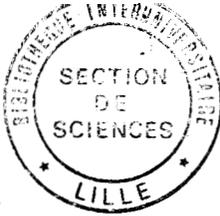


50376
1988
213



50376
1988
213

N° d'ordre H29

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR INGENIEUR

par

Christophe SEGUINOT

**MODELISATION DES LIGNES COPLANAIRES
DEPOSEES SUR SUBSTRAT SEMICONDUCTEUR:**

**APPLICATION A L'ETUDE DE FAISABILITE
DE CIRCUITS DEPHASEURS ET MODULATEURS**

Soutenu le 30 novembre 1988 devant la Commission d'Examen

MM.	E. CONSTANT	Président
	P. KENNIS	Rapporteur
	G. SALMER	Rapporteur
	J. CITERNE	Examineur
	P. GUILLON	Examineur
	P. SAGUET	Examineur
	V. FOUAD HANNA	Examineur
	V. PAUKER	Examineur

Table des Matières

Introduction générale	1
1. Etude analytique des phénomènes de propagation en présence d'un substrat semiconducteur.	3
1.1 introduction	5
1.2 Modèle utilisé pour l'étude analytique.	6
1.3 Présentation du problème à résoudre.	7
1.4 Recherche du mode fondamental par la méthode de la résonance transverse.	10
1.4.1 Présentation de la méthode de la résonance transverse.	10
1.5 Détermination d'un schéma équivalent ligne de transmission pour le mode lent.	13
1.5.1 Présentation du mode lent et détermination de ses caractéristiques. nation de ses caractéristiques.	14
1.5.2 Détermination d'un schéma équivalent.	14
1.5.3 Constante de phase du mode lent.	16
1.5.4 Atténuation du mode lent; définition de la conductivité optimale.	19
1.5.5 Impédance caractéristique associée au mode lent.	23
1.5.6 Répartition des énergies électriques et magnétiques dans le plan de section droite du guide.	24
1.6 Etude de la transition mode lent à mode quasi T.E.M. .	25
1.7 Caractéristiques du mode à effet de peau.	27
1.8 Résumé et exemples de résultats obtenus: diagramme fréquence-conductivité.	29
1.9 Caractéristiques du mode propagé dans le cas d'un substrat avec sous couche isolante.	34
1.10 Etude de faisabilité de modulateurs et déphaseurs utilisant une ligne microruban déposée sur substrat semiconducteur.	38
1.11 Conclusion.	40
1.12 Bibliographie du chapitre I	42
2. Etude de la ligne coplanaire déposée sur substrat semiconducteur.	43
2.1 Introduction.	45
2.2 Etude numérique de la ligne coplanaire à contact Schottky.	46
2.2.1 Généralités.	46
2.2.2 Modèle utilisé lors de l'étude par A.D.S. .	47
2.2.3 Mise en oeuvre de l'A.D.S. .	48
2.2.4 Résolution du système matriciel.	51
2.2.5 Choix des fonctions de base.	52
2.2.6 Problèmes de convergence.	53
2.2.7 Calcul d'une impédance caractéristique.	54

2.3	Modèles analytiques des lignes coplanaires déposées sur substrat semiconducteur.	56
2.3.1	Démarche utilisée pour l'élaboration des modèles.	56
2.3.2	Exemple d'application de la transformation conforme à la ligne coplanaire déposée sur substrat diélectrique homogène.	57
2.3.3	Modèle simplifié : détermination des caractéristiques du mode lent potentiel.	59
2.3.3.1	Généralités.	59
2.3.3.2	Répartition des énergies d'une ligne coplanaire M.I.S. propageant un mode lent.	59
2.3.3.3	Détermination du schéma équivalent pour le mode lent potentiel.	61
2.3.4	Exploitation du modèle simplifié : caractéristiques de propagation du mode lent potentiel.	65
2.4	Amélioration du modèle; prise en compte des pertes.	69
2.4.1	Généralités.	69
2.4.2	Comparaison des caractéristiques de propagation des structures MIS et à contact Schottky.	70
2.4.3	Etude de la transition mode lent mode quasi T.E.M. .	72
2.4.4	Prise en compte de l'effet de peau dans le semiconducteur.	74
2.4.5	Prise en compte des pertes dans les conducteurs.	77
2.4.6	Présentation du modèle complet.	79
2.5	Exploitation du modèle amélioré.	82
2.5.1	Exemples de comparaison du modèle aux études numériques.	82
2.5.2	Limites de validité du modèle analytique.	90
2.5.3	Problèmes posés par la prise en compte des pertes dans les conducteurs.	100
2.6	Etude de faisabilité de déphaseurs à la ligne coplanaire à contact Schottky.	102
2.6.1	Caractéristiques et performances des réalisations existantes.	102
2.6.2	Définition de structures optimales.	104
2.6.3	Etude de deux structures fonctionnant en déphaseur.	107
2.6.4	Bilan de l'étude de faisabilité de déphaseurs.	111
2.7	Etude de faisabilité de modulateurs.	115
2.7.1	Généralités.	115
2.7.2	Recherche de structures optimales pour le fonctionnement en modulateur.	116
2.7.3	Etude préliminaire , performances dans la bande 10-20 GHz.	120
2.7.4	Proposition et étude de modulateurs large bande.	124
2.7.5	Bilan de l'étude de faisabilité de modulateur.	130
2.8	Bibliographie du chapitre 2.	131

3. Etude expérimentale des lignes coplanaires déposées sur substrat semiconducteur.	135
3.1 Introduction.	137
3.2 Mise en évidence de la propagation d'un mode lent sur une ligne coplaire M.I.S. .	140
3.2.1 Géométrie de la ligne étudiée.	140
3.2.2 Estimation préliminaire des caractéristiques de propagation de la ligne étudiée.	140
3.2.3 Caractérisation fréquentielle.	143
3.2.4 Caractérisation temporelle.	145
3.3 Mise en évidence de la propagation d'un mode lent sur les lignes coplanaires à contact Schottky.	151
3.3.1 Choix de la topologie du circuit.	151
3.3.2 Réalisation et caractérisation statique des lignes à contact Schottky .	152
3.3.3 Estimation préliminaire des caractéristiques de propagation de la ligne étudiée.	156
3.3.4 Etude du comportement fréquentiel de la ligne.	158
3.3.5 Caractérisation temporelle des lignes à contact Schottky.	168
3.4 Caractérisation par la méthode du birapport.	173
3.4.1 Principe de la méthode.	173
3.4.2 Circuit utilisé pour la mise en œuvre de la méthode du birapport.	174
3.4.3 Mise en œuvre de la méthode du birapport.	176
3.5 Conclusion.	179
3.6 Bibliographie de chapitre 3.	180
 Conclusion générale	 181
 Bibliographie personnelle	 184
 A Recherche d'une expression particulière de la constante de propagation	 187
 B Etablissement de l'approximation du vecteur d'onde dans le milieu 2	 189
 C Résolution du système matriciel	 191

Introduction générale

Introduction générale

Durant ces dix dernières années la technologie de réalisation des circuits intégrés monolithiques microondes a connu un essor important; il est maintenant possible d'envisager l'intégration monolithique de la plupart des fonctions élémentaires qui, il y a quelques années, étaient réalisées en technologie hybride. Ces progrès découlent en grande partie de l'amélioration des performances des composants actifs tel que le transistor à effet de champ.

Lorsque les circuits nécessitent l'utilisation d'éléments passifs à constantes réparties (coupleur, déphaseur, lignes d'interconnexions, éléments d'adaptation) l'intégration ne peut être envisagée aussi facilement. En effet, si l'encombrement de ces éléments passifs est acceptable en technologie hybride il devient intolérable lorsque l'on envisage la réalisation de circuits intégrés monolithiques microondes.

Bien que le transistor à effet de champs constitue un composant de choix pour la réalisation de circuits intégrés monolithiques microondes, il ne peut remplacer ces éléments passifs qu'au prix d'une complexité accrue des circuits. Aussi, apparaît-il indispensable de prospecter de nouvelles filières technologiques, susceptibles de mettre en adéquation les avantages des techniques d'intégrations monolithiques, et les exigences propres aux circuits analogiques microondes.

Dans cet esprit, l'utilisation de lignes de type coplanaire ou microruban déposées sur substrat semiconducteur constitue à priori une solution originale, en vue de réaliser des fonctions élémentaires utilisant une technologie intégrée monolithique.

A l'origine, notre démarche fût motivée par la possibilité d'utiliser les propriétés de modes à très faible vitesse de phase, lors de leur propagation sur des structures utilisant des substrats semiconducteurs multicouches. Ce premier point permet en effet d'envisager la réalisation de circuits à constantes réparties, présentant un encombrement sensiblement réduit par rapport aux réalisations classiques. Dans le cas de lignes à contact Schottky, il est aussi possible de proposer l'élaboration de composants tels que déphaseurs et modulateurs variables, en modifiant les caractéristiques de propagation par l'intermédiaire de la polarisation continue.

Pour les lignes coplanaires déposées sur substrat semiconducteur, aucune étude exhaustive n'était disponible à l'origine de notre travail, tant pour définir les caractéristiques, que pour envisager l'optimisation de ces structures de propagation en vue de leurs applications potentielles. Ce point constitue le premier objectif de notre travail, autorisant ultérieurement l'étude de faisabilité de ces circuits modulateurs et déphaseurs.

Notre étude a été menée essentiellement suivant trois axes:

- la simulation numérique, permettant d'analyser rigoureusement le comportement des ces lignes,
- le développement d'un modèle analytique, constituant un outil souple à utiliser en vue d'optimiser ces structures,
- la mise en oeuvre expérimentale des dispositifs étudiés lors des simulations théoriques.

Avant d'aborder ces différents points, dans le premier chapitre, nous présentons une étude préliminaire basée sur l'utilisation d'un modèle académique à plans métalliques parallèles infinis. Cette première approche nous permet de dégager et de justifier le caractère particulier des modes propagés en présence d'un milieu semiconducteur multicouche; ce modèle décrit en première approximation le comportement électromagnétique des structures de type microruban déposées sur substrat semiconducteur.

Dans le second chapitre nous proposons une étude de la ligne coplanaire déposée sur substrat semiconducteur. Dans une première partie, nous rappelons brièvement les grandes lignes de l'étude numérique de ce type de structure, basée sur l'utilisation de la méthode d'approche dans le domaine spectral. Dans ce chapitre, nous nous attachons surtout à définir un modèle de type ligne de transmission des lignes coplanaires de type MIS ou à contact Schottky. Par rapport aux méthodes numériques généralement mises en oeuvre pour de telles études, la démarche adoptée, à savoir l'élaboration d'un modèle analytique, présente un intérêt évident; elle permet de dégager rapidement les évolutions des caractéristiques de propagation de ces lignes en dépit du nombre important de paramètres géométriques et physiques à prendre en compte; elle constitue la seule approche qu'il soit concevable d'envisager dans le cadre de l'élaboration de logiciels d'aide à la conception. Dans cette partie, nous nous attachons également à définir le domaine de validité de notre modèle. Pour conclure ce chapitre, nous proposons une étude de faisabilité de circuits déphaseurs et modulateurs à ligne coplanaire à contact Schottky.

Nous abordons dans le troisième chapitre, la mise en oeuvre expérimentale des structures coplanaires déposées sur substrat semiconducteur. Nos principaux objectifs consistent ici à mettre en évidence la propagation du mode à faible vitesse de phase, et à confirmer les résultats obtenus lors du second chapitre.

Chapitre 1

Etude analytique des phénomènes de propagation

en présence d'un substrat semiconducteur

1.1 introduction

D'un point de vue qualitatif, le comportement de la ligne microruban déposée sur substrat semiconducteur peut être décrit, en première approximation, en adoptant des caractéristiques extrêmes pour le substrat.

Dans cet esprit, considérons une structure (figure 1) pour laquelle le substrat est composé de deux couches de permittivité et conductivité respectives:

- $\epsilon_1, \sigma_1=0$ pour la couche 1
- ϵ_2, σ_2 pour la couche 2

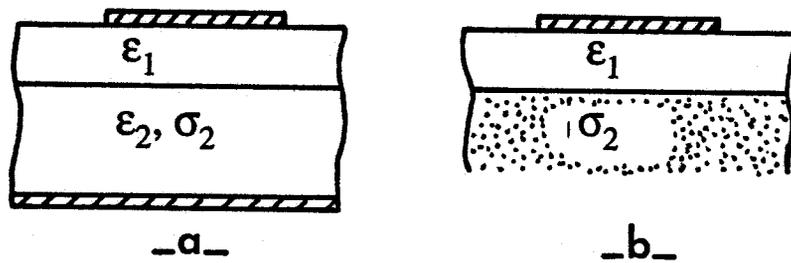


Figure 1. Représentation de la ligne microruban en considérant:

- a un produit $F\rho_2$ élevé
- b un produit $F\sigma_2$ élevé

—Si le produit $F\rho_2$ (fréquence résistivité) est élevé (figure 1-a), le semiconducteur se comporte comme un isolant à faibles pertes. De la même façon que pour la ligne microruban déposée sur substrat diélectrique il existe une approximation quasi T.E.M. pour le mode propagé.

—Si le produit $F\sigma_2$ (fréquence conductivité) est élevé (figure 1-b) l'épaisseur de peau dans le semiconducteur devient faible. Les champs électromagnétiques ne pénètrent plus ce milieu qui fait alors office de mauvais plan de masse.

Entre ces deux cas limite, suivant les valeurs de la fréquence et de la conductivité la nature des modes propagés apparaît plus complexe [1], [2]. Une étude plus précise s'avère alors nécessaire pour appréhender le comportement particulier de ce mode.

1.2 Modèle utilisé pour l'étude analytique.

Dans cet esprit, nous nous proposons d'étudier une structure académique constituée par un guide multicouche à rubans parallèles (figure 2) pour lequel les effets de bords sont négligés [3].

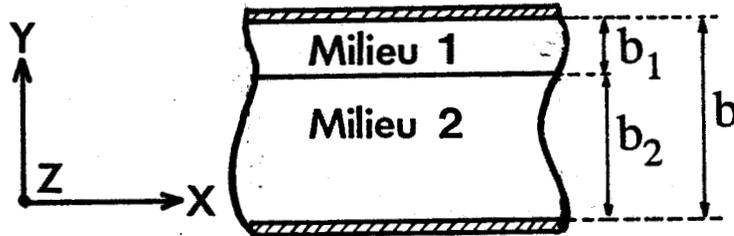


Figure 2. modèle utilisé pour l'étude analytique.

Dans le cadre de cette étude nous supposons que les différents milieux constituant le guide sont isotropes, homogènes, linéaires.

Le milieu 1 est supposé parfaitement isolant. La conductivité de la couche 2 est prise en compte sous la forme d'une permittivité complexe:

$$\epsilon_2^* = \epsilon_0 \epsilon_{r2}^* = \epsilon_0 \left(\epsilon_{r2} - j \frac{\sigma_2}{\omega \epsilon_0} \right) \quad (1-1)$$

avec:

- ϵ_0 : permittivité du vide
- ϵ_{r2} : permittivité relative du milieu 2
- σ_2 : conductivité du milieu 2
- ϵ_{r2}^* : permittivité relative complexe du milieu 2

1.3 Présentation du problème à résoudre.

L'étude d'une structure de propagation se fait généralement en admettant que les sources sont rejetées à l'infini, ce qui correspond en réalité à traiter le problème en l'absence de source .

Lors de notre approche, nous faisons également abstraction de tout phénomène non linéaire, en négligeant notamment les variations temporelles de la densité de porteurs libres .

Compte tenu de ces hypothèses, nous pouvons déterminer le comportement harmonique du dispositif, en supposant résolu, par ailleurs, l'étude en régime statique; dans ces conditions, pour chacune des couches constituant le modèle, les composantes harmoniques du champ électromagnétique vérifient les équations:

$$\begin{aligned}(\nabla^2 + k_i^2)\vec{E}_i &= \vec{0} \\ (\nabla^2 + k_i^2)\vec{H}_i &= (\nabla \sigma_i)\vec{E}_i\end{aligned}\quad (1-2)$$

Dans ces expressions le symbole ∇ représente l'opérateur nabla.

$k_i^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_{ri}^*$ est le vecteur d'onde dans le milieu i de permittivité relative ϵ_{ri}^* , telle que:

$$\epsilon_{ri}^* = \epsilon_0 \epsilon_{ri}^* = \epsilon_0 \left(\epsilon_{ri} - j \frac{\sigma_i}{\omega \epsilon_0} \right) \quad (1-3)$$

où σ_i représente la conductivité statique du milieu considéré.

Dans le cas de notre modèle, les différentes couches sont supposées homogènes; par conséquent les équations d'onde que doivent vérifier les composantes harmoniques des champs électromagnétiques se résument à l'équation de Helmholtz.

$$(\nabla^2 + k_i^2) \begin{pmatrix} \vec{E}_i \\ \vec{H}_i \end{pmatrix} = \vec{0} \quad (1-4)$$

La variation de la permittivité à l'interface entre couches est prise en compte au niveau des équations de continuité.

Nous pouvons à présent exprimer le champ électromagnétique à partir des potentiels scalaires électrique (Ψ) et magnétique (Φ) orientés suivant l'axe (O,y):

$$\begin{aligned}\vec{E}_i(x,y,z) &= -\nabla \vec{e}_y \Phi_i - j\omega\mu_0 \vec{e}_y \Psi_i + \frac{\nabla(\nabla \vec{e}_y \Psi_i)}{j\omega\epsilon_i^*} \\ \vec{H}_i(x,y,z) &= \nabla \vec{e}_y \Psi_i - j\omega\epsilon_i^* \vec{e}_y \Phi_i + \frac{\nabla(\nabla \vec{e}_y \Phi_i)}{j\omega\mu_0}\end{aligned}\quad (1-5)$$

où:

- \vec{e}_y est le vecteur unitaire de l'axe (O,y),
- i est l'indice du milieu considéré.

Pour le guide à rubans parallèles, l'uniformité de la structure suivant l'axe (O,x) permet d'exprimer les potentiels scalaires de la façon suivante:

$$\begin{aligned}\Phi_i(x,y,z) &= \Phi_i(y,z) = (A_i \sin \gamma_i y + B_i \cos \gamma_i y) e^{\pm j\beta^* z} \\ \Psi_i(x,y,z) &= \Psi_i(y,z) = (C_i \sin \gamma_i y + D_i \cos \gamma_i y) e^{\pm j\beta^* z}\end{aligned}\quad (1-6)$$

avec:

- β^* constante de propagation complexe
- γ_i composante transverse du vecteur d'onde (suivant (O,y)) dans le milieu i
- $\gamma_i^2 + \beta^{*2} = \omega^2 \mu_0 \epsilon_i^*$

En fait les modes (ω, β^*) et $(\omega, -\beta^*)$ se correspondent, à une symétrie près par rapport au plan de section droite du guide. L'usage courant confond ces deux modes en un seul pouvant se propager dans les deux sens. Cette propriété de réflectivité du guide composé de milieux isotropes permet de n'étudier que les modes propagés suivant une certaine direction; nous considérerons le cas d'un mode propagé direct:

$$\begin{aligned}\Psi_i(y,z) &= \Psi_i(y) e^{-j\beta^* z} \\ \Phi_i(y,z) &= \Phi_i(y) e^{-j\beta^* z}\end{aligned}\quad (1-7)$$

avec:

- $\beta^* = \beta - j\alpha$
- β constante de phase du mode propagé,

- α atténuation linéique ($\alpha > 0$).

L'invariance des champs suivant la direction (O,x) permet de dissocier les modes propagés en deux groupes:

* Un premier groupe de modes, de type L.S.M (Section Longitudinale Magnétique) qui ne dépendent que du potentiel scalaire électrique:

$$\begin{aligned} H_{xi} &= j\beta^* \Psi_i(y,z) \\ E_{yi} &= \frac{\beta^{*2}}{j\omega\epsilon_i^*} \Psi_i(y,z) \\ E_{zi} &= -\frac{\beta^*}{j\omega\epsilon_i^*} \frac{\partial \Psi_i(y,z)}{\partial y} \end{aligned} \quad (1-8)$$

* Un second groupe de modes de type L.S.E (Section Longitudinale Electrique) qui ne dépendent que du potentiel scalaire magnétique:

$$\begin{aligned} E_{xi} &= j\beta^* \Phi_i(y,z) \\ H_{yi} &= \frac{\beta^{*2}}{j\omega\mu} \Phi_i(y,z) \\ H_{zi} &= \frac{-\beta^*}{\omega\mu} \frac{\partial \Phi_i(y,z)}{\partial y} \end{aligned} \quad (1-9)$$

Pour chacun de ces modes, la détermination de la constante de propagation nécessite la connaissance de l'évolution fréquentielle du vecteur d'onde transversal. Ceci s'obtient classiquement à partir de l'écriture des équations de continuité aux différents interfaces.

En fait, pour le modèle étudié, l'existence de modes de type L.S.E ou L.S.M. permet d'accéder plus rapidement à ces résultats en appliquant directement la méthode de la résonance transverse.

1.4 Recherche du mode fondamental par la méthode de la résonance transverse.

1.4.1 Présentation de la méthode de la résonance transverse.

Cette méthode repose sur l'utilisation d'un schéma équivalent de type ligne de transmission selon la direction transversale considérée, (O,y) dans notre cas (figure 3).

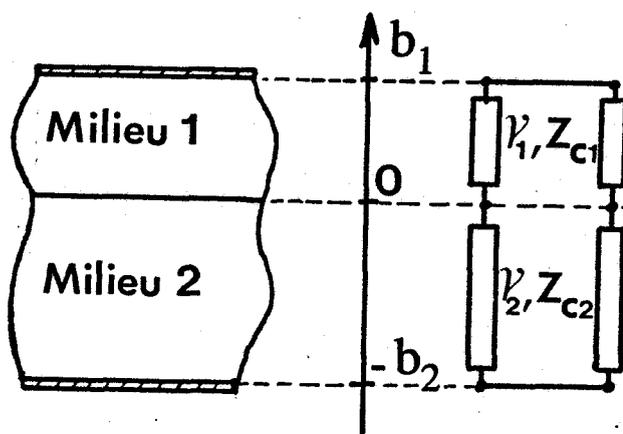


Figure 3. Illustration de la méthode de la résonance transverse.

Vérifier les équations de continuité sur un interface donné revient, sur le schéma équivalent à annuler la somme des impédances ramenées en cet interface.

Partant des courts-circuits électriques en $y = b_1$ et $y = -b_2$ nous obtenons en $y = 0$

$$\sum_{i=1}^2 Z_{ci} \operatorname{th}(\gamma_i b_i) = 0 \quad (1-10)$$

avec:

$$Z_{ci} = \frac{j\omega\mu_0}{\gamma_i} \quad \text{pour les modes L.S.E. (TE}_y\text{)}$$

$$Z_{ci} = \frac{\gamma_i}{j\omega\epsilon_i^*} \quad \text{pour les modes L.S.M. (TM}_y\text{)}$$

Ces relations associées à l'expression du vecteur d'onde dans chacun des milieux:

$$\beta^{*2} + \gamma_i^2 = \omega^2 \mu \epsilon_i^* \quad (1-11)$$

permettent le calcul du diagramme de dispersion ($\beta^* = f(\omega)$) de chacun des modes TE_y et TM_y pouvant se propager sur cette structure.

Pour la structure bicouche considérée, la détermination rigoureuse du spectre des modes TE et TM susceptibles de se propager nécessite une résolution numérique à partir des équations 1-10 et 1-11.

Nous présentons figure 4 un exemple de résultats obtenus lorsque le substrat comporte une couche isolante et une couche semiconductrice.

Pour le modèle considéré qui est en fait une structure fermée, compte tenu de la présence de pertes la notion habituelle de fréquence de coupure est inadaptée.

Aussi, dans notre cas considérerons nous que le mode TM_0 qui présente en "basse fréquence" les pertes les plus faibles, correspond au mode fondamental de la structure étudiée.

La démarche utilisée jusqu'à présent permet une détermination rigoureuse du comportement fréquentiel du guide considéré. Cependant la résolution mathématique masque la nature des phénomènes physiques mis en jeu.

Ceci justifie, au moins pour le mode fondamental TM_0 , le développement d'une étude analytique plus détaillée.

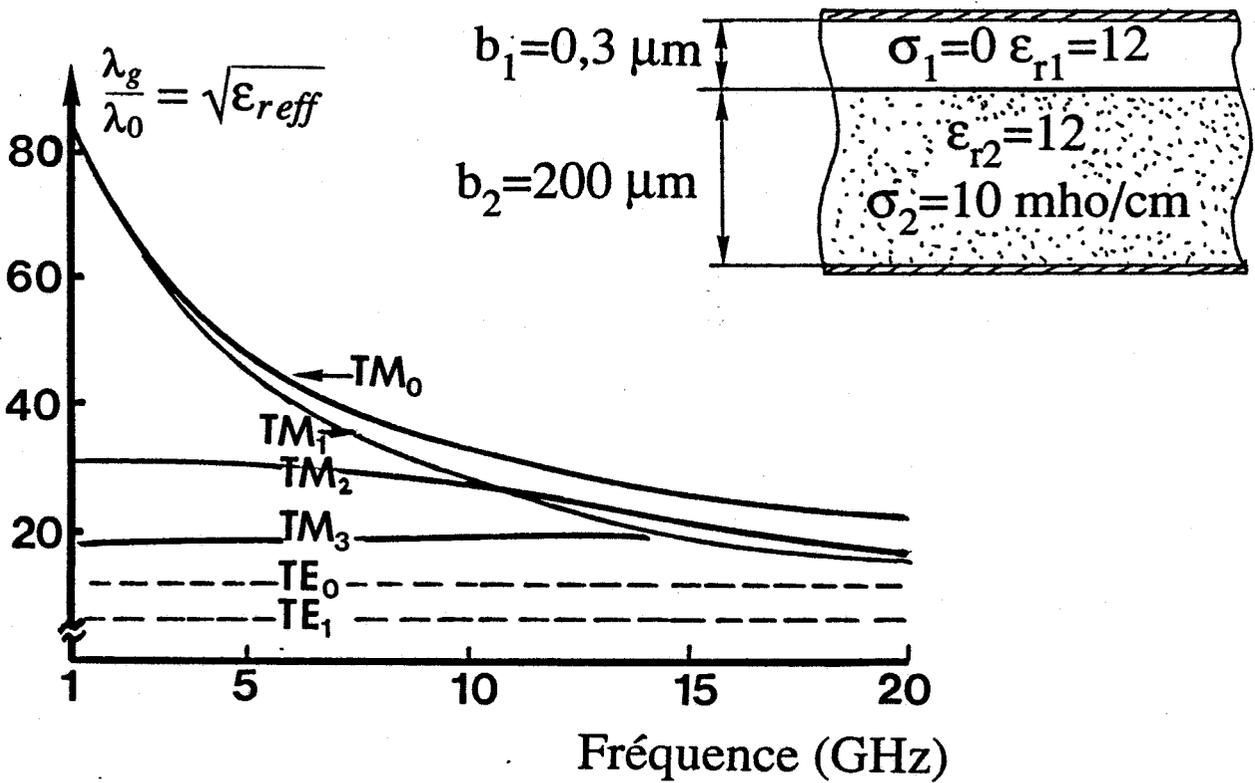
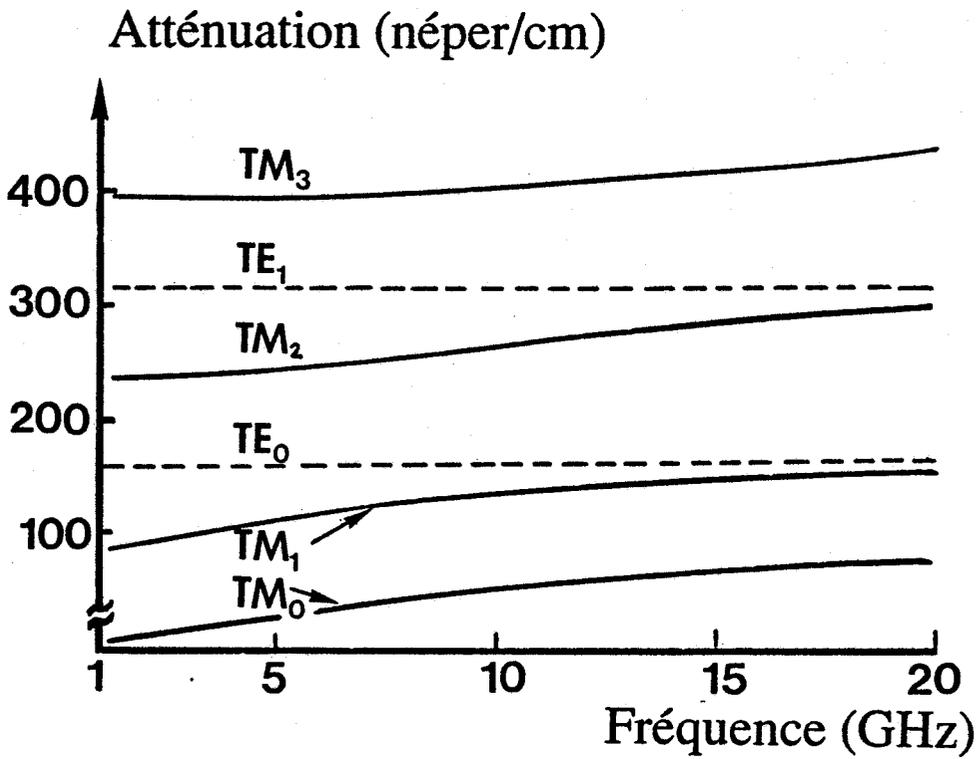


Figure 4. Représentation du spectre de modes TE_y et TM_y d'un guide à rubans parallèles comportant une couche semiconductrice.

1.5 Détermination d'un schéma équivalent ligne de transmission pour le mode lent.

Pour le mode TM_0 considéré, la méthode de la résonance transverse permet d'établir la relation:

$$\sum_{i=1}^2 \frac{\gamma_i}{j\omega\epsilon_i^*} th(\gamma_i b_i) = 0 \quad (1-12)$$

En tenant compte des relations de dispersion dans chacun des milieux, nous pouvons exprimer la constante de propagation sous la forme (c.f. annexe A):

$$\beta^* = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \left(\frac{\sum_{i=1}^2 \frac{th(\gamma_i b_i)}{\gamma_i}}{\sum_{i=1}^2 \frac{th(\gamma_i b_i)}{\gamma_i \epsilon_i^*}} \right)^{1/2} \quad (1-13)$$

Par analogie avec le guide métallique à plans parallèles, en négligeant les effets de bord, nous pouvons définir la permittivité effective et la perméabilité effective d'un substrat homogène équivalent (figure 5).

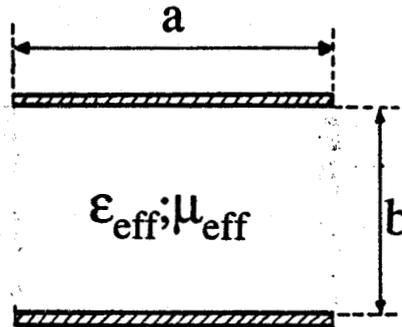


Figure 5. Guide équivalent utilisé pour la définition des permittivité et perméabilité effectives.

Pour ce guide équivalent nous avons:

$$\beta^* = \omega \sqrt{\mu_{eff} \epsilon_{eff}} \quad (1-14)$$

Il en découle une détermination immédiate de;

—la perméabilité effective:

$$\mu_{eff} = \frac{\mu_0}{b} \sum_{i=1}^2 \frac{th(\gamma_i b_i)}{\gamma_i} \quad (1-15)$$

—la permittivité effective:

$$\epsilon_{eff} = \left(\frac{1}{b} \sum_{i=1}^2 \frac{th(\gamma_i b_i)}{\gamma_i \epsilon_i^*} \right)^{-1} \quad (1-16)$$

Ceci nous permet de définir un schéma linéique de type ligne de transmission (figure 6);

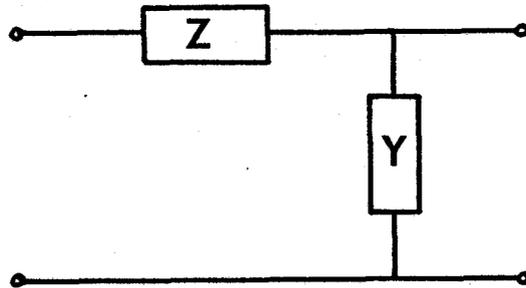


Figure 6. Schéma équivalent ligne de transmission.

où l'impédance Z a pour valeur:

$$Z = j \omega \mu_{eff} \frac{b}{a} \quad (1-17)$$

et l'admittance Y s'exprime par:

$$Y = j \omega \epsilon_{eff} \frac{a}{b} \quad (1-18)$$

Dans ces conditions, nous pouvons également calculer l'impédance caractéristique:

$$Z_c = \frac{b}{a} \sqrt{\frac{\mu_{eff}}{\epsilon_{eff}}} \quad (1-19)$$

1.5.1 Présentation du mode lent et détermination de ses caractéristiques.

1.5.2 Détermination d'un schéma équivalent.

Pour des fréquences peu élevées, les composantes transverses des vecteurs d'onde (γ_1, γ_2) sont faibles. En utilisant un développement limité des tangentes hyperboliques nous pouvons écrire:

— pour le milieu 1:

$$\gamma_1 b_1 \ll 1 \quad th(\gamma_1 b_1) \approx \gamma_1 b_1 \quad (1-20)$$

— pour le milieu 2 correspondant au substrat, l'épaisseur plus importante nécessite une approximation au deuxième ordre soit:

$$\text{th}(\gamma_2 b_2) \approx \gamma_2 b_2 - \frac{(\gamma_2 b_2)^3}{3} \quad (1-21)$$

Dans ces conditions la constante de propagation a pour expression:

$$\beta^{*2} = - \left(\frac{j\omega\mu_0(b_1 + b_2) - j\omega\mu_0 \frac{\gamma_2^2 b_2^3}{3}}{\frac{b_1}{j\omega\epsilon_1} + \frac{b_2}{j\omega\epsilon_2} - \frac{\gamma_2^2 b_2^3}{3j\omega\epsilon_2}} \right) \quad (1-22)$$

Pour une gamme de fréquences telle que:

$$F \ll \text{Minimum} \left(\frac{\sigma_2}{2\pi\epsilon_2} ; \frac{\sigma_2 b_1}{2\pi\epsilon_1 b_2} \right) \quad (1-23)$$

et en supposant que l'épaisseur de peau dans le semiconducteur (δ_2) soit grande vis-à-vis de l'épaisseur de la couche semiconductrice:

$$\delta_2 = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu_0\sigma_2}} \gg b_2$$

c'est à dire:

$$F \ll \frac{1}{\pi\mu_0\sigma_2 b_2^2} \quad (1-24)$$

nous obtenons pour la composante du vecteur d'onde transverse dans le milieu 2 (c. f annexe B):

$$\gamma_2^2 = -j\omega\mu_0\sigma_2 \quad (1-25)$$

Cette valeur nous permet de formuler simplement la constante de propagation du mode considéré:

$$\beta^{*2} = - \left(\frac{j\omega\mu_0(b_1 + b_2) + \omega^2\mu_0 \frac{\sigma_2 b_2^3}{3}}{\frac{b_1}{j\omega\epsilon_1} + \frac{b_2}{\sigma_2} - \frac{j\omega\mu_0 b_2^3}{3}} \right)$$

soit en faisant apparaître l'épaisseur de peau du semiconducteur:

$$\beta^{*2} = \frac{j\omega\mu_0(b_1 + b_2) + \frac{4}{3\sigma_2\delta_2}\left(\frac{b_2}{\delta_2}\right)^3}{\frac{b_1}{j\omega\epsilon_1} + \frac{b_2}{\sigma_2}\left(1 - j\frac{2}{3}\left(\frac{b_2}{\delta_2}\right)^2\right)} \quad (1-26)$$

A cette expression correspond le schéma équivalent ligne de transmission présenté figure 7.

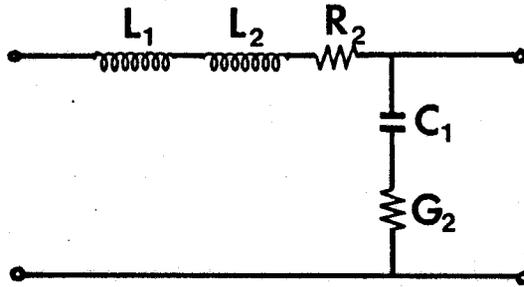


Figure 7. Schéma équivalent ligne de transmission pour le mode lent.

Dans ce schéma, les indices se rapportent aux milieux; les différents éléments ont pour expression:

$$\begin{aligned} L_i &= \mu_0 \frac{b_i}{a} \quad (i = 1, 2) \\ R_2 &= \frac{4b_2^3}{3a\sigma_2\delta_2^4} \\ C_1 &= \frac{\epsilon_1 a}{b_1} \\ G_2 &= \frac{\sigma_2 a}{b_2} \end{aligned} \quad (1-27)$$

Notons que les pertes dues au semiconducteur sont traduites au niveau du schéma équivalent par deux contributions, l'une parallèle (G_2), l'autre série (R_2).

1.5.3 Constante de phase du mode lent.

En utilisant l'hypothèse 1-24 nous pouvons présenter l'expression 1-26 sous la forme:

$$\beta^{*2} = \omega^2 \mu_0 \epsilon_1 \frac{b}{b_1} \left(\frac{1 - j \frac{4}{3\sigma_2\delta_2\omega\mu_0 b} \left(\frac{b_2}{\delta_2}\right)^3}{1 + j \frac{\omega\epsilon_1 b_2}{\sigma_2 b_1}} \right) \quad (1-28)$$

Compte tenu des hypothèses 1-23 et 1-24 nous pouvons utiliser un développement au premier ordre pour calculer la constante de propagation.

$$\beta^* = \beta - j\alpha \approx \omega \sqrt{\left(\frac{\mu_0 \epsilon_1 b}{b_1}\right) \left(1 - j \frac{\omega}{2} \left(\frac{\epsilon_1 b_2}{\sigma_2 b_1} + \frac{\mu_0 \sigma_2 b_2^3}{3b}\right)\right)} \quad (1-29)$$

Soit encore:

$$\beta^* = \beta - j\alpha \approx \beta_0 \left(1 - j \frac{\omega}{\omega_c}\right) \quad (1-30)$$

Nous faisons alors apparaître une fréquence de transition, au delà de laquelle le mode considéré présente des pertes importantes et une forte dispersion.

$$F_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = \frac{1}{\pi} \left(\frac{1}{\frac{\epsilon_1 b_2}{\sigma_2 b_1} + \frac{\mu_0 \sigma_2 b_2^3}{3b}}\right) \quad (1-31)$$

Pour des fréquences faibles vis-à-vis de cette fréquence de transition ($F \ll F_c$); nous remarquons que les différentes hypothèses (1-23 et 1-24) sont vérifiées.

La figure 8 représente l'évolution de cette fréquence de transition pour une permittivité ϵ_{r1} égale à 13 en fonction de la conductivité du semiconducteur et de la géométrie du substrat.

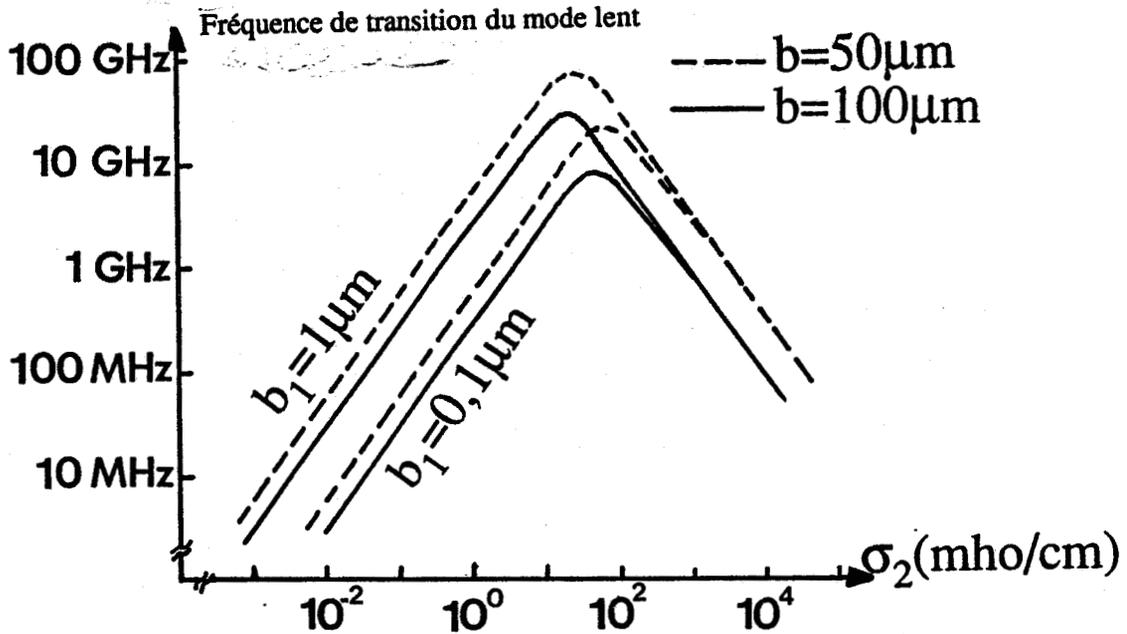


Figure 8. Représentation de la fréquence de transition du mode lent pour $\epsilon_{r1}=13$.

De façon à conserver une fréquence de transition élevée (par exemple $F_c > 20\text{GHz}$) le substrat doit présenter les caractéristiques suivantes:

- faible épaisseur totale ($b < 100 \mu\text{m}$),
- couche isolante d'épaisseur supérieure à $0,5 \mu\text{m}$.

Examinons à présent l'expression de la constante de phase:

$$\beta_0 = \omega \sqrt{\frac{\mu_0 \epsilon_1 (b_1 + b_2)}{b_1}} = \omega \sqrt{(L_1 + L_2) C_1} \quad (1-32)$$

Sa valeur ne dépend que de la capacité C_1 de la zone isolante, et de l'inductance de l'ensemble de la structure ($L_1 + L_2$).

La permittivité effective correspondante a pour expression:

$$\epsilon_{eff} = \epsilon_1 \left(\frac{b_1 + b_2}{b_1} \right) \quad (1-33)$$

Dans le cas pratique où la couche isolante possède une épaisseur faible vis-à-vis de la couche semiconductrice; la permittivité effective atteint des valeurs très nettement supérieures à celle des milieux constituant le guide.

Pour ce mode la longueur d'onde est faible, la vitesse de phase est fortement diminuée par rapport à une onde T.E.M. classique; ces résultats justifient l'appellation de *mode lent*.

Le ralentissement de l'onde est quantifié par le *facteur de ralentissement* défini de la façon suivante:

$$S = \frac{\lambda_0}{\lambda_g} = \frac{c}{v_\phi} = \sqrt{\epsilon_{r eff}} \quad (1-34)$$

avec;

- λ_0 longueur d'onde dans le vide,
- λ_g longueur d'onde guidée,
- v_ϕ vitesse de phase du mode propagé,
- $\epsilon_{r eff}$ permittivité relative effective,
- c vitesse de la lumière dans le vide.

Pour le mode lent considéré ce facteur de ralentissement a pour expression:

$$S = \sqrt{\left(\epsilon_{rl} \frac{b}{b_1}\right)} \quad (1-35)$$

La figure 9 représente l'évolution de ce facteur pour différentes épaisseurs du substrat. Pour une structure présentant une fréquence de transition du mode lent de l'ordre de 20 GHz, nous pouvons espérer un facteur de ralentissement de l'ordre de 70.

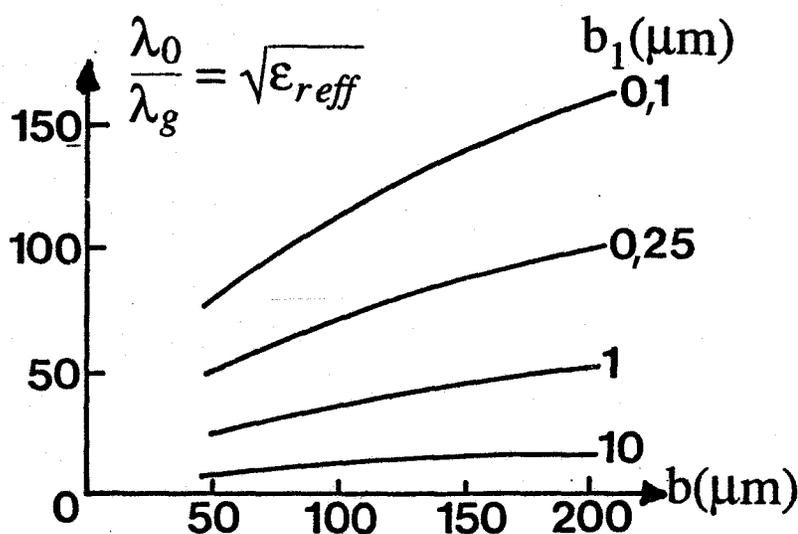


Figure 9. Evolution du facteur de ralentissement en fonction de la géométrie, pour une fréquence faible vis-à-vis de la fréquence de transition du mode lent.

1.5.4 Atténuation du mode lent; définition de la conductivité optimale.

Considérons les pertes (1-26) que nous pouvons écrire sous la forme:

$$\alpha = \frac{\omega^2 S}{2c} \left(\frac{\epsilon_1 b_2}{\sigma_2 b_1} + \frac{\mu_0 \sigma_2 b_2^3}{3b} \right) \quad (1-36)$$

Nous remarquons que cette constante d'atténuation est proportionnelle,

- au carré de la fréquence,
- au facteur de ralentissement (S).

Pour une géométrie donnée, il existe une conductivité optimale pour laquelle ces pertes sont minimales:

$$\sigma_{2opt} = \sqrt{\frac{3\epsilon_1}{\mu_0 b_1 b_2}} \tag{1-37}$$

Cette valeur varie entre 10 et 100 mho/cm, suivant la géométrie considérée (figure 10). Le dopage correspondant pour un substrat d'AsGa dopé n s'échelonne entre 10^{16} et 10^{17} cm^{-3} (figure 11).

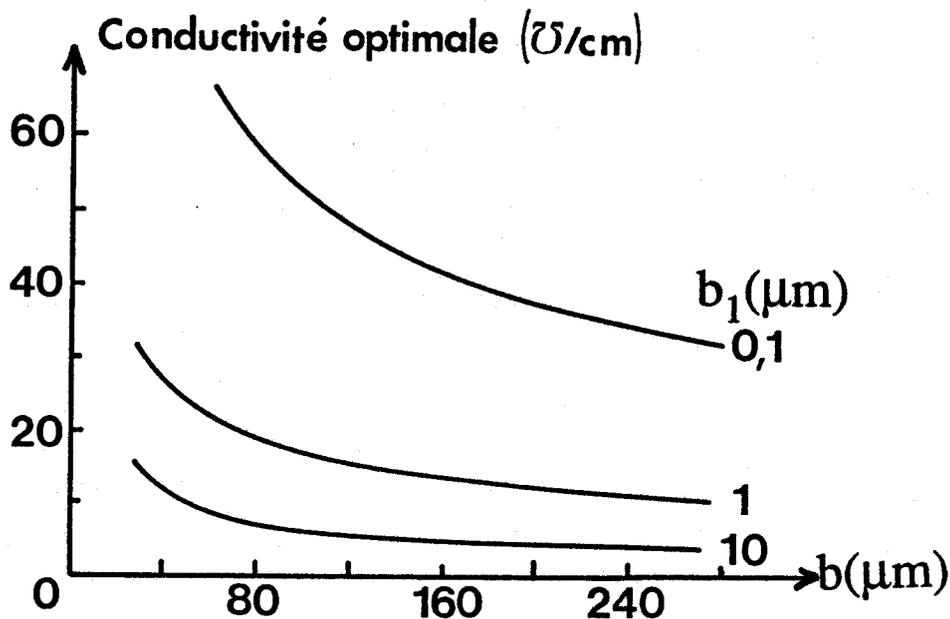


Figure 10. Evolution de la conductivité optimale avec la géométrie pour $\epsilon_{r1}=13$.

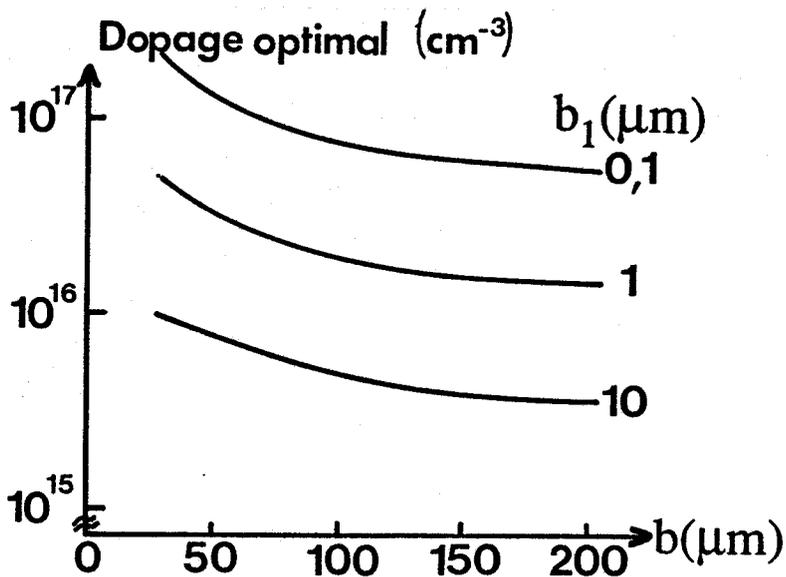


Figure 11. Evolution du dopage optimal avec la géométrie pour un substrat d'AsGa. $\epsilon_{r1}=13$.

Lorsque la conductivité présente une valeur optimale:

* l'atténuation a pour expression:

$$\alpha_{\min} = \frac{\omega \epsilon_{r1} b_2^3}{\sqrt{3} c b_1} \quad (1-38)$$

* la fréquence de transition du mode lent est maximale:

$$F_{cmax} = \frac{c}{\pi} \sqrt{\frac{3b_1}{\epsilon_{r1} b_2^3}} \quad (1-39)$$

Les pertes minimales (1-38) obtenues à la fréquence de 1 GHz sont présentées figure 13.

Pour une structure présentant une fréquence de transition de l'ordre de 20 GHz, c'est à dire telle que $b < 100 \mu\text{m}$ et $b_1 > 0,5 \mu\text{m}$ les pertes par demi longueur d'onde varient entre 0,5 et 3 dB (figure 14).

Les résultats correspondant à la fréquence de transition maximale (figure 12) confirment la nécessité de diminuer l'épaisseur du substrat ($< 100 \mu\text{m}$) et de maintenir une épaisseur de couche isolante supérieure à $0,5 \mu\text{m}$.

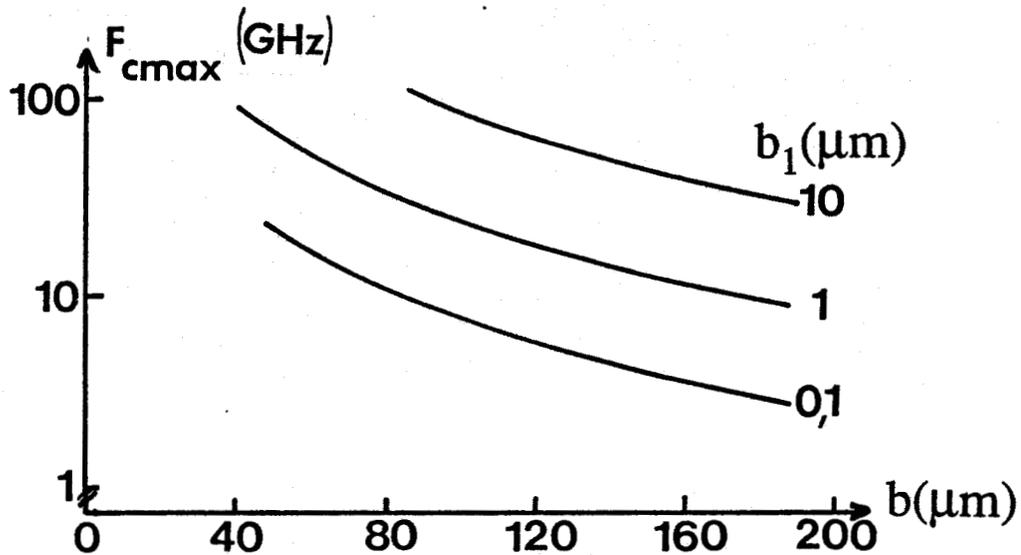


Figure 12. Evolution de la fréquence de transition maximale en fonction de la géométrie. pour $\epsilon_{r1}=13$.

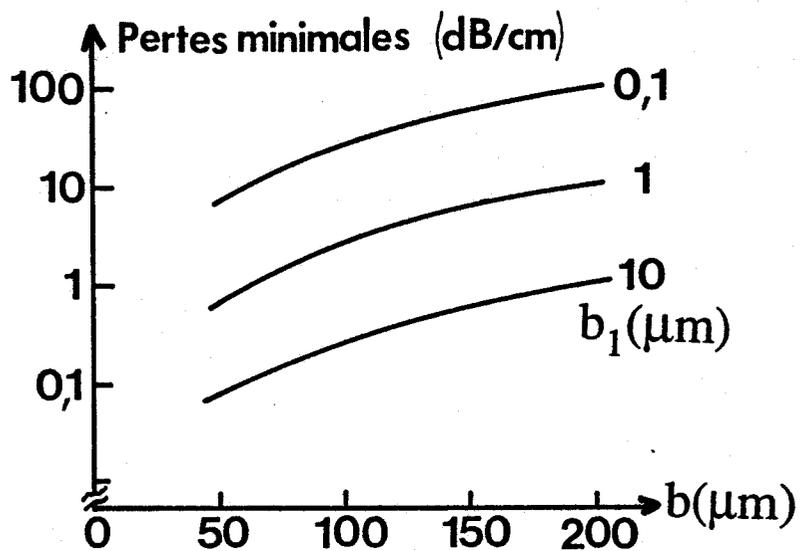


Figure 13. Evolution des pertes minimales en fonction de la géométrie à 1 GHz pour $\epsilon_{r1}=13$.

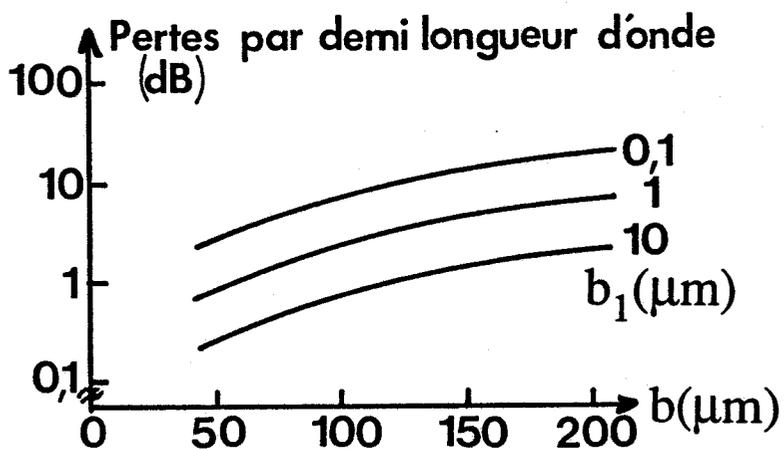


Figure 14. Evolution des pertes par demi longueur d'onde en fonction de la géométrie à 1 GHz pour $\epsilon_{r1}=13$.

1.5.5 Impédance caractéristique associée au mode lent.

Examinons à présent l'expression de l'impédance caractéristique, définie à partir du schéma équivalent ligne de transmission présenté figure 7.

$$Z_c = Z_0 \left(1 + \frac{j\omega}{2} \left(\frac{\epsilon_1 b_2}{\sigma_2 b_1} - \frac{\mu_0 \sigma_2 b_2^3}{3b} \right) \right) \quad (1-40)$$

où la partie réelle Z_0 s'exprime par:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L_1 + L_2}{C_1}} = 120\pi \frac{b}{aS} \quad (1-41)$$

Dans le cas d'un mode fortement ralenti, ces résultats mettent en évidence une valeur à priori faible de la partie réelle de l'impédance caractéristique (figure 15). Pour une épaisseur de couche isolante de $1 \mu\text{m}$ sa valeur varie entre 7 et 15Ω .

Notons également que la partie imaginaire de l'impédance (1-40) s'annule pour la valeur optimale de la conductivité précédemment définie (1-37).

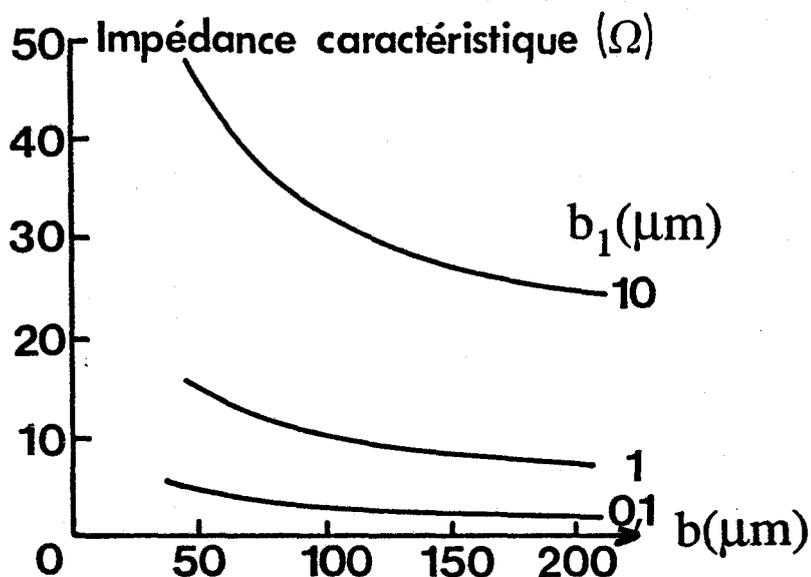


Figure 15. Evolution de la partie réelle de l'impédance caractéristique en fonction de la géométrie à 1 GHz pour $\epsilon_{r1}=13$.

1.5.6 Répartition des énergies électriques et magnétiques dans le plan de section droite du guide.

Pour le mode lent considéré nous pouvons mettre en évidence une répartition particulière des énergies électriques et magnétiques dans la section droite du guide.

Dans ce but considérons les champs électromagnétiques.

$$\begin{aligned} H_{xi} &= j\beta^* \Psi_i(y,z) \\ E_{yi} &= \frac{\beta^{*2}}{j\omega\epsilon_i^*} \Psi_i(y,z) \\ E_{zi} &= -\frac{\beta^*}{\omega\epsilon_i^*} \frac{\partial \Psi_i(y,z)}{\partial y} \end{aligned}$$

Compte tenu des faibles valeurs des constantes de propagation transverses (1-20 et 1-21); nous pouvons supposer, en première approximation, que le potentiel scalaire électrique est invariant suivant la direction (O,y):

$$\Psi_i(y,z) = \Psi_{i0} e^{-j\beta^* z} \quad (1-42)$$

En se rappelant qu'aux fréquences considérées nous avons:

$$\sigma_2 \gg \omega\epsilon_2 \quad \text{et} \quad \sigma_2 \gg \omega\epsilon_1$$

Les composantes de champs s'écrivent simplement:

$$\begin{aligned} H_{x1} &= H_{x2} = H_x e^{-j\beta^* z} \\ E_{y1} &= \frac{-\beta^*}{\omega\epsilon_1} H_x e^{-j\beta^* z} \\ E_{y2} &= \frac{\beta^*}{j\sigma_2} H_x e^{-j\beta^* z} \end{aligned} \quad (1-43)$$

où nous avons posé:

$$H_x = j\Psi_{10}\beta^* = j\Psi_{20}\beta^*$$

Ces différentes expressions montrent que le champ magnétique a la même amplitude dans les deux milieux.

Au contraire le champ électrique a une amplitude plus importante dans le milieu 1 puisque:

$$\begin{aligned} \frac{|E_{y1}|}{|E_{y2}|} &= \frac{\sigma_2}{\omega\epsilon_1} \gg 1 \\ |E_{y1}| &\gg |E_{y2}| \end{aligned} \quad (1-44)$$

Du point de vue énergétique ces résultats traduisent:

- pour la densité d'énergie magnétique (proportionnelle au carré de l'amplitude du champ magnétique), une répartition homogène entre les rubans conducteurs,
- pour la densité d'énergie électrique (proportionnelle au carré de l'amplitude du champ électrique), un confinement dans la zone isolante.

Cette répartition des champs électrique et magnétique corrobore le schéma équivalent présenté figure 7 pour lequel:

- la capacité linéique ne dépend que de l'épaisseur de la couche isolante,
- alors que l'inductance dépend de l'épaisseur totale de la structure.

Les travaux présentés ci dessus nous ont permis de dégager les caractéristiques et les spécificités du mode lent. Examinons maintenant les autres comportement du mode fondamental propagé par la structure étudiée.

1.6 Etude de la transition mode lent à mode quasi T.E.M. .

Pour des fréquences telles que l'effet de peau dans le semiconducteur soit négligeable, les composantes transverses du vecteur d'onde sont suffisamment faibles pour utiliser un développement limité au premier ordre des tangentes hyperboliques.

$$\text{th}(\gamma_i b_i) = \gamma_i b_i \quad (i = 1, 2) \quad (1-45)$$

Dans ces conditions l'expression de la constante de propagation se simplifie pour donner:

$$\beta^2 = - \left(\frac{j\omega\mu_0(b_1 + b_2)}{j\omega\epsilon_1 + \sigma_2 + j\omega\epsilon_2} \right) \quad (1-46)$$

Le schéma équivalent correspondant est présenté figure 16.

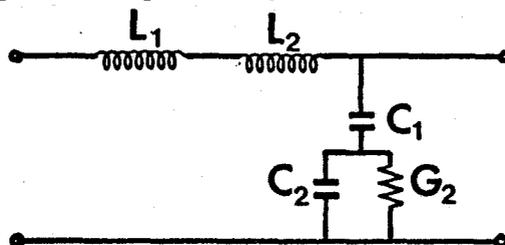


Figure 16. Schéma équivalent ligne de transmission pour le cas d'un effet de peau négligeable.

Dans ce schéma, les indices se rapportent aux milieux, les éléments ont pour expression:

$$\begin{aligned} L_i &= \mu_0 \frac{b_i}{a} & (i = 1, 2) \\ C_i &= \epsilon_i \frac{a}{b_i} & (i = 1, 2) \\ G_2 &= \sigma_2 \frac{a}{b_2} & (1-47) \end{aligned}$$

Deux cas limites peuvent être envisagés.

Plaçons nous dans l'hypothèse où la fréquence vérifie:

$$F \gg \frac{\sigma_2}{2\pi\epsilon_2} \quad (1-48)$$

Le schéma équivalent correspondant correspond dans ce cas à la figure 17.

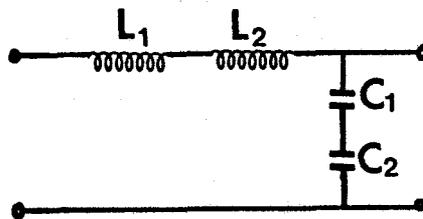


Figure 17. Schéma équivalent pour le mode quasi T.E.M. .

La permittivité effective a pour expression,

$$\epsilon_{eff} = \left(\frac{b}{\frac{b_1}{\epsilon_1} + \frac{b_2}{\epsilon_2}} \right) \quad (1-49)$$

nous avons donc:

$$\begin{aligned} \epsilon_1 \leq \epsilon_{eff} \leq \epsilon_2 & \quad si \quad \epsilon_1 \leq \epsilon_2 \\ \epsilon_2 \leq \epsilon_{eff} \leq \epsilon_1 & \quad si \quad \epsilon_2 \leq \epsilon_1 \end{aligned} \quad (1-50)$$

Le semiconducteur se comporte comme un isolant à faibles pertes; le mode propagé est quasi T.E.M. et présente une atténuation négligeable.

Plaçons nous maintenant dans le cas où la conductance G_2 est négligeable par rapport à $C_1\omega$ et $C_2\omega$ soit:

$$F \ll \frac{\sigma_2}{2\pi\epsilon_2} \quad \text{et} \quad F \ll \frac{\sigma_2 b_1}{2\pi\epsilon_1 b_2} \quad (1-51)$$

Nous obtenons un schéma équivalent simplifié, présenté figure 18, qui correspond au schéma déterminé dans le cas de la propagation d'un mode lent, à condition de négliger les pertes (voir figure 7).

