

N° d'ordre : 706

50376
1978
107

50376
1978
107

THESE

présentée à
L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de
DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE

par
Jean-Marie JENDRZEJCZAK

Maître-ès-Sciences

LIMITEURS HYPERFREQUENCES ULTRA-RAPIDES A L'ETAT SOLIDE



Soutenu le 11 juillet 1978 devant la commission d'examen

Membres du Jury :

M. SALMER	Président
M. CONSTANT	Rapporteur
M. LEROY	Examineur
M. FORTERRE	Invité
M. DELAVAL	Invité

A mes parents,

à mes amis,

Ce travail a été effectué au CENTRE HYPERFREQUENCES ET SEMICONDUCTEURS de l'Université des Sciences et Techniques de LILLE, sous la direction de Monsieur le Professeur CONSTANT.

Qu'il me soit permis de lui exprimer toute ma gratitude pour l'aide précieuse et les conseils judicieux qu'il n'a cessé de me prodiguer tout au long de ce travail.

J'exprime ma respectueuse reconnaissance à Monsieur le Professeur SALMER qui me fait l'honneur de présider ce jury.

Monsieur le Professeur LEROY a accepté de juger ce travail pour lequel il a toujours manifesté un intérêt constant. Je lui en suis très reconnaissant.

Monsieur FORTERRE de la Société des Lignes Télégraphiques et Téléphoniques et Monsieur DELAVAL de la Direction des Recherches Etudes et Techniques ont accepté de participer à ce jury. Je les en remercie vivement.

J'adresse mes sincères remerciements à tous mes camarades du laboratoire pour la sympathie qu'ils m'ont toujours témoignée ; Messieurs BOITTIAUX et ZIMMERMANN, par leur amitié et leur compétence m'ont constamment soutenu.

Mes remerciements vont également à Monsieur MARCOUX de la Société des Lignes Télégraphiques et Téléphoniques pour l'aide amicale et efficace qu'il a pu m'apporter tout au long de cette étude.

De nombreux échantillons ont été réalisés dans notre laboratoire par Monsieur VANBREMEERSCH et VANDENMOERE. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma reconnaissance.

Enfin, je ne saurais oublier d'adresser mes sincères remerciements à tous ceux dont la compétence et l'habileté ont permis la réalisation de ce mémoire :

- à MM. JENNEQUIN, MICHON, ANDRIES, LEMAIRE
- à Melle MATHON, qui a eu la tâche ingrate de dactylographier ce manuscrit
- à MM. DEHORTER et PLUQUET qui ont polycopié ce travail.

L'ensemble de notre étude a bénéficié du soutien de la Direction des Recherches Etudes et Techniques (D.R.E.T.).

SOMMAIRE

INTRODUCTION.....	P.	1
-------------------	----	---

C H A P I T R E I

ÉTUDE THÉORIQUE D'UNE STRUCTURE SEMICONDUCTRICE UNIPOLAIRE SOUmise À UN CHAMP ALTERNATIF FORT.....	P.	3
---	----	---

I.1. Etude analytique.....	P.	4
1° Propriétés statiques.....	P.	
2° Propriétés dynamiques.....	P.	6
3° Choix du matériau.....	P.	13

I.2. Simulation numérique.....	P.	17
1° Description du programme.....	P.	17
2° Simulation de structure N^+NN^+ , en bande X.....	P.	18
3° Evolution fréquentielle du contraste de conductance.....	P.	22

I.3. Les effets thermiques.....	P.	23
1° Influence de la température sur la conductance continue G_0 et le rapport G_0/\tilde{g}	P.	24
2° Evaluation de la température du composant en fonction de la puissance qu'il absorbe.....	P.	25

C H A P I T R E II

CONCEPTION ET OPTIMALISATION DE LIMITEURS HYPERFRÉQUENCES..	P.	31
---	----	----

II.1. Evaluations des performances d'un limiteurs en fonction des caractéristiques du circuit hyper- fréquence et de l'échantillon utilisé.....	P.	32
1° Différents modes de fonctionnement possibles..	P.	32
2° Calcul des performances.....	P.	33
3° Comparaison des différents modes de fonction- nement.....	P.	35
4° Influence du circulateur.....	P.	39
5° Problème de l'encapsulation.....	P.	41
6° Régime transitoire.....	P.	43

II.2. Optimisation de la structure N^+NN^+ P. 44
II.3. Exemple de conception de limiteur..... P. 46
II.4. Conclusion..... P. 50

C H A P I T R E I I I

VÉRIFICATIONS EXPÉRIMENTALES ET RÉALISATIONS PRATIQUES..... P. 51
III.1. Réalisation des composants..... P. 51
III.2. Mesure expérimentale de la conductance continue
de l'échantillon et détermination de la conduc-
tance hyperfréquence..... P. 53
III.3. Exemple de réalisation de limiteurs..... P. 59
III.4. Conclusion..... P. 62

CONCLUSION

BIBLIOGRAPHIE

INTRODUCTION

Le rôle d'un limiteur est de protéger les récepteurs hyperfréquences contre une hausse accidentelle de la puissance hyperfréquence. Les dispositifs actuellement réalisés utilisent des phénomènes physiques très variés : ionisation d'un gaz, non linéarités des ferrites, variation d'impédance présentée par une jonction ou une barrière métal - semiconducteur.

Généralement, plus la puissance à limiter est importante, plus le mécanisme physique utilisé se produit avec une constante de temps importante. Il en résulte que la puissance appliquée n'est pas atténuée instantanément et la puissance "de fuite" à la sortie du limiteur peut provoquer des dégâts importants. On est donc conduit à utiliser des dispositifs complexes associant des éléments, de constante de temps importantes supportant des puissances élevées à des éléments beaucoup plus rapides limitant, au départ de l'impulsion hyperfréquence, la puissance de fuite [1][2]. Ces systèmes sont cependant fort complexes et l'on est donc amenés à rechercher de nouvelles solutions.

Dans ces conditions, on peut se demander dans quelle mesure d'autres phénomènes physiques beaucoup plus rapides ne pourraient être utilisés. En particulier, il est possible de modifier la mobilité des porteurs libres dans un semiconducteur, donc la conductance de celui-ci, en faisant varier l'amplitude du champ électrique appliqué de façon à passer du régime de mobilité ($v = \mu_0 E$) au régime de limitation de vitesse ($v = v_s$). Ce changement est très rapide puisqu'il est associé à des transitions intravallées et intervallées dont les effets se manifestent en des temps inférieurs à quelques picosecondes [3].

Quelques études antérieures ont montré que ce procédé était utilisable, dans la gamme, des hyperfréquences pour la réalisation de modulateurs ou de limiteurs "faibles puissances" [4], [5], [6], [7].

Dans ce travail nous présentons une étude générale des propriétés de limiteurs hyperfréquences fondés sur ce principe et réalisés à partir de semiconducteurs usuels. Le composant utilisé est une structure unipolaire N^+NN^+ : les zones N^+ assurent un bon contact ohmique métal - semiconducteur, les dimensions géométriques sont fonction de l'ordre de grandeur de la puissance à limiter.

Dans un premier chapitre, nous nous intéressons aux propriétés hyperfréquences de la structure en régime grand signal. Nous mettons en évidence les principaux mécanismes physiques intervenant dans le comportement du composant et l'influence du matériau, de façon qualitative (étude analytique) puis quantitative (étude numérique). L'étude des effets thermiques montre l'influence de ce paramètre sur les propriétés de la structure et permet d'évaluer la température de celle-ci en fonction de la puissance qu'elle absorbe.

Le deuxième chapitre est consacré à l'optimisation et à la conception de limiteurs réalisés à partir du nouveau composant étudié. L'étude des différents modes de fonctionnement permettra de relier les propriétés hyperfréquences du composant aux grandeurs caractéristiques du limiteur et, par conséquent, de déterminer le circuit hyperfréquence et la structure semiconductrice les mieux appropriés.

Dans le troisième chapitre, nous mesurons expérimentalement les propriétés statiques, hyperfréquences et thermiques de différentes structures réalisées dans notre laboratoire et par la firme L.T.T.. Les résultats obtenus sont en assez bon accord avec ceux prévus par l'étude théorique. Ces composants, bien que non optimisés, ont permis de mettre au point des limiteurs hyperfréquences, en bande X, de performances intéressantes. En particulier, ces dispositifs d'une part ne nécessitent aucun circuit extérieur de polarisation et d'autre part, permettent la limitation quasi-instantanée des puissances qui leur sont appliquées.

CHAPITRE I

ÉTUDE THÉORIQUE D'UNE STRUCTURE SEMICONDUCTRICE UNIPOLAIRE

SOUmise À UN CHAMP ALTERNATIF FORT

Ce premier chapitre est consacré à l'étude de l'évolution de la conductance statique et hyperfréquence d'une structure semiconductrice unipolaire soumise à un champ alternatif fort. Les principaux mécanismes physiques intervenant dans le composant et l'influence du matériau semiconducteur utilisé, sont mis en évidence d'abord de façon analytique.

Cependant les hypothèses nécessaires pour la résolution analytique étant beaucoup trop restrictives une simulation numérique du composant est proposée. Elle permet non seulement d'évaluer de façon précise l'impédance du composant en fonction de la puissance appliquée, mais aussi d'obtenir les cartes de champ électrique et la répartition des porteurs libres tant en régime stationnaire qu'en régime transitoire.

Enfin l'influence de la température sur l'évolution de la conductance de l'échantillon est envisagée, ainsi que le comportement thermique du composant soumis à une puissance hyperfréquence en régime impulsionnel. Cette étude uniquement analytique, est fondée sur une modélisation très simple faisant intervenir les concepts de résistance et capacité thermiques.

I.1. ETUDE ANALYTIQUE

Le calcul des conductances continue et hyperfréquence, d'une structure semiconductrice unipolaire soumise à une tension alternative forte, nécessite de connaître la caractéristique courant - tension du composant. Cette relation sera établie, dans un calcul préliminaire, à partir de la loi de variation de la vitesse des porteurs en fonction du champ électrique.

Ce calcul analytique est basée sur les hypothèses suivantes :

- Le problème est unidimensionnel ($\sqrt{S} \gg L$)
- Les zones N^+ sont infiniment dopées et les transitions $N^+ N$ parfaitement abruptes
- La capacité de l'échantillon est constante quelque soit la tension appliquée
- Les effets de diffusion de porteurs sont négligés
- Les champs électriques régnant dans la zone active ne doivent pas provoquer le phénomène d'avalanche
- La loi de variation de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique est supposée de la forme :

$$v(E) = \mu_0 E \quad \text{pour } E < E_C$$

$$v(E) = v_s \quad E > E_C$$

Fig.1.1.

avec

$$E_C = \frac{v_s}{\mu_0} \quad \text{champ critique}$$

Cette dernière hypothèse est assez grossière dans le cas des matériaux présentant une mobilité différentielle négative.

Pour le silicium (ou le germanium) on peut utiliser une loi plus proche de la réalité :

$$v(E) = \frac{\mu_0 E}{1 + \frac{|E|}{E_C}}$$

Fig.1.1.

C'est une forme simplifiée de l'expression de $v(E)$ proposée par Canali [8] pour le silicium.

I.1.1. Propriétés statiques. Caractéristique courant - tension

Lorsque le composant est soumis à une tension continue V et que le champ électrique est uniforme dans la zone active, le courant de conduction est donné par la relation :

$$I = q N_D S v \left(\frac{V}{L} \right)$$

EVOLUTION DE LA VITESSE DES PORTEURS

EN FONCTION DU CHAMP ELECTRIQUE

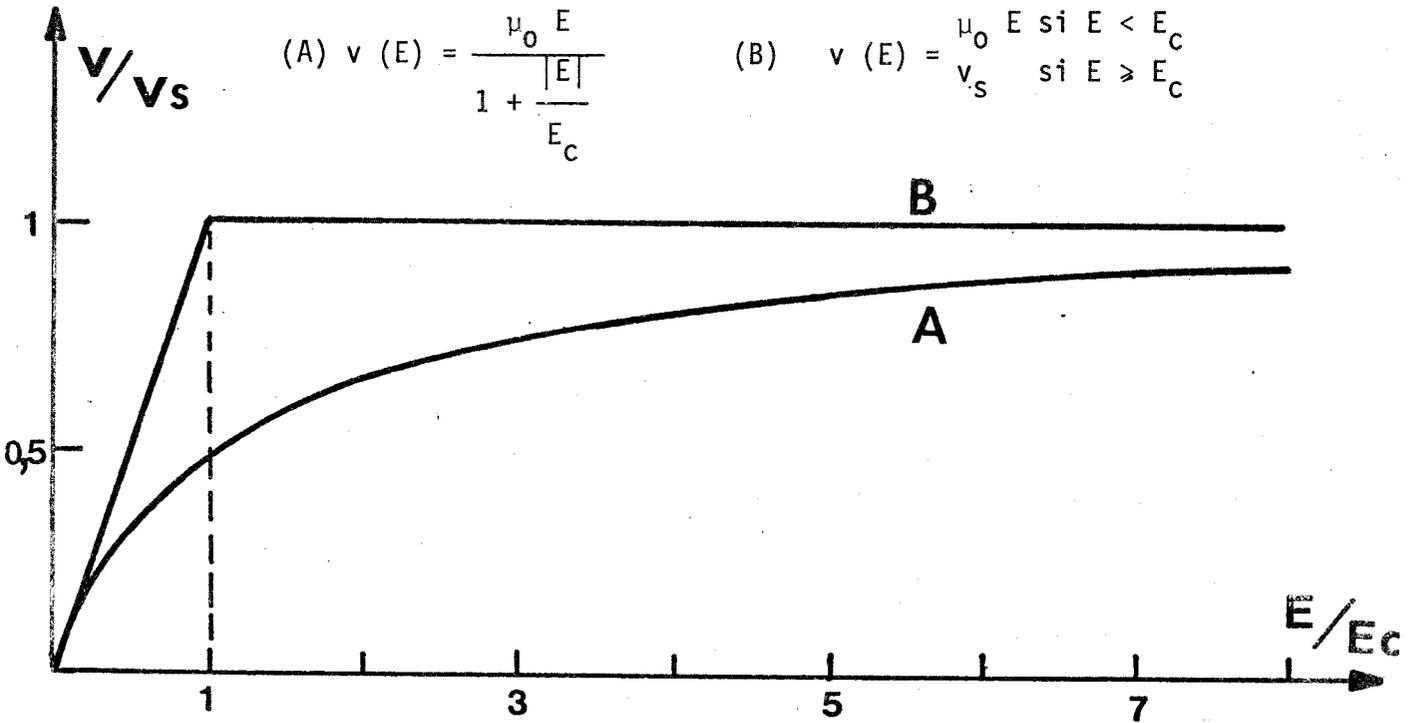


Figure 1.1.

CARACTERISTIQUES COURANT - TENSION

- 1) relation (1) avec $G_c = 0$ 2) relation (1)
- 3) relation (2) avec $G_c = 0$ 4) relation (2)

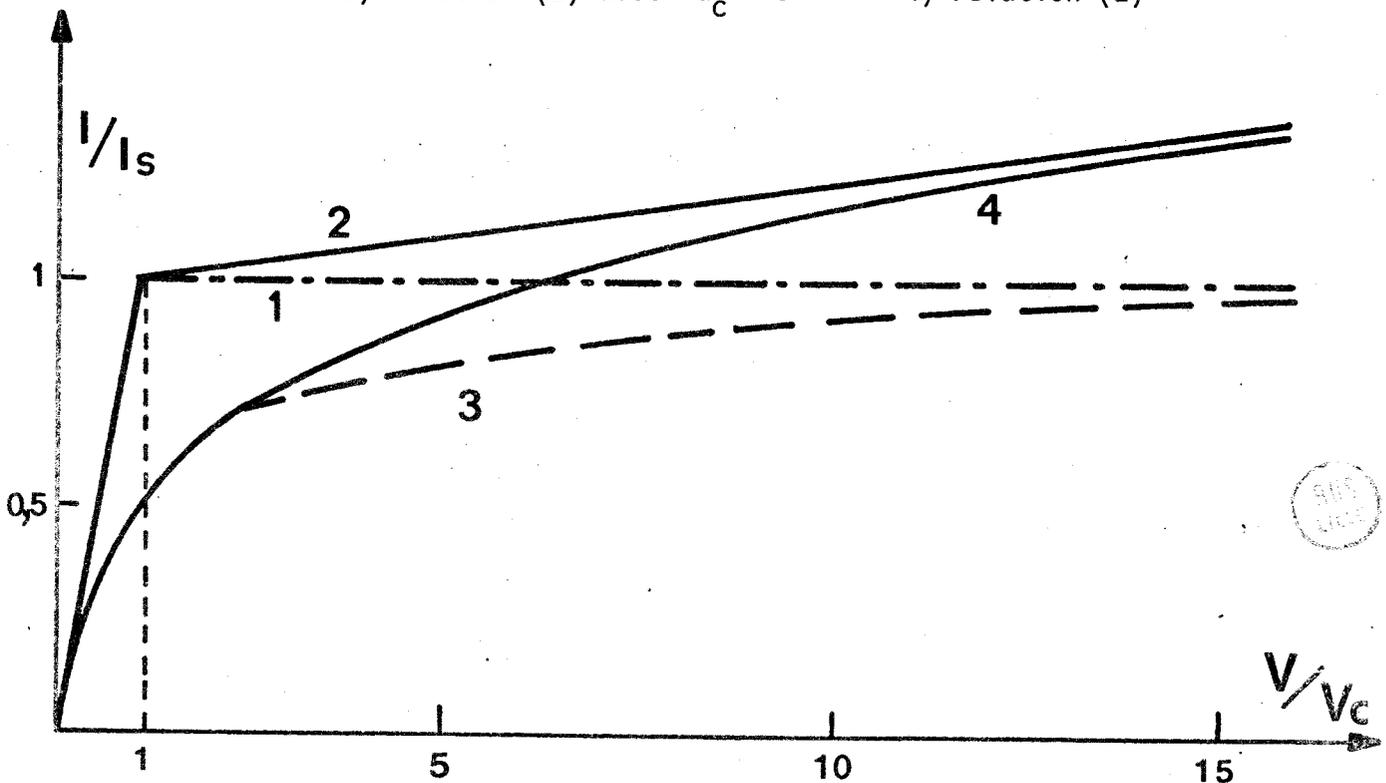


Figure 1.2

S Surface
 N_D Concentration en impuretés de la zone active
 L Longueur de la zone active

} du composant

soit $I = G_0 V$ si $V < V_c$
 $I = I_s = q N_D S v_s$ si $V \geq V_c$

où $G_0 = q N_D \mu_0 S/L$

Cependant à la cathode il existe un gradient de champ électrique entre les zones N^+ et N . La concentration en porteurs doit donc être supérieure à N_D (loi de Poisson) et des charges excédentaires vont apparaître dans la zone active. Ce phénomène ne devient important que pour des tensions supérieures à la tension critique ($V_c = E_c L$), il y a alors création d'une charge d'espace ($n > N_D$) dans la zone active et le champ électrique

($|E(x)| = \frac{q}{\epsilon} \int_0^x (n(x) - N_D) dx$) devient non uniforme - forme triangulaire très caractéristique [6].

Le courant est alors donné par la relation :

$I = q n S v_s$ $n > N_D$ et $V > V_c$

soit, en tenant compte de l'équation de Poisson :

$I = I_s + G_c (V - V_c)$
 $G_c = \frac{2 \epsilon v_s S}{L^2}$ conductance de charge d'espace

la caractéristique courant -tension devient (Figure 1.2) :

$I = G_0 V$ si $V < V_c$
 $I = I_s + G_c (V - V_c)$ si $V \geq V_c$ (1)

Pour le silicium un raisonnement analogue permet de montrer que :

$I = \frac{G_0 V}{1 + \frac{|V|}{V_c}}$ si $V < V_c$ (2)

$I = G_0 \frac{V}{1 + \frac{|V|}{V_c}} + G_c (V - V_c)$ si $V \geq V_c$

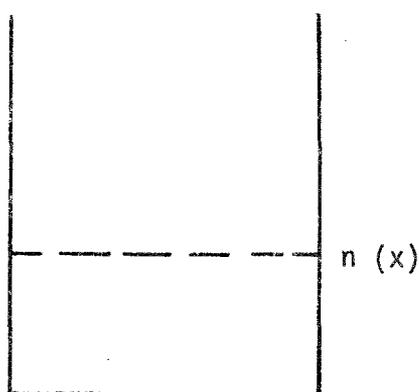
Saturation de vitesse + charge d'espace

En forte polarisation ($V \gg V_c$) les expressions (1) et (2) sont équivalentes (Figure 1.2).

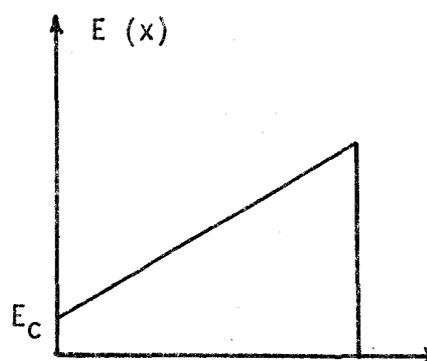
1.1.2. Propriétés dynamiques

Bien que les phénomènes physiques mis en jeu soient les mêmes que ceux décrits précédemment, les propriétés d'une structure semiconductrice unipolaire seront différentes selon qu'elle est soumise à une tension continue ou alternative forte.

En polarisation statique et en régime stationnaire ; pour une tension donnée, la vitesse d'entraînement des porteurs est indépendante du temps de même que la charge d'espace et la répartition du champ électrique.

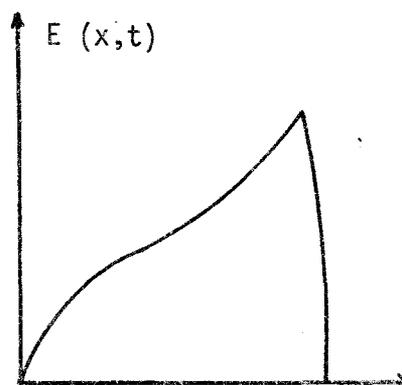
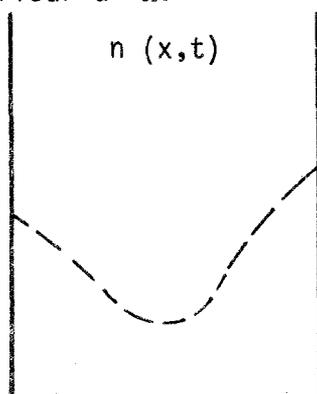


$$n(x) = \text{cste} \forall t$$

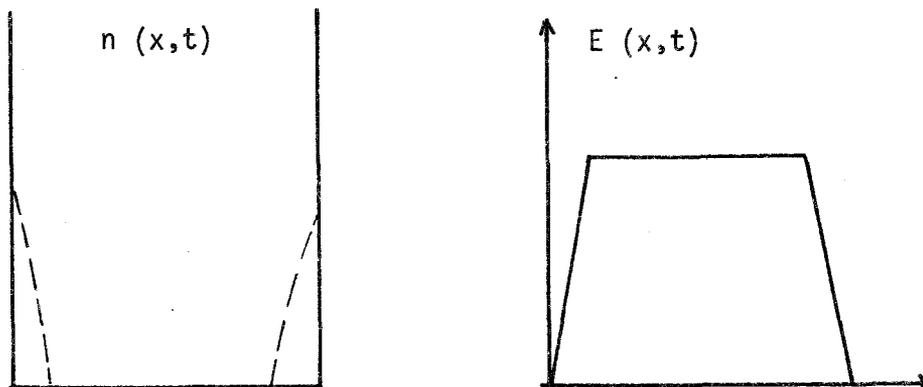


$$E(x) = \text{cste} \forall t$$

En polarisation alternative ; d'une part la vitesse d'entraînement des porteurs est une fonction du temps et seule sa valeur moyenne au cours d'une période est fonction de l'amplitude crête de la tension appliquée ; d'autre part, la charge d'espace a la même contribution qu'en régime statique si les porteurs excédentaires peuvent occuper toute la zone active. Il faut, pour cela, que leur temps de transit soit nettement inférieur à la demi période du signal appliqué, en d'autres termes que l'angle de transit ($\theta = \frac{\omega L}{v_s}$) soit inférieur à π .



Dans l'autre cas ($\theta > \Pi$) les porteurs injectés restent groupés au voisinage des transitions $N^+ N$ et l'importance de l'effet de charge d'espace est notablement diminué.



Analytiquement, pour tenir compte de ce mécanisme, nous multiplierons, par un coefficient correctif γ ($0 \leq \gamma \leq 1$), les termes dus à la charge d'espace dans les expressions des conductances calculées. La valeur de ce paramètre ne pourra être déterminé que lors de l'étude numérique, mais dès à présent nous pouvons préciser certaines de ses évolutions.

- A fréquence fixe, γ diminue quand la longueur de l'échantillon croît, la profondeur de pénétration des porteurs devenant négligeable par rapport à la longueur totale de la zone active.

- A longueur constante, γ diminue quand la fréquence croît, les porteurs pénétrant moins profondément dans la zone active au cours d'une demie période du signal appliqué.

1.1. 2a Variation de conductance et puissance absorbée

Supposons que l'on applique à l'échantillon une tension de la forme $V(t) = V_0 + V_1 \sin \omega t$ tel que V_0 ne perturbe pas le régime grand signal ($V_0 \ll V_c$ ou V_1). Il en résulte un courant $I(t)$ décomposable en série de Fourier :

$$I(t) = I_0 + \sum_n I_n \sin n \omega t$$

Les grandeurs $\langle G \rangle = \frac{I_0}{V_0}$ et $\tilde{g} = \frac{I_1}{V_1}$ représentent respectivement

la conductance continue et hyperfréquence du composant. Les

performances en limiteur dépendent essentiellement du rapport G_0/\tilde{g} expérimentalement on mesure aisément $\langle G \rangle$ ce qui permet de connaître \tilde{g} :

$$\langle G \rangle = \frac{1}{V_0 T} \int_0^T I(t) dt \quad \tilde{g} = \frac{1}{V_0 T} \int_0^T I(t) \sin \frac{2\pi}{T} t dt$$

L'échantillon absorbe une puissance continue ($P_0 = I_0 V_0$) très faible et une puissance hyperfréquence $P_1(t)$ dont la valeur moyenne est :

$$\langle P_1(t) \rangle = \langle P_a \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T I_1(t) V_1(t) dt = \frac{1}{2} \tilde{g} V_1^2$$

Pour calculer ces différents paramètres, il faut connaître la relation tension - courant instantanée de la structure. Compte tenu de la remarque précédente sur l'effet de charge d'espace un régime dynamique cette relation peut se déduire de la caractéristique $I(V)$ statique.

A) Calcul simplifié

Dans le cas où la loi de variation de la vitesse des porteurs en fonction du champ électrique utilisée est la plus simple possible, la caractéristique courant - tension statique est décrite par les relations (1) et la relation tension - courant instantanée est de la forme :

$$\begin{aligned} I(t) &= G_0 V(t) && \text{si } V(t) < V_c \\ I(t) &= I_s + \gamma G_c (V(t) - V_c) && \text{si } V(t) \geq V_c \text{ avec } V(t) > 0 \quad (3) \\ I(t) &= -I_s + \gamma G_c (V(t) + V_c) && \text{si } V(t) < -V_c < 0 \end{aligned}$$

$$\text{si } V_1 > V_c : \theta_c = \arcsin \frac{V_c - V_0}{V_1} \neq \arcsin \frac{V_c}{V_1}$$

$$\text{si } V_1 \leq V_c : \theta_c = \frac{\pi}{2}$$

on trouve :

$$\langle G \rangle = \gamma G_c \left(1 - \frac{2\theta_c}{\pi}\right) + \frac{2 G_0 \theta_c}{\pi} \quad (4)$$

$$\tilde{g} = \gamma G_c + (G_0 - \gamma G_c) \left(\frac{2\theta_c}{\pi} - \frac{\sin 2\theta_c}{\pi} + \frac{4 V_c}{\pi V_1} \cos \theta_c \right)$$

En champ faible, il n'y a pas d'effet de charge d'espace
($\gamma G_c = 0$) :

$$\langle G \rangle = \tilde{g} = G_0$$

Les relations (4) se simplifient en régime grand signal ($V_1 \gg V_c$)

$$\langle G \rangle \neq \gamma G_c + \frac{2}{\Pi} G_0 \frac{V_c}{V_1} \quad (4')$$

$$\tilde{g} \neq \gamma G_c + \frac{4}{\Pi} G_0 \frac{V_c}{V_1}$$

En remplaçant V_c , G_0 , G_c par leurs expressions respectives le
contraste de conductance G_0/\tilde{g} s'écrit :

$$G_0/\tilde{g} \neq \frac{1}{2 E_c} \left(\frac{\gamma \epsilon}{q N_D L} + \frac{2}{\Pi E_1} \right)^{-1} \quad (5)$$

et la puissance absorbée

$$\langle P_a \rangle \neq v_s S E_1 \left(\gamma \epsilon E_1 + \frac{2}{\Pi} q N_D L \right)$$

Dans la plupart des cas $\gamma \epsilon E_1$ est négligeable devant
 $\frac{2}{\Pi} q N_D L$ et l'expression de la puissance absorbée devient :

$$\langle P_a \rangle \neq \frac{2}{\Pi} q N_D L S v_s E_1 \neq \frac{2}{\Pi} G_0 L^2 E_1 E_c \quad (6)$$

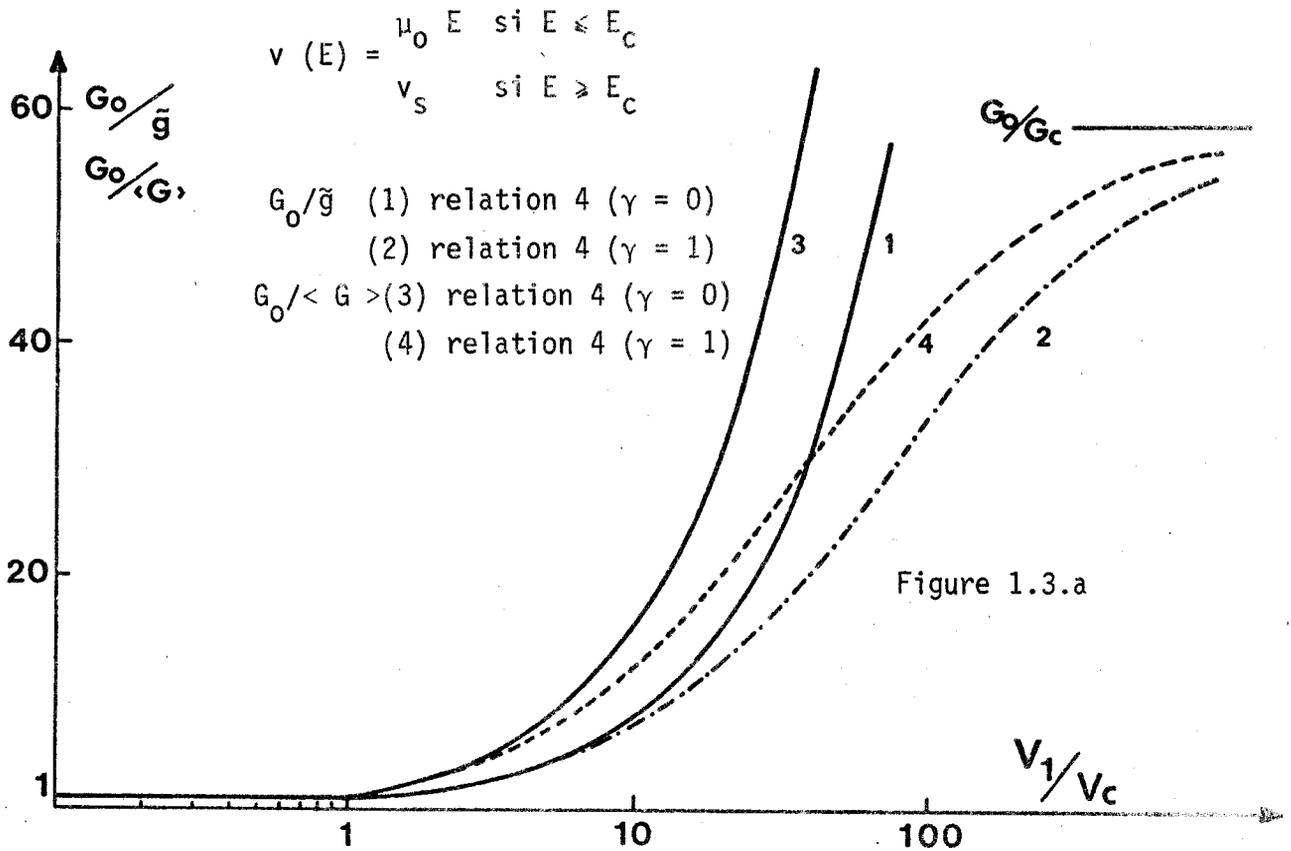
Un paramètre important est la puissance à partir de laquelle le
dispositif limite l'onde incidente ($E_1 = E_c$), c'est la puissance
de seuil :

$$\langle P_a \rangle \text{ seuil} \neq \frac{2}{\Pi} q N_D L v_s S E_c \quad (7)$$

Dans le cas des échantillons de grande longueur ou pour des
fréquences élevées ($\theta \gg \Pi$) γ tend vers zéro et on obtient :

$$\langle G \rangle \neq \frac{2}{\Pi} G_0 \frac{V_c}{V_1} ; \tilde{g} \neq \frac{4}{\Pi} G_0 \frac{V_c}{V_1} \quad (4'')$$

Les évolutions des conductances continue et hyperfréquence,
en fonction de l'amplitude crête de la tension de polarisation,
sont nettement différentes selon l'importance de l'effet de
charge d'espace (figure 1.3 a).



Quand celui-ci est maximum ($\gamma = 1$ courbes 2 et 4) les contrastes de conductance continue et hyperfréquence tendent tous deux vers la même valeur limite G_0/G_c , dans le cas inverse ($\gamma = 0$ courbes 1 et 3) ils peuvent théoriquement devenir infinis ; la véritable courbe ($G_0/\langle G \rangle$ ou G_0/\tilde{g}) se situant entre ces deux cas extrêmes.

B) Pour le silicium ou le germanium un calcul similaire peut être effectué à partir d'une loi $v(E)$ plus élaborée (relation 2)

On obtient alors en posant $\theta_0 = \arcsin(V_0/V_1)$, ($V_1 > V_0$)

$$\langle G \rangle = \gamma G_c \left(1 - \frac{2\theta_c}{\pi}\right) + \frac{1}{\pi} G_0 \frac{V_c}{V_0} (2\theta_0 - S_1) \tag{8}$$

$$\tilde{g} = \gamma G_c \left(1 - \frac{2\theta_c}{\pi} + \frac{\sin 2\theta_c}{\pi} + \frac{4}{\pi} \frac{V_c}{V_1} \cos \theta_c\right) + \frac{2}{\pi} G_0 \frac{V_c}{V_1} \left(2 - \frac{V_c}{V_1} (\pi - S_2)\right)$$

$$S_1 = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{1 + \frac{V_0}{V_1} + \frac{V_1}{V_c} \sin \theta} + \int_0^{\theta_0} \frac{d\theta}{1 + \frac{V_0}{V_c} - \frac{V_1}{V_c} \sin \theta} - \int_{\theta_0}^{\pi/2} \frac{d\theta}{1 - \frac{V_0}{V_c} + \frac{V_1}{V_c} \sin \theta}$$

$$S_2 = \int_0^{\pi} \frac{d\theta}{1 + \frac{V_1}{V_c} \sin \theta}$$

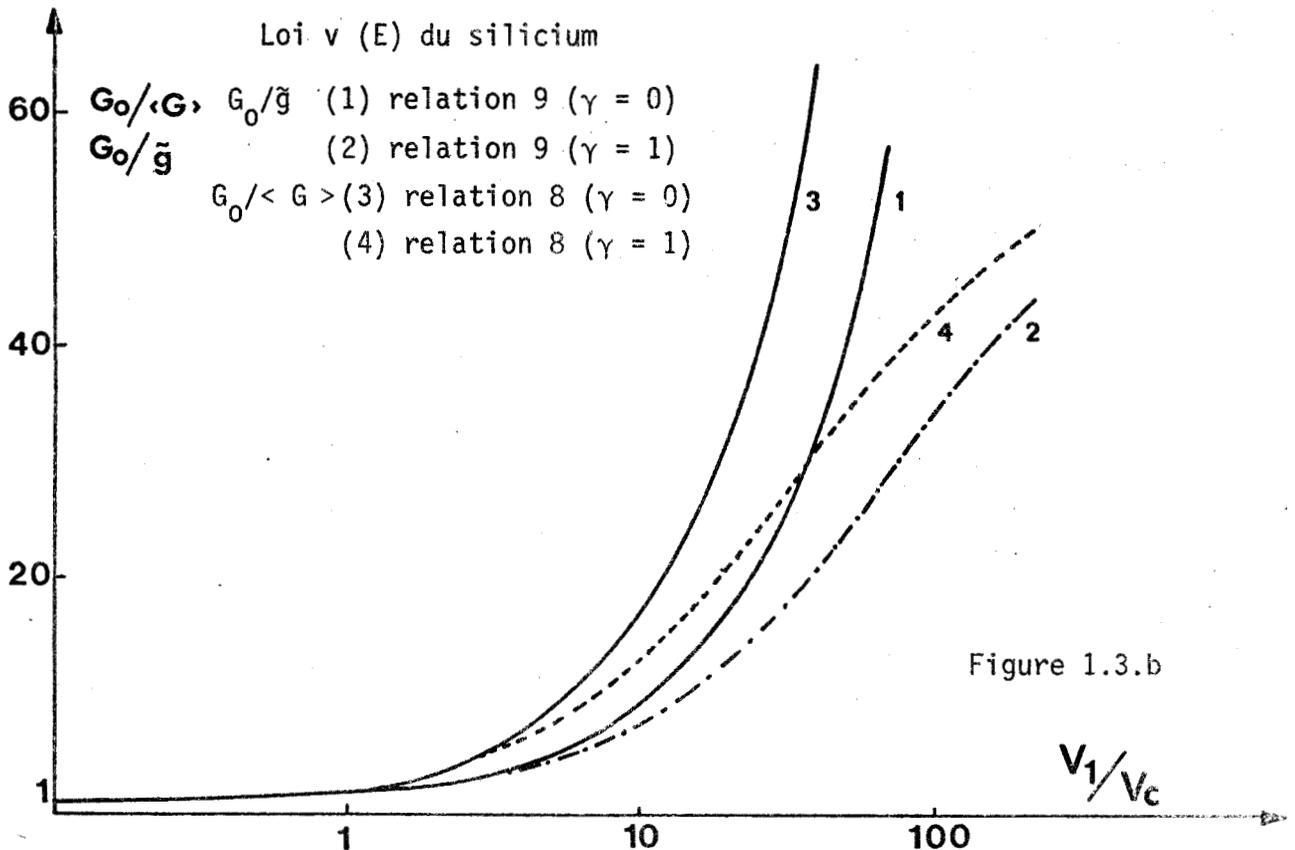
(Ces expressions ne sont valables que pour V_1 supérieur à V_0)

En régime grand signal S_1 et S_2 tendent vers zéro et on retrouve pour $\langle G \rangle$ et \tilde{g} les expressions du (A), c'est à dire :

$$\langle G \rangle \approx \gamma G_c + \frac{2}{\pi} G_0 \frac{V_c}{V_1} \tag{4'}$$

$$\tilde{g} \approx \gamma G_c + \frac{4}{\pi} G_0 \frac{V_c}{V_1}$$

Les valeurs des contrastes de conductance calculées dans ce paragraphe (B) (relations (8) et (9)) représentées figure 1.3b, ne diffèrent notablement de celles calculées au paragraphe précédent (relations (3) et (4)), qu'au voisinage de la tension critique V_c ($0,5 V_c < V_1 < 5 V_c$).



