

N° d'ordre : 1302

50376
1985
145

50376
1985
145

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE

(Spécialité Electronique)

par

Mamadou MBATH

Maitre ès Sciences



CONTRIBUTION A L'ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DE LA PROPAGATION D'ONDES HAUTE FREQUENCE EN TUNNEL

Soutenu le 31 octobre 1985 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :	MM.	R.	GABILLARD	Président
		P.	DEGAUQUE	Rapporteur
		B.	DEMOULIN	Examineur
		J.	FONTAINE	Examineur
		M.	HEDDEBAUT	Invité

A ma Famille
A mes Amis.

REMERCIEMENTS

Cette étude a été réalisée au Laboratoire de Radiopropagation et Electronique de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, dirigé par le Professeur R. GABILLARD.

Je remercie Monsieur le Professeur GABILLARD qui a bien voulu me faire l'honneur de présider le jury.

Je sais gré particulièrement à Monsieur le Professeur P. DEGAUQUE de son aide permanente et de ses conseils éclairés qui m'ont permis de mener à bien ces recherches.

Je suis également reconnaissant à Monsieur B. DEMOULIN, Maître Assistant à l'Ecole Universitaire Des Ingénieurs de Lille, d'avoir bien voulu examiner ce travail.

Je tiens à remercier Monsieur FONTAINE, Président de l'Université de Clermont-Ferrand II de m'avoir fait l'honneur de juger mon travail et de participer au jury.

J'exprime mes vifs remerciements à Monsieur Marc HEDDEBAUT, Ingénieur au Centre de Recherche et d'Evaluation des Systèmes de Transports Automatisés (CRESTA) de Lille, qui a suivi depuis son origine le déroulement du projet et qui me fait l'honneur aujourd'hui d'examiner ce travail et de participer au jury.

Mes remerciements vont également à Madame DEMOULIN pour sa collaboration et son aide au calcul scientifique.

Enfin je ne saurais oublier mes camarades de laboratoire, S. KYHENG, A. LORTHIOIR, M. RIFI, S. FICHEUX, E. SAFWAN, M. KASSI, ainsi que toutes celles et tous ceux qui par leur présence ou par leur aide m'ont permis de mener à bien ce travail.

Ma reconnaissance s'adresse à Madame MEESMAECKER qui a assuré la dactylographie de cette thèse, et à Monsieur DEHORTER pour son tirage.

Ce travail a été effectué dans le cadre de contrats avec le C.N.E.T. (Centre National d'Etudes des Télécommunications) et le C.E.R.C.H.A.R. (Centre d'Etudes et de Recherches des Charbonnages). Nous les remercions de leur participation.

S O M M A I R E

- - - - -

INTRODUCTION GENERALE

CHAPITRE I : REFLEXION D'UNE ONDE PLANE SUR L'INTERFACE AIR-SOL

INTRODUCTION

I.1 - CAS D'UNE INTERFACE PLANE

I.1.1 - Approximation des formules du rayonnement d'une antenne par la théorie des rayons : comparaison entre la théorie exacte et la théorie des rayons

I.1.2 - Lois de Snell

I.1.3 - Expressions des coefficients de réflexion

a) Polarisation verticale, angle de Brewster

b) Polarisation horizontale

CONCLUSION

I.2 - CAS D'UNE INTERFACE RUGUEUSE

I.2.1 - Position du problème

I.2.2 - Critère de Rayleigh

I.2.3 - Définition de la zone active

I.2.4 - Coefficient de diffraction d'une surface rugueuse :
Solution générale de Kirchoff

I.2.5 - Cas d'une surface rugueuse aléatoire de distribution quelconque

I.2.6 - Cas d'une surface rugueuse aléatoire de distribution normale

CONCLUSION

CHAPITRE II : ETUDE DE LA PROPAGATION GUIDEE D'ONDES HYPERFREQUENCES
EN TUNNEL PAR LA THEORIE DES MODES

INTRODUCTION

II.1 - APPROCHE THEORIQUE

II.1.1 - Modélisation

II.1.2 - Domaine de validité - hypothèses simplificatrices

II.1.3 - Composantes du champ électromagnétique,
configuration des modes

II.1.4 - Expressions des pertes

II.1.5 - Influence de la fréquence

II.1.6 - Influence de la polarisation

II.1.7 - Cartes de champ équiampitude des deux premiers modes
(EH_{11} et EH_{12})

CONCLUSION

CHAPITRE III : MODELISATION DE LA PROPAGATION EN TUNNEL RECTANGULAIRE
PAR LA THEORIE DES RAYONS

INTRODUCTION

III.1 - CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES DES PAROIS

III.2 - DESCRIPTION DU MODELE

III.3 - RESULTATS NUMERIQUES

III.3.1 - Evolution du champ électrique en fonction de
la distance émetteur récepteur

III.3.2 - Influence de la polarisation

III.3.3 - Comparaison du modèle simulant le tunnel par deux
plans parallèles et infinis et du modèle quatre plans

III.3.4 - Evolution de l'amplitude du champ électrique dans un plan de section droite

III.3.5 - Influence de la fréquence d'émission

III.3.6 - Influence du diagramme de rayonnement

III.3.7 - Influence de la position de l'antenne d'émission

a) Emetteur situé à 50 cm d'une paroi du tunnel

b) Diversité à l'émission

c) Diversité à la réception

d) Cas d'un tunnel routier à double voie

III.3.8 - Influence de la rugosité

CONCLUSION

CHAPITRE IV : RESULTATS EXPERIMENTAUX - COMPARAISON THEORIE EXPERIENCE

IV.1 - DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE EXPERIMENTAL

IV.2 - MESURES PRELIMINAIRES

IV.1.1 - Tunnel expérimental du Cerchar

IV.1.2 - Mesures en mine image (Lens)

a) Configuration expérimentale

b) Essais à 950 MHz

c) Essais à 10 GHz

IV.3 - ETUDE STATISTIQUE DE L'EVOLUTION DU CHAMP ELECTRIQUE

CONCLUSION

CONCLUSION GENERALE

=====

BIBLIOGRAPHIE

ANNEXES

Annexe 1 : Rappel de quelques définitions et formules de la théorie des probabilités.

Annexe 2 : Calcul du champ diffracté par une surface (Intégral d'Helmholtz)

Annexe 3 : Traitement guides d'ondes

RESUME

INTRODUCTION GENERALE



Un projet de couverture radioélectrique (téléphone mobile) est actuellement en cours de réalisation sur la ville de Paris, la fréquence d'émission étant voisine de 900 MHz. Compte tenu de la présence de nombreux tunnels dans le réseau routier parisien, notamment sur le périphérique, il est important de connaître la façon dont les tunnels seront excités par une onde électromagnétique extérieure et comment elle se propagera. De même, dans les galeries d'exploitation minière ou en général dans certains tunnels, il est parfois utile d'établir des liaisons radio sur quelques centaines de mètres, de transmettre des données numériques ou de télécommander des machines de production telle que la haveuse destinée à l'abattage du charbon. Dans ce dernier cas, les gisements sont quelquefois d'accès difficiles et la présence d'un opérateur au voisinage immédiat de la machine peut constituer un danger. L'utilisation de câbles à fuites [1] n'étant pas possible compte tenu de l'évolution constante du chantier, une télécommande à distance et éventuellement un contrôle par télésurveillance utilisant la propagation libre des ondes semble être un choix judicieux. Nous limiterons notre étude à la propagation lorsque l'émetteur et le récepteur sont situés à l'intérieur du tunnel. Des études préliminaires ont montré que l'affaiblissement de propagation devient faible lorsque le tunnel se comporte en guide d'ondes surdimensionné.

Afin d'améliorer les portées, il importe d'augmenter la fréquence d'émission de façon à ce que les ondes soient guidées par les parois du tunnel. De plus, les hautes fréquences permettent une transmission d'informations à débit élevé et présentent une immunité importante vis-à-vis des parasites industriels [2]. Cependant, en haute fréquence, le nombre de modes susceptibles de se propager devient élevé et le calcul du champ électrique par la théorie des modes fastidieux.

Pour obvier à cette difficulté, nous avons utilisé la théorie des rayons, considérant le champ en tout point du tunnel comme une somme de rayons se propageant par réflexions successives sur les différentes parois. Ceci suppose toutefois que le coefficient de réflexion sur chaque paroi est connu.

Dans le premier chapitre nous déterminons en fonction de l'angle d'incidence, les variations des coefficients de réflexion sur une paroi du tunnel considérée comme une interface plane. L'approche du problème par la théorie des rayons suppose qu'au niveau de la première réflexion d'un rayon, cette théorie puisse s'appliquer. Nous ferons donc une comparaison entre les formalismes exacts et approchés du rayonnement d'une antenne au voisinage d'une interface plane afin de connaître les limites de validité des formules approchées. Nous tentons par la suite de tenir compte de l'influence du profil de l'interface lorsque celle-ci n'est plus plane mais présente une rugosité de nature aléatoire.

Dans le deuxième chapitre, nous étudions les modes susceptibles de se propager dans le tunnel considéré comme guide diélectrique surdimensionné. Cette étude nous permettra par la suite de tester le modèle numérique de propagation utilisant la théorie des rayons, dans des cas particuliers où seuls subsistent les premiers modes.

Dans le troisième chapitre, ce modèle est décrit. Nous étudions les variations du champ électrique en fonction de la distance émetteur récepteur, les antennes d'émission et de réception placées à l'intérieur du tunnel, à des positions quelconques, verticales ou horizontales. Des cartes de champ dans des plans transversaux sont établies et les résultats comparés à ceux du chapitre précédent. Nous dégageons des conclusions pour un bilan de liaison optimum en tunnel.

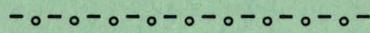
Enfin, l'aspect expérimental et la confrontation avec les prévisions théoriques sont développés dans le quatrième chapitre où nous étudions la distribution statistique du signal reçu en tunnel.

BIBLIOGRAPHIE DE L'INTRODUCTION

- |1| P. DEGAUQUE, B. DEMOULIN, J. FONTAINE and R. GABILLARD
*"Theory and experiment of a mobile radio communication in tunnels
by means of a leaky braided coaxial cable"*
Radio Science, Vol. II, 4, pp 305-314 (1976)

- |2| Marc HEDDEBAUT
*"Solutions technologiques permettant d'assurer les transmissions
d'informations sol-véhicules sous ambiance fortement parasitée"*
IRT - CRESTA, Lille.

CHAPITRE I



- CHAPITRE I -

REFLEXION D'UNE ONDE PLANE

SUR L'INTERFACE AIR - SOL

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

I. 1 - CAS D'UNE INTERFACE PLANE

I.1.1 - Approximation des formules du rayonnement d'une antenne par la théorie des rayons : comparaison entre la théorie exacte et la théorie des rayons

I.1.2 - Lois de Snell

I.1.3 - Expressions des coefficients de réflexion

a) *Polarisation verticale, angle de Brewster*

b) *Polarisation horizontale*

CONCLUSION

I. 2 - CAS D'UNE INTERFACE RUGUEUSE

I.2.1 - Position du problème

I.2.2 - Critère de Rayleigh

I.2.3 - Définition de la zone active

I.2.4 - Coefficient de diffraction d'une surface rugueuse : solution générale de Kirchoff

I.2.5 - Cas d'une surface rugueuse aléatoire de distribution quelconque

I.2.6 - Cas d'une surface rugueuse aléatoire de distribution normale

CONCLUSION

CHAPITRE I : REFLEXION D'UNE ONDE PLANE

SUR L'INTERFACE AIR - SOL

INTRODUCTION

L'étude théorique de la réflexion d'une onde électromagnétique quelconque par la surface du sol est dans le cas général un problème difficile.

La formulation théorique est simplifiée si on considère la propagation réduite à un phénomène d'ondes planes au-dessus d'un demi milieu homogène.

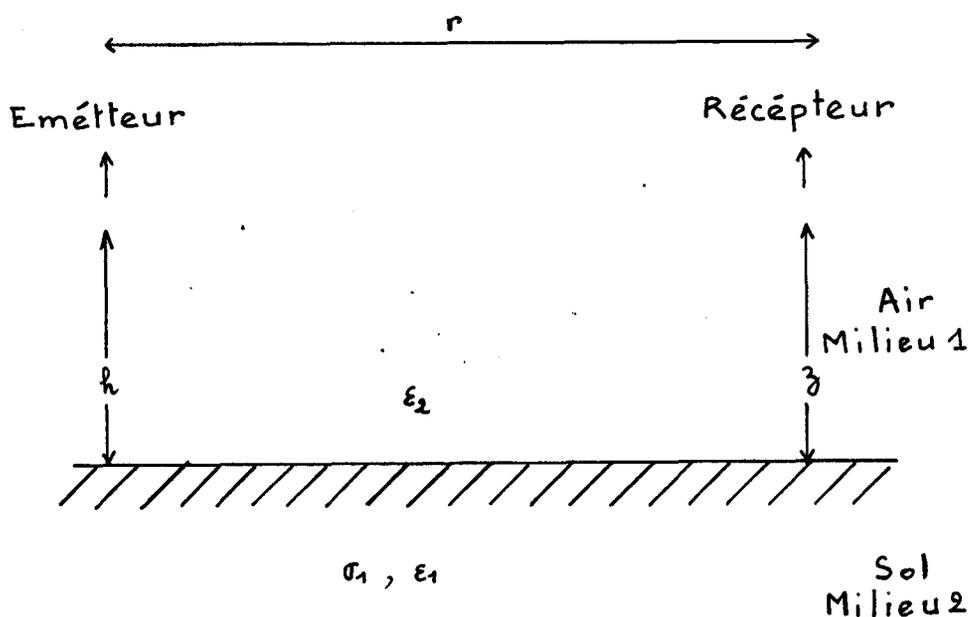
Dans cette configuration, il est possible de développer l'analogie avec les raisonnements de l'optique géométrique en y adaptant les concepts de coefficients de réflexion et de coefficients de transmission.

L'objet de ce chapitre est de justifier l'approximation de l'onde plane et de rappeler les variations des coefficients de réflexion en fonction de l'angle d'incidence et de la polarisation de l'onde incidente. Nous étudierons ensuite l'influence du profil longitudinal de l'interface (rugosité). Nous nous limiterons au cas d'une rugosité suffisamment faible pour qu'un coefficient de réflexion puisse encore être défini.

I. 1 - CAS D'UNE INTERFACE PLANE

I. 1. 1 - Approximation des formules du rayonnement d'une antenne par la théorie des rayons : *comparaison entre la théorie exacte et la théorie des rayons*

Nous envisageons le cas d'un dipôle électrique vertical situé au-dessus d'une interface plane (air-sol par exemple), l'approche faite pour un dipôle horizontal étant tout à fait similaire.



h : hauteur Emetteur
 z : hauteur Recepteur

Figure 1 : Configuration géométrique de l'interface plane.

En coordonnées cylindriques, les composantes E_r , E_z et H_θ s'expriment à l'aide des fonctions de Green primaires et des intégrales de Sommerfeld. Elles sont données par [1] :

$$E_r = \frac{j\omega\mu_0}{4\pi\gamma_2^2} \frac{\partial^2}{\partial r \partial z} |G_{22} - G_{21} - \gamma_1^2 V_{22}| \quad (1)$$

$$E_z = \frac{j\omega p \mu_0}{4\pi\gamma_2^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \gamma_2^2 \right) [G_{22} - G_{21} - \gamma_1^2 V_{22}] \quad (2)$$

$$H_y = \frac{-p}{4\pi} \frac{\partial}{\partial r} [G_{22} - G_{21} - \gamma_1^2 V_{22}] \quad (3)$$

Dans ces formules, p est le moment électrique du dipôle ($p = Il$), γ_2 et γ_1 sont les constantes de propagation dans l'air et dans le sol, G_{22} et G_{21} sont les fonctions de Green primaires :

$$G_{22} = \frac{e^{-\gamma_2 R_2}}{R_2} \quad \text{et} \quad G_{21} = \frac{e^{-\gamma_2 R_1}}{R_1} \quad (4)$$

avec $R_1 = \sqrt{(h+z)^2 + r^2}$ et $R_2 = \sqrt{(h-z)^2 + r^2}$

V_{22} correspond à l'intégrale de Sommerfeld

$$V_{22} = -2 \int_0^{\infty} \frac{e^{-u_2(h+z)}}{\gamma_1^2 u_2 + \gamma_2^2 u_1} \lambda J_1(\lambda r) d\lambda \quad (5)$$

avec $u_1 = \sqrt{\lambda^2 + \gamma_1^2}$ et $u_2 = \sqrt{\lambda^2 + \gamma_2^2}$

Un programme de calcul numérique de ces intégrales et de leurs dérivées a été mis au point par Zeddani [2] et les valeurs calculées de cette façon seront appelées "exactes". De nombreuses expressions approchées

ont été obtenues par différents auteurs. Compte tenu de l'application souhaitée, le formalisme introduit par Norton [3] est le plus séduisant car il fait directement apparaître le champ direct, le champ réfléchi sur l'interface dans l'hypothèse de l'onde plane et des termes de correction (onde de surface, champ proche...). Ce formalisme, repris par Lager et Lytle [4] montre que la composante E_z rayonnée par un dipôle électrique vertical (DEV) par exemple se met sous la forme suivante :

$$E_z \cong - \frac{j\omega\mu_0 p}{4\pi} \left[\begin{array}{l} \sin^2 \theta_D \frac{e^{-\gamma_0 R_D}}{R_D} + R^H \sin^2 \theta_R \frac{e^{-\gamma_0 R_R}}{R_R} \\ \text{onde directe} \qquad \qquad \qquad \text{onde réfléchie} \\ + (1 - R^H) F_e \sin^2 \theta_R \frac{e^{-\gamma_0 R_R}}{R_4} + \text{termes complémentaires} \end{array} \right] \quad (6)$$

\uparrow
 onde de surface

Les angles θ_D et θ_R sont donnés sur la Figure 2

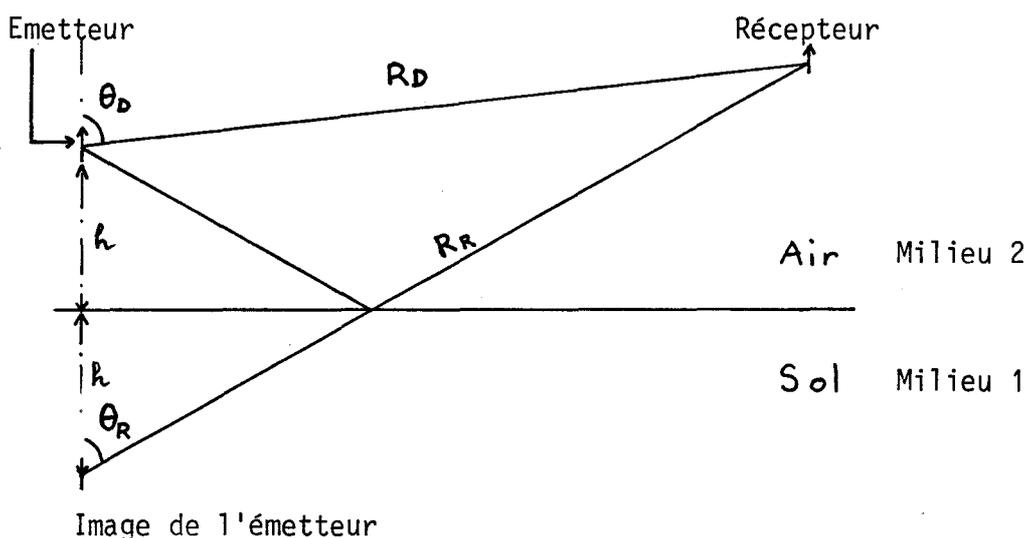


Figure 2 : Définition des paramètres géométriques.

RH est le coefficient de réflexion d'une onde plane lorsque le champ magnétique H est perpendiculaire au plan d'incidence

$$n_{21} = \frac{\gamma_2}{\gamma_1}$$

Le terme F_e fait intervenir les fonctions d'erreurs :

$$F_e = 1 - j \sqrt{\pi P_e} \exp(-P_e) \operatorname{erfc}(j\sqrt{P_e})$$

$$\text{avec } P_e = \frac{\gamma_2 R_R}{2 \sin^2 \theta_R} \left[\cos \theta_R + \frac{\sqrt{n_{21}^2 - \sin^2 \theta_R}}{n_{21}} \right]^2 \quad (7)$$

Dans les tableaux 1 et 2, nous faisons une comparaison entre les valeurs "exactes", celles obtenues par le développement de Norton en tenant compte de tous les termes complémentaires et celles calculées en ne tenant compte uniquement du champ direct et du champ réfléchi par l'interface. Dans ces tableaux, les hauteurs des émetteurs et récepteurs sont de 1 m puis de 2 m.

Les champs sont normalisés pour un moment électrique d'émission de 1 A.m.

On constate le bon accord entre les valeurs exactes et les solutions approchées, même lorsque la distance émetteur-récepteur est de l'ordre de grandeur de la hauteur des antennes. La théorie des rayons pourra donc s'appliquer au problème de propagation en tunnel.

I. 1. 2 - Lois de Snell

Considérons une onde plane incidente sur l'interface Air/Sol définie par la configuration de la figure 1. Le plan d'incidence est défini par la direction de propagation de l'onde et la normale à l'interface.

R (m)	E_r (rayonné par DEV)						E_z (rayonné par DEV)					
	Module (V/m)			Phase (degrés)			Module (V/m)			Phase (degrés)		
	EXACT	NORTON	PRIM+ SEC	EXACT	NORTON	PRIM+ SEC	EXACT	NORTON	PRIM+ SEC	EXACT	NORTON	PRIM+ SEC
1,5	53,3	53,3	53,2	- 38	- 38	- 32	400	402	399	- 98	- 98	- 98
2	43,7	43,7	43,6	- 72	- 72	- 67	322	320	321	34	34	34
4	10,8	10,8	10,7	116	115	118	140	140	138	151	151	151
6	0,67	0,67	0,71	65	57	45	105	105	106	- 98	- 97	- 97
8	1,98	1,97	1,93	79	80	90	77	77	76	17	17	17
10	2,54	2,53	2,49	- 104	- 103	- 95	72	72	70	134	134	134
20	1,58	1,58	1,55	- 114	- 114	- 106	40,8	40,8	41,3	33,2	33,2	32,2

Tableau 1 : $f = 1$ GHz, $\epsilon_{r\text{sol}} = 10$, $\sigma_{\text{sol}} = 10^{-2}$ mho/m
 hauteur émetteur et récepteur : $h = z = 1$ m

R (m)	E_r						E_z					
	Module (V/m)			Phase (degrés)			Module (V/m)			Phase (degrés)		
	EXACT	NORTON	PRIM+ SEC	EXACT	NORTON	PRIM+ SEC	EXACT	NORTON	PRIM+ SEC	EXACT	NORTON	PRIM+ SEC
1	18,3	18,3	18,3	175	175	178	625	625	624	146	146	149
2	27	27	27	116	116	119	316	316	314	24,5	24,5	25,5
4	22	22	22	134	134	136	136	136	136	147	147	148
6	11,7	11,7	11,7	68	68	70	122	122	122	- 97	- 97	- 97
8	5,39	5,39	5,39	147	147	148	85	85	85	16,7	16,8	17,5
10	2,06	2,06	2,06	114	114	114	58,6	58,5	58,3	144	144	144
20	1,25	1,25	1,25	-105	-105	-101	34,1	34,1	34,5	23,1	23,1	22,5

Tableau 2 : idem que pour le tableau 1 sauf les hauteurs
 d'émetteur et de récepteur : $h = z = 2$ m

Lorsque le champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence, l'onde est dite à polarisation horizontale et lorsque le champ magnétique est perpendiculaire au plan d'incidence l'onde est à polarisation verticale.

Suivant le type de polarisation, le coefficient de réflexion obtenu par application des conditions aux limites sur l'interface (continuité de la composante tangentielle du champ électrique) a une expression mathématique différente. Ces mêmes conditions aux limites permettent de déduire les lois de Snell ou Descartes de l'optique géométrique.

Si \vec{k}_i , \vec{k}_r et \vec{k}_t sont respectivement les vecteurs direction de propagation de l'onde incidente, de l'onde réfléchie et de l'onde transmise, l'indice de réfraction, traduisant l'influence du milieu 1 sur le milieu 2 est défini par le rapport

$$\frac{k_t}{k_i} = \sqrt{\frac{\epsilon_{r1}}{\epsilon_{r2}}} = n_{21}$$

où ϵ_{r1} et ϵ_{r2} sont les constantes électriques relatives complexes des milieux 1 et 2.

Si θ_1 , θ_2 et θ_3 sont respectivement l'angle d'incidence, l'angle de réflexion et l'angle de réfraction, définis sur la figure 3, les lois de Snell s'écrivent : [5]

$$\sin \theta_1 = \sin \theta_2 \tag{8}$$

$$\sin \theta_1 = n_{21} \sin \theta_3 \tag{9}$$

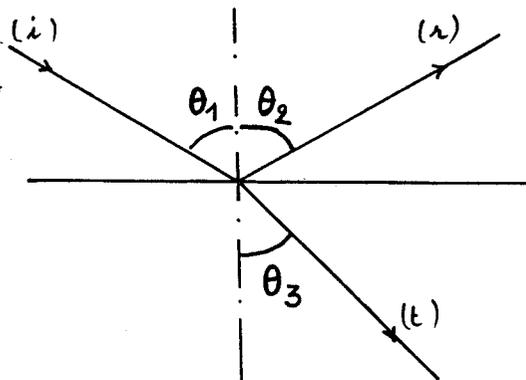


Figure 3 : Définition des angles d'incidence, de réflexion et de réfraction.

C'est en appliquant la première loi ($\theta_1 = \theta_2$), après justification de l'hypothèse de l'onde plane, que nous avons élaboré un modèle numérique de propagation en tunnel utilisant la théorie des rayons et permettant de calculer le champ électrique en tout point du tunnel.

I. 1. 3 - Expressions des coefficients de réflexion

a) Polarisation verticale, angle de Brewster

L'onde à polarisation verticale est aussi appelée transverse magnétique (Fig. 4). Son coefficient de réflexion est noté RTM ou RH et son expression en fonction de l'angle d'incidence θ est :

$$RTM = \frac{n_{21}^2 \cos \theta - \sqrt{(n_{21}^2 - \sin^2 \theta)}}{n_{21}^2 \cos \theta + \sqrt{(n_{21}^2 - \sin^2 \theta)}} \quad (10)$$

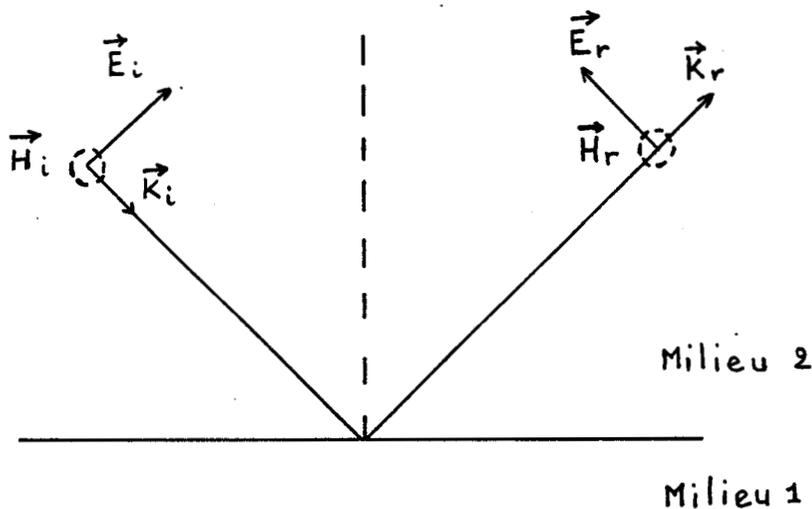


Figure 4 : Onde à polarisation verticale.

L'évolution de ce coefficient de réflexion est représentée sur la Figure 5, de même sa phase en fonction de l'angle d'incidence.

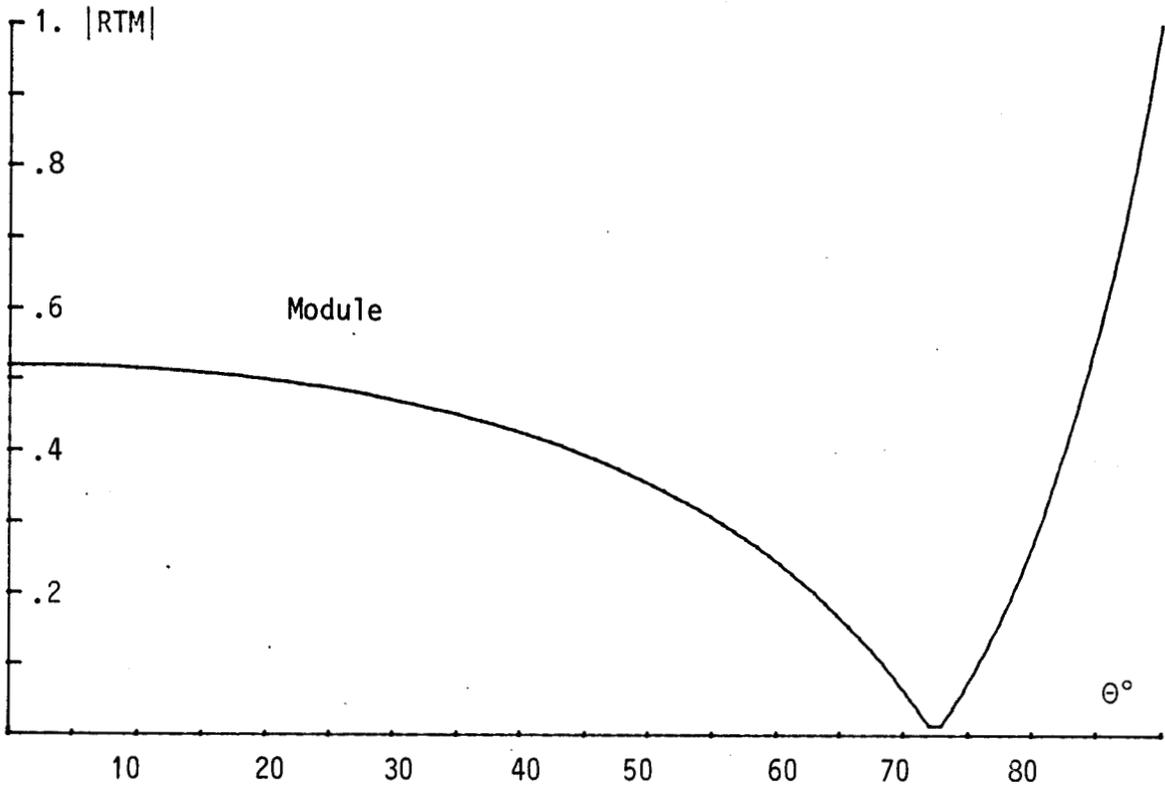
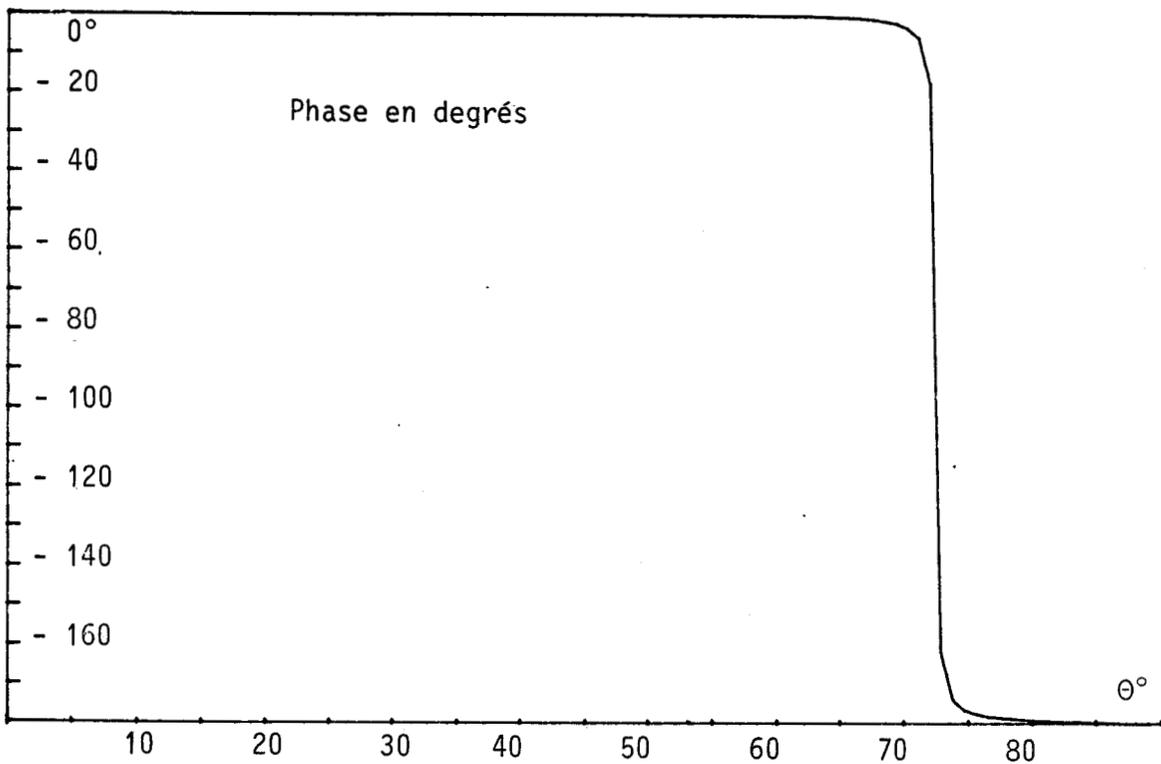


Figure 5 : Module et phase du coefficient de réflexion RTM
fonction de l'angle d'incidence



Les paramètres introduits dans les expressions sont : Fréquence $F = 1 \text{ GHz}$, conductivité du sol $\sigma = 10^{-2} \text{ mho}$ et permittivité relative $\epsilon_r = 10$.

On montre facilement que le module de ce coefficient de réflexion s'annule, si n_{21} est réel, pour une valeur θ_B de l'angle d'incidence telle que $\text{tg } \theta_B = n_{21} = \sqrt{\epsilon_r}$.

θ_B est appelée angle de Brewster. Si le sol présente une faible conductivité, le module du coefficient de réflexion, en polarisation verticale et sous incidence Brewstérienne passe par un minimum. Cet angle vaut $72,5^\circ$ pour $\epsilon_r = 10$. Pour une incidence normale, le coefficient de réflexion est de l'ordre de 0,5, vaut 0,01 pour $\theta = \theta_B = 72,5^\circ$ et est supérieur à 0,8 pour $\theta = 85^\circ$. La phase varie brutalement de zéro degré à -180° .

Nous donnerons également dans le chapitre III quelques résultats de mesure concernant les variations des paramètres σ et ϵ en fonction de la fréquence.

b) Polarisation horizontale

L'onde à polarisation horizontale est aussi appelée transverse électrique (Fig. 6). Son coefficient de réflexion sera noté RTE ou RE et son expression en fonction de l'angle d'incidence est :

$$\text{RTE} = \frac{\cos \theta - \sqrt{n_{21}^2 - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{n_{21}^2 - \sin^2 \theta}} \quad (11)$$

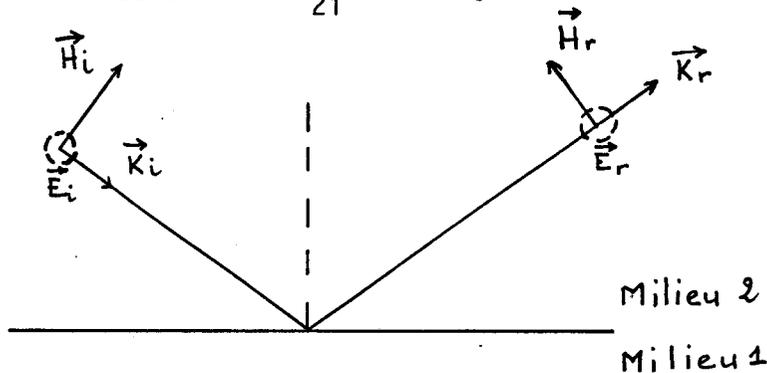


Figure 6 : Onde à polarisation horizontale.

L'évolution de ce coefficient de réflexion est donnée sur la Fig. 7, de même que sa phase en fonction de l'angle d'incidence. Pour une incidence normale le coefficient de réflexion est du même ordre qu'en polarisation verticale (0.5) puis tend régulièrement vers 1 lorsque les angles d'incidence tendent à être rasants. Il n'existe pas d'angle de Brewster. La phase est constante et vaut 180° .

CONCLUSION

Lorsque nous étudierons les réflexions multiples en tunnel, les remarques ci-dessus seront utiles pour justifier la présence de nombreuses interférences sur les rayons faisant intervenir le coefficient de réflexion RTE qui auront la même importance relative lorsqu'ils seront réfléchis plusieurs fois, tandis que le comportement de RTM va limiter le nombre de rayons dont la contribution au champ total est non négligeable. Cela sera particulièrement sensible dans le cas de la modélisation du tunnel par deux plans parallèles et infinis, où il n'y aura aucune combinaison de deux polarisations.

I. 2 - CAS D'UNE INTERFACE RUGUEUSE

I. 2. 1 - Position du problème

Si sur une interface plane, illuminée par une onde électromagnétique plane, l'onde incidente est réfléchie dans la direction définie par l'angle d'incidence, lorsque l'interface présente des irrégularités de hauteurs et largeurs variables, le champ incident se trouve diffracté dans plusieurs directions. Il est alors possible de calculer le coefficient de diffraction dans une direction donnée moyennant quelques approximations (définies plus bas) qui imposent aux irrégularités un profil bien défini, une hauteur bien déterminée.

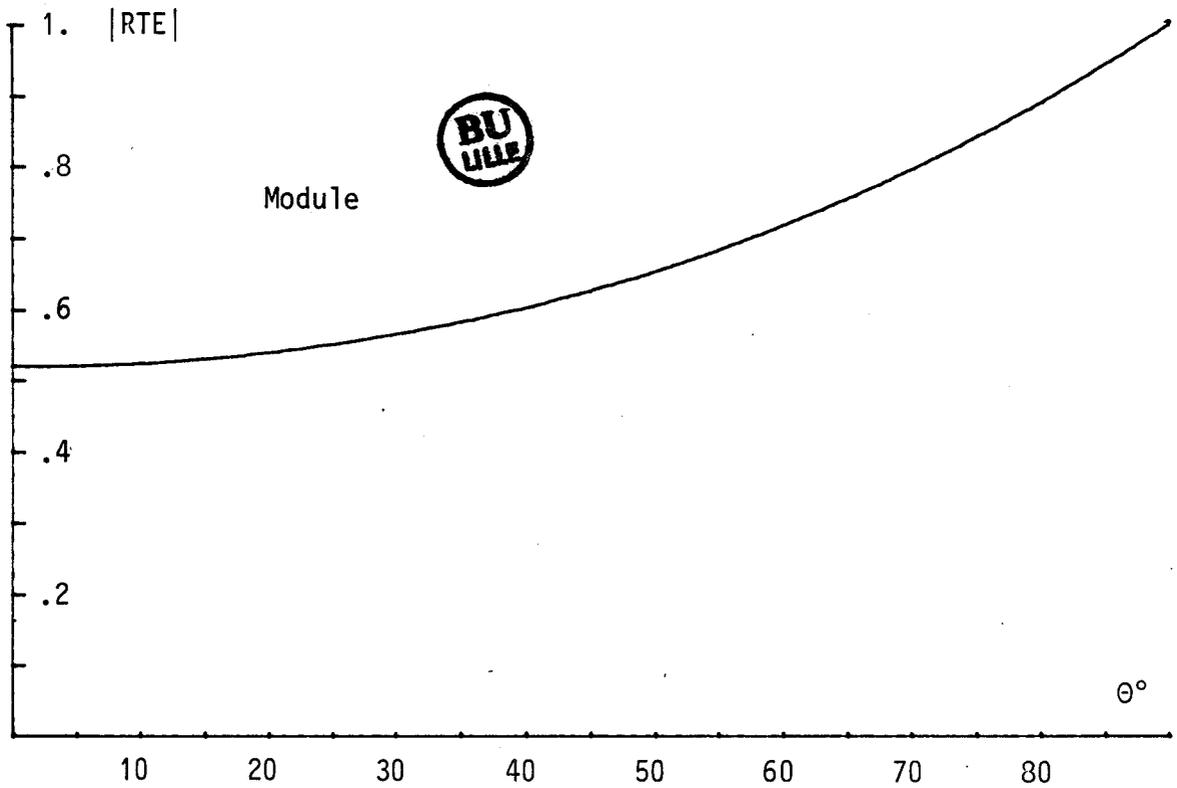
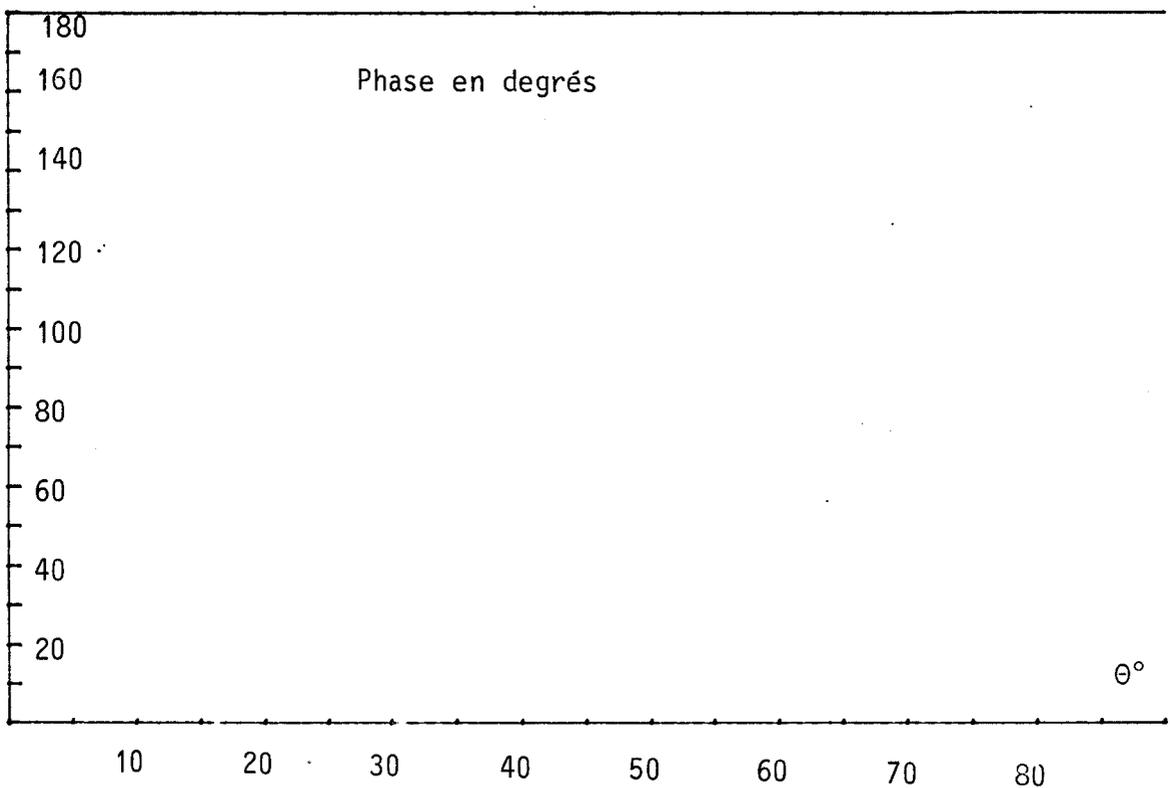


Figure 7 : Module et phase du coefficient de réflexion RTE fonction de l'angle d'incidence.



Il se trouve que la plupart des surfaces rugueuses rencontrées dans la nature présentent un profil aléatoire. Il est impossible de mesurer leur rugosité, d'où le recours aux méthodes statistiques. C'est le cas des parois des tunnels de mine ou des tunnels routiers en région montagneuse.

Nous appliquerons ici le modèle de caractérisation de Beckmann et Spizzichino [6].

Notre modèle de propagation en tunnel étant basé sur l'égalité de l'angle d'incidence et l'angle réfléchi, nous nous intéresserons particulièrement au champ diffracté dans la direction définie par l'angle d'incidence ou direction spéculaire.

En supposant une distribution normale (type Gaussienne) des hauteurs des irrégularités de la surface, Beckmann et Spizzichino décrivent une surface rugueuse aléatoire par la quantité h , écart type de la distribution des hauteurs des irrégularités mesurées à intervalles réguliers.

Pour tenir compte de la densité des irrégularités, ces auteurs ont introduit un coefficient de corrélation [Annexe 1] définissant le degré de dépendance de deux points quelconques de la surface. Dans le cas où la surface rugueuse est supposée parfaitement aléatoire, il est possible de définir des intervalles tels qu'il n'y ait aucune corrélation d'un point à un autre de la surface et le coefficient de corrélation devenant nul n'intervient plus. La surface est alors uniquement définie par la hauteur moyenne des irrégularités mais on peut se demander à partir de quelle hauteur elle se comportera comme une surface lisse ou une surface rugueuse, en regard à la longueur d'onde et à l'angle d'incidence ?

C'est l'objet du critère de Rayleigh présenté ci-après.

Le coefficient de diffraction de la surface est calculé en utilisant la solution générale de Kirchoff qui part du principe que, le champ total diffracté d'une surface rugueuse, dans une direction donnée, est la somme d'ondes élémentaires diffractées dans cette direction par chaque élément diffractant. D'où la nécessité de définir une surface active, qui contienne tous les éléments diffractants qui participent à la diffraction au point de réception considéré. Nous verrons dans le prochain paragraphe que cette surface sera celle de la première ellipse de Fresnel et devra contenir un grand nombre d'irrégularités pour que la statistique soit applicable.

De plus la solution générale de Kirchoff impose des irrégularités "douces" en utilisant les approximations suivantes :

- 1 - Les largeurs des éléments diffractants sont grandes devant la longueur d'onde.
- 2 - Les effets d'ombre sont négligés.
- 3 - Le point de réception est suffisamment éloigné de la surface diffractante pour que l'onde puisse être considérée comme plane.
- 4 - On ne tient pas compte de la diffraction multiple.

Nous allons donc rappeler les différentes notions introduites par Beckmann et Spizzichino permettant de définir les paramètres de rugosité.

I. 2. 2 - Critère de Rayleigh

Pour quelles valeurs de longueur d'onde, d'angle d'incidence ou de hauteurs des irrégularités, une surface peut paraître lisse ou rugueuse ?

Rayleigh a suggéré une formulation simple qui lie ces différents paramètres.

Considérons les rayons 1 et 2 de la figure ci-dessous, arrivant avec une incidence θ par rapport à la surface moyenne, sur une surface présentant une irrégularité de hauteur h dans la zone de réflexion.

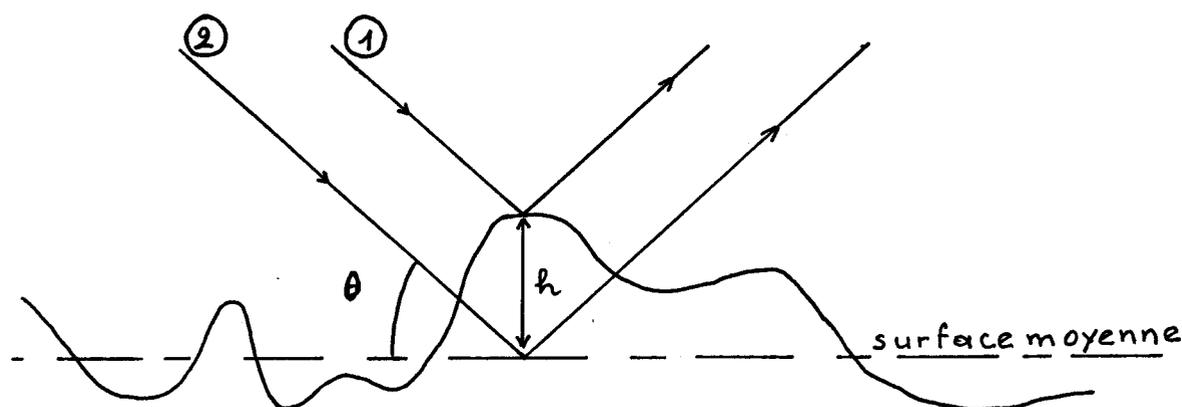


Figure 8 : Profil rugueux.

La différence de marche Δr entre les deux rayons est donnée par :

$$\Delta r = 2 h \sin \theta \quad (12)$$

et le déphasage $\Delta\phi$:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta r = \frac{4\pi}{\lambda} h \sin \theta \quad (13)$$

Si la différence de phase est faible, les deux rayons seront en phase comme sur une surface lisse, la réflexion est dite spéculaire, et la surface lisse.

Si la différence de phase augmente, les deux rayons vont interférer jusqu'à $\Delta\phi = \pi$, où ils s'annulent. Il n'y a alors aucune énergie dans la direction considérée, et, de par le principe de conservation de l'énergie totale, celle-ci ne peut être que redistribuée dans d'autres directions. Pour $\Delta\phi = \pi$, la surface diffracte l'onde incidente, la réflexion est dite diffuse, la surface rugueuse. Ces deux valeurs extrêmes de $\Delta\phi$ (0 et π) ont permis à Rayleigh de choisir arbitrairement une frontière entre une surface lisse et une surface rugueuse.

En prenant la valeur moyenne $\Delta\phi = \pi/2$, on obtient la relation :

$$h < \frac{\lambda}{8 \sin \theta} \quad (14)$$

appelée critère de Rayleigh, signifiant qu'une surface est considérée comme lisse si la hauteur moyenne de ses irrégularités vérifie cette relation.

D'autres valeurs de $\Delta\phi$ ($\frac{\pi}{4}$ et $\frac{\pi}{8}$) ont été proposées par Norton et Omberg [7], Kerr [8], ce qui change le facteur 8 en 16 ou 32 et justifie le caractère arbitraire de ce choix. Une manière plus pratique d'utiliser le critère de Rayleigh consiste à prendre le terme $\frac{4\pi}{\lambda} h \sin \theta$ comme une mesure effective de rugosité, ce qui permet de poser qu'une surface tend à se comporter comme un miroir plan sous deux conditions :

$$1) \quad \frac{h}{\lambda} \rightarrow 0 \quad \text{ou} \quad 2) \quad \theta \rightarrow 0 \quad (15)$$

Nous allons nous intéresser maintenant, à la surface rugueuse, notamment aux régions de la surface diffractante les plus importantes dans la contribution au champ total, en un point de réception.

I. 2. 3 - Zone active : première zone de Fresnel

Considérons un plan lisse $x o y$, illuminé par une source placée au point A $(0, 0, h_1)$ et le champ réfléchi en un point B $(r, 0, h_2)$ Fig. 9.

Les rayons réfléchis qui arrivent en phase au point B présentent une différence de marche constante δ par rapport à l'onde directe. La localisation de tous les points du plan de réflexion à partir desquels le champ réfléchi arrive en B avec la même différence de marche est donnée par la relation

$$R_1 + R_2 - R = \delta \quad (16)$$

ou puisque R est constant

$$R_1 + R_2 = R + \delta \quad (17)$$

Cette relation représente l'équation d'ellipsoïdes de révolution ayant pour foyers A et B. Fig. 9.

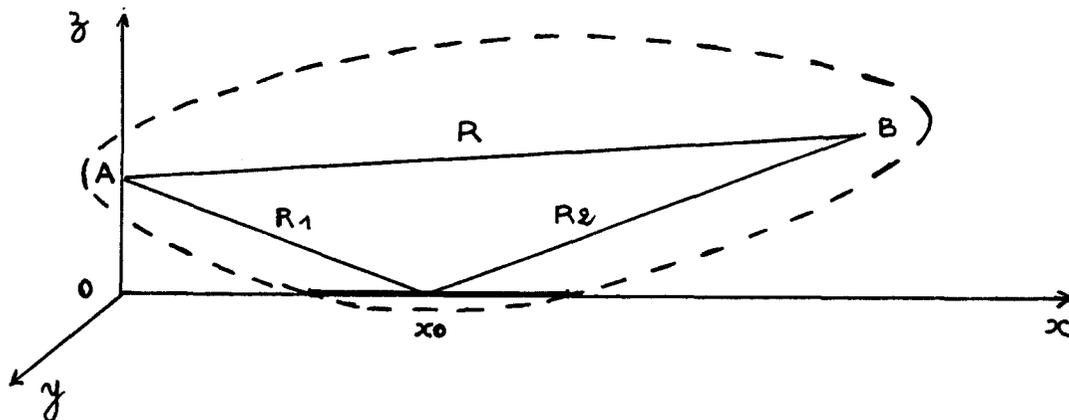


Figure 9 : Détermination de l'ellipsoïde de Fresnel.

La zone cherchée dans le plan x o y est alors formée par une ellipse, dite première zone (ou ellipse) de Fresnel déterminée par l'intersection du plan x o y et de l'ellipsoïde définie par la relation 17 pour

$$\delta = \frac{\lambda}{2} .$$

Si les hauteurs h_1 , h_2 et la longueur d'onde λ sont petites par rapport à la distance émetteur récepteur r , on peut montrer [6] que le centre de la première ellipse de Fresnel est donné par

$$x_0 \cong \frac{r}{2} \frac{1 + \frac{2 h_1 (h_1 + h_2)}{\lambda r}}{1 + \frac{(h_1 + h_2)^2}{\lambda r}} \quad (18)$$

et les demi axes en x et en y :

$$x_1 \cong \frac{r}{2} \frac{\left(1 + \frac{h_1 h_2}{\lambda r}\right)^{1/2}}{1 + \frac{(h_1 + h_2)^2}{\lambda r}} \quad (19)$$

$$y_1 \cong \frac{\sqrt{\lambda r}}{2} \left| \frac{1 + 2 \frac{h_1 h_2}{r\lambda}}{1 + \frac{(h_1 + h_2)^2}{r\lambda}} \right|^{1/2} \quad (20)$$

Rappelons que la surface d'une ellipse est donnée par

$$S = \pi * x_1 * y_1 \quad (21)$$

Le tableau ci-dessous donne les dimensions de la première zone de Fresnel à 1 GHz et 10 GHz, la distance émetteur - récepteur étant égale à 10 m.

