

50376  
1980  
144

50376  
1980  
144

# THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE**

**(Spécialité Electronique)**

par

Salah-Eddin NADER

**Maître ès-Sciences**

**ETUDE DE LA PENETRATION DES CHAMPS  
ELECTROMAGNETIQUES TRANSITOIRES A TRAVERS DES  
PAROIS CONDUCTRICES ET DES NAPPES DE FILS PARALLELES**



Soutenue le 29 octobre 1980 devant la Commission d'Examen

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

A MES PARENTS

A MA FEMME

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Radiopropagation et Electronique de l'Université des Sciences et Techniques de Lille sous la direction de Monsieur le Professeur GABILLARD.

J'exprime ma gratitude envers Monsieur le Professeur GABILLARD qui me fait l'honneur de juger ce mémoire et de présider mon jury.

Pendant toute la durée de cette étude, j'ai travaillé en étroite collaboration avec Monsieur DEMOULIN. Les nombreux conseils et encouragements qu'il m'a apportés ont été déterminants pour la réalisation de ce travail. Je tiens à lui exprimer l'expression de ma reconnaissance et toute ma sympathie pour cette aide amicale.

Je remercie particulièrement Monsieur le Professeur DEGAUQUE dont la compétence et l'amicale collaboration m'ont aidé à mener à bien cette étude.

Messieurs FONTAINE et CAUTERMAN ont bien voulu examiner ce travail. Je tiens à leur exprimer ma reconnaissance.

Ce travail a été fait dans le cadre d'un contrat avec le Centre National d'Etudes des Télécommunications (C.N.E.T.). Je remercie particulièrement Monsieur HAMELIN, Ingénieur au C.N.E.T., de me faire l'honneur de participer à mon jury.

Ma reconnaissance s'adresse à tous les membres de l'équipe de Monsieur GABILLARD, du personnel administratif et technique. En particulier mes remerciements vont à Madame GARDIN qui a assuré la dactylographie de ce mémoire et à Messieurs PLUQUET et DEHORTER pour son tirage.

# S O M M A I R E

=====

## INTRODUCTION

### CHAPITRE I : REFLEXION ET TRANSMISSION D'UNE IMPULSION ELECTROMAGNETIQUE (I.E.M) PAR UN DEMI-MILIEU

- Introduction

#### I.1. Propagation d'une I.E.M. dans un milieu homogène

##### I.1.1. Formulation analytique

a) hypothèse de l'impulsion de Dirac

b) hypothèse des courants de conduction prépondérants.

##### I.1.2. Formulation numérique par la Transformée de FOURIER (F.F.T)

##### I.1.3. Propagation en présence d'un inter-face

#### I.2. Réflexion et Transmission d'une onde électromagnétique dans un demi-milieu

##### I.2.1. Caractéristiques de l'onde électromagnétique sinusoïdale

##### I.2.2. Définition des coefficients de Réflexion et de Transmission

##### I.2.3. Réflexion et Transmission dans un milieu diélectrique

##### I.2.4. Réflexion et Transmission dans un milieu conducteur

#### I.3. Transmission et Réflexion sur le sol d'une I.E.M.

##### I.3.1. I.E.M. de forme géométrique simple

###### I.3.1.1. Position du problème

###### I.3.1.2. Point d'observation au voisinage de l'inter-face

- incidence normale

- incidence oblique

###### I.3.1.3. Point d'observation placé au-dessus de l'inter-face séparant les deux milieux

- incidence normale

- incidence oblique

###### I.3.1.4. Observateur placé sous l'inter-face

- incidence normale

- incidence oblique

I.3.2. Application au calcul de l'amplitude d'une perturbation électromagnétique réfléchie et transmise dans le sol

I.3.2.1. Définition du profil de l'impulsion incidente

I.3.2.2. Réflexion et réfraction d'une I.E.M. dans le sol

## CONCLUSION

## CHAPITRE II : REFLEXION ET TRANSMISSION A TRAVERS UNE EPAISSEUR CONDUCTRICE

### - Introduction

II.1. Réflexion et Transmission d'une onde électromagnétique sinusoïdale par une épaisseur conductrice

II.1.1. Position du problème

II.1.2. Formulation théorique

α) Formulation par application des conditions aux limites

β) Formulation par les coefficients de Réflexion et de Transmission du demi-milieu

II.1.3. Réflexion et Transmission à travers une épaisseur diélectrique

II.1.4. Réflexion et Transmission à travers une épaisseur conductrice

II.1.5. Efficacité de blindage d'une paroi conductrice

II.2. Transmission d'une I.E.M. à travers une paroi conductrice

II.2.1. Influence de l'angle d'incidence  $\theta_i$

II.2.2. Influence de l'épaisseur de la paroi

II.3. Réflexion d'une I.E.M. sur une lame conductrice

II.3.1. Influence du contraste de conductivité

II.3.2. Influence du contraste de permittivité

II.3.3. Effet conjugué de la conductivité et de la permittivité

II.3.4. Utilisation de la dualité temps-fréquence pour faciliter le recherche d'un écho.

II.4. Réflexion d'une impulsion de forme Gaussienne.

- II.4.1. Définition de l'impulsion incidente
- II.4.2. Réflexion sur un contraste milieu (2)-Air
- II.4.3. Réflexion sur un contraste milieu (2)-Cuivre
- II.4.4. Passage au domaine spectral

## CONCLUSION

### CHAPITRE III : PENETRATION D'UNE ONDE ELECTROMAGNETIQUE PLANE A TRAVERS UNE NAPPE DE FILS PLANE DE DIMENSIONS TRANSVERSALES INFINIES

#### - Introduction

- III.1. Calcul du coefficient de réflexion et de transmission d'une grille composée de conducteurs parallèles
  - III.1.1. Hypothèse du calcul
  - III.1.2. Calcul du champ électromagnétique secondaire
- III.2. Champ électromagnétique rayonné loin de la grille
  - III.2.1. Incidence oblique
  - III.2.2. Incidence normale
    - a) influence de la distance inter-fils "d"
    - b) influence de la conductivité des fils
    - c) efficacité de blindage
- III.3. Champ électromagnétique rayonné à proximité de la grille
  - III.3.1. Transmission du champ électrique
  - III.3.2. Transmission du champ magnétique
- III.4. Simulation expérimentale de la pénétration d'une onde plane à travers une nappe de fils
  - III.4.1. Description du banc de mesure
  - III.4.2. Mise en oeuvre pratique de la mesure
  - III.4.3. Pénétration dans une grille composée de fils parallèles
  - III.4.4. Pénétration à travers deux grilles croisées

## CONCLUSION

### C O N C L U S I O N

L'existence d'interférences entre des perturbations électromagnétiques et des dispositifs électroniques sensibilise de plus en plus les utilisateurs et les constructeurs d'équipement.

Des perturbations électromagnétiques d'origine naturelle ou industrielle peuvent engendrer des champs électromagnétiques transitoires de très grande amplitude, le cheminement et la pénétration de ce champ parasite dans les dispositifs peut être tel qu'il provoque des niveaux intolérables pouvant détruire des composants ou engendrer le dérangement de systèmes logiques.

La prise en compte globale des phénomènes physiques reliant la source perturbatrice et l'équipement perturbé est un problème difficile et pratiquement insoluble dans le cas général.

Si nous souhaitons évaluer les niveaux susceptibles d'atteindre une installation il faut inventorier soigneusement toutes les issues pouvant faciliter la pénétration de la perturbation mais aussi tous les éléments pouvant faire obstacle à sa propagation.

Les bâtiments contenant des équipements électroniques illustrent l'exemple d'une structure pouvant faciliter la pénétration à travers des ouvertures ou au contraire offrir une immunité aux perturbations grâce aux murs limitant l'enceinte.

Si nous nous intéressons au seul effet de blindage offert par les parois des bâtiments, nous devons nous définir une efficacité de blindage. Cette information ne constitue pas un critère absolu permettant de calculer l'amplitude d'une perturbation à l'intérieur du bâtiment, mais plus modestement un critère comparatif des différentes structures disponibles ou envisageables sur le plan de leur construction.

Pour évaluer théoriquement l'efficacité de blindage d'une paroi constituant l'élément extérieur d'une construction, nous sommes confrontés à une double difficulté lors de l'application des conditions aux limites. En effet la présence conjointe d'un matériau absorbant et de grilles métalliques complique singulièrement le problème. Pour donner une réponse au calcul de l'efficacité, nous contournons la difficulté en considérant la paroi absorbante et la grille indépendamment l'une de l'autre.

Le travail faisant l'objet de notre thèse est principalement consacré au calcul théorique de l'efficacité de blindage de parois ou de grilles métalliques soumises à des impulsions électromagnétiques (I.E.M.).

Dans un premier chapitre nous étudions l'interaction d'une I.E.M. avec la surface du sol assimilée au demi-milieu Air-Conducteur. Nous calculons au moyen de procédures numériques basées sur la transformation rapide de FOURIER, l'amplitude et le profil d'une impulsion apparaissant en différents points distribués au-dessus ou au-dessous de la surface. Les résultats que nous proposons sont établis dans l'hypothèse d'une source lointaine située au-dessus de la surface Air-sol. L'approximation de l'onde plane nous permet d'envisager l'influence d'un grand nombre de paramètres et notamment la forme de l'impulsion incidente, l'angle d'incidence, la polarisation de l'onde et la nature du sol traduite par sa conductivité.(7)

Dans le second chapitre nous nous intéressons à la pénétration de l'I.E.M. à travers une épaisseur conductrice. Nous considérons tout d'abord le cas d'une paroi isolée dans l'air à laquelle nous associons une conductivité compatible avec les absorbants usuels des constructions civiles (pierre, béton, briques). Nous étudions l'influence de l'incidence de la polarisation de la perturbation sur l'amplitude et la forme des impulsions transmises à l'ombre de la paroi. Cette analyse permet d'accéder à la notion d'efficacité de blindage des parois et d'en aborder la description dans le sens le plus large.(16)

La modélisation par la théorie des ondes planes nous offre une grande souplesse facilitant par la suite la généralisation à d'autres applications. La dernière partie du second chapitre est effectivement consacrée à la réflexion d'impulsions étroites (subnano secondes) permettant de rechercher l'épaisseur de couches conductrices déposées sur un substrat: Nous élaborons de nombreux exemples afin d'apprécier l'influence du contraste matériau - substrat sur la forme et l'amplitude des échos générés par les différentes transitions. Nous étendons cette étude à des impulsions de forme Gaussienne pour lesquelles nous confrontons les résultats issus du calcul dans le domaine temporel et dans le domaine spectral.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude de l'efficacité de blindage d'une grille métallique illuminée par une onde électromagnétique sinusoïdale couvrant une bande allant des basses fréquences (100 Hz) aux fréquences élevées 100 MHz. Le calcul du coefficient de transmission présenté par un réseau de fils parallèles nous donne une expression analytique. L'objet de notre travail consiste à exploiter cette expression en fonction des paramètres propres à l'onde incidente tels que la fréquence, l'angle d'incidence et la polarisation mais également en fonction de paramètres intrinsèques à la grille comme le diamètre des conducteurs, leur espacement et leur résistivité. La mise en oeuvre expérimentale a été pratiquée sur un banc de mesure répondant à une similitude hyper-fréquence. Cette solution nous a permis de vérifier quelques exemples et de justifier les hypothèses sur lesquelles la théorie est fondée.(18)

## CHAPITRE I : REFLEXION ET TRANSMISSION D'UNE IMPULSION ELECTROMAGNETIQUE (I.E.M) PAR UN DEMI-MILIEU

L'interférence d'une impulsion électromagnétique (I.E.M) avec un demi-milieu caractérisé par la transition Air-Sol est soumise aux effets de réflexion et de transmission.

Le contraste de conductivité entre l'air et le sol provoque une modification de la forme et de l'amplitude de l'IEM incidente. La propagation de l'impulsion réfractée dans le sol est aussi soumise à une atténuation et une déformation engendrée par l'effet conjugué des courants de conduction et des courants de déplacement.

Dans un premier paragraphe nous abordons analytiquement et numériquement le calcul destiné à évaluer la distorsion de l'impulsion au cours de la propagation dans le sol homogène. Nous pouvons moyennant quelques approximations simplifier la résolution du problème et obtenir de ce fait des solutions analytiques. Nous considérons d'une part la propagation d'une impulsion de Dirac dans les considérations générales et d'autre part la propagation d'un créneau dans l'hypothèse des courants de conduction prépondérants. Cette première approche nous aide à la compréhension des mécanismes de distorsion de l'impulsion et de déplacement du front d'onde. Ces résultats sont ensuite étendus au cas plus général traité numériquement à partir d'une transformation rapide de Fourier.

Dans le second paragraphe nous étudions l'interférence d'une onde plane sinusoïdale et du demi-milieu où nous tenons compte de l'influence de la polarisation et de l'angle d'incidence. Nous considérons successivement le demi-milieu diélectrique et le demi-milieu conducteur. Cette approche nous permet de généraliser la notion d'incidence de Brewster en montrant clairement l'existence de plan équiphase et équiampitude associés à la nature inhomogène de l'onde réfractée dans le milieu conducteur.

Dans le troisième paragraphe nous appliquons les résultats précédents au cas de la pénétration d'impulsions trapézoïdales de largeur 100 ns. Cette étude a pour but l'estimation du pouvoir réflecteur du sol et la recherche de l'amplitude de l'impulsion apparaissant en un point quelconque de l'espace. Les résultats contenus dans ce chapitre sont exploités pour la composante électrique du champ, l'utilisation de la transformation numérique de Fourier n'offre évidemment aucune difficulté à étendre le problème à la composante magnétique.

Notre analyse numérique est ensuite consacrée à l'I.E.M. normalisée. Nous entendons par impulsion normalisée, le signal usuel décrit par une fonction analytique simple permettant de définir un temps de montée et de descente dissymétriques. L'expression mathématique correspondante est la différence de deux fonctions exponentielles et le profil obtenu illustre l'allure générale des perturbations électromagnétiques transitoires rencontrées à l'occasion de phénomènes naturels ou provoqués.

## I.1. Propagation d'une impulsion électromagnétique dans un milieu homogène

### I.1.1. Formulation analytique

Une onde électromagnétique est caractérisée par ses vecteurs Champs électrique  $\vec{E}$  et magnétique  $\vec{H}$ . La propagation dans un milieu homogène et conducteur de conductivité  $\sigma$ , de permittivité  $\epsilon_r$  et de perméabilité  $\mu$  est régie par l'équation de propagation de Helmholtz

$$1.1 \quad (\Delta - \Gamma^2) \vec{A}(x, y, z, t) = 0$$

$$1.2 \quad \text{où} \quad \Gamma^2 = \mu \frac{\partial}{\partial t} \left( \sigma + \epsilon \frac{\partial}{\partial t} \right)$$

$\vec{A}$  s'identifie au vecteur Champ électrique  $\vec{E}$  ou magnétique  $\vec{H}$

La condition (1.1) exprimée en coordonnées cartésiennes s'écrit :

$$1.3 \quad \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - \mu \sigma \frac{\partial A}{\partial t} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = 0$$

Si nous supposons que l'onde qui se propage dans le milieu conducteur, suivant la direction oz, a les caractéristiques d'une onde plane

$$\frac{\partial A}{\partial x} = \frac{\partial A}{\partial y} = 0$$

l'expression (1.3) se résume à :

$$1.4 \quad \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - \mu \sigma \frac{\partial A}{\partial t} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = 0$$

Introduisons les variables réduites suivantes :

$$1.5 \quad X = \frac{z}{L_c} \quad \text{et} \quad \Theta = \frac{t}{T_c}$$

Chaque terme de l'équation (1.3) peut alors s'écrire sous la forme suivante :

(A représentant le module du vecteur  $\vec{A}$ )

$$1.6 \quad \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 A}{\partial X^2} \left( \frac{\partial X}{\partial z} \right)^2 = \frac{\partial^2 A}{\partial X^2} \cdot \frac{1}{L_c^2}$$

$$1.7 \quad \frac{\partial A}{\partial t} = \frac{\partial A}{\partial \theta} \left( \frac{\partial \theta}{\partial t} \right) = \frac{\partial A}{\partial \theta} \cdot \frac{1}{T_c}$$

$$1.8 \quad \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 A}{\partial \theta^2} \left( \frac{\partial \theta}{\partial t} \right)^2 = \frac{\partial^2 A}{\partial \theta^2} \cdot \frac{1}{T_c^2}$$

En remplaçant les relations (1.6), (1.7) et (1.8) dans l'équation (1.3) et en multipliant l'équation par le facteur  $L_c^2$  nous obtenons une équation exprimée en fonction de "x" et "θ".

$$1.9 \quad \frac{\partial^2 A(x, \theta)}{\partial X^2} - \frac{\sigma \mu}{T_c} L_c^2 \frac{\partial A(x, \theta)}{\partial \theta} - \frac{\epsilon \mu}{T_c^2} L_c^2 \frac{\partial^2 A(x, \theta)}{\partial \theta^2} = 0$$

Calculons les variables  $T_c$  et  $L_c$  pour aboutir à l'équation normalisée suivante :(1)

$$1.10 \quad \frac{\partial^2 A(x, \theta)}{\partial X^2} - 2 \frac{\partial A(x, \theta)}{\partial \theta} - \frac{\partial^2 A(x, \theta)}{\partial \theta^2} = 0$$

$$1.11 \quad \text{Dans ces conditions : } L_c = \frac{2}{\sigma} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \quad \text{et} \quad T_c = \frac{2\epsilon}{\sigma}$$

Nous abordons la résolution analytique en passant aux expressions symboliques au moyen de la transformation de Laplace

$$1.13 \quad \mathcal{L} [A(x, \theta)] = A(x, p) = \int_0^{\infty} A(x, \theta) e^{-p\theta} d\theta$$

La dérivation par rapport à la variable "θ" est transcrite par les expressions suivantes :

$$1.14 \quad \mathcal{L}^0 \left[ \frac{\partial}{\partial \theta} A(x, \theta) \right] = p \cdot \mathcal{A}(x, p)$$

$$1.15 \quad \mathcal{L}^0 \left[ \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} A(x, \theta) \right] = p^2 \cdot \mathcal{A}(x, p)$$

Cette écriture impose les conditions initiales suivantes :

$$A(x, 0) = 0 \quad \text{et} \quad \left[ \frac{\partial A(x, \theta)}{\partial \theta} \right]_{\theta=0} = 0$$

L'équation (1.10) écrite en variables symboliques est alors exprimée par l'équation différentielle :

$$1.16 \quad \frac{d^2 \mathcal{A}(x, p)}{dx^2} - (2p + p^2) \mathcal{A}(x, p) = 0$$

Si nous sommes en onde progressive nous retenons la seule solution :

$$1.17 \quad \mathcal{A}(x, p) = \mathcal{A}_0(p) e^{-\sqrt{p^2 + 2p} x}$$

Le retour aux originaux est obtenu par l'application de la transformée inverse :

$$1.18 \quad A(x, \theta) = \mathcal{L}^{-1} [\mathcal{A}(x, p)] = \frac{1}{2j\pi} \int_{c-j\infty}^{c+j\infty} \mathcal{A}_0(p) e^{-\sqrt{p^2 + 2p} x} e^{p\theta} dp$$

pratiquons maintenant le changement de variable<sup>(2)</sup> :  $p = s - 1$

La relation (1.18) peut alors s'écrire :

$$1.20 \quad A(x, \theta) = \frac{e^{-\theta}}{2\pi j} \int_{c-j\infty}^{c+j\infty} \mathcal{A}_0(s) e^{-\sqrt{s^2 - 1} x} e^{s\theta} ds$$

Du fait de la complexité de l'évaluation de cette intégrale dans Le cas général, nous proposons quelques approximations nous conduisant à une solution analytique :

a) Hypothèse de l'impulsion de Dirac :

Supposons que la fonction traduisant la variable  $A(x, t)$  soit au point origine une impulsion de Dirac :

$$1.21 \quad A(0, t) = A_0 \delta(t) \quad \text{et} \quad \mathcal{L}^0 [A(0, t)] = A_0$$

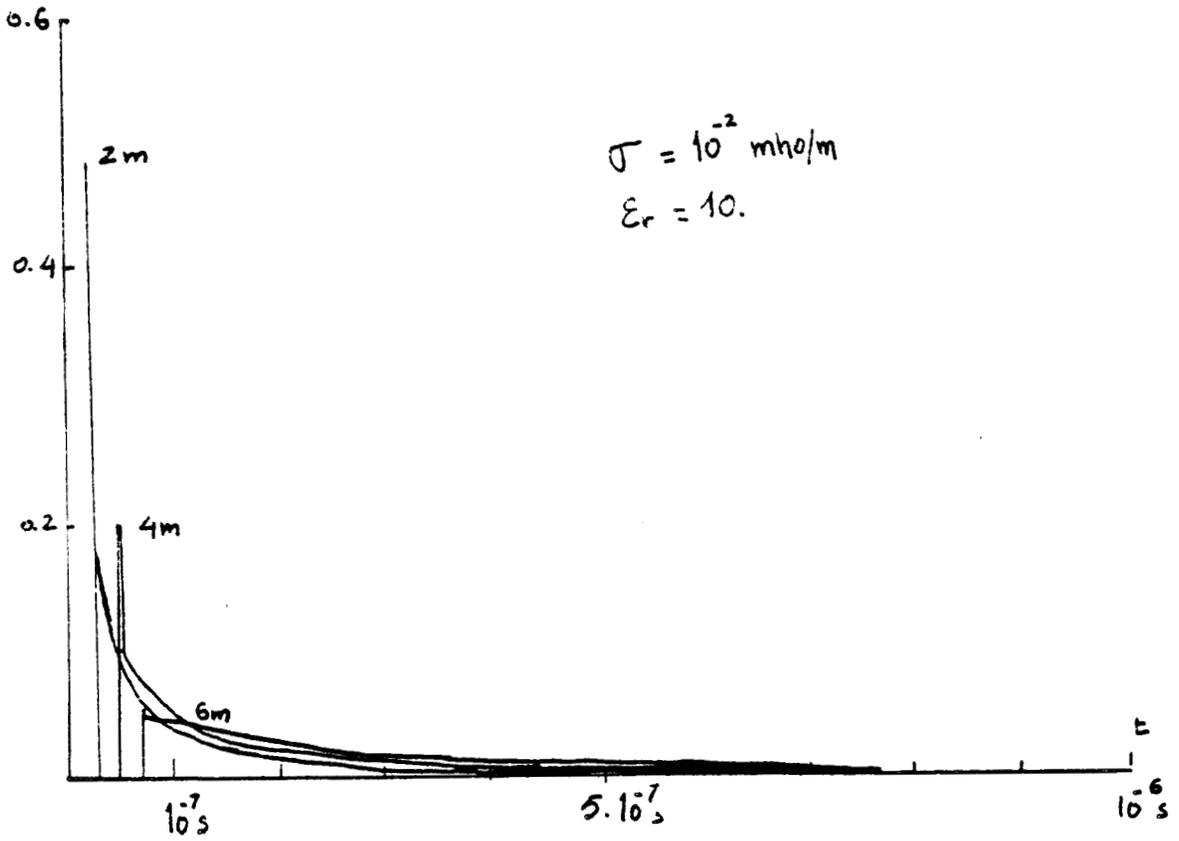


Fig: 1.2.a

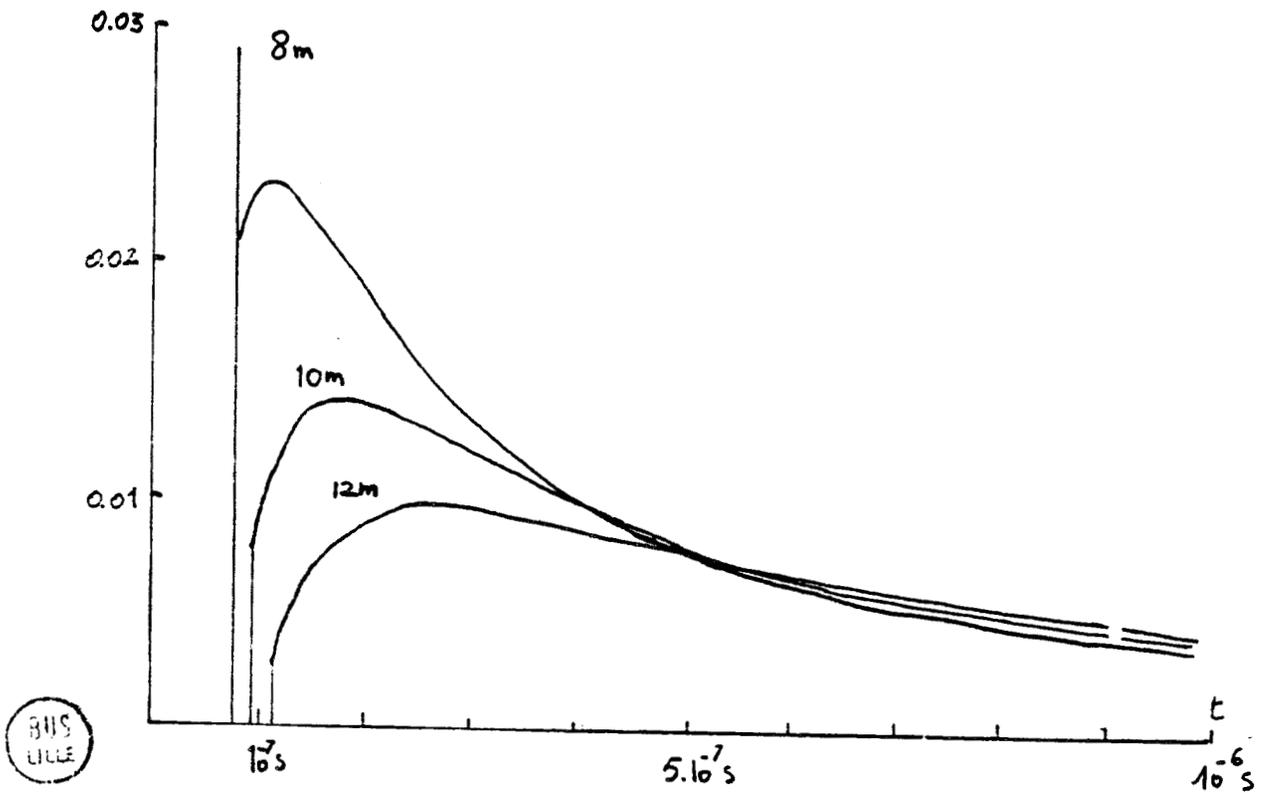


Fig: 1.2.b

Evolution de l'impulsion de Dirac dans un milieu homogène :  $\sigma = 10^{-2} \text{ mho/m}$   $\epsilon_r = 10$

Dans de telles conditions l'expression (1.20) devient :

$$1.22 \quad A(x, \theta) = A_0 \frac{e^{-\theta}}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\sqrt{s^2-1} \cdot x} e^{s\theta} ds$$

Pour évaluer cette intégrale utilisons le résultat apparaissant dans le dictionnaire de Transformées :<sup>(5)</sup>

$$1.23 \quad \mathcal{L}^{-1} \left[ \frac{e^{-\sqrt{s^2-1} \cdot x}}{\sqrt{s^2-1}} \right] = I_0(\theta^2 - x^2) \Gamma(\theta - x)$$

Où  $\Gamma$  est la fonction échelon et  $I_0$  la fonction de Bessel modifiée de première espèce.

Nous pouvons alors relier les deux transformations inverses

$$\mathcal{L}^{-1} \left[ e^{-\sqrt{s^2-1} \cdot x} \right] \text{ et } \mathcal{L}^{-1} \left[ \frac{e^{-\sqrt{s^2-1} \cdot x}}{\sqrt{s^2-1}} \right]$$

au moyen des relations :

$$1.24 \quad \mathcal{L}^{-1} \left[ e^{-\sqrt{s^2-1} \cdot x} \right] = \frac{\partial}{\partial x} \mathcal{L}^{-1} \left[ \frac{e^{-\sqrt{s^2-1} \cdot x}}{\sqrt{s^2-1}} \right]$$

Des égalités (1.23) et (1.24) nous en déduisons l'expression de  $A(x, \theta)$  :

$$1.25 \quad A(x, \theta) = A_0 e^{-\theta} \left( I_0(\sqrt{\theta^2 - x^2}) \delta(\theta - x) + \frac{I_1(\sqrt{\theta^2 - x^2})}{\sqrt{\theta^2 - x^2}} \cdot x \cdot \Gamma(\theta - x) \right)$$

Sur les figures (1.2.a) et (1.2.b) sont représentées conformément à l'expression (1.25) l'évolution de l'impulsion de Dirac quand elle se propage dans un milieu homogène de caractéristiques  $\sigma = 10^{-2}$  mho/m,  $\epsilon_r = 10$  et  $\mu = 1$ .

Les courbes sont paramétrées pour des distances "z" respectivement égales à 2 m, 4 m et 6 m sur les figures (1.2) et 8, 10 et 12 m sur la figure (1.3).

De ces résultats il apparait que le front d'onde caractérisé par l'impulsion de Dirac subit une atténuation importante caractérisé par le facteur d'atténuation  $\theta = \frac{t}{t_c}$

$$1.26 \quad A_0 e^{-\theta} I_0(\sqrt{\theta^2 - x^2}) \delta(\theta - x)$$

Nous voyons d'autre part que la vitesse de déplacement du front d'onde est conditionnée par l'expression

$$1.27 \quad \theta - x = 0$$

$$1.28 \quad \text{que nous pouvons écrire : } v = \frac{dz}{dt} = \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon}}$$

La vitesse du front d'onde est alors équivalente au déplacement de l'impulsion dans le diélectrique, nous remarquons que l'impulsion de Dirac est suivie d'une relaxation traduisant la distorsion de l'impulsion qui est représentée par l'expression :

$$1.29 \quad A_0 e^{-\theta} \cdot \frac{I_1(\sqrt{\theta^2 - x^2})}{\sqrt{\theta^2 - x^2}} \times i(\theta - x)$$

L'atténuation de l'amplitude maximum de la relaxation sera dans le cas général plus faible que l'atténuation du front d'onde puisqu'il s'agit cette fois d'une combinaison de la fonction décroissante  $e^{-\theta}$  et d'une fonction croissante :

$$1.30 \quad \frac{I_1(\sqrt{\theta^2 - x^2})}{\sqrt{\theta^2 - x^2}} \times$$

b) cas des courants de conduction prépondérants :

Supposons pour un second exemple que la fonction traduisant la variable  $A(x,t)$  est une fonction échelon

$$1.31 \quad A(0,t) = A_0 \Gamma(t) \quad \text{et} \quad \int_0^\infty [A(0,\theta)] = \frac{A_0}{p}$$

Admettons l'hypothèse des courants de conduction prépondérants :

$$1.32 \quad \sigma \gg \epsilon \frac{\partial}{\partial t}$$

L'expression (1.4) peut alors s'écrire :

$$1.33 \quad \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} = \mu \sigma \frac{\partial A}{\partial t}$$

En introduisant les variables réduites  $x$  et  $\theta$  définies précédemment nous obtenons l'équation normalisée :

$$1.34 \quad \frac{\partial^2 A(x, \theta)}{\partial x^2} = 2 \frac{\partial A(x, \theta)}{\partial \theta}$$

Le passage aux expressions symboliques par la transformée de Laplace est donné par la relation (1.13) et la dérivation par rapport à la variable  $\theta$  par l'expression (1.14). Nous pouvons alors écrire l'équation (1.34) en variables symboliques correspondant à l'équation différentielle :

$$1.35 \quad \frac{d^2 \mathcal{A}(x, p)}{dx^2} = 2 p \mathcal{A}(x, p)$$

pour laquelle nous retenons la solution :

$$1.36 \quad \mathcal{A}(x, p) = \mathcal{A}(0, p) e^{-\sqrt{2} \cdot x \cdot \sqrt{p}} = A_0 \frac{e^{-\sqrt{2} \cdot x \cdot \sqrt{p}}}{p}$$

pour accéder à  $A(x, \theta)$  évaluons la transformée inverse  $\mathcal{A}(x, p)$  :

$$1.37 \quad A(x, \theta) = A_0 \mathcal{L}^{-1} [\mathcal{A}(x, p)] = A_0 \mathcal{L}^{-1} \left[ \frac{e^{-\sqrt{2} \cdot x \cdot \sqrt{p}}}{p} \right]$$

Dans le dictionnaire nous avons accès à la transformée inverse suivante<sup>(5)</sup> :

$$1.38 \quad \mathcal{L}^{-1} \left[ \frac{e^{-\sqrt{p} \lambda}}{p} \right] = \left( 1 - \text{Erf} \left( \frac{\lambda}{2\sqrt{\theta}} \right) \right) \Gamma(\theta)$$

$$\text{ou } \text{Erf} \left( \frac{\lambda}{2\sqrt{\theta}} \right) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^u e^{-u^2} du$$

Nous obtenons par conséquent la solution analytique :

$$1.39 \quad A(x, \theta) = A_0 \left( 1 - \text{Erf} \left( \frac{x}{\sqrt{2\theta}} \right) \right) \Gamma(\theta)$$

Nous pouvons maintenant généraliser ce résultat au cas d'une impulsion de durée  $\tau$  : figure (1.3)

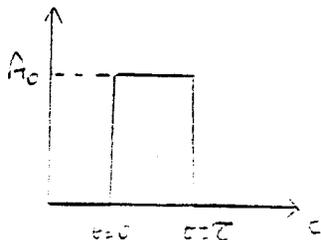


Fig. 1.3

Considérons une impulsion de largeur  $\tau$  conforme à l'expression :

$$1.40 \quad A_2(x, \theta) = A_0 \left( \Gamma(\theta) - \Gamma(\theta - \theta_0) \right)$$

$$\text{ou } \theta_0 = \frac{\tau}{T_c}$$

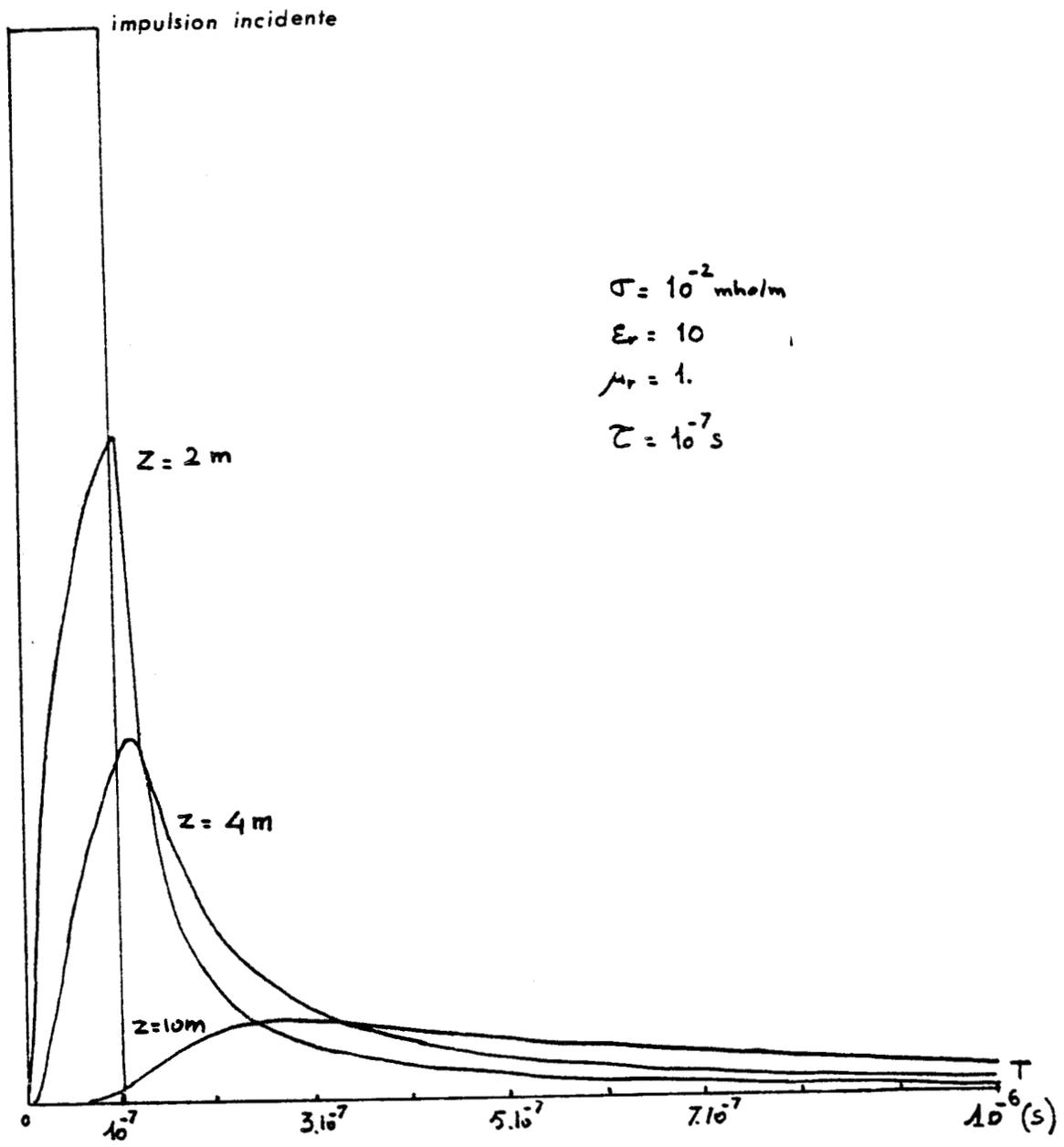


Fig. 1.4



si  $A_1(x, \theta)$  est la réponse à un échelon  $e_L$  définie par l'expression (1.39) nous obtenons simplement  $A_2(x, \theta)$  par l'expression :

$$1.41 \quad A_2(x, \theta) = A_2(x, \theta) - A_1(x, (\theta - \theta_0))$$

Les signaux de la figure (1.4) montrent l'évolution de la forme et de l'amplitude de l'impulsion rectangulaire obtenue en négligeant l'effet des courants de déplacement. Nous constatons que cette hypothèse ne permet pas de déceler les fronts de montée de l'impulsion rendant par conséquent difficile l'évaluation de la vitesse de propagation. Les temps de montée et de descente sont toutefois fortement influencés par la conductivité du milieu ambiant. Cette approche du problème est insuffisamment précise pour rendre compte de la totalité des phénomènes accompagnant la propagation. Nous consacrons la suite de ce paragraphe au calcul complet lorsque nous faisons intervenir les paramètres dans leur plus grande généralité, c'est-à-dire une impulsion de forme quelconque se propageant dans un milieu conducteur où nous faisons intervenir courants de conduction et de déplacement.

### 1.1.2. Formulation numérique par la transformation de FOURIER (F.F.T.)

Soit  $A_0(o, t)$ , la fonction traduisant la composante du champ électromagnétique au point de coordonnée  $z = o$ . L'intégrale de FOURIER nous permet d'accéder à la représentation spectrale, et de calculer le profil de l'impulsion lorsqu'elle se propage dans le milieu conducteur.

Soit  $A_0(o, \omega)$ , le spectre de l'impulsion initiale :

$$1.42 \quad \mathcal{F}_0(o, \omega) = \mathcal{F}[A_0(o, t)] = \int_{-\infty}^{+\infty} A_0(o, t) e^{-j\omega t} dt$$

Le spectre de l'impulsion au point de coordonnée  $z = z_0$  est donné par la transformation :

$$1.43 \quad \mathcal{F}_L(z_0, \omega) = \mathcal{F}_0(o, \omega) \cdot e^{-jKz_0}$$

$$\text{où } K = \sqrt{\omega^2 \mu \epsilon - j\omega \mu \sigma}$$

Le profil de l'impulsion au point  $z = z_0$  est donné par la transformation inverse de FOURIER

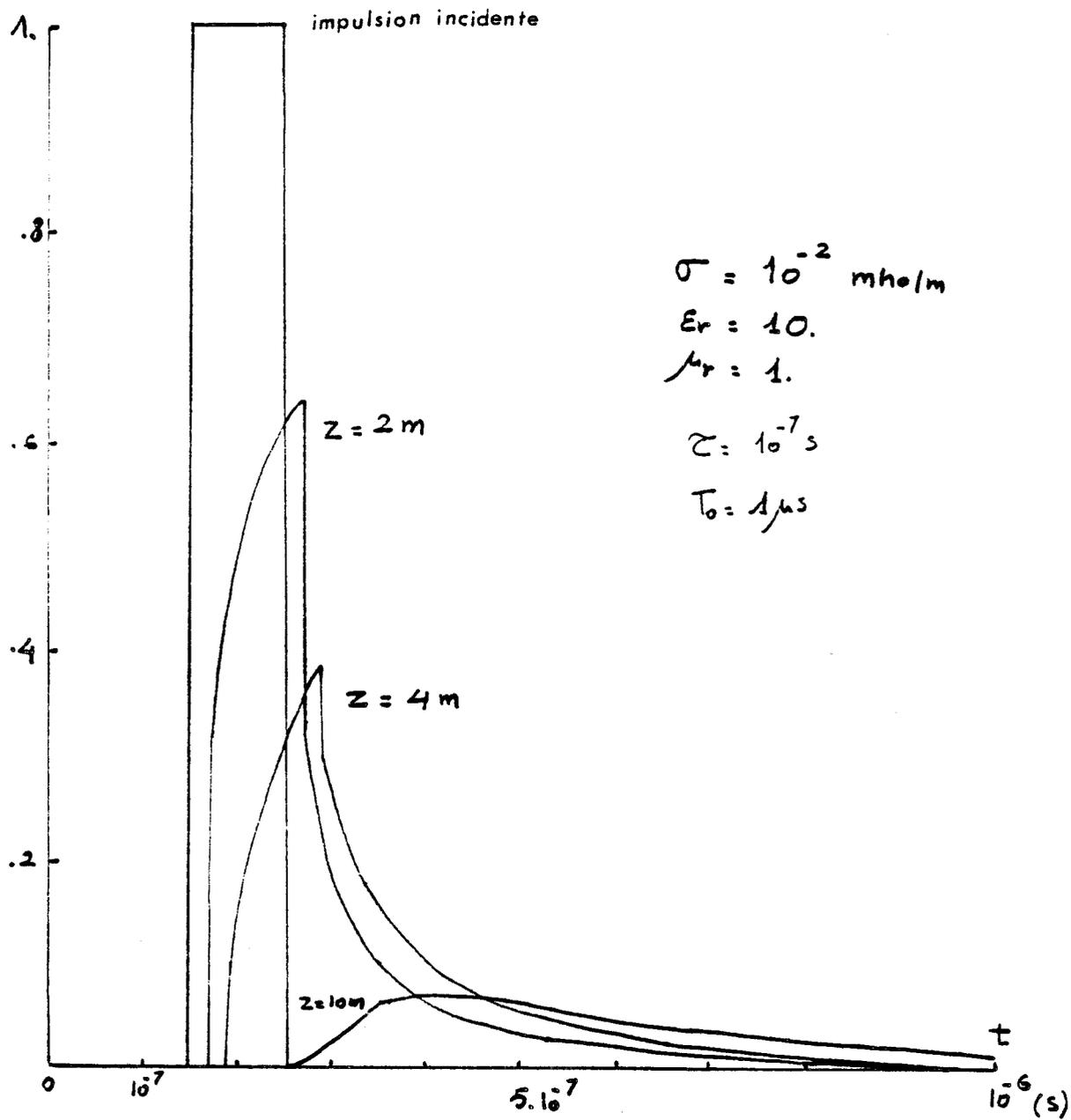


Fig: 1.5



$$1.44 \quad A(z_0, t) = \mathcal{F}^{-1} \left[ \hat{A}(z_0, \omega) \right] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{A}(z_0, \omega) e^{j\omega t} d\omega$$

Le calcul analytique de l'intégrale est dans le cas général difficile, nous pouvons toutefois résoudre le problème par la transformée discrète de FOURIER.

Une procédure de transformation a été mise au point au laboratoire et fonctionne sous l'algorithme de Cooley-Tukey<sup>(3), (4)</sup>

Les résultats que nous présentons sont définis pour une fenêtre d'observation  $T_0$  discrétisée en 512. échantillons. Nous rappelons qu'une telle représentation implique entre "temps" et "fréquence" les relations suivantes :

Domaine temporel

$$t_{\min} = 0$$

$$t_{\max} = 512 \cdot \Delta t = T_0$$

résolution

$$\Delta t = \frac{T_0}{512}$$

1.45

Domaine spectral

$$F_{\min} = \frac{1}{T_0}$$

$$F_{\max} = 256 \cdot \Delta F$$

(Fréquences Positives)

résolution

$$\Delta F = \frac{1}{T_0}$$

1.46

Les signaux de la figure (1.5) ont été exploités numériquement ils correspondent aux paramètres physiques suivants

$$\tau = 10^{-7} \text{ s}$$

$$J = 10^{-2} \text{ mho/m}$$

$$\epsilon_r = 10$$

observation au point de coordonnées ( $z_0 = 2, 4$  et  $10 \text{ m}$ )

Les profils obtenus montrent une grande similitude avec les résultats précédents, nous constatons toutefois une définition très franche des temps de montée et de descente. Si nous comparons le déplacement des fronts de montée aux propriétés de propagation de l'impulsion de Dirac nous vérifions parfaitement que la vitesse de propagation du front d'onde correspond au résultat obtenu en assimilant le milieu au diélectrique. Ces résultats montrent également une atténuation plus importante du front d'onde rendant très difficile la mesure de la vitesse de propagation. En effet l'expérimentateur utilise en général un paramètre facilement accessible à l'observation directe, en l'occurrence l'amplitude maximum de l'impulsion; ces résultats

prouvent que la recherche de l'impulsion par un tel procédé n'a qu'un intérêt qualitatif. Si nous souhaitons connaître cette vitesse de propagation avec précision nous devons recourir nécessairement à d'autres définitions.

Nous verrons au 2<sup>ème</sup> chapitre de notre thèse que la recherche du spectre peut apporter des éléments intéressants sur la connaissance de la vitesse de propagation.

### I.1.3. Propagation en présence d'une interface

A partir de la résolution numérique par la transformation rapide de FOURIER nous pouvons généraliser le raisonnement au cas du demi-milieu. Ce problème fera l'objet des prochains paragraphes du premier chapitre.

Nous pouvons illustrer le problème par le schéma (1.6) où la transition milieu (1) - milieu (2) est caractérisé par les conductivités et permittivités suivantes :

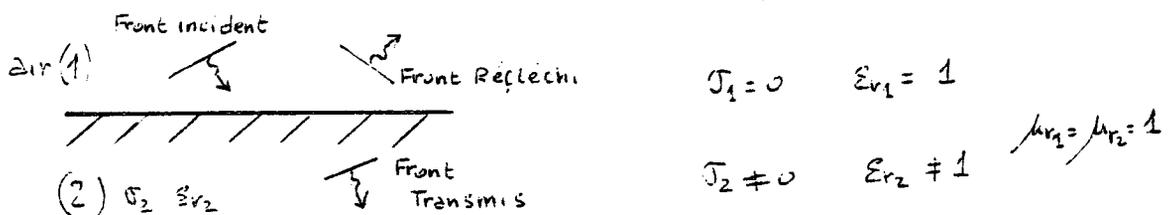


FIG. 1.6

Nous devons évaluer l'effet engendré par les paramètres géométriques et physiques sur la forme et l'amplitude des perturbations. Les paramètres géométriques sont l'angle d'incidence, le plan de polarisation de l'onde et la position de l'observateur au-dessus ou au-dessous de l'interface (1)-(2). Les paramètres physiques sont les constantes de conductivité et de permittivité du milieu (2) dont l'influence est étroitement liée à l'étendue spectrale de la perturbation. Il apparaît à partir de ces différents paramètres qu'avant toute analyse en impulsion, l'étude en régime sinusoïdale est souhaitable, l'approximation de l'onde plane nous permet d'utiliser les raisonnements de l'optique géométrique et de faire apparaître clairement l'influence de la polarisation et de l'incidence. Cette approximation est d'ailleurs pleinement justifiée lorsque la source perturbatrice est suffisamment éloignée de l'observateur.

## I.2. Réflexion et Transmission d'une onde Electromagnétique dans un demi-milieu

### I.2.1. Caractéristiques de l'onde électromagnétique sinusoïdale

- L'onde incidente, étant supposée plane, se décompose en une somme de faisceaux parallèles issus de sources toutes identiques et rejetées à l'infini.
- Le plan d'incidence (I) (figure 1.7) est perpendiculaire à l'inter-face séparant les milieux (1) et (2), il contient le point d'observation situé sur un faisceau réfléchi ou transmis. L'origine du repère oxyz est au point de contact du faisceau incident avec le plan réflecteur ; les plans xoy et xoz représentent respectivement l'inter-face et le plan d'incidence.
- La fonction d'onde complexe représentant chaque faisceau s'écrit :
 

pour l'onde incidente	$\vec{a}_i(t) = \vec{A}_i \exp j(\omega t - \vec{k}_i \cdot \vec{r})$	1.47
pour l'onde réfléchie	$\vec{a}_r(t) = \vec{A}_r \exp j(\omega t - \vec{k}_r \cdot \vec{r})$	
pour l'onde transmise	$\vec{a}_t(t) = \vec{A}_t \exp j(\omega t - \vec{k}_t \cdot \vec{r})$	

où les constantes  $A_i$ ,  $A_r$  et  $A_t$  correspondent aux amplitudes maximales des champs électriques ou magnétiques et où  $\vec{k}_i$ ,  $\vec{k}_r$  et  $\vec{k}_t$  sont des vecteurs orientés dans la direction de propagation de chaque faisceau et proportionnels aux constantes de propagation des milieux (1- et (2)

$$\begin{aligned}
 \vec{k}_i &= \vec{n}_i \cdot (\omega^2 \mu_1 \epsilon_1 - j \omega \mu_1 \sigma_1)^{1/2} && \text{avec } |\vec{n}_i| = 1 \\
 \vec{k}_r &= \vec{n}_r \cdot (\omega^2 \mu_1 \epsilon_1 - j \omega \mu_1 \sigma_1)^{1/2} && \text{" } |\vec{n}_r| = 1 \\
 \vec{k}_t &= \vec{n}_t \cdot (\omega^2 \mu_2 \epsilon_2 - j \omega \mu_2 \sigma_2)^{1/2} && \text{" } |\vec{n}_t| = 1
 \end{aligned}
 \tag{1.48}$$

- L'orientation du vecteur incident  $\vec{a}_i$  est arbitraire mais il peut toujours être décomposé en une composante normale au plan d'incidence et une seconde composante qui se trouve dans le plan d'incidence. Le problème se simplifie beaucoup si l'on étudie séparément les deux composantes de l'onde incidente. Aussi par définition nous dirons que l'onde est transverse électrique "TE" lorsque le vecteur  $\vec{E}$  est perpendiculaire au plan d'incidence et qu'elle est transverse magnétique "TM" lorsque le vecteur  $\vec{E}$  est parallèle au plan d'incidence. Nous rappelons que dans l'approximation de l'onde plane les vecteurs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  sont orthogonaux entre eux et perpendiculaires aux vecteurs directions de propagation  $\vec{n}_i$ ,  $\vec{n}_r$  et  $\vec{n}_t$ .

### I.2.2. Définition des coefficients de réflexion et de Transmission

Le calcul des composantes du champ électromagnétique réfléchi et transmis obtenu après application des conditions aux limites, est développé dans l'annexe I. Les expressions analytiques obtenues montrent une proportionnalité entre ces composantes et celles du champ incident. Ceci nous amène à définir les coefficients de réflexion "R" et de transmission "T" de la manière suivante :

$$R = \frac{E_r}{E_i} \quad \text{et} \quad T = \frac{E_t}{E_i} \quad 1.49$$

Nous avons choisi une représentation en champ électrique mais il est également possible de faire une représentation en champ magnétique.

Dans le cas général les coefficients "R" et "T" sont des nombres complexes ; ils font en effet intervenir le nombre d'onde "k" qui est lui-même une quantité complexe fonction de la conductivité, la permittivité, la perméabilité et la fréquence. Ces coefficients sont également fonction de l'angle d'incidence et de la polarisation.

### I.2.3. Réflexion et transmission dans un milieu diélectrique

Nous nous plaçons dans l'hypothèse diélectrique c'est-à-dire  $\sigma_1 = \sigma_2 = 0$ .

L'onde n'est par conséquent ni absorbée, ni dispersée. Les coefficients de réflexion ( $R_{TE}$ ,  $R_{TM}$ ) et de transmission ( $T_{TE}$ ,  $T_{TM}$ ) sont dans ce cas particulier des expressions réelles que l'on peut mettre sous les formes suivantes :

- dans le cas d'une polarisation " $T_E$ "

$$R_{TE} = \frac{\cos \theta_i - \left(\frac{1}{n_{12}^2} - \sin^2 \theta_i\right)^{1/2}}{\cos \theta_i + \left(\frac{1}{n_{12}^2} - \sin^2 \theta_i\right)^{1/2}} \quad \text{pour la réflexion} \quad (1.50)$$

$$T_{TE} = \frac{2 \cos \theta_i}{\cos \theta_i + \left(\frac{1}{n_{12}^2} - \sin^2 \theta_i\right)^{1/2}} \quad \text{pour la transmission} \quad (1.51)$$

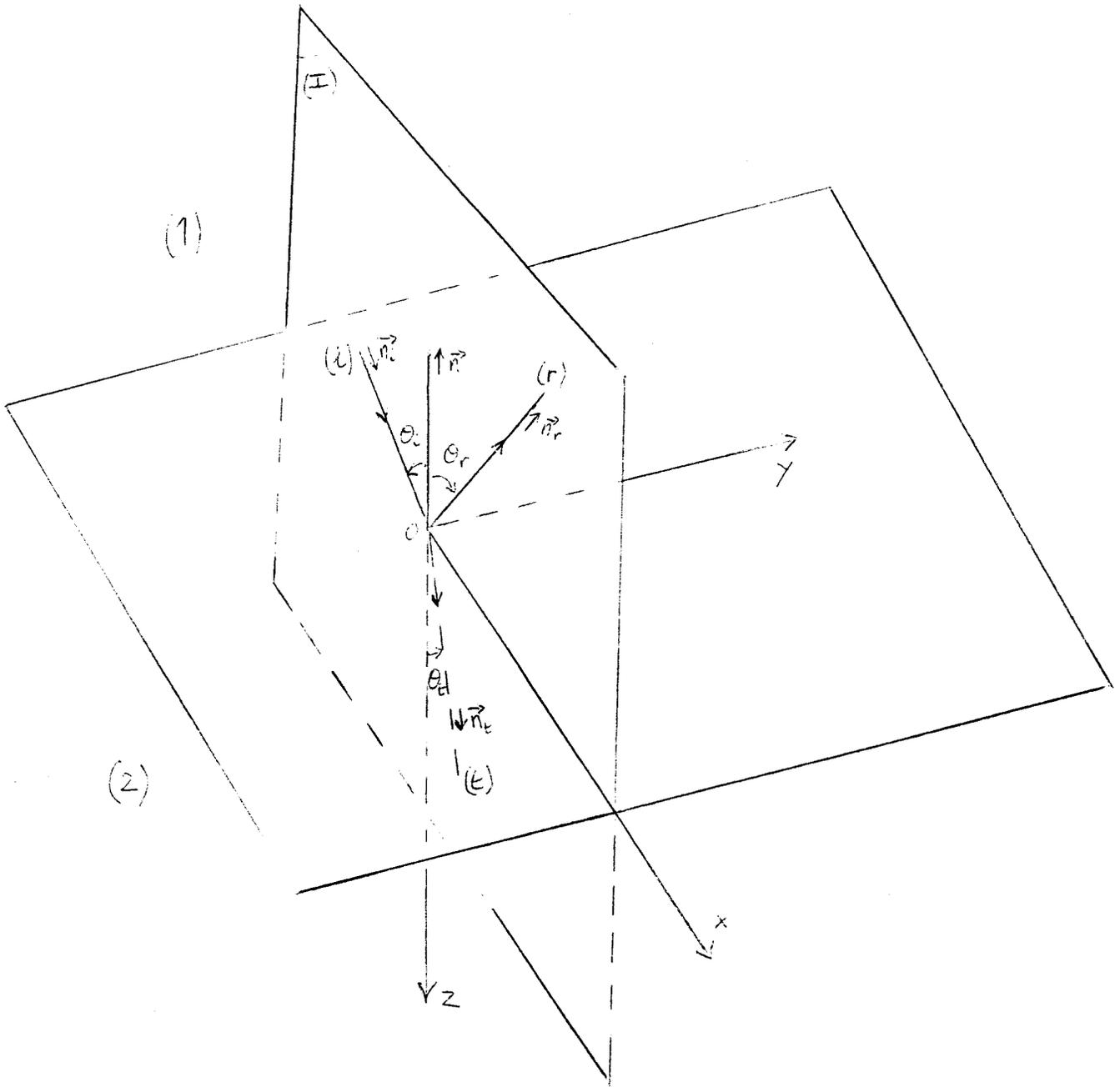


FIG. 1.7



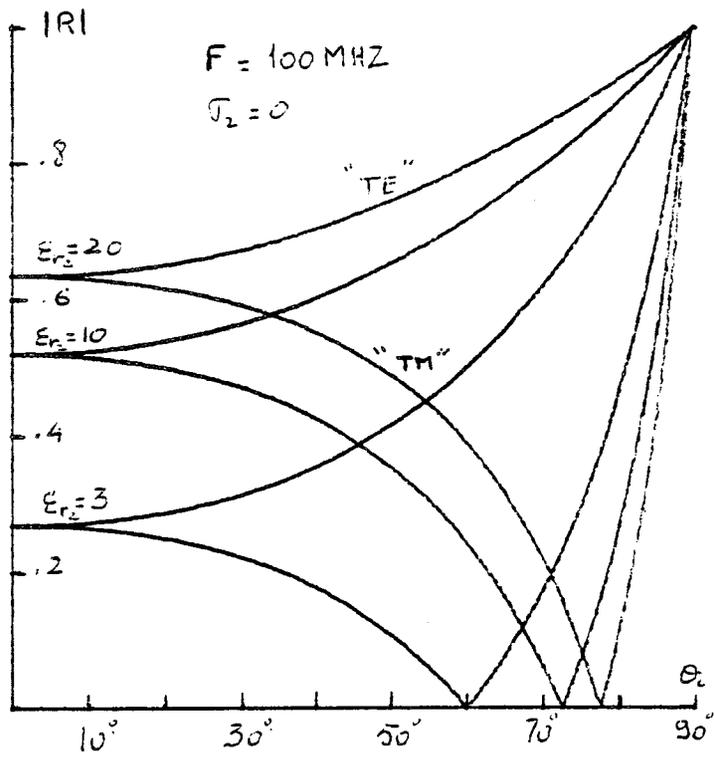


FIG. 18a

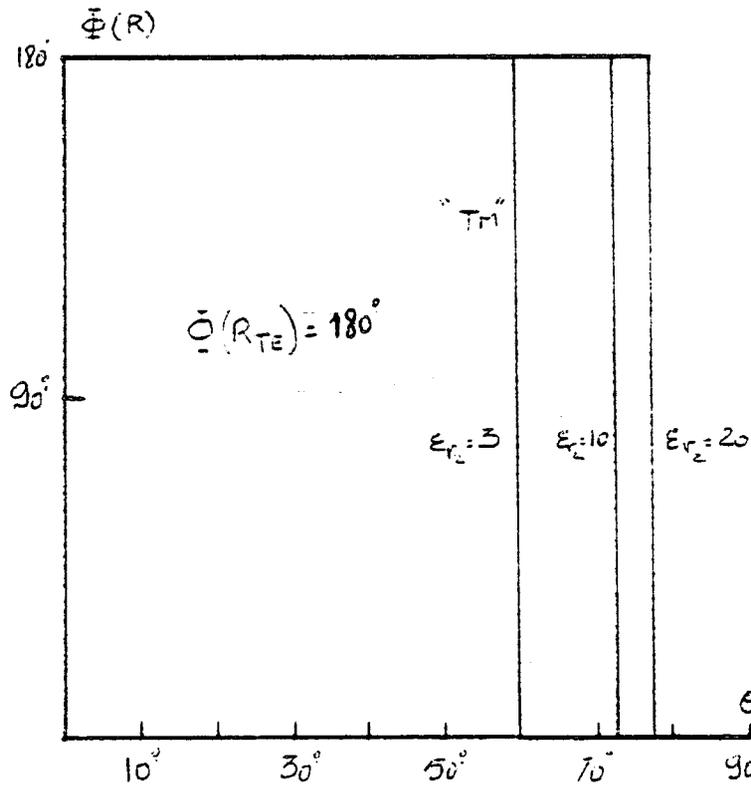


FIG. 18.b

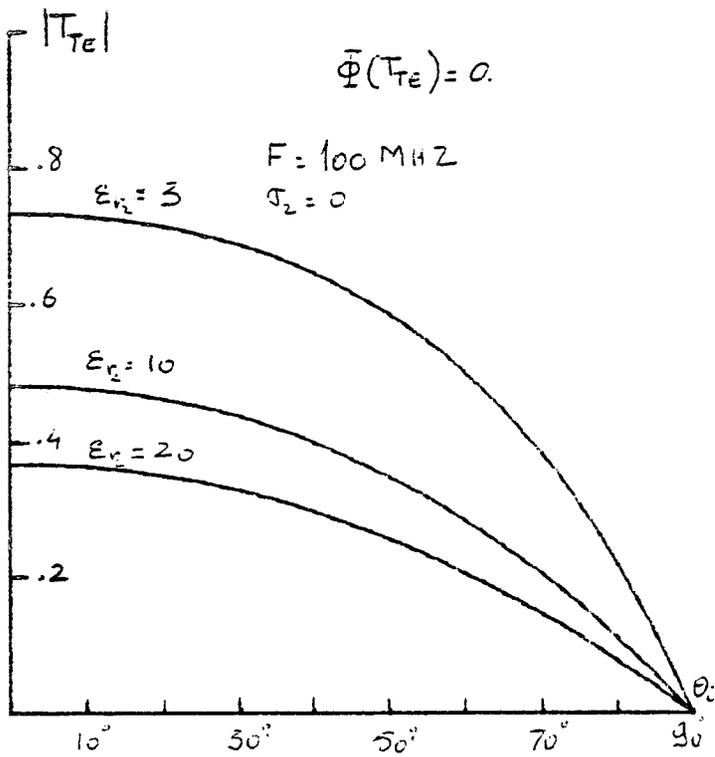


FIG. 19a

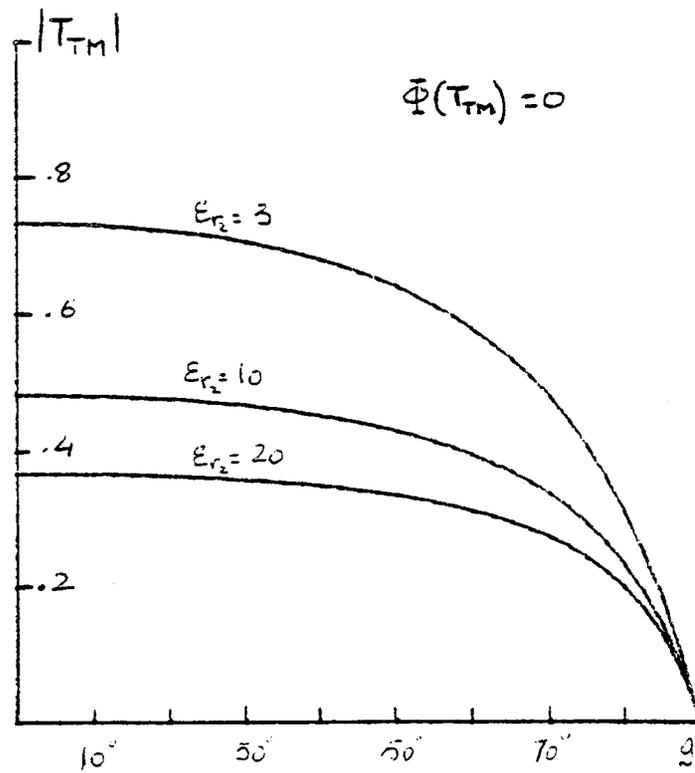


FIG. 19.b



- dans le cas d'une polarisation "TM"

$$R_{TM} = - \frac{\frac{1}{n_{12}} \cos \theta_i - \left(\frac{1}{n_{12}^2} - \sin^2 \theta_i\right)^{1/2}}{\frac{1}{n_{12}} \cos \theta_i + \left(\frac{1}{n_{12}^2} - \sin^2 \theta_i\right)^{1/2}} \quad 1.52$$

$$T_{TM} = \frac{2 \cdot \frac{1}{n_{12}} \cos \theta_i}{\frac{1}{n_{12}} \cos \theta_i + \left(\frac{1}{n_{12}^2} - \sin^2 \theta_i\right)^{1/2}} \quad 1.53$$

où  $n_{12} = \frac{k_i}{k_t} = \sqrt{\frac{\epsilon_{r1}}{\epsilon_{r2}}}$  s'apparente à l'indice de réfraction d'une vibration optique monochromatique.

Sur les figures (1.8.a) et (1.8.b) sont représentées en fonction de l'incidence  $\theta_i$ , les variations des modules des coefficients  $R_{TE}$  et  $R_{TM}$  et de la phase pour trois valeurs de la constante de permittivité relative  $\epsilon_r$ .

Les figures (1.9.a) et (1.9.b) sont relatives aux variations du module des coefficients de transmission  $T_{TE}$  et  $T_{TM}$ .

L'examen de ces courbes suggère quelques remarques sur le domaine de variation des coefficients R et T.

Pour une certaine valeur particulière " $\theta_B$ " de l'angle d'incidence,  $R_{TM}$  s'annule; cette valeur correspond à l'incidence de Brewster de l'optique géométrique ( $\delta$ ). Cet angle de Brewster est relié à l'indice de réfraction au moyen de la relation :

$$\tan \theta_B = \frac{1}{n_{12}} \quad 1.54$$

La transmission maximum a lieu sous incidence normale et la réflexion maximum a lieu sous incidence rasante.

Si la phase du coefficient  $R_{TE}$  reste constante et égale à  $180^\circ$  par contre celle de  $R_{TM}$  subit une variation brutale lorsque  $\theta_i = \theta_B$  et passe de la valeur  $180$  à zéro degré.