La mobilité des porteurs, dans le silicium et le germanium, varie de façon monotone avec le champ électrique et on ne peut pas, à priori, définir une puissance de seuil.

Néanmoins, par analogie, avec le cas précédent nous poserons :

$$\langle P_a \rangle \text{ seuil} \neq \frac{2}{\pi} q N_D L S v_s E_c$$

C'est en fait la puissance pour laquelle la vitesse moyenne des porteurs est égale à la moitié de la vitesse de saturation (Cf. Figure 1.1).

Dans les expressions du contraste de conductance (5) et de la puissance absorbée (6) interviennent deux types de paramètres :

a) Le dopage et les dimensions géométriques du composant dont les valeurs seront fixées lors de l'optimisation. En première approximation nous pouvons dire qu'un produit $N_D L$ élevé est nécessaire pour minimiser le terme dû à l'injection de porteurs (Cf. relation 5). Afin d'obtenir des valeurs de puissance absorbée raisonnables (Cf. relation 6) on prendra la surface aussi faible que possible.

Pour les échantillons de "grande longueur" ce problème ne se pose pas car il n'y a pas de phénomène de charge d'espace et les courbes G_0/\bar{g} seront très proches des courbes 1.

b) Les caractéristiques intrinsèques (ϵ , μ_0 , v_s) du matériau utilisé. La valeur maximum du contraste de conductance dépend de la valeur maximum du rapport E_1/E_c . Le champ électrique régnant dans la zone active doit être inférieur au champ d'avalanche, il faut donc choisir un semiconducteur ayant un champ critique faible. Le matériau "idéal" possèdera une mobilité des porteurs élevée et une vitesse de saturation faible (ce qui diminue la puissance de commande). Le paragraphe suivant sera en quelque sorte consacré à la recherche de ce semiconducteur "idéal".

En conclusion, l'étude analytique a mis en évidence les principaux mécanismes physiques mise en jeu ainsi que l'influence du matériau. Elle ne permet cependant de calculer que des valeurs approchées du contraste de conductance et de la puissance absorbée et cela sans connaître l'importance exacte de la charge d'espace

(quand elle existe). Dans une étude plus complète, il faut tenir compte du profil de concentration des atomes d'impureté, de l'existence du phénomène de diffusion et utiliser des expressions de $v(E)$ plus proches de la réalité (surtout pour les semiconducteurs présentant une mobilité différentielle négative). Une résolution numérique des équations de l'électrocinétique est donc nécessaire .

Remarque : Problèmes posés par la génération d'harmoniques

La caractéristique courant - tension du composant étudié est non linéaire et il y aura inévitablement production d'harmoniques. Ceux ci absorbent une faible partie de la puissance incidente. Une fraction de cette puissance ($P(n\omega) \ll \frac{P(\omega)}{n^2}$) est rayonnée dans la ligne de transmission il faudra donc l'éliminer par un filtre.

Les structures étudiées étant symétriques il n'y aura production que d'harmoniques impairs et leurs éliminations ne posera pas de grosses difficultés technologiques.

1.1.3. Choix du matériau

Le phénomène de saturation de la vitesse d'entraînement des porteurs en champ électrique fort n'existe que dans un nombre restreint de semiconducteurs :

a) parmi les semiconducteurs élémentaires : silicium et germanium

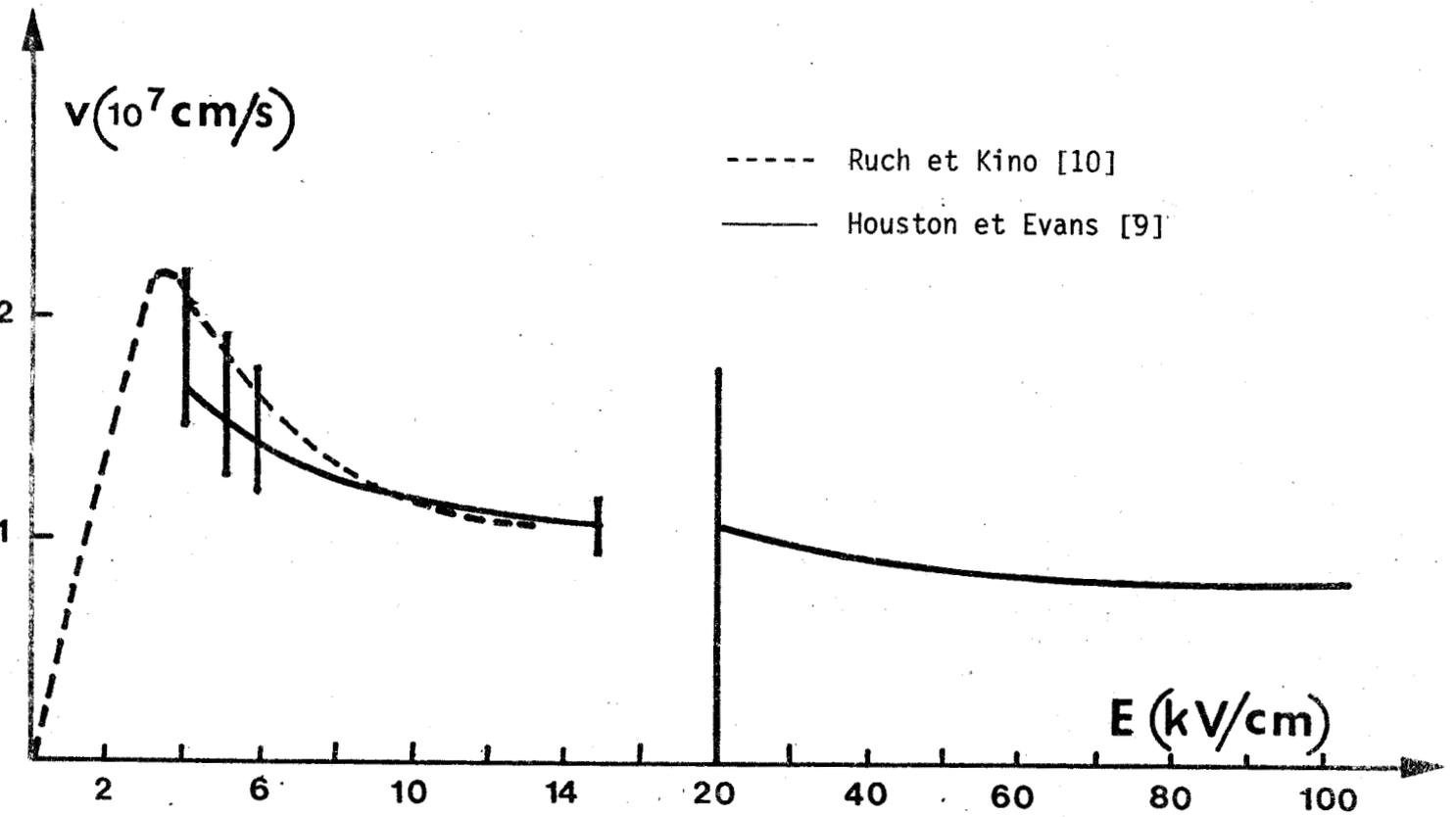
Le silicium fut le premier semiconducteur utilisé dans cette étude [5] mais la valeur relativement importante de son champ critique ($\approx 6,9$ kV/cm) est un inconvénient majeur dans certaines conditions de fonctionnement (rapport G_0/\bar{g} modeste).

Le germanium a une mobilité plus élevée (voir tableau récapitulatif en fin de paragraphe) mais on ne l'utilise pratiquement plus dans la fabrication de composants microondes.

b) parmi les composés binaires III.V : l'arseniure de gallium et le phosphore d'indium. Ils présentent tous deux une mobilité différentielle négative.

Pour le GaAs, la mobilité différentielle n'est notablement négative que dans un intervalle de champ électrique très étroit (Figure 1.4) et celle ci perturbera peu le régime grand signal.

V (E) GaAs EXPERIMENTAL



V (E) InP EXPERIMENTAL

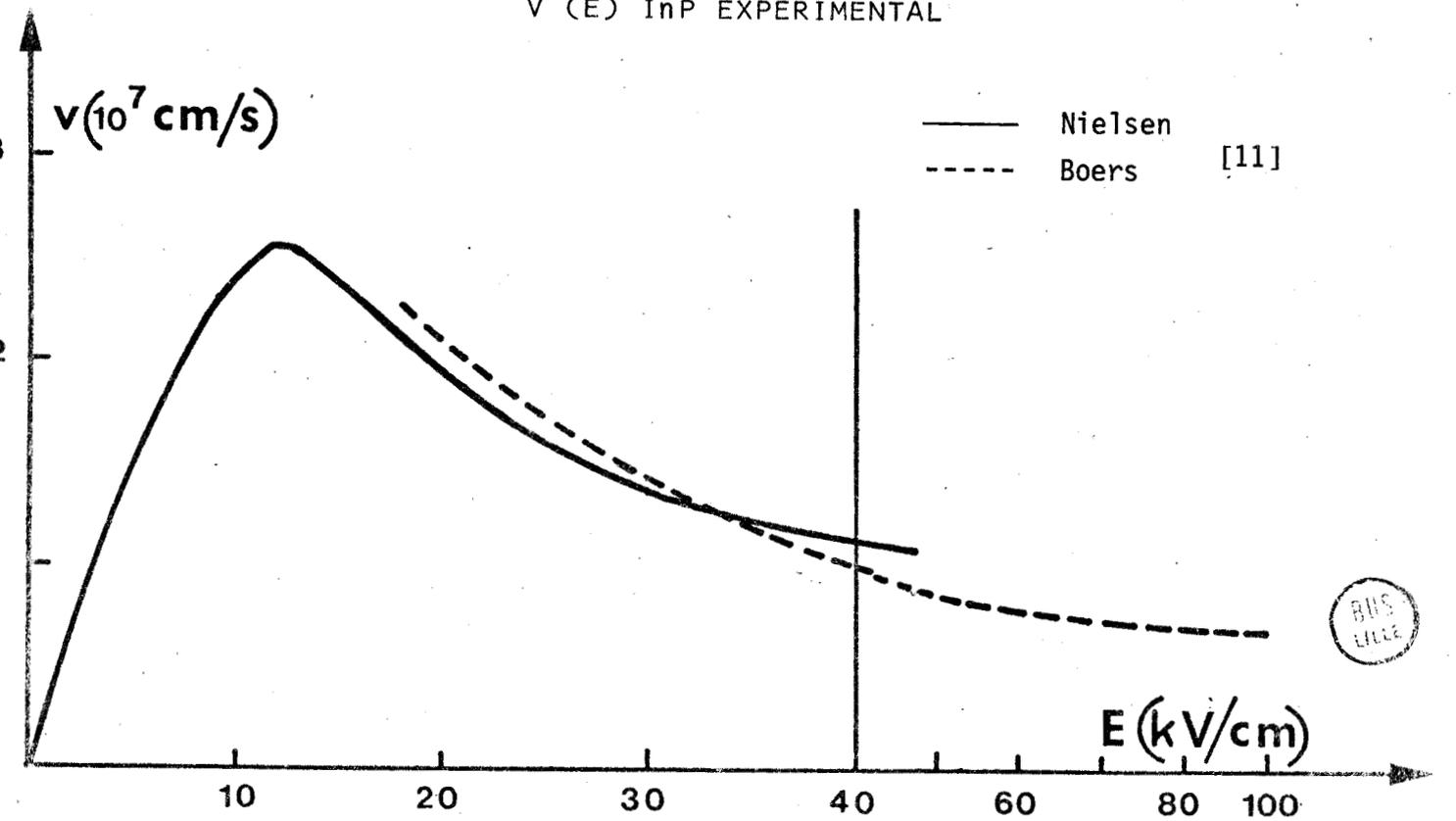


Figure 1.4

Ga In Sb courbes $v(E)$ expérimentales [12][13]

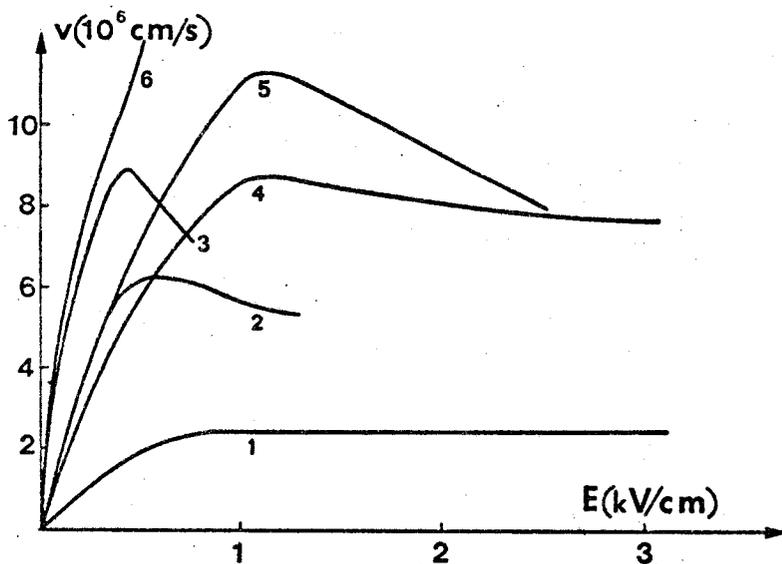


Figure 1.5

N°	1	2	3	4	5	6
x	0,7	0,7	0,55	0,9	0,86	0,4
n_0 à 300°K At/cm ³	$4,3 \cdot 10^{15}$	$8,8 \cdot 10^{15}$	$5,1 \cdot 10^{15}$	$3,4 \cdot 10^{15}$	$1,7 \cdot 10^{16}$	$6,3 \cdot 10^{15}$
μ_0 cm ² /v/s	5260	12000	13500	12200	13000	36000

Ga In Sb courbes $v(E)$ théoriques [14]

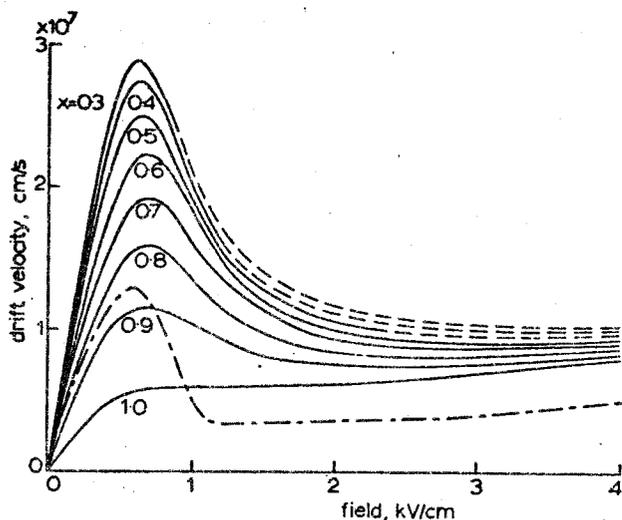


Fig. 1 Drift-velocity/field characteristic in $Ga_{0.7}In_{0.3}Sb$ at 300 K

$D_{TL} = 3 \times 10^8$ eV/cm and $D_{LL} = 1 \times 10^8$ eV/cm
 - - - - Hilsum and Rees; $x = 0.8$

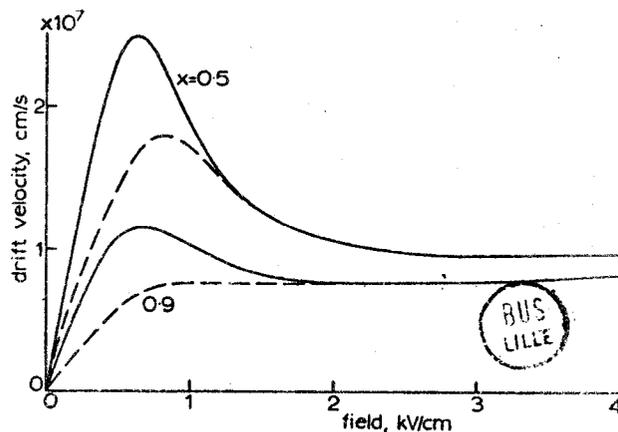


Fig. 2B Effect of ionised-impurity scattering on velocity/field characteristic at 300 K

Ionised-impurity density is 10^{17} cm⁻³
 — $N_I = 0$
 - - - $N_I = 10^{17}$ cm⁻³

Gourbe $I = f(V)$ expérimentale $\text{GaAs}_{0,7}\text{P}_{0,3}$ [15]

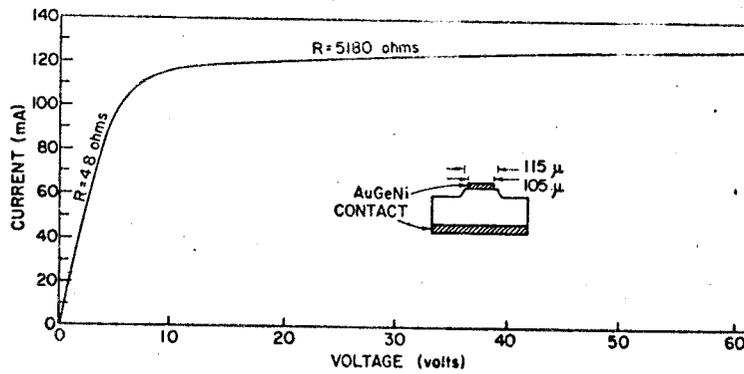


Fig. 1. Pulsed $I-V$ characteristic of mesa diode prepared from a $\text{GaAs}_{0,7}\text{P}_{0,3}$ mixed crystal.

$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}_{1-y}\text{As}_y$ et $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ courbes $v(E)$ théoriques [17]

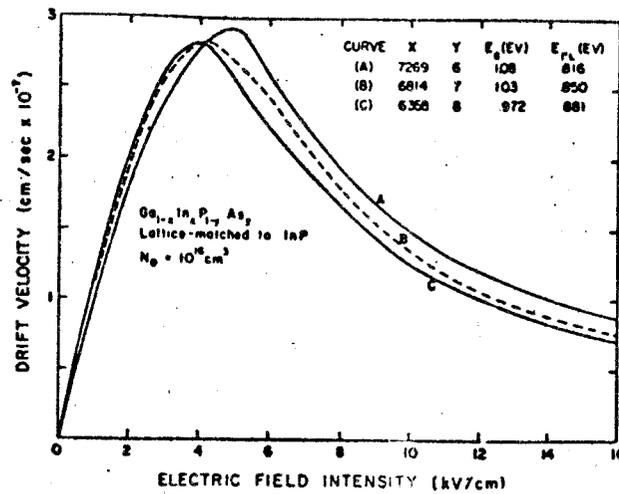


FIG. 2. Velocity-field characteristic of $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}_{1-y}\text{As}_y$ lattice matched to InP. The doping level is 10^{16} cm^{-3} .

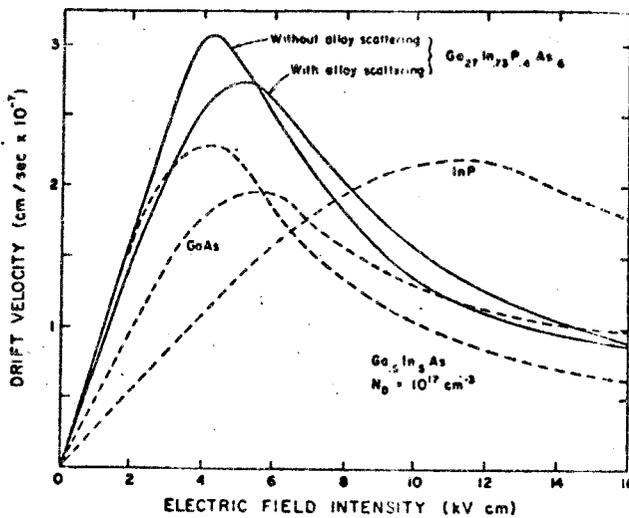


FIG. 3. Velocity-field characteristic of $\text{Ga}_{0.27}\text{In}_{0.73}\text{P}_{0.4}\text{As}_{0.6}$ with and without random potential alloy scattering. Shown for comparison are the velocity-field curves for GaAs, InP, and $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{As}$. The doping level is 10^{17} cm^{-3} .

Figure 1.6



Pour l'InP le passage de la vitesse de pic à la vitesse de saturation est très progressif et la mobilité différentielle négative risque de poser de gros problème (instabilité).
Il faut en outre signaler que ces deux matériaux nécessitent une technologie beaucoup plus élaborée pour la réalisation de composants.

c) parmi les composés ternaires et quaternaires III.V : Ces composés sont de la forme $A B_{1-x} C_x (A_{1-x} B_x C_{1-y} D_y)$ où x est la fraction de mole de C dans A B.

Ces matériaux sont étudiés dans deux grands domaines :

- la photoconductivité (cellules photoélectriques) et l'électroluminescence (diodes électroluminescentes et diodes laser).

- la fabrication de composants microondes.

Nous donnons figures 1.5 et 1.6 quelques caractéristiques $v(E)$ ou $I = f(V)$ relevées dans la littérature (résultats expérimentaux [12][13][15], résultats numériques [14][17]).

Le $GaAs_{1-x} P_x$ (et le $Al_x Ga_{1-x} As$) [15][16] sont assez différents des autres ternaires étudiés. La saturation de la vitesse des porteurs n'existe que pour des valeurs de x bien précises ; respectivement $x = 0,315 \pm 0,01$ et $x = 0,38 \pm 0,02$. Ce ne sont pas des matériaux nouveaux ([18] étude des oscillations dans $Ga As_x P_{1-x}$ par Allen en 1965) et leurs technologies sont parfaitement au point. Les autres composés ternaires ou quaternaires qui présentent le phénomène de saturation de vitesse peuvent être qualifiés de "semiconducteurs du futur". Ils permettent d'espérer une augmentation très nette des performances de nombreux composants microondes (diode Gunn, F.E.T. etc...). Mais, actuellement, ils sont peu développés dans l'industrie électronique.

I.1.3.1. Comparaison quantitative de ces différents matériaux

Considérons le cas d'un échantillon de résistance continue 50Ω ayant une zone active de $100 \mu m$ dopée à $10^{15} At/cm^3$. Supposons que le champ électrique, dans la zone active, est uniforme et égal à $100 kV/cm$ (peu ou pas de charge d'espace). Cette hypothèse est justifiée par la grande longueur de l'échantillon. Les valeurs du contraste de conductance et de la puissance absorbée, pour différents matériaux sont présentés dans le tableau I. Cette façon de procéder :

- Fixer R_0, L, N_D - permet de faire varier uniquement les paramètres du matériau (E_c) dans les expressions calculées.

Tableau I

Semi conducteur	E_c kV/cm	ρ $\Omega \cdot \text{cm}^{-1}$	S 10^{-4} cm^2	Pseuil W	<P>absorbée W	G_0/\tilde{g}	
						$\gamma=1^*$	$\gamma=0$
Ge	2	1,8	3,5	5	255	34,5	40
Si	6,9	4,3	8,6	60,6	878	10,3	11,4
GaAs	1,7	1,2	2,5	3,6	216	41,9	46,2
InP	1,4			2,6	185	49	54,1
$\text{AlGa}_{1-x}\text{As}$ $x = 0,38$	0,8	1,5	3,1	0,8	105	85,6	95,2
$\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ $x = 0,315$	1,6			3,2	203	44,1	49
GaInAs $x = 0,5$	0,7	0,6	1,3	0,6	93	98	109
$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}_{1-y}\text{As}_y$ $x = 0,27-y = 0,6$	1,1	0,8	1,6	1,5	140	64,3	71,4
$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ 1) $x = 0,9$	0,6	0,5	1	0,5	81,5		
2) $x = 0,7$	0,4	1,2	2,3	0,2	60,3	146	165

* à titre indicatif

Ces résultats sont très théoriques mais ils donnent un ordre de grandeur des véritables performances et confirment le rôle prépondérant du champ critique.

Du point de vue performances (rapport G_0/\tilde{g}), le semiconducteur le plus intéressant est sans conteste le Ga In Sb.

Néanmoins, nous effectuerons une étude très complète de structures en silicium car la technologie de ce matériau est bien maîtrisée dans notre laboratoire, nous disposons ainsi de nombreux échantillons de caractéristiques très diverses (longueur, surface, concentration en impuretés pour vérifier les résultats théoriques. L'utilisation de l'Arseniure de Gallium permettra de connaître l'influence du phénomène de mobilité différentielle négative en régime grand signal et de rendre le composant plus compétitif.

TABLEAU II

PRINCIPALES CARACTERISTIQUES DES SEMICONDUCTEURS ETUDIES

Semiconducteur	μ_0 $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}$	v_s 10^7 cm/s	ϵr	E Avalanche kV/cm	Conductivité thermique W/°C/cm à 300°K	diffusivité thermique cm^2/s à 300°K
Ge	3500	0,7	16,3	80	0,6	
Si	1450	1	11,7	140	$\begin{cases} n & 1,45 \\ n^+ & 1,45 \end{cases}$	$\begin{cases} 0,825 \\ 0,650 \end{cases}$
GaAs	8000	0,8	12,5	87	$\begin{cases} n & 0,5 \\ n^+ & 0,4 \end{cases}$	$\begin{cases} 0,29 \\ 0,232 \end{cases}$
InP	4000	0,58	12,35	140	0,7	
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ $x = 0,38$	} 4000	0,33				
$\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ $x = 0,315$		0,66				
GaInAs^* $x = 0,5$		710 ⁶				
$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}_{1-y}\text{As}_y^*$ $x = 0,27 - y = 0,6$	7800	8,610 ⁶				
$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$	>12000 générale- ment	dépend de x et de N_D	15	100		

Toutes ces valeurs sont données pour le matériau intrinsèque sauf :

*Ga In As et Ga InP As $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

Si et GaAs $n^+ 10^{18} \text{ cm}^{-3}$



I.2. SIMULATION NUMERIQUE

La simulation numérique du comportement d'une structure N^+NN^+ en régime grand signal consiste en la résolution des équations de l'électrocinétique : conservation du courant et loi de Poisson. L'étude est toujours unidimensionnelle ($\sqrt{S} \gg L$) mais les autres hypothèses adoptées sont beaucoup moins restrictives que celles du paragraphe précédent.

Les transitions de concentration d'impuretés N^+N et NN^+ sont décrites par la fonction $\text{erfc}(x)$. La vitesse de dérive $v(E)$ et le coefficient de diffusion des porteurs $D(E)$ sont des expressions analytiques obtenues à partir de mesures expérimentales.

Les principaux résultats de l'étude numérique sont les suivants :

- l'évolution spatiale et temporelle du nombre de porteurs libres et de l'intensité du champ électrique dans la zone active de la structure, en régime stationnaire et en régime transitoire.
- l'impédance hyperfréquence de l'échantillon à la fréquence du signal incident

I.2.1. Description du programme

Le programme numérique que nous utilisons consiste à résoudre les équations de l'électrocinétique, écrites sous la forme :

- conservation du courant :

$$J(t) = \underbrace{-q n(x,t) v(E)}_{\text{conduction}} + \underbrace{\epsilon \frac{\partial E(x,t)}{\partial t}}_{\text{déplacement}} + \underbrace{q D_n \frac{\partial E(x,t)}{\partial x}}_{\text{diffusion}}$$

- loi de Poisson

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -\frac{q}{\epsilon} (n - N_D)$$

$J(t)$: densité de courant traversant l'échantillon

$E(x,t)$: champ électrique régnant dans la zone active.

dans lesquelles on suppose que la vitesse et le coefficient de diffusion des porteurs sont des fonctions instantanées du champ électrique. En

éliminant $n(x,t)$ entre les deux relations précédentes on obtient une équation différentielle qui décrit l'évolution spatiale et temporelle du champ électrique dans la structure. La résolution numérique de cette équation s'effectue en trois étapes [19].

- discrétisation des données sur le temps et l'espace
- linéarisation du système d'équations qui en résulte c'est à dire que l'on prendra les valeurs de $v(E)$ et $D(E)$ calculées à l'instant $t - \Delta t$ pour déterminer le champ E à l'instant t .
- application de la méthode du double balayage de Choleski connaissant les caractéristiques du semiconducteur étudié ($\epsilon, v(E), d(E)$) les dimensions géométriques de la structure (S, L) ; la concentration des atomes d'impuretés $N_D(x)$ et les conditions de polarisation ($I(t) = S J(t)$), ce procédé permet de calculer la carte du champ électrique $E(x)$ et la répartition des porteurs libres $n(x)$ à chaque instant t .

On en déduit aisément la tension $V(t)$ présente aux bornes de l'échantillon et, par décomposition en séries de Fourier de $I(t)$ et $V(t)$, on calcule la valeur de l'impédance et la puissance absorbée à tous les harmoniques.

Dans ce travail nous allons exclusivement simuler des composants en silicium et en GaAs à la température ambiante. Pour le silicium nous avons utilisé l'expression de $v(E)$ proposée par Canali [8] avec $\beta = 1$ à température ambiante.

Pour le GaAs nous utilisons les relations empiriques établies par Thim [20] que nous avons représentées à titre d'exemple figure 1.7

1.2.2. Simulation de structures N^+NN^+ en bande X ($F = 10$ GHz)

Afin de préciser l'influence du semiconducteur utilisé, des dimensions géométriques de la structure : nous allons étudier quatre composants dont les caractéristiques (résumées dans le tableau suivant) sont très proches de celles réalisées dans notre laboratoire.

CARACTERISTIQUES $v(E)$ ET $D(E)$, DES MATERIAUX Si ET GaAs, UTILISEES
DANS LE PROGRAMME

$$\text{GaAs : } v(E) = \text{sign}(E) \times \frac{\mu_0 |E| + v_s (E/E_n)^4}{1 + (E/E_n)^4}$$

$$\mu_0 = 5000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

$$v_s = 8.10^6 \text{ cm/s}$$

$$E_n = 4 \text{ kV/cm}$$

$$\text{Si : } v(E) = \frac{\mu_0 E}{(1 + (\frac{\mu_0 E}{v_s})^\beta)^{1/\beta}}$$

$$\beta = 1 \quad (T = 300^\circ\text{K})$$

$$v_s = 10^7 \text{ cm/s}$$

$$\mu_0 = 1450 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

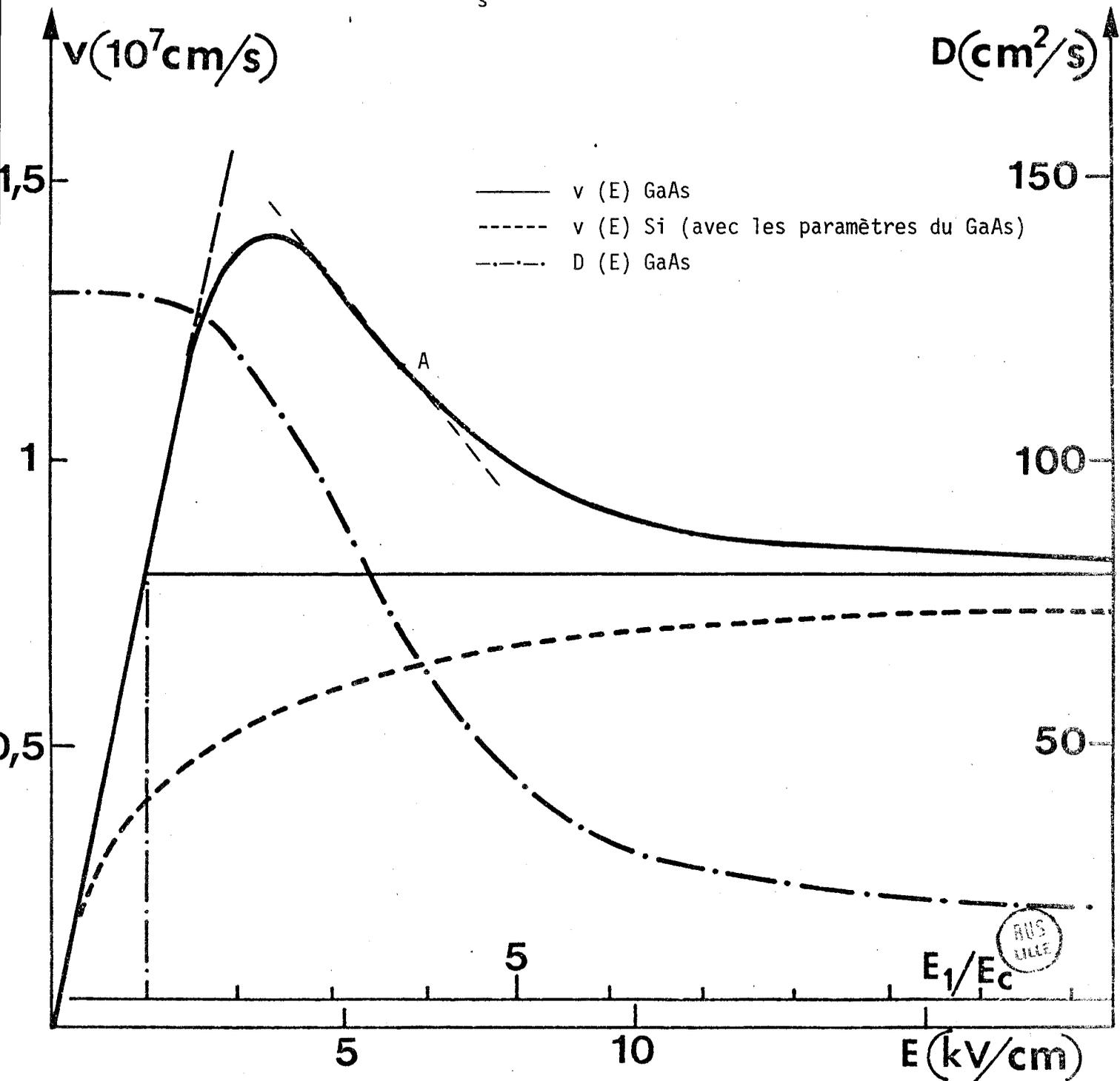


Figure 1.7

Longueur moyenne de la zone N (μm)	matériau	dopage At/cm ³	surface cm ²	V _c Volt	ρ $\Omega \cdot \text{cm}$	R _o Ω	R _c Ω	$\frac{R_o}{R_c}$	N _D L At/cm ³
# 11	S ₁	2,6810 ¹⁵	10 ⁻⁴	6,9	1,6	16	4,71	3,410 ⁻²	2,6810 ¹²
14	GaAs	10 ¹⁵	10 ⁻⁴	2,24	1,25	18,5	1,0910 ³	1,610 ⁻²	1,410 ¹²
100	GaAs	10 ¹⁵	10 ⁻³	16	1,25	12,9	5,5810 ³	2,310 ⁻³	1,10 ¹³
150	S ₁	1,1310 ¹⁵	1,610 ⁻³	103,4	3,8	36,46	6,6310 ³	5,510 ⁻³	1,710 ¹³

I.2. 2a *Carte de champ électrique et de densité de porteurs. Figure 1.8*

Quand on soumet une structure N⁺NN⁺ de "faible" longueur, en silicium ou en arseniure de Gallium, à une tension hyperfréquence ($V_1 \sin \omega t$, $V_1 \gg V_c$) des porteurs sont injectés dans la zone active. En effet, dans ce mode de fonctionnement les deux électrodes échangent leur rôle à chaque demie période. Si on appelle "cathode" le contact relié au pôle négatif et "anode" celui relié au pôle positif l'accumulation de charges excédentaires injectées par la cathode se déplace vers l'anode. A la demie-alternance suivante la nouvelle cathode injecte une vague de porteurs vers l'anode les porteurs introduits précédemment dans la zone active disparaissent progressivement. Ce processus (injection et disparition de porteurs) se poursuit à la demie alternance suivante.

Le comportement des deux autres composants (100 μm et 150 μm) est très différent et il se caractérise par l'absence de charge d'espace, de ce fait, par un champ électrique uniforme dans toute la zone active.

I.2. 2b *Variation de conductance*

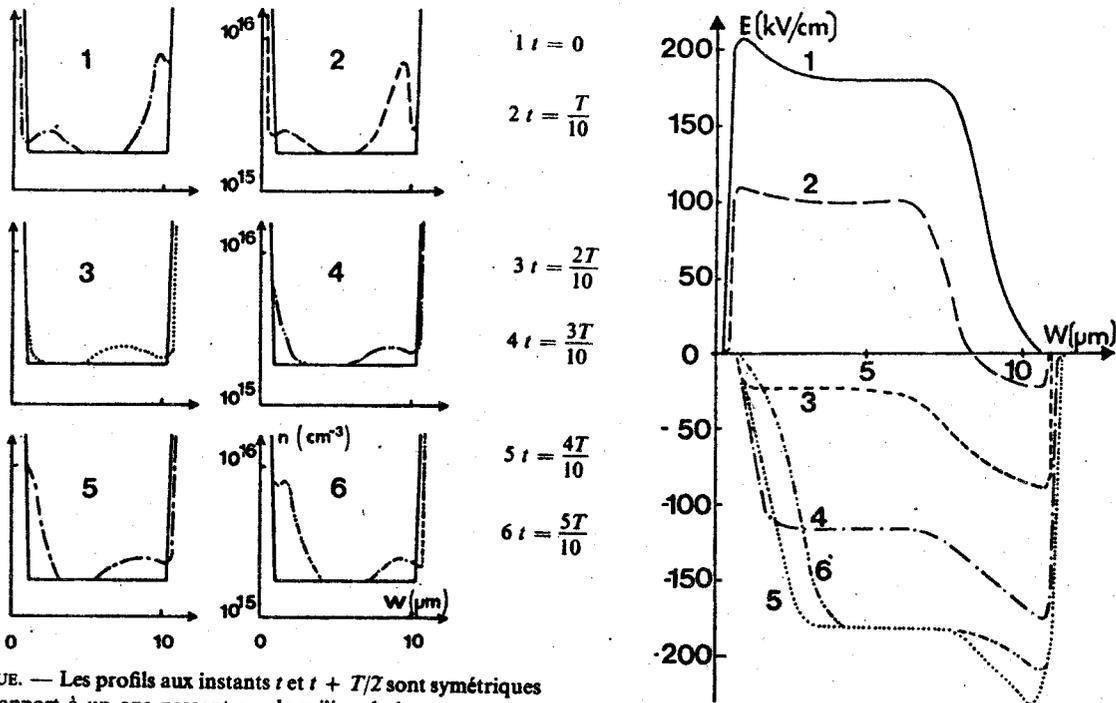
On obtient des variations notablement différentes de conductance hyperfréquence du composant en fonction de la puissance appliquée (figure 1.9).

- pour un semiconducteur donné en faisant varier la longueur de la zone active (les structures "courtes" ont un rapport G_o/\bar{g} plus faible, ceci est provoqué par l'influence néfaste de la charge d'espace).

- pour des dimensions géométriques voisines, en utilisant des semiconducteurs différents (le contraste de conductance est plus important pour les échantillons de GaAs que pour les échantillons de Si).

CARTE DE CHAMP ELECTRIQUE ET REPARTITION DES PORTEURS LIBRES

(REGIME STATIONNAIRE)



REMARQUE. — Les profils aux instants t et $t + T/2$ sont symétriques par rapport à un axe passant par le milieu de la structure.

