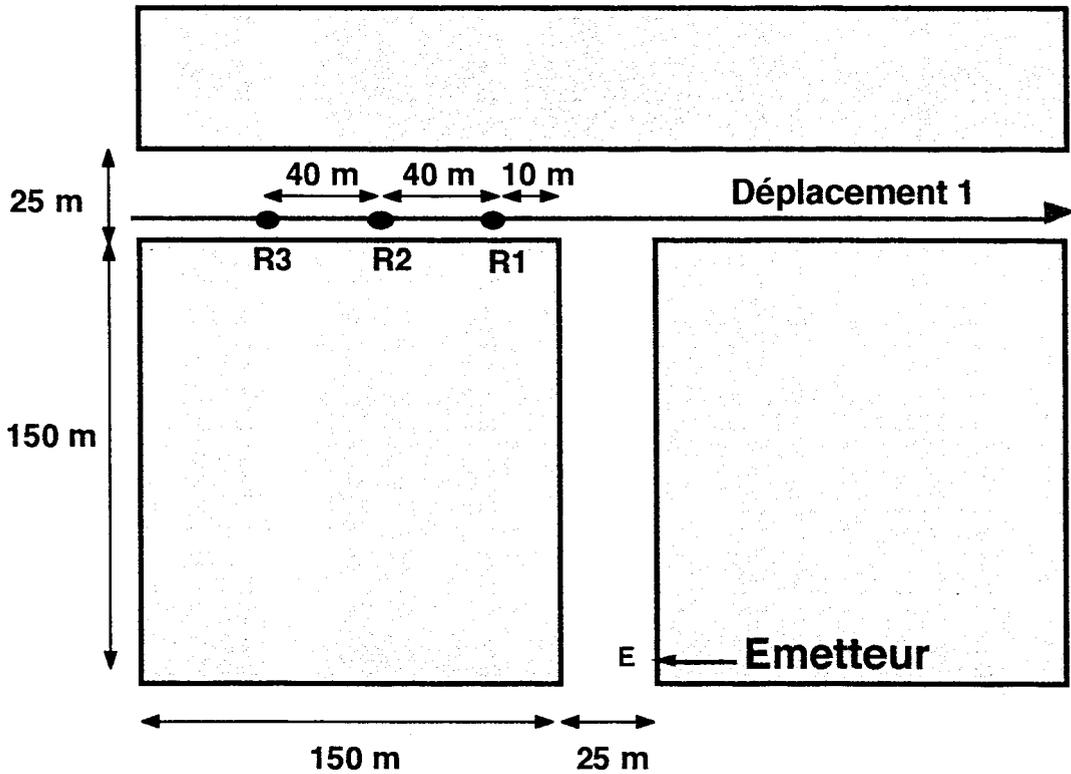


Figure IV-4: Présentation de la configuration étudiée

Pour ces deux planches, on peut noter le phénomène de multitrajets qui se traduit par des raies d'amplitudes différentes et décalées les unes par rapport aux autres dans le temps selon la longueur du trajet parcouru par les rayons qui atteignent le récepteur.

Les simulations, effectuées pour la position de l'émetteur au dessus du niveau des toits (Planche IV-7), mettent en évidence que plus le récepteur est loin de la bifurcation de la rue, plus le nombre de rayons et la dispersion des temps de propagation augmentent. Pour la position R1 du récepteur, les ondes se propagent essentiellement le long des rues jusqu'au récepteur et la dispersion des temps de propagation est égale à $0.4 \mu\text{s}$. Par contre, pour les positions R2 et R3 du récepteur, la propagation des ondes au dessus des toits n'est plus négligeable. Les rayons diffractés par les arêtes horizontales des bâtiments ainsi que les rayons diffractés-réfléchis multiples deviennent même les rayons prépondérants de la propagation.

ETUDE DE LA REPONSE IMPULSIONNELLE DU CANAL DE PROPAGATION

HAUTEUR ANTENNE = 30m

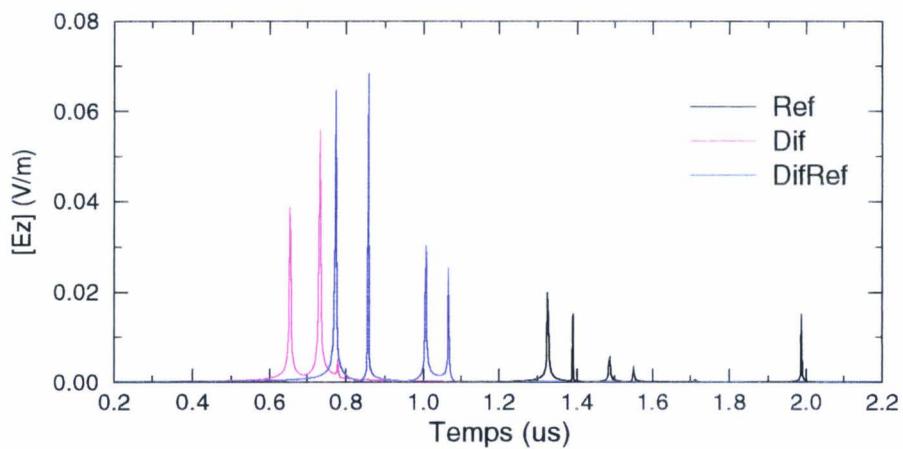
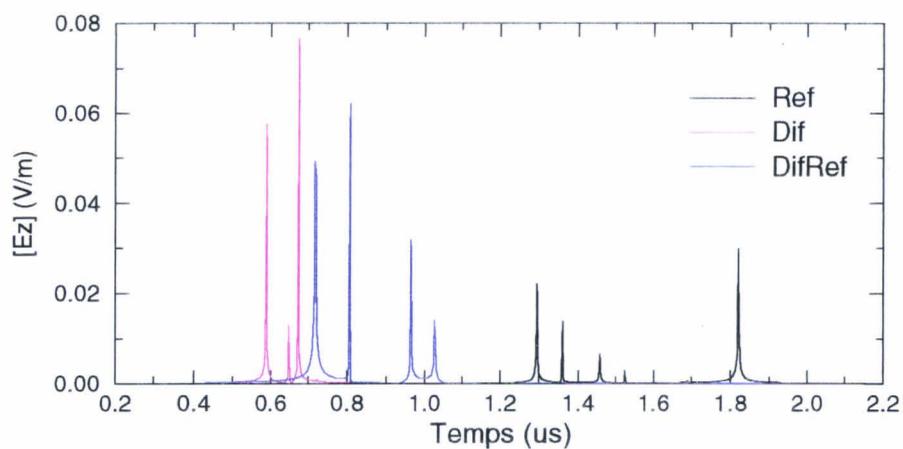
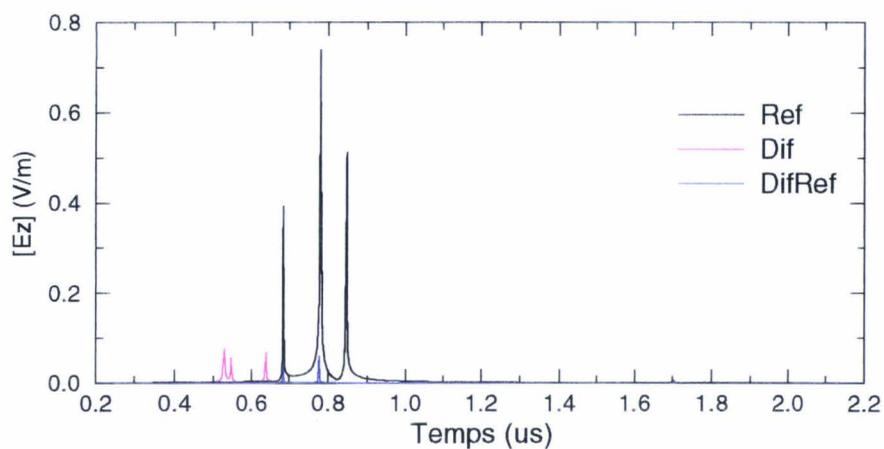