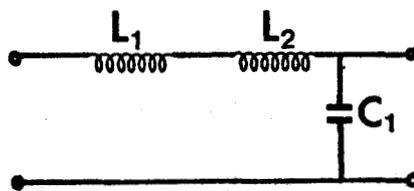


Figure 18. Schéma équivalent simplifié à rapprocher de celui du mode lent (figure 7).

Examinons à présent un autre comportement du mode fondamental: le "mode à effet de peau".

1.7 Caractéristiques du mode à effet de peau.

Considérons le cas où l'épaisseur de peau dans le semiconducteur est très faible :

$$\delta_2 \ll b_2$$

Cette inégalité correspond à une fréquence vérifiant la relation:

$$F \gg F_\delta$$

où F_δ est la fréquence de transition mode lent - mode à effet de peau, définie par:

$$F_\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi\mu\sigma_2 b_2^2}} \quad (1-52)$$

Dans ces conditions, nous pouvons écrire:

$$\gamma_2 = \sqrt{(j\omega\mu_0\sigma_2)} = \frac{(1+j)}{\delta_2} \quad (1-53)$$

Ce qui nous donne pour la constante de propagation:

$$\beta^{*2} = - \frac{j\omega\mu_0 \left(b_2 + (1-j) \frac{\delta_2}{2} \right)}{j\omega\epsilon_1 + \frac{(1-j)\delta_2}{\sigma_2}} \quad (1-54)$$

Pour ce mode à effet de peau, nous aboutissons au schéma équivalent présenté figure 19.

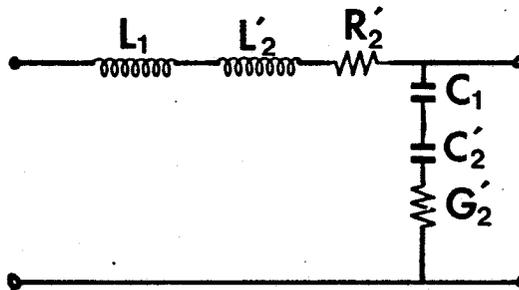


Figure 19. Schéma équivalent pour le mode à effet de peau.

Les différents éléments de ce schéma ont pour expressions:

$$\begin{aligned} L_1 &= \mu_0 \frac{b_1}{a} \\ L'_2 &= \frac{\mu_0}{a} \left(\frac{\delta_2}{2} \right) \\ R'_2 &= \frac{1}{\sigma_2 \delta_2} = \omega \mu_0 \left(\frac{\delta_2}{2} \right) \\ C_1 &= \frac{\epsilon_1 a}{b_1} \\ G'_2 &= \frac{\sigma_2 a}{\left(\frac{\delta_2}{2} \right)} \end{aligned} \quad (1-55)$$

C'_2 correspond à une susceptance positive que nous traduisons par une capacité équivalente:

$$C'_2 = \frac{\sigma_2 a}{\omega \left(\frac{\delta_2}{2} \right)}$$

L'examen des valeurs de L'_2 C'_2 G'_2 montre que le semiconducteur fait office de mauvais plan de masse d'épaisseur $\frac{\delta_2}{2}$.

1.8 Résumé et exemples de résultats obtenus: diagramme fréquence-conductivité.

le mode fondamental propagé par la structure étudiée présente des caractéristiques très différentes suivant:

- la géométrie de la section droite,
- la valeur de la fréquence,
- la valeur de la conductivité du semiconducteur.

Les trois comportements principaux du mode fondamental sont résumés sur le diagramme fréquence conductivité présenté figure 20.

Dans la zone I, le semiconducteur peut être assimilé à un isolant. Le mode propagé est quasi T.E.M. et présente des pertes négligeables. L'énergie électromagnétique se répartit dans toute la section droite du guide.

Dans la zone II, le milieu 2 est suffisamment conducteur pour que l'épaisseur de peau soit faible devant l'épaisseur de la couche semiconductrice. Le mode propagé qualifié de *mode à effet de peau* présente des pertes non négligeables.

Entre ces deux comportements extrêmes, (zone III) il existe une zone pour laquelle nous pouvons considérer:

- le milieu 2 conducteur,
- l'effet de peau négligeable.

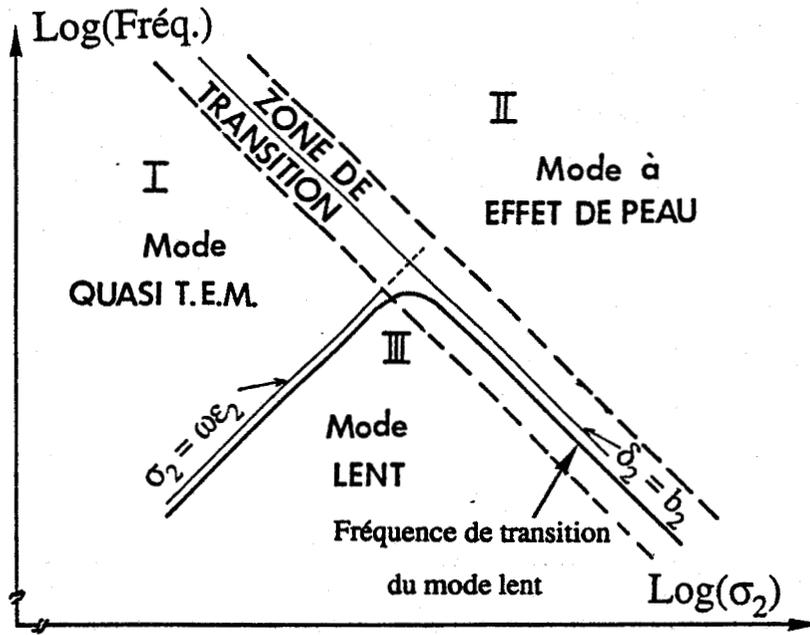
Nous observons dans ce cas une répartition inhomogène des énergies à savoir;

- confinement de l'énergie électrique dans la couche isolante,
- répartition de l'énergie magnétique dans toute la structure.

Le mode présente alors une faible vitesse de phase ce qui justifie l'appellation de *mode lent*.

L'étude analytique permet d'établir trois schémas équivalents dont les domaines de validité sont présentés figure 21.

- a -



- b -

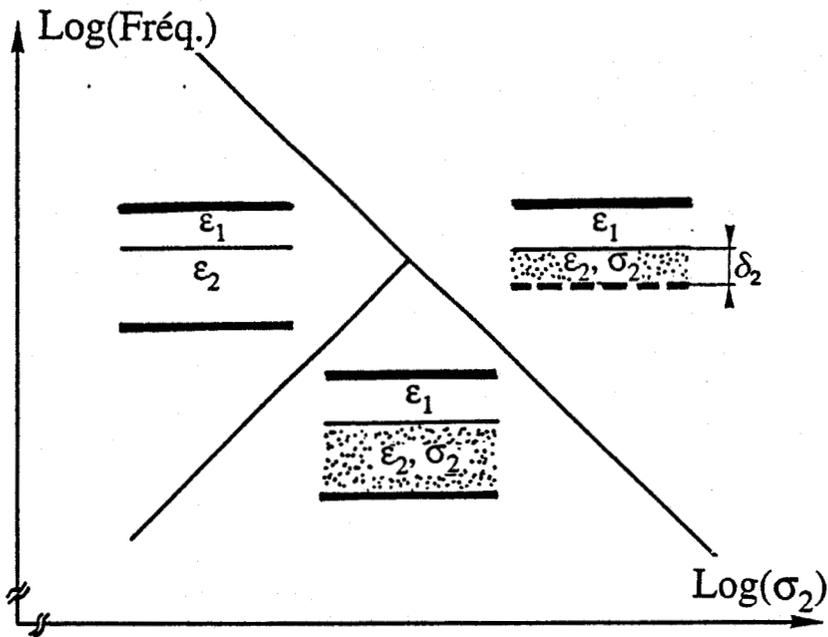
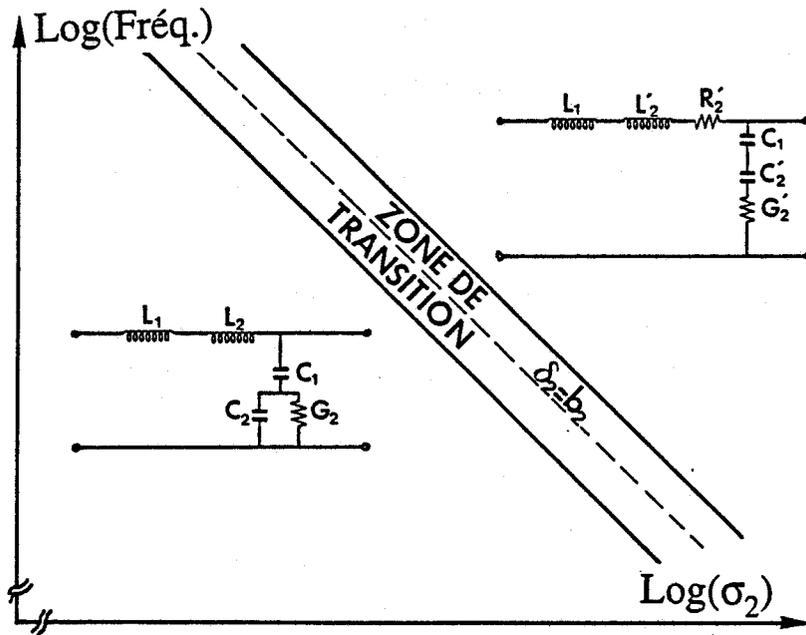


Figure 20. Diagramme fréquence conductivité
—a représentation des trois comportements extrêmes du mode fondamental
—b illustration du comportement correspondant du substrat semiconducteur

- a -



- b -

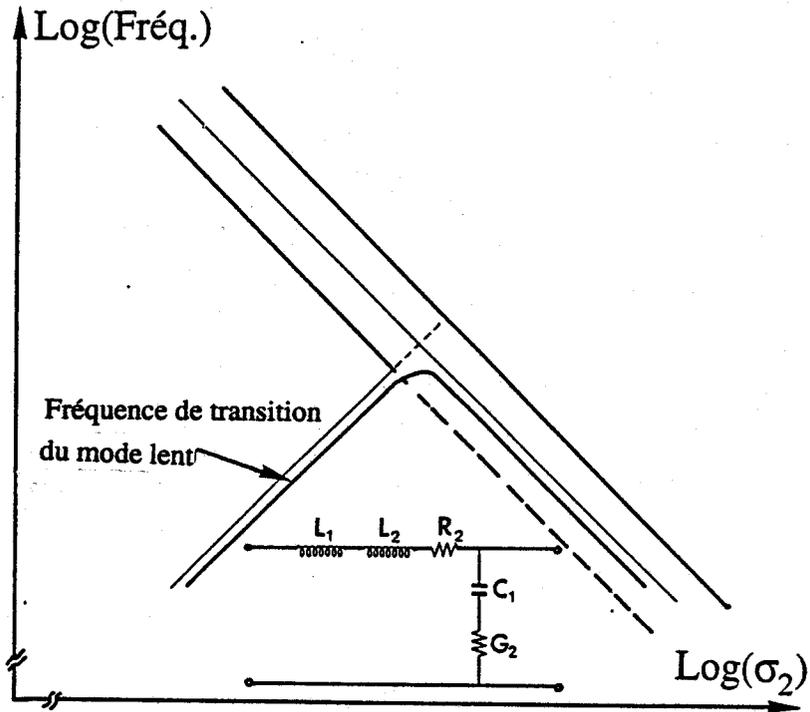


Figure 21. Représentation des domaines de validité des différents schémas équivalents
 —a pour le mode à effet de peau et la transition mode lent mode quasi T.E.M.
 —b pour le mode lent

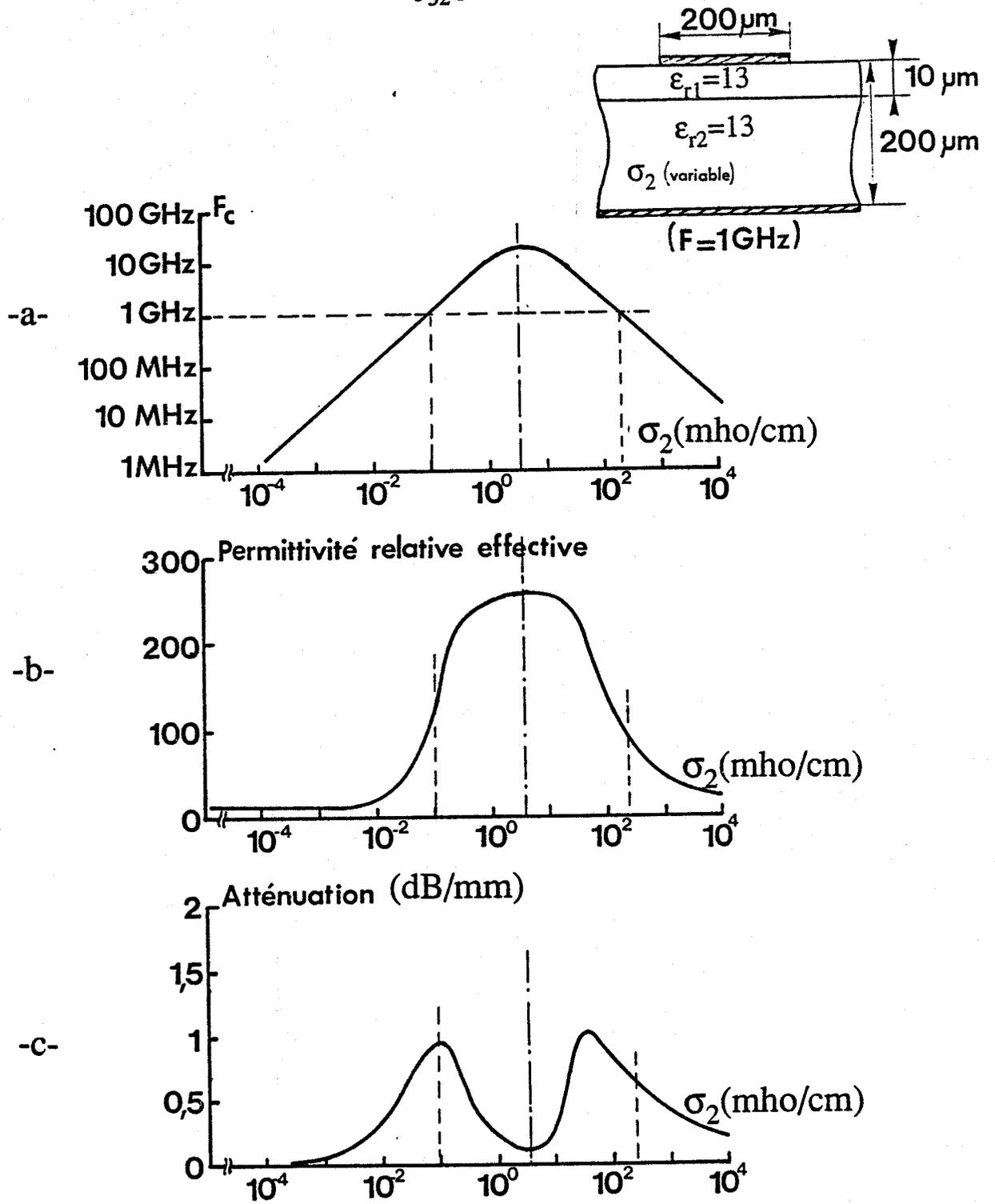


Figure 22. Exemple de résultats:

- a fréquence de transition du mode lent
- b permittivité effective relative (F=1GHz)
- c atténuation linéique (F=1GHz)

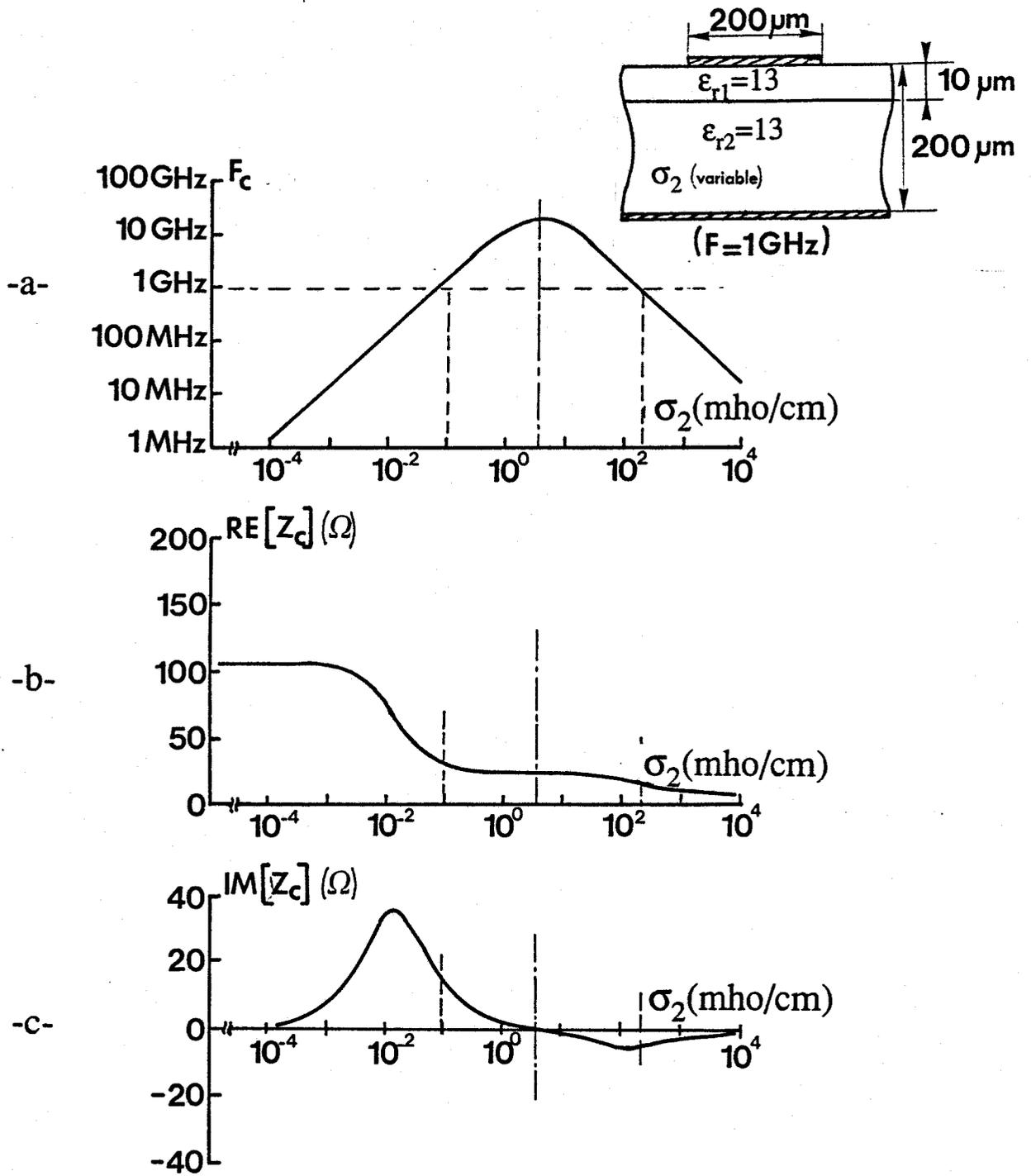


Figure 23. Exemple de résultats:
 —a fréquence de transition du mode lent
 —b partie réelle de l'impédance caractéristique ($F=1\text{GHz}$)
 —c partie imaginaire de l'impédance caractéristique ($F=1\text{GHz}$)

Nous présentons figures 22 et 23 quelques résultats correspondant à l'exploitation de ces schémas équivalents.

Pour la géométrie considérée, la représentation sur le diagramme fréquence-conductivité de la fréquence de transition du mode lent (figure 22-a et 23-a) met en évidence:

- la conductivité optimale (≈ 5 mho/cm),
- la fréquence de transition maximale (≈ 20 GHz),
- pour une fréquence donnée (par exemple 1GHz) la gamme de conductivité permettant la propagation du mode lent (ici, 10^{-1} à 10^2 mho/cm).

Les autres caractéristiques (figure 22-b,c et 23-b,c) sont obtenues pour une fréquence de 1GHz et une conductivité du milieu 2 variable. Pour le cas considéré nous remarquons:

- la forte valeur de la permittivité effective dans la gamme onde lente (≈ 250) (figure 22-b),
- la faible valeur de la partie réelle de l'impédance caractéristique du mode lent de l'ordre de 20Ω (figure 23-b),
- l'annulation de la partie imaginaire de l'impédance caractéristique pour la valeur optimale de la conductivité (figure 23-c).

1.9 Caractéristiques du mode propagé dans le cas d'un substrat avec sous couche isolante.

A partir du modèle à rubans parallèles, nous allons maintenant envisager une structure plus réaliste, d'une hauteur d'environ $100 \mu\text{m}$, dont le substrat est constitué d'une couche semi-isolante de forte épaisseur. Celle-ci s'avère en effet indispensable dans l'optique d'une technologie monolithique, pour isoler entre eux les différents éléments passifs ou actifs.

Dans ce but étudions la structure présentée figure 24.

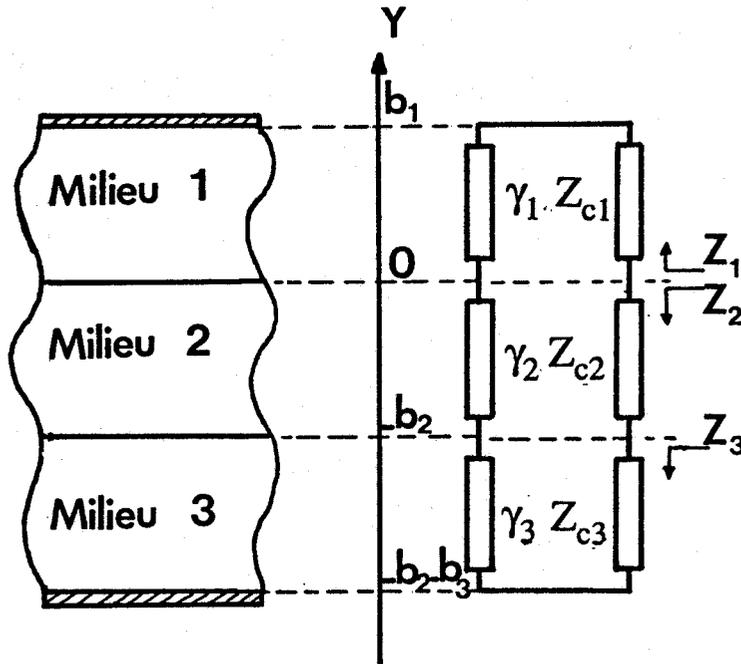


Figure 24. Structure étudié avec sous-couche isolante: géométrie et schéma équivalent utilisé pour la méthode de la résonance transverse

La recherche de la constante de propagation à partir de la méthode de la résonance transverse précédemment décrite nous donne les expressions des impédances ramenées sur les différents interfaces:

$$\begin{aligned}
 Z_1 &= Z_{c1} \operatorname{th}(\gamma_1 b_1) & (en\ y = 0) \\
 Z_3 &= Z_{c3} \operatorname{th}(\gamma_3 b_3) & (en\ y = -b_2) \\
 Z_2 &= \frac{Z_3 + Z_{c2} \operatorname{th}(\gamma_2 b_2)}{Z_{c2} + Z_3 \operatorname{th}(\gamma_3 b_3)} & (en\ y = 0)
 \end{aligned}
 \tag{1-56}$$

où Z_{ci} représente l'impédance d'onde pour le mode TM_y dans chacun des milieux.

La constante de propagation est alors solution de l'équation transcendante:

$$Z_1 + Z_2 = 0$$

Pour les deux structures proposées figure 25, nous présentons figure 26 une étude comparative de l'évolution fréquentielle de la permittivité relative effective et de l'atténuation du mode propagé.

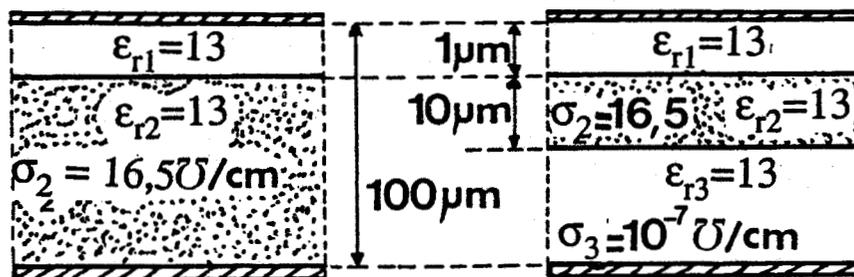


Figure 25. Structures utilisées pour l'évaluation de l'influence de la sous couche semi-isolante.

En l'absence d'une couche semi-isolante, ces courbes mettent en évidence (figure 26-a) une permittivité relative effective comprise entre 500 et 1300, malheureusement accompagnée de pertes importantes.

La présence d'un substrat semi-isolant (figure 26-b) diminue sensiblement ces pertes ainsi que la permittivité effective.

En fait, il s'agit ici d'un mode faiblement ralenti dont les caractéristiques correspondent à l'expression 1-33 établie pour le mode lent, à savoir:

$$\epsilon_{\text{reff}} = \epsilon_{r1} \frac{b}{b'_1} \approx 14,4 \quad (1-57)$$

en considérant pour ce cas particulier que:

- b est la hauteur totale du substrat,
- b'_1 est l'épaisseur globale correspondant aux couches isolante et semi-isolante ($b'_1 = b_1 + b_3$).

On conçoit donc aisément que la propagation d'un mode fortement ralenti n'est pas envisageable si la couche semi-isolante présente une épaisseur voisine de la hauteur totale du substrat.

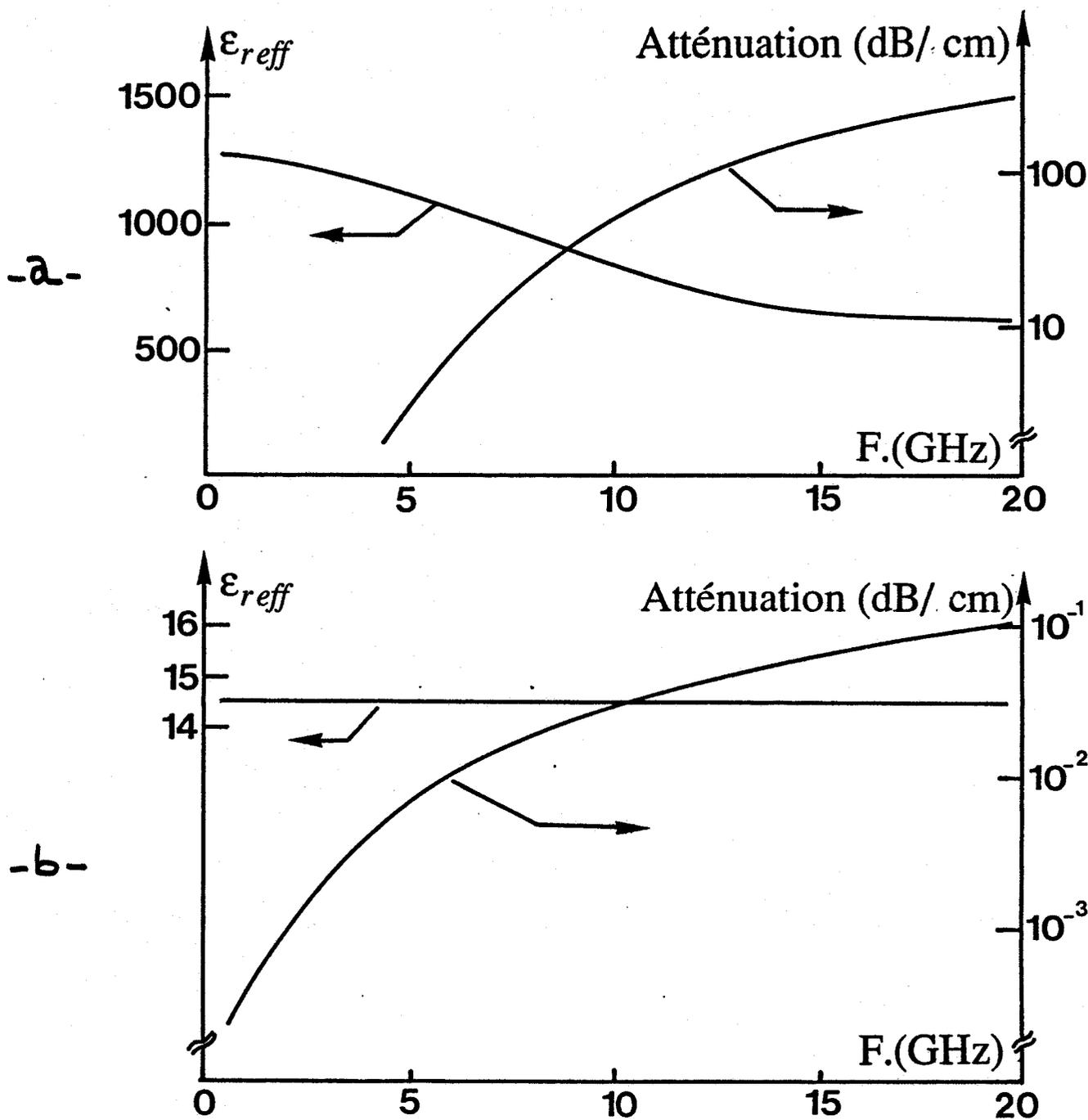


Figure 26. Comparaison des caractéristiques des deux structures présentées figure 25
—a avec un substrat semiconducteur
—b avec une sous couche semi-isolante

1.10 Etude de faisabilité de modulateurs et déphaseurs utilisant une ligne microruban déposée sur substrat semi-conducteur.

Le modèle à rubans métalliques parallèles et à substrat multicouche étudié dans ce chapitre constitue une approche grossière du comportement de la ligne microruban; il permet néanmoins de dégager les propriétés essentielles de cette ligne, en particulier dans le cas de rubans larges [1]-[4].

Sans prétendre faire une étude exhaustive de faisabilité de modulateurs et déphaseurs, réalisés à partir de lignes microrubans déposées sur substrat semiconducteur, nous pouvons estimer les performances de tels dispositifs sur la base de deux exemples.

Pour cette étude, nous avons considéré les deux structures présentées figure 25 a et b, en supposant une modulation de la couche isolante de $1\ \mu\text{m}$ à $10\ \mu\text{m}$.

Les variations correspondantes de la constante de phase et de l'atténuation linéique nous permettent d'estimer les performances obtenues en modulateur et déphaseur variables.

Pour un substrat semi-isolant, (figure 25 b) la faible valeur des pertes (au maximum $0,1\ \text{dB/cm}$ à $20\ \text{GHz}$) permet d'envisager uniquement le fonctionnement en déphaseur.

Cette étude fait apparaître un déphasage relatif (figure 27) peu important entre les deux états extrêmes de modulation. Les résultats obtenus imposent en effet une longueur de ligne de plusieurs centimètres en vue d'obtenir une variation significative de la phase.

Pour la ligne déposée sur substrat semiconducteur (figure 25 a) propageant un mode lent, les variations de la phase et de l'atténuation sont importantes (figure 28). On ne peut dissocier pour cette structure les fonctions modulateur et déphaseur [4]. D'autre part les pertes minimales présentées par ce dispositif sont élevées ($9\ \text{dB/cm}$ à $5\ \text{GHz}$).

Sur la base de ces deux exemples on conçoit aisément que les modulateurs et déphaseurs réalisés à partir de lignes microrubans déposées sur substrat semiconducteur ne peuvent présenter que des performances limitées [5]-[8].

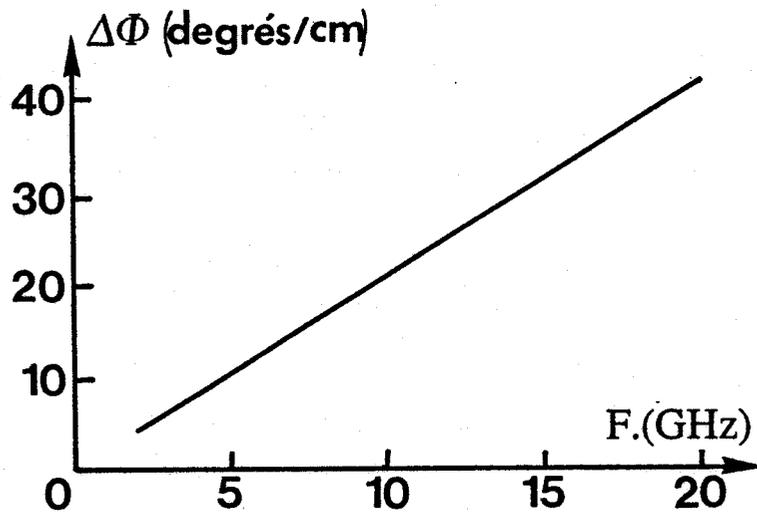


Figure 27. Déphasage relatif obtenu pour un substrat semi-insolant (structure de la figure 25 b).

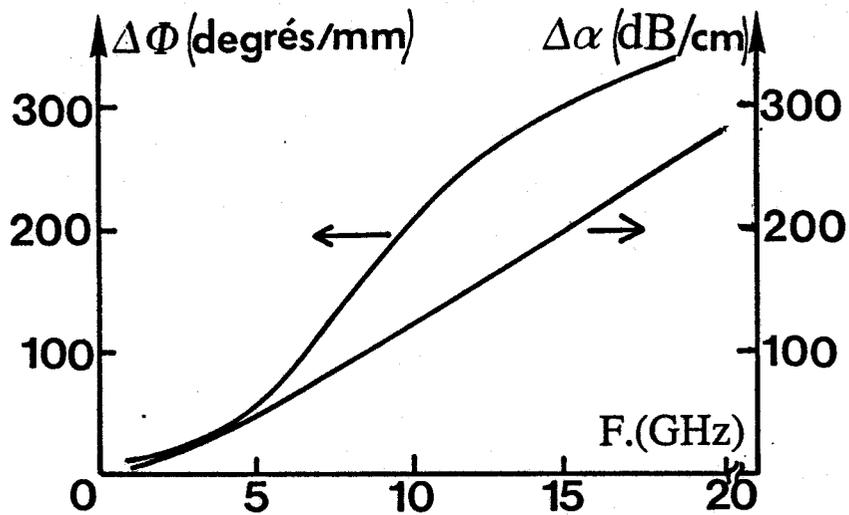


Figure 28. Atténuation et déphasage et relatifs obtenus pour un substrat semiconducteur (structure de la figure 25 a).

1.11 Conclusion.

L'objectif de ce chapitre était de mettre en évidence les caractéristiques particulières des modes propagés sur des structures utilisant des substrats semiconducteurs.

Le modèle à rubans métalliques parallèles et à substrat multicouche proposé constitue une approche grossière du comportement de la ligne microruban; il permet néanmoins de dégager les propriétés essentielles de cette ligne, en particulier dans le cas de rubans larges.

Pour ce type de lignes, nous avons mis en évidence la propagation d'un mode fortement ralenti appelé *mode lent*. Ce comportement particulier du mode fondamental propagé par la structure est lié à une répartition inhomogène de l'énergie électromagnétique dans la section droite du guide à savoir;

- confinement de l'énergie électrique dans la couche isolante,
- répartition de l'énergie magnétique sur toute l'épaisseur du substrat.

L'ensemble des résultats présentés permet d'évaluer les performances potentielles des structures utilisant de ce mode lent.

Dans un premier temps si nous considérons un substrat semiconducteur homogène d'une épaisseur d'environ 100 μm et une épaisseur d'isolant de 1 μm , les performances du mode lent apparaissent limitées:

- fréquence de transition peu élevée, 10 à 20 GHz,
- atténuation supérieure à 2 dB par demi longueur d'onde à 1 GHz.

Dans ces conditions, l'utilisation du mode lent ne peut être envisagée que pour des fréquences inférieures à 1 GHz.

Pour améliorer ces performances le substrat doit en fait présenter les caractéristiques suivantes.

- faible épaisseur totale (<20 μm),
- dopage voisin de 10^{17} cm^{-3} ,
- épaisseur de couche isolante comprise entre 0,1 et 0,3 μm .

Pour de telles structures nous obtenons:

- une fréquence de transition élevée (au moins 50 GHz),
- une atténuation par demi longueur d'onde raisonnable.

Si nous voulons modéliser de façon plus réaliste, le comportement des lignes microruban pouvant intervenir dans la réalisation de composant utilisant une technologie monolithique, il s'avère nécessaire de prendre en compte l'influence d'un substrat semi-isolant de forte épaisseur.

Dans ces conditions, nos travaux montrent qu'il n'est pas envisageable d'obtenir un ralentissement significatif du mode propagé.

Dans le cadre de notre étude de faisabilité de modulateurs et de déphaseurs variables, basés sur l'utilisation de lignes planaires déposées sur substrat semiconducteur, ces premiers résultats montrent le peu de potentialité de la ligne microruban.

Ceci nous a amené à orienter nos travaux vers l'étude des propriétés de la ligne coplanaire réalisée sur ce type de substrat.

1.12 Bibliographie du chapitre I

- [1] **H. HASEGAWA, M.FURUKAWA, H.YANAI**
"Properties of microstrip lines on Si-SiO₂ system"
I.E.E.E. Trans. on M.T.T., vol. 19, pp 869-881, 1971

- [2] **H.YANAI, H. HASEGAWA, H. NOMURA, M.FURUKA**
"Slow-wave Propagation along a transmission line on Si-SiO₂ system"
Proc. of the M.O.G.A. conf., Amsterdam, the Nederlands, 1970

- [3] **H. GUCKEL, P.A. BRENNAN, I. PALOSZ**
"A parallel-plate waveguide approach to microminiaturized planar transmission lines for integrated circuits"
I.E.E.E. Trans. on M.T.T., vol. 15, pp 468-476, 1967

- [4] **G.W. HUGHES, R.M. WHITE**
"Microwave properties of nonlinear M.I.S. and Schottky barrier microstrip"
I.E.E.E. Trans. on E.D., vol.22 n°10, pp 945-955, Oct. 1975

- [5] **D. JAGER, W. RABUS, W. EICKHOFF**
"Bias dependent small signal parameters of Schottky contact microstrip lines"
Solid state electronics, vol. 17, pp 777-783, 1974

- [6] **W. RABUS**
"Uber die frequenzvervielfachung langs Schottky-kontakleitungen"
A.E.U., vol. 28, pp 1-11, 1974

- [7] **D. JAGER**
"slow wave propagation along variable Schottky contact microstrip lines"
I.E.E.E. Trans. on M.T.T., vol. 24, pp 566-573, Sept. 1976

- [8] **J.P. BECKER, D. JAGER, W. SCHAFFER**
"D.C. tunable stripline filters with low-pass characteristics"
A.E.U., vol. 31, pp 77-80, 1977

Chapitre 2

Etude de la ligne coplanaire déposée

sur substrat semiconducteur

2.1 Introduction.

Les résultats présentés dans le premier chapitre font apparaître le peu de "potentialité" de la ligne microruban pour les applications envisagées, déphaseurs et modulateurs variables; notamment lors de la présence d'un substrat semi-isolant.

Ces constatations nous ont amené à étudier la ligne coplanaire déposée sur substrat semiconducteur. Pour cette structure la zone "active" est située au voisinage de l'interface substrat-air, on conçoit que ceci limite sensiblement les influences d'une couche semi-isolante et de l'épaisseur du substrat.

De plus, alors que pour la ligne microruban seule la largeur du ruban est ajustable, dans le cas de la structure coplanaire, la possibilité de modifier l'écartement entre le ruban central et les plans de masse nous offre un degré de liberté supplémentaire dans le choix de la géométrie.

L'objectif du présent chapitre est d'élaborer un modèle analytique de la ligne coplanaire déposée sur substrat semiconducteur multicouche, permettant de définir les paramètres optimaux de ce composant.

Contrairement au cas de la ligne microruban, la structure coplanaire ne permet pas l'élaboration d'un schéma équivalent à partir de considérations simples. Aussi pour bâtir ce modèle nous sommes nous basés sur :

- les études analytiques publiées antérieurement, relatives à la ligne coplanaire déposée sur substrat isolant,
- les principes dégagés au premier chapitre, lors de la description phénoménologique de l'existence d'un mode lent,
- les résultats d'études numériques, prenant en compte de façon réaliste la géométrie de la ligne étudiée.

Dans notre cas les études numériques reposent sur l'Approche dans le Domaine Spectral (A.D.S.); elles constituent l'outil indispensable permettant de justifier notre modèle. La première partie de ce chapitre est consacrée à une présentation succincte de l'Approche dans le Domaine Spectral.

Nous abordons ensuite, l'élaboration d'un modèle analytique permettant d'appréhender le comportement fréquentiel des lignes coplanaires de type M.I.S. ou Schottky. Les limites de validité de ce modèle seront définies par comparaison des résultats qu'il fournit, à ceux obtenus à partir de la simulation numérique.

Nous utiliserons enfin ce schéma équivalent pour réaliser une étude de faisabilité de modulateurs et déphaseurs contrôlés en tension, utilisant une ligne coplanaire à contact Schottky.

2.2 Etude numérique de la ligne coplanaire à contact Schottky.

2.2.1 Généralités.

Toute étude de propagation se ramène à la résolution d'un problème aux valeurs propres. Pour les modes guidés, après avoir considéré un axe privilégié de propagation (axe o,z), l'ensemble discret des composantes longitudinales des vecteurs d'onde, ou constantes de propagation, constitue le spectre de valeurs propres.

En fait, pour les lignes planaires, si l'on admet l'hypothèse de milieux isotropes et linéaires, si l'on néglige également l'influence des épaisseurs des métallisations, la difficulté essentielle réside dans l'écriture des conditions de continuité sur l'interface comportant les rubans métalliques.

Si l'on pose le problème dans l'espace direct ceci nous amène :

- soit à la résolution parfois délicate de systèmes d'équations intégrales [1],[2],
- soit à la résolution de systèmes matriciels de tailles importantes lorsque les études reposent sur l'utilisation de méthodes telles que les éléments finis, les différences finies [4], la méthode des lignes (TLM) [5], ou le raccordement de champs [3].

Pour toutes ces approches, les dimensions importantes des systèmes obtenus peuvent induire des temps de calcul prohibitifs et générer des solutions parasites. En fait, ces méthodes d'analyse se justifient essentiellement lors de l'étude de structures de géométries complexes.

Pour les dispositifs étudiés dans ce travail, nous avons choisi une simulation numérique basée sur l'Approche dans le Domaine Spectral (A.D.S.) [6],[7],[8].

Dans cette méthode, les champs et les conditions de continuité, sont exprimés dans un domaine transformé de l'espace direct; ce domaine est obtenu en considérant la décomposition en série de Fourier (ou en intégrale de Fourier) des champs suivant l'axe (O,x) . Aussi cette méthode permet elle de décrire aisément les conditions de continuité sur cette interface en dépit de son inhomogénéité.

L'utilisation de l'A.D.S. présente l'avantage de ramener l'étude du problème aux valeurs propres à la résolution d'un système d'équations algébriques de dimensions réduites; elle n'induit pas de solutions parasites.

Cette méthode nécessite par contre, la définition d'un modèle constitué de couches planes. Les épaisseurs des métallisations sont généralement négligées. Notons que ce paramètre peut être pris en compte au prix d'un alourdissement numérique qui pénalise l'intérêt initial de cette méthode [8].

La valeur finie de la conductivité des rubans métalliques et les pertes qui en découlent, ne peuvent être prises en compte que de façon approchée.

Les dispositifs que nous nous proposons d'étudier présentent généralement des dimensions transversales importantes (quelques dizaines de microns), telles que les pertes métalliques deviennent négligeables vis à vis des pertes induites dans le substrat semiconducteur ; ceci nous a amenés à négliger l'influence de ces pertes lors de la description numérique du problème. Nous reviendrons cependant sur ce point lors de l'étude de lignes de dimensions microniques.

2.2.2 Modèle utilisé lors de l'étude par A.D.S. .

La géométrie de la ligne coplanaire à contact Schottky que nous nous proposons d'étudier est présentée figure 28.

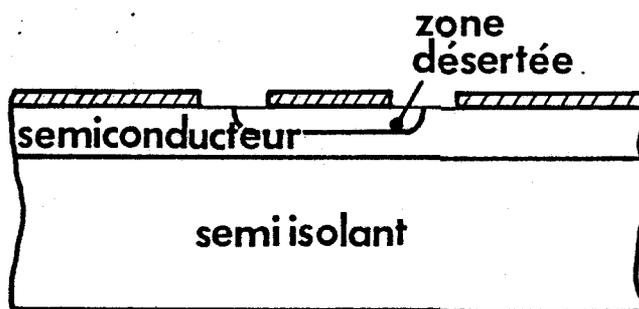


Figure 28. Géométrie de la ligne coplanaire à contact Schottky étudiée.

La méthode utilisée, l'Approche dans le Domaine Spectral, nécessite la définition d'un modèle planaire représenté figure 29.

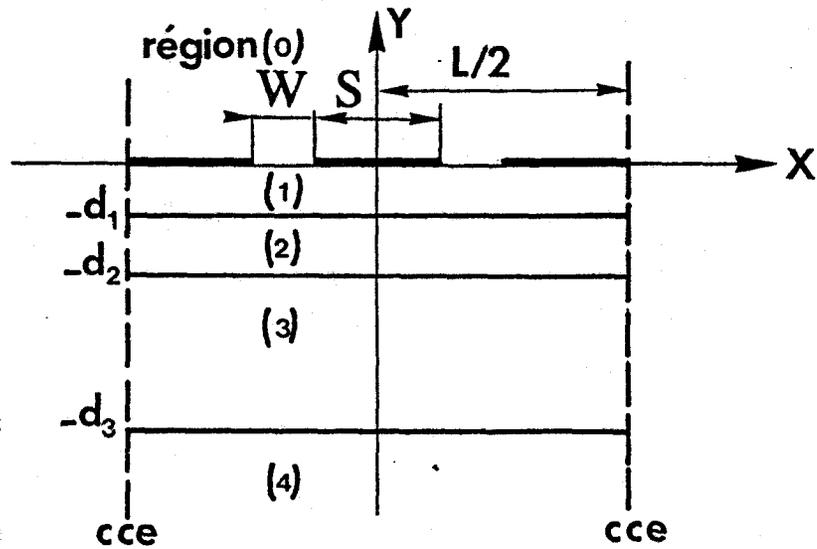


Figure 29. Modèle de la ligne coplanaire à contact Schottky utilisé pour l'A.D.S. .

Dans notre modèle pour simuler le comportement d'une ligne à contact Schottky, la zone désertée est simplement représentée par une couche plane à permittivité réelle. La validité de ce modèle pour simuler le comportement de la ligne à contact Schottky sera justifiée ultérieurement .

2.2.3 Mise en oeuvre de l'A.D.S. .

Rappelons succinctement les hypothèses déjà envisagées lors du premier chapitre.

Dans le cadre de notre étude nous supposons que les différents milieux sont, isotropes, linéaires, homogènes; toute variation temporelle de la densité de porteurs libres est négligée.

Dans ces conditions, la résolution des équations de Maxwell se ramène simplement à celle des équations de Helmholtz à la fois pour le champ électrique et pour le champ magnétique.

En considérant un mode direct, se propageant en $e^{-j\beta z}$, les composantes longitudinales des champs vérifient dans chacun des milieux l'équation :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \beta^{*2} + \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_{ri}^* \right) \begin{Bmatrix} E_{Zi} \\ H_{Zi} \end{Bmatrix} = 0 \quad (2-1)$$

où i représente l'indice du milieu considéré.

Nous limitons ici la présentation de la méthode au mode fondamental de type pair vérifiant les relations :

$$\begin{aligned} E_Z(x) &= E_Z(-x) \\ H_Z(x) &= -H_Z(-x) \end{aligned} \quad (2-2)$$

La présence de murs électriques en $x = \pm L/2$ permet la décomposition des champs en série de Fourier. En tenant compte de la symétrie du mode étudié, les composantes longitudinales s'écrivent :

$$\begin{aligned} E_{Z_i}(x,y) &= \sum_{m=1}^{\infty} \left(\tilde{E}_{Z_i}(\alpha_m, y) \cos \alpha_m x \right) + \tilde{E}_{Z_i}(0, y) \\ H_{Z_i}(x,y) &= \sum_{m=1}^{\infty} \left(\tilde{H}_{Z_i}(\alpha_m, y) \sin \alpha_m x \right) \end{aligned} \quad (2-3)$$

\tilde{E}_{Z_i} et \tilde{H}_{Z_i} représentent les coefficients de Fourier des composantes E_{Z_i} et H_{Z_i} ; $\tilde{E}_{Z_i}(0, y)$ correspond à la valeur moyenne de E_{Z_i} . Les conditions aux limites en $x = \pm L/2$ imposent :

$$\tilde{E}_{Z_i}(0, y) = 0$$

La variable de Fourier α_m , prend des valeurs discrètes telles que:

$$\alpha_m = \left(m - \frac{1}{2} \right) \frac{2\pi}{L}$$

Les coefficients de Fourier s'expriment par des relations du type :

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{Z_i}(\alpha_m, y) &= \frac{2}{L} \int_{-L/2}^{+L/2} E_{Z_i}(x, y) \cos \alpha_m x \, dx \\ \tilde{H}_{Z_i}(\alpha_m, y) &= \frac{2}{L} \int_{-L/2}^{+L/2} H_{Z_i}(x, y) \sin \alpha_m x \, dx \end{aligned} \quad (2-4)$$

Dans ces conditions l'équation de Helmholtz appliquée aux grandeurs transformées s'écrit :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - \gamma_i^2 \right) \begin{Bmatrix} \tilde{E}_{Z_i} \\ \tilde{H}_{Z_i} \end{Bmatrix} = 0 \quad (2-5)$$

où le vecteur d'onde suivant l'axe (O,y) a pour expression

$$\gamma_i^2 = \alpha_m^2 - \beta^{*2} + \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_{ri}^* \quad (2-6)$$

Pour le mode étudié, les composantes longitudinales ont pour forme :

—dans le milieu 0 :

$$\begin{aligned} E_{Z0}(x, y) &= \sum_{m=1}^{\infty} A_0(m) e^{-\gamma_{m0}y} \cos \alpha_m x \\ H_{Z0}(x, y) &= \sum_{m=1}^{\infty} B_0(m) e^{-\gamma_{m0}y} \sin \alpha_m x \end{aligned} \quad (2-7)$$

—dans le milieu 4 :

$$\begin{aligned} E_{Z4}(x, y) &= \sum_{m=1}^{\infty} A_4(m) e^{-\gamma_{m4}(y-d_3)} \cos \alpha_m x \\ H_{Z4}(x, y) &= \sum_{m=1}^{\infty} B_4(m) e^{-\gamma_{m4}(y-d_3)} \sin \alpha_m x \end{aligned} \quad (2-8)$$

—pour les autres milieux :

$$\begin{aligned} E_{Zi}(x, y) &= \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ A_i(m) \operatorname{sh} \gamma_{mi}(y-d_{i-1}) + B_i(m) \operatorname{ch} \gamma_{mi}(y-d_{i-1}) \right\} \cos \alpha_m x \\ H_{Zi}(x, y) &= \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ C_i(m) \operatorname{sh} \gamma_{mi}(y-d_{i-1}) + D_i(m) \operatorname{ch} \gamma_{mi}(y-d_{i-1}) \right\} \sin \alpha_m x \end{aligned} \quad (2-9)$$

Les composantes transversales s'expriment à partir des composantes longitudinales ; il en découle une détermination immédiate de l'ensemble des composantes de champs du mode.

Pour chaque interface la continuité des composantes tangentielles de champ s'écrit dans l'espace direct :

$$\begin{aligned} \vec{n} \wedge \vec{E}_i(x, y_0) &= \vec{n} \wedge \vec{E}_j(x, y_0) & \forall x \\ \vec{n} \wedge \vec{H}_i(x, y_0) &= \vec{n} \wedge \vec{H}_j(x, y_0) & \forall x \end{aligned} \quad (2-10)$$

où \vec{n} représente la normale à l'interface considéré d'ordonnée y_0 .

Seule l'interface comportant les rubans métalliques fait apparaître la contribution des densités de courants superficiels :

$$\vec{n} \wedge \vec{H}_0(x, 0) - \vec{n} \wedge \vec{H}_1(x, 0) = \vec{J}(x, 0) \quad \forall x \quad (2-11)$$

En décomposant ces densités de courants en série de Fourier :

$$\begin{aligned} J_x(x, 0) = J_x(x) &= \sum_{m=1}^{\infty} \bar{J}_x(\alpha_m) \sin \alpha_m x \\ J_z(x, 0) = J_z(x) &= \sum_{m=1}^{\infty} \bar{J}_z(\alpha_m) \cos \alpha_m x \end{aligned} \quad (2-12)$$

en considérant les relations d'orthogonalité:

$$\begin{aligned} \int_{-L/2}^{+L/2} \cos \alpha_m x \cos \alpha_n x dx &= \frac{L}{2} \delta_{mn} \\ \int_{-L/2}^{+L/2} \sin \alpha_m x \sin \alpha_n x dx &= \frac{L}{2} \delta_{mn} \\ \int_{-L/2}^{+L/2} \sin \alpha_m x \cos \alpha_n x dx &= 0 \end{aligned} \quad (2-13)$$

où nous avons pris comme convention que:

$$\begin{aligned} \delta_{mn} &= 1 & \text{si} & \alpha_m = \alpha_n \neq 0 \\ \delta_{mn} &= 0 & \text{si} & \alpha_m \neq \alpha_n \end{aligned}$$

Nous aboutissons à une écriture matricielle des équations de continuité dans l'espace transformé:

$$\begin{pmatrix} Y_{11}(\alpha_m, \beta^*, \omega, \epsilon_{ri}^*) & Y_{12}(\alpha_m, \beta^*, \omega, \epsilon_{ri}^*) \\ Y_{21}(\alpha_m, \beta^*, \omega, \epsilon_{ri}^*) & Y_{22}(\alpha_m, \beta^*, \omega, \epsilon_{ri}^*) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{E}_z(\alpha_m) \\ \bar{E}_x(\alpha_m) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{J}_z(\alpha_m) \\ \bar{J}_x(\alpha_m) \end{pmatrix} \quad (2-14)$$

où $\bar{E}_z, \bar{E}_x, \bar{J}_z, \bar{J}_x$ représentent les composantes dans l'espace transformé de Fourier, des champs électriques et des densités de courants superficiels sur l'interface contenant les rubans métalliques.

2.2.4 Résolution du système matriciel.

La recherche des valeurs propres β^* nécessite la résolution du système d'équations non-homogène 2-14.

Pour cela nous utilisons une méthode de moments connue sous le nom de méthode de Galerkin. Cette méthode nécessite le choix d'une base complète de fonctions, et la définition d'un produit scalaire.

Dans le cas de la ligne coplanaire nous projetons les champs électriques sur une base complète de fonctions :

$$\begin{aligned} E_x(x, 0) &= \sum_{n=1}^{\infty} C_n E_{xn}(x) \\ E_z(x, 0) &= \sum_{q=1}^{\infty} D_q E_{zq}(x) \end{aligned} \quad (2-15)$$

où les constantes C_n et D_q sont les pondérations des différentes fonctions de base $E_{xn}(x)$ et $E_{zq}(x)$.

Nous définissons un produit scalaire par la relation:

$$\begin{aligned} \langle J_z(x, 0) E_z^*(x, 0) \rangle &= \int_{-L/2}^{+L/2} J_z(x, 0) E_z^*(x, 0) dx \\ \langle J_x(x, 0) E_x^*(x, 0) \rangle &= \int_{-L/2}^{+L/2} J_x(x, 0) E_x^*(x, 0) dx \end{aligned} \quad (2-16)$$

Les propriétés de ce produit scalaire associées au théorème de Parseval nous permettent de transformer le système initial 2-14 en un système homogène de la forme :

$$[M] \begin{bmatrix} C_n \\ D_q \end{bmatrix} = [0] \quad (2-17)$$

où les coefficients de la matrice M , explicités en annexe C, sont des sommations du type :

$$\sum_{m=1}^{\infty} \tilde{E} \begin{pmatrix} x_n \\ z_q \end{pmatrix} (\alpha_m, 0) \cdot Y_{ij}(m) \cdot \tilde{E} \begin{pmatrix} x_n \\ z_q \end{pmatrix} (\alpha_m, 0) \quad (2-18)$$

Les valeurs propres β^* solutions du problème sont alors obtenues en annulant le déterminant de la matrice M . Les vecteurs propres correspondants sont constitués par l'ensemble des coefficients C_n et D_q . Ils permettent le calcul des champs électromagnétiques au niveau de l'interface contenant les rubans métalliques. L'utilisation des différentes équations de continuité conduit à la détermination de l'ensemble des champs dans toute la structure.

2.2.5 Choix des fonctions de base.

L'utilisation de la méthode de Galerkin nécessite un choix judicieux des fonctions de base $E_{zq}(x)$ et $E_{xn}(x)$, choix qui conditionne l'efficacité de l'approche dans le domaine spectral.

Pour la ligne coplanaire ces fonctions sont construites à partir des polynômes de Tchebychev, $T_n(\omega)$ et $U_q(\omega)$. Pour chaque fente en prenant comme origine le milieu de la fente nous avons :

$$\begin{aligned}
 E_{xn}^F(x) &= \frac{T_n(\omega)}{\sqrt{1-\omega^2}} & n = 0, 1, 2, 3, \dots \\
 E_{zq}^F(x) &= U_q(\omega) & q = 1, 2, 3, \dots \\
 \text{avec } \omega &= \frac{2x}{W}
 \end{aligned}
 \tag{2-19}$$

Le terme $1/\sqrt{1-\omega^2}$ rend compte des effets de bords pour la composante transversale E_x .

L'utilisation des polynômes de Tchebychev nous assure de l'unicité de la solution. Ils possèdent de plus des transformées de Fourier de forme analytique ; ce sont les fonctions de Bessel de première espèce :

$$\begin{aligned}
 \tilde{E}_{xn}^F(\alpha) &= \frac{W\pi}{2} J_n\left(\frac{\alpha W}{2}\right) \\
 \tilde{E}_{zq}^F(\alpha) &= \frac{W\pi}{2\alpha} J_q\left(\frac{\alpha W}{2}\right)
 \end{aligned}
 \tag{2-20}$$

L'exposant F rappelle ici que les fonctions de base dans l'espace direct sont définies par rapport à l'axe d'une fente. Remarquons que le spectre de fonctions choisi est constitué par un ensemble de fonctions paires et impaires par rapport à l'axe d'une fente.

Pour obtenir les fonctions de base de la ligne coplanaire, il suffit de décaler et de superposer les fonctions initiales de chaque fente en tenant compte de la symétrie du mode étudié.

L'utilisation de fonctions paires et impaires par rapport à l'axe d'une fente permet de traduire l'influence du couplage entre fentes dans la cas d'un ruban étroit. Compte tenu de la parité des fonctions nous obtenons finalement :

$$\begin{aligned}
 \tilde{E}_{xn}(\alpha) &= \tilde{E}_{xn}^F \sin \frac{\alpha(W+S)}{2} & \text{pour } n = 2k \\
 \tilde{E}_{xn}(\alpha) &= \tilde{E}_{xn}^F \cos \frac{\alpha(W+S)}{2} & \text{pour } n = 2k+1 \\
 \tilde{E}_{zq}(\alpha) &= \tilde{E}_{zq}^F \cos \frac{\alpha(W+S)}{2} & \text{pour } q = 2k+1 \\
 \tilde{E}_{zq}(\alpha) &= \tilde{E}_{zq}^F \sin \frac{\alpha(W+S)}{2} & \text{pour } q = 2k
 \end{aligned}
 \tag{2-21}$$

2.2.6 Problèmes de convergence.

A ce stade du développement mathématique remarquons que la formulation du problème électromagnétique est rigoureuse. Cependant la résolution numérique impose :

- le choix d'un nombre limité de fonctions de base,
- la troncature des développements en série de Fourier.

Cette double troncature induit des problèmes de convergence analogue à ceux rencontrés lors de la résolution de systèmes d'équations intégrales et qualifiés alors de problèmes de convergence relative.

Un certain nombre d'études ont été publiées concernant ce type de problèmes [9], [10]; en particulier, il a été montré que ces problèmes de convergence sont en fait liés à un mauvais conditionnement de la matrice, [M] dans notre cas, intervenant dans la définition du système linéaire. A partir de ces travaux, des critères ont été proposés fournissant une relation entre les dimensions géométriques de la structure, le nombre de fonctions de base et le nombre de termes utilisés dans les développements des séries de Fourier; cette relation s'écrit [11] :

$$\frac{N}{M} = \frac{W}{K L} \quad (2-22)$$

où

- N représente le nombre de fonctions de base,
- M le nombre de termes de la série de Fourier,
- W la largeur d'une fente,
- L la largeur totale de la structure,
- K un coefficient compris entre 1 et 1,5.

En ce qui nous concerne, nous nous sommes contentés de vérifier empiriquement la validité de ce critère sur un certain nombre de structures, pour ensuite appliquer systématiquement ce résultat.

2.2.7 Calcul d'une impédance caractéristique.

Les modes propagés par la structure coplanaire déposés sur substrat semiconducteur ne sont pas T.E.M. . La notion habituelle d'impédance caractéristique est alors parfaitement arbitraire.

Dans le cas de la ligne coplanaire la définition la plus couramment retenue est l'impédance caractéristique en tension :

$$Z_{cv} = \frac{V_x V_x^*}{2P^*} = R + jX \quad (2-23)$$

Dans cette expression l'exposant (*) indique la conjugaison complexe ; R et X correspondent respectivement aux parties réelle et imaginaire de l'impédance caractéristique.

Le flux (P) de la puissance transportée par le mode guidé est une grandeur complexe qui s'exprime par la relation :

$$P = \frac{1}{2} \int_S (\vec{E} \wedge \vec{H}^*) \cdot \vec{ds} \quad (2-24)$$

où S représente la surface correspondant à la section droite du guide.

La tension (V_x) correspond à la circulation de la composante E_x entre le ruban central et un plan de masse :

$$V_x = \int_{S/2}^{(S+W)/2} E_x(x, 0) dx \quad (2-25)$$

Compte-tenu des expressions 2-19 cette tension dans une fente s'exprime encore par:

$$V_x = \sum_{n=0}^{N_x} \left(C_n \int_{-1}^1 E_{xn}^F(\omega) d\omega \right) \quad (2-26)$$

$(\omega = \frac{2x}{W})$

où N_x représente le nombre de fonctions de base utilisées pour décomposer le champs E_x .

En remarquant que ces fonctions sont des polynomes de Tchebychev et en normalisant par rapport au coefficient de pondération de la première fonction (C_0) nous obtenons simplement:

$$V = \frac{W\pi}{2} \quad (2-27)$$

L'étude rigoureuse des lignes coplanaires déposées sur substrat semiconducteur nécessite la mise en oeuvre de méthodes numériques telles que la méthode de raccordement des champs, les éléments finis, ou l'approche dans le domaine spectral décrite ci dessus. Ces méthodes lourdes, entraînent fréquemment des coûts d'utilisation prohibitifs lors d'études d'optimisation, compte tenu du nombre important de paramètres, aussi bien physiques que géométriques à considérer.

Aussi avons nous développé un modèle analytique [12] - [14] permettant d'évaluer rapidement avec un calculateur de bureau les propriétés électromagnétiques de ces lignes, lorsqu'elles sont excitées par le mode fondamental. Nous nous proposons à présent de présenter ce modèle.

2.3 Modèles analytiques des lignes coplanaires déposées sur substrat semiconducteur.

2.3.1 Démarche utilisée pour l'élaboration des modèles.

Pour la ligne coplanaire, l'apparition d'un mode à vitesse de phase très faible se justifie physiquement de manière analogue à celle présentée pour la ligne microruban; malheureusement la structure de la ligne coplanaire et par conséquent la configuration du champs électromagnétique, ne permettent pas de présenter un schéma équivalent dont la détermination des éléments résulte de considérations simples.

Dans un premier temps, notre modèle analytique n'avait pour but que d'initialiser nos études numériques afin d'en limiter les temps et coûts d'exploitation. Compte tenu de la qualité des résultats qu'il fournit, par la suite notre ambition a été de le substituer aussi souvent que possible aux méthodes numériques, après que son domaine de validité ait pu être défini.

Pour la ligne coplanaire nous ne pouvons envisager une étude analytique similaire à celle présentée pour la ligne à plans parallèles [15], [16]. Notre démarche repose en fait sur l'utilisation de la transformation conforme pour le calcul de certains éléments du schéma équivalent. Cette méthode donne de bons résultats pour la ligne coplanaire sur substrat diélectrique homogène [17]. Dans le cas présent, compte tenu de l'inhomogénéité du substrat et de la présence de milieux dissipatifs, notre démarche ne peut constituer qu'une approche du problème.

