

n° d'ordre : 439

50376
1978
109

THESE

50376
1978
109

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

CHIVE Maurice

DE L'UTILISATION DE L'EFFET TUNNEL DANS LES STRUCTURES

SEMICONDUCTRICES A TEMPS DE TRANSIT

POUR LA GENERATION D'ONDES HYPERFREQUENCES



D 030 059439 4

Jury : MM G. SALMER Président
E. CONSTANT Rapporteur
J. URGELL Rapporteur
A. SEMICHON Rapporteur
G. CONVERT Examineur
Y. CROSNIER Examineur

le 15 décembre 1978.

"IL FAUT VIVRE COMME L'ON PENSE, SANS QUOI L'ON FINIRA
PAR PENSER COMME ON A VECU"

Paul BOURGET
"Le démon de midi"

à Annie France

Christophe

Guillaume

Ce travail a été effectué au "CENTRE HYPERFREQUENCES & SEMICONDUCTEURS" de l'Université des Sciences & Techniques de Lille dirigé par Monsieur le Professeur CONSTANT.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur le Professeur CONSTANT qui, m'ayant proposé le sujet de cette thèse, m'a dirigé et conseillé tout au long de ce travail ce qui m'a permis de mener à son terme cette étude.

Je suis extrêmement reconnaissant à Monsieur le Professeur SALMER d'avoir accepté de présider la commission d'examen et de juger mon travail.

Monsieur le Professeur URGELL de l'Université de Lyon et Monsieur SEMICHON de la SODERM me font l'honneur de juger ce travail, je leur en suis vivement reconnaissant.

Je tiens également à remercier chaleureusement Monsieur CONVERT de la Société CSF d'avoir accepté de participer à ce jury.

Enfin je tiens à exprimer à Monsieur CROSNIER Maître de Conférences, mes plus vifs remerciements et lui dire tout le plaisir que j'ai de sa participation à mon jury.

Mes remerciements vont également à Messieurs KENNIS, LEBEVRE et PRIBETICH pour leur aimable et fructueuse collaboration tout au long de cette étude.

Je ne saurais oublier enfin d'adresser mes remerciements à tous ceux qui ont contribué à la réalisation de ce mémoire :

- Madame COPIN qui a eu la tâche ingrate de le dactylographier.
- Monsieur PLAYEZ et Madame DELOS pour leur contribution au travail expérimental.
- Monsieur TINEL pour l'aide efficace qu'il m'a apportée sur le plan du calcul numérique.
- Enfin Messieurs JENNEQUIN, ANDRIES, MICHON de l'Atelier de Mécanique, DEHORTER et PLUQUET du Service Polycopie.

Je tiens à rappeler que l'étude expérimentale a pu être réalisée grâce aux composants fabriqués par :

le LEP à Limeil Brévannes

la RTC à Suresnes

et le LCR à Orsay

SOMMAIRE

INTRODUCTION

CHAPITRE I : THÉORIE GÉNÉRALE DES DISPOSITIFS À ÉMISSION DE CHAMP ET TEMPS DE TRANSIT.

I - <u>INTRODUCTION</u>	7
II - <u>RECHERCHE DES CRITERES CARACTERISANT L'EVOLUTION TEMPORELLE DE LA TENSION ET DU COURANT AUX BORNES DU DISPOSITIF EN VUE D'OBTENIR UN RENDEMENT MAXIMUM.</u>	
II-1 Généralités, justification du fonctionnement à tension sinusoïdale.	7
II-2 Recherche de l'évolution temporelle optimale pour le courant traversant l'échantillon.	9
III - <u>DISPOSITIF A TEMPS DE TRANSIT.</u>	11
III-1 Théorème de Ramo Schockley.	12
III-2 Application à un semiconducteur.	14
III-3 Expression du rendement.	14
IV - <u>DISCUSSION.</u>	
IV-1 L'émission thermoionique.	19
IV-2 L'émission tunnel.	20
IV-3 L'émission par avalanche.	21

CHAPITRE II : THÉORIE DE L'AVALANCHE ET DE L'EFFET TUNNEL DANS LES SEMICONDUCTEURS.

I - <u>MECANISMES PHYSIQUES DE L'AVALANCHE DANS LES SEMICONDUCTEURS.</u>	
I-1 Explication qualitative du processus d'avalanche.	23
I-2 Définition du facteur de multiplication et de la condition d'avalanche.	24
I-3 Relation entre la tension, le profil de dopage et le champ électrique à l'avalanche.	26
I-4 Concept de zone d'avalanche.	27

II - L'EFFET TUNNEL DANS LES SEMICONDUCTEURS

II-1 Introduction.	33
II-2 Expression générale de la densité de courant et hypothèses.	36
II-3 Calcul du courant tunnel pour une barrière métal semiconducteur polarisée en inverse.	38
II-4 Calcul du courant tunnel dans une jonction polarisée en inverse.	45
II-5 Discussion.	49
II-6 Conclusion.	58

CHAPITRE III : ÉTUDE THÉORIQUE DU COMPOSANT.

I - <u>INTRODUCTION.</u>	60
II - <u>PRINCIPE GENERAL DE CALCUL : EXPRESSIONS ANALYTIQUES DE L'IMPEDANCE, DE LA PUISSANCE ET DU RENDEMENT D'UNE STRUCTURE SEMICONDUCTRICE.</u>	
II-1 Impédance de la diode.	62
II-2 Expressions de la puissance et du rendement.	64
III - <u>ETUDE DE LA DIODE A EFFET TUNNEL ET TEMPS DE TRANSIT.</u>	
III-1 Définition de la structure.	64
III-2 Etude analytique.	70
III-3 Etude numérique de la structure TUIT.	76
IV - <u>ETUDE DE LA DIODE A AVALANCHE EN PRESENCE D'UN COURANT TUNNEL INFLUENCE DE CE COURANT SUR LES PERFORMANCES HYPERFREQUENCES.</u>	
IV-1 Introduction.	88
IV-2 Etude analytique.	91
IV-3 Etude numérique.	101
IV-4 Conclusion de l'étude de la diode ATT en présence d'un courant tunnel.	115
V - <u>CONCLUSION.</u>	116

CHAPITRE IV : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'INFLUENCE DU COURANT TUNNEL
SUR LES PERFORMANCES DES STRUCTURES SEMICONDUCTRICES
EN RÉGIME LINÉAIRE ET NON LINÉAIRE.

I - <u>INTRODUCTION</u>	117
II - <u>DETERMINATION DES PROFILS DE CONCENTRATION EN IMPURETES ET DES CARTES DE CHAMP ELECTRIQUE POUR CHAQUE TYPE DE COMPOSANT.</u>	119
III - <u>DETERMINATION DIRECTE DE LA HAUTEUR DE BARRIERE DES STRUCTURES METAL SEMICONDUCTEUR.</u>	
III-1 Détermination de E_B à partir des courbes $C = f(V)$	121
III-2 Détermination de E_B à partir des caractéristiques $I_d = f(V_d)$ relevées en polarisation directe.	123
IV - <u>MISE EN EVIDENCE DE L'INJECTION DE PORTEURS PAR EFFET TUNNEL THERMIQUEMENT ASSISTE A PARTIR DES CARACTERISTIQUES $I_i = f(V_i)$ RELEVEES EN POLARISATION INVERSE.</u>	
IV-1 Détermination des courbes pour différentes températures.	127
IV-2 Comparaison des courbes $I_i = f(V_i)$ théoriques et expérimentales.	128
V - <u>MISE EN EVIDENCE D'UNE INJECTION DE PORTEURS PAR EFFET TUNNEL A PARTIR DES MESURES EN REGIME LINEAIRE.</u>	131
V-1 Méthode de mesure différentielle.	133
V-2 Résultats obtenus par cette méthode.	136
V-3 Estimation du taux de multiplication M à partir des mesures en régime linéaire de la résistance négative en fonction de la fréquence.	139
V-4 Conclusion.	142
VI - <u>ETUDE EN REGIME NON LINEAIRE</u>	
VI-1 Présentation de la méthode.	143
VI-2 Comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux obtenus avec cette méthode en régime forcé.	147
VI-3 Détermination de l'effet de redressement à partir de mesures en impulsions.	149

VI-4 Résultats expérimentaux en oscillation, comparaison avec la théorie.	153
VII - <u>CONCLUSION</u>	158
 <u>CHAPITRE V : OPTIMALISATION ET PROSPECTIVE.</u>	
I - <u>INTRODUCTION.</u>	160
II - <u>RECHERCHE DES STRUCTURES ATT A HAUT RENDEMENT A L'ARSENIURE DE GALLIUM.</u>	
II-1 Rappels des effets du courant tunnel.	162
II-2 Structure à profil de concentration en impuretés constant.	164
II-3 Structure à profil de dopage différencié.	172
III - <u>ETUDE ET DEFINITION DE STRUCTURES SEMICONDUCTRICES PERFORMANTES A EFFET TUNNEL ET TEMPS DE TRANSIT.</u>	
III-1 Choix du matériau.	178
III-2 Résultats de l'optimalisation.	181
III-3 Comparaison des performances des structures TUTT à celles des diodes ATT et BARRIT.	187
III-4 Réalisation technologique des structures TUTT.	187
IV - <u>CONCLUSION.</u>	190
 <u>CONCLUSION,</u>	 191
 <u>BIBLIOGRAPHIE.</u>	 193

INTRODUCTION

Le temps de transit des porteurs constitue généralement un facteur de limitation des performances des composants électroniques ; aussi, après avoir tenté d'en minimiser les effets les ingénieurs travaillant à la conception des tubes à vide ont cherché à les utiliser pour la production d'énergie haute fréquence.

C'est ainsi que, dès 1933, furent réalisées avec succès les diodes à vide, à limitation de charge d'espace et temps de transit. Une évolution analogue caractérisa le développement des composants semi-conducteurs. Ainsi quelques années après avoir conçu le transistor W. SHOCKLEY ⁽¹⁾ envisagea de réaliser dans un semi-conducteur un dispositif équivalent à la diode à charge d'espace et temps de transit. Son idée fut précisée de façon décisive en 1958 par W.T. Read ⁽²⁾ qui proposa d'utiliser dans ce but la zone désertée d'une jonction semi-conductrice hyper abrupte polarisée sous des tensions inverses élevées. La réalisation expérimentale de la structure décrite par Read posait à l'époque des problèmes technologiques considérables ; aussi ce fut avec des structures beaucoup plus simples (constituées de jonctions abruptes) que les premiers résultats furent obtenus vers 1960 par A.S. Tager ⁽³⁾ en Russie et il fallut attendre cinq années pour que des résultats identiques soient obtenus aux Etats Unis et en France ⁽⁴⁾ (en particulier dans notre laboratoire).

Depuis lors, les nombreuses études effectuées de par le monde sur la diode à avalanche et temps de transit (diode ATT) et ses applications possibles ont permis de progresser rapidement dans la compréhension des phénomènes mais également ont fait apparaître les limitations fondamentales et les inconvénients de ces composants liés au mécanisme d'avalanche, qui sont essentiellement de trois ordres :

- un bruit de fond intense
- une tension de fonctionnement élevée
- enfin, une certaine inaptitude à fonctionner aux fréquences très élevées, liée au fait que l'influence du champ électrique hyperfréquence est de plus en plus faible lorsque la période du champ devient de l'ordre de grandeur du temps d'établissement du processus d'avalanche.

Ces diverses constatations ont donc incité un certain nombre de chercheurs parmi lesquels M. CONVERT (THOMSON CSF), M. SEMICHON (LEP) et le Professeur CONSTANT ⁽⁵⁾, à s'intéresser à d'autres mécanismes d'émission en particulier le processus de passage des porteurs par effet tunnel. C'est ainsi que fut proposée une nouvelle structure, la diode TUTT associant l'effet tunnel et le temps de transit. Une première étude qualitative de ce dispositif limitée à la bande X et au matériau Silicium ⁽⁶⁾ fut réalisée dans notre laboratoire et il nous a paru intéressant de la généraliser et de l'approfondir dans une étude plus complète.

Au cours du déroulement de ce travail, si l'objectif principal a été d'essayer de définir les performances des structures TUTT aussi bien du point de vue théorique qu'expérimental, il s'est révélé intéressant et nécessaire d'élargir la recherche envisagée en tenant compte des faits suivants :

1°) Etant donnés les champs électriques très élevés mis en jeu, il est difficile d'obtenir une émission tunnel "pure" dans une structure métal semiconducteur ; il s'est donc avéré nécessaire d'étudier également les structures où existent simultanément les processus tunnel et d'avalanche : c'est le cas des nouvelles diodes ATT à profil de concentration en impuretés différencié où l'émission des porteurs par effet tunnel n'est pas toujours négligeable.

C'est ainsi qu'une partie de cette recherche a été faite en collaboration étroite avec M. PRIBETICH chargé plus spécialement d'optimiser les structures à diode avalanche et nous n'exposerons dans ce mémoire que la partie de ce travail relative à l'influence de l'effet tunnel sur les performances de ces diodes.

2°) Etant donnés les faibles rendements hyperfréquences attendus des structures TUTT, toutes les possibilités d'améliorer leurs performances sont intéressantes ; nous nous sommes donc préoccupés de voir dans quelle mesure les effets de transfert électronique existant dans l'Arséniure de Gallium pouvaient accroître les puissances hyperfréquences.

Ainsi donc, si ce travail a pour objectif essentiel l'étude des diodes à effet tunnel et temps de transit, il a été néanmoins envisagé dans une optique plus large incluant certains aspects relatifs aux diodes à avalanche et aux dispositifs à transfert électronique.

Par ailleurs, si cette étude a été effectuée essentiellement au plan théorique, nous nous sommes constamment efforcés de vérifier expérimentalement nos résultats sur les structures semiconductrices existantes ou réalisées à cet effet.

Simultanément à nos travaux d'autres équipes de par le monde, américaine ⁽⁷⁾ et japonaise ⁽⁸⁾, ont travaillé dans la même direction et de façon indépendante et nous avons essayé d'apporter une contribution originale à cet ensemble en explicitant en particulier le rôle de l'effet tunnel dans le fonctionnement des diodes ATT et celui du processus de transfert électronique sur les performances des diodes TUTT.

Le plan de notre travail se divise donc en cinq chapitres qui s'articulent de la manière suivante :

Tout d'abord à partir de la théorie générale des dispositifs à émission de champ et temps de transit nous recherchons, dans le premier chapitre, les critères qui permettent d'obtenir en hyperfréquence de hauts rendements ainsi que les divers mécanismes d'émission possibles susceptibles d'être utilisés pour réaliser ces dispositifs.

Considérant que les seuls processus qui nous intéressent sont l'avalanche et l'effet tunnel, nous consacrons le deuxième chapitre d'une part à rappeler rapidement les mécanismes physiques de l'avalanche dans les semiconducteurs et d'autre part à exposer en détail la théorie de l'effet tunnel dans ces mêmes structures.

En premier lieu, utilisant le fait que les tensions de polarisation inverses élevées auxquelles fonctionnent ces structures permettent de faire un certain nombre d'hypothèses simplificatrices, nous nous efforçons d'aboutir à une expression analytique simple de la densité de courant tunnel dans une barrière métal-semiconducteur. Nous rappelons ensuite brièvement le calcul de la densité de courant tunnel dans une jonction polarisée en inverse afin de permettre une comparaison entre les structures du type barrière et celles du type jonction.

Finalement, une comparaison théorique des densités de courant tunnel entre ces deux types de structure, quel que soit le matériau utilisé (AsGa ou Si), montre l'importance du phénomène tunnel (en particulier dans les barrières métal AsGa) : ceci rend nécessaire sa prise en compte dans l'étude des structures semiconductrices à avalanche et permet d'envisager la réalisation d'un nouveau type de composant, la diode TUIT.

Le chapitre trois est donc consacré à l'étude théorique analytique mais aussi numérique de ces deux types de composant : la diode TUIT et la diode à avalanche et effet tunnel.

Dans les deux cas l'étude analytique permet de cerner les principales propriétés hyperfréquences des dispositifs étudiés, en particulier l'existence d'un effet de redressement important lié à la présence du courant tunnel dans ces structures. Cependant, la prise en compte de phénomènes tels que la diffusion des porteurs, la modulation de la vitesse des porteurs etc... étant difficile au niveau d'une formulation analytique, l'utilisation d'un programme numérique intégrant ces différents processus permet d'une part de confirmer les résultats de l'étude analytique et d'autre part de mettre en évidence dans les structures à l'AsGa, l'intérêt du phénomène de transfert électronique. Ces diverses études sont réalisées dans une très large gamme de fréquence (de la bande X aux fréquences millimétriques), pour les deux types de matériau utilisés, l'Arséniure de Gallium et le Silicium.

Une vérification expérimentale est alors entreprise sur les structures semiconductrices dont nous avons pu disposer au cours de ce travail : c'est ainsi qu'après avoir décrit les techniques expérimentales utilisées une comparaison entre la théorie et l'expérience aussi complète que possible est effectuée dans le quatrième chapitre.

Enfin, le dernier chapitre est consacré à la recherche de structures optimales aussi bien du type ATT que du type TUIT :

. Nous déterminons en premier lieu les critères auxquels doivent satisfaire les structures de type ATT pour que l'influence du courant tunnel sur leurs performances ne soit pas trop néfaste.

. Nous définissons ensuite les paramètres physiques optimaux des diodes TUIT fonctionnant en bande X et nous donnons leurs lois d'évolution avec la fréquence; enfin nous étudions les problèmes posés par la réalisation technologique de ces structures ainsi que l'intérêt qu'elles pourraient présenter en onde millimétrique par rapport aux diodes ATT ou BARRITT.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) W. SHOCKLEY : Bell Syst. Tech. J. 33(1954), 799-826
"Negative resistance arising from transit time in semiconductor diodes".
- (2) W.T. READ : Bell Syst. Tech. J. 37 (1958), 401-446
"A proposed high frequency negative-resistance diode".
- (3) A.S. TAGER : Thèse Doctorat, Moscou 1962
"Génération et amplification d'oscillations micro ondes à l'aide de diodes à résistance dynamique négative".
- (4) E. CONSTANT, R. GABILLARD, E. ALLAMANDO, M. LEFEBVRE :
C.R. Acad. Sci. Paris, t 263, p. 13-15 (4 Juillet 1966)
"Amplification hyperfréquence à partir de diodes au Silicium polarisées en zone d'avalanche".
- (5) G. CONVERT (Communication privée)
"Possibilités des diodes à injection de porteurs par effet tunnel comme générateurs submillimétriques à faible bruit".
A. SEMICHON, E. CONSTANT : C.R.A.S. t 270, p 665-668, série B, Mars 1970
"Sur un mécanisme général d'oscillation et ses applications aux semiconducteurs".
E. CONSTANT, A. VANOVERSHELDE, A. SEMICHON, J. MICHEL
8th Int. Conf. on Microwave and Optical and Amplification (Sept. 1970)
"Microwave oscillation of a tunnel transit time diode"
- (6) A. VANOVERSHELDE : Thèse 3^{ème} cycle, Lille, Mars 1972
"Etude des propriétés hyperfréquences des diodes à effet tunnel et temps de transit".

- (7) S.P. KWOK, G.I. HADDAD : J.A.P. Vol 43, sept. 1972
"Effects of tunnelling on an IMPATT oscillator".
- (8) J.NISHIZAWA, T. OHMI : Proc. Of European Microwave Conf. (1973), A 10 5
"Millimeter wave oscillations of tunnel injection transit time
(TUNNETT) diodes".

CHAPITRE I

THÉORIE GÉNÉRALE DES DISPOSITIFS A EMISSION DE CHAMP ET TEMPS DE TRANSIT

I - INTRODUCTION

Depuis que Schockley en 1954 ⁽¹⁾, puis Read ^(1 bis) en 1958, ont proposé pour produire de l'énergie hyperfréquence, une nouvelle structure à résistance négative combinant les mécanismes d'émission de champ et de transit dans un semiconducteur, de très nombreux travaux ont été effectués pour réaliser des oscillateurs ayant si possible les performances de la diode de Read. C'est seulement ces dernières années que les résultats obtenus en laboratoire ont atteint et même dépassé les prédictions théoriques ⁽²⁾

La définition de structures semiconductrices permettant l'obtention d'une puissance hyperfréquence avec un rendement énergétique maximum est souvent difficile étant donné le nombre de facteurs et de mécanismes qui peuvent intervenir. C'est pourquoi, afin de mieux comprendre le problème, nous nous proposons dans ce premier chapitre, de rechercher les conditions de fonctionnement auxquelles doit satisfaire un oscillateur dipôle à résistance négative en vue de fournir de l'énergie microonde avec le rendement maximum, et d'essayer de définir la structure semiconductrice et les mécanismes d'émission de porteurs qui permettront de les réaliser.

II - RECHERCHE DES CRITERES CARACTERISANT L'EVOLUTION TEMPORELLE DE LA TENSION ET DU COURANT AUX BORNES DU DISPOSITIF EN VUE D'OBTENIR UN RENDEMENT MAXIMUM.

II-1 Généralités, justification du fonctionnement à tension sinusoïdale.

Notre problème est de définir la structure semiconductrice dipôle qui soumise à une puissance continue P_0 , permettra d'obtenir à une fréquence unique une puissance hyperfréquence P_{HF} avec le rendement $\eta = P_{HF}/P_0$ le plus élevé possible.

Ce dispositif oscillateur doit être capable de générer une tension ou un courant sinusoïdal car alors l'énergie sera émise à une seule fréquence et la puissance fournie ou dissipée aux fréquences harmoniques sera nulle. Examinons donc ce que cette condition implique si la tension aux bornes de notre système est sinusoïdale ou si le courant qui le traverse est sinusoïdal.

- Si la tension est une sinusoïde pure, cela signifie que l'impédance de charge est nulle à toutes les fréquences harmoniques. Un tel dispositif peut être réalisé en pratique en choisissant des circuits à fort coefficient de qualité et en particulier dans le domaine des microondes en utilisant une cavité présentant aux fréquences harmoniques une impédance aussi faible que possible.

- Si par contre nous considérons que la forme d'onde du courant est sinusoïdale, alors aucun courant n'existe aux fréquences harmoniques ce qui implique une impédance de charge infinie à toutes ces fréquences ; en principe un circuit de charge résonnant série à fort coefficient de qualité (ou l'équivalent avec une cavité hyperfréquence) permet d'approcher cette forme d'onde idéale. En pratique il est plus facile, dans le domaine des hyperfréquences, de réaliser des circuits ayant de faibles impédances aux fréquences harmoniques du fondamental considéré que de réaliser, pour le même domaine spectral, des circuits présentant des impédances sinon infinies du moins très élevées.

Aussi considérons nous dès à présent que l'évolution temporelle $v(t)$ de la tension aux bornes de notre dispositif est sinusoïdale.

Dans ces conditions la forme d'onde du courant ne dépend que de la physique interne du semiconducteur utilisé et il nous faut trouver le composant actif qui fournira un courant caractérisé par une évolution $i(t)$ temporelle "idéale" permettant l'obtention d'un rendement maximum.

Ecrivons le bilan énergétique de notre dispositif soumis à une tension continue V_0 et traversé par un courant I_0

$$P_0 = V_0 \cdot I_0 = P_{\text{hyp}} + \frac{1}{T} \int_0^T V(t) \cdot I(t) \cdot dt$$

$P_0 = V_0 I_0$ représente la puissance continue fournie à notre oscillateur

P_{hyp} est la puissance hyperfréquence émise

$P_j = \frac{1}{T} \int_0^T V(t) \cdot I(t) dt$ traduit la puissance dissipée dans le dispositif.

Le rendement énergétique s'écrit donc :

$$\eta = 1 - \frac{1}{V_0 I_0 T} \int_0^T V(t) \cdot I(t) \cdot dt$$

relation qui devient :

$$\eta = 1 - \frac{1}{V_0 I_0 T} \int_0^T (V_0 + V_1 \sin \omega t) I(t) dt = - \frac{V_1}{V_0 I_0 T} \int_0^T I(t) \cdot \sin \omega t dt \quad (1-1)$$

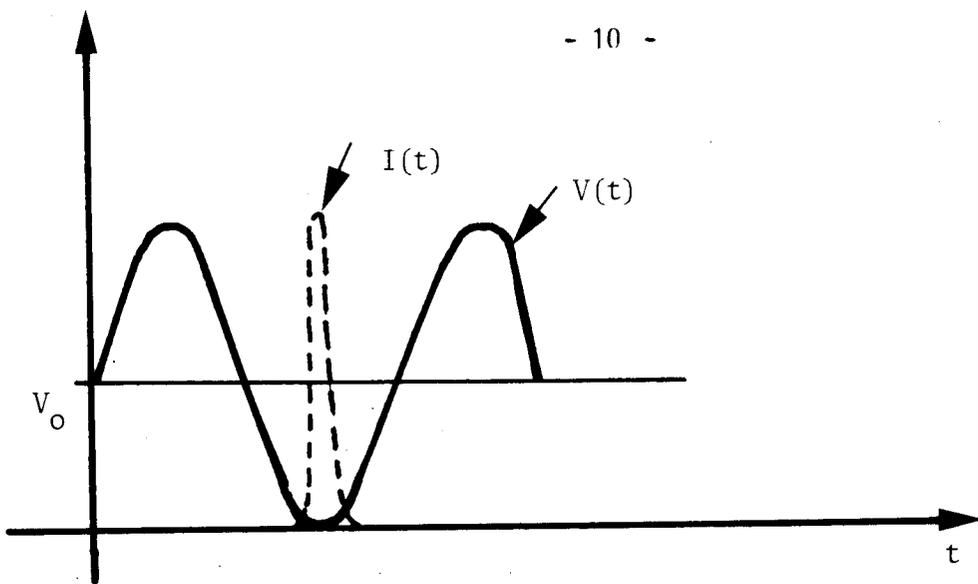
compte tenu de l'expression de la tension : $V(t) = V_0 + V_1 \sin \omega t$.

Le rendement dépend de l'évolution temporelle du courant $I(t)$ lorsque la tension $V(t)$ est sinusoïdale.

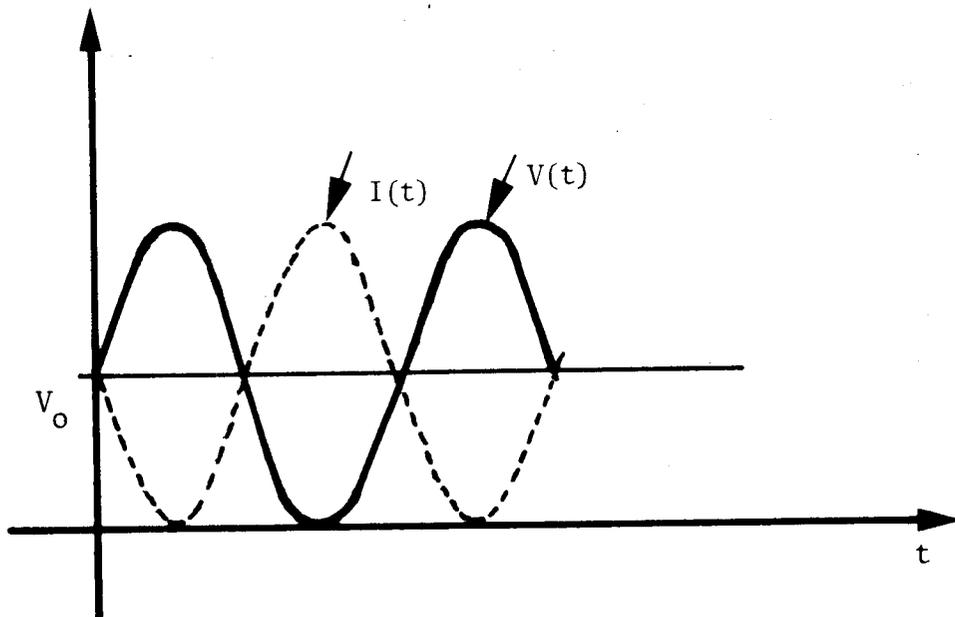
II-2 Recherche de l'évolution temporelle optimale pour le courant traversant l'échantillon

L'expression (1-1) montre que η croît si V_1 croît et nous prendrons donc la valeur maximum possible $V_1 = V_0$ qui devrait permettre d'obtenir un rendement maximum. Examinons maintenant quelques formes d'onde du courant qui pourraient être physiquement réalisables et exprimons le rendement correspondant. Ces ondes sont schématisées figure 1.

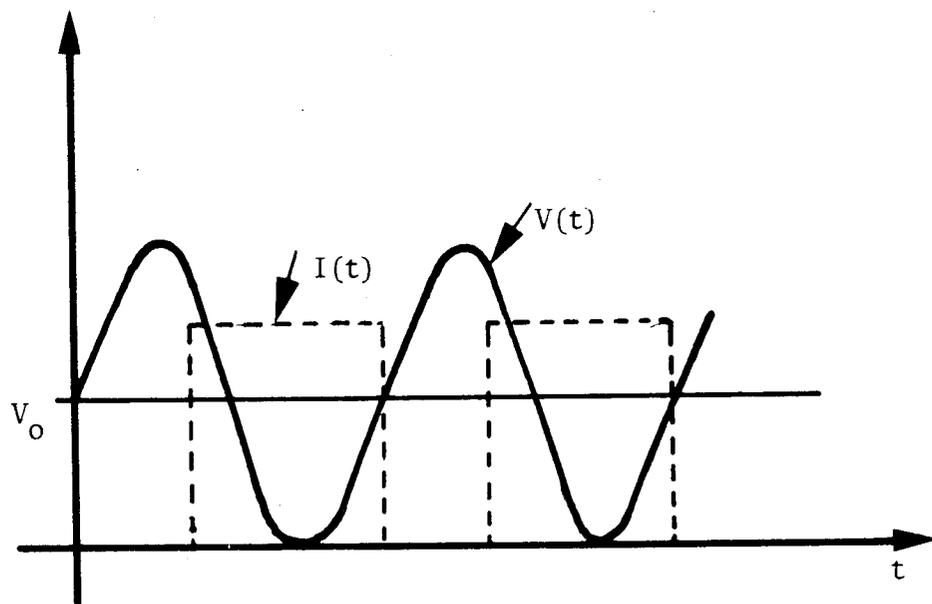
- figure 1a : le courant a la forme d'une série de pics très étroits émis en opposition de phase avec la tension : c'est le type de fonctionnement correspondant à l'oscillateur classe C. La relation (1-1) montre que le rendement est alors très élevé et peut atteindre théoriquement 100%.



1 a



1 b



1 c



Figure 1

- figure 1b : le courant est une sinusoïde pure en opposition de phase avec la tension, le rendement maximum est dans ce cas égal à 50%.

- figure 1c : le courant a une forme rectangulaire et il est émis à un instant quelconque t_1 du cycle. En particulier dans le cas où il est rectangulaire et émis en opposition de phase avec la tension le rendement maximum peut facilement se calculer, on a $\eta = \frac{2}{\pi} \approx 64\%$.

Le premier type d'évolution est le plus intéressant mais il semble à priori difficilement réalisable dans une structure semiconductrice : il faut en effet que le pic de porteurs très intense soit produit à l'instant physiquement le plus improbable pour un processus d'émission, à savoir l'instant où la tension et le champ électrique sont minima : en pratique dans un semiconducteur l'émission est le plus souvent instantanée et le maximum du courant émis se produit au moment où la tension est maximale. Dans le cas de processus cumulatifs l'émission peut être retardée mais ce retard ne peut atteindre une demi période. Le cas b correspond à un composant présentant une résistance dynamique purement négative et est difficilement réalisable avec un taux de modulation de 100%. Par contre il est possible d'obtenir des formes d'onde du courant analogues à celles de la figure 1c : cela nécessite qu'un paquet de porteurs de charge totale Q injecté dans un semiconducteur dépourvu de charges mobiles et soumis à une tension $V(t)$, se déplace à une vitesse constante v . Ce type de structure est dit à temps de transit et nous allons examiner comment le réaliser et étudier plus en détail les rendements qu'il peut fournir.

III - DISPOSITIF A TEMPS DE TRANSIT

Le processus de transit d'un paquet de porteurs à vitesse constante dans un semiconducteur est le mécanisme qui, avec celui de la génération et l'émission de ces porteurs, confère au dispositif ses propriétés hyperfréquences. Pour en comprendre les effets il faut repartir du théorème de Ramo-Schockley⁽³⁾ qui permet de calculer le courant induit par une charge Q se déplaçant entre deux électrodes métalliques reliées à un circuit extérieur.

Examinons ces divers aspects en détail.

III-1 Théorème de Ramo-Schockley

Considérons le dispositif, schématisé figure 2, constitué de deux plans conducteurs parallèles de surface S , distants d'une longueur W , soumis à une différence de potentiel constante V_0 et entre lesquels se déplace une distribution plane de charges Q à la vitesse constante v . Le théorème de Gauss permet de calculer la variation du champ électrique résultant de cette distribution mobile de charges

$$Q = \epsilon S (E_1 - E_2)$$

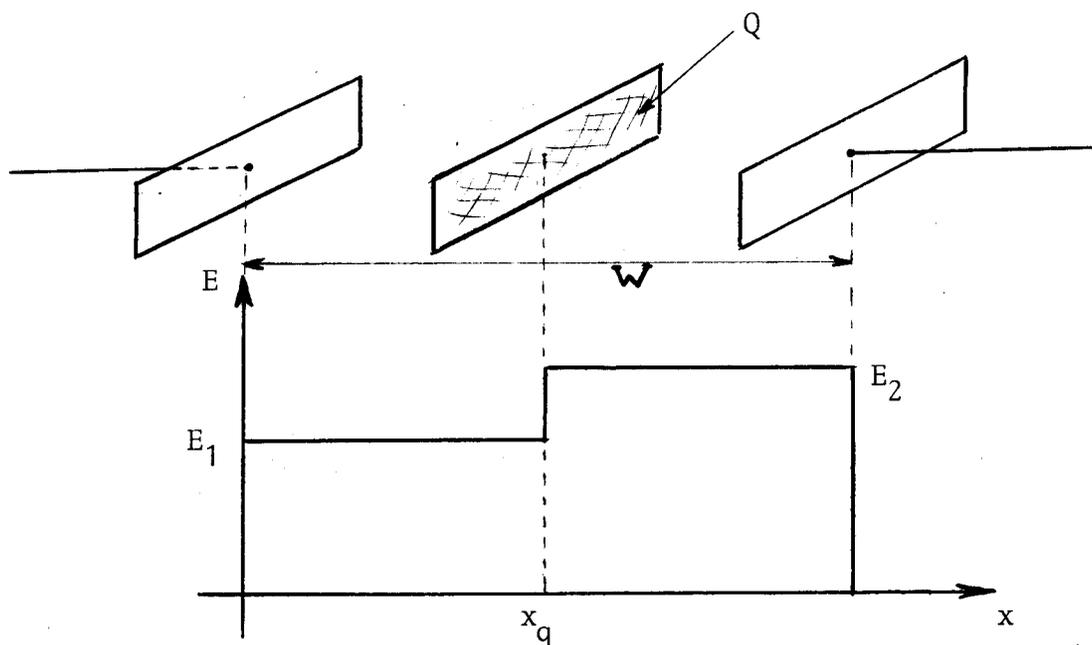


Figure 2

Considérons tout d'abord le cas où la tension V_0 entre les deux électrodes est constante. On a :

$$V_0 = E_1 x_q + E_2 (W - x_q) \quad (1-2)$$

L'équation de continuité du courant s'exprime par :

$$i = \epsilon S \frac{dE_1}{dt} = \epsilon S \frac{dE_2}{dt} \quad (1-3)$$

La combinaison de ces trois équations qui traduisent les propriétés du dispositif considéré conduit au résultat simple mais très important :

$$i = Q \frac{v}{W} \quad (1-4)$$

La généralisation de cette expression au cas où la tension appliquée entre les deux plans conducteurs comporte une composante alternative soit

$$V(t) = V_0 + V_1 \sin \omega t$$

aboutit à l'expression du courant total suivante :

$$i = Q \frac{v}{W} + \frac{\epsilon S}{W} \omega V_1 \cos \omega t \quad (1-5)$$

Dans cette expression on voit que l'effet de la tension alternative est d'ajouter un courant sinusoïdal exactement égal au courant de déplacement dû à la capacité existant entre les deux plans conducteurs. Ce courant ne développera aucune puissance active* à l'inverse du premier terme $Q \frac{v}{W}$ qui correspond lui à un courant de conduction susceptible de participer à la génération de puissance. Le temps que met la distribution de charge Q pour parcourir la distance entre les deux plans est appelé le temps de transit τ

$$\tau = \frac{W}{v}$$

Si nous supposons que cette distribution de charge Q est émise de l'un des conducteurs plans le courant de conduction résultant de ce déplacement de charge sera constant pendant la durée τ ; ainsi le circuit extérieur relié aux deux électrodes sera parcouru par un courant dont la forme d'onde est un créneau de largeur le temps de transit τ et d'amplitude Q/τ (figure 3).

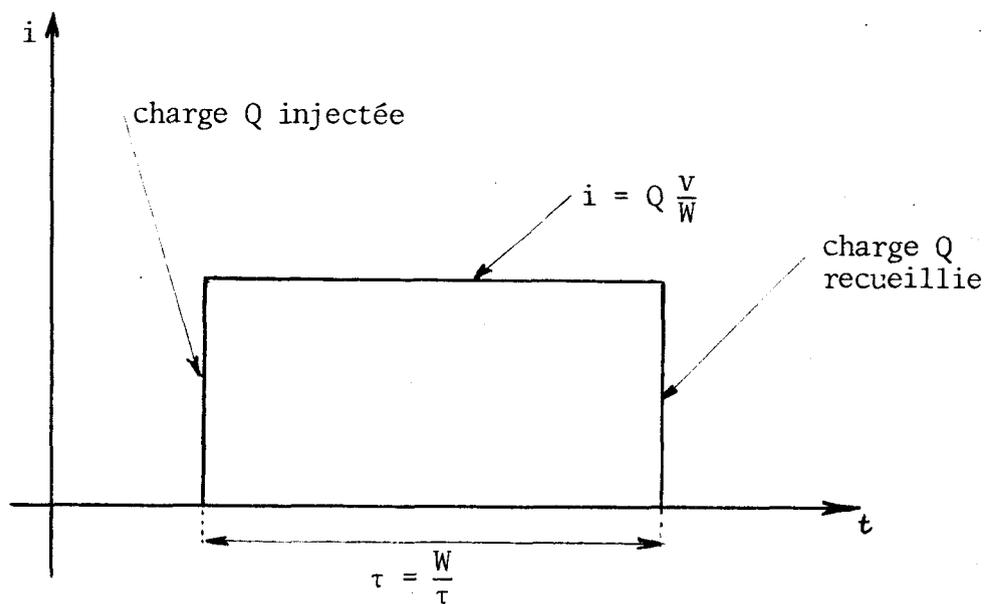


Figure 3

Aucun autre courant induit ne circulera tant qu'une nouvelle charge Q ne sera pas injectée.

sa contribution dans l'équation (1-1) est automatiquement nulle.

III-2 Application à un semiconducteur

Existe-t-il dans une diode semiconductrice l'équivalent du dispositif décrit ci-dessus, en particulier est-il possible que les porteurs se déplacent à vitesse constante dans un semiconducteur ? Nous nous proposons de montrer que la réponse à ces deux questions est affirmative.

En effet dans tout composant semiconducteur il existe des régions très dopées assimilables aux plans métalliques du dispositif précédent et les charges Q circulant entre les deux plans ne sont autres que les électrons ou les trous injectés, se déplaçant entre les deux zones dopées (le mécanisme d'émission de ces porteurs sera précisé plus loin).

D'après l'expression (1-4) le courant induit dans le circuit sera proportionnel à la vitesse des porteurs. Or l'on sait que si cette vitesse dans un semiconducteur est proportionnelle au champ électrique soit $v = \mu E$, en champ faible, elle atteint généralement une valeur limite indépendante de E , appelée vitesse de saturation v_s de l'ordre de 10^7 cm/s dans la plupart des matériaux semiconducteurs, lorsque le champ électrique E est supérieur à 10kV/cm environ. En conséquence si les tensions entre les deux zones très dopées du semiconducteur sont suffisamment élevées pour permettre le transit à la vitesse de saturation il sera possible de générer un courant de forme rectangulaire d'amplitude proportionnelle à la vitesse des porteurs et de durée égale au temps de transit.

Avant de discuter des mécanismes possibles d'émission il est intéressant d'exprimer le rendement énergétique du composant à temps de transit en fonction de l'instant d'émission des porteurs.

III-3 Expression du rendement

Considérons donc une structure semiconductrice constituée d'une région de génération de porteurs suivie d'une zone de transit où ces charges se déplacent à vitesse constante. Nous supposons que l'émission de tous les porteurs se produit au même instant par paquet sous forme d'un quasi pic de Dirac. Plusieurs conditions sont alors nécessaires pour que ce paquet de porteurs ne se disperse pas et arrive toujours groupé à l'extrémité de la zone de transit ; il faut pour cela :

- que le coefficient de diffusion soit suffisamment faible de façon que l'étalement du paquet de porteurs par diffusion soit négligeable.

- que la vitesse des porteurs soit indépendante du champ électrique de sorte que, même s'il existe un gradient de champ électrique dû à la charge d'espace mobile, la vitesse des porteurs reste la même pour toutes les charges du paquet ce qui évitera la dispersion de ce paquet.

Ces deux conditions ne sont uniquement remplies que lorsque le champ électrique E est élevé puisque dans ce cas la vitesse v des porteurs est égale à la vitesse de saturation des porteurs indépendante du champ électrique, et le coefficient de diffusion a une valeur généralement très faible (en tout cas bien inférieure à la valeur qu'il prend en régime de mobilité)⁽⁴⁾⁽⁵⁾.

Le courant de conduction se présente alors sous la forme d'une impulsion rectangulaire d'amplitude I_1 et de durée $\tau = t_2 - t_1$ (où t_1 est l'instant d'émission et t_2 l'instant de fin de transit).

Soit V_0 et I_0 respectivement les tension et courant continu de polarisation : $P_0 = V_0 I_0$ est alors la puissance continue fournie au dispositif pour qu'il puisse émettre de la puissance hyperfréquence.

Sur la figure 4 sont représentées les évolutions temporelles du courant et de la tension.

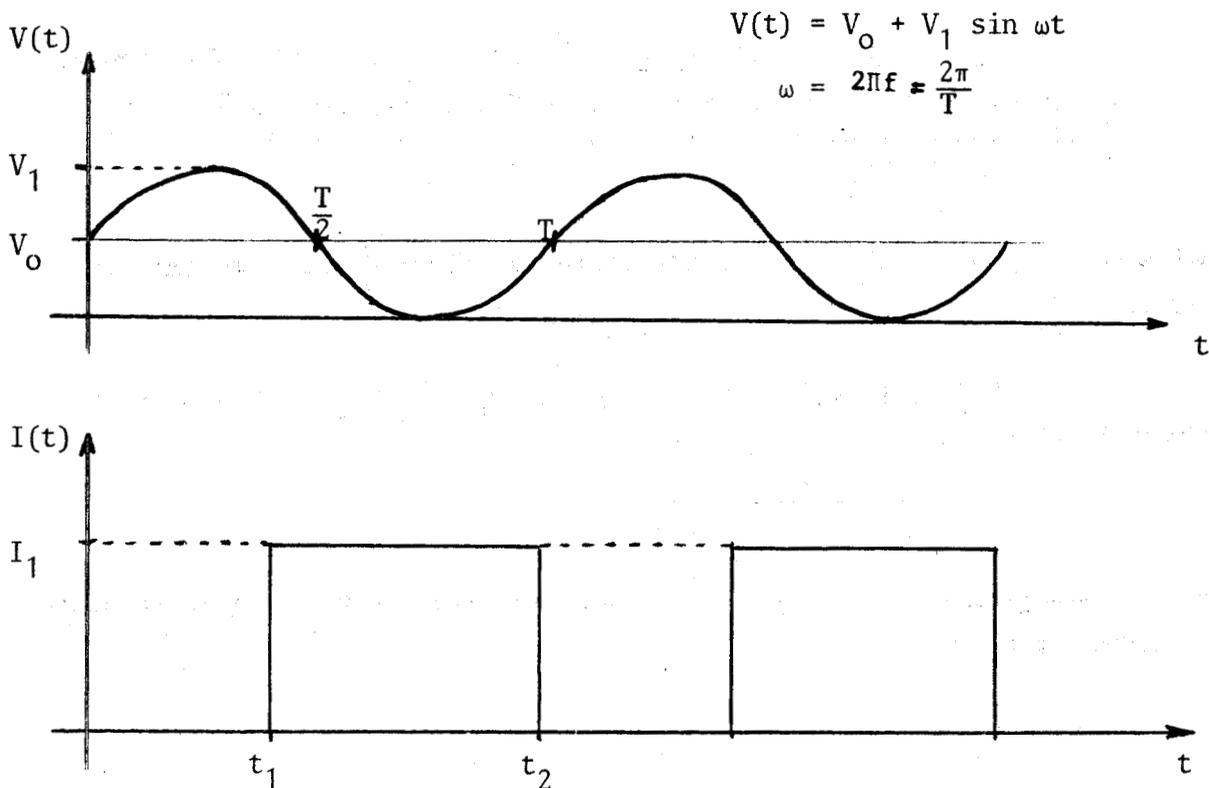


Figure 4

A partir de l'expression (1-1) le rendement s'écrit :

$$\eta = - \frac{V_1}{V_0 I_0 T} \int_{t_1}^{t_2} I(t) \sin \omega t \, dt = \frac{I_1 V_1}{V_0 I_0 T} \cdot \frac{(\cos \omega t_2 - \cos \omega t_1)}{\omega} \quad (1-6)$$

La valeur moyenne du courant I_0 étant égale à $\frac{I_1 \tau}{T}$ la relation (1-6) devient :

$$\eta = \frac{V_1}{V_0} \cdot \frac{(\cos \omega t_2 - \cos \omega t_1)}{\omega \tau} = \frac{V_1}{V_0} \cdot \frac{(\cos \omega(\tau + t_1) - \cos \omega t_1)}{\omega \tau} \quad (1-7)$$

Posons $\theta = \omega \tau$ l'angle de transit

et $\omega t_1 = \frac{\pi}{2} + \omega \tau_r$ où τ_r caractérise le retard entre le maximum de la tension et l'instant d'émission des porteurs.

Le rendement s'écrit alors :

$$\eta = \frac{V_1}{V_0} \cdot \frac{(\cos(\theta + \pi/2 + \omega \tau_r) + \sin \omega \tau_r)}{\theta}$$

soit encore :

$$\eta = \frac{V_1}{V_0} \cdot \frac{((1 - \cos \theta) \sin \omega \tau_r - \sin \theta \cos \omega \tau_r)}{\theta} \quad (1-8)$$

Le rendement est directement proportionnel au taux de modulation $m = \frac{V_1}{V_0}$ et dépend de l'instant d'émission et de la durée du transit.

a) si l'émission est instantanée, les porteurs sont émis lorsque la tension est maximum c'est-à-dire pour $\tau_r = 0$, le rendement s'écrit :

$$\eta = - \frac{V_1}{V_0} \frac{\sin \theta}{\theta}$$

il est maximum pour $\theta = \frac{3\pi}{2}$ et peut atteindre la valeur $\frac{2}{3\pi}$ pour un taux de modulation $m = 1$.

b) si l'émission est retardée de $\tau_r = \frac{T}{4}$ soit $\omega \tau_r = \pi/2$ alors le rendement s'écrit :

$$\eta = \frac{V_1}{V_0} \cdot \frac{1 - \cos \theta}{\theta}$$

Il est maximum pour $\theta = \frac{3\pi}{4}$ et peut atteindre la valeur $\eta \approx 0,72$ pour un taux de modulation égal à 1.

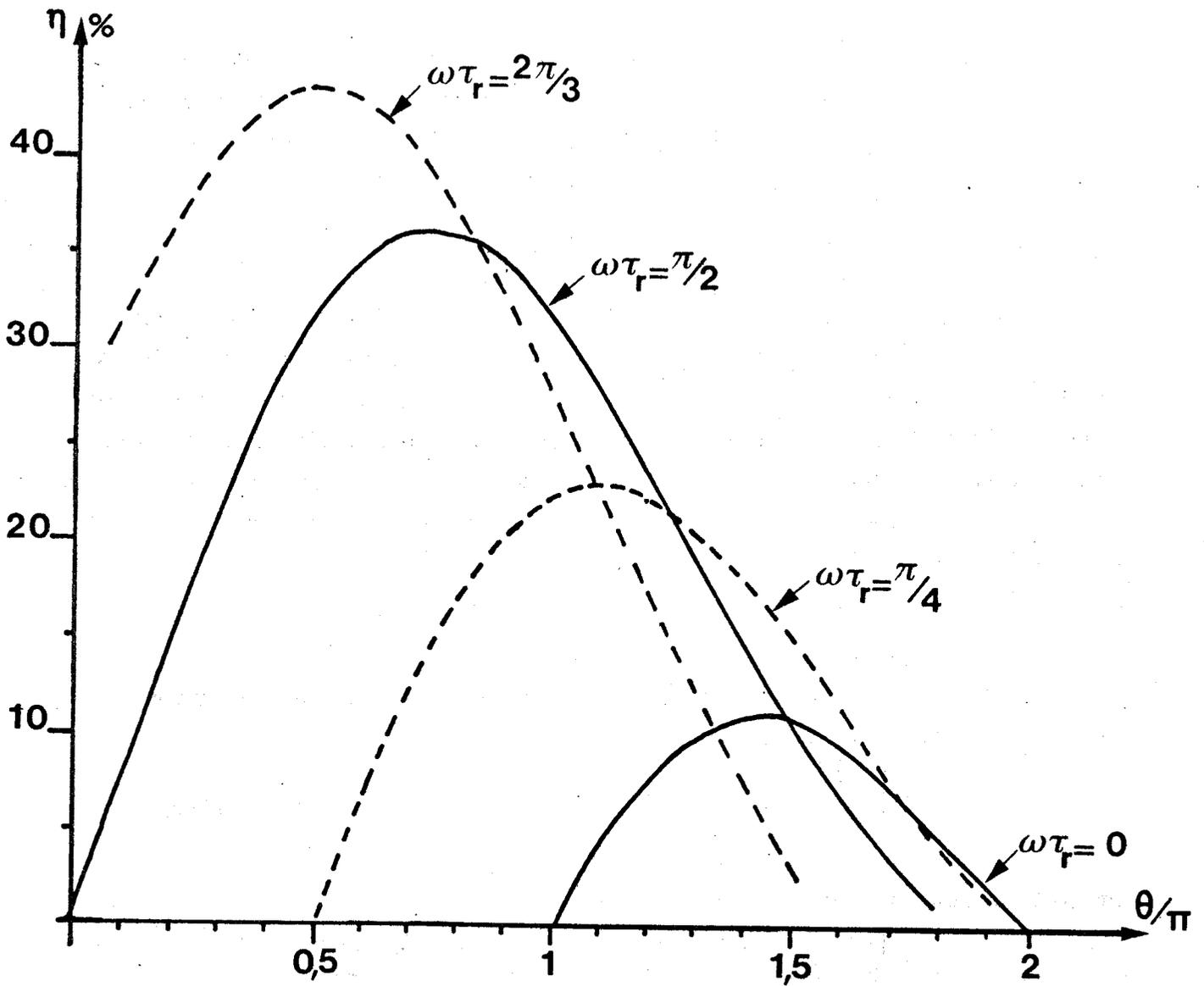


Figure 5: Variations du rendement maximum η pour une structure semiconductrice en fonction de l'angle de transit θ et du retard à l'émission τ_r , dans le cas où $v_a = v_t$



Avec ces deux exemples nous voyons l'intérêt d'avoir une zone d'émission de porteurs caractérisée par un retard important τ_r entre le maximum de la tension V et l'instant d'émission de ces charges, pour obtenir un rendement élevé.

Cette cathode émettrice nous l'avons supposée très mince puisque nous avons négligé, jusqu'à présent, la tension à ses bornes. Si nous en tenons compte, la tension continue V_0 appliquée à notre structure semi-conductrice peut se décomposer en deux parties :

$$V_0 = V_a + V_t$$

où V_a est la tension continue aux bornes de la zone d'émission et V_t est la tension continue aux bornes de la zone de transit. Par ailleurs, afin de permettre le déplacement des porteurs dans la zone de transit il faut éviter que le champ électrique ne s'y annule lorsque la tension $V(t)$ est minimum. Pour éviter cet effet il faut que l'amplitude E_1 de la composante alternative du champ électrique reste inférieure à la valeur continue E_t dans la zone de transit et donc en première approximation il faut

$$V_1 < V_t$$

on en déduit une limite supérieure approchée pour le taux de modulation $m = \frac{V_1}{V_0}$ qui est :

$$m = \frac{V_1}{V_0} < \frac{1}{1 + \frac{V_a}{V_t}} \quad (1-9)$$

et donc le rendement maximum peut s'écrire

$$\eta_{\max} \leq \frac{1}{1 + \frac{V_a}{V_t}} \frac{(1 - \cos\theta) \sin\omega\tau_r - \sin\theta \cos\omega\tau_r}{\theta} \quad (1-10)$$

D'après cette formule il apparaît que le taux de modulation et donc le rendement seront d'autant plus grands que le rapport $\frac{V_a}{V_t}$ sera faible. En conséquence l'obtention de rendement élevé nécessite de choisir la cathode émettrice caractérisée d'une part par un retard τ_r le plus grand possible et fonctionnant d'autre part sous la tension la plus faible possible. Il est bien entendu, que dans chaque cas, la longueur W de la zone de transit dans le semiconducteur doit être choisie de façon à obtenir un angle de transit $\theta = \omega\tau$ optimum pour la fréquence de fonctionnement désirée compte tenu de τ_r . La figure 5 montre le rendement maximum que l'on peut obtenir dans le cas d'un angle de transit θ optimum pour différentes valeurs de $\omega\tau_r$ et avec $V_a = V_t$.

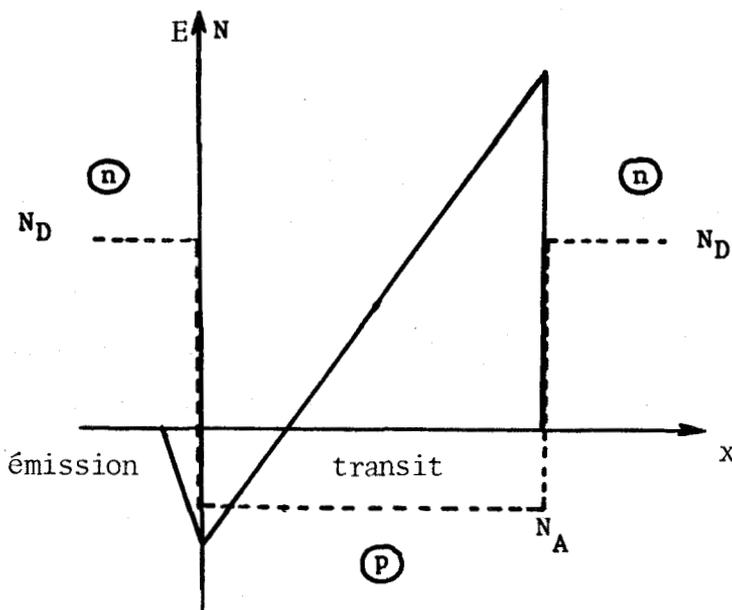
Nous n'avons jusqu'à présent fait aucune hypothèse sur les mécanismes de génération et d'émission des porteurs. La condition sine qua non est que les porteurs soient émis par paquet sous l'effet du champ électrique, cela implique de bloquer l'émission sauf pendant des instants très courts provoqués ou déclenchés par l'évolution cyclique du champ électrique. Les meilleures structures qui permettent de réaliser ce processus d'émission de porteurs sont des diodes semiconductrices polarisées en inverse ou des structures plus complexes telles que les transistors près du perçage et il est donc utile d'examiner les différents mécanismes possibles d'émission de porteurs qui peuvent exister dans ces diodes ou ces transistors et nous nous proposons de discuter les avantages et inconvénients respectifs.

IV - DISCUSSION

Les mécanismes possibles de génération et d'émission de porteurs dans une diode semiconductrice polarisée en inverse ou un transistor près du perçage dépendent en fait des tensions appliquées donc des champs électriques existant au niveau de la zone d'émission de ces charges. Ils sont de trois types :

IV-1 L'émission thermoionique

Considérons un transistor polarisé au perçage, sa carte de champ électrique est schématisée sur la figure ci-dessous et elle est analogue à celle de deux diodes classiques connectées en opposition dont les zones désertées se rejoignent.



La zone d'émission est constituée par la diode polarisée en direct qui émet des porteurs transitant alors dans la deuxième diode polarisée en inverse. La tension V_a aux bornes de la zone d'émission est faible (de l'ordre de 1 volt) ce qui est favorable d'après l'expression (1-10) du rendement.

Cependant cette structure présente deux inconvénients majeurs :

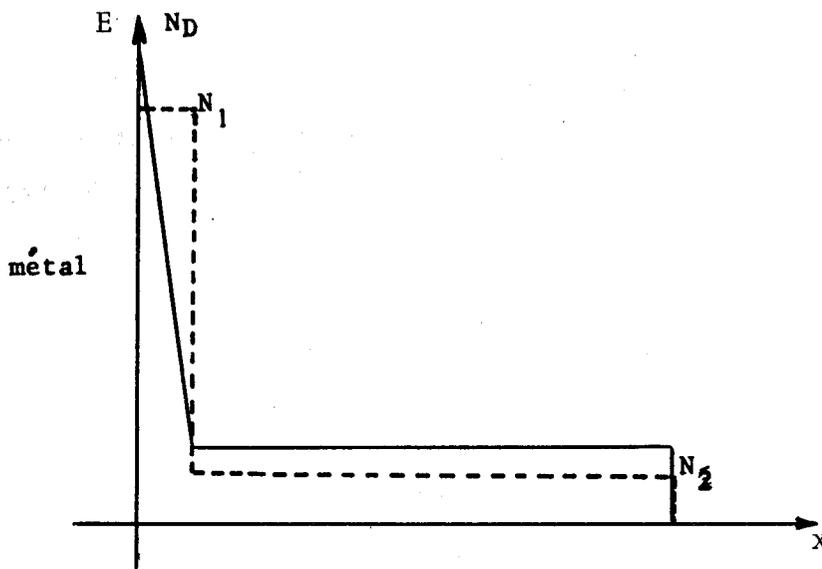
- le retard τ_r est nul puisque l'émission est instantanée
- le champ électrique dans la zone de transit au voisinage de la zone d'émission est faible : les porteurs dans cette région ne transitent donc pas à vitesse limite ce qui favorise la dispersion du paquet de charges et entraîne une dissipation de puissance.

De plus dans cette région de champ électrique faible il peut exister un certain nombre de porteurs capturés par les pièges qui donneront lieu à un bruit de génération-recombinaison important.

Du fait de cette zone de champ électrique faible il ne faut pas espérer un rendement important avec ce type de structure.

IV-2 L'émission tunnel

Pour éviter cette zone à champ électrique faible on peut considérer des structures plus simples (du type métal n^+n) pour lesquelles la carte du champ électrique est la suivante :



Si le champ électrique E est suffisamment important le mécanisme d'émission est celui du passage des porteurs par effet tunnel à travers la barrière de potentiel existant dans la diode polarisée en inverse :

L'objectif de notre travail est donc, après avoir explicité plus largement les mécanismes physiques de génération des porteurs par avalanche et par effet tunnel, de discuter (en fonction de la fréquence) des performances et caractéristiques des dispositifs à avalanche et tunnel et d'étudier dans quelles mesures des structures utilisant au lieu de l'avalanche au moins partiellement l'effet tunnel ne seraient pas plus intéressantes que la diode à avalanche et temps de transit classique.

CHAPITRE II

THÉORIE DE L'AVALANCHE ET DE L'EFFET TUNNEL DANS LES SEMICONDUCTEURS

Les deux mécanismes intéressants permettant la génération de porteurs dans une structure semiconductrice sont d'une part le processus tunnel ainsi nommé car, sous certaines conditions, les porteurs peuvent traverser la barrière de potentiel existant dans une diode semiconductrice (structure métal - semiconducteur ou jonction) polarisée en inverse dans le cas qui nous intéresse, et d'autre part le mécanisme d'avalanche qui a donné son nom à la diode ATT : avalanche et temps de transit.

Nous nous contenterons de rappeler les bases physiques du processus d'avalanche et ses différentes caractéristiques qui sont très bien connues maintenant compte tenu des très nombreux travaux qui ont été effectués sur le sujet (1,7,8), et développerons plus longuement la théorie de l'effet tunnel dans une barrière métal semiconducteur et dans une jonction.

I - MECANISMES PHYSIQUES DE L'AVALANCHE DANS LES SEMICONDUCTEURS

I-1 Explication qualitative du processus d'avalanche

Considérons une diode à jonction p-n polarisée en inverse dans laquelle la zone désertée est comprise entre deux régions fortement dopées (figure 5).

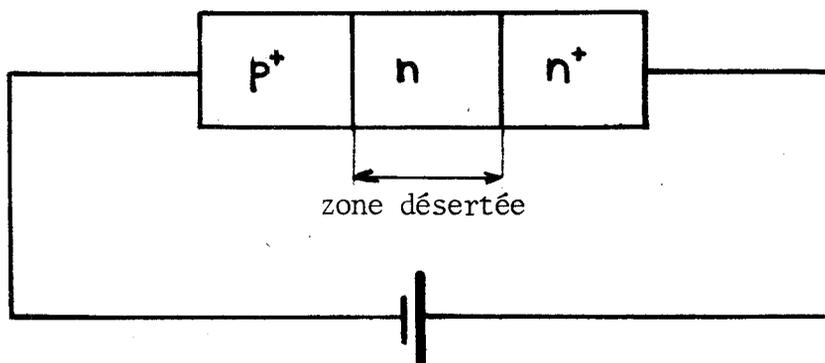


Figure 5

Une telle structure sera traversée par un courant faible dû aux porteurs minoritaires de chacune des deux régions fortement dopées; ce sont des électrons de la zone P^+ et des trous de la zone n^+ . Ces charges

diffusent vers la zone désertée qu'ils traversent ensuite sous l'action du champ électrique qui y règne. Si le champ électrique est assez intense un électron par exemple, pourra gagner assez d'énergie entre deux collisions avec les atomes du réseau cristallin, pour arracher un électron de la bande de valence de l'atome qu'il aura percuté : il crée ainsi une paire électron trou. Ce type de collision s'appelle l'ionisation par choc.

L'électron et le trou libérés par ce choc pourront à leur tour puiser assez d'énergie du champ électrique pour provoquer d'autres collisions ionisantes, et ainsi de suite.

Le mécanisme est analogue pour les trous et c'est ce processus cumulatif de multiplication des porteurs libres par des collisions ionisantes que l'on nomme l'avalanche.

Pour la diode, le courant qui la traverse restera faible et pratiquement constant jusqu'à ce que la tension atteigne une valeur critique que l'on nomme la tension d'avalanche V_a pour laquelle le courant qui circulera dans la diode ne sera limité que par la résistance du circuit extérieur et la résistance de charge d'espace R_c . Le nombre de collisions ionisantes réalisé par un porteur effectuant un parcours de longueur l'unité dans la direction du champ électrique est appelé coefficient d'ionisation α , différent en général pour les trous et les électrons, c'est une fonction non linéaire du champ électrique.

I-2 Définition du facteur de multiplication et de la condition d'avalanche :

I-2-1 Le facteur de multiplication

Le processus d'avalanche est caractérisé par un facteur de multiplication M défini par la relation :

$$M = \frac{I_0}{I_s} \quad (2-1)$$

dans laquelle : I_0 est le courant total circulant dans la diode polarisée en inverse

I_s est le courant qui traverserait la diode dans les mêmes conditions si le phénomène d'ionisation par choc n'existait pas (c'est-à-dire lorsqu'elle est polarisée à une tension bien inférieure à la tension d'avalanche V_a .)

L'équation de base qui traduit la multiplication des porteurs libres par avalanche relie le facteur M au taux d'ionisation; elle s'écrit lorsque l'avalanche est initialisée par des électrons⁽⁹⁾

$$\int_0^W \alpha_n \left[\exp - \int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right] dx = 1 - \frac{1}{M} \quad (2-2)$$

Cette expression se simplifie lorsque les taux d'ionisation α_n pour les électrons et α_p pour les trous, sont supposés égaux.

$$\alpha_n = \alpha_p = \alpha \text{ entraîne } \int_0^W \alpha dx = 1 - \frac{1}{M} \quad (2-3)$$

où W est la longueur de la zone désertée de la diode polarisée en inverse. De l'expression (2-3) on tire :

$$M = \frac{1}{1 - \int_0^W \alpha dx} \quad (2-4)$$

I-2-2 La condition d'avalanche

L'avalanche est établie lorsque le facteur de multiplication est infini ce qui conduit à la relation :

$$\int_0^W \alpha dx = 1 \quad \text{si } \alpha_n = \alpha_p \quad (2-5)$$

et à la condition plus générale (si $\alpha_n \neq \alpha_p$)

$$\int_0^W \alpha_n \left[\exp - \int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right] dx = 1 \quad (2-6)$$

Cette condition est réalisée lorsque la tension de polarisation inverse de la diode est égale à la tension d'avalanche.

La connaissance des expressions mathématiques des taux d'ionisation permet de déterminer cette tension d'avalanche et donc le champ électrique correspondant: il suffit d'intégrer analytiquement ou numériquement les relations (2-5) ou (2-6). L'expression mathématique du taux d'ionisation α_i que nous utilisons s'écrit⁽¹⁰⁾ :

$$\alpha_i(E) = a_i \exp \left(\frac{-b_i}{E} \right)^m$$

où a_i et b_i (a_n et b_n pour les électrons ; a_p , b_p pour les trous) sont des coefficients fonction de la température T mais dépendant comme le paramètre m du matériau ($m = 1$ pour le silicium, $m = 2$ pour l'arséniure de Gallium). Les valeurs de ces paramètres pour les deux types de matériau sont données dans le tableau ci-dessous :

As Ga	Si
$\alpha_n = \alpha_p = \alpha$	$\alpha_n \neq \alpha_p$
$a_{no} = 2,5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$	$a_{no} = 3,710^6 \text{ cm}^{-1}$
$b_{no} = 6,5 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$	$b_{no} = 1,75 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$
$a_n(T) = a_{no} \cdot 1 + 1,5 \cdot 10^{-3}(T-300)$	$a_{po} = 2,13 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-1}$
$b_n(T) = b_{no} \cdot 1 + 1,12 \cdot 10^{-3}(T-300)$	$b_{po} = 3,2 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$

I-3 Relation entre la tension, le profil de dopage et le champ électrique à l'avalanche :

Pour une structure donnée dont on connaît le profil de dopage $(N_D - N_A)(x)$ il est possible de déterminer facilement la tension d'avalanche V_a et l'évolution spatiale du champ électrique pour $V = V_a$; le principe de calcul est le suivant :

en supposant qu'il n'y ait aucun porteur dans la zone désertée de la diode (ce qui impose que le courant la traversant est négligeable) le calcul se fait simplement par l'intégration simultanée de l'équation de Poisson qui s'écrit en l'absence de charge mobile,

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q}{\epsilon} \left[N_D - N_A \right](x)$$

et du premier membre de l'équation (2-6) connaissant les expressions $a_n(E)$ et $b_n(E)$ des taux d'ionisation. En considérant des zones désertées d'épaisseur croissante, le premier membre de l'équation (2-6) tend progressivement vers 1 ; lorsque ceci est réalisé (au besoin par itération successive) l'intégration du champ électrique E le long de la zone désertée donne la tension d'avalanche V_a (compte tenu de la tension de diffusion ou de la hauteur de barrière).

Pour notre travail nous avons utilisé les résultats obtenus par Pribetich⁽¹⁰⁾ qui a résolu numériquement ces équations et a tracé des abaques permettant de connaître le champ électrique E_{\max} à l'avalanche en fonction du dopage et du matériau considéré, et permettant également de connaître la tension d'avalanche V_a , la longueur W de la zone désertée au seuil d'avalanche et l'épaisseur δ de la zone d'avalanche pour une jonction abrupte p^+n caractérisée par une concentration en impuretés N_D uniforme dans la zone n , la zone p^+ étant supposée extrêmement dopée.

I-4 Concept de zone d'avalanche :

Du fait de la variation très rapide des taux d'ionisation en fonction du champ électrique, on peut souvent considérer que l'ionisation par choc ne se produit que dans une partie extrêmement localisée de la zone désertée : c'est cette région que l'on nomme la zone d'avalanche.

Ce concept que nous utilisons dans nos calculs se comprend aisément en considérant la figure 6 où sont représentés le profil de champ de la structure p^+nn^+ (par exemple), la variation du taux d'ionisation $\alpha(E(x))$ et l'intégrale $\int \alpha dx$.

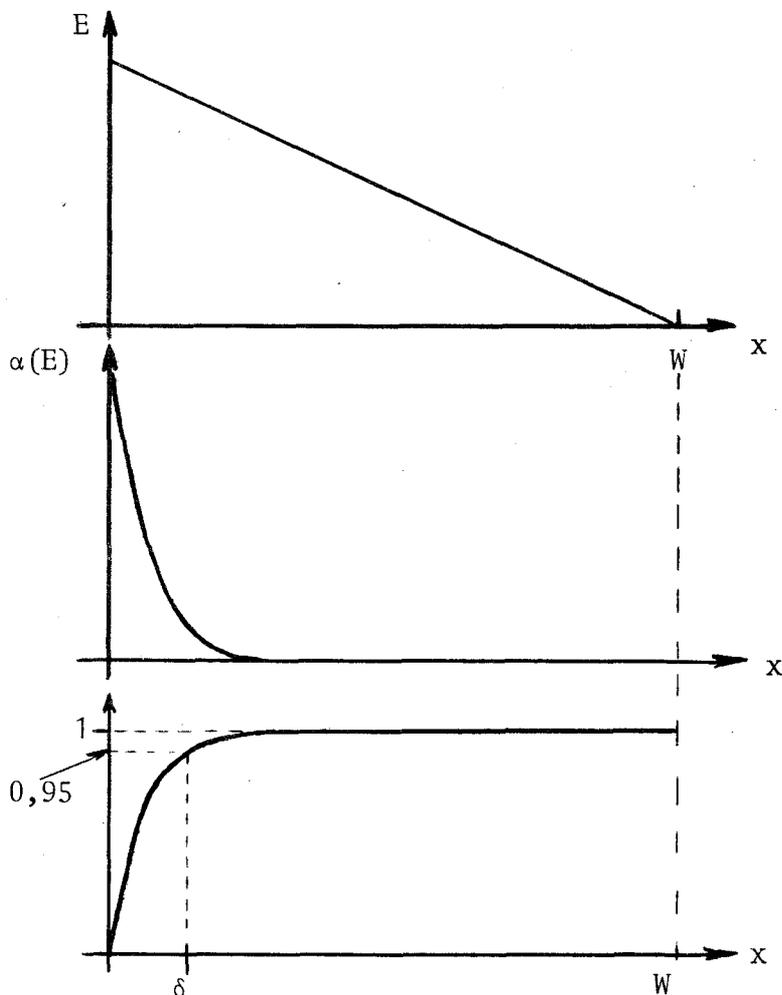
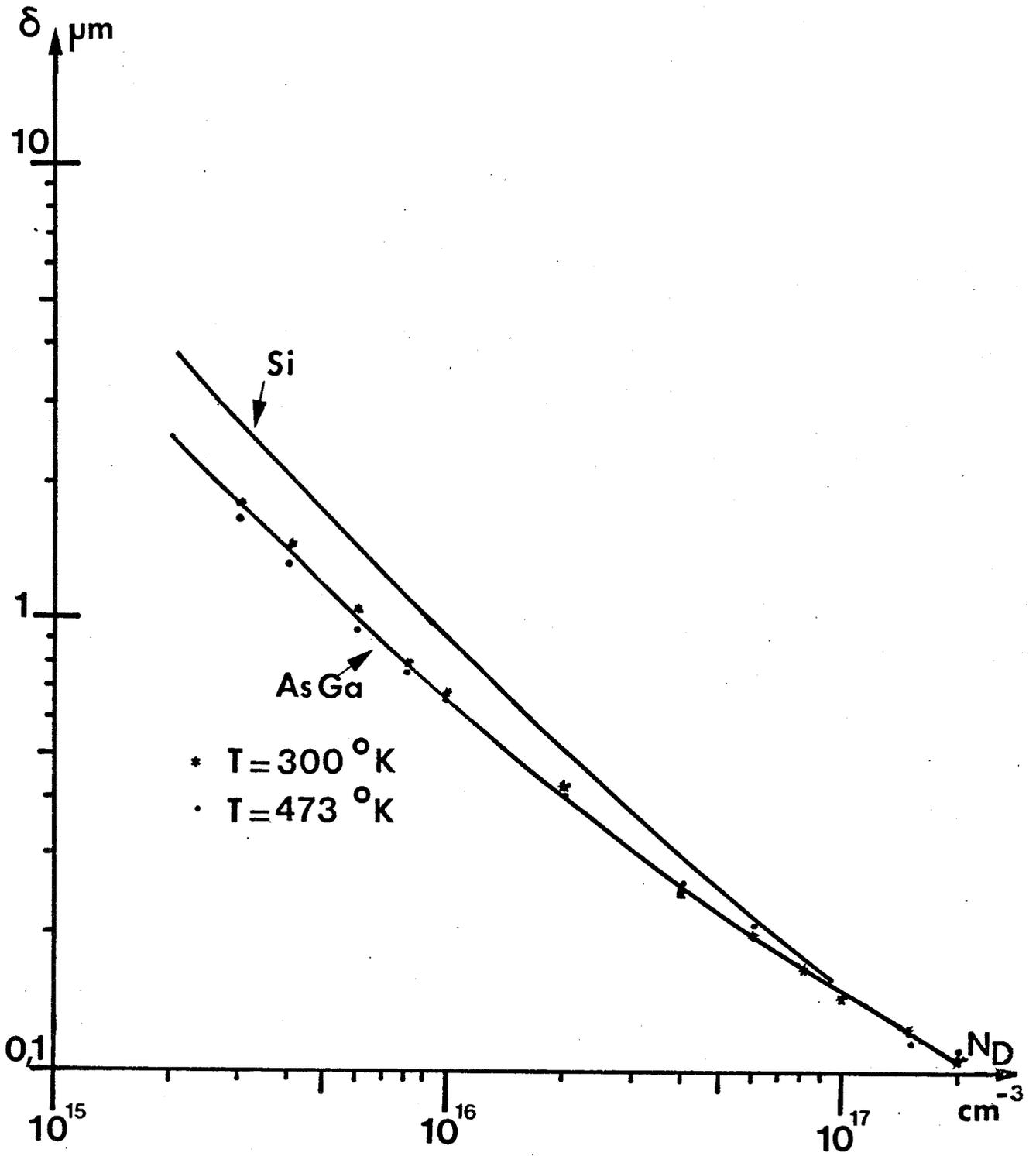


Figure 6



* $T = 300^\circ\text{K}$
• $T = 473^\circ\text{K}$



Figure 7 : Variations de l'épaisseur δ de la zone d'avalanche en fonction de la concentration en impuretés N_D pour une structure à profil de dopage constant à l'AsGa et au Si.

L'intégrale $\int \alpha dx$ atteint très rapidement une valeur proche de 1 pour une longueur δ qui ne représente qu'une très faible partie de la longueur W totale de la diode. Ceci est intéressant car alors la structure considérée peut être décomposée en deux zones distinctes : l'une d'épaisseur δ dans laquelle se produit toute l'avalanche (c'est la zone d'émission et de génération des porteurs) et l'autre de longueur $(W - \delta)$ où il n'y a pas "avalanche" et dans laquelle les porteurs émis par la zone d'émission transiteront sous l'action du champ électrique : c'est la zone de transit.

Différents auteurs ont donné des méthodes de détermination approchées de l'épaisseur δ , nous utilisons dans notre travail, celle développée dans le laboratoire ⁽¹⁰⁾ : la valeur δ est obtenue à partir de l'expression de la résistance de charge d'espace $R_C = \frac{(W - \delta)^2}{\epsilon v S}$ qui peut être déterminée expérimentalement ou calculée à partir d'un programme numérique. Ce programme de résolution des équations de l'électrocinétique, compte tenu du mécanisme d'avalanche et de la réaction de charge d'espace permet le calcul de la caractéristique $I(V)$ et donc de la résistance de charge d'espace $R_C = \frac{dV}{dI}$ (à T constant).

Il est à noter que si l'épaisseur δ varie peu avec la température elle décroît considérablement avec la concentration en impuretés N_D ; de plus la largeur de la zone d'avalanche est plus faible pour l'AsGa que pour le Si comme le montrent les courbes $\delta = f(N_D)$ de la figure 7. Nous donnons à titre d'exemple (fig.7Bis) les variations du champ électrique E_{max} à l'avalanche et la longueur W de la zone désertée pour une structure à l'AsGa.

La zone d'émission de la structure étant ainsi définie on suppose alors que l'ionisation dans la zone de transit est négligeable, la condition d'avalanche s'écrit alors :

$$\int_0^{\delta} \alpha dx = 1$$

et Read⁽¹⁾ a montré que le courant de conduction résultant du processus d'avalanche et issu de cette région était régi par l'équation :

$$\tau_i \frac{d J_{ca}(t)}{dt} = J_{ca}(t) \cdot \left[\int_0^{\delta} \alpha dx - 1 \right]$$

en supposant un seul type de porteurs et l'absence de courant de saturation ($J_S = 0$).

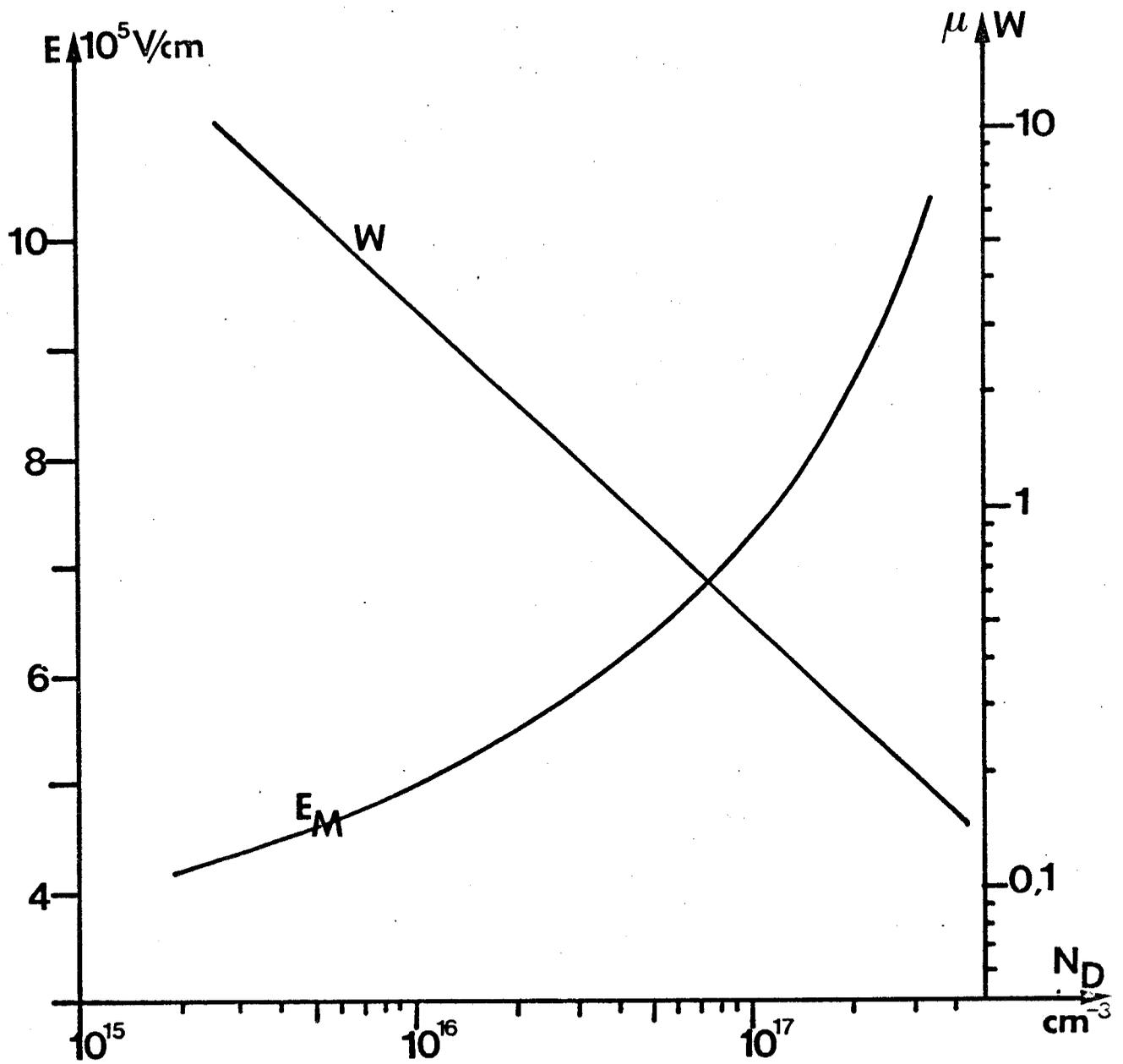


Figure 7 Bis : Variations du champ électrique à l'avalanche et de la longueur W de la zone désertée en fonction du dopage N_D pour une structure à l'AsGa à profil de concentration en impuretés constant à la température $T = 473^\circ\text{K}$.