λ	30 cm	3 cm
r	10 m	
h_1	1 m	
h_2	1 m	
x_1	3,28 m	1,32 m
y_1	. 86 m	. 28 m
S	8,86 m ²	1,13 m ²

Tableau 3

En examinant le rapport S/λ^2 à 1 GHz et à 10 GHz, on obtient

$$\frac{S}{\lambda^2} = 98 \text{ à } 1 \text{ GHz}$$

$$\frac{S}{\lambda^2} = 1255 \text{ à } 10 \text{ GHz}$$

On peut conclure que la statistique restera d'autant plus valable que la fréquence sera élevée.

I. 2. 4 - Coefficient de diffraction d'une surface rugueuse :

Solution générale de Kirchoff

Soit une surface rugueuse interface entre l'air et le sol définie par la fonction $\xi = \xi(x, y)$ dont la surface moyenne est constituée par la plan $z = 0$. Fig. 10. $\vec{x}_0, \vec{y}_0, \vec{z}_0$ sont les vecteurs unitaires des axes du repère rectangulaire.

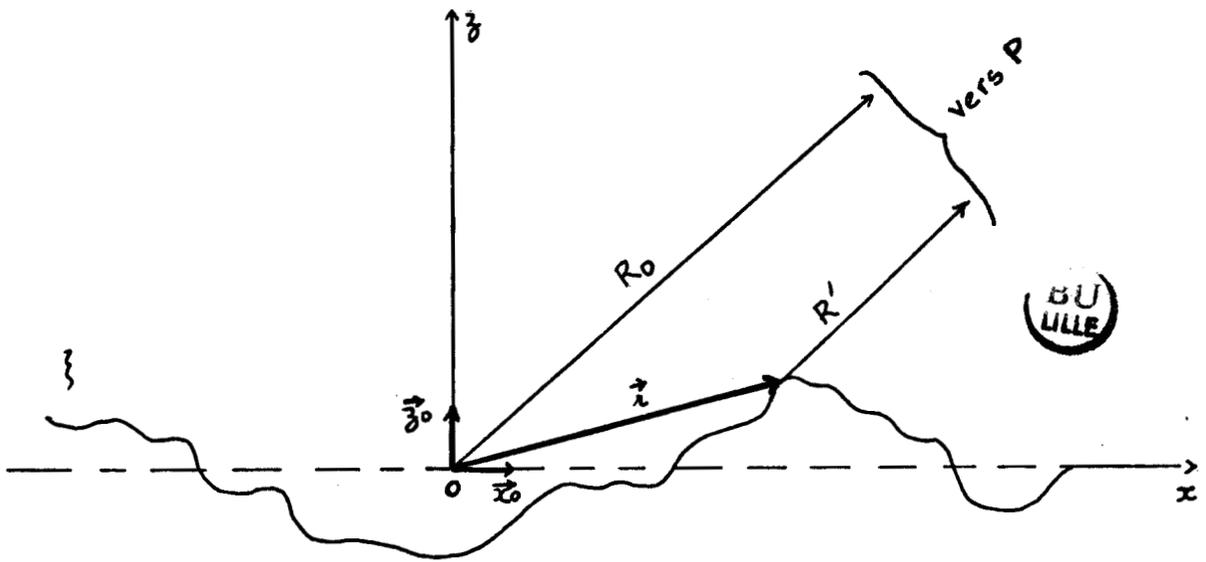


Figure 10 : Définition des paramètres d'une surface rugueuse dans l'approximation de l'onde plane.

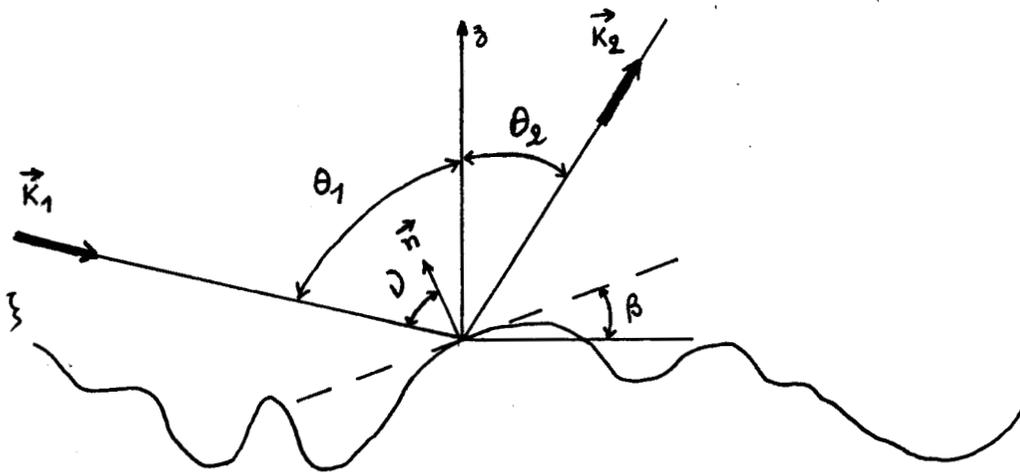


Figure 11 : Définition des paramètres locaux de la diffraction d'une onde par une surface rugueuse.

Un point d'observation P situé dans la zone lointaine (dite de Fraunhofer) pour la diffraction (afin de rester dans l'approximation de l'onde plane), sera à une distance R' d'un point B de coordonnées (x, y, ξ) appartenant à la surface et R₀ de l'origine. \vec{k}_1 et \vec{k}_2 sont les vecteurs d'ondes de l'onde incidente et l'onde diffractée, θ_1 et θ_2 les angles d'incidence et de diffraction. Fig.11.

Si une onde plane incidente $\vec{E}_1 = E_1 \vec{y}_0$ à polarisation horizontale est rayonnée, le champ électrique E₂ diffracté par une surface S et reçu en P, est donné par l'intégral d'Helmholtz (Annexe 2).

$$E_2(P) = \frac{1}{4\pi} \iint_S \left(E \frac{\partial \Psi}{\partial n} - \Psi \frac{\partial E}{\partial n} \right) dS \quad (22)$$

où Ψ est une fonction de Green $\Psi = \frac{e^{i\vec{k}_2 \vec{R}'}}{K'}$ (23)

E et $\frac{\partial E}{\partial n}$ sont le champ en un point de la surface et sa dérivée normale.

La valeur exacte de ces deux quantités est en général inconnue et la méthode de Kirchoff consiste essentiellement à l'approximer afin d'évaluer le champ diffracté en P.

Lorsque le point P est loin de la surface, on peut écrire :

$$\vec{k}_2 \vec{R}' = \vec{k}_2 \vec{R}_0 - \vec{k}_2 \vec{r} \quad (24)$$

$$\text{et } \Psi = \frac{e^{i\vec{k}_2 \vec{R}_0 - i\vec{k}_2 \vec{r}}}{R_0} \quad (25)$$

En approximant le champ en tout point de la surface par le champ qui existerait sur le plan tangent en ce point, la condition aux limites sur la surface s'écrit

$$E/S = (1 + R) E_1 \quad (26)$$

R étant le coefficient de réflexion d'une surface plane.

Dans le cas d'une surface rugueuse, les coefficients de réflexion sont fonction de l'angle d'incidence locale ν formé par le vecteur \vec{K}_1 et la normale \vec{n} au point considéré de la surface, alors que l'angle d'incidence θ_1 défini pour une interface plane est constant sur toute la surface.

$$\theta_1 = (\vec{K}_1, \vec{z}_0).$$

Les expressions des coefficients de réflexion sont identiques à celles données dans le paragraphe I.1.2. (relations 10 et 11), à condition de remplacer θ par ν

L'application de la conditions aux limites (26) suppose que l'on puisse définir en chaque point de la surface S un coefficient de réflexion.

Il faut donc que localement, sur un petit élément de surface dS entourant le point d'intersection du rayon et de la surface, la réflexion soit un phénomène dominant de telle façon que l'on puisse assimiler la réflexion sur la surface S en ce point à la réflexion sur le plan tangent.

Par conséquent le rayon de contour de la surface doit être beaucoup plus grand que la longueur d'onde.

De plus, pour que l'approche statistique puisse être valable, il faut un grand nombre d'éléments réfléchissants.

Cette théorie ne pourra donc s'appliquer que si la surface de la première ellipse de Fresnel est beaucoup plus grande que λ^2 .

Afin de simplifier les calculs, on sera amené à supposer que la surface de l'ellipse de Fresnel s'étendant de $-L$ à $+L$ suivant l'axe des x , est constante suivant y .

Il faudra donc vérifier la condition $2L \gg \lambda$.

Si on s'intéresse à une surface rugueuse à une dimension, constante le long de la coordonnée y , la côte d'un point suivant l'axe des z et appartenant à cette surface est notée $\xi(x, y) = \xi(x)$. En un point de la surface on a donc :

$$\frac{d\xi}{dx} = \text{tg}\beta = \xi'(x) \tag{27}$$

$$D = \theta_1 - \beta = \theta_1 - \arctg \xi' (x) \quad (28)$$

$$\vec{r} = x \vec{x}_0 + \xi (x) \vec{z}_0 \quad (29)$$

En posant $\vec{v} = \vec{K}_1 - \vec{K}_2$ et $\vec{p} = \vec{K}_1 + \vec{K}_2$ avec $K = |\vec{K}_1| = |\vec{K}_2| = \frac{2\pi}{\lambda}$,

ce qui donne les relations :

$$\vec{V} = K(\sin\theta_1 - \sin\theta_2) \vec{x}_0 - K(\cos\theta_1 + \cos\theta_2) \vec{z}_0 = v_x \vec{x}_0 + v_z \vec{z}_0 \quad (30)$$

$$\vec{P} = K(\sin\theta_1 + \sin\theta_2) \vec{x}_0 + K(\cos\theta_2 - \cos\theta_1) \vec{z}_0 \quad (31)$$

On introduit le coefficient de diffraction $\rho = \frac{E_2(P)}{E_{20}}$

où E_{20} est le champ réfléchi dans la direction spéculaire par une surface lisse parfaitement conductrice, de mêmes dimensions $(-L, L)$ sous le même angle d'incidence, au point de réception considéré. La formule générale établie par Beckmann et Spizzichino est appelée solution générale de Kirchoff et se met sous la forme :

$$\rho = \frac{E_2}{E_{20}} = \frac{1}{4 L \cos\theta_1} \int_{-L}^L (a\xi' - b) e^{iv_x x + iv_z \xi} dx \quad (32)$$

où a et b sont fonctions du coefficient de réflexion R et des angles d'incidence et de diffraction θ_1 et θ_2

$$a = (1 - R) \sin\theta_1 + (1 + R) \sin\theta_2 \quad (33)$$

$$b = (1 + R) \cos\theta_2 - (1 - R) \cos\theta_1$$

En négligeant les effets de bord, puis en supposant les facteurs a et b constants, ou le coefficient de réflexion R constant, on montre que [6] la formule (32) se met sous la forme :

$$\rho = \frac{F_2}{2L} \int_{-L}^L e^{i\vec{v} \cdot \vec{r}} dx \quad (34)$$

$$\text{où } F_2 = \frac{1}{\cos\theta_1} * \frac{1 + \cos(\theta_1 + \theta_2)}{(\cos\theta_1 + \cos\theta_2)}$$

La validité de cette formule est essentiellement liée à la validité de l'approximation (26), nous l'appliquerons au cas d'une surface rugueuse aléatoire en supposant l'étendue 2L des irrégularités grande vis-à-vis de la longueur d'onde.

I. 2. 5 - Cas d'une surface rugueuse aléatoire de distribution quelconque

Nous supposons une surface aléatoire à une dimension $\xi(x)$ caractérisée par un processus aléatoire stationnaire et de niveau moyen nul

$$\langle \xi \rangle = 0$$

Un point de la surface est défini par le rayon vecteur $\vec{r}(\xi)$ et le vecteur $\vec{v} \begin{pmatrix} v_x \\ v_z \end{pmatrix}$ dépend de l'angle d'incidence θ_1 et l'angle de diffraction θ_2 . Le coefficient de diffraction moyen s'écrit :

$$\langle \rho \rangle = \frac{F_2}{2L} \langle \int_{-L}^L e^{i\vec{v} \cdot \vec{r}} dx \rangle$$

$$\langle \int_{-L}^L e^{i\vec{v} \cdot \vec{r}} dx \rangle = \int_{-L}^L e^{i v_x x} \langle e^{i v_z \xi} \rangle dx$$

$$= \langle e^{i v_z \xi} \rangle \int_{-L}^L e^{i v_x x} dx$$

Si la surface ξ prend des valeurs Z avec la probabilité $W(Z)$, la moyenne $\langle \xi \rangle$ est définie par $\langle \xi \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} Z W(Z) dZ$ et la fonction caractéristique associée à $W(Z)$ ou la surface ξ est par définition

$$\chi(v_z) = \int_{-\infty}^{+\infty} W(Z) e^{i v_z Z} dZ \quad (35)$$

La moyenne d'une fonction de ξ , $f(\xi)$ s'écrit

$$\langle f(\xi) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} f(Z) W(Z) dZ \quad (36)$$

Pour $f(\xi) = e^{i v_z \xi}$

$$\langle e^{i v_z \xi} \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i v_z Z} W(Z) dZ = \chi(v_z)$$

$$\langle \rho \rangle = \frac{F_2}{2L} \left\langle \int_{-L}^L e^{i \vec{v} \cdot \vec{r}} dx \right\rangle = \chi(v_z) \times \frac{F_2}{2L} \int_{-L}^L e^{i v_x x} dx$$

$$\langle \rho \rangle = F_2 \times \chi(v_z) \times \rho_0 \quad (37)$$

avec $\rho_0 = \sin v_x L / v_x L$

Dans la direction spéculaire ($\theta_1 = \theta_2$) $\rho_0 = 1$, $F_2 = 1$ et $\langle \rho \rangle$ est connu si $\chi(v_z)$ est connu, c'est-à-dire si la distribution des irrégularités $W(Z)$ de la surface rugueuse est connue.

I. 2. 6 - Cas d'une surface rugueuse aléatoire de distribution normale de surface

La propriété remarquable des distributions normales (Gauss, uniforme, Simpson : Annexe 1) est qu'elles sont entièrement définies par leur caractéristiques statistiques du premier et du second ordre, à savoir la moyenne et la variance.

De plus, le théorème central limite montre que, si l'on ajoute plusieurs processus aléatoires quelconques, le résultat tend vers un processus Gaussien lorsque le nombre de processus augmente. Cette convergence est rapide, c'est-à-dire que dès que le nombre de processus qui interviennent est supérieur à 5 ou 6, on est très près du processus Gaussien. Dans la pratique, on peut toujours décomposer une surface rugueuse en une somme de processus aléatoires.

Soit ξ une surface à distribution normale, de valeur moyenne nulle $\langle \xi \rangle = 0$ et d'écart type h
La distribution de ξ est donnée par la loi normale

$$W(Z) = \frac{1}{h\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{Z^2}{2h^2}} \quad \text{avec} \quad h^2 = \langle \xi^2 \rangle \quad (38)$$

L'écart type $h = \sqrt{\langle \xi^2 \rangle}$, racine carrée de la valeur moyenne quadratique, décrit la rugosité de la surface et correspond à l'amplitude moyenne des variations de celle-ci.

La fonction caractéristique associée à la distribution normale centrée est

$$\chi(v_z) = \exp\left(-\frac{1}{2} h^2 v_z^2\right) \quad (39)$$

et le coefficient de diffraction moyen s'écrit

$$\langle \rho \rangle = \chi(v_z) \rho_0 = \rho_0 \exp\left(-\frac{1}{2} h^2 v_z^2\right)$$

Mais comme

$$v_z = - \frac{2\pi}{\lambda} (\cos \theta_1 + \cos \theta_2)$$

on obtient

$$\rho = \rho_0 \exp \left| - \frac{2\pi}{\lambda^2} h^2 (\cos \theta_1 + \cos \theta_2)^2 \right| \quad (40)$$

Dans la direction spéculaire $\theta_1 = \theta_2$

$$\rho = \exp \left| - \frac{1}{2} \left(\frac{4 \pi h \cos \theta_1}{\lambda} \right)^2 \right| \quad (41)$$

En utilisant la définition du coefficient de diffraction $\rho = \frac{E_2}{E_{20}}$,
et du coefficient de réflexion

$$R = \frac{\text{onde réfléchie}}{\text{onde directe}} = \frac{E_{20}}{E_1}$$

$$\text{le champ diffracté s'écrit : } E_2 = R \times \rho \times E_1$$

le coefficient de réflexion se trouve modifié par le coefficient de diffraction. La polarisation de l'onde intervient par le coefficient de réflexion $R = R_{TE}$ ou R_{TM} , la rugosité ayant pour effet d'augmenter les pertes dues aux réflexions.

CONCLUSION

L'observation du critère de Rayleigh ou du rapport h/λ permet de conclure que, augmenter la longueur d'onde a le même effet que diminuer la hauteur moyenne h des irrégularités.

Les hautes fréquences seront donc plus sensibles à la rugosité.

Les variations des coefficients de réflexion en fonction de l'angle d'incidence et de la rugosité sont représentées sur la figure 12. Les rayons à incidence presque normale sont beaucoup plus sensibles aux pertes dues à la rugosité.

Lorsque la rugosité sera élevée, seules les ondes rasantes vont contribuer au champ dominant reçu en un point.

Nous verrons dans un prochain chapitre (III) les conséquences que cela peut avoir lors d'une propagation guidée en tunnel. Ce résultat n'est toutefois valable que dans le cadre des approximations utilisées imposant des irrégularités sans arêtes pointues. On n'a pas tenu compte des diffractions multiples, de la dépolarisation de l'onde.

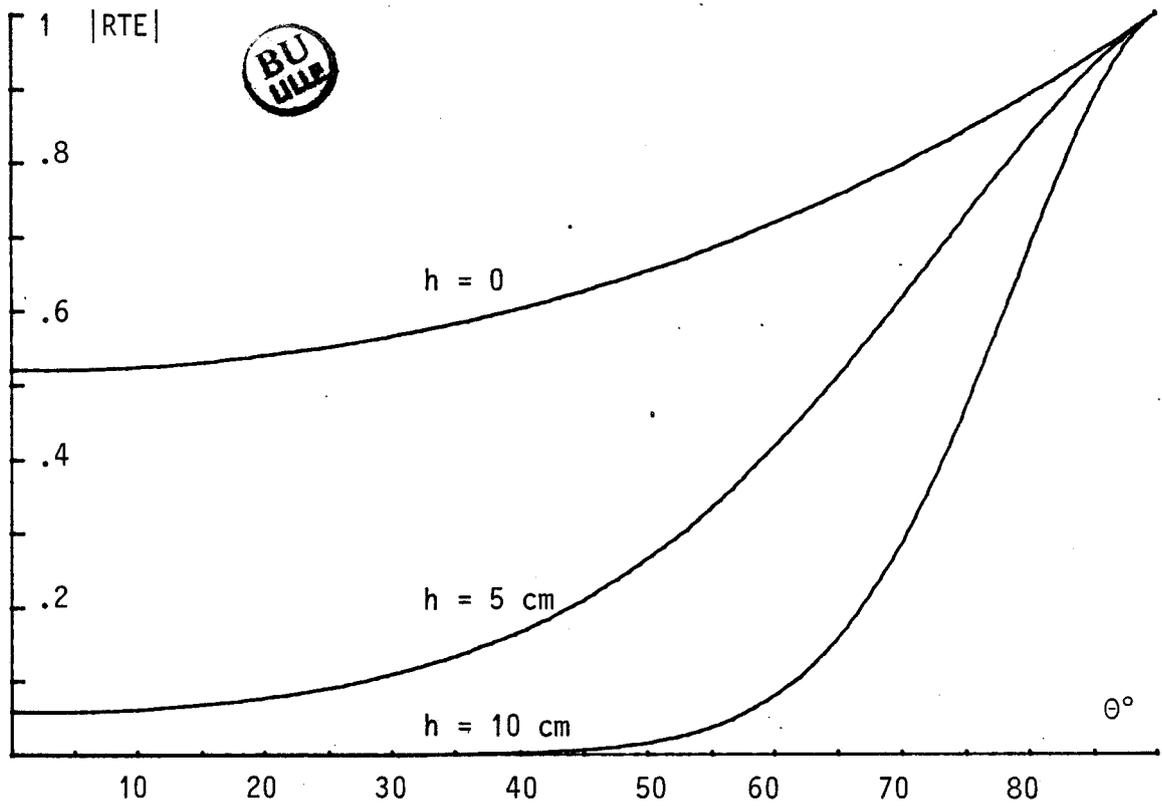
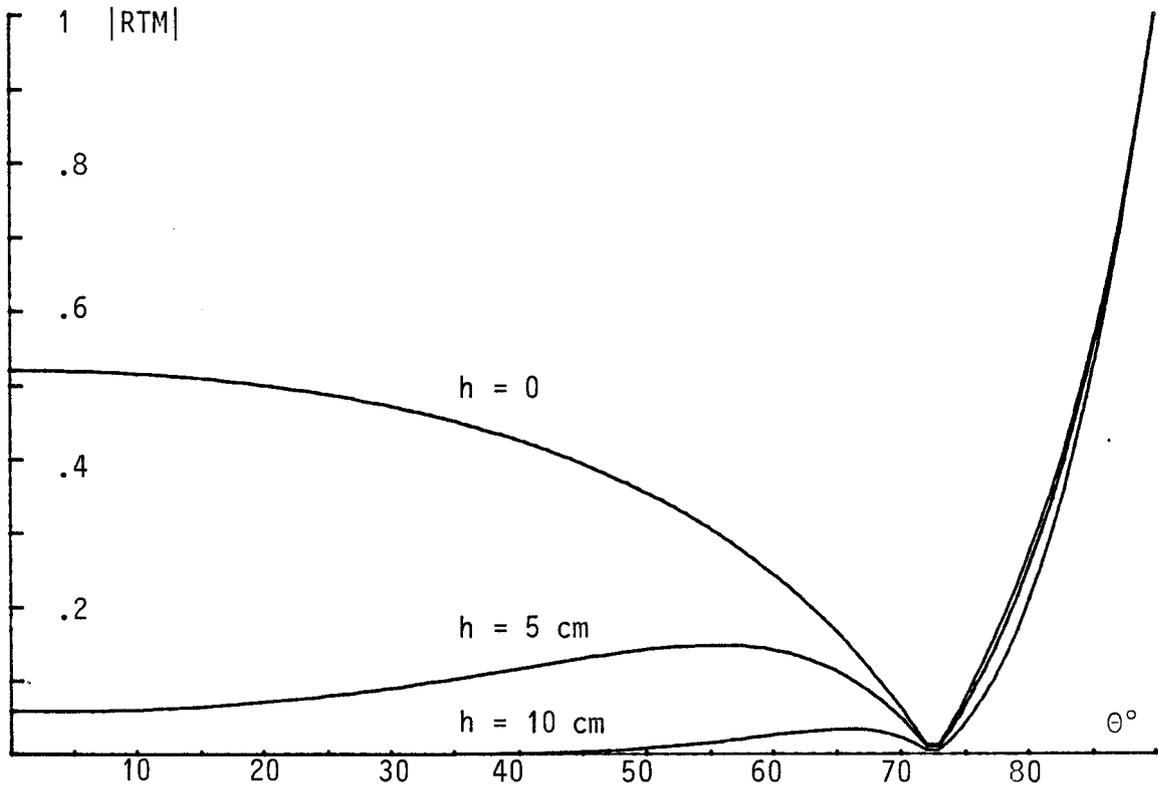
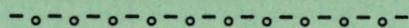


Figure 12 : Variations des coefficients de réflexion en fonction de l'angle d'incidence θ et de la hauteur moyenne des irrégularités h .



CHAPITRE II



- CHAPITRE II -

ETUDE DE LA PROPAGATION GUIDEE D'ONDES HYPERFREQUENCES

EN TUNNEL PAR LA THEORIE DES MODES

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

II. 1 - APPROCHE THEORIQUE

II.1.1 - Modélisation

II.1.2 - Domaine de validité - hypothèses simplificatrices

II.1.3 - Composantes du champ électromagnétique,
configuration des modes

II.1.4 - Expressions des pertes

II.1.5 - Influence de la fréquence

II.1.6 - Influence de la polarisation

II.1.7 - Cartes de champ équiampitude des deux premiers modes
(EH_{11} et EH_{12})

C O N C L U S I O N

CHAPITRE II : ETUDE DE LA PROPAGATION GUIDEE

D'ONDES HYPERFREQUENCES EN TUNNEL

PAR LA THEORIE DES MODES

INTRODUCTION

Dans la gamme de fréquence que nous envisageons (1 GHz, 23 GHz), la plupart des roches se présentent comme des diélectriques à faibles pertes. Les dimensions transversales des tunnels sont grandes devant la longueur d'onde, les fréquences de coupure basses. Ceci entraîne l'existence de nombreux modes dont la somme constitue le champ total.

S'il est simple de connaître les composantes du champ électromagnétique pour chaque mode, il n'en est pas ainsi lorsqu'on veut savoir la part de contribution de chacun d'eux au champ total.

Nous nous limiterons dans ce chapitre à établir les cartes de champ pour les premiers modes, à calculer leur atténuation en fonction de la fréquence d'émission et des dimensions du tunnel.

L'objectif est de fournir une référence qui puisse nous permettre de comparer les résultats produits par le modèle de propagation en tunnel utilisant la théorie des rayons et les résultats de la théorie des modes, en espérant que loin de l'émetteur, seul le mode dominant se propage.

II. 1 - APPROCHE THEORIQUE

II. 1. 1 - Modélisation

Le modèle de guide qui s'approche le plus d'une galerie de mine, est probablement le guide diélectrique rectangulaire creux. On peut appliquer à cette structure le traitement guide d'onde dont la procédure est rappelée sur l'organigramme [9] de la Figure 2.

Pour une généralisation de l'étude, nous avons pris des permittivités relatives différentes pour les parois horizontales et verticales notées respectivement ϵ_a et ϵ_b . Le système d'axe est indiqué sur la Figure 1.

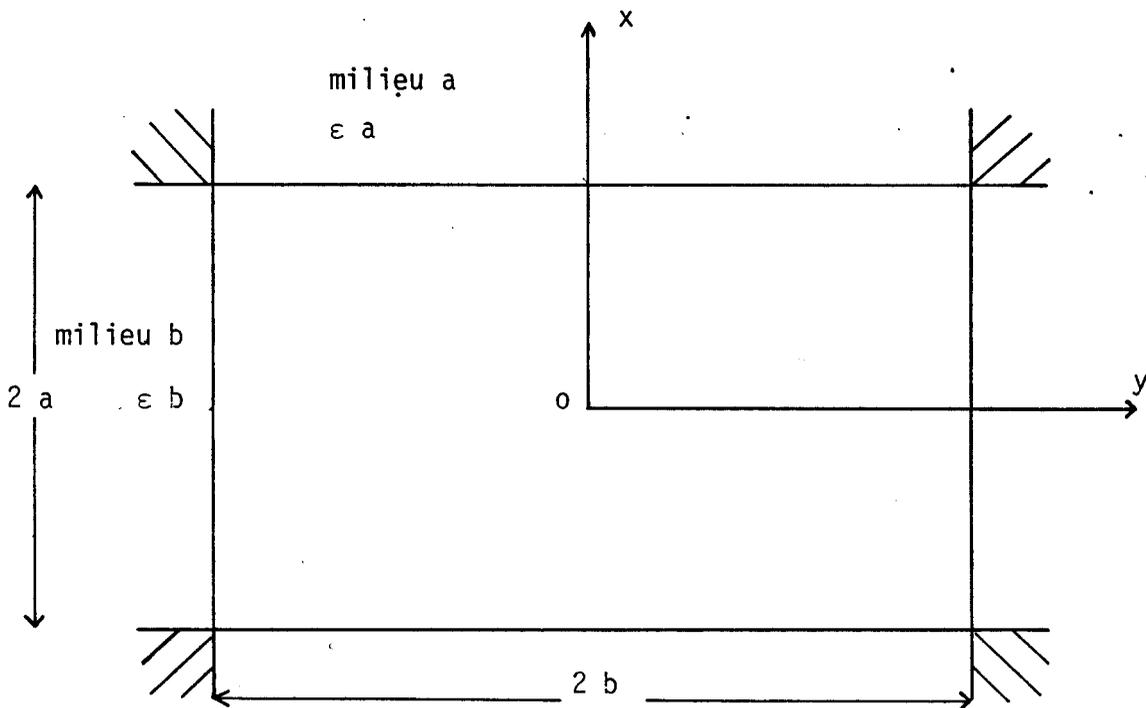


Figure 1 : Modèle de guide rectangulaire diélectrique creux.

TRAITEMENT GUIDE D'ONDE

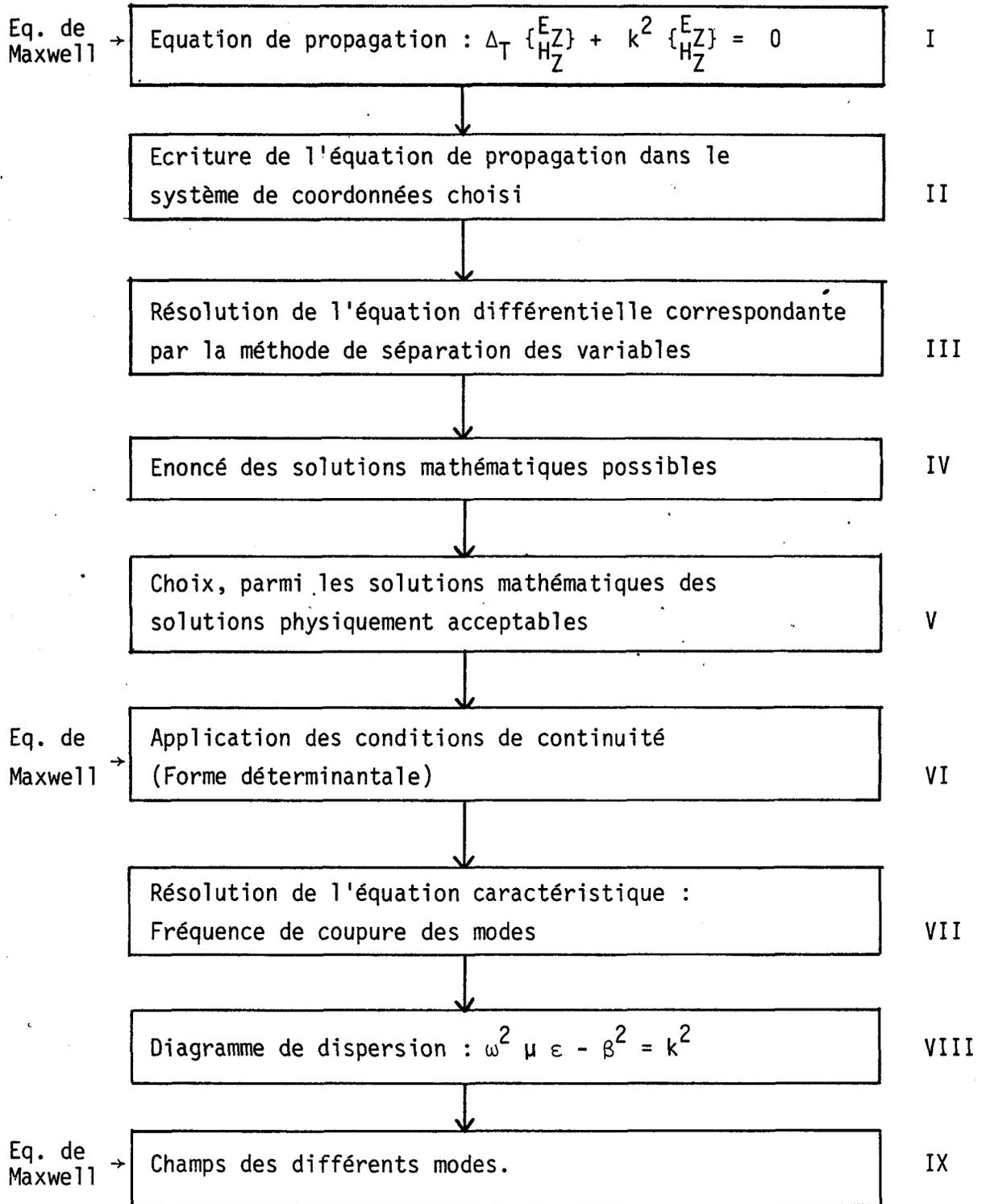


Figure 2 : Organigramme du traitement guide d'onde.

II. 1. 2 - Domaine de validité - hypothèses simplificatrices

Les pertes sur les parois étant supposées faibles, celles sur les quatre coins pourront être négligées. L'analyse modale ainsi faite, sans tenir compte des discontinuités aux coins donne des résultats satisfaisants en comparaison avec les résultats obtenus par des méthodes numériques analogues à celle de GOELL [10].

Aux fréquences que nous envisageons, les guides que constituent les tunnels, sont surdimensionnés et l'approche optique faite par LAAKMANN et STEIER [11] peut servir de base à notre étude.

En tenant compte de ces hypothèses, les résultats théoriques [12] en annexe 3 montrent que les seuls modes susceptibles de se propager dans un tel guide sont les modes hybrides EH_{mn} . Ce sont des modes dont les vecteurs champ électrique et champ magnétique possèdent trois composantes. Toutefois, si on néglige les termes en $\frac{\lambda}{d}$ (d étant une des dimensions transversales du guide) ces modes se classent en deux types :

- les modes EH_{mn}^v où la composante verticale du champ électrique est dominante
- les modes EH_{mn}^h où la composante horizontale du champ électrique est dominante.

Pour résoudre les équations caractéristiques, LAAKMANN et STEIER [6] ont posé les approximations suivantes :

$$\frac{m\lambda}{4a} \ll 1$$
$$\frac{n\lambda}{4b} \ll 1$$

(1)

Ces relations expriment que les dimensions du guide doivent être grandes par rapport à la longueur d'onde.

Le vecteur d'onde \vec{k} dans le plan transversal peut s'écrire

$$\vec{k} = k_x \vec{i} + k_y \vec{j} \text{ et le carré de son module vérifie :}$$

$$k^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 = \left(\frac{m\pi}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{2b}\right)^2 = k_x^2 + k_y^2$$

$$\text{Les rapports } \frac{k_x}{k} = \frac{m\lambda}{4a} = \text{tg } \theta_m = \theta_m$$

(2)

$$\frac{k_y}{k} = \frac{n\lambda}{4b} = \text{tg } \theta_n = \theta_n$$

définissent les angles d'incidence respectifs par rapport aux parois horizontales et verticales.

D'un point de vue de l'optique géométrique, l'onde se propage par réflexions successives sur les parois, sous incidence rasante [13].

Si θ est l'angle d'incidence par rapport aux parois, les pertes subies par l'onde à chaque réflexion sur le diélectrique sont proportionnelles à

$$\left| \frac{\theta \sqrt{\epsilon b}}{\sqrt{\epsilon b - 1}} \right| \quad \text{pour les ondes à polarisation verticale}$$

(3)

$$\left| \frac{\theta}{\sqrt{\epsilon b - 1}} \right| \quad \text{pour les ondes à polarisation horizontale}$$

L'hypothèse des faibles pertes s'exprime alors par

$$\left| \frac{\sqrt{\epsilon a - 1}}{\epsilon a} \right| \gg \frac{m\lambda}{4a}$$

pour les ondes à polarisation verticale (4)

$$\left| \sqrt{\epsilon b - 1} \right| \gg \frac{n\lambda}{4b}$$

$$\left| \sqrt{\bar{\epsilon}_a} - 1 \right| \gg \frac{m\lambda}{4a}$$

pour les ondes à polarisation horizontale (5)

$$\left| \frac{\sqrt{\bar{\epsilon}_b} - 1}{\bar{\epsilon}_b} \right| \gg \frac{n\lambda}{4b}$$

$\bar{\epsilon}_a$ et $\bar{\epsilon}_b$ sont les permittivités relatives complexes des milieux (a) et (b).

λ est la longueur d'onde dans l'air.

m et n sont des entiers qui caractérisent l'ordre des modes.

II. 1. 3 - Composantes du champ électromagnétique, configuration des modes

Les approximations ainsi faites permettent de déduire les solutions des équations caractéristiques et d'exprimer les expressions des composantes du champ relatives à chaque mode.

Ces formules sont données en négligeant tous les termes en $\frac{\lambda}{d}$ d'ordre supérieur à un.

En omettant le terme $e^{j\omega t}$ les expressions du champ s'écrivent :

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

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

$$E_x = \left\{ \sin \left(\frac{m\pi}{2a} x + \theta_x \right) + \sin \left[\left(\frac{m\pi}{2a} x \right) \frac{1}{ka} \frac{j \bar{\epsilon}_a}{(\bar{\epsilon}_a - 1)^{1/2}} \right] \cos \left(\frac{m\pi}{2a} x + \theta_x \right) \right\} x$$

$$\left\{ \cos \left(\frac{n\pi}{2b} y + \theta_y \right) - \sin \left[\left(\frac{n\pi}{2b} y \right) \frac{1}{kb} \frac{j}{(\bar{\epsilon}_b - 1)^{1/2}} \right] \sin \left(\frac{n\pi}{2b} y + \theta_y \right) \right\} x$$

$$\exp (-j k_g z) \tag{6}$$

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

$$E_y = 0$$

$$H_x = 0$$

θ_x et θ_y sont les termes de parité :

$$\theta_x = 0 \text{ pour } m \text{ entier pair}$$

$$\theta_x = \frac{\pi}{2} \text{ pour } m \text{ entier impair}$$

$$\theta_y = 0 \text{ pour } n \text{ entier impair}$$

$$\theta_y = \frac{\pi}{2} \text{ pour } n \text{ entier pair}$$

La constante de propagation k_g est donnée par :

$$I_m(k_g) = -\frac{1}{a} \left(\frac{m\lambda}{4a}\right)^2 \operatorname{Re} \left| \frac{\bar{\epsilon}_a}{(\bar{\epsilon}_a - 1)^{1/2}} \right| - \frac{1}{b} \left(\frac{n\lambda}{4b}\right)^2 \left| \operatorname{Re} \frac{1}{(\bar{\epsilon}_b - 1)^{1/2}} \right|$$

$$\operatorname{Re}(k_g) = \frac{2\pi}{\lambda} \left| 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{m\lambda}{4a}\right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{n\lambda}{4b}\right)^2 \right| \quad (7)$$

Des formules similaires sont obtenues dans le cas de la polarisation horizontale. Les équations (6) montrent que les composantes transversales E_x et H_y sont prépondérantes. En effet les composantes longitudinales sont proportionnelles à $\frac{\lambda}{d}$ avec $\frac{\lambda}{d} \ll 1$. On remarque également que ces composantes transversales sont minimales au voisinage des parois quelque soit l'ordre (m, n) du mode.

II. 1. 4 - Expressions des pertes

Les expressions des pertes sont données par la partie imaginaire de la constante de propagation k_g .

Pour les ondes à polarisation verticale

$$\alpha_{EH_{mn}^V} = \frac{m^2}{2} \frac{\lambda}{(2a)^3} \operatorname{Re} \frac{\bar{\epsilon}_a}{\sqrt{\bar{\epsilon}_a - 1}} + \frac{n^2}{2} \frac{\lambda^2}{(2b)^3} \operatorname{Re} \frac{1}{\sqrt{\bar{\epsilon}_b - 1}} \quad (8)$$

et pour les ondes à polarisation horizontale

$$\alpha_{EH_{mn}^h} = \frac{m^2}{2} \frac{\lambda^2}{(2a)^3} \operatorname{Re} \frac{1}{\sqrt{\bar{\epsilon}_a - 1}} + \frac{n^2}{2} \frac{\lambda^2}{(2b)^3} \operatorname{Re} \frac{\epsilon_b}{\sqrt{\bar{\epsilon}_b - 1}} \quad (9)$$

Ces résultats concordent parfaitement avec ceux établis par LAGACE et EMSLIE [14]. L'observation des expressions montre que l'affaiblissement est une fonction décroissante des dimensions transversales du tunnel ($\sim \frac{1}{a^3}$) et de la fréquence ($\sim \frac{1}{f^2}$) et dépend des constantes diélectriques des parois. Ces pertes conditionnent l'affaiblissement linéaire du signal, il est donc important d'étudier la façon dont elles évoluent sous l'influence de ces paramètres.

II. 1. 5 - Influence de la fréquence

Nous avons résumé dans les tableaux 1 et 2 les différentes valeurs du coefficient d'atténuation attachées à chaque mode pour des fréquences de 1 GHz et 10 GHz. Nous avons pris un tunnel carré de 4 m x 4 m dont les parois ont une permittivité relative $\epsilon_r = 10$ et une conductivité $\sigma = 10^{-2}$ mho/m. Le mode EH_{11} est celui qui présente le moins d'atténuation et ceci indépendamment de la valeur de la permittivité et des dimensions du guide. On peut remarquer que les valeurs du tableau 2 sont bien plus faibles que celles du tableau 1.

Cependant plus la fréquence est élevée, plus le nombre de modes qui contribuent au champ total est important. Chacun d'eux étant caractérisé par un terme de phase propre, les fluctuations de l'amplitude résultante seront par conséquent plus importantes.

n \ m	1	2	3
1	2,76	10,3	22,8
2	3,52	11,0	23,6
3	4,77	12,3	24,9
4	6,53	14,1	26,7
5	8,80	16,3	28,9

n \ m	1	2	3
1	0,02	0,08	0,18
2	0,03	0,09	0,19
3	0,04	0,1	0,2
4	0,05	0,11	0,22
5	0,07	0,13	0,23

Tableau 1 : F = 900 MHz

Tableau 2 : F = 10 GHz

Tableaux comparatifs des valeurs (en dB/100 m) des coefficients d'atténuation des modes EH_{nm} pour un tunnel 4 x 4 m ($\epsilon_r = 10$, $\sigma = 10^{-2}$ mho/m).

II. 1. 6 - Influence de la polarisation

Pour une polarisation donnée, l'expression du coefficient de perte α_{nm} peut être décomposée en deux parties. L'une d'elles est la contribution des parois perpendiculaires au champ électrique : les pertes sont alors propor-

tionnelles à $\frac{1}{a^3}$ et $\frac{\bar{\epsilon}_a}{(\bar{\epsilon}_a - 1)^{1/2}}$ en polarisation verticale. L'autre terme

est la contribution des parois parallèles au champ électrique : les pertes sont proportionnelles à $\frac{1}{b^3}$ et $\frac{1}{(\bar{\epsilon}_b - 1)^{1/2}}$.

Ces remarques suggèrent d'étudier l'influence de la polarisation sur l'affaiblissement du signal afin de déterminer une direction privilégiée des antennes d'émission et de réception pour un guide rectangulaire. Si $\epsilon_a = \epsilon_b = \epsilon_r$,

celui des deux modes (EH_{mn}^V ou EH_{mn}^h) qui présente le moins d'atténuation est le mode qui a son champ électrique parallèle au plus grand côté du guide.

En effet on peut montrer facilement que pour les modes EH_{mn} tels que $\frac{n}{m} < \sqrt{\epsilon_r}$, les atténuations sont sensiblement améliorées lorsque le champ électrique est parallèle aux plus grands côtés du tunnel.

La répartition des modes dont les coefficients d'affaiblissement sont améliorés sous l'influence de la polarisation, est donnée par la figure 3 pour $\epsilon_r = 10$ |12|.

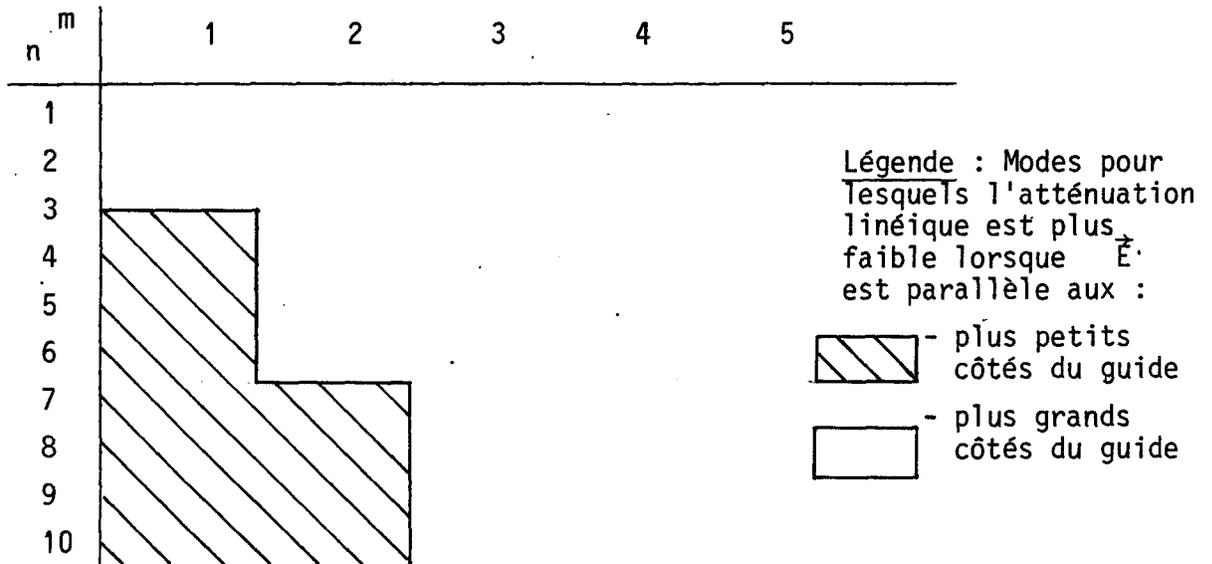


Figure 3 : Répartition des modes concernés par l'amélioration du coefficient de perte en fonction de la polarisation :

$$\epsilon_r = 10 \quad \sigma = 10^{-2} \text{ mho/m}$$

A titre d'exemple, nous donnons dans le tableau comparatif ci-après (tableau 3) les valeurs des coefficients d'atténuation des modes EH_{mn}^V et EH_{mn}^h . Les dimensions du guide sont de 3,50 m de large et 2,50 m de hauteur.

n \ m	1		2		3	
	α_{mn}^v	α_{mn}^h	α_{mn}^v	α_{mn}^h	α_{mn}^v	α_{mn}^h
1	8,6	3,9	33,6	13	75,3	28,2
2	9,6	6,3	34,6	15,5	76,3	30,7
3	11	10,5	36,1	19,6	77,8	34,9
4	13,2	16,4	38,2	25,5	79,9	40,7
5	16	23,9	46	33	82,6	48,2

Tableau 3

Tableau comparatif des facteurs d'atténuation (dB/100 m) des modes EH_{mn}^v et EH_{mn}^h .

Guide 3,50 m x 2,50 m, $F = 1$ GHz, $\epsilon_r = 10$, $\sigma = 10^{-2}$ mho/m.

A grande distance, les modes les moins atténués correspondent aux faibles valeurs des indices m et n. On se rend compte d'après ce tableau que la direction du champ électrique aura une grande importance notamment lorsque les dimensions transversales du guide sont très différentes.

II. 1. 7 - Cartes de champ équi-amplitude des deux premiers modes EH_{11} et EH_{12}

Plusieurs types de représentation des cartes de champ sont possibles dans le traitement classique des guides d'ondes. Nous avons choisi la représentation par les lignes équi-amplitude qui semble être la mieux adaptée pour l'utilisation que nous voulons en faire.

Sur les Figures 4a et 4b les cartes de champ des modes EH_{11} et EH_{12} sont représentées ($F = 1$ GHz, $\epsilon_r = 10$, $\sigma = 10^{-2}$ mho/m).

Ce sont les 2 premiers modes de moindre atténuation lorsque le champ électrique est vertical.

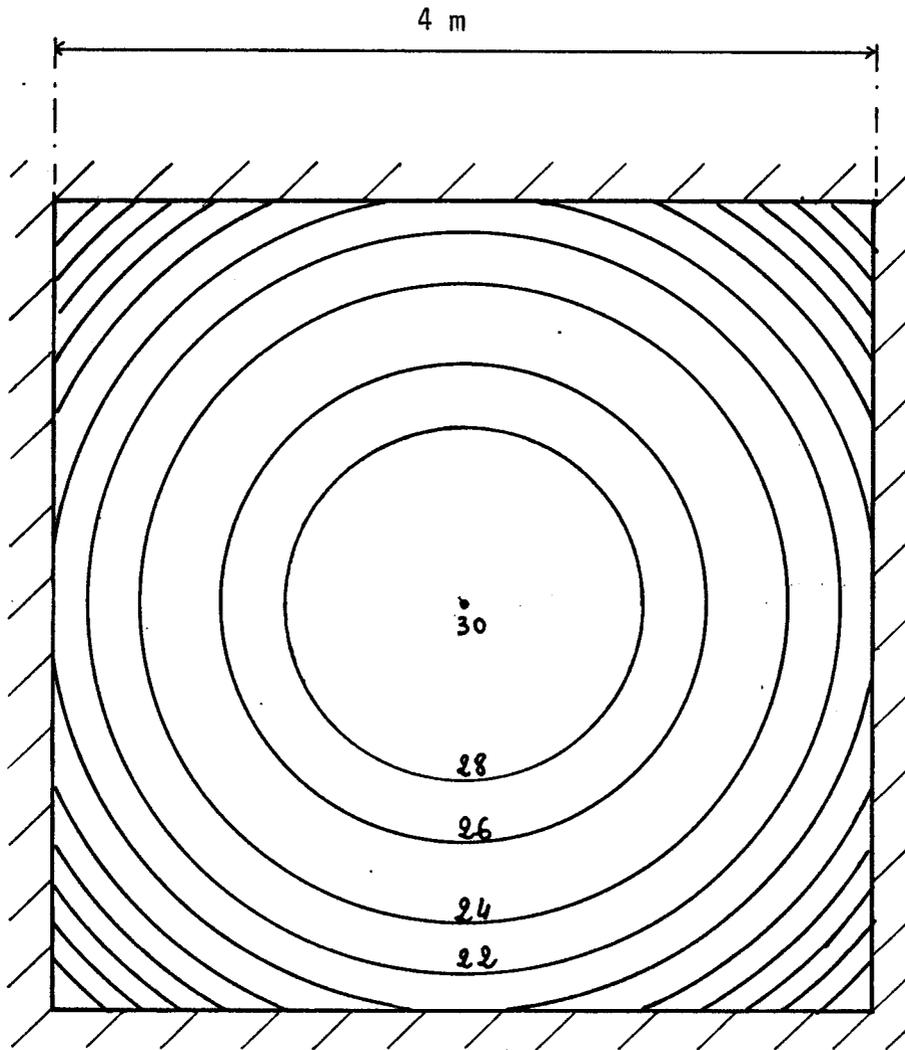


Figure 4 a : Carte de champ du mode EH_{11}
Pas = 2 dB

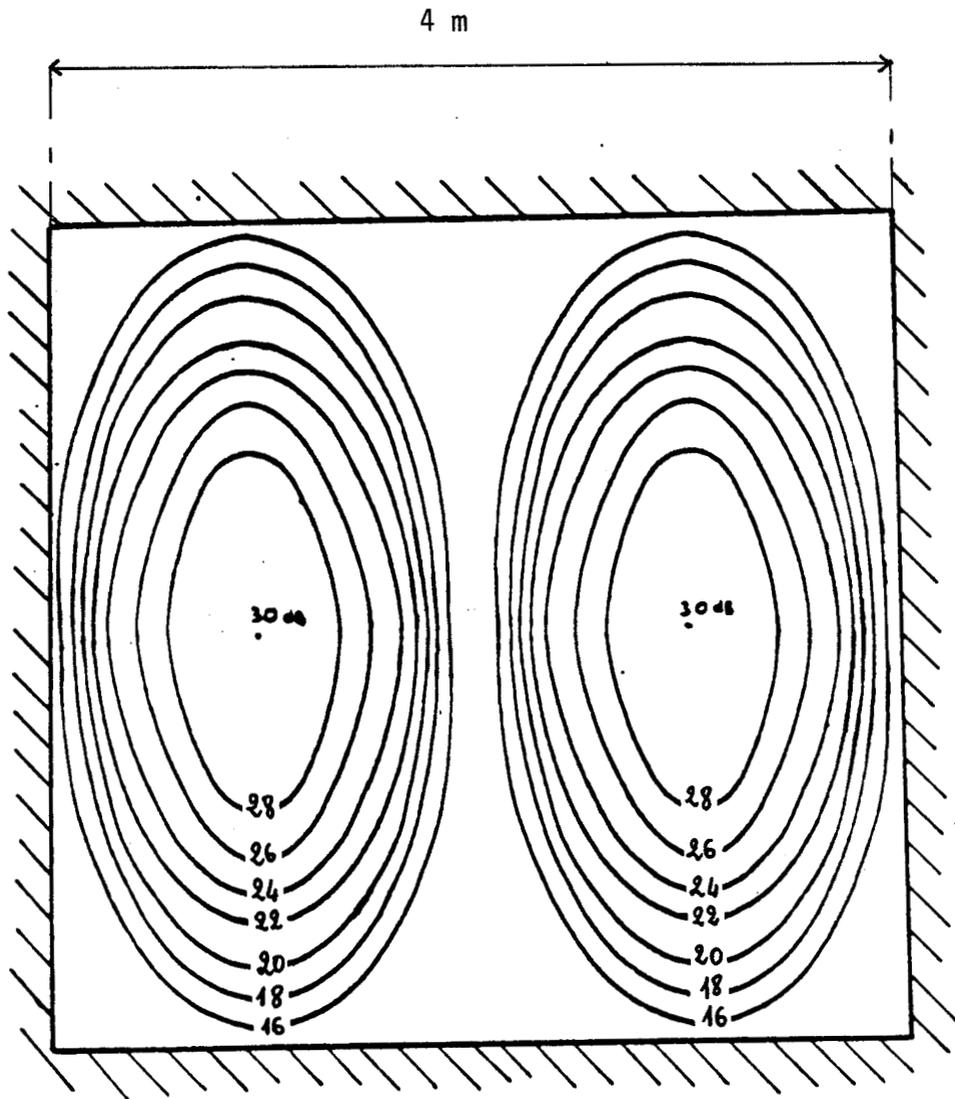


Figure 4 b : Carte de champ du mode EH_{12}
Pas = 2 dB

Nous retenons que le mode EH_{11} présente un maximum au centre du guide et que le mode EH_{12} présente deux maximums disposés au $1/4$ et au $3/4$ de la largeur du guide. Si tous ces modes sont excités, le mode EH_{11} interfèrera au centre du tunnel avec le mode EH_{13} (le champ électrique étant nul au centre pour le mode EH_{12}).