Echantillon Si 11 μm

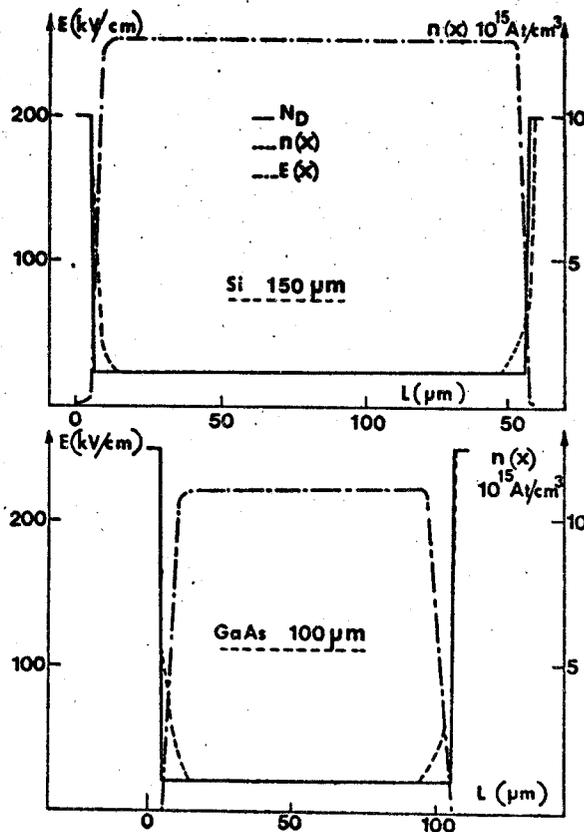


Figure 1.8



VARIATION DU RAPPORT G_0/\bar{g} AVEC LA PUISSANCE ABSORBÉE

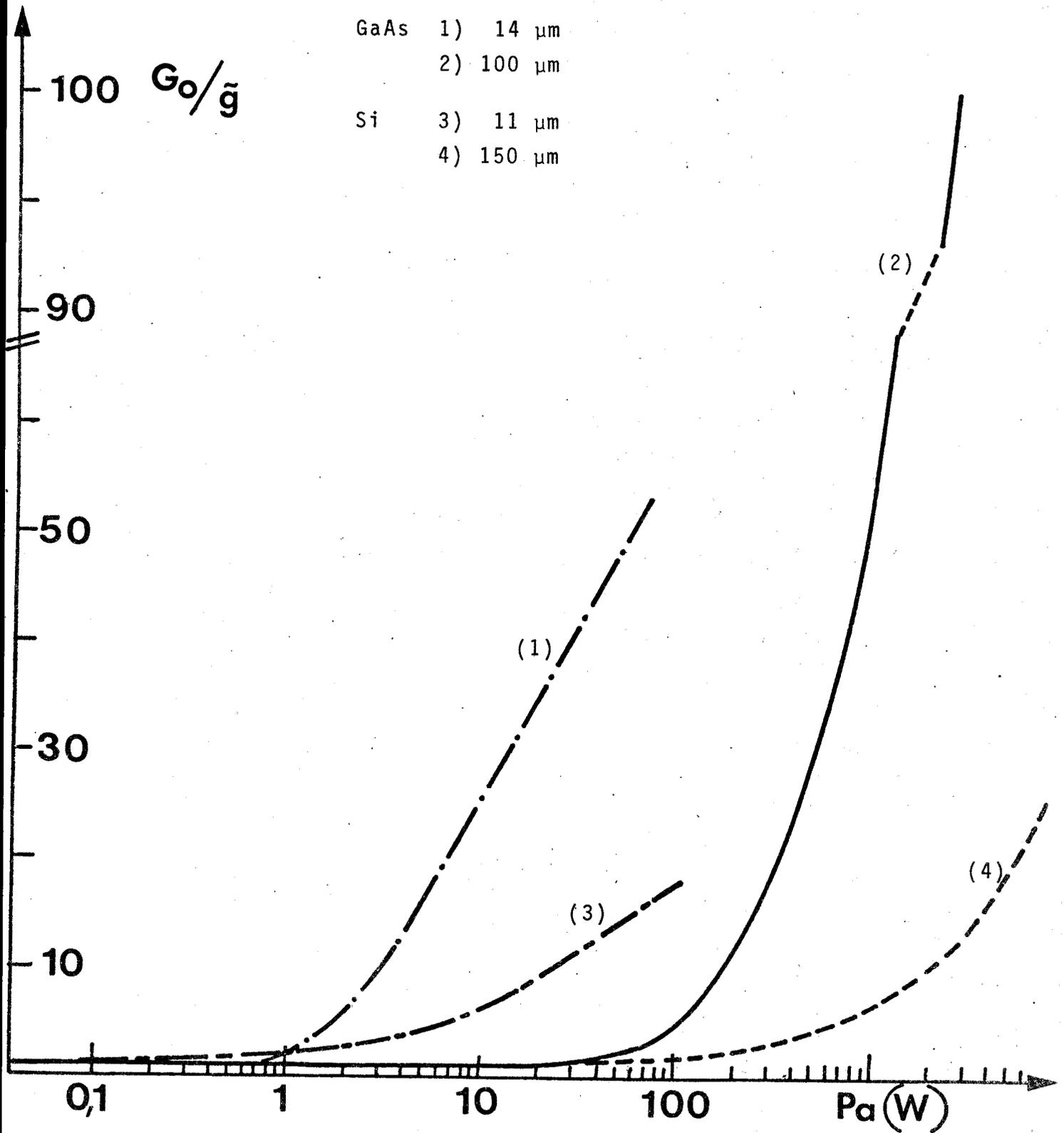
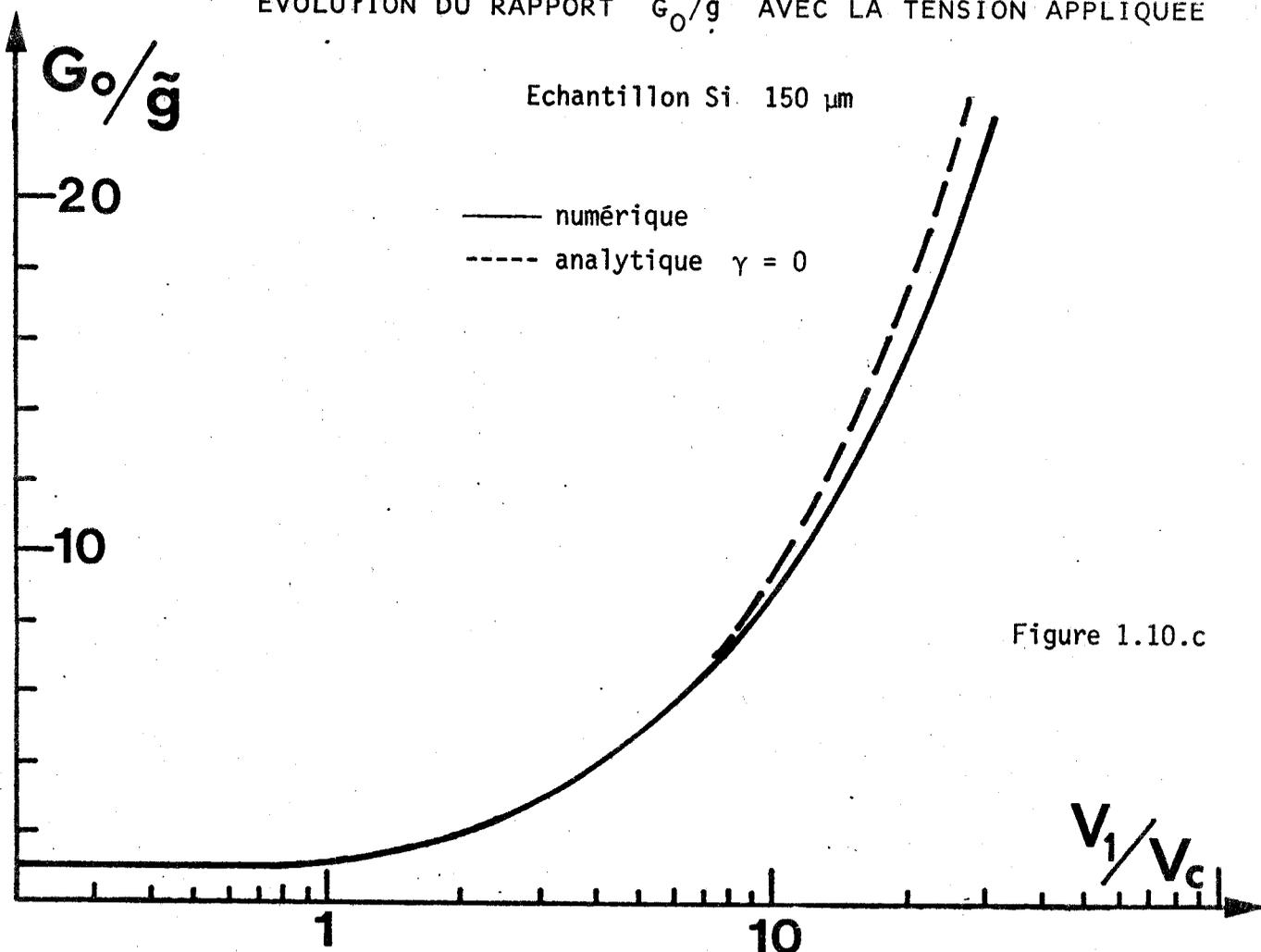


Figure 1.9

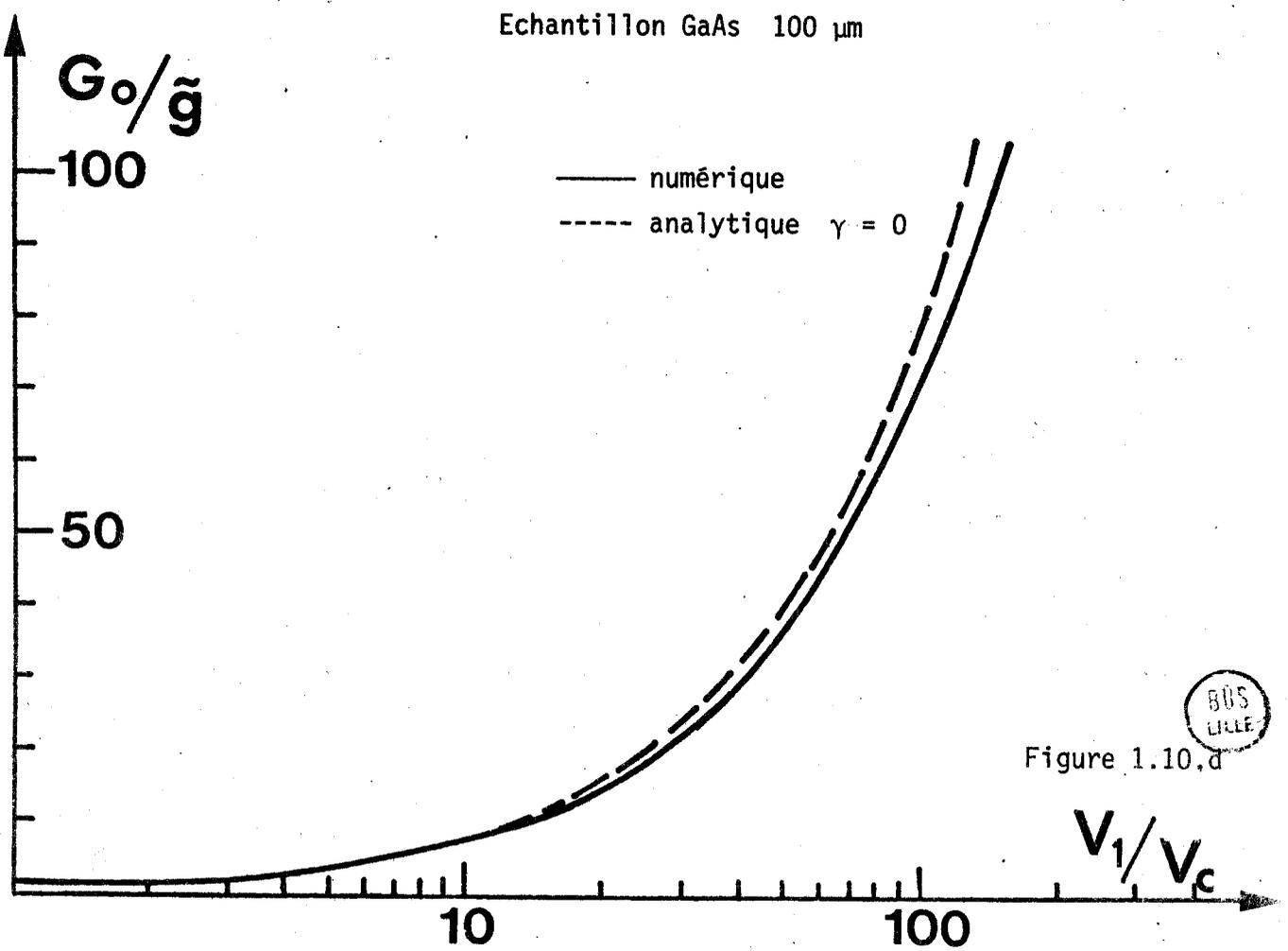


EVOLUTION DU RAPPORT G_0/\tilde{g} AVEC LA TENSION APPLIQUEE

Echantillon Si 150 μm



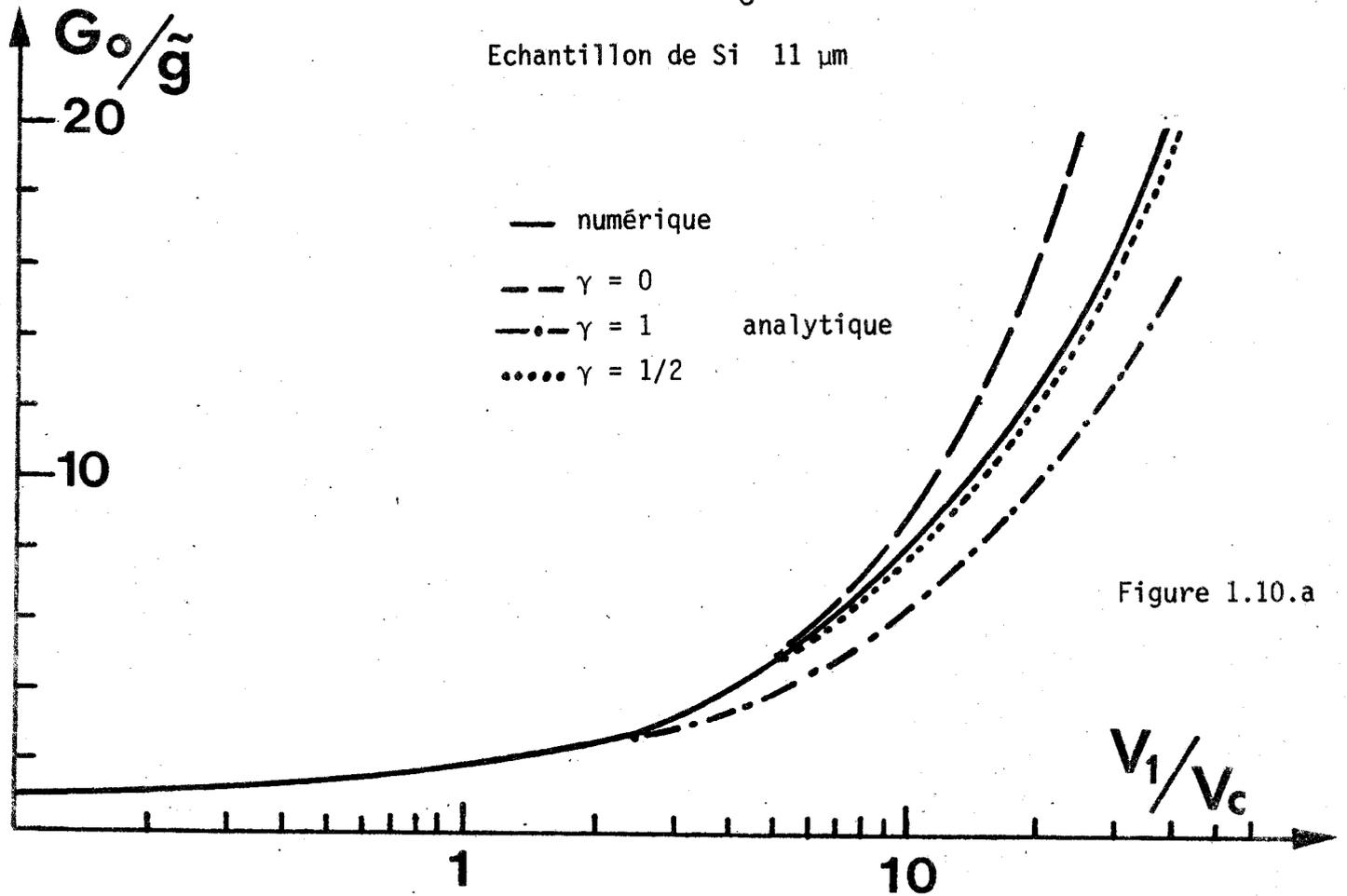
Echantillon GaAs 100 μm



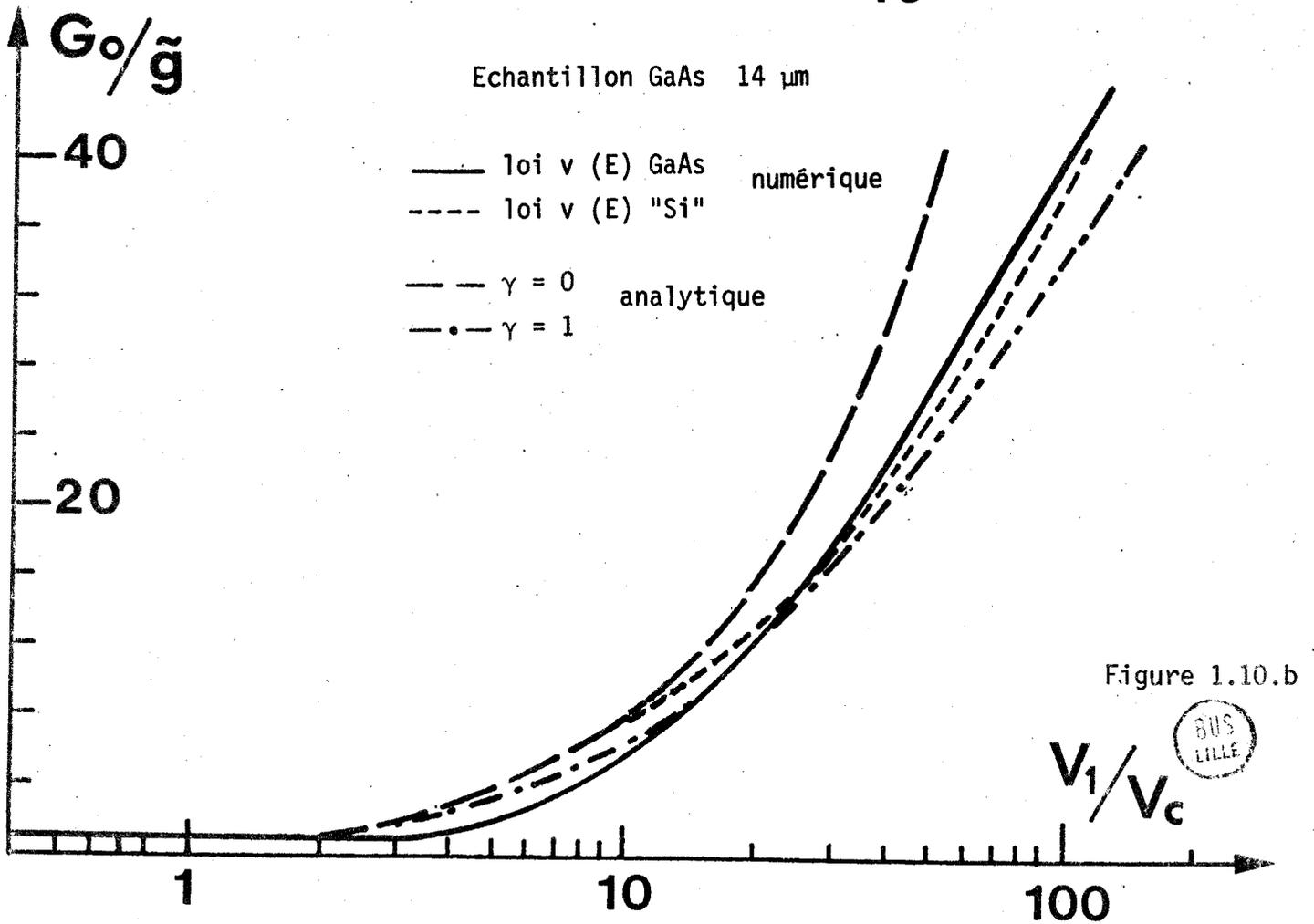
BUS
LILLE

EVOLUTION DU RAPPORT G_0/\tilde{g} AVEC LA TENSION APPLIQUEE

Echantillon de Si 11 μm



Echantillon GaAs 14 μm



EVOLUTION DU RAPPORT $G_0/\langle G \rangle$ AVEC LA TENSION APPLIQUEE

- GaAs 100 μm numérique
- Si 150 μm
- $\gamma = 0$ Si 150 μm analytique
- $\gamma = 1/2$ Si 11 μm

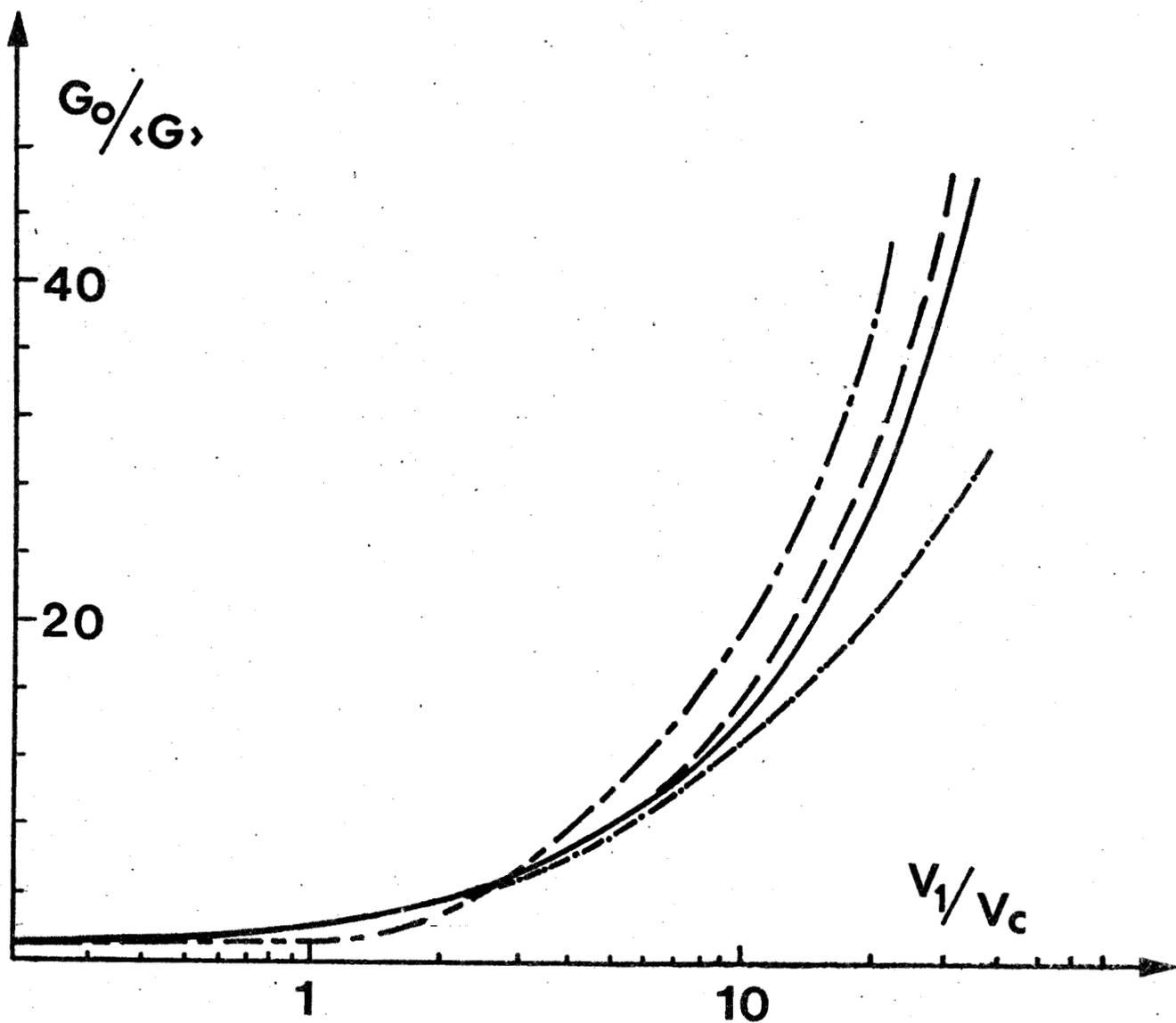


Figure 1.11



Afin d'effectuer la comparaison analytique - numérique nous avons tracé, figure 1.10 les variations de la conductance hyperfréquence en fonction du rapport V_1/V_C obtenues par les deux méthodes. Un accord satisfaisant apparaît pour les structures "longues" (figure 1.10 c et d) mais pour les structures "courtes", les courbes sont plus dispersées.

Ceci s'explique par deux remarques :

1° analytiquement, on ne peut pas calculer la valeur du coefficient γ , on le fixe de façon empirique. Par exemple dans le cas de l'échantillon silicium de 11 μm en prenant $\gamma = 1/2$ il y a un meilleur accord avec les résultats numériques (cf. Figure 1.10 a).

2° En GaAs le rapport G_0/\bar{g} ne varie qu'à partir de $V_1/V_C = 2,5$. En effet comme le montre la figure 1.7 la mobilité reste constante pour des champs supérieurs à E_C et la valeur $2,5 E_C$ correspond au champ de pic (E_p). On peut comparer (figure 1.10 b) les courbes obtenues en utilisant la loi $v(E)$ du GaAs (figure 1.7) et une loi de la même forme que celle du silicium. La variation de conductance dans le premier cas est plus tardive mais plus brutale et en champ fort les deux courbes tendent à se confondre. En conséquence, la mobilité différentielle négative ne perturbe pas le régime grand signal. En outre, pour l'échantillon 100 μm (GaAs) ce phénomène est moins apparent, le contraste de conductance étant beaucoup plus important.

A titre d'exemple, nous donnons : figure 1.11 quelques évolutions de rapport $G_0/\langle G \rangle$ en fonction de V_1/V_C .

1.2.2c Variation de susceptance. Figure 1.12

Dans l'étude analytique nous avons supposé que la capacité de l'échantillon était constante. L'étude numérique fait apparaître pour les composants en silicium une variation de la susceptance faible tandis que dans le cas du GaAs la présence d'une mobilité différentielle négative augmente ce phénomène. (voir sur la figure 1.12 les courbes de l'échantillon 14 μm obtenues avec la loi $v(E)$ du GaAs et une loi identique à celle du silicium). On peut noter dans le cas du GaAs que le rapport C/C_0 est maximum au voisinage du point d'inflexion (A) de la courbe $v(E)$ ($|v_d|$ maximum, Cf. Figure 1.7).

VARIATION DE LA SUSCEPTANCE AVEC LA TENSION APPLIQUEE

Si 11 μm

Si 150 μm

GaAs 100 μm

GaAs 14 μm 1) v (E) GaAs

2) v (E) "Si"

C/C_0
2,5

2

1,5

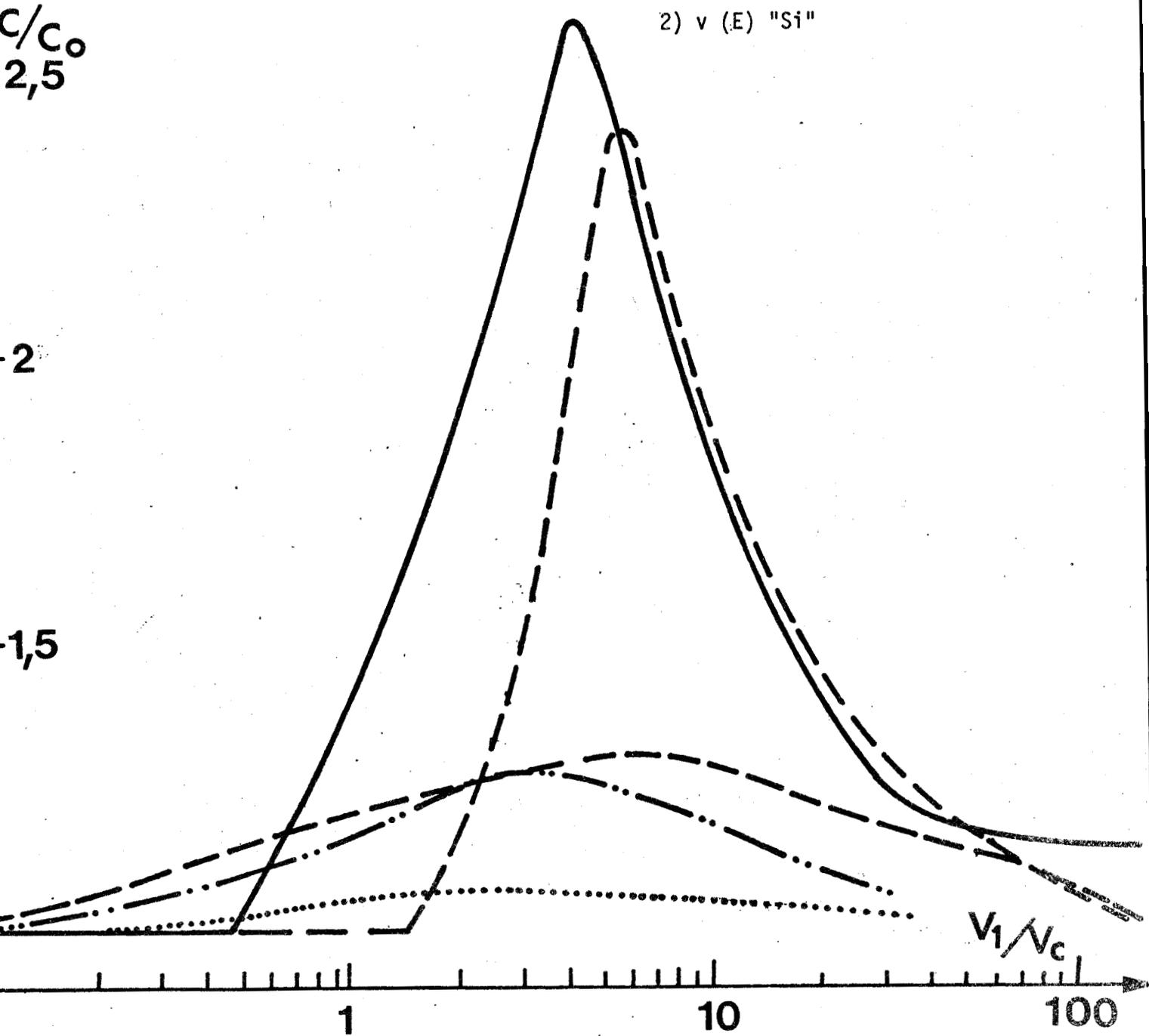


Figure 1.12



Cependant, dans tous les cas, la valeur de la capacité en forte polarisation est très peu différente de sa valeur initiale et le rapport C/C_0 est toujours beaucoup plus faible que le rapport G_0/\tilde{g} . De ce fait, la variation de capacité peut être considérée comme un phénomène secondaire.

I.2.2d Régime transitoire

Supposons que l'on soumette l'échantillon à une tension alternative de la forme :

$$V = 0 \quad \text{si} \quad t < 0$$

$$V = V_1 \sin \omega t \quad (V_1 \gg V_c) \quad \text{si} \quad t > 0$$

Nous avons vu précédemment que la conductance hyperfréquence de l'échantillon passe de sa valeur maximum en champ faible $\underline{\underline{à}} G_0$ à une valeur \tilde{g} , fonction de l'amplitude crête V_1 du signal appliqué. Nous allons étudier maintenant la rapidité avec laquelle s'effectue cette transition ($G_0 > \tilde{g}$).

La variation de la conductance est déterminée dans le cas le plus général ($g = \gamma G_c + \frac{2}{\pi} G_0 \frac{V_c}{V_1}$ (3')) par deux phénomènes physiques :

- l'effet de saturation de la vitesse par le champ électrique celui-ci est un mécanisme quasiment - instantané (temps d'établissement quelques picosecondes).

- l'existence d'une charge d'espace.

La figure 1.13 montre que la charge d'espace dans le composant atteint son régime stable (caractérisé par une injection de porteurs à la cathode et disparition de porteur à l'anode) au cours de la deuxième demie-alternance de la tension de polarisation.

L'évolution temporelle de la conductance s'effectue donc de la manière suivante : dès l'application du signal elle tend vers $\frac{2}{\pi} G_0 \frac{V_c}{V_1}$ ($\gamma = 0$), puis au fur et à mesure que la charge d'espace s'établit

REGIME TRANSITOIRE : CARTE DE CHAMP ELECTRIQUE

ET DE DENSITE DE PORTEURS

Echantillon 14 μm GaAs

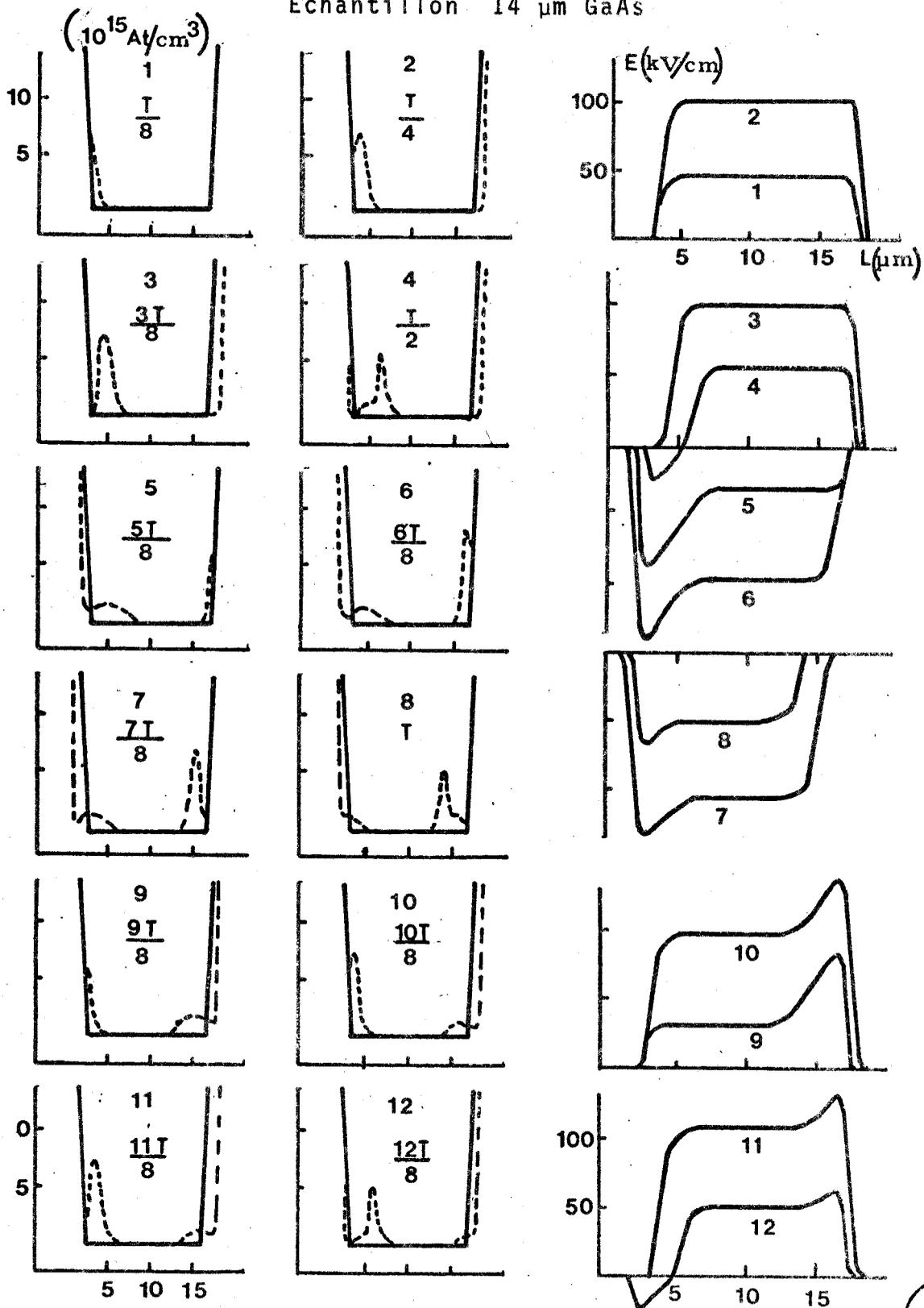


Figure 1.13



$$\text{vers } \gamma G_0 + \frac{2}{\Pi} G_0 \frac{V_c}{V_1} .$$

Les résultats de ce paragraphe seront utilisés lors de l'évaluation du temps de réponse des limiteurs réalisés à partir de composant $N^+ NN^+$ (voir chapitre suivant).

I.2.3. Evolution fréquentielle du contraste de conductance

La figure 1.14 représente :

a) l'évolution fréquentielle du contraste de conductance maximum d'un échantillon silicium de faible longueur.

b) un "cliché" instantané de la carte de densité de porteurs de ce même échantillon, les tensions de polarisation ont été choisies de façon à obtenir des valeurs de conductance \tilde{g} presque identiques.

On notera la différence de comportement et de performance entre le régime linéaire (modulateur $V = V_0 + V_1 \sin \omega t$ avec $V_0 \gg V_1$) et le régime grand signal (limiteur $V = V_1 \sin \omega t$)

Dans ce dernier cas, à fréquence croissante, les porteurs pénètrent moins profondément dans la zone active, toutefois, pour des angles de transit supérieurs à Π la charge d'espace est encore importante et le rapport G_0/\tilde{g} reste pratiquement constant.

Le contraste de conductance des échantillons de "grande longueur" est déterminé uniquement par le phénomène de saturation de vitesse qui, dans notre modèle, est indépendant de la fréquence.

Lors du calcul de la bande passante de limiteurs réalisés à partir de composants semiconducteurs, il faut tenir compte des variations fréquentielles :

- de l'admittance du composant (conductivité et susceptance)
- des accords réalisés
- des propriétés du circuit (impédance caractéristique).

Dans notre cas particulier la bande passante ne dépendra donc que de la façon dont l'échantillon est accordé et des propriétés du circuit.

1.2.4. Conclusion

L'étude numérique nous a permis :

1° de vérifier les conclusions de l'étude analytique c'est à dire

a) le rôle prépondérant des caractéristiques du semiconducteurs (μ_0, v_s); les matériaux présentant une grande mobilité et une vitesse de saturation faible présentent les plus grandes variations de conductance pour une même puissance absorbée.

b) l'influence néfaste de l'injection de porteurs sur le contraste de conductance. Pour minimiser cet effet il faut un produit $N_D L$ élevé, mais ceci entraîne une augmentation de la puissance de seuil.

c) l'influence de l'angle de transit sur la charge d'espace, son augmentation diminue les effets dus à l'injection de porteurs.

