

50376
1993
47

50376
1993
47

THESE

N° d'ordre 1068

présentée

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

spécialité Electronique

par

Martine LIENARD

**TELECOMMUNICATIONS SOL-VEHICULES EN TUNNEL :
CARACTERISATION DU CANAL DE TRANSMISSION**

soutenue le 27 Janvier 1993 devant la Commission d'Examen



Membres du jury : MM.	R. GABILLARD,	Président
	J. CITERNE,	Rapporteur
	C. GOUTELARD,	Rapporteur
	P. DEGAUQUE,	Directeur de Thèse
	S. BARANOWSKI,	Examineur
	J.C. BIC,	Examineur
	Y. DAVID,	Examineur
	J. VAN BLADEL,	Examineur

REMERCIEMENTS

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

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

J'ai effectué ce travail avec Madame S. BARANOWSKI, Maître de conférences et Monsieur le Professeur P.DEGAUCQUE de l'Université de Lille. Je tiens à leur exprimer toute ma gratitude pour leurs conseils éclairés et leur soutien permanent qui ont été déterminants pour la rédaction de cette thèse.

Messieurs les Professeurs J.CITERNE de l'INSA de Rennes et C.GOUTELARD de l'université de Paris sud ont accepté de juger ce mémoire, qu'ils trouvent ici l'assurance de mes plus sincères remerciements.

J'exprime mes vifs remerciements à Monsieur J.C BIC, chef du département ETP (électromagnétisme, théorie des télécommunications et propagation) au CNET à Paris , à Monsieur le Professeur J. VAN BLADEL de l'université de Gand (Belgique) et à Monsieur Y. DAVID, Directeur du CRESTA à Villeneuve d'Ascq qui m'ont fait l'honneur d'examiner ce travail.

Les réalisations techniques ont été effectuées avec l'aide de Monsieur J. BAUDET , Ingénieur au CNRS , que je remercie pour ses précieux conseils .

Mes remerciements s'adressent également à Madame MEESMEAKER ainsi qu'à Monsieur DEHORTER pour leur contribution à l'élaboration de ce mémoire.

Enfin, je remercie toute l'équipe du laboratoire qui a permis de créer une ambiance de travail sympathique.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE

CHAPITRE I : INTRODUCTION AU PRINCIPE DE RETRANSMISSION DU GSM EN TUNNEL

I.1)	INTRODUCTION	P 10
I.2)	PRINCIPE DE BASE DE LA TELEPHONIE CELLULAIRE	P 10
I.3)	RETRANSMISSION DU GSM EN TUNNEL	
	I.3.1) Cellule additionnelle	P 11
	I.3.2) Extension des limites de la cellule en tunnel	P 13
I.4)	CONCLUSION	P 15
I.5)	BIBLIOGRAPHIE	P 16

CHAPITRE II : LES ELEMENTS RAYONNANTS
--

II.1)	INTRODUCTION	p 18
II.2)	ANTENNES DIRECTIVES	p 18
II.3)	CABLES COAXIAUX RAYONNANTS ET CONVERTISSEURS DE MODES	
	II.3.1) Introduction	p 19
	II.3.2) Câbles coaxiaux "rayonnants" appelé aussi "à fuites"	p 20
	II.3.3) Conversion de mode à l'aide d'une fente annulaire	p 24

II.3.4) Conversion de mode à l'aide d'un tronçon de câble rayonnant	p 30
II.4) CONCLUSION	p 35
Annexe	p 36
Bibliographie	p 43

<p style="text-align: center;">CHAPITRE III : COUVERTURE RADIOELECTRIQUE PAR LES ANTENNES</p>
--

III.1) INTRODUCTION	p 46
III.2) APPROCHE THEORIQUE	
III.2.1) Emission intérieure	p 46
III.2.2) Emission extérieure	p 49
III.3) TRAITEMENT DES DONNEES	p 54
III.4) PROPAGATION EN TUNNEL : ETUDE EXPERIMENTALE	
III.4.1) Emission intérieure	p 57
III.4.2) Emission extérieure	p 62
III.5) RAYONNEMENT DU TUNNEL	p 68
III.6) CONCLUSION	p 70
Annexes	p 71
Bibliographie	p 73

CHAPITRE IV : METHODE DE CARACTERISATION DU CANAL
--

IV.1) INTRODUCTION	p 76
IV.2) METHODE DIRECTE DE MESURE DE REPONSE IMPULSIONNELLE	
IV.2.1) Principe de la méthode	p 77
IV.2.2) Exemple d'application	p 77
IV.2.3) Principe d'exploitation des résultats	p 79
IV.3) SIMULATION	p 83
IV.4) MISE EN OEUVRE DANS LE TUNNEL DE LIEGE	
IV.4.1) Conditions de mesures	p 84
IV.4.2) Résultats	p 85
IV.4.3) Confrontation théorie - experience	p 87
IV.4.5) Etude statistique	p 88
IV.5) METHODE DE LA CORRELATION	
IV.5.1) Différentes techniques	p 93
IV.5.2) Dispositif utilisé	p 99
IV.5.3) Validation de la méthode	p106
IV.6) COUPLAGE EXTERIEUR - INTERIEUR : MESURES DANS LE TUNNEL DE LECCO	
IV.6.1) Introduction	p 108
IV.6.2) Antenne suivant l'axe du tunnel	p 110
IV.6.3) Antenne d'émission desaxée de 25°	p 112
IV.6.4) Antenne d'émission desaxée de 45°	p 112
IV.6.5) Etude statistique	p 115
IV.7) CONCLUSION	p 117
Bibliographie	p 118

CHAPITRE V : COUVERTURE RADIOELECTRIQUE PAR LES CABLES RAYONNANTS
--

V.1)	INTRODUCTION	p 122
V.2)	APPROCHE THEORIQUE	
V.2.1)	Rayonnement d'une ouverture	p 124
V.2.2)	Rayonnement d'une fente inclinée	p 130
V.2.3)	Etude du rayonnement des composantes du dipôle orienté suivant y et z	p131
V.2.4)	Rayonnement d'une fente sur un cylindre	p 134
V.2.5)	Optimisation de la distance interfentes	p 137
V.2.6)	Câble à atténuation compensée	p 142
V.2.7)	Conclusion	p 144
V.3)	SIMULATION D'UN CABLE A MODE RAYONNE EN ESPACE LIBRE	
V.3.1)	Réception sous le câble	p 145
V.3.2)	Réception en dehors du câble	p 157
V.4)	SIMULATION EN TUNNEL	
V.4.1)	Régime sinusoïdal entretenu	p 163
V.4.2)	Fonction de transfert du canal	p 167
V.4.3)	Réponse impulsionnelle	p 167
V.5)	RESULTATS EXPERIMENTAUX	p 170
V.6)	CONCLUSION	p183
	Bibliographie	p185

CONCLUSION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Une des solutions proposée pour le désengorgement des grands sites urbains consiste à augmenter le nombre de voies souterraines. La couverture radioélectrique de ces tunnels est, et deviendra, de plus en plus impérative avec la génération de l' "informatique routière" dite RTI ("Road Traffic Informatics") et qui recouvre un grand nombre d'applications telles que la radiolocalisation et la navigation, les télépéages, le radiotéléphone... Si on s'intéresse par exemple à la téléphonie cellulaire, la normalisation à l'échelle européenne effectuée par le groupe de travail "GSM" précise l'ensemble des protocoles de la liaison numérique, la bande de fréquence allouée se situant autour de 900 MHz dans une première étape et, ultérieurement, vers 1.2 GHz. Si la planification des cellules a fait depuis quelques années l'objet de nombreux travaux, les problèmes liés à la couverture radioélectrique des tunnels ont été peu abordés. Cependant la propagation des ondes dans de tels milieux confinés est sujette à divers phénomènes tels que les réflexions multiples sur les parois, le tunnel jouant en quelque sorte le rôle d'un guide d'ondes surdimensionné, une atténuation et un couplage entre l'extérieur et l'intérieur du tunnel qui dépendent notamment de la position de la station de base par rapport à l'axe du tunnel. Des questions sous-jacentes à cette dernière remarque portent sur la nécessité ou non de procéder à une réémission dans le tunnel, suivant la longueur de celui-ci, et sur le choix des structures rayonnantes à mettre en place.

Afin d'inventorier l'ensemble des difficultés qui peuvent se poser lors de l'insertion de tunnels dans le réseau cellulaire et de proposer les solutions idoines, le Laboratoire a participé dans le cadre général des projets européens DRIVE 2 à un consortium regroupant des sociétés industrielles telles que AEG Kabel (D), Alcatel (F), Sirti (I) et des centres de recherches ISSEP (B) et INRETS-CRESTA (F). Une partie des études effectuées correspond d'ailleurs à un prolongement d'autres travaux que le Laboratoire avait menés dans le cadre d'un précédent contrat (DRIVE 1). Au sein de ces divers groupements de recherche, notre travail

spécifique porte sur la modélisation de la propagation des ondes en espace confiné, la caractérisation du canal de transmission et ce pour les divers éléments rayonnants pouvant être utilisés tels que antennes conventionnelles, convertisseurs de mode et câbles rayonnants.

Un premier chapitre introductif à ce mémoire décrit brièvement le principe de la téléphonie cellulaire, les diverses possibilités d'insérer le tunnel dans le réseau et les problèmes qui y sont liés. Le deuxième chapitre est consacré à la présentation des diverses structures rayonnantes pouvant être implantées en tunnel. D'une façon générale, l'objectif est de transformer l'onde amplifiée, et guidée dans un câble coaxial en une onde rayonnée pouvant se propager dans le tunnel. Pour ce faire, la solution la plus simple semble, à priori, d'insérer des antennes conventionnelles de place en place le long du câble installé sur toute la longueur du tunnel afin que le niveau de champ reçu en tout point soit suffisant pour assurer une communication correcte. Cependant ce transfert d'énergie entre un mode guidé et un mode rayonné peut également s'effectuer en insérant d'autres types de "convertisseurs de modes" qui peuvent être des fentes annulaires ou de courts tronçons de câbles percés d'ouvertures rapprochées. Enfin une autre possibilité consiste à répartir le couplage entre l'intérieur et l'extérieur du câble coaxial tout le long de celui-ci à l'aide de fentes uniformément réparties sur le blindage. Le comportement d'une telle structure rayonnante dépendra certes de nombreux paramètres mais on peut s'attendre à ce que les points les plus critiques soient l'orientation des fentes et le rapport entre la distance interfentes et la longueur d'onde de la porteuse du signal. Afin de comprendre le principe de fonctionnement de ces divers systèmes, nous décrivons tout d'abord le rayonnement d'une fente isolée et nous montrerons ensuite, d'un point de vue essentiellement qualitatif, que les câbles rayonnants (appelés parfois "à fuites") pourront être classés en deux catégories appelées câbles à "mode couplé" et à "mode rayonné". Nous rappelons également le principe de calcul du rayonnement d'une fine fente annulaire pratiquée sur un câble recouvert d'une gaine de protection diélectrique et qui sera ensuite étendu au cas d'une distribution quelconque de champ sur une fente de grande largeur. Les résultats théoriques de ce type de convertisseur de modes initié par P. Delogne et J.R. Wait, seront comparés avec les résultats expérimentaux obtenus par d'autres membres du consortium.

Dans un troisième chapitre, l'étude théorique et expérimentale porte sur les variations du champ électrique rayonné par une antenne "conventionnelle" située à l'intérieur ou à l'extérieur du tunnel. Dans cette première étape, nous nous intéressons uniquement aux fluctuations d'amplitude de la porteuse c'est-à-dire que nous supposons que l'onde émise correspond à une fréquence pure, de 900 MHz dans les exemples qui seront décrits. La modélisation peut être effectuée à partir de la théorie modale mais ceci implique la prise en compte de conditions aux limites délicates à mettre en oeuvre. L'autre solution que nous avons utilisée consiste à employer la méthode des rayons, chaque discontinuité étant prise en compte à l'aide de la théorie uniforme de la diffraction. L'étude de la diffraction par des dièdres imparfaitement conducteurs ayant déjà fait l'objet de travaux publiés dans la littérature technique et de mémoires au Laboratoire, nous nous limiterons à une présentation générale des principes afin de mettre essentiellement en évidence les approximations qui ont été faites. Par contre, nous détaillerons les comparaisons entre les résultats théoriques et expérimentaux sur le rayonnement vers l'espace libre d'un mobile situé dans le tunnel et, inversement, de la pénétration dans celui-ci de l'onde provenant d'une station de base extérieure. Les expérimentations, effectuées dans deux tunnels situés respectivement à Liège (B) et à Lecco (I), ont permis également d'effectuer un traitement statistique des données en termes de probabilité d'apparition d'évanouissements et de la largeur de ceux-ci.

Le traitement statistique ne caractérise qu'en partie le canal de transmission, le codage numérique étant aussi sensible aux trajets multiples. Il est donc important d'effectuer une étude dans le domaine temporel afin de trouver, si possible, la réponse impulsionnelle du canal. Deux techniques sont décrites, l'une basée sur la modulation d'amplitude de la porteuse par une impulsion brève, de l'ordre de 10 ns et l'autre utilisant comme signal d'émission une séquence binaire pseudo-aléatoire. Après avoir rappelé le principe de ces méthodes et décrit l'appareillage nécessaire que nous avons mis au point, les résultats des campagnes de mesures seront présentés et confrontés avec les prévisions théoriques.

Le dernier chapitre de ce mémoire couvre le domaine des câbles rayonnants et traite aussi bien de l'aspect fréquentiel que temporel.

L'approche théorique du rayonnement d'un câble sera exposé dans une première partie puis nous présenterons successivement les résultats de simulation de la propagation du champ en espace libre puis en tunnel. Nous nous attacherons à mettre en évidence l'influence des paramètres intrinsèques au câble, comme la distance interfentes, sur les variations du champ en son voisinage, près des parois et sur les effets d' "extrémités" associés au rayonnement de ce câble au-delà de sa propre longueur. Une confrontation de ces résultats avec ceux obtenus lors de différentes campagnes de mesures est également effectuée.

CHAPITRE I

**INTRODUCTION AU PRINCIPE DE RETRANSMISSION
DU GSM EN TUNNEL**

SOMMAIRE

CHAPITRE I : INTRODUCTION AU PRINCIPE DE RETRANSMISSION DU GSM EN TUNNEL

I.1)	INTRODUCTION .	P 10
I.2)	PRINCIPE DE BASE DE LA TELEPHONIE CELLULAIRE	P 10
I.3)	RETRANSMISSION DU GSM EN TUNNEL	
	I.3.1) Cellule additionnelle	P 11
	I.3.2) Extension des limites de la cellule en tunnel	P 13
I.4)	CONCLUSION	P 15
I.5)	BIBLIOGRAPHIE	P 16

I.1) INTRODUCTION

Une première question est à la base de cette étude : "Comment intégrer le tunnel dans le réseau de téléphonie cellulaire?" Faut il en effet considérer ce tunnel comme une cellule additionnelle possédant sa propre station de base ou faut-il utiliser un système permettant d'étendre les limites d'une cellule dans le tunnel lui-même à l'aide, par exemple, d'une station d'amplification judicieusement implantée ("Booster Station").

Après avoir décrit brièvement le principe de la téléphonie cellulaire, nous présenterons dans une deuxième partie les différentes possibilités d'intégration du tunnel dans le réseau ainsi que les problèmes inhérents qui en découlent[2].

I.2) PRINCIPE DE BASE DE LA TELEPHONIE CELLULAIRE

Dans un premier temps nous allons rappeler les trois éléments essentiels qui entrent en jeu dans le système de téléphonie cellulaire. On définit ainsi la station mobile SM, la station de base SB et enfin le centre de commutation des mobiles CCM[1]. En fait, la station de base échange des informations avec des stations mobiles situées dans un rayon d'action pouvant parfois être limité à quelques centaines de mètres mais atteignant quelques dizaines de kilomètres en zone dégagées et peu urbanisées. Les zones de couverture de chaque station de base définissent des cellules élémentaires qui sont ensuite rassemblées par groupe de 7 autour d'un CCM qui assurera non seulement la liaison avec les réseaux nationaux mais aussi entre les autres stations de base.

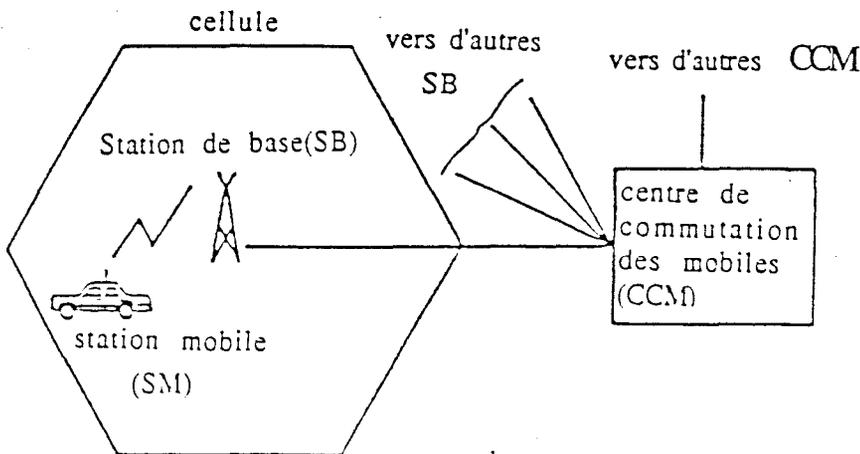


Figure I.1.a : Cellule de base

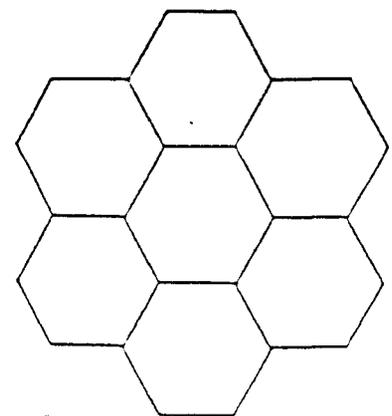


Figure I.2: Regroupement de 7 cellules.

Le concept "cellulaire" a pour conséquence immédiate que pour un mobile se déplaçant d'une cellule à l'autre, le système doit être capable de transmettre l'appel à la SB de la nouvelle cellule. Dans la suite de notre étude, cette période de transition sera appelée "handover" dont nous allons préciser son principe.

. "Handover"

Le processus de "handover" [1] détermine l'attribution d'une station mobile à une station de base. De plus en ajustant le critère de décision de ce processus, on peut augmenter ou diminuer la taille de la cellule. Ainsi ce "handover" est utilisé par l'opérateur système non seulement pour contrôler la qualité de la liaison radio mais aussi pour gérer la taille des cellules de façon à les adapter à la densité du trafic.

En effectuant un contrôle de la qualité de la liaison et du niveau du signal, il est possible de savoir si la dégradation de la communication est due aux interférences entre les canaux. En fait, parallèlement à cette mesure, une autre fonction de la SM consiste à mesurer l'amplitude du signal sur les canaux adjacents et ce contrôle permettra de savoir si on se rapproche suffisamment d'une autre cellule pour commuter la transmission sur la nouvelle station de base.

Le système GSM utilise la bande de fréquence 890-915 MHz pour une liaison SM-SB (uplink) et 935-960 MHz pour une liaison SB-SM (downlink). Nous ne décrirons pas les différents multiplexages, modulations, structures des données utilisées qui ne font pas l'objet de notre étude. Après cette brève description du concept de la téléphonie cellulaire, nous allons étudier les différentes possibilités de retransmission du signal GSM en tunnel.

I.3) RETRANSMISSION DU GSM EN TUNNEL

I.3.1) Cellule additionnelle

En milieu confiné, la probabilité d'avoir un grand nombre de stations mobiles (SM) étant faible, le service peut être assuré par peu de canaux. Ces

derniers sont alloués par une station de base propre au tunnel, elle-même reliée à un centre de commutation (CCM) (figure I-3).

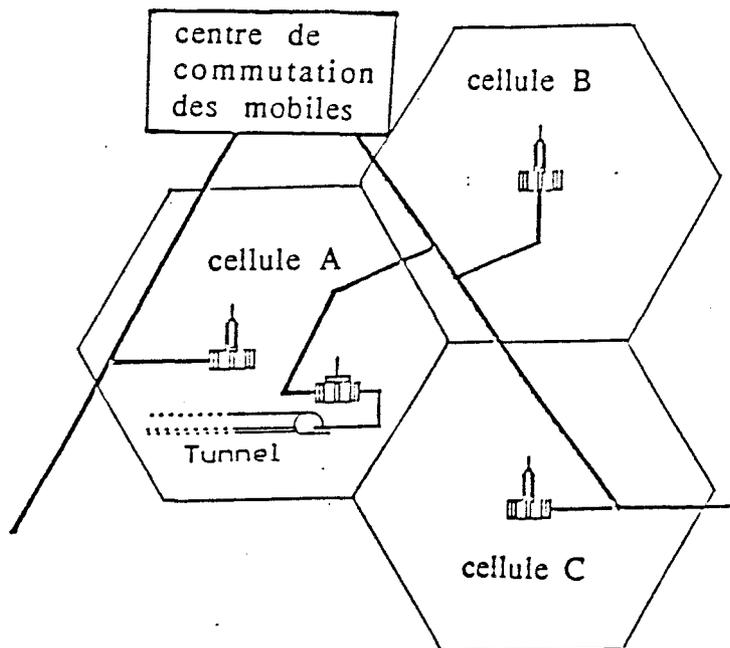


Figure I.3 : Tunnel considéré comme cellule additionnelle.

Quand le mobile entre dans le tunnel, le système (CCM) commute l'appel vers la station de base correspondante selon la procédure classique de Handover décrite précédemment.

Dans ce cas, l'équipement de retransmission sera une station de base propre au tunnel, associé aux éléments rayonnants situés dans celui-ci. Cette technique, quoique déjà adoptée en Suisse et en Norvège, présente l'inconvénient non seulement d'être onéreuse étant donné qu'une station de base est nécessaire à chaque tunnel, mais aussi d'être peu souple. En effet si la couverture radioélectrique des tunnels est décidée suivant cette technique, mais sans avoir été prise en considération au préalable, cela nécessite une complète restructuration du plan d'allocation de fréquences des cellules. Une troisième difficulté apparaît, suite aux recommandations GSM qui précisent que l'équipement de la station mobile doit surveiller les signaux reçus des autres cellules. En espace libre, les conditions de surveillance sont facilement réalisées dans la mesure où les signaux provenant des cellules adjacentes se propagent également dans la cellule considérée. Mais si nous envisageons le

tunnel comme une cellule à part-entière, ces conditions risquent de ne plus être satisfaites. Si le signal provenant de l'émetteur extérieur subit une atténuation brutale lors de sa pénétration dans le tunnel, l'équipement mobile aura, dans ces conditions, des difficultés à déterminer le moment optimum pour commuter sur une autre cellule.

I.3.2 Extension des limites de la cellule en tunnel

La liaison entre les SB et SM est assurée par des antennes directives extérieures, qui transmettent ensuite le signal aux éléments rayonnants par l'intermédiaire d'une station d'amplification (Booster Station).

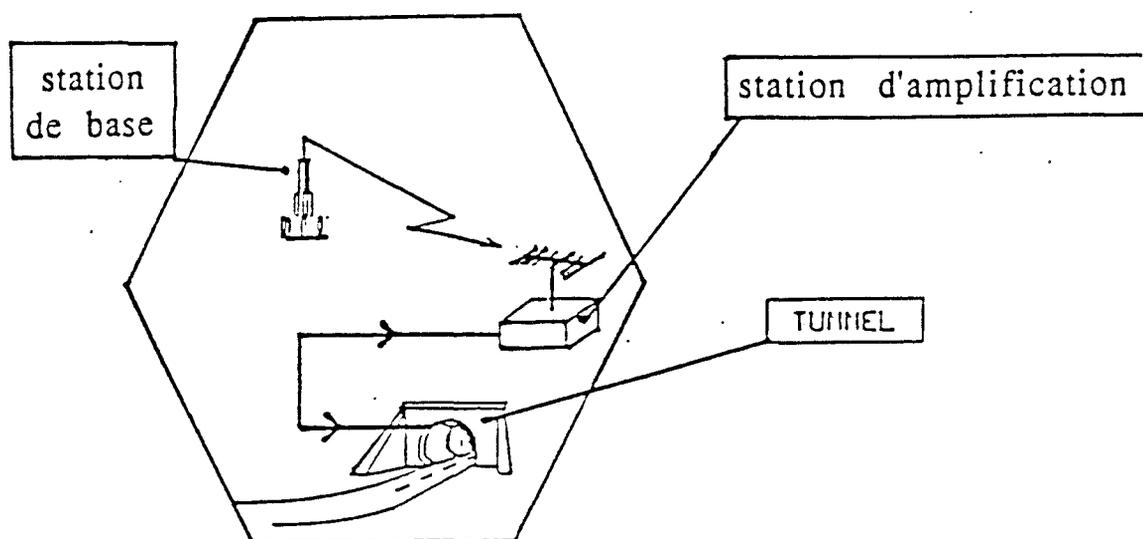


Figure I.4 : Extension des limites de la cellule en tunnel

Cette solution mène également à certains problèmes que nous allons brièvement décrire :

. A l'entrée du tunnel, le mobile va recevoir l'onde directe provenant de la station de base et le signal retardé venant du dispositif de retransmission installé dans le tunnel (figure I.4). Il apparaîtra donc une zone d'interférences pouvant dégrader la qualité du signal.

Mais le système GSM a été conçu de telle façon à pouvoir s'affranchir des retards inférieurs à 15 μ s ainsi que ceux dont les rayons réfléchis ont une amplitude inférieure à 15 dB par rapport au rayon direct. Ceci signifie que pour un tunnel de longueur supérieur à 4 km et dont les plans d'entrée et de sortie se situent au sein de la même cellule, ce retard critique de 15 μ s risque d'être atteint, engendrant ainsi des taux d'erreurs importants lors de la transition "tunnel-espace libre". L'étendue de cette zone d'interférences dépendra bien entendu des niveaux relatifs du signal réamplifié et de celui provenant directement de la station de base. Des paramètres critiques seront donc l'orientation de la station de base par rapport au plan d'entrée du tunnel et les diagrammes de rayonnement des dispositifs de réémission. Si le véhicule est à l'arrêt dans cette région (en cas d'embouteillage), la communication peut être interrompue.

. Si les extrémités du tunnel sont situées dans des cellules différentes, un "handover" correct peut être envisagé en utilisant deux stations d'amplification aux entrées et sorties du tunnel et connectées par exemple à deux tronçons de câbles rayonnants dont les extrémités respectives sont reliées à des antennes. Ces dernières favorisent une décroissance du champ moins brutale en fonction de la distance, rendant le "handover" plus aisé.(figure I-5).

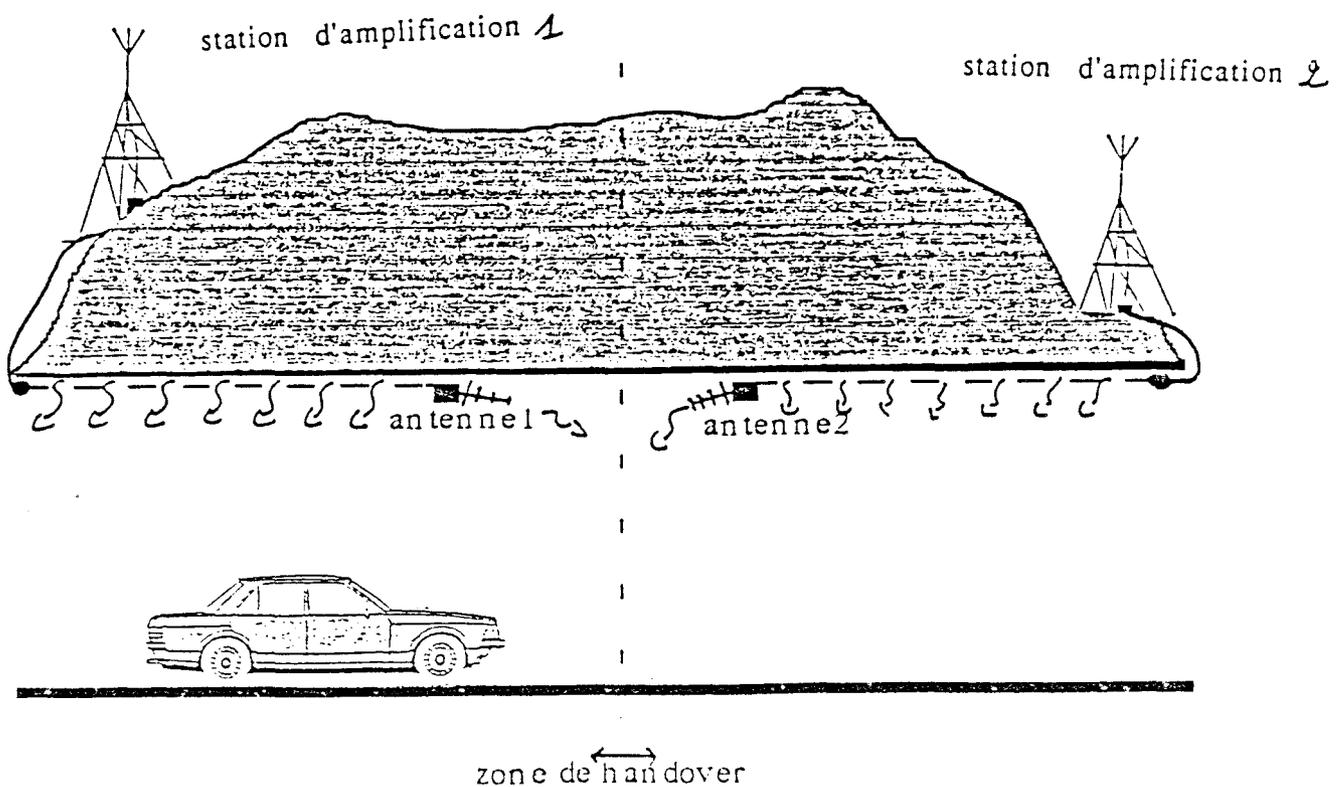


Figure I-5

I.4) CONCLUSION

Nous venons donc de présenter les deux différentes approches permettant d'intégrer les équipements de retransmission en tunnel au sein du réseau cellulaire. Mais quelque soit la technique employée, le problème de la propagation du signal en tunnel reste entier.

On peut en effet se demander si les caractéristiques de la propagation des ondes en milieux confinés différent totalement de celles en espace libre (milieu urbain classique), notamment en termes de trajets multiples occasionnés par les nombreuses réflexions sur les parois du tunnel. Dans ce but, il est nécessaire de connaître la fréquence d'apparition des évanouissements du signal, la bande de cohérence et l'atténuation du champ. Ces caractéristiques dépendront évidemment des types d'éléments rayonnants implantés dans le tunnel et que nous allons décrire dans le chapitre suivant.

BIBLIOGRAPHIE

- 1] M. Hodges
"GSM radio interface"
Br Telecom Technol.J VOL.8, N° 1, January 1990

- [2] "Feasibility study of a GSM retransmission in confined areas at 900 MHz"
DRIVE II Audit report, September 1992

CHAPITRE II

LES ELEMENTS RAYONNANTS

SOMMAIRE

CHAPITRE II : LES ELEMENTS RAYONNANTS

II.1) INTRODUCTION	p 18
II.2) ANTENNES DIRECTIVES	p 18
II.3) CABLES COAXIAUX RAYONNANTS ET CONVERTISSEURS DE MODES	
II.3.1) Introduction	p 19
II.3.2) Câbles coaxiaux "rayonnants" appelé aussi "à fuites"	p 20
II.3.3) Conversion de mode à l'aide d'une fente annulaire	p 24
II.3.4) Conversion de mode à l'aide d'un tronçon de câble rayonnant	p 30
II.4) CONCLUSION	p 35
Annexe	p 36
Bibliographie	p 43

II.1) INTRODUCTION

La propagation du champ en tunnel diffère suivant le type d'éléments rayonnants utilisés à l'émission. Dans le cadre de ce projet DRIVE II, trois techniques potentielles à la retransmission du signal GSM ont été proposées.

- Les antennes directives
- Les câbles rayonnants
- Les convertisseurs de modes

Nous nous attacherons à présenter, dans une première partie, les possibilités de retransmission par des antennes directives conventionnelles. Les câbles rayonnants et convertisseurs de modes seront décrits dans une deuxième partie dans laquelle nous indiquerons, au préalable, le principe du rayonnement d'une fente annulaire servant de base à l'ensemble de l'étude.

II.2) ANTENNES DIRECTIVES

A 900 MHz et en tunnel, la propagation libre peut être envisagée. Une couverture radioélectrique est ainsi possible en utilisant plusieurs antennes directives reliées entre elles par un câble coaxial non rayonnant.

Leur nombre varie en fonction de la longueur du tunnel. A une telle fréquence, l'atténuation du champ qui, comme nous le verrons au chapitre III, n'excède pas 40 dB/km dépend de plusieurs paramètres tels que les dimensions du tunnel et la conductivité des parois. Mais des atténuations supplémentaires, dues notamment aux éventuelles courbures du tunnel peuvent se produire. Un avantage des antennes est de posséder un diagramme de rayonnement suffisamment large pour que l'amplitude du champ soit relativement homogène sur l'ensemble des voies d'un tunnel. Cependant les résultats préliminaires d'un premier contrat DRIVE ont montré que le champ produit par une antenne en tunnel est très fortement perturbé par des réflexions multiples sur les parois. De plus, nous avons vu dans le chapitre I, qu'un point critique à la retransmission du GSM en tunnel risque d'être le processus de "handover" et d'interférences au voisinage de l'entrée du tunnel. Le chapitre IV sera donc consacré à la caractérisation du canal de transmission

lorsque l'antenne d'émission-réception est située soit à l'intérieur du tunnel soit à l'extérieur de celui-ci.

II.3) CABLES COAXIAUX RAYONNANTS ET CONVERTISSEURS DE MODES

II.3.1) Introduction

Une autre possibilité d'assurer une couverture radioélectrique en tunnel est d'exciter localement, ou de façon continue, des modes rayonnés ou guidés par une structure rayonnante telle qu'un câble placé à l'intérieur du tunnel. Afin d'explicitier les différentes méthodes envisageables, considérons dans une première étape, le cas des basses fréquences pour lequel la longueur d'onde est bien plus grande que les dimensions transversales du tunnel. Nous verrons par la suite la généralisation dans le domaine des hautes fréquences et à 900 MHz en particulier. Envisageons tout d'abord l'utilisation d'un câble coaxial rayonnant c'est-à-dire sur lequel des ouvertures plus ou moins rapprochées ont été pratiquées.

L'onde excitant le câble se propage avec un coefficient d'atténuation linéique faible; les ouvertures permettent de transférer une partie de l'énergie vers l'extérieur créant ainsi un mode appelé "monofilaire", pour lequel l'onde est guidée entre la surface extérieure du blindage et les parois du tunnel. On peut également interpréter ceci en considérant que la configuration complète se comporte comme deux géométries coaxiales : le câble proprement dit et une structure coaxiale excentrée dont l'âme serait le blindage du câble, le conducteur de retour étant formé par les parois du tunnel. En basse fréquence, les "fuites" quasi continues du câble coaxial, permettant l'échange d'énergie de l'intérieur vers l'extérieur, seront caractérisées par l'impédance de transfert du blindage. Le câble sera appelé "à modes couplés". En haute fréquence, ce type de câble présentera des caractéristiques extrêmement différentes si la distance inter-ouvertures devient du même ordre de grandeur que la longueur d'onde. Comme nous le verrons en détail dans le chapitre V, un câble fonctionnant dans de telles conditions sera appelé "à mode rayonné". Bien que cette terminologie soit impropre, nous continuerons à l'utiliser, ces appellations étant fréquemment répandues.

Une autre solution pour exciter un mode monofilaire extérieur est d'effectuer localement le transfert d'énergie en insérant dans un câble

coaxial, supposé parfaitement blindé, une structure de couplage entre l'intérieur et l'extérieur du câble. Deux grands types de "convertisseur de modes" ont été étudiés ces dernières années : la fente annulaire ou l'insertion d'un court tronçon de câble rayonnant entre deux tronçons de câbles non rayonnants [1].

Dans ce chapitre introductif, nous allons présenter les principes fondamentaux du câble rayonnant à modes couplés. Dans la gamme des hautes fréquences, supérieures à quelques centaines de MHz, les câbles à "mode rayonné" présentent des performances supérieures et leur étude fera, comme nous l'avons déjà signalé, l'objet d'un chapitre spécifique (ch. V). Nous décrirons ensuite le convertisseur de modes basé sur l'insertion d'une fente annulaire puis d'un tronçon de câble rayonnant. Nous donnerons enfin quelques exemples de résultats expérimentaux obtenus par L.Deryke et W.Pirard [2] dans le cadre du projet DRIVE II.

II.3.2) Câble coaxial "rayonnant", appelé aussi "à fuites"

Le câble coaxial est caractérisé par ses paramètres géométriques : diamètre de l'âme $2a$, du blindage $2b$ et de la gaine diélectrique extérieure $2c$. On posera par la suite $t = b - c$ qui est donc l'épaisseur de l'isolant extérieur. Les milieux 0, 2 et 1, correspondent respectivement à l'air, à la gaine et à l'isolant primaire du câble ainsi qu'il est indiqué sur la Figure II 1

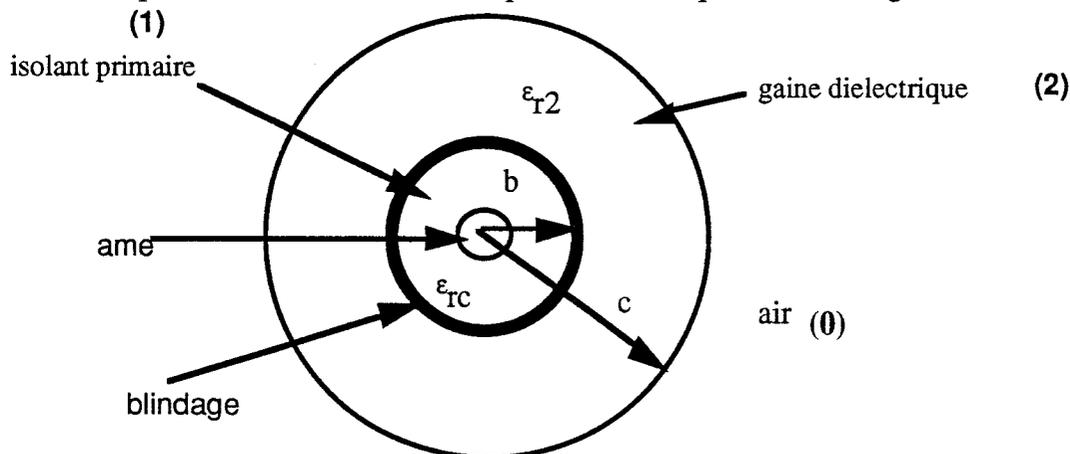


Figure II.1 Géométrie du câble coaxial

ϵ_{r1} et ϵ_{r2} désignent respectivement la permittivité relative de l'isolant primaire du câble coaxial et de la gaine isolante

1) Câble isolé dans l'espace

Si on imagine, tout d'abord, le câble isolé dans l'espace, le transfert d'énergie de l'intérieur du câble vers l'extérieur pourra exciter une onde de Goubau [3]. La mise en équation du champ dans l'air et dans le diélectrique (milieu 2) permet de trouver les caractéristiques intrinsèques de cette onde. En particulier, l'écriture des conditions aux limites pour la distance radiale $\rho = c$ mène à l'équation modale que doit satisfaire la constante de propagation h et qui est explicitée dans l'annexe de ce chapitre.

Le champ électromagnétique dans l'air se mettant sous la forme d'une fonction de Hankel, le développement asymptotique de cette fonction mène à une décroissance radiale du champ de la forme :

$$\rho^{-1/2} \exp(-p\rho) \quad \text{avec} \quad p = \sqrt{h^2 - k^2} \quad (\text{II.1})$$

où k est le nombre d'onde dans l'air ($k = 2\pi/\lambda$).

A titre d'exemple, considérons un câble coaxial dont le diamètre extérieur sur blindage $2b = 44$ mm et deux fréquences de 450 MHz et 900 MHz. Le tableau ci-dessous donne les valeurs de p obtenues à partir de l'équation A.6 de l'annexe pour différentes épaisseurs t de la gaine diélectrique et pour deux valeurs de permittivité relative ϵ_{r2} .

t (mm)	<u>f = 450 MHz</u>		<u>f = 900 MHz</u>	
	$\epsilon_{r2} = 1.5$	$\epsilon_{r2} = 2.5$	$\epsilon_{r2} = 1.5$	$\epsilon_{r2} = 2.5$
1	0.55	0.76	1.24	1.74
3	1.01	1.42	2.35	3.36
5	1.36	1.92	3.20	4.61

Tableau 1 : Valeur de p , exprimée en m^{-1} pour différentes caractéristiques de la gaine isolante.

On remarque évidemment qu'au plus la fréquence augmente, au plus les valeurs de p deviennent importantes, l'énergie associée se concentrant au voisinage du câble. Si on introduit un rayon "effectif" ρ_{eg} de l'onde de Goubau par $\rho_{eg} = 1/p$, les câbles usuels présenteront une valeur de ρ_{eg} supérieure ou égale à 1 m si $f \leq 450$ MHz.

2) Câble placé en tunnel

Le câble coaxial, percé d'ouvertures rapprochées (distance inter-ouvertures très petites vis-à-vis de la longueur d'onde), est placé à une certaine distance d des parois du tunnel. Supposons, tout d'abord, que le câble soit installé de telle façon que le rayon effectif de l'onde de Goubau ρ_{eg} , soit beaucoup plus petit que la distance entre le câble et la paroi. Dans ce cas, l'atténuation intrinsèque du câble coaxial sera pratiquement la même que celle d'un câble isolé ; une antenne de réception placée à une distance ρ supérieure à ce rayon effectif ρ_{eg} ne recevra pratiquement pas de signal. En revanche si le câble est suffisamment près de la paroi pour que $d < \rho_{eg}$, il se produira une modification de la carte de champ du mode de Goubau et qui s'apparentera à celle du mode dit "monofilaire" associé à une structure coaxiale excentrée dont l'âme serait formée par le blindage du câble, le conducteur de retour étant la paroi du tunnel. Au vu des applications numériques précédentes, cette condition $d < \rho_{eg}$ sera pratiquement toujours vérifiée si la fréquence est inférieure à quelques centaines de MHz.

Pour mieux décrire ce transfert de mode, plaçons-nous tout d'abord dans l'hypothèse des basses fréquences pour laquelle les dimensions transversales du tunnel sont bien plus petites que la longueur d'onde et l'influence de la gaine diélectrique recouvrant le câble est négligeable.

L'approche théorique peut être faite à l'aide de la méthode des lignes de transmission couplées, les termes de couplage étant l'impédance et l'admittance de transfert du câble, notées respectivement Z_t et Y_t . Dans cette approximation quasi TEM, appelons V_c , I_c , V_m et I_m , les tensions et courants à l'intérieur du câble coaxial ou sur la ligne extérieure, ainsi qu'il est indiqué sur la Figure II.2.

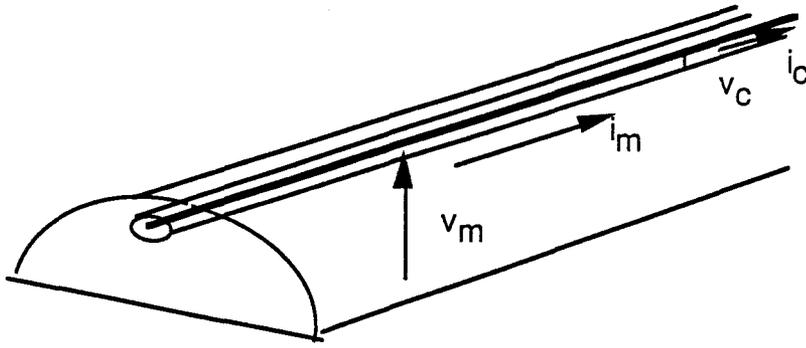


Figure II.2 : Câble coaxial installé en tunnel.

Si Z_c , Z_m , Y_c et Y_m , sont les impédances et admittances par unité de longueur de chacune des lignes, on obtient [4] :

$$\begin{cases} \frac{\partial V_c}{\partial z} + Z_c I_c = Z_t I_m & \frac{\partial I_c}{\partial z} + Y_c V_c = -Y_t V_m \\ \frac{\partial V_m}{\partial z} + Z_m I_m = Z_t I_c & \frac{\partial I_m}{\partial z} + Y_m V_m = -Y_t V_c \end{cases}$$

(II-2)

L'admittance de transfert est reliée non seulement aux dimensions des ouvertures mais aussi à la capacité entre le câble et le sol. Si le câble n'est pas directement plaqué contre la paroi, on peut montrer que la contribution de l'admittance de transfert est négligeable [4]. De plus, si on émet par exemple dans le câble coaxial, on peut négliger la réaction de l'extérieur vers l'intérieur. Les équations différentielles en tension se mettent donc simplement sous la forme :

$$\frac{\partial V_c}{\partial z} + Z_c I_c = 0 \quad ; \quad \frac{\partial V_m}{\partial z} + Z_m I_m = Z_t I_c \quad (II-3)$$

Comme nous le verrons dans le paragraphe concernant les convertisseurs de modes basés sur des tronçons de câbles rayonnants, cette théorie des lignes permet de calculer très facilement les courants induits sur le blindage.

La démarche qui a été faite jusqu'à présent suppose que la configuration géométrique présente une parfaite symétrie de translation. Cependant la présence des attaches du câble à la paroi, la rugosité de celle-ci, d'éventuelles variations de distance ou la présence d'obstacles vont rompre cette symétrie et engendrer des réflexions, une partie de l'énergie guidée étant ainsi transformée en énergie rayonnée. C'est la raison pour laquelle on peut

s'attendre à ce que le champ reçu par un mobile avec un tel type de câble présente des fluctuations autour de sa valeur moyenne.

Si la fréquence augmente, les dimensions transversales du tunnel deviendront beaucoup plus grandes que la longueur d'onde et le rayonnement de chaque ouverture sera prépondérant. Le câble va donc se comporter comme un réseau quasi-infini d'antennes pour lequel la distance inter-ouvertures devra être optimisée. Ce type de câble, dit à mode rayonné, sera détaillé dans le chapitre V.

II.3.3) Conversion de mode à l'aide d'une fente annulaire

Nous envisagerons successivement l'aspect "basse fréquence" pour lequel la théorie des lignes peut s'appliquer puis nous étudierons le comportement "haute fréquence" de la fente associé à son rayonnement en champ lointain (distance grande vis-à-vis de la longueur d'onde).

1) Cas des basses fréquences

Dans cette hypothèse, seuls les modes quasi TEM sont supportés par la structure. La fente annulaire, telle que celle représentée sur la Figure II.3, est donc équivalente à une jonction à 4 ports.

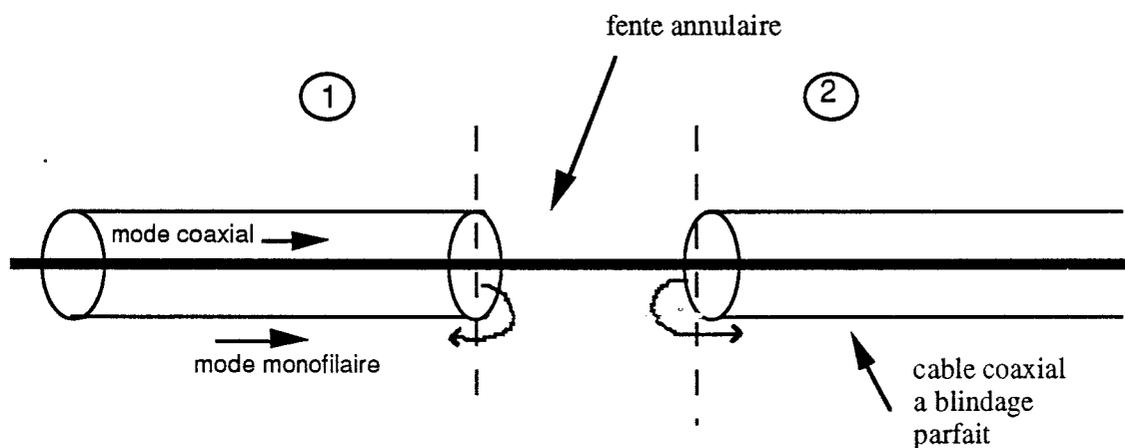


Figure II.3: Fente annulaire insérée dans un câble coaxial sans perte.

Si on se ramène à des concepts de lignes de transmission, on peut introduire les notions de courant et tension V_c , I_c , V_m et I_m et d'impédances caractéristiques Z_{cc} et Z_{cm} associées respectivement au câble coaxial et à la ligne extérieure, ces deux lignes de transmission ayant un conducteur commun interrompu sur une courte longueur. (Figure II.4).

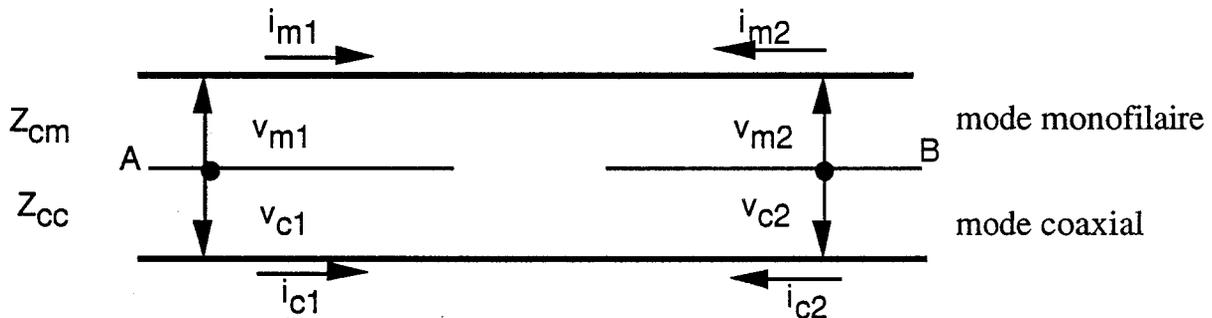


Figure II.4 : Définition des courants et tensions associés aux modes.

Compte tenu de la dimension très petite de la fente par rapport à la longueur d'onde, les ondes associées au mode monofilaire du côté 1 et du côté 2 seront identiques et que, bien entendu, une fente annulaire mince ne produit pas de conversion modale directionnelle. En pratique une succession de convertisseurs de modes sera employée pour assurer une couverture radioélectrique sur un tunnel de grande longueur mais la non-directivité provoquera des phénomènes d'ondes stationnaires. Une technique envisageable pour pallier à cet inconvénient est d'utiliser un groupement de deux fentes annulaires séparées par une distance voisine du quart de la longueur d'onde.

2) Cas des hautes fréquences

La mise en équation du problème général d'un câble coaxial avec convertisseur de modes placé en tunnel est extrêmement lourde et délicate de mise en oeuvre. Il est donc préférable de décomposer les problèmes en étudiant tout d'abord le cas d'un câble isolé dans l'espace. Comme nous le verrons par la suite, l'influence des parois du tunnel se manifestera essentiellement par l'introduction des phénomènes de réflexions multiples qui seront détaillés dans les chapitres IV et V. La configuration géométrique du câble isolé ainsi que le système de coordonnées sont représentés sur la Figure II.5.

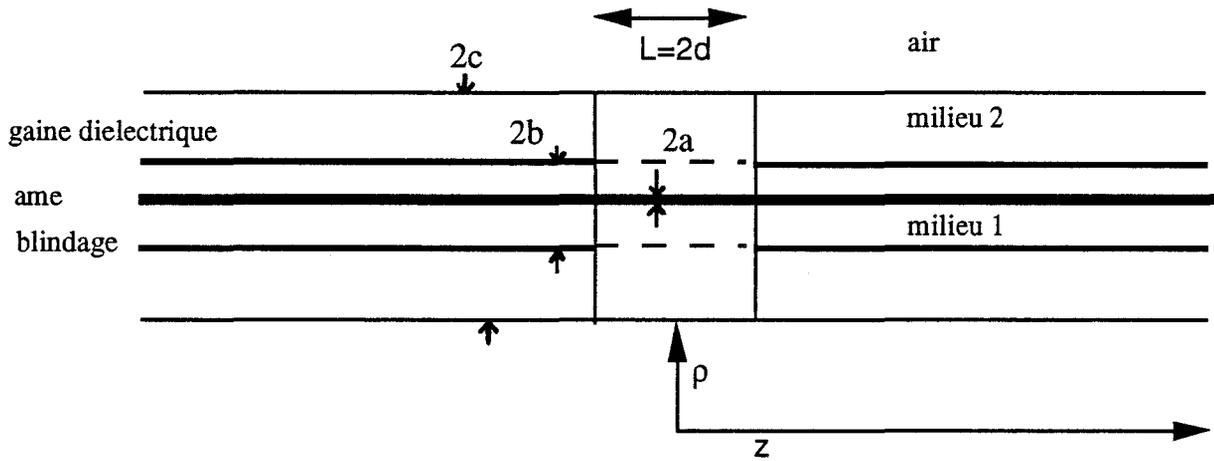


Figure II.5 : Câble coaxial avec fente et système d'axes choisi.

L'étude théorique du rayonnement de la fente a été effectuée par de nombreux auteurs et notamment J.Wait [5],[6] et P.Delogne [1]. Les principes et les grandes étapes du calcul sont détaillés dans l'annexe de ce chapitre. Rappelons simplement que le champ dans la région extérieure au câble se met sous une forme intégrale faisant ainsi apparaître la contribution d'une onde de surface associée à la présence d'un pôle de la fonction $M(\lambda)$. Celui-ci peut être associée à une onde de Goubau et à une onde rayonnée.

Dans l'hypothèse où la largeur de la fente est très petite, le champ électrique transverse sur sa largeur peut être considéré comme uniforme. Dans ce cas, le champ lointain rayonné dans l'air est donné par l'expression (A.21) de l'annexe que nous rappelons ici :

$$H_{0\phi}^r \cong \frac{-j\omega\epsilon_0 V}{\pi k} P(\theta) \frac{e^{-jkR}}{R}$$

V est la tension transverse aux bornes de la fente (II-4)

et

$$P(\theta) = \frac{x}{\left[x \sin \theta H_0^{(2)}(x \sin \theta) + \Delta(k \cos \theta) H_1^{(2)}(x \sin \theta) \right]} \tag{II.5}$$

où :

$x = k b$, la fonction Δ de la variable quelconque λ est définie par :

$$\Delta(\lambda) = (k_2^2 - \lambda^2)(c-b) b/\epsilon_{r2} \tag{II.6}$$

k_2 étant le nombre d'onde dans la gaine diélectrique entourant le câble.

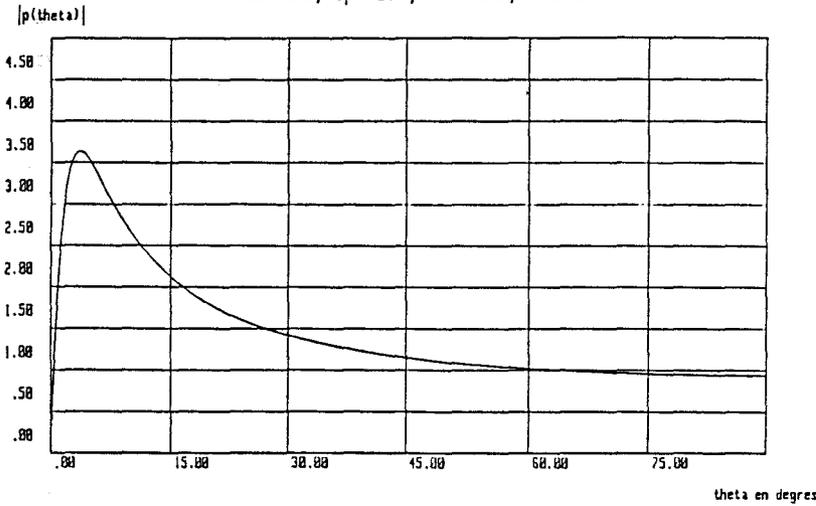
Le module de la fonction $P(\theta)$ caractérise donc le diagramme de rayonnement de la fente annulaire. A titre d'exemple, à la fréquence de 900 MHz, nous avons tracé Planche 1a et 1b, les variations de $P(\theta)$ en fonction θ pour deux épaisseurs différentes de la gaine diélectrique : 0,5 mm et 3 mm. (avec $\epsilon_r = 2.5$). Nous remarquons que le rayonnement de la fente sera d'autant plus directif que l'épaisseur de la gaine sera faible. En effet, l'ouverture du lobe à 3 dB vaut 35° et 10° respectivement pour 3 mm et 0,5 mm. Pour une épaisseur donnée, $t = 3$ mm, nous avons également représenté planche 1c les variations de $P(\theta)$ pour une permittivité $\epsilon_{r2} = 1.5$.

A l'observation de cette planche et de la planche 1b nous pouvons noter que la directivité n'est que faiblement renforcée pour de faibles valeurs de ϵ_{r2} .

La fente annulaire telle qu'elle vient d'être décrite, présente une admittance importante entraînant une réflexion du mode TEM se propageant à l'intérieur du câble coaxial. A 300 MHz, par exemple, une fente de 1 mm de large pratiquée sur un câble de rayon 6,25 mm, recouvert d'une gaine isolante d'épaisseur 0,6 mm et de permittivité relative égale à 2,5 réfléchit 45 % de la puissance incidente et transmet 15% de celle-ci, le reste de la puissance, étant soit rayonné (15 %), soit contenu dans l'onde de surface (25 %) [6]. Afin de diminuer les pertes d'insertion, des éléments d'adaptation doivent être introduits entre les deux parties du câble séparées par la fente. Leurs performances sont décrites dans le rapport DRIVE [2].

Pour conclure sur la présentation générale de cette technique, nous donnons sur la Planche 2 des résultats [2] montrant la variation du champ reçu de part et d'autre d'une fente annulaire située à l'abscisse $z = 100$ m dans un câble coaxial non rayonnant. Cette mesure a été faite dans le tunnel St Leonard à Liège, le câble étant disposé à 20 cm de la paroi. La fente se comporte comme une antenne directive présentant un diagramme de rayonnement tel que celui visualisé sur la Planche 1b. Ce diagramme étant symétrique par rapport au plan transverse du câble, le propagation s'effectue de façon identique vers l'avant et l'arrière comme on le remarque sur la Planche 2.

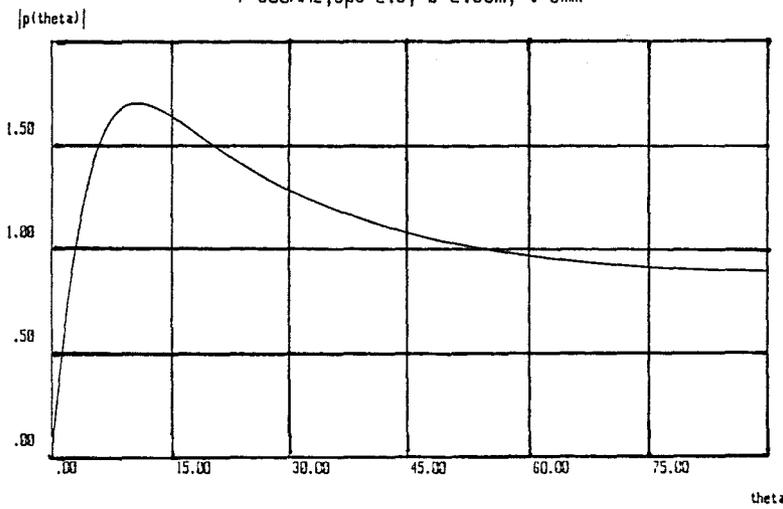
$f=900\text{ MHz}$, $\epsilon_{r2}=2.5$, $b=2.5\text{cm}$, $t=0.5\text{mm}$



$F = 900\text{ MHz}$ $\epsilon_{r2} = 2,5$
 $b = 2,5\text{ cm}$ $t = 0,5\text{ mm}$

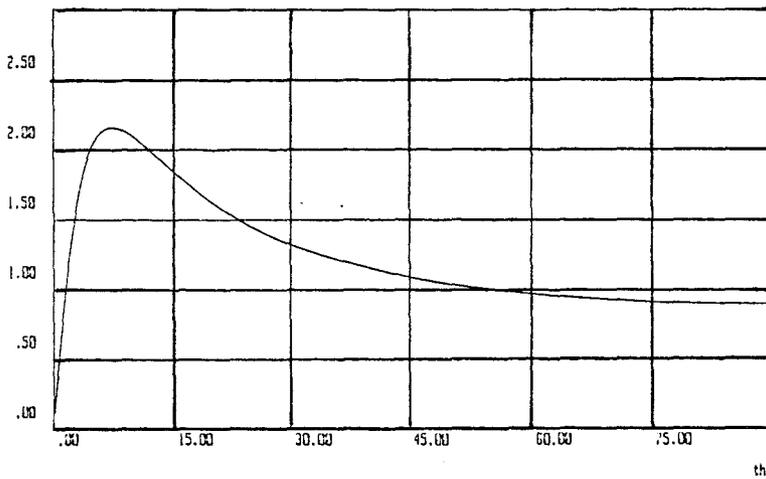
Planche 1a

$f=900\text{ MHz}$, $\epsilon_{r2}=2.5$, $b=2.5\text{cm}$, $t=3\text{mm}$



$F = 900\text{ MHz}$ $\epsilon_{r2} = 2,5$
 $b = 2,5\text{ cm}$ $t = 3\text{ mm}$

Planche 1b



$F = 900\text{ MHz}$ $\epsilon_{r2} = 1,5$
 $b = 2,5\text{ cm}$ $t = 3\text{ mm}$

Planche 1c

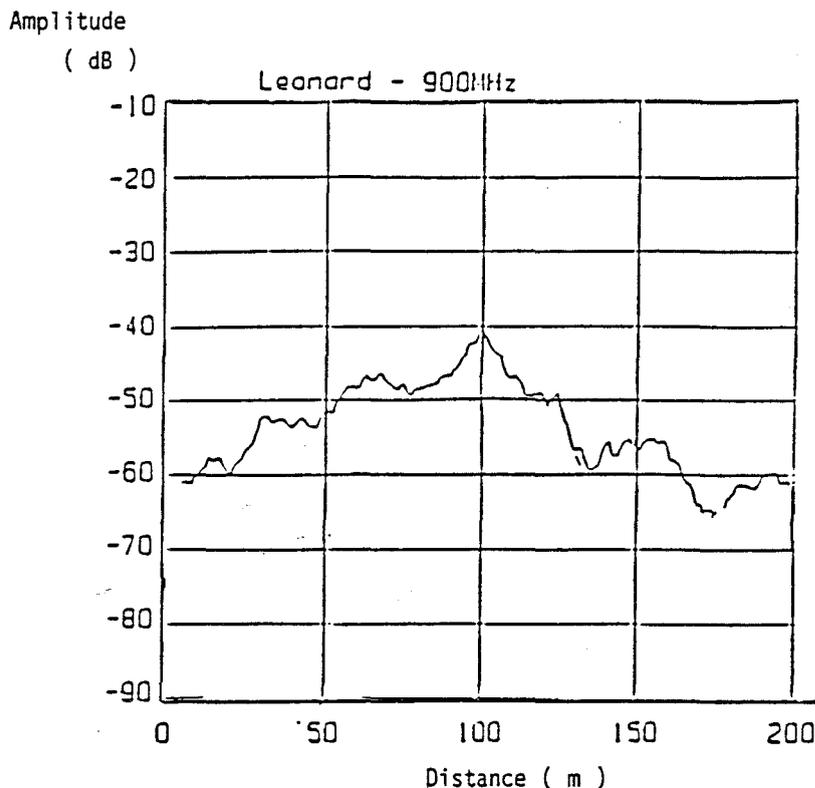


Planche 2 : Fente annulaire : variation de l'amplitude du champ reçu en fonction de la position longitudinale du récepteur

L'onde excitant le tunnel et rayonnée par la fente se propage ensuite avec une atténuation linéique dépendant notamment du rapport entre les dimensions transversales du tunnel et la longueur, comme nous le verrons ultérieurement. Compte tenu de la dynamique des systèmes d'émission-réception, il sera nécessaire de placer des convertisseurs de modes à distance périodique. Cependant la symétrie de rayonnement d'une fente risque de provoquer des phénomènes d'interférences ou des mélanges de symboles lors d'une transmission numérique, quand le récepteur se déplace entre deux fentes. Pour obtenir une directivité avant-arrière, des groupes de fentes peuvent être utilisés mais cela complique notablement le système. Une autre solution est d'utiliser comme convertisseur de modes, un tronçon de câble rayonnant de longueur L inséré entre deux tronçons non rayonnants, ce câble pouvant être considéré comme un réseau d'ouvertures quasi-continu et pour lequel existe donc une directivité importante.

II.3.4) Conversion de mode à l'aide d'un tronçon de câble rayonnant

1) Cas des basses fréquences

La configuration géométrique est donnée par la Figure II.6, le câble étant situé au voisinage des parois du tunnel.

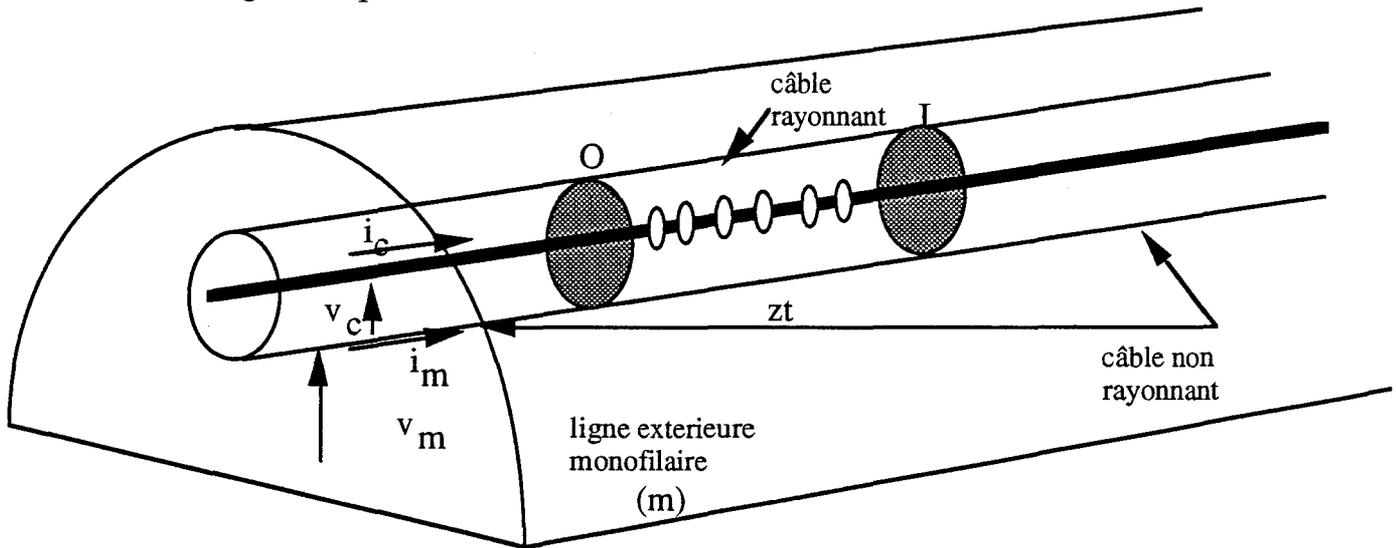


Figure II.6 : Câble rayonnant de longueur L.

Dans l'hypothèse des basses fréquences la propagation dans le câble coaxial et dans la structure extérieure peut être étudiée à partir de la théorie des lignes de transmission. Soit Z_c, Y_c, Z_m, Y_m les impédances et admittances linéiques des lignes notées c et m, Z_{cc} et Z_{cm} étant les impédances caractéristiques correspondantes. Les lignes étant supposées de longueur uniforme, le schéma équivalent entre O et L est donné Figure II.7

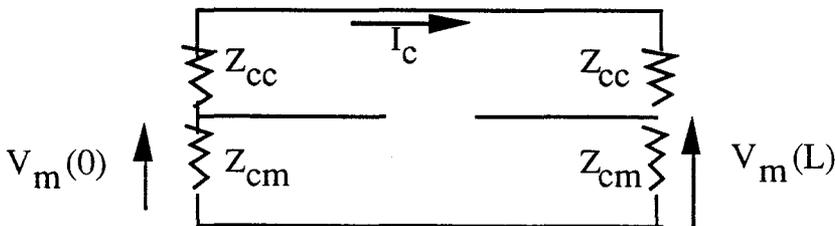


Figure II.7 : Schéma équivalent des deux lignes

Si un courant I_c circule dans le câble coaxial, les tensions $V_m(0)$ et $V_m(L)$ sont obtenues en résolvant le système d'équations différentielles (II.2) et (II.3) :

$$V_m(0) = \frac{1}{2} Z_t \int_0^L I_c(z) e^{-\gamma_m z} dz \quad (II.7)$$

$$V_m(L) = \frac{1}{2} Z_t e^{-\gamma_m L} \int_0^L I_c(z) e^{\gamma_m z} dz \quad (II.8)$$

L'impédance de transfert a été supposée suffisamment faible pour pouvoir négliger la réaction du mode monofilaire extérieur sur la propagation dans le câble coaxial. Le courant I_c s'écrit donc

$$I_c = I_{c0} e^{-\gamma_c z} \quad (II.9)$$

En négligeant les atténuations linéiques le long du tronçon, les constantes de propagation γ_m et γ_c du mode monofilaire et du mode coaxial s'écrivent

$$\gamma_m = j \beta_m \text{ et } \gamma_c = j \beta_c \quad (II.10)$$

et les tensions $V_m(0)$ et $V_m(L)$ se mettent sous la forme suivante :

$$V_m(0) = \frac{Z_t I_{c0} \exp [j(\beta_c + \beta_m) L/2]}{\beta_c + \beta_m} \sin [(\beta_c + \beta_m) L/2] \quad (II.11)$$

$$V_m(L) = \frac{Z_t I_{c0} \exp (-j \beta_m L) \exp [-j(\beta_c - \beta_m) L/2]}{\beta_c - \beta_m} \sin [(\beta_c - \beta_m) L/2] \quad (II.12)$$

On peut supposer de plus que la constante de phase β_m du mode monofilaire est peu différente du nombre d'onde dans l'air k . Les formules précédentes montrent que les tensions $V_m(0)$ et $V_m(L)$ sont proportionnelles aux quantités

$$V_m(0) \% \frac{\sin [(\sqrt{\epsilon_{rc}} + 1) k L/2]}{\sqrt{\epsilon_{rc}} + 1} \quad (II.13)$$

$$V_m(L) \% \frac{\sin [(\sqrt{\epsilon_{rc}} - 1) k L/2]}{\sqrt{\epsilon_{rc}} - 1} \quad (II.14)$$

Pour des abscisses $z > L$ ou $z < 0$ l'onde monofilaire se propagera avec une amplitude relative respectivement égale à celle qui existe à l'abscisse $z = L$ et à l'abscisse $z = 0$, les courants $I_m(0)$ et $I_m(L)$ étant proportionnels aux tensions en ces points. Le courant monofilaire sera maximum vers $z > L$ si la longueur L du tronçon rayonnant vérifie l'équation :

$$L = \lambda / 2 (\sqrt{\epsilon_{rc}} - 1) \quad (\text{II.15})$$

λ étant la longueur d'onde dans l'air. Ces formules montrent que l'on peut obtenir une directivité avant-arrière, puisque la longueur L donnée par l'équation (II-15) ne correspond pas au maximum d'amplitude de la tension $V_m(0)$. L'examen de la formule (II.14) montre également que $V_m(L)$, donc $I_m(L)$, est inversement proportionnel à $\sqrt{\epsilon_{rc}} - 1$. On a donc intérêt à choisir un tronçon de câble rayonnant ayant une permittivité relative faible, la longueur L devant toutefois être augmentée dans le rapport indiqué par la formule (II.15).