Ces deux modes n'ayant pas le même terme de phase, on peut montrer facilement que l'onde résultante présentera une pseudo période égale à $\frac{d^2}{\lambda}$ (d étant la dimension de la paroi du guide perpendiculaire au champ électrique). En effet la phase de chaque mode est donnée par la partie réelle de k_g et s'écrit pour un mode d'ordre (m, n) à une distance émetteur récepteur z :

$$\Theta_{mn} = \frac{2\pi z}{\lambda} \left| 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{m\lambda}{4a} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{n\lambda}{4b} \right)^2 \right| \quad (10)$$

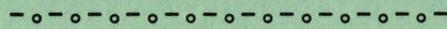
Il suffit d'écrire cette phase pour les modes $(1,1)$ et $(1,3)$, de déterminer les endroits où les champs électriques des deux modes sont en phase (0 ou 2π) ou en opposition de phase (π) pour trouver que les minimums de champ électrique se répètent tous les $\frac{d^2}{\lambda}$ en posant ($d = 2b$ pour la polarisation verticale).

CONCLUSION

Les différentes combinaisons des modes EH_{mn} peuvent donc donner lieu à des phénomènes de battement, d'autant plus que la fréquence sera élevée (II.1.5). A 10 GHz, les modes étant peu atténués (tableau 2), leurs contributions devront être importantes même à grande distance. Par contre pour une fréquence moins élevée (1 GHz) un mode dominant s'imposera plus facilement, les battements avec les modes d'ordre supérieur seront de plus faibles amplitudes. Une approche simple permettant de mettre en évidence ces battements est basée sur la théorie des rayons exposée dans le prochain chapitre.

Retenons d'une manière générale que, lorsque Emetteur et Récepteur sont parallèles, le mode EH_{mn} produit un maximum de champ au centre du guide quand n est impair, tandis que le champ est minimum au centre quand n est pair, le mode EH_{12} présentant un maximum de champ à une distance des parois parallèles au champ électrique égale à $\frac{1}{4}$ de fois la distance totale séparant ces parois.

CHAPITRE III



- CHAPITRE III -

MODELISATION DE LA PROPAGATION

EN TUNNEL RECTANGULAIRE

PAR LA THEORIE DES RAYONS

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

III. 1 - CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES DES PAROIS

III. 2 - DESCRIPTION DU MODELE

III. 3 - RESULTATS NUMERIQUES

III.3.1 - Evolution du champ électrique en fonction de
la distance émetteur récepteur

III.3.2 - Influence de la polarisation

III.3.3 - Comparaison du modèle simulant le tunnel par deux plans
parallèles et infinis et du modèle quatre plans

III.3.4 - Evolution de l'amplitude du champ électrique
dans un plan de section droite

III.3.5 - Influence de la fréquence d'émission

III.3.6 - Influence du diagramme de rayonnement

III.3.7 - Influence de la position de l'antenne d'émission

a) *Emetteur situé à 50 cm d'une paroi du tunnel*

b) *Diversité à l'émission*

c) *Diversité à la réception*

d) *Cas d'un tunnel routier à double voie*

III.3.8 - Influence de la rugosité

C O N C L U S I O N

CHAPITRE III : MODELISATION DE LA PROPAGATION EN TUNNEL

PAR LA THEORIE DES RAYONS

INTRODUCTION

La détermination des coefficients de réflexion sur les parois d'un tunnel nécessite la connaissance des caractéristiques électriques de ces parois (conductivité σ , permittivité ϵ).

La mesure de ces paramètres est très délicate car les échantillons sont solides. Nous nous sommes donc limités à une des matières premières du béton que constitue le sable. Nous avons étudié son comportement vis-à-vis d'ondes électromagnétiques haute fréquence, afin de vérifier si l'hypothèse de conductivité et de permittivité relative constante en fonction de la fréquence est réaliste ou non.

Enfin une modélisation de la propagation en tunnel rectangulaire par la théorie des rayons permet une approche de la compréhension des phénomènes que nous observerons dans la partie expérimentale (chapitre IV).

Des exemples montrent la variation du champ électrique en fonction de la distance émetteur récepteur et la manifestation des diverses influences (polarisation, fréquences, rugosité...). Des cartes de champ dans des plans de section droite permettent de déterminer les régions du tunnel où le champ est maximum.

III. 1 - CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES DES PAROIS

Avant d'envisager une modélisation, il nous a paru indispensable d'avoir des ordres de grandeur de la conductivité et de la permittivité de matériaux simples en haute fréquence.

En effet si σ et ϵ ne varient pas beaucoup en fonction de la fréquence, on peut s'attendre à ce que les parois du tunnel se comportent en haute fréquence comme un corps diélectrique à faibles pertes. Une des méthodes usuelles de détermination des caractéristiques électriques d'un corps consiste à insérer celui-ci dans une ligne coaxiale ou dans un guide d'onde afin d'en mesurer le coefficient de réflexion. Cette méthode donne des résultats satisfaisants à condition toutefois que le corps étudié soit suffisamment homogène au sein de la cellule. Nous avons donc choisi des sables ayant différentes teneurs en eau, ce qui se rapproche du cas réel. Les mesures ont été faites en collaboration avec le Centre Hyperfréquence et Semiconducteur de l'Université de Lille [15]. Les courbes de la Figure 1 montrent la variation du ϵ' et du ϵ'' apparent en fonction de la fréquence pour un sable très sec. On rappelle que le terme de pertes comprend non seulement les pertes diélectriques (ϵ'') mais également le terme de conductivité :

$$\epsilon'' \text{ apparent} = \epsilon'' + \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \quad (1)$$

Comme nous ne savons pas distinguer la partie ϵ'' du σ , nous introduisons la conductivité apparente σ_{app} du milieu telle que :

$$\epsilon''_{app} = \frac{\sigma_{app}}{\omega \epsilon_0} \quad (2)$$

Sur cette figure, on remarque la valeur très faible du ϵ' (2,5 à 1 GHz) due à l'absence d'eau. A 20 MHz la conductivité est inférieure à 10^{-4} mho/m et à plus haute fréquence nous avons été limité par la précision du banc de mesure.

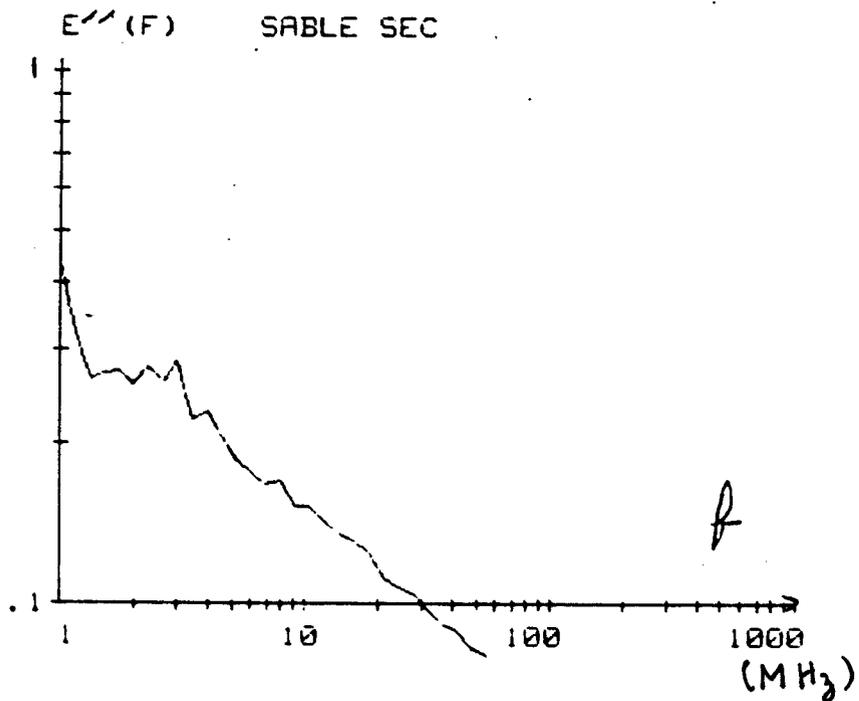
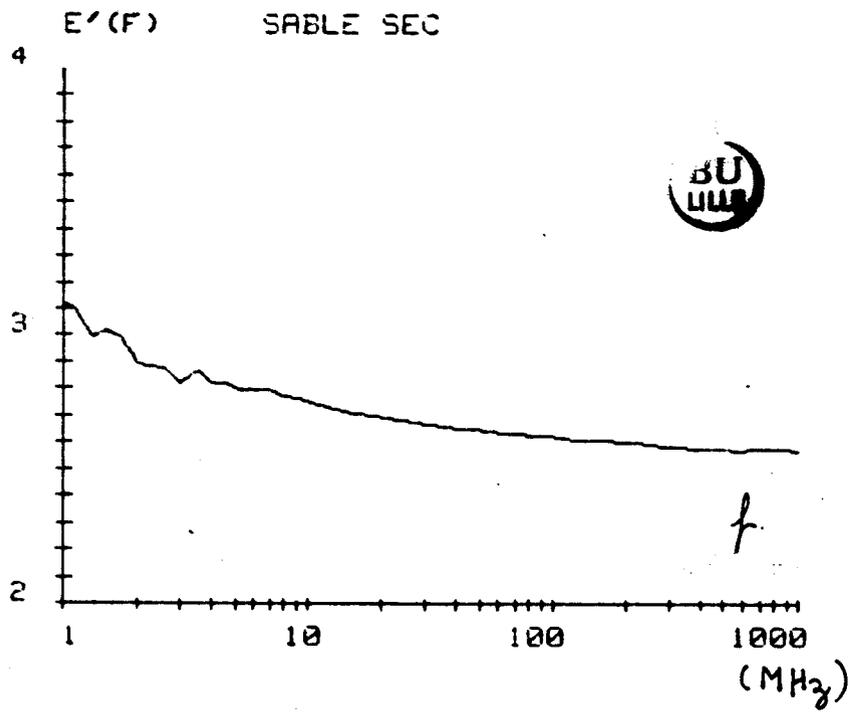


Figure 1 : Variation de ϵ' et ϵ'' en fonction de la fréquence.
Cas du sable sec

Des échantillons de sable pris dans des dunes au voisinage de la Manche à une profondeur de 50 cm, donc humide fournissent les résultats de la Figure 2. On note une décroissance constante de ϵ' en fonction de la fréquence pour atteindre une permittivité relative comprise entre 3 et 4 à 1 GHz. La variation de ϵ' est quasiment inversement proportionnelle à la fréquence, ce qui traduit une conductivité constante entre 1 kHz et 1 GHz de l'ordre de 10^{-3} mho/m. Les courbes de la Figure 3 montrent que même pour du sable très humide, ϵ' est compris entre 4 et 5, la conductivité apparente étant de $5 \cdot 10^{-3}$ mho/m.

La teneur en eau agit essentiellement sur la valeur de ϵ' en basse fréquence mais des décalages de ces courbes peuvent se produire dans la gamme des fréquences envisagées en fonction de la taille des grains de sable ou de gravier. A 1 GHz, le sable humide peut donc être considéré comme un corps diélectrique à faibles pertes et on peut s'attendre à ce que le béton (ou une roche) ait le même comportement.

III. 2 - DESCRIPTION DU MODELE

Pour simplifier l'étude nous avons pris comme modèle un tunnel à section droite rectangulaire selon le schéma suivant :

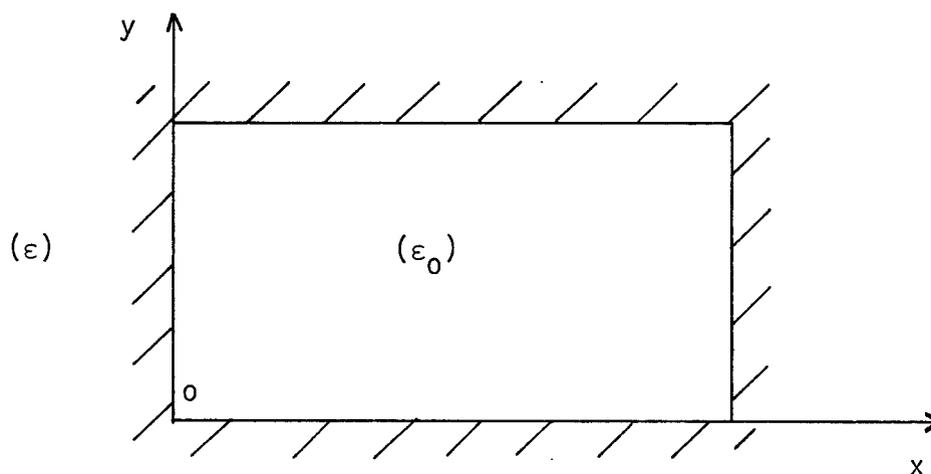


Figure 4 : Configuration géométrique du modèle.

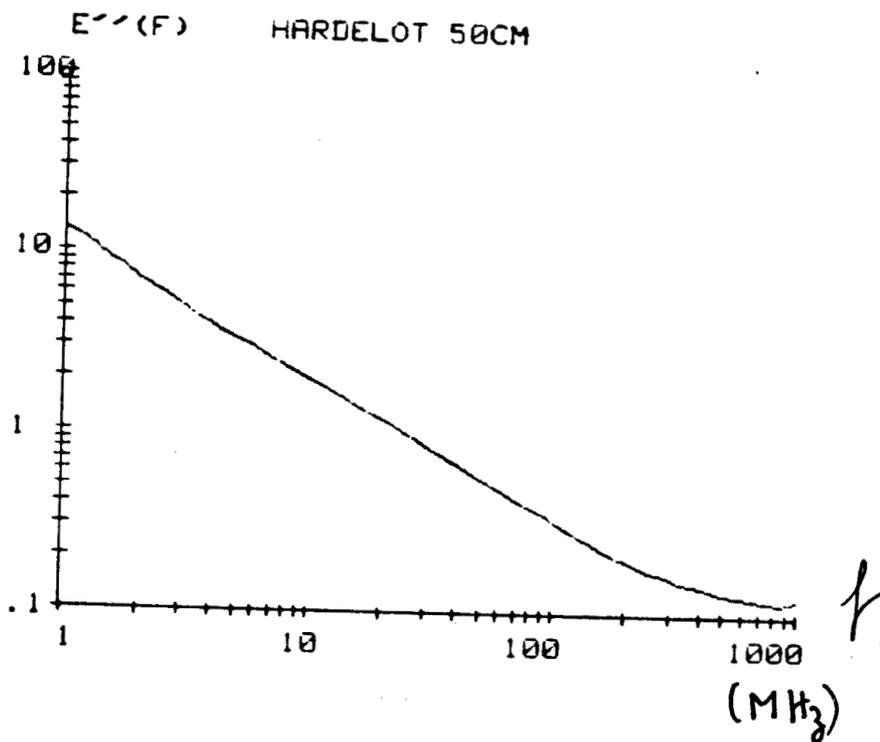
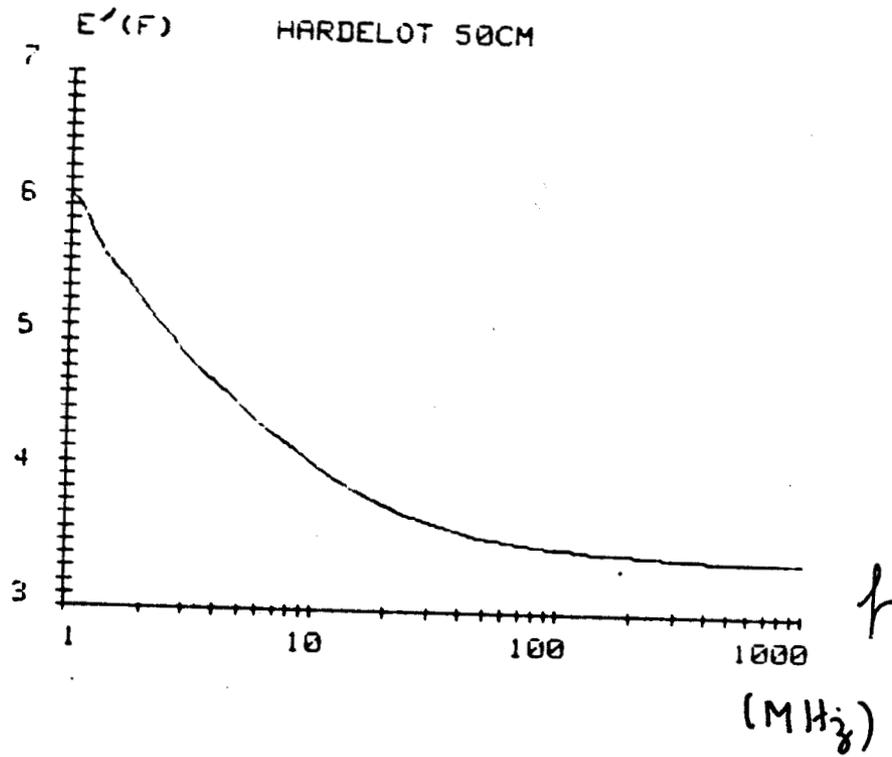


Figure 2 : Sable à 50 cm de profondeur

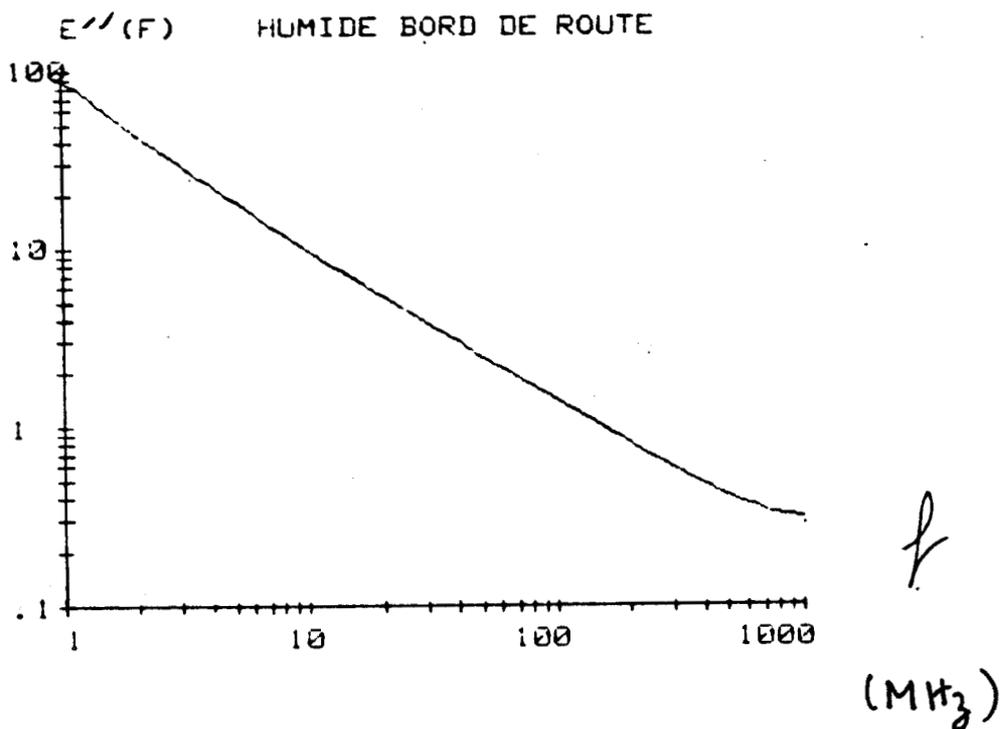
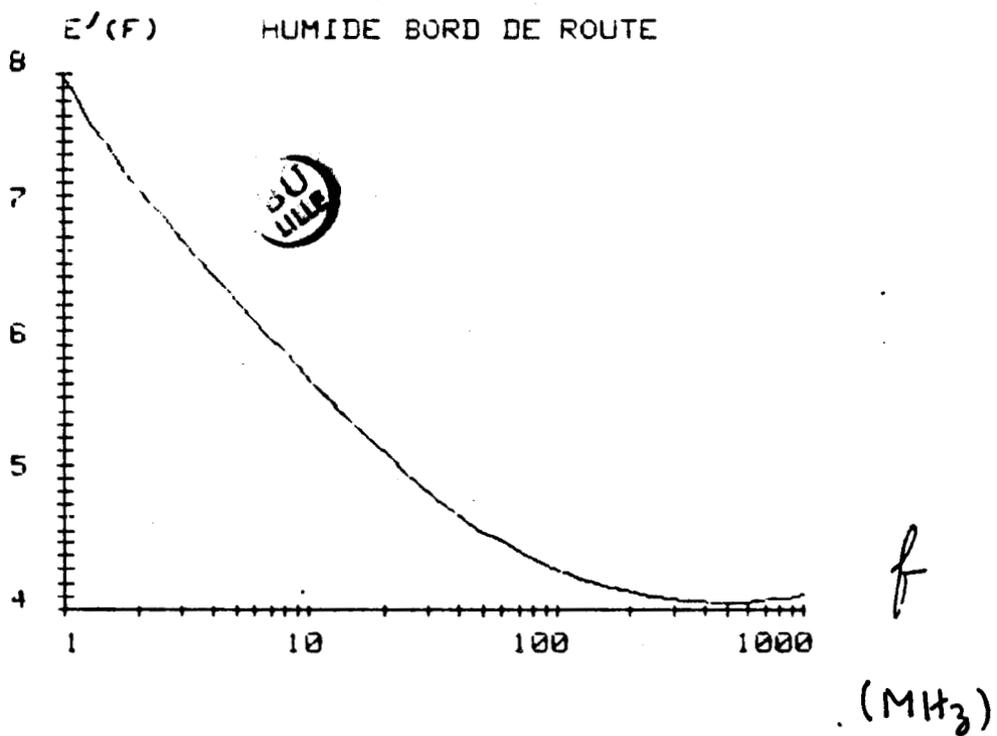


Figure 3 : Sable très humide

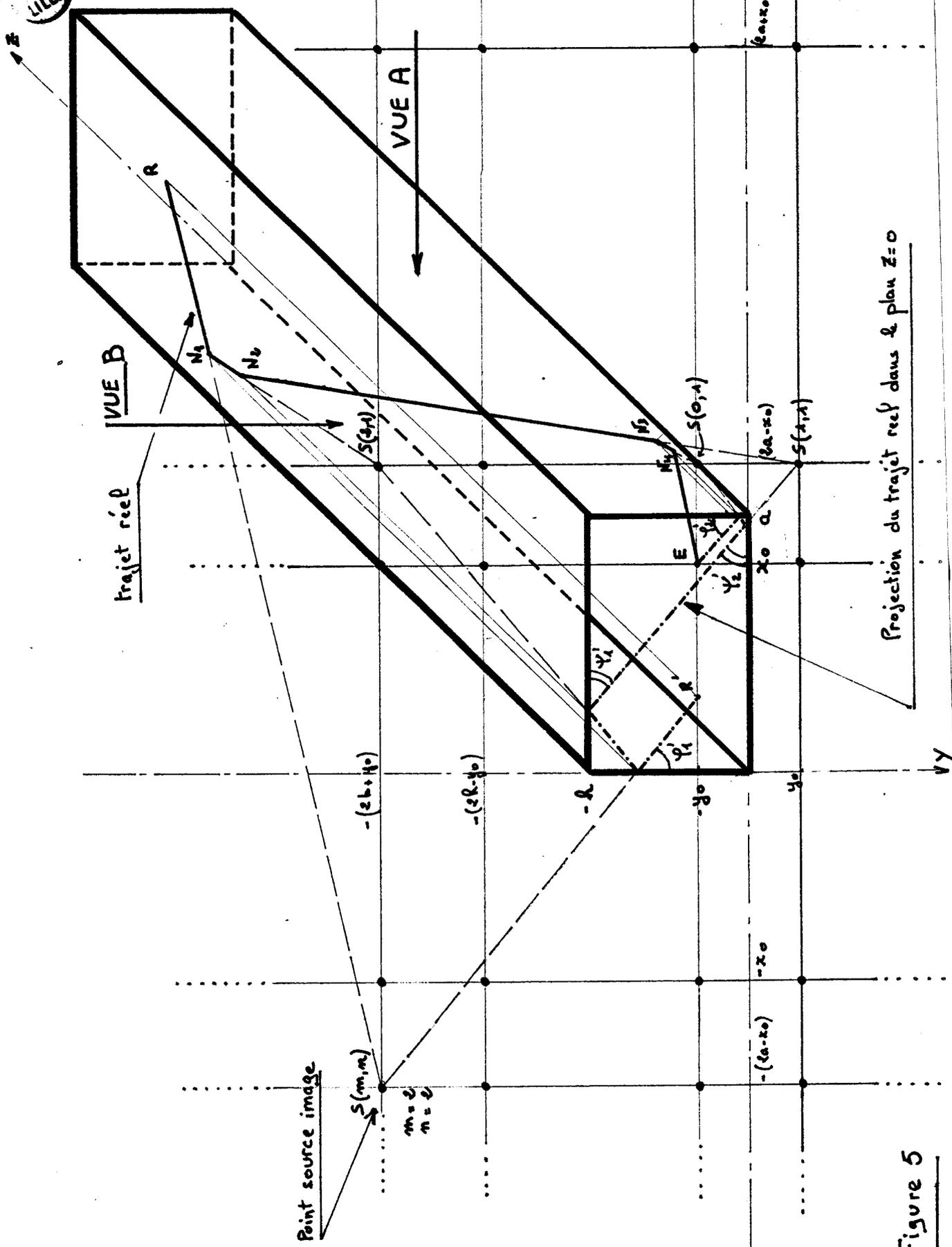
Pour un émetteur placé à l'intérieur du tunnel, le champ reçu en un point situé dans le guide peut être considéré comme la somme d'une onde directe, une onde réfléchie une fois sur chaque paroi et des ondes à réflexions multiples. Chaque onde peut être associée à un rayon provenant d'une image de l'émetteur prise par rapport aux parois et entaché de plusieurs réflexions sur celles-ci. Pour que l'onde puisse être considérée comme un rayon, il est nécessaire que les dimensions transversales du tunnel soient beaucoup plus grandes que la longueur d'onde. Sur la Figure 5 nous avons tracé le trajet d'un rayon particulier qui, partant de l'émetteur, se réfléchit deux fois sur les plans horizontaux et sur les plans verticaux avant d'atteindre le récepteur. La source image est notée d'une façon générale $S(m,n)$ où m et n désignent respectivement le nombre de réflexions sur les parois horizontales et verticales. Par des considérations simples de géométrie, on peut vérifier que la distance directe de la source image $S(2,2)$ par exemple au point de réception R considéré est identique à la somme des distances parcourues par le rayon réel lors de ses réflexions multiples : $RN_1 + N_1N_2 + N_2N_3 + N_3N_4 + N_4E$. On vérifie également que pour chaque rayon, les angles d'incidence Ψ par rapport aux côtés horizontaux et θ par rapport aux côtés verticaux se conservent. D'une façon générale les coordonnées des sources images dans le plan $z = 0$ sont données par :

$$x_i = \pm 2na \pm x_0$$

$$y_i = \pm 2mh \pm y_0$$

où a et h désignent dans l'ordre la largeur et la hauteur du tunnel, x_0 et y_0 sont les coordonnées de l'émetteur. Les quantités m et n étant des nombres entiers, on pourra ainsi distinguer dans la sommation des rayons, quatre types de sources images suivant l'ordre de la réflexion.

2 n	réflexions sur les parois verticales	$x_i = 2na + x_0$ $x_i = -2na + x_0$	
2 n-1	réflexions sur les parois verticales	$x_i = -2na - x_0$ $x_i = -(2n-1)a - x_0$	(3)
2 m	réflexions sur les parois horizontales	$y_i = 2mh + y_0$ $y_i = -2mh + y_0$	
2 m-1	réflexions sur les parois horizontales	$y_i = 2mh - y_0$ $y_i = -(2m-1)h - y_0$	



Projection du trajet réel dans le plan $z=0$

Figure 5

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

$$E = \sum_m \sum_n E_D(S_{mn}) * RTM^m * RTE^n \quad (4)$$

où $E_D(S_{mn})$ est le champ "direct" issu de la source $S(m,n)$, RTM et RTE sont les coefficients de réflexion respectifs sur les parois perpendiculaires à l'antenne (polarisation verticale) et sur les parois parallèles à l'antenne (polarisation horizontale). Un programme de calcul numérique réalise la sommation de ces champs. Une des difficultés réside dans le choix du critère d'arrêt de la sommation puisque celle-ci s'effectue sur deux indices : m et n . Après différents essais, nous nous sommes orientés vers la solution suivante :

On fixe tout d'abord une précision relative pr (10^{-4} par exemple) avec laquelle la contribution C_1 de toutes les sources situées sur l'axe vertical passant par l'émetteur sera calculée. On en déduit la précision absolue correspondante pa_1 . On calcule ensuite la contribution de la colonne suivante C_2 avec la même précision absolue pa_1 . On compare alors, en partie réelle et partie imaginaire la contribution C_2 à la contribution C_1 . Si $C_2 < C_1$, on entreprend la sommation pour la troisième colonne. Sinon la sommation sur C_2 se poursuit à un ordre supérieur afin que la précision relative du calcul soit égale à pr . On en déduit la nouvelle précision absolue pa_2 qui sert à la suite de l'itération et le processus continue.

En résumé c'est la sommation sur la colonne dont la contribution est la plus importante qui impose la précision absolue pour la suite du calcul. La sommation sur l'ensemble des colonnes est arrêtée quand une précision relative totale prt (10^{-3} par exemple) est atteinte. A titre d'exemple, du point de vue temps de calcul, la détermination de l'amplitude du champ en 100 points de réception dure quinze minutes en moyenne sur PDP 11/23.

Les exemples que nous allons donner illustrent la variation de la composante du champ électrique parallèle au dipôle d'émission.

III. 3 - RESULTATS NUMERIQUES

III. 3. 1 - Evolution du champ électrique en fonction de la distance émetteur - récepteur

Envisageons tout d'abord le cas d'un tunnel à section carrée de 4 m sur 4 m, l'antenne d'émission étant située au centre. Nous avons choisi cette situation particulière, bien qu'elle ait peu de chance de se rencontrer dans la pratique, afin de comprendre les phénomènes de propagation dans ce cas simple où il existe de nombreuses symétries.

La courbe de la Figure 6 représente la variation du module du champ électrique exprimé en décibels (dB) au-dessus du volt/m en fonction de la distance émetteur récepteur, le récepteur étant placé au centre du tunnel. Elle fait apparaître des battements dont les amplitudes décroissent quand la distance augmente. Les minimums délimitant ces battements se produisent périodiquement approximativement tous les 48 mètres.

Cette distance correspond à $\frac{h^2}{\lambda}$ ($\frac{h^2}{\lambda} = 48,5 \text{ m}$), h étant la dimension du tunnel perpendiculaire à l'antenne d'émission, λ la longueur d'onde. Si l'antenne d'émission est verticale, h est la largeur du tunnel, et si elle est horizontale, h sera la hauteur du tunnel. Ce résultat est vérifié par la suite pour d'autres dimensions de tunnel et à d'autres fréquences. Il vérifie une prévision justifiée par la théorie des modes (chapitre II). En effet, au-delà de 100 mètres, on observe que la variation moyenne du champ est quasi exponentielle et présente un affaiblissement moyen de 3 dB/100 m. C'est de l'ordre de l'affaiblissement du mode fondamental EH_{11} dans le même tunnel. Ceci laisse à penser qu'au-delà de cette distance, il n'existe plus qu'un mode principal qui interfère essentiellement avec le premier mode d'ordre supérieur. Au centre du tunnel le mode EH_{11} interfèrera avec le mode EH_{12} et nous avons vu au deuxième chapitre que le champ résultant présente une pseudo périodicité égale à $\frac{d^2}{\lambda}$, d étant la dimension transversale du tunnel perpendiculaire à l'émetteur. La décroissance de l'amplitude de ces battements correspond à l'atténuation de l'amplitude des modes. La courbe de la Figure 7 est tracée pour un tunnel de section

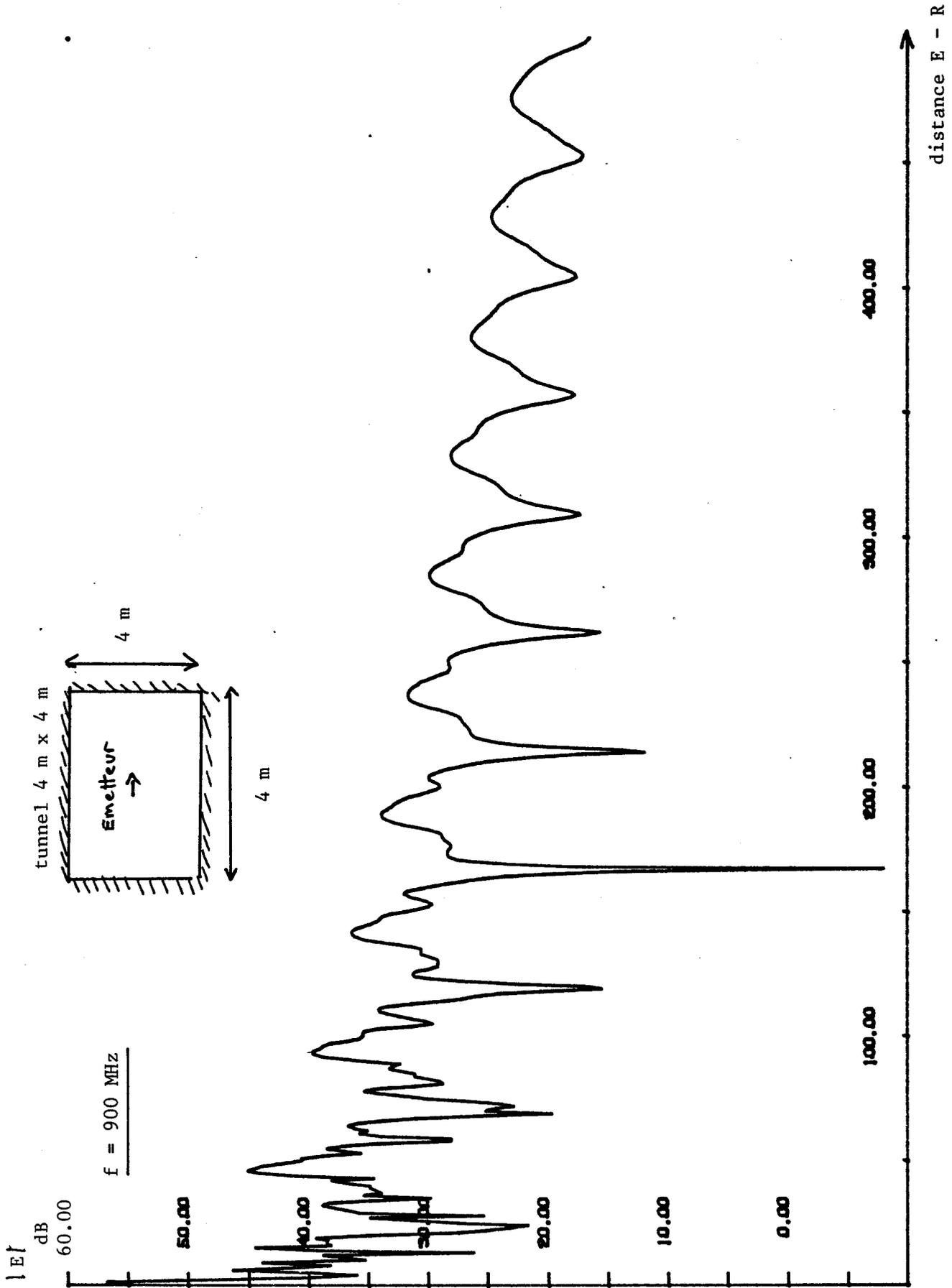


Fig. 6 courbe théorique : champ électrique en fonction de la distance E - R récepteur et émetteur au milieu du tunnel

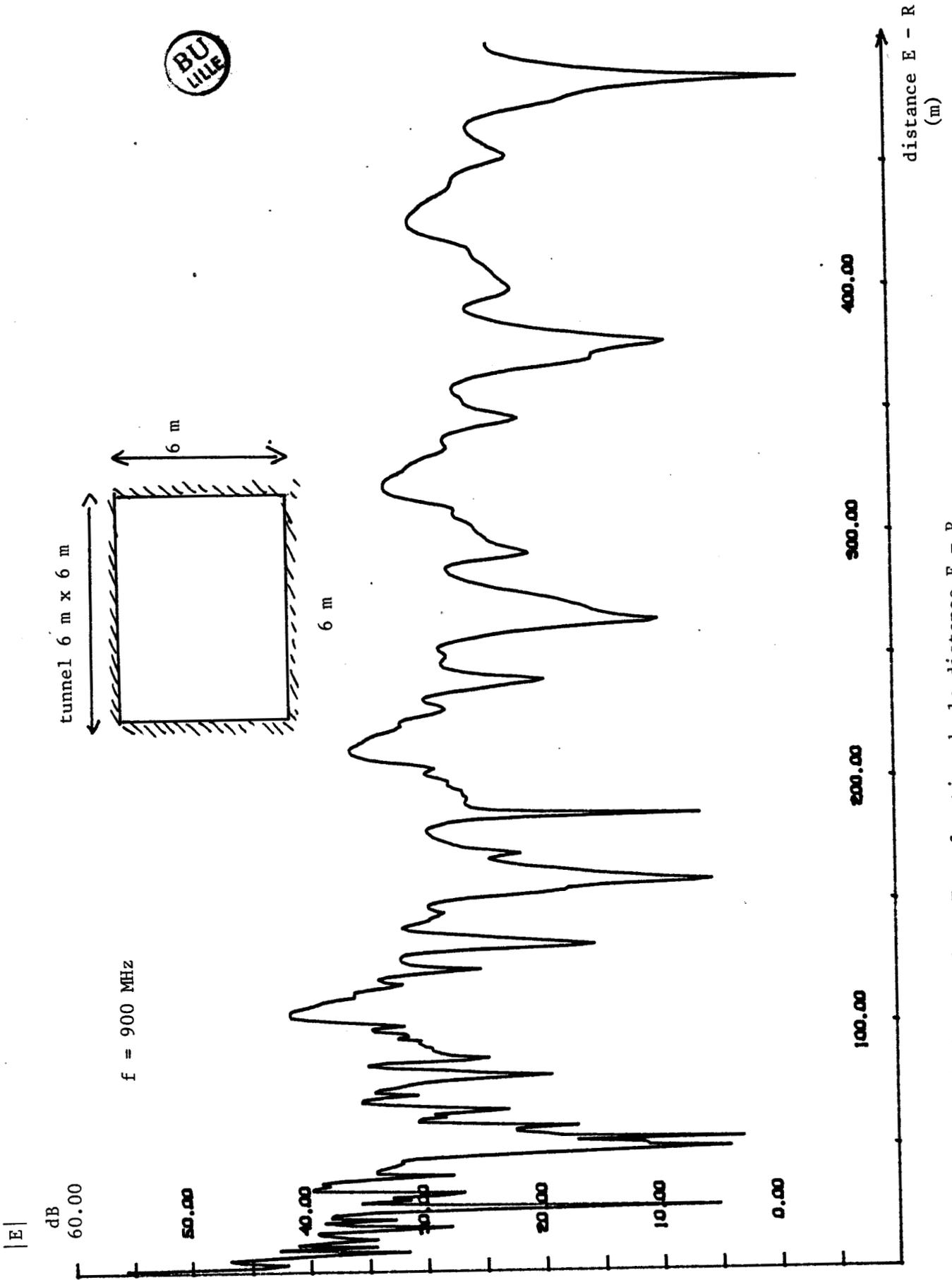


Fig. 7 Courbe théorique : champ E en fonction de la distance E - R
Emetteur et Récepteur au centre du tunnel

plus importante (6 m x 6 m). On remarque une atténuation moyenne plus faible mais l'apparition d'oscillations de plus grandes amplitudes pour une distance maximum émetteur récepteur identique à celle du cas précédent. La périodicité apparente des minimums se fait sentir à plus grande distance mais reste de l'ordre de $\frac{d^2}{\lambda}$ (110 m).

III. 3. 2 - Influence de la polarisation

Considérons maintenant un tunnel rectangulaire de 6 m de large et de 4 m de haut. L'émission et la réception se faisant toujours au centre de la galerie, la Figure 8 montre l'influence de l'orientation des antennes sur l'évolution du champ électrique. *L'affaiblissement à grande distance est minimum lorsque les antennes sont horizontales, donc parallèles aux plus grands côtés de la galerie.* Si on envisage le cas de l'antenne d'émission horizontale par exemple, on note de plus que l'allure des courbes est identique à celle obtenue pour un tunnel de section carrée de même hauteur. On retrouve les conclusions de la théorie des modes (chapitre II). Une explication par la théorie des rayons peut aussi être faite. En effet, *ce sont les réflexions sur les parois parallèles à l'antenne d'émission qui imposent le comportement du champ, étant donné que les réflexions sur les parois qui lui sont perpendiculaires sont sujets au phénomène de Brewster.* Or, suivant que les parois parallèles à l'antenne sont celles qui ont les plus grandes ou les plus petites dimensions, les dipôles images sont plus ou moins éloignés du tunnel. Dans le dernier cas (parois parallèles à l'antenne correspondant aux plus petits côtés) les dipôles images seront plus éloignés des parois du tunnel, les angles d'incidence sur celles-ci seront donc plus grands, ce qui entraîne l'augmentation des pertes par réflexions.

III. 3. 3 - Comparaison du modèle simulant le tunnel par deux plans parallèles et infinis et du modèle quatre plans

Sur la Figure 9 nous comparons les résultats du modèle quatre plans pour un tunnel de 4m x 4m et d'un modèle à deux plans parallèles et infinis |16| séparés de 4 m.

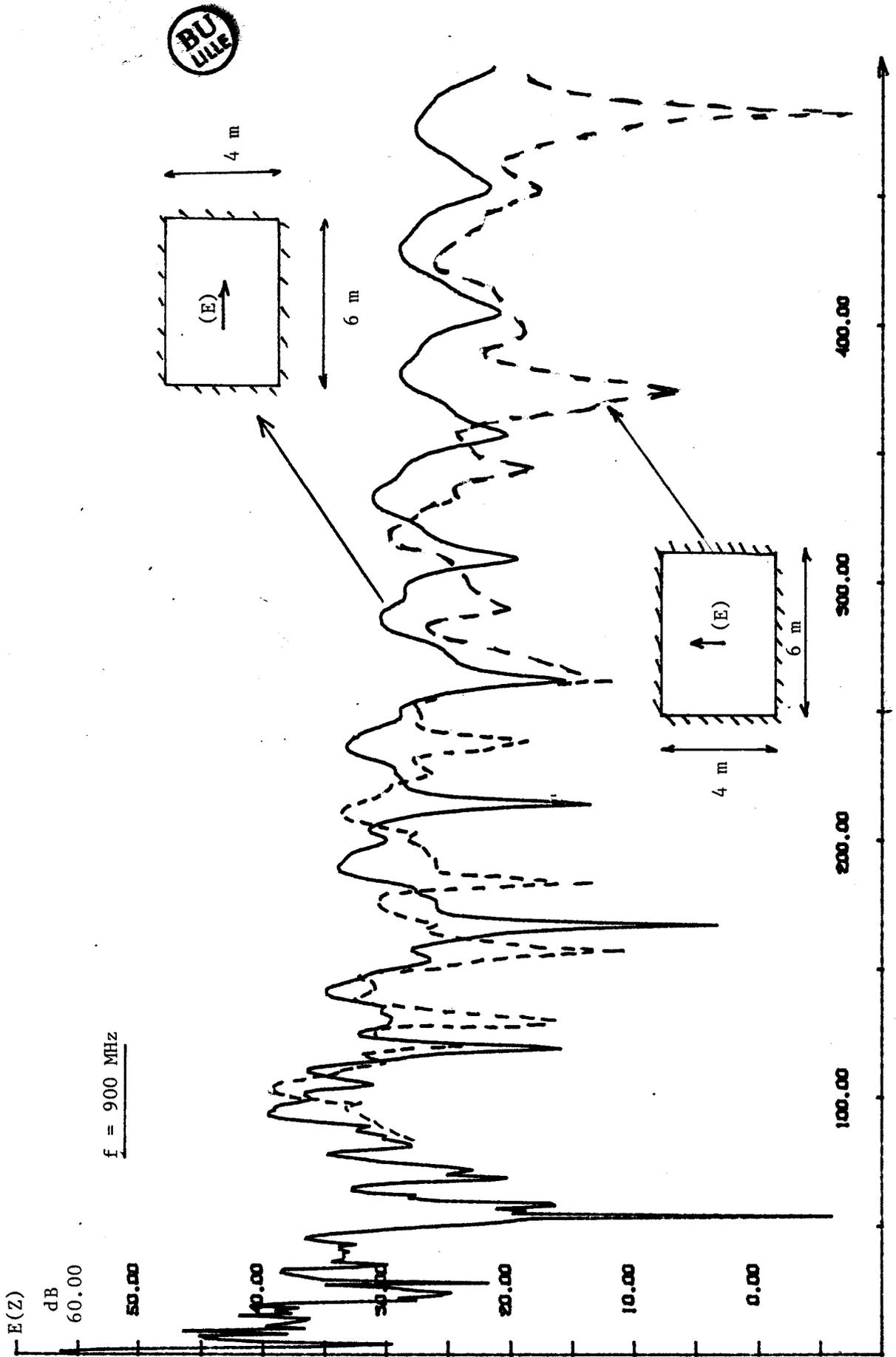


Fig. 8 Courbe théorique : champ E en fonction de la distance E - R

distance E - R (m)

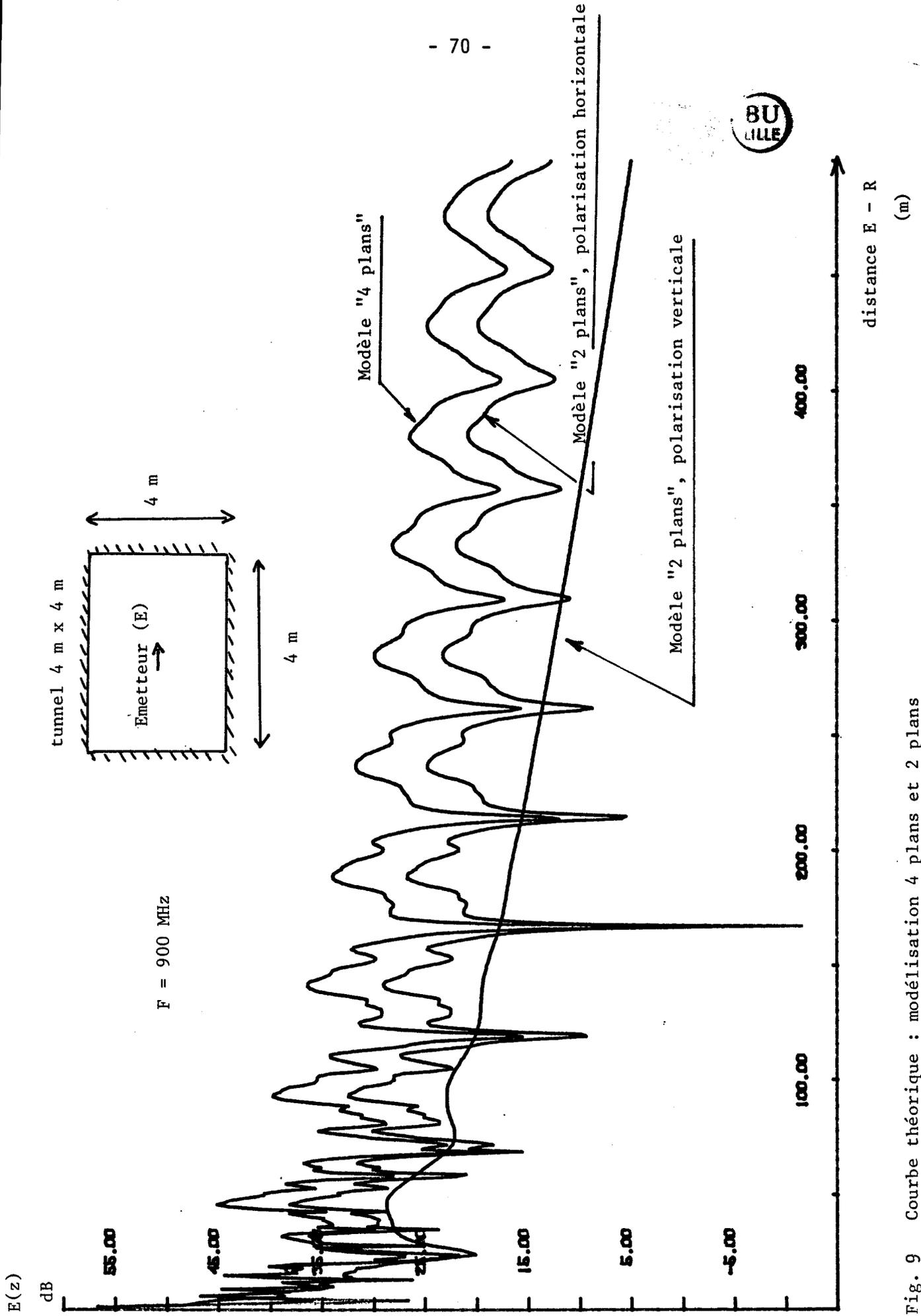


Fig. 9 Courbe théorique : modélisation 4 plans et 2 plans

Ces résultats font bien apparaître l'influence des parois parallèles à l'antenne sur l'évolution du champ électrique. On remarque que le modèle quatre plans donne une variation du champ électrique qui s'apparente à la courbe de plus faible atténuation du modèle deux plans. L'antenne d'émission étant horizontale, on voit qu'en dehors des réflexions sur le toit et le plancher prises en compte par le modèle deux plans, les parois latérales et les trajets multiples sur l'ensemble des parois provoquent une augmentation de l'amplitude du champ électrique de 4 à 8 dB. L'influence de la polarisation est très nette sur le modèle deux plans.

III. 3. 4 - Evolution de l'amplitude du champ électrique dans un plan de section droite

L'observation des courbes de variation du champ en fonction de la distance suscite l'intérêt de déterminer la distribution du champ à une distance émetteur récepteur fixe. Nous nous sommes d'abord intéressés à la variation du champ suivant un axe perpendiculaire $|E(X)|$ ou parallèle $|E(Y)|$ à l'antenne d'émission (verticale) puis dans un plan de section droite, pour un tunnel de 4 m x 4 m.

Sur les Figures 10 et 11 nous avons envisagé deux distances particulières émetteur - récepteur, respectivement de 69 m et de 119 m. Ces valeurs correspondent à des minimums très prononcés du champ sur l'axe, comme on peut s'en rendre compte sur la courbe de la Figure 6, représentant la variation du champ sur l'axe en fonction de la distance émetteur - récepteur. Les courbes $E(x)$ et $E(y)$ des Figures 10 et 11 sont donc associées à la variation du champ dans le plan médiateur horizontal et vertical du tunnel. On remarque que le champ varie très lentement sur un axe vertical mais en conservant une amplitude très faible (20 dB). Par contre si l'antenne de réception est déplacée suivant un axe horizontal, on retrouve une amplitude de champ de l'ordre de 35 dB à une distance des parois verticales égale à 1/4 de fois la largeur totale du tunnel.

Si on choisit d'après la Figure 6 des distances émetteur - récepteur telles que le champ soit maximum sur l'axe, on observe une variation lente du champ dans un plan transversal comme on peut le voir sur les courbes de la Figure 12.

