

THESE

Présentée à l'Université des Sciences et Techniques de Lille
Flandres Artois

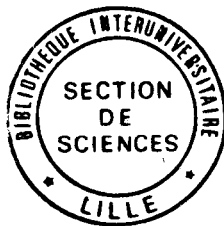
pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
Spécialité : **ELECTRONIQUE**

par

Rachid BOUREGBA

ETUDES THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DES DIODES A EFFET TUNNEL RESONNANT UTILISATION EN OSCILLATION ET EN MULTIPLICATION



Soutenue le 24 Septembre 1991 devant la commission d'examen.

Membres du jury :

Mr E. CONSTANT
Mr D. LIPPENS
Mr J.C. PORTAL
Mr P.A. ROLLAND
Mr J.C. PERNOT
Mr B. MACKE
Mr Y. CROSNIER

Président
Directeur de thèse
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur

à mon père, à ma mère
à mes frères et sœurs

à ma famille
à mes amis

à tous les miens

Remerciements

Ce travail a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de L'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres-Artois, dirigé par Monsieur le Professeur G. SALMER.

Monsieur le Professeur E. CONSTANT me fait l'honneur de présider cette commission d'examen. Je lui exprime mes plus vifs remerciements.

Monsieur D. LIPPENS, Directeur de Recherche au CNRS, a dirigé ce travail. Ses conseils et ses compétences scientifiques, son dynamisme et sa patience ont été indispensables pour mener à bien ce travail. Qu'il trouve ici l'expression de ma sincère et profonde gratitude.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur J.C. PORTAL, Professeur à l'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse, qui me fait l'honneur de participer au jury de cette thèse et d'en être rapporteur. Je le remercie également de m'avoir accueilli au Service National des Champs Intenses de Grenoble et de m'avoir fait profiter de son expérience pour les mesures sous champ magnétique.

Monsieur P.A. ROLLAND, Professeur au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs, m'honore de sa présence en tant que rapporteur dans ce jury. L'intérêt constant qu'il a manifesté pour ce travail et son soutien m'ont particulièrement touché. Qu'il croie ici en l'expression de ma sincère reconnaissance et de mon estime.

Monsieur J.C. PERNOT, Ingénieur CNRS au Laboratoire de Radioastronomie de l'Ecole Normale Supérieure de Paris, a accepté de faire partie du jury et de juger ce travail. Je tiens à lui exprimer mes plus sincères remerciements.

Je suis très sensible à la présence de Monsieur le Professeur B. MACKE, Directeur du Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Université de Lille. Je le remercie vivement pour sa participation à ce jury.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur Y. CROSNIER, Professeur au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs, pour avoir accepté de juger ce travail.

Mes remerciements vont également à Monsieur B. VINTER, du Laboratoire Central de Recherche de Thomson, ainsi qu'à Lauren PALMATEER pour avoir fourni des échantillons essentiels à certaines mesures présentées dans ce travail.

Messieurs M. BOGEY, J.L. DESTOMBES ET A. LECLUSE, du Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne m'ont permis de disposer du banc de spectroscopie submillimétrique. Leur précieuse collaboration, leurs compétences et leur disponibilité m'ont parti-

culièrement touché. Je leur dis simplement merci et qu'ils soient assurés de l'expression de ma profonde reconnaissance.

Toute ma sympathie va à Mesdames E. DELOS ET S. LEPILLIET ainsi qu'à Monsieur E. PLAYEZ, de la Centrale de Caractérisation, pour leurs constantes et efficaces contributions à la caractérisation des composants.

J'exprime mes plus vifs remerciements à Mesdames A. FATTORINI, P. LEGRY, M. MIENS, Messieurs P. ARMAND, J.L. CODRON, M. FRANCOIS, B. GRIMBERT, A. LEROY, J.L. LORRIAUX, J. VANBREMEERSCH et D. VANDERMOERE, de la Centrale de Technologie pour l'épitaxie, la réalisation et la préparation des échantillons étudiés dans ce mémoire.

Mes remerciements vont également à Messieurs P. MICHON, J.C. JENNEQUIN et J.C. ANDRIES, de la Centrale de Mécanique, pour la réalisation de certaines pièces de précision. J'ai également apprécié leur bonne humeur et leur sens de l'humour.

Ce mémoire a été réalisé au C.I.T.I. avec le logiciel de traitement de texte LATEX (imprimante P3400PS) par Mesdames M. VANDAELE ET I. DERUDDER. Je leur adresse mes remerciements pour leur remarquable travail de dactylographie.

Je remercie également Messieurs J.P. DEHORTER ET J. LEMAIRE pour avoir assuré la reprographie de ce document.

Je tiens à remercier les membres de l'équipe "transport vertical dans les hétérostructures" grâce auxquels ce travail a pu se faire dans une atmosphère particulièrement propice à la réflexion et à la camaraderie.

Mon estime et mon amitié vont à Philippe BEDU et Patrick MOUNAIX auprès de qui j'ai constamment trouvé réconfort, ainsi qu'un soutien moral sans faille. Merci.

Enfin, je ne saurais oublier dans ces remerciements, tous mes collègues et amis de longue date du laboratoire. A ceux qui veulent bien se reconnaître dans ces lignes, je leur exprime ma profonde sympathie et leur souhaite une bonne continuation.

Table des matières

| | |
|---|----------|
| Introduction générale | 1 |
| 1 Simulation des caractéristiques de conduction des structures à double barrière | 4 |
| 1.1 Introduction | 4 |
| 1.2 Outil numérique | 5 |
| 1.3 Fonctions d'ondes et probabilités de transmission | 7 |
| 1.3.1 A l'équilibre | 7 |
| 1.3.1.1 Transmissions | 7 |
| 1.3.1.2 Notions de couplage - Temps de vie | 8 |
| 1.3.1.3 Influence de la géométrie de la double barrière | 9 |
| 1.3.2 Hors équilibre | 11 |
| 1.4 Calcul de la caractéristique de conduction courant-tension | 11 |
| 1.4.1 Expression du courant traversant la double barrière | 11 |
| 1.4.2 Structure expérimentale | 13 |
| 1.4.3 Résultats | 14 |
| 1.4.3.1 Calculs sans réaction de charge d'espace | 14 |
| 1.4.3.2 Calculs avec réaction de charge d'espace | 16 |
| 1.4.4 Influence de la température | 16 |
| 1.4.5 Conclusion | 17 |
| 1.5 Influence des espaceurs | 18 |
| 1.5.1 Technique de simulation | 18 |
| 1.5.2 Résultats à l'équilibre | 19 |
| 1.5.3 Caractéristiques courant-tension | 19 |
| 1.5.4 Conclusion | 21 |
| 1.6 Optimisation de la caractéristique statique | 21 |
| 1.6.1 Augmentation du courant pic | 22 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1.6.2 | Augmentation du rapport $J_{pic}/J_{vallée}$ | 23 |
| 1.6.3 | Influence et choix du système de matériaux | 23 |
| 1.7 | Conclusion | 23 |
| 2 | Fabrication des diodes double barrière. Caractérisations électrique et sous champ magnétique | 29 |
| 2.1 | Introduction | 29 |
| 2.2 | Epitaxie des échantillons | 30 |
| 2.2.1 | Généralités | 30 |
| 2.2.2 | Problèmes spécifiques liés à la MBE | 31 |
| 2.2.3 | Récapitulatif des épitaxies utilisées | 32 |
| 2.3 | Fabrication des échantillons | 34 |
| 2.3.1 | Technologie sur substrat n^+ | 34 |
| 2.3.1.1 | Réalisation des contacts ohmiques | 35 |
| 2.3.1.2 | Isolation des zones actives-Gravures | 35 |
| 2.3.2 | Technologie sur substrat semi-isolant | 36 |
| 2.4 | Caractérisation électrique | 37 |
| 2.4.1 | Température ambiante | 37 |
| 2.4.2 | Influence de la section | 38 |
| 2.4.3 | Température de l'azote | 38 |
| 2.4.4 | Problèmes liés à la mesure de la RDN | 39 |
| 2.4.4.1 | Bistabilité extrinsèque | 39 |
| 2.4.4.2 | Oscillations spontanées | 40 |
| 2.4.4.3 | Détermination analytique d'un critère de stabilité | 41 |
| 2.5 | Caractérisation sous champ magnétique | 44 |
| 2.5.1 | Principe - Intérêts | 44 |
| 2.5.2 | Magnéto-oscillations | 45 |
| 2.5.3 | Détermination de la densité surfacique de charges | 47 |
| 2.5.4 | Temps de résidence dans la zone d'accumulation | 48 |
| 2.5.5 | Détermination du profil de potentiel | 49 |
| 2.6 | Conclusion | 50 |
| 3 | Caractérisation dynamique. Application au fonctionnement en oscillateur | 55 |
| 3.1 | Introduction | 55 |
| 3.2 | Mesure en $C(V)$ | 56 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 3.3 | Mesures d'impédances | 57 |
| 3.3.1 | En résistance différentielle positive | 57 |
| 3.3.2 | En résistance différentielle négative | 59 |
| 3.3.3 | Vérification expérimentale du critère de stabilité | 60 |
| 3.4 | Application au fonctionnement en oscillateur | 62 |
| 3.4.1 | Température de l'azote liquide | 62 |
| 3.4.2 | Température ambiante-Stabilisation | 63 |
| 3.4.3 | Puissance hyperfréquence maximale | 64 |
| 3.5 | Limitations dues à la résistance série | 65 |
| 3.6 | Intérêts des diodes tunnel résonnant intégrées | 66 |
| 3.7 | Synthèse des résultats expérimentaux | 68 |
| 3.8 | Conclusion | 69 |
| 4 | Application au fonctionnement en génération d'harmoniques | 73 |
| 4.1 | Introduction | 73 |
| 4.2 | Principe de la multiplication de fréquence avec les diodes double barrière | 74 |
| 4.3 | Intérêts | 74 |
| 4.4 | Analyse spectrale dans la gamme centimétrique | 75 |
| 4.4.1 | Sans polarisation | 75 |
| 4.4.2 | Compensation de la symétrie par une pré-polarisation | 76 |
| 4.5 | Etude expérimentale dans la gamme de fréquence millimétrique et sub- millimétrique | 76 |
| 4.5.1 | Cellule de multiplication | 77 |
| 4.5.2 | Echantillons | 77 |
| 4.5.3 | Dispositif de mesure | 78 |
| 4.5.4 | Résultats | 79 |
| 4.5.4.1 | Echantillon non polarisé | 79 |
| 4.5.4.2 | Augmentation de la non linéarité par polarisation en RDN | 80 |
| 4.6 | Analyse numérique | 81 |
| 4.6.1 | Introduction | 81 |
| 4.6.2 | Schéma équivalent - interaction composant-circuit extérieur | 81 |
| 4.6.3 | Impédance équivalente de conduction en sortie | 82 |
| 4.6.4 | Procédure numérique itérative | 83 |
| 4.7 | Application à l'échantillon étudié à 320 GHz | 84 |
| 4.7.1 | Hypothèses | 84 |

| | | |
|-------|---|-----------|
| 4.7.2 | Choix de R_s et de L_s | 85 |
| 4.7.3 | Prise en compte des variations de capacité | 85 |
| 4.7.4 | Choix de l'impédance de charge extérieure | 86 |
| 4.7.5 | Résultats en quintupleur à 320 GHz | 87 |
| 4.8 | Vers une optimisation de la non linéarité de conduction | 88 |
| 4.9 | Conclusion | 90 |
| | Conclusion générale | 93 |

Introduction générale

Introduction générale

La recherche de dispositifs électroniques de plus en plus rapides, en vue d'assurer la montée en fréquence, passe par une réduction drastique des zones actives des composants élémentaires. Or, grâce aux progrès conjugués de la croissance des matériaux et des techniques de nanolithographie, il est à présent possible d'atteindre des dimensions de l'ordre du nanomètre. Dans ces conditions, les largeurs des zones actives deviennent de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde associée à l'électron et la nature ondulatoire des porteurs de charge devient alors prépondérante. L'idée de tirer parti de cet aspect ondulatoire n'est pas nouvelle, il n'en faut pour preuve l'effet tunnel dans les jonctions p-n fortement dopées ou diodes Esaki. Cependant avec l'avènement des hétérostructures, il est possible de mettre en évidence des effets entièrement nouveaux tel que l'effet tunnel résonnant. Initialement, ce mécanisme a été proposé théoriquement dès 1973 par Tsu et Esaki [1]. Ils prédisent alors l'observation d'un effet de résistance différentielle négative dans la caractéristique de conduction de structures présentant des alternances de puits et barrières de potentiel. L'année suivante, la confirmation expérimentale de ce phénomène est apportée sur une double barrière GaAlAs/GaAs épitaxiée par jets moléculaires [2]. Néanmoins, ces effets ne sont alors significatifs qu'à basses températures. Depuis, des progrès dans les techniques d'épitaxie n'ont cessé d'être réalisés et en 1985, Shewchuk et al observent directement dans la caractéristique de conduction l'effet de RDN à température ambiante [3]. A cette même période, Sollner et al expérimentent la détection d'un signal à 2.5 THz montrant ainsi et sans ambiguïté l'extrême rapidité des mécanismes physiques mis en jeu [4]. Ces travaux pionniers ouvrent la voie à de très nombreuses études sur l'effet tunnel résonnant tant théoriques qu'expérimentales.

Dans ce mémoire, nous avons résolument axé nos études sur les applications avec pour objectifs la conception et l'utilisation de composants double barrière aptes à fonctionner à des fréquences allant de la gamme centimétrique à la gamme submillimétrique. Au niveau de notre propre laboratoire, ces travaux font suite aux études menées antérieurement, portant essentiellement sur la modélisation et la caractérisation physique de l'effet tunnel résonnant [5][6].

Afin d'atteindre ces objectifs, nous procéderons en les quatre étapes suivantes :

Le premier chapitre traite des méthodes et des résultats de simulation. Il est en

effet utopique de concevoir des structures à double barrière sans que théoriquement il ne soit possible d'appréhender les caractéristiques électriques et les temps de réponse prévisibles. Ces études portent sur la double barrière en tant que telle mais aussi sur les zones d'accès qui jouent un rôle prépondérant dans les mécanismes de transport. Nous illustrerons notamment l'importance de l'accumulation de charges dans la zone d'émetteur et de la réaction de charge d'espace dans le puits de potentiel cristallin en nous basant sur une structure expérimentale.

Dans le second chapitre, nous décrivons succinctement la technologie de fabrication des diodes double barrière respectivement sur substrat n^+ et semi-isolant. Nous verrons au niveau de leur caractérisation en régime statique les difficultés liées aux oscillations spontanées se développant en basses fréquences. Ces études déboucheront sur la définition d'un critère de stabilité. Enfin, une étude des caractéristiques de courant tunnel sous champ magnétique, effectuée au Service National des Champs Intenses de Grenoble clôture ce chapitre. Elle nous permettra de caractériser expérimentalement le gaz bidimensionnel se formant dans la zone d'émetteur.

Le troisième chapitre sera consacré à l'analyse dynamique des échantillons. En premier lieu, nous effectuerons une série de caractérisations à l'analyseur de réseau afin de mesurer l'impédance petit signal des diodes. Le schéma équivalent est alors extrait et permet de prendre en compte des performances potentielles des composants réalisés. Cette caractérisation nous permettra par ailleurs de valider expérimentalement le critère de stabilité. En second lieu, nous présentons une étude relative à l'utilisation de diodes double barrière en oscillation pour un oscillateur libre à l'azote liquide et stabilisé à température ambiante.

Dans le quatrième chapitre, une alternative à la génération en mode fondamental est étudiée, en évaluant les possibilités d'utilisation de la non linéarité de conduction pour la multiplication de fréquence. C'est dans ce dernier domaine d'application que nous avons obtenu les résultats les plus encourageants, puisque il nous a été possible à partir d'une source millimétrique, de réaliser une source dans le domaine des longueurs d'onde submillimétriques. Nous montrons en particulier l'apport des effets de RDN pour l'augmentation des rendements de conversion sur harmonique 5. Pour terminer ce chapitre, nous donnons quelques critères permettant théoriquement d'augmenter les niveaux de puissance transférée.

Bibliographie

- [1] TSU R. et ESAKI L.
Appl. Phys. Lett. 22, 1973, p. 562
- [2] CHANG L.L., ESAKI L. et TSU R.
Appl. Phys. Lett. 24, 1974, p. 593
- [3] SHEWCHUK T.J. , CHAPIN P.C, COLEMAN P.D, KOPP W., FISCHER R.,
MORKOÇ H.
Appl. Phys. Lett. 46, 1985, p. 508
- [4] SOLLNER T.C.L.G., GOODHUE W.D., TANNENWALD P.E., PARKER C.D.,
PECK D.D.
Appl. Phys. Lett. 43, 1983, p. 588
- [5] DE SAINT POL L.
Thèse d'Université, Lille, 1990
- [6] VANBÉSIEN O.
Thèse d'Université, Lille, 1991

CHAPITRE 1

Simulation des caractéristiques de conduction des structures à double barrière

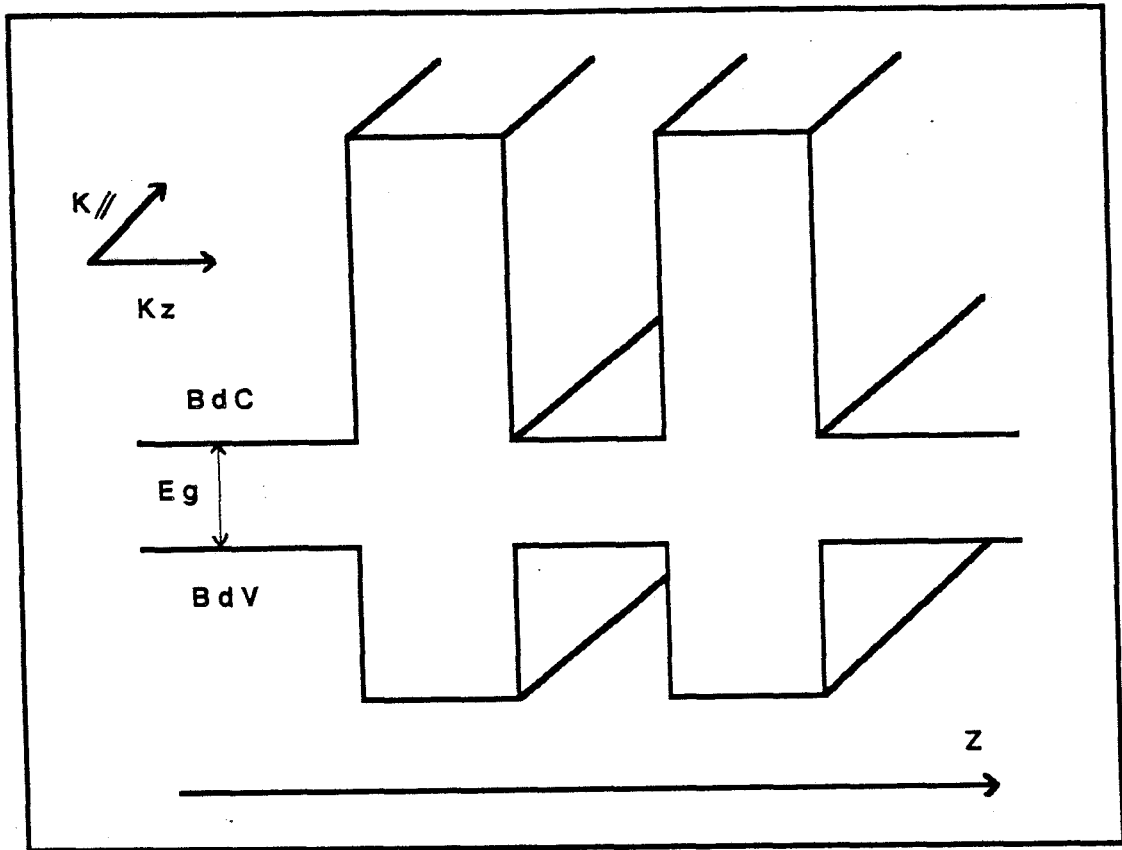


Figure 1.1 : Schématisation des bandes de conduction et de valence d'une structure double barrière à l'équilibre. Cette hétérostructure permet, sous certaines conditions, l'observation de mécanismes quantiques.

Chapitre 1

Simulation des caractéristiques de conduction des structures à double barrière

1.1 Introduction

La compréhension et la modélisation des effets physiques mis en jeu dans les diodes à effet tunnel résonnant, à l'origine de l'apparition de la résistance différentielle négative, ont fait l'objet de très nombreux travaux dans la littérature. Les effets physiques, essentiellement quantiques : quantification en niveaux d'énergie, probabilités de transmission par effet tunnel, sont spécifiques aux nouvelles hétérostructures à très faibles dimensions et à transport vertical (figure 1.1).

Ces efforts ont pour but non seulement de décrire la caractéristique de conduction courant-tension mais aussi visent à l'optimisation de celle-ci par l'ajustement des différents paramètres physiques et/ou géométriques.

En effet, le fait que la structure réalisée présente une zone de résistance différentielle négative n'est pas suffisant pour les applications hyperfréquences, encore faut-il qu'elle satisfasse à certains critères : sur les densités de courant pic et sur le contraste entre les courants pic et vallée notamment. C'est ce que nous nous proposons d'aborder dans ce premier chapitre.

1.2 Outil numérique

Nous proposons ici de décrire brièvement les principes de base à l'élaboration du logiciel de simulation qui sont reportés en partie dans la référence [1]. Ce logiciel a pour objectif de calculer les caractéristiques de conduction d'une structure double barrière à effet tunnel résonnant et s'inscrit principalement dans le cadre des hypothèses suivantes :

- les interfaces des hétérojonctions sont supposées abruptes ;
- le formalisme de l'approximation de la masse effective reste applicable aux cas des hétérojonctions de faibles dimensions ;
- le vecteur d'onde transverse k_{\perp} (figure 1.1) parallèle aux couches est conservé durant le mécanisme de passage des barrières par effet tunnel. La fonction d'onde ne dépend alors que de l'énergie longitudinale Ez .

La méthode de calcul repose sur la résolution numérique de l'équation de Schrödinger unidimensionnelle indépendant du temps :

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{m^*(z)} \frac{d\psi(k_z, z)}{dz} \right) + [V(z) - Ez] \psi(k_z, z) = 0 \quad (1.1)$$

$V(z)$ tient compte de la modulation du potentiel cristallin et du potentiel électrostatique, $\psi(k_z, z)$ est la fonction d'onde suivant la direction de croissance notée z .

Cette résolution est effectuée selon un algorithme itératif dit de Runge-Kutta [2]. Les données d'entrées sont les paramètres structuraux de la double barrière (géométrie, matériaux) qui fixent les masses effectives ainsi que les discontinuités de bande de conduction. On accède ainsi aux différentes fonctions d'ondes caractéristiques de la perte d'un degré de liberté suivant l'axe z et aux probabilités de transmission révélatrices de la quantification de l'énergie des porteurs dans le puits de potentiel. Ces probabilités sont calculées à partir des coefficients complexes des composantes incidentes et réfléchies des fonctions d'ondes dans les différentes zones constituant la structure [3].

Le courant est alors accessible en intégrant les probabilités de transmission, pondérées par la fonction d'occupation de Fermi-Dirac, sur toutes les énergies Ez dans les zones de contact.

Une des spécificités de ce programme réside dans sa possibilité de tenir compte de la réaction de charge d'espace dans la zone active. En effet, dans certaines structures le piégeage des porteurs dans le puits est suffisamment important pour engendrer une déformation locale du potentiel [4]. Pour tenir compte de cet effet, on résout de manière auto-cohérente les équations de Schrödinger (1.1) et de Poisson unidimensionnelle (1.2) ainsi que l'équation donnant la densité locale de charges dans la zone active (1.3) [5][6] :

$$\frac{\partial^2 V(z)}{\partial z^2} = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_r} [n(z) - Nd] \quad (1.2)$$

$$n(z) = \int_0^\infty \frac{dJ(Ez)}{q \cdot v(Ez, V_C)} |\psi(k_z, z)|^2 dEz \quad (1.3)$$

- $dJ(Ez)$: contribution élémentaire au courant total
- $v(Ez, V_C)$: vitesse balistique acquise par les porteurs injectés à l'énergie Ez dans l'émetteur pour une polarisation V_C .

Ce traitement est valable pour une structure élémentaire. Nous verrons ultérieurement que pour les structures utilisées en pratique, il est nécessaire de prendre en compte des zones tampons communément appelées espaceurs.

Par rapport aux méthodes plus classiques qui utilisent le formalisme des matrices de transfert [7], le modèle exploité ici se révèle bien adapté pour traiter de nombreux cas expérimentaux en particulier lorsqu'un traitement auto-cohérent est nécessaire. Nous pourrions dès lors, expliquer le principe de fonctionnement des diodes à effet tunnel résonnant et discuter de l'influence des paramètres physiques et géométriques sur la caractéristique statique courant-tension. Ceci va nous permettre de définir des critères d'optimisation pour des applications en oscillateur et en multiplicateur de fréquence.

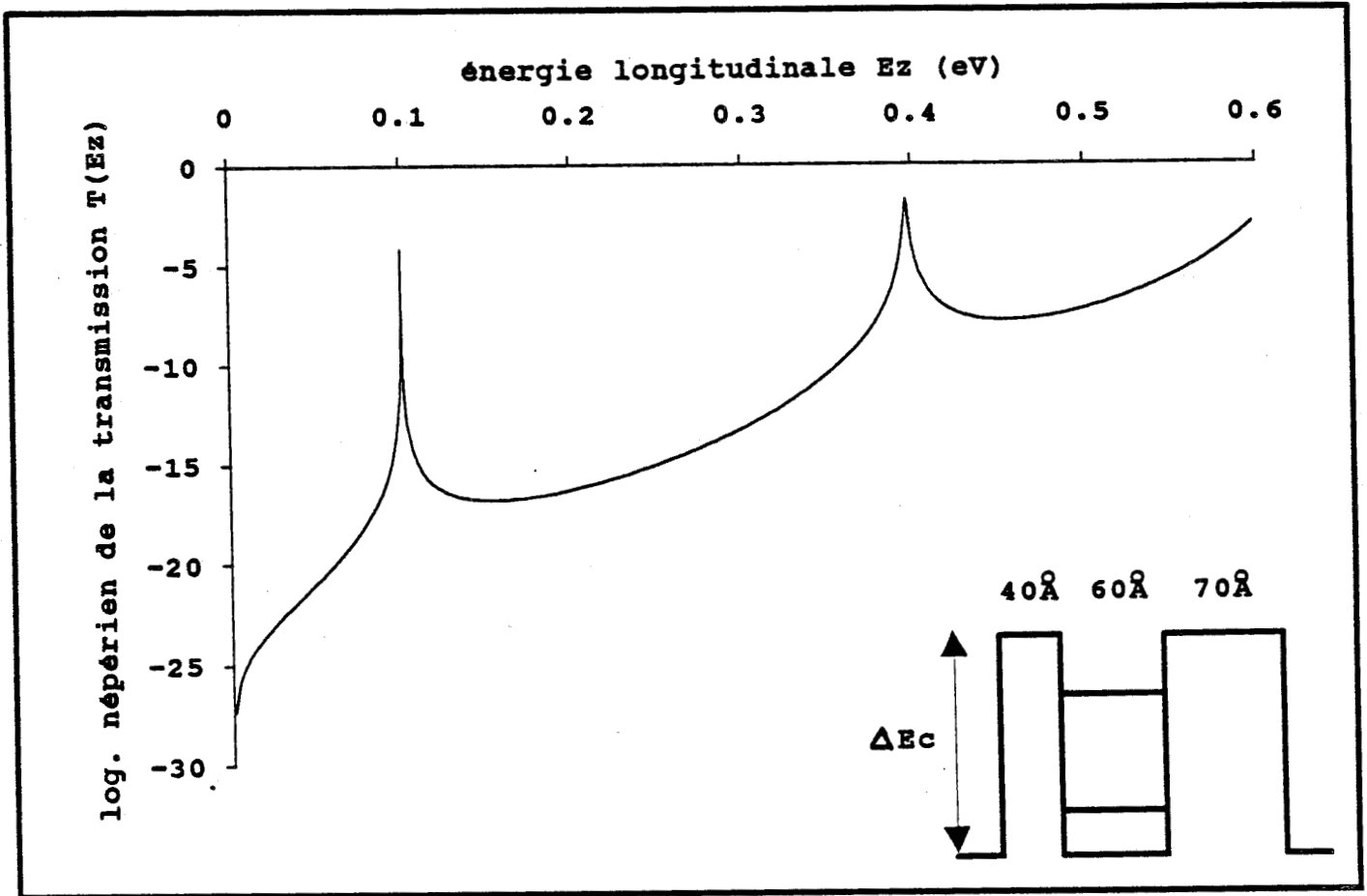


Figure 1.2 : Probabilités de transmission en fonction de l'énergie longitudinale pour une structure AlInAs/GaInAs à l'équilibre. La discontinuité de bande de conduction est supposée égale à 530 meV.

1.3 Fonctions d'ondes et probabilités de transmission

1.3.1 A l'équilibre

1.3.1.1 Transmissions

La probabilité de transmission en fonction de l'énergie des porteurs incidents dans l'émetteur va nous renseigner sur la valeur des énergies de résonance dans le puits de potentiel. Notons dès à présent, que toutes ces valeurs d'énergie seront toujours référencées par rapport au bas de la bande de conduction dans l'émetteur.

La caractéristique $T(Ez)$ pour une structure dissymétrique est reportée figure 1.2. Cette structure consiste en une double barrière AlInAs/GaInAs dont les largeurs sont respectivement 40 Å et 70 Å pour une largeur de puits de 60 Å. La discontinuité de bande de conduction ΔEc est prise égale à 0.53 eV. Les masses effectives sont : 0.042 m_0 pour le GaInAs et 0.075 m_0 pour l'AlInAs [8]. Le spectre de transmission se caractérise notamment par deux pics correspondant respectivement aux premier et second niveaux quantifiés dans le puits (états fondamental et excité) et atteste ainsi de la nature résonnante de la double barrière. Le fait que les probabilités maximales ne soient pas unitaires s'explique par la dissymétrie de la structure. En effet Ricco et al [7] ont montré d'une manière analytique que la transmission résonnante est unitaire à l'équilibre lorsque la double barrière est symétrique ou en d'autres termes lorsque la transparence de la barrière gauche est égale à celle de la barrière droite. Ce calcul analytique donne pour la valeur de transmission à la résonance :

$$T_{res} \# \frac{4TgTd}{(Tg + Td)^2} \quad (1.4)$$

avec Tg et Td , les probabilités respectives de transmission des barrières gauche et droite.

Cependant, il est possible, par l'application d'un champ électrique, de baisser la hauteur de la barrière la plus opaque, et donc d'augmenter sa transparence de manière à s'approcher du cas idéal : $Tg = Td$. Ce cas sera examiné dans le paragraphe où nous traiterons des effets du champ électrique.

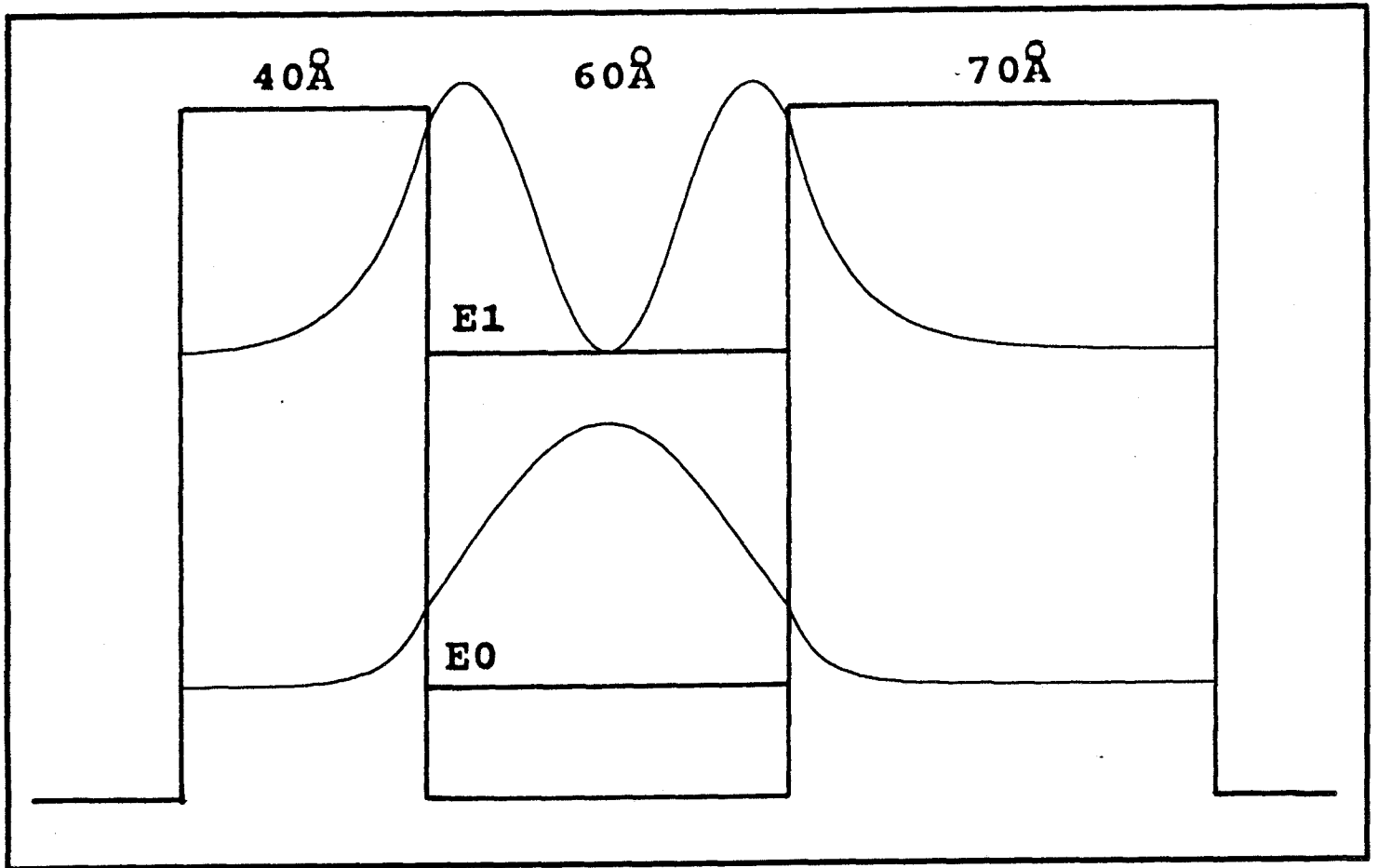


Figure 1.3 : Probabilités de présence électronique sur les premier et second niveaux d'énergie. La pénétration importante dans les barrières assure le couplage avec le continuum.

Pour les énergies situées entre deux pics successifs, la transmission, hors résonance dans ce cas, prend des valeurs très faibles. Elle peut s'écrire :

$$T_{horsres} \# Tg \cdot Td \quad (1.5)$$

Des expressions (1.4) et (1.5), on peut tirer celle du contraste de transmission défini par le rapport :

$$\frac{T_{res}}{T_{horsres}} \# \frac{4}{(Tg + Td)^2} \quad (1.6)$$

qui montre que la sélectivité de la transmission augmente quand les barrières sont moins transparentes.

1.3.1.2 Notions de couplage - Temps de vie

Une information supplémentaire que l'on peut tirer de la caractéristique $T(Ez)$ est la largeur à mi hauteur (Γ) des pics de résonance. Celle-ci traduit le degré de couplage de la fonction d'onde dans le puits avec le continuum et par conséquent la sélectivité des résonances [9]. Par exemple pour une structure donnée, les résonances sont d'autant moins sélectives que l'ordre des niveaux est élevé. Nous aurons l'occasion de constater, dans le paragraphe 1.6 que cette notion est très importante pour les performances du composant puisque c'est elle qui fixe en partie son aptitude fréquentielle.

En effet le temps de vie du niveau quasi lié est directement relaté à Γ par la relation [10][11] :

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} \quad (1.7)$$

En première approximation, la fréquence $f = \frac{1}{2\pi\tau}$ constitue la limite fréquentielle intrinsèque.

La figure 1.3 montre les probabilités de présence électronique sur les premier et second niveaux d'énergie. Pour le niveau fondamental, c'est approximativement une demie longueur d'onde qui prend place dans le puits et une longueur d'onde pour le second. Dans les deux cas, l'occupation spatiale de la probabilité de présence électronique est légèrement supérieure à la largeur effective du puits, compte tenu des profondeurs de

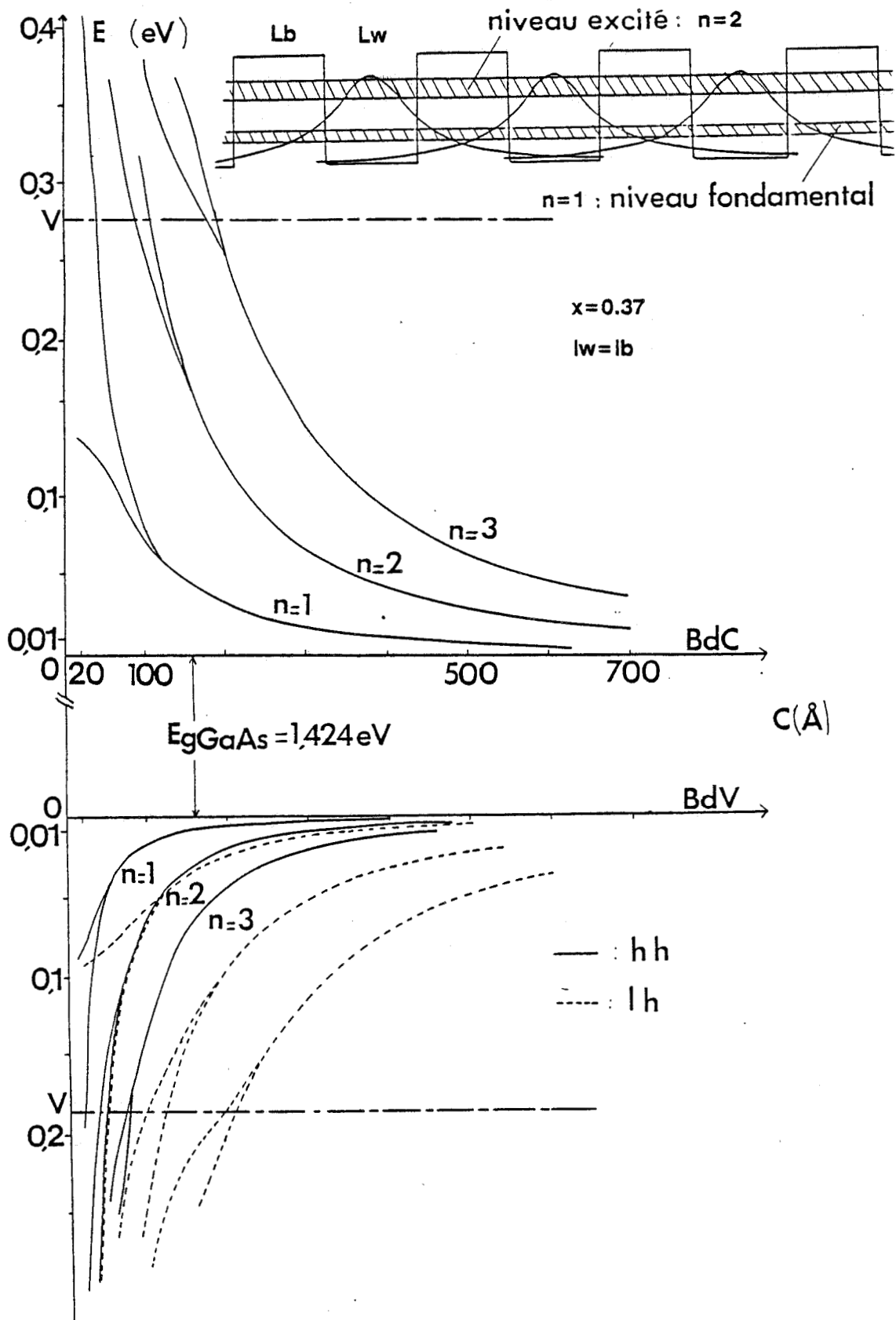


Figure 1.4 : Confinement des niveaux d'énergie quantifiés dans un super-réseau $Ga_{0.63}Al_{0.37}As/GaAs$ en fonction de la période C ($= L_w + L_b$), pour les électrons, les trous légers lh et les trous lourds hh [12].

pénétration dans les barrières. Cette pénétration est à l'origine du couplage précédemment décrit.

Un exemple très particulier, où l'on met en jeu des effets de couplage important, est le cas des structures constituées d'une succession de puits et de barrières (Multipuits Quantiques) dans lesquelles il est possible, lorsque l'épaisseur des barrières est suffisamment faible, d'avoir recouvrement des fonctions d'onde associées aux électrons dans les puits. Ces derniers sont alors couplés et les porteurs peuvent passer d'un puits à l'autre par effet tunnel. Dans ce cas, les niveaux d'énergie dans ce puits ne sont plus parfaitement quantifiés et il apparaît une dispersion d'énergie pour les niveaux fondamental et excité [12]. On parle alors de sous bandes d'énergie. Ainsi, un système de multipuits quantiques couplés est-il appelé superréseau. Cette situation est illustrée sur la figure 1.4 où la transition multipuits quantiques - superréseau est mise en évidence pour une structure du type GaAs/GaAlAs et est obtenue pour environ une période $C = L_B + L_W = 100 \text{ \AA}$. Ces types de structure ne seront pas étudiés dans le cadre de ce travail. Notons toutefois que leurs propriétés de transport peuvent être intéressantes pour certaines applications. Citons pour exemple les travaux de Vengurlekar et al sur le transistor bipolaire dans la base duquel est inséré le superréseau [13].