Dans cette équation :

τ_i représente le temps de montée intrinsèque de l'avalanche

$J_{ca}(t)$ la densité de courant de conduction dans la zone d'émission

$\alpha(E)$ le taux d'ionisation "moyen" *

et δ l'épaisseur de la zone d'avalanche

A partir de cette relation on peut montrer qu'en régime alternatif l'injection de porteurs dans la zone de transit se fait avec un retard $\omega\tau_r = \pi/2$, c'est-à-dire $\tau_r = \frac{1}{4}$ de période sur le maximum du champ électrique :

Supposons dans ce but que la zone d'avalanche soit soumise à une tension $V(t) = V_a + V_1 \sin \omega t$ (V_a tension continue d'avalanche) ; la solution de l'équation de Read permet d'écrire le courant de conduction de la forme (si S est la section de la diode)

$$I_{ca}(t) = J_{ca}(t) \cdot S$$

soit
$$I_{ca}(t) = I_0 \exp \left[\frac{1}{\tau_i} \int_0^t \left(\int_0^\delta \alpha dx - 1 \right) dt \right]$$

tant que la tension instantanée $V(t)$ est égale à la tension d'avalanche, le courant est constant ($= I_0$) puisque $\left(\int_0^\delta \alpha dx - 1 \right) = 0$

- dès que $V(t) > V_a$ alors $\left(\int_0^\delta \alpha dx - 1 \right) > 0$ et $I_{ca}(t)$ croît indéfiniment

- lorsque $V < V_a$ $\left(\int_0^\delta \alpha dx - 1 \right) < 0$ et $I_{ca}(t)$ décroît

*

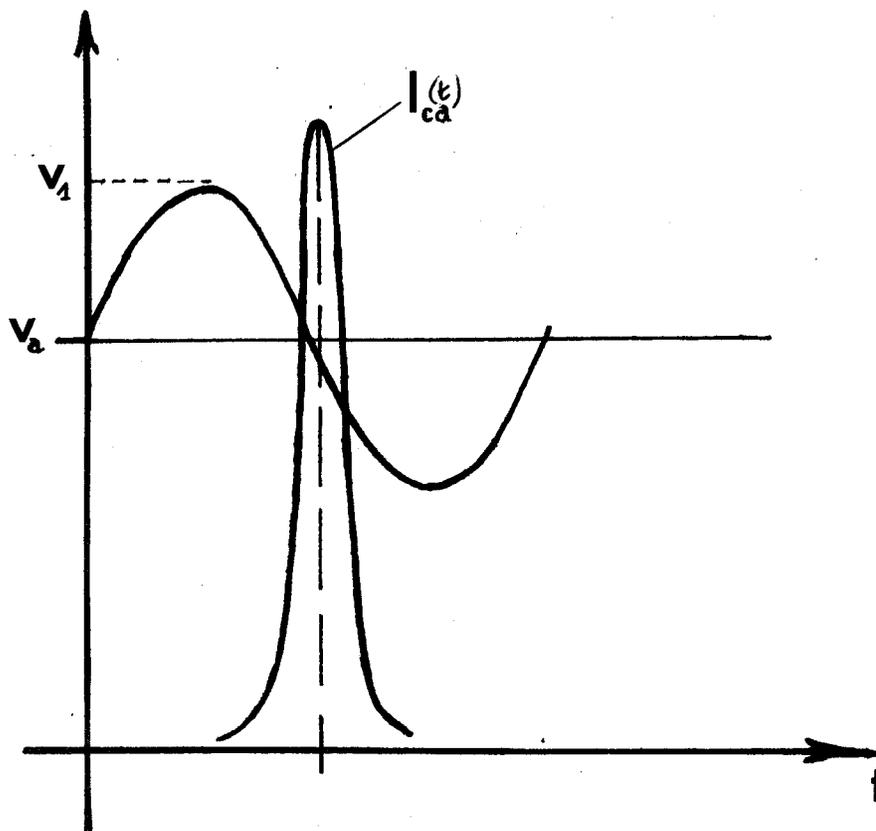
Le calcul du taux moyen d'ionisation se fait sans problème dans le cas de l'AsGa en faisant $\alpha_n = \alpha_p = \alpha$.

Dans le cas du Si nous avons choisi les valeurs suivantes

$$\bar{a}_{no} = 5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1} \quad \text{et} \quad \bar{a}_n(T) \neq \bar{a}_{no}$$

$$\bar{b}_{no} = 1,15 \cdot 10^5 \text{ V/cm} \quad \text{et} \quad \bar{b}_n(T) = \bar{b}_{no} [1 + 0,764 \cdot 10^{-3} (T - 300)]$$

Il est donc évident que le maximum de la pointe de courant émis par la zone d'avalanche se produit quand la tension alternative est nulle par valeur décroissante comme représenté sur la figure ci-dessous :



Le mécanisme d'avalanche, phénomène très localisé dans une diode semiconductrice, répond donc bien à l'un des critères définis au chapitre précédent à savoir qu'il produit des paquets de porteurs (donc des impulsions de courant) qui sont injectés dans la zone de transit avec un certain retard $\omega\tau_r$ (voisin de $\pi/2$) par rapport au maximum de la tension instantanée donc du champ électrique. (Voir Annexe 1 le calcul détaillé et les remarques qui s'imposent).

II - L'EFFET TUNNEL DANS LES SEMICONDUCTEURS

II-1 Introduction

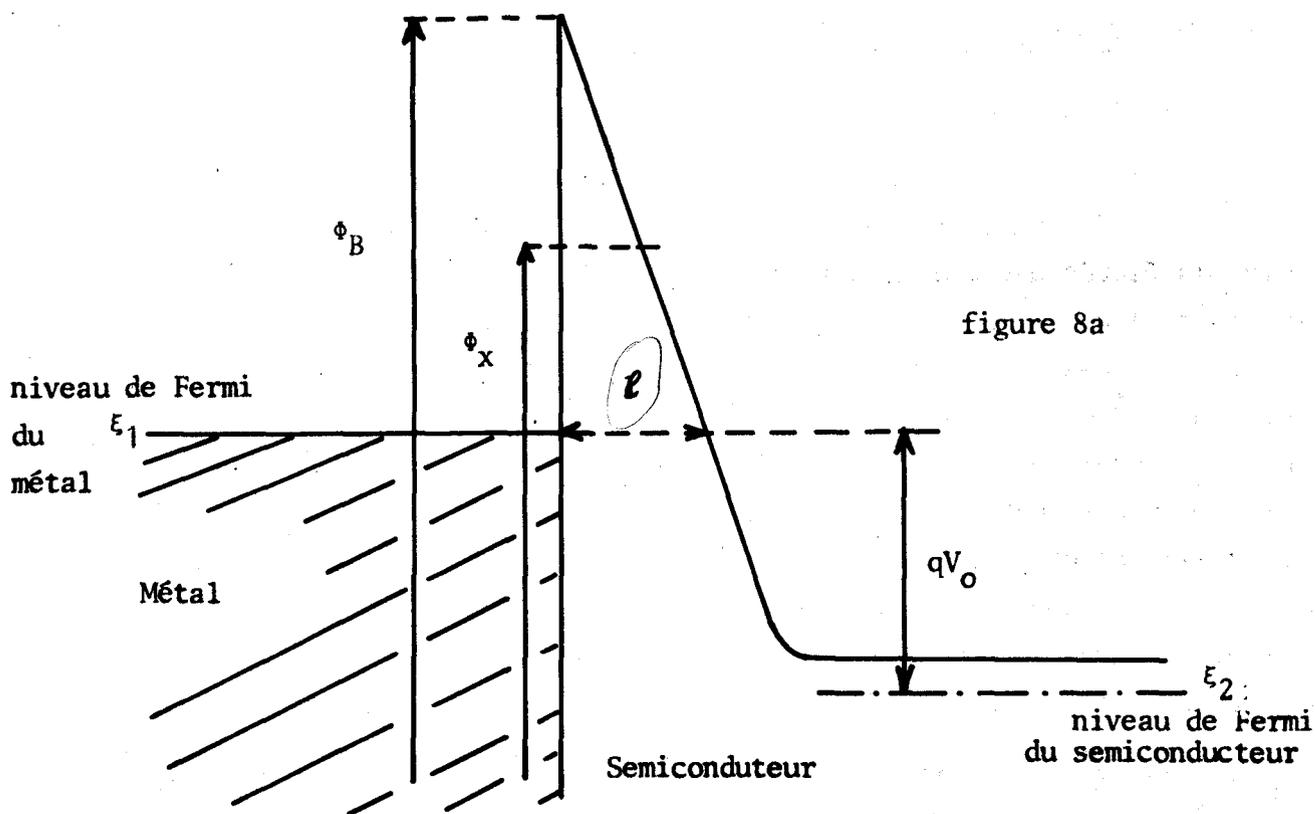
Comme nous l'avons montré à partir de la relation (1-10) établie au chapitre précédent, l'un des critères à retenir pour l'obtention de rendements élevés est que la zone d'émission de porteurs de la structure semiconductrice considérée soit soumise à des tensions continues V_a les plus faibles possibles. Diminuer V_a revient généralement à diminuer l'épaisseur δ^* de la zone d'avalanche ce qui a pour conséquence, compte tenu de la condition d'avalanche qui doit toujours être vérifiée, d'augmenter les champs électriques $E_a(x)$ qui peuvent atteindre ainsi des valeurs suffisamment élevées pour accroître considérablement le courant tunnel traversant la barrière de potentiel formée dans le composant. Il est ainsi possible de passer progressivement d'une émission de champ par avalanche à une émission par effet tunnel.

En effet considérons le diagramme d'énergie d'une barrière métal semiconducteur polarisée en inverse sous des tensions V_0 élevées dont le schéma est représenté figure 8a. Au fur et à mesure que la tension V_0 croît et que le champ électrique E_M au niveau de la barrière augmente, la largeur de potentiel s'opposant au passage des électrons **du métal (d'énergie voisine du niveau de Fermi ξ_1)** vers le semiconducteur diminue et peut devenir suffisamment faible pour que la probabilité de passage par effet tunnel devienne grande.

La valeur λ pour un électron d'énergie ξ_1 peut s'estimer facilement connaissant le champ électrique E_M au niveau de la barrière, on a en effet (dans la mesure où l'on néglige les variations de E sur la distance λ) :

$$\lambda \approx \frac{(\phi_B - \xi_1)}{E_M} \quad (\phi_B - \xi_1) \text{ est la hauteur de barrière en eV}$$

* La diminution de δ peut être obtenue en pratique en augmentant la concentration en impuretés au niveau de la barrière ou de la jonction comme le suggèrent les résultats de la figure 7.



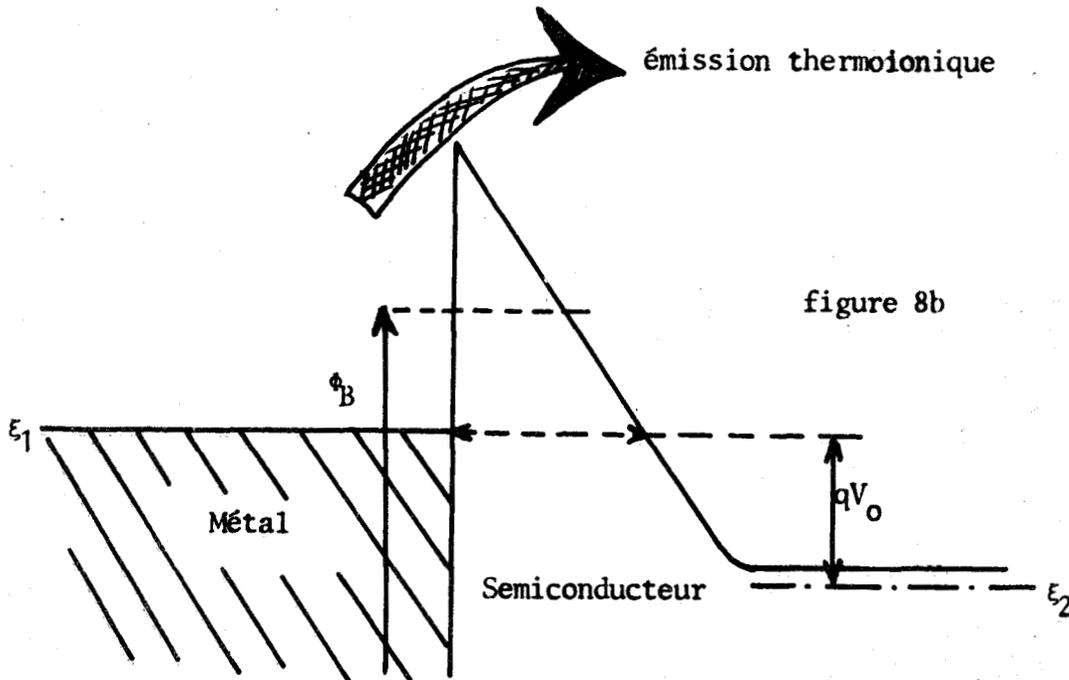
On remarque ainsi qu'en première approximation la largeur de la barrière et donc le courant tunnel ne dépendent que de la valeur E_M du champ électrique ; en conséquence l sera d'autant plus faible, et donc le courant tunnel d'autant plus élevé, que le champ électrique E_M sera grand. En pratique le champ électrique E_M au niveau de la barrière (ou de la jonction) croît avec la tension appliquée et la concentration en impuretés N_D . Ainsi pour une barrière métal semiconduteur où le semiconduteur a une concentration en impuretés uniforme N_D la valeur E_M du champ électrique à l'interface s'exprime en première approximation par la relation :

$$E_M \approx \left[\frac{2q}{\epsilon} N_D V_0 \right]^{1/2} \quad (2-8)$$

En conséquence suivant la valeur de la tension inverse V_0 et du dopage N_D différents cas peuvent se présenter :

1°) Le champ E_M reste suffisamment faible : la barrière est épaisse, l'émission thermoionique d'électrons au dessous du sommet de cette

barrière est le mécanisme prépondérant puisqu'il suppose la transparence de celle-ci négligeable pour les électrons dont l'énergie est inférieure à la hauteur de la barrière : ce sont les théories classiques de la diffusion développées par Shockley et Spence en particulier ^(11,12) ; ceci est schématisé figure 8b :



2°) Le champ E_M devient plus élevé sous l'effet d'une augmentation soit de V_0 soit de N_D , la barrière est amincie : la probabilité de passage pour les électrons d'énergie égale au niveau de Fermi ξ_1 reste faible. Elle devient cependant beaucoup plus importante pour des énergies un peu supérieure à ξ_1 ; en conséquence les électrons ayant sous l'effet de l'agitation thermique une énergie supérieure à celle du niveau de Fermi ξ_1 peuvent traverser la barrière de potentiel : c'est l'effet tunnel thermiquement assisté (figure 8c).

3°) Enfin lorsque le champ électrique E_M atteint des valeurs très importantes la barrière est suffisamment amincie pour que sa traversée au voisinage du niveau de Fermi ξ_1 soit possible : c'est l'effet tunnel pur (figure 8c).

Ces deux types d'effet tunnel ont été étudiés quantitativement dans les théories de Padovani et Stratton, Duke etc... pour les barrières métal semiconducteur ^(13 à 17) et par Harrisson, Kane, Moll ^(18 à 21) pour les jonctions.

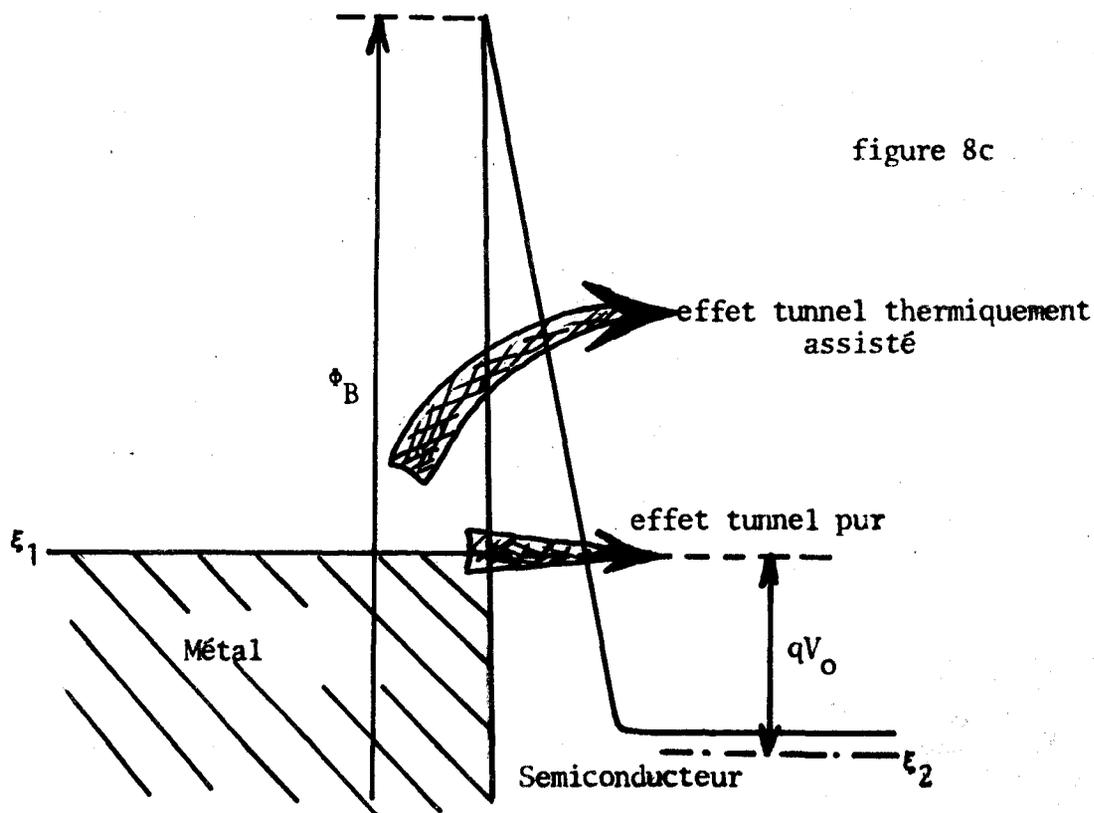


figure 8c

Dans les deux cas cette injection d'électrons par effet tunnel dépend considérablement du champ électrique existant à l'interface métal semiconducteur ; elle peut donc constituer un mécanisme d'émission par effet de champ particulièrement intéressant que nous nous proposons d'étudier. Dans ce but, en partant des équations classiques dans l'approximation BKW, nous avons développé un formalisme assez voisin de celui utilisé par Padovani et Stratton, la méthodologie suivie applicable à la barrière métal semi-conducteur a cependant été spécialement adaptée aux fortes polarisations inverses appliquées à nos structures et à leur température de fonctionnement toujours supérieure à l'ambiante.

Dans le cas des jonctions, considérées comme abruptes, les expressions retenues pour l'émission tunnel sont celles établies par Moll et nous les rappellerons brièvement.

II-2 Expression générale de la densité de courant et hypothèses

Considérons la structure unidimensionnelle schématisée figure 8d constituée d'une région isolante séparant deux régions 1 et 2 conductrices.

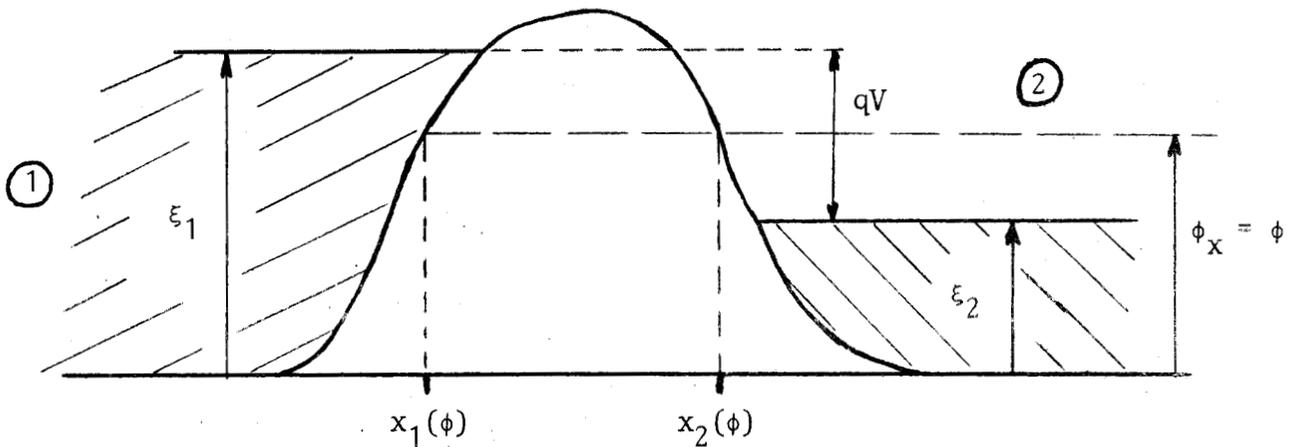


Figure 8d

ξ_1 et ξ_2 niveaux de Fermi des régions 1 et 2 mesurés par rapport au bas de la bande de conduction de la région 1.

V polarisation appliquée à la structure.

$\phi = \phi_x$ énergie de l'électron incident.

La densité de courant dans la direction x due aux électrons passant par effet tunnel d'une région conductrice 1 vers une région conductrice 2 à travers la bande interdite d'un isolant ou d'un semiconducteur est donnée par l'expression générale (20):

$$j = \frac{2q}{h} \int d\phi \left[f_1(\phi) - f_2(\phi) \right] \int \frac{d^2 k_{||}}{(2\pi)^2} D(\phi, k_{||}) \quad (2-9)$$

dans cette relation :

ϕ représente l'énergie de l'électron mesurée par rapport au bas de la bande de conduction de la région 1 (comme indiqué sur la figure)

$f_1(\phi)$ et $f_2(\phi)$ sont les fonctions de distribution de Fermi Dirac relatives aux régions 1 et 2 respectivement.

$k_{||}$ est la composante du vecteur d'onde perpendiculaire au flux de courant.

$D(\phi, k_{||})$ exprime le rapport entre la densité de courant transmis et la densité de courant incident : on l'appelle la probabilité de transition ou transparence de la barrière de potentiel.

L'équation (2-9) suppose : - qu'il y a conservation de l'énergie

- qu'il y a conservation de la composante

$k_{||}$ du vecteur d'onde lors du passage de la barrière de potentiel.

Elle est valable quelle que soit la relation reliant l'énergie de l'électron au vecteur d'onde et s'applique aussi bien aux barrières métal semiconducteur qu'aux jonctions ^(17,20).

La probabilité de transition ou transparence $D(\phi, k_{||})$ peut être calculée de deux manières différentes :

. la première consiste en la solution exacte de l'équation de Schrodinger pour la barrière de potentiel considérée. Une telle méthode conduit généralement à des solutions non utilisables analytiquement.

. la deuxième méthode suppose applicable l'approximation BKW ce qui donne pour $D(\phi, k_{||})$ l'expression suivante :

$$D = \exp - \left[2 \int_{x_1}^{x_2} |\vec{k}_x| dx \right]$$

où x_1 et x_2 sont les deux points "tournants" classiques c'est à dire les valeurs de x pour lesquelles la composante k_x (selon x) du vecteur d'onde est nulle.

C'est ce formalisme que nous avons choisi avec les hypothèses classiques suivantes :

- la relation énergie-vecteur d'onde est parabolique
- la masse effective des électrons est isotrope

Nous allons maintenant appliquer ce formalisme aux deux types de structure qui nous intéressent, la barrière métal semiconducteur et la jonction p-n, et nous préciserons dans chaque cas les hypothèses simplificatrices retenues.

II-3 Calcul du courant tunnel pour une barrière métal semiconducteur polarisée en inverse.

II-3-1 Hypothèses de calcul

Padovani et Stratton ont effectué le calcul du courant tunnel dans une barrière métal semiconducteur polarisée en inverse en ne considérant que les faibles tensions appliquées ⁽¹⁴⁾, notre calcul diffère du leur puisque les structures métal semiconducteur étudiées sont toujours soumises à de fortes tensions inverses, ce qui nous a permis d'établir une expression analytique simple et donc directement exploitable en fonction du champ électrique E_{Max} régnant à l'interface métal semiconducteur.

En effet, le fait que les structures soient fortement polarisées en inverse permet d'adopter deux hypothèses simplificatrices intéressantes :

a) en premier lieu, dans l'expression (2-9), la fonction $f_2(\phi)$ est toujours négligeable, nous le montrerons lors du calcul.

b) en second lieu, le champ électrique peut généralement être supposé uniforme sur l'épaisseur où la probabilité de transition a une valeur finie non négligeable * :

en effet la valeur du champ électrique $E_M(x)$ à la distance x se calcule à partir de la relation :

$$E_M(x) = E_{Max} - \frac{qN_D}{\epsilon} \cdot x$$

où x est la distance par rapport à l'interface métal semiconducteur

E_{Max} la valeur du champ électrique à l'interface ($x = 0$)

N_D le dopage du semiconducteur supposé constant

La variation ΔE_M s'écrit donc

$$\Delta E_M = E_{Max} - E_M(x) = \frac{qN_D}{\epsilon} \cdot x$$

La distance $x = d$ (ou épaisseur de la barrière), pour laquelle la transparence est non négligeable et donc le passage des électrons par effet tunnel possible, étant au plus égal à 50 \AA , la variation correspondante du champ électrique vaut donc :

$$\Delta E_M = \frac{qN_D}{\epsilon} \cdot d \quad \text{avec } d = 50 \text{ \AA}$$

soit dans le cas d'une structure à l'AsGa ayant un dopage en tête $N_D = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

$$\Delta E_M \approx 1.45 \cdot 10^6 \text{ V/m}$$

compte tenu que la valeur du champ électrique E_M dans ce type de structure est de l'ordre de 10^8 V/m la variation relative du champ électrique $\frac{\Delta E_M}{E_M}$ est inférieure à 10% (dans l'exemple $\frac{\Delta E_M}{E_M} \approx 1,5\%$) si le dopage N_D a une valeur qui n'excède pas 10^{18} cm^{-3} .

Les structures que nous avons étudiées présentant un dopage en tête au plus égal à quelques 10^{17} cm^{-3} l'hypothèse du champ électrique constant dans la barrière se justifie si l'on considère comme admissible une variation relative du champ de quelques % par rapport à la valeur E_{Max} à l'interface métal semiconducteur, valeur qui sera donc celle du champ dans la barrière

Il s'agit de l'épaisseur de la barrière que les électrons peuvent traverser par effet tunnel.

Ces deux hypothèses simplificatrices vont donc nous permettre d'établir une expression analytique simple de la densité de courant tunnel dont la validité sera contrôlée à l'aide du calcul numérique exact dans quelques cas particuliers.

II-3-2 Calcul de la densité de courant tunnel

Considérons la structure métal-semiconducteur unidimensionnelle dont le diagramme des bandes d'énergie est schématisé figure 9 :

- C'est une barrière de Schottky idéale où l'on néglige les effets de force image.

- Elle est fortement polarisée en inverse et le champ électrique qui y règne peut être considéré comme constant.

- les énergies ϕ sont mesurées par rapport au bas de la bande de conduction du métal.

Par ailleurs dans le cas d'une barrière métal semiconducteur la transparence ne dépend que de ϕ_x : $D(\phi, k_{||}) = D(\phi_x)$.

L'expression (2-9) de la densité de courant tunnel peut alors s'écrire⁽¹⁶⁾ :

$$j = \frac{4\pi m q}{h^3} \int_0^{\infty} D(\phi_x) \cdot N(\phi_x) \cdot d\phi_x \quad (2-10)$$

avec

$$N(\phi_x) = \int_0^{\infty} [f_1(\phi) - f_2(\phi)] \cdot d\phi_{||} = \int_0^{\infty} \left[\frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\phi - \xi_1}{kT}\right)} - \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\phi - \xi_2}{kT}\right)} \right] d\phi_{||}$$

$$\phi = \phi_x + \phi_{||}$$

et

$$d^2 k_{||} = \frac{2\pi m}{\hbar^2} \cdot d\phi_{||}$$

soit après intégration par partie

$$N(\phi_x) = kT \text{ Log } \left[\frac{1 + \exp\left(\frac{\xi_1 - \phi_x}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{\xi_2 - \phi_x}{kT}\right)} \right]$$

ce qui donne l'expression de la densité de courant pour la barrière métal semiconducteur :

$$j = \frac{2\pi m q k T}{h^3} \int_0^{\infty} D(\phi_x) \cdot \text{Log} \left[\frac{1 + \exp\left(\frac{\xi_1 - \phi_x}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{\xi_2 - \phi_x}{kT}\right)} \right] \cdot d\phi_x \quad (2-11)$$

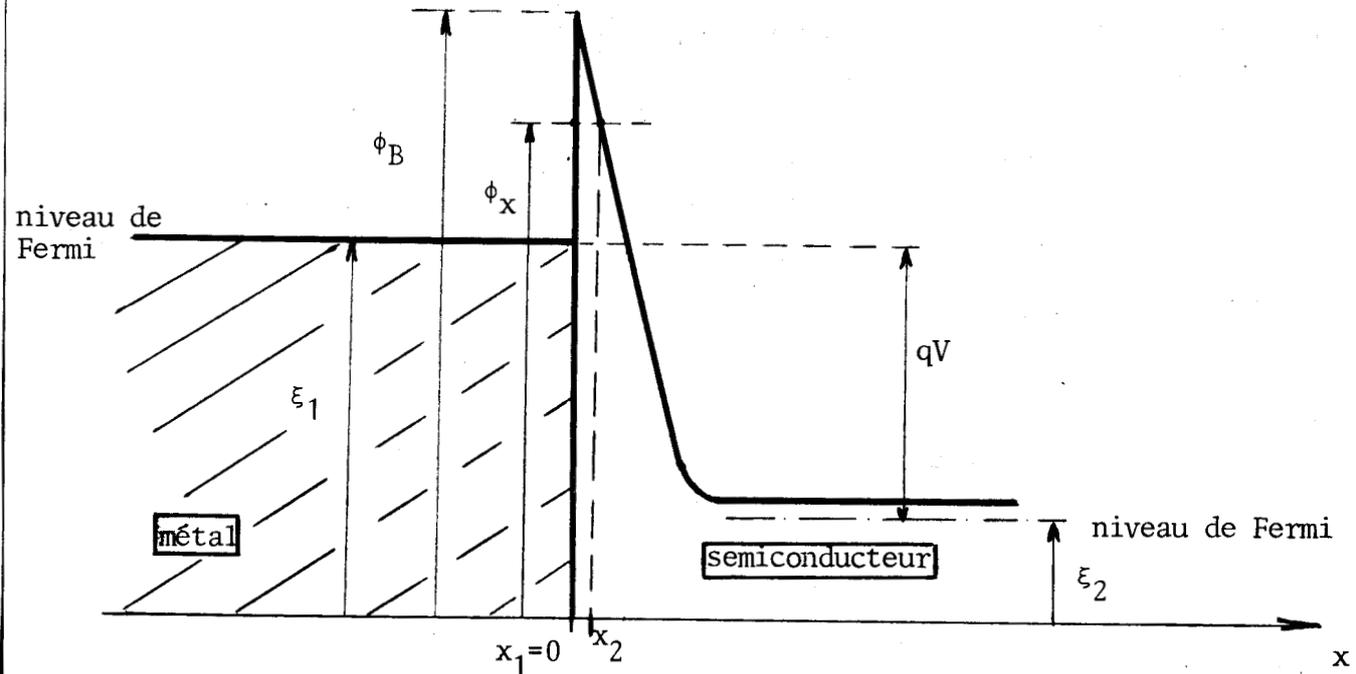


figure 9

m est la masse des électrons dans le métal choisie égale à m_0
 masse de l'électron au repos

q la charge de l'électron

k la constante de Boltzman

T la température en degré Kelvin

h la constante de Planck

L'expression de la transparence de la barrière triangulaire considérée s'exprime dans l'approximation BKW :

- par $D(\phi_x) = 0$ pour les valeurs de ϕ_x inférieures à ξ_1 niveau de Fermi du métal

- par $D(\phi_x) = 1$ pour les énergies ϕ_x supérieures à ϕ_B la hauteur de la barrière de potentiel

- et par

$D(\phi_x) = \exp - \frac{4\pi}{h} \left[\int_0^{x_2} \left[2m^* (\phi_P - \phi_x) \right]^{1/2} dx \right]$ pour les énergies ϕ_x comprises entre ξ_1 et ϕ_B c'est-à-dire pour des énergies inférieures à l'énergie potentielle de la barrière puisque c'est entre ξ_1 et ϕ_B que le passage des électrons par effet tunnel est possible.

Dans cette expression ϕ_P est l'énergie potentielle de l'électron dans la barrière qui s'écrit en fonction du champ électrique E_{max}

$$\phi_P = \phi_B - q E_{max} \cdot x$$

la borne d'intégration x_2 est définie en écrivant qu'en ce point $k_x = 0$, c'est-à-dire $\phi_P = \phi_x$, ce qui a lieu pour

$$x = x_2 = \frac{\phi_B - \phi_x}{qE_{max}}$$

La transparence de la barrière a donc pour expression :

$$D(\phi_x) = \exp - \left[\frac{4\pi \sqrt{2m^*}}{h} \int_0^{x_2} (\phi_P - q \cdot E_{max} \cdot x - \phi_x)^{1/2} dx \right]$$

où m^* est la masse effective des électrons dans la barrière de potentiel c'est-à-dire dans le semiconducteur.

Après intégration on obtient

$$D(\phi_x) = \exp - \left[\frac{8\pi \sqrt{2m^*}}{3hq} \cdot \frac{1}{E_{max}} \cdot (\phi_B - \phi_x)^{3/2} \right]$$

expression valable pour $\xi_1 \ll \phi_x < \phi_B$

L'expression de la densité de courant devient donc :

$$j_t = \frac{4\pi m_0 q k T}{h^3} \left[\int_{\xi_1}^{\phi_B} \exp \left[- \frac{A_0}{E_{max}} (\phi_B - \phi_x)^{3/2} \right] \cdot \text{Log} \left[\frac{1 + \exp \left(\frac{\xi_1 - \phi_x}{kT} \right)}{1 + \exp \left(\frac{\xi_2 - \phi_x}{kT} \right)} \right] \cdot d\phi_x + \dots \right. \\ \left. + \int_{\phi_B}^{\infty} \text{Log} \left[\frac{1 + \exp \left(\frac{\xi_1 - \phi_x}{kT} \right)}{1 + \exp \left(\frac{\xi_2 - \phi_x}{kT} \right)} \right] d\phi_x \right] \quad (2-12)$$

avec $A_0 = \frac{8\pi \sqrt{2m^*}}{3hq}$

Le calcul de cette expression peut se faire numériquement (§II-5-1) mais nous allons montrer qu'il est possible d'obtenir une solution analytique

facilement calculable compte tenu des hypothèses faites et des conditions de fonctionnement de la structure.

La barrière métal semiconducteur étant fortement polarisée en inverse par une tension V (comme indiqué sur la figure 3) la fonction $f_2(\phi)$ ou après intégration $\text{Log} \left[\frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\xi_2 - \phi_x}{kT}\right)} \right]$ est négligeable.*

L'expression (2-12) de la densité de courant s'écrit donc :

$$j_t = \frac{4\pi m_0 q kT}{h^3} \left[\int_{\xi_1}^{\phi_B} \exp \left[-\frac{A_0}{E_{\max}} (\phi_B - \phi_x)^{3/2} \right] \exp\left(\frac{\xi_1 - \phi_x}{kT}\right) \cdot d\phi_x + \int_{\phi_B}^{\infty} \exp\left(\frac{\xi_1 - \phi_x}{kT}\right) \cdot d\phi_x \right] \quad (1-13)$$

La hauteur de barrière $E_B = \phi_B - \xi_1$ mesurée par rapport au niveau de Fermi du métal est un paramètre important de la structure aussi par un changement de variable allons nous la faire intervenir.

En posant $u = \phi_B - \phi_x$, soit $\xi_1 - \phi_x = (u - E_B)$

$$c_0 = \frac{A_0}{E_{\max}} = \frac{8\pi \sqrt{2m^*}}{3hq} \cdot \frac{1}{E_{\max}} ; d_0 = \frac{1}{kT}$$

et $A^* = \frac{4\pi m_0 q k^2}{h^3}$ qui n'est autre que la constante de Richardson pour le métal

on obtient l'expression de la densité de courant suivante :

$$j_t = A^* T^2 \exp\left(\frac{-E_B}{kT}\right) \left[d_0 \int_0^{E_B} \frac{\exp(d_0 u - c_0 u^{3/2}) du}{f(u) \cdot du} + 1 \right] \quad (2-14)$$

*

$$\xi_1 - \xi_2 = qV > 0 \quad \text{et} \quad qV \gg \phi_B - \xi_1 = E_B$$

alors $\xi_2 - \phi_x = \xi_2 - \xi_1 + \xi_1 - \phi_x = \xi_1 - \phi_x - qV \neq -qV$

car $|\xi_1 - \phi_x|$ est au plus égal à $\phi_B - \xi_1 = E_B$ la hauteur de barrière mesurée par rapport au niveau de Fermi du métal

d'où $\exp\left(\frac{\xi_2 - \phi_x}{kT}\right) \neq \exp\left(\frac{-qV}{kT}\right) \ll 1$ quel que soit T

et $\text{Log} \left[\frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\xi_2 - \phi_x}{kT}\right)} \right] \neq 0$

De plus comme $(\xi_1 - \phi_x)$ est au plus égal à $-E_B$ (et E_B dans les structures étudiées n'excède pas 1 eV) $\exp\left(\frac{\xi_1 - \phi_x}{kT}\right)$ est petit quel que soit T ($T \geq 300^\circ K$)

$$\text{Log} \left[1 + \exp\left(\frac{\xi_1 - \phi_x}{kT}\right) \right] \neq \exp\left(\frac{\xi_1 - \phi_x}{kT}\right)$$

Le terme $A^* T^2 \exp\left(\frac{-E_B}{KT}\right)$ n'est autre que l'expression de la densité de courant thermoionique ou densité de courant de saturation J_s dépendant de la température et de la hauteur de barrière alors que l'intégrale $\int_0^{E_B} f(u) \cdot du$ traduit l'influence de l'effet tunnel.

Le calcul de cette intégrale se fait en développant la fonction $f(u) = \exp(d_0 u - c_0 u^{3/2})$ en série de Taylor autour du maximum positif u_0 de cette fonction, cette valeur (comprise entre 0 et E_B) étant parfaitement définie pour T et E_{max} fixés puisqu'elle s'écrit :

$$u_0 = \left(\frac{h}{4\pi k} \sqrt{\frac{q}{2m^*}}\right)^2 \cdot \frac{E_{max}^2}{T^2} \quad (\text{exprimé en eV}) \quad (2-15)$$

soit
$$u_0 = \text{cste} \cdot \frac{E_{max}^2}{T^2}$$

remarque : ce maximum positif étant au plus égal à E_B , l'expression (2-15) nous donne la limite au delà de laquelle notre développement ne sera plus valable : en effet pour T fixé il faut $E_{max} \leq \frac{4\pi k}{h} \cdot \frac{2m^*}{q} \cdot T \cdot \sqrt{E_B}$ (2-15 Bis)

Le détail du calcul est développé dans l'annexe 2 pour ne pas alourdir l'exposé, signalons toutefois que cette intégrale s'exprime dans la gamme de température ($T > 300^\circ K$) et de champ électrique que nous considérons ($5 \cdot 10^5 V/cm \leq E_{max} \leq 10^6 V/cm$ par une intégrale de la forme $\int_0^\infty e^{-p^2 x^2} dx$ qui est parfaitement connue; en effet on aboutit au résultat :

$$\int_0^{E_B} f(u) du \leq f(u_0) \int_0^\infty e^{-p^2 x^2} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2p} \cdot f(u_0) \text{ valeur très supérieure à 1.}$$

où le paramètre p est de la forme $p = \text{cste} \cdot E_{max} \cdot T$

L'expression finale de la densité de courant s'écrit donc

$$j_t \# A^* T^2 \exp\left(\frac{-E_B}{KT}\right) \cdot \frac{d_0 \sqrt{\pi}}{2p} \cdot f(u_0)$$

En remplaçant les divers paramètres par leur valeur la densité de courant à travers la barrière métal semiconducteur s'exprime par :

$$j_t \# \left(\frac{q}{h}\right)^2 \cdot \frac{m_0 \sqrt{\pi}}{\sqrt{2m^*}} \cdot (KT)^{1/2} \cdot E_{max} \cdot \exp\left(\frac{-E_B}{KT}\right) \cdot \exp\left(\frac{q^2 h^2}{96\pi^2 m^*} \cdot \frac{E_{max}^2}{(KT)^3}\right) \quad (2-16)$$

j_t est en A/m^2 si E_{max} est en V/m , E_B en joule et T en degré Kelvin.

Cette relation établie en fonction du champ électrique est très intéressante car ce qui différencie les diverses structures que nous étudierons c'est la valeur du champ à l'interface métal semiconducteur. Les techniques de mesure développées au laboratoire et exposées au chapitre IV ont fait du champ électrique une grandeur mesurable, une comparaison des valeurs de courant tunnel existant dans ces structures sera donc possible.

II-4 Calcul du courant "tunnel" dans une jonction polarisée en inverse.

Comme nous l'avons déjà indiqué l'expression de la densité de courant donnée par la relation (2-9) s'applique également au cas des jonctions p-n ; les calculs ont été développés par de nombreux auteurs dont Moll⁽¹⁹⁾ et nous nous contenterons d'en rappeler le principe et de donner les résultats.

Considérons donc, figure 10, le diagramme simplifié des bandes d'énergie dans la zone désertée d'une jonction p-n fortement polarisée en inverse ($\frac{kT}{q} \ll |V|$). Le champ électrique E_M qui y régit est supposé uniforme et la masse effective des porteurs intervenant dans le processus tunnel est supposée isotrope.

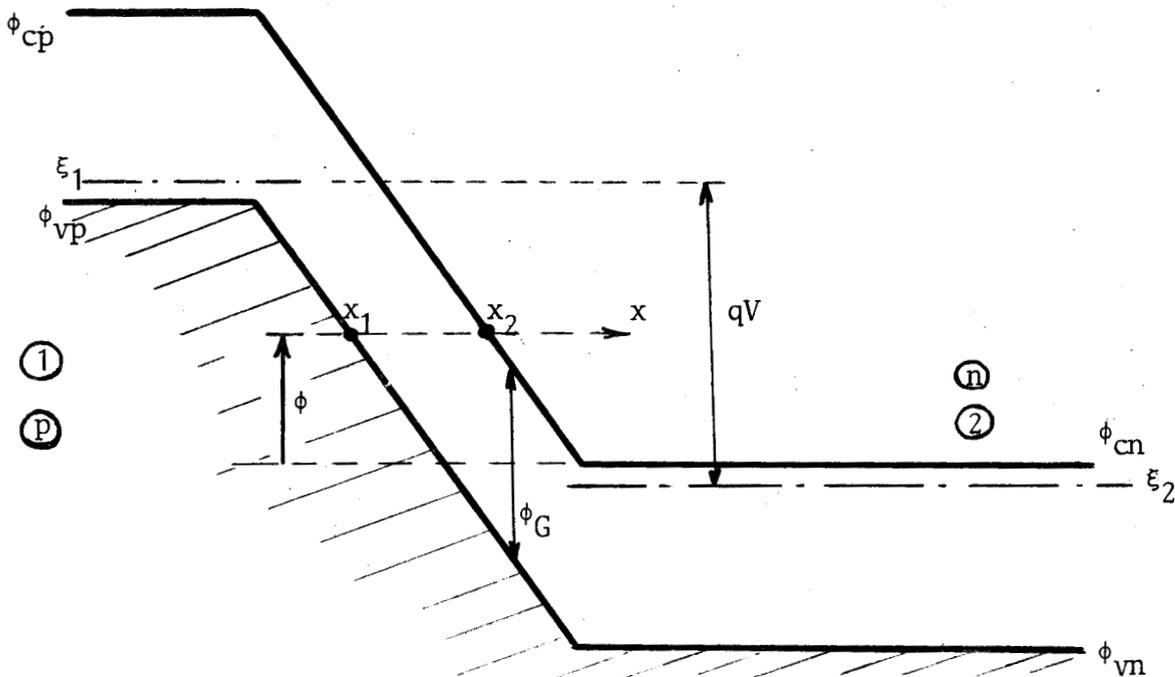


Figure 10

Le processus de passage des porteurs à travers la bande interdite ϕ_G du semiconducteur est identique à celui des électrons dans une barrière métal semiconducteur. Ce processus a lieu entre les niveaux d'énergie ϕ_{cn} (bas de la bande de conduction côté n) et ϕ_{vp} (haut de la bande de valence côté p), le niveau ϕ_{cn} étant choisi comme niveau de référence pour les énergies. L'approximation BKW s'applique et la probabilité de transition dans la direction x est donnée par

$$D(\phi, k) = \exp \left(-2 \int_{x_1}^{x_2} |k_x| dx \right) = \exp \left(-2 \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2} (\phi_p - \phi)} du \right)$$

où ϕ_p est l'énergie potentielle de la charge q considérée dans la barrière de potentiel

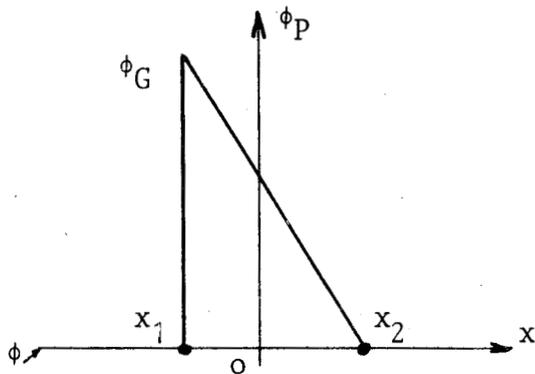
et ϕ l'énergie de cette même charge pénétrant la barrière.

La forme de la barrière de potentiel pour une charge q dans la bande interdite n'est pas connue mais il a été démontré⁽²²⁾ que la probabilité de transition $D(\phi, k)$ n'est pas très sensible au choix du type de barrière.

Nous rappelons ci-dessous les expressions de D dans deux cas simples :

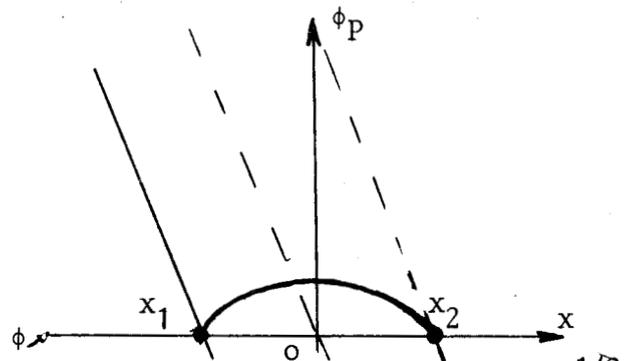
barrière de potentiel triangulaire

barrière de potentiel parabolique



$$k(x) = \left[\frac{2m^*}{\hbar^2} \left(\frac{\phi_G}{2} - q E_M x \right) \right]^{1/2}$$

$$D = \exp \left(-\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m^*}}{q\hbar} \frac{\phi_G^{3/2}}{E_M} \right)$$



$$k(x) = \left[\frac{2m^*}{\hbar^2} \frac{(\phi_G/2)^2 - (qE_M x)^2}{\phi_G} \right]^{1/2}$$

$$D = \exp \left(-\frac{\pi}{2\sqrt{2}} \frac{\sqrt{m^*}}{q\hbar} \frac{\phi_G^{3/2}}{E_M} \right)$$

Les deux expressions sont identiques au coefficient numérique près ce qui montre bien le peu d'influence du choix de la barrière sur la transparence $D(\phi, k)$. Cependant la loi de conservation du vecteur d'onde k lors de la transition par effet tunnel (ou loi de conservation du moment) impose de tenir compte de la composante $k_{||}$ du vecteur d'onde perpendiculaire à la direction Ox du courant. Le calcul de la probabilité de transition $D(\phi, k)$ est donc conduit en décomposant l'énergie totale ϕ en ϕ_x selon Ox et $\phi_{||}$ selon la direction perpendiculaire et l'expression à laquelle on aboutit s'écrit⁽¹⁶⁾ :

$$D = \exp - \left(\frac{\pi \sqrt{m^*}}{2 \sqrt{2} q \hbar} \frac{\phi_G^{3/2}}{E_M} \right) \cdot \exp \left(- \frac{\phi_{||}}{\bar{\phi}} \right) = D_0 \exp \left(- \frac{\phi_{||}}{\bar{\phi}} \right) \leftarrow \text{exponente}$$

avec

$$\bar{\phi} = \frac{\sqrt{2} q \hbar}{2 \pi \sqrt{m^*}} \frac{E_M}{\sqrt{\phi_G}}$$

L'expression générale (2-9) de la densité de courant devient donc

$$j = \frac{4 \pi m^* q}{h^3} D_0 \int_0^{\phi_{vp}} dE \left[f_1(\phi) - f_2(\phi) \right] \int_0^\infty \exp \left(- \frac{\phi_{||}}{\bar{\phi}} \right) d\phi_{||}$$

ceci pour les semiconducteurs non dégénérés

soit

$$j = \frac{4 \pi m^* q}{h^3} \cdot D_0 \cdot \bar{\phi} \int_0^{\phi_{vp}} \left[f_1(\phi) - f_2(\phi) \right] d\phi$$

expression qui compte tenu des températures et des tensions appliquées (la jonction est fortement polarisée en inverse) se simplifie comme l'a montré Mo11⁽¹⁹⁾ et peut s'écrire :

$$j = \frac{4 \pi m^* q^2}{h^3} \cdot D_0 \cdot \bar{\phi} \cdot V$$

soit

$$j = \frac{\sqrt{2} m^* q^3}{4 \pi^3 \hbar^2} \cdot \frac{E_M}{\phi_G^{1/2}} \cdot V \cdot \exp \left(- \frac{\pi \sqrt{m^*}}{2 \sqrt{2} q \hbar} \cdot \frac{\phi_G^{3/2}}{E_M} \right) \quad (2-17)$$

où ϕ_G est la largeur de la bande interdite en joules

E_M le champ électrique en V/m

et V la tension inverse appliquée (en module) en volts

j s'exprime alors en A/m^2 si q , h et m^* sont en unités MKSA

Cette relation ne fait pas apparaître directement la température qui intervient en fait par la largeur de la bande interdite ϕ_G variant avec la température selon une loi de la forme⁽²³⁾

$$\phi_G(T) = \phi_G(0) - \frac{a_1 T^2}{b_1 + T} \quad \text{en eV} \quad (2-18)$$

où $\phi_G(0)$ est la largeur de la bande interdite à 0°K

et a_1 et b_1 des coefficients numériques

Les valeurs de ces paramètres pour le silicium et l'arséniure de gallium sont les suivantes :

Ga As	Si
$\phi_G(0) = 1,522 \text{ eV}$	$\phi_G(0) = 1,16 \text{ eV}$
$a_1 = 5,8 \cdot 10^{-4}$	$a_1 = 7,02 \cdot 10^{-4}$
$b_1 = 300$	$b_1 = 1108$

L'équation (2-17) est à la fois fonction du champ électrique et de la tension, or ces deux grandeurs ne sont pas indépendantes l'une de l'autre et la relation qui les relie dépend de la forme de la jonction : linéaire, abrupte, graduelle ...

Pour permettre une comparaison plus aisée avec les structures métal semiconducteur nous ne considérons qu'un type de jonction, la jonction abrupte et la relation entre le champ électrique et la tension s'écrit dans ce cas :

$$E_M = \left[\frac{2q}{\epsilon} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} V \right]^{1/2} \quad (2-19)$$

où N_A représente le dopage en impuretés de la région p

N_D celui de la région n

ϵ la constante diélectrique du matériau semiconducteur

et q la charge de l'électron.

dans la plupart des cas $N_A \gg N_D$ alors

$$E_M \neq \left[\frac{2q}{\epsilon} N_D \cdot V \right]^{1/2} \text{ soit } V = \frac{\epsilon}{2qN_D} E_M^2 \quad (2-20)$$

L'expression de la densité de courant pour une jonction abrupte, en fonction du champ électrique s'écrit donc :

$$j_t = \frac{\epsilon q^2 \sqrt{2m^*}}{2\pi h^2 N_D} \cdot \frac{E_M^3}{\sqrt{\phi_G}} \cdot \exp \left(- \frac{\pi^2 \sqrt{2m^*}}{2hq} \cdot \frac{\phi_G^{3/2}}{E_M} \right) \quad (2-21)$$

II-5 Discussion

Nous venons d'établir les deux relations, l'une relative aux structures métal-semiconducteur et l'autre aux jonctions, exprimant la densité de courant résultant du passage des porteurs par effet tunnel à travers la barrière de potentiel : ce sont des fonctions non linéaires du champ électrique E_M et de la température T qui dépendent du matériau par les paramètres E_B (hauteur de barrière) et m^* (masse effective des porteurs) pour les barrières métal-semiconducteur, et par les paramètres m^* et $\phi_G = E_G$ (largeur de la bande interdite) en ce qui concerne les jonctions. Avant de comparer les courants tunnels susceptibles d'être produits dans les structures au Silicium (Si) et à l'Arséniure de Gallium (AsGa) examinons tout d'abord la validité de l'expression analytique (2-16) donnant la densité de courant tunnel j_t dans une barrière métal semiconducteur.

II-5-1 Validité de l'expression analytique de j_t pour une structure métal-semiconducteur.

Nous avons tracé sur la figure 11 les courbes $j_t = f(E_M)$ pour deux températures (350 et 450°K) dans le cas d'une barrière métal-semiconducteur à l'arséniure de Gallium ayant une hauteur de barrière $E_B = 0,9\text{eV}$ et en prenant la masse effective des porteurs $m^* = 7 \cdot 10^{-2} m_0$.

Les courbes (numérotées 1) en trait plein sont le résultat du calcul exact de la densité de courant à partir de l'expression (2-12) où aucun terme n'est négligé : dans cette expression pour calculer la fonction $f_2(\phi)$ il faut connaître la différence de potentiel V entre ξ_1 et ξ_2 , or il est apparu lors du calcul numérique que ce terme ne joue pas dès que la tension V

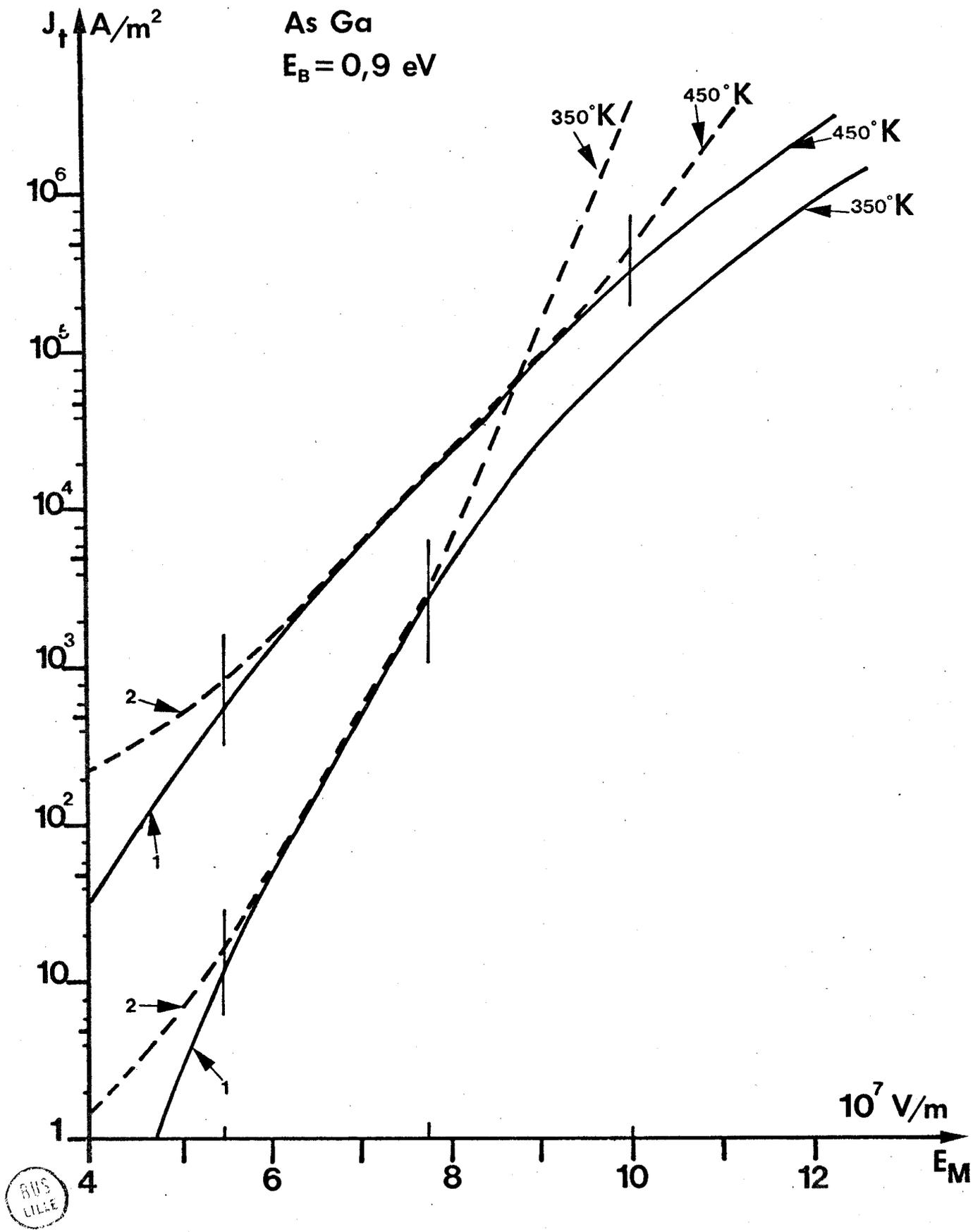


Figure 11 : Comparaison des résultats numériques (1) et analytiques (2) pour la densité de courant tunnel j_t dans une barrière métal AsGa en fonction du champ électrique E_M à l'interface métal semiconducteur.

dépasse quelques volts et ces résultats restent valables quelle que soit la relation reliant le champ électrique E_M et la tension V . Ceci justifie l'hypothèse que nous avons faite de négliger la fonction $f_2(\phi)$ dans notre calcul analytique.

Les courbes numérotées 2 (en trait pointillé) ont été tracées à partir des valeurs de la densité de courant calculées à l'aide de l'expression analytique (2-16) que nous avons établie ; deux remarques s'imposent :

- tout d'abord le domaine de validité de cette relation pour les fortes valeurs de champ électrique est définie à partir de l'expression (établie lors du calcul) (2-15 Bis)

$$\left(\frac{h}{4\pi k}\right)^2 \cdot \frac{q}{2m^*} \cdot \frac{E_M^2}{T^2} \leq E_B$$

qui permet de calculer pour chaque température, la valeur E_M du champ électrique au delà de laquelle l'expression analytique du courant tunnel est fautive; ainsi avec $E_B = 0,9\text{eV}$

pour $T = 350^\circ\text{K}$ il faut que $E_M < 8 \cdot 10^7 \text{ V/m}$

pour $T = 450^\circ\text{K}$ il faut que $E_M < 10^8 \text{ V/m}$

Pour ces valeurs de température et de champ, la valeur de la densité de courant j_{t2} s'écarte d'environ 25% de la valeur obtenue j_{t1} par le calcul numérique exact.

- en second lieu, pour les champs faibles ($E_M < 5,5 \cdot 10^7 \text{ V/m}$) les écarts deviennent importants, quelle que soit la température car les développements mathématiques utilisés ne sont pas suffisants :

En effet pour $E_M = 4 \cdot 10^7 \text{ V/m}$ $\frac{j_{t2}}{j_{t1}} \neq 5$ pour $T = 450^\circ\text{K}$

et $\neq 8$ pour $T = 350^\circ\text{K}$

L'écart est d'environ 25% pour $E_M = 5,5 \cdot 10^7 \text{ V/m}$, il n'est plus que de 10% pour $E_M = 6 \cdot 10^7 \text{ V/m}$ quel que soit T .

En conclusion les approximations que nous avons faites et qui ont abouti à l'expression analytique (2-16) de la densité de courant tunnel dans une barrière métal-semiconducteur, sont valables dans la gamme de température et de champ électrique où fonctionneront les structures métal-semiconducteur que nous étudierons, c'est-à-dire

$T \geq 300^\circ\text{K}$ $5 \cdot 10^7 < E_M < 10^8 \text{ V/m}$

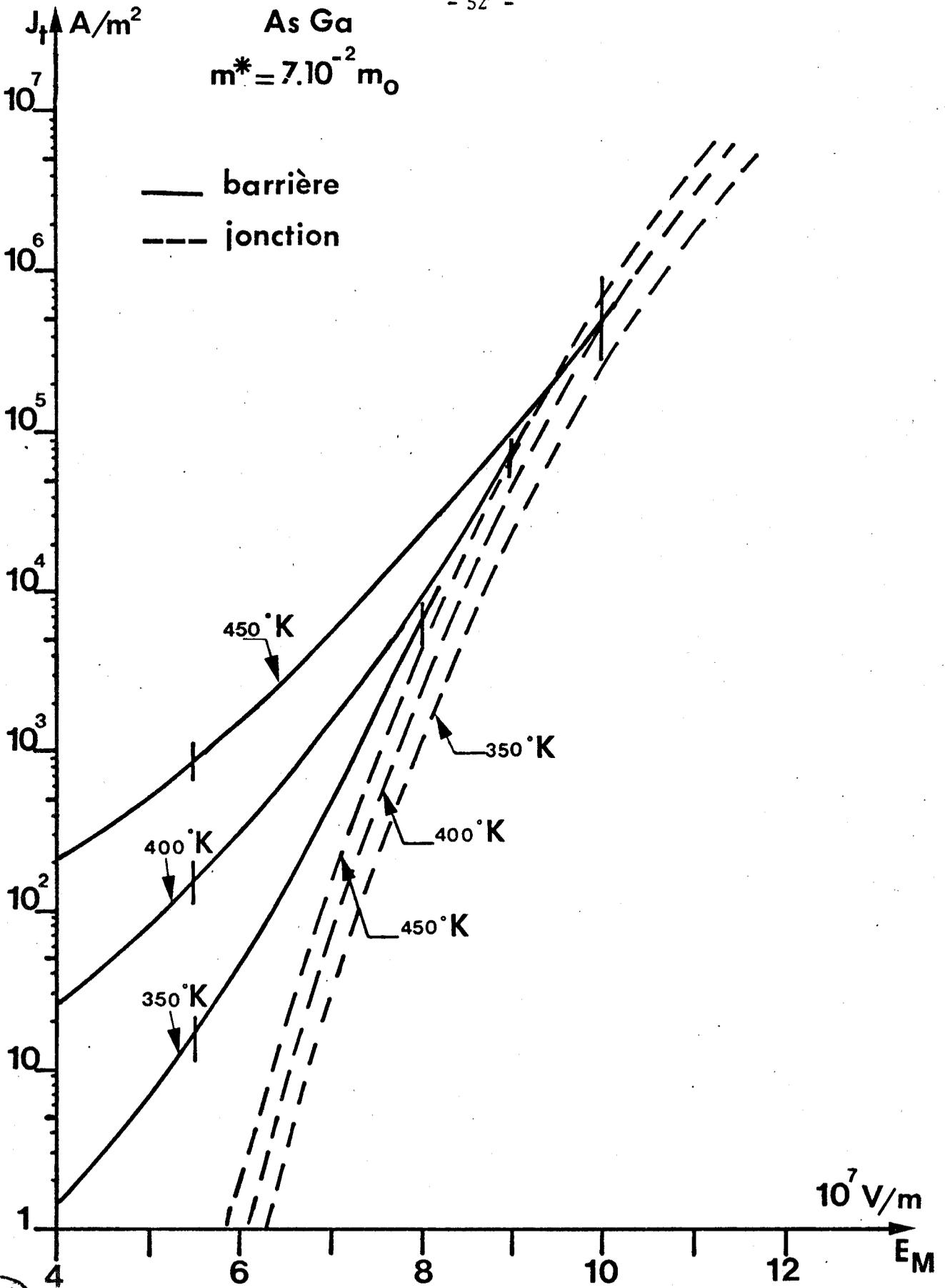


Figure 12 : Densité de courant tunnel en fonction du champ électrique dans une barrière métal AsGa ($E_B = 0,9eV$) et une jonction abrupte ($N_D = 5.10^{16} cm^{-3}$; $N_A \gg N_D$)

II-5-2 Comparaison théorique entre les diverses structures (barrière, jonction) réalisées soit avec le silicium, soit avec l'Arséniure de Gallium.

a) La première comparaison réalisée est relative à deux structures (une barrière, une jonction) dont le matériau est l'Arséniure de Gallium.

Les densités de courant respectives $j_t = f(E_M, T)$ sont représentées figure 12 pour ces deux types de structures dont les caractéristiques sont les suivantes :

- barrière : $E_B = 0,9\text{eV}$, $m^* = 7 \cdot 10^{-2} m_0$

- jonction abrupte : $N_D = 5 \cdot 10^{16}$ ($N_D \lll N_A$) ; $m^* = 7 \cdot 10^{-2} m_0$

$$\phi_G = \phi_G(T) \text{ calculé à partir de la relation (2-18).}$$

. Une première constatation s'impose immédiatement : sauf pour les champs supérieurs à $9 \cdot 10^7 \text{V/m}$ la densité de courant tunnel j_{pn} dans une jonction est toujours très inférieure à celle j_b existant dans une barrière quels que soient la température T et le champ électrique E_M

$$\text{pour } T = 400^\circ\text{K et } E_M = 6 \cdot 10^7 \text{V/m} \quad \frac{j_b}{j_{pn}} \neq 300$$

$$\text{pour } T = 400^\circ\text{K et } E_M = 8 \cdot 10^7 \text{V/m} \quad \frac{j_b}{j_{pn}} \neq 3$$

. Une deuxième constatation importante que nous pouvons faire est que la température a moins d'influence pour une jonction que pour une barrière : en effet une élévation de température de 100° , dans la jonction (de 350°K à 450°K) produit, quel que soit le champ électrique, une multiplication du courant par 5, alors qu'elle produit dans la barrière métal-semiconducteur une multiplication du courant par 30 à $E_M = 6 \cdot 10^7 \text{V/m}$

b) Toujours pour nos deux types de structure à l'AsGa nous avons alors étudié (figure 13) l'influence des paramètres qui jouent un rôle primordial sur la densité de courant à savoir la hauteur de barrière

E_B (pour les diodes métal-semiconducteur) et le dopage (pour les jonctions p-n). Les calculs ont été effectués à température constante $T = 400^\circ\text{K}$.

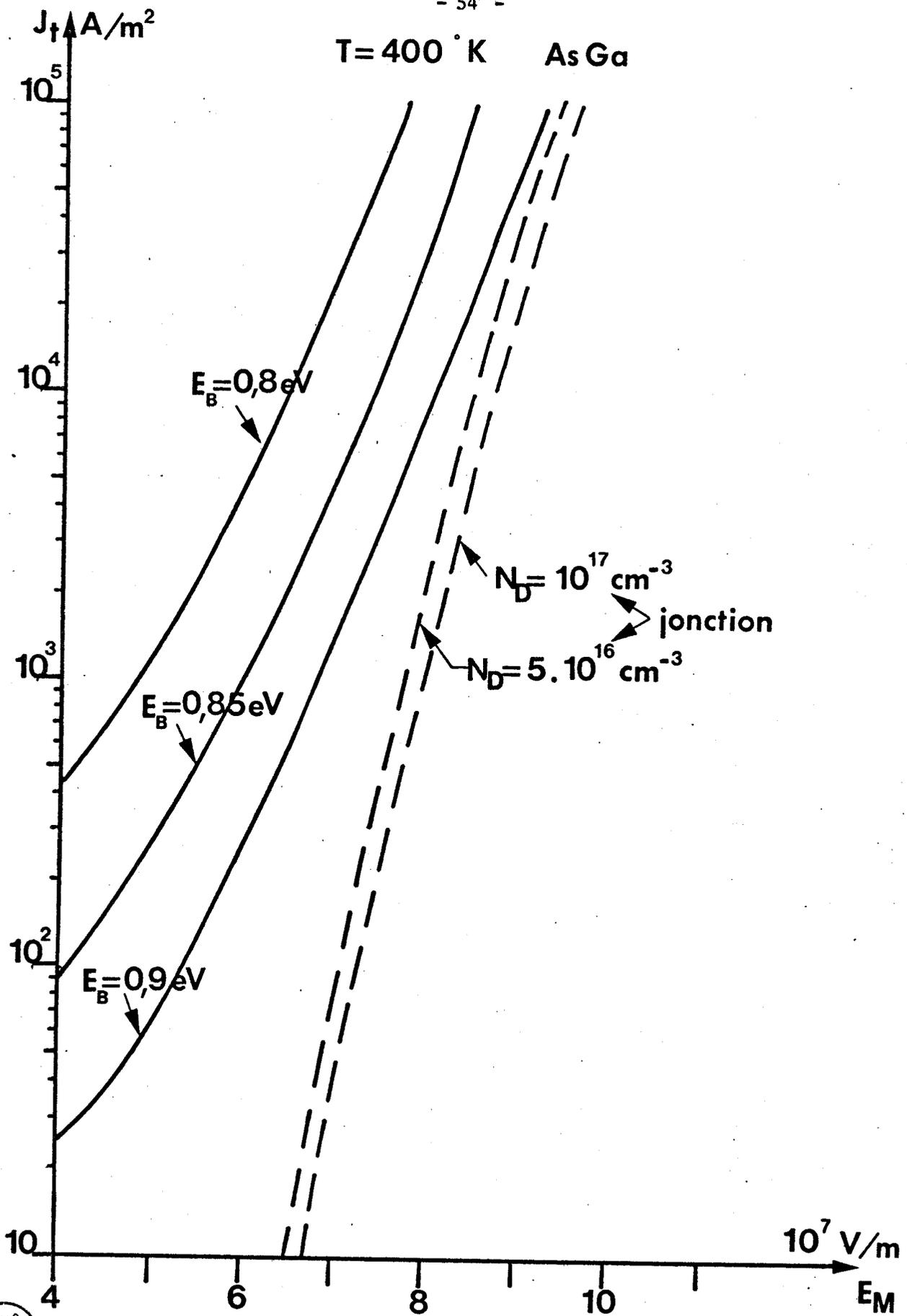


Figure 13 : Influence sur la densité de courant tunnel de la hauteur de barrière (pour une structure métal AsGa) et du dopage (pour une jonction à l'AsGa).

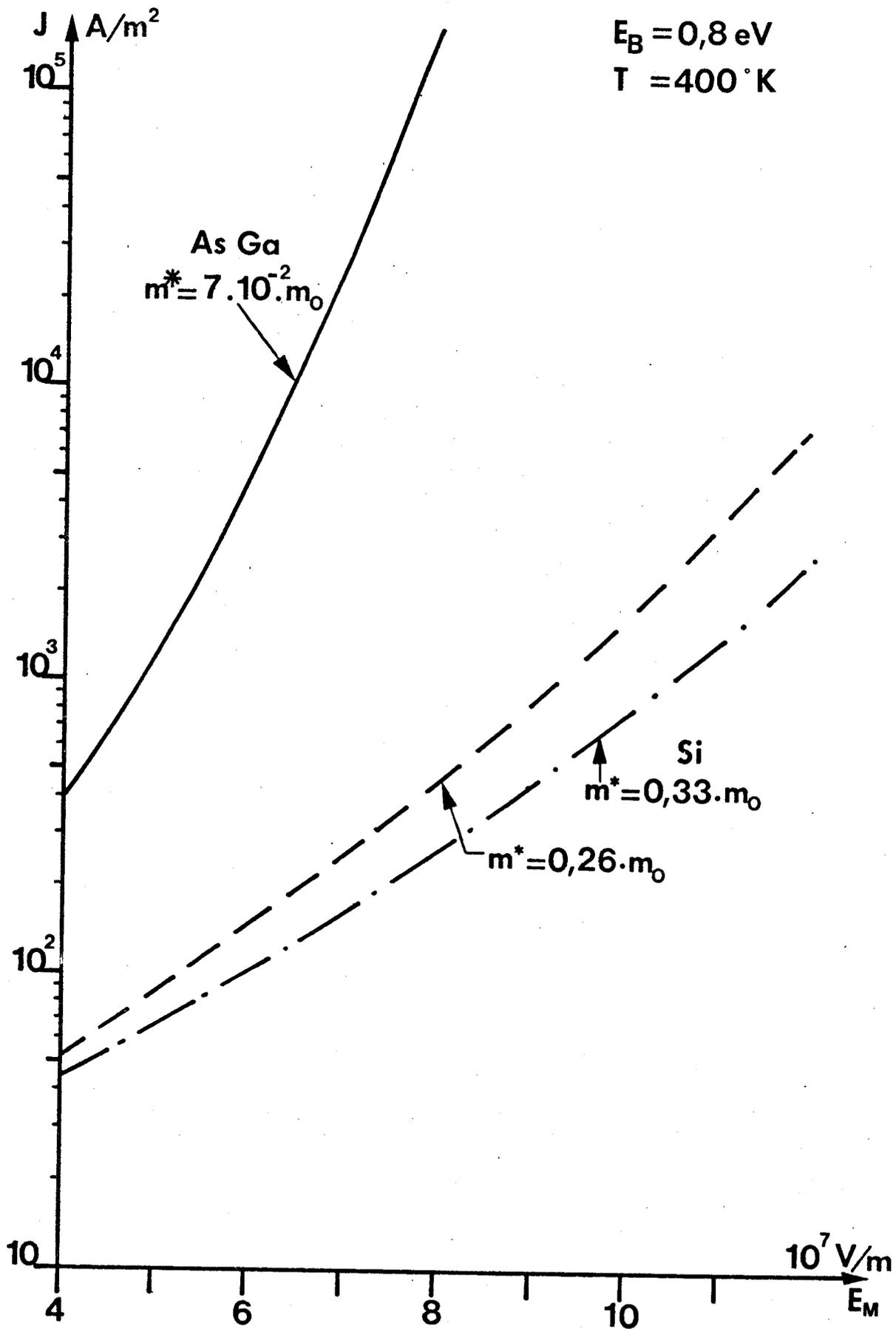


Figure 14 : Comparaison des densités de courant tunnel entre la structure métal AsGa et la structure métal Si (à hauteur de barrière et température identique).



$T = 400 \text{ K}$
 $N_D = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
 $N_A \gg N_D$

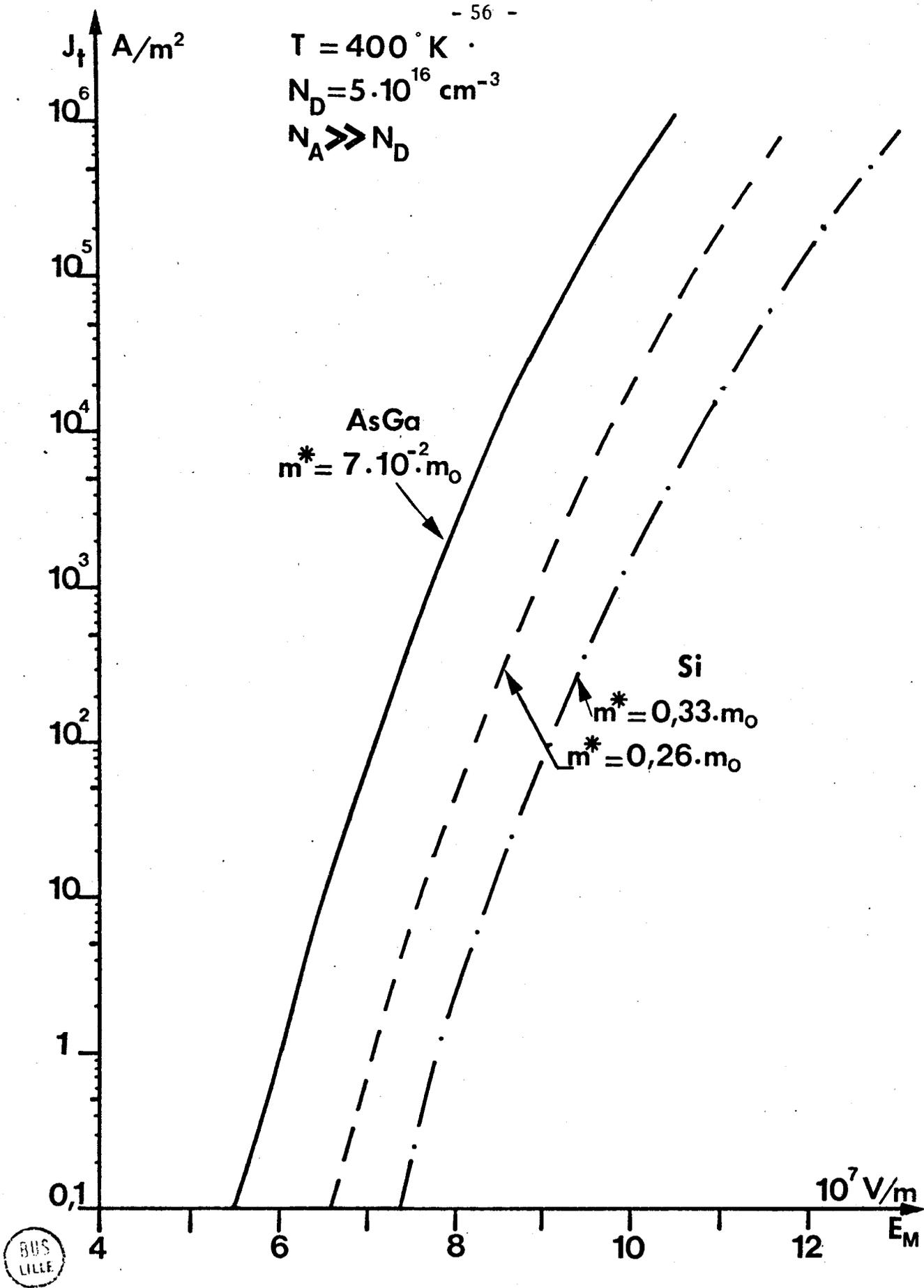


Figure 15 : Influence du matériau Si ou AsGa sur la densité de courant dans le cas d'une jonction abrupte ($N_D = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $T = 400 \text{ K}$).

Au vu des courbes de la figure 13, nous constatons que :

- dans les structures métal-semiconducteur, la hauteur de barrière E_B a une influence très grande sur la valeur du courant puisqu'une diminution de 0,1 eV (soit environ 10%) provoque une multiplication par 20 environ de la densité de courant. La connaissance de la hauteur de barrière sera donc essentielle pour l'étude de ce type de diode.

- dans les jonctions abruptes, une variation d'un facteur 2 en ce qui concerne le dopage (soit de $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ à 10^{17} cm^{-3}) divise par 2 environ la densité de courant quel que soit le champ électrique. Il faut cependant remarquer que si nous comparons non plus à champ constant mais à tension constante, une multiplication par 2 du dopage provoque une multiplication par $\sqrt{2} \approx 1,4$ du champ E_M à tension V constante ce qui produit à une multiplication par 400 environ de la densité de courant.

A tension constante des variations importantes du dopage ont donc une très grande influence sur la valeur du courant tunnel.

c) Nous avons enfin étudié l'influence du matériau semiconducteur constituant les structures

Les courbes de la figure 14 concernent les barrières au Si et à l'AsGa et celles de la figure 15 sont relatives aux jonctions au Si et à l'AsGa.

- Examinons les courbes de la figure 14 : dans le cas des barrières métal-semiconducteur ce qui différencie essentiellement les deux types de matériau c'est la masse effective m^* des porteurs (à hauteur de barrière E_B identique). Si la valeur $m^* = 7 \cdot 10^{-2} m_0$ est celle couramment choisie par les auteurs pour l'AsGa, celle retenue pour le Si dépend des masses longitudinales et transversales des porteurs ⁽²⁴⁾, et nous avons tracé, pour la valeur donnée par Moll ⁽¹⁹⁾ soit $m^* = 0,33m_0$ et celle donnée par Crowell ⁽²⁵⁾ soit $m^* = 0,26m_0$ les courbes $j_t = f(E_M)$ à $T = 400^\circ\text{K}$ et $E_B = 0,8\text{eV}$ (pour le Si). La densité de courant tunnel dans la barrière à l'AsGa a été calculée pour les mêmes valeurs de température ($T = 400^\circ\text{K}$) et de hauteur de barrière ($E_B = 0,8\text{eV}$), la masse effective m^* étant égale à $7 \cdot 10^{-2} m_0$.

A valeur du champ électrique identique, la densité de courant dans une barrière à l'AsGa est de 8 à 10^3 fois plus grande que dans la barrière au Silicium (selon la valeur de E_M). Le rapport entre les densités de courant d'une structure au Si calculées pour les deux valeurs différentes de m^* est

au plus égal à 3 : la valeur de la masse effective $m^* = 0,3m_0$ dans le cas du Si, semble donc une bonne approximation pour les comparaisons ultérieures avec les diodes à l'AsGa.