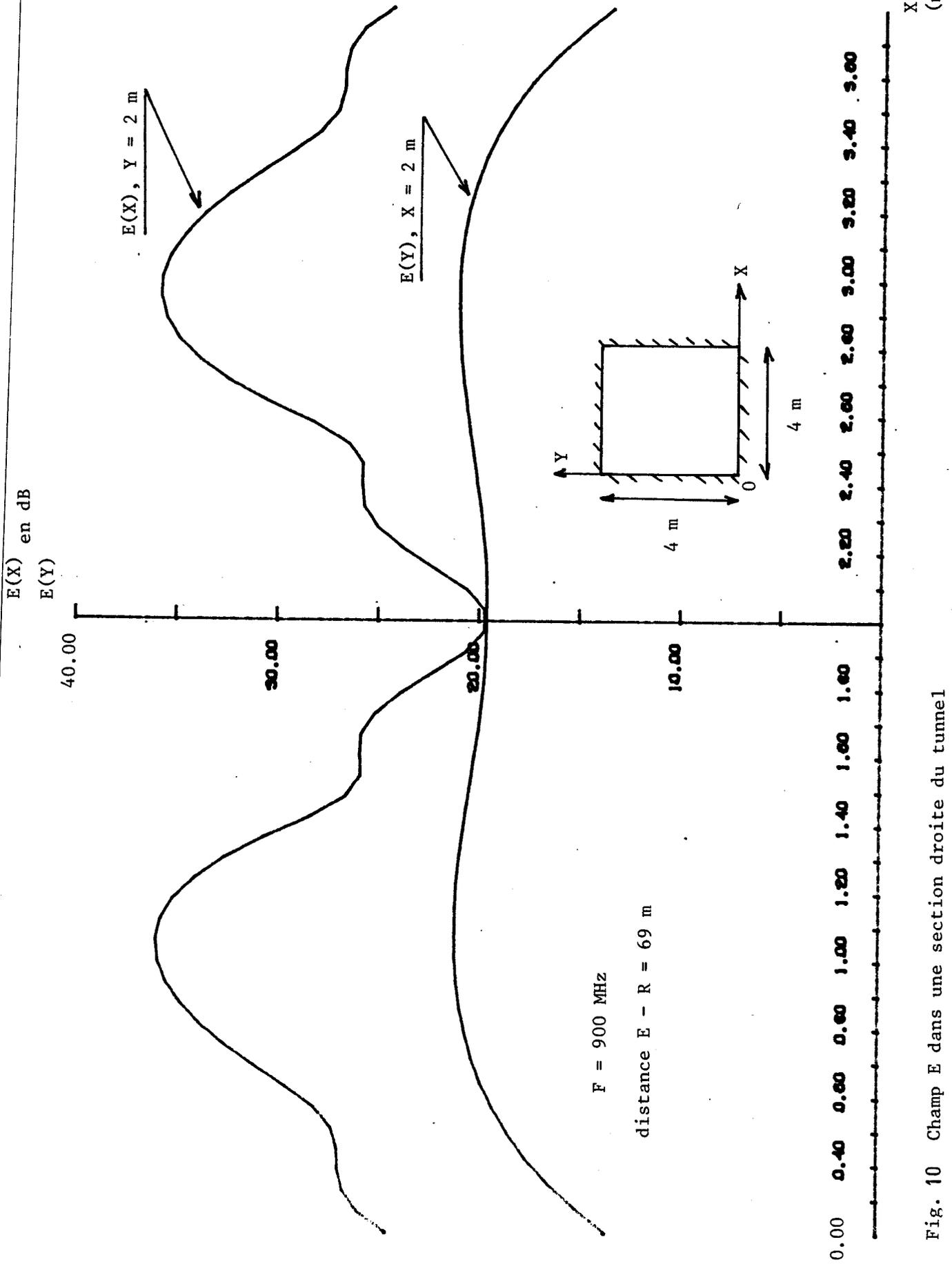


Fig. 10 Champ E dans une section droite du tunnel

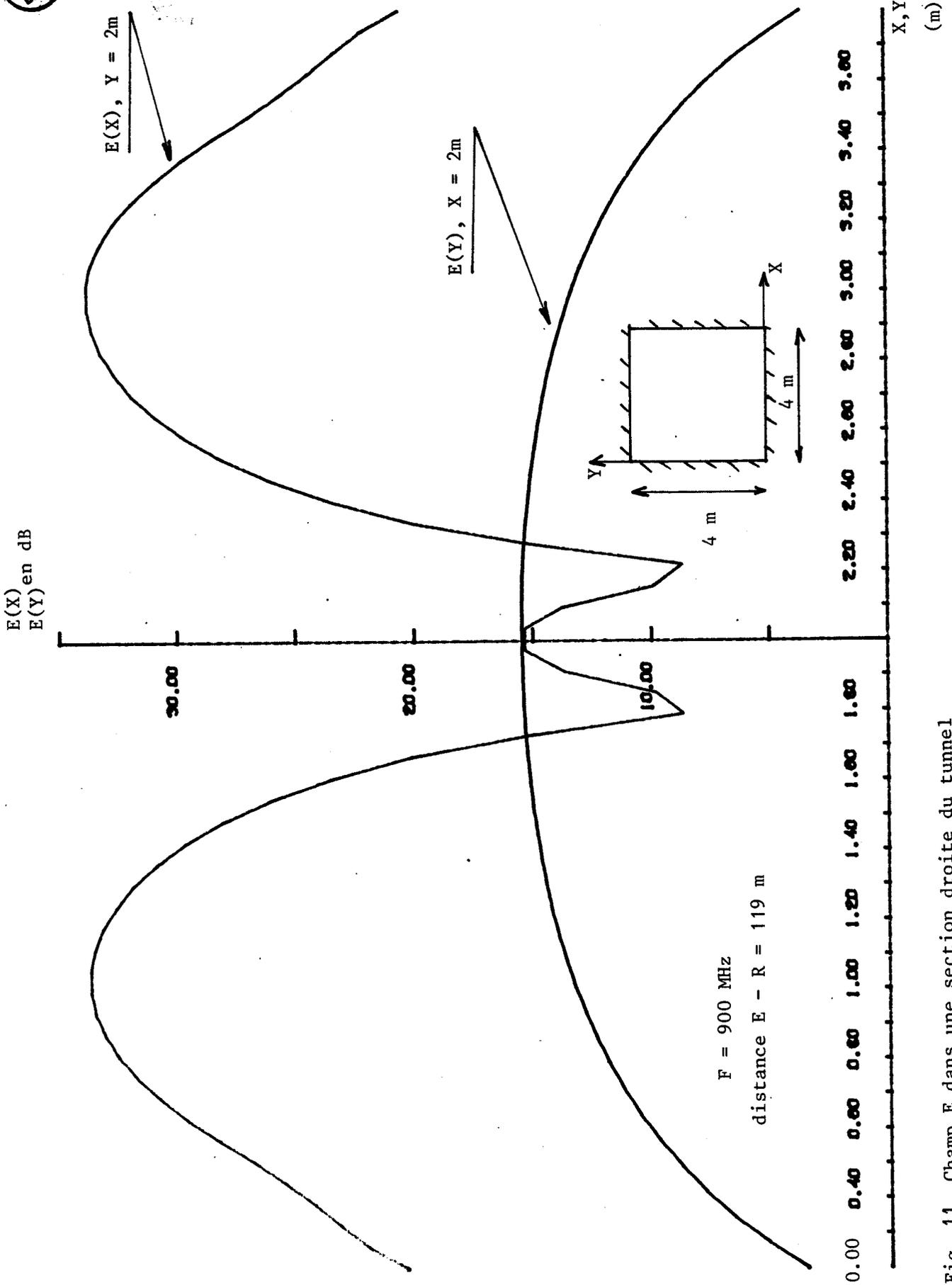


Fig. 11 Champ E dans une section droite du tunnel

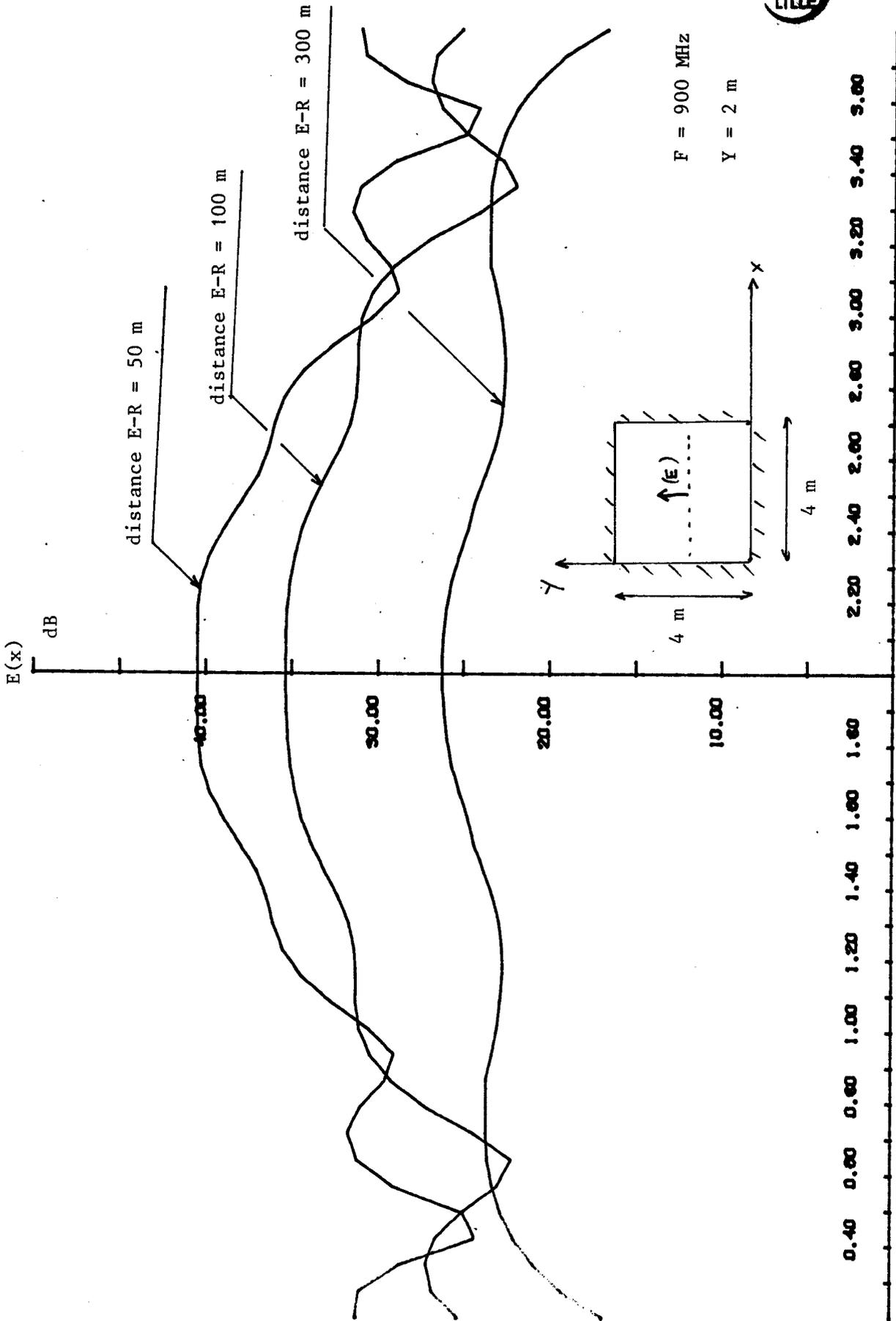


Fig. 12 : Champ E en fonction de l'abscisse du récepteur à 50 m, 100 m et 300 m de l'émetteur

Afin de mieux visualiser la variation du champ dans un plan de section droite, nous avons représenté sur les figures 13 à 15 les contours équi-amplitude à des distances émetteur - récepteur correspondant à des valeurs particulières du champ sur l'axe du tunnel (distances obtenues à partir de la courbe de la Figure 6). Ainsi un des maximums du champ sur l'axe se produit à une distance de 236 m. Les courbes de la Figure 13 montrent que le champ est concentré au centre puisque l'atténuation supplémentaire près des parois est de l'ordre de 30 dB. Si on se place sur un minimum au centre, on note d'après la Figure 14 que le champ est maximum à une distance des parois de l'ordre du quart de la largeur totale du tunnel. Pour des valeurs quelconques de distances émetteur - récepteur, la Figure 15 montre une carte de champ intermédiaire entre ces deux cas extrêmes.

En conclusion, dès que la distance émetteur récepteur est suffisamment importante pour quitter la zone d'excitation du tunnel (de l'ordre de 60 m pour un tunnel de 4 m x 4 m), on peut estimer que l'amplitude maximum du champ se produit alternativement soit au centre du tunnel, soit à une distance des parois égale au 1/4 de la largeur totale du tunnel.

La forme de ces cartes de champ est à comparer à celles des modes hybrides. Très loin de l'émetteur nous retrouvons pratiquement la carte de champ du mode fondamental EH_{11} . Sur le maximum maximum à 236 m, le même mode dominant s'impose, les modes secondaires s'annulant entre eux. Sur le minimum à 119 m, le mode EH_{11} est détruit par les modes secondaires, le mode EH_{13} impose sa carte de champ et sur le point intermédiaire à 100 m il y a un battement entre les premiers modes.

III. 3. 5 - Influence de la fréquence d'émission

Pour une fréquence d'émission de 10 GHz, l'atténuation moyenne du signal est très faible comme le montre la Figure 16. Par contre on observe que les oscillations ont des amplitudes beaucoup plus grandes que pour la fréquence de 1 GHz et sont plus répétées, formant des trous de 20 à 30 dB.

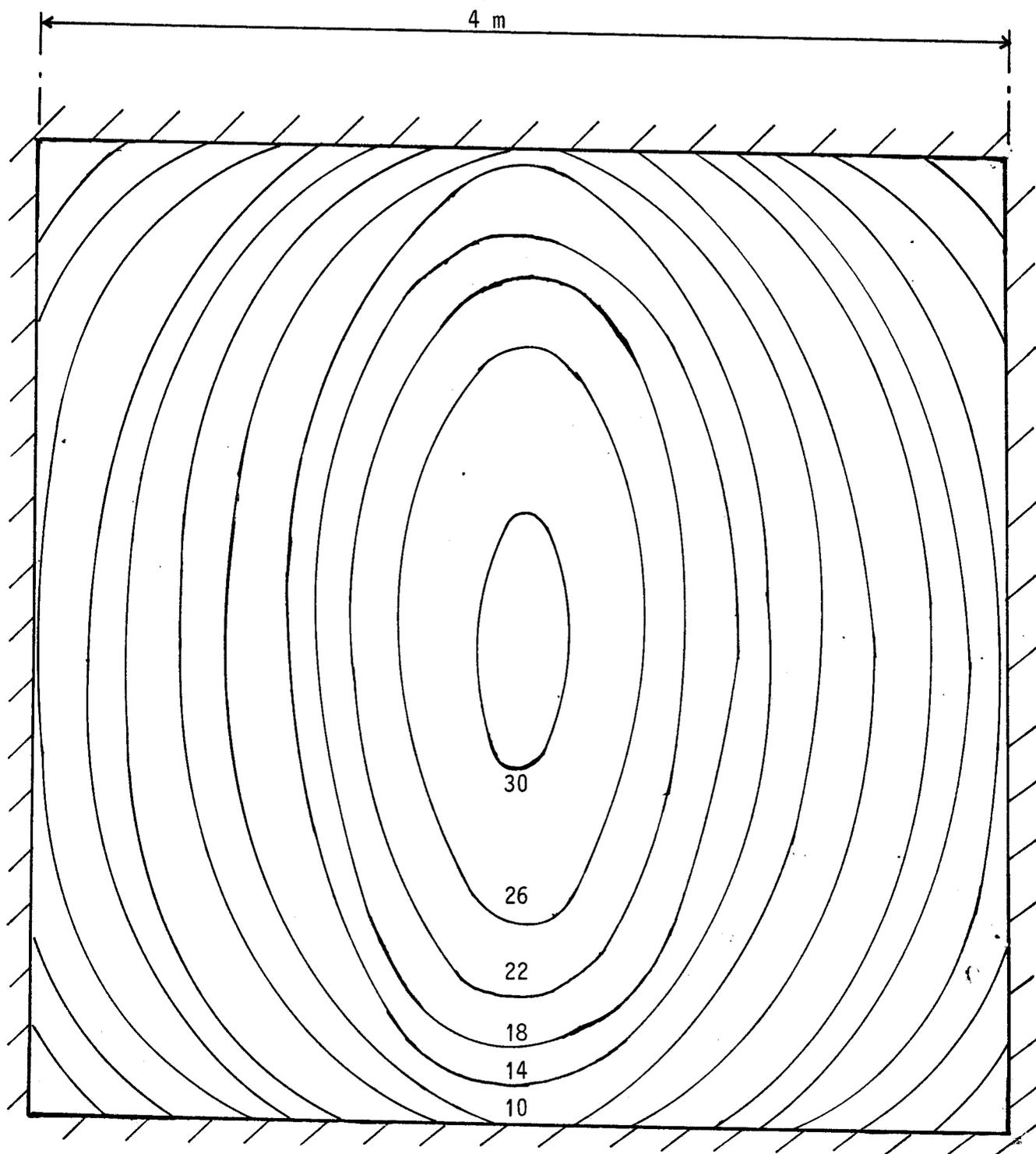


Figure 13 : Carte de champ équi amplitude obtenue par la théorie des rayons sur un maximum maximum à 236 m de l'émetteur.

Tunnel carré

F = 900 MHz

Pas = 4 dB



4 m

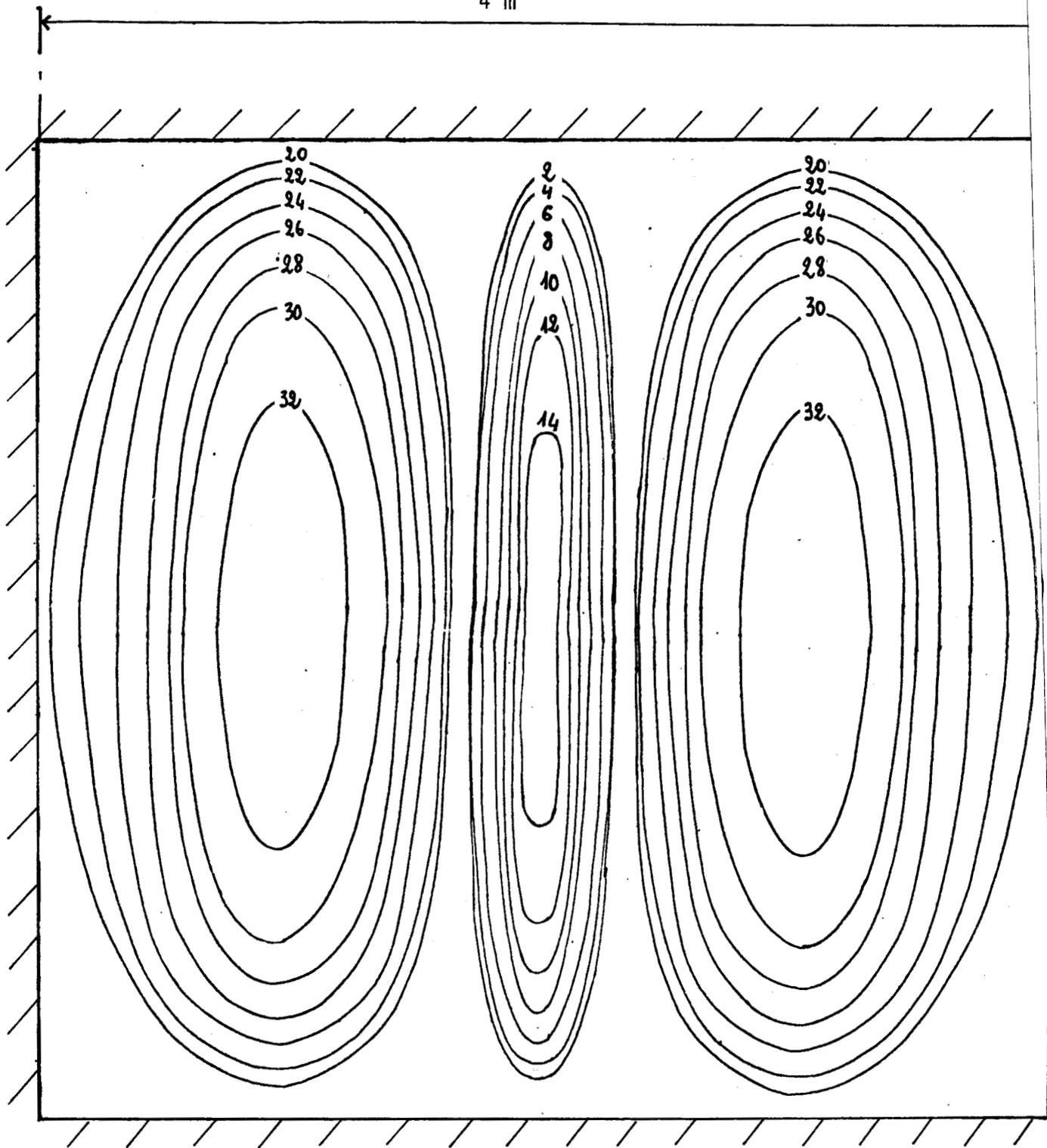


Figure 14 : Carte de champ équi amplitude obtenue par la théorie
des rayons sur un minimum à 119 m de l'émetteur
Tunnel carré F = 900 MHz
Pas = 2 dB

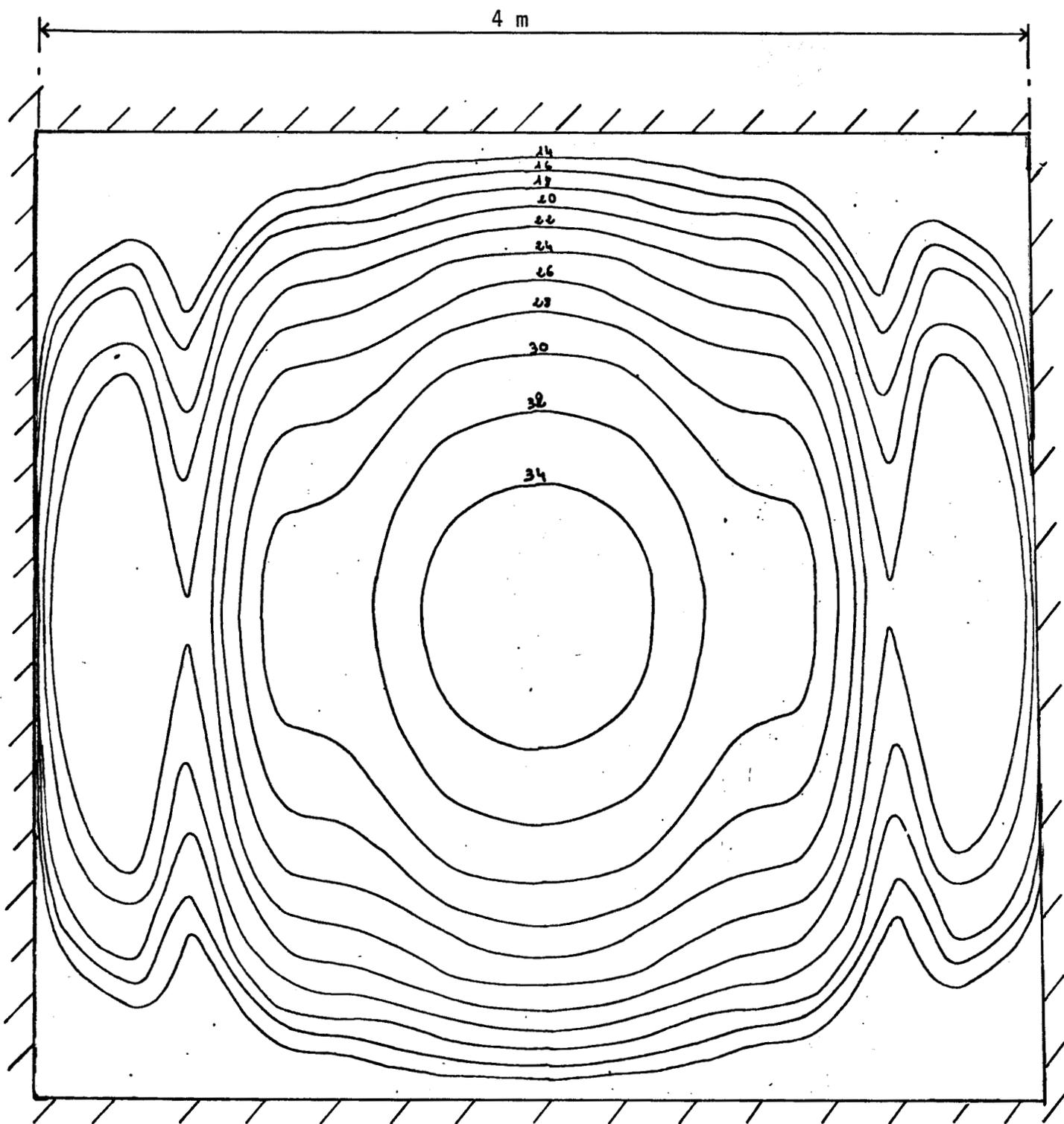
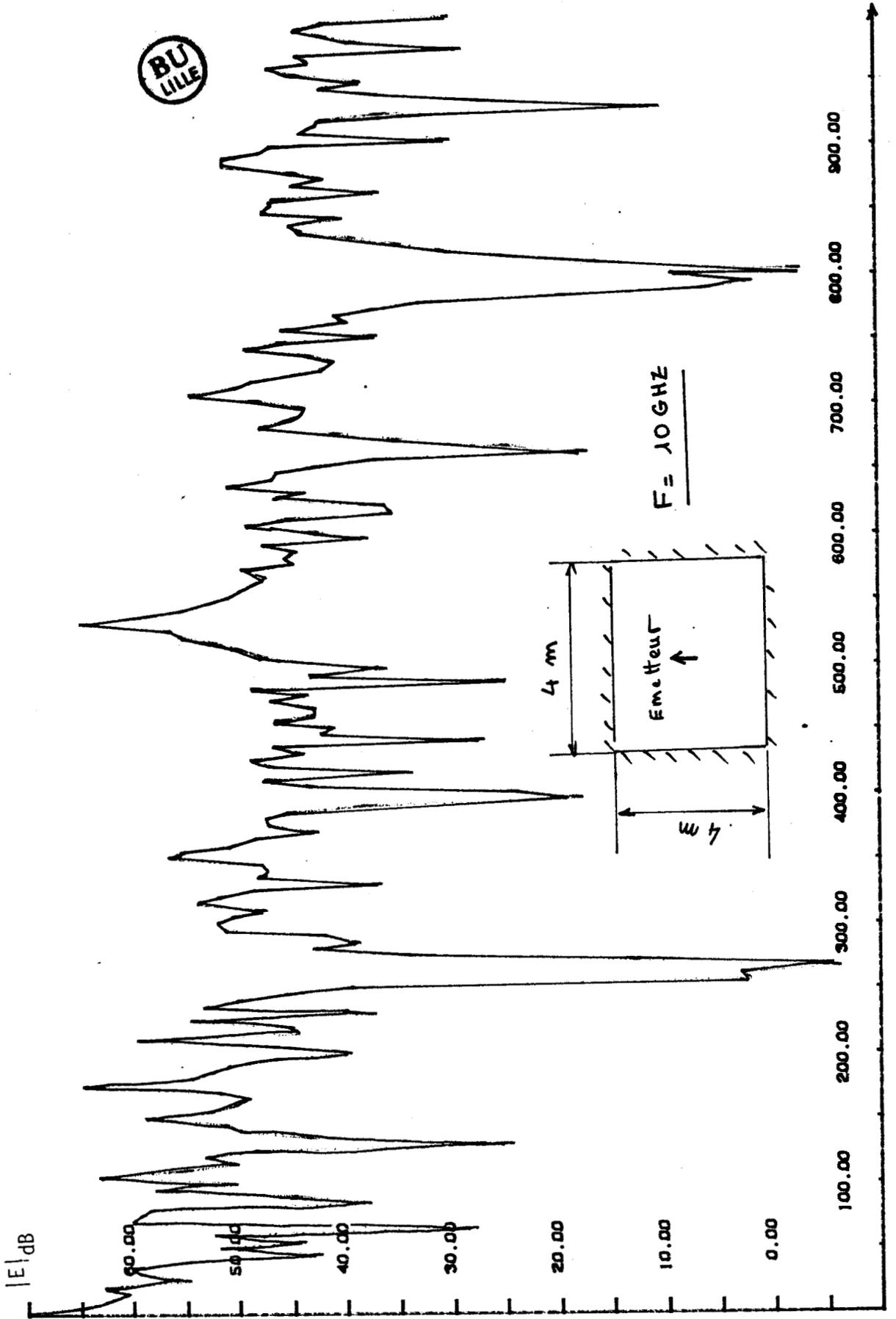


Figure 15 : Carte de champ équi amplitude obtenue par la théorie
des rayons en un point intermédiaire à 100 m de l'émetteur
Tunnel carré $F = 900$ MHz
Pas = 2 dB



distance Emetteur - Récepteur (en mètres)

Fig. 16 : Courbe théorique - champ E en fonction de la distance E - R
Fréquence d'émission : $F = 10 \text{ GHz}$

Ces trous peuvent être nuisibles, surtout dans le cas d'une transmission numérique. Nous verrons par la suite des procédés permettant de s'en affranchir. La longueur d'onde étant plus petite, dans un même tunnel, à une même distance le nombre de rayons contribuant au champ total est beaucoup plus élevé à 10 GHz qu'à 1 GHz. Si on observe les atténuations calculées des modes (tableau 2 chapitre II) on peut remarquer qu'elles sont faibles et du même ordre. Un grand nombre de modes contribue donc au champ total. Les vitesses de phase étant différentes, cela provoque des oscillations rapides du signal même à grande distance. La périodicité théorique des battements en $\frac{d^2}{\lambda}$ est de 533 m à 10 GHz pour un tunnel de 4 m x 4 m et correspond sur la courbe à la distance séparant les deux minimums les plus profonds.

III. 3. 6 - Influence du diagramme de rayonnement

Nous avons conservé dans tout notre travail une variation angulaire du champ de type $\sin \theta$, θ étant l'angle entre l'axe du dipôle et la direction de propagation. La fonction $\sin \theta$ est caractéristique du diagramme de rayonnement du doublet, constitué par l'ensemble deux cercles tangents au centre du doublet dans un plan contenant celui-ci.

Dans la pratique nous utiliserons des dipôles demi onde. La fonction caractéristique du diagramme de rayonnement de ces dipôles [17] est :

$$F(\theta) = \frac{\cos \left| \left(\frac{\pi}{2} \right) \cos \theta \right|}{\sin \theta} \quad (5)$$

Les deux diagrammes de rayonnement représentés sur la Figure 17 sont peu différents. Toutefois, selon la direction de rayonnement maximum il y a : un gain de 1,635 par rapport à une source isotrope (2,15 dbi) un gain de 1,09 par rapport au doublet de Hertz.

La théorie des rayons ne faisant surtout intervenir que les rayons à incidence rasante, l'erreur introduite par le diagramme de rayonnement du doublet est négligeable. Pour un autre type d'antenne, il serait évidemment immédiat d'introduire dans les équations l'expression exacte associée au rayonnement de l'antenne envisagée.

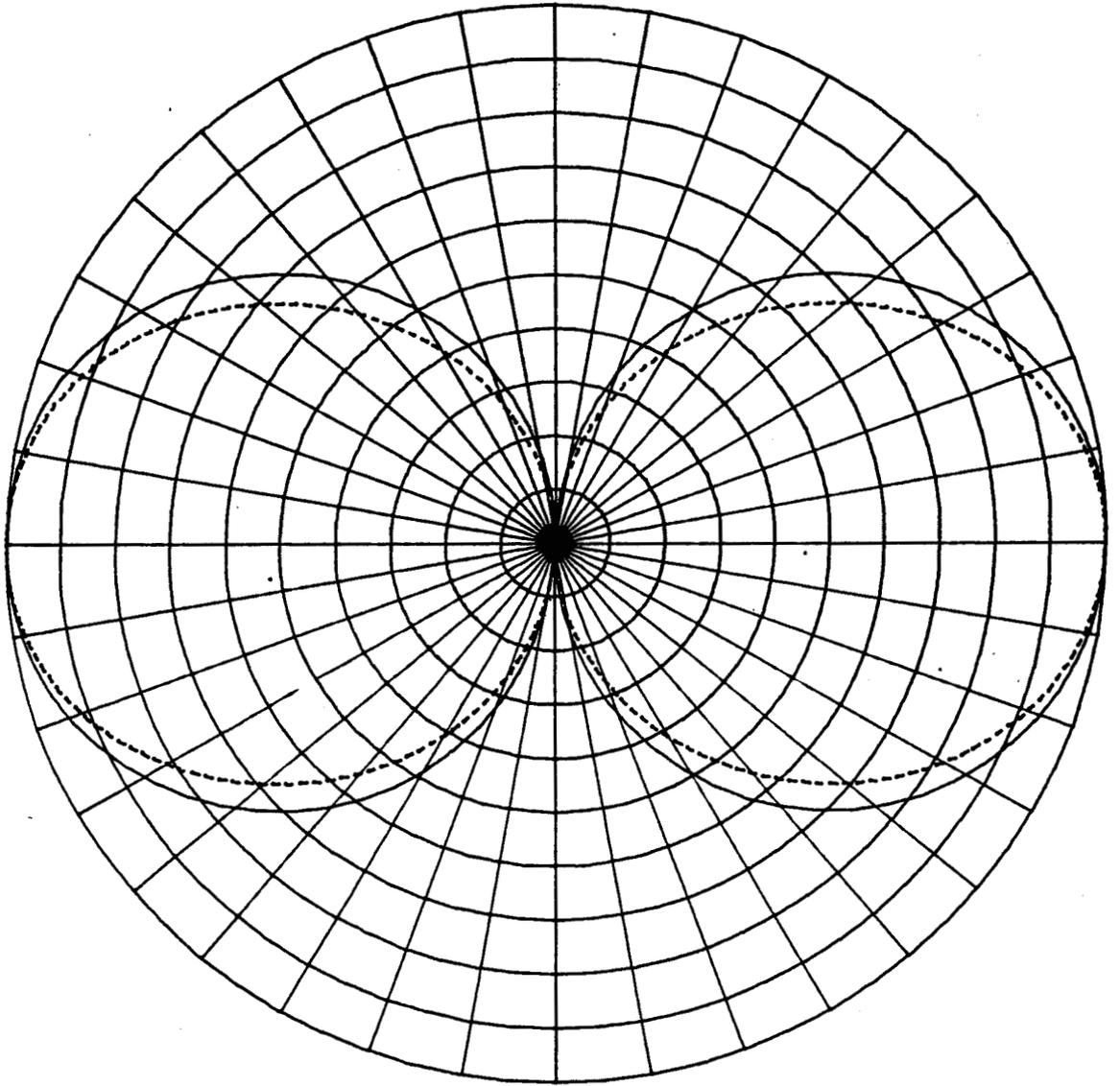


Figure 17 : Diagramme de rayonnement polaire

—— du doublet de Hertz

----- du dipôle demi-onde

"dans un plan passant par le dipôle"

III. 3. 7 - Influence de la position de l'antenne d'émission

Jusqu'ici les courbes que nous avons présentées sont dans la configuration émetteur et récepteur au centre du tunnel. Dans la pratique, si on prend un tunnel routier par exemple, ou pour une réémission, il est nécessaire de placer les antennes près des parois du tunnel. L'émetteur est alors excentré et nous étudierons dans ce paragraphe l'influence de sa position sur l'amplitude du champ reçu.

a) Emetteur situé à 50 cm d'une paroi du tunnel

Nous prenons toujours comme tunnel d'étude, un guide diélectrique à pertes de section carrée de 4 mètres de côté. La courbe de référence choisie correspond à la configuration émetteur au centre, récepteur au centre. Nous avons reportés sur la Figure 18 la variation du champ reçu au centre du tunnel dans les deux cas cités ci-dessus. L'allure des deux courbes est très semblable dès que la distance émetteur récepteur devient supérieure à 100 m mais l'antenne d'émission excentrée engendre une diminution du champ reçu de 7 à 10 dB. On note de plus que cette atténuation se produit dans les cinquantes premiers mètres de propagation. Ceci peut s'expliquer par le fait que l'antenne d'émission est placée en un point où le champ associé aux modes fondamentaux est minimum. De nombreux modes d'ordre supérieur sont alors excités mais ils s'atténuent très rapidement dans les cinquantes premiers mètres. A grande distance le comportement du champ est tout-à-fait identique dans les deux configurations. Nous le vérifions sur les cartes de champ effectuées sur un maximum et sur un minimum respectivement à 236 m (Fig. 19) et 262 m (Fig. 20). Nous retrouvons les mêmes formes de représentation obtenues précédemment et associées aux modes EH_{11} et EH_{12} .

Si l'antenne d'émission est placée dans un coin supérieur du tunnel (dans cet exemple à 50 cm des parois verticales et horizontales), l'atténuation supplémentaire par rapport au cas de l'antenne centrée reste de l'ordre de 10 dB (Figure 21). La carte de champ est par contre beaucoup moins symétrique que précédemment comme on peut s'en rendre compte sur la Figure 22.

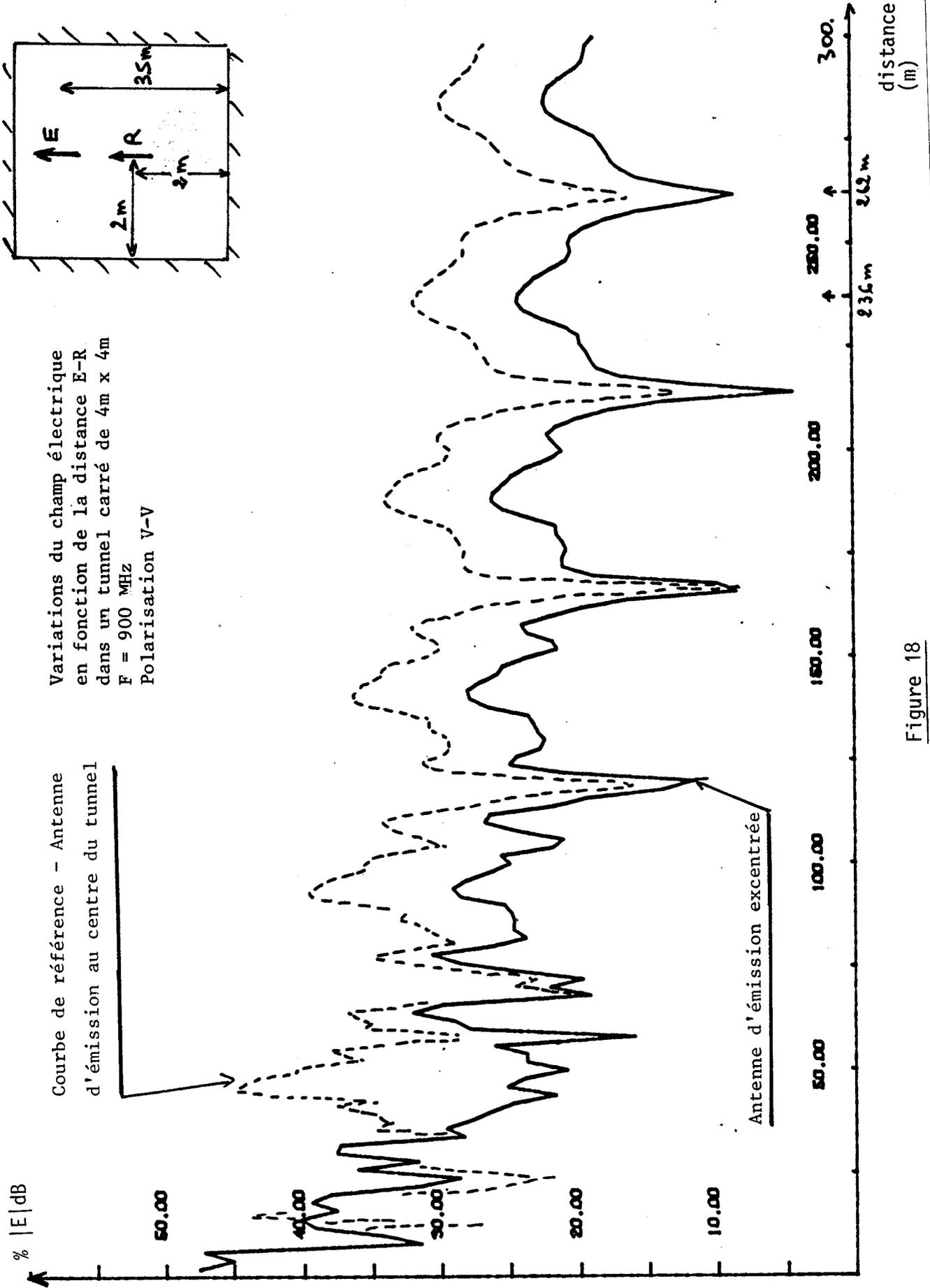


Figure 18

distance E - R (m)

Carte de champ sur un maximum maximum
à 236 m Emetteur au centre à 0,5 m du
plafond
Pas = 3 dB

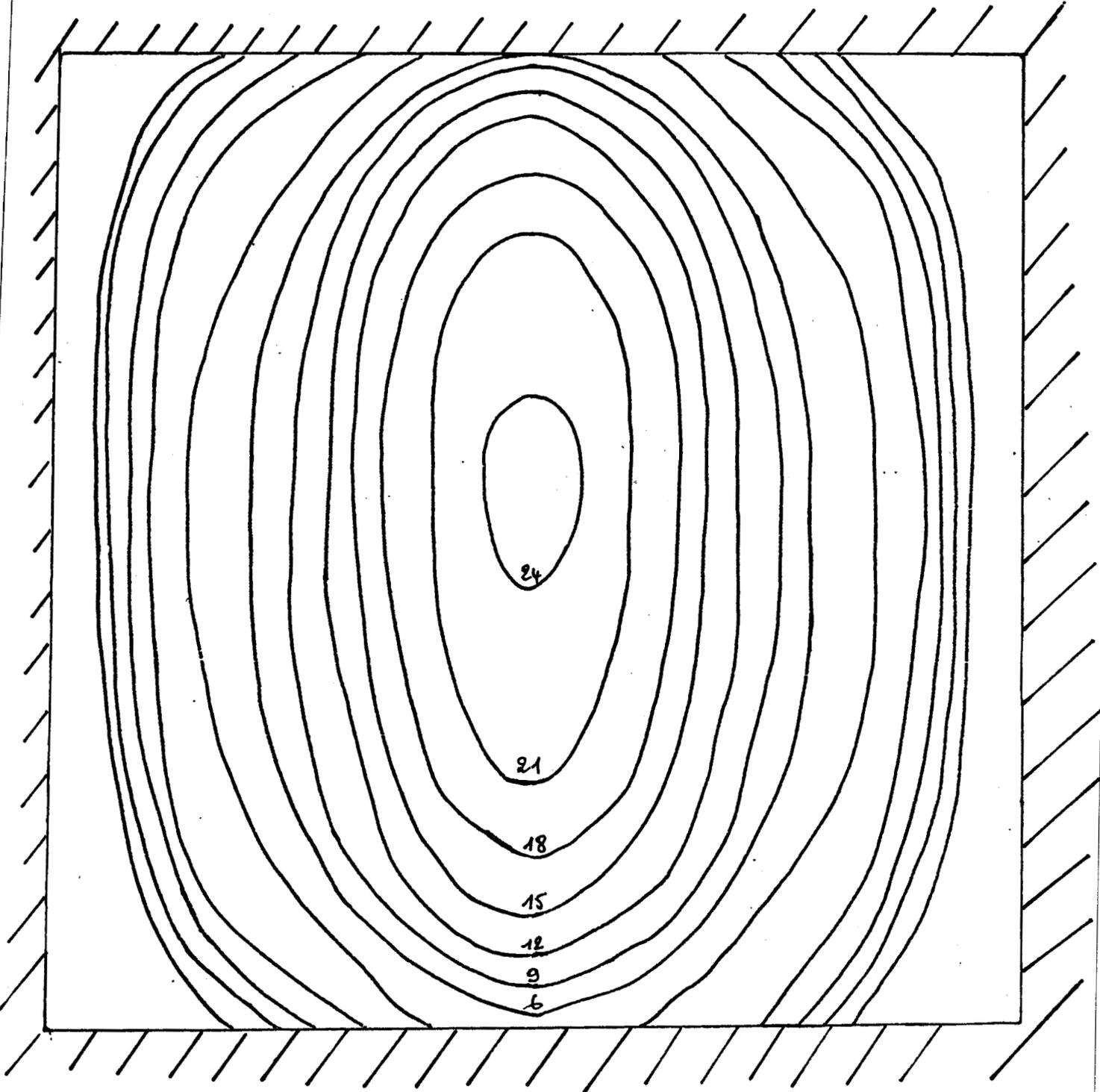
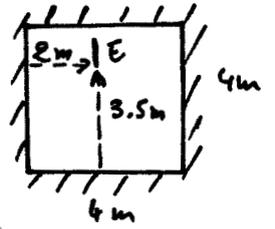


Figure 19

Carte de champ sur un minimum à 262 m
Emetteur au centre à 0,5 m du plafond
Pas = 3 dB

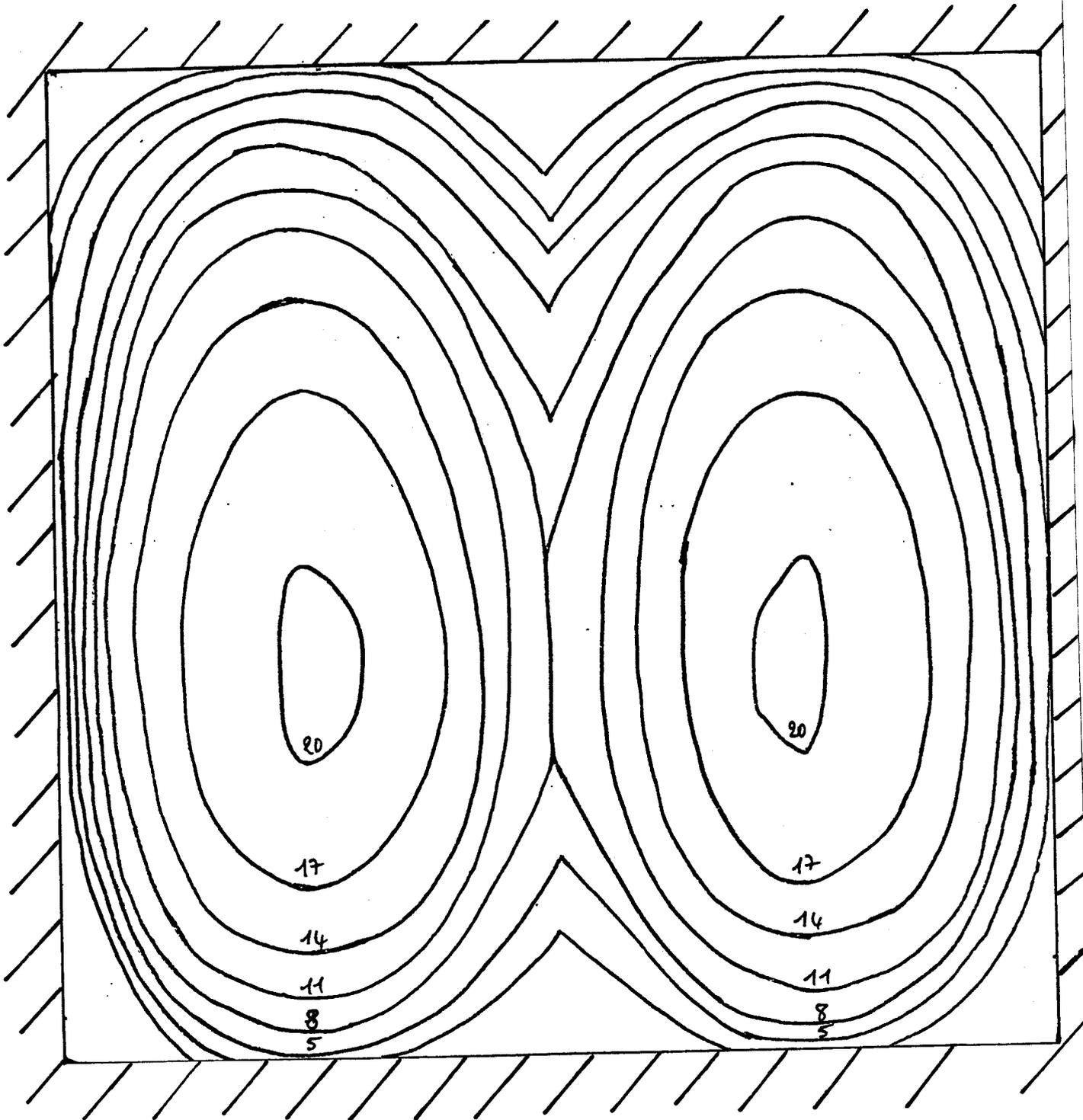
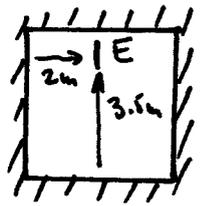


Figure 20

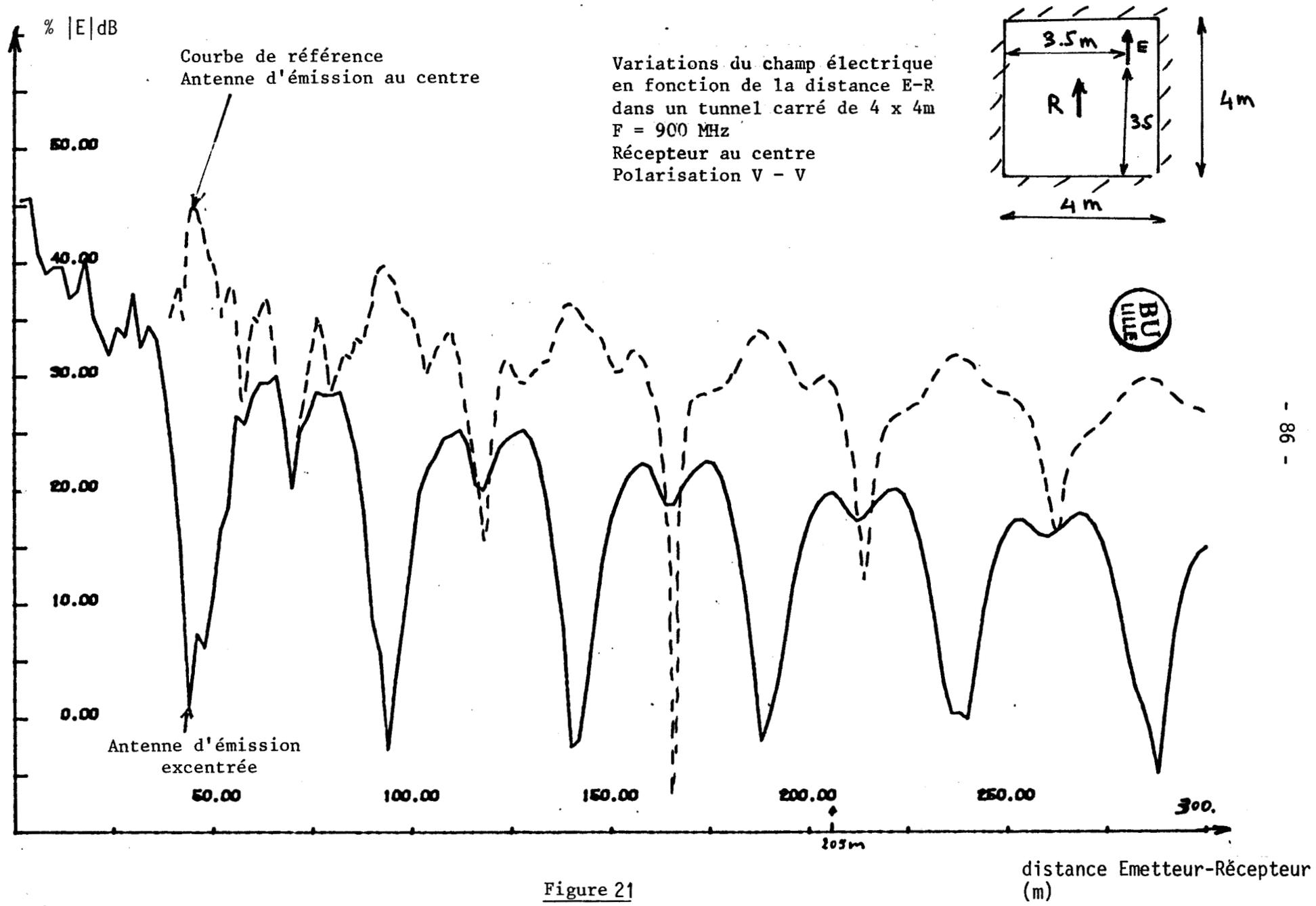


Figure 21

Carte de champ sur un maximum maximum à 205m
Emetteur décentré
Pas = 3 dB

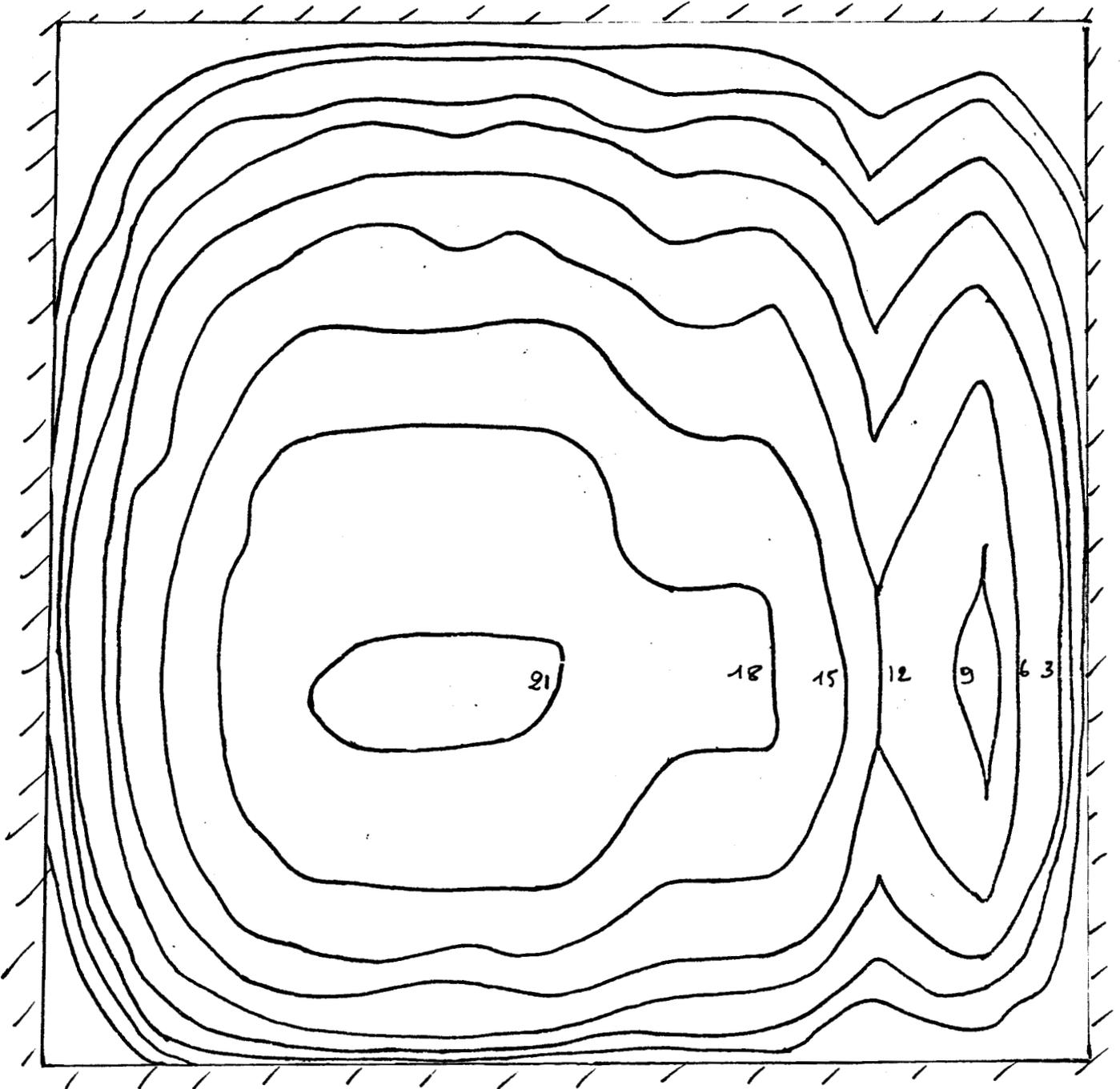
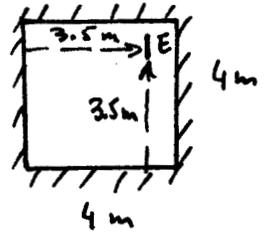


Figure 22

b) Diversité à l'émission

Dans le cas d'un tunnel de 4 m x 4 m, émetteur et récepteur au centre, nous avons conclu dans les paragraphes précédents que sur un minimum de champ au centre du tunnel, on retrouve le maximum de champ au 1/4 de la largeur du tunnel. Si l'antenne d'émission était placée au 1/4 de la largeur du tunnel, on peut espérer trouver un maximum au centre. On peut donc penser exploiter ce fait pour éviter les évanouissements profonds du signal, en utilisant deux antennes d'émission décalées de 1/4 de la largeur du tunnel, dans un plan de section droite.