1.3.1.3 Influence de la géométrie de la double barrière

La géométrie de la double barrière fixe l'énergie des états quasi liés dans le puits et la façon dont les porteurs vont s'y trouver confinés, ou en d'autres termes le degré de couplage de leur fonctions d'ondes avec le continuum. Ceci détermine le contraste de transmission, c'est-à-dire la sélectivité de la résonance. Les calculs qui suivent ont été menés à partir de la structure décrite précédemment.

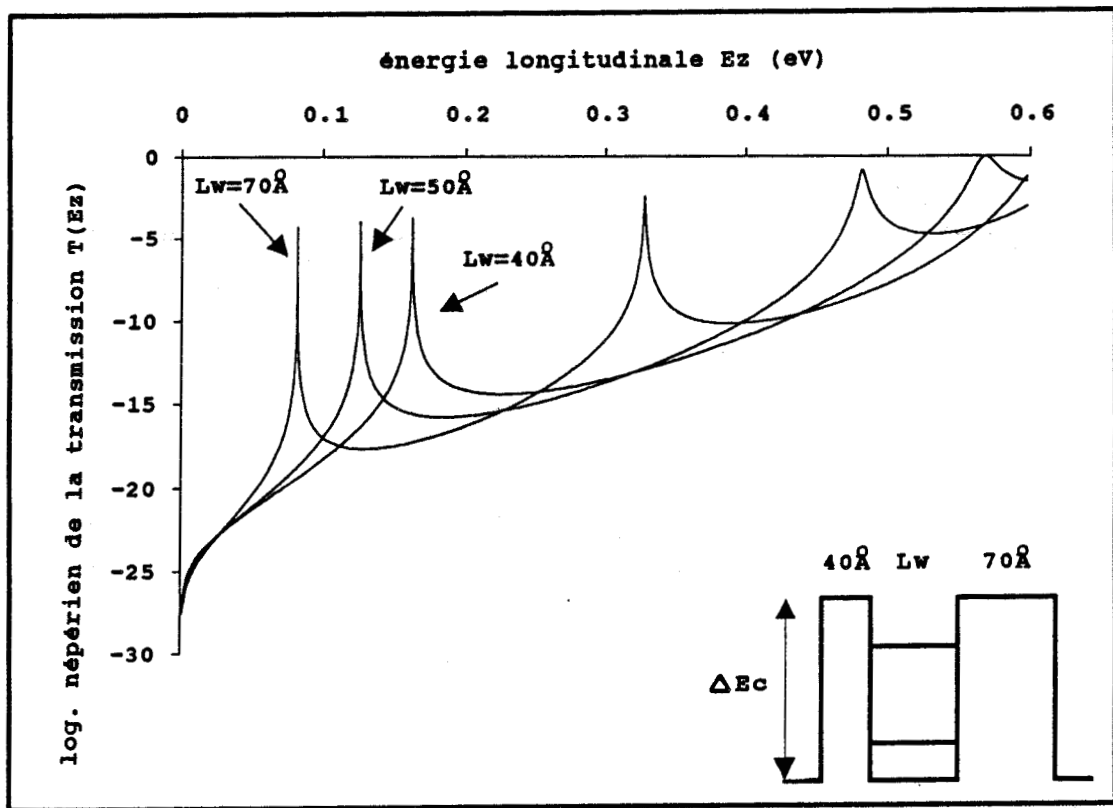


Figure 1.5 : Influence d'une modification de la largeur du puits de potentiel sur l'énergie des pics de transmission.

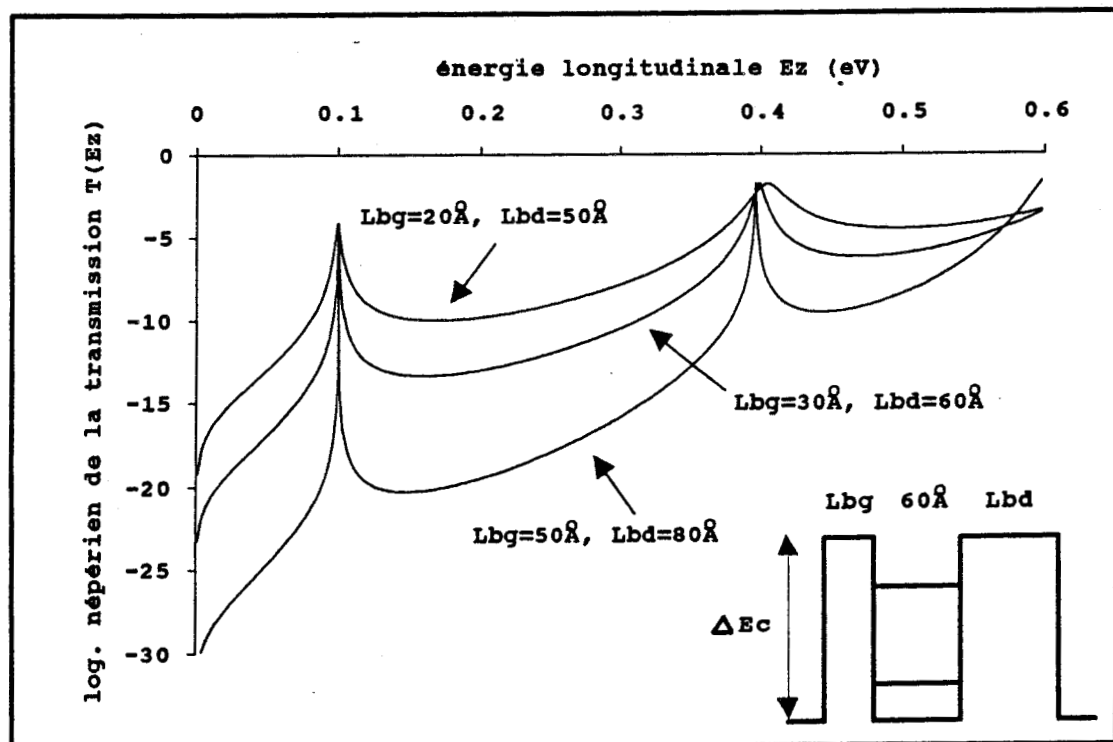


Figure 1.6 : La diminution de la largeur des barrières permet un couplage accru avec le continuum. Ceci se traduit par une augmentation importante des probabilités de transmission hors résonance.

- Influence de la largeur du puits de potentiel :

La réduction de la largeur du puits a pour effet d'accroître les valeurs d'énergie correspondant aux pics de transmission et donc les énergies de confinement des états quasi liés (figure 1.5).

Parallèlement la largeur de résonance est plus importante et s'explique par le couplage plus important des niveaux résonnants avec le continuum à l'approche du haut des barrières.

- Influence de la largeur des barrières

Une variation de la largeur des barrières revient à modifier leur transparence et donc à moduler directement le couplage entre le puits de potentiel et les zones fortement dopées. En conséquence, la sélectivité est plus favorable lorsque les barrières sont épaisses (figure 1.6). Cependant en pratique, il est difficile d'observer des effets de résistance différentielle négative à température ambiante lorsque les barrières sont trop opaques [14]. Par ailleurs, cette opacité tend à dégrader le temps de réponse de la structure compte tenu de l'allongement de la durée de vie qui en résulte.

- Influence de la hauteur des barrières

L'augmentation de la hauteur des barrières est obtenue par un changement de composition chimique et est nécessaire si l'on vise un fonctionnement à température ambiante. Ceci peut se comprendre dans la mesure où on limite les composantes de courant non résonnantes telles que la composante de courant thermoionique. Par cette modification, le confinement à l'intérieur du puits est plus important, non seulement par l'accroissement de la discontinuité de potentiel mais aussi par une élévation de la masse effective des porteurs dans les barrières. Pour les applications composants, il faudra donc toujours compenser une augmentation de la hauteur des barrières par une diminution de l'épaisseur de celle-ci. Concrètement, il entre en ligne de compte des paramètres technologiques. C'est en particulier le cas des structures contraintes du type AlInAs/GaInAs pour lesquelles il est nécessaire de respecter certains critères sur la composition en Indium pour éviter la formation de dislocations [15].

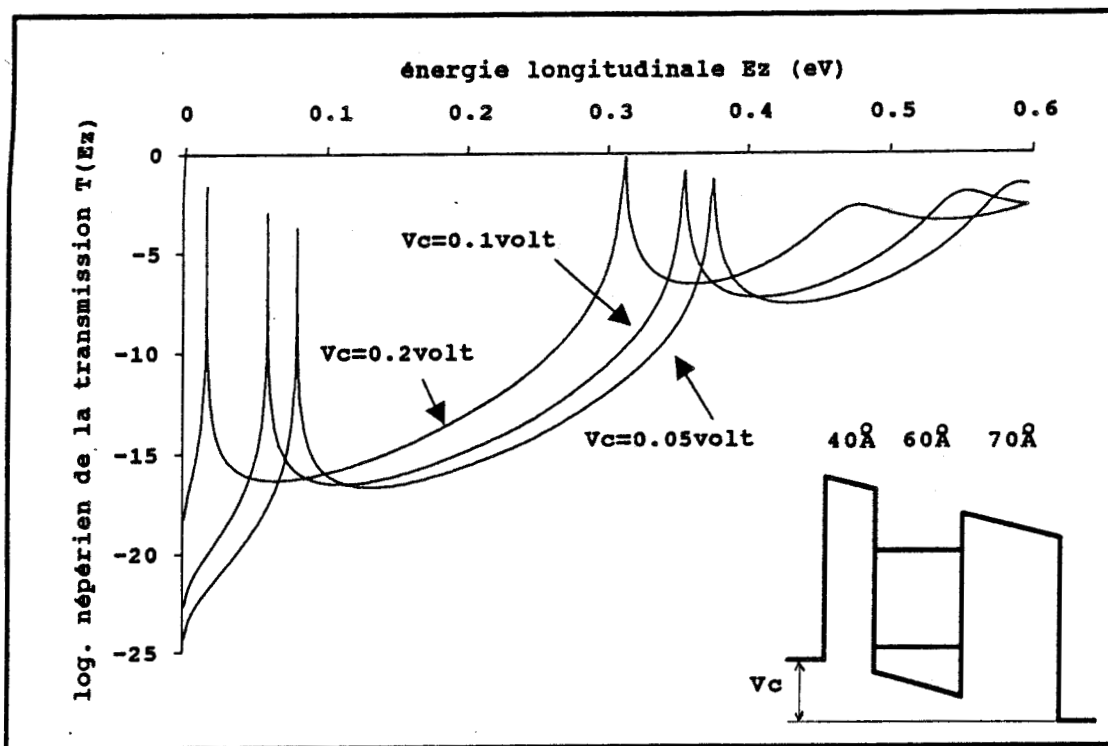


Figure 1.7 : L'application d'un champ électrique externe a pour effet un décalage vers les basses énergies du spectre de transmission et un élargissement des pics de transmission.

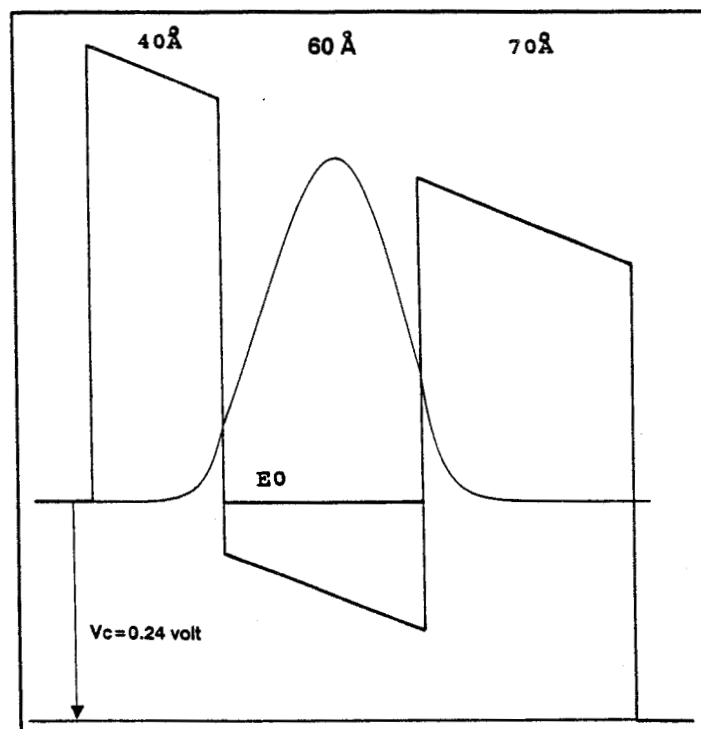


Figure 1.8 : Probabilités de présence électronique sur le premier niveau pour une tension de 0,24 Volt. Un léger décalage de la fonction d'onde vers le collecteur est à noter. Il est consécutif à l'augmentation de la transparence de la barrière droite.

1.3.2 Hors équilibre

Sous l'action d'un potentiel externe, la bande de conduction se déforme (figure 1.7). Si le champ électrique interne est uniforme, la variation de potentiel local est linéaire. Ceci a pour effet de baisser les niveaux d'énergie quantifiée dans le puits. Ce décalage vers les basses énergies des pics de transmission est illustré sur la figure 1.7. Dans ce cas simple d'un champ électrique uniforme, la commande de l'énergie résonnante E_r en fonction de la tension appliquée V_c obéit à une variation linéaire dont la pente dépend des dimensions géométriques des barrières gauche et droite. Celle-ci prend la valeur $-\frac{1}{2}$ pour une structure symétrique. Il en résulte qu'il est possible de prévoir approximativement la tension pour laquelle est obtenu le courant pic. Notons toutefois que cette prévision est possible en première approximation, dans la mesure où nous devrons tenir compte ultérieurement de l'existence d'une résistance série, de la réaction de charge d'espace dans le puits de potentiel ainsi que des chutes de potentiel dans les zones extérieures à la double barrière, plus précisément dans les zones d'accumulation et de désertion.

La figure 1.8 montre la probabilité de présence électronique pour le niveau fondamental lorsqu'une tension, telle que l'on ait alignement entre l'énergie de résonance et le bas de la bande de conduction dans l'émetteur, est appliquée ($V_c \approx 0,24$ Volt). Un décalage de la probabilité de présence, dû à un couplage plus important avec le collecteur, est notable et est à mettre à l'actif de l'accroissement de la transparence de la barrière droite. Cette pénétration plus importante dans la barrière côté collecteur avec le champ électrique, se traduit par un élargissement des pics de transmission.

1.4 Calcul de la caractéristique de conduction courant-tension

1.4.1 Expression du courant traversant la double barrière

Le courant total traversant la structure est la résultante du flux de porteurs venant de la gauche (émetteur vers le collecteur) et de celui venant de la droite (collecteur vers l'émetteur). Il se calcule en pondérant la probabilité de transmission par la fonction de distribution de Fermi-Dirac des porteurs incidents dans l'émetteur et dans le collecteur et s'écrit [16] :

$$J = \frac{q}{4\pi^3\hbar} \int_0^\infty dk_z \int_0^\infty dk_T [f(E) - f(E')] T(E, k_T) \frac{\partial E}{\partial k_T} \quad (1.8)$$

avec :

- E : énergie des électrons incidents.
- E' : énergie des électrons transmis.
- $f(E)$: fonction de Fermi-Dirac des porteurs incidents.
- $f(E')$: fonction de Fermi-Dirac des porteurs transmis.
- k_T : vecteur d'onde transverse.
- k_z : vecteur d'onde longitudinal.
- $T(E, k_T)$: probabilité de transmission.

Les probabilités de transmission étant supposées indépendantes du vecteur d'onde transverse, l'intégration sur dk_T mène à l'expression suivante :

$$J = \frac{q.m_e^*.k_b.\theta}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^\infty T(Ez, Vc) F(Ez, Vc) dEz \quad (1.9)$$

avec :

- k_b : constante de Boltzman.
- \hbar : quantum de moment cinétique.
- θ : température.
- m_e^* : masse effective des électrons.
- Ez : énergie des porteurs dans la direction perpendiculaire aux barrières.

$F(Ez, Vc)$ est communément appelée fonction d'alimentation ou supply function. Pour un émetteur tridimensionnelle, cette fonction s'écrit [17] :

$$F(Ez, Vc) = \ln \left[\frac{1 + e^{\frac{E_F - Ez}{k_b.\theta}}}{1 + e^{\frac{E_F - Ez - qVc}{k_b.\theta}}} \right] \quad (1.10)$$

avec E_F niveau de Fermi et V_C tension appliquée.

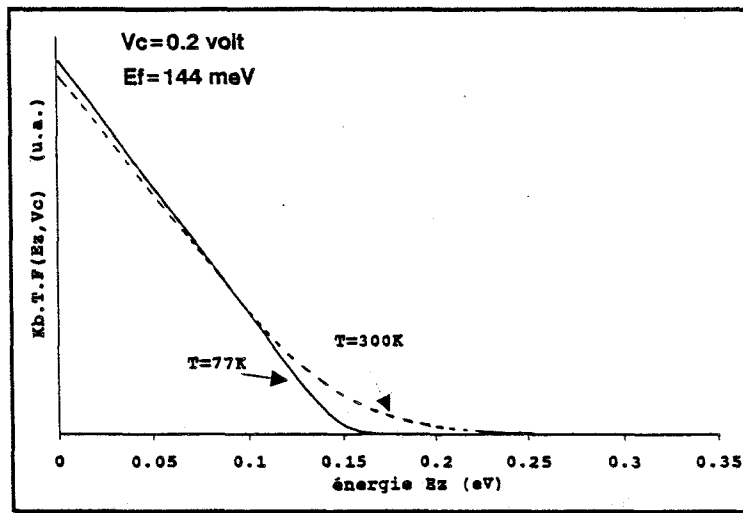


Figure 1.9 : Fonction d'alimentation des électrons pour une tension de 0,2 Volt et un niveau de Fermi égal à 144 meV dans les zones émetteur et collecteur. L'augmentation de la température se traduit par un étalement de la distribution électronique vers les états de hautes énergies.

| |
|--|
| GaInAs - $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ - 5000Å |
| GaInAs - dop. grad. - 5000Å |
| GaInAs - $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ - 250Å |
| AlInAs - n.i.d. - 40Å |
| GaInAs - n.i.d. - 60Å |
| AlInAs - n.i.d. - 70Å |
| GaInAs - $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ - 250Å |
| GaInAs - dop.grad. - 5000Å |
| GaInAs - $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ - 5000Å |
| substrat InP - n ⁺ |

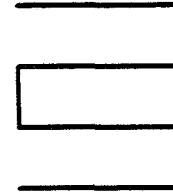


Figure 1.10 : Epitaxie sur substrat InP de l'échantillon $Al_{0.47}In_{0.53}As / Ga_{0.47}In_{0.53}As$ qui se caractérise par un dopage graduel des couches tampons.

Cette fonction décrit la distribution énergétique des électrons susceptibles de traverser la double barrière de l'émetteur vers le collecteur et inversement. Elle présente, en fonction de Ez , une allure triangulaire pour les basses températures. Cependant, lorsque la température est plus élevée, on observe un étalement de la distribution (queue de distribution) vers les états de hautes énergies et la probabilité de trouver des porteurs ayant une énergie supérieure à l'énergie de Fermi n'est plus négligeable. Cet aspect est illustré sur la figure 1.9 calculée avec $E_f = 144$ meV et $V_c = 0,2$ V. Nous verrons que ceci joue un rôle très important pour l'interprétation de la caractéristique de conduction.

Pour calculer la densité de courant, l'équation (1.9) montre qu'il faut déterminer la probabilité de transmission en fonction de l'énergie Ez pour chaque V_c . Une assez bonne approximation de l'étendue de l'intervalle d'intégration sur l'énergie est E_F plus quelques $k_b \theta$. Les problèmes de mise en oeuvre numérique, notamment la recherche des maximums de transmission et d'intégration à pas variables, sont discutés par ailleurs [1]. Nous nous proposons, dans cette partie, de donner uniquement des résultats de simulation et de montrer comment se construit la caractéristique de conduction. Nous essaierons ensuite d'en tirer les conséquences nécessaires pour les applications.

1.4.2 Structure expérimentale

Dans l'objectif d'une confrontation théorie-expérience, nous présentons tout d'abord les caractéristiques statiques mesurées sur un composant dont la séquence de croissance est donnée figure 1.10. Cet échantillon, obtenu dans le cadre d'une collaboration avec le Professeur J.C. Portal de l'INSA de Toulouse, présente principalement deux particularités :

- l'utilisation de matériaux de type AlInAs/GaInAs/InP adaptés en maille. L'accord de maille est assuré pour, approximativement, 53% d'Indium [8], la discontinuité de bande de conduction est prise égale à 530 meV [18]. L'avantage de ce système de matériaux réside dans le fait que la discontinuité de bande de conduction est élevée et que les masses effectives dans les barrières $m_{AlInAs}^* = 0,075 \cdot m_0$ restent faibles en comparaison, par exemple, au système de matériaux $Ga_{0,7}Al_{0,3}As/GaAs$ pour lequel on a : $\Delta E_c = 0,23$ eV et $m_{GaAlAs}^* = 0,092 \cdot m_0$ [19].
- les couches tampons, en GaInAs, sont graduellement dopées.

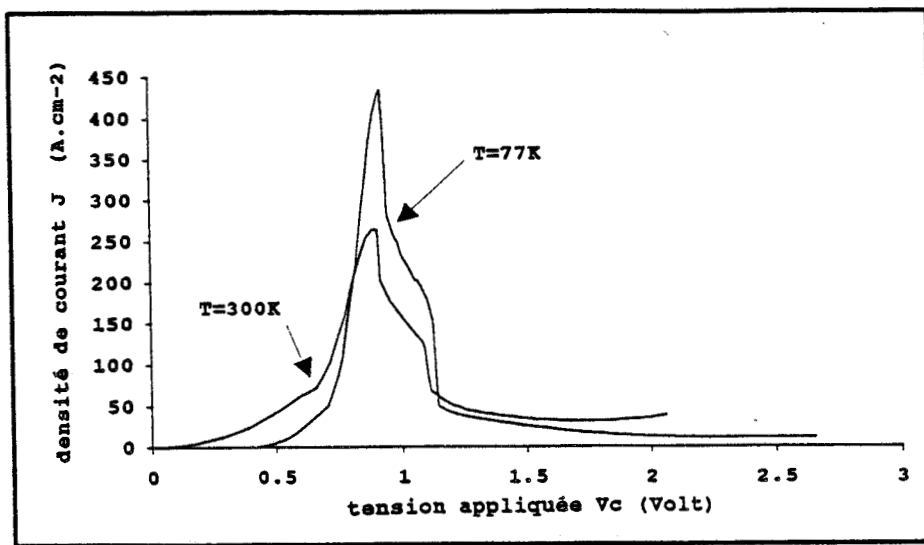


Figure 1.11: Densités de courant en fonction de la tension pour l'échantillon AlInAs/GaInAs à la température de l'azote liquide et à l'ambiante. Les rapports $J_{\text{pic}}/J_{\text{vallée}}$ sont respectivement de 40 et de 8.

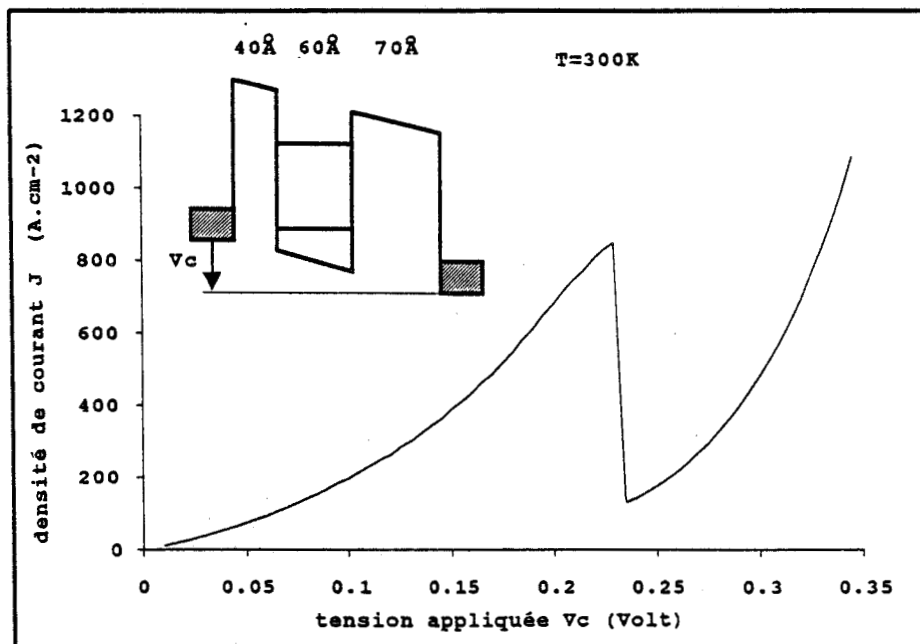


Figure 1.12: Caractéristique statique calculée à la température ambiante avec des zones de contact supposées à $2.10^{18}\text{ At}\cdot\text{cm}^{-3}$ ($E_f = 144,5\text{ meV}$). La réaction de charge d'espace dans le puits de potentiel n'est pas prise en compte.

Les caractéristiques de conduction, mesurées avec anode côté substrat (figure 1.11), présentent des densités de courant pic de 260 A/cm^2 à $\theta = 300 \text{ K}$ et de 430 A/cm^2 à $\theta = 77 \text{ K}$. Les rapports $J_{\text{pic}}/J_{\text{vallée}}$ sont quant à eux, respectivement pour les mêmes températures, de 8 et de 40. Notons que cette dernière valeur est excellente comparativement aux résultats publiés dans la littérature avec le même système de matériaux [20]. Ce résultat peut être mis à l'actif d'une discontinuité de bande de conduction élevée ainsi que des barrières relativement épaisses (40 \AA et 70 \AA). Par ailleurs, la montée en courant est retardée à la température de l'azote liquide. Les tensions pics sont sensiblement les mêmes avec des valeurs proches de 0,9 volts.

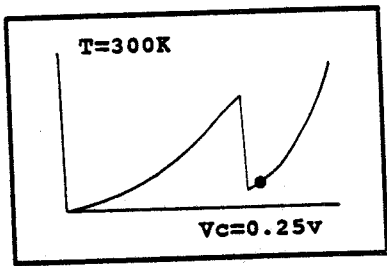
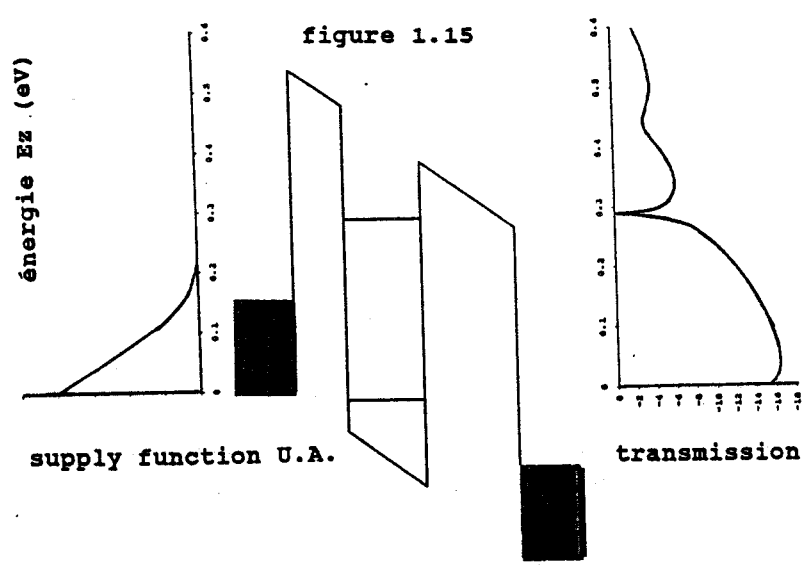
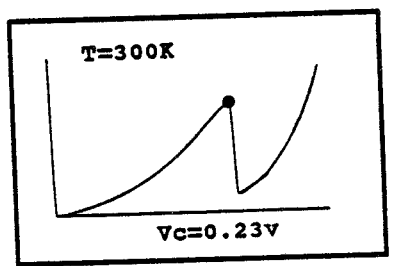
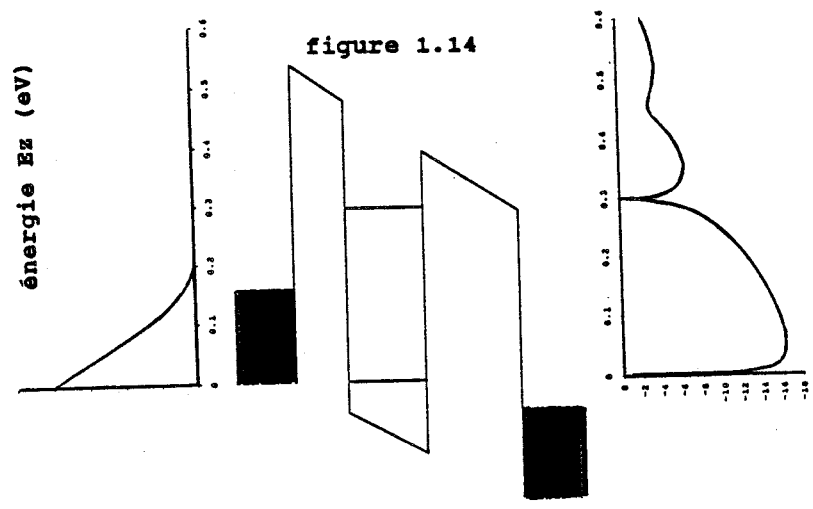
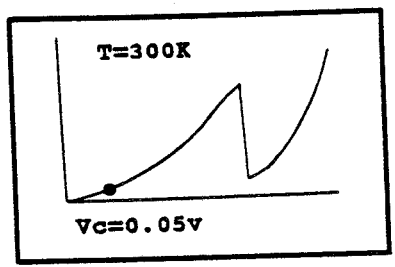
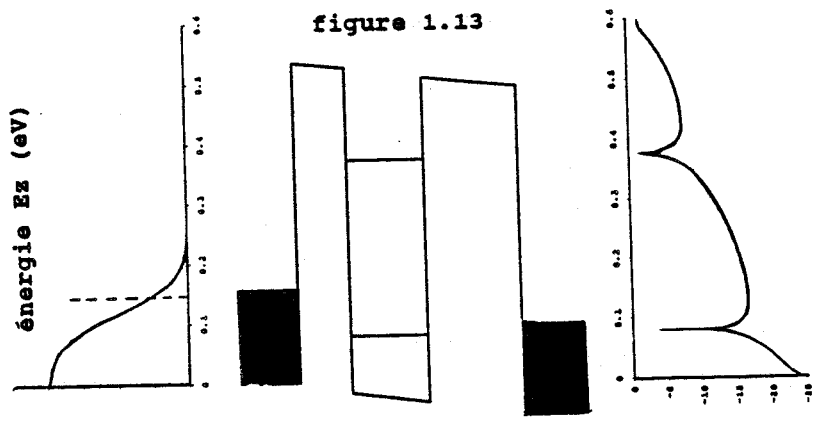
1.4.3 Résultats

Afin de mieux appréhender les mécanismes de base de l'effet tunnel résonnant, à l'origine de l'apparition de la résistance différentielle négative (RDN), nous nous proposons de considérer le cas simple de la double barrière AlInAs/GaInAs encadrée directement par deux zones de contact. Pour les calculs, nous prendrons des zones dopées à $2 \cdot 10^{18} \text{ At.cm}^{-3}$, dans lesquelles nous supposerons que le champ électrique est négligeable. Ce dopage donne lieu à un niveau de Fermi très dégénéré puisque égal à $144,5 \text{ meV}$ pour $\theta = 300 \text{ K}$ [21]. En outre, nous négligeons dans un premier temps la réaction de charge d'espace dans le puits de potentiel pour l'inclure ensuite. Les effets des espaceurs seront examinés dans le paragraphe 1.5.

1.4.3.1 Calculs sans réaction de charge d'espace

Le calcul de la caractéristique statique $I(V)$ (figure 1.12) mené à $\theta = 300 \text{ K}$, illustre la nature résonnante de la double barrière par l'apparition d'un pic de courant. Ce maximum donne lieu à une diminution du courant lorsque l'on augmente la polarisation, d'où la formation d'une zone dite de RDN. La densité de courant pic est de 850 A/cm^2 et le rapport $J_{\text{pic}}/J_{\text{vallée}}$ de 6,5. L'allure de cette caractéristique peut se décomposer et s'interpréter de la façon suivante.

1. Tout d'abord la montée en courant, pour les faibles tensions, qui est le fait de l'étalement de la supply function. En effet, si cet étalement est suffisamment important, les porteurs situés aux plus hautes énergies, peuvent participer au courant via le premier niveau résonnant dans le puits (figure 1.13).



supply function U.A.

transmission (lnT)

Figures 1.13, 1.14 et 1.15 : Fonctions d'alimentation et probabilités de transmission en fonction de l'énergie pour trois polarisations différentes, respectivement : $V_c = 0,05$ Volt, $V_c = V_{pic} = 0,23$ Volt et $V_c = 0,25$ Volt.

2. Lorsque le champ électrique dans la structure est augmenté, le premier niveau est abaissé vers les énergies les plus peuplées, ce qui se traduit par une élévation de la densité de courant. Le maximum se produit ($V = V_{pic} = 0,23$ V), en première approximation, lorsque le niveau quasi lié se trouve en coïncidence avec le bas de la bande de conduction dans l'émetteur (figure 1.14). Cette situation correspond en fait au cas où la population est la plus élevée. Cette tension pic peut être déterminée analytiquement avec la relation :

$$V_{pic} = \frac{E_{ro}.L_{db}}{L_{bg} + \frac{L_w}{2}} \quad (1.11)$$

qui correspond à la polarisation pour laquelle le niveau résonnant est aligné avec le bas de la bande de conduction dans l'émetteur. Si on prend :

- $E_{ro} \# 100meV$: énergie de résonance du niveau fondamental à l'équilibre.
- $L_{db} = 170 \text{ \AA}$: largeur totale de la double barrière.
- $L_{bg} = 40 \text{ \AA}$: largeur de la barrière gauche.
- $L_w = 60 \text{ \AA}$: largeur du puits.

on trouve : $V_{pic} \# 243$ mV. Cependant dans la plupart des cas et à cause de la diminution de la probabilité de transmission à la résonance avec le champ électrique, l'intégrale du produit de $T(E_z, V_c)$ avec $F(E_z, V_c)$ (eq. 1.10) est maximale pour une situation intermédiaire [1].

3. Pour des champs électriques plus importants, le premier niveau se situe à des énergies inférieures au bas de la bande de conduction dans l'émetteur (figure 1.15). Dans une approche cohérente, plus aucun porteur ne peut alors transiter via ce niveau : le courant n'est plus de nature résonnante et diminue rapidement jusqu'à sa valeur dite de courant vallée. Sa remontée (pour $V > V_{vallée} = 0,235$ V) est imputable à la transmission hors résonance particulièrement importante à l'approche du premier niveau excité dans le puits. Un deuxième pic de courant peut alors se produire dans la caractéristique courant-tension [22].

Signalons qu'une autre composante peut contribuer au transport des porteurs. Celle-ci est d'origine thermoionique et permet aux électrons de passer au-dessus des barrières si la queue de distribution de la supply function est suffisamment étalée [23]. Cette composante a pour effet d'augmenter la contribution non sélective du courant.

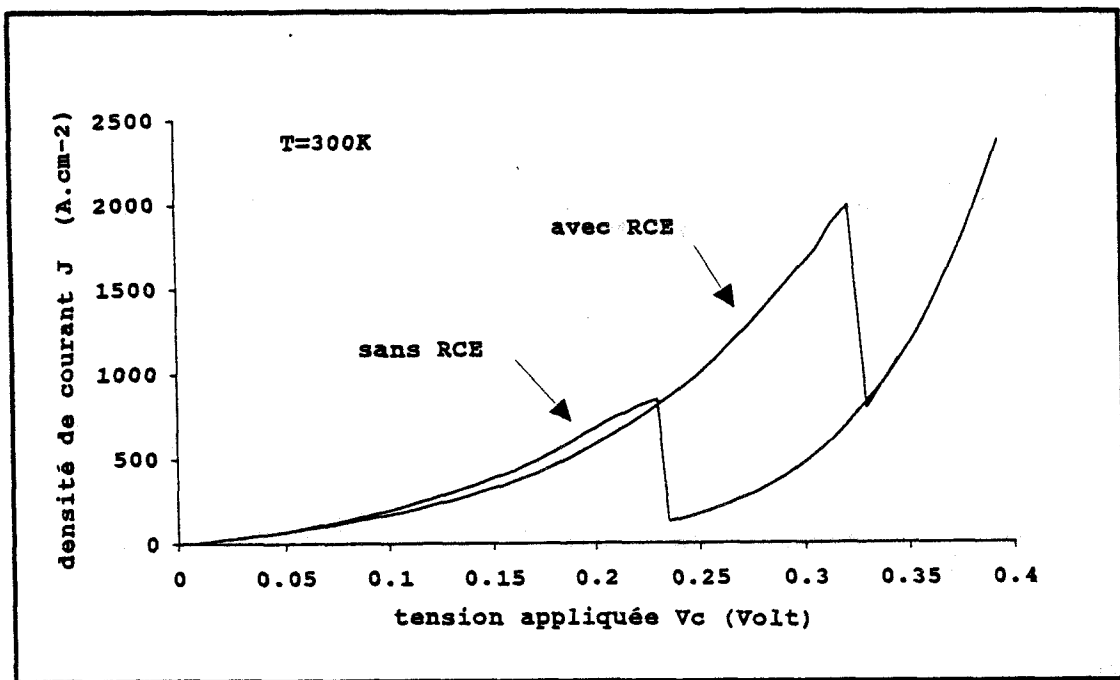


Figure 1.16 : Effet de la réaction de charge d'espace sur la caractéristique de conduction. Ce mécanisme, à l'origine de la bistabilité intrinsèque [24] [25], se traduit notamment par une augmentation de la densité de courant pic et de la tension pic.

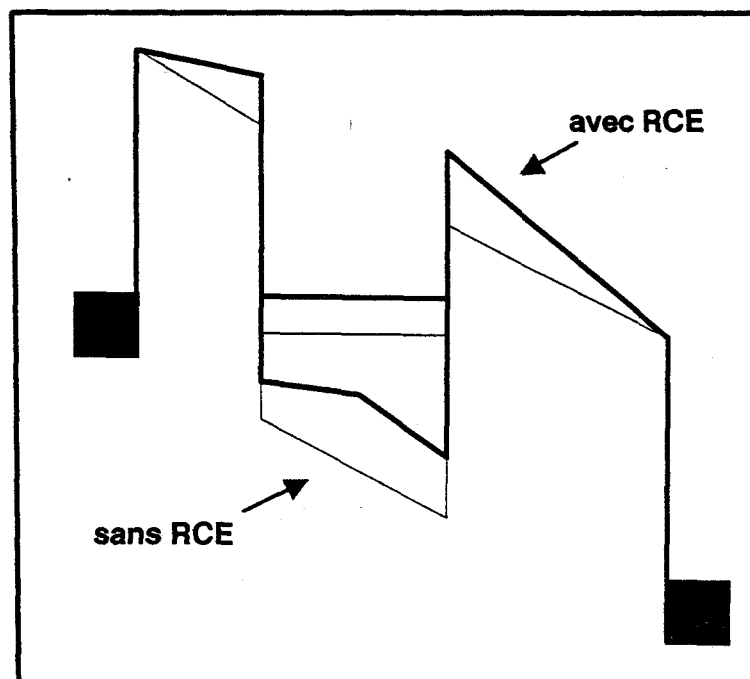


Figure 1.17 : Déformation locale du potentiel introduite par la charge piégée dans le puits de potentiel. La sous-bande d'énergie se trouve décalée et nécessite d'appliquer des champs électriques plus élevés pour baisser le niveau d'énergie quantifiée.

1.4.3.2. Calculs avec réaction de charge d'espace

La figure 1.16 montre le résultat de calcul de la caractéristique $I(V)$, à $\theta = 300\text{K}$, lorsqu'on inclut les effets de réaction de charge d'espace (RCE) dans le puits. A titre de comparaison, les résultats de la figure 1.12 ont également été reportés. On constate une augmentation de la tension pic ($V_{\text{pic}} = 0,32\text{ Volt}$) et du courant pic ($J_{\text{pic}} = 2\text{ kA/cm}^2$).

En effet, la charge transportée est momentanément piégée dans le puits de potentiel et se traduit par une rupture dans la distribution locale du champ électrique interne. On observe alors une augmentation notable de ce champ électrique côté collecteur et une diminution de celui-ci côté émetteur (figure 1.17). Cette nouvelle distribution du champ électrique donne lieu à une élévation du potentiel au centre du puits et entraîne avec lui un décalage de l'échelle des niveaux d'énergie quantifiée. Il est donc nécessaire d'appliquer des champs électriques plus importants pour baisser ces niveaux, d'où une augmentation de V_{pic} . L'élévation du courant pic est, quant à elle, due à l'augmentation de la transparence de la barrière droite consécutive à l'accroissement du champ interne. Ce mécanisme de RCE à l'intérieur du puits est à l'origine du phénomène de bistabilité intrinsèque [24][25]. Zaslavsky et al ont montré que celui-ci est particulièrement important dans les doubles barrières très fortement dissymétriques pour lesquelles la barrière d'émetteur est suffisamment fine pour favoriser le remplissage des porteurs dans le puits. En revanche, la barrière côté collecteur, plus épaisse, présente une forte opacité et ne permet donc qu'un faible couplage avec le collecteur [26]. Ces structures, très sélectives, se traduisent par des temps de vie assez longs et sont donc moins favorables aux applications analogiques très hautes fréquences [14].