2) Cas des hautes fréquences

Envisageons le cas où le tronçon de câble rayonnant présente un réseau d'ouvertures très rapprochées tel que la distance inter-ouvertures reste beaucoup plus petite que la longueur d'onde. Le calcul du rayonnement de ce tronçon en présence du tunnel est très difficile et limitons nous donc au cas du câble isolé dans l'espace, l'influence des réflexions sur les parois pouvant ensuite être prise en considération par la théorie des rayons. Le câble à ouvertures rapprochées est caractérisé par son impédance de transfert Z_t , ce qui signifie que si un courant I_c circule dans le câble coaxial à l'abscisse z , un champ E_z apparaîtra sur la surface extérieure du blindage :

$$E_z = Z_t I_c = Z_t I_{c0} \exp(-j \beta_c z) \quad (\text{II.16})$$

Sur le tronçon de câble rayonnant, on peut ainsi considérer que l'on a une suite continue de fentes annulaires. Le champ coaxial E_z d'excitation de l'espace, présente donc une variation suivant z en $\exp(-j \beta_c z)$ donnée par la formule précédente.

Nous avons vu que le champ rayonné par une fente étroite est proportionnel à une fonction $P(\theta)$ donnée par l'expression (II.5). Ainsi qu'il est indiqué en annexe, on montre que si $f(z)$ caractérise la fonction de distribution suivant z du champ dans une fente de grande largeur, le champ total rayonné est multiplié par un facteur $F(\theta)$ associé au réseau continu d'ouvertures et relié à la transformée de Fourier de $f(z)$.

L'expression de $F(\theta)$ est donnée par la formule (A.27) de l'annexe et que nous rappelons :

$$F(\theta) \propto \frac{\sin[\pi L (\sqrt{\epsilon_{rc}} - \cos \theta) / \lambda]}{\sqrt{\epsilon_{rc}} - \cos \theta} \quad (\text{II.17})$$

Si on souhaite que le maximum de cette fonction se produise dans la direction $\theta = 0$ c'est à dire vers l'avant du câble, la longueur L du tronçon rayonné est donnée par

$$L = \lambda / 2 (\sqrt{\epsilon_{rc}} - 1) \quad (\text{II.18})$$

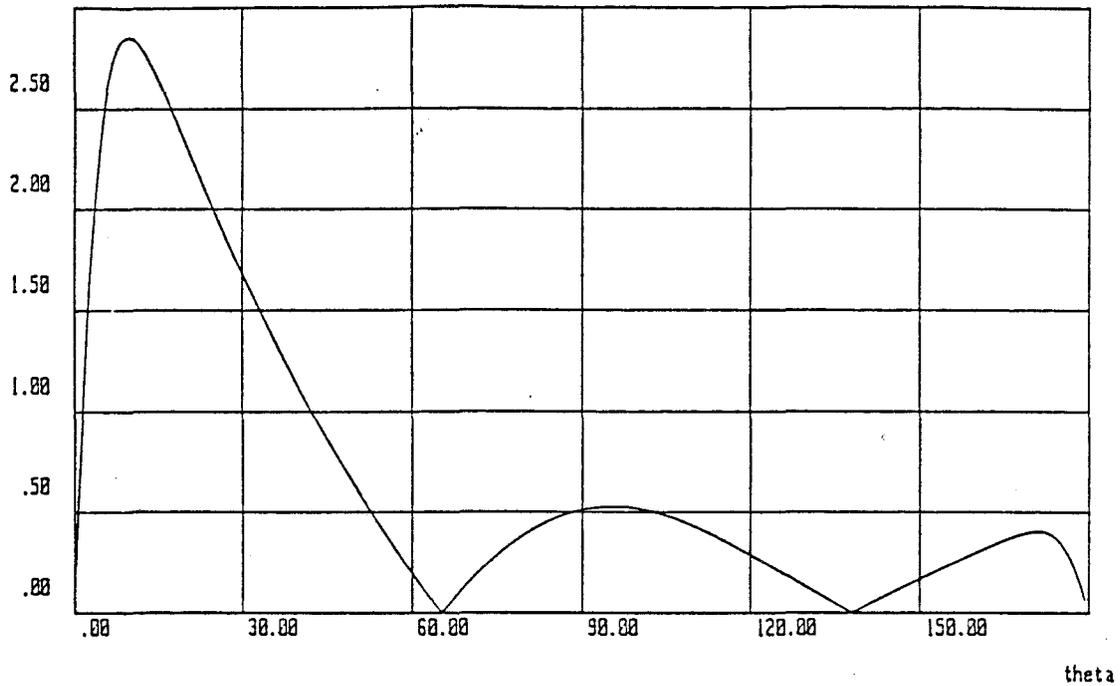
On retrouve une longueur "optimum" pour cette direction identique à celle trouvée dans le cas des basses fréquences (II.15).

Pour une fréquence de 900 MHz et une épaisseur de diélectrique de 3 mm nous avons tracé planche 3 les variations de la fonction F ainsi que le produit $F(\theta)P(\theta)$ en fonction de θ . Cette dernière courbe représente en fait le diagramme de rayonnement du tronçon. On peut noter que le rapport avant-arrière est de l'ordre de 10 dB.

Des essais et campagnes de mesures ont été effectués dans le cadre du projet DRIVE et il nous a paru intéressant pour conclure ce chapitre de présenter deux résultats essentiels. Une première expérimentation, effectuée dans le tunnel de Liège, a consisté à mesurer le champ émis par un tronçon rayonnant de diverses longueurs L afin de valider les concepts énoncés précédemment. L'enregistrement visualisé sur la Planche 4a représente la variation du champ reçu dans le tunnel en fonction de la position du point de réception, de part et d'autre du tronçon rayonnant note TR sur la figure.

troncon longueur optimale, $f=900\text{MHz}$, $b=2.5\text{cm}$, $t=3\text{mm}$, $\epsilon_s=2.5$

$|f(\theta)p(\theta)|$



troncon longueur optimale, $f=900\text{MHz}$, $b=2.5\text{cm}$, $t=3\text{mm}$, $\epsilon_s=2.5$

$f(\theta)$

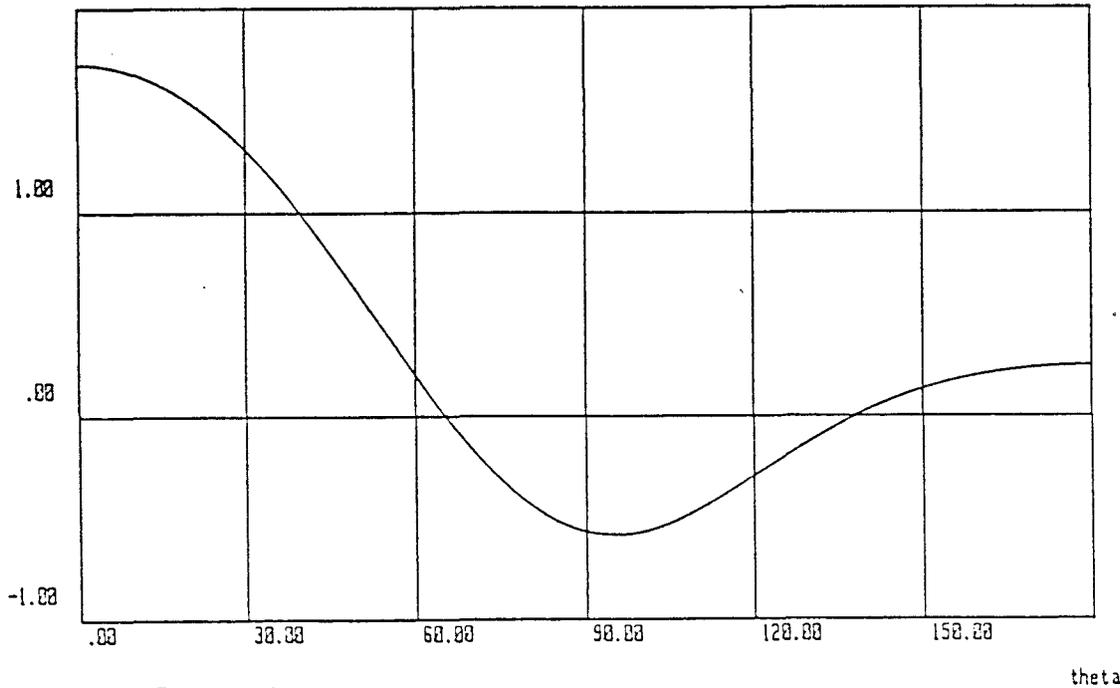


Planche 3: variation de $F(\theta)$ et $F(\theta)p(\theta)$ en fonction de θ

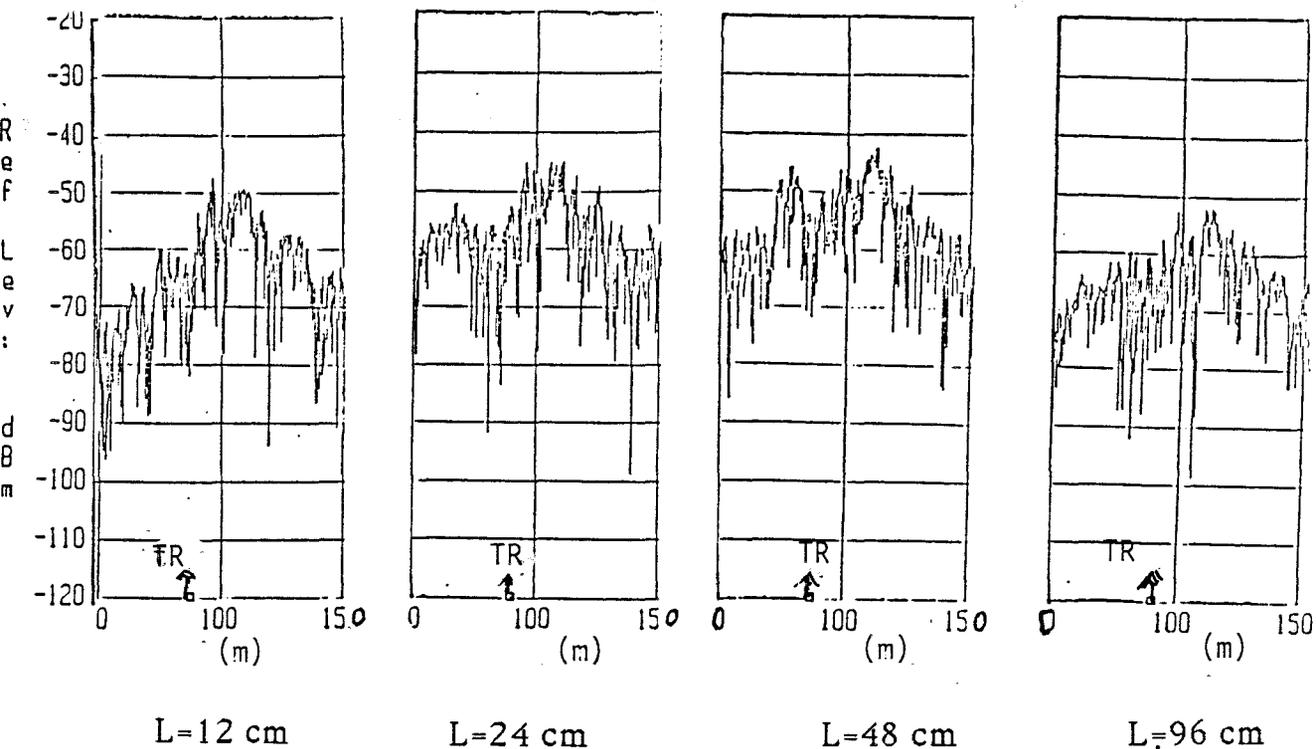


Planche 4a: Influence de la longueur du tronçon rayonnant

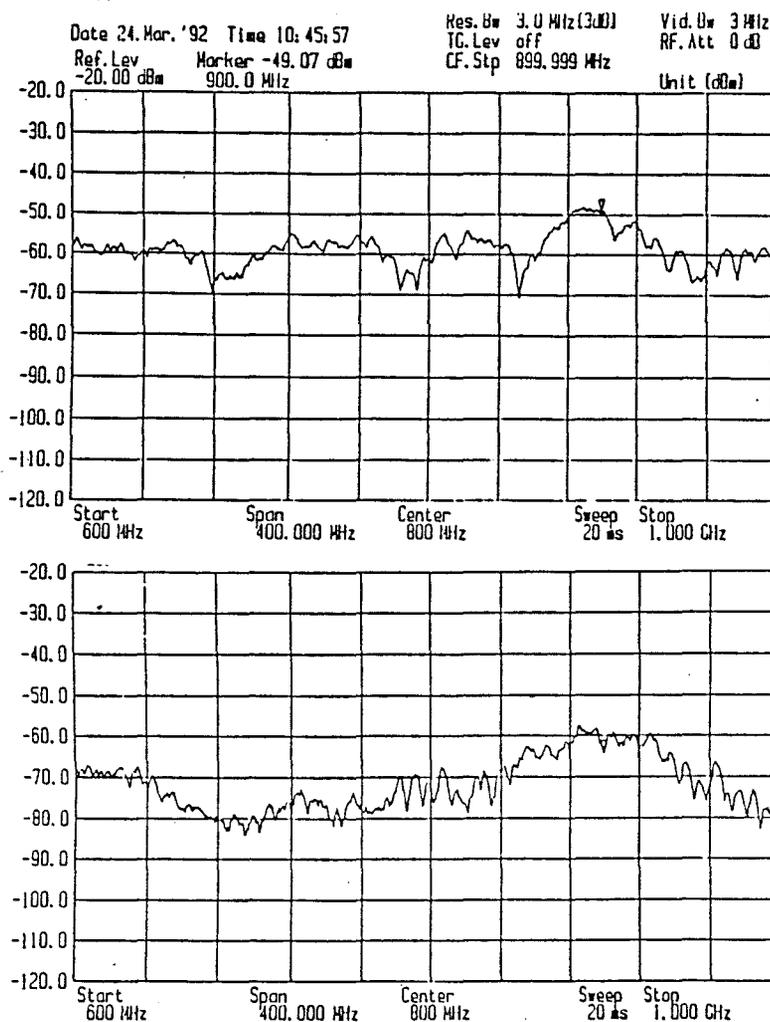


Planche 4b.4c : Mise en évidence de la directivité du tronçon rayonnant

On remarque que l'amplitude du champ passe par un maximum lorsque $L = 48$ cm, ce qui est en accord avec la formule (II.18), compte tenu des caractéristiques électriques du câble rayonnant ($\epsilon_{rc} = 1.8$).

De plus, l'excitation du câble coaxial se faisant à l'origine ($z = 0$) le champ reçu est extrêmu au delà du tronçon rayonnant, ce qui marque bien la directivité "vers l'avant" (par rapport à la position de l'émetteur) de ces types de convertisseur de mode. Ceci est d'ailleurs confirmé par les enregistrements b et c de la Planche 4 qui représentent le champ reçu à 50 m du tronçon rayonnant (courbe b : à l'avant, courbe c : à l'arrière) en fonction de la fréquence[2]. Pour les deux positions de l'antenne de réception, le champ est maximum pour $f = 900$ MHz correspondant à la longueur optimum du tronçon rayonnant et le rapport avant-arrière est de l'ordre d'une dizaine de dB.

II-4) CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons essayé de présenter brièvement les différents types de convertisseur de modes : antennes, fentes annulaires et tronçons de câbles rayonnants. Compte tenu de la gamme haute fréquence qui nous intéresse, le comportement de tels systèmes installés en tunnel pourra être étudié à partir du même concept qu'est la théorie des rayons. En effet, nous ne tiendrons pas compte de la réaction des parois du tunnel sur les caractéristiques électriques du convertisseur de modes et nous introduirons donc simplement son diagramme de rayonnement pour pondérer les différents rayons issus d'une telle source. Le chapitre suivant sera donc consacré à l'influence du tunnel sur le rayonnement d'une antenne, prise au sens général.

Annexe

Champ rayonné par une fente annulaire

Nous présentons successivement dans cette annexe le principe de calcul du champ se propageant sur la surface d'un cylindre recouvert d'un matériau diélectrique puis nous aborderons le cas où ce cylindre est le blindage d'un câble coaxial, l'excitation du milieu extérieur se faisant par l'intermédiaire d'une fente annulaire.

A.1) Propagation le long d'un cylindre métallique recouvert d'un matériau diélectrique

On va supposer que le blindage du câble est infiniment conducteur et que le matériau diélectrique recouvrant ce blindage est sans perte, donc caractérisé par une valeur réelle de permittivité relative ϵ_{r2} (figure A1).

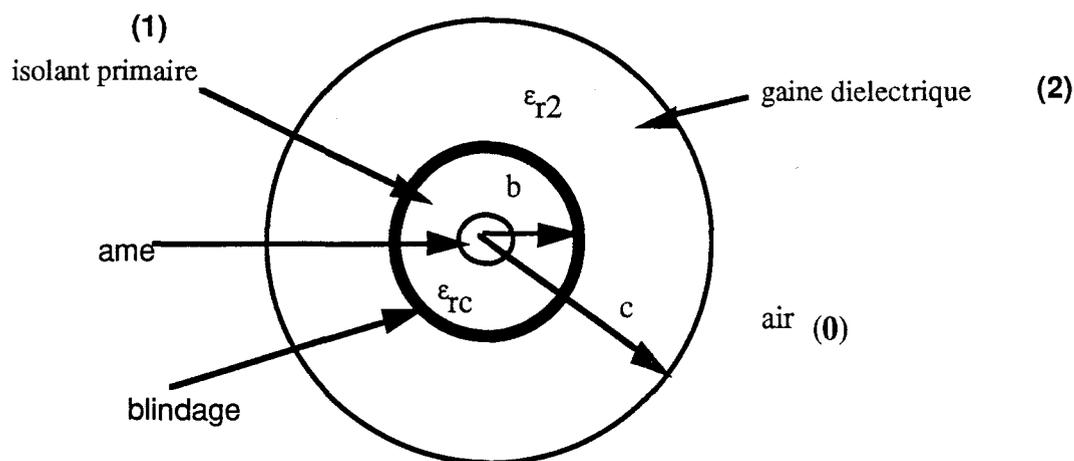


figure A1

On suppose de plus que les dimensions transversales du câble sont bien inférieures à la longueur d'onde. L'onde de surface se propageant sur une telle structure a fait l'objet de nombreuses études, menées notamment par Goubau [8]. Le principe du calcul consiste simplement à exprimer les champs électromagnétiques sous la forme suivante :

$$E_z = \psi(r) e^{-jhz} \quad (\text{A-1})$$

$$E_r = -\frac{jh}{u^2} \frac{d\psi}{dr} e^{-jhz} \quad (A-2)$$

$$H_\phi = -\frac{j\omega\epsilon}{u^2} \frac{\partial\psi}{\partial r} e^{-jhz} \quad (A-3)$$

où h est la constante de propagation suivant l'axe z et $u = \sqrt{k^2 - h^2}$, k étant le nombre d'ondes dans l'air ou dans le diélectrique suivant le milieu dans lequel les champs sont calculés.

Compte tenu de la symétrie de révolution cylindrique, la fonction Ψ doit satisfaire l'équation différentielle suivante :

$$\frac{d^2\psi}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\psi}{dr} + u^2\psi = 0 \quad (A-4)$$

Ψ se met donc sous la forme d'une combinaison linéaire de fonctions de Bessel d'ordre zéro, de première et de deuxième espèce. En écrivant l'expression des champs dans les deux milieux et en assurant d'une part la nullité de la composante tangentielle du champ E_z sur la surface métallique et d'autre part l'égalité des composantes tangentielles du champ à la surface du diélectrique, on montre facilement que la constante de propagation h est solution de l'équation implicite suivante $[M(\lambda)] = 0$

$$\lambda = h$$

avec :

$$M(\lambda) = u_2 [J_0(u_2b) Y_0(u_2c) - J_0(u_2c) Y_0(u_2b)] H_1^{(2)}(u_0c) - \epsilon_{r2} u_0 [J_0(u_2b) Y_1(u_2c) - Y_0(u_2b) J_1(u_2c)] H_0^{(2)}(u_0c) \quad (A-5)$$

où $u_0 = \sqrt{k_0^2 - \lambda^2}$ et $u_2 = \sqrt{k_2^2 - \lambda^2}$

Comme nous l'avons signalé précédemment, les variables u_b ou u_c sont très petites vis-à-vis de l'unité puisque k_c ou $k_b \ll 1$. En utilisant les développements des fonctions de Bessel et de Hankel, on peut montrer que l'équation modale se met sous la forme [1] :

$$\log \left[0.89 c \sqrt{\lambda^2 - k^2} \right] + \frac{k_2^2 - \lambda^2}{\epsilon_{r2} (\lambda^2 - k^2)} \log c/b = 0 \tag{A-6}$$

A.2) Excitation du milieu extérieur par une fente annulaire pratiquée sur un câble coaxial

A.2.1) Présentation du problème

La configuration géométrique est celle représentée sur la Figure A2 où la fente, de largeur totale $L = 2d$, a une symétrie complète de révolution.

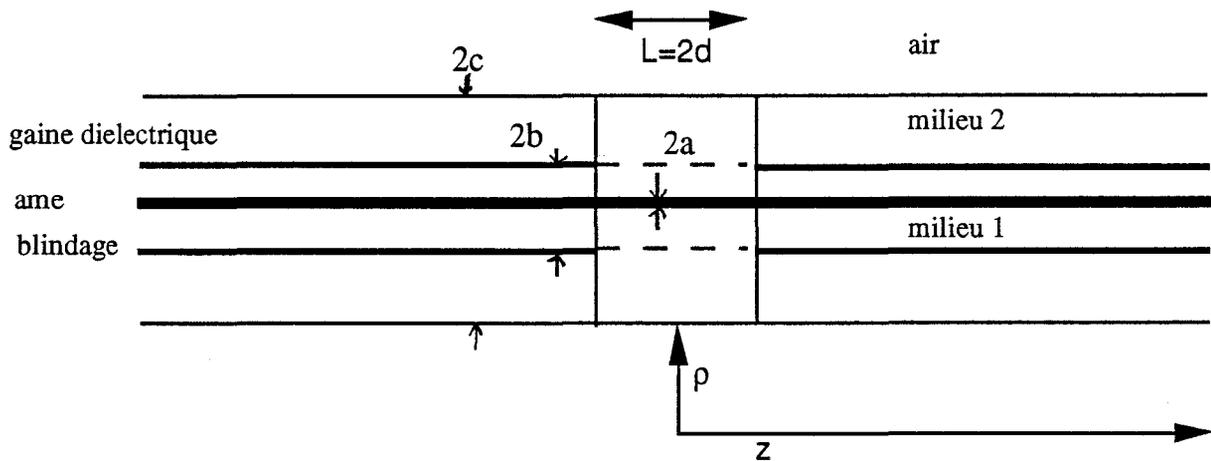


Figure A2 : câble coaxial fendu annulairement.

L'onde extérieure excitée par la fente pourra être décomposée en une onde associée à une propagation guidée par la surface diélectrique du conducteur donc à un mode de Goubau, et à une onde rayonnée. Pour un câble placé à l'intérieur d'un tunnel, l'onde de surface va donner naissance à un mode monofilaire, le conducteur de retour étant formé par les parois du tunnel. Si la longueur d'onde de l'émission est suffisamment petite par rapport aux dimensions transversales du tunnel, l'onde rayonnée par la fente va se propager "librement", subissant simplement les réflexions multiples sur les parois. La fente se comporte, dans ce cas, comme une antenne dont il importe de caractériser les paramètres intrinsèques tels l'admittance d'entrée et le diagramme de rayonnement en espace libre. L'approche théorique a été développée par Wait [7] et Delogne [1] notamment et nous allons rappeler

brèvement la démarche suivie pour aboutir à une formulation simple du problème.

La configuration géométrique présentant, comme dans le cas d'un simple conducteur entouré d'un matériau diélectrique, une symétrie de révolution autour de l'axe z , les composantes E_ρ, E_z et H_ϕ seront déduites du potentiel de Hertz π qui n'admet qu'une seule composante suivant z et devant satisfaire l'équation :

$$(\Delta + k^2) \pi = 0 \quad (\text{A-7})$$

Compte tenu du type de conditions aux limites qui seront appliquées par la suite, il est intéressant de mettre π sous la forme d'une intégrale de Fourier :

$$\pi = \int_{-\infty}^{+\infty} Z_0(u\rho) e^{-j\lambda z} d\lambda \quad (\text{A-8})$$

où Z_0 représente donc une combinaison linéaire de fonctions de Bessel ou (et) de Hankel avec $u = \sqrt{k^2 - \lambda^2}$

k et u pouvant prendre les indices affectés à chacun des milieux (cf. Fig. A2).

A.2.2) Calcul du champ dans l'air

Les composantes E_z et H_ϕ dans le milieu 2, $b \leq \rho \leq c$, se mettent ainsi sous la forme :

$$E_{2z} = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\lambda) u_2^2 [H_0^{(2)}(u_2\rho) + R(\lambda) H_0^{(1)}(u_2\rho)] e^{-j\lambda z} d\lambda \quad (\text{A-9})$$

$$H_{2\phi} = j\omega \epsilon_2 \int_{-\infty}^{+\infty} A(\lambda) u_2 [H_1^{(2)}(u_2\rho) + R(\lambda) H_1^{(1)}(u_2\rho)] e^{-j\lambda z} d\lambda \quad (\text{A-10})$$

De même les champs dans l'air ($\rho \geq c$) s'écrivent :

$$E_{0z} = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\lambda) u_0^2 T(\lambda) H_0^{(2)}(u_0\rho) e^{-j\lambda z} d\lambda \quad (A-11)$$

$$H_{0\phi} = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\lambda) u_0 T(\lambda) H_1^{(2)}(u_0\rho) e^{-j\lambda z} d\lambda \quad (A-12)$$

Les coefficients $R(\lambda)$ et $T(\lambda)$ sont déterminés en exprimant la continuité des composantes tangentielles du champ électromagnétique sur la surface extérieure du câble. Le terme $A(\lambda)$ traduit les conditions d'excitation et sera donc obtenu en écrivant que la composante tangentielle E_{2z} du champ sur le blindage est nulle partout sauf sur la fente. Si la largeur de la fente est infiniment étroite pour être assimilée à une fonction de Dirac et si V est la tension à ses bornes, on peut montrer à l'aide des propriétés des transformées de Fourier que $A(\lambda)$ est donné par [6] :

$$A(\lambda) = \frac{V}{2\pi u_2^2} \frac{1}{[H_0^{(2)}(u_2b) + R(\lambda) H_0^{(1)}(u_2b)]} \quad (A-13)$$

Supposons maintenant que la fente ait une largeur $2d$. Si celle-ci reste suffisamment petite par rapport à la longueur d'onde, la distribution du champ électrique le long de cette fente sera pratiquement uniforme. Le coefficient $A(\lambda)$ étant pondéré, si l'excitation est quelconque, par la transformée de Fourier de la fonction de distribution, cela revient, pour une petite ouverture à multiplier $A(\lambda)$ par la fonction $F(\lambda) = (\sin \lambda d)/\lambda d$ (A-14)

En remplaçant $A(\lambda)$ par $A(\lambda) F(\lambda)$ et en tenant compte des expressions de $R(\lambda)$ et $T(\lambda)$, on montre facilement que le champ magnétique $H_{0\phi}$ dans l'air s'écrit :

$$H_{0\phi} = j \frac{\omega \epsilon_0 V}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{2 e^{-j\lambda z} H_1^{(2)}(u_0\rho)}{\pi u_2 c M(\lambda)} \frac{\sin \lambda d}{\lambda d} d\lambda \quad (A-15)$$

où $M(\lambda)$ correspond précisément à l'équation (A-5) obtenue pour un cylindre métallique recouvert d'un matériau diélectrique.

a) Mode guidé

L'intégration de (A-15) dans le plan complexe des λ montre l'existence d'une onde guidée associée au pôle $\lambda = h$, solution de l'équation $M(\lambda) = 0$. Cette onde correspond donc à l'onde de Goubau précédemment décrite.

En appliquant le théorème des résidus, l'expression de $H_{0\phi}$ associée à l'onde de surface dans l'air peut être déterminée. En supposant que l'épaisseur de la gaine diélectrique est petite en terme de longueur d'onde dans ce milieu, $H_{0\phi}$ se met sous la forme suivante :

$$H_{0\phi}^s = \frac{k_0 C_1 V}{\eta_0} \frac{H_1^{(2)}(u_h \rho)}{H_1^{(2)}(u_h b)} e^{\pm jhz} \quad (\text{A-16})$$

η_0 est l'impédance d'onde du vide et

$$u_h = \left(\sqrt{k^2 - \lambda^2} \right)_{\lambda=h} = \sqrt{k^2 - h^2}$$

$$C_1 = \frac{-u_h^2 b^2}{bh [\Delta^2 + 2\Delta + u_h^2 b^2]} \quad (\text{A-17})$$

avec :

$$\Delta = \frac{(c-b) b (k^2 - h^2)}{\epsilon_{r2}} \quad (\text{A-18})$$

La composante E_{ρ}^s du champ électrique associé à cette onde de surface est déterminée à partir de H_{ϕ}^s grâce à la relation :

$$E_{0\rho}^s = -\frac{1}{j\omega \epsilon_0} \frac{\partial H_{0\phi}^s}{\partial z} \quad (\text{A-19})$$

En calculant le flux du vecteur de Poynting, on aboutit à l'expression suivante de la puissance P_s associée à ce mode guidé :

$$P_s^{\pm} = \frac{\pi k b C_1}{2 \eta_0} V^2 \quad (\text{A-20})$$

Mode rayonné

A grande distance de la fente, la méthode de la plus grande pente peut être utilisée pour calculer l'intégrale (A-15). Dans ce cas le champ rayonné $H_{0\phi}^r$ dans l'air à une distance R de la fente s'écrit :

$$H_{0\phi}^r \cong -\frac{j\omega\epsilon_0 V}{\pi k} P(\theta) e^{-jkR} \quad (A-21)$$

$P(\theta)$, caractérisant le diagramme de rayonnement, se met sous la forme suivante :

$$P(\theta) = \frac{x}{x \sin \theta H_0^{(2)}(x \sin \theta) + \Delta H_1^{(2)}(x \sin \theta)} \quad (A-22)$$

avec $x = k b$.

le terme Δ étant donné par l'expression (A-18).

Calcul des champs internes

Une démarche similaire à la précédente peut être adoptée pour calculer l'expression des champs internes c'est-à-dire ceux existants dans la gaine diélectrique recouvrant la tresse du câble ainsi que dans le câble coaxial, au voisinage de la fente. Cette approche permet de déterminer le schéma équivalent de la fente vue de l'intérieur du câble coaxial qui est donné par la mise en parallèle d'une admittance de rayonnement Y_r , d'une admittance G_1 associée à l'onde de surface, et aux modes évanescents. Le détail des calculs est explicité dans les références [6] et [1].

Cas d'une fente de grande largeur

Nous avons signalé précédemment que si la fente est excitée par une tension ou un champ transverse dont la fonction de répartition suivant z est $f(z)$, le terme d'excitation $A(\lambda)$ donné par la formule (A.13) devait être remplacé par $A(\lambda)F(\lambda)$ où $F(\lambda)$ est la transformée de Fourier de $f(z)$. L'expression (A.15) du champ produit par une fente mince peut donc être généralisée au cas d'une largeur quelconque :

$$H_{0\phi} = j \frac{\omega \epsilon_0 V}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{2 e^{-j\lambda z} H_1^{(2)}(u_0 \rho)}{\pi u_{2c} M(\lambda)} F(\lambda) d\lambda \quad (\text{A.23})$$

Le calcul du champ lointain est effectué en calculant de façon approchée l'intégrale (A.23) à l'aide de la méthode du col. La valeur de λ associée à celui-ci est $\lambda = k \cos \theta$ et on voit donc que le diagramme de rayonnement de la fente large sera obtenu par une simple multiplication de la fonction $P(\theta)$ donnée par l'équation (A.22) par le terme $F(k \cos \theta)$ qui caractérise la directivité du réseau due aux ouvertures élémentaires juxtaposées.

Si la fonction de distribution $f(z)$ est de la forme

$$f(z) = \exp(-j \beta_c z) \text{ si } -\frac{L}{2} < z < \frac{L}{2} \quad (\text{A.24})$$

et $f(z) = 0$ ailleurs,
sa transformée de Fourier est donnée par

$$F(\lambda) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(z) e^{j\lambda z} d\lambda \quad (\text{A.25})$$

La fonction F pour la valeur de la variable associée au col s'écrit donc

$$F(k \cos \theta) = \left\{ \frac{1}{\pi(\beta_c - \lambda)} \sin \left[(\beta_c - \lambda) \frac{L}{2} \right] \right\}_{\lambda = k \cos \theta} \quad (\text{A.26})$$

En posant $\beta_c = \sqrt{\epsilon_{rc}} k$ et si λ_0 est la longueur d'onde dans l'air, on obtient donc que $F(\theta)$ est proportionnel à :

$$F(\theta) \propto \frac{\sin \left[\pi L (\sqrt{\epsilon_{rc}} - \cos \theta) / \lambda_0 \right]}{\sqrt{\epsilon_{rc}} - \cos \theta} \quad (\text{A.27})$$

BIBLIOGRAPHIE

- [1] P. Delogne
"Leaky feeder and subsurface radiocommunication"
Peter Peregrinus ltd 1982
- [2] "Feasibility study of a GSM retransmission in confined areas at 900 MHz"
Rapport final WP1, DRIVE II, Octobre 1992
- [3] R. Collin
"Field theory of guided waves"
Mc Graw Hill ed, 1960
- [4] P. Degauque et J. Hamelin
"Compatibilité électromagnétique"
DUNOD ed, 1991
- [5] J.R. Wait
"Electromagnetic radiation from cylindrical structures"
Peter Perigrinus ltd, 1988
- [6] J.R. Wait and D. Hill
"On the electromagnetic field of a dielectric coated coaxial cable with an interrupted shield"
IEEE Transactions on antennas and propagation, Vol. AP-23,
N° 4, pp 470-479, July 1975
- [7] J.R. Wait
"General solution of excitation by slotted aperture source in conducting cylinder with concentric layering"
IEEE transactions on microwave theory and technique, Vol 35,
N° 3, pp 321-325, March 1987
- [8] G. Goubau
"Single Conductor Surface wave transmission lines"
Proc.IRE, Vol 39, pp 619-624, June 1951

CHAPITRE III

**COUVERTURE RADIOELECTRIQUE
PAR LES ANTENNES**

SOMMAIRE**CHAPITRE III : COUVERTURE RADIOELECTRIQUE PAR
LES ANTENNES**

III.1) INTRODUCTION	p 46
III.2) APPROCHE THEORIQUE	
III.2.1) Emission intérieure	p 46
III.2.2) Emission extérieure	p 49
III.3) TRAITEMENT DES DONNEES	p 54
III.4) PROPAGATION EN TUNNEL : ETUDE EXPERIMENTALE	
III.4.1) Emission intérieure	p 57
III.4.2) Emission extérieure	p 62
III.5) RAYONNEMENT DU TUNNEL	p 68
III.6) CONCLUSION	p 70
Annexes	p 71
Bibliographie	p 73

III.1) INTRODUCTION

Compte tenu de l'augmentation continue du nombre de tunnels sur le réseau routier, il est devenu utile de disposer d'outils de prédiction de l'évolution du champ électrique à l'intérieur d'un tunnel aussi bien dans le cas d'une émission située à l'extérieur qu'à l'intérieur de celui-ci. Si nous considérons le cas d'une liaison bidirectionnelle entre un mobile et une station de base émettrice, il est important de connaître la variation d'amplitude du signal, lorsque le mobile pénétrera dans le tunnel afin de savoir si le niveau reçu est suffisant et sur quelle distance la communication sera possible sans amplification ni réémission. L'objectif de ce chapitre est dans un premier temps de décrire brièvement l'étude théorique menant à la modélisation du champ électrique en tunnel en utilisant la théorie des rayons. Dans le cas d'une émission à l'extérieur du tunnel, les effets de diffraction dans le plan d'entrée seront pris en considération grâce à la théorie uniforme de la diffraction (TUD).

Dans une deuxième partie, nous décrirons le principe du traitement statistique qui sera appliqué aux valeurs d'amplitude de champ relevées lors de différentes campagnes de mesures ainsi que les paramètres importants qui découleront de cette étude. Les résultats obtenus lors de ces expérimentations feront l'objet d'une troisième partie.

III.2) APPROCHE THEORIQUE

III.2.1) Emission à l'intérieur du tunnel

L'étude de la propagation d'ondes hautes fréquences en tunnel a déjà fait l'objet de nombreux travaux qui ont été publiés dans la littérature [1], [2]. Nous nous contenterons donc de présenter succinctement les principes de base des méthodes utilisées afin, notamment, de mettre en évidence les hypothèses de départ et les limitations qui en découlent. Les codes de calcul permettant de

déterminer le champ diffracté par des arêtes, et déjà mis au point dans le laboratoire [3], ont été utilisés pour modéliser les expérimentations que nous avons effectuées afin de pouvoir confronter les résultats de mesures aux prévisions théoriques et d'apporter une explication physique aux phénomènes observés. Nous nous limiterons donc à une présentation succincte des méthodes envisageables pour calculer la variation du champ en tunnel, à savoir l'approche modale et celle basée sur la T.U.D.

Un tunnel de grande longueur peut être considéré comme un guide d'onde surdimensionné, les dimensions transversales du tunnel étant bien plus grandes que la longueur d'onde envisagée. Les parois se comportent comme un milieu diélectrique à pertes, caractérisées par une permittivité complexe $\varepsilon^* = \varepsilon' + j\varepsilon''$. A une fréquence donnée, cette permittivité peut aussi se mettre sous la forme $\varepsilon^* = \varepsilon_0 \left(\varepsilon_r \frac{+\sigma}{j\omega\varepsilon_0} \right)$ où σ est défini comme étant la conductivité équivalente et ε_r la permittivité relative. De nombreux modes hybrides EH_{mn} , dont nous rappelons l'expression de l'atténuation linéique α_{mn} , vont se propager.

$$\alpha_{m,n} = \frac{1}{a} \left(\frac{m\lambda}{4a} \right)^2 \text{Re} \left| \frac{\varepsilon_r^*}{\sqrt{\varepsilon_r^* - 1}} \right| + \frac{1}{b} \left(\frac{n\lambda^2}{4b} \right) \text{Re} \left| \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r^* - 1}} \right| \quad m,n \in \mathbb{N} \quad \text{III.1}$$

Re désignant la partie réelle .

Les termes 2a et 2b représentent respectivement la hauteur et la largeur du tunnel dans le cas d'une polarisation verticale et inversement pour la polarisation horizontale. L'atténuation des modes d'ordre élevé sera d'autant plus importante que la fréquence sera faible.

Cette formule (III.1) permet, certes, de prévoir l'ordre de grandeur de l'atténuation de chaque mode. Cependant comme on souhaite connaître l'atténuation et les fluctuations du champ total, il faut évidemment déterminer au préalable la pondération de chacun de ces modes qui sera excité par l'antenne. Ceci suppose donc l'écriture des conditions aux limites dans le plan d'excitation du tunnel, c'est-à-dire dans le plan contenant l'antenne d'émission. De plus, il sera nécessaire lors de chaque modification géométrique du tunnel d'écrire les conditions de "raccord"

des modes associés à la continuité du champ total. Cette technique est lourde de mise en oeuvre et ne permet pas de toute façon le calcul du champ rayonné en espace libre. Une autre possibilité consiste à appliquer la théorie des rayons en considérant que la propagation des ondes à l'intérieur du tunnel est assurée par des réflexions multiples contre les parois.

A titre d'exemple, considérons un tunnel routier dont les dimensions transversales sont de 9 m sur 5 m. Le tableau ci-dessous donne les valeurs de l'atténuation linéique du mode fondamental E_{H11} en supposant que les caractéristiques électriques des parois sont $\sigma = 10^{-2}$ S/m et $\epsilon_r = 10$

f	300 MHz	450 MHz	900 MHz
α_{11} dB/100 m	12,1	5,2	1,3

On remarque la très faible atténuation de ce mode à 900 MHz, ce qui laisse supposer qu'une propagation libre puisse être utilisée pour la retransmission du GSM.

En tenant compte de l'affaiblissement d'espace libre, le champ reçu au point d'observation est la somme du rayon incident et des rayons réfléchis pondérés d'un coefficient de réflexion élevé à une puissance égale au nombre de réflexions. La figure III.1 représente le cas d'une antenne d'émission placée au centre du tunnel et montre les différentes sources images ainsi que les rayons virtuels reliant les sources au point d'observation.

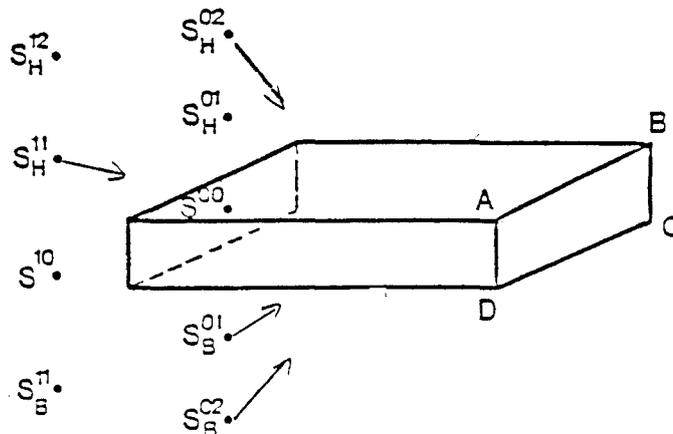


figure III.1 : Caractérisation des rayons réfléchis en tunnel.

Cette simulation nous permettra pour une transmission à fréquence porteuse donnée, de caractériser l'atténuation linéique intrinsèque d'un tunnel de section donnée ainsi que les fluctuations du signal dues aux interférences constructives ou destructives entre ces rayons.

III.2.2) Emission extérieure

La théorie des rayons décrite précédemment ne s'adapte que très partiellement à la caractérisation d'un canal radio mobile étant donné que la zone critique se situe au voisinage de la transition tunnel-espace libre. En effet il est important d'évaluer la pénétration, à l'intérieur du tunnel, d'une onde extérieure (liaison de la station fixe vers le mobile) ou, inversement du rayonnement d'une antenne située à l'intérieur du tunnel vers l'espace libre.

L'approche théorique est basée sur une extension de la théorie des rayons qui prend en compte la diffraction par les coins et les bords dans le plan d'entrée du tunnel. La théorie uniforme de la diffraction (TOUD) utilisée, a été développée par de nombreux auteurs dont nous ne citerons que quelques noms tels que Kouyoumjian, Pathak, Burnside, Burgener, Luebbers [4] , [5] , [6].

Considérons dans un premier temps une antenne (A) située hors du tunnel. (figure III.2)

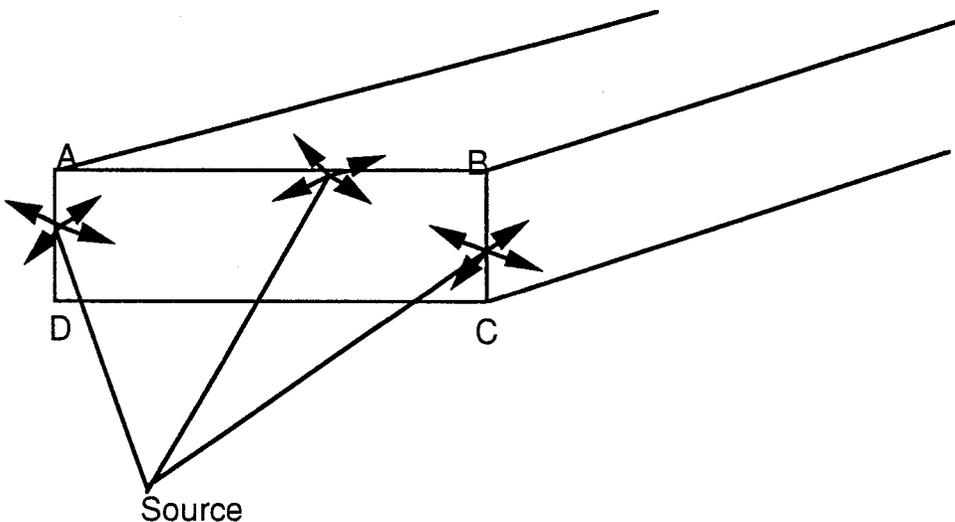


figure III.2 : Configuration géométrique.

Les rayons provenant de la source ou de son image par rapport au sol peuvent soit se propager directement dans le tunnel, soit se diffracter sur un des trois bords (AD, AB, BC).

Dans le premier cas, les rayons incidents se propageront dans le tunnel avec de multiples réflexions. Pour une source décalée par rapport à l'axe longitudinal du tunnel, l'angle d'incidence sur les parois sera élevé, conduisant ainsi à un coefficient de réflexion faible et une atténuation linéique importante.

Dans le second cas, les rayons diffractés par une des arêtes du tunnel seront répartis sur un cône ayant le bord comme axe de révolution (figure III.3). Certains de ces rayons peuvent ainsi se propager à l'intérieur du tunnel sous incidence rasante donnant naissance à une onde se propageant avec une faible atténuation.

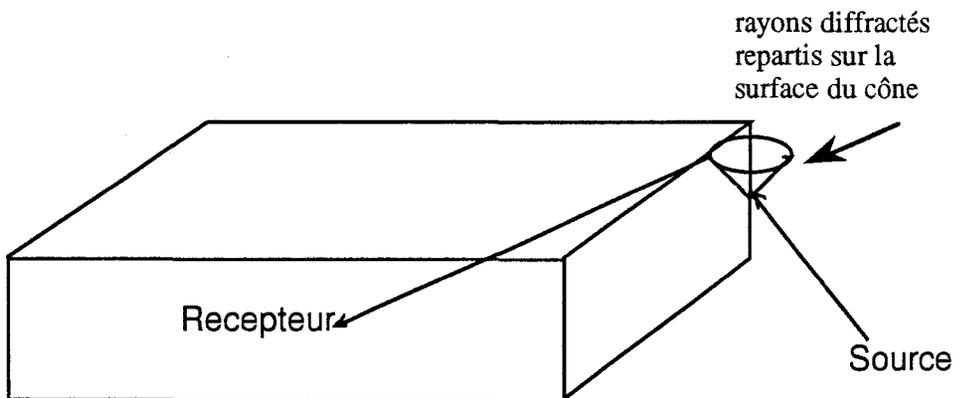


figure III.3 : Rayons diffractés .

La figure III.4 illustre le principe de calcul du champ associé aux rayons réfléchis. Ces derniers sont confinés dans un espace limité par une pyramide ayant pour sommet la source et comme base l'ouverture du tunnel.

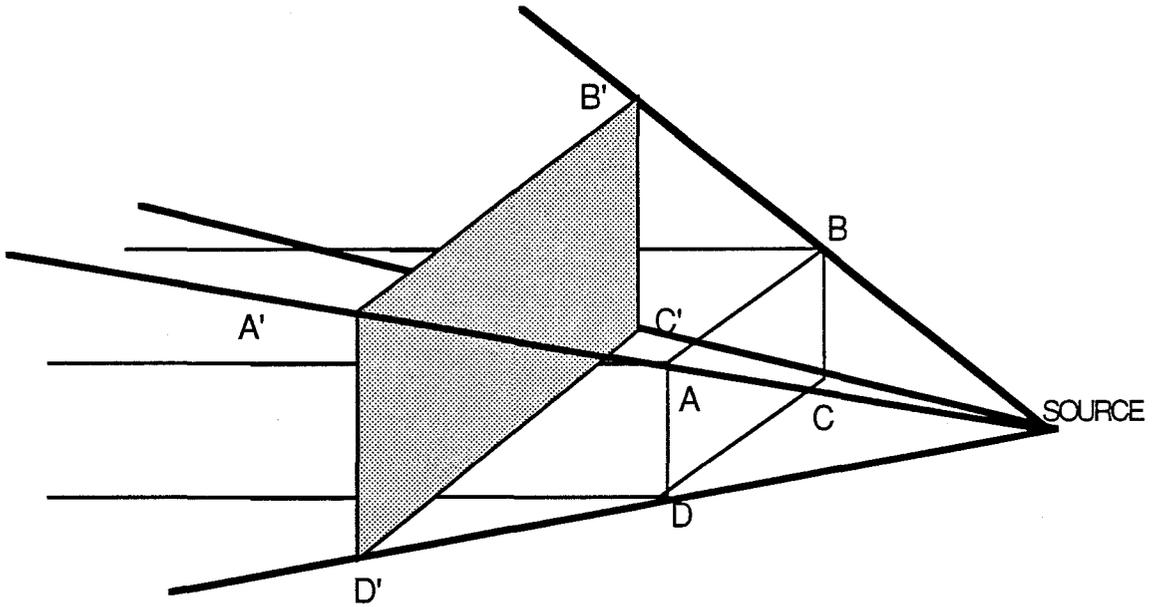


figure III.4 : Volume contenant les rayons

Pour un récepteur se déplaçant dans le tunnel, l'apparition ou la disparition de ces rayons est liée à la position du mobile par rapport à la limite de la zone d'ombre. Cette disparition provoquera une discontinuité du champ total, discontinuité qui sera compensée par les rayons diffractés par les bords. De plus la continuité du champ au passage d'un bord à l'autre sera assurée par la diffraction par les coins.

Dans un premier temps envisageons le cas particulier d'un tunnel limité par deux plans parallèles de façon à mettre en évidence les approximations qui seront utilisés dans le modèle.

Pour un plan conducteur (figure III.5) le coefficient de diffraction D_{EH} peut être mis sous la forme :

$$D_{EH} = D(\varphi - \varphi') \pm D(\varphi + \varphi')$$

où $D(\varphi, \varphi')$ est une fonction dépendant des intégrales de Fresnel dont les expressions sont rappelées en annexe de ce chapitre.

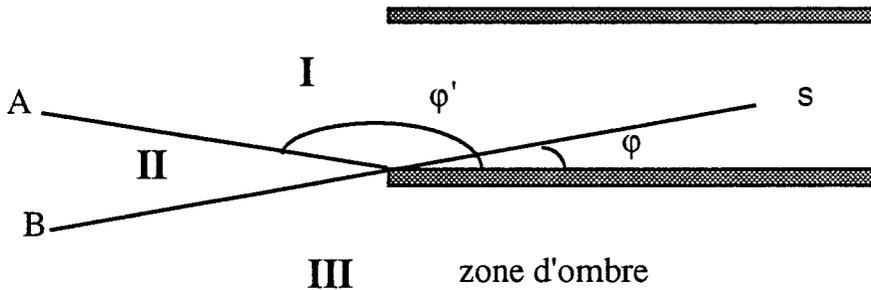


figure III.5 :

Les deux termes de cette expression sont respectivement associés à la zone où siègent les rayons réfléchis (I) et à la zone d'ombre (III).

Les expressions analytiques des coefficients de diffraction ont été étendues au cas d'une lame diélectrique mince [6]. La démarche qui a été suivie consiste simplement à pondérer respectivement les deux termes $D(\varphi - \varphi')$ et $D(\varphi + \varphi')$ par le coefficient de réflexion R et de transmission T sur la lame afin de traduire respectivement la continuité du champ lors du passage de la zone 1 à la zone 2 et de la zone 2 à la zone 3.

Une approximation du coefficient de diffraction est donc donnée par la relation :

$$D_{EH} = (1 - T_{EH})D(\varphi - \varphi') + R_{EH}D(\varphi + \varphi')$$

Cette formule suppose cependant que les ondes de surface soient négligeables et que la diffraction ne provienne que d'un seul point, ce qui implique que l'on néglige "l'effet de bord", c'est-à-dire la transmission par la face transverse de la lame.

Une généralisation de ces formules au cas de la diffraction par des dièdres diélectriques à pertes a été proposée par Luebbers [6]. Dans notre application les pertes dans le sol sont suffisamment importantes pour négliger les rayons transmis de l'extérieur vers l'intérieur du tunnel à

travers le sol. Cette hypothèse conduit donc à supposer que le coefficient de diffraction dans la zone d'ombre est équivalent à celui d'un matériau parfaitement conducteur. Le champ diffracté dans un système de coordonnées à bord fixe (c'est-à-dire dans le système d'axes constitué de l'arête diffractante et du rayon incident) est donné de façon générale par l'expression :

$$\begin{pmatrix} E_{\beta}^d \\ E_{\theta}^d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{\beta}^i \\ E_{\theta}^i \end{pmatrix} A(r) \begin{pmatrix} D_A & D_B \\ D_C & D_D \end{pmatrix}$$

A est un facteur dépendant du type de polarisation et D la matrice de diffraction exprimée en fonction des coefficients de réflexion sur chacun des bords du dièdre diffractant et qui sont explicités dans la référence [11].

Il faut enfin tenir compte des dimensions finies des arêtes qui provoquent elles-mêmes une discontinuité du champ diffracté. Ce phénomène se traduit par la diffraction du coin, intersection de deux bords droits, et qui produit un champ dans toutes les directions. Des formules empiriques ont été proposées par Sikta et al. [7].

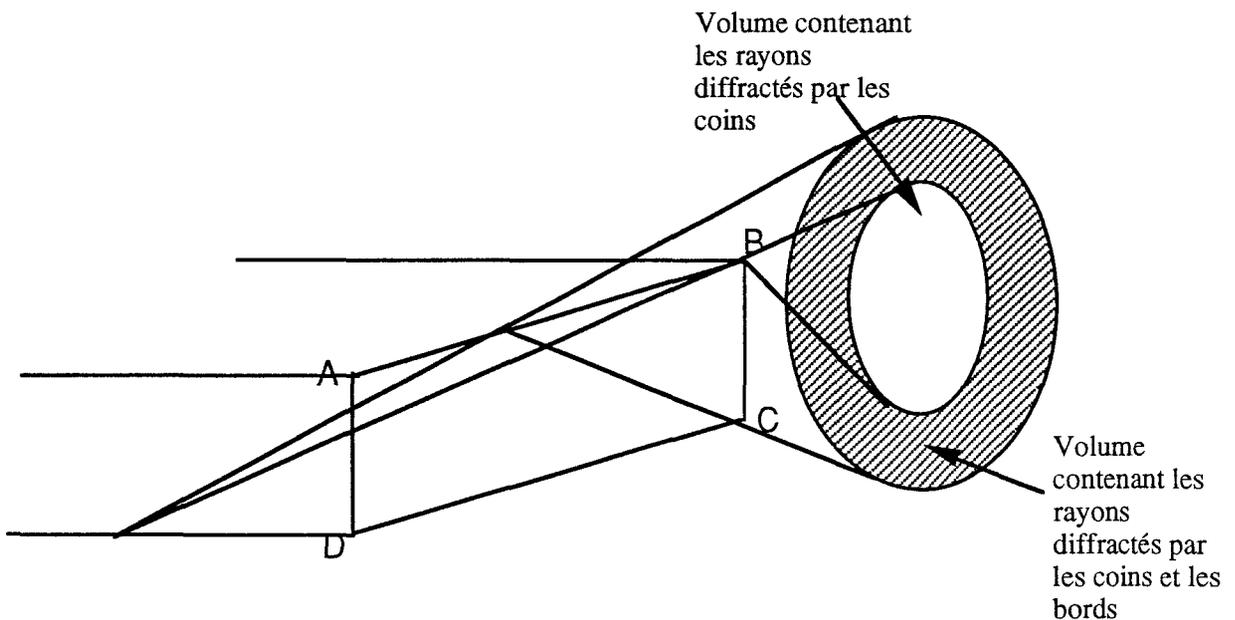


figure III.6 : Diffraction par un bord et un coin.

La figure III.6 présente le volume dans lequel les rayons diffractés par un bord AB, par exemple, puis par un coin, sont à prendre en considération. L'intersection de ces volumes avec le plan transverse contenant le point d'observation permet de connaître les rayons pouvant atteindre les récepteurs images. La même approche peut être utilisée pour calculer le champ rayonné à l'extérieur par une antenne située à l'intérieur du tunnel.

Ce modèle déjà mis au point dans le laboratoire [3], [11] a été exploité pour simuler les expérimentations décrites dans un prochain paragraphe. Au préalable, nous allons présenter le principe du traitement des données associées aux mesures effectuées dans les tunnels de Liège et de Lecco.

III.3) TRAITEMENT DES DONNEES

L'étude des évanouissements du signal (couramment nommés dans la littérature *Fadings*) est très importante pour les systèmes de communication radio-mobile. Quand un message numérique est émis d'une station de base fixe, le signal reçu par le mobile récepteur en site urbain comme en tunnel est sujet à différents phénomènes de masquage, de réflexions, diffraction... et peut donc "s'évanouir" pendant de courts instants provoquant ainsi des erreurs à la réception. Ces durées peuvent être suffisantes pour dégrader la liaison. Ainsi nous ne focaliserons pas cette étude uniquement sur la détermination des paramètres caractérisant la propagation du champ électrique en tunnel tels que l'atténuation linéique, les pertes de couplage intérieur-extérieur, écart-type... mais aussi sur une statistique des évanouissements du signal apparaissant lorsque l'amplitude de celui-ci est inférieure à un niveau de référence donné.

De cette étude statistique nous déduirons les durées et les fréquences moyennes d'apparition des *fadings*. Pour une propagation en milieu urbain, les relevés d'amplitude de champ en fonction de la

distance, dont un exemple est présenté figure III.7, montrent qu'il existe des évanouissements lents ($m(x)$) et rapides ($r(x)$) du signal [8].

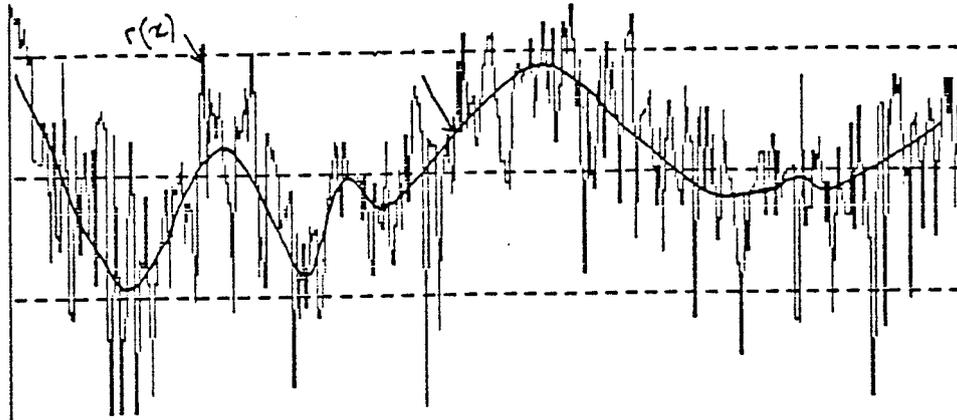


figure III.7 : Evanouissements lents et rapides du signal $r(x)$.

Les fluctuations rapides, dites de Rayleigh, auront une fréquence d'apparition d'autant plus grande que la fréquence porteuse sera élevée et que la vitesse du véhicule augmentera. La fréquence maximale d'apparition de ces fadings est donnée par l'expression [9] $f_A = 2 F_p v/c$ où F_p est la fréquence de la porteuse, v la vitesse du mobile récepteur et c la vitesse de la lumière. En fonction de la largeur de ces évanouissements et de leur fréquence d'apparition un code correcteur d'erreurs adéquat pourra être employé dans le dispositif de réception.

Les évanouissements lents résultent d'une moyenne locale des fluctuations rapides du signal :

$$m(x) = \frac{1}{2X} \int_{x-X}^{x+X} r(x) dx$$

L'intervalle de moyennage $2X$ dépend du taux d'évanouissement de $r(x)$.

Lee [10] a montré que dans le cas des fadings de Rayleigh $2X = 40 \lambda$ où λ est la longueur d'onde de la porteuse.

En téléphonie cellulaire, par exemple, le critère de décision des récepteurs permettant le passage d'une cellule à l'autre est basé notamment sur la valeur de la puissance moyenne de $m(x)$.

Ces résultats ne sont pas directement transposables à notre étude puisque dans la plupart des expérimentations que nous avons faites, les tunnels étaient exempts de tout véhicule. La symétrie de translation liée à la géométrie propre du tunnel implique une distribution des évanouissements autre que celle de Rayleigh. Afin de faire abstraction de l'atténuation linéique provoquée par le tunnel, le signal sera "redressé", c'est-à-dire que l'on étudiera les fluctuations autour de sa valeur moyenne.

Le pas d'échantillonnage est fixé à 20 cm et définit ainsi une valeur minimale de durée d'évanouissement de 24 ms obtenue pour une vitesse du mobile égale à 60 km h⁻¹. Soit X la largeur d'un évanouissement associé à une profondeur E_R donnée (-10 dB par exemple) et Y la distance entre deux fadings successifs (figure III.8). Pour chaque fichier de valeurs nous pouvons établir :

- . La fonction cumulative F des largeurs des évanouissements
 $F(X_r, \text{mètres}) = \text{probabilité } (X < X_r, \text{mètres}) \text{ pour } E < E_r$
- . La fonction cumulative des distances séparant deux évanouissements successifs :
 $F(Y_r, \text{mètres}) = \text{probabilité } (Y < Y_r, \text{mètres}) \text{ pour } E > E_r$

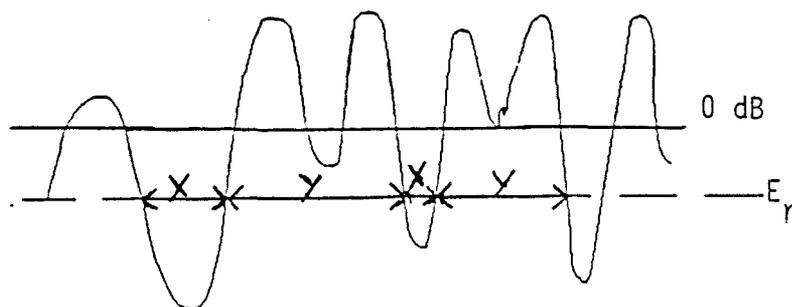


figure III.8 : Largeur des fadings.

Le temps moyen de durée des évanouissements ainsi que leur période d'apparition peuvent être déduits des expressions précédentes pour n'importe quelle vitesse du véhicule. Afin de fixer un ordre de grandeur de ces durées d'évanouissements une vitesse de 60 km h^{-1} a été choisie.

III.4) PROPAGATION EN TUNNEL - ETUDE EXPERIMENTALE

L'étude expérimentale a été menée dans le tunnel de Liège en ce qui concerne la propagation à l'intérieur même du tunnel et à Lecco pour la caractérisation des couplages intérieur <--> extérieur.

III.4.1) Emission intérieure

La configuration géométrique du tunnel de Liège (photo 1) est représentée figure III.9.

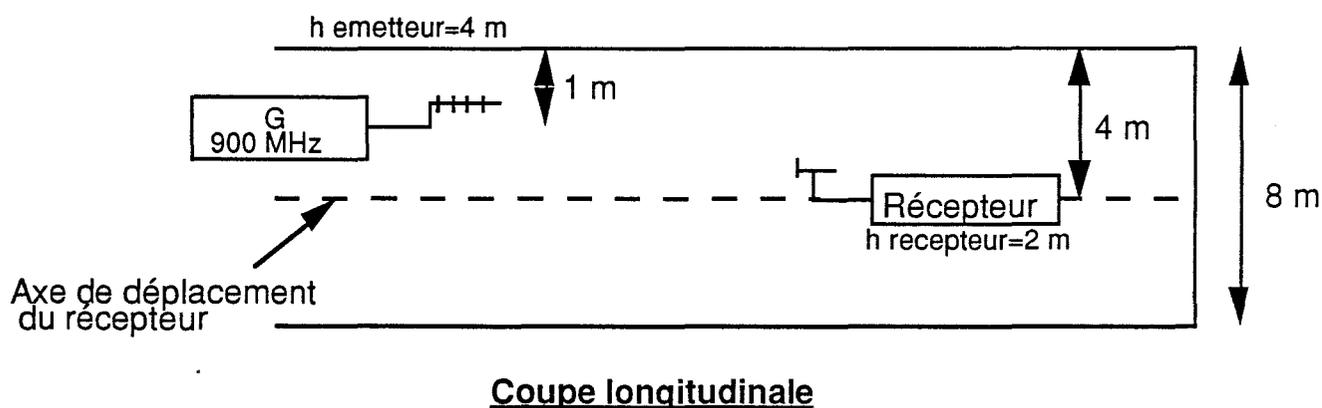


figure III.9 : Configuration géométrique du tunnel-vue de dessus.

Le signal de fréquence 900 MHz et de puissance -5 dBm délivré par le générateur est amplifié de 35 dB à l'entrée de l'antenne d'émission de type Yagi polarisée verticalement. Celle-ci est située à une hauteur de 4 mètres et à 1 mètre de la paroi du tunnel. Le champ reçu par un dipôle résonnant en $\lambda/2$ est mesuré à l'aide d'un analyseur de spectre dont le



Tunnel de LIEGE

Antenne d'émission

Système de réception



déclenchement est effectué tous les 20 cm. Les données sont ensuite transférées sur un ordinateur de type PC pour une exploitation ultérieure. Le synoptique de la liaison est présenté figure III.10.

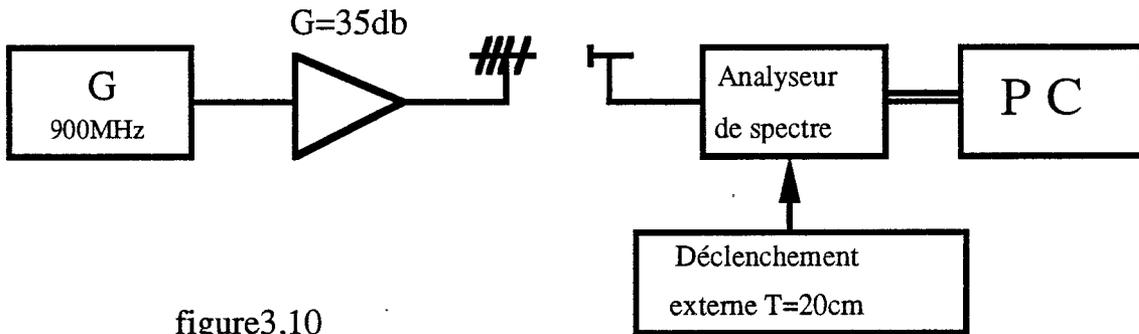


figure3,10

figure III.10 : Synoptique de la liaison.

Différentes configurations ont été étudiées :

a) L'antenne réceptrice se déplace suivant l'axe longitudinal du tunnel sur une distance de 150 mètres. L'évolution de l'amplitude du champ en fonction de la distance émetteur-récepteur est représentée planche 1a. On observe une atténuation de 15 dB sur les 150 premiers mètres. A 900 MHz et pour une telle distance les modes hybrides d'ordre supérieur ne sont pas encore totalement atténués. L'atténuation observée n'est pas représentative de l'affaiblissement linéique du champ qui serait obtenu sur une distance plus importante et pour laquelle le mode EH_{11} deviendrait prépondérant. La simulation effectuée (planche 1b) montre une bonne concordance entre les résultats expérimentaux et théoriques.

L'évolution du champ, planche 1a, ne fait apparaître aucun évanouissement inférieur à -20 dB. Le seuil de référence choisi sera fixé à -10 dB pour l'étude statistique. Les différentes fonctions cumulatives sont présentées planche 1c et 1d. On peut noter que près de 75 % des fadings ont une largeur inférieure à 0,6 mètres et apparaissent à des distances inférieures à 35 mètres. Ces évanouissements sont donc peu fréquents et leur période d'apparition T_B est égale à 1,12 seconde, leur durée moyenne reste faible $T_f = 30$ ms.