- Les courbes de la figure 15 permettent la même comparaison entre les jonctions au Silicium ($N_D = 5 \cdot 10^{16}$ et pour les deux valeurs de m^* précédentes), et celles à l'Arséniure de Gallium ($N_D = 5 \cdot 10^{16}$, $m^* = 7 \cdot 10^{-2} m_0$) à la température de 400°K .

Là aussi la densité de courant dans la jonction à l'AsGa est d'environ 10^3 fois supérieure à celle de la structure au Silicium. Ces deux séries de courbes permettent donc d'affirmer que pour le même champ électrique maximum le courant tunnel dans une diode au Silicium (barrière ou jonction) est toujours très inférieur à celui existant dans une structure à l'Arséniure de Gallium que ce soit une jonction ou une barrière. Cette constatation aura des conséquences importantes tant dans la conception des diodes à avalanche haut rendement que dans celle des diodes TUTT.

II-6 Conclusion

Nous venons d'établir les expressions analytiques traduisant le processus de passage des porteurs par effet tunnel au travers d'une barrière de potentiel ; ces relations sont des fonctions non linéaires du champ électrique et non de son intégrale temporelle comme dans le cas de l'avalanche, elles montrent que le mécanisme d'injection tunnel est quasi instantané puisqu'il existe dès qu'un champ électrique suffisant règne dans la structure considérée c'est-à-dire dès qu'elle est soumise à une tension élevée de polarisation inverse. En pratique dès que le champ électrique dépasse quelques 10^5V/cm et que la température est supérieure à l'ambiante, le courant tunnel n'est plus négligeable et peut déterminer de façon essentielle les propriétés hyperfréquences de la structure étudiée.

Deux cas importants, que nous nous proposons d'étudier dans la suite de ce travail, se présentent :

1°) La zone où règne un champ électrique intense est d'épaisseur comparable au libre parcours moyen entre deux ionisations, le phénomène d'avalanche est dans ce cas prépondérant mais il reste initialisé par le courant

tunnel thermiquement assisté dont les effets peuvent dans certains cas modifier considérablement les performances hyperfréquences de la diode à avalanche considérée.

2°) La région où règne le champ électrique intense est d'épaisseur suffisamment faible pour que le phénomène d'avalanche soit négligeable : nous obtenons alors un composant où le mécanisme d'émission résulte uniquement du processus de passage des porteurs par effet tunnel : la structure ainsi réalisée est appelée diode TUTT ou diode à effet tunnel et temps de transit^(26,27).

Ce sont ces deux types de composants, la diode à avalanche et effet tunnel et la diode TUTT, dont nous allons exposer les propriétés hyperfréquences dans les chapitres suivants.

CHAPITRE III

ÉTUDE THÉORIQUE DU COMPOSANT

I - INTRODUCTION

Nous venons de montrer au chapitre précédent que les mécanismes de génération et d'émission des porteurs, qu'ils soient du type à avalanche ou du type à effet tunnel, ne se produisaient que dans une région extrêmement mince de la structure semiconductrice étudiée (barrière ou jonction). Nous avons établi de plus au chapitre 1, que les propriétés hyperfréquences de telles structures dépendaient non seulement du mécanisme d'émission mais aussi du transit à vitesse généralement constante des porteurs émis dans la zone désertée adjacente à la zone d'émission, région dont la longueur dépend de la fréquence de travail recherchée. Ces deux considérations nous permettent de définir, pour l'étude des propriétés hyperfréquences de ces dipôles semi-conducteurs, un modèle unidimensionnel à deux zones distinctes (figure 16) :

- une zone d'émission d'épaisseur δ faible devant les dimensions du dispositif, où les porteurs sont créés soit par le mécanisme d'avalanche (diode ATT), soit par le processus tunnel (diode TUTT) et dans laquelle règne un champ électrique élevé.

- une zone de transit unipolaire d'épaisseur $(W - \delta)$ où W représente la largeur totale de la zone active de la diode, dans laquelle un seul type de porteurs (généralement des électrons) est injecté et se déplace à une vitesse v qui est souvent proche de la vitesse de saturation, et où tout mécanisme de création ou de recombinaison des porteurs est négligé.

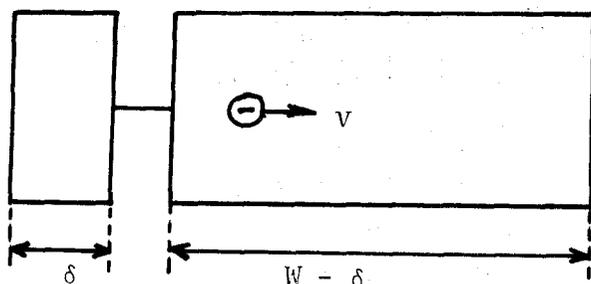


Figure 16

Du point de vue électrique la diode est donc constituée par la mise en série de la zone d'émission et de la zone de transit et l'impédance totale Z_D du dispositif est alors la somme des impédances relatives des deux zones

$$Z_D = Z_e + Z_t$$

C'est ce modèle que nous utiliserons aussi bien du point de vue analytique que du point de vue numérique. L'intérêt de ce schéma à deux zones est de pouvoir établir analytiquement des formules générales exprimant l'impédance de la diode, la puissance et le rendement émis et ceci indépendamment du mécanisme d'émission retenu : c'est ce formalisme que nous rappellerons brièvement tout d'abord.

Le calcul analytique est cependant très limité car il ne permet pas de tenir compte d'un certain nombre de mécanismes physiques tels que la diffusion des porteurs, la modulation de la longueur de la zone désertée etc... mécanismes complexes liés entre eux généralement et qui modifient les performances des dispositifs étudiés. Aussi avons nous été amenés à utiliser un programme numérique complet, mis au point au laboratoire ⁽²⁸⁾, basé lui aussi sur le modèle à deux zones définies précédemment, programme que nous avons modifié pour l'adapter aux structures étudiées. Cette étude numérique va nous permettre d'obtenir les valeurs théoriques de la puissance, du rendement, de l'impédance des diodes fonctionnant en régime non linéaire et de les comparer ultérieurement aux résultats obtenus expérimentalement.

L'étude des deux types de composant à savoir la diode à effet tunnel et temps de transit (diode TUTT) d'une part et la diode à avalanche et temps de transit (diode ATT en présence d'un courant tunnel) d'autre part, comportera donc une étude analytique permettant de dégager les principales propriétés de la structure, complétée par une étude numérique plus précise permettant d'obtenir des informations plus quantitatives particulièrement en régime non linéaire.

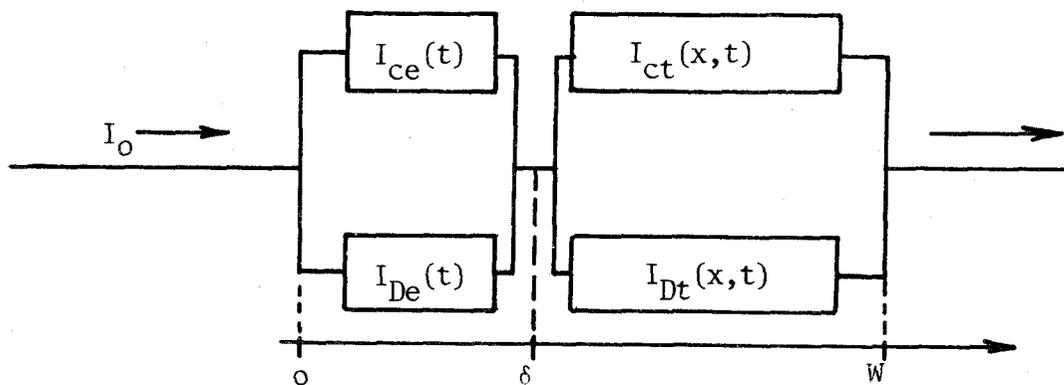
II - PRINCIPE GENERAL DE CALCUL : EXPRESSIONS ANALYTIQUES DE L'IMPEDANCE, DE LA PUISSANCE ET DU RENDEMENT D'UNE STRUCTURE SEMICONDUCTRICE.

La méthode utilisée est tout à fait générale et s'applique à tout dispositif constitué d'une zone d'émission et d'une zone de transit adjacente de longueur $(W - \delta)$ supposée constante dans laquelle un seul type de porteurs se déplace à la vitesse v constante égale à la vitesse de saturation, les courants de diffusion dans ces deux régions étant supposés négligeables. Le

calcul a été développé dans notre laboratoire il y a quelques années aussi nous contenterons nous d'en rappeler le principe et de donner les résultats.

II-1 Impédance de la diode

Le principe de calcul est simple : on suppose connu le champ électrique dans la zone d'émission et l'on calcule le courant I qui en résulte puis de proche en proche le courant, le champ dans la zone de transit et la tension totale aux bornes de ces deux régions. Chacune de ces deux zones étant le siège d'un courant lié au mouvement des charges (courant de conduction I_C) et d'un courant de déplacement I_D nous pouvons les représenter schématiquement comme indiqué sur la figure ci-dessous :



Le principe de conservation du courant permet d'écrire :

$$I_{\text{diode}} = I_0 = I_{ce}(t) + I_{De}(t) = I_{ct}(x,t) + I_{Dt}(x,t)$$

- dans la zone d'émission le courant de conduction $I_{ce}(t)$ dépendant directement du mécanisme d'émission des porteurs (tunnel ou avalanche) peut donc se calculer connaissant le champ électrique E supposé uniforme et sinusoïdal ; ce champ électrique s'écrit en notation complexe :

$$E_0 + E_1 e^{j\omega t}$$

où E_0 est l'amplitude du champ continu dans la zone d'émission et E_1 l'amplitude du champ hyperfréquence à la fréquence $f = \frac{\omega}{2\pi}$.

La décomposition en série de Fourier du courant de conduction $I_{ce}(t)$ permet alors d'obtenir la composante continue égale au courant de polarisation I_0 circulant dans la structure, mais également les différentes composantes aux fréquences d'intérêt en particulier la composante à la fréquence fondamentale caractérisée par son amplitude I_{c1} et son argument ψ (repéré par rapport au champ hyperfréquence E_1).

Le courant total s'écrit alors à la fréquence fondamentale f :

$$i_1 = i_{ce1} + i_{De1} = I_{c1} e^{j\psi} + j\omega\epsilon S E_1 \quad (3-1)$$

où S est la section de la diode

et ϵ la permittivité du matériau semiconducteur

A ce stade de calcul il est intéressant d'introduire le paramètre k_c qui caractérise le rapport entre l'amplitude I_{c1} du courant de conduction et l'amplitude du courant de déplacement :

$$k_c = \frac{I_{c1}}{\omega\epsilon S E_1}$$

L'argument ψ est la phase d'injection caractérisant le retard du courant de conduction par rapport au champ électrique.

L'impédance de la zone d'émission se calcule alors facilement :

$$Z_{e1} = \frac{\delta E_1}{i_1} = R_e + j X_e \quad (3-2)$$

- dans la zone de transit : le courant de conduction I_{ce1} (à la fréquence fondamentale) de la zone d'émission est injecté dans la zone de transit. Le déphasage qu'il subit peut se calculer facilement puisque l'on connaît la vitesse v d'entraînement des porteurs.

L'expression totale à la fréquence fondamentale s'écrit alors :

$$i_1 = i_{ce1} e^{-j\frac{\omega x}{v}} + j\omega\epsilon S e_{t1}(x) \quad (3-3)$$

Dans cette expression le champ $E_{t1}(x)$ à l'abscisse x peut se déterminer puisque i_{ce1} et i_1 sont connus (relation 3-1)

$$e_{t1}(x) = \frac{i_1 - i_{ce1} e^{-j\frac{\omega x}{v}}}{j\omega\epsilon S} \quad (3-4)$$

On peut ainsi calculer l'impédance Z_{t1} de la zone de transit

$$Z_{t1} = \frac{\int_S e_{t1}(x) dx}{i_1}$$

et l'impédance totale $Z_{D1} = R_{D1} + j X_{D1} = Z_{e1} + Z_{t1}$ de la diode.

Les expressions de R_{D1} et X_{D1} sont alors données par les relations :

$$R_{D1} = \frac{W}{\epsilon S \omega} \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \frac{k_c}{1 + k_c^2 - 2k_c \sin\psi} \left[\frac{1 - \cos\theta}{\theta} (k_c - \sin\psi) + \cos\psi \left(\frac{\delta/W}{1 - \delta/W} + \frac{\sin\theta}{\theta} \right) \right] \quad (3-6)$$

$$X_{D1} = - \frac{W}{\epsilon S \omega} \left[1 - \frac{k_c (k_c - \sin\psi) \left[\frac{\sin\theta}{\theta} + \frac{\delta/W (1 - \frac{\sin\theta}{\theta})}{1 - \delta/W} \right] - k_c (1 - \delta/W) \left(\frac{1 - \cos\theta}{\theta} \right) \cos\psi}{1 + k_c^2 - 2k_c \sin\psi} \right] \quad (3-7)$$

expressions dans lesquelles k_c est le paramètre défini précédemment ($k_c = \frac{I_{c1}}{\omega \epsilon S E_1}$); ψ la phase d'injection (mais définie en prenant le courant de conduction comme référence et non le champ hyperfréquence) et θ l'angle de transit associé au temps de transit des porteurs dans la zone du même nom :

$$\theta = \frac{(W - \delta)\omega}{v}$$

II-2 Expressions de la puissance et du rendement

La puissance à l'harmonique 1 se calcule aisément à partir de la relation :

$$P_1 = R_{D1} \frac{|i_1|^2}{2}$$

et le rendement correspondant par $\eta = \frac{P_1}{P_0}$, P_0 étant la puissance continue à la diode.

III - ETUDE DE LA DIODE A EFFET TUNNEL ET TEMPS DE TRANSIT

III-1 Définition de la structure

Le mécanisme d'émission de porteurs par effet tunnel thermiquement assisté ($T > 300^\circ K$) nécessite comme nous l'avons vu au chapitre précédent des champs électriques élevés (compris entre $5 \cdot 10^5$ et $10^6 V/cm$), supérieurs à ceux produisant l'avalanche que nous voulons éviter dans la structure étudiée. Celle-ci peut être réalisée à partir d'une barrière métal semiconducteur où le profil de concentration en impuretés est constitué d'une zone

étroite fortement dopée (N_1), d'épaisseur W_1 , en contact avec le métal et d'une zone adjacente peu dopée (N_2) et d'épaisseur W_2 comme indiqué sur la figure 17 où sont schématisés le profil de dopage et la carte de champ électrique.

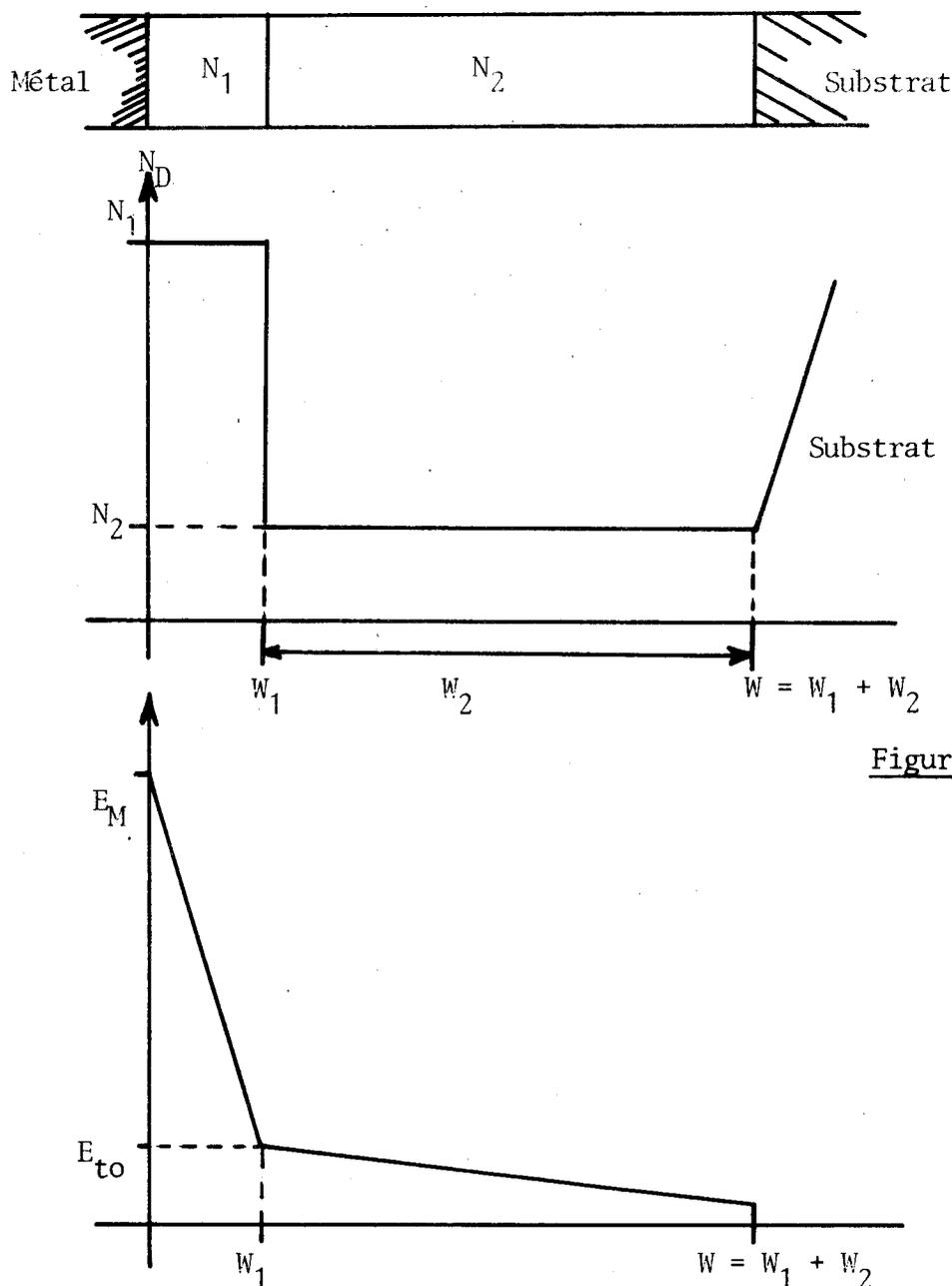


Figure 17

Nous allons donc examiner quelles conditions sur N_1 , W_1 , N_2 , W_2 sont nécessaires pour réaliser ce type de composant.

Dans cette structure pour éviter le phénomène d'avalanche il faut que les porteurs ne soient soumis au champ électrique intense que sur une distance inférieure à la longueur minimale de création de porteurs par avalanche. Le respect de cette condition impose une décroissance très rapide du champ

électrique à partir de sa valeur E_M à l'interface métal semiconducteur, c'est-à-dire nécessite une concentration N_1 en impuretés suffisamment élevée. Il faut par ailleurs que la distance W_1 soit suffisante pour que le champ électrique $E(W_1)$ ait une valeur E_{t0} relativement faible afin que le taux d'ionisation α soit devenu négligeable.

Nous avons établi au chapitre précédent que dans une barrière métal semiconducteur où le matériau (AsGa ou Si), la hauteur de barrière E_B et la température T sont fixés, la densité de courant tunnel (et donc le courant si la section S de la diode est connue) ne dépend que de la valeur E_M du champ à l'interface métal semiconducteur. Si donc nous voulons fonctionner avec une densité de courant donnée, le champ électrique E_M à l'interface nous est imposé (par la relation 2-16) et il faut donc que le dopage N_1 en tête ait une valeur suffisamment élevée pour que l'avalanche ne puisse pas se produire. La valeur minimale de ce dopage peut facilement se déterminer en calculant en fonction de E_M le dopage N_1 correspondant, pour une jonction abrupte, aux conditions d'établissement d'un régime d'avalanche stationnaire (condition d'avalanche)⁽¹⁰⁾. Les résultats de ces calculs sont reportés figure 18a dans le cas de l'AsGa et 18b dans celui du Si et nous pouvons donc utilisant ces résultats déduire (pour un champ E_M donné produisant un courant tunnel I_0) la valeur minimale N_1 du dopage permettant d'éviter le phénomène d'avalanche dans notre structure. Quelques exemples sont indiqués sur les courbes des figure 18a (pour l'AsGa) et 18b (pour le Si).

Par exemple sur la figure 18a pour la structure à l'AsGa définie par les paramètres $E_B = 0,7\text{eV}$, $T = 450^\circ\text{K}$, $S = 10^{-4}\text{cm}^2$, le champ E_M nécessaire pour que circule dans la diode un courant I_0 de 100mA est de $8,2 \cdot 10^5\text{V/cm}$ environ : la valeur N_1 du dopage permettant alors d'éviter l'avalanche dans notre dispositif devra être supérieure à $2 \cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$ si l'on considère la courbe $E_M = f(N_D)$ à 300°K et à $1,6 \cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$ si l'on choisit celle à 450°K . Une valeur de N_1 de l'ordre de 3 ou $4 \cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$ permettra donc d'éviter le phénomène d'avalanche.

A partir de ces courbes deux remarques importantes peuvent être faites concernant les conditions de fonctionnement requises pour obtenir une densité de courant tunnel donné (en l'absence d'ionisation par choc) :

- les concentrations minima N_1 (à hauteur de barrière et température identiques) pour éviter l'avalanche sont bien supérieures pour le Silicium à celles obtenues pour l'Arséniure de Gallium.

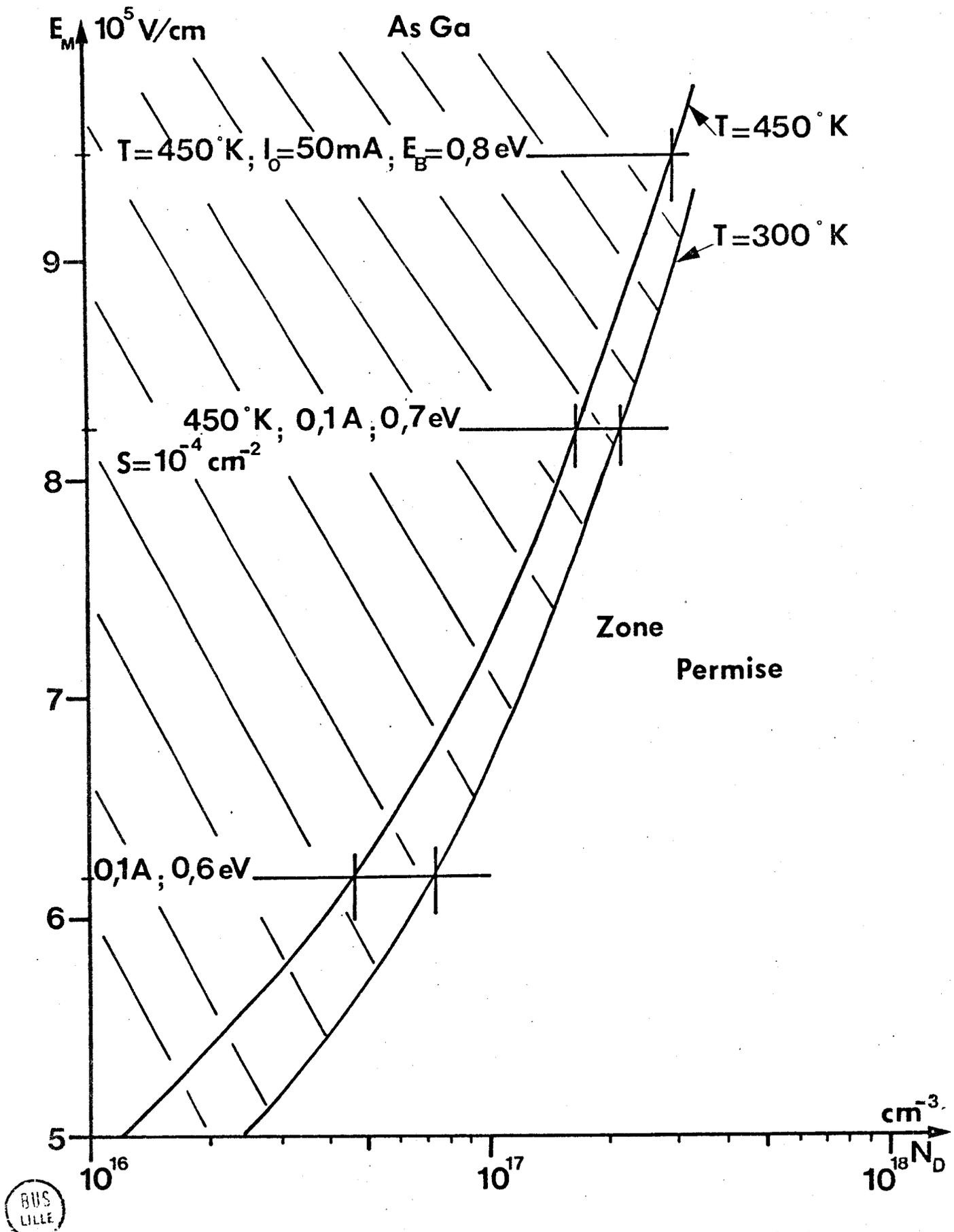


Figure 18 a : Détermination de la valeur minimale N_1 du dopage en tête en fonction du champ électrique afin d'éviter l'avalanche dans la structure TUIT AsGa.

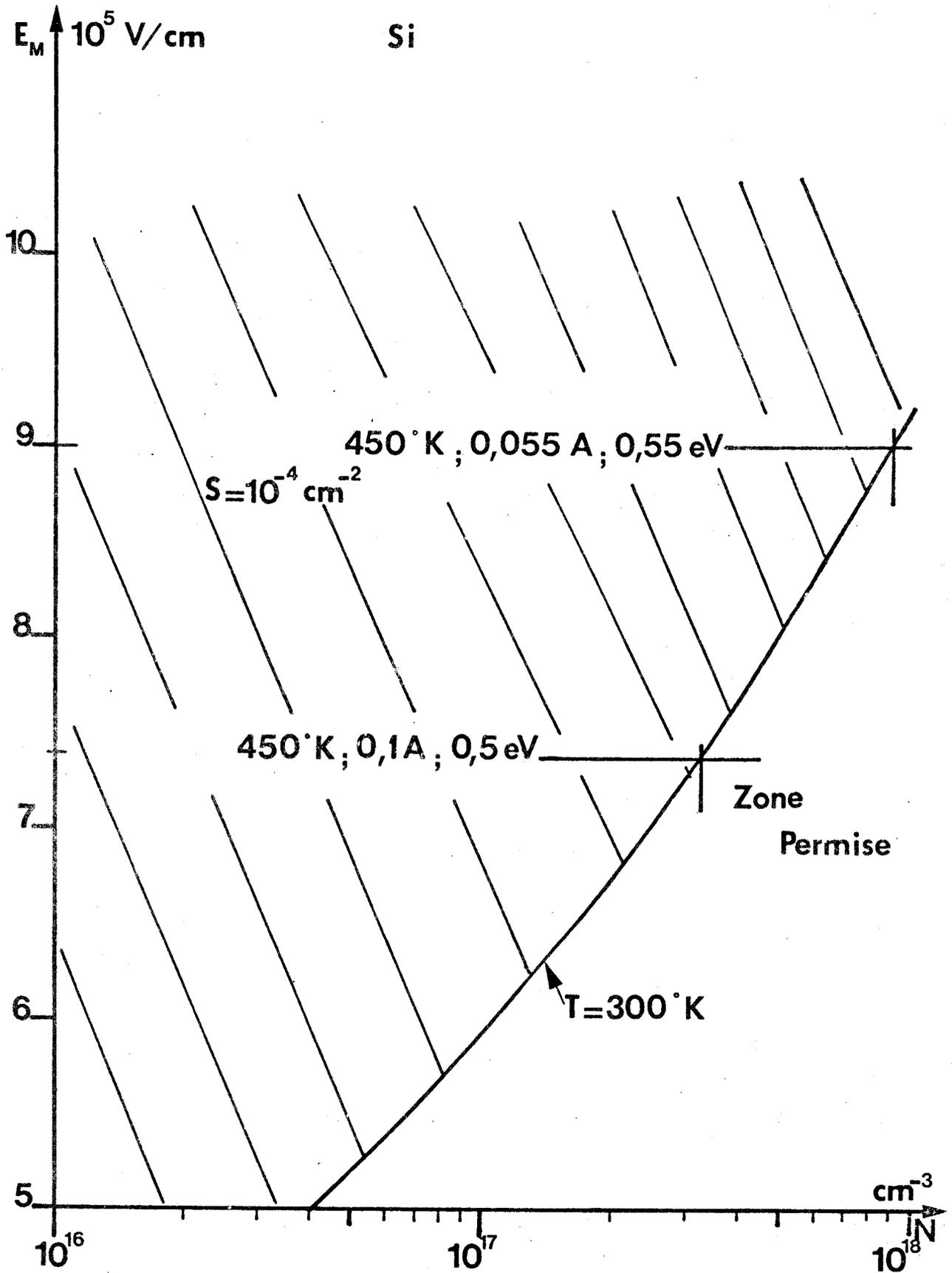


Figure 18b : Détermination en fonction du champ électrique de la valeur minimale N_1 du dopage en tête permettant d'éviter l'avalanche dans la structure TUIT Si.



- plus la hauteur de barrière est faible et plus la valeur minimale du dopage N_1 est faible que nous ayons une structure à l'AsGa (fig. 18a) ou au Si (fig. 18b).

Nous avons donc indiqué sur ces deux figures la zone des valeurs permises pour le dopage N_1 , elle se situe à droite de la courbe $E_M = f(N_D)$ tracée à $T = 300^\circ\text{K}$.

La détermination de l'épaisseur W_1 de la zone à dopage N_1 élevé se fait à partir de l'équation de Poisson :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{qN_1}{\epsilon}$$

en effet W_1 dépend de la valeur E_{t0} du champ électrique que nous désirons à l'entrée de la zone de transit :

$$W_1 = \frac{\epsilon(E_M - E_{t0})}{qN_1}$$

soit encore

$$N_1 W_1 = \frac{\epsilon}{q} (E_M - E_{t0})$$

La zone de concentration en impuretés élevée est ainsi parfaitement déterminée ; la région faiblement dopée, constituant l'essentiel de la zone de transit qui lui est adjacente, doit cependant permettre le déplacement des porteurs à vitesse v égale ou proche de la vitesse de saturation v_s ce qui impose deux conditions :

- d'une part la valeur du champ électrique E_t qui y règne (et donc en particulier E_{t0}) doit être supérieure à 50kV/cm pour que $v \neq v_s$, mais au plus égale à 200kV/cm pour éviter l'ionisation éventuelle dans la zone de transit.

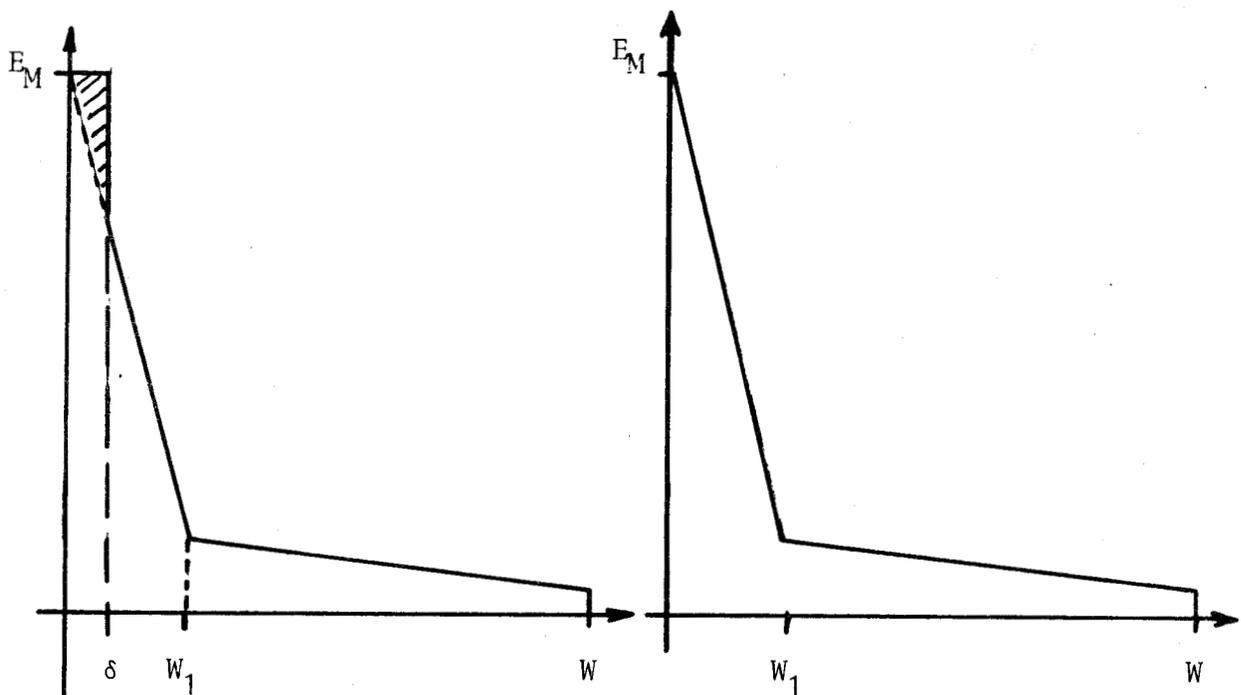
- d'autre part le dopage N_2 de cette région doit être suffisamment faible pour qu'elle soit entièrement désertée ou plus exactement que le champ électrique garde une valeur sensiblement constante sur toute la longueur W_2 . Si cette condition doit être réalisée il faut cependant que N_2 soit suffisant pour compenser la charge d'espace due aux porteurs mobiles.

Ayant ainsi défini notre structure nous allons maintenant étudier ses caractéristiques tout d'abord d'un point de vue analytique puis ensuite par une étude numérique précise; mais au préalable une remarque doit être faite pour mieux situer les approximations conduisant au modèle théorique à deux zones.

Remarque : distinction entre zone d'émission et zone de transit

Au chapitre 2 nous avons montré que le champ électrique au niveau de la zone d'émission pouvait être considéré comme uniforme et égal à la valeur E_M à l'interface métal semiconducteur sur l'épaisseur traversable par effet tunnel, nous avons donc considéré dans notre modèle théorique à 2 zones distinctes une zone d'émission où le champ électrique a une valeur constante et égale à E_M sur une distance δ égale à l'épaisseur traversable par effet tunnel (de l'ordre de 50Å environ), le reste de la zone active constituant la zone de transit.

Cette hypothèse simplificatrice se justifie puisque le courant tunnel ne dépend pratiquement que du champ à l'interface et l'erreur commise sur la tension continue aux bornes de la structure est en fait faible comme l'illustre la figure ci-dessous :



III-2 Etude analytique

Rappelons que ce type de calcul n'est possible que si nous admettons ;

- que la zone de transit est figée
- que la vitesse des porteurs (électrons) est la vitesse limite v_s
- que les phénomènes de diffusion sont négligeables

III-2-1 Amplitude et phase du courant de conduction

Le mécanisme d'émission étant du type tunnel assisté thermiquement nous utilisons pour l'équation du courant de conduction les expressions (2-16) et (2-21) respectivement pour les barrières et les jonctions. Le développement du calcul est identique, que nous utilisons l'une ou l'autre des lois d'émission, aussi considérons nous que la structure étudiée est une barrière métal semiconducteur.

Le courant s'écrit donc sous la forme suivante (relation 2-16) :

$$I(E) = a_0 E \exp(b_0 E^2)$$

En fonctionnement dynamique le champ électrique dans la zone d'émission, supposé uniforme s'écrit * :

$$E(x,t) = E(t) = E_0 + E_1 \sin \omega t$$

où E_0 est l'amplitude constante du champ continu (égale à E_M le champ à l'interface)

et E_1 l'amplitude du champ hyperfréquence très inférieure à E_0

(cette hypothèse est toujours vérifiée car E_1 est au plus égal à E_{to} le champ statique dans la zone de transit et $E_{to} \leq 2 \cdot 10^5 \text{V/cm} \ll E_0$).

Le courant de conduction peut donc s'écrire :

$$I_c(E(t)) = a_0 (E_0 + E_1 \sin \omega t) \cdot \exp[b_0 (E_0 + E_1 \sin \omega t)^2]$$

ou encore

$$I_c(t) \# (a_0 E_0 \exp b_0 E_0^2) \cdot (1 + \frac{E_1}{E_0} \sin \omega t) \cdot (\exp 2b_0 E_0 E_1 \sin \omega t)$$

$$\# I_{c0} (1 + \frac{E_1}{E_0} \sin \omega t) \exp (2b_0 E_0 E_1 \sin \omega t) \quad (3-9)$$

La décomposition en série de Fourier du courant de conduction permet alors de trouver les composantes harmoniques de ce courant, le terme continu étant égal au courant de polarisation I_0 de la structure car la valeur moyenne de $I_c(t)$ n'est autre que I_0

$$\frac{\omega}{2\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} I(t) dt = I_0 \quad (3-10)$$

* On néglige ici l'influence de l'harmonique 2.

Pour que cette équation soit vérifiée il faut que le champ statique E_0 en présence du champ hyperfréquence E_1 soit diminué de ΔE . On pose

$$E_0^* = E_0 - \Delta E$$

et l'équation (3-10) s'écrit :

$$I_0 = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi} I_{CO}(E_0^*) \cdot (1 + U^* \sin\omega t) (\exp Y^* \cos\omega t) dt \quad (3-11)$$

avec

$$U^* = E_1/E_0^*, \quad Y^* = 2 b_0 E_1 E_0^* \quad \text{et} \quad I_{CO} = a_0 E_0^* \exp b_0 E_0^{*2}$$

ce qui après intégration donne la relation entre I_0 et $I_{CO}(E_0^*)$

$$I_0 = I_{CO} \left[B_0(Y^*) + U^* B_1(Y^*) \right] \quad (3-12)$$

$B_0(Y^*)$ et $B_1(Y^*)$ sont les fonctions de Bessel modifiées de première espèce d'ordre 0 et 1 du paramètre Y^* qui est lui-même proportionnel à l'amplitude E_1 du champ électrique.

La décomposition en série de Fourier du courant de conduction limitée à la fréquence fondamentale s'écrit alors :

$$I_C(t) = I_0 + I_{C1} \sin\omega t$$

avec

$$I_{C1} = 2 I_{CO} B_1(Y^*) + \left[1 + U^* \frac{B_0(Y^*)}{B_1(Y^*)} \left(1 - \frac{1}{Y^*} \frac{B_1(Y^*)}{B_0(Y^*)} \right) \right] \quad \text{expression}$$

dont nous allons discuter la valeur selon le régime de fonctionnement.

- En régime linéaire (ou petit signal) l'amplitude E_1 du champ hyperfréquence est peu élevée, les paramètres U^* et Y^* sont donc faibles et les fonctions de Bessel développées au 1^{er} ordre s'écrivent :

$$B_0(Y^*) \approx 1 ; \quad B_1(Y^*) \approx \frac{Y^*}{2} \quad \text{et} \quad \frac{B_1(Y^*)}{B_0(Y^*)} \approx \frac{Y^*}{2}$$

ce qui conduit à l'expression du courant de conduction

$$I_{C1} \approx I_{CO} (Y^* + U^*)$$

- En régime non linéaire (ou grand signal) les fonctions $B_0(Y^*)$ et $B_1(Y^*)$ sont du même ordre de grandeur et $\frac{B_1(Y^*)}{B_0(Y^*)}$ tend vers 1 quand Y^* devient grand. On en déduit :

$$I_{C1} \approx 2 I_{CO} B_1(Y^*) \approx 2 I_0 \frac{B_1(Y^*)}{B_0(Y^*)} \rightarrow 2 I_0$$

Le courant de conduction à la fréquence fondamentale est donc en phase avec le champ électrique ($\psi = 0$) et son amplitude en régime fortement non linéaire tend vers $2 I_0$. Le facteur $k_C = \frac{I_{C1}}{\omega \epsilon S E_1}$ devient donc proportionnel au courant de polarisation I_0 .

III-2-2 Impédance de la diode

La phase d'injection ψ étant nulle et en négligeant δ devant W ($\delta \ll W$) la résistance et la réactance de la diode déduites des expressions (3-6) et (3-7) sont données par les relations :

$$R_{D1} \# \frac{W}{\omega \epsilon S} \cdot \frac{k_C^2}{1+k_C^2} \cdot \left[\frac{1 - \cos \theta}{\theta} + \frac{1}{k_C} \frac{\sin \theta}{\theta} \right] \quad (3-11)$$

$$X_{D1} \# - \frac{W}{\omega \epsilon S} \cdot \left[1 - \frac{\frac{\sin \theta}{\theta} - \frac{1}{k_C} \left(\frac{1 - \cos \theta}{\theta} \right)}{1 + \frac{1}{k_C^2}} \right] \quad (3-12)$$

La relation (3-11) montre que R_{D1} est négatif si l'angle de transit θ est compris entre π et 2π .

Si nous imposons la fréquence $f = \frac{\omega}{2\pi}$ la résistance négative est maximale lorsque $\theta = \theta_{\max}$ tel que :

$$\text{tg} \theta = \text{tg} \theta_{\max} = - \frac{1}{k_C}$$

ce qui correspond à la longueur W telle que

$$\theta_{\max} = \frac{(W - \delta) \omega}{v} \# \frac{W \omega}{v} \text{ soit } W \# \frac{v}{\omega} \theta_{\max}$$

Pour $\theta = \theta_{\max}$ la résistance R_{D1} s'écrit :

$$R_{D1} \# \frac{v}{\epsilon S \omega^2} \cdot \left[\frac{1 - 1 + \frac{1}{k_C^2}}{1 + \frac{1}{k_C^2}} \right] \quad (3-13)$$

Cette fonction de k_C est maximum pour $k_C = \frac{1}{\sqrt{3}}$ ce qui correspond à un angle de transit $\theta_{\max} = \frac{5\pi}{3}$; k_C étant en outre une fonction de I_0 et de E_1 on peut donc définir le courant I_{\max} correspondant lorsque E_1 est fixé. Pour les valeurs optimales de k_C et θ_{\max} les expressions de la résistance et de la réactance sont alors :

$$R_{\text{opt}} \# \frac{-v}{4\epsilon S \omega^2} \quad \text{et} \quad X_{\text{opt}} \# - \frac{5,5v}{\epsilon S \omega^2} \quad (3-14)$$

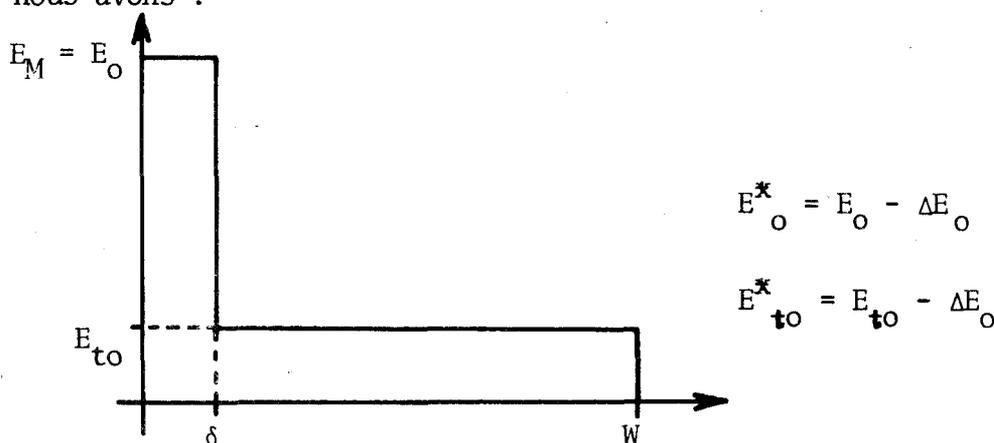
On remarque que le coefficient de qualité $\frac{X}{R}$ est de l'ordre de 22.

III-2-3 Puissance et rendement émis

L'expression de la puissance à la fréquence fondamentale s'écrit (27) :

$$P_{D1} \# \frac{W E_1 I_{C1}}{2} \left[k_c \left(\frac{1 - \cos\theta}{\theta} \right) + \frac{\sin\theta}{\theta} \right] \quad (3-15)$$

Le calcul du rendement $\eta_1 = \frac{P_{D1}}{P_0}$ nécessite la connaissance de la tension continue en fonctionnement de la diode ; si nous supposons que le champ statique dans la zone de transit est constant et vaut E_{to}^* alors, pour notre modèle théorique dont la carte de champ en l'absence de tension hyperfréquence est la suivante et pour laquelle en fonctionnement dynamique nous avons :



la puissance continue peut s'écrire en première approximation

$$P_0 \# \left[E_o^* \delta + E_{to} (W - \delta) \right] I_o \# I_o E_{to}^* W \left[1 + \frac{E_o^* \delta}{E_{to}^* W} \right]$$

et le rendement

$$\eta_1 \# \frac{I_{C1} E_1 W}{2 I_o E_{to}^* W \left(1 + \frac{E_o^* \delta}{E_{to}^* W} \right)} \cdot \left[k_c \left(\frac{1 - \cos\theta}{\theta} \right) + \frac{\sin\theta}{\theta} \right] \quad (3-16)$$

le terme $\frac{E_1 W}{E_{to}^* W \left(1 + \frac{E_o^* \delta}{E_{to}^* W} \right)}$ représente le taux de modulation m, qui compte

tenu des valeurs respectives de δ , W ($\delta \ll W$) et celles de E_o^* et E_{to}^* , diffère très peu de $\frac{E_1}{E_{to}^*}$; de plus I_{C1} en régime non linéaire étant peu différent de $2 I_o \cdot \frac{B_1(Y^*)}{B_0(Y^*)}$ (et tendant vers $2 I_o$ en régime violemment non

linéaire) le rendement peut donc s'écrire :

$$\eta_1 \approx m \cdot \frac{B_1(Y^*)}{B_0(Y^*)} \left[k_c \left(\frac{1 - \cos\theta}{\theta} \right) + \frac{\sin\theta}{\theta} \right] \quad (3-17)$$

où k_c est toujours le rapport entre l'amplitude I_{c1} du courant de conduction et celle $\omega \epsilon S E_1$ du courant de déplacement. Lorsque l'on est en régime fortement non linéaire (ce qui est généralement le cas lorsque la diode émet sa puissance maximale) le facteur k_c tend vers $\frac{2I_0}{\omega \epsilon S E_1}$; le rendement η_1 tendra donc vers la valeur

$$\eta_1 \rightarrow \frac{E_1}{E_{to}^*} \left[\frac{2I_0}{\omega \epsilon S E_1} \left(\frac{1 - \cos\theta}{\theta} \right) + \frac{\sin\theta}{\theta} \right] \quad (3-18)$$

III-2-4 Comparaison entre structure AsGa et structure Si

A titre d'illustration des résultats précédents nous donnons dans le tableau ci-dessous les performances et caractéristiques calculées à partir des équations (3-14), (3-15), (3-16) de deux structures métal semi-conducteur, l'une au Si, l'autre à l'AsGa, ayant la même hauteur de barrière 0,7eV, la même fréquence de fonctionnement 10GHz et les valeurs suivantes des divers paramètres :

$$T = 350^\circ K, E_{to}^* = 2 \cdot 10^5 V/cm, E_1 = 1,5 \cdot 10^5 V/cm, S = 10^{-4} cm^2$$

$$k_c = \frac{1}{\sqrt{3}}, \theta = \frac{5\pi}{3}$$

R_{D1}	X_{D1}	W	I_0	P_{D1}	η_1	
- 4Ω	- 88Ω	5,7μm	300mA	2,84Watts	8,32%	AsGa
- 5,5Ω	- 121Ω	7,8μm	280mA	3,64Watts	8,24%	Si

Ces performances hyperfréquences sont cependant optimistes car nous ne tenons pas compte dans cette théorie analytique des effets de diffusion et de modulation de vitesse. Remarquons par ailleurs qu'il s'agit ici de puissance et rendement émis par la diode, les performances utiles peuvent être beaucoup plus faibles compte tenu des pertes dans la diode et le circuit.

Remarque : la valeur du champ hyperfréquence $E_1 = 1,510^5 V/cm$ correspond en première approximation à la valeur maximale que l'on peut prendre si l'on veut éviter les effets de limitation dus au transit des porteurs à vitesse non saturée.

III-3 Etude numérique de la structure TUTT

Si l'étude analytique de la diode TUTT a montré dans quelles conditions le dispositif étudié pouvait émettre de la puissance hyperfréquence et a permis de donner un ordre de grandeur comparatif des résistances négatives en bande X pour les structures au Si et à l'AsGa, elle ne permet pas d'avoir des résultats précis quant aux performances hyperfréquences que l'on peut espérer d'un tel type de diode : ceci est dû au fait que le modèle théorique est un modèle "figé" ne tenant pas compte au niveau de la zone de transit de la diffusion des porteurs, de la variation de leur vitesse en fonction du champ électrique, de la modulation éventuelle de la longueur de la zone désertée sous l'influence du courant de polarisation et du champ hyperfréquence etc., tous phénomènes importants qu'il faut faire intervenir si l'on désire calculer précisément les performances du dispositif TUTT.

Ces diverses raisons nous ont donc amenés à adapter au cas des structures à effet tunnel et temps de transit le programme numérique complet mis au point au laboratoire ^(28,30) pour traiter la zone de transit d'une diode à avalanche.

Ce programme traite donc du modèle théorique à deux zones distinctes dont nous avons déjà parlé :

- une zone d'émission d'épaisseur δ très faible à travers laquelle les porteurs (des électrons) provenant du métal (dans le cas d'une structure métal semiconducteur) passent par effet tunnel, où le champ électrique statique E_0 est indépendant de l'abscisse et égal au champ E_M à l'interface métal semiconducteur.

- une zone de transit de longueur $(W - \delta)$ où un seul type de porteurs se propage vers le substrat. L'étude de cette zone peut se faire en résolvant les équations de Poisson et de continuité, les données de départ étant :

1 - le profil de diffusion en impuretés $N_2(x)$ (qui peut être quelconque et tenir compte du substrat).

2 - les conditions aux limites à l'abscisse $x = 0$ entrée de la zone de transit (où pour tout temps t le champ électrique et le courant de conduction sont déterminés à partir de l'étude de la zone d'émission).

III-3-1 Traitement de la zone d'émission

La relation entre le champ électrique et la densité de courant de conduction dans la zone d'émission est donnée par l'expression (2-16) pour les barrières métal semiconducteur ou (2-21) pour les jonctions. Dans les deux cas elle est de la forme :

$$J_c(E_e) = a_o \cdot E_e \cdot \exp(b_o E_e^2)$$

où le champ électrique E_e dans la zone d'émission a pour expression en supposant une variation sinusoïdale du champ hyperfréquence :

$$E_e = E_e(t) = E_o - \Delta E_o + E_1 \sin \omega t = E_o^* + E_1 \sin \omega t$$

Le courant de polarisation I_o étant fixé, le champ statique E_o (en l'absence de signal hyperfréquence) est tel que

$$J_o = I_o/S = a_o E_o \exp b_o E_o^2 \quad (3-18)$$

et la variation ΔE_o (résultant de la présence du champ hyperfréquence E_1) est ajustée par itération de telle sorte que le courant de conduction soit périodique et vérifie la relation :

$$J_o = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} J_c(t) \cdot dt \quad (3-19)$$

Connaissant la densité de courant de conduction, la densité de courant total se détermine facilement :

$$J_{tot}(t) = J_c(t) + \epsilon \frac{dE_e(t)}{dt} \quad (3-20)$$

où $\epsilon \frac{dE_e(t)}{dt}$ représente la densité de courant de déplacement. L'expression

(3-20) du courant total, va nous permettre alors le calcul des phénomènes dans la zone de transit.

III-3-2 Traitement de la zone de transit

Le calcul de cette zone repose sur le fait que l'expression de la densité de courant total donnée par la relation :

$$J_{tot}(t) = J_n(x,t) + \epsilon \frac{\partial E_t(x,t)}{\partial t} \quad (3-21)$$

est indépendante de x et peut se calculer à l'abscisse x = 0 (entrée de la zone de transit) puisque le courant et le champ sont connus (condition limite déterminée par l'étude de la zone d'émission). Tenant compte des relations classiques :

$$J_n(x, t) = qn(x, t) v(E_t) + q D(E_t) \frac{\partial n(x, t)}{\partial x} \quad (3-22)$$

$$\frac{\partial E_t(x, t)}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon} \left[N_2(x) - n(x, t) \right] \quad (3-23)$$

(dans lesquelles $E_t = E_t(x, t)$ fait intervenir la variation ΔE_0 déterminée lors du calcul de la zone d'émission)

l'expression (3-21) du courant total s'écrit encore (en notant pour simplifier l'écriture $E_t(x, t) = E$):

$$J_{tot}(t) = q v(E) \left[N_2(x) - \frac{\epsilon}{q} \frac{\partial E}{\partial x} \right] + qD(E) \left[\frac{dN_2}{dx} - \frac{\epsilon}{q} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} \right] + \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} \quad (3-24)$$

C'est cette équation qui, écrite sous la forme d'une équation aux différences, permet le calcul de la configuration spatiale du champ électrique à chaque instant t. On utilise dans ce but la méthode dite de "double balayage" avec les conditions aux limites suivantes sur le champ électrique:

- condition initiale donnée pour $E(x, t) = E_{t0}$
- condition finale correspondant à la valeur du champ résiduel E_S , avec $E_S = \frac{J_{tot}(t)}{\mu q N_2}$

Le calcul nécessite cependant la connaissance des lois d'évolution de la vitesse v des porteurs, et du coefficient de diffusion en fonction du champ électrique E. Nous utilisons en pratique les lois suivantes (31)(32) :

<u>pour l'AsGa</u>	<u>pour le Si</u>
$v(E) = \frac{\mu E + v_s \left(\frac{E}{E_r}\right)^4}{1 + \left(\frac{E}{E_r}\right)^4}$	$v(E) = \frac{\mu E}{1 + \frac{\mu E }{v_s}} \quad (3-25)$

$D(E) = 20 + \frac{kT\mu}{q} \cdot \left(\frac{1}{1 + \left(\frac{E}{E_d}\right)^4} \right)$	$D(E) = \frac{kT}{q} \cdot \frac{\mu}{1 + \frac{\mu E }{v_s}} \quad (3-26)$
---	--

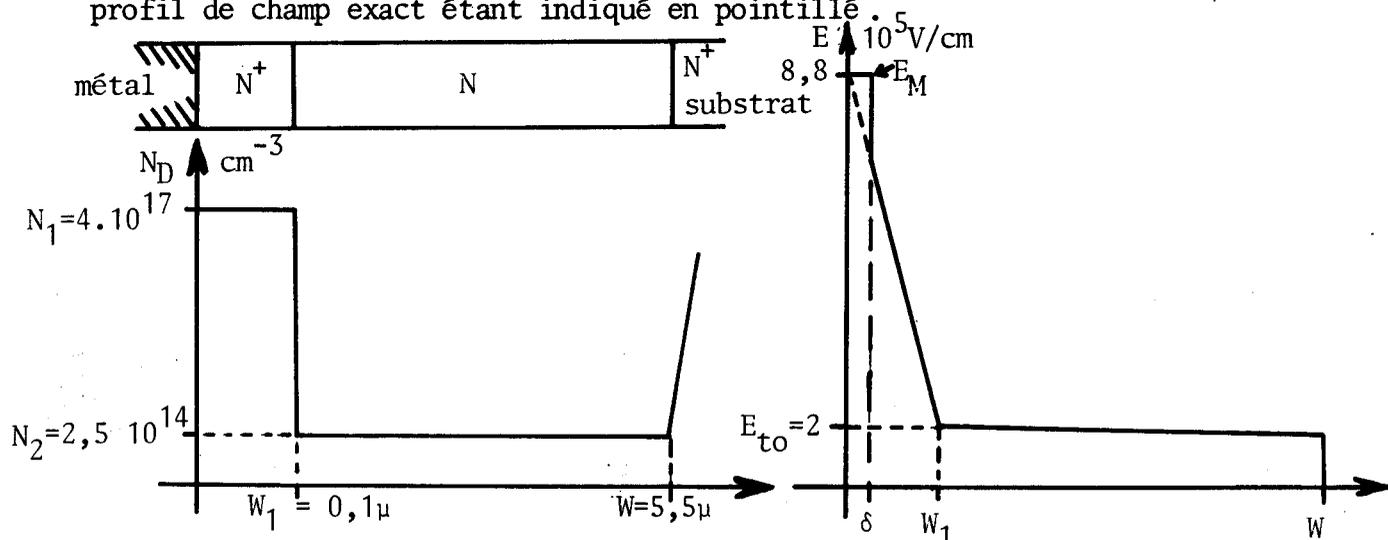
expressions dans lesquelles μ et v_s sont respectivement la mobilité et la vitesse de saturation des porteurs (électrons) fonctions de la température. Les valeurs des différents paramètres intervenant dans les expressions (3-25) et (3-26) sont résumées dans les deux tableaux ci-dessous :

pour l'AsGa	pour le Si
$\mu(T) = 7500 \left(\frac{T_0}{T}\right)^{1,38}$ en $\text{cm V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	$\mu(T) = 1450 \left(\frac{T_0}{T}\right)^{2,42}$ en $\text{cm V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
$v_s(T) = 0,7510^7 [1-dv (T - T_0)]$ en cm s^{-1}	$v_s(T) = 1,07 \cdot 10^7 \left(\frac{T_0}{T}\right)^{0,87}$ en $\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$
$dv = 1,910^3$ en degré K^{-1}	$T_0 = 300^\circ\text{K}$
$T_0 = 300^\circ\text{K}$	
$E_r = 4,10^3 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$	
$E_d = 5,810^3 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$	

III-3-3 Exemples de résultats obtenus avec ce programme numérique

III-3-3-1 Structure à l'AsGa

La diode théorique que nous avons étudiée est une barrière du type métal N^+NN^+ dont le profil de dopage et la carte de champ théorique à la température de fonctionnement de 350°K sont indiqués ci-dessous, le profil de champ exact étant indiqué en pointillé.



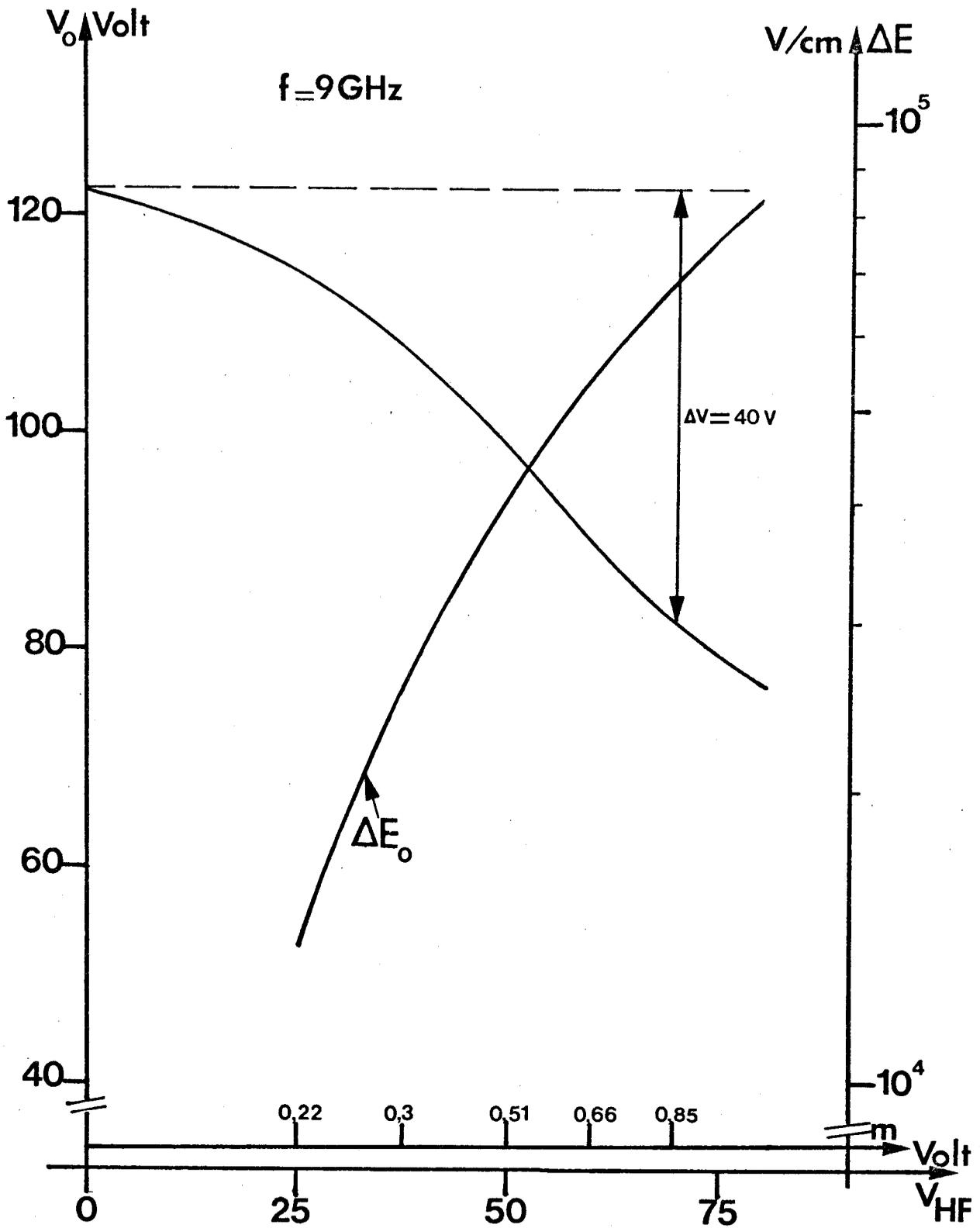


Figure 19 : Effet de redressement pour la structure TUTT AsGa caractérisée par $E_B = 0,8\text{eV}$; $S = 10^{-4}\text{cm}^2$; $I_o = 40\text{mA}$; $T = 350^\circ\text{K}$ et fonctionnant à $f = 9\text{GHz}$.



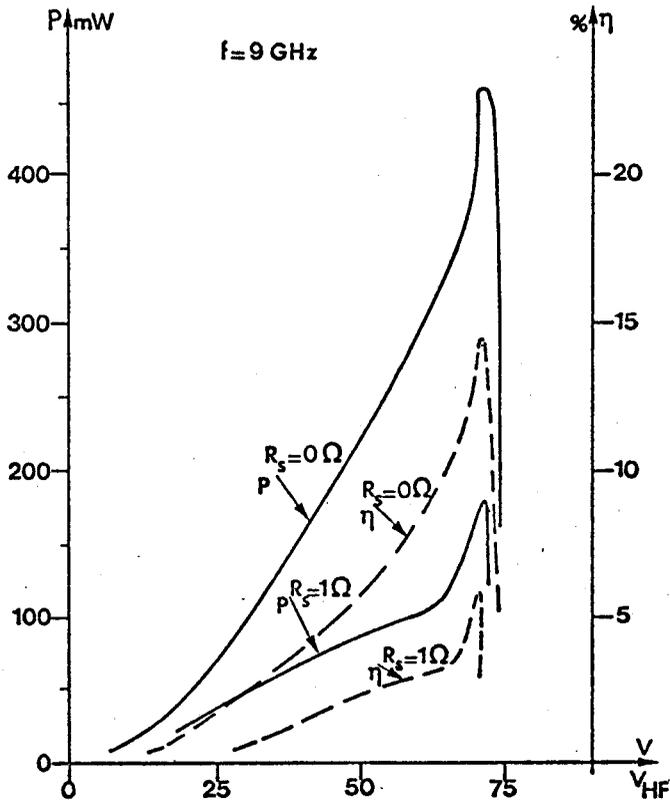
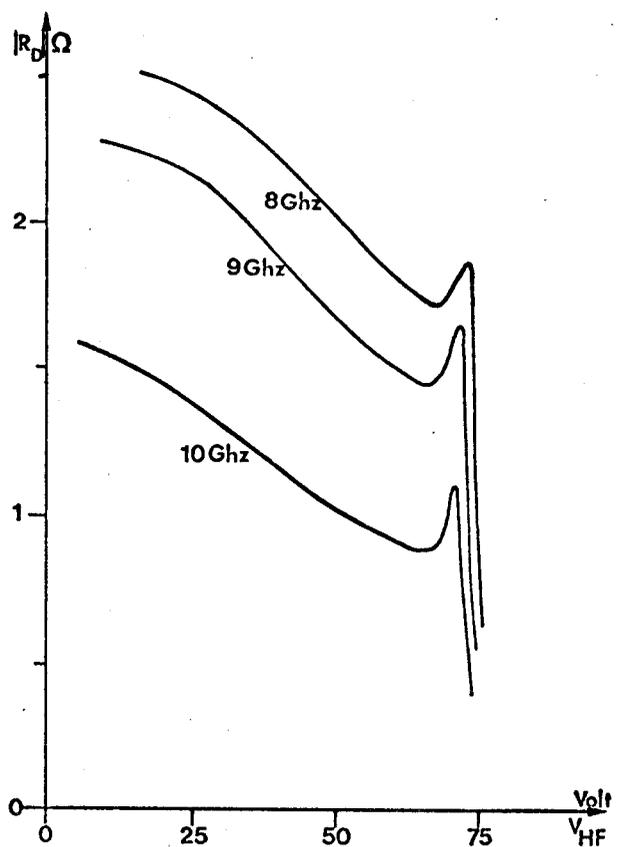


Figure 20 : Evolution de la puissance et du rendement (à $f = 9$ GHz) en fonction de la tension hyperfréquence V_{HF} aux bornes de la structure TUTT AsGa ($E_B = 0,8$ eV ; $S = 10^{-4}$ cm² ; $I_O = 40$ mA ; $T = 350^\circ$ K).

Figure 21 : Variations de la résistance négative R_{D1} pour cette même structure TUTT AsGa en fonction de V_{HF} et de f .



Les autres caractéristiques de cette diode sont par ailleurs :

$$E_B = 0,8\text{eV} ; S = 10^{-4} \text{ cm}^2 ; T = 350^\circ\text{K} ; I_0 = 40\text{mA}$$

La diode étant traversée par un courant de polarisation I_0 constant nous avons tout d'abord tracé figure 19, les variations ΔE_0 (diminution du champ électrique statique E_M) en fonction de l'amplitude E_1 du champ hyperfréquence à la fréquence $f = 9\text{GHz}$, ainsi que l'évolution de la tension continue de fonctionnement V_0 en fonction du taux de modulation $m = \frac{V_{\text{HF}}}{V_0}$ (V_{HF} étant la tension hyperfréquence, à la fréquence fondamentale, qui est une fonction de E_1). On constate sur ces courbes que si ΔE_0 est toujours inférieur à $\frac{E_M}{10}$ les variations ΔV_0 de la tension de fonctionnement qui en résultent sont importantes ($\Delta V_0 \approx 40$ Volts pour $m = 85\%$ taux correspondant au rendement émis maximum). Cette "restitution" ΔE_0 de la composante continue du champ électrique déjà mise en évidence par l'étude analytique, se traduit en pratique par une diminution de la tension continue de polarisation lorsque la diode entre en oscillation ou est soumise, en régime d'amplification, à une tension hyperfréquence croissante.

Sur la figure 20 nous avons représenté l'évolution de la puissance et du rendement en fonction de la tension hyperfréquence V_{HF} ($f = 9\text{GHz}$) : ces deux courbes passent par un maximum très aigu pour la valeur $V_{\text{HF}} \approx 70$ Volts pour laquelle la résistance négative R_{D1} subit un accroissement brutal au lieu de continuer à décroître (figure 21, courbe $R_{\text{D1}} = f(V_{\text{HF}})$).

Ce brusque pic qui apparaît sur les courbes est lié à la loi d'évolution de la vitesse des porteurs dans l'AsGa qui présente une région de mobilité différentielle négative liée au transfert électronique. Cet effet est relativement important dans les structures semiconductrices caractérisées par un dopage relativement faible dans la zone de transit et nous l'étudierons plus en détail ultérieurement.

Malgré tout les valeurs de la résistance négative restent faibles :

$$- 1,75\Omega \text{ à } 8\text{GHz} ; - 1,60\Omega \text{ à } 9\text{GHz} ; - 1,1\Omega \text{ à } 10\text{GHz}$$

et le rendement et la puissance utiles sont très fortement diminués lorsque l'on tient compte d'une résistance série R_s traduisant les pertes globales du dispositif (diode + circuit de charge). Rappelons que dans ce cas puissance et rendement utiles s'expriment par les relations :

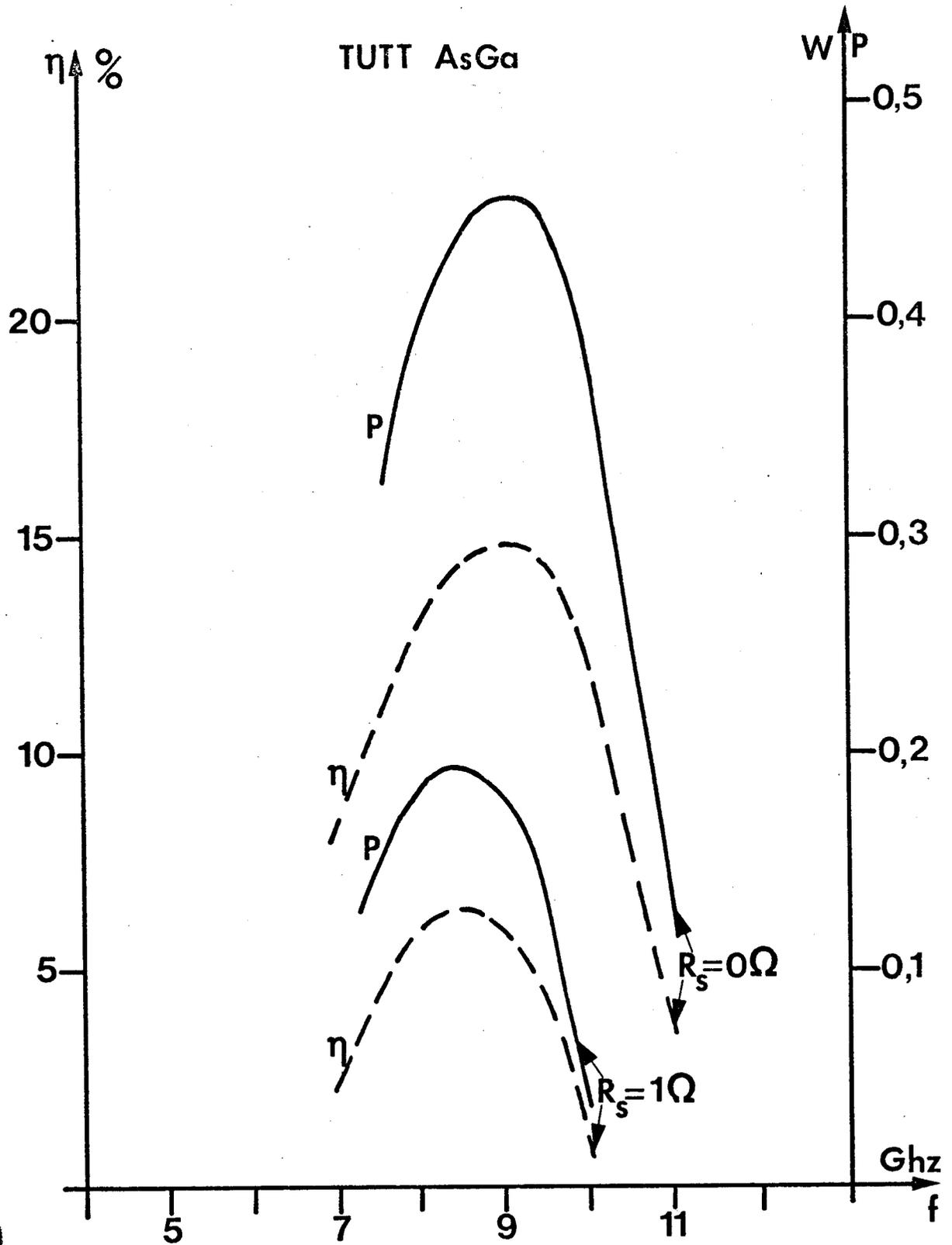


Figure 22 : Structure TUTT AsGa : puissance et rendement maximum en fonction de la fréquence et des pertes ($R_s = 1\Omega$).

$$P_u = P_e \left(1 - \frac{R_S}{|R_{D1}|}\right)$$

(3-27)

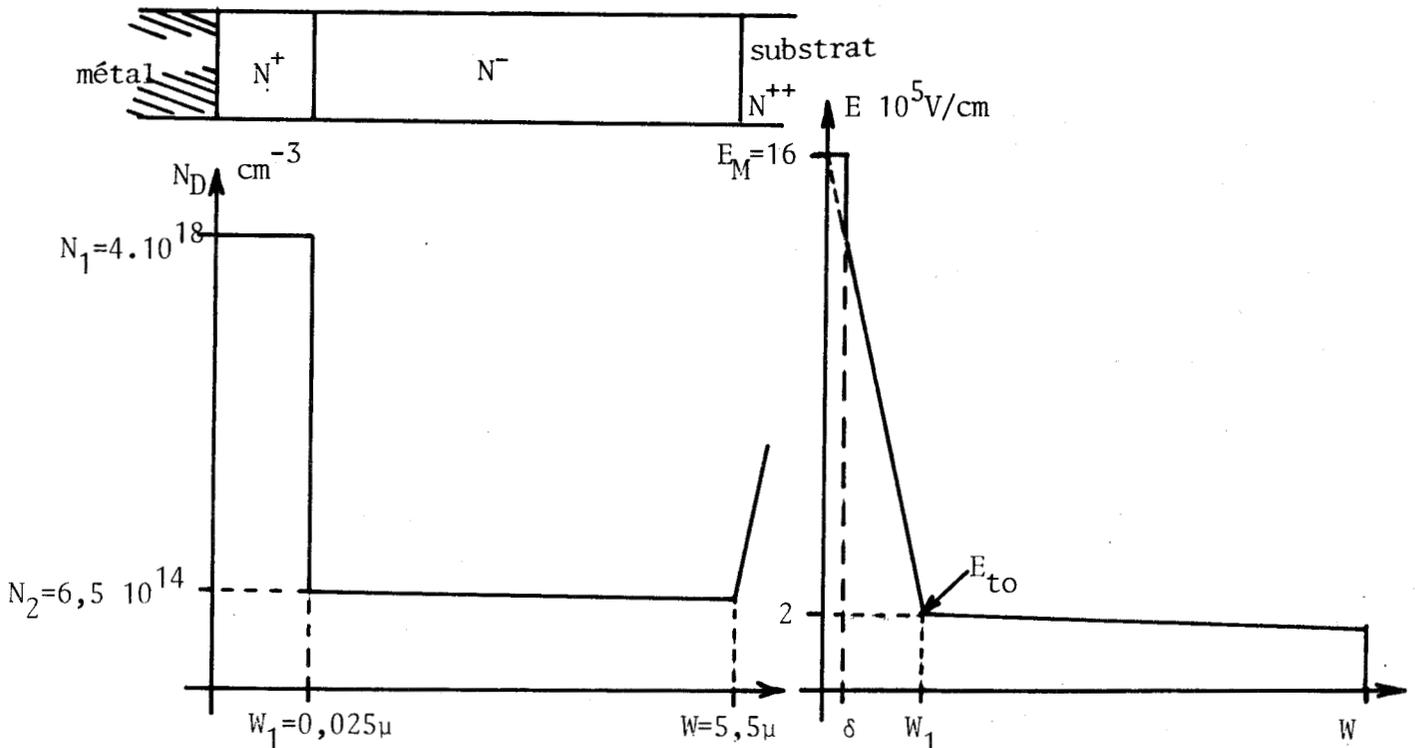
$$\eta_u = \eta_e \left(1 - \frac{R_S}{|R_{D1}|}\right)$$

ainsi à 9GHz la puissance passe de $P_e \approx 460\text{mW}$ ($R_S = 0$) à 180mW ($R_S = 1\Omega$) et le rendement $\eta_e \approx 14,5\%$ ($R_S = 0\Omega$) à environ 6% ($R_S = 1\Omega$).

Enfin l'évolution de la puissance et du rendement maximum en fonction de la fréquence (fig. 22) montre que ceux-ci, pour la structure considérée, sont maxima à 9GHz ce qui correspond à un angle de transit $\theta \approx 1,44\pi = 4,52$ radians. Si l'on tient compte des pertes ($R_S = 1\Omega$) ces performances sont fortement atténuées et la fréquence optimum est plus faible $f = 8,5\text{GHz}$.

III-3-3-2 Structure au Silicium

Afin de permettre une comparaison avec la diode TUTT AsGa, la structure au silicium que nous avons étudiée est une barrière métal semi-conducteur du type métal $N^+N^-N^{++}$ dont le profil de dopage, la carte de champ électrique (à 400°K) et les diverses caractéristiques sont indiquées ci-dessous :



avec $E_B = 0,7\text{eV}$; $T = 400^\circ\text{K}$; $S = 10^{-4} \text{cm}^2$; $I_O = 80\text{mA}$, la tension continue V_O correspondante en l'absence de signal hyperfréquence est de l'ordre de 115 volts.

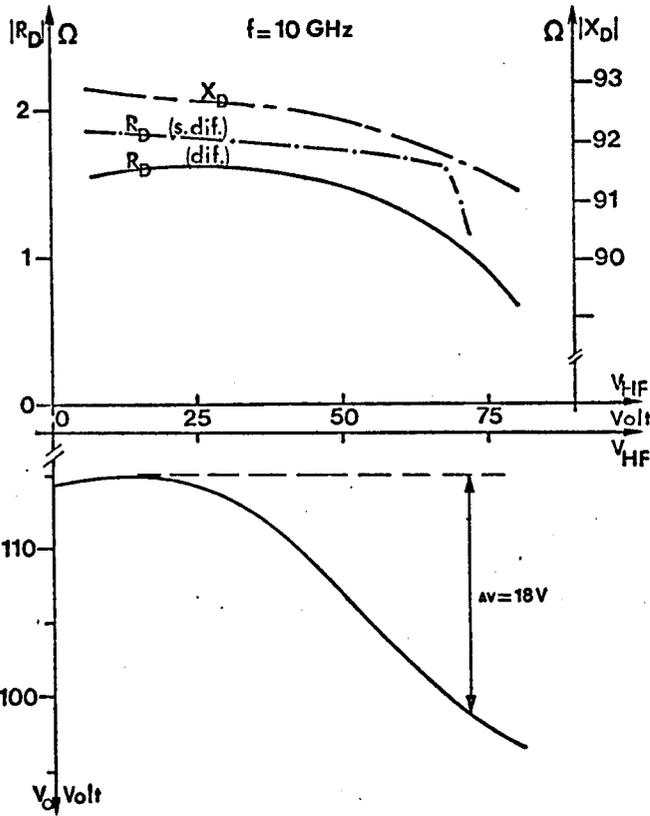
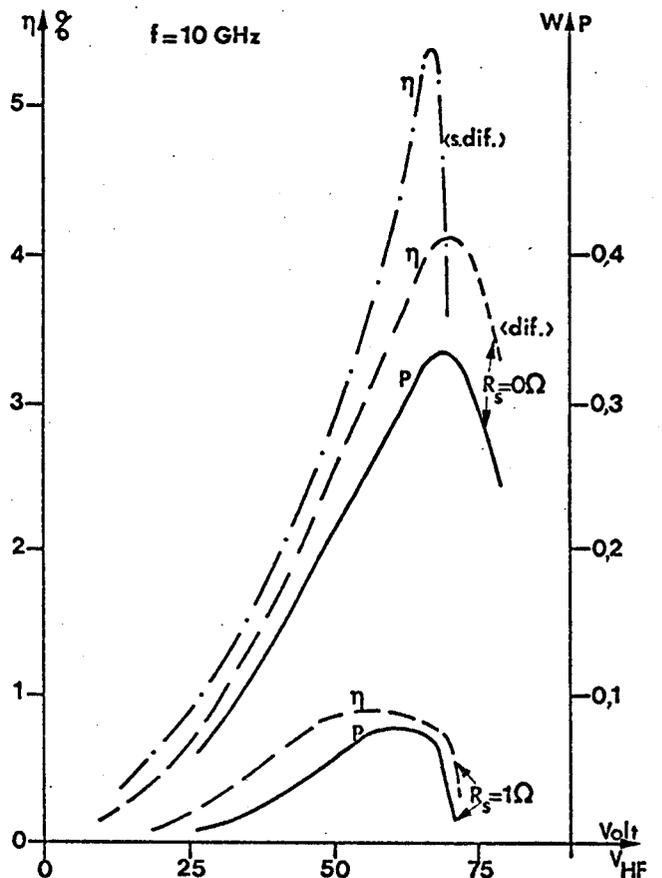


Figure 24 : Variations de la tension de polarisation V_0 et de l'impédance (R_{D1} , X_{D1}) de la diode TUTT Si en fonction de la tension hyperfréquence V_{HF} compte tenu de la diffusion (— R_{D1} , --- X_{D1}) et sans diffusion (— . — . R_{D1}).

Figure 23 : Structure TUTT Si

($E_B = 0,7eV$; $T = 400^\circ K$;
 $S = 10^{-4} cm^2$; $I_0 = 80mA$) :
 évolution de la puissance et du rendement (à $f = 10GHz$) en fonction de la tension hyperfréquence V_{HF} et des pertes ($R_s = 1\Omega$) compte tenu de la diffusion (dif.). En trait pointillé (— . — .) rendement obtenu sans tenir compte du phénomène de diffusion (s. dif.).