1.4.4 Influence de la température

L'influence de la température sur la caractéristique de conduction est principalement le fait de la modification de la distribution énergétique des porteurs incidents dans l'émetteur et notamment de la queue de distribution de la supply function. Par conséquent, on peut penser que la montée en courant, pour les faibles polarisations, sera d'autant plus retardée que la température est faible. En effet, peu de porteurs se situent aux énergies les plus élevées et ne peuvent donc pas participer au courant via le premier niveau. Cependant, dans le cas simplifié étudié ici, c'est-à-dire sans espaceurs et à $\theta = 77\text{ K}$, l'énergie de résonance du niveau fondamental se situe, à l'équilibre, à environ $E = 100\text{ meV}$ et donc à une valeur inférieure à l'énergie de Fermi dans l'émet-

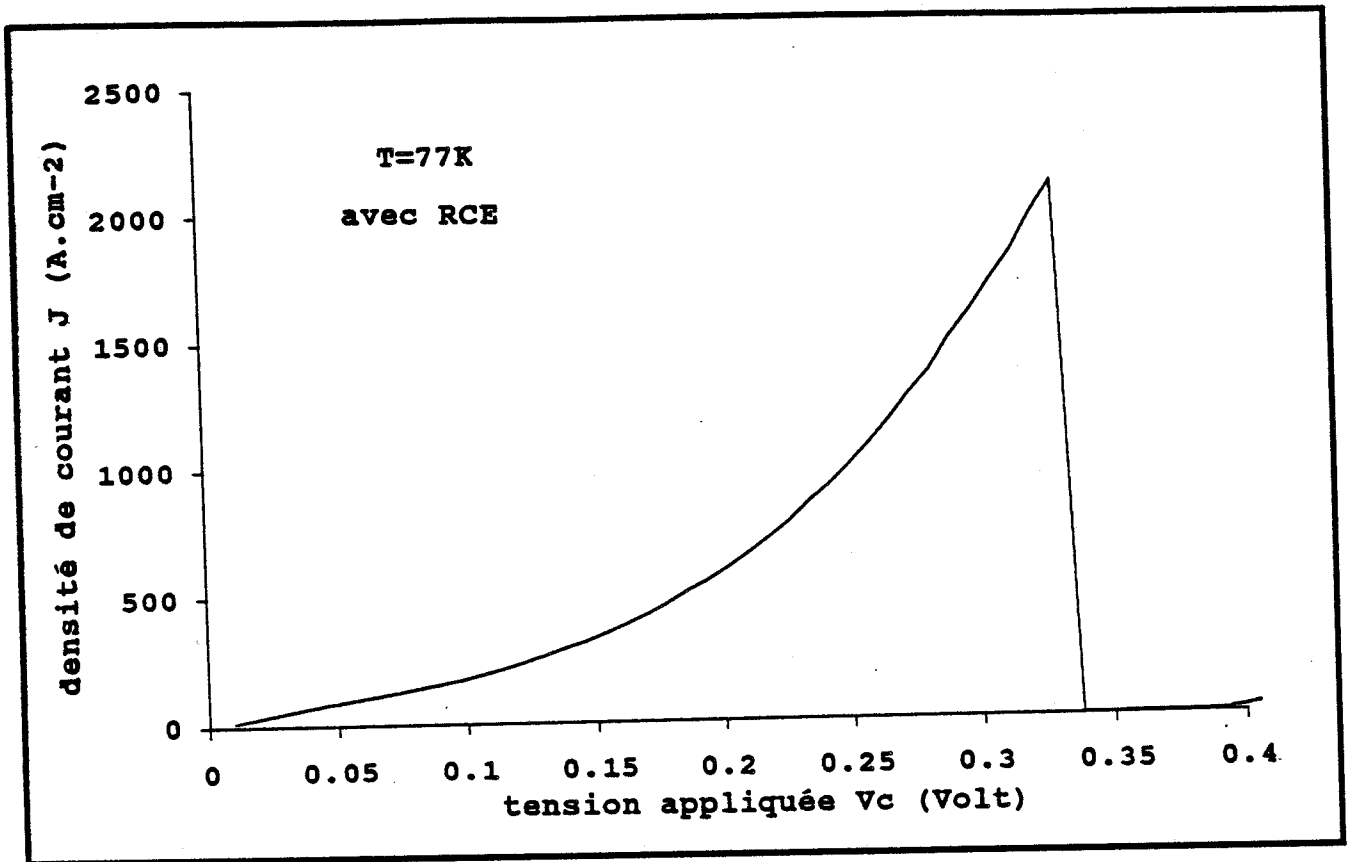


Figure 1.18 : Caractéristique de conduction calculée à la température de l'azote liquide en prenant en compte la RCE dans le puits de potentiel.

teur ($E_f = 148$ meV à $\theta = 77$ K). L'influence de la queue de distribution énergétique à cette température est donc négligeable. En effet, la caractéristique courant-tension calculée à la température de l'azote liquide (avec prise en compte de la réaction de charge d'espace) (figure 1.18) présente une montée en courant semblable au cas calculé à la température ambiante (figure 1.16) et ne reflète donc pas les faits expérimentaux.

Par ailleurs, le courant pic est, d'une manière générale, peu sensible à la température lorsque l'émetteur est très fortement dopé ($E_f \gg k_b \cdot \theta$) [27]. En effet, on peut montrer que l'aire sous la courbe $T(E_z, V_c) \cdot F(E_z, V_c)$ qui fixe en pratique la valeur du courant est pratiquement conservée en fonction de la température dans les conditions du courant pic. Expérimentalement, des variations sensibles sont cependant observées. Nous verrons que la prise en compte des espaceurs permet de mieux rendre compte des effets de température et de les rapprocher de l'expérience.

Enfin, remarquons que le rapport $J_{pic}/J_{vallée}$ est plus élevé à $\theta = 77$ K. En effet, la contribution de la transmission hors résonance, fixant le courant vallée, est moindre dans ce cas puisque le faible étalement de la queue de distribution de la supply function ne permet plus aux porteurs situés aux énergies élevées de participer à la conduction, notamment à l'approche du premier niveau excité dans le puits.

1.4.5 Conclusion

Dans ce paragraphe, le fonctionnement d'une double barrière a été considéré dans le cas simple où la polarisation extérieure est directement appliquée à ses bornes. Cette analyse nous a permis d'appréhender qualitativement les phénomènes de base mis en jeu dans ce type de structure et d'interpréter l'allure de la caractéristique de conduction. Cependant la densité de courant pic calculé à $\theta = 300$ K ($J_{pic} = 2$ kA/cm² avec RCE) est beaucoup plus importante que la valeur mesurée expérimentalement ($J_{pic} = 260$ A/cm².)

D'autre part, l'influence de la température sur la conduction est mal décrite, notamment en ce qui concerne la montée en courant et la densité de courant pic. Ces écarts peuvent s'expliquer en partie par la non prise en compte des espaceurs. C'est ce que nous nous proposons d'examiner à présent dans le paragraphe suivant.

1.5 Influence des espaceurs

Dans les calculs précédents, les champs électriques ont été supposés négligeables immédiatement à gauche et à droite de la double barrière. Cependant certains auteurs [4] [28] ont montré, notamment par des expériences sous champ magnétique, que lorsque la structure est polarisée, une région d'accumulation de porteurs se forme côté émetteur. Cette zone permet d'imposer le champ électrique. L'établissement de ce champ qui se traduit par une tension d'accumulation dépend de la valeur du dopage, de la température et de la polarisation. Le gaz d'électrons ainsi constitué peut être de nature 2D ou 3D et jouer un rôle non négligeable dans le transport des électrons. Ce phénomène est d'autant plus marqué qu'en pratique des couches moyennement ou peu dopées (typiquement $2.10^{16} \text{ At.cm}^{-3} < N_D < 2.10^{17} \text{ At.cm}^{-3}$) sont épitaxiées entre la zone active et les zones de contact. D'autre part, côté collecteur, une zone de désertion peut se développer, entraînant une modification de la commande en tension.

1.5.1 Technique de simulation

La procédure numérique est décrite dans la référence [29]. Nous en rappelons ici les grandes lignes.

La déformation du potentiel à l'émetteur est calculée, connaissant le champ électrique à la première hétérointerface, en fixant arbitrairement l'énergie du bas de la bande de conduction par rapport au niveau de Fermi à cet endroit. Le calcul est effectué en résolvant d'une manière auto cohérente l'équation de Poisson couplée à l'intégrale de Fermi-Dirac. Ce calcul est mené de l'interface vers l'émetteur. Celui-ci est arrêté lorsque les conditions aux limites suivantes :

- champ électrique nul,
- énergie du bas de la bande de conduction nulle,

sont vérifiées loin de l'interface. Dans le cas contraire, la même procédure est réitérée en choisissant une autre énergie à l'interface d'émetteur. Notons que ce calcul prend en compte la diffusion des porteurs entre la zone de contact et l'espaceur de part et d'autre de la double barrière.

De la connaissance du diagramme de bande d'énergie calculé pour un champ électrique donné, la transmission en fonction des énergies Ez est calculée en résolvant l'équation de Schrödinger unidimensionnelle (1.1) sur toute la structure. La caractéristique de conduction est alors accessible connaissant la distribution énergétique des

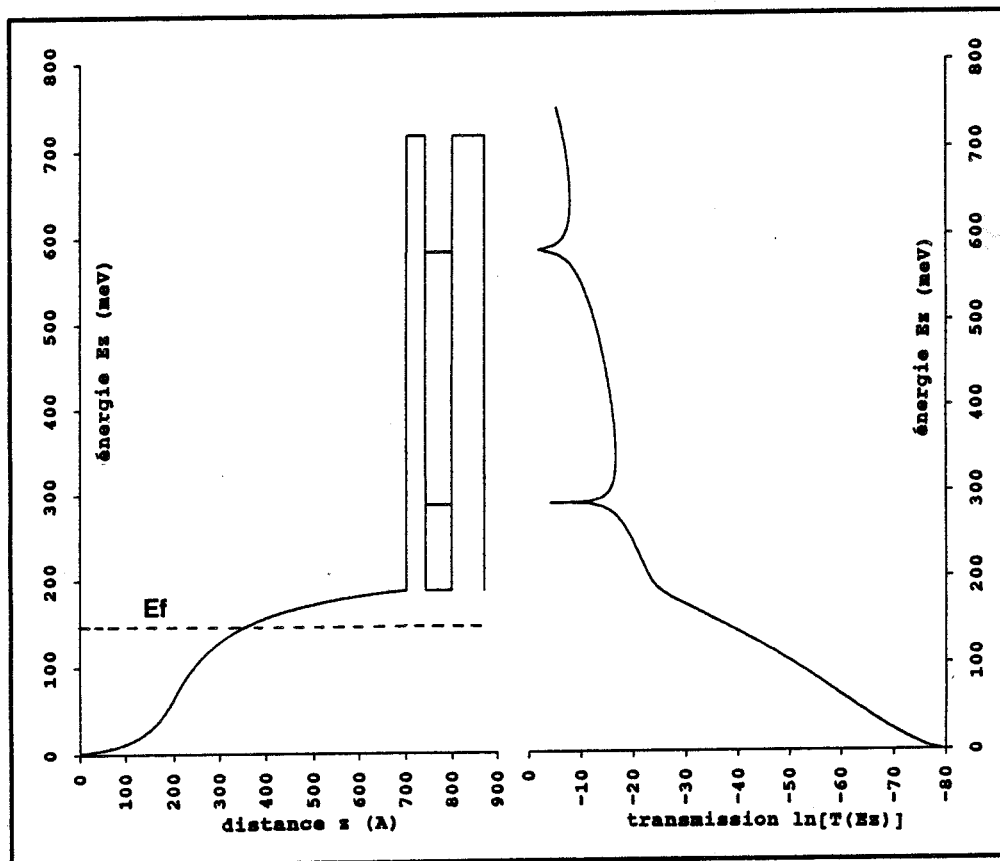


Figure 1.19 : Diagramme de bande et probabilités de transmission, à l'équilibre, avec un espaceur de 500 Å, supposé dopé à $2.10^{16} \text{ cm}^{-3}$, entre la zone de contact émetteur et la double barrière.

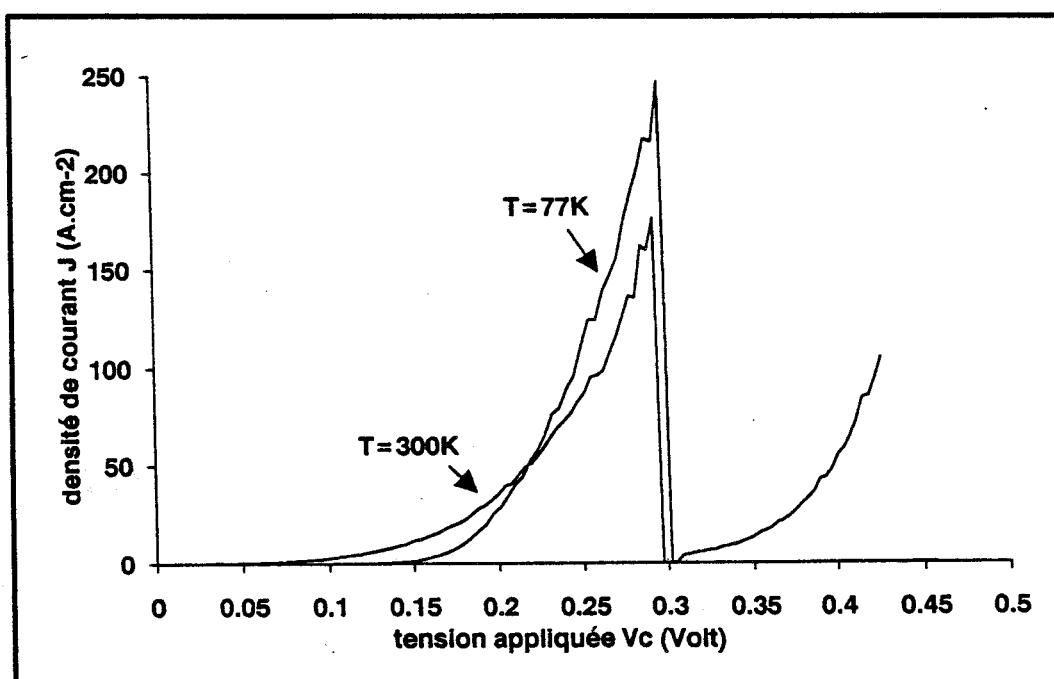


Figure 1.20 : Caractéristiques de conduction calculées à 300K et 77K. La prise en compte de l'espaceur se traduit par des évolutions plus proches de la réalité expérimentale.

porteurs incidents dans la zone de contact émetteur.

Une difficulté se pose cependant pour le cas de la structure étudiée dans ce chapitre. En effet, la séquence de croissance (cf. figure 1.10) présente un dopage graduel en amont et en aval de la zone active. Le détail de la gradualité ne nous est pas accessible. Notre objectif étant de montrer l'influence qualitative des espaceurs sur le transport des porteurs, nous supposerons une transition abrupte entre des espaceurs de 500 Å dopés à $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et les zones de contact dopées à $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

1.5.2 Résultats à l'équilibre

Le potentiel ainsi que les probabilités de transmission fonction de $E(z)$ à $\theta = 300 \text{ K}$ sont donnés figure 1.19. Le calcul du potentiel de diffusion assure la transition entre un niveau de Fermi situé à 144,5 meV dans le n^+ et à -56,4 meV dans l'espaceur à l'équilibre. Si l'on s'intéresse à présent aux probabilités de transmission, on note deux pics traduisant l'existence d'un niveau résonnant fondamental à $E_0 = 288 \text{ meV}$ et d'un niveau excité à $E_1 = 584 \text{ meV}$. L'énergie du niveau fondamental est maintenant supérieure à l'énergie de Fermi imposée par le réservoir d'électrons (n^+), contrairement au cas étudié en 1.4. L'espaceur a donc pour premier effet de remonter l'énergie de résonance vue par les porteurs incidents, ce qui va nous permettre de mieux décrire les effets de température observés expérimentalement, notamment la montée en courant.

1.5.3 Caractéristiques courant-tension

Les caractéristiques de conduction calculées à $\theta = 77 \text{ K}$ et à $\theta = 300 \text{ K}$ sont reportées figure 1.20. La confrontation avec les caractéristiques expérimentales révèle qu'un accord plus satisfaisant est obtenu notamment sur les courants pic puisque les valeurs $J_{\text{pic}} = 180 \text{ A/cm}^2$ à $\theta = 300 \text{ K}$ et $J_{\text{pic}} = 250 \text{ A/cm}^2$ à $\theta = 77 \text{ K}$ sont obtenues. Reste que les rapports $J_{\text{pic}}/J_{\text{vallée}}$ sont surestimés, nous discuterons de ce point à la fin de ce paragraphe. Les montées en courant, plus rapides à $\theta = 300 \text{ K}$ qu'à $\theta = 77 \text{ K}$, sont conformes à l'expérience et s'expliquent par l'étalement plus important de la supply function à la température ambiante qu'à celle de l'azote.

Pour détailler l'obtention du courant pic, le diagramme de bande d'énergie ainsi que les probabilités de transmission associées ont été représentés pour trois polarisations différentes : $V = 0,26 \text{ Volt}$, $V = V_{\text{pic}} = 0,29 \text{ Volt}$ et $V = 0,32 \text{ Volt}$ (figures 1.21a,b,c) à $\theta = 300 \text{ K}$.

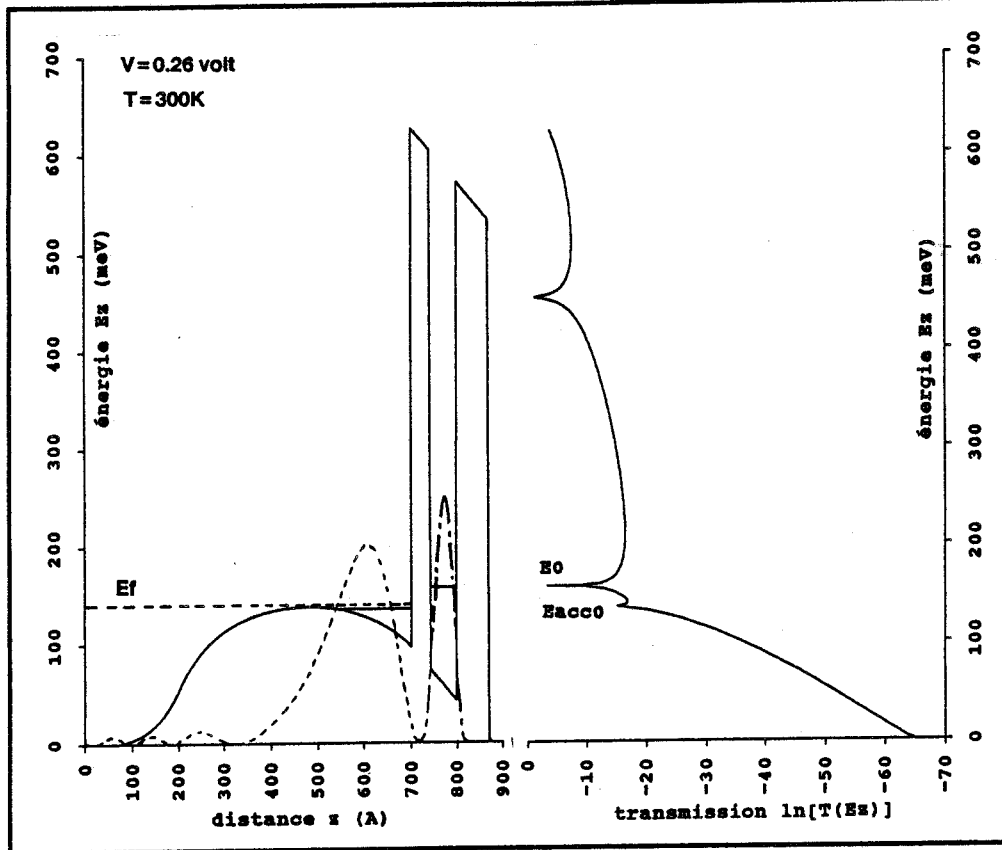


Figure 1.21a Profil de bande de conduction et probabilités de transmission pour une tension de 0,26 Volt. Le spectre de transmission se caractérise par l'apparition d'un niveau résonnant E_{acco} dans la zone d'accumulation. La fonction d'onde correspondante est reportée en pointillés.

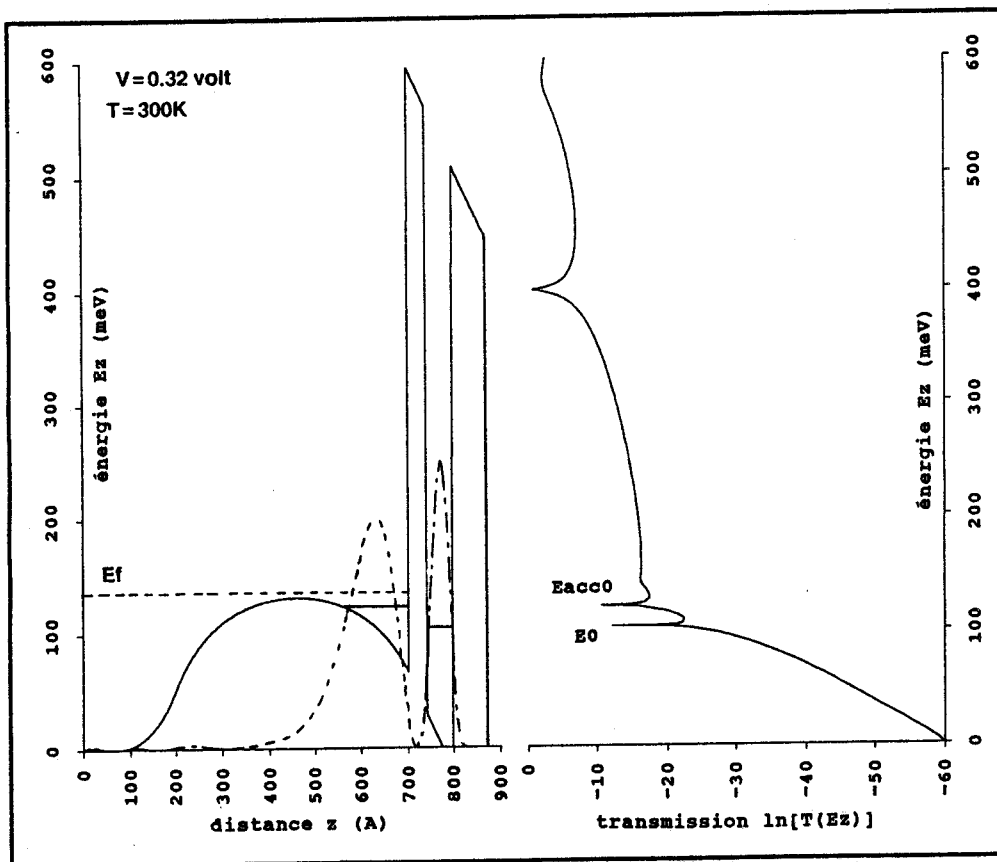


Figure 1.21c A la tension vallée $V = 0,32$ Volt, le niveau E_0 du puits de potentiel passe en-dessous du niveau E_{acco} présent dans la cathode.

Les deux faits marquants sont d'une part le développement d'un puits triangulaire susceptible de contenir un ou plusieurs niveaux d'énergie. D'autre part, la formation d'une barrière de potentiel au niveau de l'espaceur. Ces deux phénomènes sont la conséquence de l'accumulation de charges en amont de la double barrière.

- $V = 0,26$ Volt : La caractéristique $T(Ez)$ (figure 1.21a) indique l'existence de deux pics de transmission proches l'un de l'autre : le premier à $E = 136$ meV et le second à $E = 158$ meV. Le calcul des fonctions d'onde pour ces deux valeurs d'énergie montre clairement que la première résonance correspond à l'énergie du niveau fondamental dans le puits triangulaire (E_{acc0}) et le second à l'énergie du niveau fondamental dans le puits de potentiel de la double barrière (E_0).
- $V = 0,32$ Volt (figure 1.21c) : le niveau E_0 passe en dessous de E_{acc0} . Cette configuration correspond à une situation proche du courant vallée.
- Le cas intermédiaire à $V = V_{pic} = 0,29$ Volt (figure 1.21b) pour lequel est obtenu le courant pic, correspond en fait au croisement de E_0 et E_{acc0} : la transmission résultant de ce croisement subit un élargissement qui se traduit par l'obtention du maximum de courant. Cette particularité a été initialement mise en évidence par Thomas et al [28] et confirmée par la suite [30][31].

La barrière électrostatique, en amont de la double barrière, se comporte donc comme un filtre d'énergie pour les porteurs situés aux basses énergies dans la zone très fortement dopée. On passe donc d'une fonction d'alimentation du type tridimensionnel loin de l'hétérostructure à une fonction bidimensionnelle au niveau de la zone d'accumulation. Ceci se traduit par une baisse des densités de courant, comparativement au cas sans espaceurs.

L'augmentation du courant pic à la température de l'azote liquide, par rapport à la valeur calculée à $\theta = 300$ K, peut s'expliquer par les variations du niveau de Fermi dans l'espaceur en fonction de la température. A $\theta = 77$ K, en effet, on observe une légère dégénérescence qui a pour effet de réduire notablement le potentiel de diffusion. Par conséquent, la hauteur de la barrière de potentiel introduite par l'espaceur amont est plus faible qu'à $\theta = 300$ K. Un plus grand nombre de porteurs, situés aux basses énergies, peut traverser la double barrière [30].

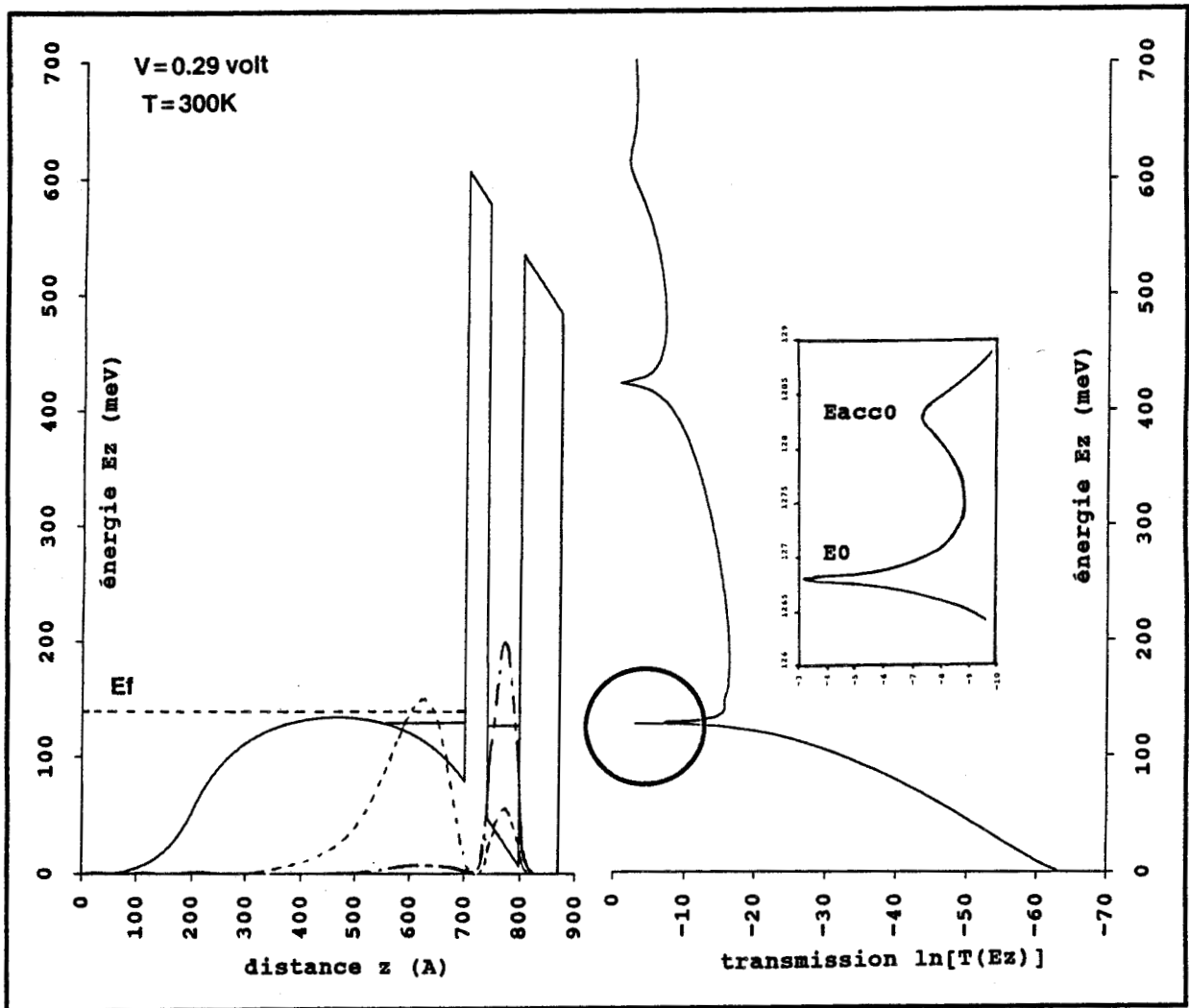


Figure 1.21b Configuration de profil de bande de conduction et probabilités de transmission correspondant à l'obtention du courant pic ($V = 0,29$ Volt). Elle se caractérise notamment par le croisement des niveaux du puits de potentiel et du puits formé dans la cathode.

1.5.4 Conclusion

En résumé, le rôle joué par l'espaceur amont est loin d'être négligeable puisqu'il favorise, lorsque la structure est polarisée, la formation d'une troisième barrière de potentiel modifiant ainsi la transmission totale de la structure. Les densités de courant calculées dans ces conditions sont plus proches de la réalité expérimentale. En outre, les effets de température sont relativement bien décrits.

Un désaccord subsiste cependant sur les tensions V_{pic} . La prise en compte de la désertion de l'espaceur côté collecteur devrait concourir à combler ce désaccord puisqu'elle introduit une chute de potentiel. Notons, également, que cette zone peut être le siège d'effets de réaction de charge d'espace ainsi que des phénomènes dits de survitesse [29] [32] dus à l'injection de porteurs chauds. Nous verrons dans le troisième chapitre que cette désertion donne lieu à une diminution de la capacité, importante pour les performances du composant.

En ce qui concerne le désaccord mis en évidence sur le rapport $J_{pic}/J_{vallée}$, nous l'attribuons au fait que le modèle utilisé ici suppose un transport purement cohérent des porteurs, c'est-à-dire que ceux-ci ne subissent aucune interaction durant leur transfert. Les interactions sur impuretés, rugosités d'interface ou sur phonons, à l'origine des processus de diffusion, peuvent mener à une modification du vecteur d'onde transverse. Cette modification peut alors donner lieu à un élargissement des pics de transmission et ainsi augmenter la fréquence limite intrinsèque [33]. F. Chevoir et al [34] ont développé un modèle microscopique des phénomènes de transport incohérent et ont montré une augmentation notable du courant vallée dans ce cas. Signalons également que des études sous champs magnétiques intenses peuvent permettre d'appréhender expérimentalement ces phénomènes [35].

1.6 Optimisation de la caractéristique statique

Le critère d'optimisation de la caractéristique statique, communément admis pour les applications analogiques très hautes fréquences des diodes à effet tunnel résonnant, est d'obtenir des densités de courant les plus élevées possibles. En effet, les meilleurs résultats expérimentaux obtenus à ce jour, que ce soit en oscillation [36] ou en multiplication de fréquence [37][38] mettent en jeu des diodes avec des densités de courant pic supérieures à 150 kA/cm^2 .

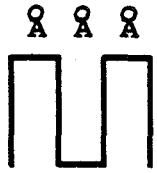
|  | J_{pic} (kA/cm ²) T=300K |
|--|---|
| 40/60/70 | 0.26 |
| 30/60/60 | 0.78 |
| 20/60/50 | 3.3 |
| 20/60/20 | 100 |

Tableau 1 : Effet de la diminution des largeurs de barrières sur la densité de courant pic.

Ceci peut se comprendre de deux manières différentes. D'une part, la fréquence limite intrinsèque (1.8) est, en première approximation, proportionnelle à la largeur à mi-hauteur du pic de transmission à la résonance. En effet, celle-ci traduit la durée de vie des porteurs sur le niveau résonnant. Or nous verrons que les densités de courant sont elles mêmes directement dépendantes de ce paramètre. D'autre part, d'un point de vue dynamique, l'influence du courant de déplacement, qui va contribuer à réduire la fréquence de coupure du composant (cf chapitre 3), sera minimisée lorsque les conditions précédentes sur les densités de courant seront remplies au mieux.

Par ailleurs, des rapports J_p/J_v importants sont également recherchés dans la mesure où ils permettent, pour une même densité de courant pic :

- d'obtenir des niveaux de conductance différentielle négative élevés favorables à l'augmentation de la fréquence de coupure (cf chapitre 3)
- d'accentuer la non linéarité de la caractéristique courant-tension pour l'utilisation en multiplication de fréquence (cf chapitre 4).

Nous proposons à présent d'examiner, de manière qualitative, dans quelle mesure il est possible de satisfaire à ces deux objectifs.

1.6.1 Augmentation du courant pic

Nous avons vu qu'une diminution de la largeur des barrières revenait à augmenter le couplage avec le continuum et donc la largeur des pics de transmission à la résonance. De fait, pour un système de matériaux donné, l'augmentation des densités de courant passe par une réduction des largeurs de barrière. Ceci est illustré dans le tableau 1, qui montre les variations de J_{pic} dans ce cas. Les calculs sont effectués à partir de la structure étudiée précédemment à $\theta = 300K$ avec prise en compte de l'espaceur amont et de la réaction de charge d'espace.

Néanmoins, ce couplage accru se traduit irrémédiablement par une contribution du courant hors résonance plus élevée au détriment du rapport $J_{pic}/J_{vallée}$. On saisit dès lors le compromis existant entre J_{pic} et $J_{pic}/J_{vallée}$, si l'on s'en tient uniquement à une modification de l'épaisseur des barrières .

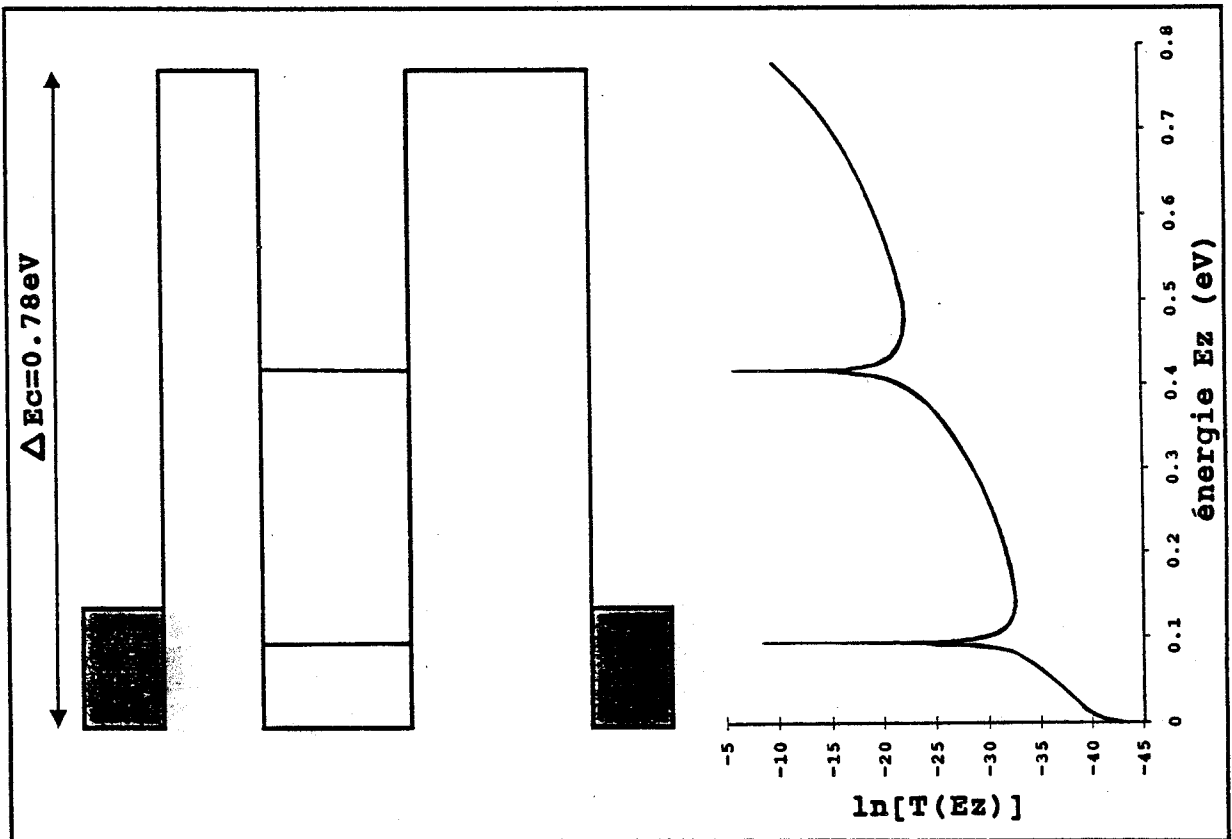
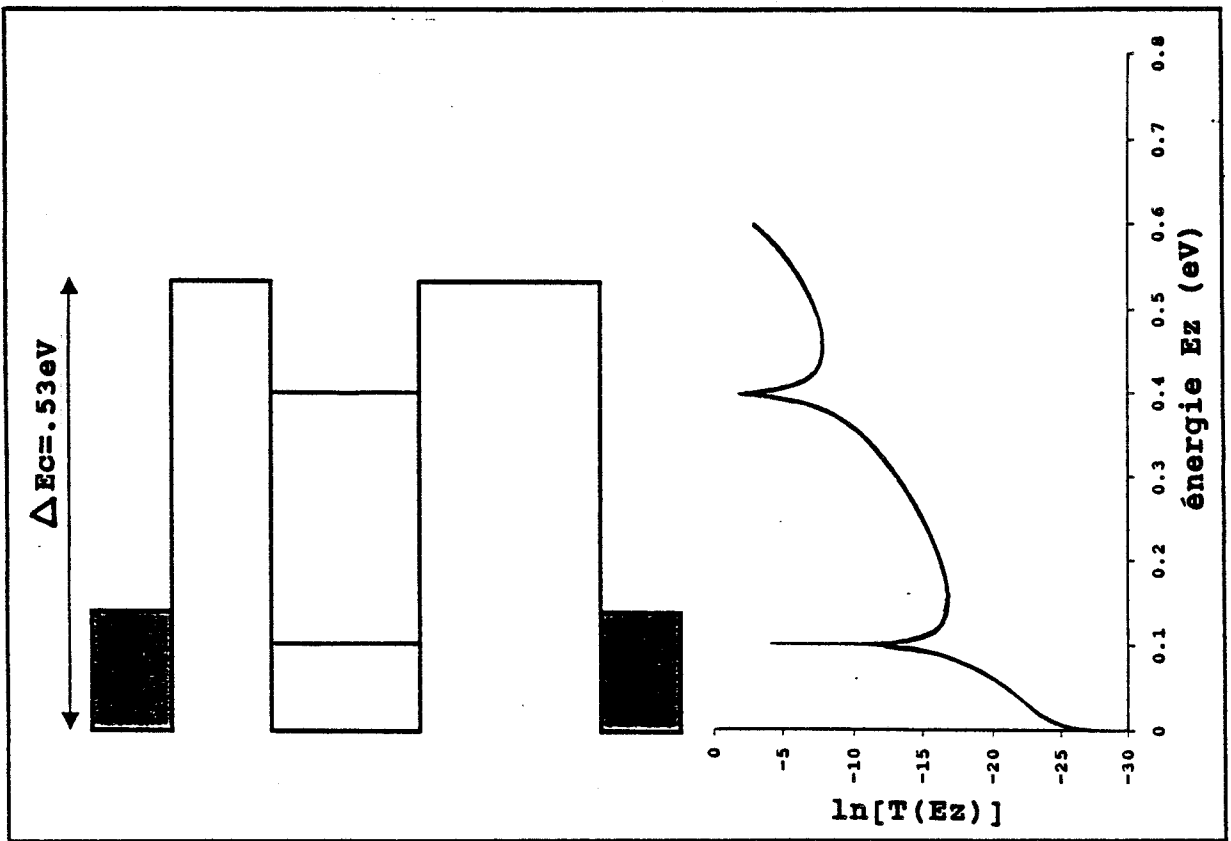


Figure 1.22 : L'augmentation de la discontinuité de bande de conduction permet de réduire la contribution hors résonance des probabilités de transmission.

Signalons que des mesures de photoluminescence résolue en temps ont confirmé l'intérêt de la diminution de la largeur des barrières [39].

1.6.2 Augmentation du rapport $J_{pic}/J_{vallée}$

Pour cela le choix d'une discontinuité de bande de conduction la plus élevée possible est toujours souhaitable dans la mesure où elle permet de renforcer le confinement des porteurs dans le puits de potentiel. Ce mécanisme se traduit par la réduction de la transmission hors résonance (figure 1.22) et contribue ainsi à l'amélioration du rapport $J_{pic}/J_{vallée}$ [9]. Notons qu'en pratique, une augmentation de la discontinuité de bande de conduction va souvent de paire avec une diminution de la largeur de barrières afin d'améliorer le compromis précédemment abordé.

1.6.3 Influence et choix du système de matériaux

Outre la discontinuité de bande de conduction, le système de matériaux choisi va fixer la valeur des masses effectives dans les barrières de potentiel ainsi que dans le puits. Celles-ci jouent un rôle non négligeable puisqu'elles influent sur les probabilités de transmission. En l'occurrence, il est possible de montrer que plus les masses effectives de barrière sont faibles, plus la pénétration dans ces barrières de la fonction d'onde à l'énergie de résonance est importante, ce qui favorise le couplage [40]. Ceci met en lumière un second dilemme dans la mesure où la recherche de hauteur de barrières élevée nécessite l'emploi de matériaux à grande bande interdite et présentant donc des masses effectives plus importantes.