Dans une première étape nous supposons à priori la propagation d'un mode à faible vitesse de phase. L'exploitation du modèle simple correspondant permet de dégager les performances du "mode lent potentiel" des structures coplanaires déposées sur substrat semiconducteur.

Nous proposons ensuite un modèle amélioré, permettant la prise en compte des pertes dans le substrat et dans les conducteurs. La comparaison des résultats obtenus à ceux de différentes méthodes numériques nous permet de définir les limites de validité de ce schéma équivalent. Nous commençons cette partie par un bref rappel de la méthode de la transformation conforme.

2.3.2 Exemple d'application de la transformation conforme à la ligne coplanaire déposée sur substrat diélectrique homogène.

La transformation conforme constitue la base pour l'élaboration de la plupart des modèles de lignes plaquées propageant une onde T.E.M. ou quasi T.E.M.

Wen a utilisé cette méthode pour la ligne coplanaire [17] ; nous en rappelons ici les grandes lignes.

La méthode consiste à transformer la géométrie initiale présentée figure 30 en une géométrie plus simple à appréhender. La transformation utilisée pour la structure coplanaire est une transformation de Schwartz-Christoffel qui permet de faire correspondre tout demi plan délimité par une droite à la surface intérieure d'un polygone.

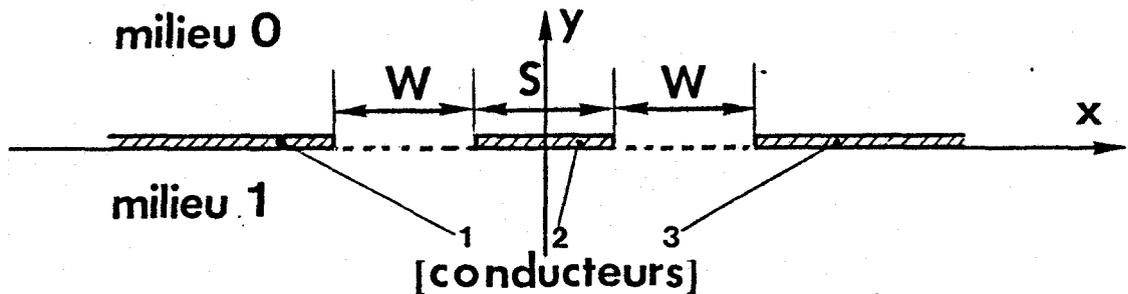


Figure 30. Section droite de la ligne coplanaire déposée sur substrat semiconducteur.

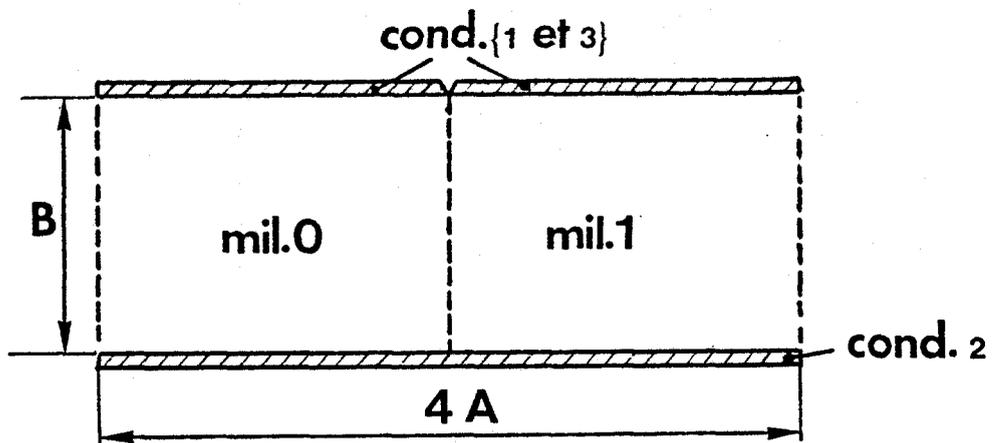


Figure 31. Section droite de la ligne coplanaire obtenue après transformation conforme.

Dans le cas d'un substrat d'épaisseur infinie, la structure obtenue après transformation est présentée figure 31 ; ses dimensions s'expriment à partir des intégrales elliptiques complètes de 1^{ère} espèce (K):

$$\begin{aligned} A &= K(m) \\ B &= K(1-m) \end{aligned}$$

où le paramètre m de l'intégrale elliptique K dépend de la géométrie initiale de la ligne :

$$m = \left(\frac{S}{S+2W} \right)^2$$

La ligne coplanaire transformée est un simple guide à rubans parallèles pour lequel le schéma équivalent est présentée figure 32.

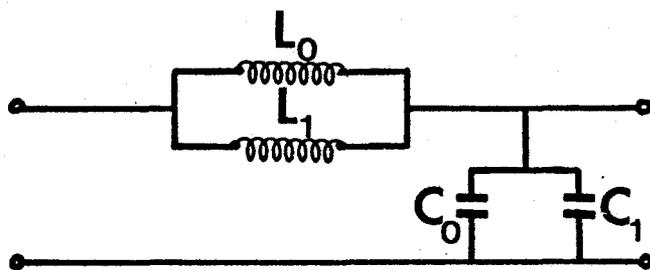


Figure 32. Schéma équivalent de la ligne coplanaire déposée sur substrat diélectrique homogène.

Les différents éléments intervenant dans ce schéma ont pour expression :

$$\begin{aligned} L_i &= \mu_i \frac{B}{2A} = \mu_0 \frac{B}{2A} \\ C_i &= \epsilon_0 \epsilon_{ri} \frac{2A}{B} \end{aligned} \quad (2-28)$$

où l'indice i ($i = 0, 1$) est relatif à chacun des milieux.

Remarquons la simplicité des expressions des éléments intervenant dans le schéma équivalent. Nous ne donnons pas de résultats concernant la ligne coplanaire sur substrat diélectrique homogène; toutefois notons que la démarche décrite ci-dessus constitue la base de l'élaboration des modèles analytiques précis de cette structure, utilisés en C.A.O.

2.3.3 Modèle simplifié : détermination des caractéristiques du mode lent potentiel.

2.3.3.1 Généralités.

Plaçons nous à priori dans les conditions de propagation d'un mode lent à faibles pertes; pour cette première étape nous ne faisons pas de distinction entre la structure MIS et la ligne à contact Schotky.

Ce mode lent "potentiel" se propage en fait pour des fréquences faibles par rapport à la fréquence de transition du mode lent.

Dans ces conditions, comme pour la ligne à plans parallèles le schéma équivalent se simplifie (voir section I-6, figure 17).

Ce dernier est élaboré à partir de considérations simples en examinant la répartition des énergies dans la section droite du guide.

A cette fin, examinons les répartitions de l'énergie électromagnétique obtenue par A.D.S., dans le cas de la propagation d'un mode lent sur une ligne coplanaire de type M.I.S. .

2.3.3.2 Répartition des énergies d'une ligne coplanaire M.I.S. propageant un mode lent.

Comme dans le cas de la ligne à plans parallèles, nous constatons que la propagation d'un mode lent résulte d'une dissociation de la répartition des énergies électriques et magnétiques, figure 33.

Rappelons que les densités moyennes d'énergie s'expriment ;

- pour la densité d'énergie électrique :

$$W_E(x, y) = \epsilon_0 \epsilon_{ri} \frac{|\vec{E}(x, y)|^2}{4}$$

- pour la densité d'énergie magnétique :

$$W_M(x, y) = \mu_0 \frac{|\vec{H}(x, y)|^2}{4}$$

Les résultats obtenus par A.D.S., pour la ligne coplanaire M.I.S. présentée figure 33, mettent en évidence la nette concentration de l'énergie électrique dans la zone isolante. De plus remarquons que celle-ci reste strictement confinée sous le ruban central.

Au contraire nous constatons que l'énergie magnétique se répartit dans les différentes couches du substrat.

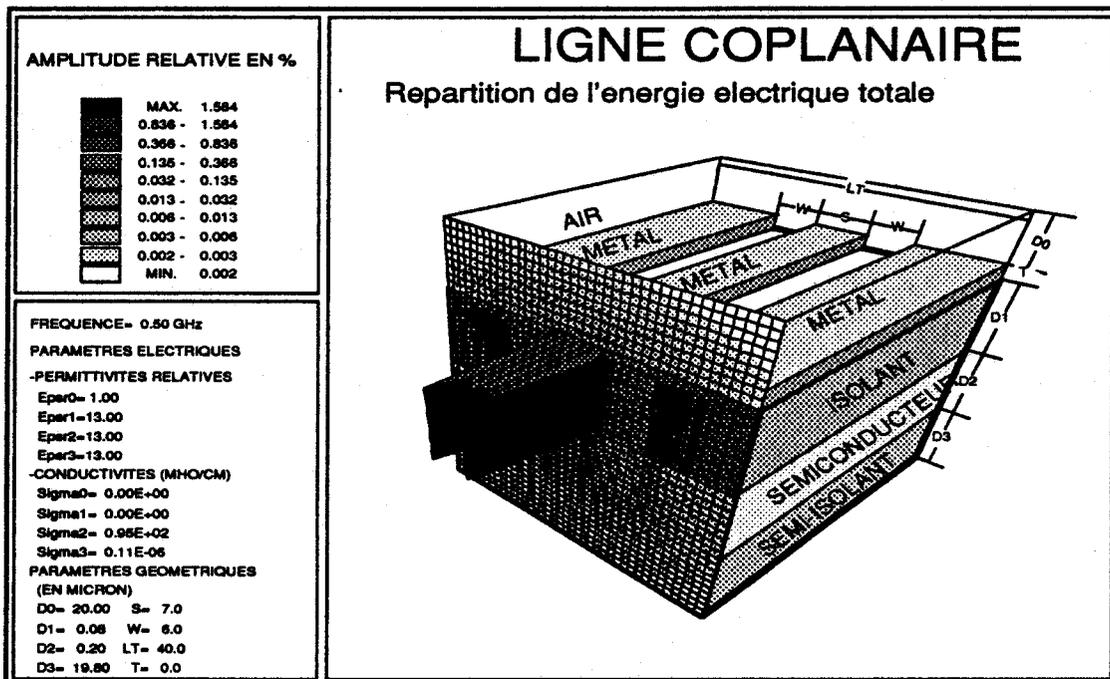
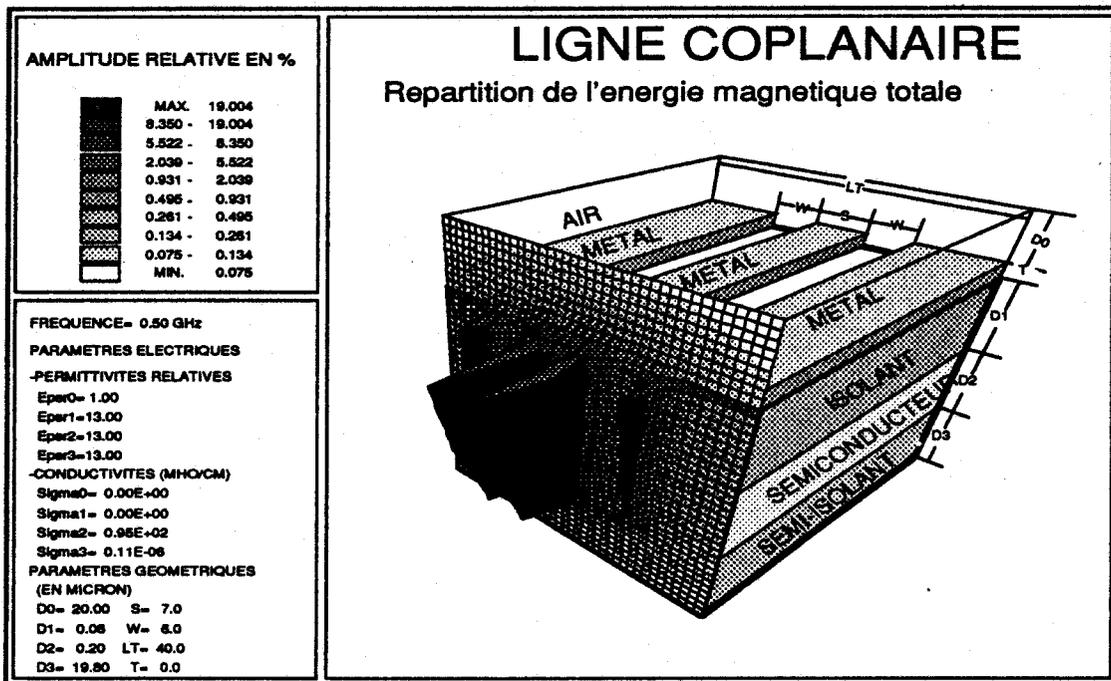


Figure 33. Configuration de l'énergie dans la section droite d'une ligne coplanaire M.I.S. .

2.3.3.3 Détermination du schéma équivalent pour le mode lent potentiel.

Nous présentons figure 34 les structures considérées pour l'élaboration du modèle simplifié.

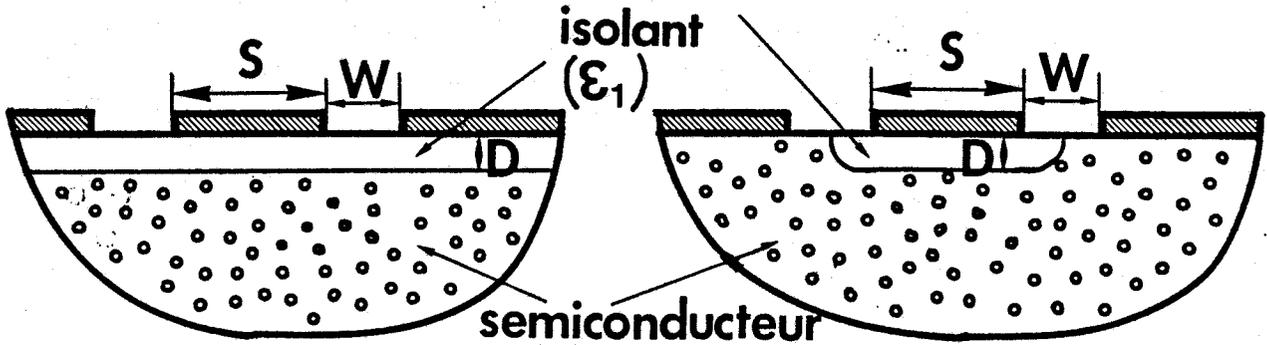


Figure 34. Géométrie des lignes à considérer pour le schéma équivalent du mode lent potentiel.

Pour ces deux topologies nous proposons le schéma équivalent présenté figure 35.

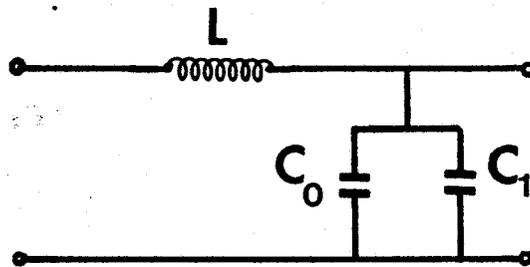


Figure 35. Schéma équivalent du mode lent potentiel des lignes coplanaires MIS et à contact Schottky.

Pour les structures étudiées nous ne pouvons pas appliquer directement les résultats obtenus à partir de la transformation conforme.

Certains éléments du schéma équivalent sont déterminés à partir de la géométrie transformée, alors que d'autres sont calculés à partir de considérations physiques portant sur la structure elle-même.

La pénétration du champ magnétique sur toute l'épaisseur du substrat, associée à l'homogénéité de la structure en ce qui concerne la perméabilité ($\mu_t = \mu_0$) nous amènent à calculer l'inductance L à partir des résultats de Wen [17].

Il en est de même pour la capacité C_0 correspondant au demi-plan supérieur de permittivité homogène constitué par l'air.

Au contraire compte tenu de :

- la non homogénéité de la permittivité du substrat,
- la concentration de l'énergie électrique dans la couche isolante, sous le ruban central;

la valeur de la capacité C_1 ne peut être déterminée à partir de la structure transformée. Nous la calculons simplement en considérant la capacité à plans parallèles sous le ruban central, en négligeant les effets de bords.

Les expressions des différents éléments constituant le schéma équivalent sont résumés ci-dessous.

$$\begin{aligned} L &= \mu_0 \frac{B}{4A} \\ C_0 &= \epsilon_0 \frac{2A}{B} \\ C_1 &= \epsilon_1 \frac{S}{D} \end{aligned} \quad (2-29)$$

comme précédemment A et B correspondent aux dimensions de la géométrie transformée.

Pour les développements ultérieurs du modèle il est intéressant de définir, sur la structure transformée, une épaisseur équivalente B_1 de la couche isolante à partir de la capacité C_1 que nous venons de définir (figure 36).

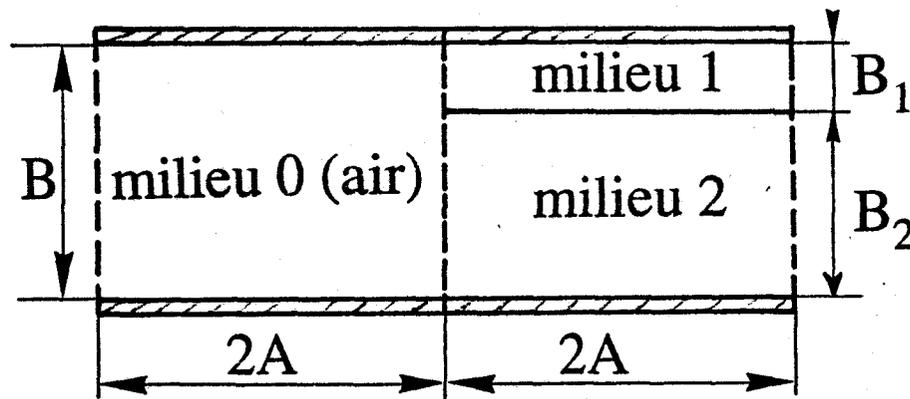


Figure 36. Représentation équivalente adoptée pour la géométrie transformée de la ligne coplanaire.

ceci nous permet de calculer B_1 :

$$B_1 = 2 \frac{AD}{S} \quad (2-30)$$

A partir de cette épaisseur effective il est possible d'établir les caractéristiques du mode lent de manière analogue à celle proposée au chapitre 1 :

—constante de propagation:

$$\gamma = j\omega \sqrt{\frac{\mu_0 \epsilon_0}{2}} \cdot \left[1 + \epsilon_{rl} \frac{B}{B_1} \right] \quad (2-31)$$

—facteur de ralentissement:

$$S_0 = \frac{\lambda_0}{\lambda_g} = \sqrt{\epsilon_{r_{eff}}} = \sqrt{2 \left[1 + \epsilon_{rl} \frac{B}{B_1} \right]} \quad (2-32)$$

—impédance caractéristique:

$$Z_c = \frac{B}{4A} \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \cdot \frac{1}{S_0} \quad (2-33)$$

A titre d'exemple nous présentons figure 37 une comparaison des résultats fournis par ce modèle à ceux obtenus par A.D.S. .

Rappelons que ces résultats correspondent à un mode lent "potentiel" qui ne prend pas en compte les caractéristiques de la couche semiconductrice. La propagation d'un tel mode n'est envisageable qu'en basse fréquence; nous préciserons ultérieurement dans quelles limites cette approximation demeure acceptable.

Les résultats numériques correspondant à la figure 37 ont été calculés en basse fréquence (1 GHz). Nous remarquons un accord très satisfaisant entre modélisation et théorie, bien que les variations des dimensions géométriques de la ligne soient importantes.

Ces résultats confirment la validité de la démarche utilisée pour l'élaboration du modèle analytique. A partir de ce schéma simplifié, nous pouvons dégager en première approximation, l'influence des principaux paramètres géométriques et physiques, sur l'évolution des caractéristiques de propagation du mode lent.

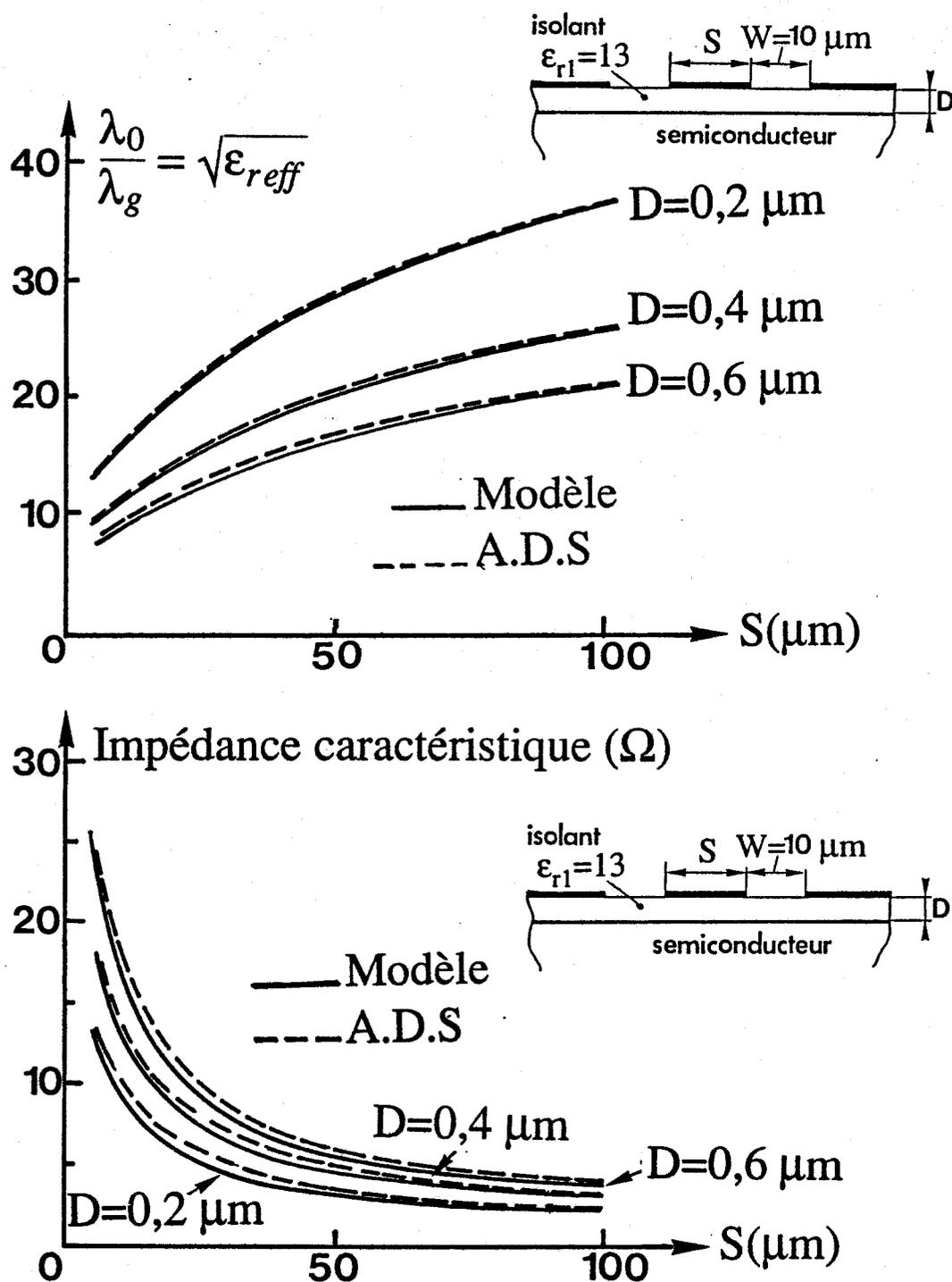


Figure 37. Comparaison des caractéristiques potentielles de la ligne coplanaire sur substrat semiconducteur obtenues par A.D.S. et avec le modèle.

2.3.4 Exploitation du modèle simplifié : caractéristiques de propagation du mode lent potentiel.

Dans cette étude, nous envisageons l'influence de trois paramètres géométriques, la largeur du ruban central (S), la largeur des fentes (W), l'épaisseur de la couche isolante (D).

Pour ce dernier milieu nous considérons une permittivité relative de 13 correspondant à celle de l'arséniure de gallium.

Nous présentons figure 38 et 39 l'évolution du facteur de ralentissement et de l'impédance en fonction de la largeur du ruban central.

Les résultats obtenus correspondent à une permittivité relative effective élevée (figure 38), qui est d'autant plus grande que l'on augmente la largeur du ruban ($100 < \epsilon_{\text{reff}} < 5000$).

Compte tenu du fort ralentissement de l'onde, l'impédance caractéristique (inversement proportionnelle au facteur de ralentissement) est faible, (figure 39); sa valeur reste généralement inférieure à 20 Ohm.

Ces caractéristiques de propagation s'avère moins sensibles aux variations des largeurs des fentes qu'elles ne le sont aux modifications de la dimension du ruban, figures 40 et 41.

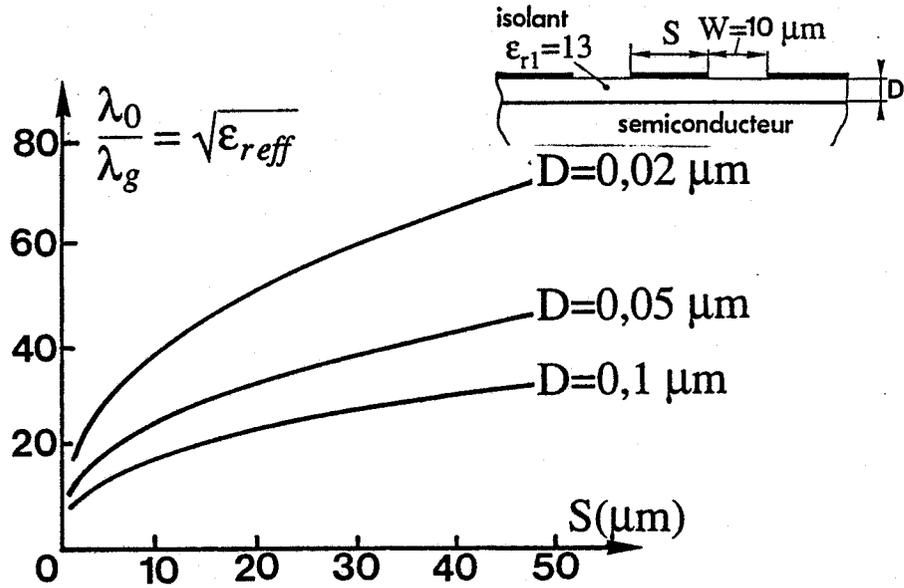


Figure 38. Evolution du facteur de ralentissement du mode lent potentiel en fonction de la largeur du ruban.

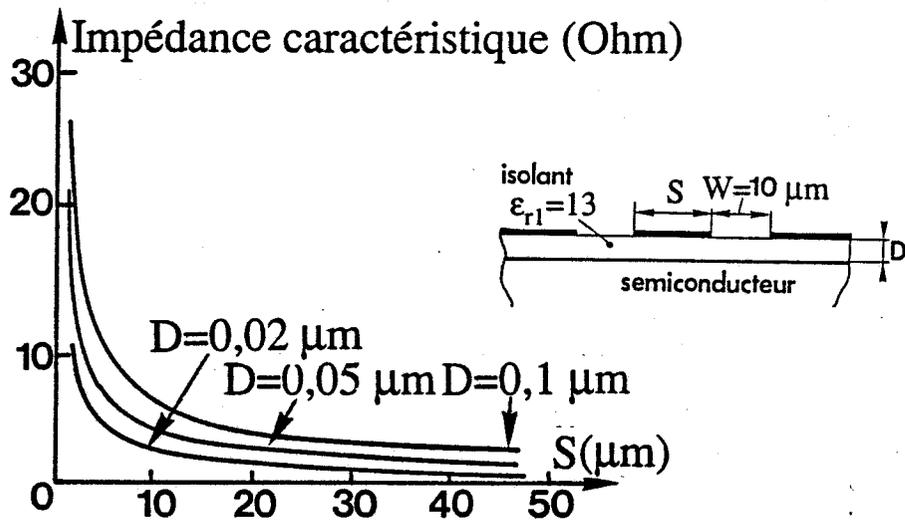


Figure 39. Evolution de l'impédance caractéristique du mode lent potentiel en fonction de la largeur du ruban.

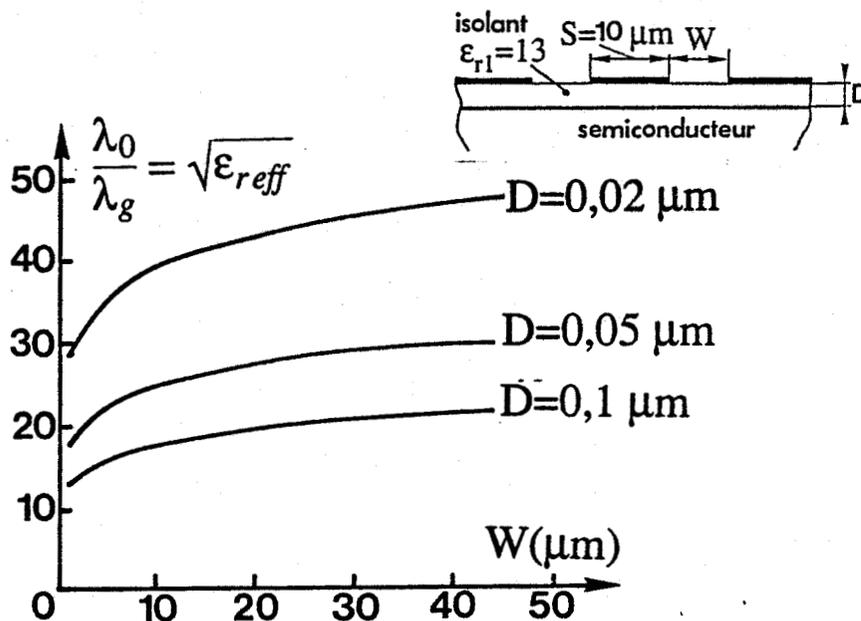


Figure 40. Evolution du facteur de ralentissement du mode lent potentiel en fonction de la largeur des fentes.

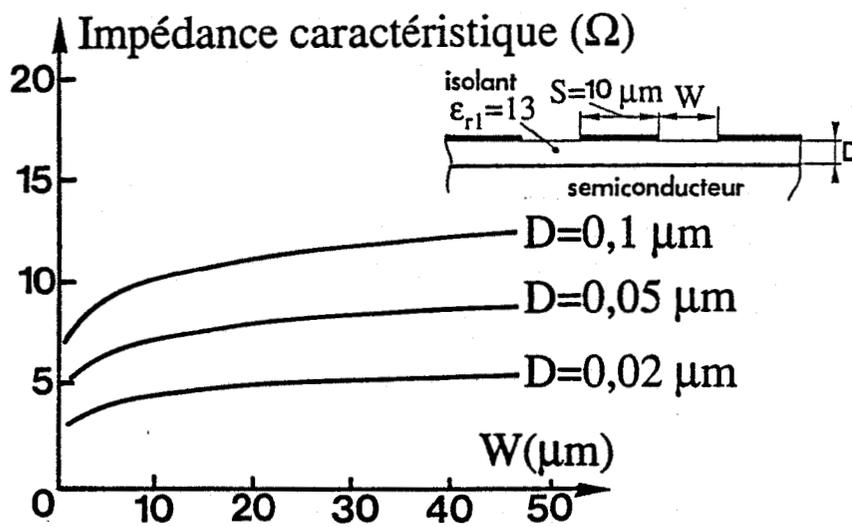


Figure 41. Evolution de l'impédance caractéristique du mode lent potentiel en fonction de la largeur des fentes.

La modulation des caractéristiques avec l'épaisseur de la zone désertée correspond au cas typique d'une ligne coplanaire à contact Schottky dont on modifie la tension de polarisation. Cet effet est représenté figure 42.

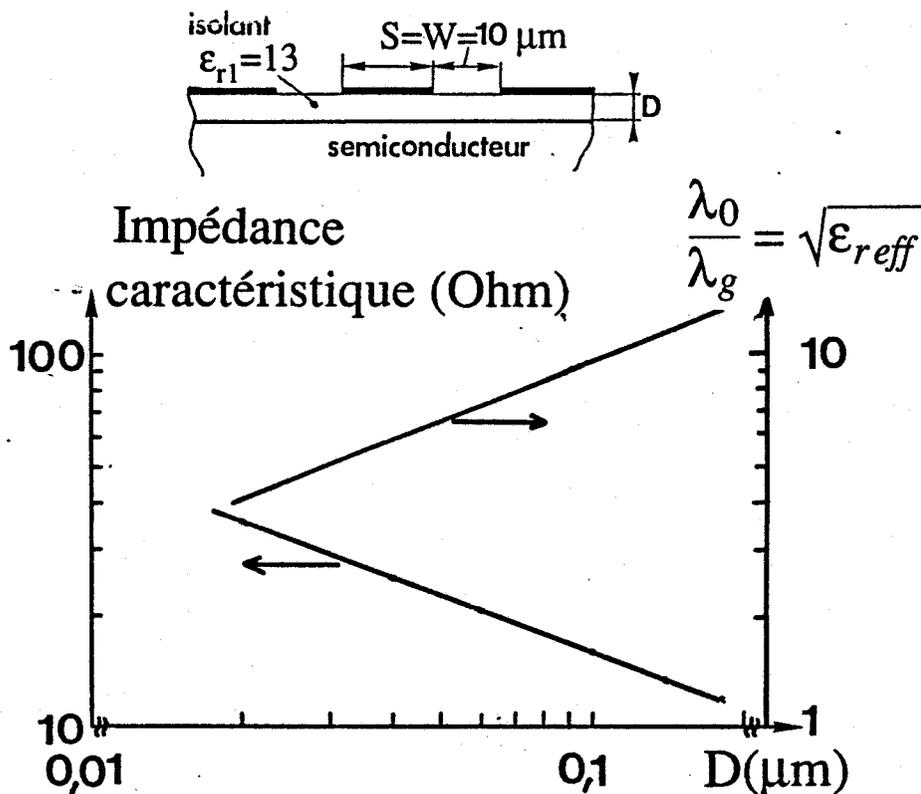


Figure 42. Evolution des caractéristiques du mode lent potentiel en fonction de l'épaisseur de la zone désertée.

Reprenons l'expression donnant le facteur de ralentissement (2-32) :

$$S_0 = \sqrt{\frac{1}{2} \left[1 + \epsilon_{r1} \frac{B}{B_1} \right]} \approx \sqrt{\epsilon_{r1} \frac{B S}{4 A D}}$$

nous constatons que celui-ci est, en première approximation, inversement proportionnel à la racine carré de l'épaisseur de la couche isolante, ceci justifie l'évolution du facteur de ralentissement présentée figure 42. L'impédance caractéristique évolue quant à elle proportionnellement à la racine carré de l'épaisseur de la couche isolante.

Ces premiers résultats ont été obtenus en supposant a priori la propagation d'un mode lent. Avant de définir la validité de ce modèle il convient de prendre en compte, les pertes dans le substrat semiconducteur, les pertes métalliques, et le type de structure étudiée (MIS ou à contact Schottky).

2.4 Amélioration du modèle; prise en compte des pertes.

2.4.1 Généralités.

Notre objectif est d'établir sur la base du modèle simple, décrit ci-dessus, un schéma équivalent qui traduise les pertes des lignes étudiées.

Jusqu'à présent, les hypothèses utilisées pour établir le premier modèle se justifiaient aisément. Pour la suite, nous serons obligés de déterminer certains éléments du schéma équivalent de façon intuitive. Notre démarche demeure cependant guidée par les enseignements tirés lors de l'étude du modèle de la ligne à plans parallèles, en présence d'un substrat semiconducteur.

Pour ce modèle amélioré de la ligne coplanaire nous différencions les structures de type M.I.S. des lignes à contact Schottky. Néanmoins, dans ce dernier cas nous n'envisageons qu'une forme académique de la zone désertée.

Les géométries des lignes considérées sont présentées figure 43.

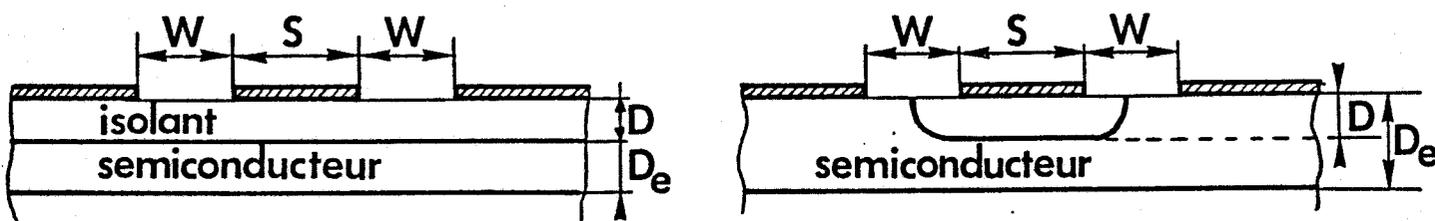


Figure 43. Géométries des lignes étudiées.

L'épaisseur de la couche semi isolante est généralement importante par rapport aux largeurs des fentes et du ruban. Pour notre étude nous supposons que cette couche présente les caractéristiques suivantes :

- épaisseur illimitée,
- permittivité égale à celle de la couche semiconductrice,
- conductivité négligeable devant celle du semiconducteur.

La modification du schéma équivalent initial doit nous permettre de décrire:

- la transition du mode lent au mode quasi T.E.M.,
- la prise en compte de l'effet de peau dans le semiconducteur,
- l'influence des pertes dans les conducteurs.

Afin d'illustrer les différences qui existent entre les caractéristiques des lignes coplanaires de type MIS et à contact Schottky, nous présentons d'abord une comparaison de ces deux structures à partir de résultats d'étude numérique.

2.4.2 Comparaison des caractéristiques de propagation des structures MIS et à contact Schottky.

La figure 45 illustre la comparaison des caractéristiques de deux types de lignes coplanaires.

La méthode d'Approche dans le Domaine Spectral ne permet pas la prise en compte de la forme réelle de la zone désertée. Aussi nous référons nous aux résultats obtenus par la méthode des éléments finis [18],[19].

Les deux structures prises en compte pour cette étude sont présentées figure 44.

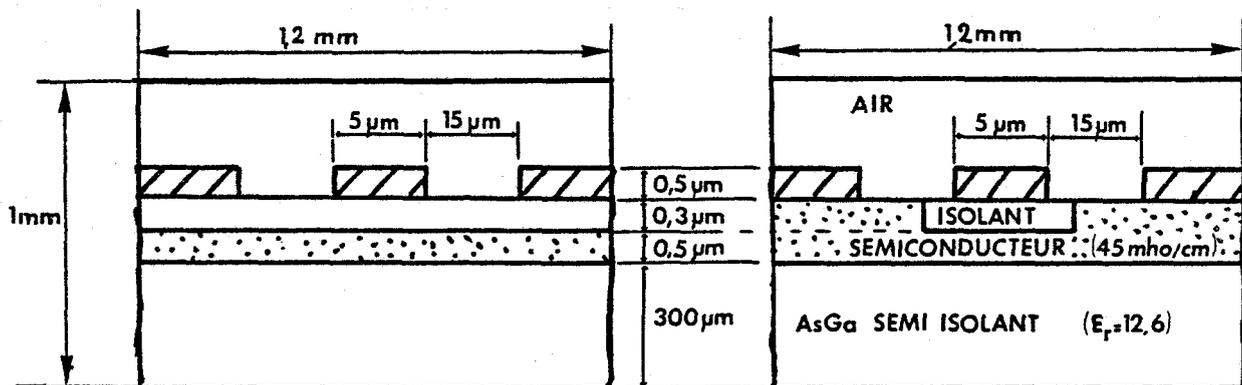


Figure 44. Géométrie des lignes utilisées pour la comparaison des structures M.I.S. et Schottky (références [18] et [19]).

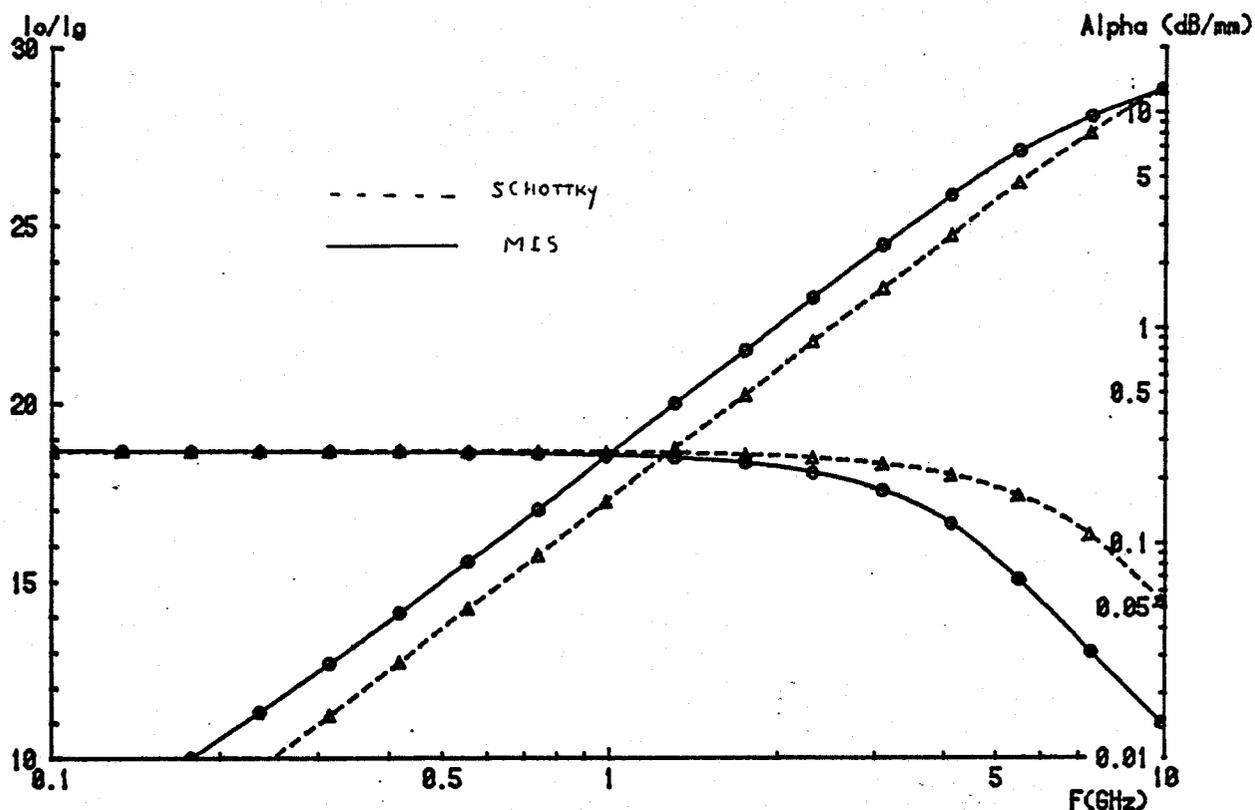


Figure 45. Comparaison des caractéristiques des structures M.I.S. et Schottky obtenues par la méthode des éléments finis (références [18] et [19]).

Pour la structure considérée qui présente un ruban d'une largeur de 5 μm , la comparaison des caractéristiques met en évidence :

- une fréquence de transition du mode lent légèrement plus faible pour la structure M.I.S.,
- une atténuation moins importante pour la ligne à contact Schottky.

Les écarts observés demeurent cependant faibles dans la gamme de fréquence de propagation du mode lent (ici pour une fréquence inférieure à 2 GHz).

Cette similitude des comportements des deux structures se conçoit aisément lorsque l'on considère la répartition des énergies pour la ligne coplanaire de type M.I.S.

Nous avons en effet mis en évidence pour cette structure la forte concentration de l'énergie électrique sous le ruban central, dans la couche isolante (figure 33).

Pour des fréquences plus élevées, les écarts semblent plus importants; aussi nous avons essayé de différencier dans notre modèle les structures M.I.S. des lignes à contact Schottky.

2.4.3 Etude de la transition mode lent mode quasi T.E.M. .

Pour décrire la transition du mode lent au mode quasi T.E.M. nous adoptons une démarche analogue à celle présentée au premier chapitre, lors de l'étude de la ligne à plans parallèles (voir section I-6, figure 17).

Le schéma équivalent se complète alors de la façon suivante, figure 46.

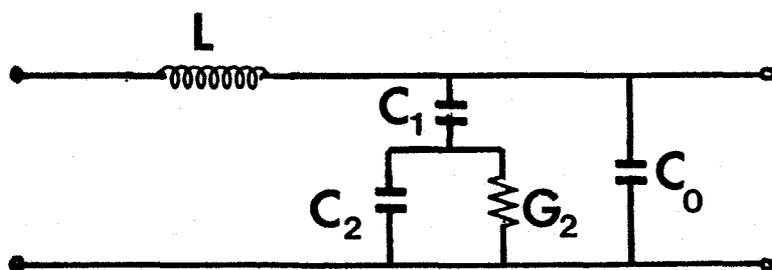


Figure 46. Amélioration du schéma équivalent : prise en compte de la transition mode lent mode quasi T.E.M. .

Dans ce schéma les nouveaux éléments C_2 et G_2 se rapportent aux milieux semiconducteur et semi-insolant. Tout le problème réside dans la détermination de la valeur de ces éléments.

Dans un premier temps considérons la propagation d'un mode quasi T.E.M. Nous pouvons dans ce cas supposer que le substrat se comporte globalement comme un isolant, ceci nous permet de négliger la conductance G_2 (voir figure 47).

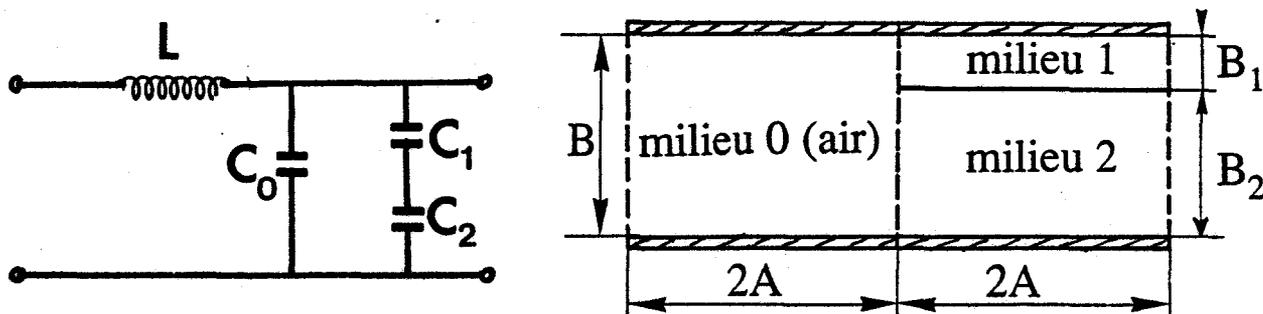


Figure 47. Schéma équivalent et géométrie transformée dans le cas d'un mode quasi T.E.M. .

La capacité C_2 est alors calculée à partir de la géométrie transformée et a pour expression :

$$C_2 = \epsilon_2 \frac{2A}{B_2} \quad (2-34)$$

où B_2 correspond dans la géométrie transformée à l'épaisseur effective des couches semiconductrice et semi isolante.

Considérons maintenant le cas où la capacité C_2 est négligeable devant G_2 . Nous retrouvons le schéma équivalent du mode lent potentiel, figure 38, aux pertes près.

La conductance G_2 traduit ici, lorsqu'il y a propagation du mode lent, les pertes liées à la pénétration du champ électrique dans la couche semiconductrice dopée. Nous pouvons estimer la valeur de cette conductance à partir de la relation :

$$G_2 = 2 \left(\frac{\sigma_2 D_e}{L_{eff}} \right)$$

où :

- σ_2 est la conductivité de la couche semiconductrice,
- L_{eff} correspond à la longueur effective des lignes de champs dans cette même couche.

La détermination de cette longueur effective est faite de façon empirique. Nous obtenons des résultats corrects en prenant pour expression de la conductance G_2 :

$$G_2 = 2 \left(\frac{\sigma_2 D_e}{S + W} \right) \quad (2-35)$$

Cette expression est commune aux lignes coplanaires de type M.I.S. et à contact Schottky. La différenciation entre ces deux structures réside dans la définition de l'épaisseur D_e :

- pour la ligne M.I.S. D_e correspond à l'épaisseur de la couche dopée,
- pour la structure à contact Schottky D_e définit l'épaisseur de la couche semiconductrice sous les conducteurs de masse (et non sous le ruban central).

2.4.4 Prise en compte de l'effet de peau dans le semiconducteur.

Lorsque le produit $F \sigma_2$ prend des valeurs élevées, la prise en compte de l'effet de peau dans la couche semiconductrice s'avère nécessaire pour mieux définir le comportement de la structure. L'influence de ce phénomène est d'autant plus sensible que l'épaisseur de peau devient faible par rapport à la longueur moyenne des lignes de champs.

Pour les structures considérées, ce critère peut être quantifié en comparant l'épaisseur de peau dans la couche semiconductrice aux dimensions transversales de la ligne.

Compte-tenu des largeurs du ruban et des fentes généralement utilisées (quelques dizaines de microns pour des fréquences inférieures à 10 GHz et quelques microns pour des fréquences supérieures) l'examen de la figure 49 montre que l'effet de peau ne peut devenir sensible que pour des dopages supérieurs à 10^{18} cm^{-3} .

Par conséquent, dans la plupart des cas l'influence de l'effet de peau dans le semiconducteur s'avère à priori faible.

Pour prendre en compte ce phénomène dans le cas de la ligne coplanaire nous avons transposé les résultats obtenus au premier chapitre. Ceci se traduit, par l'introduction dans le schéma équivalent d'une résistance série R_2 traduisant les pertes par effet de peau (voir figure 48), mais aussi par une diminution fictive de la largeur des fentes (W).

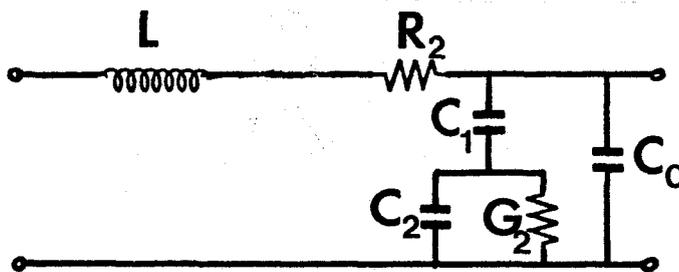


Figure 48. Amélioration du schéma équivalent, prise en compte des pertes par effet de peau.

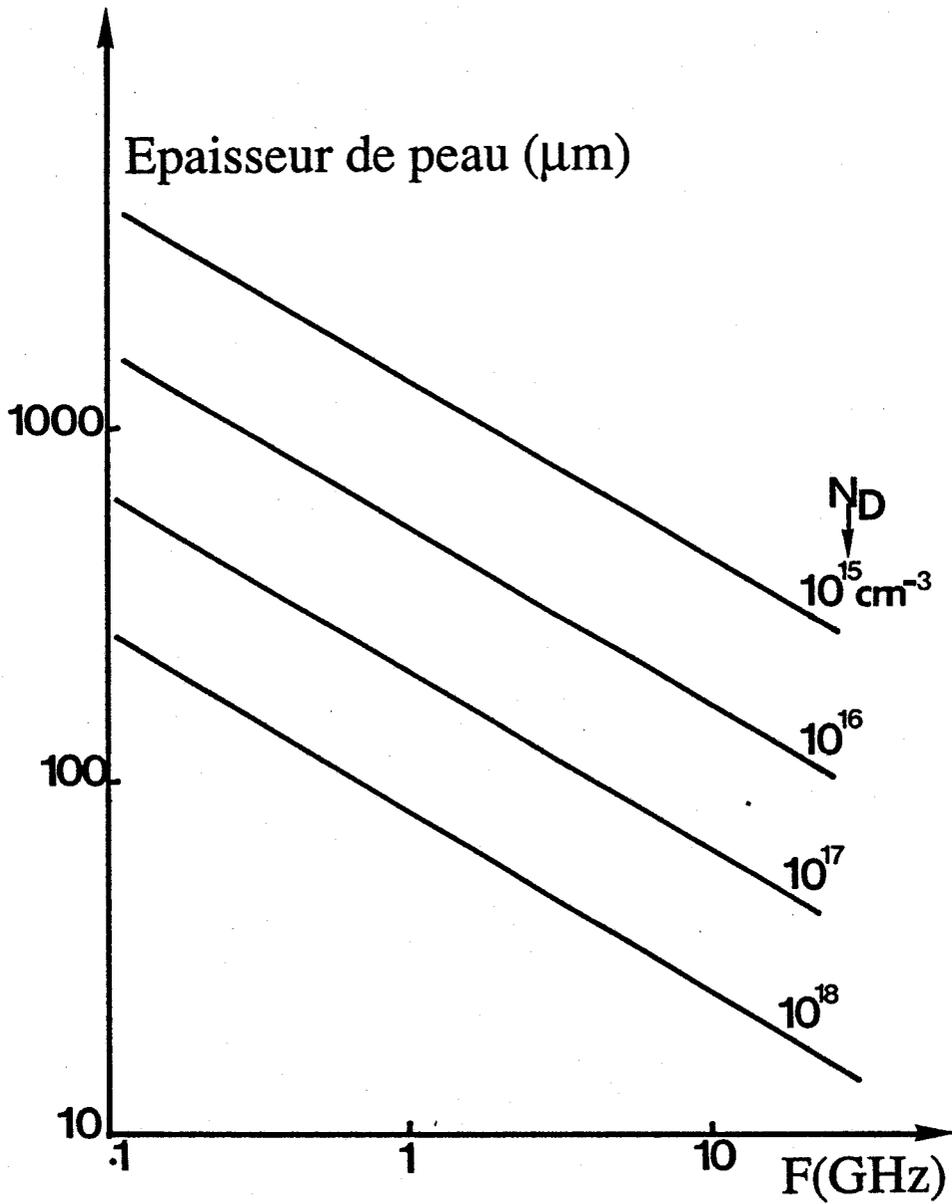


Figure 49. Evolution de l'épaisseur de peau dans un semiconducteur (AsGa) pour différentes valeurs du dopage.

L'expression de la résistance R_2 ne peut être déterminée que de façon empirique. Nous adaptons l'expression établie pour la ligne étudiée au chapitre 1 (voir équation 1-55) [15] en faisant correspondre :

- la largeur du ruban de la ligne à plans parallèles à celle du conducteur central de la ligne coplanaire,
- l'épaisseur de la couche semiconductrice de la structure à plans parallèles à la largeur des fentes de la ligne coplanaire.

Dans ces conditions nous obtenons les expressions suivantes pour la résistance R_2 :

$$\begin{aligned}
 R_2 &= \frac{1}{\sigma_2 \delta_2 S} && \text{pour } \delta_2 \ll W \\
 R_2 &= \frac{1}{\sigma_2 \delta_2 S} \frac{4}{3} \left(\frac{W}{\delta_2} \right)^3 && \text{pour } \delta_2 \gg W
 \end{aligned}
 \tag{2-36}$$

où δ_2 est l'épaisseur de peau dans la couche semiconductrice.

Dans le cas de la ligne à plans parallèles, la prise en compte de l'effet de peau se traduit également par une réduction fictive de l'épaisseur de la couche semiconductrice à la valeur d'une demi épaisseur de peau.

Par analogie, pour les structures coplanaires, nous avons choisi de traduire empiriquement cet effet de peau par une diminution de la largeur des fentes ; nous représentons ce phénomène dans la géométrie transformée par une modification de l'épaisseur effective B_2 .

$$\begin{aligned}
 B'_2 &= B_2 && \text{pour } \frac{\delta_2}{2} \gg W \\
 B'_2 &= B_2 \frac{\delta_2}{2W} && \text{pour } \frac{\delta_2}{2} \ll W \\
 B'_2 &\leq B_2
 \end{aligned}
 \tag{2-37}$$

Cette nouvelle valeur de l'épaisseur B'_2 est prise en compte pour le calcul des éléments L et C_2 ; nous en donnons ci-dessous les expressions modifiées lors de la prise en compte de l'effet de peau.

$$\begin{aligned}
 L &= \mu_0 \frac{B_1 + B'_2}{4A} \\
 C_2 &= \epsilon_2 \frac{2A}{B'_2}
 \end{aligned}
 \tag{2-38}$$

2.4.5 Prise en compte des pertes dans les conducteurs.

Pour les structures étudiées, les pertes dans les conducteurs sont généralement négligeables devant les pertes en volume dans le substrat semiconducteur.

Cet argument doit cependant être révisé dans le cas où les dimensions transversales des structures sont de l'ordre du micron.

A titre indicatif, nous présentons figure 51 quelques ordres de grandeur de la résistance linéique (R_0) d'un ruban métallique. cette valeur est estimée en considérant l'effet de peau dans le métal.

Au niveau du schéma équivalent ces pertes métalliques se traduisent par une résistance série (R) prenant en compte les pertes dans les plans de masse et dans le conducteur central.

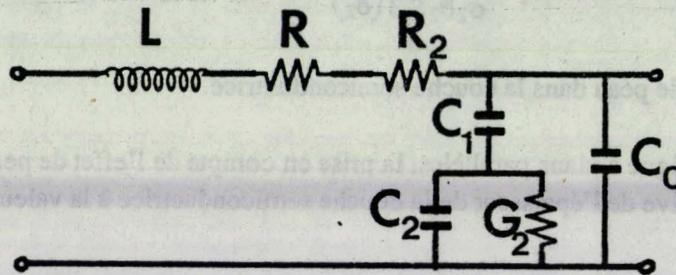


Figure 50. Amélioration du schéma équivalent : prise en compte des pertes dans les conducteurs.

Pour le calcul de la valeur de la résistance linéique R nous reprenons l'expression proposée par Fleming [20]:

$$R = R_0 \left(1 + \frac{S}{3(S + 2W)} \right) \tag{2-39}$$

Ceci se traduit par des variations modérées de la résistance R par rapport à la résistance linéique du ruban central R_0 :

$$R_0 \leq R \leq \frac{4}{3} R_0$$

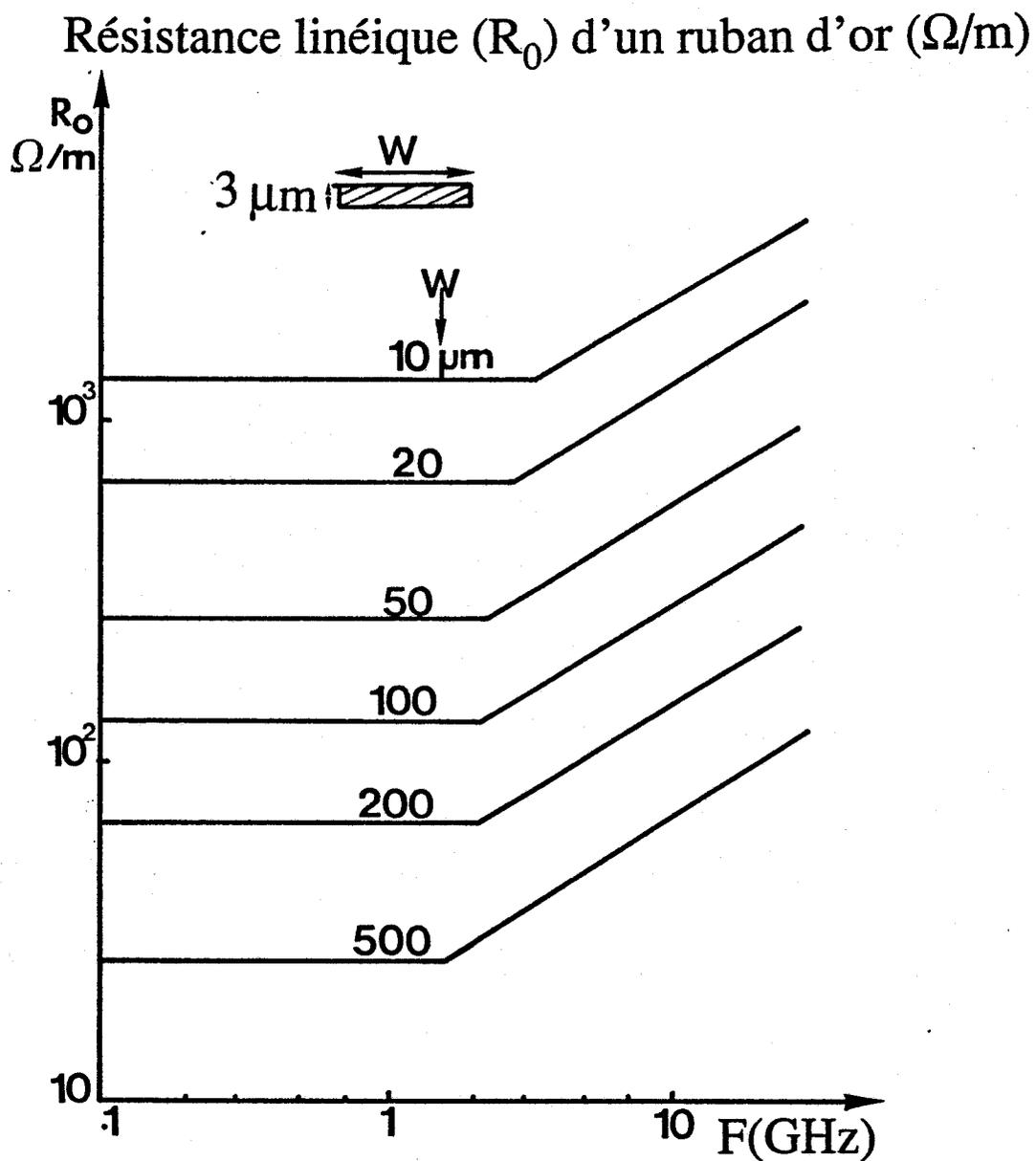


Figure 51. Résistance linéique d'un ruban d'or d'épaisseur $3 \mu m$ compte tenu de l'effet de peau.

2.4.6 Présentation du modèle complet.

Les géométries des lignes considérées pour cette étude correspondent à la figure 52.

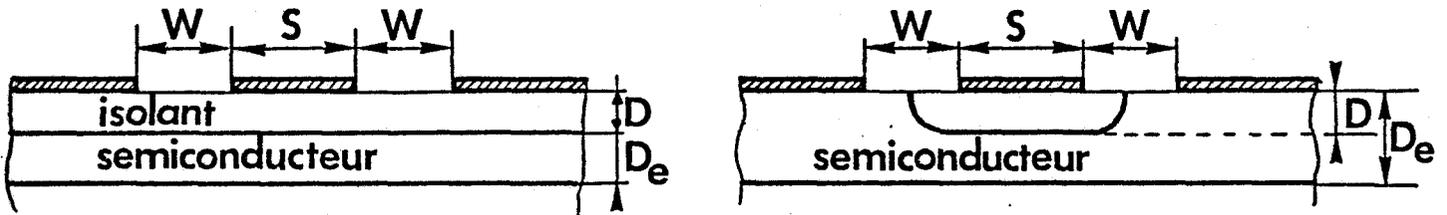


Figure 52. Géométries des lignes étudiées.

Nous définissons pour ces deux types de lignes, une géométrie transformée équivalente, figure 53.

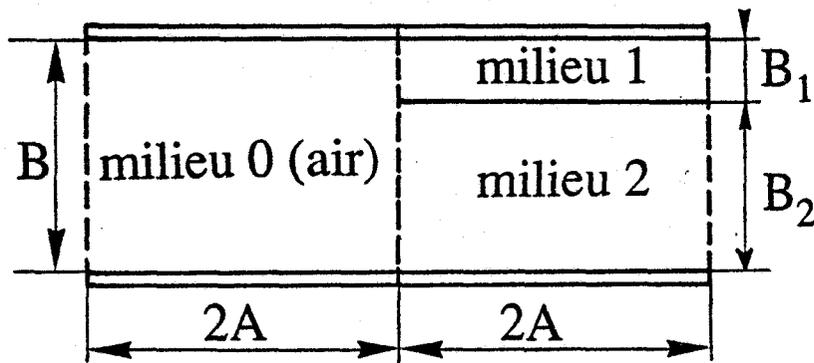


Figure 53. Représentation équivalente adoptée pour la géométrie transformée de la ligne coplanaire.

Les dimensions de cette géométrie transformée s'expriment à partir des expressions:

$$\begin{aligned} A &= K(m) \\ B &= K(1-m) \\ m &= \left(\frac{S}{S+2W} \right)^2 \end{aligned}$$

où $K(m)$ désigne l'intégrale elliptique complète de 1^{ère} espèce d'argument m .