PLANCHE IV-7

Le trajet parcouru par ces rayons étant plus faible que celui des rayons simplement réfléchis, on note des dispersions de temps de propagation plus importantes (1.2 μ s et 1.3 μ s respectivement pour les positions R2 et R3 du récepteur). Pour les rayons uniquement réfléchis, on peut également constater un étalement des retards plus important. Les rayons réfléchis peuvent en effet emprunter deux types de trajets: il y a les rayons qui sont guidés par les rues et ceux qui se propagent au dessus des toits pour finalement se réfléchir dans la rue où se trouve le récepteur.

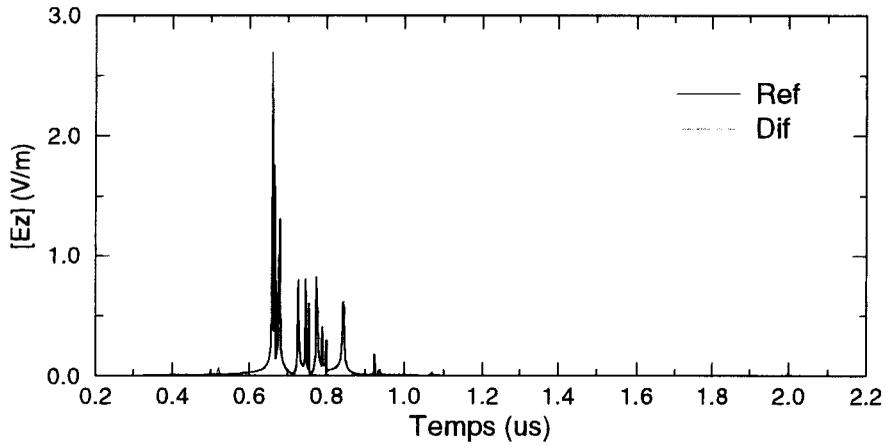
L'étude de la planche IV-8 (relative à une position d'antenne d'émission placée en dessous du niveau des toits) met en évidence un effet de guidage du signal émis par les rues et montre que la contribution des rayons réfléchis est beaucoup plus importante que celle des rayons diffractés par les arêtes verticales des bâtiments. On peut également remarquer que plus le récepteur est loin de la bifurcation de la rue, plus la dispersion des temps de propagation est faible. Celle-ci passe de 0.2 μ s à 0.15 μ s.

Cette étude montre l'importance de la prise en compte par le modèle de la hauteur des obstacles ainsi que celle de l'antenne d'émission sur la prédiction du niveau du signal reçu et sur la dispersion des temps de propagation. Ce modèle 3D permet donc une caractérisation plus fine en terme de retard et de niveau qu'un simple modèle 2D. De plus, il peut s'avérer être un outil intéressant pour étudier la qualité de réception d'un système de transmission. Le logiciel peut en effet déterminer la réponse d'un système de transmission à un signal quelconque.

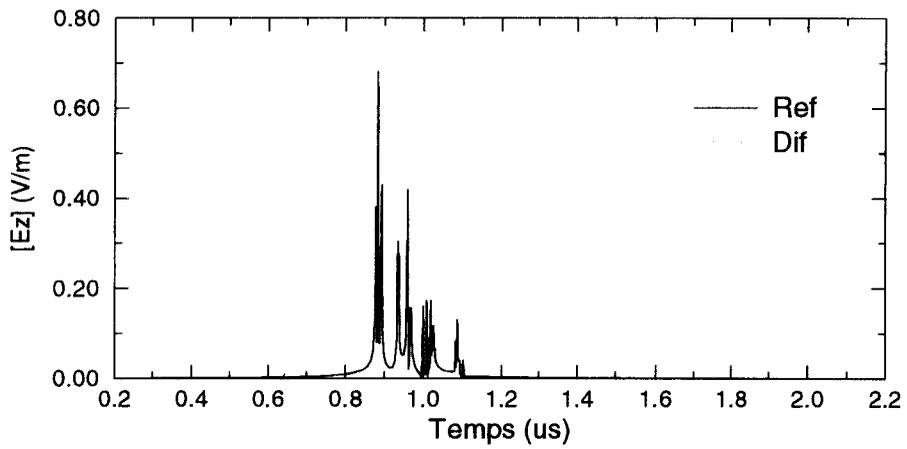
ETUDE DE LA REPONSE IMPULSIONNELLE DU CANAL DE PROPAGATION

HAUTEUR ANTENNE = 10m

Position R1



Position R2



Position R3

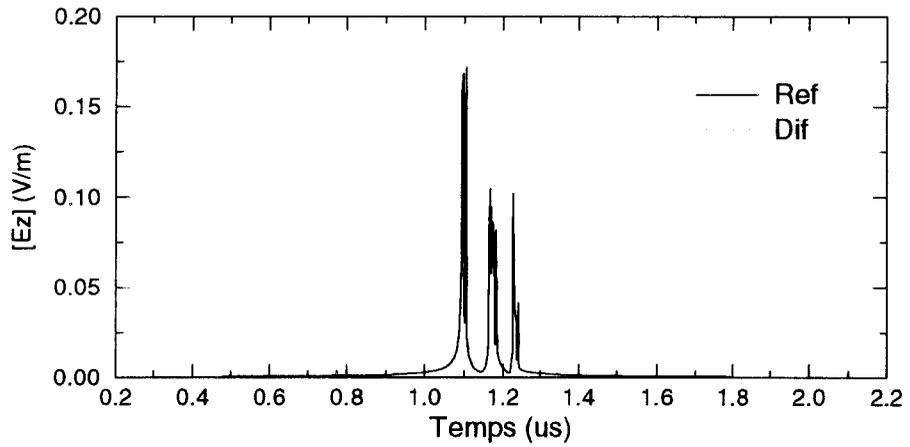


PLANCHE IV-8

III - COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE [40]