Le tableau 2 regroupe quelques exemples de différents matériaux utilisés pour la fabrication de double barrière ainsi que les résultats associés parus dans la littérature. Notons l'intérêt de l'AlSb/InAs dans la mesure où ce système présente une discontinuité de bande élevée ($\Delta E_c = 1,35$ eV). Celui-ci constitue la zone active de diodes à double barrière utilisées en oscillateur à 675 GHz [36].

1.7 Conclusion

Le fonctionnement en régime statique d'une diode à effet tunnel résonnant a été abordé dans ce chapitre. Pour cela, des calculs numériques ont été menés à partir d'une structure expérimentale à l'aide d'un logiciel de simulation. Tout d'abord la double

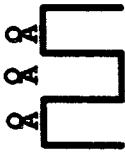
| systeme de matériaux barrière/puits |  | m^* / m_0 | m^* / m_0 | ΔE_c (meV) | J_p (kA/cm ²) | J_p / J_v | ref |
|---|---|-------------|-------------|--------------------|-----------------------------|-------------|------|
| Ga _{.7} Al _{.3} As/GaAs | 50/50/50 | 0.067 | 0.092 | 230 | 37 | 1.8 | [9] |
| AlAs/GaAs | 15/45/15 | 0.067 | 0.15 | 1036 | 40 | 3.5 | [22] |
| Al _{.48} In _{.52} As/Ga _{.47} In _{.53} As | 41/44/41 | 0.042 | 0.075 | 530 | 63 | 4.1 | [27] |
| AlAs/Ga _{.47} In _{.53} As | 25/47/25 | 0.042 | 0.15 | 780 | 32 | 23 | [42] |
| AlSb/InAs | 28/65/28 | 0.023 | 0.12 | 1350 | 4 | 11 | [43] |
| | 15/64/15 | " | " | " | 280 | 4.1 | [36] |

Tableau 2 : Exemples de systèmes de matériaux utilisés pour la fabrication de diodes double barrière.

barrière de potentiel a été supposée directement encadrée par les deux zones de contact en vue d'une analyse simple de l'effet tunnel résonnant. L'importance de la réaction de charge d'espace dans le puits de potentiel, non négligeable dans le cas de la structure étudiée, a été illustrée puisqu'elle se traduit par une augmentation de la tension et du courant pic.

L'influence des couches tampons ou espaceurs sur le transport des charges a ensuite été abordée. La formation d'un puits de potentiel triangulaire au niveau de l'émetteur a alors été mise en évidence ainsi que l'apparition de niveaux d'énergie quantifiée. Ce mécanisme nous a permis, d'une part, de rendre compte approximativement des densités de courant mises en jeu expérimentalement et d'autre part de mettre en évidence les effets de température sur la caractéristique de conduction. Il serait intéressant d'examiner l'influence due à une variation de l'épaisseur et du dopage de l'espaceur de cathode sur la formation de ce puits triangulaire, notamment sur sa profondeur et sa largeur. Cet aspect fait actuellement l'objet d'un travail au sein de l'équipe [41].

Les limites du modèle ont été discutées dans le sens où l'approximation du transport cohérent ne nous permet pas de retrouver les rapports $J_{pic}/J_{vallée}$ déterminés en pratique.

Enfin, des critères ont été proposés en vue d'optimiser la caractéristique statique courant-tension pour les applications analogiques hautes fréquences.

Bibliographie

- [1] DE SAINT POL L.,
Thèse de doctorat de l'Université de Lille, Février 1990.
- [2] VASSEL M.O., JOHNSON LEE, LOCKWOOD H.F.
J. Appl. Phys. 54, 1983, p. 5206.
- [3] KANE E.O.,
Tunneling Phenomena in Solids, Eds E. Burnstein et S. Lundquist (Plenum Press)
1969.
- [4] GOLDMAN V.J., TSUI D.C., CUNNINGHAM J.E.
Phys. Rev. B 35, 1987, p. 9387.
- [5] OHNISHI H., INATA T., MUTO S., YOKOYAMA N., SHIBATOMI A.
Appl. Phys. Lett. 49, 1986, p. 1248.
- [6] CAHAY M., Mc LENNAN M., DATTA S., LUNDSTROM M.S.
Appl. Phys. Lett. 50, 1987, p. 612.
- [7] RICCO B., AZBEL M. Ya.
Phys. Rev B 29, 1984, p. 1970.
- [8] INATA T., MUTO S., NAKATA Y., FUJII T., OHNISHI H., HIYAMIZU S.
Jpn J. Appl. Phys. 25, 1986, L 983.
- [9] LIPPENS D., DE SAINT POL L., BOUREGBA R., MOUNAIX P., VINCHON T.
Rev. Phys. Appl. 24, 1989, p. 17.
- [10] LIU H.C.
Superlattices and Microstructures 3, 1987, p. 379.
- [11] FRENSLEY W.R.
Appl. Phys. Lett. 51, 1987, p. 448.

- [12] BOUREGBA R.
Diplôme d'Etudes Approfondies, Université de Lille, Juillet 1988.
- [13] VENGURLEKAR A.S., CAPASSO F., HUTCHINSON A.L., TSANG W.I.
Appl. Phys. Lett. 56, 1990, p. 262.
- [14] DE SAINT POL L., VANBÉSIEN O., LIPPENS D.
Electronics Letters 26, 1990, p. 342.
- [15] WANG G.W., CHEN Y.K, SCHAFF W.J., EASTMAN L.F.
IEEE Trans. on Elect. Dev. 35, 1988, p. 818.
- [16] TSU R., ESAKI L.
Apply. Phys. Lett. 22, 1973, p. 562.
- [17] CHOU S.Y., WOLAK E., HARRIS Jr. J.S.
Appl. Phys. Lett. 52, 1988, p. 657.
- [18] SUGIYAMA Y., INATA T., FUJII T., NAKATA Y., MUTO S., HIYAMIZU S.
Jpn. J. Appl. Phys., 25, 1986, p. L648.
- [19] ADACHI S.
J. Appl. Phys., 58, 1985, R1.
- [20] LAKHANI AA. et al
Electronics Letters 24, 1988, p. 153
- [21] JOYCE W.B., DIXON R.W.
Appl. Phys. Lett 31, 1977, P. 354
- [22] GOODHUE W.D., SOLLNER T.C.L.G., LE H.Q., BROWN E.R., VOJAK B.A.
Appl. Phys. Lett. 49, 1986, p. 1086.
- [23] TSUCHIYA M., SAKAKI H., YOSHINO J.
Jpn. J. Appl. Phys. 24, 1985, p. L466.
- [24] GOLDMAN V.J., TSUI D.C., CUNNINGHAM J.E.
Phys. Rev. Lett. 58, 1987, p. 1256.
- [25] SHEARD F.W., TOOMBS G.A.
Appl. Phys. Lett. 52, 1988, p. 1228.

- [26] ZASLAVSKY A., GOLDMAN V.J., TSUI D.C., CUNNINGHAM J.E.
Appl. Phys. Lett. 53, 1988, p. 1408.
- [27] SUGIYAMA Y., INATA T., MUTOS S., NAKATA Y., HIYAMIZU S.
Appl. Phys. Lett. 52, 1988, p. 314.
- [28] THOMAS D., CHEVOIR F., BOIS P., BARBIER E., GULDNER Y.,
VIEREN J.P.
Superlatt. Microst. 5, 1989, p. 219.
- [29] VANBÉSIEN O.
Thèse de doctorat de l'Université de Lille, Avril 1991.
- [30] MOUNAIX P., VANBÉSIEN O., LIPPENS D.
Appl. Phys. Lett. 57, 1990, p. 1517.
- [31] KOENIG E.T., JOGAI B., PAULUS M.J., HUANG C.I., BOZADA C.A.
J. Appl. Phys. 68, 1990, p. 3425.
- [32] TANG J.Y., HESS K.
IEEE Trans. on Electron Devices, Ed 29, 1982, p. 1906.
- [33] LIU H.C.
J. Appl. Phys. 67, 1990, p. 593.
- [34] CHEVOIR F., VINTER B.
Soumis à Phys. Rev. B.
- [35] CELESTE A.
Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse,
Septembre 1990.
- [36] BROWN E.R., PARKER C.D., MAHONEY L.J., SÖDERSTRÖM J.R.,
Mc GILL T.C.
48th Annual Device Research Conference, University of California Santa Barbara,
California, June 1990.
- [37] RYDBERG A, GRÖNQVIST H.
Electronics Letters 25, 1989, p. 348.

- [38] BOUREGBA R., LIPPENS D., PALMATEER L., BOCKENHOFF E.,
BOGEY M., DESTOMBES J.L., LECLUSE A.
Electronics Letters 26, 1990, p. 1804.
- [39] DE SAINT POL L., LIPPENS D., CLEROT F., LAMBERT B., DEVEAUD B.,
SERMAGE B.
Inst. Phys. Conf. Ser. N° 106 : Chapter 11, 1990, p. 801.
- [40] WEIL T., VINTER B.
Apply. Phys. Lett. 50, 1987, p. 1281.
- [41] MOUNAIX P.
Thèse de doctorat de L'Université de Lille, à paraître.
- [42] BROEKAERT T.P.E., LEE W, FONSTAD C.G.
Appl. Phys. Lett. 53, 1988, p. 1545.
- [43] SÖDERSTRÖM J.R., CHOW D.H., Mc GILL T.C.
IEEE Electron. Dev. Lett. 11, 1990, p.27.

CHAPITRE 2

**Fabrication des diodes double barrière
Caractérisations électrique et sous champ
magnétique**

Chapitre 2

Fabrication des diodes double barrière. Caractérisations électrique et sous champ magnétique

2.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, le calcul de la caractéristique de conduction pour une structure donnée a été envisagé. L'influence de la géométrie de la double barrière ainsi que la formation d'un gaz bidimensionnel à l'émetteur ont été illustrées d'un point de vue théorique.

Dans ce chapitre, nous proposons d'examiner expérimentalement ces deux aspects.

Tout d'abord, après un bref exposé du procédé d'épitaxie utilisé (MBE), les couches relatives aux différents échantillons étudiés sont présentées. Les technologies de fabrication et d'isolation sont également abordées, notamment en ce qui concerne les composants sur substrat n^+ . Une technologie récente de fabrication de diodes à effet tunnel résonnant sur substrat semi-isolant, élaborée au laboratoire, est brièvement présentée.

Les variations de la densité de courant pic et du rapport $J_{pic}/J_{vallée}$, mesurées sur différentes diodes, sont alors discutées. Cependant en pratique, la caractérisation statique se confronte à certaines difficultés lorsque l'on se polarise en zone de résistance différentielle négative. Une étude de ces spécificités est proposée, notamment en ce qui concerne les problèmes liés à l'apparition d'oscillations spontanées. Une étude analytique simple, qui nous aidera à définir un critère de stabilité, clôture cette partie.

En dernier lieu, des mesures sous champ magnétique sont présentées. Celles-ci vont nous permettre d'appréhender expérimentalement l'existence d'un gaz bidimensionnel dans l'émetteur. La densité surfacique de charge dans la zone d'accumulation, déduite de ces mesures, donnera alors accès à l'estimation du temps de résidence dans ce gaz ainsi qu'à la détermination du profil de potentiel dans la structure.

2.2 Epitaxie des échantillons

2.2.1 Généralités

Les composants présentés dans ce mémoire ont tous été réalisés par épitaxie par jets moléculaires (EJM ou MBE). Ce procédé d'épitaxie, qui nécessite un vide poussé (10^{-11} à 10^{-10} Torr), est basé sur l'évaporation simultanée, à partir d'enceintes chauffées, des matériaux et des dopants qui vont constituer les couches semi-conductrices. Celles-ci sont formées sur un substrat porté à température élevée ($> 500^\circ \text{C}$) de manière à former la couche épitaxiale après migration des constituants vers les sites cristallographiques appropriés. D'une manière générale, en vue d'améliorer l'homogénéité de la croissance, le substrat est monté sur un support rotatif. La relativement faible vitesse de croissance obtenue (typiquement 1 micromètre/heure ou 1 monocouche/seconde) permet d'épitaxier des matériaux semi-conducteurs pratiquement couche atomique après couche atomique et de réaliser des hétérostructures avec des profils de composition extrêmement abrupts. Il est alors possible d'envisager la fabrication de structures à transport vertical mettant en jeu des mécanismes quantiques.

Pour être tout à fait général, signalons que des structures à effet tunnel résonnant ont été également réalisées avec d'autres procédés d'épitaxie, notamment la MOCVD (Metal Organic Chemical Vapour Deposition) pour épitaxie en phase vapeur d'organométalliques [1]. Celle-ci, qui ne nécessite pas de vide poussé, est basée sur des réactions chimiques complexes qui conduisent à la formation des matériaux semi-conducteurs

constituant l'hétérostructure. La toxicité des gaz résultants de ces réactions la rend cependant plus difficile à maîtriser que la MBE.

2.2.2 Problèmes spécifiques liés à la MBE

Si le principe de croissance des hétérostructures à effet tunnel résonnant est simple, en pratique il se pose un certains nombres de problèmes liés respectivement à :

- La réalisation de transitions abruptes entre deux couches de très faibles épaisseurs.
- La différence de qualité des interfaces direct et inverse.
- La température optimale de croissance.
- L'introduction d'une modulation de dopage.

Concernant le premier point, il est nécessaire d'insister sur le fait que les structures épitaxiales destinées aux applications à fortes densités de courant intègrent des barrières dont les dimensions ne font que quelques monocouches atomiques (par exemple, une monocouche d'AsGa = 2,8 Å). Il en résulte que pratiquement, il est préférable d'effectuer au cours de l'épitaxie des arrêts de croissance qui permettent aux surfaces des couches de tendre vers une qualité substrat avant la reprise de croissance. Typiquement, ces arrêts sont contrôlés par une mesure in situ de diffraction d'électrons en incidence rasante et réfléchis (RHEED pour Reflected High Energy Electron Diffraction). Dans ce cas, la reprise de croissance s'effectue lorsque le nombre d'électrons réfléchis est maximum : la surface de la couche redevient lisse, tous les constituants ayant migré vers leurs sites. Par ailleurs, en ce qui concerne ces problèmes d'interfaces, les matériaux binaires présentent théoriquement l'avantage d'une meilleure maîtrise des états d'interface qui peuvent être dégradés par des transitions faisant intervenir des alliages ternaires.

Pour ce qui se rapporte au deuxième point, il est admis que la qualité de l'interface directe (par exemple GaAlAs sur GaAs) est meilleure que celle de l'interface inverse (GaAs sur GaAlAs). Ceci peut se traduire par des différences dans les caractéristiques de conduction directe et inverse de structures à effet tunnel résonnant. En l'occurrence, les rapports $J_{pic}/J_{vallée}$ peuvent être différents pour un échantillon dont la structure est symétrique [2]. Dans le cas du système de matériau GaAlAs/GaAs, cette différence

Tableau 1a : Epitaxie des couches sur substrat n^+ dans le système $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs$ avec $x = 0,3$ et $x = 1$

Ga_{0.7}Al_{0.3}As / GaAs (CHS)

| |
|---|
| GaAs - $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ - 5000Å |
| GaAs - $2.10^{16} \text{ cm}^{-3}$ - 750Å |
| GaAs - n.i.d. - 25Å |
| Ga _{0.7} Al _{0.3} As - n.i.d. - 50Å |
| GaAs - n.i.d. - 50Å |
| Ga _{0.7} Al _{0.3} As - n.i.d. - 50Å |
| GaAs - n.i.d. - 25Å |
| GaAs - $2.10^{16} \text{ cm}^{-3}$ - 500Å |
| GaAs - $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ - 5000Å |
| substrat n^+ GaAs |

AlAs / GaAs (LCR)

| |
|--|
| GaAs - $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ - 4900Å |
| GaAs - $2.10^{17} \text{ cm}^{-3}$ - 500Å |
| GaAs - n.i.d. - 50Å |
| AlAs - n.i.d. - 17Å |
| GaAs - n.i.d. - 45Å |
| AlAs - n.i.d. - 17Å |
| GaAs - n.i.d. - 50Å |
| GaAs - $2.10^{17} \text{ cm}^{-3}$ - 500Å |
| GaAs - $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ - 5000Å |
| substrat n^+ GaAs |

de qualité peut s'expliquer par le fait que la vitesse de migration de l'aluminium est plus faible que celui du gallium. Pour pallier ce problème, un arrêt de croissance et/ou une amélioration de la vitesse de migration de l'aluminium par augmentation de la température du substrat s'avèrent nécessaires.

Le troisième problème associé à la croissance des hétérostructures concerne les différences de température optimale de croissance des matériaux constitutifs. A titre d'exemple, celle-ci est de 600° c pour le GaAs alors qu'elle se situe vers les 700° c pour des matériaux incorporant de l'aluminium. En pratique, il est difficile d'adapter la température du substrat en cours de croissance et l'on procède en règle générale à une température de substrat relativement basse qui se situe aux alentours de 600°. Nous bénéficions ici du fait que les épaisseurs de matériaux GaAlAs sont relativement faibles. Ces conclusions sur une croissance à une seule température ne sont sûrement plus valables lorsque les matériaux ont des épaisseurs très grandes.

Il reste le problème de la modulation de dopage. Il faut tout d'abord doper très fortement les zones d'accès. C'est une condition impérative pour réaliser un bon contact ohmique par opposition à la zone active qui doit être non dopée pour une structure tunnel résonnant. Typiquement un dopage de $2 \cdot 10^{18} \text{ At.cm}^{-3}$ est obtenu avec une température de cellule de silicium d'environ 1100° c alors qu'elle n'est plus de 900° c pour un dopage de $2 \cdot 10^{16} \text{ At.cm}^{-3}$. Dans la mesure où la plupart des bâtis ne dispose que d'une cellule d'atomes donneurs, il est nécessaire lors de la conception de prendre en compte l'inertie thermique de la cellule de silicium. Ces phénomènes d'inertie combinés à la diffusion des atomes de silicium, interdisent des profils de dopage très abrupts.

2.2.3 Récapitulatif des épitaxies utilisées

Les tableaux 1a,b et 2 précisent les caractéristiques des couches épitaxiales qui sont à la base des composants caractérisés dans ce travail.

Nous avons regroupé dans les tableaux 1a et b les épitaxies sur substrat n^+ dans le système $Ga_{1-x}Al_x \text{ As/GaAs}$ pour une concentration en aluminium de $x = 30\%$ et $x = 100\%$.

AlAs(SL) / GaAs (LCR)

| | |
|--|-----|
| GaAs - $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ - 5000Å | |
| GaAs - $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ - 500Å | |
| GaAs - n.i.d. - 25Å | |
| AlAs - n.i.d. - 8.5Å | [] |
| GaAs - n.i.d. - 8.5Å | [] |
| AlAs - n.i.d. - 8.5Å | [] |
| GaAs - n.i.d. - 8.5Å | [] |
| AlAs - n.i.d. - 8.5Å | [] |
| GaAs - n.i.d. - 50Å | [] |
| AlAs - n.i.d. - 8.5Å | [] |
| GaAs - n.i.d. - 8.5Å | [] |
| AlAs - n.i.d. - 8.5Å | [] |
| GaAs - n.i.d. - 8.5Å | [] |
| AlAs - n.i.d. - 8.5Å | [] |
| GaAs - n.i.d. - 25Å | [] |
| GaAs - $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ - 500Å | |
| GaAs - $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ - 5000Å | |
| substrat n ⁺ GaAs | |

Tableau 1b : Epitaxie de la couche sur substrat n⁺ dans le système AlAs/GaAs.
Les barrières sont formées par un superréseau (S.L.) AlAs/GaAs.

Tableau 1a :

- La première structure, élaborée au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs, est typiquement une structure classique avec des barrières et un puits de 50Å respectivement. La concentration en Al est ici volontairement limitée à 30% pour se placer en dessous de la concentration correspondant au cross over (passage gap direct - gap indirect se produisant pour $x = 37\%$ d'Al). De part et d'autre de la double barrière se trouvent deux espaceurs relativement étendus et dopés au silicium à 2.10^{16} At.cm⁻³ d'épaisseur respective 500 Å et 750 Å. La transition entre la zone active et ces espaceurs fait intervenir deux couches de GaAs non intentionnellement dopées qui ont pour rôle de limiter la diffusion du silicium dans la zone active. Les zones d'accès qui sont constituées par la couche tampon près du substrat et la couche en tête ont typiquement 5000 Å d'épaisseur et sont très dopées (2.10^{18} At.cm⁻³) en vue de réaliser les contacts ohmiques.
- La seconde couche (n° 847 Laboratoire Central de Recherche THOMSON) dont la zone active est constituée de l'association d'alliages binaires AlAs/GaAs est en principe plus favorable aux applications. En effet, les largeurs de barrières qui ne sont plus ici que de 17 Å et l'augmentation de la discontinuité de bande de conduction, inhérente au système AlAs/GaAs, devraient conduire à l'obtention de densités de courant élevées tout en conservant un rapport $J_{pic}/J_{vallée}$ non négligeable.

Bien que nous soyons en gap indirect, différents travaux dans la littérature ont montré que le transport se fait majoritairement dans la vallée Γ lorsque les largeurs de barrières sont réduites [3] [4]. Outre ces différences dans la composition et la géométrie de la double barrière, le dopage des espaceurs est ici de 2.10^{17} At.cm⁻³. Cette augmentation de la valeur de dopage est motivée par la nécessité de limiter les effets de réaction de charge d'espace pouvant se produire dans ces zones et qui résulteraient du fonctionnement à forte densité de courant attendu.

Tableau 1b :

- Cette dernière structure (n° 376 LCR THOMSON) fait intervenir des barrières constituées d'une série de couches d'AlAs et de GaAs d'épaisseur respective 8,5 Å.

Ga_{0.4}Al_{0.6}As / GaAs / Ga_{0.75}In_{0.25}As
(CHS,LCR)

| |
|---|
| GaAs - $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ - 5000Å |
| GaAs - $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ - 500Å |
| GaAs - n.i.d. - 25Å |
| Ga _{0.4} Al _{0.6} As - n.i.d. - 30Å |
| GaAs - n.i.d. - 15Å |
| Ga _{0.75} In _{0.25} As - n.i.d. - 15Å |
| GaAs - n.i.d. - 15Å |
| Ga _{0.4} Al _{0.6} As - n.i.d. - 30Å |
| GaAs - n.i.d. - 25Å |
| GaAs - $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ - 500Å |
| GaAs - $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ - 10000Å |
| substrat S.I. GaAs |

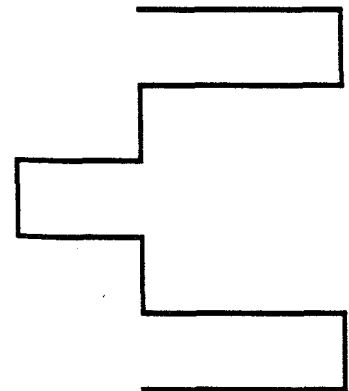


Tableau 2 : Caractéristiques de la couche pseudomorphique à puits enterré $Ga_{0.4}Al_{0.6}As/GaAs/Ga_{0.75}In_{0.25}As$ sur substrat semi-isolant. La formation d'un puits de potentiel enterré permet théoriquement de baisser le niveau d'énergie fondamental sans toutefois modifier la position du premier niveau excité. L'objectif visé est de réduire la contribution hors résonance du courant et donc d'accroître le rapport $J_{pic}/J_{vallée}$.

Nous parlerons dans ce cas de barrières superréseau. Nous verrons que bien que nous multiplions ici le nombre d'interface, les caractéristiques statiques présentent des rapports J_p/J_v intéressants avec néanmoins des densités de courant peu élevées.

Tableau 2 :

Celui-ci schématise la séquence de croissance d'un premier essai de couche pseudo-morphique à puits enterré sur substrat semi-isolant. Cette couche conçue au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs a été épitaxiée au LCR THOMSON. L'idée de base est d'insérer une couche de GaInAs de 15 Å dans un puits de GaAs. L'utilisation d'un matériau à faible gap, la concentration d'Indium est ici de 25%, a pour effet d'abaisser le niveau fondamental du puits. Le confinement des électrons est réalisé par deux barrières d' $Al_{0.6}Ga_{0.4}As$ de 30Å d'épaisseur respective. L'environnement de la zone active est relativement classique avec des espaceurs de 500Å dopés à 2.10^{17} At.cm⁻³, hormis la couche tampon de 1 micromètre d'épaisseur qui permet de mieux adapter une structure latérale.

En dernier lieu, une diode $Al_{0.47}In_{0.53}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As$ a été étudiée ici dont la couche est présentée dans le premier chapitre (figure 1.10).

2.3 Fabrication des échantillons

La fabrication des composants diffère suivant que la couche est épitaxiée sur substrat n^+ ou semi-isolant. Nous distinguerons respectivement ces deux technologies.

2.3.1 Technologie sur substrat n^+

De façon très schématique, la fabrication des composants concerne la réalisation des contacts ohmiques, l'isolation et les problèmes liés à leur accès. Dans ce travail, deux types de composants sur substrat n^+ ont été utilisés :

- Des échantillons dont les diamètres s'échelonnent entre 15 micronmètres et 100 micronmètres. Dans ce cas, il est possible de thermocompresser un fil d'or directement sur le contact ohmique face avant.
- Des échantillons sous forme de matrices de diodes de très faible diamètre, typiquement 3 à 6 micronmètres. Le contact est alors assuré par une pointe de

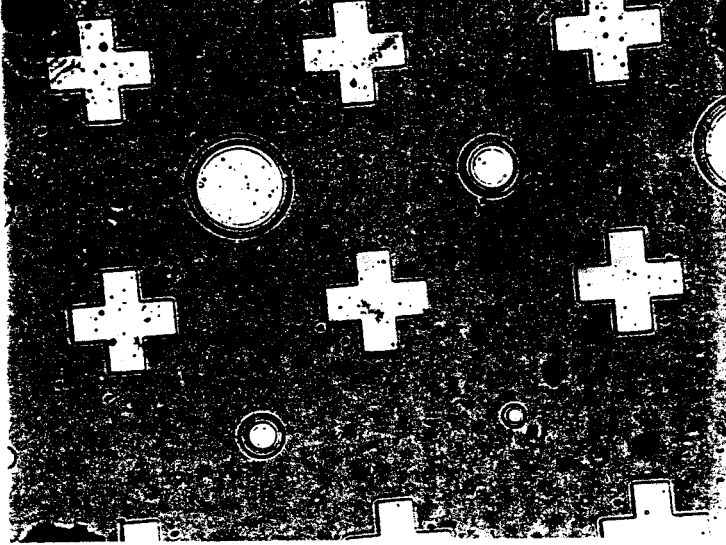


Figure 2.1 : Masque multimésa servant à la fabrication d'échantillons de section relativement élevée. Les diamètres sont ici de 15, 30, 50 et 100 μm .

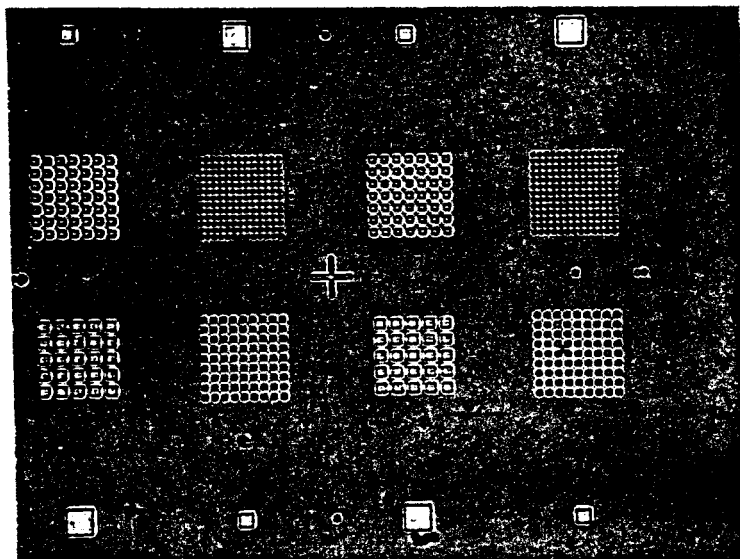


Figure 2.2 : Masque utilisé pour la réalisation de diodes de très faible section destinées potentiellement aux applications millimétriques voire submillimétriques. Les composants sont regroupés sous forme de matrices ($\phi 3 \mu m$ et $6 \mu m$) et contactés à l'aide d'une moustache.

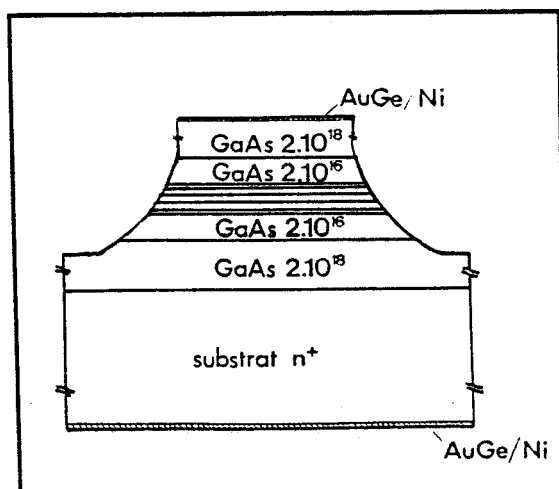


Figure 2.3 : Schématisation d'un échantillon après gravure.

tungstène appelée moustache. La distinction entre ces deux séries de composants, qui diffère par leur section respective, est relative à leurs applications potentielles.

2.3.1.1 Réalisation des contacts ohmiques

La première étape technologique est relative à la définition des masques. Deux exemples sont donnés sur la figure 2.1 en ce qui concerne la première catégorie d'échantillons et la figure 2.2 pour la seconde.

Pour cette dernière, le masquage se fait au masqueur électronique. Le motif est écrit directement sur la résine avec un faisceau électronique contrôlé par ordinateur. On élimine ainsi tous les problèmes liés à l'emploi d'un masque physique.

Après masquage, on réalise le contact ohmique face avant à partir d'un dépôt d'AuGeNi. Le contact ohmique est allié par un recuit rapide à 400° c durant 40s. Les plots sont alors épaissis par évaporation du métal TiAu en vue de diminuer les résistances de contact et de faciliter la thermosoudure.

2.3.1.2 Isolation des zones actives-Gravures

La réalisation effective des diodes passe par l'isolation de la couche épitaxiée en différentes zones actives. Cette isolation, par méssa (figure 2.3), consiste en une gravure des couches semi-conductrices après le dépôt des contacts ohmiques qui servent alors de masque. Pour cela, deux types d'attaque peuvent être envisagés :

- attaque chimique :

celle-ci est régie par un processus d'oxydoréduction et consiste à plonger la plaque dans une solution composée d'un agent oxydant (H_2O_2) et d'un agent acide (H_2SO_4) ou basique (NH_4OH) qui dissout les oxydes (de Ga, d'As ou d'Al) ainsi formés. Les paramètres tels que la vitesse d'attaque et le profil de gravure déterminent le choix de la solution d'attaque. En ce qui concerne les échantillons du Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs, la solution $NH_4OH/H_2O_2/H_2O$ dans les proportions 1/1/200 a été retenue [5].

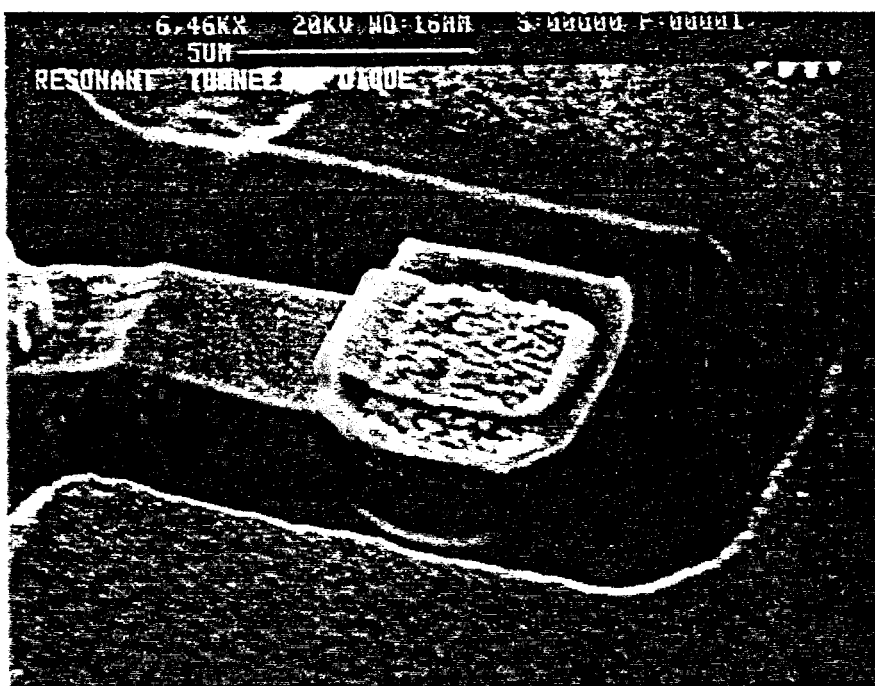
Ce procédé de gravure n'est plus adapté lorsque le diamètre des composants devient du même ordre de grandeur que la profondeur de gravure. Il faut alors avoir recours à la gravure ionique réactive.

$$S = 16.16 \mu\text{m}^2$$



Figure 2.4 : Vue au microscope électronique à balayage d'un échantillon intégré réalisé au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs . La section est ici de $16 \times 16 \mu\text{m}^2$. On peut distinguer la ligne microruban sur nitrure constituant la descente de méso.

$$S = 3.3 \mu\text{m}^2$$



$$J_p = 50 \text{ kA/cm}^2$$

$$J_p/J_v = 4.6$$

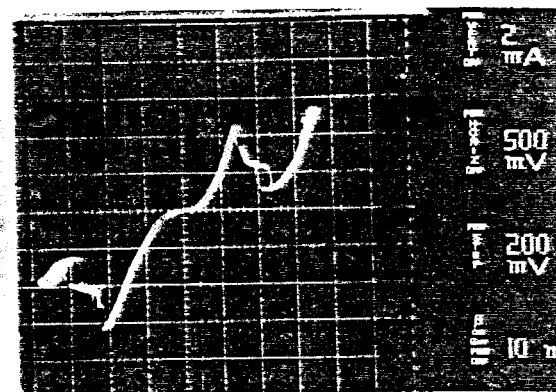


Figure 2.5 : Vue au MEB d'un échantillon sur substrat semi-isolant dont la section est de $3 \times 3 \mu\text{m}^2$. Sa caractéristique statique est également reportée.

- gravure ionique réactive :

la gravure ionique réactive (ou RIE pour Reactive Ion Etching), parce qu'elle utilise un plasma d'ions soumis à un champ électrique, permet une gravure directionnelle. L'attaque anisotropique obtenue avec ce procédé favorise l'isolation de composants de très faible section, tout en limitant les problèmes liés à la sous gravure.

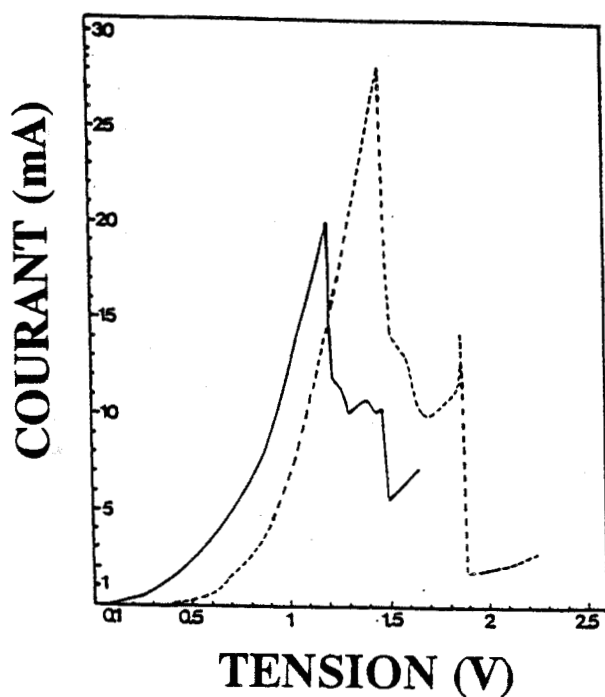
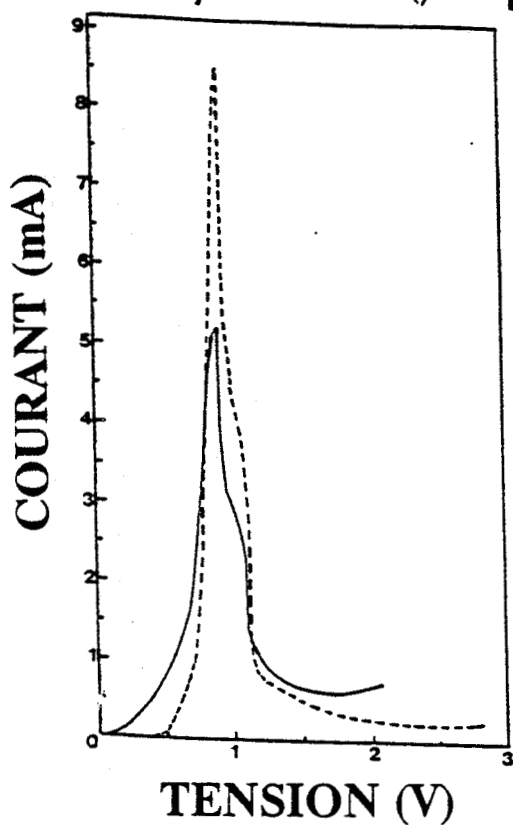
Les différentes étapes technologiques du processus de fabrication des composants sur substrat n^+ sont décrites plus en détail dans les références [6] [7].

2.3.2 Technologie sur substrat semi-isolant

L'intégration des diodes à effet tunnel résonnant en structure planar est tout à fait nouvelle [9] et fait actuellement l'objet d'un travail de thèse au laboratoire [8]. Les motivations des recherches concernant les structures à transport vertical sur substrat semi-isolant sont les suivantes. D'une part, faciliter les problèmes de connectique sur des composants de très faibles sections en utilisant les ressources de la microélectronique. D'autre part, permettre la caractérisation directe sous pointes hyperfréquences. Enfin, préparer l'intégration de ces composants en vue de réaliser des fonctions de l'électronique non linéaire. La figure 2.4 donne une vue d'ensemble au microscope à balayage électronique d'un composant de section $16 \times 16 \mu m^2$ réalisé au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs. Le masquage est électronique pour la définition des zones actives et optique pour les zones constituant l'environnement du composant. Les processus de fabrication des contacts ohmiques sont similaires à ceux décrits précédemment. En revanche, l'accès aux contacts face avant se fait après dépôt de nitrure, ouverture de fenêtres et évaporation d'une ligne microruban qui permet de réaliser la descente de méso. Des lignes coplanaires implantées sur le substrat semi-isolant permettent de caractériser directement le composant en hyperfréquence à l'aide de pointes de type Cascade Microtech. La section des diodes varie entre $3 \times 3 \mu m^2$ et $16 \times 16 \mu m^2$. La figure 2.5 donne le cliché d'un échantillon de section $3 \times 3 \mu m^2$ et la caractéristique statique mesurée sur celui-ci. La densité de courant pic et le rapport $J_{pic}/J_{vallée}$ sont respectivement de 50 kA/cm^2 et de 4,6. L'intérêt de cette technologie sera illustrée dans le troisième chapitre, lors de caractérisations dynamiques.

2.6a: AlInAs / GaInAs (ϕ 50 μ m)

2.6b: AlAs(SL) / GaAs (S=40*40 μ m²)



2.6c: GaAlAs / GaAs (ϕ 15 μ m)

2.6d: AlAs / GaAs (ϕ 3 μ m)

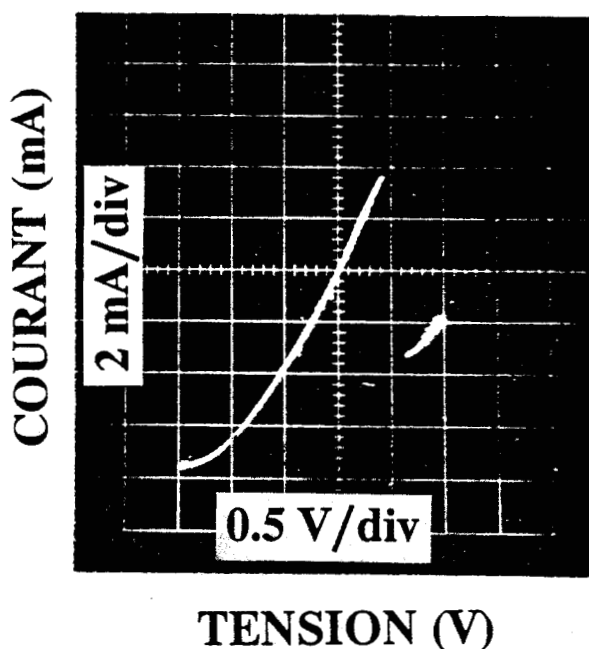
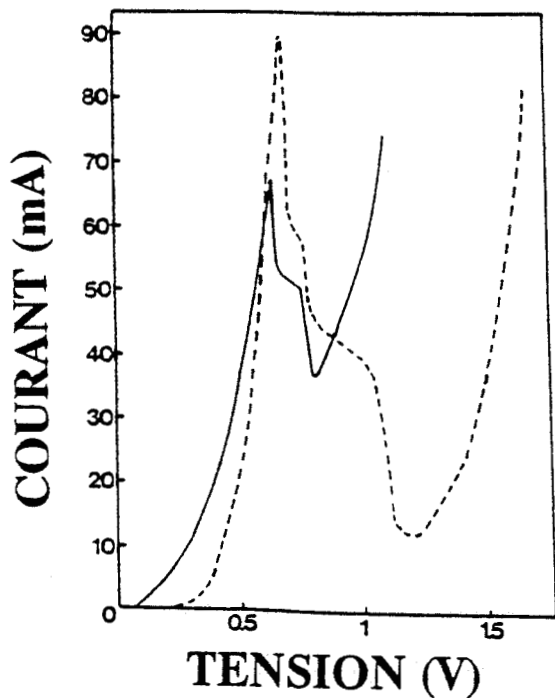


Figure 2.6 : Caractéristiques statiques relevées à T = 300K (en traits pleins) et T = 77K (en traits pointillés) sur les échantillons :

- a : AlInAs/GaInAs de 50 μ m de diamètre.
- b : AlAs (S.L.) / GaAs 376 de 40 μ m de côté.
- c : GaAlAs/GaAs CHS de 15 μ m de diamètre.
- d : AlAs/GaAs 837 de 3 μ m de diamètre.