Le calcul de cette intégrale est fait à partir d'un polynome d'approximation [21].

$$K(m) = 1,3863 + 0,11197m' + 0,07253m'^2 + \left((0,5 + 0,12135m' + 0,02887m'^2) \operatorname{Log} \left(\frac{1}{m'} \right) \right)$$
$$\text{avec } m' = \sqrt{1 - m^2}$$

Nous calculons également des épaisseurs effectives pour les milieux 1 et 2 :

$$B_1 = \frac{2AD}{S}$$
$$B_2 = B - B_1$$
$$B'_2 = B_2 * \operatorname{MINIMUM} \left(1; \frac{\delta_2}{2W} \right)$$

où $\operatorname{MINIMUM}(a;b)$ désigne la valeur minimale du couple (a,b)

Après prise en compte de la contribution des pertes dans le semi-conducteur et dans les conducteurs nous aboutissons au schéma présenté figure 54.

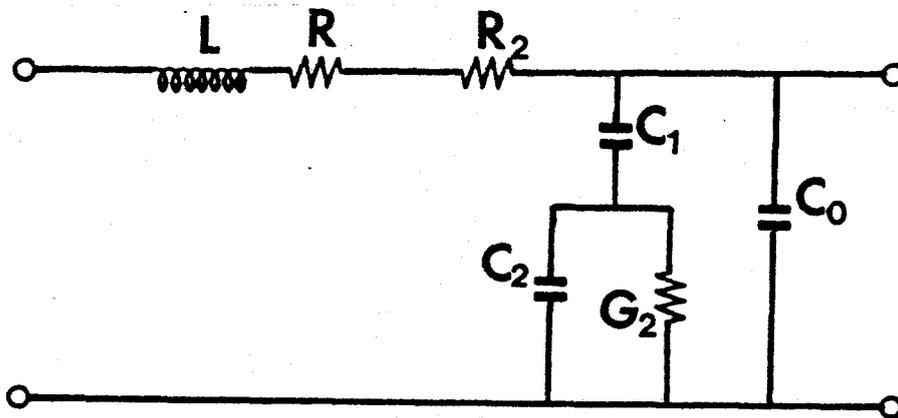


Figure 54. Schéma équivalent des lignes coplanaires déposées sur substrat semiconducteur.

Nous rappelons ci-dessous les expressions des différents éléments intervenant dans ce schéma équivalent.

$$L = \mu_0 \frac{(B_1 + B'_2)}{4A}$$

$$C_0 = \varepsilon_0 \frac{2A}{B}$$

$$C_1 = \varepsilon_1 \frac{2A}{B_1}$$

$$C_2 = \varepsilon_2 \frac{2A}{B'_2}$$

$$G_2 = 2 \left(\frac{\sigma_2 D_e}{S + W} \right)$$

$$R_2 = \frac{1}{\sigma_2 \delta_2 S} \text{MINIMUM} \left(1 ; \frac{4}{3} \left(\frac{W}{\delta_2} \right)^3 \right)$$

$$R = R_0 \left(1 + \frac{S}{3(S + 2W)} \right)$$

où R_0 correspond à la résistance linéique du ruban central.

A ce stade de l'élaboration du modèle, nous pouvons envisager de définir des limites de validité par comparaison aux études numériques.

2.5 Exploitation du modèle amélioré.

2.5.1 Exemples de comparaison du modèle aux études numériques.

Dans le but de vérifier notre modèle, et par la suite d'en définir les limites de validité, nous présentons dans cette partie quelques résultats obtenus avec le modèle amélioré, et leurs comparaisons aux caractéristiques théoriques fournies par différentes méthodes numériques à savoir :

- l'approche dans le domaine spectral, pour la plupart des structures,
- le raccordement de modes, lorsque l'on désire différencier les lignes M.I.S. des structures à contact Schottky.

L'objectif principal de l'amélioration du schéma équivalent avait pour but de prendre en compte les pertes dues au semiconducteur, et de mieux définir la transition du mode lent aux autres modes.

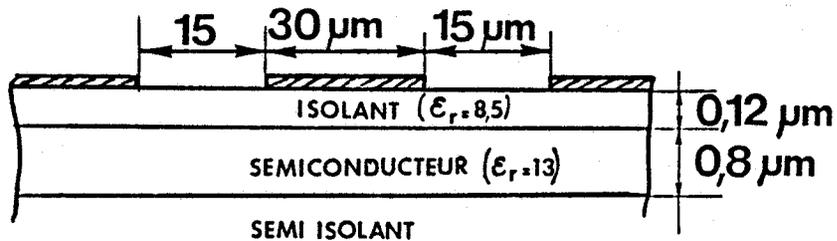
Pour une géométrie donnée, l'évolution des caractéristiques de propagation en fonction du dopage de la couche semiconductrice permet de préciser ces deux points.

Dans cet esprit, considérons une ligne M.I.S. représentée figure 55 ; les caractéristiques de propagation obtenues tant avec le modèle qu'avec l'approche dans le domaine spectral mettent en évidence, la transition du mode quasi T.E.M. au mode lent, pour les faibles valeurs de la conductivité ($\sigma_2 \approx 10$ mho/cm). La transition du mode lent au mode à effet de peau n'apparaît quant à elle que pour des valeurs supérieures à 10^5 mho/cm de ce même paramètre.

Entre ces deux cas extrêmes, nous constatons l'existence d'une conductivité critique pour laquelle les pertes sont minimales et le facteur de ralentissement maximum ($\sigma_{2 \text{ opt}} \approx 10^3$ à 10^4 mho/cm).

Les caractéristiques déterminées par ces différentes méthodes présentent des évolutions similaires. Notons cependant que les valeurs du facteur de ralentissement et de l'atténuation ne restent comparables que pour des conductivités inférieures à 10^{-3} mho/cm.

Pour des valeurs supérieures de la conductivité, l'influence de l'effet de peau sur les performances de la structure devient importante. Les résultats obtenus mettent en évidence la difficulté de traduire quantitativement ce phénomène à partir du schéma équivalent.



FREQUENCE: 1 GHz

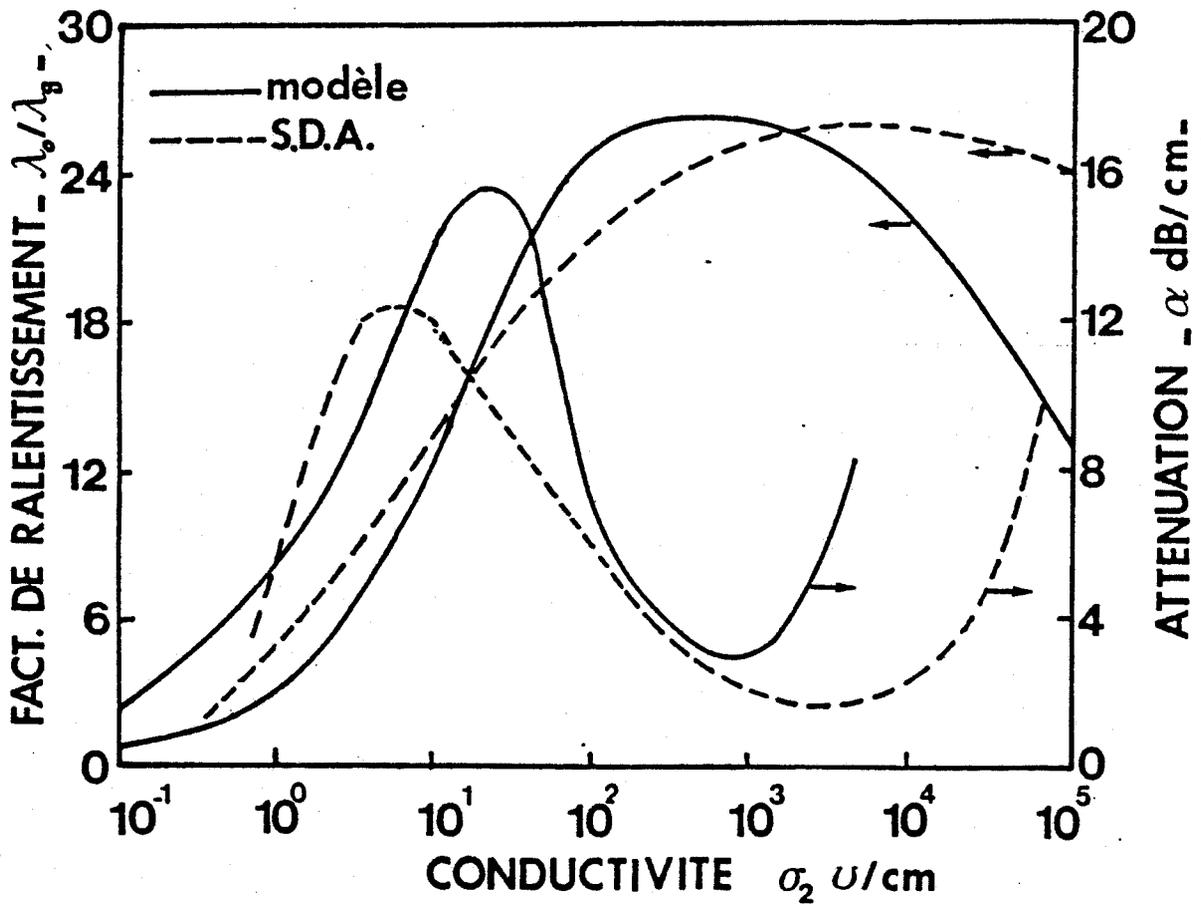


Figure 55. Evolution des caractéristiques du mode lent; comparaison des résultats obtenus avec le modèle et par A.D.S. .

Etudions à présent le comportement de la ligne à contact Schottky schématisée figure 56. Pour cette structure, la géométrie et les caractéristiques de l'épitaxie correspondent à celles classiquement utilisées lors de la réalisation de transistor à effet de champ. L'analyse numérique des caractéristiques de propagation de cette ligne repose sur la méthode de raccordement de modes ; les résultats correspondant ont été publiés par Hartnagel [22].

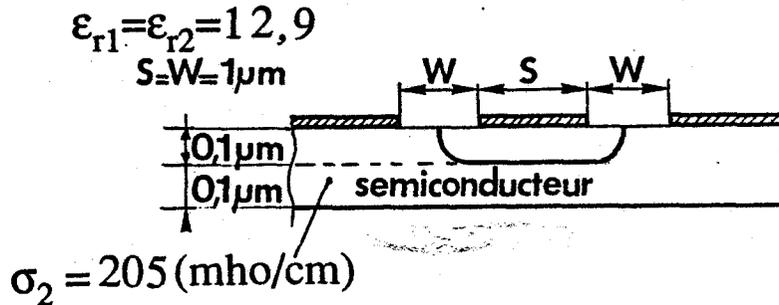


Figure 56. Ligne à contact Schottky utilisée pour la comparaison des résultats obtenus avec le modèle et par raccordement de modes.

Les évolutions du facteur de ralentissement et de l'atténuation présentées figure 57 mettent en évidence la qualité des résultats fournis par notre modèle.

L'étude numérique prise en référence [22] prend en compte une épaisseur de métallisation de $1\mu\text{m}$ ce qui n'est pas le cas du modèle. Ceci explique que le facteur de ralentissement obtenu par la méthode de raccordement de modes soit légèrement plus faible que celui déterminée par notre modèle.

Pour cette structure, l'effet de peau dans le semiconducteur est peu important. Dans le cas présent, pour une fréquence de 1 GHz, son influence ne devient significative que pour des dopages élevés supérieurs à 10^{18}cm^{-3} .

Au niveau de notre modèle, nous avons différencié les structures M.I.S. des lignes à contact Schottky. Ceci nous permet d'ébaucher une comparaison des performances potentielles de ces deux types de structures. Les géométries des lignes considérées sont présentées figure 58 ; elles ne diffèrent que par la forme de la zone isolante.

Les caractéristiques de propagation fournies par le modèle sont à nouveau comparées aux résultats obtenus à partir d'études numériques ; à savoir :

- l'A.D.S. pour la ligne M.I.S. ,
- le raccordement de modes pour la ligne à contact Schottky [22].

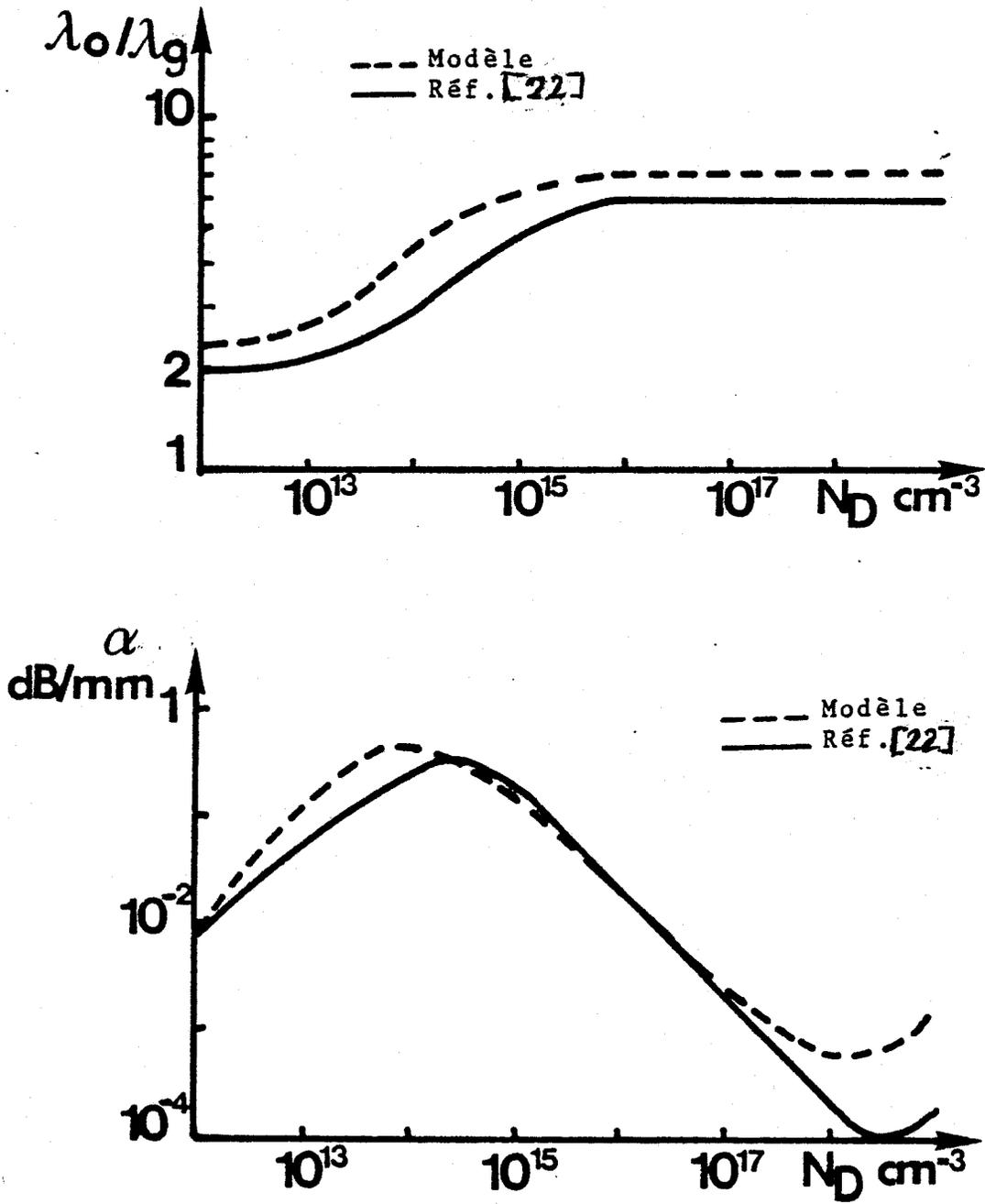


Figure 57. Evolution des pertes et du facteur de ralentissement d'une structure de type T.E.C. ; comparaison des résultats obtenus avec le modèle et par raccordement de modes .

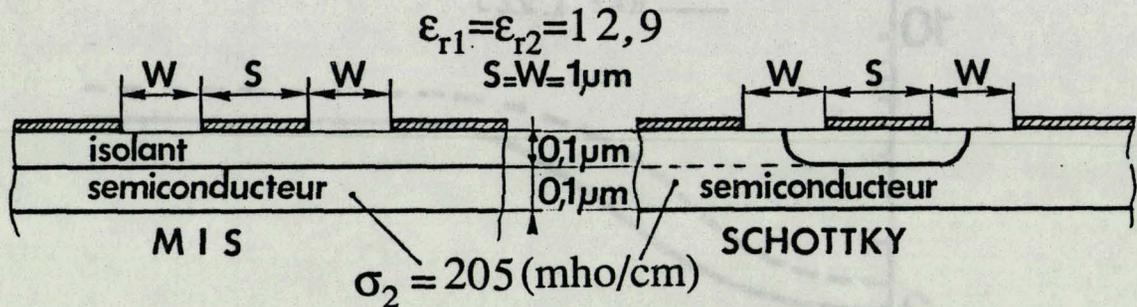


Figure 58. Lignes utilisées pour la comparaison des caractéristiques des structures M.I.S. et à contact Schottky.

Les résultats présentés figures 59 et 60 pour deux valeurs de la conductivité, dans une large gamme de fréquences, sont très proches de ceux des études numériques. La seule différence notable se situe au niveau du facteur de ralentissement de la ligne à contact Schottky. Ceci s'explique comme précédemment par le fait que l'étude numérique prend en compte une épaisseur de métallisation de 1 μm.

Cette étude comparative des structures M.I.S. et à contact Schottky met en évidence :

- la quasi-égalité des facteurs de ralentissement de ces deux structures,
- une fréquence de transition du mode lent légèrement plus élevée pour la ligne à contact Schottky,
- une atténuation un peu plus importante pour la ligne M.I.S.

Examinons maintenant quelques résultats concernant les impédances caractéristiques. Ne disposant pas pour ce paramètre de résultats numériques relatifs aux lignes à contact Schottky, nous limitons notre étude à la ligne M.I.S. présentée figure 58.

Les évolutions des parties réelles et imaginaires de l'impédance caractéristique sont présentées figure 61. Nous remarquons un accord tout à fait satisfaisant entre les résultats fournis par le modèle et ceux obtenus par A.D.S. .

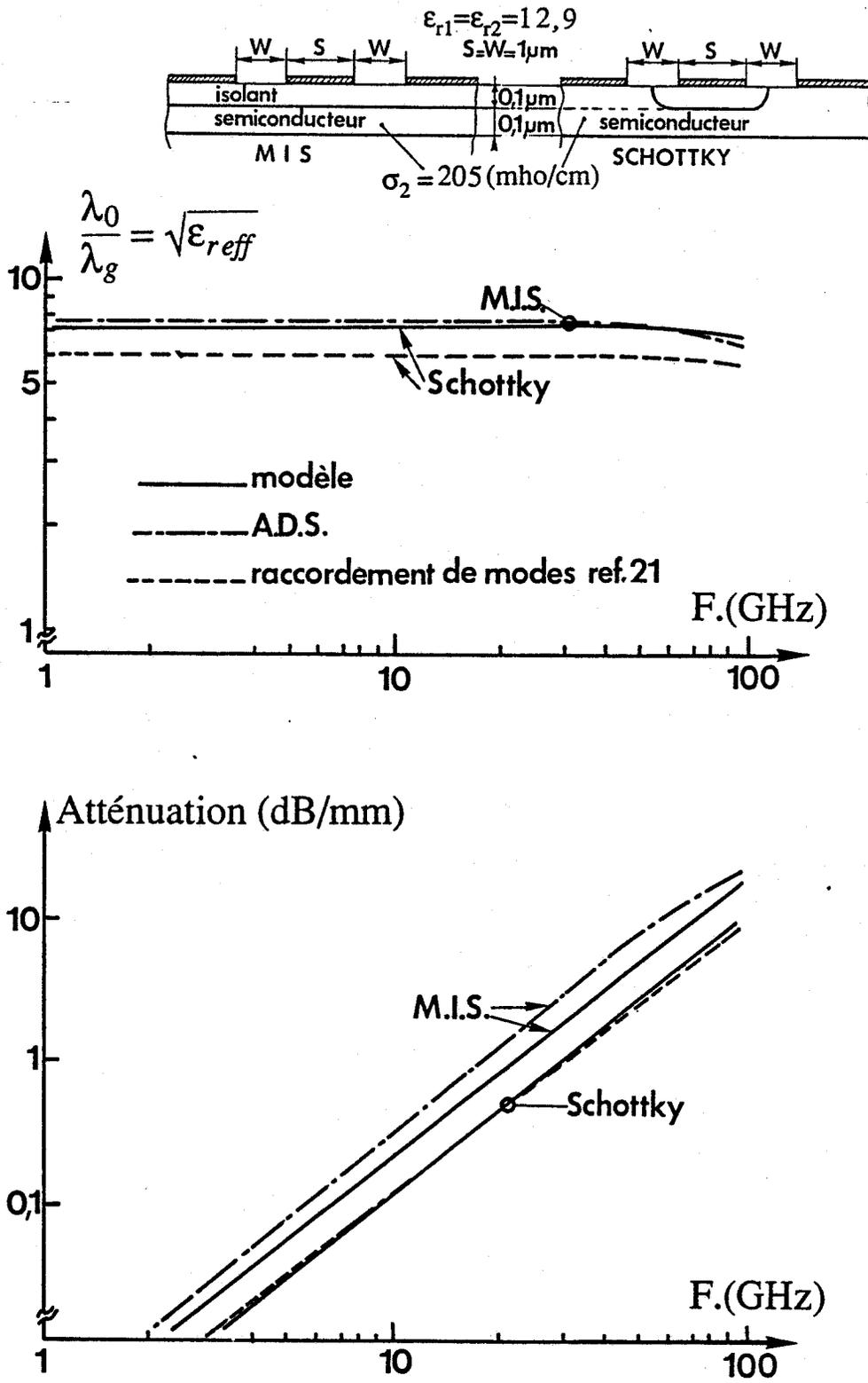


Figure 59. Comparaison des caractéristiques de propagation d'une structure M.I.S. obtenues par A.D.S. et d'une ligne à contact Schottky obtenues par mode matching [22] aux résultats fournis par le modèle: $\sigma_2 = 205 \text{ mho/cm}$.

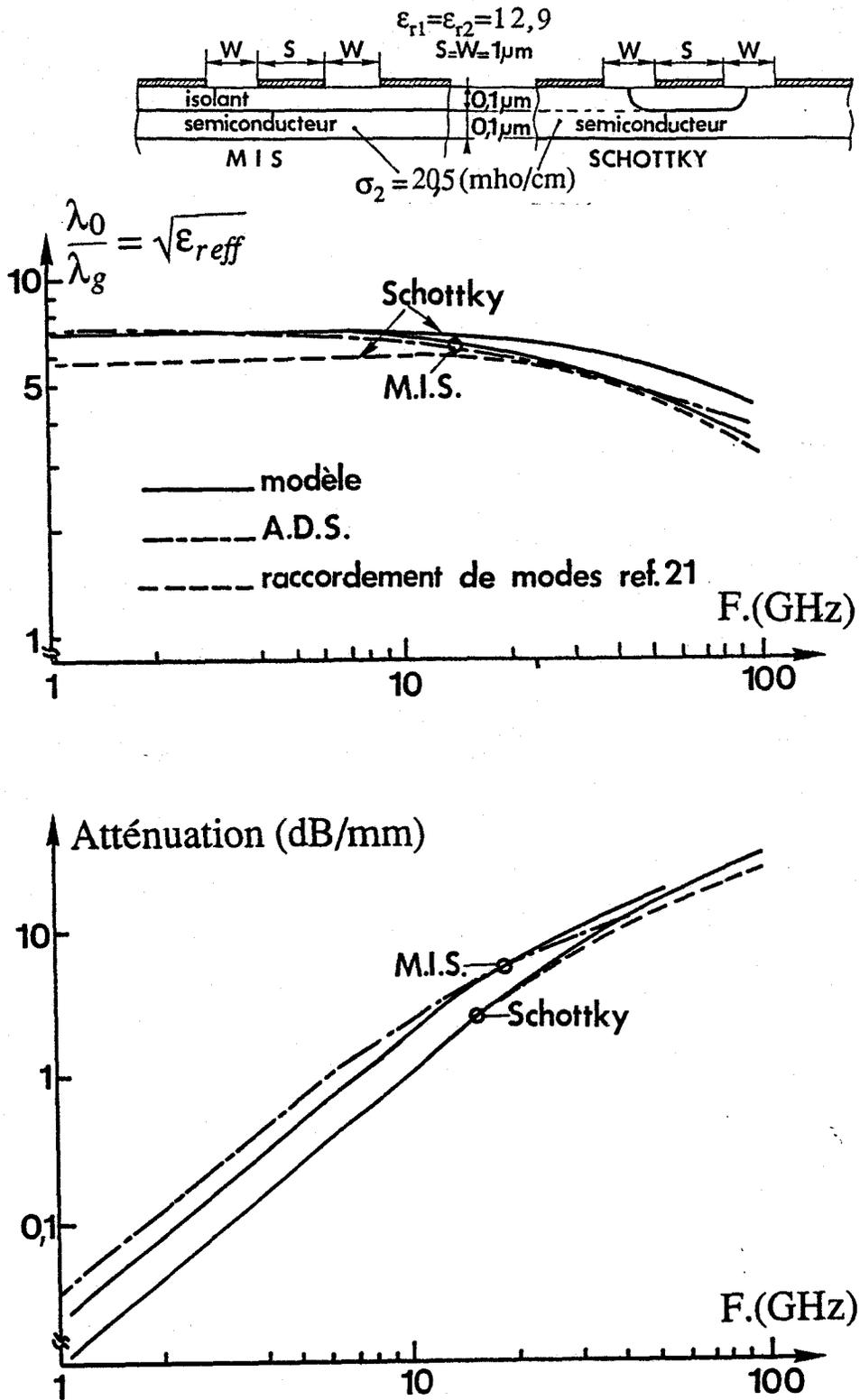


Figure 60. Comparaison des caractéristiques de propagation d'une structure M.I.S. obtenues par A.D.S. et d'une ligne à contact Schottky obtenues par mode matching [22] aux résultats fournis par le modèle: $\sigma_2 = 20,5 \text{ mho/cm}$.

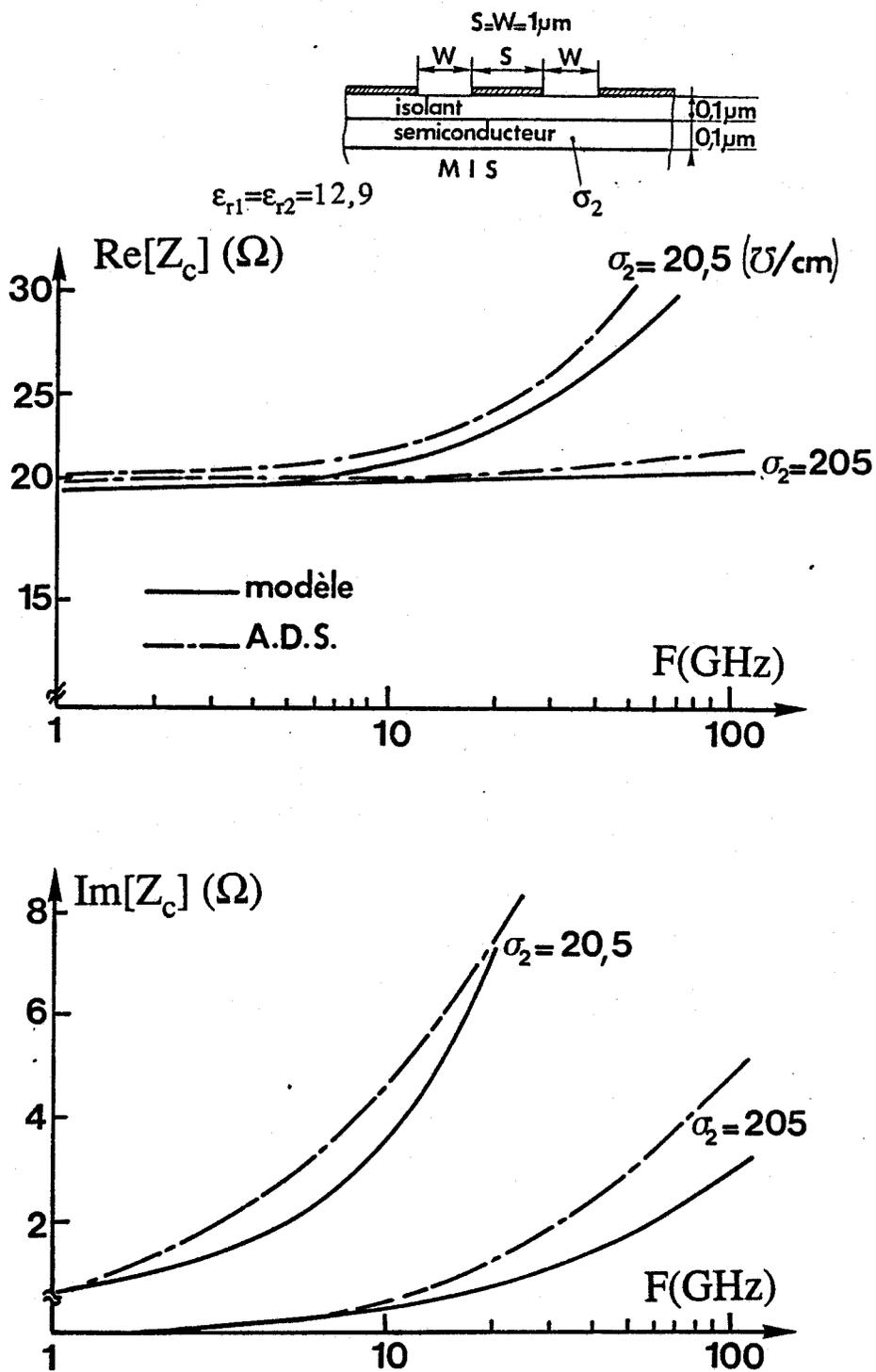


Figure 61. Impédance d'une structure M.I.S. ; comparaison des résultats fournis par le modèle et l' A.D.S. .

2.5.2 Limites de validité du modèle analytique.

Attachons nous à présent à définir le domaine de validité de notre modèle. A cette fin, nous avons utilisé de façon plus exhaustive les résultats obtenus tant par le modèle que par l'A.D.S. Pour les structures à contact Schottky, ne disposant pas de résultats numériques en nombre suffisant, nous adapterons des critères similaires à ceux obtenus pour les lignes M.I.S.

Le domaine de validité de notre modèle peut être défini à partir de deux types de critères. Le premier est essentiellement lié aux paramètres géométriques de la structure, largeur des lignes, épaisseurs des différentes couches du substrat.

En ce qui concerne les dimensions des couches isolante et semiconductrice, deux conditions ont été établies. Les exemples présentés figures 62 et 63 illustrent ces deux limites.

La première condition définit l'épaisseur globale des deux couches vis-à-vis de la largeur du ruban :

$$\frac{S}{20} < D + D_e < \frac{S}{2} \quad (2-40)$$

La seconde limitation est relative à l'épaisseur de la couche isolante :

$$0,2D_e < D < 4D_e \quad (2-41)$$

ce qui correspond encore à:

$$0,15(D + D_e) < D < 0,8(D + D_e)$$

Pour les structures à contact Schottky, nous adoptons des critères similaires à savoir :

$$\frac{S}{20} < D_e < \frac{S}{2} \quad (2-42)$$

$$15\% D_e < D < 80\% D_e$$

Ce dernier critère correspond à une modulation de la zone désertée comprise entre 15 et 80% de l'épaisseur de l'épitaxie.

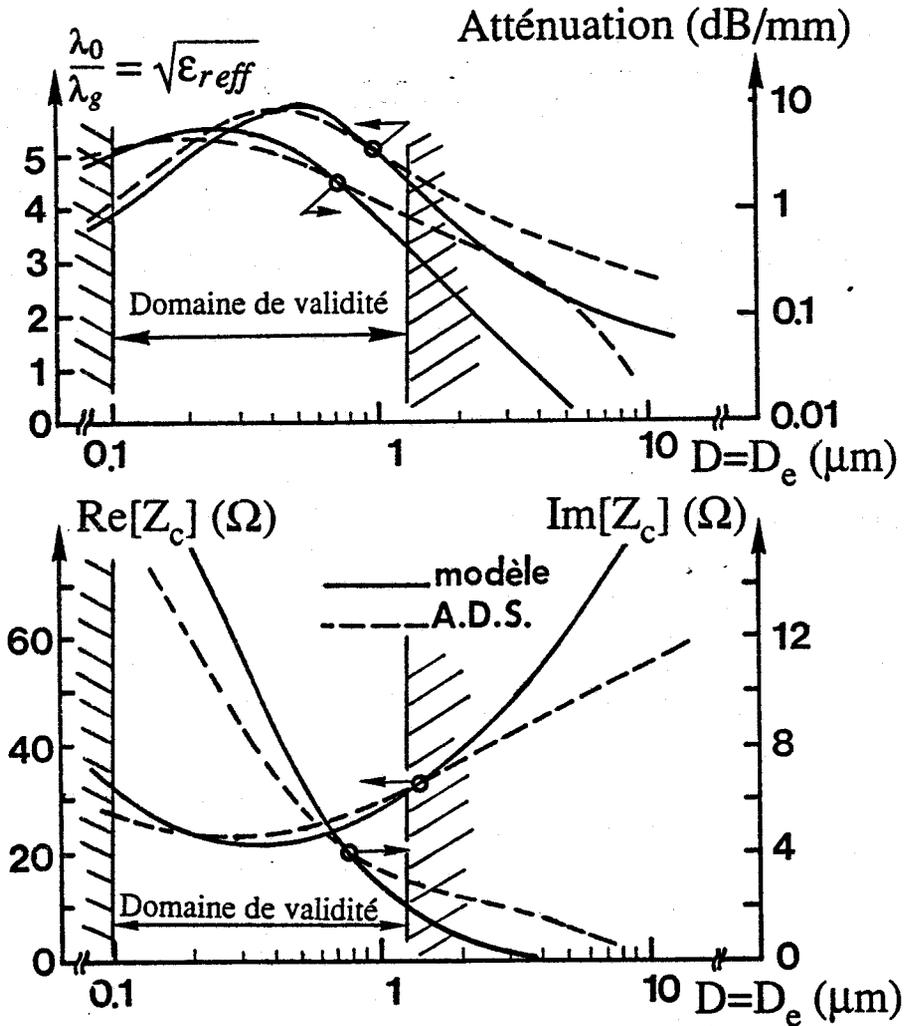
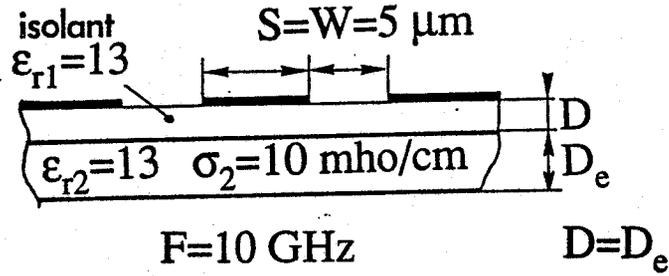


Figure 62. Evolution des caractéristiques de propagation en fonction des épaisseurs des zones isolante et semiconductrice.

Limite de validité:

$$0,1 \mu m < (D, D_e) < 1,25 \mu m$$

$$\frac{S}{20} < D + D_e < \frac{S}{2}$$

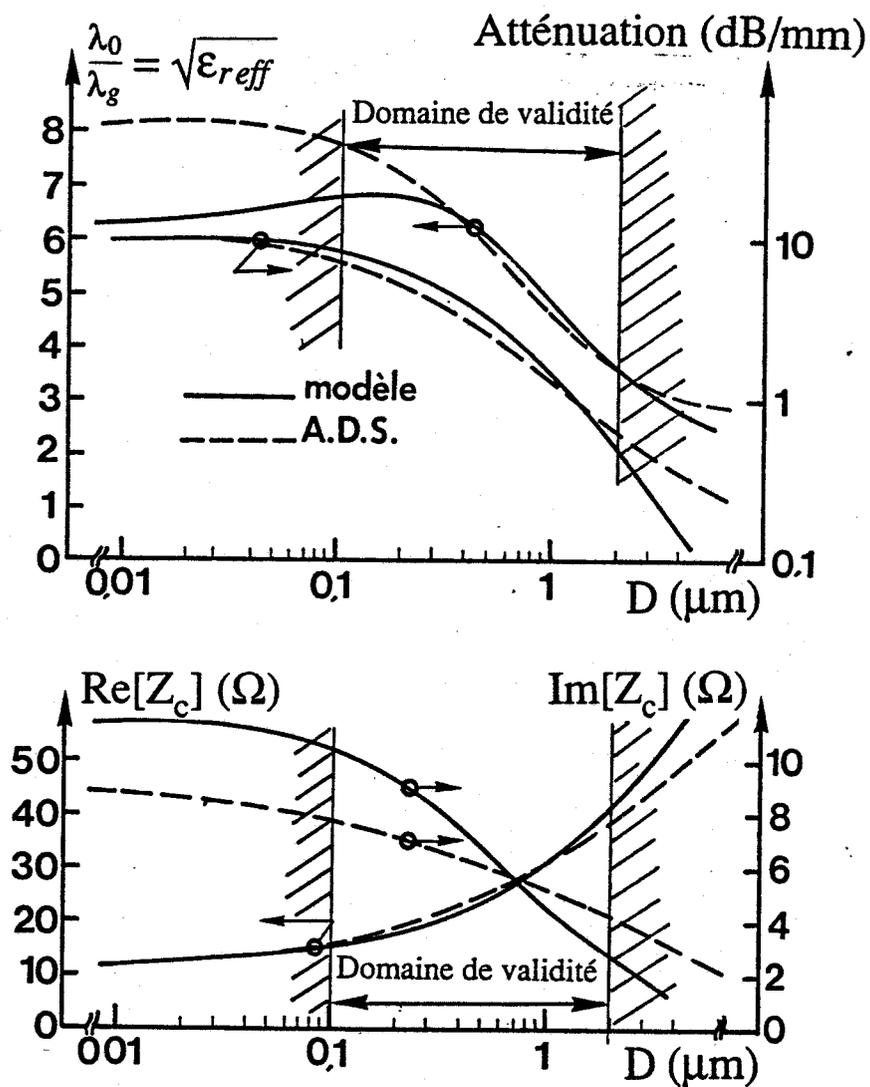
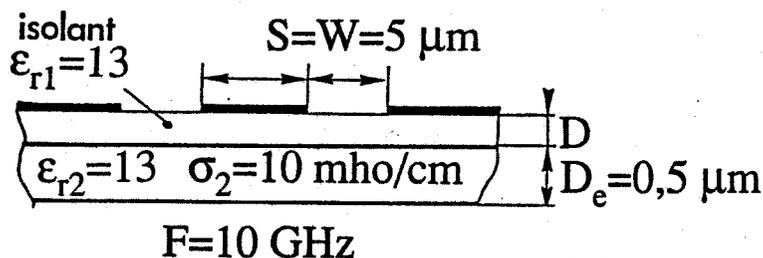


Figure 63. Evolution des caractéristiques de propagation en fonction de l'épaisseur de la zone isolante.

Limite de validité:

$$0,1 \mu m < D < 2 \mu m$$

$$\frac{D_e}{5} < D < 4 D_e$$

A partir de notre modèle analytique, nous avons vu qu'il était difficile de rendre compte quantitativement de l'effet de peau dans la couche semiconductrice. De ce fait, nous adoptons comme critère simple de limiter l'utilisation de notre modèle dès lors que cet effet devient le phénomène prépondérant.

Ces limitations liées à l'effet de peau dans le semiconducteur font intervenir à la fois la fréquence et les valeurs de la conductivité de la couche épitaxiée. Pour préciser la démarche utilisée, nous présentons figures 64 à 68 une comparaison entre les résultats numériques et ceux obtenus par notre modèle. Nous considérons, d'une part une structure ayant des dimensions transversales faibles (5 μm), d'autre part une structure de grandes dimensions (80 μm). Cette étude comparative est réalisée pour une large gamme de fréquence, en respectant les critères géométriques précédemment définis.

Pour les structures considérées, nous résumons tableau 1, les valeurs maximales de la conductivité de la couche épitaxiée qu'il est possible de prendre en compte avec notre modèle. A ces valeurs de conductivités nous avons associé les épaisseurs de peau correspondantes.

Tableau 1. Limites de validité du modèle; valeurs maximales de la conductivité.

S = W (μm)	F(GHz)	σ_2 (mho/cm)	δ_2 (μm)
5	1	10^4	15
5	10	10^3	15
5	100	10^2	15
80	1	10^2	150
80	10	10^1	150

Cette étude permet de définir un critère reliant la fréquence, la conductivité et les dimensions transversales de la ligne. Nous obtenons une expression simple de ce critère en limitant les largeurs du ruban (S) et des fentes (W) vis-à-vis de l'épaisseur de peau :

$$\begin{aligned} S &< \delta_2/3 \\ W &< \delta_2/3 \end{aligned} \quad (2-43)$$

Pour une épitaxie classique avec un dopage de l'ordre de $1 \text{ à } 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, nous donnons tableau 2, les dimensions maximales correspondant au domaine de validité.

Tableau 2. Limites de validité du modèle liées à l'effet de peau.

Fréquence d'utilisation	Largeurs maximales des rubans et des fentes
1 GHz	$50 \mu m$
10 GHz	$17 \mu m$
100 GHz	$5 \mu m$

Remarquons que notre modèle permet l'étude des structures de type T.E.C. dans une large gamme de fréquences.

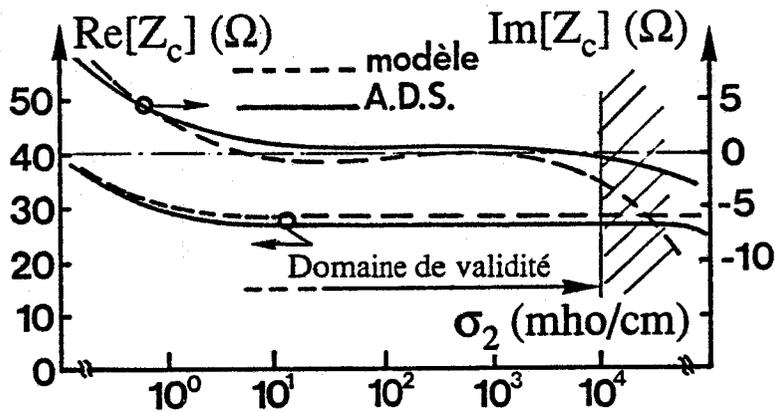
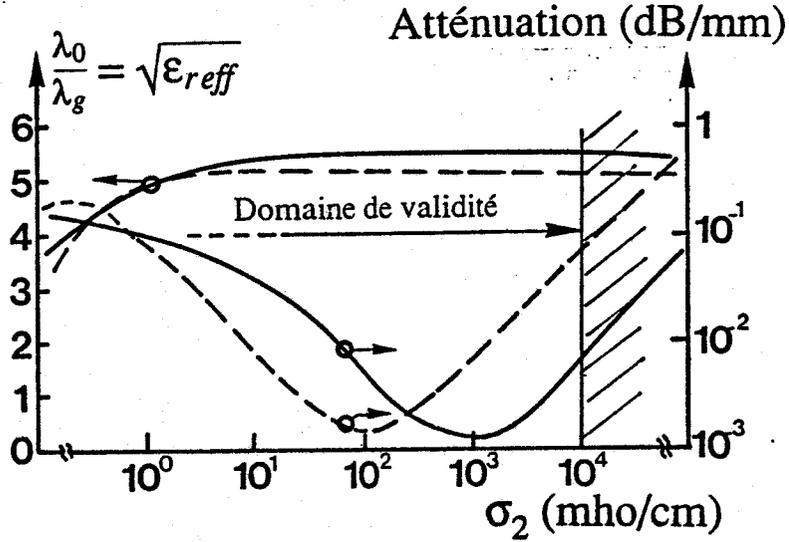
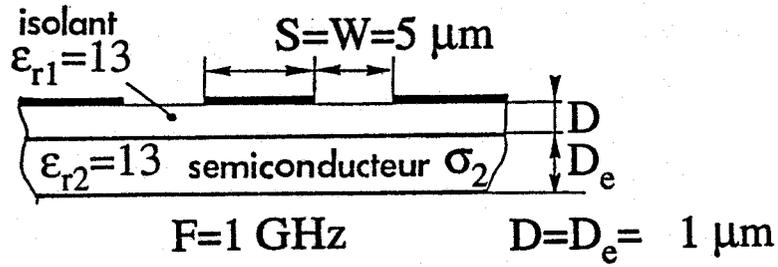


Figure 64. Evolution des caractéristiques de propagation en fonction de la conductivité de la couche semiconductrice.

Limite de validité:

$$\sigma_2 < 10^4 \text{ mho/cm}$$

$$\delta_2 > 15 \mu m$$

$$(S,W) < \frac{\delta_2}{3}$$

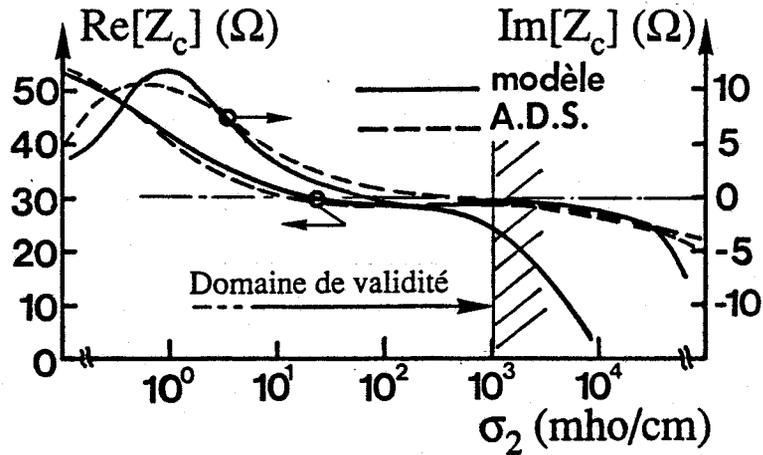
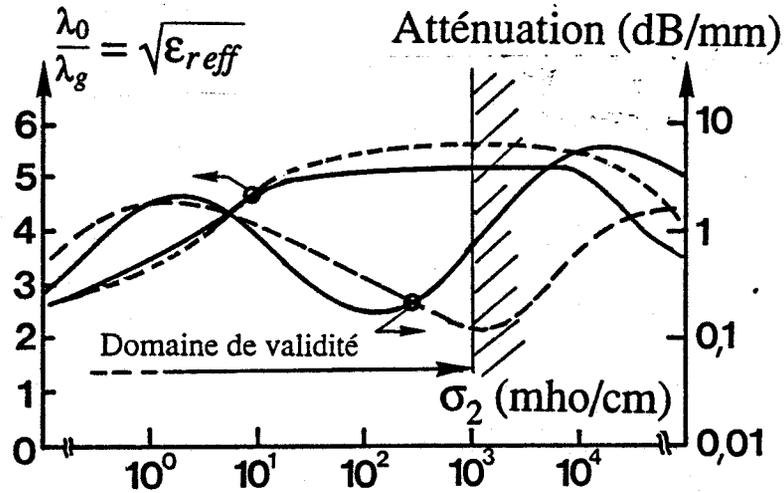
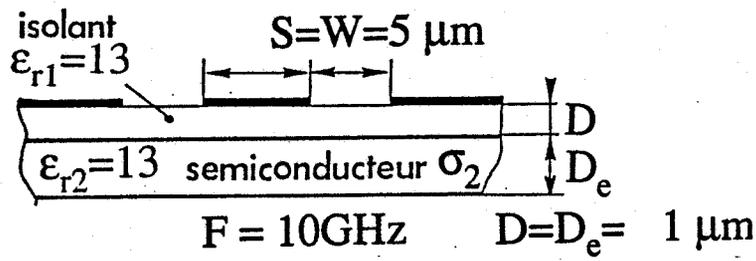


Figure 65. Evolution des caractéristiques de propagation en fonction de la conductivité de la couche semiconductrice.

Limite de validité:

$$\sigma_2 < 10^3 \text{ mho / cm}$$

$$\delta_2 > 15 \mu m$$

$$(S,W) < \frac{\delta_2}{3}$$

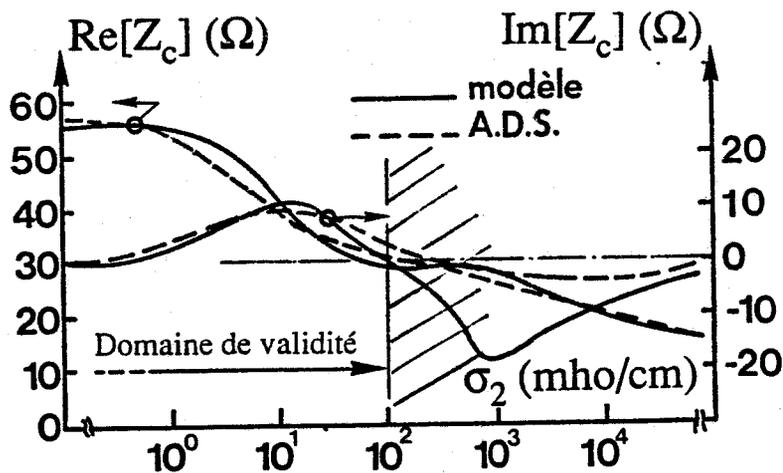
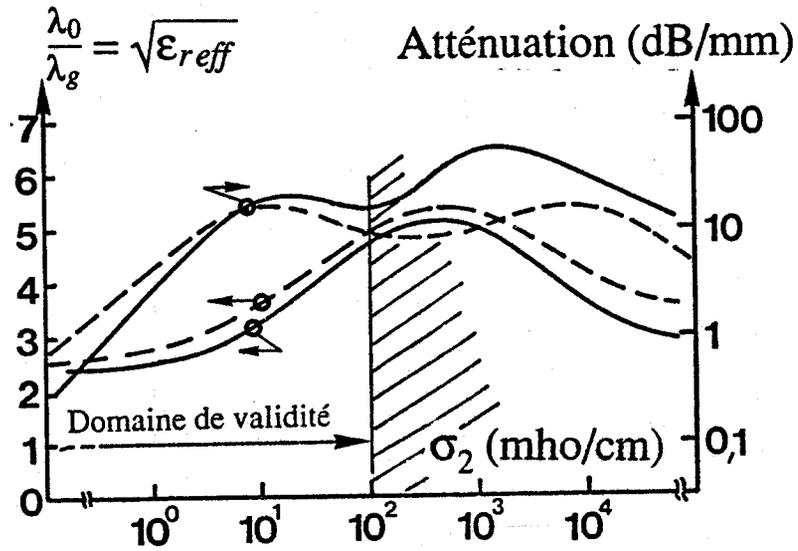
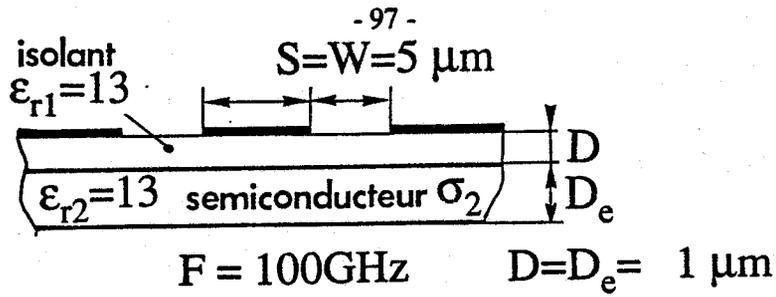


Figure 66. Evolution des caractéristiques de propagation en fonction de la conductivité de la couche semiconductrice.

Limite de validité:

$$\begin{aligned} \sigma_2 &< 10^2 \text{ mho/cm} \\ \delta_2 &> 15 \mu\text{m} \\ (S, W) &< \frac{\delta_2}{3} \end{aligned}$$

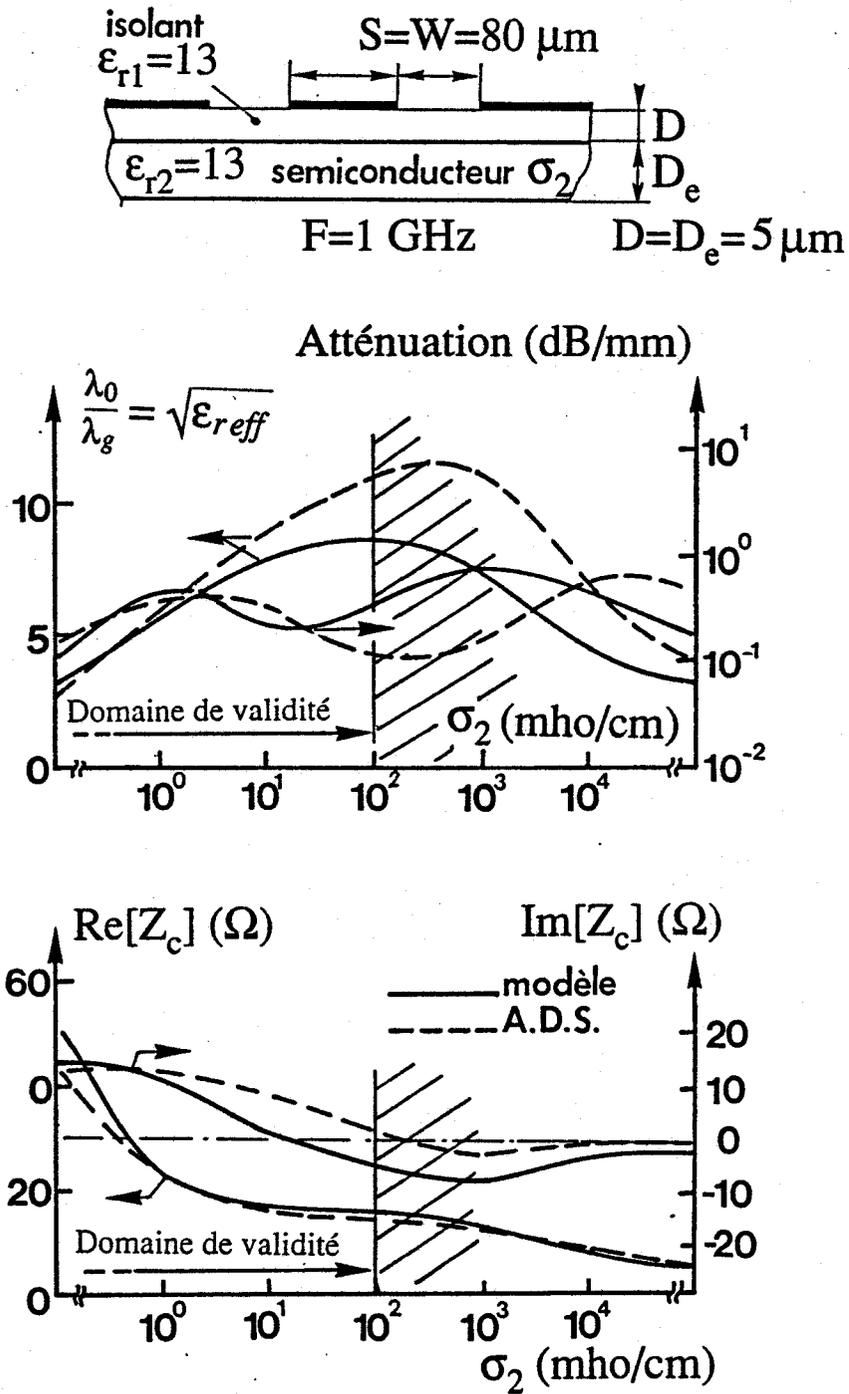


Figure 67. Evolution des caractéristiques de propagation en fonction de la conductivité de la couche semiconductrice.

Limite de validité:

$$\sigma_2 < 10^2 \text{ mho/cm}$$

$$\delta_2 > 150 \mu\text{m}$$

$$(S, W) < \frac{\delta_2}{2}$$

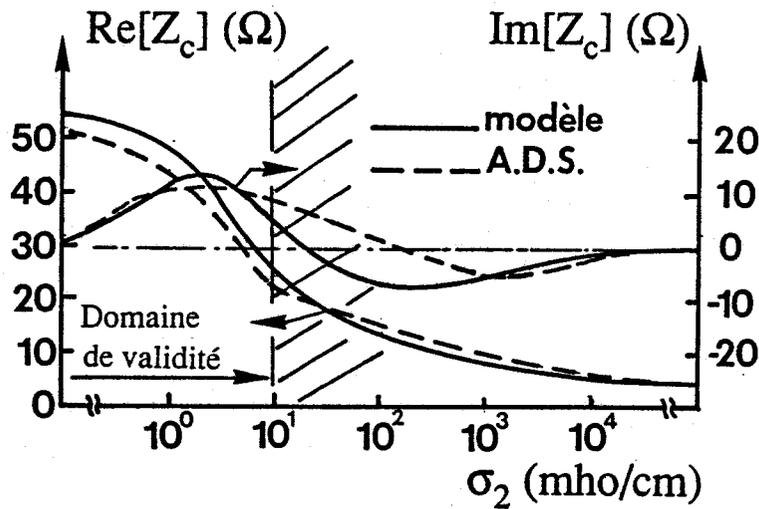
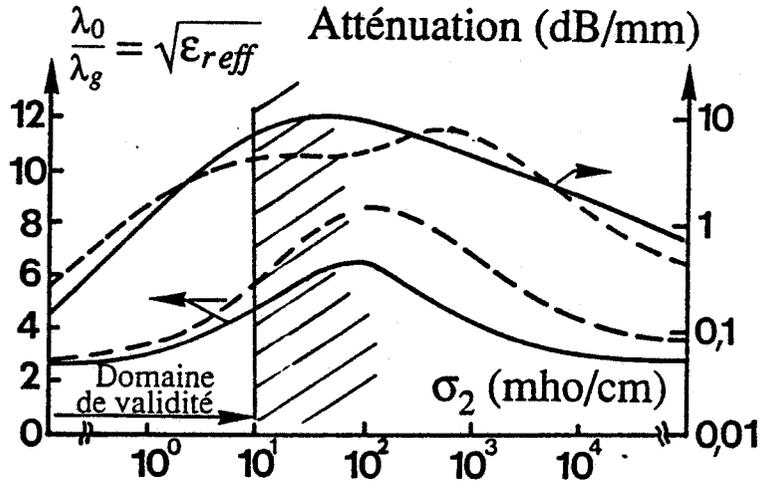
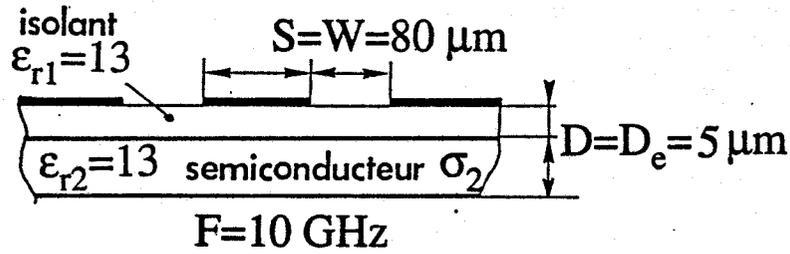


Figure 68. Evolution des caractéristiques de propagation en fonction de la conductivité de la couche semiconductrice.

Limite de validité:

$$\begin{aligned} \sigma_2 &< 10 \text{ mho/cm} \\ \delta_2 &> 150 \mu m \\ (S,W) &< \frac{\delta_2}{2} \end{aligned}$$

2.5.3 Problèmes posés par la prise en compte des pertes dans les conducteurs.

A notre connaissance aucune approche rigoureuse relative aux pertes métalliques des lignes coplanaires déposées sur substrat semiconducteur n'a été publiée. A ce stade du mémoire, les résultats que nous présentons dans ce paragraphe ne peuvent être validés. Nous reviendrons sur ce point lors de l'étude expérimentale.

Nous pensons toutefois que notre modèle fournit un ordre de grandeur correct de ces pertes. Aussi, afin de mettre en évidence l'influence potentielle des pertes dans les conducteurs avons nous considéré la structure représentée figure 69. Il s'agit d'une ligne coplanaire à contact Schottky réalisée sur substrat dopé à $8.10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Les caractéristiques de propagation ont été évaluées en supposant une épaisseur de métallisation de $0,2 \mu\text{m}$ d'or, ce qui correspond à une résistance linéique du ruban central de l'ordre de $30 \Omega/\text{mm}$.

Les résultats obtenus, présentés figure 69, mettent en évidence l'influence importante des pertes dans les conducteurs aussi bien sur l'atténuation que sur le facteur de ralentissement.

En ce qui concerne l'atténuation deux remarques s'imposent :

- pour les fréquences les plus basses ($F < 5\text{GHz}$) les pertes dans les conducteurs sont prépondérantes par rapport aux pertes en volume dans le semiconducteur,
- au contraire pour les valeurs plus élevées de la fréquence, les pertes dans le semiconducteur deviennent supérieures aux pertes métalliques.

En ce qui concerne le facteur de ralentissement, l'influence des pertes dans les conducteurs se manifeste essentiellement aux fréquences les plus basses. Nous observons dans ce cas un facteur de ralentissement anormalement élevé. Le mode propagé présente alors des constantes de phase et d'atténuation identiques ($\alpha = \beta$).

Les limites de validité de notre modèle ayant été précisées nous pouvons à présent considérer les applications de la ligne coplanaire à contact Schottky.

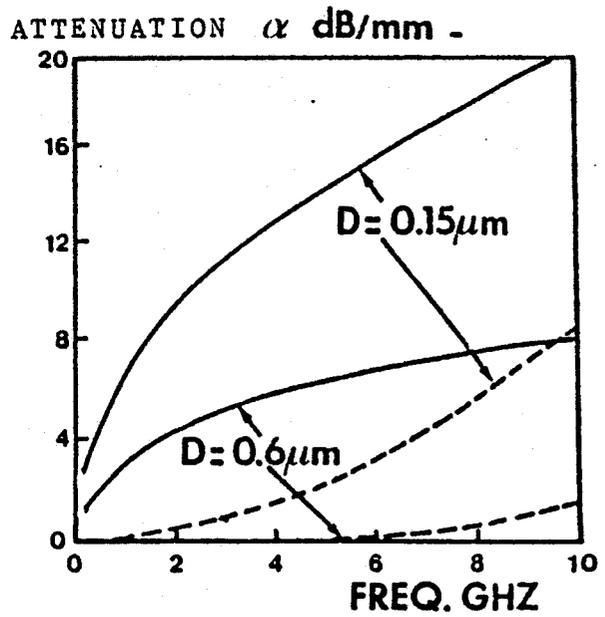
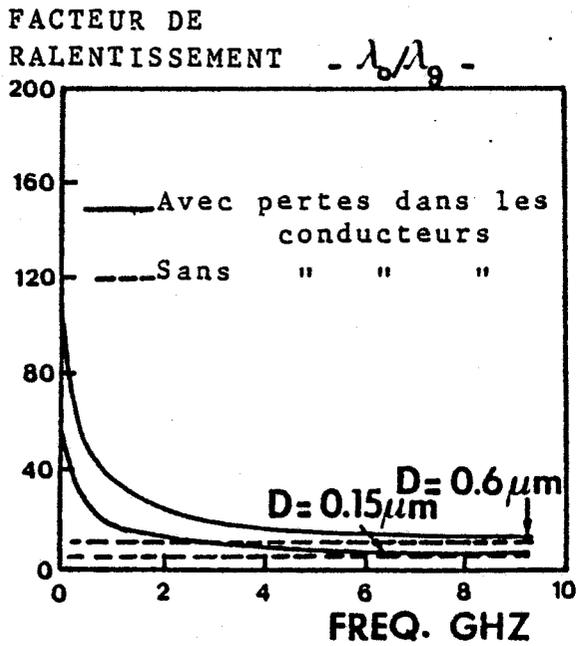
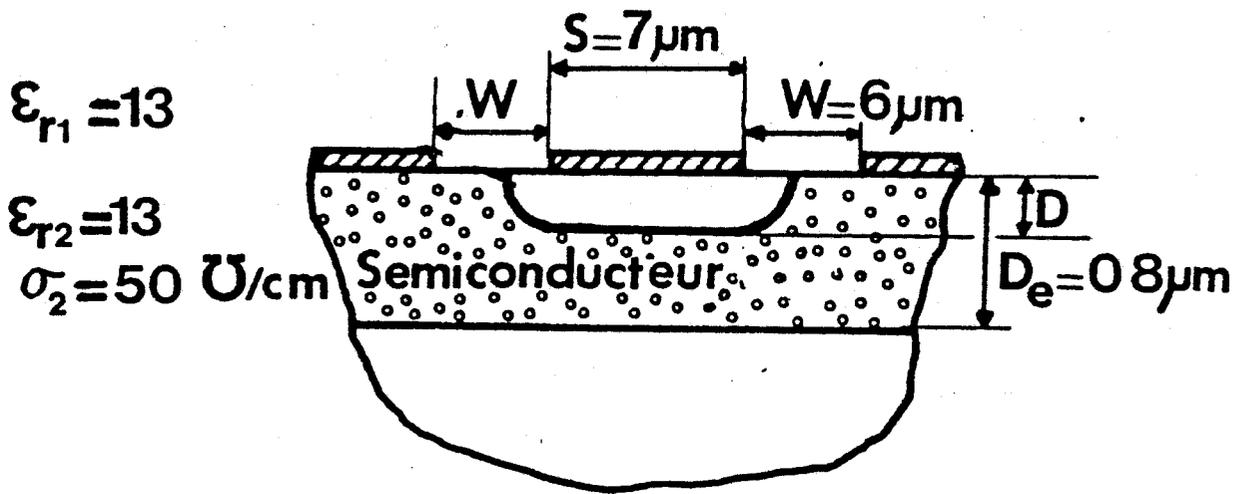


Figure 69. Influence des pertes dans les conducteurs sur les caractéristiques de propagation d'une ligne à contact Schottky.