En polarisation "TE" les coefficients de réflexion et de transmission sont complémentaires quelle que soit l'incidence :  $1 + R_{TE} = T_{TE}$ . 1.55

Pour la polarisation "TE" les coefficients ne sont complémentaires que sous incidence normale. Pour interpréter ce comportement il faut se placer sous l'incidence de Brewster où nous pouvons écrire :

$$\theta_B + \theta_t = \frac{\pi}{2} \quad 1.56$$

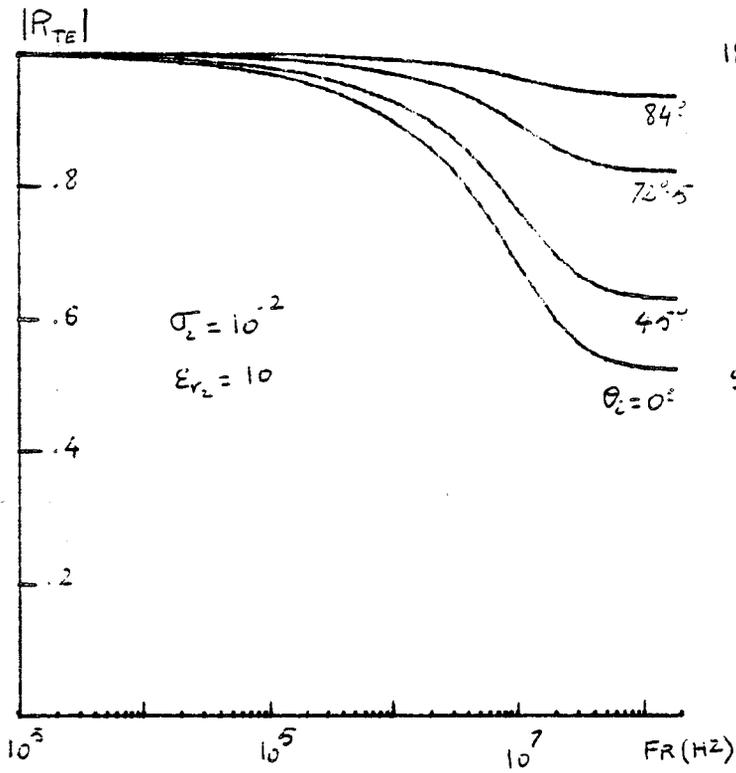


Fig. 1.12.a

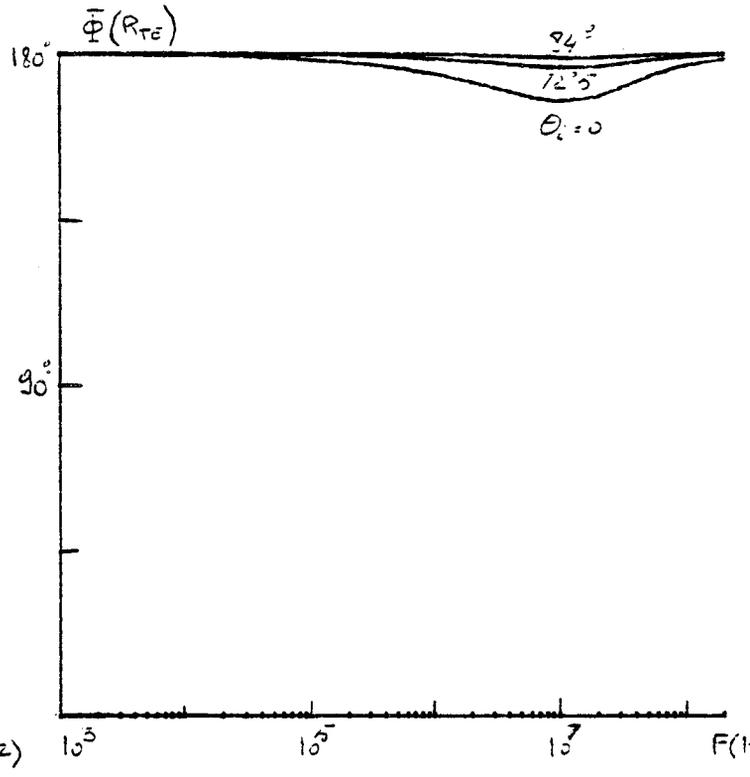


Fig. 1.12.b

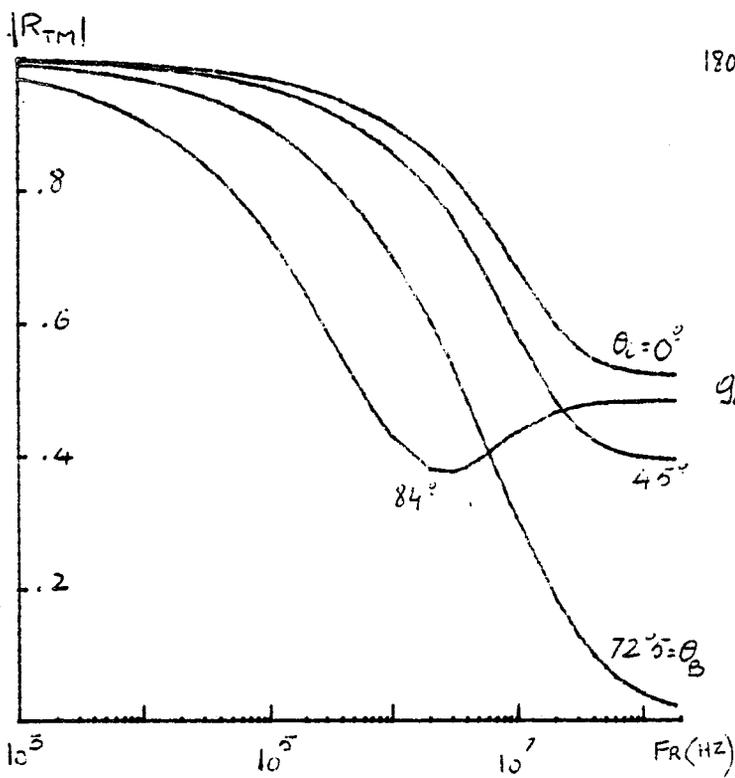


Fig. 1.13.a

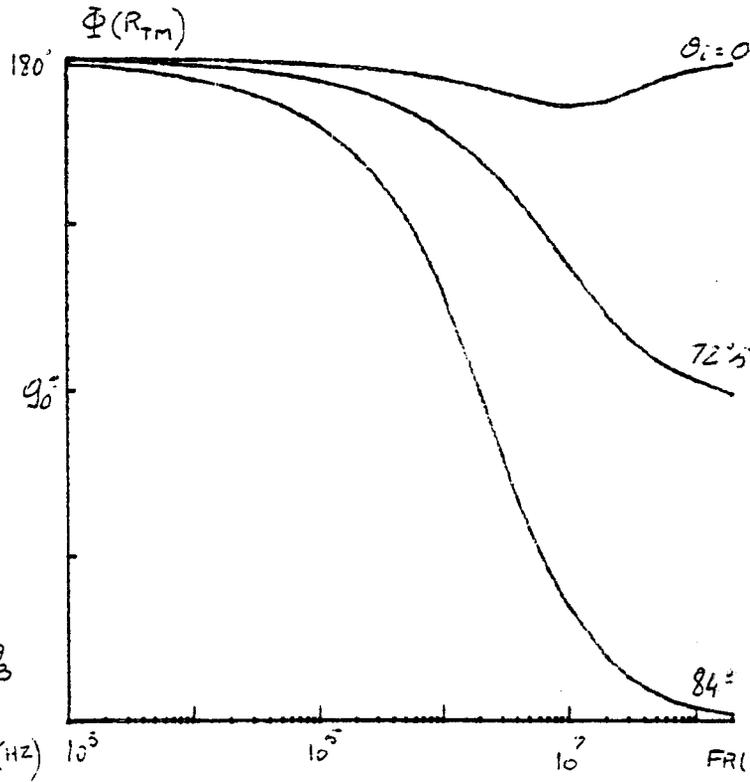


Fig. 1.13.b



Cette relation implique l'orthogonalité des rayons réfléchis et des rayons réfractés.

Nous pouvons alors donner une explication simple du phénomène de Brewster (8). En effet l'interaction du front incident avec la surface

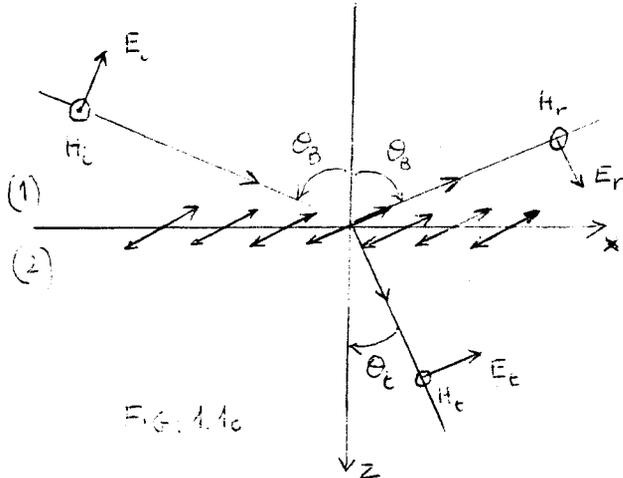


Fig. 1.10

du diélectrique réfringent peut-être assimilée à l'excitation de dipôles électriques distribués de manière continue sur l'inter-face. L'orientation de ces dipôles est perpendiculaire à la direction de l'onde réfractée. Figure 1.10

Sous l'incidence de Brewster l'axe des dipôles est par conséquent confondu avec le rayon réfléchi. L'énergie rayonnée dans cette direction est alors nulle.

1.2.4. Réflexion et Transmission sur un milieu conducteur

Lorsque le plan conducteur est constitué d'un matériau de conductivité quelconque, l'indice de réfraction  $n_{12}$  devient une quantité complexe introduisant de ce fait un angle de réfraction également complexe. Dans le milieu conducteur les plans équi-phase et équi-amplitude ne sont plus confondus (annexe II). Les plans d'égale amplitude sont parallèles à la surface du conducteur, les plans équi-phase forme un angle  $\psi$  avec

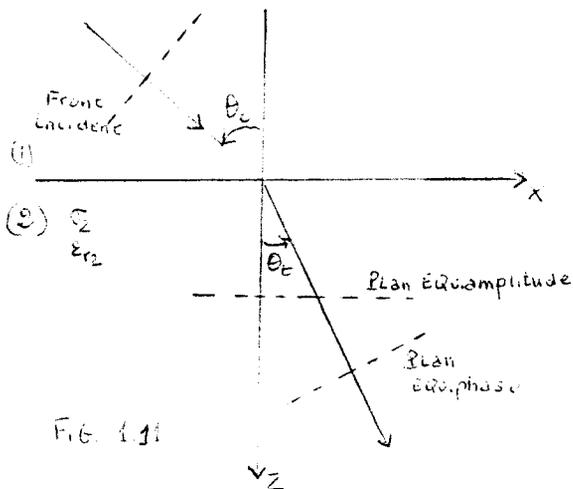


Fig. 1.11

la surface figure 1.11. Cet angle  $\psi$  définit la direction de propagation de l'onde réfractée. L'amplitude et la phase des perturbations sont par conséquent fortement influencées par la position de l'observateur et par l'indice sous laquelle on illumine le plan.

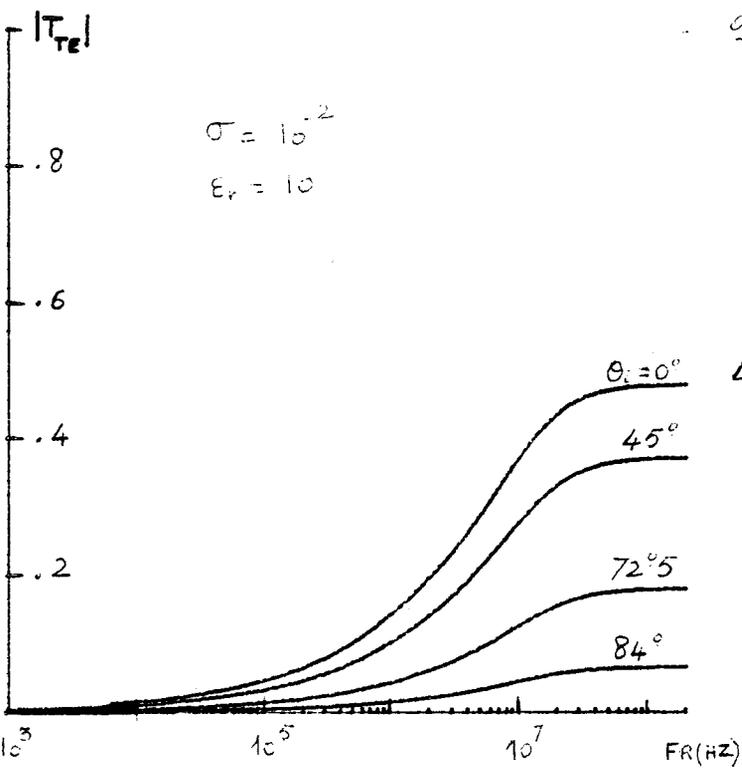
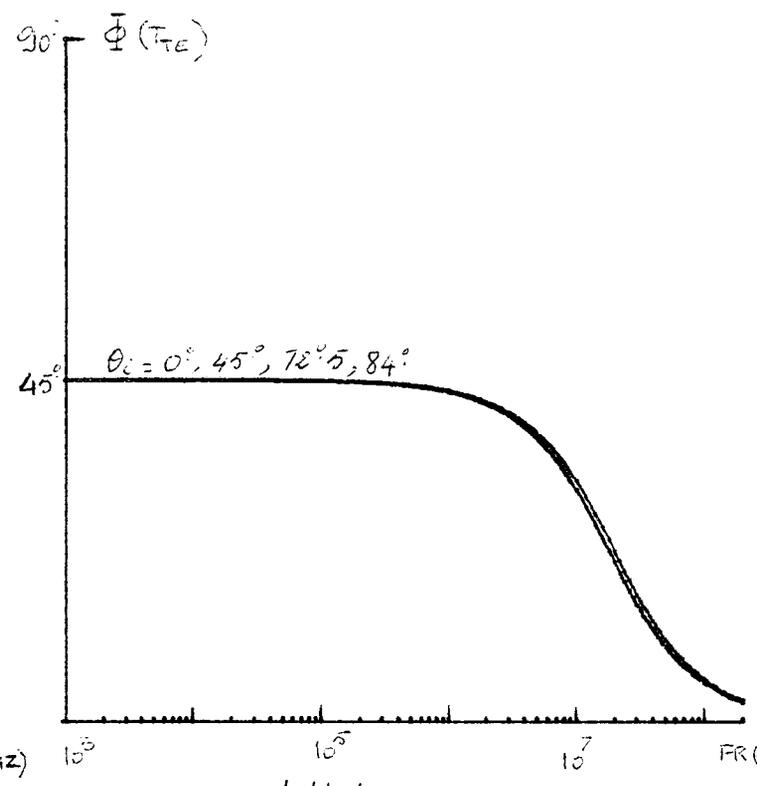


FIG. 1.14.a



1.14.b

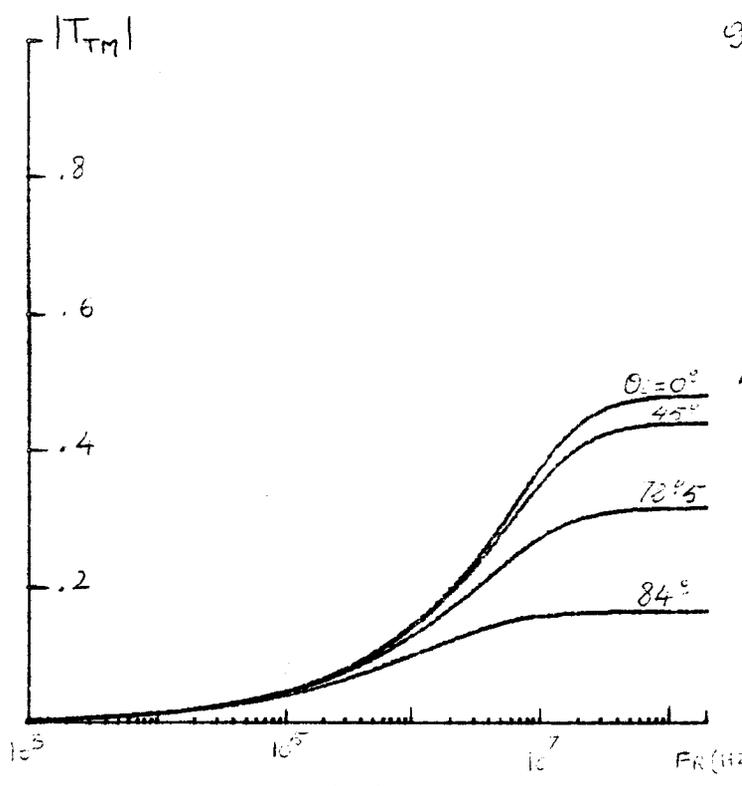


FIG. 1.15.a

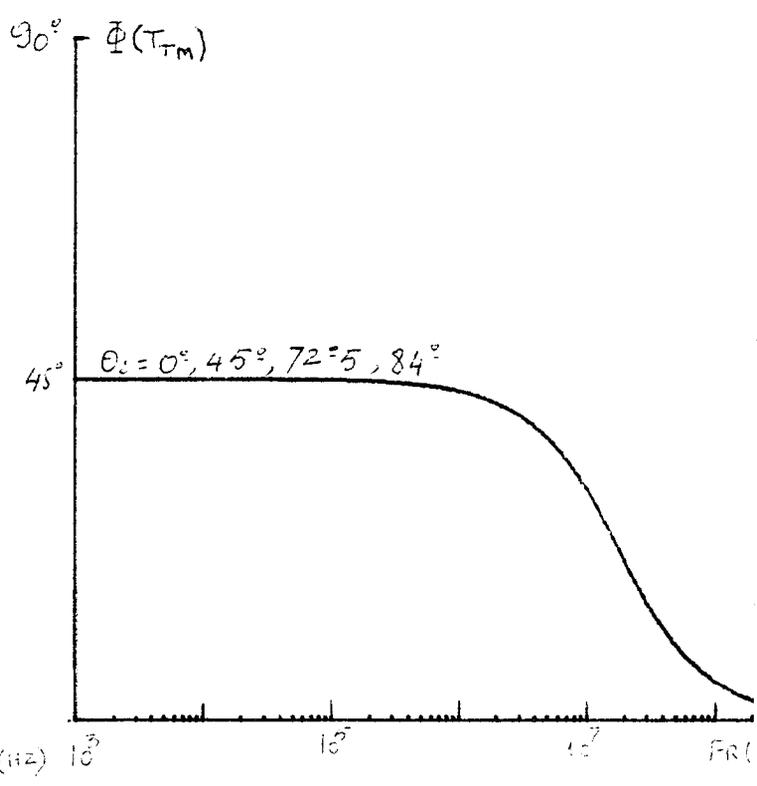


FIG. 1.15.b



Les figures (1.12.a,b) et (1.13.a,b) représentent les variations du module et de la phase du coefficient de réflexion sous les polarisations "TE" et "TM", en fonction de la fréquence. La conductivité du milieu réfringent est égale à  $10^{-2}$  mho/m et la permittivité relative est égale à 10.

Les courbes paramétrées pour différentes incidences sont caractérisées par deux comportements distincts en fonction de la fréquence {9} :

- aux fréquences basses (10 kHz) le coefficient de réflexion est proche de l'unité et très peu sensible aux variations d'incidence.
- aux fréquences élevées (200 MHz) le coefficient de réflexion est très sensible à l'incidence et au mode de polarisation.

Aux fréquences basses nous satisfaisons l'inégalité  $\sigma_2 \gg \omega \epsilon_2$  ; les courants de conduction sont alors prépondérants. Les courants induits dans le matériau conducteur créent un champ électromagnétique opposé au champ incident. Le champ est d'autant plus important que la conductivité du milieu est grande. Ce raisonnement appliqué à un demi-milieu satisfaisant l'inégalité  $\sigma_2 \gg \omega \epsilon_2$  permet d'assimiler le conducteur à un réflecteur parfait.

Aux fréquences élevées lorsque nous satisfaisons l'inégalité  $\sigma_2 \ll \omega \epsilon_2$  les courants de déplacement deviennent supérieurs aux courants de conduction. La réflexion est du type diélectrique (12), c'est pourquoi nous retrouvons l'existence d'une incidence de Brewster en polarisation "TM".

Quant à la phase de l'onde réfléchie, alors qu'en mode "TE" elle est centrée sur  $180^\circ$  quelque soit l'incidence et la fréquence, en polarisation "TM" les variations de phase sont par contre très sensibles à ces deux paramètres. Par conséquent dans le cas général une onde incidente est réfléchie en polarisation elliptique."

Les figures (1.14.a,b) et (1.15.a,b) représentent les variations du module et de la phase du coefficient de transmission pour les deux types de polarisation et pour des constantes physiques identiques à l'exemple précédent. Les variations du module permettent ainsi de distinguer les fréquences basses pour lesquelles la transmission est très faible et les fréquences élevées où la transmission est du type diélectrique.

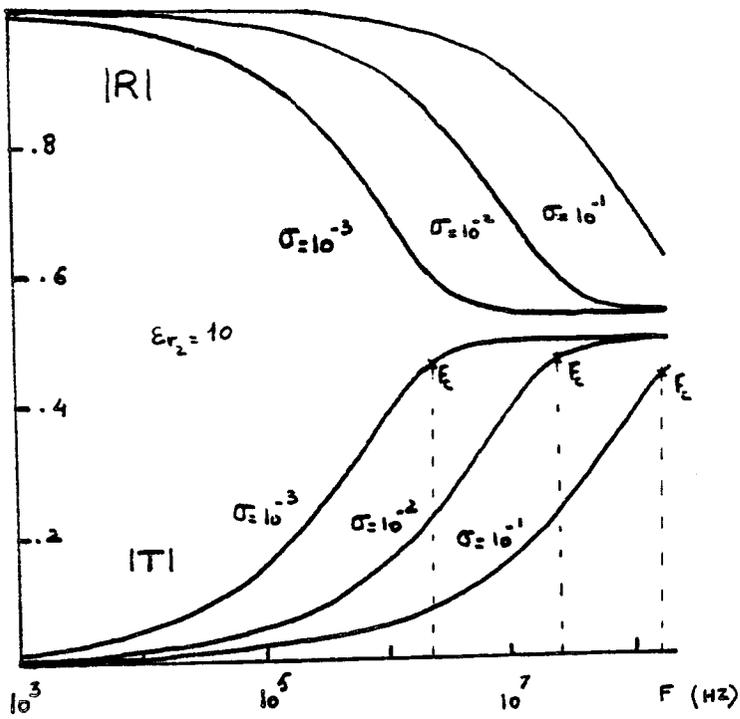


Fig: 1.16.a

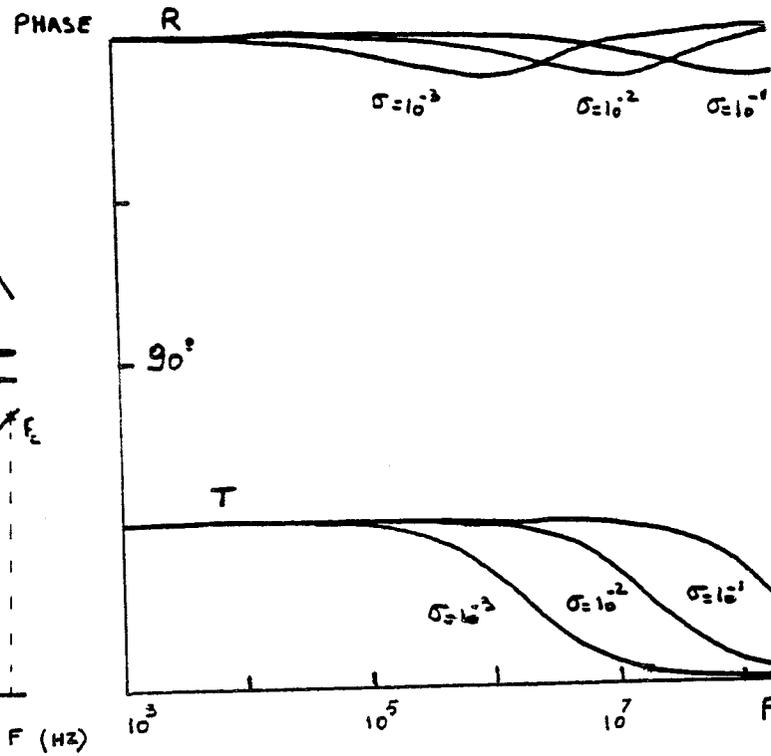


Fig: 1.16.b



La transmission la plus importante est obtenue sous incidence normale. Les variations de phase étant identiques pour les deux modes de polarisation, la pénétration dans le conducteur introduit par conséquent une simple rotation du plan de polarisation.

Sur les figures (1.16,a) et 1.16,b) nous avons reproduit, sous l'incidence normale, les variations des coefficients de réflexion et de transmission paramétrés pour des conductivités respectivement égales à  $10^{-1}$ ,  $10^{-2}$  et  $10^{-3}$  mho/m. En définissant la fréquence caractéristique " $f_c$ " du milieu conducteur comme étant égale à  $\frac{\sigma_2}{2\pi\epsilon_2}$ , il apparaît sur la

figure (1.16,a) que lorsque la fréquence est très inférieure à  $f_c$  (prédominance des courants de conduction) la transmission évolue de façon croissante en fonction de la fréquence et la réflexion de façon décroissante. Lorsque la fréquence devient supérieure à  $f_c$  (prépondérance des courants de déplacement) la transmission et la réflexion sont alors indépendants de la fréquence.

### I.3. Transmission et Réflexion sur le sol d'une I.E.M.

#### I.3.1. I.E.M. de forme géométrique simple

##### I.3.1.1. Position du problème

Les résultats obtenus à partir de l'étude de la pénétration et de la réflexion de l'onde sinusoïdale nous permettent maintenant de calculer la réponse du demi-milieu soumis à une impulsion électromagnétique. Nous considérons tout d'abord le cas où l'observateur est placé au voisinage immédiat de l'inter-face séparant les deux milieux ensuite nous plaçons l'observateur à une distance quelconque de cet interface. Le milieu (1) figure (1.18) est supposé être de l'air.

Afin de faciliter l'interprétation nous avons choisi une impulsion

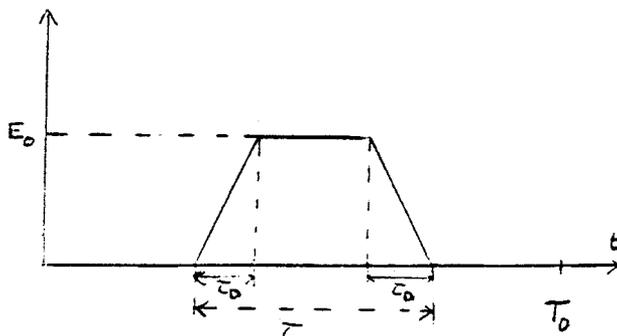
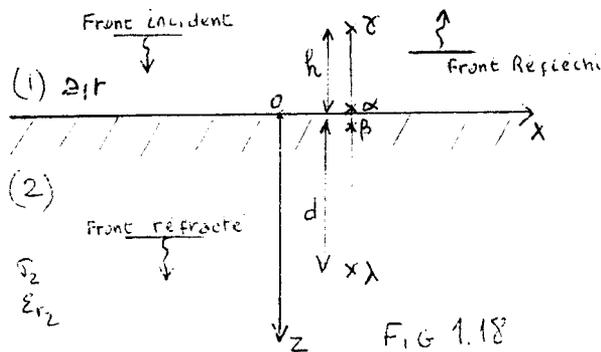


FIG. 1.17

incidente de forme géométrique simple figure (1.17). Elle est de forme trapézoïdale pour laquelle nous pouvons définir sans ambiguïté une durée  $\tau$ , un temps de montée et un temps de descente  $\tau_D$  et une amplitude  $E_0$ .

Nous avons illustré sur la figure (1.18) la position des fronts d'ondes incidents puis réfractés à différents instants dans le cas où l'incidence est normale.



Notre analyse portera tout d'abord sur une réflexion ayant lieu au point d'observation ( $\alpha$ ) situé au point  $z = 0^-$  et sur une transmission ayant lieu au point d'observation  $\beta$  situé au point  $z = 0^+$ .

Le point d'observation est ensuite situé au-dessus de l'interface, nous analysons l'action résultante du front incident et du front réfléchi. Ces deux effets sont d'autant plus espacés dans le temps que la hauteur  $h$  du point d'observation  $\gamma$  est grande, si nous supposons que la propagation dans l'air n'entraîne pas de phénomènes d'absorption ni de dispersion et si la référence de temps est localisée à la surface du sol, donné par l'expression suivante :

$$e(t) = E_i(t - \Delta t) + E_r(t + \Delta t) \quad 1.57$$

$$\text{où } \Delta t = \frac{h}{c}$$

A la suite de ces différents exemples nous traitons le cas où le point d'observation est situé au point  $\lambda$  à l'intérieur du conducteur, à une profondeur  $d$  sous la surface. L'impulsion réfractée perçue en ce point est en fait celle perçue au point  $\beta$  et sur laquelle la propagation en milieu absorbant engendre une atténuation et une déformation. Les deux phénomènes sont reliés au produit de convolution  $e'(t) = E_t(t) * P(t)$  ; expression qui peut également s'écrire au moyen de la transformation de Fourier :

$$e'(t) = \mathcal{F}^{-1} [E_t(\omega) \cdot P(\omega)] \quad 1.58$$

où  $P(\omega)$  est la fonction de transfert définie au paragraphe I.1.3. et qui traduit la propagation d'une onde sinusoïdale dans un milieu conducteur et homogène.

### I.3.1.2. Point d'observation au voisinage de l'interface

- incidence normale :

Les figures (1.19,a) et (1.19,b) représentent l'évolution des impulsions réfléchies par le sol lorsque l'observateur est situé à la surface du sol ; sur les figures (1.20,a) et (1.20,b) sont représentées par les impulsions transmises dans le sol lorsque l'observateur est situé sous la surface.

La permittivité relative du milieu absorbant est égale à 10 et nous avons paramétré les courbes pour des conductivités respectivement égales à  $10^{-1}$ ,  $10^{-2}$  et  $10^{-3}$  mho/m. Les signaux de référence sont dans le cas de la réflexion, l'impulsion réfléchie par un milieu très conducteur tel que le cuivre et dans le cas de la transmission l'impulsion incidente.

Pour expliquer concrètement le phénomène d'atténuation ou de déformation résultant de la propagation du signal, il faut généraliser le raisonnement à toute l'étendue du spectre de l'impulsion initiale.

Comme nous l'avons montré dans le paragraphe I.1.2., le découpage de l'impulsion en 512 échantillons uniformément répartis sur une période  $T_0$  entraîne la convolution du spectre en 512 échantillons : une valeur moyenne de 256 pulsations positives et 255 pulsations négatives. Si nous limitons l'interprétation aux seules fréquences positives le spectre est compris entre deux fréquences extrêmes : une fréquence minimale égale à  $\frac{1}{T_0}$  et une fréquence maximale égale à  $\frac{256}{T_0}$  tandis que l'intervalle est incrémenté par la fréquence  $\frac{1}{T_0}$ .

Dans l'exemple correspondant aux figures (1.19,a,b),  $T_0$  est égale à 1  $\mu$ s, la fréquence minimale à 1 MHz et la fréquence maximale à 256 MHz. En analysant de nouveau la figure (1.16,a) il y apparaît clairement que dans cette bande spectrale l'effet des courants de conduction est d'autant plus important que la conductivité est élevée ; ceci est traduit sur la figure (1.19.a,b) par une déformation de l'impulsion d'autant plus importante que la conductivité est élevée.

Sur la figure (1.20,a,b) l'impulsion incidente correspond à une période  $T_0$  égale à 100 ns soit une fréquence minimum de 10 MHz et une fréquence maximum de 2,56 GHz, et  $\tau_D$  et  $\tau$  sont respectivement égaux à 1 ns et 10 ns. Dans la bande spectrale correspondant à cette impulsion si la conductivité du milieu conducteur est inférieure à  $10^{-2}$  mho/m figure (1.16,a)

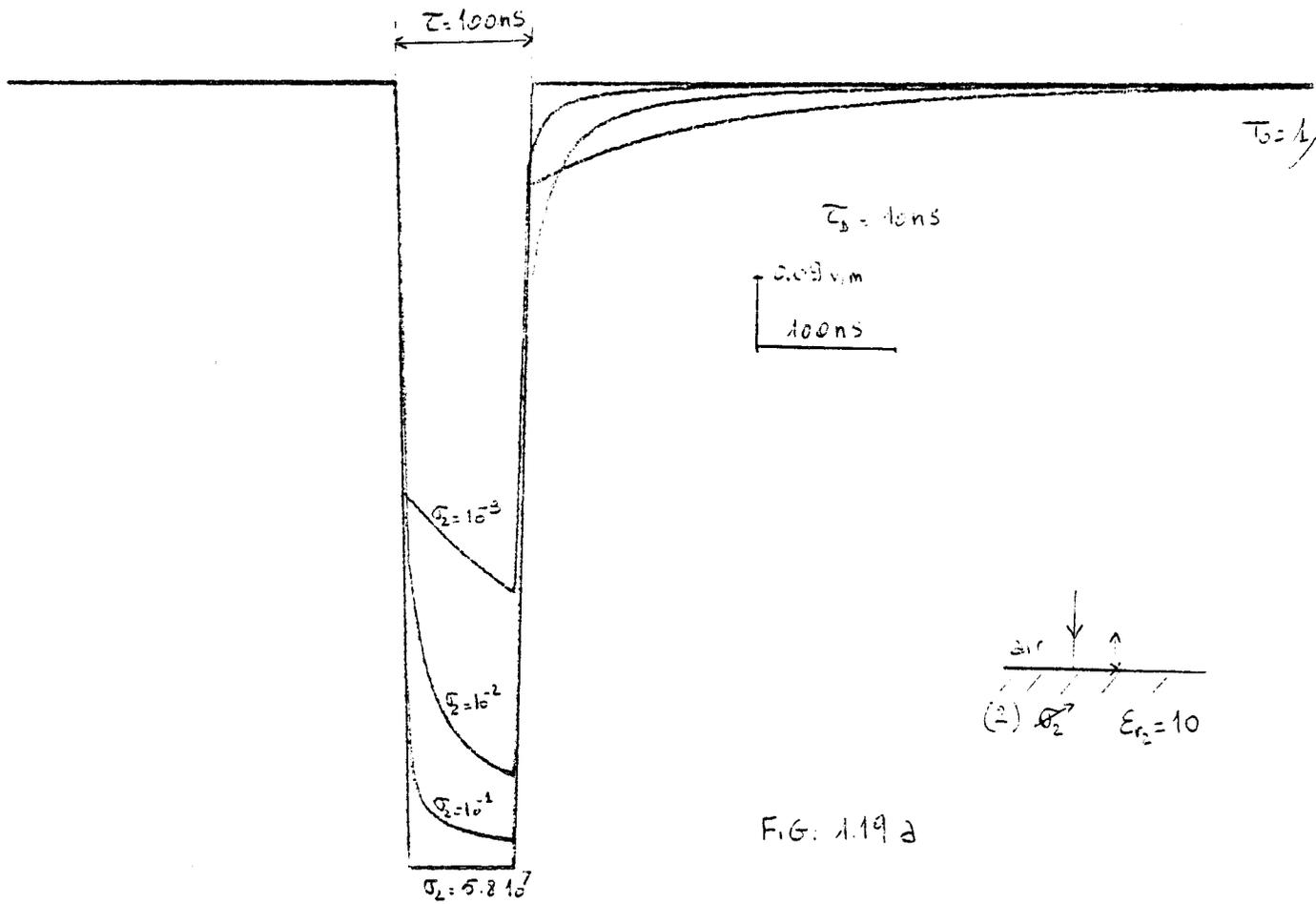


FIG. 1.19 a

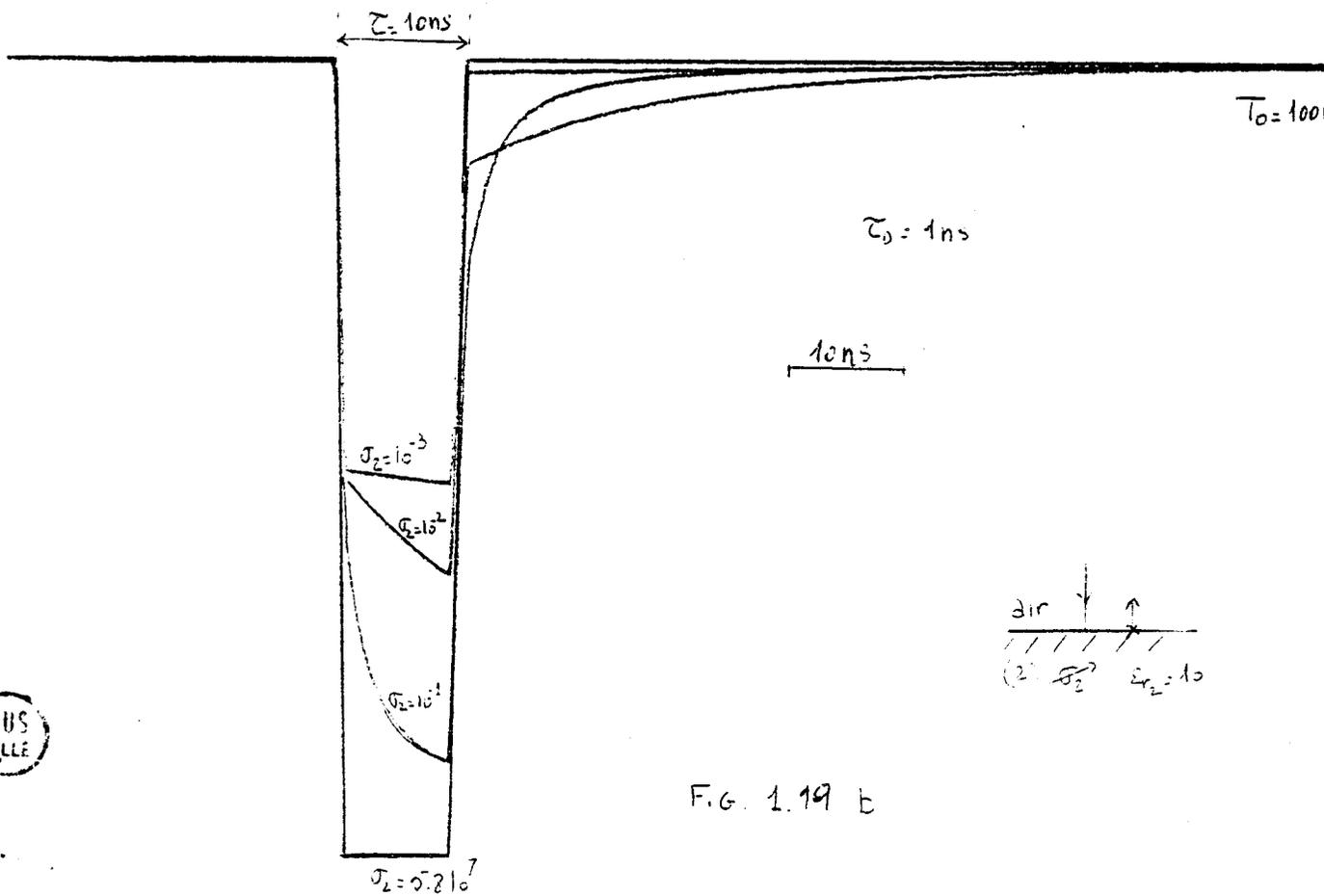
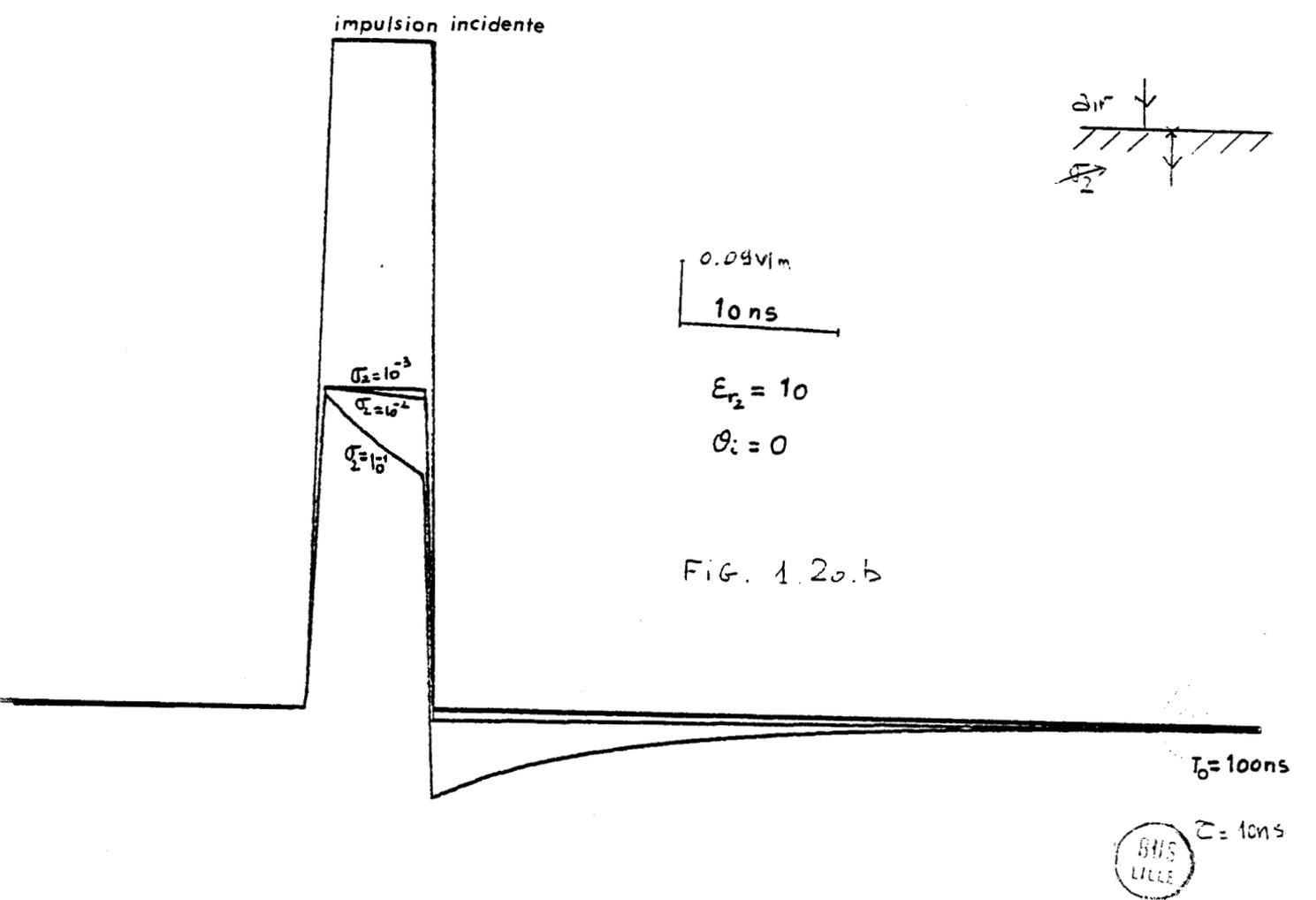
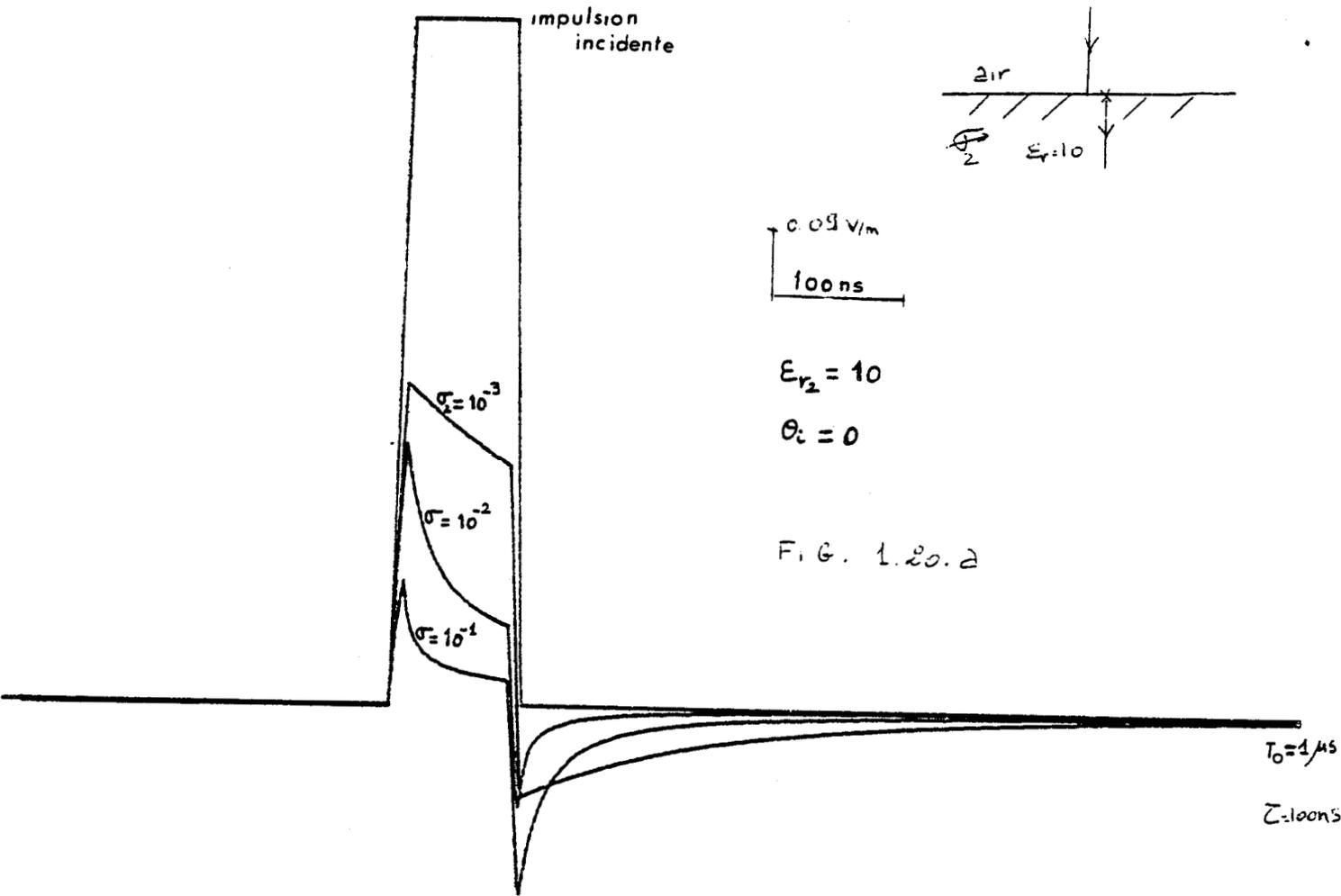


FIG. 1.19 b



les courants de déplacement sont prépondérants ce qui explique que l'impulsion subit alors une atténuation sans déformation.

- Incidence oblique :

Sur les figures (1.21.a,b) nous avons représenté les impulsions réfléchies pour les deux cas de polarisation respectivement "TE" et "TM". Le milieu réflecteur a une conductivité égale à  $10^{-2}$  moh/m et une permittivité relative à 10 ; l'impulsion a une largeur  $\tau$  égale à 100 ns et un temps de montée et de descente égal à 10 ns.

Il apparaît clairement à partir de ces courbes que les remarques faites en régime sinusoïdal restent valables pour le régime impulsionnel. Ainsi pour le mode "TE" figure (1.21,a) l'impulsion est d'autant mieux réfléchie que l'angle d'incidence " $\theta_i$ " se rapproche de l'incidence rasante et de plus quand l'incidence varie la polarité de l'impulsion est inchangée.

Pour le mode "TM" l'incidence a une forte influence sur la forme et la polarité de l'impulsion réfléchie. En se rapportant aux figures (1.13,a,b) nous remarquons bien que sur l'étendue spectrale 1 MHz - 256 MHz qui est celle de l'impulsion étudiée, lorsque l'incidence varie de zéro à celle correspondant à l'angle de Brewster il y a atténuation de l'onde avec une légère variation de la phase et au-delà de l'incidence de Brewster le coefficient de réflexion augmente ; dans la partie hautes fréquences du spectre la réflexion a lieu sans inversion de phase alors que dans la partie basses fréquences du spectre la réflexion a lieu avec inversion de phase. Toutes ces remarques sont très bien illustrées dans la figure (1.21.b) où l'angle d'incidence prend successivement la valeur zéro degré,  $72^{\circ}5$  et  $84^{\circ}$ .

#### I.3.1.3. Point d'observation placé au-dessus de l'interface séparant les deux milieux

- Incidence normale  $\theta_i = 0$

Cette situation correspond au point  $\gamma$  de la figure (1.18) où l'observateur est situé à une hauteur  $h$  au-dessus de l'interface. Les signaux de la figure (1.22.a) ont été paramétrés pour des hauteurs respectivement égales à 0.5 m, 1 m, 1.5 m et 2 m. L'impulsion résultante est formée de la composition des impulsions incidente et réfléchie.

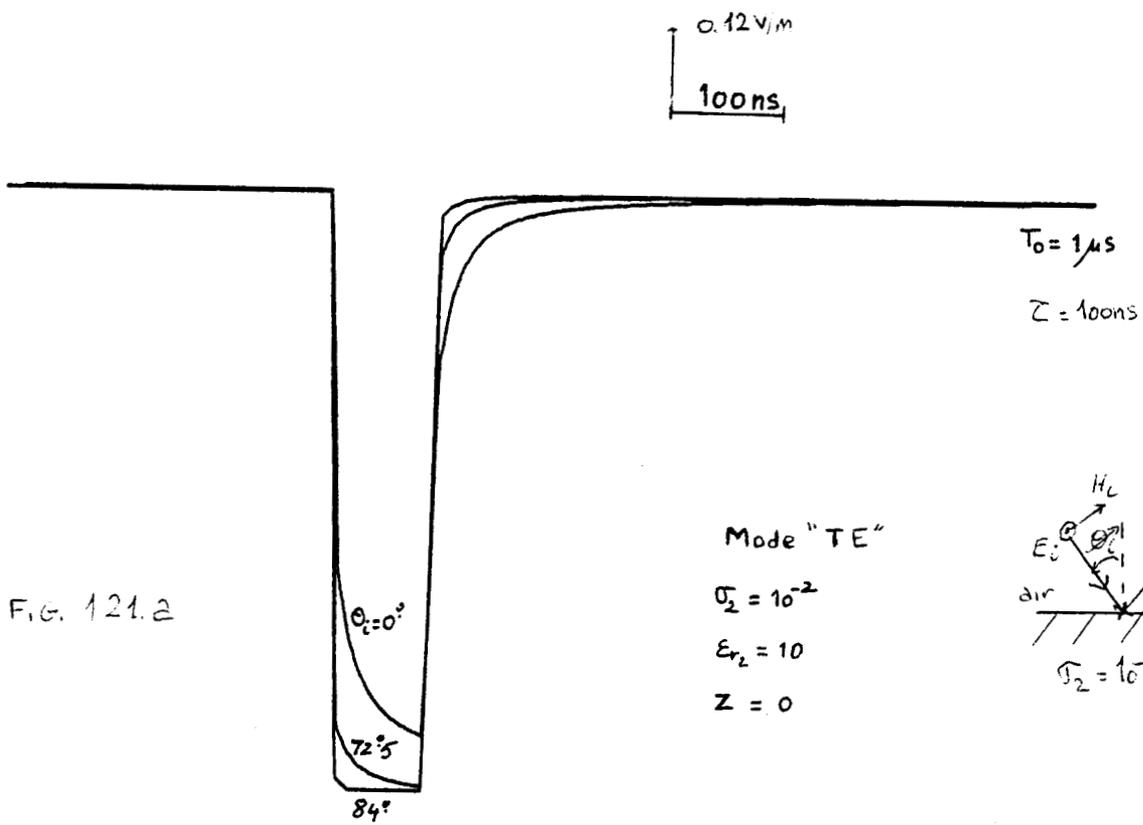


FIG. 121.2

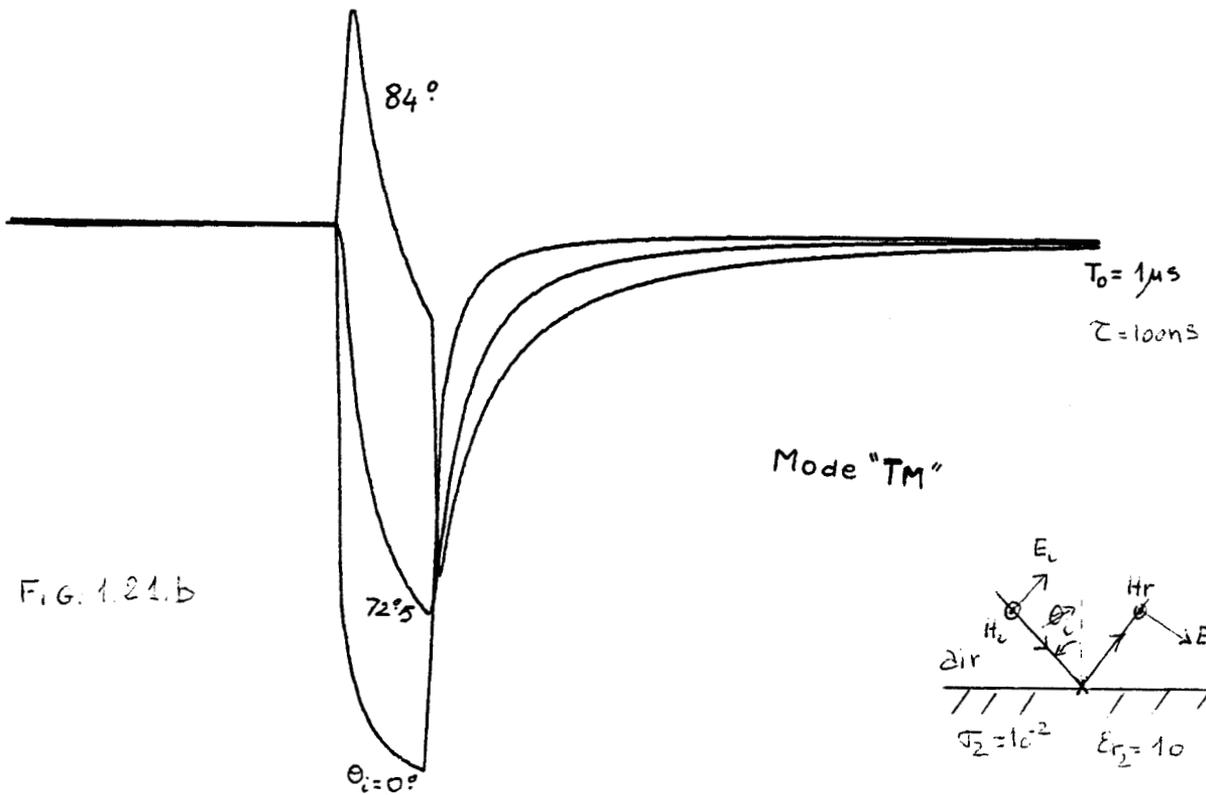


FIG. 121.b



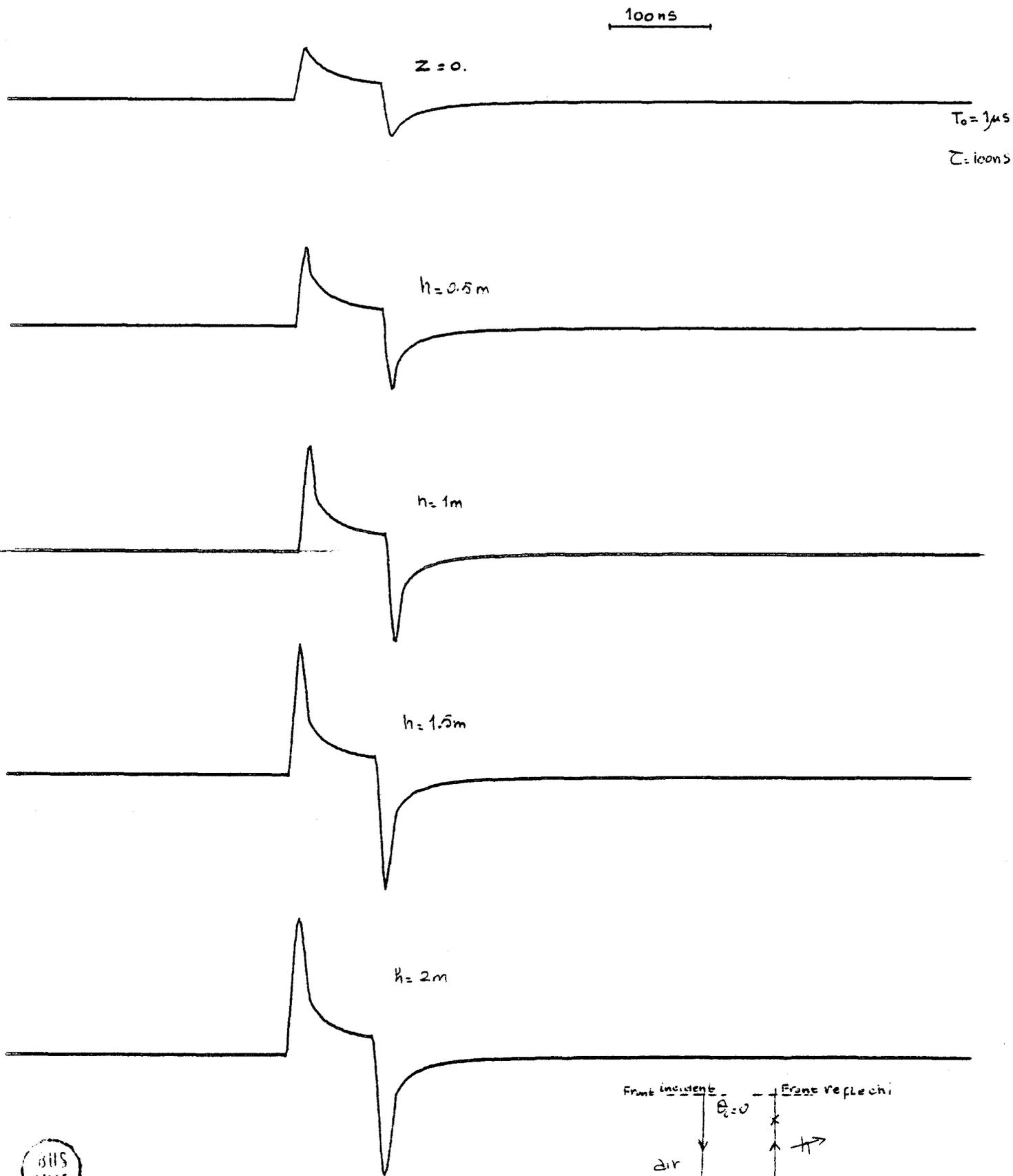
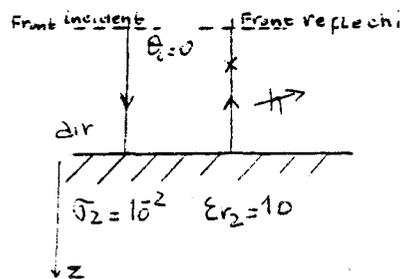


FIG. 1.22.2



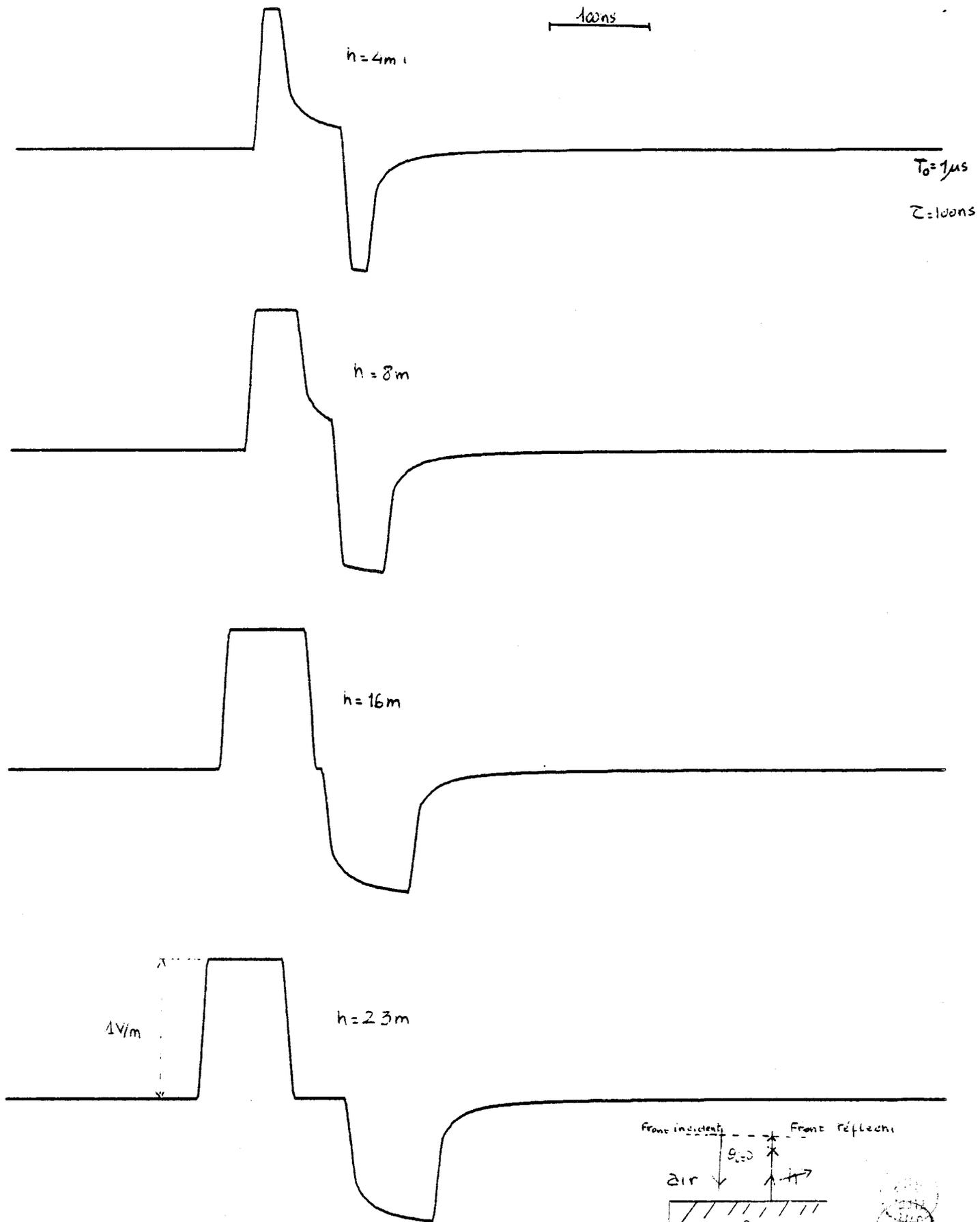
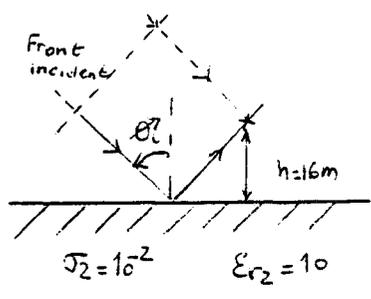
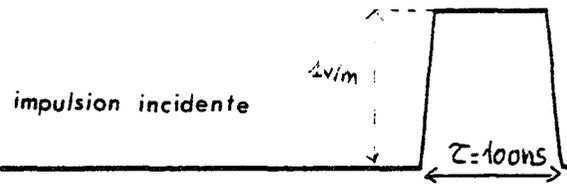
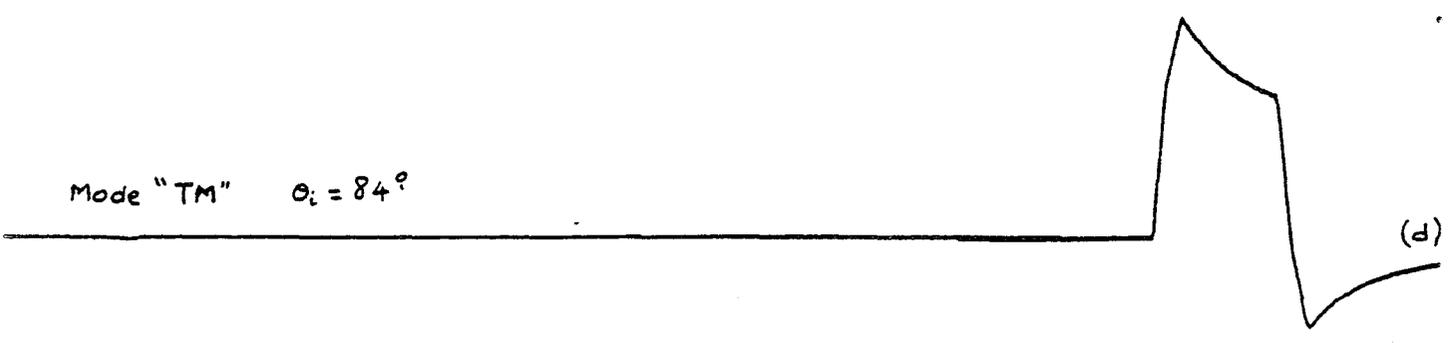
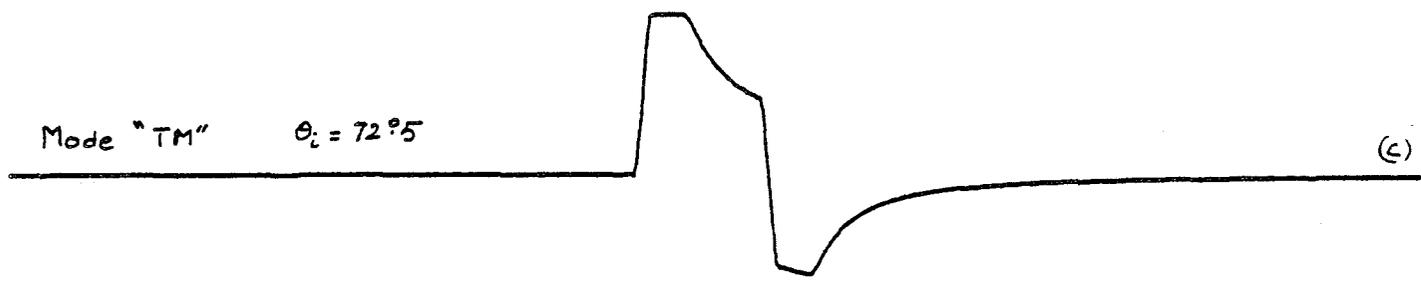
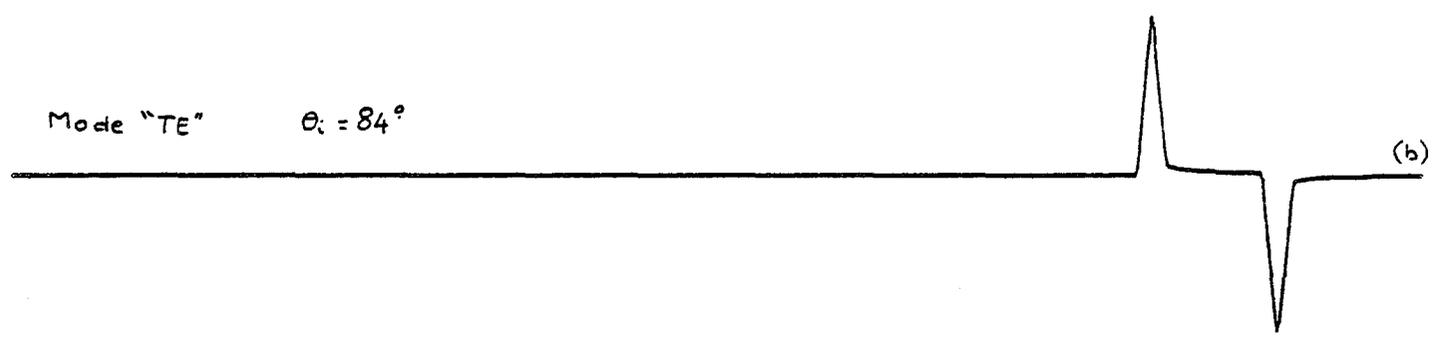
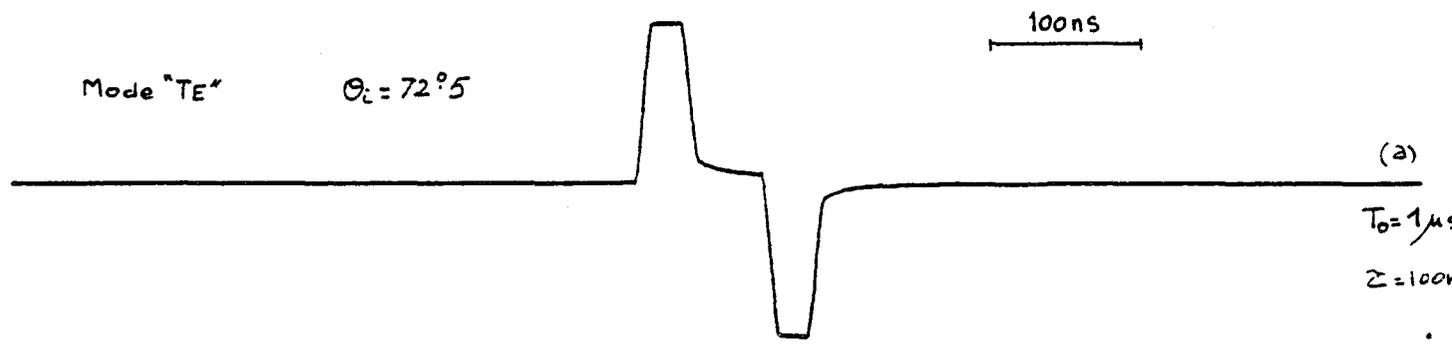


FIG: 1.22.b



$T_0 = 1$



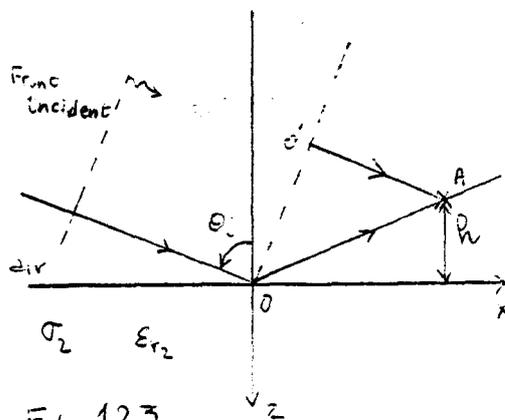
FIG. 1.24

La somme algébrique de ces signaux est caractérisée par leur opposition de polarité et par le déphasage existant entre le front incident et le front réfléchi. Ce décalage est proportionnel au paramètre "h" et provoque sur l'impulsion résultante un transitoire au passage des fronts de montée et de descente. L'amplitude du transitoire augmente avec "h" pour atteindre une valeur limite lorsque le déphasage s'identifie au temps de montée et de descente de l'impulsion incidente.