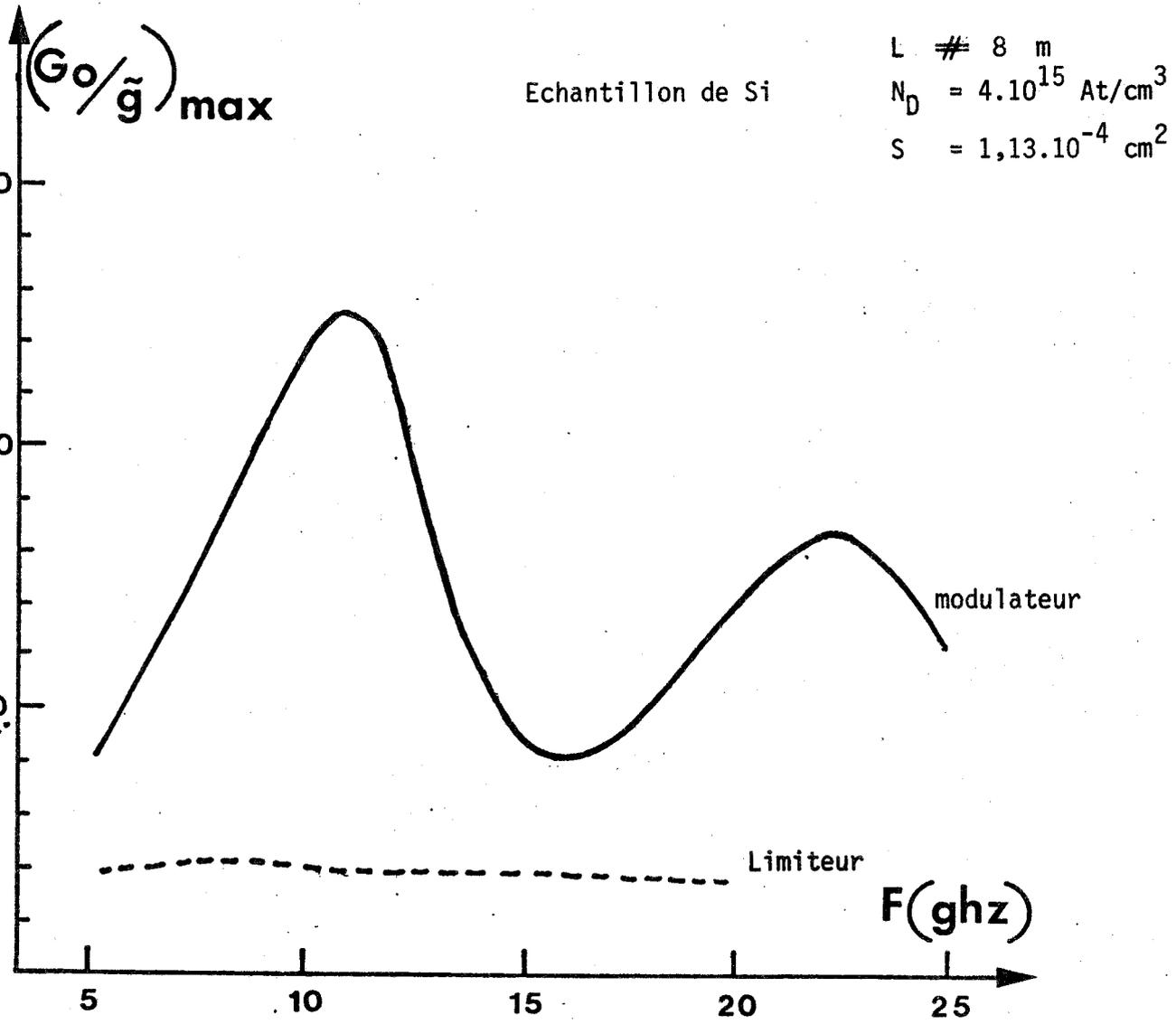
2° De montrer qu'il est possible d'utiliser des matériaux présentant une mobilité différentielle négative, cette dernière ne perturbe pas le fonctionnement en régime grand signal. Par contre, dans ce type de semiconducteur les variations notables de la mobilité n'interviennent que pour des champs voisins ou supérieurs au champ de pic, il en résulte une puissance de seuil supérieure à la valeur prévue analytiquement.

3° De préciser la rapidité du phénomène de variation de conductance, celui-ci est pratiquement instantané quand seule la variation de mobilité intervient, le régime stationnaire est établi quand la charge d'espace s'est entièrement créée (dans la mesure où elle contribue notablement à la valeur de la conductance, ce qui est le cas des structures courtes).

1.3. LES EFFETS THERMIQUES

Dans les études analytique et numérique la température de l'échantillon était toujours supposée constante. En fait, la puissance absorbée par le composant est dissipée sous forme de chaleur et il se produit une élévation de la température de la structure.

EVOLUTION FREQUENTIELLE DE CONTRASTE DE CONDUCTANCE MAXIMUM



LIMITEUR : REPARTITION EN PORTEURS LIBRES

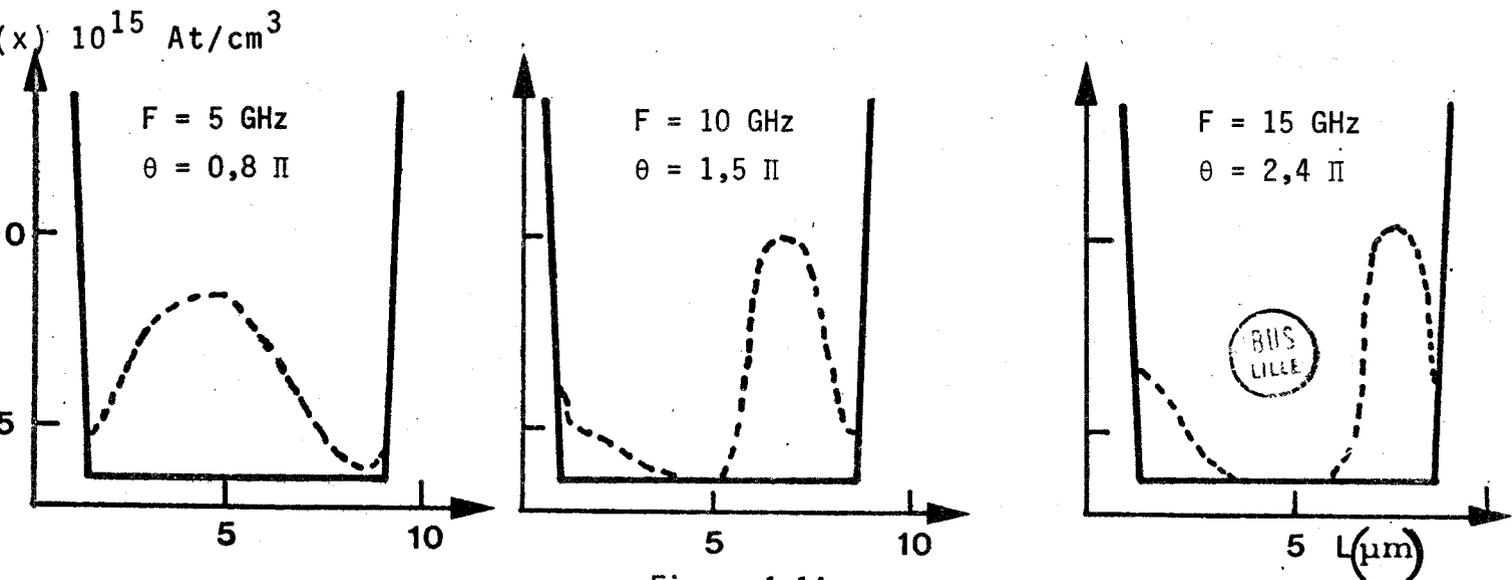


Figure 1.14

1.3.1. Influence de la température sur la conductance continue G_0 et le rapport G_0/\tilde{g}

Nous rappelons que l'expression du contraste de conductance en fonction du champ électrique E_1 est donnée par la relation :

$$G_0/\tilde{g} \neq \frac{1}{2 E_c} \left(\frac{\gamma \epsilon}{q N_D L} + \frac{2}{\Pi E_1} \right) \quad (5)$$

avec :

$$G_0 = q N_D \mu_0 \frac{S}{L}$$

de même :

$$\langle P_a \rangle \neq \frac{2}{\Pi} q N_D S v_s L E_1 \quad (6)$$

Si on néglige les variations de la permittivité ϵ et du coefficient γ avec la température, à la même tension de polarisation on obtient :

$$G_0 (T) = G_0 (T_0) \frac{\mu_0 (T)}{\mu_0 (T_0)} \quad (10)$$

$$(G_0/\tilde{g}) (T) = (G_0/\tilde{g}) (T_0) \frac{E_c (T_0)}{E_c (T)} \quad (11)$$

$$\langle P_a \rangle (T) = \langle P_a \rangle (T_0) \frac{v_s (T)}{v_s (T_0)} \quad (12)$$

T_0 est une température de référence (la température ambiante par exemple)

Les expressions de $v_s (t)$ et de $\mu_0 (T)$ sont des lois empiriques du

type $A (T) = A (T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^x$; par exemple pour le silicium [8]

$$v_s (T) = v_s (T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{-0,87} .$$

Les relations (10), (11) et (12) peuvent donc s'écrire sous la même forme. Le tableau III regroupe, pour le silicium et l'arseniure de Gallium, les différentes valeurs de x obtenues :

A	en Si, x =	en GaAs, x =
V_s μ_o	- 0,87] - 2,42] [8]	- 0,7] [20] - 1,14]
G_o G_o/g < P_a >	- 2,42 - 1,45 - 0,87	- 1,14 - 0,44 - 0,7

Tableau n° III

Une augmentation de la température du composant provoque donc une diminution de la conductance continue G_o et une dégradation du rapport G_o/\tilde{g} plus importante dans le cas du silicium que de l'arseniure de Gallium. De plus le composant absorbant moins de puissance, la puissance de seuil sera plus importante.

Lors de l'utilisation pratique il faudra :

- éviter l'augmentation de la température de fonctionnement
- minimiser les variations de température dues à la puissance absorbée en assurant une bonne évacuation de la chaleur dissipée.

Pour cela, il est nécessaire de bien connaître le comportement thermique du composant.

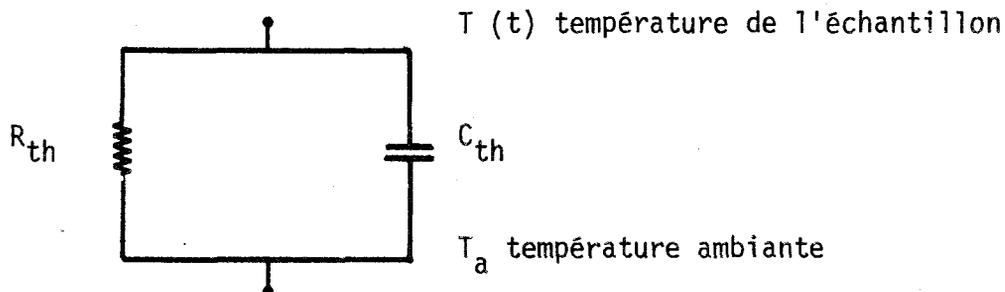
Remarque : les évolutions des rapports G_o/\tilde{g} et $G_o/< G >$ avec la température sont identiques : $(G_o/< G >)(T) = (G_o/< G >)(T_o) \times \frac{E_c(T_o)}{E_c(T)}$

1.3.2 Evaluation de la température du composant en fonction de la puissance qu'il absorbe

Nous allons traiter le cas le plus général : l'échantillon est soumis à des impulsions hyperfréquences (tension sinusoïdale appliquée de façon discontinue).

La période du signal alternatif est nettement inférieure à la constante de temps thermique du composant (nous le montrerons) et on peut considérer que celui-ci n'est sensible qu'à la valeur moyenne de la puissance qu'il absorbe : $< P_a >$

La façon la plus simple de calculer l'élévation de la température du composant provoquée par la puissance absorbée est de représenter celui-ci par un dipôle $R_{th} - C_{th}$ (par analogie du modèle électrique).



L'échantillon est collé ou soudé sur un plan métallique, et en première approximation on peut considérer celui-ci comme un radiateur parfait (de conductivité thermique infinie) ce qui permet de négliger la résistance thermique de constriction métal - semiconducteur (inversement proportionnelle à la conductivité thermique du métal).

On peut alors écrire :

$$R_{th} = \frac{1}{\sigma_{th}} \frac{L}{S} ; C_{th} = C_p d L S$$

σ_{th} résistance thermique	} du matériau utilisé
C_p chaleur spécifique	
d densité	

Les expressions de R_{th} et de C_{th} sont obtenues en comparant, d'une part, la relation $U = RI$ à $\Delta T = R_{th} P$ (ce qui permet d'assimiler une différence de température à une différence de potentiel et la puissance dissipée à un courant électrique), d'autre part, l'équation de Laplace décrivant la conduction de la chaleur dans un solide

$$\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{1}{K} \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \text{ [21]} \right) \text{ à l'équation dite "des télégraphistes" décrivant}$$

la propagation d'une onde électrique dans une ligne de transmission non inductive (cellules $R - C$ en cascade ; $\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - r c \frac{\partial V}{\partial t} = 0$ avec r, c respectivement résistance et capacité linéique de la ligne).

a) cas d'une impulsion unique (durée t_1 appliquée à $t = 0$)

L'évaluation de la température du composant est analogue au calcul de la tension aux bornes d'un "dipôle $R - C$ " soumis à des impulsions de "courant" d'amplitude $\langle P_a \rangle$. En supposant la température

de l'échantillon toujours homogène on obtient :

- si $0 \leq t \leq t_1$ échauffement de la structure

$$T_p(t) - T_a = (T_0 - T_a) \exp \frac{-t}{\tau_{th}} + R_{th} < P_a > (1 - \exp \frac{-t}{\tau_{th}}) \quad (13)$$

- si $t \geq t_1$ refroidissement de la structure

$$T_1(t) - T_a = (T_p(t_1) - T_a) \exp \frac{-(t - t_1)}{\tau_{th}} \quad (14)$$

T_0 température de l'échantillon avant l'application de l'impulsion

$T_p(t)$ température de l'échantillon pendant l'application de l'impulsion

$T_1(t)$ température de l'échantillon après l'application de l'impulsion

τ_{th} est la constante de temps thermique de l'échantillon.

$$\tau_{th} = R_{th} C_{th} = \frac{L^2}{K}$$

ainsi en silicium : $\tau_{th} = 1,21 L^2$
 en arseniure de gallium : $\tau_{th} = 3,45 L^2$ ($\tau_{th}(s)$, L (cm))

La constante de temps thermique est donc très supérieure à la période du signal sinusoïdal, notre principale hypothèse de départ est donc vérifiée. $T_p(t_1) - T_a$ est l'écart maximum de température que l'on peut atteindre au cours de l'impulsion :

- si $T_0 = T_a$

$$T_p(t_1) - T_a = R_{th} P_a (1 - \exp \frac{-t_1}{\tau_{th}}) \quad (15)$$

- si $t_1 \ll \tau_{th}$

$$T_p(t_1) - T_a \neq R_{th} P_a \frac{t_1}{\tau_{th}}$$

Quand la durée de l'impulsion est grande devant τ_{th} la température tend vers une valeur limite (régime stationnaire).

$$T_p(t) - T_a \neq R_{th} < P_a >$$

b) Cas d'un train d'impulsions (durée t_1 , fréquence de répétition f_r)

Après la fin de la première impulsion la température de l'échantillon diminue et elle n'atteindra la température ambiante T_a (si on suppose qu'à $t = 0$ $T_0 = T_a$) que si l'impulsion suivante est appliquée après un temps $t_r = 1/f_r$ beaucoup plus grand que τ_{th} . Le composant pourra alors se refroidir entre deux impulsions successives et l'expression (15) reste valable.

La température moyenne de l'échantillon $\langle T \rangle = T_a + R_{th} < P_a > \frac{t_1}{t_r}$ est alors très peu différente de la température ambiante.

Dans le cas inverse il y aura une élévation de la température T_0 et un raisonnement simple permet de calculer la valeur à laquelle celle-ci se stabilise.

$$T_0 - T_a = R_{th} < P_a > \frac{\exp \frac{-(t_r - t_1)}{\tau_{th}} - \exp \frac{-t_1}{\tau_{th}}}{1 - \exp \frac{-t_r}{\tau_{th}}} \quad (16)$$

L'élévation maximale de la température au cours de l'impulsion est obtenue à partir des relations (12) et (15) :

$$T_p(t_1) - T_a = R_{th} < P_a > \left(1 - \exp \frac{-t_1}{\tau_{th}} + \frac{\exp \frac{-(t_r - 2t_1)}{\tau_{th}} - \exp \frac{-2t_1}{\tau_{th}}}{1 - \exp \frac{-t_r}{\tau_{th}}} \right) \quad (17)$$

quand t_r est très inférieur à τ_{th} les relations (16) et (17)

deviennent :

$$T_0 - T_a \neq R_{th} \langle P_a \rangle \frac{t_1}{t_r} \quad (18)$$

La température T_0 est peu différente de la température moyenne $\langle T \rangle$

$$\begin{aligned} T_p(t_1) - T_0 &\neq R_{th} \langle P_a \rangle t_1 \left(\frac{1}{\tau_{th}} + \frac{1}{t_r} \right) \\ &\neq R_{th} \langle P_a \rangle \frac{t_1}{t_r} \end{aligned} \quad (19)$$

$\frac{t_1}{t_r}$ est le taux de remplissage des impulsions

On peut donc distinguer deux types de fonctionnement extrêmes suivant la valeur de la période de répétition du signal t_r par rapport à la constante de temps thermique τ_{th}

- $t_r \gg \tau_{th}$ l'échantillon a le temps de se refroidir entre deux impulsions, il ne subit qu'une élévation de la température instantanée ($\langle T \rangle \neq T_a$) qui diminue le rapport G_0/\tilde{g} au cours de l'impulsion.

- $t_r \ll \tau_{th}$ la température du composant est pratiquement constante et égale à la température moyenne $\langle T \rangle$. Dans ce cas, ainsi que dans le cas intermédiaire ($t_r \approx \tau_{th}$) la variation de la température due à la puissance absorbée influe sur la valeur de la conductance en champ faible (dont dépendent les pertes d'insertion) sur le rapport G_0/\tilde{g} (qui détermine l'atténuation maximale) et sur la puissance de seuil.

Pour minimiser cette élévation de la température de l'échantillon il faut prendre une valeur de $R_{th} = \tau_{th} \frac{L}{S}$ faible et une valeur élevée de $\tau_{th} = \frac{L^2}{K}$, une optimisation du composant est donc nécessaire.

Le modèle simple que nous venons d'étudier présente plusieurs inconvénients :

- il néglige la variation de la conductivité thermique avec la température, l'échauffement du radiateur et la résistance thermique de constriction métal - semiconducteur.

- il ne tient pas compte de la structure interne du composant et du fait que la dissipation de la chaleur n'est pas homogène dans la zone active.

Cependant il permet de donner rapidement un ordre de grandeur de la température de l'échantillon et sera très utile lors de la conception d'un limiteur les méthodes qui permettent de calculer la température du composant de façon plus rigoureuse sont soit purement numériques [22] (simulation de la propagation des ondes thermiques), soit consistent en la résolution de l'équation de la chaleur [23]. Dans ce dernier cas la température du composant est exprimée sous forme de séries peu exploitables de façon analytique.

CHAPITRE II

CONCEPTION ET OPTIMALISATION DE LIMITEURS HYPERFRÉQUENCES

II. CONCEPTION ET OPTIMALISATION DE LIMITEURS HYPERFREQUENCES

Jusqu'à présent nous ne nous sommes intéressés qu'aux propriétés hyperfréquences de la structure semiconductrice ; cependant, les performances d'un limiteur dépendent de l'élément actif utilisé, de son mode de fonctionnement (transmission, réflexion) et des propriétés de la ligne de transmission (impédance caractéristique).

Ce chapitre sera donc consacré :

- à l'étude des différents modes de fonctionnement : pour chacun d'entre eux nous déterminons l'influence de l'élément actif et de la ligne de transmission sur les principales caractéristiques du limiteur (puissance de seuil, pertes d'insertion, etc...).

- à une optimalisation du composant (dimensions géométriques, concentration en impureté) en fonction de la puissance absorbée, celle-ci étant calculée à partir de la puissance que le composant devra limiter.

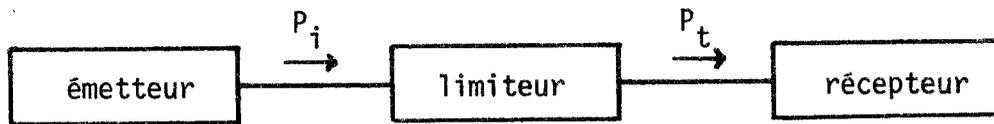
Nous disposerons, alors de tous les éléments nécessaires pour concevoir un limiteur. A partir d'un cahier des charges qui fixe les performances visées et certaines caractéristiques de l'échantillon ou de la ligne de transmission, il faut trouver le composant et le circuit les mieux appropriés.

II.1. EVALUATION DES PERFORMANCES D'UN LIMITEUR EN FONCTION DES CARACTERISTIQUES DU CIRCUIT HYPERFREQUENCE ET DE L'ECHANTILLON UTILISE

2.1.1. Les différents modes de fonctionnement possibles

Trois modes de fonctionnement de l'élément actif sont envisagés :

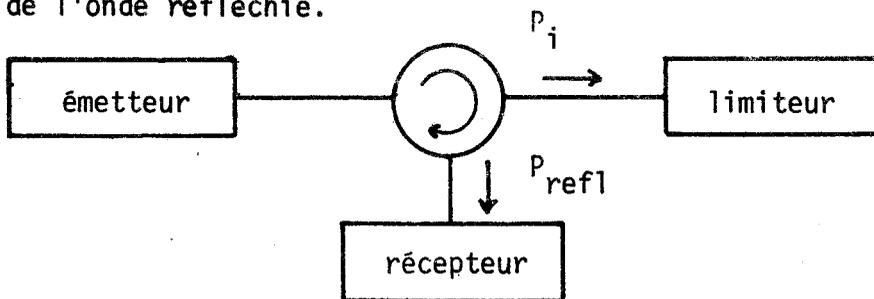
1° L'onde incidente traverse l'élément actif avant de parvenir à la charge (récepteur), c'est le fonctionnement "en transmission". Le composant peut être placé en série ou en parallèle dans la ligne de transmission.



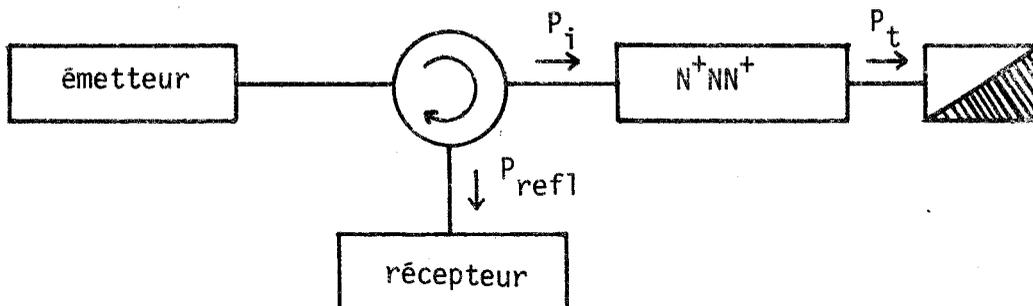
L'atténuation (α) produite par le composant s'exprime par :

$$\alpha \text{ (db)} = 10 \log \frac{P_i}{P_t}$$

2° L'onde incidente est réfléchiée par l'élément actif c'est le fonctionnement "en réflexion". Son utilisation nécessite l'emploi d'un dispositif non réciproque (circulateur) permettant de séparer l'onde incidente de l'onde réfléchiée.



Le troisième type de fonctionnement peut être appelé mode "hybride", car il résulte de la combinaison des deux précédents



Quand la puissance croit, une part de plus en plus importante de celle-ci

est transmise à la charge adaptée (comme le montrera l'étude du montage transmission parallèle).

L'avantage de ce montage est que le composant absorbe moins de puissance qu'en réflexion pure.

2.1.2. Calcul des performances

Nous allons étudier quatre types de limiteurs suivant le mode de fonctionnement utilisé. Pour chacun d'entre eux le tableau IV regroupe

- le schéma de principe
- les relations liant :
 - . les différentes puissances mises en jeu ($P_i, P_r, P_t, < P_a >$)
 - . les pertes d'insertion (α_{\min}) et la résistance continue ($R_0 = 1/G_0$)
 - . l'atténuation maximale (α_{\max}) et le rapport G_0/\tilde{g}
- les expressions permettant le calcul de la bande passante (B)

L'échantillon est toujours associé à un accord parallèle de façon à annuler la susceptance qui limite la variation d'impédance. En champ faible, la susceptance est pratiquement négligeable, devant la conductance \tilde{g} ; en régime grand signal elle est du même ordre de grandeur ou peut même être supérieure à \tilde{g} .

Dans le cas des structures $N^+N^-N^+$ un simple accord parallèle suffit car l'étude numérique a montré :

- que les valeurs de la capacité en champ fort et en champ faible sont presque identiques
- que les variations de la capacité sont relativement faibles et, si à une puissance donnée l'accord n'est pas parfaitement réalisé, la partie imaginaire de l'admittance du composant reste toujours négligeable.

L'admittance de l'échantillon et de son accord est de la forme :

$$Y = G_e + j (B_e - B_a)$$

$$y = \frac{y}{y_g}$$

e échantillon

a accord

y_g conductance caractéristique

en faible signal : $G_e = G_0$

si $B_e = B_a$

en fort signal : $G_e = G_H \Xi \tilde{g}$

La charge (impédance d'entrée du récepteur) est toujours supposée égale à l'impédance caractéristique de la ligne de transmission utilisée.

Les expressions des différentes puissances et de l'atténuation se déduisent des relations liant la tension du générateur et les tensions présentes aux bornes du composant et de la charge. Dans les montages "réflexion" et "hybride" la puissance réfléchie se calcule à partir de la puissance incidente à partir de la relation :

$$P_{\text{refl}} = |\rho|^2 P_1$$

ρ coefficient de réflexion à l'entrée de la voie 2 du circulateur.

Pour déterminer la bande passante à 3 db nous avons supposé qu'au voisinage de la fréquence d'accord ($B_e \neq B_a$) l'admittance de l'échantillon peut se mettre sous la forme :

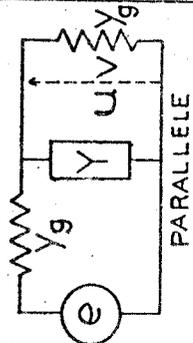
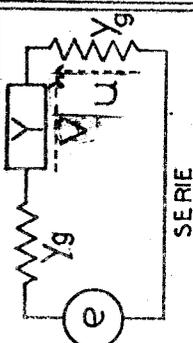
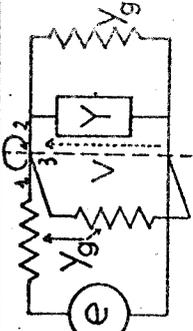
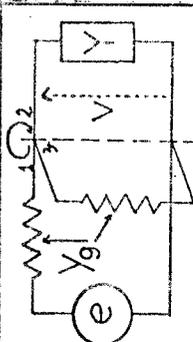
$$Y = G_e + j B_e \frac{2\Delta\omega}{\omega_0}$$

Il faut pour cela que $\Delta\omega$ soit du premier ordre devant ω_0 que la conductance G_e et l'impédance caractéristique y_g soient indépendants de la fréquence.

Il suffit alors de reporter y dans l'expression de l'atténuation et de chercher la valeur de $\Delta\omega$ qui diminue celle-ci de 3 db par rapport à sa valeur à l'accord.

En champ faible on ne peut pas calculer de bande passante à 3 db car les pertes d'insertion ne diminuent que très légèrement quand on s'écarte de la fréquence d'accord, pour la plupart des composants étudiés le terme réel de l'admittance étant très supérieur au terme imaginaire.

Les relations citées dans le tableau IV sont valables pour l'étude des modulateurs (mise à part celles qui font intervenir la puissance absorbée P_a). C'est pour cette raison que nous y faisons figurer le circuit "transmission parallèle" en effet, celui-ci ne convient pas en limiteur car l'atténuation et la puissance de commande varient en sens contraire.

TABLEAU IV	TRANSMISSION		HYBRIDE	REFLEXION
Schéma de principe	 <p>PARALLELE</p>	 <p>SERIE</p>		
Relations entre les différentes puissances	$P_t = \frac{Y_g}{G_e} P_a$ $P_i = \left \frac{1+Y}{2} \right ^2 P_t$	$P_t = \frac{G_e}{Y_g} P_a$ $P_i = \left \frac{1+2Y}{2Y} \right ^2 P_t$	$P_i = \frac{Y_g}{4G_e} 2+Y ^2 P_a$ $P_{refl} = \left \frac{-Y}{2+Y} \right ^2 P_i$	$P_i = \frac{Y_g}{4G_e} 1+Y ^2 P_a$ $P_{refl} = \left \frac{1-Y}{1+Y} \right ^2 P_i$
Pertes d'insertion $Y_g = f(G_o, \alpha_{min})$	$\alpha_{min} = 20 \log \left \frac{1+G_H}{2Y_g} \right $ $Y_g = \frac{G_H}{2(10^{\frac{\alpha_{min}}{20}} - 1)}$	$\alpha_{min} = 20 \log \left \frac{1+Y_g}{2G_o} \right $ $Y_g = 2G_o(10^{\frac{\alpha_{min}}{20}} - 1)$	$\alpha_{min} = 20 \log \left \frac{1+2Y_g}{G_o} \right $ $Y_g = \frac{G_o}{2}(10^{\frac{\alpha_{min}}{20}} - 1)$	$\alpha_{min} = 20 \log \left \frac{\frac{G_H}{G_o} + 1}{\frac{G_H}{G_o} - 1} \right $ $Y_g = G_H$
Atténuation maximale	$\alpha_{max} = 20 \log \left(1 + \frac{G_o}{G_H} (10^{\frac{\alpha_{min}}{20}} - 1) \right)$			
Puissance incidente	$P_{i_s} = \frac{Y_g}{G_o} \left 1 + \frac{G_o}{2Y_g} \right ^2 P_{a_s}$ $P_{i_M} = \frac{Y_g}{G_H} \left 1 + \frac{G_H}{2Y_g} \right ^2 P_{a_M}$	$P_{i_s} = \frac{G_o}{Y_g} \left 1 + Y_g \times 2 \frac{P_{a_s}}{G_o} \right ^2 P_{a_s}$ $P_{i_M} = \frac{G_H}{Y_g} \left 1 + 2 \frac{Y_g}{G_H} \right ^2 P_{a_M}$	$P_{i_s} = \frac{Y_g}{4G_o} \left 2 + \frac{G_o}{Y_g} \right ^2 P_{a_s}$ $P_{i_M} = \frac{Y_g}{4G_H} \left 2 + \frac{G_H}{Y_g} \right ^2 P_{a_M}$	$P_{i_s} = \frac{Y_g}{4G_o} \left 1 + \frac{G_o}{Y_g} \right ^2 P_{a_s}$ $P_{i_M} = P_{a_M}$
Bande passante (B)	$B \# \frac{2Y_g + G_o}{2\Gamma C_e}$		$B \# \frac{G_H}{2\Gamma C_e}$	
$\frac{B \times (G_o / G_H)}{C_e} = \alpha N_b \frac{\mu_o}{\epsilon}$	$\frac{G_o}{2\Gamma C_e} \left(1 + 2 \frac{Y_g}{G_o} \right)$			

11.1.3. Comparaison des différents modes de fonctionnement

A partir des expressions du tableau IV on peut remarquer :

- que pour une même valeur des pertes d'insertion les montages "transmission série" et "hybride" ont des performances identiques.
- que le rapport G_0/\tilde{g} détermine en "transmission série" la valeur de l'atténuation maximale et en "réflexion" la valeur des pertes d'insertion fig. 2.1. Cette figure montre l'intérêt que présente l'utilisation de semiconducteurs ayant un champ critique faible.

Pour préciser les avantages et les inconvénients des différents modes de fonctionnement, nous allons utiliser les résultats de la simulation numérique décrite précédemment. Pour chacun des composants étudiés dans le paragraphe 1.2 les valeurs de l'admittance en fonction de la puissance absorbée ont été calculées à la fréquence de 10 GHz. En tenant compte de l'accord parallèle associé au composant, les relations du tableau IV ($P_i = f(P_a)$, $P_t = f(P_i)$) permettent de tracer :

a) pour le fonctionnement en mode "hybride", en fixant à 1 db la valeur des pertes d'insertion :

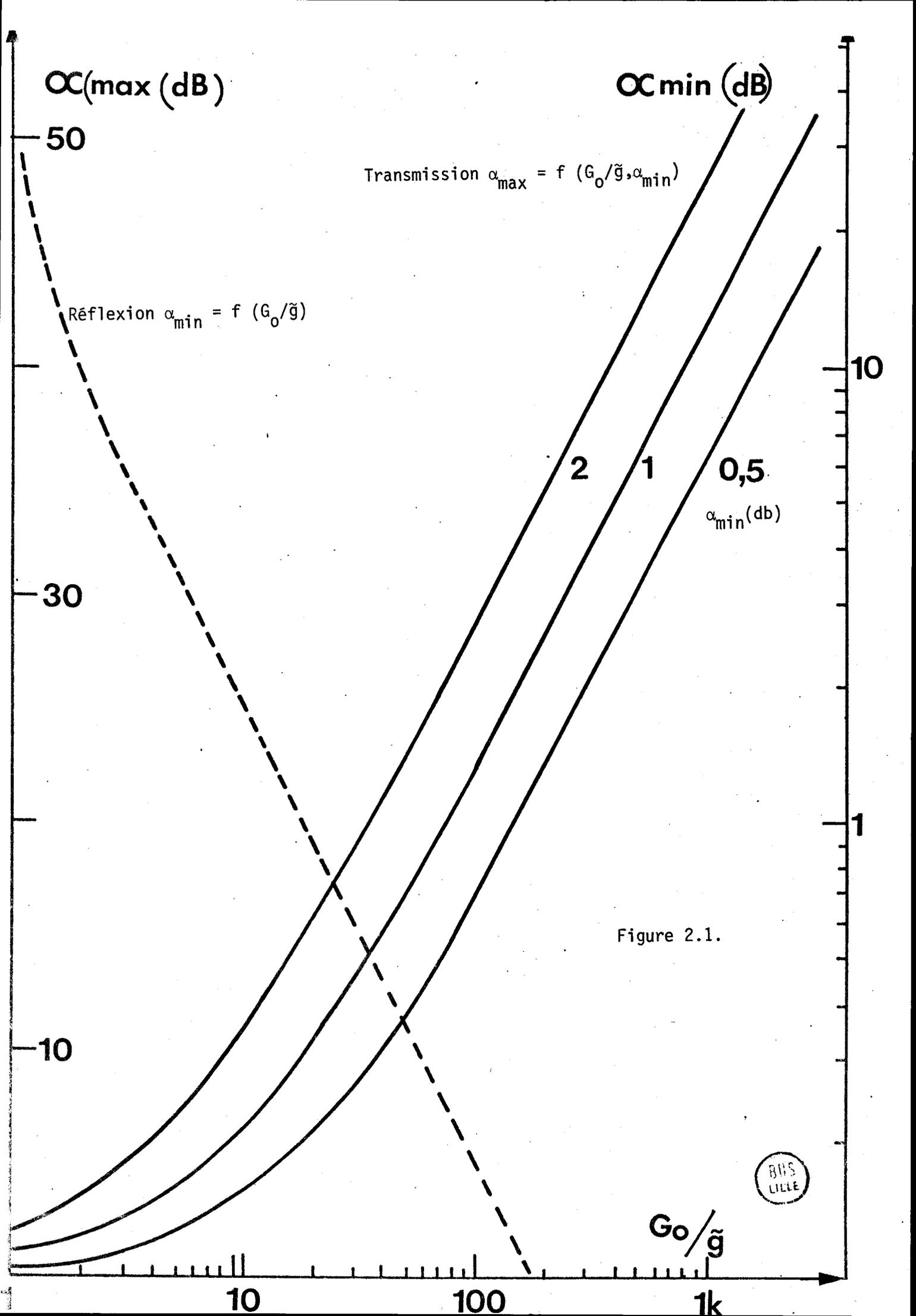
- l'évolution de la puissance transmise en fonction de la puissance incidente à la fréquence de 10 GHz (Fig. 2.2. courbes n° 1).
- l'évolution de l'atténuation maximale en fonction de la fréquence (Fig. 2.3.a).

b) pour le fonctionnement en "réflexion", en supposant que l'admittance caractéristique est égale à la valeur maximale de la conductance hyperfréquence

- l'évolution de la puissance réfléchie en fonction de la puissance incidente (fig. 2.2. courbes n° 2) et de l'atténuation maximale en fonction de la fréquence (fig. 2.3.b).

Un limiteur a des propriétés très différentes selon le mode de fonctionnement qu'il utilise :

- dans le cas du montage en "réflexion", l'atténuation est très importante (théoriquement infinie) mais la bande passante est pratiquement nulle.