2.4 Caractérisation électrique

Les figures 2.6 a.b.c. représentent les caractéristiques statiques mesurées respectivement sur les échantillons: AlInAs/GaInAs ($\varnothing = 50 \mu m$), AlAs/GaAs 376 ($S = 40 \times 40 \mu m^2$) et GaAlAs/GaAs du CHS ($\varnothing = 15 \mu m$), à la température ambiante et à celle de l'azote liquide. La figure 2.6.d reprend la caractéristique statique du composant AlAs/GaAs 837 de $3 \mu m$ de diamètre relevée à l'ambiante uniquement. Ces mesures sont réalisées avec l'anode de côté substrat sauf pour l'échantillon GaAlAs/GaAs.

2.4.1 Température ambiante

Les densités de courant pic sont respectivement: 265 A/cm^2 , 1.25 kA/cm^2 , 38 kA/cm^2 et 160 kA/cm^2 . Les rapports $J_{pic}/J_{vallée}$ sont: 8, 3.1, 1.8 et 2.5.

La comparaison des performances statiques des deux derniers échantillons (respectivement GaAlAs/GaAs et AlAs/GaAs 837) illustre l'analyse théorique du premier chapitre, à savoir que l'obtention d'une densité de courant pic très élevée, pour l'échantillon 837, passe par une réduction drastique des largeurs de barrière (17 \AA au lieu de 50 \AA pour l'échantillon CHS). Par ailleurs, l'utilisation du matériau binaire AlAs permet parallèlement, grâce à l'accroissement de la discontinuité de bande de conduction, de mesurer un rapport $J_{pic}/J_{vallée}$ supérieur à celui mesuré sur l'échantillon CHS à température ambiante.

A l'inverse, la structure AlInAs/GaInAs semble être la plus sélective dans la mesure où elle présente le rapport $J_{pic}/J_{vallée}$ le plus élevé, associé à des densités de courant les plus faibles. L'épaisseur des barrières, notamment de celle côté substrat (70 \AA), est à l'origine de ce contraste important entre le courant pic et le courant vallée. Cependant, un tel écart n'est peut être pas dû uniquement à l'épaisseur des barrières. En effet, l'utilisation d'un matériau de faible bande interdite pour former le puits de potentiel, se traduit par une diminution de la masse effective. Ceci est favorable à la cohérence du transport et donc à une augmentation du rapport $J_{pic}/J_{vallée}$ [10].

La comparaison des échantillons AlAs/GaAs 376 et GaAlAs/GaAs CHS, en termes de discontinuité de bande, peut se faire à condition de traiter le superréseau comme un matériau homogène. En se basant sur les variations de la probabilité de transmission en fonction de l'énergie des porteurs incidents et pour différentes concen-

| S (μm^2) | Jpic (kA.cm ⁻²) | Jpic / Jvallee |
|-----------------------|--------------------------------|----------------------|
| 3 * 3 | 49 | 4 |
| 5 * 5 | 42 | 4.3 |
| 10 * 10 | 41 | 3.7 |

Tableau 3 : Uniformité des paramètres Jpic et Jpic/Jvallée en fonction de la section pour les échantillons GaAlAs/GaAs/GaInAs.

| échantillon | Ipic (mA) | Jpic (kA.cm ⁻²) | Jpic / Jvallee |
|-------------------|--------------|--------------------------------|----------------------|
| GaAlAs/GaAs CHS | 88 | 50 | 6.5 |
| AlAs(SL)/GaAs LCR | 28.5 | 1.8 | 16 |
| AlInAs/GaInAs | 8.5 | 0.43 | 40 |

Tableau 4 : Valeurs des paramètres Jpic et Jpic/Jvallée mesurés après refroidissement à la température de l'azote liquide.

trations équivalentes d'aluminium, on montre que les barrières superréseau peuvent être assimilées à des barrières homogènes avec une concentration d'aluminium de $x = 0,6$ [11]. Les valeurs plus favorables de rapport $J_{pic}/J_{vallée}$ (3.1) pour cette structure, comparativement à l'échantillon CHS (1.8) illustre ainsi l'influence d'une augmentation de la discontinuité de bande de conduction, lorsque les largeurs de barrières et de puits sont comparables.

2.4.2 Influence de la section

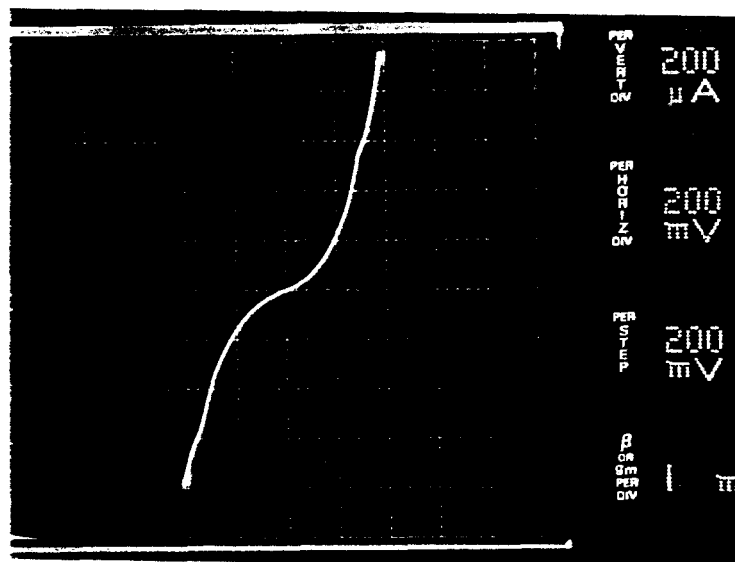
Les échantillons présentés précédemment ont des sections différentes et il est intéressant d'examiner l'influence de la section sur les paramètres J_{pic} et $J_{pic}/J_{vallée}$ d'une même structure. A cette fin, nous avons reporté sur le tableau 3, ces paramètres mesurés, à $\theta = 300K$, sur les composants GaAlAs/GaAs/GaInAs sur semi-isolant (tableau 2) ayant pour sections respectivement: $3 \times 3 \mu m^2$, $5 \times 5 \mu m^2$ et $10 \times 10 \mu m^2$. L'homogénéité de ces grandeurs est notable et traduit l'uniformité de conduction dans la zone active pour des sections variant d'un ordre de grandeur. Par ailleurs, une mesure systématique des caractéristiques statiques sur la même puce a montré une faible dispersion de ces mêmes paramètres autour de leurs valeurs moyennes. Cette dernière remarque atteste de la qualité des épitaxies, notamment en ce qui concerne l'uniformité de la croissance, ainsi que des processus technologiques.

2.4.3 Température de l'azote

Le refroidissement des composants (figures 2.6a,b,c à $\theta = 77K$) se traduit par l'augmentation des densités de courant pic ainsi que des rapports $J_{pic}/J_{vallée}$ (tableau 4). Les variations des contrastes en courant sont dues principalement à une modification de la fonction d'occupation des porteurs dans l'émetteur qui se traduit par une baisse de la contribution hors résonance du courant (cf. chapitre 1).

Il nous semble important d'insister sur le fait que pour des échantillons présentant des barrières très larges, il est difficile, en général, d'observer un effet de RDN à température ambiante [12]. En revanche, dès que ces composants sont refroidis, cet effet peut être mis en évidence. Ceci est illustré sur la figure 2.7 où nous avons reporté, pour un échantillon $Ga_{0.7}Al_{0.3}As/GaAs$ de $900 \mu m^2$ de section et dont les barrières font 100 \AA d'épaisseur, les caractéristiques statiques mesurées à $\theta = 300K$ et $\theta = 77K$. On constate qu'à la température ambiante, seul un accident de conduction apparaît. A la température de l'azote, l'effet de RDN est très prononcé avec un rapport $J_{pic}/J_{vallée}$ de l'ordre de 19.5. Corrélativement les densités de courant pic sont extrêmement faibles,

$T = 300\text{K}$



$T = 77\text{K}$

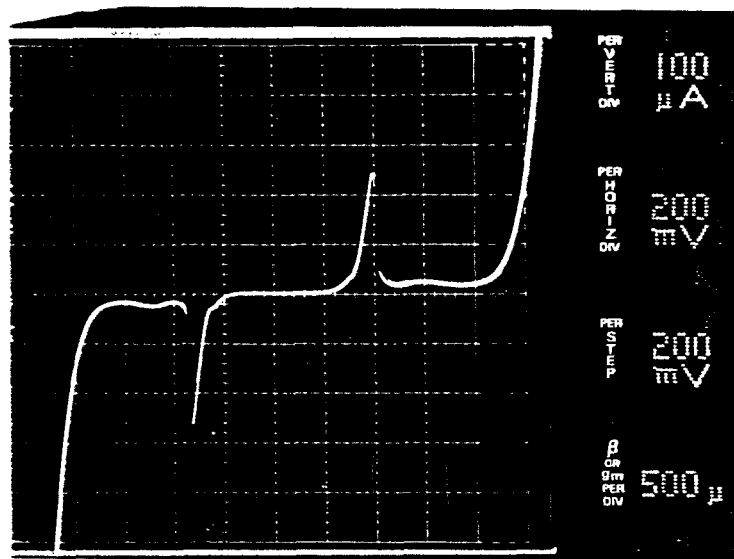


Figure 2.7 : Pour certains composants constitués de barrières très larges (ici 100 Å), l'effet de RDN peut ne pas être observé à la température ambiante. En effet, le courant à la résonance peut devenir négligeable vis-à-vis de la contribution hors résonance introduite par la queue de la distribution de la fonction d'alimentation. Il est alors nécessaire, afin d'observer l'effet de RDN, de réduire cette contribution en refroidissant l'échantillon (ici $T = 77\text{K}$).

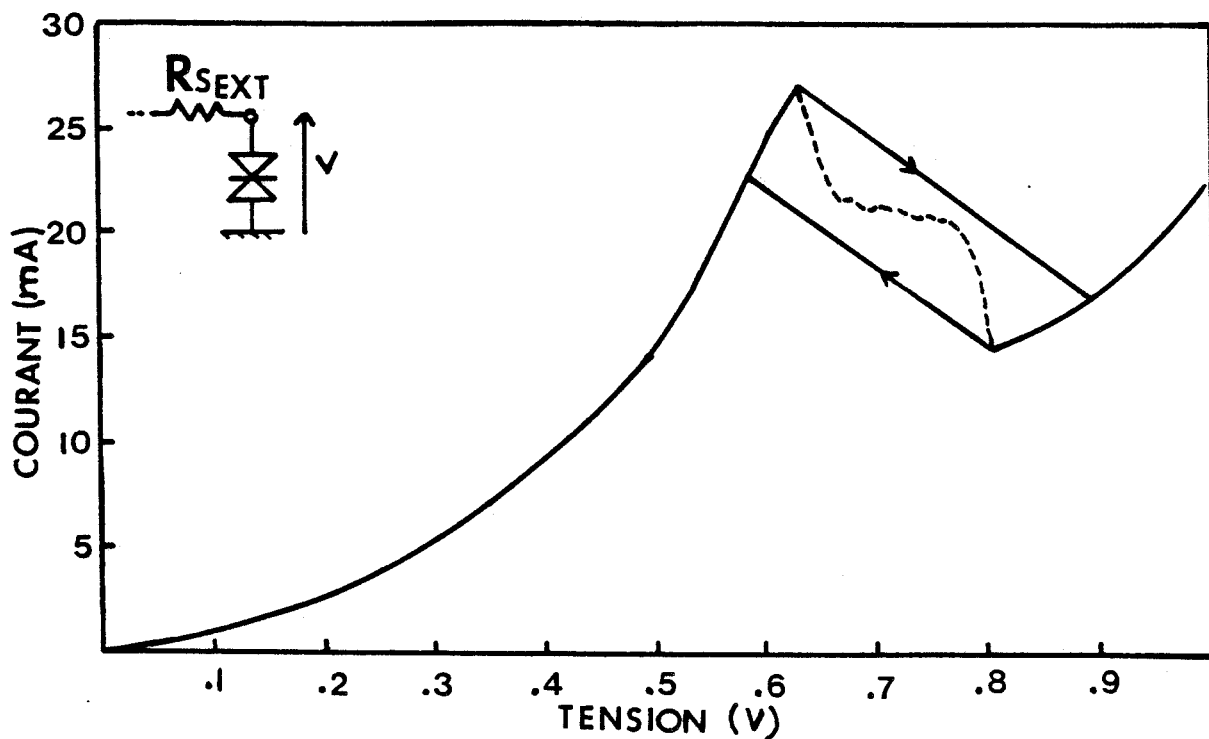


Figure 2.8 : Effet de bistabilité extrinsèque qui peut survenir si la résistance série de polarisation (ici $R_{s\ ext} = 22\ \Omega$) est trop élevée vis-à-vis de la RDN moyenne. Il en résulte un effet d'hystérésis qui ne permet pas l'accès à la RDN.

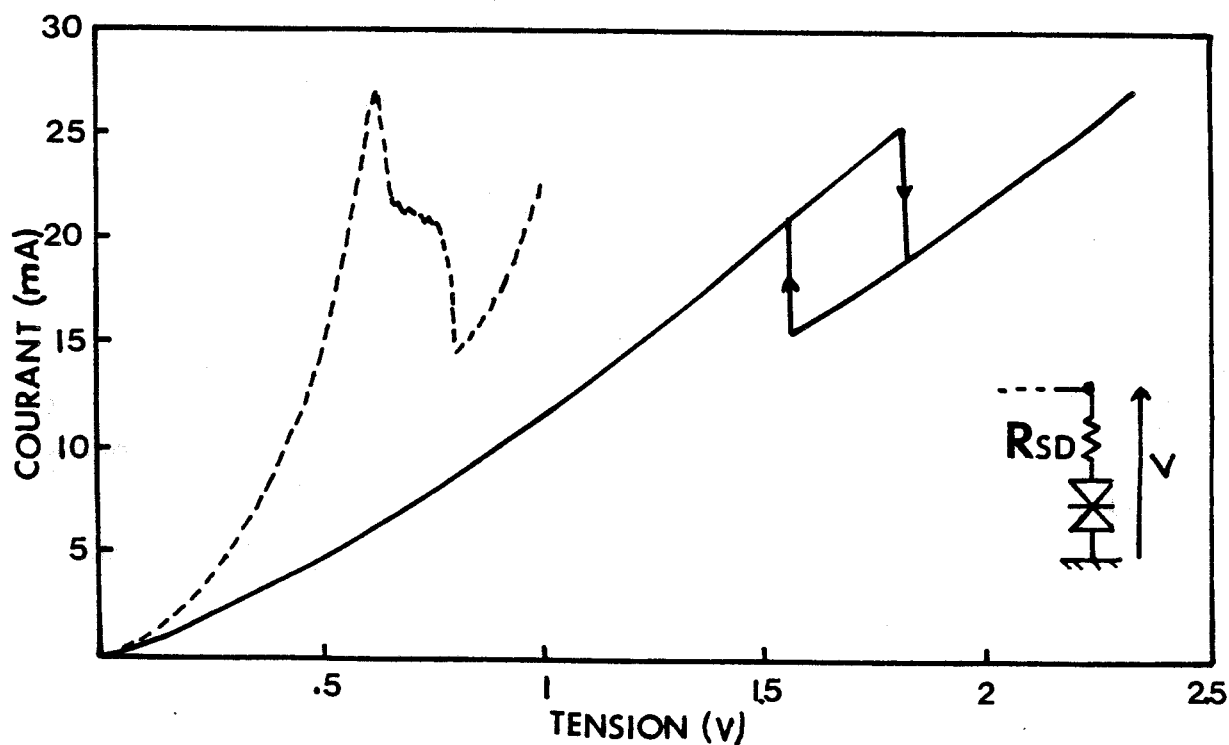


Figure 2.9 : Lorsque la résistance de contact, en aval de la mesure de tension, est trop élevée (ici $R_{sd} = 47\ \Omega$ introduite arbitrairement), la caractéristique statique se traduit par un effet de bistabilité différent de celui illustré figure 2.8.

puisque égales à 30 A/cm².

2.4.4 Problèmes liés à la mesure de la RDN

Lorsque l'on caractérise en régime statique les échantillons, il apparaît certaines difficultés de mesure liés à l'existence d'instabilités. Ces problèmes sont très souvent liés au circuit extérieur de polarisation et/ou à la diode elle-même et peuvent empêcher l'accès à la zone de RDN (bistabilité) ou masquer la RDN intrinsèque (oscillations spontanées).

2.4.4.1 Bistabilité extrinsèque

Par opposition à la bistabilité intrinsèque qui met en jeu des mécanismes de piégeage de porteurs et de réaction de charge d'espace (cf. chapitre 1), le phénomène de bistabilité extrinsèque est lié à l'importance de la résistance en série avec la zone active. En fait, deux cas sont envisageables selon que cette résistance série est extérieure (circuit de polarisation) ou propre à la diode (résistance de contact).

– Effet d'une résistance série de polarisation : $R_{s\ ext}$

Celle-ci fixe la droite de charge et ne permet pas l'accès à la zone de résistance différentielle négative lorsque :

$$R_{s\ ext} > \left| \frac{V_{pic} - V_{vallée}}{I_{pic} - I_{vallée}} \right| = \left| \frac{\Delta V}{\Delta I} \right| \quad (2.1)$$

Un effet d'hystérésis se manifeste alors (figure 2.8 avec $R_{s\ ext} = 22\ \Omega$) et se traduit par des points de fonctionnement pic et vallée différents suivant le sens d'excursion de la caractéristique statique.

– Effet de la résistance série d'accès : R_{sd}

Cette résistance, essentiellement liée à la qualité du contact ohmique et à la section du composant, introduit une chute de potentiel plus élevée dans les conditions du courant pic que dans celles du courant vallée. Dans la mesure où la tension mesurée sur l'échantillon inclut cette chute de potentiel, il est possible, si R_{sd} est non négligeable, d'obtenir $V_{pic}/V_{vallée}$. L'effet de RDN ne peut alors être mesuré. Ce cas est illustré

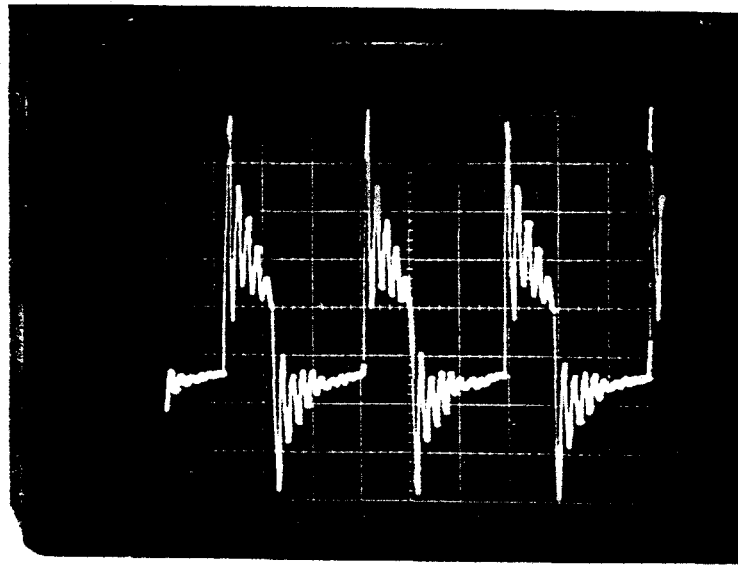


Figure 2.10 : Oscillation de tension observée aux bornes d'un échantillon GaAlAs/GaAs (ϕ $30\mu m$) de fréquence 700 KHz. Ce type d'oscillation (dite de relaxation) se produit essentiellement lorsque la self série est importante et/ou lorsque les densités de courant sont élevées et est décrit de manière plus exhaustive dans la référence [18].

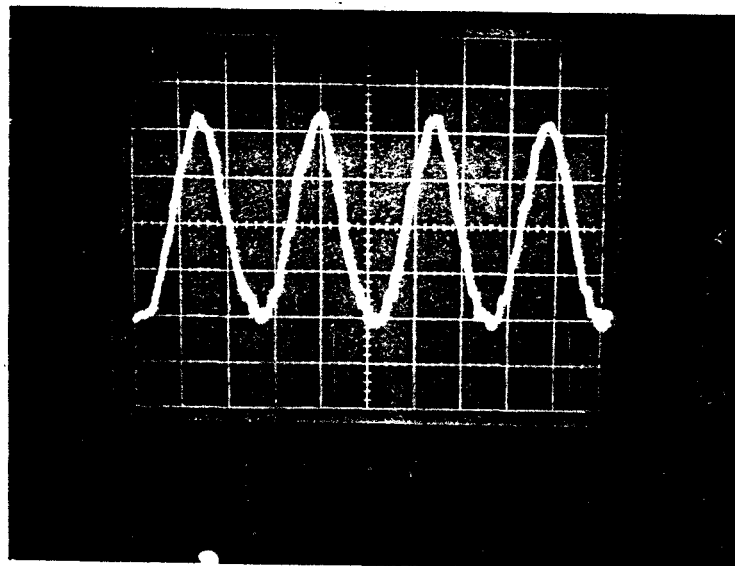


Figure 2.11 : Forme d'onde de fréquence 8 MHz observée aux bornes de l'échantillon AlInAs/GaInAs (ϕ $50\mu m$). La différence par rapport à la figure 2.10 résulte des densités de courant beaucoup plus faibles dans le cas présent.

sur la figure 2.9 où une résistance série de 47Ω a été arbitrairement introduite en aval de la mesure de tension.

2.4.4.2 Oscillations spontanées

Les caractéristiques statiques, présentées précédemment, se caractérisent toutes (sauf l'échantillon AlAs/GaAs de la série 837 pour lequel, on relève un effet de bistabilité extrinsèque) par des épaulements apparaissant dans la zone de résistance différentielle négative. Ces déformations peuvent s'interpréter par des effets de redressement du courant dans la mesure où, lorsque la diode est polarisée en RDN, des oscillations spontanées de tension se développent à ses bornes.

Pratiquement ces instabilités, outre le fait qu'elles masquent la caractéristique $I(V)$ intrinsèque, rendent difficiles, voire impossibles, des mesures dynamiques d'impédances ou les applications en oscillateur hyperfréquence. Nous verrons dans le chapitre 3 que dans ce dernier cas, il est nécessaire d'introduire un circuit de stabilisation. Les clichés des figures 2.10 et 2.11, relevés à l'oscilloscope, illustrent les variations temporelles de tension obtenues sur des échantillons GaAlAs/GaAs ($\phi 30 \mu m, \theta = 77K$) du CHS et AlInAs/GaInAs ($\phi 50 \mu m, \theta = 300K$). Les tensions de polarisation sont : $V_0 = 1,1$ Volt dans les deux cas et leurs fréquences de 700 KHz et 8 MHz respectivement. Ces signaux, basses fréquences, sont typiquement ceux observés sur les diodes à effet tunnel résonnant. Ils se caractérisent par une forme en créneau (oscillation de relaxation) pour la figure 2.10 et par une allure proche d'une sinusoïde pour la figure 2.11. La forme d'onde du courant (échantillon CHS) qui en résulte est reportée figure 2.12.

Une étude analytique sera proposée ultérieurement dans le but d'interpréter ces formes d'onde d'une part et d'essayer de déterminer un critère de stabilité d'autre part.

Afin de confirmer les hypothèses précédentes concernant les effets de redressement, nous avons mis en oeuvre des simulations en régime non linéaire à l'aide du logiciel SPICE. Pour cela, il est nécessaire de déterminer au préalable un schéma dynamique équivalent de la diode à effet tunnel résonnant. Nous nous limiterons ici à une approche qualitative, une étude plus rigoureuse sera proposée dans le troisième chapitre. Typiquement, le circuit équivalent peut se décomposer de la manière suivante (figure 2.13) :

- La non linéarité intrinsèque de la conductance en fonction de la tension : $I(V)$. En pratique, cette fonction $I(V)$ ne nous est pas directement accessible. Elle est approximée dans un premier temps à l'aide d'une fonction polynomiale qui traduit, en première approximation, la caractéristique $I(V)$ vraie de la diode. La validité de

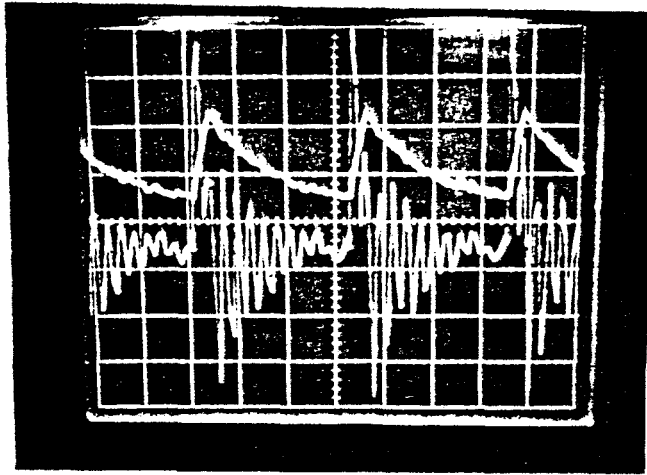


Figure 2.12 : Illustration du courant traversant l'échantillon GaAlAs/GaAs.

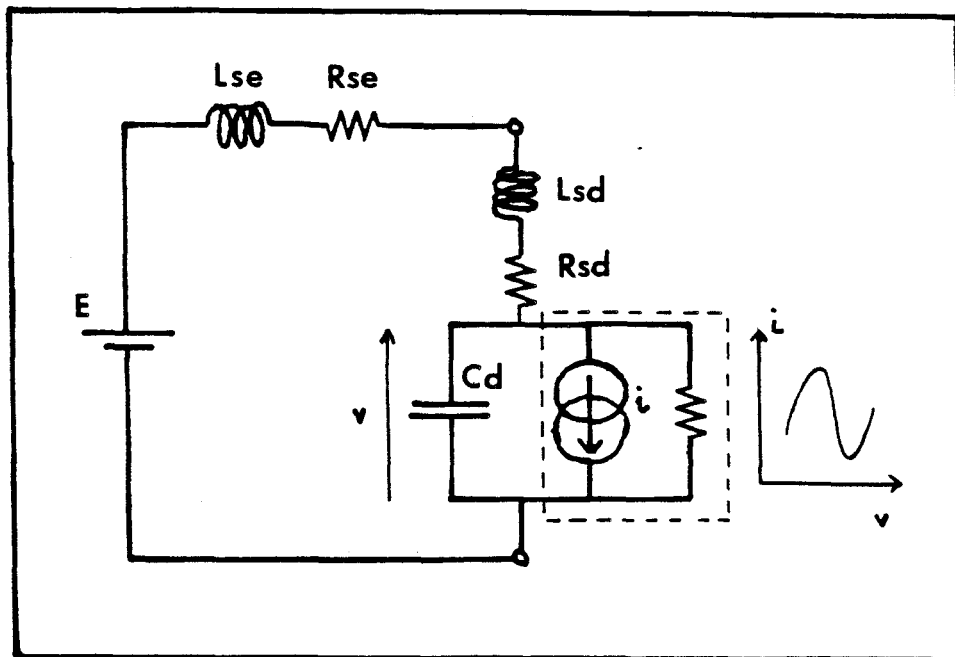


Figure 2.13 : Schéma de principe utilisé pour simuler les oscillations basses fréquences se développant dans le circuit de polarisation. Au départ la non linéarité de conduction de la diode est supposée exempte de déformations.

$C_d = 3\text{pF}$ $L_{sd} = 1\text{ nH}$ $R_{sd} = 0\text{ohm}$
 $L_{se} = 2\text{ }\mu\text{H}$ $R_{se} = .1\text{ohm}$

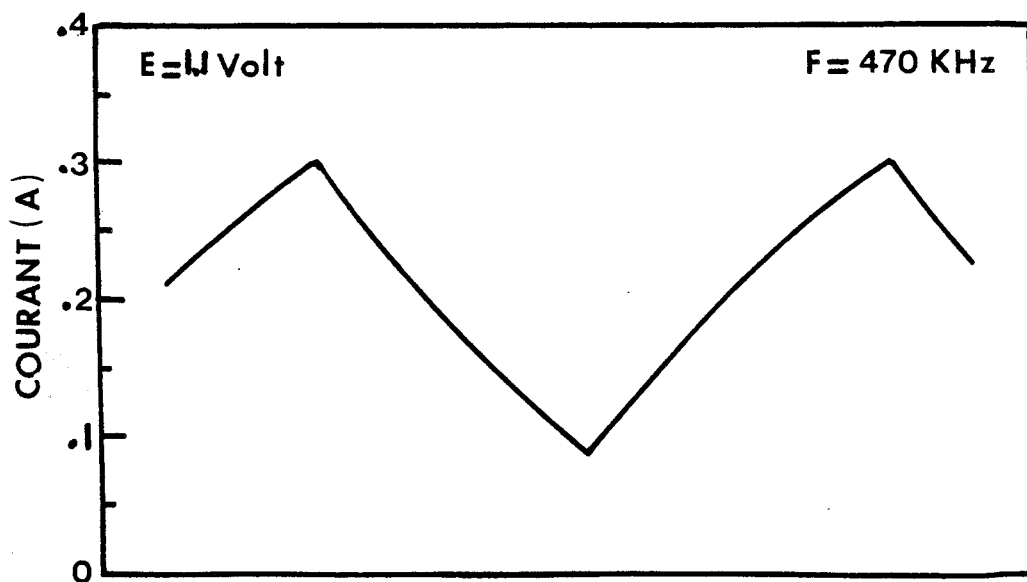
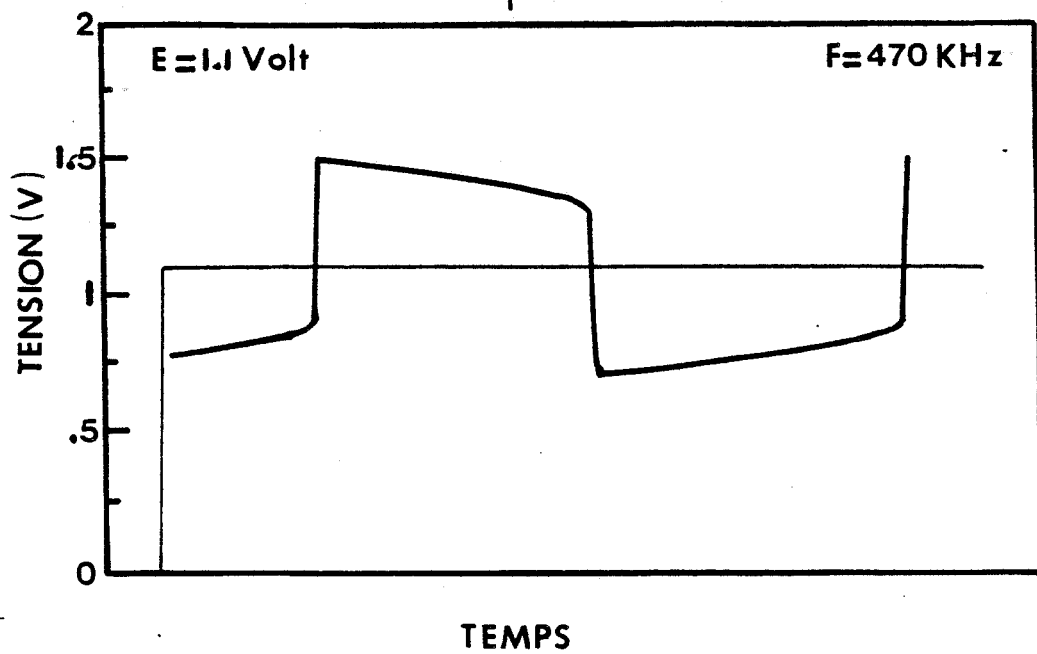


Figure 2.14 : Formes d'onde de la tension et du courant calculées pour l'échantillon GaAlAs/GaAs.

cette approximation n'est établie qu'a posteriori en comparant la caractéristique apparente mesurée à celle calculée en présence d'oscillations.

- Une capacité parallèle C_d traduisant le courant de déplacement dans la zone active. Celle-ci est déterminée dans l'approximation du condensateur plan.
- R_{sd} : résistance série de contact introduite par le contact ohmique de l'échantillon.
- L_{sd} : self série présentée par le fil de thermocompression. L_{se} et R_{se} sont les éléments de self et de résistance séries extérieures introduits par le circuit de polarisation.

La figure 2.14 montre les formes d'onde de la tension aux bornes de la diode (GaAlAs/GaAs) et du courant calculées pour une polarisation de $E = 1,1$ volt. Les valeurs des éléments passifs sont indiquées en insert. Les oscillations obtenues sont conformes à l'expérience, tant au niveau de la fréquence que de la forme d'onde. Si maintenant la valeur moyenne des oscillations en courant est calculée pour chaque point de polarisation, nous obtenons la courbe, en traits pleins, reportée sur la figure 2.15. L'épaulement précité est observé et s'explique qualitativement par les contributions différentes, en fonction de la tension, des alternances positive et négative du courant sur une période [13]. Ceci se traduit par un effet d'autopolarisation qui masque la valeur "vraie" du courant. L'écart, sur la figure 2.15, entre la caractéristique statique calculée et celle mesurée est dû principalement à l'approximation de la fonction $I(V)$ (en pointillé).

Signalons enfin que ces effets de redressement ont fait l'objet de nombreux travaux concernant notamment l'importance des éléments selfiques et capacitifs sur les déformations de la caractéristique statique [14] [15]. En l'occurrence, la présence de selfs importantes se traduit par des distorsions très marquées de la zone de RDN.

2.4.4.3 Détermination analytique d'un critère de stabilité

Afin d'interpréter les formes d'onde obtenues précédemment et d'examiner dans quelles mesures la stabilisation des diodes à effet tunnel résonnant est possible, l'étude analytique de la réponse transitoire de ces composants peut s'avérer riche en enseignements. Pour ce faire, nous nous inspirons d'un travail récent [16] découlant des premières études effectuées sur les diodes tunnel [17] [18].

Nous nous plaçons ici dans les conditions de petit signal. Il en résulte que la RDN considérée est directement la pente au point de polarisation ($- |R_d|$). En outre, nous

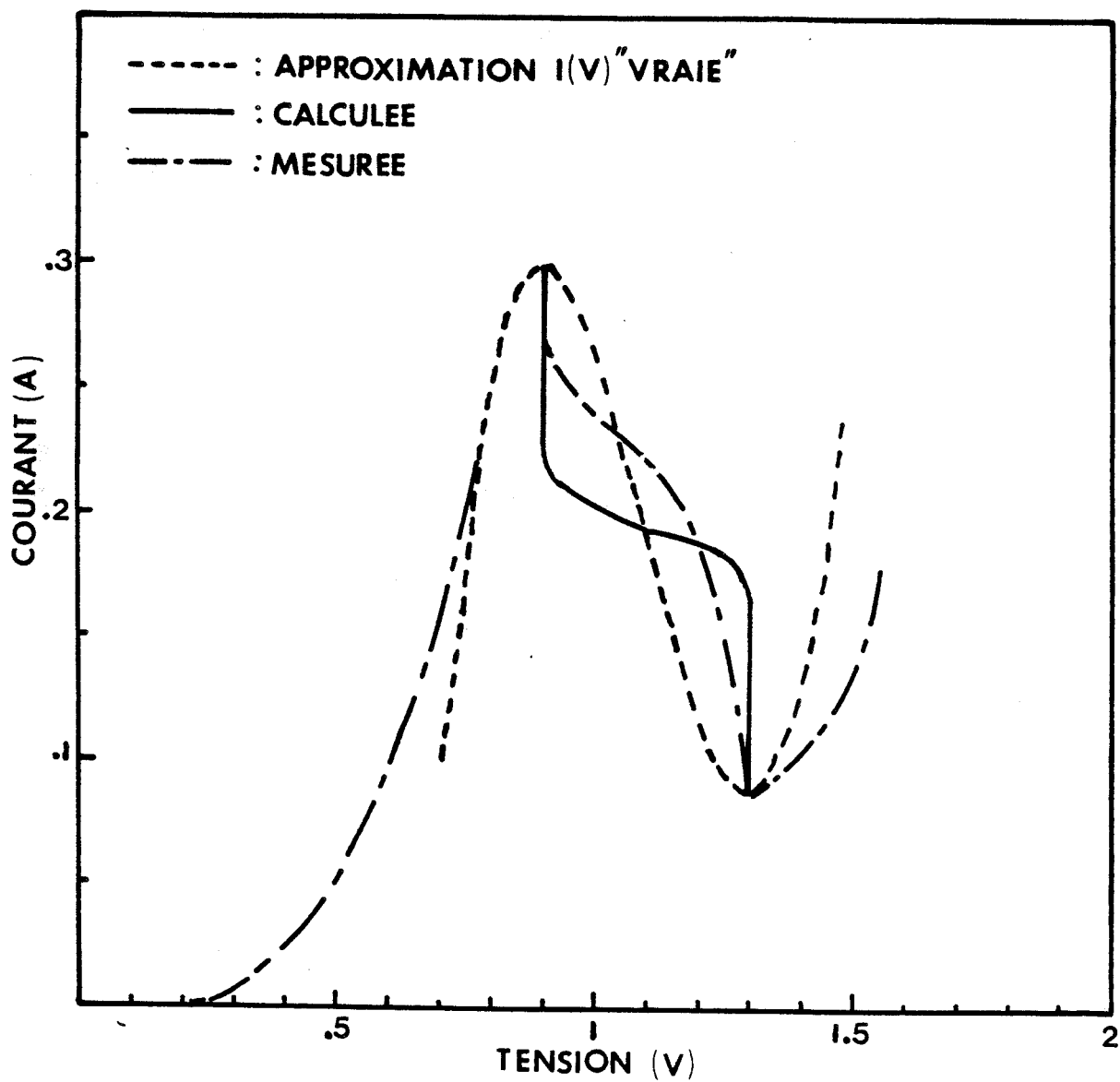


Figure 2.15 : Déformation de la caractéristique statique "vraie" ou intrinsèque (en traits pointillés) après prise en compte des effets de redressement (en traits pleins). Le désaccord avec la caractéristique de conduction mesurée (échantillon GaAlAs/GaAs de $\phi 30\mu m$) est dû principalement à l'approximation de la non linéarité intrinsèque (fonction polynomiale d'ordre 3).

regroupons, dans la figure 2.13, les contributions selfiques sous la forme $L_s = L_{sd} + L_{se}$ et résistives sous la forme $R_s = R_{sd} + R_{se}$. Compte tenu de ce schéma simplifié, l'équation différentielle à laquelle obéit la tension $v(t)$ aux bornes de la diode est la suivante :

$$\frac{E}{L_s C_d} = \frac{d^2 v(t)}{dt^2} + \frac{dv(t)}{dt} \left[\frac{R_s}{L_s} - \frac{1}{|R_d| \cdot C_d} \right] + v(t) \left[\frac{1}{L_s \cdot C_d} - \frac{R_s}{L_s \cdot C_d \cdot |R_d|} \right] \quad (2.2)$$

dont la solution en régime transitoire est de la forme :

$$v(t) = A_1 \cdot e^{P_{1,t}} + A_2 \cdot e^{P_{2,t}}$$

avec :

$$P_{1,2} = -\frac{1}{2} \left(\frac{R_s}{L_s} - \frac{1}{|R_d| \cdot C_d} \right) \pm j \sqrt{\frac{1}{L_s \cdot C_d} \left(1 - \frac{R_s}{|R_d|} \right) - \frac{1}{4} \left(\frac{R_s}{L_s} - \frac{1}{|R_d| \cdot C_d} \right)^2}$$

selon que les racines $p_{1,2}$ sont complexes ou réelles, il est possible de définir plusieurs régimes de fonctionnement.

a - Solution exponentielle croissante ou régime d'oscillation de relaxation

$$\frac{R_s}{|R_d|} > 2 \sqrt{\frac{L_s}{|R_d|^2 \cdot C_d}} - \frac{L_s}{|R_d|^2 \cdot C_d}$$

et $\frac{R_s}{|R_d|} < \frac{L_s}{|R_d|^2 \cdot C_d}$ ou $\frac{R_s}{|R_d|} > 1$

b - Solution sinusoïdale croissante

$$\frac{R_s}{|R_d|} < 2 \sqrt{\frac{L_s}{|R_d|^2 \cdot C_d}} - \frac{L_s}{|R_d|^2 \cdot C_d}$$

et

$$\frac{R_s}{|R_d|} < \frac{L_s}{|R_d|^2 \cdot C_d}$$

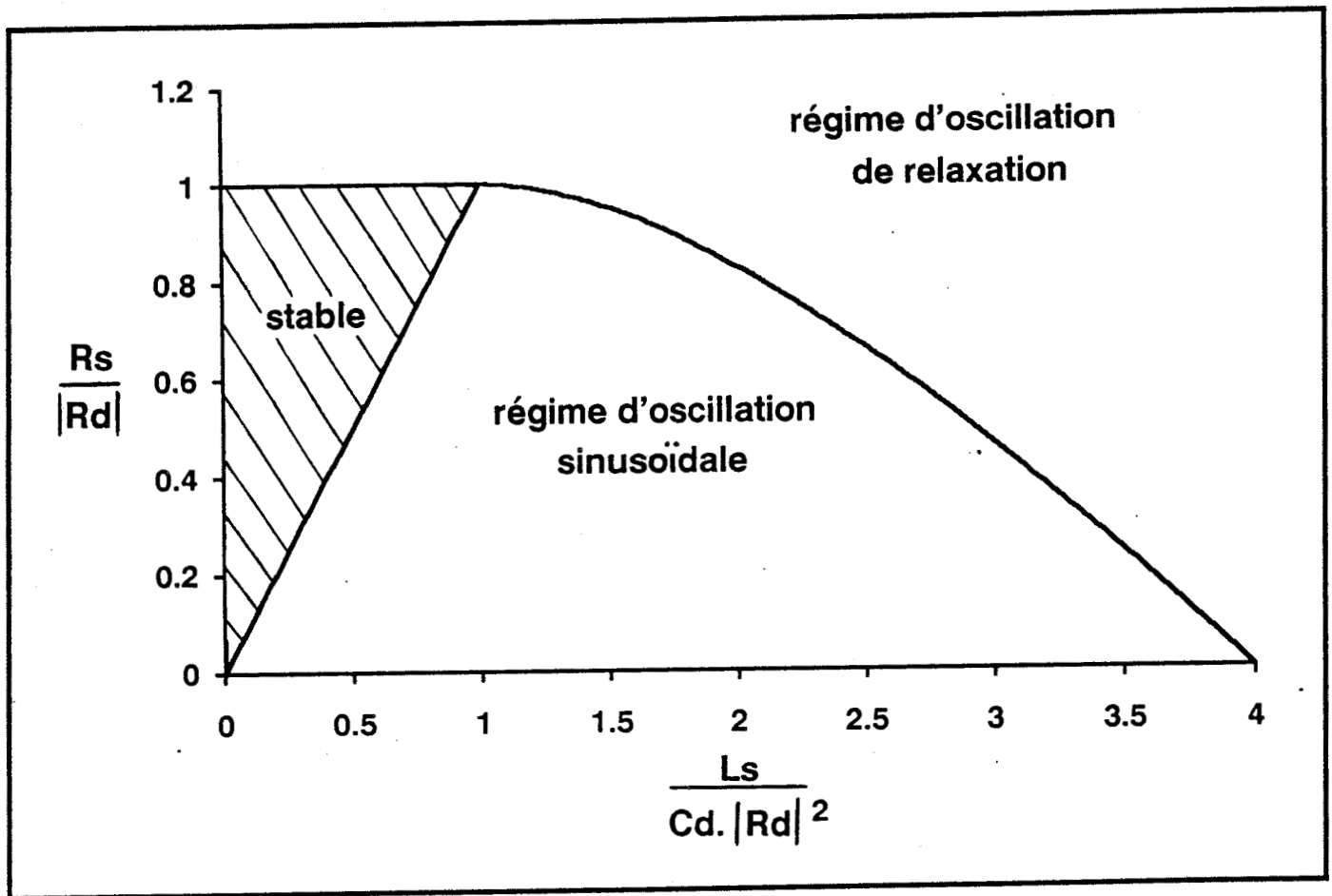


Figure 2.16 : Diagramme illustrant les différents régimes d'oscillations possibles en fonction de $|R_d|$, C_d , L_s et R_s . Celui-ci permet de déduire le critère de stabilité des diodes à effet tunnel résonnant [17].

c - Solution exponentielle décroissante ou stable

$$\frac{Rs}{|Rd|} > 2 \cdot \sqrt{\frac{Ls}{|Rd|^2 \cdot Cd}} - \frac{Ls}{|Rd|^2 \cdot Cd}$$

et $\frac{Rs}{|Rd|} > \frac{Ls}{|Rd|^2 \cdot Cd}$ et $\frac{Rs}{|Rd|} < 1$

d - Solution sinusoidale décroissante ou stable

$$\frac{Rs}{|Rd|} < 2 \cdot \sqrt{\frac{Ls}{|Rd|^2 \cdot Cd}} - \frac{Ls}{|Rd|^2 \cdot Cd}$$

et

$$\frac{Rs}{|Rd|} > \frac{Ls}{|Rd|^2 \cdot Cd}$$

A partir de ces quatre cas de figure, il est possible de construire un diagramme de stabilité, reporté figure 2.16, avec pour paramètres cruciaux :

$$\frac{Rs}{|Rd|} \text{ et } \frac{Ls}{|Rd|^2 \cdot Cd}$$

Pour le cas des oscillations présentées précédemment (figures 2.10 et 2.11), on constate que le passage entre le régime d'oscillations de relaxation et celui des oscillations sinusoidales est assuré essentiellement par une augmentation de $|Rd|$. En effet, la structure AlInAs/GaInAs présente des densités de courant (265 A/cm²) beaucoup plus faibles que l'échantillon GaAlAs/GaAs du CHS (38 kA/cm²).