La courbe de la Figure 23 représente les variations du champ en fonction de la distance émetteur récepteur, dans le cas d'une antenne d'émission placée au centre du tunnel et d'une antenne d'émission décalée de 1/4, le récepteur est toujours au centre de la galerie. Les évanouissements du signal pour une des courbes correspondent à des maximums de signal pour l'autre. Si maintenant, on utilise ces deux antennes d'émission alimentées en phase, la courbe de la Figure 24 montre que pour une distance supérieure à 20 m, il n'existe plus d'évanouissements profonds sur le signal reçu au centre du tunnel constitué par la somme des signaux des deux émetteurs. Ce résultat est intéressant même si la configuration envisagée (antennes situées à mi-hauteur du tunnel) est irréalisable dans un tunnel routier. Le principe peut être retenu éventuellement dans d'autres types de galeries. Le même résultat est obtenu avec les 2 antennes d'émission décalées dans un plan de section longitudinal du tunnel (Figure 25). Dans ce cas une des antennes est placée sur un minimum de champ électrique produit par l'autre antenne isolée dans le tunnel de façon à minimiser le couplage, les interactions entre antennes.

c) Diversité à la réception

Dans ce cas la technique utilisée est la même qu'en faisceaux hertziens [18]. Deux antennes de réception sont espacées d'une distance d . La différence de trajets des rayons réfléchis n'étant pas la même pour les deux antennes, les évanouissements des signaux ne sont pas simultanés. Un espacement suffisant assure la décorrélation quasi totale des évanouissements profonds : un dispositif automatique de commutation placé dans la chaîne de réception permet de choisir l'antenne sur laquelle le signal est convenable.

Module du champ électrique résultant de la somme des champs
électriques produits par 2 émetteurs, placés au centre
et au 1/4 du tunnel carré dans un même plan de section droite
F = 900 MHz Polarisation VV

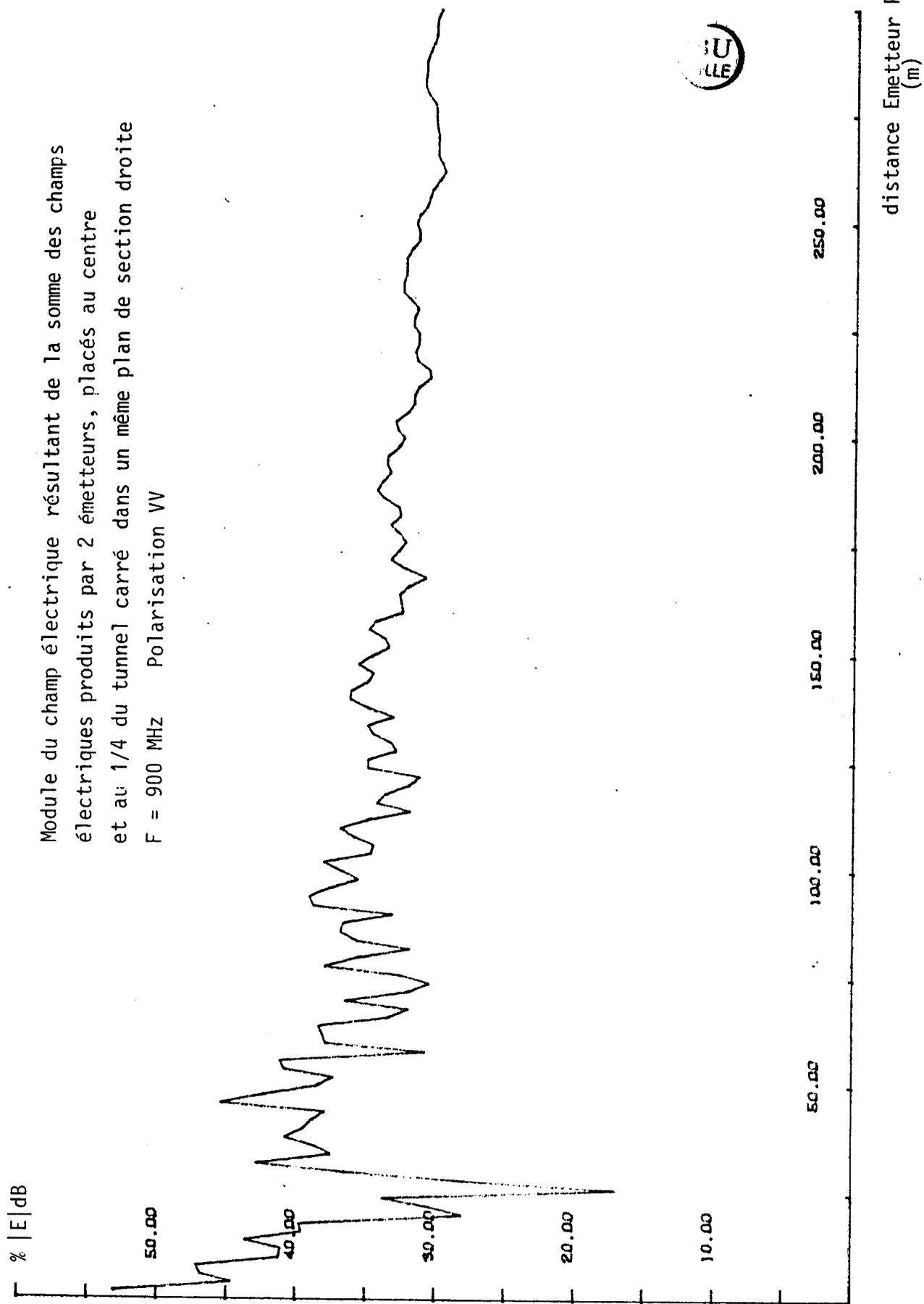


Figure 24

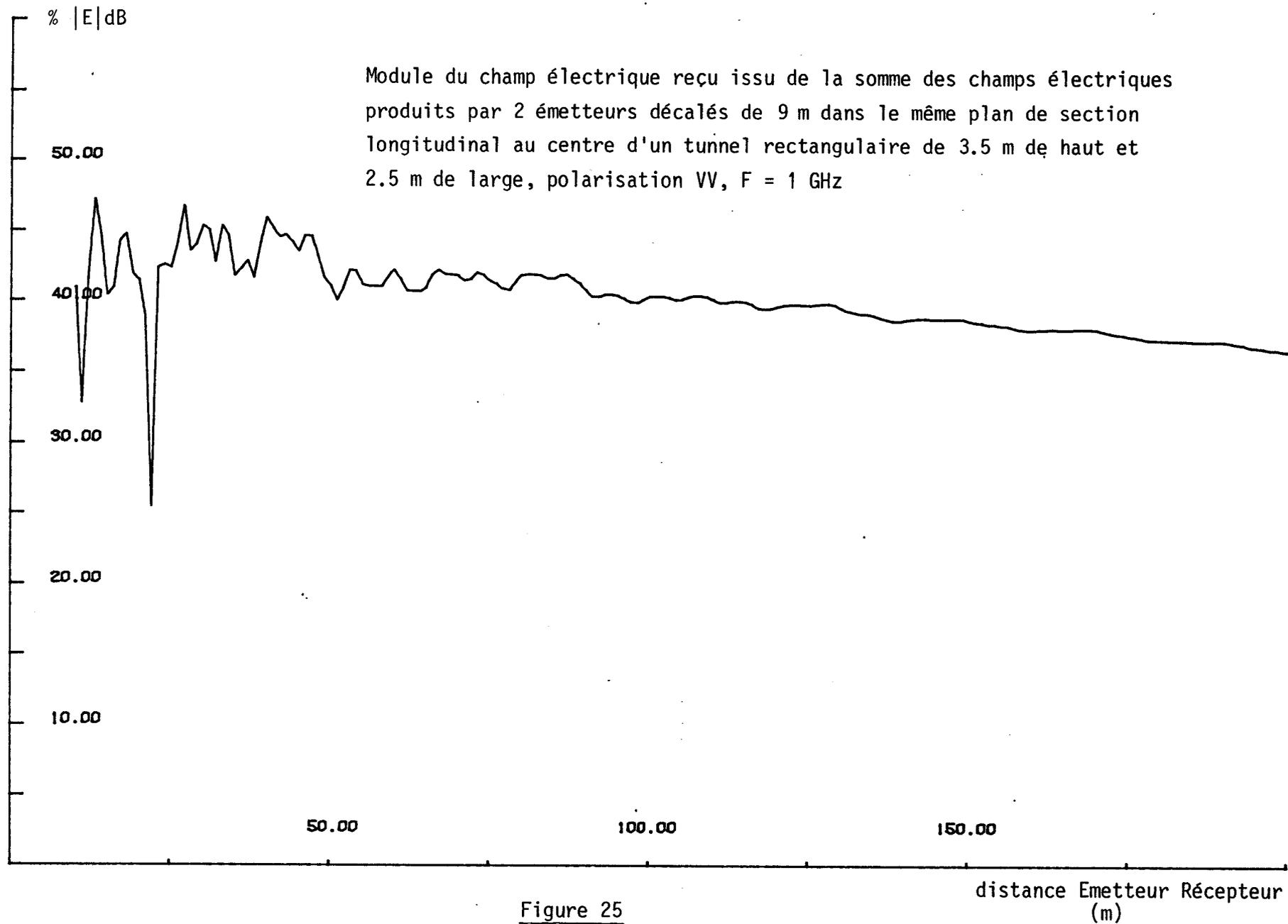


Figure 25

Pour certains types de liaisons, on peut envisager de disposer deux antennes de réception en utilisant le fait que si le champ est maximum au centre, il est minimum au $1/4$ de la largeur du tunnel et réciproquement. La courbe de la Figure 26 montre qu'on s'affranchit bien des évanouissements profonds du signal.

d) Cas d'un tunnel routier à double voie

Dans cette partie de notre étude, nous envisageons un tunnel routier à 2 voies dont la hauteur est de 4 m et la largeur de 10 m.

La courbe de référence (antennes au centre) est donnée sur la Figure 27. On ne voit plus apparaître de façon claire de périodicité dans les valeurs minimums du signal. Il est difficile sur la distance de 400 m d'apprécier l'atténuation linéique du signal mais on peut l'estimer à environ 3 dB/100 m si on exclut la zone située au voisinage immédiat de l'émetteur. On obtient donc un coefficient d'atténuation linéique tout-à-fait comparable à celui calculé pour un tunnel carré de 4 m x 4 m. Ceci peut se justifier par le fait que l'antenne d'émission est verticale donc parallèle au côté de 4 m de longueur et que, comme nous l'avons signalé précédemment, c'est essentiellement cette longueur qui imposera la valeur de l'atténuation moyenne.

Si l'antenne d'émission est située à mi-largeur mais à 50 cm du toit du tunnel, on remarque sur la courbe 28 une variation du champ au centre tout-à-fait similaire à celle obtenue précédemment mais avec une atténuation supplémentaire de l'ordre de 8 dB se produisant dans les 50 premiers mètres de propagation.

Pour une réception sur un véhicule se déplaçant sur une voie de roulement du tunnel, la variation du champ est représentée sur la Figure 29. La valeur moyenne est légèrement plus faible que précédemment (de l'ordre de quelques dB), et il existe toujours des fluctuations très rapides du signal, les minimums relatifs ayant une profondeur de 10 à 20 dB et pouvant atteindre 30 dB pour quelques points particuliers. Cette figure a été obtenue lorsque l'antenne d'émission est située à une distance $d = 50$ cm du toit du tunnel. Si on choisit comme référence le champ que l'on obtiendrait pour une antenne d'émission située à $d = 1$ m, on peut définir l'atténuation supplémentaire engendrée à grande distance par une variation de cette distance d .

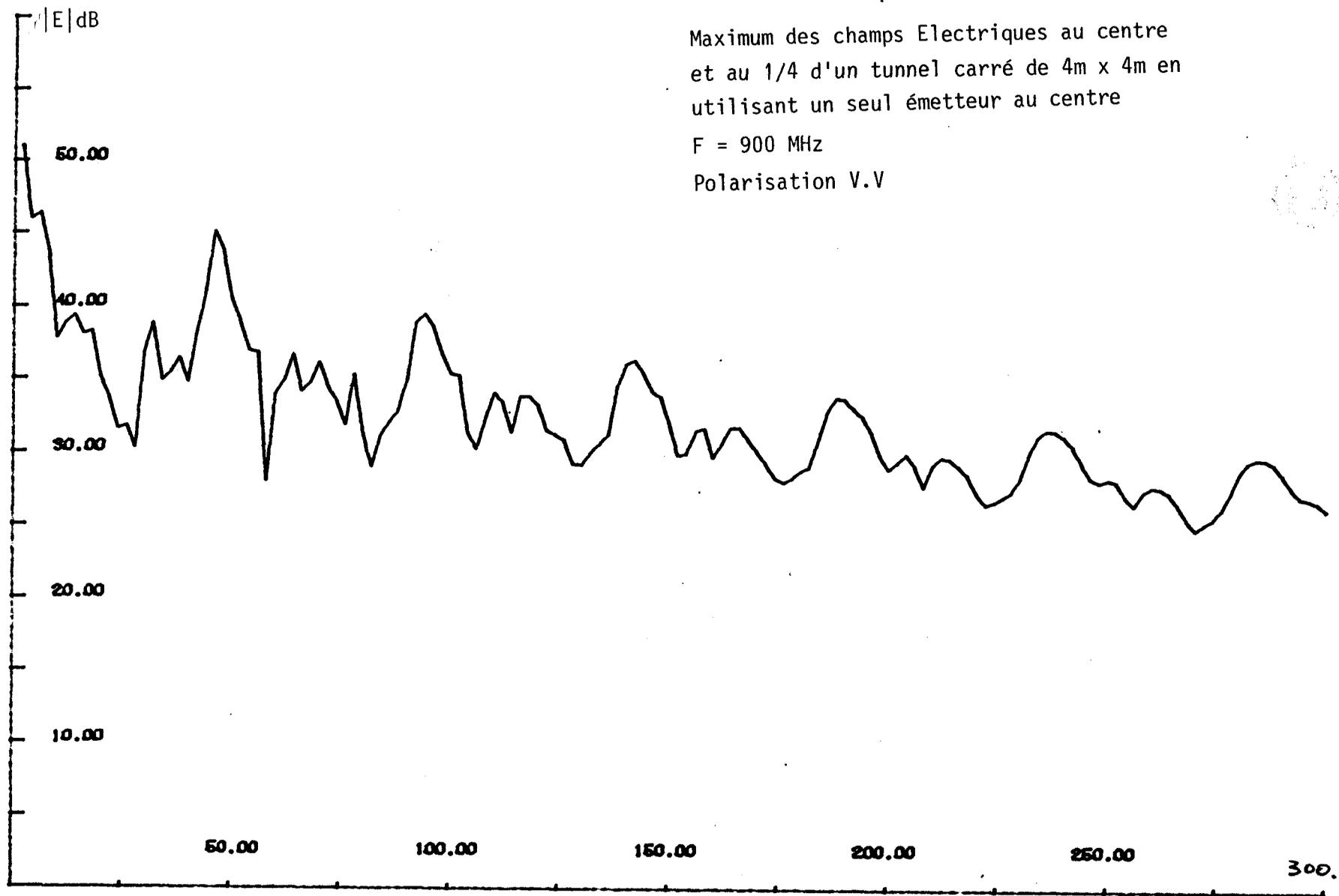


Figure 26

distance Emetteur Récepteur
(m)

Variations du champ électrique
en fonction de la distance E-R
dans un tunnel routier
F = 900 MHz
Polarisation V - V

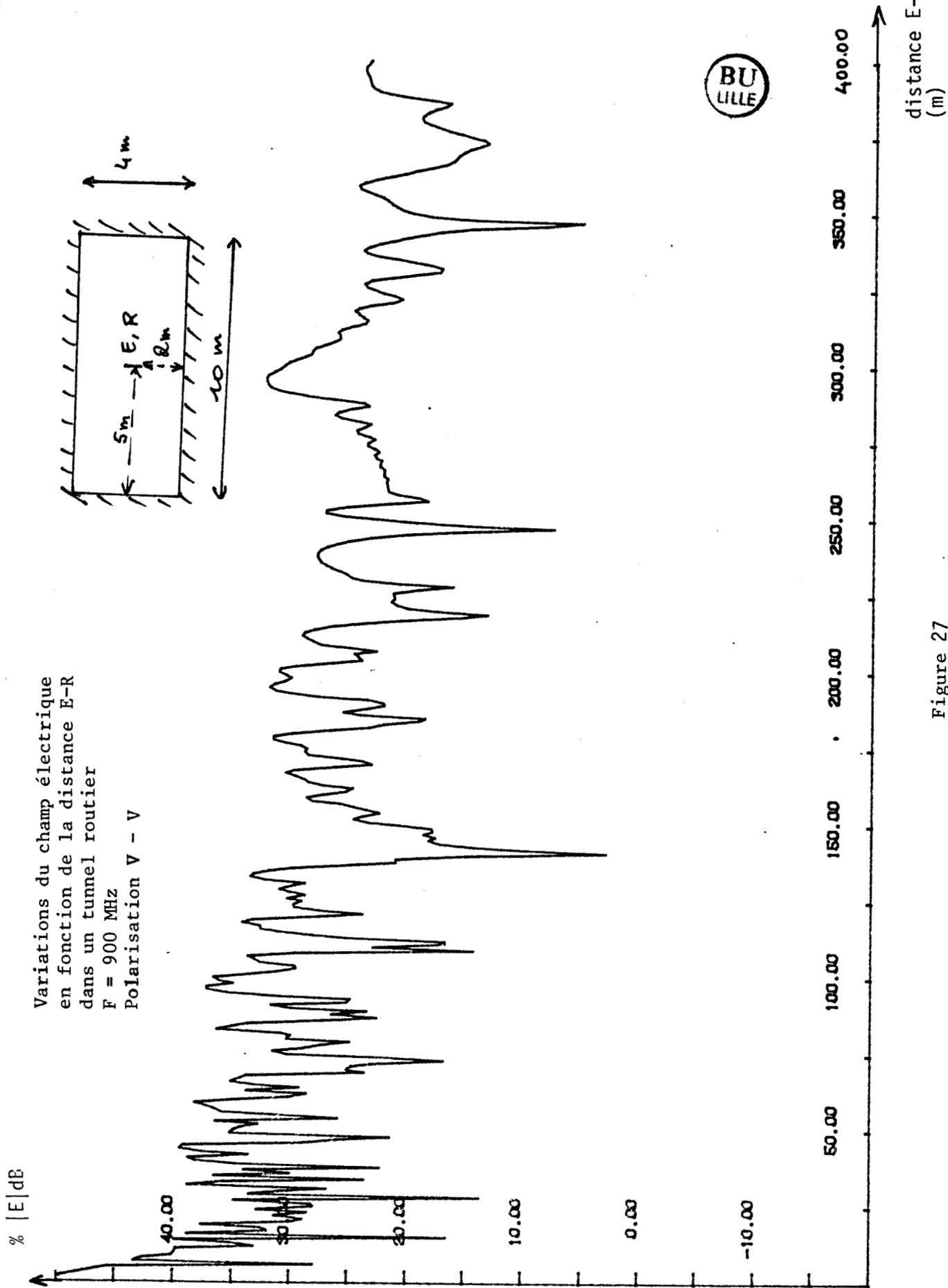


Figure 27

Variations du champ électrique
en fonction de la distance E-R
dans un tunnel routier
F = 900 MHz
Polarisation V - V

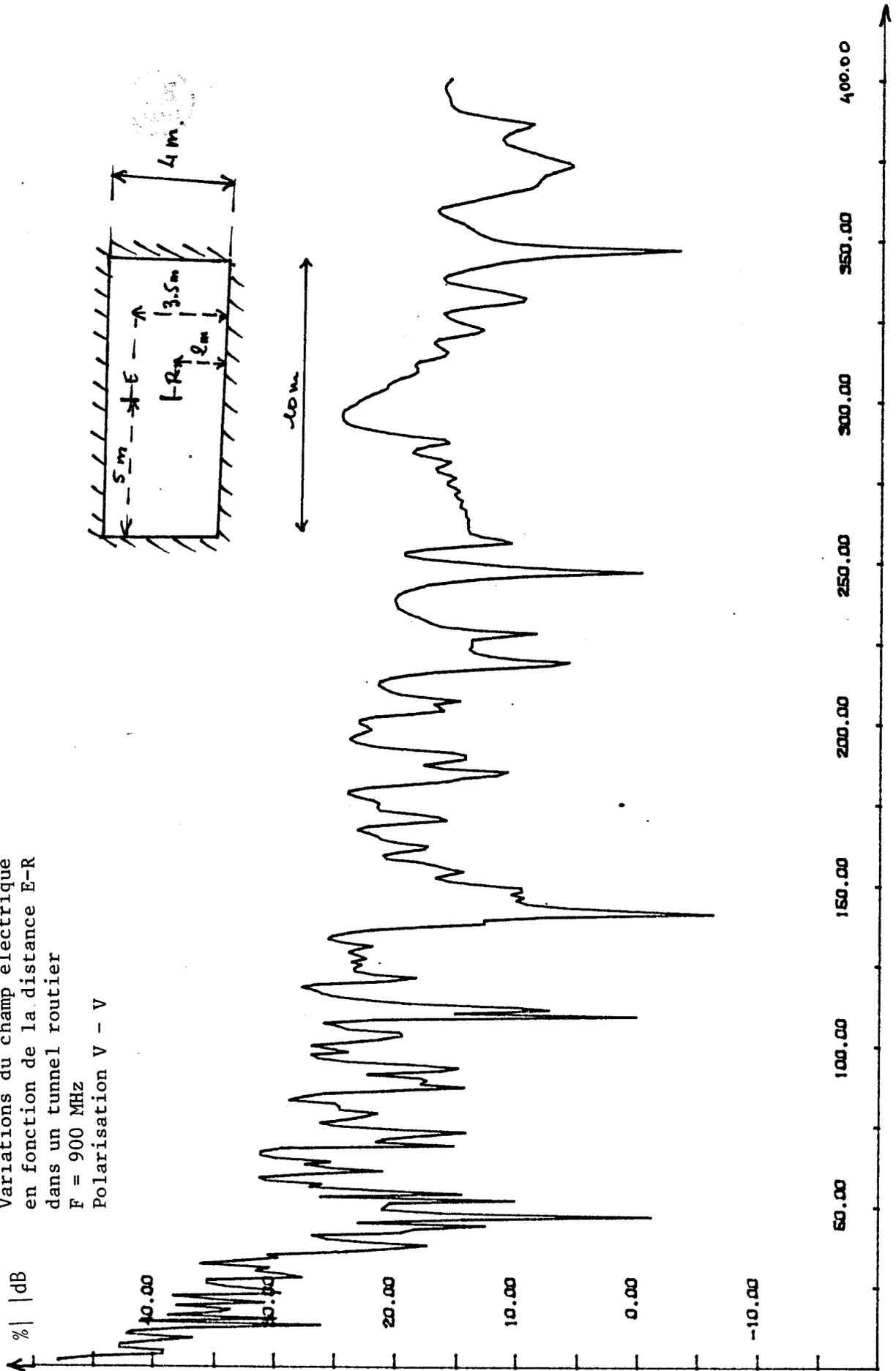


Figure 28

distance E - R

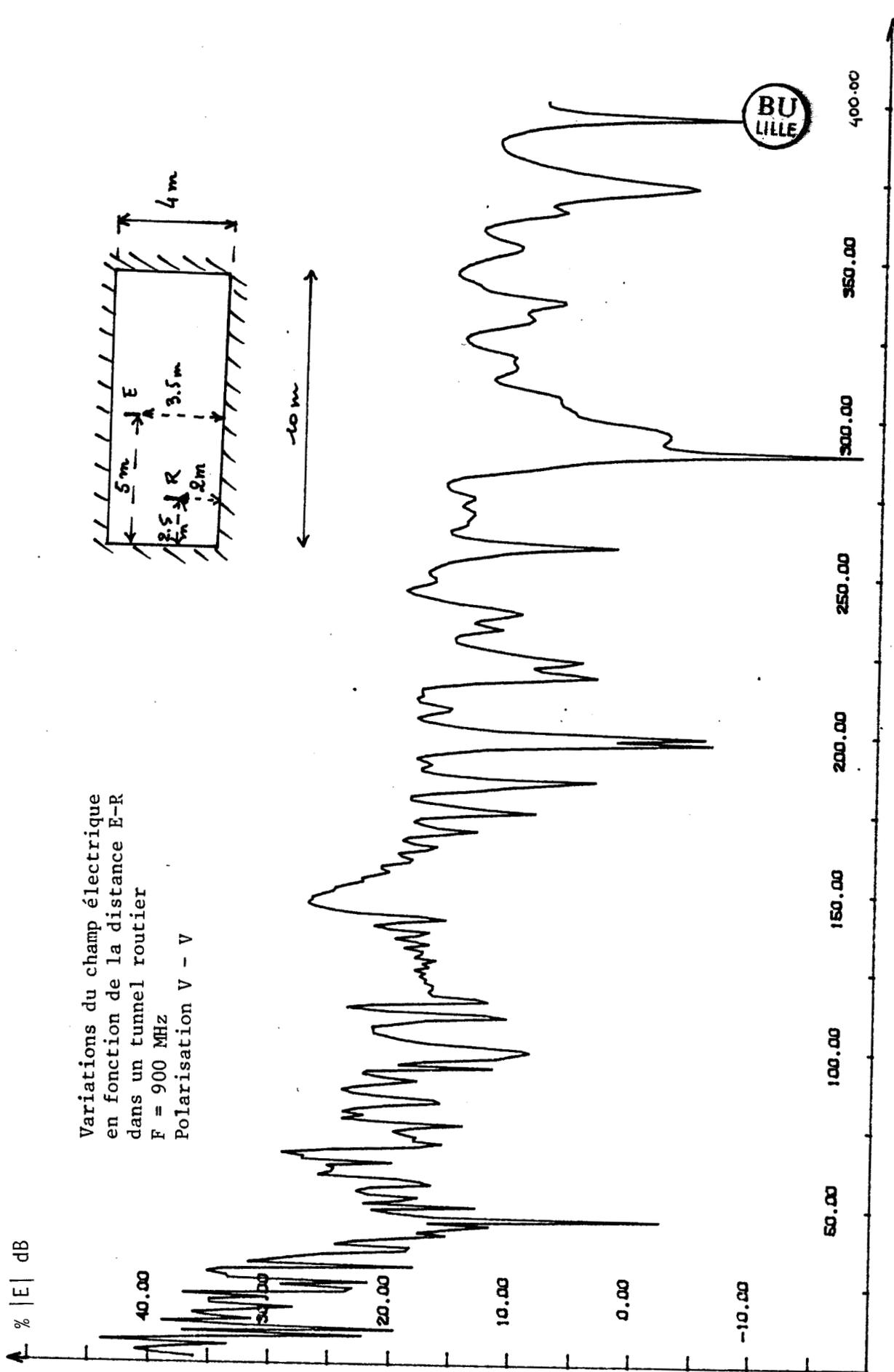


Figure 29

distance E - R (m)

Les valeurs sont rassemblées dans le tableau ci-après :

d	1 m	0,7 m	0,5 m	0,3 m
Atténuation supplémentaire à grande distance	0 dB	2 dB	5 dB	8dB

La distance entre l'antenne d'émission et le toit du tunnel n'est donc pas un paramètre très critique.

Les Figures 30 et 31 ont été obtenues lorsque l'antenne d'émission est située au-dessus d'une voie de roulement, donc à 2,5 m de la paroi verticale et à 50 cm du toit. Les courbes représentent la variation du champ, soit lorsque le mobile se déplace sur la voie passant en-dessous de l'antenne d'émission (Figure 30), ou sur l'autre voie (Figure 31). Les deux courbes ont les mêmes allures, montrant des fluctuations du signal de 10 à 20 dB. L'utilisation de deux antennes d'émission situées à 50 cm du toit (Figure 32) n'apporte qu'une légère amélioration de l'amplitude et du nombre de minimums.

III. 3. 8 - Influence de la rugosité

De par les irrégularités importantes des parois de galeries de mines ou des tailles, il est essentiel d'introduire dans notre modèle théorique la contribution de la rugosité. Les résultats théoriques [chapitre I] déduits des études faites par Beckmann et Spizzichino [6] et repris par Mahmoud et Wait [19] montrent que l'effet de la rugosité des parois se traduit par une augmentation du coefficient de perte attaché à chaque mode. Son influence relative, définie par le rapport $\frac{\delta_{\alpha mn}}{\alpha_{mn}}$, $\delta_{\alpha mn}$ étant le terme de perte supplémentaire dû à la rugosité est une fonction croissante de la fréquence et de l'indice des modes. Les modes d'ordre supérieur sont alors fortement atténués et le champ total sera plus faible mais avec des battements moins importants. En modifiant le coefficient de réflexion de Fresnel RTE ou RTM (cf. chapitre I) attaché à chaque rayon image et en le pondérant par le

Variations du champ électrique
en fonction de la distance
Emetteur Récepteur dans un
tunnel routier
F = 900 MHz
Polarisation V - V

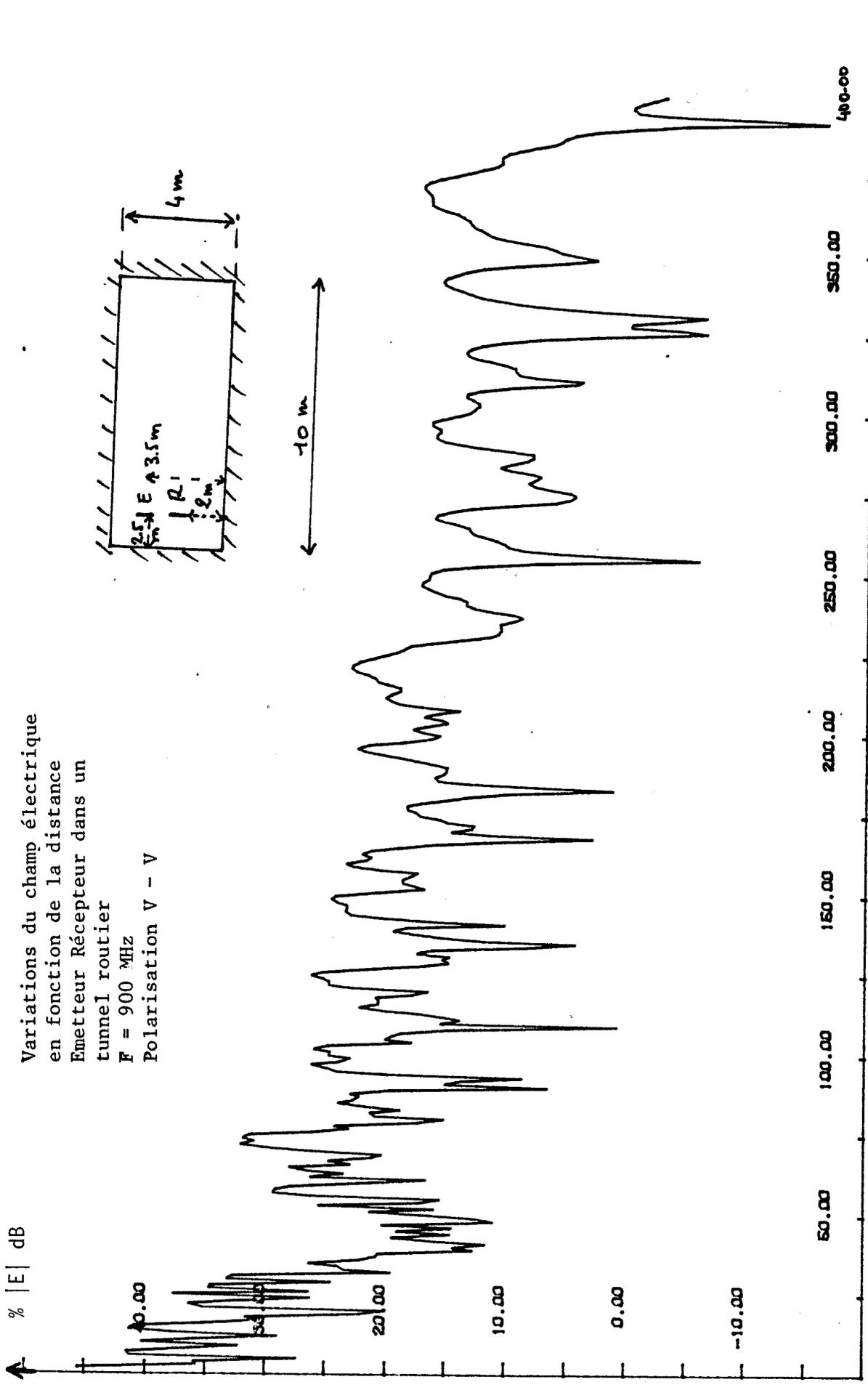
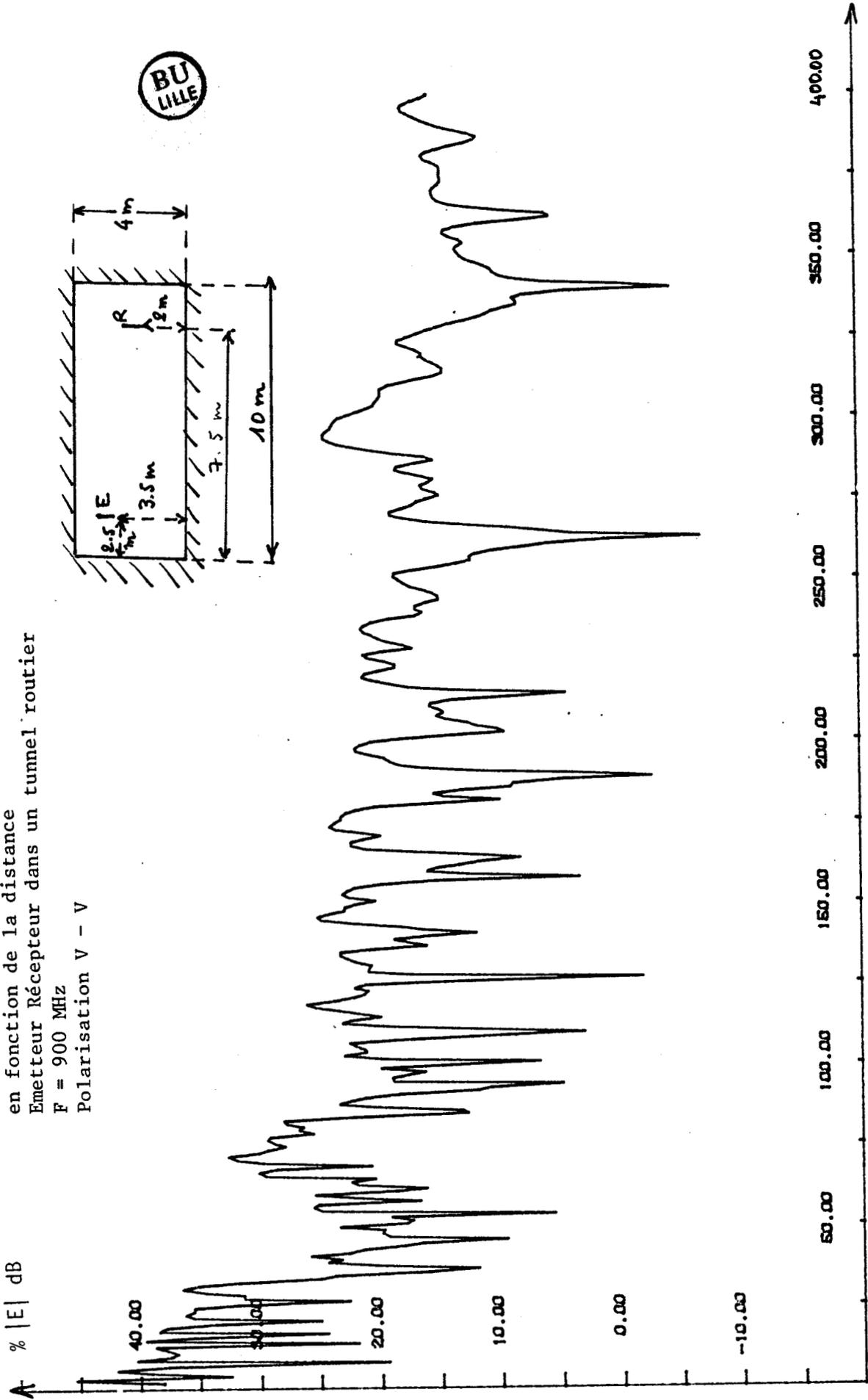
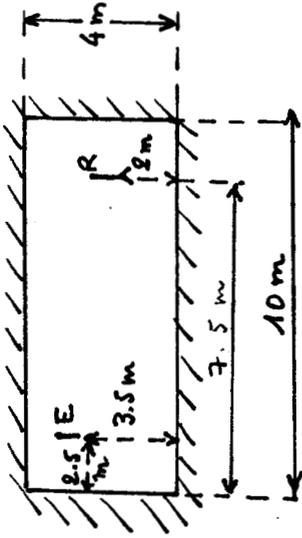


Figure 30

distance E - R
(m)

Variations du champ électrique
en fonction de la distance
Emetteur Récepteur dans un tunnel routier
F = 900 MHz
Polarisation V - V



distance E - R
(m)

Figure 31

Variations du champ électrique
en fonction de la distance E-R
dans un tunnel routier
F = 900 MHz
Polarisation V - V
Utilisation de 2 Emetteurs

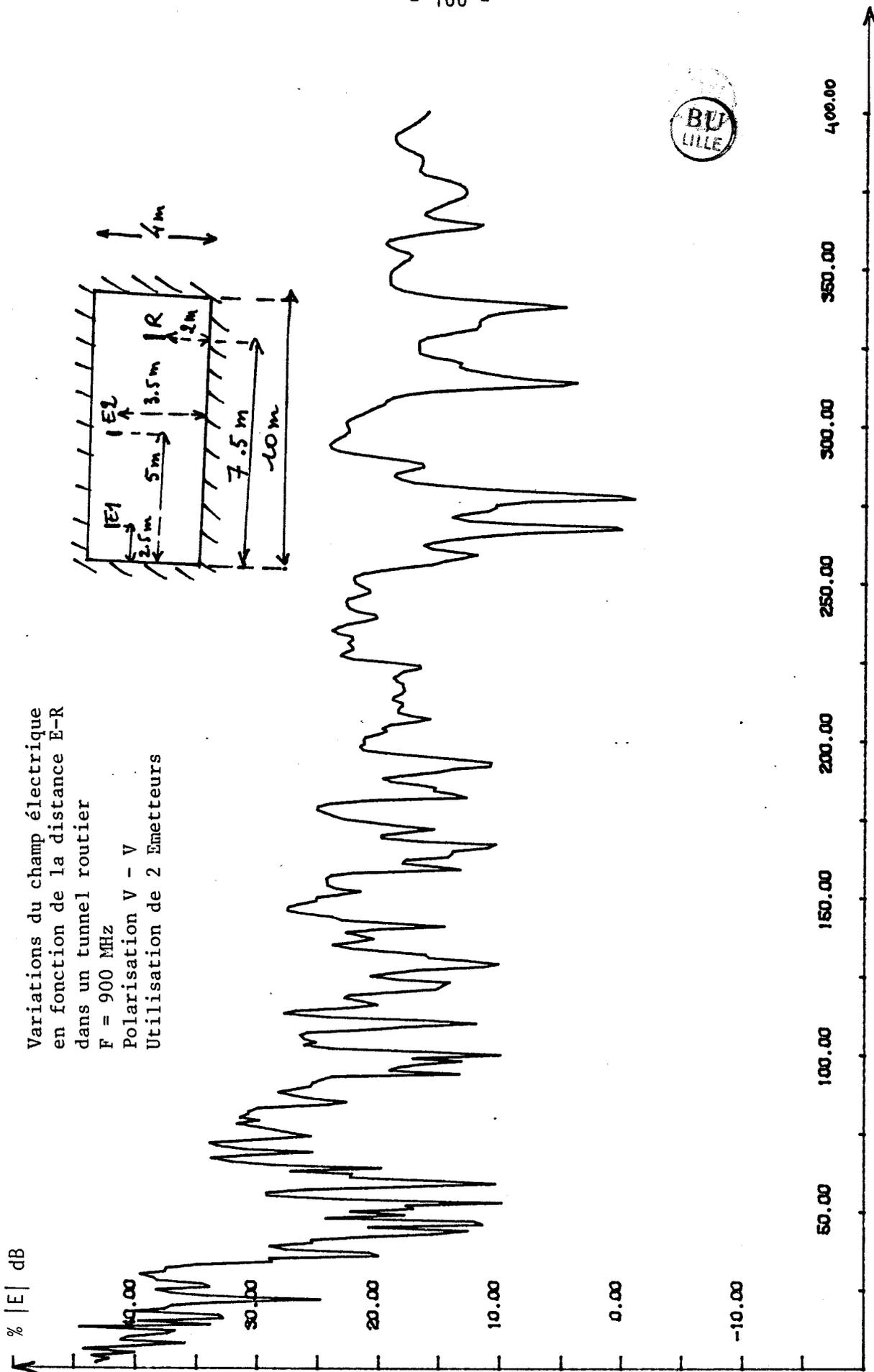


Figure 32

distance E - R
(m)

coefficient de diffraction ρ définie dans le premier chapitre, nous avons représenté sur la courbe 33, les variations du champ électrique en fonction de la distance pour des hauteurs moyennes de rugosité égales à 0 cm (tunnel lisse), 5 cm et 10 cm. On remarque bien sur ces courbes une atténuation linéique supplémentaire et une diminution de l'amplitude des battements entre modes.

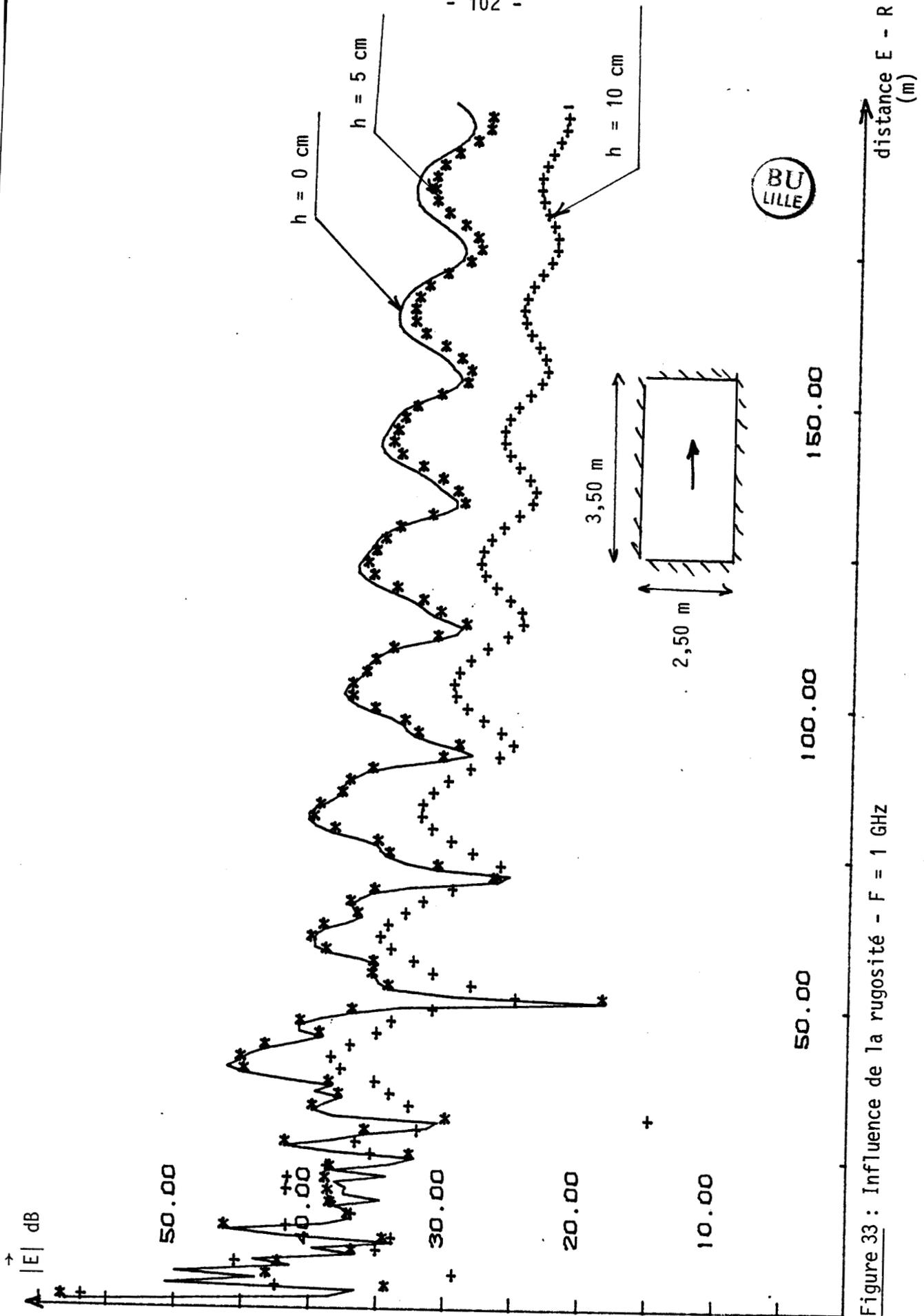


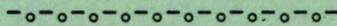
Figure 33 : Influence de la rugosité - F = 1 GHz

CONCLUSION

En supposant que la notion de rayons puisse être définie suivant la longueur d'onde de l'émission et les dimensions transversales du tunnel, nous avons décrit un modèle de propagation en tunnel d'ondes haute fréquence. Les résultats obtenus vérifient parfaitement les prévisions de la théorie des modes. Nous avons aussi mis en évidence des battements en $\frac{d^2}{\lambda}$ du champ électrique, formant des trous qui peuvent atteindre une amplitude de 20 dB. L'observation des variations du champ nous a permis de déterminer à une distance donnée les zones du tunnel où le champ est maximum et de trouver des techniques permettant d'obvier aux phénomènes de trous observés. Nous avons fait ressortir l'influence de la polarisation, de la fréquence, de la position de l'antenne d'émission, de la rugosité, mais la réalité est bien plus complexe. En effet, les trajets "multiples" dûs aux obstacles, les effets de dépolarisation de l'onde, l'inclinaison des parois du tunnel, les changements de forme (voûtes, courbures), les conditions atmosphériques (humidité) occasionnent des pertes de signal qu'il n'est pas simple de mettre en équation.

Après avoir décrit brièvement le matériel expérimental, nous confronterons dans le dernier chapitre les résultats produits par notre modèle et les résultats in-situ obtenus en tunnels de mine.

CHAPITRE IV



- CHAPITRE IV -

RESULTATS EXPERIMENTAUX

COMPARAISON THEORIE EXPERIENCE

IV. 1 - DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE EXPERIMENTAL

IV. 2 - MESURES PRELIMINAIRES

IV.1.1 - Tunnel expérimental du Cerchar

IV.1.2 - Mesures en mine image (Lens)

a) Configuration expérimentale

b) Essais à 950 MHz

c) Essais à 10 GHz

IV. 3 - ETUDE STATISTIQUE DE L'EVOLUTION DU CHAMP ELECTRIQUE

CONCLUSION

CHAPITRE IV : RESULTATS EXPERIMENTAUX

COMPARAISON THEORIE EXPERIENCE

IV. 1 - DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE EXPERIMENTAL

D'après les prévisions théoriques développées dans les chapitres précédents, les ondes électromagnétiques hautes fréquences se propageant dans les tunnels, sont sujets à des fluctuations importantes de leurs amplitudes, ceci d'autant plus que la fréquence est élevée. Des évanouissements du signal peuvent atteindre une dynamique de quelques dizaines de décibels et sur des distances relativement faibles. Dans ces conditions il n'est pas concevable de faire des mesures ponctuelles. Il nous était donc indispensable de disposer d'un dispositif d'acquisition automatique qui doit satisfaire aux impératifs suivants :

- Pouvoir mémoriser quelques informations selon un préambule figé
ex : date ? numéro d'essai ? fréquence ? polarisation ? etc...
- Digitaliser une information analogique (0 - 10V) avec une précision suffisante (codage sur 8 bits)
- Permettre l'acquisition d'un très grand nombre de mesures
- Stocker ces mesures dans une mémoire non volatile de grande capacité (bande magnétique)
- Permettre de synchroniser la prise de données avec une référence extérieure (ex : tops de synchro fournis par une roue codeuse)
- Envoyer un message d'erreur lors d'un dépassement de capacité (ex : vitesse d'acquisition trop rapide, dépassement de dynamique du récepteur...)

- Pouvoir être transportable in-situ avec une alimentation autonome (batteries 12 V) et une alimentation en 220 V pour les essais en laboratoire
- Assurer un formattage correct des données transférées vers l'enregistreur, afin d'en permettre une lecture rapide par un calculateur.

Le dispositif conçu et réalisé par les ingénieurs et techniciens du laboratoire répond à ces impératifs. Le schéma synoptique de l'ensemble est donné sur la Figure 1 et les éléments illustrés sur la photo n° 1. Les aspects techniques sont développés dans la référence [20]. Le traitement des fichiers est réalisé au laboratoire à l'aide d'un miniordinateur PDP 11-23. Dans une deuxième phase d'étude [21] il a été conçu et réalisé un appareillage permettant d'effectuer un dépouillement préliminaire des données sur le lieu même de l'expérimentation. Cet appareillage comprend une table traçante Philips (PL-8222) et une interface qui gère le transfert des mesures stockées sur bandes magnétiques.

Nous nous limiterons dans les courbes présentées aux essais effectués dans des tunnels de mine.

IV. 2 - MESURES PRELIMINAIRES

IV. 1. 1 - Tunnel expérimental du Cerchar *

Ces mesures se sont déroulées dans une galerie expérimentale du CERCHAR à CREIL dont le plan de section droite est représenté sur la Figure 2

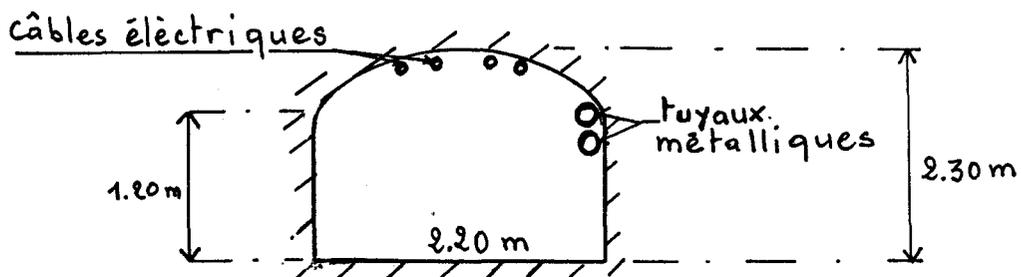


Figure 2 : Section droite du tunnel expérimental du Cerchar.

* CERCHAR : Centre d'Etude et de Recherche sur le Charbon.

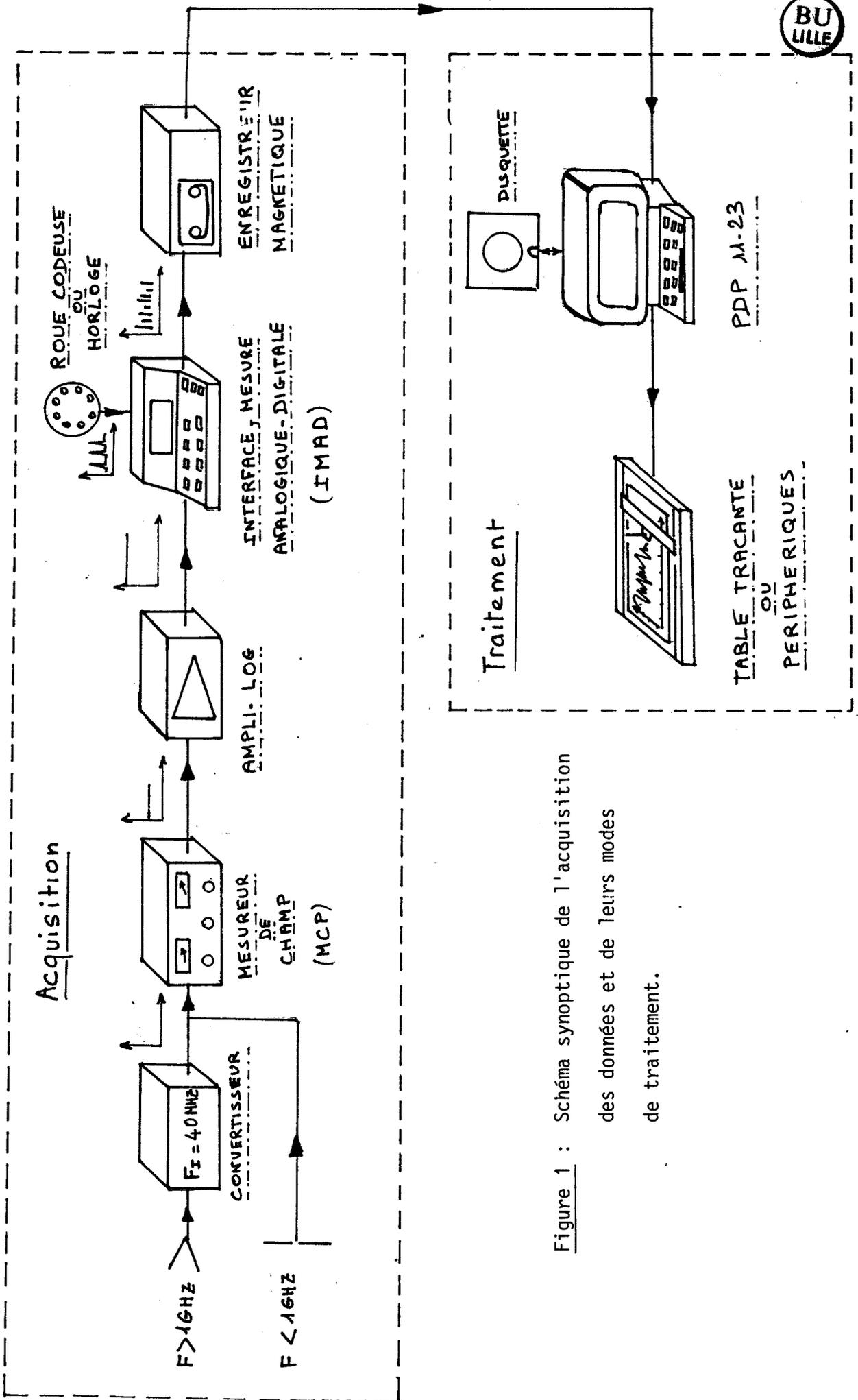


Figure 1 : Schéma synoptique de l'acquisition des données et de leurs modes de traitement.