III.1. Description du site

Afin de valider le modèle numérique, des mesures ont été réalisées sur le secteur des bâtiments A de la Grande Résidence de la ville de Lens. Ce secteur est caractérisé par la présence de nombreux bâtiments parallépipédiques de hauteurs élevées. Les figures IV-5 et IV-6 présentent les conditions expérimentales. Les dimensions géométriques intervenant dans les simulations théoriques ont été fournies par le service technique de la ville de Lens. Les bâtiments ont une base carré identique (21m*21m) mais possèdent des hauteurs différentes (20 m pour les tours de 6 étages, 25 m pour les tours de 8 étages et 30 m pour les tours de 10 étages). Les tableaux ci-dessous donnent la hauteur des différents bâtiments:

bâtiments	Anjou	Anet	Avranches	Aquitaine	Ayme	About	Addison
hauteur	25 m	25 m	20 m	25 m	25 m	25 m	25 m

bâtiments	Avignon	Adler	Audoux	Alsace	Adonis	Ariel	Alcart
hauteur	20 m	25 m	25 m	30 m	30 m	30 m	30 m

III.2. Dispositif de mesures en régime sinusoïdal entretenu

A l'émission, le signal de puissance 10 dBm délivré par la source à la fréquence de 1 GHz est amplifié de 35 dB puis émis par l'intermédiaire d'un dipôle $\lambda/2$. Afin de mesurer les variations du champ reçu en fonction de la distance, le véhicule récepteur est équipé d'un capteur de position délivrant des impulsions tous les 20 cm. L'amplitude du signal reçu par une antenne GSM quart d'onde située sur le toit du véhicule est mesurée par un mesureur de champ. Les données analogiques sont transférées vers un convertisseur analogique/numérique (SANAP) dont le déclenchement externe est assuré par le signal trigger provenant du capteur de position. Les données sont ensuite transférées par liaison série vers un ordinateur portable. La figure IV-7 donne le synoptique de la liaison.