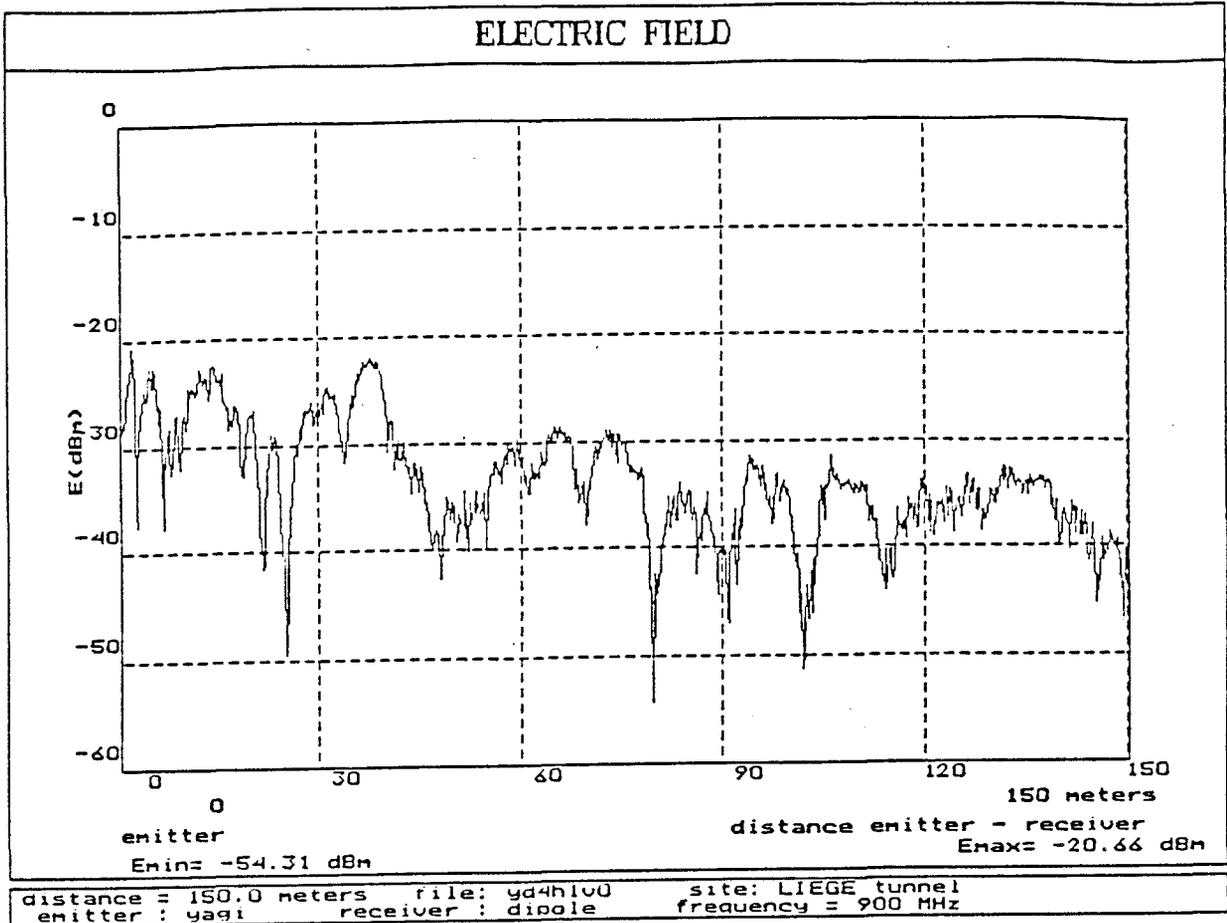


Planche 1a: Courbe experimentale.

tunnel 4.7x8m, hE=4m, absE=1m, hR=2.3m, absR=4m, yagi, polarV, 900MHz
|E| in dB

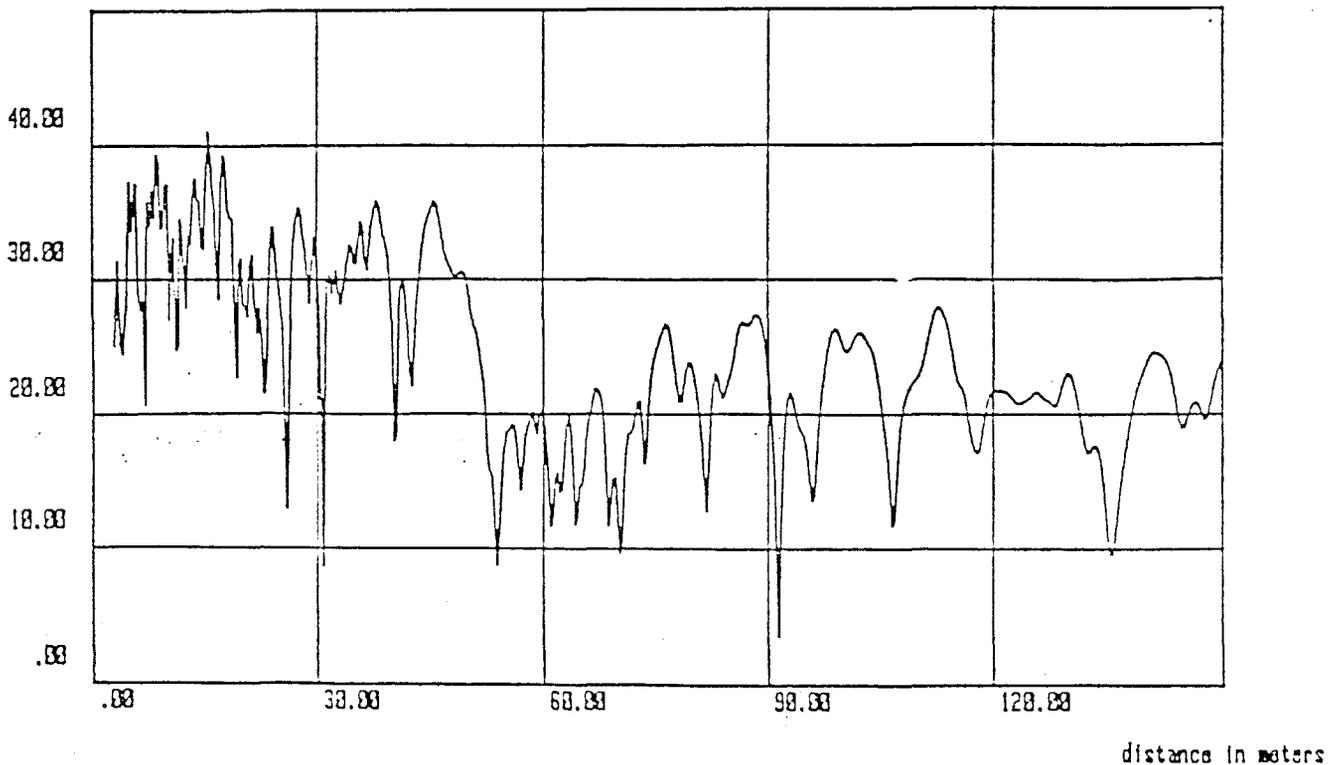


Planche 1b: Courbe théorique.

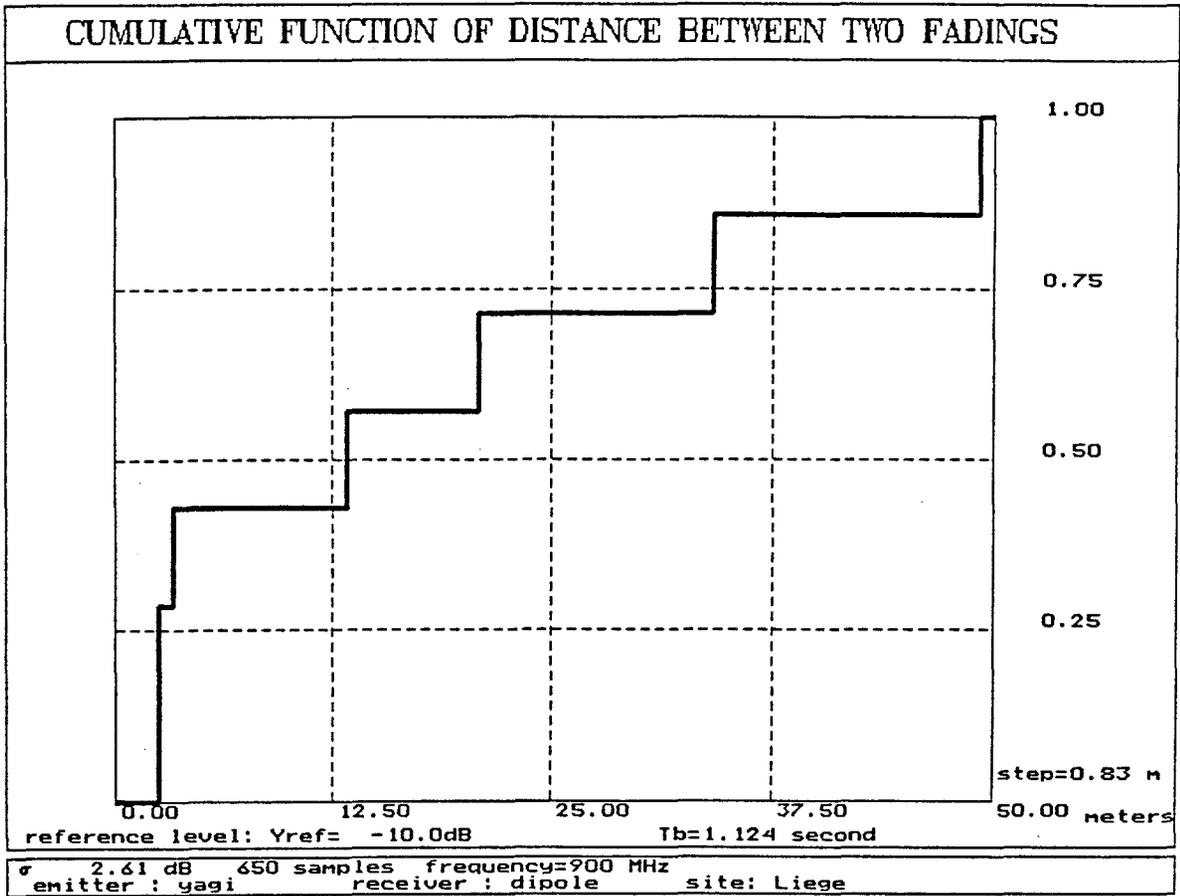


Planche 1c: Fonction cumulative des distances séparant deux fadings successifs

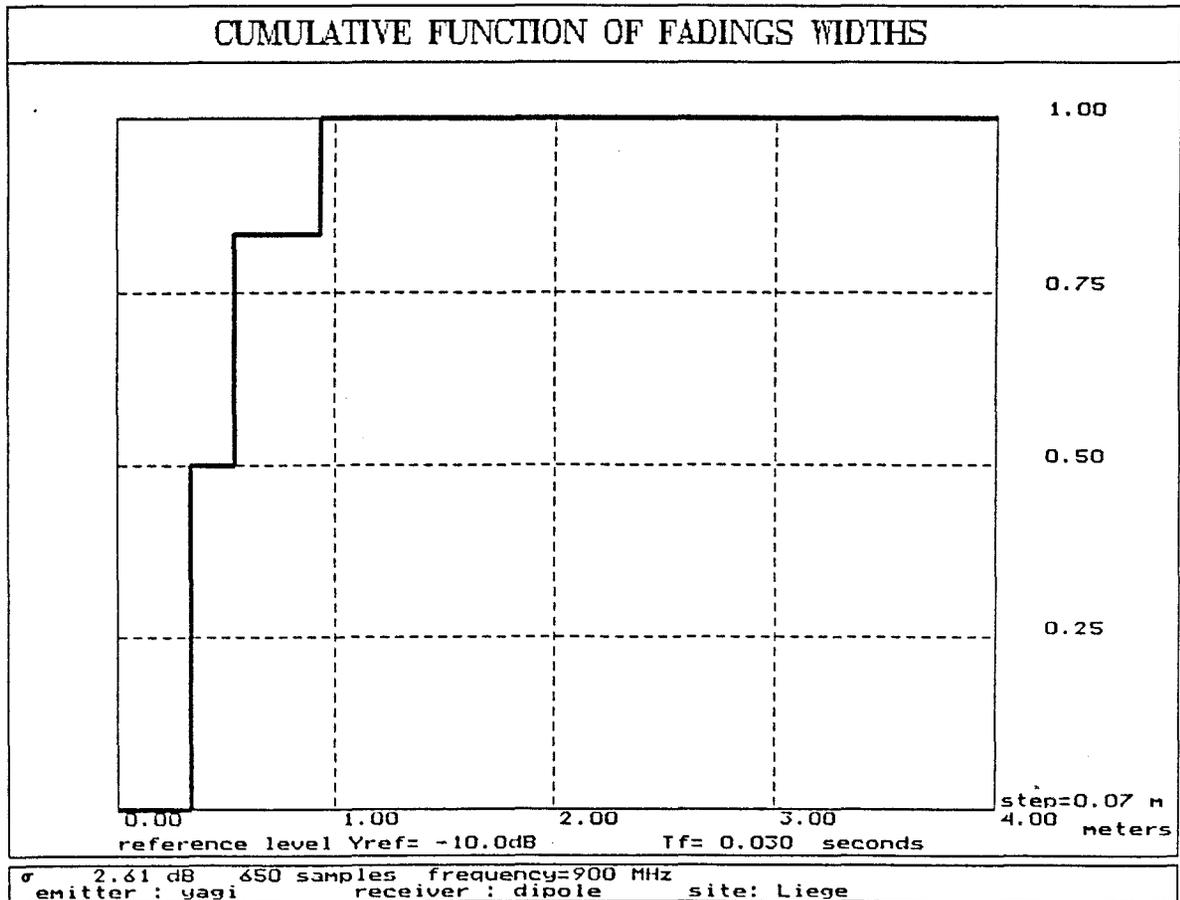


planche 1d: Fonction cumulative des largeurs des fadings

b) Dans le chapitre II, nous avons exposé le fait qu'une retransmission des ondes en tunnel peut être envisagée en utilisant des antennes placées à des distances optimales l'une de l'autre afin d'éviter des atténuations longitudinales trop importantes pour des tunnels de grande longueur.

Si ces antennes, disposées le long du tunnel comme il est indiqué figure III.11, ne sont pas suffisamment éloignées il peut y avoir création d'interférences entre les ondes provenant de l'émission 1 et de l'émission 2 faisant ainsi apparaître une zone de battements.

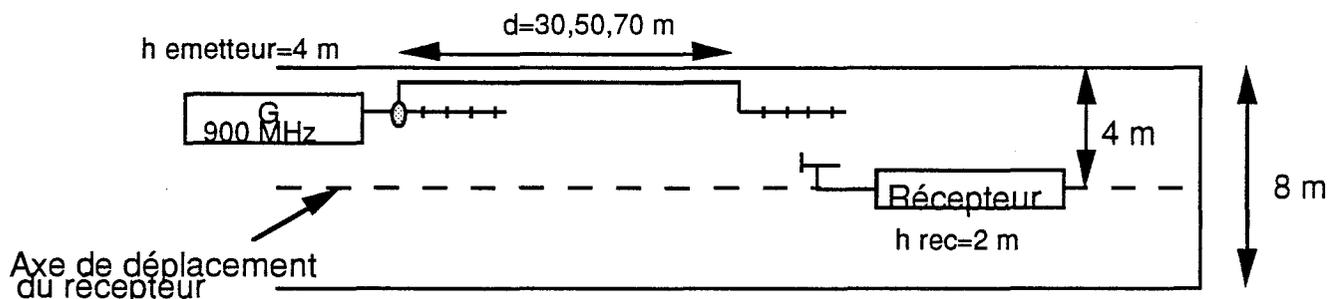


figure III.11 : Configuration géométrique.

La configuration choisie est telle que nous allons traiter le problème le plus pessimiste des courtes distances séparant deux antennes d'émission. Le signal de puissance 0 dBm est amplifié de 35 dB à l'entrée d'un coupleur. Ce dernier alimente deux antennes de type Yagi situées à 4 mètres de hauteur et à 1 mètre de la paroi du tunnel.

L'amplitude du champ a été mesurée pour trois distances séparant les antennes $d = 30$ m, 50 m et 70 m. Les résultats obtenus suivant ces trois configurations sont identiques. Un exemple du champ reçu en fonction de la distance émetteur 1 - récepteur est présenté planche 2. La zone de battements s'étend sur une distance de 11 mètres à la hauteur de la deuxième antenne. Elle est caractérisée par des évanouissements de fréquence d'apparition élevée mais de faibles profondeurs. Pour cette raison, l'étude statistique a été jugée inutile.

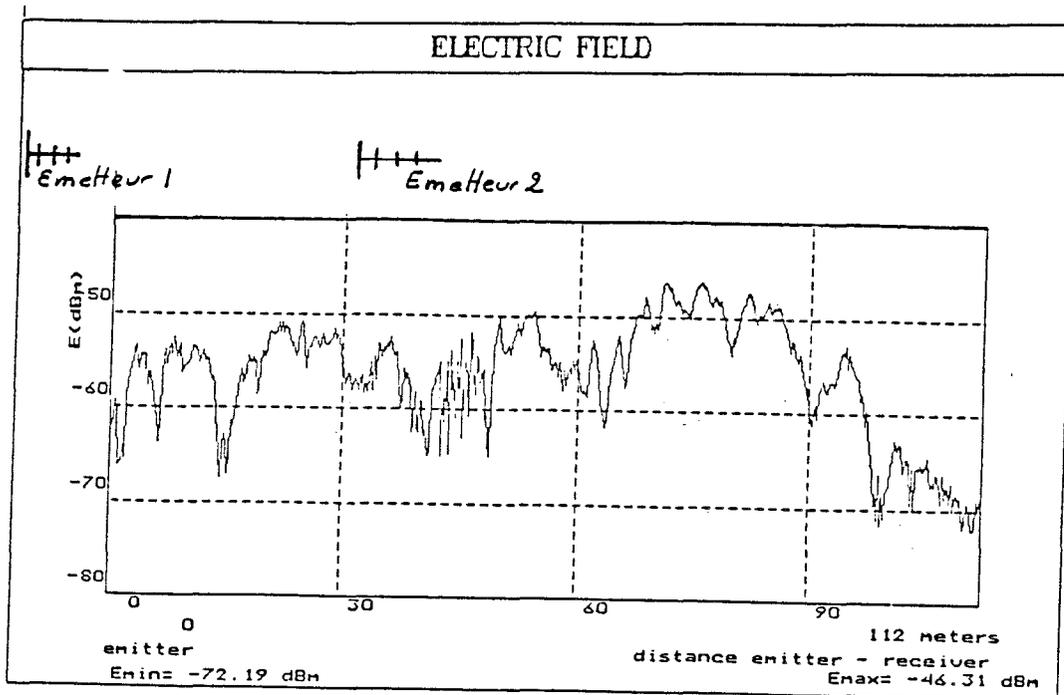


Planche 2

III.4.2) Emission extérieure

L'objectif de ce paragraphe est d'étudier les pertes de couplage occasionnées lors de la transition espace libre - tunnel. L'environnement du tunnel autoroutier de Lecco (photo 2) nous a permis de disposer l'émetteur à l'extérieur et décalé de 25° et 45° par rapport à l'axe du tunnel. La configuration géométrique est présentée figure III.12.

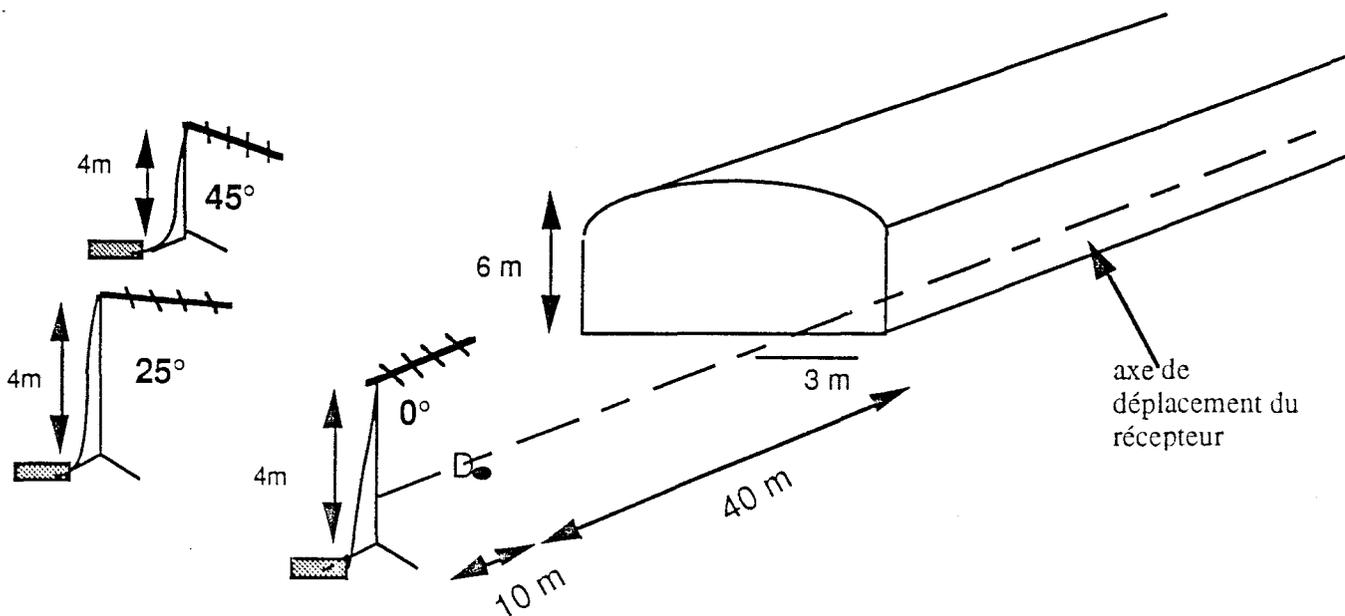
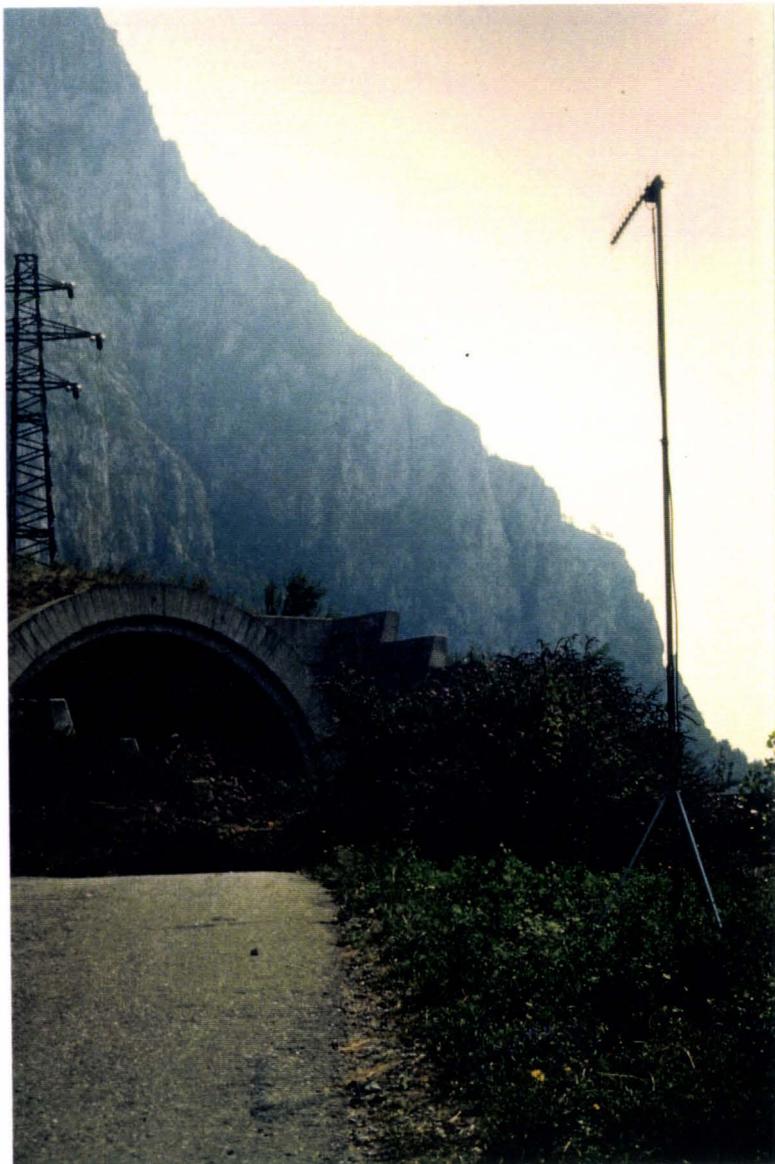


figure III.12 : Configuration géométrique du tunnel de Lecco.



Entrée du tunnel de LECCO



Antenne d'émission décalée
de 25°

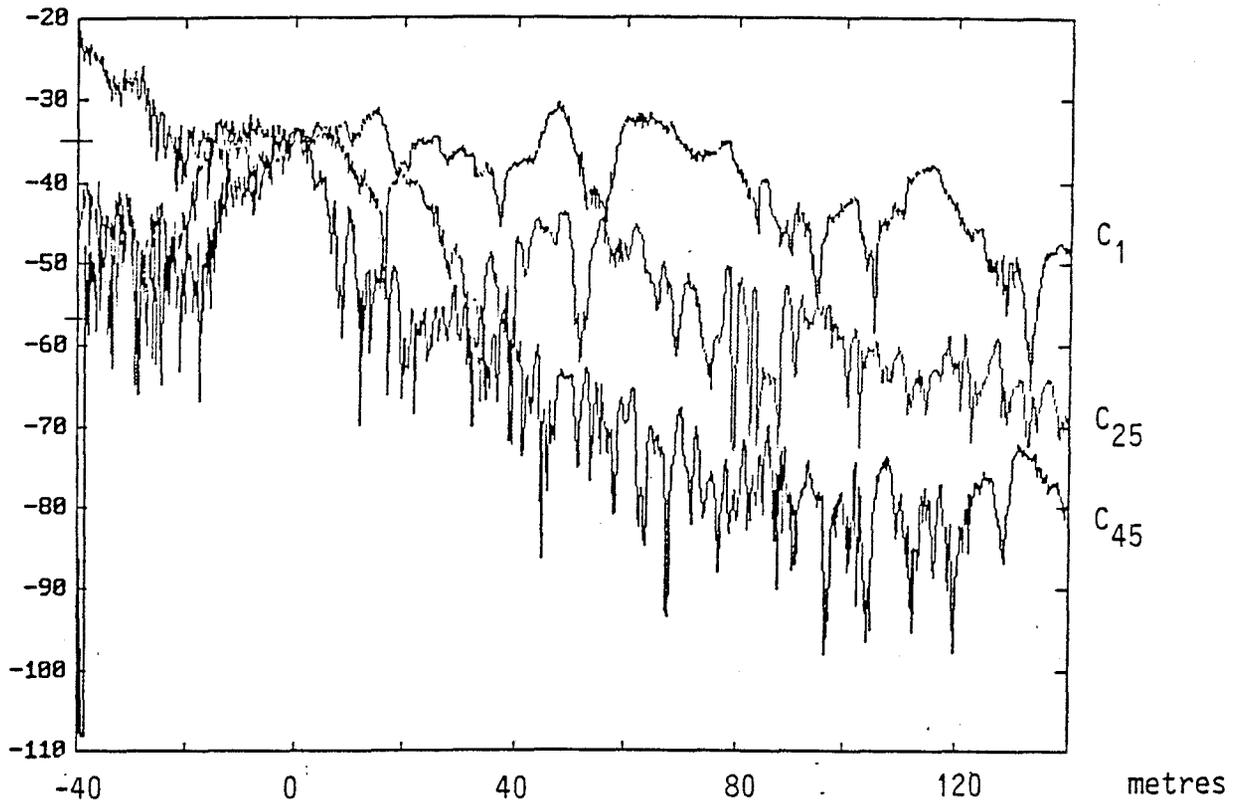


Planche 3a: Amplitude du champ en fonction de la distance E-R
excitation du tunnel - *courbe expérimentale*

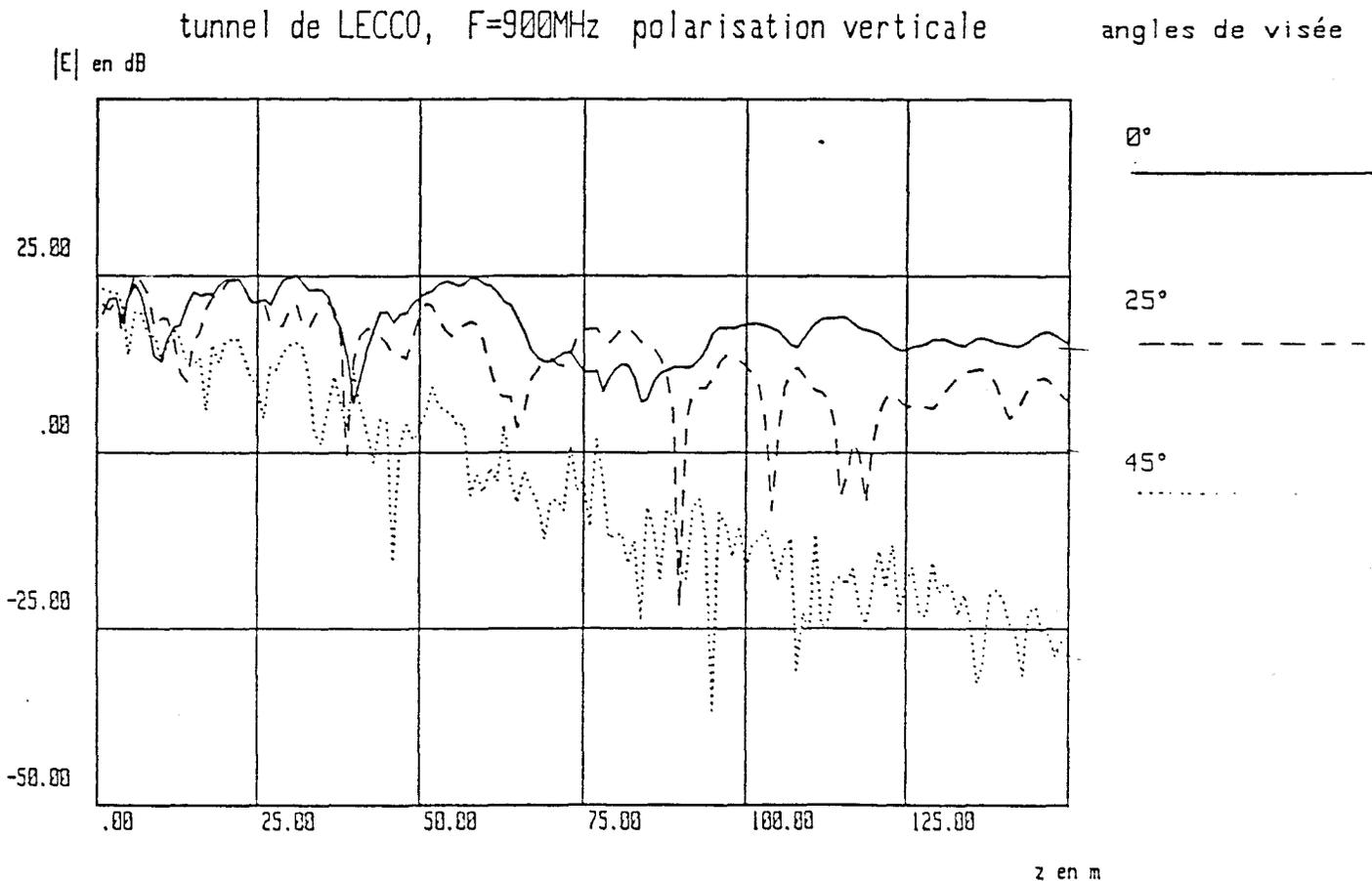
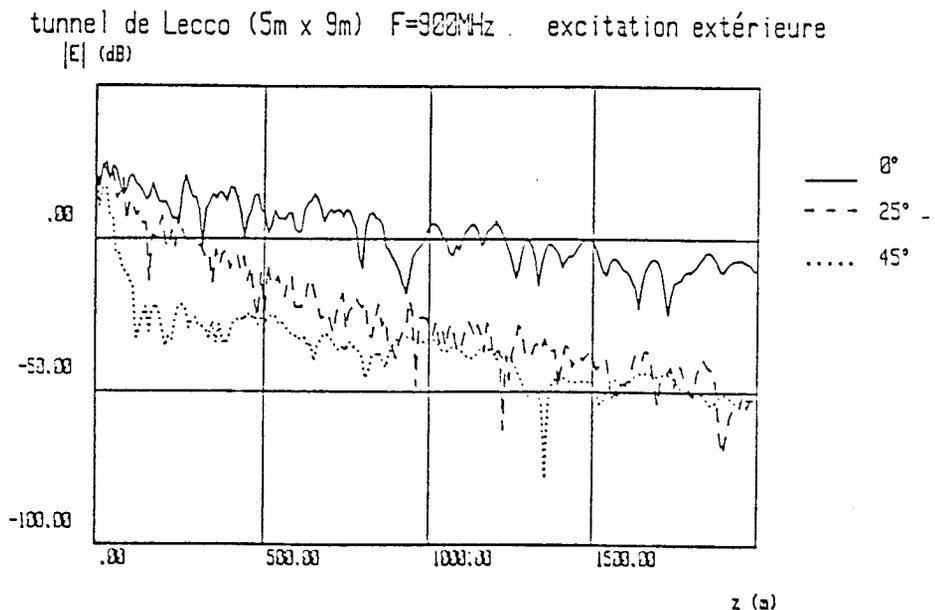


Planche 3b: Amplitude du champ en fonction de la distance E-R

Le dispositif de mesures est identique à celui utilisé lors des expériences dans le tunnel de Liège. L'émetteur est situé à 50 mètres du plan d'entrée. Les courbes présentées planche 3a ont été obtenues lorsque le récepteur se déplace sur une distance de 180 mètres à partir du point D précisé sur la figure III.12., les courbes théoriques étant représentées sur la Planche 3b. La courbe de référence C_1 est obtenue pour une antenne d'émission située suivant l'axe du tunnel. Les courbes C_{25} et C_{45} montrent une importante décroissance du signal lorsque l'émetteur n'est plus en visibilité directe. Sur les 60 premiers mètres à l'intérieur du tunnel, cette atténuation est de l'ordre de 55 dB/100 m pour une orientation de l'antenne émettrice de 25° et 90 dB/100 m pour un angle de 45° .

On peut introduire la notion de "pertes de couplage" comme étant l'atténuation supplémentaire du champ reçu dans le tunnel lorsque l'émetteur est excentré, le niveau de référence étant obtenu lorsque l'antenne d'émission est située dans l'axe. Ces pertes de couplage ne caractérisent véritablement la géométrie du problème que si les valeurs trouvées sont indépendantes de la position du mobile dans le tunnel. Ceci suppose donc que l'antenne de réception se situe suffisamment loin du plan d'entrée du tunnel pour que le mode EH_{11} soit dominant. Dans le cas de la configuration de Lecco, les courbes théoriques présentées sur la Planche 4 montrent pour de grandes distances, que les atténuations linéiques moyennes dans le tunnel, pour les trois angles d'incidences, deviennent identiques pour des distances supérieures à 1000 m.

Planche 4



Le tableau 1 présente une comparaison entre les pertes de couplage théoriques et expérimentales déterminées sur une distance de 180 mètres, puis les résultats théoriques sur une distance de 2000 mètres.

C α	d = 180 mètres		d = 2000 m
	pertes de couplage théoriques (dB)	pertes de couplage expérimentales (dB)	pertes de couplage théoriques (dB)
25°	14	17	33
45°	38	37	38

tableau 1 : Pertes de couplage théoriques et expérimentales.

Ces résultats permettent d'en déduire que pour une émission fortement excentrée par rapport à l'axe du tunnel, une retransmission s'avère indispensable afin de pallier les pertes de couplages importantes.

La position optimum de l'antenne de réémission, à l'intérieur du tunnel, dépendra de l'orientation de l'émetteur de façon à minimiser la zone de battements créée par les interférences entre l'onde retransmise et l'onde incidence provenant de l'extérieur.

Les écarts types (Tableau 2) des variations d'amplitude de champ pour chaque orientation de l'antenne sont faibles et restent dans les ordres de grandeur de ceux déterminés dans le tunnel de Liège.

Les fonctions cumulatives figurant planches 5 et 6 montrent que 80 % des évanouissements ont une largeur inférieure à 50 cm et apparaissent successivement à des distances inférieures à 17 mètres pour une émission à 45° et 10 mètres à 25°.

Les paramètres statistiques sont résumés dans le tableau 2 ci-dessous :

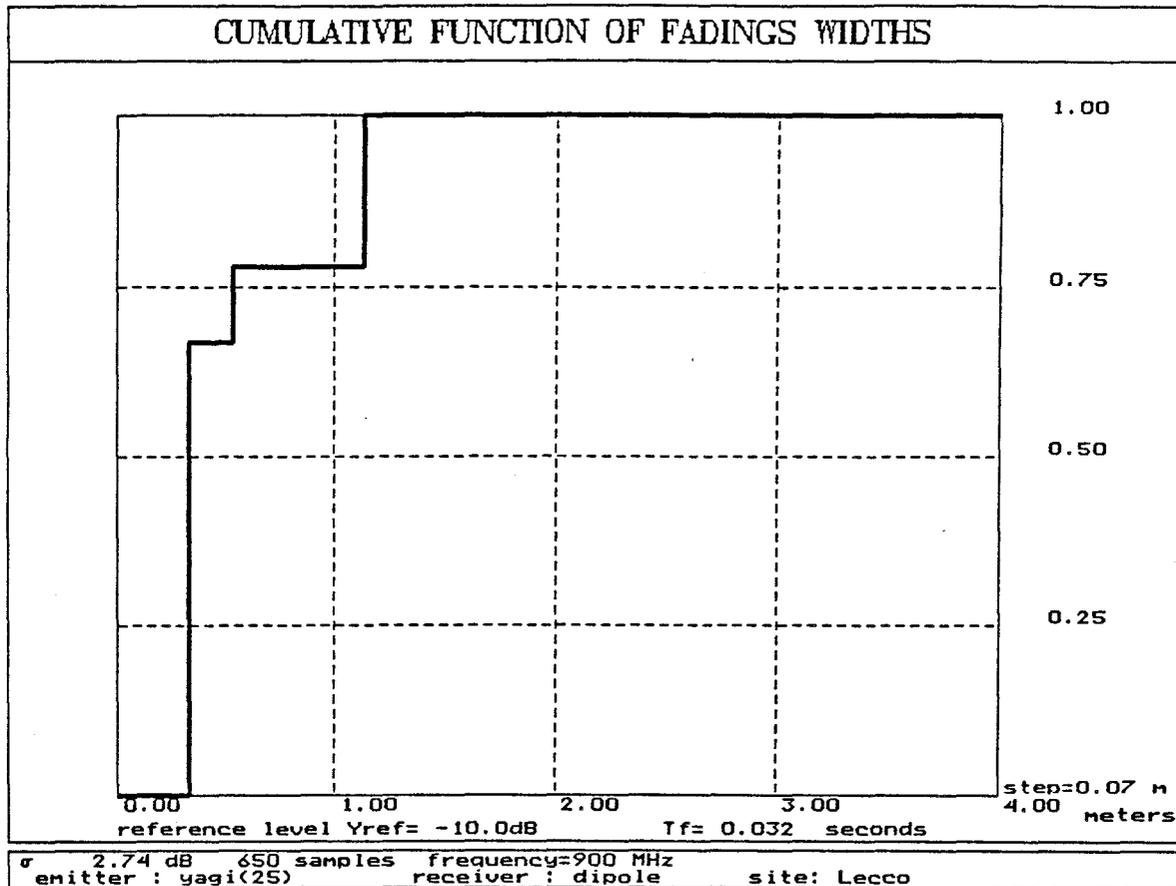


planche 5a: Fonction cumulative des largeurs des fadings (25°)

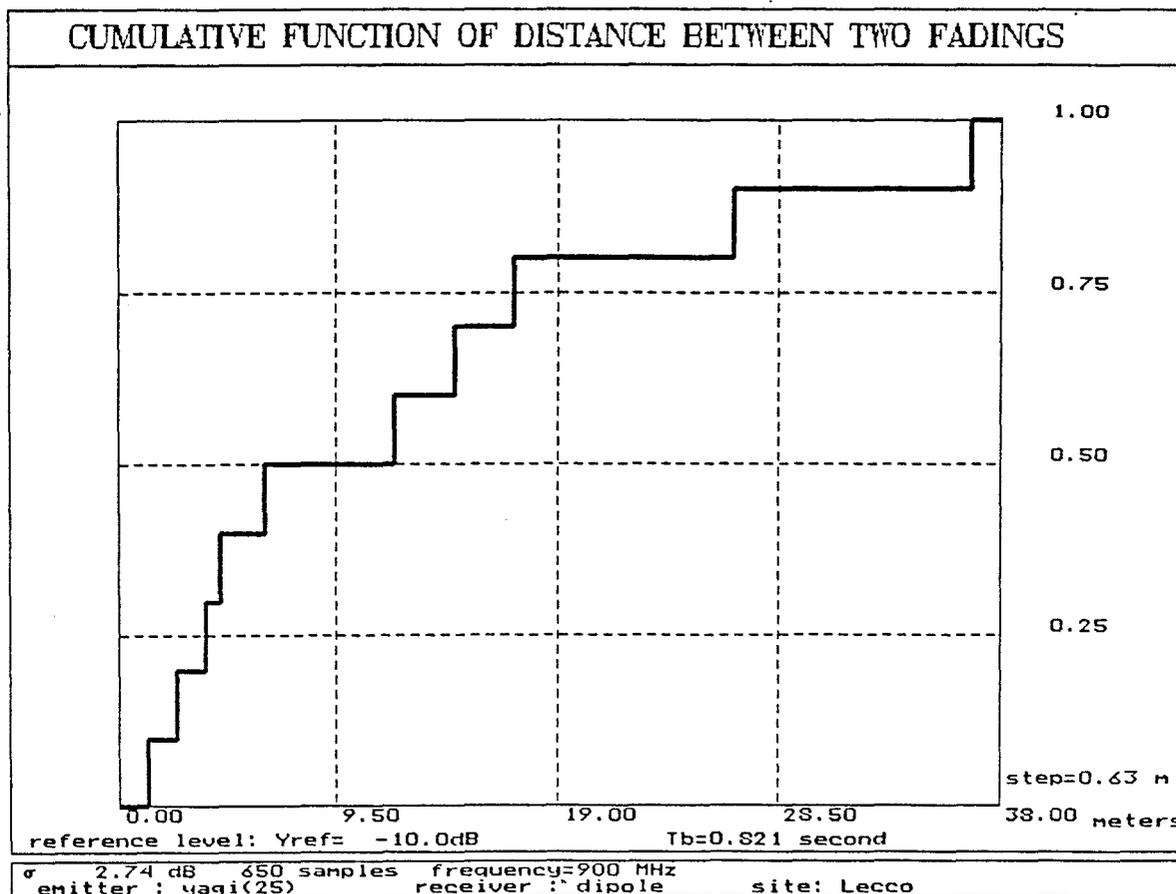


Planche 5b: Fonction cumulative des distances séparant deux fadings successifs (25°)

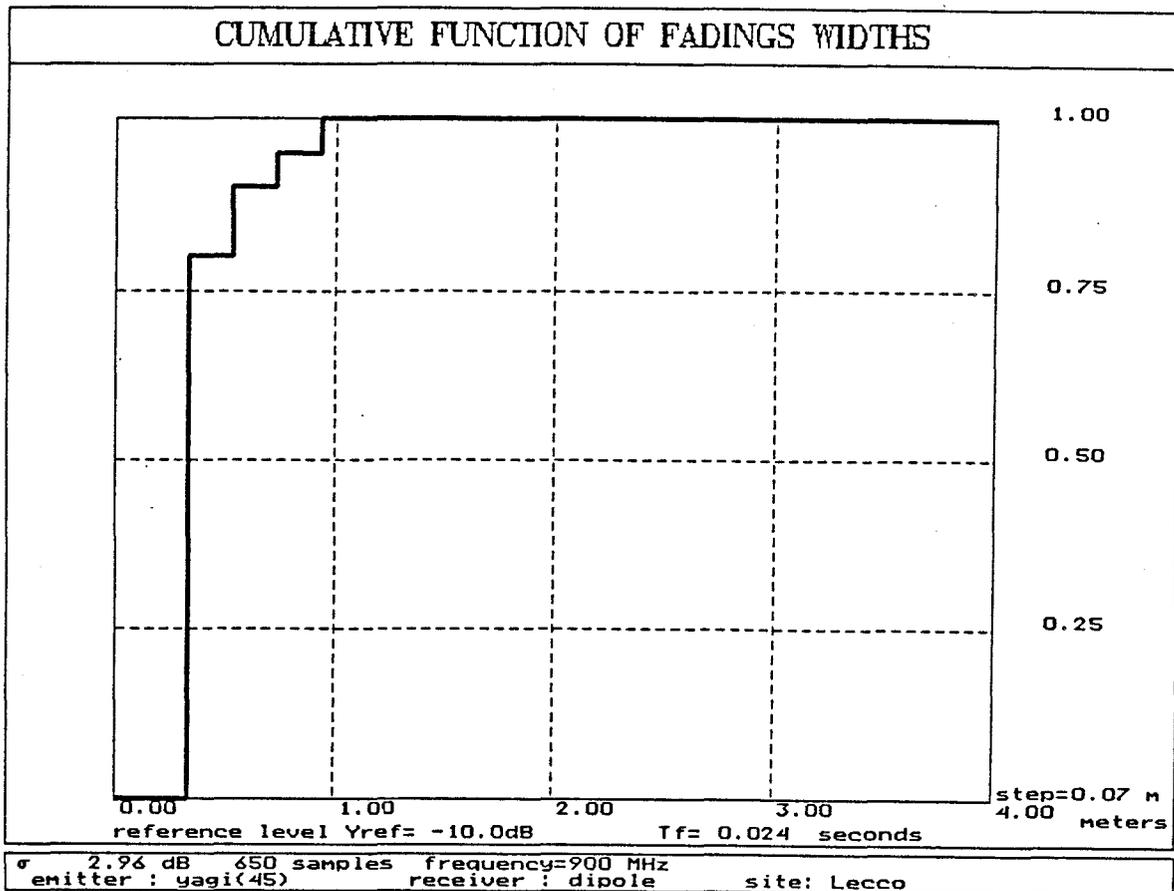


planche 6a: Fonction cumulative des largeurs des fadings (45°).

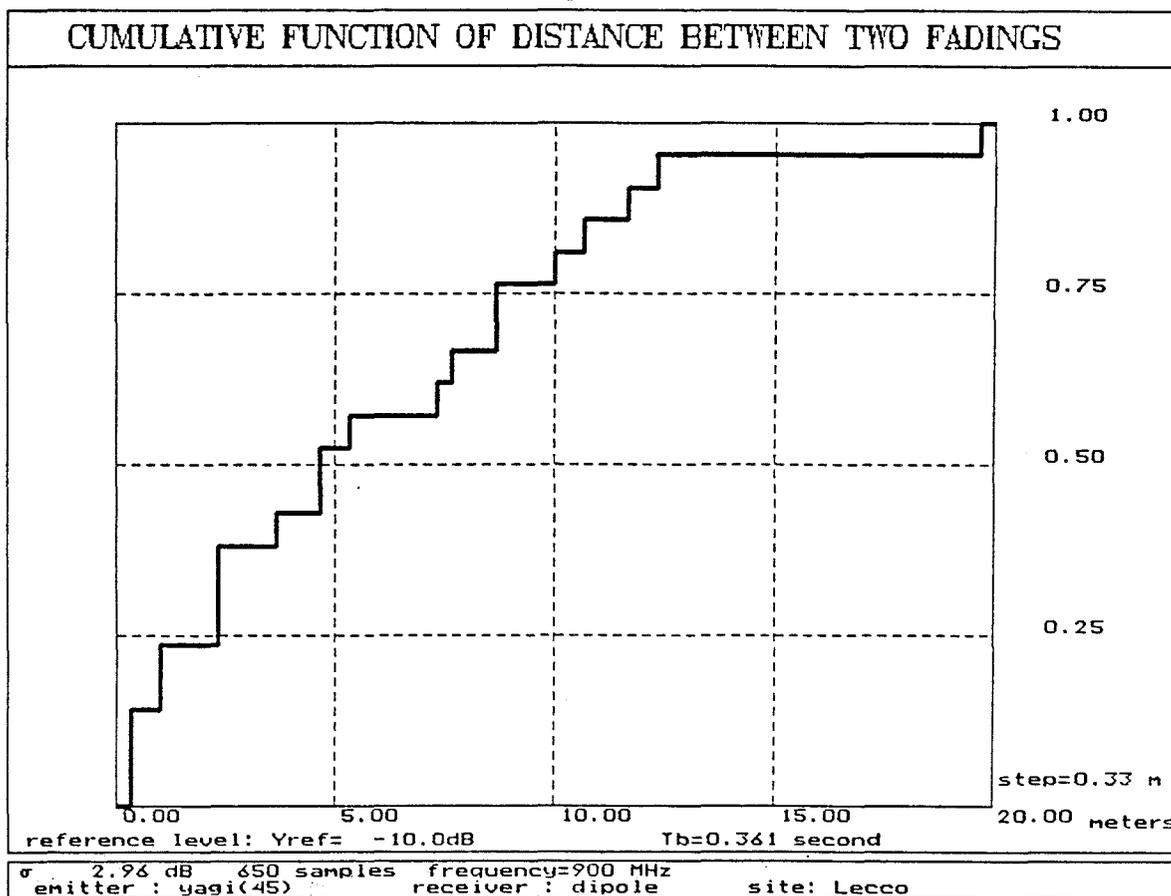


Planche 6b: Fonction cumulative des distances séparant deux fadings successifs (45°)

	σ dB	durée moyenne des fadings (s)	période moyenne d'apparitions (s)
25°	2,74	0.032	0.82
45°	2,96	0.024	0.36

Tableau 2 : Paramètres statistiques.

Pour une émission fortement décalée par rapport à l'axe du tunnel les rayons réfléchis et diffractés subissent des réflexions sur les parois avec un angle d'incidence important entraînant des fluctuations rapides du signal sur la première centaine de mètres. Ainsi la fréquence d'apparition des évanouissements est plus élevée pour une émission à 45° mais leur durée reste cependant très faible.

III.4) RAYONNEMENT DU TUNNEL

Pour un mobile situé à l'intérieur d'un tunnel et désirant communiquer avec une station de base, il est intéressant de connaître la façon dont le rayonnement extérieur va s'effectuer suivant la position de l'émetteur au sein du tunnel.

Dans un premier temps nous avons tracé planche 7 l'évolution du champ électrique en fonction de la distance émetteur-récepteur pour un tunnel infiniment long de section 5 m x 9 m. L'émetteur est situé à 3.5 m de la paroi et à une hauteur de 2.5 m.

Le champ rayonné à l'extérieur du tunnel est entièrement défini par la carte de champ dans le plan d'ouverture de celui-ci. Les simulations théoriques ont montré que cette carte de champ à une abscisse donnée était sensiblement la même dans un tunnel de longueur infinie ou non. En effet l'amplitude des champs dus à la diffraction sur les arêtes est faible vis-à-vis de celle associée aux champs réfléchis sur les parois.

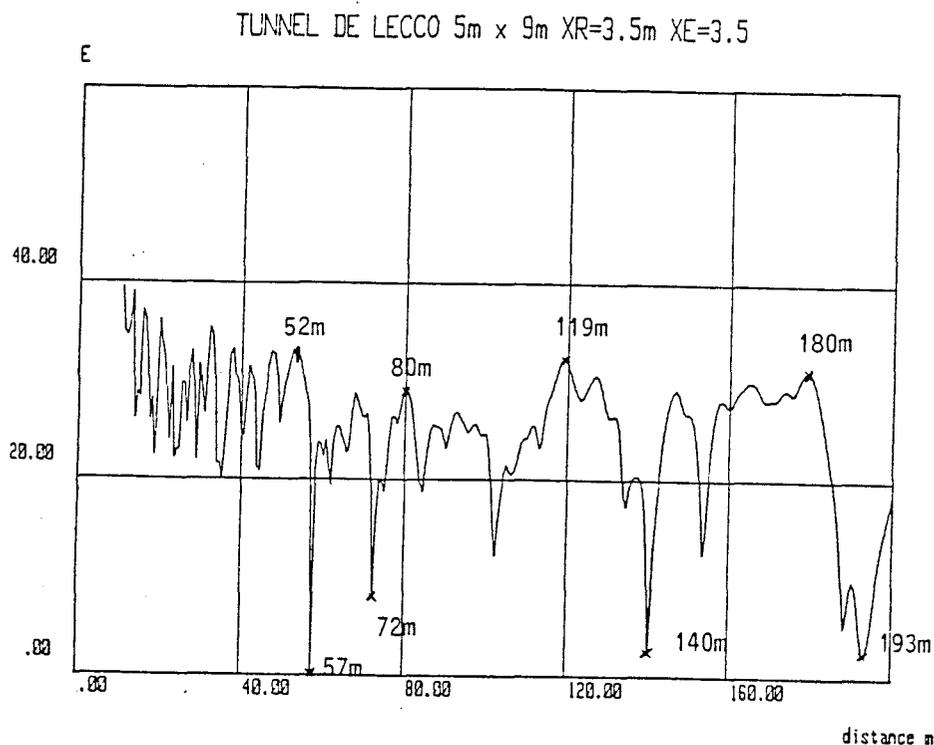


Planche 7: Amplitude du champ en fonction de la distance E-R

Afin de mettre en évidence l'éventuelle influence de la position de l'antenne d'émission sur le rayonnement du tunnel, nous avons choisi deux positions particulières du mobile, suffisamment proches l'une de l'autre pour que la valeur moyenne du champ dans le plan d'ouverture soit la même mais décalée de telle façon que les cartes de champ soient très différentes.

On peut ainsi choisir les abscisses associées aux points A et B de la Planche 7 (119 m et 140 m) pour lesquelles le champ en un point particulier (3.5 m du bord et 2.5 m de hauteur) passe respectivement par un maximum et un minimum. Les courbes des Planches 8 et 9, représentant l'amplitude du champ dans le plan transverse à une hauteur de 2.5 m, montrent bien que les cartes de champ sont très différentes. Un résultat identique a été obtenu en ce qui concerne la phase.

Les diagrammes de rayonnement correspondant à ces deux configurations sont donnés sur la Planche 10. Les courbes sont pratiquement identiques pour des angles inférieurs à 10° , entraînant une atténuation de 25 dB par rapport au champ dans l'axe. Afin de valider

champs transverse $f=900\text{MHz}$, $d(E-R)=140\text{m}$, $h_e=h_r=2.5\text{m}$, $x_e=3.5\text{m}$, Lecco

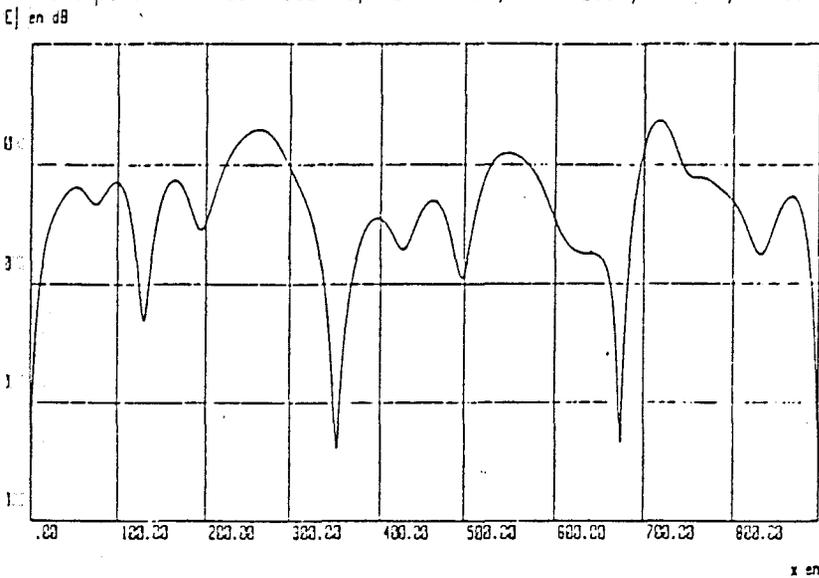
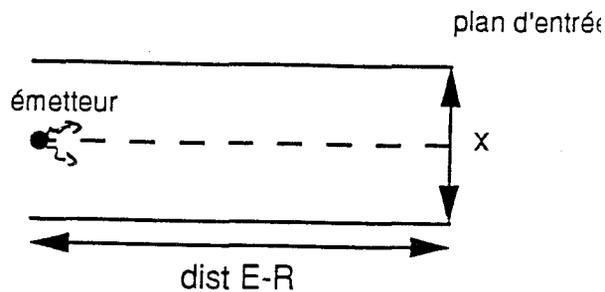


Planche 8 :

Amplitude du champ transverse
dist E-R=140 m



champ transverse, $f=900\text{MHz}$, $d(E-R)=119\text{m}$, $h_e=h_r=2.5\text{m}$, $x_e=3.5\text{m}$, Lecco

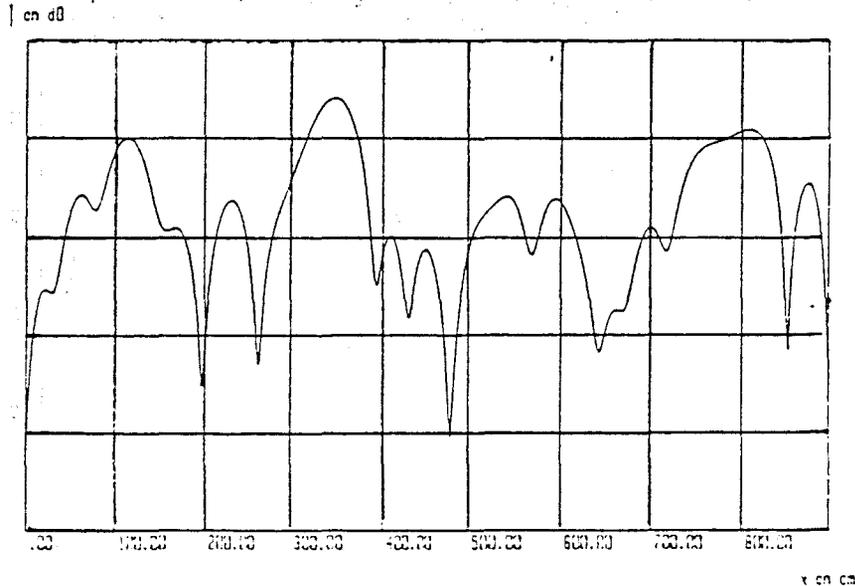
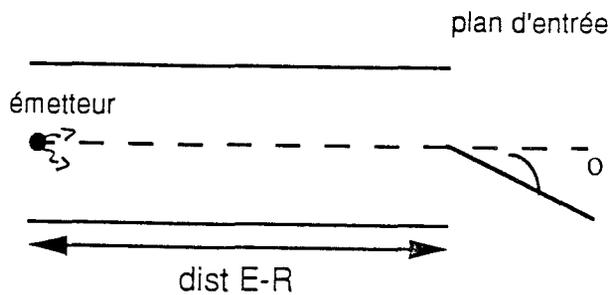


Planche 9 :

Amplitude du champ transverse
dist E-R=119 m



rayonnement du tunnel de Lecco (5m x 9m) à 900MHz

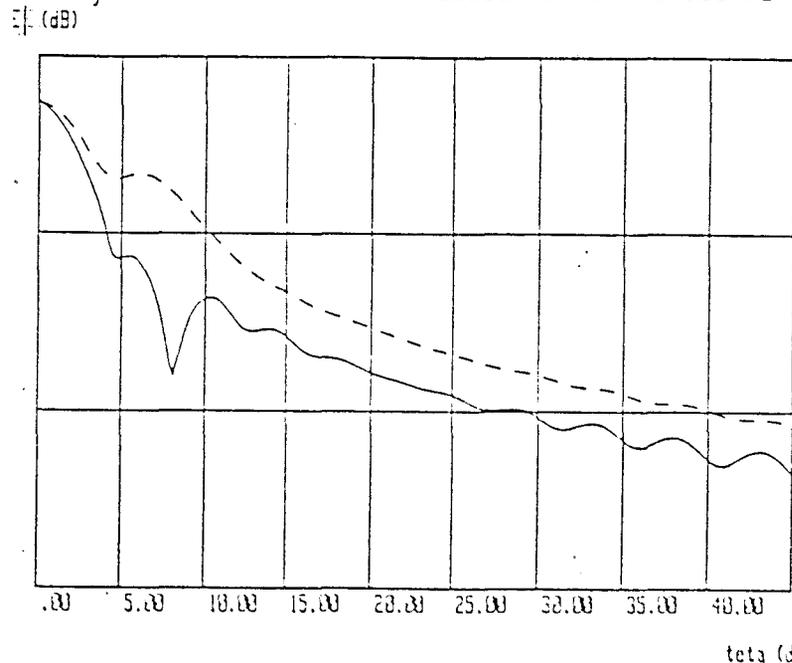


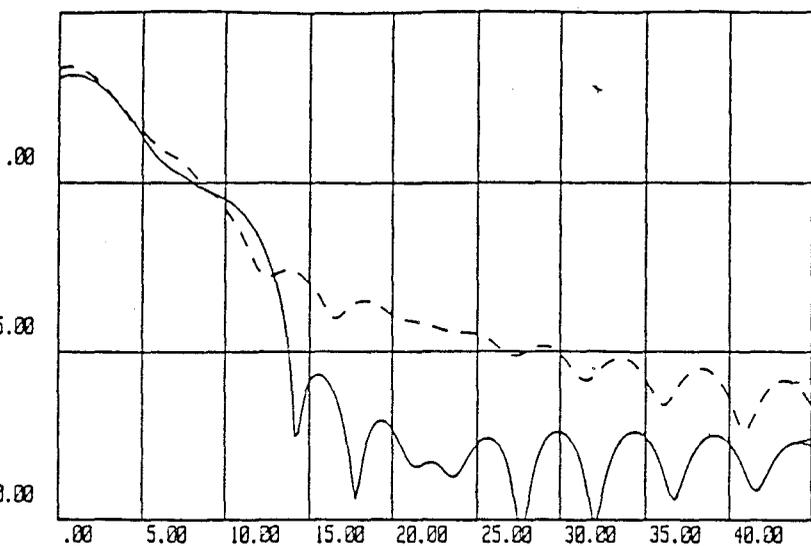
Planche 10:

Diagramme de rayonnement

--- $d=119\text{ m}$

— $d=140\text{ m}$

|E| (dB)

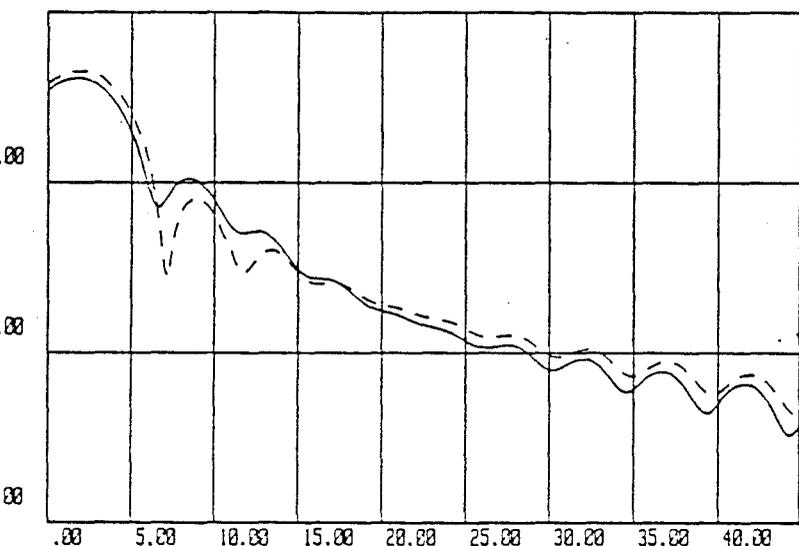


teta (degrés)

Planche 11a:
Diagramme de rayonnement
--- d=52 m
— d=57 m

rayonnement du tunnel de Lecco (5mx9m)

|E| (dB)

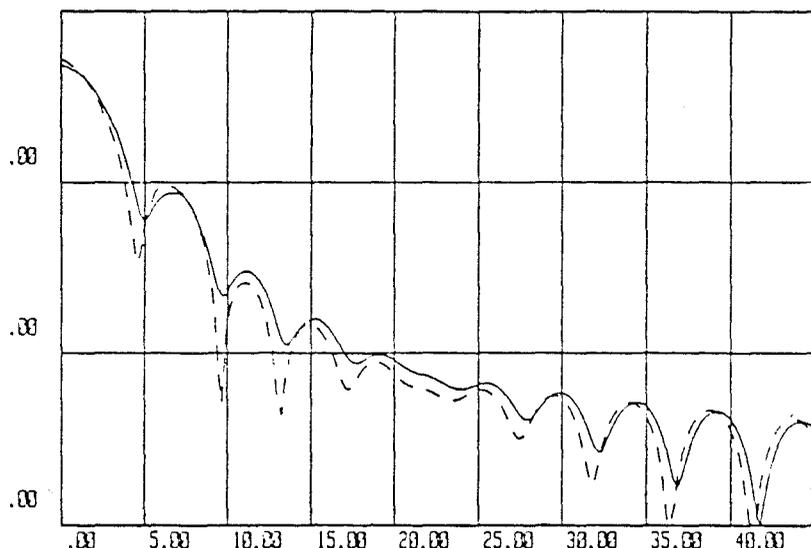


teta (degrés)

Planche 11b:
Diagramme de rayonnement
--- d=80 m
— d=72.2 m

rayonnement du tunnel de Lecco à 900MHz

|E| (dB)



teta (degrés)

Planche 11c:
Diagramme de rayonnement
--- d=180 m
— d=193 m

cette conclusion, nous avons tracé d'autres diagrammes de rayonnement pour des distances de 52 m-57 m, 72 m-80 m et 180 m-193 m. Les courbes de la Planche 11 montrent que le lobe principal est peu affecté par la position du mobile dans le tunnel.

III.6) CONCLUSION

Des mesures de champ ainsi que les simulations ont été présentées dans diverses configurations afin de déterminer les paramètres intrinsèques de propagation à l'intérieur d'un tunnel et d'étudier l'influence de la position de l'antenne d'émission dans le cas d'une excitation extérieure. Dans cette dernière configuration, les résultats montrent qu'à 150 m du plan d'entrée, l'atténuation supplémentaire engendrée par un angle d'incidence de 25° et 45° vaut respectivement 17 dB et 37 dB.

Une retransmission s'avère donc indispensable pour une émission fortement décalée. Les résultats de l'étude statistique ont montré que la profondeur des évanouissements n'excède pas 20 dB par rapport au niveau moyen du signal. L'étude effectuée pour un seuil de référence de -10 dB a mis en évidence une période moyenne d'apparition des évanouissements supérieure à 300 ms, leur largeur moyenne étant de 24 ms.

Annexe

Les coefficients de diffraction développés par Kouyoumjan [4] permettent d'assurer la continuité du champ lors du passage des frontières d'ombres géométriques

$$D_{E,H}(\psi, \psi') = D(\psi - \psi') \pm D(\psi + \psi')$$

avec :

$$D(\psi - \psi') = U1 \cdot \cotg\left(\frac{\pi + (\psi - \psi')}{2n}\right) \cdot F(KLa^+(\psi - \psi')) + \cotg\left(\frac{\pi - (\psi - \psi')}{2n}\right) \cdot F(KLa^-(\psi - \psi'))$$

$$D(\psi + \psi') = U1 \cdot \cotg\left(\frac{\pi + (\psi + \psi')}{2n}\right) \cdot F(KLa^+(\psi + \psi')) + \cotg\left(\frac{\pi - (\psi + \psi')}{2n}\right) \cdot F(KLa^-(\psi + \psi'))$$

$$U1 = - \frac{\exp\left(-j \frac{\pi}{4}\right)}{2n \sqrt{2\pi K} \sin(\beta_0)}$$

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

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

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

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

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

$$2n \pi N^+ - \beta = \pi$$

$$2n \pi N^- - \beta = -\pi$$

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

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

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

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

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Y. Yamaguchi, T. Abe and T. Sekiguchi
"Radiowave propagation loss in the UHF to microwave region due to vehicle in tunnels"
IEEE Trans. on. Electromagn Compat, Vol EMC 31, N° 1, pp87-91, Feb 1989
- [2] S.F. Mahmoud and J.R.Wait
"Geometrical optical approach for electromagnetic wave propagation in rectangular mine tunnels"
Radio Sci., Vol 9, pp 1147-1158, December 1974
- [3] M. Agunaou
"Application de la théorie géométrique de la diffraction à l'étude de la propagation d'onde hyperfréquence en tunnel"
Thèse de l'Université de Lille, Mai 1990
- [4] R.G. Kouyoumjan and P.H. Pathak
"A uniform geometrical theory of diffraction for an edge in a perfectly conducting surface"
Proc. IEEE, 62, pp 1448-1461, 1974
- [5] W.D. Burnside and K.W. Burgener
"High frequency scattering by a thin lossless dielectric slab"
IEEE Trans. Ant and Prop, Vol. AP 31, N°1, pp 104-110, January 1983
- [6] R.J. Luebbers
"Finite conductivity uniform GTD versus knife edge diffraction in prediction of propagation pathloss"
IEEE Trans. and Prop, Vol. AP 32, N° 1, pp 70-76, January 1984

- [7] F.A. Sikta, W.D. Burnside, T.T. Chu and L. Peters
"First-order equivalent current and corner diffraction scattering from flat plate structures"
IEEE Trans, on Ant. and Prop., Vol. AP 31 N° 4, pp 584-889, 1983
- [8] J.G. Remy, J. Cueugnet, C. Sibon
"Systèmes de radiocommunications avec les mobiles"
Eyrolles, 1988
- [9] W.C.Y Lee
"Statistical analysis of the level crossings and duration of fades of signal from an energy density mobile radio antenna"
Bell syst. techn. journal, pp 417-440, February 1967
- [10] W.C.Y Lee
"Estimate of local average power of a mobile radio signal"
IEEE trans. on veh. techn, Vol VT-34, N° 1, February 1985
- [11] P. Mariage
"Etude théorique et expérimentale de la propagation des ondes hyperfréquences en milieu confiné ou urbain."
Thèse de l'Université de Lille 1, décembre 1991

CHAPITRE IV

METHODE DE CARACTERISATION DU CANAL

SOMMAIRE**CHAPITRE IV : METHODE DE CARACTERISATION DU CANAL**

IV.1) INTRODUCTION	p 76
IV.2) METHODE DIRECTE DE MESURE DE REponse IMPULSIONNELLE	
IV.2.1) Principe de la méthode	p 77
IV.2.2) Exemple d'application	p 77
IV.2.3) Principe d'exploitation des résultats	p 79
IV.3) SIMULATION	p 83
IV.4) MISE EN OEUVRE DANS LE TUNNEL DE LIEGE	
IV.4.1) Conditions de mesures	p 84
IV.4.2) Résultats	p 85
IV.4.3) Confrontation théorie - expérience	p 87
IV.4.5) Etude statistique	p 88
IV.5) METHODE DE LA CORRELATION	
IV.5.1) Différentes techniques	p 93
IV.5.2) Dispositif utilisé	p 99
IV.5.3) Validation de la méthode	p106
IV.6) COUPLAGE EXTERIEUR - INTERIEUR : MESURES DANS LE TUNNEL DE LECCO	
IV.6.1) Introduction	p 108
IV.6.2) Antenne suivant l'axe du tunnel	p 110
IV.6.3) Antenne d'émission desaxée de 25°	p 112
IV.6.4) Antenne d'émission desaxée de 45°	p 112
IV.6.5) Etude statistique	p 115
IV.7) CONCLUSION	p 117
Bibliographie	p 118

IV.1) INTRODUCTION

Le comportement d'un canal de propagation dépend non seulement de la configuration géométrique du milieu (tunnel, site urbain, site montagneux...) mais aussi de la position respective des antennes émettrices et réceptrices. Pour une configuration donnée, il peut être décrit par sa réponse impulsionnelle (c'est-à-dire sa réponse à une impulsion très brève) ou par sa fonction de transfert qui caractérise son comportement dans le domaine fréquentiel.

Différents paramètres peuvent être déduits de ces informations tels que :

- la bande de cohérence permettant de définir le débit numérique maximum des messages pour une porteuse de fréquence donnée ;
- une statistique fréquentielle permettant de caractériser les évanouissements sélectifs ;
- une statistique sur les différents retards observés.