- Critère de stabilité

La zone de stabilité (surface hachurée figure 2.16) est délimitée par :

$$\frac{R_s}{|R_d|} < 1 \text{ et } \frac{R_s}{|R_d|} > \frac{L_s}{|R_d|^2 \cdot C_d}$$

d'où l'on tire :

$$L_s < C_d R_s |R_d| < C_d |R_d|^2 \quad (2.3)$$

Cette dernière inégalité traduit le critère de stabilité des diodes à effet tunnel résonnant [17] et appelle plusieurs remarques. Tout d'abord, la nécessité de réduire au maximum la self série s'avère être une condition sine-qua-non pour la stabilité. En pratique, cette condition est critique dans la mesure où la self introduite par le fil de thermosoudure ou la moustache peut suffire à rendre l'échantillon instable.

Par ailleurs, ce critère indique que l'obtention de résistances différentielles négatives très élevées peut empêcher le développement d'oscillations spontanées. Ce cas est illustré de manière flagrante sur la caractéristique statique de la figure 2.6a (échantillon AlInAs/GaInAs). En effet, la transition entre la zone instable (proche de V_{pic}) et la zone stable est assurée pour des polarisations proches de $V_{vallée}$ où les niveaux de RDN sont les plus élevés. Pratiquement, l'augmentation du niveau d'impédance, donc des chances de stabilisation pour un échantillon donné, passe par une diminution drastique de sa section [9]. Dans la mesure où, pour les applications très hautes fréquences, des densités de courant les plus élevées possibles sont toujours recherchées, la diminution de la section n'est plus suffisante. En d'autres termes, plus un composant présentera une fréquence de coupure élevée, plus il sera difficile de le stabiliser. Nous aurons l'occasion, dans le troisième chapitre, de valider expérimentalement ce critère de stabilité par des mesures dynamiques d'impédances.

2.5 Caractérisation sous champ magnétique

2.5.1 Principe - Intérêts

L'application d'un champ magnétique, dans le sens parallèle au courant traversant une diode à effet tunnel résonnant, introduit une quantification en niveaux de Landau

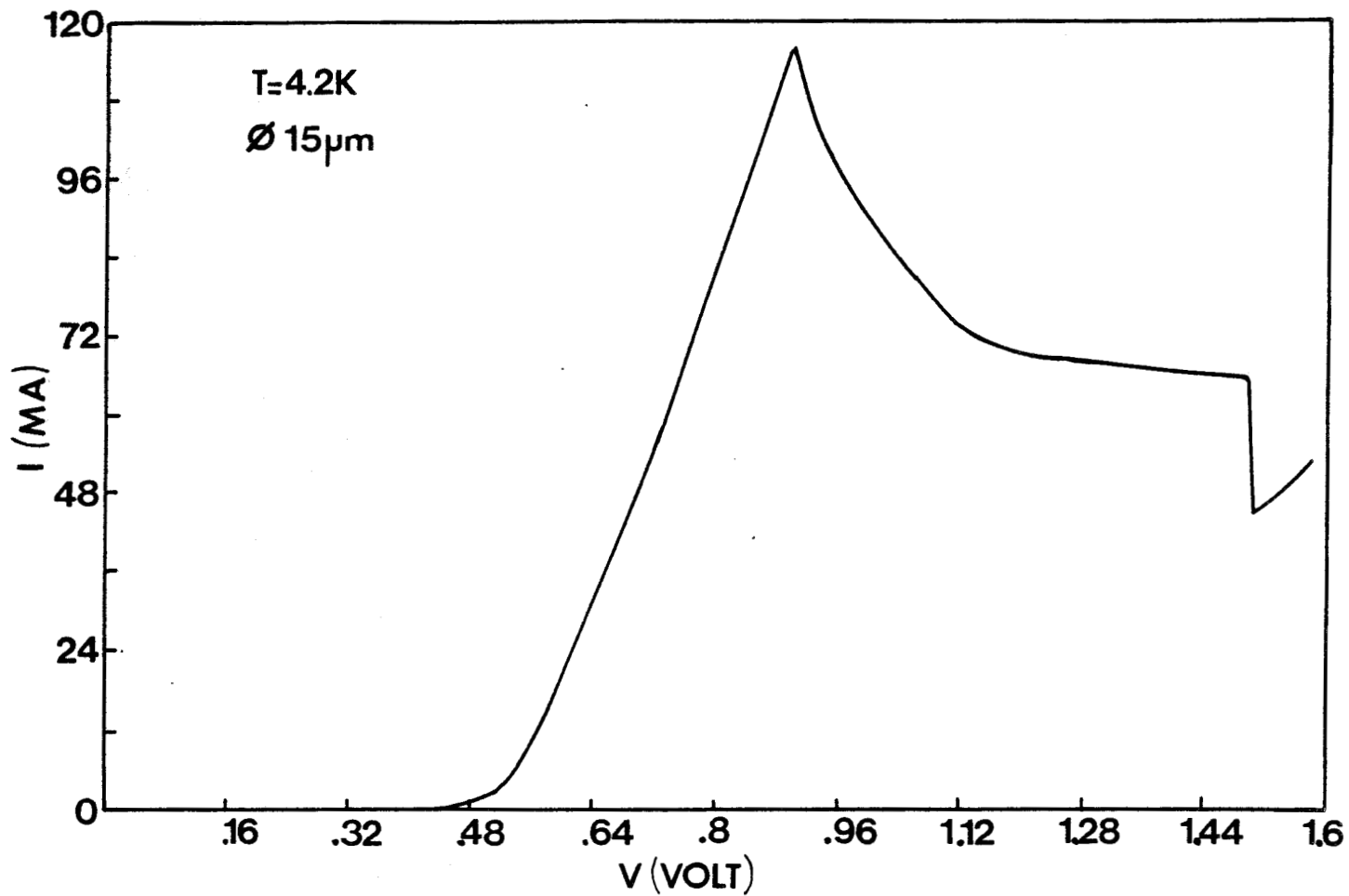


Figure 2.17 : Caractéristique de conduction mesurée sur un échantillon GaAlAs/GaAs de $15 \mu m$ de diamètre à $T = 4,2 K$.

des états électroniques, et ce parallèlement aux couches. Cette distribution énergétique est fonction du champ magnétique et chaque niveau de Landau est donné par [19]:

$$\varepsilon_{n \parallel} = \left(n + \frac{1}{2} \right) \cdot \hbar w_c \quad (2.4)$$

avec :

$$\hbar w_c = \frac{\hbar q B}{m^*} : \text{énergie du cyclotron}$$

En pratique, la présence de ce champ magnétique se traduit, pour une polarisation donnée, par des oscillations dans les caractéristiques $I(B)$, similaires à celles dites de Schubnikow-de Hass. Ces oscillations résultent de la quantification en niveaux de Landau de la charge d'espace formant un gaz bidimensionnel d'électrons, soit dans la zone d'accumulation au niveau de la cathode [20][21], soit dans le puits de potentiel de la double barrière [22] [23]. Le fait qu'il soit possible d'estimer la densité locale de charges, à partir des variations de courant, constitue l'un des atouts de ce type de mesures.

Par ailleurs, et d'un point de vue plus fondamental, l'effet tunnel via les niveaux de Landau, s'avère être un moyen puissant pour l'étude des effets tunnel assistés par phonons [24] et permet également de préciser la masse effective des électrons confinés [19].

2.5.2 Magnéto-oscillations

Les mesures ont été effectuées au Service National des Champs Intenses (SNCI) de Grenoble, en collaboration avec J.C. Portal. L'échantillon est introduit au coeur d'une bobine dont le champ magnétique peut varier de 0 à 20 Teslas linéairement avec le temps et dans les deux sens d'excursion. Le banc permet également le refroidissement des composants jusqu'à la température de l'hélium liquide.

Les échantillons caractérisés ont été élaborés au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs dans le système de matériaux GaAlAs/GaAs (épitaxie du tableau 1) et ont un diamètre de 15 micronmètres. La figure 2.17 représente la caractéristique statique d'un de ces composants relevée à $\theta = 4,2$ K, en plaçant la cathode côté substrat. La densité de courant pic est de 68 kA/cm^2 .

Les évolutions du courant en fonction du champ magnétique, appliqué perpendiculairement aux couches, sont reportées sur la figure 2.18, et ce pour différents points de polarisation hors de la zone d'existence de la RDN. En effet, les instabilités décrites

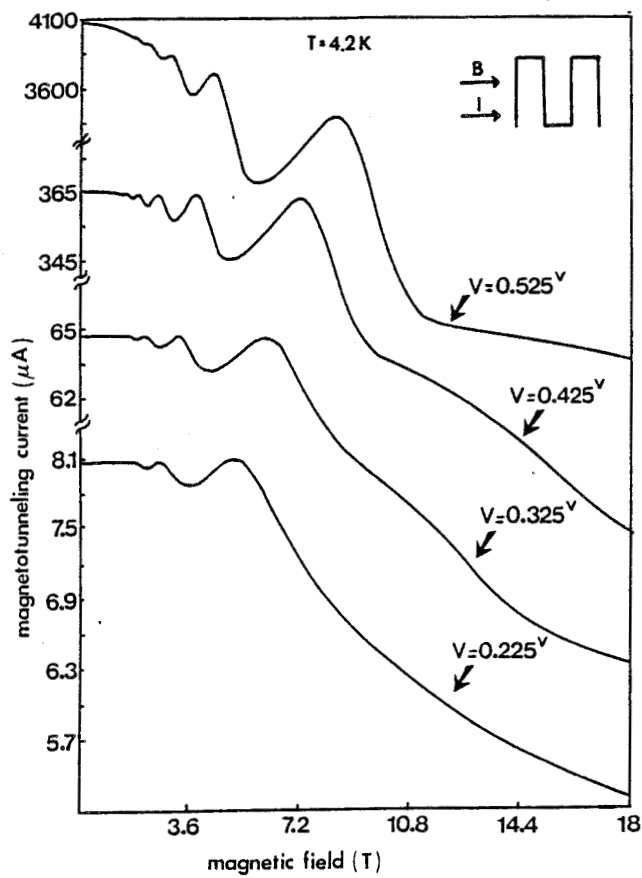


Figure 2.18 : Courant mesuré en fonction du champ magnétique appliqué perpendiculairement aux couches, l'échantillon étant refroidi à la température de l'hélium liquide. Les oscillations observées, pour différentes tensions de polarisation, sont dues à la quantification en niveaux de Landau du gaz bidimensionnel d'électrons formé à l'interface émetteur-barrière [19] [21].

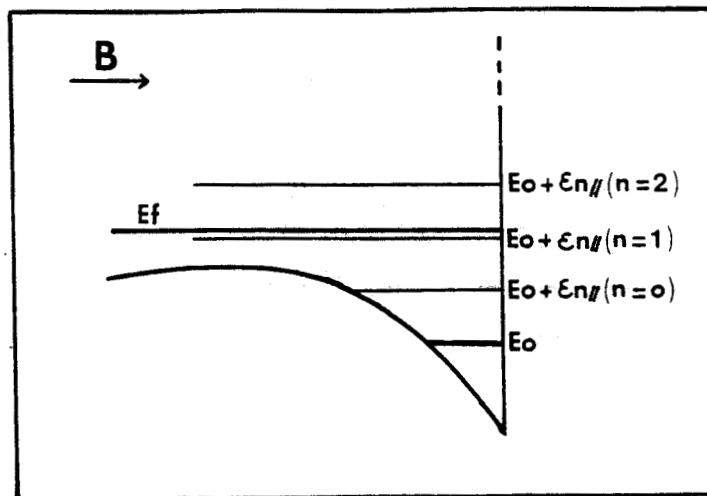


Figure 2.19 : Schématisation de la quantification en niveaux de Landau du gaz bidimensionnel formé à l'interface émetteur-barrière. Les magnétooscillations se produisent lorsqu'un niveau d'indice n croise le niveau de Fermi [19] [23].

précédemment qui introduisent la déformation visible dans la zone de RDN, nous ont interdit toutes mesures de magnétotunneling dans cette gamme de tension.

Les oscillations observées sur la figure 2.18 résultent de la quantification en niveaux de Landau du gaz bidimensionnel d'électrons formé dans la zone d'accumulation de l'émetteur (figure 2.19). Ces oscillations se produisent lorsque un niveau de Landau d'indice n croise le niveau de Fermi de la zone de contact et le champ magnétique correspondant peut alors être calculé avec la relation suivante [19] [23] :

$$E_f = E_o + \frac{\hbar q B}{m^*} \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad (2.5)$$

avec :

- E_o : énergie du niveau fondamental dans la zone d'accumulation, prise par rapport au bas de la bande de conduction dans la zone de contact.
- n : indice des niveaux de Landau.

L'hypothèse de la prépondérance du gaz 2D dans l'émetteur, sur le puits de potentiel cristallin, se justifie par le fait que la structure présentant des densités de courant élevées, il en résulte des temps de vie très courts pour les porteurs situés dans la double barrière. En conséquence, la double barrière ne permet pas une rétention suffisante de charges pour que les oscillations lui soient attribuées. Cependant d'autres travaux [25] [26] basés sur des doubles barrières GaAlAs/GaAs à faible densité de courant (quelques A/cm²), ont abouti à des magnéto-oscillations relatives, dans ce cas, à la charge piégée dans le puits de potentiel. L'observation d'un effet de bistabilité intrinsèque, qui en résulte alors, vient appuyer cette hypothèse.

D'autre part, le dopage relativement faible de l'espaceur amont ($2 \cdot 10^{16}$ At.cm⁻³) dans notre cas facilite la formation d'un gaz bidimensionnel d'électrons à cet endroit. Ceci n'est pas le cas des travaux précités qui utilisent des dopages supérieurs à 10^{17} At/cm⁻³.

Outre les oscillations, les courbes de la figure 2.18 montrent une diminution du courant moyen lorsque le champ magnétique augmente. Cette baisse peut s'expliquer par le fait qu'avec le champ magnétique, les niveaux de Landau d'indice élevé se trouvent rejetés au-dessus du niveau de Fermi. Il en résulte une densité d'états peuplés plus faible qui se traduit par une diminution du courant.

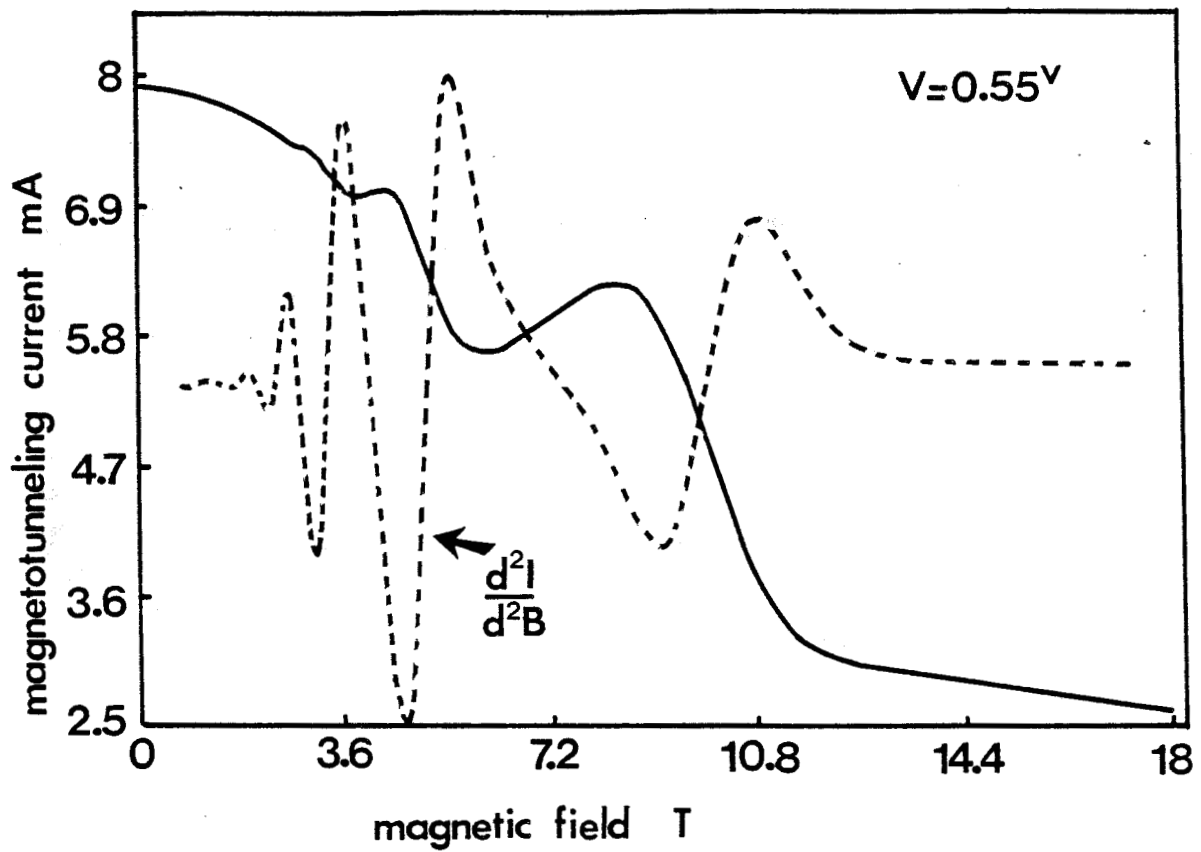


Figure 2.20 : Utilisation d'une technique numérique de dérivée seconde pour détecter les oscillations qui s'amenuisent lorsque la tension de polarisation augmente (ici $V = 0.55$ Volt).

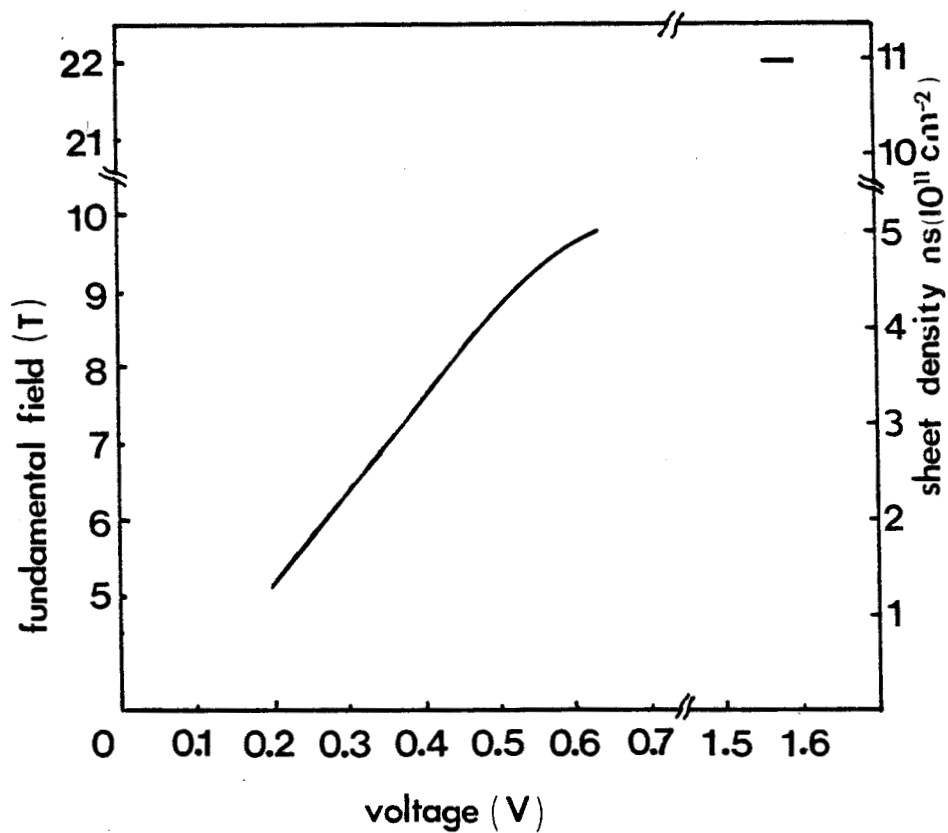


Figure 2.21 : Variation du champ magnétique fondamental B_f et de la densité surfacique de charges n_s en fonction de la tension appliquée. L'évolution linéaire de ces deux paramètres reflète la nature 2D du gaz d'électrons à l'émetteur.

Pour les polarisations les plus élevées, proches de V_{pic} , les oscillations s'amenuisent jusqu'à devenir indétectables, notamment pour les faibles champs magnétiques. Nous avons alors recours à une technique numérique de dérivée seconde. Ce cas est illustré sur la figure 2.20 pour $V = 0,55$ volt où a été reportée $\frac{\partial^2 I}{\partial B^2}$ en fonction de B . En pratique, les oscillations s'estompent complètement pour $V > 0,6$ Volt. Une interprétation de ce fait sera proposée ultérieurement.

En dernier lieu, insistons sur le fait que des oscillations ont été détectées pour des valeurs très faibles de champ magnétique ($B < 2T$). Etant donné que pour de telles valeurs de champ, l'écartement entre les niveaux de Landau est relativement réduit ($\Delta E \approx 2$ meV), ceci rend compte de la qualité des échantillons utilisés ici. En effet, l'élargissement des niveaux de Landau est maintenu à des valeurs suffisamment faibles pour éviter le recouvrement des états d'indice consécutif [3].

2.5.3 Détermination de la densité surfacique de charges

A partir du relevé des caractéristiques $I(B,V)$ reportées précédemment, il est possible de montrer que les oscillations de courant sont périodiques en $\frac{1}{B}$. On définit alors un champ magnétique fondamental, noté Bf , donné par [27]:

$$Bf = \frac{1}{\Delta\left(\frac{1}{B}\right)} = \frac{1}{\frac{1}{B_n} - \frac{1}{B_{n-1}}} \quad (2.6)$$

La densité surfacique de charges est alors accessible avec la relation suivante [27]:

$$n_s = \frac{2 \cdot q \cdot Bf}{h} \quad (2.7)$$

Les variations de Bf et de n_s ainsi déterminées, en fonction de la tension appliquée sur l'échantillon, ont été reportées figure 2.21. Une évolution linéaire de ces valeurs, traduisant la commande de charge, est à noter et ce jusqu'à $V \approx 0,53$ Volt. On observe ensuite une saturation précédant la disparition du phénomène oscillatoire. Ces oscillations réapparaissent néanmoins pour $V = 1,55$ volt et $V = 1,6$ volt, correspondant à des mesures en courant vallée, se traduisant par des n_s d'environ $1,1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ dans les deux cas.

- Discussion :

Le fait d'observer une augmentation linéaire de la densité surfacique de charges ns avec la polarisation ($V \leq 0,53$ volt) illustre l'existence, dans l'émetteur, d'un gaz bidimensionnel, c'est-à-dire l'apparition d'un niveau d'énergie commandé par la tension. En effet, on peut montrer à partir des relations 2.5 et 2.6 que le champ fondamental s'écrit aussi :

$$Bf = \frac{m^*}{\hbar q} (Ef - Eo) \quad (2.8)$$

Si l'on considère en première approximation que le niveau de Fermi reste constant, on constate que la baisse du niveau Eo avec la tension, se traduit par une augmentation linéaire de Bf . Dans le cas d'un gaz tridimensionnel; il vient par contre :

$$Bf = \frac{m^*}{\hbar q} Ef \quad (2.9)$$

Le champ fondamental reste alors constant avec la polarisation [26].

L'observation de la saturation de ns , suivi de la disparition des oscillations s'explique par le fait que le courant commence à devenir résonnant. En effet, lorsque la tension appliquée sur la structure est supérieure à 0,6 volt, le courant augmente rapidement (figure 2.17). Le niveau résonnant dans le puits de potentiel se trouve alors en regard du niveau de Fermi dans l'émetteur. L'augmentation des probabilités de transmission qui en résulte, permet l'évacuation des porteurs du gaz bidimensionnel vers le puits de potentiel. Il y a donc délocalisation de la charge initialement piégée, ce qui peut expliquer la disparition des oscillations en régime de forte conduction. Les mesures en courant vallée ($V = 1,55$ volt et $V = 1,6$ volt) vont dans le sens de ces explications dans la mesure où, la diode se retrouvant hors résonance et donc en régime de faible conduction, les porteurs se localisent de nouveau : les oscillations redeviennent alors détectables.

2.5.4 Temps de résidence dans la zone d'accumulation

A partir des mesures précédentes, il est possible d'estimer le temps de résidence des porteurs de charge à l'interface cathode-barrière. Pour cela, la relation suivante est utilisée [27] :

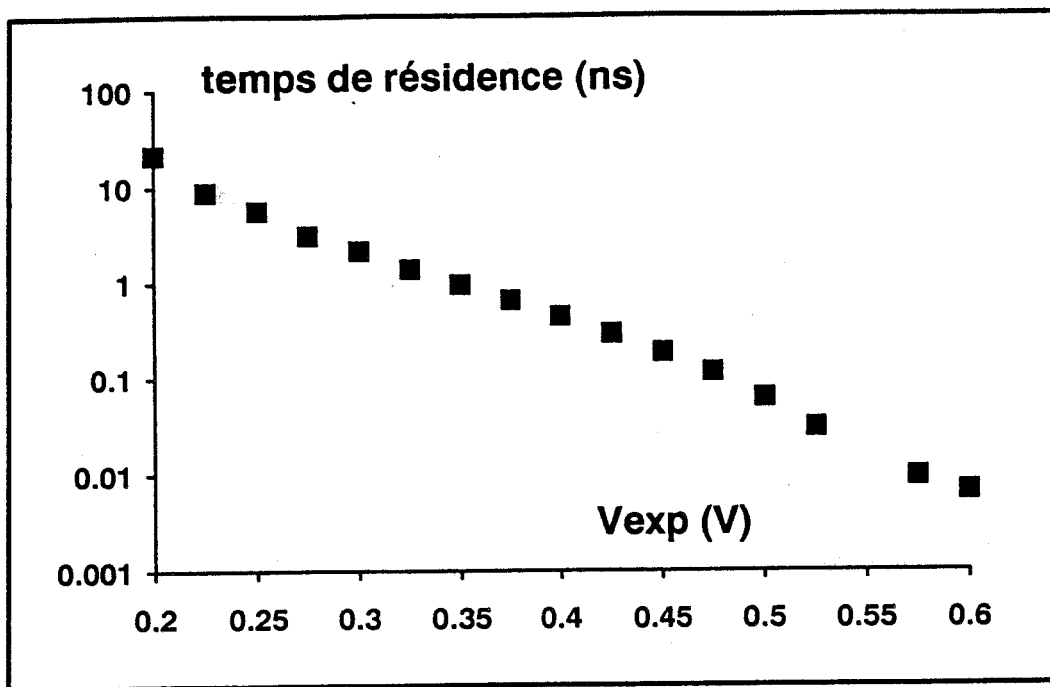


Figure 2.22 : Temps de résidence des porteurs à l'interface cathode-barrière calculés en fonction de la tension appliquée. Les valeurs passent de quelques nanosecondes pour les faibles polarisations à quelques picosecondes aux tensions correspondant à la disparition des oscillations.

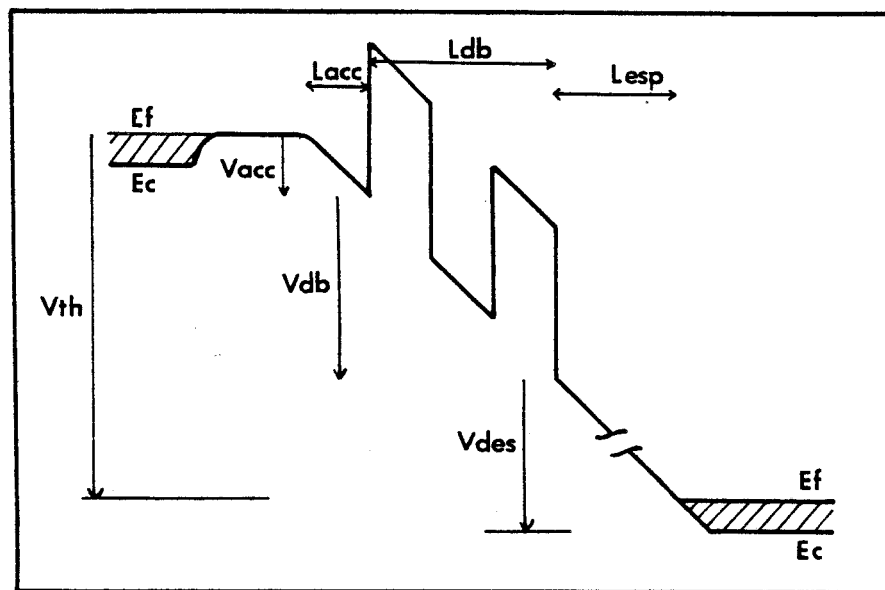


Figure 2.23 : Schématisation du profil de bande de conduction pour le calcul du potentiel total en fonction des contributions dans chaque zone.

$$\tau = \frac{q \cdot n_s}{J} \quad (2.10)$$

avec J : densité de courant traversant la structure.

Les temps de stockage, ainsi calculés, sont reportés figure 2.22. Ceux-ci varient de quelques nanosecondes pour les faibles polarisations, à quelques picosecondes (≈ 7 ps) pour des tensions plus élevées ($V = 0,6$ volt). Ces dernières valeurs suggèrent un transport ballistique, à l'approche de la résonance. Ceci conforte l'idée que la disparition des oscillations correspond à un déconfinement des porteurs situés dans la zone d'accumulation.

2.5.5 Détermination du profil de potentiel

La charge accumulée à l'interface émetteur-barrière, impose le champ électrique en tête. Ce champ électrique est donné par :

$$E = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_r} \cdot n_s. \quad (2.11)$$

La distribution du champ électrique dans toute la structure est alors accessible, connaissant le profil de dopage côté collecteur. Par ce biais, nous pouvons calculer la tension aux bornes de la diode et la comparer à la valeur expérimentale.

A partir de la structure de bande, schématisée figure 2.23, la tension totale peut, en première approximation, s'exprimer en fonction des différentes chutes de potentiel, de la façon suivante :

$$V_{th} = V_{acc} + V_{db} + V_{des} - qEf \quad (2.12)$$

Dans nos calculs, la densité surfacique de charge à l'émetteur sera supposée se trouver à $l_{acc} = 70$ Å de l'interface. Cette valeur correspond approximativement à la position du maximum de la fonction d'onde du niveau quasi-lié dans le gaz d'émetteur calculée pour cette structure (figure 2.24) [28]. Dans la mesure où la réaction de charge

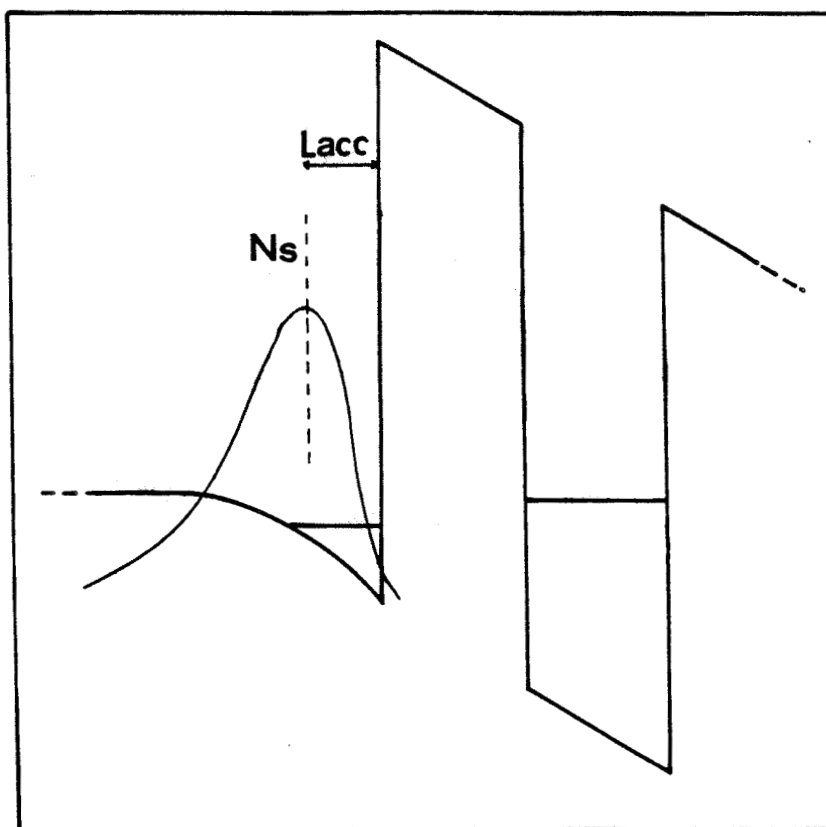


Figure 2.24 : La densité surfacique de charges est supposée distribuée dans un plan infiniment mince situé au maximum de la probabilité de présence du niveau quasi-lié dans la cathode.

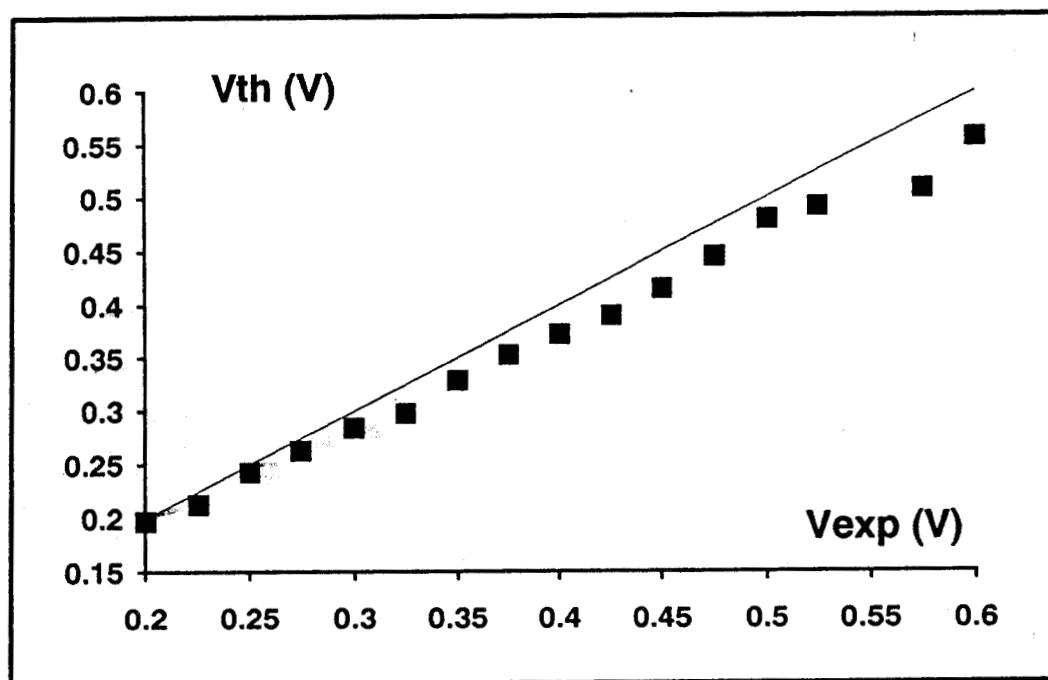


Figure 2.25 : Tension totale calculée en fonction des valeurs expérimentales. La ligne continue idéalise les points correspondant à un accord de 100%.

d'espace dans le puits de potentiel ainsi que dans la zone désertée n'est pas prise ici en compte, la résolution analytique de l'équation de Poisson mène à :

$$V_{th} = \frac{qn_s}{\epsilon} (l_{acc} + l_{db}) + \frac{qn_s}{\epsilon} \left(l_{esp} - \frac{Nd^+ \cdot l_{esp}^2}{2 \cdot n_s} \right) - q Ef \quad (2.13)$$

Cette équation suppose que l'espaceur en aval de la double barrière est complètement déserté ($l_{esp} = 750 \text{ \AA}$) à $\theta = 4,2 \text{ K}$. Ef est pris égal à 92 meV pour un dopage de $2 \cdot 10^{18} \text{ At.cm}^{-3}$. Les valeurs ainsi calculées pour V_{th} sont reportées sur la figure 2.25. Il en ressort que la description précédente est réaliste dans la mesure où le désaccord maximum n'est que de l'ordre de 10%. Celui-ci est obtenu pour les tensions expérimentales correspondant à la saturation de n_s , donc à la perte de commande de charge.

Par ailleurs, la répartition du potentiel dans la structure s'effectue approximativement de la façon suivante : 8% dans la zone d'accumulation, 20 à 25% dans la double barrière, le reste étant affecté à la zone désertée. Cette dernière répartition suggère l'importance de l'espaceur pour la commande du niveau quasi-lié dans le puits de potentiel, donc pour l'obtention de V_{pic} .

Enfin, si nous nous intéressons aux champs électriques mis en jeu dans la double barrière, on constate que les valeurs sont très élevées puisque comprises entre 40 et 70 kV/cm pour $V < 0,6 \text{ volt}$ et atteignent 160 kV/cm pour $V \# 1,6 \text{ volt}$.

2.6 Conclusion

Les difficultés liées à l'épitaxie des diodes à effet tunnel résonnant ont été abordées en premier lieu dans ce chapitre. L'intérêt d'un arrêt de croissance a notamment été souligné et est relatif à la difficulté de réaliser des transitions abruptes entre deux couches de très faibles épaisseurs.

Après présentation des couches et des technologies de fabrication des diodes double barrière, les caractéristiques statiques mesurées sur différents échantillons ont été exposées. Ceci nous a permis d'illustrer, conformément à l'analyse du premier chapitre, la nécessité de réduire la largeur des barrières et d'augmenter la discontinuité de bande de conduction en vue d'obtenir les densités de courant pic et les rapports $J_{pic}/J_{vallée}$ les plus élevés possibles.