EVOLUTION DE LA PUISSANCE TRANSMISE
OU REFLECHIE EN FONCTION DE LA PUISSANCE INCIDENTE

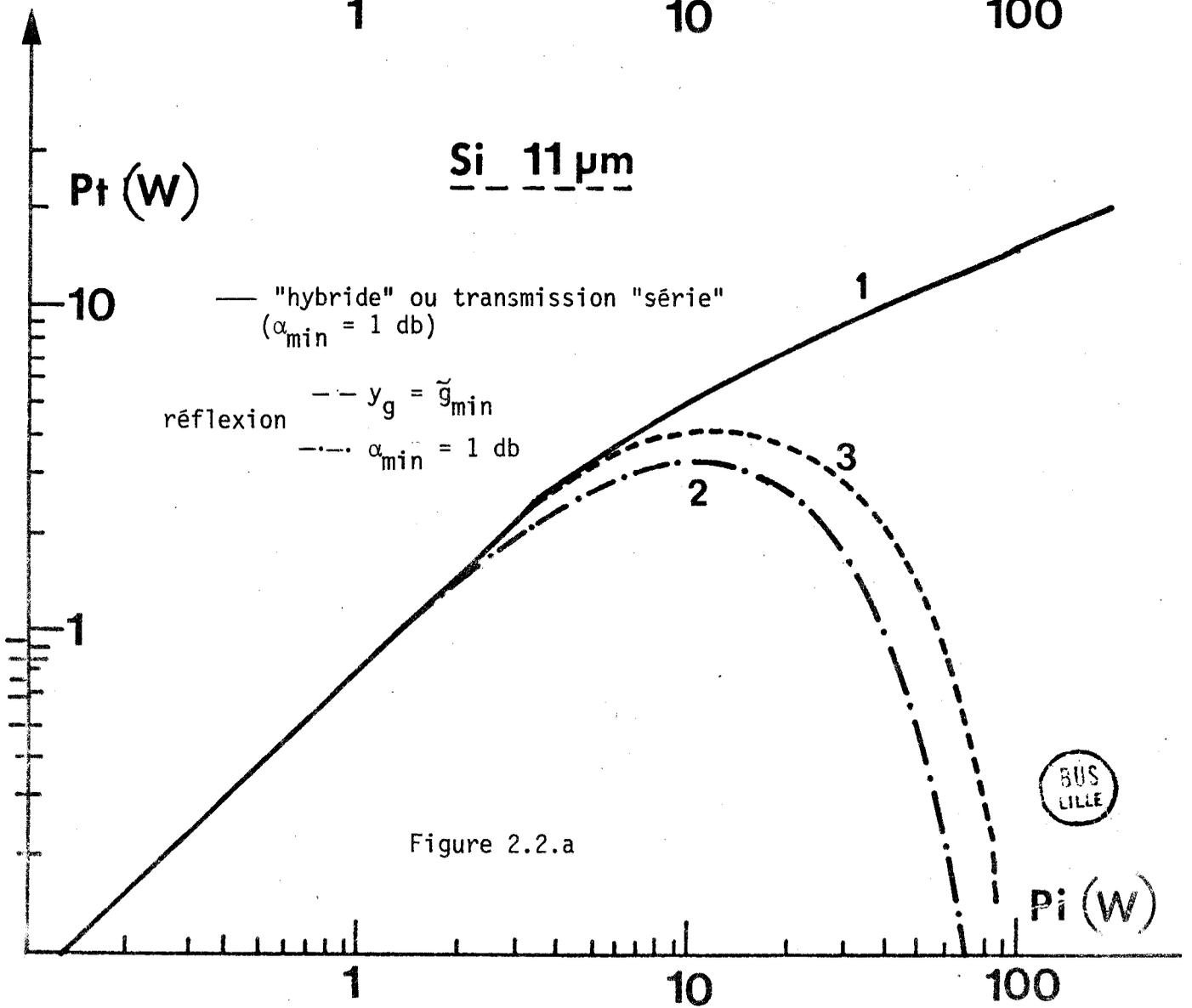
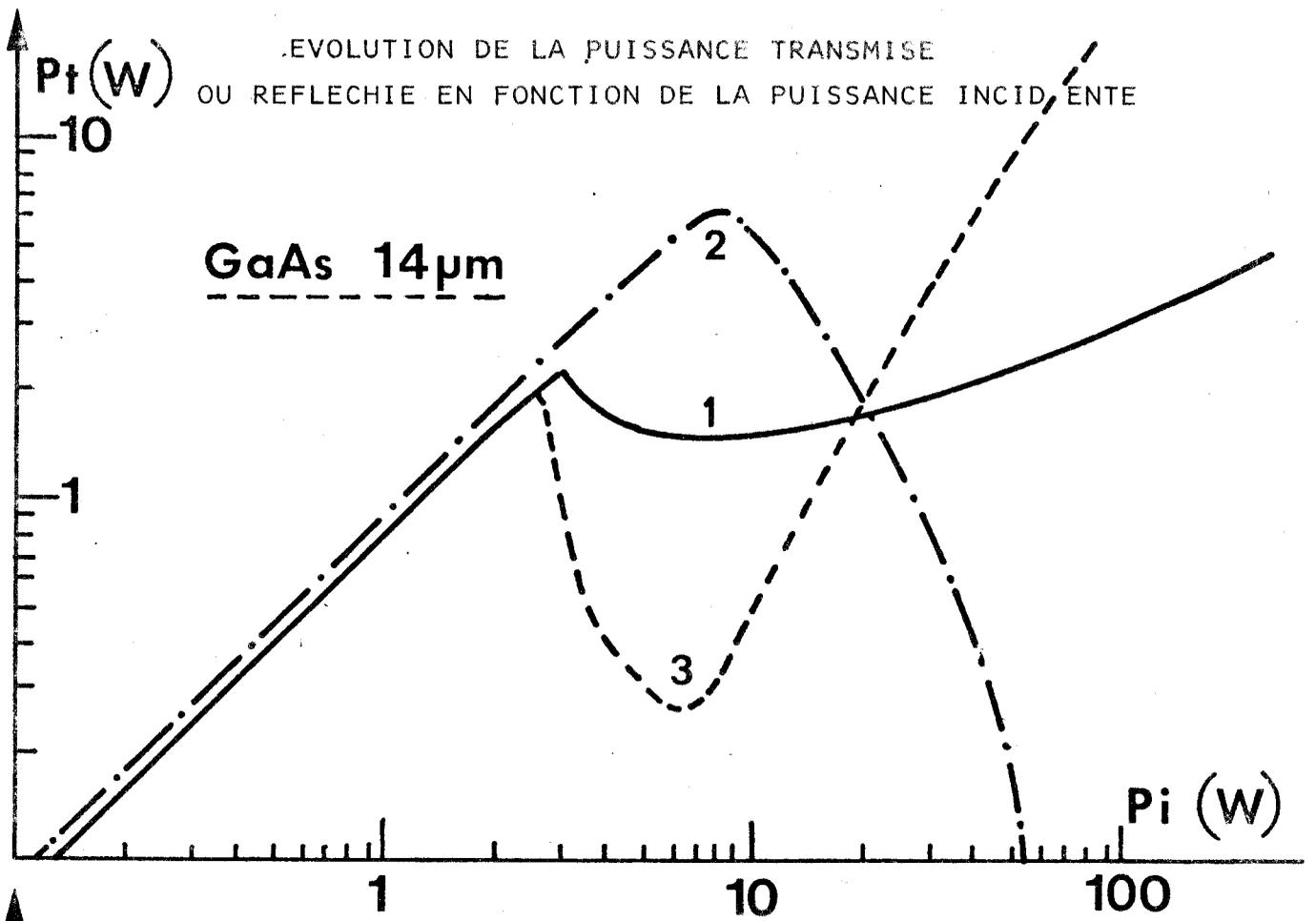


Figure 2.2.a



EVOLUTION DE LA PUISSANCE TRANSMISE
OU REFLECHIE EN FONCTION DE LA PUISSANCE INCIDENTE

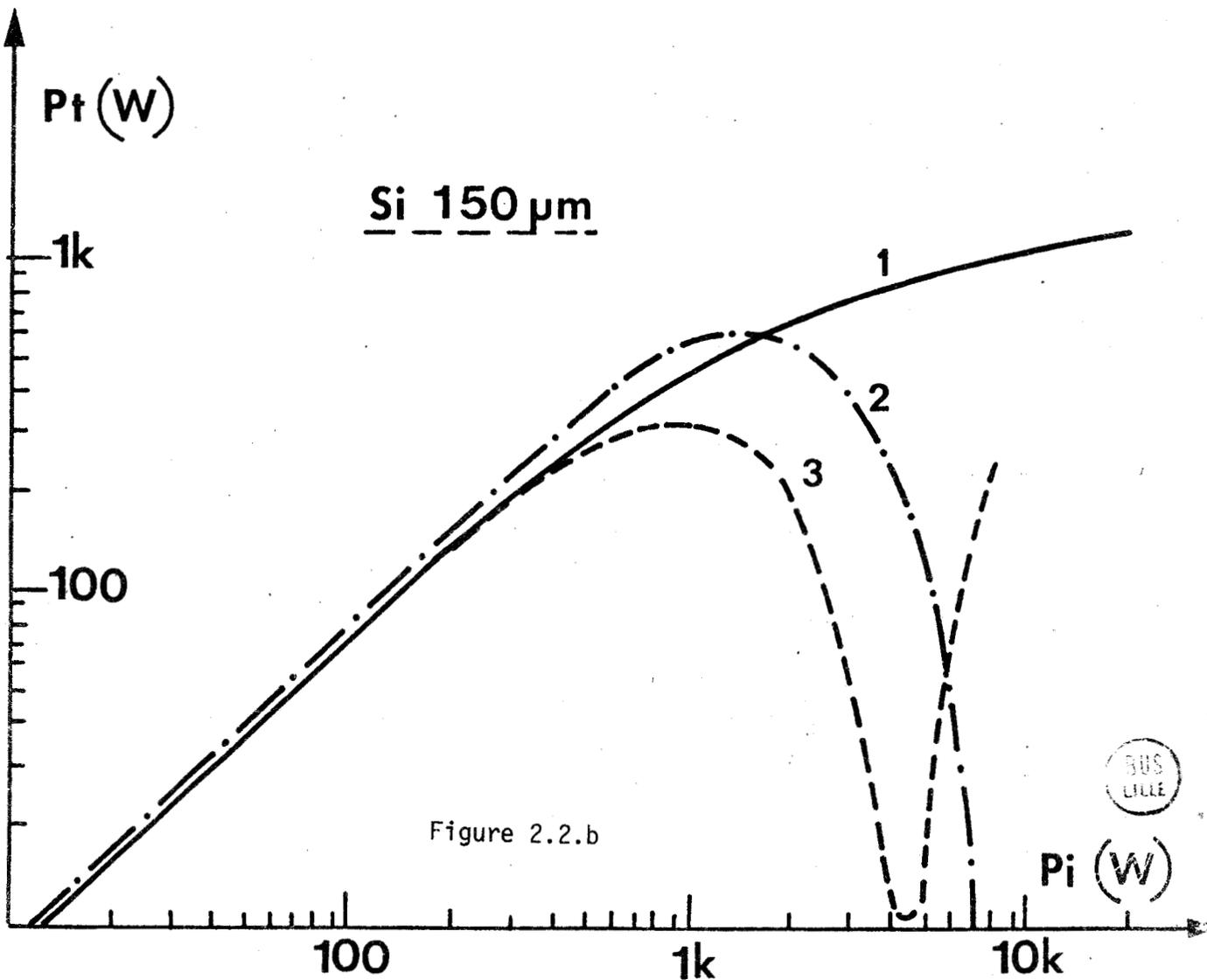
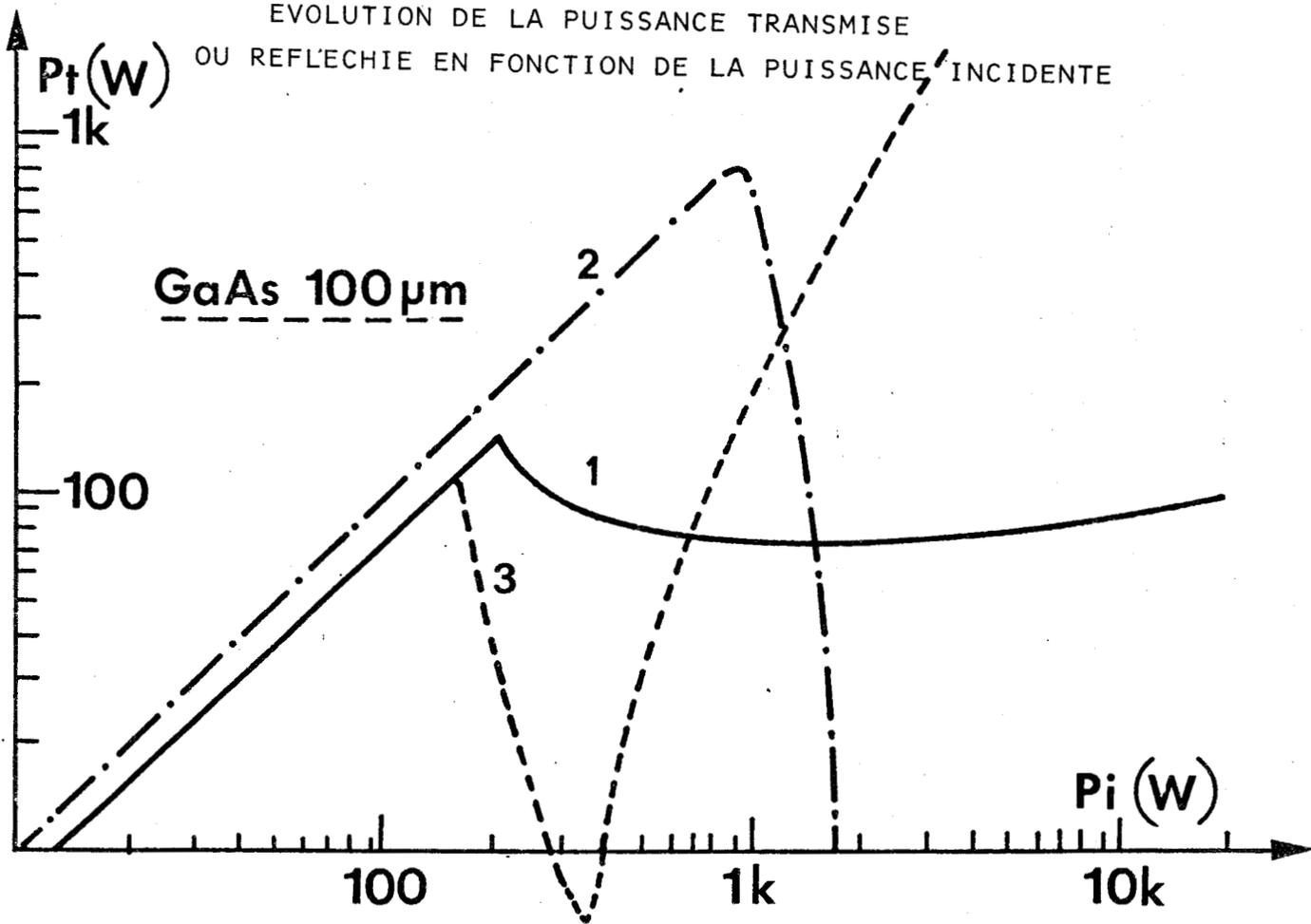


Figure 2.2.b



EVOLUTION FREQUENTIELLE DES ATTENUATIONS MINIMALES ET MAXIMALES

(MODE "HYBRIDE")

OC (dB)

- 1) Si 11 μm
- 2) GaAs 14 μm
- 3) Si 150 μm
- 4) GaAs 100 μm

OC max

4

2

3

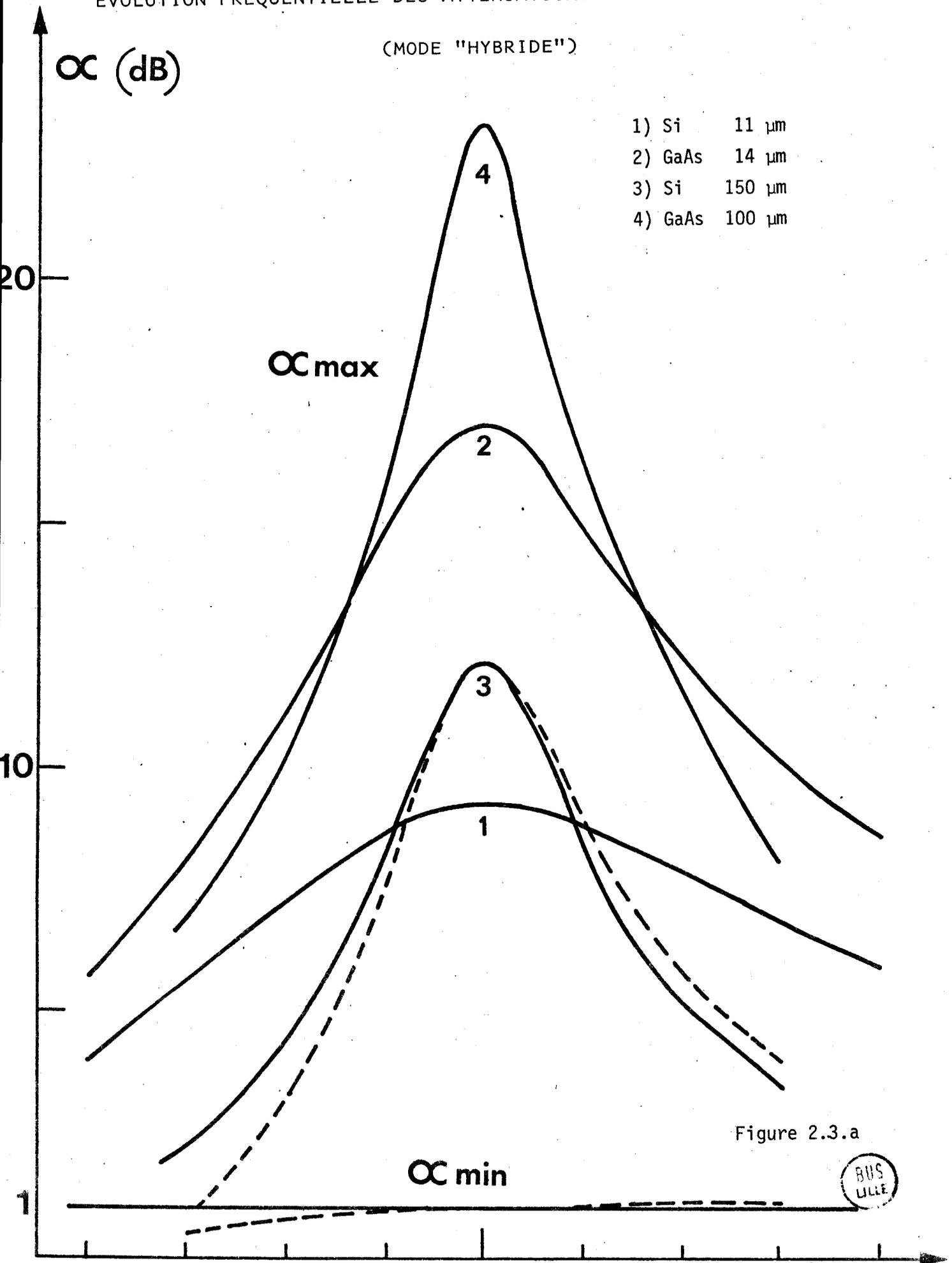
1

Figure 2.3.a

OC min



6 8 10 12 F (GHz)



EVOLUTION FREQUENTIELLE DES ATTENUATIONS MINIMALES ET MAXIMALES

(EN "REFLEXION")

α (dB)

- 1 et 1') Si 11 μ m
- 2) GaAs 14 μ m
- 3 et 3') Si 150 μ m
- 4) GaAs 100 μ m

— $y_g = g_{min}$
 - - - $\alpha_{min} = 1$ db

α_{max}

1

1'

2

3

3'

4

α_{min}

Figure 2.3.b



9,6

9,8

10

10,2

F (GHz)

T A B L E A U N ° V

VALEURS NUMERIQUES DES PRINCIPAUX

PARAMETRES UTILISES DANS LE PARAGRAPHE 2.1.

	Echantillons			
	Silicium		Arseniure de Gallium	
	11 μm	150 μm	14 μm	100 μm
Conductance G_o (mS)	56,71	27,42	54	77
(pour $E=250$ kV/cm) $\rightarrow G_H$ (mS)	3,63	1,08	1	0,7
Susceptance Champ faible	6,43	6,81	4,13	6,13
B_e (mS) Champ fort	6,68	6,98	4,17	7
Puissance absorbée de seuil (W)	1,57	190	0,45	32,6
Produit B (G_o/\tilde{g})	9,33	410^{10}	$1,1410^{11}$	$1,1410^{11}$
Admittances caractéristiques (y_g en mS)				
Transmission série :				
($\alpha_{\text{min}} = 1$ db)	13,54	6,69	13,18	19
hybride	3,46	1,67	3,3	4,74
Réflexion ($\alpha_{\text{min}} = 1$ db)	3,26	1,58	3,1	4,46
$y_g = \tilde{g}_{\text{min}}$	3,63	1,08	1,071	0,7
Puissances de seuil calculées (W)				
Trasmission série :				
hybride	9,64	980	2,4	168
réflexion $y_g = \tilde{g}_{\text{min}}$	8,27	1290	5,98	920
$\alpha_{\text{min}} = 1$ db	9	922	2,22	158
Bandes passantes (GHz)				
Calculée	5,98	1,59	2,26	1,03
Transmission mesurée Fig.2.3.	6,15	1,72	2,55	1,23
Calculée	0,61	0,72		
Réflexion ($\alpha_{\text{min}} = 1$ db) Mesurée Fig.2.3.	0,58	0,72		



- en mode "hybride", les atténuations obtenues sont plus modestes < 25 db mais en contre partie la bande passante est large (> 1 GHz) La puissance que l'on peut limiter est plus élevée car l'échantillon n'absorbe pas toute la puissance incidente.

La comparaison des différents montages est plus délicate au niveau de la valeur de leur puissance de seuil car ce paramètre dépend fortement du rapport G_o/y_g . Pour une même valeur de l'admittance caractéristique les puissances de seuil sont pratiquement identiques pour les trois modes de fonctionnement possible ; c'est le cas des échantillons en silicium (les valeurs de y_g sont données dans le tableau V). Dans le cas des échantillons en arseniure de gallium, les puissances de seuil sont nettement différentes l'admittance caractéristique étant plus faible "en réflexion" qu'en mode "hybride".

L'utilisation de l'arseniure de gallium pour la réalisation des composants semble préférable à celle du silicium. En effet pour ce matériau, par rapport au silicium :

a) l'écart entre la valeur minimale et maximale de l'atténuation est plus importante.

b) le produit bande-passante-contraste de conductance est plus élevé et, en mode hybride par exemple, pour une même valeur de α_{min} et de α_{max} , un composant en arseniure de gallium présentera une bande passante plus large qu'un composant en silicium,

Selon le matériau utilisé l'évolution de la puissance transmise en fonction de la puissance incidente est très différente. Dans le cas du silicium la variation de la conductance au voisinage du champ critique est très progressive. En arseniure de gallium, au voisinage du champ de pic la variation de conductance est brutale et on observe une limitation très nette de la puissance incidente. Pour ce matériau on peut remarquer que la variation de la susceptance ne provoque qu'une légère augmentation de la puissance de seuil dans le cas de l'échantillon de $14 \mu m$.

Remarque :

1° Les courbes n° 3 de la figure 2.3, obtenues en fixant à 1 db la valeur des pertes d'insertion, montrent un inconvénient important du montage "en réflexion" : dès que la conductance g est inférieure à

l'admittance caractéristique, y_g l'effet de limitation diminue et la puissance réfléchie croit de façon brutale.

Ce montage est de plus extrêmement sensible aux écarts de fréquence (fig. 2.3.b) et il est très difficile de définir une valeur de bande passante à 3 db l'atténuation maximale étant théoriquement infinie. Afin de vérifier les expressions analytiques de la bande passante, nous avons tracé en fixant à 1 db la valeur des pertes d'insertion, l'évolution en fonction de la fréquence de l'atténuation obtenue à la valeur maximum de la puissance absorbée pour les échantillons silicium de 11 et 150 μm (dans les deux autres cas, la dégradation des performances est trop forte $y_g \gg \tilde{g}_{\text{min}}$).

2° En mode "hybride" (fig. 2.3.a, courbe en pointillé) nous avons examiné pour l'échantillon silicium de 150 μm , l'influence sur la bande passante d'une variation de l'impédance caractéristique en fonction de la fréquence en supposant l'échantillon placé dans un guide bande X. Ce phénomène n'a que peu d'effet sur la valeur de la bande passante à 3 db sauf si la fréquence centrale est proche de la fréquence de coupure du guide*.

Quelque soit le mode de fonctionnement, il existe un bon accord entre les valeurs de bande passante calculées analytiquement et celles obtenues à partir des figures 2.3. a et b, bien que dans certain cas (mode hybride, composant de 11 μm) on se trouve à la limite de validité de la méthode de calcul ($\Delta\omega$ n'est plus tout à fait négligeable devant ω_0).

3° Les figures 2.2. et 2.3 ont été tracées en supposant constante la température de l'échantillon.

Nous avons vu au chapitre précédent que la puissance absorbée provoque une augmentation de la température du composant. A polarisation constante, ce phénomène diminue la valeur de la conductance continue, du contraste de conductance et de la puissance absorbée donc modifie les caractéristiques du limiteur :

- augmentation de la puissance incidente de seuil et diminution de la puissance maximale, quelque soit le mode de fonctionnement.

- pour les modes "hybride" et "transmission série" augmentation des pertes d'insertion ainsi que de l'atténuation maximale.

$$\alpha_{\text{min}}(T) \neq \alpha_{\text{min}}(T_0) \frac{\mu(T_0)}{\mu(T)} \text{ si } \frac{\alpha_{\text{min}}}{20} \ll 1$$

*En supposant l'accord réalisé de façon localisée

$$10^{\frac{\alpha_{\max}(T)}{20}} \neq 10^{\frac{\alpha_{\max}(T_0)}{20}} \times \frac{v_s(T_0)}{v_s(T)}$$

- pour le fonctionnement "en réflexion", l'atténuation maximale ne sera plus infinie car la conductance hyperfréquence minimum

sera différent de l'admittance caractéristique ($\tilde{g}_{\min}(T) = \tilde{g}_{\min}(T_0) \frac{\mu_0(T)}{\mu_0(T_0)}$) $2 \times \frac{v_s(T)}{v_s(T_0)}$

Comme le montre la figure 2.1 ($\alpha_{\min} = f(G_0/g)$) une diminution du contraste de conductance provoque une augmentation des pertes d'insertion.

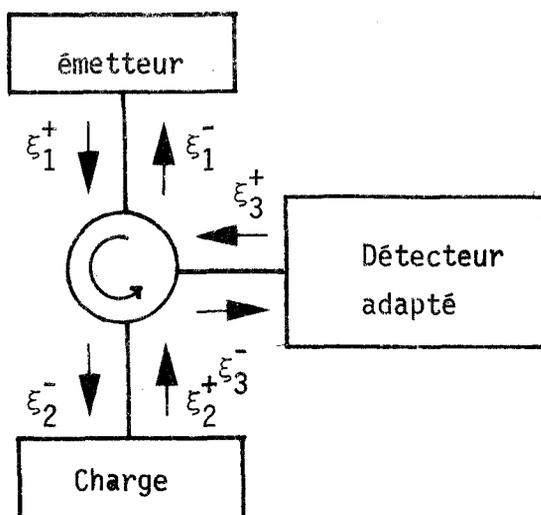
En conclusion :

Le choix du mode de fonctionnement et du circuit dépend essentiellement de la bande passante désirée.

Si le limiteur fonctionne à fréquence fixe, le montage "en réflexion" est sans conteste le plus performant (en atténuation). Si on désire travailler à fréquence variable, il vaut mieux utiliser l'un des deux autres montages malgré la diminution des performances (en atténuation) que cela entraîne. Il est évident que le choix du circuit conditionne le type d'échantillon à utiliser car les puissances que celui-ci devra absorber sont très différentes suivant le mode de fonctionnement.

II.1.4. Influence du circulateur

Deux modes de fonctionnement "réflexion" et "hybride" nécessite l'emploi d'un circulateur. Dans les expressions du tableau 5.2 celui ci est supposé parfait. Rappelons qu'un circulateur est un hexapôle auquel on associe une matrice de transfert ou matrice scattering.



$\xi_3^+ = 0$ car le détecteur est adapté

$$\xi_2^+ = \rho \xi_2^-$$

$$\begin{bmatrix} \xi_1^- \\ \xi_2^- \\ \xi_3^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} \\ s_{21} & s_{22} & s_{23} \\ s_{31} & s_{32} & s_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \xi_1^+ \\ \xi_2^+ \\ \xi_3^+ \end{bmatrix}$$

Ces grandeurs peuvent être facilement reliées à celles du tableau IV :

$$P_i = \frac{1}{2} |\xi_1^+|^2 \quad P_{\text{refl}} = \frac{1}{2} |\xi_3^-|^2$$

Dans le cas d'un circulateur idéal $P_{\text{refl}} = |\rho|^2 P_i$: c'est à dire : [24]

- que le circulateur est adapté à l'entrée $s_{11} = s_{22} = s_{33} = 0$
- que l'isolation entre les différents bras est infinie
 $s_{12} = s_{23} = s_{31} = 0$
- qu'il ne présente aucune perte $s_{21} = s_{32} = 1 = s_{13}$

Considérons maintenant le cas d'un circulateur réel, en supposant toutefois qu'il est adapté à l'entrée ($s_{ij} = 0$), la puissance réfléchie s'écrit alors :

$$P_{\text{refl}} = (s_{31} + s_{32} s_{21} \rho)^2 P_i$$

s_{31} représente la "fuite directe" elle est de l'ordre de - 30 db pour un circulateur usuel, s_{21} et s_{32} sont de l'ordre de quelques dixièmes de db.

Les paramètres s_{21} et s_{32} augmentent légèrement la valeur des pertes d'insertion par rapport au montage idéal ($P_{\text{refl}} = |\rho|^2 P_i$) mais on peut facilement en tenir compte lors de la conception du limiteur.

Le terme s_{31} ne perturbe le fonctionnement que s'il est du même ordre de grandeur que le terme $|\rho|^2$.

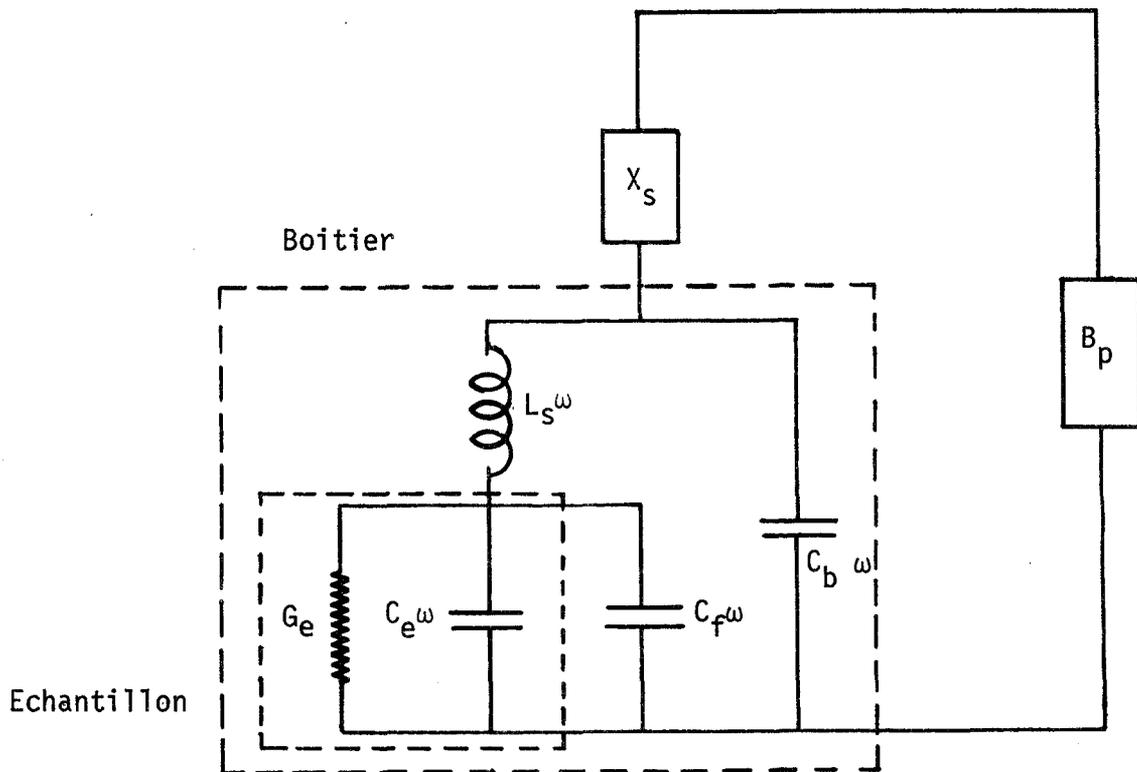
Le circulateur sera choisi de la manière suivante :

- pour le fonctionnement en réflexion : il faut une isolation très importante entre les voies 1 et 3 au détriment de la bande passante que sera dans la plupart des cas déterminée par le composant et ses accords

- en mode hybride : La bande passante doit être la plus large possible au détriment de l'isolement, les performances en atténuation étant imposées par le composant (les calculs du paragraphe 2.1 ont montré qu'en silicium $|\rho|^2 \approx 12$ db, en arseniure de gallium $|\rho|^2 \approx 23$ db).

II.1.5. Le problème de l'encapsulation

Dans l'étude des différents modes de fonctionnement nous avons toujours représenté le composant par son admittance $y = G_e + j (B_e - B_a)$ mais pour des facilités de manipulation, le composant est souvent encapsulé. Dans les applications microcircuit, il est relié à la ligne de transmission par un ou plusieurs fils. Ces nouveaux éléments apportent des réactances parasites qui influent sur les performances du limiteur. Le schéma équivalent typique d'un composant mis en boîtier est figuré ci-dessous

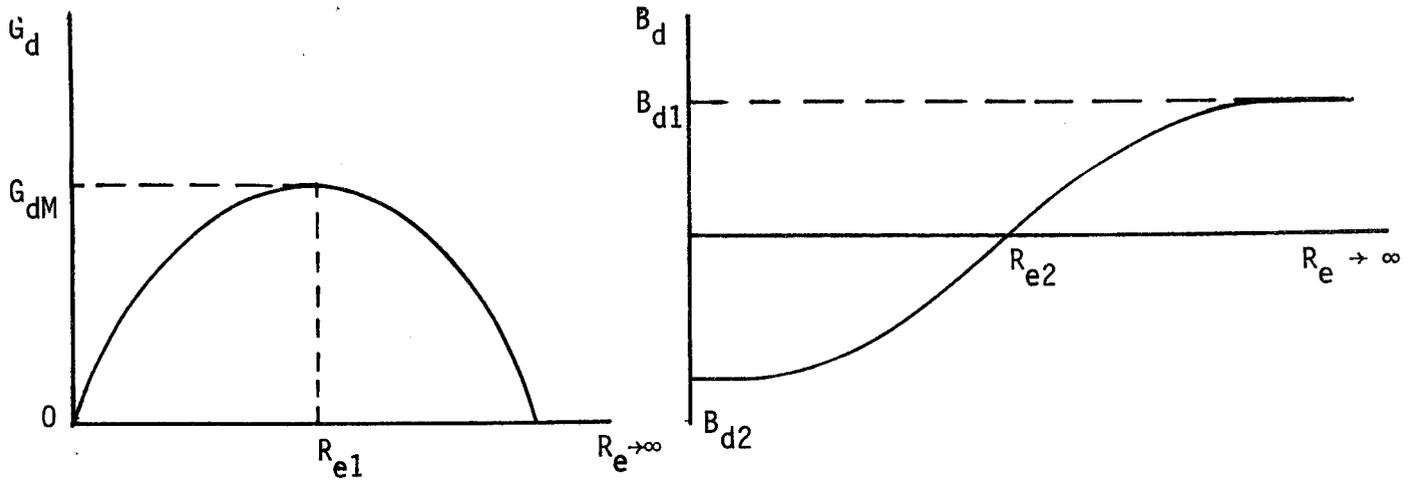


- C_f représente la capacité parasite des fils
- C_b représente la capacité parasite du boîtier
- L_s représente la self des fils
- $C_t = C_e + C_f$

X_s et B_p sont des accords dont nous parlerons ultérieurement. L'admittance de l'échantillon encapsulé vaut :

$$y_b = \frac{G_e}{(1 - L_s C_t \omega^2)^2 + (L_s G_e \omega^2)^2} + j\omega \left[C_p - \frac{L_s G_e^2 - C_t(1 - L_s C_t \omega^2)}{(1 - L_s C_t \omega^2)^2 + (L_s G_e \omega^2)^2} \right]$$

On peut tracer les variations de y_d en fonction de R_e



$$G_{dM} = \frac{1}{2 L_s (1 - L_s C_t \omega^2)}$$

$$B_{d1} = (C_b - \frac{1}{L_s \omega})$$

$$B_{d2} = C_b - \frac{C_t}{(1 - L_s C_t \omega^2)} \omega$$

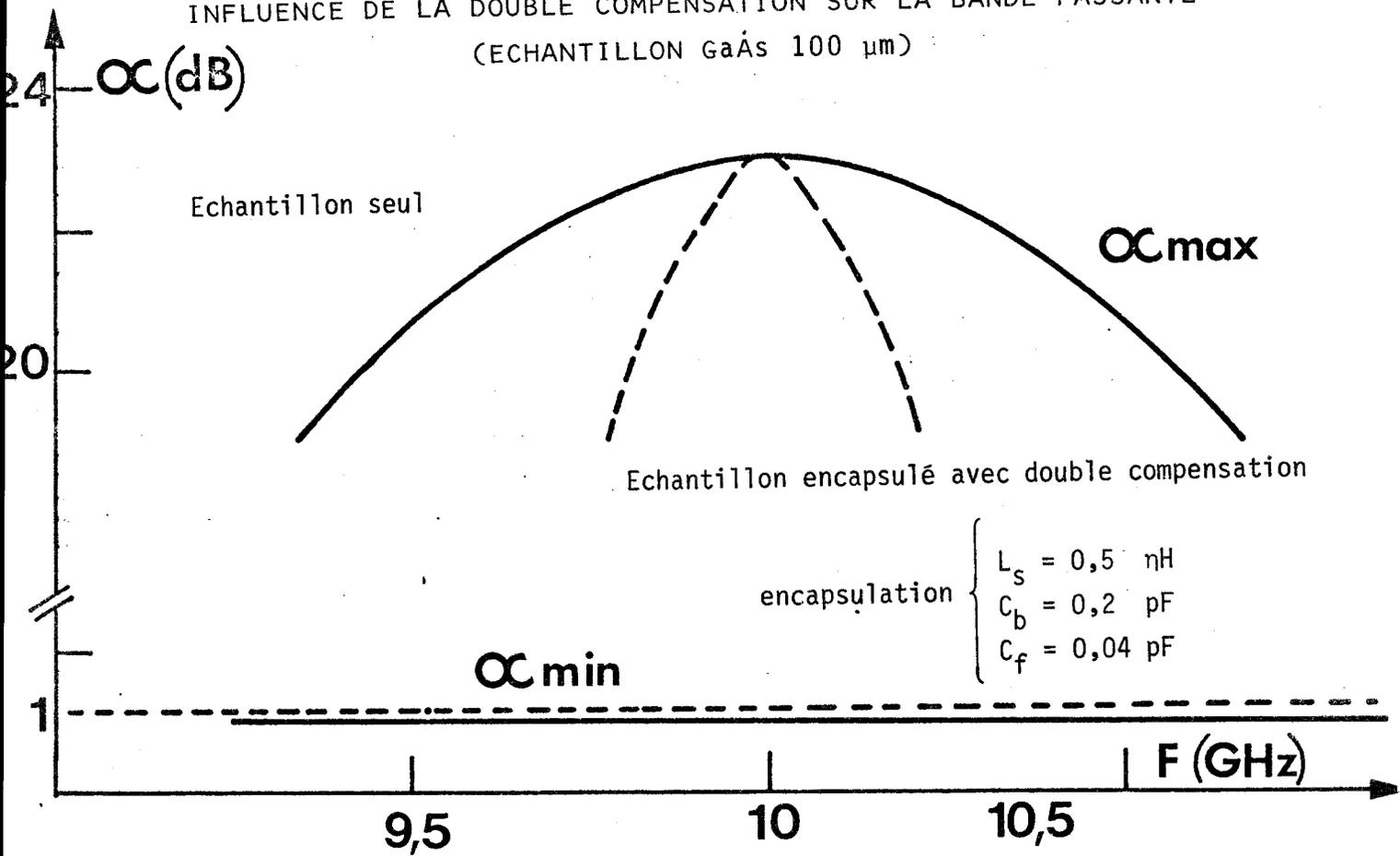
L'expression de G_{dM} n'est valable que si la capacité C_t est constante. Dans le cas contraire (composant GaAs) l'évolution de l'impédance y_d avec R_e est semblable à celles des courbes ci-dessus. Seul les paramètres R_{e2} , R_{e1} et G_{dM} seront différents.

La présence du boîtier change la valeur de l'impédance du composant en champ faible et modifie notablement la variation de celle-ci avec la puissance incidente. Il faut donc compenser la contribution de ces éléments parasites. Un accord unique ne suffit plus (Figure 2.4.a). En champ fort on annule bien la susceptance totale mais la conductance est très différente de G_H et il en résulte une diminution notable de l'atténuation. De plus, l'accord n'existe que pour une valeur de G_e particulière et en champ faible le composant est désadapté. Toutefois, ce phénomène semble avoir peu d'influence sur la valeur des pertes d'insertion (Figure 2.4.a).