Il existe diverses techniques de mesures de réponses impulsionnelles. Dans un premier temps, nous avons choisi la technique de mesure directe dont nous exposerons le principe et les résultats obtenus lors des expérimentations dans le tunnel de Liège. Mais pour pallier à certaines limitations, nous avons dans un deuxième temps conçu un dispositif de mesure de réponses impulsionnelles utilisant la méthode de la corrélation dont nous décrirons successivement le principe, le dispositif réalisé ainsi que la technique d'exploitation des résultats, et nous validerons cette méthode sur quelques exemples.

IV.2) METHODE DIRECTE DE MESURE DE REPONSE IMPULSIONNELLE

IV.2.1) Principe de la méthode

La mise en oeuvre est très simple et nécessite uniquement à l'émission, une impulsion modulée et à la réception, un détecteur d'enveloppe. La réponse impulsionnelle est ensuite visualisée sur un oscilloscope [9]. Le synoptique de la liaison est présenté figure IV.1 .

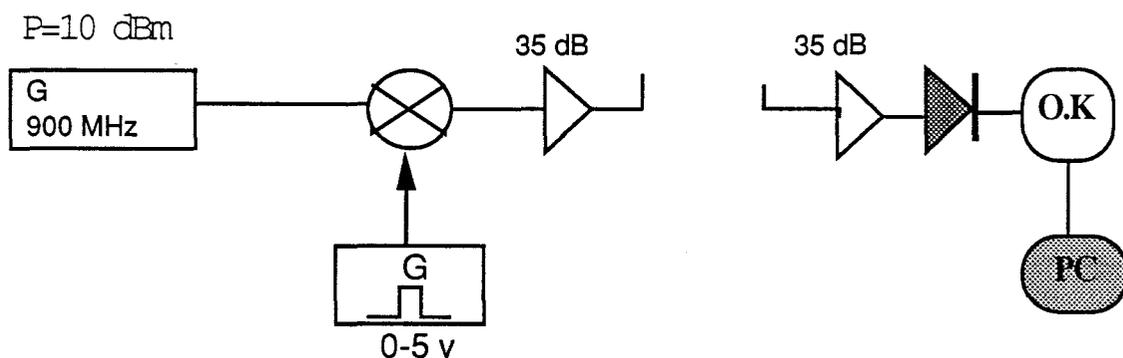


figure IV-1 : Synoptique de la technique de mesure directe.

Remarquons que pour l'ensemble des techniques pouvant être utilisées, la largeur de l'impulsion détermine la résolution temporelle du système, c'est-à-dire les retards minimums pouvant être observés et la périodicité de ces impulsions nous informe sur la fenêtre d'observation temporelle du système, c'est-à-dire les retards maximums pouvant être mesurés.

IV.2.2) Exemple d'application

Une expérience préliminaire a permis de mettre en évidence les réflexions sur les parois d'un tunnel en plaçant l'antenne directive d'émission de type Yagi à l'intérieur du tunnel et en l'orientant vers une paroi ainsi qu'il est indiqué figure IV.2 .

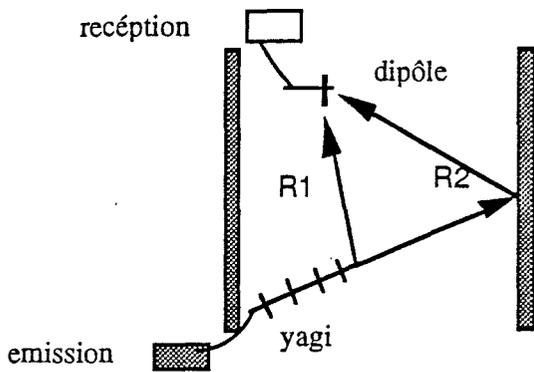


figure IV-2 : Mise en évidence d'un trajet réfléchi.

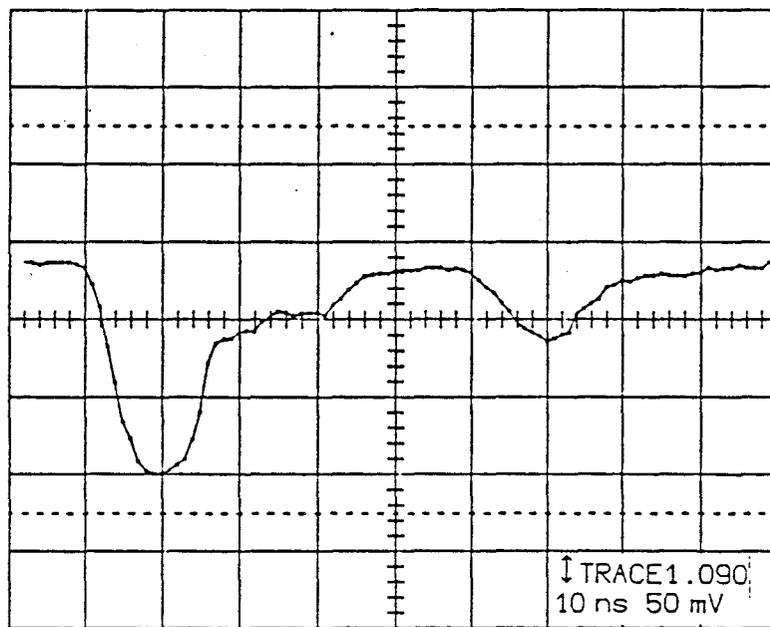


Planche 1

L'impulsion en sortie du générateur a une largeur à mi-hauteur de 10 ns, la porteuse étant de 900 MHz. Le signal reçu au niveau de l'antenne, dipôle vertical résonnant en $\lambda/2$, est représenté planche 1. On remarque à l'instant $t = 20$ ns une impulsion correspondant au trajet direct R_1 entre l'émetteur et le récepteur puis un écho 50 ns plus tard. On peut vérifier que la différence de marche $R_2 - R_1$ entraîne un retard de 48 ns comparable à celui qui a été mesuré (50 ns).

Une telle technique pourrait éventuellement être utilisée pour mesurer le coefficient de réflexion d'une paroi à condition cependant de prendre certaines précautions telles que : l'utilisation d'antennes directives aussi bien à l'émission qu'à la réception, étalonner le système de mesure...

IV.2.3) Principe d'exploitation des résultats

a) Notion de bande de cohérence

La bande de cohérence est un paramètre important pour la réalisation d'un système de télécommunication. Elle définit dans quelle partie du spectre le signal reçu reste cohérent avec le signal émis c'est-à-dire "la bande de fréquence dans laquelle les signaux reçus sont encore fortement corrélés" [1].

Elle nous renseigne sur le débit numérique maximum pouvant être transmis. Le calcul de la fonction de corrélation fréquentielle ou de la dispersion des retards permet de déterminer ce paramètre.

b) Fonction de corrélation fréquentielle

Le raisonnement dans le domaine fréquentiel peut être mené de la même façon que dans le domaine temporel. En effectuant la fonction d'autocorrélation d'enveloppe de la fonction de transfert du canal, on détermine le coefficient de corrélation fréquentiel entre la porteuse et les différentes composantes spectrales du signal [2], [3] et [4]. La bande de cohérence est, par définition, donnée pour un coefficient de corrélation de 0,5 (voire 0,9 pour certains systèmes). Le calcul des transformées de Fourier des signaux s'effectue sur 512 points, l'échantillonnage dans le domaine temporel étant de 1 ns, ceci nous assure une résolution fréquentielle de 2 MHz, jugée suffisante pour nos applications.

La planche 2b présente un exemple de fonction de corrélation fréquentielle obtenue à partir du profil de réponses impulsionnelles figurant planche 2a.

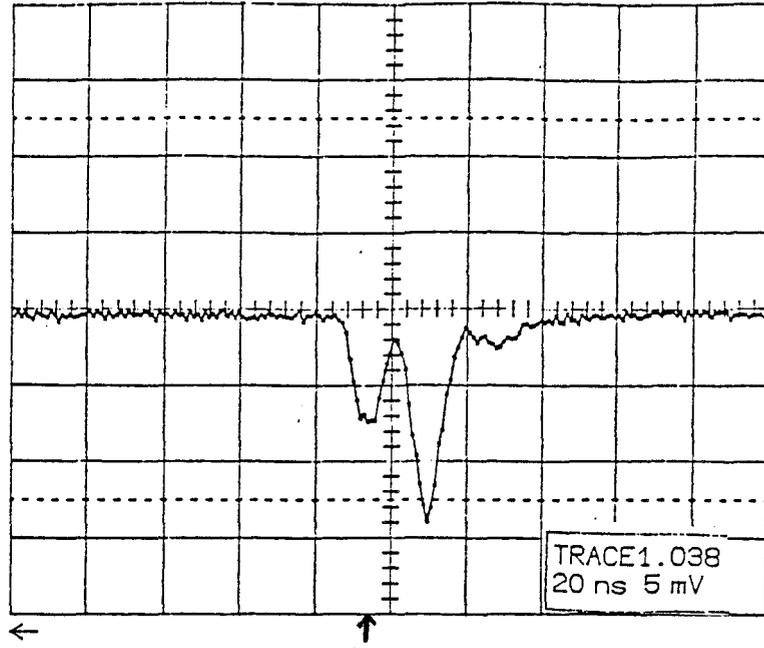


Planche 2a : Enveloppe de la réponse impulsionnelle

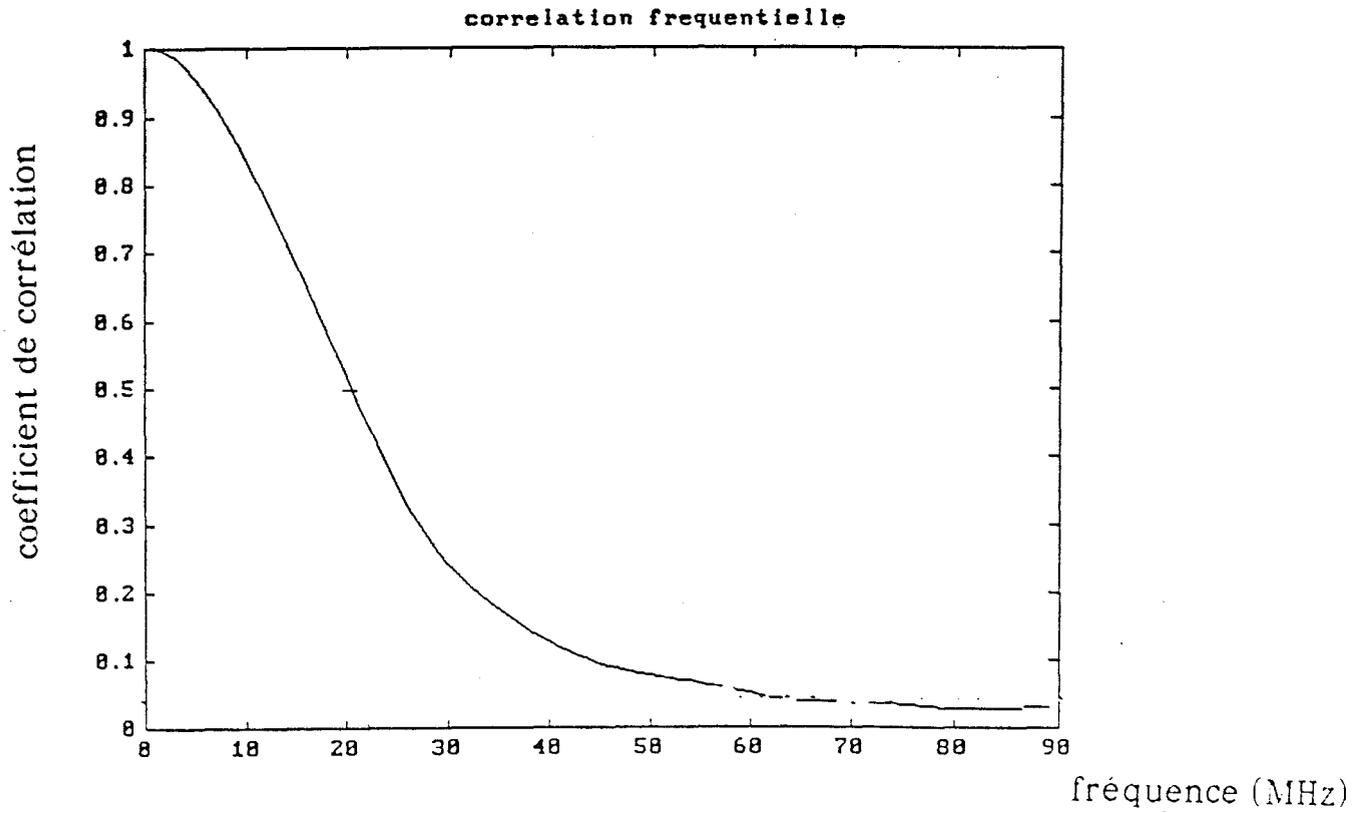


Planche 2b : Fonction de corrélation fréquentielle

Remarque : La bande de cohérence maximale pouvant être déterminée est limitée à la bande passante du signal transmis (24 MHz). Planche 3

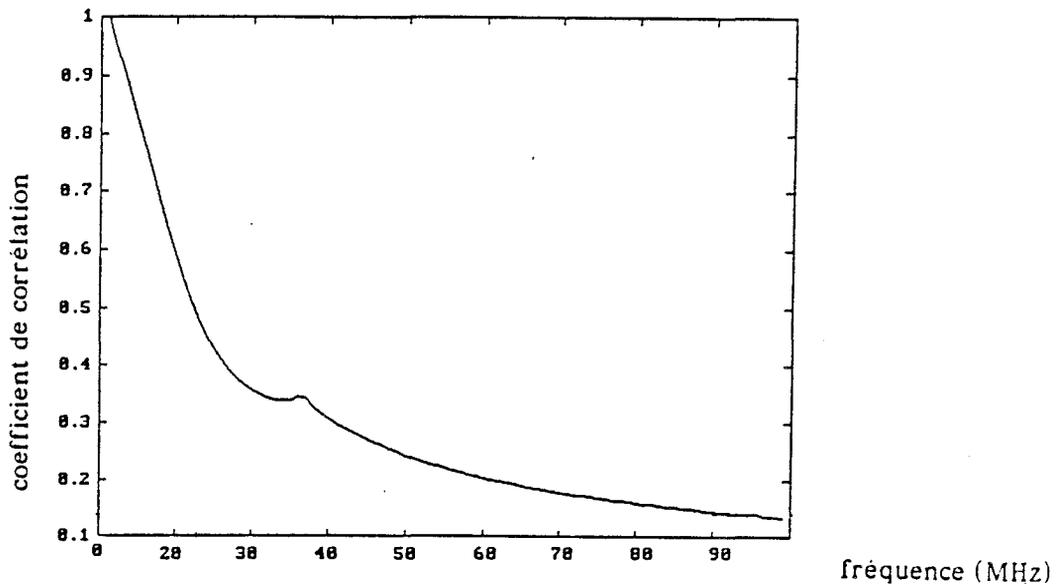


Planche 3 : Corrélation fréquentielle de référence (autocorrélation du signal).

c) Détermination de la bande de cohérence par le calcul de la dispersion des retards

Cette étude doit être effectuée sur plusieurs fichiers de mesures et, dans ce cas, il est possible de calculer un profil moyen $P_m(\delta)$ des différentes réponses impulsionnelles $p_i(\delta)$:

$$P_m(\delta_k) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N p_i(\delta_k)$$

N : nombre de fichiers

(δ_k) = K^{ième} retard.

De ce profil nous pouvons donc en déduire :

. le retard moyen δ_m (moyenne pondérée)

$$\delta_m = \frac{\sum_{i=1}^{300} \delta_i P_m(\delta_i)}{\sum_{i=1}^{300} P_m(\delta_i)} - \delta_0$$

δ_0 = premier retard observé

. la dispersion des retards (ou moment d'ordre 2)

$$S_m = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{300} (\delta_i - \delta_m - \delta_0)^2 P_m(\delta_i)}{\sum_{i=1}^{300} P_m(\delta_i)}}$$

Ce dernier paramètre intervient dans la formule approchée de Lee [1] permettant le calcul de la bande de cohérence B_c dans le cas d'une modulation d'amplitude :

$$\rho_R(S) = \frac{1}{1 + 4 \pi^2 S_m^2 B_c^2}$$

avec ρ_R = coefficient de corrélation d'enveloppe. En général ce coefficient est choisi égal à 0,5, ce qui permet d'en déduire la valeur de B_c :

$$B_c = \frac{1}{2 \pi S_m}$$

d) Etude statistique sur les retards.

Une représentation statistique des différents retards obtenus ainsi que de leurs amplitudes peut être faite sous forme d'histogrammes et de fonctions cumulatives [4].

IV.3) SIMULATION

Le logiciel de calcul numérique du champ électromagnétique en tunnel prend en compte deux paramètres importants : la distance Emetteur-Récepteur et la fréquence d'émission. Il est ainsi possible de calculer pour une position fixe du récepteur, l'évolution de l'amplitude du champ électrique en fonction de la fréquence. De la fonction de transfert ainsi calculée, nous pouvons en déduire la réponse impulsionnelle du canal selon la démarche suivante:

En pratique l'enveloppe du signal émis est de forme gaussienne, nous allons ainsi supposer que le signal à l'entrée du canal de transmission est de la forme $e(t) = Ae^{-(t/2)^2}$. Si $s(t)$ est le signal reçu et $h(t)$ la réponse impulsionnelle du canal, on peut écrire que $s(t) = e(t) * h(t)$. Le produit de convolution $*$ se transforme en produit simple dans le domaine fréquentiel par le biais d'une transformée de Fourier.

$$\text{Soit : } S(f) = E(f) \cdot H(f)$$

Avec $S(f)$ et $E(f)$ les transformées de Fourier respectives de $s(t)$ et $e(t)$
 $H(f)$ est la fonction de transfert du canal.

On peut aisément calculer le signal de sortie $s(t)$ par la relation :

$$s(t) = \text{TF}^{-1} (S(f))$$

avec TF^{-1} la transformée de Fourier inverse.

On en déduit $s(t) = \text{TF}^{-1} (E(f) \cdot H(f))$

IV.4) MISE EN OEUVRE

L'objectif de la campagne de mesures dans le tunnel de métro inexploité de la ville de Liège (Belgique) est la caractérisation des paramètres intrinsèques d'un tunnel en terme de retard. Nous nous sommes intéressés , dans un premier temps , à l'émission et la réception à l'intérieur du tunnel. Celui-ci étant exempt de tout trafic, les retards observés ne seront dûs qu'aux réflexions contre les parois. Suite à la description des conditions de mesures, nous commenterons les résultats ainsi que les paramètres statistiques qui en découlent.

IV.4.1) Conditions de mesures

A l'émission une impulsion module, par l'intermédiaire d'un commutateur à diode PIN, une porteuse à la fréquence de 900 MHz. Or, compte tenu des caractéristiques du GSM (largeur d'un bit est égale à 3,69 μ s), nous nous sommes limités, dans un premier temps, à une largeur d'impulsion de 20 ns à mi-hauteur, largeur suffisamment faible pour mettre en évidence des trajets multiples pouvant éventuellement perturber la liaison.

Le signal, de puissance 10 dBm en sortie du modulateur, est amplifié de 35 dB par un amplificateur de puissance avant d'être émis par une antenne directive large bande de type Yagi.

Celle-ci est placée à 4 mètres de hauteur et à une distance de 1 mètre de la paroi du tunnel tel qu'il est indiqué ci-dessous. Figure IV-3

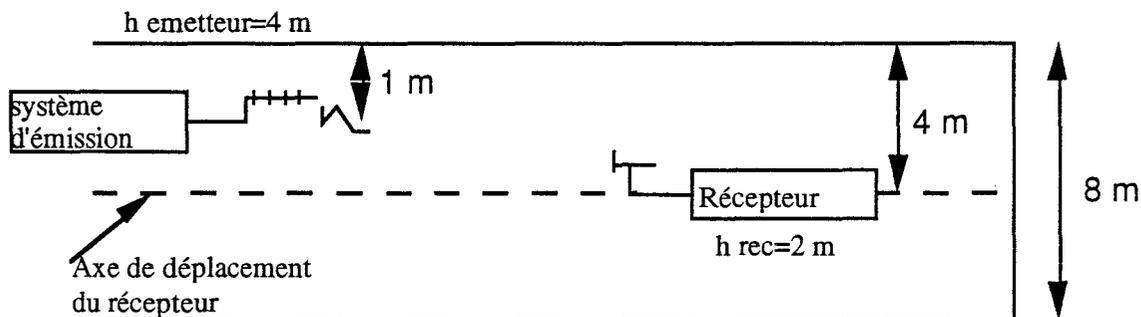


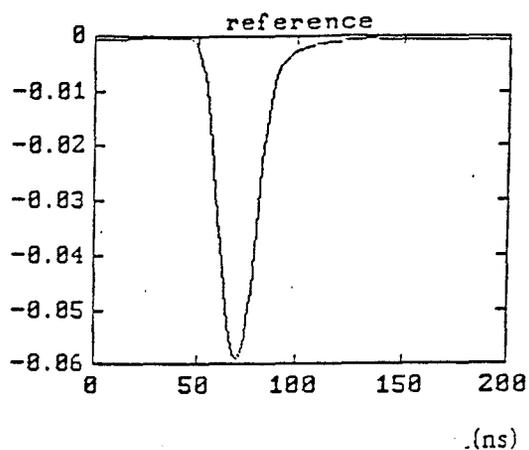
figure IV-3 : Configuration géométrique. (vue de dessus)

L'antenne réceptrice, un dipôle en polarisation verticale, se déplace suivant l'axe longitudinal du tunnel. Le signal reçu, après amplification ($G = 37$ dB) et détection, est visualisé et enregistré sur un oscilloscope numérique à 1 giga échantillons par seconde.

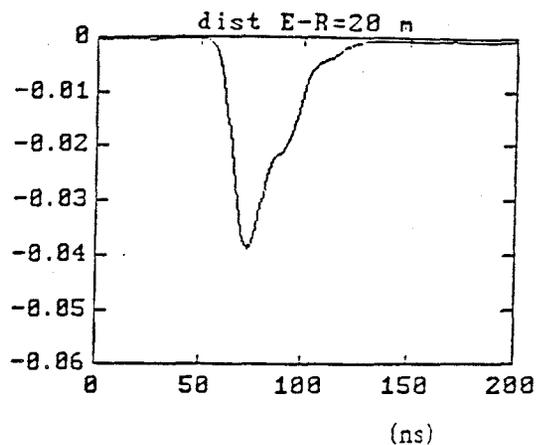
IV.4.2) Résultats

La planche 4a représente l'impulsion de référence enregistrée pour une distance émetteur-récepteur de 8 mètres. Les autres réponses impulsionnelles présentées planche 4 sont des enregistrements les plus représentatifs des différents signaux mesurés. Ces relevés ont été effectués pour différentes positions du récepteur, celles-ci étant précisées sur chaque planche.

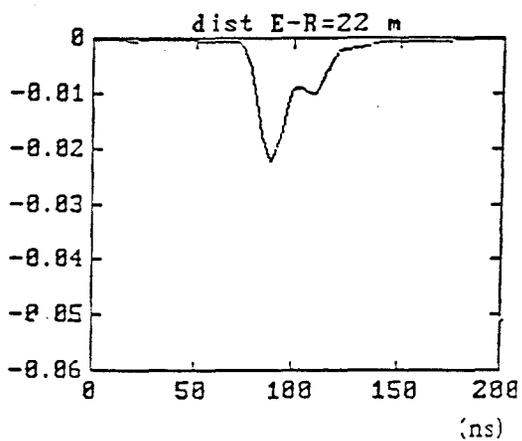
Au vu de ces résultats, différentes remarques peuvent être faites. Lorsque le récepteur se déplace légèrement, des fluctuations importantes de l'amplitude crête sont obtenues (planches 4b,4c). Afin de tenter d'expliquer ce phénomène, nous allons limiter l'étude à un trajet de 5 rayons comme il est indiqué sur la figure IV-4.



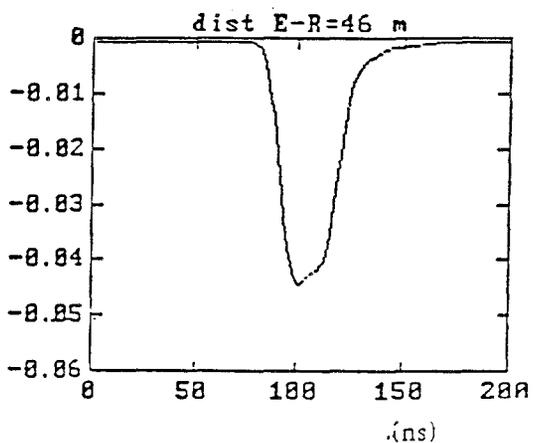
(a)



(b)



(c)



(d)

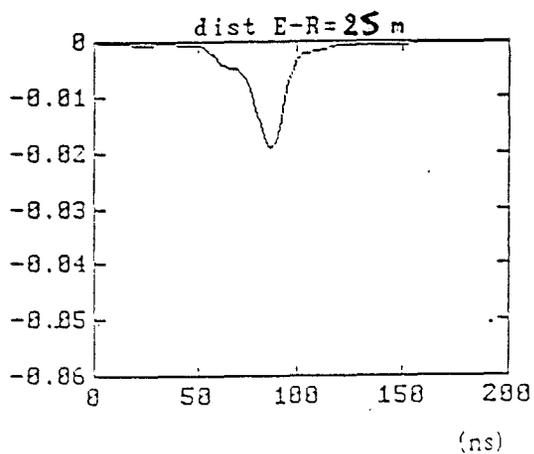


Planche4: Réponses impulsionnelles - résultats expérimentaux

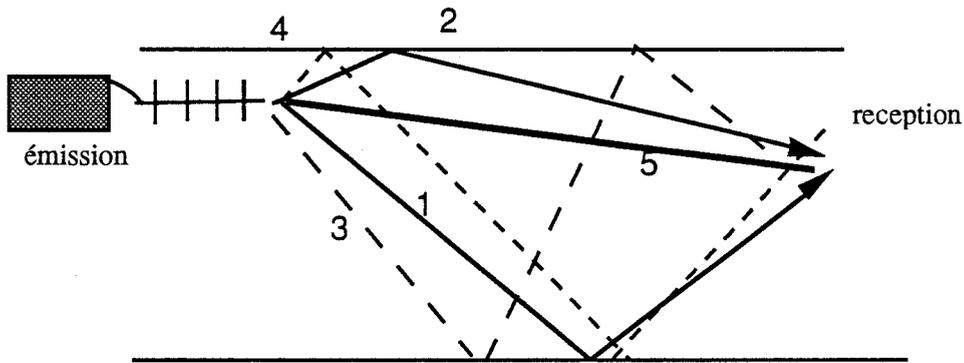


figure IV-4 : Mise en évidence des multichemins destructifs et constructifs.

Lors d'une interférence constructive, le trajet direct ainsi que les rayons 1 et 2 sont en phases. Ces derniers subissent peu de réflexions et se propagent sous incidence rasante sur les parois du tunnel entraînant ainsi un faible coefficient de réflexion. La différence de marche, et par conséquent le retard engendré entre ces rayons et le trajet direct, sera faible. Il en résulte une sommation de ces signaux que l'on peut observer sur les planches 4b, 4d et qui se manifeste également par un élargissement de l'impulsion. Pour une interférence destructive, les rayons 1 et 2 arrivent en opposition de phase et ceux ayant subi des réflexions multiples (3 et 4) deviennent prépondérants, provoquant des retards plus importants. Le signal reçu est composé d'impulsions distinctes de faibles amplitudes (planches 4c, 4e).

Sur l'ensemble des mesures qui ont été effectuées nous n'avons pu mettre en évidence des échos ayant un retard supérieur à 50 ns et qui auraient subi une atténuation, par rapport au trajet direct, inférieure à 20 dB. L'étude statistique nous confirmera cette observation.

IV.4.3) Confrontation théorie - expérience[13]

Dans le modèle numérique de simulation de réponses impulsionnelles en tunnel, nous avons fixé les paramètres électriques tels que la permittivité relative du matériau constituant les parois $\epsilon_r = 10$ ainsi que la conductivité $\sigma = 10^{-2}$ S/m. Les paramètres géométriques sont liés aux dimensions du tunnel (section droite de 4,7 m x 8 m).

Nous avons supposé que le diagramme de rayonnement de l'antenne d'émission présente un angle d'ouverture de 20° , la réception se faisant à l'aide d'une antenne demi-onde placée verticalement.

La planche 5a représente l'évolution de l'amplitude du champ électrique à 900 MHz en fonction de la distance émetteur-récepteur, conformément aux conditions expérimentales décrites précédemment. La fonction de transfert a été calculée dans la bande de fréquence 600 MHz-1200 MHz pour deux points de mesure A et B (planche 5b) distants respectivement de 89 m et 91,1 mètres de l'émetteur. La position de ces points de mesure a été choisie de manière à se situer sur un minimum et un maximum d'amplitude du champ électrique. (cf planche 5a)

Les planches 5c et 5d représentent respectivement la réponse impulsionnelle calculée en ces deux points. Nous nous trouvons ainsi en présence d'interférences constructives (planche 5c) et destructives (planche 5d), confirmant ainsi les observations faites à ce sujet dans le paragraphe IV.4.2 concernant les résultats expérimentaux, tant en ce qui concerne la forme des signaux que les retards maximums auxquels on peut s'attendre.

IV.4.4) Etude statistique

Cette étude va porter sur 20 relevés de réponses impulsionnelles enregistrées suivant les conditions précédemment décrites. Les fonctions cumulative et de distribution (planche 6a et 6b) indiquent que 75 % des retards sont inférieurs à 25 ns et ont subi une atténuation d'au moins 10 dB (planche 6c et 6d). De ces résultats nous pouvons en déduire :

- . le retard moyen $\delta_m = 21,7$ ns
- . la dispersion des retards $S = 5,5$ ns

Notons tout d'abord que la bande de cohérence maximale pouvant être mesurée est de 19 MHz. Cette limitation est due à la présence d'un filtre passe-bas (30 MHz) placé dans cette première phase de mesures, à la sortie du système de détection. La fonction de corrélation fréquentielle moyenne nous donne pour un coefficient de corrélation de 0.5 une bande

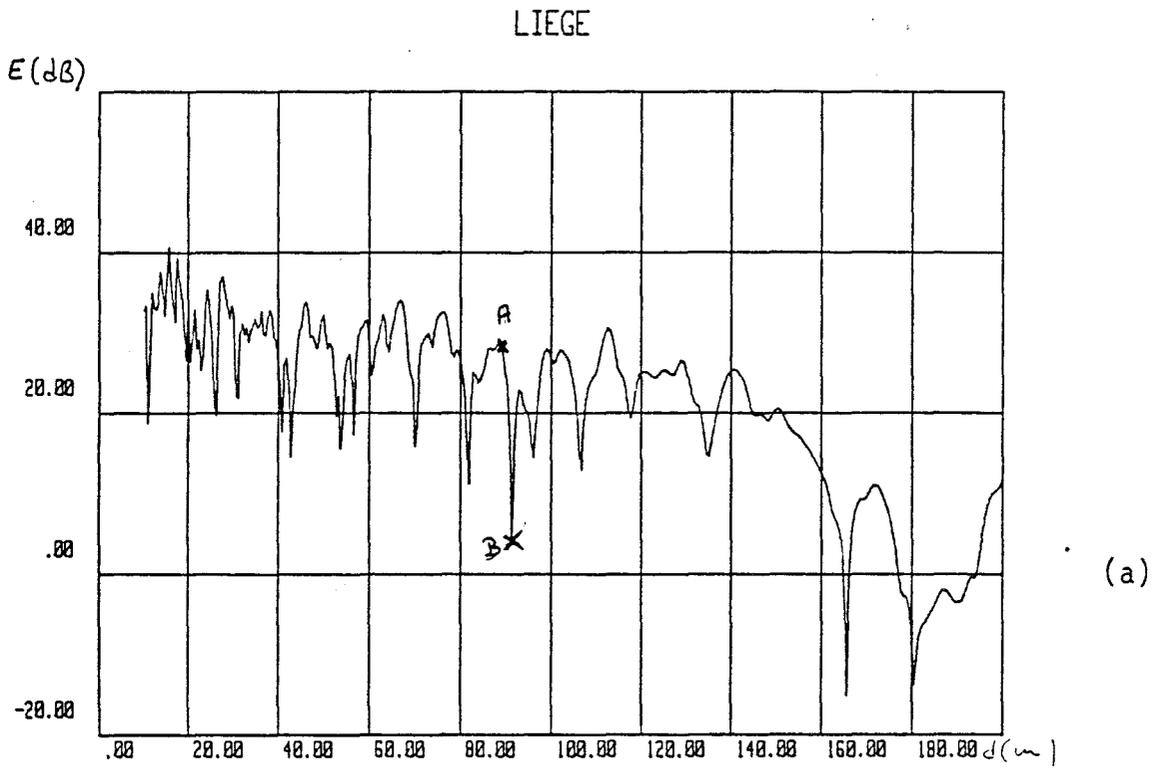


Planche 5a: Amplitude du champ en fonction de la distance E-R
 $F=900 \text{ MHz}$

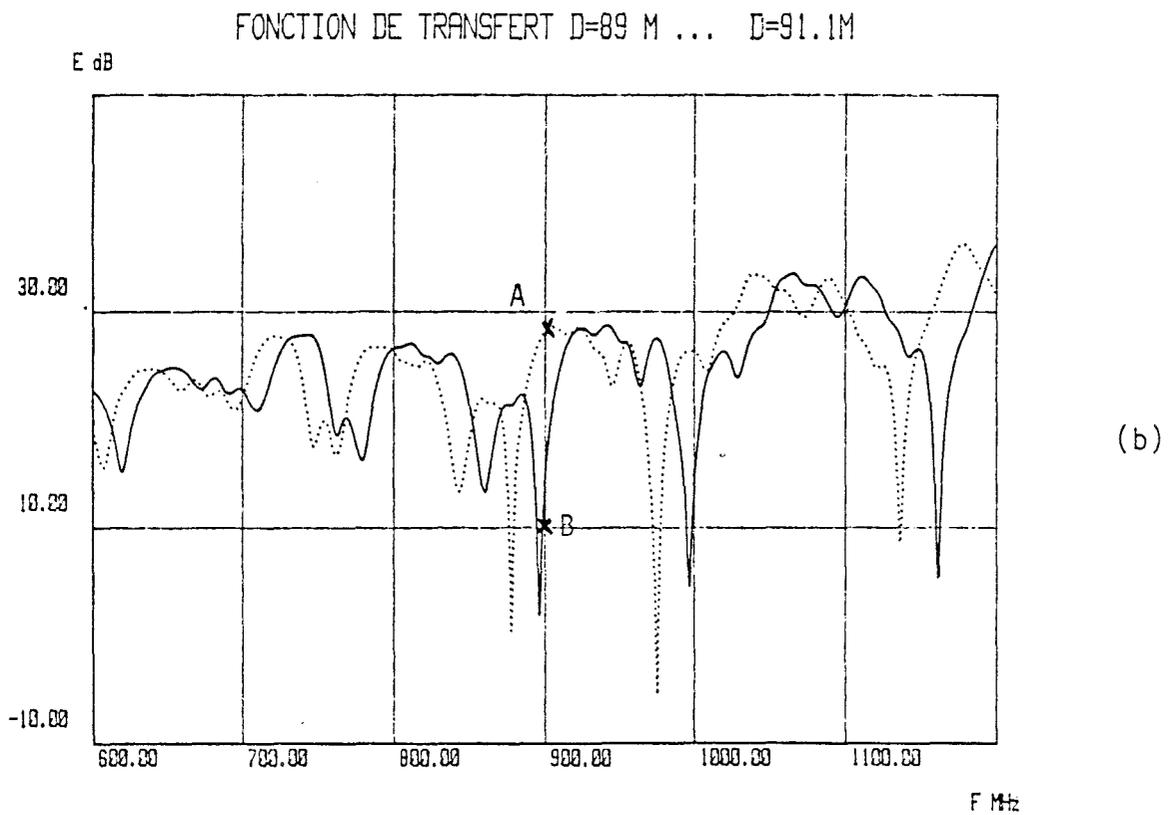


Planche 5b: Amplitude du champ en fonction de la fréquence
 $D=89 \text{ m} \quad D=91.1 \text{ m}$

reponse impulsionnelle d=89 m

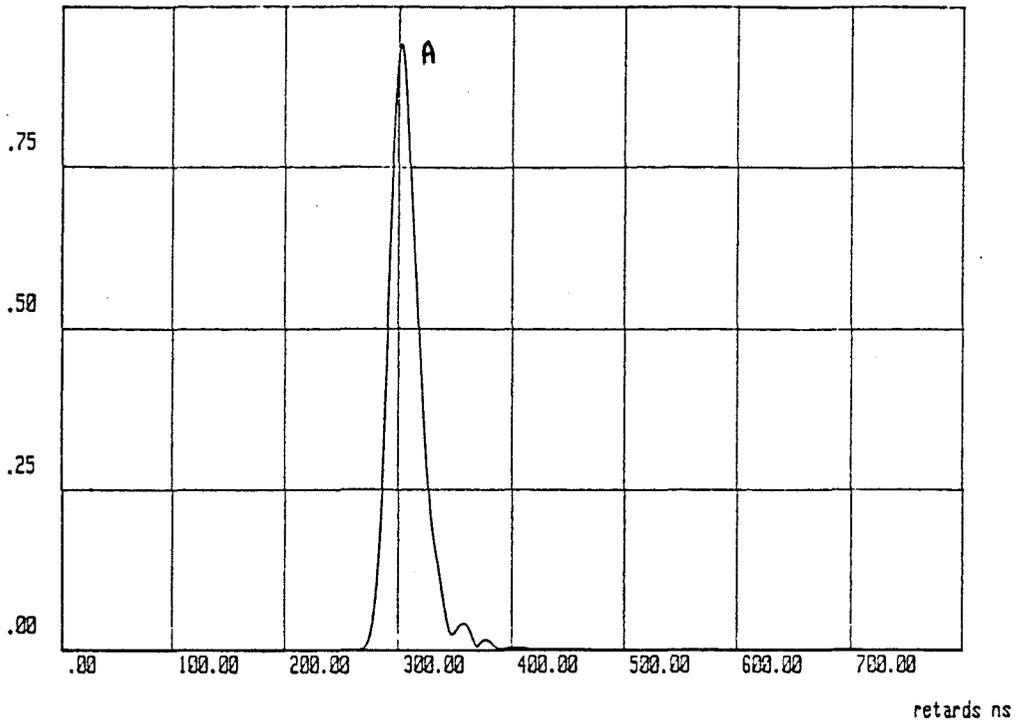


Planche 5c

reponse impulsionnelle d=91.1m

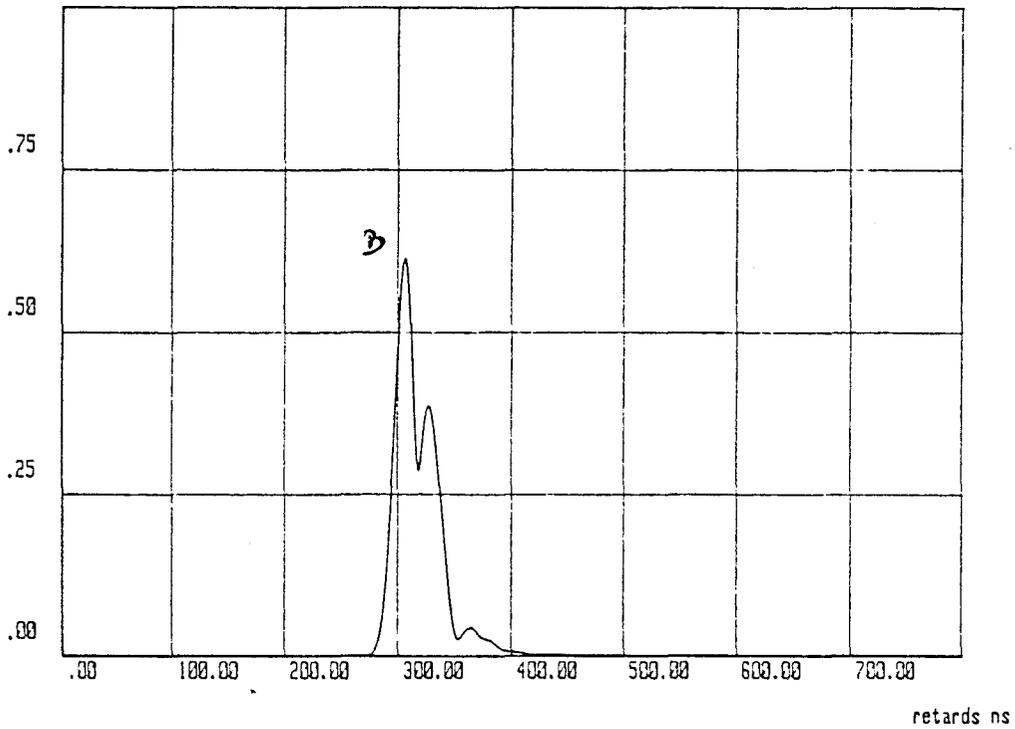


Planche 5d

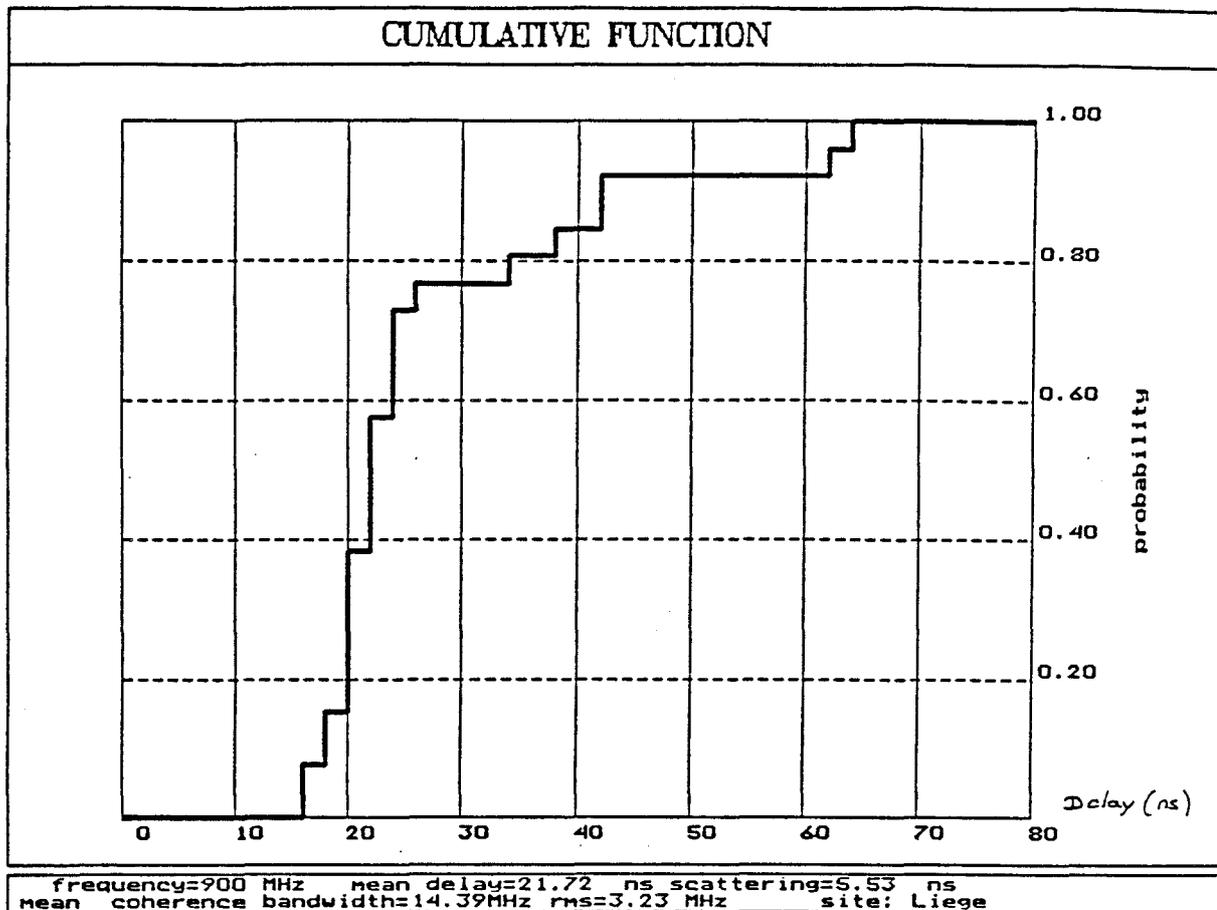


Planche 6a: Fonction cumulative des retards

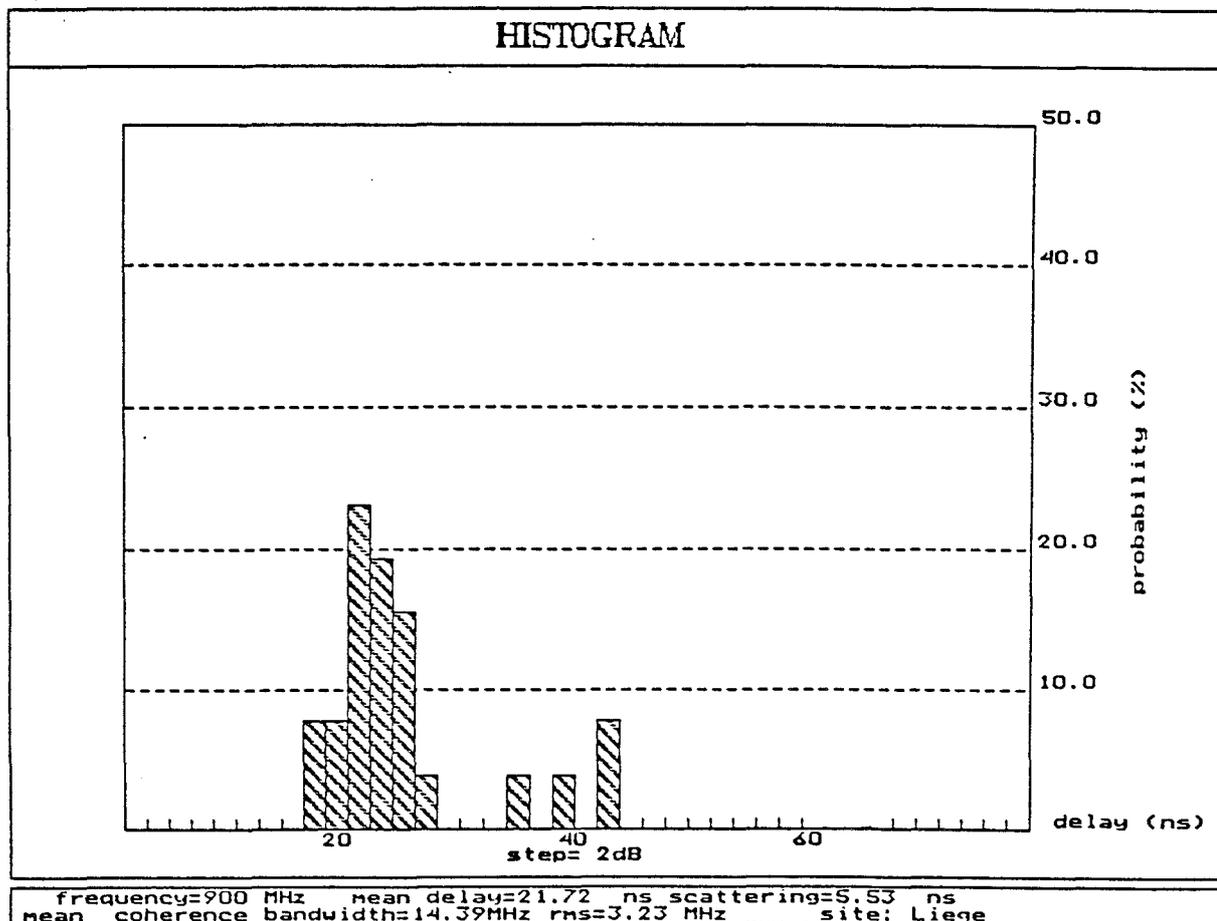


Planche 6b: Fonction de distribution des retards

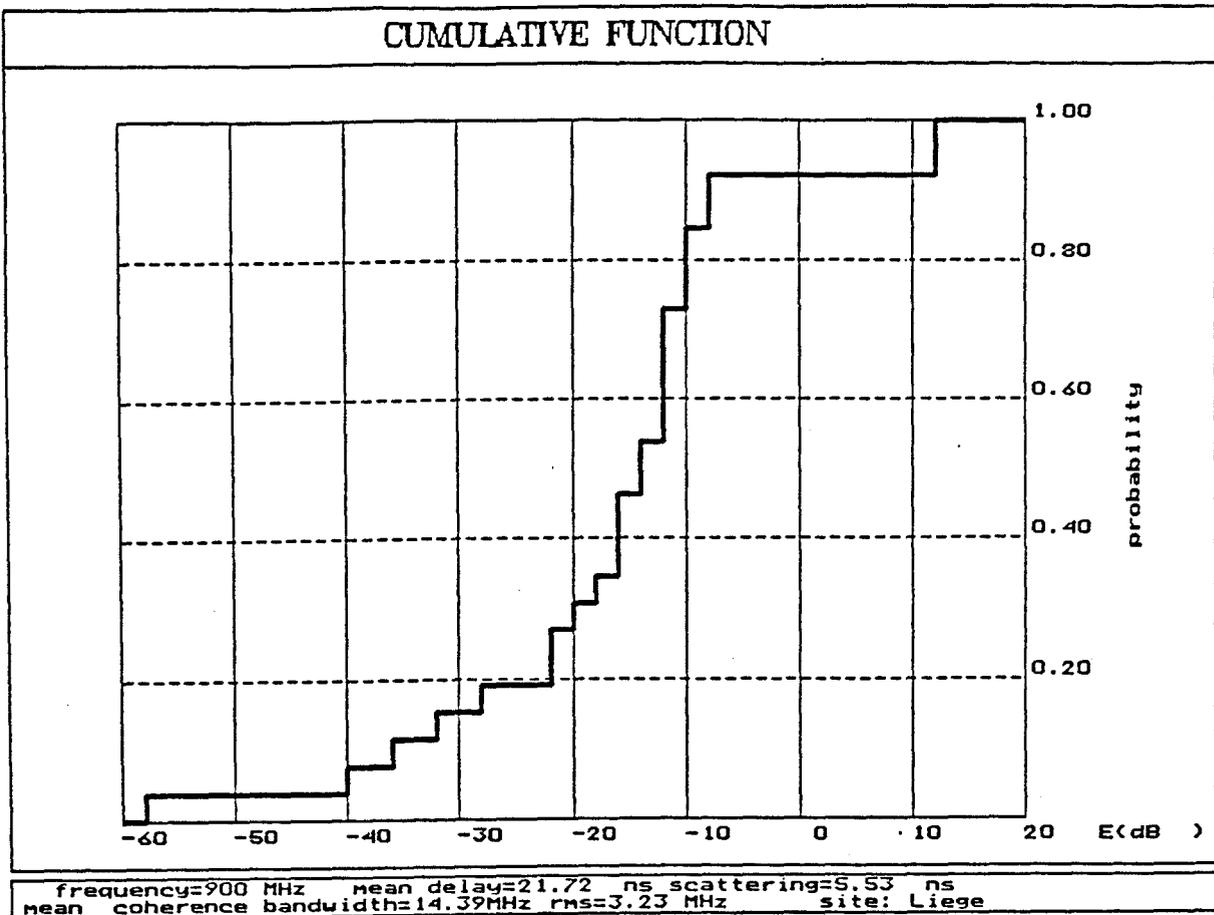


Planche 6c: Fonction cumulative des amplitudes des retards

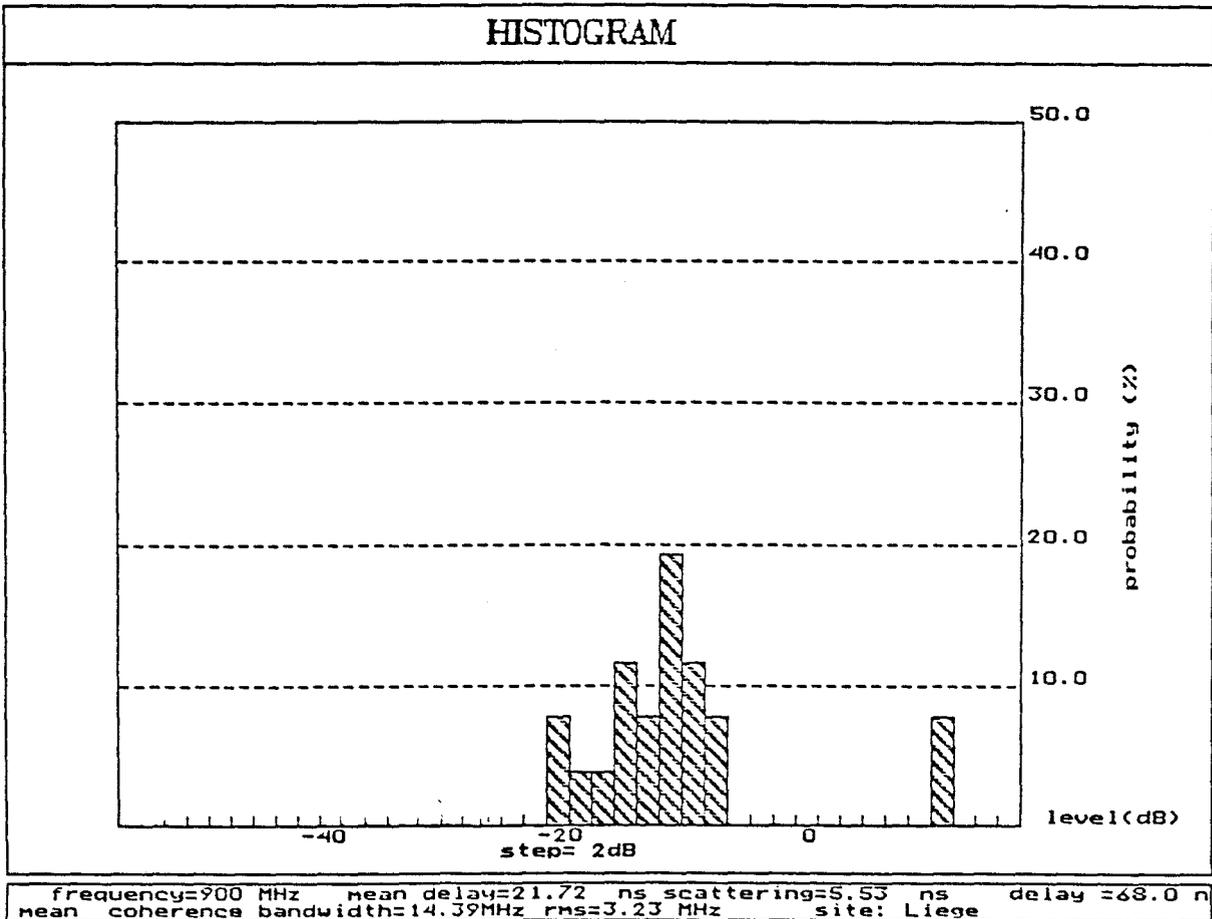


Planche 6d: Fonction de distribution des amplitudes des retards

de cohérence moyenne égale à 14,4 MHz. La dispersion des retards nous renseigne sur le débit maximal autorisé nous assurant un taux d'erreurs acceptable. L'étalement des retards de 5,5 ns reste "largement" négligeable face aux 15 μ s de dispersion des retards que peuvent accepter les trames GSM. Nous venons donc de déterminer les paramètres intrinsèques d'un tunnel dans des conditions idéales. Mais on peut s'attendre à une dégradation de ces résultats dans des tunnels routiers ouverts à la circulation et pour lesquels les réflexions multiples sur les véhicules joueront un rôle prépondérant, comme en espace libre.

IV.5) METHODE DE LA CORRELATION - PRINCIPE

Pour des applications GSM, une largeur maximale de bande de cohérence de 19 MHz suffit, mais il peut être intéressant, pour d'autres applications, de déterminer d'une façon plus fine les retards entre les rayons successifs. Il est possible bien entendu, de réduire la largeur des impulsions mais au détriment de l'énergie transmise. Nous avons donc été amenés à explorer une autre méthode de mesure qui est celle de la corrélation. Avant de décrire le principe de cette méthode et la réalisation du dispositif expérimental, nous présenterons les différentes techniques de caractérisation de canal existantes autre que la méthode directe précédemment utilisée et dont nous dégagerons les avantages et les inconvénients de chacune d'entre elles.

IV.5.1) Différentes techniques de mesure

IV.5.1.a) Mesure de la fonction de transfert

Elle consiste à mesurer la variation d'amplitude et de phase entre le signal émis et le signal reçu. Cette mesure est effectuée sur une large plage de fréquences mais avec un faible pas d'échantillonnage. Ces derniers sont respectivement inversement proportionnels à résolution temporelle du système et à la fenêtre d'observation temporelle. L'emploi

d'un analyseur vectoriel permet cette mesure, mais il est cependant indispensable de connaître la référence de phase du signal émis. Cette information sera ramenée par un câble au niveau du récepteur.

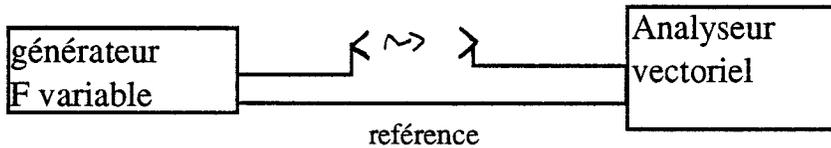


figure IV-5 : Mesure de fonction de transfert.

La présence de ce câble entre l'émission et la réception rend cette technique inapplicable pour des mesures en site urbain ou en tunnel routier.

IV.5.1.b) Technique de la corrélation

Cette méthode est un peu plus complexe que celles de la mesure directe ou de la fonction de transfert. Il nous a semblé utile de rappeler quelques notions de la théorie du traitement de signal afin de mieux percevoir le principe de cette méthode.

Rappel de quelques notions de base [5].

Le canal de propagation se comporte comme un filtre linéaire qui peut être décrit par sa réponse impulsionnelle.

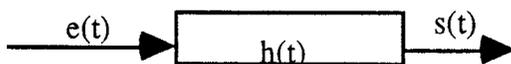


figure IV-6 : Réponse du filtre

$e(t)$ = signal d'entrée

$s(t)$ = signal de sortie

$h(t)$ = réponse impulsionnelle.

Le théorème de convolution lie le signal d'entrée au signal de sortie par la relation suivante :

$$S(t) = e(t) * h(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} e(\theta) h(t-\theta) d\theta \quad (1)$$

On note $C_{se}(\tau)$ la fonction d'intercorrélation sortie - entrée du système. $C_{se}(\tau)$ s'exprime par :

$$C_{se}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T e(t-\tau) s(t) dt \quad (2)$$

On nommera $C_{ee}(\tau)$ la fonction d'autocorrélation du signal d'entrée.

Effectuons dans l'équation (1) le changement de variable suivant :

$$t - \theta = \theta' \Rightarrow d\theta = - d\theta'$$

Cette équation (1) devient :

$$S(t) = - \int_{-\infty}^{+\infty} e(t-\theta') h(\theta') d\theta'$$

Introduisons cette équation dans (2) :

$$C_{se}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T e(t-\tau) \left[\int_0^T e(t-\theta') h(\theta') d\theta' \right] dt$$

Soit :

$$C_{se}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(\theta') \left[\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T e(t-\tau) e(t-\theta') dt \right] d\theta'$$

On pose $t - \tau = t' \Rightarrow dt = dt'$

donc :

$$C_{se}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(\theta') \left[\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T e(t') e[t' - (\theta' - \tau)] dt' \right] d\theta'$$

$$C_{se}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(\theta') C_{ee}(\theta' - \tau) d\theta'$$

$$\boxed{C_{se}(\tau) = h(\tau) * C_{ee}(\tau)}$$

On peut montrer également que la fonction $C_{se}(\tau)$ est paire ,

$$\text{ainsi } C_{se}(\tau) = C_{es}(\tau) = C_{se}(-\tau)$$

Si $e(t)$ est un bruit blanc alors $C_{ee}(\tau) = K \delta(\tau)$

avec K une constante

et $\delta(\tau)$ la fonction de Dirac.

La fonction de Dirac étant un élément neutre pour la convolution, on en déduit :

$$\boxed{C_{ee}(\tau) = K h(\tau)}$$

La fonction d'intercorrélation entrée- sortie d'un système soumis à un bruit blanc est donc proportionnelle à la réponse impulsionnelle (figure IV-7)

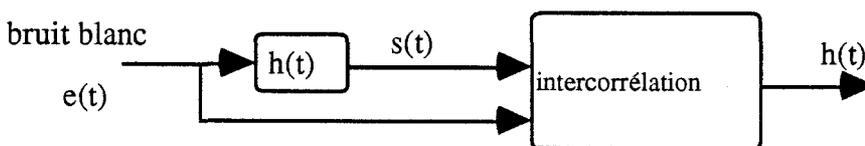


figure IV-7 : Principe de la méthode de corrélation.

En pratique le bruit blanc est irréalizable mais il peut toutefois être remplacé par un "bruit rose" dont le spectre est assimilable à celui du bruit blanc dans la bande passante du canal considéré.

L'avantage majeur de cette technique par rapport à celle de la mesure directe réside dans le fait qu'elle ne caractérise que le canal de transmission seul et non toute la chaîne émetteur - canal - récepteur, s'affranchissant ainsi d'échos indésirables provenant des câbles, amplificateurs...

Choix de la technique de corrélation

Quelque soit les techniques utilisées en corrélation, le bruit rose est souvent un signal pseudo-aléatoire constitué par $2^n - 1$ bits régis par un polynôme primitif de degré n . La longueur de la séquence sera fonction du degré n de celui-ci. La densité spectrale de puissance d'un tel signal est donnée par la relation suivante :

$$S_{ee}(f) = -\frac{A^2}{2^n - 1} \delta(f) + A^2 \left[\frac{2^n}{(2^n - 1)^2} \left(\frac{\sin(\pi f T_H)}{\pi f T_H} \right)^2 \sum_{i=0}^{\infty} \delta\left(f - \frac{i}{T}\right) \right]$$

A = Amplitude du signal pseudo-aléatoire

T_H = période d'horloge

T = longueur de la séquence en seconde.

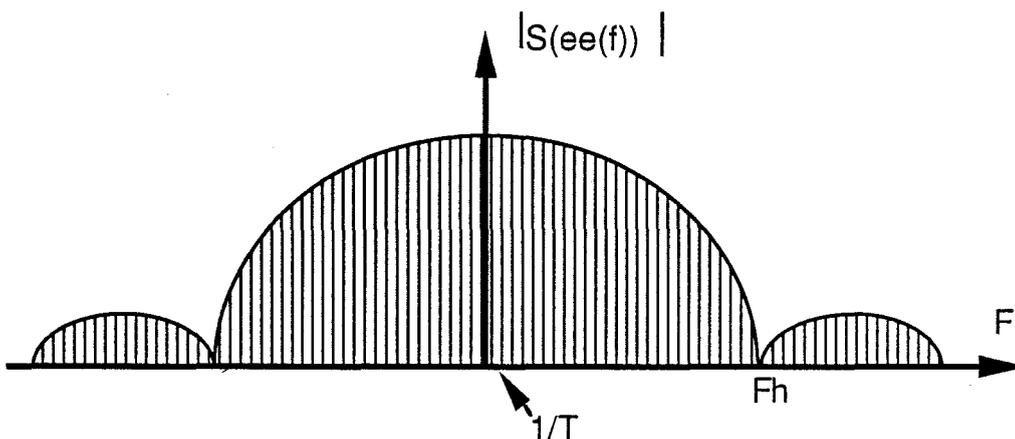


figure IV-8 : densité spectrale de puissance de la séquence pseudo-aléatoire.

La fonction d'autocorrélation de la séquence pseudo-aléatoire peut s'exprimer par :

$$\begin{cases} kT + T_H < t < (k+1)T - T_H & C_{ee}(t) = -\frac{A^2}{2^{n-1}} \\ kT - T_H < t < kT_H & C_{ee}(t) = A^2 \left[\frac{2^n}{2^{n-1}} \text{Tri}(t/T_H) - \frac{1}{2^{n-1}} \right] \end{cases}$$

avec k entier

Cette fonction est représentée figure IV-9.

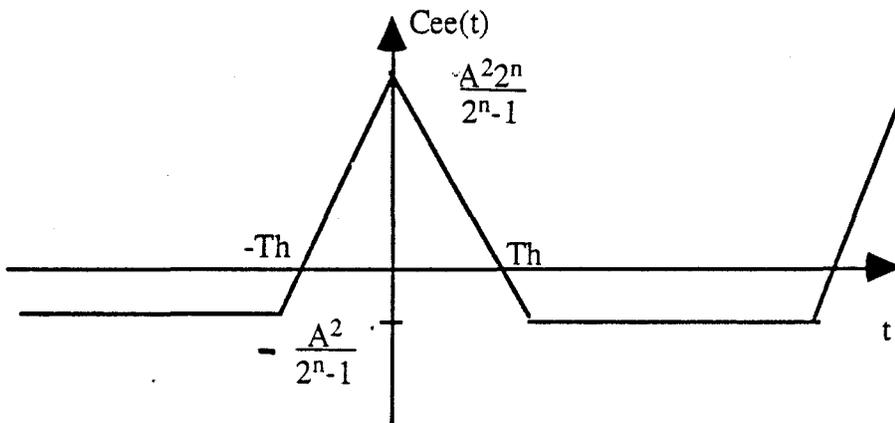


figure IV-9 : Fonction d'autocorrélation de la séquence pseudo-aléatoire.

La fonction d'autocorrélation pourra être d'autant plus assimilable à une impulsion de Dirac que la fréquence d'horloge sera élevée (T_H faible) et meilleure sera la résolution temporelle du système.

La littérature fait mention de différentes techniques pour effectuer le produit d'intercorrélation [10],[11]. On peut ainsi utiliser des filtres à ondes acoustiques de surface (Bajwa) [8] ou des corrélateurs à glissement de retards (Cox) [6],[9]. Notons toutefois que la résolution temporelle de ces systèmes reste supérieure à 100 ns voir 50 ns. Nous avons choisi d'allier les avantages de la méthode directe et de la corrélation en effectuant une simple détection d'enveloppe de la séquence pseudo-aléatoire reçue et de traiter informatiquement le produit d'intercorrélation.



IV.5.2) Dispositif utilisé

Le système que nous avons conçu utilise le principe de la corrélation qui nous permettra, en effectuant le produit d'intercorrélation entre le signal reçu et celui obtenu en l'absence de multichemin, de caractériser le canal de transmission en faisant abstraction de l'ensemble émetteur - récepteur[12].

a) Description générale

Le bruit rose est un signal pseudo-aléatoire de fréquence d'horloge $F_H = 48$ MHz. Ce signal module en amplitude par l'intermédiaire d'un commutateur à diode PIN. une porteuse à 900 MHz. A la réception, le signal, après amplification, est démodulé par un détecteur puis visualisé et enregistré sur un oscilloscope numérique de fréquence d'échantillonnage 1 giga échantillons/seconde avec lecteur de disquettes intégré. Les données sont ensuite transférées sur un ordinateur de type PC pour le calcul ultérieur de la fonction d'intercorrélation. (figure IV-10)

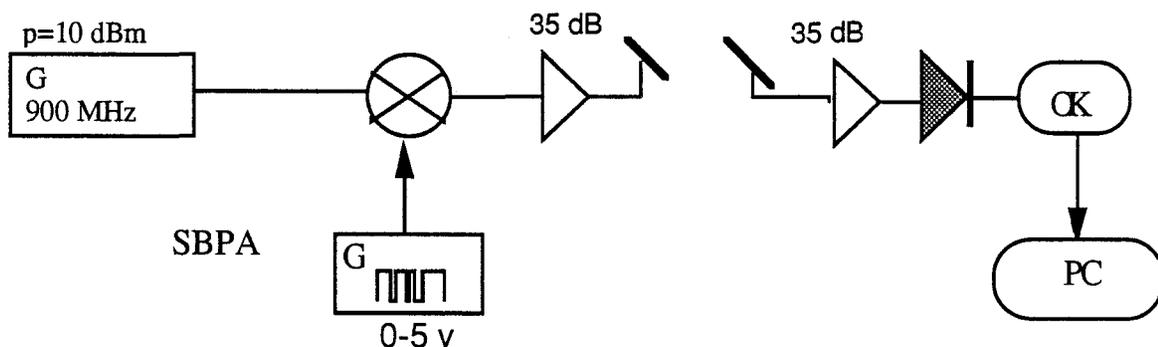


figure IV-10 : Synoptique de la liaison.

b) Système d'émissionGénérateur pseudo-aléatoire

Les caractéristiques de la séquence pseudo-aléatoire sont les fruits d'un compromis entre :

- * les limites technologiques (fréquences maximales d'horloge des circuits, temps de commutation du switch, linéarité du détecteur, fréquence d'échantillonnage de l'oscilloscope) ;
- * la précision de la mesure (fréquence d'horloge, longueur de la séquence).