PLAN DU SECTEUR A DES BATIMENTS DE LA GRANDE
RESIDENCE DE LENS

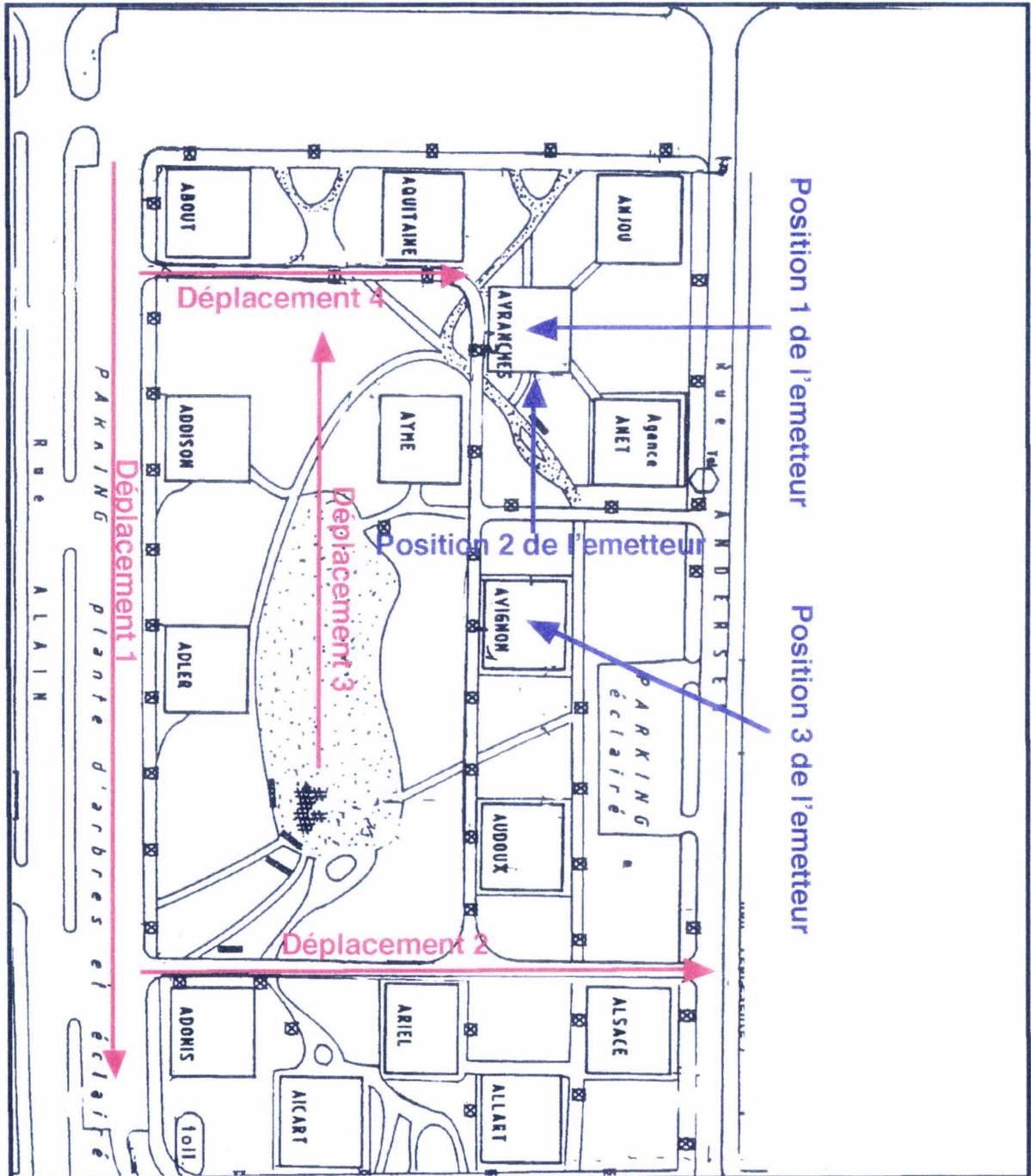


Figure IV-5

PHOTOS DES BATIMENTS



Figure IV-6

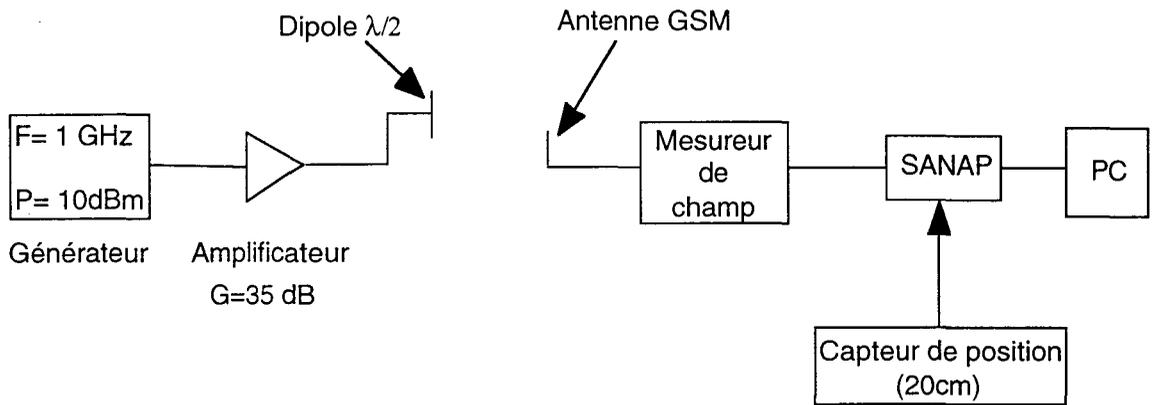


Figure IV-7 Synoptique de la liaison

III.3. Résultats de la comparaison théorie-expérience

Pour trois positions de l'émetteur et différents déplacements du récepteur définis sur la figure IV-5, on réalise des comparaisons théorie-expérience sur l'évolution de la composante verticale E_z du champ total en fonction du déplacement du récepteur. Toutes les courbes expérimentales et théoriques correspondent à une émission-réception en polarisation verticale. Les calculs théoriques sont effectués en prenant $\epsilon_r=5$ et $\sigma=5.10^{-2}$ S/m, ce qui correspond aux valeurs habituellement prises pour des parois en béton. Les bâtiments sont modélisés par des parallélépipèdes rectangles ayant des surfaces planes et lisses. La rugosité des parois et la présence des fenêtres sont négligées.

III.3.1. Position 1 de l'émetteur

L'antenne émettrice est placée à une hauteur de 2 m au dessus de la terrasse de la tour Avranche face à la rue Alain (Position 1 de l'émetteur sur la figure IV-5). L'antenne réceptrice se déplace quant à elle suivant des directions parallèles ou perpendiculaires aux bâtiments. Trois déplacements du récepteur appelés respectivement déplacement 1, 2 et 3 sur la figure IV-5 sont étudiés. Le tableau ci-dessous donne pour chaque déplacement du récepteur les valeurs du pas de lancer α et du nombre maximum de réflexions Ref_{max} accordées aux rayons.

Ces valeurs fixées par l'utilisateur du logiciel permettent d'obtenir la convergence du champ total. Pour information, le temps de calcul de la simulation est indiqué.

Déplacement du récepteur	pas du lancer α (degré)	Ref _{max}	Temps de calcul (mn)
1	0,8	12	33
2	1	8	10
3	0,8	10	20

a Etude du déplacement 1

Le récepteur est situé sur le parking parallèle à la rue Alain, à 10 m de la tour About, il se déplace sur environ 220 m (déplacement 1 sur la figure IV-5). L'évolution de l'amplitude de la composante verticale E_z du champ total en fonction du déplacement longitudinal du récepteur est représentée sur la Planche IV-9.

La simulation effectuée montre une bonne concordance entre les résultats expérimentaux et théoriques. On observe que la présence des tours About et Addison entre l'émetteur et le récepteur se manifeste par une perte de 20 dB du signal reçu par rapport au niveau du champ reçu en visibilité directe de l'émetteur. On note ensuite un affaiblissement linéique du champ total de 0,16 dB/m. On peut également remarquer que le champ total subit une atténuation supplémentaire de 5 dB lorsque le récepteur dépasse la tour Adler ($Y_r > 130$ m). L'atténuation du champ du au masquage engendré par la présence de bâtiments au voisinage proche du mobile récepteur est donc correctement prédit.

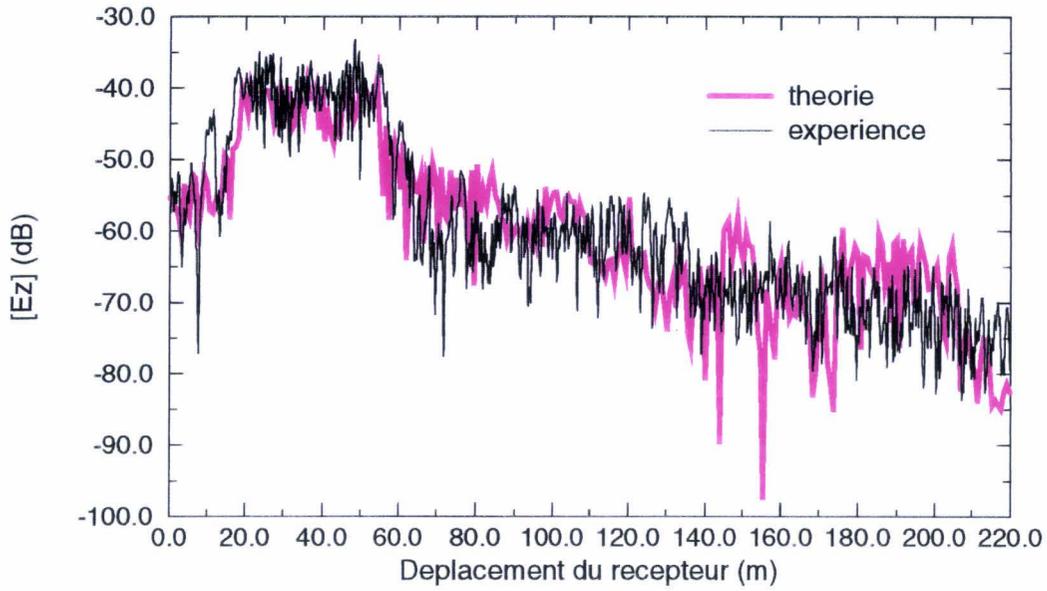
b Etude du déplacement 2

Le récepteur se déplace maintenant suivant le déplacement 2, à 3 m de la tour Adonis (figure IV-5). On note un accord satisfaisant entre les courbes expérimentales et théoriques de la planche IV-9. Les allures des courbes expérimentales et théoriques suivent 2 pentes