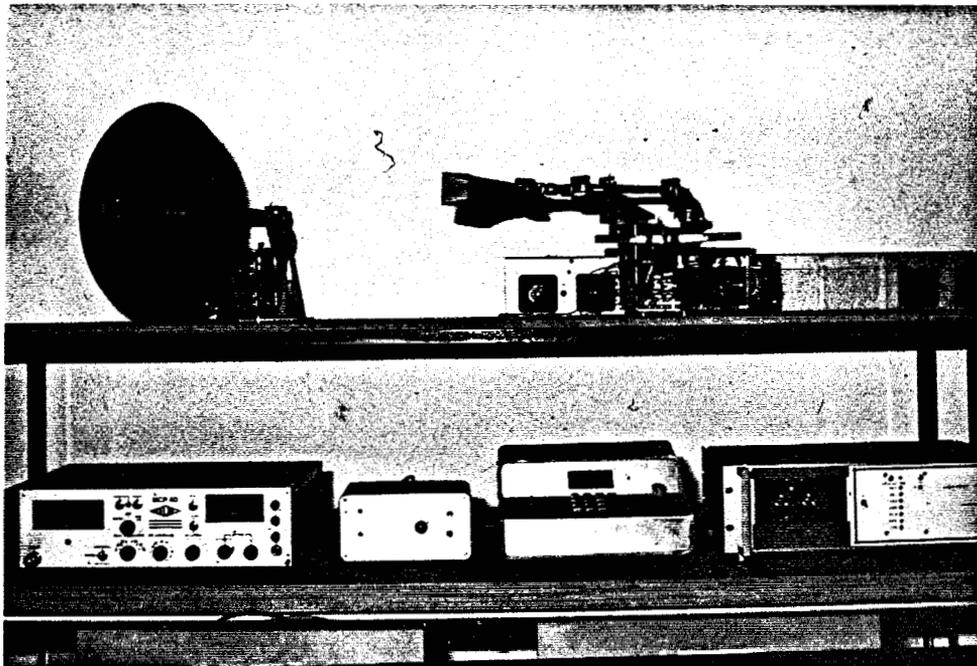


Photo 1 : Dispositif d'acquisition

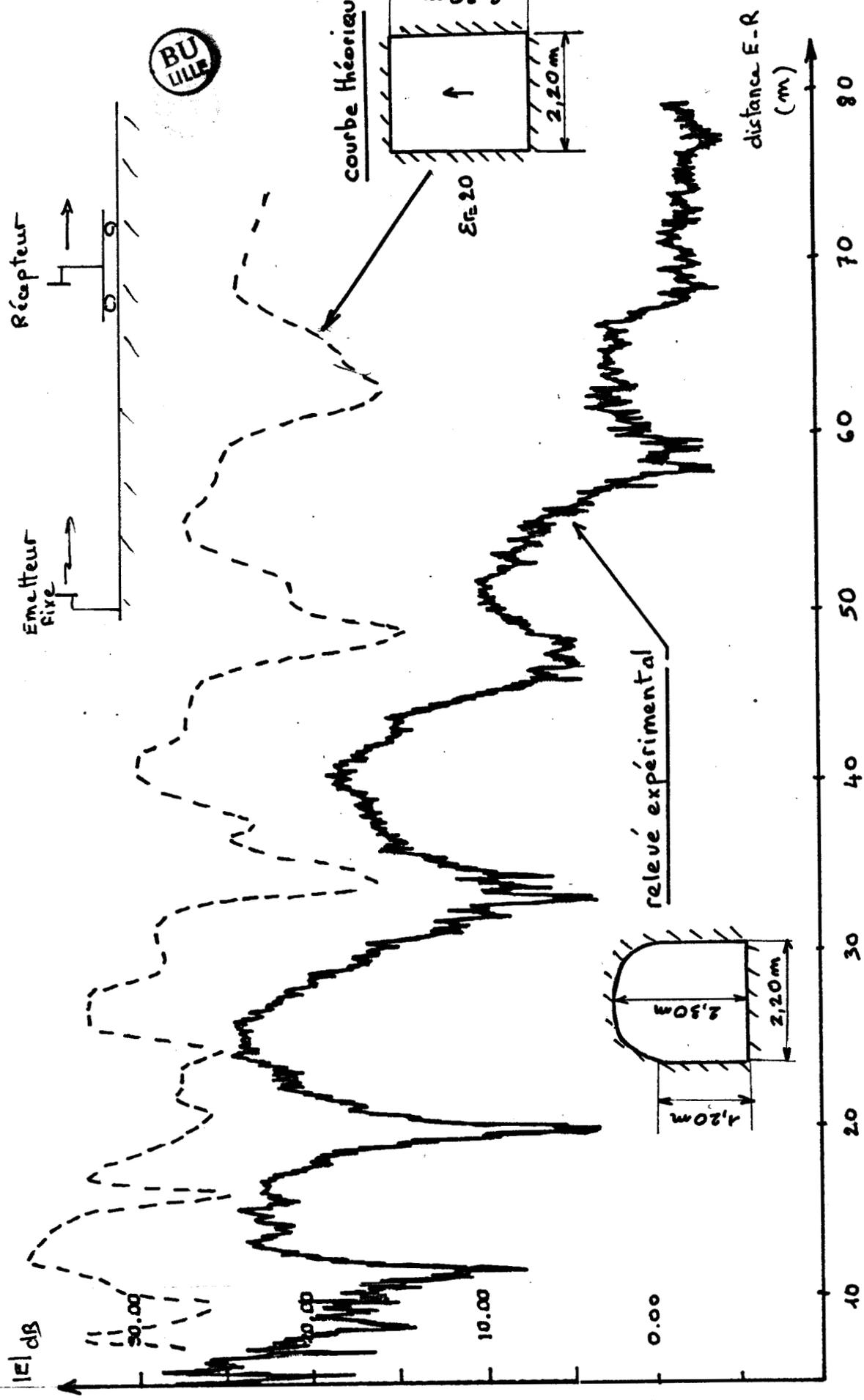
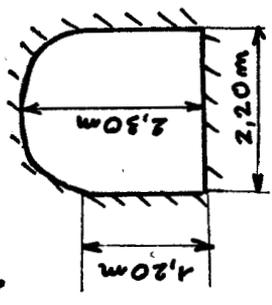
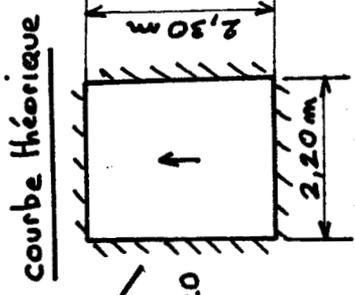
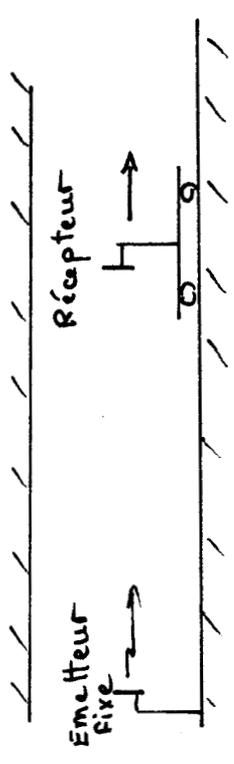
De gauche à droite - en haut : récepteur et émetteur 10 GHz
- en bas : MCP 40, ampli logarithmique,
IMAD, enregistreur magnétique.

Ces mesures sont essentiellement destinées à l'étude comparative entre la théorie et l'expérience, ainsi qu'aux essais de fiabilité du matériel utilisé. Elles nous ont permis de constater des difficultés d'utilisation des émetteurs et récepteurs à cavité résonante 10 GHz. Les courbes des mesures relatives à cette fréquence d'émission | 22 |, font apparaître des oscillations, d'amplitudes relativement importantes ($\approx 10\text{dB}$) dont la périodicité spatiale est de l'ordre de $\frac{\lambda}{2}$ (1,5 cm). Cela provient du fait que lorsque l'antenne d'émission passe au voisinage d'un obstacle métallique une partie de l'onde réfléchie est captée par le cornet d'émission. Cela provoque un changement de l'impédance apparente vue par la cavité, entraînant ainsi une variation de fréquence. Pour éviter cet inconvénient il faut soit utiliser une isolation afin d'affaiblir notamment l'onde de retour, soit stabiliser la fréquence d'émission à l'aide d'un dispositif à quartz. Nous avons opté pour cette deuxième solution par la suite. Pour les fréquences inférieures à 10 GHz, l'émetteur MARCONI utilisé (800 MHz - 1,2 GHz) est beaucoup moins sensible à un taux d'ondes stationnaires, les relevés effectués sont exploitables |23|.

Sur la Figure 3 nous avons représenté en pointillé la courbe théorique correspondant à une modélisation par un tunnel rectangulaire de la galerie expérimentale du CERCHAR. La fréquence d'émission est de 800 MHz et les antennes sont des dipôles demi-onde placées au centre du tunnel.

Nous pouvons constater une bonne corrélation entre la courbe théorique et expérimentale, notamment sur les battements en $\frac{d^2}{\lambda}$ évoqués dans la partie théorique (cf. chapitre III). A partir d'une distance de 45 m de l'émetteur, on remarque d'une part que ces battements s'atténuent très rapidement et que d'autre part l'atténuation linéique moyenne est plus élevée. Ceci peut s'expliquer par le fait que les paramètres physiques introduits dans le modèle numérique ($\sigma = 10^{-2}\text{mho}$ $\epsilon_r = 10$) ne sont pas exactement connus, de plus nous n'avons pas tenu compte de la diffraction due aux obstacles localisés tel que tuyauterie, câbles et divers obstacles présents dans la galerie, ni de la concavité que présente le toit du tunnel.

La courbe expérimentale de la Figure 4 correspond à une fréquence d'émission de 950 MHz. Les évanouissements du signal sont importants dans la zone proche à l'émetteur jusqu'à une distance de 25 m environ. Un autre minimum que prévoit la théorie devrait se situer à 35 m. La variation relevée expérimentalement est négligeable, mais il est fort probable que lors du

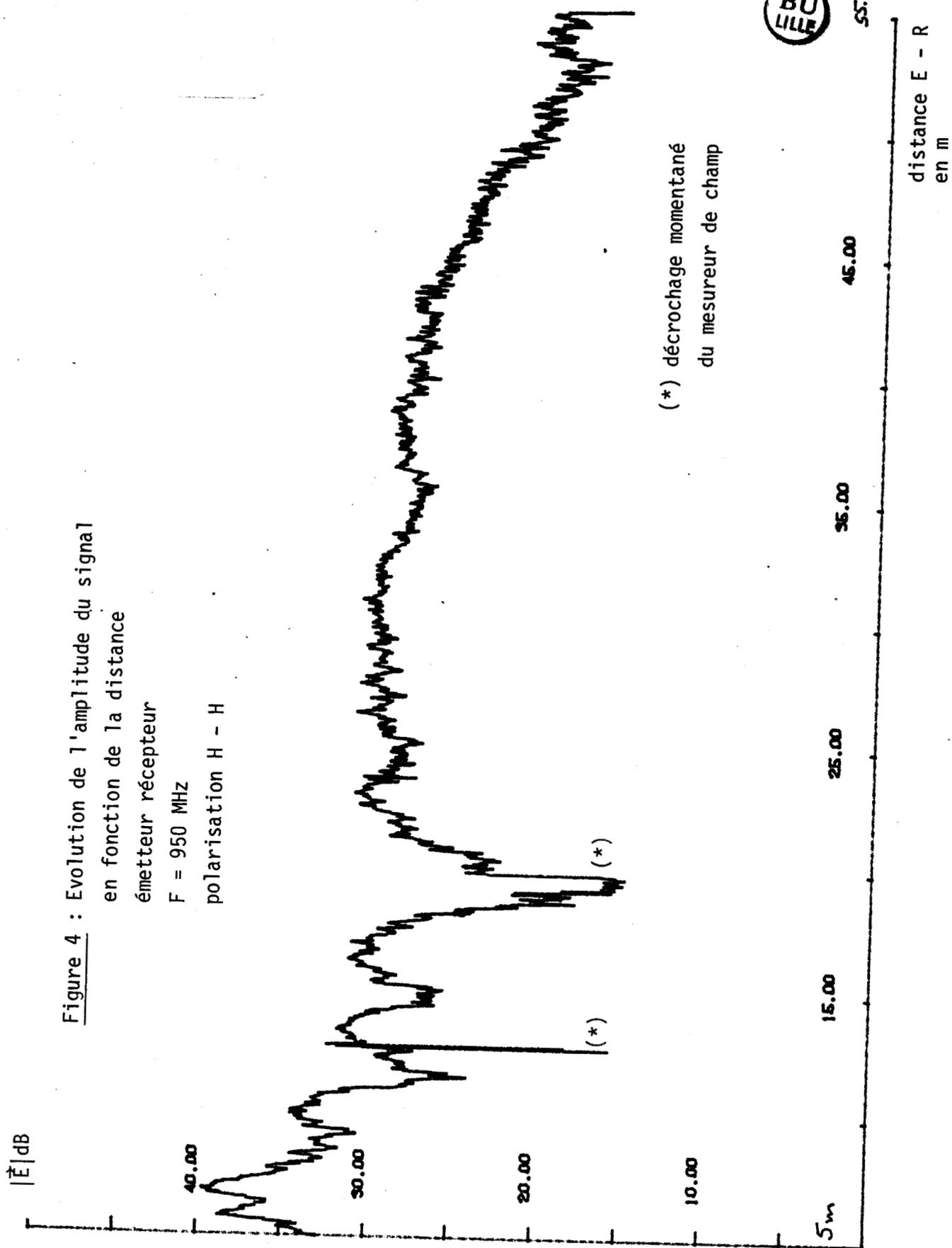


relevé expérimental

courbe théorique

Figure 3 : Courbe expérimentale - Galerie de mine du CERCHAR - F = 800 MHz

Figure 4 : Evolution de l'amplitude du signal
en fonction de la distance
émetteur récepteur
F = 950 MHz
polarisation H - H



déplacement du récepteur, celui-ci s'est légèrement décentré par rapport à l'axe du tunnel, l'antenne de réception captant alors un champ plus intense. Afin de vérifier cette hypothèse et pour localiser les extrémums de niveau, nous avons effectué des relevés dans deux plans transversaux situés à des distances correspondant à un maximum (Figure 5) et à un minimum (Figure 6) de signal au centre de la galerie.

Ces distances sont respectivement de 24 m et 19 m, mesurées par rapport à l'émetteur. Nous pouvons observer d'après ces figures que les maximums sont effectivement situés soit au centre, soit au 1/4 et au 3/4 de la dimension transversale du tunnel perpendiculaire à l'antenne d'émission comme l'ont prévu les résultats théoriques (chapitre III).

IV. 1. 2 - Mesures en mine image (Lens)

La mine image est située dans un centre destiné au perfectionnement du personnel minier. Elle dispose d'une taille de 30 m de longueur présentant une légère inclinaison. Les dimensions transversales de cette taille sont de 1,40 m de hauteur et 4 m de largeur. Différents dispositifs tel que le convoyeur et son moteur d'entraînement, les piles de soutènement ont été mis en place (photo n° 2). Ces derniers occupent toute une moitié de la taille et sur toute sa longueur. Mis à part l'absence d'humidité et de poussière, cette mine image reproduit l'environnement d'une vraie taille.

a) Configuration expérimentale

Les mesures ont été relevées pour des dispositifs d'émission - réception se déplaçant au-dessus du convoyeur au voisinage immédiat de celui-ci. Au pied de taille nous avons installé en poste fixe le récepteur et le dispositif d'acquisition (photo n° 3). L'émetteur est tenu par un opérateur qui se déplace le long de la taille (photos n° 4 et 5). Les mesures sont faites essentiellement selon le mode temporel avec une acquisition toutes les 12 ms, ce qui correspond approximativement à une distance de 5 mm entre mesures consécutives.

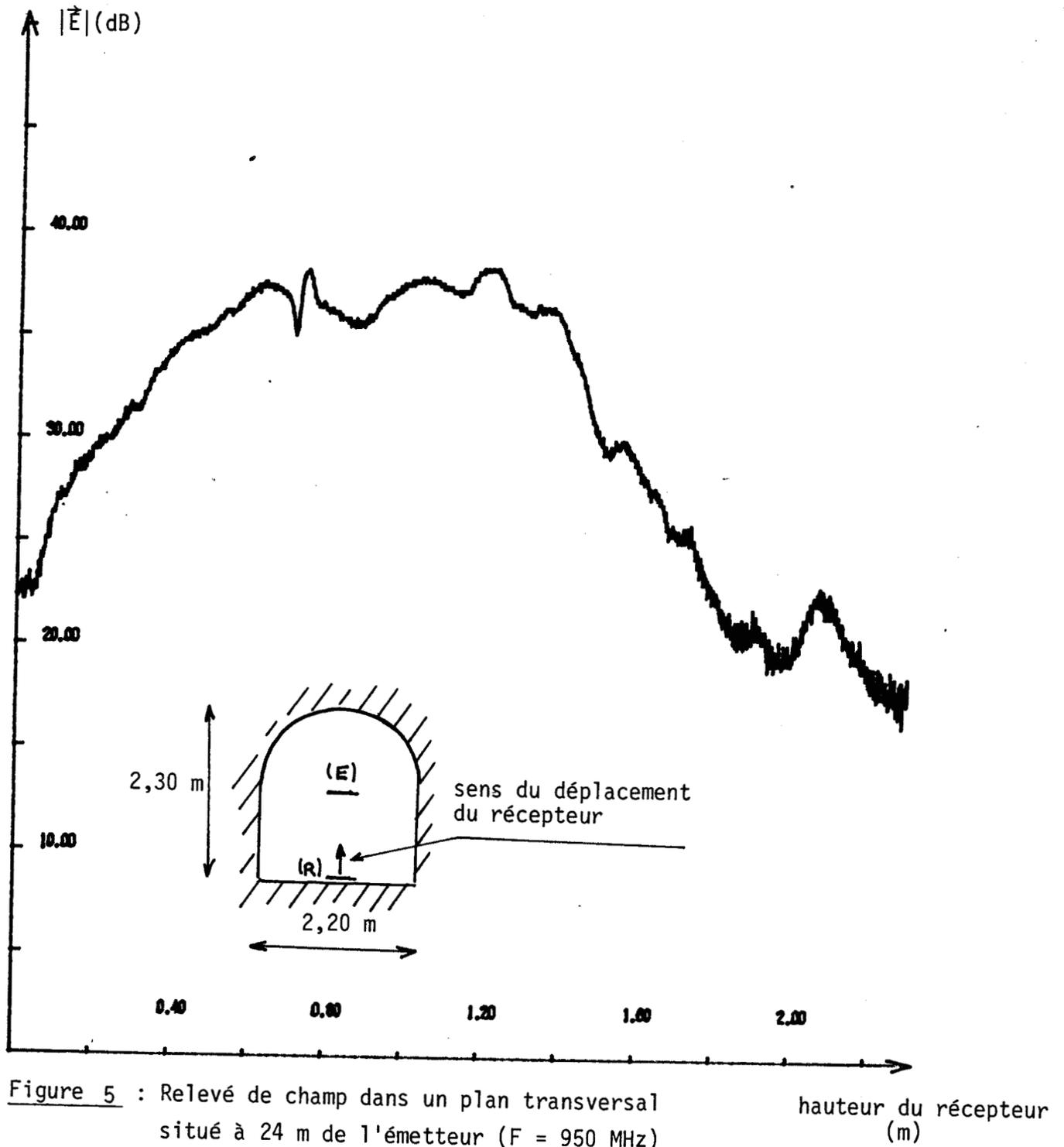


Figure 5 : Relevé de champ dans un plan transversal
situé à 24 m de l'émetteur ($F = 950$ MHz)

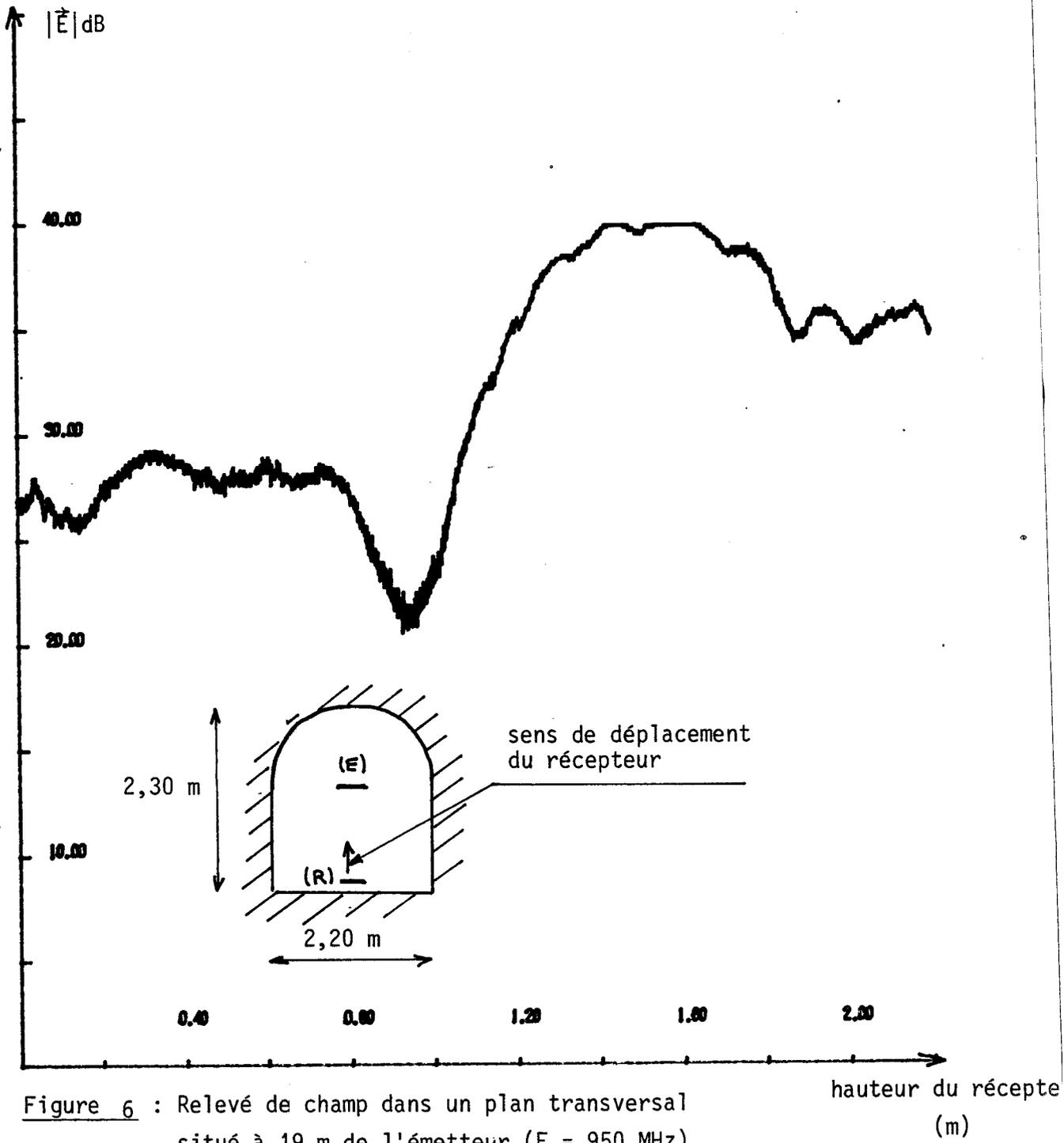


Figure 6 : Relevé de champ dans un plan transversal
situé à 19 m de l'émetteur (F = 950 MHz)



BU
LILLE

Photo 2 : vue d'ensemble de la taille de la mine image
(piles de soutènement, convoyeur...)

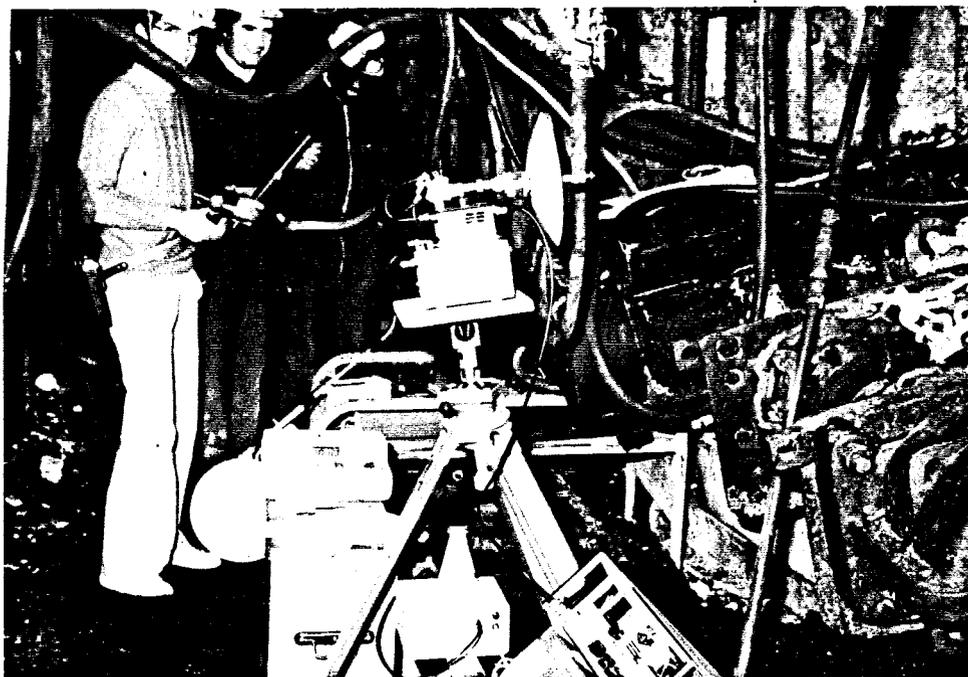
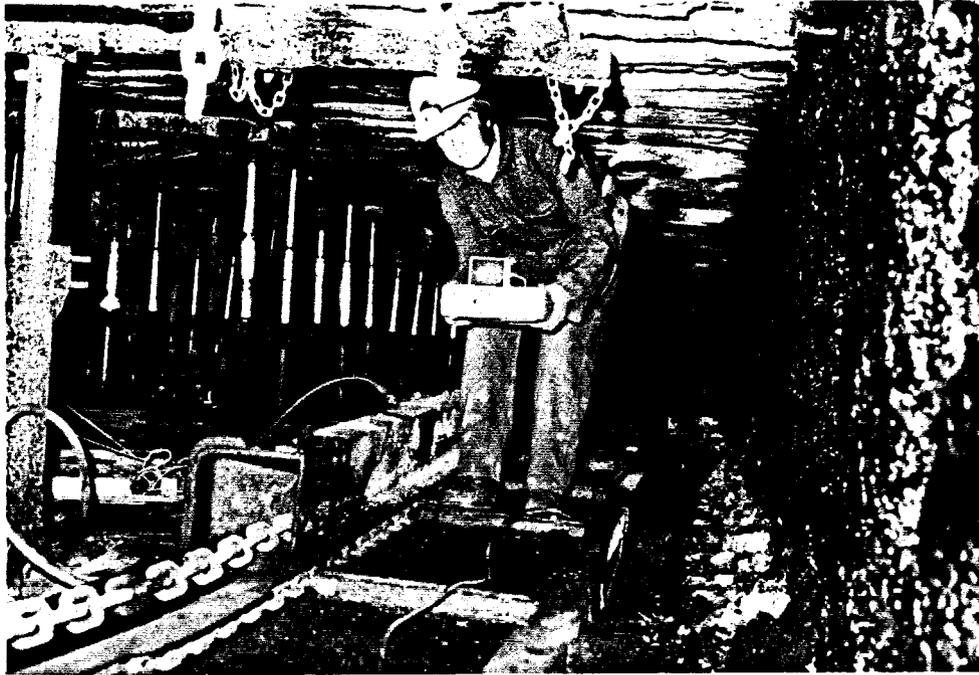


Photo 3 : récepteur hyperfréquence et dispositif d'acquisition
installés au pied de taille au niveau du moteur
d'entraînement du convoyeur.



BU
LILLE

Photo n° 4

Opérateur déplaçant les émetteurs 10 GHz le long de la taille.



Photo n° 5

b) Essais à 950 MHz

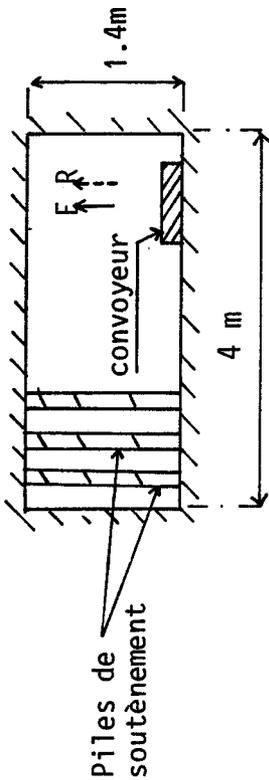
Une première série de mesures a été faite en déplaçant l'émetteur le long du convoyeur à environ 1 m de la paroi verticale. Les dipôles électriques sont disposés dans un premier temps verticalement, puis horizontalement. Les courbes correspondant à ces deux configurations sont respectivement celles des Figures 7 et 8. On remarque sur ces courbes la présence de nombreuses fluctuations du signal. Les minimums se produisent approximativement tous les $\frac{\lambda}{2}$ (15 cm). Ce phénomène peut s'expliquer par les réflexions parasites générées par les divers obstacles métalliques, notamment les poteaux de soutènement, le convoyeur. La résultante de ces ondes parasites est assimilable à une onde de retour qui interfère avec le champ direct d'autant plus que les dipôles ne sont pas directifs.

On remarque d'autre part que les amplitudes de ces fluctuations sont sensiblement plus importantes dans la configuration où les dipôles émetteur et récepteur sont disposés verticalement (configuration V - V). En effet, dans ce cas le champ électrique rayonné étant parallèle aux piliers de soutènement, il subit une réflexion plus importante que lorsqu'il leur est perpendiculaire.

La différence la plus remarquable entre ces deux cas de figure concerne l'atténuation linéique moyenne déterminée par la droite de régression linéaire obtenue par la méthode des moindres carrés. Pour la courbe 7 (configuration VV) nous déterminons un taux d'affaiblissement moyen de 120 dB/100m et pour la courbe 8 (configuration HH) un taux de 50 dB/100m. Dans ce dernier cas le champ électrique est parallèle aux plus grands côtés du tunnel, les résultats obtenus mettent en évidence l'existence d'une polarisation privilégiée comme le prévoit la théorie (cf. chapitre III).

Une deuxième série de mesures a été réalisée en déplaçant l'émetteur dans l'axe de la taille, le récepteur demeurant toujours au même endroit. Les Figures 9 et 10 sont relatives respectivement aux configurations VV et HH. Les mêmes remarques que précédemment peuvent être faites mis à part que les amplitudes des fluctuations sont ici sensiblement plus importantes, étant donné que l'émetteur s'est rapproché des poteaux métalliques.

Cependant, il est intéressant de comparer les deux séries de mesures correspondant à une même polarisation mais à une émission faite soit au centre de la galerie, soit au-dessus du convoyeur.



Lieu : LENS (mine image)
 Fréquence : 950 MHz
 Polarisation : V - V
 Emetteur : dipôle $\lambda/2$
 Récepteur : dipôle $\lambda/2$

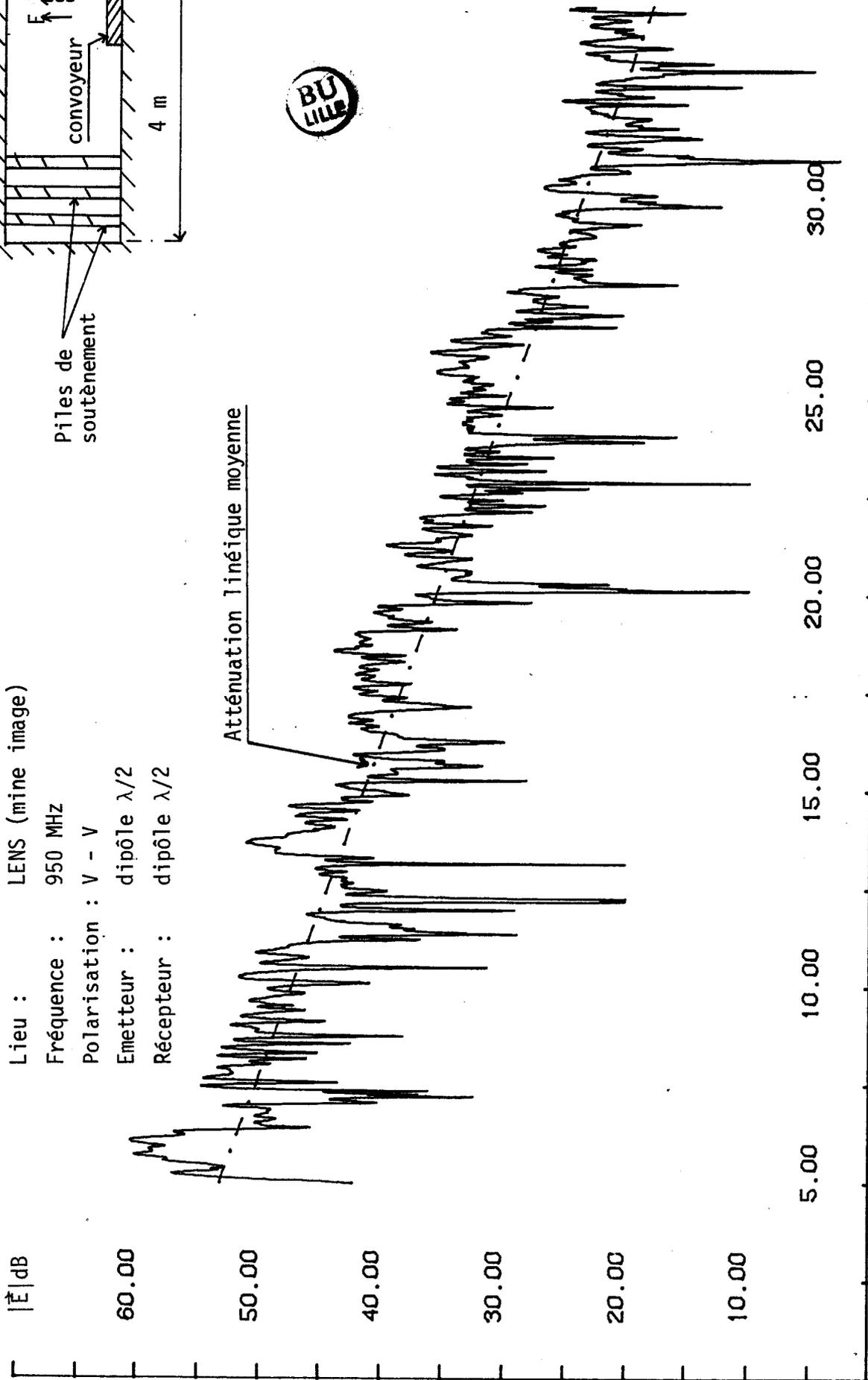
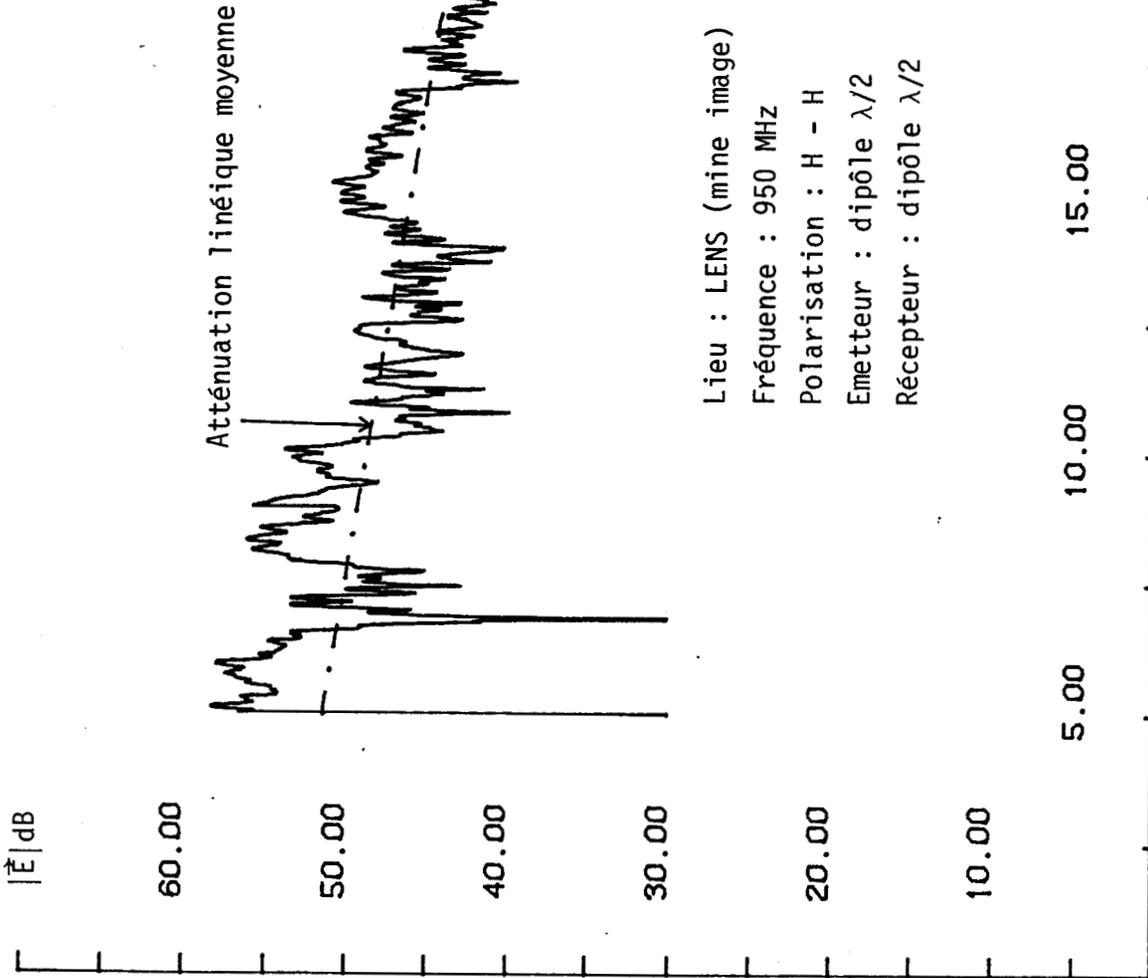
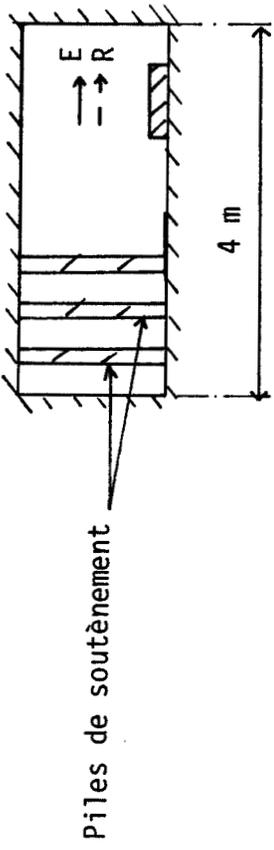
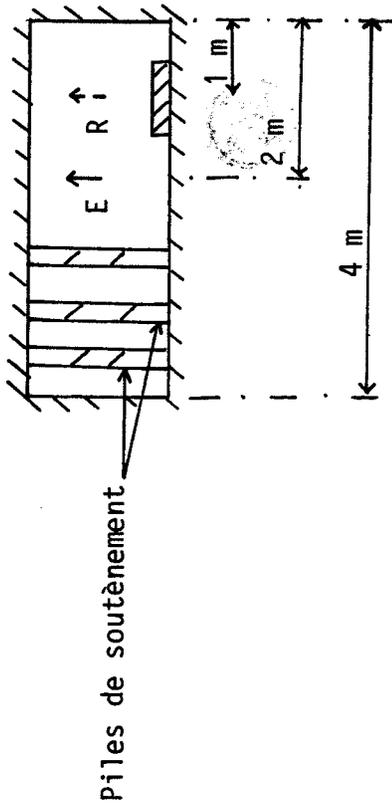


Figure 7



Lieu : LENS (mine image)
Fréquence : 950 MHz
Polarisation : H - H
Emetteur : dipôle $\lambda/2$
Récepteur : dipôle $\lambda/2$

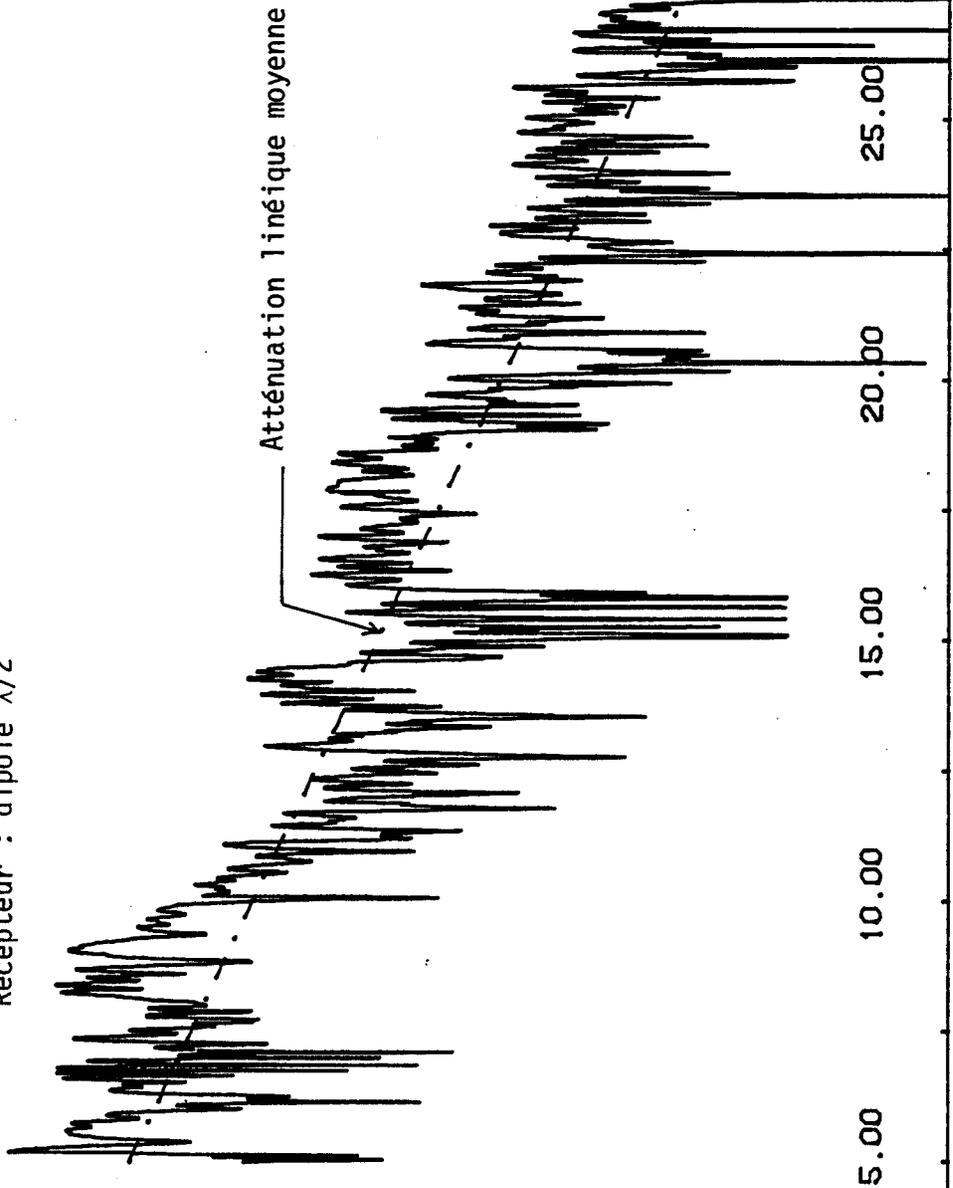
Figure 8



Lieu : LENS (mine image)
Fréquence : 950 MHz
Polarisation : V - V
Emetteur : dipôle $\lambda/2$
Récepteur : dipôle $\lambda/2$

$|\vec{E}|$ dB

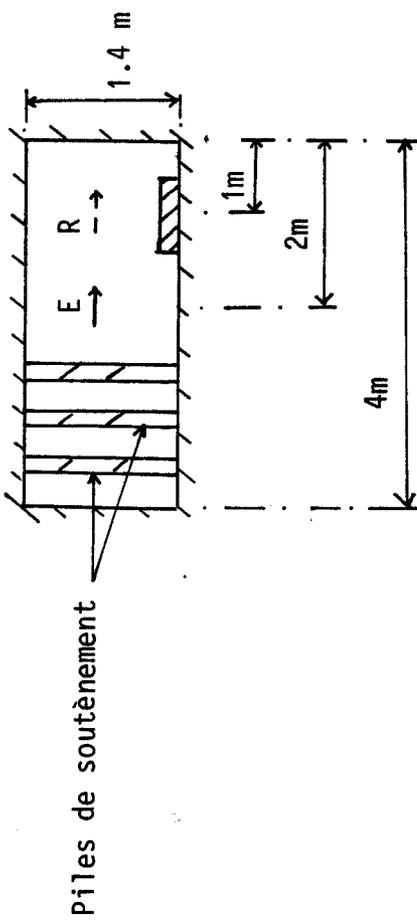
60.00
50.00
40.00
30.00
20.00
10.00



5.00 10.00 15.00 20.00 25.00 30.00

Figure 9

distance E.- R



Lieu : LENS
Fréquence : 950 MHz
Polarisation : H-H
(dipôles $\lambda/2$)

$|\vec{E}|_{dB}$

60.00

50.00

40.00

30.00

20.00

10.00

5.00

10.00

15.00

20.00

25.00

30.00

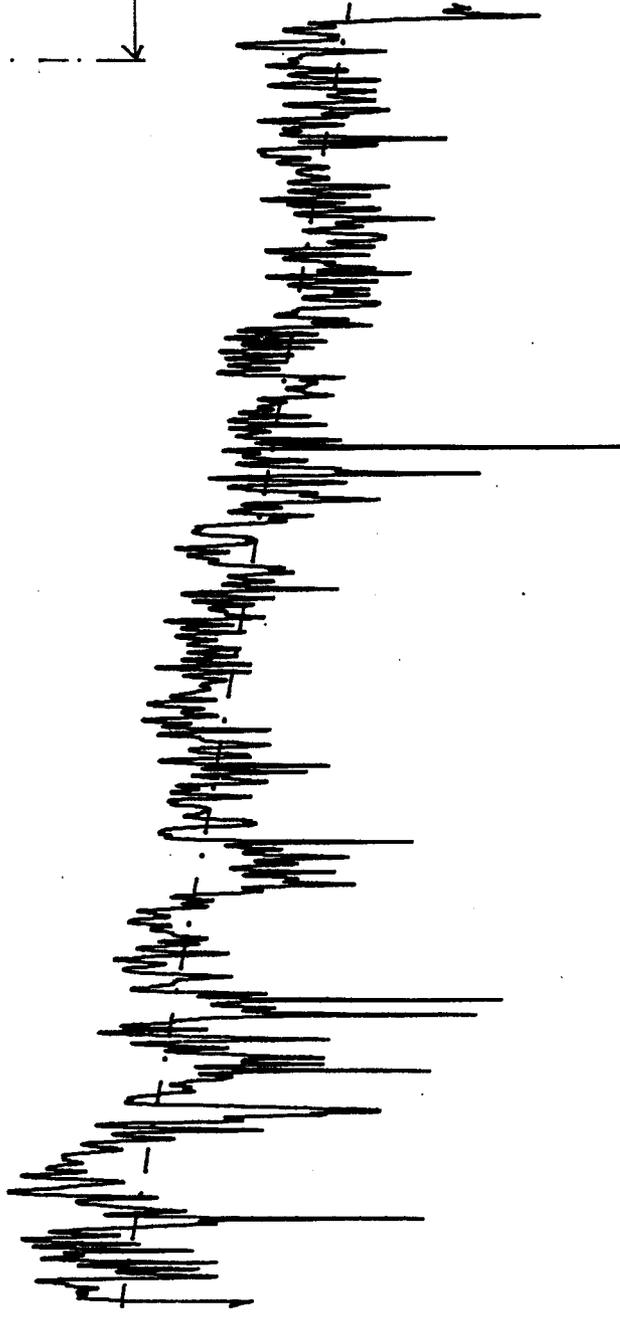


Figure 10

distance E - R (m)

Nous avons effectué cette comparaison pour la configuration HH correspondant à une faible atténuation. Pour cela nous avons moyenné ces courbes afin de minimiser les battements parasites pour ne laisser apparaître que le niveau moyen. Lorsque ces courbes moyennées sont superposées (Figure 11) nous observons que les maximums de l'une correspondent aux minimums de l'autre. Ceci pourrait suggérer d'utiliser en pratique la diversité des antennes de réception et d'associer un dispositif permettant la discrimination du maximum de niveau détecté.

c) Essais à 10 GHz

Vu les problèmes de désadaptation évoqués dans le paragraphe précédent, des émetteurs récepteurs bande X stabilisés par quartz ont été utilisés. Les antennes sont soit des cornets, soit des paraboles. Les demi-angles d'ouverture sont respectivement de 20° et 3° .

Les courbes des Figures 12 et 13 correspondent à des relevés en continu sur toute la longueur de la taille et à des configurations respectives VV et HH. Nous constatons que l'allure générale de ces courbes est sensiblement identique montrant ainsi que la direction de polarisation du champ électrique a peu d'influence pour ces fréquences élevées, dans ce milieu perturbé et pour les faibles longueurs de taille dont nous disposons (~ 30 m). L'affaiblissement du signal n'est a priori pas très différent de celui relatif à la configuration HH à 950 MHz (courbe 8): ~ 15 dB/30 m.

Cependant il est à noter que de par la faible longueur de la taille, ces résultats ne permettent pas de tirer des conclusions relatives aux choix de ces deux fréquences d'émission. En effet, pour la fréquence de 10 GHz, compte tenu des variations importantes du niveau moyen observées aussi bien sur la courbe expérimentale (Figure 13) que sur la courbe théorique correspondante tracée sur une distance de 100 m (Figure 14), on se rend compte de la difficulté d'extrapolation du coefficient d'atténuation sur de grandes longueurs. Néanmoins pour la fréquence de 950 MHz, cette extrapolation semble être réaliste, étant donné les faibles variations du niveau moyen de la courbe expérimentale (Figure 8) et théorique associée (Figure 15).

Il est donc important d'effectuer des mesures sur une longueur de taille plus importante que celle de la mine image afin de vérifier ces hypothèses.