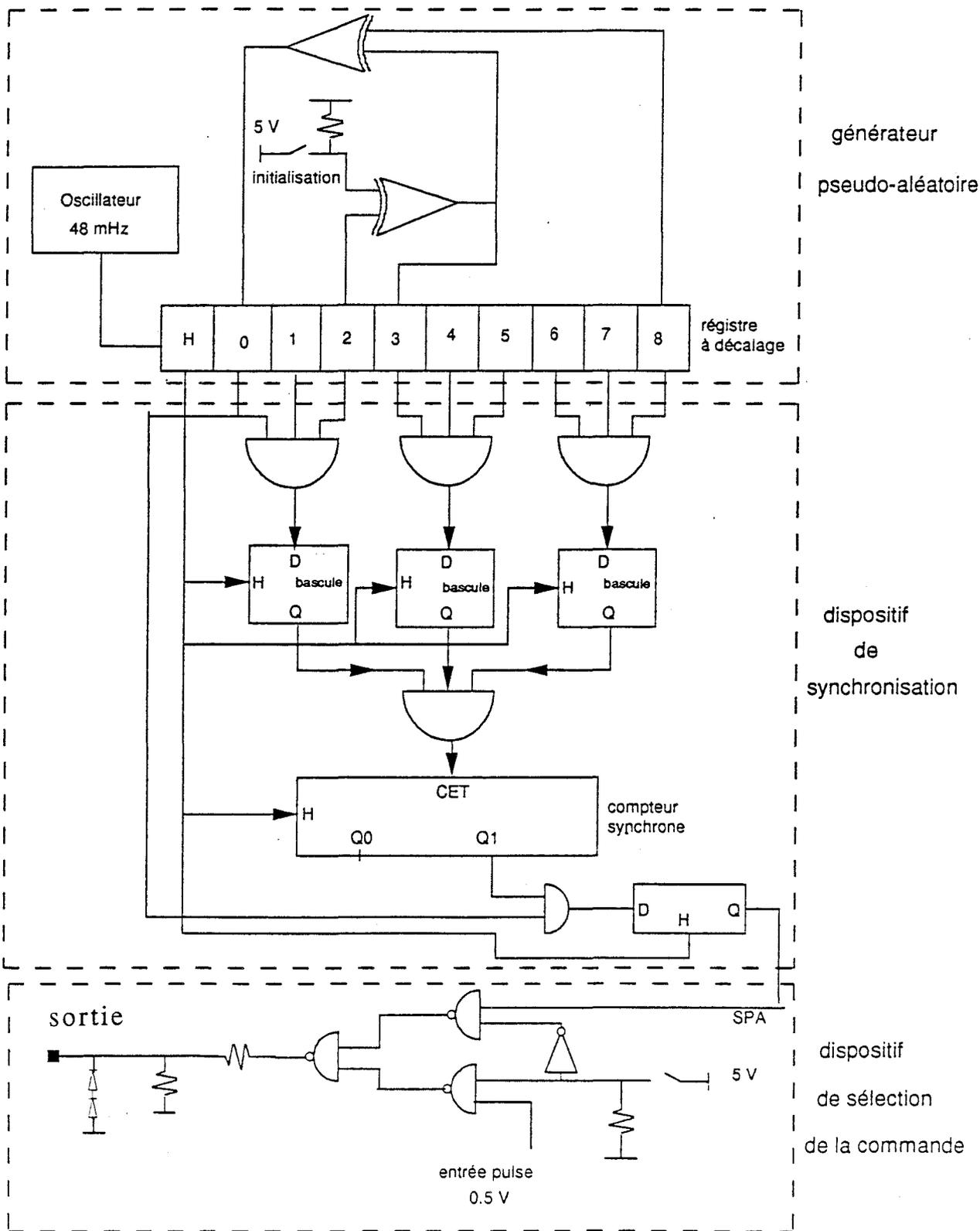
La séquence pseudo-aléatoire est générée par un registre à décalages rebouclé sur lui-même suivant un polynôme irréductible ($x^9 + x^4 + 1$) de degré 9 .

Un premier système de mesures utilisant une horloge à 16 MHz a été réalisé. Mais la résolution temporelle de ce système s'est révélée insuffisante pour caractériser les retards en tunnel. Le passage à la fréquence d'horloge supérieure, égale à 48 MHz, a nécessité un changement de technologie des circuits intégrés. Le synoptique du générateur est représenté sur une page suivante.

Les circuits employés sont issus de la technologie FACT dernière née de la famille HCMOS. Elle s'est révélée être une des plus rapides en terme de temps de propagation dans les bascules utilisées. Le tableau [7] ci-dessous présente une comparaison entre les performances des différentes familles logiques pour deux types de circuits utilisés.

		ALS	HCMOS	FACT	Unités
Fréquence d'horloge		50	50	160	MHz
Temps de propagation	74AC00	11	23	85	ns
	74AC74	18	44	105	ns

Tableau comparatif des différentes familles logiques.



Synoptique du générateur pseudo-aléatoire

Lors des premiers essais, nous avons remarqué une différence entre les temps de montée et de descente des circuits provoquant des niveaux bas de la séquence pseudo-aléatoire plus courts que les niveaux hauts. Cette dissymétrie apparaît dans le spectre du signal pseudo-aléatoire (planche IV-7a) sous la forme d'une raie à la fréquence d'horloge et d'un signal sinusoïdal de fréquence F_H dans la fonction d'autocorrélation (planche 7b).

Il a donc été nécessaire d'appliquer un filtre réjecteur de fréquence à la fonction d'intercorrélation afin de s'affranchir de ce signal indésirable.

La détermination de la fonction de corrélation nécessite deux séquences successives et représente pour une fréquence d'échantillonnage de 1 G échantillons 21292 points. Ce calcul sur la totalité de ces points donne une fenêtre d'observation de retards minimale de 20 ns et pouvant atteindre 10 μ s. Or des simulations de réponses impulsionnelles en tunnel vide ont montré que les retards observables sont inférieurs à 200 ns. Afin de faciliter le traitement informatique des données, nous avons choisi de ne pas émettre le signal pseudo-aléatoire de façon continue, mais de moduler en synchronisme avec le début de la séquence un signal de fréquence basse $F_B = \frac{F_H}{4(2^n-1)}$, ceci de façon à émettre périodiquement deux séquences successives et une série d'états logiques "0" (planche 8). Il est possible d'ajuster la fenêtre d'observation en fonction des retards maximums susceptibles d'être observés et nous limiterons souvent le nombre de points de calcul de façon à n'observer que des retards inférieurs à quelques centaines de ns.

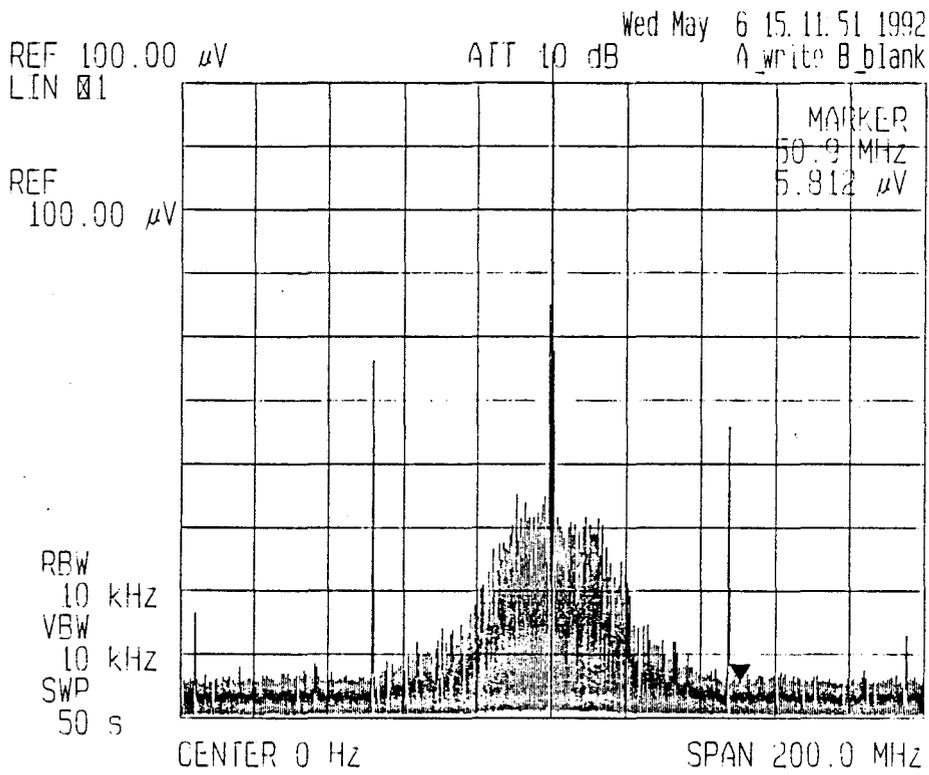


planche 7a: Spectre du signal pseudo-aléatoire

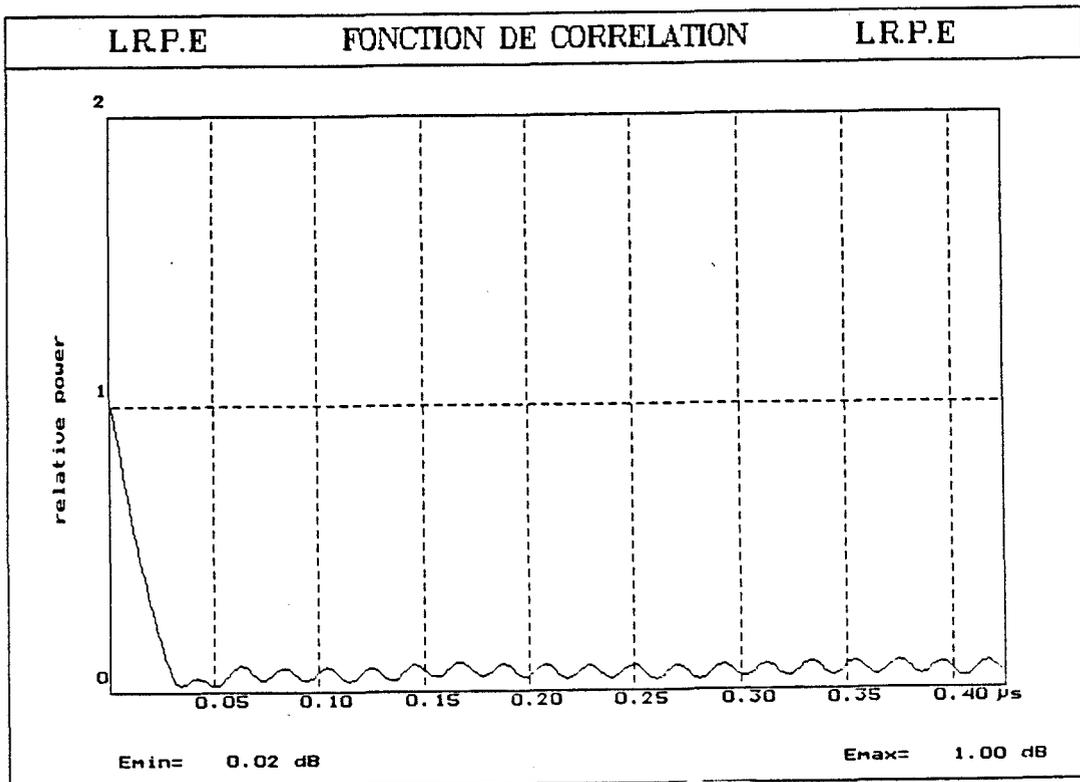


planche 7b: Fonction d'autocorrélation du signal pseudo-aléatoire

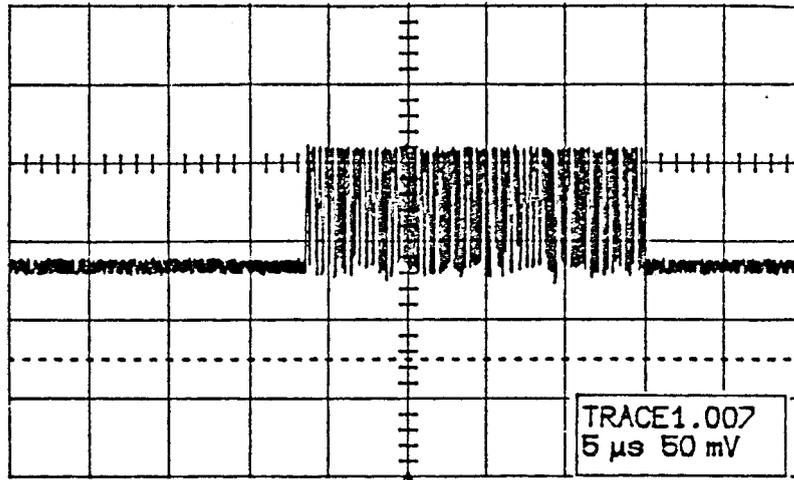


Planche 8 : Suite de deux séquences pseudo-aléatoire précédés et suivies d'états "0"

Modulateur

Le modulateur utilisé dans notre étude est un commutateur à diode PIN (NARDA S212DS) caractérisé essentiellement par des temps de montée très courts $\delta_m = 10$ ns. Son signal de commande peut être soit la séquence pseudo-aléatoire, soit une impulsion de faible largeur (un simple interrupteur permet la sélection du signal désiré) et ceci de façon à pouvoir comparer, dans les mêmes conditions de mesures, la technique d'émission d'impulsion à celle de la corrélation.

La puissance à l'entrée du commutateur est limitée à 20 dBm. Le générateur utilisé a une puissance de sortie de 13 dBm et un amplificateur large bande ayant un gain de 35 dB a été employé

c) Système de réception

Le signal reçu est capté par une antenne et la chaîne de réception comprend successivement un amplificateur faible bruit de gain 35 dB, un détecteur de très faible niveau à diode schottky dont les caractéristiques de puissance d'entrée en fonction de la tension de sortie sont présentées planche 9.

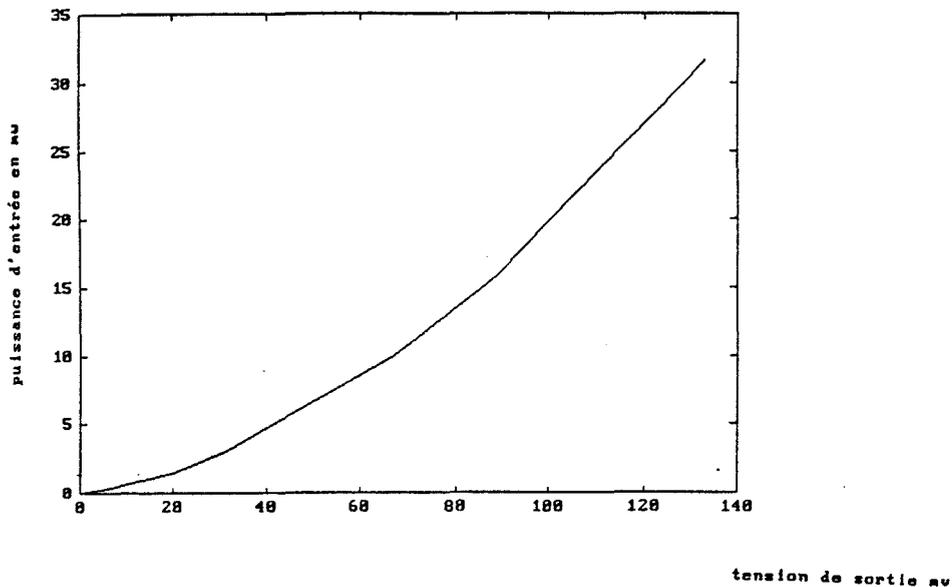


Planche 9 : Caractéristique de la diode

Les signaux reçus sont ensuite visualisés et enregistrés sur un oscilloscope numérique avec un pas d'échantillonnage de 1 ns. Les données sont stockées sous forme binaire. Le calcul de la fonction d'intercorrélation entre le signal reçu et le signal de référence (c'est-à-dire exempt de tout multichemin) est effectué en laboratoire.

d) Performances du système

Le produit d'intercorrélation ainsi effectué permet de faire abstraction des éventuels phénomènes "d'échos" dans les amplificateurs utilisés.

La sensibilité du système dépend essentiellement des niveaux minimum pouvant être détectés par la diode ($P_{\min} = -30$ dBm) ainsi que ceux pouvant être mesurés par l'oscilloscope (minimum 1 mV).

La dynamique de l'amplitude des échos pouvant être mesurée peut atteindre 20 dB.

Pour donner un ordre de grandeur des performances en termes de portée, des résultats obtenus en tunnel nous ont permis de visualiser des retards de 1,5 μ s correspondant à un trajet réfléchi de 530 mètres.

IV.5.3) Validation de la méthode

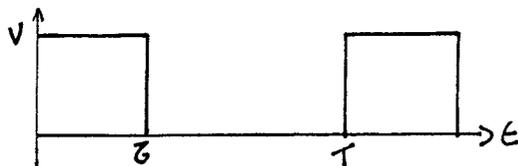
Dans ce paragraphe, nous allons tout d'abord comparer les résultats obtenus par les deux méthodes dans des cas typiques où des échos multiples se produisent. Cette expérience préliminaire permettra de conclure quant à la validité de la mise en oeuvre de ces méthodes. Nous nous attacherons ensuite à mettre en évidence par l'observation des résultats les qualités et les défauts des deux techniques de mesures.

a) Exemple de mise en oeuvre des méthodes

Les antennes d'émission et de réception ont été déplacées de façon quelconque dans le tunnel, les enregistrements ayant été faits lorsque plusieurs échos étaient visualisés. Un bon accord entre les deux méthodes a été observé, un exemple est donné sur la Planche 10.

b) Sensibilité des méthodes

D'une manière générale, la puissance transmise P par une impulsion rectangulaire, de largeur τ , (figure IV-11) est inférieure à celle transmise par une séquence pseudo-aléatoire de même période T , constituée de 2^{n-1} bits à 1 et $2^{n-1} - 1$ bits à 0.



$$P = \frac{1}{T} \int_0^T v^2 dt$$

figure IV-11 : Impulsion périodique.

Une expérience dans le tunnel de Liège a permis de mettre en évidence cette caractéristique. L'une des extrémités de ce tunnel possède la particularité d'être fermée par une paroi de béton.

L'antenne d'émission est une antenne de type Yagi située à 4 mètres de hauteur et à 1 mètre de la paroi du tunnel. Le signal est reçu

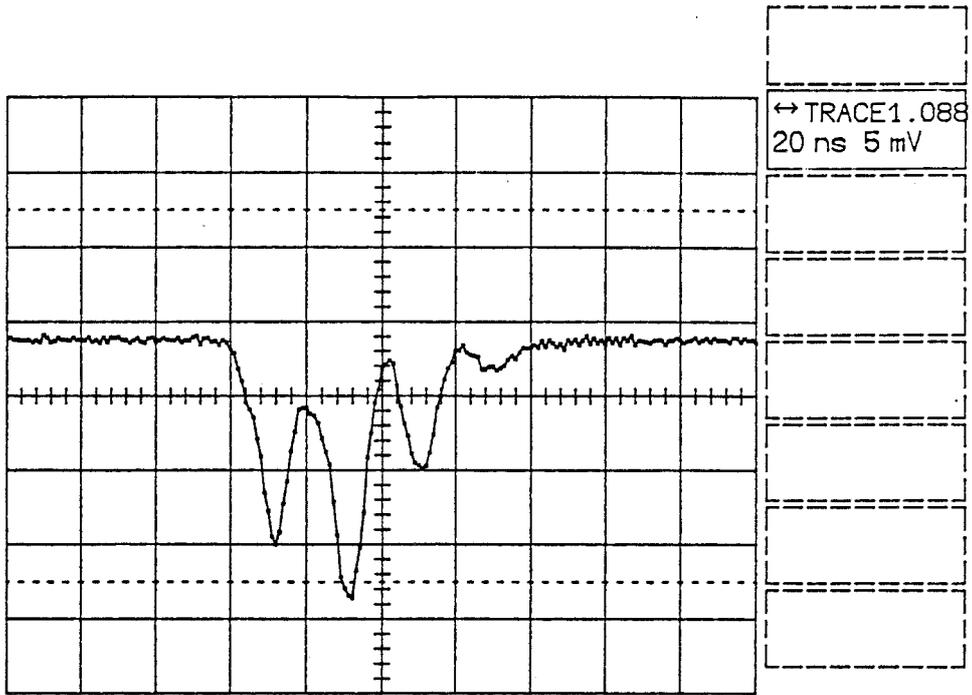


Planche 10a: Réponse impulsionnelle - *méthode directe*

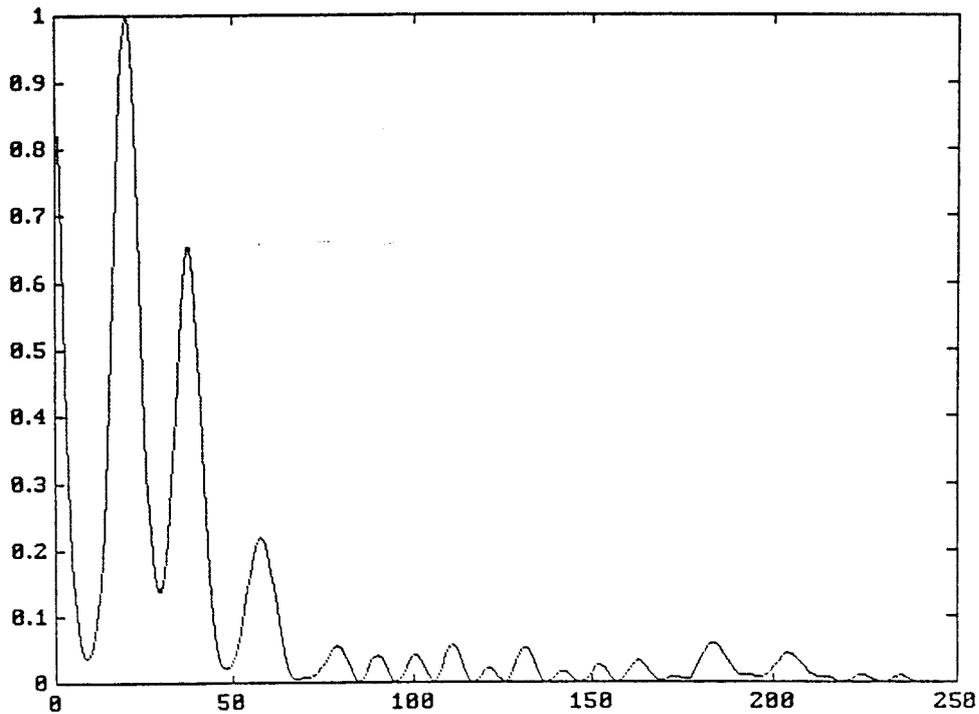


Planche 10b: Réponse impulsionnelle - *méthode de la corrélation*

par un dipôle en polarisation verticale et se déplaçant suivant l'axe longitudinal du tunnel.

Pour une distance émetteur-récepteur de 85 mètres, nous présentons (planche 11) la réponse impulsionnelle obtenue suivant les deux méthodes.

Le retard observé à $1,57 \mu\text{s}$ correspond à la réflexion contre le mur d'extrémité du tunnel situé à environ 270 mètres de l'émetteur. L'écho correspondant est pratiquement noyé dans le bruit si la méthode directe est utilisée, mais est nettement mis en évidence par la méthode de la corrélation. Nous pouvons également noter que les deux échos obtenus à 170 et 380 ns sur la planche 11b sont dûs uniquement à la présence de véhicules situés derrière l'antenne d'émission.

V.6) COUPLAGE EXTERIEUR - INTERIEUR : MESURES DANS LE TUNNEL DE LECCO

IV.6.1) Introduction

Compte tenu des environs immédiats du tunnel de Liège, il est impossible d'exiter le tunnel dans les conditions expérimentales voulues et donc d'étudier la déformation d'une impulsion provenant d'une base d'émission extérieure. C'est pourquoi la société SIRTI (membre du consortium DRIVE) a mis à notre disposition le tunnel autoroutier de Lecco (Italie). Ce dernier possède, entre autres, la particularité de ne pas être ouvert à la circulation et de permettre de déplacer facilement l'antenne d'émission afin d'éclairer le tunnel sous différents angles d'incidence.

Les diverses positions de l'antenne d'émission sont représentées sur la figure IV-12, l'antenne ayant été excentrée par rapport à l'axe du tunnel jusqu'à une valeur de 45° .

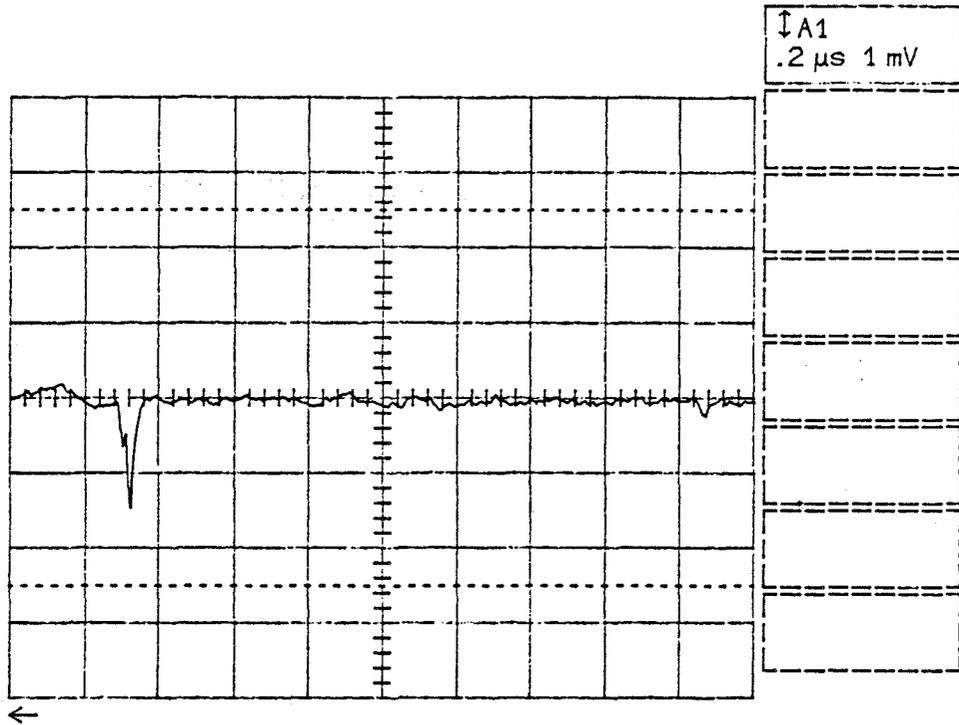


Planche 11a: Réponse impulsionnelle - *méthode directe*

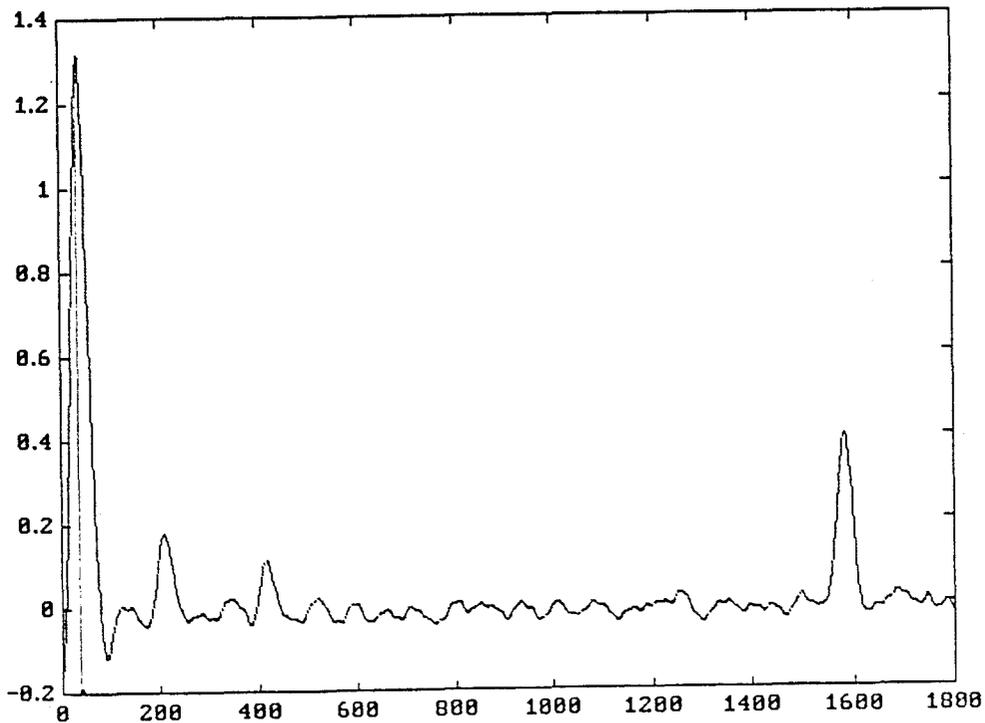


Planche 11b: Réponse impulsionnelle - *méthode de la corrélation*

Planche 11: Mise en évidence de ^{la} sensibilité des méthodes

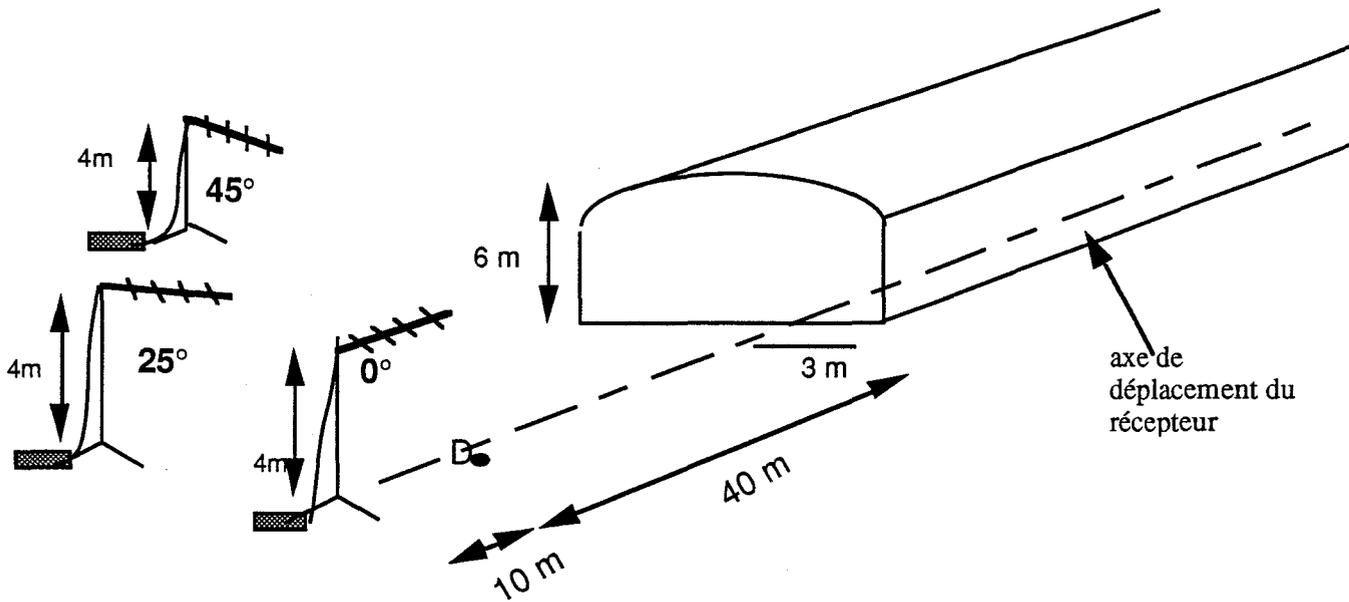


Figure IV-12 : Conditions d'excitation du tunnel

IV.6.2) Antenne d'émission suivant l'axe longitudinal du tunnel

L'antenne d'émission est située à 50 mètres avant l'entrée du tunnel (figure IV-12)[12].

Les différentes courbes qui seront présentées dans ce paragraphe sont relatives à la fonction d'inter-corrélation traduisant la réponse impulsionnelle du canal.

Les planches 12a et 12b présentent respectivement ce résultat pour une impulsion de "référence" (enregistré pour une distance émetteur - récepteur de 6 mètres) et l'impulsion reçue à 100 mètres à l'intérieur du tunnel, l'antenne d'émission étant centrée (0°). Nous n'observons aucune déformation du signal. En effet, le fait de placer l'antenne à l'extérieur du tunnel et suivant son axe empêche la propagation des rayons arrivant sous un angle d'incidence important sur les parois du tunnel. Au niveau de la réception, on ne trouve donc que le rayon direct et des rayons réfléchis ayant un retard très faible. Il est intéressant de comparer ce résultat à celui obtenu dans le tunnel de Liège pour des distances

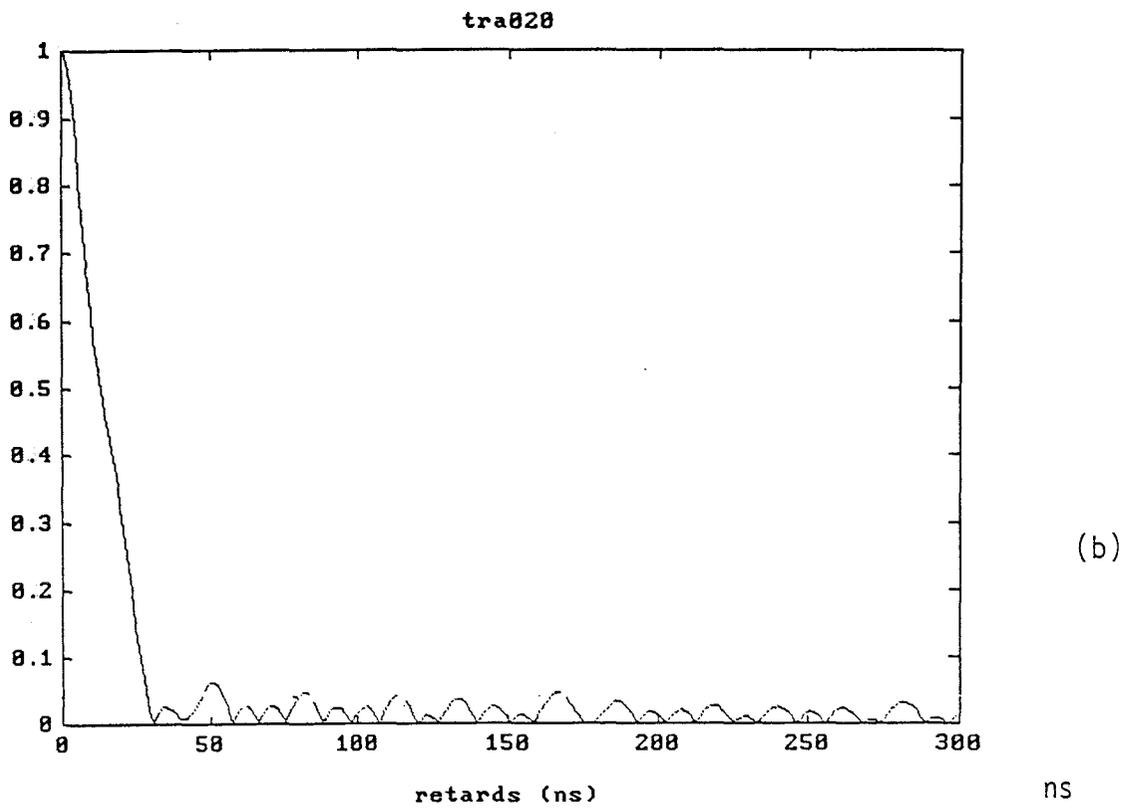
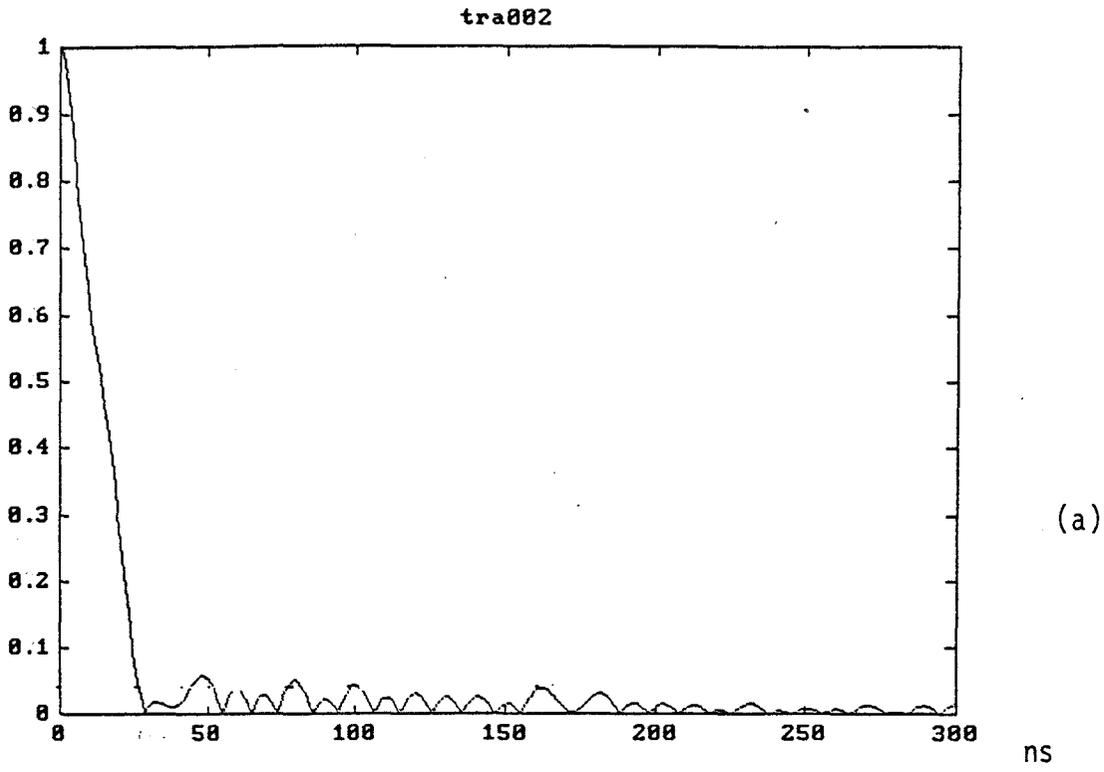


Planche 12: Réponses impulsionnelles - orientation 0°

émetteur - récepteur à peu près similaires (planche 4), l'antenne d'émission étant placée à l'intérieur. On avait, dans ce cas, obtenu des échos multiples dûs aux rayons réfléchis sous des angles d'incidence importants. Dans le cas présent, les rayons se propagent sous incidence rasante .

IV.6.3) Antenne d'émission désaxée de 25°

Dans cette configuration, l'antenne d'émission a été déplacée de 25° par rapport à l'axe longitudinal du tunnel (figure IV.12).

Le récepteur se déplace suivant le même axe que précédemment. La planche 13 présente des exemples d'enregistrements dans le plan d'entrée du tunnel, à 17 mètres puis à 60 mètres de ce dernier.

Etant donné l'orientation de l'antenne, on peut estimer qu'à partir de 10 mètres, l'antenne réceptrice n'est plus en visibilité directe. On observe des retards pouvant atteindre 100 ns correspondant à une différence de marche de 30 mètres.

IV.6.3) Antenne d'émission désaxée de 45°

Les courbes présentées planche 14a, b correspondent à une série de mesures dans le plan d'entrée du tunnel. Nous remarquons pour des positions du récepteur en dehors de la visibilité directe, un retard de 40 ns correspondant à une différence de trajet de près de 12 mètres. Nous pouvons supposer que ces retards proviennent d'une réflexion de l'onde incidente contre les parois du mur latéral précédant l'entrée du tunnel (photo 2-cf chapitre III).

La réponse impulsionnelle mesurée 12 mètres plus loin présente des retards de 20 ns et 37 ns correspondant à des différences de trajets respectivement de 6 m et 11.7 m (planche 14c).

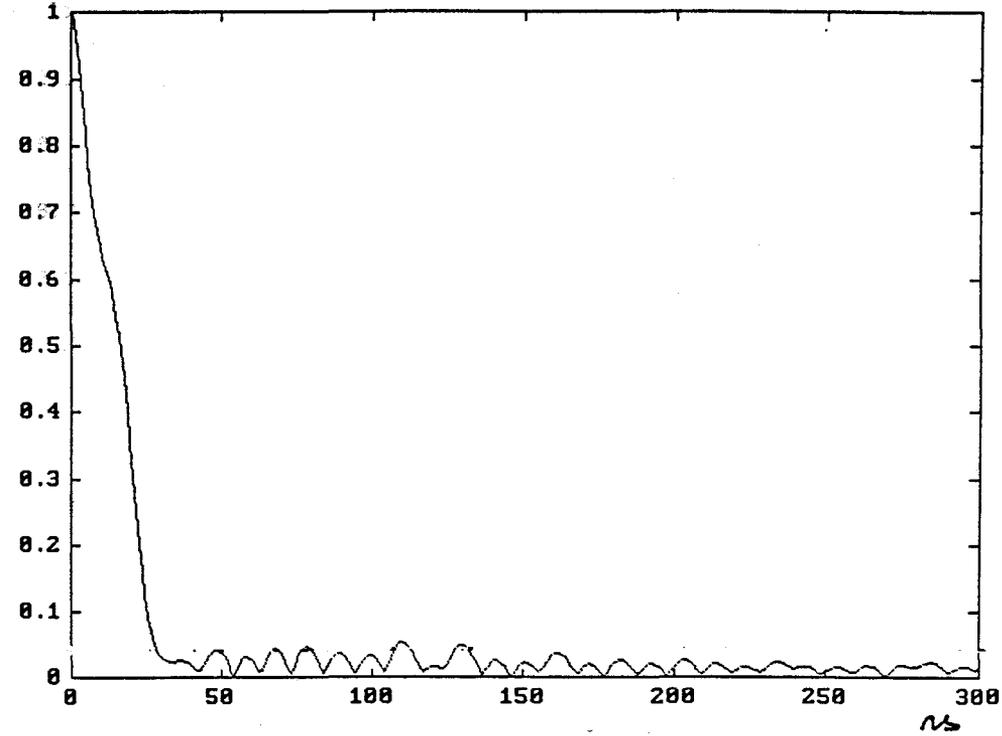


Planche 13a:
plan d'entrée

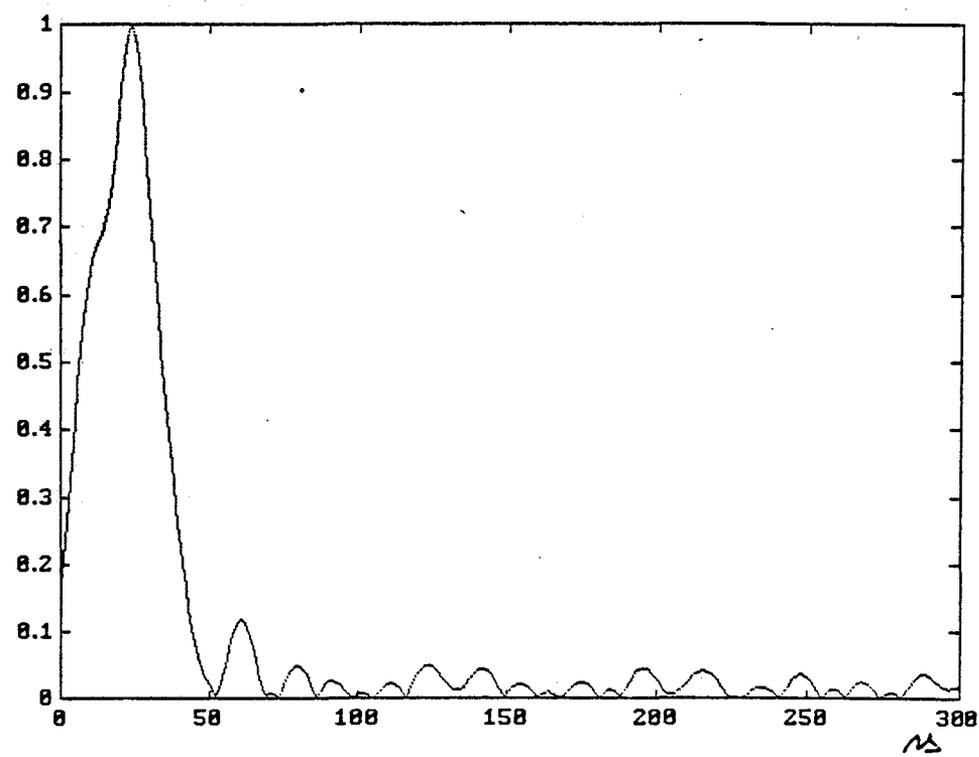


Planche 13b:
d=17 m

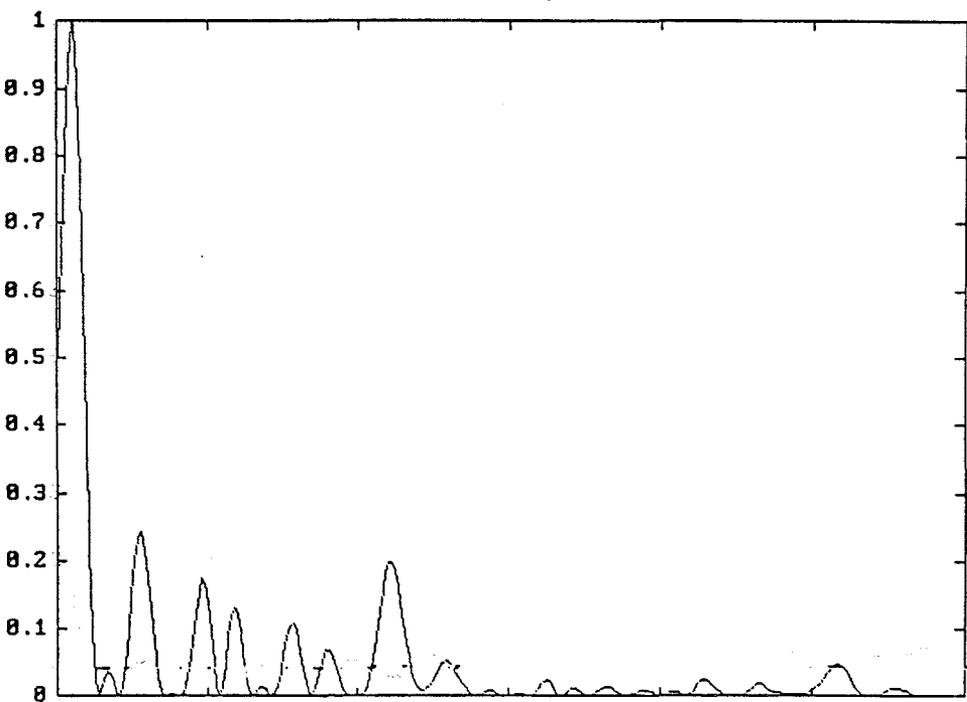


Planche 13c:
d=60 m

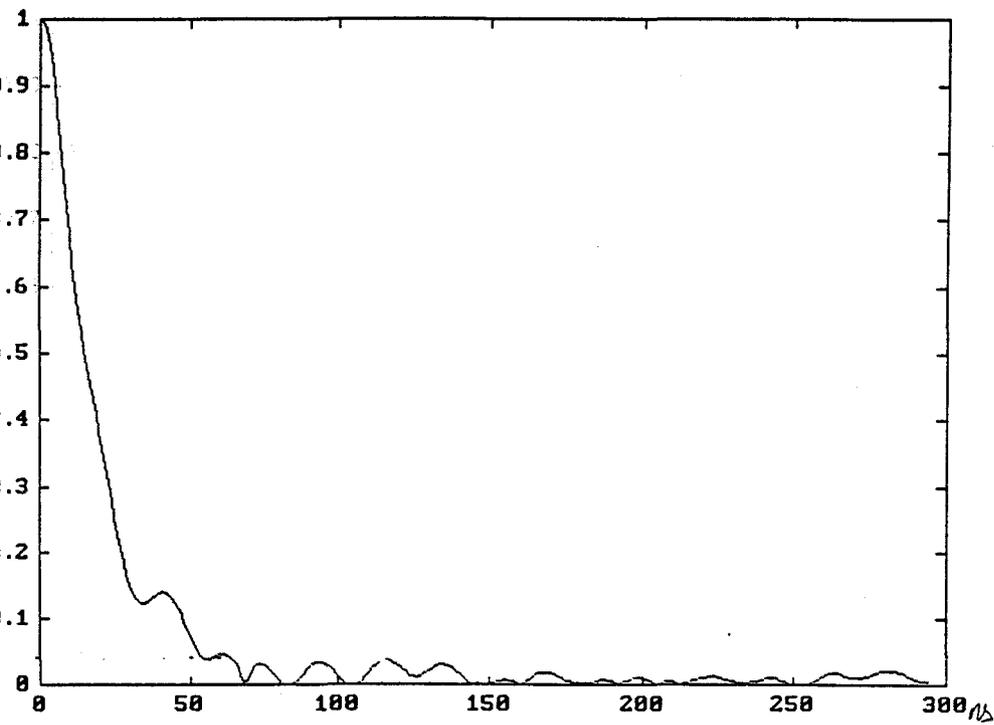


Planche 14a:
plan d'entrée

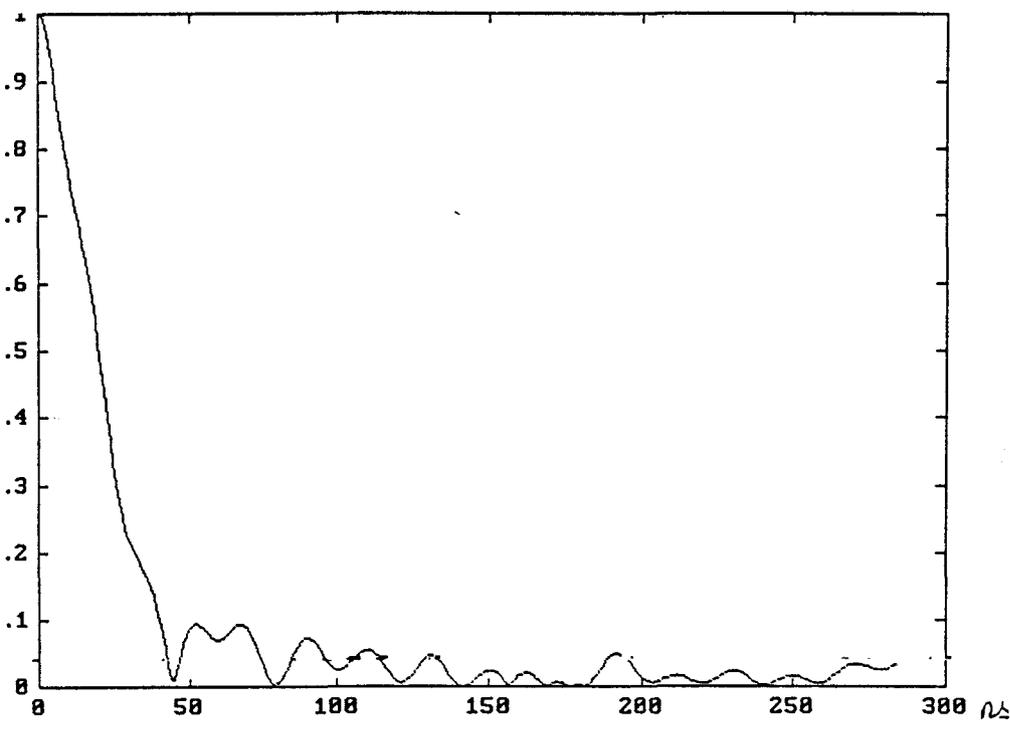
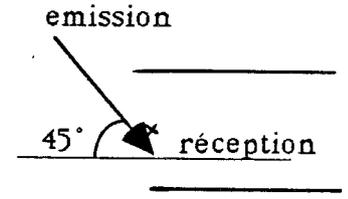


Planche 14b:
plan d'entrée

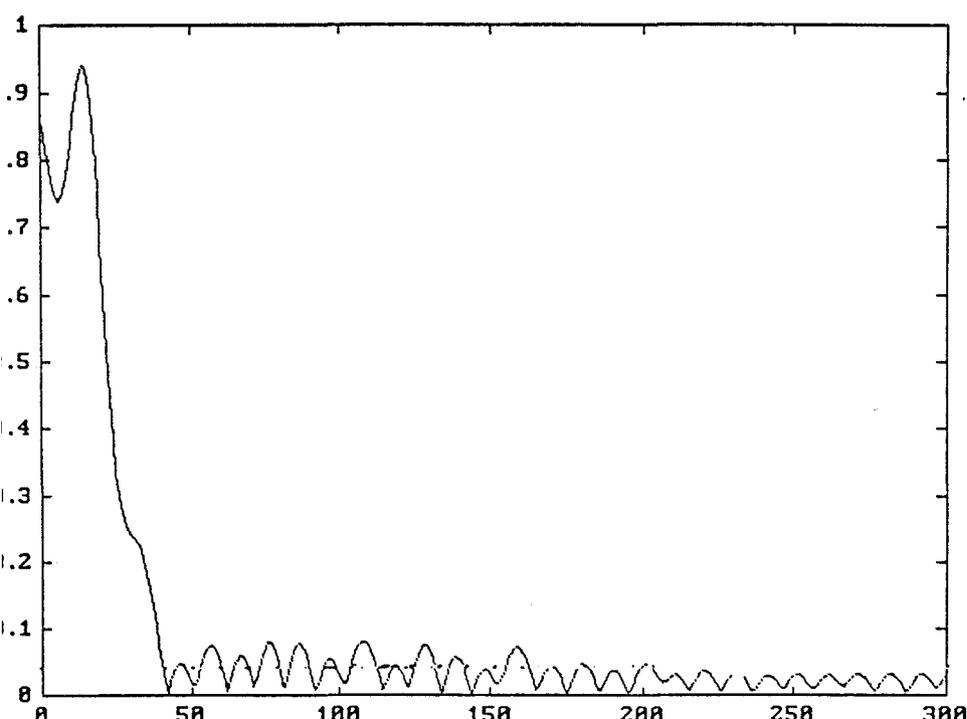
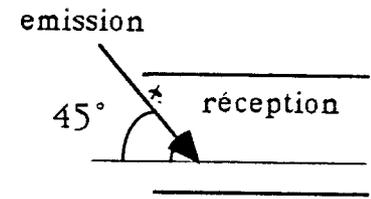


Planche 14c:
d=12 m

IV.6.5) Etude statistique

Cette étude a été effectuée sur 15 fichiers de mesures indépendamment de l'orientation de l'antenne d'émission. Les paramètres déduits de cette étude sont :

- . le retard moyen $\delta_m = 20.7$ ns
- . la dispersion des retards $\delta_m = 8.1$ ns.

La fonction de corrélation fréquentielle du profil moyen des réponses impulsionnelles est présentée planche 15 et nous pouvons en déduire, pour un coefficient de corrélation de 0.5, une bande de cohérence égale à 20.1 MHz. (La valeur maximum mesurable étant de 24 MHz)

L'histogramme présenté planche 16 est semblable à celui déduit des mesures dans le tunnel de Liège.

IV.6.6) Conclusion

L'étude expérimentale menée dans le tunnel autoroutier de Lecco nous a permis d'observer les déformations de l'impulsion reçue à l'intérieur du tunnel pour une émission située à l'extérieur. Au voisinage du plan d'entrée du tunnel, les retards observés n'excèdent pas 50 ns. La bande de cohérence reste ainsi très importante et autorise la transmission d'informations à des débits avoisinant 20 Mbits/s, en tunnel vide. Ceci permet de dire que l'influence du tunnel est négligeable pour une transmission GSM à 270 kbits/s. La présence du trafic jouant un rôle similaire en ville ,déjà considéré dans le système actuel et en tunnel.

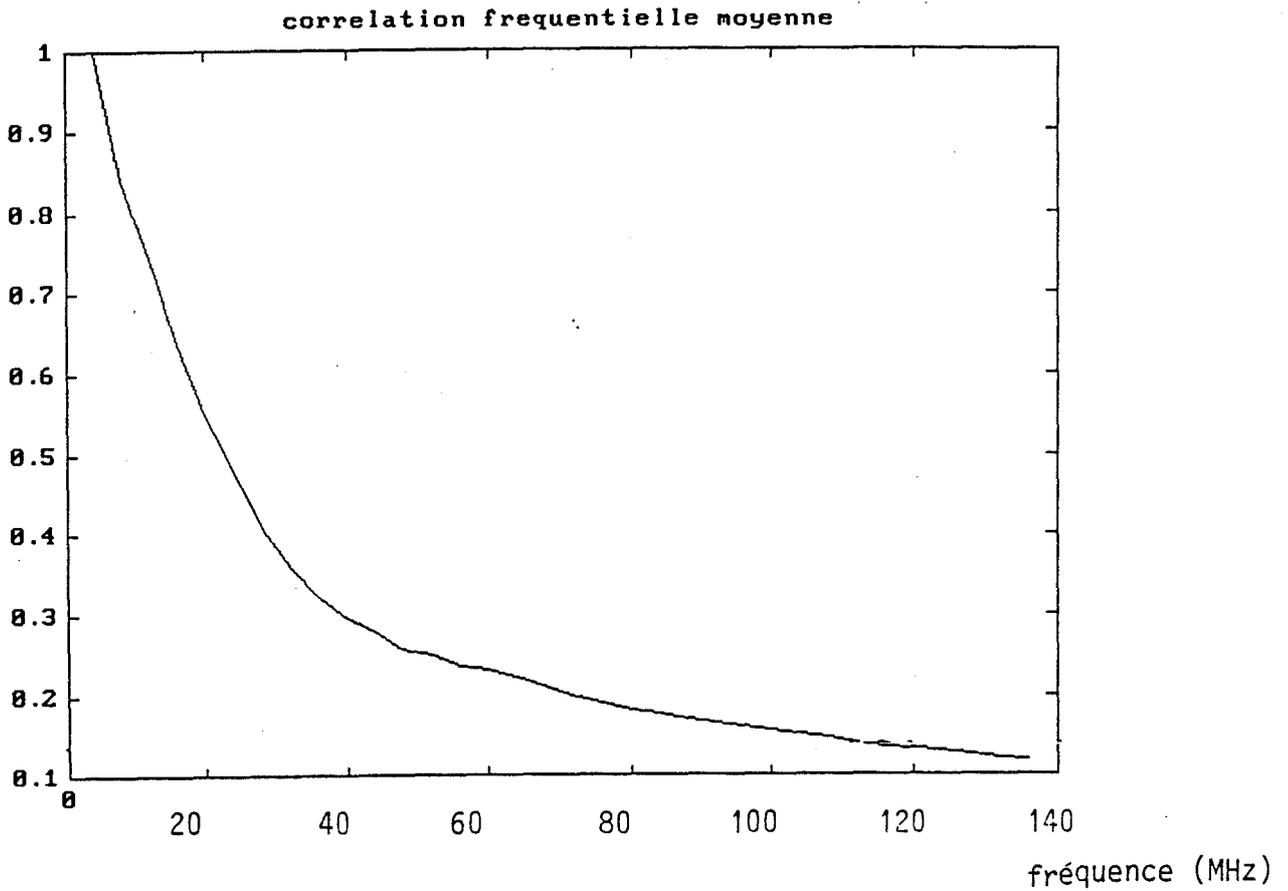


Planche 15: Fonction de corrélation fréquentielle

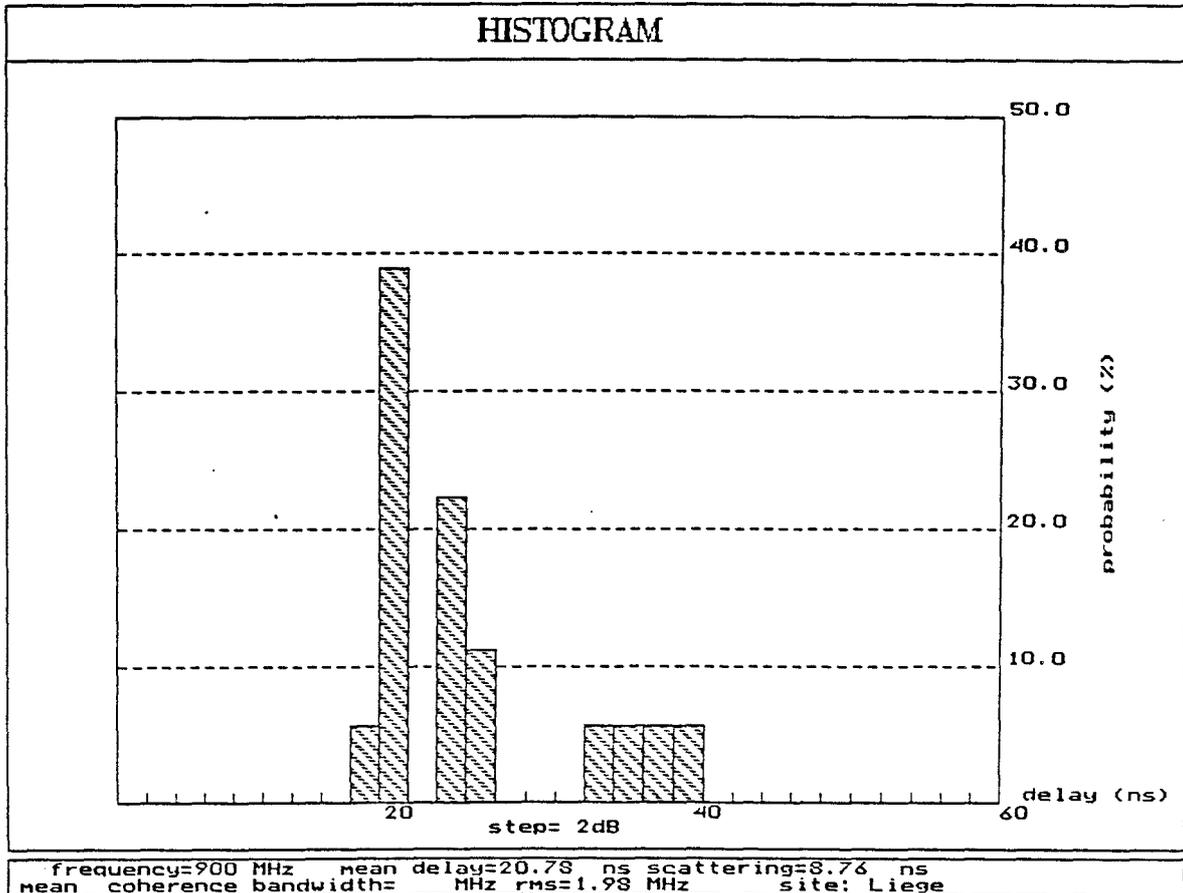


Planche 16: Fonction de distribution

IV.7) CONCLUSION GENERALE

Ce chapitre était consacré aux moyens mis en oeuvre pour caractériser correctement un canal de propagation. Dans une première partie, nous avons exposé l'étude expérimentale menée dans le tunnel de Liège en utilisant la technique de mesure directe de réponses impulsionnelles. Les résultats présentés ont été obtenus pour une émission et une réception à l'intérieur du tunnel de façon à pouvoir caractériser les paramètres intrinsèques de celui-ci. L'étude statistique a montré que le retard moyen pondéré est de 21 ns et que la dispersion de ces retards est de 5,5 ns. Ces valeurs sont donc très faibles pour l'application GSM, la bande de cohérence égale à 14,4 MHz est importante. Nous pouvons donc considérer que les retards engendrés par les rayons réfléchis contre les parois du tunnel ne dégraderont pas une liaison numérique de type GSM dont le débit est égal à 270 kbits/s. Afin d'obtenir une meilleure définition des retards, nous avons, dans une deuxième partie, décrit le dispositif de mesures de réponses impulsionnelles utilisant la méthode de la corrélation. La résolution temporelle de ce système est égale à 20 ns. Ce dispositif a ensuite été utilisé dans le cas d'une excitation extérieure au tunnel. Des retards maximum de 100 ns ont été observés mais restent encore compatibles avec la norme GSM.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] J.G. Remy, J. Cueugnet, C. Sibien
"Systèmes de radiocommunications avec les mobiles"
Eyrolles ed. Collection Techn. et Scient. des Télécom, 1988
- [2] W.C.Y Lee
"Mobile communications engineering"
Mc Graw-Hill, 1982
- [3] D.Cox, R. Leck
"Correlation bandwidth and delay spread multipath
propagation statistics for 910 MHz urban mobile radio
channels"
IEEE Trans. Com, Vol. com-23, N° 11, pp 1271-1280,
November 1975
- [4] M. Salahudin
"Modélisation statistique du canal radiomobile large bande à
910 MHz en site urbain"
Thèse de l'université de Rennes, Avril 1989
- [5] J. Max
"Méthodes et techniques de traitement de signal et
applications aux mesures physiques"
Tome 1, 4 édition, Masson 1985
- [6] D. Cox
"Delay doppler characteristics of multipath propagation at
910 MHz in a suburban mobile radio environment"
IEEE Trans. ant. and prop, Vol Ap 20, N° 5, pp 625-635,
September 1972
- [7] "Fact advanced CROS Logic - Data book, National semi-
conductor, 1989
- [8] A.Bajwa and J.D. Parsons

- “Small-area characterisation of UHF urban and suburban mobile radio propagation”
IEE PROC., vol 129,Pt. F, No. 2, pp 102-108 ,april 1982.
- [9] T. S Rappaport
“Characterisation of UHF multipath radio channels in factory buildings”
IEEE Trans. ant. prop, vol. 37, n°8, pp1058-1069 , august 1989
- [10] D. Devasirvatham
“Time delay spread and signal level measurements of 850 MHz radio waves in building environments”
IEEE Trans. ant. prop, vol 34, n°11, pp1300-1305, november 1986
- [11] E. Violette et al.
“Millimeter-wave propagation at street level in an urban environment”
IEEE Trans. geosci and remote sensing, vol. 26, n°3, pp 368-380 ,may 1988
- [12] S.Baranowski, Ph. Mariage, M.Lienard,
“Les communications sol-véhicules en tunnel. Effet d’un changement de section ou d’une bifurcation”
Conférence ITTG ,Lille, septembre 1993 (accepté)
- [13] M.Lienard, S. Baranowski, P. Mariage
“Mobile telecommunication in road tunnels: theoritical and experimental characterisation of transmission channel”
Piers 1993, Pasadena Ca USA July 1993 (soumis pour publication)

CHAPITRE V

**COUVERTURE RADIOELECTRIQUE
PAR LES CABLES RAYONNANTS**

SOMMAIRE**CHAPITRE V : COUVERTURE RADIOELECTRIQUE PAR
LES CABLES RAYONNANTS**

V.1) INTRODUCTION	p 122
V.2) APPROCHE THEORIQUE	
V.2.1) Rayonnement d'une ouverture	p 124
V.2.2) Rayonnement d'une fente inclinée	p 130
V.2.3) Etude du rayonnement des composantes du dipôle orienté suivant y et z	p131
V.2.4) Rayonnement d'une fente sur un cylindre	p 134
V.2.5) Optimisation de la distance interfentes	p 137
V.2.6) Câble à atténuation compensée	p 142
V.2.7) Conclusion	p 144
V.3) SIMULATION D'UN CABLE A MODE RAYONNE EN ESPACE LIBRE	
V.3.1) Réception sous le câble	p 145
V.3.2) Réception en dehors du câble	p 157
V.4) SIMULATION EN TUNNEL	
V.4.1) Régime sinusoïdal entretenu	p 163
V.4.2) Fonction de transfert du canal	p 167
V.4.3) Réponse impulsionnelle	p 167
V.5) RESULTATS EXPERIMENTAUX	p 170
V.6) CONCLUSION	p183
Bibliographie	p185

V.1) INTRODUCTION

Ainsi que nous l'avons signalé dans le chapitre II, on distingue deux grandes familles de câbles à fuites: les câbles dits à mode "rayonné" et ceux à modes "couplés". Rappelons que pour les câbles à modes couplés, la distance inter-ouvertures est très petite vis à vis de la longueur d'onde, l'objectif de cette structure étant de convertir le mode coaxial se propageant à l'intérieur du câble en un mode monofilaire dont les lignes de champ se répartissent entre le blindage du câble et le conducteur de retour formé par les parois du tunnel. En haute fréquence, c'est à dire lorsque les dimensions transversales du tunnel deviennent bien supérieures à la longueur d'onde, il est plus intéressant de favoriser le rayonnement lointain des ouvertures, le tunnel lui-même servant de guide d'onde surdimensionné.

De tels types de câble, dit à mode rayonné, sont obtenus en utilisant des fentes inclinées judicieusement réparties. Afin de mettre en évidence leurs caractéristiques de rayonnement, nous rappelons tout d'abord dans ce chapitre le principe de calcul du rayonnement d'une ouverture située dans un plan métallique infini que nous appliquons ensuite au cas d'une fente inclinée sur un cylindre. Si le diamètre de celui-ci reste petit vis à vis de la longueur d'onde, le rayonnement de la composante suivant l'axe du câble du courant magnétique équivalent à l'ouverture conserve une symétrie de révolution ce qui permet d'approximer le comportement du câble à celui d'un réseau de dipôles magnétiques équivalents.

En négligeant, tout d'abord, l'influence des parois du tunnel, ce qui revient à supposer que le câble est situé en espace libre, une étude paramétrique est effectuée afin de mettre en évidence les fluctuations du champ électrique lorsque le récepteur se déplace parallèlement au câble. Ceci nous amènera à définir notamment la "bande passante" du câble et nous nous attacherons également à étudier la décroissance du champ lorsque la zone de réception se situe au delà ou en deça des extrémités du câble.

Le calcul prédictif du champ, pour un câble installé en tunnel est ensuite abordé à l'aide de la théorie des rayons, chaque ouverture jouant le rôle d'une antenne. A partir de la fonction de transfert du canal, nous

études à l'aide de nombreux exemples, la déformation du signal lorsqu'une impulsion est injectée dans le câble coaxial et ce, en fonction de la position du récepteur et de la fréquence de la porteuse.

La dernière partie de ce chapitre est consacrée aux résultats expérimentaux issus de différentes campagnes de mesures effectuées dans les tunnels de Liège et de Lecco.

V.2) APPROCHE THEORIQUE

V.2.1) Rayonnement d'une ouverture

Le champ diffracté par une ouverture pratiquée dans un plan infiniment conducteur (figure V.1) peut être assimilé à une distribution de courants magnétiques équivalents \vec{J}_m [1].

Les champs \vec{E} et \vec{H} peuvent s'exprimer en fonction du potentiel vecteur \vec{A}_m par les relations :

$$\begin{cases} \vec{E} = -\frac{1}{\epsilon} \text{rot } \vec{A}_m \\ \vec{H} = \frac{1}{j\omega\mu\epsilon} (\text{grad div } \vec{A}_m + k^2 \vec{A}_m) \end{cases} \quad (V-1)$$

où \vec{A}_m représente le potentiel vecteur magnétique défini par la relation :

$$\vec{A}_m = \frac{\epsilon}{4\pi} \int_{S_0} \frac{\vec{J}_m(r')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} e^{-jk(r-r')} ds \quad (V-2)$$

r est le point où l'on calcule le champ

r' le point courant d'intégration situé sur l'ouverture.

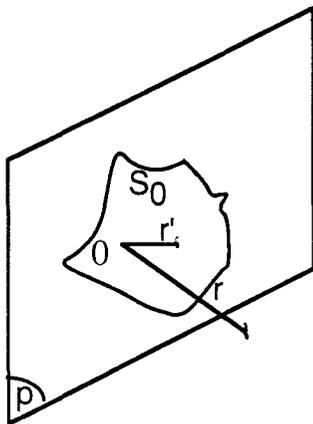


figure V-1 : Ouverture dans un plan infiniment conducteur.

Lorsqu'une onde est incidente sur l'ouverture, le premier problème à résoudre est de déterminer la distribution de courant \vec{J}_m .

En appliquant les conditions aux limites sur la surface de l'ouverture, ce courant \vec{J}_m s'exprime en fonction du champ magnétique incident dit de "court-circuit" (\vec{H}_{cc}) qui correspond au champ qui existerait sur la surface de l'ouverture lorsque celle-ci est obturée. On obtient :

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

Une solution approchée peut cependant être trouvée si les hypothèses suivantes sont vérifiées. La première suppose que les dimensions de l'ouverture sont très inférieures à la longueur d'onde, la deuxième implique que le champ soit calculé à une distance importante par rapport aux dimensions de l'ouverture.