2.6 Etude de faisabilité de déphaseurs à la ligne coplanaire à contact Schottky.

2.6.1 Caractéristiques et performances des réalisations existantes.

Dans ce paragraphe, nous nous proposons d'étudier la faisabilité de circuits déphaseurs utilisant la ligne coplanaire à contact Schottky à partir de notre modèle.

En préambule à cette étude, il nous a semblé intéressant d'exposer les applications essentielles que l'on peut envisager pour ces déphaseurs ; ceci nous permet par ailleurs de déterminer plus aisément les caractéristiques et performances exigées pour ce type de circuit.

Mise à part quelques réalisations spécifiques [24], la majorité des applications des déphaseurs concernent plus directement les antennes à balayage électronique [25] - [31]. Le fonctionnement de ces systèmes nécessite une modulation de la phase de 360° . Ceci s'effectue soit par commande analogique soit par un processus numérique (commande logique de 3 à 6 bits). Dans une gamme de fréquence donnée, la précision de commande de la phase influe directement sur la bande passante du système, mais aussi sur les caractéristiques de rayonnement de l'antenne (directivité, niveau des lobes secondaires). Pour ce type d'application, on conçoit que la fonction de déphasage doive être réalisée par un composant réciproque, ceci afin de permettre le fonctionnement de l'antenne en émission comme en réception.

Le principe de réalisation de ces circuits, en technologie hybride, repose essentiellement sur l'utilisation de tronçons de lignes associées à un coupleur. La modulation de phase est alors obtenue à l'aide de diodes P.I.N. dont les caractéristiques permettent des applications à fortes puissances [25].

Quelques exemples de caractérisation et de performances obtenues avec ces déphaseurs sont présentés tableau 3.

Les progrès récents dans le domaine des matériaux et de la technologie AsGa permettent d'envisager la réalisation de ces déphaseurs en technologie monolithique [26]-[31].

L'élément de commutation, initialement la diode P.I.N., est alors remplacée par une diode à contact Schottky présentant un courant de commande plus faible [27],[28].

Tableau 3. Exemples typiques de performances et caractéristiques de déphaseurs hybrides et monolithiques.

Référence bibliographique	commande de phase	élément commutateur	bande de fréquence GHz	dimensions mm ² ou mm*mm	pertes d'insertion(dB)	éléments déphaseurs de base
[25]	3 bits	diode PIN	1,1 à 1,5	hybride	0,4 à 0,9	lignes + coupleur
[25]	3 bits	diode PIN	4,9 à 5,4	hybride	1 à 1,5	lignes + coupleur
[25]	3 bits	diode PIN	9 à 10	hybride	1,6 ± 0,15	lignes + coupleur
[26]	3 bits	TEC	5 à 6	9,4 * 4,2	9 ± 1	lignes + coupleur
[27]	6 bits	diode Schottky	8 à 12	3,7 * 2,3	3,7 ± 1,2	lignes + coupleur
[28]	4 bits	diode Schottky	60 à 65	3,2 * 1,9	11 ± 2	lignes + coupleur
[30]	3 bits	TEC	4 à 8	6	12 ± 2	éléments réactifs
[31]	analogique	TEC	2 à 18	11 * 3	≈ 10 dB	éléments réactifs

Les transistors à effet de champs utilisées à courant drain source nul peuvent également remplir cette fonction [29]. Ils présentent l'avantage d'une puissance de commande faible mais possèdent en contrepartie un temps de commutation élevé [26], [30], [31]. Nous présentons tableau 3 des exemples de réalisations monolithiques basés sur l'utilisation de tronçons de lignes associées à un coupleur [26]-[28]. Les dimensions de ces circuits sont directement liées aux longueurs des lignes et donc tributaires de la fréquence d'utilisation .

Le choix de cellules de déphasage composées d'éléments réactifs (capacités et inductances monolithiques) permet dans certains cas de réduire ces dimensions et d'élargir la bande de fonctionnement [30]. Signalons une réalisation originale basée sur ce principe [31] permettant une commande de phase continue (de 0 à 360°) sur toute la bande de fréquence de 2 à 18 GHz. Ces performances exceptionnelles sont cependant obtenues au prix d'un encombrement supérieur à la plupart des réalisations monolithiques du à la complexité du circuit.

Pour l'ensemble des réalisations monolithiques présentées ci-dessus, nous constatons des pertes d'insertion de l'ordre de 10 dB, valeurs importantes par rapport aux réalisations hybrides [24]. Signalons également que la modulation de phase s'accompagne d'une variation parasite de l'atténuation d'environ 2 à 4 dB.

L'objectif de notre étude de faisabilité, consiste donc à apprécier dans quelles mesures les lignes coplanaires à contact Schottky peuvent apporter des solutions originales aux problèmes de l'encombrement et à l'amélioration des performances des déphaseurs monolithiques.

La suite de ce chapitre s'articule en fait autour :

- de la recherche de structures optimales,
- de l'analyse des performances de ces structures, permettant d'apporter des réponses au moins partielles aux interrogations précédemment formulées.

Cette démarche nous permettra de statuer sur l'intérêt des déphaseurs à ligne coplanaire à contact Schottky, par rapport aux solutions existantes.

2.6.2 Définition de structures optimales.

Le développement de déphaseurs monolithiques à ligne coplanaire à contact Schottky, ne peut être envisagé que dans la mesure où ils présentent des performances sensiblement supérieures à celles des dispositifs classiques. Dans cette optique, nous nous sommes fixés un cahier des charges relativement ambitieux assurant :

- une modulation de la phase de 360° à partir d'une tension de commande compatible avec les technologies monolithiques,
- une réduction de l'encombrement du circuit par rapport aux réalisations existantes,
- l'obtention de pertes d'insertion inférieures à 10 dB.

Dans cette gamme de fréquence, la volonté d'utiliser une technologie monolithique, nous impose de réduire l'encombrement du circuit déphaseur; ceci nous amène à envisager le choix d'une structure présentant un facteur de ralentissement très élevé. La nécessité de minimiser les pertes d'insertion, justifie de son côté l'utilisation d'épitaxies de conductivités proches de la valeur optimale en prenant toutefois en considération les contraintes imposées par la technologie utilisée.

Compte tenu des résultats fournis par les modélisations présentées au chapitre précédent, nous constatons que les valeurs optimales de la conductivité sont au minimum égales à 200 mho/cm ; elles correspondent à des dopages élevés supérieurs à $4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Signalons également que ces valeurs minimales, de la conductivité optimale, sont obtenues pour des épitaxies de fortes épaisseurs de l'ordre de 10 μm .

On conçoit donc que la nécessité d'obtenir, une valeur maximale élevée du facteur de ralentissement, une variation importante de la phase associée à une bonne "commandabilité", ainsi que des pertes d'insertion les plus faibles possibles, nous imposent des contraintes antagonistes.

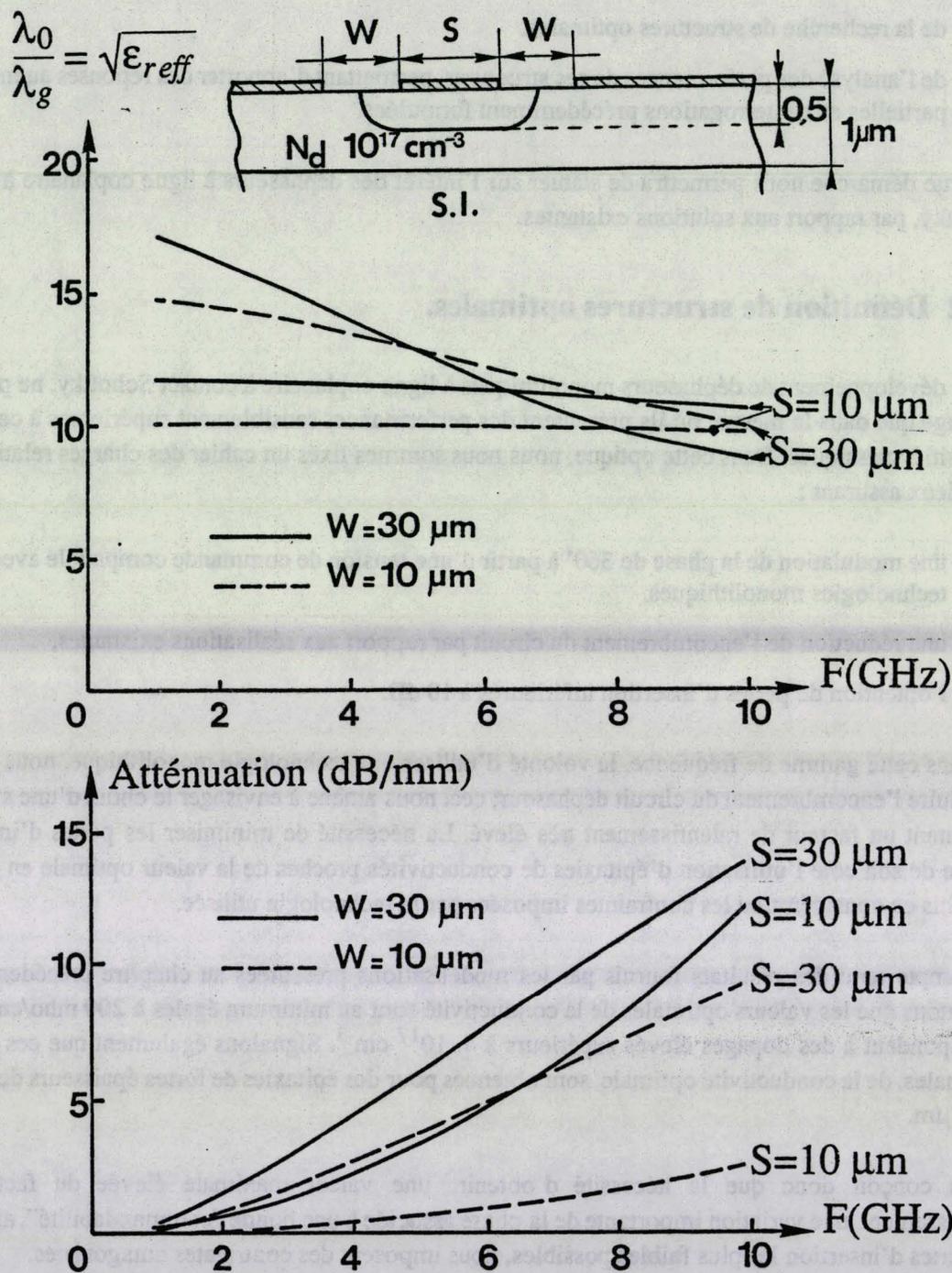


Figure 70. Evolution des caractéristiques de propagation en fonction des largeurs du ruban et des fentes.

La définition d'une structure optimale, repose donc plutôt dans notre esprit sur le choix d'une structure de compromis.

De ce fait, le point de départ de notre étude de faisabilité repose sur l'utilisation d'épitaxies habituellement rencontrées dans les technologies de type T.E.C., à savoir, des épitaxies d'épaisseurs maximales voisines de $1\ \mu\text{m}$ pour des dopages de $5 \cdot 10^{16}$ et $10^{17}\ \text{cm}^{-3}$.

Il nous reste alors à définir les dimensions transversales des lignes permettant de satisfaire au mieux au cahier des charges que nous nous sommes imposé.

Les caractéristiques de propagation présentées figure 70 permettent d'évaluer l'influence des largeurs du ruban et des fentes sur les caractéristiques des déphaseurs. Pour cette étude, nous nous sommes placés dans les conditions les plus défavorables pour l'obtention d'un facteur de ralentissement élevé; c'est à dire que nous avons considéré une zone désertée de forte épaisseur ($0,5\ \mu\text{m}$), proche de la limite d'apparition du phénomène d'avalanche. Dans ces conditions, nous constatons que l'augmentation des dimensions transversales restreint la gamme de fréquence dans laquelle le mode lent est peu dispersif et augmente sensiblement le niveau des pertes.

En nous fixant comme objectif, l'obtention d'un facteur de ralentissement supérieur à 10 dans la gamme des fréquences comprises entre 1 et 10 GHz, la géométrie finalement retenue pour cette étude de faisabilité de déphaseurs est présentée figure 71.

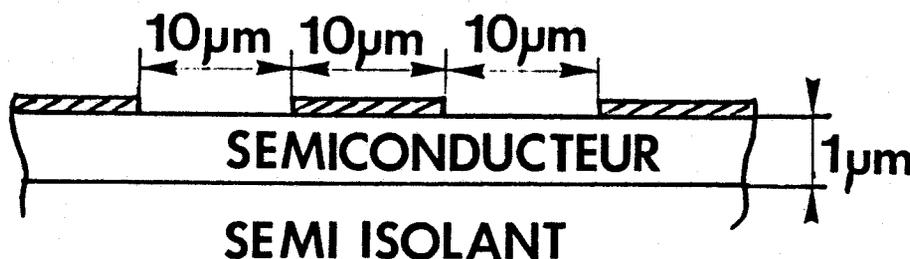


Figure 71. Géométrie des lignes retenues pour l'étude de faisabilité de déphaseurs.

Notons que les structures ayant des dimensions transversales nettement inférieures à $10\ \mu\text{m}$, ne peuvent être retenues, compte tenu des pertes métalliques importantes qu'induisent de telles dimensions.

Examinons maintenant les caractéristiques de propagation et les performances en déphaseur de cette ligne, pour les deux valeurs du dopage, $5 \cdot 10^{16}$ et $10^{17}\ \text{cm}^{-3}$.

2.6.3 Etude de deux structures fonctionnant en déphaseur.

Pour évaluer les performances des structures coplanaires fonctionnant en déphaseur, nous devons dans une première étape considérer les caractéristiques de propagation de ces lignes. Pour les deux structures précédemment définies, nous avons déterminé le facteur de ralentissement, l'atténuation et l'impédance caractéristique, ceci pour différentes polarisations. Ces résultats ont été obtenus à partir de notre modèle analytique. Cette démarche permet un gain en temps calcul appréciable, comparativement à l'utilisation de méthodes numériques plus lourdes. Ce point est d'autant plus sensible que notre étude nécessite de faire varier un grand nombre de paramètres: fréquence, tension de polarisation etc ...

Nous présentons figure 72, les évolutions fréquentielles du facteur de ralentissement calculées pour une polarisation variant de la tension nulle jusqu'à la limite théorique fixée par l'apparition du phénomène d'avalanche. Les évolutions correspondantes du déphasage linéique sont données figure

La variation du déphasage avec la tension de polarisation est plus sensible pour l'épitaxie la plus dopée. Notons également la faible évolution de ce déphasage linéique pour des fréquences comprises entre 5 et 10 GHz (à polarisation donnée).

Ces caractéristiques nous permettent d'évaluer les longueurs de lignes nécessaires pour la réalisation de déphaseurs 360°. Pour ces calculs, nous n'avons pris en compte que le déphasage linéique propre à chacune des lignes, en négligeant les déphasages supplémentaires introduits par les transitions entre la ligne coplaire et les accès extérieurs. Les longueurs des déphaseurs sont présentées tableau 4 ; elles varient d'environ 13 mm à 2 GHz, à 6 mm pour une utilisation entre 5 et 10 GHz. Ces dimensions permettent donc d'envisager la réalisation de déphaseurs d'encombrements plus faibles que pour les réalisations monolithiques classiques.

Tableau 4. Longueurs nécessaires à la réalisation de déphaseurs de 360° en mm.

Fréquence -> Dopage	F=2 GHz	F=5 GHz	F=10 GHz
Nd= 10 ¹⁷ cm ⁻³	13 mm	6 mm	5 mm
Nd=5 10 ¹⁶ cm ⁻³	14.5 mm	7 mm	6 mm

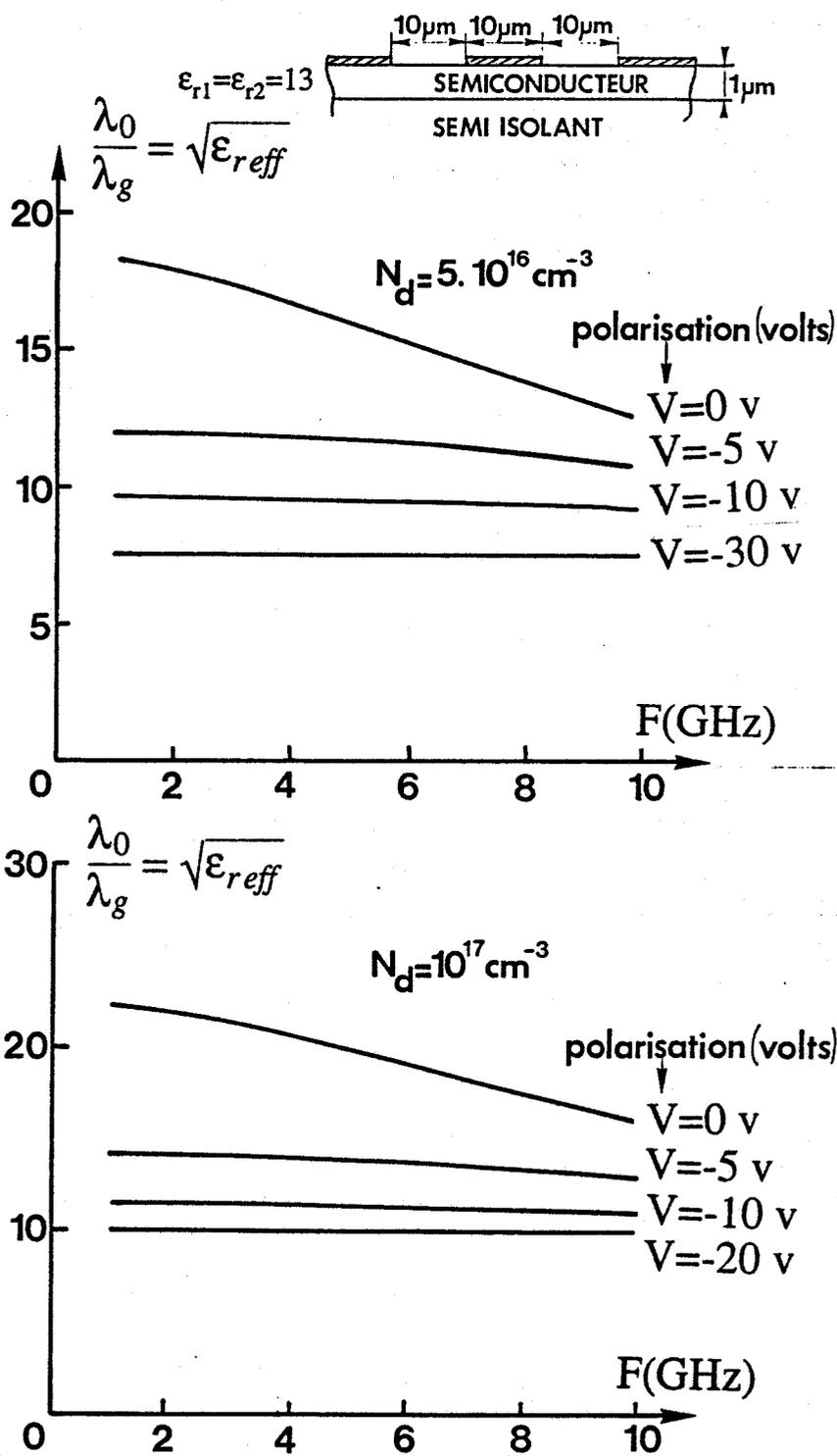


Figure 72. Facteur de ralentissement des lignes étudiées.

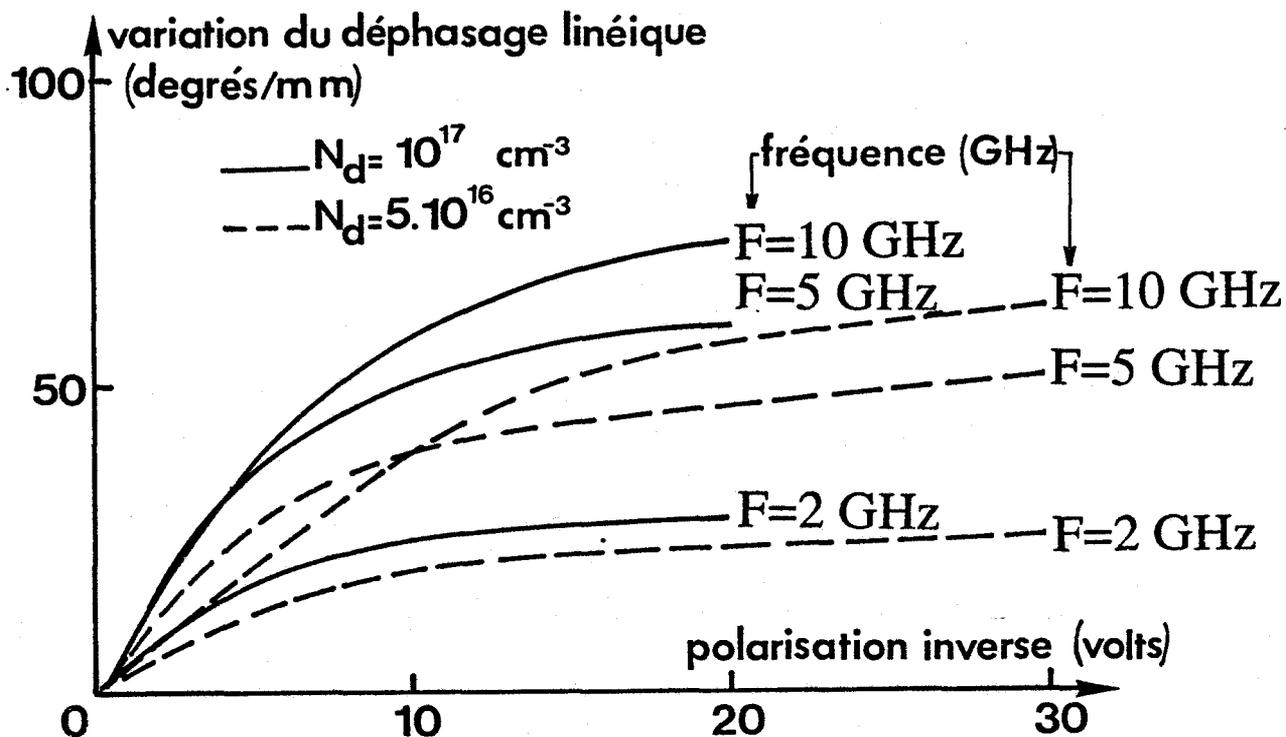
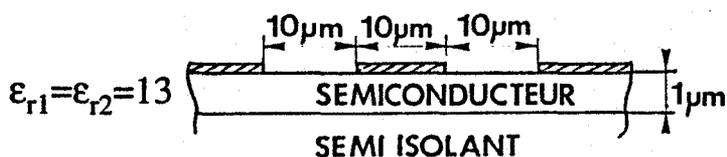


Figure 73. Evolution du déphasage linéique en fonction de la polarisation pour différentes fréquences.

Pour que cette étude soit significative, il convient également de déterminer les pertes présentées par ces dispositifs. Les résultats concernant l'atténuation linéique, lorsque les pertes métalliques sont négligées, sont présentés figure 74 (page 113). Nous présentons tableau 5, les valeurs maximales des pertes d'insertion calculées dans ce cas; lors de cette estimation les pertes par désadaptation ne sont pas prises en compte.

Tableau 5. Pertes maximales présentées par un déphaseurs de 360°.

Fréquence-> Dopage	F=2 GHz	F=5 GHz	F=10 GHz
Nd= 10 ¹⁷ cm ⁻³	13 dB	31 dB	71 dB
Nd=5 10 ¹⁶ cm ⁻³	13 dB	32 dB	72 dB

Pour la structure présentant un dopage de 10^{17} cm^{-3} , les valeurs correspondantes de l'atténuation, lorsque les pertes métalliques sont prises en compte, sont reportées tableau 6.

Tableau 6. Evolution des pertes présentées par un déphaseurs en fonction de l'épaisseur de métallisation (ruban d'or), pour un dopage de 10^{17} cm^{-3} .

Epaisseur de métallisation	F=2 GHz	F=5 GHz	F=10 GHz
infinie	13 dB	31 dB	71 dB
4 microns	22 dB	35 dB	74 dB
2 microns	31 dB	39 dB	77 dB

A la lumière de ces différents résultats, il apparaît que seules les réalisations fonctionnant aux fréquences inférieures à 2 GHz présentent un niveau de pertes comparable à celui des dispositifs monolithiques existants; à condition toutefois que l'on soit capable de minimiser les pertes métalliques. Signalons également, que la forte variation de l'atténuation avec la polarisation pénalise les structures coplanaires en vue des applications envisagées, plus que l'atténuation en elle même.

Avant de conclure sur cette partie de notre étude, examinons les valeurs des impédances caractéristiques de ces lignes présentées figures 75 et 76 (pages 114 et 115). Comme nous pouvions l'envisager, suite aux résultats discutés dans le chapitre précédent, les impédances caractéristiques sont relativement faibles (6 à 20 Ω); il apparaît surtout de fortes variations du niveau de l'impédance entre les états de polarisation extrêmes. Des variations de même nature sont observées sur la partie imaginaire de l'impédance bien que celle-ci reste faible par rapport à la partie réelle.

A l'issue de l'exposé de ces différents résultats, nous pouvons à présent dresser un bilan de cette étude de faisabilité de déphaseurs.

2.6.4 Bilan de l'étude de faisabilité de déphaseurs.

Après avoir mis en évidence la difficulté de définir une structure optimale, nous avons déterminé deux structures qui constituent à notre avis un compromis acceptable entre les objectifs que nous nous étions fixés d'une part et les contraintes imposées par les considérations technologiques d'autre part.

Par rapport aux réalisations monolithiques classiques, les déphaseurs à ligne coplanaire à contact Schottky présentent un certain nombre d'avantages : réduction de l'encombrement par rapport aux réalisations monolithiques existantes, variation continue de la phase, faible puissance de commande.

Néanmoins, ces caractéristiques à priori intéressantes demeurent pénalisées par l'importance des pertes métalliques, et une variation trop importante des pertes d'insertion lors de la modulation de la phase. Il convient de demeurer prudent quant au niveau réel de l'atténuation, dans la mesure où la prise en compte des pertes métalliques n'est pas rigoureuse.

En ce qui concerne le problème de l'adaptation de ces composants, sur une large gamme de fréquence, ce problème semble délicat à résoudre compte tenu des variations sensibles de l'impédance avec le niveau de polarisation.

Envisageons à présent une autre application des lignes coplanaires à contact Schottky, à savoir, la réalisation de modulateurs.

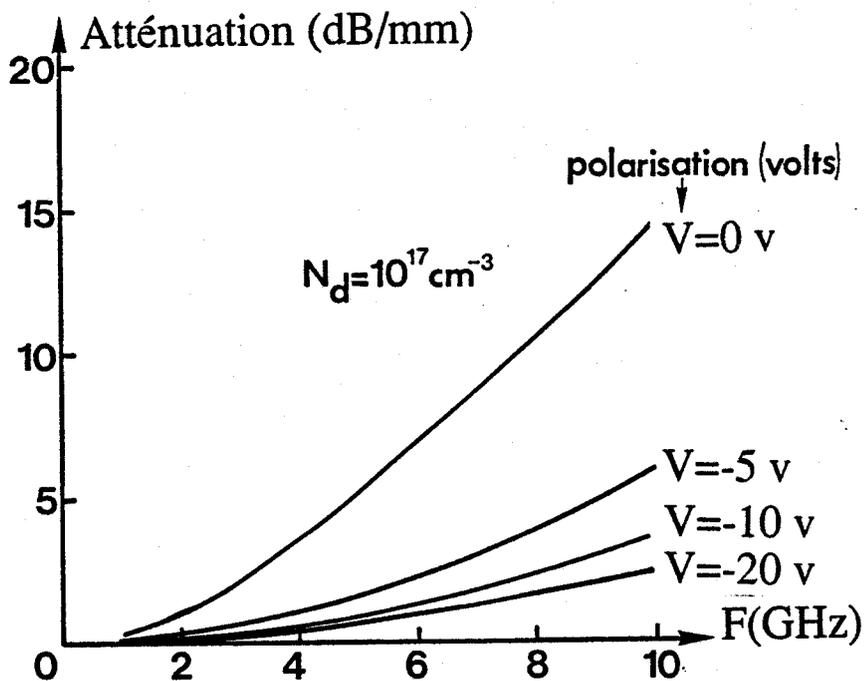
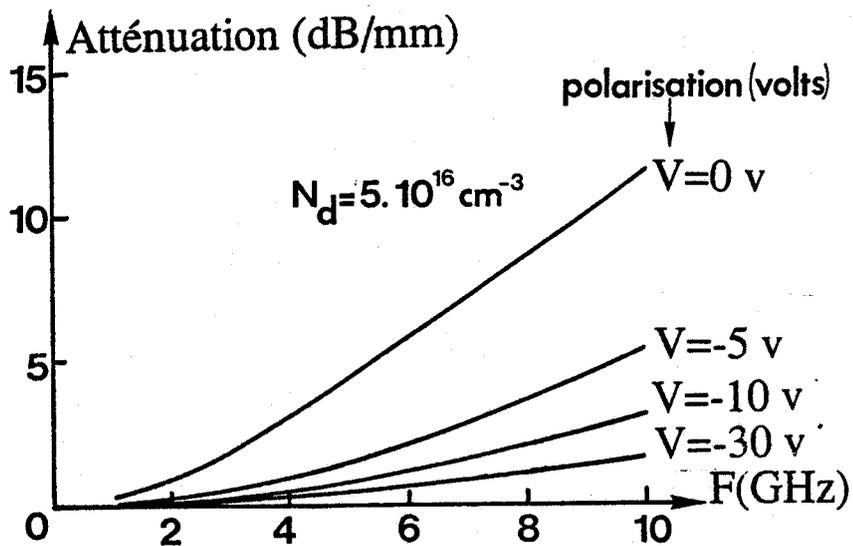
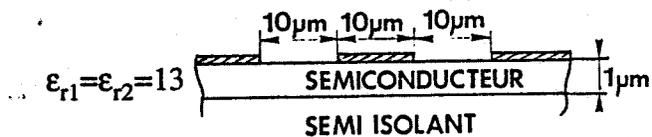


Figure 74. Atténuation linéique des lignes étudiées.

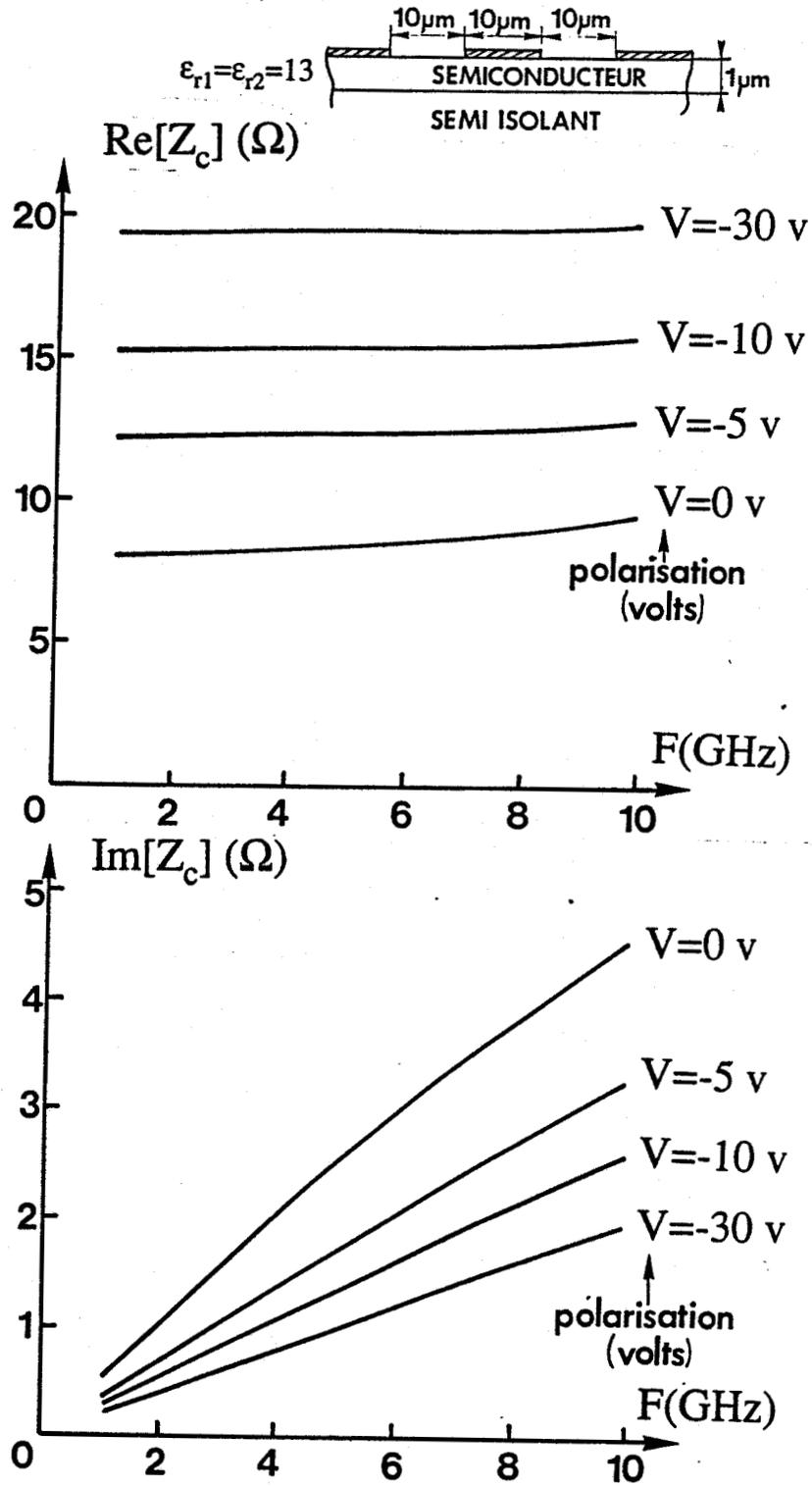


Figure 75. Impédance caractéristique de la ligne déposée sur épitaxie dopée à $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

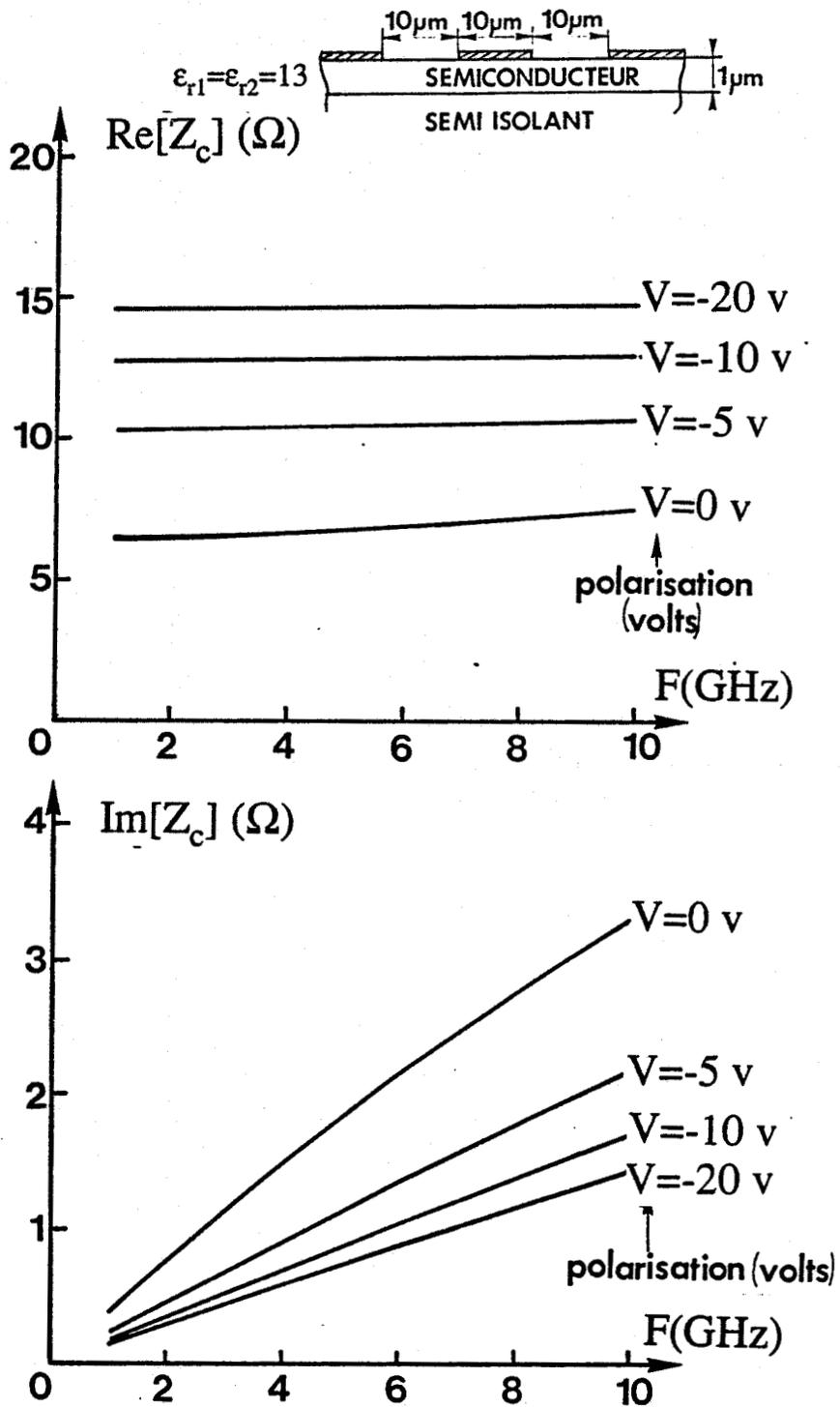


Figure 76. Impédance caractéristique de la ligne déposée sur épitaxie dopée à 10^{17} cm^{-3} .

2.7 Etude de faisabilité de modulateurs.

2.7.1 Généralités.

Jusqu'à ces dernières années, la plupart des réalisations de modulateurs étaient basées sur l'utilisation de diodes PIN [32]. L'association de ce composant aux circuits microrubans permet d'obtenir d'excellentes caractéristiques électriques, un encombrement réduit, et un degré de fiabilité élevé. En fait, les applications utilisant une technologie hybride concernent essentiellement les systèmes d'émission réception radar, nécessitant la commutation rapide de puissances élevées.

Dans ce paragraphe, nous nous proposons d'envisager la conception de modulateurs, utilisant une technologie monolithique, ayant d'autres champs d'applications ; par exemple :

- la commutation faible puissance [33], [34],
- le contrôle automatique de gain ou de niveau, à partir d'atténuateurs variables [35], [36].

Pour ce type de réalisations, utilisant une technologie intégrée, l'élément actif principal est un transistor à effet de champ. Nous résumons tableau 7, les caractéristiques typiques de quelques circuits monolithiques réalisant ces fonctions que sont les commutateurs et atténuateurs variables.

Tableau 7. Exemples des performances de modulateurs réalisés en technologie monolithique.

Référ. bibliographique	Fonction réalisée	Bande de fréquence (GHz)	Composant actif	Pertes d'insertion (dB)	Isolation (db)	Surface mm*mm
[33]	Commutateur	DC-40	TEC	2 à 3	> 20	1,3 * 0,8
[34]	Commutateur	3,7 - 7,5	TEC bigrille	gain de 11 dB	> 45	1,5 * 2,5
[35]	Atténuateur variable	1 - 10	TEC	2 à 4	15 à 25	non communiqué
[36]	Commutateur	1 - 6	TEC	2 à 4	> 15	0,9 * 0,9

Les performances de ces circuits varient en fait en fonction de l'application envisagée ; nous pouvons les résumer de la façon suivante :

- pertes d'insertion de l'ordre de quelques dB,
- isolation d'environ 15 dB pour les atténuateurs et supérieures à 25 dB pour les commutateurs,
- encombrement de l'ordre de 1 à 2 mm²,
- bande passante supérieure à l'octave.

Notre but est ici de définir des solutions qui soient une alternative à ces structures de modulateurs basées sur l'utilisation du TEC ; elles reposent sur le comportement des lignes coplanaires à contact Schottky.

Dans une première étape, après avoir quantifié les objectifs visés, il convient de dégager les structures optimales des lignes permettant de réaliser au mieux ces fonctions.

2.7.2 Recherche de structures optimales pour le fonctionnement en modulateur.

Au vu des performances obtenues à partir des réalisations monolithiques exposées ci-dessus, nous nous sommes fixés, pour la réalisation de modulateurs à ligne coplanaire à contact Schottky, les objectifs suivants :

- minimisation des pertes d'insertion dans l'état passant à quelques dB maximum,
- obtention d'une isolation à l'état bloqué supérieure à 20 dB,
- recherche d'une bonne adaptation du composant à l'état passant, pour réduire au moins dans cet état, les pertes par désadaptation.

Les deux premiers objectifs nous conduisent à utiliser des lignes présentant une dynamique de modulation aussi élevée que possible. Ceci nous impose de moduler très fortement la zone désertée tel que nous le représentons schématiquement figure 77.

Dans l'état bloqué, une polarisation directe du contact Schottky permet de supprimer la zone désertée de porteurs et par la même occasion d'obtenir l'atténuation maximale.

Au contraire, pour l'état passant, les pertes minimales sont obtenues en désertant le canal semiconducteur sur toute l'épaisseur de l'épitaxie.

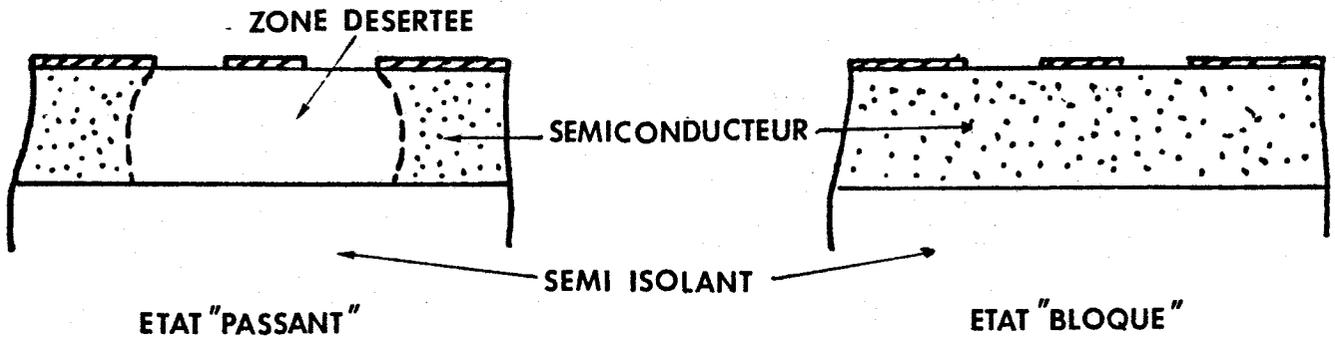


Figure 77. Modulation de la zone désertée pour le fonctionnement en modulateur.

Suivant la polarisation appliquée, nous déterminons les caractéristiques de propagation de ces lignes en utilisant notre modèle analytique, tant que les structures correspondent à son domaine de validité, ou par défaut, l'approche dans le domaine spectral.

Attachons nous à présent à définir les géométries des structures permettant de satisfaire au mieux le cahier des charges que nous nous sommes imposé.

Pour les fortes polarisations inverses, le canal semiconducteur est pincé, le modulateur à l'état passant s'apparente en première approximation à une ligne coplanaire sur substrat diélectrique. Cette constatation nous amène à choisir des rubans et des fentes de largeurs comparables (rapport W/S proche de 1) de façon à obtenir un niveau d'impédance proche de 50Ω à l'état passant.

Remarquons également que l'utilisation de fentes de largeurs supérieures à l'épaisseur de la couche semiconductrice, favorise la pénétration des champs électromagnétiques dans le substrat semi isolant, et diminue les pertes à l'état bloqué. Par contre, la diminution de la largeur du ruban central contribue à augmenter les pertes métalliques et à pénaliser les performances à l'état passant. Aussi choisirons nous pour les structures à étudier, des dimensions transversales comparables aux épaisseurs des épitaxies ($S = W = D_e$).

Signalons enfin que pour obtenir une bonne modulation du canal semiconducteur, l'épaisseur de la couche épitaxiée doit permettre une polarisation jusqu'à la tension de pincement tout en évitant l'apparition du phénomène d'avalanche.

En résumant l'ensemble des contraintes exposées ci-dessus, il apparaît que nous devons dégager un compromis entre :

- l'utilisation d'épitaxies de type TEC imposant des dimensions micrométriques ($N_d \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$; $S = W = D_e \approx 1 \mu\text{m}$),
- ou le choix de dopages plus faibles permettant d'augmenter l'ensemble de ces dimensions.

A ce stade, vu les faibles largeurs du ruban central envisagées, il apparaît nécessaire de chiffrer les pertes métalliques. Nous pouvons en première approximation les estimer à partir de l'expression

$$\alpha_m = \frac{R_m}{2Z_c} \quad (2-44)$$

avec :

- α_m atténuation linéique due aux pertes métalliques en néper/cm
- R_m résistance linéique des conducteurs en Ohm/cm
- Z_c impédance caractéristique de la ligne considérée.

Les pertes métalliques constituent essentiellement un inconvénient pour le fonctionnement du modulateur à l'état passant ; aussi pour ce calcul avons nous considéré une impédance caractéristique constante égale à 50 Ω . R_m est déterminée à partir de la résistance du ruban central en tenant compte de l'effet de peau dans le conducteur.

Les pertes métalliques correspondantes sont présentées figure 78 pour différentes géométries du ruban central. Les résultats obtenus sont tout à fait comparables à ceux obtenus par Hartnagel [23], calculés à partir d'une méthode de perturbation.

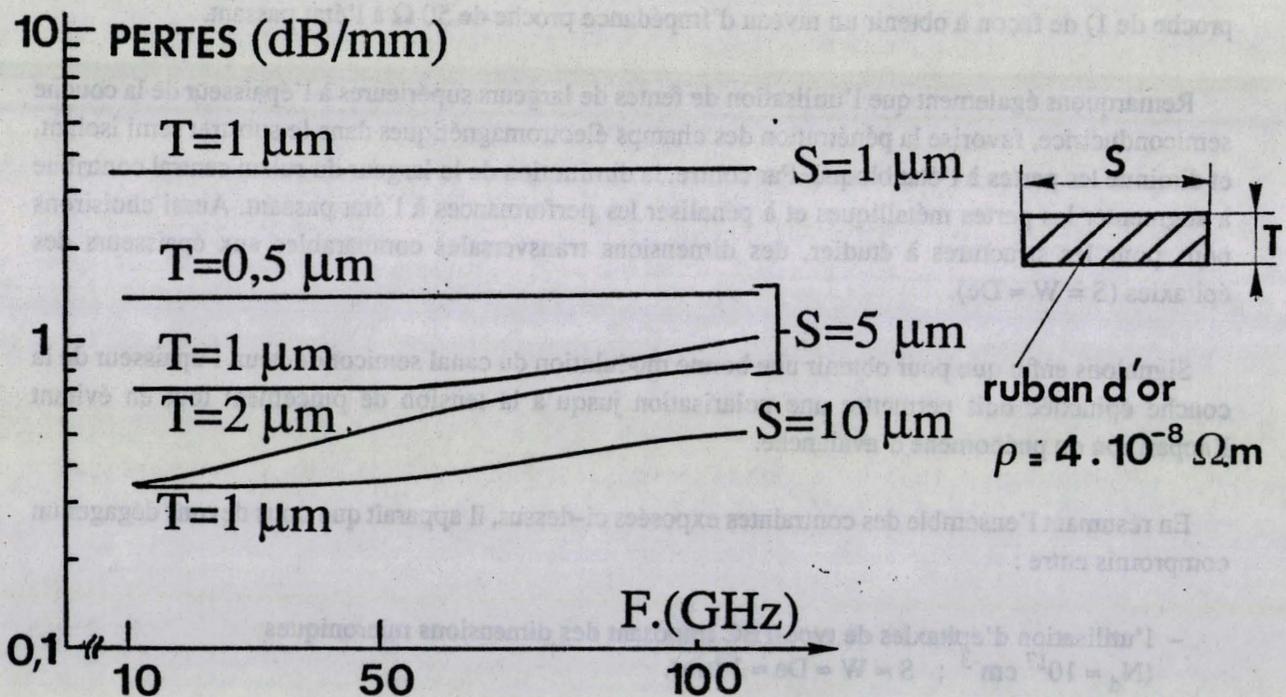


Figure 78. Evolution des pertes métalliques en fonction de la géométrie du ruban central.

Nous observons pour une largeur de ruban de 1 μm , des atténuations importantes supérieures à 3 dB/mm. Pour un ruban de 5 μm de largeur, nous pouvons envisager un épaissement plus important des conducteurs, ce qui permet de ramener le niveau de ces pertes métalliques entre 0,3 et 1 dB/mm.

Ces résultats mettent en évidence une valeur trop importante des pertes dès l'instant où les modulateurs sont réalisés sur des épitaxies de type TEC. Nous avons donc retenu pour notre étude, des valeurs de dopages comprises entre 10^{14} et 10^{16} cm^{-3} , et des épaisseurs d'épitaxies d'épaisseur variant de 2 à 10 μm . Pour les largeurs du ruban et des fentes, nous avons considéré une valeur moyenne permettant de satisfaire les contraintes exposées précédemment, soit $S = W = 5 \mu\text{m}$.

Ainsi, il n'apparaît pas une structure optimale, mais plusieurs lignes potentiellement intéressantes pour l'application envisagée. Nous présentons figure 79 et tableau 8, les caractéristiques des quatre structures types définies pour l'étude de faisabilité de modulateurs.

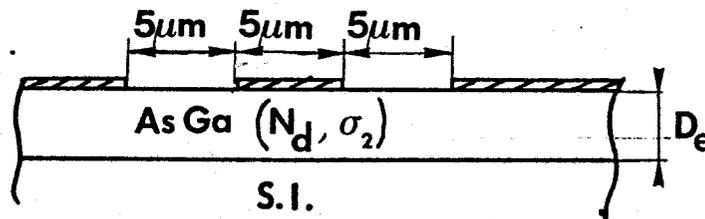


Figure 79. Géométrie des structures retenues pour l'étude de faisabilité de modulateurs.

Tableau 8. Caractéristiques des épitaxies des lignes retenues pour l'étude en modulateur.

Structure	Dopage $N_d(\text{cm}^{-3})$	$\sigma_2(\text{mho/cm})$ (AsGa dopé n)	$D_e(\mu\text{m})$	Polarisation état bloqué	Epaisseur* d'avalanche
A	10^{14}	0,2	10	- 10 V	$\gg 10 \mu\text{m}$
B	10^{15}	1,4	5	- 20 V	$\approx 20 \mu\text{m}$
C	10^{16}	9,0	5	- 60 V	$\approx 3 \mu\text{m}$
D	10^{16}	9,0	2	- 30 V	$\approx 3 \mu\text{m}$

* Valeur limite correspondant à l'apparition du phénomène d'avalanche.

Pour chacune de ces structures, nous avons indiqué tableau 8, la tension inverse nécessaire pour désertter l'épitaxie sur toute son épaisseur ainsi que l'épaisseur correspondant à l'apparition du phénomène d'avalanche.

Il est bien évident que pour des dopages de 10^{16} cm^{-3} , nous obtenons des tensions de polarisation inverses élevées. Signalons également que la structure C présente une épaisseur d'épitaxie ($5 \mu\text{m}$) ne permettant pas de pincer le canal semiconducteur. Ces deux remarques illustrent la difficulté de trouver une structure de compromis compte tenu du nombre important de phénomènes à prendre en compte.

Nous proposons maintenant une étude de ces quatre modulateurs articulée de la façon suivante :

- étude préliminaire des performances et détermination des structures optimales,
- proposition et étude de modulateurs large bande.

2.7.3 Etude préliminaire , performances dans la bande 10-20 GHz.

Pour notre étude de faisabilité de modulateurs, nous avons considéré trois états de polarisation du contact Schottky définis de la façon suivante :

1. **état bloqué** ; correspondant à l'annulation de la zone désertée obtenue par polarisation directe du contact Schottky,
2. **état intermédiaire** ; défini en l'absence de polarisation,
3. **état passant** ; correspondant à une forte polarisation inverse permettant de désertter le canal semiconducteur sur 90% de son épaisseur (sauf pour la structure C désertée à la limite de l'apparition du phénomène d'avalanche).

En ce qui concerne l'état passant, la prise en compte d'un canal semiconducteur totalement pincé (c.f. figure 77) implique une modélisation réaliste de la forme de la zone désertée. Par défaut, pour notre étude par A.D.S., nous avons considéré une structure M.I.S. et une épitaxie désertée sur 90% de son épaisseur .

Nous présentons figures 80 à 83, les atténuations linéiques obtenues dans ces différents états de polarisation pour les quatre structures précédemment définies; ces valeurs sont calculées en négligeant les pertes métalliques dans les conducteurs. D'une façon générale, nous remarquons que l'augmentation du dopage ainsi que la diminution de l'épaisseur d'épitaxie contribuent à accroître l'atténuation linéique et à réduire la dynamique de modulation.

Examinons les valeurs de l'impédance caractéristiques (valeurs reportées sur les figures 80 à 83 calculées pour les fréquences de 1 et 20 GHz dans les états de polarisation extrêmes).

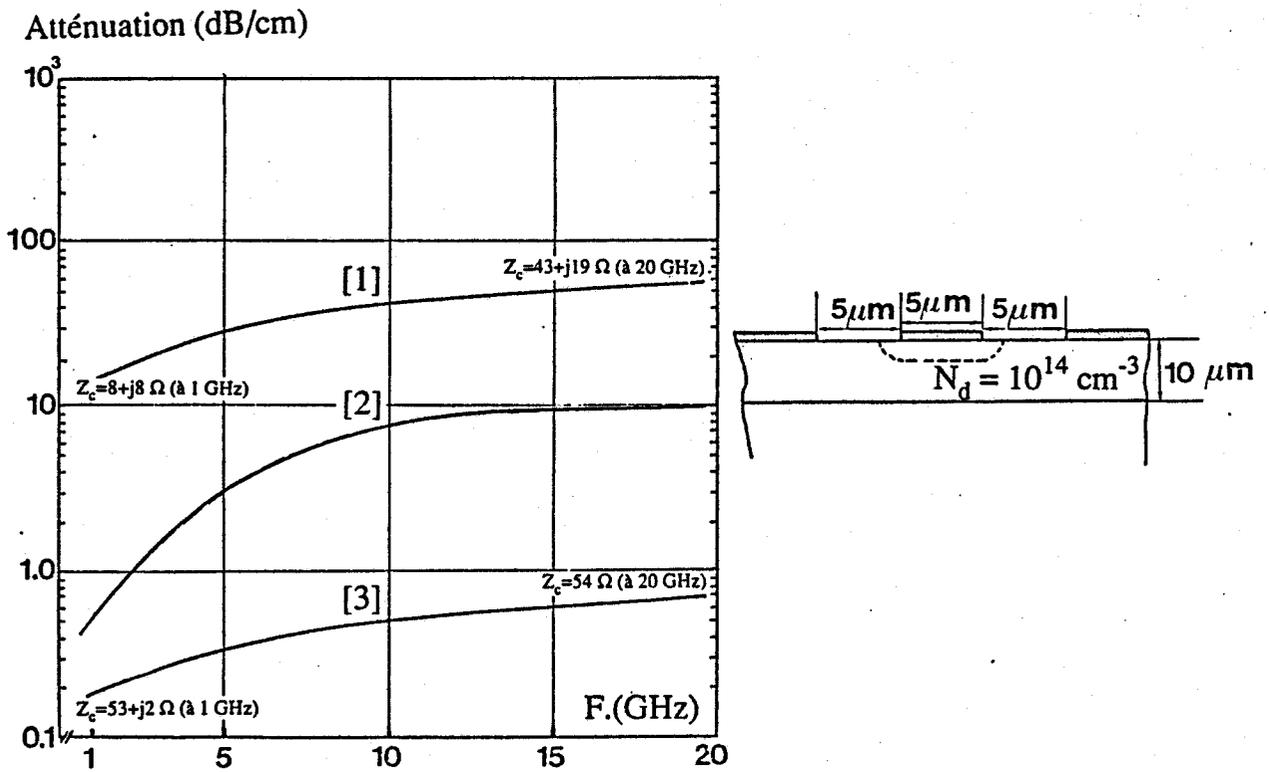


Figure 80. Etude du fonctionnement en modulateur:
atténuation linéique de la structure A.

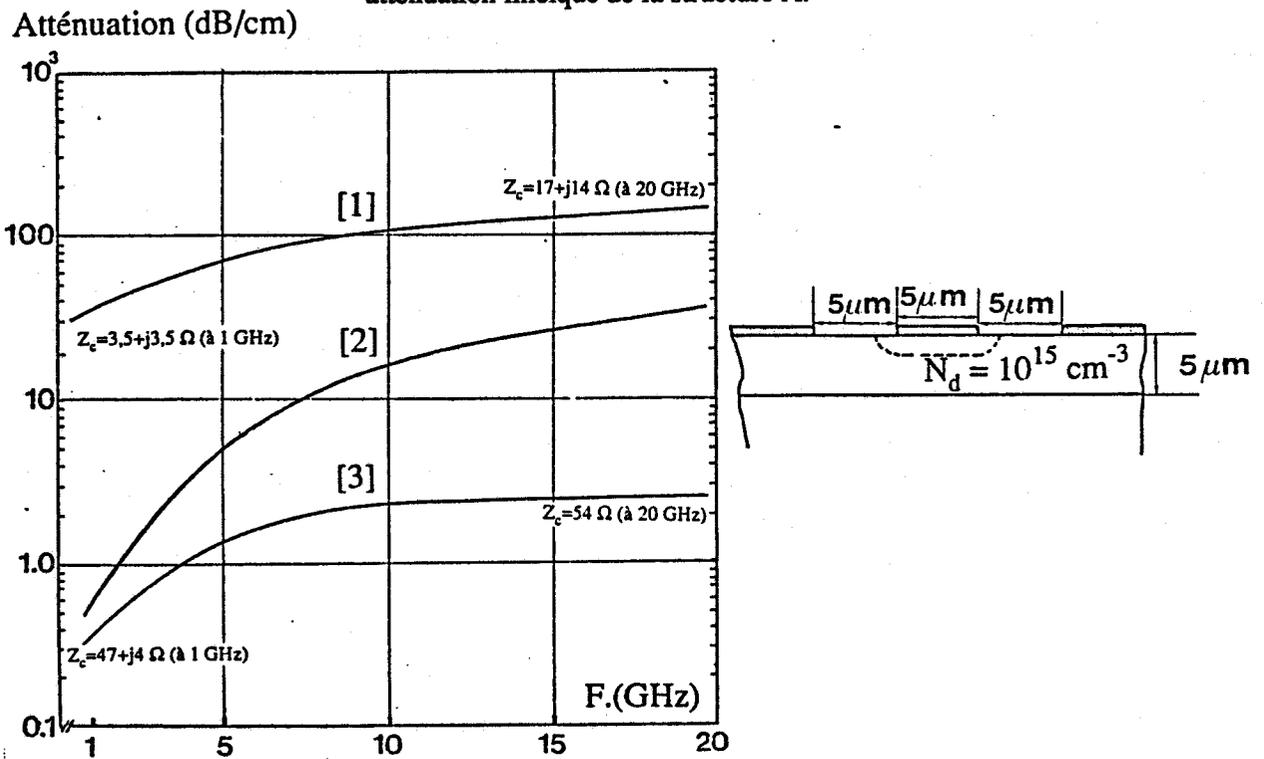


Figure 81. Etude du fonctionnement en modulateur:
atténuation linéique de la structure B.

Atténuation (dB/cm)

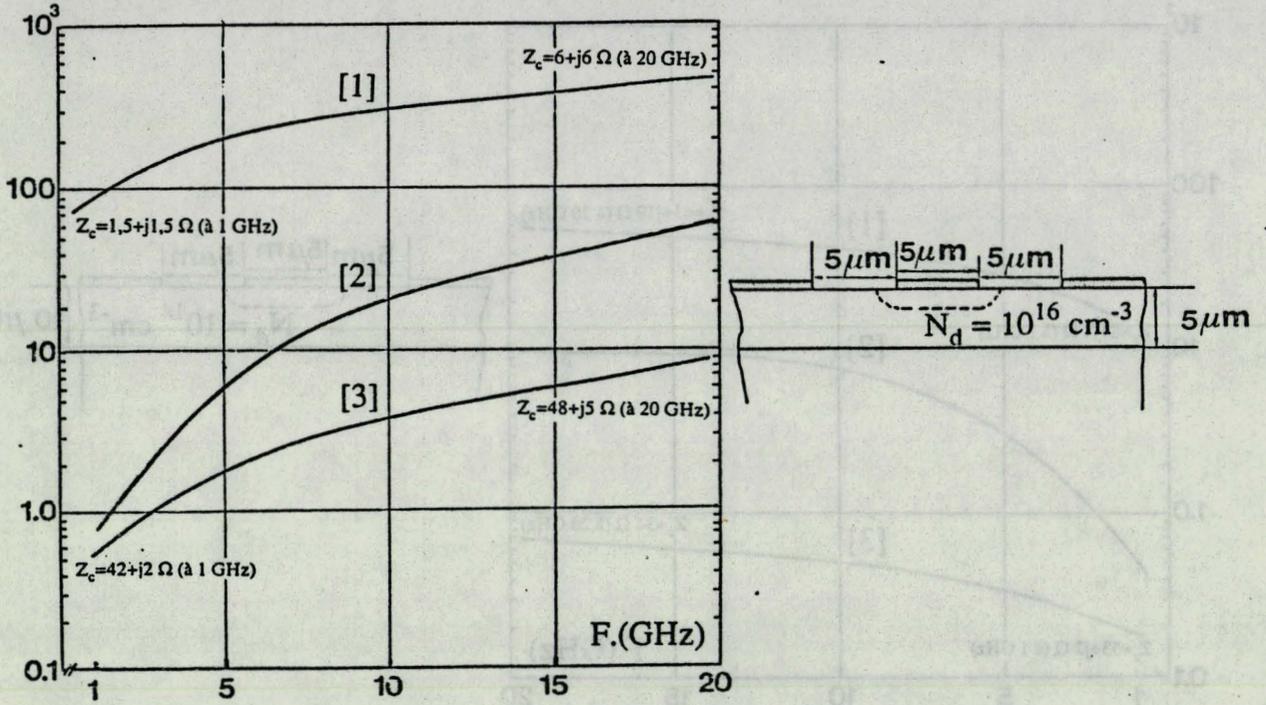


Figure 82. Etude du fonctionnement en modulateur: atténuation linéique de la structure C.