Comparaison théorie-expérience à 1GHz

Position 1 de l'émetteur

Evolution de l'amplitude de Ez pour le déplacement 1 du recepteur



Evolution de l'amplitude de Ez pour le déplacement 2 du recepteur

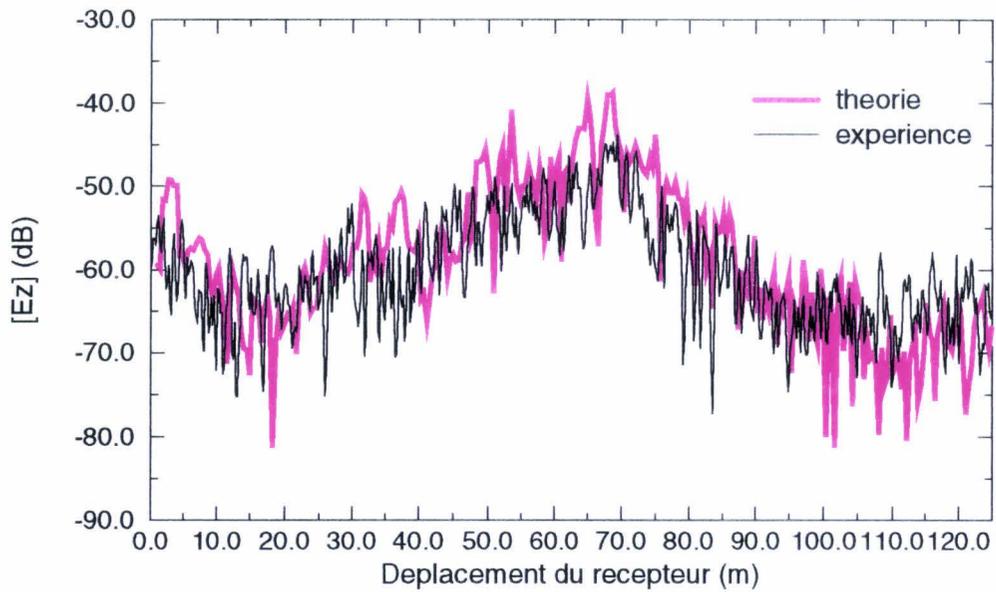


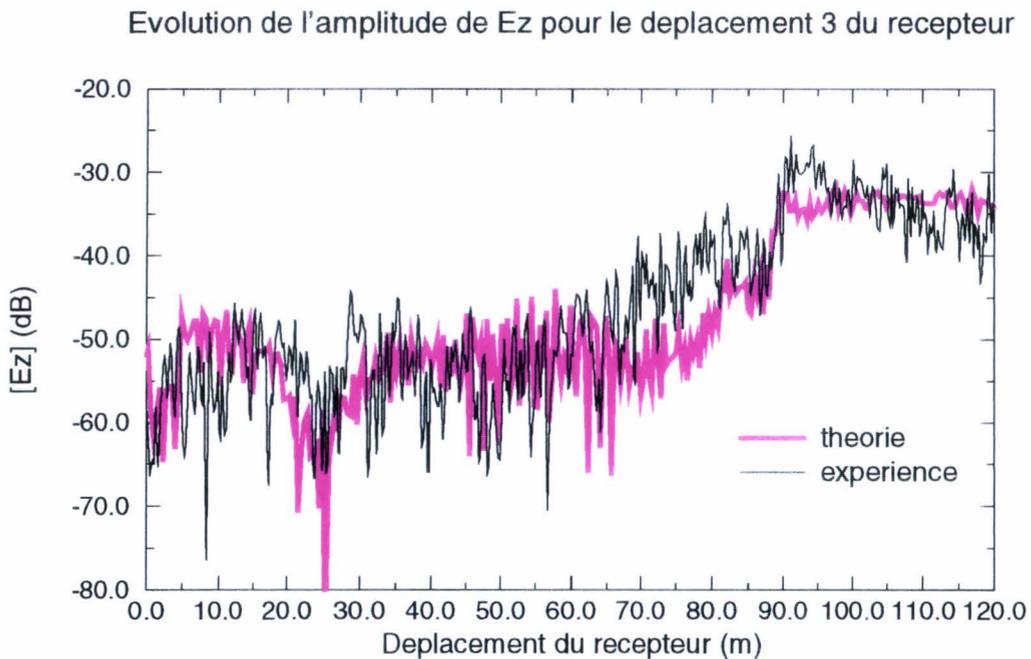
PLANCHE IV-9

consécutives créées par le masquage successif des tours Ayme et Audoux. On note que l'affaiblissement linéique due à la tour Ayme proche de l'émetteur (0,5 dB/m) est plus faible que celle due à la tour Audoux proche du récepteur (0,93 dB/m).

c Etude du déplacement 3

Les courbes de la figure ci-dessous fournissent une comparaison théorie-expérience de l'évolution des amplitudes du champ reçu pour le déplacement 3 du récepteur (figure IV-5).

Nous pouvons noter un bon accord entre les résultats pratiques et les courbes simulées. Le masquage crée par le bâtiment Ayme entraîne une atténuation supplémentaire de 20 dB du champ reçu par rapport à la zone en visibilité directe. Le champ possède ensuite une atténuation constante égale à - 55 dB.



III.3.2. Position 2 de l'émetteur

Afin de mettre en évidence l'influence de la position de l'antenne d'émission sur le champ reçu, nous avons choisi de placer l'antenne d'émission toujours à une hauteur de 2 m au dessus de la terrasse de la tour Avranche mais cette fois face à la tour Avignon. L'antenne d'émission est ainsi déplacée d'une dizaine de mètres. Les courbes de la planche IV-10 fournissent une comparaison théorie-expérience des évolutions d'amplitude du champ reçu pour les déplacements 1 et 2 du récepteur (figure IV-5). On peut noter un bon accord entre les résultats pratiques et les courbes simulées. Le tableau ci-dessous donne les valeurs du pas de lancer α et de Ref_{max} utilisées pour la simulation, ainsi que le temps de calcul.

Déplacement du récepteur	pas du lancer α (degré)	Ref_{max}	Temps de calcul (mn)
1	0,8	7	22
2	1	5	8

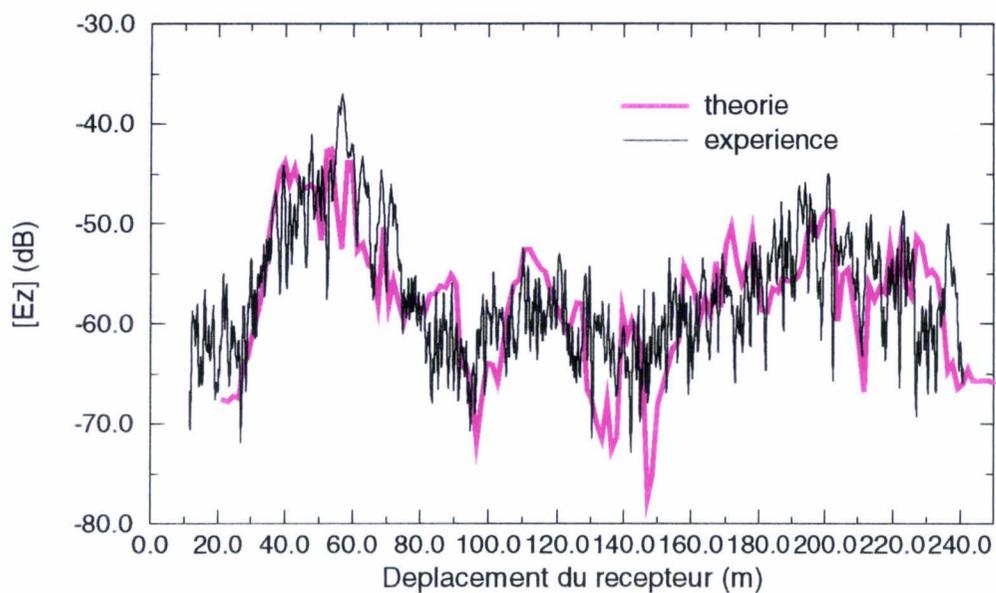
Pour le déplacement 1, on constate que le fait de placer l'antenne d'émission face à la tour Avignon entraîne une atténuation du signal reçu généralement inférieure à - 60 dB sur la totalité du déplacement du récepteur. Pour la position précédente de l'émetteur, le niveau moyen de l'atténuation était de l'ordre de - 70 dB sur la moitié du parcours. Pour cette nouvelle position de l'émetteur, l'influence des effets de masquage (dûs à la tour Ayme) sur le niveau du champ total est diminuée. On constate également que le niveau du champ, lorsque le récepteur se trouve en visibilité directe de l'émetteur (avant d'arrivée au niveau de la tour Addison $Y_r=40m$ et entre la tour Adler et Adonis $Y_r=200m$) est correctement prédit.