L'étude des oscillations spontanées se développant aux bornes des composants, lorsque l'on se polarise en RDN, est ensuite entreprise. Des simulations, menées sur logiciel SPICE, montrent notamment que celles-ci sont à l'origine de déformations prononcées observées sur les caractéristiques statiques. Par ailleurs, un critère de stabilité est proposé à partir duquel la conclusion suivante est à retenir : la réduction de la self série et de la section des échantillons est nécessaire pour limiter au maximum les instabilités introduites par les oscillations. Nous verrons dans le chapitre suivant que celles-ci peuvent être gênantes pour la caractérisation dynamique.

En dernier lieu, une caractérisation sous champ magnétique est menée sur un échantillon GaAlAs/GaAs à densités de courant élevées. Celle-ci s'est révélée être un moyen puissant d'étude du gaz bidimensionnel formé dans la cathode. En effet, l'apparition d'oscillations dans la caractéristique $I(B)$, puis leur disparition lorsque le courant devient résonnant, sont caractéristiques de l'accumulation de charges à l'interface cathode-barrière.

La notion de champ fondamental, résultant de la périodicité en $\frac{1}{B}$ des magnéto-oscillations, donne alors accès à la densité surfacique de charges n_s à cette interface à partir de laquelle il est possible d'estimer le temps de résidence des porteurs. Ceci nous a permis de montrer que la disparition des magnétooscillations est imputable au fait, qu'à la résonance, le transport devient ballistique et se traduit par un déconfinement des porteurs dans la zone d'accumulation.

Enfin, le calcul du profil de potentiel dans toute la structure suggère l'importance de l'espaceur collecteur pour la commande du niveau quasi-lié dans le puits de potentiel.

Bibliographie

- [1] SCHNELL R.D., TEWS H., NEUMANN R.
Electronics Letters 25, 1989, p. 830.
- [2] TEWS H., SCHNELL R.D., NEUMANN R.
Electronics Letters 25, 1989, p. 1711.
- [3] MENDEZ E.E., CALLEJA E., WANG W.I.
Appl. Phys. Lett. 53, 1988, p. 977.
- [4] KYONO C.S., KESAN V.P., NEIKIRK D.P., MAZIAR C.M., STREETMAN B.G.
Appl. Phys. Lett. 54, 1988, p. 549.
- [5] MOUNAIX P.
D.E.A., Université de Lille, Juillet 1988.
- [6] DECOBERT C.
D.E.A., Université de Lille, Juillet 1990.
- [7] PALMATEER L.
Rapport d'activités post-doctorales, Ecole Normale Supérieure, Paris, Mars 1990.
- [8] MOUNAIX P.
Thèse de doctorat de l'Université de Lille, à paraître.
- [9] MOUNAIX P., FATTORINI A., LORRIAUX J.L., FRANCOIS M., MIENS M.,
VANBREMEERSCH J., LIPPENS D.
Journal de Physique 1, 1991, p. 539.
- [10] INATA T. et al.,
Jap. Journ. of Appl. Phys. 25, 1986, p. L983.
- [11] SADAUNE V.
Rapport interne, Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs , Octobre 1989.

- [12] DE SAINT POL L., VANBÉSIEN O., LIPPENS D.
Electronics Letters 26, 1990, p. 342.
- [13] YOUNG J.F. et al.
Appl. Phys. Lett. 52, 1988, p. 1398.
- [14] BELHADJ C.Y. et al.
Appl. Phys. Lett. 57, 1990, p. 58.
- [15] LIU H.C.
Appl. Phys. Lett. 53, 1988, p. 485.
- [16] KIDNER C., MEHDI I., EAST J.R., HADDAD G.I.
IEEE Trans. on MTT 38, 1990, p. 864.
- [17] HINES M.E.
Bell Syst. Techn. Journal 39, 1960, p. 477.
- [18] CHOW W.F.
"Principe of tunnel Diode Circuits"
John Wiley & Sons, New York, 1964.
- [19] MENDEZ E.E., ESAKI L., WANG W.I.
Phys. Rev B 33, 1986, p. 2893.
- [20] BOCKENHOFF E., VON KLITZING K., PLOOG K.
Phys. Rev. B 38, 1988, p. 10120.
- [21] THOMAS D., CHEVOIR F., BOIS P., BARBIER E.
Superlatt. Microstruct. 5, 1989, p. 219.
- [22] GOLDMAN V.J., TSUI D.C., CUNNINGHAM J.E.
Phys. Rev. B 35, 1987, p. 9387.
- [23] SHEARD F.W., TOOMBS G.A.
Appl. Phys. Lett. 52, 1988, p. 1228.
- [24] CELESTE A.
Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse,
Septembre 1990.
- [25] ZASLAVSKY A., GOLDMAN V.J., TSUI D.C., CUNNINGHAM J.E.
Appl. Phys. Lett. 53, 1988, p. 1408.

- [26] TOOMBS G.A. et al.
14th Int. Symp. GaAs and Related Compounds, Heraklion, Crète, 1987.
- [27] EAVES L. et al.
Appl. Phys. Lett. 52, 1988, p. 212.
- [28] MOUNAIX P., VANBÉSIEN O., LIPPENS D.
Appl. Phys. Lett. 57, 1990, p. 1517.

CHAPITRE 3

Caractérisation dynamique

Application au fonctionnement en oscillateur

Chapitre 3

Caractérisation dynamique.

Application au fonctionnement en oscillateur

3.1 Introduction

L'un des atouts indéniables des structures à effet tunnel résonnant se situe dans les très faibles temps de réponse intrinsèques qui, en première approximation, correspondent au temps de durée de vie du niveau quasi-lié [1]. Ceux-ci sont donc, avant tout, des composants très haute fréquence, dont l'application naturelle est la réalisation d'oscillateurs aux fréquences millimétrique et submillimétrique. Cet intérêt a été confirmé expérimentalement puisque la meilleure performance mondiale est actuellement de 675 GHz [2]. Par ailleurs, intrinsèquement le phénomène de résistance différentielle négative est un effet de volume, en d'autres termes, la RDN n'a pas pour origine des effets de transit, ceux-ci n'intervenant qu'au second ordre [3] [4] et ne sont pas étudiés ici.

La RDN est donc observable du continu jusqu'à la fréquence de coupure déterminée en partie par des éléments extrinsèques. A ce titre, signalons que Brown et al ont montré, expérimentalement, la possibilité de générer de la puissance hyperfréquence entre 2 GHz et 420 GHz à partir d'échantillons issus de la même puce [5]. Cependant, la nature très large bande de la RDN, qui semble a priori un atout, complique en pratique notablement l'utilisation de ces composants puisqu'elle est à l'origine de l'apparition d'oscillations spontanées basses fréquences.

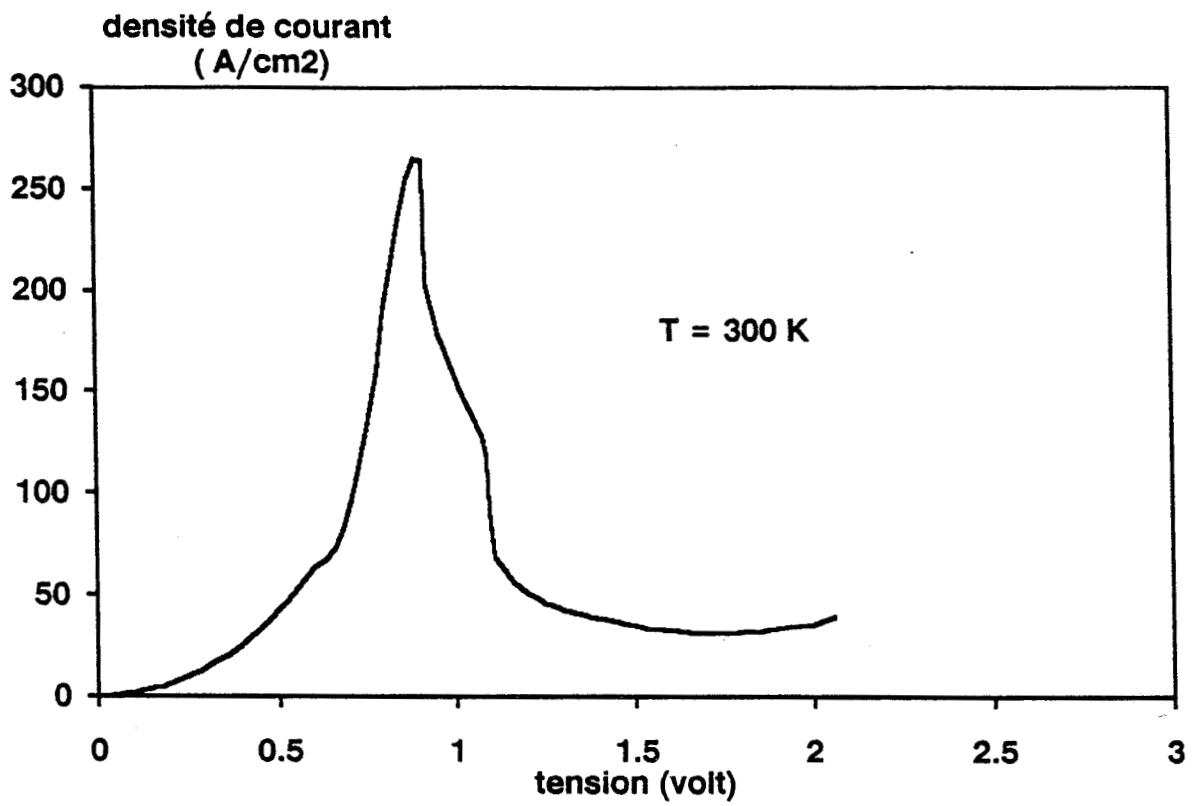


Figure 3.1 : Caractéristique de conduction d'un échantillon AlInAs/GaInAs à $\theta = 300\text{K}$.

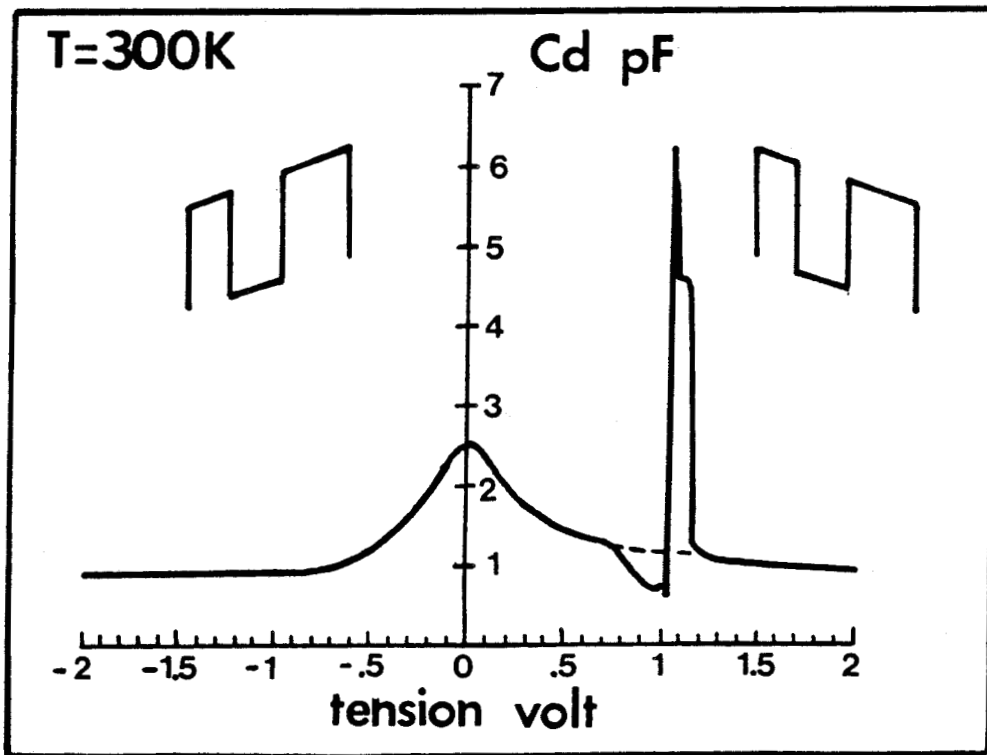


Figure 3.2 : Variations de la capacité en fonction de la polarisation pour une fréquence de 100 MHz.

Dans ce chapitre, nous nous proposons de nous confronter à ces difficultés en abordant le sujet sous deux optiques. Dans un premier temps, nous essayons de déterminer l'impédance équivalente des composants. Cette étude est effectuée sur des échantillons à faible densité de courant AlInAs/GaInAs et à plus forte conduction GaAlAs/GaAs. Nous étudions plus particulièrement les problèmes de stabilité et l'influence de la densité de courant sur la fréquence de coupure de la RDN. Fort de cette expérience, nous nous attachons à montrer, dans un deuxième temps, que la réalisation d'un oscillateur, à température ambiante, passe par l'insertion d'un circuit de stabilisation.

Cette étude en régime dynamique est complétée par la présentation de mesures d'impédances préliminaires sur des échantillons intégrés sur semi-isolant.

Enfin, nous profitons de cette dernière étude pour effectuer une rapide synthèse des paramètres clés pour la montée en fréquence.

En vue de préciser la valeur des éléments localisés du schéma équivalent et de déterminer la fréquence de coupure de la résistance différentielle négative, des mesures dynamiques d'impédances et de $C(V)$ sont maintenant entreprises à la température de 300K. Le composant étudié est l'échantillon AlInAs/GaInAs D1135 de 50 micromètres de diamètre dont la caractéristique statique est reportée figure 3.1.

3.2 Mesure en $C(V)$

Les variations de la capacité en fonction de la tension mesurées pour une fréquence de 100 MHz sont reportées figure 3.2. Le sens de polarisation positif correspond au cas où le substrat joue le rôle d'anode. Le fait que la structure double barrière permet la désertion des électrons dans l'espace de collection, se traduit par une baisse de capacité dans les deux sens de polarisation. Nous verrons, dans le quatrième chapitre, que cette respiration de capacité peut être intéressante pour l'amélioration des rendements de conversion en multiplication de fréquence.

A polarisation nulle, la capacité est d'environ 2,5 pF. Cette valeur est bien inférieure à celle calculée dans l'approximation du condensateur plan, en restreignant l'épaisseur du diélectrique à la dimension de la double barrière (170 Å). Le calcul donnerait en effet dans ce cas des capacités de l'ordre de 13 pF. Cet écart peut s'expliquer

par le fait que la double barrière est non dopée alors que les zones d'espaceurs le sont avec des concentrations variant entre $2 \cdot 10^{16}$ at.cm⁻³ et $2 \cdot 10^{18}$ at.cm⁻³. Il en résulte à l'équilibre des phénomènes de diffusion qui se traduisent par un élargissement de la zone active.

En première approximation on trouve, que pour une capacité de 2,5 pF, l'extension de la zone active s'effectue sur 850 Å, par conséquent bien au-delà de la double barrière.

Par ailleurs, les capacités pour les tensions comprises entre $V = 0,75$ volt et $V = 1,2$ volt, ne sont pas directement accessibles. En effet, la mesure fait apparaître des variations très marquées dans le sens de polarisation positif. Au-delà de 1,2 volt, les variations redeviennent monotones et tendent vers 1 pF.

Par contre, dans le sens négatif de polarisation, ces singularités ne sont pas observées. Précisons que pour cette structure dissymétrique, l'effet de RDN n'a été observé que dans le sens de polarisation positif. Il est donc logique de conclure que les accidents observés sont liés aux variations du courant de conduction qui modifient les valeurs apparentes de la capacité, lors de l'excursion de la caractéristique statique. Pour exploitation ultérieure de cette courbe, les valeurs situées sur le tracé en pointillé sont utilisées.

3.3 Mesures d'impédances

Ces mesures ont été entreprises, en régime de petit signal, dans la gamme de fréquence 0.1-12.1 GHz, sur l'échantillon précédent. Les cas de résistances différentielles positive et négative sont considérés.

3.3.1 En résistance différentielle positive

Les informations qu'il est possible de tirer directement d'une caractérisation dynamique, concernent principalement la résistance série et la self série. La détermination de la résistance série à partir d'une mesure purement statique reste problématique. Il n'en est pas de même en régime dynamique où la valeur de R_s est immédiatement accessible lorsque la mesure est réalisée près de l'équilibre. Ceci peut se comprendre très facilement à partir de l'expression des parties réelle et imaginaire de l'impédance (figure 3.3) vue dans le plan de la diode :

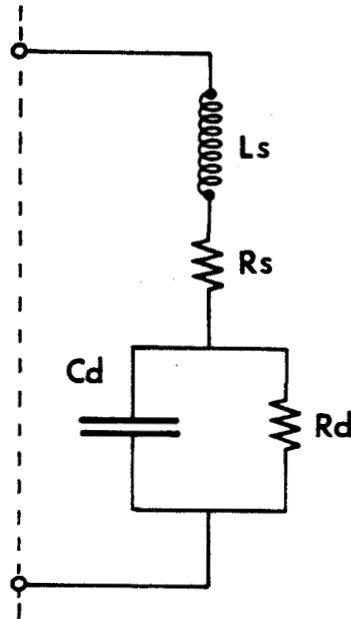


Figure 3.3 : Schéma équivalent des diodes double barrière permettant de traduire les variations fréquentielles de l'impédance.

$$Re [Zd(w)] = Rs + \frac{Rd}{1 + Rd^2.Cd^2.w^2} \quad (3.1)$$

$$Im [Zd(w)] = Ls.w - \frac{Rd^2.Cd.w}{1 + Rd^2.Cd^2.w^2} \quad (3.2)$$

En régime de faible conduction et lorsque la pulsation w devient grande, la mesure de $Re[Zd(w)]$ donne directement la résistance série.

En ce qui concerne la valeur de la self extrinsèque, introduite par le fil de connexion, celle-ci peut être déduite à partir de l'expression de la pulsation propre :

$$w_x = \sqrt{\frac{1}{Ls.Cd} - \frac{1}{Rd^2.Cd^2}} \quad (3.3)$$

Au vue de cette relation, il est évident que les régimes de faibles conduction sont favorables à la détermination de Ls , puisque dans ce cas on s'affranchit de l'incertitude sur la résistance dynamique.

Pour illustrer la méthodologie précédente, la mesure des parties réelle et imaginaire de l'impédance vue dans le plan de la diode est reportée figure 3.4. Ces variations correspondent à un régime de faible conduction ($V = 0,084$ volt). Conformément à l'analyse

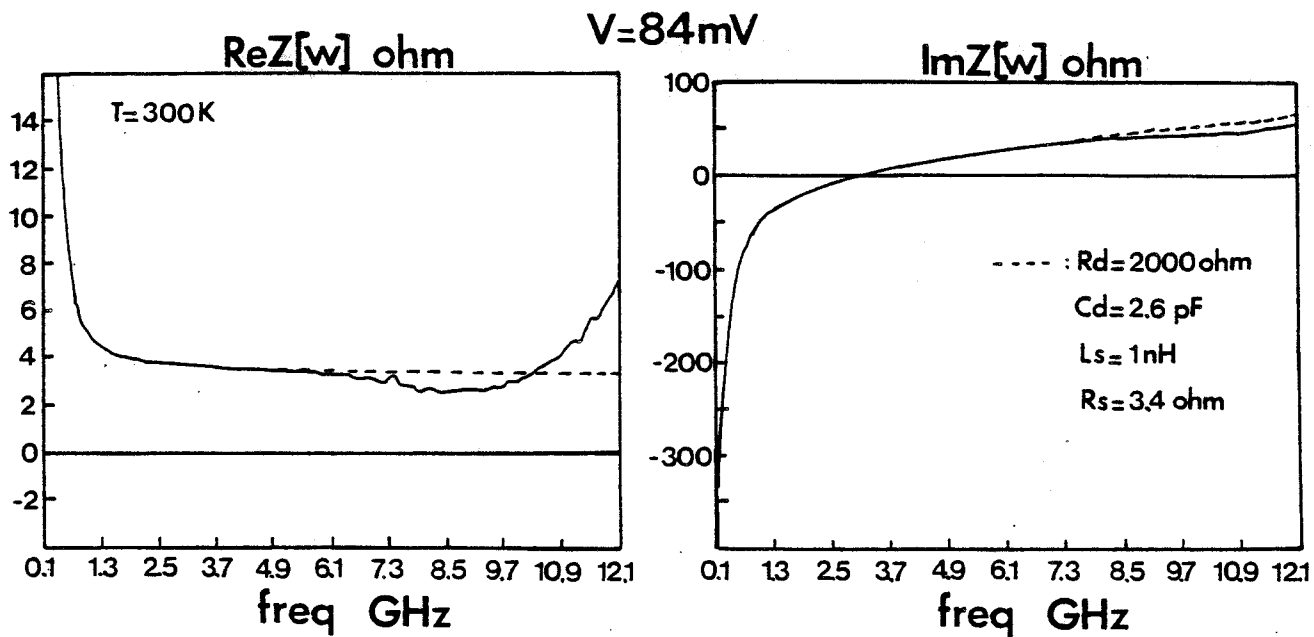


Figure 3.4 : Evolutions fréquentielles des parties réelle et imaginaire de l'impédance dans des conditions de faible conduction. Les valeurs des éléments localisés du schéma équivalent sont portées en insert.

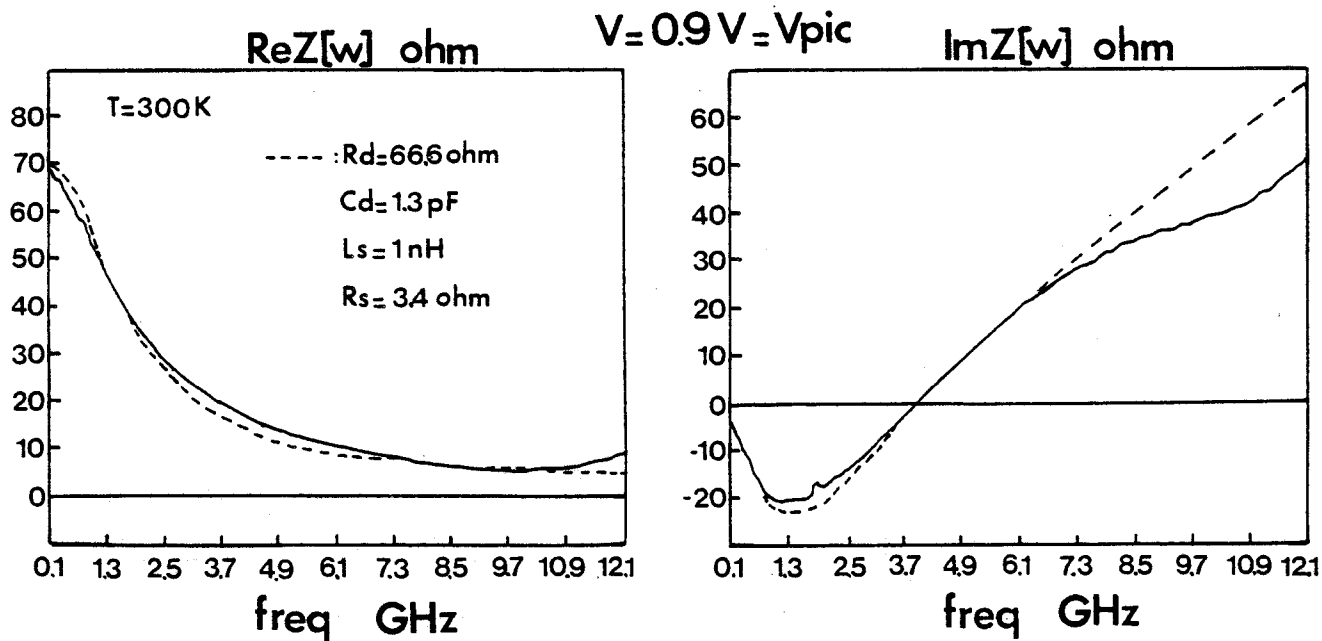


Figure 3.5 : Evolutions fréquentielles obtenues au courant pic.

précédente, $Re[Zd(w)]$ tend rapidement vers une valeur proche de $3,4 \Omega$ qui constituera la résistance série du schéma équivalent. Traduite en résistance normalisée, cette valeur donne une résistance spécifique de contact de l'ordre de $7 \cdot 10^{-5} \Omega \text{ cm}^2$. Celle-ci est relativement élevée, compte tenu de la faible bande interdite des matériaux constituant les contacts, ici le GaInAs et semble due à un processus technologie encore mal maîtrisé.

Pour la partie imaginaire, celle-ci initialement capacitive, s'annule à $f_x = 3,1 \text{ GHz}$ pour devenir selfique. Il est à présent possible de déterminer la self L_s , en utilisant la valeur de capacité mesurée précédemment et l'expression de w_x . On obtient $L_s \approx 1 \text{ nH}$, ce qui est tout à fait raisonnable compte tenu de la technologie de connexion (1 nH/mm de fil de thermocompression). Connaissant R_s , C_d et L_s , la seule inconnue reste la résistance dynamique. Celle-ci est déterminée en l'utilisant comme paramètre d'ajustement lors de simulations avec le logiciel TOUCHSTONE.

Les variations fréquentielles calculées dans ces conditions sont reportées en pointillés sur les relevés expérimentaux avec les valeurs des éléments localisés en insert. Des accords satisfaisants sont obtenus avec des valeurs de résistances dynamiques comparables à celles déduites de la dérivation de la caractéristique statique $I(V)$. Notons toutefois qu'aux fréquences élevées, des variations anormales de $Re[Zd(w)]$ et $Im[Zd(w)]$ mesurées, introduisent des désaccords entre analyse et expérience. Une résonance parasite de la cellule à la fréquence proche de 12 GHz serait à l'origine de ce désaccord.

La figure 3.5 donne les résultats pour $V \approx 0,9 \text{ volt}$ correspondant à la tension pic. La diminution de la résistance dynamique qui en résulte se traduit pour la partie réelle par une variation moins marquée vers la résistance série. Pour la partie imaginaire, une légère augmentation de f_x ($= 3,94 \text{ GHz}$), qui est due à une diminution de capacité est observée.

3.3.2 En résistance différentielle négative

Les figures 3.6 et 3.7 illustrent l'évolution des parties réelle et imaginaire relevées respectivement à $V = 1,3 \text{ volt}$ et $V = V_{\text{vallée}} = 1.7 \text{ volt}$ dans la partie stable de la zone de RDN. Par ailleurs, les variations calculées avec la méthode décrite précédemment ont été tracées en pointillés. On constate que l'augmentation de la polarisation se traduit par une baisse notable de la fréquence de coupure de la résistance différentielle

$V = 1.3 \text{ V}$

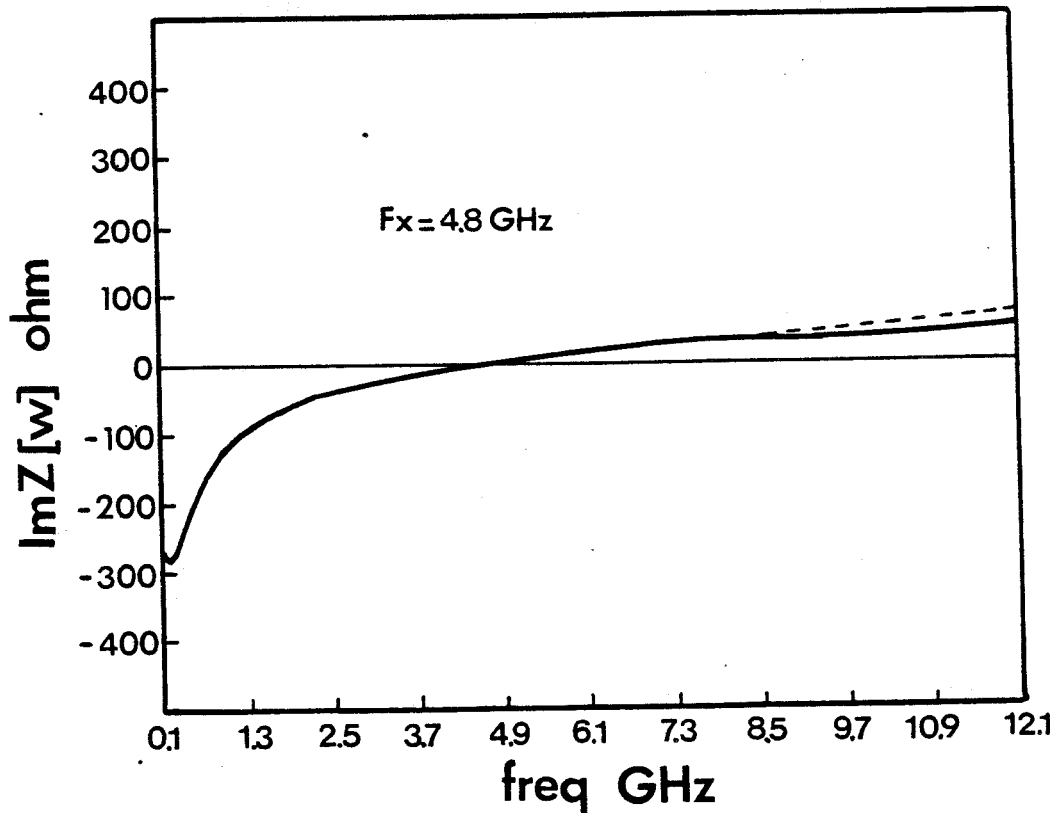
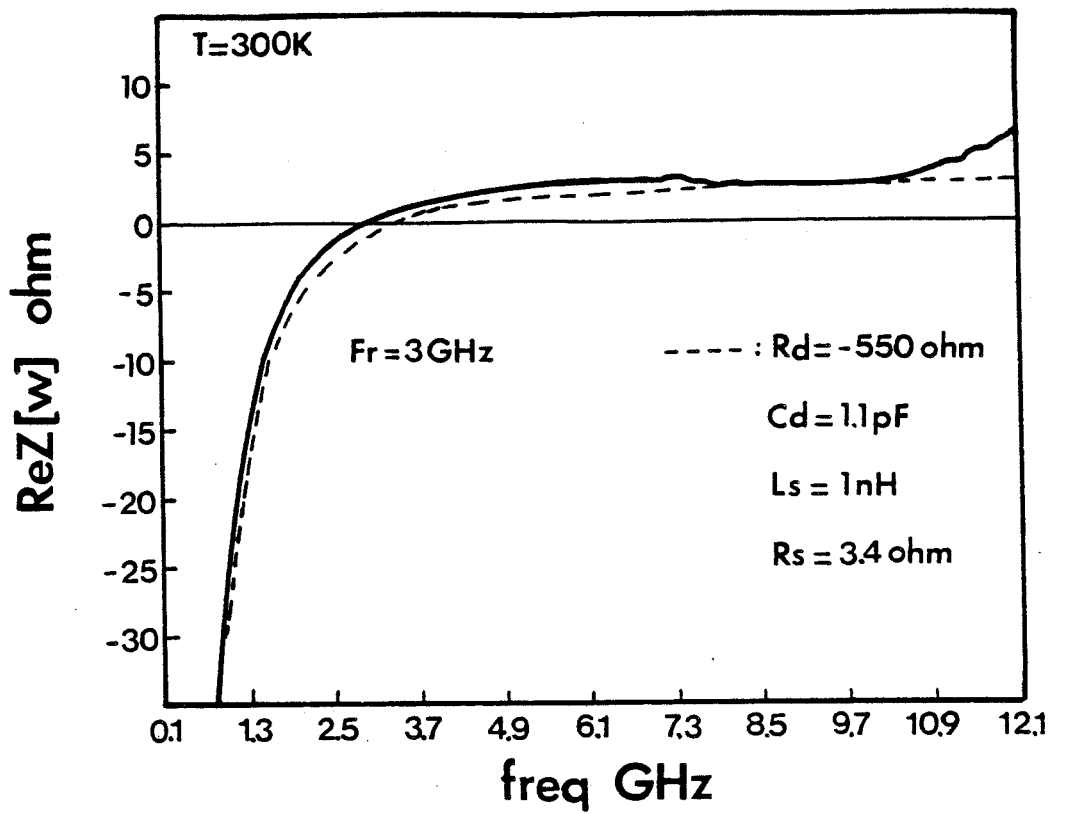


Figure 3.6 : Mesure de la fréquence de coupure de la résistance différentielle négative pour $V = 1,3$ volt.

$$V = V_{\text{vallée}} = 1.7 \text{ V}$$

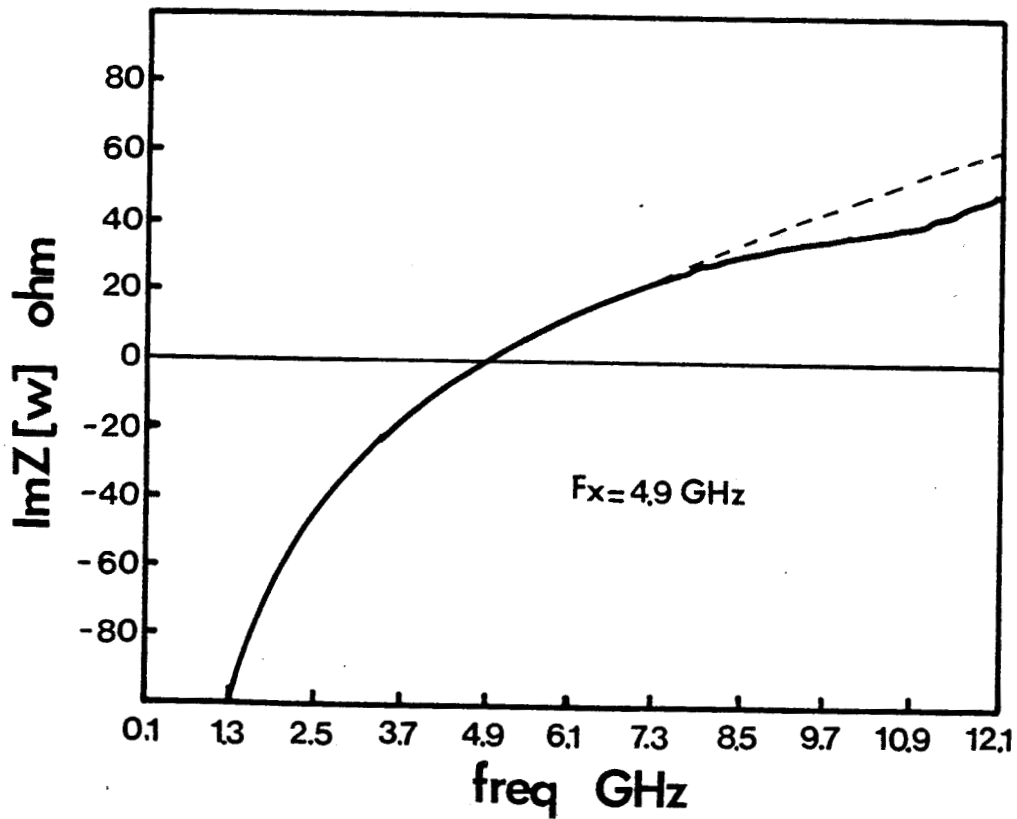
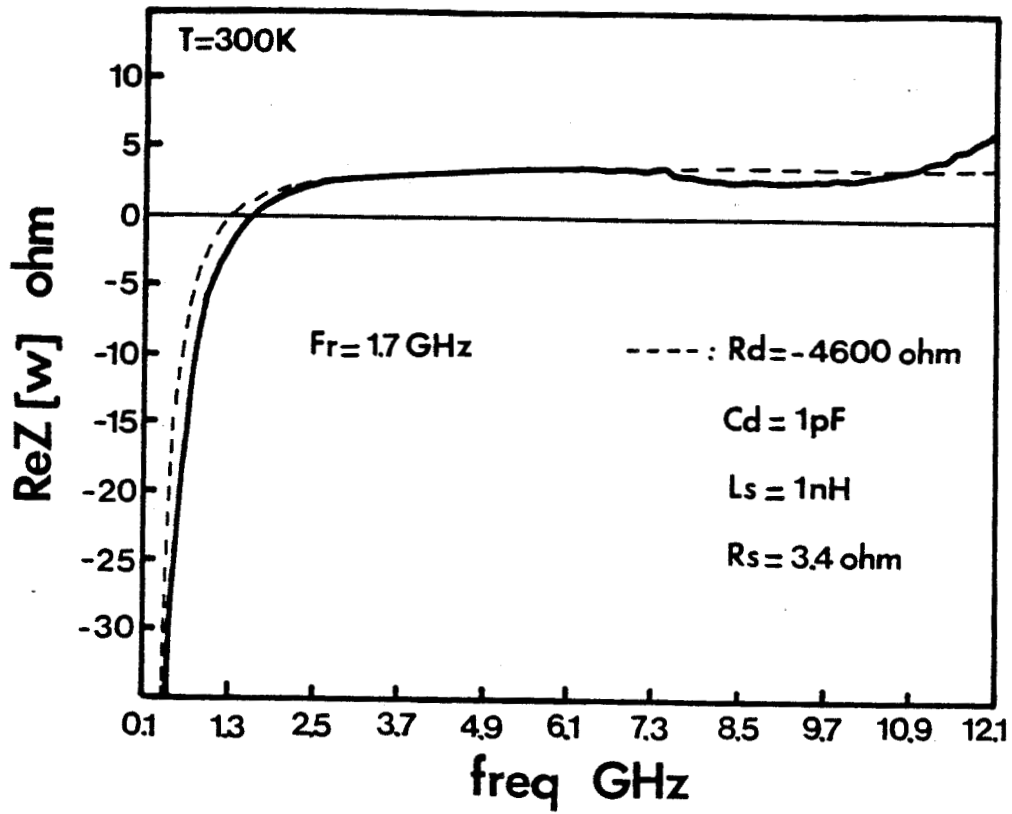


Figure 3.7 : Diminution, par rapport au cas précédent, de la fréquence de coupure de la résistance différentielle négative lorsque l'échantillon est polarisé au courant vallée.

négative. En effet, celle-ci est d'environ $f_r = 3$ GHz pour $V = 1,3$ volt et passe à $f_r = 1,7$ GHz pour $V = 1,7$ volt.

La fréquence de coupure de la partie réelle peut s'écrire, en annulant l'équation 3.1 et en considérant que $R_d = -|R_d|$:

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{R_s|R_d|C_d}} \cdot \sqrt{1 - \frac{R_s}{|R_d|}} \quad (3.4)$$

ou :

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{R_s|R_d|C_d}} \quad \text{si } R_s \ll |R_d| \quad (3.5)$$

Cette expression montre qu'une diminution de la fréquence de coupure résulte d'une augmentation soit de la résistance négative soit de la capacité. Dans la mesure où, concrètement, les variations de capacité sont extrêmement faibles pour les deux points de polarisation choisis ici, il est clair que seul l'effet de la résistance différentielle doit être observé ici. Ceci se vérifie en pratique, puisque la RDN passe de -550Ω pour $V = 1,3$ volt à -4600Ω pour $V = 1,7$ volt à l'approche de la tension vallée.

D'autre part, l'expression précédente illustre le fait que les importants niveaux de résistances négatives obtenus sont peu favorables à l'obtention de fréquences de coupure élevées. Dans notre cas, ces niveaux sont liés à la faible densité de courant traversant l'échantillon puisque $J_{pic} = 260$ A/cm². Bien que le rapport $J_{pic}/J_{vallée}$ soit ici très élevé ($J_{pic}/J_{vallée} = 8$), ceci ne constitue pas un avantage décisif pour une amélioration notable de la fréquence de coupure. En conséquence, il nous semble nécessaire d'insister sur le fait, qu'en pratique, la recherche de densités de courant les plus élevées possibles constitue le critère de choix pour l'augmentation des fréquences de coupure des diodes à effet tunnel résonnant. Nous aurons l'occasion, ultérieurement, de vérifier expérimentalement cette notion. En dernier lieu, remarquons que les niveaux d'impédances élevés mesurés en zone stable de la caractéristique statique, confirme le compromis évoqué dans le deuxième chapitre, entre la possibilité de stabilisation et la mesure de fréquences de coupure élevées.