Atténuation (dB/cm)

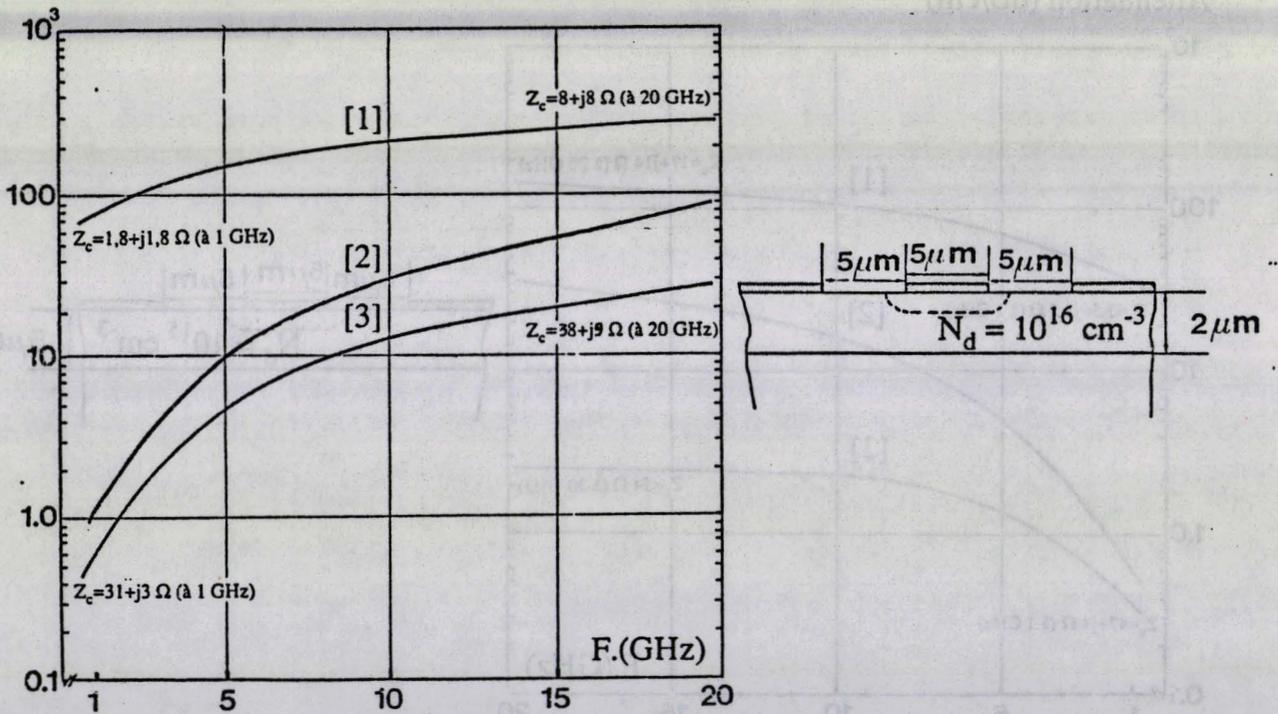


Figure 83. Etude du fonctionnement en modulateur: atténuation linéique de la structure D.

Les impédances proches de 50Ω à l'état passant ne sont obtenues qu'avec les épitaxies peu dopées (structure A et B). Pour un dopage de 10^{16} cm^{-3} , la partie réelle de cette impédance diminue, la partie imaginaire n'est plus négligeable. A l'état bloqué, les fortes pertes présentées par la structure justifient la quasi égalité des parties réelles et imaginaires de l'impédance caractéristique.

Comparons à présent les performances de ces lignes. Dans ce but, fixons nous comme objectif la réalisation de modulateurs présentant une isolation minimale de 20 dB dans la gamme de fréquence 10-20 GHz. Les longueurs de lignes permettant ce fonctionnement et les pertes d'insertion correspondantes sont indiquées tableau 9.

Tableau 9. Performances obtenues pour un fonctionnement en modulateur , pertes à l'état passant et longueur du modulateur.

Structure	Longueur de ligne (mm)	Pertes en volume(dB)	Pertes métalliques (dB)	Pertes d'insertion (dB)
A	5	0,3	1,5	1,8
B	1,7	0,35	0,5	0,85
C	0,8	0,65	0,3	0,95
D	1,0	2,5	0,3	2,8

Les pertes métalliques sont ici estimées à partir de l'expression 2-44 (page 118) en prenant en compte un ruban ayant une épaisseur de $2 \mu\text{m}$.

Pour le calcul des pertes d'insertion correspondant aux pertes globales du modulateur, nous avons négligé en première approximation les pertes par désadaptation.

Comme on pouvait s'y attendre, il apparaît que l'augmentation du dopage permet une réduction sensible de l'encombrement de ces modulateurs et par conséquence une diminution des pertes métalliques. En contrepartie, nous observons une augmentation des pertes en volume à l'état passant qui compense en partie ce premier effet.

Dressons un bilan de cette étude préliminaire.

Les performances obtenues avec les épitaxies dopées à 10^{16} cm^{-3} apparaissent limitées par :

- une tension de commande élevée (60 V pour la structure C et 30 V pour la structure D),
- une mauvaise adaptation à l'état passant,
- des pertes d'insertion importante pour la structure D, près de 3 dB.

Par contre, les caractéristiques obtenues en considérant des épitaxies peu dopées correspondent au cahier des charges précédemment défini. Nous retiendrons donc ces deux lignes (structures A et B) pour la suite de notre étude.

D'un point de vue fréquentiel, l'utilisation de ces modulateurs aux fréquences inférieures à 10 GHz n'est pas envisageable. En effet, nous constatons dans cette gamme de fréquence, un encombrement trop important de ces lignes, et pour l'état bloqué une variation fréquentielle de l'atténuation non négligeable.

Aussi, au vu de ces résultats préliminaires, nous nous proposons maintenant d'étudier de façon plus exhaustive les performances des structures A et B pour les fréquences supérieures à 10 GHz.

2.7.4 Proposition et étude de modulateurs large bande.

Nous rappelons figure 84, les paramètres géométriques et électriques des lignes prises en compte dans cette étude.

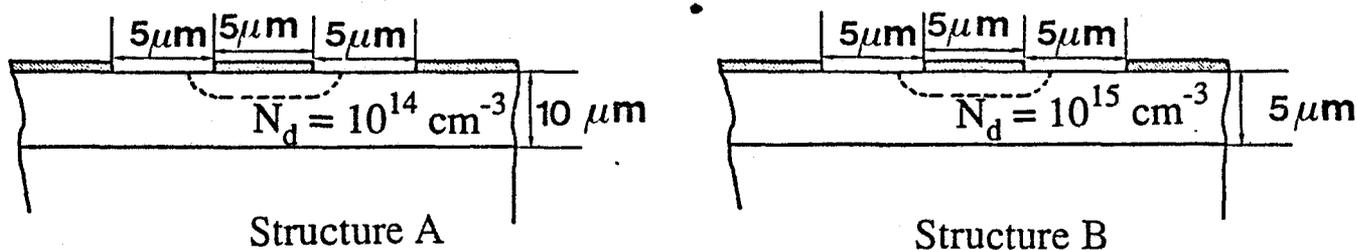


Figure 84. Structure des modulateurs à étudier.

Les principales caractéristiques de propagation de ces structures, à savoir, l'atténuation linéique, les parties réelles et imaginaires de l'impédance caractéristique, sont présentées figures 85 à 88, pour les trois états de polarisation définis précédemment.

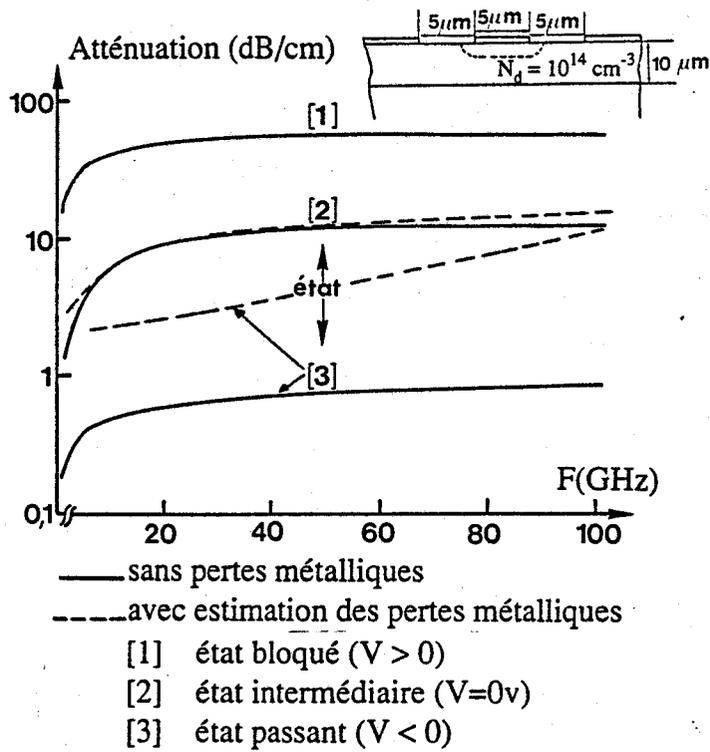


Figure 85. Fonctionnement en modulateur large bande: atténuation linéique de la structure A.

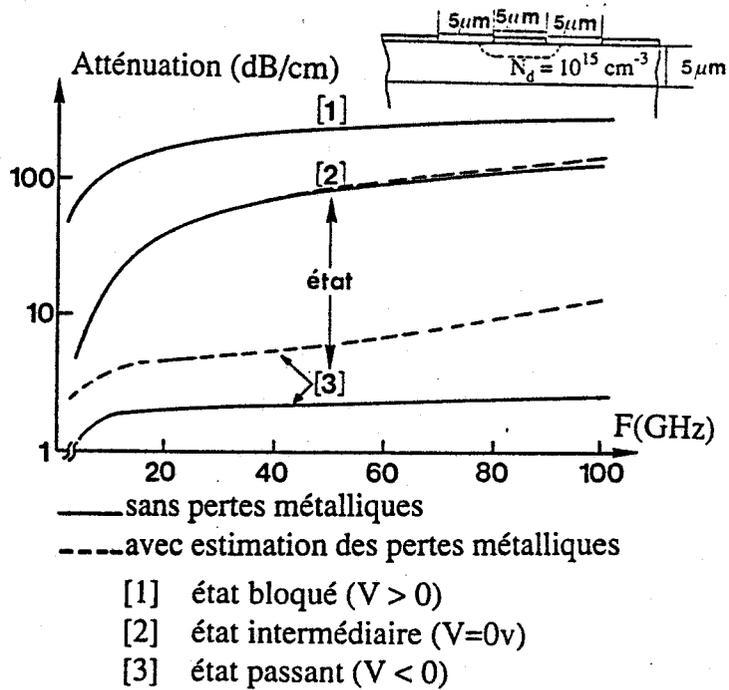


Figure 86. Fonctionnement en modulateur large bande: atténuation linéique de la structure B.

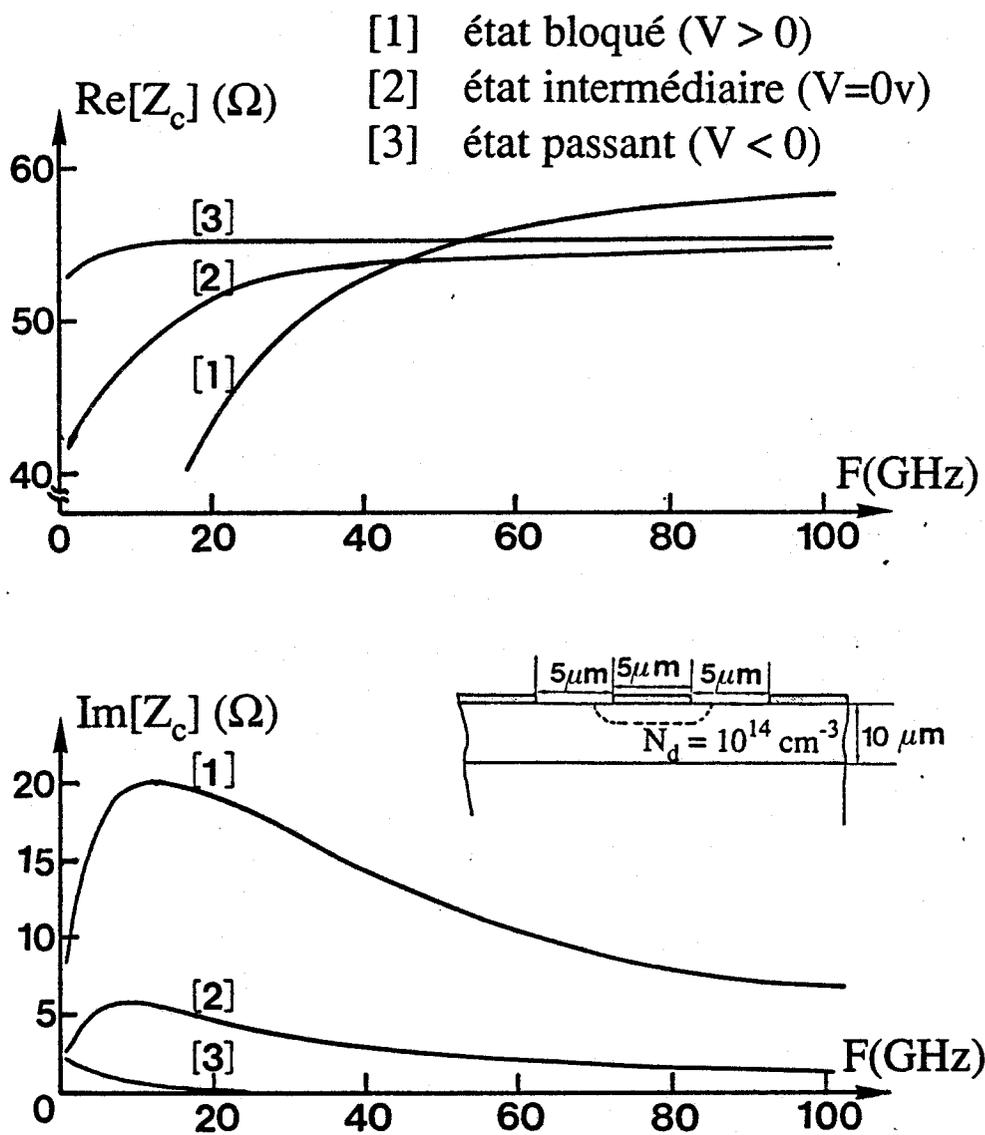


Figure 87. Fonctionnement en modulateur large bande: impédance caractéristique de la structure A.

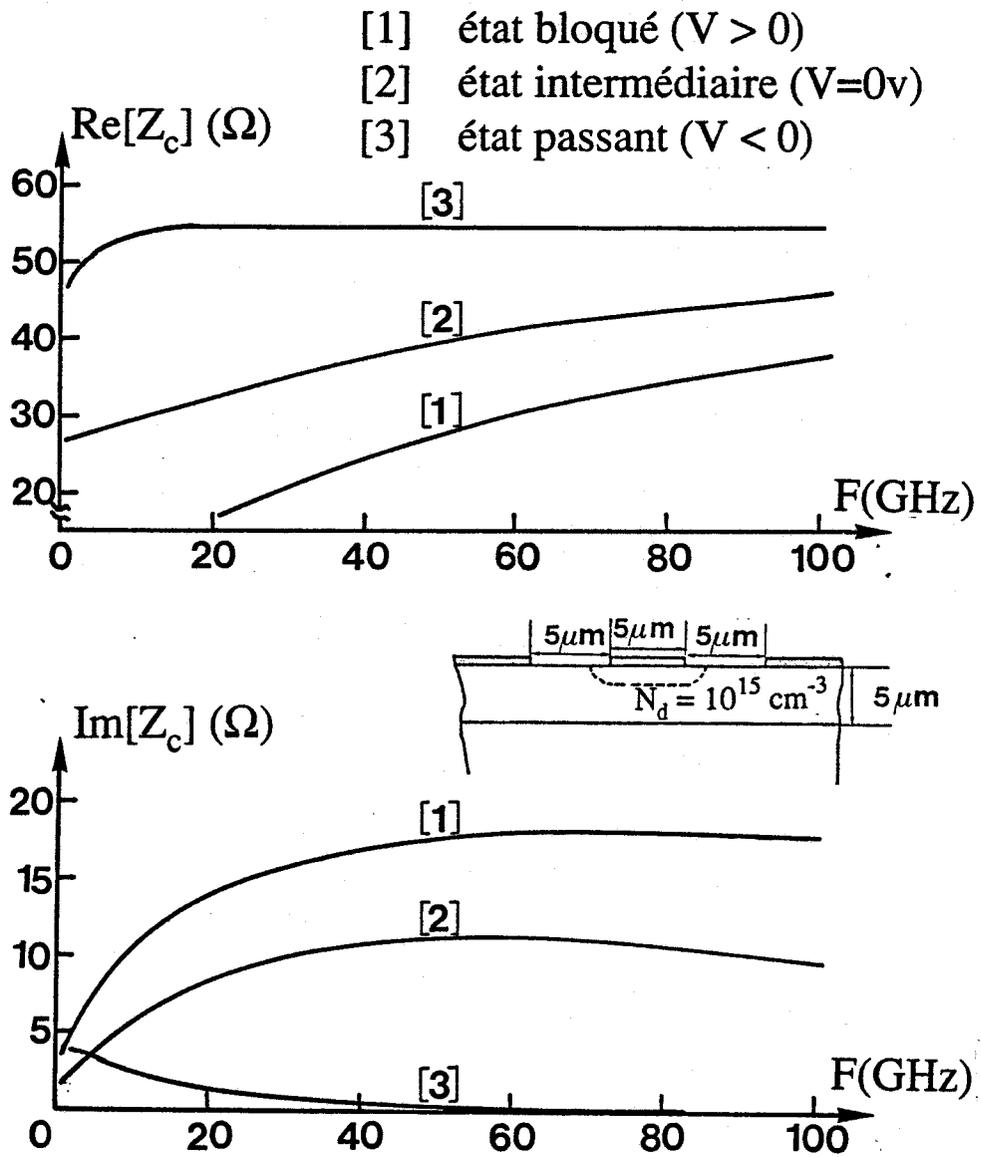


Figure 88. Fonctionnement en modulateur large bande:
impédance caractéristique de la structure B.

En ce qui concerne les pertes linéiques nous constatons :

- une modulation importante entre les états extrêmes de polarisation (1 décade pour la structure A, 1 à 2 décade pour la structure B),
- pour une polarisation donnée une valeur relativement constante de cette atténuation pour les fréquences supérieures à 10 GHz.

Les impédances caractéristiques présentent quant à elles :

- une partie réelle proche de 50Ω à l'état passant,
- une partie imaginaire négligeable dans ce même état de polarisation.

Nous présentons tableau 10, les performances de deux modulateurs utilisant ces lignes, dans la bande de fréquence 10-100 GHz. Le calcul des pertes d'insertion aux états passant et intermédiaire prend en compte les pertes en volume dans le semiconducteur, ainsi qu'une estimation des pertes liées à la désadaptation d'une part et des pertes métalliques d'autre part (en supposant l'épaisseur des métallisations égales à $2 \mu\text{m}$). Signalons à titre indicatif que la variation du déphasage entre les états extrêmes de polarisation n'excède pas 100° , ce pour les deux structures et dans toute la gamme de fréquence considérée.

Dressons à présent un bilan de cette étude de faisabilité de modulateurs à ligne coplanaire déposée sur substrat semiconducteur.

Tableau 10. Performances de deux modulateurs fonctionnant dans la bande 10-100 GHz.

Structure		A	B
Longueur du modulateur(mm)		4,5	1,75
ETAT PASSANT	Pertes* métalliques	1,5 à 3,5 dB	0,6 à 1,5 dB
	Pertes en volume	< 0,5 dB	< 0,4 dB
	Pertes d'insertion totale	2 à 4 dB	1 à 2 dB
	T.O.S. maximum	≈ 1,10	≈ 1,10
	coefficient de réflexion	< - 25 dB	< - 25 dB
ETAT INTERMEDIAIRE	Atténuation	4,5 à 9,5 dB	4 à 20 dB
	T.O.S maximum	≈ 1,12	≈ 1,40
	Coefficient de réflexion	< - 25 dB	< - 15 dB
ETAT BLOQUÉ	Atténuation	20 à 27 dB	20 à 47 dB
	T.O.S. maximum	≈ 2,0	≈ 2,6
	Coefficient de réflexion	< - 9 dB	< - 7 dB

* Pertes métalliques estimées en considérant un ruban d'or de 2 µm d'épaisseur.

2.7.5 Bilan de l'étude de faisabilité de modulateur.

Le cahier des charges que nous nous sommes fixé pour le fonctionnement en modulateur, nous impose d'utiliser des lignes réalisées sur épitaxies épaisses peu dopées, soit $10 \mu\text{m}$ pour un dopage de 10^{14} cm^{-3} et $5 \mu\text{m}$ pour un dopage de 10^{15} cm^{-3} .

Notre étude met en évidence pour ce type de structure un modulateur aux performances potentielles intéressantes, à savoir :

- une large bande de fonctionnement,
- de faibles pertes d'insertion (1 à 2 dB pour la structure B, et 2 à 4 dB pour la structure A),
- une bonne adaptation aux états passant et intermédiaire,
- pour une polarisation donnée, une atténuation variant peu avec la fréquence,
- un encombrement comparable à celui des réalisations monolithiques existantes.

Les performances et caractéristiques de ces composants en font des modules préadaptés, totalement compatibles et interconnectables dans un circuit réalisé en technologie semi monolithique.

Pour le fonctionnement en modulateur, la structure optimale résulte en fait d'un compromis à préciser entre les structures A et B. En effet la structure A, moins dopée présente l'avantage d'une meilleure adaptation et d'une variation de l'atténuation moins importante, ce dans un état de polarisation donné. En contrepartie, la seconde structure possède des pertes d'insertion plus faibles.

A ce stade, il apparaît souhaitable d'envisager un développement ultérieur de cette étude permettant de rendre compte de façon plus rigoureuse du comportement de ces structures, en particulier dans la gamme millimétrique.

A cette fin trois axes de développement doivent être envisagés.

En premier lieu, il s'agit de développer de nouveaux outils numériques permettant d'appréhender de façon plus réaliste l'influence des pertes métalliques mais aussi de celle d'une zone désertée d'étendue limitée; ces techniques d'analyse peuvent reposer par exemple sur les méthodes des éléments finis ou le raccordement de modes. La poursuite de cette étude implique également de prendre en considération de façon plus physique, le comportement du substrat semiconducteur aux fréquences pour lesquelles l'utilisation de ces modulateurs est envisagée.

2.8 Bibliographie du chapitre 2.

- [1] **E. YAMASHITA, K. ATSUKI**
"Strip line with rectangular outer conductor and three dielectric layer."
I.E.E.E Trans. on M.T.T., vol. 18, pp 238-244, 1970
- [2] **E. YAMASHITA, K. ATSUKI**
"Analysis of thick strip transmission lines."
I.E.E.E Trans. on M.T.T., vol. 19, pp 120-122, 1971
- [3] **G. KOWALSKI, R. PREGLA**
"Dispersion characteristics of shielded microstrip with finite thickness"
A.E.U., vol. 25, pp 193-196, 1971
- [4] **A. WEXLER**
"Computation of electromagnetic fields."
I.E.E.E Trans. on M.T.T., vol. 17, pp 416-439, 1971
- [5] **P. SAGUET, E. PIC**
"Le maillage rectangulaire et le changement de maille dans la méthode TLM en deux dimensions."
Elec. Lett., vol. 17, n°7, April 1981, pp 277-279
- [6] **T. ITOH, R. MITTRA**
"Spectral domain approach for calculating the dispersion characteristics of microstrip lines."
I.E.E.E Trans. on M.T.T., vol. 21, 1973
- [7] **T. ITOH, R. MITTRA**
"Dispersion characteristics of microstrip lines."
Proc. of the Eu.M.C. 1971
- [8] **T. KITAZAWA, Y. HAYASHI, M. SUZUKI**
"A coplanar waveguide with thick metal coating."
I.E.E.E Trans. on M.T.T., Sept. 1976, pp 604-608
- [9] **R. MITTRA, T. ITOH, T.S. LI**
"Analytical and numerical studies of the relative convergence phenomenon arising in the solution of an integral equation by the moment method."
I.E.E.E Trans. on M.T.T., vol. 20, n°2, Feb. 1972, pp 96-104

- [10] **M. LEROY**
"On the convergence of numerical results in model analysis."
I.E.E.E Trans. on A.P., vol. 31, n^o4, Jul. 1983, pp 656-659
- [11] **S. TEDJINI**
"Contribution à l'étude d'un isolateur à semiconducteur pour ondes millimétriques. Application à la ligne à ailettes."
Thèse de 3^{ième} cycle, Grenoble, Juin 1982
- [12] **C. SEGUINOT, P. KENNIS, P. PRIBETICH, J.F. LEGIER**
"Analytical model of the Schottky contact coplanar line."
Proceeding of the 14th Eu.M.C., Liege, Sept. 1984, pp 160-165
- [13] **C. SEGUINOT, P. KENNIS, P. PRIBETICH**
"Desktop computer appraisal of potential slow-wave propagation characteristics for Schottky coplanar lines."
Elec. Lett., vol. 19, n^o25/26, Dec. 1983, pp 1065-1067
- [14] **SEGUINOT C., KENNIS P., PRIBETICH P.**
"Desktop computer appraisal of potential slow-wave characteristics for Schottky coplanar lines"

selected reprint sponsored by I.E.E.E society, I.E.E.E. press

published in: "planar transmission lines structures."; author: T. ITOH
- [15] **H. GUCKEL, P.A. BRENNAN, I. PALOCZ**
"A parallel plate waveguide approach to microminiaturized planar transmission lines for integrated circuits."
I.E.E.E Trans. on M.T.T., Aug. 1967, pp 468-476
- [16] **H. HASEGAWA, M.FURUKAWA, H.YANAI**
"Properties of microstrip lines on Si-SiO₂ system"
I.E.E.E. Trans. on M.T.T., vol. 19, pp 869-881, 1971
- [17] **C.P. WEN**
"Coplanar waveguide; a surface strip transmission line suitable for non reciprocal gyromagnetic application."
I.E.E.E Trans. on M.T.T., Dec. 1971, pp 1087-1091
- [18] **M. AUBOURG, J.P.VILLOTE**
"Integration monolithique de dispositifs de modulation et de controle en microondes."
Rapport final de contrat D.A.I.I. n^o 82-35-100 00790 7500, DEC. 1984

- [19] **M. AUBOURG**
"Méthode des éléments finis appliquée a des problèmes de propagation d'ondes électromagnétiques guidées.
Thèse de 3^{ème} cycle, Limoges, juillet 1985
- [20] **P.L. FLEMING, T. SMITH, H.E. CARLSON, W.A. COX**
"GaAs S.A.M.P. device for Ku band switching."
I.E.E.E Trans. on M.T.T., Vol. 27, n°12, Dec. 1979, pp 1032-1035
- [21] **M. ABRAMOWITZ, I.A. STEGUN**
"Handbook of mathematical functions."
Dover publication, Inc., New York
- [22] **H. HARTNAGEL, W. HEINRICH**
"Wave theoretical analysis of propagation on F.E.T. electrodes."
Elec. Lett., vol. 19, Jan. 1983, p 65
- [23] **Y. REN, G. RUAN, H. HARTNAGEL**
"Microwave structuring for travelling wave F.E.T."
A.E.U., 1982, pp 245-251
- [24] **J.F. WHITE**
"Diode phase Shifters for array antennas"
I.E.E.E. trans. on M.T.T vol. M.T.T 22, n° 6, June 1974, pp 658-674
- [25] **C. ANDRICOS, I.J. BAHL, E.L. GRIFFIN**
"C-band 6 bit GaAs monolithic phase shifter"
I.E.E.E. trans. on M.T.T. vol. M.T.T. 23, n°12, DEC 1985, pp 1591-1596
- [26] **K. WILSON, J.M.C. NICHOLAS, C. Mc. DERMOTT, J.W. BURNS**
A novel M.M.I.C. X band phase shifter)
I.E.E.E. trans. on M.T.T., vol. M.T.T. 33, n°12, Dec 1985, pp 1572-1578
- [27] **A.W. JACOMB-HOOD, D. SEIELSTAD, J.D. MERRILL**
"A three bit monolithic phase shifter at V-band"
I.E.E.E., 1987 Microwave and Millimeter wave Monolithic Circuits symposium, pp 81-84
- [28] **L.C.T. LIU, C.S. LIU, J.R. KESSLER, S.K. WANG, C.D. CHANG**
"A 30 GHz Monolithic receiver"
I.E.E.E. trans. on M.T.T., vol. M.T.T. 34, n° 12, Dec 1986, pp 1548-1552
- [29] **L.C. UPADHYAYULA, R.L. CAMISA, G. TAYLOR, S.N. SUBBARAO, S.G. LIU**
"Passive GaAs Fets Switch models and their application in phase Shifters"
1987 I.E.E.E. M.T.T. symposium Las Vegas, June 1987, pp 903-906

- [30] **H.A. LANE, M.W. GEEN**
"A miniature 4 bit octave bandwidth switched filter phase shifter GaAs M.M.I.C."
17th Eu. M.C. Rome, Sept 1987, pp 437-443
- [31] **D. LEVY, A. NOBLET, Y. BENDER**
"A 2-18 GHz Continously variable 0-360° phase shifter"
17th Eu, M.C., Rome, Sept 1987, pp 125-128
- [32] **D.J. SEYMOUR, D.D. HESTON, R.E. LEHMANN**
"Monolithic M.B.E. GaAs PIN diode limiter"
I.E.E.E., 1987, Microwave and millimeter wave Monolithic Circuits Symp., pp 35-37
- [33] **M.J. SCHINDLER, A.M. MORRIS**
"D.C. - 40 GHz and 20-40 GHz M.M.I.C. SPDT switches"
I.E.E.E. 1987, Microwave and millimeter wave Monolithic Circuits Symposium, pp 85-88
- [34] **R. GUPTA, F. FU, W. BAKER, R. EDWARDS**
"A Broadband M.M.I.C. dual gate F.E.T. switch module with on chip T.T.L. control interface"
17th Eu. M. C., Rome, Sept 1987, pp 243-248
- [35] **G.S. BARTA, K.E. JONES, G.C. HERRICK, E.W. STRID**
Surface mounted GaAs active splitter and attenuator M.M.I.C's used in a 1-10 GHz leveling loop"
I.E.E.E. trans. on Electron Devices, vol. E.D. 33, n° 12, Dec 1986, pp 2100-2106
- [36] **G. LIZAMA, T. ANDRADE, R. BENTON**
"1-6 GHz GaAs M.M.I.C linear attenuator with integral drivers"
I.E.E.E. M.T.T. Symposium, Las Vegas, June 1987, pp97-99

Chapitre 3

Etude expérimentale des lignes coplanaires

déposées sur substrat semiconducteur

3.1 Introduction.

La partie expérimentale de notre travail présente un double objectif : il s'agit en premier lieu de mettre en évidence la propagation d'un mode lent sur les lignes coplanaires déposées sur un substrat semiconducteur, puis de valider les modèles analytiques et numériques présentés dans les chapitres précédents.

Comme pour toute caractérisation de structures de propagation, notre étude expérimentale a pour but de déterminer la constante de propagation des lignes étudiées (constante de phase et coefficient d'atténuation) et leur impédance caractéristique lorsque cette dernière a une signification.

A cette fin, deux types de mesures peuvent être envisagées, soit en réflexion, soit en transmission. Dans chaque cas, les mesures sont perturbées par la présence d'une ou de deux discontinuités entre le dispositif de mesure et la ligne étudiée.

Les problèmes relatifs à la caractérisation hyperfréquence de ces structures de propagation diffèrent de ceux rencontrés lors de la caractérisation de composants discrets tels que le TEC ; dans notre cas, il faut non seulement amener de l'énergie sur le dispositif étudié, mais aussi exciter un mode ayant une configuration de champs donnée. Ces difficultés sont accentuées par les faibles valeurs d'impédances caractéristiques escomptées lors de la propagation d'un mode lent.

Nous présentons figure 90 une structure type de ligne coplanaire à contact Schottky que nous avons caractérisée.

Cette représentation met en évidence les contraintes supplémentaires liées aux dimensions des lignes étudiées ; en effet, les épaisseurs faibles des épitaxies, imposent des dimensions transversales des lignes de quelques microns. Ces valeurs sont à comparer aux largeurs de quelques centaines de microns, des lignes coplanaires classiques utilisées en caractérisation.

D'un point de vue théorique, l'étude de telles discontinuités n'est pas triviale. Pour illustrer notre propos, considérons le cas d'une discontinuité académique constituée par le raccordement de deux structures de propagation uniaxiales ; l'une à pertes, l'autre sans pertes (figure 91).

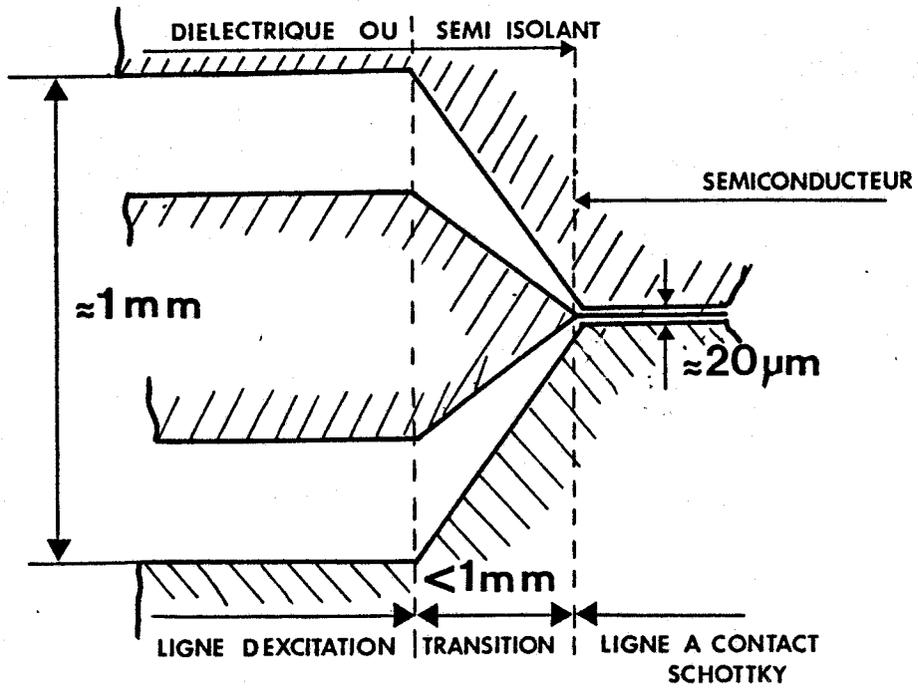


Figure 90. Exemple type de structure à caractériser.

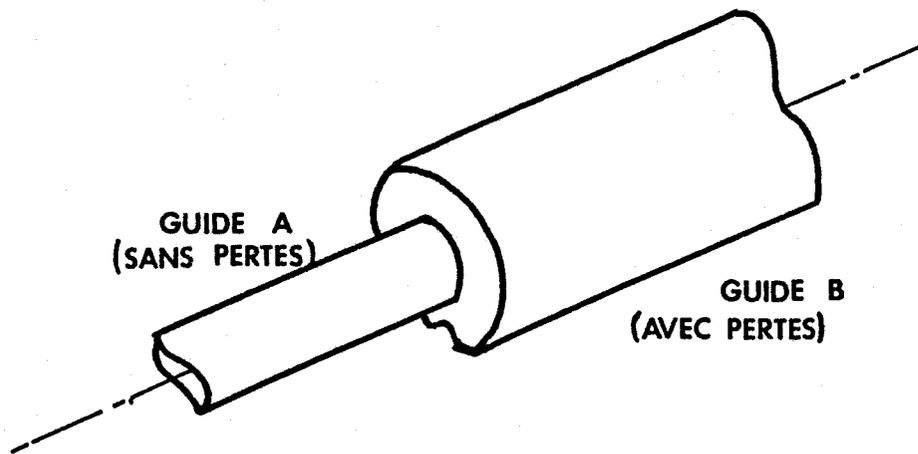


Figure 91. Exemple de discontinuité.

Lorsque le guide A est excité par son mode fondamental, l'énergie incidente correspondante se répartit au niveau de la discontinuité sur les différents modes de chacun des guides, à savoir :

- sur les modes réfléchis du guide A, mode fondamental et modes supérieurs guidés ou évanescents,
- sur les modes transmis par le guide B, mode fondamental et modes supérieurs à pertes.

L'élaboration d'un schéma équivalent pour une telle discontinuité nécessite la détermination de la matrice de répartition généralisée de la structure, définie en considérant n accès fictifs correspondant aux n modes pris en compte lors de l'étude.

Une telle démarche nécessite la recherche préalable du spectre de modes de chacune des deux structures de propagation. On conçoit que la modélisation de ce type de discontinuité constitue un problème extrêmement lourd d'un point de vue numérique, qu'il n'est pas raisonnable d'aborder dans le cadre de ce travail.

Notons que dans le cas de structures planaires ouvertes, l'étude est plus délicate puisqu'il faut tenir compte de l'existence du spectre continu de modes rayonnés.

Pour la discontinuité schématisée figure 91, la variation progressive des dimensions transversales vient également compliquer l'approche théorique de ce problème.

Aussi, lors de notre étude expérimentale avons nous cherché dans une première étape, à minimiser les problèmes de discontinuités en caractérisant une structure de type MIS de dimensions comparables à celles de lignes coplanaires classiques.

La caractérisation de lignes à contact Schottky de dimensions microniques, structures plus réalistes en vue des applications envisagées, sera abordée ultérieurement.

3.2 Mise en évidence de la propagation d'un mode lent sur une ligne coplanaire M.I.S. .

3.2.1 Géométrie de la ligne étudiée.

Lors de nos premiers essais de mise en évidence d'un mode lent, nous avons utilisé la ligne coplanaire réalisée en structure MIS dont les caractéristiques géométriques sont présentées figure 92 [1].

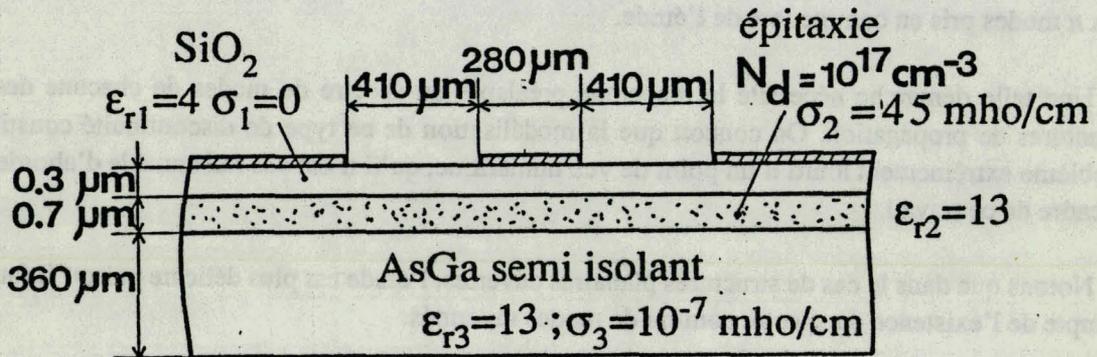


Figure 92. Section droite de la ligne M.I.S. étudiée.

Le substrat utilisé est un substrat semi isolant AsGa sur lequel est déposée une couche épitaxiée de type N de 0,7 µm d'épaisseur dopée à 10^{17} cm^{-3} ; la couche isolante d'épaisseur 0,3 µm est constituée par de la silice.

Les dimensions transversales de cette structure ont été choisies de façon à faciliter la caractérisation hyperfréquence en utilisant un boîtier permettant d'assurer une transition directe entre la ligne et des connecteurs coaxiaux.

3.2.2 Estimation préliminaire des caractéristiques de propagation de la ligne étudiée.

En préambule à l'étude expérimentale, nous avons déterminé les caractéristiques potentielles de cette structure MIS.

En ce qui concerne le facteur de ralentissement présenté figure 93, sa valeur élevée correspond à une permittivité effective de l'ordre de 1000 en basse fréquence; pour les fréquences supérieures à 5 GHz, le facteur de ralentissement devient faible et la permittivité relative effective est proche de 7 comme pour une ligne coplanaire déposée sur substrat AsGa semi isolant. Etant donné les dimensions transversales importantes de cette ligne et la faible épaisseur de l'épitaxie, le mode propagé est atténué d'environ 3 dB/mm à 10 GHz (figure 94).

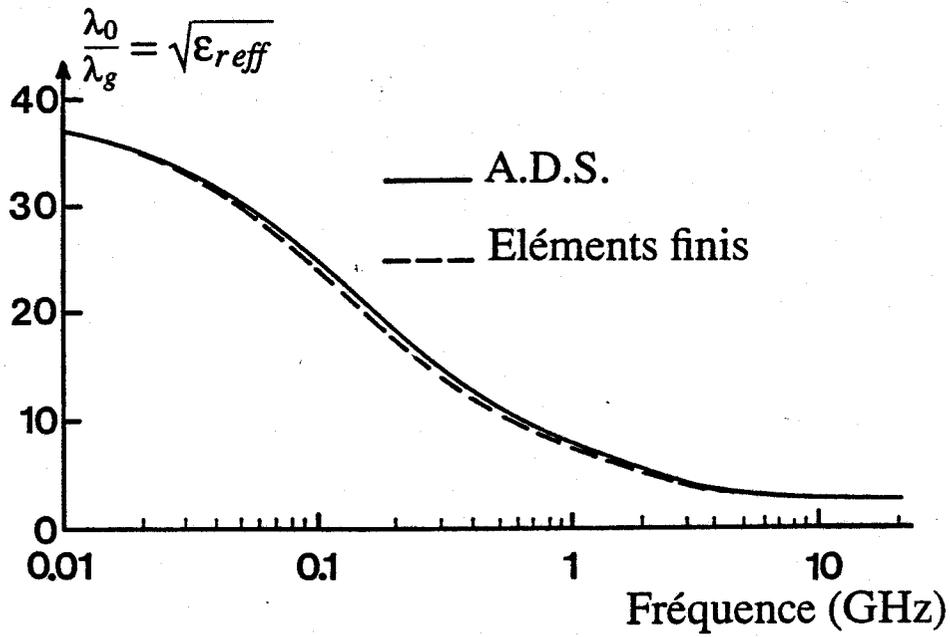


Figure 93. Facteur de ralentissement théorique de la ligne M.I.S. .

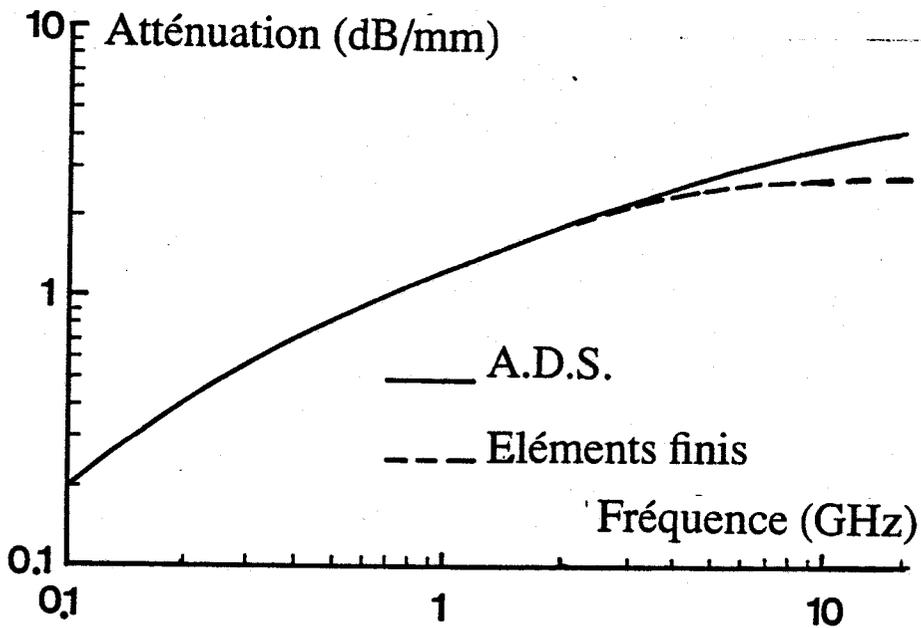


Figure 94. Atténuation théorique de la ligne M.I.S. .

Nous présentons figure 95 les résultats concernant l'impédance caractéristique.

Comme on pouvait s'y attendre, au fort ralentissement du mode correspond une faible valeur de l'impédance caractéristique ; la partie imaginaire de cette dernière est loin d'être négligeable puisque la ligne présente des pertes importantes.

L'ensemble de ces résultats théoriques obtenus soit par A.D.S. ; soit par la méthode des éléments finis [2],[3] mettent en évidence, dans la gamme de fréquence considérée, la propagation d'un mode lent. Examinons à présent les résultats de la caractérisation fréquentielle de ces lignes.

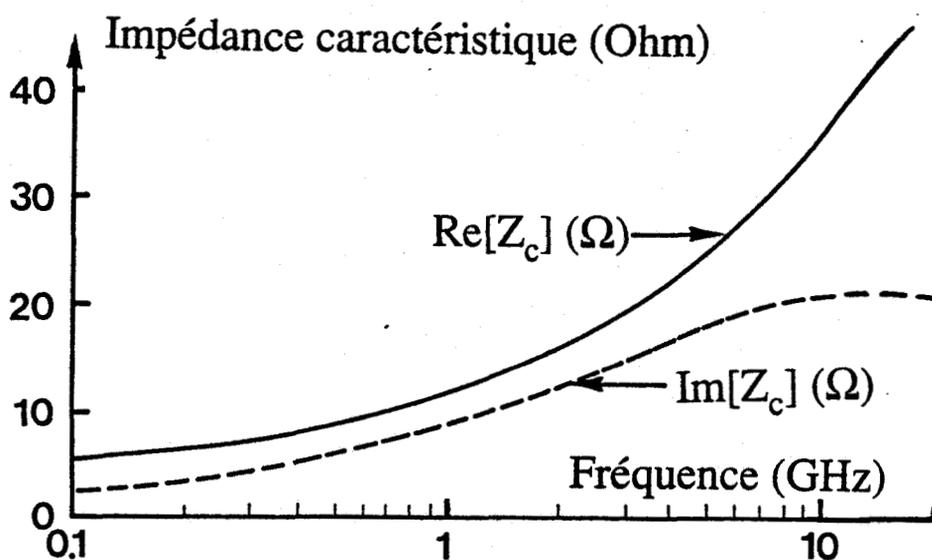


Figure 95. Impédance caractéristique théorique de la ligne M.I.S. .

3.2.3 Caractérisation fréquentielle.

Deux lignes de longueurs différentes (6 et 8 mm) ont été réalisées et mesurées dans la gamme de fréquence 1-18 GHz. Nous présentons ci-dessous les résultats les plus significatifs concernant :

- la différence de phase entre les deux lignes de longueurs différentes reportée figure 97 (phase du coefficient de transmission S_{21}),
- l'atténuation propre à chacune des lignes présentée figure 98 (module du paramètre S_{21}).

De façon à ébaucher une comparaison théorie expérience, nous avons déterminé les paramètres "S" de nos structures, à partir des caractéristiques de propagation théoriques, en utilisant la représentation simplifiée de la ligne étudiée considérée figure 96.

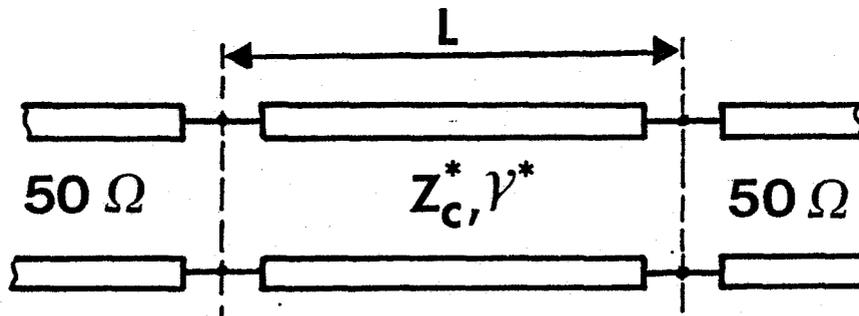


Figure 96. Représentation simplifiée des lignes utilisée pour la comparaison théorie expérience.

Nous supposons par ailleurs :

- que chaque ligne ne propage qu'un seul mode qui est le mode fondamental,
- que les modes évanescents excités au niveau de la discontinuité sont négligeables,
- que la notion d'impédance caractéristique a une signification pour chacune des structures.

Les paramètres "S" calculés compte tenu de ces hypothèses, sont présentés figure 97 et 98. Nous observons un accord tout à fait satisfaisant entre les résultats théoriques et expérimentaux, ce dans toute la gamme de mesure comprise entre 1 et 18 GHz.

Cette comparaison théorie expérience met en évidence sans ambiguïté, la propagation d'un mode lent sur une ligne coplanaire MIS ; elle constitue également un premier élément de validation de méthodes numériques utilisées.

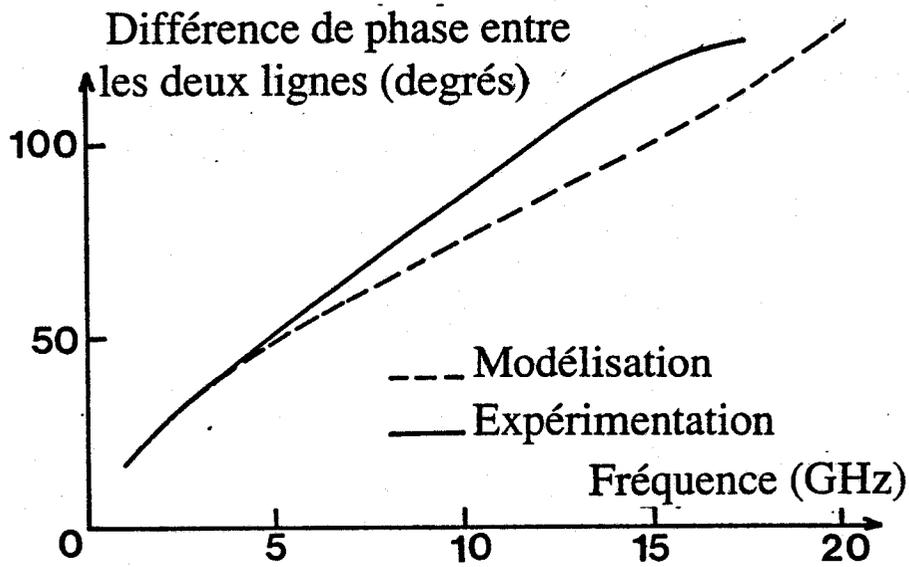


Figure 97. Différence de phase mesurée entre les deux lignes (phase de S_{21}).

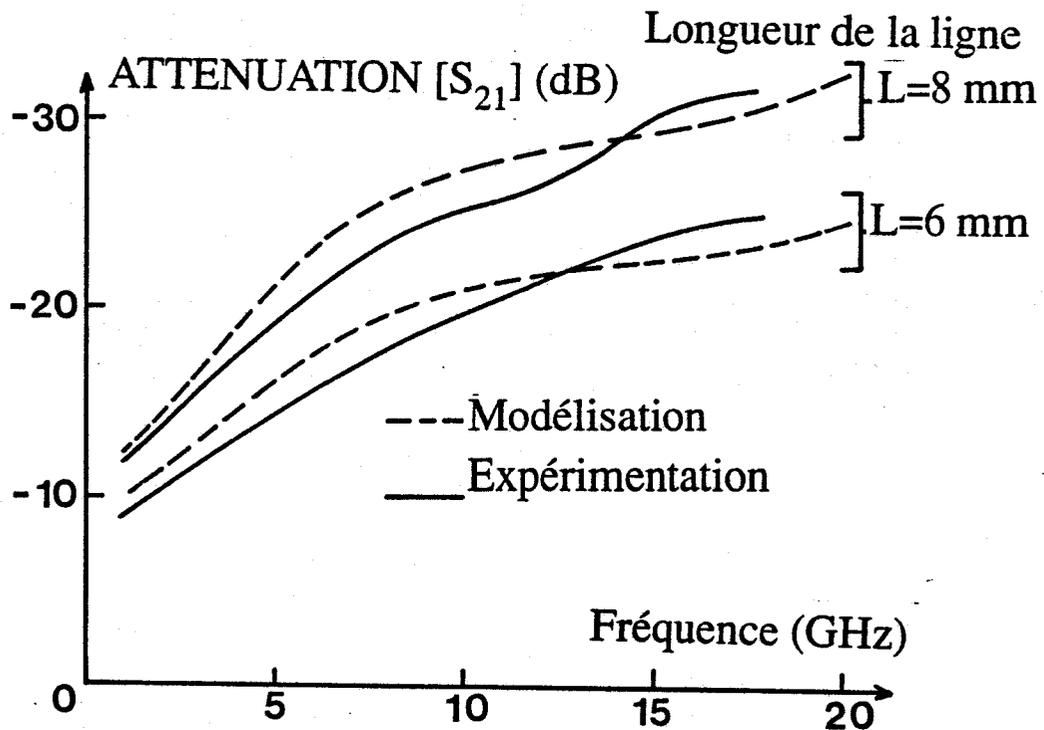


Figure 98. Atténuation de chacune des lignes (module de S_{21}).

3.2.4 Caractérisation temporelle.

La caractérisation temporelle constitue un moyen d'investigation efficace et complémentaire des mesures fréquentielles. Cette méthode permet en principe de localiser les discontinuités et d'évaluer les valeurs de l'impédance caractéristique et de la constante de propagation. Ces exploitations ne sont cependant aisées que lorsque les modes propagés sont T.E.M. .

Les mesures que nous nous proposons d'effectuer concernent la tension réfléchie et la tension transmise par les lignes étudiées, ce qui correspond au circuit schématisé présenté figure 99.

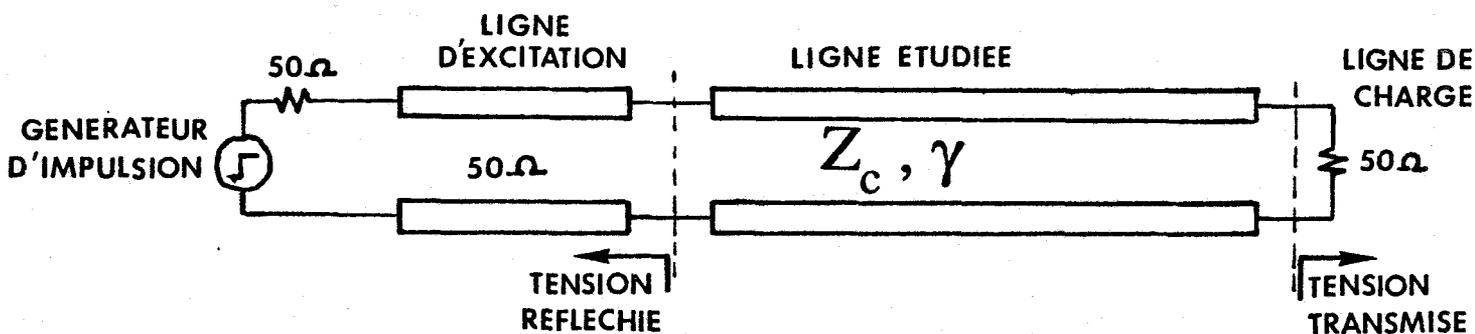
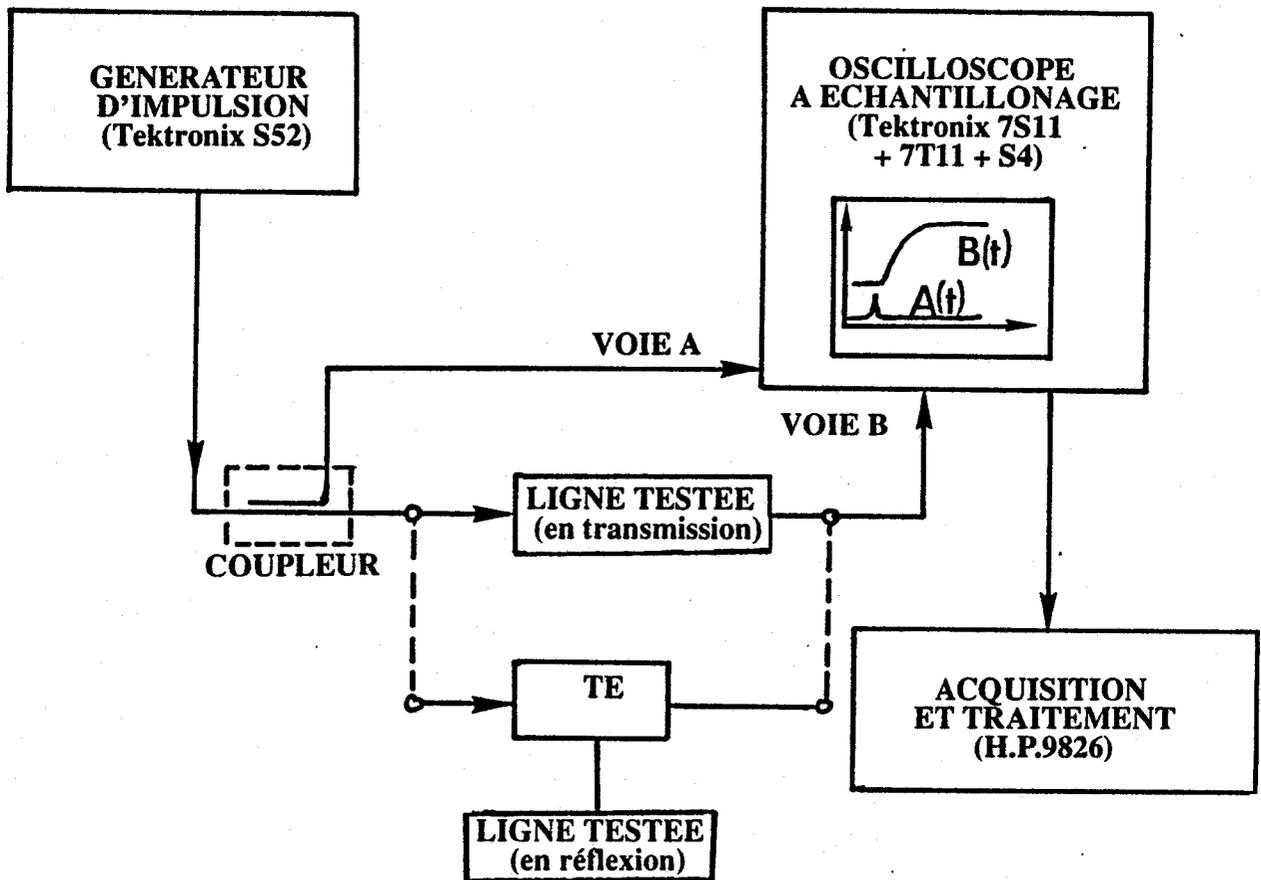


Figure 99. Représentation schématique des mesures temporelles effectuées sur une ligne.

Le banc de mesure utilisé est quant à lui présenté figure 100. Il permet selon la configuration de mesurer l'impulsion transmise ou réfléchie par la ligne testée.

Dans les deux cas, la première étape de la calibration du banc de mesure consiste à caractériser l'impulsion incidente. Pour les études en transmission le niveau de référence correspond à la mesure de la tension transmise en absence de la ligne à caractériser. Pour les mesures en réflexion la référence est définie en plaçant un court-circuit dans le plan d'entrée de la ligne.



A(t): référence temporelle
B(t): réponse de la ligne en transmission ou réflexion

Figure 100. Schéma synoptique du banc de mesure utilisé pour la caractérisation temporelle.

Les résultats expérimentaux obtenus sont présentés figure 101 [4], [5]. Signalons que l'échelle des temps considérée (0-500 ps) permet de visualiser l'essentiel des évolutions des tensions mesurées ; pour des temps supérieurs à 500 ps aucune évolution notable n'est observée.

Compte tenu de la forte dispersion des caractéristiques de propagation des structures étudiées (figures 93, 94 et 95) il apparaît difficile d'exploiter directement ces mesures temporelles.

Néanmoins quelques enseignements peuvent immédiatement être dégagés de ces expérimentations. Examinons en premier lieu les résultats concernant l'impulsion transmise. Le temps de montée de cette dernière (environ 150 ps) supérieur à celui du signal incident (60 ps) traduit une atténuation importante aux fréquences élevées. Le faible niveau de cette tension doit être attribué à l'atténuation de la ligne et à la réflexion de l'impulsion incidente.

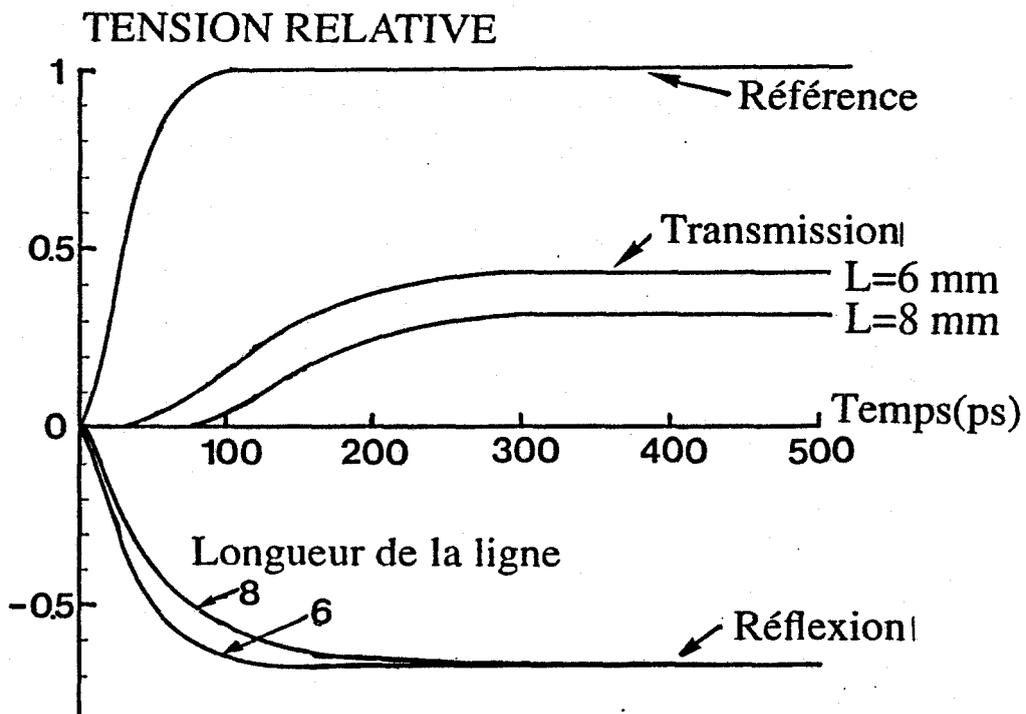


Figure 101. Mesure de la réponse temporelle de la ligne M.I.S. .

Les résultats relatifs à la tension réfléchiée mettent en évidence, pour cette caractéristique, une influence pratiquement négligeable de la longueur de la ligne. Cette mesure traduit essentiellement la réflexion sur la première discontinuité. Les contributions dues aux multiples réflexions sur la ligne sont négligeables comme pour les mesures faites en transmission.

Compte tenu de ces remarques, nous pouvons évaluer le niveau de la partie réelle de l'impédance correspondante ; il est compris entre 8 et 10 Ω . Cette valeur est à comparer à la partie réelle de l'impédance caractéristique du mode propagé inférieure à 10 Ω dans une large gamme de fréquence.

Afin d'envisager une exploitation plus quantitative de ces mesures deux méthodes sont envisageables.

La première repose sur la transformation de Fourier des mesures temporelles et leur exploitation dans le domaine fréquentiel. Cette méthode s'avère en réalité délicate à mettre en œuvre car elle nécessite une très bonne référence dans le domaine temporel pour espérer une exploitation significative des résultats expérimentaux.

Nous avons en fait opté pour une méthode d'analyse consistant à partir des caractéristiques de propagation théoriques d'une ligne, de déterminer sa réponse temporelle.

Nous reprenons pour cette analyse les mêmes hypothèses que précédemment, à savoir :

- chaque ligne propage un seul mode (mode fondamental),
- la transition entre guide peut être représentée par un simple changement d'impédance caractéristique,
- la notion d'impédance caractéristique a une signification pour chacune des structures.

Le circuit considéré pour cette analyse correspond à la figure 102.