Les signaux de la figure (1.22,b) nous montrent également que dès que le déphasage est de l'ordre de la largeur  $\tau$  de l'impulsion incidente, l'observateur subit très distinctement l'écho de l'onde incidente.

- Incidence Oblique :

Le déphasage entre le front d'onde incident et le front réfléchi est fonction de l'angle d'incidence  $\theta_i$ .



Sur la figure (1.23) nous avons représenté les trajectoires incidentes et réfléchies. L'observateur à la hauteur h au-dessus du plan est soumis à l'onde incidente et à son écho séparé de l'intervalle  $\Delta t$ . Cet intervalle peut s'écrire :

$$\Delta t = \frac{\overline{OA} - \overline{O'A}}{c} = \frac{h}{c} \cdot \frac{1}{\cos \theta_i} \cdot (1 + \cos 2\theta_i) \quad 1.59$$

Les signaux de la figure (1.24) montrent bien que la forme des signaux et leur amplitude dépendent de la polarisation et de l'incidence. Sur cette figure nous avons représenté les impulsions résultantes obtenues sous les conditions suivantes :

- $\theta_i = 72^\circ 5$  en polarisation "TE" et "TM"
- et -  $\theta_i = 84^\circ$  en polarisation "TE" et "TM"
- la hauteur h est égale à 16 m.

Il apparaît clairement que lorsque  $\theta_i$  augmente,  $\Delta t$  diminue ; comme la polarisation de l'impulsion réfléchie est toujours opposée à celle de l'impulsion incidente quelque soit  $\theta_i$ , l'amplitude maximale de l'impulsion résultante est au plus égale à celle de l'impulsion incidente.

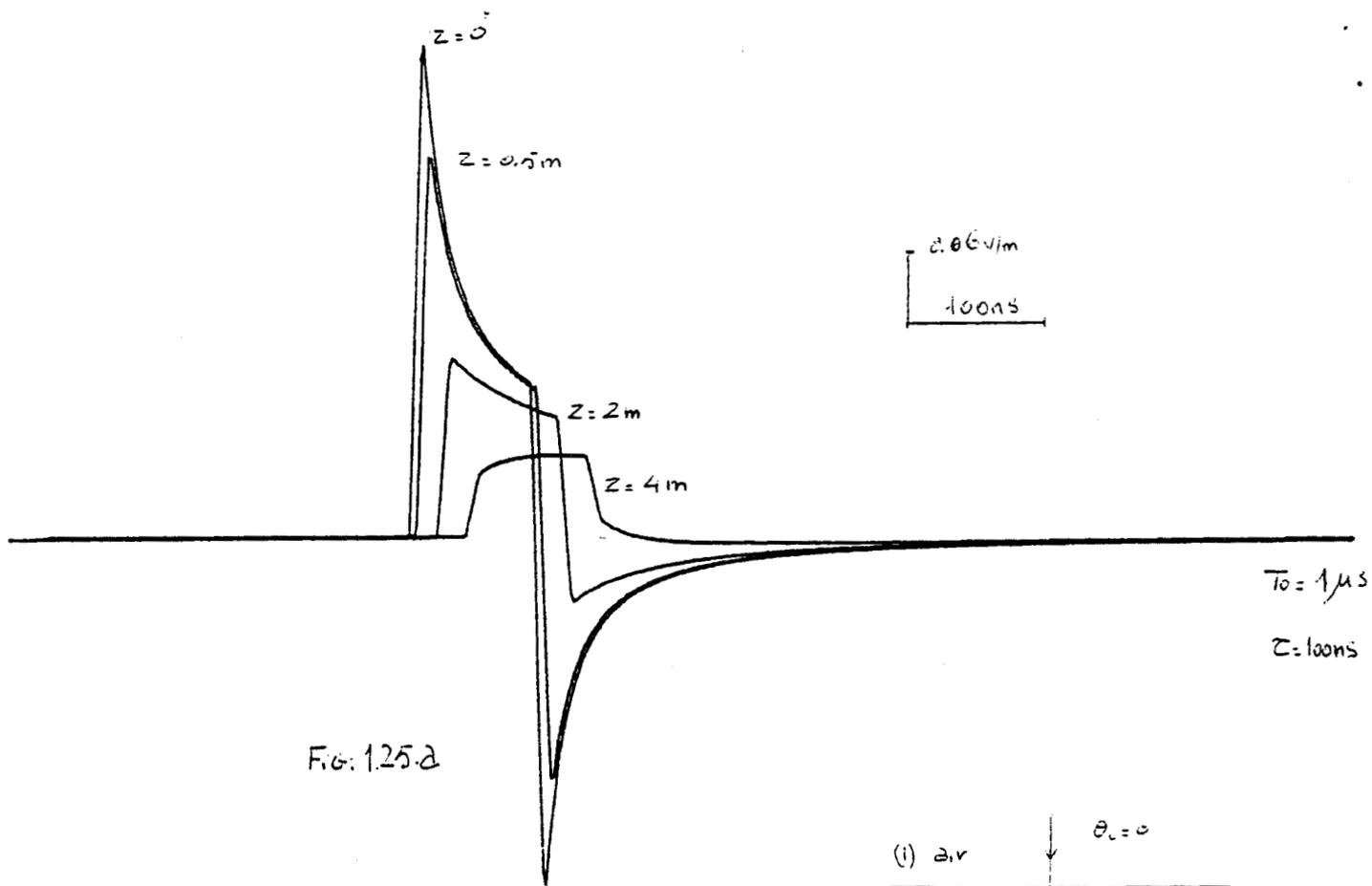


FIG. 1.25.a

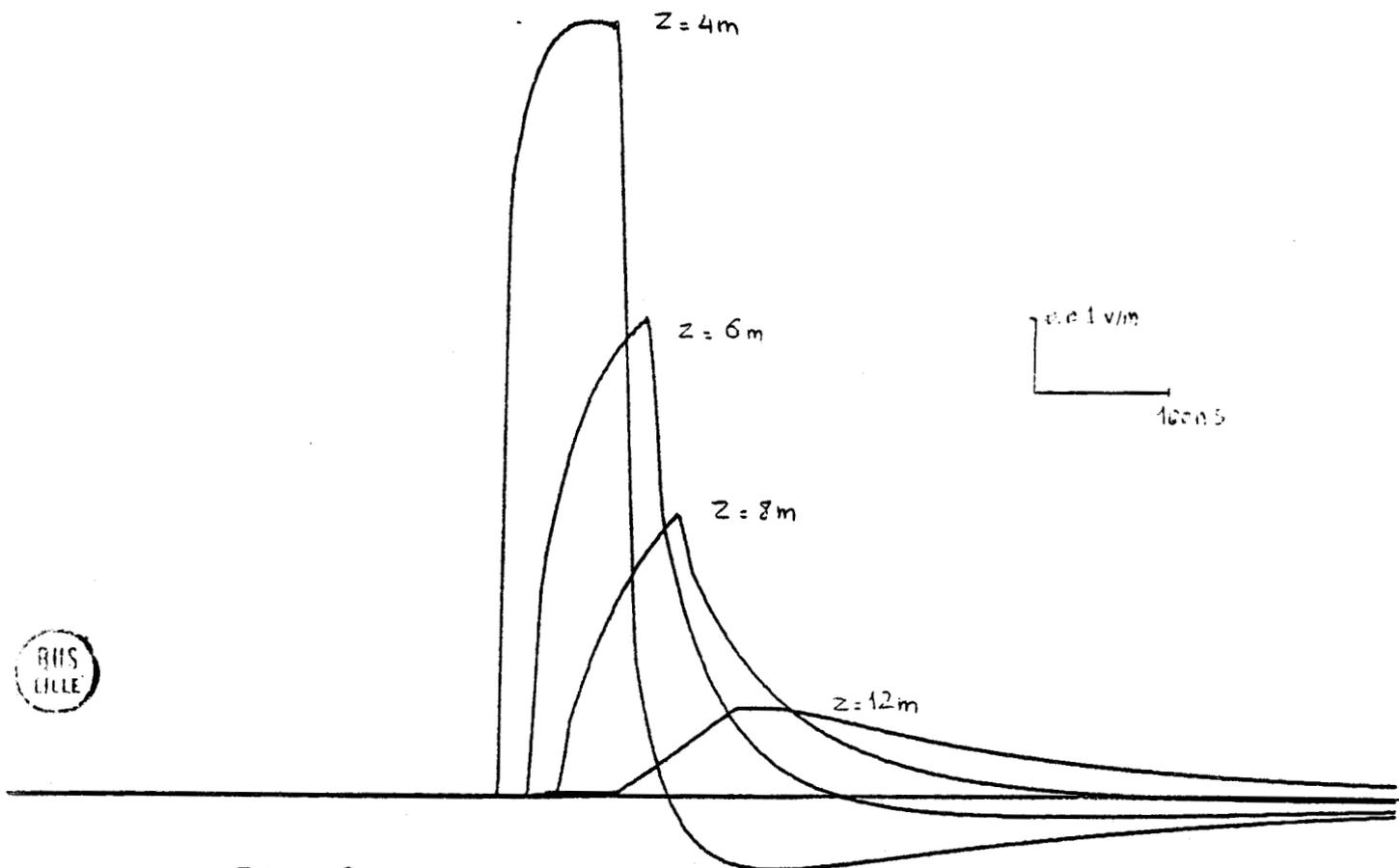
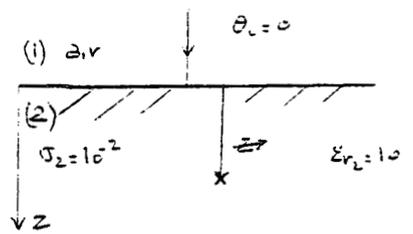


FIG. 1.25.b



Par contre en polarisation "TM" lorsque  $\theta_i > \theta_B$  une partie de l'impulsion peut avoir la même polarité que l'impulsion incidente figure (1.24,c,d), et en composant les deux signaux l'amplitude de l'impulsion résultante peut être plus élevée que celle de l'impulsion incidente figure (1.24,d)

#### I.3.1.4. Observateur placé sous l'interface

- Incidence normale :

Les signaux représentés sur la figure (1.25,a,b) montrent l'évolution de l'impulsion réfractée dans le sol en fonction de la profondeur "d" du point de réception. La conductivité  $\sigma_2$  du milieu réfringent est égale à  $10^{-2}$  mho/m et la permittivité relative  $\epsilon_r$  à 10 .

L'élément de comparaison est l'impulsion réfractée à la surface de l'interface pour l'observateur en  $z = 0^+$ .

Nous définissons l'atténuation du signal en fonction de la profondeur au moyen du rapport "AT" exprimé en dB

$$AT = 20 \log \left( \frac{e_{\max}(z=0^+)}{e_{\max}(z=d)} \right) \quad 1.60$$

Sur la figure (1.26) nous représentons l'évolution de ce rapport en fonction de la profondeur ; nous distinguons deux zones caractéristiques.

- La zone (I) correspond aux faibles profondeurs (inférieures à 4 m pour cet exemple et où l'atténuation croît rapidement avec la pénétration dans le sol.

- La zone (II) correspond à des profondeurs plus importantes (supérieures à 4 m) et où l'atténuation linéique est constante et plus faible que dans la première zone.

Ce phénomène d'atténuation et de déformation du signal s'explique concrètement en généralisant le raisonnement à toute l'étendue du spectre de l'impulsion initiale. L'impulsion incidente réfractée correspond à une fenêtre  $T_0$  égale à 1 $\mu$ s. Les fréquences limites du spectre calculées numériquement sont par conséquent égales à 1 MHz et 256 MHz. Le milieu réfringent ayant pour caractéristiques  $\sigma = 10^{-2}$  mho/m et  $\epsilon_r = 10$ , la fréquence la plus basse du spectre satisfait l'approximation des courants de conduction  $\sigma_2 \gg \omega \epsilon_2$ , et la fréquence la plus élevée satisfait l'approximation des courants de déplacement  $\omega \epsilon_2 \gg \sigma_2$ .

Nous pouvons écrire la constante de propagation de l'onde monochromatique en milieu absorbant sous la forme suivante : (6)

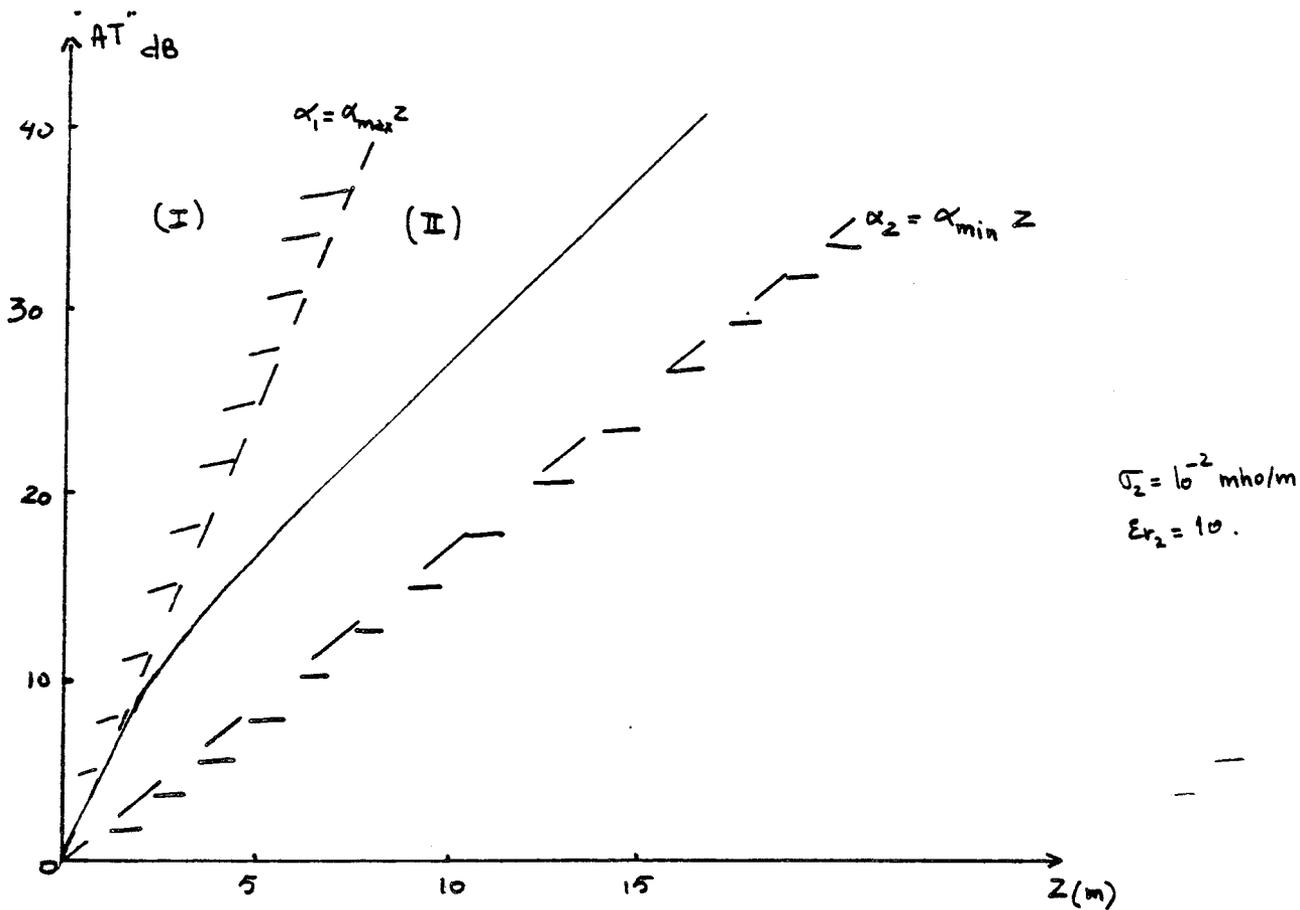


Fig: 1.26



$$jK_E = (\omega^2 \mu_2 \epsilon_2 - j\omega \mu_2 \sigma_2)^{1/2} = \alpha + j\beta$$

où

$$\alpha = \omega \sqrt{\mu_2 \epsilon_2} \left(1 + \frac{\sigma_2}{\omega \epsilon_2}\right)^{1/4} \sin(\bar{\Phi}/2)$$

$$\beta = \omega \sqrt{\mu_2 \epsilon_2} \left(1 + \frac{\sigma_2}{\omega \epsilon_2}\right)^{1/4} \cos(\bar{\Phi}/2) \quad 1.61$$

$$\bar{\Phi} = \text{Arctg} \left( \frac{\sigma_2}{\omega \epsilon_2} \right)$$

Aux fréquences basses ( $\sigma_2 \gg \omega \epsilon_2$ ) les expressions asymptotiques des coefficients  $\alpha$  et  $\beta$  sont :

$$\alpha_{\min} = \beta_{\min} \approx \sqrt{\frac{\omega \mu_2 \sigma_2}{2}} \quad 1.62$$

Aux fréquences élevées ces expressions asymptotiques sont :

$$\alpha_{\max} \approx \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu_2}{\epsilon_2}} \sigma_2 \quad \text{et} \quad \beta_{\max} \approx \omega \sqrt{\mu_2 \epsilon_2} \quad 1.63$$

Nous avons représenté sur la figure (1.26) les droites  $\alpha_1 = \alpha_{\min} \cdot z$  et  $\alpha_2 = \alpha_{\max} \cdot z$  ; ces droites sont les enveloppes définissant l'atténuation linéique de l'impulsion.

Il apparait à partir des expressions (1.62) et (1.63) que la Zone I correspond à une propagation de l'impulsion avec atténuation des composantes H.F. du spectre mais sans dispersion car la constante de phase " $\beta_{\max}$ " des transitoires est proportionnelle à la pulsation. La zone II correspond à l'atténuation des composantes B.F. du spectre mais la propagation est accompagnée d'une dispersion car la constante de phase " $\beta_{\min}$ " est proportionnelle à  $\sqrt{\omega}$ . Ce phénomène engendre un étalement de l'impulsion. Cet étalement a été remarqué dans l'étude analytique en milieu homogène correspondant à l'hypothèse de la prédominance des courants de conduction.

- incidence oblique :

La figure (1.27,a) représente les signaux réfractés à la surface du sol ( $z = 0^+$ ) dans le cas d'une polarisation "TE" et correspondant à des incidences respectivement égales à zéro degré, 50° et 80°. Nous remarquons que l'influence de l'incidence se traduit pas une atténuation plus importante du signal et que cette influence est très faible sur sa déformation.

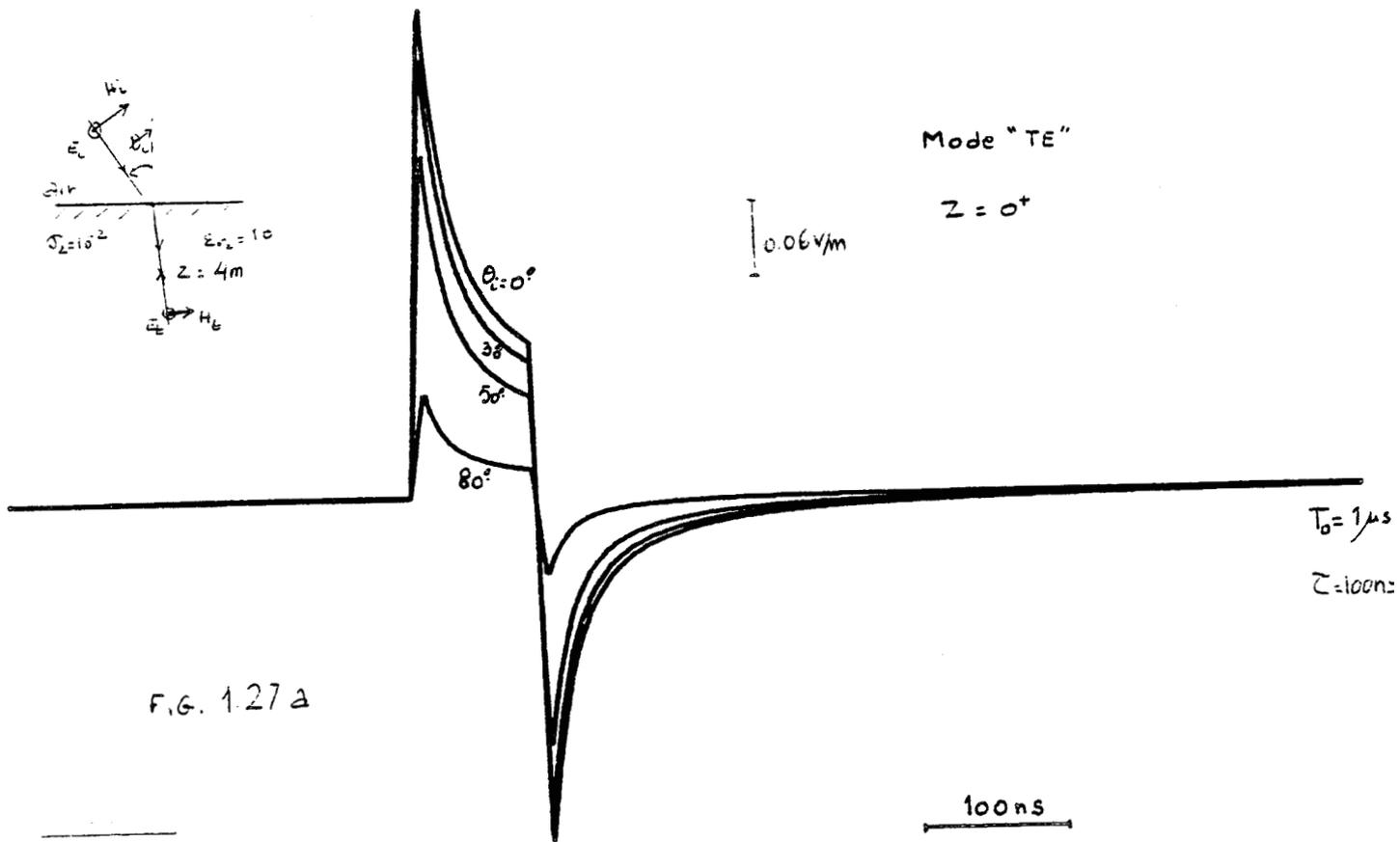


FIG. 1.27 a

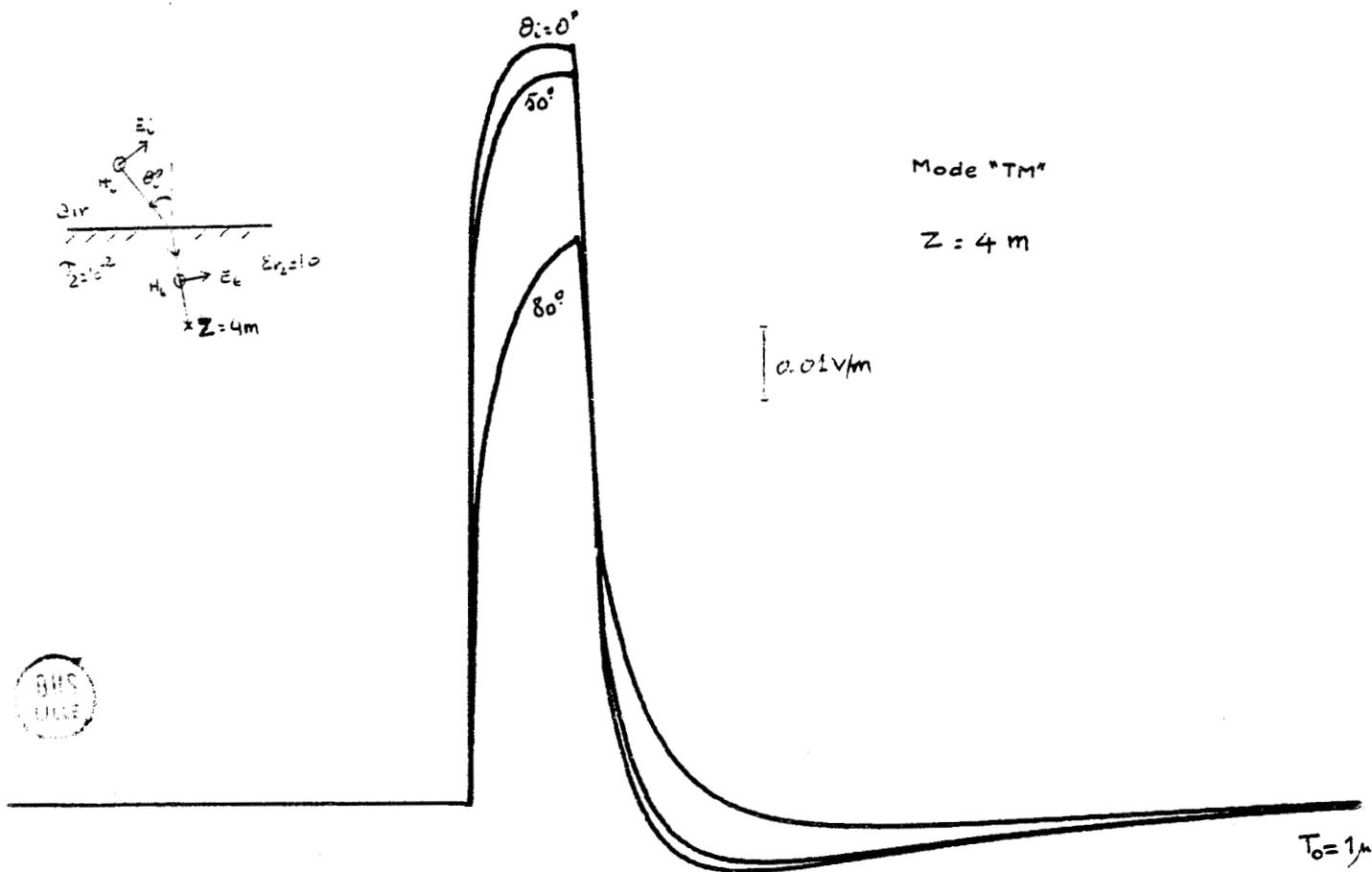


FIG. 1.27 b



Si nous plaçons l'observateur à une profondeur "d" égale à 4 m les signaux reçus sous une polarisation "TM" et correspondant aux mêmes incidences que dans le cas précédent, sont portés sur la figure (1.27,b). Dans ces conditions il faut définir pour chaque raie du spectre la vitesse du front équi-phase et son incidence  $\psi$  dont les calculs sont reportés dans l'annexe II. La figure (1.28) illustre la trajectoire suivie par l'onde incidente et l'onde réfractée de fréquence "f".

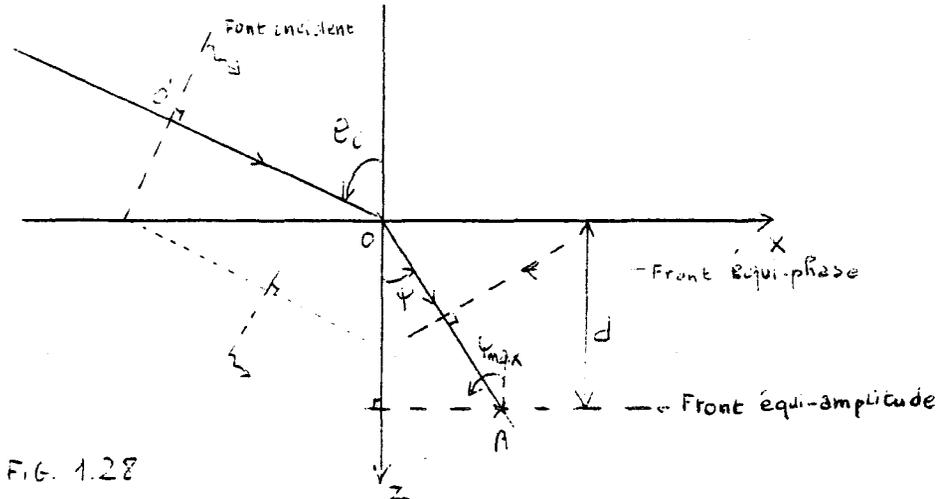


FIG. 1.28

Le déphasage  $\Delta t$  entre le front incident et le front réfracté perçu par l'observateur s'écrit :

$$\Delta t = \frac{O'O}{c} + \frac{OA}{v(\theta_c)} \quad 1.63$$

où  $v(\theta_c)$  est la vitesse de propagation du front équi-phase. Cette relation peut également s'écrire en fonction de l'angle réel de réfraction maximum  $\psi_{\max}$

$$\Delta t = \frac{d}{c} \left( \tan \psi_{\max} - \tan \psi \right) + \frac{d}{v(\theta_c)} \frac{1}{\cos \psi} \quad 1.64$$

L'atténuation du front équi-amplitude est donné en annexe II par l'expression :

$$e^{-\left( \beta_t \cos \Phi + \alpha_t \sin \Phi \right) d} \quad 1.65$$

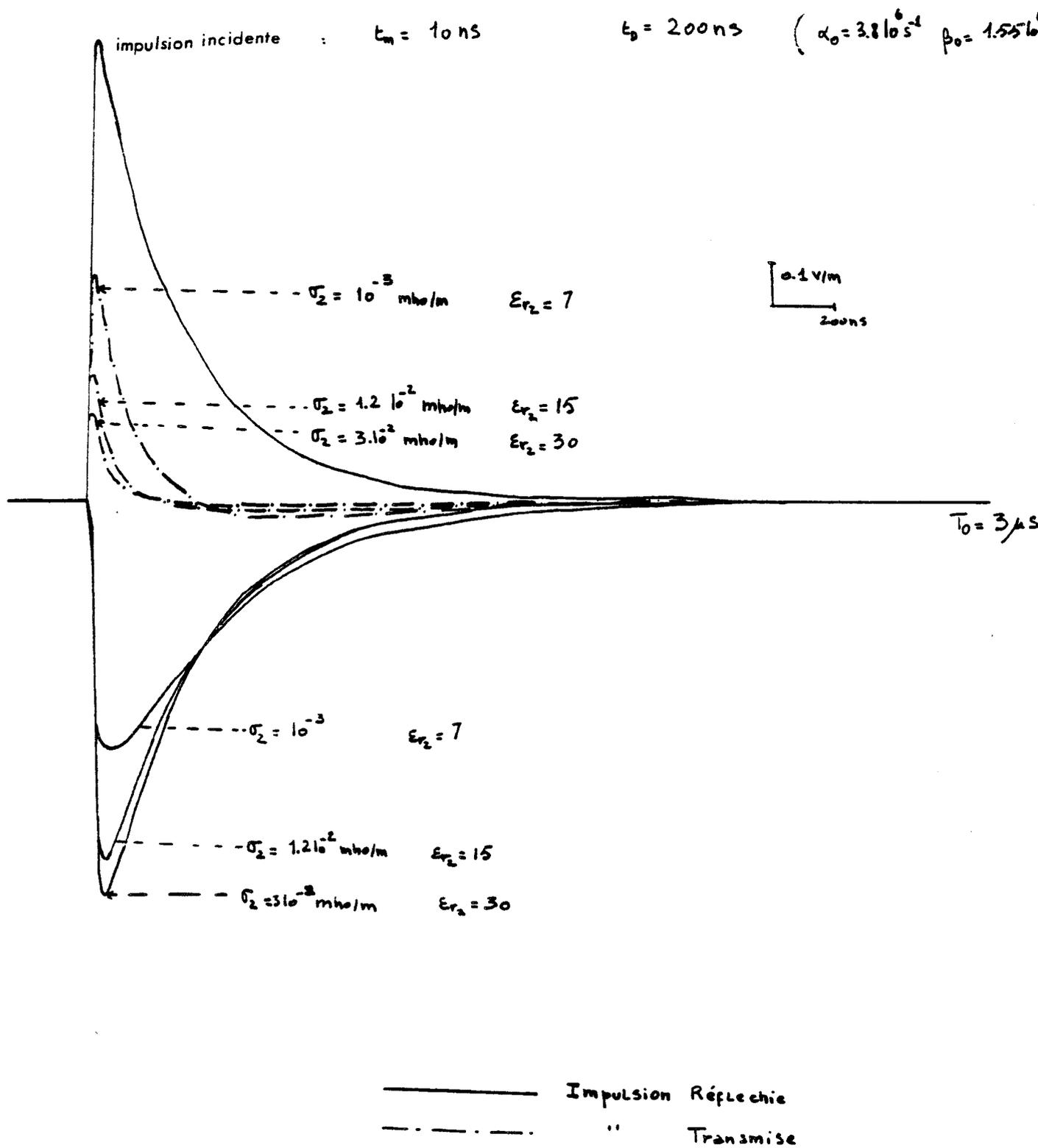


FIG: 1.30



Impulsions transmises et réfléchies à la surface du sol:  $z=0^+$ ,  $z=0^-$

Les remarques que l'on peut faire sur les signaux de la figure (1.27, sont identiques à celles que l'on a faites pour ceux de la figure (1.27,a).

### I.3.2. Application au calcul de l'amplitude d'une perturbation électromagnétique réfléchie et transmise dans le sol

#### I.3.2.1. Définition du profil de l'impulsion incidente

L'étude systématique des effets que nous venons d'analyser à l'aide d'une impulsion de forme géométrique simple, peut maintenant nous servir de référence lorsque nous souhaitons évaluer l'amplitude d'une perturbation électromagnétique interférant avec l'interface Air-sol.

Notre modèle est suffisamment général pour être adapté à des impulsions de forme quelconque.

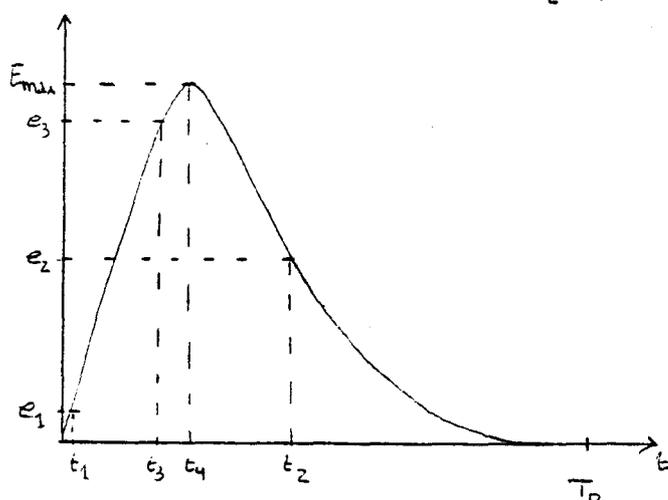
En effet nous pouvons enregistrer une perturbation, l'échantillonner et la traiter par notre modèle. Nous pouvons aussi définir analytiquement une fonction approchant le plus l'évolution des phénomènes rencontrés dans un grand nombre de mesures.

Le modèle le plus fréquemment utilisé en Compatibilité électromagnétique est la fonction biexponentielle écrite par la différence de deux fonctions exponentielles décroissantes figure (1.29).

L'exposant comporte le produit du facteur temps et d'une constante  $\alpha_0$  et  $\beta_0$  relative à chacune des fonctions exponentielles ; le choix de  $\alpha_0$  et  $\beta_0$  permet de caractériser le temps de montée "tm" et de descente  $t_D$  du phénomène illustré .

Nous retenons pour la définition de  $t_m$  et  $t_D$  les critères suivants <sup>(10)</sup> :

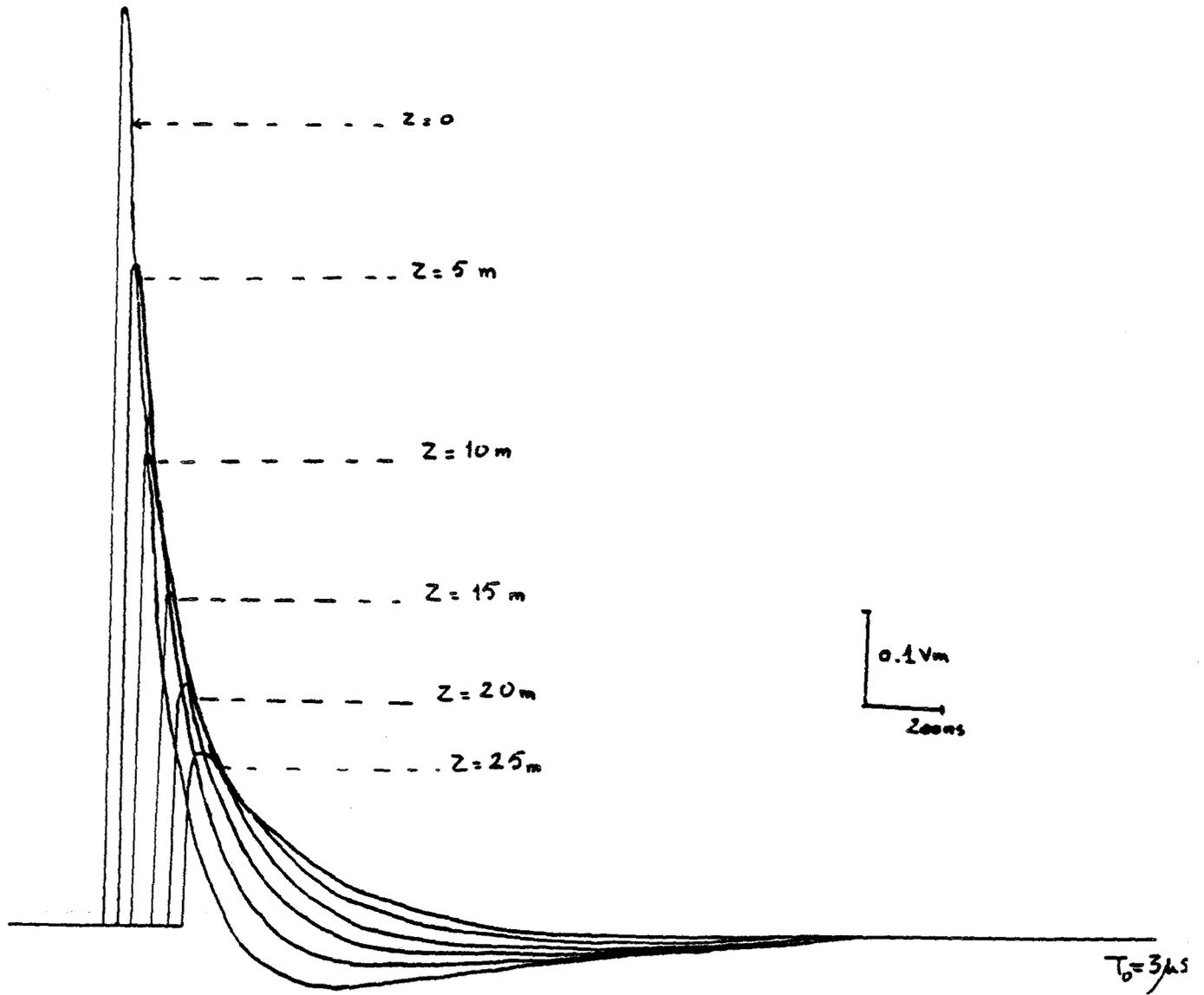
$$e(t) = A [ \exp(-\alpha_0 t) - \exp(-\beta_0 t) ] \quad 1.66$$



$$t_m = t_3 - t_1 \quad \text{ou} \quad \begin{aligned} e(t_1) &= 0.1 \cdot E_{\max} \\ e(t_3) &= 0.9 \cdot E_{\max} \end{aligned}$$

$$t_D = t_2 - t_4 \quad \text{ou} \quad \begin{aligned} e(t_4) &= E_{\max} \\ e(t_2) &= 0.5 \cdot E_{\max} \end{aligned}$$

Fig. 1.29



Impulsions Transmise dans un sol sec:  $\sigma_2 = 10^{-3} \text{ mho/m}$   $\epsilon_{r2} = 15$

FIG: 1.31.



### I.3.2.2. Réflexion et Réfraction d'une I.E.M. dans le sol.

Considérons une perturbation électromagnétique ayant un temps de montée "tm" égal à 10ns et un temps de descente "td" égal à 200 ns. En rencontrant l'interface Air-sol sous une incidence normale, une partie de l'impulsion réfléchi dans l'air et une seconde partie est transmise dans le sol.

La figure (1.30) représente les signaux réfléchis et transmis dans les conditions suivantes :

sol sec	$\sigma_2 = 10^{-3} \text{ mho/m}$	$\epsilon_{r2} = 7$
sol humide	$\sigma_2 = 1.2 \cdot 10^{-2} \text{ mho/m}$	$\epsilon_{r2} = 15$
sol très humide	$\sigma_2 = 3 \cdot 10^{-2} \text{ mho/m}$	$\epsilon_{r2} = 30$

L'observateur est placé à la surface du sol.

Il apparait donc qu'une augmentation d'humidité dans le sol, augmente son pouvoir réflecteur. Lorsque le sol est sec, l'amplitude de l'impulsion transmise subit une faible atténuation en fonction de la profondeur figure (1.31). Ces résultats justifient les remarques faites dans le paragraphe précédent. En effet nous observons une détérioration rapide du front de montée en fonction de la profondeur, nous constatons également une inversion de polarité près de la surface du sol ; cet effet est évidemment lié à la conjugaison des courants de conduction et de déplacement lors de l'interférence avec la transition air-sol, la propagation de l'impulsion dans le sol devient très difficile figure (1.31). En effet les fréquences les plus basses du spectre ont été totalement réfléchies et par conséquent l'impulsion transmise ne se compose plus que des fréquences élevées du spectre ; ceci explique l'atténuation d'autant plus rapide de l'impulsion transmise dans un sol d'autant mieux conducteur. (10) (11)

## CONCLUSION

Les résultats exposés dans ce chapitre font apparaître que la présence du sol modifie de façon très importante l'amplitude d'une perturbation électromagnétique recueillie sur la transition Air-Sol.

Les caractéristiques électriques du sol ont également une grande importance sur l'atténuation globale de l'impulsion électromagnétique transmise dans le sol.

L'étude systématique de l'influence de la conductivité du sol a montré que pour les valeurs courantes rencontrées en géophysique ( $10^{-3}$  à  $10^{-2}$  mho/m) le sol apparaît comme un très bon réflecteur vis-à-vis d'une perturbation illuminant sa surface.

La propagation de l'impulsion au-dessus du sol est fortement influencée par l'altitude puisque nous sommes alors soumis à l'action résultante de l'impulsion incidente et de l'impulsion réfléchie. La variation d'amplitude en fonction de l'altitude est alors directement conditionnée par l'angle d'incidence et le temps de montée du signal perturbateur.

En ce qui concerne la transmission de la perturbation dans le sol, l'évolution de l'amplitude en fonction de la profondeur est dominée par l'atténuation du transitoire lorsque nous sommes sous la surface et par l'atténuation des composantes basses fréquences aux profondeurs plus importantes.

Pour résumer qualitativement les résultats nous dirons que l'incidence normale est la plus défavorable, qu'avec un temps de montée du perturbateur égal à 10 ns, une conductivité de  $10^{-2}$  mho/m, une permittivité relative du sol de 10, l'amplitude de l'impulsion résultante s'identifie à celle de l'impulsion incidente pour une altitude supérieure à 10 m, que l'atténuation sous la surface est de 5dB/100 m, pour devenir égale à 1.7 dB/100 m aux profondeurs plus importantes

## CHAPITRE II : REFLEXION ET TRANSMISSION A TRAVERS UNE EPAISSEUR CONDUCTRICE

La pénétration d'une impulsion électromagnétique à travers une épaisseur conductrice est influencée par un grand nombre de facteurs. Si nous faisons l'hypothèse d'une illumination en onde plane, nous distinguons deux variétés de paramètres faisant référence aux caractéristiques de l'impulsion et aux caractéristiques intrinsèques de l'épaisseur conductrice.

Pour définir l'impulsion électromagnétique nous utilisons les paramètres habituels faisant appel aux notions de largeur, temps de transition et forme du signal.

L'épaisseur conductrice est de dimensions transversales infinies, limitée par deux plans parallèles et composée d'un matériau isotrope et homogène de conductivité et permittivité relative indépendantes de la fréquence.

Dans une première étape, nous nous limitons au calcul des coefficients de transmission et de réflexion sous une excitation sinusoïdale. Cette approche du problème nous amène à envisager le cas d'une paroi purement diélectrique où l'étude est abordée en fonction de la fréquence, de l'angle d'incidence et de la polarisation de l'onde incidente.

Les résultats obtenus nous permettent de nous étendre au cas plus concret où intervient la conductivité du matériau. Le choix des conductivités servant de paramètres, a été guidé par les valeurs usuelles rencontrées dans les problèmes de géophysique ( $10^{-1}$  à  $10^{-3}$  mho/m), cette situation particulière nous conduit à distinguer deux comportements caractéristiques en fonction de la fréquence.

Les basses fréquences où l'effet de la conductivité est prépondérant et les fréquences élevées pour lesquelles les courants de déplacement dominent la propagation qui s'apparente dans ce cas à un phénomène de type diélectrique.

Ces premiers résultats nous donnent des informations sur les propriétés de blindage d'une lame conductrice nous permettant de déduire l'incidence et la polarisation les plus défavorables du point de vue de la compatibilité électromagnétique.

La seconde étape de notre travail est une généralisation des résultats précédents lorsque l'impulsion incidente est de forme trapézoïdale et d'une largeur voisine de 100 ns. Nous illustrons quelques exemples de pénétration en recherchant chaque fois, l'influence des paramètres pouvant modifier l'amplitude et la forme des signaux transmis par la paroi conductrice isolée dans l'air.

La troisième étape est concentrée sur les possibilités d'investigation d'épaisseur conductrice à partir de raisonnements basés sur la réflectométrie. Les épaisseurs envisagées (5 à 20 cm) peuvent être analysées à l'aide d'impulsions du domaine subnanoseconde.

Nous nous intéressons tout d'abord à l'influence systématique des contrastes apparaissant au niveau des inter-faces mais également à l'action conjuguée des conductivités et permittivités de l'épaisseur.

Les principaux éléments de cette étude étant fondés sur la recherche d'échos secondaires de faible amplitude ; nous approchons la simulation théorique des situations rencontrées dans la pratique où l'impulsion initiale obéit au profil gaussien. Les quelques exemples retenus montrent que l'interférence des signaux peut engendrer des difficultés d'interprétation. Nous tentons de lever cette ambiguïté en appliquant la dualité temps fréquence. En effet nous montrons que le traitement numérique des spectres nous donne des informations supplémentaires qui permettent le cas échéant de faciliter de façon satisfaisante, le dépouillement des résultats expérimentaux.

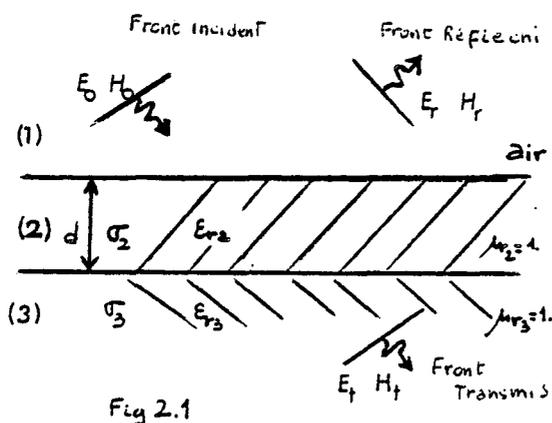
## II.1. Réflexion et Transmission d'une onde électromagnétique sinusoïdale par une épaisseur conductrice

### II.1.1. : Position du problème

Le problème consiste à évaluer le pouvoir réflecteur et absorbant présentés par une épaisseur conductrice homogène à faces parallèles, illuminée par une onde plane.

L'atténuation est fonction des caractéristiques du champ électromagnétique incident (fréquence, incidence, polarisation) mais également des paramètres physiques de l'épaisseur conductrice tels que la conductivité, la permittivité et l'épaisseur.

De même que dans l'étude en demi-milieu, nous supposons que l'onde électromagnétique incidente est plane et que les dimensions transversales sont infinies. Nous pouvons illustrer le problème à l'aide du schéma de la figure 2.1.



L'onde incidente est caractérisée par le couple  $(\vec{E}_0, \vec{H}_0)$ , l'onde réfléchie dans le milieu (1) est caractérisé par le couple  $(\vec{E}_r, \vec{H}_r)$  et l'onde transmise dans le milieu (3) par  $(\vec{E}_t, \vec{H}_t)$ .

### II.1.2. : Formulation théorique

Les milieux (1), (2) et (3) matérialisés sur la figure (2.2) ont pour caractéristiques des conductivités " $\sigma_j$ " et permittivités " $\epsilon_j$ " quelconques indépendantes de la fréquence.

Nous avons également représenté sur cette figure les trajectoires des faisceaux réfléchis et réfractés par la paroi.

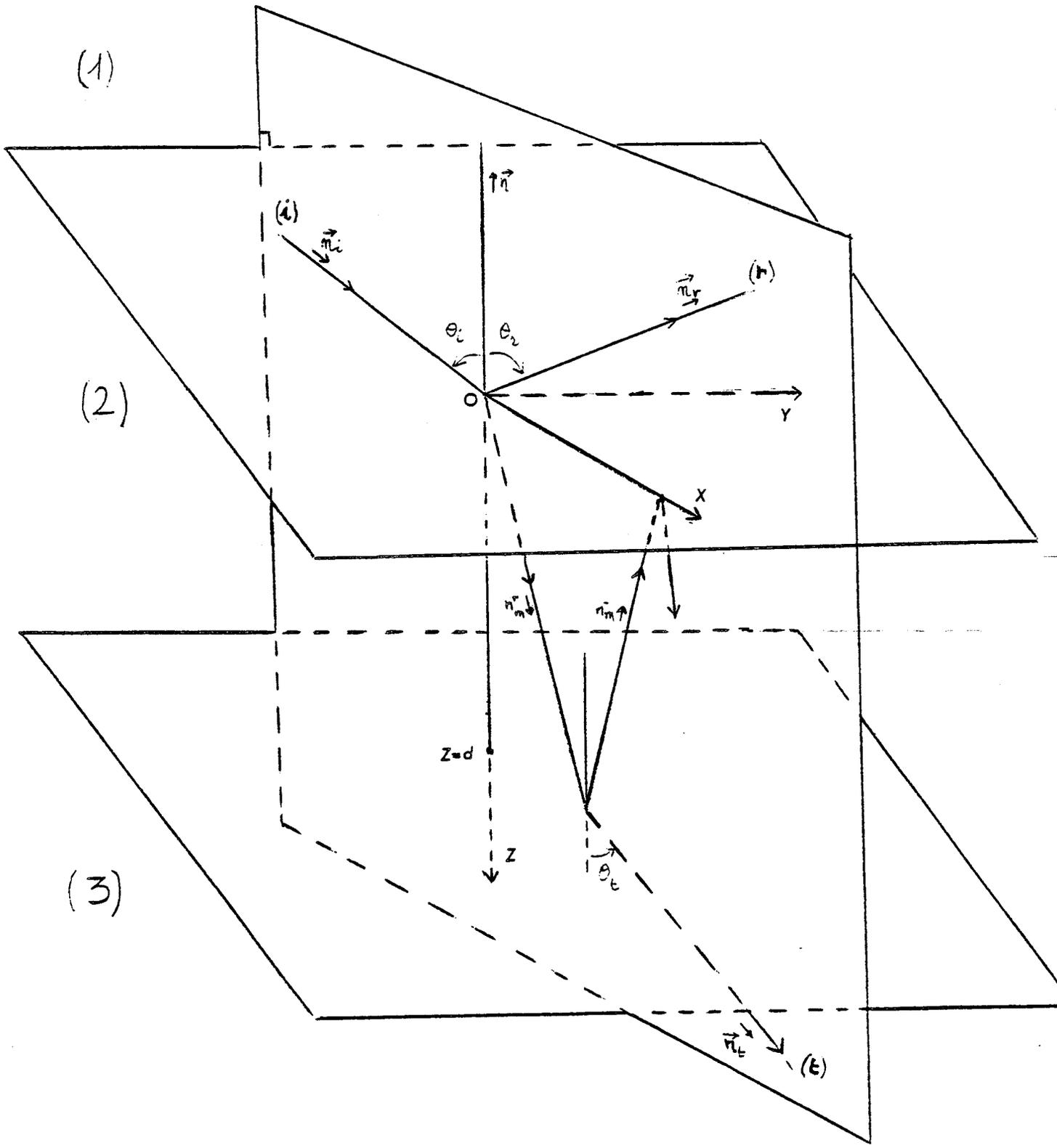


Fig: 2.2



Le plan d'incidence  $xoy(i)$ , est perpendiculaire aux interfaces. L'origine du repère géométrique, caractérisé par le trièdre  $oxyz$ , est située au point de contact du faisceau incident avec le premier plan réflecteur  $xoy$  ; le deuxième plan réflecteur est situé au point de coordonnée  $z = +d$ .

Les fonctions complexes  $a_i(t)$ ,  $a_r(t)$  et  $a_t(t)$  représentant respectivement les faisceaux incidents, réfléchis dans le milieu (1) et transmis dans le milieu (3) ont une forme identique à celles définies dans l'étude du demi-milieu.

$$\begin{aligned} a_i(t) &= A_i e^{j(\omega t - \vec{k}_i \vec{r})} \\ a_r(t) &= A_r e^{j(\omega t - \vec{k}_r \vec{r})} \\ a_t(t) &= A_t e^{j(\omega t - \vec{k}_t \vec{r})} \end{aligned} \quad (2.1)$$

où  $A_i$ ,  $A_r$  et  $A_t$  correspondent aux amplitudes maximales des champs électriques ou magnétiques et où  $k_i$ ,  $k_r$  et  $k_t$  sont des vecteurs orientés dans la direction de propagation de chaque faisceau et proportionnels aux constantes de propagation des milieux (1) et (3). L'onde entretenue dans l'épaisseur subit des réflexions multiples sur les deux interfaces et peut-être considérée comme le résultat d'une onde incidente et d'une onde réfléchie et peut s'écrire :

$$\Delta_m(t) = A_m^+ e^{j(\omega t - \vec{k}_m^+ \vec{r})} + A_m^- e^{j(\omega t - \vec{k}_m^- \vec{r})} \quad 2.2$$

$$\text{où } \vec{k}_m^{\pm} = \vec{n}_m^{\pm} \left( \omega^2 \mu_2 \epsilon_2 - j \omega \mu_2 \sigma_2 \right)^{1/2} \quad \text{avec } |\vec{n}_m^{\pm}| = 1 \quad 2.3$$

La détermination de l'amplitude du champ électromagnétique réfléchi ou transmis par l'épaisseur, revient à calculer les différents coefficients  $A_i$ ,  $A_r$ ,  $A_t$ ,  $A_m^+$  et  $A_m^-$ . Le calcul peut-être obtenu en appliquant les conditions aux limites au passage des différentes interfaces. L'expression de ces conditions aux limites conduit à la résolution d'un système linéaire où les solutions sont les coefficients inconnus.

Cette méthode nécessite le calcul numérique des coefficients. Nous pouvons aussi adopter un formalisme différent utilisant le concept des coefficients de réflexion et de transmission utilisés dans l'étude du demi-milieu. Les paragraphes suivants sont consacrés au développement théorique des deux approches du problème.

$\alpha$  : formulation par l'application des conditions aux limites

Sur les figures (2.3) et (2.4) sont représentées les trajectoires des faisceaux incidents et réfléchis dans les deux modes de polarisation "TE" et "TM".

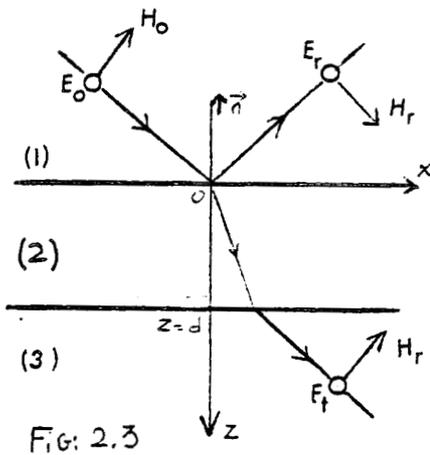


Fig. 2.3

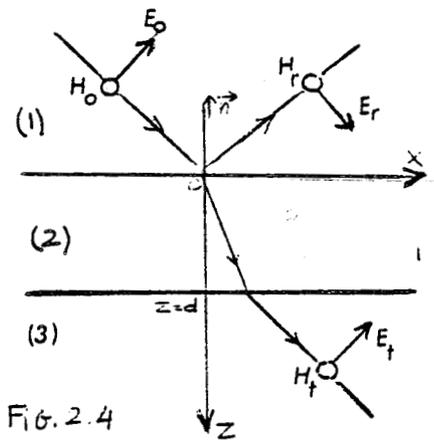


Fig. 2.4

L'application des conditions de continuité des champs électriques et magnétiques obtenues au passage de chaque interface conduit aux relations vectorielles suivantes (6)

$$\begin{aligned} \vec{n} \wedge [\vec{E}_i(0) + \vec{E}_r(0)] &= \vec{n} \wedge [\vec{E}_m^+(0) + \vec{E}_m^-(0)] \\ \vec{n} \wedge [\vec{H}_i(0) + \vec{H}_r(0)] &= \vec{n} \wedge [\vec{H}_m^+(0) + \vec{H}_m^-(0)] \\ \vec{n} \wedge [\vec{E}_m^-(d) + \vec{E}_m^-(d)] &= \vec{n} \wedge [\vec{E}_t(d)] \\ \vec{n} \wedge [\vec{H}_m^+(d) + \vec{H}_m^-(d)] &= \vec{n} \wedge [\vec{H}_t(d)] \end{aligned} \quad 2.4$$

La relation reliant le vecteur champ électrique  $\vec{E}_j$  au vecteur champ magnétique  $\vec{H}_j$  d'une onde plane se propageant dans la direction  $\vec{n}_j$  dans un milieu homogène est la suivante :

$$\vec{H}_j = \frac{1}{Z_j} \vec{n}_j \wedge \vec{E}_j \quad 2.5$$

où  $Z_j$  est l'impédance intrinsèque du milieu homogène qui s'écrit :

$$Z_j = \frac{\omega \mu_j}{k_j} \quad 2.6$$

A l'aide de la relation (2.5) les équations (2.4) s'expriment sans la forme du système matriciel suivant et correspondant à la polarisation "TE" :

$$\begin{pmatrix} -1 & 1 & 1 & 0 \\ \frac{\epsilon_i}{z_i} & \frac{\epsilon_m}{z_m} & -\frac{\epsilon_m}{z_m} & 0 \\ 0 & \exp(j\xi_m \frac{d}{z_m}) & \exp(j\xi_m \frac{d}{z_m}) & -\exp(-j\xi_e \frac{d}{z_e}) \\ 0 & \frac{\exp(j\xi_m \frac{d}{z_m})}{z_m/\epsilon_m} & \frac{-\exp(j\xi_m \frac{d}{z_m})}{z_m/\epsilon_m} & \frac{-\exp(-j\xi_e \frac{d}{z_e})}{z_e/\epsilon_e} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_r \\ E_m^+ \\ E_m^- \\ E_t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_i \\ \frac{\epsilon_i E_i}{z_i} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad 2.7$$

où  $\xi_j$  est le produit scalaire défini par :

$$\xi_j = \vec{n}_j \cdot \vec{n} \quad 2.8$$

La résolution de ce système linéaire permet d'évaluer les coefficients  $E_r$  et  $E_t$  et d'exprimer les coefficients de réflexion  $R_{TE}$  et de transmission  $T_{TE}$  :

$$R_{TE} = \frac{E_r(0)}{E_i(0)} \quad \text{et} \quad T_{TE} = \frac{E_t(d)}{E_i(0)} \quad 2.9$$

Dans le cas d'une polarisation "TM" nous adoptons le formalisme en champ magnétique conduisant au système matriciel suivant :

$$\begin{bmatrix} -1 & 1 & 1 & 0 \\ z_i \epsilon_i & z_m \epsilon_m & -z_m \epsilon_m & 0 \\ 0 & \exp(-j\epsilon_m z_m d) & \exp(j\epsilon_m z_m d) & \exp(-j\epsilon_t z_t d) \\ 0 & z_m \epsilon_m \exp(-j\epsilon_m z_m d) & -z_m \epsilon_m \exp(j\epsilon_m z_m d) & -z_t \epsilon_t \exp(-j\epsilon_t z_t d) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_r \\ H_m^+ \\ H_m^- \\ H_t \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} H_i \\ \epsilon_t z_t H_i \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad 2.10$$

Ce système nous permet d'accéder au calcul des coefficients de réflexion "R<sub>TM</sub>" et de Transmission "T<sub>TM</sub>" en mode "TM"

$$R_{TM} = \frac{E_r(0)}{E_i(0)} = \frac{\vec{n}_i \wedge \vec{H}_r(0)}{\vec{n}_i \wedge \vec{H}_i(0)} = - \frac{H_r(0)}{H_i(0)} \quad 2.11$$

$$T_{TM} = \frac{E_t(d)}{E_i(0)} = \frac{z_t}{z_i} \frac{H_t(d)}{H_i(0)} \quad 2.12$$

B : formulation par les coefficients de réflexion et de transmission du demi-milieu

Pour développer cette approche nous utilisons les résultats obtenus dans l'étude de la pénétration d'une onde dans le demi-milieu. En tenant compte des hypothèses faites sur le demi-milieu la transmission et la réflexion dans l'épaisseur conductrice peut-être assimilée à un problème de réflexions multiples figure 2.5

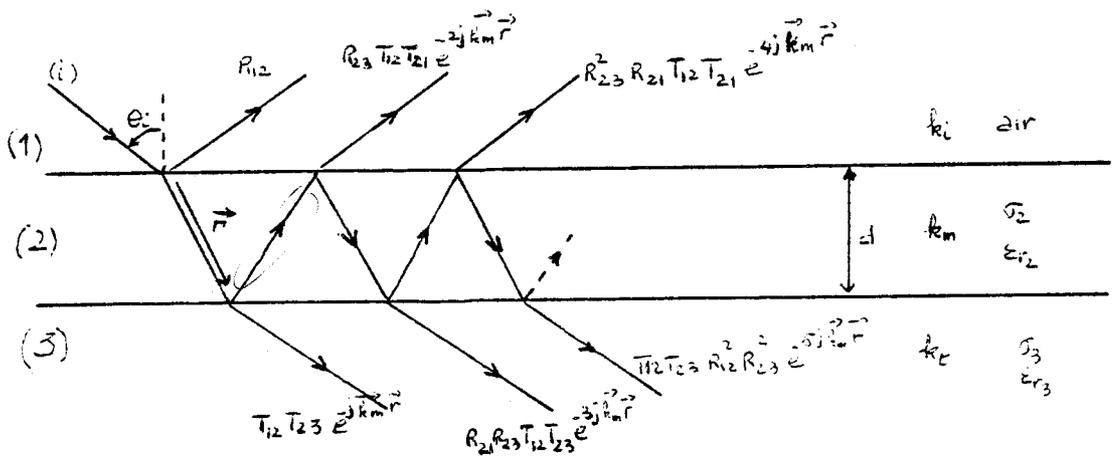


FIG. 2.5

Par addition des réflexions multiples prenant naissance à l'intérieur de l'épaisseur nous pouvons écrire les expressions des coefficients de transmission "T" et de réflexion "R" sous les formes suivantes : (14)

$$T = \frac{E_t(d)}{E_i(0)} = \frac{T_{12} T_{23} e^{-j\vec{k}_m \vec{r}}}{1 - R_{21} R_{23} e^{2j\vec{k}_m \vec{r}}} \quad 2.13$$

$$R = \frac{E_r(0)}{E_i(0)} = R_{12} + \frac{R_{23} T_{12} T_{21} e^{-2j\vec{k}_m \vec{r}}}{1 - R_{21} R_{23} e^{2j\vec{k}_m \vec{r}}} \quad 2.14$$

$T_{12}$  et  $T_{23}$  représentent successivement les coefficients de transmission (milieu (1) → milieu (2)) et (milieu (2) → (3)).