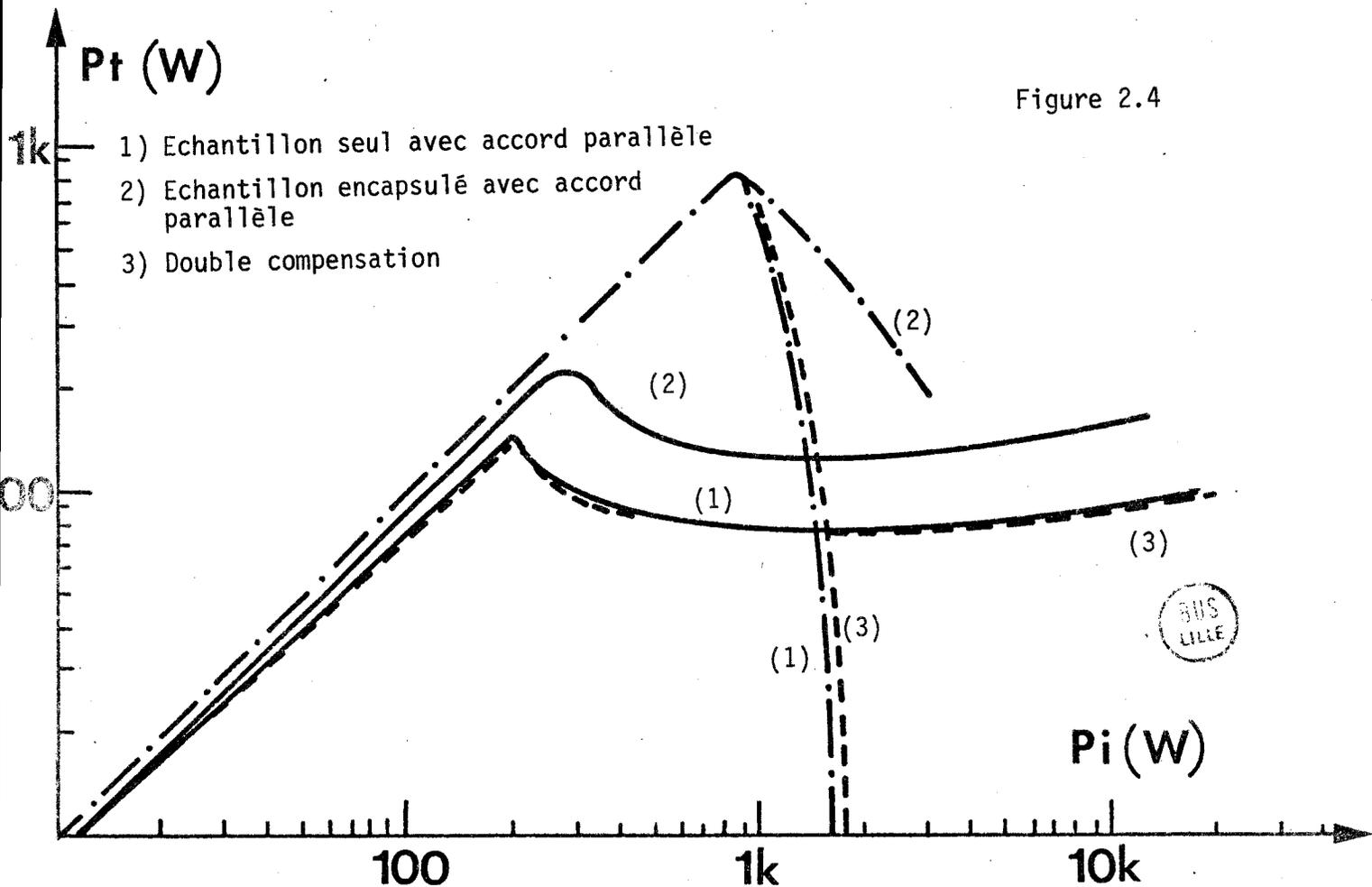
Le problème (compensation des éléments parasites) est résolu en ajoutant une susceptance X_s en série avec le boîtier. La partie réelle de l'admittance devient :

$$G = \frac{G_e (1 - C_t \omega X_s (1 - L_s C_b \omega^2))}{X_s^2 [(C_b \omega - \frac{1}{X_s})^2 (1 - L_s C_t \omega^2) + G_e^2 (1 - L_s \omega (C_b \omega - \frac{1}{X_s}))]^2}$$

INFLUENCE DE LA DOUBLE COMPENSATION SUR LA BANDE PASSANTE
(ECHANTILLON GaAs 100 μm)



INFLUENCE DE L'ENCAPSULATION : EVOLUTION DE LA PUISSANCE TRANSMISE
OU REFLECHIE EN FONCTION DE LA PUISSANCE INCIDENTE



Il suffit alors de choisir X_s tel que le terme réel soit égal à la conductance du composant ($G = G_H$) et d'annuler la partie imaginaire avec un accord parallèle B_p : c'est la méthode de la double compensation. Bien que l'accord ne soit réalisé que pour une valeur de G_e donnée l'expérience montre que cette méthode permet de retrouver les performances de l'échantillon non encapsulé (figure 2.4) au prix d'une diminution notable de la bande passante.

L'élément parasite le plus gênant est la susceptance des fils qui existe même si l'échantillon n'est pas encapsulé (microcircuit). Il faudra donc minimiser celle-ci en employant un boîtier nécessitant des fils aussi courts que possible.

II.1.5. Régime transitoire

Pour mettre en évidence le régime transitoire d'un limiteur utilisant une structure N^+NN^+ , nous avons simulé numériquement un échantillon silicium de $11 \mu m$ placé en série dans une ligne de transmission.

La figure 2.5. représente les évolutions temporelles de la puissance incidente et de la puissance transmise à la charge lorsqu'on applique à l'entrée du dispositif une tension de la forme :

$$e(t) = 0 \quad \text{si } t < 0 \quad e(t) = e_1 \cos \omega t \quad \text{si } t > 0$$

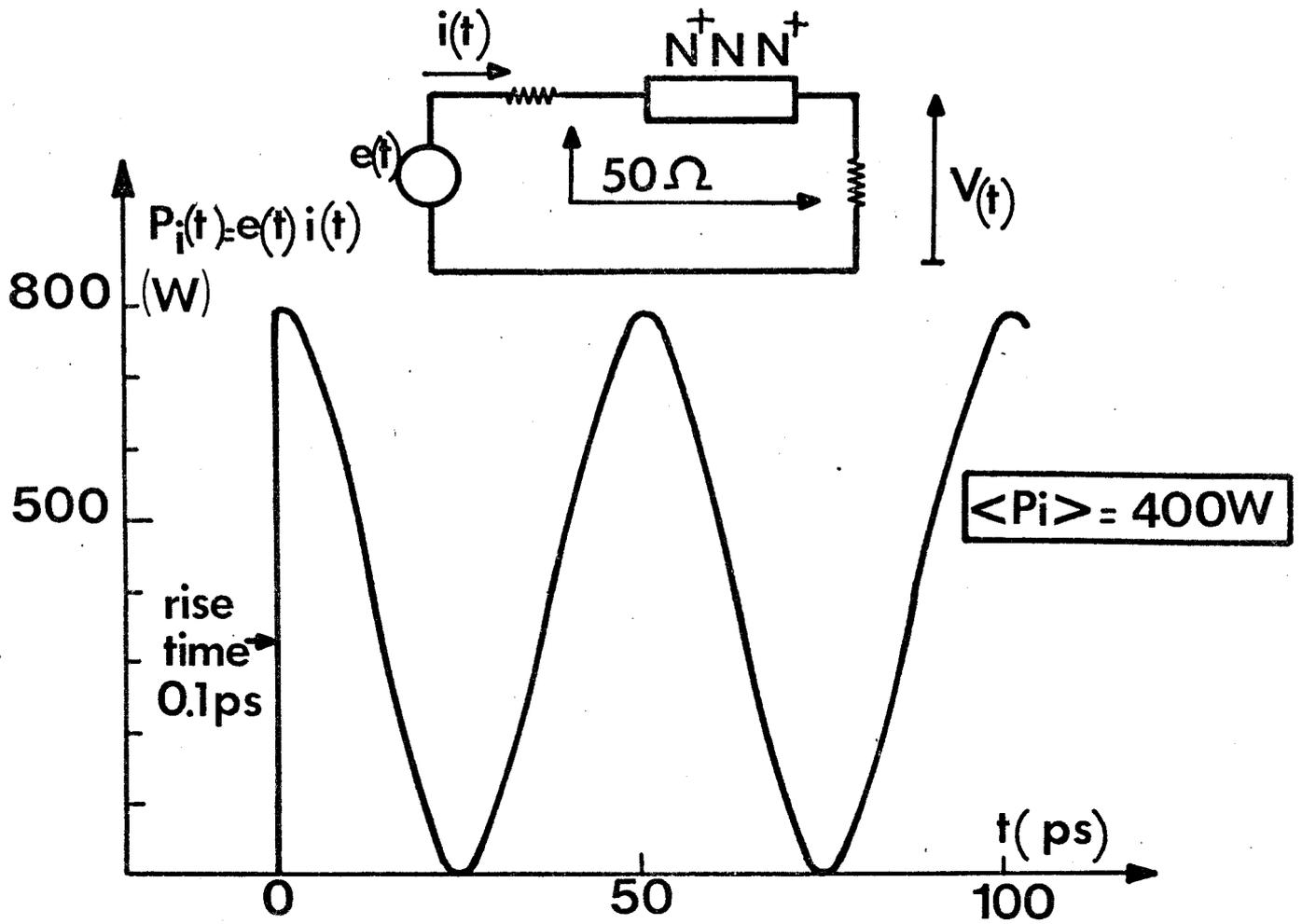
La puissance transmise à la charge est dans ce cas particulier déterminée par le courant traversant la structure [$P_t(t) = R_g i^2(t)$]. L'évolution temporelle de la puissance reçue par la charge dépendra donc essentiellement de l'évolution temporelle de ce courant $i(t)$.

Au temps $t = 0 + \epsilon$, la tension aux bornes de l'échantillon croît, et le courant correspond à la charge de la capacité du composant. Puis, au fur et à mesure que la tension aux bornes de l'échantillon croît, le phénomène de saturation de vitesse apparaît et limite le courant traversant la structure donc la puissance transmise à la charge.

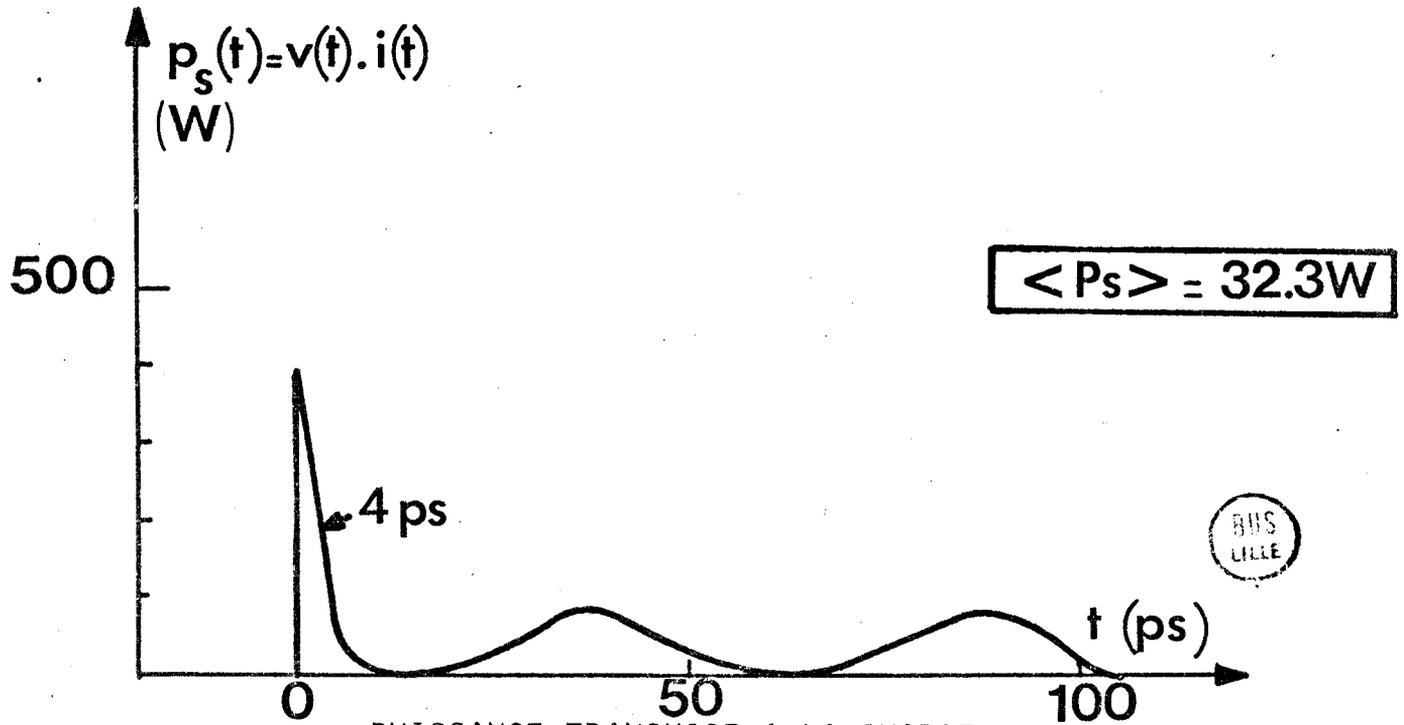
Si la charge d'espace influe notablement sur le contraste de conductance le régime stationnaire sera atteint lorsque celle-ci sera complètement établie, c'est à dire au cours de la première demie-période du signal comme le montre l'étude transitoire du chapitre I.

En conclusion, la figure 2.5 fait apparaître une puissance de fuite très faible environ $1.5 \cdot 10^{-2}$ erg et compte tenu du caractère "idéa!"

LIMITEUR "TRANSMISSION SERIE" : REGIME TRANSITOIRE



PUISSANCE DELIVREE PAR LE GENERATEUR



PUISSANCE TRANSMISE A LA CHARGE



Figure 2.5

du temps de montée présenté par le signal incident, on peut raisonnablement admettre que dans la pratique, la puissance de fuite sera nulle.

II.2. OPTIMALISATION DE LA STRUCTURE $N^+ NN^+$

Plusieurs grandeurs caractéristiques du composant dépendent essentiellement de ses dimensions géométriques (longueur, surface) et de la concentration en impuretés de sa zone active ; ce sont respectivement :

- La résistance continue :

$$R_o = \frac{1}{q N_D \mu_o} \frac{L}{S}$$

- La puissance absorbée :

$$\langle P_a \rangle \neq \frac{2}{\Pi} q N_D L S v_s E$$

- La résistance et la constante de temps thermique, l'élévation de la température au cours du fonctionnement :

$$R_{th} = \frac{1}{\sigma_{th}} \frac{L}{S}, \tau_{th} = \frac{L^2}{K}, \Delta T = f(R_{th}, \tau_{th}, \langle P_a \rangle)$$

- Le produit bande passante - contraste de conductance

$$B \times G_o / \tilde{g} = \frac{q N_D \mu_o}{\epsilon}$$

Le choix de N_D , L , S ne peut donc être effectué de façon quelconque, la plupart des grandeurs précédentes étant déterminées à partir du cahier des charges. Dans ce paragraphe nous allons exposer une méthode de calcul de L , S , N_D à partir de trois paramètres qui sont :

- La puissance maximum que l'échantillon doit absorber. C'est le paramètre le plus important et nous allons chercher des relations du type $L(N_D \text{ ou } S) = f(P_{aM})$

$$P_{aM} \neq \frac{2}{\Pi} q N_D L S v_s E_M$$

Le champ E_M ne doit pas être trop proche du champ d'avalanche pour assurer un fonctionnement plus fiable du composant (éviter la création de porteurs, les zones de température excessive).

- La résistance continue R_0 qui, associée à l'impédance caractéristique R_g détermine la valeur des pertes d'insertion.

- L'élévation de la température à ne pas dépasser :

$$\Delta T \geq \frac{1}{\sigma_{th}} \frac{L}{S} P_{aM} \eta$$

Si la période de répétition du signal est inférieure à la constante de temps thermique. ΔT est alors l'élévation moyenne de la température et η le taux de remplissage du signal. Dans le cas inverse ΔT est la température instantanée et $\eta = \frac{t_1}{\tau_{th}}$ $\tau_{th} = \frac{L^2}{K}$ t_1 durée de l'impulsion, le composant ne subit qu'une élévation instantanée de température. En pratique on déterminera d'abord L à partir de P_{aM} puis τ_{th} et par comparaison avec la fréquence du signal on choisira la valeur de η

L'expression de L , comme nous venons de le préciser, s'obtient à partir de P_{aM} et de R_0 :

$$L = \frac{1}{K_1} \sqrt{P_{aM}} \qquad K_1 = \frac{2}{\Pi} \frac{E_M E_C}{R_0}$$

On peut alors calculer S et N_D en reportant $L = \rho(P_{aM})$ dans ΔT et dans R_0

$$N_D L^2 \leq K_2 \qquad K_2 = \frac{\Delta T \quad th \quad \Pi}{2n \quad q \quad v_s \quad E_M}$$

$$N_D S = K_3 \sqrt{P_{aM}} \qquad K_3 = \frac{1}{q \mu_0 R_0 \sqrt{K_1}}$$

soit
$$N_D \leq \frac{K_1 K_2}{P_{aM}} \qquad S \geq \frac{K_3}{K_1 K_2} (P_{aM})^{3/2}$$

Les sens de variation de L , N_D , et S en fonction des principales données sont rassemblés dans le tableau suivant.

Celui-ci ce lit de façon simple : supposons que l'on semble connaître les sens de variation de L , N_D , S avec R_0 , les autres paramètres étant constant. La deuxième colonne du tableau montre que quand R_0 croit ($x = R_0$) L et S_{min} croissent en $\sqrt{R_0}$ et N_D décroît en $1/R_0$

Tableau VI

x =	P_{AM}, E_C	R_0	E_M	$\Delta T, \sigma_{th}, 1/$
L varie selon	\sqrt{x}	\sqrt{x}	$1/\sqrt{x}$	Cste
$N_{D_{max}}$ "	$1/x$	$1/x$	Cste	x
S_{min} "	$x \sqrt{x}$	\sqrt{x}	$1/\sqrt{x}$	$1/x$

II.2.1. Application aux composants silicium et l'arseniure de gallium

La figure 2.6 représente les évolutions respectives de la longueur, de la surface minimum, du dopage maximum, et du produit $N_D S$ en fonction de la puissance que l'échantillon doit absorber. Ces courbes ont été obtenues pour les valeurs de $E_M, R_0, \Delta T, \eta$ suivantes

- $E_M = 150$ kV/cm. Cette valeur peut paraître faible mais elle répond au critère de fiabilité défini en début de paragraphe.

- $R_0 = 100 \Omega$ et $\Delta T = 100^\circ C$. Ces valeurs représentent les limites supérieures de ces grandeurs.

- $\eta = 10^{-3}$. C'est le taux de remplissage typique des signaux radar (durée 1 μs , fréquence de répétition 1 kHz).

Pour d'autres valeurs de E_M, R_0, η ou ΔT il est aisé à l'aide du tableau VI et de la figure 2.b de calculer les valeurs de L, N_D, S

La longueur de l'échantillon détermine directement la puissance que celui-ci peut absorber ce qui permet de réaliser facilement des limiteurs "faible" "moyenne" ou "forte" puissance.

La concentration en impuretés de la zone active N_D et la surface S dépendent de la température maximum que l'échantillon peut supporter. En pratique la valeur de N_D qui doit être la plus élevée possible (minimiser les effets dus à la charge d'espace, augmenter la bande passante) sera fonction de la plus petite surface que l'on est capable de réaliser surtout dans le cas des limiteurs faible puissance.

II.3. EXEMPLE DE CONCEPTION DE LIMITEUR

Pour terminer ce chapitre, nous appliquerons les résultats des paragraphes précédents à la conception d'un limiteur moyenne puissance dont les principales caractéristiques sont les suivantes :

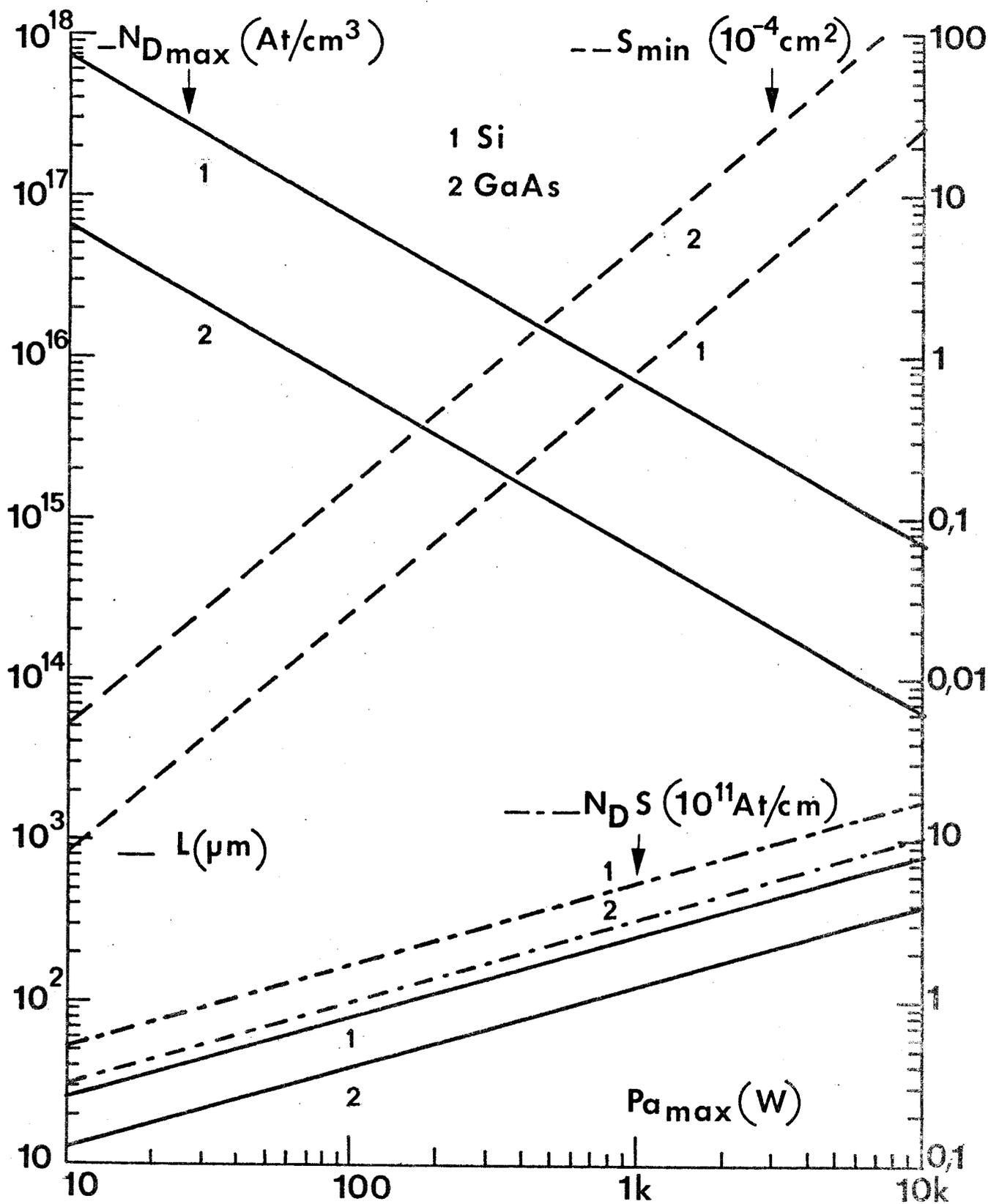


Figure 2.6



- puissance incidente maximum 1 kW
- fréquence de fonctionnement 10 GHz
- fréquence de répétition des impulsions 1 kHz, durée des impulsions 1 μ s
- ligne de transmission utilisée; guide bande X non réduit

Deux modes de fonctionnement sont possibles : "réflexion" ou "hybride" et pour chacun d'entre eux, nous allons d'abord calculer les principales caractéristiques de limiteurs réalisés à partir d'échantillon $N^+ NN^+$ en silicium et en arseniure de gallium

L'impédance caractéristique de la ligne de transmission est donné par l'expression :

$$Z_g = 377 \frac{2b}{a} \left[1 - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2 \right]^{-1/2} \text{ soit } \approx 445 \Omega \text{ à } 10 \text{ GHz}$$

a et b respectivement longueur et largeur de la section transversale du guide, λ longueur d'onde du signal appliqué

Le contraste de conductance est déterminé à partir de la valeur maximale de champ régnant dans le composant ($E_M = 150 \text{ kV/cm}$)

en silicium $G_0/\tilde{g} \approx 17,1$
 en arseniure de gallium $G_0/\tilde{g} = 73,6$ } si on suppose qu'il n'y pas d'injection notable de porteurs

	(A) reflexion $y_g = \tilde{g}_{\min}$		(B) hybride $\alpha_{\min} = 1 \text{ db}$	
	Si	GaAs	Si	GaAs
R_o en (A) = f ($y_g, G_0/g$) (B) = f (y_g, α_{\min})	26	6	27	27
α_{\min} (db) (A) = f (G_0/\tilde{g}) (B) fixée	1	0,24	1	1
α_{\max} (db) (A) ∞ (B) = f ($G_0/\tilde{g}, \alpha_{\min}$)	∞ limité par $ s_{31} $ du circulateur utilisé		10	20
P_{aMAX} (W) (A) = P_{1MAX} (B) = f ($P_{1MAX}, G_H/y_g$)	1000	1000	440	180
$P_{a\text{seuil}}$ (W) (A) et (B) = f ($P_{CM}, \frac{E}{E_C}$) ou E/E_p	45	25	20	5
$P_{i\text{seuil}}$ (W) (A) et (B) = f ($P_{a\text{seuil}}, G_0/y_g$)	220	500	100	25

Nous pouvons à présent déterminer, pour chaque composant, la longueur de la zone active et le produit $N_D S$ (Figure 2.6 et tableau VI) et en déduire la valeur de la constante de temps thermique et de l'angle de transit.

	Réflexion		Hybride	
	Si	GaAs	Si	GaAs
longueur (μm) = $\sqrt{\frac{P_{aM}}{K_1}}$	63	63	42	56
$N_D S$ (At/cm) = $K_3 \sqrt{P_{aM}}$	$1 \cdot 10^{12}$	$1,3 \cdot 10^{12}$	$6,8 \cdot 10^{11}$	$2,6 \cdot 10^{11}$
τ_{th} (μs) Si $1,21 L^2$ GaAs $3,45 L^2$	48	140	22	110
$\theta(r_d) = \frac{\omega L}{v_s}$	$\neq 12,6 \Pi$	$\neq 16 \Pi$	$\neq 8,5 \Pi$	$\neq 14 \Pi$

Les angles de transit θ étant très supérieurs à Π , le coefficient correctif γ est très inférieur à l'unité. Dans l'expression du rapport G_0/\bar{g} , le terme due à la charge d'espace est donc bien négligeable devant le terme due à la saturation de la vitesse des porteurs.

Les constantes de temps thermiques sont très inférieures à la période de répétition du signal (1 ms) et les échantillons ne subiront qu'une élévation instantanée de la température. Nous avons limité cette élévation instantanée de température à 50°C pour que la diminution des performances qu'elle provoque ne soit pas trop importante. Par exemple en mode hybride :

à la température ambiante	α_{max} (db)	Si $\neq 10$ db	GaAs 20 db
$\Delta T = 50^\circ\text{C}$	α_{max} (db)	8,5	19,5 db
$\Delta T = 100^\circ\text{C}$	α_{max} (db)	7,5 db	19 db

on peut donc remarquer que les performances des échantillons en arseniure de gallium sont moins sensibles aux variations de la température que celles des échantillons en silicium.

Pour connaître toutes les caractéristiques des échantillons il faut calculer la concentration en impuretés de la zone active et la surface.

	Réflexion		Hybride	
	Si	GaAs	Si	GaAs
$N_D = K_2/L^2 \text{ At/cm}^3$	$6 \cdot 10^{14}$	$7 \cdot 10^{14}$	$6 \cdot 10^{14}$	$7 \cdot 10^{14}$
$S = \frac{K_3 P_{aM}}{N_D} (\text{cm}^2)$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$3,7 \cdot 10^{-4}$

Pour le mode hybride la valeur de la bande passante se déduit de la valeur de N_D :

- en Si B = 4,8 GHz
- en GaAs B = 4,3 GHz

Le choix final entre les deux modes de fonctionnement dépendra bien sur de la bande passante désirée mais également de la valeur de la puissance de seuil. Pour le composant en arseniure de gallium, la valeur élevée de ce dernier paramètre dans le montage "en réflexion" risque de poser quelques problèmes. Pour minimiser la puissance de seuil, au prix d'une augmentation des pertes d'insertion, il faut diminuer le rapport G_o/y_g donc prendre une valeur du champ électrique E_M plus faible. Par exemple, avec $E_M = 100 \text{ kV/cm}^*$ la puissance de seuil n'est plus que de 320 W, les pertes d'insertion atteignent 0,33 db.



Cet exemple de conception de limiteur nous a d'abord permis de vérifier les conclusions de l'étude comparative des différents modes de fonctionnement possible, mais également de montrer les problèmes que posera la réalisation d'un limiteur utilisant le phénomène de saturation de vitesse des porteurs.

Les valeurs numériques calculées permettent de donner un ordre de grandeur réaliste des performances prévisibles, de plus, il est facile à partir de l'exemple traité de déterminer les performances de limiteur fonctionnant dans d'autres gammes de puissance.

* L'examen des courbes expérimentales de Houston et Evans (figure 1.4) montre que 100 kV/cm est la valeur de champ électrique à partir de laquelle on peut considérer que les porteurs ont atteint la vitesse de saturation.

II. 3. CONCLUSION

L'étude des différents modes de fonctionnement permet de relier les propriétés hyperfréquences du composant (variation de conductance, puissance absorbée) aux grandeurs caractéristiques d'un limiteur (pertes d'insertion, atténuation maximale, bande passante, etc...) et ainsi d'optimiser le composant en fonction de ces grandeurs.

Les différences entre les trois montages possibles se situent essentiellement au niveau :

- de l'écart entre l'atténuation maximale et minimale (dynamique)
- de la puissance de seuil
- de la bande passante

Dans le cas des échantillons en silicium le montage en "réflexion" semble le plus performant car pour les deux autres modes de fonctionnement, l'atténuation maximale est trop faible.

Par contre, si on dispose d'échantillons en arseniure de gallium (ou réalisés à partir des composés ternaires), la comparaison des différents montages est moins défavorable pour les modes "hybride" et "transmission série". En effet la valeur élevée du rapport G_0/\tilde{g} de ces semiconducteurs permet "en mode hybride" d'obtenir des atténuations maximales plus importantes (que dans le cas du silicium), en "réflexion" il augmente la puissance de seuil.

Il est évident, que dans l'état actuel, les performances citées précédemment sont comparables ou inférieures à celles de limiteurs classiques (limiteurs à diodes) cependant dans tous les modes de fonctionnement envisagés l'utilisation de l'effet de saturation de la vitesse permet d'obtenir une rapidité de limitation jamais atteinte et de plus ne nécessite aucun circuit de polarisation extérieur c'est dans ces avantages que résident la nouveauté et l'avenir des structures semiconductrices que nous venons d'étudier.

CHAPITRE III

VÉRIFICATIONS EXPÉRIMENTALES ET RÉALISATIONS PRATIQUES

Le dernier chapitre de ce travail est consacré à l'étude expérimentale et à l'utilisation pratique des structures semiconductrices unipolaires soumises à un champ alternatif fort.

Il comprend deux parties :

a) la vérification expérimentale de l'étude théorique entreprise au premier chapitre

Nous avons dans ce but élaboré une méthode de mesure de la conductance continue $\langle G \rangle$ du composant soumis à une puissance hyperfréquence. Le contraste de conductance hyperfréquence G_o/\bar{g} se déduit du contraste de conductance continu à partir des résultats de la simulation numérique du composant. Cette méthode permet également d'évaluer la température de l'échantillon

b) La réalisation de limiteurs

Ce paragraphe a pour but de montrer la faisabilité du système ne disposant pas de composants ni de cellules optimisés, les performances que nous présenterons sont inférieures à celles citées au chapitre précédent (paragraphe 3.2 exemple de conception de limiteurs).

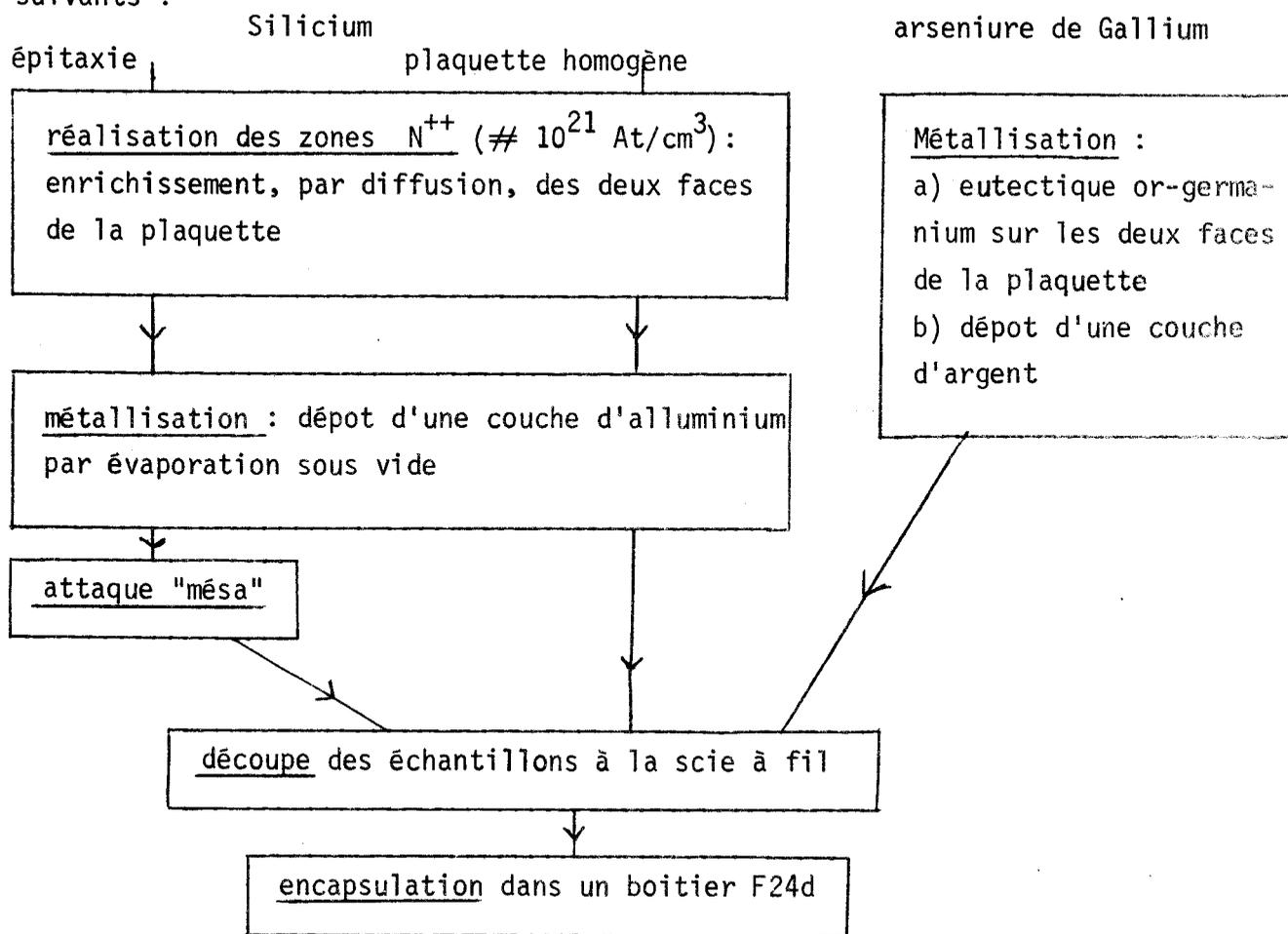
Par contre, cette étude permettra de montrer les problèmes qu'il faudra résoudre afin d'obtenir un limiteur concurrentiel. Afin de mettre en évidence la rapidité du composant, nous montrerons que l'on peut utiliser le dispositif étudié pour éliminer le spike d'un limiteur à ferrite ce qui permet de réaliser des limitations "moyenne puissance" ne présentant plus de puissance de fuite.

III.1. REALISATION DES COMPOSANTS

Nous utiliserons dans cette étude expérimentale, des composants massifs ou de type "mésa" en silicium ou en arseniure de gallium. Dans le cas du silicium [25], les échantillons massifs sont réalisés à partir de plaquettes homogènes, les échantillons types "mésa" à partir de plaquettes épitaxiées (couche N sur un substrat N⁺).

Dans le cas de l'arseniure de gallium, les composants sont obtenus à partir d'une plaquette épitaxiée.

Les principales phases de fabrication des composants sont les suivants :



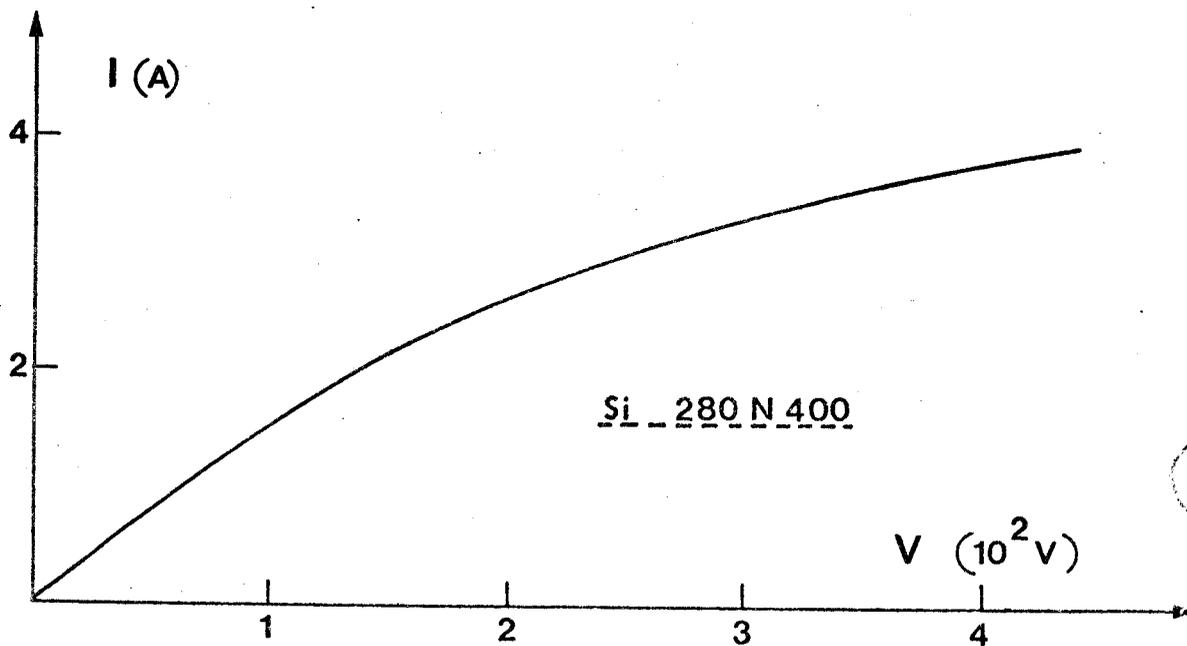
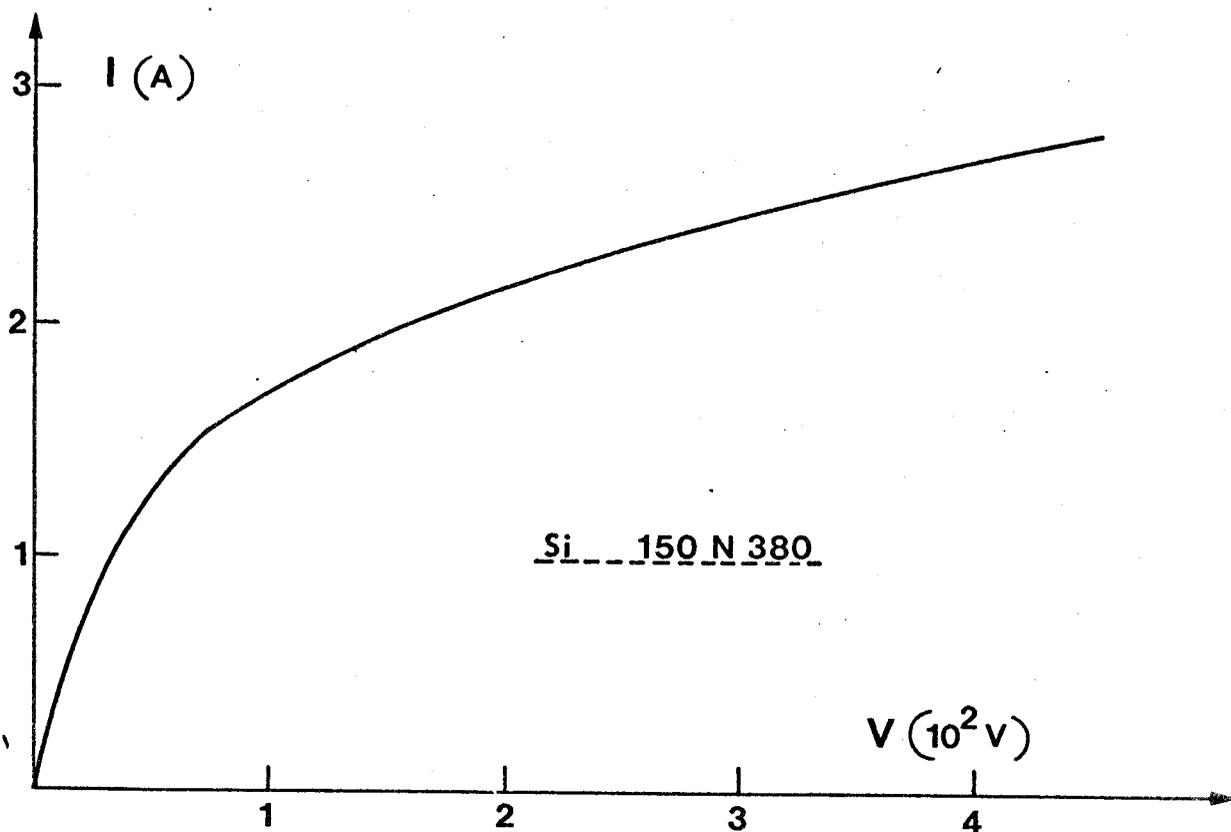
Les difficultés de réalisation sont dues au fonctionnement en régime grand signal. Il faut d'une part élaborer un contact ohmique supportant des courants importants au voisinages de champs électriques élevés, d'autre part éviter les claquages superficiels (passivation ou enrobage du composant)

De plus, à l'heure actuelle, la technologie de l'arseniure de gallium dans notre laboratoire, n'est qu'à sa phase initiale. Ainsi les premiers composants fabriqués ne sont pas parfaitement ohmiques en champ fort (injection de porteurs).