Dans ce cas, le champ électromagnétique diffracté par l'ouverture s'exprime en fonction de quantités vectorielles appelées \vec{p}_m et \vec{p}_e définies par :

$$\vec{p}_m = \frac{1}{j\omega\mu} \int_{s_0} \vec{J}_m dS \quad (V-3)$$

$$\vec{p}_e = \frac{-\epsilon}{2} \int_{s_0} (\vec{r}' \wedge \vec{J}_m) dS \quad (V-4)$$

Les champs $\vec{E}(\vec{p}_m)$ et $\vec{H}(\vec{p}_m)$ dus à la contribution des \vec{p}_m sont déduits des relations V.1 à V.3 et on obtient :

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{p}_m) &= \frac{k^2}{4\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \left(\frac{1}{r} - \frac{j}{kr^2} \right) e^{-jkr} (\vec{p}_m \wedge \vec{u}) \\ \vec{H}(\vec{p}_m) &= \frac{1}{4\pi} \left(\frac{k^2}{r} - j \frac{k}{r^2} - \frac{1}{r^3} \right) e^{-jkr} \vec{u} \wedge (\vec{p}_m \wedge \vec{u}) + \frac{1}{2\pi} \left(j \frac{k}{r^2} + \frac{1}{r^3} \right) e^{-jkr} (\vec{u} \vec{p}_m) \vec{u} \end{aligned} \quad (V-5)$$

où k est le nombre d'ondes et $\vec{u} = \frac{\vec{r}}{r}$

Ces expressions sont en fait similaires à celles du rayonnement d'un dipôle magnétique.

Le même raisonnement peut être tenu pour le calcul des champs $\vec{E}(p_e)$ et $\vec{H}(p_e)$ dont le résultat traduirait le rayonnement d'un dipôle électrique.

Ainsi la résolution de ces équations montre qu'une ouverture soumise à un champ électromagnétique rayonne comme un dipôle magnétique et électrique de moments \vec{p}_e et \vec{p}_m . Ces moments sont reliés aux champs de court-circuit E_{cc} et H_{cc} par les relations :

$$\begin{cases} \vec{p}_e = \epsilon_0 \alpha_e \vec{E}_{cc} \\ \vec{p}_m = \bar{\alpha}_m \vec{H}_{cc} \end{cases} \quad (V-6)$$

où $\bar{\alpha}_m$ est un tenseur.

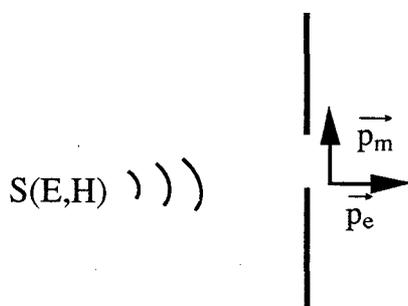


figure V-2 : Rayonnement d'une ouverture.

Les paramètres α_e et $\bar{\alpha}_m$, liés à la géométrie de l'ouverture, sont appelés respectivement la polarisabilité électrique et magnétique de l'ouverture. Des formules analytiques simples de α_e et $\bar{\alpha}_m$ sont obtenues pour certaines géométries particulières, et notamment pour une ouverture rectangulaire [2], [3].

Soit une fente de largeur w et de longueur l (figure V.3) :

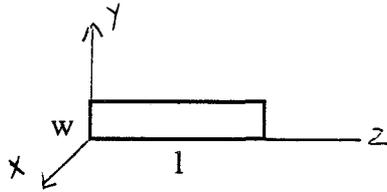


figure V.3 : fente de largeur w , longueur l .

le tenseur $\overline{\alpha}_m$ est défini par la matrice $\begin{pmatrix} \alpha_{myy} & 0 \\ 0 & \alpha_{mzz} \end{pmatrix}$ et les composantes des polarisabilités α_e , α_{mzz} , et α_{myy} sont données dans le cas d'une fente très mince ($w \ll l$), par les expressions :

$$\begin{cases} \alpha_{exx} = \frac{\pi}{16} w^2 l \\ \alpha_{mzz} = \frac{\pi}{24} \frac{l^3}{\log(4l/w) - 1} \\ \alpha_{myy} = \frac{\pi}{16} w^2 l \end{cases} \quad (V-7)$$

On remarque que α_e et α_{myy} sont proportionnels à $w^2 l$ tandis que α_{mzz} varie approximativement avec le cube de la longueur de la fente.

Dans l'hypothèse d'une fente très mince, α_e est négligeable vis-à-vis de α_{mzz} . De plus, en se rapportant à l'équation V-6, α_e est pondéré par un facteur ϵ_0 . Les effets du moment électrique p_e sont donc nettement inférieurs à ceux de p_m et ne seront pas pris en compte dans la suite de cette étude.

Le rayonnement d'une ouverture se résume à celui d'un dipôle magnétique de moment \vec{p}_m . Dans le plan oyz (figure V.4) les coordonnées du moment \vec{p}_m , sont données par la relation :

$$\vec{p}_m = \begin{pmatrix} \alpha_{myy} & 0 \\ 0 & \alpha_{mzz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_y \\ H_z \end{pmatrix} \quad (V-8)$$

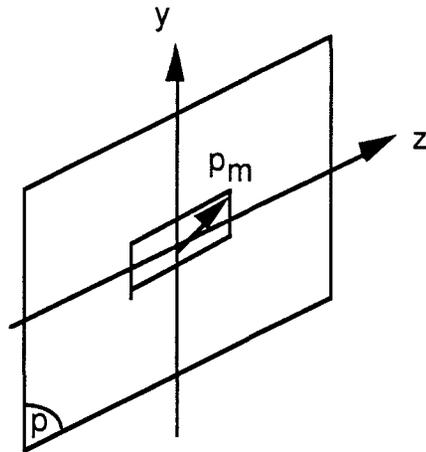


figure V.4 : Rayonnement du dipôle magnétique.

Cette approche est valable pour une ouverture située dans un plan de dimension infinie. Supposons en première approximation qu'elle puisse encore être appliquée au cas d'une fente située sur le blindage d'un câble coaxial. Si celui-ci est excité par une onde intérieure, on peut s'attendre à ce que le champ rayonné à travers l'ouverture dépende fortement de l'orientation de la fente. Ainsi qu'il est indiqué sur la Figure V.5, la fente sera excitée par les composants E_r et H_θ du champ électromagnétique.

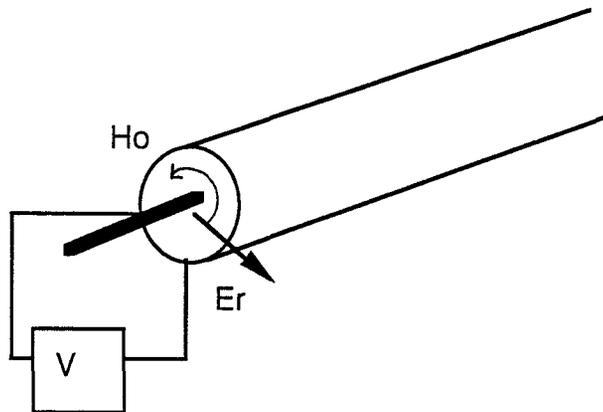


figure V.5 : Propagation d'un mode TEM à l'intérieur d'un guide cylindrique.

Si nous pratiquons une fente axiale (suivant Oz) sur ce guide (figure V.6), le champ rayonné par cette fente sera faible étant donné qu'il est proportionnel à α_{myy} donc à $w^2 l$ où la largeur w est une quantité très petite.

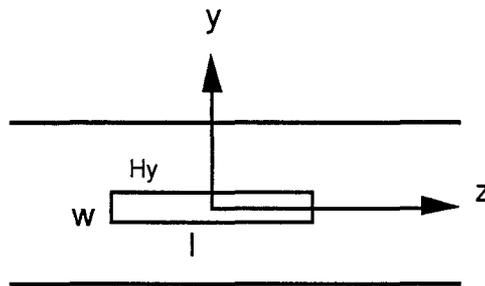


figure V.6 : fente axiale sur un câble.

Disposons maintenant la fente dans le plan transverse, c'est-à-dire suivant oy (figure V.7) :

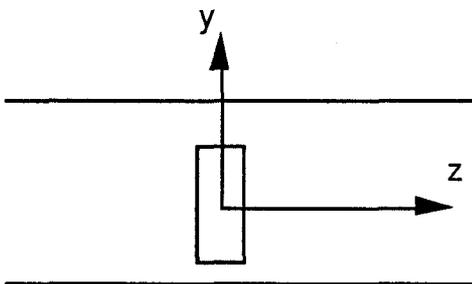


figure V.7 : fente transverse sur un câble.

Le rayonnement sera plus important car α_{myy} est proportionnel à l^3 . Dans ces deux cas, on remarque que la composante H_θ du champ exciteur ne peut donner naissance qu'à un dipôle dont le moment magnétique est orienté suivant l'axe y . Si, pour des raisons que nous développerons par la suite, il s'avère intéressant de réaliser un dipôle équivalent orienté suivant l'axe z , il est judicieux d'utiliser une fente inclinée.

V.2.2) Rayonnement d'une fente inclinée

Pour une fente inclinée d'un angle θ par rapport à l'axe oz (figure V.8), le moment magnétique présente deux composantes que nous allons déterminer dans le plan oyz :

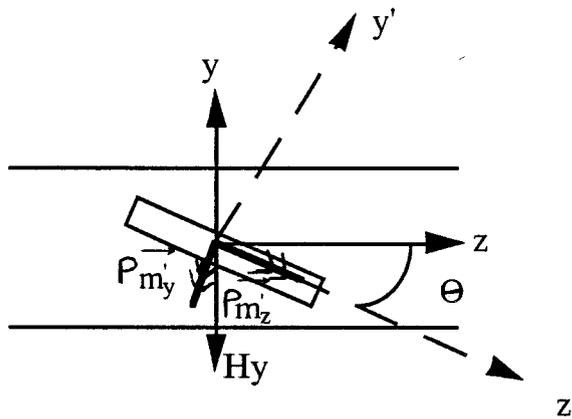


figure V.8 : Fente inclinée sur un câble.

La projection de H_y sur les axes oy' , oz' mène à un moment my' et mz' :

$$\begin{cases} P_{my'} = \alpha_{my'} H_y \cos \theta \\ P_{mz'} = -\alpha_{mz'} H_y \sin \theta \end{cases} \quad (V-9)$$

La transposition des composantes my' et mz' du système d'axe $oy'z'$ vers le repère oyz est donnée par la relation :

$$\begin{cases} P_{my} = P_{mz'} \sin \theta + P_{my'} \cos \theta \\ P_{mz} = P_{mz'} \cos \theta - P_{my'} \sin \theta \end{cases} \quad (V-10)$$

En reportant dans le système V-10 les expressions my' et mz' définies dans V-9, nous obtenons :

$$\begin{cases} P_{my} = (\alpha_{mz}' \sin^2 \theta + \alpha_{my}' \cos^2 \theta) H_y \\ P_{mz} = (\alpha_{mz}' - \alpha_{my}') \sin \theta \cos \theta H_y \end{cases} \quad (V-11)$$

On voit donc que l'utilisation d'une fente oblique permet d'obtenir deux composantes my et mz du dipôle magnétique équivalent .

En utilisant les mêmes hypothèses que précédemment, nous allons essayer de montrer d'un point de vue purement qualitatif le rôle joué par my et mz sur l'amplitude et la distribution du champ au voisinage du câble.

V.2.3) Etude du rayonnement des composantes du dipôle orientées suivant y et z

Selon l'orientation de la fente, les moments magnétiques my et mz seront plus ou moins favorisés.

Rappelons dans un premier temps les formules de base permettant le calcul des composantes du champ rayonné par un dipôle magnétique (figure V.9) :

$$\begin{cases} H_r = \frac{|m|}{4\pi} \frac{2 \cos \theta}{r^3} (1 + jkr) e^{-jkr} \\ H_\theta = \frac{|m|}{4\pi} \frac{\sin \theta}{r^3} (1 + jkr - k^2 r^2) e^{-jkr} \\ E_\phi = -j\omega\mu \frac{|m|}{4\pi} \frac{\sin \theta}{r^2} (1 + jkr) e^{-jkr} \end{cases} \quad (V-12)$$

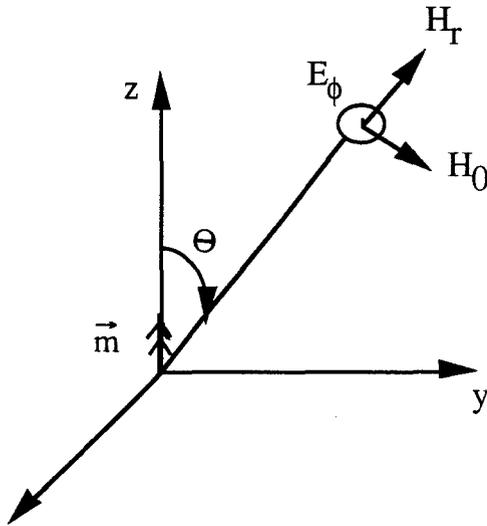


figure V.9 : Rayonnement du dipôle magnétique.

Nous allons traiter successivement les cas extrêmes de la composante transversale du dipôle ($\theta = \frac{\pi}{2}$) et de sa composante axiale ($\theta=0$).

a : Rayonnement de m_y

Les symétries de révolution de la fente transversale et du câble sont totalement différentes (figure V.10). Le diagramme de rayonnement de cette fente risque donc d'être profondément modifié par rapport à celui d'une ouverture supposée initialement située dans un plan métallique infini.

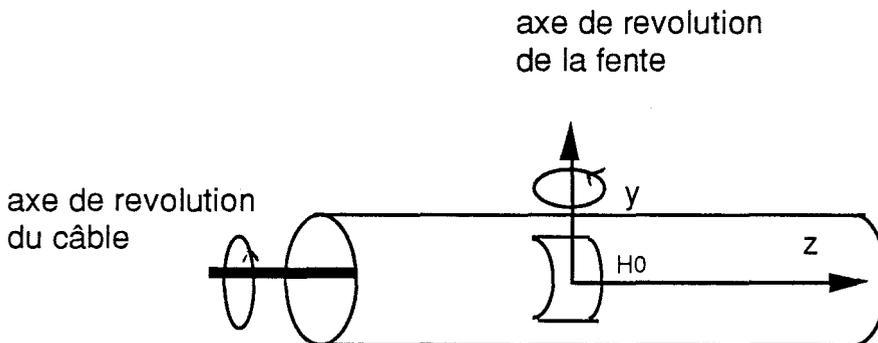


figure V.10 : Rayonnement de la composante transversale du dipôle

En $\theta = \frac{\pi}{2}$ la composante H_θ du champ magnétique va induire un courant se propageant à la surface du câble et suivant son axe. La généralisation au réseau de fentes transverses uniformément réparties à la surface du câble donnera naissance à un courant axial I important et ainsi à l'excitation d'un mode TM entre le câble et son environnement. Un câble rayonnant fonctionnant sur ce principe, sera dit à "modes couplés", comme nous l'avons expliqué dans le chapitre II. L'amplitude du courant I est difficile à prévoir théoriquement par la théorie du rayonnement des ouvertures car elle nécessite la mise en équation des effets d'interaction du champ rayonné avec le câble, c'est-à-dire de calculer directement le rayonnement d'un réseau de fentes situées sur une structure métallique cylindrique.

Cependant en basse fréquence et pour des ouvertures rapprochées, le concept d'impédance de transfert qui caractérise le transfert d'énergie de l'intérieur du câble vers l'extérieur peut éventuellement être utilisé.

b : Rayonnement de mz

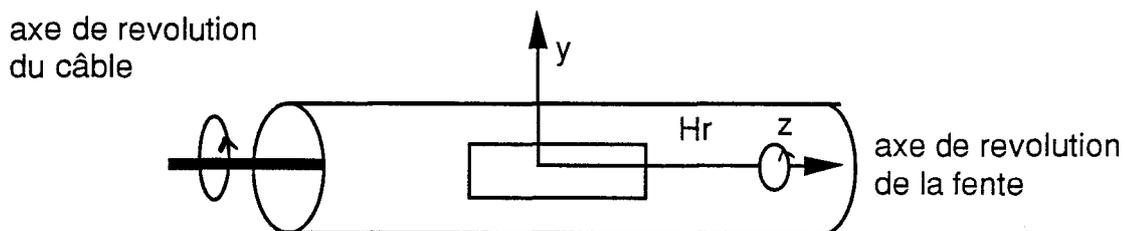


figure V.11 : Rayonnement de la composante longitudinale du dipôle

La fente axiale ainsi que le câble possède la même symétrie de révolution et on peut ainsi supposer que la fente se comportera pratiquement comme un dipôle magnétique isolé dans l'espace offrant notamment une symétrie de révolution autour de l'axe des z . Afin de

valider cette hypothèse, nous donnons dans le paragraphe suivant les principales caractéristiques du rayonnement d'une fente située sur un cylindre infini.

V.2.4) Rayonnement d'une fente sur un cylindre

Pour étudier le rayonnement de la composante axiale du dipôle magnétique, envisageons le cas d'une fente dirigée également suivant l'axe des z et située sur un cylindre de rayon a , tel que celui représenté sur la figure V.12.

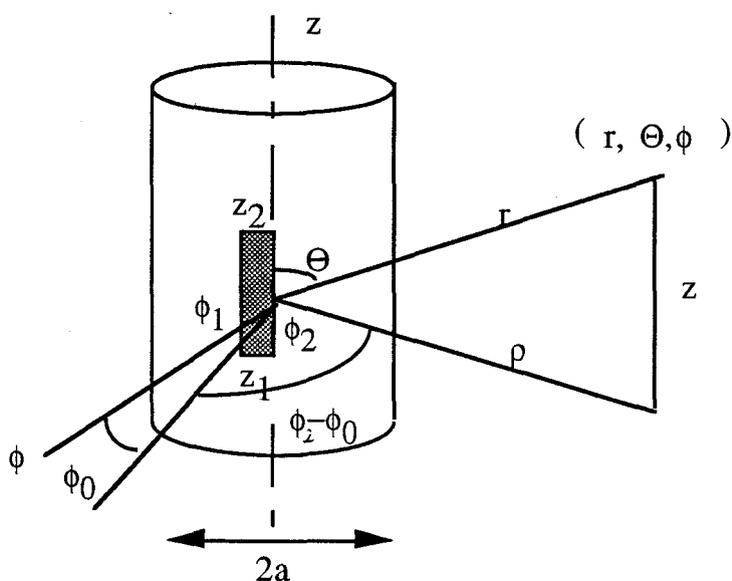


figure V.12 : Fente axiale sur un cylindre métallique.

En utilisant un système de coordonnées cylindrique (r, θ, z) , la fente s'étend de ϕ_1 à ϕ_2 , de z_1 à z_2 . Si cette fente est excitée soit ponctuellement, soit par une onde se propageant à l'intérieur de la structure cylindrique, une tension transverse $V(z)$ va apparaître entre les bords de la fente. On montre que le champ rayonné [4], [5] s'exprimera en coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) par :

$$E_{\phi} = \frac{e^{-jkR}}{R} S(\theta) M(ka \sin \theta, \phi - \phi_0) \quad (V-13)$$

où $S(\theta)$ caractérise le rayonnement de la fente :

$$S(\theta) = \frac{k \sin \theta}{2} \int_{z_1}^{z_2} V(z) e^{jk \cos \theta z} dz \quad (V-14)$$

$$M(x, \phi) = \frac{1}{\pi^2 x} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\epsilon_m e^{jm \frac{\pi}{2} \cos m\phi}}{H_m^{(2)'}(x)} G_m \quad (V-15)$$

$$\epsilon_0 = 1, \epsilon_m = 2 (m \neq 0)$$

$$\phi_0 = (\phi_2 + \phi_1) / 2$$

$$G_m = \frac{\sin [m(\phi_2 - \phi_1) / 2]}{m(\phi_2 - \phi_1) / 2}$$

et $H_m^{(2)'}(x)$ est la dérivée de la fonction de Hankel avec $x = ka \sin \theta$.

La fonction $M(x, \phi)$ décrit l'influence du diamètre du cylindre sur le diagramme de rayonnement suivant les directions ϕ et θ et on note qu'elle est indépendante de la distribution de $V(z)$.

Pour des fentes étroites, le facteur $\phi_2 - \phi_1$, est faible et G_m tend vers 1. Les variations du module de la fonction $M(x, \phi)$ en fonction de ϕ sont présentées figure V.13 pour différentes valeurs de x .

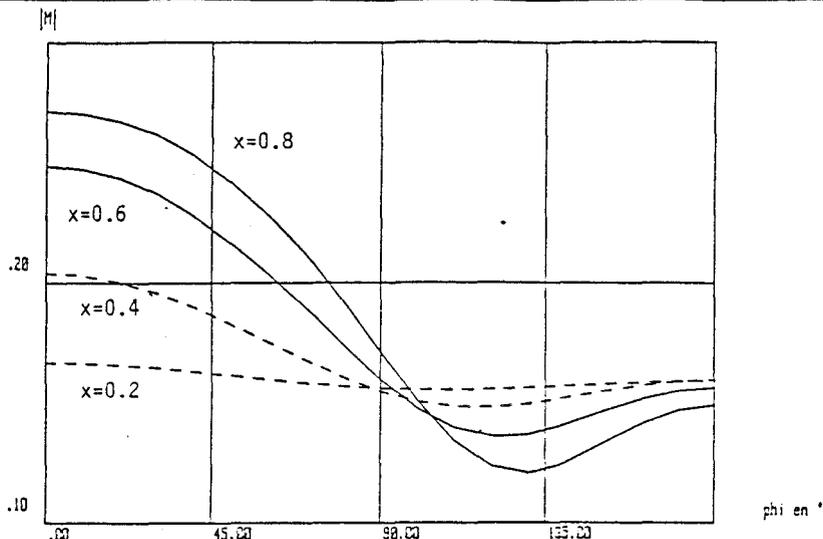


figure V-13 : Variations du module de $M(x, \phi)$ en fonction de ϕ pour différentes valeurs de x .

La courbe montre que pour de faibles valeurs de x , comprises entre 0.10 et 0.40, les variations d'amplitude du champ sont faibles, le rayonnement étant pratiquement omnidirectionnel pour $x < 0.4$. Dans le plan transverse, $\theta = \frac{\pi}{2}$, cette condition est satisfaite tant que le rayon du cylindre vérifie l'inégalité $a < \frac{0.2\lambda}{\pi}$, soit $a < 2$ cm à 900 MHz. On peut également noter que le champ dans la zone d'ombre, défini pour $\phi > 90^\circ$, devient de plus en plus faible pour des valeurs élevées de x . Ainsi si $x = 0.8$ le rapport d'amplitude des champs entre le rayonnement avant et arrière est de 6 dB.

En première approximation, on pourra donc considérer que la composante axiale du dipôle magnétique équivalent à une ouverture pratiquée sur un câble coaxial rayonne comme un dipôle isolé en espace libre.

Un câble à "mode rayonné" sera donc constitué d'une série d'ouvertures inclinées qui, comme nous l'avons vu dans un paragraphe précédent, permet d'obtenir une composante importante du moment magnétique suivant l'axe longitudinal du câble.

Dans la suite de cette étude, nous ne nous intéresserons donc qu'au rayonnement de cette seule composante. Le câble étant équivalent à un réseau d'antennes de très grande longueur, il faut optimiser la distance

entre ouvertures de manière à ce que l'amplitude de ce champ ne subisse pas de fluctuations trop importantes lorsque le récepteur se déplace en son voisinage.

V.2.5) Optimisation de la distance inter-fentes

Avant d'effectuer le calcul numérique permettant de déterminer le champ total émis par le réseau à une distance proche du câble, il est intéressant de connaître le comportement de celui-ci en zone lointaine, c'est-à-dire en supposant un faisceau de rayons parallèles arrivant au point d'observation M (figure V-14).

2.5.1) Rayonnement en champ lointain

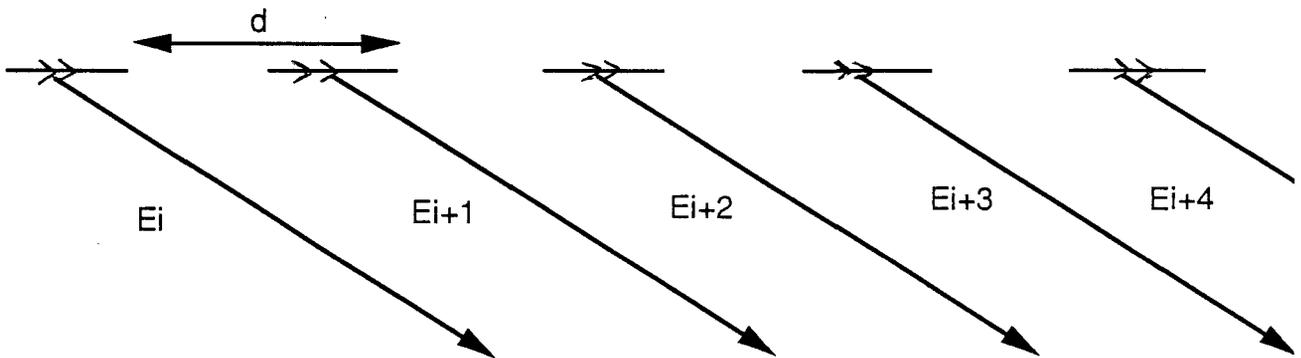


figure V-14 : Réseau de fentes.

Le champ E_t en ce point est, comme nous l'avons précisé, la somme des champs rayonnés par les N dipôles. On a donc :

$$E_t = \sum_{i=1}^N E_0 e^{jn(kd \cos \theta - \beta_g d)}$$

où β_g est la constante de phase dans le câble, $\beta_g d$ traduit le déphasage entre deux dipôles, et $k d \cos \theta$ correspond à la différence de marche entre

deux rayons successifs. Le champ total peut également se mettre sous la forme :

$$E_t = E_0 \frac{\sin\left(\frac{N}{2}(kd \cos \theta - \beta_g d)\right)}{\sin\left(\frac{1}{2}(kd \cos \theta - \beta_g d)\right)} \quad (\text{V-16})$$

La direction selon laquelle le maximum de champ se produit est donnée par :

$$kd \cos \theta - \beta_g d = 2p\pi \quad (\text{V-17})$$

p étant un entier relatif.

Si on choisit par exemple la valeur $p = -1$, l'angle θ du maximum du lobe principal est solution de l'équation :

$$\cos \theta = \sqrt{\epsilon_r} - \frac{\lambda}{d} \quad (\text{V-18})$$

où ϵ_r est la permittivité relative de l'isolant primaire du câble coaxial et λ la longueur d'onde.

Les valeurs limites de $\cos \theta$ nous imposent l'inégalité suivante :

$$-1 \leq \sqrt{\epsilon_r} - \frac{\lambda}{d} \leq 1$$

Ainsi :

$$(\sqrt{\epsilon_r} - 1)d \leq \lambda \leq (\sqrt{\epsilon_r} + 1)d$$

ou encore :

$$\frac{C}{d(1 + \sqrt{\epsilon_r})} \leq f \leq \frac{C}{d(\sqrt{\epsilon_r} - 1)} \quad (\text{V-19})$$

C étant la vitesse de la lumière.

Nous pouvons toutefois vérifier s'il n'existe pas d'autre direction privilégiée de rayonnement dans cette bande de fréquences.

Posons $p = -2$ dans l'équation (V-17) et en suivant le même raisonnement que précédemment, une deuxième direction privilégiée d'émission se produira pour :

$$\frac{2C}{d(1 + \sqrt{\epsilon_r})} \leq f \leq \frac{C}{d(\sqrt{\epsilon_r} - 1)} \quad (\text{V-20})$$

La comparaison des inégalités (V-19) et (V-20) montre que le réseau d'antennes ne présentera qu'un seul lobe principal si la fréquence f et la distance inter-ouvertures d vérifie l'inéquation :

$$f_c < f < 2 f_c \quad (\text{V-21})$$

où f_c est une fréquence dite "de coupure" définie par :

$$f_c = \frac{C}{d(1 + \sqrt{\epsilon_r})} \quad (\text{V-22})$$

2.5.2) Rayonnement en champ proche

Etudions les variations longitudinales du champ émis par le réseau d'ouvertures. A partir des formules V.12 donnant le champ rayonné par un dipôle magnétique, on en déduit, par sommation vectorielle, le champ total à proximité du câble.

Envisageons tout d'abord la réception en un point fixe situé à 1.5 m d'un câble de 70 m de longueur. La distance entre les ouvertures est de 35 cm. La courbe de la Planche 1 représente l'évolution de la composante E_ϕ en fonction de la fréquence. On note que si $f < 385$ MHz, l'amplitude du champ est très faible tandis que si $f > 770$ MHz, E_ϕ présente des fluctuations en fonction de la fréquence. Il est intéressant de noter que cette valeur de 385 MHz correspond à la fréquence dite "de coupure" qui a été introduite dans l'étude en champ lointain.

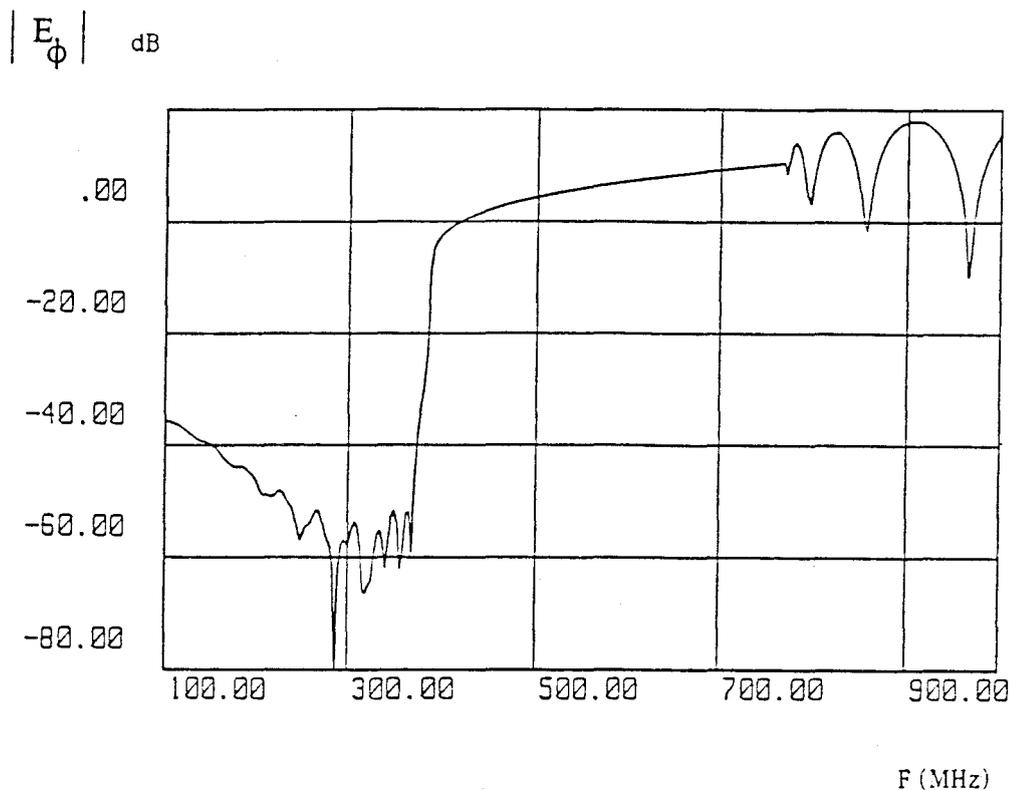


Planche 1: Fonction de transfert du câble en espace libre

Une étude paramétrique peut être effectuée pour mettre en évidence les fluctuations éventuelles du champ lorsque le récepteur se déplace parallèlement au câble, et ce, pour différentes fréquences. Pour $f_c < f < 2f_c$, le champ est quasiment indépendant de l'abscisse du mobile, mais des fluctuations rapides se produisent en dehors de cette bande de fréquences. A titre d'exemple, les courbes de la Planche 2 montrent la variation de $|E|$ sur une distance longitudinale de 3 m pour $f = 600$ MHz et $f = 925$ MHz, le point de réception étant situé à 3 m du câble. On constate qu'à 600 MHz, les fluctuations théoriques n'excèdent pas 0.05 dB tandis qu'à 925 MHz le signal présente des successions de maximums et de minimums dont la périodicité est identique à celle des fentes.

On admettra ainsi que le câble rayonnant fonctionne dans sa "bande passante" si $f_c < f < 2f_c$. Les fluctuations observées pour $f > 2f_c$ peuvent être interprétées comme étant dues aux interférences entre les deux lobes principaux du diagramme de rayonnement comme nous le verrons ultérieurement. Si $f < f_c$ il n'existe pas d'interférences constructives entre les rayons émis par chaque dipôle magnétique, le champ rayonné est donc très faible. Dans ce cas, la contribution des

alcatel cable , $f=600\text{MHz}$, $d(\text{cab-rec})=3\text{m}$

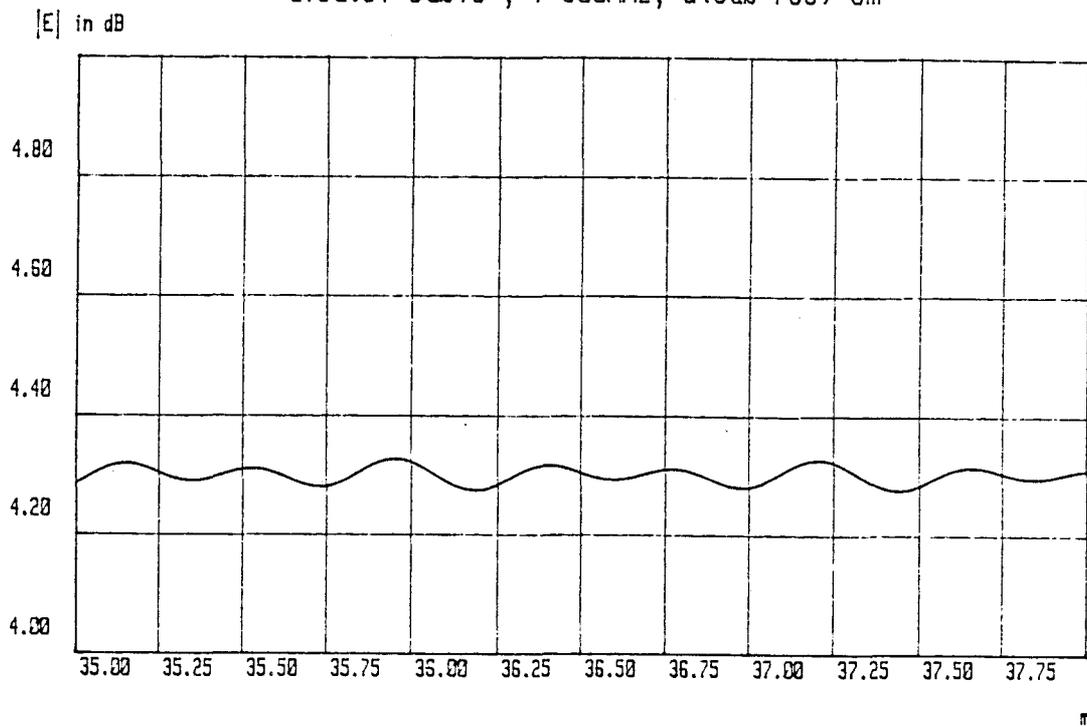


Planche 2a: Fluctuations du champ $F=600\text{ MHz}$

$d\text{-}r=3\text{m}$

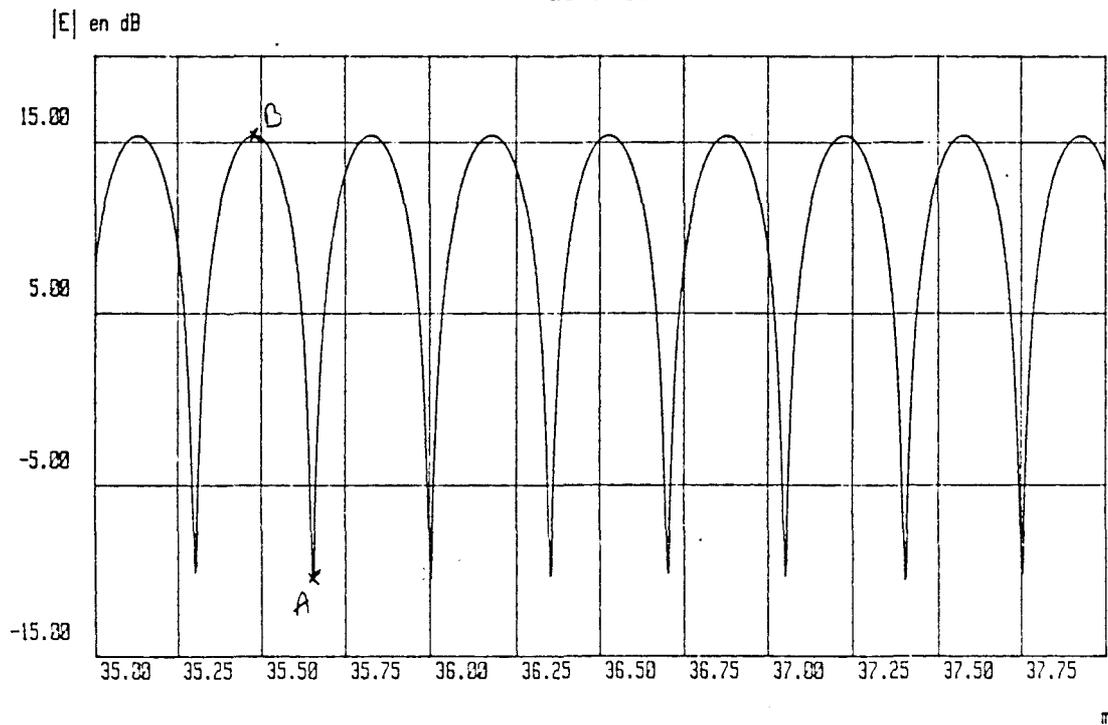


Planche 2b: Fluctuations du champ $F=925\text{ MHz}$

dipôles transverses P_{my} , qui est toujours omniprésente, devient prépondérante et le câble fonctionnera en modes couplés comme nous l'avons expliqué précédemment.

V.2.6) Câble à atténuation compensée

Pour les applications GSM à 900 MHz, l'atténuation linéique intrinsèque d'un câble est importante. A titre d'exemple, pour un diamètre de 3 cm, α est de l'ordre de 5 dB /100 m . Afin d'éviter une variation trop grande de l'amplitude du champ le long du câble en fonction de la position longitudinale du récepteur, une solution proposée par AEG Kabel (actuellement RHEYDT Kabel) consiste à augmenter le nombre de fentes par unité de longueur le long du câble ou plus exactement [6] à réaliser des groupes de fentes plus ou moins nombreuses mais toujours espacés de la même période spatiale T.

La figure (V-15) présente des exemples de distribution de ces ouvertures sur une période.

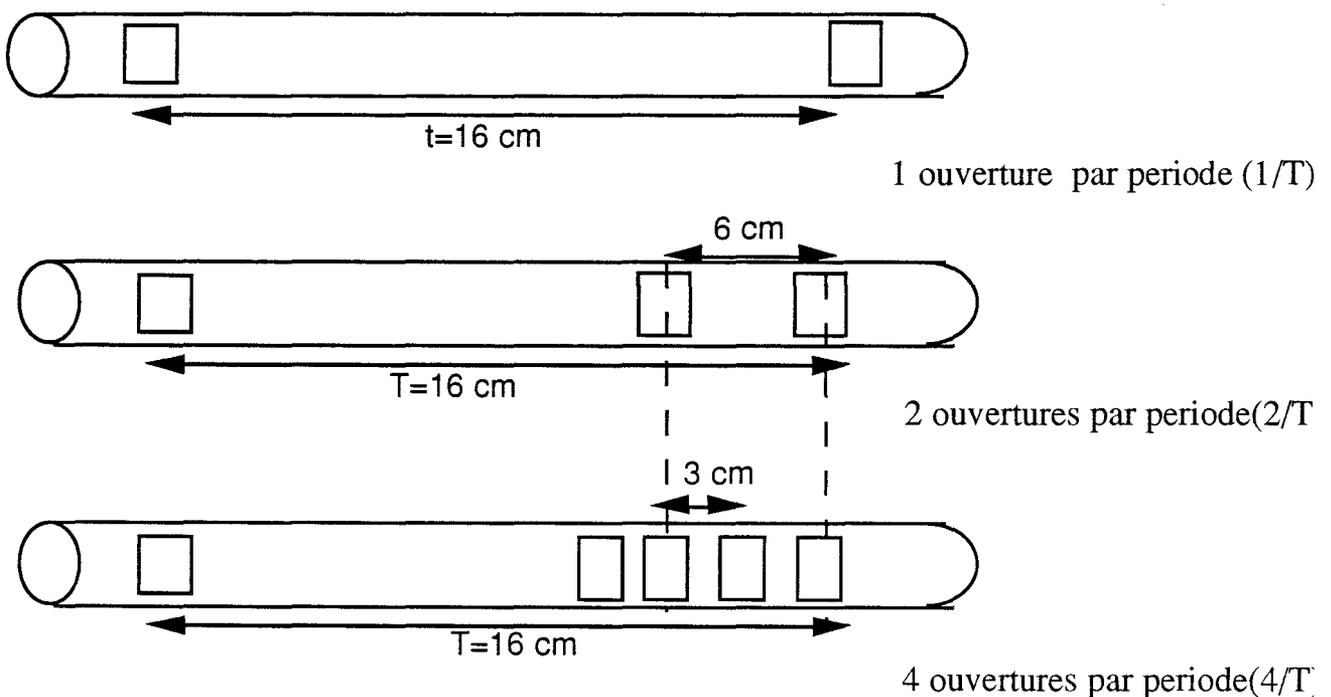


Figure V -15

Le nombre maximum d'ouvertures par période est fixé à 16. On peut considérer que le passage d'une configuration à une autre peut être effectué lorsque le niveau du signal décroît suffisamment pour être "réajusté" au niveau initial du début de la configuration, et ceci de façon à obtenir une amplitude de champ relativement constante.

Mais un nombre d'ouvertures élevé favorise un rayonnement important impliquant une augmentation de l'atténuation longitudinale. Ainsi le passage à une configuration supérieure sera d'autant plus rapide que le nombre d'ouverture sera élevé (Figure V.16)

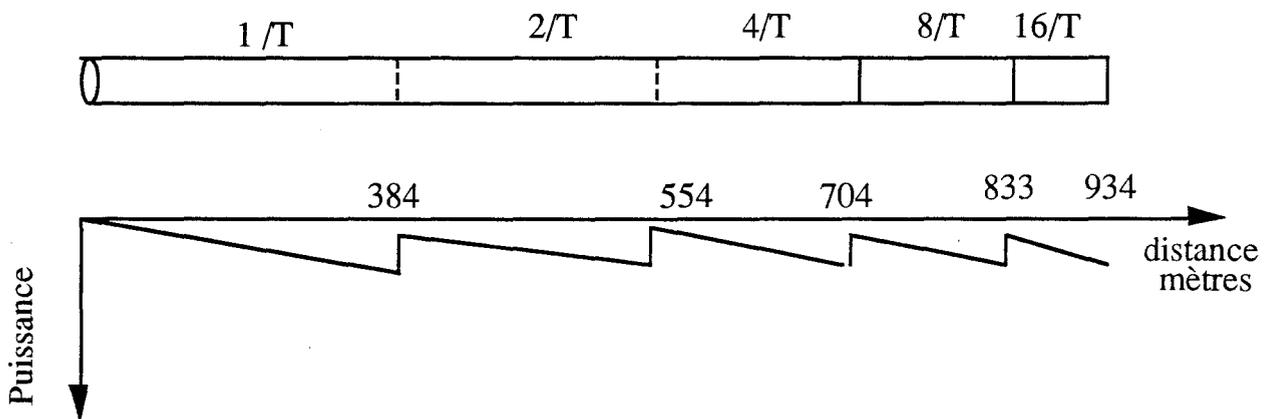


Figure V.16 : Puissance reçue en fonction de la distribution des ouvertures.

Dans le concept utilisé par Rheydt Kabel, les fentes sont placées transversalement, donnant ainsi naissance à une composante P_{my} du dipôle magnétique équivalent à chacune d'elles. L'espacement inter-fentes étant de l'ordre de grandeur la longueur d'onde ($T = 16$ cm), ces ouvertures vont se comporter comme un réseau d'antennes. Cependant leur orientation va provoquer un transfert important d'énergie du mode

dit "rayonné" évoqué précédemment en mode "couplé". Un tel type de câble est donc difficilement modélisable par les approches théoriques qui ont été exposées.

V.2.7) Conclusion

Nous venons de montrer que les conditions de rayonnement optimum d'un câble à fentes inclinées sont fonction de plusieurs paramètres tels que la fréquence, la distance inter-fentes, ainsi que l'angle d'inclinaison des fentes.

Nous nous sommes intéressés jusqu'à présent au cas d'un récepteur situé près du milieu du câble. Dans la pratique, il importe de connaître les variations du champ au voisinage des extrémités, voire au-delà du câble et ce, dans le domaine fréquentiel et temporel. Dans la suite de cette étude, nous envisagerons tout d'abord le cas d'un câble isolé dans l'espace puis l'influence des parois du tunnel sera prise en compte à l'aide de la théorie des images.

V.3) SIMULATION D'UN CÂBLE A MODE RAYONNE EN ESPACE LIBRE

L'objectif de ces simulations repose essentiellement sur l'étude du comportement dans le domaine spatial et temporel du câble rayonnant[7]. Les caractéristiques du câble simulé correspondent à celles du câble installé dans le tunnel de Liège, les fentes inclinées étant espacées de 35 cm, la permittivité relative de l'isolant primaire $\epsilon_r = 1.5$ et on supposera dans toutes les applications numériques présentées, que sa longueur est de 70 m. L'approche théorique ne prendra en compte que le rayonnement des ouvertures, la contribution du "mode couplé" étant très faible si la fréquence est supérieure à la fréquence de coupure qui est dans ce cas de 385 MHz.

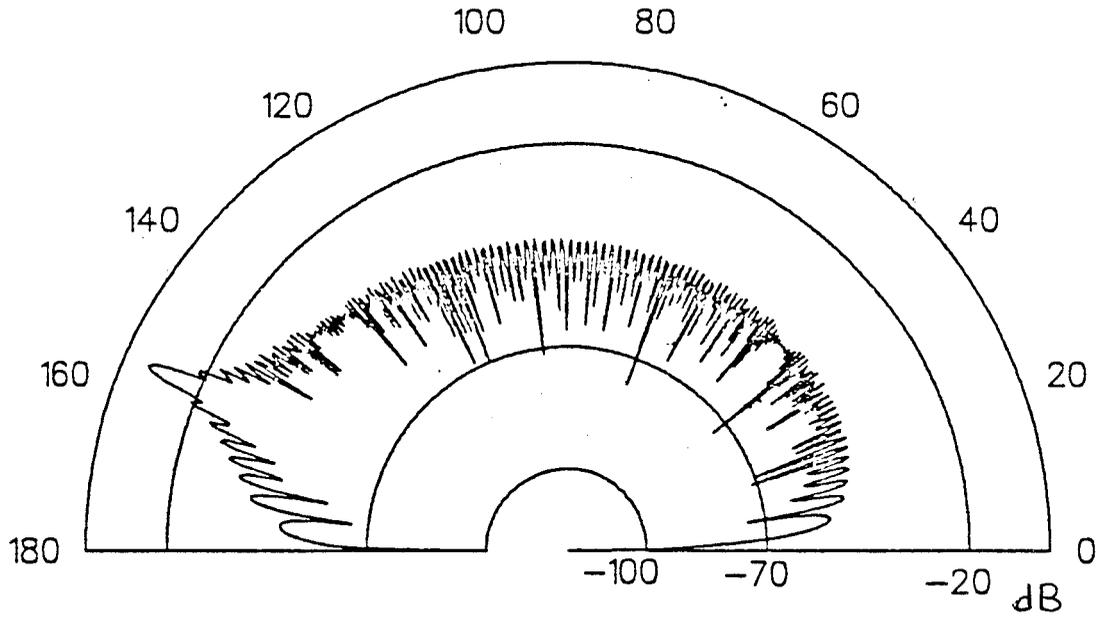
Nous allons décrire la réponse du câble dans le domaine spatial c'est-à-dire en régime sinusoïdal entretenu puis dans le domaine temporel lorsque la porteuse est modulée par une impulsion de forme gaussienne. Nous envisageons le cas où la fréquence se situe ou non dans la bande passante du câble et nous mettrons en évidence les effets d'extrémités.

V.3.1) Réception sous le câble

a) Régime sinusoïdal entretenu

Les résultats de cette configuration ont déjà été commentés dans les paragraphes précédents, les courbes de la Planche 2 ayant montré que le champ a une amplitude constante en fonction de la position longitudinale du récepteur si $f_c < f < 2f_c$ (bande passante du câble rayonnant), des fluctuations importantes se manifestant si la fréquence est supérieure à $2f_c$. On rappelle que, dans la bande passante du câble, le diagramme de rayonnement en champ lointain ne présente qu'un seul lobe principal. A titre d'exemple, la Planche 3 représente ce diagramme pour $f = 400$ MHz et 450 MHz. Cependant il est intéressant d'analyser la contribution apportée par les différentes fentes au champ total reçu en un point d'observation proche du câble. La courbe 1 de la Planche 4a présente la contribution de chaque fente prise individuellement sur le champ reçu à une distance de 6 mètres du câble et à une abscisse de 35,48 m. On remarque bien entendu que la fente située à la verticale du point de réception crée le champ maximum en ce point. La courbe 2 de la Planche 4a traduit l'effet cumulatif des champs produit par les fentes. En effet, cette courbe donne le champ E reçu à $z = 35,48$ m dû à l'ensemble des fentes situées entre l'origine et la valeur indiquée en abscisse. On observe que toutes celles situées en amont du point de réception ne contribuent que très faiblement au champ total, l'essentiel de l'énergie provenant des fentes situées entre 37 m et 45 m.

$F = 400 \text{ MHz}$



$F = 450 \text{ MHz}$

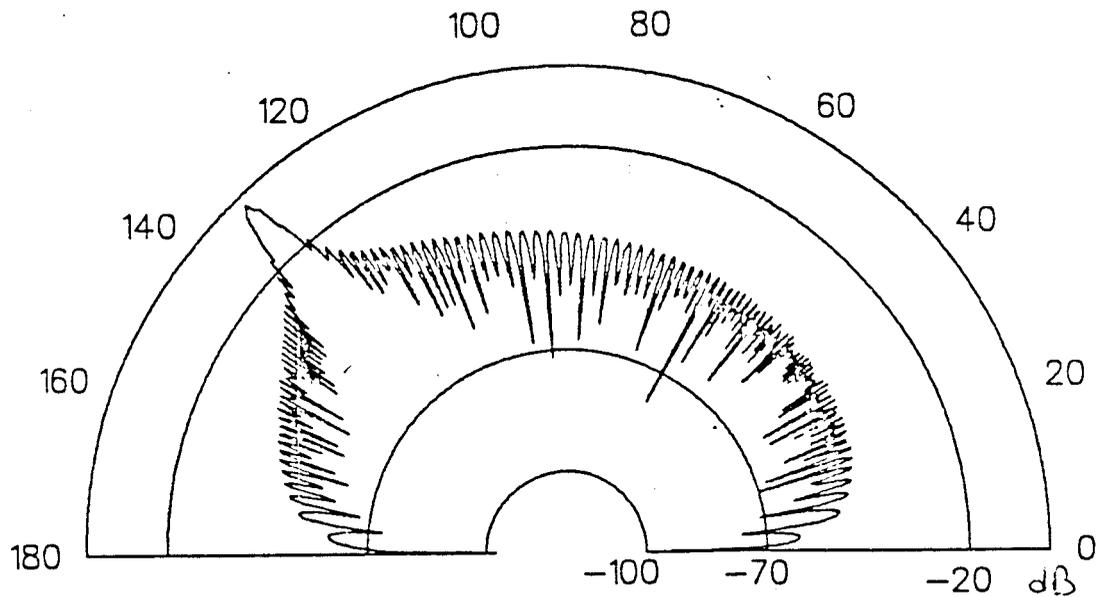


Planche 3: Diagramme de rayonnement

$f=450\text{MHz}$, $z=35.48\text{m}$, $d=6\text{m}$, contribution de chaque fente et champs total
 $|E|$ en db

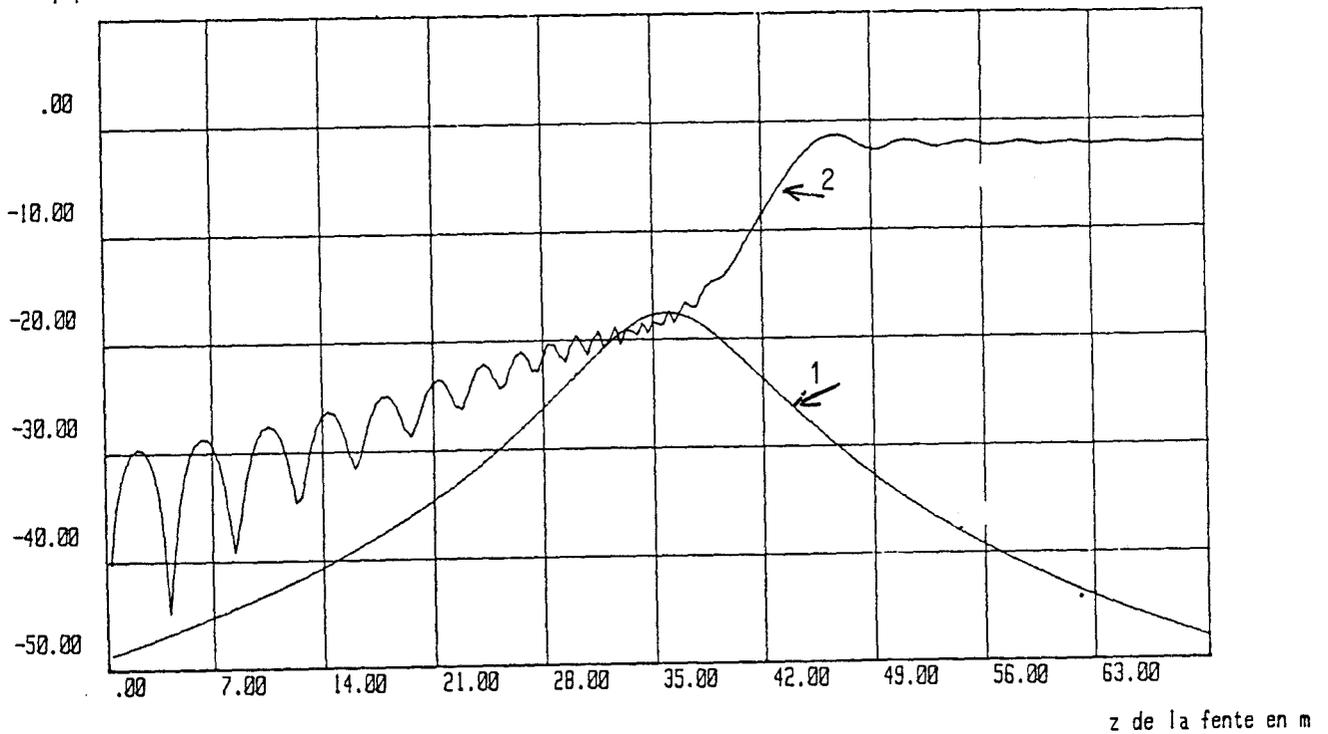


Planche 4a: Contribution de chaque fente au champ total reçu (1)
 Fonction cumulative du champ rayonné par les fentes(2)
F=450 MHz

alcatel, $f=450\text{MHz}$, 5 fentes glissantes, $d(\text{cab-rec})=6\text{m}$

$|E_g|/|E_t|$

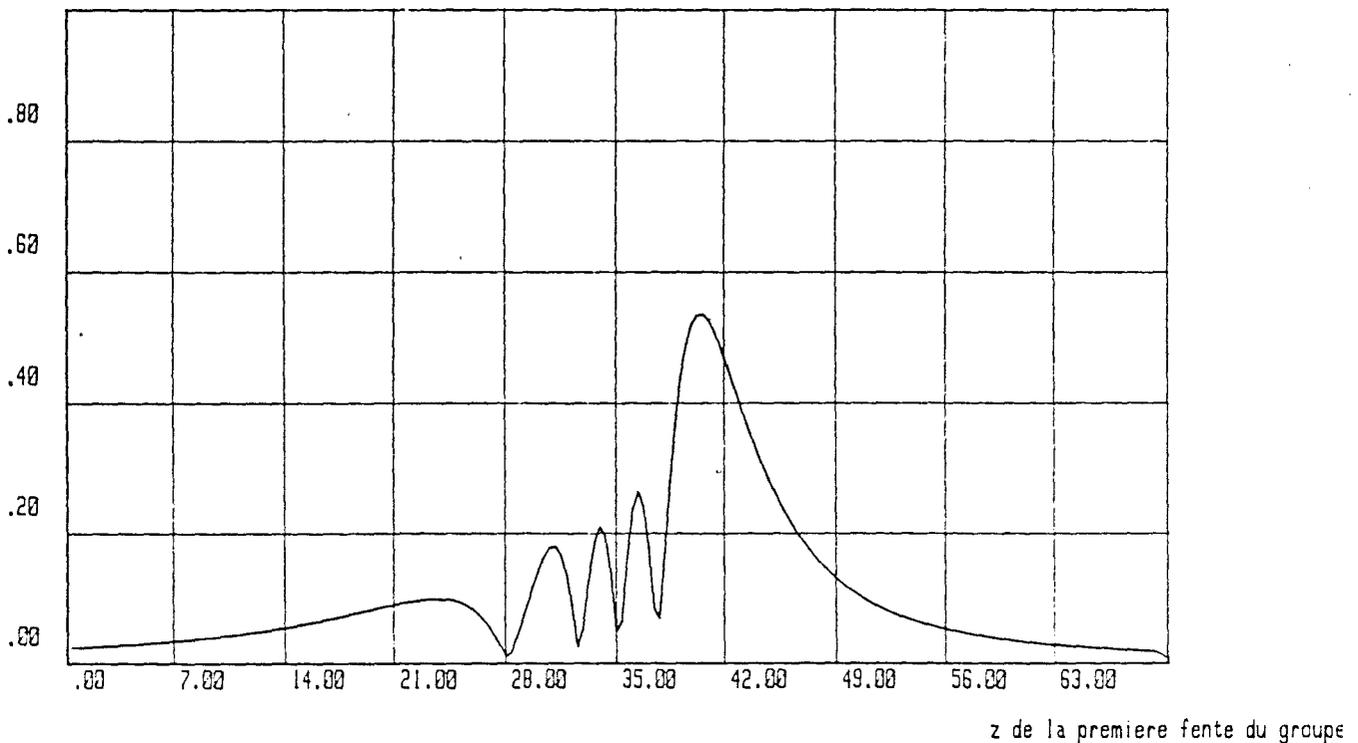


Planche 4b: Fonction de distribution des amplitudes du champ rayonné par un groupe de 5 fentes **F=450 MHz**

Une autre représentation possible est celle donnée par la fonction de distribution tracée Planche 4b. Celle ci représente le proportion de la contribution au champ total d'un groupe de 5 fentes, la première fente étant située à l'abscisse z . Le maximum de la courbe montre que pratiquement 60 % du champ total est du à la contribution d'un groupe de 5 fentes dont la fente centrale est à une distance longitudinale de 5,7 m du point de réception (Figure V-17). L'angle entre l'axe z et la direction MP est $\theta_1 = 137^\circ$.

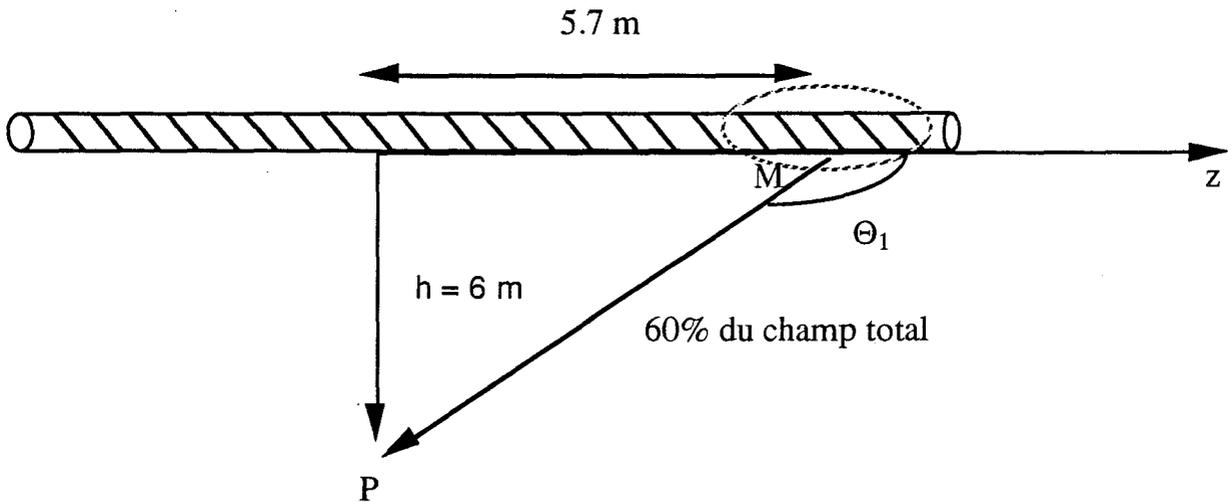


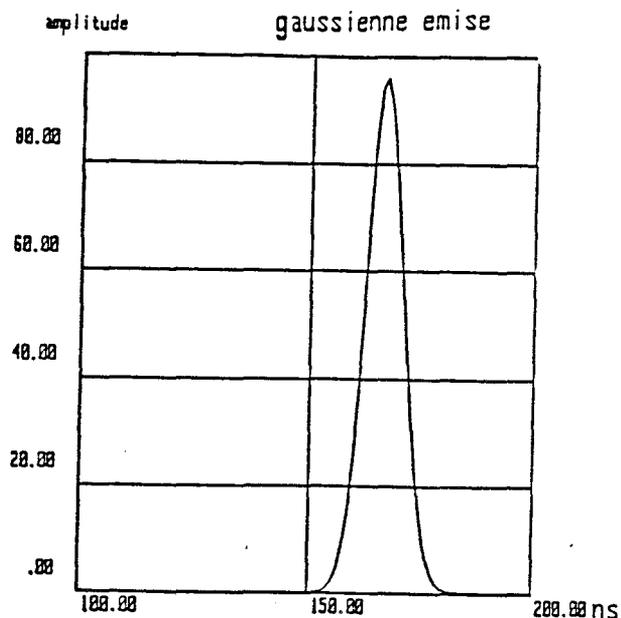
Figure V-17 : Contribution d'un groupe de 5 fentes

Cette valeur est à rapprocher de celle associée au lobe principal du diagramme de rayonnement en champ lointain. L'application numérique de la formule (V-18) mène à un angle de 133° , voisin de celui trouvé par le calcul exact du champ proche rayonné par le groupe de 5 fentes. Cette démarche permet de bien mettre en évidence la zone du câble participant essentiellement au rayonnement constructif et nous aidera à interpréter les résultats dans le domaine temporel lorsque la fréquence porteuse se situera hors de la bande passante.

b) Réponse impulsionnelle dans la bande passante

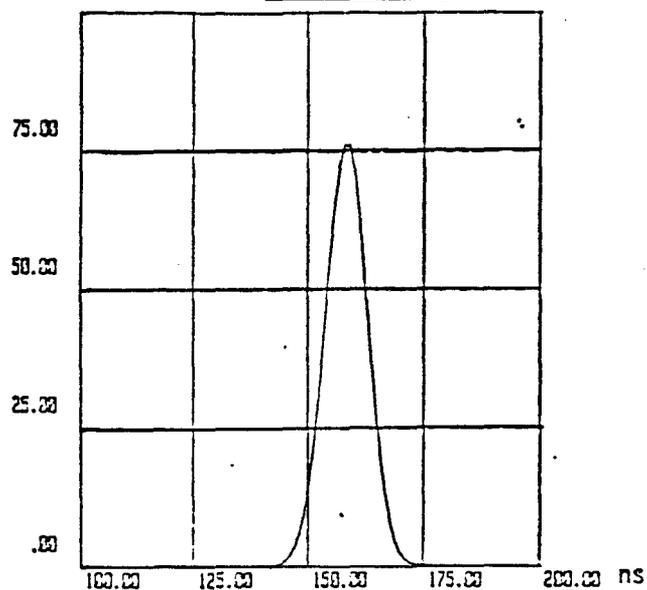
Supposons que la porteuse, de fréquence 600 MHz, soit modulée par une impulsion de forme gaussienne représentée sur la planche 5, et dont la largeur à mi-hauteur est de 10 ns. Cette valeur a été choisie suffisamment faible afin de mettre en évidence ultérieurement les trajets

Planche 5: Impulsion émise



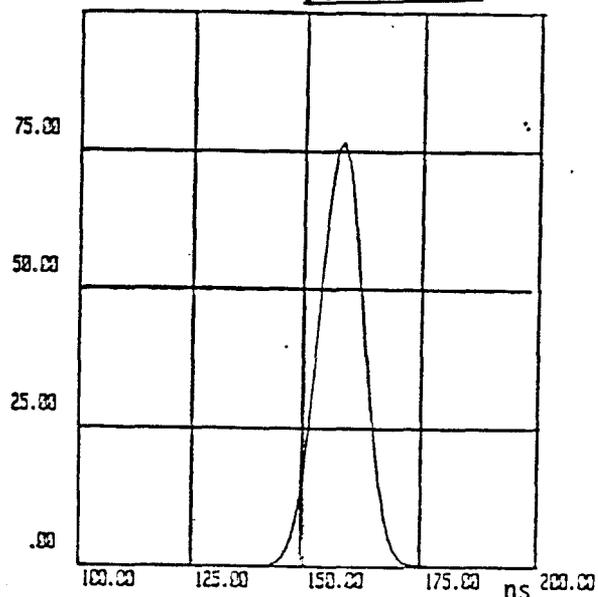
$f=600\text{MHz}$, $d(\text{cab-rec})=3\text{m}$, $Z(\text{rec})=35.654\text{m}$,

Planche 6a:



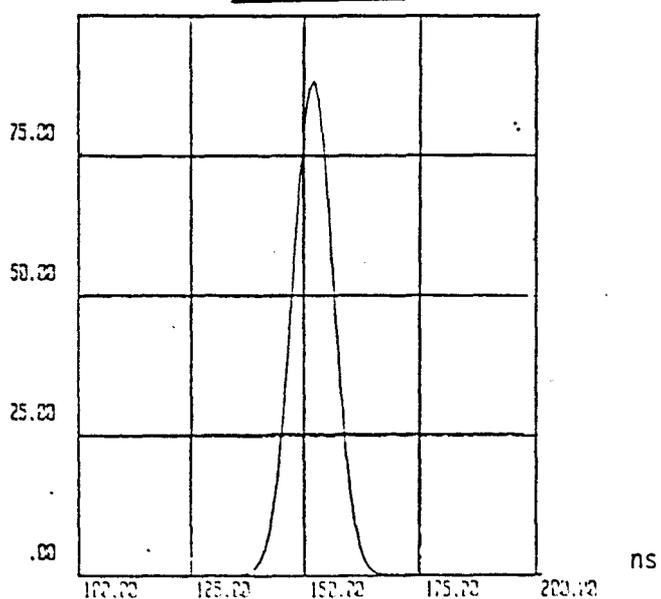
$f=600\text{MHz}$, $d(\text{cab-rec})=3\text{m}$, $z(\text{rec})=35.48\text{m}$,

Planche 6b:



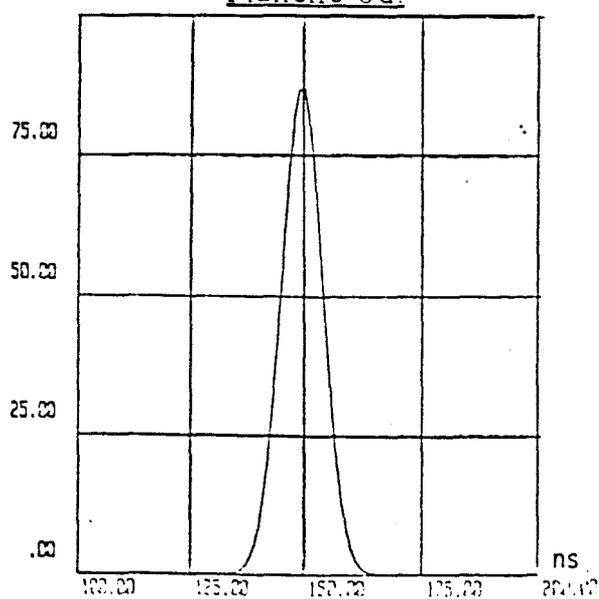
$f=600\text{MHz}$, $d(\text{cab-rec})=1.5\text{m}$, $z(\text{rec})=35.59\text{m}$

Planche 6c:



$f=600\text{MHz}$, $d(\text{cab-rec})=3.2\text{m}$, $z(\text{rec})=35\text{m}$

Planche 6d:

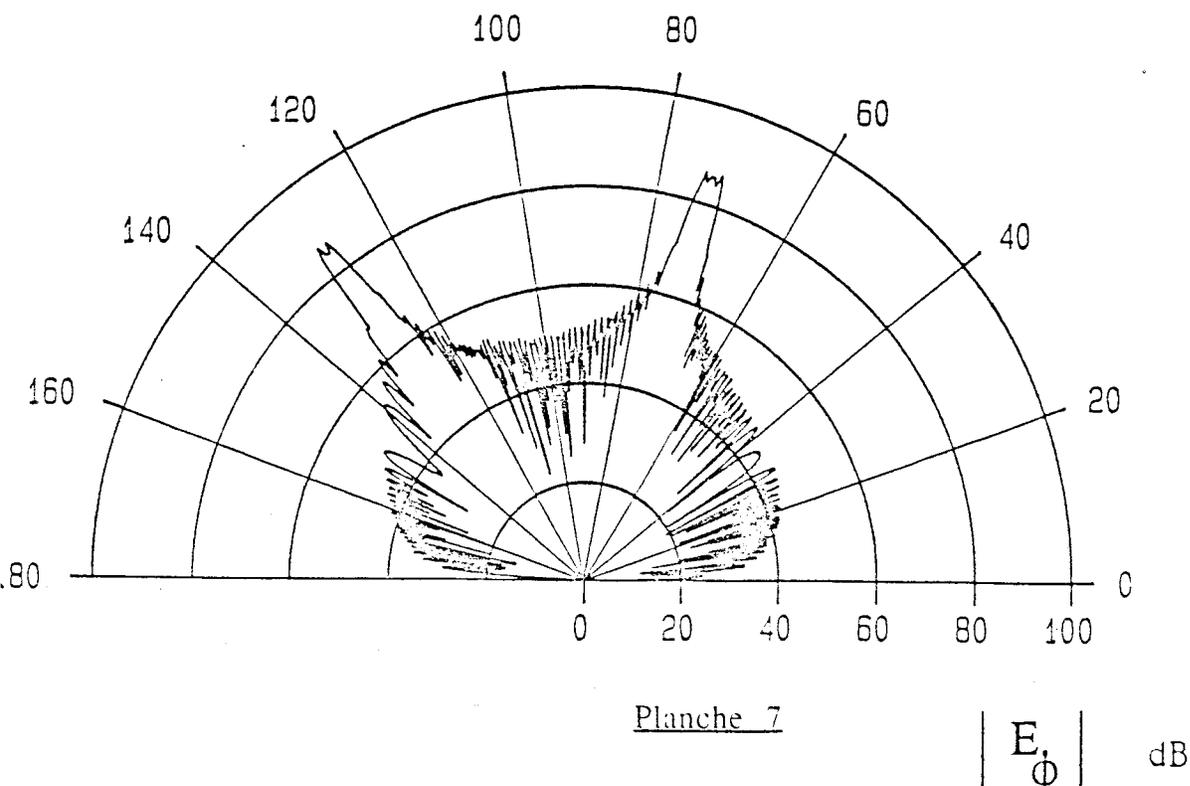


multiples qui apparaîtront lorsque le câble sera installé en tunnel. C'est également cet ordre de grandeur qui a été choisi lors des expérimentations décrites dans la dernière partie de ce chapitre. Le générateur excitant le câble est placé à l'origine 0 de l'axe des z .