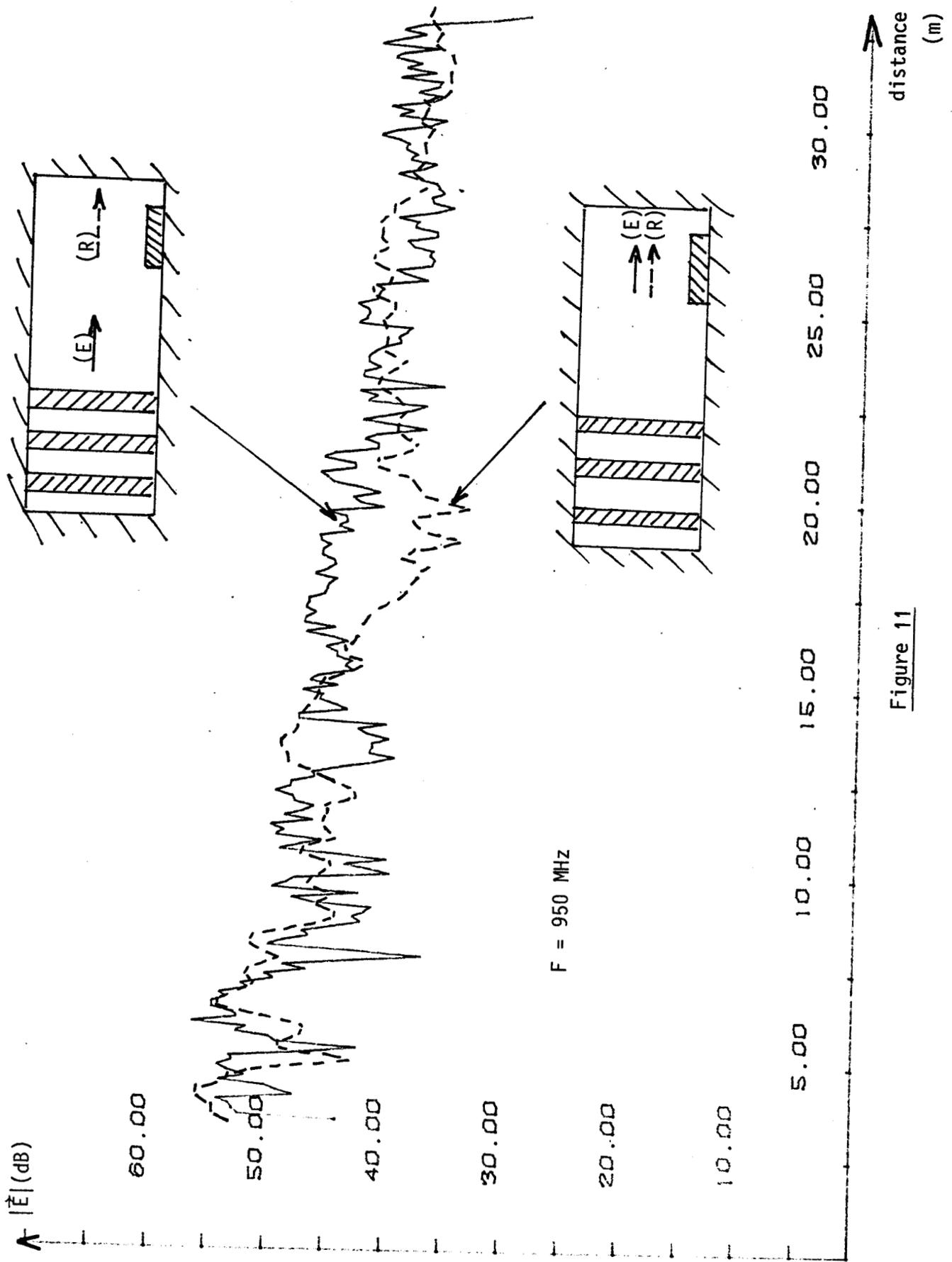
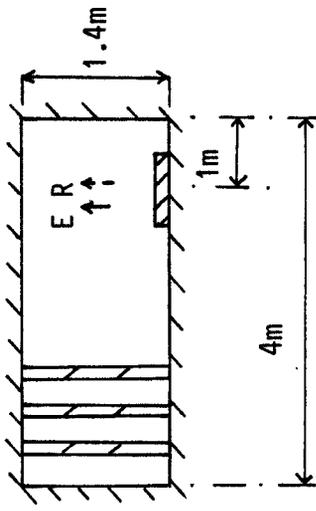


Figure 11



Lieu : LENS
Fréquence: 10 GHz
Polarisation: VV
Émetteur: Cornet
Récepteur: Cornet

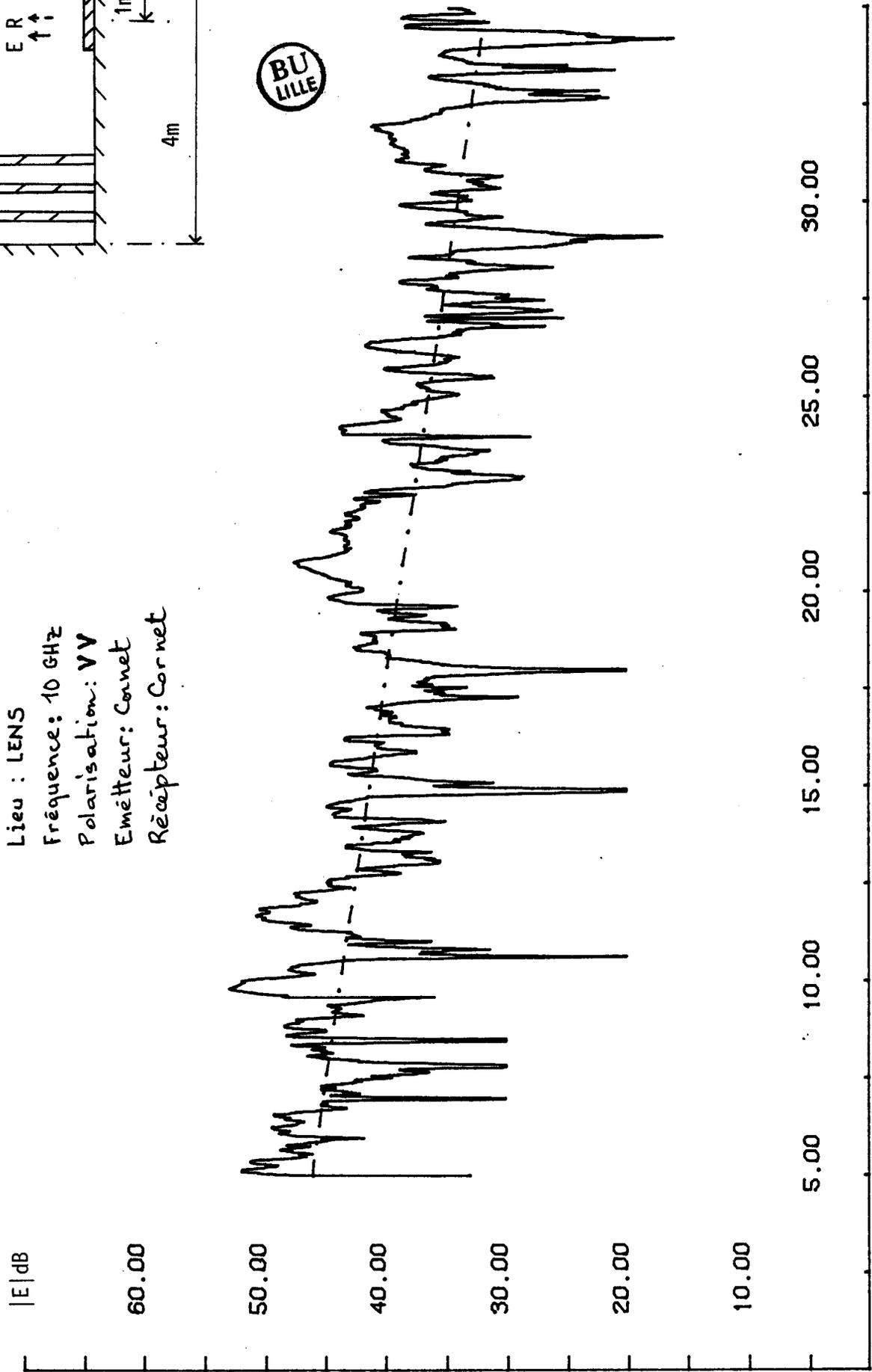
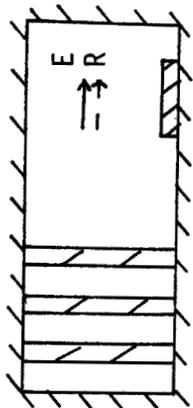


Figure 12

distance E - R (m)



Lieu : LENS
Fréquence : 10 GHz
Polarisation : H H
Emetteur : Cornet
Récepteur : Cornet

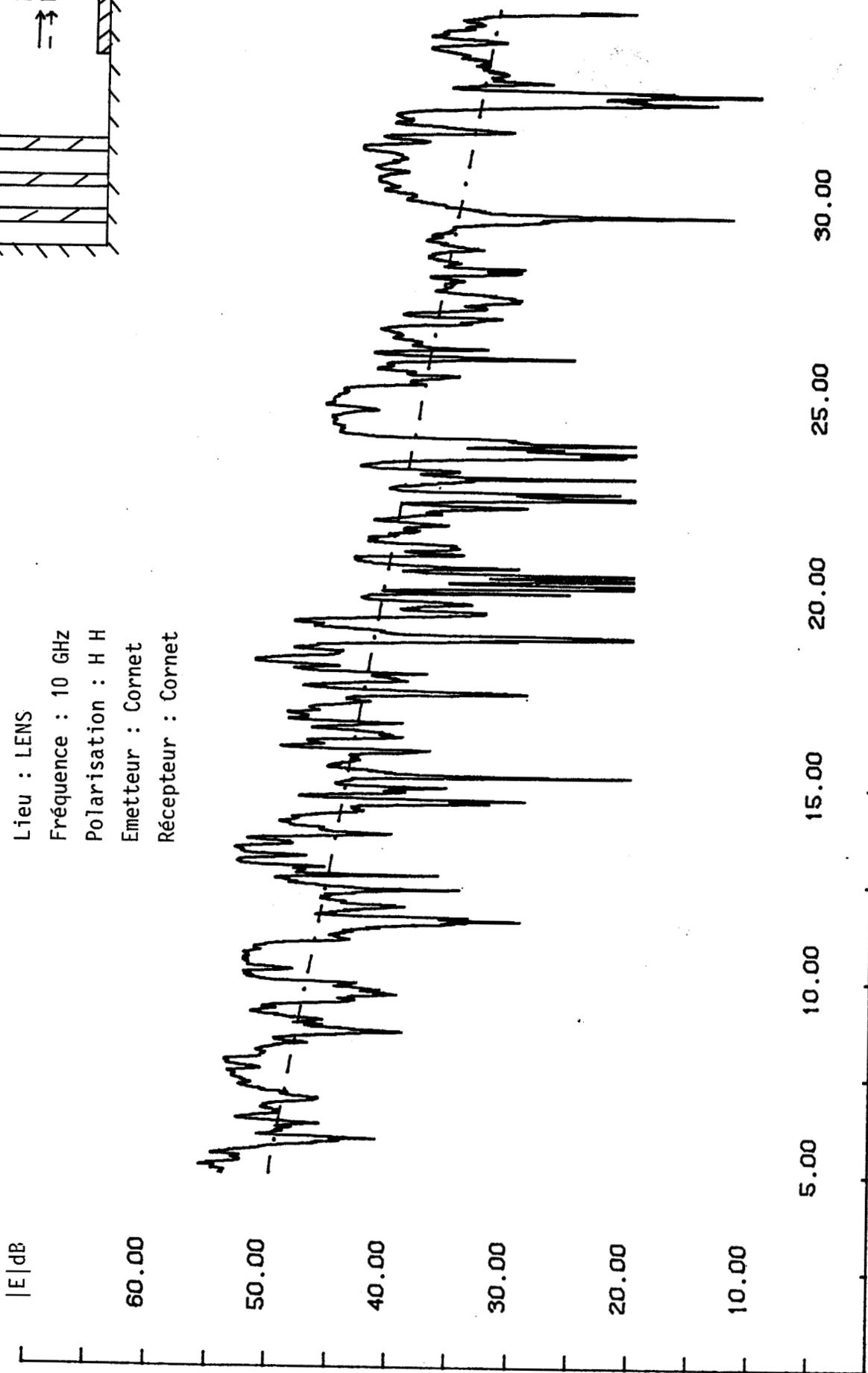


Figure 13

distance E - R (m)

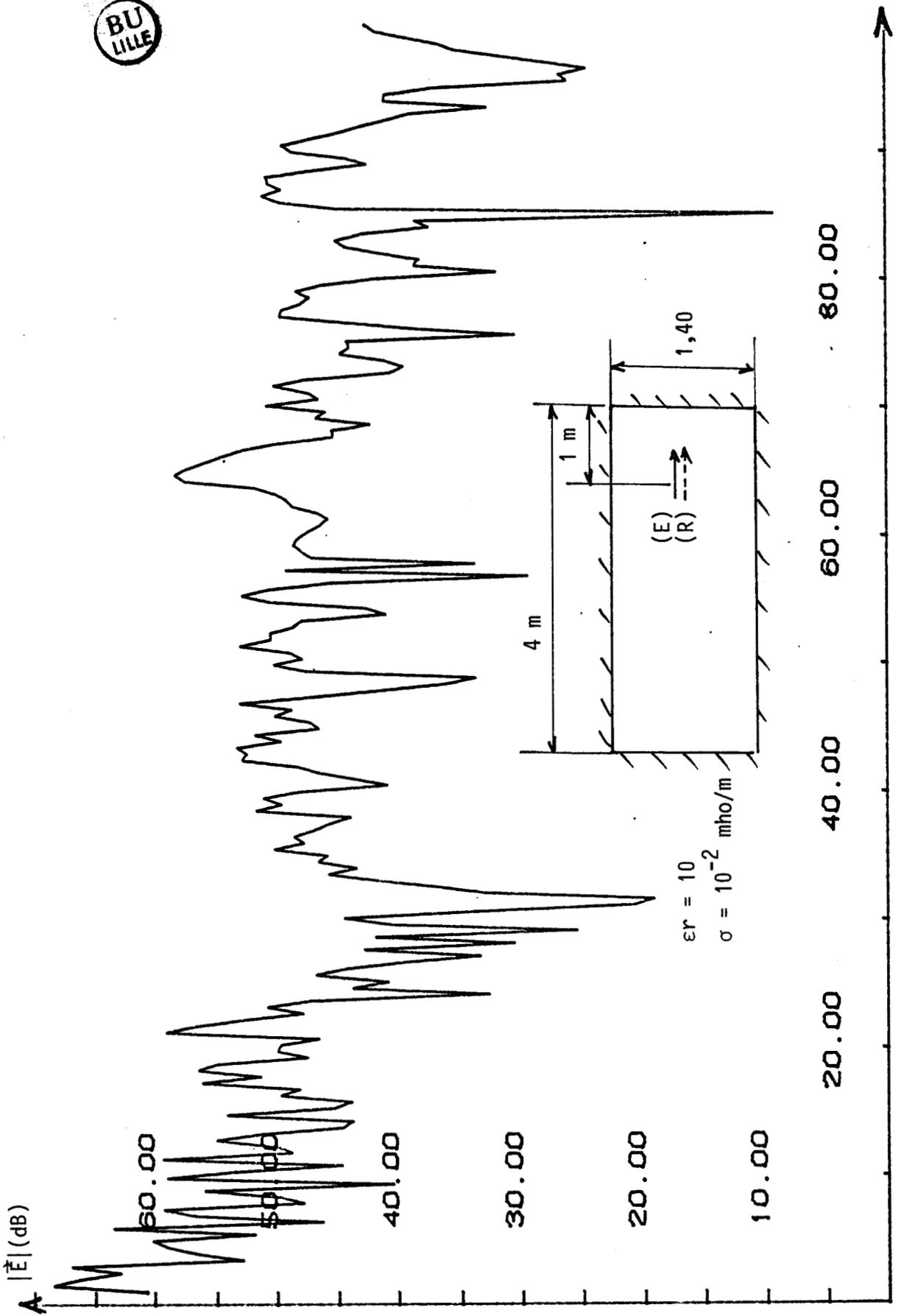


Figure 14 : modélisation théorique de la taille (mine image)

F = 10 GHz, polarisation H - H

distance E - R

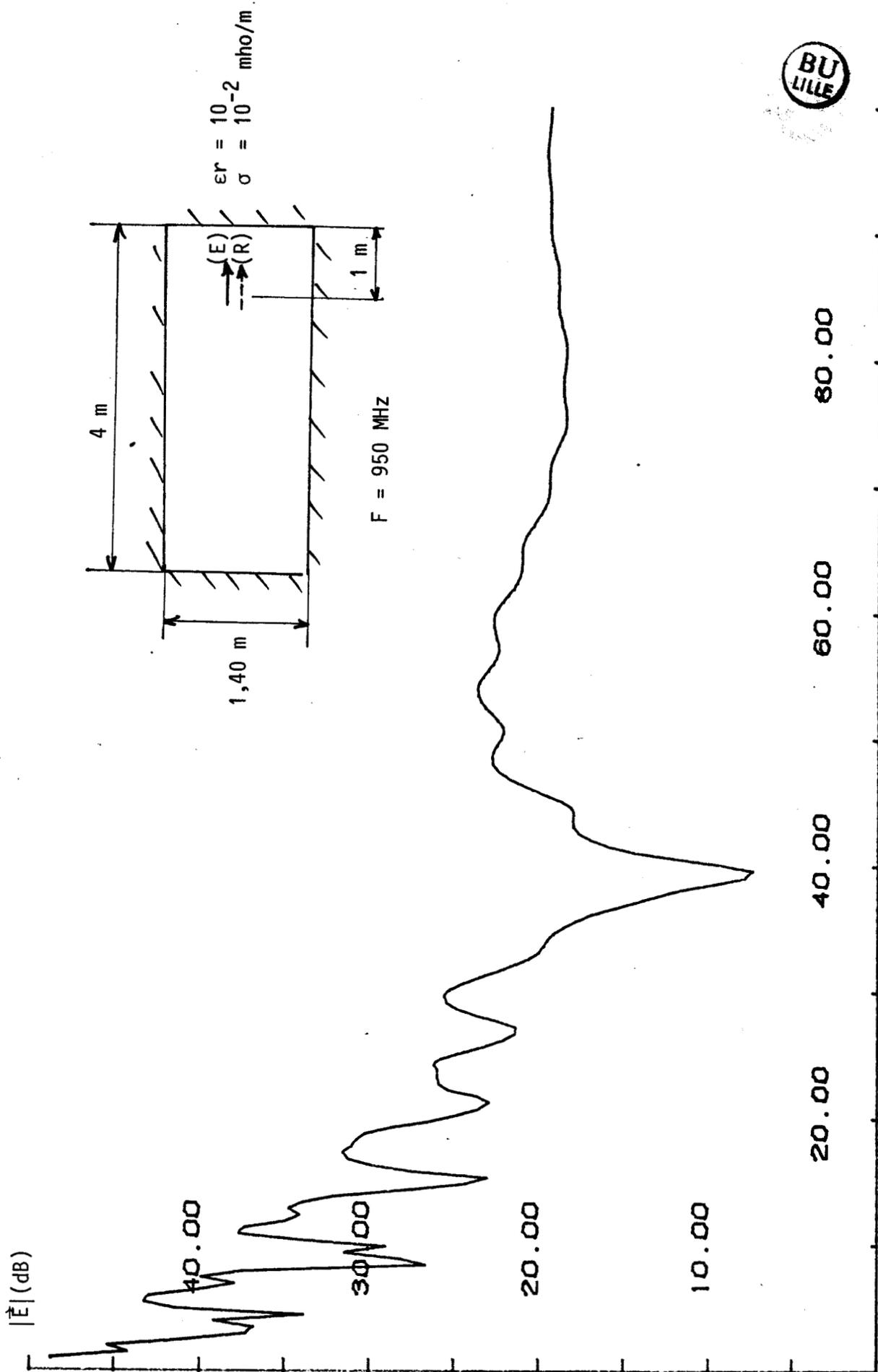


Figure 15 : modélisation théorique de la taille (mine image)
F = 950 MHz, polarisation H - H

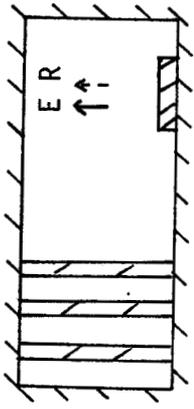
Nous avons ensuite utilisé une antenne parabolique en réception tout en gardant le cornet à l'émission. L'atténuation observée (Figure 16) est sensiblement identique à la précédente. Par contre les fluctuations rapides du niveau sont moins importantes dans la zone proche de l'émetteur étant donné qu'il n'y a pratiquement que l'onde directe qui est reçue. Nous rappelons que l'angle d'ouverture de la parabole est de $2 \times 3^\circ$. Pour des distances émetteur - récepteur supérieures à 12 m, les mêmes variations que sur les courbes précédentes sont observées. Ces résultats montrent que l'utilisation des antennes selon cette configuration (cornet à l'émission et parabole à la réception) présente un avantage certain car elle permet de s'affranchir des évanouissements profonds du signal lorsque l'émetteur et le récepteur sont proches l'un de l'autre.

IV. 3 - ETUDE STATISTIQUE DE L'EVOLUTION DU CHAMP ELECTRIQUE

Les courbes pratiques observées se décomposent en gros en un phénomène déterministe lié aux lois de propagation (battements en $\frac{d^2}{\lambda}$ par exemple) auquel se superpose un phénomène aléatoire lié au contexte fortement parasite du milieu de propagation.

Nous nous sommes intéressés dans un premier temps à l'atténuation moyenne du signal (obtenue par régression linéaire). Dans un deuxième temps, nous nous intéressons aux fluctuations erratiques du signal.

Afin de prévoir les risques de perte d'information en fonction de la dynamique d'un récepteur, il est utile d'étudier la fonction de distribution du champ ou la probabilité pour que le champ soit inférieur à une référence donnée, en décibel. Cette fonction sera ensuite comparée aux lois connues de la statistique. Nous avons choisi arbitrairement comme référence 0 dB, la valeur médiane de nos fichiers redressés et centrés par rapport à cette valeur (Figure 17). C'est la valeur pour laquelle la fonction de répartition vaut 0,5 (autant de points au-dessus de cette valeur qu'en dessous). Si on envisage des informations binaires transportées par la porteuse étudiée et destinées à un mobile (la haveuse par exemple), le taux de pertes d'information sera fonction de la largeur des trous observés, de la vitesse du mobile et du débit de l'information [24].



Lieu : LENS
Fréquence : 10 GHz
Polarisation : V - V
Émetteur : Cornet
Récepteur : Parabole

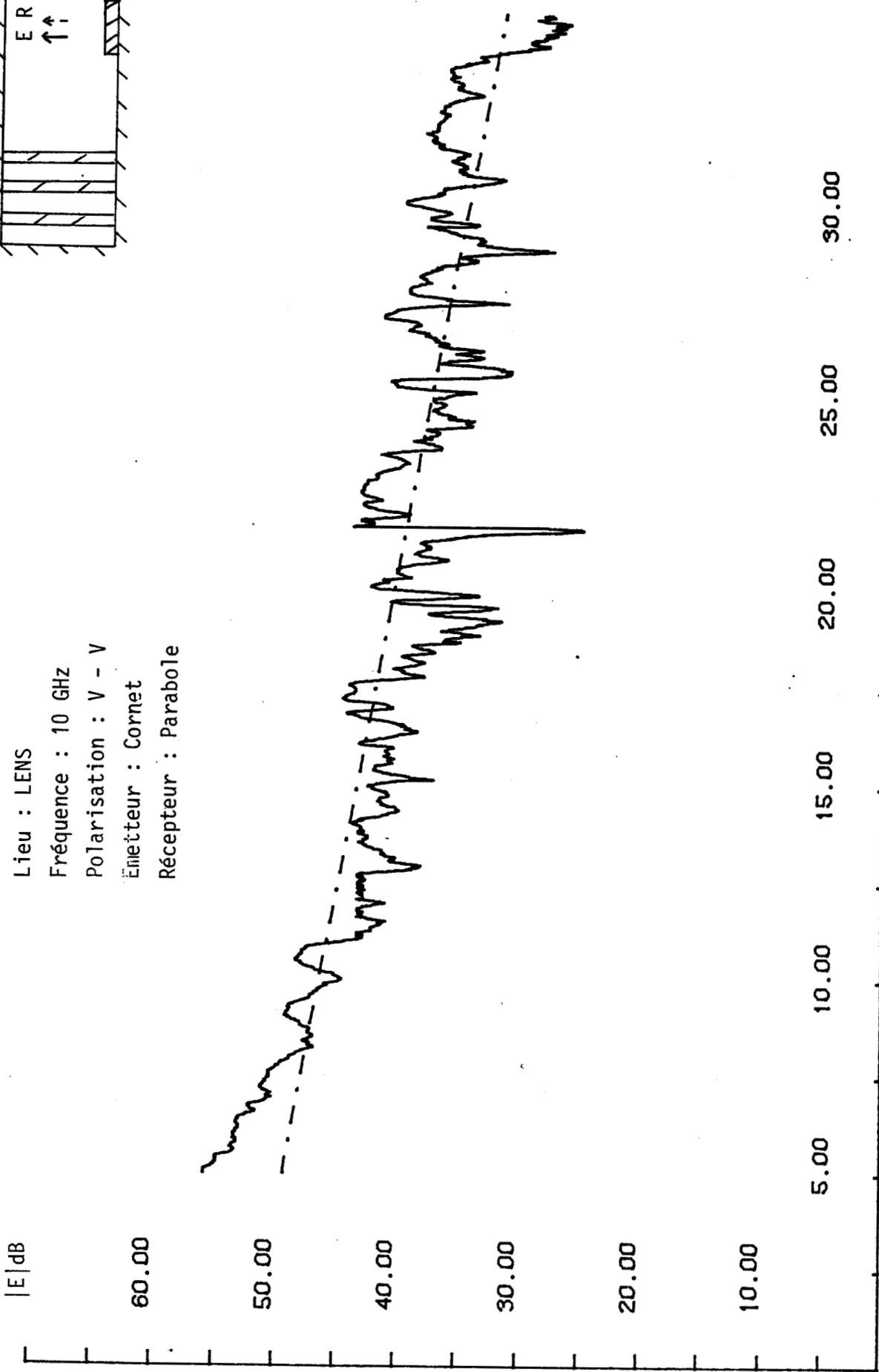
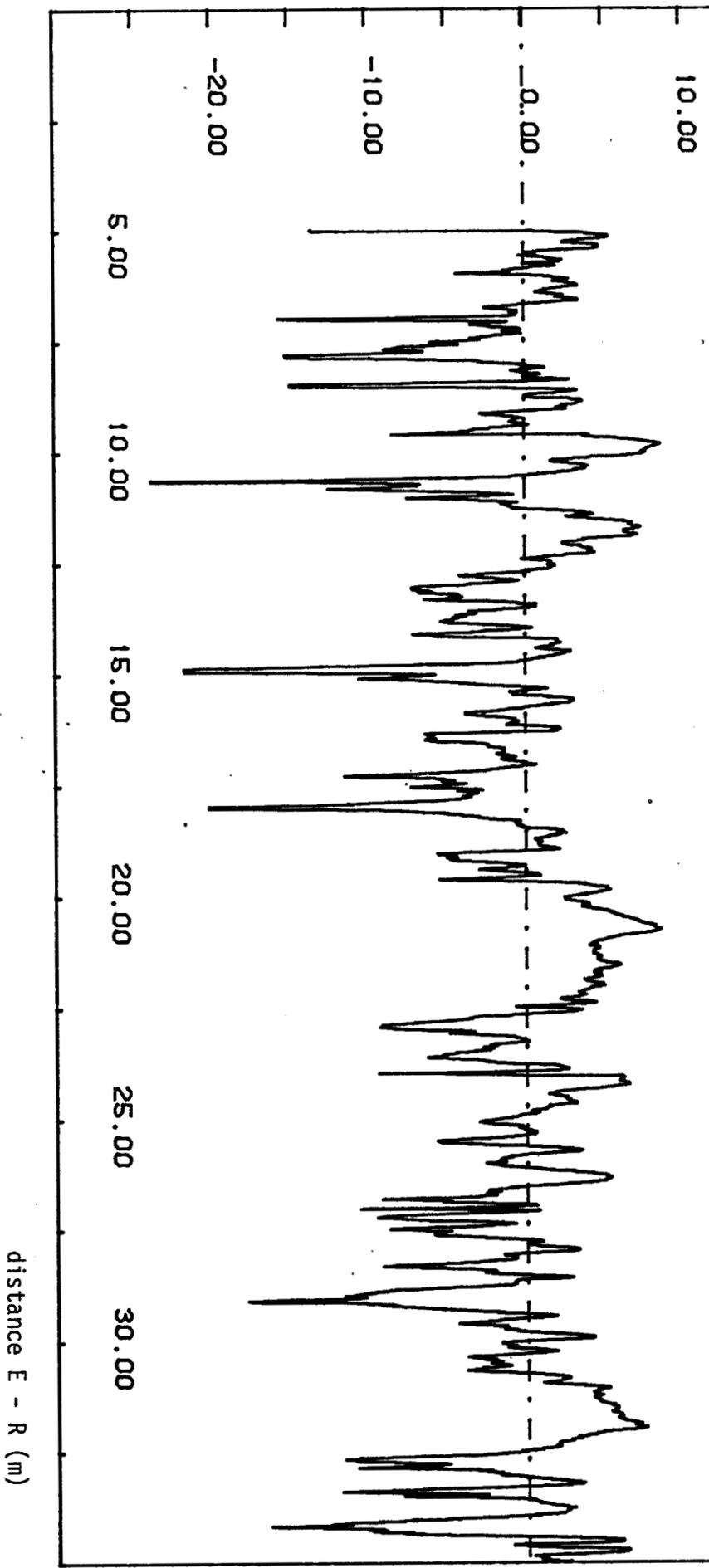


Figure 16

distance E - R (m)

Figure 17 : fichier redressé et centré par rapport à la valeur médiane
F = 10 GHz polarisation V V





Il est donc intéressant d'étudier la distribution de la largeur des trous sur la distance d'observation afin de savoir par exemple combien de fois répéter un message pour qu'il arrive à destination sans erreur.

Dans le cas de la propagation en tunnel de mine, le phénomène aléatoire dû aux diffractions multiples sur les obstacles, à la forte rugosité, peut être considéré comme une composition de vecteurs aléatoires d'amplitudes voisines et de phases différentes comprises entre 0 et 2π . Si on considère un grand nombre de vecteurs aléatoires (5 ou 6 selon le théorème central limite : Annexe 1) l'amplitude de leur somme géométrique tend vers la loi de Rayleigh [25] (Annexe 1).

La fonction de distribution de cette loi ou la probabilité de trouver le niveau du champ E inférieur à une valeur de référence $E_{réf}$ s'écrit :

$$P(E < E_{réf}) = 1 - e^{-\frac{E_{réf}}{2\sigma^2}}$$

que l'on peut écrire si E est exprimé en dB : [26]

$$P(E < E_{réf}) = 1 - e^{-\frac{10 \frac{E_{réf}}{10}}{2 \cdot 10^{\sigma/10}}}$$

où σ est l'écart type en dB du signal (Annexe 1).

Nous comparons sur la Figure 18 la fonction de distribution du champ avec celle de la loi de Rayleigh dans une échelle telle que cette dernière soit représentée par une droite. Le fichier considéré correspond à la configuration VV, à 10 GHz, émetteur et récepteur au-dessus du convoyeur. Aux erreurs près, dues au nombre fini de points de mesure, les deux distributions suivent la même allure. Le résultat sera d'autant plus précis que le nombre de points d'acquisition sera élevé, nous avons effectué le même travail sur la Figure 19 en regroupant 3 fichiers de même configuration. La loi de Rayleigh est parfaitement suivie. La fonction de distribution de la largeur des trous à 5 dB est représentée sur la Figure 20. On en déduit la probabilité pour qu'une largeur de trou soit supérieure à une valeur donnée en cm. Ces résultats sont d'un grand apport pour les concepteurs de systèmes de transmissions numériques. Il est envisagé par la suite d'appliquer à ces signaux les méthodes de corrélation [27] afin d'en tirer le maximum d'informations dans le but d'une meilleure transmission.

Figure 18 : droite de Rayleigh et distribution statistique de l'amplitude des fluctuations du champ (échelle Gausso-logarithmique)

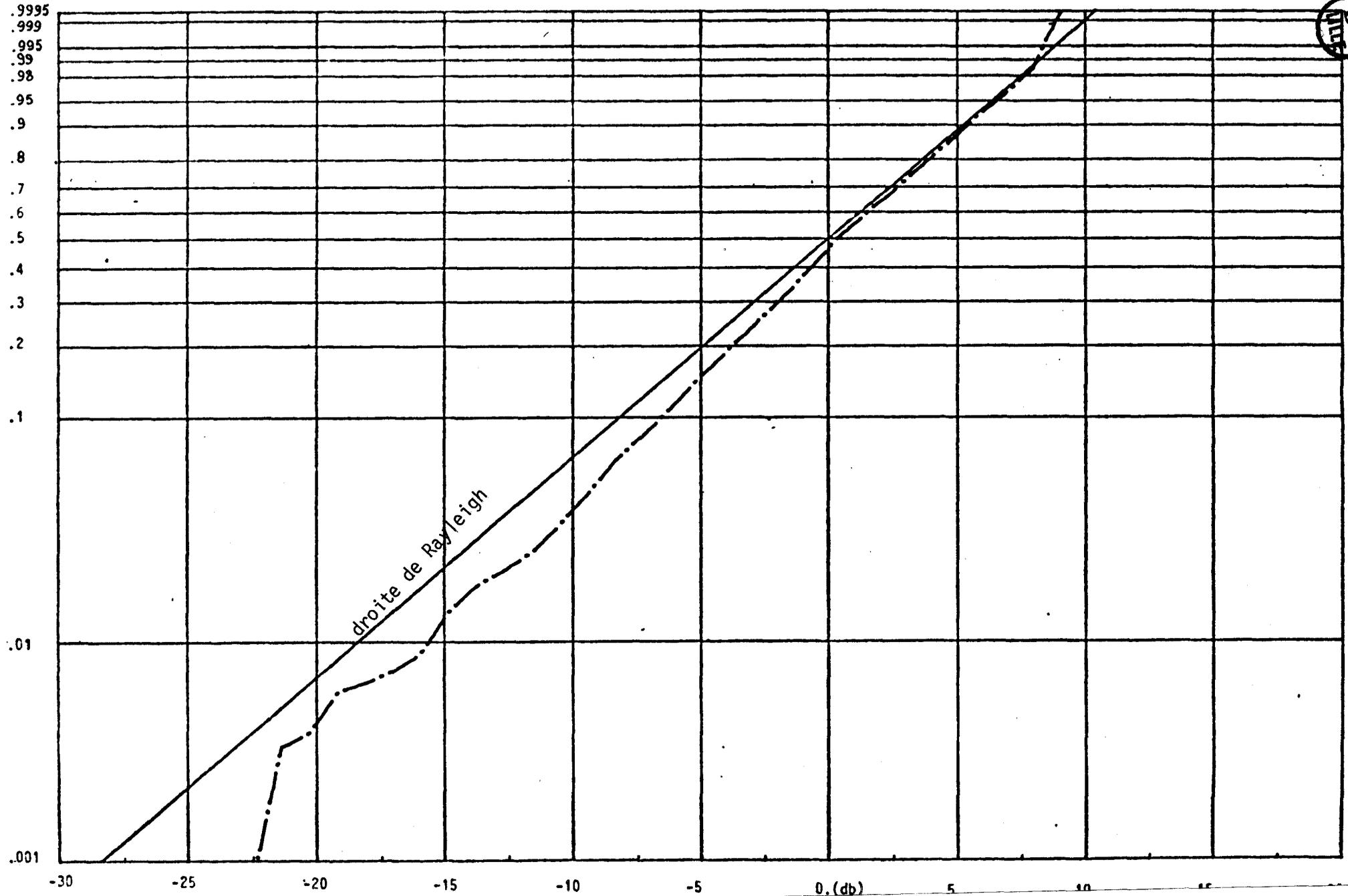


Figure 19 : droite de Rayleigh et distribution statistique de l'amplitude de fluctuations du champ pour un ensemble de 3 fichiers de mêmes configurations.

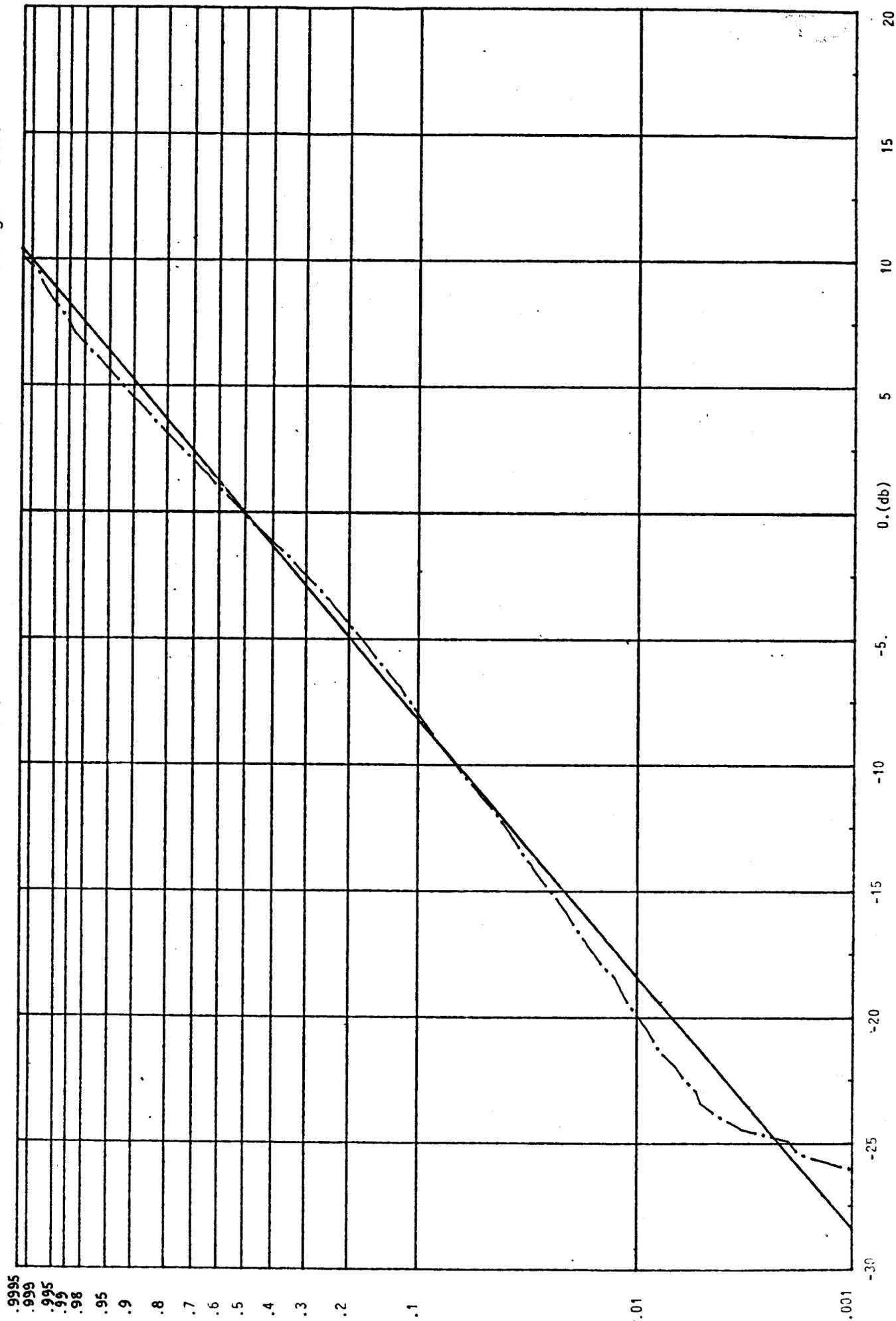
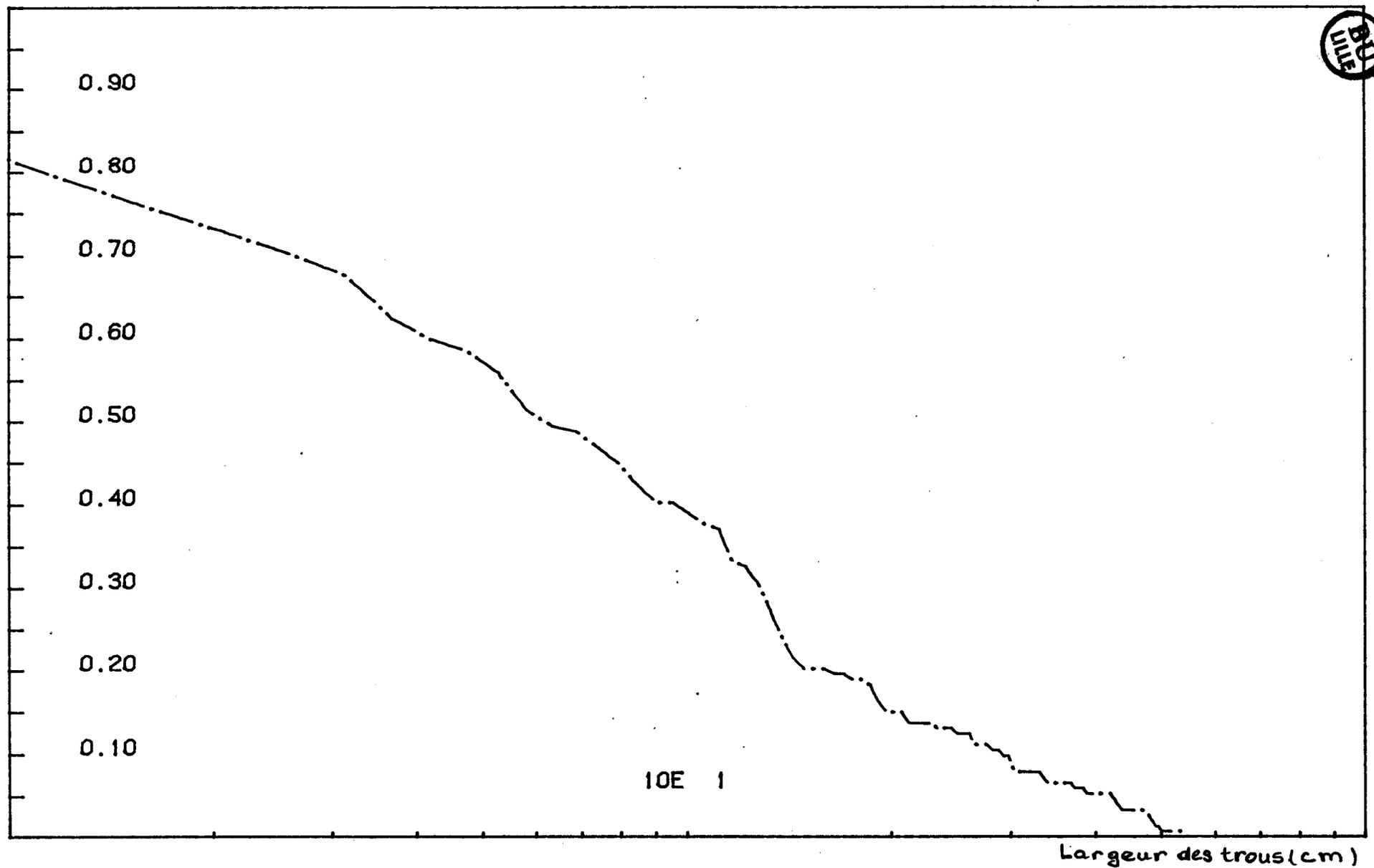


Figure 20 : Distribution statistique de la largeur des trous engendrés par les fluctuations du champ pour un ensemble de 3 fichiers





CONCLUSION

Les résultats expérimentaux observés confirment les prévisions de notre modèle numérique tant que les obstacles sont peu nombreux dans le milieu de propagation, et que les parois ne soient pas trop déformées par des inclinaisons ou des courbures. Dans les tailles, de par la présence nombreuse de piles de soutènement et des divers dispositifs mécaniques, le modèle théorique peut difficilement prévoir les fluctuations du signal. Néanmoins, pour des fréquences d'émission de l'ordre de 1 GHz, les relevés expérimentaux effectués dans la mine image de LENS nous ont permis de mettre en évidence l'existence d'une direction privilégiée des antennes d'émission - réception pour laquelle l'atténuation linéique est minimum. Cette direction correspond à celle dont le champ électrique est parallèle aux plus grands côtés de la taille, comme le prévoit le modèle théorique.

Nous observons d'autre part que, pour ces fréquences, l'utilisation de la diversité des antennes permet de remédier aux phénomènes d'évanouissements du signal liés aux combinaisons des principaux modes susceptibles de se propager. A ces battements d'élongations relativement importantes (~ 10 m), se superposent des phénomènes d'oscillations dont la périodicité spatiale est de l'ordre de la demi longueur d'onde et dont les amplitudes peuvent atteindre une dizaine de décibels. Ceci est imputable à la non directivité des dipôles utilisés qui sont alors sensibles aux ondes de retour générées par les divers obstacles. L'affaiblissement moyen du signal relevé est de 15 dB/30 m lorsque les antennes sont parallèles aux plus grands côtés.

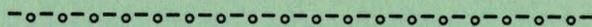
Pour la fréquence de 10 GHz, la direction de polarisation a peu d'influence sur l'évolution du champ total. La décroissance du niveau moyen est du même ordre que celle relative à 1 GHz, à savoir 15 dB/30 m. Par contre les variations de niveau du signal sont beaucoup plus importantes que pour la fréquence de 1 GHz. Les variations d'amplitudes peuvent atteindre une dynamique de 30 décibels sur une distance de quelques mètres.

Une synthèse des résultats obtenus à partir des mesures en mine image fait apparaître que l'utilisation de la fréquence d'émission de 1 GHz présente un avantage certain sur celle de 10 GHz en ce qui concerne les évanouissements du signal.

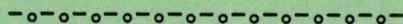
Néanmoins, pour le 10 GHz, compte-tenu des variations importantes du niveau moyen d'une part et des prévisions théoriques d'autre part, ceci nous incite à la prudence quant à l'extrapolation sur des distances plus grandes des affaiblissements linéiques du signal.

La connaissance de ces grandeurs étant déterminante pour le choix définitif de la fréquence porteuse, il nous paraît donc indispensable d'effectuer des mesures dans une taille de longueur plus importante que celle de la mine image de LENS.

CONCLUSION GENERALE



BIBLIOGRAPHIE



CONCLUSION GENERALE



Les premiers travaux entrepris sur la propagation guidée des ondes haute fréquence en tunnel étaient surtout expérimentaux. Afin, d'une part de pouvoir interpréter les résultats et, d'autre part faire des études paramétriques, il fallait disposer d'un modèle théorique capable de décrire le comportement d'une onde électromagnétique à l'intérieur d'un tunnel.

L'étude que nous avons menée nous a permis de mettre au point ce modèle. Nous avons ainsi comparé les résultats de deux théories différentes : la théorie des modes et la théorie des rayons. Les prévisions théoriques sont confrontées aux résultats expérimentaux. Le modèle de tunnel choisi est un guide rectangulaire diélectrique creux à faibles pertes ($\sigma \sim 10^{-2}$ mho).

Les résultats numériques obtenus prouvent que pour un tunnel donné le coefficient d'affaiblissement linéique diminue lorsque la fréquence augmente ou, à fréquence constante lorsque les dimensions transversales du tunnel sont plus élevées.

Nous avons mis en évidence l'existence d'une direction privilégiée des antennes émettrices et réceptrices pour laquelle l'affaiblissement linéique est minimum. Cette direction correspond à celle pour laquelle les deux antennes sont parallèles aux plus grands côtés de la section droite du tunnel, étant donné que dans la direction perpendiculaire les réflexions sur les parois sont sujets au phénomène de Brewster qui limite le nombre de rayons réfléchis.

L'évolution du module du champ électrique en fonction de la distance émetteur récepteur fait apparaître des battements de périodes relativement grandes provoquant ainsi des évanouissements profonds du signal dont la dynamique peut atteindre quelques dizaines de décibels. A ces battements,

se superposent des fluctuations d'amplitudes plus faibles qui ont tendance à disparaître lorsque la distance émetteur récepteur augmente. Le premier phénomène s'explique par l'existence de modes hybrides dominants dont les combinaisons (cf. Chapitre II) font apparaître des évanouissements importants tous les d^2/λ , d étant la dimension transversale du tunnel perpendiculaire à l'élément rayonnant.

Le deuxième phénomène est imputable aux modes d'ordres supérieurs dont les coefficients de perte sont élevés. Ces fluctuations peuvent être nuisibles et sont d'autant plus importantes que la fréquence est grande. Dans le cas d'une transmission numérique, elles risquent d'affecter le taux d'erreurs entre messages émis et messages reçus. Dans le cas d'une liaison vidéo, elles peuvent entraîner une désynchronisation ou un scintillement des images. Elles sont moins nuisibles dans le cas d'une liaison phonique du fait de la courte durée des évanouissements.

L'influence de la rugosité se traduit par une augmentation de l'affaiblissement linéique du signal, mais les rayons à incidences presque normales sont les plus affectés par ce facteur. Il faut noter que dans la caractérisation de la rugosité, nous ne tenons pas compte de la diffraction par les arêtes.

Des cartes de champ équi-amplitude établies permettent de déterminer les endroits du tunnel où le champ est maximum. En se basant sur le fait que, si le champ est minimum au centre, on retrouve un maximum au $1/4$ ou au $3/4$ de la largeur totale du tunnel, l'antenne d'émission étant au centre, la théorie montre que l'utilisation de deux antennes d'émission ou de réception convenablement placées permettrait de minimiser ces battements. Nous n'avons malheureusement pas eu l'occasion de vérifier ce résultat en pratique.

Dans le quatrième chapitre, la fonction de répartition de la largeur des "trous" de signal occasionnés par les battements du champ électrique mesuré en tunnel de mine peut nous renseigner sur la durée du risque de perte d'informations en fonction de la vitesse d'un mobile se déplaçant dans la galerie. Nous avons aussi montré que la fonction de distribution de l'amplitude des oscillations du champ électrique suit bien la loi de

Rayleigh pour un grand nombre d'acquisitions. Ces informations sont d'un grand intérêt pour les concepteurs de systèmes radio. En résumé les résultats théoriques peuvent nous guider sur trois points essentiels :

- . Choix de la fréquence d'émission appropriée et donc des types d'antennes
- . Choix de la polarisation adéquate
- . Détermination de l'atténuation linéique moyenne du signal émis.

Le comportement d'une onde électromagnétique se propageant dans une galerie peut être prévu par la modélisation ainsi faite tant que les parois présentent peu d'irrégularités et tant que les obstacles sont peu importants.

La suite logique de ce travail est d'étudier l'excitation du tunnel par une antenne extérieure et le rayonnement de celui-ci vers l'extérieur afin de déterminer l'influence de la transition extérieure tunnel et inversement. Il serait aussi intéressant d'étudier l'influence d'un obstacle tel que une rame de métro obstruant une partie du tunnel.

Enfin l'application des méthodes de traitement de signal sur les signaux expérimentaux devrait apporter des informations complémentaires sur la détermination du taux d'erreurs lors d'une transmission numérique.

BIBLIOGRAPHIE

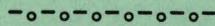
-o-o-o-o-o-o-o-

- |1| A. BANOS
"Dipole radiation in the presence of a conducting half space"
Pergamon Press, 1966
- |2| A. ZEDDAM
"Etude théorique et expérimentale du rayonnement d'une impulsion de courant se propageant sur un fil à la surface du sol"
Thèse 3e cycle, Lille, Novembre 1980
- |3| K.A. NORTON
"The propagation of radio waves over the surface of the earth and in the upper atmosphere"
Proc. IRE 25, 9, 1937
- |4| D.L. LAGER and R.J. LYTLE
"Fortran Subroutines for the numerical evaluation of Sommerfeld integrals unter anderen"
Rapport Lawrence Livermore lab., UCRL 51821, May 1975
- |5| J.A. STRATTON
"Théorie de l'électromagnétisme"
pp 562-578
- |6| BECKMANN and SPIZZICHINO
"The Scattering of Electromagnetic waves from Rough Surfaces"
Vol 4 Pergamon Press, 1963
- |7| NORTON and OMBERG, AC
"Maximum range of radar set"
Proc IRE 35, 4 (1947)
- |8| KERR, DE
"The propagation of short Radio waves"
M.I.T. Radiation lab. series n° 13, Mc Graw Hill, New York 1951
- |9| TOUTAIN, GELIN
"Cours Micro Ondes"
IEEA, Lille 1982
- |10| O.E. GOELL
Bell Syst. tech. J. 48, 2133 (1969)
- |11| K.D. LAAKMANN and W.H. STEIER
"Waveguides : Characteristics modes of hollow rectangular dielectrique waveguides"
Applied Optics, Vol 15, n° 5, May 1979

- | 12 | Sombat KYHENG
"Approche théorique et expérimentale de la propagation guidée en tunnel d'ondes hyperfréquences"
D.E.A. Electronique, Lille, juillet 1984
- | 13 | DIETRICH MARCUSE
"Theory of dielectric optical waveguides"
Academic Press, New York and London, pp 3-7, 1974
- | 14 | A.G. EMSLIE and R. LAGACE
"Theory of the propagation of UHF Radio Waves in coal mine tunnels"
IEEE Transactions on antennas and propagation, Vol. AP23, n° 2, March 1975
- | 15 | P. DEGAUQUE, M. MBATH, S. KYHENG
"Etude de la propagation des ondes électromagnétiques en tunnel"
Rapport final contrat CNET n° 836 B019 PAB, Lille, Août 1984
- | 16 | Mamadou MBATH
"Contribution à l'étude théorique et expérimentale de la propagation d'ondes haute fréquence en tunnel"
D.E.A. Electronique, Lille, Juillet 1983
- | 17 | Paul F. COMBES
"Ondes métriques et centimétriques"
pp 112-116, Dunod Université, Paris 1980
- | 18 | Marc MATHIEU
"Télécommunications par faisceau hertzien"
pp 97-101, Dunod technique, Paris 1979
- | 19 | S.F. MAHMOUD and J.R. WAIT
"Geometrical optical approach for electromagnetic wave propagation in rectangular mine tunnels"
Radio Science, Vol 9, n° 12, pp 1147-1158, Décembre 1974
- | 20 | BAUDET J. DEGARDIN D.
"IMAD 83 : Interface entre Mesure Analogique et Drive"
Lille, Mars 1983
- | 21 | M. HEDDEBAUT, J. BAUDET, D. DEGARDIN
"Etude et réalisation d'un dispositif de digitalisation et de stockage d'informations issues d'un mesureur de champ analogique"
Lille, juin 1984
- | 22 | P. DEGAUQUE, M. MBATH, S. KYHENG
Premier rapport d'avancement du contrat CERCHAR, Lille 5 Mai 1984
- | 23 | P. DEGAUQUE, S. KYHENG, M. MBATH
"Propagation d'ondes haute fréquence en galeries de mine : application à la télécommande de Haveuse"
Rapport final du contrat CERCHAR (Charbonnages de France), Lille, Janvier 1985

- [24] Marc HEDDEBAUT
"Solutions technologiques permettant d'assurer les transmissions d'informations sol-véhicules sous ambiance fortement parasitée"
IRT CRESTA, Lille, Avril 1985
- [25] L. BOITHIAS
"Propagation des ondes radioélectriques dans l'environnement terrestre"
DUNOD, Paris 1983
- [26] G. JOUAN
"Etude de la couverture radioélectrique des tunnels"
Mémoire CNAM, Paris, Juillet 1977
- [27] B. DEMOULIN, S. FICHEUX et P. DEGAUQUE
"Etude des techniques de simulation pour faciliter le choix des câbles coaxiaux à fuites"
2ème rapport d'avancement du contrat R.A.T.P./U.S.T.L., Lille, Janvier 1985
- [28] M. HEDDEBAUT, M. MBATH
"Etude de faisabilité d'une liaison électromagnétique en inter-stations à support matériel restreint dans les tunnels du Métro de Lille"
- [29] R. GABILLARD
"Propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux conducteurs : application aux télécommunications souterraines"
Université de Lille, Laboratoire de Radiopropagation et Electronique
- [30] P. DEGAUQUE and B. DEMOULIN
"Propagation of UHF electromagnetic waves in tunnels"
National Telecom. Conf., proceedings IEEE 80, CH 1539-6, pp 9. 4-1 à 9. 4-4, Houston, Décembre 1980
- [31] P. DEGAUQUE, M. MBATH, S. KYHENG
"Propagation d'ondes haute fréquence dans des tunnels"
IVème Journées Nationales Microondes, Lannion, Juin 1984.

ANNEXES



- ANNEXE 1 -

RAPPEL DE QUELQUES DÉFINITIONS ET

FORMULES DE LA THÉORIE DES PROBABILITÉS

a) Densité de probabilité

- Soit ζ une variable prenant des valeurs aléatoires Z et soit $P(Z)$ la probabilité pour que ζ prenne une valeur comprise entre Z et $Z + dZ$. $P(Z)$ est appelée la densité de probabilité.