De ce fait, nous n'avons effectué aucune comparaison théorie- expérience sur cet échantillon (100 μm)

CARACTERISTIQUES COURANT - TENSION DES ECHANTILLONS UTILISES

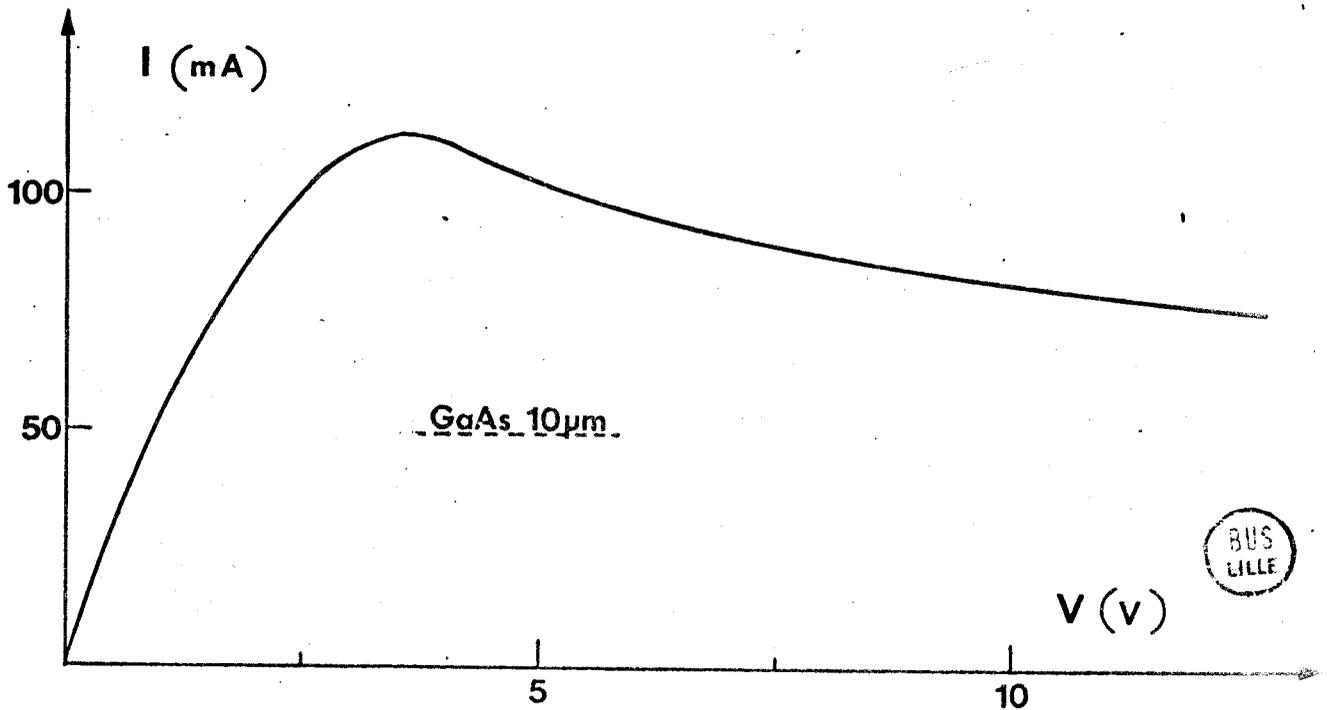
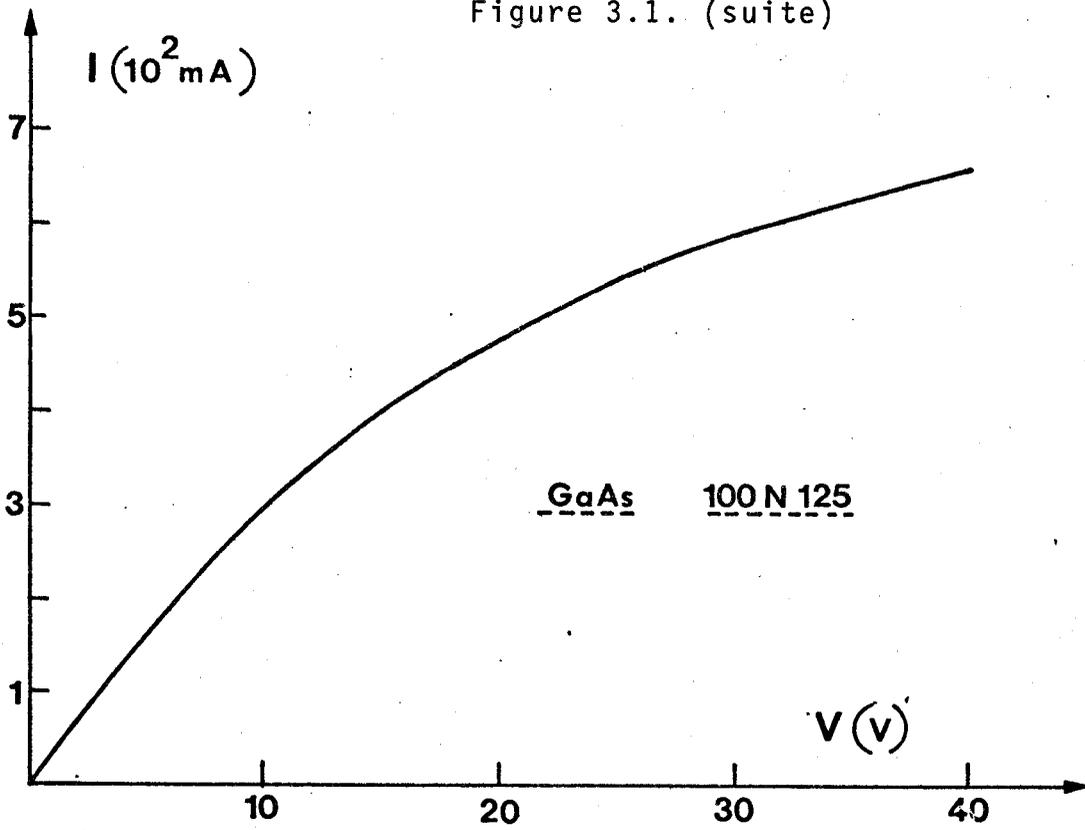
Figure 3.1.



BUS
LILLE

CARACTERISTIQUES COURANT - TENSION DES ECHANTILLONS UTILISES

Figure 3.1. (suite)



BUS
LILLE

- Principales caractéristiques des échantillons étudiés

<u>Dénomination</u>	<u>résistance continue</u> R_0 en Ω	<u>Surface</u> cm^2
11 N 161 (épitaxie) Si	16	$1,13 \cdot 10^{-4}$
150 N 380	39	$1,6 \cdot 10^{-3}$
280 N 400	48	$2,5 \cdot 10^{-3}$
100 N 125 (épitaxie) GaAs	27	$4,6 \cdot 10^{-4}$
Echantillon GaAs de $10 \mu\text{m}$ (épitaxie)	17	

A titre d'exemple, nous donnons figure 3.1 les caractéristiques courant - tension de ces composants.

Nous rappelons que la dénomination 11 N 161 signifie que l'échantillon est réalisé à partir d'une plaquette (épitaxiée) de $11 \mu\text{m}$ de longueur et de résistivité $1,6 \Omega \text{ cm}$

III.2. MESURE EXPERIMENTALE DE LA CONDUCTANCE CONTINUE DE L'ECHANTILLON ET DETERMINATION DE LA CONDUCTANCE HYPERFREQUENCE

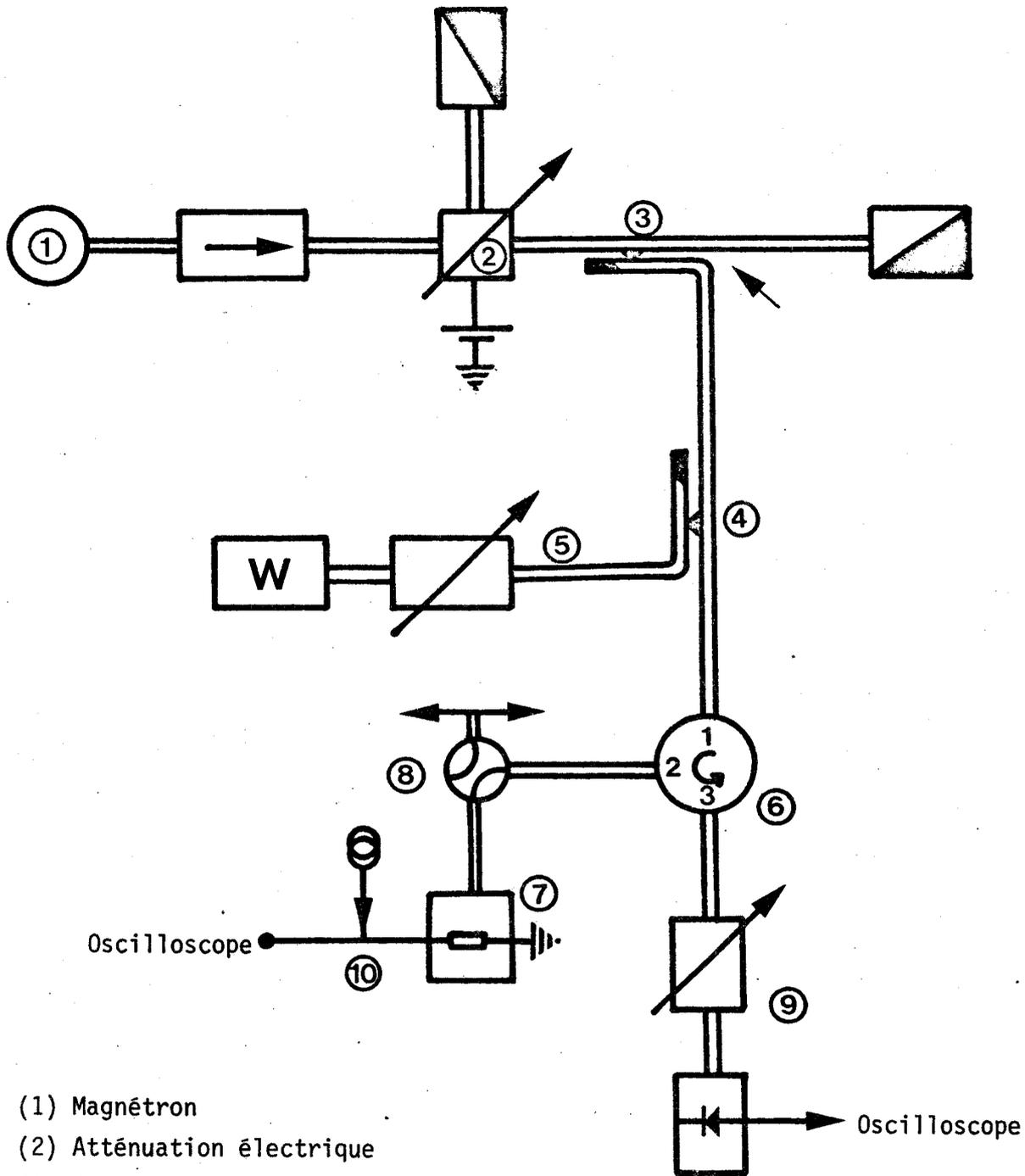
La conductance continue d'une structure semiconductrice $N^+ NN^+$ soumise à une tension $V(t) = V_0 + V_1 \sin \omega t$ ($V_0 \ll V_c \ll V_1$) est différente de sa valeur en champ faible G_0 ($G_0 = q N_D \mu_0 S/L$). La mesure de cette grandeur $\langle G \rangle$ permet de connaître la valeur de la conductance hyperfréquence \tilde{g} à partir des courbes $G_0 / \langle G \rangle = f(V_1/V_c)$ et $G_0 / \tilde{g} = f(V_1/V_c)$, obtenues numériquement ou analytiquement.

III.2.1. Méthode d'évaluation de la conductance continue et de la température du composant

La figure 3.2a présente le schéma du banc de mesure utilisé. La source hyperfréquence est un magnétron fonctionnant à la fréquence de 9,375 GHz. Celui-ci produit des impulsions de durée égale à 1,75 ou 2,25 μs avec une fréquence de répétition de 60 ou 300 Hz et de puissance crête 100 kW. Un atténuateur électrique associé à différents coupleurs directifs permet de faire varier la puissance incidente de quelques milliwatts à cent kilowatts.

La polarisation continue du composant est assurée par un générateur de courant ($I = \text{cste}$). Ainsi, en visualisant la tension continue présente aux bornes du composant on mesure directement la résistance continue ($1 / \langle G \rangle$) de celui-ci.

SCHEMA DU BANC DE MESURE



- (1) Magnétron
- (2) Atténuation électrique
- (3) Coupleur directif
- (4) Coupleur directif (mesure de la puissance incidente)
- (5) et (9) Atténuateur étalonné
- (6) Circulateur
- (7) Cellule
- (8) Court circuit de référence
- (10) Polarisation continue

Figure 3.2 .a



CELLULE DE MESURE

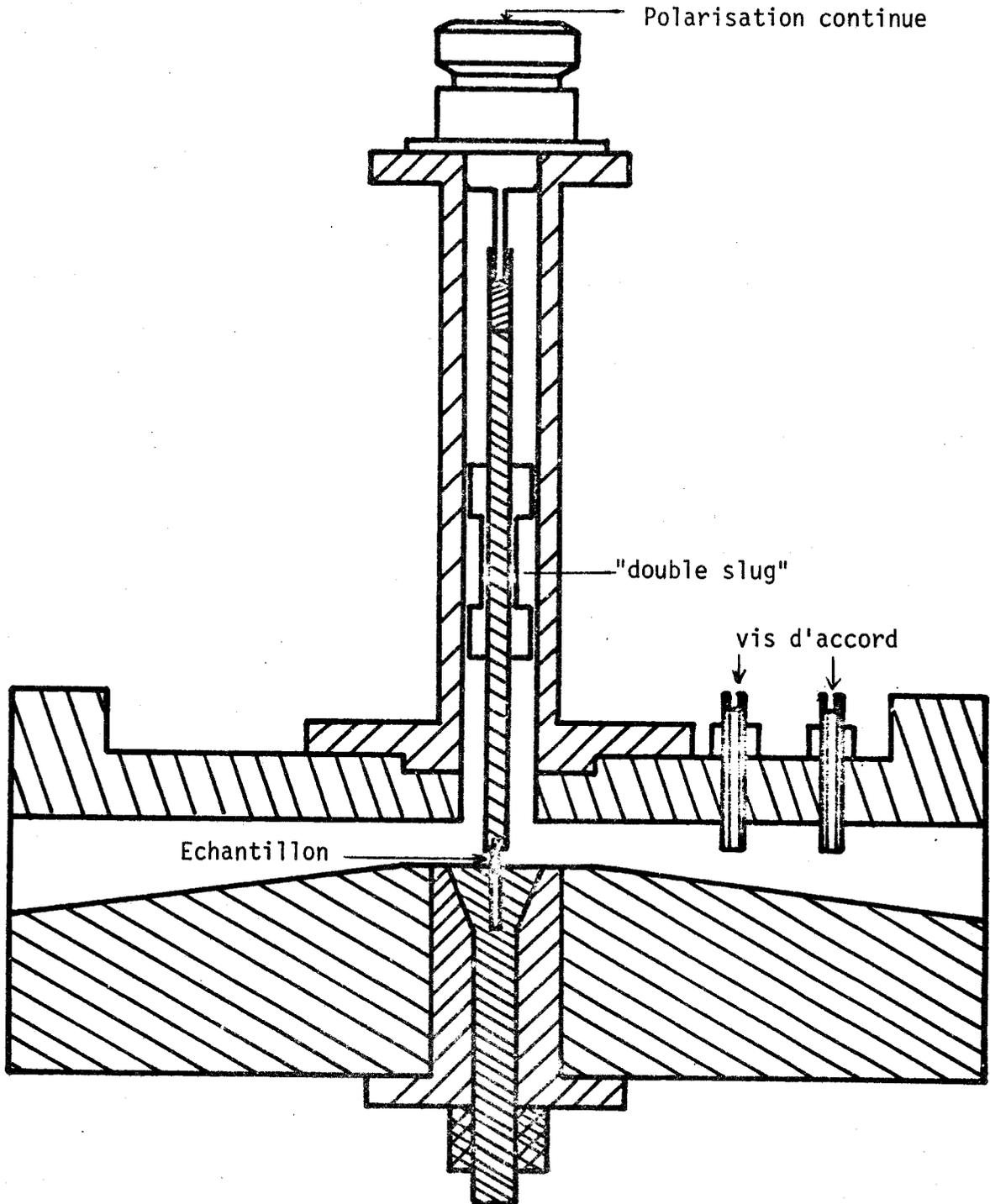
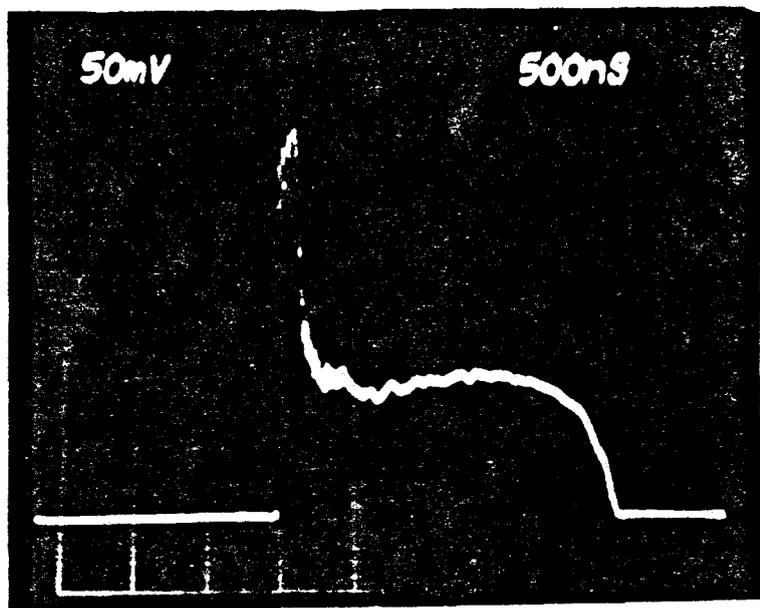


Figure 3.2.b



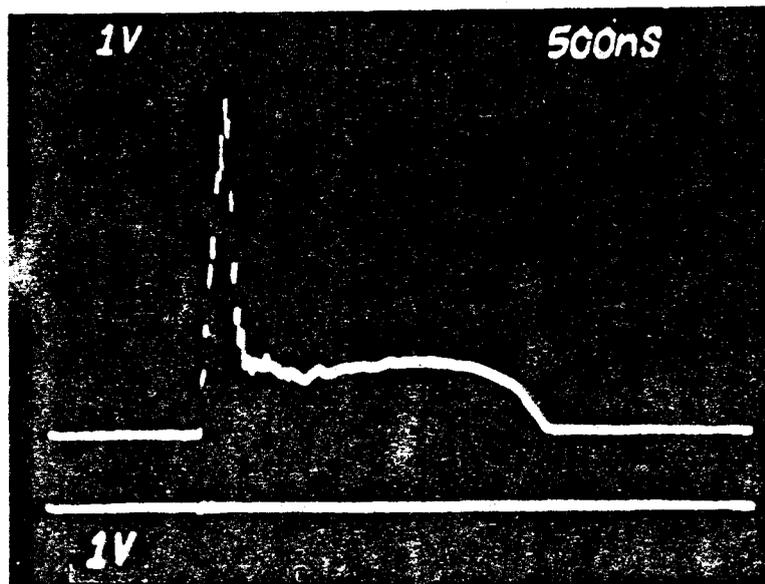
L'échantillon encapsulé est placé dans une cellule (figure 3.2 formée d'un élément de guide bande X et d'un tronçon de ligne coaxiale (polarisation continue). Celle-ci contient un double slug "quart d'onde" mobile qui, d'une part découple le générateur de courant de l'onde hyperfréquence, d'autre part réalise l'accord série. L'accord est obtenu en plaçant un court circuit mobile derrière la cellule ; pour parfaire cet accord, on emploie soit les deux vis d'accord visibles sur le plan de la cellule soit un chariot adaptateur.

Les photographies de la figure 3.3. réalisées lorsqu'on applique une impulsion présentant un 'spike' (ce qui n'est pas le cas lors de la mesure) montrent que la conductance continue $\langle G \rangle$ est proportionnelle à la puissance incidente et qu'elle "suit" instantanément les variations de cette dernière.



Impulsion hyperfréquence incidente

Figure 3.3.



Tension continue aux bornes du composant

La détermination du rapport $G_0 / \langle G \rangle$ s'effectue de la façon suivante :

- pour une valeur de la puissance incidente on règle les différents accords de manière à obtenir une variation maximum de la tension continue au cours de l'impulsion ; on peut alors considérer que l'échantillon est accordé. Le rapport $G_0 / \langle G \rangle$ se calcule à partir des valeurs de la tension aux bornes du composant au cours de l'impulsion et en absence d'impulsion ($U_0 = G_0 I$), et on en déduit aisément le rapport G_0 / \bar{g} et la puissance absorbée (relation $P_i = f(P_a)$ du tableau IV).

Pendant l'application de l'impulsion l'échantillon s'échauffe car il absorbe une partie de la puissance incidente. Dès qu'il n'est plus soumis à l'impulsion hyperfréquence, sa conductance continue $\langle G \rangle$ est égale à la conductance $G_0(T)$ T température du composant en fin d'impulsion ($U_1 > U_0$, figure 3.4). Puis l'échantillon se refroidissant la tension U_1 tend vers U_0 , de façon exponentielle, avec une constante de temps égale à la constante de temps thermique de l'échantillon.

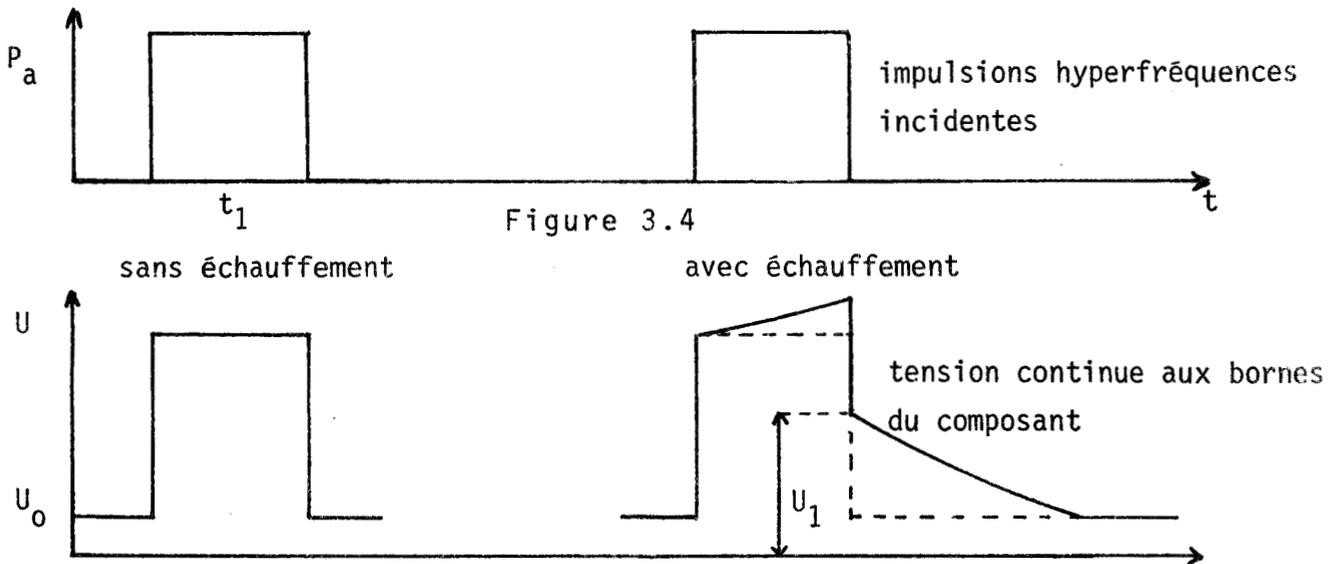


Figure 3.4

Il suffit alors de connaître les évolutions de la conductance G_0 avec la température pour déterminer la température instantanée de l'échantillon en fin d'impulsion. De même l'élévation de la température moyenne de ce dernier se déduit de la valeur de la tension U_0 .

Remarques :

a) La méthode de détermination du rapport G_0 / \bar{g} que nous venons d'exposer est beaucoup plus rapide que les méthodes employées précédemment [5]. En effet, celles-ci nécessitaient :

- la mesure de l'impédance de la diode en régime linéaire pour évaluer la valeur des éléments parasites du boîtier.

- la mesure du coefficient de réflexion présenté par le composant en régime grand signal.

Le procédé que nous utilisons permet de s'affranchir des éléments parasites du boîtier mais nécessite la réalisation d'accords série et parallèle (double compensation).

b) Lors de la mesure de la tension aux bornes du composant, il faut s'assurer que celle-ci n'est due qu'aux variations de la conductance continue. Par exemple pour les composants dissymétriques ou présentant des contacts métal-semiconducteur non parfaitement ohmiques il faut tenir compte de la tension détectée.

c) La détermination de la température se heurte à deux problèmes principaux :

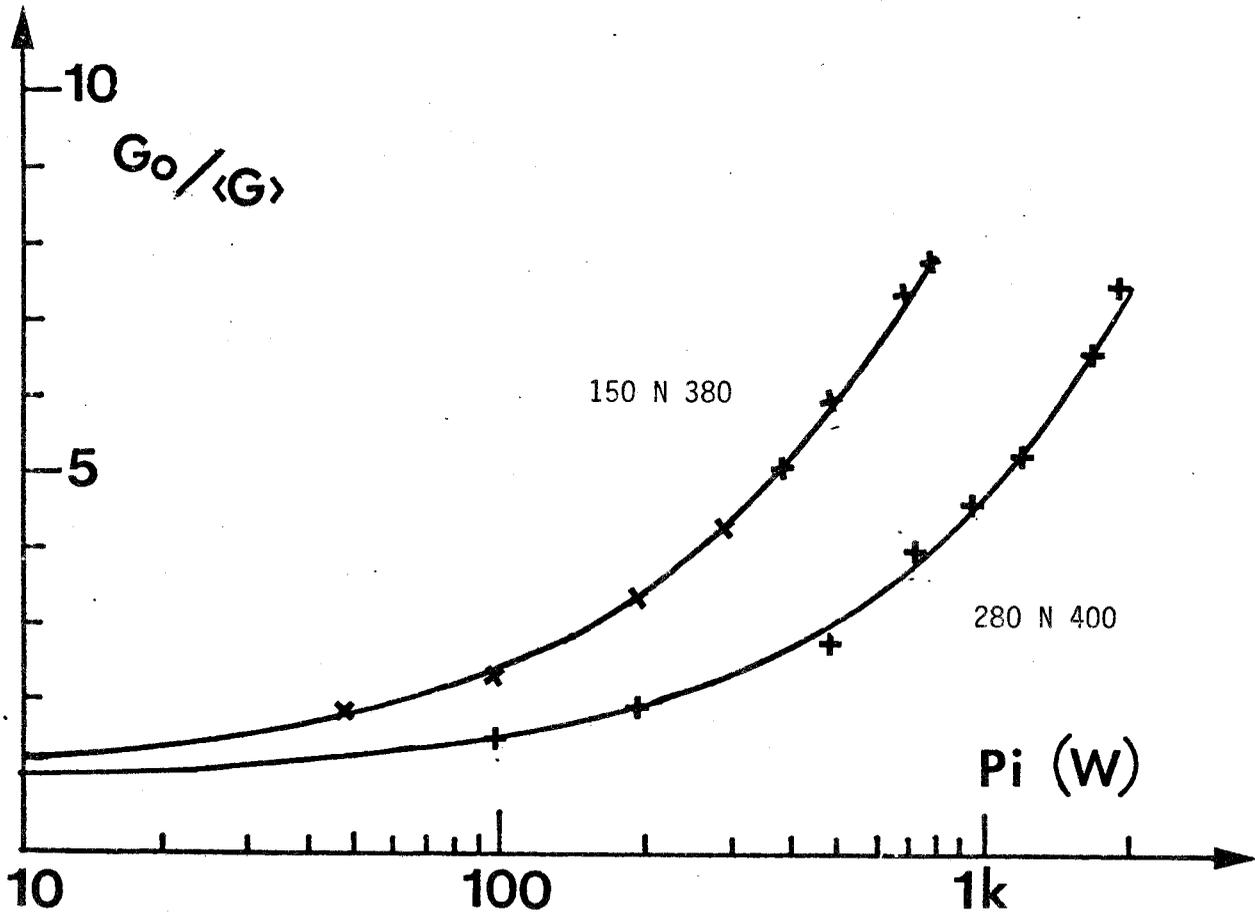
- la tension détectée par le composant
- il peut se produire une injection de trous minoritaires dans la zone active du composant (contacts ohmiques imparfaits, défaut dans le réseau). Après la fin de l'impulsion, ces trous (qui se recombinent très lentement) modifient la conductance G_0 et masquent les effets thermiques.

III.2. EXEMPLES PRATIQUES

Parmi tous les échantillons réalisés nous allons traiter le cas des échantillons en silicium 150 N 380 et 280 N 400 particulièrement appropriés à la réalisation de limiteur moyenne puissance.

L'échantillon est soumis à des impulsions hyperfréquences de durée 1,75 μ s et de fréquence de répétition 60 Hz. Dans un premier stade, on détermine les variations du contraste de conductance continue et de la température instantanée du composant (en fin d'impulsion) en fonction de la puissance incidente (figure 3.5). Nous avons, au préalable, mesuré les évolutions de la résistance continue G_0 en fonction de la température (figure 3.6). On peut en déduire la conductance hyperfréquence \tilde{g} , calculer la puissance absorbée et tracer les courbes $G_0/\tilde{g} = f(P_a)$ (figure 3.7). Les légères différences que l'on peut constater entre les résultats expérimentaux et les courbes théoriques sont dues aux erreurs de mesures et surtout au fait que la température instantanée de l'échantillon est différente de la température ambiante.

EVOLUTION DE LA CONDUCTANCE CONTINUE $\langle G \rangle$ AVEC
LA PUISSANCE INCIDENTE



EVOLUTION DE TEMPERATURE AVEC LA PUISSANCE INCIDENTE

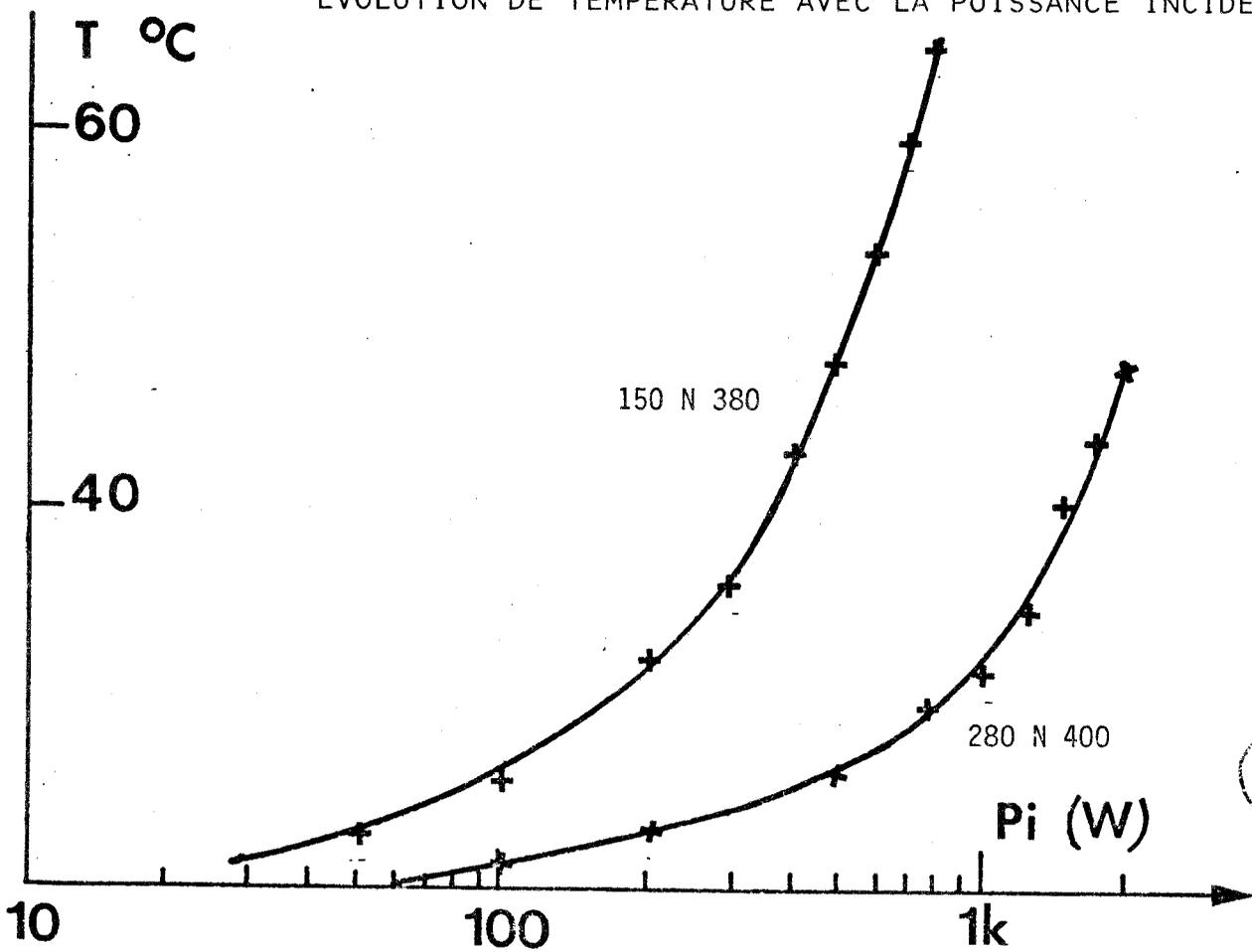


Figure 3.5



VARIATION DE LA CONDUCTANCE CONTINUE G_0 AVEC LA TEMPERATURE

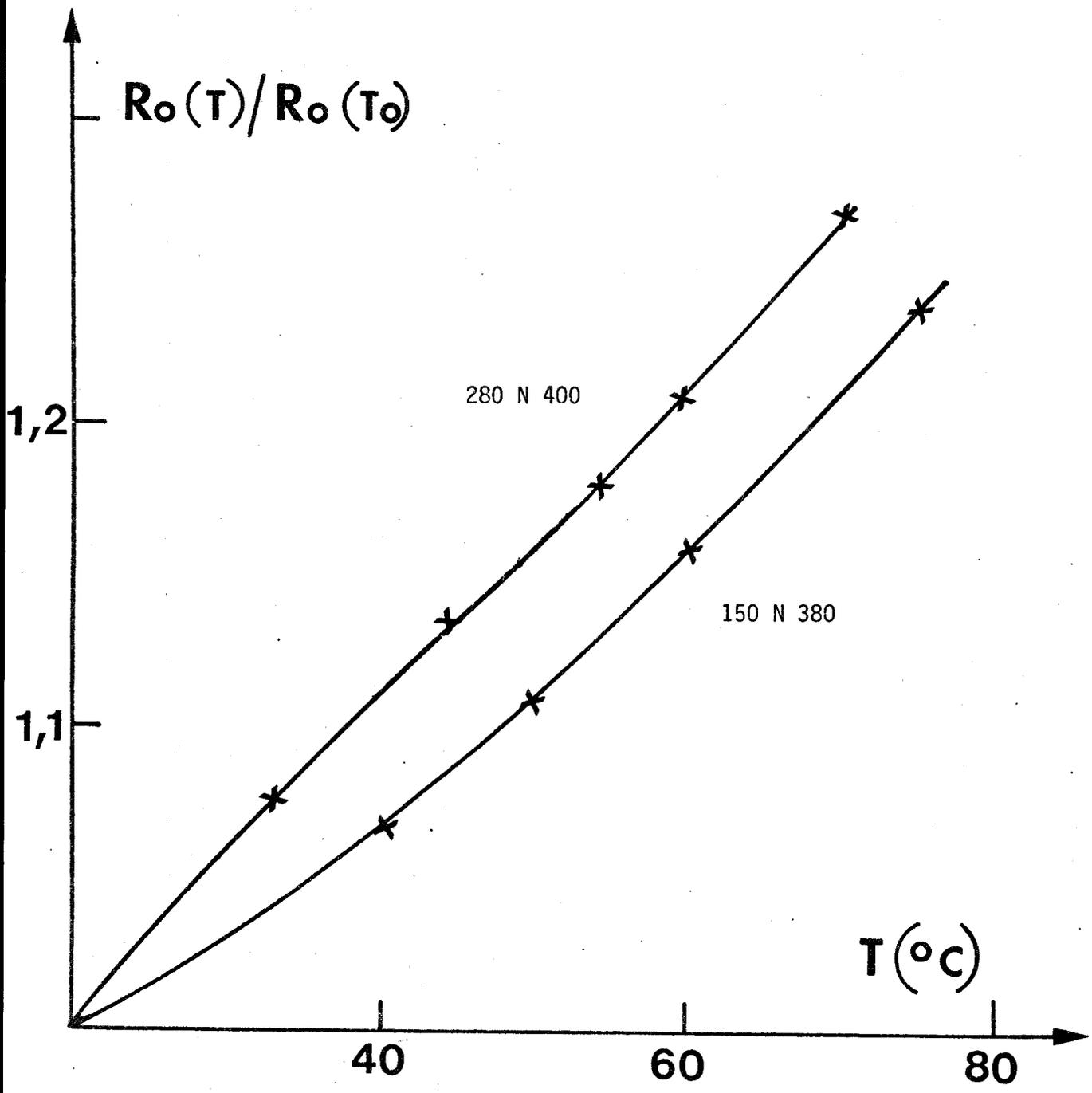


Figure 3.6.