Tout d'abord sur la figure 23 nous avons tracé les courbes de rendement et de puissance en fonction de la tension hyperfréquence V_{HF} à la fréquence $f = 10$ GHz ; les valeurs maximales obtenues sont :

$$\eta_{\max} \# 4,1\% \quad \text{à} \quad V_{HF} \# 70 \text{ Volts} \quad \text{soit pour } m = 70\%$$

et $P_{\max} \# 335\text{mW}$ pour le même V_{HF} et donc le même taux de modulation

En tenant compte des pertes, représentées par une résistance série de 1Ω , ces valeurs sont fortement diminuées comme nous le constatons puisque $P_{\max} \# 80\text{mW}$ et $\eta_{\max} \# 0,9\%$

Ceci résulte du fait que les valeurs de la résistance négative R_{D1} sont faibles comme l'indique la courbe $R_{D1} = f(V_{HF})$ de la figure 24 :

$$\text{à } V_{HF} = 30\text{V} \quad , \quad R_{D1} = - 1,6\Omega \quad \text{et} \quad \text{à } V_{HF} = 70\text{Volts}, \quad R_{D1} = - 1,1\Omega$$

$|R_{D1}|$ est une fonction décroissante de V_{HF} et ne présente pas comme pour la structure AsGa un pic.

Afin de montrer l'influence néfaste de la diffusion, sur ces mêmes figures, ont été tracées pour la structure considérée les courbes $\eta = f(V_{HF})$ (fig. 23) et $R_{D1} = f(V_{HF})$ (figure 24) sans tenir compte de la diffusion. Le rendement est dans ce cas toujours plus élevé, ainsi d'ailleurs que la résistance négative. Par contre la valeur du taux de modulation correspondant au rendement maximum est inférieure à celle obtenue lorsque la diffusion est prise en compte :

$$\text{sans diffusion : } \eta_{\max} = 5,4\% \quad \text{pour } m \# 67\% \quad \text{et} \quad R_{D1} \# - 1,65\Omega$$

$$\text{avec diffusion : } \eta_{\max} \# 4,1\% \quad \text{pour } m \# 70\% \quad \text{et} \quad R_{D1} \# - 1,1\Omega$$

L'optimisation de cette structure au Si ne peut donc être faite qu'en tenant compte de la diffusion des porteurs et de la loi d'évolution de leur vitesse dans la zone de transit.

Sur la figure 24 également, nous avons montré la variation de la tension de polarisation V_0 en fonctionnement non linéaire. La diminution ΔV_0 est de 18Volts environ lorsque le taux de modulation $m \# 70\%$, valeur correspondante au rendement et à la puissance maximum.

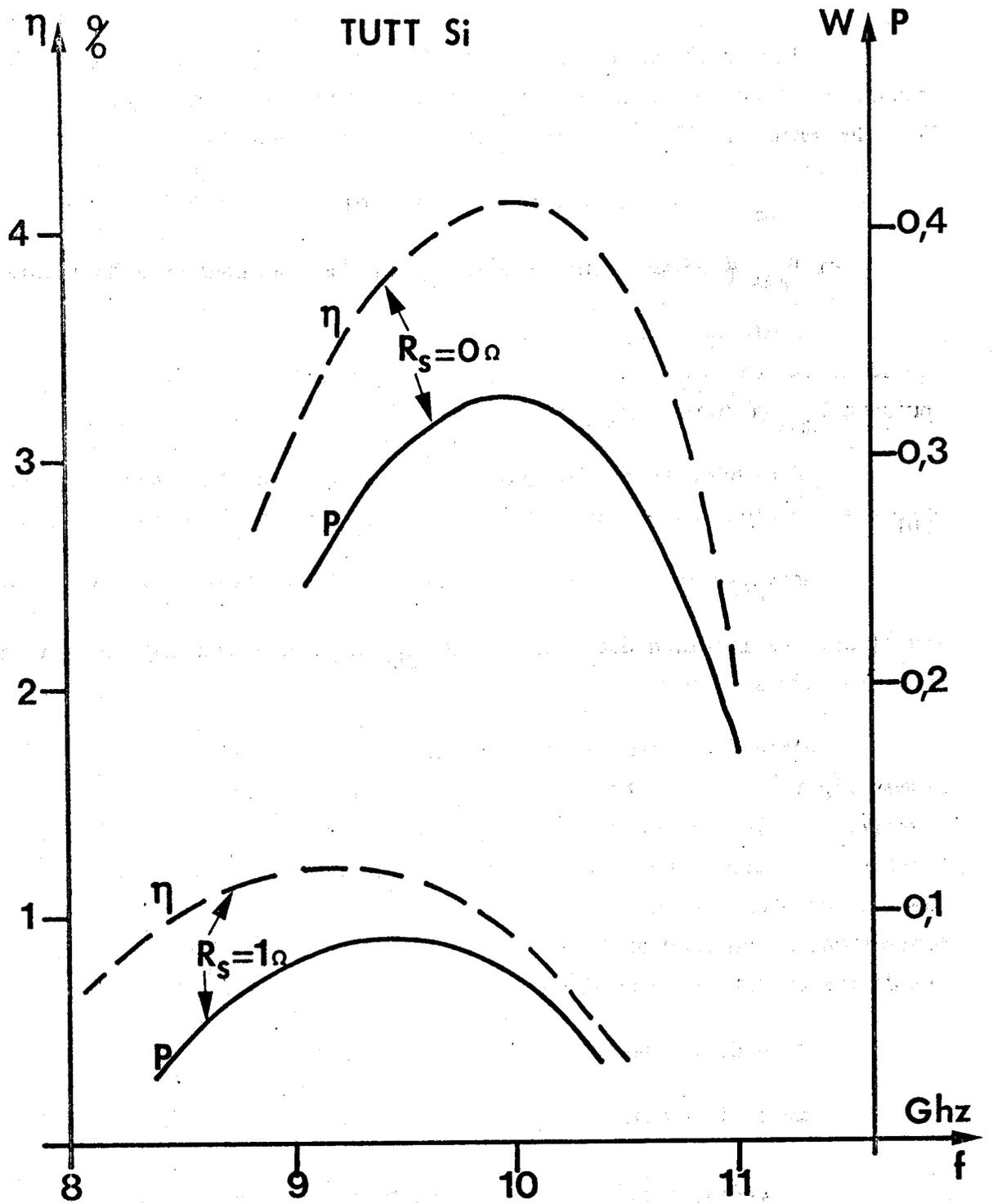


Figure 25 : Structure TUTT Si : ($E_B = 0,7\text{eV}$; $T = 400^\circ\text{K}$; $S = 10^{-4}\text{cm}^2$; $I_0 = 80\text{mA}$) puissance et rendement maximum en fonction de la fréquence et des pertes.



Enfin, figure 25, les évolutions du rendement maximum et de la puissance maximum ont été représentées en fonction de la fréquence : la fréquence 10GHz est la valeur optimum pour η_{\max} et P_{\max} en l'absence de pertes, elle n'est plus que de 9,2GHz environ (en présence de $R_s = 1\Omega$) pour le rendement et de 9,3GHz pour la puissance. La gamme de fonctionnement de cette structure est de plus très étroite (8 à 10,5GHz en présence de pertes).

III-3-3-3 Conclusion

Les résultats numériques obtenus pour les deux structures choisies (AsGa et Si) amènent un certain nombre de remarques :

- tout d'abord ni l'une ni l'autre n'ont été optimisées.
- en second lieu toutes deux font apparaître un effet de rectification important en fonctionnement non linéaire.

- l'angle de transit de ces structures est élevé et voisine $\frac{3\pi}{2}$ radians confirmant ainsi les résultats généraux du chapitre 1 concernant les structures où la phase d'injection est nulle.

- si la diffusion a une influence néfaste sur les performances de ces dispositifs, influence très marquée dans le cas du Silicium, la structure à l'AsGa du fait de "l'effet de transfert électronique" permet néanmoins d'obtenir des rendements et puissances intéressants et qui sont supérieurs (compte tenu des pertes) à ceux de la structure au Si.

La comparaison de ces performances obtenues successivement dans le cas de l'AsGa et du Si nous incite donc à penser que la structure à l'AsGa est bien plus intéressante et nécessite une étude plus complète, afin de mieux exploiter "l'effet de transfert électronique" au niveau de la zone de transit, étude qui sera effectuée lors du cinquième chapitre.

IV - ETUDE DE LA DIODE A AVALANCHE EN PRESENCE D'UN COURANT TUNNEL, INFLUENCE DE CE COURANT SUR LES PERFORMANCES HYPERFREQUENCES.

IV-1 Introduction

Le deuxième type de structure dans lequel l'effet tunnel peut exister est la diode à avalanche et temps de transit (ATT) pour laquelle l'obtention de rendement élevé nécessite, comme nous l'avons vu au chapitre I la diminution de l'épaisseur δ de la zone d'émission.

Il en résulte une augmentation du champ électrique qui peut alors devenir important dans la zone d'avalanche et atteindre des valeurs suffisantes pour qu'il existe, dans cette région, un courant tunnel thermiquement assisté non négligeable. Ceci est le cas des structures à l'AsGa où les champs électriques peuvent atteindre et même dépasser la valeur de $6 \cdot 10^5$ V/cm.

Il nous faut donc envisager de quelle manière nous pouvons tenir compte de cette injection de porteurs afin d'étudier les modifications qu'elle entraîne sur les caractéristiques et performances du dispositif ATT.

En 1958 W. Read⁽¹⁾ a montré que le phénomène d'émission par avalanche était régi dans le cas d'une diode idéale par l'équation :

$$\tau_i \frac{dJ_{ca}(t)}{dt} = J_{ca}(t) \left[\int_0^\delta \alpha dx - 1 \right]$$

qui se modifie lorsque la diode présente un courant de saturation dû à une injection thermoionique pour s'écrire :

$$\tau_i \frac{dJ_{ca}(t)}{dt} = J_{ca}(t) \left[\int_0^\delta \alpha dx - 1 \right] + J_s$$

où $J_{ca}(t)$ est la densité de courant de conduction

J_s celle du courant de saturation

τ_i le temps de montée intrinsèque de l'avalanche

α le taux d'ionisation moyen

et δ l'épaisseur de la zone d'émission

Dans les structures métal semiconducteur l'épaisseur d de la barrière* est toujours très nettement inférieure à l'épaisseur δ de la zone d'avalanche quel que soit le champ E_M à l'interface métal semiconducteur⁽³⁴⁾, l'injection des porteurs par effet tunnel est donc un phénomène localisé à l'interface métal semiconducteur et sa prise en compte dans l'équation de Read peut donc se faire de manière analogue à celle d'un courant de saturation, ce qui donne l'équation :

$$\tau_i \frac{dJ_{ca}(t)}{dt} = J_{ca}(t) \left[\int_0^\delta \alpha dx - 1 \right] + J_{tu}(t) \quad (3-28)$$

* Il s'agit de l'épaisseur franchissable par effet tunnel au voisinage du niveau de Fermi du métal.

équation que nous écrivons plus généralement

$$\tau_i \frac{dJ_{ca}(t)}{dt} = J_{ca}(t) \left[\psi(E_a(t+\tau_\gamma)) - 1 \right] + J_{tu}(t) \quad (3-29)$$

où

$$\psi(E_a(t+\tau_\gamma)) = \int_0^{\delta} \alpha dx$$

τ_γ caractérisant le temps de transit des porteurs dans la zone d'avalanche.

Remarquons que cette équation de Read généralisée (3-29) n'est qu'approchée ; en toute rigueur il faudrait résoudre les différentes équations de l'électrocinétique dans la région active du semiconducteur où il serait possible ainsi de tenir compte de l'inégalité des taux d'ionisation et des vitesses des porteurs, de la non uniformité du champ électrique liée au profil de concentration en impuretés, phénomènes non pris en compte par l'équation de Read classique. Un programme général basé sur les équations de transport, où l'on fait intervenir ces phénomènes, a été mis au point (36) et utilisé au laboratoire; les résultats obtenus comparés à ceux donnés par l'équation de Read généralisée (3-39) font apparaître le fait important suivant : à condition de choisir convenablement les paramètres τ_i et τ_γ il est souvent possible avec l'équation de Read d'obtenir dans une plage de variation de champ hyperfréquence raisonnable (30%), des évolutions de $J_{ca}(t)$ pratiquement identiques à celles calculées à partir du programme général. Ce fait a été utilisé dans nos programmes d'optimisation pour économiser le temps calcul : le programme général nous donne les valeurs de τ_i et τ_γ les mieux adaptées à la diode et aux régimes de champ étudié et l'équation de Read est ensuite utilisée pour rechercher le régime de fonctionnement optimal.

Pour l'étude générale tant analytique que numérique de nos structures nous avons donc utilisé l'équation (3-28) en tenant compte des remarques précédentes.

IV-2 ETUDE ANALYTIQUE

Le modèle théorique est toujours celui à deux zones distinctes :

- une zone d'émission d'épaisseur δ^* régie par l'équation (3-28) dans laquelle le champ électrique supposé uniforme s'écrit :

$$E_a(x, t) = E_a(t) = E_{a0} + E_1 \sin \omega t$$

- une zone de transit d'épaisseur $(W - \delta)$ constante où les porteurs issus de la zone d'avalanche se déplacent à vitesse constante v_s .

IV-2-1 Etude de la zone d'émission

a) L'effet de redressement

L'équation (3-28) qui traduit le phénomène d'avalanche peut s'écrire en posant

$$\int_0^\delta \alpha dx = \psi(E_a(t))$$

$$\tau_i \frac{dJ_{ca}}{dt} = \left[\psi(E_a) - 1 \right] J_{ca} + J_{tu} \quad (3-30)$$

où J_{tu} est la densité de courant tunnel assisté thermiquement qui dans le cas d'une barrière est de la forme :

$$J_{tu} = a_0 E_a(t) \exp b_0 E_a^2(t) \simeq J_{t0}(E_{a0}) \exp b_0 E_a^2(t)$$

L'équation (3-30) peut se mettre sous la forme :

$$\text{Log} \left[\frac{J_{ca}(t)}{J_{ca}(0)} \right] = \frac{1}{\tau_i} \int_0^t \left[\psi(E_a(t')) - 1 + \frac{J_{tu}(t')}{J_{ca}(t')} \right] dt' \quad (3-31)$$

Le courant de conduction étant périodique, soit $J_{ca}(t) = J_{ca}(t + \frac{2\pi}{\omega})$, entraîne :

$$\frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} \psi(E_a(t)) dt = 1 - \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} \frac{J_{tu}(t)}{J_{ca}(t)} dt \quad (3-32)$$

* la valeur de δ est obtenue à partir de l'expression de la résistance de charge d'espace $R_c = \frac{(W - \delta)^2}{\epsilon v S}$ qui peut être calculée à partir d'un programme numérique ou déterminée expérimentalement ⁽¹⁰⁾ comme indiqué au chapitre 2.

relation qui en l'absence de courant tunnel se réduit à la condition d'avalanche en régime dynamique :

$$\frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} \psi(E_a(t)) dt = 1 \quad (3-33)$$

condition qui est vérifiée, lorsque le champ alternatif E_1 est fixé, pour une valeur donnée E_{ao} du champ continu puisque $E_a(t) = E_{ao} + E_1 \sin\omega t$. $J_{tu}(t)$ et $J_{ca}(t)$ étant des fonctions non linéaires du temps, positives quel que soit t , la valeur moyenne de $\frac{J_{tu}}{J_{ca}}$ est strictement positive et donc pour la même valeur de E_1 que précédemment la condition (3-31) n'est vérifiée que pour une valeur E_{ao}^* du champ continu inférieure à E_{ao}

$$E_{ao}^* = E_{ao} - \Delta E_o$$

La présence d'un courant tunnel entraîne donc une diminution ΔE_o du champ continu et donc un abaissement de la tension continue de polarisation à courant constant. Ce phénomène est analogue à celui que nous avons rencontré lors de l'étude de la diode TUTT et nous l'appelons également effet de redressement.

b) Calcul de l'effet de redressement et de la phase d'injection

L'intégration analytique de l'équation (3-29) peut se faire en posant :

$$E_a(t) = E_{ao} - \Delta E_o + E_1 \sin\omega t = E_{ao}^* + E_1 \sin\omega t$$

$$J_{tu}(t) \simeq J_{to}(E_{ao}^*) \exp T_1 \sin\omega t \quad \text{avec } T_1 = f(E_{ao}^*, E_1)$$

et en supposant que $E_1 \lll E_{ao}^*$ dans la zone d'avalanche.

Nous donnons en annexe 3 les détails du calcul qui est assez complexe et nous nous contenterons de donner les résultats essentiels.

La solution de l'équation (3-29) comporte un terme transitoire qui s'amortit très vite et un second terme qui fournit l'expression du courant de conduction en régime permanent, de la forme :

$$I_c(t) = I_{t0} \sum_{n,p} \frac{a_n b_p}{-X + jn\omega\tau_i} e^{j(n+p)\omega t} \quad (3-34)$$

expression dans laquelle $I_{t0} = J_{t0}(E_{ao}^*) \cdot S$ (S section de la diode)
 $X \approx (\psi(E_{ao}^*) - 1)$

a_n et b_p les coefficients du développement en série de Fourier

La valeur moyenne du courant de conduction devant être égale au courant de polarisation I_0 nous obtenons la relation :

$$I_0 = - I_{t0} \cdot \frac{B_0(Y) \cdot B_0(\sqrt{Y^2 + T_1^2})}{X} \quad (3-35)$$

où $Y = \frac{E_1}{\omega\tau_i} \cdot \psi'(E_{ao}^*)$ et $T_1 \neq 2 b_0 E_{ao}^* E_1$

$B_0(Y)$ et $B_0(\sqrt{Y^2 + T_1^2})$ sont les fonctions de Bessel modifiées de 1^{ère} espèce d'ordre zéro.

En l'absence de champ alternatif ($E_1 = 0$), Y et T_1 sont nuls,

$$X = \psi(E_{ao}^*) - 1 = - \frac{I_{t0}}{I_0}$$

et la relation (3-35) peut s'écrire

$$\psi(E_{ao}^*) - 1 = - \frac{I_{t0}}{I_0} \cdot B_0(Y) \cdot B_0(\sqrt{Y^2 + T_1^2}) \neq - \Delta E_0 \cdot \psi'(E_{ao}^*) - \frac{I_{t0}}{I_0}$$

en développant $\psi(E_{ao}^*)$ au 1^{er} ordre.

L'expression de ΔE_0 qui traduit l'effet de redressement est donc :

$$\Delta E_0 = - \frac{I_{t0}}{I_0} \frac{1}{\psi'(E_{ao}^*)} \left[1 - B_0(Y) (\sqrt{Y^2 + T_1^2}) \right] \quad (3-36)$$

La composante fondamentale du courant de conduction que l'on obtient à partir de (3-34) permet de calculer l'admittance y_a de la zone d'avalanche qui est alors de la forme :

$$y_a = g_1 + jb_1 + j\omega C_\delta \quad \text{avec } C_\delta = \frac{\epsilon S}{\delta}$$

La phase d'injection ψ entre le courant de conduction et le champ hyperfréquence est déterminée essentiellement par la conductance g_1 et la susceptance b_1 présentée par la zone d'émission et si nous prenons le courant de conduction comme référence l'expression de la phase ψ est donnée par :

$$\operatorname{tg} \psi = - \frac{b_1}{g_1} \quad (3-37)$$

avec

$$g_1 = \frac{I_0}{\delta E_1} \frac{4}{Y} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n(Y)}{B_0(Y)} \cdot \frac{B_n(\rho)}{B_0(\rho)} \cdot \left(\frac{\sin n\phi + nD_0 \cos n\phi}{1 + n^2 D_0^2} \right)$$

$$b_1 = \frac{I_0}{\delta E_1} \left[- \frac{2B_1(Y)}{B_0(Y)} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} \frac{B_{n-1}(Y) + B_{n+1}(Y)}{B_0(Y)} \cdot \frac{B_n(\rho)}{B_0(\rho)} \cdot \left(\frac{\cos n\phi - nD_0 \sin n\phi}{1 + n^2 D_0^2} \right) \right]$$

$$D_0 = - \frac{\omega \tau_i}{X} = \frac{I_0 \cdot \omega \tau_i}{I_{t0} B_0(Y) \cdot B_0(\sqrt{Y^2 + T_1^2})}$$

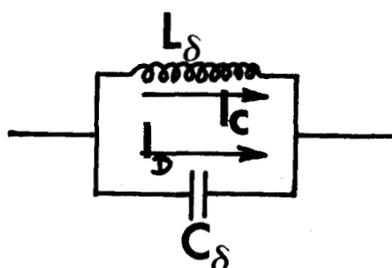
$$Y + j T_1 = \rho e^{j\phi} \quad \text{et} \quad Y - j T_1 = \rho e^{-j\phi}$$

$B_n(Y)$ et $B_n(\rho)$ étant les fonctions de Bessel modifiées de 1^{ère} espèce d'ordre n .

Le schéma électrique équivalent à la zone d'avalanche obtenu à partir de ces expressions peut se mettre sous la forme suivante dans les trois cas correspondant aux structures dont nous avons parlé :

- diode ATT idéale (avalanche pure) ; le courant tunnel I_{t0} y est nul ce qui entraîne que le paramètre D_0 tend alors vers l'infini ; et l'on constate que g_1 tend vers 0 et que b_1 est selfique. Le dipôle équivalent à la zone d'avalanche est donc constitué d'une self L_δ ($b_1 = \omega L_\delta$) (traversée par le courant de conduction) en parallèle avec une capacité C_δ (parcourue par le courant de déplacement).

La phase d'injection vaut, puisque $g_1 = 0$, $|\psi| = \pi/2$



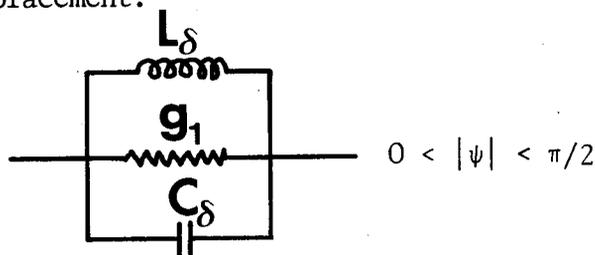
$$C_\delta = \frac{\epsilon S}{\delta}$$

$$L_\delta = \frac{b_1}{\omega}$$

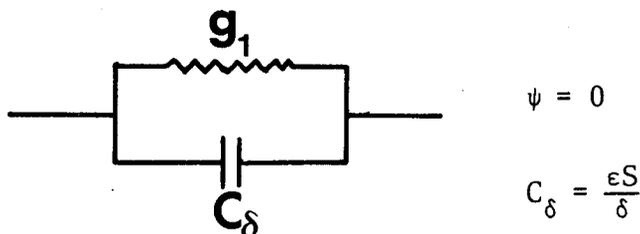
- diode à avalanche et effet tunnel : le courant tunnel I_{to} ayant une valeur finie, la conductance g_1 existe donc en plus de la susceptance (selfique) b_1 et la phase d'injection ψ n'est plus égale à $\pi/2$ mais a une valeur qui dépend de la valeur de g_1 donc du courant tunnel :

$$0 < |\psi| < \pi/2$$

Le circuit équivalent est donc constitué d'une conductance g_1 en parallèle sur une self L_δ (l'ensemble étant traversé par le courant de conduction), avec en parallèle l'élément capacitif C_δ qui, lui, est traversé par le courant de déplacement.



- diode TUTT (tunnel pur) : l'émission étant instantanée la phase ψ entre le courant de conduction et le champ est nulle ($I_o = I_{to}$), la susceptance b_1 est alors nulle et seules existent la conductance g_1 , traversée par le courant de conduction, en parallèle sur la capacité C_δ , parcourue par le courant de déplacement.



Afin d'illustrer les deux phénomènes importants qui caractérisent l'existence d'un courant tunnel assisté thermiquement au niveau de la zone d'émission, à savoir l'effet de redressement et la diminution de la phase d'injection, nous avons tracé figure 26 les courbes $\Delta E_o = f(E_1)$ et $\psi = f(E_1)$ pour différentes fréquences (10 à 40GHz). L'exemple traité a été choisi de façon à exalter les phénomènes :

En effet la valeur du rapport $\frac{I_{to}}{I_o}$ est d'environ $6 \cdot 10^{-3}$ pour la structure métal AsGa ainsi définie ce qui indique un courant tunnel très important : nous constatons sur les courbes que les variations de la phase d'injection et de l'effet de redressement sont d'autant plus importantes que le champ hyperfréquence est élevé et la fréquence faible ; l'explication en

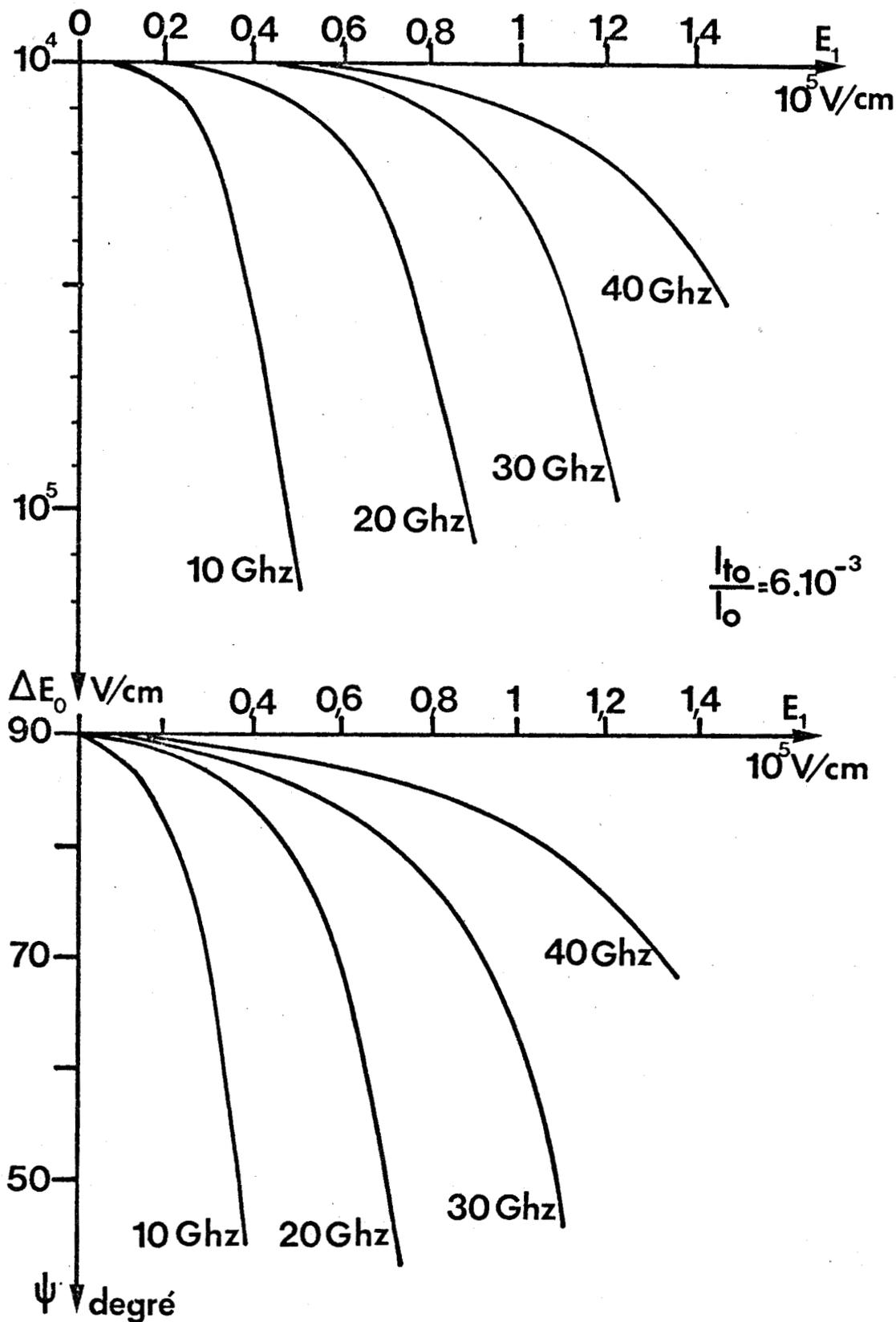


Figure 26 : Diode à avalanche et effet tunnel dont la zone d'émission est caractérisée par $N_1 = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$; $\delta = 0,125 \mu$; $E_M = 7,2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$; $E_B = 0,85 \text{ eV}$; $T = 450^\circ \text{K}$; $J_0 = 10^3 \text{ A/cm}^2$. Diminution du champ statique E_0 (effet de redressement) et de la phase d'injection ψ en fonction du champ hyperfréquence E_1 et de la fréquence.



est simple : ψ et ΔE_0 croissent lorsqu'on augmente les paramètres Y et T_1 , or ceux-ci sont proportionnels à E_1 et inversement proportionnels à la fréquence.

La diminution de la phase d'injection ψ va modifier les performances hyperfréquences de façon importante comme nous allons le voir sur un exemple de structure où l'influence du courant tunnel bien que nettement plus faible ($\frac{I_{to}}{I_0}$ sera de l'ordre de 10^{-3}) ne peut absolument pas être négligée.

IV-2-2 Calcul de la puissance et du rendement émis

En considérant un régime de fonctionnement non linéaire les expressions respectives de la puissance et du rendement émis, calculées à partir de la relation (3-6) donnant la résistance négative R_{D1} , peuvent s'écrire (34) :

$$P_E \# - E_1 W I_0 \cdot \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \cdot \left(\frac{1 - \cos \theta}{\theta}\right) \cdot (1 - k_C) \cdot \left[1 - \frac{1 - \sin \psi + \cos \psi \operatorname{tg} \phi}{1 - k_C}\right]$$

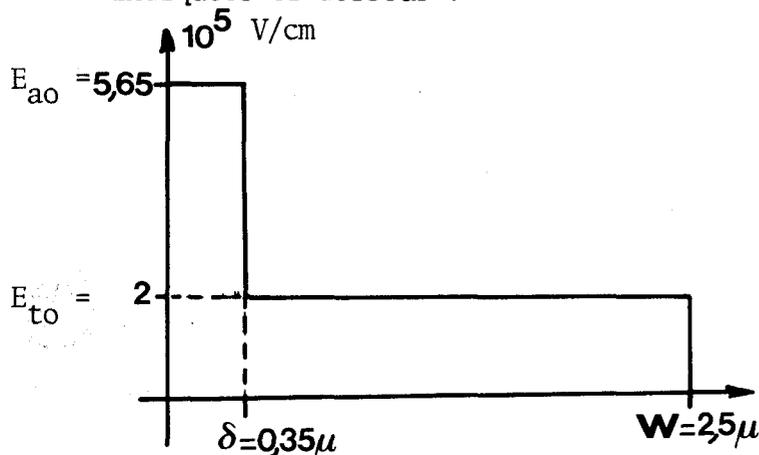
$$\eta_E = \frac{P_E}{V_0 I_0} \# - m \cdot \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \cdot \left(\frac{1 - \cos \theta}{\theta}\right) \cdot (1 - k_C) \cdot \left[1 - \frac{1 - \sin \psi + \operatorname{tg} \phi \cdot \cos \psi}{1 - k_C}\right] \quad (3-38)$$

où $k_C = \frac{I_{C1}}{I_{d1}} \# \frac{2I_0}{I_{d1}}$ est faible

$$\operatorname{tg} \phi = \frac{\delta / (W - \delta) + \sin \theta / \theta}{(1 - \cos \theta)^{1/2}}$$

et m le taux de modulation ($m = \frac{E_1 W}{V_0}$)

À titre d'exemple nous avons calculé les performances hyperfréquences de la structure métal AsGa dont la carte de champ et les caractéristiques sont indiquées ci-dessous :



$$J_0 = 10^3 \text{ A/cm}^2 \text{ et } S = 10^{-4} \text{ cm}^2$$

$$f = 10 \text{ GHz}$$

$$E_B \# 0,9 \text{ eV} \quad \frac{I_{to}}{I_0} \# 10^{-3}$$

$$T = 200^\circ \text{C}$$

$$\theta = \left(\frac{W - \delta}{v}\right) \omega = \frac{3\pi}{4} \text{ rd.}$$

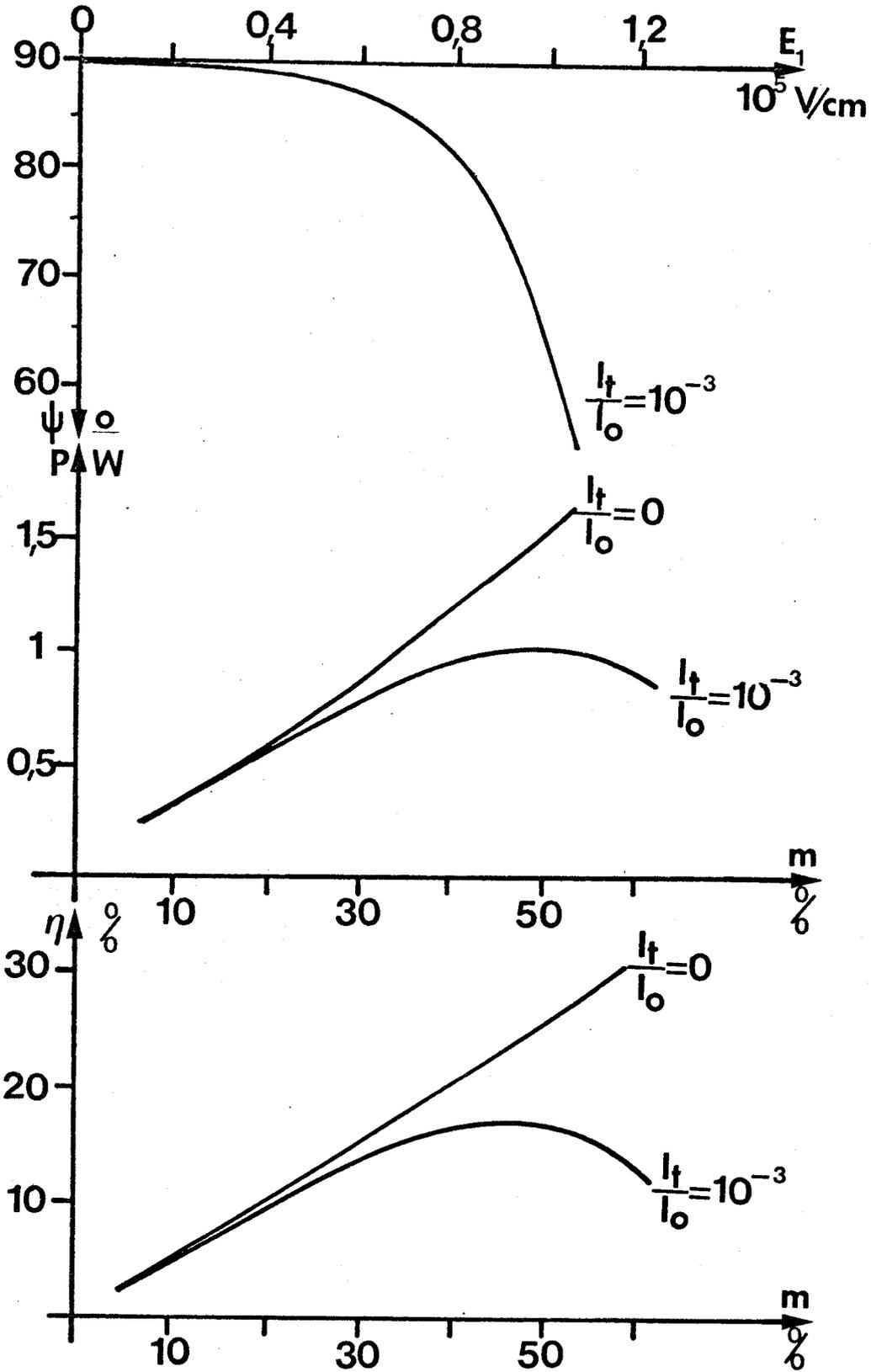


Figure 27 : Variations de la phase d'injection, de la puissance et du rendement en fonction du champ hyperfréquence E_1 ou du taux de modulation m pour la structure ATT définie par : $\delta = 0,35\mu$; $W = 2,5\mu$; $f = 10\text{GHz}$; $T = 473^\circ\text{K}$; $E_B = 0,9\text{eV}$; $J_0 = 10^3\text{A/cm}^2$; $S = 10^{-4}\text{cm}^2$, en présence du courant tunnel ($\frac{I_{t0}}{I_0} = 10^{-3}$).



L'angle de transit $\theta = \frac{3\pi}{4}$ rd. à 10GHz que nous avons choisi pour cette diode correspond à la valeur optimale dans le cas de l'avalanche "pure" c'est-à-dire lorsque $\psi = \pi/2$.

Les variations de la phase d'injection, de la puissance et du rendement en fonction du champ E_1 (ou du taux de modulation) calculées à partir des relations (3-37) et (3-38) sont représentées figure 27 pour cette structure, les performances en l'absence de courant tunnel ($\frac{I_{to}}{I_0} = 0$) étant également données dans les mêmes conditions de fonctionnement.

Il apparaît que la diminution de la phase d'injection est extrêmement néfaste aux performances. Il faut cependant remarquer que l'optimisation de la structure étudiée a été faite en ne considérant que le phénomène d'émission par avalanche. Il doit donc être possible d'obtenir une puissance plus grande si on optimise la structure en tenant compte du courant tunnel. Les variations de l'angle de transit optimal θ_{opt} en fonction de la phase d'injection (à 10GHz) sont représentés figure 28 : on remarque que θ_{opt} est d'autant plus grand que la phase ψ est faible c'est-à-dire que l'injection de porteurs par effet tunnel est grande.

En conclusion, cette étude analytique a donc permis de mettre en évidence les principales modifications apportées au fonctionnement classique d'une diode à avalanche, par une injection de porteurs par effet tunnel. Elles sont de deux types :

- diminution de la tension de fonctionnement (effet de redressement)
- diminution de la phase d'injection ayant pour conséquence d'augmenter la fréquence optimale de fonctionnement d'une structure donnée et d'en diminuer assez fortement ses performances hyperfréquences (puissance et rendement).

Les exemples que nous avons donnés ne concernent que des structures métal AsGa qui présentent effectivement un courant tunnel important compte tenu des champs électriques qui y règnent et des températures de fonctionnement. Les structures au Silicium du même type présentent, nous l'avons vu au chapitre 2, un courant tunnel au moins 100 fois plus faible qui n'a donc pratiquement aucune influence sur leur fonctionnement et c'est pourquoi nous n'avons considéré ici que des barrières métal AsGa.



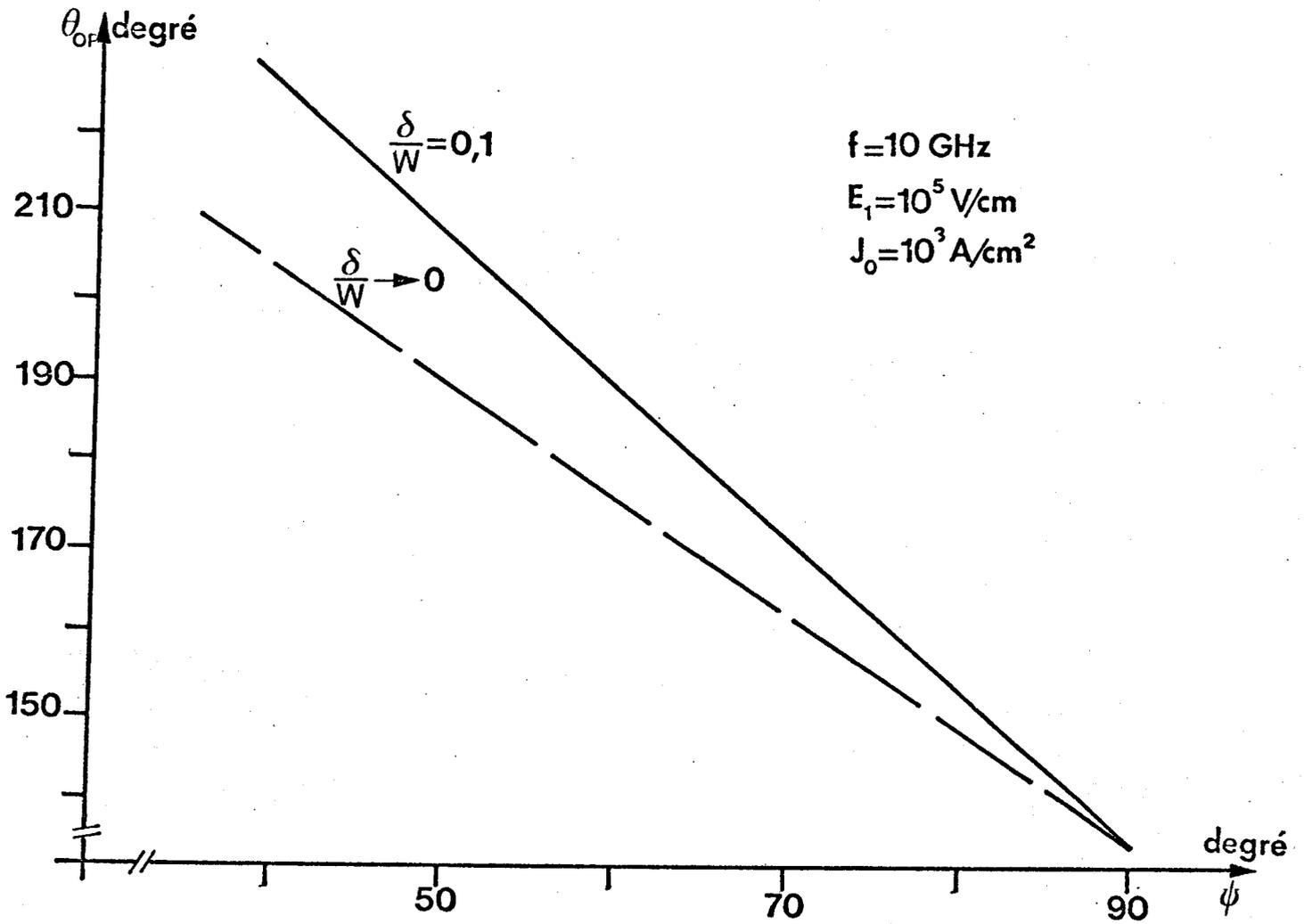


Figure 28 : Evolution de l'angle de transit optimal θ_{opt} en fonction de la phase d'injection ψ à la fréquence 10GHz.

Tout comme pour la diode TUIT, le fonctionnement en régime fortement non linéaire de structures réelles ATT met en jeu des phénomènes complexes (diffusion, modulation de la vitesse et de la longueur de la zone de transit ... etc) que seule une étude numérique peut prendre en compte comme nous allons le montrer maintenant.

IV-3 Etude numérique

Le modèle théorique est à deux zones distinctes tout comme dans le cas de la structure TUIT :

- une zone d'émission d'épaisseur δ indépendante des conditions de fonctionnement où les porteurs sont générés par le mécanisme d'avalanche.
- une zone de transit de longueur $(W - \delta)$ dans laquelle un seul type de porteurs se déplace à des vitesses voisines de la vitesse limite.

IV-3-1 La zone d'émission

- la détermination de l'épaisseur δ de la zone d'avalanche résulte (comme nous l'avons déjà signalé) des travaux de Pribetich⁽¹⁰⁾ qui, à partir de la caractéristique $I(V)$ statique en inverse calculée pour un dopage donné N_D (celui de la zone d'émission), détermine la résistance de charge d'espace R_C et en déduit ainsi l'épaisseur δ puisque

$$R_C = \frac{(W - \delta)^2}{2 \epsilon v S}$$

- le traitement de la zone d'émission en régime dynamique est classique et se fait à partir de l'équation de Read généralisée afin de déterminer l'expression du courant de conduction $I_{ca}(t)$ en fonction du champ électrique $E_a(t)$: ($I_{ca}(t) = J_{ca}(t) \cdot S$ avec S section de la diode)

$$\frac{\tau_\delta}{M_0} \frac{d J_{ca}(t)}{dt} = \left[\int_0^\delta \alpha(E_a(t)) dx - 1 \right] J_{ca}(t) + J_{tu}(t) \quad (3-39)$$

équation dans laquelle : τ_δ est le temps de transit des porteurs dans la zone d'avalanche, α leur taux d'ionisation, (ces deux paramètres étant supposés identiques pour les trous et les électrons).

- M_0 un coefficient voisin de 3^(35,36) qui rend compte essentiellement de la réaction de charge d'espace dans la zone d'émission ; il est déterminé par comparaison avec le programme général exact⁽³⁶⁾ dont nous avons parlé au § IV-1.

- $E_a(t)$ le champ électrique dont l'expression est

$$E_a(t) = E_{ao} - \Delta E_0 + E_1 \sin \omega t = E_{ao}^* + e_1(t)$$

en supposant une variation sinusoïdale du champ.

- $J_{tu}(t)$ enfin peut représenter la densité soit

. d'un courant thermoïonique classique, il est alors constant

. d'un courant tunnel thermiquement assisté dont l'expression

est l'une ou l'autre (selon le type de structure étudiée barrière ou jonction) des expressions établies au chapitre 2.

. d'un courant qui traduit l'existence éventuelle d'une ionisation dans la zone de transit.

La mise sous la forme d'une équation aux différences de l'équation (3-38) permet sa résolution, le calcul du courant de conduction se faisant alors de proche en proche à partir d'une valeur initiale $I_{ca}(0)$. La variation ΔE_0 du champ statique est ajustée par itération afin de rendre le courant de conduction périodique et tel que sa valeur moyenne soit égale au courant de polarisation :

$$\frac{I_0}{S} = J_0 = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} J_{ca}(t) dt$$

ce qui permet de définir par une nouvelle itération $J_{ca}(0)$.

L'expression du courant total s'obtient alors facilement : $I_{tot} = J_{tot} \cdot S$
à partir de :

$$J_{tot}(t) = J_{ca}(t) + \epsilon \frac{dE_a(t)}{dt}$$

Remarque : à ce stade du calcul un déphasage supplémentaire $\omega\tau_\gamma$ du courant de conduction par rapport au champ électrique peut être introduit pour tenir compte du transit des porteurs dans la zone d'émission : sa détermination résultant là aussi d'une comparaison avec le programme général exact (§ IV-1).

IV-3-2 Traitement de la zone de transit

La méthode utilisée est identique en tout point à celle exposée lors du traitement de la zone de transit de la diode TUTT, nous ne la rappellerons donc pas.

Remarque :

Ce programme comporte en outre la possibilité de tenir compte des variations de température de la diode en fonctionnement de manière approchée puisque nous supposons la température uniforme dans la zone active du semiconducteur ; dans cette méthode les variations de température sont déterminées à partir de la relation :

$$T_j = T_a + R_{th} \left[(V_o - \Delta V_o) I_o - P_{HF} \right]$$

où P_{HF} est la puissance émise par la diode

T_a la température ambiante

R_{th} la résistance thermique

ΔV_o variation globale de la tension de polarisation V_o à courant constant I_o

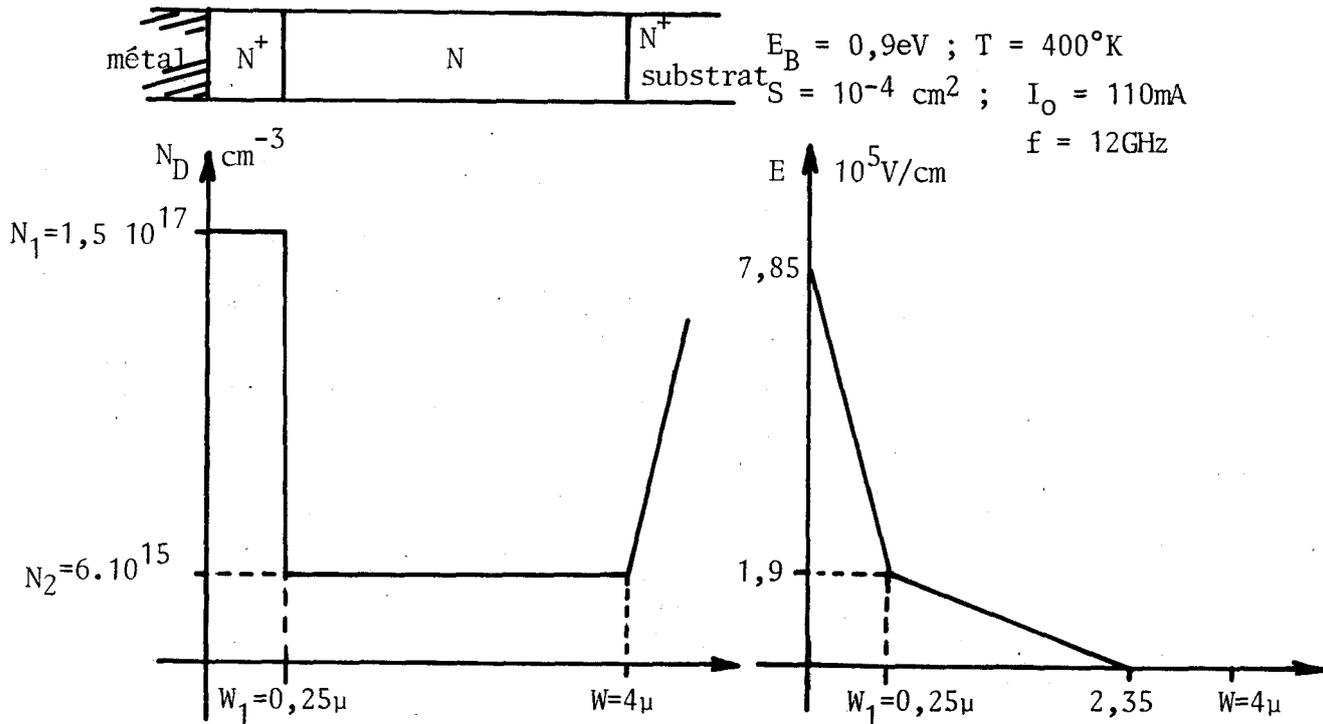
Une itération au niveau du calcul de la zone d'avalanche permet de tenir compte des variations des paramètres vitesse, taux d'ionisation, courant tunnel en fonction de la température. Les modifications de température sont ainsi répercutées au niveau de la zone de transit sur la carte de champ électrique et donc sur la valeur $V(t)$ de la tension à chaque instant t . Le calcul de la puissance et du rendement émis ainsi que de l'impédance de la diode se fait ensuite à partir de la décomposition en série de Fourier de $V(t)$ et $I_{tot}(t)$ le courant total.

Nous n'avons utilisé cette possibilité du programme que pour ajuster la température pour une valeur de courant donnée ou pour vérifier un résultat car la méthode est très longue et donc onéreuse.

IV-3-3 Résultats numériques obtenus sur quelques structures

a) la première structure théorique que nous avons étudiée est une barrière métal AsGa dont le profil de dopage, la carte de champ

électrique (à température ambiante) et les diverses caractéristiques sont indiqués ci-dessous :



La valeur N_1 du dopage en tête permet de connaître (figure 7) la valeur δ de l'épaisseur équivalente de la zone d'avalanche (soit $\delta \approx 0,125\mu$) et d'étudier numériquement les propriétés hyperfréquences des zones d'émission et de transit. Les résultats en sont donnés sur les figures 29, 30 et 31.

Sur les figures 29 et 30 ont été tracées pour la fréquence d'oscillation de 12GHz respectivement l'évolution du rendement et celle de la puissance émis en fonction de la tension hyperfréquence V_{HF} aux bornes de la structure, d'une part en tenant compte de l'existence du courant tunnel I_t (courbe en trait plein) et d'autre part en ne faisant pas intervenir dans le calcul cette injection de porteurs (courbe pointillé).

L'influence du courant tunnel est bien mise en évidence puisque la diminution relative du rendement est de l'ordre de 35% et celle de la puissance de près de 50%. De plus les tensions V_{HF} pour lesquelles la puissance et le rendement sont maximum diffèrent selon que l'on tient compte ou non du courant tunnel. Ainsi :

pour $I_t = 0$ η et P sont maximum pour $V_{HF} \approx 25\text{V}$ soit $\eta \approx 68\%$

pour $I_t \neq 0$ η et P sont maximum pour $V_{HF} \approx 17,5\text{V}$ soit $\eta \approx 56\%$

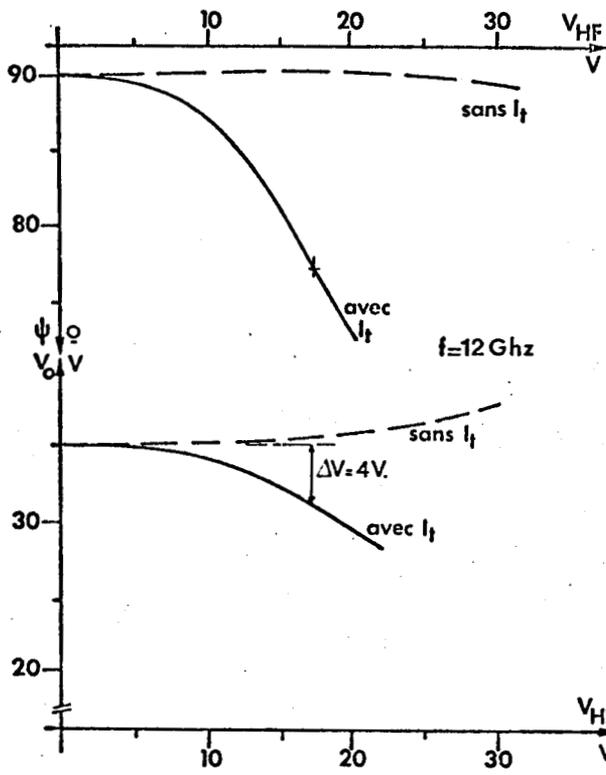


Figure 30 : Variations de la puissance en fonction de V_{HF} et I_{to} pour cette même structure.

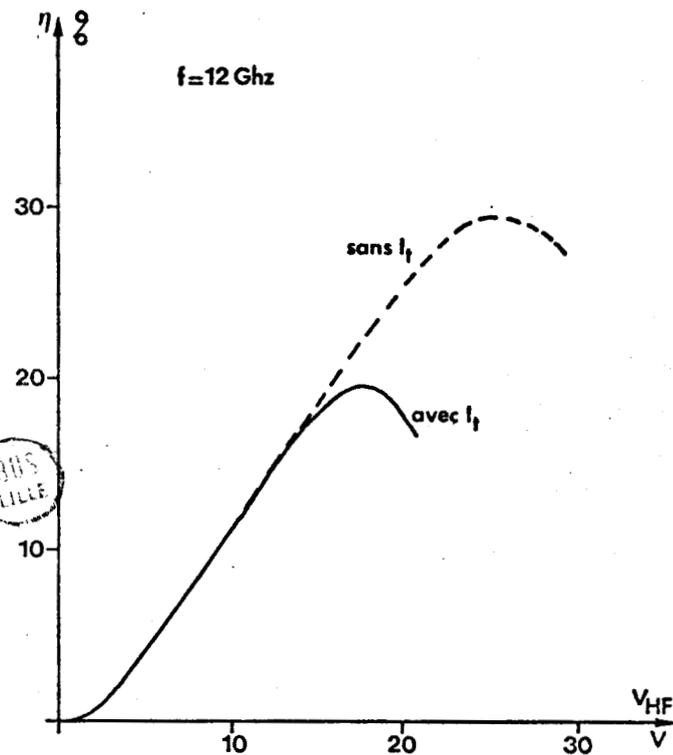


Figure 31 : Evolution de la phase d'injection ψ et de la tension de polarisation en fonction de V_{HF} et du courant tunnel I_{to} pour la diode ATT à l'AsGa.

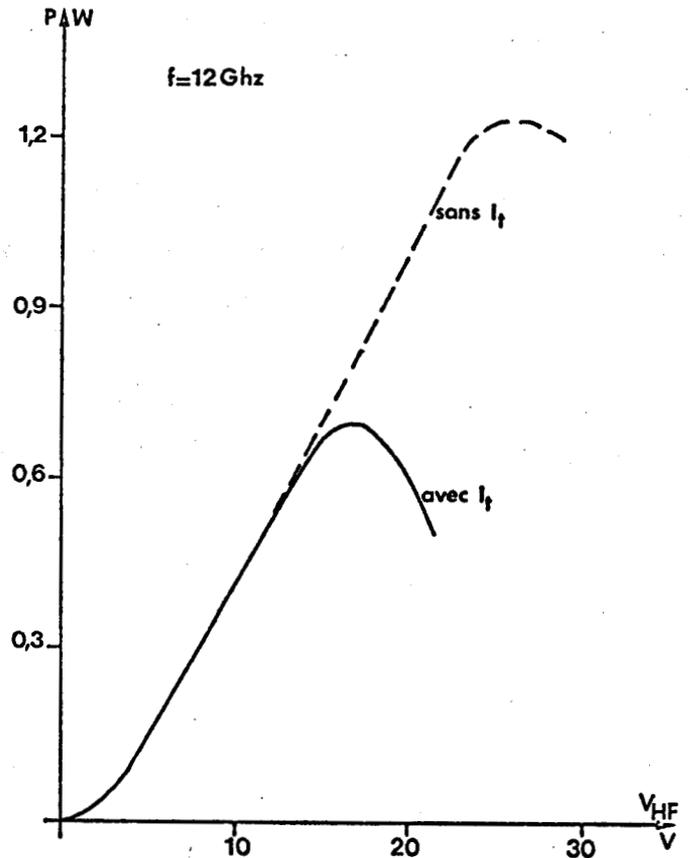


Figure 29 : Diode ATT à l'AsGa ($E_B = 0,9eV$; $W = 4\mu$; $I_O = 110mA$; $f = 126GHz$; $N_1 = 1,5 \cdot 10^{17} cm^{-3}$; $W_1 = 0,25\mu$; $N_2 = 6 \cdot 10^{15} cm^{-3}$) : variations du rendement en fonction de la tension hyperfréquence V_{HF} et du courant tunnel I_{to} .

Si la puissance émise en présence du courant tunnel est divisée par 1,7 environ (par rapport à celle obtenue sans I_t) le rendement n'est lui divisé que par 1,45 car l'effet de redressement qui abaisse la tension continue V_0 aux bornes de la diode en fonctionnement compense partiellement cette diminution de puissance hyperfréquence.

La figure 31 illustre d'ailleurs cet effet de redressement : elle montre l'évolution de la tension continue V_0 de polarisation en fonction de la tension hyperfréquence en présence ou non du courant tunnel. L'abaissement ΔV de tension continue pour V_{HF} correspondant au rendement maximum est ainsi de l'ordre de 4 volts en présence de I_t ; par contre la tension continue reste pratiquement constante lorsque l'effet tunnel est négligé.

Sur la figure 31 nous avons également tracé la courbe de variations de la phase d'injection en fonction de V_{HF} : la diminution $\Delta\psi$ par rapport au cas de "l'avalanche pure" est d'environ 13° (au rendement maximum) en présence d'un courant tunnel.

L'étude numérique de cette structure classique métal semiconducteur (AsGa) a donc confirmé en les précisant les divers effets, (mis en évidence lors de l'étude analytique), résultant de l'existence d'un courant tunnel assisté thermiquement sur son fonctionnement en régime non linéaire, à savoir :

- existence d'un effet de redressement important
- dégradation des performances hyperfréquences .

Cependant l'effet de redressement qui diminue la tension V_0 de polarisation d'une part et d'autre part la puissance hyperfréquence émise, peut se traduire par des variations importantes de température dans la structure en fonctionnement. Afin d'illustrer ce phénomène et voir son influence sur les performances de la diode nous donnons figure 32 les résultats obtenus pour une structure identique à celle que nous venons d'étudier mais fonctionnant à 10GHz avec un courant de 100mA, la section de cette diode étant de $1,65 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ et sa résistance thermique R_{th} de $35^\circ/\text{W}$. Examinons les diverses courbes $\eta = f(V_{HF})$:

- Tout d'abord, négligeant l'injection tunnel (figure 32a) l'évolution du rendement a été tracée à température variable (courbe 1) et à température constante $T = 480^\circ\text{K}$ (courbe 2). Ces deux courbes mettent en évidence l'effet de température : le rendement émis est faible lorsque

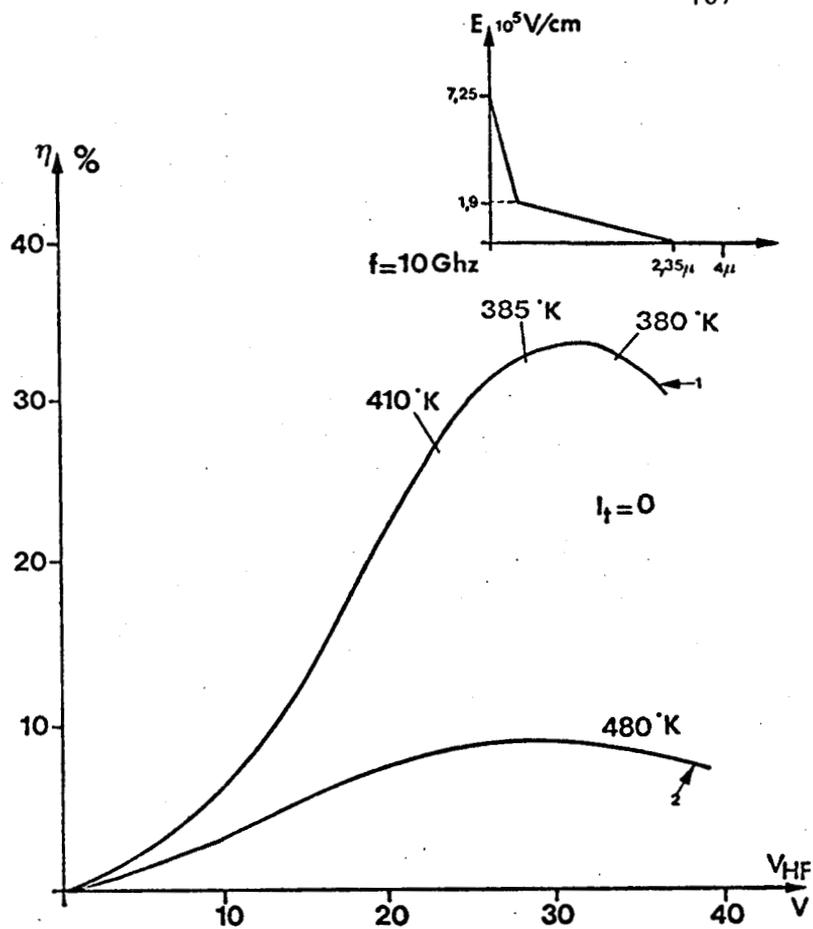
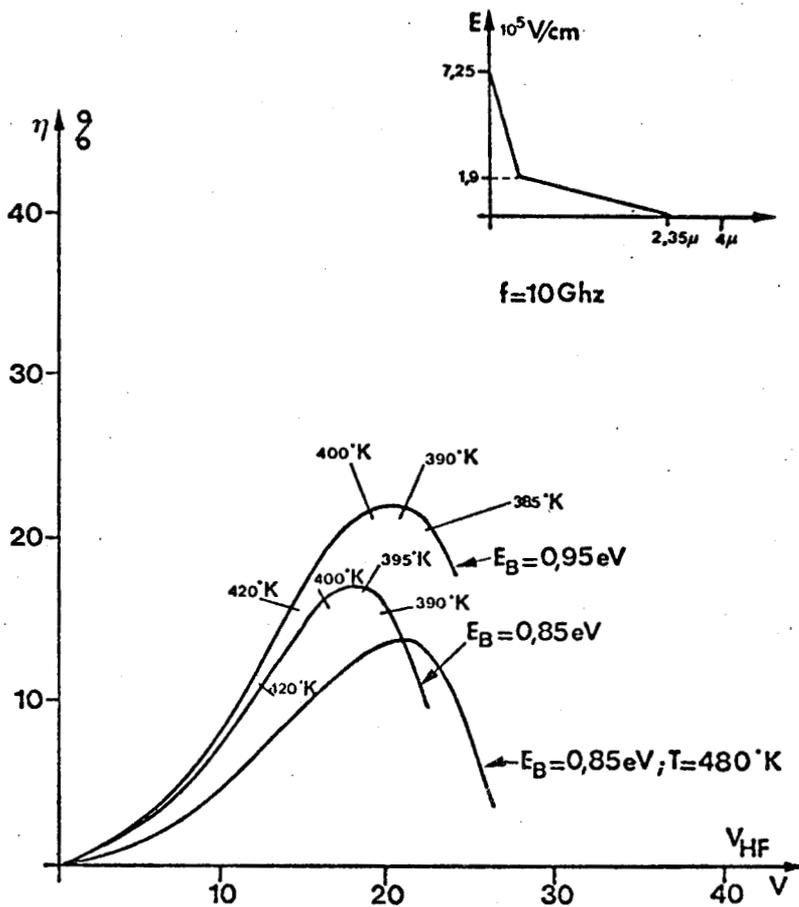


Figure 32 a : Structure ATT (à l'AsGa) ($f = 10\text{GHz}$; $I_0 = 100\text{mA}$; $S = 1,65 \cdot 10^{-4}\text{cm}^2$) variations du rendement en fonction de la tension hyperfréquence V_{HF} et de la température T lorsque le courant tunnel est négligé.

Figure 32 b : évolution du rendement en fonction de V_{HF} et de T lorsque l'on tient compte du courant tunnel.



la température est supposée constante. La valeur peu élevée s'explique par le fait que la tension continue V_0 ne varie pas ou peu en fonctionnement et de plus à cette température la vitesse des porteurs est faible, l'angle de transit est donc élevé et non optimum à la fréquence $f = 10\text{GHz}$. Ces deux effets néfastes n'interviennent pas à température variable.

- En tenant compte de l'effet tunnel (figure 32b) l'évolution du rendement à température variable a été tracé pour deux hauteurs de barrière E_B différentes (0,95eV et 0,85eV) ; à température constante les variations de η ont été représentées pour $E_B = 0,85\text{eV}$. L'examen des résultats obtenus à T variable montre que le rendement maximum est d'autant plus grand que la hauteur de barrière est élevée, la température de fonctionnement au rendement maximum étant d'environ 400°K dans les deux cas. L'explication en est aisée, la température optimum étant identique (400°K) le courant tunnel est d'autant plus faible que la hauteur de barrière est élevée (comme nous l'avons vu au chapitre 2) et donc son influence moins grande sur les performances de la diode : le rendement diminue de 5% lorsque la hauteur de barrière diminue de 0,1eV.

La température de 400°K de la structure au rendement maximum confirme le choix de cette valeur que nous avons fait dans notre étude préliminaire à $I_0 = 110\text{mA}$.

Par ailleurs il apparaît ici encore que les résultats obtenus à température constante (il est vrai très élevée $T = 480^\circ\text{K}$) sont beaucoup plus faibles

A la lumière de ces diverses constatations deux remarques s'imposent :

- d'une part il est nécessaire de tenir compte des variations de température de la diode en fonctionnement si l'on veut connaître correctement l'évolution de ses performances et ceci qu'il y ait ou non présence d'un courant tunnel.

- d'autre part les variations très importantes de température provoquent en fait des variations non moins importantes du courant tunnel moyen \bar{I}_{to} existant dans la diode et donc l'effet néfaste que provoque cette injection tunnel sur les performances de la structure s'en trouve atténué. Afin d'illustrer ces variations du courant tunnel moyen nous avons

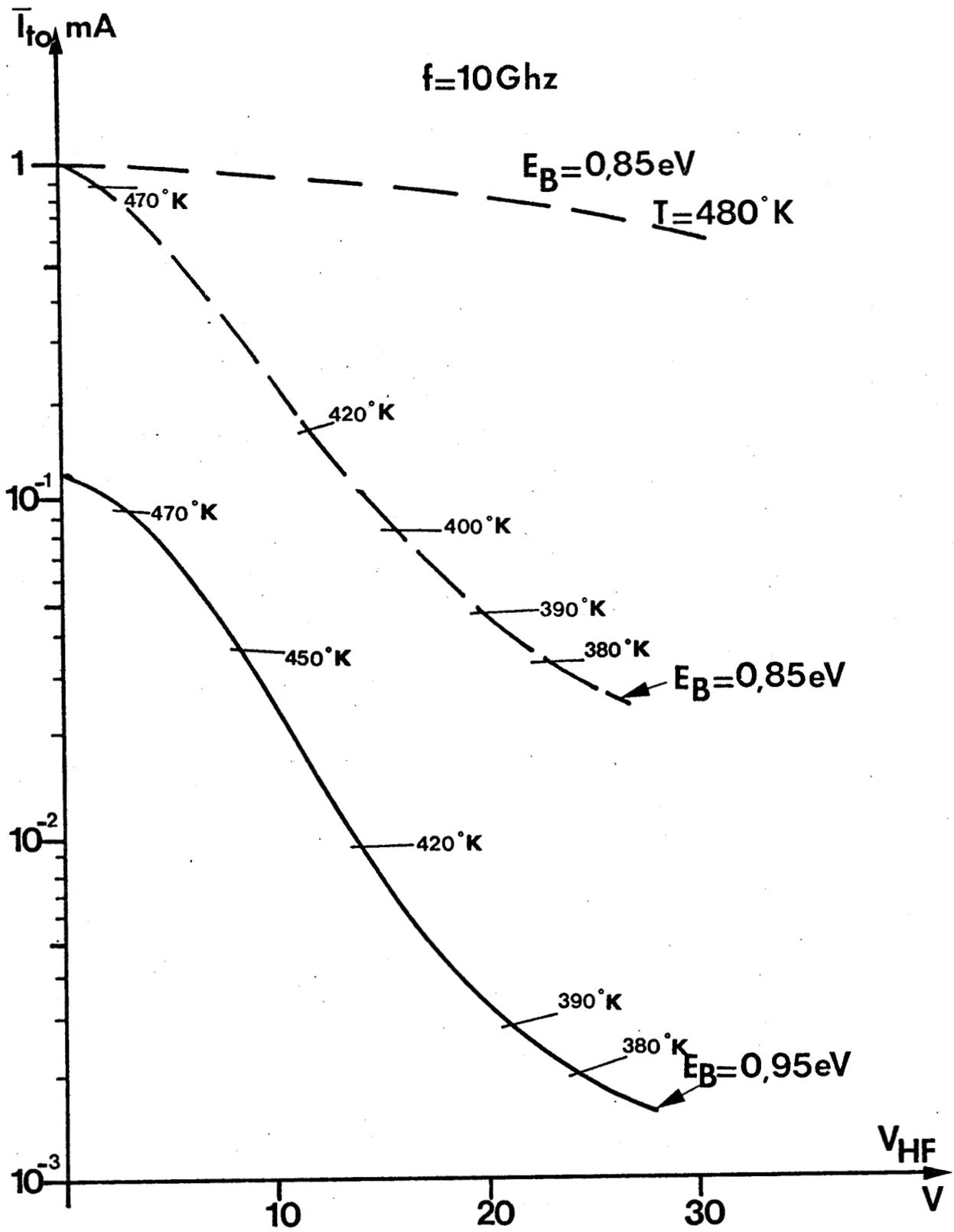


Figure 33 : Variations du courant tunnel moyen I_{to} en fonction de la tension hyperfréquence V_{HF} et de la température pour la structure ATT (métal AsGa).



tracé (figure 33) l'évolution de I_{to} en fonction de la tension hyperfréquence V_{HF} dans les trois cas étudiés précédents. Succinctement examinons ce qui se passe :

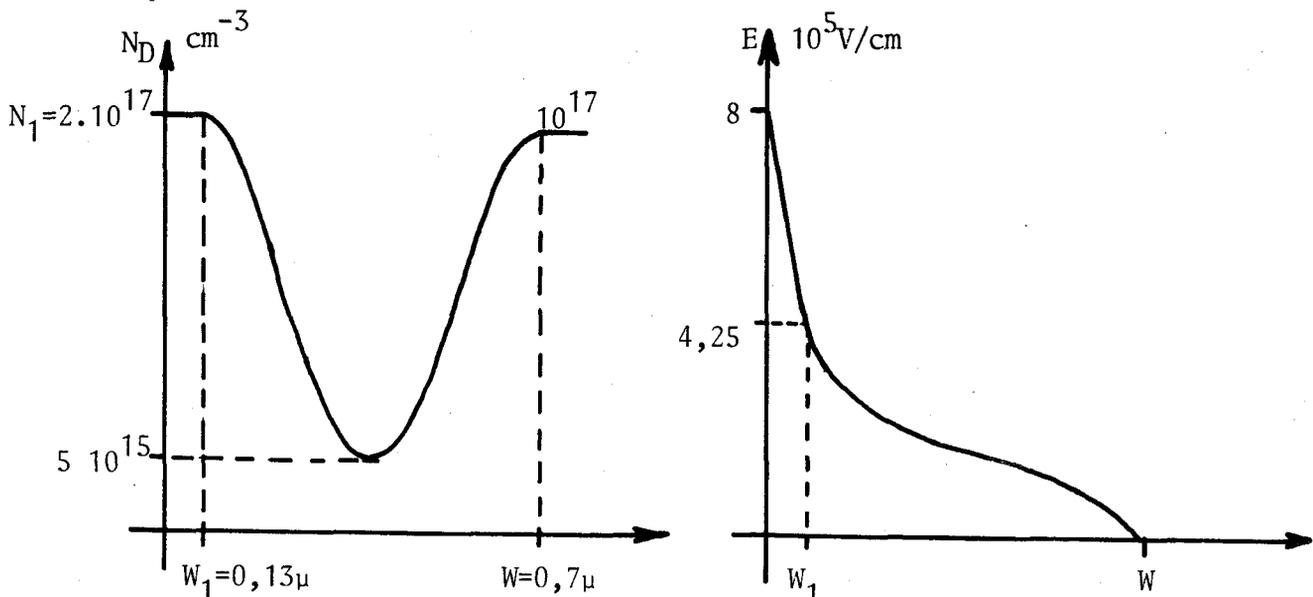
Lorsque V_{HF} augmente, deux phénomènes se produisent :

d'une part l'effet de redressement ΔV devient de plus en plus important et la puissance continue P_o fournie à la diode diminue (l'alimentation se fait à courant constant) ; d'autre part le rendement hyperfréquence s'accroît. Ces deux phénomènes contribuent tous deux à la diminution de la puissance dissipée P_j par la diode.

$$P_j = (1 - \eta) P_o$$

Il en résulte comme on peut le constater figure 33 une diminution sensible de la température de la structure et donc une diminution considérable du courant tunnel. Il est ainsi possible d'obtenir en régime non linéaire (V_{HF} élevé) des performances hyperfréquences intéressantes même pour des structures présentant une injection de porteurs par effet tunnel importante en régime statique ou en régime linéaire.

b) Le deuxième exemple de structure que nous avons choisi d'étudier va permettre de montrer l'influence de cette injection "parasite" en haute fréquence et d'illustrer les possibilités du programme numérique utilisé : c'est une structure métal AsGa à profil de dopage différencié pour laquelle la concentration en impuretés N_2 de la zone de transit varie selon x sinusoïdalement, les caractéristiques et la carte de champ électrique (à 300°K) étant indiquées ci-dessous :



$$E_B = 0,9\text{eV} ; I_O = 150\text{mA} ; S = 0,25 \cdot 10^{-4} \text{cm}^2 ; T = 450^\circ\text{K}$$

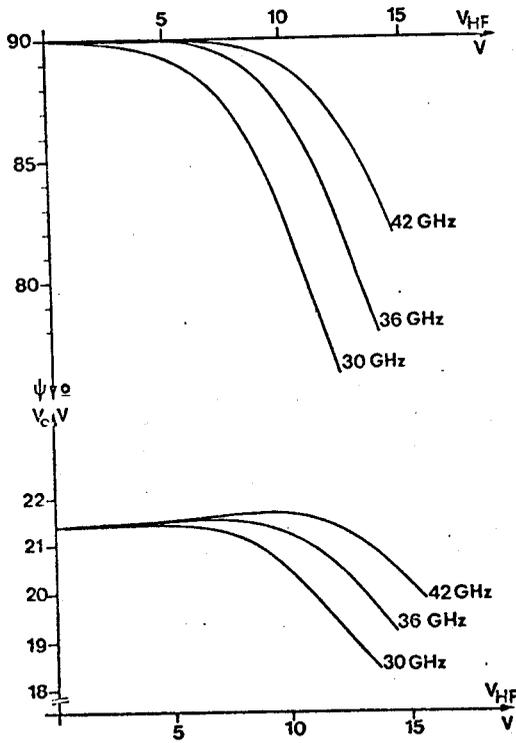


Figure 34

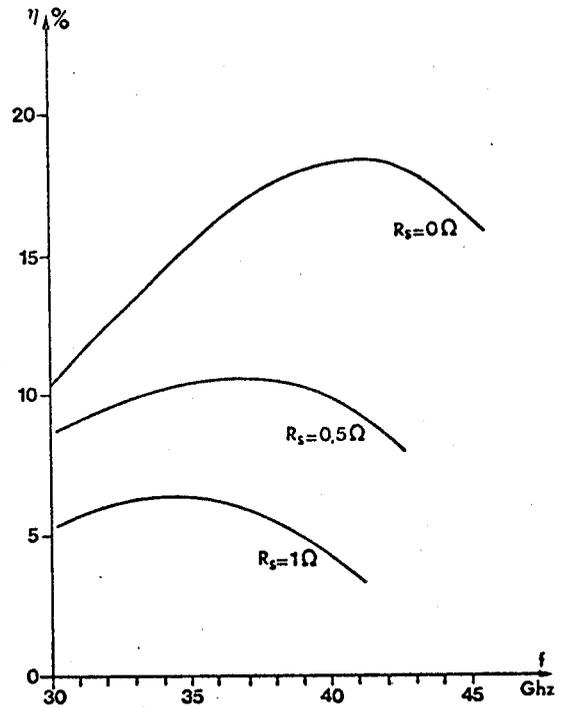


Figure 36

Structure métal AsGa à profil de dopage sinusoïdal ($E_B = 0,9\text{eV}$; $S = 0,25 \cdot 10^{-4} \text{cm}^2$; $I_0 = 150\text{mA}$).

Evolution de la phase d'injection ψ et de la tension de polarisation V_0 (fig. 34) ; de la puissance (fig. 35) ; du rendement (fig. 36) et de la résistance négative R_{D1} en fonction de la tension hyperfréquence V_{HF} et de la fréquence f (fig.37).

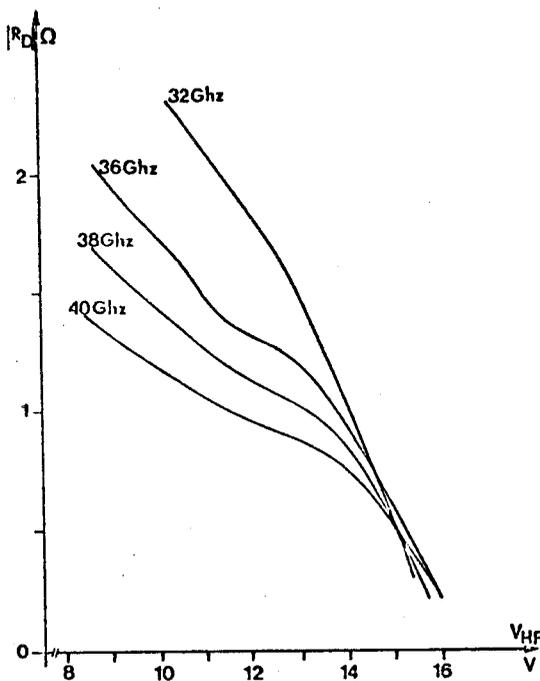


Figure 37

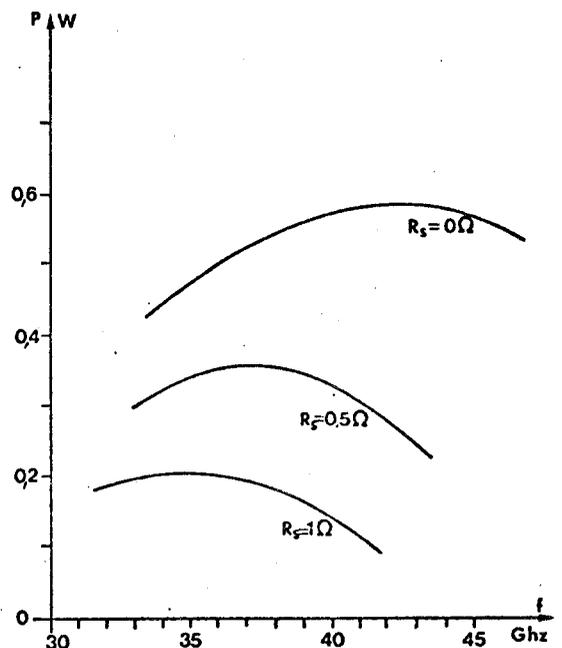


Figure 35



Le courant tunnel I_{to} dans la structure à cette température de fonctionnement est de $85\mu A$ environ soit donc un rapport $\frac{I_{to}}{I_0} \# 5,5 \cdot 10^{-4}$. Les résultats de l'étude numérique réalisée entre 30 et 45GHz sont reportés sur les figures 34 à 37 :

- La figure 34 représente les courbes de variations de la phase d'injection ψ et de la tension de polarisation en fonction de la tension hyperfréquence V_{HF} aux bornes de la diode pour les trois fréquences 30, 36 et 42GHz ; elles confirment bien les résultats de l'étude analytique qui prévoyait une diminution de l'effet de redressement.