Pour le déplacement 2, on note que le niveau moyen de l'atténuation du champ total (-60 dB) reste inchangé par rapport à la position précédente de l'émetteur mais que l'allure de courbe est totalement modifiée (les positions des évanouissements de l'amplitude sont en effet totalement différentes). Pour les 100 premiers mètres, l'affaiblissement du champ total est de l'ordre 0,15 dB/m. Cette augmentation de l'atténuation du champ est due dans un premier

Comparaison théorie-expérience à 1GHz

Position 2 de l'émetteur

Evolution de l'amplitude de Ez pour le déplacement 1 du receptrur



Evolution de l'amplitude de Ez pour le déplacement 2 du receptrur

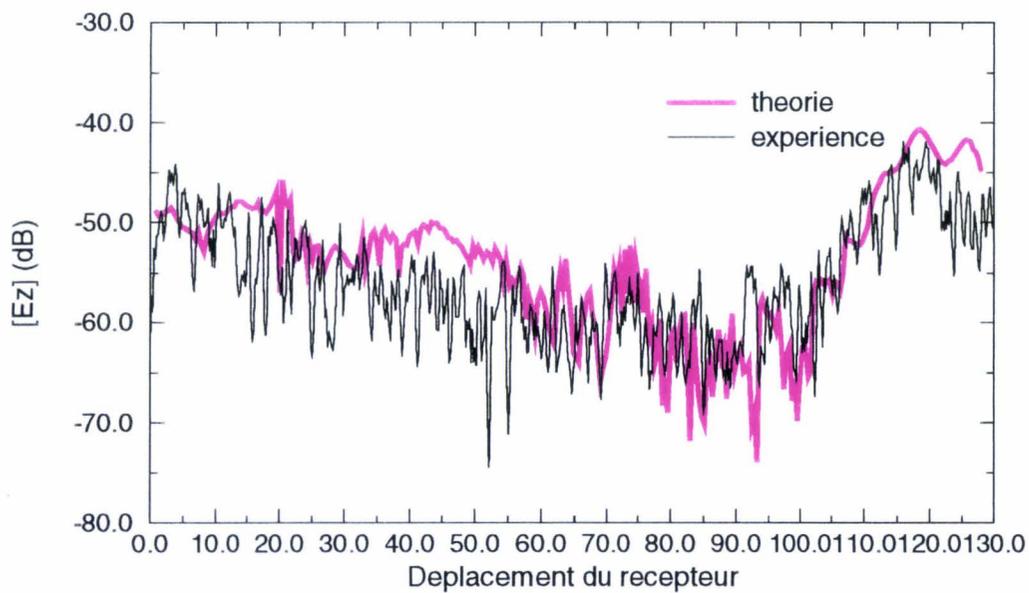


PLANCHE IV-10

temps à la perte du réflecteur Adonis, puis au masquage engendré par la tour Ayme et enfin au masquage causé par les bâtiments Avignon et Audoux. On peut toutefois remarquer que la courbe théorique semble prévoir une atténuation du champ moins importante que celle de la courbe pratique. Ceci est probablement dû à la présence d'arbres le long du chemin qui ne sont pas pris en compte par le modèle. Le récepteur est ensuite de nouveau en visibilité directe de l'émetteur ($Y_r=120\text{m}$) et l'atténuation n'est alors plus que de -40 dB .

III.3.3. Position 3 de l'émetteur

L'antenne émettrice est maintenant placée à une hauteur de 2 m au dessus de la terrasse Avignon face à la rue Alain (figure IV-5). Les courbes de la planche IV-11 montrent respectivement pour les déplacements 1 et 4 de la figure IV-5, l'évolution de l'amplitude de la composante verticale E_z du champ total. Pour les deux déplacements du mobile récepteur, nous pouvons noter un bon accord entre les résultats pratiques et simulés.

Le tableau ci-dessous donne de nouveau les valeurs du pas de lancer α et de Ref_{\max} utilisées pour la simulation ainsi que le temps de calcul.

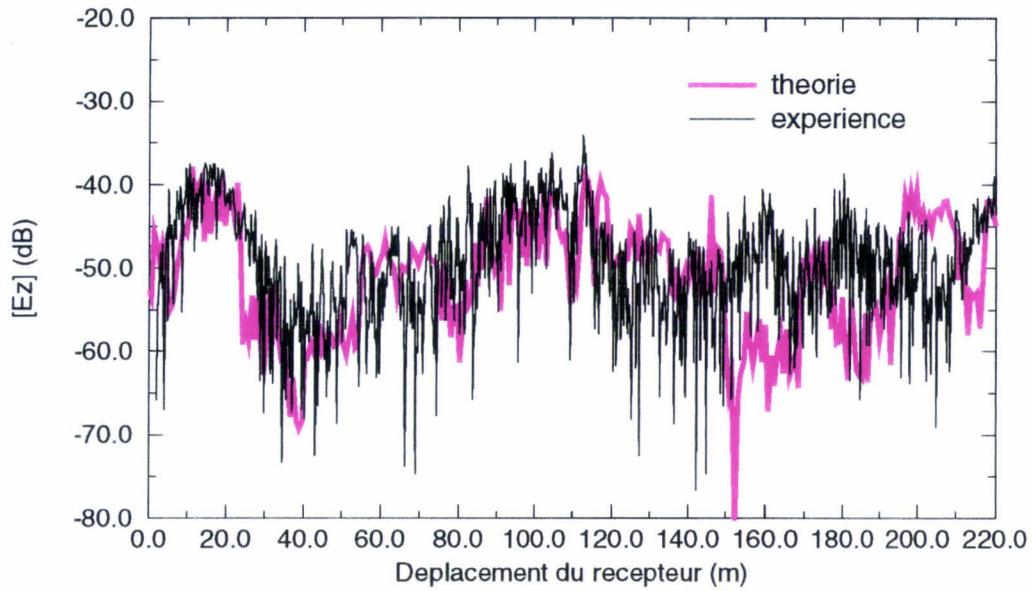
Déplacement du récepteur	pas du lancer α	Ref_{\max}	Temps de calcul
1	0,8	5	32
4	0,5	5	11,5