Les courbes des Planches 6a et 6b représentent la forme de l'impulsion reçue, à une distance de 3 m, et pour deux abscisses particulières : $z = 35,65$ m et $z = 35,48$ m, les valeurs ont été choisies pour correspondre à une position du receveur situé à la verticale d'une fente ou entre deux fentes. De même, les Planches 6c et 6d correspondent à deux autres distances $d = 1,5$ m et $3,2$ m et pour deux autres abscisses z . On ne remarque aucune déformation de l'impulsion émise quelque soit la position de receveur.

c) Réponse impulsionnelle hors de la bande passante

Pour une fréquence supérieure à la bande passante du câble, le diagramme de rayonnement va présenter deux lobes principaux dont un exemple est présenté Planche 7 à la fréquence de 925 MHz.



On peut donc s'attendre à ce qu'en régime temporel, il y ait une déformation de l'impulsion émise, voire l'apparition de deux impulsions associées à ces lobes.

Pour deux positions proches du récepteur se situant respectivement sur un minimum (A) et un maximum (B) de l'amplitude de la porteuse (Planche 2) nous avons tracé Planche 8 les fonctions de transfert en ces deux points.

Les réponses impulsionnelles déduites de ces fonctions sont présentées Planches 9a et 9b pour un récepteur situé, par exemple, à 3 m du câble. Elles sont composées d'impulsions distinctes de même largeur que l'impulsion émise mais retardées l'une par rapport à l'autre de 15 ns. Afin de justifier ce retard, nous allons tout d'abord utiliser une approche simplifiée basée sur le diagramme de rayonnement en champ lointain et nous envisagerons ensuite une interprétation plus fine en identifiant les groupes de fentes contribuant de façon importante au champ rayonné. Les deux angles θ_1 et θ_2 correspondants aux deux directions privilégiées du rayonnement sont déduits de la relation V.17 pour $p = -1$ et $p = -2$ et on trouve

$$\theta_1 = 73^\circ$$

$$\text{et } \theta_2 = 129^\circ \quad (\theta_2' = 51^\circ)$$

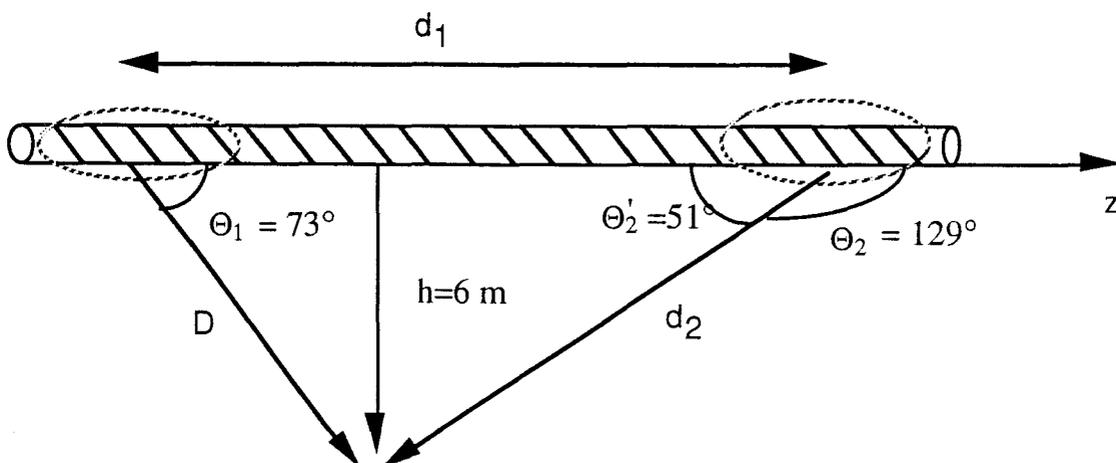
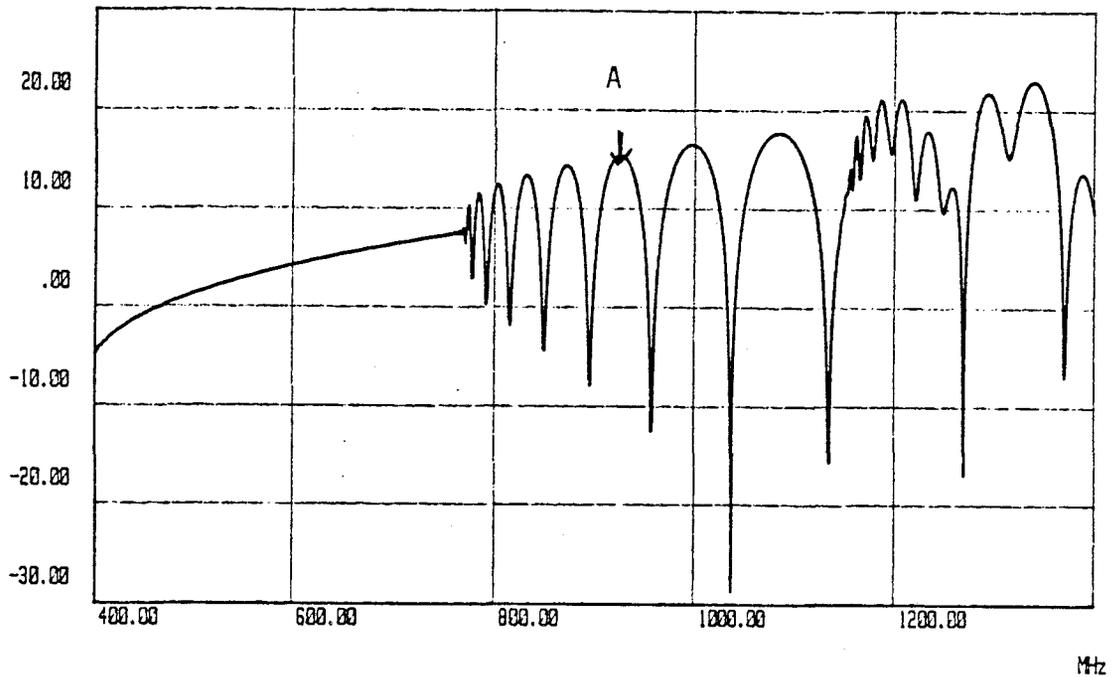


Figure V-18 : contribution de deux groupes de fentes

fonct-trans alcatel cable, d(cab-rec)=3m, z(rec)=35.48m, max



fonct-trans, alcatel, d(cab-rec)=3m, z(rec)=35.654m, min

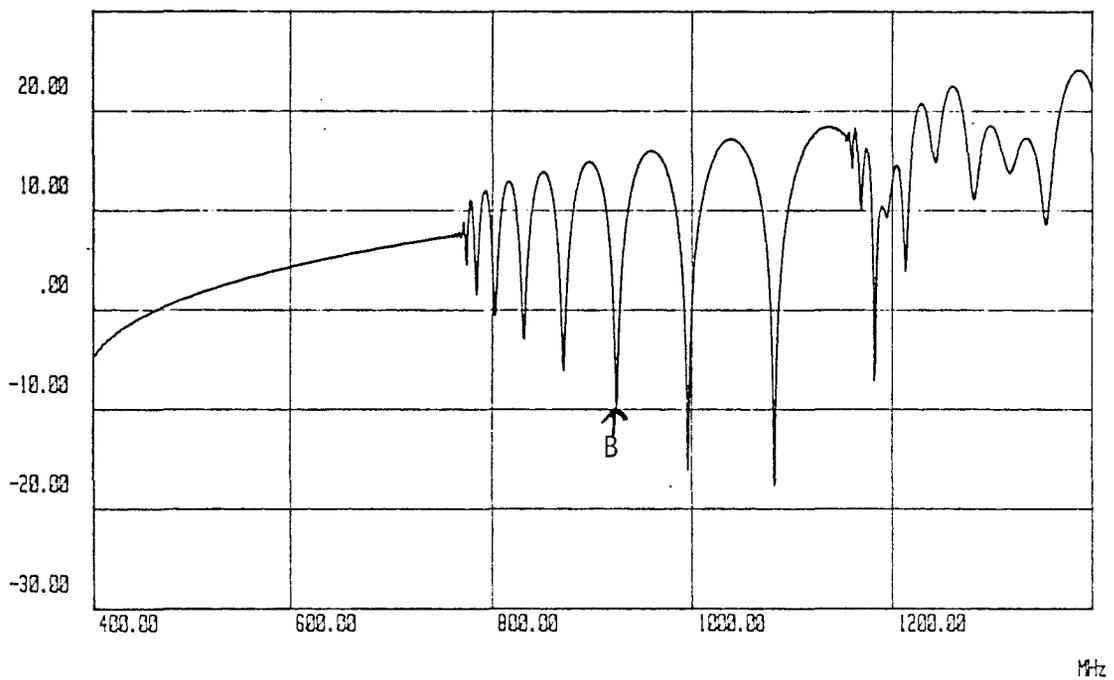
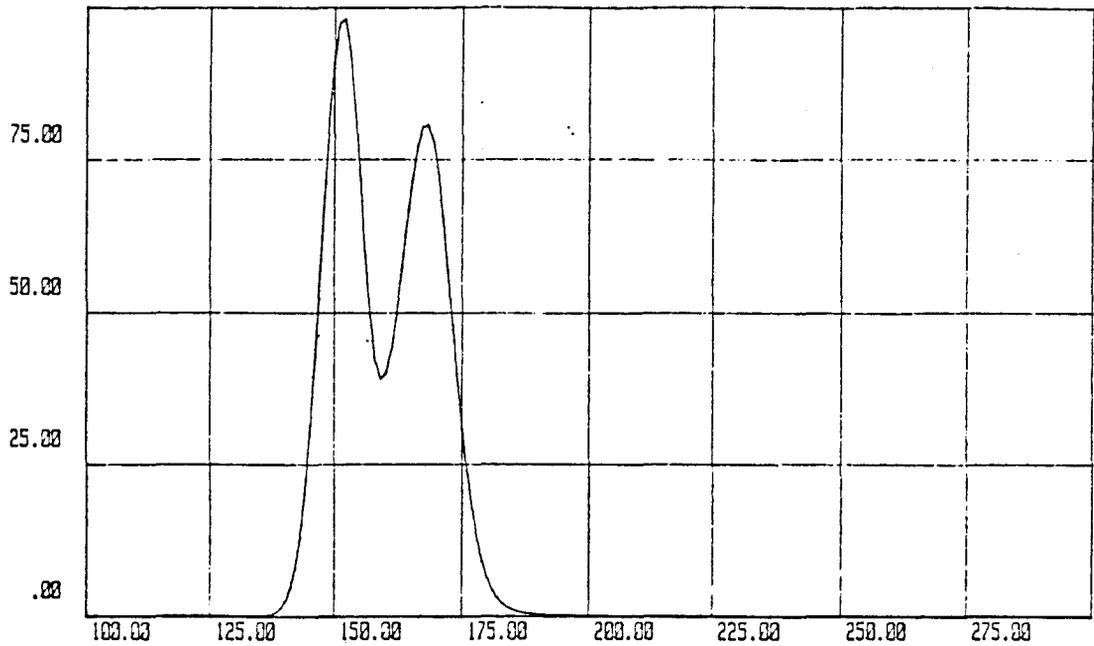


Planche 8: Fonction de transfert - influence de la position du récepteur le long du câble

alcatel, $f=925\text{MHz}$, $d(\text{cab-rec})=3$, $z(\text{rec})=35.48\text{m}$

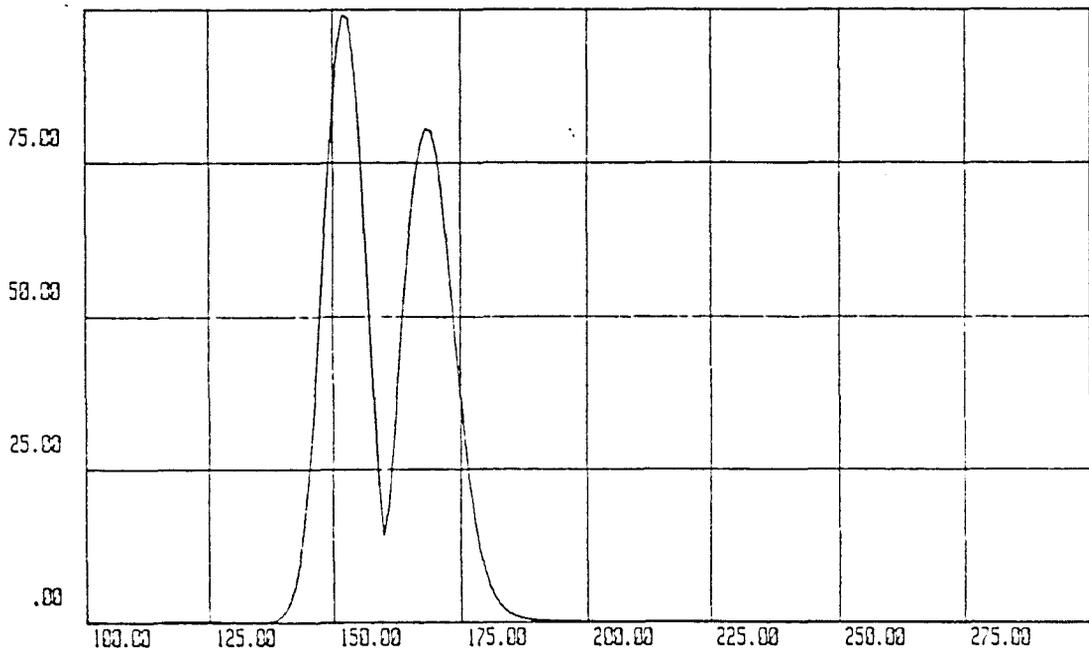


- a -

ns

Planche 9. Réponses impulsionnelles influence de la position du récepteur le long du câble $F=925\text{ MHz}$,

alcatel, $f=925\text{MHz}$, $d(\text{cab-rec})=3\text{m}$, $z(\text{rec})=35.654\text{m}$



- b -

ns

La différence de marche en fonction des angles θ_1 et θ_2 est obtenue par la relation suivante:

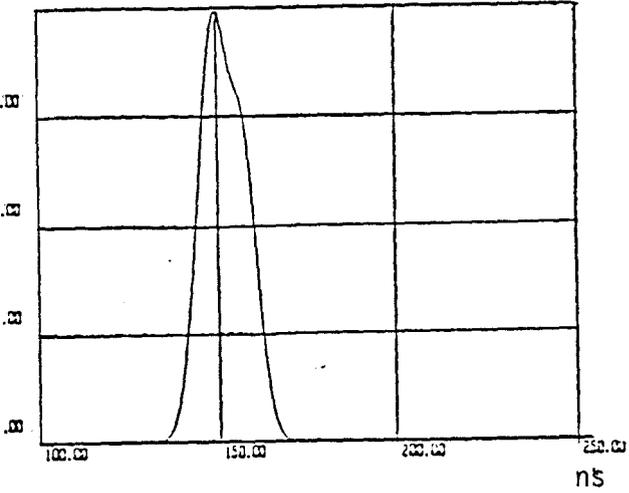
$$\Delta D = h \left(\sqrt{\epsilon_c} (\cotg \theta_2 + \cotg \theta_1) + \left(\frac{1}{\sin \theta_2} - \frac{1}{\sin \theta_1} \right) \right) \quad \text{V.23}$$

Le retard associé à cette différence de marche s'écrit donc

$$\Delta \tau = \frac{h}{c} \left(\sqrt{\epsilon_c} (\cotg \theta_2 + \cotg \theta_1) + \left(\frac{1}{\sin \theta_2} - \frac{1}{\sin \theta_1} \right) \right) \quad \text{V.24}$$

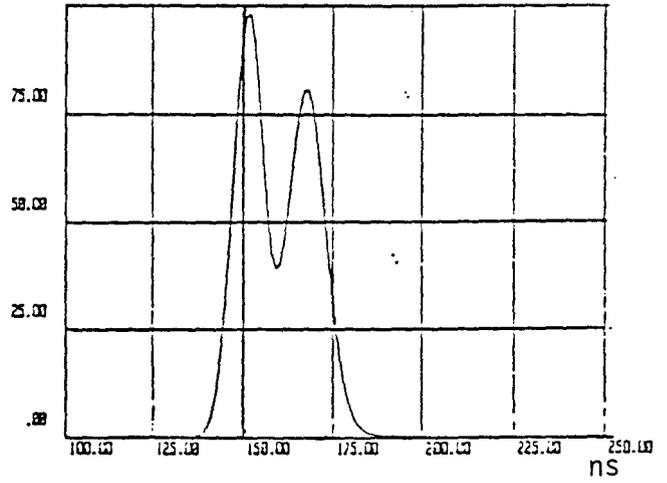
Pour une distance de 3 m le retard est égal à 16 ns. Cette expression met en évidence le fait que celui-ci est fonction de la distance récepteur-câble (h). Nous avons ainsi tracé Planche 10 les impulsions reçues à quatre distances différentes : 1m50, 3m, 4m50, 6m. Les retards observés sont ainsi proportionnels à la distance câble-récepteur et peuvent atteindre 35 ns dans le cas limite d'une distance de 6 m. Le raisonnement que nous venons de faire n'est justifiable en champ proche que si seul un petit nombre de fentes contribue au champ rayonné. Nous allons effectuer la même démarche que celle faite précédemment lorsque la fréquence porteuse se situait dans la bande passante du câble. Les courbes 1 et 2 de la Planche 11a représentent respectivement la contribution d'une fente et la fonction cumulative pour une fréquence de 925 MHz. Une première augmentation du champ se produit lorsque les fentes situées à une abscisse d'environ 30 m interviennent, une décroissance s'opérant ensuite, due au groupe de fentes situé à $z = 40$ m (le récepteur est situé à $z=35,48$ m). La contribution au champ total d'un groupe de 5 fentes est donnée par la courbe de Planche 11 b. Les deux pics associés au champ maximum sont distants de 7 m et on retrouve pratiquement la distance d_1 de la figure V-18.

alcatel, $d(\text{cab-rec})=1.5\text{m}$, $z(\text{rec})=35.48\text{m}$, $f=925\text{MHz}$



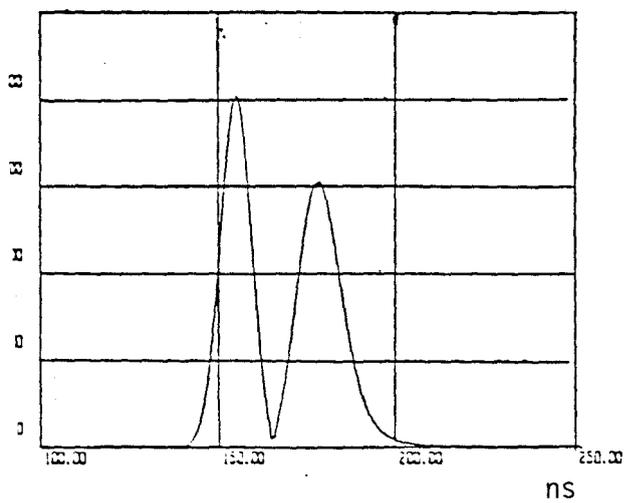
(a)

alcatel, $f=925\text{MHz}$, $d(\text{cab-rec})=3$, $z(\text{rec})=35.48\text{m}$



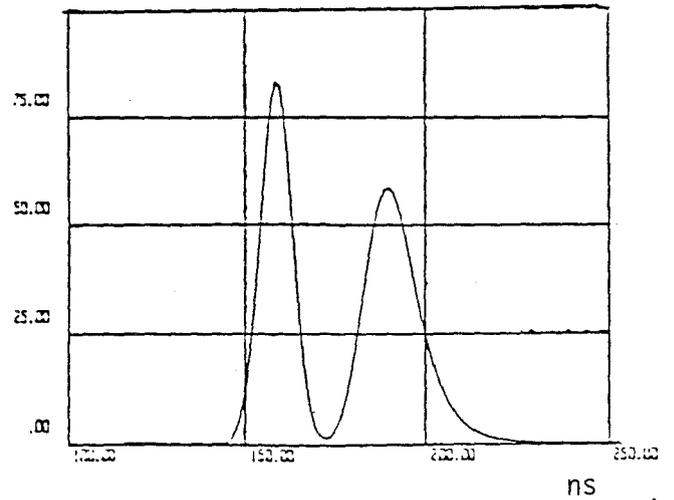
(b)

alcatel cable, $d(\text{cab-rec})=4.5\text{m}$; $z(\text{rec})=35.48\text{m}$, $f=925\text{MHz}$



(c)

alcatel, $d(\text{cab-rec})=6\text{m}$, $z(\text{rec})=35.48\text{m}$, $f=925\text{MHz}$



(d)

Planche 10: Réponses impulsionnelles -influence de la distance
câble-récepteur $F=925\text{ MHz}$,

$f=925\text{MHz}$, $z=35.48\text{m}$, $d=6\text{m}$, contribution de chaque fente et champs total
 $|E|$ en db

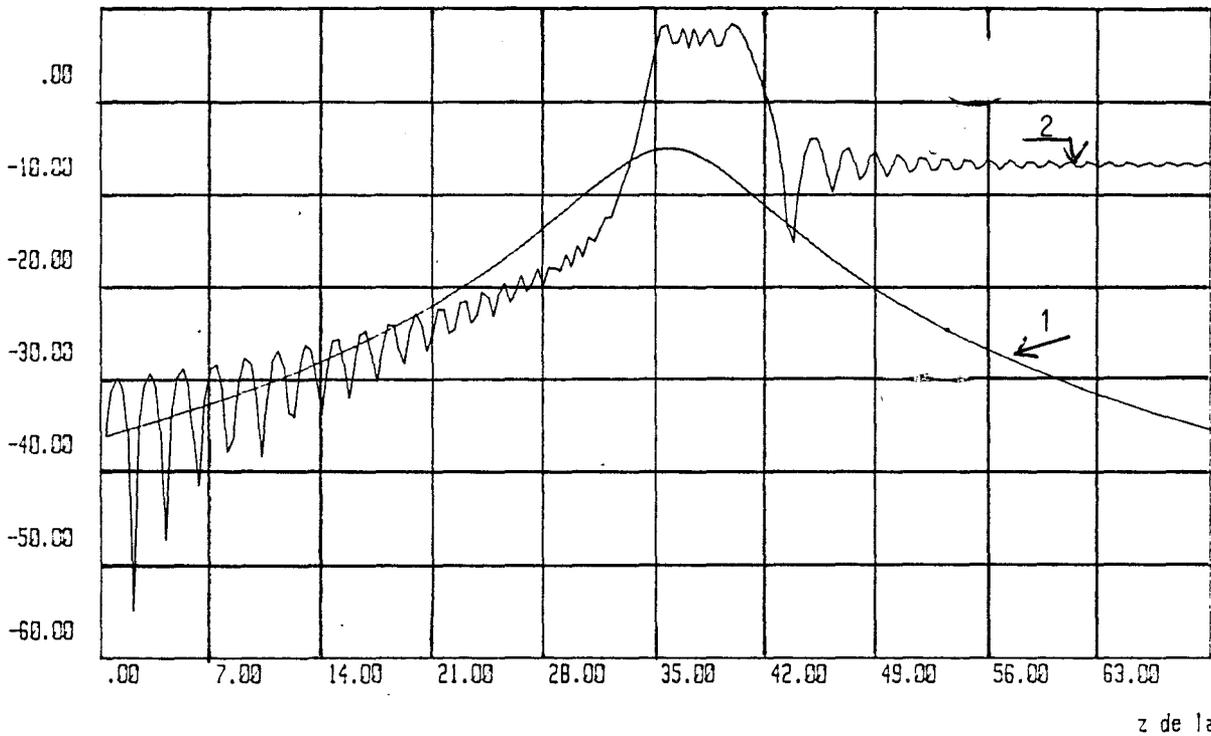


Planche 11a: Contribution de chaque fente au champ total reçu (1)
 Fonction cumulative du champ rayonné par les fentes(2)
F=925 MHz

alcatel, $f=925\text{MHz}$, 5 fentes glissantes, $d(\text{cab-rec})=5\text{m}$, $z(\text{rec})=35.48\text{m}$
 $|E_g|/|E_t|$

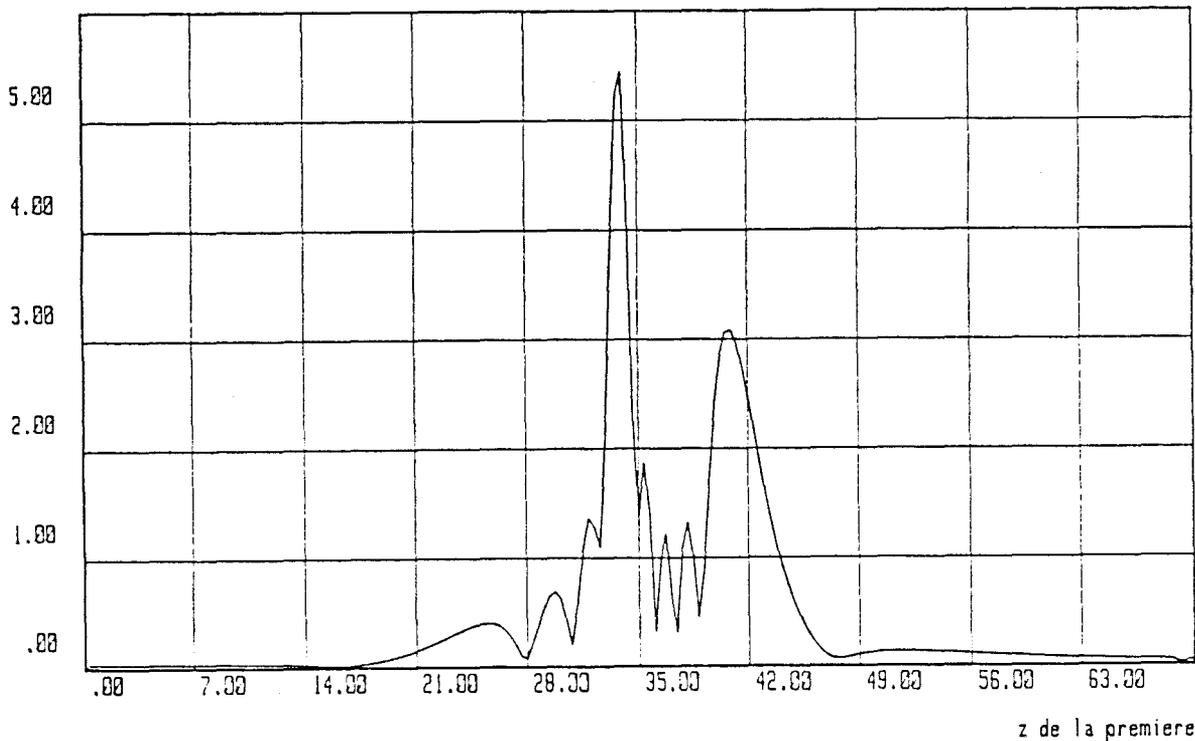


Planche 11b: Fonction de distribution des amplitudes du champ rayonné par un groupe de 5 fentes **F=925 MHz**

V.3.2) Réception en dehors du câble

a) Cas du régime entretenu

La courbe de la Planche 12 représente la variation du module du champ électrique $E\phi$ en fonction de la position longitudinale du récepteur (à la fréquence de 450 MHz). Lorsque le récepteur se situe à la verticale du câble de longueur 70 m, on ne note aucune fluctuation de $E\phi$ qui conserve une amplitude constante comme nous l'avons vu au paragraphe précédent. Par contre, dès que l'on s'éloigne des extrémités de la structure rayonnante, le champ diminue très rapidement puisque l'atténuation atteint 50 dB à 20 m du câble. De plus cette atténuation est sensiblement la même à l'avant ($z > 35m$) ou à l'arrière ($z < -35m$) du câble. Pour expliquer ce comportement, on peut se reporter au diagramme de rayonnement en champ lointain de ce tronçon de 70 m de long représenté sur la Planche 3.

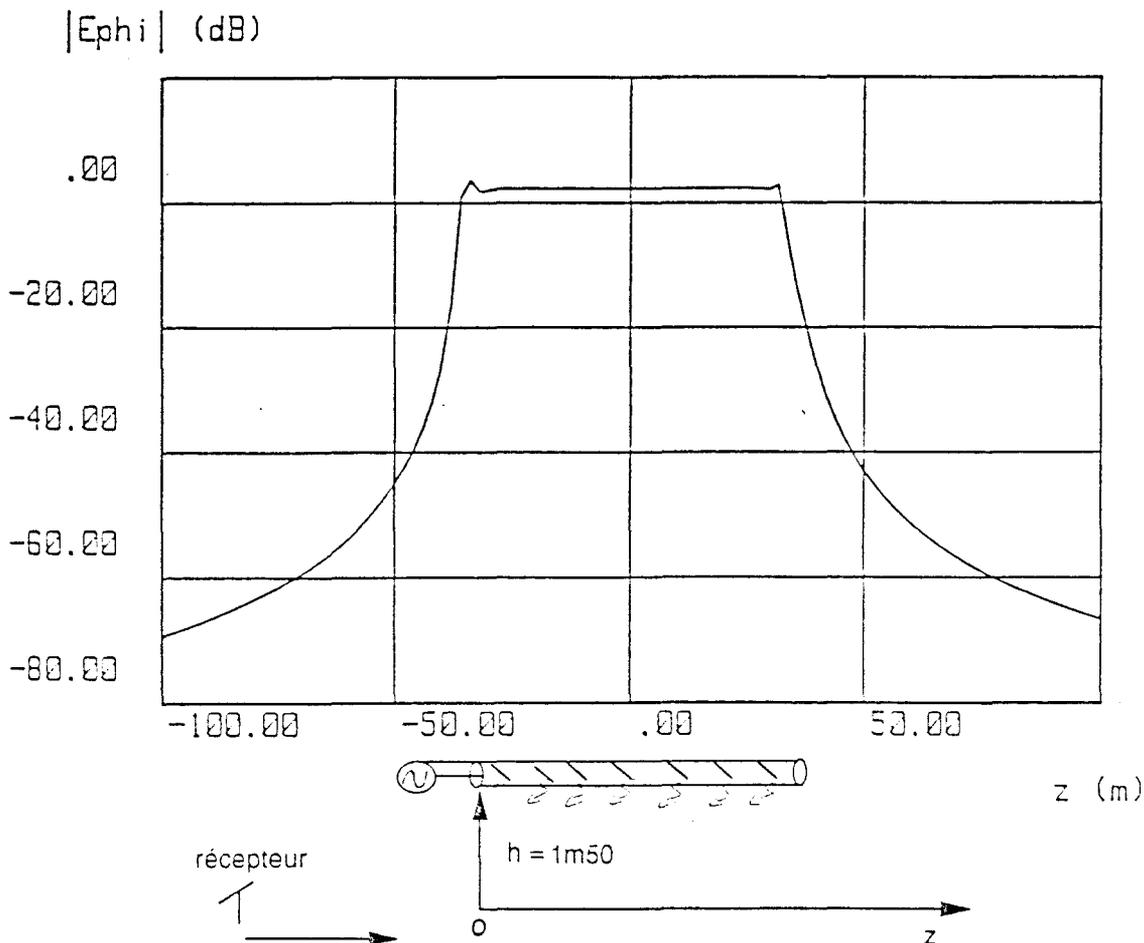


Planche 12: Fluctuations du champ en espace libre

Il ne faut pas oublier que la simulation est effectuée pour un câble en "espace libre", c'est à dire en l'absence des parois du tunnel. Lorsque le récepteur se déplace parallèlement à l'axe des z à une distance de 1,5 m de celui ci, il ne se trouve donc pas dans la direction du lobe principal mais son point représentatif décrit la courbe du dernier lobe secondaire, entraînant une atténuation importante lorsque $|z|$ augmente.

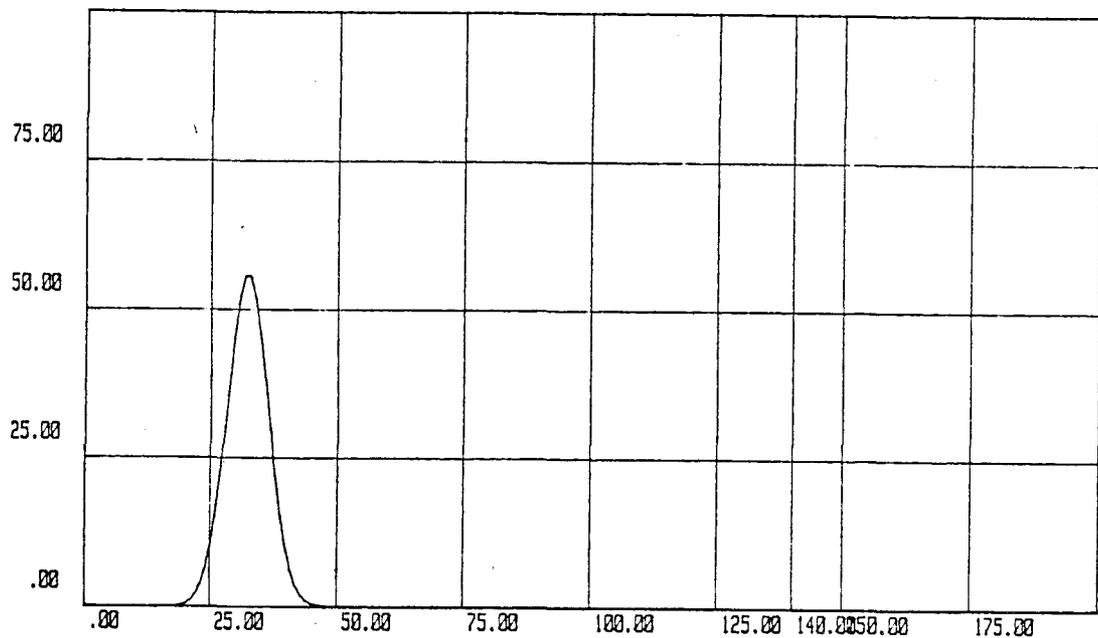
b) Réponse impulsionnelle dans la bande passante

Les courbes de la Planche 13 ont été obtenues pour une abscisse du récepteur égale à -10 m et -20 m et pour une fréquence porteuse de 600 MHz. Compte tenu des atténuations importantes que nous avons indiquées précédemment, les amplitudes des impulsions ont été multipliées par un facteur arbitraire, l'objectif de cette étude étant essentiellement de mettre en évidence les déformations éventuelles de l'impulsion gaussienne émise. Pour les deux distances envisagées, l'impulsion à la même enveloppe que celle d'excitation. Avant de généraliser ce résultat à tout signal ayant une fréquence porteuse comprise dans la bande passante du câble, il est intéressant de tracer la fonction de transfert en un point d'abscisse déterminée ($z = -10$ m par exemple). Sur la Planche 14, on remarque que cette fonction présente des maximums très marqués au voisinage de la "fréquence de coupure" f_c du câble ainsi qu'à toutes ses harmoniques. En effet compte tenu des valeurs des distances longitudinales et transverses entre le point de réception et le câble, le champ rayonné par celui ci sera maximum au point de réception lorsque l'angle θ associé au lobe principal sera voisin de π . Cela correspond donc à une fréquence voisine de f_c ou à ses multiples.

L'impulsion émise occupant une largeur spectrale de l'ordre de ± 50 MHz, nous allons étudier le cas où la fréquence porteuse a une valeur proche de f_c ou de $2 f_c$.

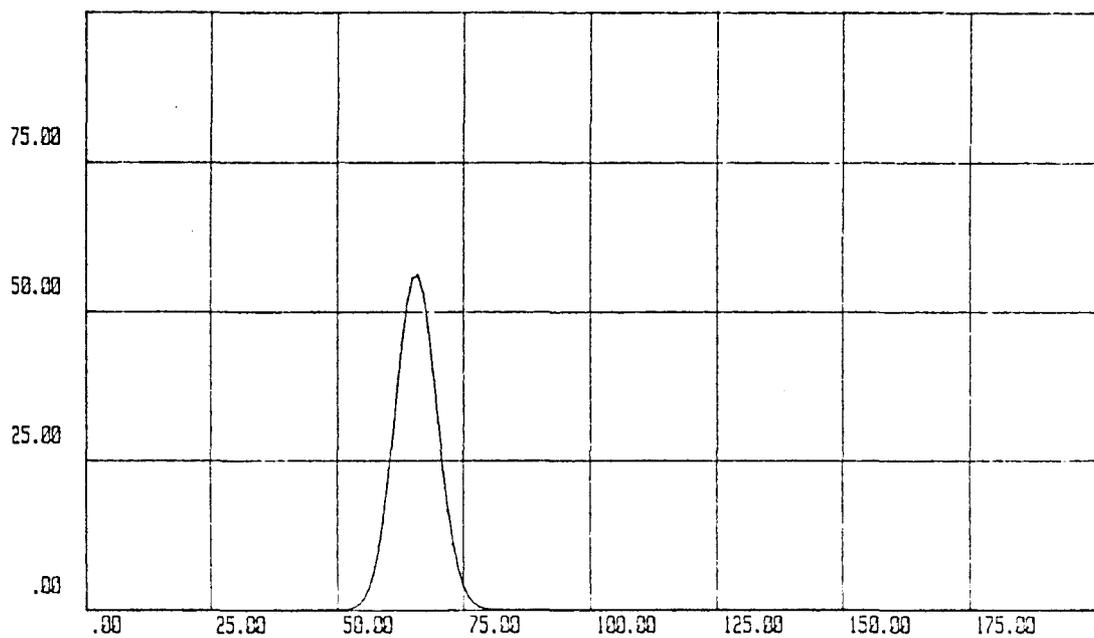
La Planche 15 montre la forme des impulsions obtenues pour $z = -10$ m et $f = 400$ MHz, 430 MHz, 450 MHz et 480 MHz. Pour des fréquences porteuses voisines de f_c , on note un élargissement important

alcatel, f=600MHz, d(cab-rec)=1.5, z(rec)=-10m



ns

alcatel, f=600MHz, d(cab-rec)=1.5, z(rec)=-20.m



ns

Planche 13: Réponses impulsionnelles réception hors câble
F=600 MHz

alcatel cable, $d(\text{cab-rec})=1.5\text{m}$, $z(\text{rec})=-10\text{m}$

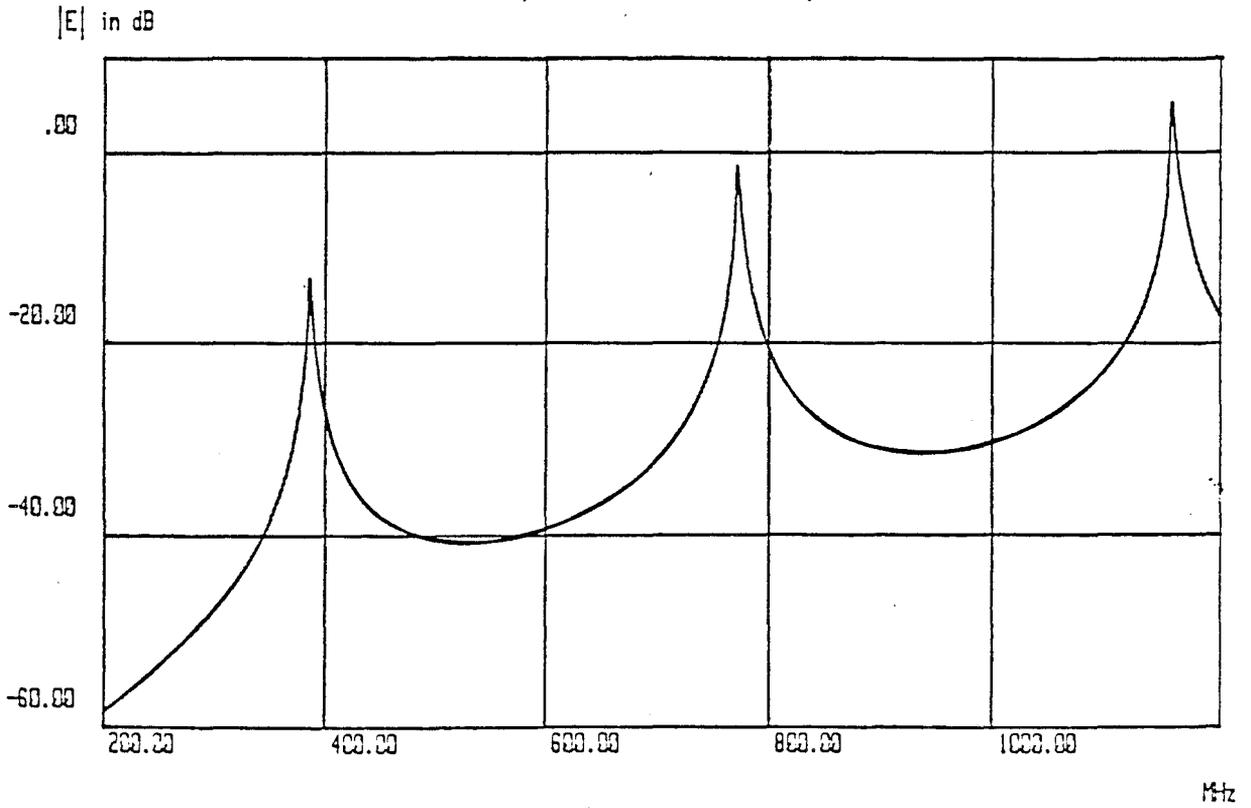
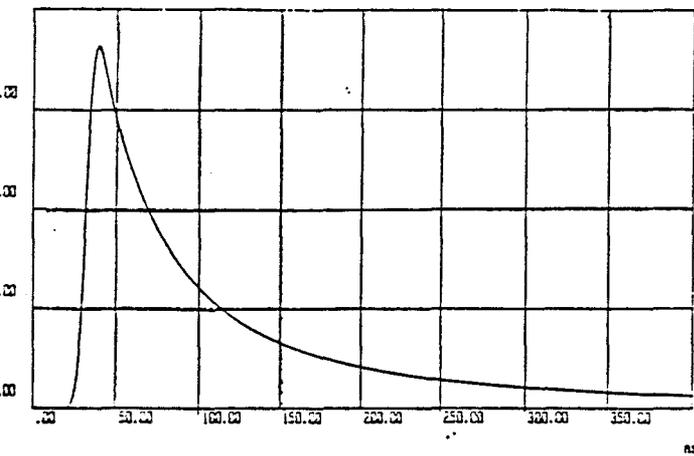
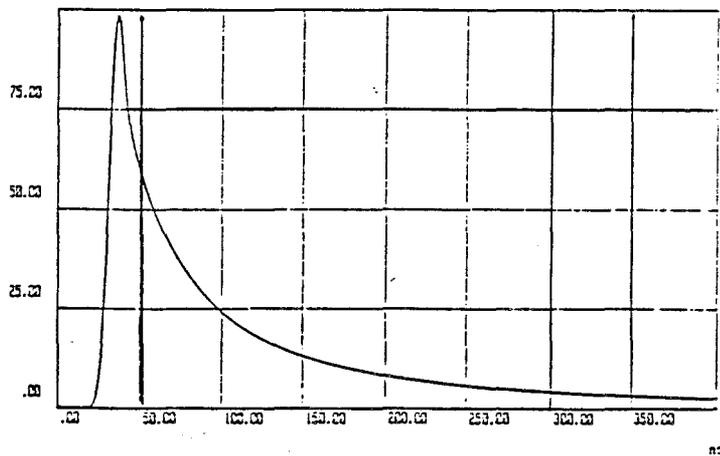


Planche 14: Fonction de transfert du câble pour un point d'observation situé à une abscisse de -10 m de son extrémité

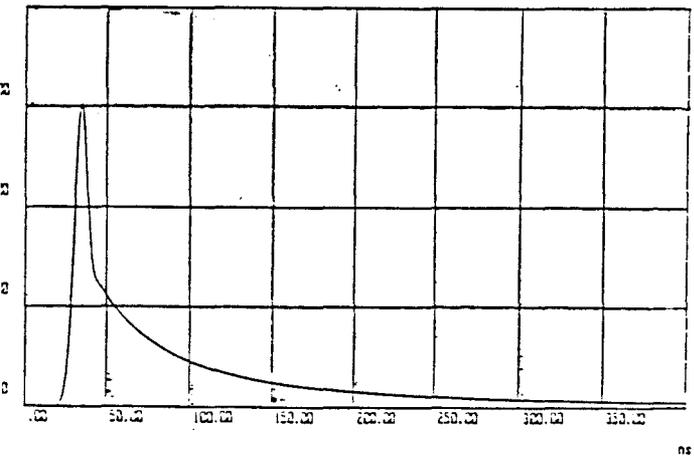
alcatel cable, $d(\text{cab-rec})=1.5, z(\text{rec})=-10m, f=400\text{Hz}$



alcatel cable, $d(\text{cab-rec})=1.5, z(\text{rec})=-10m, f=400\text{Hz}$



alcatel cable, $z(\text{rec})=-10m, f=450\text{Hz}$



alcatel cable, $z(\text{rec})=-10m, d(\text{cab-rec})=1.5, f=400\text{Hz}$

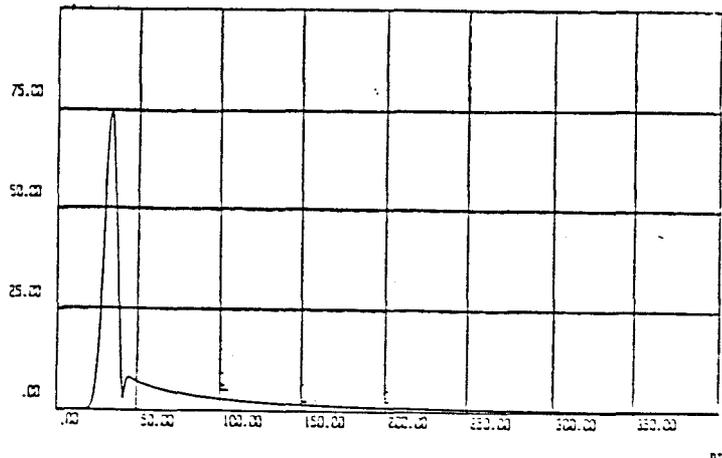
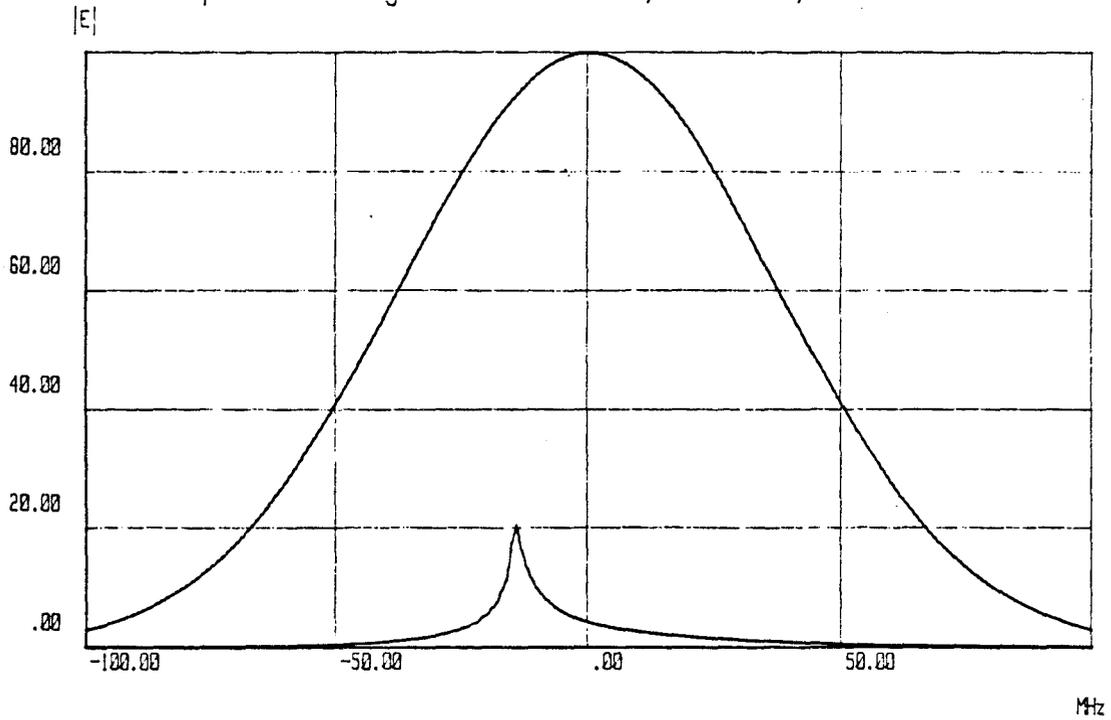


Planche 15: Réponses impulsionnelles, réception hors câble ,

spectre du signal emis et recu, $f=400\text{MHz}$, $z(\text{rec})=-13\text{m}$



spectre du signal emis et recu, alcatel, $z(\text{rec})=-12\text{m}$, $f=430\text{MHz}$

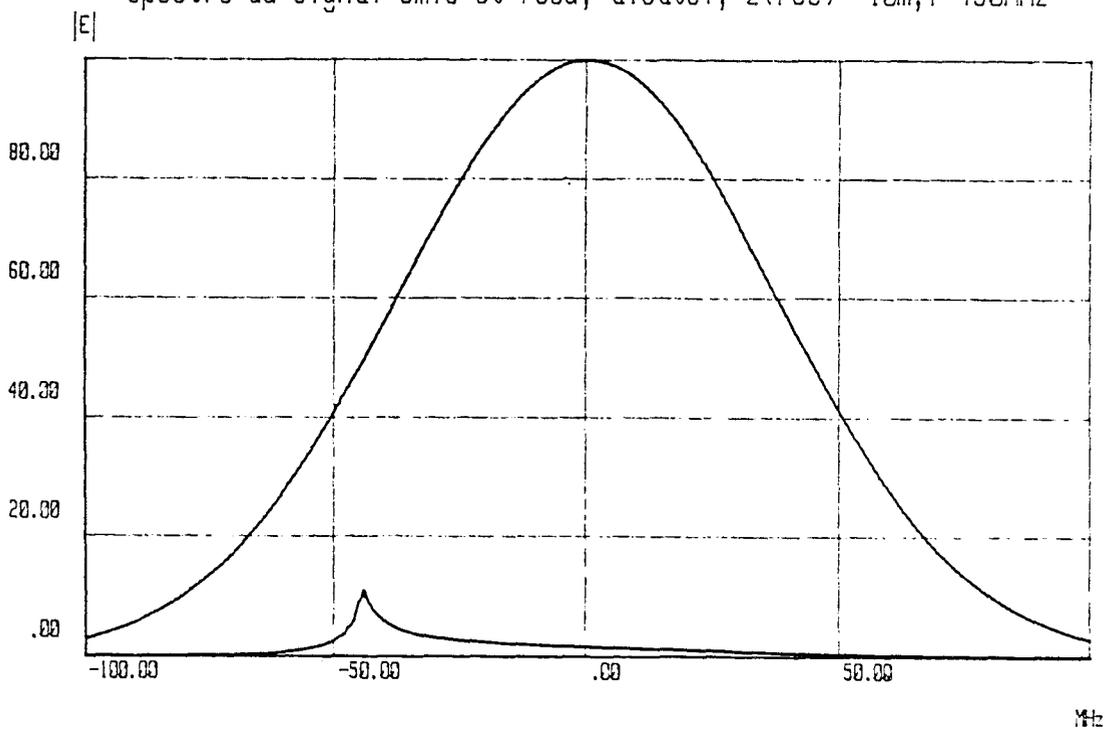


Planche 16:

de l'impulsion. Ceci s'explique facilement à partir des spectres du signal reçu tels que ceux représentés sur la Planche 16 pour $f = 400$ MHz et 430 MHz. En effet le spectre du signal reçu n'est autre que le produit du spectre du signal émis par la fonction de transfert du canal. Celle-ci présentant un maximum très pointu au voisinage de $f_c = 385$ MHz, le spectre du signal reçu sera très étroit provoquant un élargissement de l'impulsion.

V.4) SIMULATION EN TUNNEL

Les conditions de propagation du champ électrique différent suivant la configuration géométrique du milieu dans lequel il se propage. On peut donc s'attendre à ce que le champ rayonné en tunnel par un câble à fentes subisse de nombreuses réflexions contre les parois. Ainsi dans la première partie de ce paragraphe, nous focaliserons notre étude sur les variations de l'amplitude du champ en fonction de la position longitudinale de réception, puis nous donnerons dans une deuxième partie la fonction de transfert du canal en fonction de la fréquence ce qui permettra de mettre en évidence les déformations de signaux impulsifs. Les caractéristiques du câble sont identiques à celles utilisées lors de l'étude précédente. Le câble de longueur 70 m est fixé à une distance de 50 cm du plafond d'un tunnel ayant pour section droite 5 m x 9 m. La réception s'effectuera à l'aplomb du câble à une distance de 1m50 de celui-ci.

V.4.1) Régime sinusoïdal entretenu

Pour deux fréquences égales à 420 MHz et 700 MHz situées dans la bande passante du câble (qui s'étend de $f_c = 385$ MHz à $2 f_c = 770$ MHz) et une fréquence en dehors de celle ci, égale à 925 MHz, nous avons tracé Planche 17 l'amplitude du champ électrique reçu sur une distance totale de 190 m, l'origine des abscisses correspondant au début

D=1.5 m F=420 MHz

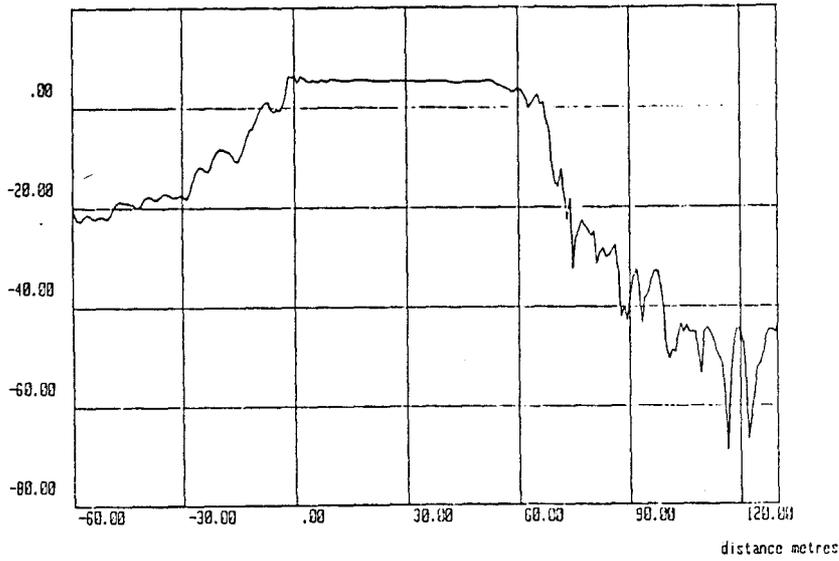


Planche 17a:

CABLE TUNNEL REPOSE EN DISTANCE d=1.5 m F=700 MHz

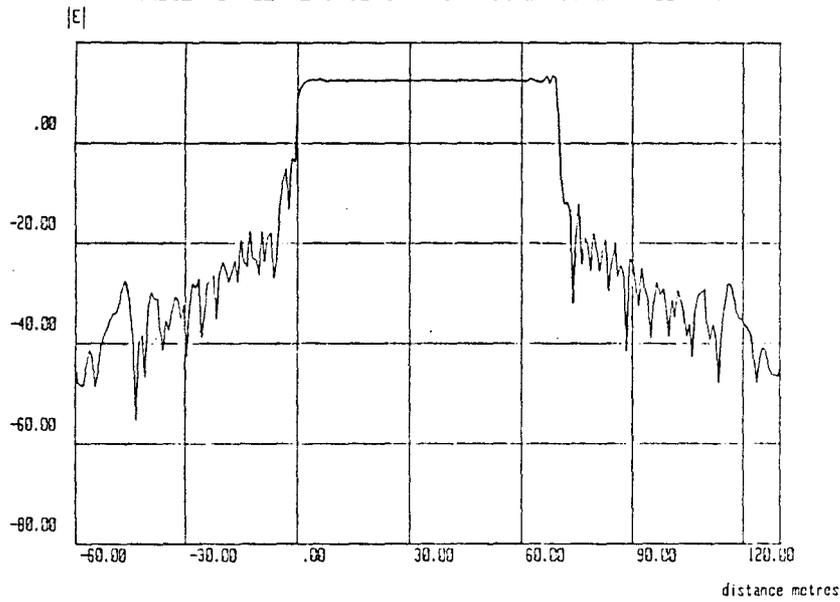


Planche 17b:

CABLE TUNNEL REPOSE EN DISTANCE d=1.5m F=925 MHz

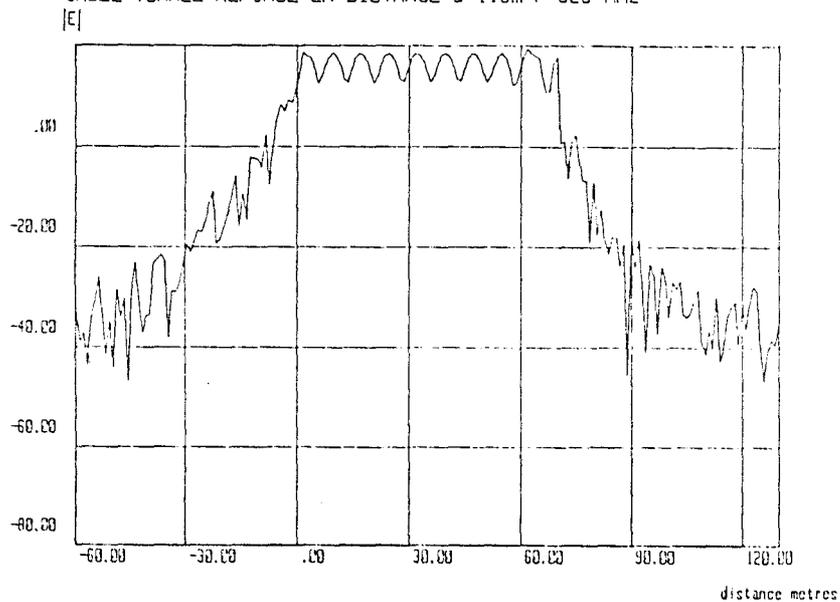


Planche 17c:

du câble où se situe le générateur. Le calcul théorique s'effectue à l'aide de la théorie des rayons, en sommant la contribution de toutes les fentes et de leurs images.

On remarque que si la fréquence d'émission se situe dans la bande passante du câble, l'amplitude du champ reçu à la verticale de ce câble est relativement constante. Ceci est en accord avec le résultat obtenu en espace libre dans les mêmes conditions. On note, par contre, sur la Planche 17c les fluctuations du signal auxquelles on peut s'attendre lorsque $f > f_c$. La périodicité des battements apparaissant sur cette planche n'est pas égale à une distance inter-ouverture car le pas choisi pour l'échantillonnage en distance est trop important. Nous avons donc procédé à un agrandissement d'une zone particulière située sous le câble, entre l'abscisse $z = 35$ m et $z = 38$ m. Les courbes des Planches 18a et 18b représentent les variations de $|E(z)|$ à une distance de 3 m du câble en espace libre et en tunnel.

Nous observons que la périodicité des battements qui est égale à distance interférente, est conservée en tunnel mais la profondeur des évanouissements est plus faible. Ceci peut s'expliquer par la présence non négligeable du champ réfléchi contre parois du tunnel.

Lorsque le récepteur ne se situe plus à l'aplomb du câble, on observe de nombreuses fluctuations du champ associées à la propagation guidée des ondes dans le tunnel. Si la zone de rayonnement arrière du câble est définie par $z < 0$, on remarque que l'atténuation linéique du champ varie en fonction de la fréquence du signal d'excitation. En effet pour $F = 420$ MHz, l'atténuation du champ à 65 m du début du câble est de 30 dB et devient égale à 55 dB pour une fréquence de 700 MHz. Une justification de ces différentes atténuations peut être faite en considérant l'orientation des lobes principaux de rayonnement du câble aux fréquences considérées.

Envisageons, par exemple, les deux fréquences situées dans la bande passante. Pour $f = 420$ MHz et $f = 700$ MHz, l'orientation des lobes

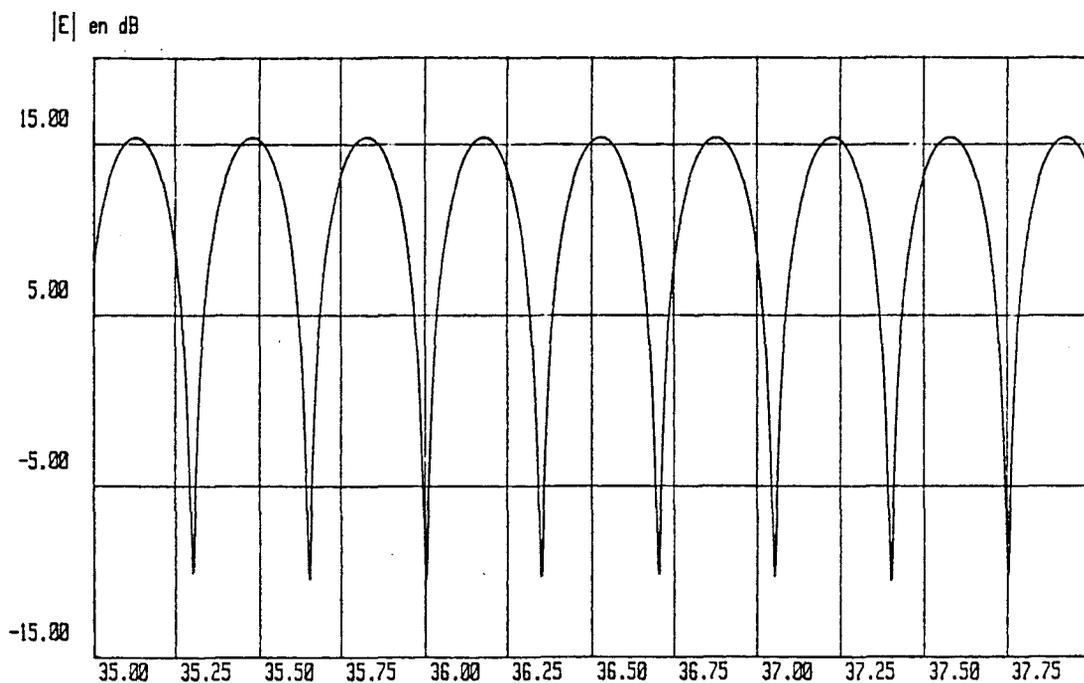


Planche 18a: Fluctuations du champ câble en espace libre
F=925 MHz

CABLE TUNNEL F=925 MHz z=1.5m

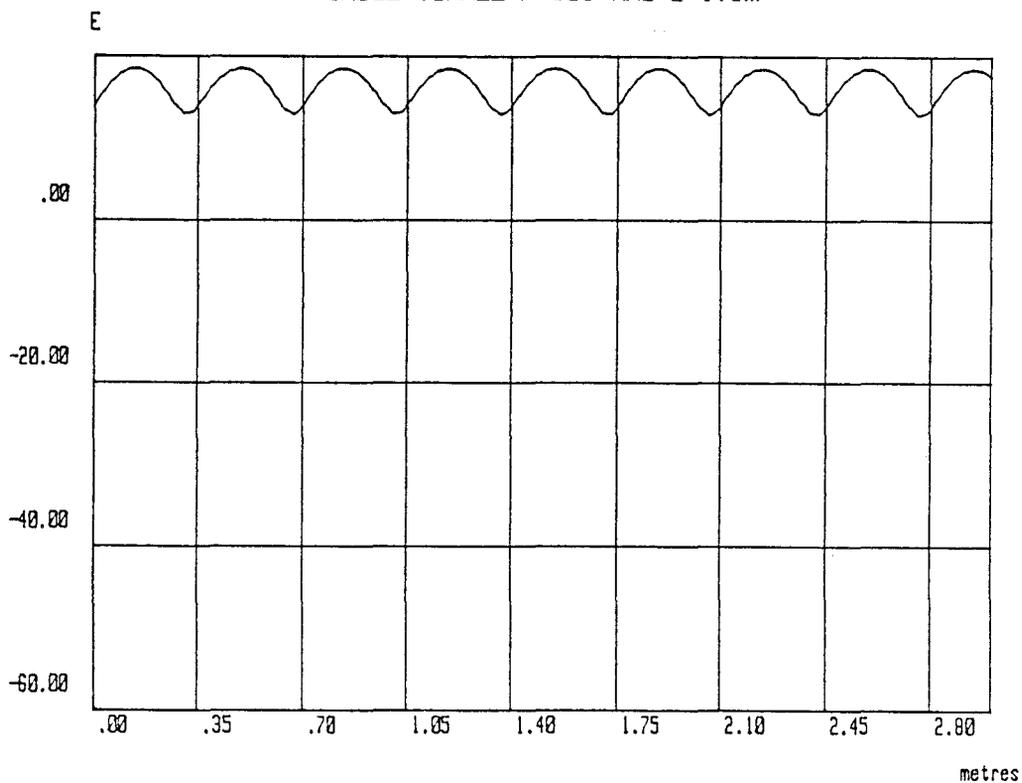


Planche 18b: Fluctuations du champ câble en tunnel
F=925 MHz

principaux par rapport à l'axe du câble vaut respectivement 145° et 90° . Le rayonnement arrière est évidemment privilégié lorsque les angles mentionnés précédemment tendent vers π . Pour $f = 700$ MHz, le champ diminue brutalement dès que le récepteur n'est plus à la verticale du câble puisque l'énergie est rayonnée essentiellement suivant l'angle $\theta = \frac{\pi}{2}$. Cependant les lobes secondaires permettent d'exciter faiblement le tunnel grâce à certains rayons arrivant sur les parois sous incidence rasante .

V.4.2) Fonction de transfert du canal

Nous allons successivement étudier dans le domaine fréquentiel le comportement du champ reçu pour deux positions du récepteur situé respectivement à -15 m et -35 m de l'origine. Nous avons tracé, Planches 19a et 19b les fonctions de transfert correspondantes dans la bande de fréquences 100 MHz - 1100 MHz.

Les courbes présentent des fluctuations rapides même dans la bande passante du câble. Cependant, l'enveloppe de celles-ci, a une allure identique à celle qui avait été obtenue lors de la simulation en espace libre (Planches 1 et 14).

V.4.3) Réponse impulsionnelle

Comme pour l'étude effectuée en espace libre, nous supposons qu'une impulsion gaussienne (cf Planche 5) dont la largeur à mi-hauteur est de 10 ns est injectée dans le câble rayonnant au point origine $z = 0$ m. Les courbes des Planches 20a et 20b montrent le spectre du signal reçu à une abscisse de -15 m et de 35 m correspondant au milieu du câble , la fréquence de la porteuse étant de 600 MHz.