$R_{21}$  et  $R_{23}$  représentent successivement les coefficients de réflexion correspondant aux demi-milieus (milieu (2) → milieu (1)) et milieu (2) - milieu (3).

Dans l'épaisseur conductrice, l'onde qui s'y propage est inhomogène et cette propagation est caractérisée par le terme  $e^{-j\vec{k}_m \vec{r}}$  dont l'expression est développé dans l'annexe I.

Les expressions (2.13) et (2.14) sont d'utilisation beaucoup plus souple que la méthode de résolution du système linéaire et permettent le cas échéant une interprétation physique plus facile des phénomènes intervenant dans la propagation. Pour dissocier l'influence des paramètres de l'onde incidente et de la paroi conductrice nous nous plaçons successivement dans les situations d'une épaisseur purement diélectrique et d'une épaisseur conductrice.

### II.1.3.: Réflexion et transmission à travers une épaisseur diélectrique

Nous étudions le cas où les milieux (1) et (3) sont de l'air et le milieu (2) un diélectrique de permittivité relative égale à 10.

Nous avons représenté sur les figures (2.6,a,b) et (2.7,a,b) les évolutions des modules et phases des coefficients de transmission et de réflexion en fonction de la fréquence ; l'épaisseur "d" de la lame diélectrique est égale à 55 cm, l'incidence est normale.

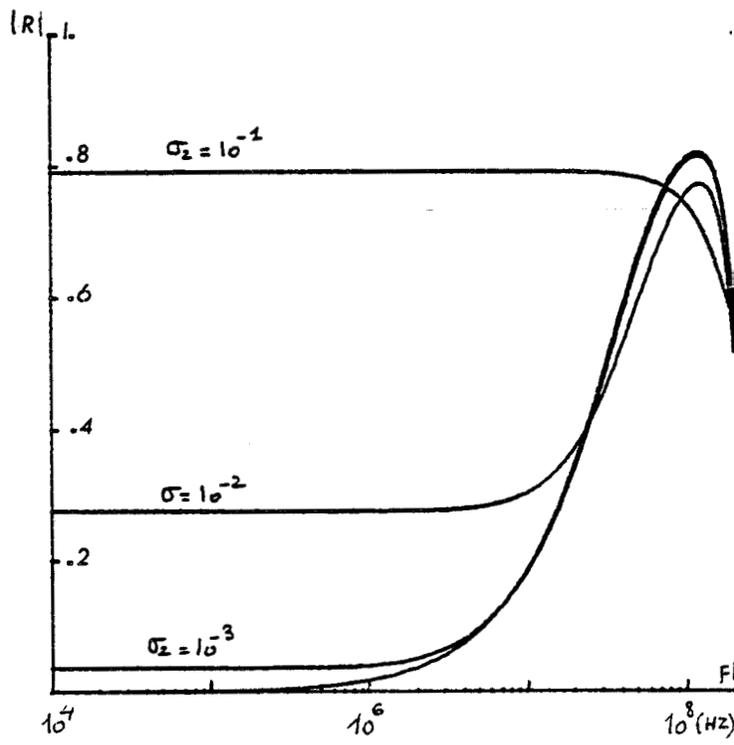
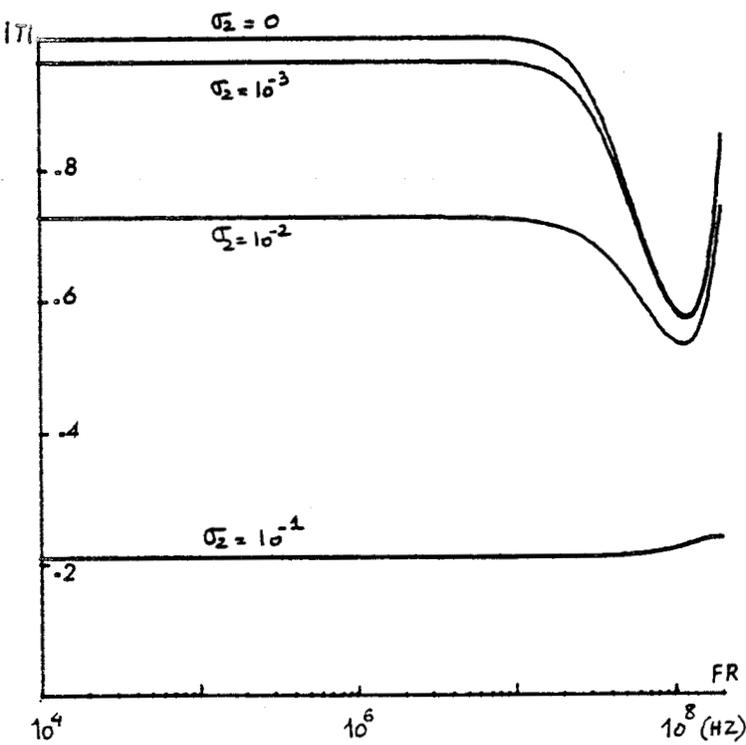
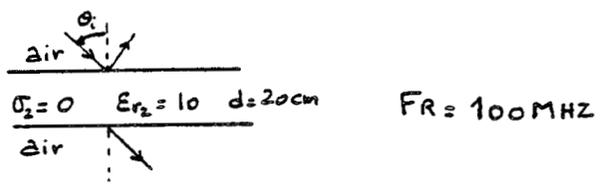
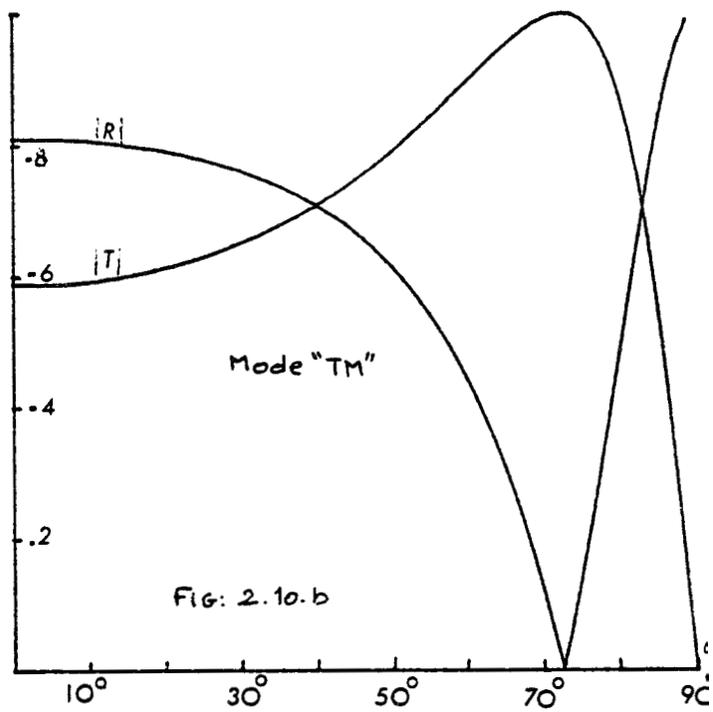
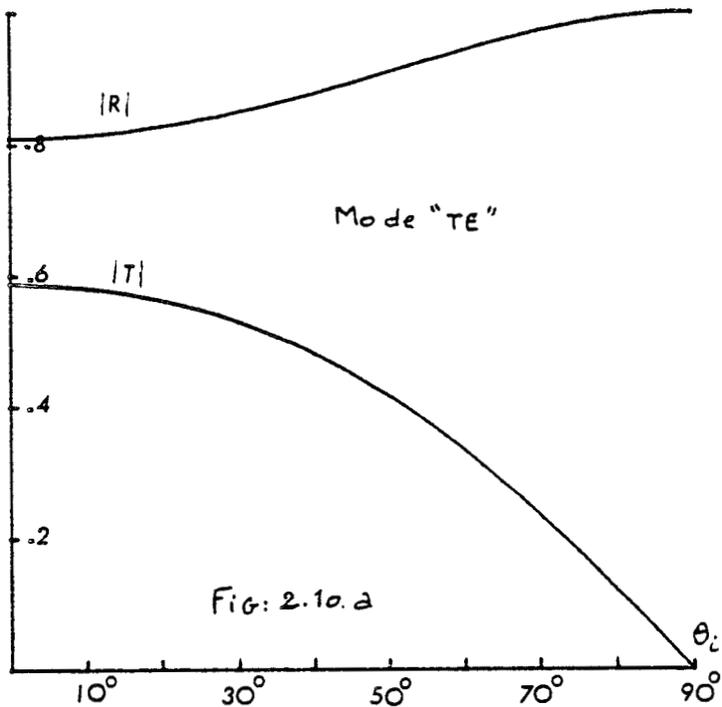


Fig: 2.11.a

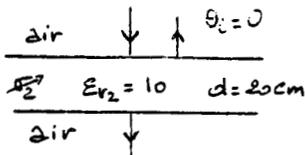


Fig: 2.11.b

Lorsque la fréquence est suffisamment faible pour satisfaire la condition  $d \gg \lambda$  ( $\lambda$  étant la longueur d'onde dans la paroi) l'onde est totalement transmise sans subir de déphasage ; nous pouvons facilement montrer (annexe II) que le coefficient de transmission est alors égal à 1. La réflexion est par conséquent dans ce cas très faible et se fait en quadrature de phase figure (2.7. b) ; en effet nous pouvons également montrer très facilement que le coefficient de réflexion aux basses fréquences s'identifie à l'expression :

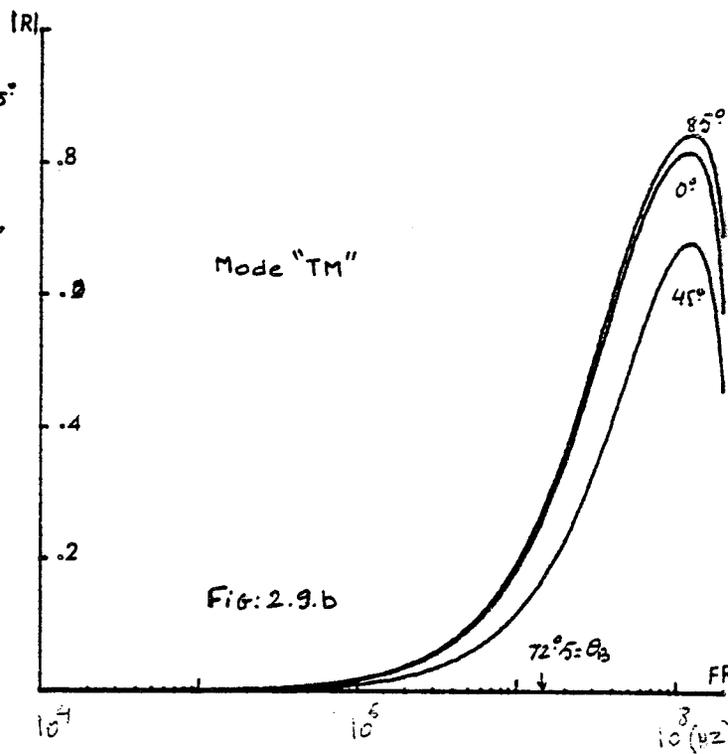
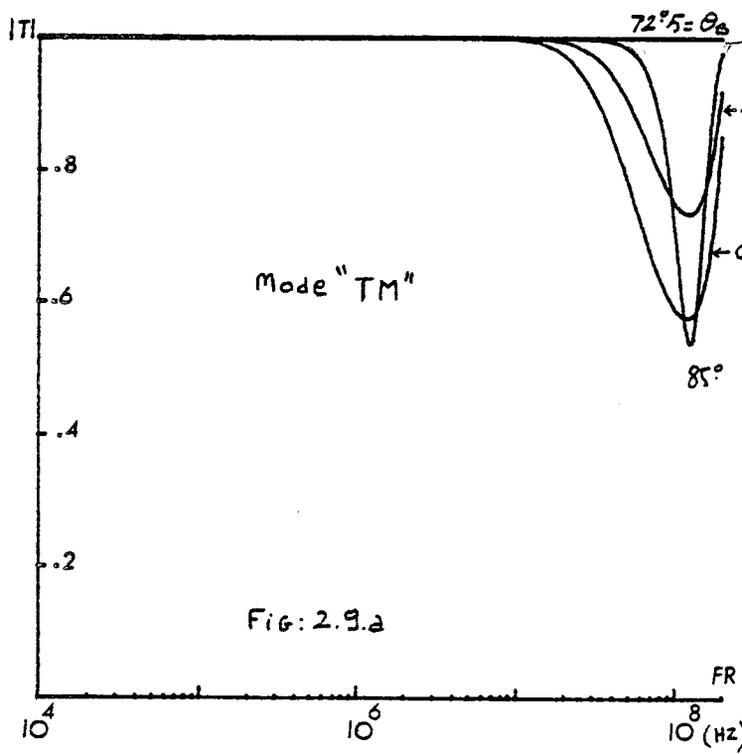
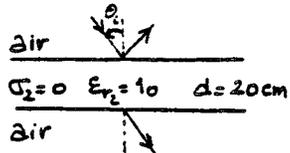
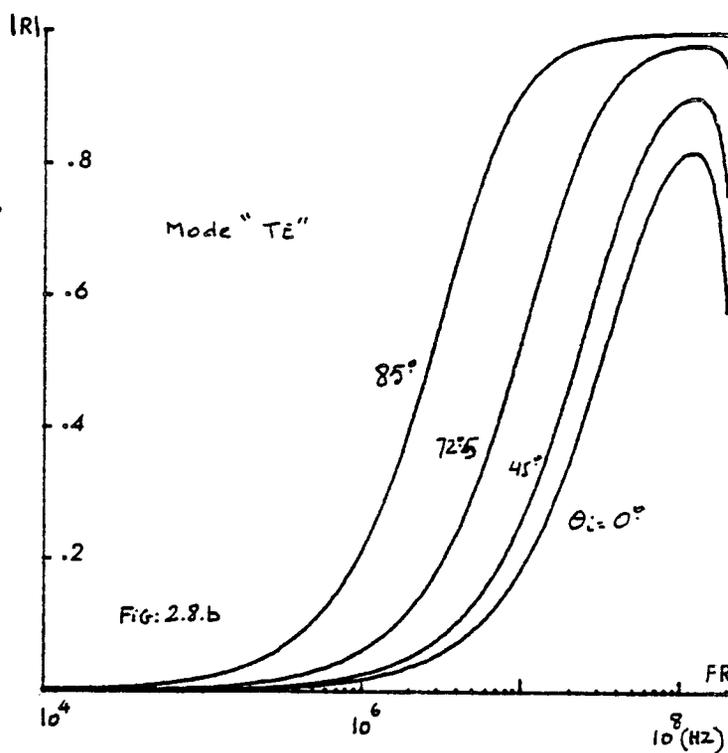
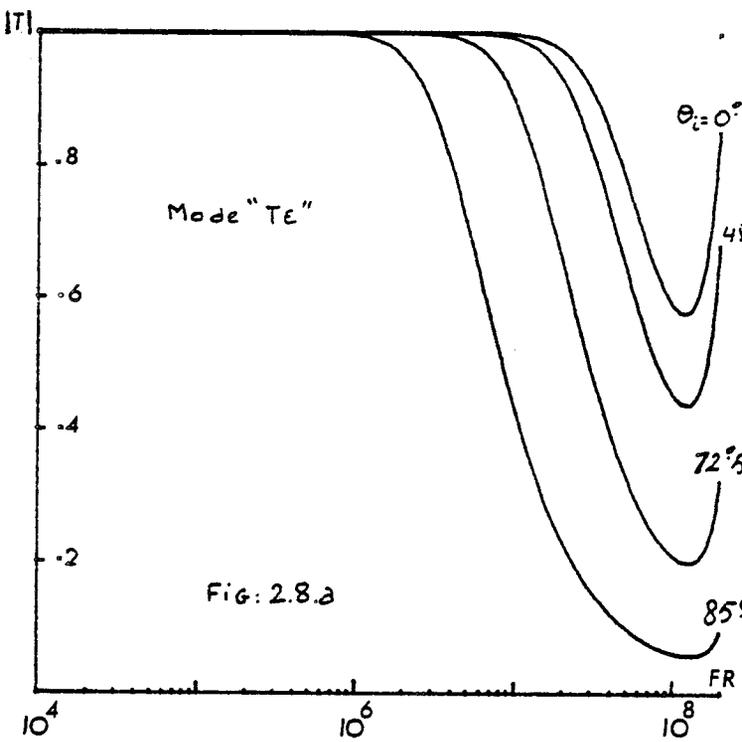
$$\frac{J(1 - \epsilon_{r2}) \sin(\pi_m d)}{2 \sqrt{\epsilon_{r2}}} \quad (\text{annexe II})$$

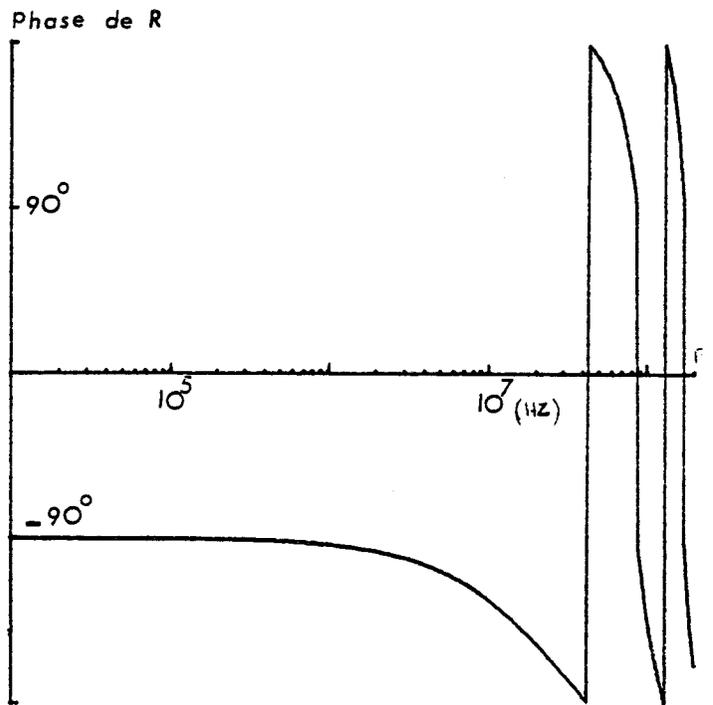
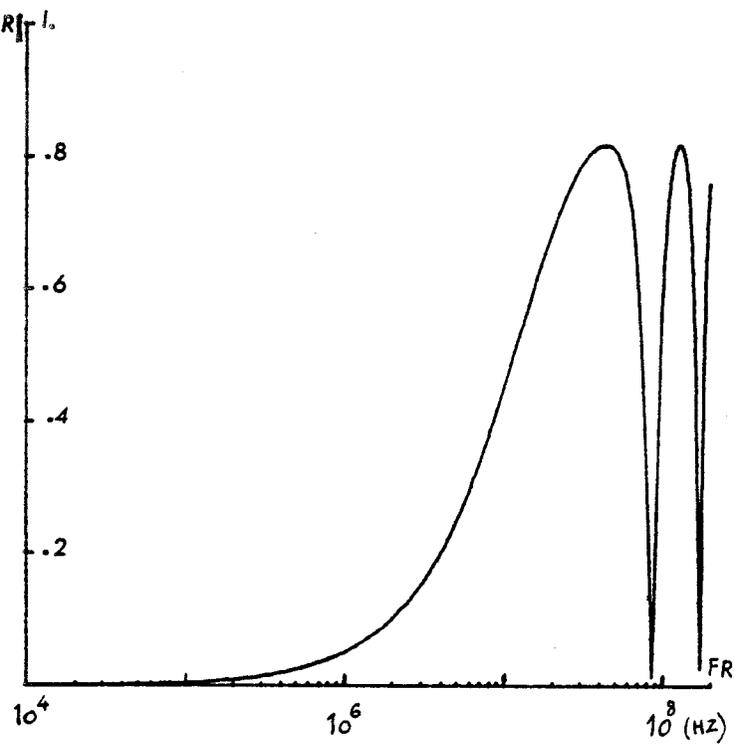
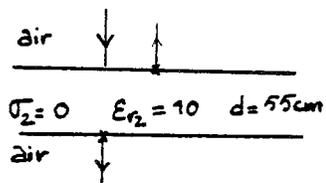
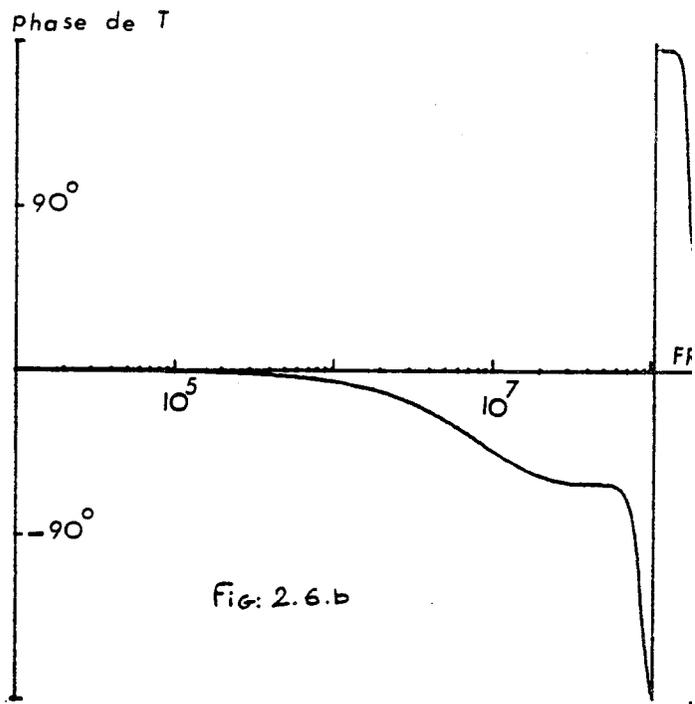
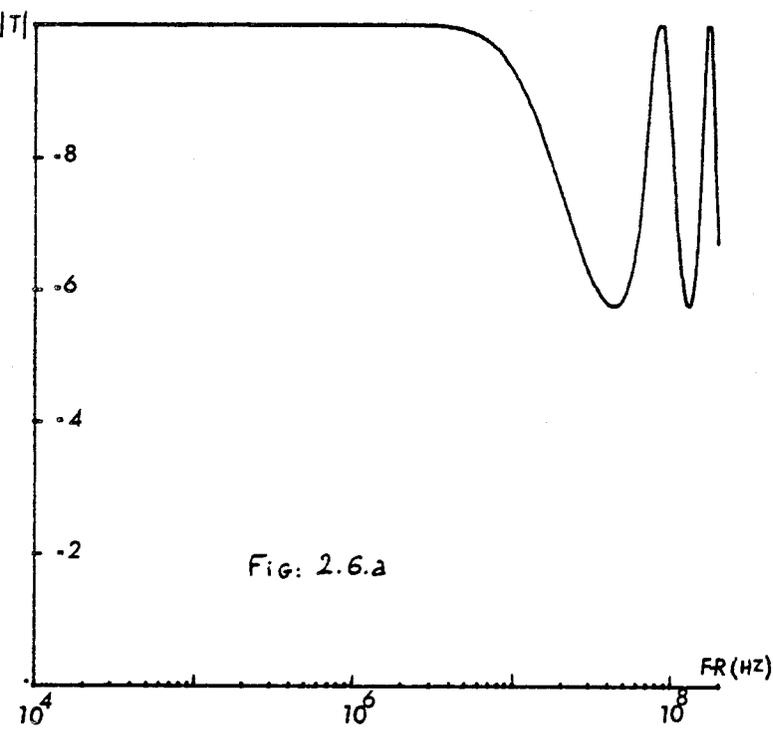
Aux fréquences élevées pour lesquelles la longueur d'onde  $\lambda$  est inférieure ou égale à l'épaisseur  $d$ , on enregistre des variations. La transmission est maximum et la réflexion minimum lorsque  $d = 2p \frac{\lambda}{4}$  ( $p$  est un entier positif) ; la transmission est minimum et la réflexion maximum pour  $d = (2p+1) \frac{\lambda}{4}$  Fig. (2.6. a) et Fig. (2.7. a)

Ces relations sont ainsi parfaitement reliées aux phénomènes d'ondes stationnaires apparaissant dans l'épaisseur. L'évolution de la phase est également soumise à des variations importantes lorsque la longueur d'onde  $\lambda$  satisfait les conditions  $d = 2p \lambda/4$  ou  $d = (2p+1) \lambda/4$  : figure (2.6. b) et Fig. (2.7. b)

Sur les figures (2.8, a) et (2.8, b) sont représentées respectivement les variations des coefficients de transmission et de réflexion sous la polarisation "TE" et sur les figures (2.9, a) et (2.9, b) sous la polarisation "TM". Les courbes sont paramétrées en fonction de l'angle d'incidence. L'épaisseur de la lame diélectrique est égale à 20 cm et la permittivité relative " $\epsilon_r$ " est égale à 10.

La transmission maximum est obtenue aux fréquences basses, où la longueur d'onde " $\lambda$ " dans le diélectrique est bien supérieure au trajet optique intérieur à la lame diélectrique. Sous la polarisation "TM", il y a transmission uniforme du spectre lorsque l'incidence est égale à l'angle de Brewster " $\theta_b$ ". Ce comportement est en fait étroitement relié à l'absence de réflexion sur l'inter-face éclairé sous l'angle  $\theta_b$  ; l'effet est d'ailleurs parfaitement corrélé aux variations du coefficient de réflexion de la lame lorsque la condition  $\theta_i = \theta_b$  est satisfaite, la réflexion est nulle quelque soit la fréquence.





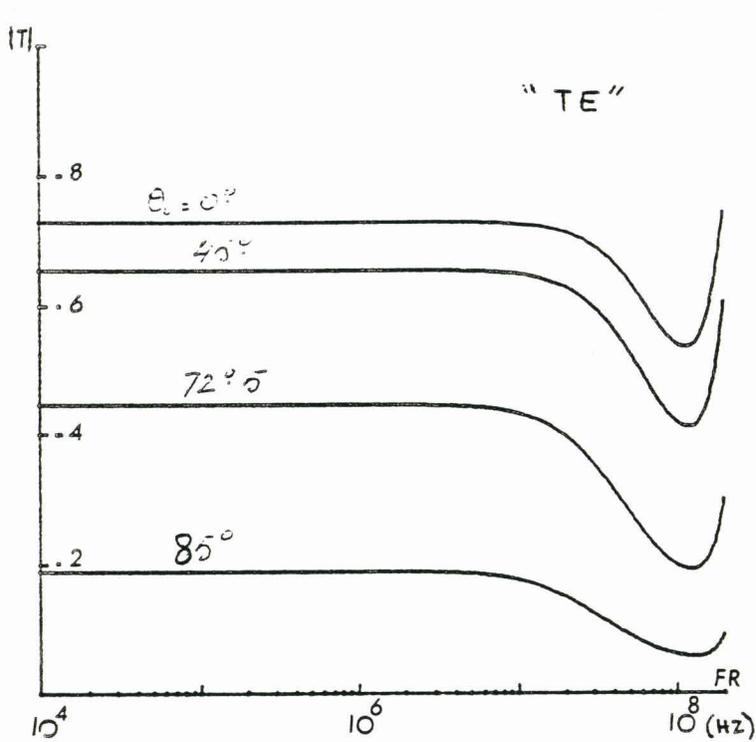


FIG: 2.12.a

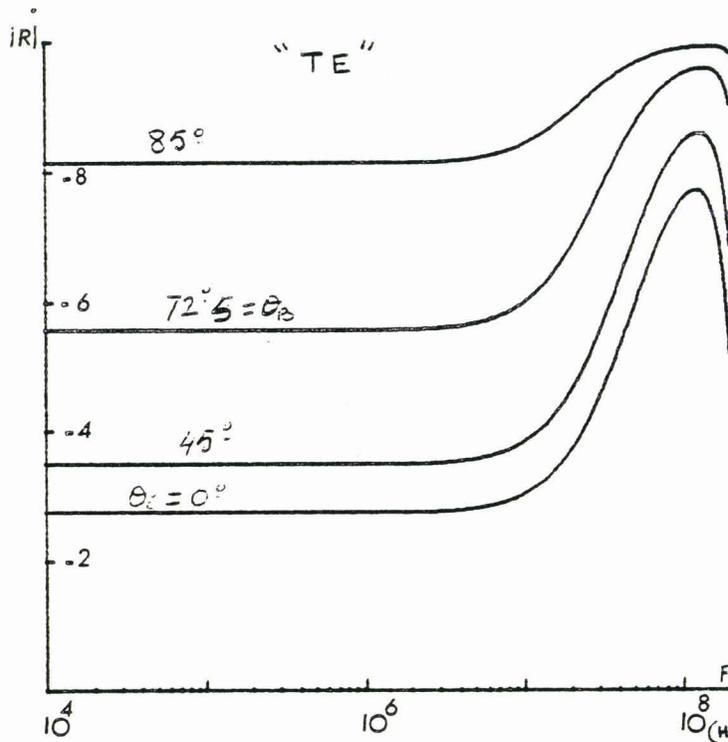


FIG: 2.12.b

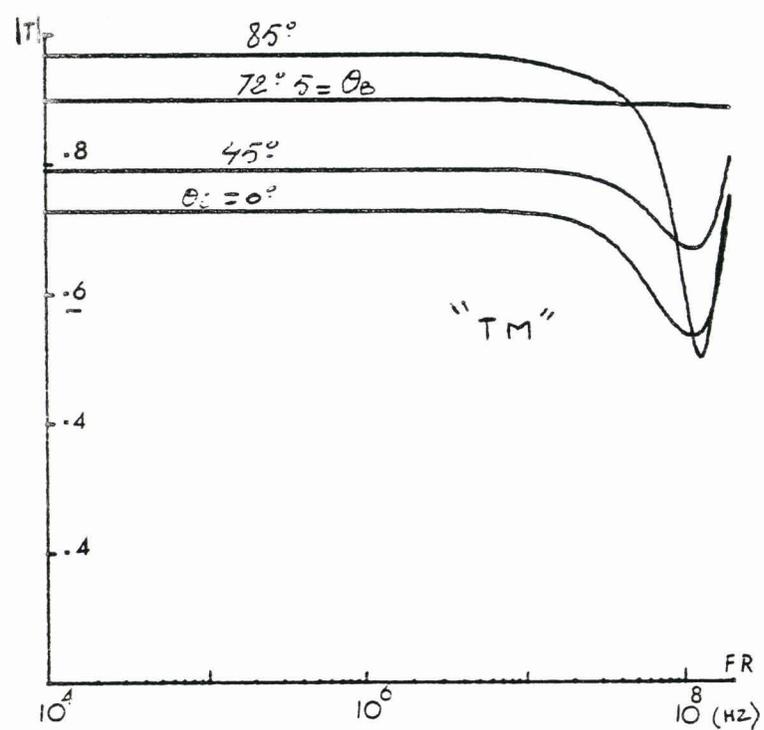
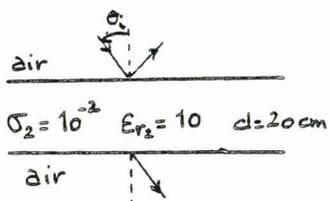


FIG: 2.13.a

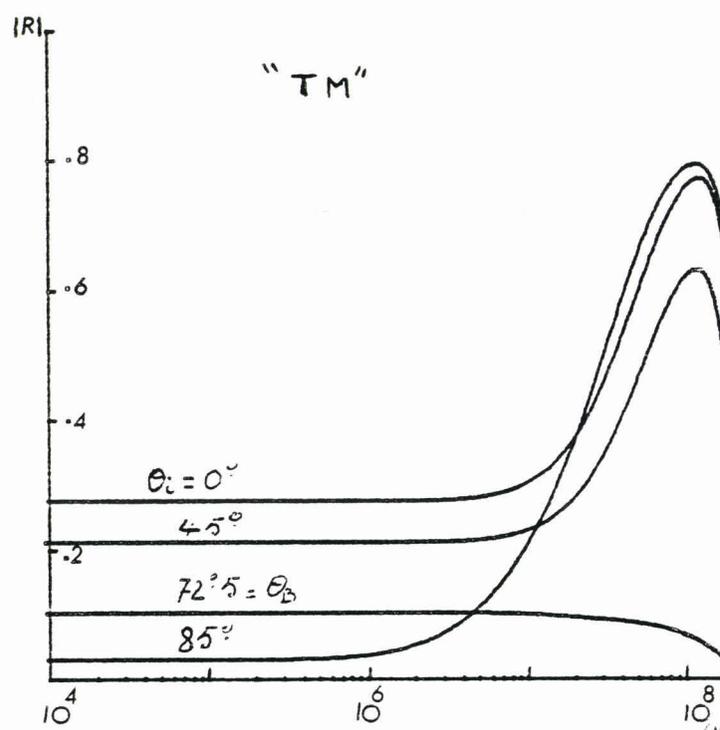


FIG: 2.13.b



Pour mettre plus facilement en évidence l'influence de l'incidence, nous avons tracé aux fréquences élevées (100 MHz) l'évolution du coefficient de réflexion et de transmission en fonction de l'angle d'incidence sous la polarisation "TE" figure (2.10,a) et sous la polarisation "TM" figure (2.10,b).

Dans le cas de la polarisation "TE" l'évolution des coefficients de transmission et de réflexion varient de manière continuellement croissante et décroissante avec  $\theta_i$ .

En polarisation "TM" les variations du coefficient de transmission enregistrent un maximum égal à l'unité lorsque l'incidence est égale à celle de Brewster " $\theta_b$ " tandis que le coefficient de réflexion atteint la valeur nulle rencontrée sur les courbes précédentes.

#### II.1.4 : réflexion et transmission à travers une épaisseur conductrice

Nous étendons maintenant au cas de l'épaisseur conductrice, l'étude menée pour une lame diélectrique. Nous essayons de déduire les propriétés intéressantes de l'effet conjugué de l'incidence et de la polarisation.

Les courbes reportées sur les figures (2.11,a) et (2.11,b) représentant respectivement l'évolution du coefficient de transmission et de réflexion en fonction de la fréquence, sont exploitées sous incidence normale et paramétrées en fonction de la conductivité et de l'épaisseur.

Aux fréquences basses la conductivité influence fortement la transmission et la réflexion de l'onde ; ce résultat est tout à fait logique, car la paroi conductrice joue le rôle de blindage, qui est d'autant plus efficace que la conductivité est élevée.

Aux fréquences élevées l'influence de la conductivité est d'autant moins sensible que nous satisfaisons la condition  $\sigma_2 \ll \omega \epsilon_2$ . cette inégalité traduit l'effet prépondérant des courants de déplacement devant les courants de conduction.



Nous pouvons dire qu'un matériau satisfaisant ce critère aura par conséquent une transparence du type diélectrique. Les résultats traduisant l'influence de l'angle d'incidence et de la polarisation sur la réflexion et la transmission d'une électromagnétique à travers une lame de 20 cm d'épaisseur et de conductivité  $\sigma_2$  égale à  $10^{-2}$  mho/m, sont présentés par les courbes des figures (2.12,a,b) et (2.13,a,b). Sous la polarisation "TE" nous constatons, aux fréquences basses, une diminution de la transmission (figure 2.12,a) et une augmentation de la réflexion figure (2.12,b) lorsque l'incidence s'écarte de la normale. Aux fréquences élevées (100 MHz) nous retrouvons en transmission comme en réflexion le comportement du type diélectrique attendu.

Sous la polarisation "TM" figure (2.12,a,b) nous observons aux fréquences basses une transmission croissante lorsque l'incidence s'éloigne de la normale accompagnée d'une réflexion décroissante. Ce comportement est d'ailleurs parfaitement apparant sur les courbes des figures (2.14,a,b) exploitées à 10 KHz. Nous pouvons expliquer ces variations aux fréquences basses en utilisant les développements analytiques obtenus pour des épaisseurs "d" supérieures à la profondeur de pénétration "δ" dans le matériau conducteur ( $d \gg \delta$  avec  $\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_2 \sigma_2}}$ ). Dans ce cas particulier l'expression du coefficient d'affaiblissement prend une forme très simple : (Annexe III)

$$T = T_{AM} \cdot T_{MA} \cdot e^{-j \vec{k}_m \vec{r}} \quad \text{avec} \quad |e^{-j \vec{k}_m \vec{r}}| \ll 1 \quad 2.15$$

Cette expression peut, dans le cas où l'incidence est presque rasante ( $\theta_i' = 0$  où  $\theta_i' = \frac{\pi}{2} - \theta_i$ ) s'écrire :

$$T = 4 e^{-j \vec{k}_m \vec{r}} \cdot \frac{k_w}{k_{m0}} \cdot \frac{\theta_i'}{\left(\frac{k_w}{k_{m0}} \sqrt{2} + \theta_i'\right)^2 + \theta_i'^2} \quad 2.16$$

Sous cette illumination particulière la transmission maximum est obtenue pour l'angle d'incidence particulier :

$$\theta_{i0}' = \frac{\pi}{2} - \theta_{i0}' \quad \text{où} \quad \theta_{i0}' = \frac{k_{i0}}{k_{m0}} \quad 2.17$$

$$\text{avec } k_{i0} = \omega \sqrt{\mu \epsilon_0} \quad \text{et} \quad k_{m0} = \sqrt{\omega \mu_2 \sigma_2}$$

La valeur du coefficient de transmission est alors égale à :

$$|T|_{\max} = 1.17 \cdot \alpha \quad \text{où} \quad \alpha = |e^{-j \vec{k}_m \vec{r}}| \quad 2.18$$

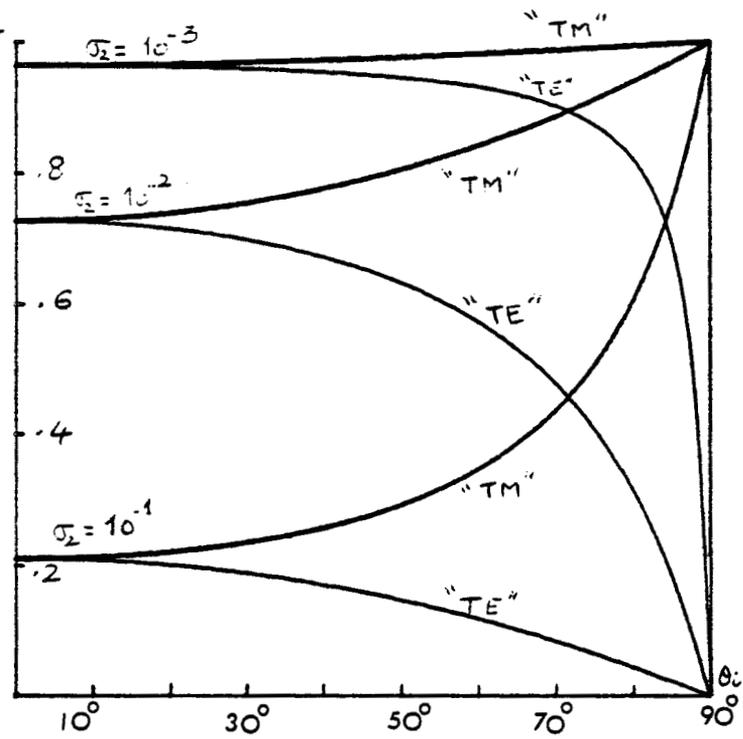


Fig: 2.14.2

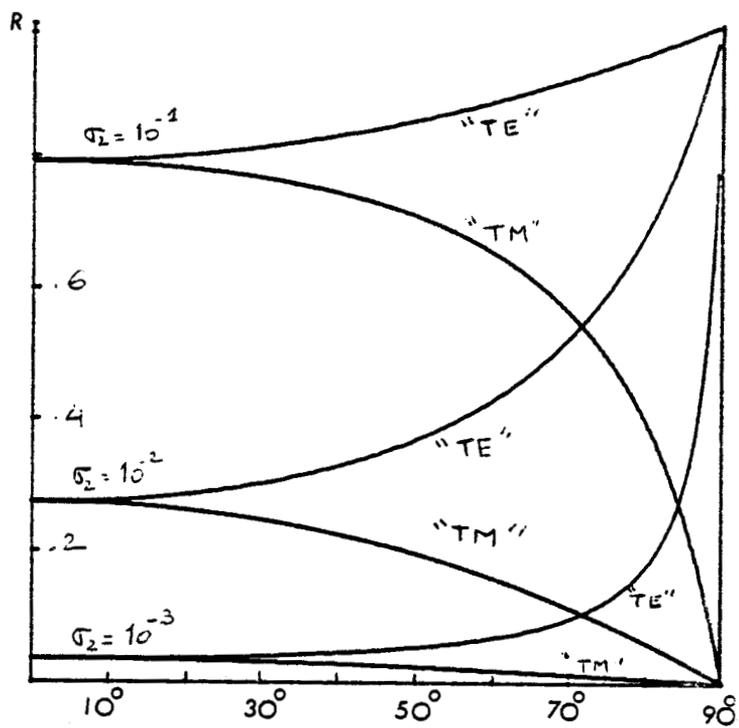


Fig. 2.14. b

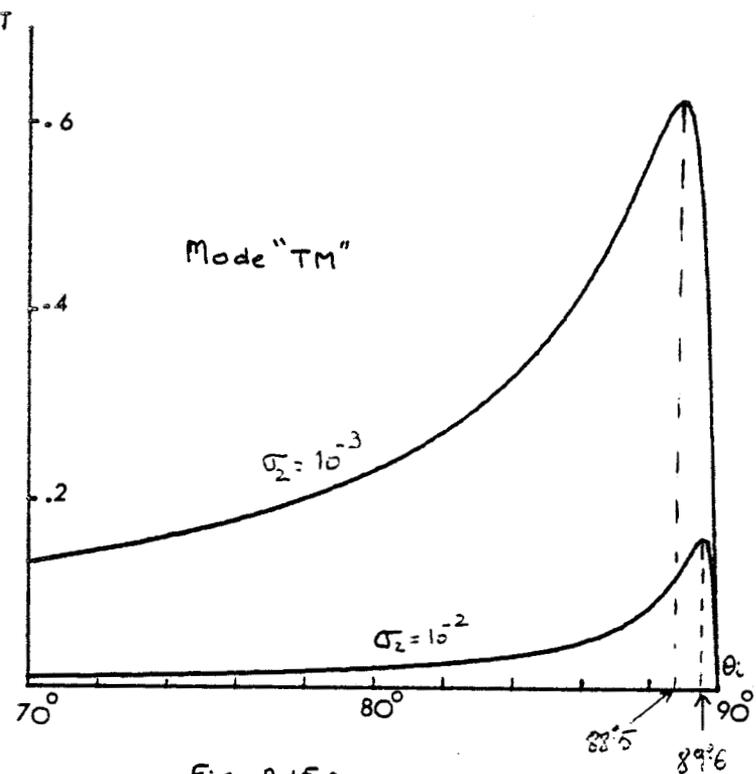
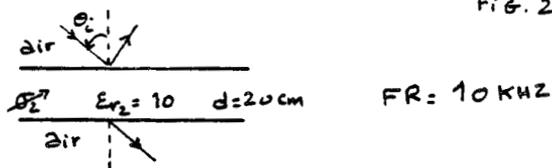


Fig: 2.15.a

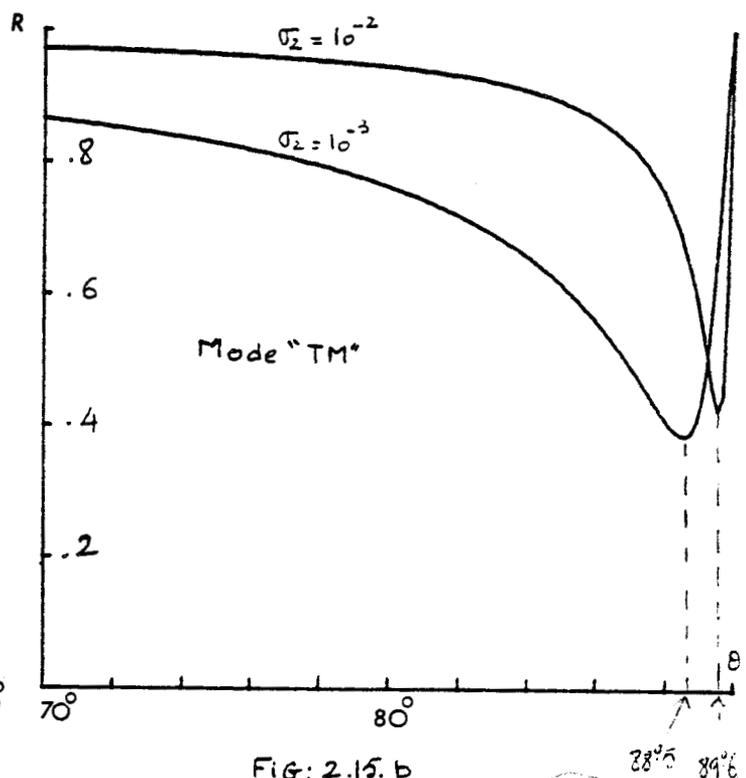
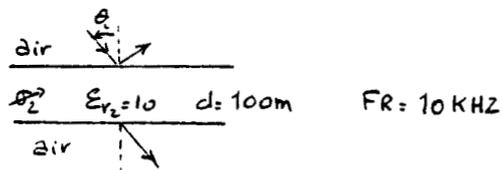


Fig: 2.15. b



Les résultats (2.17) et (2.18) sont vérifiés par la programmation des expressions exactes données par les courbes de la figure (2.15,a) où la fréquence de l'onde incidente est égale à 10 KHz et l'épaisseur de la lame à 100 m. Le maximum de transmission (ou le minimum de réflexion figure (2.15,b)) correspond à un angle d'incidence de  $89^{\circ}6$  quand la conductivité  $\sigma_2$  est égale à  $10^{-2}$  mho/m et à  $88^{\circ}5$  quand  $\sigma_2$  est égale à  $10^{-3}$  mho/m. Ces résultats sont bien conformes à la formule (2.17).

Ainsi les valeurs numériques nous montrent que sous la polarisation "TM" et aux fréquences basses, l'illumination donnant la transmission la plus importante correspond à l'incidence presque rasante. L'explication physique traduisant ce comportement au voisinage de cette incidence est en fait étroitement lié à la transition (matériau conducteur-Air). L'onde traversant le matériau conducteur est de nature inhomogène ; l'angle de réfraction complexe assurant le passage matériau conducteur-air prend sous l'incidence presque rasante une valeur particulière favorisant la transmission de l'énergie électromagnétique.

Le comportement en hautes fréquences (100 MHz) de la lame conductrice est reproduit sur les figures (2.16,a,b). Ainsi sous la polarisation "TE" le comportement est sensiblement le même qu'aux fréquences basses ; en polarisation "TM" les courbes enregistrent un maximum de transmission figure (2.16,a) et un minimum en réflexion figure (2.16,b) lorsque l'angle d'incidence est proche de l'incidence de Brewster ( $\theta_B = 72^{\circ}5$ ). L'allure générale de ces courbes rejoint les résultats des (2.10,a,b) obtenus avec un diélectrique parfait.

Nous pouvons par conséquent dire que si la fréquence de l'onde incidente est assez élevée pour que les courants de déplacement soient prépondérants dans la lame, la transparence est alors du type diélectrique et la transmission la plus importante est obtenue sous l'incidence de Brewster " $\theta_B$ ".

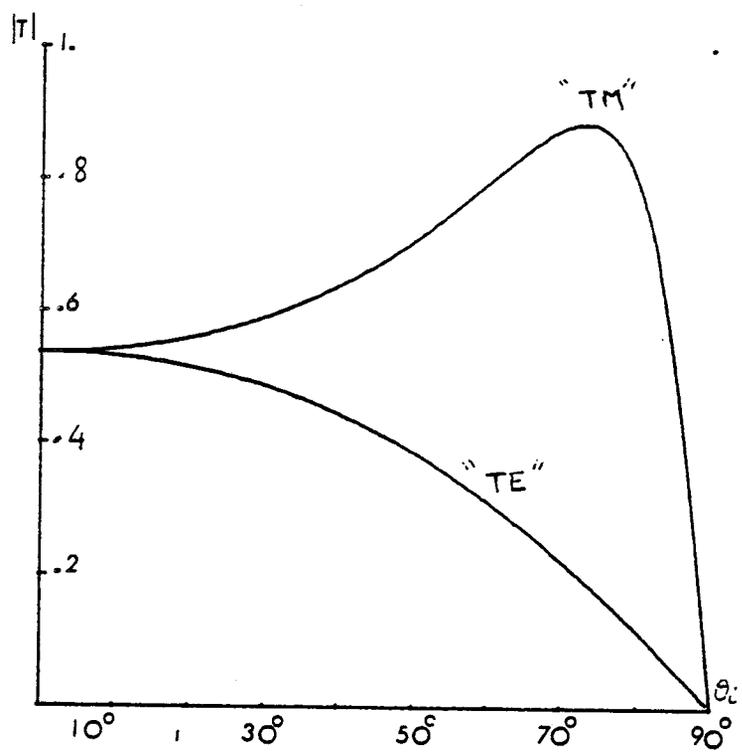


FIG: 2.16.2

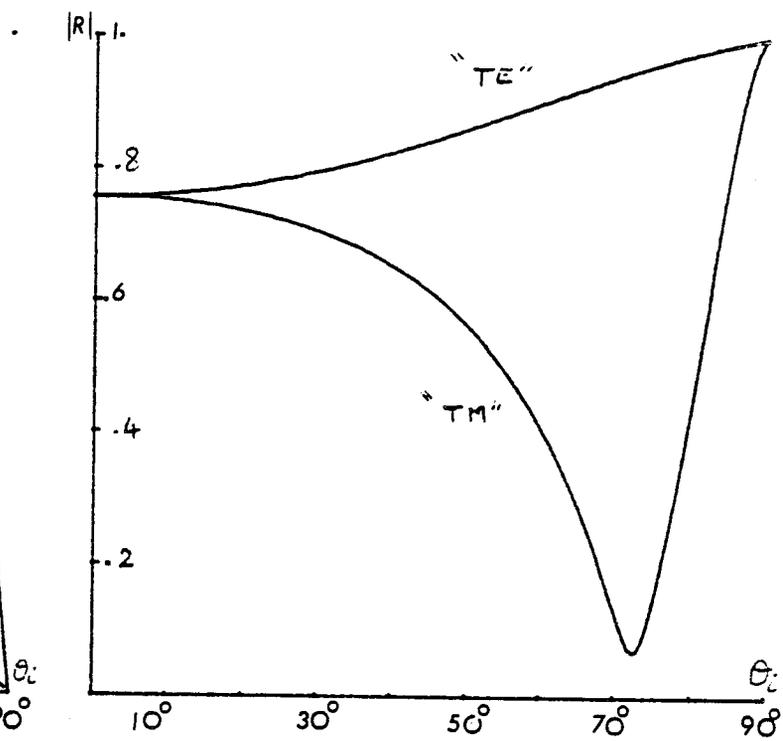
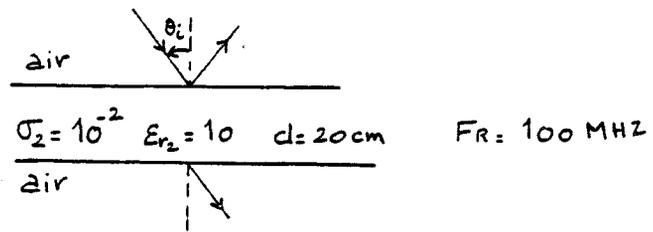


FIG: 2.16.6



### II.1.5 : Efficacité de blindage d'une paroi conductrice

Nous définissons l'efficacité de blindage de la paroi par le rapport "S" du champ incident  $E_0$  et du champ transmis  $E_t$  ; S étant habituellement en dB :

$$S = 20 \log \left| \frac{E_0}{E_t} \right| \quad 2.19$$

Cette efficacité de blindage S est caractérisée par l'ensemble des paramètres relatifs à l'onde incidente (conductivité et permittivité relative du matériau composant la paroi et l'épaisseur de la paroi).

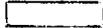
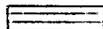
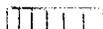
Nous supposons que la conductivité et la permittivité sont indépendantes de la fréquence et que la permittivité relative est dans tous les cas égale à 10.

Les résultats sont présentés sous la forme de matrices dans lesquelles à un élément de coordonnées ( $\sigma_2$ , d) correspond l'efficacité de blindage "S" relative à ces deux paramètres. La valeur de " $\sigma_2$ " varie de 1 mho/m à  $10^{-4}$  mho/m avec un pas de  $10^{-1}$  mho/m, et la valeur de " $d$ " varie de 5 à 40 cm avec un pas de 5 cm.

Les tableaux I et II correspondent respectivement, dans le domaine des hautes fréquences (200 MHz), à l'illumination normale ( $\theta_i = 0$ ) et à l'incidence de Brewster ( $\theta_b = 72^\circ 5$ ).

Les tableaux III et IV correspondent respectivement, dans le domaine des basses fréquences (10 KHz), à l'illumination normale et à l'incidente presque rasante ( $\theta_i = \theta_{i0}$ ) correspondant à l'expression (2.17) ; ces deux tableaux correspondent à une polarisation "TM".

Les résultats sont classés dans cinq zones correspondant aux limites suivantes du facteur "S" :

Zone 1 : $0 \leq S < 6$ dB	
Zone 2 : $6 \leq S < 14$ dB	
Zone 3 : $14 \leq S < 20$ dB	
Zone 4 : $20 \leq S < 40$ dB	
Zone 5 : $40 \leq S$	



	$\sigma_2 = 0$	$\sigma_2 = 10^{-4}$	$\sigma_2 = 10^{-3}$	$\sigma_2 = 10^{-2}$	$\sigma_2 = 10^{-1}$	$\sigma_2 = 1$
d = 5 cm	2.47	2.47	2.51	2.88	6.26	20.9
d = 10 cm	4.63	4.63	4.67	5.	8.99	31.9
d = 15 cm	4.3	4.31	4.35	4.76	10.4	43.5
d = 20 cm	1.62	1.63	1.73	2.72	12.5	55.1
d = 25 cm	2.45	2.67	4.64	2.3	15.1	66.6
d = 30 cm	3.24	3.25	3.38	5.29	17.7	78.1
d = 35 cm	4.79	4.8	4.9	5.97	20.	89.7
d = 40 cm	3.81	3.83	3.95	5.36	22.3	101.

TABLEAU I;  $f = 200$  MHz  $\theta_i = 0$   $\epsilon_{r_2} = 10$

	$\sigma_2 = 0$	$\sigma_2 = 10^{-4}$	$\sigma_2 = 10^{-3}$	$\sigma_2 = 10^{-2}$	$\sigma_2 = 10^{-1}$	$\sigma_2 = 1$
d = 5cm	0	0	0.03	0.27	2.37	13.2
d = 10cm	0	0	0.05	0.54	4.67	24.6
d = 15cm	0	0	0.08	0.81	7.46	26.2
d = 20cm	0	0.01	0.11	1.08	9.69	47.8
d = 25cm	0	0.01	0.14	1.35	12.2	59.4
d = 30cm	0	0.01	0.16	1.62	14.6	71.1
d = 35cm	0	0.02	0.19	1.89	17.1	82.7
d = 40cm	0	0.02	0.22	2.17	19.6	94.3

TABLEAU II :  $f = 200$  MHz  $\theta_i = \theta_B = 72^\circ 45'$

Polarisation TM



	$\sigma_2 = 0$	$\sigma_2 = 10^{-4}$	$\sigma_2 = 10^{-3}$	$\sigma_2 = 10^{-2}$	$\sigma_2 = 10^{-1}$	$\sigma_2 = 1$
d = 5 cm	0	0	0.1	0.8	5.8	20.4
d = 10 cm	0	0	0.16	1.5	9.2	26
d = 15 cm	0	0	0.25	2.1	11.7	29.3
d = 20 cm	0	0	0.3	2.8	13.6	31.8
d = 25 cm	0	0	0.4	3.2	15.1	33.6
d = 30 cm	0	0	0.5	3.9	16.5	35.2
d = 35 cm	0	0	0.56	4.4	17.6	36.5
d = 40 cm	0	0	0.63	4.9	18.6	37.7

TABLEAU III :  $f = 10$  KHz  $\theta_i = 0$   $\epsilon_{r2} = 10$

Polarisation TM	$\theta_{i0}$					
	$\sigma_2 = 0$	$\sigma_2 = 10^{-4}$	$\sigma_2 = 10^{-3}$	$\sigma_2 = 10^{-2}$	$\sigma_2 = 10^{-1}$	$\sigma_2 = 1$
d = 5 cm	0	0	0.03	0.17	0.42	0.6
d = 10 cm	0	0	0.03	0.20	0.5	0.85
d = 15 cm	0	0	0.04	0.24	0.59	1.12
d = 20 cm	0	0	0.04	0.28	0.68	1.38
d = 25 cm	0	0	0.05	0.31	0.76	1.64
d = 30 cm	0	0	0.05	0.35	0.84	1.88
d = 35 cm	0	0	0.06	0.39	0.93	2.12
d = 40 cm	0	0	0.06	0.42	1.08	2.36

TABLEAU IV =  $f = 10$  KHz  $\epsilon_{r2} = 10$



Les résultats obtenus montrent que l'efficacité de blindage augmente avec le produit conductivité-épaisseur.

L'immunité aux perturbations est inférieure à 6 dB lorsque la conductivité du matériau composant la paroi est inférieure ou égale à  $10^{-2}$  mho/m et l'épaisseur de la paroi n'excédant pas 40 cm. Cette immunité aux perturbations devient supérieure à 14 dB pour une conductivité de l'ordre de  $10^{-1}$  mho/m et une épaisseur  $d$  supérieure à 30 cm, si nous éliminons l'illumination correspondant au tableau IV ( $\theta_i = \theta_{i0}$ ) cas très difficile à mettre en oeuvre pratiquement.

## II.2 Transmission d'une impulsion électromagnétique à travers une paroi conductrice

L'étude en régime sinusoïdal du paragraphe précédent nous permet de calculer et d'analyser la réponse de la paroi conductrice lorsqu'elle est soumise à une impulsion électromagnétique. Nous utilisons dans ce paragraphe, une impulsion de forme géométrique simple, la forme trapézoïdale retenue est caractérisée par une largeur  $\tau$  égale à 100 ns et un temps de montée et de descente  $\tau_d$  de 10 ns.

L'observateur est placé sous la deuxième interface (figure (2.17), point.  $\beta$ ) correspondant à la transition conducteur-air.

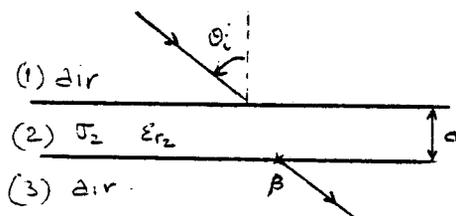
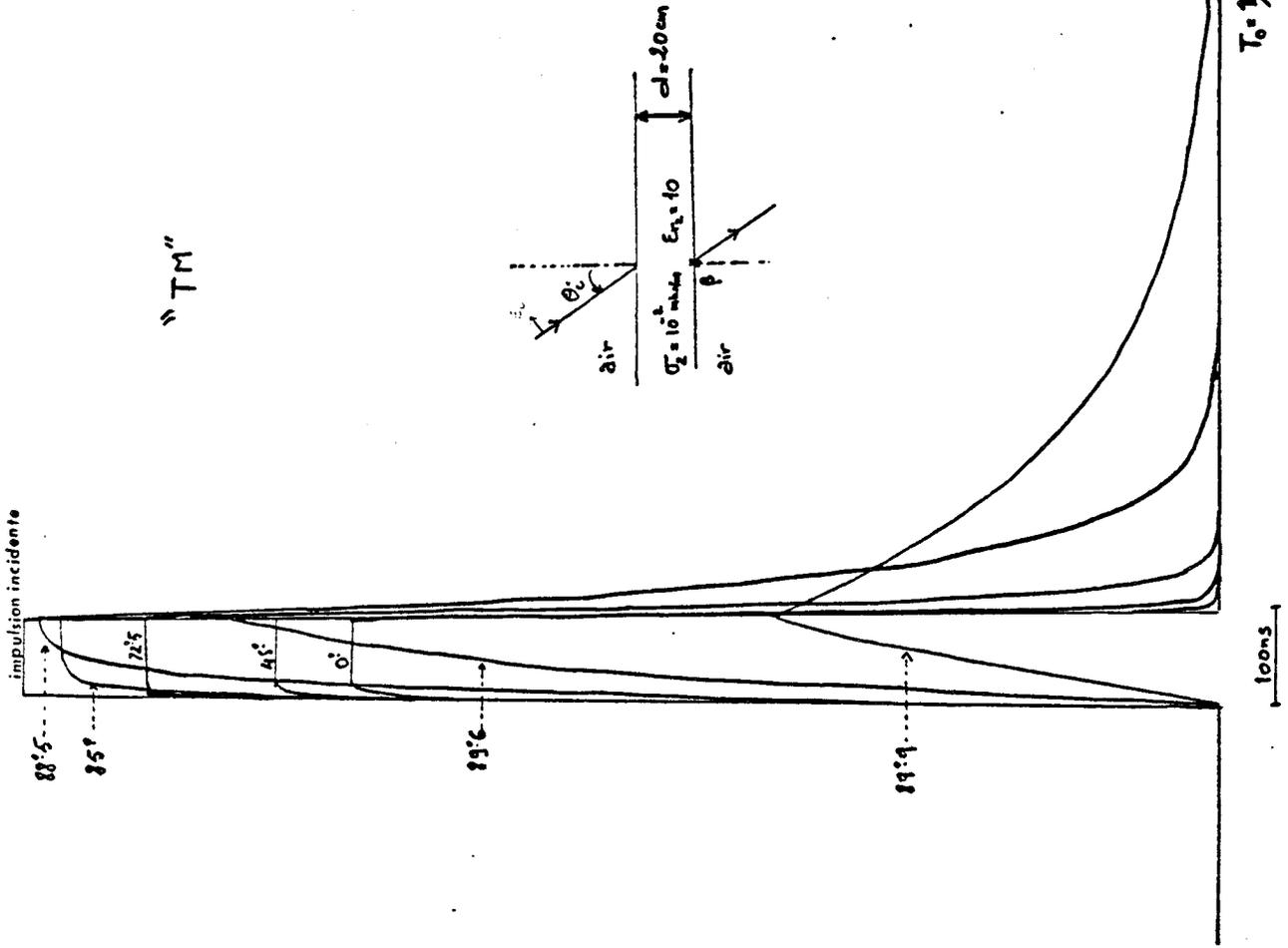


FIG: 2.17

Nous étudions l'influence de l'incidente  $\theta_i$  et de l'épaisseur de la paroi " $d$ " sur l'amplitude et la forme de l'impulsion transmise.