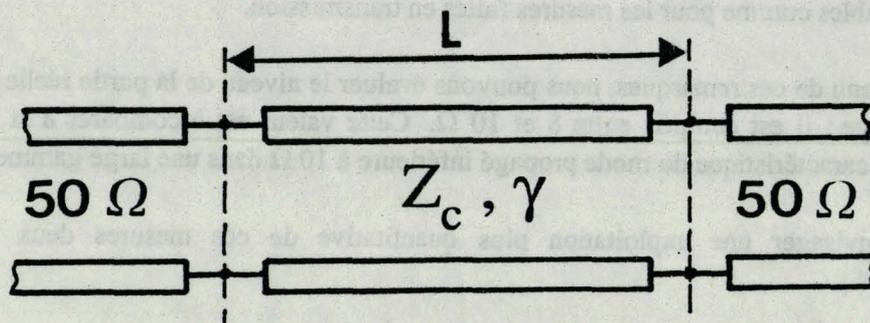


Figure 102. Circuit analysé pour la détermination de la réponse temporelle d'une ligne.

Dans une première étape, nous calculons la réponse du circuit dans le domaine fréquentiel à partir des caractéristiques de propagation théoriques de la ligne. Nous déterminons ensuite les spectres des tensions réfléchi et transmise, qui sont directement liés au spectre du signal incident. La réponse temporelle est alors obtenue par transformation discrète de Fourier. Les problèmes spécifiques à cette transformation (troncature et repliement) sont évités en discrétisant les spectres avec un nombre d'échantillons important ; dans notre cas 256 à 512 points suffisent généralement pour obtenir une modélisation correcte de la réponse impulsionnelle de la ligne.

Les résultats obtenus en utilisant cette méthode sont présentés figure 103.

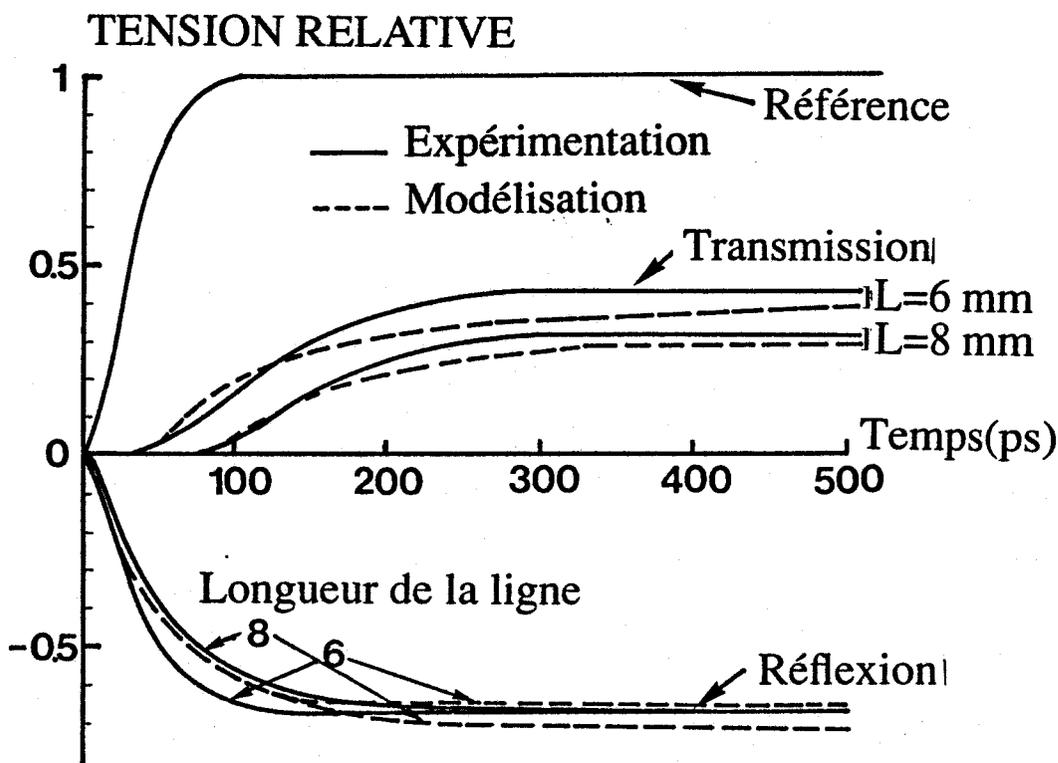


Figure 103. Réponse temporelle de la ligne M.I.S.
Comparaison théorie expérience.

Nous observons un accord tout à fait satisfaisant entre les réponses temporelles expérimentales et théoriques. Cette comparaison atteste de la validité des résultats obtenus lors de l'analyse théorique, tant en ce qui concerne l'évolution fréquentielle de la constante de propagation que de l'impédance caractéristique. Remarquons également que les hypothèses utilisées lors de cette analyse qui pouvait à priori paraître grossières permettent d'aboutir à un bon accord théorie expérience.

D'une façon générale, les résultats expérimentaux obtenus lors des mesures fréquentielles et temporelles permettent de mettre en évidence sans ambiguïté la propagation d'un mode lent.

Rappelons que la ligne coplanaire MIS considérée pour cette première expérimentation a été choisie de façon à faciliter les mesures. Aussi, proposons nous maintenant d'exposer les résultats concernant la caractérisation d'une ligne coplanaire à contact Schottky de dimensions plus réalistes.

3.3 Mise en évidence de la propagation d'un mode lent sur les lignes coplanaires à contact Schottky.

3.3.1 Choix de la topologie du circuit.

Afin d'étudier les caractéristiques de propagation des lignes coplanaires à contact Schottky, il est nécessaire d'exciter sur ces structures un mode ayant une configuration de champs, de type coplanaire; ceci nous a rapidement conduit à utiliser une transition du même type entre le système de mesure et la ligne à caractériser. Il convient cependant de rappeler les difficultés posées par les très faibles dimensions transversales des lignes coplanaires à contact Schottky. Dans une première étape, ces transitions étaient réalisées sur un substrat diélectrique. La ligne étudiée était dans ce cas connectée aux lignes d'excitation au moyen de thermocompressions, et mise au niveau de l'interface substrat-air au travers d'une fenêtre réalisée par usinage aux ultrasons. Cette solution ne donnant pas de résultats satisfaisants, nous avons été amené à réaliser ces transitions sur le substrat semiconducteur lui-même. La topologie finalement obtenue est présentée figure 104.

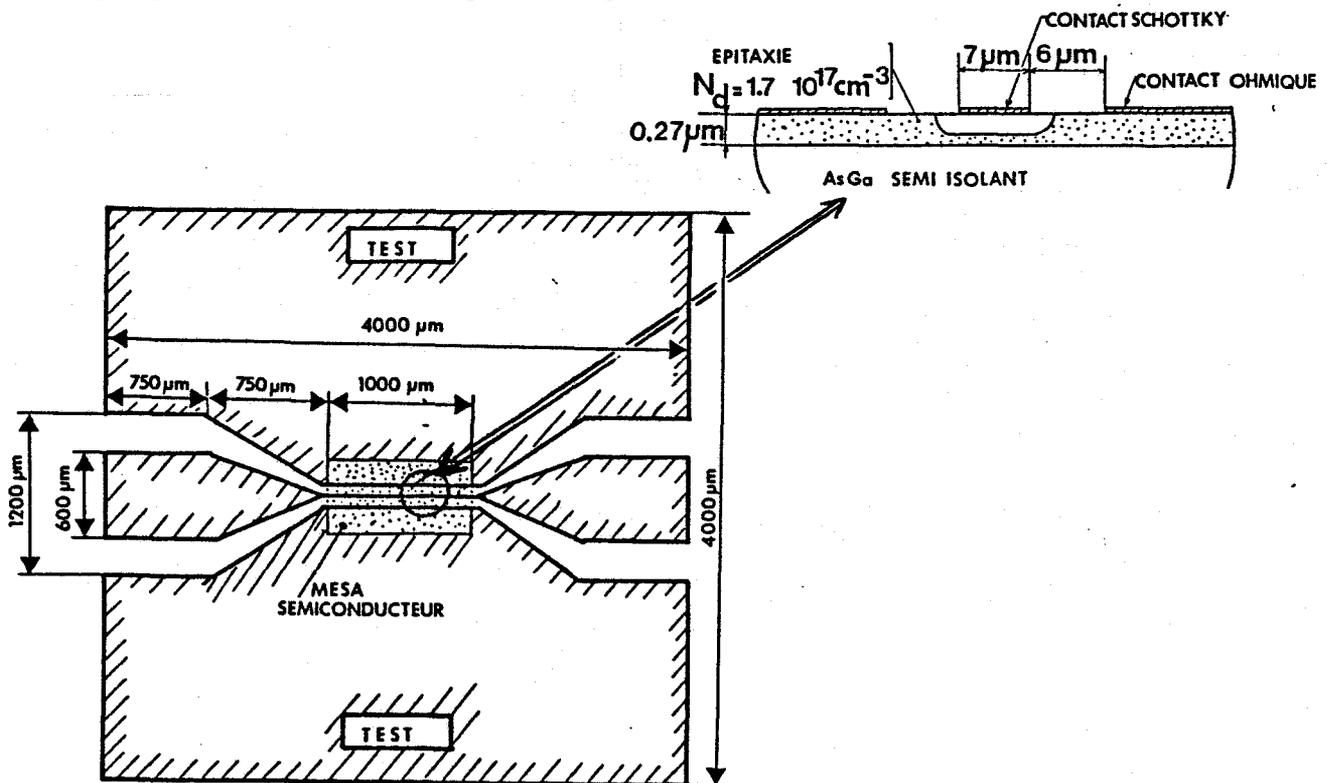


Figure 104. Ligne coplanaire à contact Schottky ;
topologie du circuit réalisé.

Partant du substrat épitaxié une attaque "mesa" conserve la couche dopée uniquement à l'endroit où doit être réalisée la ligne à contact Schottky. La longueur de la structure est limitée par des considérations d'ordre technologique imposées par le générateur de masques. Elle ne peut de ce fait excéder 4 mm. Ces contraintes technologiques empêchent la réalisation de transitions suffisamment progressives.

Les transitions élaborées permettent seulement de respecter la configuration désirée des champs sans constituer une véritable structure d'adaptation au point de vue électrique. En effet, la ligne coplanaire à contact Schottky présente une impédance faible lors de la propagation d'un mode lent alors que les lignes d'excitation réalisées sur substrat semi isolant ne permettent pas d'obtenir d'impédances inférieures à 40 Ω . Compte tenu des différentes contraintes imposées, la topologie proposée figure 104 constitue la solution de compromis qui nous a permis d'obtenir une excitation indiscutable du mode lent.

Nous nous proposons à présent de résumer les problèmes rencontrés lors de la réalisation de ces composants ; nous présentons également quelques résultats relatifs à la caractérisation statique des lignes réalisées.

3.3.2 Réalisation et caractérisation statique des lignes à contact Schottky .

Lors des premières réalisations de lignes coplanaires déposées sur substrat semiconducteur, les limites imposées par le processus technologique se sont avérées contraignantes. En effet, les grandes dimensions des lignes, nécessaires à la caractérisation, compliquent paradoxalement leur réalisation. Ces dimensions élevées ne permettent pas de disposer d'un grand nombre de motifs sur chaque substrat. Ceci impose un rendement de fabrication élevé. On conçoit également que tout défaut local ou variation des caractéristiques du substrat, peut pénaliser la qualité électrique du composant réalisé. Ce problème est accentué par la surface importante des contacts Schottky rencontrés sur nos structures.

Aussi, afin de s'affranchir de ces problèmes avons nous dû porter toute notre attention sur l'amélioration de certaines phases technologiques. Nos travaux ont été orientés suivant deux axes principaux :

- définition d'un processus de masquage permettant le dépôt de métallisations aussi épaisses que possible en vue de diminuer les pertes métalliques,
- amélioration du processus de dépôts des contacts Schottky avec pour objectif, la réalisation de contacts de grandes dimensions présentant une bonne homogénéité sur l'ensemble de leur surface.

Nous allons maintenant exposer quelques résultats typiques obtenus lors de la caractérisation des lignes réalisées ; intéressons nous en particulier aux caractéristiques du contact Schottky.

Ce contact de type Ti-Pt-Ti-Au est obtenu par une méthode de "lift-off". La résine employée pour le masquage (résine SHIPLEY AZ 1450) ne permet pas d'obtenir des métallisations d'épaisseurs supérieures à 4000 Å.

Nous présentons figure 105 la caractéristique courant-tension relevée en polarisation directe d'un contact Schottky réalisé sur une épitaxie dopée à 10^{17} cm^{-3} . Pour ce type de contact, l'évolution du courant en fonction de la tension appliquée correspond à l'expression classique :

$$I = A^* T^2 S e^{-\frac{\Phi}{kT}} \left\{ e^{\frac{qV}{\eta kT}} - 1 \right\}$$

- où A^* est la constante de Richardson (8,4 CKSA pour l'AsGa dopé N)
 T est la température absolue en °K
 S la surface du contact Schottky
 k la constante de Boltzmann
 V la tension de polarisation
 Φ la hauteur de barrière
 η un coefficient d'idéalité

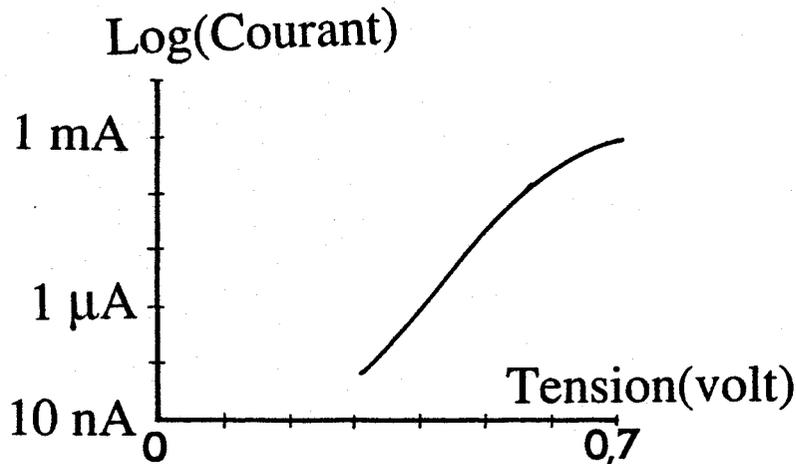


Figure 105. Caractéristiques I(V) en direct d'un contact Schottky.

($N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$; $S = 16 * 150 \mu\text{m}^2$; $\Phi = 0,76$; $\eta = 1,2$)

Pour les composants réalisés nous avons obtenu des hauteurs de barrières typiquement comprises entre 0,76 et 0,78 V et un facteur d'idéalité proche de 1,2.

La caractéristique courant-tension en polarisation inverse présentée figure 106, fait apparaître un courant de fuite faible compte tenu des surfaces importantes de nos contacts.

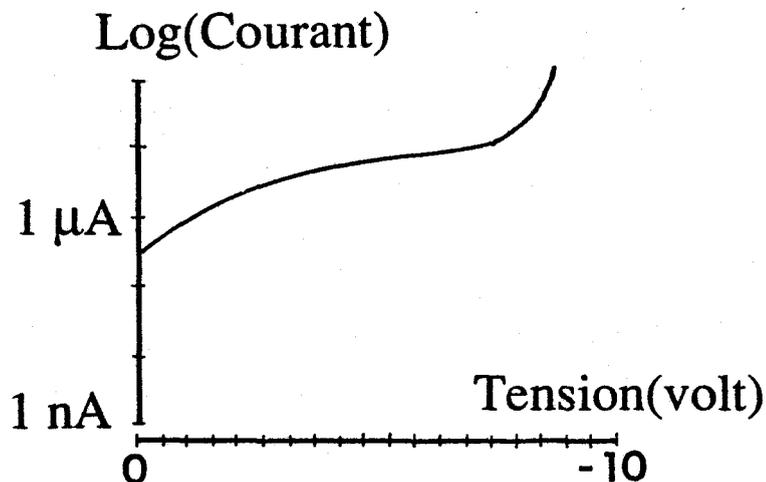


Figure 106. Caractéristique I(V) en inverse d'un contact Schottky.
(N_D $1,7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$; $S = 7,5 \cdot 1200 \text{ μm}^2$; $V_{av} \approx -8\text{V}$)

Les tensions d'avalanche mesurées sont plus faibles que les valeurs théoriques ; elles permettent cependant de désertier le canal semiconducteur sur toute son épaisseur comme le montrent les résultats présentés figure 107. La courbe 108 traduit la modulation de la capacité de la barrière métal semiconducteur en fonction de la polarisation. La détermination de la hauteur de barrière à partir de cette caractéristique ne peut se faire avec précision. On constate cependant que la tension obtenue par extrapolation de la caractéristique (pour $1/C^2 = 0$) est proche de la hauteur de barrière déterminée par les mesures précédentes. L'ensemble de ces résultats fait apparaître les propriétés tout-à-fait satisfaisantes des composants réalisés.

Nous pouvons maintenant envisager la caractérisation hyperfréquence de ces lignes ; examinons dans une première étape les caractéristiques de propagation théoriques des structures étudiées.

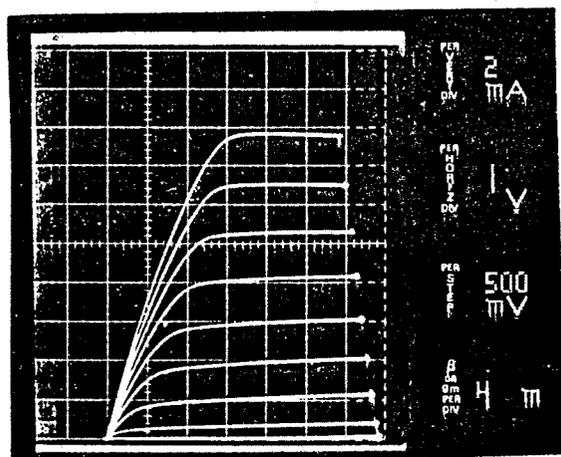


Figure 107. Exemple de modulation et pincement du canal
semiconducteur.
(T.E.C. d'un motif de test, grille de $16 * 150 \mu\text{m}^2$)

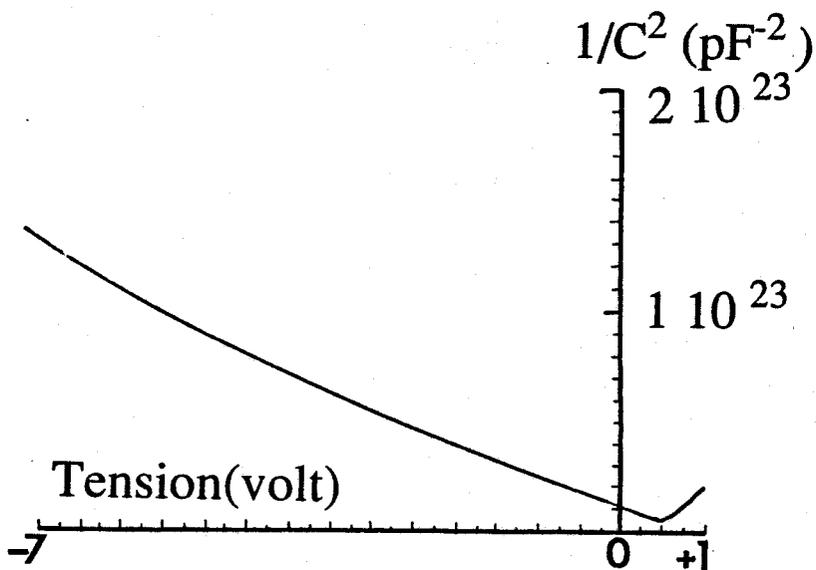


Figure 108. Caractéristique $1/C(v)^2$ d'un contact Schottky.

$(N_D 1,7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}; S = 7,5 * 1200 \mu\text{m}^2)$

3.3.3 Estimation préliminaire des caractéristiques de propagation de la ligne étudiée.

La section droite de la ligne coplanaire à contact Schottky considérée est présentée figure 109.

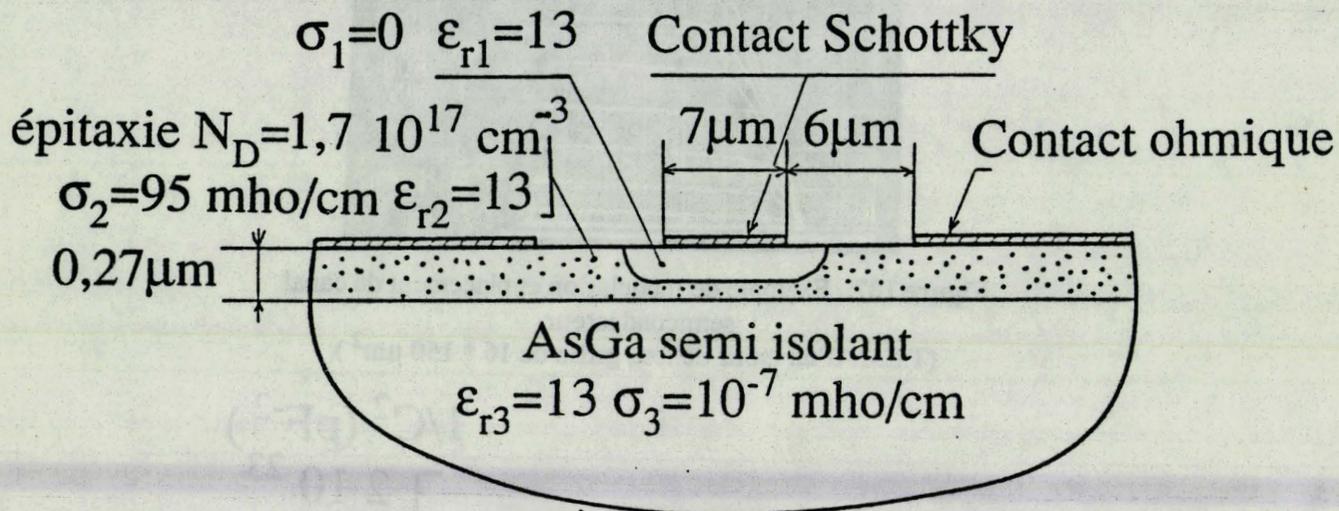


Figure 109. Section droite de la ligne étudiée.

Comme pour la ligne M.I.S., nous allons tout d'abord prédéterminer les caractéristiques de propagation de cette structure. Les résultats obtenus avec notre modèle analytique sont quant à eux reportés figures 110 et 111.

Pour les fréquences inférieures à 10 GHz, nous constatons, la propagation d'un mode fortement ralenti dont la permittivité relative effective s'échelonne entre 100 et 1500.

En l'absence de polarisation du contact Schottky, l'atténuation linéique varie de 0,1 dB/mm à 1 GHz jusqu'à 10 dB/mm à 10 GHz ; l'impédance caractéristique présente une partie réelle proche de 7Ω . Remarquons que la partie imaginaire de ce paramètre devient non négligeable pour les fréquences supérieures à 2 GHz.

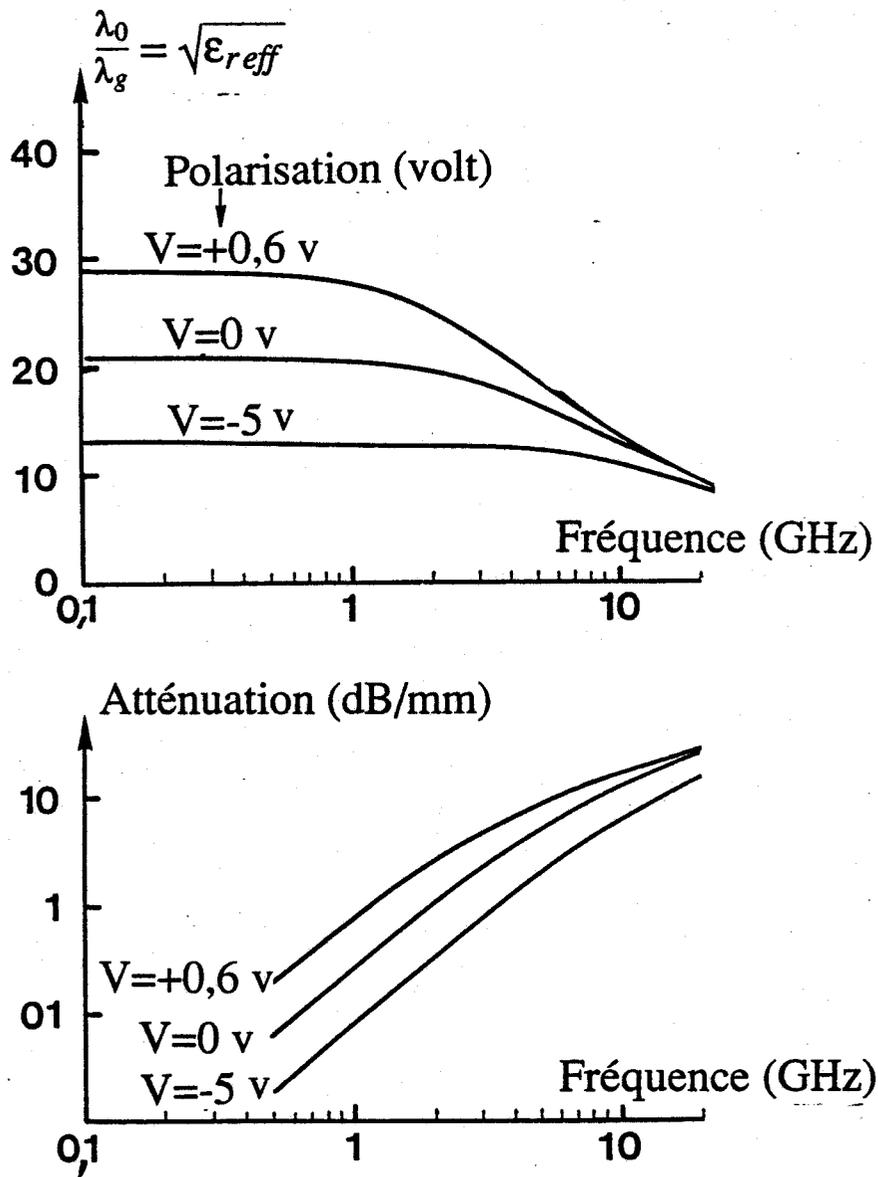


Figure 110. Constante de propagation théorique de la ligne étudiée.

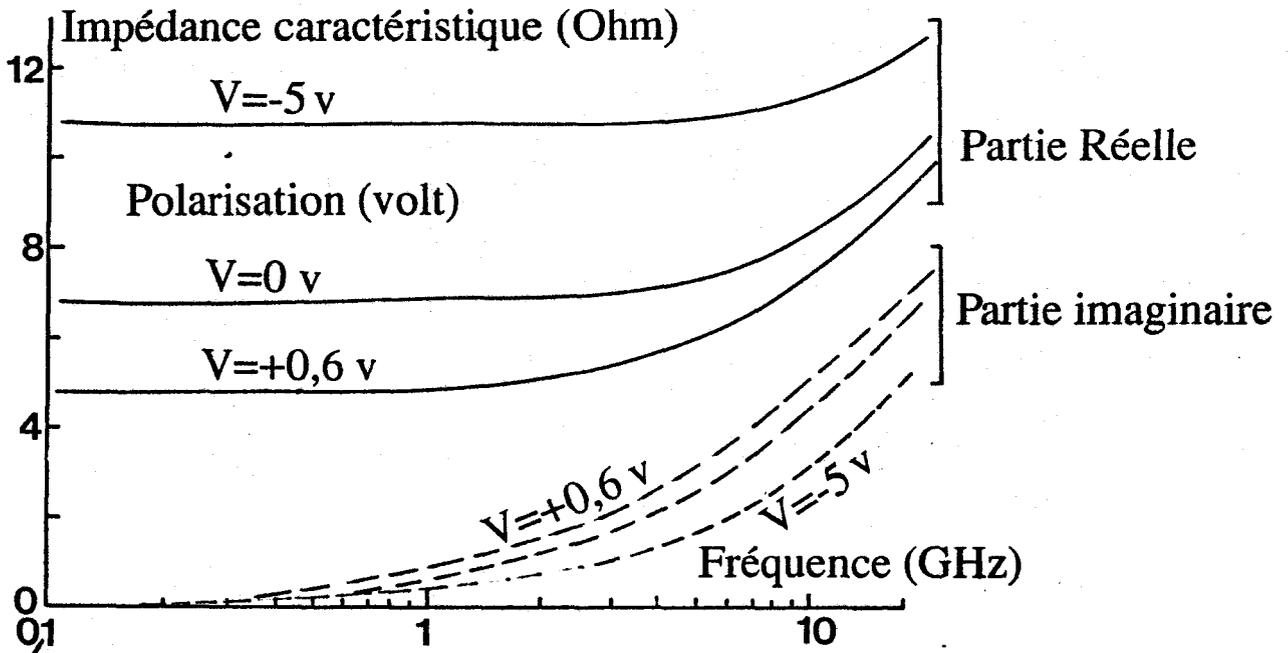


Figure 111. Impédance caractéristique théorique de la ligne étudiée.

3.3.4 Etude du comportement fréquentiel de la ligne.

Nous avons caractérisé nos lignes en transmission entre 100 MHz et 18 GHz. Les résultats obtenus, présentés figures 112 et 113 mettent en évidence une forte modulation des caractéristiques de propagation en fonction de la polarisation du contact Schottky.

En l'absence de polarisation, le déphasage introduit par cette ligne de 1 mm est important comme le montre la figure 112. Il atteint respectivement 80° à 5 GHz et 180° à 18 GHz. Ces valeurs sont à comparer au déphasage introduit par une ligne coplanaire déposée sur AsGa semi isolant qui est de l'ordre de 3°/mm/GHz. La variation de phase liée à la polarisation du contact Schottky varie quant à elle de 55° à 5 GHz à 80° pour les fréquences comprises entre 10 et 18 GHz.

Nous observons également une modulation importante des pertes (figure 113). En dessous de 1 GHz, nous constatons une atténuation résiduelle d'environ 3 dB quel que soit l'état de polarisation. Pour une polarisation de -9 volts, correspondant à un pincement du canal semiconducteur, l'atténuation reste à peu près constante (3 à 5 dB) dans toute la gamme de mesures.

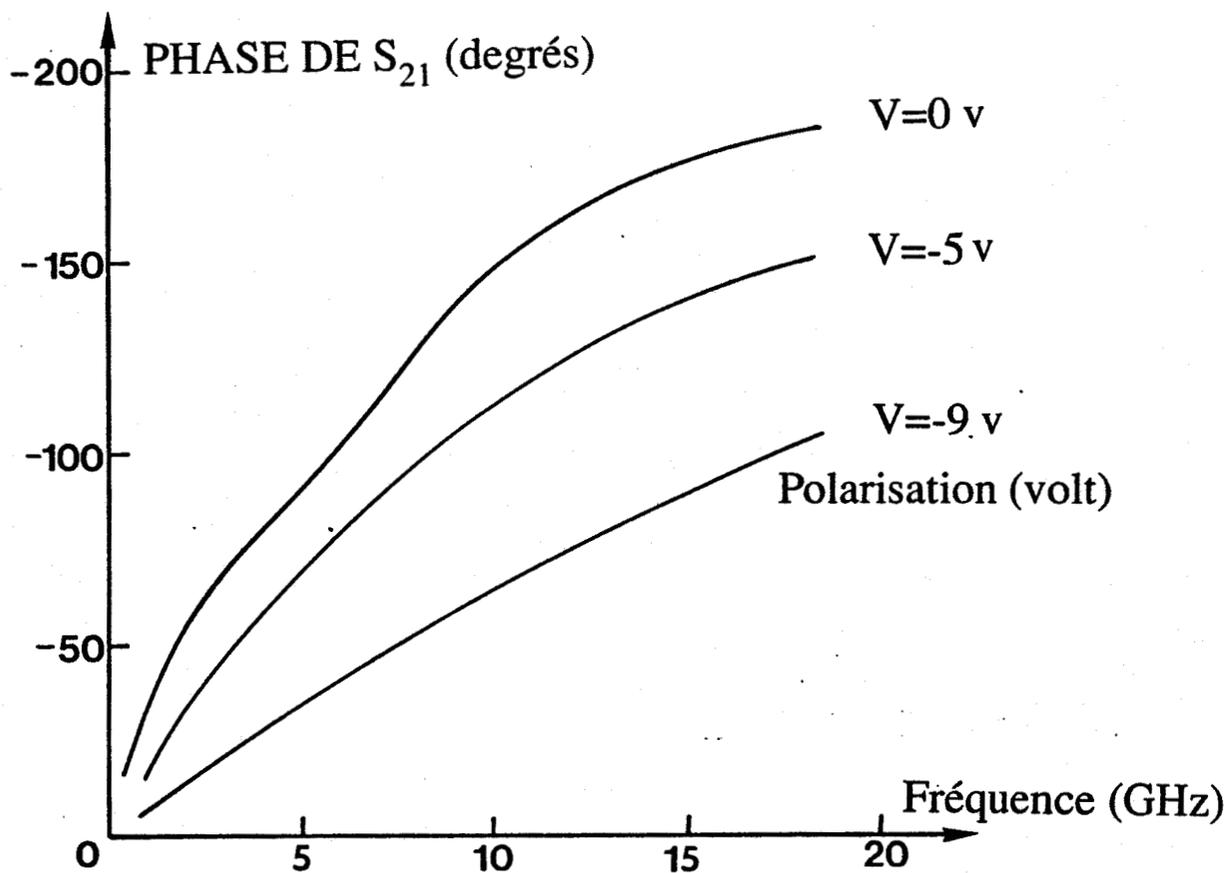


Figure 112. Expérimentation : phase du paramètre S_{21} de la ligne étudiée.

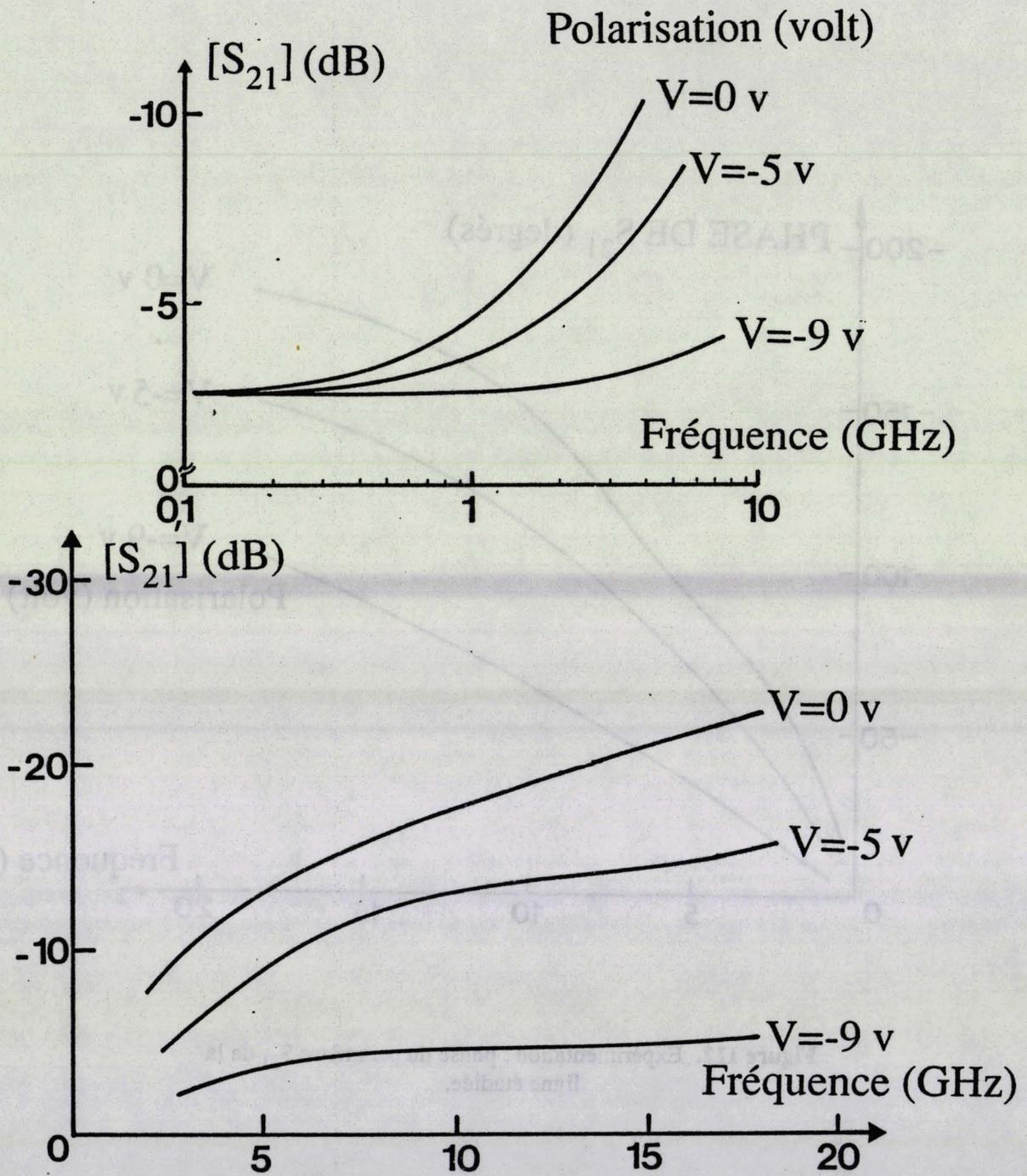


Figure 113. Expérimentation : module du paramètre S_{21} de la ligne étudiée.

Nous proposons à présent une comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux en utilisant la démarche décrite précédemment lors de l'étude de la ligne M.I.S.

Considérons l'évolution de l'atténuation par unité de longueur obtenue en négligeant les pertes métalliques et en faisant abstraction de l'influence de toute discontinuité (figure 115); la réponse théorique pour une polarisation de -9 Volt n'a pas été déterminée car le cas d'une structure totalement pincée sort des limites de validité de notre modèle.

Les caractéristiques correspondant à la figure 115 montrent que les pertes calculées suivant ces hypothèses sont nettement inférieures aux valeurs expérimentales. Les pertes en volume ne peuvent en aucun cas justifier le niveau résiduel observé pour l'atténuation en particulier en basse fréquence.

Aussi afin de mieux traduire le comportement de la ligne, avons nous repris notre simulation en considérant une résistance linéique de $50 \Omega/\text{mm}$ pour le ruban central. Cette valeur correspond à la résistance du ruban mesurée en continu. Ce choix, figure 116 , permet de retrouver l'ordre de grandeur de l'atténuation lorsque le canal semiconducteur est pincé, dès lors que la fréquence devient supérieure à 5 GHz. Pour cet état de polarisation, la modélisation est effectuée en considérant un substrat isolant de permittivité relative égale à celle de l'AsGa ($\epsilon_r = 13$) en prenant uniquement en compte les pertes dans les conducteurs.

Cependant les résultats obtenus pour les faibles niveaux de polarisation se traduisent par des valeurs trop élevées des pertes totales. Les variations importantes des pertes induites par la prise en compte de la résistance du ruban s'expliquent aisément à partir des schémas équivalents simplifiés présentés ci dessous (figure 114). Ces schémas permettent d'évaluer la contribution des pertes métalliques, en absence de polarisation ou lorsque le canal semiconducteur est pincé.

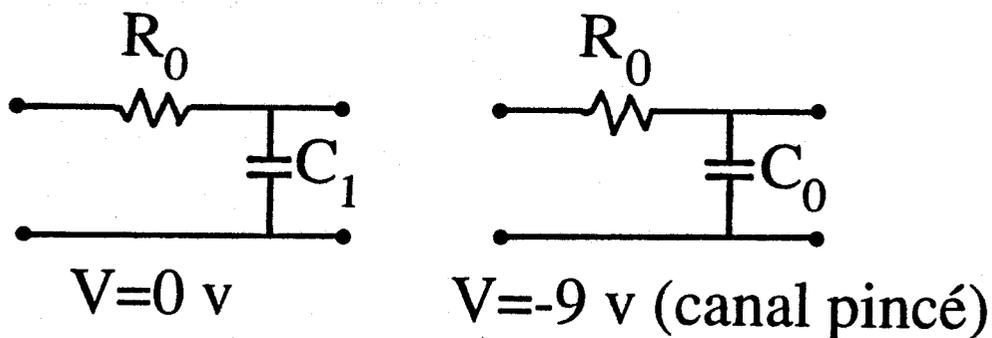


Figure 114. Schémas permettant d'évaluer la contribution des pertes métalliques.

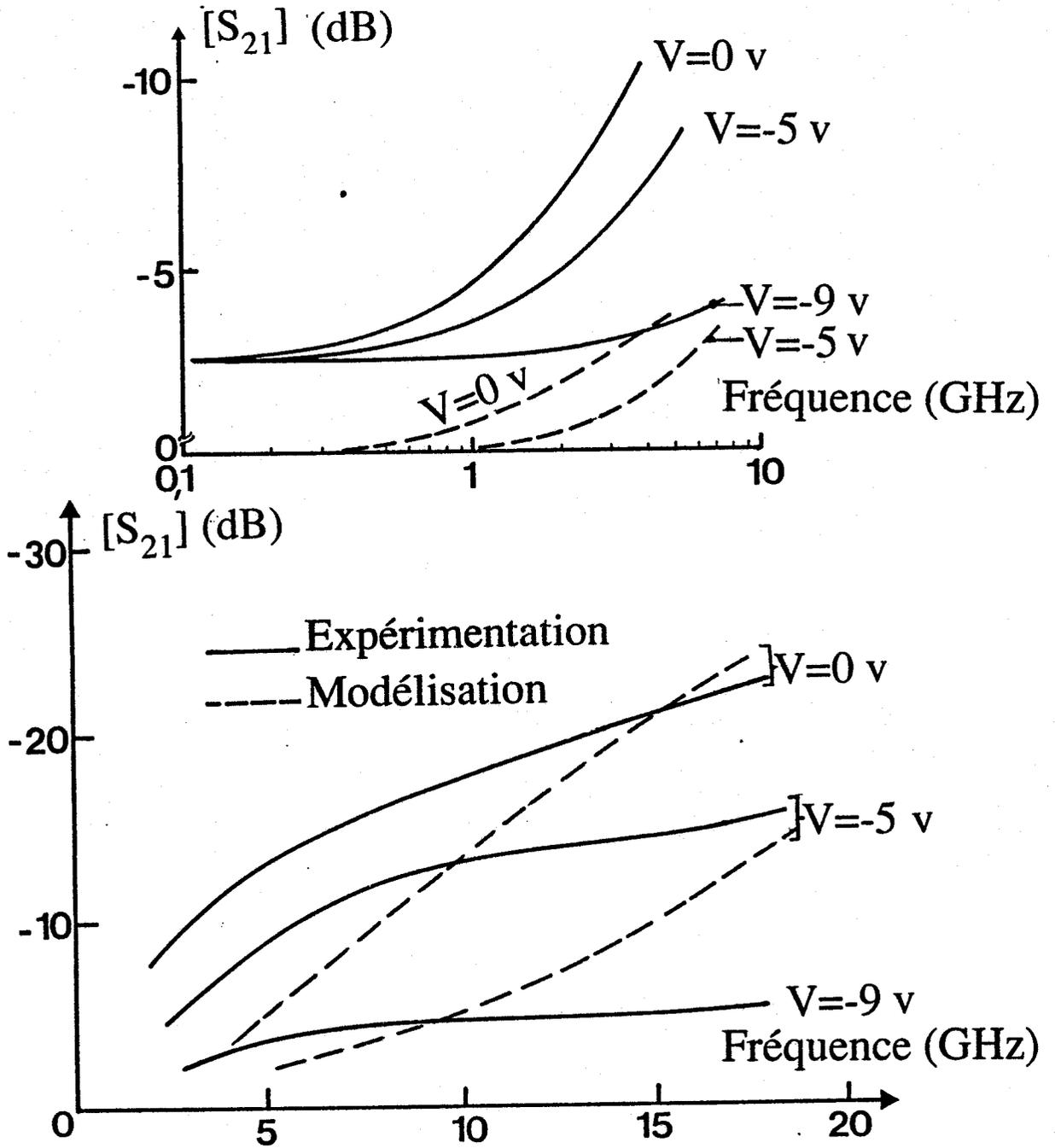


Figure 115. Atténuation des lignes: comparaison théorie expérience sans prise en compte des pertes dans les conducteurs.

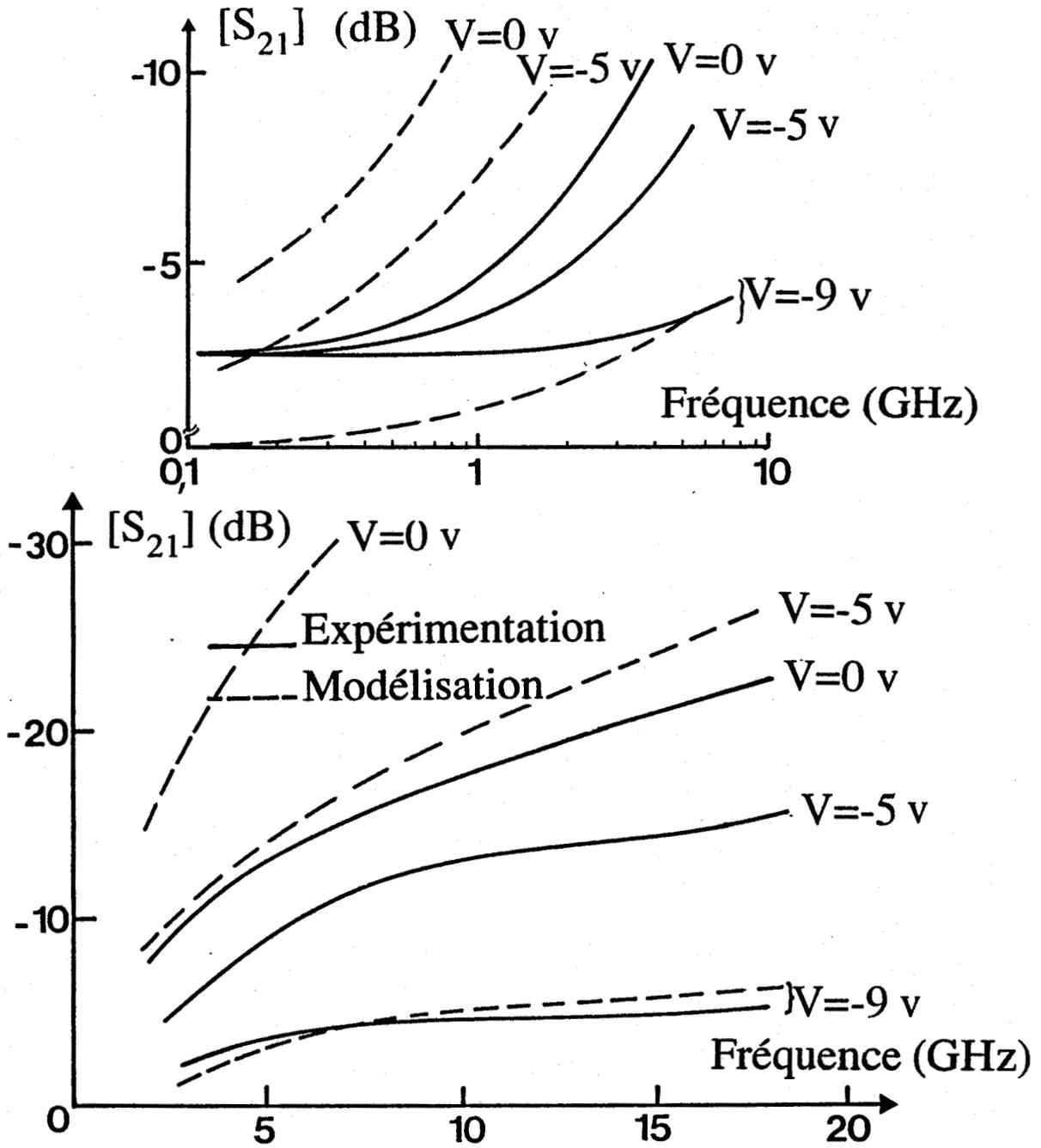


Figure 116. Atténuation des lignes: comparaison théorie expérience avec prise en compte des pertes dans les conducteurs.

Pour ces deux états de polarisation, l'atténuation linéique due aux pertes dans les conducteurs a pour expression :

$$\alpha_1 \approx \sqrt{\frac{R_0 C_1 \omega}{2}} \quad (V = 0v)$$
$$\alpha_0 \approx \sqrt{\frac{R_0 C_0 \omega}{2}} \quad (V = -9v)$$

où

- R_0 correspond à la résistance linéique du ruban,
- C_0 est la capacité du schéma équivalent de la ligne déposée sur substrat semi isolant,
- C_1 est la capacité prise en compte pour le schéma équivalent du mode lent.

Nous pouvons exprimer le rapport de ces deux atténuations de la façon suivante :

$$\frac{\alpha_1}{\alpha_0} \approx \sqrt{\frac{C_1}{C_0}} = \frac{\lambda_0 / \lambda_{g1}(\text{mode lent pour } V = 0v)}{\lambda_0 / \lambda_{g0}(\text{mode quasi T.E.M.})}$$

Compte tenu des caractéristiques de la ligne étudiée, il apparaît en absence de polarisation, un niveau de pertes métalliques 7 fois plus important que lorsque le canal semiconducteur est pincé.

L'étude comparative relative à la phase du coefficient de transmission est présentée à titre indicatif figures 117 et 118.

A ce stade de l'étude, deux hypothèses peuvent expliquer les désaccords observés entre les résultats théoriques et expérimentaux: soit que l'influence des pertes métalliques n'est pas simulée de façon satisfaisante avec notre modèle , soit que la discontinuité entre la ligne d'excitation et la structure à contact Schottky joue un rôle trop important, pour qu'une comparaison correcte puisse être obtenue en négligeant son influence.

Pour répondre à la première interrogation, nous avons comparé les résultats fournis par notre modèle aux valeurs expérimentales publiées par d'autres auteurs [6], [7].

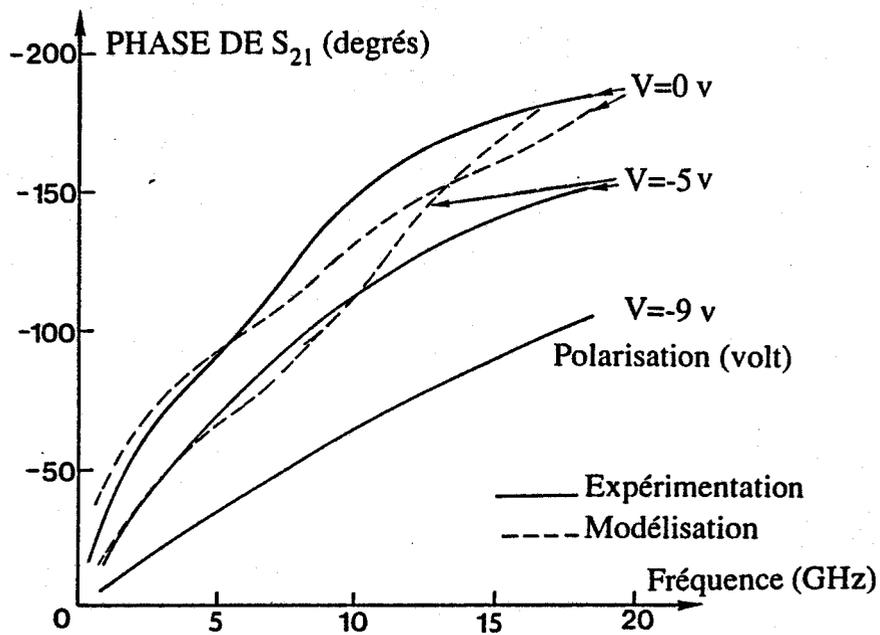


Figure 117. Phase de S_{21} : comparaison théorie expérience sans prise en compte des pertes métalliques.

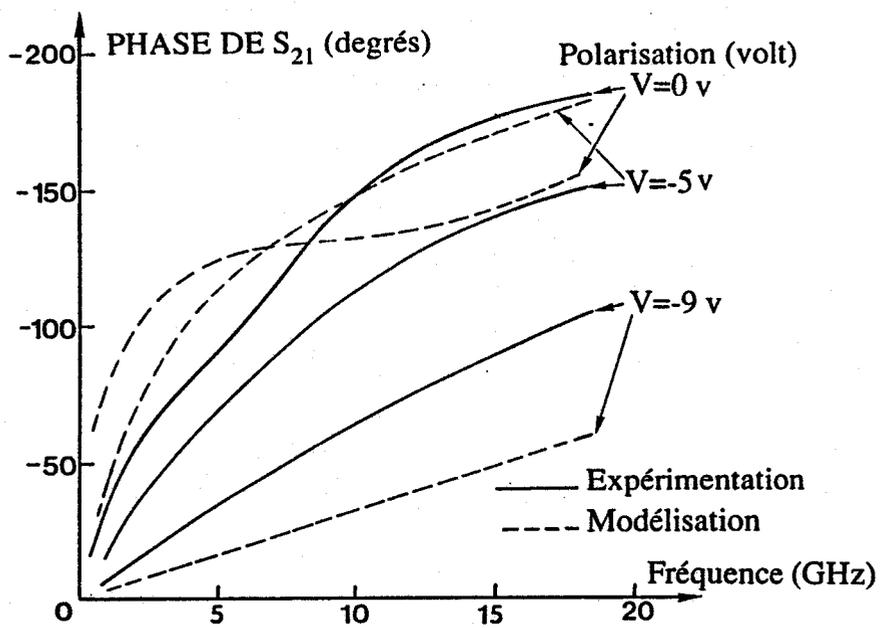


Figure 118. Phase de S_{21} : comparaison théorie expérience avec prise en compte des pertes métalliques.

Les structures M.I.S. déposées sur silicium considérées dans cette étude présentent des dimensions transversales (ruban et fentes) sensiblement identiques à celles des lignes à contact Schottky que nous avons réalisées (figure 119).

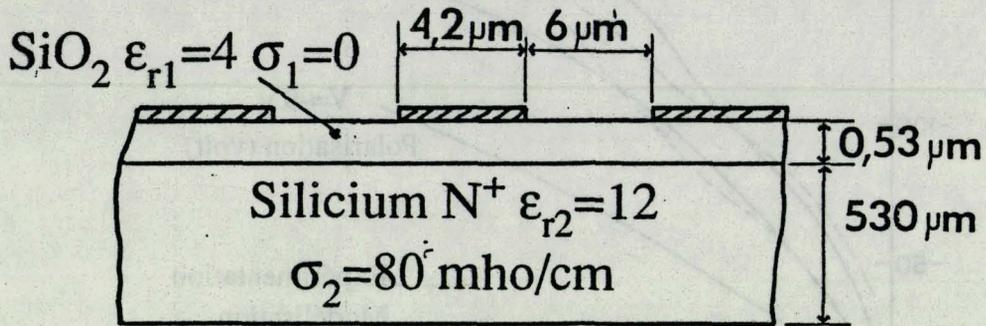


Figure 119. Structure M.I.S. considérée (référence [7]).

L'étude théorique de cette ligne met en évidence une contribution très importante des pertes métalliques pour l'atténuation globale [7] (figure 120). Les pertes en volume ne représentent que 3% des pertes totales à 1 GHz et moins de 30% à 12 GHz. Ces structures ont été caractérisées par l'intermédiaire du système de mesures sous pointes hyperfréquences "Cascade Microtech". Les valeurs expérimentales obtenues à partir de l'exploitation des paramètres "S" correspondent aux figures 121 et 122.

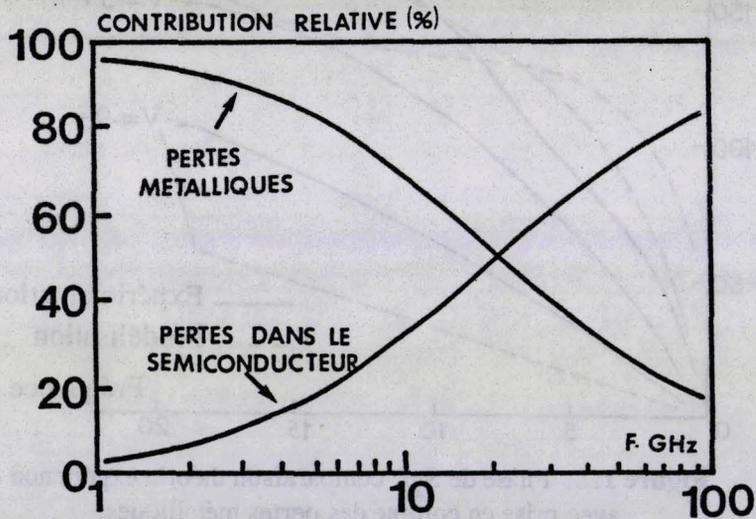


Figure 120. Contribution relative des pertes métalliques et en volume.

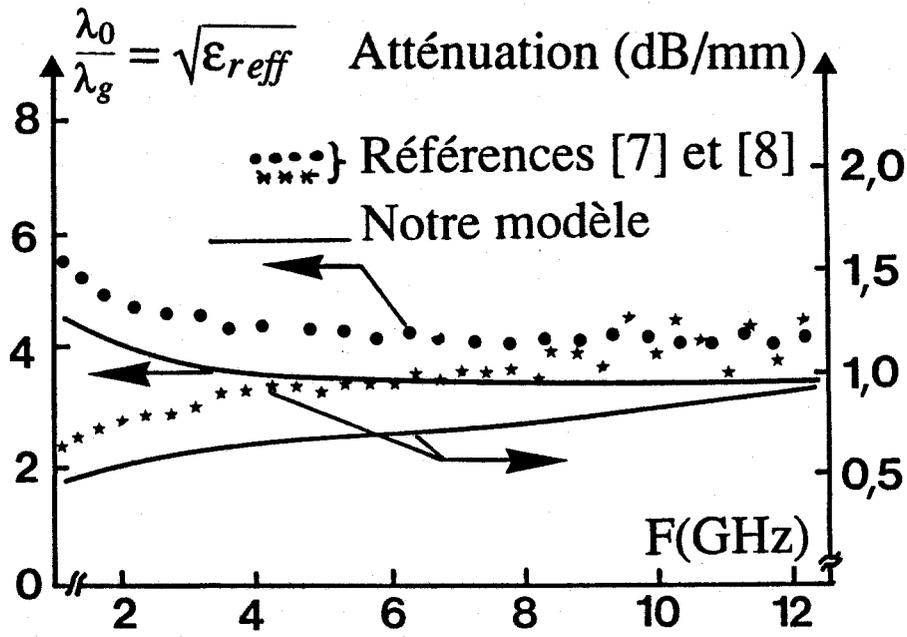


Figure 121. Constante de propagation de la structure M.I.S. (référence [7]).

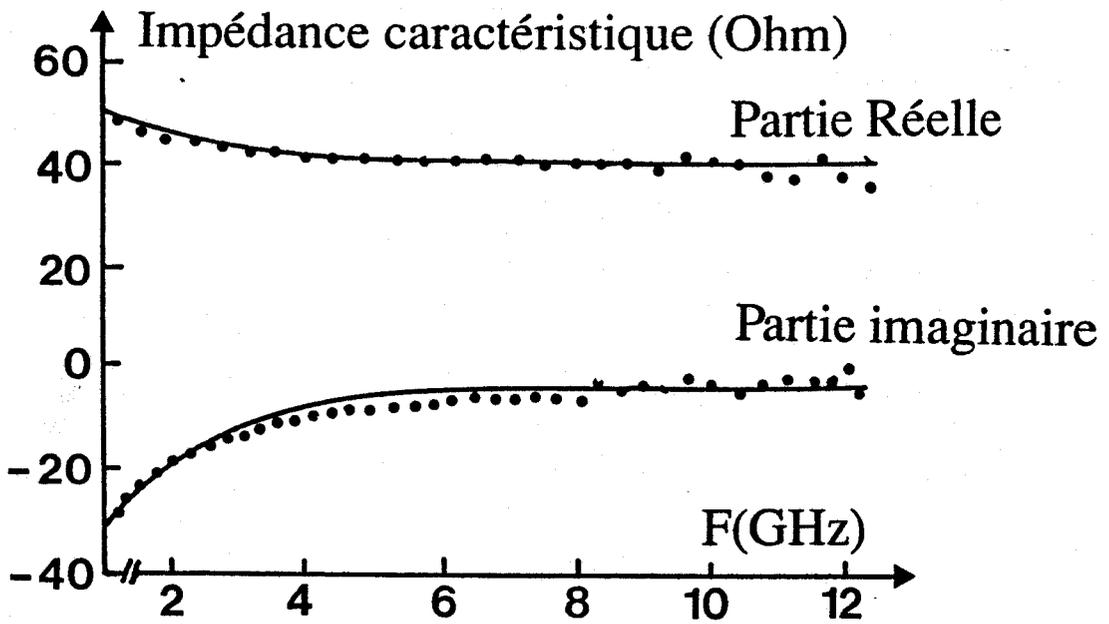


Figure 122. Impédance caractéristique de la structure M.I.S. (référence [7]).

Cette étude atteste de la validité de notre modèle, en particulier en ce qui concerne la prise en compte des pertes dans les conducteurs ; nous constatons un accord tout à fait satisfaisant aussi bien pour le facteur de ralentissement et l'atténuation que pour les parties réelle et imaginaire de l'impédance caractéristique.

Il nous reste maintenant à aborder un second problème, lié à la présence de discontinuités entre le système de mesure et la ligne étudiée. Pour ce point, une première alternative pouvait consister à prendre en compte l'influence de cette transition, grâce à un schéma équivalent déterminé expérimentalement. Nous avons préféré utiliser des méthodes de mesures temporelles et fréquentielles permettant en principe de nous affranchir de la présence des discontinuités. Examinons en premier lieu les résultats de la caractérisation temporelle de ces lignes à contact Schottky.

3.3.5 Caractérisation temporelle des lignes à contact Schottky.

Nous présentons figure 123 la réponse temporelle des lignes à contact Schottky étudiées. L'évolution de la tension transmise en fonction de la polarisation du courant Schottky traduit qualitativement les caractéristiques de propagation précédemment déterminées.

- Pour une forte polarisation inverse du contact Schottky ($V = -9 \text{ v}$), le canal semiconducteur est entièrement pincé. Le mode propagé présente peu d'atténuation. L'impulsion incidente est transmise sans modification notable si ce n'est une faible atténuation.
- En absence de polarisation ($V = 0 \text{ v}$), le mode propagé est ralenti. Sa faible vitesse de phase retarde l'impulsion transmise de quelques dizaines de ps. Les pertes aux fréquences les plus élevées sont la cause de la dégradation du temps de montée.
- Pour une polarisation directe, les phénomènes décrits ci-dessus s'accroissent. L'impulsion transmise est dégradée et atténuée. Les temps de retard et de montée n'ont plus dans ce cas de signification.

La tension réfléchie se caractérise quant à elle par un faible niveau et une influence peu sensible de la polarisation du contact Schottky. La simulation de la réponse temporelle de la ligne que nous proposons est basée sur la méthode décrite lors de l'étude expérimentale, relative aux structures MIS.

Les figures 124 et 125 décrivent les signaux transmis et réfléchis, calculés, d'une part en négligeant les pertes métalliques (figure 124), d'autre part en prenant en considération ces pertes dans les mêmes conditions que lors de l'étude fréquentielle (figure 125).

L'interprétation des résultats obtenus s'avère délicate. La prise en compte des pertes métalliques permet de retrouver de façon approchée les évolutions des tensions réfléchies par la ligne ; ces pertes semblent cependant trop faibles pour obtenir une comparaison quantitative. La valeur de ces dernières apparaît au contraire trop élevée pour simuler correctement le comportement de ces lignes en transmission.

Cette étude temporelle confirme finalement les conclusions auxquelles nous avons abouti à l'issue de l'étude fréquentielle ; le tronçon de ligne, de géométrie non uniforme, réalisé sur le substrat semi isolant rend très délicate l'interprétation des mesures.

Lors des mesures temporelles, pour discerner l'influence de cette discontinuité de la réponse de la ligne, nous devons envisager l'augmentation des dimensions longitudinales du circuit et l'utilisation d'impulsion de temps de montée très brefs. Les limites imposées par la technologie ne nous ont pas permis d'aboutir à ce résultat. Il faut également souligner que la comparaison théorie-expérience dans le domaine temporel constitue un test de validité draconien pour tout modèle. Il nécessite une simulation extrêmement fiable dans une très large gamme de fréquence, quelques centaines de MHz à 20 GHz dans notre cas.

Ces différentes remarques nous ont amenés à repenser ce problème de la caractérisation des lignes à contact Schottky dans le domaine fréquentiel, en utilisant cette fois une méthode connue sous le nom de "birapport". Cette méthode que nous présentons dans le prochain paragraphe, permet de s'affranchir de la présence de tout quadripôle placé entre le système de mesure supposé parfait, et la structure de propagation étudiée.