- Les figures 35 et 36 illustrent l'évolution en fonction de la fréquence des performances maxima (puissance figure 35 et rendement figure 36) en présence ou non des pertes traduites par une résistance série R_S , variant de 0 à 1Ω . On constate que non seulement les performances maxima sont fortement atténuées mais également la fréquence optimum de fonctionnement est diminuée :

$R_S = 0\Omega$	$\eta_{max} \# 18,5\%$	$P_{max} \# 580mW$	$f_{opt} = 41GHz$
$R_S = 1\Omega$	$\eta_{max} \# 6,5\%$	$P_{max} \# 200mW$	$f_{opt} = 34GHz$

- Cette diminution importante des performances résulte des faibles valeurs des résistances négatives pour cette structure comme l' illustrent les courbes $|R_D| = f(V_{HF}, f)$ de la figure 37.

c) Le troisième exemple choisi concerne toujours une barrière métal AsGa à profil de dopage différencié mais fortement dopé au niveau de la barrière ($N_D \sim 4 \cdot 10^{17} cm^{-3}$) ce qui se traduit par une zone d'avalanche d'épaisseur très faible et un courant tunnel particulièrement important.

Le profil de dopage, la carte de champ électrique (à $300^\circ K$) et les divers paramètres de la structure sont donnés ci-après :

$$E_B = 0,9eV ; T = 420^\circ K ; S = 10^{-4} cm^2 ; I_0 = 160mA ; f = 10GHz$$

Le courant tunnel dans cette structure en l'absence de champ hyperfréquence et à la température de $T = 420^\circ K$ est de l'ordre de $2mA$ soit un rapport $\frac{I_{to}}{I_0}$ d'environ $1,25 \cdot 10^{-2}$ et l'étude numérique a donné les résultats suivants :

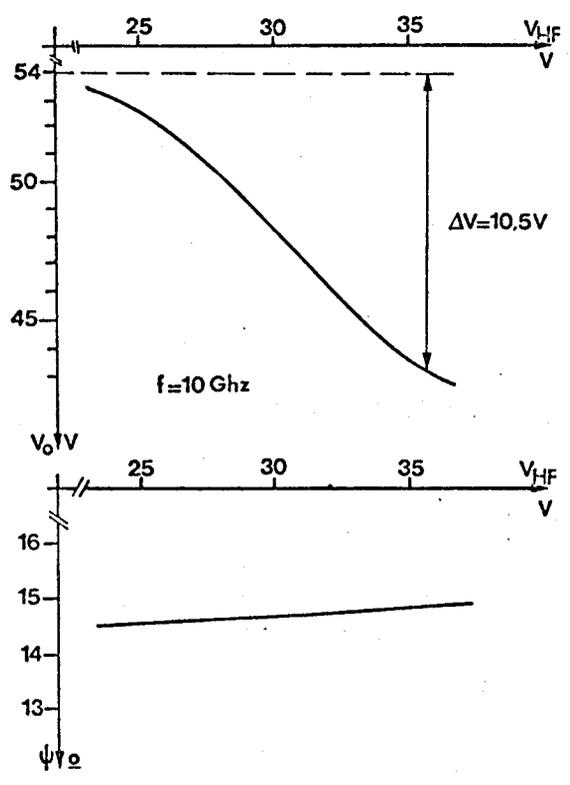


Figure 38

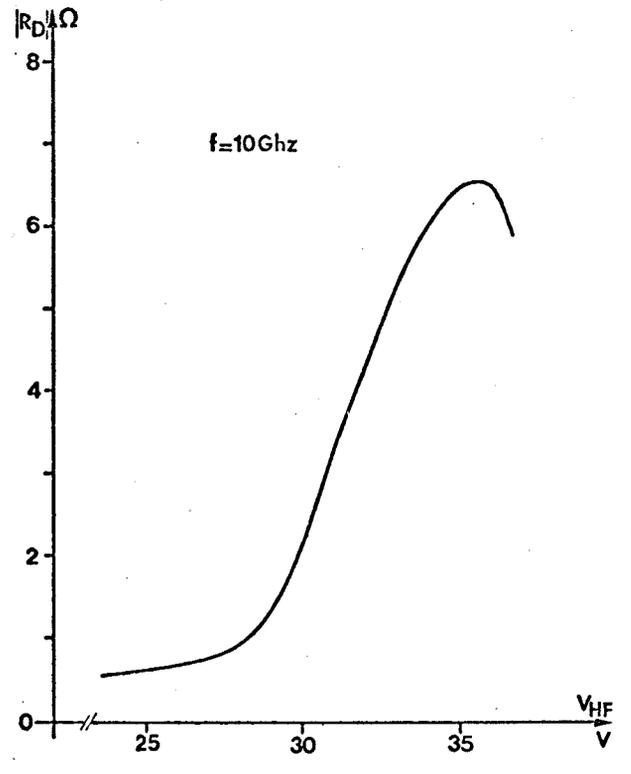


Figure 40

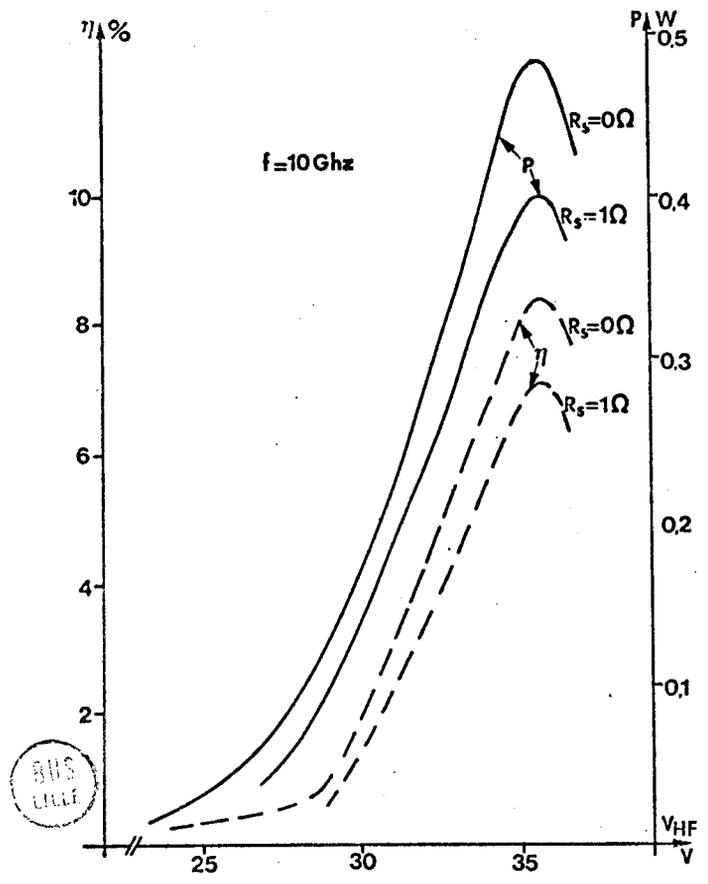
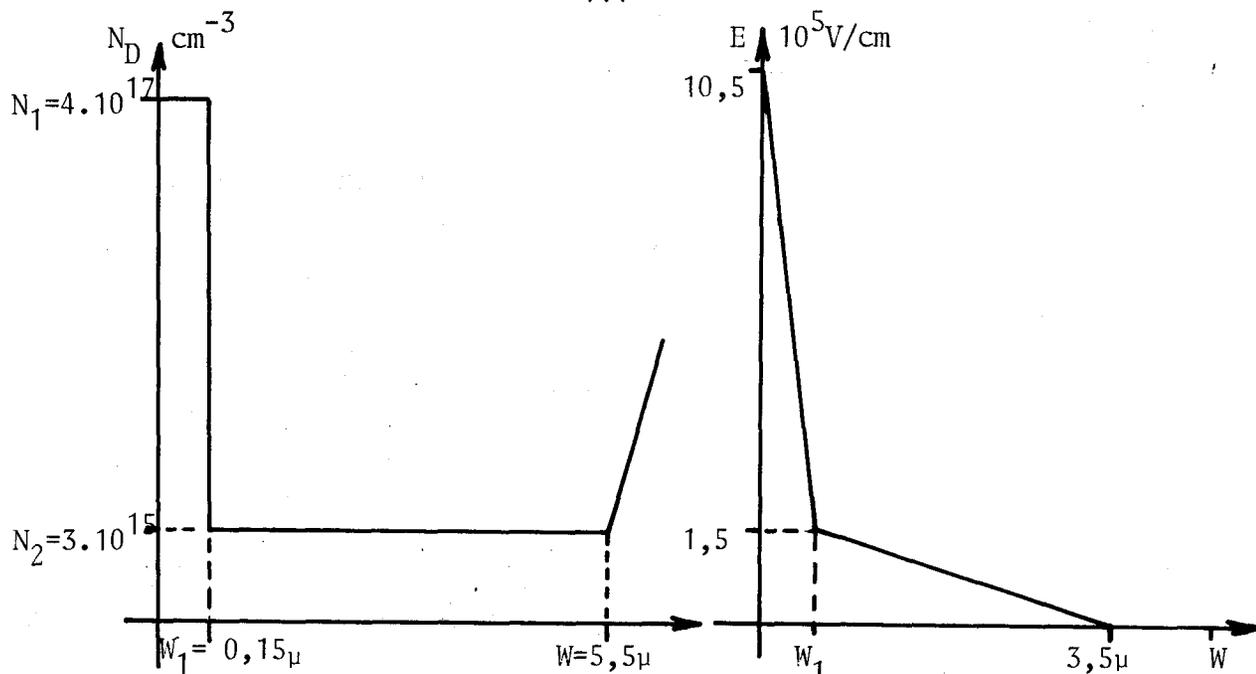


Figure 39

Structure métal AsGa à profil de dopage fortement différencié

($E_B = 0,9\text{eV}$; $T = 420^\circ\text{K}$;
 $S = 10^{-4}\text{cm}^2$; $I_0 = 160\text{mA}$; $f = 10\text{GHz}$)
 Evolution en fonction de la fréquence de la phase d'injection ψ et de la tension de polarisation V_0 (fig. 38) ; de la puissance et du rendement compte tenu des pertes (fig. 39) et de la résistance négative (fig. 40).



- l'effet de redressement est très important puisque ΔV_0 est d'environ 10 Volts pour la valeur de la tension hyperfréquence correspondant au rendement maximum (figure 38).

- la phase d'injection est faible ($|\psi| = 14^\circ 8$ pour n_{\max}) et fluctue très peu en fonction de V_{HF} .

- les variations de la puissance et du rendement en fonction de V_{HF} (figure 39) font apparaître une diminution importante des performances (surtout le rendement) par rapport aux structures classiques bande X précédentes: le rendement maximum n'est que de 8% environ et s'atténue peu en présence des pertes ($R_S = 1\Omega$), cette faible variation résultant des valeurs élevées de la résistance négative (figure 40).

- l'évolution de la résistance négative R_{D1} en fonction de V_{HF} tracée figure 40 montre qu'elle passe par un maximum très aigu ($-6,2\Omega$) correspondant au rendement maximum: cet effet résulte de la loi d'évolution de la vitesse des porteurs en fonction du champ électrique dans l'AsGa qui présente une région de mobilité différentielle négative liée au transfert électronique. Cet effet déjà rencontré lors de l'étude de la diode TUTT à l'AsGa en bande X existe d'ailleurs pour les diverses structures ATT que nous venons d'étudier; il est particulièrement important en bande X puisque sans cette caractéristique particulière de la vitesse $v(E)$ le rendement ne dépasserait pas quelques %. Il paraît cependant difficile à obtenir lorsque la diode fonctionne en haute fréquence (vers 30-40GHz) comme le montrent les courbes $R_{D1} = f(V_{HF})$ de la figure 37 relatives à la diode ATT oscillant entre 30 et 40GHz.

L'augmentation du dopage dans la zone d'émission d'une structure de type "Hi Lo" provoque donc non seulement la diminution de l'épaisseur équivalente δ de la zone d'avalanche mais aussi l'augmentation très importante du courant tunnel initialisant l'avalanche. La phase d'injection de ce dispositif ATT devient alors très faible et nous pouvons considérer que la diode ainsi obtenue est presque une structure TUTT (pour laquelle, rappelons-le, la phase $\psi = 0$). Il est donc possible de réaliser des structures intermédiaires entre une structure ATT et une structure TUTT et de s'approcher ainsi progressivement du dispositif à effet tunnel pur. Nous verrons d'ailleurs au chapitre suivant dans la comparaison théorie-expérience que les diodes réelles au Silicium à profil de dopage fortement différencié ne sont pas des structures TUTT mais des ATT présentant un fort courant tunnel.

IV-4 Conclusion de l'étude de la diode ATT en présence d'un courant tunnel.

L'étude numérique de l'effet d'une injection de porteurs par effet tunnel thermiquement assisté a confirmé en les précisant les modifications apportées au fonctionnement d'une diode à avalanche où ce phénomène est présent à savoir :

- existence d'un effet de redressement important surtout en bande X
- diminution de la phase d'injection (par rapport à l'avalanche normale) entraînant une dégradation des performances hyperfréquences
- amélioration sensible dans le cas de l'AsGa de ces performances résultant du phénomène de transfert électronique compensant partiellement l'effet néfaste du courant tunnel existant dans ces dispositifs.

Tous ces effets physiques doivent donc être pris en compte dans la recherche et la définition de structures optimales susceptibles de fournir de très hauts rendements et cette étude sera exposée au chapitre 5.

V - CONCLUSION

Cette étude théorique du composant que nous venons d'exposer a montré l'influence très importante que joue l'injection de porteurs par effet tunnel thermiquement assisté sur les performances des dispositifs étudiés qu'ils soient du type TUTT où ce mécanisme est le processus d'émission proprement dit, ou qu'ils soient du type ATT où ce phénomène est celui qui initialise l'avalanche.

Cette importance dépend à la fois du matériau semiconducteur (AsGa ou Si) et du type de structure (barrière ou jonction) où il se produit et ceci doit donc être pris en considération lors de l'optimisation d'une structure donnée :

- dans le cas des diodes ATT l'effet tunnel pourra le plus souvent être négligé si elles sont réalisées en silicium, il faudra par contre en tenir compte si les structures sont à l'AsGa.

- dans le cas des structures TUTT l'utilisation de l'AsGa et du phénomène de transfert électronique semblent indispensables si l'on veut obtenir des performances satisfaisantes.

Le problème qui nous est posé maintenant est de mettre en évidence expérimentalement ce courant tunnel dans les structures réelles et d'en vérifier au moins les ordres de grandeur ; ce sera donc l'objectif du prochain chapitre où après avoir décrit les diverses techniques de mesures utilisées nous nous proposons de tenter une comparaison théorie-expérience sur les composants qui ont pu être réalisés au cours de ce travail.

CHAPITRE IV

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'INFLUENCE DU COURANT TUNNEL SUR LES PERFORMANCES DES STRUCTURES SEMICONDUCTRICES EN RÉGIME LINÉAIRE ET NON LINÉAIRE

I - INTRODUCTION

Nous venons d'exposer les différentes propriétés des diodes à effet tunnel et temps de transit et de montrer l'influence de l'injection de porteurs par effet tunnel thermiquement assisté sur les performances des diodes à avalanche; l'objet de ce chapitre est d'essayer de confirmer expérimentalement ces résultats théoriques en étudiant à la fois en régime statique et en régime dynamique (linéaire et non linéaire) les structures réelles. Les diodes dont nous avons disposé pour cette étude sont de plusieurs types :

a) des barrières métal semiconducteur à avalanche du type Pt-nAsGa fonctionnant en bande X et en millimétrique (30-40GHz) : pour ce type de structure nous avons disposé d'une cinquantaine de composants (réalisés à partir de 10 épitaxies différentes) fabriqués par le LEP* et d'une trentaine de diodes millimétriques réalisées par la RTC*.

b) des jonctions silicium du type P⁺N⁺NN⁺⁺ à profil de dopage très fortement différencié fonctionnant en millimétrique : nous avons utilisé les composants fabriqués par LCR Thomson*, une quinzaine d'échantillons répartis en 3 séries.

Les méthodes de réalisation de ces échantillons, qu'ils soient en AsGa ou en Si, sont décrites dans l'annexe "TECHNOLOGIE"

* LEP : Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée de Limeil Brévannes

* RTC : Radiotechnique Compelec - Suresnes

* LCR Thomson : Laboratoire Central de Recherche Thomson domaine de Corbeville-Orsay

Le but de cette étude est non seulement de mettre en évidence expérimentalement l'injection de porteurs par effet tunnel, mais de comparer les résultats obtenus à ceux calculés théoriquement. Pour cela il est nécessaire de bien connaître les paramètres caractéristiques des structures étudiées et en particulier les grandeurs qui apparaissent dans les expressions de la densité de courant tunnel établies au chapitre 2 et qui diffèrent selon le type de structure étudiée barrière ou jonction ; c'est ainsi que pour les barrières métal semiconducteur l'expression de la densité de courant peut se mettre sous la forme :

$$j_t = j_s(T, m^*) E_M \exp\left(\frac{-E_B}{kT}\right) \exp(a_0 E_M^2)$$

montrant le rôle important joué par la hauteur de barrière E_B et la valeur maximale du champ électrique E_M existant dans la structure, alors que la masse effective m^* ne dépend que des caractéristiques du matériau.

Par contre pour les jonctions l'expression de la densité de courant tunnel de la forme

$$j_t = j_s(T, m^*, N_D) \cdot E_M \phi_G^{1/2} \exp\left(b_0 \frac{\phi_G^{3/2}}{E_M^2}\right)$$

indique la nécessité de connaître la concentration en impuretés N_D et le champ électrique E_M (la masse effective m^* et la largeur ϕ_G de la bande interdite ne dépendant que du matériau).

L'étude de nos structures a donc été conduite selon les étapes suivantes :

- détermination des profils de concentration en impuretés et, pour les tensions de polarisation utilisées, des "cartes" de champ électrique permettant d'obtenir E_M et $(N_D - N_A)(x)$.

- détermination de la hauteur de barrière pour les diodes du type métal semiconducteur.

- étude des caractéristiques $I_i = f(V_i)$ des composants polarisés en inverse permettant la mise en évidence directe d'une injection tunnel.

- mesures des impédances hyperfréquences en régime linéaire et application à la détermination de la variation de phase $\Delta\psi$ et du taux de multiplication M.

- enfin mesures hyperfréquences en régime non linéaire (détermination des impédances en régime d'amplification, oscillation ...) pour mettre en évidence et chiffrer l'effet de redressement d'une part et d'autre part comparer les performances hyperfréquences aux valeurs théoriques.

II - DETERMINATION DES PROFILS DE CONCENTRATION EN IMPURETES ET DES "CARTES" DE CHAMP ELECTRIQUE POUR CHAQUE TYPE DE COMPOSANT.

La parfaite compréhension des phénomènes qui régissent le comportement des diodes semiconductrices nécessite la connaissance des paramètres caractéristiques des échantillons étudiés et notamment de leur profil de dopage et carte de champ. Jusqu'à présent ce profil de concentration n'était connu qu'après exploitation sur ordinateur des mesures de capacité effectuées sur les échantillons polarisés en inverse.

A partir de la relation exprimant le champ électrique en fonction de la capacité C de l'échantillon polarisé en inverse

$$E(V) = \frac{1}{\epsilon S} \int_V^{V_a} C \cdot dV \quad \text{où } V_a \text{ est la tension d'avalanche}$$

et celle exprimant la longueur x(V) de la zone désertée en fonction de cette même capacité C(V)

$$x(V) = \frac{\epsilon S}{C(V)}$$

Mr PLAYEZ dans le cadre de son mémoire d'ingénieur CNAM⁽³⁷⁾ a conçu au laboratoire, un calculateur qui réalise analogiquement, d'une part l'intégration E(V) et d'autre part la fonction x(V) à partir des mesures de capacité en fonction de la tension inverse appliquée à l'échantillon étudié.

Les mesures de capacité ont été faites à l'aide de l'analyseur de réseau Hewlett Packard 8410 A couplé directement au calculateur analogique qui, lui même associé à une table traçante, a permis d'obtenir directement la carte de champ E(x, V) de l'échantillon étudié.

Les résultats obtenus pour les diodes du type 63P à profil différencié et du type 2D à profil plat sont présentés respectivement sur les figures 41a et 41b. A partir des étalonnages réalisés avec le calculateur ces cartes de champ permettent de connaître les divers paramètres de la diode : N_1 , W_1 , N_2 , W_2 .

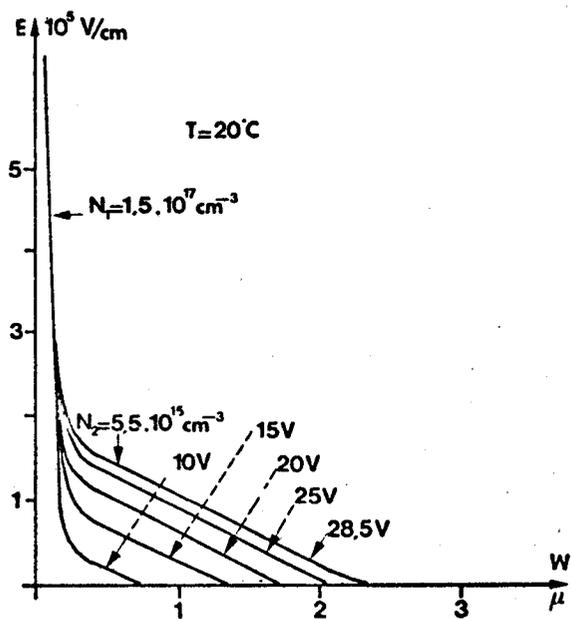


Figure 41 a - Diode 63 P

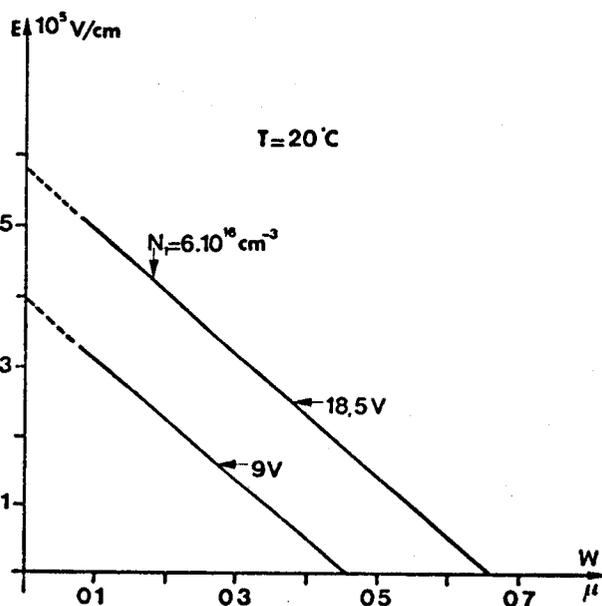


Figure 41 b - Diode 2D 541

Figure 41 : Carte de champ électrique de diodes en AsGa (barrière Pt-nAsGa) à profil de dopage différencié (fig. 41 a : diode 63 P ; fig. 41 c : diode 75 P 21) et à profil plat (fig. 41 b : diode 2D 541).

Carte de champ électrique d'une diode en Si (jonction P⁺N⁺NN⁺⁺) à profil de concentration fortement différencié (fig. 41 d : diode N° 706).

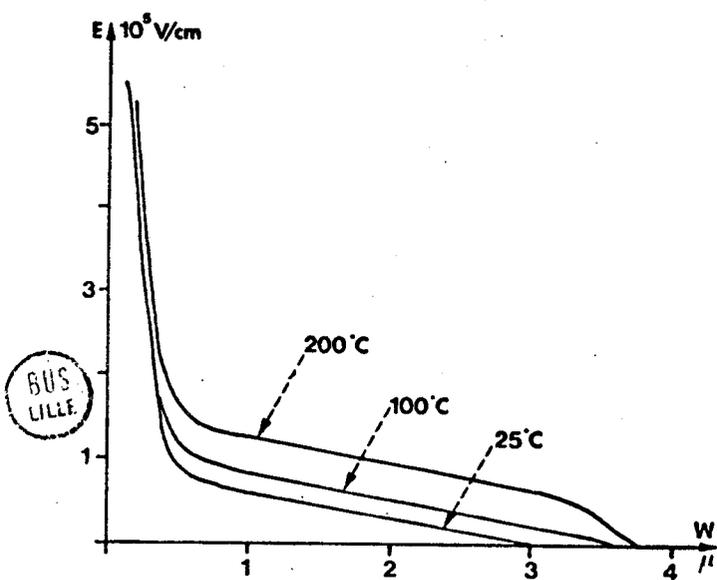


Figure 41 c - Diode 75 P 21

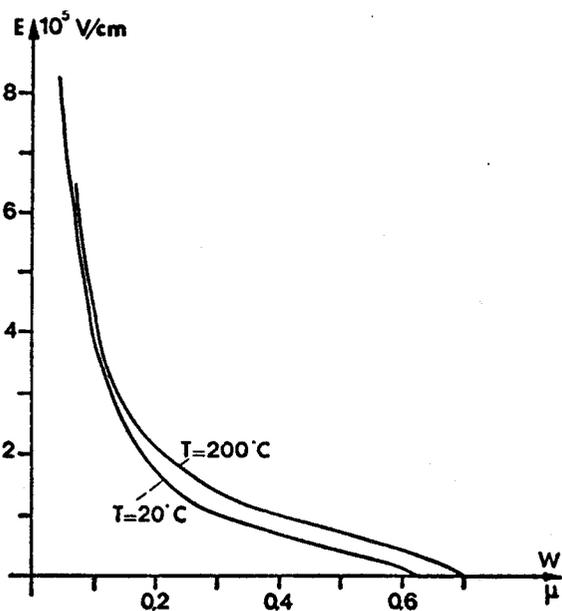


Figure 41 d - Diode Si 706

De plus, la possibilité de chauffer les échantillons jusqu'à 200°C permet de connaître rapidement l'épaisseur de la zone désertée pour des températures voisines de celles des diodes en fonctionnement normal, c'est à-dire lorsqu'elles sont traversées par des courants importants. Un exemple de carte de champ ainsi obtenue pour la diode 75P21 est donné figure 41c où nous voyons la zone désertée s'étendre pour enfin se bloquer à une distance de 3,6μ environ. Un autre exemple de carte de champ en fonction de la température relatif à la diode Si N° 706 est donné figure 41 d.

III - DETERMINATION DIRECTE DE LA HAUTEUR DE BARRIERE DES STRUCTURES METAL-SEMICONDUCTEUR.

Les deux techniques classiques que nous avons utilisées permettent de déterminer soit le potentiel de diffusion par la mesure de la capacité de la structure polarisée en inverse, soit la hauteur de barrière à partir des caractéristiques $I_d = f(V_d)$ relevées en polarisation directe.

III-1 Détermination de E_B à partir des courbes $C = f(V)$

En admettant que la concentration en impuretés N_D de la zone active du semiconducteur est constante, la relation entre la tension appliquée et la capacité C de la zone de déplétion s'écrit :

$$C = S \left[\frac{q \epsilon N_D}{2(V_D - V - \frac{kT}{q})} \right]^{1/2}$$

où V est la tension appliquée, V_D le potentiel de diffusion et $\frac{kT}{q}$ le terme qui traduit la contribution des porteurs mobiles.

L'évolution de $\frac{1}{C^2}$ en fonction de V est donc représentée par une droite dont l'intersection avec l'axe des abscisses détermine au terme $\frac{kT}{q}$ près le potentiel de diffusion.

La hauteur de barrière s'obtient facilement à partir du potentiel de diffusion puisque

$$E_B = qV_D + \Delta\epsilon_n$$

où $\Delta\epsilon_n$ représente la différence d'énergie entre le niveau de Fermi dans le semiconducteur et le bas de la bande de conduction (par exemple pour l'AsGa de type n dopé à $1.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $\Delta\epsilon_n$ est de l'ordre de $3 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$ à température ambiante).

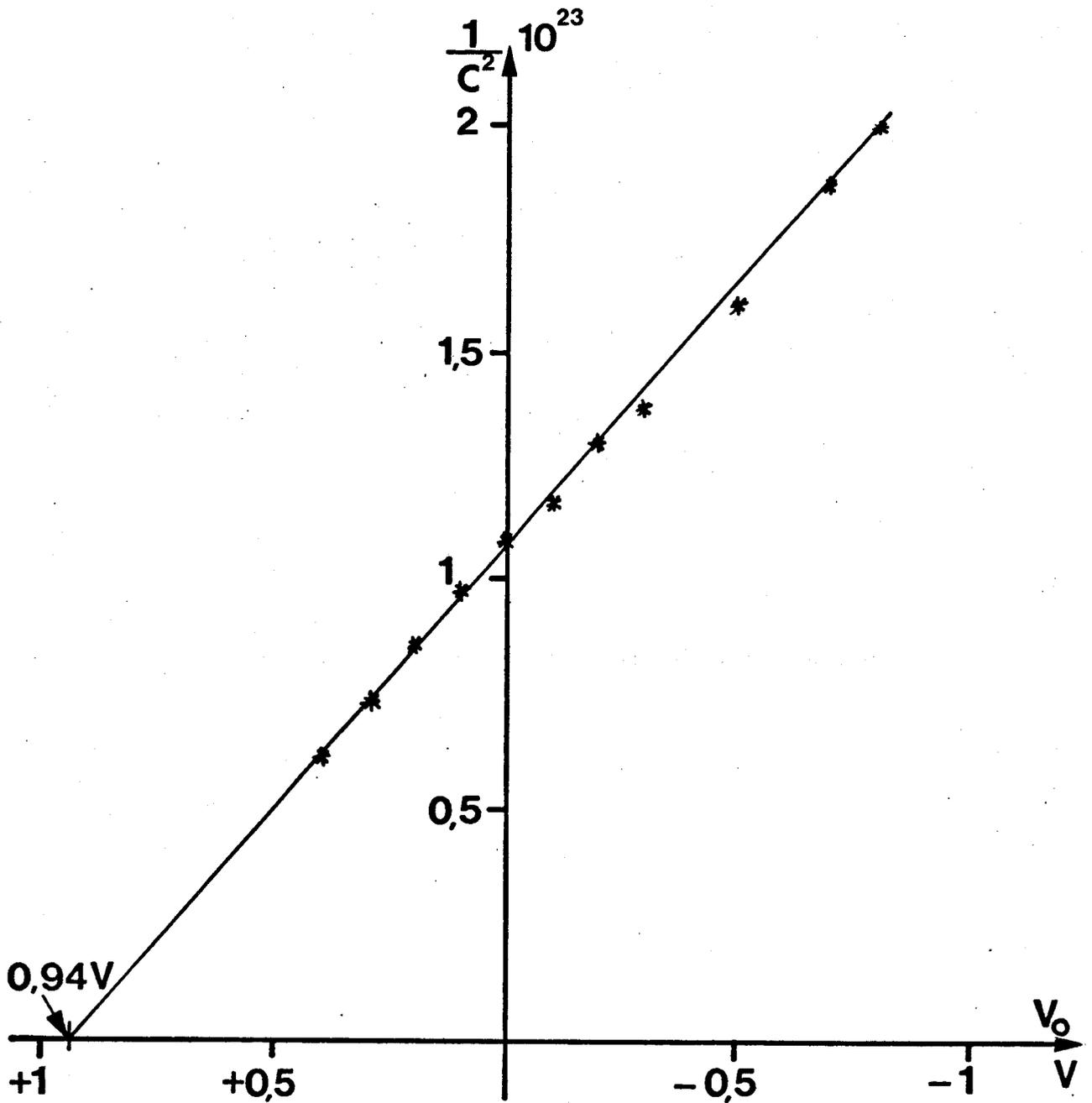


Figure 42 : Détermination du potentiel de diffusion pour la diode 2D 541-1-5 à profil de dopage constant ($N_D \sim 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; $S \sim 0,5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$)



Cette méthode présente l'avantage d'être facile à mettre en oeuvre du point de vue expérimental et de ne pas nécessiter la connaissance de la constante de Richardson ; cependant de nombreuses difficultés peuvent apparaître au niveau de l'interprétation des résultats car en effet de nombreux auteurs (37 à 41) ont montré que l'évolution des courbes $C(V)$ pouvait être perturbée par :

- les variations de dopage dans le semiconducteur au voisinage de l'interface.
- la présence de pièges dans le semiconducteur.
- l'existence d'une couche d'interface et d'états de surface entre métal et semiconducteur.
- la présence d'une capacité de bord.
- la présence éventuelle d'une barrière métal semiconducteur au niveau du contact côté substrat se traduisant par l'existence d'une capacité parasite C_d en série avec la capacité de la barrière principale.

Les résultats des mesures effectuées sur les barrières du type H_iL_o (diodes de la série 63P ou 67P), du fait de ces divers phénomènes, n'ont pas permis une estimation valable de E_B .

Par contre, cette méthode s'est avérée satisfaisante pour les diodes à profil de concentration N_D plat (dopage constant) du type 2D541 Pt - nAsGa puisque à partir du potentiel de diffusion obtenu en extrapolant la courbe $\frac{1}{C_2} = f(V_i)$ (figure 42) la hauteur de barrière qui en résulte est de 0,9eV en bon accord avec les valeurs de la littérature pour ce type de barrière.

III-2 Détermination de E_B à partir des caractéristiques $I_d = f(V_d)$ relevées en polarisation directe.

La détermination de la hauteur de barrière à partir des caractéristiques $I_d = f(V_d)$ relevées pour une diode polarisée en directe est aussi classique que la précédente et ne pose guère plus de problèmes expérimentaux, cependant au niveau de l'interprétation des résultats elle nécessite la connaissance de la constante de Richardson et de la surface de la diode. L'exploitation des caractéristiques $I_d = f(V_d)$ se fait soit en utilisant

le modèle thermoïonique avec diffusion (c'est la méthode classique), soit en choisissant le modèle de Crowell et Rideout ⁽⁴²⁾ d'une émission de porteurs par effet tunnel thermiquement assisté (modèle TFE).

III-2-1 Modèle thermoïonique

La relation entre le courant et la tension appliquée est de la forme :

$$I_d = A^* S T^2 \exp\left(\frac{-qE_B}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV_d}{nkT}\right) - 1 \right]$$

avec $I_S = A^* S T^2 \exp\left(\frac{-qE_B}{kT}\right)$ (E_B exprimé en eV)

A^* est la constante de Richardson pour le semiconducteur qui vaut pour l'AsGa de type n $A^* = 8.4 \text{ A/cm}^2/\text{degré Kelvin}$

$$n = \frac{q}{kT} \frac{\partial V_d}{\partial \text{Log} I_d} \text{ défini pour } V_d > \frac{3kT}{q} \text{ est un paramètre qui traduit}$$

les variations de A^* et E_B avec le champ électrique ; généralement n est voisin de 1 ($n \leq 1,05$) mais sa valeur peut s'accroître s'il existe une couche d'interface entre le métal et le semiconducteur ⁽⁴³⁾.

La hauteur de barrière s'obtient à partir de la relation :

$$E_B = \frac{kT}{q} \text{Log} \frac{A^* T^2 S}{I_S} \text{ en eV}$$

où I_S est obtenu par extrapolation à $V_d = 0$ de la droite $\text{Log} I_d = f(V_d)$

III-2-2 Modèle TFE

Lorsque l'effet tunnel thermiquement assisté existe et prédomine, la valeur de n est toujours relativement élevée $1,1 < n \leq 1,3$

En première approximation la hauteur de barrière est définie pour ce modèle par :

$$E_B \approx (1 - n)\Delta\xi_n + \frac{nkT}{q} \text{Log} \left(\frac{A^* T^2 S}{I_S} \right)$$

où $\Delta\xi_n$ représente la position du niveau de Fermi dans le semiconducteur par rapport au bas de la bande de conduction.

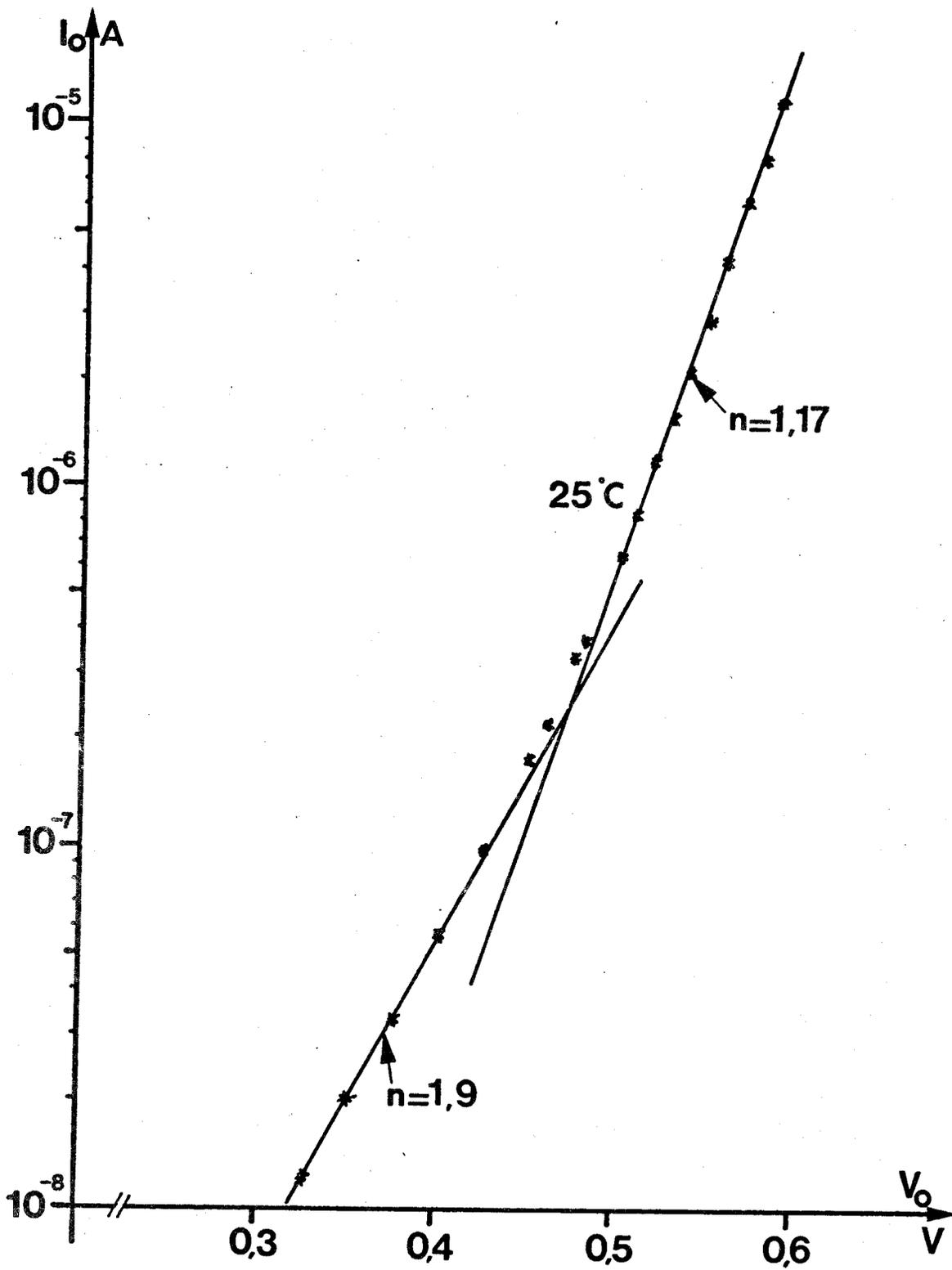


Figure 43 : Caractéristique $I_d = f(V_d)$ de la diode 2D 541-1-5 (à profil de dopage constant) relevée à température ambiante.



I_S est un courant de saturation apparent déterminé à partir de la relation suivante :

$$I_d = I_S \exp\left(\frac{qV_d}{nkT}\right) \left[1 - \exp\left(\frac{-qV_d}{kT}\right) \right]$$

En réalité l'expression de E_B est légèrement plus complexe et sa détermination nécessite l'utilisation d'abaques établis par Crowell et Rideout.

Il faut donc remarquer que quel que soit le modèle utilisé, la valeur de n est essentielle pour déterminer E_B , par ailleurs cette détermination est d'autant plus certaine que n est voisin de 1 ($n \leq 1,3$).

Cette méthode appliquée aux barrières Pt - n AsGa que nous possédions n'a donné des résultats satisfaisants que pour les diodes à profil plat (figure 43); ainsi pour la diode du type 2D541, la hauteur de barrière obtenue en considérant le modèle thermoïonique est de 0,88eV environ, elle est par contre de 0,92eV en utilisant le modèle TFE de Crowell et Rideout.

En résumé, seules les diodes ayant un profil de dopage plat donc une structure très simple, ont permis des mesures de hauteur de barrière qui ont donné des résultats pour la barrière du type Pt-nAsGa compris entre 0,88eV et 0,92eV en bon accord avec les valeurs publiées par ailleurs⁽⁴⁴⁾. Il n'en demeure pas moins une certaine incertitude sur la valeur de ce paramètre en particulier pour les diodes à profil différencié de type HiLo, aussi dans la suite de ce travail nous ajusterons la valeur de E_B , en la conservant proche mais légèrement inférieure aux valeurs publiées dans la littérature, afin d'obtenir le meilleur accord entre la théorie et l'expérience. Ceci se justifie d'autant mieux que lors des comparaisons théorie-expérience effectuées en régime d'avalanche à des tensions inverses importantes, les valeurs élevées des champs électriques ainsi réalisées peuvent diminuer sensiblement la valeur de E_B ^(44,45). (Cette modification est due en particulier à l'effet de "force image").

IV - MISE EN EVIDENCE DE L'INJECTION DE PORTEURS PAR EFFET TUNNEL THERMIQUEMENT ASSISTE A PARTIR DES CARACTERISTIQUES $I_i = f(V_i)$ RELEVES EN POLARISATION INVERSE.

Le relevé des caractéristiques $I_i = f(V_i)$ en fonction de la température constitue sans doute le moyen le plus édifiant pour mettre en

évidence une injection de porteurs par effet tunnel thermiquement assisté et il permet de la distinguer des effets liés à l'ionisation par choc : en effet lorsque le phénomène d'avalanche est prépondérant la tension de fonctionnement à courant constant croît avec la température alors que dans le cas d'une injection par effet tunnel la tension diminue lorsque la température augmente (à I constant).

Pratiquement ce type d'évolution avec la température ne commence à apparaître que lorsque le dopage au voisinage de la barrière est égal ou supérieur à $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

IV-1 Détermination théorique des courbes $I_i = f(V_i)$ pour différentes températures.

Les caractéristiques peuvent se calculer à partir de la relation classique donnant le taux de multiplication M (valable pour $\alpha = \beta$) :

$$M = \frac{J_o}{J_{to}} = \frac{1}{1 - \int_0^W \alpha(T, E(x)) \cdot dx}$$

où $\alpha(T, E(x))$ est non seulement fonction du champ électrique mais aussi de la température (tableau page 26- Chapitre 2).*

Pour un champ électrique E_M à l'interface métal semiconducteur, un profil de concentration en impuretés N_D et une température donnée, l'évolution spatiale du champ électrique, la largeur de la zone désertée et la tension de polarisation peuvent se déterminer aisément à partir de l'équation de Poisson. On a :

$$E(x) = E_M - \int_0^x \frac{qN_x(x)}{\epsilon} dx$$

$$** E_M = \int_0^W \frac{qN_D(x)}{\epsilon} dx \quad \left(\text{ce qui donne } W = \frac{E_M}{qN_D} \text{ lorsque } N_D(x) = N_D \text{ constant} \right)$$

et la tension $V_i = \int_0^W E(x) dx - V_{Bi}$

* Nous continuons ici dans le cas de l'AsGa à utiliser l'approximation $\alpha = \beta$. Certes des travaux récents ont montré que cette hypothèse pouvait être assez grossière (46,47) mais les valeurs correspondant aux champs électriques élevés où nous travaillons sont encore à déterminer précisément. En conséquence il nous a paru plus raisonnable de garder l'approximation habituelle.

** Nous négligeons ici les effets de charge d'espace dus aux porteurs mobiles car les courants I_o explorés dans ce type d'étude sont généralement faibles.

Connaissant l'expression du courant tunnel en fonction de E_M on en déduit donc les réseaux de caractéristiques $I_i = f(V_i)$. Remarquons que les résultats obtenus dépendent essentiellement de la relation entre le champ E_M et la tension V_i . Si E_M varie proportionnellement à $V^{1/2}$ pour les structures à profil plat (au potentiel de diffusion près), il n'en est pas de même pour les diodes à profil différencié ; il est intéressant de remarquer que les variations de E_M en fonction de V_i peuvent également s'obtenir directement, de façon expérimentale, en utilisant le calculateur analogique permettant le relevé des "cartes" de champ électrique. Nous donnons à titre d'exemple les résultats obtenus sur ce calculateur pour deux diodes, l'une à profil différencié du type 63P (figure 44a), l'autre à profil plat du type 2D (figure 44b).

IV-2 Comparaison des courbes $I_i = f(V_i)$ théoriques et expérimentales

Nous avons tenté une comparaison théorie expérience pour deux types de structure métal semiconducteur : - une barrière Pt n AsGa à profil différencié du type 63P
- une barrière Pt n As Ga à profil plat du type 2D541

Pour la diode du type 63P le réseau de courbes théoriques a été obtenu en considérant une hauteur de barrière de 0,85eV (figure 45) et sa comparaison aux courbes expérimentales s'avère assez satisfaisante du moins du point de vue qualitatif puisque nous mettons effectivement en évidence les deux types d'évolution en fonction de la température cités précédemment. (les résultats expérimentaux sont reportés figure 46).

Pour la diode 2D la comparaison théorie expérience s'avère excellente comme nous pouvons le constater sur la figure 47.

Par ailleurs sur la figure 48 nous avons représenté les courbes expérimentales $I_i = f(V_i)$ d'une diode Si à profil de dopage très fortement différencié dont la carte de champ est représentée sur la même figure. Pour cette diode la présence d'une injection de porteurs par effet tunnel prédomine également aux faibles courants puisque le coefficient de température est négatif. Pour des courants supérieurs à 50 μ A l'ionisation par choc devient prépondérante et le coefficient de température est alors positif.

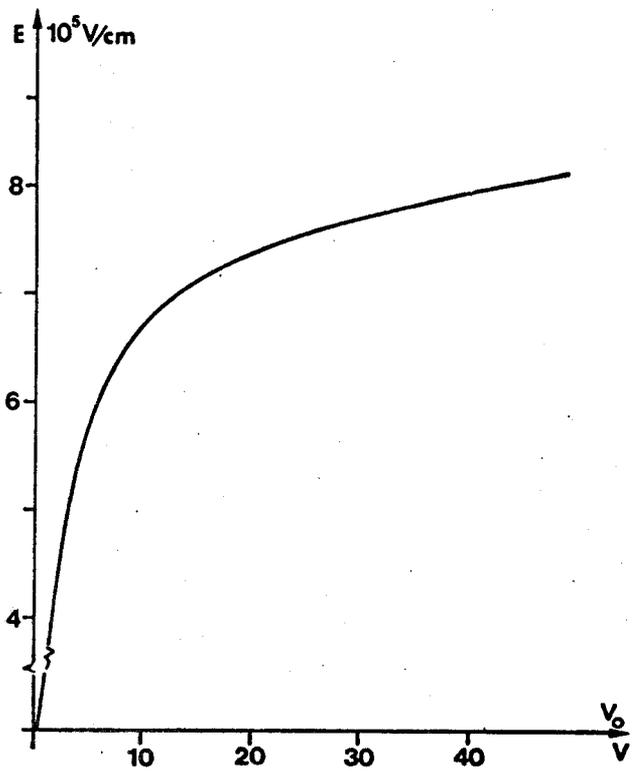


Figure 44 a

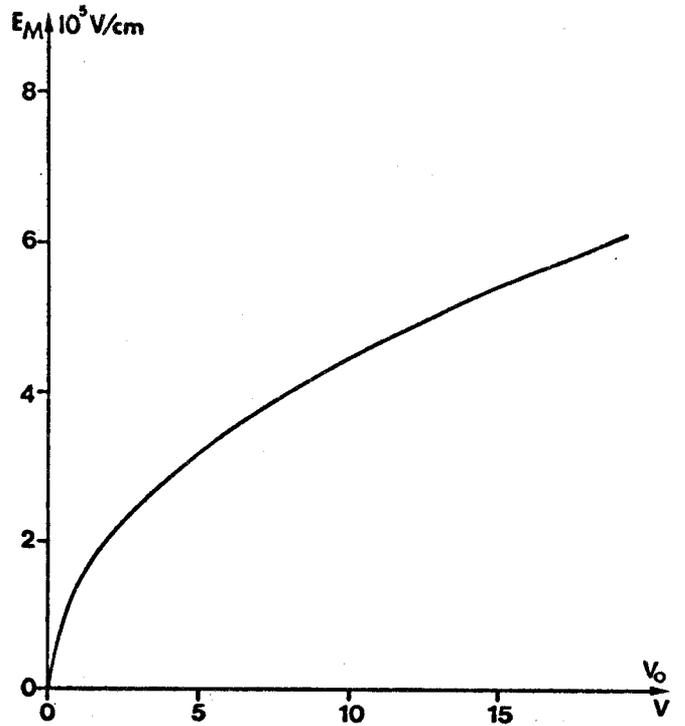


Figure 44 b

Figure 44 : Evolution du champ électrique E_M à l'interface métal semiconducteur en fonction de la tension appliquée pour une diode du type 63 P (fig. 44 a) et une diode du type 2D (fig. 44 b).

Figure 45 : Caractéristiques théoriques inverses $I_i = f(V_i)$ pour la diode 63P25 ($E_B = 0,85 eV$; $S = 1,6 \cdot 10^{-4} cm^2$) en AsGa

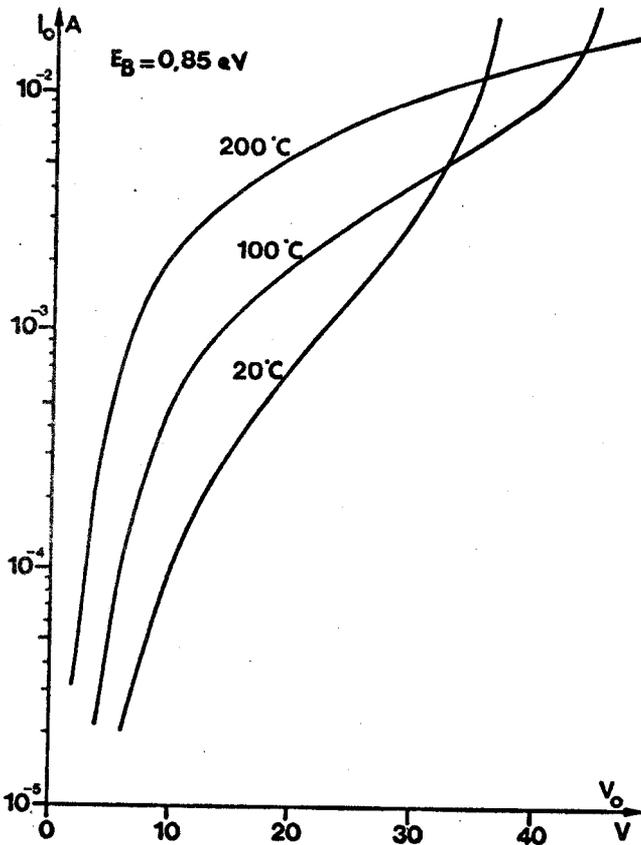
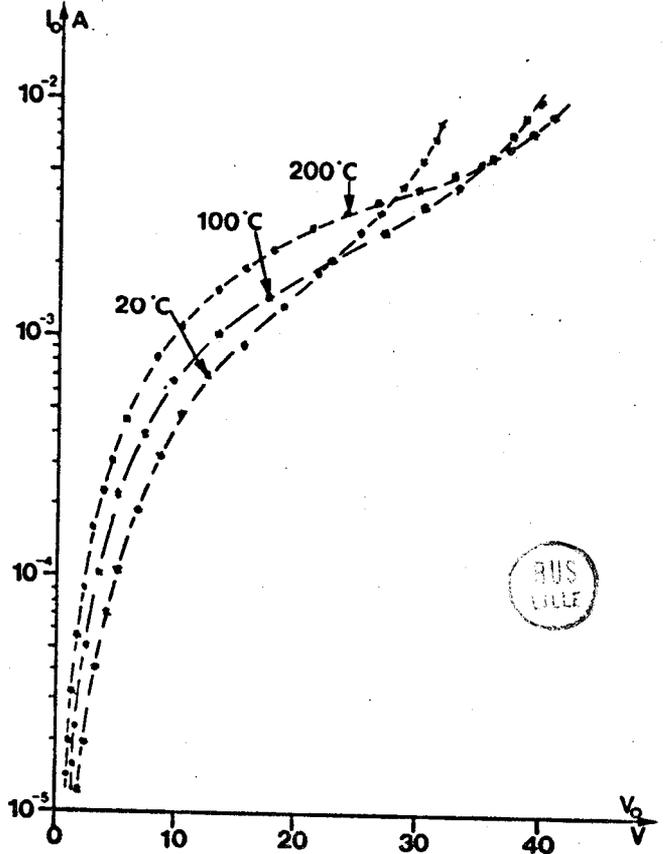


Figure 46 : Relevés expérimentaux $I_i = f(V_i)$ pour la diode 63 P 25. (Pt-n AsGa).



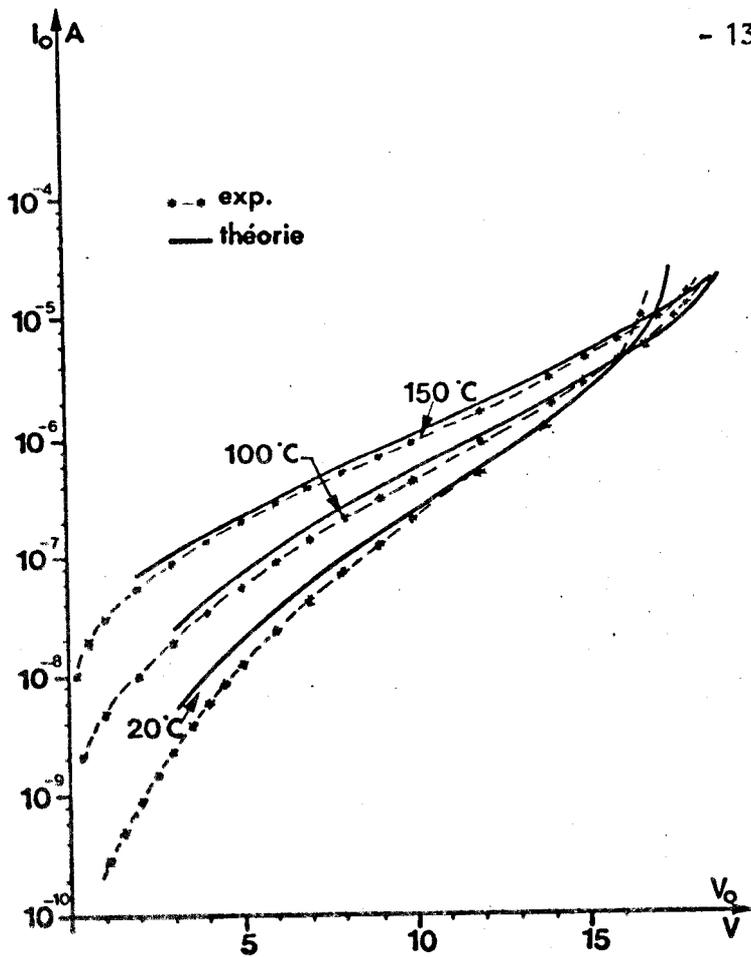
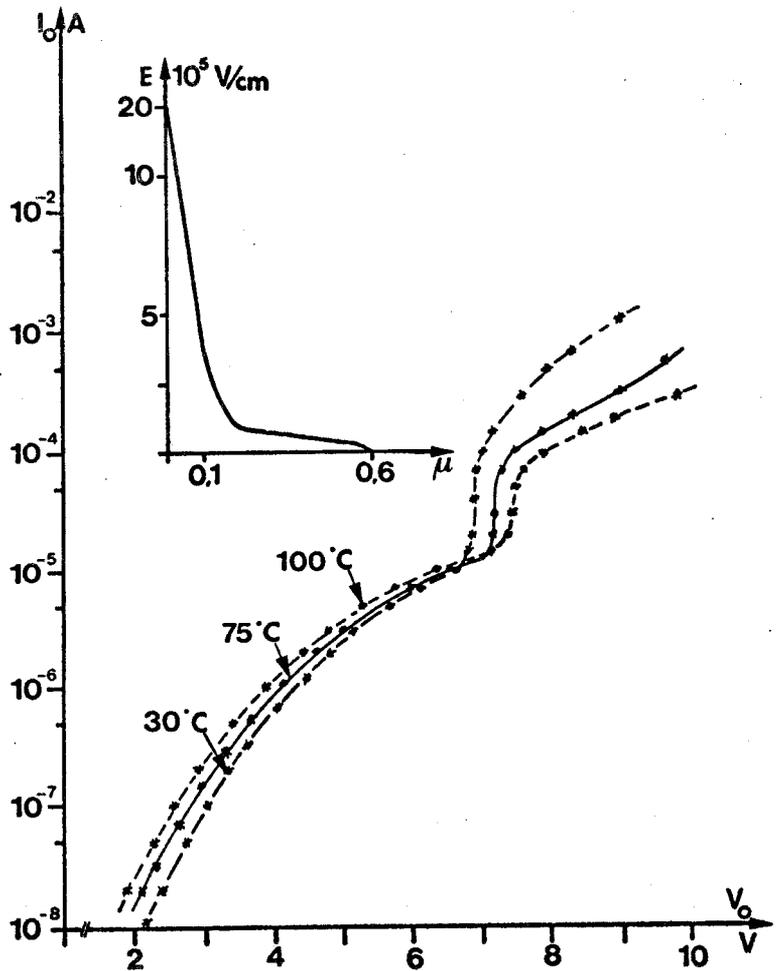


Figure 47 : Courbes théoriques (—) et points expérimentaux (* - *) $I_i = f(V_i)$ pour la diode à profil plat (Pt-n AsGa) du type 2D 541.

Figure 48 : Relevés expérimentaux $I_i = f(V_i)$ pour la diode Si (jonction) N° 706 à profil de dopage fortement différencié.



V - MISE EN EVIDENCE D'UNE INJECTION DE PORTEURS PAR EFFET TUNNEL A PARTIR DES MESURES D'IMPEDANCES EN REGIME LINEAIRE.

Nous avons vu au chapitre précédent que la présence d'une injection de porteurs par effet tunnel thermiquement assisté modifiait les caractéristiques hyperfréquences (impédance, puissance, rendement) d'une diode à avalanche et en particulier diminuait la phase d'injection ψ d'une quantité $\Delta\psi$ qui en régime linéaire s'exprime par (annexe 2) :

$$\operatorname{tg}\Delta\psi = \frac{1}{\omega\tau_i} \frac{I_{to}}{I_o} = \frac{1}{M\omega\tau_i} \quad (4-40)$$

où l'on pose $\Delta\psi = \psi - \frac{\pi}{2}$ en tenant compte que la phase du courant de conduction par rapport au champ électrique dans le cas de "l'avalanche normale" est égale à $-\frac{\pi}{2}$, M étant le taux de multiplication et τ_i le temps de montée intrinsèque de l'avalanche.

La relation (4-40) montre que la détermination du taux de multiplication peut se faire si l'on connaît $\Delta\psi$. Or cette détermination de la variation de la phase d'injection peut s'effectuer à partir de la mesure de l'impédance de la diode en régime linéaire. Afin d'exalter l'influence du courant tunnel il paraît intéressant de travailler en très basse fréquence (où $\Delta\psi$ aura des valeurs élevées) d'autant plus que dans ce cas les mesures d'impédances ne sont plus perturbées par les éléments parasites apportés par l'encapsulation.

Avant d'effectuer ces mesures sur des échantillons utilisables en hyperfréquence, il nous a paru intéressant d'étayer les raisonnements et considérations précédents en utilisant comme structure d'étude une photodiode à avalanche. L'intérêt de ce type de composant est qu'il est aisé de modifier la valeur du taux de multiplication $M = \frac{I_o}{I_p}$ en éclairant plus ou moins la zone active semiconductrice (I_p est la somme du photocourant et du courant d'obscurité).

L'évolution de l'impédance en fonction du courant de polarisation est reportée à deux fréquences (120 et 500MHz), sur abaques de Smith pour deux valeurs de I_p ($I_p \neq 0$ et $I_p \neq 10\mu A$) c'est-à-dire pour des valeurs différentes du taux de multiplication (figure 49). On constate que les résultats obtenus, comme le prévoyait la théorie, dépendent sensiblement du taux de multiplication et ceci d'autant plus que la fréquence est faible. On remarque cependant que les différences sont surtout importantes aux courants les plus faibles et que la diminution du taux de multiplication

Figure 49 a : $f = 120\text{MHz}$

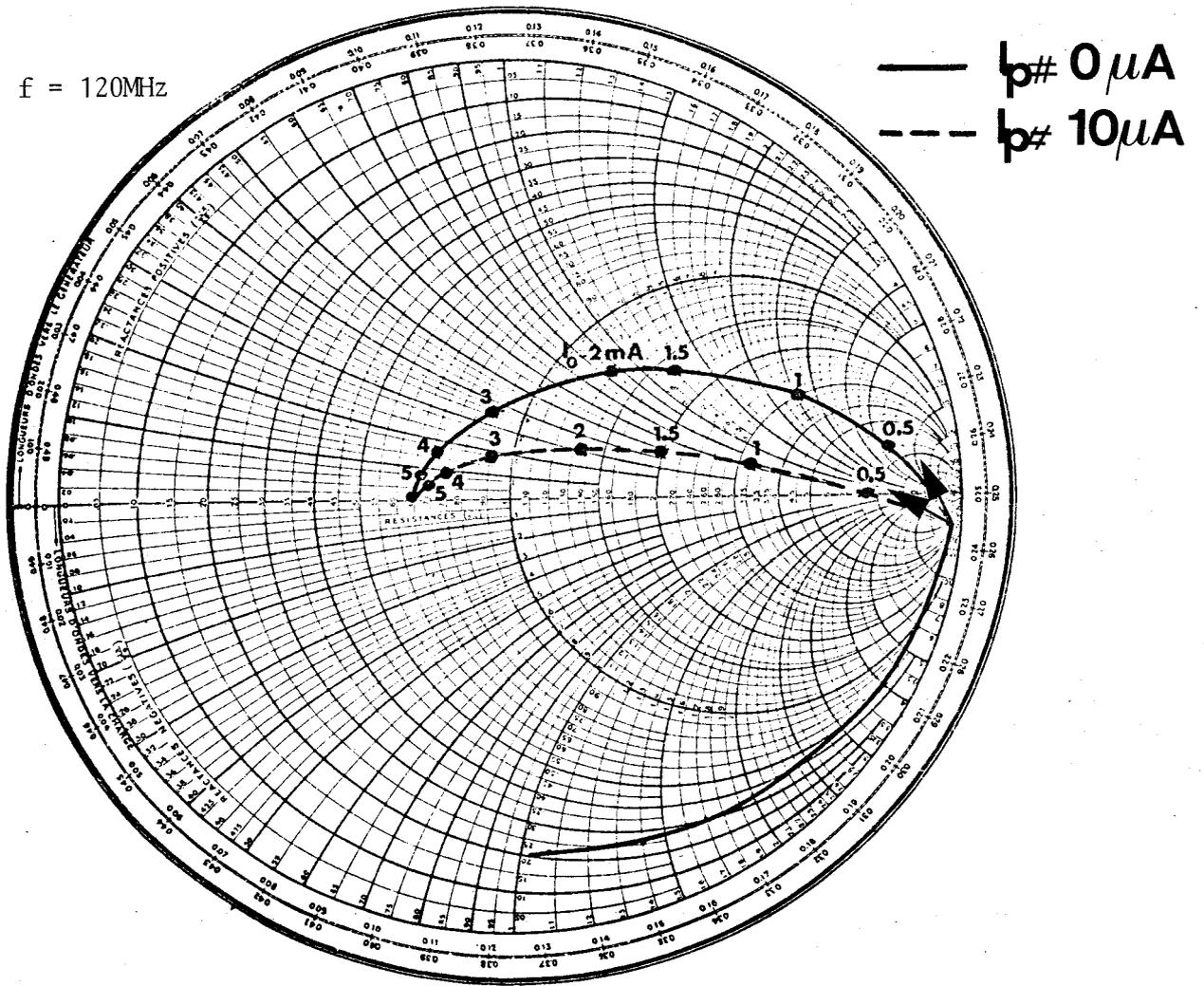
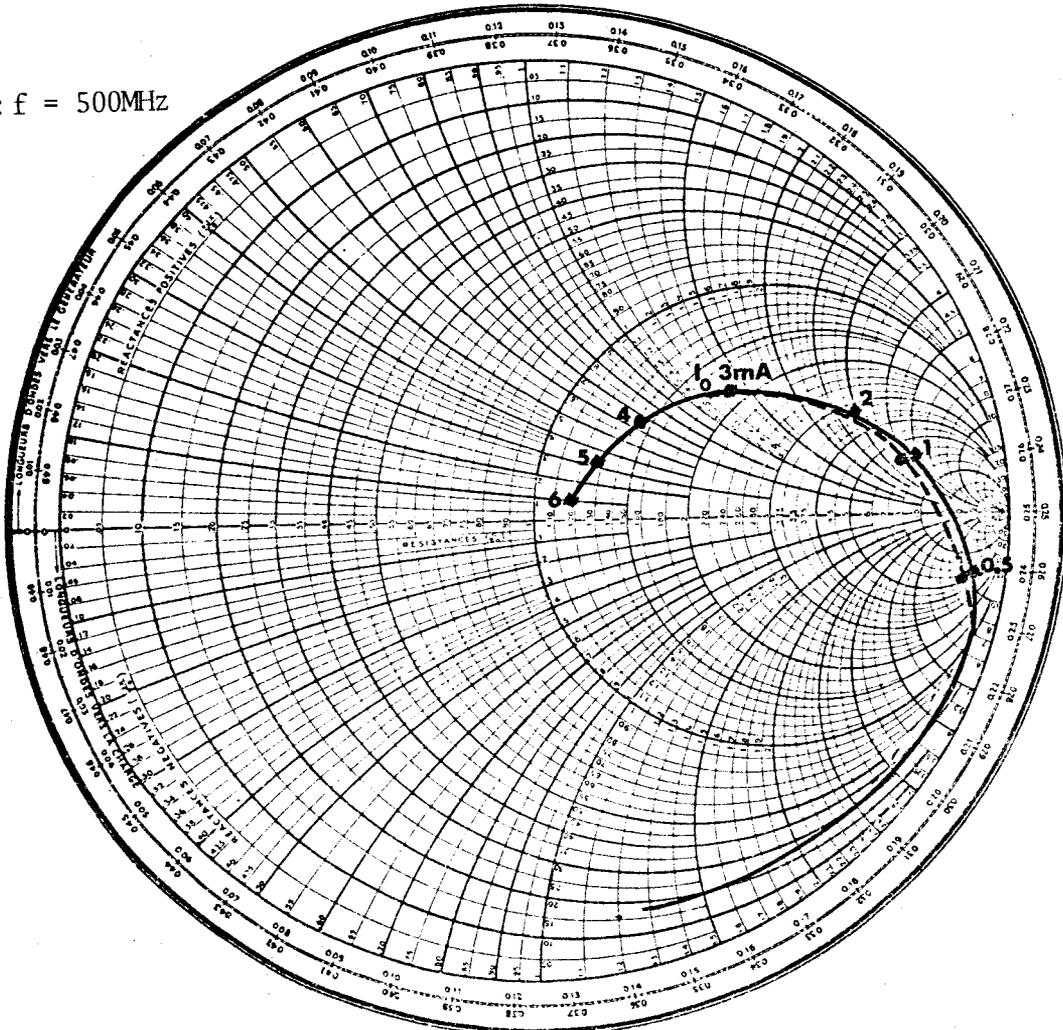


Figure 49 : Impédance d'une photodiode à avalanche en basse fréquence

Figure 49 b : $f = 500\text{MHz}$



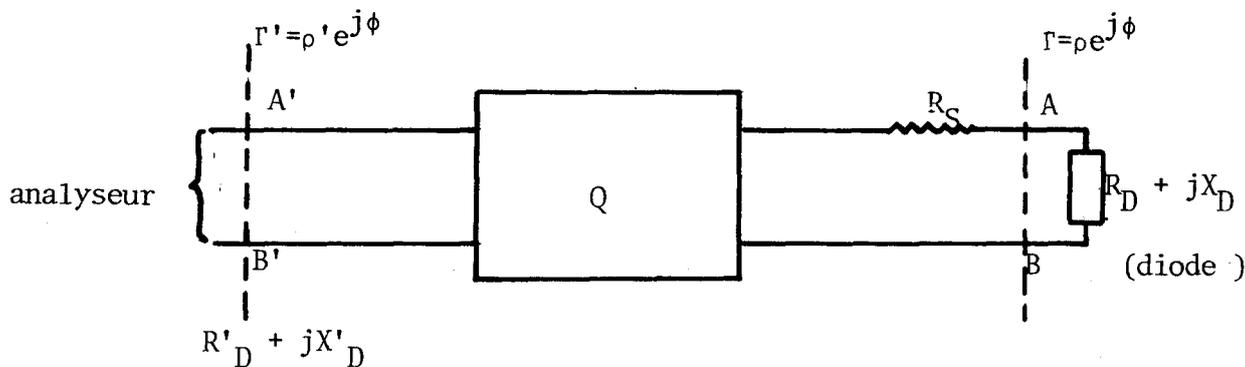
BUS
LILLE

se traduit par une modification du rapport $\frac{\Delta X}{\Delta R}$ (où ΔX et ΔR résultent de l'application d'un courant dans le composant) dont la valeur dépend de la tangente à la trajectoire du point représentatif de l'impédance lorsque la diode commence à être placée en régime d'avalanche. Il paraît donc intéressant de mettre en oeuvre une méthode de mesure différentielle spécialement adaptée à la détermination des impédances au faible courant et du rapport $\frac{\Delta X}{\Delta R}$. Cette méthode mise au point au laboratoire⁽⁴⁸⁾, nous nous proposons de la décrire rapidement avant de donner les résultats expérimentaux obtenus.

IV-1 Méthode de mesure différentielle

D'une manière générale, la mesure de l'impédance d'une diode nécessite la détermination préalable d'un certain nombre d'éléments parasites qui traduisent non seulement l'influence du boîtier d'encapsulation mais également la perturbation apportée par la cellule de mesure dans laquelle est montée la diode. Or la détermination de ces éléments exige généralement de nombreux relevés expérimentaux souvent imprécis.

Au laboratoire a été récemment mise au point une méthode de mesure différentielle plus rapide et plus précise basée sur le fait que le circuit vu par l'appareil de mesure (un analyseur de réseau Hewlett Packard) peut être représenté par le schéma suivant :



où Q est un quadripôle sans pertes correspondant aux éléments parasites du boîtier et de la cellule.

R_S est une résistance série traduisant les pertes dans le semiconducteur et celles dues à la cellule.

et X_D et R_D sont respectivement la réactance et la résistance présentées par la diode pour un point de polarisation défini par (I₀, V₀) (X_{av} représentant la réactance de la diode à l'avalanche).

Si les variations, en module et phase, du coefficient de réflexion Γ dans le plan de la diode ne sont pas trop importantes par rapport aux valeurs obtenues lorsque la diode est polarisée à l'avalanche, on montre que les variations des résistances et réactances, des modules et phases du coefficient de réflexion demeurent proportionnelles dans le plan de mesure et dans le plan de la diode :

$$\frac{\Delta R_D}{\Delta R'_D} = \frac{\Delta X_D}{\Delta X'_D} = \frac{\Delta \rho}{\Delta \rho'} = \frac{\Delta \phi}{\Delta \phi'} = k(\omega) \quad (4-41)$$

avec $\Delta R_D = R_D(V_0, I_0) - R_D(V_{av})$ et $\Delta X_D = X_D(V_0, I_0) - X_D(V_{av})$

En pratique le rapport de transformation $k(\omega)$ peut se déterminer expérimentalement en utilisant le fait que les variations de la réactance de la diode, résultant d'une diminution de la tension de polarisation lorsque la diode est polarisée juste à la tension d'avalanche, sont connues (les variations de la capacité en fonction de la tension indépendantes de la fréquence, peuvent être mesurées en basse fréquence). Utilisant les relations (4-41) il est alors possible de déterminer la quantité⁽⁴⁸⁾

$$\text{tg } \phi = \frac{\Delta X_D}{\Delta X'_D} = \frac{\Delta R_D}{\Delta R'_D} = \frac{\Delta \phi}{\Delta \phi'}$$

sans tenir compte des éléments parasites de l'encapsulation.

Les variations $\Delta\psi$ de la phase d'injection peuvent alors s'obtenir à partir de la relation :

$$\text{tg } \tilde{\phi} = \frac{\text{tg } \tilde{\phi}_0 + \text{tg } \Delta\psi}{1 - \text{tg } \tilde{\phi}_0 \text{tg } \Delta\psi} = \text{tg}(\tilde{\phi}_0 + \Delta\psi)$$

où $\text{tg } \tilde{\phi}_0$ s'exprime par la relation :

$$\text{tg } \tilde{\phi}_0 = \left(\frac{\delta/W}{1 - \delta/W} + \frac{\sin\theta}{\theta} \right) / \left(\frac{1 - \cos\theta}{\theta} \right) \quad \text{avec } \theta = \left(\frac{W - \delta}{v} \right) \omega$$

A partir du réseau de courbes $X_D = f(R_D)$ tel que celui de la figure 50 obtenu pour différentes fréquences il est alors possible de déterminer $\Delta\psi$ par la relation :

$$\text{tg } \Delta\psi = \frac{1}{\text{tg } \tilde{\phi}_0}$$

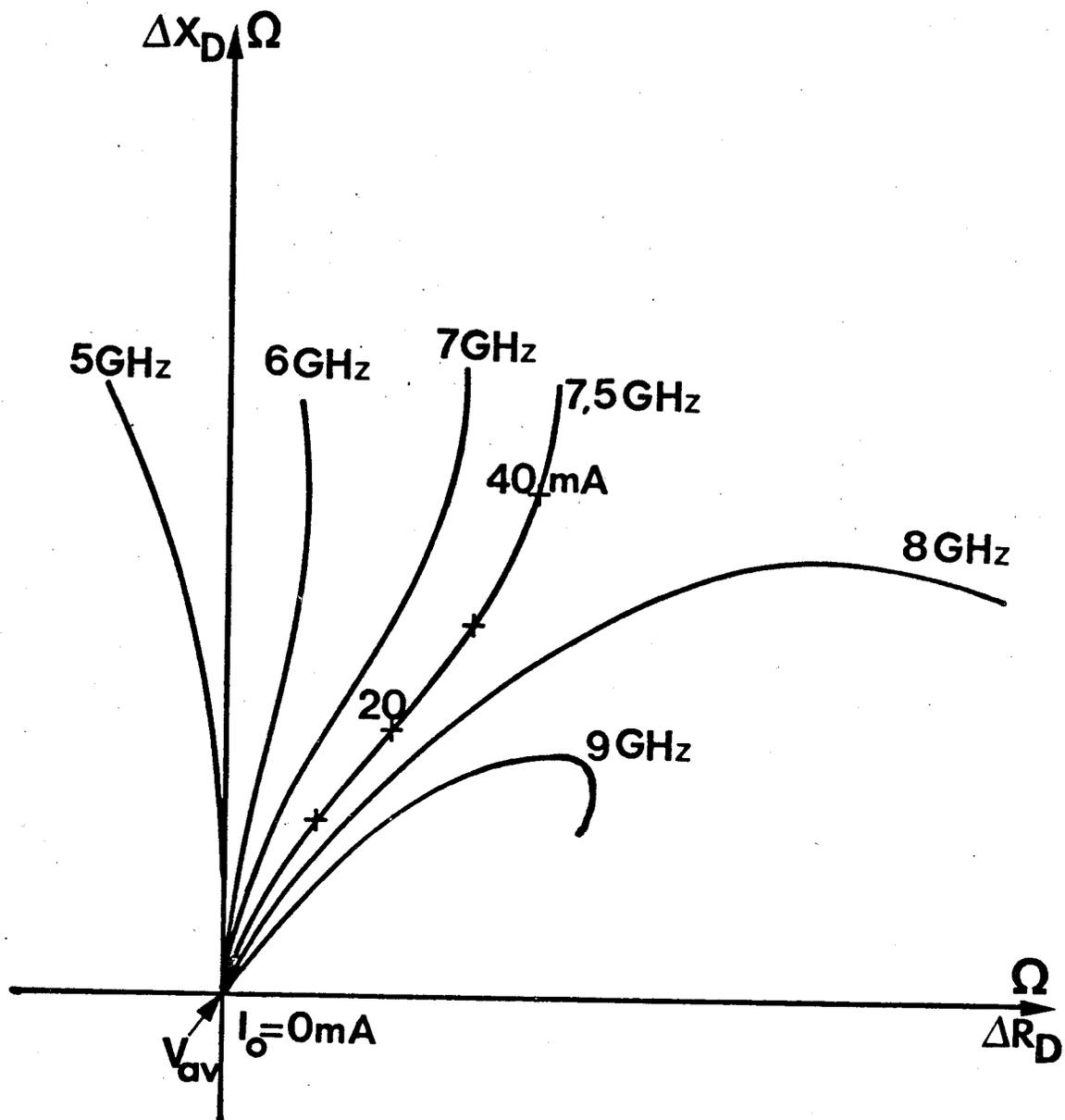


Figure 50 : Méthode différentielle : variations de l'impédance d'une diode en fonction du courant et de la fréquence.



obtenue lorsque $\text{tg}\phi = \infty$. Il reste donc à déterminer $\text{tg}\phi_0$ à la fréquence où $\text{tg}\phi = \infty$; dans ce but les valeurs de δ et W nous sont fournies expérimentalement par l'appareillage mis au point par PLAYEZ (l'épaisseur δ de la zone d'avalanche est en effet connue si l'on connaît le dopage N_D en tête). Remarquons que la vitesse v des porteurs qui intervient dans le calcul de θ est celle déterminée à température ambiante puisque les mesures se font au voisinage de l'avalanche pour de faibles valeurs de I_0 .

IV-2 Résultats obtenus par cette méthode de mesure

IV-2-1 Pour les barrières Ptn AsGa à profil de dopage différencié

(du type HiLo) fonctionnant en bande X les résultats obtenus sont résumés dans le tableau ci-dessous ; les calculs ont été faits en prenant comme valeur de la vitesse $0,75 \cdot 10^5$ m/s; la fréquence pour laquelle $\text{tg}\phi = \infty$ est indiquée pour chacune des 5 diodes correspondant à 5 epitaxies différentes caractérisées par des dopages relativement élevés (compris entre $6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et $2,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$). La valeur du taux de multiplication M a été déduite des résultats à partir de la relation

$$\text{tg}\Delta\psi = \frac{1}{M\omega\tau_i} \approx \frac{1}{M} \frac{3v}{\omega\delta}$$

Diodes	58PC	63P	61PC	75P	78P
δ/W	$5 \cdot 10^{-2}$	$7,5 \cdot 10^{-2}$	$3,5 \cdot 10^{-2}$	$8,5 \cdot 10^{-2}$	$7,5 \cdot 10^{-2}$
$f \rightarrow \text{tg}\phi = \infty$	7GHz	6GHz	4GHz	5GHz	9GHz
$\Delta\psi$	$\sim 20^\circ$	$\sim 30^\circ$	$\sim 30^\circ$	$\sim 30^\circ$	$\sim 30^\circ$
M	~ 234	~ 60	~ 130	~ 54	~ 57

Ces barrières Pt-n AsGa à profil différencié présentent donc des taux de multiplication faibles (entre 50 et 200 environ), c'est-à-dire des courants tunnel relativement importants puisque les rapports $\frac{I_{to}}{I_0}$ correspondants sont compris entre $5 \cdot 10^{-3}$ et $2 \cdot 10^{-2}$. Nous pouvons donc nous attendre à une modification des performances hyperfréquences de ces structures et en particulier nous verrons ultérieurement qu'elles présentent un effet de redressement important en régime non linéaire.

V-2-2 Ce même type de mesures de $tg\phi$ en fonction de la fréquence réalisées sur la structure Si à profil fortement différencié dont les caractéristiques statiques et la carte de champ ont été données précédemment (figure 48) a permis de tracer la courbe de la figure 51 où $tg\phi$ tend vers l'infini pour $f = 18\text{GHz}$. Pour cette valeur

$$tg\Delta\psi = \frac{1}{M\omega\tau_i} = \frac{1}{tg\phi_0}$$

ce qui permet de déduire $\Delta\psi$ et M , connaissant la vitesse v des porteurs ($v = 1,07 \cdot 10^5 \text{m/s}$ à température ambiante), la longueur $W \neq 0,6 \mu$ et le rapport $\frac{\delta}{W} \neq 0,1$

On en déduit :

$$\Delta\psi \neq 16^\circ$$

$$M \neq 150 \text{ soit } \frac{I_{tu}}{I_0} \neq 6,6 \cdot 10^{-3}$$

Cette structure fortement différenciée, conçue pour fonctionner en millimétrique (50-60GHz) présente donc en régime linéaire un courant tunnel important qui aura un rôle non négligeable en fonctionnement non linéaire à 40 ou 60GHz.