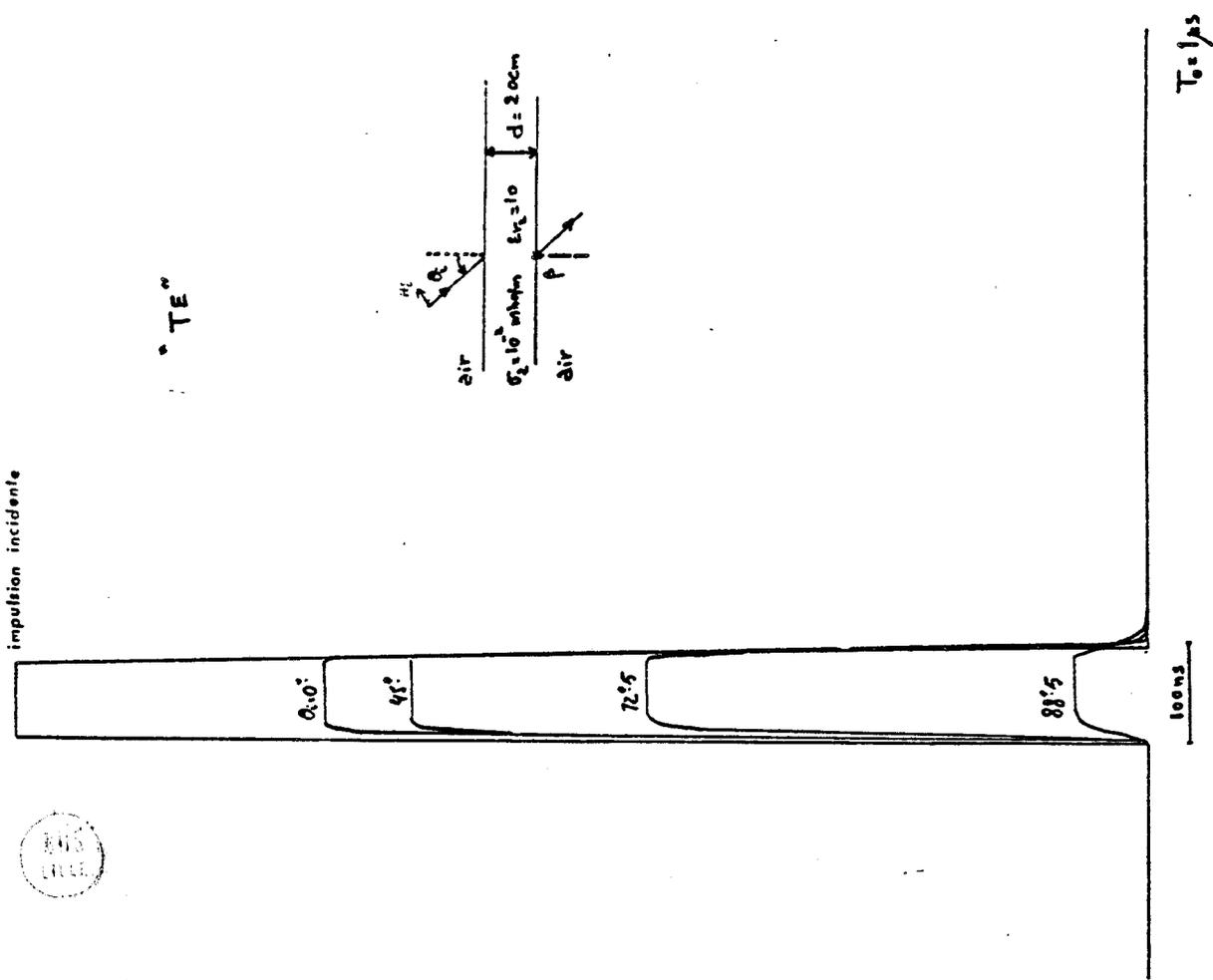
### II.2.1 : Influence de l'angle d'incidence $\theta_i$

Nous supposons la paroi composée d'un matériau de conductivité constante " $\sigma_2$ " égale à  $10^{-2}$  mho/m et d'une permittivité relative réelle et constante " $\epsilon_{r2}$ " égale à 10. L'épaisseur de la paroi est pour cet exemple égale à 20 cm.



$T_0 = 1$

Fig: 2.18. b



$T_0 = 1/2$

Fig: 2.18. a



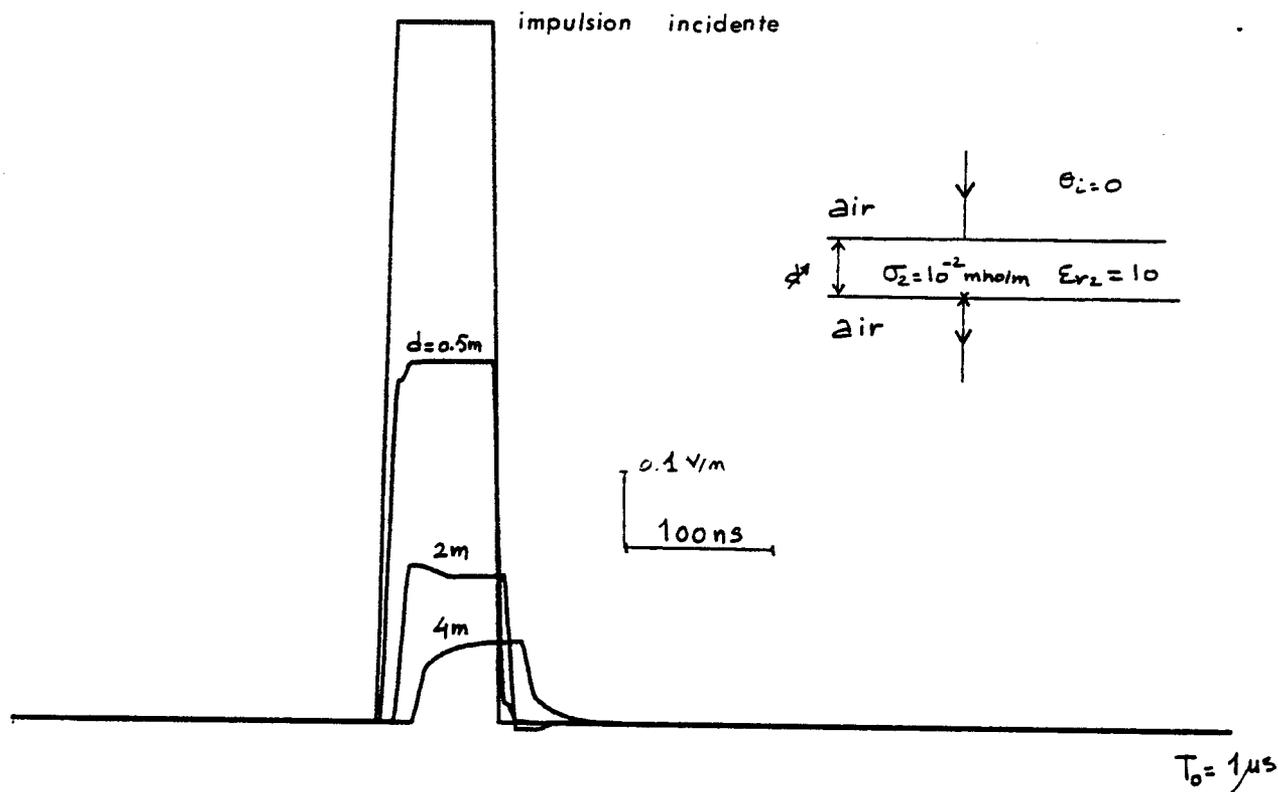


Fig: 2.19.a

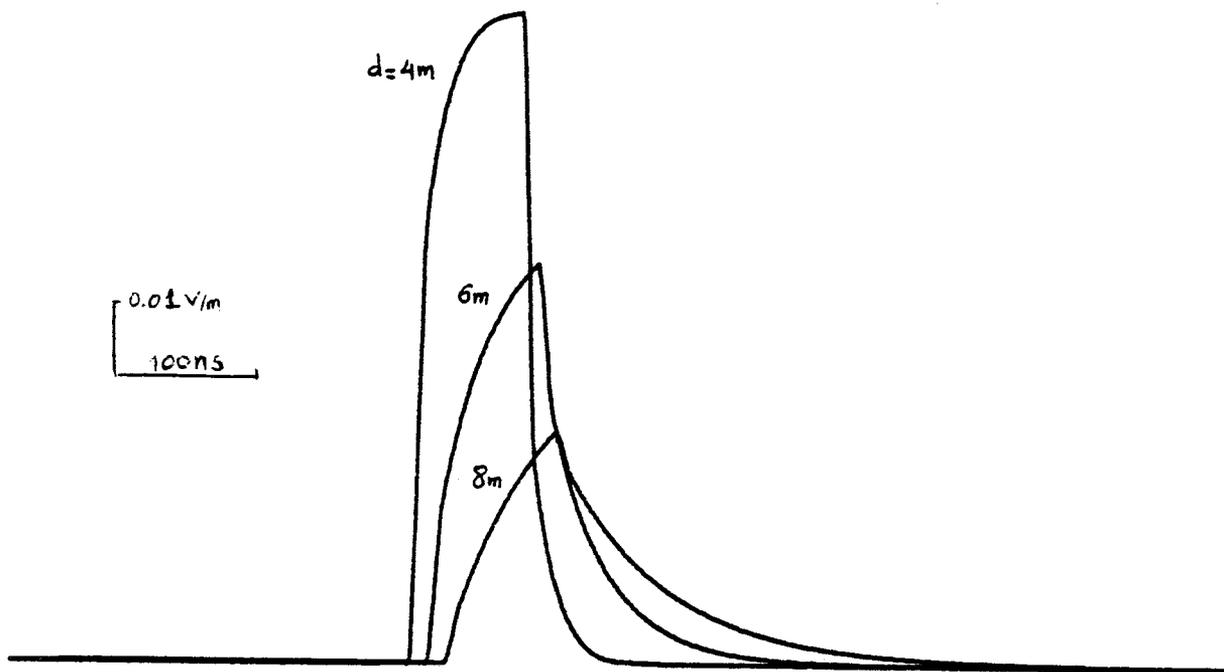
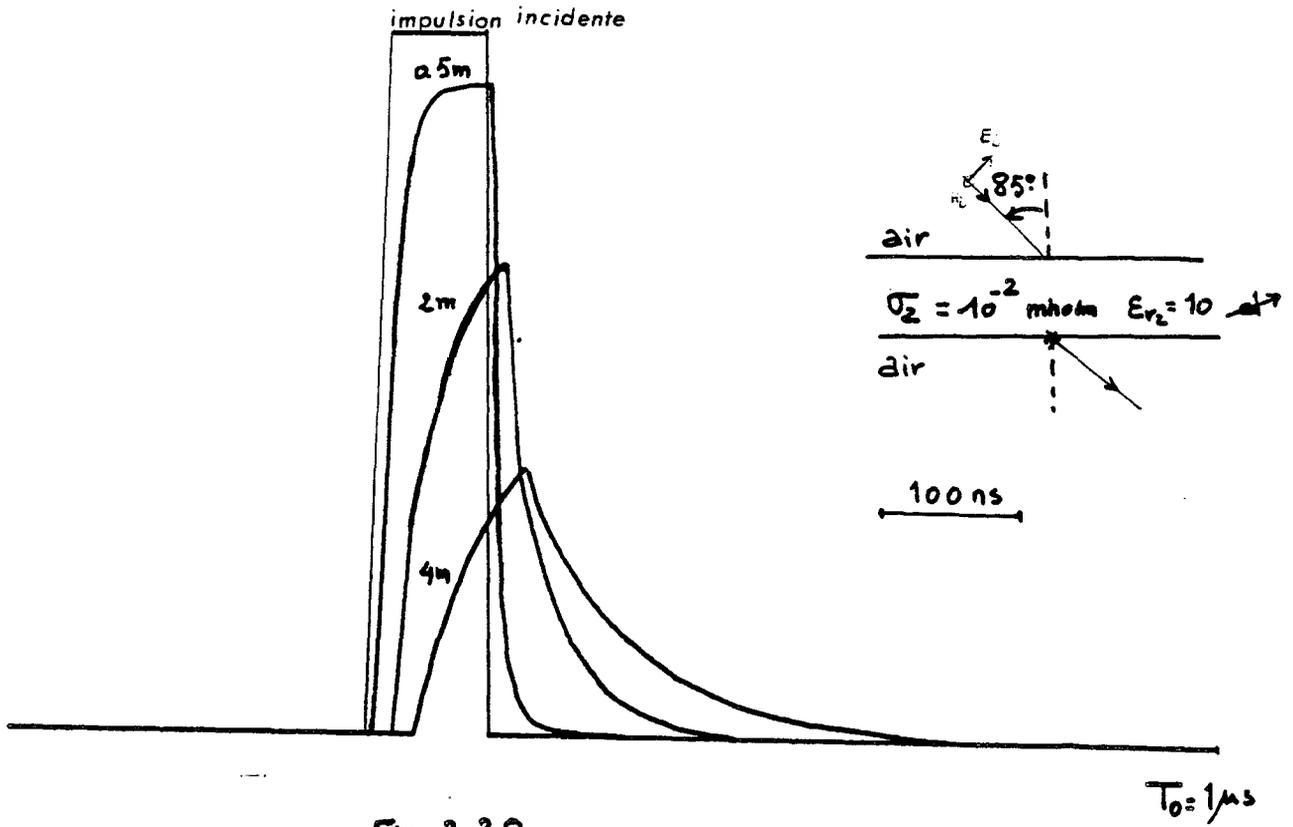


Fig: 2.19.b

BUS  
L1111



Sur la figure (2.18.a) et figure (2.18.b) nous avons reproduit les évolutions de l'impulsion transmise respectivement sous les polarisations "TE" et "TM" ; l'angle d'incidence prenant successivement comme valeur :  $0^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $72^\circ 5'$ ,  $85^\circ$ ,  $88^\circ 5'$  et  $89^\circ 9'$ . L'examen de ces courbes montre que les résultats en régime sinusoïdal sont confirmés puisque sous la polarisation "TE" l'amplitude maximum de l'impulsion transmise est obtenue pour l'incidence normale ( $\theta_i = 0$ ) tandis que sous la polarisation "TM" elle est obtenue pour l'incidence rasante ( $\theta_i = \theta_{i0} = 88^\circ 5'$ ).

Nous remarquons également que les impulsions sont très faiblement déformées lorsque l'incidence s'écarte de la normale sous la polarisation "TE" et il en est de même sous la polarisation "TM" lorsque nous sommes en-dessous de l'angle de Brewster ( $\theta_b = 72^\circ 5'$ ) ; mais lorsque  $\theta_i$  s'approche de l'incidence rasante nous constatons une forte déformation du signal car les hautes fréquences du signal sont alors fortement atténuées figure (2.11,a) et les composantes basses fréquences sont facilement transmises.

### II.2.2. : Influence de l'épaisseur de la paroi

Nous nous plaçons tout d'abord dans l'hypothèse de l'incidence normale ( $\theta_i = 0$ ) ; nous avons reproduit sur les figures (2.19.a) et figure (2.19.b) les impulsions transmises à travers des parois d'épaisseur respectivement égales à 0.5, 2 et 4 m pour la figure (2.20) et 4, 6 et 8 m pour la figure (2.19. b).

Nous constatons que pour les épaisseurs les plus faibles figure (2.19.a), l'impulsion transmise est faiblement déformée et qu'aux épaisseurs plus importantes nous retrouvons une déformation analogue aux phénomènes rencontrés en demi-milieu. L'explication d'un tel comportement est essentiellement due à l'existence dans le cas des faibles épaisseurs à des réflexions multiples dans la paroi qui favorisent la pénétration de l'onde alors que dans le cas des épaisseurs élevées les réflexions secondaires sont inexistantes du fait de l'atténuation importante.

Lorsque l'incidence est rasante ( $\theta_i = 85^\circ$ ) et le mode de polarisation de l'impulsion est "TM" figure (2.20) la déformation de l'impulsion est sensible même sous de faibles épaisseurs.



En effet sous cette polarisation et sous cette incidence nous retrouvons les propriétés de transmission du spectre mise en évidence dans l'analyse précédente.

### II.3. Réflexion d'une impulsion électromagnétique sur une lame conductrice

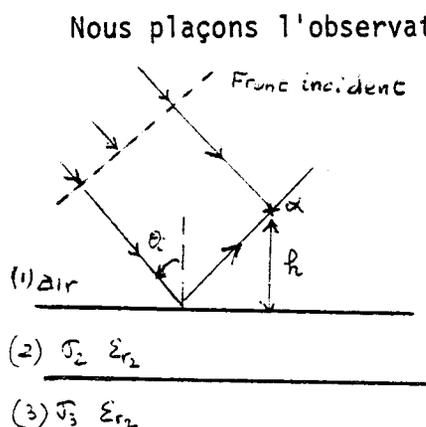


FIG : 2. 21.

Le milieu (1) dans lequel se trouve l'observateur est l'air tandis que le milieu (2) sous le premier interface est caractérisé par sa conductivité " $\sigma_2$ ", sa permittivité relative " $\epsilon_{r2}$ " et son épaisseur " $d$ "; le milieu (3) sous le deuxième inter-face, est également quelconque et caractérisé par sa conductivité " $\sigma_3$ " et

sa permittivité " $\epsilon_{r3}$ ". L'impulsion incidente est de forme trapézoïdale dont les caractéristiques sont respectivement une largeur  $\tau = 1$  ns et un temps de transition  $\tau_d = 0.1$  ns.

L'incidence étant normale ( $\theta_i = 0$ ) nous étudions tout d'abord l'influence du contraste de conductivité et du contraste de permittivité sur la forme et l'amplitude des impulsions réfléchies par les différents inter-faces.

#### II.3.1. : influence du contraste de conductivité ( $\sigma_2, \sigma_3$ )

La fenêtre d'observation  $T_0$  de l'impulsion incidente étant égale à 20 ns et la base de 512 échantillons, l'étendue du spectre définissant cette impulsion est par conséquent de 50 MHz à 12.8 GHz.

Nous avons reporté sur les figures (2.22, a,b) l'impulsion résultante enregistrée par un observateur placé à 50 cm au-dessus du premier interface, obtenue en identifiant successivement le milieu (3) à l'air et à un milieu très conducteur tel que le cuivre ( $\sigma_3 = 5.85 \cdot 10^7$  mho/m, conductivité du cuivre); le milieu (2) a les caractéristiques suivantes :  $\sigma_2 = 10^{-2}$  mho/m et  $\epsilon_{r2} = 10$ .

L'observateur peut, dans ces conditions, très distinctement mettre en évidence l'impulsion réfléchiée par le premier inter-face et les réflexions multiples prenant naissance dans l'épaisseur conductrice.

L'examen de ces courbes montre que si la nature du milieu (3) a très peu d'influence sur l'impulsion réfléchiée par le premier inter-face, par contre elle modifie le niveau et la polarité des échos. En effet lorsque nous remplaçons l'air du milieu (3) figure (2.22,a) par du cuivre figure (2.22,b) nous remarquons que le niveau des échos est plus important et qu'il y a inversion de polarité des échos. En effet, l'existence d'un plan de conductivité importante au niveau du deuxième interface engendre une réflexion totale de l'onde, améliorant ainsi l'amplitude du premier écho perceptible sur la transition milieu (2) - milieu (3).

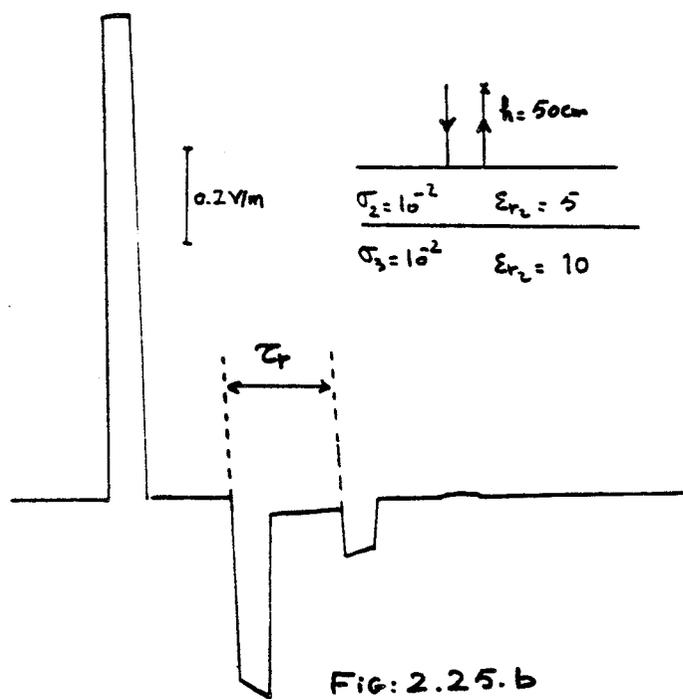
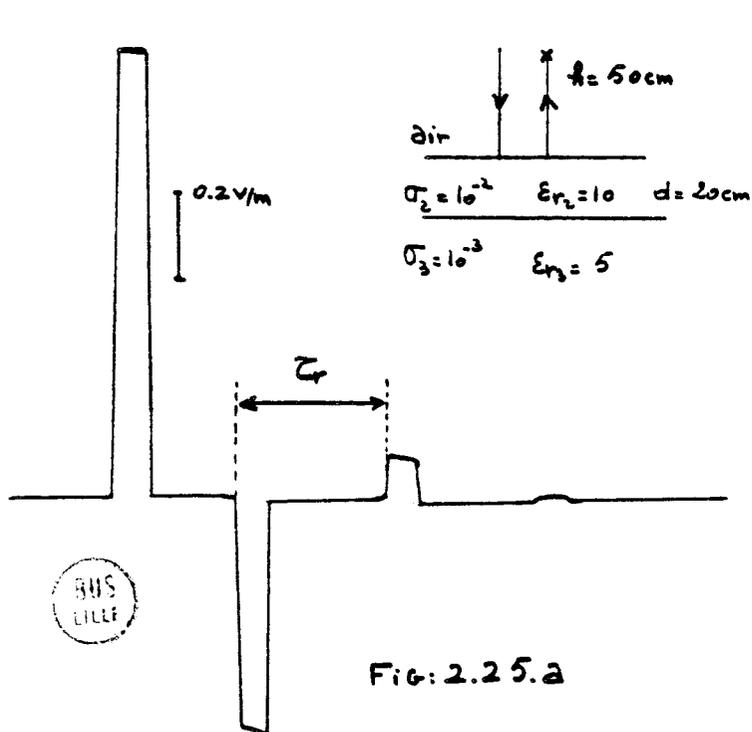
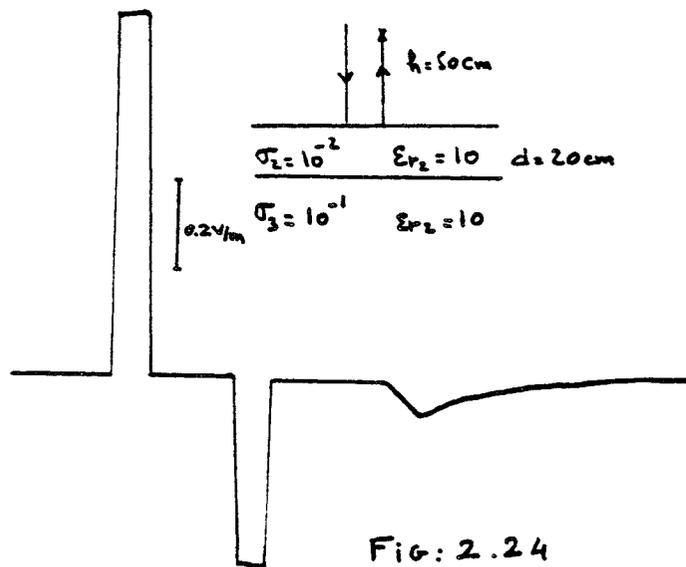
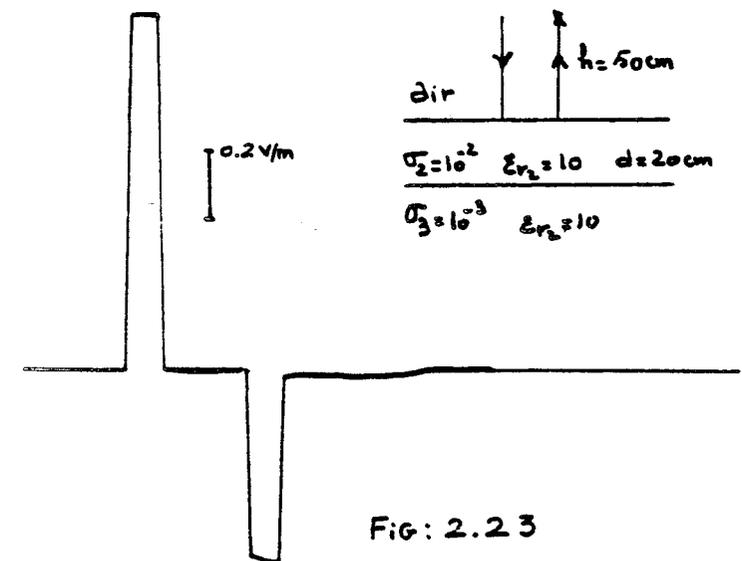
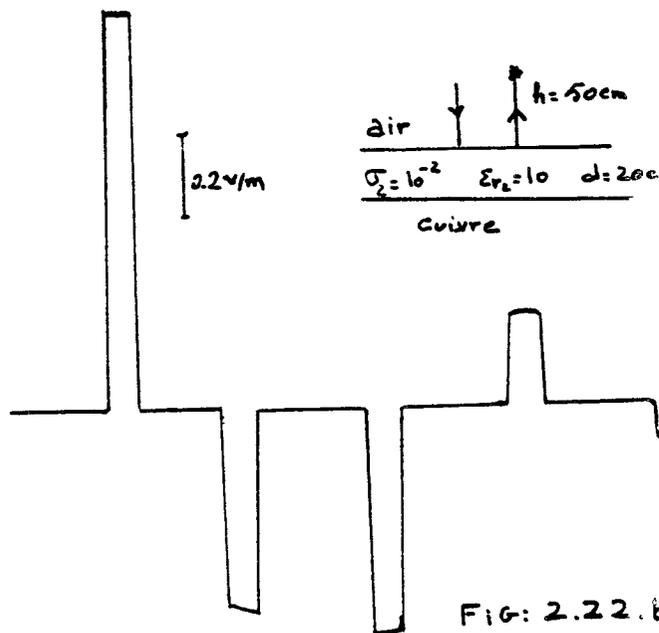
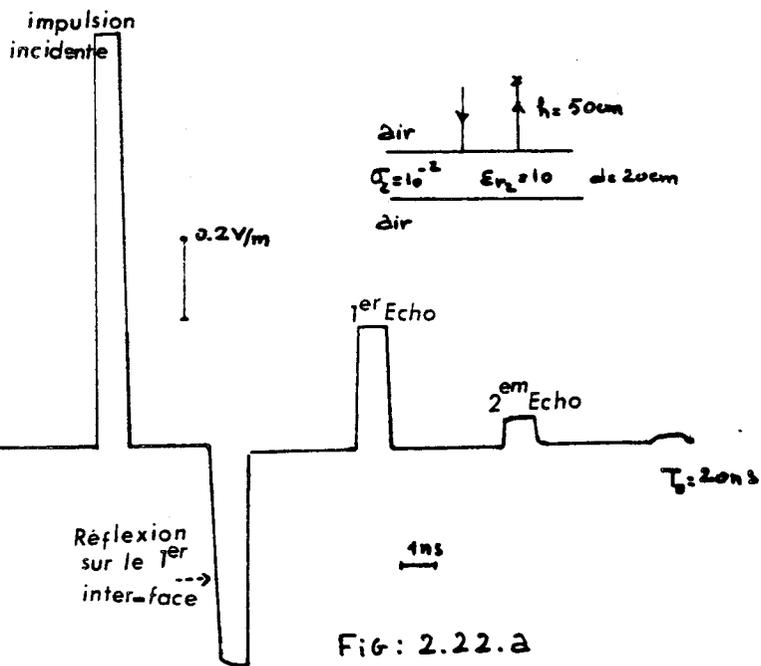
Les signaux des figures (2.23) et figures (2.24) ont été exploités pour un contraste de conductivité plus faible en supposant que la permittivité relative de chacun des milieux (2) et (3) est la même  $\epsilon r_2 = \epsilon r_3 = 10$ .

Nous remarquons que l'écho apparaissant sur le deuxième interface est déformé et que son amplitude est faible. L'écho devenant pratiquement invisible lorsque le rapport  $\sigma_3 / \sigma_2$  est inférieur à l'unité ; ces résultats montrent que la génération des échos est dominée par un phénomène du type diélectrique.

### II.3.2. : Contraste de permittivité

Si nous supposons maintenant que la transition (2)-(3) est faite par deux milieux de conductivité identique mais de permittivité différente nous observons que l'amplitude et la polarité des échos prenant naissance sur la deuxième inter-face est fortement dépendante du contraste de permittivité figure (2.25.a,b).

Nous pouvons très facilement expliquer ce comportement par le fait que la conductivité assez faible de chaque milieu entraîne une propagation à courants de déplacement prépondérants. Cet effet résulte directement de l'étendue importante du spectre de l'impulsion incidente.



Les signaux de la figure (2.25) suggèrent également une remarque concernant le retard introduit entre la réflexion naissante sur le premier inter-face et la réflexion du premier écho prenant naissance sur la deuxième inter-face. Puisque la propagation s'apparente à un comportement diélectrique le retard " $\tau_r$ " est proportionnel au produit " $2V_2d$ " où " $V_2$ " est la vitesse de propagation en espace libre dans un diélectrique de permittivité  $\epsilon_{r_2}$ .

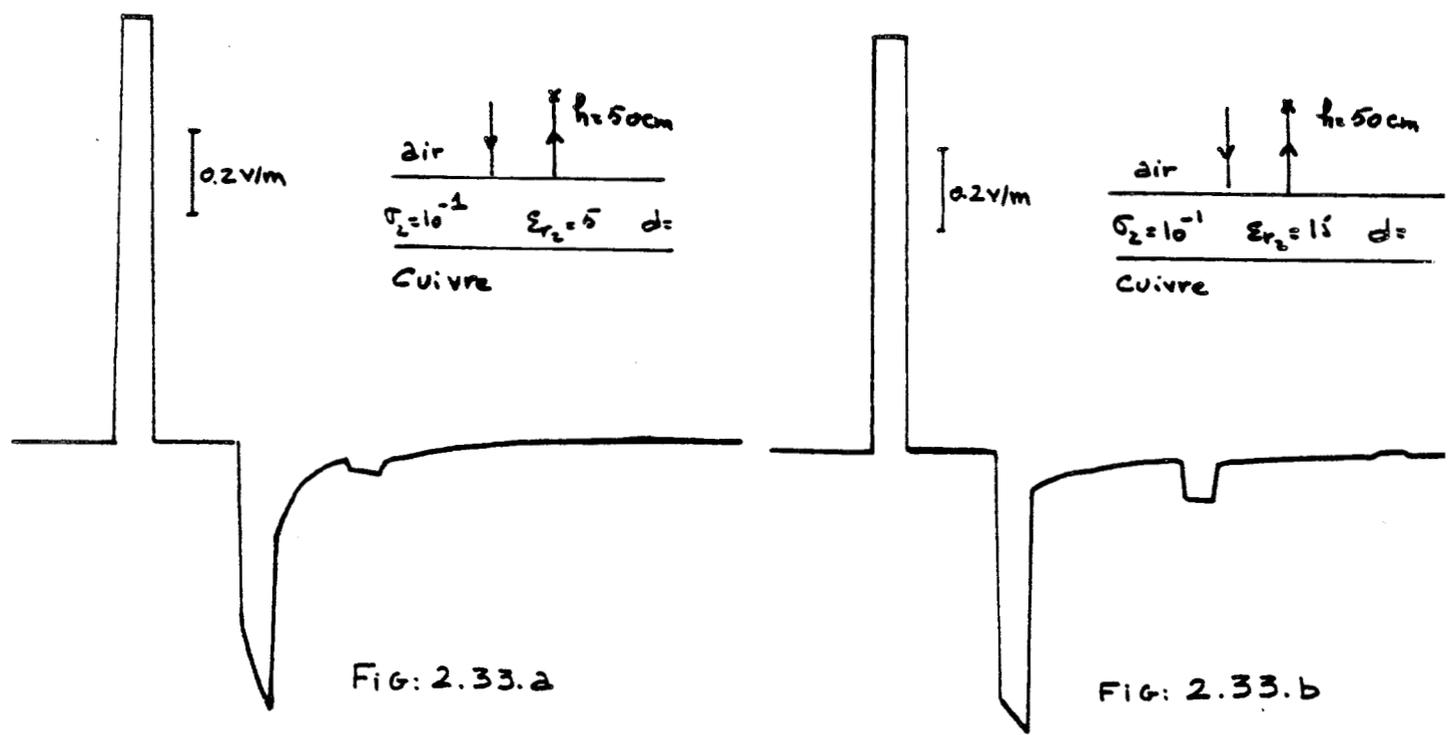
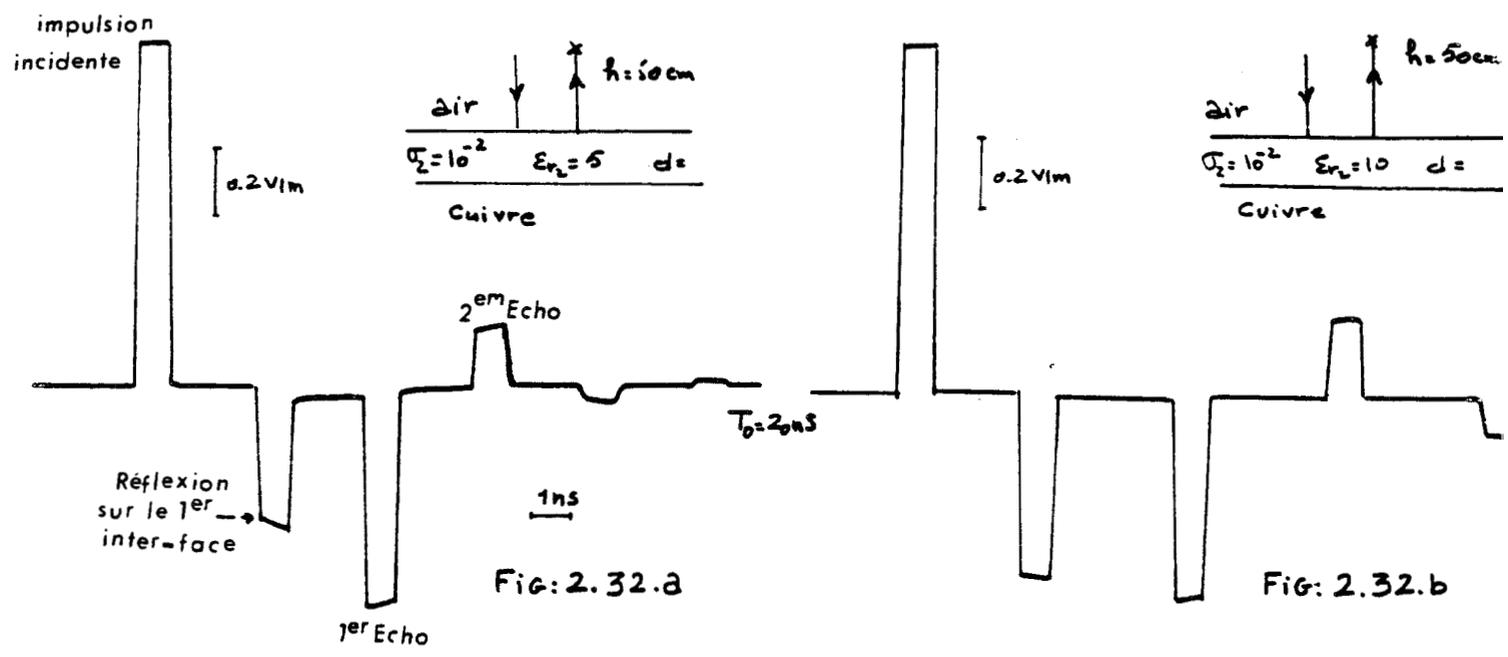
Nous pouvons extrapoler ce raisonnement à l'exemple illustré précédemment pour lequel le contraste de permittivité est nul. Nous voyons que le retard entre le front de l'impulsion réfléchie et le front du premier écho est effectivement relié à la vitesse de propagation dans le diélectrique de permittivité  $\epsilon_{r_2}$ ; ceci résulte d'ailleurs des propriétés de propagation des impulsions dans les milieux conducteurs (chapitre I). Dans cet exemple nous sommes toutefois limité par des difficultés pratiques. En effet il est généralement plus commode de repérer une impulsion par son point d'amplitude maximum. L'exemple illustré sur la figure (2.24) met très clairement en évidence l'ambiguïté pouvant résulter d'une telle approche expérimentale.

Les situations très idéalisées que nous venons de décrire se rencontrent très rarement dans la pratique. Quand il s'agit de problèmes plus concrets, les conductivités et permittivités sont des paramètres variables avec la fréquence. Dans le cadre de notre thèse nous n'abordons pas le sujet dans sa plus grande généralité, nous nous limitons à une étude plus restreinte faisant simplement intervenir l'effet conjugué de la permittivité et conductivité considérés comme des paramètres indépendants de la fréquence.

### II.3.3. : Effet conjugué de la conductivité et de la permittivité

Les signaux représentés sur les figures (2.32, a et b) sont obtenus lorsque nous illustrons un cas plus général où intervient l'action des contrastes de conductivité et de permittivité. Nous choisissons successivement pour paramètres :

figure 2.32.a	$\sigma_2 = 10^{-2}$	$\epsilon_{r_2} = 5$	$\sigma_3 = 5.8 \cdot 10^7$
figure 2.32.b	$\sigma_2 = 10^{-2}$	$\epsilon_{r_2} = 10$	$\sigma_3 = 5.8 \cdot 10^7$



Nous remarquons que l'amplitude de l'impulsion réfléchie est influencée par le contraste de permittivité des milieux (1) et (2), alors que le retard séparant cette impulsion du premier écho sur l'interface (2)-(3) est proportionnel à l'épaisseur de la lame et inversement proportionnel à la vitesse de propagation dans le diélectrique de caractéristique  $\epsilon r_2$ . Les signaux des figures (2.33, a et b) ont été exploités pour une conductivité de lame supérieure à la valeur retenue dans l'exemple précédent :

figure 2.33,a	$\sigma_2 = 10^{-1}$	$\epsilon r_2 = 5$	$\sigma_3 = 5.8 \cdot 10^7$
figure 2.33,b	$\sigma_2 = 10^{-1}$	$\epsilon r_2 = 15$	$\sigma_3 = 5.8 \cdot 10^7$

Nous voyons que l'impulsion réfléchie par le premier inter-face est déformée. Ce résultat est étroitement lié aux propriétés déjà rencontrées lors de l'étude du demi-milieu. En effet augmenter la conductivité de la lame revient à mettre en oeuvre une propagation hybride pour laquelle les courants de déplacement ne sont plus prépondérants. Il en résulte une atténuation plus importante des échos et un mélange des différentes impulsions due à l'existence de la relaxation. La combinaison de ces facteurs rend par conséquent plus perfectible une méthode d'interprétation par visualisation directe des signaux. Dans le but de faciliter la recherche de l'écho sur le premier inter-face nous utilisons dans le prochain paragraphe la dualité temps-fréquence.

#### II.3.4. Utilisation de la dualité temps-fréquence pour faciliter la recherche d'un écho

Pour établir une correspondance entre le spectre et la présence de l'écho, nous nous limitons tout d'abord à une étude systématique du module du coefficient de réflexion de la lame. Ceci est en fait analogue au calcul du spectre de l'impulsion de Dirac réfléchie par l'épaisseur conductrice. L'étude que nous proposons couvre un spectre dont l'étendue est comprise entre 10 MHz et 2 GHz.



Les courbes de la figure 2.35 représentent l'évolution du coefficient de réflexion "R" défini par l'expression (2.3), en fonction de la fréquence lorsque l'incidence  $\theta_i$  est nulle. La permittivité relative du milieu (2) est alors égale à 15 et le milieu (3) est de l'air. Ces courbes sont paramétrées en fonction de la conductivité  $\sigma_2$  du milieu (2) qui prend successivement comme valeur :  $10^{-2}$ ,  $10^{-1}$  et 1 mho/m. Nous distinguons sur ces courbes deux zones :

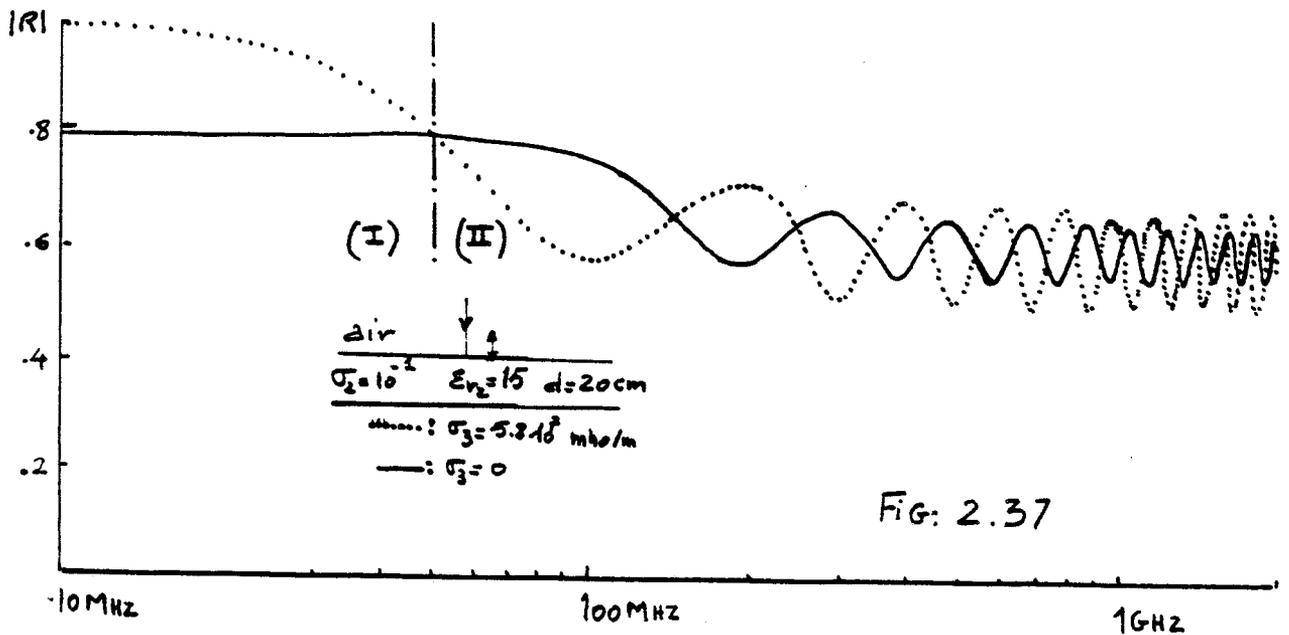
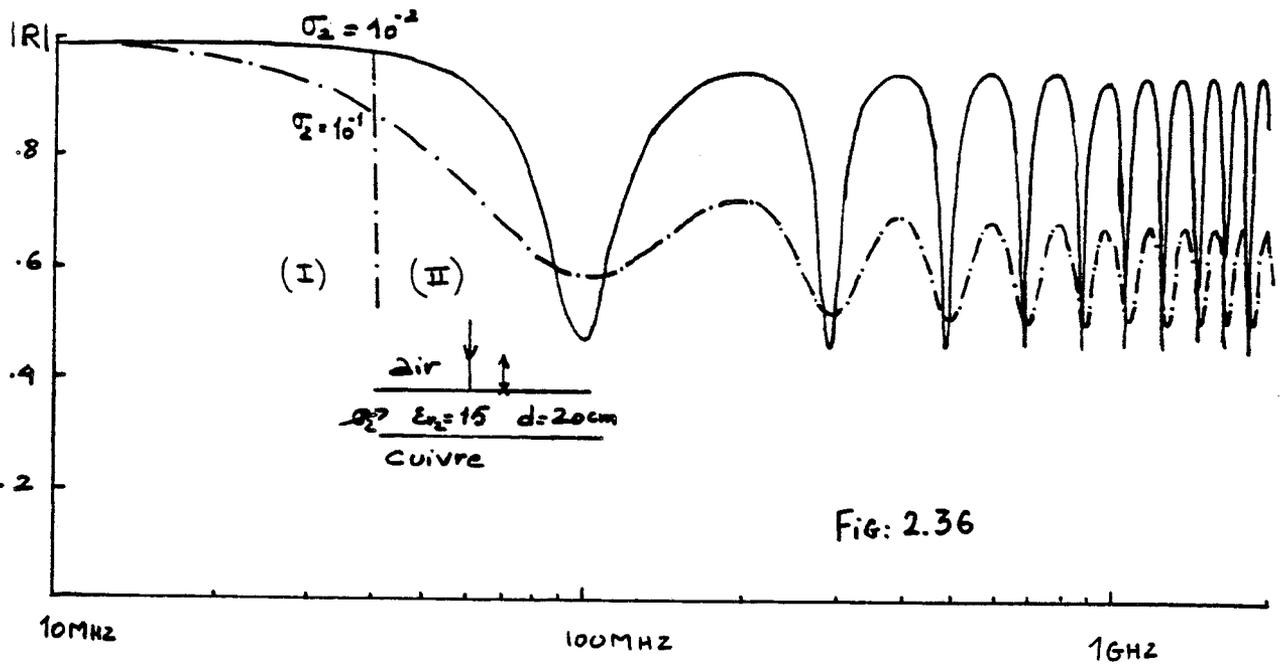
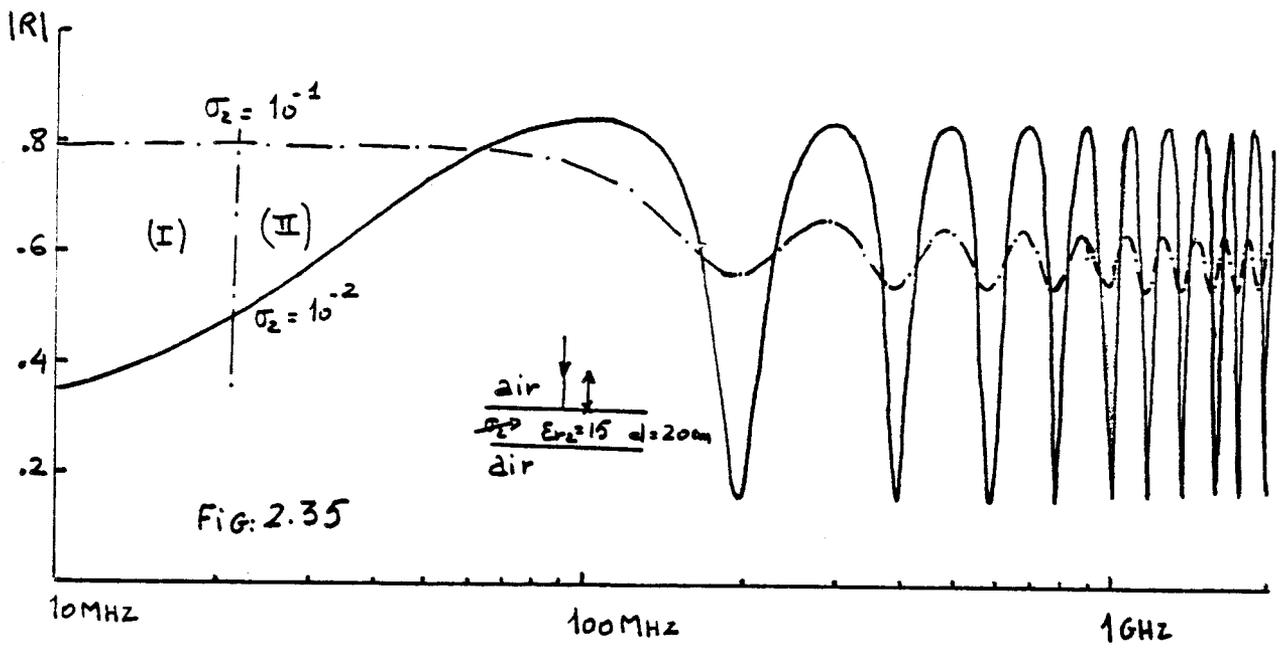
- la zone I correspond à des valeurs de la longueur d'onde " $\lambda$ " dans la lame, très supérieure à l'épaisseur "d". Cette zone nous renseigne sur le pouvoir réflecteur de la lame qui est d'autant plus important que la conductivité  $\sigma_2$  est élevée.

- dans la zone II les valeurs de " $\lambda$ " et de "d" sont telles qu'elles favorisent l'existence d'une résonance dans la lame. Nous rencontrons un minimum de réflexion lorsque " $\lambda$ " et "d" satisfont l'égalité :  $d = 2p \lambda/4$  (p entier) et un maximum de réflexion lorsque l'égalité  $d = (2p+1)\lambda/4$  est satisfaite. Il apparaît également dans cette zone qu'une augmentation de la conductivité  $\sigma_2$  entraîne une atténuation de l'amplitude des oscillations.

Lorsque nous remplaçons l'air du milieu (3) par du cuivre figure 2.36, le pouvoir réflecteur de la lame n'apparaît plus dans la zone I car la réflexion de l'onde au niveau du deuxième interface est totale.

Dans la zone II du spectre, nous constatons un décalage des oscillations par rapport aux positions enregistrées dans l'exemple précédent. En effet les réflexions "minimum" correspondent cette fois à des valeurs de  $\lambda$  telles que :  $d = (2p+1)\lambda/4$  et les réflexions "maximums" à des valeurs de  $\lambda$  telles que :  $d = 2p \lambda/4$  ; ceci est d'ailleurs très apparent sur la figure (2.37) où nous comparons les contrastes milieu (2) - Air et milieu (2) - cuivre.

Sur les figures (2.38) et (2.39) les courbes sont paramétrées en fonction de l'épaisseur "d" de la lame qui prend successivement comme valeur : 6, 10 et 20 cm ; la conductivité du milieu (2) est égale à  $10^{-1}$  mho/m. Lorsque le milieu (3) est de l'air, nous pouvons voir sur les courbes de la figure (2.38) que le pouvoir réflecteur de la lame augmente avec l'épaisseur et lorsque le milieu (3) est du cuivre figure (2.39) la réflexion est totale et indépendante de l'épaisseur.



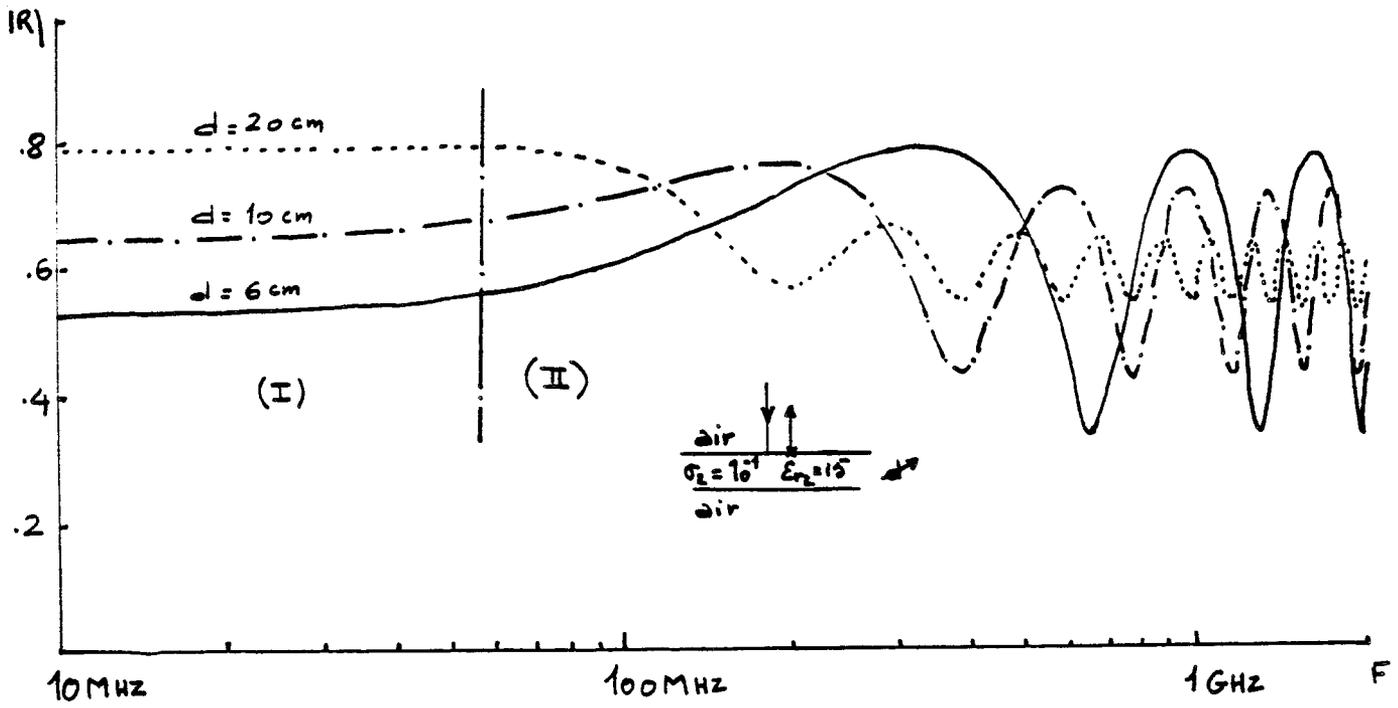


FIG: 2.38

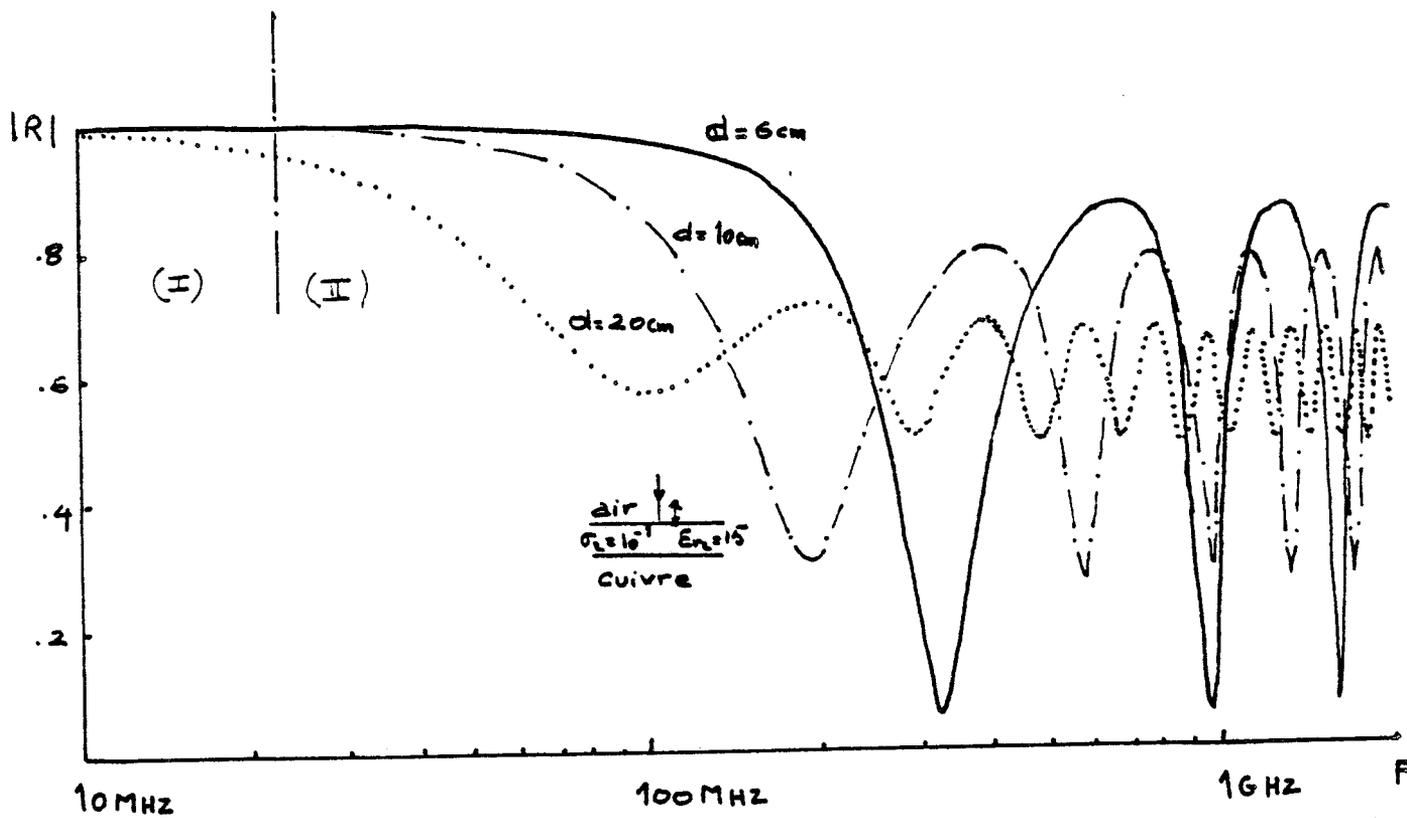


FIG: 2.39



Le passage du contraste air au contraste cuivre engendre également un décalage des oscillations accompagné d'une augmentation de leur amplitude lorsque l'épaisseur de la lame diminue.

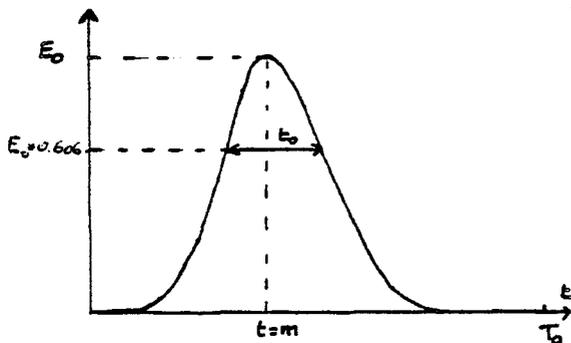
Ces résultats montrent que l'analyse spectrale peut également constituer un moyen intéressant d'investigation électromagnétique de l'épaisseur de la lame conductrice.

## II.4 Réflexion d'une impulsion de forme Gaussienne

### II.4.1. : Définition de l'impulsion incidente

Dans la pratique nous utilisons rarement une impulsion incidente de forme géométrique trapézoïdale, c'est pourquoi nous nous proposons de généraliser les résultats précédents au cas d'une impulsion incidente de forme Gaussienne définie par la relation suivante :

$$E(t) = E_0 e^{-\frac{(t-m)^2}{2t_0^2}} \quad 220$$



où "E<sub>0</sub>" est l'amplitude maximale, "m" le paramètre définissant l'abscisse de ce maximum et "t<sub>0</sub>" le paramètre qui définit la largeur de l'impulsion que nous pouvons relier à "E<sub>0</sub>" par la relation :

$$E(t_0) = E_0 \times 0.606$$

L'impulsion étudiée correspond aux caractéristiques suivantes

$$E_0 = 1 \text{ V/m} \quad t_0 = 1 \text{ ns} \quad m = 7 \text{ ns} \quad T_0 = 20 \text{ ns}$$

La fenêtre d'observation "T<sub>0</sub>" est égale à 20 ns, ce qui nous définit une étendue spectrale de 50 MHz à 12.8 GHz.

### II.4.2. Réflexion sur un contraste milieu (2) - Air

Intéressons-nous tout d'abord au cas où le milieu (3) est de l'air et où le matériau composant le milieu (2) a une conductivité "σ<sub>2</sub>" égale à 10<sup>-1</sup> mho/m et une permittivité relative égale à 10. L'illumination est obtenue sous incidence normale. L'observateur est placé au niveau du premier inter-face (z = 0).

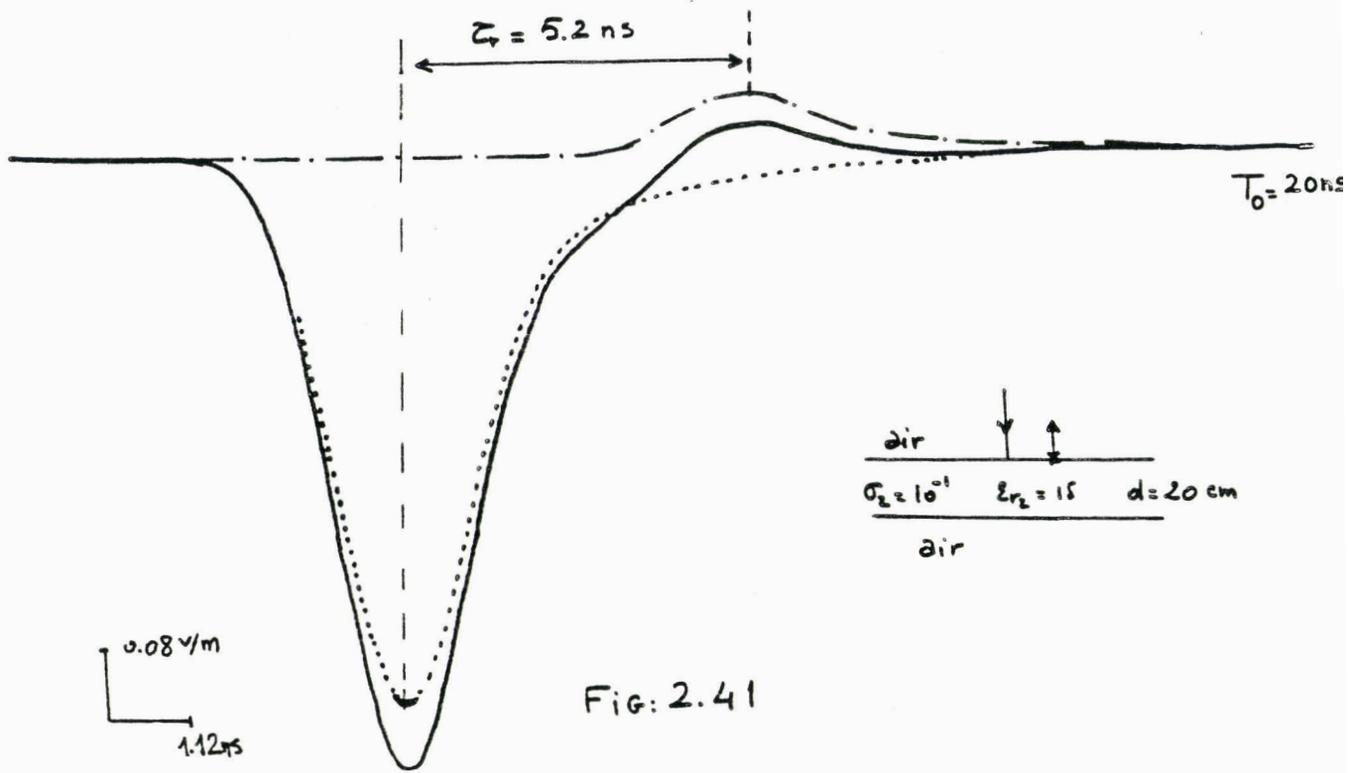


Fig: 2.41

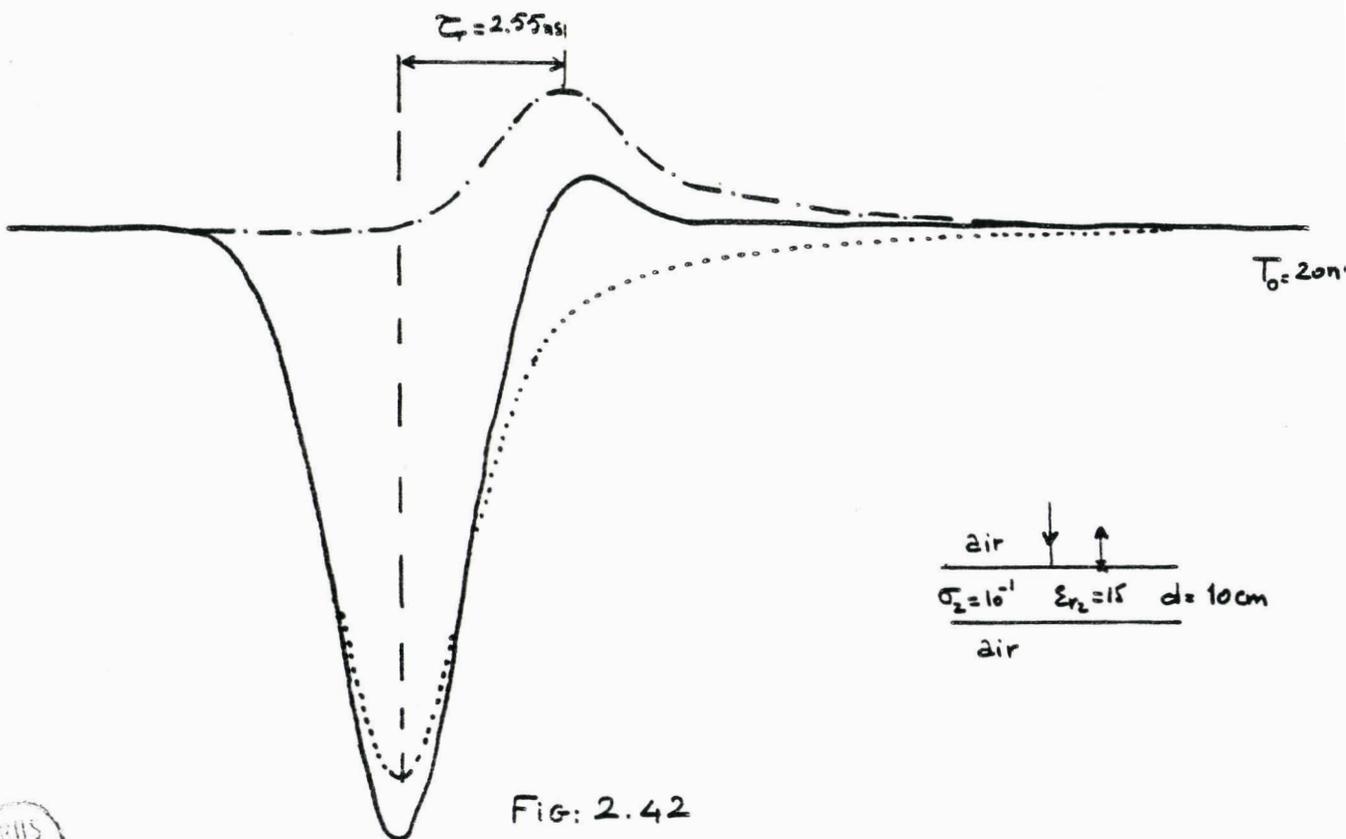


Fig: 2.42



Sur les figures (2.41), (2.42) et (2.43) nous représentons l'impulsion réfléchie pour des épaisseurs "d" respectivement égales à 20 cm, 10 cm et 6 cm. Les signaux enregistrés par l'observateur sont figurés traits pleins (—). La première impulsion correspond à celle réfléchie par le premier inter-face et la deuxième impulsion, d'amplitude beaucoup plus faible et de polarité opposée, est l'écho résultant d'une réflexion de l'onde au niveau du deuxième inter-face.