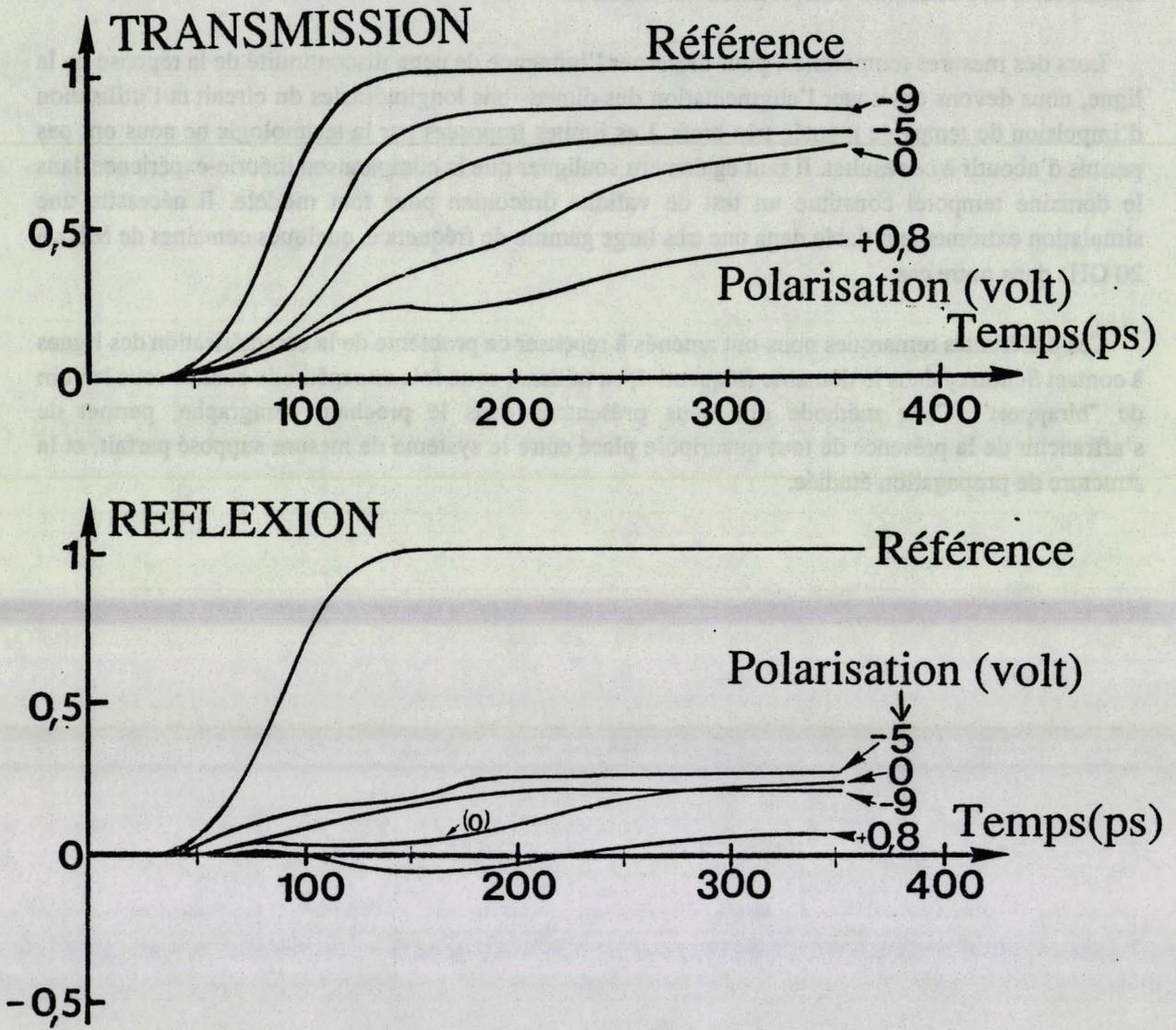


Figure 123. Réponse temporelle expérimentale des lignes à contact Schottky.

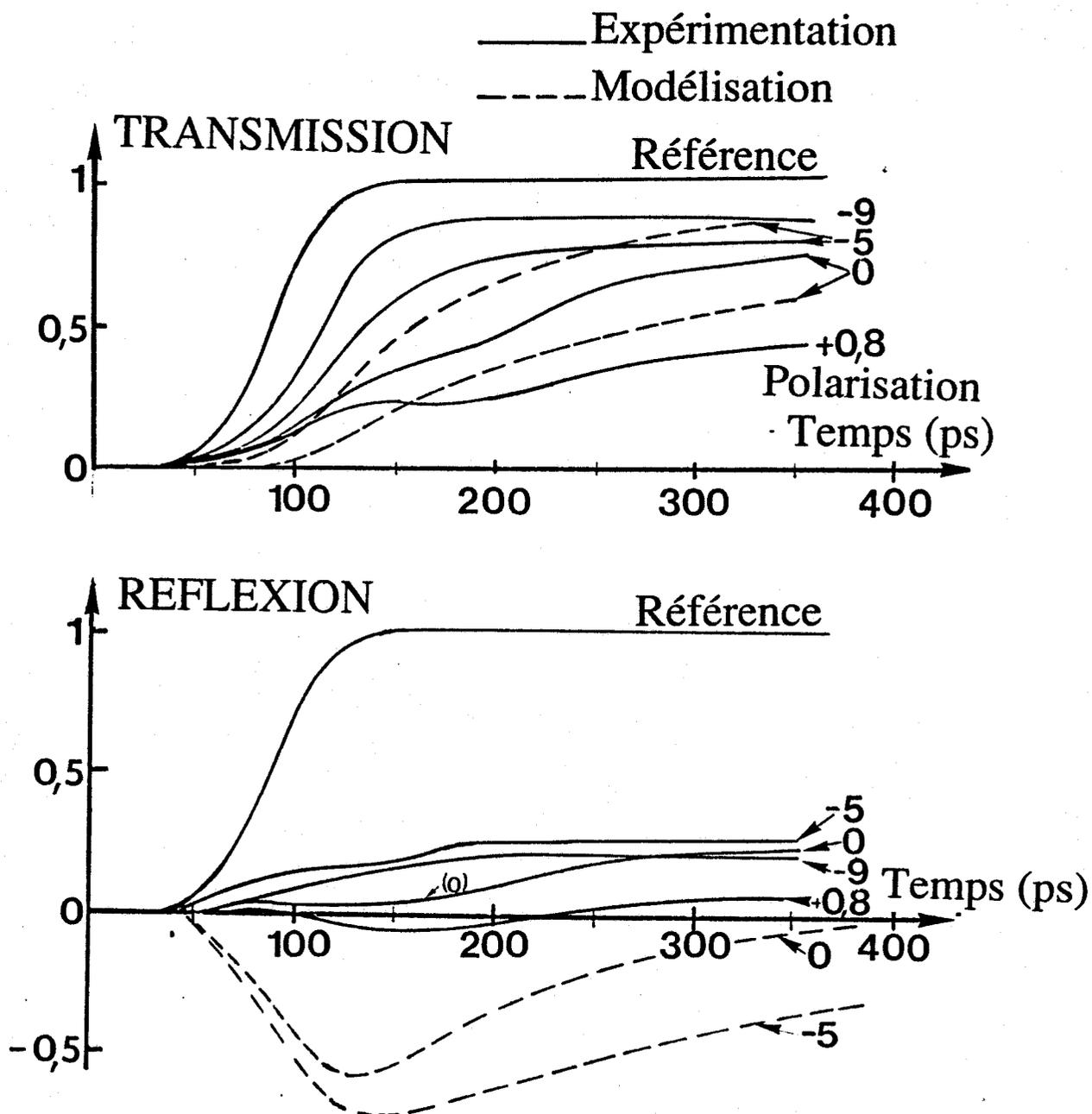


Figure 124. Réponse temporelle des lignes Schottky
comparaison théorie expérience sans prise en compte des
pertes métalliques.

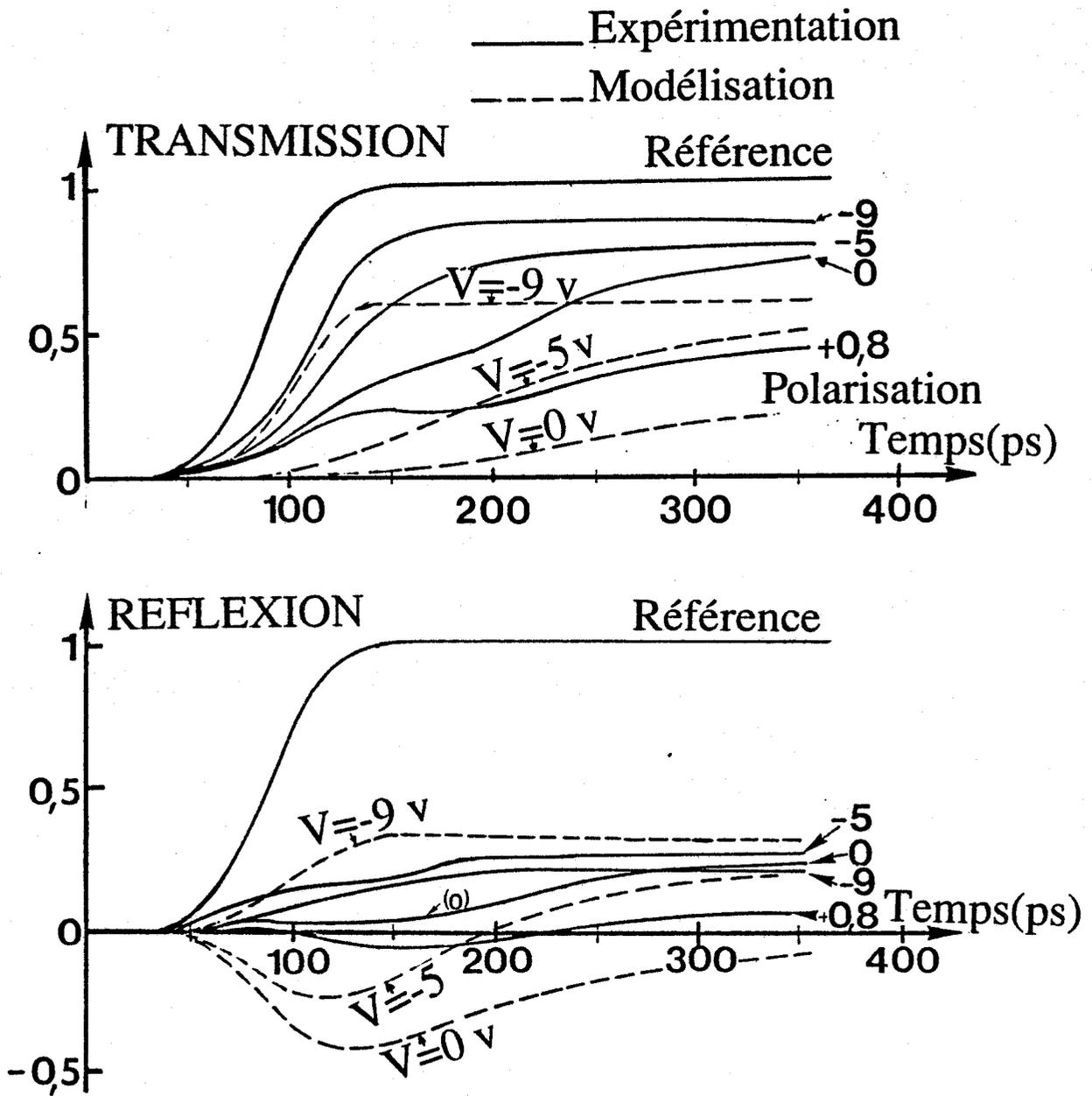


Figure 125. Réponse temporelle des lignes Schottky
comparaison théorie expérience avec prise en compte des
pertes métalliques.

3.4 Caractérisation par la méthode du birapport.

3.4.1 Principe de la méthode.

Comme le mettent en évidence les mesures effectuées dans les domaines fréquentiel et temporel, la présence d'une discontinuité entre le système de mesure et la ligne étudiée rend difficile l'exploitation des résultats obtenus d'un point de vue quantitatif. Ceci nous a conduit à mettre en œuvre une méthode permettant de nous affranchir totalement de l'influence de cette discontinuité ; ce procédé est plus connu sous le nom de "méthode du birapport" [8], [9].

Cette technique repose sur la détermination du coefficient de réflexion (Γ_i) de quatre lignes identiques ne différant entre elles que d'un incrément de longueur (Δl) connu. Lors de chaque mesure la ligne est chargée par la même impédance Z_T . La transition entre l'analyseur de réseau et la ligne étudiée est schématisée par un quadripole Q dont il n'est pas nécessaire de préciser la nature (figure 126).

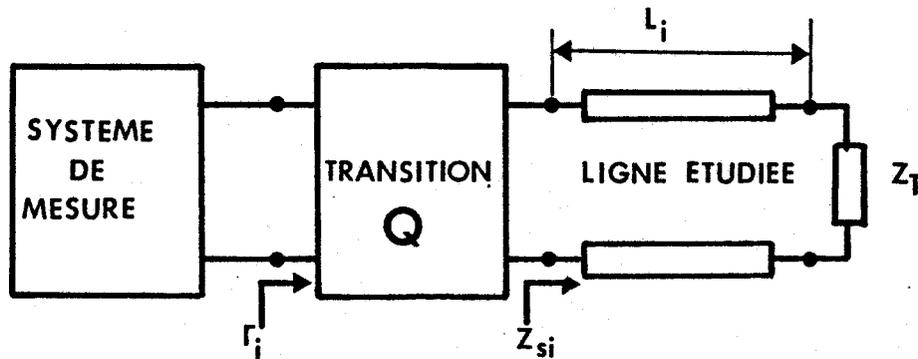


Figure 126. Illustration de la méthode du birapport.

En supposant qu'il ne se propage qu'un seul mode sur la structure étudiée, l'impédance (Z_{si}) ramenée dans le plan d'entrée de la ligne de longueur l a pour expression :

$$Z_{si} = Z_c \left\{ \frac{Z_t + Z_c \operatorname{th}(\gamma l_i)}{Z_c + Z_T \operatorname{th}(\gamma l_i)} \right\}$$

où γ représente la constante de propagation et Z_c l'impédance caractéristique de la ligne

L'impédance mesurée dans le plan de référence s'exprime par :

$$Z_i = \frac{AZ_{si} + B}{CZ_{si} + D} = \frac{A' + B' \operatorname{th}(\gamma l_i)}{1 + C' \operatorname{th}(\gamma l_i)}$$

où les constantes A, B, C, D sont les coefficients de la matrice chaîne caractérisant la transition. Les coefficients A', B', C' s'expriment en fonction de A, B, C, D, Z_c, Z_T; ils ont pour expressions :

$$\begin{aligned} A' &= \frac{AZ_T + B}{CZ_T + D} \\ B' &= \frac{AZ_c + BZ_T / Z_c}{CZ_T + D} \\ C' &= \frac{CZ_c + DZ_T / Z_c}{CZ_T + D} \end{aligned}$$

A partir des coefficients de réflexion correspondant, on peut définir un birapport permettant d'accéder à la constante de propagation :

$$\frac{(\Gamma_0 - \Gamma_2)(\Gamma_1 - \Gamma_3)}{4(\Gamma_0 - \Gamma_1)(\Gamma_2 - \Gamma_3)} = ch^2(\gamma \Delta l)$$

où Γ_i est le coefficient de réflexion mesuré pour la ligne de longueur $l_i = l_0 + i \Delta l$ $i = 0, 1, 2, 3$.

Cette méthode nous dispense de l'utilisation d'éléments de référence. Elle est insensible à la nature de la transition entre le système de mesure et la ligne à caractériser, à la seule condition que cette discontinuité reste invariante lors de chaque mesure.

Signalons que pour déterminer la matrice chaîne de la discontinuité et l'impédance caractéristique de la ligne nous devons effectuer des mesures supplémentaires nécessitant l'utilisation d'éléments de référence.

3.4.2 Circuit utilisé pour la mise en œuvre de la méthode du birapport.

Pour mettre en œuvre cette méthode, nous avons conçu un motif permettant de réaliser les quatre lignes au cours du même processus technologique sur un même masque, figure 127. Compte tenu des contraintes technologiques déjà signalées, la partie extrême des transitions ne pouvait être suffisamment large pour être attaquée directement par le connecteur O.S.M. ; aussi avons-nous dû intercaler des transitions supplémentaires, réalisées sur diélectrique, entre l'analyseur de réseau et la ligne sur AsGa. Ces différents circuits sont connectés entre eux par des thermocompressions de fils d'or.

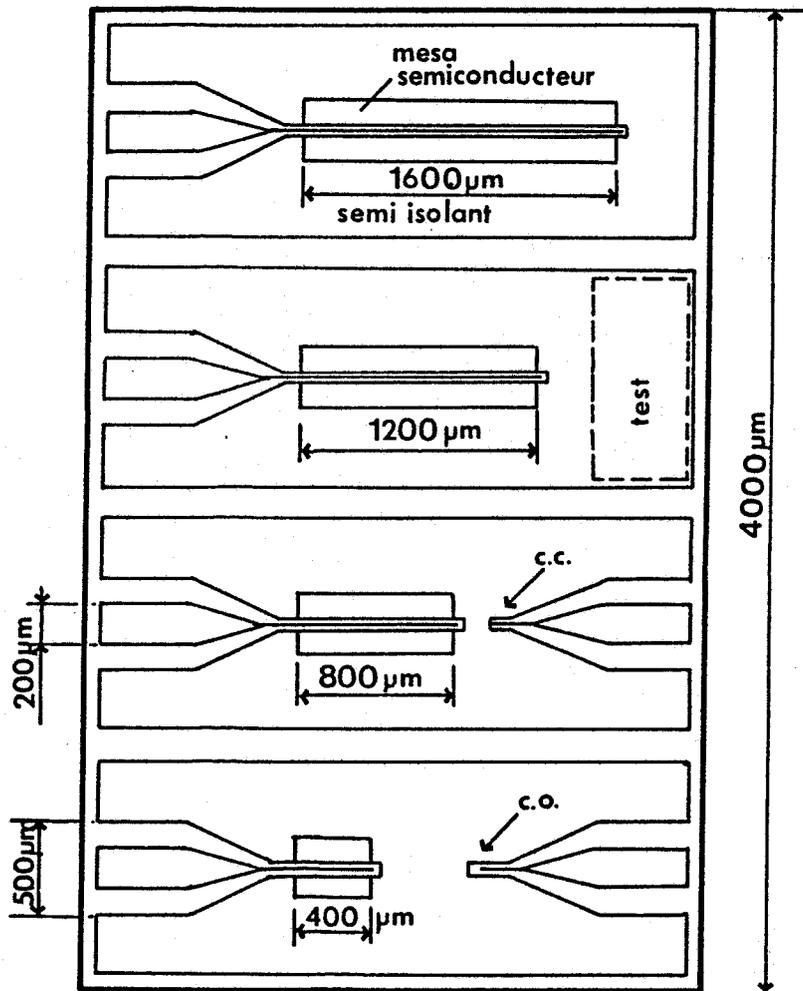
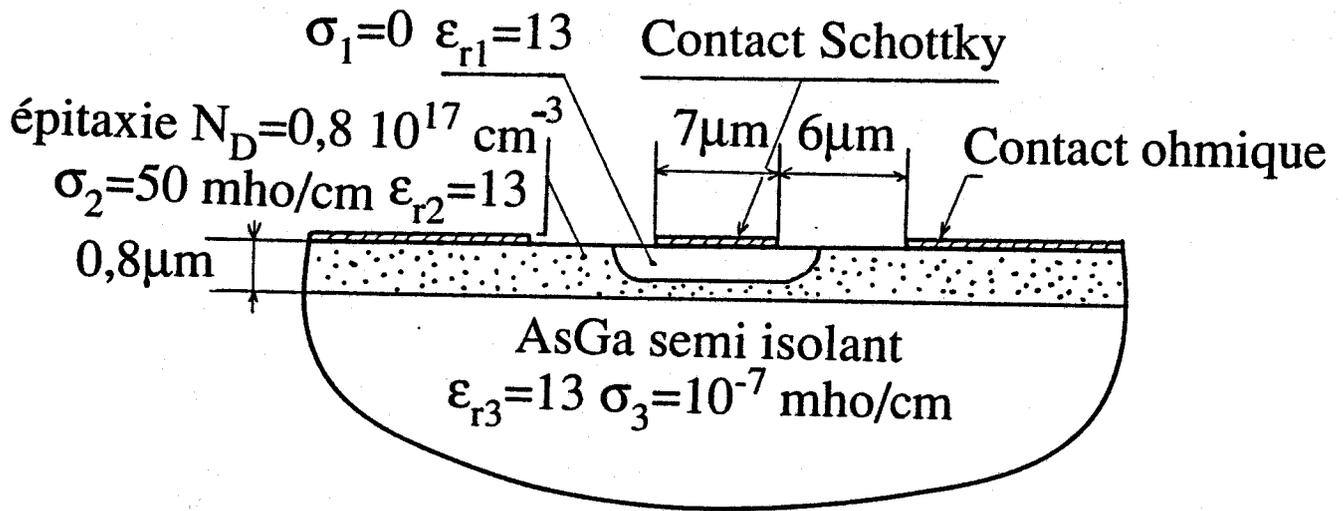


Figure 127. Circuit réalisé pour la mise en œuvre de la méthode du birapport.

3.4.3 Mise en oeuvre de la méthode du birapport.

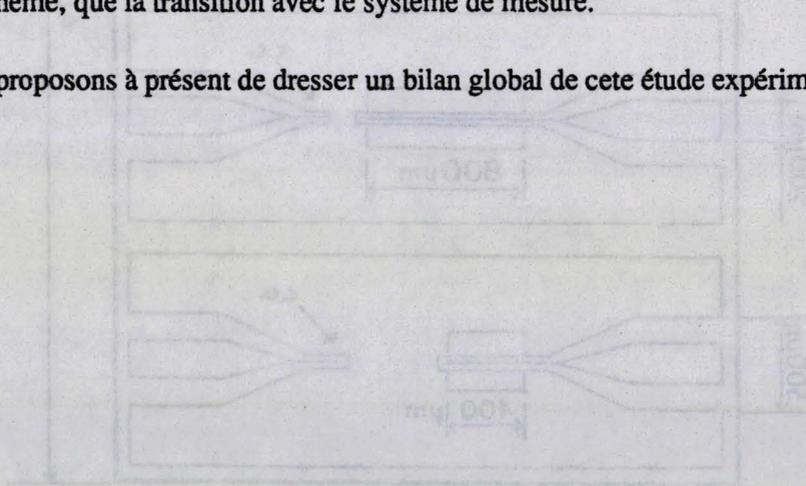
Pour tester la commandabilité de nos structures nous avons d'abord relevé le déphasage introduit par ces lignes pour différentes tension de polarisation. Ces mesures ont été effectuées entre 100 MHz et 2 GHz ; nous en présentons un exemple figure 128.

Nous avons ensuite appliqué la méthode du birapport, à deux motifs de quatre lignes réalisés sur la même épitaxie, en principe identiques. L'exploitation de ces mesures s'étant avérée délicate pour les fréquences inférieures à 2 GHz, nous ne présentons que les résultats les plus significatifs obtenus pour des fréquences comprises entre 2 et 12 GHz. Les évolutions fréquentielles du facteur de ralentissement, et des pertes linéiques déterminées par cette méthode correspondent respectivement aux figures 129 et 130. Les valeurs théoriques portées sur ces courbes ont été calculées avec notre modèle analytique en considérant une résistance linéique pour le ruban central de $50 \Omega/\text{mm}$ afin de simuler les pertes métalliques.

La comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux, relative au facteur de ralentissement, semble satisfaisante lors d'un examen sommaire, il faut cependant noter que les caractéristiques obtenues à partir des deux motifs testés ne sont guère reproductibles. Cette dispersion des résultats se retrouve également lors de la détermination de l'atténuation linéique (figure 130). L'évolution fréquentielle de ce dernier paramètre n'apparaît d'ailleurs pas physique.

Différentes causes peuvent justifier les problèmes rencontrés lors de l'exploitation des mesures par la méthode du birapport. Dans le cas où les pertes sont très élevées, de l'ordre de 30 dB/mm, compte tenu des longueurs des lignes (0,4 à 1,6 mm), l'atténuation nous amène en limite de dynamique de l'analyseur de réseau. En fait, pour expliquer les différences rencontrées nous avons surtout retenu une seconde hypothèse liées à la reproductibilité des structures réalisées, aussi bien de la ligne à contact Schottky elle même, que la transition avec le système de mesure.

Nous nous proposons à présent de dresser un bilan global de cete étude expérimentale.



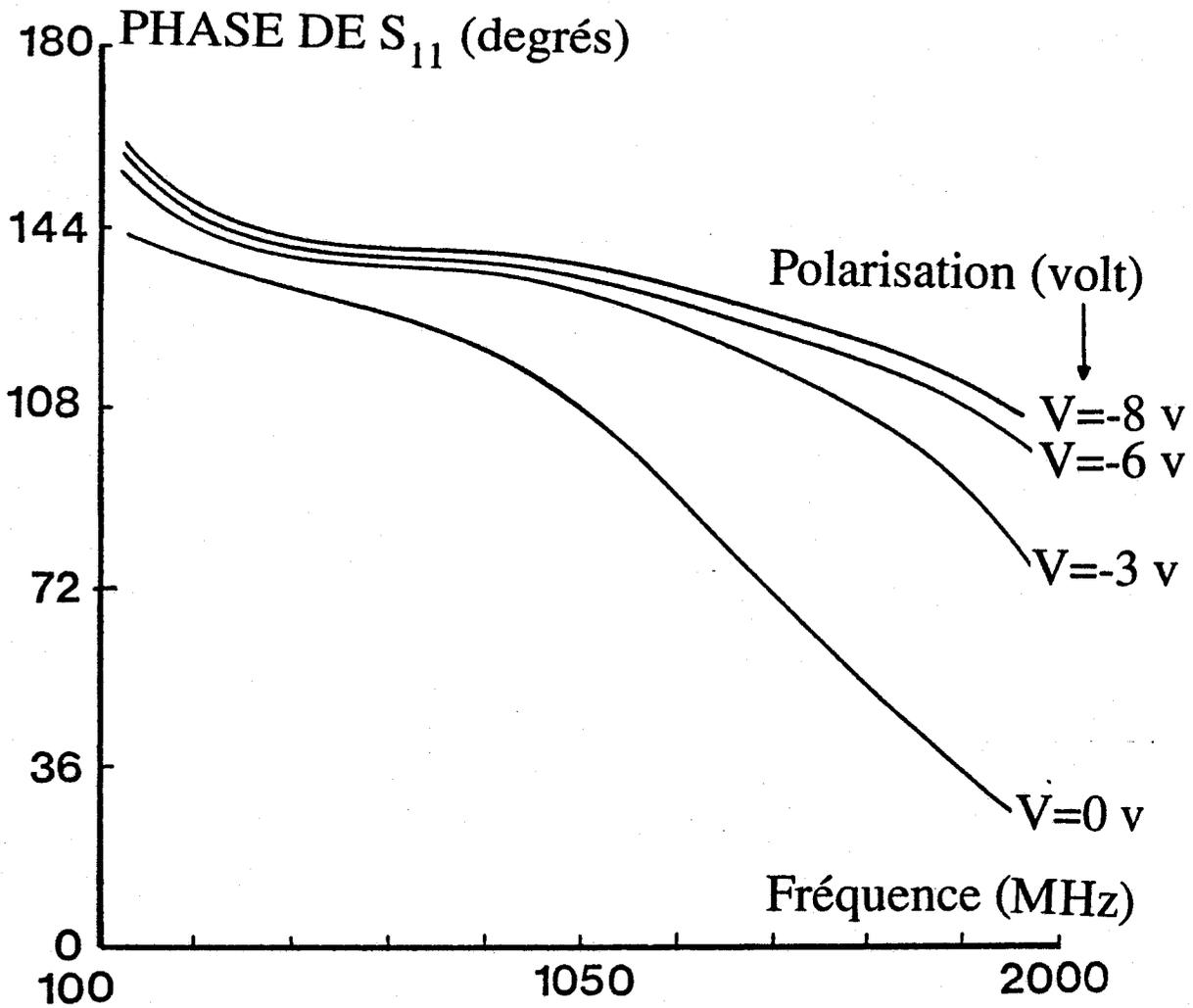


Figure 128. Exemple de modulation de la phase du coefficient de réflexion.

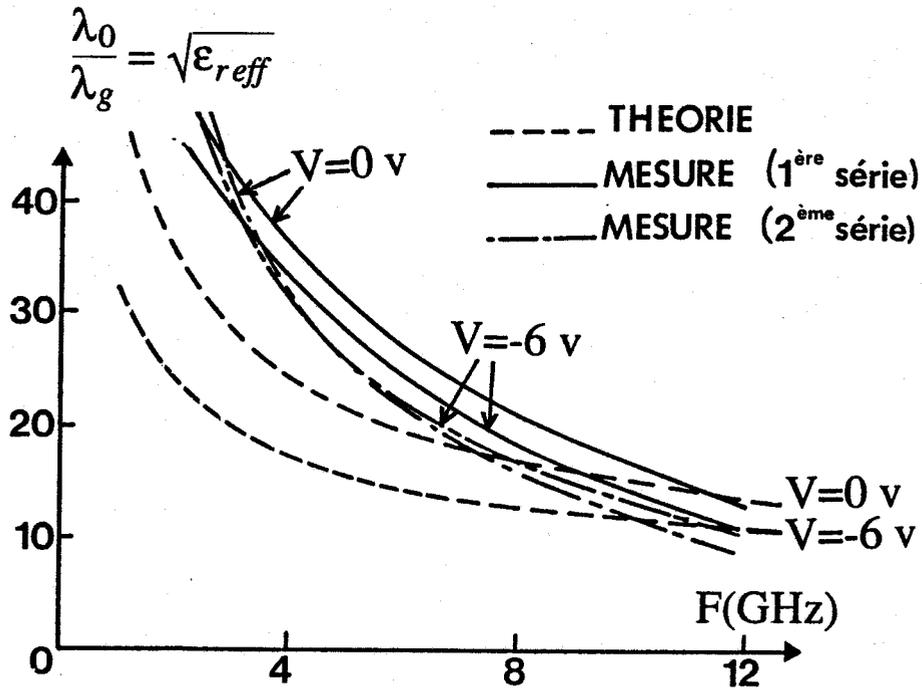


Figure 129. Facteur de ralentissement de la structure étudiée.

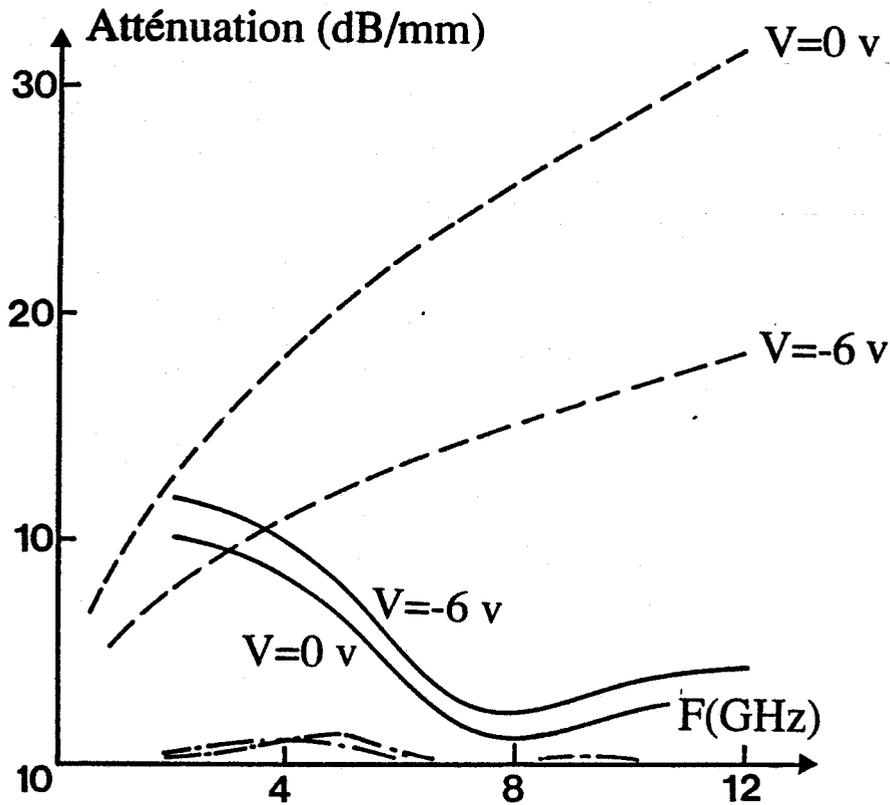


Figure 130. Atténuation linéique de la structure étudiée.

3.5 Conclusion.

Dans ce chapitre, essentiellement expérimental nous nous sommes efforcés d'atteindre deux objectifs :

- le premier concerne la mise en évidence de la propagation d'un mode lent sur des lignes coplanaires déposées sur substrat semiconducteur ;
- le second est relatif à la validation et la qualification des modèles théoriques développés dans les chapitres précédents, en effectuant une comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux.

Notre démarche s'est déroulée en deux étapes ; dans un premier temps nous avons caractérisé une ligne de type M.I.S. de dimensions transversales importantes, comparables à celles des lignes utilisées pour l'excitation.

Pour cette structure M.I.S. un accord tout à fait satisfaisant a pu être obtenu entre la simulation et les valeurs relevées expérimentalement.

Nous nous sommes ensuite attachés à caractériser des structures potentiellement plus intéressantes, en vue des applications envisagées (déphaseurs, modulateurs) à savoir des lignes coplanaires à contact Schottky de dimensions micrométriques. Des mesures préliminaires effectuées en transmission, ont permis de mettre en évidence de façon indiscutable la propagation d'un mode lent sur les lignes réalisées, et la modification de leurs caractéristiques avec la polarisation. Une exploitation quantitative des résultats obtenus s'est par contre avérée délicate.

Deux difficultés sont apparues lors de cette étude ; la première est liée à l'importance des pertes métalliques dans les rubans, comparativement aux pertes en volume dans le semiconducteur ; la seconde est engendrée par les deux transitions brutales nécessaires pour connecter les lignes d'excitation large de quelques centaines de microns à nos structures de dimensions micrométriques.

En ce qui concerne le premier point, la validité de notre modèle, en présence de pertes métalliques très élevées, a pu être confirmée ; nous avons comparé les résultats qu'il fournit aux valeurs expérimentales publiées par d'autres auteurs, pour des lignes de largeurs comparables à celles que nous avons réalisées.

En contre partie, les incertitudes de mesure liées à la présence des deux discontinuités entre les lignes d'excitation et les structures étudiées n'ont pas pu être levées, que ce soit par des mesures effectuées dans le domaine temporel ou dans le domaine fréquentiel. L'utilisation de la méthode du birapport ne nous a pas permis de réaliser des mesures suffisamment fiables pour autoriser une exploitation satisfaisante des résultats ; cette difficulté doit à notre avis être imputée à un manque de reproductibilité des circuits réalisés et testés.

3.6 Bibliographie de chapitre 3.

- [1] C. SEGUINOT, P. KENNIS, P. PRIBETICH, J.P. VILOTTE, M. AUBOURG
"M.I.S. Slow-wave coplanar line : a comparison of theoretical and experimental characteristics".
Proceeding of the 8th Microcoll, Budapest, Aug. 1986
- [2] M. AUBOURG, J.P. VILOTTE
"Integration monolithique de dispositifs de modulation et de controle en microondes."
Rapport final de contrat D.A.I.I. n° 82-35-100 00790 7500, DEC. 1984
- [3] M. AUBOURG
"Méthode des éléments finis appliquée a des problèmes de propagation d'ondes électromagnétiques guidées."
Thèse de 3^{ème} cycle, Limoges, juillet 1985
- [4] C. SEGUINOT, M. EL KADIRI, P. KENNIS, P. PRIBETICH, J.P. VILOTTE
"Time domain response of M.I.S. coplanar waveguides for M.M.I.C.S."
Electronics Letters, Dec. 1985, vol 21, n° 25/26, pp 1185-1186
- [5] C. SEGUINOT, M. EL KADIRI, P. PRIBETICH, P. KENNIS
"Time domain response of M.I.C. slow-wave coplanar waveguide".
Proceeding of the National Radio Science Meeting Boulder, Colorado, USA, Jan.1986, pp 38
- [6] V.M. HIETALA, Y.R.KWON, K.S. CHAMPLIN
"low loss slow wave propagation along a microstructure transmission line on a silicon surface"
Electronics letters, Jul. 1986, vol. 22, n° 14, pp. 755-756.
- [7] Y.R.KWON, V.M. HIETALA, K.S. CHAMPLIN
"Quasi T.E.M. analysis of slow wave mode propagation on coplanar M.I.S transmission lines."
I.E.E.E., trns. on M.T.T., June 1987, vol. 35, n° 6, pp. 545-551.
- [8] B. BIANCO, M. PARODI
"Measurement of the effective relative permittivities of microstrip".
Electronics letters, Feb. 1975, vol. 11, n° 3, pp. 71-72.
- [9] M. PARISOT, M. BINET, A. RABIER
"Caractérisation automatique en hyperfréquences du transistor à effet de champ".
Acta Electronica, vol. 23, n° 2, 1980, pp. 137-149.

Conclusion générale

Conclusion générale

L'objectif de ce travail consistait à réaliser une étude de faisabilité de circuits déphaseurs ou modulateurs, utilisant comme structure élémentaire des lignes planaires déposées sur un substrat semiconducteur. Il s'agissait plus exactement, d'utiliser les propriétés particulières des modes propagés par ces structures, à savoir: l'existence d'un mode à faible vitesse de phase, afin de réduire l'encombrement des circuits mais aussi, pour les lignes à contact Schottky, la possibilité de modifier les caractéristiques du composant grâce à la polarisation continue.

Dans le premier chapitre nous justifions la nature de type onde lente des modes propagés par les structures déposées sur un substrat semiconducteur multicouche, à partir d'un modèle analytique élémentaire. A cette fin, nous avons considéré un guide constitué de deux plans métalliques parallèles infinis, déposés de part et d'autre d'un substrat composé d'une couche isolante et d'une couche semiconductrice dopée.

A partir de considérations simples, cette étude permet d'associer la propagation d'un mode lent à une répartition particulière de l'énergie électromagnétique dans le substrat: l'énergie magnétique se répartit de façon homogène dans la structure alors que l'énergie électrique reste confinée dans la couche isolante.

Ces travaux préliminaires mettent en évidence les caractéristiques essentielles de ces structures de propagation; l'existence d'un mode à faible vitesse de phase est étroitement associée à la présence de matériaux à pertes; les mécanismes mis en jeu induisent nécessairement des impédances caractéristiques de faibles valeurs.

Si l'on envisage l'intégration monolithique de ces composants, la présence d'une couche semi isolante au niveau du substrat doit être prise en compte. Dans ces conditions, le modèle utilisé montre que les structures de type microruban ne peuvent propager de mode lent.

Ces constatations nous ont amené à étudier le comportement des lignes coplanaires déposées sur substrat semiconducteur; pour ces structures les différents conducteurs sont situés sur la même interface substrat-air, ce qui limite à priori l'influence de la couche semi isolante.

Cette étude est présentée dans le second chapitre; elle repose essentiellement sur l'élaboration d'un modèle analytique, original, permettant de décrire le comportement électromagnétique des lignes coplanaires de type MIS ou à contact Schottky.

Le domaine de validité de ce modèle est défini par comparaison des résultats qu'il fournit à ceux obtenus à partir d'approches numériques. En nous basant sur des résultats expérimentaux, nous avons également chiffré l'importance des pertes métalliques; ce point s'avère primordial dans le cas des lignes de dimensions microniques.

A partir de ce modèle, nous avons pu réaliser l'étude de faisabilité de circuits déphaseurs et modulateurs à l'origine de notre démarche.

Dans le cas des circuits déphaseurs il apparaît difficile de définir une structure optimale; nous n'avons pu dégager qu'un compromis entre l'obtention d'une modulation importante de la phase et l'existence de pertes raisonnables. Les performances de ces structures demeurent cependant inférieures à celles des réalisations existantes.

Au niveau de cette simulation théorique, l'utilisation des lignes coplanaires à contact Schottky s'avère par contre plus intéressante lorsque l'on envisage la réalisation de modulateurs. Dans cet esprit nous proposons une structure aux performances potentielles intéressantes, à savoir: définition d'un modulateur autoadapté sur une large gamme de fréquence. Ce dispositif présente des pertes d'insertion inférieures à 2 dB à l'état passant alors que l'atténuation maximale reste supérieure à 20 dB à l'état bloqué.

Le troisième chapitre de ce mémoire est consacré à la mise en évidence expérimentale des phénomènes simulés analytiquement au second chapitre. Cette étude a également pour but de confirmer la validité des résultats fournis par notre modèle.

En ce qui concerne les mesures effectuées sur les structures de type MIS, de dimensions relativement importantes, les résultats obtenus mettent en évidence, sans aucune ambiguïté, la propagation d'un mode à "onde lente"; ils autorisent également une comparaison tout à fait satisfaisante entre les résultats théoriques et expérimentaux.

La mise en oeuvre des structures à contact Schottky, de dimensions microniques, s'est avérée plus délicate; nous n'avons pu réaliser qu'une exploitation qualitative, des mesures effectuées. Les problèmes rencontrés sont essentiellement liés à la difficulté de définir des transitions satisfaisantes entre les lignes à contact Schottky et les structures d'excitation.

A l'issue de ce mémoire, il convient de résumer succinctement le bilan de notre étude par rapport aux objectifs qui nous étaient impartis.

D'un point de vue pratique, afin de faire le point sur l'étude de faisabilité de modulateurs et déphaseurs utilisant les lignes coplanaires à contact Schottky, il serait audacieux d'affirmer que les résultats obtenus sont globalement positifs. Une application de ces structures en vue de réaliser un modulateur, n'est envisageable qu'après avoir levé tous les problèmes liés à leur excitation.

D'un point de vue plus académique, plus universitaire, les conclusions sont toutes autres. Les difficultés rencontrées lors de l'approche expérimentale induisent de nouveaux axes d'étude.

Tout d'abord il faut que le comportement des discontinuités des lignes planaires en présence de substrats semiconducteurs soit mieux appréhendé. Il semble également nécessaire de quantifier, autrement que par des méthodes de perturbation, les pertes métalliques, dès l'instant où les rubans présentent des dimensions de l'ordre du micron et des épaisseurs parfois inférieures à l'épaisseur de peau. Cette démarche doit également permettre de mieux cerner l'impact qu'entraînerait l'utilisation de rubans supraconducteurs, y compris sur des structures de type TEC.

Bibliographie personnelle

BIBLIOGRAPHIE PERSONNELLE.

Publications dans des revues avec comité de lecture.

1. **SEGUINOT C., KENNIS P., PRIBETICH P.**
"Desktop computer appraisal of potential slow-wavw characteristics for Schottky coplanar lines"
Electronics Letters, vol. 19, n°25/26, Décembre 1983, pp392-396
2. **PRIBETICH P., KENNIS P., SEGUINOT C.**
"Experimental determination of propagation parameters of a microstrip line with tuning septums."
Electronics Letters, vol. 21, n°17, Aout 1985
3. **SEGUINOT C., EL KADIRI M., KENNIS P., PRIBETICH P., VILLOTTE J.P.**
"Time domain response of MIS coplanar waveguide for MMICS."
Electronics Letters, vol. 21, n° 25/26, Décembre 1985
4. **SEGUINOT C., KENNIS P., PRIBETICH P., LEGIER J.F.**
"Performances prediction of an ultra broad-band voltage controlled attenuator using schottky contact coplanar line properties."
I.E.E.E. Transactions on E.D. Letters Vol. 7, pp. 132-133, Février 1986
5. **SEGUINOT C., KENNIS P., PRIBETICH P.**
"Performance of interconnections laid on insulating and MIS substrates."
Electronics Letters, Vol. 22, n° 5, pp. 287-289, Février 1986
6. **REMIENS D., PRIBETICH P., KENNIS P., SEGUINOT C.**
"Microwave performace prediction of a III-V semiconductor electrooptic waveguide modulator."
Applied Optics, vol. 26, n° 1, Janvier 1987
7. **DELRUE R., SEGUINOT C., PRIBETICH P., KENNIS P.**
"The effects of a dielectric cap layer and metallization on the propagation parameters of coplanar waveguide for MMIC."
I.E.E.E. Transactions on M.T.T., pp. 369-371, Aug. 1988, pp 1285 1288
8. **SEGUINOT C., KENNIS P., PRIBETICH P.**
"Desktop computer appraisal of potential slow-wavw characteristics for Schottky coplanar lines"
selected reprint sponsored by I.E.E.E society, I.E.E.E. press
published in: "planar transmission lines structures."; author: **T. ITOH**

Rapports de contrats.

1. **KENNIS P., PRIBETICH P., SEGUINOT C., FAUCON L.
AUBOURG M., VILLOTTE J.P., GODON F., GARAUULT Y.**
"Lignes à contact Schottky et M.I.S. pour la microélectronique monolithique hyperfréquence"
Convention DAI n° 80-35-180-00-790-75-00, Rapport final, octobre 1982
2. **SEGUINOT C., KENNIS P., PRIBETICH P., SALMER G.**
"Etude de faisabilité de déphaseurs et modulateurs utilisant des lignes coplanaires à contact Schottky pour la microélectronique monolithique microonde."
Rapport de contrat D.A.I.I., Juillet 1985

Communications à des colloques internationaux et nationaux

1. **C. SEGUINOT, P. KENNIS, S. TOUTAIN.**
"Modèle analytique approché de la ligne coplanaire sur substrat semiconducteur."
VI^{ème} colloque O.H.D., Toulouse, septembre 1981
2. **KENNIS P., PRIBETICH P., SEGUINOT C., GELIN P.
AUBOURG M., VILLOTTE J.P., GODON F., GARAUULT Y.**
"Analysis of M.I.S. or Schottky contact coplanar lines using the F.E.M. and the S.D.A. ."
I.E.E.E. M.T.T. Symposium Digest, Boston U.S.A., June 1983, pp 392-396
3. **PRIBETICH P., KENNIS P., C.SEGUINOT, S. TOUTAIN, PH. GELIN**
"A slot antenna radiating in muscle."
IEEE MTT Symposium, San Francisco, June 1984
4. **SEGUINOT C., KENNIS P., PRIBETICH P., LEGIER J.F.**
"Cross talk phenomenon in coupled microstrip lines laid on semiconducting substrates."
15th European Microwave Conference, Paris, Septembre 1985
5. **SEGUINOT C., EL KADIRI M., PRIBETICH P., KENNIS P., VILLOTTE J.P.**
"Time domain response of MIC slow-wave coplanar waveguide."
Congrès U.R.S.I., Boulder(Colorado, U.S.A.) Janvier 1986
6. **LEGIER J.F., KENNIS P., PRIBETICH P., SEGUINOT C.**
"Improvement of the point matching method by using elliptical harmonics: application to microwave and optical dielectric guide."
Colloque M.I.O.P., Wiesbaden, R.F.A., Juin 1986
7. **SEGUINOT C., PRIBETICH P., KENNIS P., LEGIER J.F.**
"Interconnections used in MMICs : a comparaison of performances obtained with insulating substrates and MIS structures."
Colloque M.I.O.P., Wiesbaden, R.F.A., Juin 1986

8. **SEGUINOT C., KENNIS P., PRIBETICH P., VILLOTTE J.P., AUBOURG M.**
"MIS slow-wave coplanar line: a comparaison of theoretical and experimental characteristics."
URSI Inter. Symposium on electron. Theory, Budapest, Hongrie, Aout 86
9. **SEGUINOT C., PRIBETICH P., KENNIS P.**
"Propriétés des lignes microniques déposées sur AsGa."
Journées nat. microélectroniques III-V, Aussois janvier 87
10. **DELRUE R., SEGUINOT C., PRIBETICH P., KENNIS P.**
"Influence d'une couche de passivation sur les caractéristiques de propagation de lignes coplanaires pour circuits intégrés microondes."
JNM, Nice, Juin 1987
11. **DELRUE R., SEGUINOT C., PRIBETICH P., KENNIS P.**
"Influence of dielectric cap layer and metallization on electromagnetic propagation parameters of coplanar waveguide for monolithic integrated circuits."
OHD, Pise, Septembre 1987
12. **DELRUE R., SEGUINOT C., PRIBETICH P., KENNIS P.**
"Influence of lossy semiconductor substrates on microwave characteristics of electrooptic waveguide modulators."
OHD, Pise, Septembre 1987
13. **PRIBETICH P., DELRUE R., LEGIER J.F., SEGUINOT C., KENNIS P.**
"Microwave study of GaAs semiconductor electrooptic waveguide modulator at 10.6 μm ."
Colloque M.I.O.P., Wiesbaden, R.F.A., Mars 1988
14. **DELRUE R., SEGUINOT C., PRIBETICH P., KENNIS P.**
"Effects of dielectric cap layer and metallization on propagation parameters of coplanar waveguide for MMIC."
Colloque M.I.O.P., Wiesbaden, R.F.A., Mars 1988
15. **DELRUE R., SEGUINOT C., PRIBETICH P., KENNIS P.**
"Etude de l'influence de la pasivation sur les caractéristiques de propagation des lignes planaires déposées sur AsGa."
Journées nationales microélectroniques III-V, Oléron, France, 1 juin 1988
16. **DELRUE R., SEGUINOT C., PRIBETICH P., KENNIS P.**
"CAD transmission line model for slow wave coplanar lines with dielectric cap layer and thickness metallization."
U.R.S.I. Radio Science Meeting, New York, U.S.A., Juin 1988, pp 248
17. **DELRUE R., SEGUINOT C., PRIBETICH P., KENNIS P.**
"Desktop computer models for coplanar lines laid on semiconductor layers for CAD." 18th
Eu.M.C., Stockholm, sweden, Sept. 1988

ANNEXES

Annexe A

Recherche d'une expression particulière de la constante de propagation

L'application de la méthode de la résonance transverse permet d'établir, pour le mode considéré T.M. la relation (c.f. 1-12):

$$\frac{\gamma_1}{\epsilon_1} \operatorname{th}(\gamma_1 b_1) + \frac{\gamma_2}{\epsilon_2^*} \operatorname{th}(\gamma_2 b_2) = 0 \quad (\text{a-1})$$

soit encore:

$$\frac{\gamma_1^2}{\epsilon_1^2} \operatorname{th}^2(\gamma_1 b_1) + \frac{\gamma_2^2}{\epsilon_2^{*2}} \operatorname{th}^2(\gamma_2 b_2) = 0 \quad (\text{a-2})$$

en tenant compte des relations de dispersion dans chacun des milieux:

$$\gamma_i^2 + \beta_i^{*2} = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_{ri}^* \quad (\text{a-3})$$

nous obtenons après développement,

$$\beta^{*2} \left(\frac{\operatorname{th}^2(\gamma_1 b_1)}{\epsilon_1^2} - \frac{\operatorname{th}^2(\gamma_2 b_2)}{\epsilon_2^{*2}} \right) = \omega^2 \mu_0 \left(\frac{\operatorname{th}^2(\gamma_1 b_1)}{\epsilon_1} - \frac{\operatorname{th}^2(\gamma_2 b_2)}{\epsilon_2^*} \right) \quad (\text{a-4})$$

utilisons la relation (a-1) pour exprimer les tangentes hyperboliques

$$\operatorname{th}^2(\gamma_1 b_1) = \operatorname{th}(\gamma_1 b_1) \frac{-\gamma_2 \epsilon_1}{\gamma_1 \epsilon_2^*} \operatorname{th}(\gamma_2 b_2) \quad (\text{a-5})$$

La combinaison des équations (a-4) et (a-5) permet d'obtenir après simplification:

$$\beta^{*2} = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \left(\frac{\sum_{i=1}^2 \frac{\operatorname{th}(\gamma_i b_i)}{\epsilon_i}}{\sum_{i=1}^2 \frac{\gamma_i \epsilon_{ri}^*}{\operatorname{th}(\gamma_i b_i)}} \right) \quad (\text{a-6})$$

Annexe B

Etablissement de l'approximation du vecteur d'onde dans le milieu 2

L'application de la méthode de la résonance transverse permet d'établir, pour le mode considéré T.M. la relation (c.f. 1-12)):

$$\frac{\gamma_1}{\epsilon_1} \operatorname{th}(\gamma_1 b_1) + \frac{\gamma_2}{\epsilon_2^*} \operatorname{th}(\gamma_2 b_2) = 0 \quad (\text{b-1})$$

soit après approximation des tangentes hyperboliques:

$$\frac{\gamma_1}{\epsilon_1} (\gamma_1 b_1) + \frac{\gamma_2}{\epsilon_2^*} \left(\gamma_2 b_2 - \frac{\gamma_2^3 b_2^3}{3} \right) = 0 \quad (\text{b-2})$$

en tenant compte des relations de dispersion dans chacun des milieux:

$$\gamma_i^2 + \beta_i^{*2} = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_{ri}^* \quad (\text{b-3})$$

il apparait que γ_2 est solution d'une équation bicarré:

$$\gamma_2^4 - \gamma_2^2 \left(\frac{3}{b_2^2} \right) \left(1 + \frac{\epsilon_2^* b_1}{\epsilon_1 b_2} \right) + 3 \frac{b_1 \epsilon_2^*}{b_2^3 \epsilon_1} \omega^2 \mu_0 (\epsilon_2^* - \epsilon_1) = 0 \quad (\text{b-4})$$

Compte tenu des hypothèses,

$$\sigma_2 \gg \omega \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_{r2} \quad \text{et} \quad \sigma_2 b_1 \gg \omega \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_{r2} b_2$$

nous obtenons après simplification:

$$\gamma_2^4 - \gamma_2^2 \left(\frac{3 \sigma_2 b_1}{j \omega \epsilon_1 b_2^3} \right) - 3 \left(\frac{\sigma_2 b_1}{j \omega \epsilon_1 b_2^3} \right) (j \omega \mu_0 \sigma_2) = 0 \quad (\text{b-5})$$

Le discriminant correspondant a pour valeur:

$$\Delta = \left(\frac{3 \sigma_2 b_1}{j \omega \epsilon_1 b_2^3} \right)^2 \left(1 + \frac{4 j \omega \epsilon_1 b_2^3}{3 \sigma_2 b_1} (j \omega \mu_0 \sigma_2) \right) \quad (\text{b-6})$$

Pour une épaisseur de peau faible vis-à-vis de la couche semiconductrice nous pouvons développer la racine du déterminant au premier ordre:

$$\sqrt{\Delta} \approx \left(\frac{3\sigma_2 b_1}{j\omega \epsilon_1 b_2^3} \right) \left(1 + \frac{2j\omega \epsilon_1 b_2^3}{3\sigma_2 b_1} (j\omega \mu_0 \sigma_2) \right) \quad (\text{b-7})$$

Nous obtenons alors le vecteur d'onde dans le milieu 2:

$$\gamma_2^2 = \left(\frac{3\sigma_2 b_1}{2j\omega \epsilon_1 b_2^3} \right) \left(1 - \left(1 + j\omega \mu_0 \sigma_2 \frac{2j\omega \epsilon_1 b_2^3}{3\sigma_2 b_1} \right) \right) \quad (\text{b-8})$$

soit:

$$\gamma_2^2 = -j\omega \mu_0 \sigma_2 \quad (\text{b-9})$$

Annexe C

Résolution du système matriciel

Pour la résolution de ce système d'équations non-homogène nous utilisons une méthode de moments connue sous le nom de méthode de Galerkin reposant sur :

- le choix d'une base complète de fonctions
- la définition d'un produit scalaire

Dans le cas de la ligne coplanaire, nous projetons les champs électriques sur une base complète de fonctions :

$$\begin{aligned}
 E_x(x, 0) &= \sum_{n=1}^{\infty} C_n E_{xn}(x) \\
 E_z(x, 0) &= \sum_{q=1}^{\infty} D_q E_{zq}(x)
 \end{aligned}
 \tag{c-1}$$

où les constantes C_n et D_q sont les pondérations des différentes fonctions de base $E_{xn}(x)$ et $E_{zq}(x)$.
Nous définissons un produit scalaire :

$$\begin{aligned}
 \langle J_z(x, 0) E_z^*(x, 0) \rangle &= \int_{-L/2}^{+L/2} J_z(x, 0) E_z^*(x, 0) dx \\
 \langle J_x(x, 0) E_x^*(x, 0) \rangle &= \int_{-L/2}^{+L/2} J_x(x, 0) E_x^*(x, 0) dx
 \end{aligned}
 \tag{c-2}$$

étant donné que les champs électriques tangentiels sont nuls sur un conducteur parfait et que les densités de courants superficiels n'existent que sur ces mêmes conducteurs ; ces produits scalaires sont nuls.

$$\begin{aligned}
 \langle J_z(x, 0) E_z^*(x, 0) \rangle &= 0 \\
 \langle J_x(x, 0) E_x^*(x, 0) \rangle &= 0
 \end{aligned}
 \tag{c-3}$$

D'autre part, par application du théorème de Parseval ces produits scalaires se transforment en sommations discrètes dans le domaine spectral:

$$\begin{aligned}
 \langle J_z(x, 0) E_z^*(x, 0) \rangle &= A \sum_{m=1}^{\infty} \tilde{J}_z(\alpha_m) \tilde{E}_z^*(\alpha_m) \\
 \langle J_x(x, 0) E_x^*(x, 0) \rangle &= A \sum_{m=1}^{\infty} \tilde{J}_x(\alpha_m) \tilde{E}_x^*(\alpha_m)
 \end{aligned}
 \tag{c-4}$$

où le coefficient A dépend de la définition utilisée pour la transformation de Fourier.

Reprenons la forme matricielle de l'écriture des équations de continuité dans l'espace transformé:

$$\begin{pmatrix} Y_{11}(\alpha_m, \beta^*, \omega, \varepsilon_{ri}^*) & Y_{12}(\alpha_m, \beta^*, \omega, \varepsilon_{ri}^*) \\ Y_{21}(\alpha_m, \beta^*, \omega, \varepsilon_{ri}^*) & Y_{22}(\alpha_m, \beta^*, \omega, \varepsilon_{ri}^*) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{E}_z(\alpha_m) \\ \bar{E}_x(\alpha_m) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{J}_z(\alpha_m) \\ \bar{J}_x(\alpha_m) \end{pmatrix} \quad (c-5)$$

où $\bar{E}_z, \bar{E}_x, \bar{J}_z, \bar{J}_x$ représentent les composantes dans l'espace transformé de Fourier, des champs électriques et des densités de courants superficiels sur l'interface contenant les rubans métalliques.

Ce système c-5 peut encore s'écrire sous la forme:

$$\begin{aligned} \bar{J}_z(\alpha_m) &= Y_{11}(\alpha_m) \bar{E}_z(\alpha_m) + Y_{12}(\alpha_m) \bar{E}_x(\alpha_m) \\ \bar{J}_x(\alpha_m) &= Y_{21}(\alpha_m) \bar{E}_z(\alpha_m) + Y_{22}(\alpha_m) \bar{E}_x(\alpha_m) \end{aligned} \quad (c-6)$$

Compte tenu des décompositions des champs électriques J_x et J_z en fonctions de base nous avons encore:

$$\begin{aligned} \bar{J}_z(\alpha_m) &= Y_{11}(\alpha_m) \sum_{q=1}^Q \bar{E}_{zq}(\alpha_m) + Y_{12}(\alpha_m) \sum_{n=1}^N \bar{E}_{xn}(\alpha_m) \\ \bar{J}_x(\alpha_m) &= Y_{21}(\alpha_m) \sum_{q=1}^Q \bar{E}_{zq}(\alpha_m) + Y_{22}(\alpha_m) \sum_{n=1}^N \bar{E}_{xn}(\alpha_m) \end{aligned} \quad (c-7)$$

où N et Q correspondent respectivement aux nombres de fonctions de base utilisées pour décomposer E_x et E_z .

En multipliant scalairement par chacune des fonctions de base et en appliquant le théorème de Parseval (équations c-4) nous obtenons:

$$\begin{aligned} \langle \bar{E}_{zj}^* \bar{J}_z \rangle &= \sum_{m=1}^M \bar{E}_{zj}^*(\alpha_m) \left(Y_{11}(\alpha_m) \sum_{q=1}^Q \bar{E}_{zq}(\alpha_m) + Y_{12}(\alpha_m) \sum_{n=1}^N \bar{E}_{xn}(\alpha_m) \right) \\ \langle \bar{E}_{xi}^* \bar{J}_x \rangle &= \sum_{m=1}^M \bar{E}_{xi}^*(\alpha_m) \left(Y_{21}(\alpha_m) \sum_{q=1}^Q \bar{E}_{zq}(\alpha_m) + Y_{22}(\alpha_m) \sum_{n=1}^N \bar{E}_{xn}(\alpha_m) \right) \end{aligned}$$

où les indices i et j se rapportent à la fonction de base considérée pour le produit scalaire.

Présentons le système de la façon suivante:

$$\begin{aligned} \langle \tilde{E}_{zj}^* \tilde{J}_z \rangle &= \sum_{q=1}^Q B_{11}(j,q) + \sum_{n=1}^N B_{12}(j,n) & (j = 1 \text{ à } Q) \\ \langle \tilde{E}_{xi}^* \tilde{J}_x \rangle &= \sum_{q=1}^Q B_{21}(i,q) + \sum_{n=1}^N B_{22}(i,n) & (i = 1 \text{ à } N) \end{aligned} \quad (\text{c-8})$$

où nous avons posé:

$$\begin{aligned} B_{11}(j,q) &= \sum_{m=1}^M \tilde{E}_{zj}^*(\alpha_m) Y_{11}(\alpha_m) \tilde{E}_{zq}(\alpha_m) \\ B_{12}(j,n) &= \sum_{m=1}^M \tilde{E}_{zj}^*(\alpha_m) Y_{12}(\alpha_m) \tilde{E}_{xn}(\alpha_m) \\ B_{21}(i,q) &= \sum_{m=1}^M \tilde{E}_{xi}^*(\alpha_m) Y_{21}(\alpha_m) \tilde{E}_{zq}(\alpha_m) \\ B_{22}(i,n) &= \sum_{m=1}^M \tilde{E}_{xi}^*(\alpha_m) Y_{22}(\alpha_m) \tilde{E}_{xn}(\alpha_m) \end{aligned} \quad (\text{c-9})$$

La nullité des produits scalaires (cf équations c-3) nous permet de transformer le système initial en un système homogène de la forme :

$$[M] \begin{bmatrix} C_n \\ D_q \end{bmatrix} = [0] \quad (\text{c-10})$$

où la matrice carrée M a pour dimension $N + Q$.



RESUME

Le travail présenté dans ce mémoire concerne l'étude de faisabilité de circuits déphaseurs et modulateurs utilisant le mode lent des lignes de propagation de type microruban et coplanaire déposées sur substrat semiconducteur.

Dans un premier temps, les spécificités d'un tel mode sont dégagées à partir d'un modèle analytique élémentaire de la ligne microruban déposée sur ce type de substrat; nous envisageons également les applications de cette structure à la réalisation de déphaseurs et modulateurs.

Dans la seconde partie de cette étude, nous présentons un modèle analytique, original, des lignes coplanaires réalisées en structure M.I.S. ou à contact Schottky. Ce modèle de type ligne de transmission, rend compte des principaux phénomènes (les pertes en volume, les pertes métalliques, la limite fréquentielle de la propagation du mode lent). Son domaine de validité est défini en comparant les résultats obtenus à ceux des simulations numériques et des expérimentations; il permet d'analyser le comportement électromagnétique de la plupart des structures de propagation coplanaires propageant un mode lent, en particulier les géométries de type T.E.C. de dimensions microniques.

Une étude de faisabilité de circuits modulateurs et déphaseurs utilisant comme structure de base la ligne coplanaire à contact Schottky est proposée. Nous mettons ainsi en évidence un composant modulateur aux performances potentielles intéressantes; ce dispositif autoadapté sur une large gamme de fréquence présente des pertes d'insertion inférieure à 2dB à l'état passant et une atténuation supérieure à 20 dB à l'état bloqué.

Dans la troisième partie, une étude expérimentale, basée sur des caractérisations fréquentielles et temporelles des lignes coplanaires en structure M.I.S. et à contact Schottky, met en évidence la propagation du mode lent sur ces lignes, validant ainsi les études théoriques. Cette étude met également en lumière les problèmes spécifiques posés par la mise en oeuvre expérimentale des structures propageant des modes lents.