Les allures des courbes théoriques et expérimentales pour le déplacement 1 du récepteur suivent 4 pentes consécutives dues au masquage engendré par la présence successive des bâtiments About, Addison, Adler et Adonis au voisinage proche du récepteur. La disparition du champ incident se manifeste à chaque fois par une perte de 20dB du signal reçu par rapport au niveau du champ reçu dans la zone en visibilité directe de l'émetteur. On note toutefois que les évanouissements de l'amplitude du champ total sont mal prédits pour des positions du récepteurs supérieures à 140m .

Comparaison théorie-expérience à 1GHz

Position 3 de l'émetteur

Evolution de l'amplitude de Ez pour le déplacement 1 du receptr



Evolution de l'amplitude de Ez pour le déplacement 4 du receptr

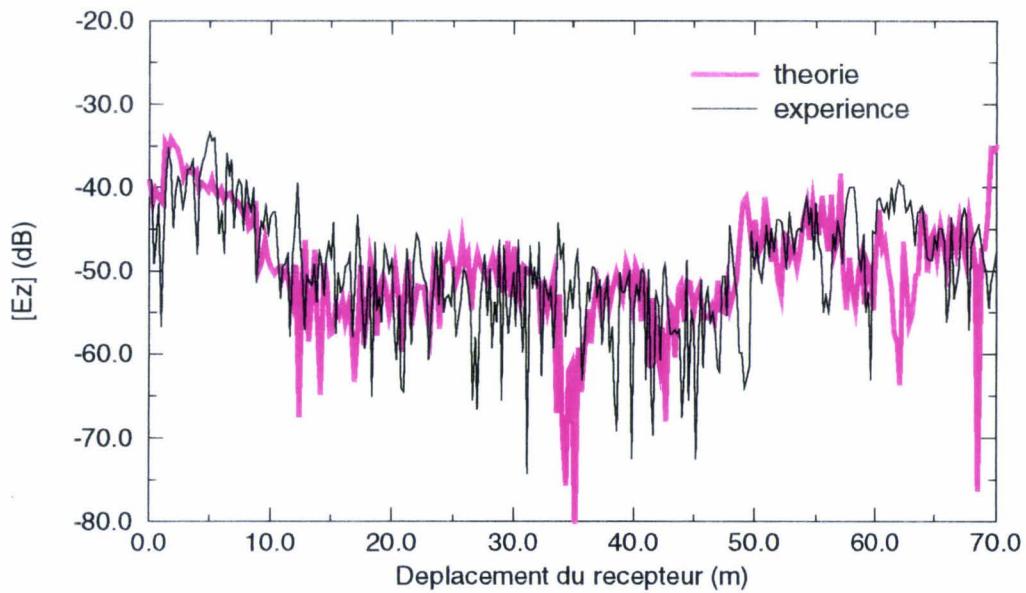


PLANCHE IV-11

Pour le déplacement 4 du récepteur, le mobile récepteur se trouve en visibilité directe de l'émetteur au début et à la fin de son parcours. Le masquage causé par le bâtiment Ayme proche de l'émetteur entraîne de nouveau une perte du signal reçue de 20dB par rapport au niveau du champ reçu en visibilité directe de l'émetteur.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons appliqué le modèle 3D de prédiction de la propagation à des situations variées représentatives de celles que l'on peut rencontrer dans les centres villes modernes. Ces situations variées ont mis en évidence l'importance de la prise en compte de la hauteur des obstacles ainsi que de celle de l'antenne d'émission sur la prédiction du signal reçu et sur la dispersion des temps de propagation. Ce modèle 3D permet donc une caractérisation plus fine en terme de retard et de niveau du signal reçu qu'un simple modèle 2D. Toutefois il possède certaines limitations : Les rayons diffractés multiples ne sont pas calculés, la diffraction par les coins n'a pas été introduite et le temps de calcul reste relativement important notamment lorsque le récepteur se déplace dans une rue parallèle à celle où se trouve l'émetteur. C'est pourquoi des règles empiriques de simplification du milieu de propagation sont proposées avec succès afin d'obtenir des cartographies de champs précises avec des temps de simulation raisonnables (inférieurs à 20 minutes). Dans la dernière partie de ce chapitre, une comparaison des résultats théoriques et expérimentaux s'est avérée satisfaisante même si des mesures effectuées dans des environnements micro-cellulaires plus compliqués sont souhaitables.

CONCLUSION GENERALE

La Théorie Uniforme de la Diffraction associée à des techniques de lancer de rayons ont permis de réaliser un modèle tridimensionnel de prédiction de propagation en milieu urbain.

Le programme correspondant possède la particularité d'être scindé en 2 parties : La recherche des rayons et le calcul du champ total. Des procédures propres à chaque type de rayon ont ainsi été développées, notamment une procédure originale de recherche des rayons diffractés-réfléchis multiples. Des exemples de configuration couramment rencontrés dans la pratique lorsque la propagation s'effectue principalement au-dessus des toits, ont mis en évidence l'importance de la prise en compte de ce type de rayon, souvent négligée dans les modèles 3D classiques.

Nous nous sommes ensuite intéressés au temps de calcul qui est un des principaux critères de qualité d'un logiciel de lancer de rayons. Une étude paramétrique a montré que le temps de calcul est étroitement lié au nombre de calculs d'intersection rayon-bâtiment au cours d'une simulation. Des méthodes d'optimisation utilisées en infographie sont alors appliquées avec succès au modèle. Des règles empiriques de simplification du milieu de propagation sont aussi présentées pour obtenir des cartographies de champ précises avec des temps de simulation raisonnables (inférieurs à 20 minutes). Toutefois pour conforter les résultats obtenus il serait intéressant d'augmenter le nombre de simulations afin de valider ces règles empiriques et peut-être de les généraliser.

Enfin, le modèle a été appliqué à des situations variées représentatives de celles que l'on peut rencontrer dans les centres villes. Elles ont montré l'influence de la hauteur des obstacles et de l'antenne d'émission sur le niveau du signal reçu et sur la dispersion des temps de propagation d'où l'intérêt de posséder un modèle 3D précis.

De nombreux travaux restent encore à effectuer pour améliorer le modèle : par exemple l'introduction des rayons diffractés multiples ou la diffraction par les coins. Il serait également souhaitable de confronter les résultats de la modélisation avec des mesures réalisées dans des configurations plus générales (distance émetteur-récepteur plus importante par exemple).