VARIATION DU CONTRASTE DE CONDUCTANCE HYPERFREQUENCE AVEC LA
PUISSANCE ABSORBEE

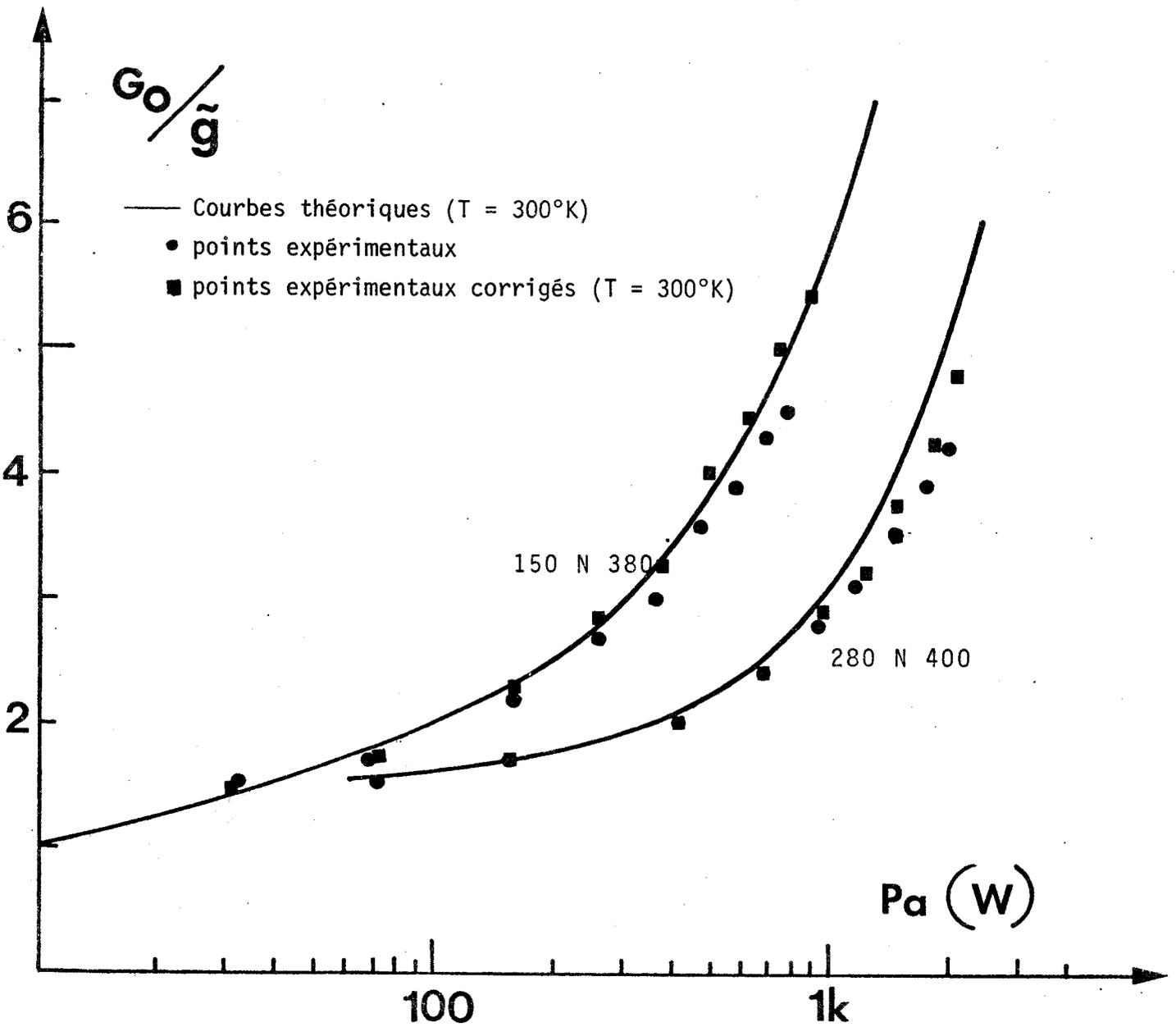


Figure 3.7



L'évolution de la température instantanée au cours d'une impulsion (de durée t_1) est donnée par l'expression :

$$T_p(t) = T_a + \Delta T_0 + R_{th} P_a (1 - \exp \frac{-t}{\tau_{th}})$$

ΔT_0 est l'élévation de la température du composant avec l'application de l'impulsion.

Dans notre cas la période de répétition des impulsions (16,7 ms) est très supérieure aux valeurs mesurées des constantes de temps thermique, respectivement 1 ms pour l'échantillon 150 N 380 et 1,7 ms pour l'échantillon 280 N 400. De plus, expérimentalement on ne constate aucune élévation de la température "moyenne" de l'échantillon. La température $T_p(t)$ peut donc s'écrire sous la forme :

$$T_p(t) = T_a + R_{th} P_a (1 - \exp \frac{-t}{\tau_{th}})$$

$$\neq T_a + R_{th} P_a \frac{-t}{\tau_{th}} \quad (t_1 \ll \tau_{th})$$

De la valeur de la température instantanée $T_p(t_1)$ on peut connaître la température instantanée de l'échantillon au centre de l'impulsion appliquée c'est à dire en première approximation à l'instant où s'effectue la mesure de la tension continue. Pour chaque points expérimentaux, on peut calculer la valeur du rapport G_0/\tilde{g} et de la puissance absorbée si l'échantillon était à la température ambiante (en utilisant les relations établies au paragraphe 1.3 consacré à l'étude des effets thermiques)

La principale remarque que l'on peut faire à propos de la figure 3.7 est que la puissance maximale que l'échantillon peut absorber est très inférieure à celle prévue analytiquement ou numériquement. De l'expression :

$$P_a \neq \frac{2}{\Pi} G_0 L^2 E_c E \quad (6)$$

on déduit le champ électrique maximum que les échantillons peuvent supporter :

$$150 \text{ N } 380 \quad E \neq 35 \quad \text{kV/cm}$$

$$280 \text{ N } 400 \quad E \neq 30,7 \quad \text{kV/cm}$$

Le champ électrique qui règne dans la zone active de l'échantillon est limité par des phénomènes de claquages superficiels. Pour augmenter sa valeur, il

faudrait d'une part enrober les échantillons, d'autre part s'affranchir de l'encapsulation, les structures utilisées étant relativement importantes (en volume)

A titre d'exemple et de comparaison nous donnons figure 3.8 les courbes $G_0 / \langle G \rangle$ des échantillons en arseniure de gallium. Dans le cas de l'échantillon 10 μm nous n'avons pu calculer le rapport G_0 / \bar{g} ne connaissant pas toutes les caractéristiques de ce composant (L, S, N_D).

La valeur maximale de la température instantanée du composant est donnée par l'expression :

$$T_p(t_1) = T_a + R_{th} \frac{t_1}{\tau_{th}} P_a$$

Connaissant $T_p(t_1)$, τ_{th} , t_1 et P_a on peut calculer la résistance thermique R_{th} des composants étudiés. Celle-ci est pratiquement constante quelque soit la puissance absorbée.

	150 N 380	280 N 400
τ_{th} mesuré	# 1 ms	# 1,7 ms
τ_{th} calculé $\frac{L^2}{K}$	0,28 ms	0,96 ms
R_{th} mesuré	# 32°C/W	# 14°C/W
R_{th} calculé $\frac{1}{\sigma_{th}} \frac{L}{S}$	6,25°C/W	7,5 °C/W
R_{th} obtenue à partir de mesure classique (courbes $I = f(V)$)	# 10°C/W	# 40°C/W

Il existe une grande dispersion entre ces différentes valeurs. Pour notre méthode de mesure, l'erreur sur la détermination de R_{th} est due :

- aux erreurs de mesures :
 - du rapport $G_0 / \langle G \rangle$ qui se répercutent sur la valeur de la puissance absorbée
 - de la constante de temps thermique
 - des variations de la résistance continue avec la température
- aux hypothèses trop restrictives de l'étude thermique (paragraphe 1.3)

EVOLUTION DU CONTRASTE DE CONDUCTANCE CONTINUE $\langle G \rangle$ (EXPERIMENTAL)
EN FONCTION DE LA PUISSANCE INCIDENTE

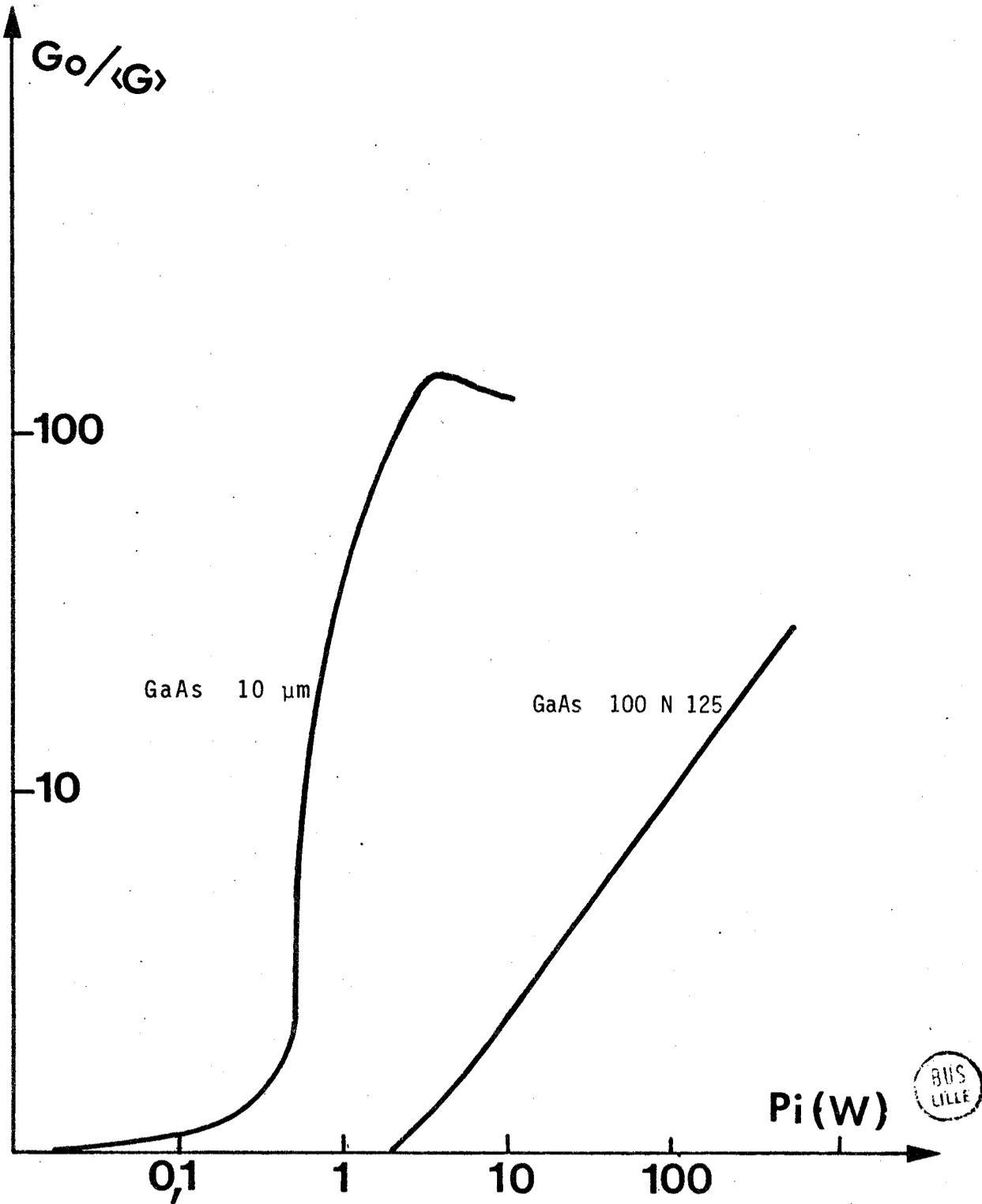


Figure 3.8

En conclusion, nous disposons d'une méthode de mesure de la conductance continue du composant qui permet de déterminer rapidement sa conductance hyperfréquence ; les résultats obtenues étant très proches des valeurs théoriques.

En ce qui concerne la mesure de la température et de la constante de temps thermique du composant il faudrait améliorer la précision des mesures (en utilisant un échantillonneur par exemple), disposer de composant plus fiable et, dans ce cas, effectuer une étude plus fine du comportement thermique de l'échantillon.

III.3. EXEMPLE DE REALISATION DE LIMITEURS

Dans ce paragraphe nous allons d'abord donner quelques exemples de performances obtenues à partir d'échantillons non optimisés.

Les composants dont nous disposons présentent des valeurs maximum du contraste de conductance G_o/\tilde{g} modestes, le montage en "réflexion" est donc le plus approprié. Dans ce mode de fonctionnement pour réaliser au mieux la condition $y_g = \tilde{g}_{\min}$ nous avons utilisé trois cellules de mesure (figure 3.2) qui ne diffèrent que par la valeur de leurs impédances caractéristiques.

b	Z_g (à 9,3 75 GHz) Ω	Echantillons
3 mm	139	11 N 161
5 mm	230	150 N 380, 280 N 400, GaAs 10 μm
10,16 mm	470	100 N 125 en GaAs

Le banc de mesure employé, est le même que celui décrit figure 3.2. La mesure des performances en atténuation s'effectue de la manière suivante :

a) A la valeur maximale de la puissance incidente que l'échantillon peut supporter, on règle les différents accords de manière à obtenir une atténuation maximum.

Pour une puissance donnée, l'atténuation est mesurée par comparaison entre l'onde incidente réfléchiée par le composant et celle réfléchiée par un court circuit de référence. Ce procédé permet de s'affranchir des imperfections du circulateur (perte dans les voies, fuite directe). Les figures 3.9 et 3.10 montrent d'une

EVOLUTION DE LA PUISSANCE REFLECHIE EN FONCTION DE LA PUISSANCE INCIDENTE

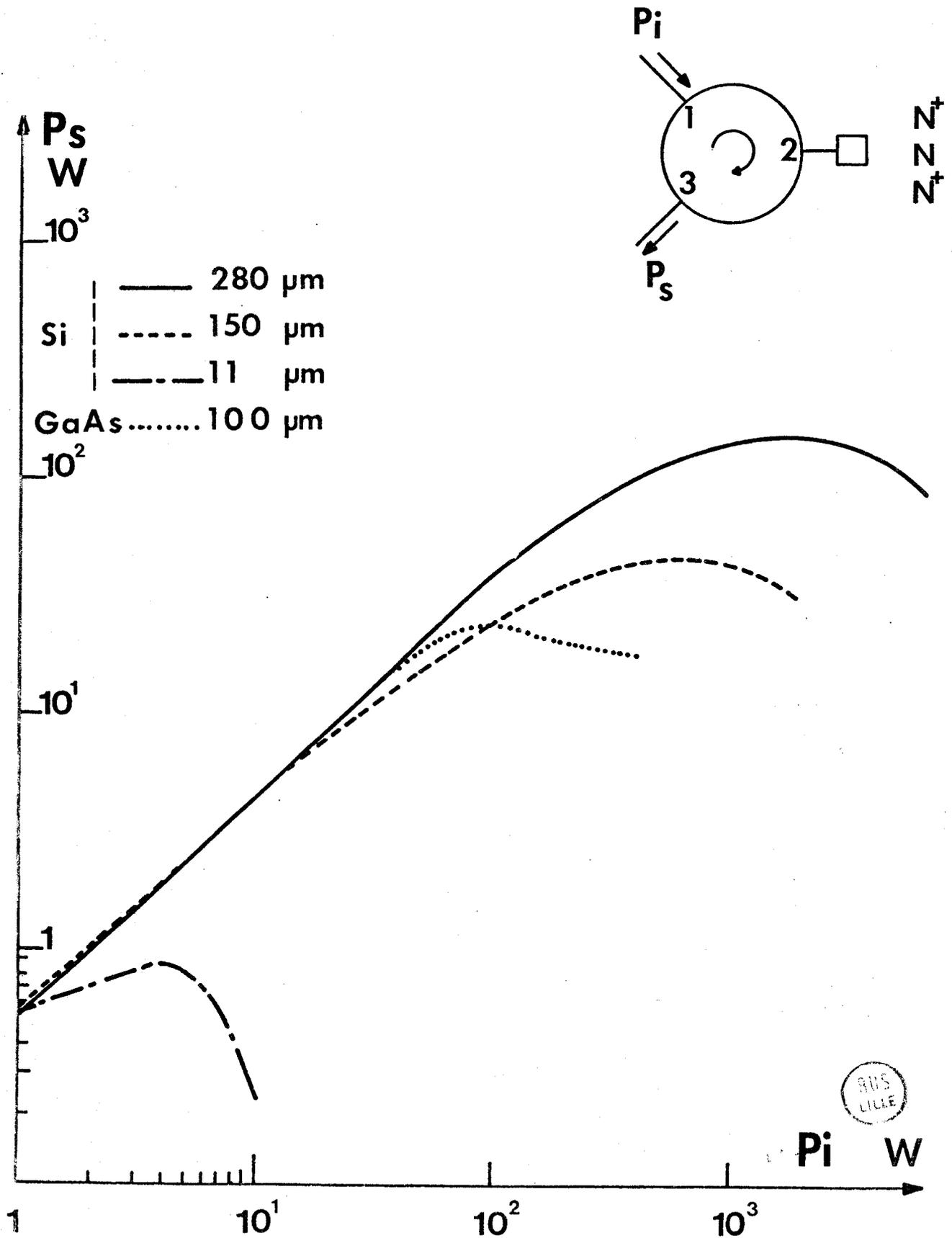


Figure 3.9

EVOLUTION DE L'ATTENUATION AVEC LA PUISSANCE INCIDENTE

ECHANTILLON GaAs 10 μm

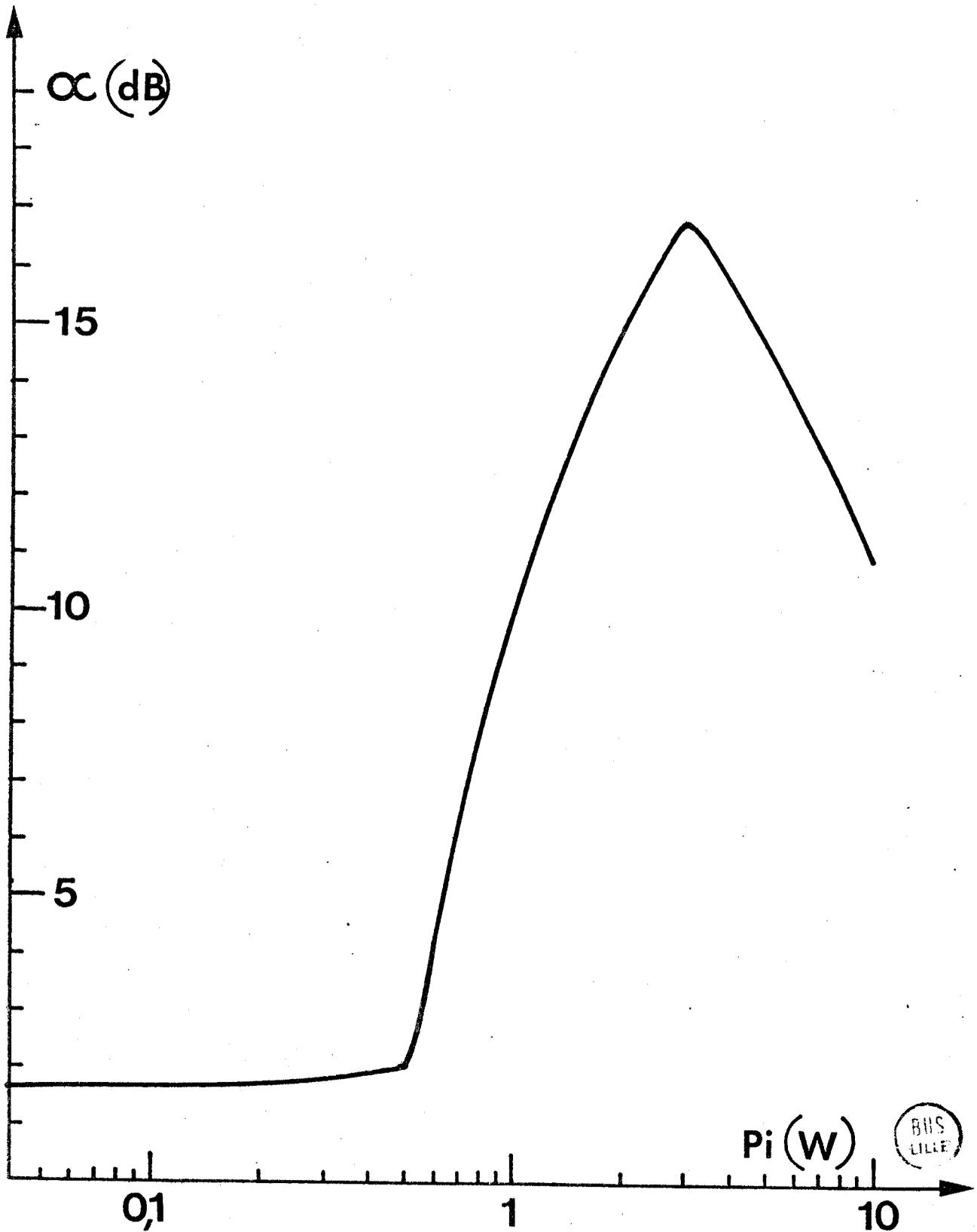


Figure 3.10

BIS
LILLE

part que les puissances que l'on peut limiter dépendent de la longueur de la zone active de l'échantillon d'autre part l'intérêt que présente l'emploi de l'arseniure de gallium dans la réalisation des composants. Par exemple l'échantillon 100 N 125 malgré toutes les imperfections qu'il comporte, présente des valeurs d'atténuation minimale et maximale comparables à celles des échantillons en silicium (150 N 380 et 280 N 400).

Dans le tableau suivant nous comparons les valeurs mesurées et calculées des pertes d'insertion et de l'atténuation maximale.

Echantillons	Mesurées		Calculées	
	α_{\min} db	α_{\max} db	α_{\min} db	α_{\max} db
150 N 380	3,5	13,5	3	17,4
280 N 400	3,5	13,5	3,7	24
11 N 161	3	21	2	23 G_o/\tilde{g} tiré de 5
100 N 125	3,5	13,4	1	G_o/\tilde{g}
diode Gunn	1,5	17	1,3	non déterminé

Les différences entre valeurs calculées et valeurs mesurées sont dues vraisemblablement à un mauvais accord de l'échantillon en champ fort, le montage "en réflexion" étant très sensible à ce paramètre.

En conclusion nous pouvons dire que les performances obtenues sont inférieures aux prévisions théoriques du chapitre précédent car les échantillons utilisés ont des résistances continues trop élevées et des contrastes de conductance modestes.

Il est à remarquer qu'au cours de ces manipulations aucun phénomène de spike n'a été observé.

Les limiteurs à ferrite "moyenne puissance" présentent une puissance de fuite relativement importante. En pratique, il faut les faire suivre de plusieurs limiteurs à éléments semiconducteurs pour limiter ce "spike" très

gérant. La rapidité de notre composant permet de réaliser cette opération avec un seul étage limiteur.

Figure 3.11, photo n° 1

Figure 3.3.

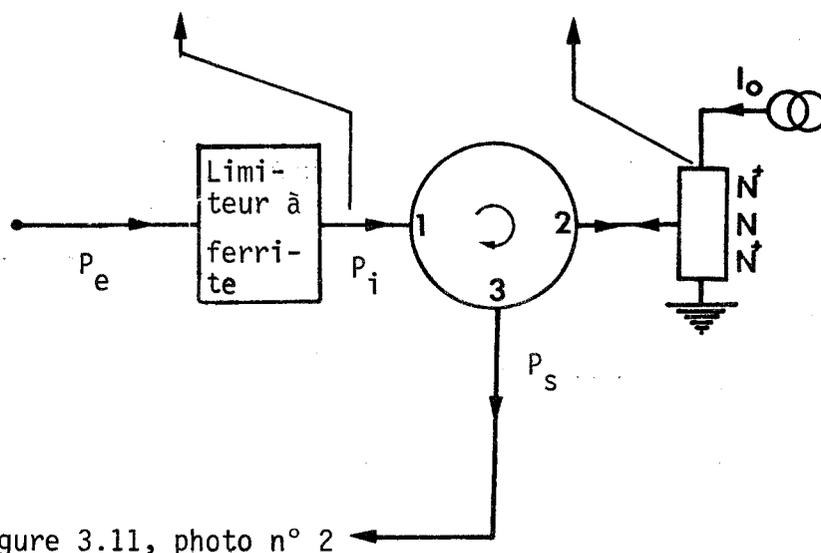


Figure 3.11, photo n° 2

En effet par un réglage judicieux des accords on peut éliminer le "spike" du limiteur à ferrite pour une valeur donnée de la puissance incidente (figure 3.11). Pour des valeurs moins importantes de cette puissance, l'écart entre l'énergie contenue dans le "spike" et celle contenue dans le plateau est nettement atténué (figure 3.12).

On peut noter, dans ce type de fonctionnement (limiteur à ferrite placé devant le limiteur étudié), que l'échantillon absorbe moins de puissance au cours de l'impulsion ce qui lui assure un fonctionnement plus fiable.

LIMITEUR A FERRITE PLACE DEVANT LE LIMITEUR ETUDIE
 EVOLUTION DE LA PUISSANCE TRANSMISE EN FONCTION
 DE LA PUISSANCE INCIDENTE

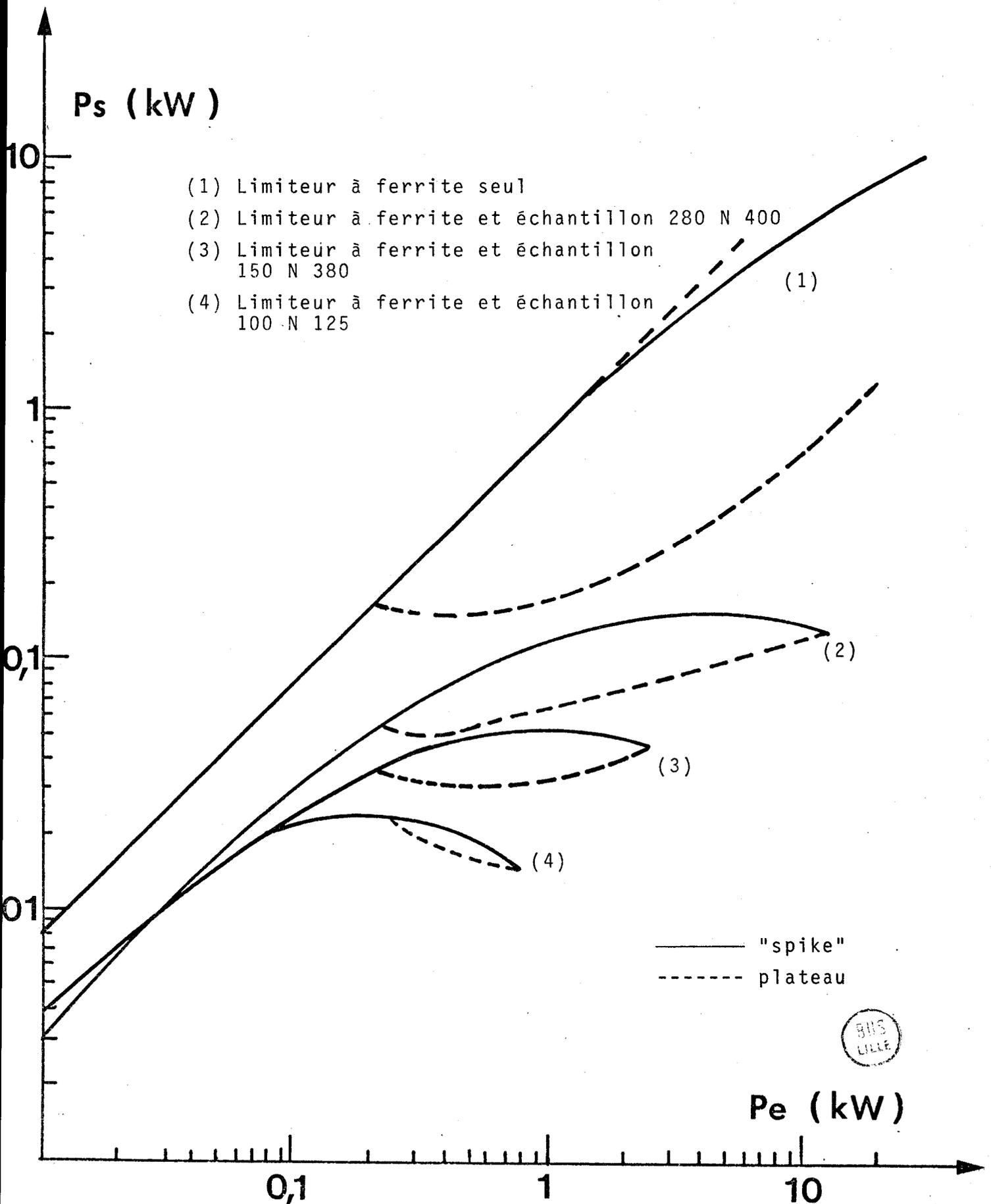


Figure 3.12



Echantillon de Silicium 280 N 400

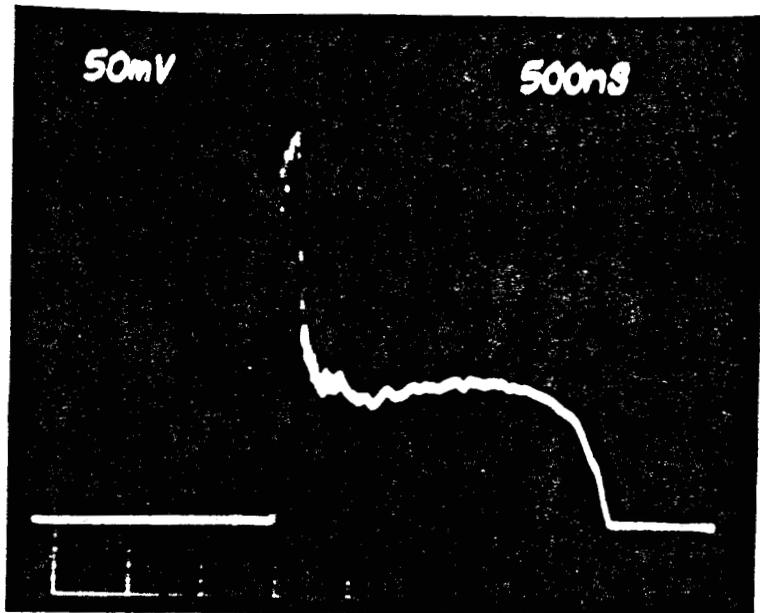


Photo n°1

Impulsion hyperfréquence à
la sortie du limiteur à ferrite
Puissance du pic : 5 kW

Figure 3.11.a

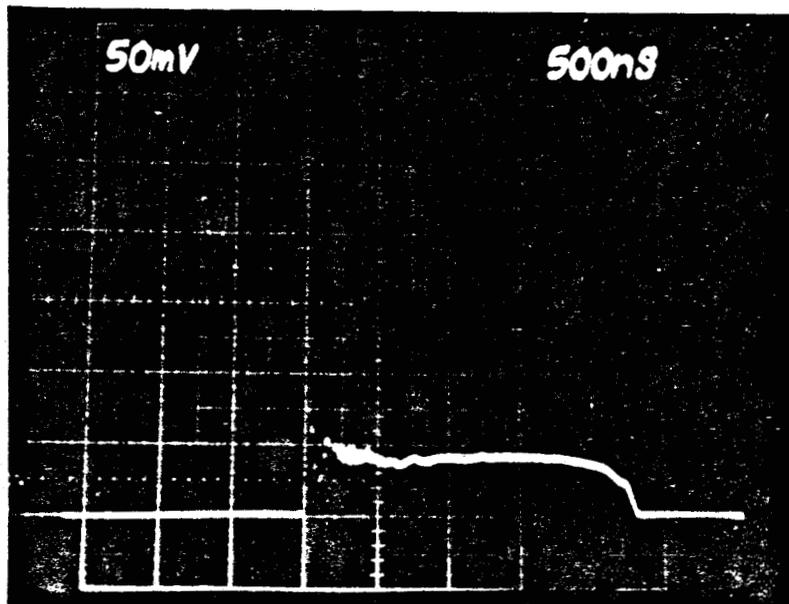


Photo n°2

Signal de sortie

Atténuation sur le "spike" 13 db
Atténuation sur le plateau 3 db

Echantillon d'Arseniure de Gallium 100 N 125

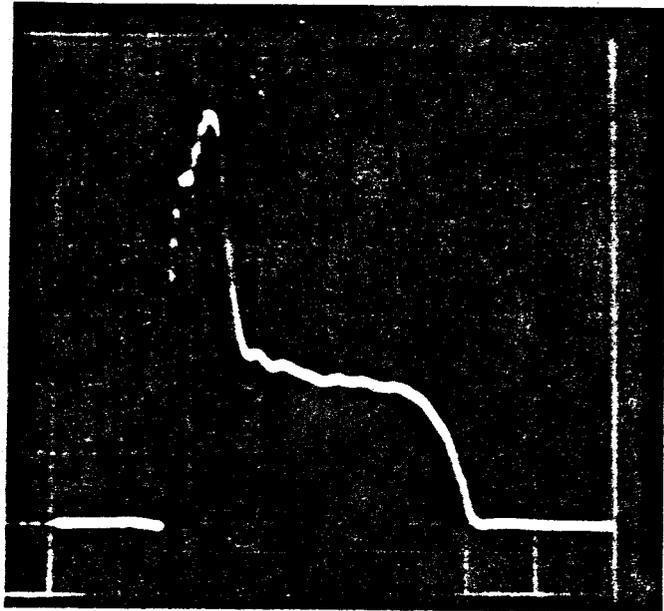


Photo n°1

Impulsion hyperfréquence à
la sortie du limiteur à ferrite
Puissance du pic : 700 W

Figure 3.11.b

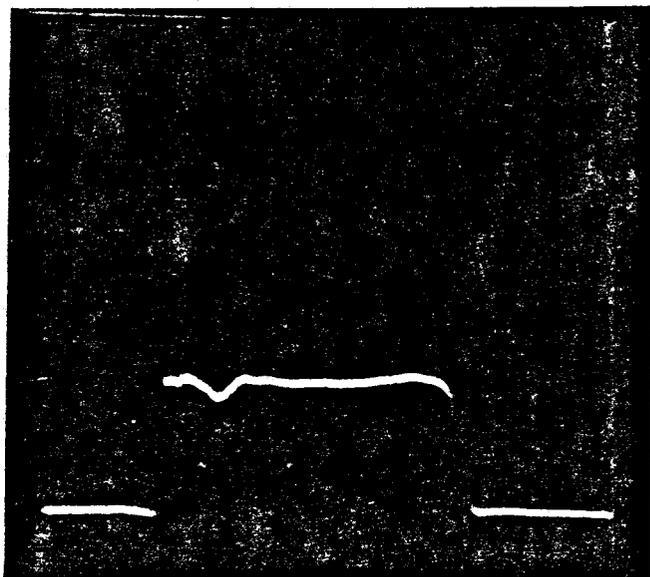


Photo n° 2

Signal de sortie
Atténuation sur le plateau : 8 db
Atténuation sur le "spike" : 13 db



III.3. CONCLUSION

La superposition d'une légère polarisation continue à la polarisation alternative du composant permet :

- de mesurer le contraste de conductance continue et d'en déduire le rapport G_0/\tilde{g}

- d'évaluer la température et la constante de temps thermique du composant

de faciliter l'accord du composant (accord réalisé quand la tension continue est maximale).

Lors de l'utilisation pratique du composant cette méthode permettrait de tester rapidement ces caractéristiques (G_0 , G_0/\tilde{g}) en cours de fonctionnement.

Le principal intérêt des limiteurs étudiés est leur rapidité. Ainsi en fonctionnement normal ils ne présentent pas de puissance de fuite, placé derrière un limiteur à ferrite ils permettent d'éliminer le spike présenté par ce dernier.

A l'heure actuelle, les problèmes qu'il faut résoudre pour rendre le composant utilisable sont d'ordre technologique. Il faut d'une part, améliorer les contacts ohmiques (échantillon en arseniure de gallium), la tenue en champs électrique (passivation des bords, enrobages) et diminuer la valeur des résistances thermiques).

CONCLUSION

Dans ce travail nous nous sommes efforcés d'étudier les possibilités d'un nouveau type de composant semiconducteur hyperfréquence.

Nous avons montré que l'utilisation de la variation de la mobilité des porteurs par effet de champ permet d'obtenir une limitation quasi-instantanée de l'onde hyperfréquence.

Les résultats expérimentaux obtenus à partir de composants en silicium ou en arseniure de gallium ont permis de vérifier les résultats de l'étude théorique (valeur du contraste de conductance, rôle du semiconducteur) et de montrer l'intérêt que présente ces nouveaux dispositifs pour la réalisation de limiteurs hyperfréquences (pas de puissance de fuite ni de circuit de polarisation).

Cependant des problèmes restent posés, en particulier il faudrait obtenir des contrastes de conductances plus importants. Il faudra dans l'avenir réaliser des composants capables de supporter des puissances incidentes plus élevées et utiliser des semiconducteurs plus appropriés que le silicium.

Dans ces conditions on peut espérer obtenir des limiteurs présentant des limitations plus grandes et extrêmement rapides.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] T.P. CARLISLE
M.T.T. I.E.E.E., Vol. M.T.T. 26, n° 5, May 1978, p. 345 - 347
- [2] M.J. GAWRONSKI et H. GOLDIE
Microwave Journal, Mai 1977, p. 43-46
- [3] ZIMMERMANN, LEROY, CONSTANT
J.A.P., Vol. 49, n° 6, June 1978, p. 3378 - 3383
- [4] RAPPORT DE SYNTHÈSE FINAL
Contrat D.R.M.E. n° 7534292004807501
- [5] Y. BECQUELIN
Thèse 3ème Cycle (LILLE Mai 1977)
- [6] B. BOITTIAUX, Y. BECQUELIN, J.M. JENDRZEJCZAK et E.CONSTANT
Revue de Physique appliquée, Tome 12, Octobre 1977,
p. 1663 - 1677
- [7] C.S. AITCHISON, R. DAVIES
I.E.E.E. M.T.T., February 1972
- [8] C. JACOBINI, C.CANALI, G. OTTAVIANI et A. ALBERIGI QUARANTA
Solid state Electronics, 1977, Vol. 20, p 77 - 89
- [9] HOUSTON et EVANS
Solid State Electronics, 1977, Vol. 20, p. 197 - 204
- [10] RUCH et KINO
Phys. Rev. Vol. 174, 1968, p. 921
- [11] FAWCET et HERBERT
Electronics Letters, 12th, July 1973, Vol. 9, n° 14
p. 308 - 309

- [12] KAWASHINA, OHTA, KATOAKA
Electronics Letters, 5th February 1976, Vol.12, n° 3
- [13] KAWASHINA, OHTA, KATOAKA
Contribution to 1976 symposium on GaAs and Related compound
- [14] SAKAI, IKOMA, ADACHI, YANAI
Electronics Letters, 19th Sept. 1974, Vol.10, n°19, p.402-403
- [15] PEARSON et FOGGIATO
I.E.E.E., Trans. E.D, Vol. ED-60, n° 10, Oct. 1975, p.829-836
- [16] IMMORLICA et PEARSON
Proceeding I.E.E.E. Vol.60, n°4, Avril 1972, p. 456-457
- [17] LITTLEJOHN et AL
J.A.P., Vol. 48, n° 11, Nov. 1977, p. 4587 - 4590
- [18] ALLEN et AL
A.P.L., 7, 1965, p. 78
- [19] BOITTIAUX
Thèse d'Etat (à paraître)
- [20] THIM
J.A.P., Vol. 39, 1968, p. 3897 - 3904
- [21] H.S. CARSLAW et J.C. JAEGER
"Conduction of Heat in solids"
2ème Ed., Oxford University Press, New York (1959)
- [22] A. KASZINSKI
D.E.A. et rapport de stage E.S.E. (Juin 1977) Paris IV
- [23] PEARLMAN
R.C.A. Review, Decembre 1969, p. 637 - 667
- [24] COLLINS
"Foundation for microwaves engineering"
Mc Graw Hill, 1966
- [25] J. VANBREMEERCH D. VANDENMOERE
Rapport interne