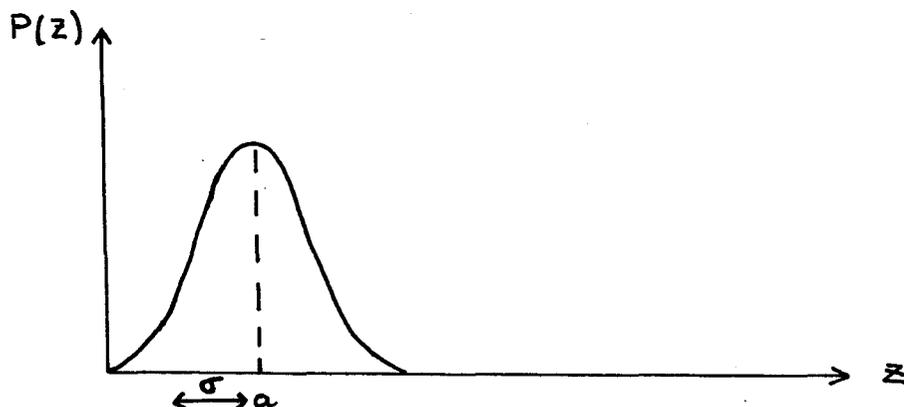
$$P(Z) = P \{ Z < \zeta < Z + dZ \} \text{ pour un élément } dZ$$

Les distributions les plus utilisées en propagation sont :

1) La distribution Gaussienne (ou distribution normale)

$$P(Z) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(z-a)^2}{2\sigma^2}}$$

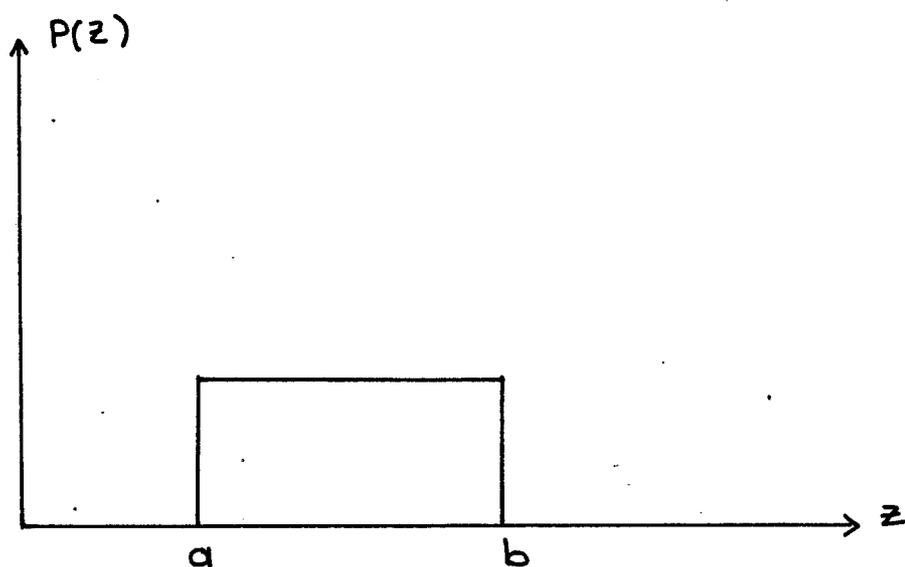
(a est la moyenne des valeurs Z et σ l'écart type - paramètres définis plus loin)





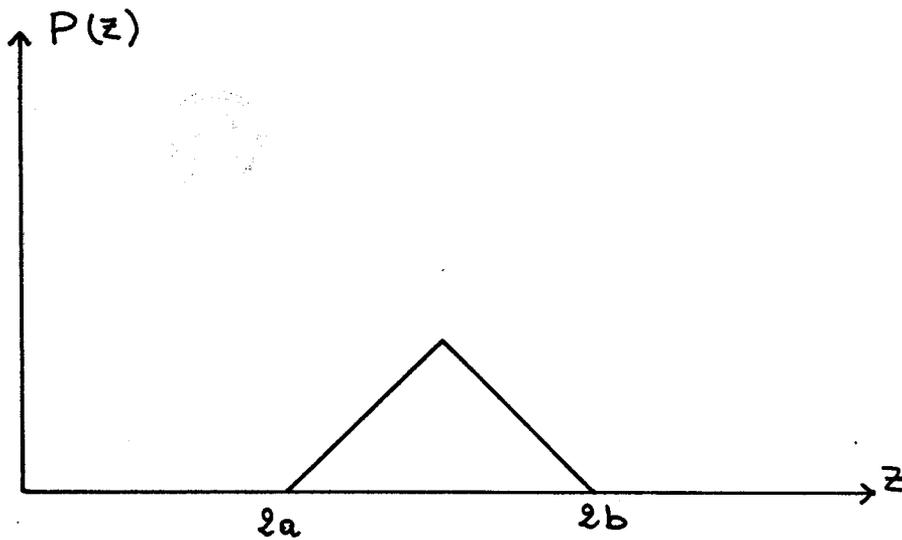
2) La distribution uniforme

$$P(Z) = \begin{cases} \frac{1}{b-a} & \text{pour } a < Z < b \\ 0 & \text{pour } Z < a \text{ et } Z > b \end{cases}$$



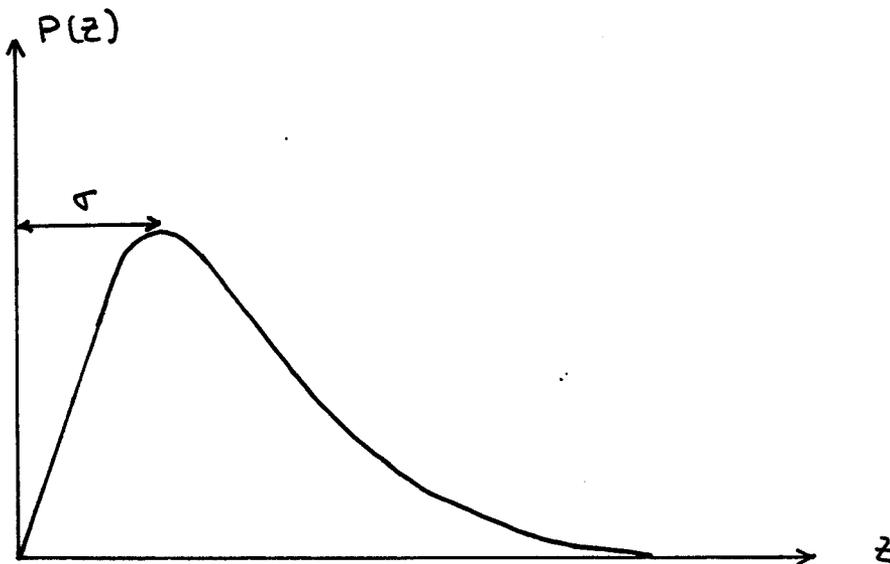
3) La distribution de Simpson

$$P(Z) = \begin{cases} \frac{Z-2a}{(b-a)^2} & 2a < Z < a + b \\ \frac{2b-Z}{(b-a)^2} & a + b < Z < 2a \\ 0 & Z \leq 2a \text{ et } Z \geq 2b \end{cases}$$



4) La distribution de Rayleigh

$$P(Z) = \begin{cases} \frac{z}{\sigma} e^{-z^2/2\sigma^2} & \text{pour } z > 0 \\ 0 & \text{pour } z < 0 \end{cases}$$



La densité de probabilité est toujours positive et enveloppe une surface unité.

b) Fonction de distribution

La fonction de distribution $F(Z_0)$ est définie comme

$$F(Z_0) = P\{\zeta < Z_0\} = \int_{-\infty}^{Z_0} P(Z) dZ$$

$$F(-\infty) = 0$$

$$F(\infty) = 1$$

Elle est toujours positive et croissante.

c) Valeur moyenne

La valeur moyenne de ζ est définie par

$$\langle \zeta \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} Z P(Z) dZ$$

et la valeur moyenne d'une fonction de ζ est

$$\langle f(\zeta) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} f(Z) P(Z) dZ$$

Si A est une constante $\langle A\zeta \rangle = A \langle \zeta \rangle$

$$\langle A + \zeta \rangle = A + \langle \zeta \rangle$$

$$\langle \zeta_1 + \zeta_2 + \dots \rangle = \langle \zeta_1 \rangle + \langle \zeta_2 \rangle + \dots$$

suivant que les ζ_i sont mutuellement indépendants ou non.

$$\text{Aussi } \langle \int g(x, \zeta) dx \rangle = \int \langle g(x, \zeta) \rangle dx$$

où les valeurs moyennes sont prises par rapport à ζ .

Les valeurs moyennes des distributions 1, 2, 3 et 4 sont respectivement

$$a, (a+b)/2, (a+b), \sigma \sqrt{\pi/2}$$

d) Variance, écart type

La variance d'une V.A est définie par

$$D(\zeta) = \sigma^2 = \langle (\zeta - \langle \zeta \rangle)^2 \rangle$$

c'est la moyenne quadratique de la dérivation par rapport à la valeur moyenne.

La variance caractérise l'échelle des valeurs que la variable aléatoire peut prendre : une variance élevée signifie une grande dispersion, une variance nulle indique qu'une seule valeur est prise par la variable, ce qui n'est pas aléatoire.

La racine carrée de la variance $\sigma = \sqrt{D(\zeta)}$ (Ecart type) est appelée la déviation standard, si la valeur moyenne de ζ est nulle, $\sigma = \sqrt{\langle \zeta^2 \rangle}$: racine carrée de la valeur quadratique moyenne.

$$\text{On montre } D(\zeta) = \langle \zeta^2 \rangle - \langle \zeta \rangle^2$$

$$\text{ou encore } D(\zeta) = \int_{-\infty}^{+\infty} Z^2 P(Z) dZ - \langle \zeta \rangle^2$$

La variance de la distribution 1 est σ^2

Si A est une constante $D(A\zeta) = A^2 D(\zeta)$

Si ζ_1, ζ_2, \dots sont des variables aléatoires indépendantes, alors :

$$D(\zeta_1 + \zeta_2 + \dots) = D(\zeta_1) + D(\zeta_2) + \dots$$

e) Coefficient de corrélation

Soit ζ et η 2 variables aléatoires, alors

$$P(Z < \zeta < Z + dZ), y < \eta < y + dy) = P_2(Z, y) dZ dy$$

où $P_2(Z, y)$ est la densité de probabilité à 2 dimensions de ζ et η .

Deux variables ζ et η sont dites indépendantes si $P_2(Z, y) = P(Z) W(y)$

$$\text{où } P(Z) = \int_{-\infty}^{+\infty} P_2(Z, y) dy \text{ et } W(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} P_2(Z, y) dZ$$

sont ~~les~~ densités de probabilité à 1 dimension de ζ et η respectivement.

Si ζ et η sont dépendants, c'est-à-dire que leur densité de probabilité à 2 dimensions ne peut plus s'écrire $P_2(Z, y) = P(Z) W(y)$, elles sont corréllées. Leur covariance (moyenne du produit des écarts) est définie par :

$$K(\zeta, \eta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} Z y P_2(Z, y) dZ dy - \langle \zeta \rangle \langle \eta \rangle$$

et leur coefficient de correlations est :

$$C_{\zeta\eta} = \frac{K(\zeta, \eta)}{\sqrt{D(\zeta)D(\eta)}} = \frac{\langle \zeta\eta \rangle - \langle \zeta \rangle \langle \eta \rangle}{\sigma_\zeta \sigma_\eta}$$

$|C| = 1$ signifie une pleine corrélation

pour $C = +1$ ζ et η varient de la même façon, pour $C = -1$ elles varient en opposition, $C = 0$ signifie qu'il n'y a aucune corrélation entre ζ et η .

Pour 2 variables aléatoires quelconques ζ et η

$$\langle \zeta \eta \rangle = \langle \zeta \rangle \langle \eta \rangle + K(\zeta, \eta) \quad \text{découle de la def de la covariance}$$

$$D \{ \zeta \pm \eta \} = D(\zeta) + D(\eta) \pm 2K \{ \zeta, \eta \}$$

f) Fonction caractéristique

La fonction caractéristique $\chi(v)$ d'une distribution $P(Z)$ est :

$$\chi(v) = \int_{-\infty}^{+\infty} P(Z) e^{ivZ} dZ$$

$$\Rightarrow |\chi(v)| \leq 1$$

$$\chi(0) = 1$$

$$\chi(-v) = \chi^*(v)$$

$$\langle \zeta \rangle = \frac{1}{i} \chi'(0)$$

La fonction caractéristique de la distribution normale 1 est :

$$\chi(v) = e^{iav - \sigma^2 v^2 / 2}$$

Si les fonctions caractéristiques associées aux variables aléatoires

ζ_1, ζ_2, \dots sont χ_1, χ_2, \dots , la fonction caractéristique de

$$\zeta = \zeta_1 + \zeta_2 + \dots$$

$$\text{est } \chi = \chi_1 \chi_2 \dots$$

La fonction caractéristique $\chi_2(v_1, v_2)$ d'une distribution à 2 dimensions $P_2(Z, y)$ est définie comme :

$$\chi_2(v_1, v_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P_2(Z, y) e^{iv_1 Z + iv_2 y} dZ dy$$

Si ζ et η sont indépendants alors :

$$\chi(v_1, v_2) = \chi_\zeta(v_1) \chi_\eta(v_2)$$

Soit ζ et η normalement distribuées et centrées (valeur moyenne nulle), de variance σ^2 , soit C leur coefficient de corrélation, leur distribution normale à 2 dimensions est

$$P_2(Z, y) = \frac{1}{2\pi \sigma^2 \sqrt{1-C^2}} \exp \left| -\frac{z^2 - 2C Zy + y^2}{2 \sigma^2 (1 - C^2)} \right|$$

et leur fonction caractéristique

$$\chi_2(v_1, v_2) = \exp \left| -\frac{1}{2} \sigma^2 (v_1^2 + 2C v_1 v_2 + v_2^2) \right|$$

$$\text{et si } v_1 = -v_2 = v \quad \chi_2(v, -v) = \exp \left| -\sigma^2 v^2 (1 - C) \right|$$

Soit $\zeta(t)$ une fonction du temps qui prend des valeurs aléatoires Z avec une densité de probabilité à 2 dimensions $P_2(Z_1, Z_2; t_1, t_2)$, où Z_1 et Z_2 sont les valeurs respectives aux instants t_1 et t_2 , la fonction de corrélation du processus est définie par :

$$B(t_1, t_2) = \langle \zeta(t_1) \zeta(t_2) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} Z_1 Z_2 P_2(Z_1, Z_2; t_1, t_2) dZ_1 dZ_2$$

Un processus aléatoire est dit "stationnaire" au sens large si $\langle \zeta \rangle$ et $D(\zeta)$ ne dépendent pas du temps t , et B dépend seulement de $Z = t_2 - t_1$ (σ^2)

$$\text{Alors } B(Z) = \langle \zeta(t) \zeta(t+Z) \rangle$$

Les processus stationnaires sont sous des conditions très générales "ergodiques" ce qui signifie que les moyennes de la distribution à un instant donné sont égales aux moyennes temporelles d'une seule réalisation du processus

$$\langle \zeta(t) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} Z P(Z) dZ = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \zeta(t) dt$$

$$D\{\zeta(t)\} = \int_{-\infty}^{+\infty} Z^2 P(Z) dZ - \langle \zeta \rangle^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T |\zeta(t)|^2 dt - \langle \zeta \rangle^2$$

et la fonction de corrélation devient

$$B(Z) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \zeta(t) \zeta(t+Z) dt$$

$$B(0) = D\{\zeta\} + \langle \zeta \rangle^2$$

$$\text{et } \left. \begin{aligned} B(Z) &= \langle \zeta(t) \zeta(t+Z) \rangle \\ B(0) &= D(\zeta) + \langle \zeta \rangle^2 \end{aligned} \right\} \rightarrow B(0) = \langle \zeta^2 \rangle$$

$$\frac{B(Z)}{B(0)} = \frac{\langle \zeta_1 \zeta_2 \rangle}{\langle \zeta_1^2 \rangle}$$

$$\text{où } \zeta_1 = \zeta(t) \quad \zeta_2 = \zeta(t+Z)$$

- Considérons maintenant le coefficient de corrélation de ζ_1 et ζ_2 ou le "coefficient d'autocorrélation" $C(Z)$ du processus $\zeta(t)$; de (23) on trouve, puisque Z_1 et ζ_2 sont distribués de la même façon :

$$C(Z) = \frac{\langle \zeta_1 \zeta_2 \rangle - \langle \zeta_1 \rangle \langle \zeta_2 \rangle}{\langle \zeta_1^2 \rangle - \langle \zeta_1 \rangle^2}$$

- En fin de compte, si $\zeta(t)$ est normalisé de sorte que $\langle \zeta \rangle = 0$ alors

$$C(Z) = \frac{\langle Z_1 Z_2 \rangle}{\langle \zeta_1^2 \rangle} = \frac{B(\tau)}{B(0)}$$

Les propriétés importantes de $B(\tau)$ et $C(\tau)$ sont :

$$|C(\tau)| \leq C(0) = 1$$

$$|B(\tau)| \leq B(0)$$

$$\lim_{t \rightarrow \infty} C(\tau) = 0$$

$$\lim B(Z) = \langle \zeta \rangle^2$$

$$C(-\tau) = C(\tau)$$

$$B(-\tau) = B(\tau)$$

g) Théorème central limite

Finalement nous mentionnons le théorème central limite qui dit dans quelles conditions la somme

$$\zeta = \zeta_1 + \zeta_2 + \dots + \zeta_n$$

sera normalement distribuée quand $n \rightarrow \infty$.

Les dernières conditions sous lesquelles ceci est vérifié ont été trouvées récemment et demandent plus d'explications que ne permet cette annexe.

Nous donnons seulement un cas particulier du théorème central limite appelé théorème de Lyapunov = soit ζ_1, ζ_2, \dots indépendants et distribués avec la même distribution $P(Z)$ de valeur moyenne a et de variance σ^2 ; alors quand $n \rightarrow \infty$, la distribution de $\zeta = \zeta_1 + \zeta_2 + \dots$ tend vers la distribution normale de valeur moyenne na et de variance $n\sigma^2$, fonction de la distribution $P(Z)$ de chaque terme.

En pratique la distribution de ζ s'approche rapidement de la distribution normale, en particulier quand $P(Z)$ est symétrique. Par exemple, si $P(Z)$ est uniforme, la distribution de ζ ne diffère nulle part de celle de la distribution normale de plus de 0,5 % quand $n = 7$. Le théorème de Lyapunov n'est pas assez intransigent car dans la plupart des applications pratiques, les ζ_i ne sont pas distribuées de la même façon.

- ANNEXE 2 -

CALCUL DU CHAMP DIFFRACTEPAR UNE SURFACEII. 1 - RAPPEL DE LA NOTATION UTILISEE

U fonction scalaire, \vec{V} vecteur

$$\vec{\nabla} \cdot U = \text{grad } U$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = \text{div } \vec{V}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{V} = \text{rot } \vec{V}$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot U) = \nabla^2 U = \Delta U$$

$$\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{k} \quad \text{en coordonnées rectangulaires}$$

II. 2 - CALCUL DU CHAMP DIFFRACTE EN UN POINT PPAR UNE SURFACE (INTEGRAL D'HELMHOLTZ)

- Soit un volume V limité par une surface S et soit \vec{A} un vecteur.
Selon le théorème de la divergence

$$\iiint_V \vec{\nabla} \cdot \vec{A} \, dV = \iint_S \vec{A} \cdot \vec{n} \, dS \quad (1)$$

où \vec{n} est la normale à la surface.

$$\text{En prenant } \vec{A} = E \vec{\nabla} \cdot \Psi \text{ dans (1)} \quad (2)$$

où E et Ψ sont des fonctions scalaires continues et en utilisant les identités vectorielles

$$\underbrace{\vec{\nabla} \cdot (E \vec{\nabla} \cdot \Psi)}_{\text{div } \vec{A}} = \vec{\nabla} E \cdot \vec{\nabla} \Psi + E \nabla^2 \Psi \quad (3)$$

$$\vec{\nabla} \Psi \cdot \vec{n} = \frac{\partial \Psi}{\partial n} \quad (4)$$

nous obtenons le premier théorème de GREEN

$$\iiint_V \vec{\nabla} E \cdot \vec{\nabla} \Psi \, dV = \oint_S E \frac{\partial \Psi}{\partial n} \, dS - \iiint_V E \nabla^2 \Psi \, dV \quad (5)$$

en posant $\vec{A} = \Psi \vec{\nabla} \cdot E$ (ce qui revient à interchanger E et Ψ) et en soustrayant le résultat de (5) nous obtenons le deuxième théorème de Green

$$\iiint_V |E \nabla^2 \Psi - \Psi \nabla^2 E| \, dV = \oint_S \left| E \frac{\partial \Psi}{\partial n} - \Psi \frac{\partial E}{\partial n} \right| \, ds \quad (6)$$

Soit maintenant E une quantité qui satisfait l'équation d'onde

$$\nabla^2 E + K^2 E = 0 \quad (7)$$

par exemple une composante du vecteur champ électrique.

Posons $\Psi = \frac{e^{ikr}}{r}$ (8) où r est la distance d'un point fixe P à un point variable P' , contenus tous les deux dans le volume V .

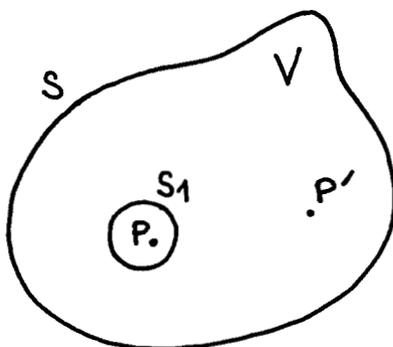


Figure A.1

- Ψ vérifie l'équation d'onde (7) partout à l'intérieur du volume V , excepté au point P , où il devient infini puisque $r = 0$.

Pour obvier cette discontinuité, on exclue un volume autour de P constitué par une petite sphère de rayon R engendrée par une surface S_1 . Dans l'espace compris entre S_1 et S, E et Ψ vérifient l'équation d'onde (7) et la partie gauche de l'équation (6) s'annule, tandis que l'intégrale de droite se fera sur $S_1 + S$

⇒

$$\iint_S \left[E \frac{\partial}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} - \frac{e^{ikr}}{r} \frac{\partial E}{\partial n} \right] dS + \iint_{S_1} \left[E \frac{\partial}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} - \frac{e^{ikr}}{r} \frac{\partial E}{\partial n} \right] dS_1 = 0 \quad (9)$$

$$- 4 \pi E(P)$$

En calculant $\frac{\partial}{\partial n}$ en $r = R$ et en utilisant le théorème de la valeur moyenne, la deuxième intégrale devient :

$$\iint_{S_1} \left[\dots \right] dS_1 = 4\pi R^2 \left(\frac{ik}{R} - \frac{1}{R^2} \right) e^{ikr} \langle E \rangle - 4\pi R^2 \frac{e^{ikr}}{R} \left\langle \frac{\partial E}{\partial n} \right\rangle \quad (10)$$

où les crochets indiquent la moyenne sur S_1 si on fait tendre $R \rightarrow 0$, puisque

$$\lim_{R \rightarrow 0} \langle E \rangle = E(P) \quad (11)$$

on trouve

$$\lim_{R \rightarrow 0} \iint_{S_1} \left[\dots \right] dS_1 = - 4 \pi E(P) \quad (12)$$

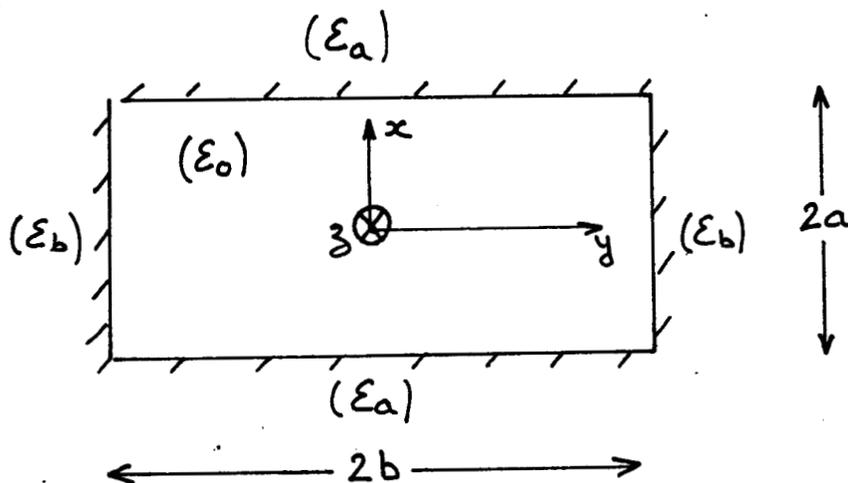
substituant ce résultat dans (9) on obtient l'intégrale d'Helmutz :

$$E(P) = \frac{1}{4\pi} \iint_S \left(E \frac{\partial}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} - \frac{e^{ikr}}{r} \frac{\partial E}{\partial n} \right) dS$$

donnant la solution de l'équation d'onde (7) en un point à l'intérieur d'un volume en fonction des valeurs de la fonction et de sa dérivée par rapport à la normale sur la limite du volume.

L'intégral d'Helmutz est facilement applicable aux surfaces non fermées. Si on prend une surface rugueuse par exemple, on peut la considérer comme faisant partie d'une surface fermée S' sur laquelle seule S a un coefficient de réflexion non nul ; l'intégral sur $S' - S$ est alors nul et il est inutile de définir S' .

- ANNEXE 3 -

TRAITEMENT GUIDE D'ONDESCONFIGURATION GEOMETRIQUE DU GUIDE DIELECTRIQUE CREUX RECTANGULAIREI - EQUATION DE PROPAGATION

Une onde électromagnétique qui se propage dans un milieu de permittivité ϵ et de perméabilité μ est régie par l'équation de propagation de Helmholtz déduite des relations de Maxwell. Cette équation est donnée par :

$$(\Delta + \omega^2 \epsilon \mu) \begin{Bmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{Bmatrix} = 0 \quad (A_1)$$

Δ est l'opérateur Nabla

On peut résoudre cette équation par la méthode de séparation des variables. Dans le système de coordonnées cartésien cet opérateur Δ peut être décomposé ainsi :

$$\Delta = \underbrace{\Delta_T}_{\text{transversal}} + \underbrace{\Delta_L}_{\text{Longitudinal}}$$

$$\text{avec } \Delta_T = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$$

$$\text{et } \Delta_L = \frac{\partial^2}{\partial z^2} = -k_g^2$$

(k_g est le nombre d'ondes suivant z)

Appliquée aux composantes longitudinales E_z et H_z , l'équation (A_1) devient :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \omega^2 \varepsilon \mu - k_g^2 \right) \begin{Bmatrix} E_z \\ H_z \end{Bmatrix} = 0 \quad (A_2)$$

Pour résoudre cette équation différentielle nous cherchons des solutions de la forme :

$$\begin{Bmatrix} E_z \\ H_z \end{Bmatrix} = f(x) g(y) e^{j(\omega t - k_g z)}$$

L'équation (A_2) se met donc sous la forme :

$$g(y) \frac{\partial^2 f(x)}{\partial x^2} + f(x) \frac{\partial^2 g(y)}{\partial y^2} + k_x^2 + k_y^2 = 0$$

$$\text{avec } k_x^2 + k_y^2 + k_g^2 = \omega^2 \varepsilon \mu = k^2$$

k étant le module du vecteur d'onde

nous obtenons finalement les 2 équations différentielles suivantes :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 f(x)}{\partial x^2} + k_x^2 f(x) = 0 \\ \frac{\partial^2 g(y)}{\partial y^2} + k_y^2 g(y) = 0 \end{cases} \quad (A_3)$$

La résolution de ce système d'équations donne la forme des solutions des composantes longitudinales E_z et H_z :

$$\begin{Bmatrix} E_z \\ H_z \end{Bmatrix} = \left(C_1 e^{\sqrt{k_x^2} x} + C_2 e^{-\sqrt{k_x^2} x} \right) \cdot \left(D_1 e^{\sqrt{k_y^2} y} + D_2 e^{-\sqrt{k_y^2} y} \right) e^{j(\omega t - k_g z)} \quad (A_4)$$

I- 1 - Détermination des vecteurs d'onde

a) dans le tunnel

Les solutions doivent être sinusoïdales car l'énergie doit se propager à l'intérieur du tunnel, d'où on a :

$$\begin{cases} \sqrt{k_x^2} = \pm j k_x^i \\ \sqrt{k_y^2} = \pm j k_y^i \\ C_1 = C_2 \\ D_1 = D_2 \end{cases} \quad (i \text{ désigne intérieur au tunnel}) \quad (A_5)$$

b) dans le milieu (a)

Les pertes étant faibles, le champ doit être décroissant dans le diélectrique :

$$\begin{cases} \sqrt{k_x^2} = \pm k_x^a \\ \sqrt{k_y^2} = \pm k_y^a \\ C_1 = D_1 = 0 \end{cases} \quad (A_6)$$

c) dans le milieu (b)

$$\begin{cases} \sqrt{k_x^2} = \pm k_x^b \\ \sqrt{k_y^2} = \pm k_y^b \\ C_1 = D_1 = 0 \end{cases} \quad (A_7)$$

I- 2 - Composantes transversales en fonction de E_z et H_z

A partir des équations de Maxwell suivantes :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -j\omega \vec{H} \quad \text{et} \quad \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = j\omega \epsilon \vec{E}$$

nous pouvons exprimer les composantes transversales en fonction des composantes longitudinales E_z et H_z .

Nous obtenons :

$$E_x = -\frac{jR_z}{k^2 - k_y^2} \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{j\omega\mu_0}{k^2 - k_y^2} \frac{\partial H_z}{\partial y}$$

$$E_y = \frac{j\omega\mu_0}{k^2 - k_y^2} \frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{jR_z}{k^2 - k_y^2} \frac{\partial E_z}{\partial y}$$

$$H_x = \frac{j\omega\epsilon}{k^2 - k_y^2} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{jR_z}{k^2 - k_y^2} \frac{\partial H_z}{\partial x}$$

$$H_y = -\frac{j\omega\epsilon}{k^2 - k_y^2} \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{jR_z}{k^2 - k_y^2} \frac{\partial H_z}{\partial y}$$

avec

$$\begin{aligned} k^2 &= k^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 && \text{dans l'air} \\ k^{12} &= k^{a2} = \omega^2 \epsilon_a \mu && \text{dans le milieu a} \\ k^2 &= k^{b2} = \omega^2 \epsilon_b \mu && \text{dans le milieu b} \end{aligned}$$

(A8)

II - CHAMPS A L'INTERIEUR DU TUNNEL

L'équation (A₄) donne la forme générale des solutions de l'équation différentielle (A₃). Les considérations physiques conduisent à donner des solutions physiquement acceptables. Etant donné que l'énergie doit se propager à l'intérieur du tunnel les solutions doivent être sinusoïdales :

$$\begin{cases} E_z^i = \Sigma_z^i \cos(k_y^i y + \varphi_y) \cos(k_x^i x + \varphi_x) \exp(-jk_g z) \\ H_z^i = \mathcal{H}_z^i \sin(k_y^i y + \varphi_y) \sin(k_x^i x + \varphi_x) \exp(-jk_g z) \end{cases}$$

Nous pouvons donc déduire les expressions des composantes transversales

E_x^i, E_y^i, H_x^i et H_y^i :

$$E_x^i = \frac{j\omega\mu_0}{k^2 - k_g^2} \left(\frac{k_g k_x^i}{\omega\mu_0} \Sigma_z^i - k_y^i \mathcal{H}_z^i \right) \sin(k_x^i x + \varphi_x) \cos(k_y^i y + \varphi_y) \exp(-jk_g z)$$

$$E_y^i = \frac{j\omega\mu_0}{k^2 - k_g^2} \left(\frac{k_g k_y^i}{\omega\mu_0} \Sigma_z^i + k_x^i \mathcal{H}_z^i \right) \cos(k_x^i x + \varphi_x) \sin(k_y^i y + \varphi_y) \exp(-jk_g z)$$

$$H_x^i = \frac{j\omega\epsilon_0}{k^2 - k_g^2} \left(-k_y^i \Sigma_z^i - \frac{k_g k_x^i}{\omega\epsilon_0} \mathcal{H}_z^i \right) \cos(k_x^i x + \varphi_x) \sin(k_y^i y + \varphi_y) \exp(-jk_g z)$$

$$H_y^i = \frac{j\omega\epsilon_0}{k^2 - k_g^2} \left(k_x^i \Sigma_z^i - \frac{k_g k_y^i}{\omega\epsilon_0} \mathcal{H}_z^i \right) \sin(k_x^i x + \varphi_x) \cos(k_y^i y + \varphi_y) \exp(-jk_g z)$$

avec k_g : nombre d'ondes dans la direction de propagation z

k_x^i : nombre d'ondes dans le tunnel suivant x

k_y^i : nombre d'ondes dans le tunnel suivant y

Σ_z^i : amplitude de la composante longitudinale du champ électrique

\mathcal{H}_z^i : amplitude de la composante longitudinale du champ magnétique

ϵ_0 : constante diélectrique dans le vide

k : $\sqrt{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0}$

φ_x, φ_y : termes de parité (= 0 ou $\frac{\pi}{2}$)

III - CHAMPS DANS LA REGION (a)

L'énergie doit décroître dans ce milieu. Donc les solutions physiquement acceptables sont :

$$\begin{cases} E_z^a = \Sigma_z^a \cos(k_y^i y + \varphi_y) \exp(-k_x^a x) \exp(-jk_y z) \\ H_z^a = \mathcal{H}_z^a \sin(k_y^i y + \varphi_y) \exp(-k_x^a x) \exp(-jk_y z) \end{cases}$$

On déduit les composantes transversales :

$$E_x^a = \frac{j\omega\mu}{k_x^a - k_y^a} \left(\frac{k_y k_x^a}{\omega\mu} \Sigma_z^a - k_y^i \mathcal{H}_z^a \right) \cos(k_y^i y + \varphi_y) \exp(-k_x^a x) \exp(-jk_y z)$$

$$E_y^a = \frac{j\omega\mu}{k_x^a - k_y^a} \left(\frac{k_y k_x^i}{\omega\mu} \Sigma_z^a - k_x^a \mathcal{H}_z^a \right) \sin(k_y^i y + \varphi_y) \exp(-k_x^a x) \exp(-jk_y z)$$

$$H_x^a = \frac{j\omega\epsilon_a}{k_x^a - k_y^a} \left(-k_y^i \Sigma_z^a + \frac{k_y k_x^a}{\omega\epsilon_a} \mathcal{H}_z^a \right) \sin(k_y^i y + \varphi_y) \exp(-k_x^a x) \exp(-jk_y z)$$

$$H_y^a = \frac{-j\omega\epsilon_a}{k_x^a - k_y^a} \left(-k_x^a \Sigma_z^a + \frac{k_y k_x^i}{\omega\epsilon_a} \mathcal{H}_z^a \right) \cos(k_y^i y + \varphi_y) \exp(-k_x^a x) \exp(-jk_y z)$$

avec k_x^a : nombre d'ondes dans la région (a) suivant x

k_y^a : nombre d'ondes dans la région (a) suivant y

Σ_z^a : amplitude de la composante longitudinale du champ électrique dans la région (a)

\mathcal{H}_z^a : amplitude de la composante longitudinale du champ magnétique dans la région (a)

$$k^a : \sqrt{\omega^2 \epsilon_a \mu_0}$$

ϵ_a : constante diélectrique complexe dans le milieu (a)

IV - COMPOSANTES DES CHAMPS E.M. DANS LA REGION (b)

Les solutions physiquement acceptables sont :

pour les composantes longitudinales :

$$\begin{cases} E_z^b = \sum_3^b \cos(k_x^i x + \varphi_x) \exp(-k_y^b y) \exp(jk_g z) \\ H_z^b = \mathcal{H}_3^b \sin(k_x^i x + \varphi_x) \exp(-k_y^b y) \exp(-jk_g z) \end{cases}$$

pour les composantes transversales :

$$E_x^b = -\frac{j\omega\mu_0}{k_b^2 - k_g^2} \left(-\frac{k_g}{\omega\mu_0} k_x^i \sum_3^b - k_y^b \mathcal{H}_3^b \right) \sin(k_x^i x + \varphi_x) \exp(-k_y^b y) \exp(-jk_g z)$$

$$E_y^b = \frac{j\omega\mu_0}{k_b^2 - k_g^2} \left(k_x^i \mathcal{H}_3^b + \frac{k_g}{\omega\mu_0} k_y^b \sum_3^b \right) \cos(k_x^i x + \varphi_x) \exp(-k_y^b y) \exp(-jk_g z)$$

$$H_x^b = \frac{j\omega\epsilon_b}{k_b^2 - k_g^2} \left(-k_y^b \sum_3^b - \frac{k_g}{\omega\epsilon_b} k_x^i \mathcal{H}_3^b \right) \cos(k_x^i x + \varphi_x) \exp(-k_y^b y) \exp(-jk_g z)$$

$$H_y^b = \frac{j\omega\epsilon_b}{k_b^2 - k_g^2} \left(k_x^i \sum_3^b + \frac{k_g}{\omega\epsilon_b} k_y^b \mathcal{H}_3^b \right) \sin(k_x^i x + \varphi_x) \exp(-k_y^b y) \exp(-jk_g z)$$

avec k_x^b : nombre d'ondes dans la région (b) suivant x

k_y^b : nombre d'ondes dans la région (b) suivant y

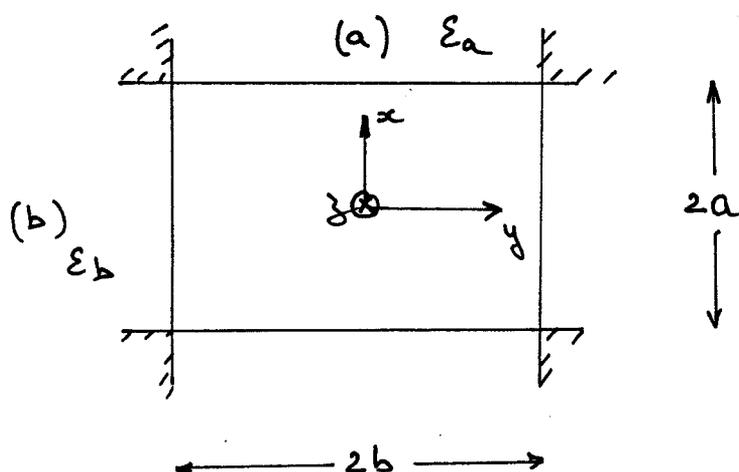
\sum_z^b : amplitude de la composante longitudinale du champ électrique dans la région (b)

\mathcal{H}_z^b : amplitude de la composante longitudinale du champ magnétique dans la région (b)

$$k^b : \sqrt{\omega^2 \epsilon_b \mu_0}$$

ϵ_b : constante diélectrique complexe du milieu (b)

V - CONDITIONS AUX LIMITES



V- 1 - Région $y = \pm b$

Par raison de symétrie les conditions aux limites pour $y = b$ et $y = -b$ sont identiques.

$$\text{On a : } E_z^i(b) = E_z^b(b) \quad \text{et} \quad H_z^i(b) = H_z^b(b)$$

d'où les 2 relations suivantes :

$$\begin{cases} E_z^b = E_z^i \cos(k_y^i b + \varphi_y) \exp(k_y^b b) \\ H_z^b = H_z^i \sin(k_y^i b + \varphi_y) \exp(k_y^b b) \end{cases}$$

En appliquant les conditions aux limites pour les composantes tangentielles

E_x et H_x ($E_x^b = E_x^i$ et $H_x^b = H_x^i$) on obtient les équations matricielles suivantes

$$\begin{pmatrix} \frac{R_g R_x^i}{\omega \mu_0} \left(\frac{1}{\Delta R_z^2} - \frac{1}{\Delta R_i^2} \right) & \frac{R_y^b}{\Delta R_b^2} \tan(k_y^i b + \varphi_y) + \frac{R_y^i}{\Delta R_i^2} \\ -\frac{\bar{\epsilon}_b}{\Delta R_b^2} R_y^b \cot(k_y^i b + \varphi_y) + \frac{R_y^i}{\Delta R_i^2} & \frac{R_g R_x^i}{\omega \epsilon_0} \left(\frac{1}{\Delta R_i^2} - \frac{1}{\Delta R_b^2} \right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_z^i \\ H_z^i \end{pmatrix} = 0 \quad (M)$$

$$\begin{aligned} \text{avec } \bar{\epsilon}_b &= \epsilon_b / \epsilon_0 \\ \Delta R_i^2 &= R^2 - R_g^2 \\ \Delta R_b^2 &= R^2 - R_g^2 \end{aligned}$$

V- 2 - Région $x = \pm a$

De même, en appliquant les conditions de continuité de composantes tangentielles E_y et H_y , on obtient les équations matricielles suivantes :

$$\begin{pmatrix} \frac{R_g R_x^i}{\omega \mu_0} \left(\frac{1}{\Delta R_a^2} - \frac{1}{\Delta R_i^2} \right) & \frac{R_x^a}{\Delta R_a^2} \tan(k_x^i a + \varphi_x) + \frac{R_x^i}{\Delta R_i^2} \\ -\frac{\bar{\epsilon}_a}{\Delta R_a^2} R_x^a \cot(k_x^i a + \varphi_x) + \frac{R_x^i}{\Delta R_i^2} & \frac{R_g R_y^i}{\omega \epsilon_0} \left(\frac{1}{\Delta R_i^2} - \frac{1}{\Delta R_a^2} \right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_z^i \\ H_z^i \end{pmatrix} = 0 \quad (M_2)$$

$$\begin{aligned} \text{avec } \bar{\epsilon}_a &= \epsilon_a / \epsilon_0 \\ \Delta R_a^2 &= R^2 - R_g^2 \end{aligned}$$

VI - SOLUTIONS DES EQUATIONS CARACTERISTIQUES

L'existence des solutions non triviales pour les champs \vec{E} et \vec{H} exige la nullité des déterminants des matrices (M_1) et (M_2) .

On peut ainsi déduire les deux équations caractéristiques suivantes :

$$\left\{ \begin{aligned} k_x^{i2} \left(-\frac{1}{\Delta R_b^2} + \frac{1}{\Delta R_i^2} \right) \left(-\frac{\bar{\epsilon}_b}{\Delta R_b^2} + \frac{1}{\Delta R_i^2} \right) &= \left(\frac{R_y^b}{\Delta R_b^2} \tan(k_y^i \cdot b + \varphi_y) + \frac{R_y^i}{\Delta R_i^2} \right) \times \\ &\quad \left(\frac{R_y^b}{\Delta R_b^2} \bar{\epsilon}_b \cot(k_y^i \cdot b + \varphi_y) - \frac{R_y^i}{\Delta R_i^2} \right) \end{aligned} \right. \quad (A_9)$$

$$\left\{ \begin{aligned} k_y^{i2} \left(-\frac{1}{\Delta R_a^2} + \frac{1}{\Delta R_i^2} \right) \left(-\frac{\bar{\epsilon}_a}{\Delta R_a^2} + \frac{1}{\Delta R_i^2} \right) &= \left(\frac{R_x^a}{\Delta R_a^2} \tan(k_x^i \cdot a + \varphi_x) + \frac{R_x^i}{\Delta R_i^2} \right) \times \\ &\quad \left(\frac{R_x^a}{\Delta R_a^2} \bar{\epsilon}_a \cot(k_x^i \cdot a + \varphi_x) - \frac{R_x^i}{\Delta R_i^2} \right) \end{aligned} \right. \quad (A_{10})$$

Ces deux solutions sont des équations quadratiques en $\tan(k_x^i a + \varphi_x)$ et $\tan(k_y^i b + \varphi_y)$

De plus les équations d'onde relatives aux 3 milieux (i, a et b) donnent les relations suivantes :

$$\left\{ \begin{aligned} R_g^2 + R_x^{i2} + R_y^{i2} &= \omega^2 \mu \epsilon_0 = R^2 \\ R_g^2 - R_x^{a2} + R_y^{i2} &= \omega^2 \mu \epsilon_a = R^{a2} \\ R_g^2 - R_y^{b2} + R_x^{i2} &= \omega^2 \mu \epsilon_b = R^{b2} \end{aligned} \right. \quad (A_{11})$$

En substituant (A_{11}) dans l'équation (A_{10}) , on obtient les deux solutions suivantes :

$$\tan(k_x^i \cdot a + \varphi_x) = \left\{ \begin{array}{l} -\bar{\epsilon}_a \frac{R_x^i}{R_x^a} \\ \frac{R_x^a}{R_x^i} \end{array} \right\} \quad \text{avec} \quad -R_x^{a2} = R_x^{i2} + R^2(\bar{\epsilon}_a - 1) \quad (A_{12})$$

Pour résoudre cette équation, nous faisons les approximations suivantes :

$$\left| \frac{\bar{\epsilon}_a R_x^i}{R_x^a} \right| \ll 1 \quad \text{et} \quad \left| \frac{R_x^a}{R_x^i} \right| \gg 1 \quad (A_{13})$$

L'équation (A12) devient :

$$\tan(k_x^i a + \varphi_x) = \begin{cases} j \frac{\sqrt{\epsilon_a}}{(\epsilon_a - 1)^{1/2}} \cdot \frac{k_x^i}{k} & \ll 1 \\ j (\sqrt{\epsilon_a} - 1)^{1/2} \frac{k}{k_x^i} & \gg 1 \end{cases} \quad (\text{A 14})$$

Ces inégalités expriment le fait que les angles d'incidence doivent être rasants et que les pertes sont faibles.

En faisant la substitution suivante :

$$k_x^i a + \varphi_x = \rho \cdot \frac{\pi}{2} + \delta_a \quad \text{avec } \delta_a \ll 1 \text{ et } \rho \in \mathbb{N}$$

Nous obtenons deux types de solutions :

$$\begin{cases} k_x^i \approx \frac{m\pi}{a} \left[1 + j \frac{\sqrt{\epsilon_a}}{(\epsilon_a - 1)^{1/2}} \cdot \frac{1}{k a} \right] & \text{si } \varphi_x = 0 \\ k_x^i \approx \frac{\pi/2 + m\pi}{a} \left[1 + j \frac{\sqrt{\epsilon_a}}{(\epsilon_a - 1)^{1/2}} \cdot \frac{1}{k a} \right] & \text{si } \varphi_x = \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (\text{A})$$

et

$$\begin{cases} k_x^i \approx \frac{m\pi}{a} \left[1 + j \frac{1}{(\epsilon_a - 1)^{1/2}} \cdot \frac{1}{k a} \right] & \text{si } \varphi_x = \frac{\pi}{2} \\ k_x^i \approx \frac{\pi/2 + m\pi}{a} \left[1 + j \frac{1}{(\epsilon_a - 1)^{1/2}} \cdot \frac{1}{k a} \right] & \text{si } \varphi_x = 0 \end{cases} \quad (\text{A})$$

De la même manière on peut déduire les solutions en k_y^i en substituant b à a , n à m et ϵ_b à ϵ_a dans les équations A(15) et A(16) :

$$\begin{cases} k_y^i \approx \frac{n\pi}{b} \left[1 + j \frac{\sqrt{\epsilon_b}}{(\epsilon_b - 1)^{1/2}} \cdot \frac{1}{k b} \right] & \text{si } \varphi_y = 0 \\ k_y^i \approx \frac{\pi/2 + n\pi}{b} \left[1 + j \frac{\sqrt{\epsilon_b}}{(\epsilon_b - 1)^{1/2}} \cdot \frac{1}{k b} \right] & \text{si } \varphi_y = \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (\text{A})$$

et

$$\begin{cases} k_y^i \approx \frac{n\pi}{b} \left[1 + j \frac{1}{(\epsilon_b - 1)^{1/2}} \cdot \frac{1}{k b} \right] & \text{si } \varphi_y = \frac{\pi}{2} \\ k_y^i \approx \frac{\pi/2 + n\pi}{b} \left[1 + j \frac{1}{(\epsilon_b - 1)^{1/2}} \cdot \frac{1}{k b} \right] & \text{si } \varphi_y = 0 \end{cases} \quad (\text{A})$$

VII - DETERMINATION DES VECTEURS PROPRES

En faisant tendre vers zéro le terme $\tan(k_x^i a + \varphi_x)$ dans l'équation matricielle (M2) en négligeant les termes du second ordre en $\frac{\lambda}{a}$, on obtient :

$$\frac{\epsilon_3^i}{\mu_3^i} \neq \left(\frac{\mu}{\epsilon_0}\right)^{1/2} \begin{pmatrix} -R_x^i \\ R_y^i \end{pmatrix} \quad (A19)$$

La même relation peut être obtenue en faisant $\cot(k_y^i b + \varphi_y) \rightarrow 0$ dans l'équation (M1)

La substitution $\cot(k_x^i a + \varphi_x) \rightarrow 0$ dans (M1), ou $\tan(k_y^i b + \varphi_y) \rightarrow 0$ dans (M2) donne la relation suivante :

$$\frac{\epsilon_3^i}{\mu_3^i} \neq \left(\frac{\mu}{\epsilon_0}\right)^{1/2} \begin{pmatrix} R_y^i \\ R_x^i \end{pmatrix} \quad (A20)$$

Ces deux formes de solutions (A19 et A20) suggèrent deux types de configuration pour les modes hybridés.

VIII - SOLUTION DE TYPE 1 : MODES EH_{mn}^v

VIII - 1 - Constante de propagation k_g

En substituant l'expression de k_x^i (eq. A15) ainsi que l'expression de k_y^i (eq. A18) dans l'équation A11, nous pouvons donner l'expression de la constante de propagation :

$$R_x^i = \frac{m\pi}{2a} + j \frac{\sqrt{\epsilon_a}}{(\epsilon_a - 1)^{1/2}} \frac{m d}{4a^2}$$

$$R_y^i = \frac{m\pi}{2b} + j \frac{1}{(\epsilon_b - 1)^{1/2}} \frac{m d}{4b^2}$$

$$\rightarrow k_g^2 = \frac{4\pi^2}{\lambda^2} - R_x^2 - R_y^2$$

$$k_g^2 \neq \frac{4\pi^2}{\lambda^2} - \frac{m^2\pi^2}{4a^2} - \frac{m^2\pi^2}{4b^2} - 2j \frac{2\pi}{\lambda} \left\{ \frac{m^2 d^2}{16a^3} \frac{\sqrt{\epsilon_a}}{(\epsilon_a - 1)^{1/2}} + \frac{m^2 d^2}{16b^3} \frac{1}{(\epsilon_b - 1)} \right\}$$

(en négligeant les termes en $\frac{d^2}{a^4}$)

On déduit :

$$\operatorname{Im}(k_g) \approx -\frac{l}{a} \left(\frac{m d}{4a} \right)^2 \operatorname{Re} \left(\frac{\overline{\epsilon_a}}{(\overline{\epsilon_a} - 1)^{1/2}} \right) - \frac{l}{b} \left(\frac{m d}{4b} \right)^2 \operatorname{Re} \left(\frac{1}{(\overline{\epsilon_b} - 1)^{1/2}} \right)$$

$$\operatorname{Re}(k_g) \approx \frac{2\pi}{\lambda} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{m d}{4a} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{m d}{4b} \right)^2 \right]$$

VIII - 2 - Composantes des champs \vec{E}^i et \vec{H}^i

Connaissant les expressions des valeurs propres, des vecteurs propres ainsi que la constante de propagation k_g , on peut déduire les composantes du champ E.M. dans le tunnel

posons :
$$\frac{j\omega\mu_0}{k^2 - k_g^2} \left(\frac{k_g}{\omega\mu} \left(k_x^i \mathcal{E}_z^i - k_y^i \mathcal{H}_z^i \right) \right) = 1$$

Associé à l'équation A19 nous obtenons les deux relations suivantes :

$$\text{et } \begin{cases} \mathcal{H}_z^i \approx j \left(\frac{m d}{4b} \right) \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \\ \mathcal{E}_z^i \approx -j \left(\frac{m d}{4a} \right) \end{cases}$$

d'où on déduit les composantes des champs \vec{E} et \vec{H} ; ces formules sont données dans le chapitre III (II-2).

Ces expressions montrent que les solutions de type 1 correspondent aux modes hybrides dont la polarisation électrique est suivant x, donc verticalement selon les axes choisis.

IV - SOLUTION DE TYPE 2 : MODES EH_{mm}^H

Les solutions de type 1 ont révélé une configuration des modes polarisés verticalement.

Par le même procédé, on peut montrer que les substitutions

$$\text{et } \begin{cases} \cot (k_x^i \cdot a + \varphi_x) \longrightarrow 0 \\ \tan (k_y^i \cdot b + \varphi_y) \longrightarrow 0 \end{cases}$$

de même les équations matricielles (M1) et (M2) permettent de définir le vecteur propre défini par :

$$\frac{\epsilon_z^i}{\mu_z^i} = - \left(\frac{\mu}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \begin{bmatrix} \frac{\rho_y^i}{\rho_x^i} \end{bmatrix}$$

Ces solutions correspondent à des modes hybrides polarisés horizontalement, suivant l'axe y.



RESUME

La propagation des ondes électromagnétiques a toujours posé des problèmes. Le développement sans cesse croissant du téléphone mobile, les problèmes de sécurité dans les métros, les trains ou les mines expliquent la nécessité de transmettre des informations en tunnel.

Nous avons développé dans ce travail deux théories : la théorie des modes et la théorie des rayons. Afin d'améliorer les portées, il importe d'augmenter la fréquence d'émission de façon à ce que les ondes soient guidées par les parois du tunnel. Les tunnels se comportent alors comme des guides d'ondes diélectriques surdimensionnés.

Nous avons mis au point un modèle numérique qui décrit le champ électrique reçu en tout point du tunnel, tenant compte de la rugosité éventuelle des parois. Nous testons ce modèle en effectuant des cartes de champ loin de l'émetteur que nous comparons aux cartes de champ des premiers modes hybrides, susceptibles de se propager. Des comparaisons théories expériences sont effectuées et des conclusions dégagées pour un bilan de liaison optimum en tunnel.

Mots clés

- propagation
- tunnel
- réflexion
- critère de Rayleigh
- rugosité
- guide surdimensionné
- traitement guides d'ondes
- modes hybrides
- théorie des rayons





RESUME

La propagation des ondes électromagnétiques a toujours posé des problèmes. Le développement sans cesse croissant du téléphone mobile, les problèmes de sécurité dans les métros, les trains ou les mines expliquent la nécessité de transmettre des informations en tunnel.

Nous avons développé dans ce travail deux théories : la théorie des modes et la théorie des rayons. Afin d'améliorer les portées, il importe d'augmenter la fréquence d'émission de façon à ce que les ondes soient guidées par les parois du tunnel. Les tunnels se comportent alors comme des guides d'ondes diélectriques surdimensionnés.

Nous avons mis au point un modèle numérique qui décrit le champ électrique reçu en tout point du tunnel, tenant compte de la rugosité éventuelle des parois. Nous testons ce modèle en effectuant des cartes de champ loin de l'émetteur que nous comparons aux cartes de champ des premiers modes hybrides, susceptibles de se propager. Des comparaisons théories expériences sont effectuées et des conclusions dégagées pour un bilan de liaison optimum en tunnel.

Mots clés

- propagation
- tunnel
- réflexion
- critère de Rayleigh
- rugosité
- guide surdimensionné
- traitement guides d'ondes
- modes hybrides
- théorie des rayons