Sur la figure (2.41) ( $d = 20$  cm), le retard " $\tau_r$ " séparant les deux impulsions est suffisamment apparent pour distinguer l'écho. La mesure de ce retard ( $\tau_r = 5.2$  ns), associée à la vitesse de propagation dans le diélectrique du milieu (2), donne ainsi accès à la détermination de l'épaisseur "d" au moyen de l'expression :

$$d = \frac{\tau_r}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r}}$$

Lorsque l'épaisseur "d" devient plus faible (figure 2.42) et figure (2.43), il y a mélange des signaux et l'observateur ne peut accéder directement à la mesure du retard " $\tau_r$ ". L'impulsion réfléchie par l'épaisseur conductrice peut être comparée à celle réfléchie par le demi-milieu composé de la transition (1) - (2) (le signal obtenu est représenté en trait pointillés (.....) ).

Par soustraction des deux signaux, nous pouvons identifier l'écho (traits mixtes). La mesure du retard " $\tau_r$ " est ainsi facilitée et nous donne encore accès à l'épaisseur par une relation analogue à celle définie précédemment.

#### II.4.3. Réflexion sur un contraste milieu (2) - cuivre

Nous faisons la même étude en supposant cette fois que le milieu (3) est du cuivre. Les signaux reproduits sur les figures (2.44), (2.45) et (2.46) correspondent aux situations de l'exemple précédent et, conduisent à des remarques analogues. Nous sommes toutefois limités par une difficulté supplémentaire lorsque nous auscultons les faibles épaisseurs.

En effet la nature du contraste (2) - (3) engendre une inversion de la polarité des échos et une modification importante du niveau des signaux. La soustraction est dans ce cas accompagnée d'une distorsion importante ne donnant plus à l'expérimentateur l'objectivité suffisante pour la détermination du retard " $\tau_r$ ".

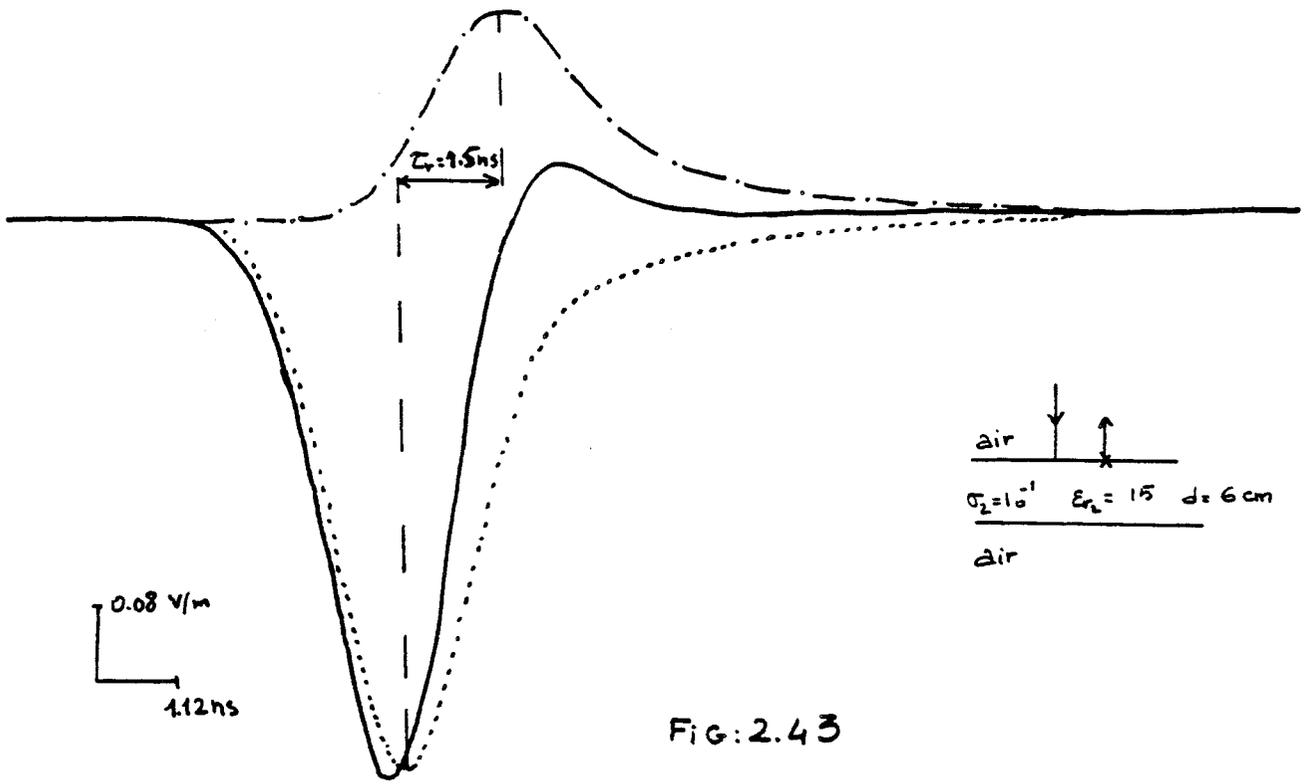


FIG:2.43

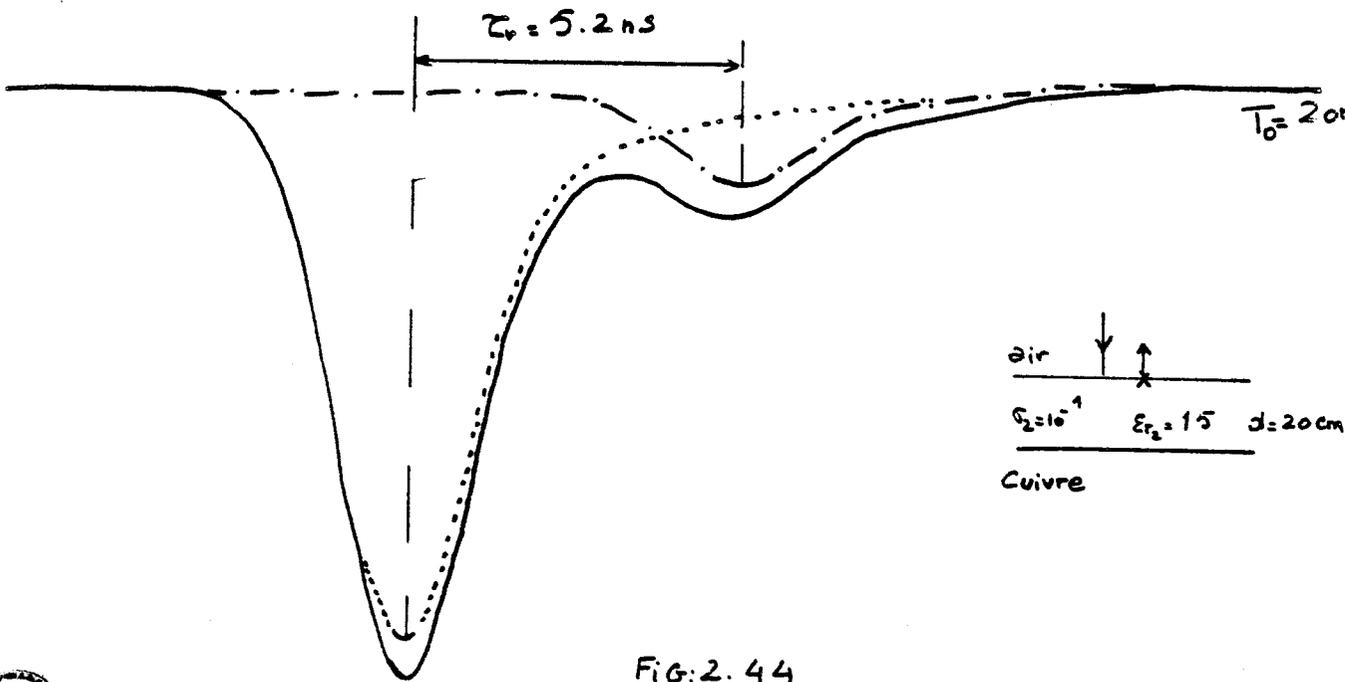


FIG:2.44



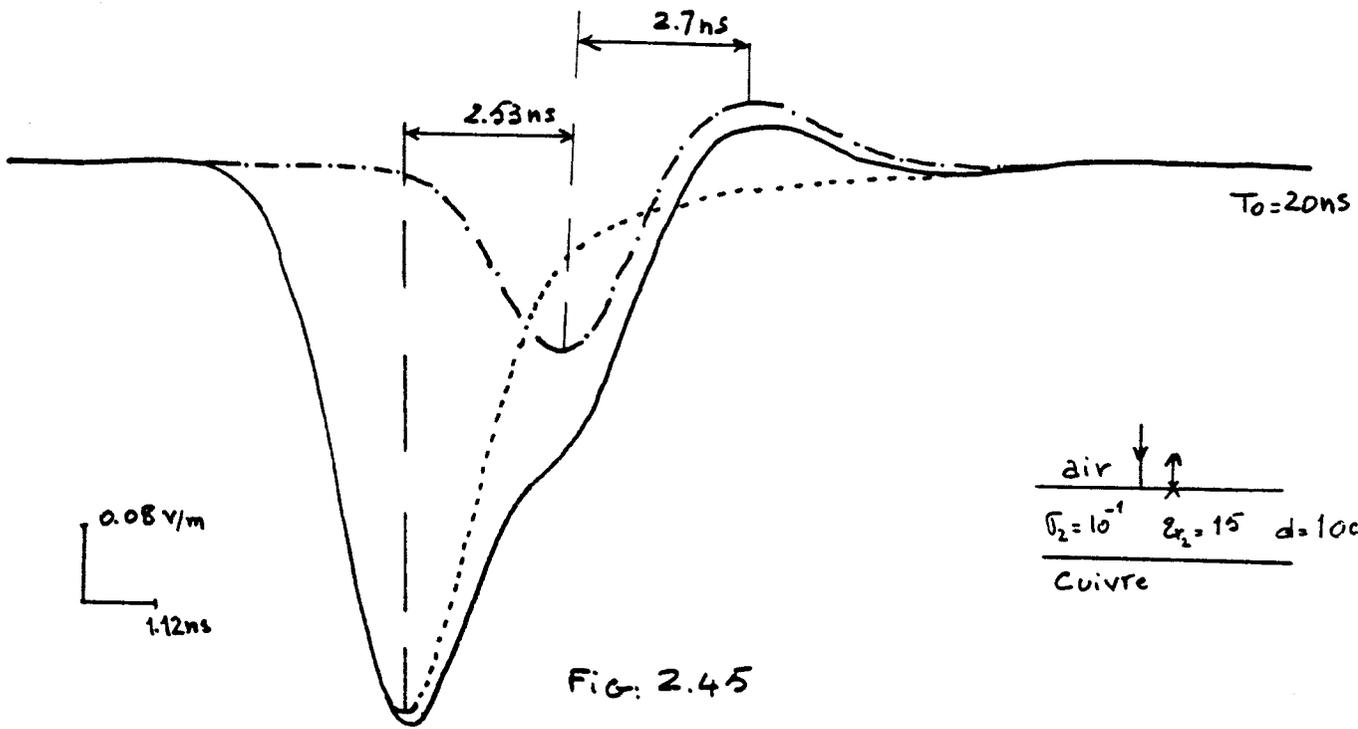


FIG: 2.45

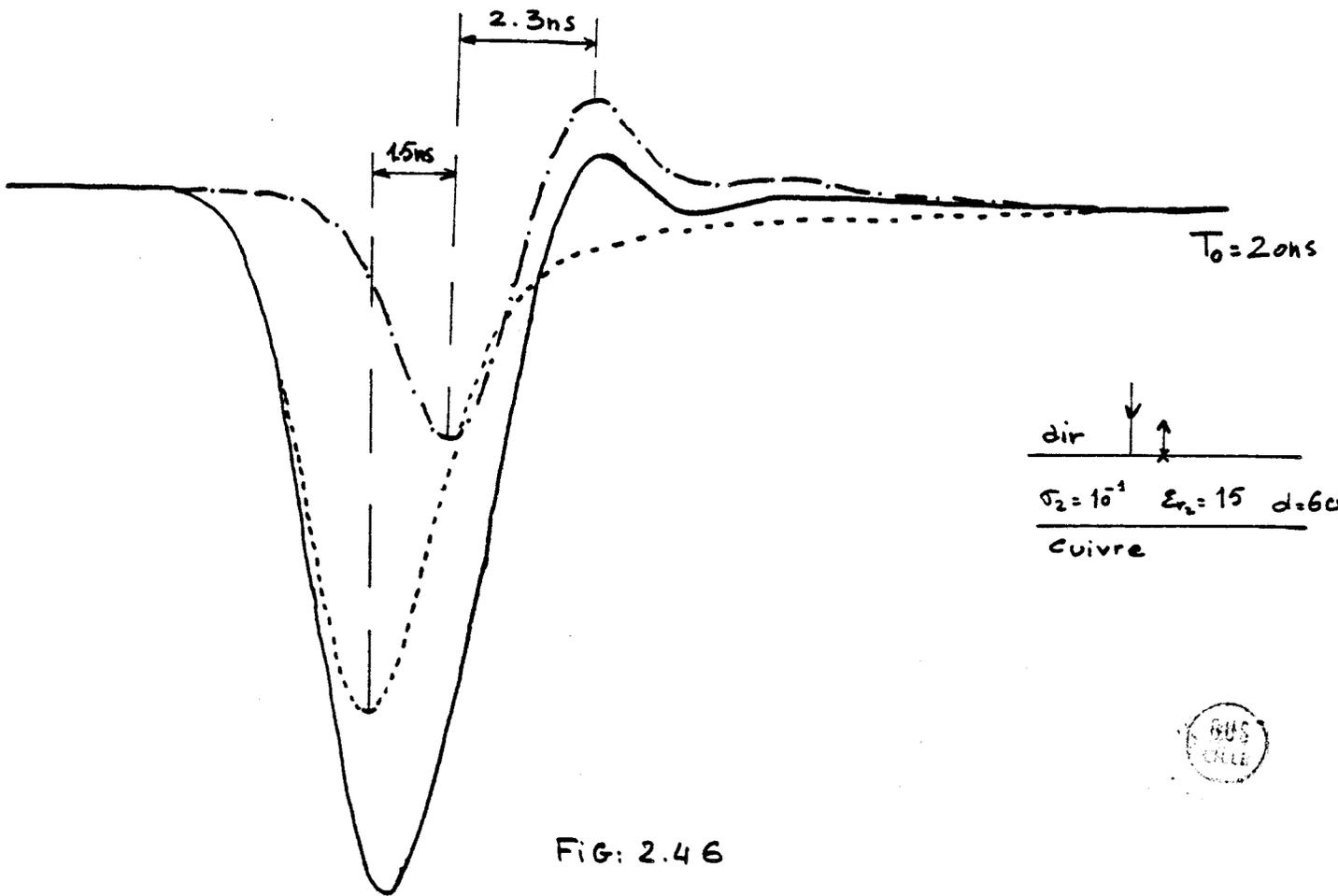


FIG: 2.46



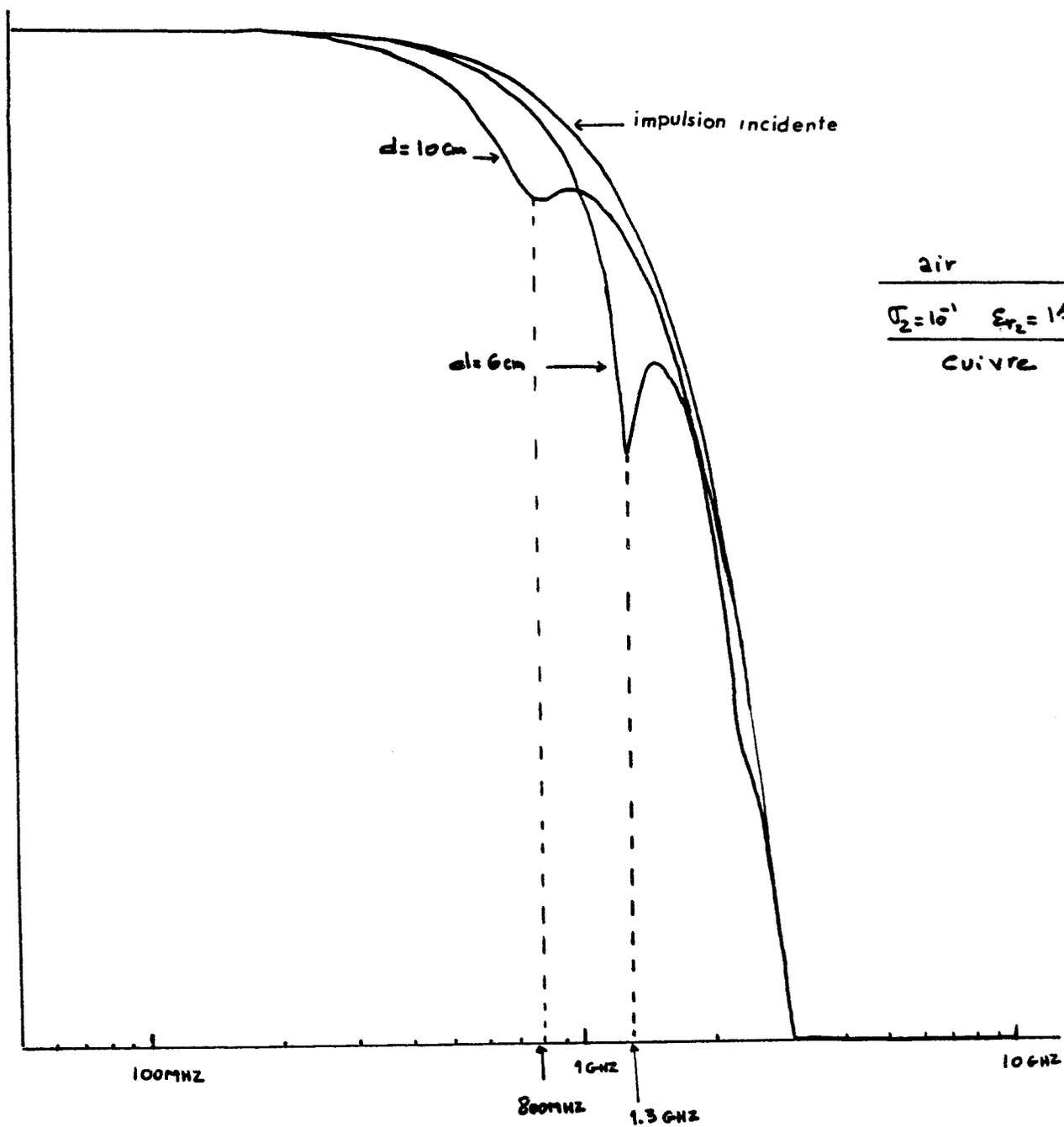


FIG: 2.47



Pour observer une corrélation simple entre les paramètres de l'épaisseur conductrice et les caractéristiques de l'impulsion réfléchie, utilisons la dualité temps-fréquences.

#### II.4.4. Passage au domaine spectrale

Sur la fig. (2.47) ont été représentés en coordonnées logarithmique trois spectres correspondant aux signaux suivants :

spectre (1) : impulsion incidente de forme gaussienne

spectre (2) : impulsion réfléchie par l'épaisseur conductrice :  
 $d = 10 \text{ cm}$        $\sigma_2 = 10^{-1} \text{ mho/m}$        $\epsilon_{r_2} = 15$ .

spectre (3) : impulsion réfléchie par l'épaisseur conductrice :  
 $d = 6 \text{ cm}$      $\epsilon_{r_2} = 15$  et  $\sigma_2 = 10^{-1} \text{ mho/m}$

Nous constatons la présence d'un minimum très apparent lorsque nous simulons la réflexion sur l'épaisseur la plus faible. Nous pouvons relier la position de ce minimum à la fréquence de la première résonance correspondant aux variations du coefficient de réflexion présentées par l'épaisseur conductrice. Nous obtenons :

- calcul du spectre : ( $d = 6 \text{ cm}$ )

le premier minimum      FR = 1.3 GHz

- coefficient de réflexion : ( $d = 6 \text{ cm}$ )

le premier minimum      FR = 323 MHz

Il n'y a pas une rigoureuse correspondance entre les deux résultats, en effet la recherche de l'épaisseur de la couche conductrice par le calcul direct du spectre est perturbée par le produit de la fonction "coefficient de réflexion de la fonction traduisant la densité spectrale de l'impulsion incidente", cette dernière fonction obéit à une caractéristique du type décroissant entraînant de ce fait un décalage des minimums. Nous pouvons toutefois lever l'ambiguïté en recherchant directement l'évolution du coefficient de réflexion de l'épaisseur en pratiquant le rapport de l'impulsion réfléchie et de l'impulsion incidente. Ce résultat est transcrit par les courbes de la figure (2.48) et montre que l'épaisseur conductrice est reliée de façon très évidente à la position du minimum au moyen de l'expression suivante :  $d = (2P+1) \lambda/4$

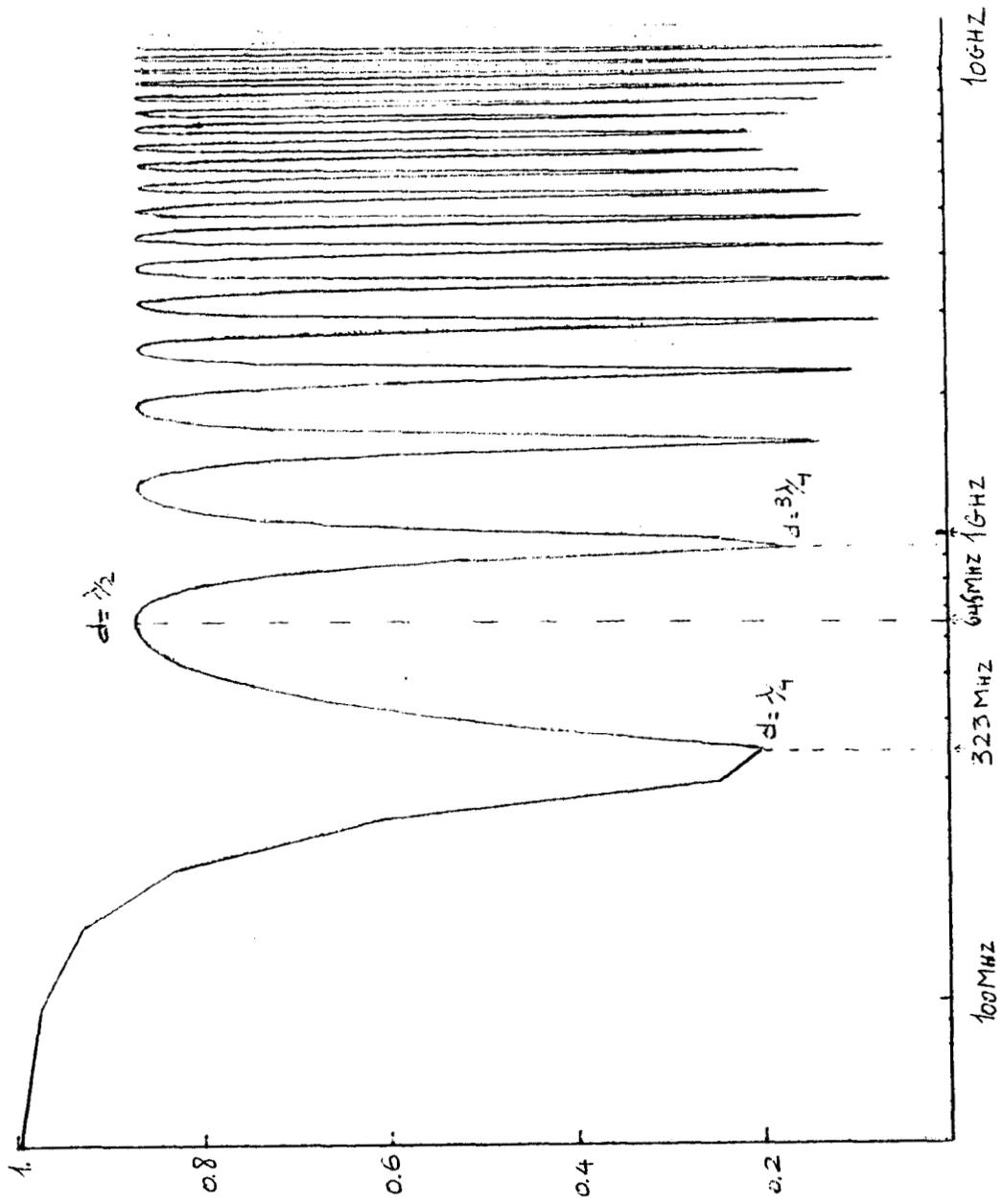
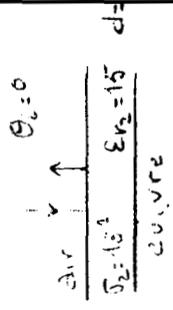


FIG: 2 48



est la longueur d'onde dans la lame.

La simulation que nous venons de développer montre, à partir d'exemples simples, qu'il est possible de rechercher l'épaisseur d'une couche conductrice par le traitement des signaux réfléchis.

La transposition a des expériences obtenues sur quelques échantillons nous apporterait des informations intéressantes sur la validité de l'application des moyens que nous venons d'exposer. En effet la mise en oeuvre expérimentale engendre des perturbations multiples (bruit, convolution, échos parasites), il est toutefois raisonnable de penser que l'utilisation de la dualité temps-fréquence donnerait à l'expérimentateur un moyen capable de corrélérer assez efficacement les résultats et de définir avec plus de précision les paramètres des signaux incidents compatibles avec les conditions imposées par l'expérience.

## CONCLUSION

L'étude théorique que nous venons de décrire est une généralisation de la pénétration d'une onde électromagnétique plane à travers une lame conductrice.

En ce qui concerne les propriétés de blindage, il apparaît que la transmission la plus importante de l'énergie électromagnétique est offerte sous la polarisation "TM", pour laquelle le vecteur champ magnétique est parallèle au plan de transition.

Nous pouvons distinguer deux comportements en fonction de l'incidence et de la fréquence.

Aux fréquences basses pour lesquelles nous sommes en présence du phénomène de conduction prépondérant. La transmission maximum est obtenue sous incidence presque rasante. Cette situation est d'ailleurs difficile à mettre en oeuvre sur le plan pratique.

Aux fréquences hautes où nous sommes dans l'approximation de phénomènes de déplacement prépondérants, la transparence s'apparente aux propriétés rencontrées dans les diélectriques, la transmission maximum est alors obtenue sous l'incidence de Brewster.

L'exploitation de notre modèle théorique aux problèmes de réflectométrie, nous a permis d'envisager quelques exemples assez proches des réalités physiques et de mettre en oeuvre quelques démarches intéressantes sur le plan de l'analyse et du dépouillement des résultats.

Les exemples que nous avons choisis montrent qu'une corrélation des informations obtenues dans le domaine temporel et spectral apporte une aide à la recherche d'épaisseurs conductrices.

Il reste à généraliser notre étude à des résultats expérimentaux, en effet les défauts engendrés par la génération et l'acquisition des signaux vont provoquer des convolutions parasites lors de la restitution du spectre. Il est difficile à priori d'évaluer l'importance relative de ces effets. Nous pouvons toutefois envisager sur le plan pratique quelques solutions permettant d'en atténuer les effets. Il s'agit par exemple d'ajuster le meilleur compromis entre largeur de signaux et possibilités d'observation, où encore de procéder au traitement numérique aux moyens de fenêtré judicieusement centrées lors de l'acquisition des sigaux.

CHAPITRE III : PENETRATION D'UNE ONDE ELECTROMAGNETIQUE PLANE A TRAVERS  
UNE NAPPE DE FILS PLANE DE DIMENSIONS TRANSVERSALES  
INFINIES

L'analyse théorique et expérimentale de la pénétration des ondes électromagnétiques à travers les grilles métalliques est dans le cas le plus général un problème complexe.

En effet le calcul du champ électromagnétique secondaire diffracté par la grille, implique en général un grand nombre de conditions aux limites. La résolution du problème est toutefois grandement facilitée si nous admettons quelques simplifications.

Nous nous plaçons tout d'abord dans l'hypothèse du champ électromagnétique incident correspondant à une onde plane et homogène. La seconde simplification concerne la structure géométrique de la grille, que nous supposons composée de motifs simples et réguliers, uniformément répartis sur une surface plane de dimensions infinies.

La résolution du problème a été abordée analytiquement et numériquement lorsque la grille est faite de conducteurs de section cylindrique intégrés dans un réseau de fils parallèles ou de fils croisés.

Lorsqu'il s'agit de fils de conductivité importante des méthodes de calculs des coefficients de transmissions et de réflexions de l'onde ont été proposés par quelques auteurs et notamment par WAIT, KONTOROWICH et ASTRAKHAN <sup>(23), (26), (27)</sup>

Dans le cadre de notre thèse nous nous intéressons particulièrement au cas d'une grille composée de conducteurs parallèles. Nous trouvons pour cette configuration géométrique, des expressions analytiques des coefficients de réflexion et de transmission du champ électromagnétique.

L'objet de notre travail consiste à décrire les limites d'application de la théorie et à étudier l'influence de paramètres physiques et géométriques sur la transmission de l'onde. Ceci intéresse les rapports existant entre la distance interfil et la longueur d'onde mais également entre le diamètre des conducteurs et la longueur d'onde.

Dans un premier paragraphe, nous exprimons les coefficients de transmission et de réflexion pour les composantes du champ électrique et du champ magnétique.

Dans un second paragraphe, nous développons les calculs pour le champ électromagnétique lointain, correspondant au champ reçu par un observateur situé à une distance de la grille bien supérieure à l'espacement des conducteurs. Cette hypothèse conduit à identifier les coefficients relatifs aux champ magnétique et champ électrique. Nous analysons l'effet de paramètres fondamentaux tels que la distance inter-fils, l'angle d'incidence de l'onde et l'impédance interne des conducteurs.

Dans un troisième paragraphe, nous développons quelques résultats obtenus à proximité de la grille, où les coefficients relatifs aux composantes électriques et magnétiques sont considérés séparément.

Le quatrième paragraphe est consacré à la vérification expérimentale du modèle théorique. La mise en oeuvre de l'onde plane et de la structure de dimension infinie ont été élaborées au moyen d'une similitude hyper-fréquence (10 GHz).

Les mesures ont permis d'expérimenter deux maquettes composées de fils parallèles, la souplesse offerte par la modélisation hyper-fréquence nous a également permis d'envisager des mesures sur des grilles composées de nappes croisées avec et sans contact galvanique.

### III.1 Calcul du coefficient de réflexion et de transmission d'une grille composée de conducteurs parallèles

#### III.1.1 : Hypothèses du calcul

Nous considérons une grille infinie composée de fils conducteurs parallèles contenus dans le plan  $xoy$  de la figure (3.1.). Ces fils sont de section circulaire de rayon "a" et composés d'un matériau de conductivité " $\sigma_f$ ", de constante diélectrique " $\epsilon_f$ " et de perméabilité " $\mu_f$ "; ils sont parallèles à l'axe  $oy$  et espacés d'une distance "d".

L'onde incidente est supposée plane d'incidence " $\theta$ " et de polarisation quelconque. Si nous admettons une excitation sinusoïdale représentée par l'expression  $e^{j\omega t}$ , et si nous prenons le point de coordonnées  $x = 0, y = 0, z = 0$  comme référence de phase, les vecteurs champs électrique  $\vec{E}^0(x, z, \theta)$  et magnétique  $\vec{H}^0(x, z, \theta)$  peuvent s'écrire :

$$3.1 \quad \vec{E}^0(x, z, \theta) = \vec{E}^0 \exp(-\beta(x \sin \theta + z \cos \theta)) \quad 3.1$$

$$3.2 \quad \vec{H}^0(x, z, \theta) = \vec{H}^0 \exp(-\beta(x \sin \theta + z \cos \theta)) \quad 3.2$$

où  $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$  avec  $\lambda$  la longueur d'onde en propagation libre

et,  $\vec{E}^0$  et  $\vec{H}^0$  sont respectivement les vecteurs amplitudes des champs  $\vec{E}^0(x, z, \theta)$  et  $\vec{H}^0(x, z, \theta)$ .

Dans cette étude, nous supposons que la distance "d" séparant deux conducteurs est toujours très supérieure au rayon "a" des fils ( $d \gg a$ ). Cette hypothèse apporte quelques simplifications supplémentaires. En effet, la distance inter-fil "d" étant bien supérieure au rayon des fils "a" nous pouvons négliger les effets de proximité et considérer que les courants induits dans les fils obéissent à une répartition à symétrie cylindrique. D'autre part, cette situation nous autorise à distinguer deux modes de polarisation de l'onde électromagnétique incidente.

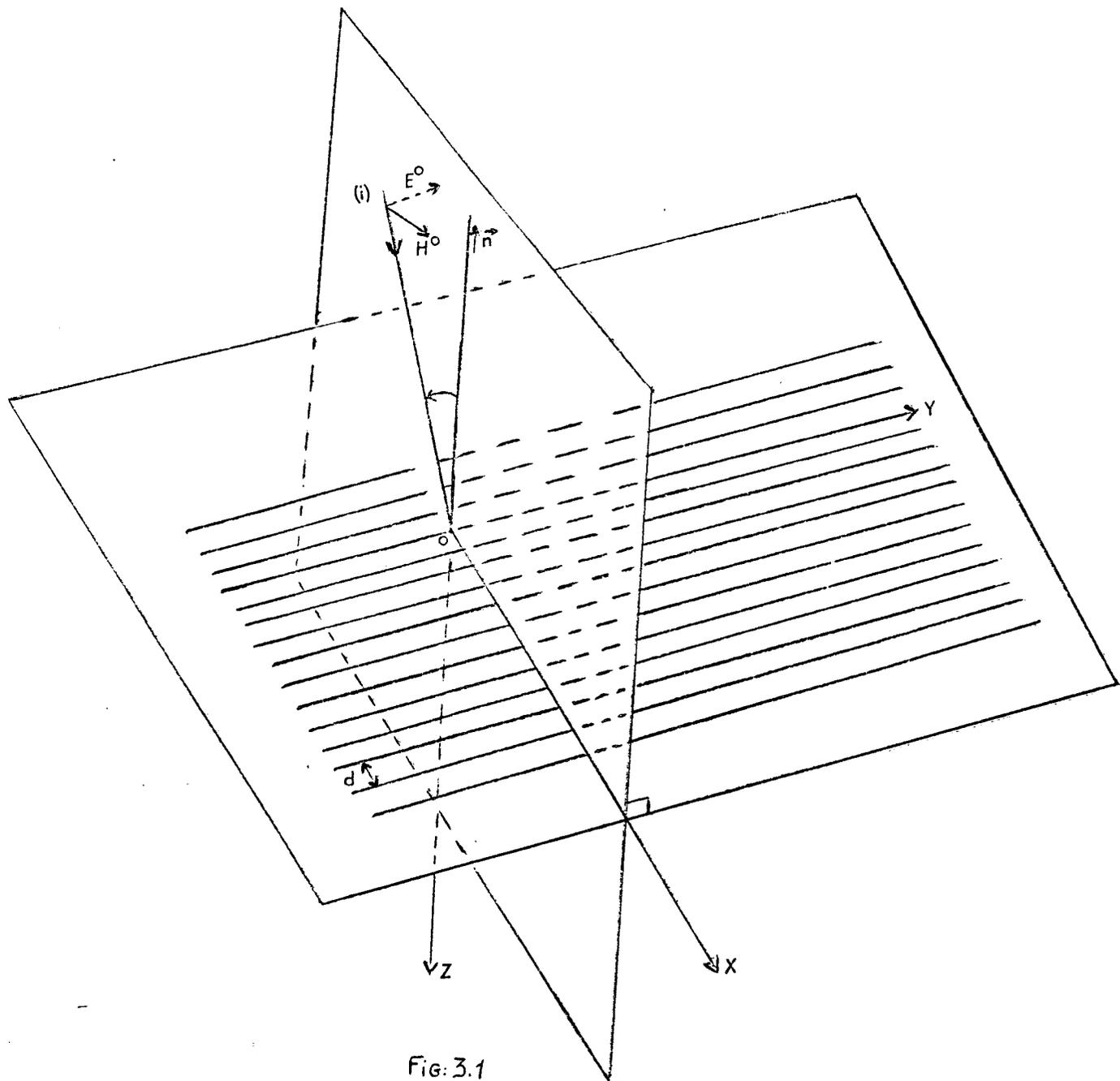


Fig: 3.1

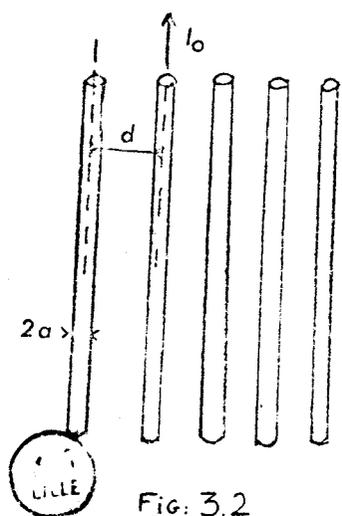


Fig: 3.2

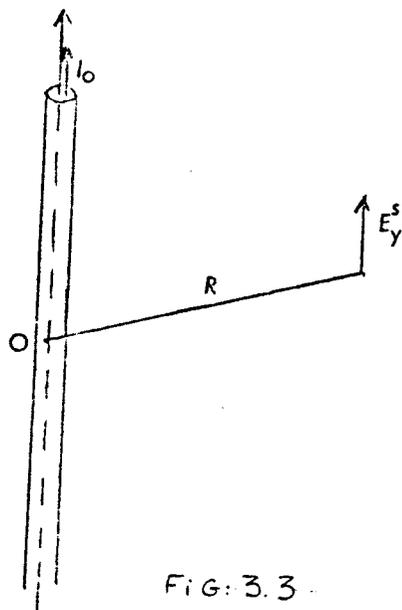


Fig: 3.3

La polarisation "TM" pour laquelle la composante du champ électrique est perpendiculaire à l'axe des fils figure (3.2). Illuminée sous cette polarisation la grille est totalement transparente, en effet les courants induits dans les conducteurs sont très faibles et vont par conséquent rendre la grille transparente.

La polarisation "TE" où la composante du champ électrique est parallèle à l'axe des fils. Les courants induits dans les conducteurs sont alors importants et fonctions de la fréquence de l'onde incidente et des caractéristiques géométriques de la grille. Ces courants induits rayonnent à leur tour un champ électromagnétique secondaire ( $E^S$ ,  $H^S$ ) ; l'observateur placé à l'ombre de la grille est alors soumis au champ résultant :

$$\vec{E}^r = \vec{E}^o + \vec{E}^S \quad \text{et} \quad \vec{H}^r = \vec{H}^o + \vec{H}^S \quad 3.3$$

Il apparait que la transparence de la grille est conditionnée par la superposition du champ électromagnétique incident et du champ secondaire. Nous pouvons de cette façon considérer qu'une onde électromagnétique de polarisation quelconque peut être assimilée à la superposition des composantes "TE" et "TM" obéissant chacune à leurs propres propriétés de transparence. Le champ résultant est alors dans le cas général une onde polarisée elliptiquement.

### III.1.2.: Calcul du champ électromagnétique secondaire

Le réseau de fils parallèles étant supposé infini, chacun des conducteurs est parcouru par un courant induit d'amplitude  $I_0$ .

Chaque conducteur pris séparément peut être considéré comme une antenne de longueur infinie ; le champ électromagnétique rayonné par une telle antenne à une distance  $r$  figure (3.3) est donné par les expressions suivantes : (19)

$$E_y^s = -\frac{1}{4} \omega \mu_0 I_0 H_0^{(2)}(\beta r) \quad 3.4$$

$$H^s = \frac{j}{\omega \mu_0} \overrightarrow{\text{rot}}(E_y^s) \quad (\text{annexe V})$$

3 5

où  $H_0^{(2)}$  est la fonction de HANKEL de seconde espèce.

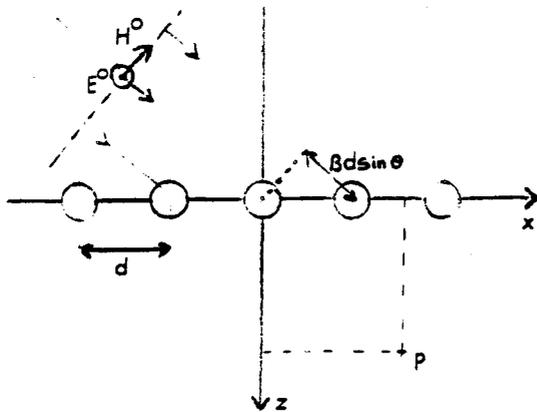


Fig: 3.5

Le champ électromagnétique secondaire total rayonné par le réseau figure (3.5) est donné par la somme de tous les champs secondaires élémentaires correspondant à chaque fil que nous pouvons écrire sous la forme :

$$E_y^S = -\frac{\omega \mu_0 I_0}{4} e^{j\beta n d \sin \theta} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} H_0^{(2)} \left( \beta \sqrt{(nd-x)^2 + z^2} \right) \quad 3.6$$

Le terme de phase " $\beta d \sin \theta$ " introduit la différence de marche des rayons due à l'incidence oblique  $\theta$ .

La sommation incluant la fonction d'HANKEL converge très lentement et peut être transformée en une série plus rapidement convergente en employant la série équivalente suivante : <sup>(24), (22)</sup>

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{2j\pi n \nu} H_0^{(2)} \left( 2\pi \alpha \sqrt{(n-\delta)^2 - \epsilon^2} \right) = \frac{j}{\pi} e^{2j\pi \nu \delta} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{2j\pi m \delta} \frac{\exp(-2\pi \epsilon \sqrt{(m+\nu)^2 - \alpha^2})}{\sqrt{(m+\nu)^2 - \alpha^2}} \quad 3.7$$

où  $\nu$ ,  $\alpha$ , et  $\delta$  sont des réels positifs.

Les calculs conduisant à cette transformation sont développés dans l'annexe IV.

L'expression 3.6. du champ électrique rayonné devient par conséquent :

$$E_y^S = -\frac{\omega \mu_0 I_0}{4} F(x, z, \theta) \quad 3.8$$

$$\text{où } F(x, z, \theta) = \frac{j}{\pi} e^{2j\pi \frac{x}{\lambda} \sin \theta} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{2j\pi m \frac{\lambda}{d}} \frac{\exp \left( -2\pi \frac{|z|}{d} \sqrt{\left( m + \frac{d}{\lambda} \sin \theta \right)^2 - \frac{d^2}{\lambda^2}} \right)}{\sqrt{\left( m + \frac{d}{\lambda} \sin \theta \right)^2 - \frac{d^2}{\lambda^2}}} \quad 3.9$$

Pour évaluer le courant " $I_0$ " nous appliquons la condition de continuité de la composante tangentielle du champ électrique en un point

quelconque de la surface du fil. Si nous souhaitons apprécier les limites de validité des hypothèses relatives à la répartition de la densité de courant dans la section du fil, il suffit d'appliquer cette condition en deux points du conducteur; choisissons deux points en quadrature l'un de l'autre de coordonnées respectives  $(x = a, z = 0)$  et  $(x = 0, z = a)$ .

Nous obtenons deux équations :

$$3.10 \quad E_y^0 - \frac{\omega \mu_0 I_0}{4} F(0, a, \theta) = -Z_c I_0 \quad \text{Pour } (x=a, z=0)$$

$$3.11 \quad E_y^0 - \frac{\omega \mu_0 I_0}{4} F(a, 0, \theta) = -Z_c I_0 \quad \text{Pour } (x=0, z=a)$$

Expressions dans lesquelles  $d \ll \lambda$  (Annexe IV)

$$\text{où } 3.12 \quad F(0, a, \theta) = \frac{\lambda}{\pi d} \cos \theta + \frac{2j}{\pi} S_{c1} \quad \text{avec} \quad S_{c1} = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{e^{-2\pi m \frac{a}{d}}}{m}$$

$$3.13 \quad F(a, 0, \theta) = \frac{\lambda}{\pi d} \cos \theta + \frac{2j}{\pi} S_{c2} \quad \text{avec} \quad S_{c2} = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\cos(2\pi m \frac{a}{d})}{m}$$

Si les hypothèses sont satisfaites chaque équation conduit à la même valeur du courant "I<sub>0</sub>", ceci est effectivement vérifié si les séries caractéristiques S<sub>c1</sub> et S<sub>c2</sub> prennent la même valeur numérique.

Sur la Figure (3.6) sont reproduites les courbes traduisant les variations de S<sub>c1</sub> et S<sub>c2</sub> en fonction du rapport  $\frac{a}{d}$ . Lorsque  $\frac{a}{d}$  est inférieur à  $5 \cdot 10^{-2}$ , les deux courbes sont confondues, elles conduisent par conséquent à la même valeur de I<sub>0</sub>. A partir de ce résultat il apparaît par conséquent que la valeur  $\frac{a}{d} = 5 \cdot 10^{-2}$  est la limite de validité des hypothèses faites sur la répartition du courant.

Pour mettre en oeuvre les exploitations numériques nous retenons la série S<sub>c1</sub> qui offre une vitesse de convergence beaucoup plus élevée que S<sub>c2</sub>.

L'impédance linéique entrant dans les expressions (3.10) et (3.11) est l'impédance interne du conducteur de section circulaire que nous calculons au moyen de l'expression : (6)

$$(3.14) \quad Z_c = \frac{\gamma_c}{2\pi a} \frac{I_0(\gamma_c a)}{I_1(\gamma_c a)} \quad \text{ou} \quad \gamma_c = \sqrt{-j\omega \mu_f \sigma_f}$$

$I_0$  et  $I_1$  sont les fonctions de Bessel modifiées de première espèce.

Le champ électrique résultant est alors donné par l'expression :

$$3.15 \quad E_y^r(x, z, \theta) = E_y^c(x, z, \theta) - \frac{F(x, z, \theta)}{F(0, d, \theta) - z} E_y^o$$

Le coefficient de transmission " $T_E$ " et le coefficient de réflexion " $R_E$ " de la composante électrique s'écrivent respectivement :

$$3.16 \quad T_E = \left[ \frac{E_y^r(x, z, \theta)}{E_y^o(x, z, \theta)} \right]_{z > 0} \quad \text{et} \quad R_E = \left[ \frac{E_y^s(x, z, \theta)}{E_y^o(x, z, \theta)} \right]_{z < 0}$$

La formule (3.5) nous permet d'exprimer le champ magnétique rayonné  $H^s$  en fonction de la composante  $E_y^s$  du champ électrique :

$$3.17 \quad H_x^s = \frac{-j}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_y^s}{\partial z} \quad \text{et} \quad H_z^s = \frac{j}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_y^s}{\partial x}$$

En remplaçant la formulation (3.8) de la composante  $E_y^s$  dans les expressions (3.17) nous obtenons :

$$3.18 \quad H_x^s = \frac{j I_0}{4} \frac{\partial}{\partial z} F(x, z, \theta)$$

$$\text{ou} \quad \frac{\partial F(x, z, \theta)}{\partial z} = \frac{-2j}{cl} e^{2j \frac{\pi}{\lambda} x \sin \theta} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \exp\left(\frac{-2\pi |z|}{d} \sqrt{\left(m + \frac{d}{\lambda} \sin \theta\right)^2 - \frac{d^2}{\lambda^2}}\right)$$

$$3.19 \quad H_z^s = \frac{-j I_0}{4} \frac{\partial}{\partial x} F(x, z, \theta)$$

$$\text{ou} \quad \frac{\partial}{\partial x} F(x, z, \theta) = -\frac{2 \sin \theta}{\lambda} e^{2j \frac{\pi}{\lambda} x \sin \theta} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{2j \pi m \frac{x}{d}} \frac{\exp\left(-\frac{2\pi |z|}{d} \sqrt{\left(m + \frac{d}{\lambda} \sin \theta\right)^2 - \frac{d^2}{\lambda^2}}\right)}{\sqrt{\left(m + \frac{d}{\lambda} \sin \theta\right)^2 - \frac{d^2}{\lambda^2}}}$$

$$-\frac{2}{d} e^{2j \frac{\pi}{\lambda} x \sin \theta} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} m e^{-j m \frac{\pi}{d} x} \frac{\exp\left(-\frac{2\pi |z|}{d} \sqrt{\left(m + \frac{d}{\lambda} \sin \theta\right)^2 - \frac{d^2}{\lambda^2}}\right)}{\sqrt{\left(m + \frac{d}{\lambda} \sin \theta\right)^2 - \frac{d^2}{\lambda^2}}}$$

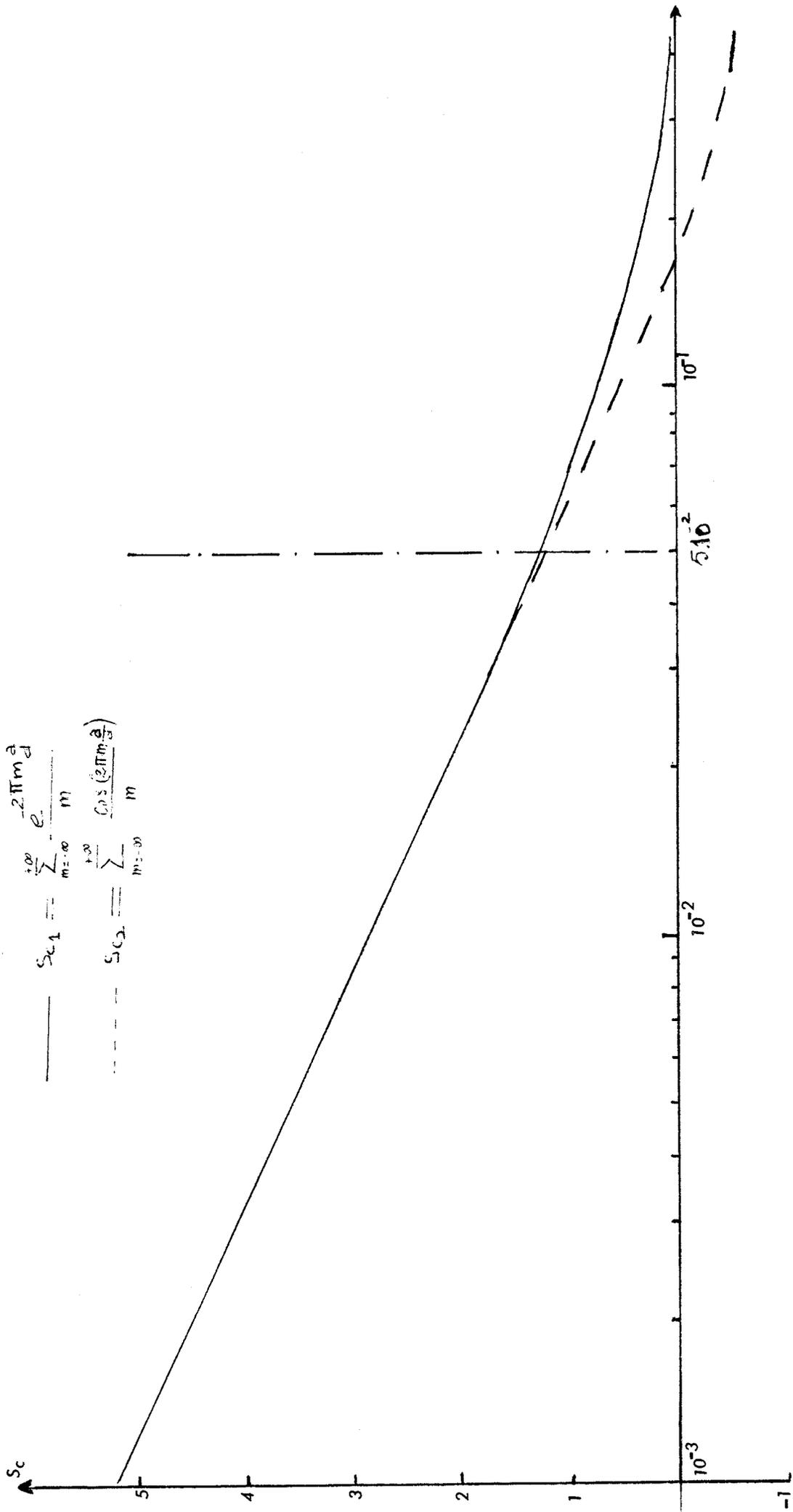


FIG. 3 6



Les composantes du champ magnétique résultant sont alors données par les expressions suivantes :

$$3.20 \quad H_x^r = H_x^o + H_x^s \quad \text{et} \quad H_z^r = H_z^o + H_z^s$$

Dans le cas général,  $H_x^r$  et  $H_z^r$  sont des nombres complexes qui se rapportent à des vibrations sinusoïdales déphasées l'une de l'autre. Par conséquent le champ magnétique résultant est rayonné sous une polarisation elliptique. L'amplitude " $H_{\max}^r$ " et l'orientation " $\alpha$ " du champ maximum s'expriment en fonction du déphasage " $\Phi$ ", au moyen des expressions suivantes :

$$3.21 \quad H_{\max}^r = \frac{\sin \Phi}{\left( \frac{\cos^2 \alpha}{H_x^{r2}} \quad \frac{\sin^2 \alpha}{H_z^{r2}} \quad \frac{\sin 2\alpha \cos \Phi}{H_x^r H_z^r} \right)^{1/2}} \quad (\text{Annexe IV})$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \text{Arctg} \left( \frac{2 \cdot H_x^r H_z^r \cos \Phi}{H_x^{r2} - H_z^{r2}} \right)$$

où  $\Phi$  est le déphasage existant entre  $H_x^r$  et  $H_z^r$ .

Le coefficient de transmission  $T_H$  relatif aux composantes magnétiques est défini par :

$$3.22 \quad T_H = \left| \frac{H_{\max}^r(x, z, \theta)}{H^o(x, z, \theta)} \right|_{z > 0}$$

### III.2 Champ électromagnétique secondaire rayonné loin de la grille

Le champ secondaire lointain est obtenu pour des points d'observation situés à une distance de la grille " $|z|$ " supérieure à l'espace inter-fil " $d$ ". Lorsque cette condition  $|z| \gg d$  est satisfaite le champ électromagnétique secondaire peut être confondu avec une onde plane. En effet les développements donnés en annexe montrent que le module du champ magnétique secondaire est indépendant de la variable d'espace " $z$ ".

Les coefficients relatifs aux composantes électriques et magnétiques sont confondus et nous obtenons alors à partir des formules (3.16) et (3.8) l'expression de T suivante :

$$3.23 \quad T = 1 - \frac{\frac{\lambda}{\pi d \cos \theta}}{\frac{-4z_c}{\omega \mu_0} + F'(0, a, \theta)}$$

$$3.24 \quad \text{où. } F'(0, a, \theta) = \frac{\lambda}{\pi d \cos \theta} \exp(-2j \frac{\pi}{\lambda} a \cos \theta) + \frac{2j}{\pi} S_{c1}$$

### III.2.1. : Incidence oblique

Nous représentons sur la Fig.(3.7), l'évolution des modules des coefficients de transmission " $|T|$ " et de réflexion " $|R|$ " en fonction de la fréquence et de l'angle d'incidence  $\theta$  de l'onde perturbatrice. La gamme explorée s'étend de 100 KHz à 500 MHz. La conductivité " $\sigma_f$ " des conducteurs est celle du cuivre soit  $5.85 \cdot 10^7$  mho/m, le rayon " $a$ " est égal à 1 cm et la distance inter-fil de 20 cm. L'observateur est placé à une distance  $|z|$  égale à 1 m.

Nous obtenons une transparence croissante avec la fréquence de l'onde perturbatrice et ce, quelque soit l'angle d'incidence  $\theta$ .

Toutefois la transmission diminue lorsque nous nous approchons de l'incidence rasante car dans ce cas le plan équi-phase n'étant plus parallèle au plan de la grille (Figure 3.5), un déphasage est entretenu entre les courants induits dans les conducteurs modifiant de ce fait les propriétés de transmission de l'onde.

Nous retrouvons là une analogie avec la pénétration dans une paroi conductrice sous la polarisation " $T_E$ ". Car sous cette polarisation le vecteur électrique est parallèle au plan de la paroi et les résultats de la figure (3.7) montrent que la transmission diminue lorsque l'incidence s'éloigne de la normale.

L'évolution du coefficient de réflexion permet de dire qu'aux basses fréquences la grille peut être assimilée à un réflecteur parfait alors qu'aux fréquences élevées le pouvoir réflecteur diminue au profit de la transmission.

### III.2.2. : Incidence normale ( $\theta = 0$ )

A partir de l'expression (3.23) du coefficient de transmission et en considérant l'illumination la plus défavorable de la polarisation "TE" correspondant à " $\theta = 0$ ", pour un observateur suffisamment éloigné de la grille ( $|z| \gg d$ ) nous pouvons écrire :

$$3.25 \quad T = 1 - \frac{\frac{\lambda}{\pi d}}{-\frac{4Z_L}{\omega \mu_0} + F'(0, a, 0)}$$

$$3.26 \quad \text{soit } F'(0, a, 0) = \frac{\lambda}{\pi d} e^{-2j\frac{\pi a}{\lambda}} + \frac{2j}{\pi} S_{c1}$$

#### a) Influence de la distance inter-fils "d"

Les réseaux de courbes de la figure (3.8) ont été exploités en prenant comme paramètre la distance inter-fils "d", ils montrent l'évolution du coefficient de transmission en fonction de la fréquence. La conductivité des fils est très importante,  $5.85 \cdot 10^7$  mho/m. Aux fréquences inférieures à 30 MHz, nous obtenons compte tenu des valeurs de "d" une très faible transmission de la grille. Lorsque l'approximation  $d \ll \lambda$  est satisfaite nous pouvons interpréter les résultats à l'aide d'une formule analytique déduite de calculs développés en annexe :

$$3.27 \quad T \approx 2j \left( \frac{d}{\lambda} S_{c1} - \frac{\pi a}{\lambda} \right)$$

Cette expression met clairement en évidence la quadrature de phase existant entre l'onde incidente et l'onde résultante figure (3.10) ; l'amplitude de l'onde résultante est alors fonction de la valeur de la série caractéristique, c'est-à-dire du rapport  $\frac{a}{d}$ .

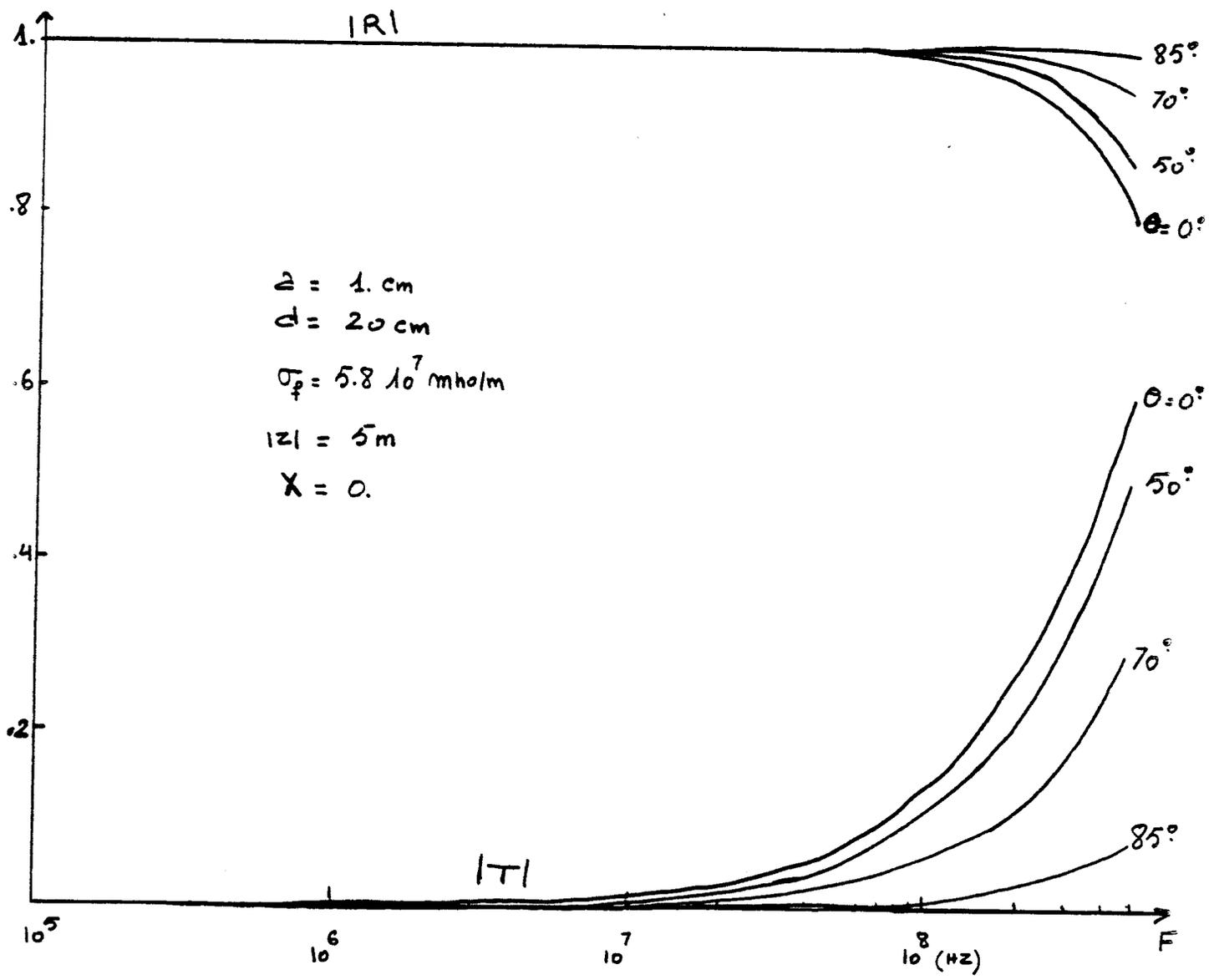


FIG. 3.7



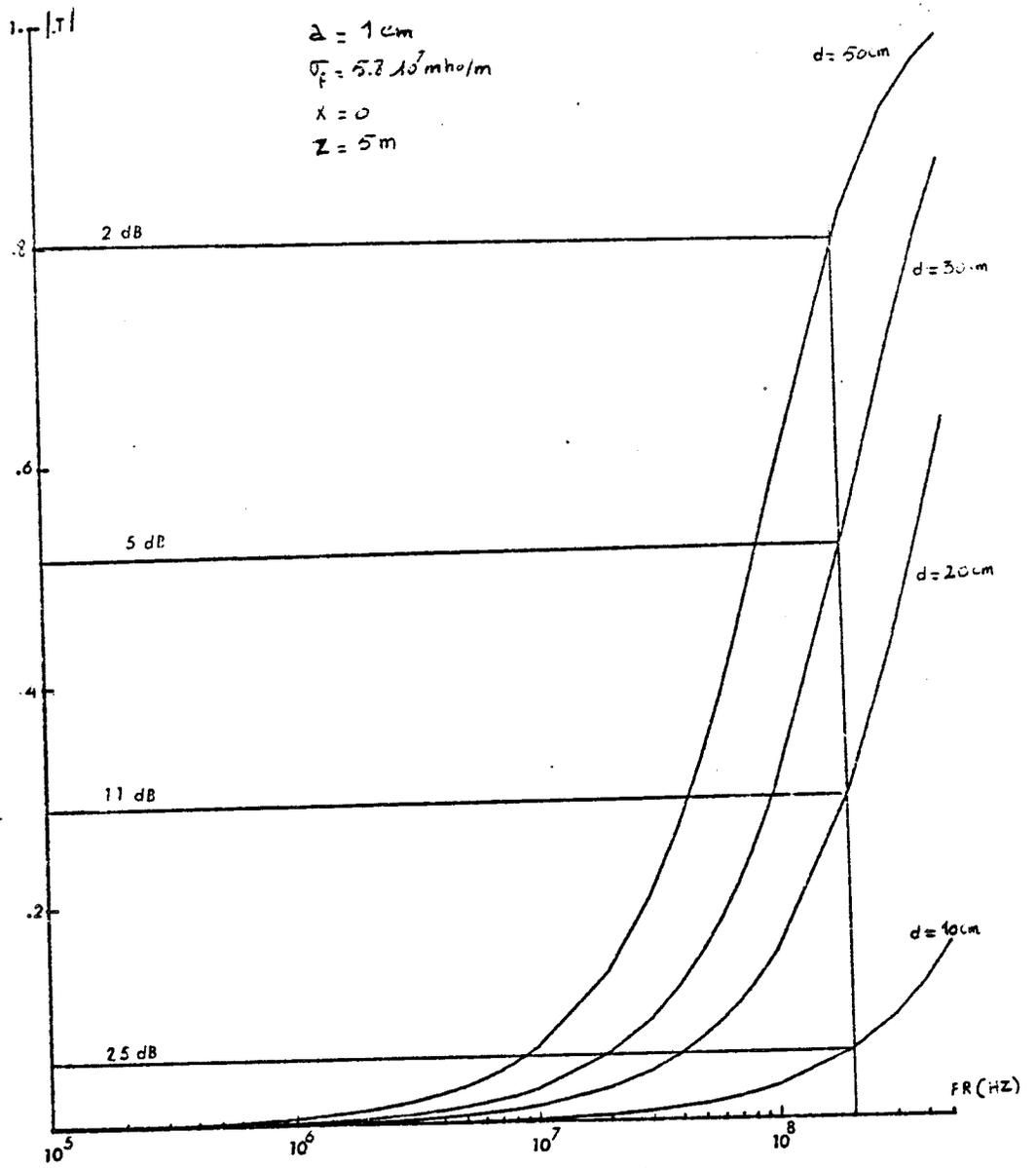


Fig: 3.8

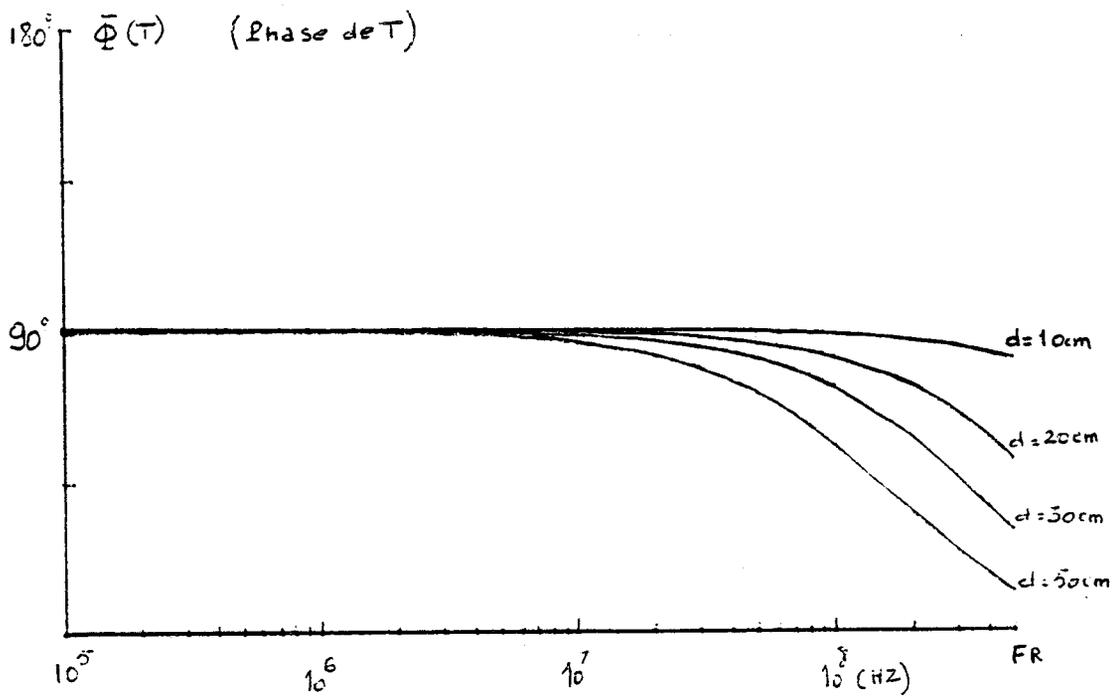


Fig: 3.10



Pour les fréquences élevées, la transmission augmente fortement pour tendre vers une transparence proche de l'unité. La transmission de l'onde obéit dans ce cas à un comportement différent de celui traduit par l'expression approchée (3.27), ceci est d'ailleurs évident sur l'évolution de la phase qui s'écarte notablement de la quadrature. Aux fréquences élevées satisfaisant la condition " $\frac{d}{\lambda} = 1$ " mais " $\frac{d}{\lambda} < 1$ ", nous obtenons pour le coefficient de transmission l'expression approchée :

$$3.28 \quad T \approx 1 - j \frac{\lambda}{2d} \frac{1}{S_{c_1}}$$

Cette expression est d'autant plus justifiée que le rapport  $\frac{a}{d}$  est faible. Lorsque ces approximations sont satisfaites nous avons une grille presque transparente.