V-2-3 Conclusion sur ce type de mesure d'impédance à courant de polarisation variable.

Les deux exemples donnés précédemment ont permis d'obtenir l'ordre de grandeur des taux de multiplication caractérisant le fonctionnement des structures AsGa et Si. Bien que les valeurs obtenues soient proches des valeurs théoriques il faut cependant interpréter ces résultats avec précaution. En effet ces déterminations sont effectuées à faible courant où (compte tenu que les structures méso étudiées n'ont pas d'anneau de garde) le mécanisme d'avalanche peut être non uniforme et ne concerner qu'une partie de la surface de la jonction (dont l'importance peut d'ailleurs varier avec le courant) ⁽³⁴⁾. Il nous est donc paru important d'essayer de recouper les résultats obtenus en travaillant à courant de polarisation constant.

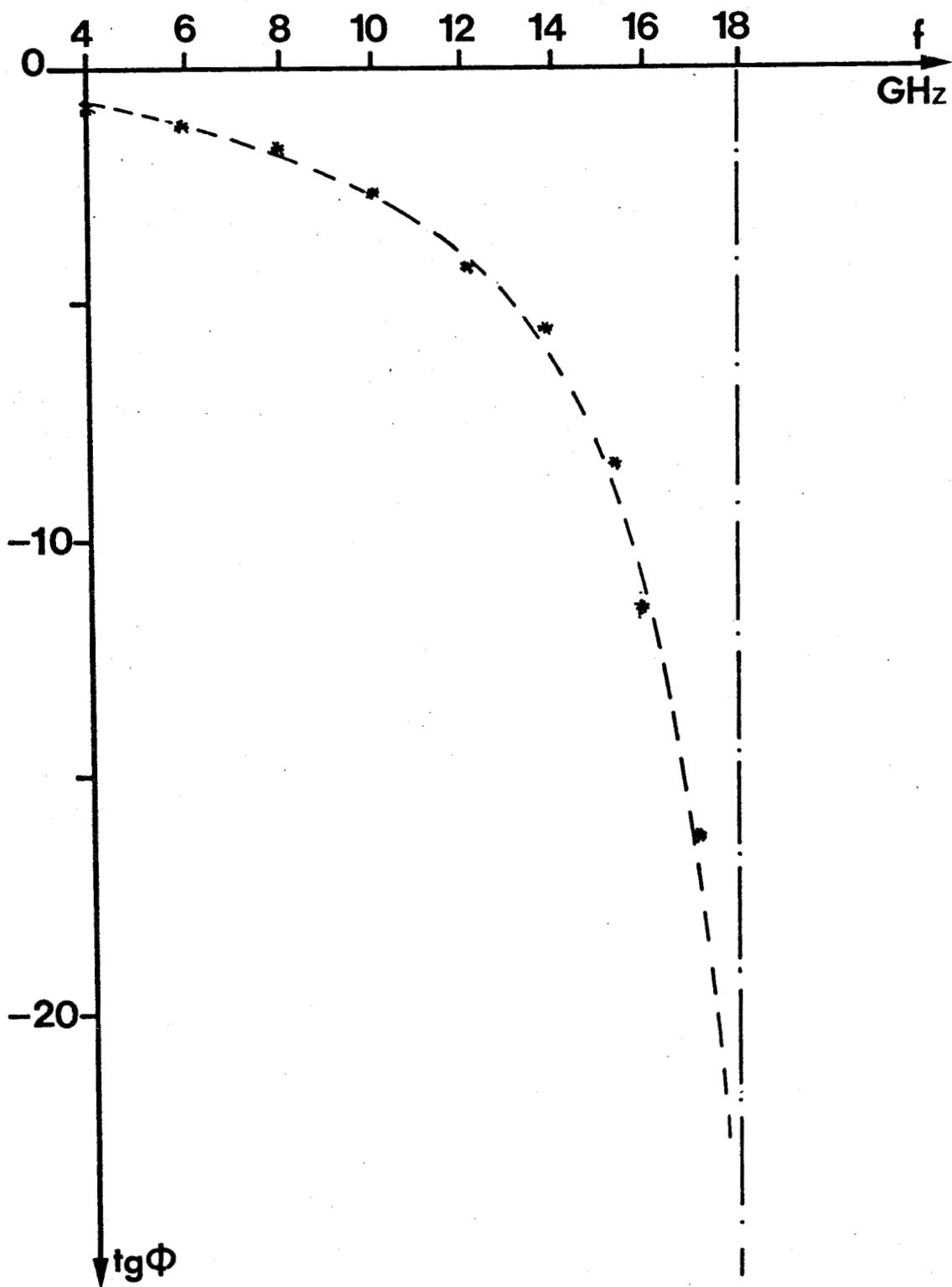


Figure 51 : Courbe $\text{tg}\phi$ en fonction de la fréquence obtenue à partir des mesures par la méthode différentielle pour la diode Si N° 706 à profil de dopage fortement différencié.

V-3 Estimation du taux de multiplication M à partir des mesures en régime linéaire de la résistance négative en fonction de la fréquence.

L'étude à courant constant des variations de la résistance négative d'une diode en fonction de la fréquence est un autre moyen d'accéder au facteur de multiplication M et donc de déceler l'existence d'une injection de porteurs par effet tunnel. Cette méthode de mesure présente en effet de nombreux avantages car les conditions de mesure sont telles que :

- la surface de la diode en régime d'avalanche, la température de fonctionnement et donc la vitesse des porteurs sont constantes.

- les diodes fonctionnant à champ et température constants la comparaison entre la théorie et l'expérience avec $\frac{I_{tu}}{I_0} = M^{-1}$ comme paramètre est alors possible.

- la méthode de mesure différentielle demeure applicable tant que les variations en module et phase du coefficient de réflexion par rapport à sa valeur à l'avalanche ne sont pas trop importantes et ceci est vrai dans une plage de courant I_0 assez importante dans le cas des structures étudiées.

V-3-1 Les résultats obtenus pour la diode 67P à $I_0 = 70\text{mA}$ sont représentés sur la figure 52.

Les courbes théoriques ont été tracées à partir des résultats numériques obtenus pour la structure théorique identique à la diode 67P, à la température de 400°K , pour différentes valeurs du courant tunnel.

Nous constatons que le taux de multiplication M voisin de 50 soit $\frac{I_{tu}}{I_0} = 2 \cdot 10^{-2}$ est celui qui permet d'approcher le mieux les valeurs expérimentales. Ce taux de multiplication correspond en pratique à une hauteur de barrière de $0,85\text{eV}$ en bon accord avec la valeur de $0,9\text{eV}$ que l'on rencontre couramment dans la littérature pour ce type de barrière, compte tenu de la diminution de la hauteur de barrière résultant de l'application de champs électriques aussi élevés (effet de force image)

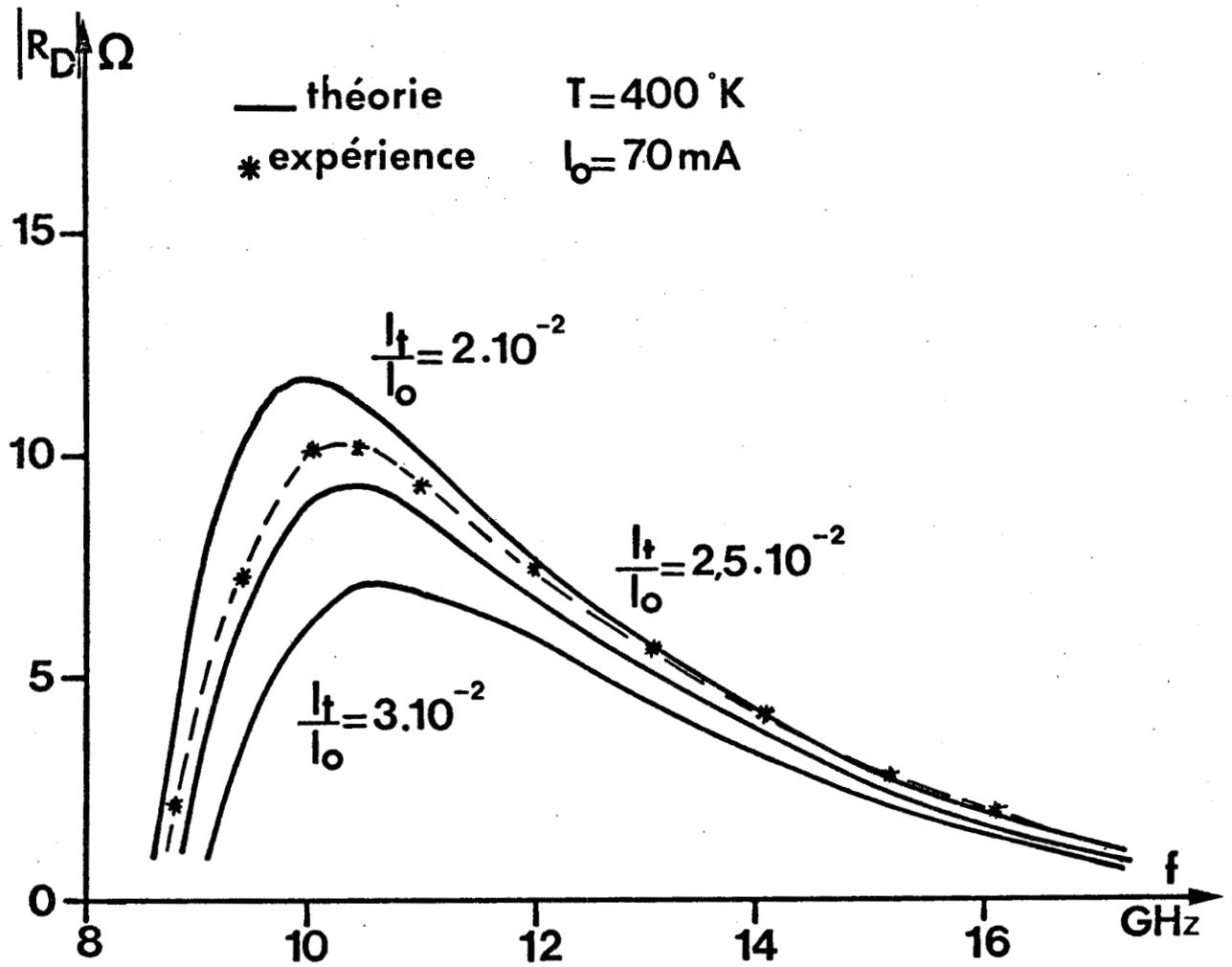


Figure 52 : Evolution du module de la résistance négative en fonction de la fréquence pour une diode de la série 67P ($W = 3,2\mu$, $S = 1,2 \cdot 10^{-4}\text{ cm}^2$, $T = 400^\circ\text{K}$, $I_0 = 70\text{mA}$).

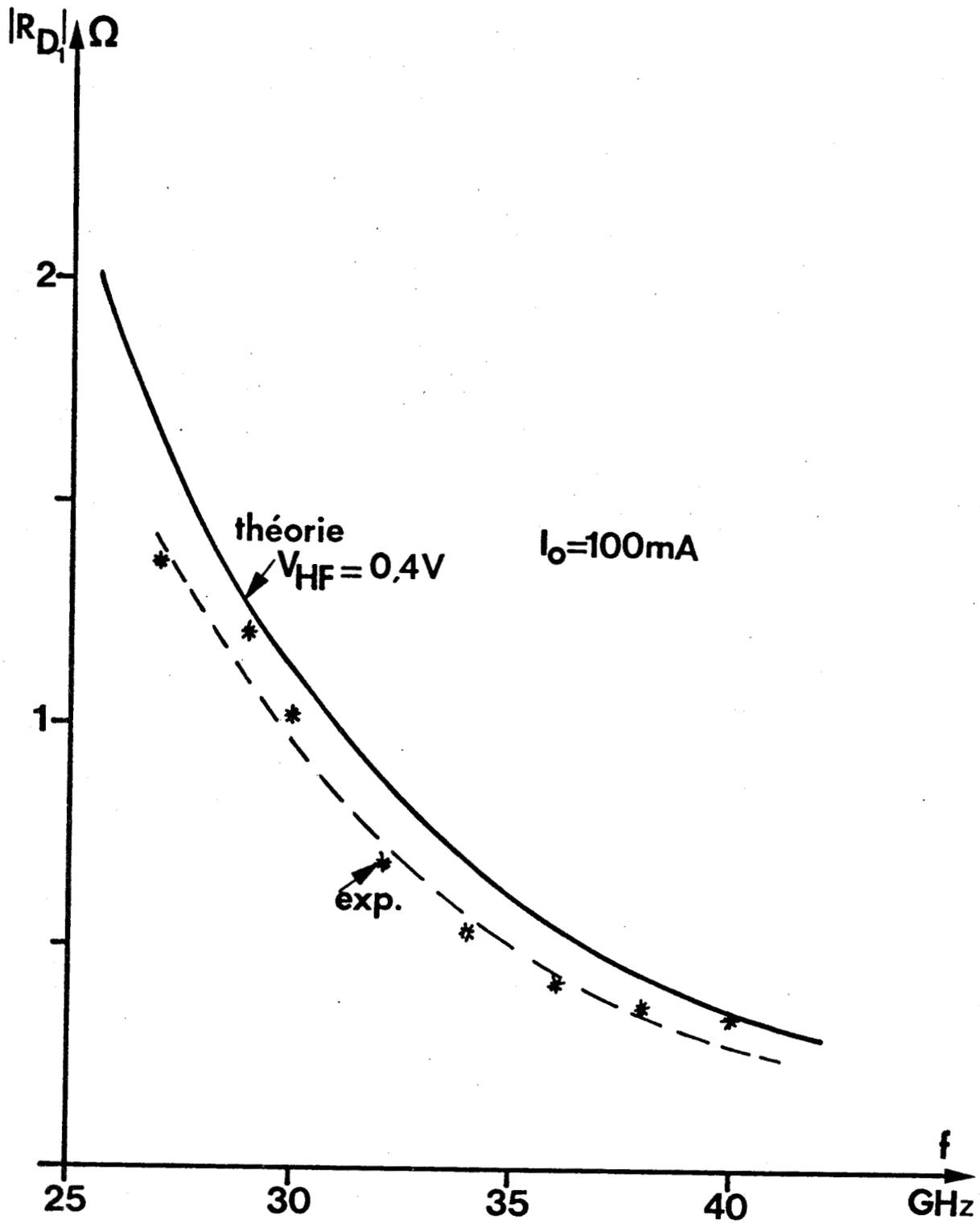


Figure 53 : Evolution du module de la résistance négative en fonction de la fréquence pour la diode millimétrique du type 2D 541 ($N_D \sim 6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; $W \sim 0,8 \mu$; $S = 0,52 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$; $I_0 = 100 \text{ mA}$; $T = 400^\circ \text{ K}$; $E_B = 0,9 \text{ eV}$).



V-3-2 Sur la figure 53 nous avons représenté l'évolution théorique de la résistance négative entre 26 et 40GHz et indiqué les points expérimentaux pour la diode à profil plat du type 2D541 polarisée à 100mA.

Compte tenu des difficultés de mesures dans cette gamme de fréquence nous pouvons considérer que l'accord théorie expérience est relativement bon, la courbe théorique ayant été obtenue numériquement pour la structure du type 2D541 définie par :

$$N_D \neq 6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} ; W \neq 0,8 \mu ; T = 400^\circ \text{K} ; S = 0,52 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$$

$$E_B = 0,9 \text{ eV} \quad \text{et} \quad V_{HF} = 0,4 \text{ Volt (régime linéaire)}$$

Le rapport $\frac{I_{tu}}{I_0}$ est de $5 \cdot 10^{-5}$ environ soit un courant tunnel de l'ordre de $5 \mu\text{A}$ pour cette structure, valeur relativement faible sans grande influence donc sur le fonctionnement en régime non linéaire.

V-4 Conclusion

Ces différentes mesures effectuées en régime linéaire sur les barrières Pt-n AsGa à profil différencié ou non, et sur les jonctions Si à profil fortement différencié ont permis d'une part de confirmer l'étude statique précédente et d'autre part d'obtenir un ordre de grandeur du courant tunnel par la détermination du facteur de multiplication M : *le courant tunnel est relativement important pour les diodes à profil de dopage fortement différencié (barrière AsGa ou jonction Si) et l'on peut donc s'attendre à ce que sa présence influence considérablement les propriétés hyperfréquences obtenues en régime non linéaire, il est par contre faible dans les barrières AsGa à profil plat et son influence devrait être minime en régime non linéaire d'autant plus que ces diodes sont conçues pour fonctionner entre 30 et 40GHz environ.*

L'étude en régime non linéaire va nous permettre de vérifier ces conclusions.

VI - ETUDE EN REGIME NON LINEAIRE

L'étude en régime statique d'une part et en régime dynamique linéaire d'autre part ayant permis de montrer l'existence de courant tunnel thermiquement assisté dans les diodes étudiées, il s'agit maintenant de vérifier les effets de ce courant sur le fonctionnement dynamique non linéaire de ces structures et en particulier de mettre en évidence expérimentalement l'effet de redressement prévu par la théorie.

La méthode classique pour réaliser une étude en régime grand signal consiste à relever les caractéristiques de la diode fonctionnant en régime d'oscillation libre, mais la comparaison avec les résultats théoriques obtenus à partir du programme numérique s'avère assez délicate : en effet en régime d'oscillation libre les réglages ne sont pas très souples et il est malaisé de fixer les caractéristiques de fonctionnement (telle que la fréquence par exemple), de plus les mesures réalisées nous donnent la puissance et le rendement utiles du dispositif oscillateur (diode + cellule) et non pas les performances de la diode seule. Ces différentes considérations nous ont amenés à utiliser une méthode de mesure en régime forcé mise au point au laboratoire, méthode qui a donné des résultats bien corrélés avec les mesures de puissance en oscillation libre.

VI-1 Présentation de la méthode

Elle repose sur l'utilisation de la méthode de mesure différentielle déjà exposée, à l'aide de l'analyseur de réseau Hewlett Packard, celui-ci étant utilisé dans une configuration différente compte tenu de la valeur du coefficient de réflexion ($\rho \geq 1$) et de la puissance que l'on veut appliquer à la diode ; le banc de mesure est représenté figure 54.

Un étalonnage préalable du banc permettant de déterminer la puissance incidente P_i sur la diode est effectué en remplaçant la diode par un bolomètre dont les indications permettent d'étalonner le bolomètre A (figure 54).

La puissance émise par la diode s'exprime alors par la relation

$$P_e = P_i (\rho^2 - 1)$$

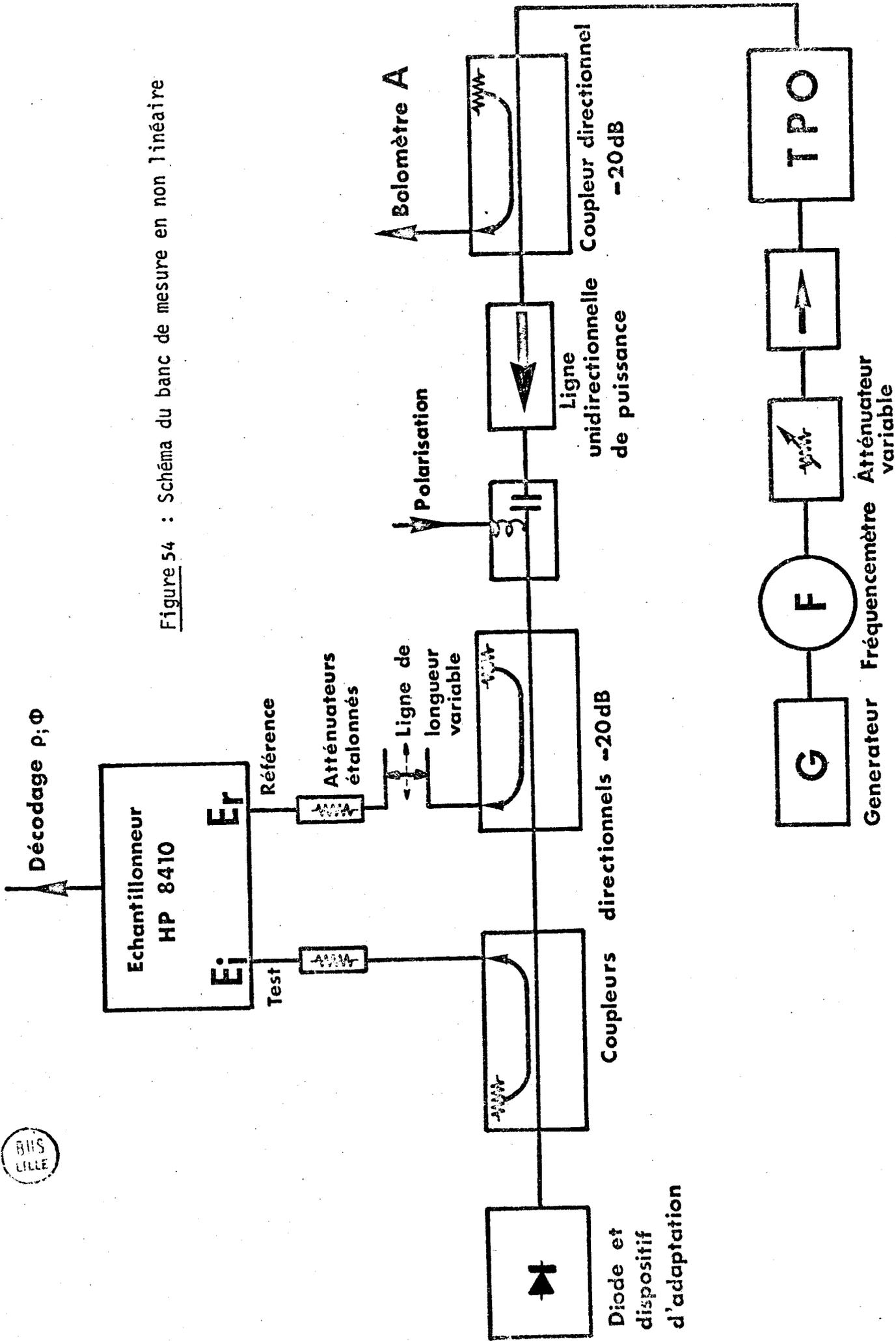


Figure 54 : Schéma du banc de mesure en non linéaire

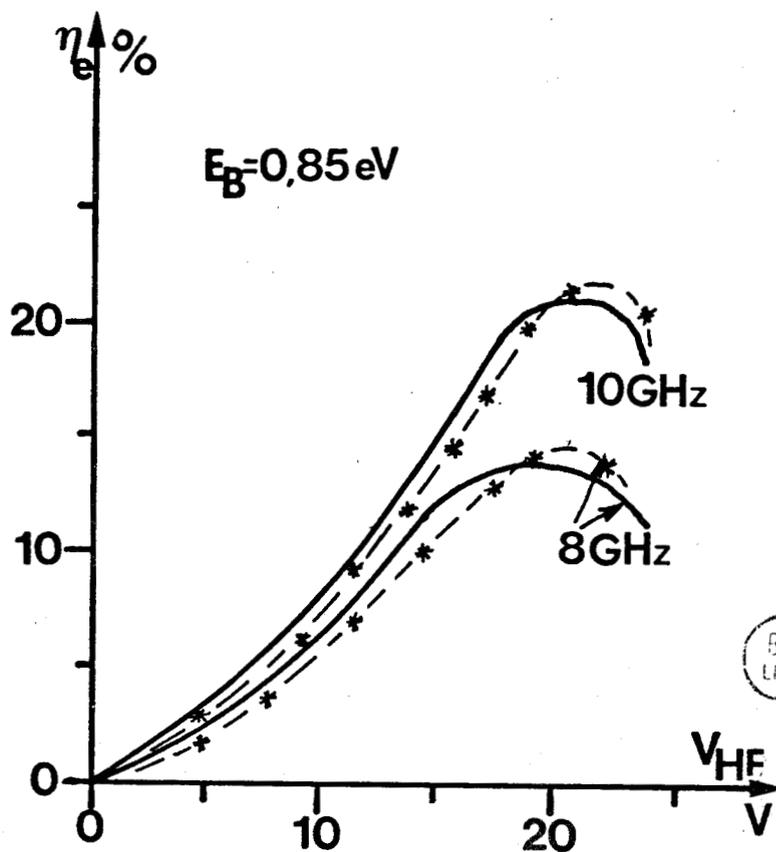
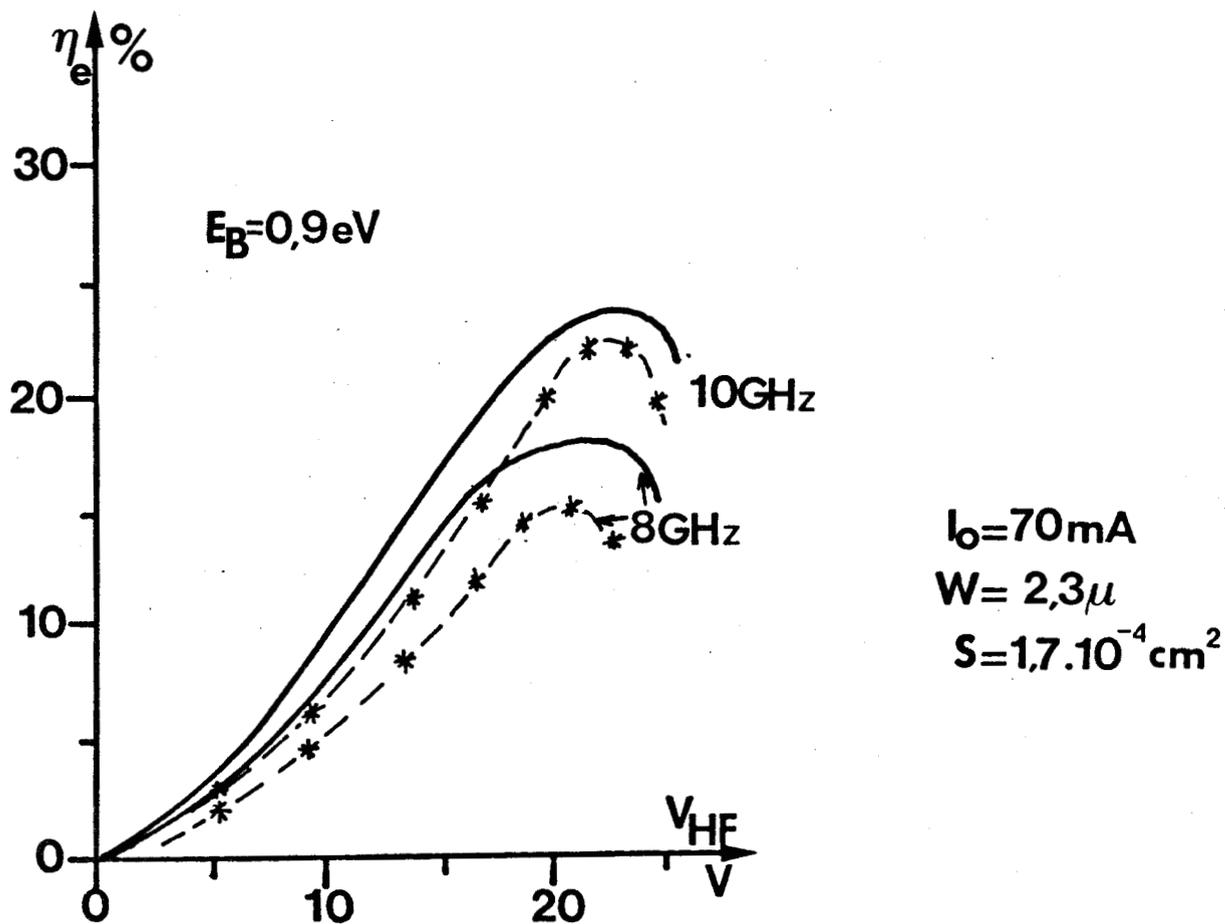


Figure 55 : Variations du rendement émis η_e en fonction de la tension hyperfréquence V_{HF} pour une diode du type 63P ($N_1 = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$; $S = 1,7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$; $W = 2,3 \mu$) : comparaison entre les courbes théoriques (— : $E_B = 0,85 \text{ eV}$ et $E_B = 0,9 \text{ eV}$) et les points expérimentaux.

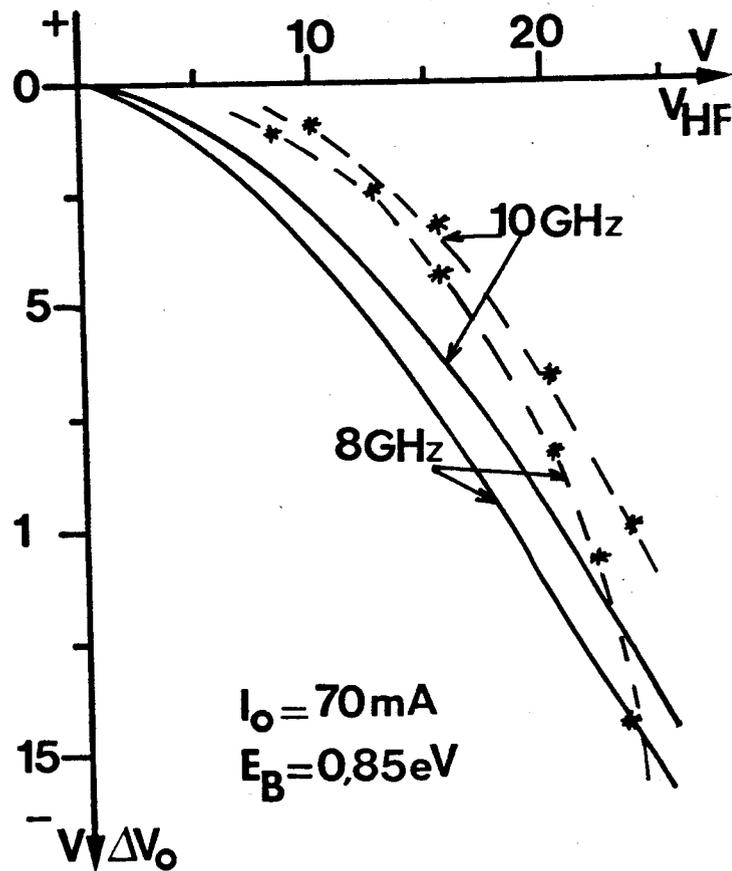
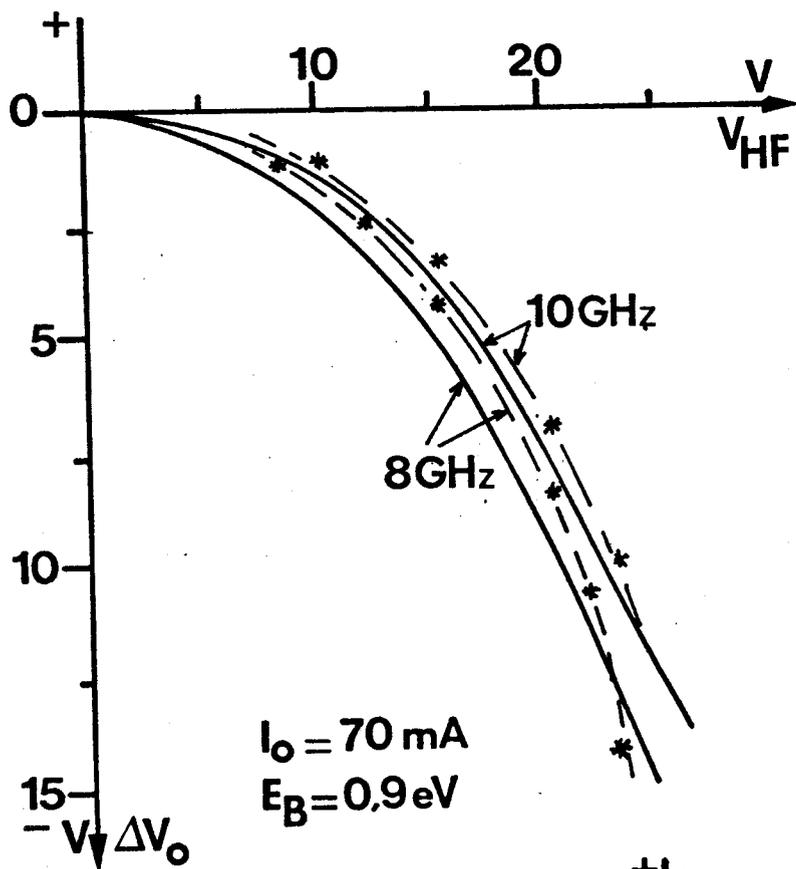


Figure 56 : Effet de redressement en fonction de la tension hyperfréquence V_{HF} pour la même diode du type 63P : comparaison entre les courbes théoriques (— : $E_B = 0,85\text{eV}$ et $E_B = 0,9\text{eV}$) et les points expérimentaux .

expression qui permet de définir la tension hyperfréquence à partir des mesures d'impédances réalisées à l'aide du dispositif

$$V_{HF} = \sqrt{\frac{2P_e (R_D^2 + X_D^2)}{|R_D|}}$$

Ainsi pour un fonctionnement de la diode étudiée caractérisé par le point de polarisation (V_0, I_0) il nous est possible à partir des mesures d'impédances différentielles de déterminer, pour un signal d'amplitude V_{HF} , le rendement émis η_e , la puissance émise P_e et l'effet de redressement ΔV_0 .

VI-2 Comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux obtenus avec cette méthode en régime forcé

VI-2-1 Les résultats obtenus pour une diode de la série 63P à profil différencié ont permis de tracer figure 55 l'évolution du rendement émis en fonction de V_{HF} pour les fréquences de 8GHz et 10GHz, les hauteurs de barrière de 0,9 et 0,85eV et un courant de polarisation de 70mA. Signalons que les courbes théoriques ont été tracées à partir des valeurs obtenues par le programme numérique en tenant compte de l'évolution de la température de la diode en cours de fonctionnement, la résistance thermique de cette structure ayant été choisie égale à 25°C/W.

Pour cette diode polarisée à 70mA l'effet de redressement ΔV_0 qui traduit les variations de la tension continue (en présence d'un signal hyperfréquence) dues au courant tunnel, a été représenté figure 56. Les courbes théoriques déduites du calcul numérique ont été tracées aux mêmes fréquences pour 2 hauteurs de barrière $E_B = 0,85\text{eV}$ et $0,9\text{eV}$.

Si ces résultats ne permettent pas de différencier les effets liés à l'injection de porteurs par effet tunnel de ceux relatifs aux variations de température ils confirment cependant l'étude théorique du chapitre 2 à savoir :

- l'effet de redressement est important en bande X pour une diode où existe un courant tunnel non négligeable et fonctionnant en régime fortement non linéaire :

à 8GHz	$ \Delta V_0 \neq 14\text{Volts}$	pour $V_{HF} = 20\text{Volts}$
à 10GHz	$ \Delta V_0 \neq 10\text{Volts}$	pour $V_{HF} = 20\text{Volts}$

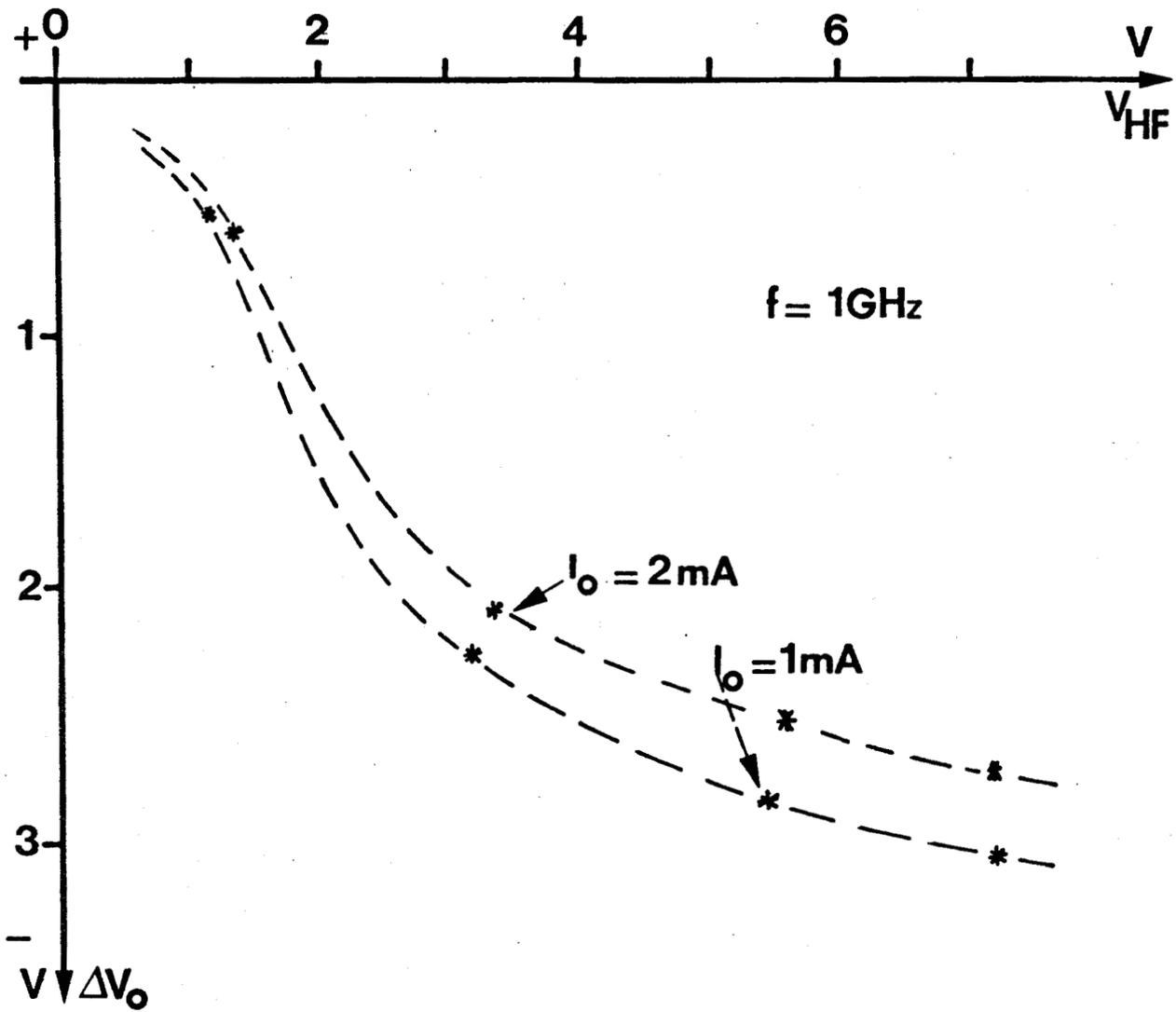


Figure 57 : Effet de redressement en fonction de la tension V_{HF} (à $f = 1\text{GHz}$) pour une photodiode à avalanche (à éclaircissement constant et I_0 variable) : résultats expérimentaux.

- cette variation de la tension continue est d'autant plus grande que la fréquence est faible (à tension hyperfréquence égale) c'est ce que nous constatons puisque pour $V_{HF} = 20\text{Volts}$ l'effet de redressement à 8GHz est supérieur de 4 Volts à celui obtenu à 10GHz.

VI-2-2 Remarque

Afin de vérifier directement la validité de notre étude théorique quant à l'influence du rapport $\frac{I_{to}}{I_0}$ sur l'effet de redressement, nous avons étudié à 1GHz en régime linéaire avec le même dispositif une photodiode à avalanche : il est en effet aisé, dans ce type de dispositif, de modifier la valeur du taux de multiplication $M = \frac{I_0}{I_p}$ soit en éclairant plus ou moins la pastille semiconductrice à courant de polarisation constant I_0 , soit à éclairage constant en faisant varier I_0 .

Les résultats obtenus à éclairage constant et I_0 variable sont donnés figure 57 où l'effet de redressement $\Delta V_0 = f(V_{HF})$ pour $I_0 = 2\text{mA}$ et $I_0 = 1\text{mA}$ fait bien apparaître l'importance du rapport $\frac{I_p}{I_0}$: à V_{HF} constant, ΔV_0 est d'autant plus grand que I_0 est faible donc $\frac{I_p}{I_0}$ grand (notons que I_p est la somme du photocourant et du courant d'obscurité).

Malheureusement une comparaison plus quantitative s'avère difficile : en effet ces photodiodes sont montées dans des boîtiers BF et il est difficile de déterminer la puissance hyperfréquence qui leur est effectivement appliquée.

VI-3 Détermination de l'effet de redressement à partir de mesures en impulsions.

Afin de différencier les effets liés au courant tunnel de ceux dus aux variations de température en régime non linéaire nous avons utilisé une méthode de mesure par impulsions⁽⁴⁹⁾ ; le temps d'établissement des variations de température est lié en effet à la constante de temps thermique de la diode qui est supérieure ou de l'ordre de la microseconde. Pour que les variations de température ne soient pas répercutées sur le fonctionnement de la diode il suffit que le signal hyperfréquence ne soit appliqué que pendant un temps inférieur à la constante de temps thermique, la diminution de la tension de polarisation en présence de signal HF ne sera alors imputable qu'à l'influence du courant tunnel.

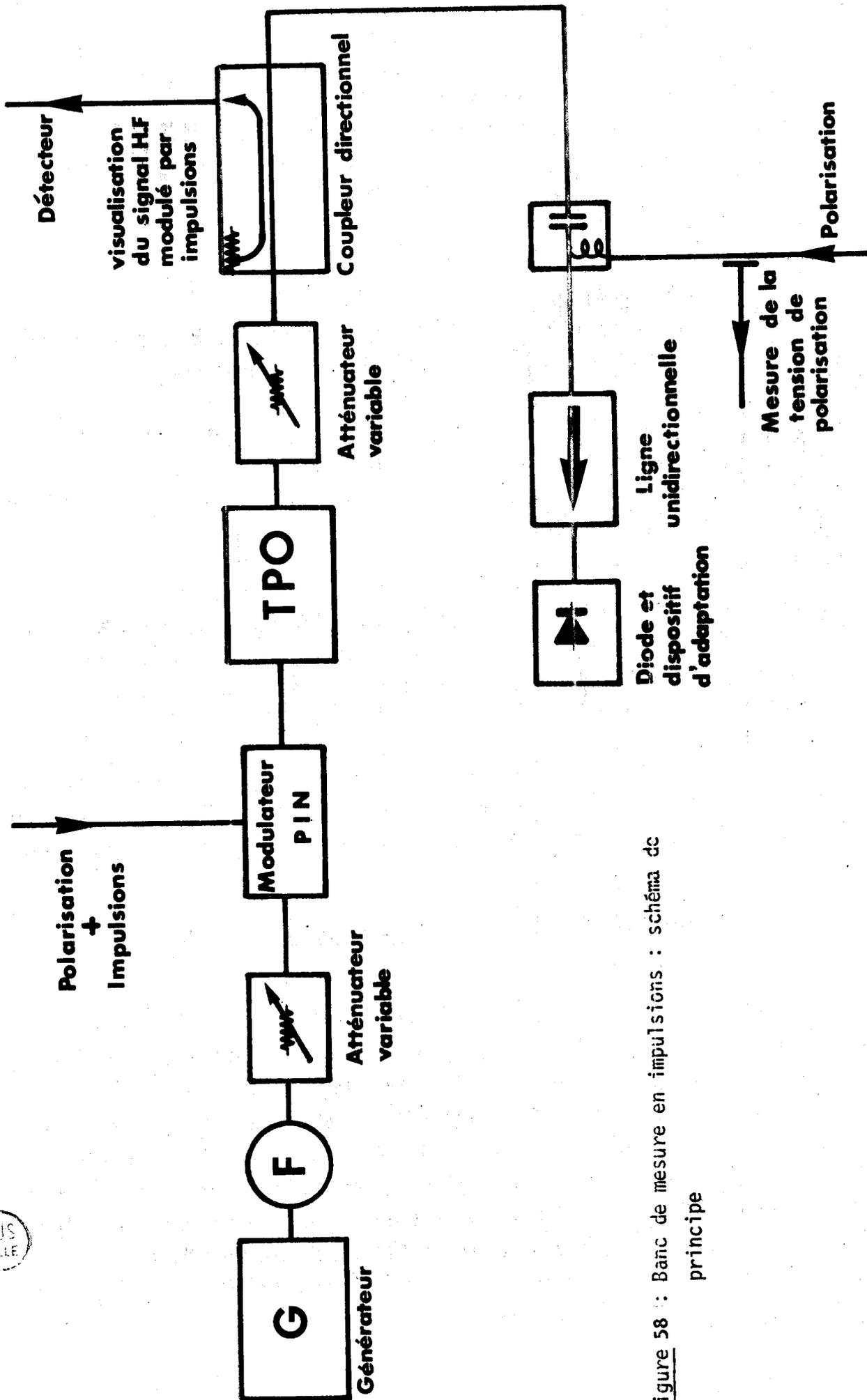


Figure 58 : Banc de mesure en impulsions : schéma de principe

BUS LILLE

Le schéma de principe du montage utilisé est représenté figure 58 : le signal HF est ici modulé par l'intermédiaire d'un modulateur à diode PIN par des impulsions de durée 1µs et de période de récurrence 100µs (remarquons que c'est une modulation par "tout ou rien").

A l'aide de ce dispositif il est alors possible par une mesure en deux temps d'estimer séparément la valeur de l'effet de redressement et la variation ΔV due aux effets thermiques :

a) la diode est soumise au signal HF modulé par des impulsions et l'on obtient l'effet de redressement ΔV_{red}

b) pour le même niveau hyperfréquence, la diode est soumise de façon continue au signal HF et l'on relève la variation ΔV_{tot} de la tension de polarisation.

On obtient ainsi par différence, la valeur de la variation de tension ΔV_{th} liée aux variations thermiques ; il est alors possible d'estimer la valeur de la puissance émise à partir de la relation⁽¹⁰⁾

$$P_e = \frac{\Delta V_{th}}{\beta R_{th}} \approx \frac{\Delta V_{th} \cdot (V_o + R_D I_o)}{R_D - R_C}$$

dans cette expression V_o est la tension de polarisation en l'absence de signal hyperfréquence pour le courant I_o

R_D est la résistance différentielle de la diode $R_D = \frac{dV_o}{dI_o}$

R_C la résistance de charge d'espace $R_C = \left(\frac{\partial V_o}{\partial I_o} \right)_{T=cste}$

$\beta = \left(\frac{\partial V_o}{\partial T} \right)_{I_o = cste}$ est le coefficient thermique

Compte tenu de ces hypothèses, les variations ΔV_{tot} de la tension de polarisation et l'effet de redressement ΔV_{red} sont représentés figure 59 en fonction de la puissance émise P_e , pour une diode de la série 75P dont les caractéristiques sont les suivantes :

$$N_1 = 6.10^{16} \text{ cm}^{-3} ; S = 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2 ; I_o = 100 \text{ mA}$$

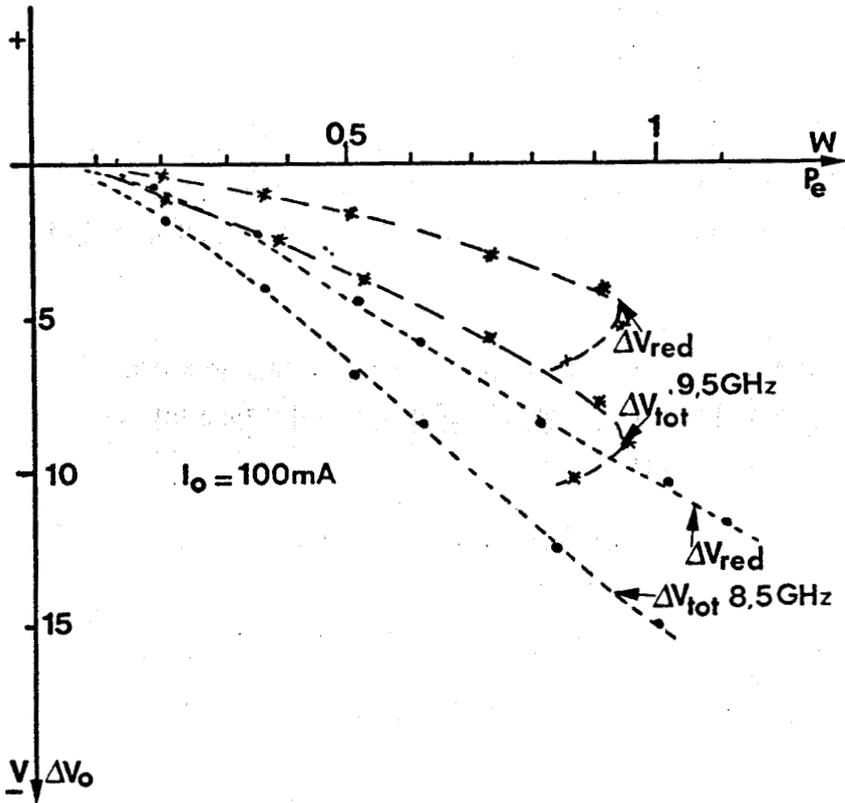


Figure 59 : Détermination expérimentale de l'effet de redressement par la mesure en impulsions, en fonction de la puissance émise (à courant constant) pour une diode du type 75P ($N_1 = 6.10^{16}\text{cm}^{-3}$; $S = 1,8.10^{-4}\text{cm}^2$).

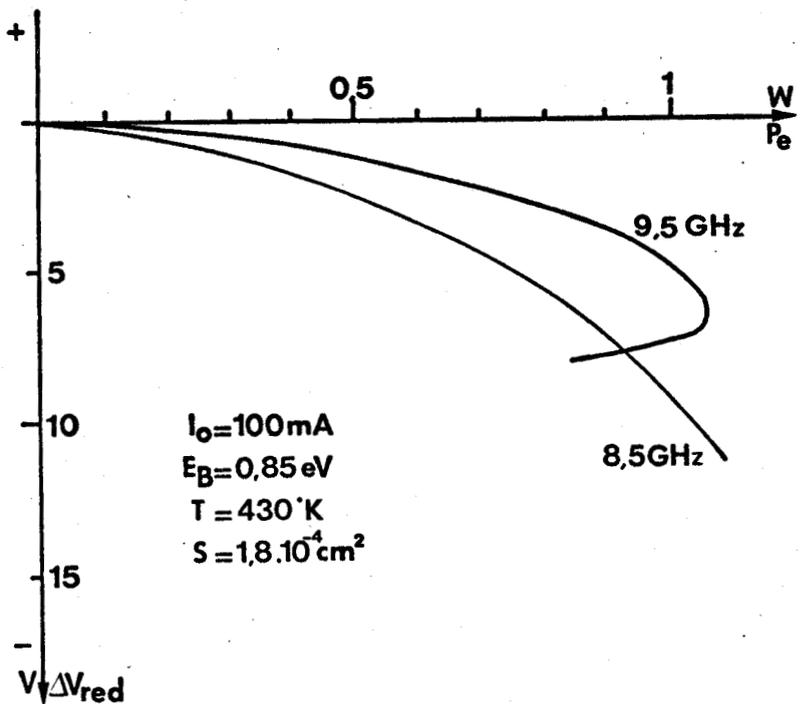


Figure 60 : Courbes théoriques de l'effet de redressement ΔV_{red} dû au courant tunnel pour le même type de diode.



Ces courbes mettent en évidence l'effet de redressement dû au courant tunnel et son augmentation lorsque la fréquence diminue confirmant ainsi les prévisions théoriques. On constate par ailleurs que lorsque la puissance émise par la diode est importante la variation ΔV_{tot} peut être fort différente de ΔV_{red} et que la diminution de la température de la diode lorsqu'elle émet de la puissance hyperfréquence peut se traduire par un abaissement de la tension de fonctionnement de quelques volts.

Pour ce type de diode les courbes théoriques ont été tracées figure 60, dans les mêmes conditions de fonctionnement avec $E_B = 0,85\text{eV}$ et $T = 430^\circ\text{K}$.

La comparaison des courbes des figures 59 et 60 montre que l'accord théorie-expérience est relativement satisfaisant. Une exploitation plus quantitative demeure cependant délicate car il est difficile de déterminer la tension hyperfréquence existant aux bornes de la diode pour ces conditions de fonctionnement.

VI-4 Résultats expérimentaux en oscillation, comparaison avec la théorie.

Pour terminer cette étude effectuée en régime non linéaire nous allons donner quelques résultats obtenus en oscillation libre sur des diodes millimétriques : en effet dans ce domaine de fréquence l'étude en régime forcé s'avère fort délicate et il apparaît préférable de travailler en régime d'oscillation.

Les structures étudiées sont placées dans des montures à cap classiques réalisées dans la bande (26, 40GHz), et munies d'un adaptateur plan E-H et d'un piston de court-circuit mobile pour favoriser les accords. Remarquons que les diodes utilisées étaient montées dans les boîtiers standard pour cette gamme de fréquence ce qui peut se traduire par une diminution importante de leurs performances.

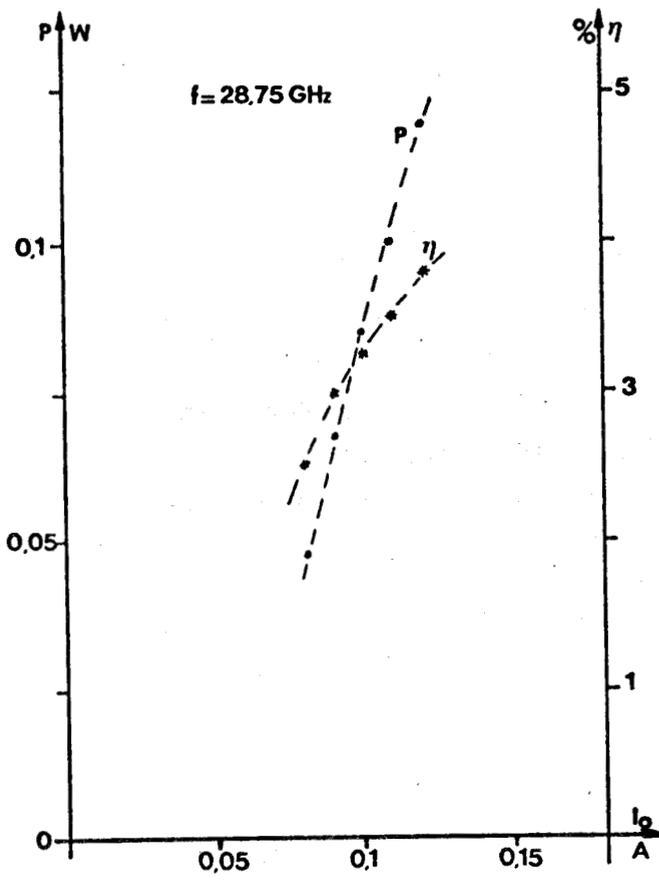


Figure 61 : Résultats expérimentaux en oscillation obtenus avec la diode 2D542 : puissance et rendement en fonction du courant.

Figures 62 et 63 : Comparaison entre la théorie (—) et l'expérience (*—*) pour la diode 2D542 : puissance (fig. 62) et rendement (fig. 63) en fonction du courant et des pertes.

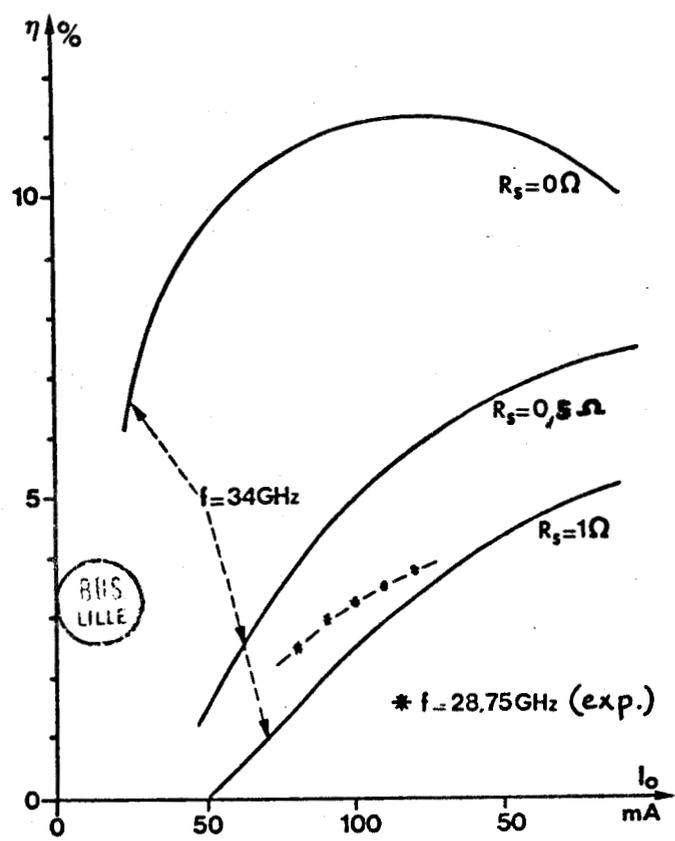


Figure 63

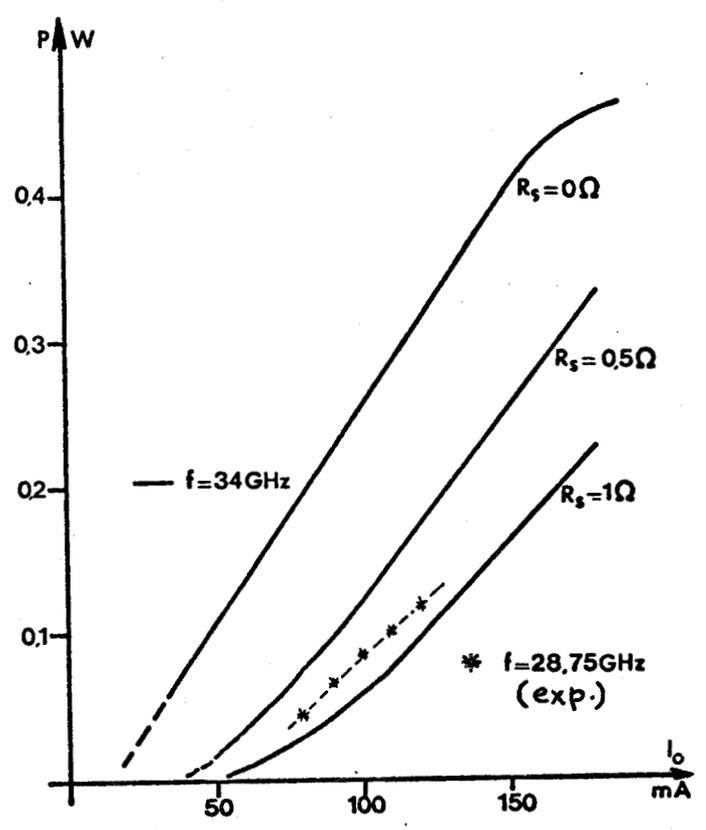


Figure 62

VI-4-1 Les diodes millimétriques à l'AsGa du type Pt-n AsGa

dont nous avons disposé étaient des structures à profil de dopage constant (N_D compris entre 5 et $8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) montées dans un boîtier standard millimétrique et que nous avons fait osciller dans une cellule à cap.

C'est ainsi que la diode du type 2D542 dont les caractéristiques sont les suivantes : $N_D \# 6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $W \# 0,7 \mu$, $S \# 0,27 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ a permis d'obtenir les puissances et rendement en fonction du courant à la fréquence $f = 28,75 \text{ GHz}$, indiquées sur la figure 61.

Cette même diode à la fréquence $f = 32 \text{ GHz}$, pour un courant $I_O = 100 \text{ mA}$ a d'ailleurs donné les performances suivantes :

$$P \# 40 \text{ mW} \text{ et } \eta \# 1,5\% \text{ à } f = 32 \text{ GHz}$$

Ces résultats expérimentaux assez médiocres sont dus au fait que les diodes sont encapsulées et donc que l'ensemble cellule + diode en boîtier présente des pertes importantes, dans cette gamme de fréquence, qui diminuent donc fortement la puissance émise.

L'étude numérique en fonction du courant pour la structure identique à cette diode, ayant donc les caractéristiques suivantes : $N_D = 6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $W = 0,7 \mu$, $S = 0,25 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$, $E_B = 0,9 \text{ eV}$, a permis de tracer les courbes P_{max} fonction du courant (figure 62) et η_{max} (figure 63) fonction du courant (à $f = 34 \text{ GHz}$) en tenant compte des pertes par l'intermédiaire d'une résistance série R_S . On constate sur ces courbes, d'une part que plus les pertes sont élevées plus le courant de démarrage des oscillations est grand ($I_{\text{start}} \# 50 \text{ mA}$ avec $R_S = 1 \Omega$, $I_{\text{start}} \# 35 \text{ mA}$ à $R_S = 0,5 \Omega$), et d'autre part que la puissance et donc le rendement sont divisés par 5 environ en présence de pertes élevées ($R_S = 1 \Omega$) pour $I_O = 100 \text{ mA}$, en effet :

$$R_S = 0 \Omega \quad I_O = 100 \text{ mA} \quad P_{\text{max}} = 250 \text{ mW} \quad \eta_{\text{max}} \# 11\%$$

$$R_S = 1 \Omega \quad I_O = 100 \text{ mA} \quad P_{\text{max}} = 50 \text{ mW} \quad \eta_{\text{max}} \# 2,5\%$$

Ces résultats théoriques nous montrent donc bien l'influence néfaste des pertes sur les performances d'une telle structure confirmant ainsi les résultats expérimentaux ; l'influence de l'effet tunnel pour ces diodes est en effet négligeable puisque pour la diode théorique le rapport $\frac{I_{to}}{I_O}$ est de l'ordre de 10^{-5} à $I_O = 100 \text{ mA}$.

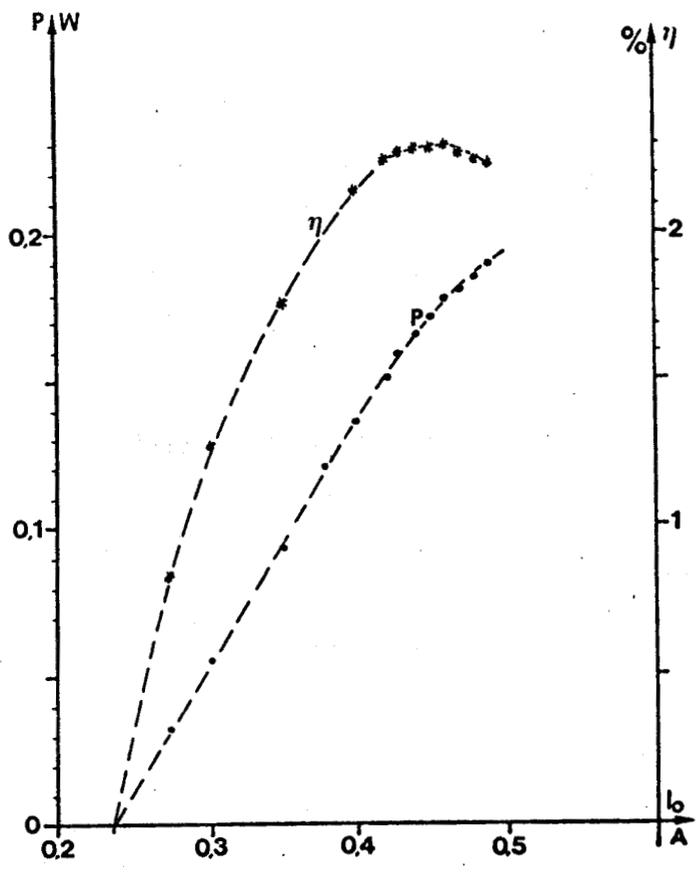


Figure 64 : Relevés expérimentaux : puissance et rendement en fonction du courant (à $f = 38\text{GHz}$) pour la diode Si N° 835.

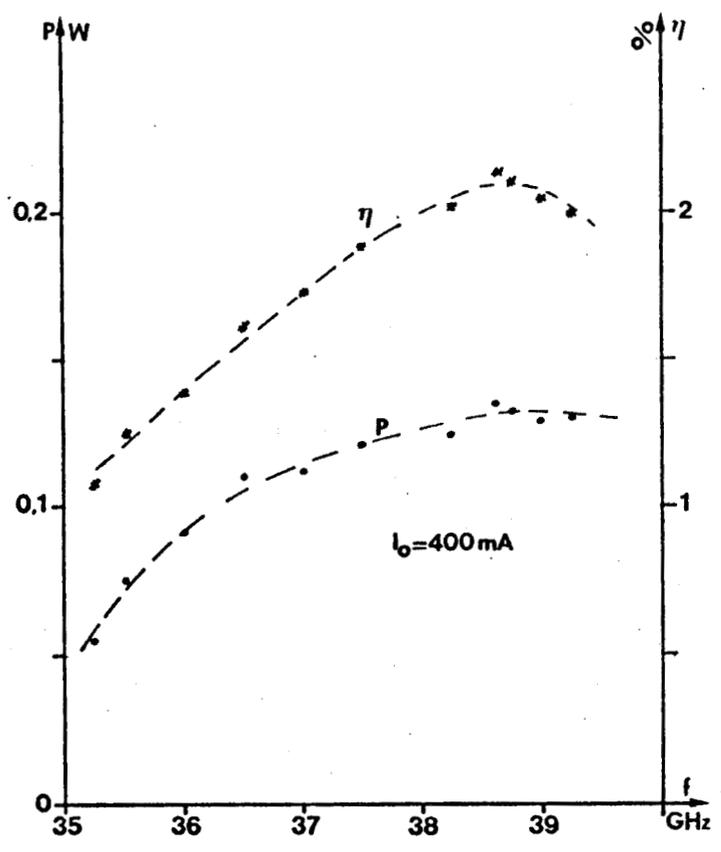


Figure 65 : Puissance et rendement expérimentaux en fonction de la fréquence (à courant constant).

Figures 66 et 67 : Comparaison théorie (—) expérience (*—*) pour cette diode à fréquence fixe et courant variable.

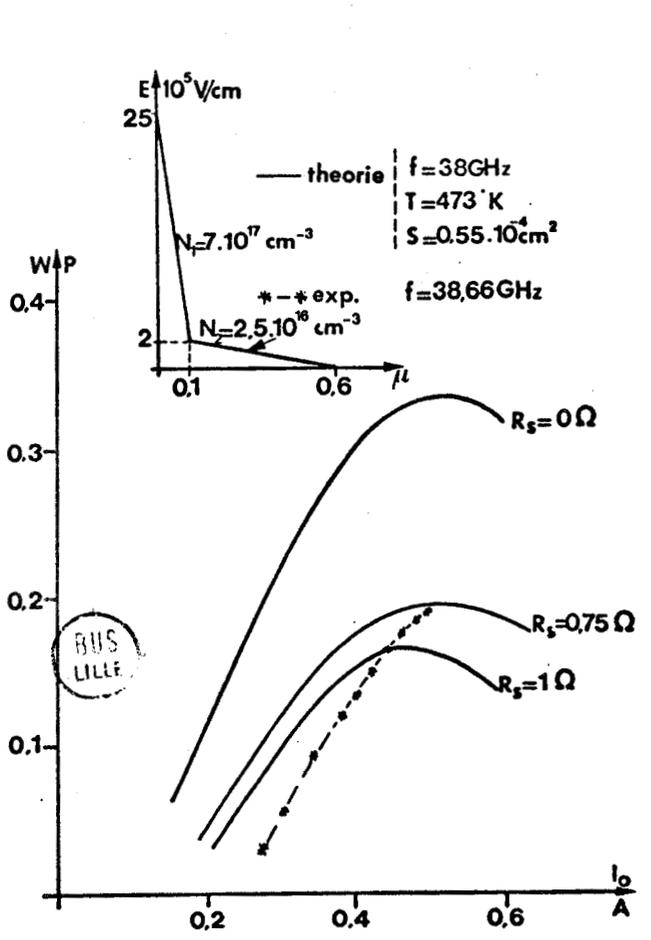


Figure 66

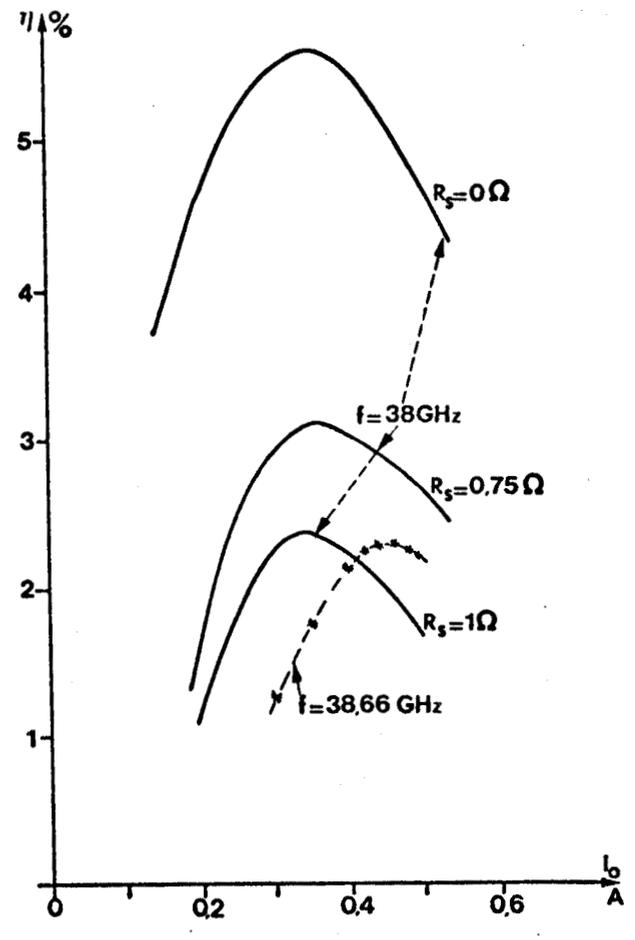


Figure 67

VI-4-2 La diode silicium à jonction du type P⁺N⁺NN⁺⁺

à profil de dopage fortement différencié (diode N° 835) dont les caractéristiques sont les suivantes :

$$N_1 \# 7.10^{17} \text{cm}^{-3} \quad ; \quad N_2 \# 2,5 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$$
$$W = 0,6\mu \quad ; \quad S = 0,53 \cdot 10^{-4} \text{cm}^2$$

et la carte de champ identique à celle de la figure 48, a été étudiée dans la structure à cap. Les performances (puissance et rendement) obtenues en fonction du courant sont indiquées sur la figure 64 :

- la fréquence d'oscillation était de 38,6GHz pour un diamètre du cap de $\varnothing \# 3,8\text{mm}$
- le rendement maximum $\eta_{\text{max}} \# 2,2\%$ a été obtenu pour $I_0 \# 425\text{mA}$ soit une densité de courant de 8000A/cm^2
- la puissance correspondante étant de $P \# 170\text{mW}$

Sur la figure 65 nous avons indiqué les points expérimentaux (puissance et rendement) obtenus à courant constant ($I_0 = 400\text{mA}$) en fonction de la fréquence dans la même cellule avec le même "cap" ($\varnothing 3,8\text{mm}$) par variations des accords (piston de court-circuit et plan E-H) :

la bande passante est d'environ 4GHz

$$P = 75\text{mW} \text{ à } f = 35,5\text{GHz}$$

$$P = 130\text{mW} \text{ à } f = 39,25\text{GHz}$$

le rendement entre 35 et 39GHz croissant de 1 à 2%.

A titre de comparaison les résultats du programme numérique pour cette structure, fonctionnant à 38GHz, en fonction du courant sont donnés figure 66 pour la puissance et figure 67 pour le rendement. La température compte tenu des puissances continues mises en jeu dans la gamme de courant choisi a été prise égale à 473°K. Les courbes de puissance et rendement ont été tracées en tenant compte des pertes du dispositif traduites par la résistance série R_S

pour $R_S = 0,75\Omega$	$P_{\text{max}} \# 200\text{mW}$	à $I_0 \# 450\text{mA}$
	$\eta_{\text{max}} \# 3,1\%$	à $I_0 \# 380\text{mA}$
pour $R_S = 1\Omega$	$P_{\text{max}} \# 165\text{mW}$	à $I_0 = 430\text{mA}$
	$\eta_{\text{max}} \# 2,35\%$	à $I_0 \# 370\text{mA}$

On note ainsi que l'accord entre la théorie et l'expérience n'est que relativement satisfaisant compte tenu, sans doute, que la température a été supposée constante dans les calculs théoriques.

Rappelons que ce type de diode présentait un taux de multiplication en régime linéaire (§ V-2-2) de l'ordre de 150 et que l'étude théorique numérique ci-dessous à 38GHz, $I_0 = 400\text{mA}$ et $T = 473^\circ\text{K}$ donne un courant tunnel de l'ordre de 1,2mA soit $M \# 330$. Ce type de structure présente donc un très fort courant tunnel et son fonctionnement peut être considéré comme intermédiaire entre celui du type diode à avalanche et celui de la diode TUTT.

Signalons que ce même type de diode montée sans boîtier dans une cellule à cap fonctionnant dans la bande 50-75GHz, ayant une section d'environ $0,18 \cdot 10^{-4} \text{cm}^2$ a fourni à 60GHz une puissance de 125 mW avec un rendement de 2,4% pour un courant de 280mA (soit une densité de courant d'environ $15.500\text{A}/\text{cm}^2$)⁽⁵⁰⁾.

VII - CONCLUSION

Nous venons donc de montrer au cours de cette étude expérimentale les divers effets liés à l'existence d'une injection de porteurs par effet tunnel thermiquement assisté dans les diodes étudiées :

- tout d'abord ce courant tunnel est non négligeable dans les diodes à profil de dopage différencié du type métal semiconducteur (Pt-n AsGa) fonctionnant en bande X ; il est par contre très faible dans les structures à profil de dopage plat prévues pour osciller entre 30 et 40GHz.

- dans les jonctions au Silicium à profil de dopage très fortement différencié ($N_1 \# 10^{18} \text{cm}^{-3}$ et $N_2 \# 10^{16} \text{cm}^{-3}$) il est très important du fait des champs électriques intenses qui existent alors au niveau de la jonction

- quelle que soit la structure, la présence de ce courant tunnel provoque, d'une part un abaissement de la tension continue de polarisation (que nous avons appelé effet de redressement en régime de fonctionnement non linéaire, effet d'autant plus important que la fréquence est faible), et d'autre part entraîne dans les cas les plus défavorables une diminution spectaculaire des performances hyperfréquences.

Toute cette étude nous amène donc à la conclusion que le problème général de l'optimisation de structure semiconductrice, fonctionnant à émission de champ et temps de transit, nécessite la prise en compte du courant tunnel. A la lumière de cette constatation nous nous proposons donc dans le dernier chapitre de notre travail d'apporter une contribution à la recherche et à la définition de dispositifs hyperfréquences présentant des performances élevées.

C H A P I T R E V

OPTIMALISATION ET PROSPECTIVE

I - INTRODUCTION

Après avoir mis en évidence par une étude statique l'existence d'un courant tunnel thermiquement assisté dans les structures à avalanche du type barrière métal-semiconducteur ou jonction, puis avoir montré les effets en régime de fonctionnement linéaire et non linéaire de cette injection de porteurs sur les performances hyperfréquences de ces diodes, il nous a semblé utile en guise de conclusion de ce travail d'essayer d'établir des critères simples permettant la réalisation de composant performant aussi bien à avalanche (diodes ATT) qu'à effet tunnel et temps de transit (diodes TUTT). En effet :

- dans les diodes ATT, l'obtention de haut rendement conduit à choisir des structures où le mécanisme d'injection par effet tunnel existe et doit donc être pris en compte pour définir les paramètres de la structure optimale dans une gamme de fréquence donnée.

- pour les diodes TUTT, le processus tunnel constituant le mécanisme d'émission des porteurs est instantané, le rendement potentiel est donc très faible et il est essentiel :

. d'une part de rechercher toutes les possibilités d'améliorer les performances en utilisant par exemple les phénomènes de transfert électronique.

. d'autre part d'explorer les possibilités de ce nouveau type de composant dans le domaine millimétrique où les performances des diodes à avalanche sont de toute façon considérablement diminuées.

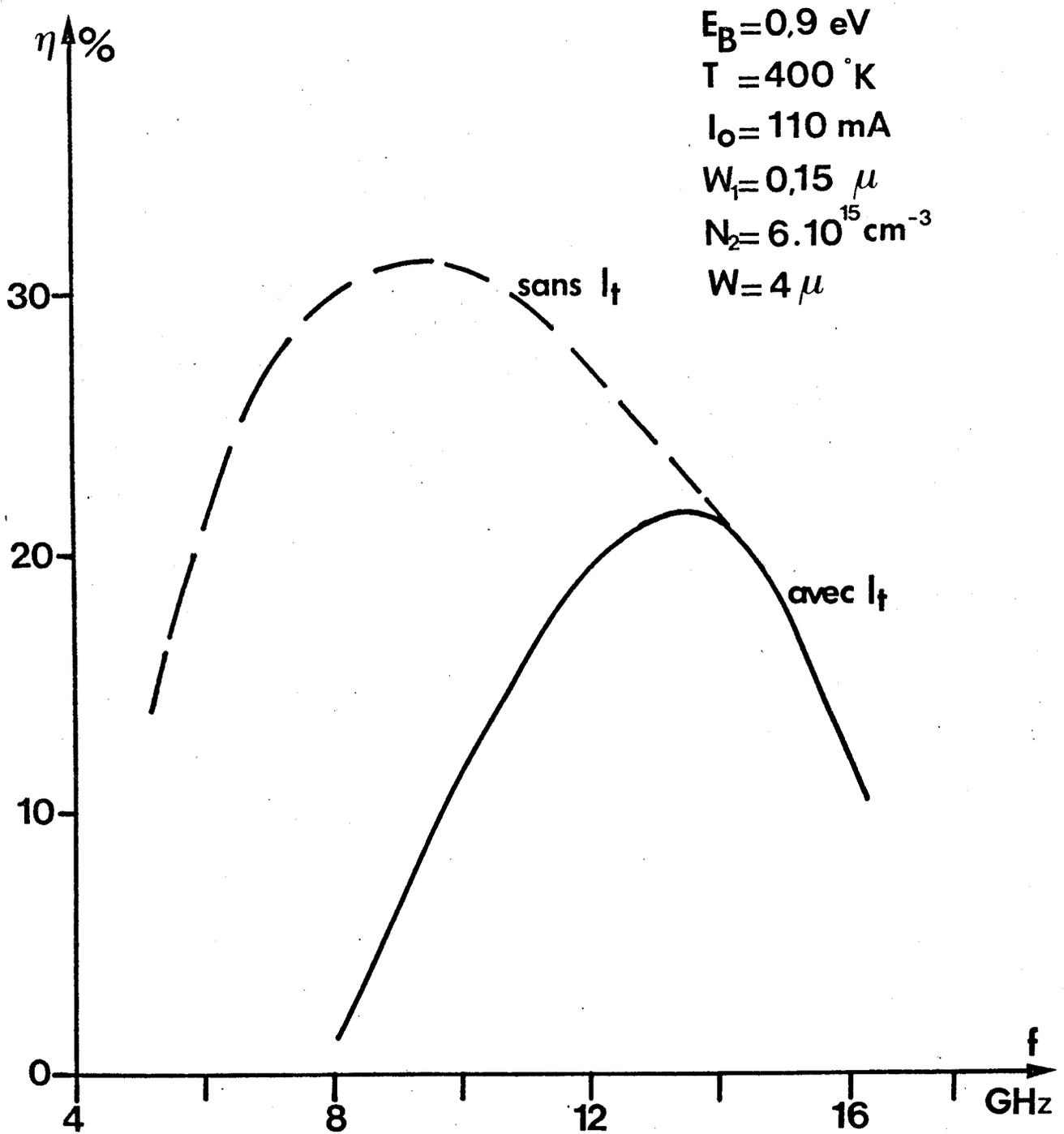


Figure 68 : Structure ATT métal AsGa ($S = 10^{-4} \text{ cm}^2$) : influence de courant tunnel sur les performances (rendement) maxima en fonction de la fréquence.



II - RECHERCHE DES STRUCTURES ATT A HAUT RENDEMENT A L'ARSENIURE DE GALLIUM

II-1 Rappels des effets du courant tunnel

Dans toutes les structures ATT étudiées le courant tunnel a une valeur largement supérieure au courant de saturation et fournit en conséquence les porteurs qui sont à l'origine du phénomène d'avalanche. Son influence sur le fonctionnement des dispositifs dépend de son amplitude I_{t0} ; or nous avons établi au chapitre 2 que celle-ci dépend du champ électrique E_M existant à l'interface métal semiconducteur pour une barrière (ou au niveau de la jonction pour les diodes à jonction) et ce paramètre constitue une donnée fondamentale dont il faut tenir compte en établissant les critères de choix du type de structure hyperfréquence qu'il nous faut réaliser.

L'étude analytique du chapitre 3 a permis de montrer que le courant tunnel apportait deux modifications essentielles au fonctionnement classique d'une diode à avalanche :

- la diminution de la tension de fonctionnement à courant constant I_0 .
- la diminution de la phase d'injection ψ du courant de conduction ayant pour conséquence l'augmentation de l'angle de transit optimal et donc de la fréquence optimale de fonctionnement.

Les résultats obtenus à l'aide du programme numérique pour une structure métal semiconducteur caractérisée par :

$$E_B = 0,9\text{eV} \quad ; \quad W_1 = 0,15\mu \quad ; \quad S = 10^{-4}\text{cm}^2 \quad ; \quad T = 400^\circ\text{K}$$

$$N_2 = 6.10^{15}\text{cm}^{-3}; \quad W_2 = 3,85\mu \text{ (soit } W = 4\mu) \quad ; \quad I_0 = 110\text{mA}$$

illustrent bien (figure 68) ces effets : sur cette figure l'évolution du rendement maximum en fonction de la fréquence a été tracée en tenant compte ou non du courant tunnel.