Les réponses impulsionnelles déduites de ces spectres sont présentées Planches 20c et 20d. Leurs amplitudes ne sont pas

CABLE TUNNEL FONCTION TRANSFERT $z=-15$ m

E

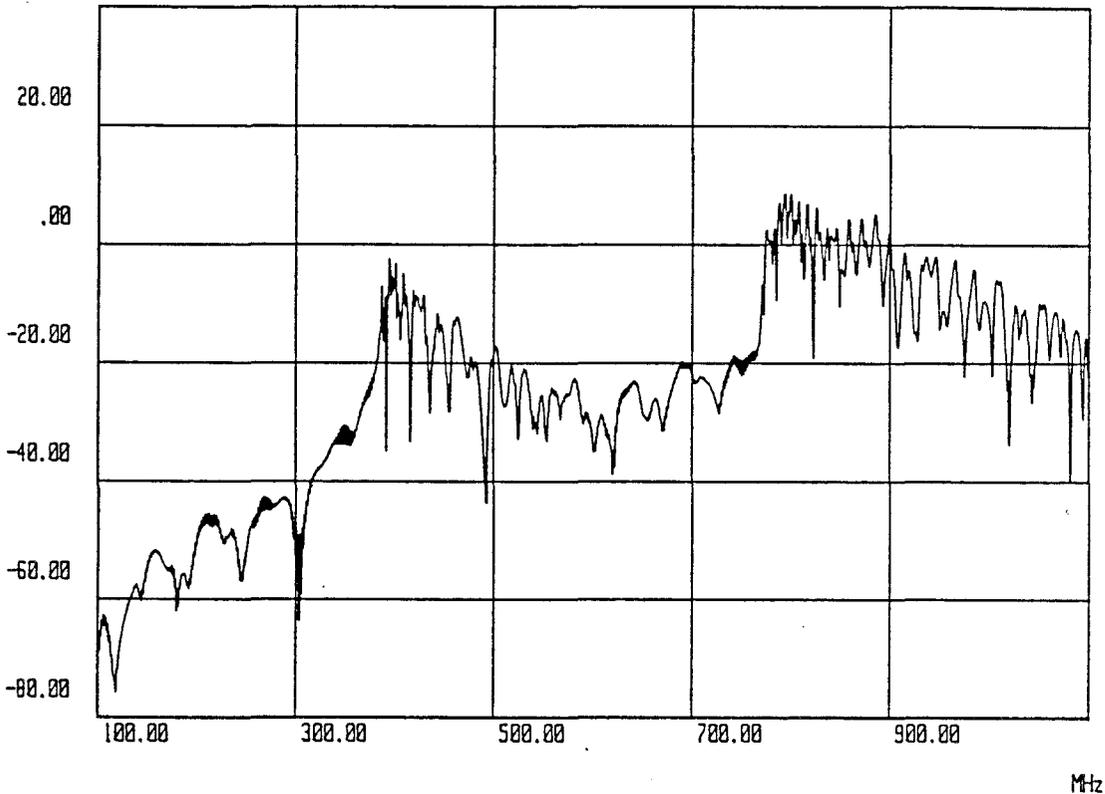


Planche 19a: Fonction de transfert - Hors câble

CABLE TUNNEL FONCTION TRANSFERT $z=35$ m

E

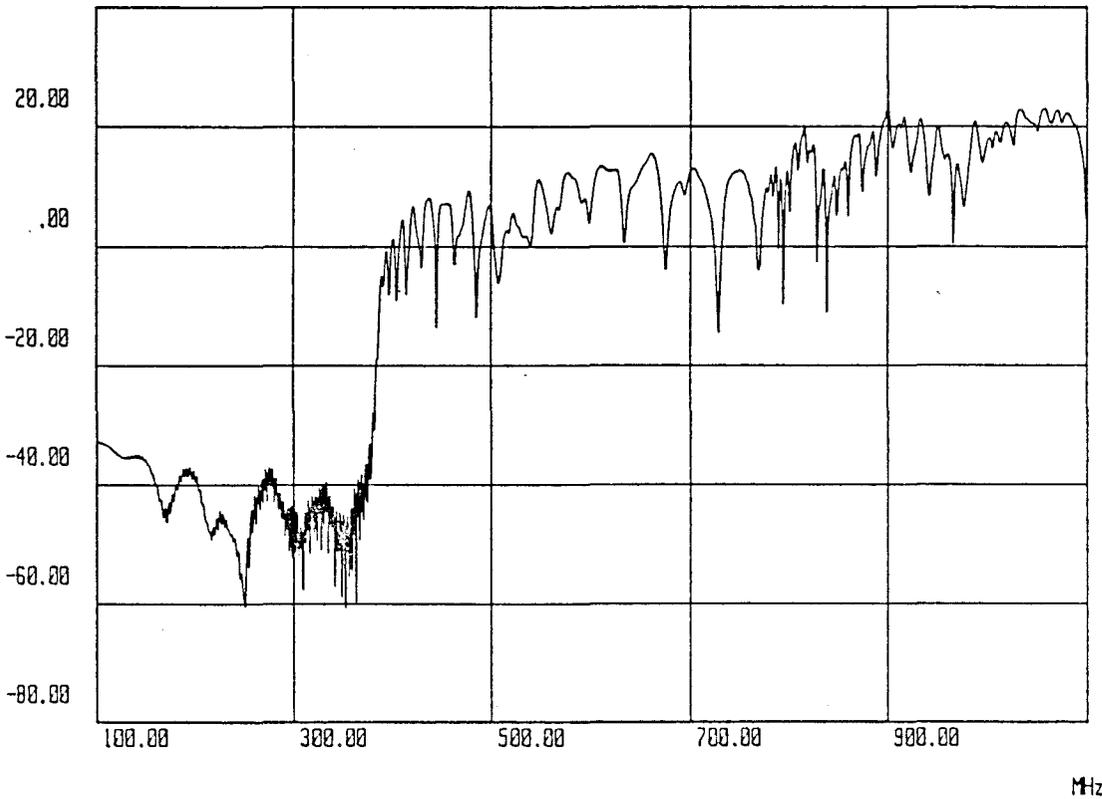


Planche 19b: Fonction de transfert - Sous le câble

CABLE TUNNEL SPECTRE 600 MHz z=-15m

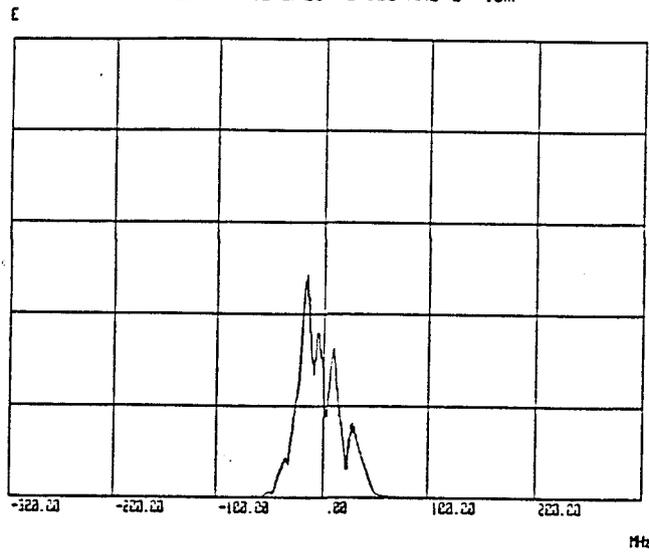


Planche 20a:

Hors câble

CABLE TUNNEL SPECTRE 600 MHz z=35 m

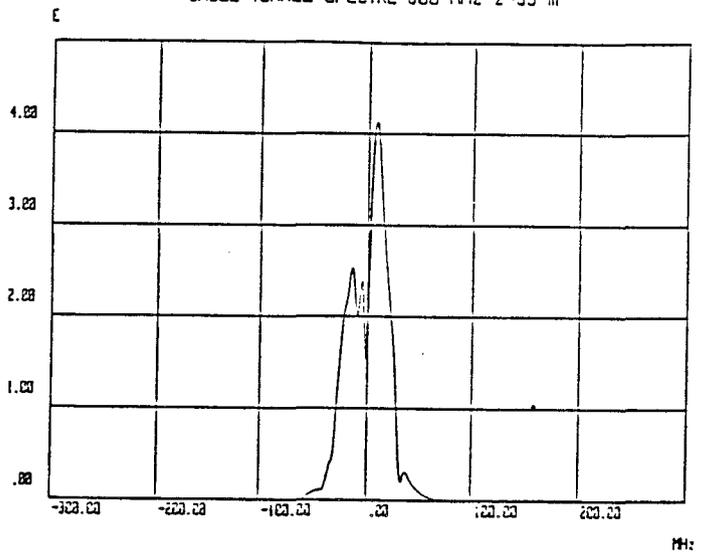


Planche 20b:

Sous le câble

CABLE TUNNEL D(cab-rec)=1.5m z=-15 F=600 MHz

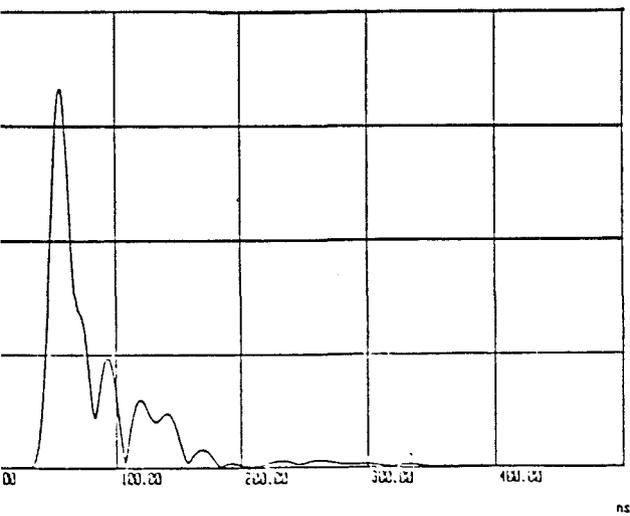


Planche 20c:

CABLE TUNNEL D(cab-rec)=1.5m z=35m F=600 MHz

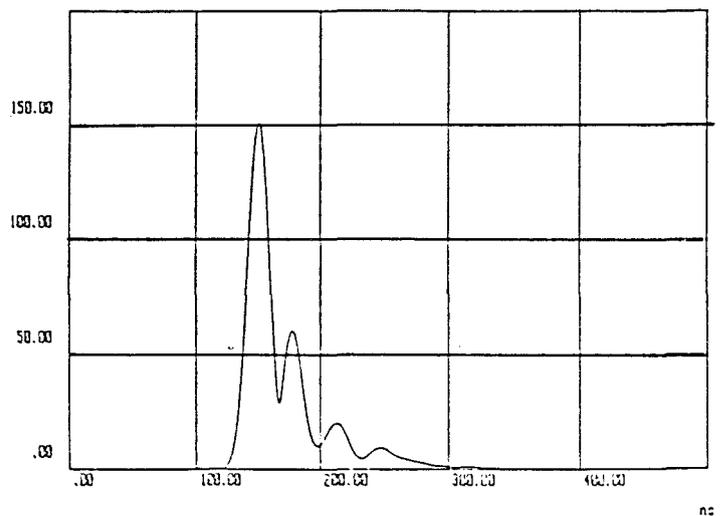


Planche 20d:

significatives étant donné qu'entre les deux abscisses où elles ont été calculées, le champ électrique a subi une atténuation de près de 40 dB.

Nous ne nous intéresserons uniquement qu'à la forme de ces impulsions ainsi qu'à l'amplitude relative des échos observés. A l'observation de ces courbes, nous remarquons que quelque soit la position du récepteur le long du câble, les retards entre les différentes impulsions atteignent 125 ns, correspondant à une différence de marche de 37,5 m.

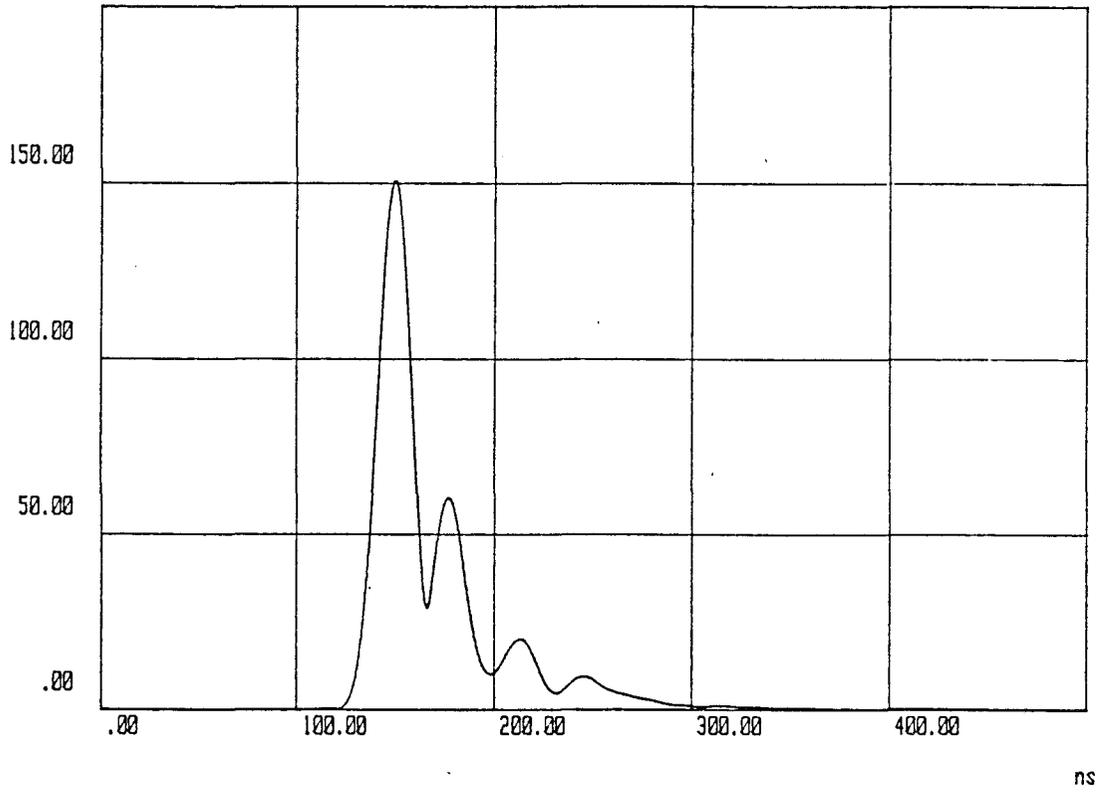
Les courbes des Planches 21a et 21b montrent l'influence de la distance entre le câble et le point de réception. Pour de courtes distances de l'ordre de 1,5 m, l'impulsion initiale est suivie de divers échos mais ayant une amplitude relativement faible. Lorsque le récepteur est à 4 m du câble soit à 50 cm de la paroi, la Planche 21b montre un élargissement important dû à la sommation des échos multiples.

V.5) RESULTATS EXPERIMENTAUX

V.5.1) Mesures dans le tunnel de Liège.

La première campagne de mesures que nous avons effectuée a eu lieu dans le tunnel de Liège où un câble à mode rayonné d'une longueur de 200 m environ a été installé. Les caractéristiques électriques et géométriques sont celles que nous avons utilisées lors de la modélisation théorique précédemment exposée. La fréquence de coupure f_c étant de 385 MHz, des premiers essais ont eu lieu en émettant dans le câble une porteuse non modulée à une fréquence de 400 MHz et de 800 MHz. Les courbes (a) et (b) de la planche 22 montrent que l'amplitude du champ à une distance constante du câble (1.5 m) en fonction de la position longitudinal z du receptrer présente très peu de fluctuations pour $f = 400$ MHz donc dans la "bande" associée au mode rayonné, tandis que des oscillations rapides de l'amplitude du signal pouvant atteindre 20dB se produisent pour $f = 800$ MHz ($f > 2f_c$).

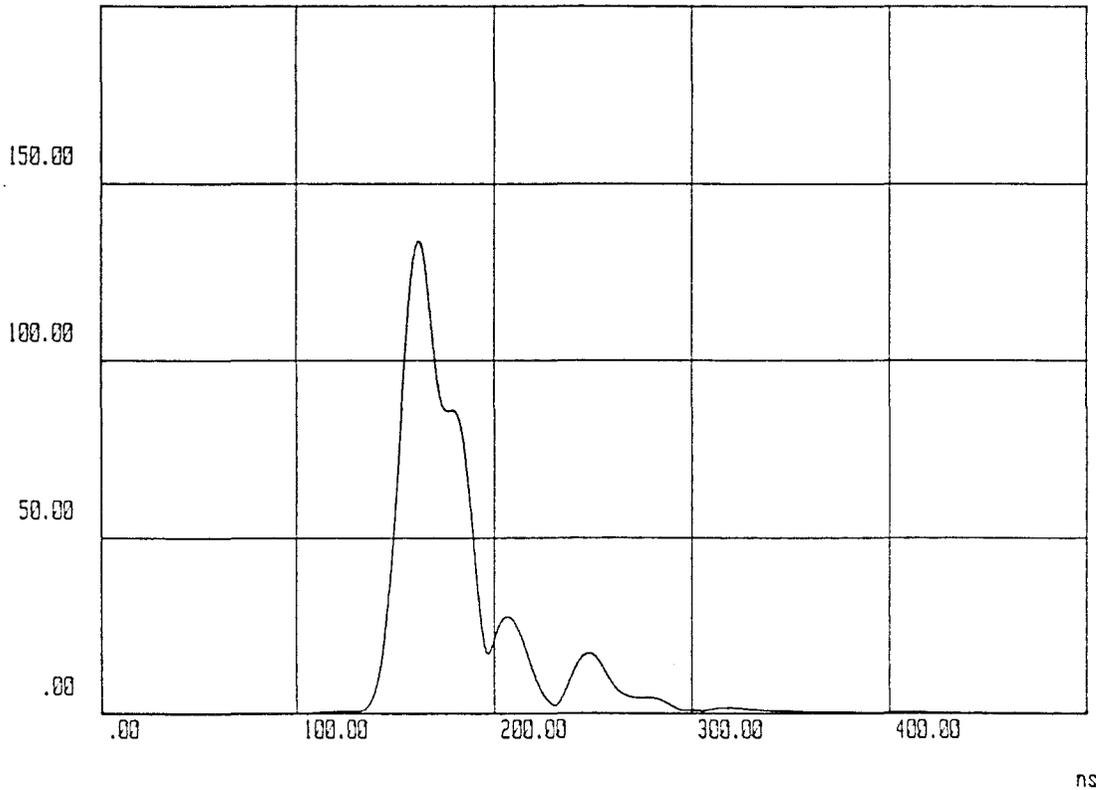
CABLE TUNNEL $D(\text{cab-rec})=1.5\text{m}$ $z=35\text{m}$ $F=600\text{ MHz}$



- a -

CABLE TUNNEL $F=600\text{ MHz}$ $z=35\text{m}$ $d=4\text{m}$

E



- b -

Planche 21: Réponse impulsionnelle - influence de la distance câble récepteur

Liege : Tunnel " Quai St Leonard "

CABLE LFE $P_0 = 1.25 \text{ W}$

CENTRAL FREQUENCY = 450 MHz

CABLE - ANTENNA : DISTANCE = 1.5 M — NO LATERAL SHIFT

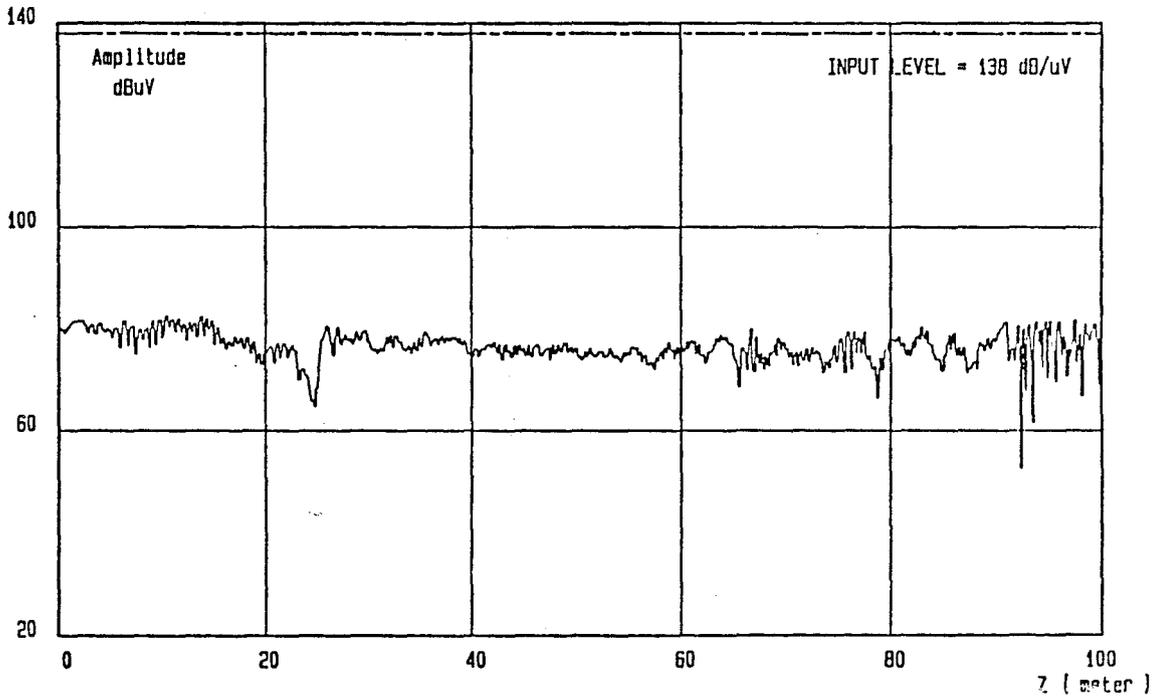


Planche 22a : Fluctuations du champ en fonction de z
F=450 MHz

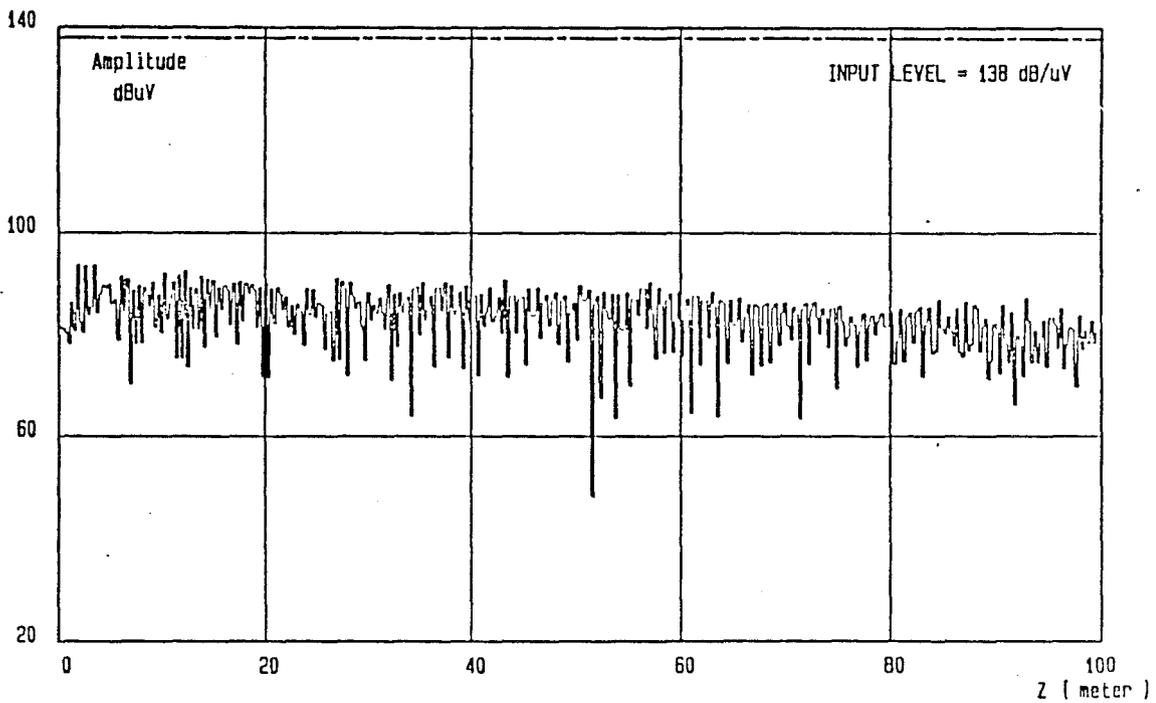


Planche 22b : Fluctuations du champ en fonction de z
F=800 MHz

Des essais dans le domaine temporel ont ensuite été menés pour des fréquences porteuses de 600 MHz et 950 MHz (dans la bande et hors bande).

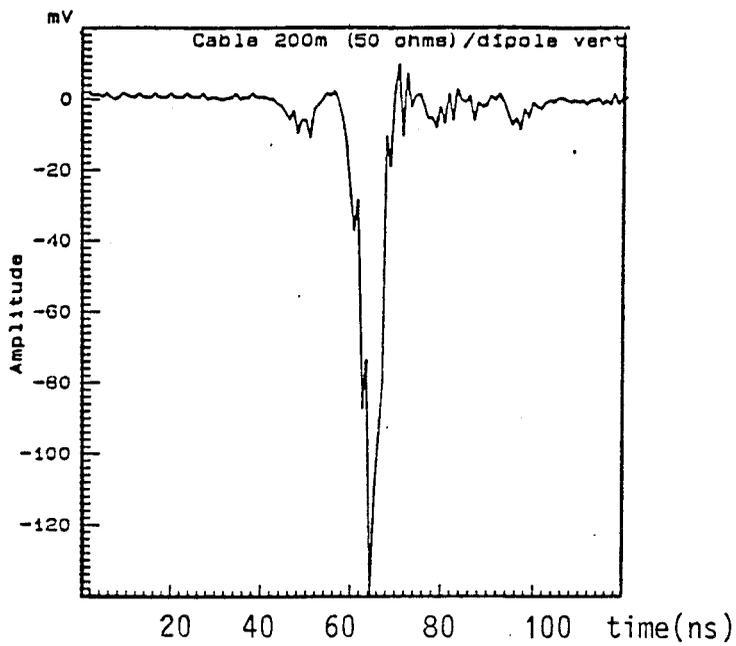
Cette porteuse est modulée en amplitude par une impulsion très brève de 8 ns à mi-hauteur afin de bien mettre en évidence les retards entre les différents échos[6] .

Les courbes de la planche 23 montrent les enregistrements obtenus à diverses distances du câble (1 m, 3 m et 4 m 50) pour une fréquence de 600 MHz. On ne remarque aucune déformation notable de l'impulsion ainsi que le prévoit l'analyse théorique. A 950 MHz, la planche 24, montre l'apparition de deux impulsions d'amplitude voisine mais très distinctes. On remarque que l'intervalle de temps entre ces impulsions augmente au fur et à mesure que l'on s'éloigne du câble. Comme nous l'avons signalé dans les paragraphes précédents, la présence de deux impulsions s'explique par les rayonnements de deux groupes de fentes distincts, chacun d'eux provoquant des interférences constructives au point de réception. La planche 25 montre ainsi une comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux. On note un accord satisfaisant tant du point de vue de la forme des signaux que de l'écart de temps entre les impulsions .

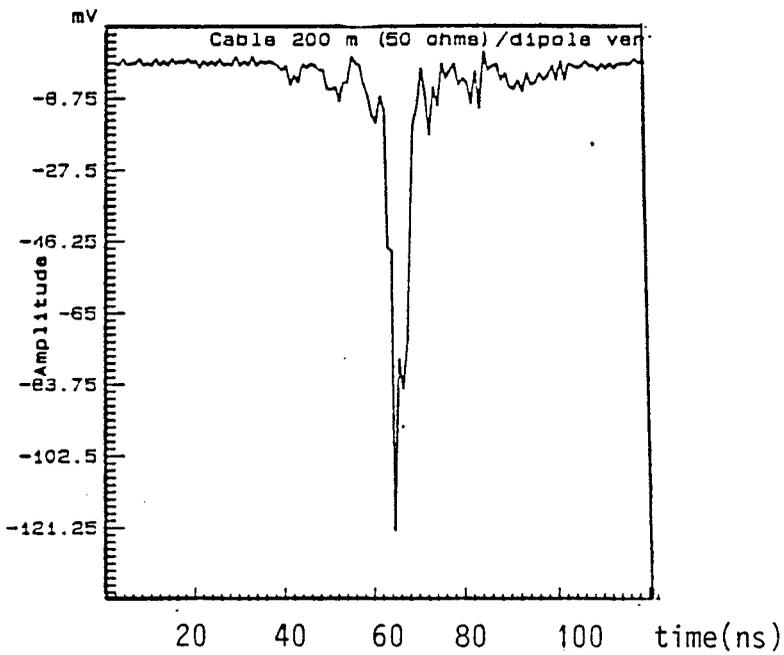
V.5.2) Mesures dans le tunnel de LECCO

Les mesures de réponses impulsionnelles effectuées lors de la campagne de mesure dans le tunnel autoroutier de LECCO ont été obtenues à partir du câble rayonnant VARIO conçu par AEG pour fonctionner dans la bande des 900 MHz et décrit dans le paragraphe V.2.6. . Ce câble de longueur de 934 m est fixé dans la partie centrale de ce tunnel .

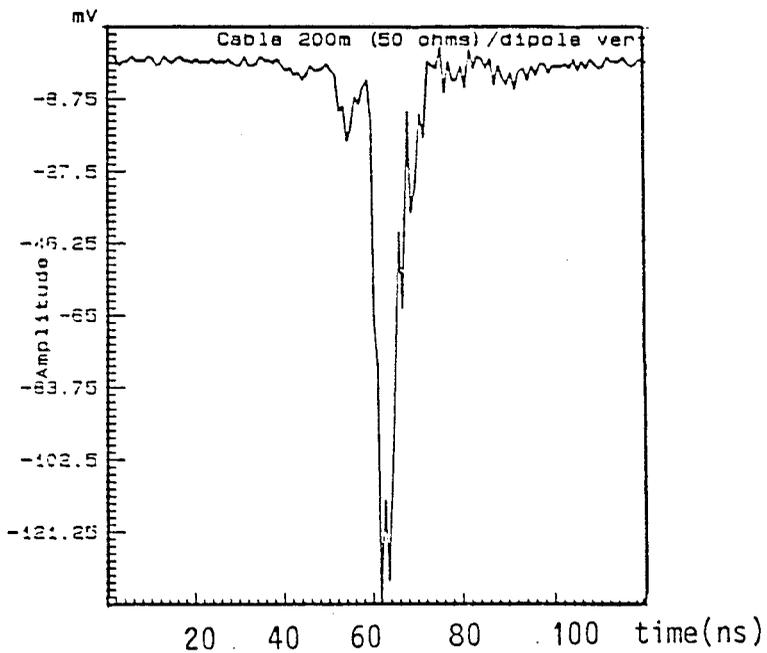
L'impulsion en sortie de générateur à une largeur à mi-hauteur égale à 30 ns. Elle est modulée par une porteuse de puissance 10 dBm et de fréquence 900 MHz. Le signal en sortie du modulateur est amplifié 35



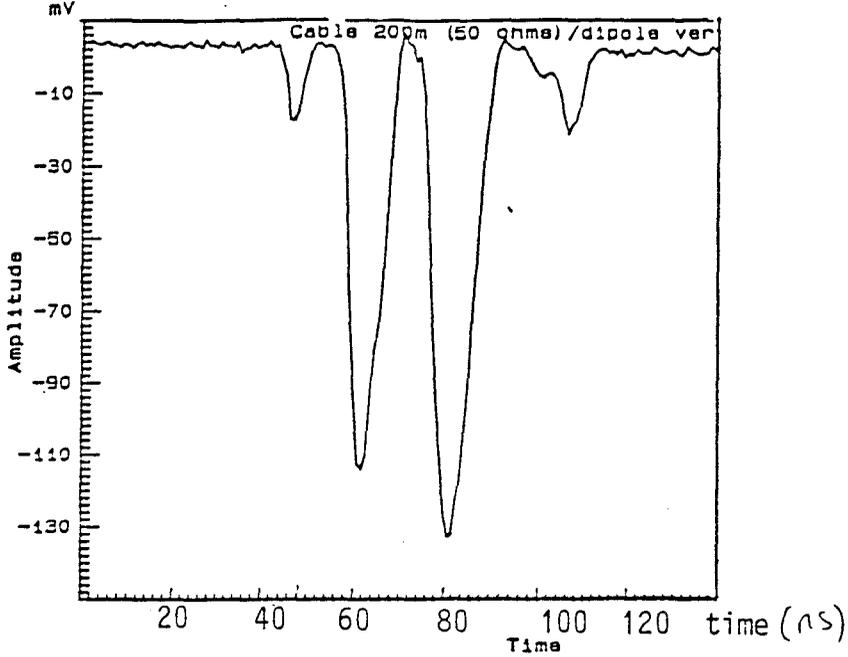
F=600 MHz
 Distance câble-rec=1 m
Planche 23a



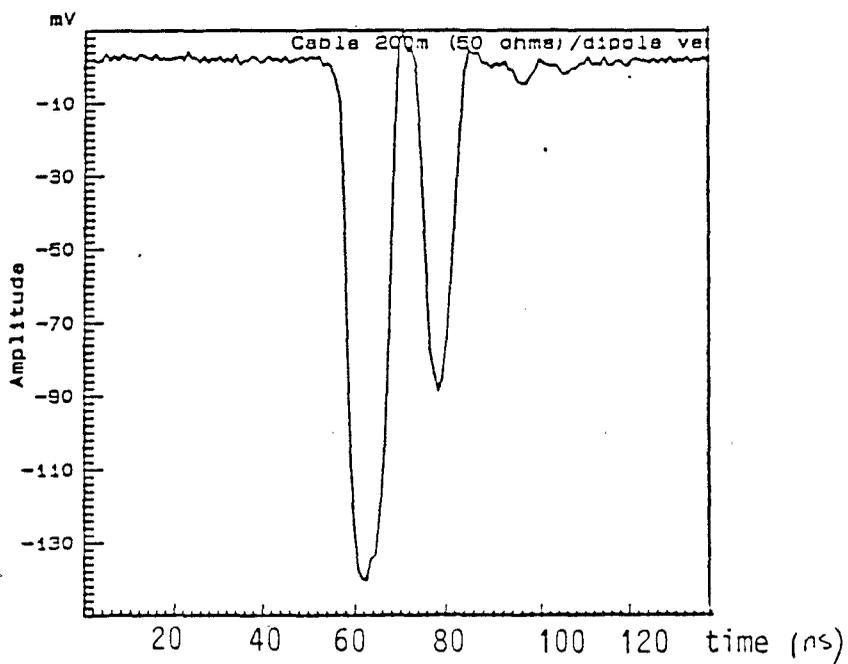
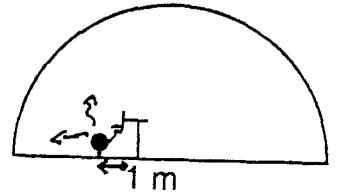
F=600 MHz
 Distance câble-rec=3 m
Planche 23b



F=600 MHz
 Distance câble-rec=4.5 m
Planche 23c

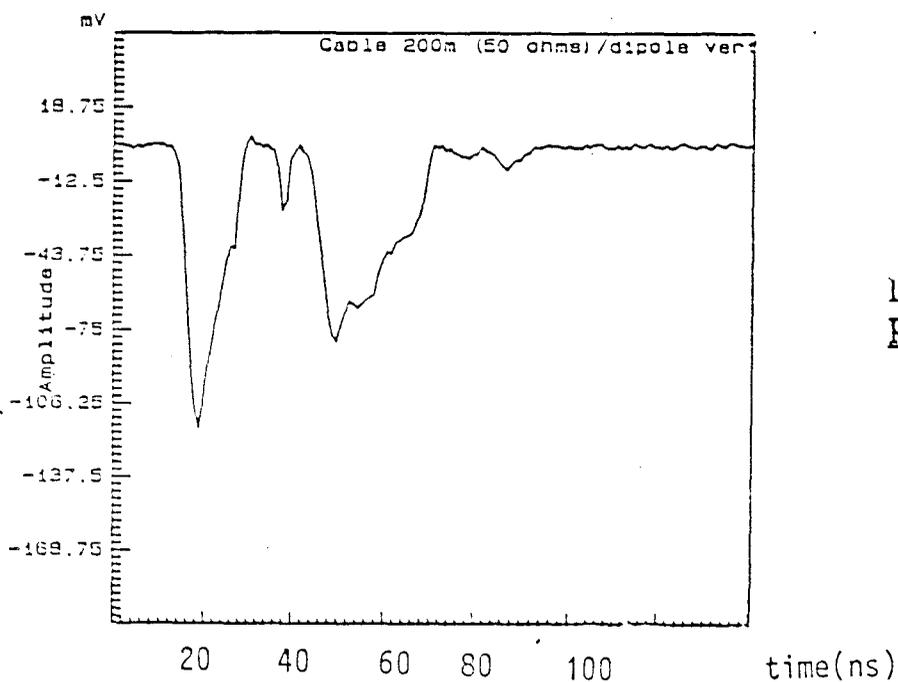
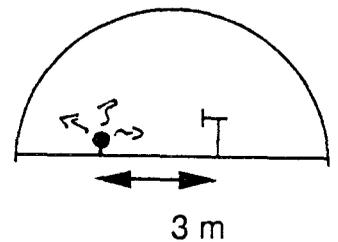


Distance câble-rec=1 m
Planche 24a

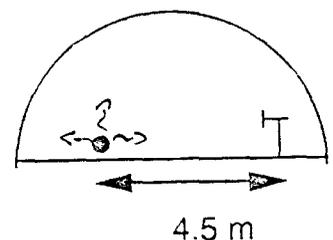


F = 950 MHz

Distance câble-rec=3 m
Planche 24b



Distance câble-rec=4.5 m
Planche 24c



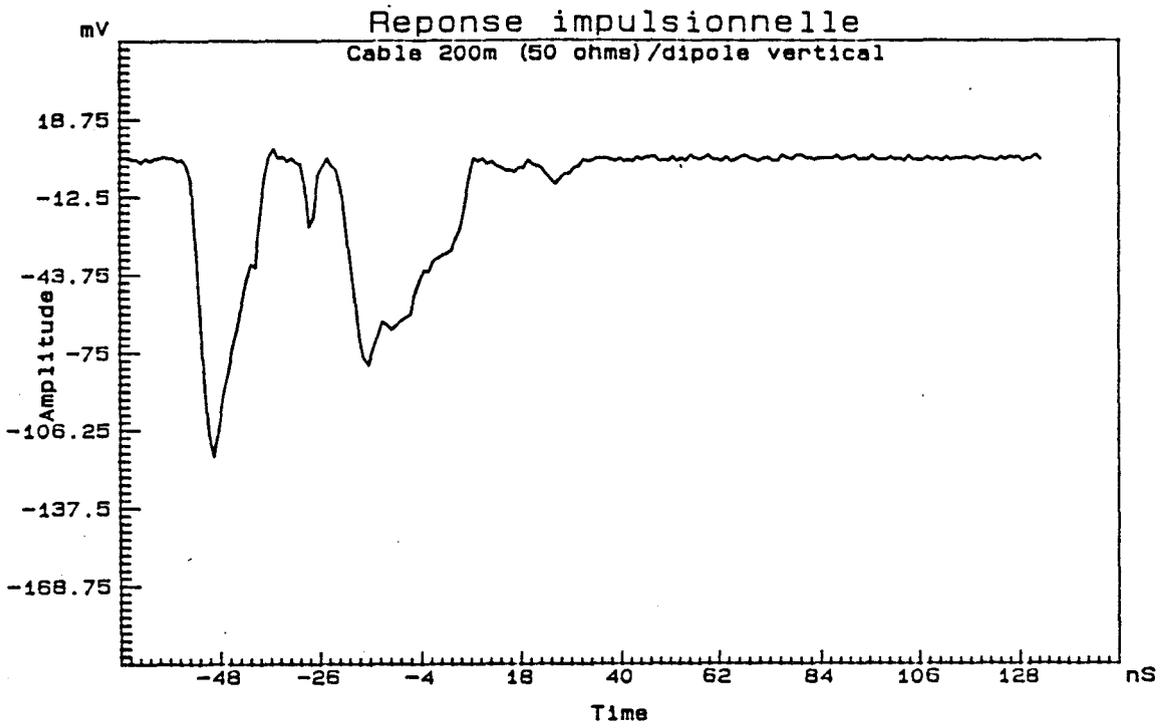


Planche 25a: Réponse impulsionnelle expérimentale
Distance câble - récepteur : 4.5 m

CABLE TUNNEL $z=35m$

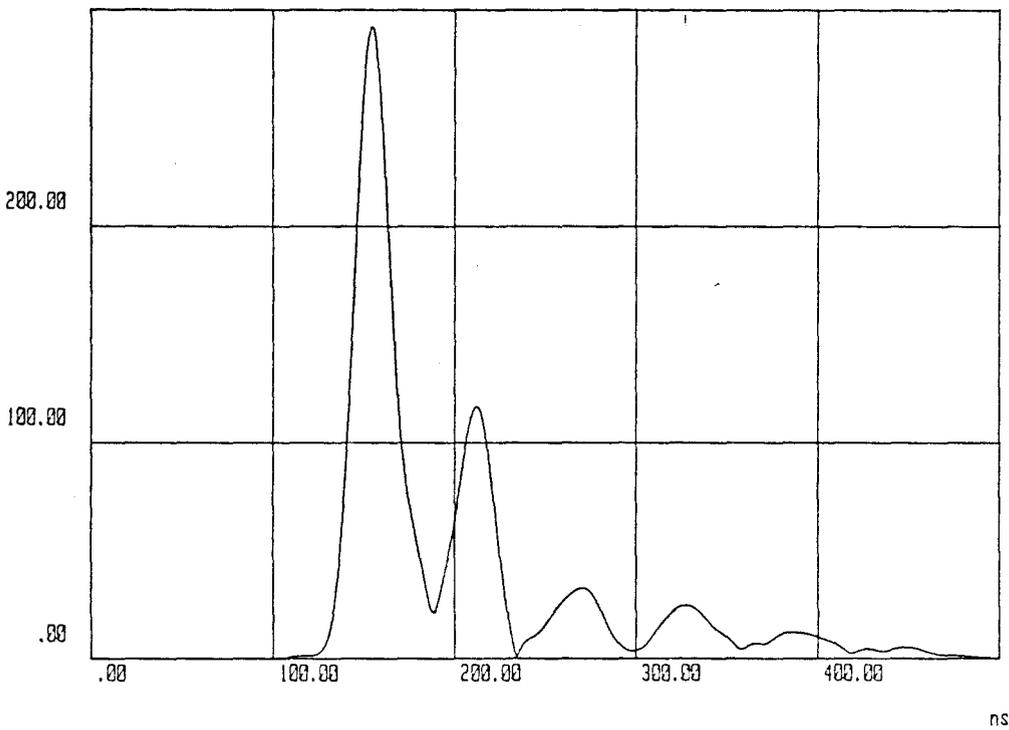


Planche 25b: Réponse impulsionnelle théorique

dB puis injecté dans le câble. Le champ reçu par un dipôle situé à une hauteur de 2 m est amplifié de 55 dB puis détecté et visualisé sur un oscilloscope numérique.

Nous allons successivement présenter les résultats obtenus en déplaçant l'émetteur suivant l'axe longitudinal puis dans le plan transverse du tunnel. Une étude en fonction de la polarisation de l'antenne de réception a également été effectuée.

. Influence de l'orientation de l'antenne de réception.

La Planche 26a montre la forme du signal injecté dans le câble, les champs mesurés à une abscisse $z = 258$ m et à une distance d'environ 3 m du câble sont donnés sur les Planches 26b à 26d. Les enregistrements correspondant respectivement à une position d'antenne verticale, horizontale dans le plan transverse puis horizontale parallèlement à l'axe du câble, montrent que cette dernière orientation ne procure qu'un très faible signal. D'autres mesures effectuées à différentes distances et abscisses corroborent le résultat que le champ électrique est essentiellement transverse .

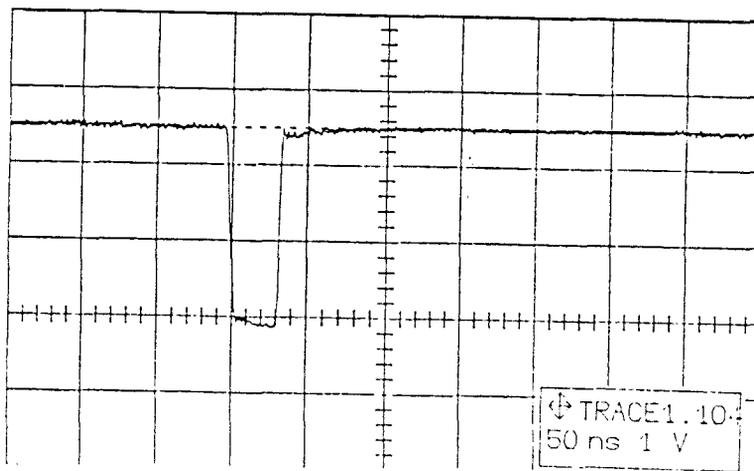


Planche 26a : Impulsion en sortie du générateur

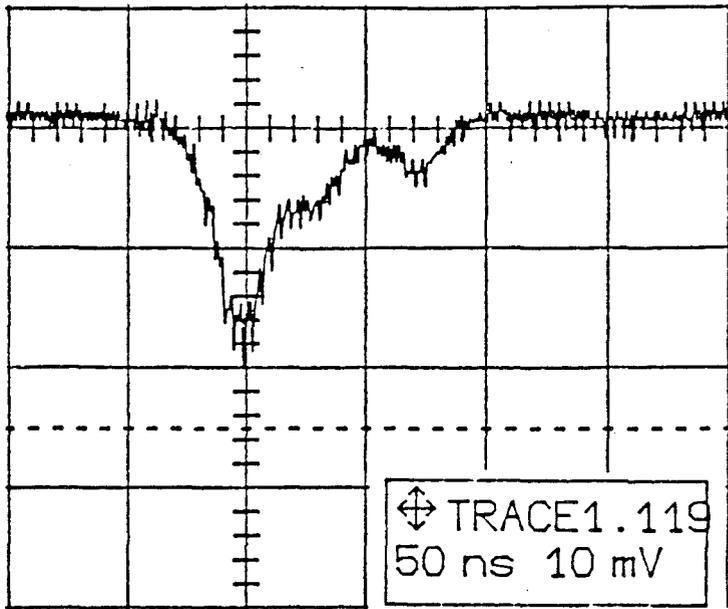


Planche 26b: polarisation verticale

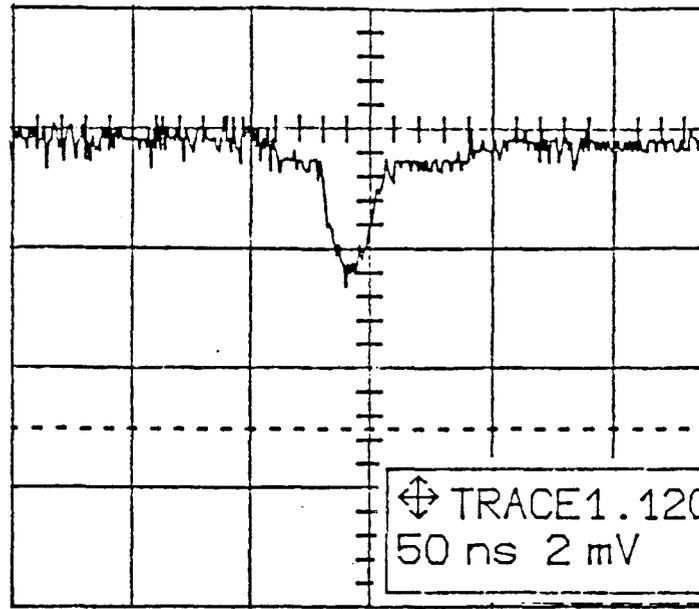


Planche 26c: polarisation horizontale
plan transverse

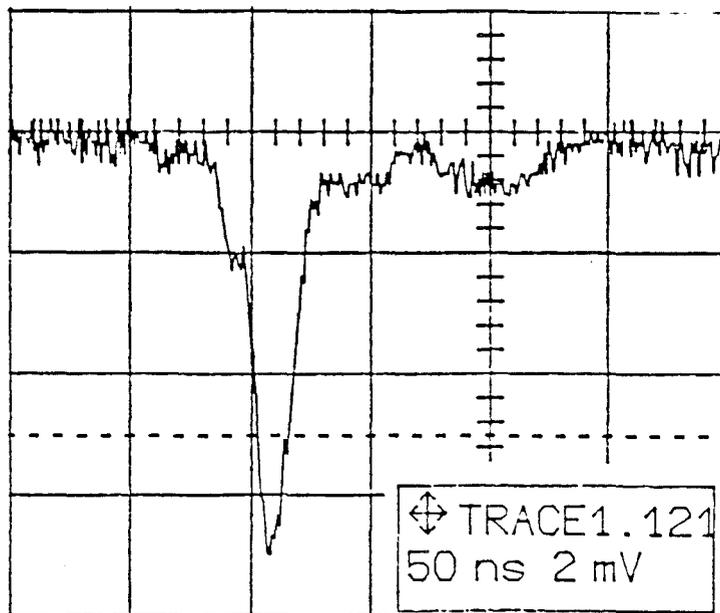
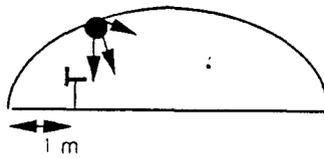


Planche 26d: polarisation horizontale
plan longitudinal

Les enregistrements donnés sur la Planche 27 ont été obtenus à la même abscisse que précédemment mais lorsque l'antenne de réception placée dans le plan transversal du tunnel s'éloigne du câble pour atteindre la bande de roulement située de l'autre côté du tunnel par rapport au câble, puis à une distance de 1,5 m de la paroi. On remarque que la composante horizontale peut devenir prépondérante mais surtout que des échos distants de 100 ns apparaissent, échos accompagnés d'ailleurs d'une déformation de l'impulsion émise. L'interprétation des retards à l'aide d'une théorie simple basée sur quelques rayons n'apparaît pas immédiate, d'autant plus que la coupe transversale du tunnel dans lequel est installé le câble n'est pas rectangulaire mais à une forme de demi-cercle.

. Influence de la position du point de réception

Nous avons extrait du grand nombre d'enregistrements effectués quelques courbes significatives montrant l'influence de la position longitudinale et transversale de l'antenne de réception. Celle ci est placée verticalement puisque c'est l'orientation usuelle de l'antenne embarquée sur un mobile et devant capter les émissions GSM en espace libre.

Les courbes de la Planche 28 ont été obtenues lorsque le mobile se déplace sur la bande de roulement située pratiquement à la verticale du câble. Hormis un léger élargissement et une décroissance moins rapide que celle du signal émis, on ne note pas de déformation importante, y compris pour l'abscisse $z = 440$ m à laquelle le câble VARIO possède un motif comprenant plusieurs fentes (cf paragraphe V.2.6).

Les enregistrements de la Planche 29 correspondent à diverses positions transverses. Si l'antenne de réception est sous le câble ou au niveau de la bande de roulement voisine, le signal est peu déformé. Par contre, dans la partie opposée du tunnel, on note un élargissement atteignant 150 ns associé à des échos multiples.

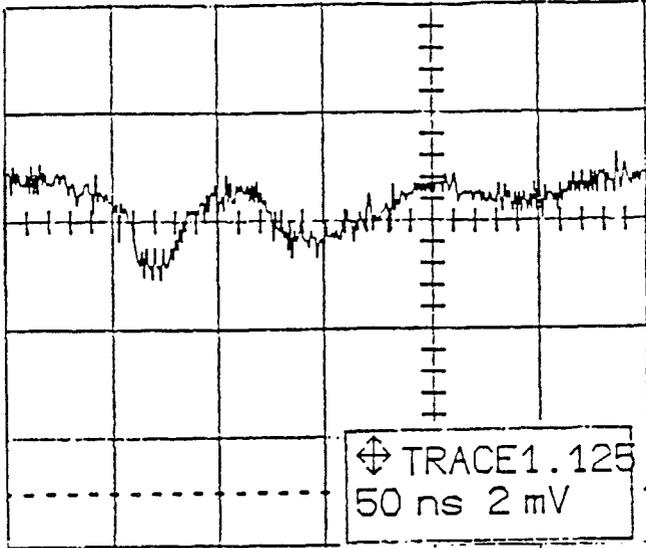


Planche 27a : polarisation verticale

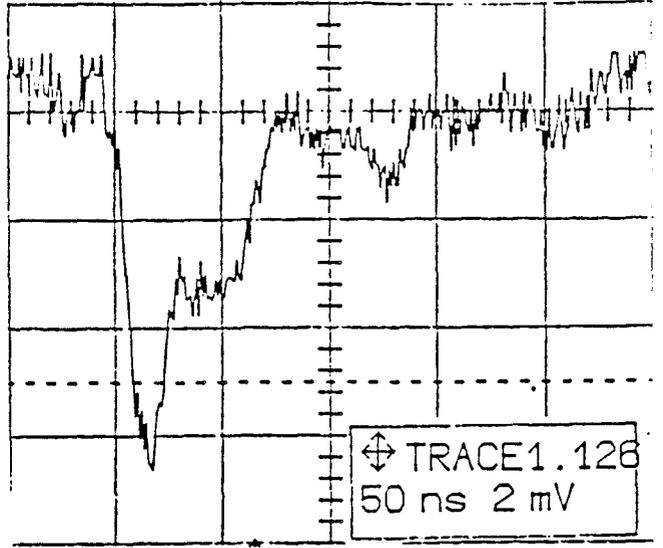


Planche 27b: polarisation horizontale
(plan transverse)

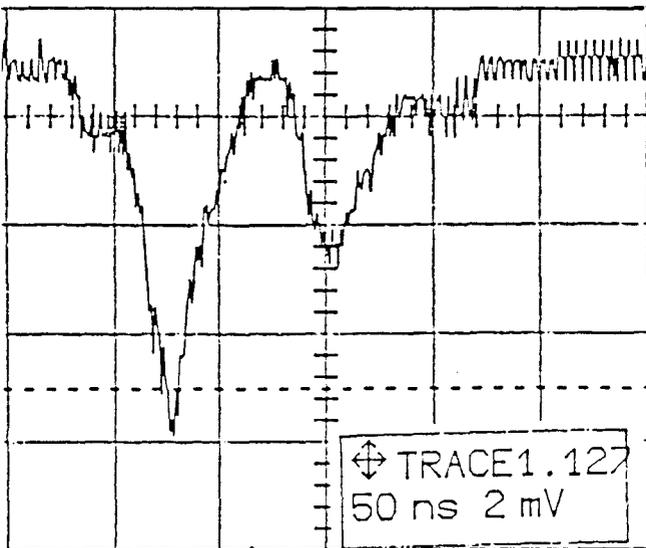
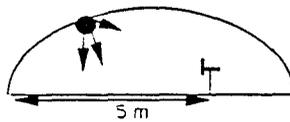


Planche 27c: polarisation verticale

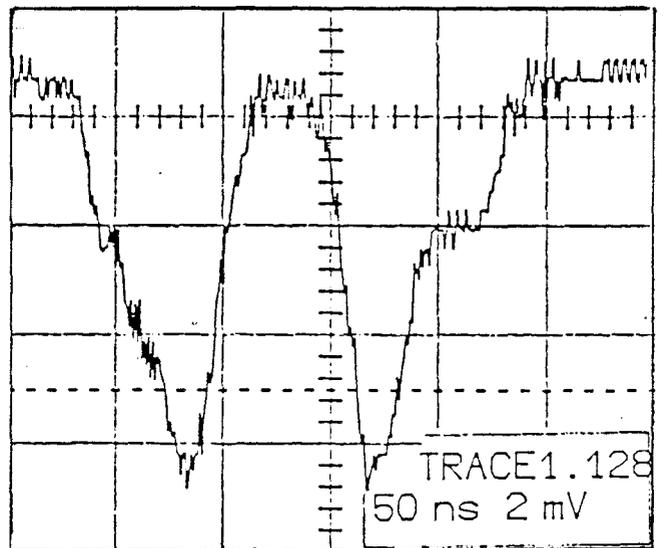
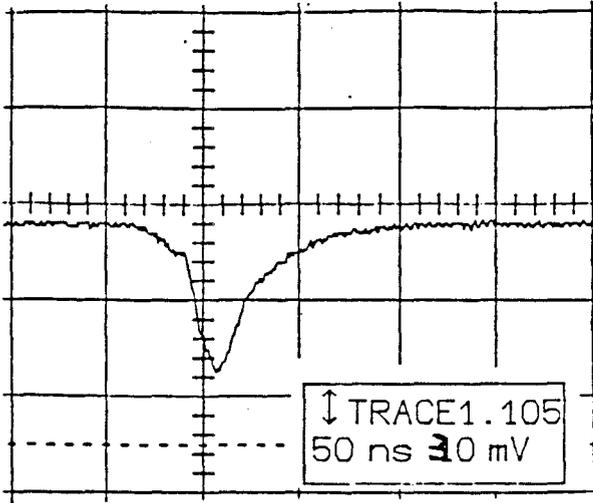
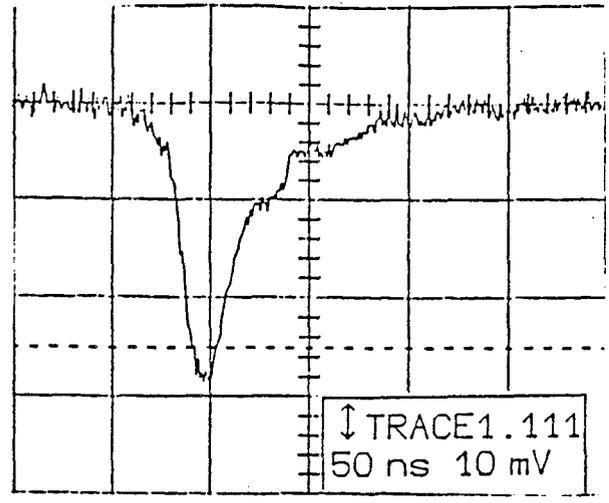


Planche 27d: polarisation horizontale
(plan transverse)

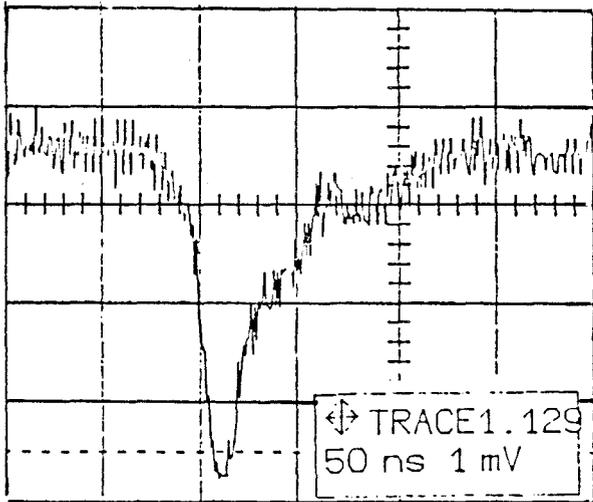
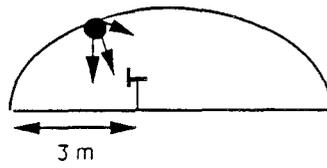




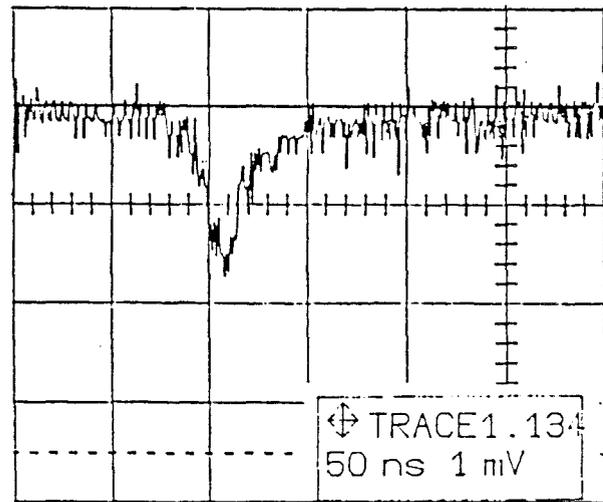
z=80 m



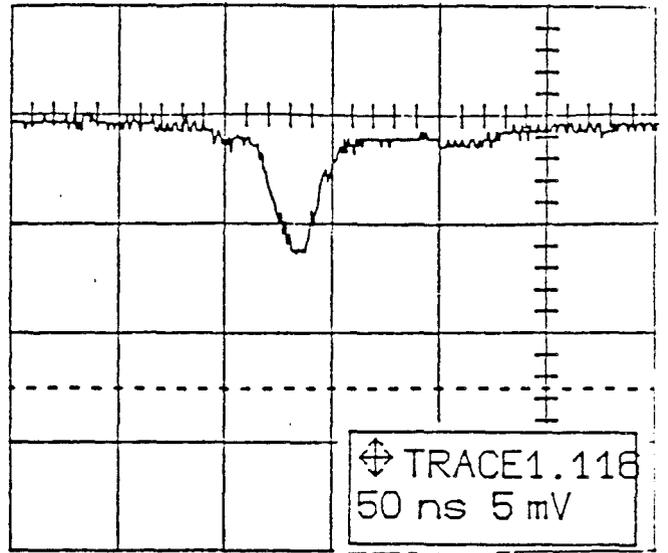
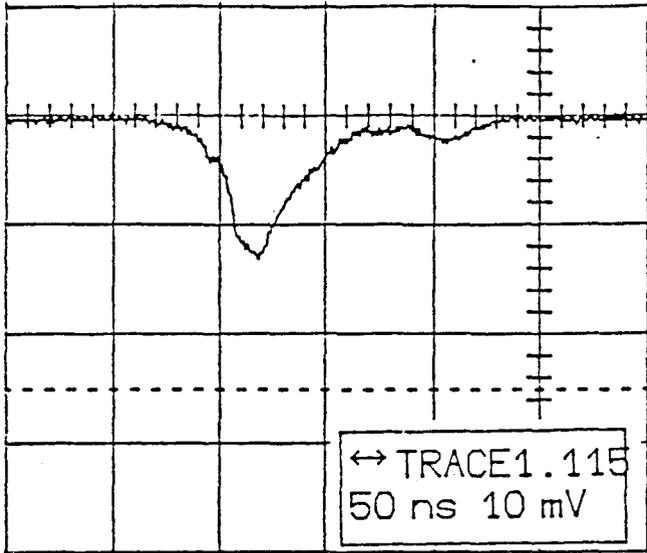
z=109 m



z=363 m



z=440 m



z=158 m

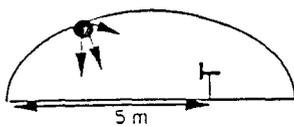
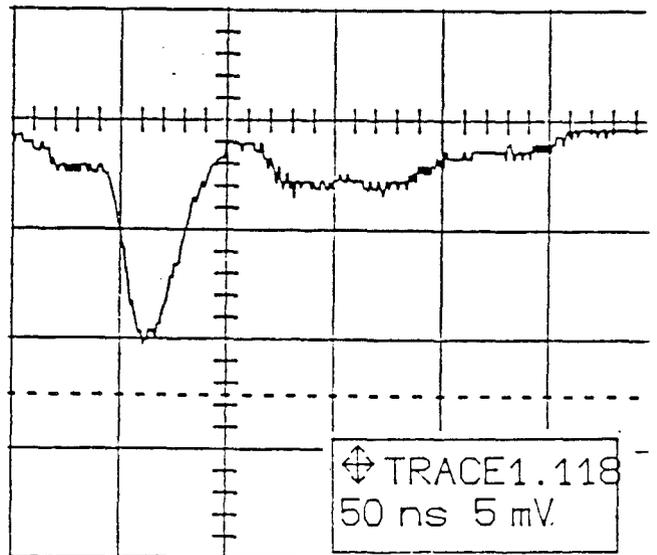
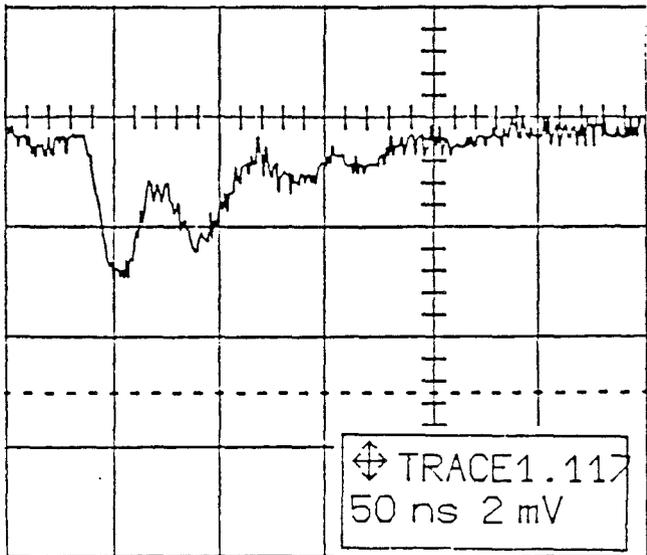
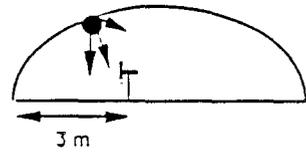


Planche 29



V.6) CONCLUSION

Les résultats théoriques ont d'abord montré que le champ reçu au voisinage d'un câble rayonnant, supposé isolé dans l'espace, présente très peu de fluctuations lorsque la fréquence d'émission se situe dans une certaine bande de fréquences appelée "bande passante" du câble. Dans ce cas, si cette fréquence est modulée par une impulsion brève (10 ns dans les exemples), on constate que l'enveloppe du champ rayonné ne subit pratiquement aucune déformation. Par contre, si la porteuse se situe au delà de la bande passante, le signal reçu à quelques mètres du câble se présente sous la forme de deux impulsions distinctes. Ce phénomène a pu être expliqué par le rayonnement constructif de deux groupes de fentes. Nous avons également montré que le champ électrique subit une décroissance extrêmement rapide lorsque le récepteur s'éloigne de part et d'autre du câble.

L'étude de la propagation en tunnel, abordée par la théorie des rayons, a fait clairement apparaître l'effet de guide que jouent les parois. Pour une distance inter-fentes donnée, la direction privilégiée d'émission fait un angle θ avec l'axe du câble compris approximativement entre $\Pi/2$ et Π suivant la fréquence envisagée. Cela signifie que pour un rapport judicieux entre la distance inter-fentes et la longueur d'onde, les rayons émis pourront avoir, par exemple, une direction privilégiée $\theta = \Pi/2$ correspondant à une incidence normale sur les parois. Une telle configuration empêchera donc un rayonnement important au delà des extrémités du câble. Par contre, si la fréquence de la porteuse est proche de la fréquence de "coupure", l'émission du réseau de fentes se fait dans une direction voisine de Π , donnant naissance à un rayonnement arrière important. Cet aspect devra être pris en compte lors du choix d'un câble rayonnant en fonction des caractéristiques du protocole de la liaison ("Handover" par exemple), ce rayonnement arrière pouvant être bénéfique ou non.

Enfin, une étude dans le domaine temporel a été menée tant du point de vue théorique qu'expérimental. Malgré les réflexions multiples dues aux parois, les retards maximums n'excèdent pas quelques centaines de ns ,et ne seront donc pas pénalisants pour la transmission numérique GSM.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] V. Gobin
"Diffraction par des ouvertures et par des objets tridimensionnels.
Application à la mesure des impédances de surface des matériaux bon conducteurs"
Thèse de l'Université de Lille-Flandres-Artois, 1989

- [2] J. Van Bladel
"Electromagnetic fields"
Hemisphere Pub, 1985

- [3] K.S.H. Lee
"EMP Interaction : Principles, technics and reference data"
Hemisphere Pub, 1986

- [4] G. Sinclair
"The patterns of slotted-cylinder antennas"
Proceedings of the I.R.E, pp 1487-1491, December 1948

- [5] J.R. Wait
"Radiation characteristics of axial slots on a conducting cylinder"
Wireless Engineer, pp 316-323, December 1955

- [6] "Feasibility study of a GSM retransmission in confined areas at 900 MHz"
Rapport final WP1, DRIVE II, Octobre 1992

- [7] "Théorie du rayonnement d'un câble coaxial à fentes appliquée à la transmission dans un tunnel."
DEA, J. Vandamme, juillet 1992

CONCLUSION GENERALE

Nous nous sommes attachés dans ce travail à caractériser d'un point de vue théorique et expérimental le rayonnement de câbles coaxiaux "à fuites" ou d'antennes placées à l'intérieur d'un tunnel. Le rayonnement issu de convertisseurs de modes consistant en une fente annulaire ou en un tronçon de câble rayonnant peut être traité de la même façon que celui émis par une antenne conventionnelle puisqu'il suffit, dans la théorie des rayons, d'introduire le diagramme de rayonnement de la structure.

Nous avons tout d'abord effectué dans le domaine fréquentiel une étude du rayonnement des antennes en milieu confiné. L'approche statistique basée sur les résultats expérimentaux a montré par exemple que dans 75 % des cas la largeur des évanouissements supérieurs à 10 dB n'excède pas 60 cm, la distance moyenne entre ces fadings étant de l'ordre de 35 m.

Pour des tunnels de courte longueur, une réémission n'est pas forcément nécessaire mais nous avons vu qu'un paramètre critique est la position angulaire θ de la station de base extérieure par rapport à l'axe du tunnel. En effet, les pertes de couplage, c'est-à-dire l'atténuation supplémentaire engendrée par le fait que cette antenne ne se situe pas dans l'axe, deviennent vite prohibitives (supérieure à 20 dB) dès que cet angle θ dépasse 20 à 30°. Réciproquement lorsque le mobile émet depuis le tunnel, le diagramme de rayonnement vers l'espace libre est très étroit, le lobe principal étant dirigé dans l'axe. Nous avons montré également dans ce cas que, malgré une carte de champ dans le plan d'ouverture du tunnel dépendant très fortement de la position du mobile, le diagramme de rayonnement en espace libre reste sensiblement le même.

Une approche dans le domaine temporel a ensuite été menée pour les mêmes conditions d'excitation du tunnel. Les résultats théoriques ont été obtenus par application des transformées de Fourier de la réponse du canal dans le domaine fréquentiel. Une modulation par une impulsion brève, de 10 ns environ, a d'abord été traitée. Les campagnes de mesures

ont été réalisées avec cette technique et simultanément avec celle basée sur l'émission d'une séquence pseudo-aléatoire. Les résultats de ces deux méthodes sont tout à fait comparables et un bon accord avec les prédictions des modèles théoriques a été montré. En se limitant aux échos n'ayant pas une amplitude inférieure de 20 dB à celle du plus fort signal, les retards maximums observés n'excèdent pas 30 ns. Ils sont donc tout à fait acceptables pour le système GSM, la largeur des bits élémentaires étant de 3.7 μ s, le retard maximum admissible étant de 15 μ s.

Nous nous sommes enfin intéressés à la modélisation des câbles dits "à mode rayonné" caractérisés notamment par une bande passante comprise entre f_c et $2 f_c$ où f_c est une fréquence dite de coupure. La simulation théorique basée sur le rayonnement du réseau d'ouvertures a montré qu'en général le champ s'atténue très rapidement lorsque le récepteur s'éloigne des extrémités du câble puisque cette atténuation peut atteindre 30 dB à 50 dB à 20 m de la fin de ce câble. Cependant si la fréquence d'émission est proche de f_c , le câble présente un diagramme de rayonnement arrière tel que le lobe principal soit très peu incliné par rapport à l'axe. En tunnel, les rayons associés se réfléchiront donc sous incidence rasante sur les parois, augmentant ainsi l'amplitude de ce rayonnement hors du câble. A partir des études théoriques et expérimentales de la réponse impulsionnelle du câble, nous avons vu que si la fréquence porteuse se situe dans la bande passante, l'impulsion rayonnée ne subissait qu'une faible déformation. Par contre lorsque le récepteur se rapproche de la paroi du tunnel opposée à celle où est suspendu le câble, des déformations du signal apparaissent, associées à des échos dont le retard peut atteindre 150 ns.

L'ensemble de ces résultats montre que diverses solutions existent pour retransmettre le GSM en milieu confiné. On peut ainsi concevoir des scénarios basés par exemple sur une seule antenne de réémission pour couvrir un tunnel de longueur relativement courte, un câble rayonnant pour un long tunnel, ce qui implique cependant l'utilisation d'amplificateur en ligne, ou des convertisseurs de modes judicieusement répartis. Dans notre travail seul l'aspect propagation a été traité, les problèmes typiques liés au protocole GSM, au "handover" et à la conception de l'architecture de la liaison étant pris en considération par d'autres membres du consortium au sein duquel cette étude a été

effectuée. Une étape ultérieure serait la concrétisation de l'ensemble de ces travaux par une réalisation expérimentale permettant de tester les concepts proposés. Il faut enfin noter que l'étude de caractérisation du canal que nous avons menée peut s'adapter à d'autres types de télécommunication route - véhicule.