De plus, le travail effectué au cours de cette thèse pourrait être facilement transposé à des environnements "indoor"; en effet, le développement récent de ce type de transmission nécessite actuellement des modèles de plus en plus précis.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] J.C. Bic, D. Isner, M. Juy, P. Metton
"Les spécificités de la propagation en milieu urbain". REE. Juillet 1996.
- [2] J.G. Remy, J. Cueugnet et C. Siben
"Systèmes de radiocommunication avec les mobiles". Ed. Eyrolles 1992.
- [3] X. Lagrange, P. Godlewski, S. Tabbane
"Réseaux GSM-DCS ". Ed. HERMES 1996
- [4] 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, p 835-873, sept-oct 1968.
- [5] H. Hata
"Empirical formula for propagation loss in land mobile radioservice". IEEE Trans. VT, Vol VT29 n°3, pp 317-325, 1980.
- [6] J. Deygout
"Multiple knife edge diffraction of microwaves". IEEE. Trans. on antennas and propagation, Vol. AP-14, july 1996
- [7] L.E. Vogler
"An attenuation function for multiple knife-edge diffraction". Radio science, Vol. 17, n°6 pp1541-1546, Nov-Dec. 1982
- [8] F. Jensen, C. Garres, M. Sabbadini
"CAD applications with GTD". Journées Internationales de Nice sur les antennes, Nice, pp 150-163, Novembre 1990
- [9] B. Bisceglia, G. Fransceschetti
" Symbolic code approach to GTD ray tracing" IEEE Trans AP, Vol AP36, pp 1492-1495, Octobre 1988
- [10] A. Sommerfeld, J. Runge
"Anwendung der Vektorrechnunge auf die Grundlagen der geometrischen Optik" Ann. Phys., Vol. 35, pp 277-298, 1911
- [11] J.F. Legendre
"Etude de modèles de prédiction de la propagation basés sur la Théorie Géométrique de la Diffraction" Thèse de doctorat de l'Université de Rennes, le 18 Janvier 1995 21
- [12] R. Suardet
"Optique", Collection des sciences physiques ISBN 2-85206-166-x

- [13] T. Griesser, C. Balanis
 "Reflections, diffractions and surface waves for an interior impedance angle wedge of arbitrary angle" IEEE Trans AP, Vol AP37, pp 927-935, Juillet 1989
- [14] R. Tiberio, P.H. Pathak
 "HF scattering from a wedge with impedance faces illuminated by a line source" IEEE Trans AP, Vol AP37, pp 212-218, Fevrier 1989
- [15] J.Vandamme
 "Modélisation de la propagation des ondes hyperfréquences en milieu urbain. Application à la localisation de véhicules et aux télécommunication en tunnel". Thèse de doctorat de l'Université de Lille, 7 mai 1996. EE
- [16] J.B. Keller
 "The geometrical theory of diffraction, Proc. Symp. on microwave optics", Eaton electronics research labory, McGill University, Montreal, Canada, juin 1953
- [17] I.Kay et J.B. Keller
 "Asymptotique evaluation of the field at a caustic", J. Appl. Phys, Vol.25, pp 876-883, july 1954
- [18] J.B. Keller
 "Diffraction by an a convex cylinder", IEEE Trans. on Antennas and propagation, Vol. AP-4, pp 312-321, july 1956
- [19] J.B. Keller
 "Diffraction by an aperture", J. Appl. Phys, Vol.28, pp 426-444, april 1957
- [20] S.N. Karp et J.B. Keller
 "Multiple diffraction by an aperture in a hard screen", Optic Acta, Vol.8, pp 61-72
- [21] J.B. Keller
 "Geometrical theory of diffraction", J. Opt. Soc. Of America, Vol.52, n°2, pp 116-130, february 1962
- [22] A. Sommerfeld
 "Mathematic theory of diffraction", Theoretical physics, Vol. IV, pp 242-272, Accademic Press, 1954
- [23] 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
- [24] R.G. Kouyoumijiam 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
- [25] A.S. Glassner
 "An introduction to Ray tracing". New YorK: Academic Press. 1989

- [26] Foley, Van Dam, Fernier, Hughes, Philips
"Introduction à l'infographie " édition Addison-Wesley
- [27] S.Y.Seidel et T.S.Rappaport
"Site-specific propagation prediction for wireless in-building personal communication system design" IEEE transactions on vehicular technology, vol. 43. No
- [28] S.Y.Seidel et T.S.Rappaport
"A ray tracing technique to predict path loss and delay spread inside buildings"; IEEE Globecom 1992 pp 649-653 Dec 1992
- [29] K.R. Schaubach et N.J. David IV
"Microcellular Radio-Channel Propagation Prédiction" IEEE Antennas and propagation, Vol. 36, pp 25-33, August 1994
- [30] L. Felsen et J.K. Skwirzynsky
"Foundations of the geometrical theory of diffraction - ray method, Theoretical methods for determining the interaction of electromagnetic waves with structures, Nato advanced study institutes series", Part 2, pp. 439-475, 1981
determining the interaction
- [31] N. Papadakis, 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
- [32] M. Stanislawiak, S. Baranowski and P. Degauque
"Precise 3D model based on ray launching - Application in urban propagation". Proceeding in Electromagnetics Research Symposium, PIERS'98, Nantes, France, 13-17 juillet 1998, page 1287
- [33] Ecole Supérieure d'Electricité
"Réalisation d'un simulateur numérique pour la propagation dans la bande 1 à 3 GHz". Rapport d'activités 1992 PROCOM Prometheus.
- [34] M. Salehudin
"Modélisation statistique du canal radiomobile large bande à 910 MHz en site urbain". Thèse de Doctorat, Université de Rennes 1, 1989.
- [35] P. Busson
"Etude et réalisation d'un simulateur de propagation radiomobile à évansion de fréquence". Thèse de Doctorat, Université de Rennes 1, 1993.
- [36] W.C.Y. Lee
"Mobile communication engineering". Mc Graw-Hill édition, 1982.
- [37] D.C. Cox
"Delay Doppler characteristics of multipath propagation at 910 MHz in a suburban mobile radio environment". IEEE Trans. on antennas and propagation, vol, n°5, September 1972.

[38] P.A. Bello

"Characterization of randomly time-variant linear channel". IEEE Trans. on communications systems, vol. CS 11, december 1963.

[39] M. Stanislawiak

"Etude théorique et expérimentale de l'influence de l'effet Doppler sur les communications sol-véhicules", juillet 1994.

[40] M. Agunaou, M. Stanislawiak and P. Degauque

"Présentation d'une technique 3D d'accélération de la recherche de rayons. Application aux télécommunications microcellulaires". annales des télécommunications
Soumission septembre 1998.