Les prévisions analytiques se trouvent bien confirmées puisque en plus de la dégradation des performances hyperfréquences, la fréquence optimale est passée de 9,5GHz ($\eta = 31\%$) sans effet tunnel à 13,5GHz ($\eta = 22\%$) avec effet tunnel.

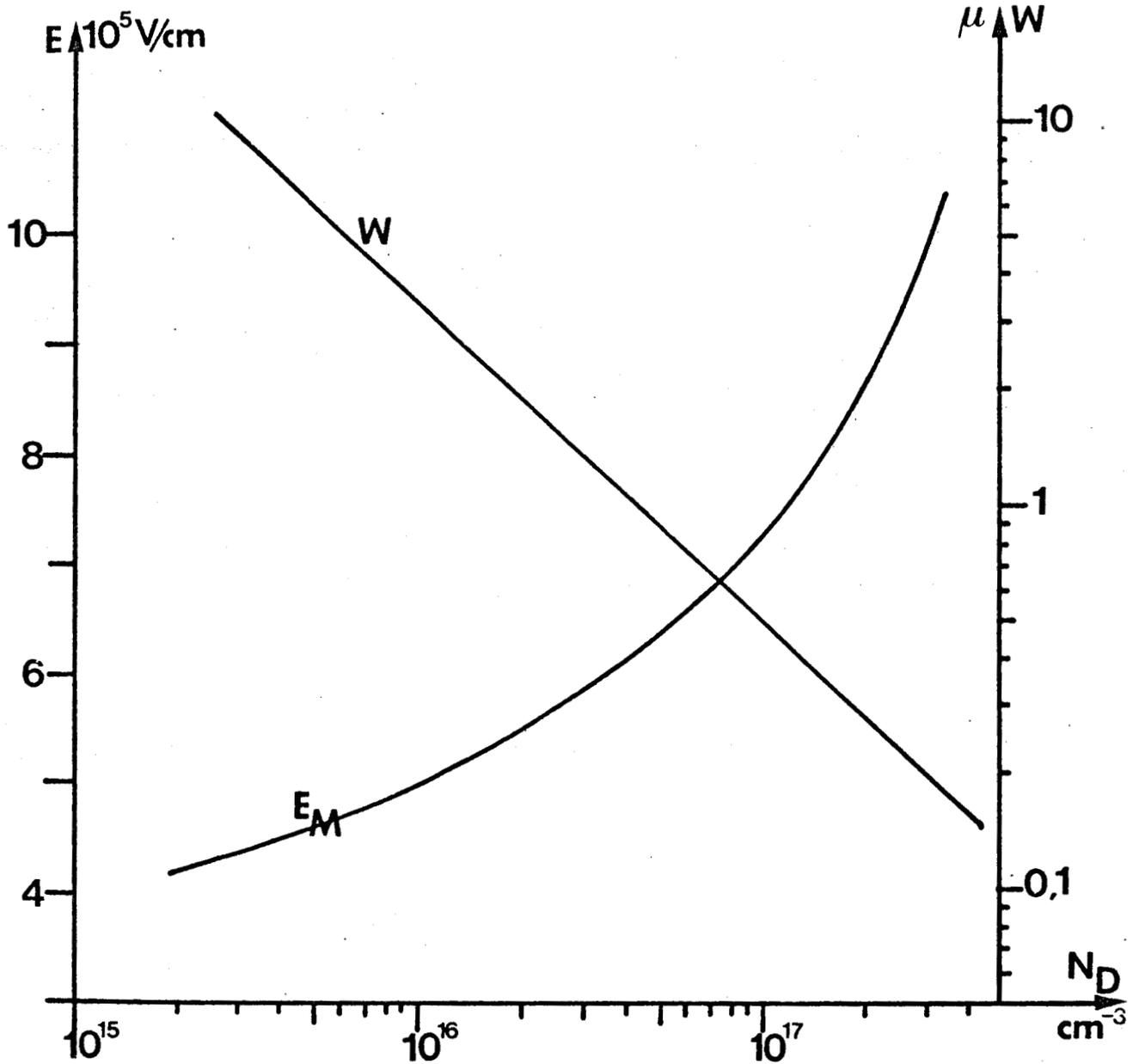


Figure 69 : Structure AsGa à profil de dopage constant N_D : variations du champ électrique à l'avalanche et de la longueur W de la zone désertée en fonction de la concentration en impuretés N_D à la température $T = 473^\circ\text{K}$.

Il apparaît donc nécessaire de tenir compte du courant tunnel existant au niveau de la zone d'émission pour définir la structure ATT optimale ; c'est ce que nous nous proposons de faire en considérant deux types de profil de concentration en impuretés : le profil plat et le profil différencié.

II-2 Structure à profil de concentration en impuretés constant

II-2-1 Généralités

Lors de l'étude analytique du composant (chapitre 3) nous avons établi l'expression analytique de la phase d'injection ψ qui en première approximation peut se calculer en régime non linéaire à partir de l'expression (annexe 2) :

$$\operatorname{tg} \psi \neq \left(\frac{J_0}{J_{to}} \cdot \omega \tau_i \cdot \frac{Y}{2B_0(Y) \cdot B_1(Y)} \right)$$

La phase d'injection ψ qui conditionne les performances hyperfréquences à la fréquence considérée dépend donc :

- du rapport entre la densité de courant de polarisation J_0 et celle du courant tunnel J_{to}
- du paramètre $Y = \frac{E_1}{\omega \tau_i} \cdot \psi'(E_a^*)$ et des fonctions de Bessel modifiées d'ordre 0 et 1 correspondantes.

Nous avons montré au chapitre 2 que la densité de courant tunnel J_{to} est une fonction croissante du champ électrique existant à l'interface métal semiconducteur (ou au niveau de la jonction); son amplitude dans le cas d'une diode ATT dépend donc du champ électrique E_M à l'avalanche.

Les valeurs de E_M et de l'épaisseur W de la zone désertée correspondant aux conditions d'établissement d'un régime d'avalanche stationnaire sont représentées figure 69 (pour une diode AsGa) en fonction de la concentration en impuretés N_D . On constate que le champ électrique maximum s'accroît lorsque W diminue et lorsque la fréquence de fonctionnement (proportionnelle à $\frac{1}{W}$) augmente : *le courant tunnel croît donc avec la fréquence.*

On ne peut cependant en déduire que la phase d'injection ψ s'écartera d'autant plus de sa valeur "naturelle" ($\frac{\pi}{2}$) que la fréquence sera élevée car :

- d'une part la densité de courant optimale J_0 augmente avec la fréquence (proportionnellement à f en général : $J_0 \sim 1000A/cm^2$ à 10GHz et $J_0 \sim 4000A/cm^2$ à 40GHz).

- d'autre part les variations avec la fréquence du terme $\omega\tau_i \cdot \frac{Y}{B_0(Y) \cdot (B_1(Y))}$ doivent être prises en compte.

Ce n'est donc qu'à partir d'exemples précis de structure fonctionnant en bande X et Q que nous pourrons véritablement déterminer l'influence du courant tunnel en fonction de la fréquence sur ce type de diode.

Nous avons donc calculé pour les structures à profil plat du type barrière à l'Arséniure de Gallium fonctionnant respectivement à 10GHz, 40GHz et 60GHz la phase d'injection ψ pour un régime de fonctionnement non linéaire caractérisé par un champ hyperfréquence $E_1 = 10^5 \text{V/cm}$.

Les résultats obtenus en considérant une température 473°K et une hauteur de barrière de 0,8eV sont résumés dans le tableau ci-dessous :

f	W	E_M	J_0	E_B	J_{to}	J_0/J_{to}	ψ
10GHz	4 μ	4,8 10 ⁵ V/cm	1000A/cm ²	0,9eV	2,510 ⁻² A/cm ²	4 10 ⁴	$\sim 90^\circ$
				0,8eV	0,3A/cm ²	3,33 10 ³	$\sim 89,5^\circ$
40GHz	1 μ	6,3 10 ⁵ V/cm	4000A/cm ²	0,9eV	0,225A/cm ²	1,78 10 ⁴	$\sim 90^\circ$
				0,8eV	4,5 A/cm ²	889	$\sim 88,5^\circ$
60GHz	0,6 μ	7 10 ⁵ V/cm	6000A/cm ²	0,8eV	25A/cm ²	240	$\sim 85^\circ$

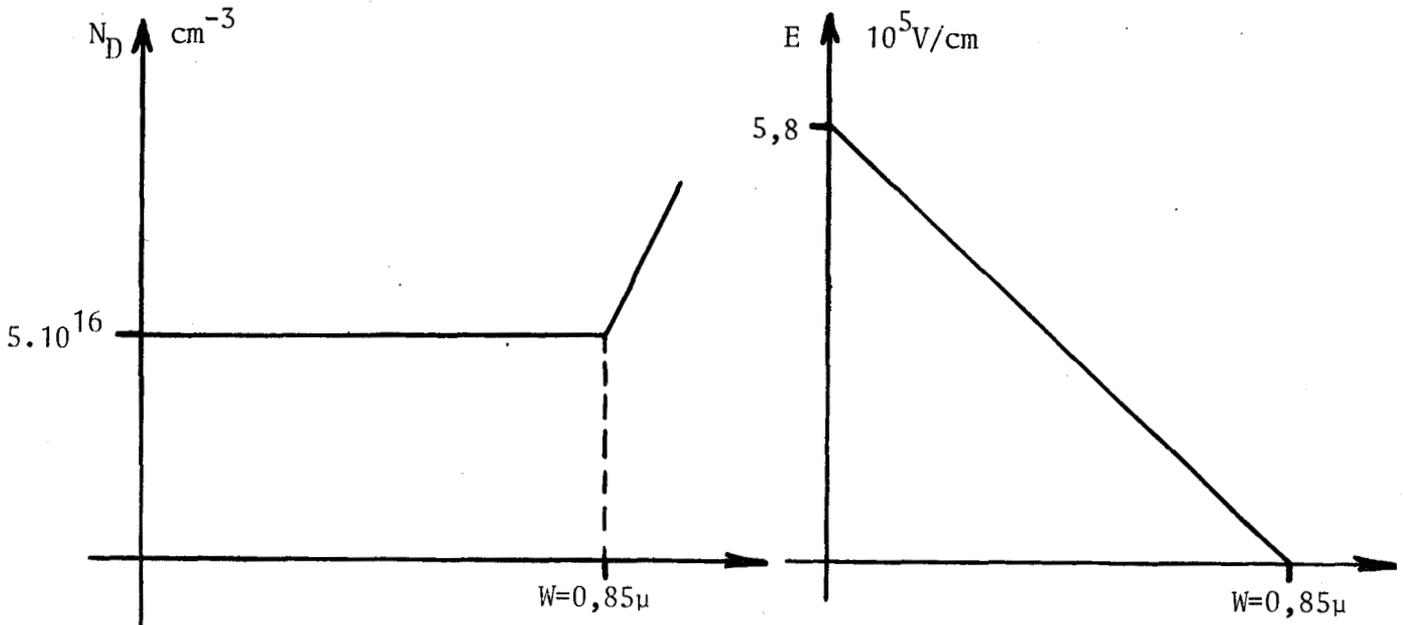
Ils montrent que la diminution de la phase d'injection due au courant tunnel n'est sensible que vers 40GHz et donc que l'influence de cette injection de porteurs sur les performances hyperfréquences d'une telle structure est nulle en bande X, faible vers les 40GHz et doit absolument être prise en compte au delà.

Pour une diode ATT à jonction abrupte analogue à la structure du type barrière étudiée ici (même valeur de champ électrique à l'avalanche) la densité de courant tunnel est 20 à 100 fois plus faible (chapitre 2) et son influence reste donc négligeable même à 60GHz.

En résumé pour des diodes à profil de concentration en impuretés uniforme, l'influence du courant tunnel ne doit être importante que pour des structures métal semiconducteur fonctionnant au dessus de 30GHz. Or il apparaît que l'intérêt de ce type de structure se situe précisément en gamme millimétrique car leur technologie de fabrication est beaucoup plus simple que celle des diodes à profil différencié, dont la réalisation peut s'avérer délicate à ces fréquences élevées. Il nous semble donc intéressant de donner ici les résultats d'une étude numérique qui a été entreprise afin de définir les caractéristiques optimales (surface, dopage, hauteur de barrière etc..) et les performances de structures à profil plat fonctionnant entre 30 et 40GHz.

II-2-2 Optimalisation des diodes AsGa à profil de dopage constant du type barrière entre 26 et 40GHz.

L'étude numérique des propriétés hyperfréquences (puissance rendement, résistance négative) d'une structure classique à profil plat du type métal AsGa dont les caractéristiques et la carte de champ à température ambiante sont données ci-dessous nous a permis tout d'abord de mettre en évidence le facteur essentiel limitant les performances de ce type de diode



hauteur de barrière $E_B = 0,9\text{eV}$, section $S = 0,25 \cdot 10^{-4} \text{cm}^2$

courant de polarisation $I_0 = 150\text{mA}$, température $T = 450^\circ\text{K}$

Figure 70 a : Puissance et rendement maxima en fonction de la fréquence et des pertes pour la structure profil plat :

$N_D = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $W = 0,85 \mu$,
 $E_B = 0,9 \text{ eV}$, $S = 0,25 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$

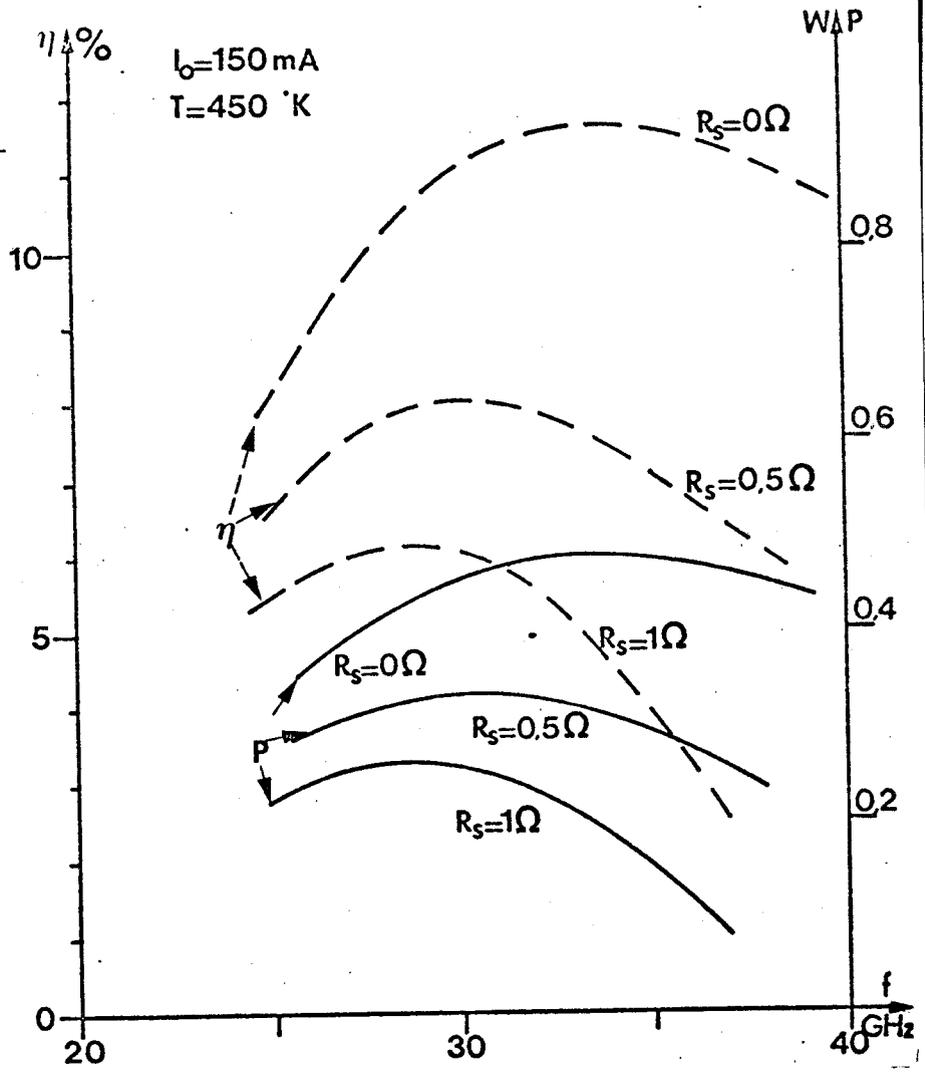


Figure 70 a

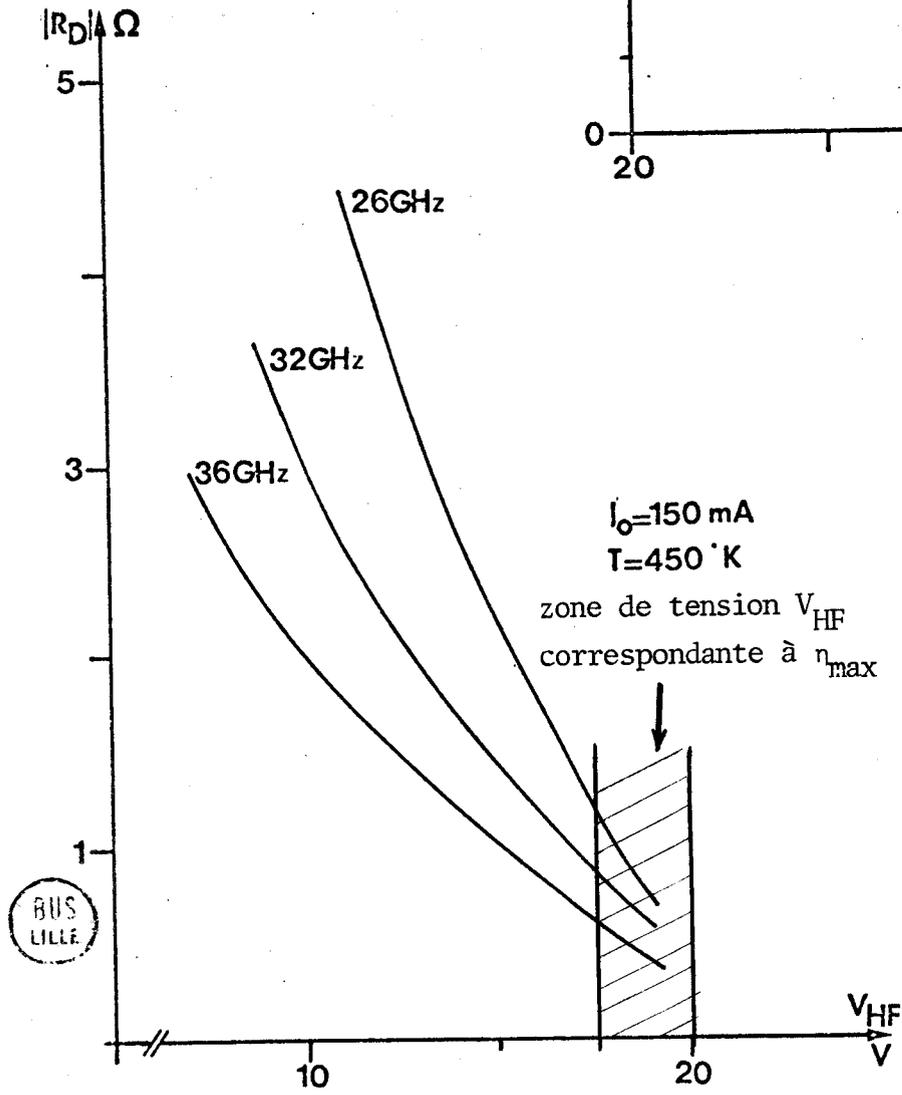


Figure 70 b : Evolution en fonction de V_{HF} du module de la résistance négative pour la structure considérée.

Figure 70 b

Les résultats de l'étude numérique, en fonction de la fréquence, de la puissance et du rendement de cette diode sont reportées figure 70a où il apparaît très nettement que les performances hyperfréquences et la fréquence optimale de fonctionnement dépendent essentiellement des pertes (représentées par la résistance série R_S caractérisant la diode et le circuit). Ainsi nous obtenons :

en l'absence de pertes	$R_S = 0\Omega$	$f_{opt} = 34\text{GHz}$	$\eta_{max} = 11,6\%$	$P_{max} = 480\text{mW}$
avec pertes	$R_S = 0,5\Omega$	$f_{opt} = 30\text{GHz}$	$\eta_{max} = 8\%$	$P_{max} = 340\text{mW}$
	$R_S = 1\Omega$	$f_{opt} = 29\text{GHz}$	$\eta_{max} = 6\%$	$P_{max} = 230\text{mW}$

Cette diminution des performances hyperfréquences s'explique aisément si l'on considère l'évolution de la résistance négative R_D en fonction de la tension hyperfréquence V_{HF} et de la fréquence représentée figure 70b pour cette diode. On remarque que R_D est d'autant plus faible à tension hyperfréquence constante que la fréquence est élevée : le rendement utile $\eta_u = \eta_e (1 - \frac{R_S}{|R_D|})$ diminue d'autant plus vite que la fréquence est grande.

Les faibles valeurs de résistance négative que présente une telle structure sont donc un facteur de limitation particulièrement important des performances du dispositif oscillateur (diode + circuit) puisque celui-ci présente toujours des pertes qui dans le meilleur des cas et pour la gamme de fréquence considérée sont caractérisées par une résistance série comprise entre $0,5\Omega$ et 1Ω (51). La recherche de la structure optimale nécessite donc une connaissance très précise de l'évolution de la résistance négative en fonction des paramètres physiques (section, courant, dopage, hauteur de barrière) caractérisant la structure.

II-2-2-1 Influence des divers paramètres physiques (E_B , S , I_0 , N_D)

La structure semiconductrice étudiée étant celle définie précédemment l'étude numérique que nous avons réalisée conduit aux conclusions suivantes* :

- dans les diodes du type métal AsGa fonctionnant entre 30 et 40GHz le courant tunnel a peu d'influence sur les performances du dispositif

* Ces conclusions sont établies en supposant que la diode est caractérisée par une résistance série de pertes (y compris le circuit hyperfréquence) comprise entre $0,5\Omega$ et 1Ω et décroissant légèrement lorsque la surface augmente (par exemple : 1Ω pour $S = 0,2 \cdot 10^{-4}\text{cm}^2$, $0,5\Omega$ pour $S = 0,8 \cdot 10^{-4}\text{cm}^2$).

tant que la hauteur de barrière E_B reste supérieure à 0,85eV (comme le montrent les courbes de puissance et rendement émis de la figure 71).

- la section de la diode ne doit pas excéder $0,25 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ si l'on désire obtenir une puissance de quelques centaines de milliwatts avec un rendement de l'ordre de 10% et une résistance négative supérieure à 1Ω (en module). (Voir les courbes reportées figures 72 a et 72 b).

- l'étude en fonction du courant de polarisation et de la température montre qu'une telle structure n'a de performances intéressantes que si elle fonctionne à des densités de courant supérieures à 4000 A/cm^2 (figures 73 a et 73 b) soit des courants supérieurs à 100mA pour une section $S = 0,25 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$. La résistance thermique de la structure doit alors être de l'ordre de 50°C/Watt pour que la température de la diode reste inférieure à 200°C .

- enfin la comparaison des performances (figure 74a et 74b) de deux structures caractérisées par un rapport 2 entre les dopages ($3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et $6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) et une longueur totale W choisie de telle sorte que la diode considérée soit pratiquement bloquée à l'avalanche ($W = 1,25 \mu$ pour $N_D = 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et $W = 0,7 \mu$ pour $N_D = 6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) permet de définir les valeurs de dopage optimum en fonction de la fréquence de fonctionnement choisie; ainsi nous obtenons :

$$\begin{array}{ll} \text{pour } 25\text{GHz} \leq f \leq 30\text{GHz} & N_D \# 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \\ \text{pour } 35\text{GHz} \leq f \leq 40\text{GHz} & N_D \# 6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \end{array}$$

II-2-2-2 Définition de la structure permettant d'obtenir de bonnes performances en bande Q (26-40GHz)

De cette étude numérique nous pouvons définir les caractéristiques physiques de la structure à profil plat du type métal AsGa, sinon optimale du moins performante, fonctionnant autour de 35GHz :

- la barrière sera du type Pt-n AsGa ($0,85\text{eV} \leq E_B \leq 0,9\text{eV}$)
- le dopage de la zone active sera de $4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
- la longueur de la zone active $W = 1 \mu$ (au maximum)
- la résistance thermique souhaitée R_{th} sera de 45°C/W
- la section S de la diode sera de l'ordre de $0,25 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$

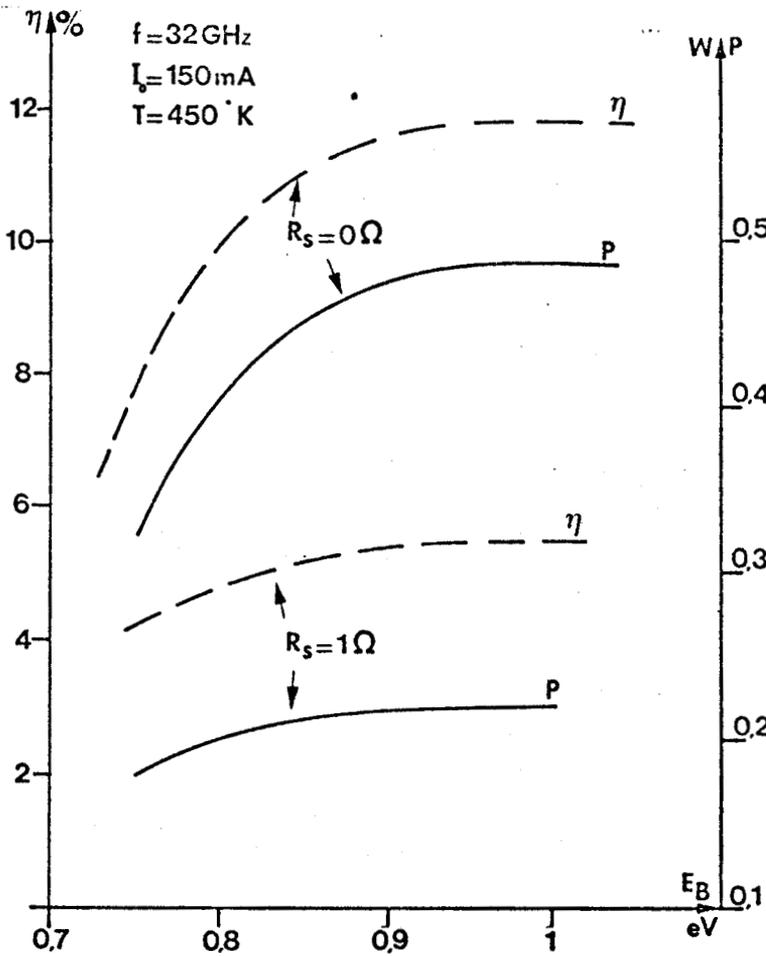


Figure 71

Structure métal AsGa à profil plat
 $N_1 = 5.10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $W = 0,85 \mu$, $T = 450^\circ \text{K}$
 $I_0 = 150 \text{ mA}$, $f = 32 \text{ GHz}$

Figure 71 : Evolution de la puissance et du rendement maximum en fonction de la hauteur de barrière E_B et des pertes ($R_S = 1 \Omega$) (la section $S = 0,25.10^{-4} \text{ cm}^2$)

Figure 72 a : Variations de la résistance négative pour cette structure en fonction de V_{HF} et de S (avec $E_B = 0,9 \text{ eV}$)

Figure 72 b : Evolution de la puissance et du rendement maximum en fonction de la section S et des pertes (avec $E_B = 0,9 \text{ eV}$)

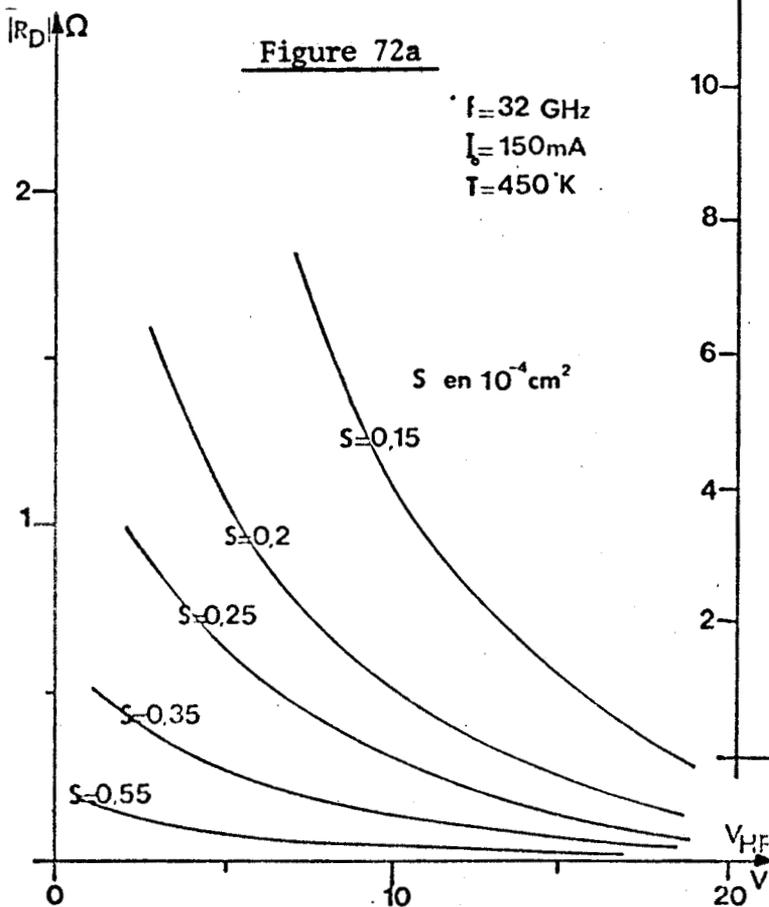


Figure 72a

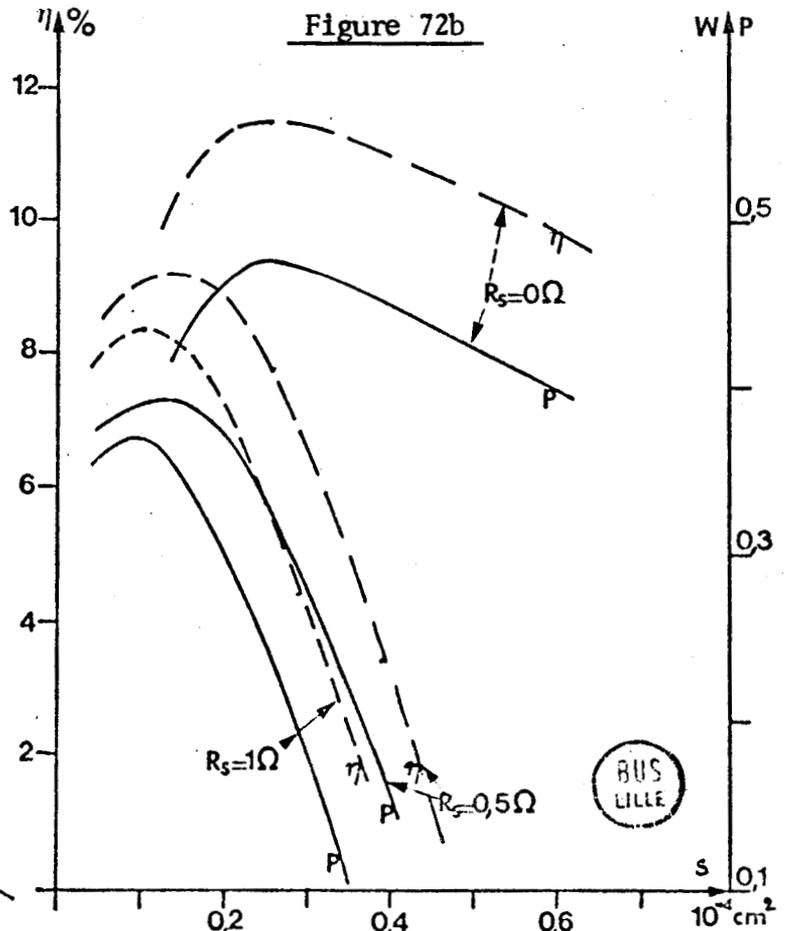


Figure 72b

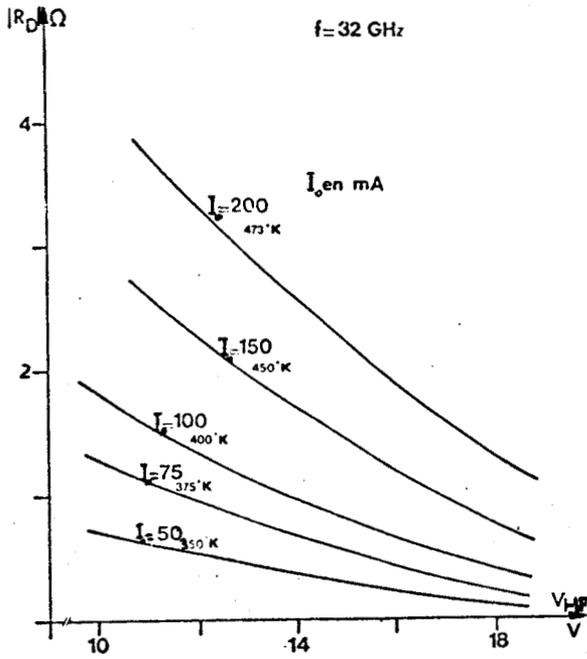


Figure 73 a

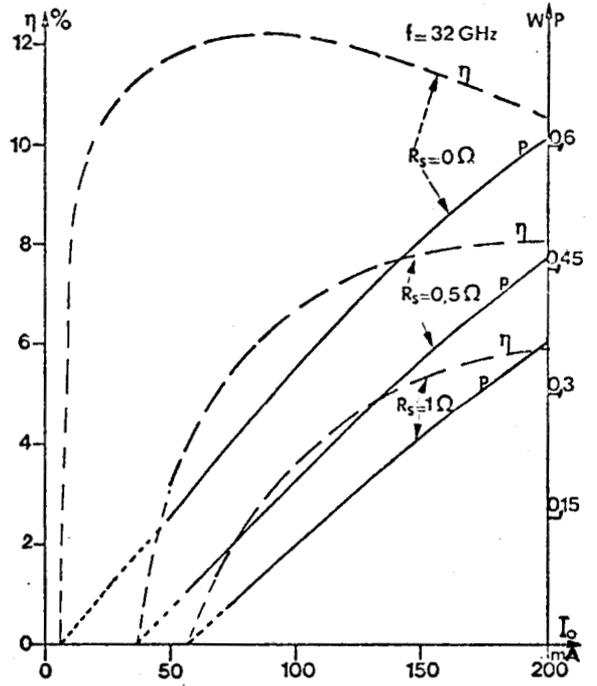


Figure 73 b

Figure 73 : Structure AsGa à profil plat ($N_1 = 5.10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $W = 0,85 \mu$, $E_B = 0,9 \text{ eV}$, $S = 0,25.10^{-4} \text{ cm}^2$, $T = 450^\circ \text{ K}$) : évolution en fonction du courant et de la tension hyperfréquence V_{HF} de la résistance négative (fig. 73 a) et variations de la puissance et du rendement maximum en fonction du courant et des pertes (fig. 73 b)

Figure 74 : Comparaison des performances maxima en fonction de la fréquence (puissance fig. 74 a, rendement fig. 74 b) pour 2 structures profil plat à l'AsGa ayant comme caractéristiques communes $E_B = 0,9 \text{ eV}$, $S = 0,25.10^{-4} \text{ cm}^2$, $T = 450^\circ \text{ K}$.

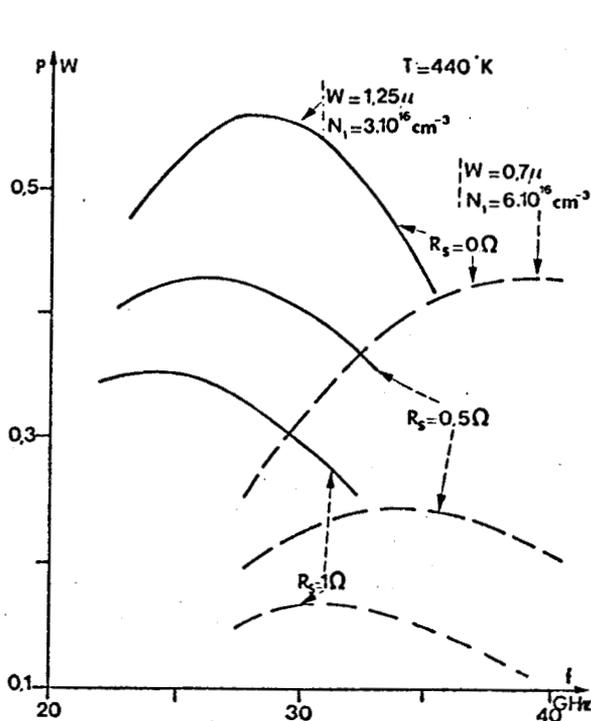


Figure 74 a

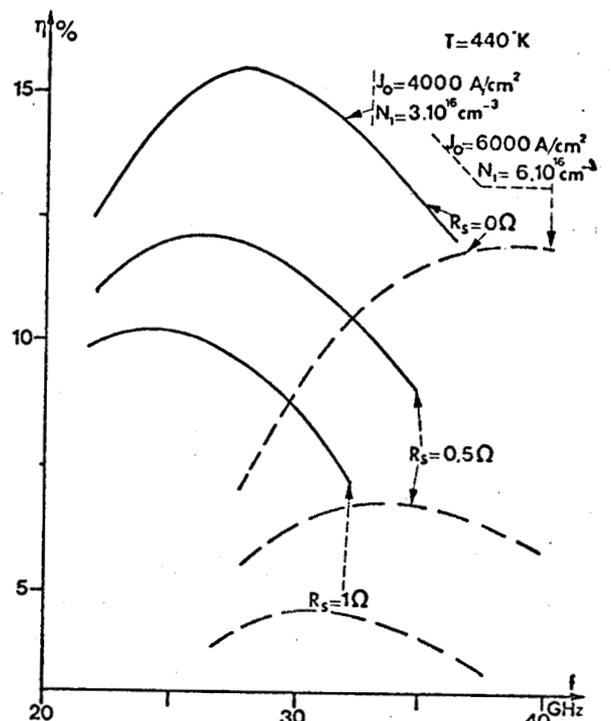


Figure 74 b

BUS
LILLE

Cette structure si elle est utilisée non encapsulée dans une cellule d'oscillation en guide à "cap" (52) ou du type Kurokawa (53) à transition coaxiale guide aura des performances très intéressantes ($\eta \sim 10\%$ et $P \sim 400\text{mW}$) par contre si elle est montée dans un boîtier hyperfréquence standard l'influence des pertes d'insertion présentées par l'ensemble diode-cellule sera considérablement augmentée et donc la puissance et le rendement utile diminueront fortement*.

II-2-2-3 Conclusion

La caractéristique essentielle des structures millimétriques profil plat à l'AsGa étant de présenter une faible résistance négative, nécessite de concevoir des diodes ayant une faible section et fonctionnant à de fortes densités de courant si l'on veut obtenir des puissances intéressantes. La réalisation de diodes (fonctionnant obligatoirement sans encapsulation) vers 60GHz, 80GHz ou 100GHz pose un certain nombre de problèmes technologiques liés aux dimensions et caractéristiques physiques de ces structures : c'est ainsi qu'une diode fonctionnant autour de 80GHz du type barrière Pt-n AsGa doit avoir :

- un dopage N_1 de l'ordre de 1 à $2 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$
- une longueur totale W entre $0,4$ et $0,5 \mu$
- une section S entre $0,1$ et $0,15 \cdot 10^{-4} \text{cm}^2$
- et supporter des densités de courant entre 8000 et 10000A/cm^2

Ces ordres de grandeur montrent donc la nécessité d'une technologie de fabrication parfaitement maîtrisée.

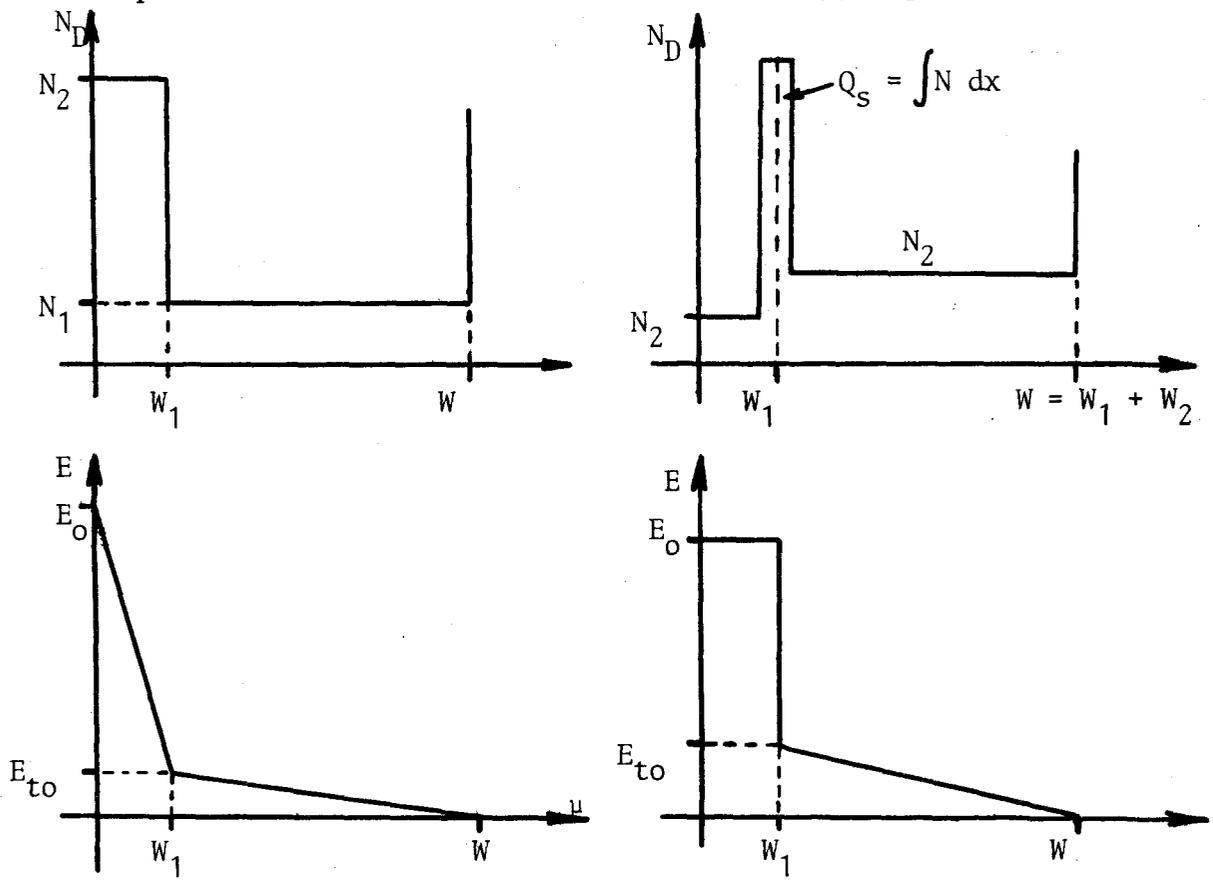
II-3 Structure à profil de dopage différencié

La recherche de haut rendement hyperfréquence a conduit à définir des structures semiconductrices à profil de dopage différencié qui sont caractérisées de ce fait par l'existence d'un courant tunnel assisté thermiquement relativement important entraînant, particulièrement en bande X, une modification importante des performances. En gamme millimétrique si l'effet

* En effet les éléments parasites de l'encapsulation diminuent considérablement la résistance négative présentée par la diode dans son boîtier et en conséquence augmentent l'influence des pertes présentées par le circuit.

du courant tunnel est non négligeable, la difficulté de réalisation technologique, compte tenu des dimensions de la structure à ces fréquences, limite sérieusement les possibilités réelles de ce type de profil. Nous avons donc recherché la structure optimale en bande X et non en ondes millimétriques.

Rappelons dans ce but que la structure sera d'autant plus intéressante que sa "zone d'émission" consommera le moins de tension possible et retardera au maximum l'injection des porteurs par rapport à l'instant où le champ est maximum. Compte tenu de l'influence néfaste du courant tunnel qui diminue le retard à l'injection il s'agit en premier lieu de choisir entre les deux structures classiques Hi-Lo ou Lo-Hi-Lo, schématisées ci-dessous, celle qui permet d'obtenir la zone d'émission la plus favorable, puis en second lieu de définir pour la structure choisie les caractéristiques optimales.



II-3-1 Comparaison des structures Hi-Lo et Lo-Hi-Lo

Pour effectuer cette comparaison il est commode de travailler sur des structures caractérisées par la même valeur δ de la largeur équivalente de la zone d'avalanche (définie au chapitre 2) dont les variations en fonction du dopage et de la température ont été rappelées figure 75 (structure Hi-Lo à l'AsGa). Les études numériques réalisées au laboratoire (54-55) sur un grand nombre de structures ont abouti à l'énoncé de la règle suivante :

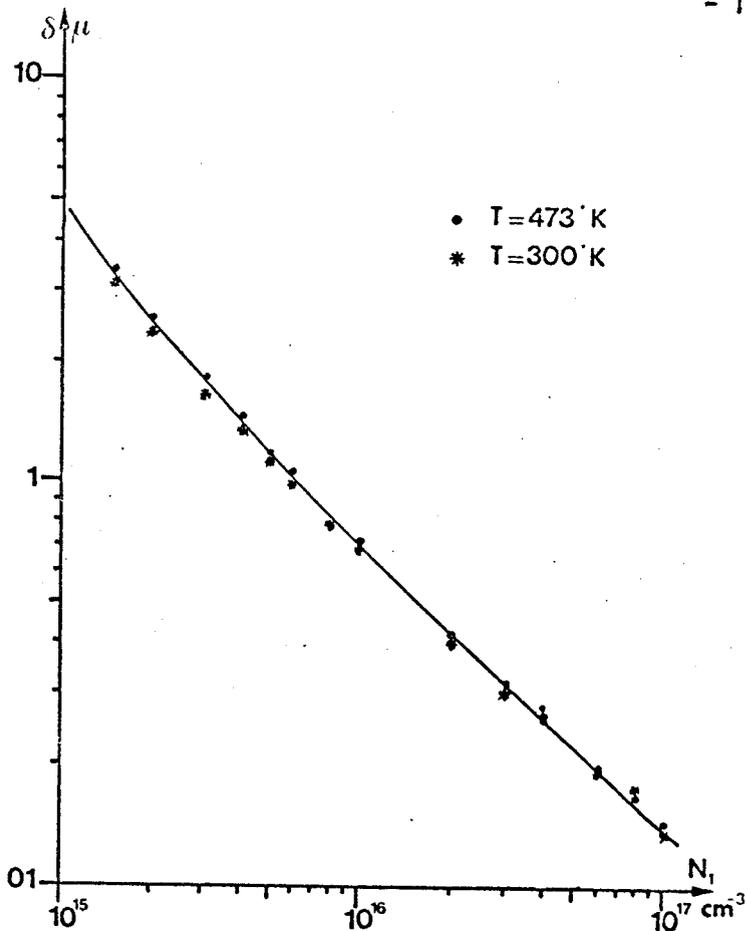


Figure 75

Figure 75 : Variations de l'épaisseur δ de la zone d'avalanche pour une structure HiLo à l'AsGa.

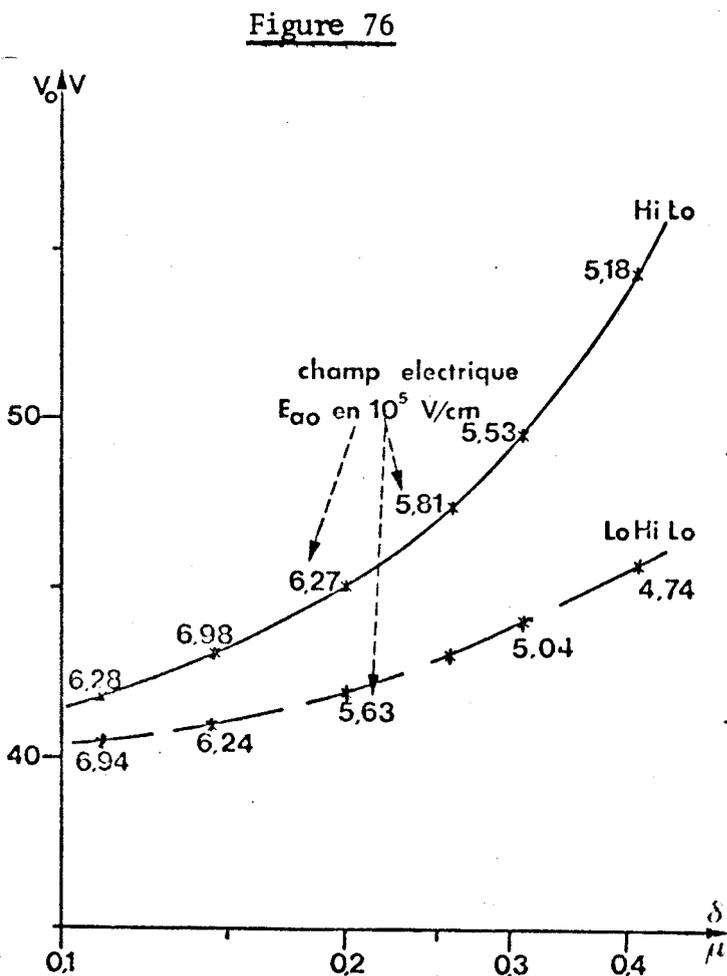


Figure 76

Figure 76 : Barrière métal AsGa ($E_B = 0,85\text{eV}$, $T = 400^\circ\text{K}$) Comparaison des tensions de polarisation en fonction de δ pour les structures HiLo et LoHiLo.

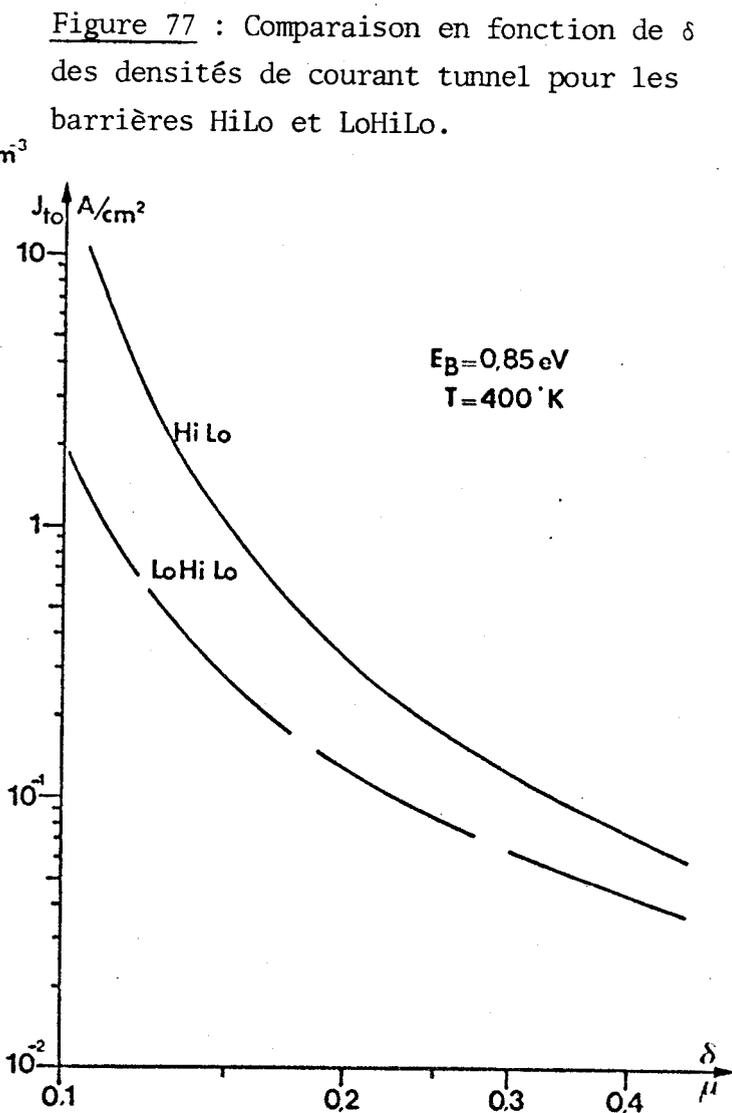


Figure 77

Figure 77 : Comparaison en fonction de δ des densités de courant tunnel pour les barrières HiLo et LoHiLo.



à épaisseurs δ égales, à courants injectés égaux les zones d'émission réalisées à partir de structure Lo-Hi-Lo et Hi-Lo ont des propriétés hyperfréquences très voisines, en conséquence si pour les deux structures les caractéristiques de la zone de transit sont les mêmes, les puissances hyperfréquences délivrées seront les mêmes.

L'amélioration apportée par l'une ou l'autre de ces structures ne peut résulter que :

- d'une diminution de la tension continue appliquée à la zone d'émission et donc d'une augmentation du rendement.
- d'une différence entre les courants injectés initialisant l'avalanche dans les deux structures c'est-à-dire le courant tunnel thermiquement assisté.

Ces deux facteurs ont été chiffrés dans le cas de barrière métal semiconducteur Hi-Lo et Lo-Hi-Lo fonctionnant à 400°K et ayant une hauteur de barrière de $0,85\text{eV}$.

Les résultats obtenus en fonction de δ (donc de N_1 pour la diode Hi-Lo et W_1 pour la diode Lo-Hi-Lo) sont représentés :

. figure 76 pour la tension de polarisation, les valeurs du champ électrique à l'interface étant indiquées dans chaque cas.

. figure 77 pour la densité de courant tunnel calculée à partir de notre théorie développée au chapitre 2.

Cette comparaison a été effectuée pour deux structures caractérisées par la même longueur δ de zone d'avalanche présentant le même champ continu à l'entrée de la zone de transit et la même concentration en impuretés N_2 . On constate que dans tous les cas les structures Lo-Hi-Lo sont les plus intéressantes puisque la tension de polarisation et le courant tunnel sont toujours les plus faibles.

II-3-2 Optimalisation de la structure Lo-Hi-Lo

Le choix s'étant arrêté sur une structure Lo-Hi-Lo il nous reste maintenant à en déterminer complètement les caractéristiques optimales (W_1, Q_S) en fonction de la fréquence.

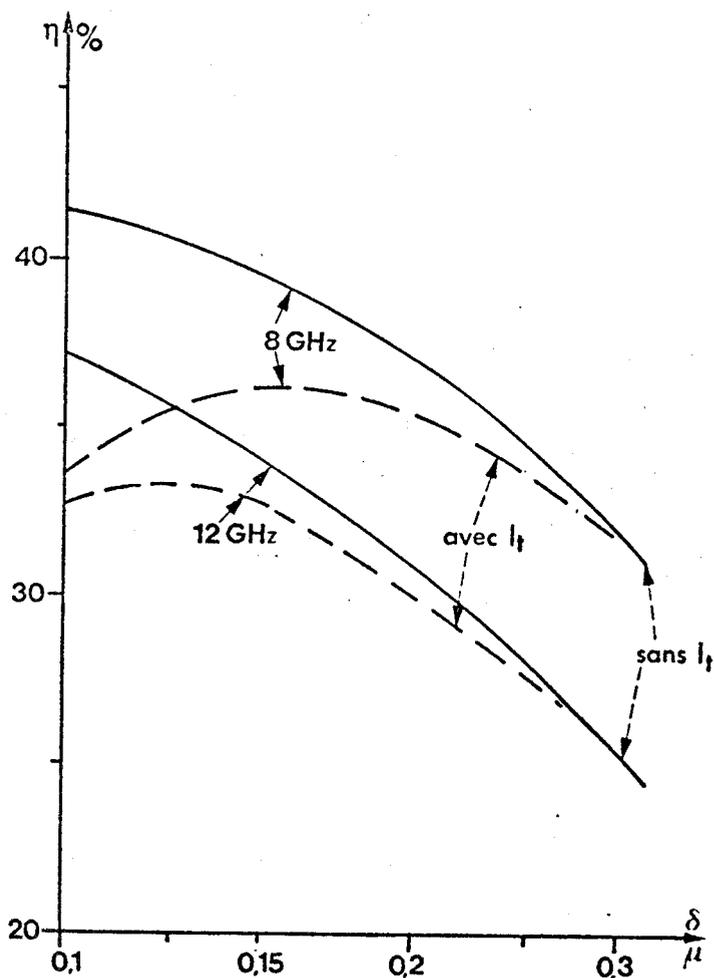


Figure 78

Figure 78 : Variations du rendement maximum en fonction de δ et de la fréquence compte tenu du courant tunnel ($E_B = 0,85\text{eV}$, $T = 400^\circ\text{K}$)

Figure 79 : Evolution du rendement maximum pour les structures LoHiLo en fonction de Q_s et de la fréquence

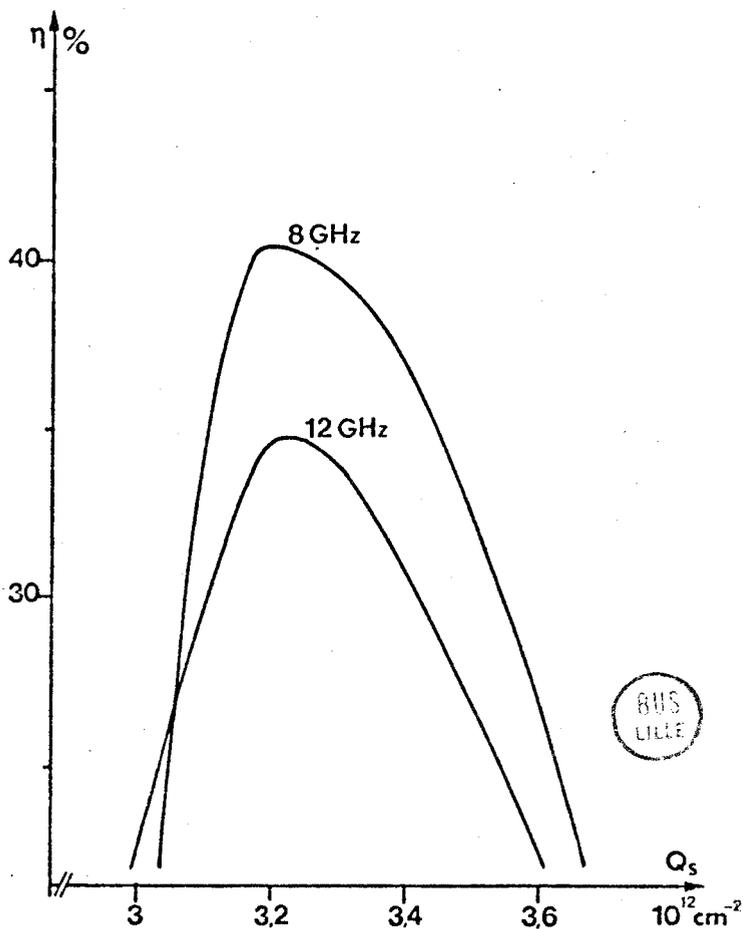


Figure 79

Dans ce but un grand nombre de simulation ont été faites en utilisant différentes valeurs de Q_S et W_1 et les résultats sont donnés par les courbes de la figure 78 en ce qui concerne l'évolution du rendement maximum en fonction de W_1 et de la figure 79 pour la variation du rendement en fonction de Q_S .
Il apparaît ainsi :

- qu'il existe une *valeur optimale* de δ , lorsque l'on tient compte du courant tunnel, qui se situe *autour* de $0,15\mu$.

- et que la valeur optimale de Q_S *reste voisine* de $3,2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ quelle que soit la fréquence.

Ces divers résultats ont été obtenus en considérant une structure Lo-Hi-Lo du type barrière métal semiconducteur. L'utilisation d'une jonction (p^+-n) se traduira par une diminution du courant tunnel injecté qui *devient* alors pratiquement indépendant de la température comme nous l'avons vu au chapitre 2 et cet avantage peut devenir appréciable à température élevée ($> 200^\circ\text{C}$).

Nous venons donc de définir les paramètres optima de la zone d'émission d'une structure Lo-Hi-Lo bande X; l'optimisation de la zone de transit a été réalisée au laboratoire et les résultats publiés par ailleurs (30) (55) ; cette dernière sortant du cadre de notre travail qui a consisté à ce niveau à étudier les influences du courant tunnel sur les performances des dispositifs à avalanche, nous n'en exposerons donc pas les résultats.

III - ETUDE ET DEFINITION DE STRUCTURES SEMICONDUCTRICES PERFORMANTES A EFFET TUNNEL ET TEMPS DE TRANSIT.

L'étude numérique d'un certain nombre de structures de ce type a été présentée au chapitre 3 et il s'agit donc maintenant de se prononcer sur l'intérêt de ce composant en répondant à un certain nombre de questions plus générales :

- quel matériau faut-il utiliser ? Si ou AsGa ?
- quelles performances peut-on espérer en bande X et surtout en onde millimétrique pour une structure bien optimisée ?

- quels avantages présente ce nouveau composant par rapport aux structures plus usuelles (ATT, BARRITT) ?

- et enfin quels sont les problèmes technologiques posés pour la réalisation de ce type de structure ?

III-1 Choix du matériau et premiers résultats

Lors de l'étude du composant TUTT au chapitre 3 nous avons défini pour la structure du type métal semiconducteur les impératifs à respecter (dopage et longueur de la zone d'émission) pour que le mécanisme d'émission soit uniquement dû au passage des porteurs à travers la barrière de potentiel par effet tunnel thermiquement assisté et il est alors apparu

a) que la structure au Silicium nécessite des dopages en tête très supérieurs à ceux des diodes à l'Arséniure de Gallium de même type :
(le rapport entre les concentrations en impuretés $\frac{N_{Si}}{N_{AsGa}}$ des deux zones fortement dopées est en effet supérieur à 10)

structure AsGa ($E_B \sim 0,8eV$) : $N_1 \sim 2 \text{ à } 4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

structure Si ($E_B \sim 0,8eV$) : $N_1 \sim 4 \text{ à } 8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

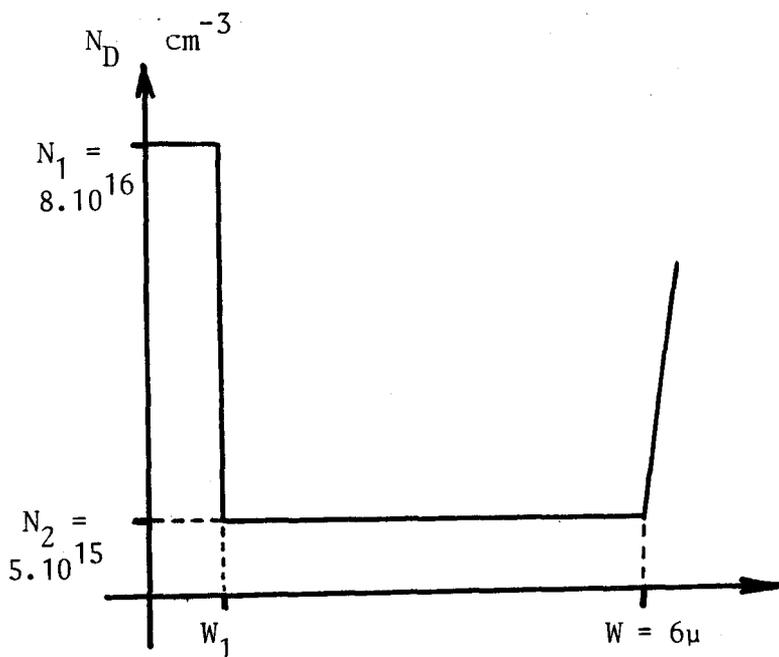
b) que la longueur W_1 de la zone fortement dopée adjacente au métal est toujours **beaucoup** plus petite pour une structure au Si que pour la structure équivalente à l'AsGa : pour les exemples étudiés au chapitre 3 le rapport $\frac{W_1 \text{ AsGa}}{W_1 \text{ Si}} = 4$ (avec $W_1 \text{ AsGa} = 0,1\mu$).

Ces deux remarques nous montrent que les difficultés technologiques de réalisation des structures TUTT sont considérablement plus importantes pour des composants au Si que pour des composants à l'AsGa.

Enfin les performances hyperfréquences comparées des deux structures analogues (l'une au Si l'autre à l'AsGa) (fig. 20 à 25 du chapitre 3) fonctionnant en bande X montrent un net avantage pour la structure AsGa ; les puissances, rendements et résistances négatives sont très nettement supérieurs à ceux de la diode Si : la diode TUTT à l'AsGa bénéficie en effet de l'existence du phénomène de transfert électronique qui exalte les performances du dispositif, ce processus n'existant pas dans le silicium.

Ces diverses considérations nous incitent donc à penser que la structure TUTT réalisée à l'Arséniure de Gallium est préférable à celle conçue à partir du Silicium et c'est donc ce type de barrière métal AsGa que nous avons étudié aussi bien en bande X qu'en millimétrique.

Un premier exemple de structure à l'AsGa fonctionnant en bande X va nous montrer les performances (P , η , R_D) que l'on peut espérer. La structure étudiée par simulation numérique a le profil de dopage et les caractéristiques suivantes :



Le champ E_M à l'interface métal semiconducteur est d'environ 5.10^5V/cm pour la température de fonctionnement $T = 350^\circ\text{K}$ et la hauteur de barrière $E_B = 0,5\text{eV}$ considérées.

Les résultats de l'étude numérique sont reportés figure 80 où nous avons représenté les courbes d'évolution de la puissance, du rendement maxima et de la résistance négative (correspondant au rendement maximum dans chaque cas) en fonction du champ E_{to} à l'entrée de la zone de transit. En pratique les variations de E_{to} peuvent être obtenues en modifiant la longueur W_1 puisque celle-ci est donnée par la relation :

$$W_1 = \frac{\epsilon}{qN_1} (E_M - E_{to})$$

A partir de ces résultats il est possible de choisir la longueur W_1 de la structure en fonction des performances désirées ; on remarque en particulier l'influence très importante de l'effet de transfert électronique lorsque

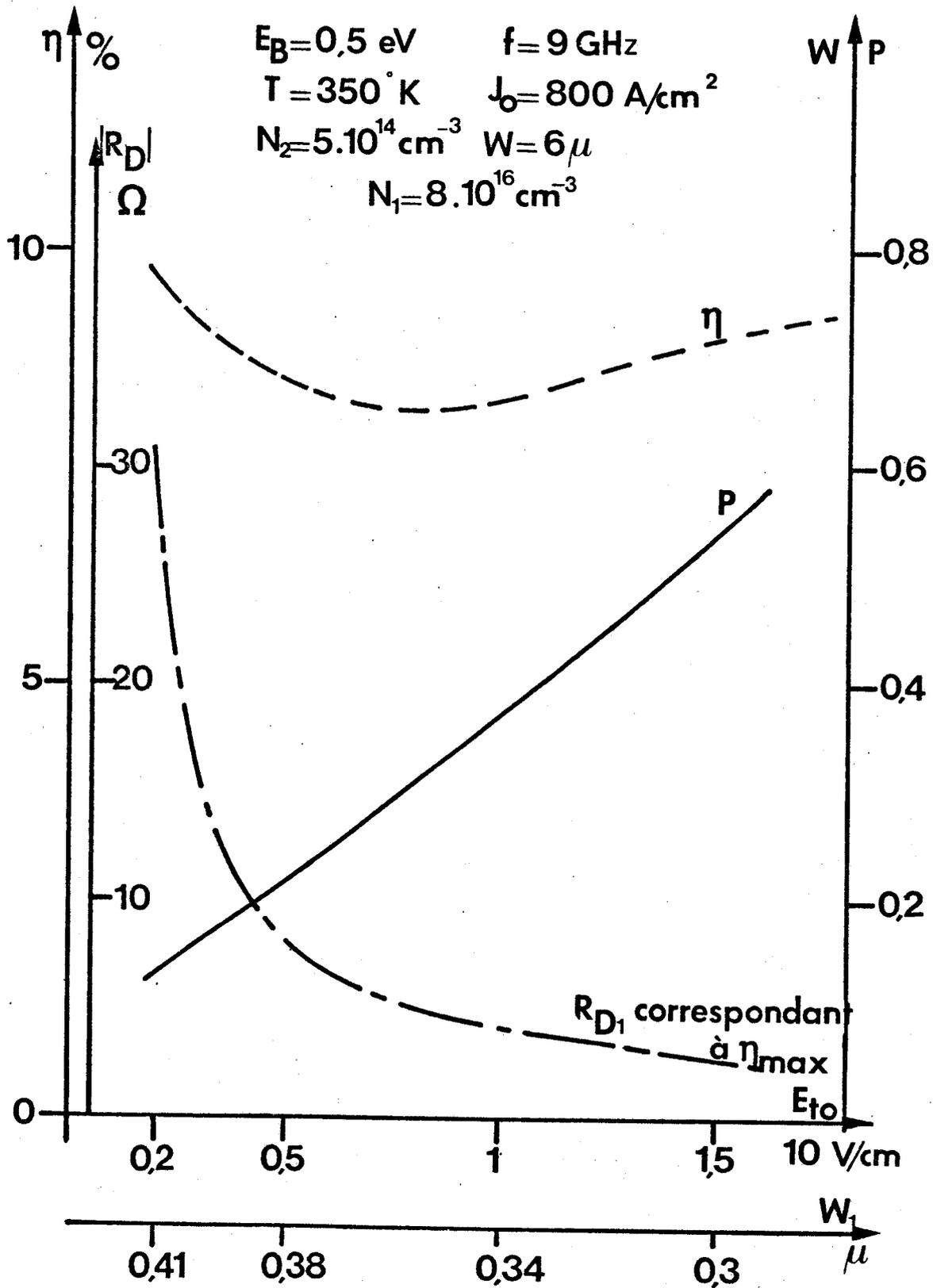


Figure 80 : Evolution de la puissance maximum, du rendement maximum et de la résistance négative pour la structure TTT AsGa bande X ($I_0 = 80 \text{ mA}$, $S = 10^{-4} \text{ cm}^2$) dont les caractéristiques sont données ci-dessus.

le champ continu dans la zone de transit est faible puisqu'alors la résistance négative peut atteindre des valeurs élevées (entre -10Ω et -30Ω).

Les performances hyperfréquences de ce type de structure ($\eta \geq 8\%$, $P > 100\text{mW}$) associées aux valeurs élevées de la résistance négative illustrent donc bien l'intérêt de la diode TUTT du type métal AsGa qu'il s'agit maintenant d'optimiser.

III-2 Résultats de l'optimisation

Pour définir une structure TUTT aussi performante que possible, en bande X ou en onde millimétrique, les deux considérations suivantes, résultats de l'étude du composant exposé au chapitre 3, nous ont guidé :

- au niveau de la zone d'émission, plus particulièrement à l'interface métal semiconducteur, la hauteur E_B de la barrière doit être très faible : en effet plus E_B est petit, plus le champ E_M à l'interface est peu élevé (ceci pour une densité de courant de polarisation J_0 et une température fixées) et en conséquence plus la valeur minimale N_1 du dopage en tête est faible.

- l'effet favorable du phénomène de transfert électronique sur les performances hyperfréquences est d'autant plus important que le champ électrique statique dans la zone de transit est peu élevé (tout en restant supérieur au champ critique).

L'étude numérique réalisée tout d'abord en bande X puis en millimétrique a donc été axée autour de ces deux faits principaux et a abouti aux résultats suivants :

1°) *La hauteur de barrière idéale est comprise entre 0,3 et 0,4eV* comme l'indiquent les courbes de la figure 81 qui montrent l'évolution de la puissance et du rendement en fonction de E_B pour la structure bande X dont les caractéristiques sont indiquées sur la même figure.

2°) *La zone fortement dopée adjacente au métal est parfaitement définie à partir des paramètres N_1 (concentration en impuretés) et W_1 (profondeur à partir de l'interface sur laquelle existe le dopage N_1).* Le choix de N_1 et W_1 dépend essentiellement de la valeur en fonctionnement du champ électrique E_M existant à l'interface métal semiconducteur. Si nous considérons que $E_B = 0,4\text{eV}$ est la valeur optimum choisie pour la hauteur de barrière et

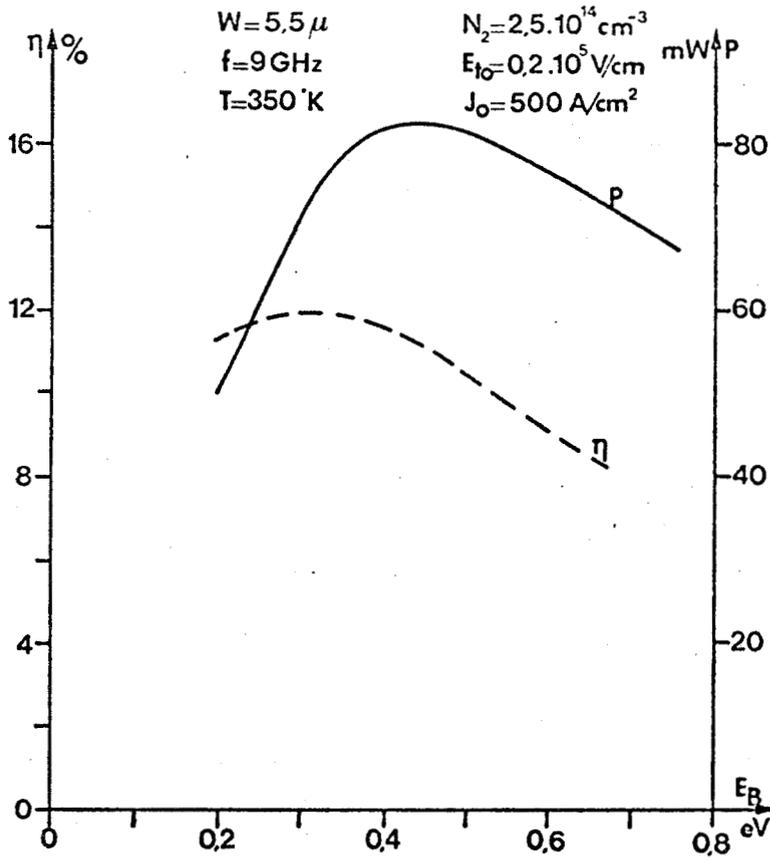


Figure 81

Figure 81 : Evolution de la puissance et du rendement maximum en fonction de la hauteur de barrière E_B pour la structure TUTT AsGa ($S = 10^{-4} \text{ cm}^2$, $I_0 = 50 \text{ mA}$)

Figure 82 : Puissance et rendement maximum en fonction de E_{to} pour la structure TUTT AsGa ($I_0 = 80 \text{ mA}$, $S = 10^{-4} \text{ cm}^2$, $E_B = 0,4 \text{ eV}$)

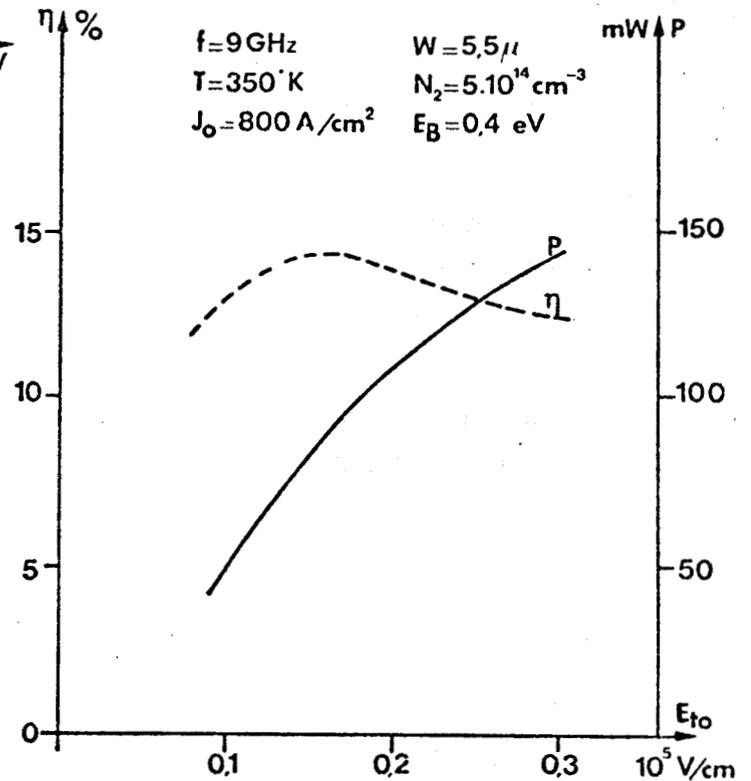


Figure 82

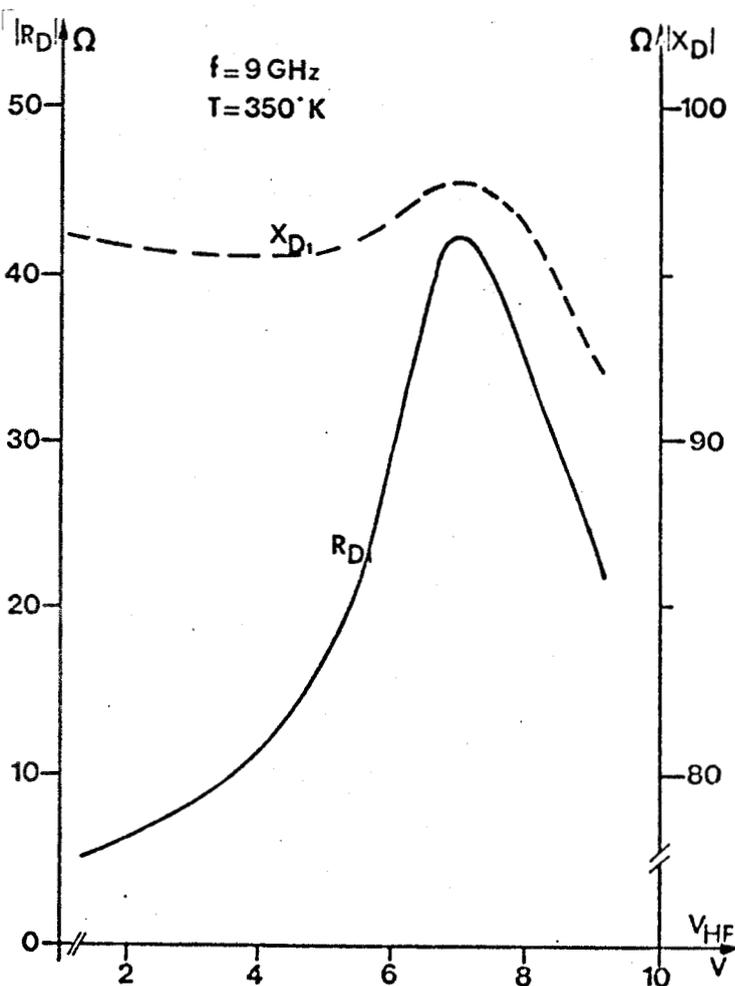


Figure 83

Figure 83 : Evolution de la résistance et de la résistance négative en fonction de la tension hyperfréquence V_{HF} pour la structure TUTT AsGa définie figure 82 caractérisée par $E_{to} = 0,2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$



et $T = 350^\circ\text{K}$ la température de fonctionnement, l'expression (2-16) de la densité de courant tunnel en fonction de E_M , E_B et T permet de définir la valeur E_M du champ électrique au niveau de la barrière pour une densité de courant fixée ainsi :

en bande X pour $j_o = 1000\text{A}/\text{cm}^2$ E_M sera de l'ordre de $3,75 \cdot 10^5 \text{V}/\text{cm}$

en bande Q pour $j_o = 5000\text{A}/\text{cm}^2$ E_M sera de l'ordre de $4,7 \cdot 10^5 \text{V}/\text{cm}$

Les paramètres N_1 et W_1 doivent être choisis de façon à obéir aux conditions suivantes :

- N_1 doit être suffisamment élevé pour éviter le phénomène d'avalanche.

- le produit $N_1 W_1$ doit être choisi de façon que le champ E_{to} à l'entrée de la zone de transit ait une valeur permettant d'exalter les phénomènes de transfert électronique.

En pratique il est préférable de choisir une valeur pas trop élevée pour N_1 de façon à avoir une longueur W_1 raisonnable ; afin d'être sûr d'éviter dans toutes les conditions le phénomène d'avalanche on peut prendre par exemple pour N_1 une valeur 3 à 4 fois plus grande que la valeur limite déduite des courbes $E_M = f(N_1)$ (chapitre 3, figure 18 a) donnant la valeur du champ d'avalanche en fonction du dopage N_1 . On obtient ainsi les valeurs suivantes pour la concentration en impuretés N_1 :

en bande X $N_1 \sim 3 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$

en bande Q $N_1 \sim 6 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$

La longueur W_1 doit être choisie de façon à obtenir une valeur optimale du champ E_{to} à l'entrée de la zone de transit ; à titre d'exemple nous donnons figure 82 les résultats d'une étude numérique réalisée en bande X : les performances obtenues (puissance et rendement) y sont reportées en fonction du champ E_{to} (c'est-à-dire de W_1). On remarque que la valeur optimum du champ à l'entrée de la zone de transit est voisine de $0,2 \cdot 10^5 \text{V}/\text{cm}$. Pour cette valeur l'évolution de l'impédance de la diode étudiée en fonction de la tension hyperfréquence à ses bornes présente un pic très aigu pour la résistance négative R_{D1} (figure 83) qui indique que le phénomène de transfert électronique est très important.