Le raisonnement n'a toutefois plus de signification physique lorsque la longueur d'onde du champ électromagnétique incident devient inférieure à la distance inter-fil. Dans ce cas particulier la surface de la grille est équivalente à un guide d'onde de surface à structure périodique, nous avons propagation d'une onde de surface la transmission s'identifie à une diffusion de l'onde de surface. Cet aspect du problème sort évidemment du cadre de notre étude dont l'objet essentiel se rapportait aux distances inter-fils compatibles avec les références géométriques des structures métalliques des armatures de construction civile.

#### b) Influence de la conductivité des fils

Aux fréquences basses nous ne pouvons plus admettre l'approximation

$$3.29 \quad Z_i \ll \frac{\omega \mu_0}{4} F(0, a, 0)$$

Nous utilisons dans ce cas l'expression exacte du coefficient de transmission :

$$3.30 \quad T_E = T_H = 1 - \frac{F(x, z, \theta)}{F(0, a, 0) - \frac{4}{\omega \mu_0} Z_i} \frac{E_y^0}{E_y^0(x, z, 0)}$$

Sur les figures (3.11) et figure (3.12) nous avons reproduit les variations du module et phase du coefficient de transmission pour des fréquences comprises entre 100 Hz et 100 KHz.

Nous remarquons que les variations de phase sont fortement liées à la valeur de la conductivité des fils. Lorsque cette conductivité est de l'ordre de  $10^6$  à  $10^5$  mho/m, la phase est en opposition aux fréquences les plus basses et en quadrature aux fréquences les plus hautes. Ce résultat est d'ailleurs en parfaite analogie avec les variations de l'impédance de transfert des blindages coaxiaux à tresses à faible densité de conducteurs. (25)

Si nous considérons les variations du module nous constatons qu'aux fréquences les plus basses la transmission est fonction de la conductivité alors qu'aux fréquences élevées les courbes convergent vers une asymptote obtenue en appliquant l'hypothèse d'une conductivité infinie.

### c) Efficacité de blindage

Ces premiers résultats nous permettent d'envisager le calcul de l'efficacité de blindage de la grille; efficacité que nous pouvons définir par l'expression :

$$S_E = 20 \log\left(\frac{1}{|T_E|}\right) \quad \text{en dB}$$

Pour apporter un caractère comparatif nous reportons dans deux tableaux, les valeurs obtenues avec une grille et une paroi conductrice de 20 cm d'épaisseur et de conductivité variable. La fréquence est suffisamment élevée (200 MHz) pour que la grille offre une transmission importante.

Les efficacités définies par les valeurs numériques figurées dans le tableau V peut constituer un élément de référence permettant de caractériser la grille du point de vue de sa compatibilité électromagnétique.

d	10 cm	20 cm	30 cm	50 cm
$ T_E $	0.05	0.28	0.54	0.8
$S_E = 20 \log\left \frac{1}{T_E}\right $	25 dB	11 dB	5 dB	2 dB

$$F = 200 \text{ MHz} \quad a = 1 \text{ cm} \quad \theta = 0 \quad |Z| = 1 \text{ m}$$

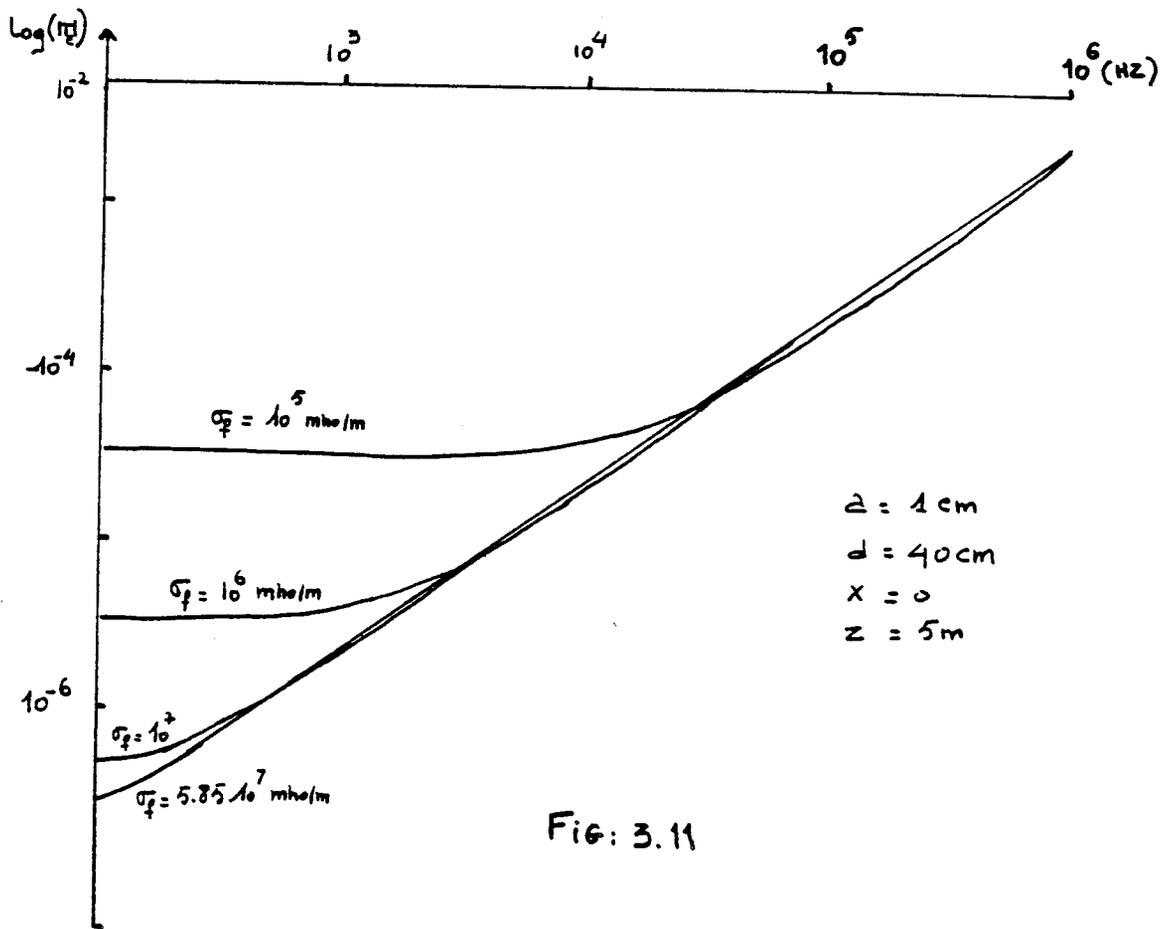


Fig: 3.11

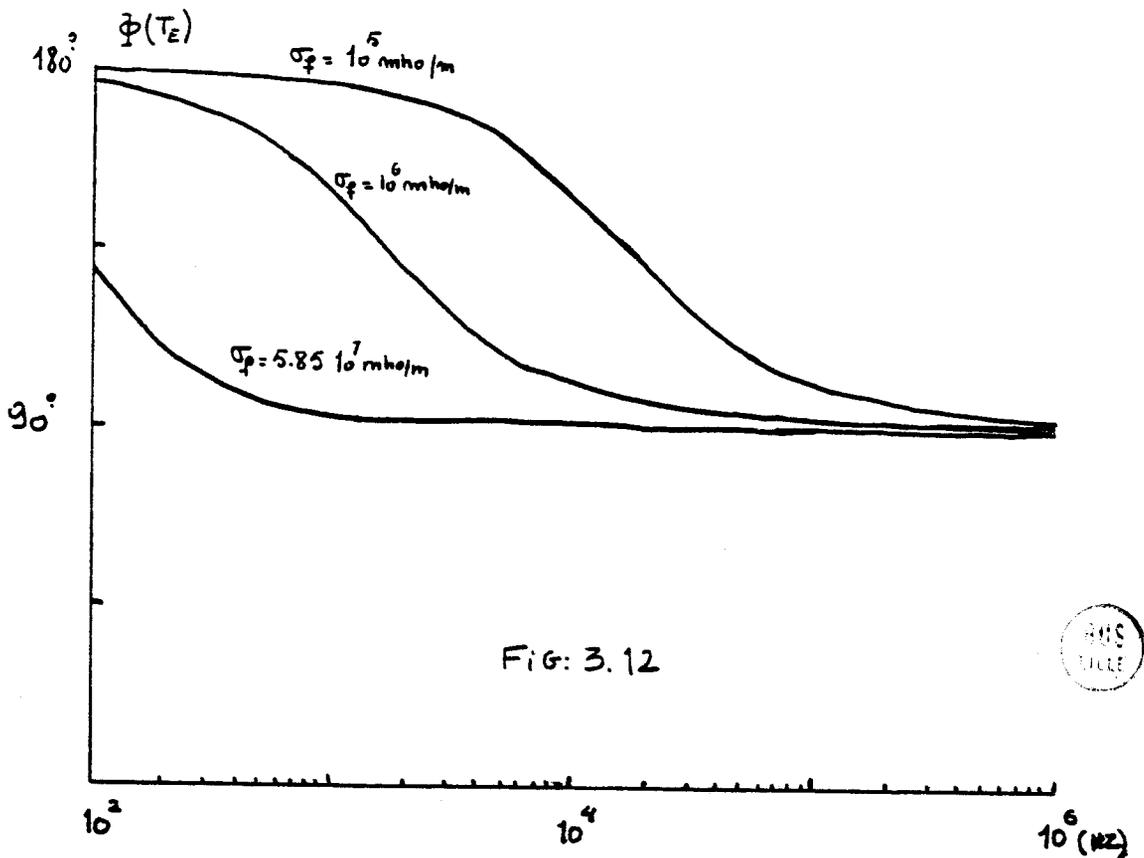


Fig: 3.12



En comparant les efficacités de blindage du tableau V à celles figurant au tableau VI qui correspondent à une paroi conductrice ayant une épaisseur de 20 cm illuminée dans les mêmes conditions que la grille (FR = 200 MHz,  $\theta = 0$ ) ;

$\sigma_2$ mho/m	1	$10^{-1}$	$10^{-2}$	$10^{-3}$	$10^{-4}$
$S_E$ dB	55	12.5	2.72	1.73	1.63

FR = 200 MHz épaisseur de la lame = 20 cm  $\epsilon r_2 = 10$   $\theta = 0$

Tableau VI

Nous pouvons distinguer deux cas :

- le premier cas suppose que la grille présente un intervalle entre deux conducteurs adjacents inférieur à 10 cm. L'efficacité offerte par la grille est alors supérieure à 25 dB et par conséquent très largement supérieure à celle présentée par la paroi quand celle-ci a une conductivité inférieure à  $10^{-1}$  mho/m.

- Par contre lorsque cet intervalle est supérieur à 30 cm, les efficacités de blindage présentées par la grille et par une paroi de conductivité inférieure ou égale à  $10^{-2}$  mho/m, sont du même ordre de grandeur ; nous ne pouvons plus alors négliger la combinaison des effets de la grille et de la paroi.

### III.3 Champ électromagnétique rayonné à proximité de la grille

#### III.3.1. Transmission du champ électrique

Si nous souhaitons maintenant évaluer le coefficient de transmission du champ électrique à proximité de la grille, il suffit d'exploiter l'expression exacte du coefficient de transmission :

$$3.32 \quad T_E = 1 - \frac{F(x, z, 0)}{\frac{-4Z_i}{\omega \mu_0} + F(0, a, 0)} \frac{E_y^0}{E_y^0(x, z, 0)}$$

Aux fréquences supérieures à 100 kHz la condition suivante est généralement satisfaite :

$$3.33 \quad \frac{4Z_i}{\omega \mu_0} \ll F(0, a, 0)$$

Si nous remplaçons  $F(x, z, 0)$  et  $F(0, a, 0)$  par leur expression respective (3.4) et (3.12) nous trouvons que :

$$3.34 \quad T_E = 1 - \frac{1 + 2j \frac{d}{\lambda} e^{2j \frac{\pi}{\lambda} |z|} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{e^{-2\pi \frac{|z|}{d} m} \cos(2\pi m \frac{x}{d})}{m}}{1 + 2j \frac{d}{\lambda} S_c}$$

Nous conservons l'exemple développé dans le premier paragraphe où les caractéristiques de la grille sont conformes aux valeurs numériques suivantes :

$$a = 1 \text{ cm}, \quad d = 20 \text{ cm}, \quad \sigma_f = 5.85 \cdot 10^7 \text{ mho/m}$$

Les figures 3.13 et 3.14 représentent l'évolution du module du coefficient de transmission " $T_E$ " en fonction de la distance à la grille " $z$ " et en fonction du déplacement " $x$ " devant la grille, aux basses fréquences ( $F = 1 \text{ MHz}$ ) pour la figure (3.13) et aux fréquences élevées pour la figure (3.14).

Nous remarquons que les variations du coefficient de transmission gardent la même allure aux basses fréquences et aux fréquences élevées, seule la valeur du coefficient de transmission est beaucoup plus faible aux fréquences basses.

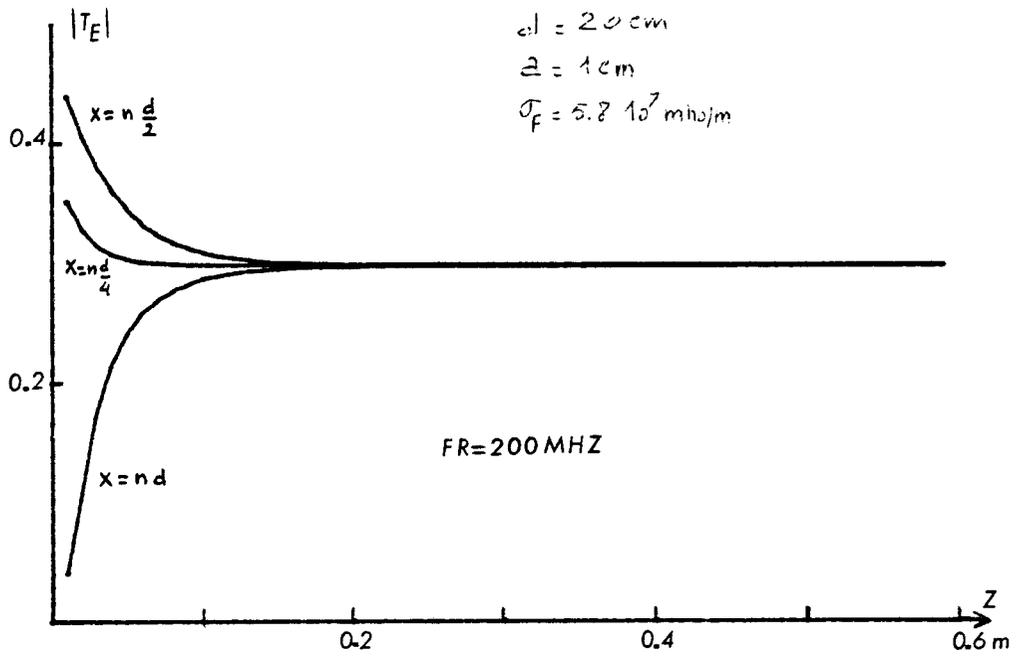


Fig: 3.13

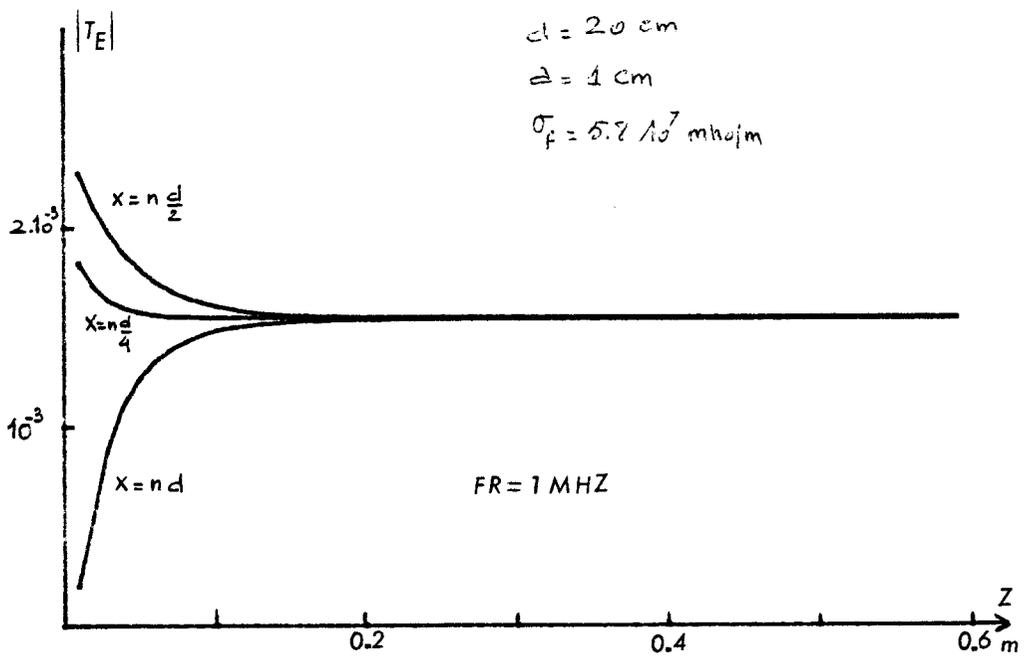


Fig: 3.14



L'influence du déplacement devant la grille est surtout sensible lorsque la distance est inférieure à l'espacement des fils. La transmission est maximum lorsque nous sommes dans le plan de la grille et sur une position médiane  $x = n \frac{d}{2}$  (n entier).

### III.3.2. Transmission du champ magnétique

Les composantes du champ magnétique résultant à l'ombre de la grille sont données par les expressions (3.3), (3.18) et (3.19). Lorsque l'incidence est normale ( $\theta = 0$ ) et lorsque l'inégalité (3.33) est satisfaite, ces expressions deviennent :

$$335 \quad H_y^r(x, z, 0) = \frac{2\lambda}{\pi d} * \frac{\sum_{m=1}^{\infty} e^{-\pi \frac{|z|}{d} m} \sin(2\pi m \frac{x}{d})}{F(0, 2, 0)} H_y^o$$

$$336 \quad H_x^r(x, z, 0) = H_x^o(x, z, 0) - \frac{\lambda}{\pi d} \frac{e^{-2j\pi \frac{|z|}{d}}}{F(0, 2, 0)} H_x^o - \frac{2\lambda}{\pi d} \frac{\sum_{m=1}^{\infty} e^{-2\pi m \frac{|z|}{d}} \cos(2\pi m \frac{x}{d})}{F(0, 2, 0)}$$

$H_x^r(x, z, 0)$  étant un nombre complexe, il existe un déphasage " $\Phi$ " entre les composantes  $H_x^r$  et  $H_y^r$ . Le vecteur champ magnétique total à l'ombre de la grille est une vibration sinusoïdale polarisée elliptique comme l'indique le schéma de la figure (3.15).

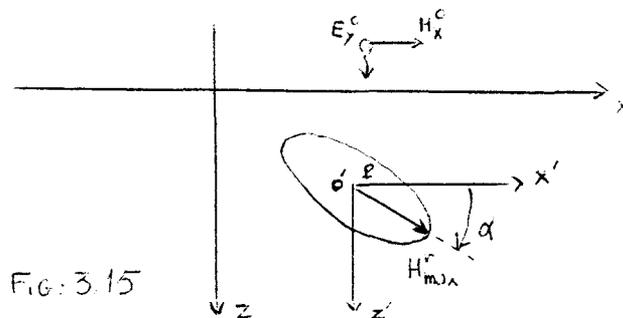


FIG. 3.15

En un point "P" de l'espace situé à l'ombre de la grille attachons un repère cartésien auxiliaire ( $o', x', y'$ ) sur lequel nous projetons les composantes du champ magnétique. L'orientation " $\alpha$ " et le module " $H_{max}^r$ " du champ magnétique maximum sont fonction du déphasage " $\Phi$ " entre les composantes " $H_x^r$ " et " $H_y^r$ " et l'amplitude relative de ces deux composantes sont reliées par les expressions (3.20) et (3.21).

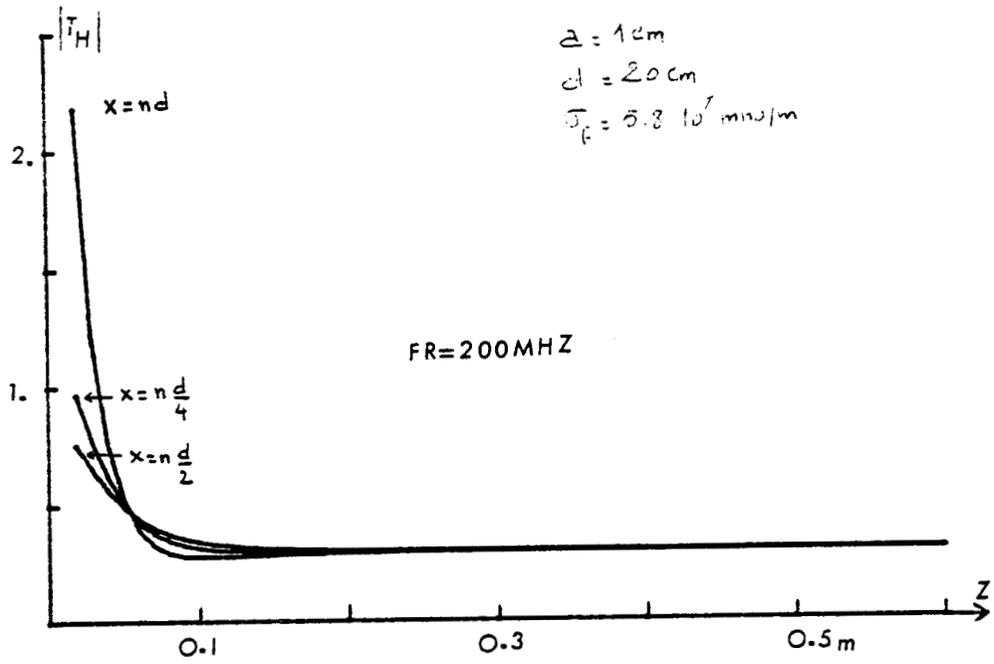


Fig: 3.16

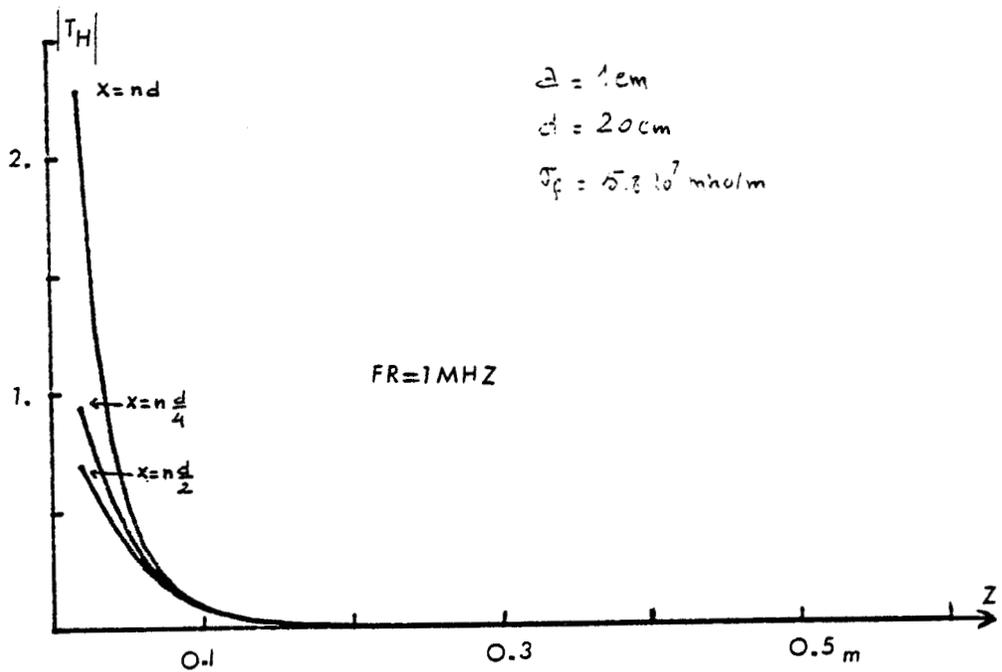
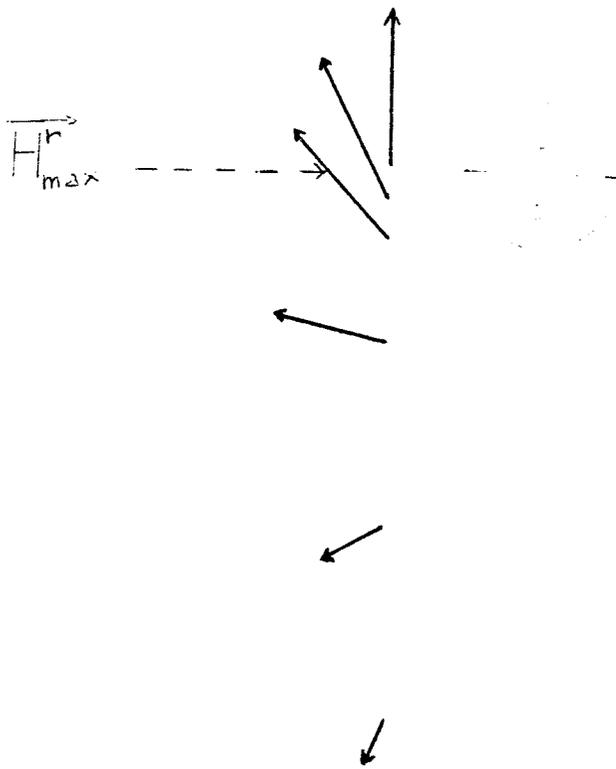


Fig: 3.17





$$T_E = 2.3 \cdot 10^{-3}$$

$$T_E = 2.2 \cdot 10^{-3}$$

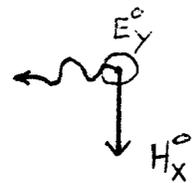
$$T_E = 1.91 \cdot 10^{-3}$$

$$T_E = 1.52 \cdot 10^{-3}$$

$$T_E = 0.87 \cdot 10^{-3}$$

$$T_E = 0.76 \cdot 10^{-3}$$

$$T_E = 0.75 \cdot 10^{-3}$$



$$1 \text{ A/m}$$

$$F = 1 \text{ MHz}$$

$$a = 1 \text{ cm}$$

$$d = 20 \text{ cm}$$

$$z = 1 \text{ cm}$$

$$T_E = \left| \frac{E_y^r}{E_y^o} \right|$$



FIG: 3.18

### III.4 Simulation expérimentale de la pénétration d'une onde plane à travers une grille métallique

#### III.4.1. Description du banc de mesure : Figure (3.19)

Pour développer assez simplement un modèle expérimental, nous utilisons des maquettes à échelle réduite illuminées par une onde incidente de fréquence élevée. L'onde est émise par une source hyper-fréquences comportant une diode Gunn couplée à une Cavité résonnante délivrant une onde à la fréquence de 9,93 GHz.

La cavité d'émission est couplée à un guide d'onde à structure rectangulaire dont les dimensions transversales intérieures sont les suivantes :

$$L = 22 \text{ mm et } l = 10 \text{ mm} \quad \text{Figure (3.20)}$$

A la fréquence de 10 GHz, le guide est excité sur le mode fondamental  $TE_{01}$ . A l'extrémité du guide est connectée une antenne cornet offrant au niveau de son ouverture un rayonnement approximativement plan.

Le récepteur est composé d'une antenne cornet connectée à une cavité résonnante et nous détectons le signal hyper-fréquence à l'aide d'un générateur auxiliaire ; ceci permet de disposer sur la diode réceptrice un signal sinusoïdal à la fréquence de 100 kHz.

Un amplificateur sélectif à grande impédance d'entrée est inséré entre la diode et l'oscilloscope de contrôle destiné à visualiser le signal de modulation au point de réception. Nous faisons la mesure du niveau reçu à l'aide d'un mesureur de champ connecté sur l'entrée de l'oscilloscope ; la lecture se faisant directement en dB.

#### III.4.2. : Mise en oeuvre pratique de la mesure

Les maquettes utilisées sont composées de fils métalliques tendus sur un cadre en bois, et leur envergure active correspond à un carré de 60 cm de côté.

Les variables entrant dans l'expression du coefficient de transmission sont les rapports  $\frac{a}{d}$  et  $\frac{d}{\lambda}$

Comme le dispositif émetteur est un générateur à fréquence fixe à 9.93 GHz ( $\lambda = 3.05 \text{ cm}$ ), la similitude avec le modèle théorique n'est possible que sur l'action de la distance inter-fil "d".

Les fils utilisés dans les maquettes ont un rayon  $a$  égal à 0.17 mm.

Dans la maquette I nous avons espacé les fils d'une distance égale à 5 mm ; les rapports de similitude lui correspondant sont les suivants :

$$\frac{a}{d} = 3.41 \cdot 10^{-2} \quad \text{et} \quad \frac{d}{\lambda} = 16.51 \cdot 10^{-2}$$

En considérant que le rayon des conducteurs faisant référence à l'étude théorique est égal à 1 cm, la maquette I est comparable au modèle théorique dont les caractéristiques sont :

$$a = 1 \text{ cm}, d = 29 \text{ cm et } \lambda = 1.77 \text{ m (FR = 169 MHz)}$$

Dans la maquette II nous avons réduit la distance inter-fil "d" à 3 mm ; et les nouveaux rapports de similitude sont les suivants :

$$\frac{a}{d} = 5.66 \cdot 10^{-2} \quad \text{et} \quad \frac{d}{\lambda} = 9.93 \cdot 10^{-2}$$

Le modèle théorique équivalent à la maquette II est donc :

$$a = 1 \text{ cm}, d = 17 \text{ cm et } \lambda = 1.77 \text{ m (FR = 169 MHz)}.$$

La maquette doit être disposée à une distance  $z_0$  figure (3.20) de l'antenne émettrice de manière à obtenir à la fois une illumination uniforme à la surface de la grille, et un niveau suffisant sur la diode et avoir un effet négligeable du taux d'onde stationnaire (T.O.S.) généré par la réflexion de l'onde incidente par la grille.

Ces conditions sont remplies pour une distance  $Z_0$  égale à 1 m.

Lorsque l'ouverture du cornet de l'antenne réceptrice est très proche de la surface de la grille, la mesure est perturbée par le T.O.S. et perd sa signification. Nous compensons cet effet par un moyennage des mesures en déplaçant l'antenne réceptrice de manière continue.

Un deuxième problème apparaît lorsque l'antenne réceptrice se trouve à une distance  $z_1$  conduisant à une atténuation importante de l'onde.

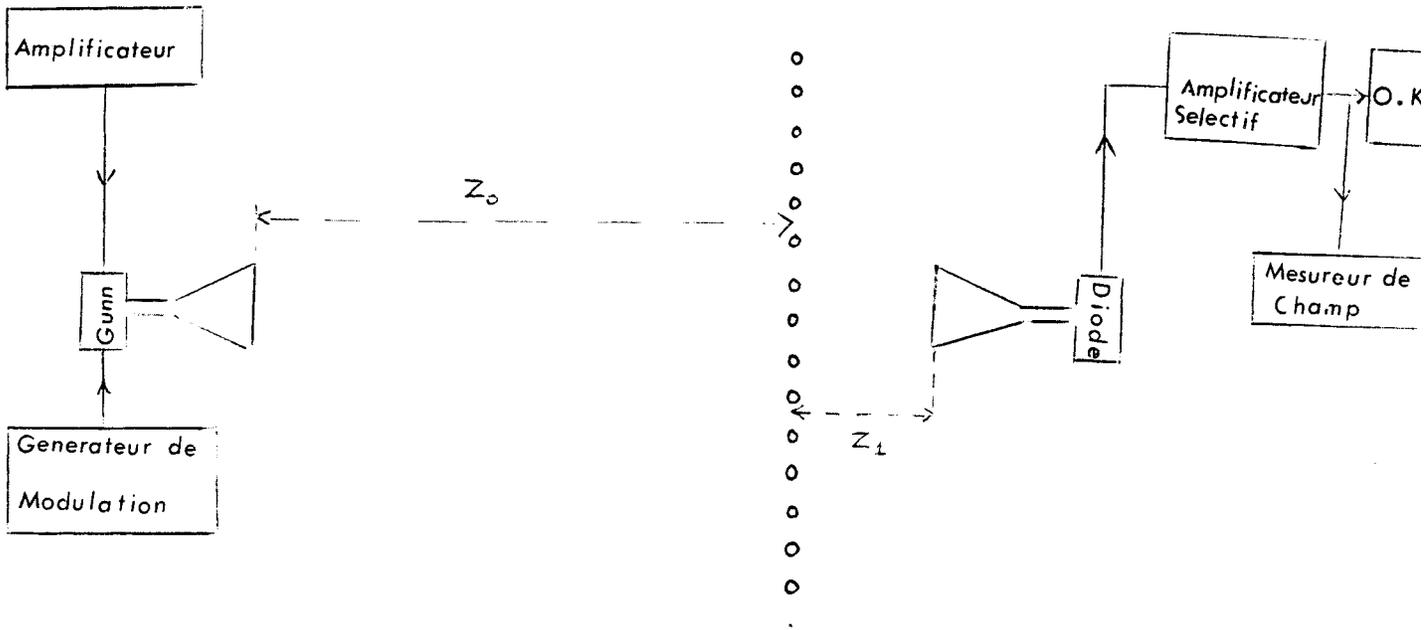
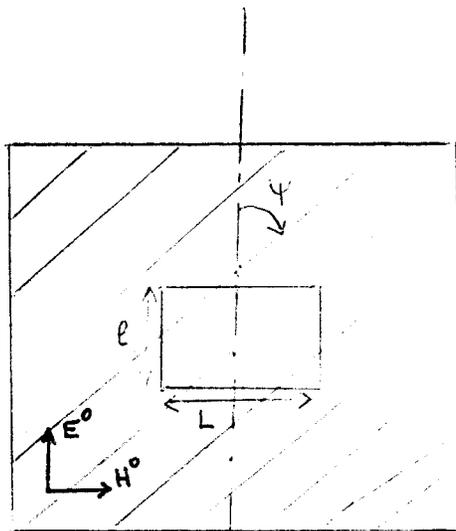


FIG. 3.20



$e = 10 \text{ mm}$   
 $L = 22 \text{ mm}$

FIG. 3.21



La précision des mesures est alors limitée par la perturbation apportée par le bruit. L'expérience a montré que lorsque  $z_1$  est inférieure à 1 m les résultats ne sont pas modifiés ni par cet effet ni par les effets de bord de la maquette car lorsque  $z_0$  varie de 10 à 30 cm les résultats ne sont pas perturbés.

### III.4.3. : Pénétration dans une grille composée de fils parallèles

#### - Expérience préliminaire :

Cette expérience a pour but de valider l'hypothèse introduite dans l'étude théorique de la grille à fils parallèles et qui suppose que la grille est totalement transparente lorsque la composante du champ électrique est perpendiculaire à l'axe des fils.

En modifiant la position de la grille (angle  $\psi$  de la figure 3.22), nous faisons varier l'orientation du vecteur champ électrique  $E_0$  par rapport à la direction  $oy$ . Si cette orientation est quelconque dans le plan de la grille la transmission est anisotrope.

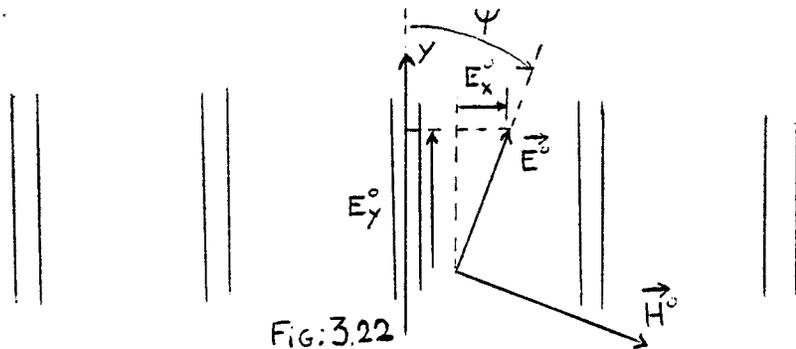


FIG.3.22

Le champ électromagnétique résultant à l'ombre de la grille est la composante de deux vibrations sinusoïdales  $E_x^r$  et  $E_y^r$  qui dans le cas général, ne sont pas en phase. La polarisation du vecteur résultant est par conséquent elliptique.

Le module " $E^r_{max}$ " et l'orientation " $\alpha$ " du champ maximum sont alors donnés par les expressions suivantes : (Annexe IV)

$$338 \quad E^r_{max} = \frac{\sin \Phi}{\left( \frac{\cos^2 \alpha}{E_x^r} + \frac{\sin^2 \alpha}{E_y^r} - \frac{\sin 2\alpha \cos \Phi}{E_x^r E_y^r} \right)^{1/2}}$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \text{Arctg} \left( \frac{2 E_x^r E_y^r \cos \Phi}{E_x^r - E_y^r} \right)$$

où  $E_x^r$  et  $E_y^r$  sont les modules des composantes transmises par la grille, " $\Phi$ " le déphasage existant entre  $E_x^r$  et  $E_y^r$  et " $\alpha$ " l'inclinaison du grand axe de l'ellipse définissant la polarisation de l'onde.

En considérant que  $T$  est le coefficient de transmission de la grille sous incidence normale ( $\theta = 0$ ), nous exprimons  $E_x^r$ ,  $E_y^r$  et en fonction de  $E^o$ ,  $T$  et  $\psi$  à l'aide des relations suivantes :

$$3.39 \quad E_y^r = E_y^o = E^o \sin \psi$$

$$3.40 \quad E_z^r = |T| E^o \cos \psi$$

$$= \text{Arc-tg} \left( \frac{T_i}{T_r} \right)$$

où " $T_i$ " et " $T_r$ " sont respectivement les parties réelles et imaginaires du coefficient de transmission.

Nous pouvons définir, sous une polarisation quelconque, un coefficient de transmission " $T_\psi$ " donné par l'expression :

$$3.41 \quad T_\psi = \frac{E_{\text{max}}^r}{E^o}$$

$T_E$  correspondant alors au cas où  $E^o$  est parallèle à l'axe  $oy$  des fils. Les points obtenus expérimentalement et la caractéristique théorique correspondante sont reportées sur la figure (3.23). L'amplitude maximum du champ électrique  $E_{\text{max}}^r$  a été évalué par rotation du cornet récepteur.

Nous constatons que les résultats expérimentaux enveloppent la courbe théorique avec un peu de dispersion. La distance  $z_1$  séparant l'antenne de réception à la maquette ayant été choisie de telle sorte que nous ne soyons pas perturbés par le T.O.S (grille-cornet).

Cette expérience permet de façon très évidente de vérifier l'hypothèse fondamentale de quasi-transparence de la grille illuminée sous la polarisation "TM".

Nous avons représenté sur les figures (3.24.a) et (3.24.b) l'évolution de l'efficacité de blindage mesurée respectivement sur les maquettes I et II. Les résultats obtenus sont représentés par des points ; les éléments de référence sont les caractéristiques théoriques correspondant à  $x = 0$  et  $x = n \frac{d}{2}$ .

Influence de l'Orientation de la Grille

— : Caractéristique théorique  
++++ : Résultats Expérimentaux

$z = 0.17\text{mm}$   
 $d = 5\text{mm}$   
 $\lambda = 3.02\text{cm}$

Simulation  
 $z = 1\text{cm}$   
 $d = 29\text{cm}$   
 $F = 170\text{MHz}$

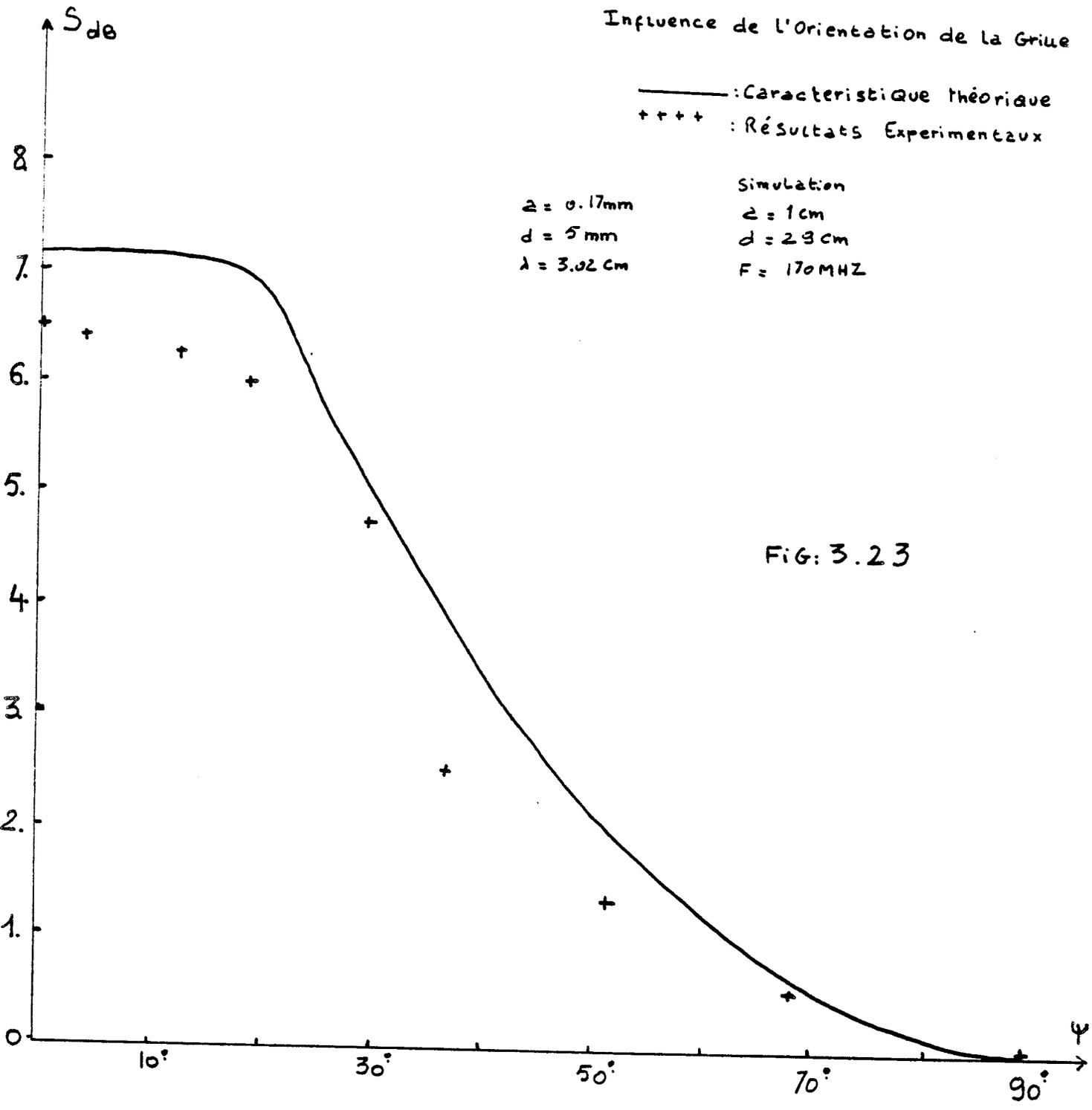


FIG: 3.23



Nous distinguons dans ces figures trois zones :

- La zone I est celle qui correspond aux mesures faites très près de la grille et où les points expérimentaux présentent une importante dispersion provoquée par le T.O.S. (grille-cornet).

- Dans la zone II nous sommes dans une situation intermédiaire et où la correspondance des résultats théoriques et expérimentaux est la meilleure.

- La zone III met en évidence l'effet engendré par la dispersion de l'onde se propageant dans l'espace libre à l'ombre de la grille.

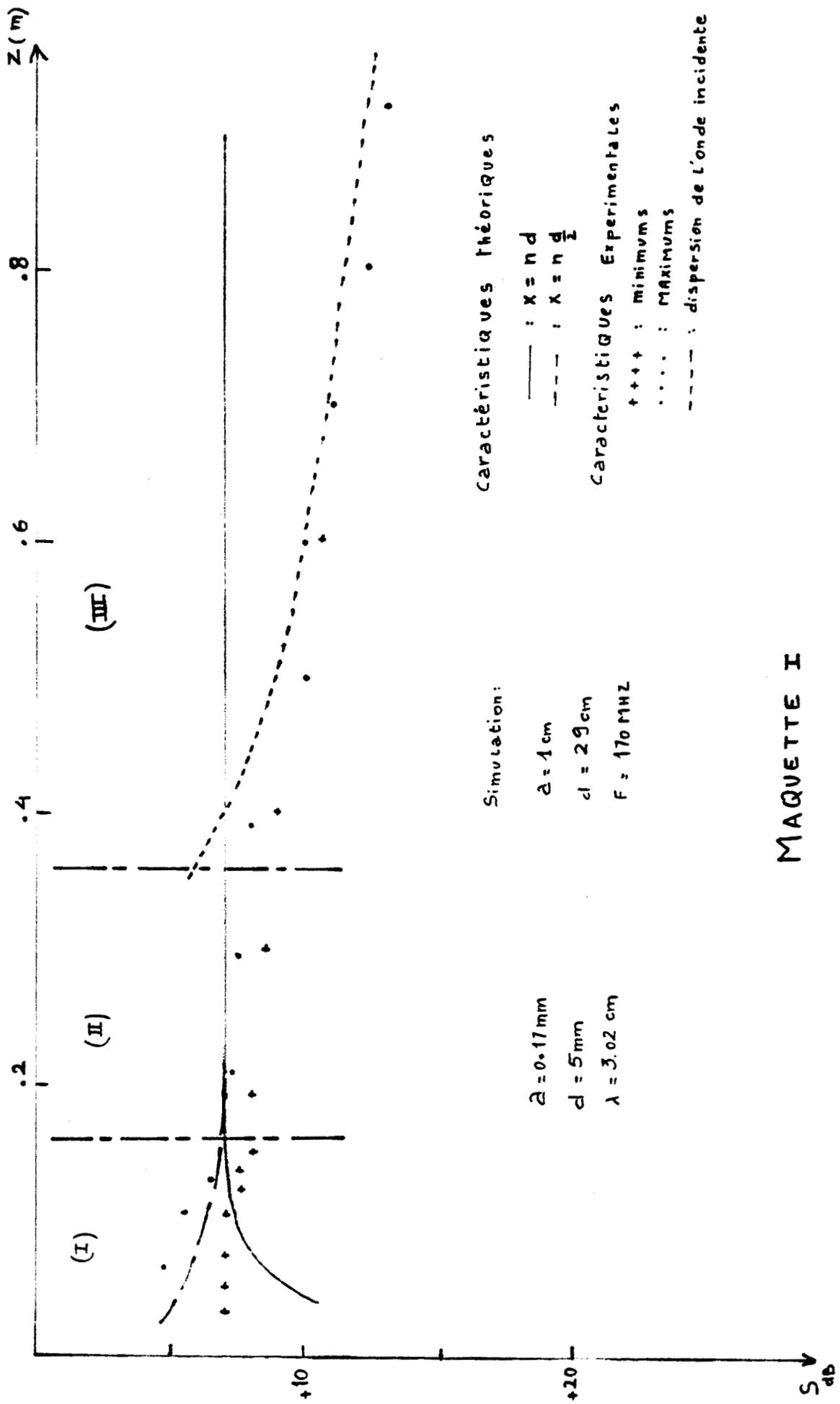
Cette première étape de l'étude expérimentale montre que les résultats déduits de la similitude offrent une conclusion positive sur les approximations envisagées dans la théorie. Nous ne pouvons pas vérifier la validité de ces hypothèses aux fréquences inférieures à 100 MHz car le modèle hyper-fréquence n'est pas adapté pour cela.

#### III.4.4. : Pénétration à travers deux grilles croisées

Avec les maquettes I et II utilisées au cours des expériences précédentes nous pouvons mettre en oeuvre des grilles composées de nappes croisées l'une par rapport à l'autre. Les mesures que nous présentons ont un caractère essentiellement qualitatif et ont pour but d'évaluer quelle nuance existe-t-il entre la pénétration à travers une nappe de fils parallèles et la pénétration à travers une grille croisée.

Chaque expérience comprend deux étapes, la première consiste à évaluer le coefficient de Transmission lorsque les nappes sont éloignées d'une distance supérieure à l'espacement des fils. Cette situation permet de superposer les coefficients de transmission issus de l'étude des grilles à fils parallèles. En effet l'onde rayonnée à l'ombre de la première grille est identique à une onde plane lorsque nous sommes dans l'hypothèse du champ lointain et nous autorise par conséquent à superposer les coefficients de transmission.

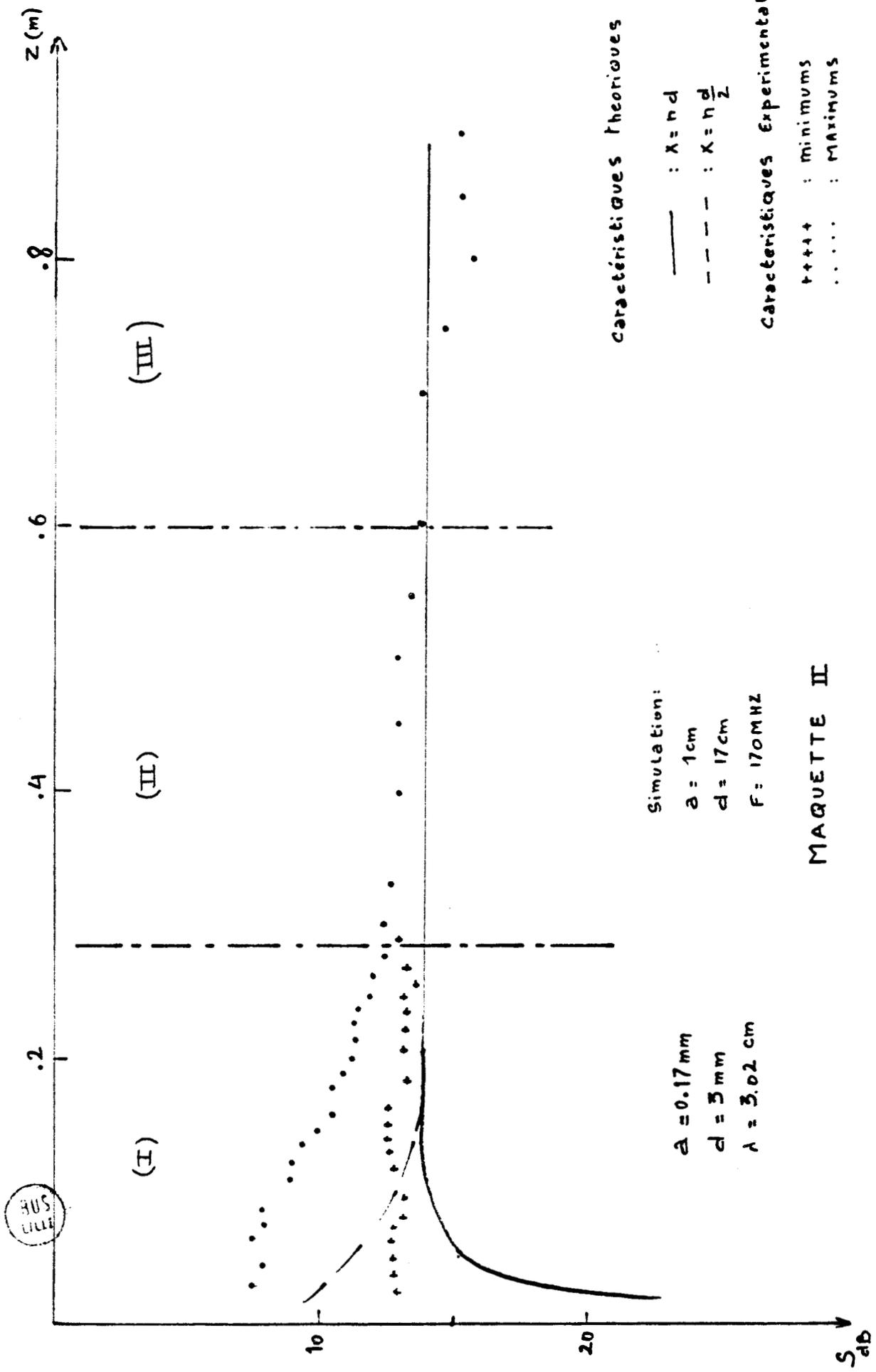
La seconde étape de l'expérience est d'évaluer l'atténuation lorsque les deux nappes sont en contact l'une sur l'autre.



MAQUETTE I

Fig: 3.24.a





MAQUETTE II

Fig: 3.24-b

Les caractéristiques de l'atténuation du champ électromagnétique sont dans chaque cas comparées au modèle théorique à fils parallèles approchant le mieux l'exemple illustré expérimentalement.

Les résultats reportés sur la figure 3.25 correspondent à des nappes croisées éloignées l'une de l'autre d'une distance "h" égale à 3 cm ; le champ électrique incident  $E^0$  est parallèle à l'axe des fils de la maquette II.

Les valeurs de l'atténuation déterminée expérimentalement sont situées entre 12 dB et 14 dB. La superposition des atténuations en polarisation "TE" et en polarisation "TM" conduit à la caractéristique théorique correspondant à la maquette II. Nous constatons sur la figure 3.25 une bonne juxtaposition des caractéristiques expérimentales et théoriques.

Nous mettons ensuite en contact les deux nappes tout en gardant la même polarisation du champ  $E^0$  que dans l'expérience précédente. Il apparaît clairement figure 3.26 que l'atténuation globale du champ n'est pas modifiée et que par conséquent la présence d'un espace entre les grilles n'entraîne pas d'importantes modifications. Dans la troisième expérience figure (3.27), les deux nappes restent en contact mais le champ électrique incident  $E^0$  est cette fois-ci parallèle à l'axe des fils de la maquette I. Les valeurs déterminées expérimentalement de l'atténuation sont alors situées entre 7 dB et 10 dB ; nous constatons que cette caractéristique expérimentale correspond également à la caractéristique théorique qui s'identifie cette fois-ci à celle de la maquette I.

Les deux dernières expériences correspondent à une polarisation hybride du champ ; le vecteur champ électrique incident  $E^0$  a une orientation de 45° par rapport à l'axe des fils. Sur la figure (3.28) nous avons reportés les résultats expérimentaux dans le cas où les deux nappes sont éloignées l'une de l'autre d'une distance égale à 2.5 cm et sur la figure 3.29 dans le cas où les deux nappes sont en contact.



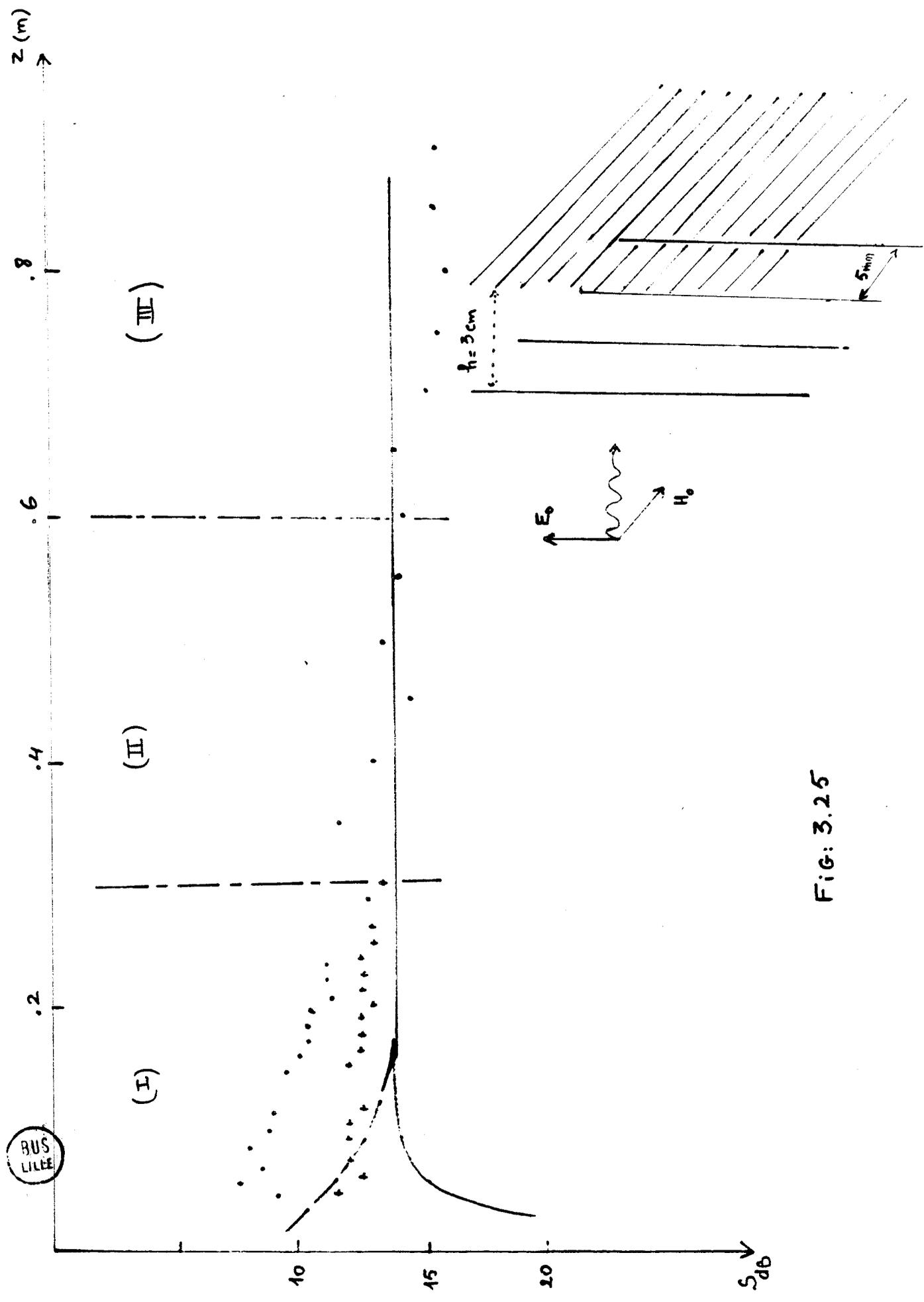


FIG: 3.25

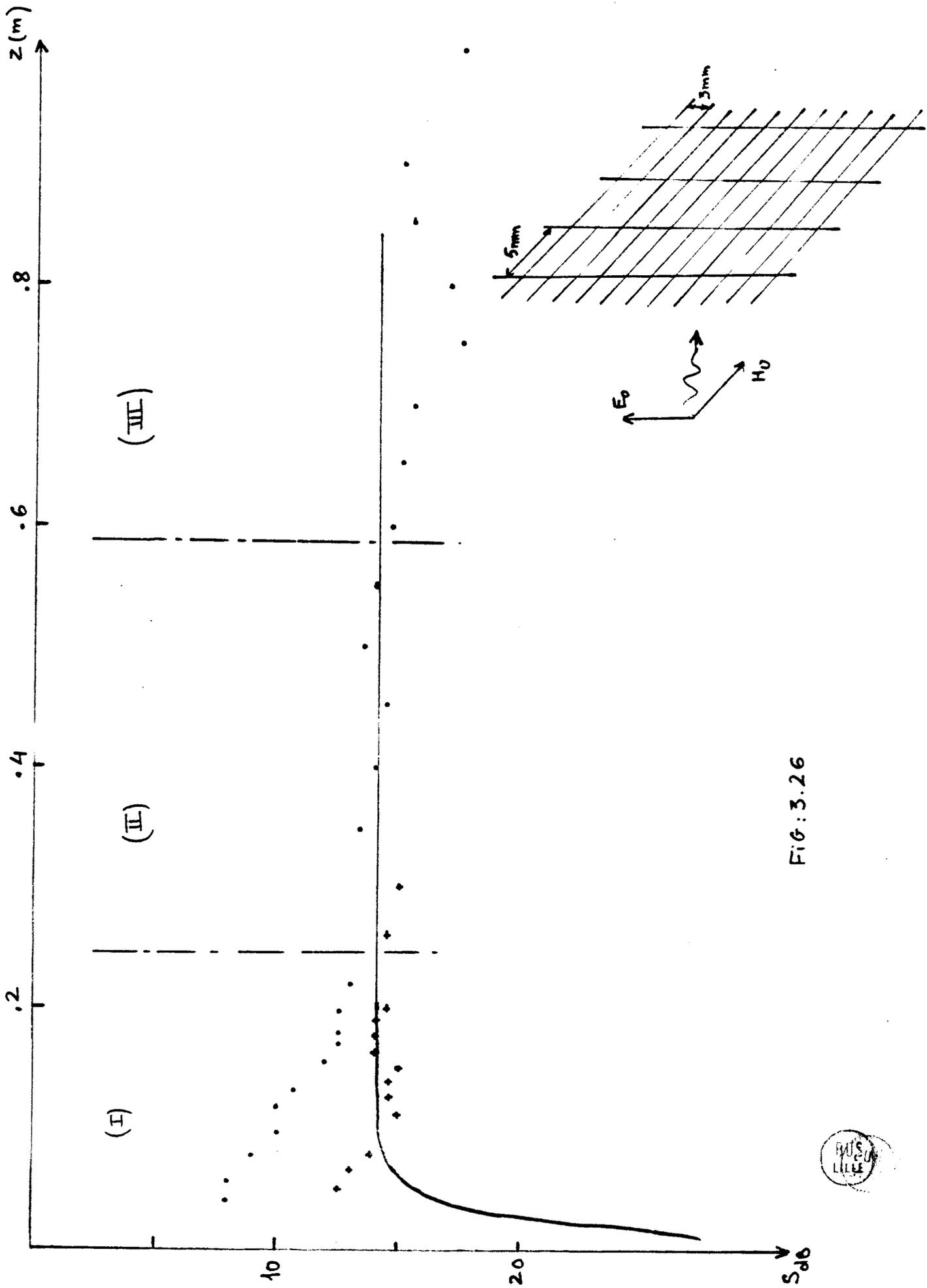


FIG: 3.26



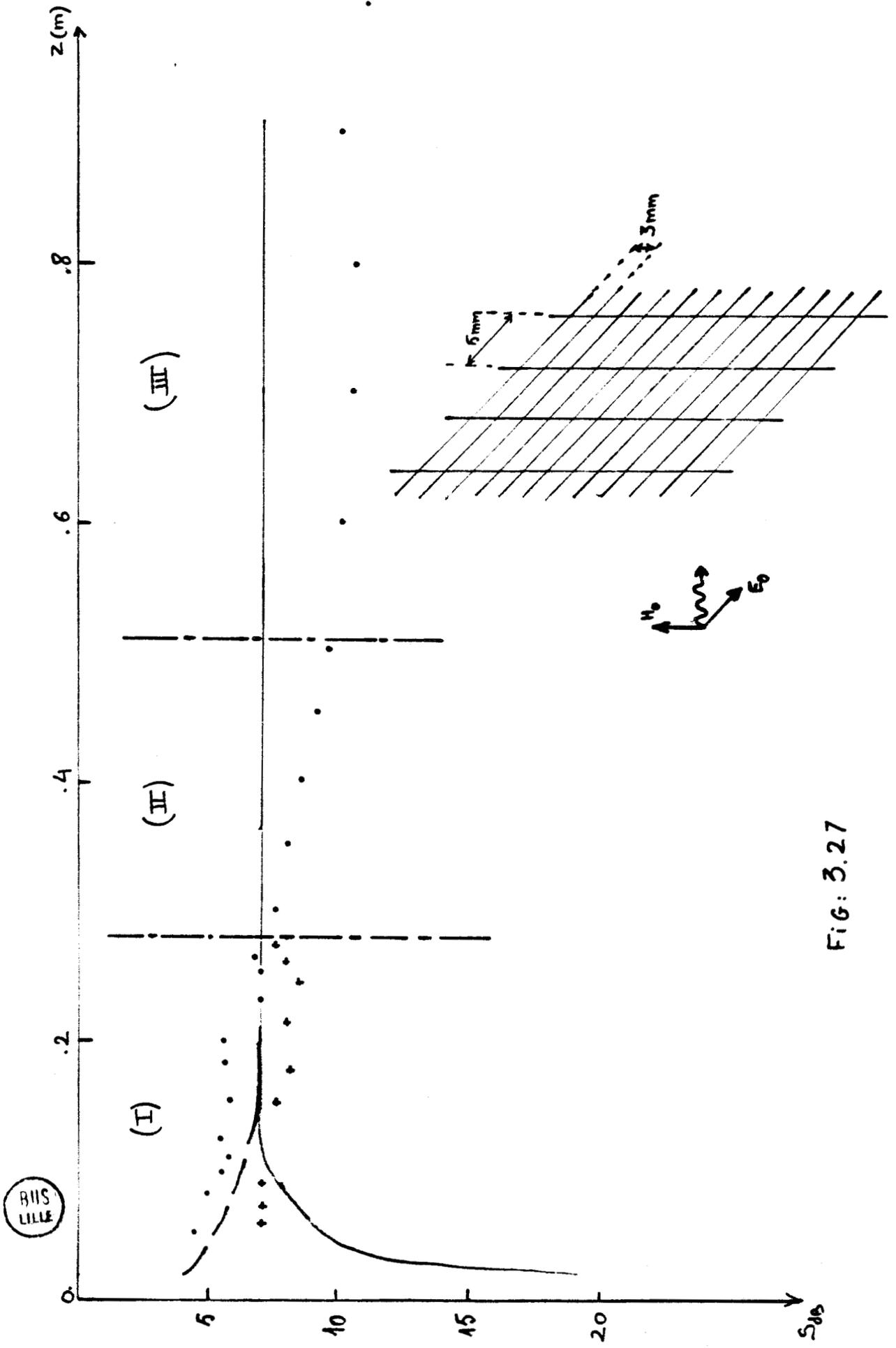


FIG: 3.27

Ces résultats montrent de nouveau que l'espacement des grilles "h" fig.(3.30) a peu d'influence sur l'atténuation. A l'aide du modèle à fils parallèles nous pouvons envisager l'approche théorique suivante :

Nous attachons à la grille I un repère oxyz Fig. (3.30)

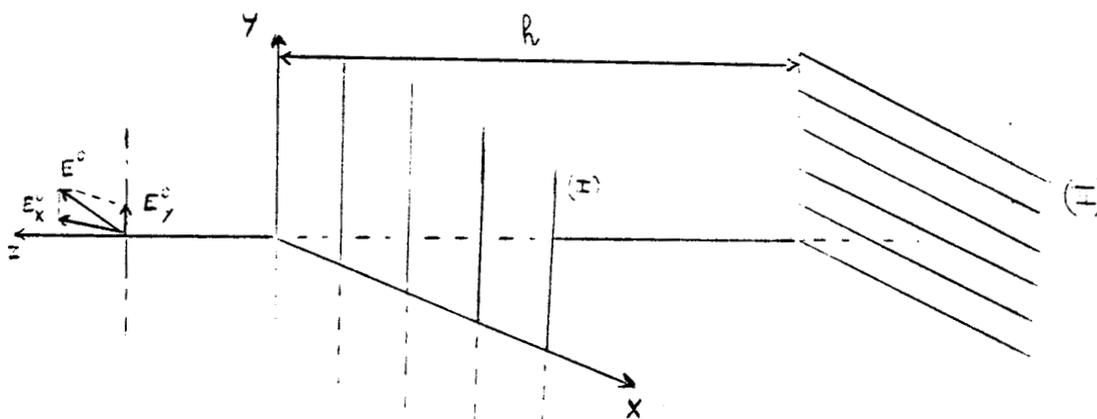


FIG: 3.30

Les composantes du champ électrique incident sont :

$$3.42 \quad E_x^0 = \frac{E^0}{\sqrt{2}} \quad \text{et} \quad E_y^0 = \frac{E^0}{\sqrt{2}}$$

A l'ombre de la grille I, nous obtenons le champ résultant

$$3.43 \quad E_x^{r'} = E_x^0 \quad \text{et} \quad E_y^{r'} = E_y^0 (T_r^I + j T_i^I)$$

et à l'ombre de la grille II

$$3.44 \quad E_x^{r''} = \frac{E^0}{\sqrt{2}} (T_r^{II} + j T_i^{II})$$

$$3.45 \quad E_y^{r''} = \frac{E^0}{\sqrt{2}} (T_r^I + j T_i^I)$$

où  $T^I = T_r^I + j T_i^I$  est le coefficient de transmission correspondant à la grille (I), exprimé sous incidence normale

et  $T^{II} = T_r^{II} + j T_i^{II}$  le coefficient correspondant à la grille II.