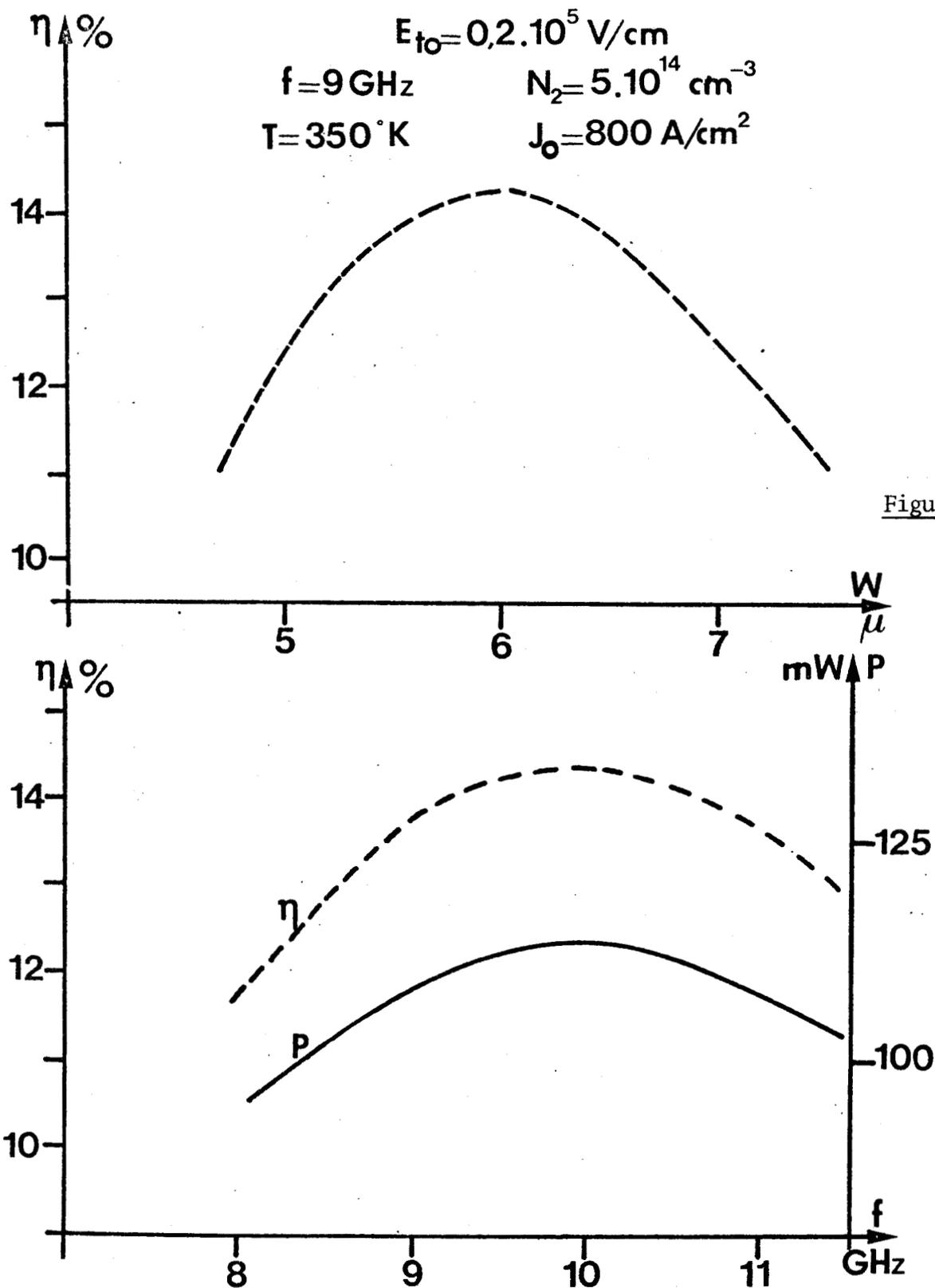


Figure 84 b

Figure 84 a

Figure 84 a : Puissance et rendement maximum en fonction de la fréquence pour la structure TUTT AsGa définie fig. 84 b ($E_B = 0,4\text{eV}$, $S = 10^{-4} \text{ cm}^2$, $W = 6\mu$)

Figure 84 b : Evolution du rendement maximum en fonction de W pour cette diode à $f = 9\text{GHz}$.



Si nous considérons cette valeur de E_{to} comme proche de la valeur optimale la largeur W_1 s'en déduit facilement (connaissant le dopage N_1) ; ainsi :

$$\text{en bande X} \quad W_1 \sim 0,8\mu$$

$$\text{en bande Q} \quad W_1 \sim 0,5\mu$$

Les résultats obtenus pour N_1 et W_1 en bande X et pour la gamme 26-40GHz peuvent être extrapolés à d'autres fréquences et en première approximation on peut admettre que le dopage N_1 suit une loi en \sqrt{f} alors que la longueur W_1 varie en $\frac{1}{\sqrt{f}}$.

3°) la zone faiblement dopée ou zone de transit se définit à partir des deux paramètres suivants, sa concentration en impuretés N_2 et sa longueur $W_2 = W - W_1$ (W longueur totale de la diode).

En ce qui concerne la longueur W_2 les résultats obtenus sur les diverses structures que nous avons étudiées, aussi bien en bande X qu'aux fréquences plus élevées, ont montré que la valeur optimale évolue avec la fréquence f selon une loi en $\frac{1}{f}$; ce résultat peut d'ailleurs se prévoir à partir de la théorie analytique. A titre d'exemple nous donnons figure 84 a les variations de la puissance et du rendement maximum en fonction de la fréquence (de 8 à 11GHz) pour la diode TUTT dont les caractéristiques sont indiquées sur la figure 84 b, l'évolution du rendement en fonction de la longueur W étant représentée pour cette même structure figure 84 b (à la fréquence $f = 9\text{GHz}$).

Il reste maintenant à déterminer les valeurs optimales du dopage N_2 et de la densité de courant de polarisation pour que soient déterminées non seulement la structure optimale mais aussi les conditions de fonctionnement. Ce choix n'est pas simple étant donné le nombre de paramètres (non indépendants) de la structure qui détermine les performances hyperfréquences. Les divers essais que nous avons effectués ont donc été menés en supposant connu le champ E_{to} ($\sim 0,2 \cdot 10^5 \text{V/cm}$) les paramètres caractérisant la zone d'émission étant fixés. Les meilleurs résultats ont généralement été obtenus lorsque le courant de polarisation I_0 avait pour valeur :

$$I_0 = q N_2 \cdot v \cdot S$$

expression dans laquelle v en première approximation avait pour valeur v_s la vitesse saturée des porteurs.

Ainsi nous avons abouti aux valeurs suivantes pour N_2 et J_0 en bande X :

$$N_2 = 5.10^{14} \text{ cm}^{-3} \quad \text{et} \quad J_0 = 800 \text{ A/cm}^2$$

avec pour performances $\eta \# 13,8\%$; $P \# 105 \text{ mW}$ et $R_{D1} \# - 29\Omega$ (pour une section $S = 10^{-4} \text{ cm}^2$).

Notons que cette étude a fait apparaître que le rendement variait assez peu avec le dopage N_2 .

Enfin l'étude en fonction de la fréquence f a montré que la concentration en impuretés optimale N_2 variait proportionnellement à f , ainsi d'ailleurs que J_0 la densité de courant.

Afin d'illustrer plus précisément cette étude nous avons résumé dans le tableau ci-dessous les caractéristiques et performances de deux structures TUIT métal AsGa, l'une conçue pour fonctionner en bande X, l'autre en gamme millimétrique ($\sim 40 \text{ GHz}$), qui peuvent être considérées comme proches des structures optimales.

structure bande X ($f \sim 9 \text{ GHz}$)

structure millimétrique ($f \sim 40 \text{ GHz}$)

$E_B = 0,4 \text{ eV}$ $N_1 \sim 3.10^{16} \text{ cm}^{-3}$ $W_1 \sim 0,8 \mu$	zone d'émission	$E_B = 0,4 \text{ eV}$ $N_1 \sim 6.10^{16} \text{ cm}^{-3}$ $W_1 \sim 0,5 \mu$
$N_2 \sim 8.10^{14} \text{ cm}^{-3}$ $W_2 \sim 5,2 \mu$	zone de transit	$N_2 \sim 4.10^{15} \text{ cm}^{-3}$ $W_2 \sim 1 \mu$
$S \sim 10^{-4} \text{ cm}^2$ $J_0 \sim 1000 \text{ A/cm}^2$	surface et densité de courant	$S \sim 0,2.10^{-4} \text{ cm}^2$ $J_0 \sim 6000 \text{ A/cm}^2$
$V_0 \sim 10 \text{ à } 12 \text{ Volts}$ $P_{\text{max}} > 100 \text{ mW}$ $\eta_{\text{max}} > 12\%$ $- 30\Omega < R_{D1} < - 20\Omega$	tension de fonctionn ^t Perfor- mances	$V_0 \sim 5 \text{ à } 8 \text{ Volts}$ $P_{\text{max}} \sim 50 \text{ mW}$ $\eta_{\text{max}} \sim 8\%$ $- 9\Omega < R_{D1} < - 3\Omega$

III-3 Comparaison des performances des structures TUTT à celles des diodes ATT et BARRITT

La comparaison des performances des diodes TUTT AsGa à celles des diodes ATT (du type barrière) et des diodes BARRITT* est illustrée figure 85 où nous avons représenté en fonction de la fréquence l'évolution du rendement maximum émis et du produit Puissance émise x Résistance négative ($P_e \times |R_{D1}|$). L'introduction de ce paramètre s'explique de la façon suivante : l'obtention de puissance élevée est toujours possible en choisissant des échantillons de surface S importante ; il faut cependant remarquer que la résistance négative du composant diminue proportionnellement à $1/S$, en conséquence, lorsque la surface S devient trop grande, d'une part il n'est plus possible d'accorder les circuits et d'autre part l'influence des pertes devient prohibitive. En pratique la valeur de -1Ω pour R_{D1} peut être considérée comme valeur maximale. Un bon facteur de qualité est donc le produit $P_e \times |R_{D1}|$ qui représente par exemple la puissance que l'on obtient pour 1Ω de résistance négative. L'examen de ces deux courbes permet de constater que le rendement η_e et le produit $P_e \times |R_{D1}|$ diminuent de façon considérable avec la fréquence. En bande X les diodes ATT présentent un avantage considérable tant en puissance qu'en rendement et les seuls avantages des diodes TUTT résident alors dans les meilleures performances de bruit et dans le fait d'avoir des tensions de fonctionnement V_o plus faibles. Par contre pour les fréquences voisines de 50GHz on voit que les performances des diodes TUTT et des diodes ATT deviennent comparables et les structures TUTT devraient prendre l'avantage aux fréquences supérieures.

III-4 Réalisation technologique des structures TUTT

La principale difficulté technologique des diodes TUTT du type barrière réside dans la réalisation de la barrière métal n AsGa qui doit être la plus faible possible, la valeur optimale se situant autour de 0,4eV. Les hauteurs de barrière usuelles les plus faibles que l'on peut obtenir avec de l'AsGa de type n sont de l'ordre de 0,6 à 0,7eV (par exemple la barrière W - n AsGa a pour hauteur 0,7eV à température ambiante). Cependant dans le cas d'une structure métal-n AsGa polarisée fortement en inverse la hauteur de barrière est généralement plus faible que celle mesurée : ceci

* Nous donnons ici une partie des résultats théoriques obtenus par VANOVERSCHELDE au Laboratoire.

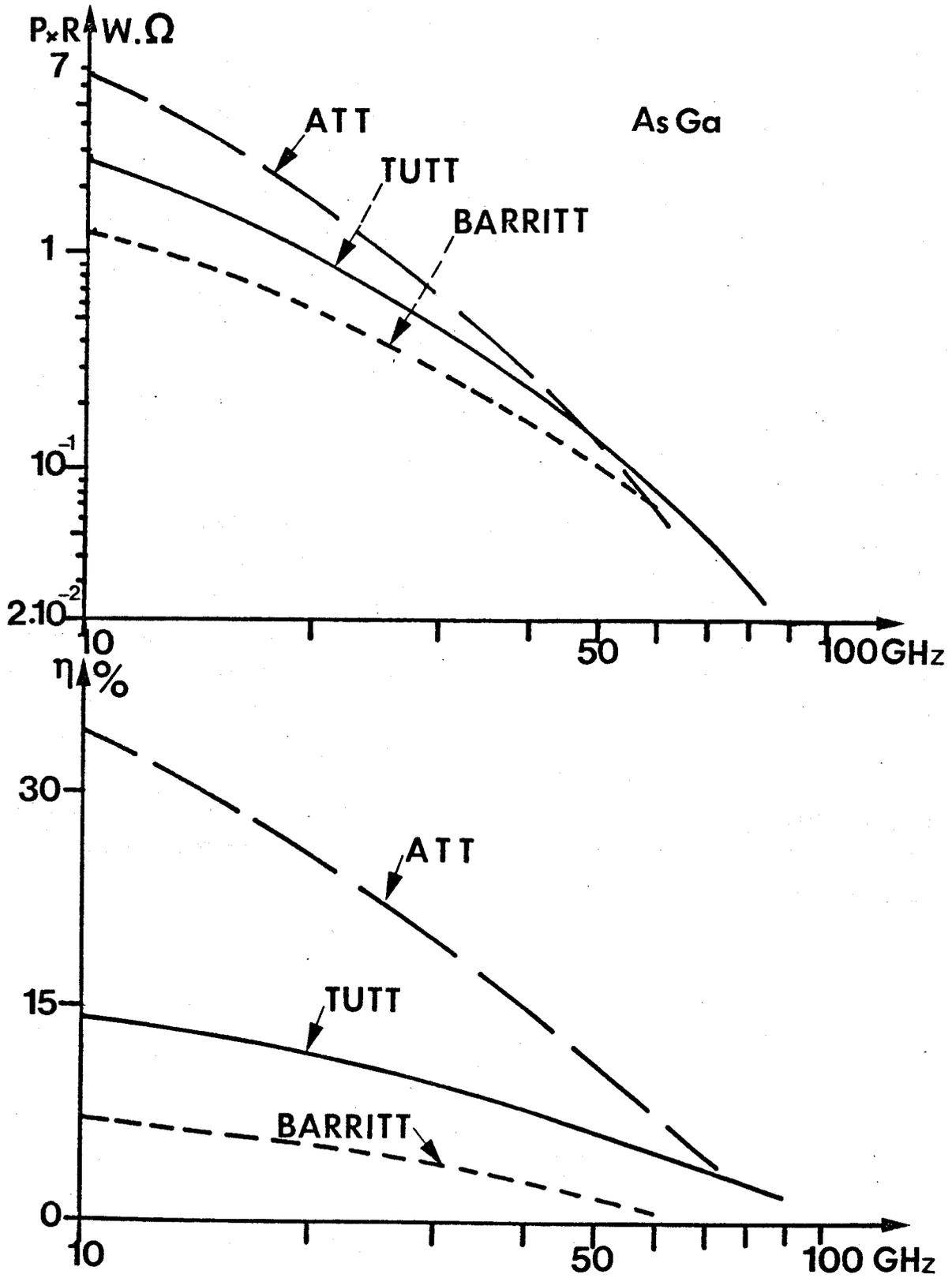


Figure 85 : Comparaison entre les structures ATT, BARRITT et TUTT des performances maxima en fonction de la fréquence.



résulte de l'effet Schottky qui abaisse la barrière lorsqu'au niveau de l'interface métal semiconducteur existe un champ électrique intense. Nous pouvons donc espérer que des hauteurs de barrière de l'ordre de 0,5eV sont sinon technologiquement réalisables du moins physiquement probables* à cause de cet effet dans les structures n AsGa fortement dopées. Et en conséquence il doit être possible de réaliser des structures ayant des hauteurs de barrière proches de la valeur optimale.

- Le deuxième problème posé est celui de la précision requise pour les divers paramètres caractérisant les structures TUIT, N_1 , W_1 , N_2 , W_2 .

En ce qui concerne les paramètres N_1 et W_1 les remarques suivantes peuvent être faites :

- pour la concentration en impuretés N_1 le seul impératif est d'avoir une valeur supérieure à la valeur limite N_2 (en fonction du champ à l'interface) pour éviter le processus d'avalanche. Si dans le cas de la diode optimale ($E_B = 0,4$ eV) nous avons indiqué $N_1 \sim 3$ à $4 N_2$ en pratique un rapport 2 entre N_1 et N_2 doit s'avérer suffisant. La précision requise sur le paramètre N_1 n'est donc pas très critique.

- par contre pour la profondeur W_1 le problème est plus délicat car le produit $N_1 W_1$ détermine la valeur du champ E_{to} à l'entrée de la zone de transit, champ qui conditionne les performances hyperfréquences de la structure. On a :

$$\frac{q}{\epsilon} N_1 W_1 = E_M - E_{to}$$

E_M étant fixé (pour E_B , J_0 et T donnés) et tel que $E_M \gg E_{to}$ il en résulte que :

$$\frac{\Delta(N_1 W_1)}{N_1 W_1} \neq \frac{\Delta E_{to}}{E_M}$$

Si l'on désire une précision de 50% sur la valeur de E_{to} , (ce qui apparaît à la limite acceptable) l'expression ci-dessus devient :

$$\frac{\Delta(N_1 W_1)}{N_1 W_1} = \frac{E_{to}}{2E_M}$$

* D'autres solutions sont possibles telle que l'introduction d'une couche interfaciale.

CONCLUSION

Au terme de ce travail nous pouvons tenter de dresser un bilan. L'objectif initialement fixé était d'étudier le rôle que pouvait jouer l'effet tunnel dans les structures semiconductrices à émission de champ et temps de transit et de montrer son influence sur les performances hyperfréquences de ces dispositifs.

Dans ce but une étude théorique a tout d'abord été effectuée afin de mettre au point des formules analytiques simplifiées permettant de calculer aisément le courant tunnel existant dans les structures polarisées sous des tensions inverses élevées. Ces formules introduites dans une modélisation aussi réaliste que possible de structures hyperfréquences ont alors permis de traiter successivement le cas de la diode à avalanche et effet tunnel puis celui de la diode à effet tunnel et temps de transit ; il nous a été possible ainsi de mettre en évidence d'une part le rôle non négligeable de l'injection de porteurs de type tunnel sur les performances hyperfréquences des diodes ATT (en particulier celles à profil de concentration en impuretés fortement différencié) et d'autre part de concevoir un nouveau type de composant performant, la diode TUTT AsGa utilisant simultanément dans la même structure l'émission de champ par effet tunnel, les phénomènes de transit et de transfert électronique.

L'étude expérimentale n'a pu malheureusement être entreprise que sur un nombre limité de structures et la comparaison entre la théorie et l'expérience n'a pu porter, faute de réalisation technologique suffisante, sur des structures fonctionnant uniquement à effet tunnel. Nous pensons néanmoins que les nombreuses études expérimentales effectuées sur des structures à l'AsGa et au Si, aussi bien en régime statique que dynamique, ont permis une comparaison avec la théorie suffisante pour confirmer la validité des modélisations utilisées et leur accorder la crédibilité.

C'est donc avec optimisme que nous avons appliqué cette étude à l'optimisation de structures hyperfréquences :

- en premier lieu tenant compte de l'influence de l'effet tunnel nous avons défini les caractéristiques les plus favorables du profil de concentration en impuretés de diodes ATT à profil de dopage différencié.

- en second lieu, nous nous sommes efforcés de rechercher les structures TUIT optimales et d'évaluer les performances que l'on peut en attendre aussi bien en bande X qu'en onde millimétrique. Les résultats obtenus montrent qu'une diode TUIT à l'Arséniure de Gallium bien optimisée présente au dessus de 30GHz des performances comparables à celles des diodes à avalanche et paraît de ce fait susceptible d'être utilisée dans de nombreuses applications.

En conséquence l'étude plus approfondie de ce type de composant tenant compte du temps de transfert intervallée, de la nature exacte de la barrière, et associée à des réalisations technologiques et des essais en oscillation, constituent une direction de recherche particulièrement intéressante qui nous paraît devoir être poursuivie dans l'avenir.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) W. SHOCKLEY : Bell Syst. Techn. J. Vol.33, p.799-826, (1954)
"Negative resistance arising from transit time in semiconductor diodes".
- (1bis) W.T. READ : Bell Syst. Techn. Journal, Vol.37, p.401-446, (1958)
"A propose high frequency negative resistance diode".
- (2) KIM, MATTHEI and STEELE : Proceeding 4th Biennial Cornell electrical engineering conference (Août 1973).
- (3) SHOCKLEY W. : J. Appl. Phys. Vol. 9, p.635, (1938)
RAMO S. : Proc. Inst. Radio Engrs. Vol 27, p. 584 (1939)
- (4) J. ZIMMERMANN, S. BONFILS, Y. LEROY, E. CONSTANT : Appl. Phys. Lett. Vol. 30, N° 5 (march 77)
"Hot electron diffusion noise in n-Silicon using a radiometric method in the X-band region".
- (5) A. CASTELAIN, R. PERICHON, E. CONSTANT, A. LEBORGNE : Appl. Phys. Letters Vol. 25, N° 12, (déc. 1974)
"Value of the electron diffusion constant in GaAs for high electric field".
- (6) R. PERICHON : Thèse de Doctorat d'Etat (juin 1977, Lille)
"Sur le bruit de fond présenté par des oscillateurs et des amplificateurs hyperfréquences".
- (7) VALTON : Acta Electronica Vol. 12, N° 2 (1969)
"Mécanisme physique de l'avalanche dans les semiconducteurs"
- (8) B. CULSHAW, A. GIBLIN, P.A. BLAKEY : Int. J. Electronics Vol. 37, N° 5 p. 577-632 (1974)
"Avalanche diode oscillators : I Basic concepts".
- (9) J.L. MOLL : New York Mac Graw Hill, 1964, chap. 11, p. 212
"Physics of semiconductors"

- (10) J. PRIBETICH : Thèse 3^{ème} Cycle (nov 1971, Lille)
"Détermination théorique et expérimentale des paramètres caractéristiques des structures semiconductrices en régime d'avalanche".
- (11) SHOCKLEY : Van Nostrand Book Co (1950)
"Electrons and Holes in semiconductors".
- (12) SPENKE : Mac Graw Hill New York 1958
"Electronic semiconductors".
- (13) R. STATTON : J. Phys. Chem. Solids, Vol.23, p.1177-1190 (1962)
"Volt current characteristics for tunneling through insulating films".
- (14) F.A. PADOVANI, R. STRATTON : Solid State Electr. Vol. 9, p.695-707 (1966)
"Field and Thermionic field emission in Schottky barriers"
- (15) C.R. CROWELL and L. RIDEOUT : Solid State Electronics Vol. 12, p.89-105 (1969)
"Normalized thermionic field emission in metal semiconductor Schottky barriers".
- (16) C.B. DUKE : Academic Press of New York-London
"Tunneling in solids".
- (17) E. BURSTEIN and LUNDQVIST : Plenum Press New York (1969) Chap. 1 à 4 ; 8
"Tunneling Phenomena in solids".
- (18) E.O. KANE : J. App. Phys. Vol. 32, N° 1 (janv. 1961)
"Theory of tunneling"
- (19) J.L. MOLL : Mac Graw Hill Book Co (1964) Chap. 12, p. 240
"Physics of semiconductors".
- (20) P.J. PRICE, J.M. RADCLIFLE : IBM Journal (Oct 1959) Vol. 3, p. 364
"Esaki Tunneling".
- (21) HIROYUKI MIZUNO : Japanese J. App. Phys. Vol. 51 N° 11 (nov. 1966)
"Some aspects of tunneling through junctions".
- (22) S.M. SZE : Wiley Interscience (1969) Chap. 4, p. 150
"Physics of semiconductor devices".

- (23) S.M. SZE : Chap. 2 , p. 24
"Physics of semiconductor devices"
- (24) A.G. CHYNOWETH and al : Phys. Rev. Vol. 118, N° 2 (April 1960)
"Internal field emission at Narrow Silicon and Germanium p-n junctions"
- (25) C.R. CROWELL : Solid State Electr. Vol. 12, p. 55-59 (1969)
"Richardson constant and tunneling effective mass for thermionic and thermionic field emission in Schottky barrier diodes".
- (26) E. CONSTANT, A. VANOVERSHELDE, A. SEMICHON, J. MICHEL : 8th Int. Conf. on Microwave and optical and amplification (sept 1970)
"Microwave oscillation of a tunnel transit time diode".
- (27) A. VANOVERSHELDE : Thèse 3^{ème} cycle, Lille (1972)
"Etude des propriétés hyperfréquences des diodes à effet tunnel et temps de transit".
- (28) J. PRIBETICH : Thèse d'Etat, Lille (décembre 1978)
"Recherche théorique et expérimentale de structures ATT à l'AsGa pour la réalisation d'oscillateurs hyperfréquences très haut rendement".
- (29) W.N. GRANT : Solid State Electron. 1973, Vol. 16, p.1189-1203
"Electron and Holes ionization rates in epitaxial Silicon at high electric field".
- (30) M. LEFEBVRE : Thèse d'Etat Lille (à paraître)
- (31) B. KALLBACK : Electron Letter, Vol. 11, p.11-12 (1973)
"Noise performance of GaAs and InP injection limited diodes".
- (32) W.E. SCHROEDER, C.I. HADDAD : PIEEE Vol. 61, N° 2, p. 153-183 (fev. 1973)
"Non linear properties of IMPATT devices".
- (33) E. CONSTANT, A. MIRCEA, J. PRIBETICH, A. FARRAYRE : J. Appl. Phys. Vol. 46, N° 9, p. 3934-3940 (sept. 1975)
"Effect of transferred electron velocity modulation in high efficiency GaAs Impatt diodes".
- (34) P. KENNIS : Thèse 3^{ème} cycle Lille (mai 1977)
"Etude de l'influence de l'effet tunnel sur les performances en bande X, des oscillateurs à diode à avalanche à l'AsGa".

- (35) J.J. GOEDBLOED : Philips Res. Rep. Suppl 7 (Thèse) Eindhoven (1973)
"Noise in IMPATT diode oscillators"
- (36) E. ALLAMANDO : Thèse d'Etat Lille (1973)
"Etude théorique et expérimentale des dispositifs à avalanche et temps de transit".
- (37) E. PLAYEZ : Mémoire d'Ingénieur CNAM Lille (1975)
"Etude et réalisation d'un calculateur analogique pour le tracé automatique de la carte de champ dans un composant semiconducteur".
- (38) A. GOODMAN : J. Appl. Phys. Vol 34, p.329-338 (1963)
"Metal Semiconductor Barrier Height measurement by the differential Capacitance Method-One Carrier System".
- (39) C.R. CROWELL, G.I. ROBERTS : J. Appl. Phys. Vol. 40, N° 9 (Août 1969)
"Surface state and Interface effects on the Capacitance-Voltage Relationship in Schottky Barriers".
- (40) J. LEVINE : J. Appl. Phys. Vol. 42 p. 3991-3999 (1971)
"Schottky-barrier Anomalies and Interface states".
- (41) P.K. VASIDEV, B.L. MATTES and al : Solid State Electron. Vol.19, p 557-559 (1976)
"Excess capacitance and non-ideal Schottky barriers on GaAs".
- (42) C.R. CROWELL, V.L. RIDEOUT : Solid State Electr. Vol. 12, p. 89-105 (1969)
"Normalized Thermoionic Field (T.F.) emission in metal semiconductor barrier".
- (43) C.R. CROWELL and SZE : Solid State Electron. Vol. 9, p.1035-1048 (1966)
"Current transport in Metal semiconductors Barriers".
- (44) S.M. SZE : Chap. 8, p. 397
"Physics of Semiconductors devices".
- (45) A. PEYRE LAVIGNE : Thèse d'Etat, Toulouse (1972)
"Etude et réalisation de diodes Schottky à avalanche. Application à la spectrométrie des rayons X mous et à la photomultiplication".
- (46) H.D. LAW, C.A. LEE : Solid State Electron. Vol.21, p.331-340 (1978)
"Interbandscattering effects on secondary ionization coefficients in GaAs".

- (47) T.P. PEARSALL, F. CAPASSO and al : Solid State Electron. Vol. 21, p 297-302 (1978)
"The band structure dependence of impact ionization by hot carriers in semiconductors : GaAs".
- (48) A. CASTELAIN : Thèse 3^{ème} cycle, Lille
"Caractérisation hyperfréquence des diodes à avalanche, applications à l'étude des porteurs chauds dans l'AsGa".
- (49) P. KENNIS, M. CHIVE, E. CONSTANT : Appl. Phys. Lett 32 (11) (juin 1978)
"On an experimental and theoretical determination of tunnel current which sets off the avalanche in high efficiency impatt diodes".
- (50) D. DELAGEBEAUDEUF, D. MEIGNANT : Contrat DGRST 74-7-0435
"Générateur millimétrique à faible bruit à injection tunnel".
- (51) G. CACHIER, J. STEVANCE, J.L. VATERKOWSKI, J.C. DE JAEGER : Proceedings of the 6th European Microwave Conference p.191-194 Rome (Sept. 1976)
"Wide band measurement of millimeter circuits for varactors and Impatts".
- (52) A. DERYCKE : Thèse 3^{ème} cycle, Lille (1975)
"Multiplication de fréquence à diode à avalanche : recherche de structures optimales en AsGa, optimisation des circuits hyperfréquences".
- (53) K. KUROKAWA : Bell Syst. Techn. Jour. Vol. 48, p.1937-1955 (1969)
"Some basic characteristics of broadband negative resistance oscillator circuit".
- (54) E. CONSTANT, J. PRIBETICH, M. CHIVE and al : Contrat DGRST 75077
"Etude théorique de composants hyperfréquences à phénomènes d'avalanche à très haut rendement".
- (55) J. PRIBETICH, M. CHIVE and al : J. Appl. Phys. (1978) à paraître
"Design and performances of maximum efficiency SDR and DDR GaAs Impatt diodes in the 3-18GHz frequency range".

TECHNOLOGIE

TECHNOLOGIE

RÉALISATION DES COMPOSANTS SEMICONDUCTEURS

I - REALISATION DES DIODES A AVALANCHE A L'ARSENIURE DE GALLIUM

I-1 Réalisation du matériau

I-1-1- Introduction

La distribution des impuretés dans le semiconducteur - encore appelée profil de concentration dans le cas d'un modèle unidimensionnel - détermine par la loi de Poisson, celle du champ électrique ; c'est donc elle qui fixe avec la tension appliquée, l'étendue de la zone désertée, celle de la zone d'avalanche et la position relative des 2 zones. On voit immédiatement quelle est l'importance du choix des "différents dopages" du matériau et combien la maîtrise des opérations de métallurgie nécessaires à l'obtention du profil est essentielle.

Deux problèmes distincts se posent dans la réalisation du matériau destiné à la fabrication des diodes à avalanche ; d'une part le profil de dopage doit être contrôlé avec précision, d'autre part les plaquettes semi-conductrices doivent être exemptes de défauts cristallographiques (dislocations, lacunes etc..). Cela implique naturellement le choix de substrats aussi exempts de dislocation que possible car celles-ci se retrouvent dans la couche épitaxiée avec la même proportion ; actuellement on peut se procurer des substrats dont le taux de dislocation est couramment de l'ordre de 10^4 cm^{-2} .

I-1-2 Principe

La réalisation de couches épitaxiales pour les diodes à avalanche a été développée au L.E.P. ⁽¹⁾ bénéficiant ainsi de l'expérience acquise par ce laboratoire avec les diodes Gunn pour lesquelles les techniques d'épitaxie en phase vapeur ont été mises en oeuvre dès 1968.

La méthode utilisée est celle au trichlorure d'arsenic, elle consiste à transporter le gallium par le trichlorure d'arsenic. L'hydrogène saturé en vapeurs de $AsCl_3$ entre en contact avec le Gallium placé sur un palier de température à $830^\circ C$.

Le substrat est placé dans un palier de température à une température plus faible ($750^\circ C$), que la source de Gallium de façon à déplacer l'équilibre chimique dans le sens de formation de l' $AsGa$. Dans ces conditions le taux de croissance ne dépend que de la température et par conséquent reste constant tout le long du palier de température. En introduisant des impuretés en différents points de ce palier, on peut obtenir différents niveaux de dopage. Ces niveaux vont en croissant dans le sens du flux gazeux car les concentrations s'ajoutent.

Sur la figure 1 ci-dessous ont été représentés :

- d'une part le réacteur
- d'autre part le gradient de température correspondant aux diverses zones et les courbes de dopage susceptibles d'être obtenues.

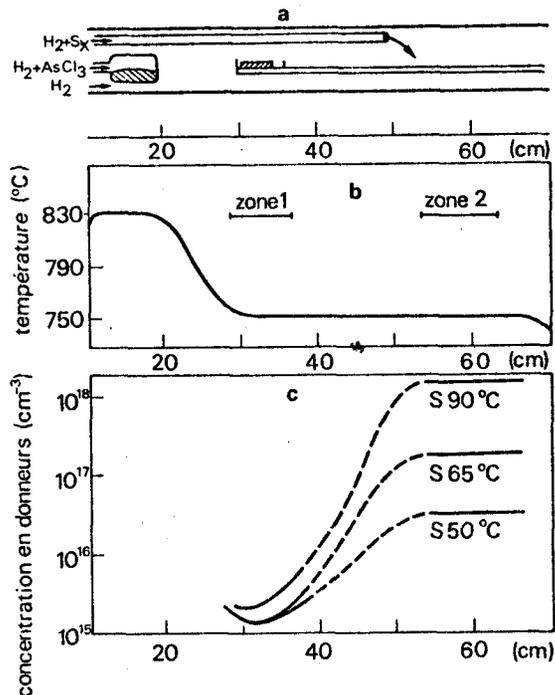


Fig. 1. Vue schématique du réacteur avec
a le gradient de température
b les niveaux de dopage correspondants
c les courbes correspondant dans la zone 2 à différents niveaux de dopage.

I-1-3 Réalisation d'un profil de dopage

Du fait des défauts cristallographiques des substrats, il est nécessaire de faire croître préalablement sur le substrat une couche N^+ (couche tampon) dopée à 10^{18} cm^{-3} et de 20μ d'épaisseur environ. On obtient ce niveau de dopage grâce à un apport de soufre dans la dernière partie du palier de température. Cette source de soufre est obtenue en faisant circuler un faible débit d'hydrogène sur le soufre élémentaire dont la température est régulée pour maintenir constante la pression partielle. Enfin en amont de l'arrivée de soufre dans le réacteur on peut obtenir un deuxième niveau de dopage par une méthode déjà connue (étain dans la source de Gallium ou par rétrodiffusion d'étain).

- Profil de dopage constant

Si le niveau de dopage est fixé à 10^{18} cm^{-3} dans la zone 2 (figure 1) et peut être réglé à quelques 10^{16} cm^{-3} dans la zone 1 on peut réaliser des profils de dopage uniformes avec couche tampon N^+ : il suffit de maintenir le substrat dans la zone 2 le temps nécessaire pour obtenir l'épaisseur souhaitée à ce niveau de dopage puis de déplacer le substrat dans la zone 1 pour obtenir la couche N.

- Profil à plusieurs niveaux de dopage

Après croissance dans la zone 2 de la couche tampon le substrat est amené dans la zone 1 pour faire croître la couche N. Pendant ce temps, la température du soufre est ramenée à celle correspondant au dopage que l'on veut obtenir pour la couche superficielle N^+ . Le temps de maintien dans chaque zone fixe l'épaisseur des différentes couches compte tenu de la vitesse de croissance (de l'ordre de $0,33 \mu/\text{mm}$). La figure 2 donne deux exemples de profil de dopage à plusieurs niveaux obtenus par cette méthode.

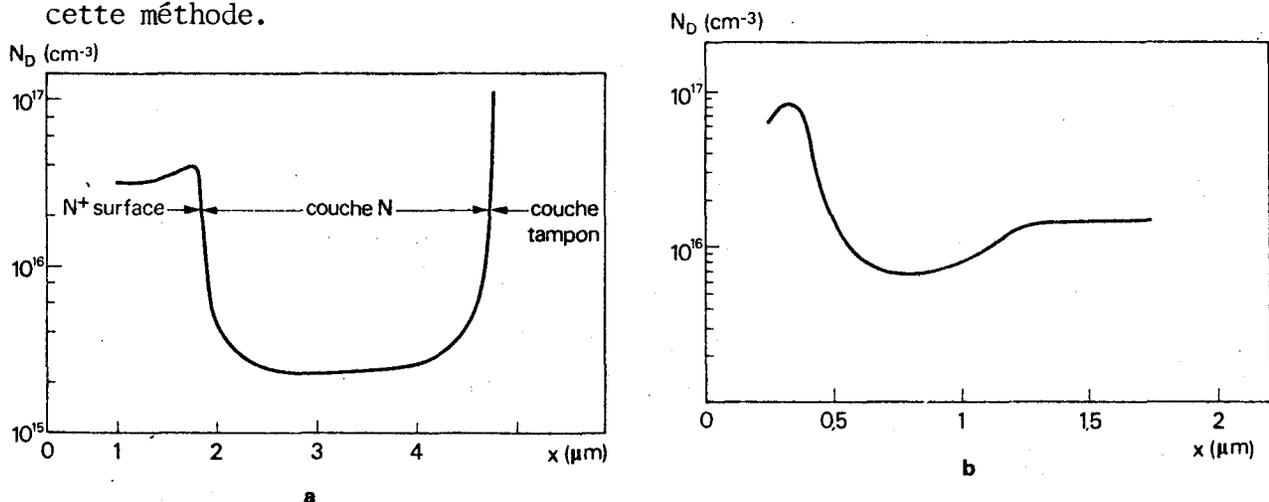


Fig. 2. a profil de dopage à deux niveaux
b profil de dopage à niveaux multiples

La caractérisation du profil de dopage est ensuite réalisée sur un petit échantillon de la plaquette : une des méthodes les plus utilisées est la mesure de la capacité en fonction de la tension inverse appliquée à une diode réalisée avec le même matériau.

I-2 Technologie de réalisation des diodes.

Le substrat est ramené à une épaisseur d'environ 60μ par rodages successifs puis par attaque mécano chimique. On pulvérise alors (pulvérisation cathodique) une couche de platine sur toute la surface de la couche N pour former la barrière. Par décapage chimique le substrat est alors ramené à une épaisseur totale de 25 à 30μ .

Sur la face N^+ (substrat) on pulvérise à travers un masque métallique des plots de PtAu qui serviront à la fois de masque de décapage et de contact supérieur pour la diode. (figure 3).

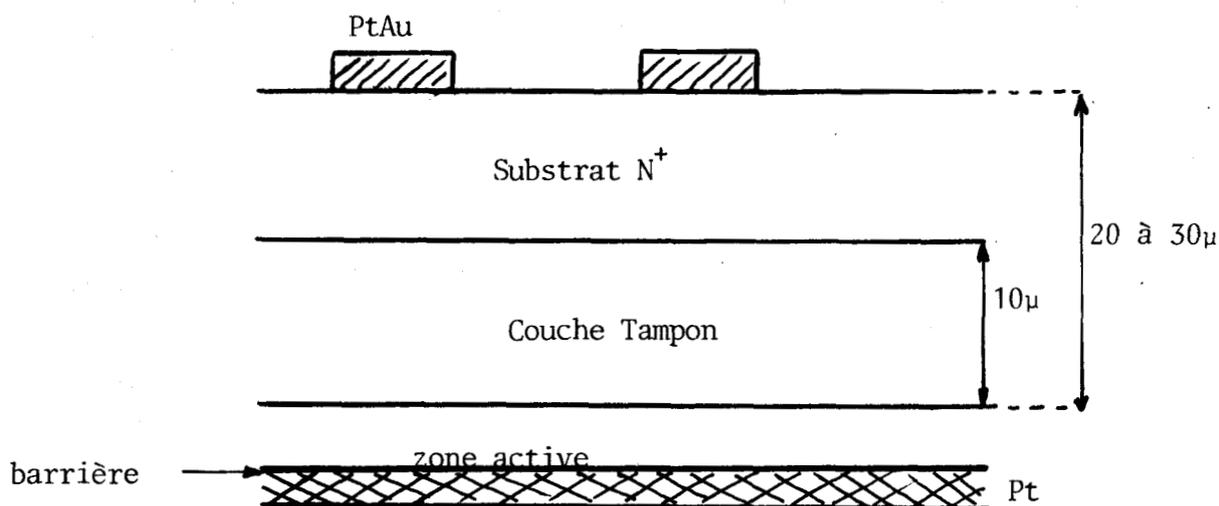
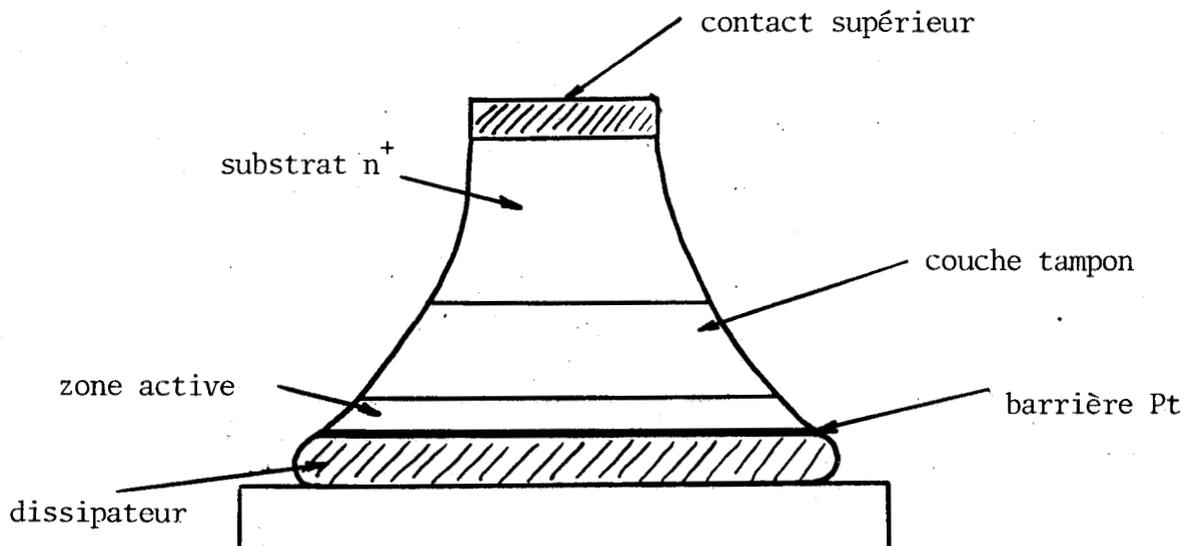


Figure 3

Généralement on réalise ensuite côté barrière le dissipateur par croissance électrolytique d'or.

Enfin par attaque chimique à partir de la zone N^+ on réalise la structure méssa, l'opération étant arrêtée lorsque la capacité à l'avalanche du méssa, mesurée sous pointe, a été ramenée à la valeur souhaitée.



Les diodes sont ensuite séparées par découpe puis soudées dans un boîtier type S4 pour la bande X ou un boîtier miniature pour le millimétrique.

Remarque : Les schémas et courbes ont été tirés des publications et rapport de contrats des travaux effectués au LEP essentiellement :

- (1) - Acta Electronica Vol. 17 N° 2, Avril 1974
- Rapport final contrat DRME N° 75-34-075-00480-7501

II - REALISATION DES DIODES AU SILICIUM PRESENTANT UN FORT COURANT TUNNEL

La structure du dispositif envisagé doit répondre à trois impératifs :

- fonctionner entre 50 et 100GHz
- réaliser la condition d'injection tunnel
- minimiser l'ionisation par choc

Ces 3 impératifs conduisent à une structure à profil de dopage différencié du type métal n^+n^{++} ou jonction $p^{++}n^+n^{++}$.

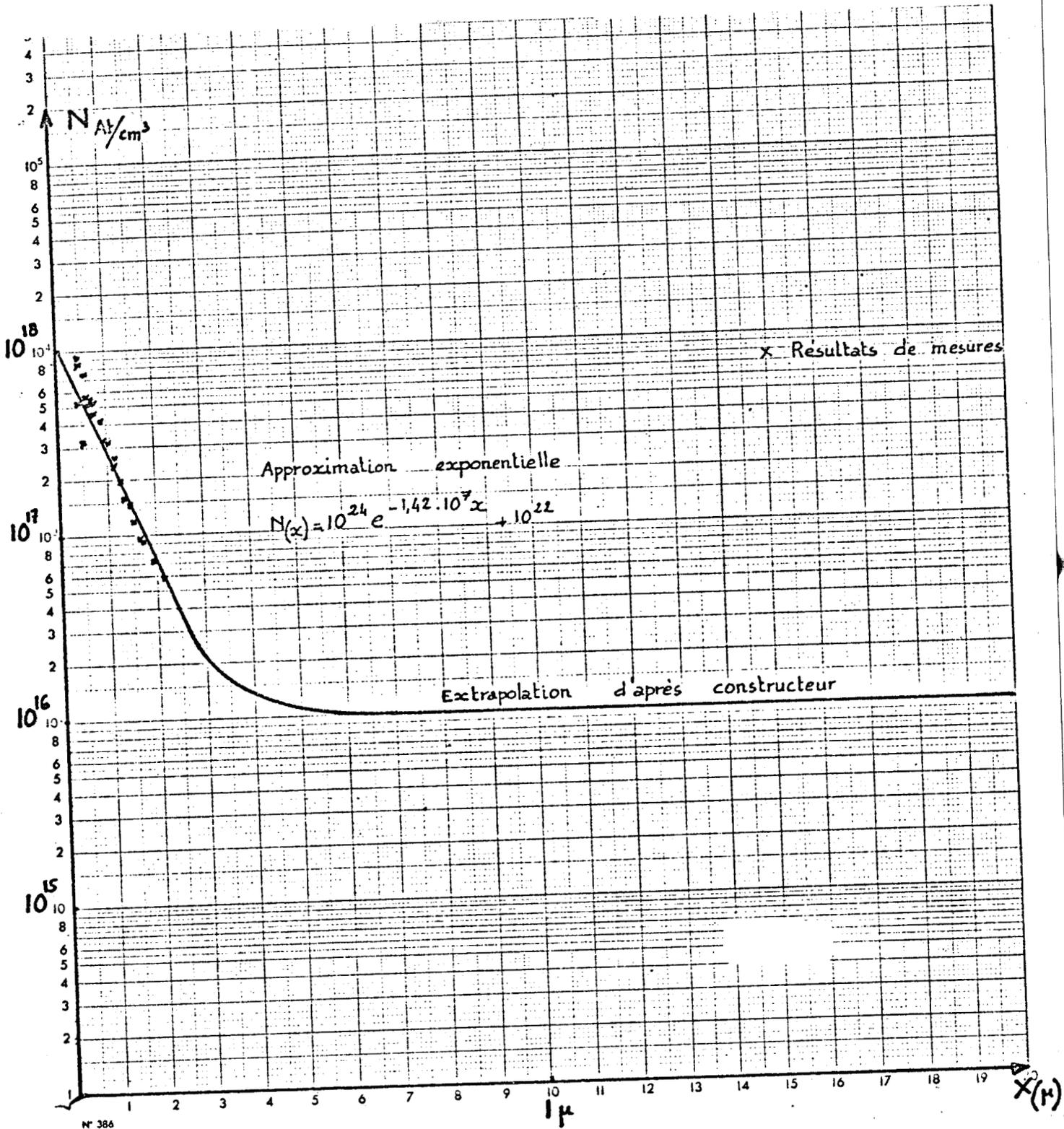


fig. 4



Après divers essais infructueux de réalisation du type barrière métal Silicium ce sont des structures à jonction $p^+n^+nn^{++}$ qui ont été réalisées essentiellement par épitaxie (quelques plaquettes ayant été implantées).

La solution la plus classique consiste à partir d'un substrat fortement dopé p^+ ou n^+ pour élaborer la structure par épitaxie à concentration d'impuretés variable et dont le programme de dopage permet de réaliser le profil souhaité.

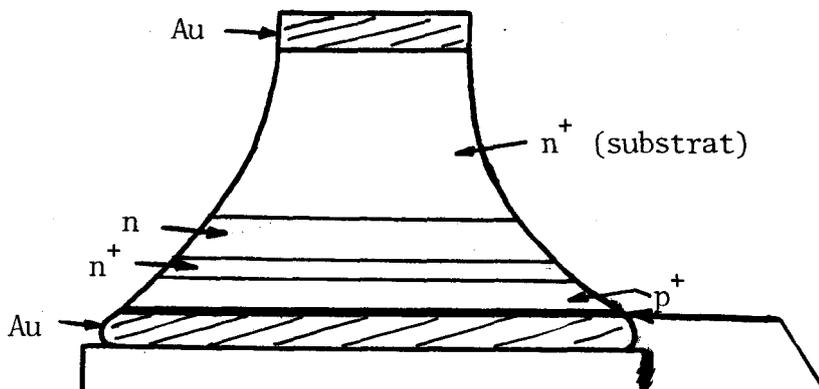
Les diodes utilisées comportent 3 couches épitaxiées :

- la 1^{ère} couche épitaxiée n a un dopage $N_1 \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et une longueur $l_1 = 1\mu$ environ
- la 2^{ème} " " n^+ " " $N_2 \sim 2,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
- la 3^{ème} " " p^+ " " $N_3 \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ et " " $l_3 \sim 0,2\mu$

Le résultat des mesures effectuées au LCR qui a réalisé ces diodes est donné figure 4.

La technique de réalisation des diodes est analogue à celle des diodes AsGa :

- métallisation des faces p^+ et n^+ par évaporation d'or sous vide.
- attaque chimique pour obtention du méso après mise à dimension (par rodage ou méthode chimique) du substrat.
- croissance électrolytique des contacts pour former en particulier le dissipateur (côté p^+).
- montage dans les boîtiers métalliques : les diodes sont soudées au boîtier par leur face diffusée et le contact entre le substrat et la collerette du boîtier est réalisé par thermocompression de fils d'or.



(Dans certains cas le contact peut être pris directement sur la diode)

couche de Ti ou Mo pour empêcher la diffusion de l'or dans le Si

CARACTERISTIQUES DES DIODES AsGa UTILISEES :

1°)-profil de dopage du type Hi Lo
a) barrière métal AsGa

SÉRIE	N_1 (cm^{-3})	W_1 (μm)	N_2 (cm^{-3})	W_2 (μm)
58P	$2,5 \cdot 10^{17}$	0,3	$3 \cdot 10^{15}$	3
61P	$1,5 \cdot 10^{17}$	0,3	$5,5 \cdot 10^{15}$	4,3
62P	$1,7 \cdot 10^{17}$	0,3	$8,5 \cdot 10^{15}$	3,1
63P	$1,5 \cdot 10^{17}$	0,3	$5,5 \cdot 10^{15}$	4,1
65P	$1,8 \cdot 10^{17}$	0,4	$6,5 \cdot 10^{15}$	4,5
75P	$6,2 \cdot 10^{16}$	0,6	$1,8 \cdot 10^{15}$	3,6
76P	$7 \cdot 10^{16}$	0,6	$4 \cdot 10^{15}$	7
78P	$6,2 \cdot 10^{16}$	0,6	$2 \cdot 10^{15}$	3,4
80P	$6 \cdot 10^{16}$	0,7	$6,7 \cdot 10^{15}$	2,5

b) jonction p⁺n

SÉRIE	N_1 (cm^{-3})	W_1 (μm)	N_2 (cm^{-3})	W_2 (μm)
H57	$6 \cdot 10^{16}$	0,6-0,7	$4,5 \cdot 10^{15}$	3
H80	10^{17}	0,4	$3 \cdot 10^{15}$	4,5



2°)- profil de dopage du type Lo Hi Lo

a) barrière

SÉRIE	DOPAGE DU "PIC" (cm^{-3})	W_1 (μm)	Q_S (cm^{-2})	N_2 (cm^{-3})	W_2 (μm)
9 Pik	$4,2 \cdot 10^{17}$	0,15	$4 \cdot 10^{12}$	$6,5 \cdot 10^{15}$	4
10 Pik	$4,2 \cdot 10^{17}$	0,15	$4 \cdot 10^{12}$	$6,5 \cdot 10^{15}$	4
16 Pik	$3,5 \cdot 10^{17}$	0,25	$3 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{15}$	4
20 Pik	$4 \cdot 10^{17}$	0,32	$2,8 \cdot 10^{12}$	3 à $6 \cdot 10^{15}$	3,7
21 Pik	$4,7 \cdot 10^{17}$	0,25	$3 \cdot 10^{12}$	$2,2 \cdot 10^{15}$	3,7

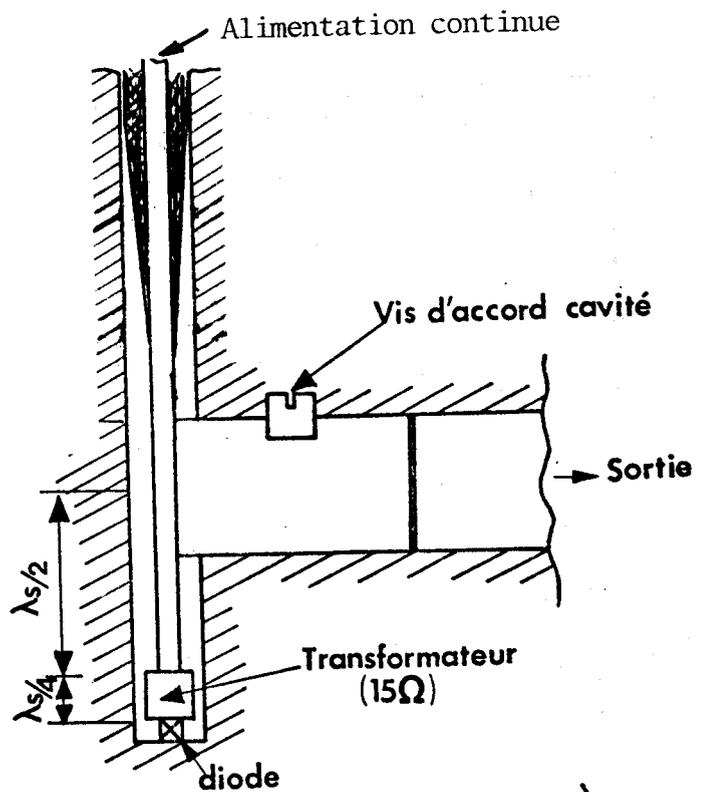
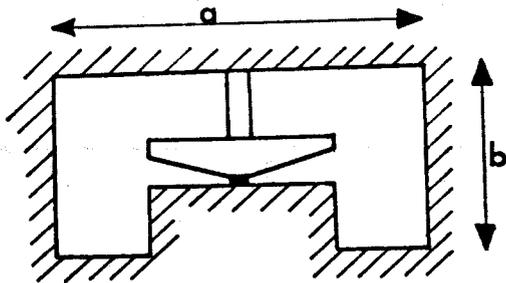
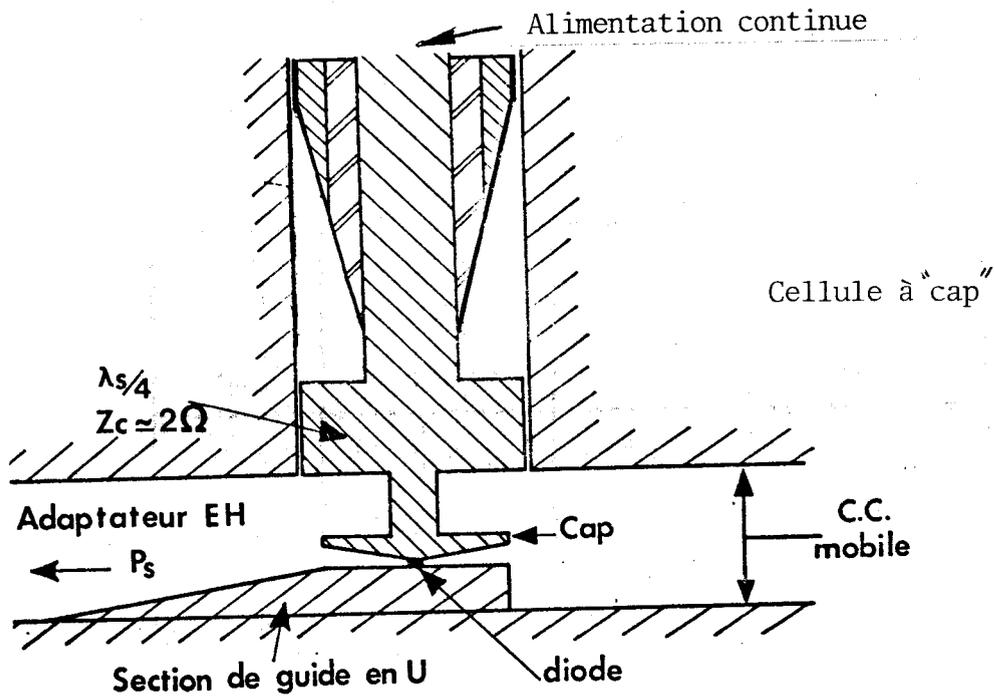
b) jonction

SÉRIE	DOPAGE DU "PIC" (cm^{-3})	W_1 (μm)	Q_S (cm^{-2})	N_2 (cm^{-3})	W_2 (μm)
H 115	$1,3 \cdot 10^{17}$	0,5 à 0,6	$1,5 \cdot 10^{12}$	$2,6 \cdot 10^{15}$	4
H 188	$1,6 \cdot 10^{17}$	0,19 à 0,22	3 à $3,3 \cdot 10^{12}$	2	3,3

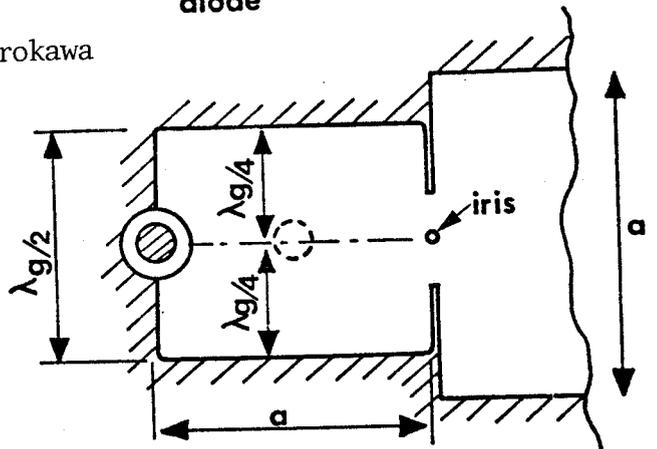
3°)- profil de dopage constant, diode du type métal AsGa

SERIE	N_D en cm^{-3}	w en micron
2D 535	$6,5 \cdot 10^{16}$	0,6
2D 536	$5 \cdot 10^{16}$	0,75
2D 537	$5,6 \cdot 10^{16}$	0,7
2D 541	5 à $6 \cdot 10^{16}$	0,65 à 0,8
2D 542	$5 \cdot 10^{16}$	0,7





Cellule du type Kurokawa



BUS
LILLE

SCHEMAS DES CELLULES

Nous avons montré qualitativement pages 31 et 32 que le maximum du courant de conduction se produisait avec un retard de phase de $\frac{\pi}{2}$ par rapport au maximum de la tension (supposée sinusoïdale) aux bornes de la zone d'avalanche. Dans le cas d'un fonctionnement petit signal, il est possible de déterminer la relation entre le courant et le champ appliqué; pour cela supposons le champ électrique dans la zone d'avalanche de la forme:

$$E_a(t) = E_{a0} + E_1 \sin \omega t \quad \text{avec } E_1 \ll E_{a0}$$

L'équation de Read en l'absence de courant de saturation s'écrit:

$$\tau_i \frac{dI_{ca}(t)}{dt} = I_{ca}(t) \left[\int_0^d \alpha(E_a(t)) dx - 1 \right]$$

et la solution est de la forme:

$$I_{ca}(t) = I_{ca}(0) \exp\left(\frac{1}{\tau_i} \int_0^t \left[\int_0^d \alpha dx - 1 \right] dt\right)$$

Le régime de fonctionnement étant linéaire, cette expression se simplifie en ne considérant que les développements limités au premier ordre du taux d'ionisation $\alpha(E_a(t))$ et de $\exp\left(\frac{1}{\tau_i} \int_0^t \dots dt\right)$

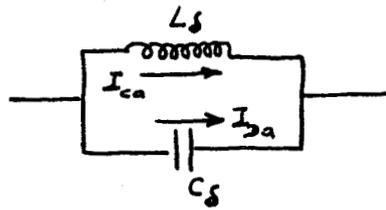
On aboutit ainsi à la relation:

$$I_{ca}(t) = I_0 \left(1 - \frac{\alpha'(E_{a0})}{\omega \tau_i} \cdot E_1 \cos \omega t \right)$$

La composante alternative du courant de conduction présente donc un déphasage de $-\frac{\pi}{2}$ par rapport au champ électrique hyperfréquence (et donc par rapport à la tension).

La zone d'avalanche, compte tenu du courant de déplacement

se comporte donc comme un circuit résonant parallèle :

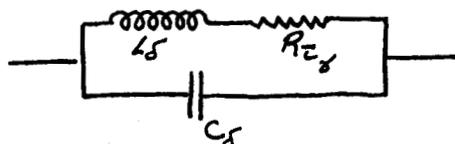


$$L_s = \frac{\alpha' \delta}{\omega \tau_i I_0}$$

$$C_s = \frac{\epsilon S}{\delta}$$

Cependant l'équation de Read n'est valable que dans la mesure où l'on admet que le champ électrique et le courant de conduction sont uniformes à travers la zone d'avalanche ; par cette hypothèse nous négligeons l'influence du temps de transit des porteurs dans la zone d'avalanche (ainsi que la réaction de charge d'espace) : ainsi, outre le retard dû au temps nécessaire à l'élaboration du processus de multiplication qui détermine le caractère inductif du courant de conduction, il y aura donc un retard du courant sur le champ dû au transit des porteurs dans la zone d'avalanche. On peut tenir compte de ce phénomène en introduisant un retard fictif τ_s entre le champ électrique dans la zone d'avalanche et la tension appliquée à ses bornes. Ce retard τ_s est évidemment une fonction de τ_i , le temps de montée intrinsèque de l'avalanche, mais dépend également du profil de concentration en impuretés et du rapport entre les taux d'ionisation des électrons et des trous (donc du choix du matériau).⁽³⁶⁾

Du point de vue schéma électrique équivalent à la zone d'avalanche cela se traduit par l'adjonction d'une résistance négative R_{τ_s} en série avec la self L_s ce qui



modifie la phase du courant de conduction par rapport au champ électrique qui est alors différente de la valeur idéale $-\pi/2$

L'expression de la densité de courant tunnel dans une barrière métal-semiconducteur est donnée par (chap. 2, 2-14):

$$j_t = A^* T^2 \exp\left(\frac{-E_B}{kT}\right) \left[1 + d_0 \int_0^{E_B} \exp(d_0 u - c_0 u^{3/2}) du \right]$$

avec A^* constante de Richardson ; $d_0 = \frac{1}{kT}$

$$c_0 = \frac{8\pi \sqrt{2m^*} \cdot 1}{3 h q E_M} ; E_B \text{ hauteur de barrière}$$

Posons $f(u) = \exp(d_0 u - c_0 u^{3/2})$, le calcul de l'intégrale $\int_0^{E_B} f(u) du$ se fait en développant la fonction $f(u)$ autour de la valeur $u = u_0$ qui est le maximum positif de cette fonction. u_0 est définie à partir de la relation $\left(\frac{df}{du}\right)_{u_0} = 0$ soit

$$\left(d_0 - \frac{3}{2} c_0 u_0^{1/2}\right) \exp(d_0 u_0 - c_0 u_0^{3/2}) = 0 \implies u_0 = \left(\frac{2d_0}{3c_0}\right)^2$$

c'est à dire :

$$u_0 = \left(\frac{h}{4\pi k} \sqrt{\frac{q}{2m^*}}\right)^2 \cdot \frac{E_M^2}{T^2} \quad \text{valeur parfaitement définie pour } E_M \text{ et } T \text{ fixés.}$$

Posons alors $y(u) = (d_0 - c_0 u^{3/2})$ qui peut être développé autour de u_0

$$y(u) \approx y(u_0) + (u - u_0) y'(u_0) + \frac{(u - u_0)^2}{2} y''(u_0) \approx y(u_0) + \frac{(u - u_0)^2}{2} y''(u_0)$$

$$\frac{1}{2} y''(u_0) = -\frac{3}{8} c_0 u_0^{-1/2} = -\frac{9}{16} \frac{c_0^2}{d_0} = -p^2$$

alors $y(u) \approx y(u_0) - p^2 (u - u_0)^2$ et $\exp[y(u)]$ peut s'écrire

$$\exp(y(u)) = \exp[y(u_0)] \times \exp[-p^2 (u - u_0)^2]$$

soit

$$f(u) = \exp[d_0 u_0 - c_0 u_0^{3/2}] \exp[-p^2 (u - u_0)^2] = \exp(y_0) \exp[-p^2 (u - u_0)^2]$$

l'intégrale $\int_0^{E_B} f(u) du$ devient donc

$$\int_0^{E_B} f(u) du = \exp(y_0) \cdot \int_0^{E_B} \exp[-p^2 (u - u_0)^2] du$$

posons $x = (u - u_0)$ alors

$$\int_0^{E_B} f(u) du = e^{j_0} \int_{-u_0}^{E_B - u_0} \exp(-p^2 x^2) dx = \left[\int_{-u_0}^0 + \int_0^{E_B - u_0} \right] \cdot e^{j_0}$$

$$= e^{j_0} \left[\int_0^{u_0} e^{-p^2 x^2} dx + \int_0^{E_B - u_0} e^{-p^2 x^2} dx \right]$$

la somme de ces 2 intégrales dans la gamme de température et de champ où nous travaillons (u_0 dépend de E_m et de π) peut être approximée par l'intégrale $\int_0^{\infty} e^{-p^2 x^2} dx$ qui est parfaitement connue est égale à $\frac{\sqrt{\pi}}{2p}$ d'où :

$$\int_0^{E_B} f(u) du \approx f(u_0) \int_0^{\infty} e^{-p^2 x^2} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2p} \cdot f(u_0)$$

Solution analytique de l'équation de Read: impédance de
la zone d'avalanche.

$$\tau_i \frac{dJ_{ca}(t)}{dt} = J_{ca}(t) [\Psi(E_a(t)) - 1] + J_{tu}(t)$$

La solution générale de cette équation s'écrit :

$$J_{ca}(t) = J_{00} \exp \frac{1}{\tau_i} \int_0^t [\Psi(E_a(t)) - 1] dt \\ + \frac{1}{\tau_i} \exp \left(\frac{1}{\tau_i} \int_0^t [\Psi(E_a(t)) - 1] dt \right) \cdot \int_0^t J_{tu}(t) \exp \left(-\frac{1}{\tau_i} \int_0^t [\Psi(E_a(t)) - 1] dt \right) \cdot dt$$

or la fonction $\Psi[E_a(t)]$ et la densité de courant tunnel $J_{tu}(t)$ s'écrivent respectivement :

$$\frac{1}{\tau_i} \int_0^t [\Psi(E_a(t)) - 1] dt = \frac{1}{\tau_i} \left[\underbrace{\Psi(E_{a0}^*) - 1 + \frac{E_2^2 \Psi''(E_{a0}^*)}{4}}_X t + \frac{E_2 \Psi'(E_{a0}^*)}{\omega \tau_i} (1 - \cos \omega t) \right]$$

$$J_{tu}(t) = J_{t0} \exp 2 b_0 E_{a0}^* E_2 \sin \omega t$$

On pose $Y = \frac{E_2}{\omega \tau_i} \Psi'(E_{a0}^*)$ et $\pi_1 = 2 b_0 E_{a0}^* E_2$

avec $E_a(t) = E_{a0} - \Delta E_0 + E_2 \sin \omega t = E_{a0}^* + E_2 \sin \omega t$

La solution générale s'écrit donc

$$J_{ca}(t) = J_{00} \exp \left[\frac{X}{\tau_i} t + Y(1 - \cos \omega t) \right] + \frac{1}{\tau_i} J_{t0} \exp \left(\frac{X}{\tau_i} t - Y \cos \omega t \right) \int_0^t \exp \left(-\frac{X}{\tau_i} t \right) \exp \left(Y \cos \omega t + \pi_1 \sin \omega t \right) \cdot dt$$

Developpons $\exp(Y \cos \omega t + \pi_1 \sin \omega t)$ et $\exp(-Y \cos \omega t)$

$$\exp(Y \cos \omega t + \pi_1 \sin \omega t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_n \exp(jn \omega t)$$

$$\exp(-Y \cos \omega t) = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} b_p \exp(jp \omega t)$$

Alors l'intégrale dans l'expression de $J_{ca}(t)$ devient :

$$\int_0^t \exp \left(\frac{X}{\tau_i} t \right) \exp \left(Y \cos \omega t + \pi_1 \sin \omega t \right) dt = \int_0^t \exp \left(\frac{X}{\tau_i} t \right) \cdot \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_n \exp(jn \omega t) dt$$

dont le résultat est :
$$\sum_{-\alpha}^{+\alpha} \frac{a_n}{-\frac{x}{\tau_i} + jn\omega} \left(\exp\left(-\frac{x}{\tau_i} t\right) \cdot \exp jn\omega t - 1 \right)$$

Le 2^{ème} terme du courant de conduction s'écrit alors :

$$\frac{1}{\tau_i} J_{t_0} \exp\left(\frac{x}{\tau_i} t\right) \cdot \sum_{-\alpha}^{+\alpha} \frac{b_p}{p} \exp j p \omega t \cdot \sum_{-\alpha}^{+\alpha} \frac{a_n}{-\frac{x}{\tau_i} + jn\omega} \left[\exp\left(-\frac{x}{\tau_i} t\right) \exp jn\omega t - 1 \right]$$

$$= -J_{t_0} \left[\sum_{\substack{-\alpha \\ n, p}}^{+\alpha} \exp\left(-\frac{x}{\tau_i} t\right) \cdot \frac{a_n b_p}{-x + jn\omega \tau_i} \exp j p \omega t \right] + J_{t_0} \sum_{-\alpha}^{+\alpha} \frac{a_n b_p}{-x + jn\omega \tau_i} \exp j(n+p)\omega t$$

Le courant de conduction s'écrit donc :

$$J_{ca}(t) = J_{00} \exp\left(\frac{x}{\tau_i} t\right) \cdot \left[\exp \gamma (1 - \cos \omega t) - \frac{J_{00}}{J_{t_0}} \sum_{-\alpha}^{+\alpha} \frac{a_n b_p}{-x + jn\omega \tau_i} \exp j p \omega t \right]$$

$$+ J_{t_0} \sum_{-\alpha}^{+\alpha} \frac{a_n b_p}{-x + jn\omega \tau_i} \exp j(n+p)\omega t$$

il comporte un terme transitoire qui s'amortit très vite si x est négatif et le régime permanent est donné par le 2^{ème} terme soit :

$$I_{ca}(t) = J_{ca}(t) \cdot S = J_{t_0} \cdot S \sum_{-\alpha}^{+\alpha} \frac{a_n b_p}{-x + jn\omega \tau_i} \exp j(n+p)\omega t$$

$$I_{ca}(t) \# I_{t_0} (E_{a_0}^*) \sum_{\substack{-\alpha \\ n, p}}^{+\alpha} \frac{a_n b_p}{-x + jn\omega \tau_i} \exp j(n+p)\omega t$$

Dans ce développement le terme continu n'est autre que le courant de polarisation I_0 ($n=p=0$)

soit donc
$$I_0 = -\frac{I_{t_0}}{x} a_0 b_0$$

or
$$x = \psi(E_{a_0}^*) - 1 + \frac{E_a^2}{4} \psi''(E_{a_0}^*) \quad \# \quad \psi(E_{a_0}^*) - 1 = \psi(E_{a_0} - \Delta E_0) - 1$$

d'où
$$x \# \psi(E_{a_0} - \Delta E_0) - 1 = \psi(E_{a_0}) - \Delta E_0 \psi'(E_{a_0}) - 1 = -\frac{I_{t_0}}{I_0} a_0 b_0$$

En l'absence de champ hyperfréquence ($E_a = 0$), $\psi(E_{a_0}) = 1 - \frac{I_{t_0}}{I_0}$

Nous en déduisons :

$$\Delta E_0 = - \frac{I_{t0}}{I_0} \frac{1}{\Psi'(E_{a0})} [1 - a_0 b_0]$$

or le calcul des a_n et b_p fait apparaître que ce sont des fonctions de Bessel modifiées de 1^{re} espèce d'ordre n et p . d'où

$$\Delta E_0 = - \frac{I_{t0}}{I_0} \frac{1}{\Psi'(E_{a0})} [1 - B_0(\sqrt{Y^2 + \pi^2}) \cdot B_0(Y)]$$

Nous allons maintenant écrire l'expression du courant de conduction limitée au fondamental, pour cela nous posons ($p=0, \pm 1$ et $p+n=\pm 1$)

$$D_0 = \frac{\omega \tau_i}{-X} = \frac{I_0}{I_{t0}} \frac{\omega \tau_i}{a_0 b_0}$$

de plus $b_p = (-1)^p B_p(Y)$ et $b_p = b_{-p}$

$$a_{-n} = \alpha_n + j\beta_n \quad a_n = \alpha_n - j\beta_n$$

Alors

$$I_{ca_2}(t) = I_0 + I_0 \frac{b_1}{b_0} (e^{j\omega t} + e^{-j\omega t}) + \frac{I_0}{a_0 b_0} \left[\sum_{-\alpha}^{+\alpha} \frac{a_n}{1+jnD_0} (b_{1-n} e^{j\omega t} + b_{-(1+n)} e^{-j\omega t}) \right]$$

examinons le 3^{ème} terme, il peut s'écrire :

$$\sum_{-\alpha}^{+\alpha} \frac{a_n}{1+jnD_0} (b_{1-n} + b_{-(1+n)}) \cos \omega t + j \sum_{-\alpha}^{+\alpha} \frac{a_n}{1+jnD_0} (b_{1-n} - b_{-(1+n)}) \sin \omega t$$

$$= \sum_{1}^{\alpha} (b_{n+1} + b_{n-1}) \left[\frac{2(\alpha_n - n\beta_n D_0)}{1+n^2 D_0^2} \right] \cos \omega t + j \sum_{1}^{\alpha} \frac{b_{n-1} - b_{n+1}}{1+n^2 D_0^2} (-2j(\beta_n + n\alpha_n D_0)) \sin \omega t$$

or on sait que $b_{n-1} - b_{n+1} = (-1)^{n-1} \frac{2n}{Y} B_n(Y)$

D'où le courant de conduction à l'harmonique 1 :

$$I_{ca_1}(t) \approx I_0 + I_0 \left\{ \left[-2 \frac{B_1(Y)}{B_0(Y)} + \frac{2}{a_0 B_0(Y)} \sum_{1}^{\alpha} \frac{(-1)^{n-1} (B_{n-1}(Y) + B_{n+1}(Y)) (\alpha_n - n\beta_n D_0)}{1+n^2 D_0^2} \right] \cos \omega t \right. \\ \left. + \left[\frac{4}{Y} \sum_{1}^{\alpha} \frac{n B_n(Y)}{B_0(Y)} \cdot (-1)^{n-1} \cdot \left(\frac{\beta_n + n\alpha_n D_0}{a_0 (1+n^2 D_0^2)} \right) \right] \sin \omega t \right\}$$

Rappelons que

$$a_n = \alpha_n - j\beta_n = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} \exp(\gamma \cos \omega t + \pi_2 \sin \omega t) \cdot [\cos n\omega t - j \sin n\omega t] dt$$

à partir de cette relation on tire les expressions de α_n et β_n

$$\alpha_n = \frac{B_n(\sqrt{\gamma^2 + \pi_2^2})}{2(\gamma^2 + \pi_2^2)^{n/2}} \left[(\gamma + j\pi_2)^n + (\gamma - j\pi_2)^n \right]$$

$$\beta_n = -j \frac{B_n(\sqrt{\gamma^2 + \pi_2^2})}{2(\gamma^2 + \pi_2^2)^{n/2}} \left[(\gamma + j\pi_2)^n - (\gamma - j\pi_2)^n \right]$$

en posant $\gamma + j\pi_2 = \rho e^{j\phi}$ et $\gamma - j\pi_2 = \rho e^{-j\phi}$ on obtient:

$$\alpha_n = B_n(\sqrt{\gamma^2 + \pi_2^2}) \cos n\phi = B_n(\rho) \cos n\phi$$

$$\beta_n = B_n(\rho) \sin n\phi$$

Le courant de conduction à l'harmonique 1 s'écrit donc:

$$I_{ca_1}(t) = I_0 \left\{ \left[\frac{4}{Y_1} \sum_1^{\infty} (-1)^{n-1} \frac{B_n(\gamma)}{B_0(\gamma)} \cdot \frac{B_n(\rho)}{B_0(\rho)} \cdot \frac{(\sin n\phi + nD_0 \cos n\phi)}{1+n^2D_0^2} \right] \sin \omega t + \left[-\frac{2B_1(\gamma)}{B_0(\gamma)} + 2 \sum_1^{\infty} (-1)^{n-1} \frac{B_n(\rho)}{B_0(\rho)} \cdot \frac{B_{n-1}(\gamma) + B_{n+1}(\gamma)}{B_0(\gamma)} \cdot \frac{(\cos n\phi - nD_0 \sin n\phi)}{1+n^2D_0^2} \right] \cos \omega t \right\}$$

et l'admittance $y_1 = g_1 + jb_1$ s'obtient en écrivant que

$$I_{ca_1}(t) = y_1 V_2(t) = y_1 \delta E_2 \sin \omega t$$

la conductance g_1 est donc donnée par le terme en $\sin \omega t$ dans l'expression de $I_{ca_1}(t)$ et la susceptance b_1 par le terme en $\cos \omega t$.

$$g_1 = \frac{I_0}{\delta E_1} \frac{4}{Y} \frac{B_1(\gamma)}{B_0(\gamma)} \cdot \frac{B_1(\rho)}{B_0(\rho)} \cdot \frac{\sin n\phi + nD_0 \cos n\phi}{1+n^2D_0^2}$$

$$b_1 = \frac{2I_0}{\delta E_1} \left[-\frac{B_1(\gamma)}{B_0(\gamma)} + \sum_1^{\infty} (-1)^{n-1} \frac{B_n(\rho)}{B_0(\rho)} \cdot \frac{B_{n-1}(\gamma) + B_{n+1}(\gamma)}{B_0(\gamma)} \cdot \frac{\cos n\phi - nD_0 \sin n\phi}{1+n^2D_0^2} \right]$$

L'impédance en régime linéaire s'obtient en faisant $n=1$ et en développant les fonctions de Bessel au 1^{er} ordre ce qui conduit aux expressions de la conductance et de la susceptance :

$$g_1 \# \frac{I_0 Y}{\delta E_1} \frac{D_0 + \frac{\pi_1}{2} Y}{1 + D_0^2}$$

$$b_1 \# - \frac{I_0 Y}{\delta E_1} \left[1 + \frac{D_0 \cdot \frac{\pi_1}{2} Y - 1}{1 + D_0^2} \right]$$

avec $D_0 = \frac{I_0}{I_{t_0}} \frac{\omega \tau_i}{B_0(Y) \cdot B_0(P)} \# \frac{I_0}{I_{t_0}} \omega \tau_i$

La phase d'injection ψ est donnée par la relation

$$\text{tg } \psi = - \frac{b_1}{g_1}$$

en prenant le courant de conduction comme référence. Si on ne prend que les termes $n=1$ la relation s'écrit :

$$\text{tg } \psi \# \frac{Y}{2} \cdot \frac{\frac{B_1(Y)}{B_0(Y)} - \frac{B_1(P)}{B_0(P)} \cdot \frac{B_2(Y) + B_0(Y)}{B_0(Y)} \cdot \frac{\cos \phi - D_0 \sin \phi}{1 + D_0^2}}{\frac{B_2(Y) \cdot B_2(P)}{B_0(Y) \cdot B_0(P)} \cdot \frac{\sin \phi + D_0 \cos \phi}{1 + D_0^2}}$$

avec $D_0 = \frac{I_0}{I_{t_0}} \frac{\omega \tau_i}{B_0(Y) \cdot B_0(P)}$ $\sin \phi = \frac{\pi_1}{\sqrt{Y^2 + \pi_1^2}}$ et $\cos \phi = \frac{Y}{\sqrt{Y^2 + \pi_1^2}}$

$P = \sqrt{Y^2 + \pi_1^2}$

dans les cas envisagés $Y \gg \pi_1$ et en régime non linéaire

$\sin \phi \# 0$ $\cos \phi \# 1$ $P \# Y$

$\text{tg } \psi$ peut en première approximation se calculer à partir de l'expression

$$\text{tg } \psi \# \frac{I_0 \cdot Y}{I_{t_0} \cdot 2} \cdot \frac{\omega \tau_i}{B_2(Y) \cdot B_0(Y)}$$