Le champ électromagnétique est polarisé elliptiquement, l'amplitude maximum "E<sup>r</sup>max", est donc donnée par la formule (3.38) où le déphasage " $\Phi$ " devient

$$3.46 \quad \Phi = \text{Arctg} \left( \frac{T_i^I}{T_r^I} \right) - \text{Arctg} \left( \frac{T_i^{II}}{T_r^{II}} \right)$$



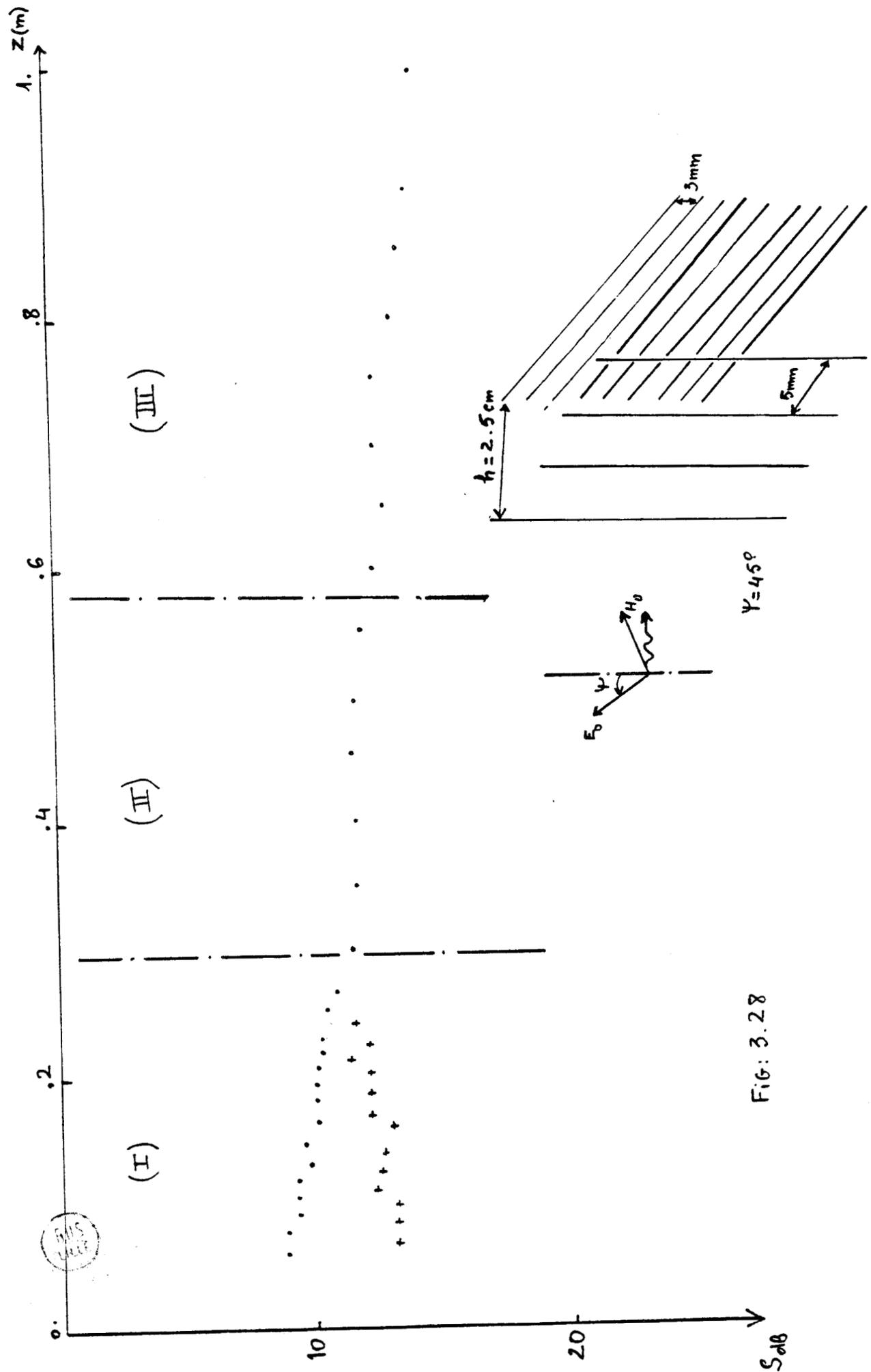


Fig: 3.28

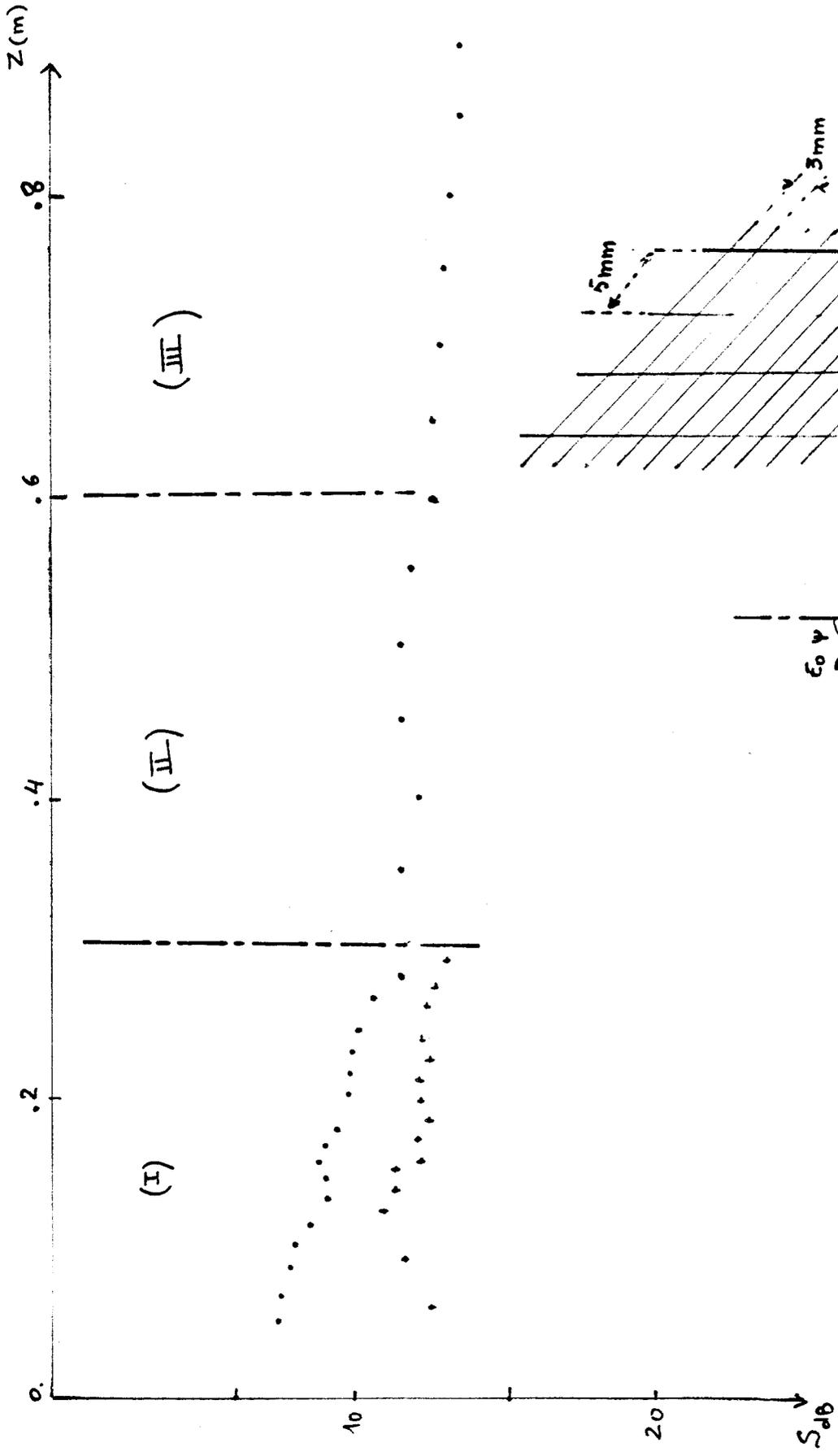


Fig: 3.29

A l'aide de ce calcul nous prévoyons une atténuation de 20 dB. Sur les résultats expérimentaux nous enregistrons une différence assez importante avec cette théorie puisque nous trouvons une atténuation moyenne de 12 dB.

Ce résultat montre que la méthode de superposition des polarisations "TE" et "TM" pour l'évaluation de l'atténuation de l'onde par une grille croisée n'est plus valable lorsque l'onde incidente a une polarisation hybride. Il nous faut alors aborder le problème par le formalisme des grilles croisées.

## CONCLUSION

Nous avons présenté dans ce dernier chapitre une approche théorique nous permettant d'évaluer l'efficacité de blindage d'une grille composée de conducteurs parallèles et dont la distance inter-fils est toujours inférieure à la longueur d'onde illuminant la grille.

Nous supposons que les dimensions transversales de la grille sont infinies ; cette hypothèse fondamentale est très difficile à réaliser expérimentalement. C'est pourquoi nous avons envisagé une approche expérimentale reposant sur un modèle hyperfréquences. La direction des antennes d'émission et de réception revient à assimiler notre problème à celui d'une grille de dimensions infinies illuminée localement par une onde plane.

Les atténuations mesurées sur quelques maquettes ont montré une corrélation satisfaisante avec le modèle théorique.

Des mesures ont également été faites dans le cas de deux grilles croisées. Ces résultats ont montré que l'efficacité de blindage présentée par ces grilles, était voisine de celle présentée par la grille à conducteurs parallèles au champ électrique incident. Il est apparu également que la distance séparant les deux grilles avait peu d'influence sur l'efficacité de blindage.

Dans le cas d'une polarisation hybride de l'onde incidente, nous avons enregistré une dispersion importante entre les deux modèles de grilles. Nous ne pouvons pas de façon systématique, appliquer la superposition proposée dans notre étude. Il faut alors aborder la théorie des grilles croisées par une formulation plus complexe.

Le modèle à fils parallèles est toutefois une référence intéressante ; en effet la confrontation avec l'expérience obtenue sur des grilles de dimensions transversales limitées, nous permettra d'évaluer sous quelles conditions l'approximation des dimensions infinies est vérifiée. Cette question est décisive puisqu'elle nous permettra de définir le choix de l'approche théorique des grilles croisées en faisant appel au modèle de grille "infinies" ou au modèle du type "ouvertures".

## C O N C L U S I O N

Les résultats rassemblés dans les premier et second chapitres de cette thèse montrent qu'une perturbation électromagnétique recueillie soit au-dessus ou dans le sol, soit au-dessus ou au-dessous d'une nappe conductrice homogène, subit dans tous les cas une déformation et une modification de son amplitude.

Le sol agit comme un bon réflecteur vis-à-vis d'une perturbation illuminant sa surface. Lorsque nous nous plaçons au-dessus du sol nous subissons l'action résultante de l'impulsion incidente et réfléchiée et nous montrons que la propagation de l'I.E.M. est alors fortement influencée par l'altitude. L'évolution de la partie de l'I.E.M. transmise dans le sol en fonction de la profondeur est caractérisée par une atténuation de son transitoire à proximité de la surface du sol et par l'atténuation des composantes basses fréquences aux profondeurs plus importantes ; l'incidence qui permet alors le maximum de transmission est l'incidence normale.

Dans le second chapitre, nous avons montré qu'une paroi conductrice offre une transmission maximale sous la polarisation "TM" ; l'angle d'incidence qui correspond à ce maximum de transmission est égal à l'incidence "presque rasante" dans le cas des basses fréquences et à l'incidence de Brewster dans le cas des fréquences élevées. Certes, il nous est très difficile de valider expérimentalement ces résultats car les hypothèses que nous avons émises (surfaces planes, semi-infinies) sont loin de correspondre à la réalité, mais nous pouvons retenir que l'incidence oblique sous une polarisation "TM" est un cas défavorable de transmission.

L'extension du modèle théorique utilisé dans ce deuxième chapitre nous a permis de voir qu'une corrélation des informations obtenues dans le domaine temporel et spectral peut apporter une aide à la recherche d'épaisseurs conductrices. De ces résultats, il apparaît très intéressant de généraliser cette étude à des résultats expérimentaux.

.../...

La détermination théorique de l'efficacité de blindage d'une nappe composée de fils parallèles montre que les caractéristiques géométriques de la grille influencent fortement sa transparence. La fréquence de l'onde perturbatrice joue également un rôle important puisque le champ résultant à l'ombre de la grille est pratiquement proportionnel à ce paramètre. Les résultats que nous proposons ont été établis dans l'hypothèse des dimensions transversales infinies. Dans la pratique, nous sommes toujours en présence de structure au contour défini. Cette contrainte implique la limitation la plus importante pour l'application de nos résultats. Il faut cependant remarquer que loin de constituer un élément de référence absolu, notre étude permettra à partir d'expériences réalisées in situ de savoir dans quelle mesure une structure réelle obéit à notre modèle.

## BIBLIOGRAPHIE

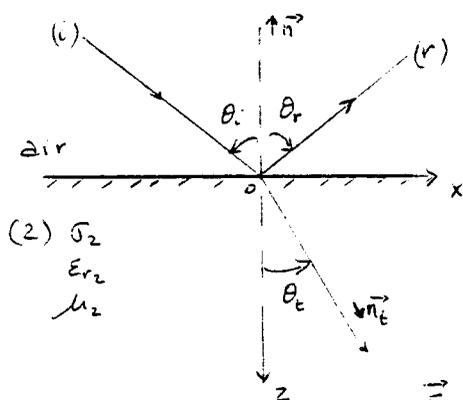
- (1) R. GABILLARD : enseignement D.E.A. Université des Sciences et techniques de Lille, 1977.
- (2) B.K. BHATTACHARYYA : "Propagation of an electric pulse through a homogenous and isotropic medium" Geophysics Vol. 22 N° 4, Oct.1957.
- (3) B. DEMOULIN : "La Transformée de Fourier: Application à l'analyse de signaux dans le domaine temporel" Journée d'étude sur la transformée de Fourier. CNET Issy-les-Moulineaux Novembre 1979.
- (4) E. ORON BRIGHAM : "The Fast Fourier Transform", Prentice-Hall, 1974.
- (5) A. ANGOT : "Complément de mathématiques" VI Edition MASSON et Cie, 1972.
- (6) J.A. STATON "Théorie de l'Electromagnétisme" Dunod 1961.
- (7) B. DEMOULIN, S. NADER et P. DEGAUQUE : Convention CNET-USTL "1er rapport d'avancement sur l'étude de la pénétration des perturbations électromagnétiques dans les structures courantes des bâtiments de Télécommunication".
- (8) J.A. KON "Theorie of Electromagnetic waves" John WILEY and SON 1975
- (9) P. FLEURY et J.P. MATHIEU : "Physique Générale et Expérimentale - Lumière". EYROLLES - 1965.
- (10) E. MARX: "Transmission of Pulses into Dielectric of finite conductivity" Radio Science, Vol. 11, N° 3, Page 211-214 March 1976.
- (11) RONOL. W. P. KING and C.W. HARRISSON : "The transmission of electromagnetic waves and pulses into the earth". Journal of applied physic, Vol. 39, N°9, August 1968.
- (12) L.W. RICHKETS, J.E. BRIDGES and J.M. LETTA "E.M.P. Radiations and Prospective technique" John WILLEY and SON 1976.
- (13) D.G. DUDLY, T.M. PAZOGLU and R.C. WHITE "On the Interaction of a transient electromagnetic plane wave and a LOSSY Half-space". Journal of applied physic Vol. 45, N°3, March 1974.
- (14) MAX BORN and EMIL WOLF "Principal of Optics" PERGAMON PRESS - Fifth edition 1975.
- (15) J.H. RICHMON "Transmission Through Inhomegeneous plane layers". I.E.E. Trans-Antennas and propagation May 1962.
- (16) B. DEMOULIN, S. NADER et P. DEGAUQUE : Convention CNET-USTL, 2ème rapport d'avancement sur l'étude de la pénétration des perturbations électromagnétiques dans les structures courantes de bâtiments". Janvier 1980.
- (17) K. SIYAPRASAD, K.C. STÖTZ AW NFOR. N. SUSUNGI. "Reflexion of pulses at oblique incidence from dispersive media". I.E.E.E. Trans-Antennas and propagation Janvier 1976.

- (18) B. DEMOULIN, S. NADER et P. DEGAUQUE : Convention CNET-USTL "3<sup>ème</sup> rapport d'avancement sur l'étude de la pénétration des perturbations électromagnétique dans les structures courantes des Bâtiments" Juin 1980.
- (19) HARRINGTON R.T. "Time Harmonic Electromagnetic Fields" M.C. GRAW-HILL 1961.
- (20) W.E. GROVES : "Transmission of Electromagnetic waves through pairs of parallele wire grids" Journal of applied physics Vol. 24, N° 7, July 53 page 845-854.
- (21) M.C. LACHLAN N.N. : "Bessel Functions for Engineers" Oxford at the Clarendon Press 1961.
- (22) CAMPBE L.A. AND FORSTER : "Fourier Integrals for Practical application" D. VAN NO STRAND COMPAGNY N.W. 1948 p. 125.
- (23) J.R. WAIT : "Reflexion at arbitrary incidence from parallele wire Grid" Applied Sci. Res. Section B. Vol. 4 pp. 393-400.
- (24) J.R. WAIT ; "Reflexion from wire Grid parallele to a conducting plan" CANADIAN Journal of physics Vol. 32 pp. 571-579, 1954.
- (25) B. DEMOULIN, P. DEGAUQUE and R. GABILLARD : "Transient response of Braided wire shields" I.EEE Symp. of electromagnetic comptability. Proc. IEEE : 74 CH 1383 pp. 19-26 SAN-DIEGO, Octobre 1978.
- (26) M.A. ASTRAKHAN : "Reflecting and screening properties of planewire grids" Radio Engineering vol. 23, N° 1, 1968.
- (27) M.I. KONTOROVICH : "The coefficient of reflection of a plane electromagnetic wave from a plane wire mesh", Radio Engineering.

## ANNEXE I

## II.1 CALCUL DES ONDES REFLECHIES ET REFRACTEES DANS UN DEMI-MILIEU

Les trajectoires contenues dans le plan d'incidence sont représentées sur la figure A.1. Les différents faisceaux y sont repérés par les angles



A.1

d'incidences  $\theta_i = (\vec{oZ}, \vec{n}_i)$ , de réflexion  $\theta_r = \pi - (\vec{oZ}, \vec{n}_r)$  et de réfraction  $\theta_t = (\vec{oZ}, \vec{n}_t)$

Il existe entre les vecteurs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  attachés à chacun des faisceaux une relation d'orthogonalité que l'on peut écrire : (6)

$$\vec{E}_i = \vec{E}_{i0} e^{j(\omega t - \vec{k}_i \cdot \vec{r})}$$

$$\vec{H}_i = \frac{\vec{k}_i}{\omega \mu_1} \wedge \vec{E}_i \quad \text{A.1.1}$$

$$\vec{E}_r = \vec{E}_{r0} e^{j(\omega t - \vec{k}_r \cdot \vec{r})}$$

$$\vec{H}_r = \frac{\vec{k}_r}{\omega \mu_1} \wedge \vec{E}_r \quad \text{A.1.2}$$

$$\vec{E}_t = \vec{E}_{t0} e^{j(\omega t - \vec{k}_t \cdot \vec{r})}$$

$$\vec{H}_t = \frac{\vec{k}_t}{\omega \mu_2} \wedge \vec{E}_t \quad \text{A.1.3}$$

Les angles  $\theta_i$ ,  $\theta_r$  et  $\theta_t$  sont reliés par les lois de SNELL : (6)

$$\sin \theta_i = \sin \theta_r$$

A.1.4

$$k_i \sin \theta_i = k_t \sin \theta_t$$

Les vecteurs  $E_{i0}$  et  $H_{i0}$  sont connus et le problème consiste à déterminer les vecteurs représentant le champ électromagnétique réfléchi  $(\vec{E}_{r0}, \vec{H}_{r0})$  et réfracté  $(\vec{E}_{t0}, \vec{H}_{t0})$ .

Les composantes de ces vecteurs inconnus sont calculés par l'application des conditions aux limites sur le plan réflecteur. Ainsi l'absence d'une distribution de charges électriques ou magnétiques sur la

surface du plan réflecteur, impose la continuité des composantes tangentielle du champ électromagnétique. (6)

$$\vec{n} \wedge (\vec{E}_{i0} + \vec{E}_{r0}) = \vec{n} \wedge \vec{E}_{t0}$$

$$\vec{n} \wedge (\vec{H}_{i0} + \vec{H}_{r0}) = \vec{n} \wedge \vec{H}_{t0}$$

A.1.5

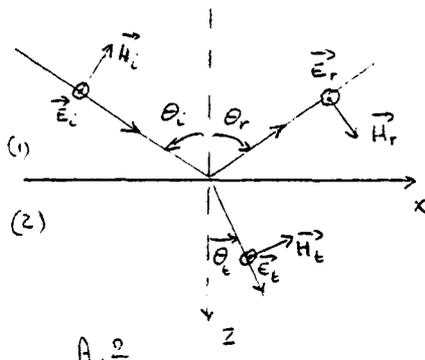
Comme  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  sont reliés par les relations d'orthogonalité (A.1.1), (A.1.2) et (A.1.3), la résolution du système linéaire composé des équations

(A.15) conduit aux composantes des vecteurs  $(\vec{E}_{r0}, \vec{H}_{r0})$  et  $(\vec{E}_{t0}, \vec{H}_{t0})$ .

Ces expressions associées au principe de superposition des ondes permet de dissocier le problème en mode "TE" ou en mode "TM".

- Cas du mode "TE"

L'illustration de cette configuration est donné par la figure (A.2.).



Compte tenu de l'orientation du vecteur  $\vec{E}$ , les expressions A.14 et A.15 s'écrivent :

$$E_{i0} + E_{r0} = E_{t0}$$

A.1.6

$$E_{i0} \cos \theta_i - E_{r0} \cos \theta_r = \frac{\mu_2}{\mu_1} \cdot \frac{k_t}{k_i} \cos \theta_t E_{t0}$$

Les composantes  $E_{r0}$  et  $E_{t0}$  peuvent alors s'écrire sous la forme analytique suivante :

$$E_{r0} = \frac{\mu_2 k_i \cos \theta_i - \mu_1 (k_t^2 - k_i^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2}}{\mu_2 k_i \cos \theta_i + \mu_1 (k_t^2 - k_i^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2}} E_{i0}$$

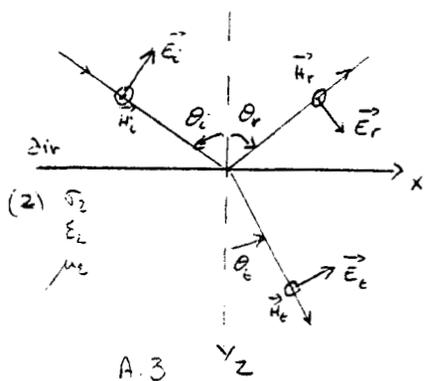
A.1.7

$$E_{t0} = \frac{2 \mu_1 k_i \cos \theta_i}{\mu_2 k_i \cos \theta_i + \mu_1 (k_t^2 - k_i^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2}} E_{i0}$$

E\_{i0}

A.1.8

- Cas du mode "TM"



L'orientation des vecteurs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  est donné par la figure A.3. Les conditions A.15 exprimées en fonction du champ magnétique se mettant sous la forme :

$$H_{i0} + H_{r0} = H_{t0}$$

A.1.9

$$H_{i0} \cos \theta_i - H_{r0} \cos \theta_i = \frac{\mu_2}{\mu_1} \frac{k_i}{k_t} \cos \theta_t H_{t0}$$

La résolution de ce système conduit aux expressions suivantes :

$$H_{r0} = \frac{\mu_1 k_t^2 \cos \theta_i - \mu_2 k_i (k_t^2 - k_i^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2}}{\mu_1 k_t^2 \cos \theta_i + \mu_2 k_i (k_t^2 - k_i^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2}} H_{i0} \quad \text{A.1.10}$$

$$H_{t0} = \frac{2 \mu_1 k_t^2 \cos \theta_i}{\mu_1 k_t^2 \cos \theta_i + \mu_2 k_i (k_t^2 - k_i^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2}} H_{i0} \quad \text{A.1.11}$$

## ANNEXE II

-----

CALCUL DE L'ANGLE DE REFRACTION REEL ET DE LA VITESSE DE PROPAGATION  
DES PLANS A PHASE CONSTANTE

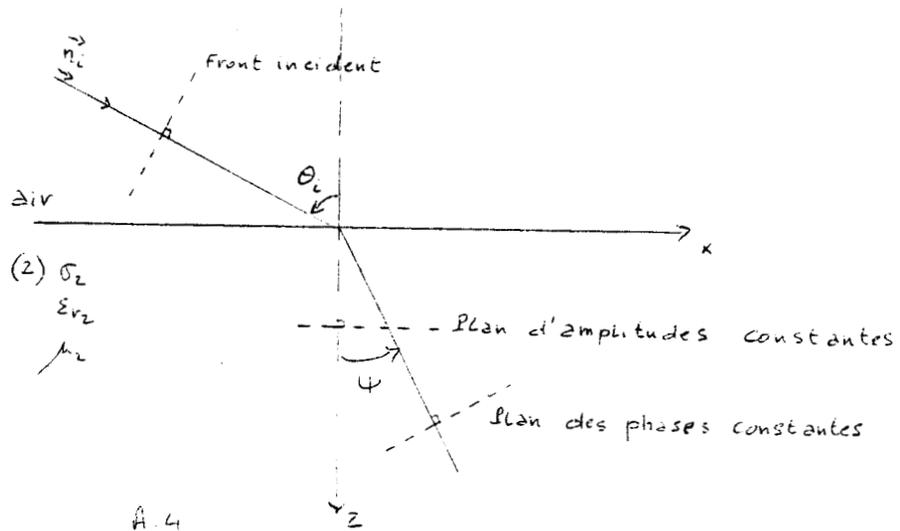
La fonction d'onde associée à une raie du spectre s'écrit :

$$\omega(\epsilon) = A e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad A.2.1$$

où le nombre d'onde  $K$  est égale à  $(\omega^2 \mu \epsilon - j\omega \mu \sigma)^{1/2}$

Pour l'onde se propageant en milieu absorbant, la constante de propagation peut s'écrire :

$$K_{\epsilon} = \alpha_{\epsilon} + j\beta_{\epsilon} \quad A.2.2$$



Dans le diélectrique, le nombre d'onde  $K_i$  est réel et égale à :

$$K_i = \alpha_i = \omega \sqrt{\mu_1 \epsilon_1} \quad A.2.3$$

et les plans équi-phase et equi-amplitude sont confondus. L'onde y est homogène.

Les lois de SNELL relie l'angle de réfraction complexe  $\theta_t$  et l'angle d'incidence par l'expression :

$$\sin \theta_t = \frac{K_i}{K_{\epsilon}} \sin \theta_i = \frac{\alpha_i}{\alpha_{\epsilon} + j\beta_{\epsilon}} \sin \theta_i \quad A.2.4$$

que l'on peut écrire également : (C)

$$\sin \theta_e = (a - jb) \sin \theta_i$$

$$\text{or } \cos \theta_e = \left[ 1 - (a^2 - b^2 - 2ja b) \sin^2 \theta_i \right]^{1/2} = e^{j\bar{\Phi}} \quad \text{A.2.11}$$

Nous pouvons alors écrire le champ électromagnétique réfractée sous la forme :

$$e_t = A_t \exp(-p z + j(q z - \alpha_i x \sin \theta_i + \omega t)) \quad \text{A.2.6}$$

expression dans laquelle :

$$p = e (\beta_e \cos \bar{\Phi} + \alpha_e \sin \bar{\Phi})$$

$$q = e (\alpha_e \cos \bar{\Phi} - \beta_e \sin \bar{\Phi}) \quad \text{A.2.7}$$

Les plans à amplitude constantes sont définis par :

$p z = \text{constante}$  A.28.

Ils sont parallèles à la surface du plan réflecteur.

Les plans à phase constante sont définis par la relation :

$$-q z + \alpha_i x \sin \theta_i = \text{constante} \quad \text{A.2.9}$$

La direction de propagation est donnée par la normale  $\vec{M}_t$  aux plans équiphasse ; l'angle  $\psi$  que fait cette normale avec l'axe oz est donné par la relation :

$$\vec{n}_i \cdot \vec{r} = -z \cos \psi + x \sin \psi = \text{constante} \quad \text{A.2.10}$$

$$\cos \psi = \frac{q}{(q^2 + \alpha_i^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2}} \quad \text{or} \quad \sin \psi = \frac{\alpha_i \sin \theta_i}{(q^2 + \alpha_i^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2}} \quad \text{A.2.11}$$

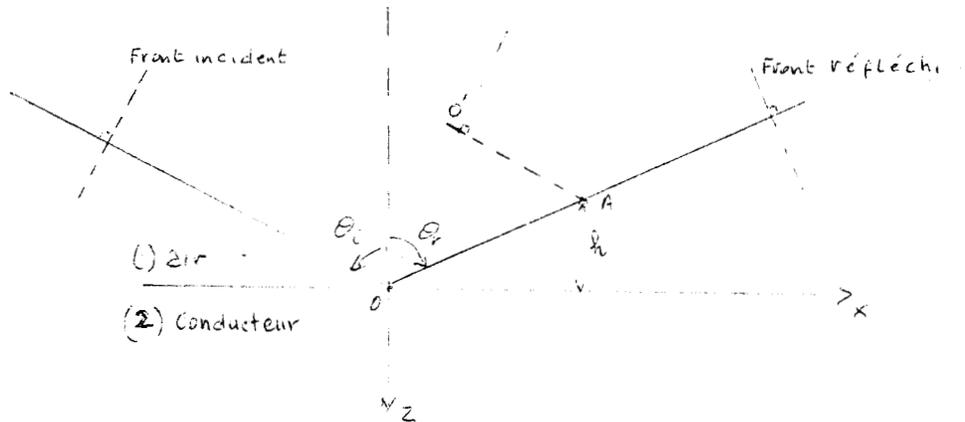
Les plans équiphasse et equi-amplitude ne sont plus confondus, l'onde est inhomogène.

La vitesse de propagation des plans à phase constante est donnée par la relation :

$$V(\theta_i) = \frac{\omega}{(q^2 + \alpha_i^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2}} \quad \text{A.2.12}$$

Cette vitesse est fonction de l'incidence de l'onde perturbatrice; la dispersion de l'impulsion réfractée sera fonction de l'angle d'incidence  $\theta_i$ .

## II.2 CALCUL DU DEPHASAGE ENTRE LE FRONT D'ONDE INCIDENT ET LE FRONT REFLECHI



Le schéma représente les trajectoires et fronts d'ondes incidents et réfléchis. L'observateur se trouve au point A à la hauteur  $h$  du plan réflecteur ; cet observateur est sensible non seulement au faisceau OA réfléchi au point o par le plan mais aussi au faisceau incident o'A. Les deux ondes correspondant aux deux faisceaux précédents vont donc se composer au point A mais avec un intervalle de temps  $\Delta t$  les séparant égale à :

$$\Delta t = \frac{OA - O'A}{c} \quad \text{A. 2. 13}$$

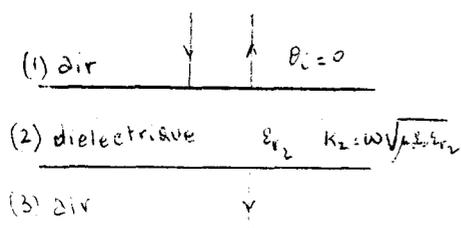
Comme l'angle de réflexion  $\theta_r$  est égale à l'angle d'incidence  $\theta_i$  (Lois de SNELL) nous pouvons exprimer OA et O'A en fonction de  $\theta_i$  et  $h$  de la manière suivante :

$$OA = \frac{h}{\cos \theta_i} \quad \text{et} \quad O'A = OA \cdot \sin \left( 2\theta_i - \frac{\pi}{2} \right) = -OA \cdot \cos(2\theta_i) \\ = -\frac{h}{\cos \theta_i} \cdot \cos 2\theta_i \quad \text{A. 2. 14}$$

$$\text{Nous pouvons donc écrire :} \quad \Delta t = \frac{h}{c \cdot \cos \theta_i} (1 + \cos 2\theta_i) \quad \text{A. 2. 15}$$

## ANNEXE III

III.1. CALCUL DES COEFFICIENTS DE REFLEXION ET DE TRANSMISSION POUR UNE LAME DIELECTRIQUE : HYPOTHESE DES BASSES FREQUENCES ( $\lambda \gg d$ )



Nous supposons que les milieux (1) et (3) sont de l'air et que le milieu (2) est un diélectrique de permittivité  $\epsilon_{r2}$  : figure (A.3.1)

FIG. A.3.1

Les coefficients de réflexion R et de transmission T définis par les expressions (2.9) s'écrivent sous l'incidence normale : (14)

$$R = \frac{R_{12} + R_{23} e^{-2j k_2 d}}{1 + R_{12} R_{23} e^{-2j k_2 d}} \quad \text{A.3.1}$$

$$T = \frac{T_{12} T_{23} e^{j k_2 d}}{1 + R_{12} R_{23} e^{2j k_2 d}} \quad \text{A.3.2}$$

$$\text{avec } R_{12} = \frac{1 - \sqrt{\epsilon_{r2}}}{1 + \sqrt{\epsilon_{r2}}} ; R_{23} = - \frac{1 - \sqrt{\epsilon_{r2}}}{1 + \sqrt{\epsilon_{r2}}} , T_{12} = \frac{2}{1 + \sqrt{\epsilon_{r2}}} \text{ et } T_{23} = \frac{2 \sqrt{\epsilon_{r2}}}{1 + \sqrt{\epsilon_{r2}}}$$

Le développement des relations (A.3.1.) et (A.3.2.) nous donne

$$R = \frac{2j (1 - \epsilon_{r2}) \sin k_2 d}{4 \sqrt{\epsilon_{r2}} \cos k_2 d + 2j (1 + \sqrt{\epsilon_{r2}}) \sin k_2 d} \quad \text{A.3.4}$$

$$T = \frac{4 \sqrt{\epsilon_{r2}} (\cos k_2 d - j \sin k_2 d)}{4 \sqrt{\epsilon_{r2}} \cos k_2 d - 2j (1 + \sqrt{\epsilon_{r2}}) \sin k_2 d} \quad \text{A.3.5}$$

Aux très basses fréquences nous pouvons faire les approximations suivantes :

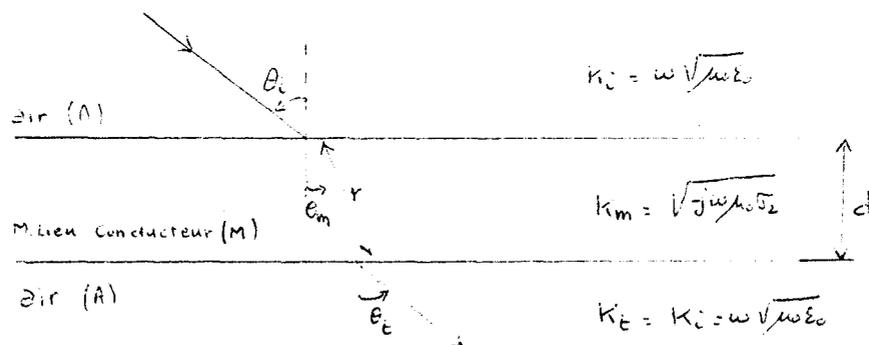
$$\cos k_2 d \approx 1 \quad \text{et} \quad \sin k_2 d \approx 0 \quad \text{car} \quad |k_2 d| \ll 1$$

Nous pouvons alors approximer les expressions (A.3.4) et (A.3.5) des coefficients R et T aux relations suivantes :

$$R \approx j \frac{(1 - \epsilon_r)}{2\sqrt{\epsilon_r}} \sin k_2 d \quad \text{A.3.6}$$

$$T \approx 1 \quad \text{A.3.7}$$

### III.2 CALCUL DES COEFFICIENTS DE TRANSMISSION POUR DES LAMES TRÈS ÉPAISSES



Le coefficient de transmission de la paroi défini par l'expression ( 2.9 ) s'écrit :

$$T = \frac{T_{AM} \cdot T_{MA} e^{-j k_m d}}{1 - R_{MA}^2 e^{-2j k_m d}} \quad \text{A.3.8}$$

Cette expression est fonction des coefficients de transmission et de réflexion calculés dans l'hypothèse du demi-milieu (Annexe I)  
Le terme  $e^{-j\vec{k}_m \vec{z}}$  traduisant la pénétration de l'onde électromagnétique à travers la paroi est calculé en ANNEXE II puisqu'il s'agit en fait de l'expression faisant apparaître l'affaiblissement et le déphasage de l'onde lorsqu'elle traverse la paroi.

Si l'épaisseur de la paroi "d" est supérieure à la profondeur de pénétration " " :

$$d > \delta \quad \text{où} \quad \delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \sigma_2}} \quad \text{A.3.9}$$

Nous pouvons faire l'approximation suivante :  $|e^{-j\vec{k}_m \vec{z}}| \ll 1$   
et le coefficient de transmission s'identifie dans ce cas à une expression beaucoup plus simple :

$$T = \alpha \cdot T_{AM} \cdot T_{MA} \quad \text{où} \quad \alpha = e^{-j\vec{k}_m \vec{r}} \quad \text{A.3.10}$$

Nous traitons le cas où l'incidence est "presque rasante" sous la polarisation "TM". L'expression du coefficient de transmission obtenu en demi-milieu et définie sur le champ électrique est la suivante :

$$T_{AM} = \frac{2 K_i \cos \theta_i}{K_m \cos \theta_i + \frac{K_i}{K_m} (K_m^2 - K_i^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2}} \quad \text{A.3.11}$$

$$\text{et} \quad T_{MA} = \frac{2 K_m \cos \theta_m}{K_i \cos \theta_m + \frac{K_m}{K_i} (K_i^2 - K_m^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2}} \quad \text{A.3.12}$$

$\theta_m$  étant un angle complexe relié à  $\theta_i$  et aux coefficients  $K_i$  et  $K_t$  par les lois de SNELL :

$$K_i \sin \theta_i = K_m \sin \theta_m \quad \text{A.3.13}$$

$$\text{Soit} \quad \sin \theta_m = \frac{K_i}{K_m} \sin \theta_i \quad \text{et} \quad \cos \theta_m = \left(1 - \frac{K_i^2}{K_m^2} \sin^2 \theta_i\right)^{1/2}$$

Le coefficient de transmission  $T_{MA}$  peut alors s'écrire :

$$T_{MA} = \frac{2 K_m (K_m^2 - K_i^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2}}{K_i (K_m^2 - K_i^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2} + K_m^2 \cos \theta_i} \quad A.3.14$$

Sous l'incidence presque rasante :

$$\theta_i = \frac{\pi}{2} - \theta'_i \quad \text{où} \quad \theta'_i \approx 0 \quad A.3.15$$

$T_{AM}$  et  $T_{MA}$  peuvent alors être simplifiés compte tenu des approximations :  $\sin \theta_i \approx 1$  ;  $\cos \theta_i \approx \theta'_i$

$$T_{AM} \approx \frac{2 K_i \theta'_i}{K_i + K_m \theta'_i} \quad \text{et} \quad T_{MA} \approx \frac{2 K_m}{K_i + K_m \theta'_i} \quad A.3.16$$

d'où

$$T = \alpha \cdot T_{AM} \cdot T_{MA} = \frac{4 \alpha K_m K_i \theta'_i}{(K_i + K_m \theta'_i)^2} \quad A.3.17$$

écrivons  $K_i$  et  $K_m$  sous la forme suivante :

$$K_i = K_{i0} \quad \text{et} \quad K_m = K_{m0} e^{-j\pi/4} \quad A.3.18$$

d'où

$$T = \frac{4 \alpha K_{i0} K_{m0} e^{-j\pi/4} \theta'_{i0}}{K_{i0} + K_{m0} e^{-j\pi/4} \theta'_{i0}} \quad A.3.19$$

soit

$$|T| = \frac{8 \alpha K_{i0} K_{m0} \theta'_i}{(K_{i0} \sqrt{2} + K_{m0} \theta'_i)^2 + K_{m0}^2 \theta'^2_i} \quad A.3.20$$

La transmission de l'onde sera maximum lorsque :

$$|T|_{\max} = 1.17 \alpha \quad A.3.21$$

et le coefficient de transmission maximum s'écrit :

Les résultats sont valables si l'on suppose que l'atténuation de l'onde est indépendante de l'angle d'incidence. Ceci est toujours le cas lorsque la condition suivante est satisfaite :

$$k_{i0} \ll k_{m0}$$

En effet dans ce cas :

$$k_m = \alpha_m + j\beta_m = k_{m0} e^{-j\pi/4} \quad A.3.22$$

soit

$$\alpha_m = \beta_m = \frac{k_{m0}}{\sqrt{2}}$$

d'où

$$\cos \theta_m = \left( 1 - 4j \frac{k_{i0}^2}{k_{m0}^2} \sin^2 \theta_i \right)^{1/2} \approx 1 - 2j \frac{k_{i0}^2}{k_{m0}^2} \sin^2 \theta_i \quad A.3.23$$

donc

$$\cos \theta_m = \rho e^{j\bar{\Phi}} \quad \text{avec} \quad \rho \approx 1 \quad \text{et} \quad \bar{\Phi} \approx -2 \frac{k_{i0}^2}{k_{m0}^2} \sin^2 \theta_i$$

Nous avons vu dans l'annexe II que l'affaiblissement était donné par :

$$\begin{aligned} \mathcal{R}[-j\vec{k}_m \vec{r}] &= (\alpha_m \sin \bar{\Phi} + \beta_m \cos \bar{\Phi}) \cdot \rho \cdot d \\ &\approx \alpha_m \frac{k_{m0}}{\sqrt{2}} \left( 1 - 2 \frac{k_{i0}^2}{k_{m0}^2} \sin^2 \theta_i \right) \approx d \cdot \frac{k_{m0}}{\sqrt{2}} \end{aligned}$$

L'atténuation est bien indépendante de l'angle d'incidence dans ce cas-ci.

## ANNEXE IV

-----

IV - 1. Calcul du champ rayonné par un fil de longueur infinie

Chacun des conducteurs composant le réseau parallèle est parcouru par le courant induit d'amplitude  $I_0$ . Le conducteur peut-être considéré individuellement comme une antenne de longueur infinie figure (A.4.1).

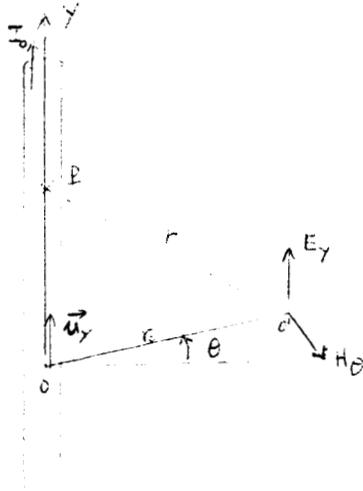


FIG. A.4.1

Si nous attachons un repère cylindrique au conducteur et si nous supposons que la densité de courant a une répartition uniforme dans la direction  $\theta$  et  $z$ , le champ électromagnétique rayonné par l'antenne est réduit aux deux composantes  $E_y$  et  $H_\theta$ .

Le potentiel vecteur  $\vec{A}$  du champ électromagnétique s'écrit par conséquent : (19)

$$\vec{A} = \vec{u}_y \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I_0 e^{-jk|\vec{r}_0 - \vec{r}|}}{4\pi |\vec{r}_0 - \vec{r}|} dy \quad \text{A.4.1}$$

$$\text{où } k = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$$

L'intégrale contenue dans l'expression du potentiel vecteur peut-être identifiée à l'expression intégrale d'une fonction d'HANKEL de seconde espèce en effet

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I_0 e^{-jk|\vec{r}_0 - \vec{r}|}}{|\vec{r}_0 - \vec{r}|} dy = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I_0 e^{-jk(r_0^2 + )^{1/2}}}{(r_0^2 + )^{1/2}} dy = \frac{I_0 \pi}{j} H_0^{(2)}(kr_0) \quad \text{A.4.2}$$

Nous en déduisons la composante du champ électrique  $E_y$  à l'aide de la relation suivante :

$$E_y = -j\omega\mu_0 A \quad \text{A.4.3}$$

soit 
$$E_y = -\frac{\omega\mu_0 I_0}{4} H_0^{(2)}\left(\frac{2\pi}{\lambda} r\right) \quad \text{A.4.4}$$

IV - 2. Approximation de : 
$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} H_0^{(2)}\left(\frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{(n-l+x)^2 + z^2}\right) e^{2j\frac{\pi}{\lambda} n d \sin\theta}$$

Nous avons :

$$F(x, z, \theta) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} h(m) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} H_0^{(2)}\left(\frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{\left(n + \frac{x}{d}\right)^2 + \frac{z^2}{d^2}}\right) e^{2j\frac{\pi}{\lambda} n d \sin\theta} \quad \text{A.4.5}$$

La convergence de la série  $h(n)$  est très lente. Pour accélérer le processus nous identifions la série  $h(n)$  à une série d'élément principal  $H(m)$  à convergence plus rapide.

D'après la formule de Poissons nous avons l'égalité suivante :

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} h(n) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} H(m) \quad \text{A.4.6}$$

où  $H(m)$  est la transformée de Fourier de  $h(n)$

$$H(m) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(x') e^{2j\pi m x'} dx' \quad \text{A.4.7}$$

Si nous posons que :

$$v = \frac{d}{\lambda} \sin\theta, \quad \alpha = \frac{d}{\lambda}, \quad \varepsilon = \frac{|z|}{d} \quad \text{et} \quad \delta = -\frac{x}{d} \quad \text{A.4.8}$$

$h(x')$  peut alors s'écrire :

$$h(x') = e^{2j\pi v x'} H_0^{(2)}\left(2\pi\alpha \sqrt{(x-\delta)^2 + \varepsilon^2}\right) \quad \text{A.4.9}$$

et en faisant le changement de variable suivant :  $t = x - \delta'$

l'expression A.4.7. de  $H(m)$  devient :

$$H(m) = e^{2j\pi(m+v)\delta} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{2j\pi(m+v)t} H_0^{(2)}(2\pi\alpha\sqrt{t^2 + \varepsilon^2}) dt \quad A.4.10$$

A l'aide de l'intégrale de Fourier nous trouvons que : (22)

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{2j\pi(m+v)t} H_0^{(2)}(2\pi\alpha\sqrt{t^2 + \varepsilon^2}) dt = \frac{\exp(-2\pi\varepsilon\sqrt{(m+v)^2 - \alpha^2})}{\sqrt{(m+v)^2 - \alpha^2}} \quad A.4.11$$

par conséquent en remplaçant les variables réels  $v, \alpha, \varepsilon$  et  $\varepsilon$  par leur valeur respective nous trouvons l'égalité suivante :

$$\sum_{m=-\infty}^{+\infty} H(m) = \frac{j}{\pi} e^{-2j\frac{\pi}{\lambda}x \sin\theta} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{2j\pi m \frac{x}{d}} \frac{\exp(-2\pi\frac{|z|}{d} \sqrt{(m + \frac{d}{\lambda} \sin\theta)^2 - \frac{d^2}{\lambda^2}})}{\sqrt{(m + \frac{d}{\lambda} \sin\theta)^2 - \frac{d^2}{\lambda^2}}} \quad A.4.$$

#### IV - 3. Calcul du coefficient de transmission en champ électrique : $T_E$

Le champ électrique rayonné par la grille est égale à :

$$E_y^s(x, z, \theta) = -\frac{\omega\mu_0 I_0}{4} F(x, z, \theta) \quad A.4.13$$

$$\text{où } F(x, z, \theta) = \frac{j}{\pi} e^{-2j\frac{\pi}{\lambda}x \sin\theta} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{-2j\pi m \frac{x}{d}} \frac{\exp(-2\pi\frac{|z|}{d} \sqrt{(m + \frac{d}{\lambda} \sin\theta)^2 - \frac{d^2}{\lambda^2}})}{\sqrt{(m + \frac{d}{\lambda} \sin\theta)^2 - \frac{d^2}{\lambda^2}}} \quad A.4.14$$

Nous calculons le courant  $I_0$  induit dans le conducteur composant le réseau en appliquant la condition de continuité du champ électrique à la surface du conducteur :

$$E_y^o(x_f, z_f, \theta) + E_y^s(x_f, z_f, \theta) = -Z_i I_0 \quad A.4.15$$

où  $E_y^o$  est le champ électrique incident et  $Z_i$  l'impédance interne du conducteur.

En supposant que le rayon des conducteurs "a" est très petit devant la longueur d'onde " $\lambda$ " dans le milieu environnant, nous pouvons confondre le champ incident à la surface du conducteur  $E_y^o(x_f, z_f)$  avec le champ que nous aurions au centre du conducteur  $E_y^o(0,0)$  soit :

$$E_y^o(x_f, z_f) = E_y^o(0,0) = E_y^o \quad \text{A.4.16}$$

La condition de continuité A.4.15 appliquée au point de coordonnées  $x_f = 0$  et  $z_f = a$  devient :

$$E_y^o - \frac{\omega \mu_0 I_0}{4} F(0, a, \theta) = -Z_c I_0 \quad \text{A.4.17}$$

$$\text{où } F(0, a, \theta) = \frac{1}{\pi} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{\exp\left(-2j\pi \frac{a}{\lambda} \sqrt{\left(m + \frac{d}{\lambda} \sin\theta\right)^2 - \frac{d^2}{\lambda^2}}\right)}{\sqrt{\left(m + \frac{d}{\lambda} \sin\theta\right)^2 - \frac{d^2}{\lambda^2}}} \quad \text{A.4.18}$$

lorsque le rapport  $\frac{d}{\lambda}$  est très inférieur à l'unité l'expression A.4.18 devient :

$$F(0, a, \theta) = \frac{\lambda}{\pi d \cos\theta} e^{-2j\pi \frac{a}{\lambda} \cos\theta} + \frac{2j}{\pi} S_{c1} \quad \text{A.4.19}$$

$$\text{où } S_{c1} = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{e^{-2j\pi m \frac{a}{\lambda}}}{m} \quad \text{A.4.20}$$

La même condition A.4.15 appliquée au point de coordonnées  $x_f = a$  et  $z_f = 0$  devient :

$$E_y^o - \frac{\omega \mu_0 I_0}{4} F(a, 0, \theta) = Z_c I_0 \quad \text{A.4.21}$$

$$\text{où } F(a, 0, \theta) = \frac{1}{\pi} e^{-2j\pi \frac{a}{\lambda} \sin\theta} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-2j\pi m \frac{a}{\lambda}}}{\sqrt{\left(m + \frac{d}{\lambda} \sin\theta\right)^2 - \frac{d^2}{\lambda^2}}} \quad \text{A.4.22}$$

lorsque  $\frac{d}{\lambda} \ll 1$  l'expression A.4.22 est alors égale à :

$$F(a, 0, \theta) = \frac{\lambda}{\pi d \cos\theta} e^{-2j\pi \frac{a}{\lambda} \sin\theta} + \frac{2j}{\pi} S_{c2} \quad \text{A.4.23}$$

$$\text{où } S_{c2} = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\cos(2\pi m \frac{a}{\lambda})}{m} \quad \text{A.4.24}$$

Pour satisfaire l'hypothèse de l'uniformité de la densité de courant dans chaque fil, les valeurs de  $I_0$  données par les expressions A.4.17 et A.4.21 doivent être égales ; ceci n'a lieu que si les séries caractéristiques correspondantes  $SC_1$  et  $SC_2$  convergent vers le même résultat. L'étude de convergence de ces deux séries figures (3.6) montre que cette condition est satisfaite lorsque le rapport  $\frac{a}{d}$  est inférieure à  $10^{-2}$ . La série  $SC_1$  convergeant beaucoup plus rapidement que  $SC_2$  nous appliquons, par la suite de nos calculs, la condition de continuité au point de coordonnées ( $x = 0, z = a$ ).

#### IV - 4. Champ électromagnétique rayonné loin de la grille

##### - incidence oblique :

Lorsque la distance à la grille " $|z|$ " est très supérieure à l'espace inter-fil " $d$ " ( $|z| \gg d$ ) l'expression  $F(x, z, \theta)$  (A.4.14) du champ rayonné devient :

$$F(x, z, \theta) = \frac{\lambda}{\pi d \cos \theta} \exp\left(-2j \frac{\pi}{\lambda} (x \sin \theta + |z| \cos \theta)\right) \quad A.4.25$$

La condition de continuité A.4.17 au point de coordonnées (0,a) devient :

$$E_y^o - \frac{\omega \mu_0 I_0}{4} F(0, a, \theta) = -Z_i I_0 \quad A.4.26$$

$$\text{où } F(0, a, \theta) = \frac{\lambda}{\pi d \cos \theta} e^{-2j \pi \frac{a}{\lambda} \cos \theta} + \frac{2j}{\pi} SC_2 \quad A.4.27$$

De l'expression A.4.26 nous tirons la valeur de  $I_0$  suivante :

$$I_0 = \frac{E_y^o}{\frac{\omega \mu_0}{4} F(0, a, \theta) - Z_i} \quad A.4.28$$

Le champ électrique résultant s'écrit :

$$E_y^r(x, z, \theta) = E_y^o(x, z, \theta) + E_y^s(x, z, \theta) \quad A.4.29$$

$$\text{Soit } E_y^r(x, z, \theta) = E_y^o(x, z, \theta) - \frac{\frac{\omega \mu_0}{4} F(x, z, \theta)}{\frac{\omega \mu_0}{4} F(0, a, \theta) - Z_i} E_y^o \quad A.4.30$$

$$\text{où } E_y^o(x, z, \theta) = E_y^o \exp(-2j \frac{\pi}{\lambda} (x \sin \theta + z \cos \theta))$$

Le coefficient de transmission étant défini par le rapport suivant :

$$T_E = \left| \frac{E_y^r(x, z, \theta)}{E_y^o(x, z, \theta)} \right|_{z > 0} \quad \text{A.4.31}$$

Lorsque  $|z| > d$ ,  $T_E$  est égale à :

$$T_E = 1 - \frac{\frac{\lambda}{\pi d \cos \theta}}{F(o, a, \theta) - \frac{4 Z_c}{\omega \mu_0}} \quad \text{A.4.32}$$

De plus si nous supposons que  $\lambda \gg a$  l'expression de  $F(o, a, \theta)$  peut se simplifier en développant le terme exponentiel

$$F(o, a, \theta) \approx \frac{\lambda}{\pi d \cos \theta} \left( 1 - 2j \frac{\pi}{\lambda} a \cos \theta \right) + \frac{2j}{\pi} S_{c1} \quad \text{A.4.33}$$

et dans le cas où nous supposons que  $Z_i$  est nul nous déduisons de A.4.32 et A.4.33 l'expression de  $T_E$  suivante :

$$T_E = 2j \cos \theta \left( \frac{a}{\lambda} S_{c1} - \frac{\pi a}{\lambda} \right) \quad \text{A.4.34}$$

- incidence normale :

Lorsque  $\theta$  est nulle l'expression de  $T_E$  devient :

$$T_E \approx 2j \left( \frac{a}{\lambda} S_{c1} - \frac{\pi a}{\lambda} \right) \quad \text{A.4.35}$$

Le champ magnétique a pour expression :

$$H^r = H_x^r + H_z^r \quad \text{A.4.36}$$

$$\text{où } H_x^r = H_x^o + H_x^s \quad \text{A.4.37}$$

$$\text{avec } H_x^s = \frac{-j}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_y^s}{\partial z} = \frac{j I_0}{4} \frac{\partial F(x, z, \theta)}{\partial z} \quad \text{A.4.38}$$

$$\text{et } H_z^r = H_z^s \quad \text{A.4.39}$$

$$\text{avec } H_z^s = \frac{j}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_y^s}{\partial x} = \frac{j I_0}{4} \frac{\partial F(x, z, \theta)}{\partial x} \quad \text{A.4.40}$$

A partir des expressions A.4.25, A.4.38 et A.4.40 nous déduisons que :

$$H_x^r = -\frac{jI_0}{4} e^{-2j\frac{\pi}{\lambda}|z|} + H_x^0 \quad \text{A.4.41}$$

$$\text{or } H_z^r = 0. \quad \text{A.4.42}$$

Par conséquent lorsque l'observateur est éloigné de la grille, et lorsque la longueur d'onde  $\lambda$  est très supérieure où "d". Le coefficient de transmission  $T_H$  du champ magnétique peut s'écrire :

$$T_H = \left| \frac{H_x^0 + H_x^s}{H_x^0} \right|_{z>0} \approx 2j \left( \frac{d}{\lambda} S_{c1} - \frac{\pi d}{\lambda} \right)$$

Nous trouvons par conséquent une onde plane physique

$$T_E = T_H \quad \text{et} \quad H_z^r = 0$$

#### IV - 5. Composition de vibrations sinusoïdales (9) "Polarisation Elliptique"

Soit une vibration sinusoïdale  $x(t) = X \sin \omega t$  orientée parallèlement à l'axe  $\vec{ox}$  de la figure A.4.2.

Soit une autre vibration sinusoïdale  $y(t) = Y \sin(\omega t + \phi)$  orientée parallèlement à l'axe  $\vec{oy}$  et déphasée par rapport à la vibration  $x(t)$ . La composition de ces deux vibrations est un vecteur  $\vec{E}$  d'orientation et d'amplitude variable dans le temps. Le problème consiste à calculer l'amplitude maximum de  $\vec{E}$  et l'orientation correspondante.

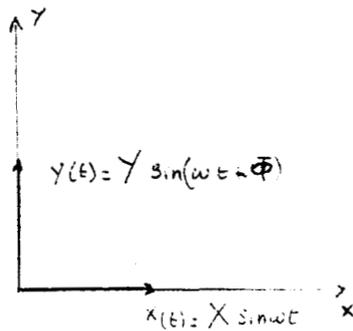


Fig. A.4.2

Les fonctions  $x(t)$  et  $y(t)$  peuvent s'écrire :

$$x(t) = X \sin \omega t$$

$$y(t) = Y (\sin \omega t \cos \bar{\phi} + \cos \omega t \sin \bar{\phi})$$

$$\sin \omega t \sin \bar{\phi} = \frac{Y}{X} \sin \bar{\phi}$$

$$\cos \omega t \sin \bar{\phi} = \frac{Y}{X} \cos \bar{\phi}$$

Elevons au carré et ajoutons ces deux expressions :

$$\sin^2 \bar{\Phi} = \left(\frac{x}{X}\right)^2 \sin^2 \bar{\Phi} + \left(\frac{y}{Y} - \frac{x}{X} \cos \bar{\Phi}\right)^2$$

$$\frac{x^2}{X^2} - \frac{2xy}{XY} \cos \bar{\Phi} + \frac{y^2}{Y^2} = \sin^2 \bar{\Phi}$$

Si nous travaillons dans l'hypothèse où  $0 < \bar{\Phi} < \frac{\pi}{2}$ , pratiquons une rotation d'axe de manière à obtenir l'équation de l'ellipse.

$$\frac{x'^2}{a^2} + \frac{y'^2}{b^2} = 1$$

où

$$x = x' \cos \alpha - y' \sin \alpha$$

$$y = x' \sin \alpha + y' \cos \alpha$$

Nous prenons pour  $\alpha$  la définition positive donnée par l'expression suivante :

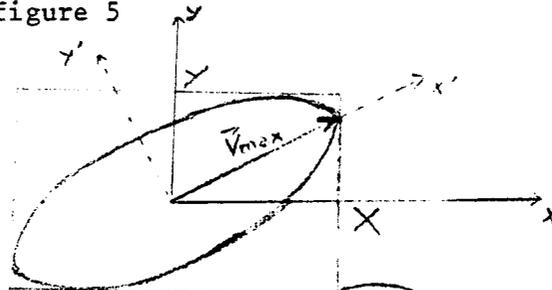
$$\alpha = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left( \frac{2XY \cos \bar{\Phi}}{X^2 - Y^2} \right)$$

a et b sont donnés par les expressions

$$a^2 = \frac{\sin^2 \bar{\Phi}}{\frac{\cos^2 \alpha}{X^2} + \frac{\sin^2 \alpha}{Y^2} - \frac{\sin 2\alpha \cos \bar{\Phi}}{XY}}$$

$$b^2 = \frac{\sin^2 \bar{\Phi}}{\frac{\sin^2 \alpha}{X^2} + \frac{\cos^2 \alpha}{Y^2} + \frac{\sin 2\alpha \cos \bar{\Phi}}{XY}}$$

le lieu décrit par l'extrémité du vecteur  $\vec{V} = \vec{X}(t) + \vec{Y}(t)$  est alors donné par l'ellipse de la figure 5



$$\vec{V}_{max} = \frac{\sin \bar{\Phi}}{\frac{\cos^2 \alpha}{X^2} + \frac{\sin^2 \alpha}{Y^2} - \frac{\sin 2\alpha \cos \bar{\Phi}}{XY}}$$