3.3.3 Vérification expérimentale du critère de stabilité

Les mesures d'impédances en RDN présentées précédemment, n'ont été possibles que dans la partie stable ($1,1$ volt $< V < 1,7$ volt) de la caractéristique statique. En effet,

$V = 1.1 \text{ V}$

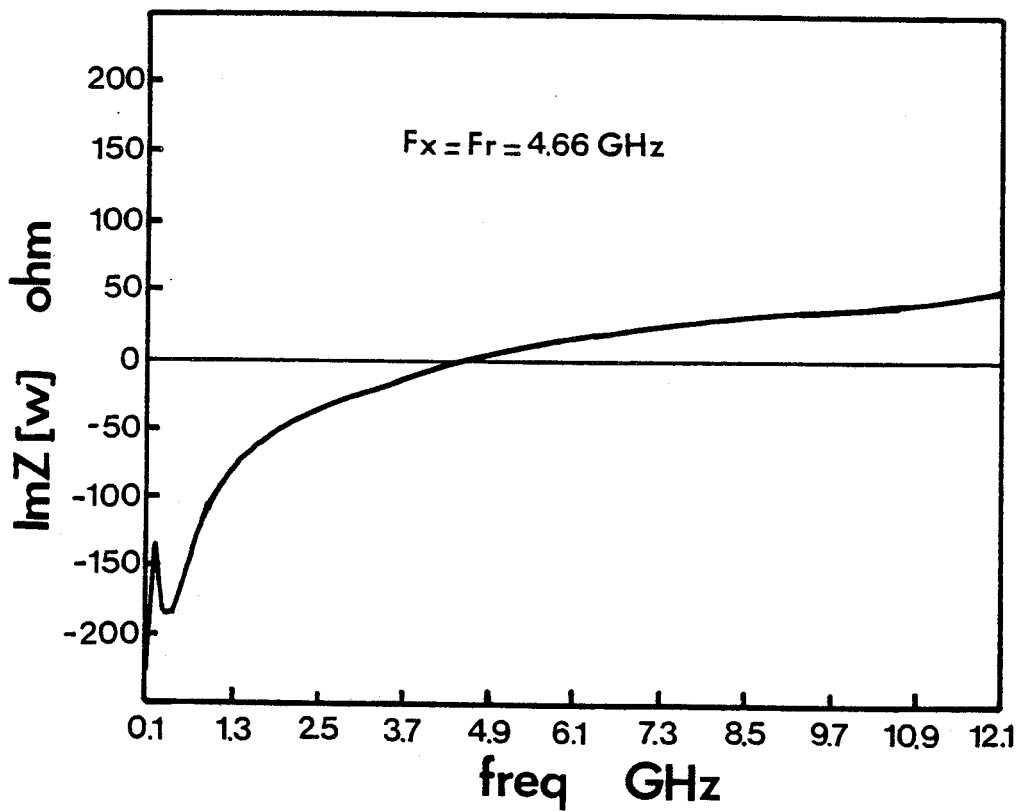
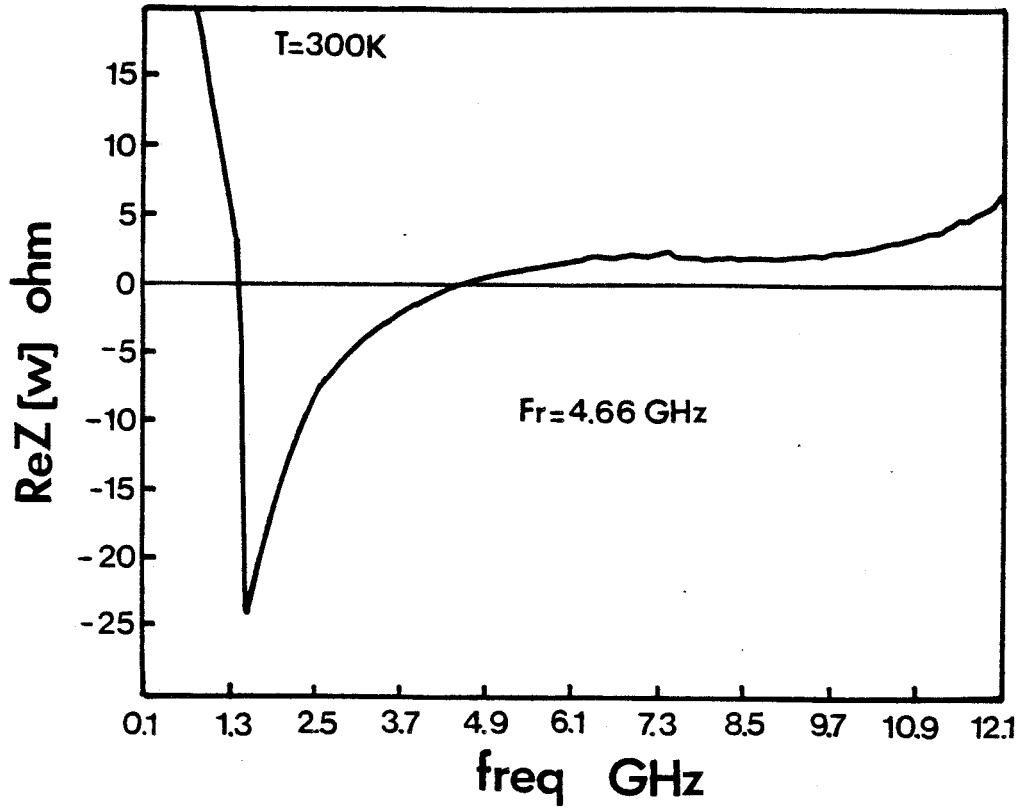


Figure 3.8 : Illustration des effets des instabilités sur la mesure d'impédance. Dans le cas présent, l'échantillon est polarisé à la limite entre les zones stable et instable de la RDN.

comme ceci a été illustré dans le chapitre deux, la caractéristique statique se caractérise par l'apparition d'instabilités, pour les tensions comprises entre 0,9 volt et 1,1 volt, qui interdisent toutes mesures de la résistance différentielle négative. En pratique, la caractérisation des composants, à l'analyseur de réseau, se traduit par l'observation de valeurs positives pour la partie réelle de l'impédance, bien que l'échantillon soit polarisé en RDN. Un exemple est illustré sur la figure 3.8, où nous avons reporté la mesure de $Re(Zd(w))$ pour $V = 1,1$ volt, cette polarisation constituant la frontière entre les zones stable et instable. Néanmoins, dans ce cas limite de stabilité, une fréquence de coupure de: $fr = 4,66$ GHz est mesurable. Si nous nous intéressons à l'évolution de la partie imaginaire, on constate que la fréquence propre du circuit est également de $fx = 4,66$ GHz = fr . Dans la mesure où, en zone stable, la comparaison de ces deux fréquences caractéristiques (figures 3.6 et 3.7) donne toujours: $fx > fr$, il semble que cette dernière inégalité traduise un critère de stabilité. A partir des expressions 3.3 et 3.4, $fx > fr$ est équivalent à :

$$Ls < Rs | Rd | Cd \tag{3.6}$$

Par ailleurs, l'accès à la zone de RDN exige pour la droite de charge que la condition suivante :

$$Rs < | Rd |$$

équivalente à

$$Rs | Rd | Cd < | Rd |^2 Cd \tag{3.7}$$

soit satisfaite. Les inégalités 3.6 et 3.7 donnent :

$$Ls < Rs | Rd | Cd < | Rd |^2 Cd$$

qui constitue le critère de stabilité déterminé dans le deuxième chapitre. L'équivalence entre ce critère et la condition $fx > fr$ peut se comprendre dans le mesure où fx constitue en fait la fréquence caractéristique des instabilités apparaissant dans le circuit de polarisation. En conséquence, ces oscillations ne peuvent plus se développer si à fx , la partie réelle n'est plus négative. Dès lors, l'importance de limiter au maximum la self série est claire dans la mesure où ceci se traduit par une augmentation de fx . Cependant, cette contrainte sur la self devient critique lorsque la fréquence de coupure fr devient très élevée.

$$V = V_{\text{vallée}} = 1.2 \text{ V}$$

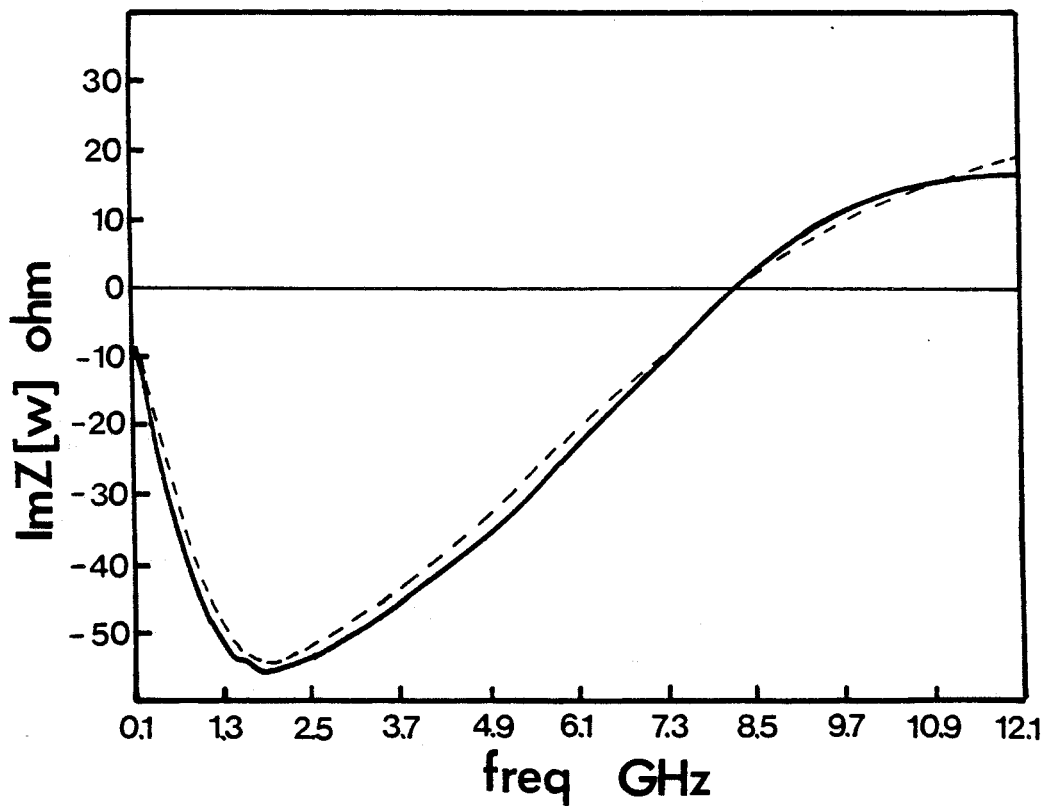
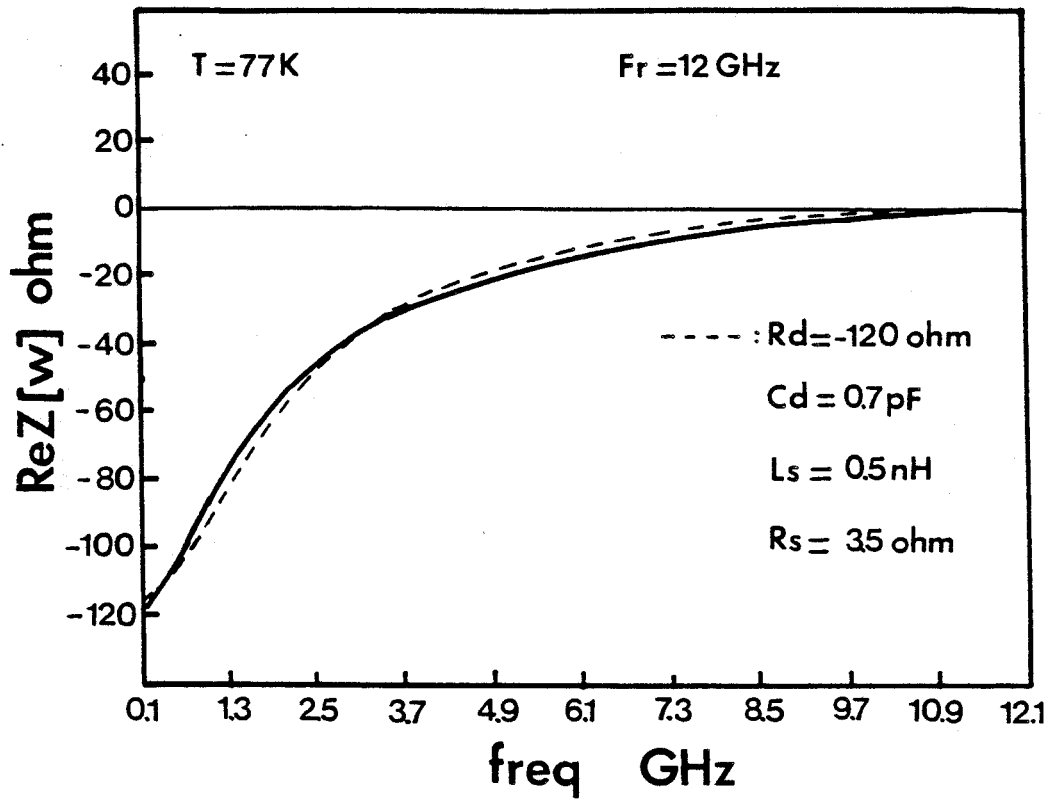


Figure 3.9 : Mesure d'impédance, à $\theta = 77\text{K}$, sur un échantillon GaAlAs/GaAs. Les densités de courant plus élevées, comparées à l'échantillon AlInAs/GaInAs, se traduisent par une fréquence de coupure plus élevée de la RDN.

3.4 Application au fonctionnement en oscillateur

L'application des diodes à effet tunnel résonnant, utilisées en oscillateur, a été largement démontrée dans la littérature. Nous nous proposons ici, à partir d'échantillons élaborés au laboratoire, d'illustrer ce type de fonctionnement et de se confronter aux problèmes liés à leur stabilisation. Les composants (GaAlAs/GaAs, CHS, tableau 1a) de 15 micromètres de diamètre, ont été étudiés respectivement à $\theta = 77\text{K}$ et $\theta = 300\text{K}$. Les caractéristiques statiques correspondantes sont celles présentées figure 2.6c.

3.4.1 Température de l'azote liquide

Tout d'abord, rappelons que la densité de courant pic est de 50 kA/cm^2 et que le rapport $J_{\text{pic}}/J_{\text{vallée}}$ est de 6.5. La motivation de cette étude, à cette température, réside dans le fait qu'à la température ambiante, la caractérisation est perturbée par des instabilités dans toute la plage de RDN. En effet, en général, le refroidissement des diodes se traduit par un étalement de la zone de résistance différentielle négative. L'augmentation des niveaux d'impédances qui en résulte, notamment en tension vallée, associée à l'adjonction d'une résistance série ($R_{\text{s ext}} = 3,3 \Omega$) dans le circuit de polarisation, a permis dans ces conditions la mesure d'impédance [6]. Cet exemple de stabilisation est critique et n'a pu être réalisé systématiquement sur des échantillons de densités de courant comparables. A ce titre, signalons que de nombreux auteurs ont montré la possibilité de s'affranchir des problèmes liés aux oscillations parasites par l'adjonction d'un élément résistif en série et/ou capacitif en parallèle. Il est alors possible de mesurer la caractéristique statique intrinsèque [7][8].

La figure 3.9 représente les évolutions fréquentielles des parties réelle et imaginaire de l'impédance mesurée. Pour les raisons évoquées précédemment, cette mesure n'a été possible qu'à une seule polarisation : $V = V_{\text{vallée}} = 1,2 \text{ volt}$. La fréquence de coupure $f_r = 12 \text{ GHz}$, plus élevée que celles obtenues avec l'échantillon AlInAs/GaInAs, est due principalement à l'augmentation de la densité de courant au point de polarisation. En effet, la résistance différentielle négative qui en résulte (insert figure 3.9) est de $-|R_d| = -120 \Omega$ et est beaucoup plus faible que celle obtenue en courant vallée ($-|R_d| = -4600 \Omega$) (cf. figure 3.7) pour l'échantillon AlInAs/GaInAs.

Une comparaison plus complète ainsi qu'un tableau récapitulatif seront proposés ultérieurement.

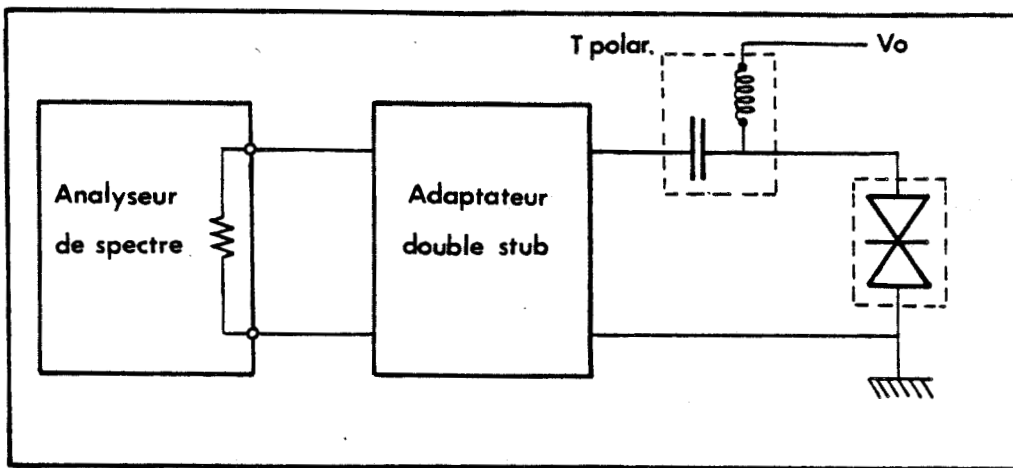


Figure 3.10 : Schématisation de la mesure en oscillateur.

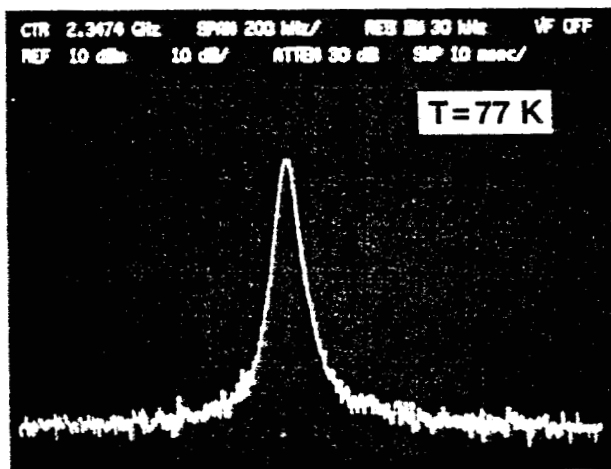


Figure 3.11 : Raie observée avec l'échantillon GaAlAs/GaAs refroidi à la température de l'azote liquide, pour une polarisation en tension vallée.

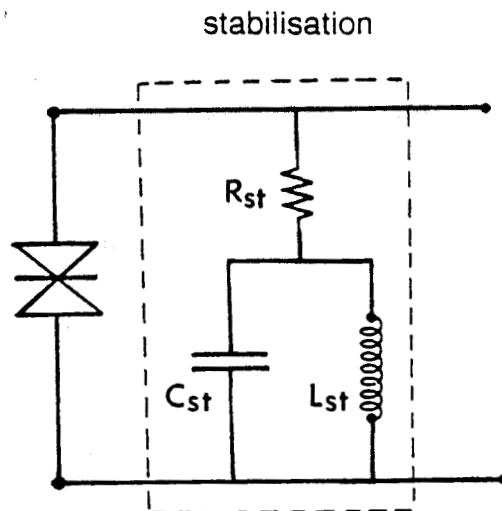


Figure 3.12 : Schéma du circuit de stabilisation utilisé pour la réalisation d'un oscillateur à la température ambiante.

La figure 3.10 schématise le banc permettant le fonctionnement en oscillateur. Le cliché de la figure 3.11 illustre un exemple de raie observée à l'analyseur de spectre pour $V = 1,2$ volt. La fréquence d'oscillation est ici de $f = 2,3$ GHz et correspond en fait à une adaptation directe sur 50Ω de la partie réelle (figure 3.9), l'accord sur la partie imaginaire (capacitive à cette fréquence) étant assuré par un "double stub" (MAURY). Par ailleurs, signalons qu'aucune harmonique n'a été observée à l'analyseur de spectre. Ce dernier point ainsi que le fait que la puissance mesurée ne soit pas significative s'expliquent par la nécessité de se polariser en tension vallée, ce qui est peu favorable au développement d'un signal de grande amplitude.

3.4.2 Température ambiante-Stabilisation

A cette température, le composant s'est montré fortement instable et ce dans toute la plage de RDN. Le fonctionnement en oscillateur s'est donc révélé impossible, quelque soit le point de polarisation et l'accord réalisé avec le double stub. Par conséquent, la stabilisation de la diode est apparue nécessaire. Le circuit de stabilisation utilisé est schématisé sur la figure 3.12. Il consiste en un élément résonnant constitué d'une self L_{ST} en parallèle avec une capacité C_{ST} . L'idée, proposée par Dunn pour la stabilisation des diodes tunnel [9], est de faire en sorte que la partie réelle de l'impédance vue ne présente une valeur négative qu'à la fréquence de résonance de cet élément résonnant. La résistance R_{ST} introduisant globalement une valeur positive pour les autres fréquences, notamment aux basses fréquences pour lesquelles se développent habituellement les oscillations parasites. Le calcul de ses éléments de stabilisation nécessite de déterminer au préalable le schéma équivalent de la diode à la température ambiante. Pour les éléments parasites L_s et R_s , supposés peu sensibles à la température, les résultats de mesures d'impédances à $\theta = 77K$ sont utilisés. La capacité de la diode est prise égale à $C_d = 0,2$ pF. Cette valeur suppose une désertion complète de l'espaceur (750 \AA) donnant lieu à une longueur totale de 950 \AA pour la zone active.

La réponse fréquentielle de la partie réelle de l'impédance, calculée avec le logiciel TOUCHSTONE est reportée figure 3.13. La résonance choisie est de 6 GHz et est obtenue en prenant : $L_{ST} = 0,8$ nH et $C_{ST} = 0,7$ pF. Notons qu'en pratique, pour simplifier la réalisation du circuit de stabilisation, R_{ST} n'a pas été prise en compte. Le circuit est alors réalisé en lignes microruban sur substrat Duroïd, dont le masque est reporté figure 3.14. L'influence de ce circuit sur les oscillations parasites est illustrée

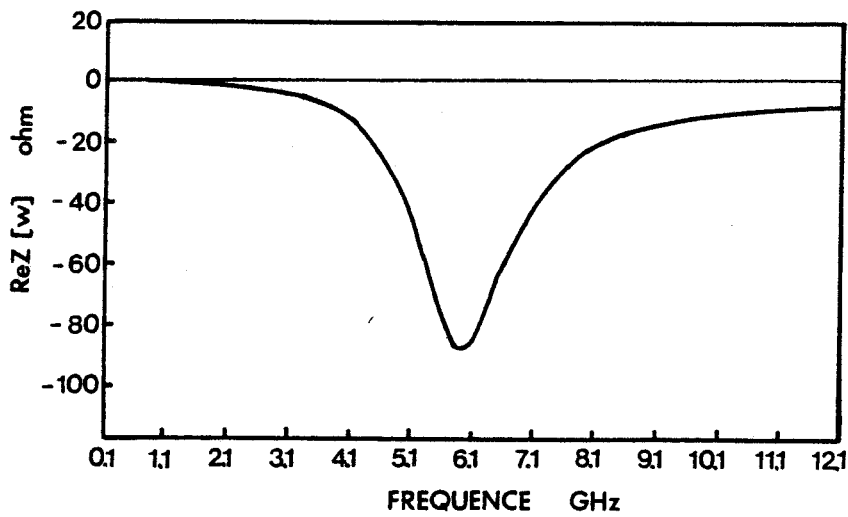


Figure 3.13 : Evolution fréquentielle calculée de la partie réelle de l'impédance après insertion du circuit de stabilisation. La fréquence visée est ici de 6 GHz.

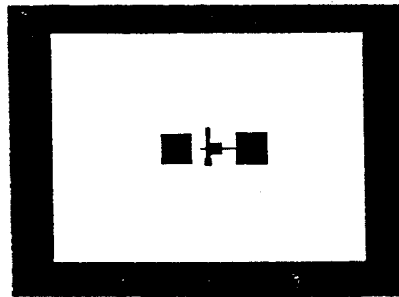


Figure 3.14 : Photo du masque pour la réalisation du circuit de stabilisation en lignes microruban sur substrat.

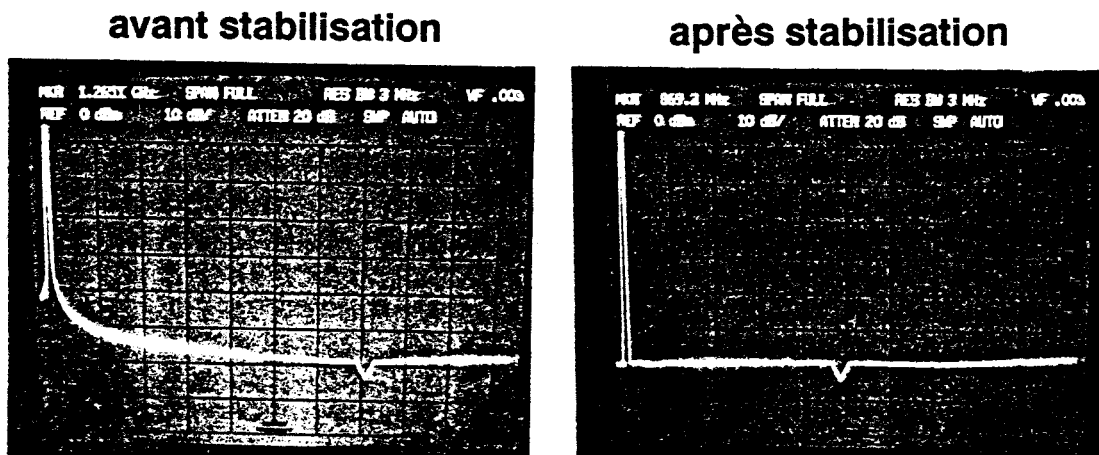


Figure 3.15 : L'insertion du circuit de stabilisation permet de réduire la densité spectrale des oscillations basses fréquences.

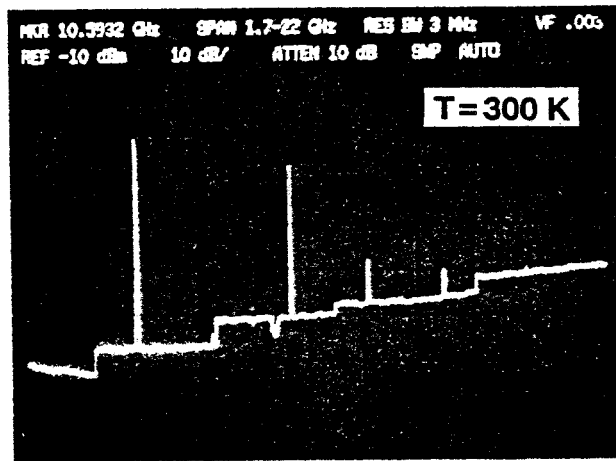


Figure 3.16 : Spectre observé à la température ambiante grâce au circuit de stabilisation. Les harmoniques observées illustrent la forte non linéarité de la RDN grand signal.

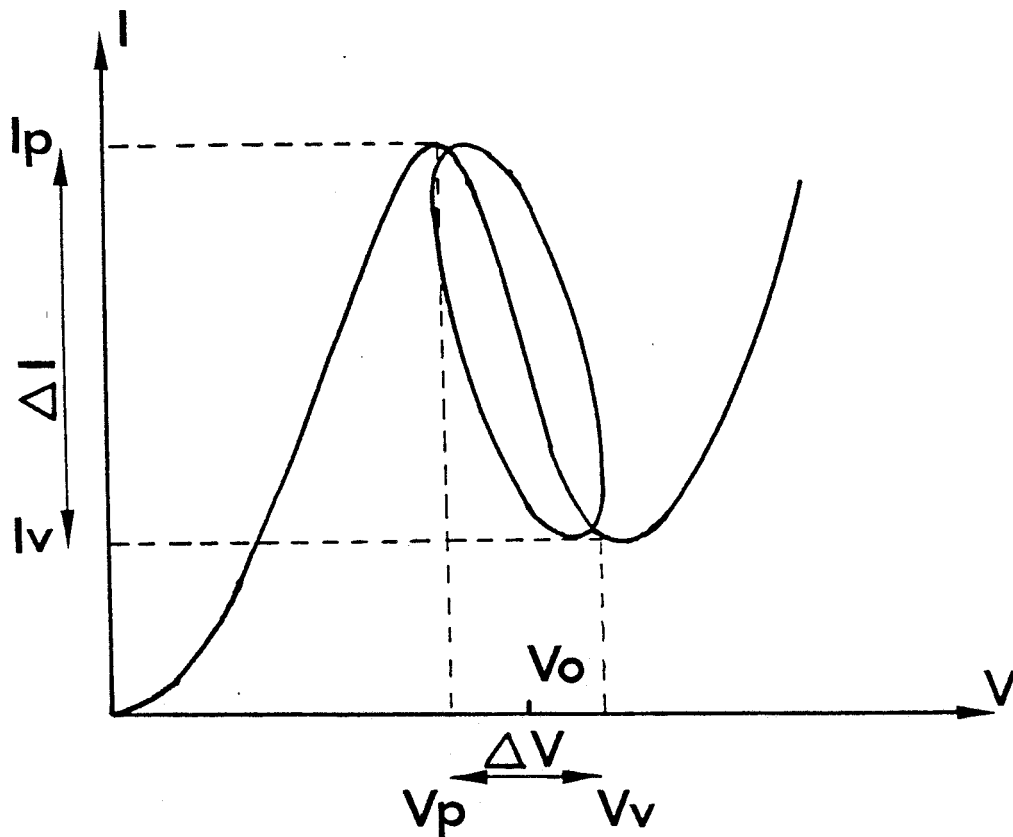


Figure 3.17 : Schématisation de la non linéarité de la RDN. Celle-ci peut être approximée par une fonction cubique.

sur la figure 3.15. Les clichés représentent le spectre basse fréquence observé respectivement avant et après l'insertion du circuit de stabilisation et pour un même point de polarisation. Celui-ci a donc pour effet de réduire considérablement la densité spectrale des oscillations basse fréquence. Le spectre d'oscillation obtenu, après réalisation de l'accord est reporté figure 3.16. Il se caractérise par une raie à la fréquence fondamentale de 6 GHz et la présence d'harmoniques. Celles-ci se justifient par le fait que, grâce au circuit de stabilisation, il est possible de fonctionner en régime grand signal en se polarisant franchement dans la zone de RDN. Ceci illustre par ailleurs la forte non linéarité de la caractéristique de conduction dans cette plage de tension [17].

3.4.3 Puissance hyperfréquence maximale

La puissance hyperfréquence maximale que peut délivrer une diode à effet tunnel résonnant est fixée, en première approximation, par l'étendue de la tension où se produit l'effet de résistance différentielle négative, ainsi que par le contraste en courant qui en résulte. Par ailleurs, il est nécessaire de prendre en compte la non linéarité de cette partie de la caractéristique statique. La non linéarité la plus communément admise est une forme cubique (figure 3.17) et la relation liant le courant à la tension entre V_{pic} et $V_{vallée}$, peut alors s'écrire :

$$i(t) = -a \cdot v(t) + b \cdot v^3(t)$$

Sachant que la puissance hyperfréquence, autour du point de polarisation $V_0 = \frac{V_{pic} + V_{vallée}}{2}$, est donnée par :

$$P_{hyp} = \frac{1}{T} \int_0^T v(t) i(t) dt$$

avec

$$v(t) = \frac{\Delta V}{2} \sin \omega t$$

Il est possible de montrer que [10] :

$$P_{hyp} \# \frac{a^2}{6b} \text{ avec } a = \frac{3\Delta I}{2\Delta V} \text{ et } b = \frac{2\Delta I}{\Delta V^3}$$

ou

$$P_{hyp} \# \frac{3}{16} \Delta V \Delta I \tag{3.8}$$

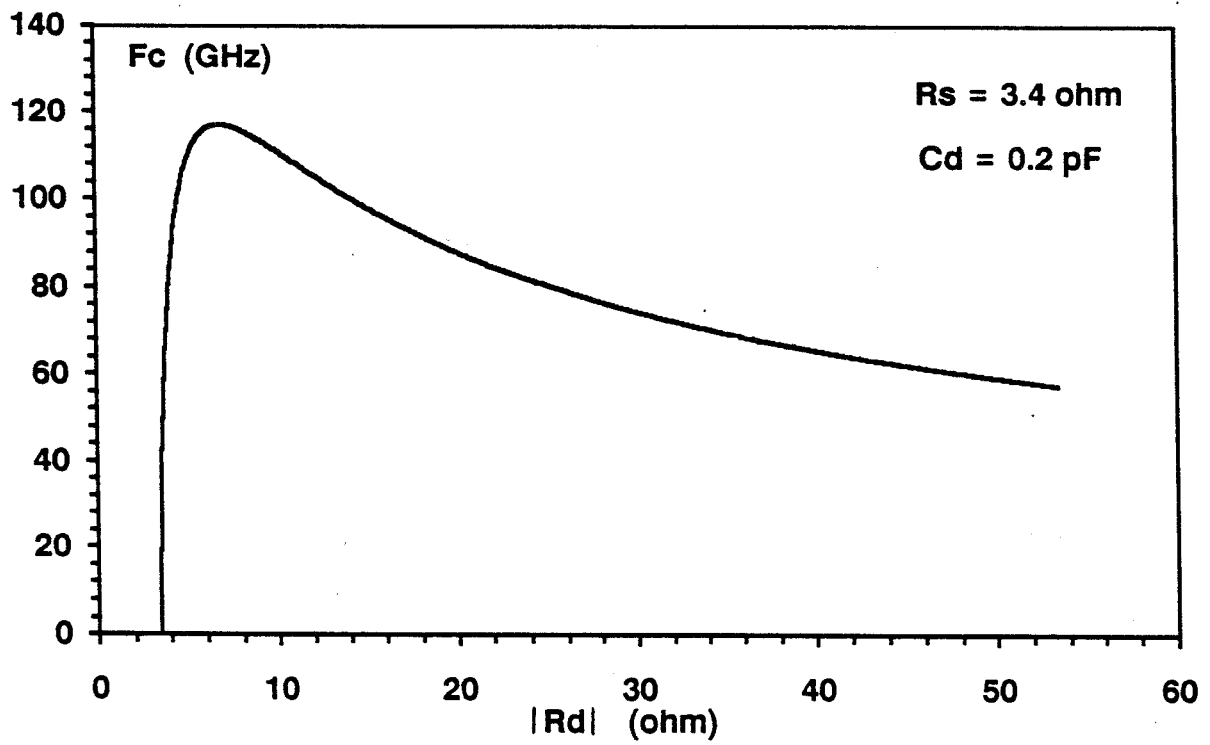


Figure 3.18 : Evolution de la fréquence de coupure calculée en fonction du niveau de RDN. Le passage par un maximum illustre la limitation fixée par la résistance série.

Si nous appliquons cette relation à l'échantillon étudié précédemment à la température ambiante, nous trouvons :

$$P_{hyp} = 1mW$$

En pratique, la puissance hyperfréquence mesurée n'est que de $50 \mu W$. L'écart important entre la puissance de sortie théorique et celle mesurée peut s'expliquer par l'imperfection de l'adaptation, les pertes associées au circuit et enfin par le fait que la relation 3.8 s'appuie sur un raisonnement purement statique.

3.5 Limitations dues à la résistance série

Les variations de la fréquence de coupure en fonction des niveaux de résistances différentielles négatives, calculées à partir de la relation exacte 3.4, sont reportées figure 3.18. Celles-ci concernent l'échantillon étudié dans la section 3.4.2 avec $Cd = 0,2 \text{ pF}$ et $R_s = 3,4 \Omega$. L'évolution de la courbe montre l'existence d'un maximum pour la fréquence de coupure qui est ici de $f_r = 120 \text{ GHz}$. Notons que le calcul précédent ne prend pas en compte l'effet de peau qui se traduit à ces fréquences par une augmentation de la résistance série [11].

Ce maximum est donné par :

$$f_{rmax} = \frac{1}{4\pi R_s C d}$$

quand

$$|R_d| = 2R_s$$

Cette égalité est importante et indique que, pour un échantillon donné, la fréquence ultime de coupure est limitée par la résistance série et la capacité, quelque soit la densité de courant ou le rapport $J_{pic}/J_{vallée}$ obtenu.

Dans la mesure où R_s est fixée, en première approximation, par la résistance spécifique de contact, la qualité du processus technologique ainsi que le choix du matériau utilisé pour la réalisation du contact ohmique s'avèrent être deux critères importants pour les applications millimétriques.

Dans le cas présent, la résistance série de $3,4 \Omega$ mesurée sur un échantillon de 15 micromètres de diamètre donne approximativement une résistance spécifique : $\rho_c = 6.10^{-6} \Omega \text{ cm}^2$. Pour ce système de matériaux GaAlAs/GaAs, il n'est pas utopique

d'obtenir: $\rho c = 10^{-6} \Omega \text{ cm}^2$, par optimisation du processus technologique. D'autres solutions sont également envisageables. La première consiste à utiliser un matériau à très faible bande interdite tel que l'InAs. De ce point de vue, les structures à base d'antimoine AlSb/InAs permettent d'atteindre des valeurs minimales de l'ordre de $10^{-7} \Omega \text{ cm}^2$ [2].

Comme dernier commentaire à cette partie, insistons sur le fait que si l'on recherche une augmentation de la fréquence de coupure par une diminution de la capacité des composants, la seule voie possible nous semble être l'augmentation de la zone désertée. En aucun cas, la diminution de la section des diodes ne se traduit par une augmentation de fr puisque le produit $R.Cd$ reste, en première approximation, constant. Cependant, l'augmentation de l'espace de transit a des inconvénients dans la mesure où, d'une part, l'avantage d'un temps de réponse intrinsèque très court peut être limité par l'inertie des phénomènes de transit [3]; d'autre part, l'allongement de l'espaceur collecteur ne nous fait plus bénéficier des effets de survitesse dus à l'injection de porteurs chauds [12].

3.6 Intérêts des diodes tunnel résonnant intégrées

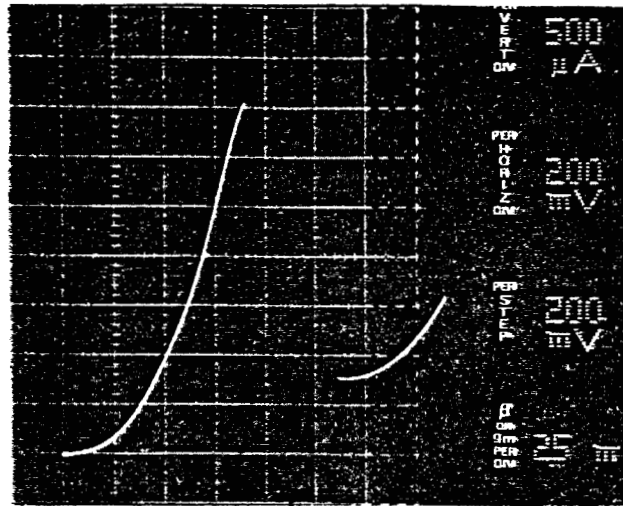
Les échantillons étudiés précédemment sont épitaxiés sur substrat n^+ . Il est donc nécessaire pour leur accès de réaliser une thermosoudure. Cette technologie a pour inconvénient de ramener une self série relativement importante dans le plan de la diode ($0,5 \text{ nH} < L_s < 1 \text{ nH}$). Ceci se traduit par la difficulté de stabiliser la diode et de pouvoir mesurer la fréquence de coupure de la RDN sur analyseur de réseau.

Par ailleurs, si l'on veut fabriquer des diodes de très faible section, il s'avère pratiquement impossible de réaliser la thermocompression. Ces deux problèmes ont constitué les motivations pour la fabrication, au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs, de diodes tunnel résonnant intégrées sur substrat semi-isolant (cf. chapitre 2).

Les avantages de cette technologie sont triples. En premier lieu, les échantillons peuvent être caractérisés directement sous pointes hyperfréquences (CASCADE MICROTECH), ce qui évite les étapes très lourdes de montage en boîtier et autorise l'accès à la dispersion des caractéristiques dynamiques sur une même épitaxie.

Ensuite, cette technologie permet de s'affranchir des problèmes de connectique sur des échantillons de très faible section, la valeur minimale étant de $9 \mu\text{m}^2$.

$J_{pic} = 40 \text{ kA/cm}^2$
 $J_p/J_v = 4.8$
 $S = 9 \mu\text{m}^2$
 $T = 300\text{K}$



$V = 0.9 \text{ volt}$

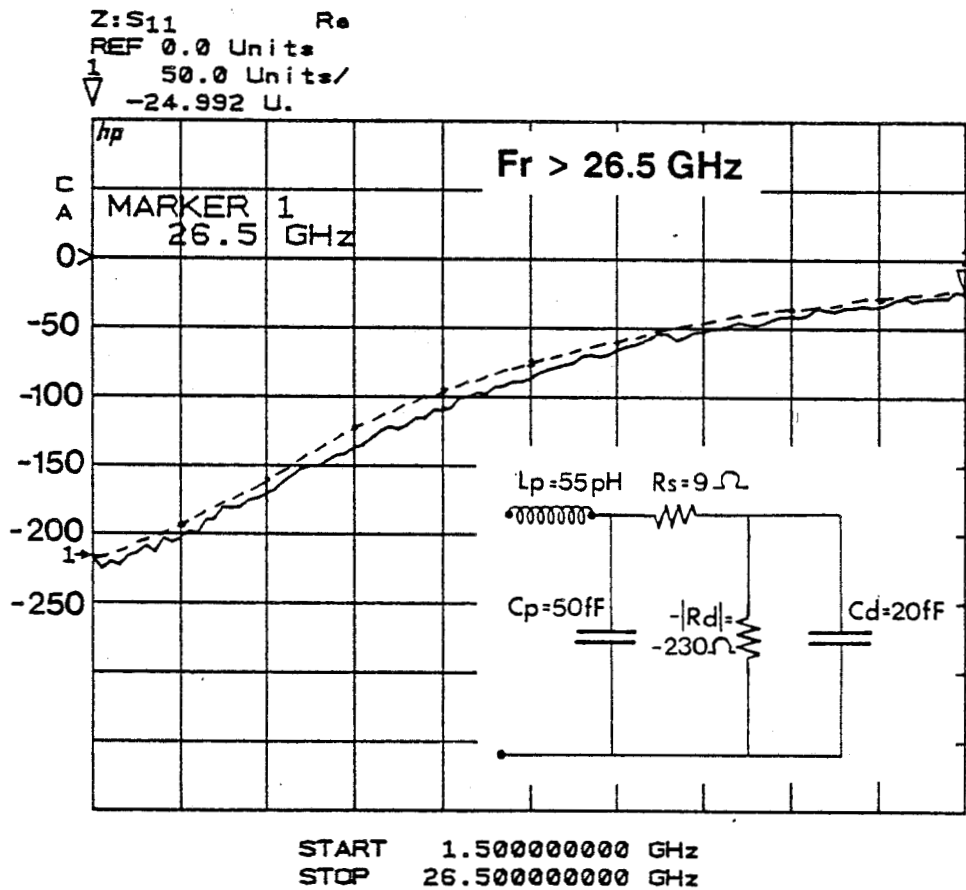


Figure 3.19 : Evolution de la partie réelle de l'impédance mesurée sur un échantillon intégré sur substrat semi-isolant. La faible section du composant ($9 \mu\text{m}^2$) et la diminution de la self série permet la caractérisation hyperfréquence en éliminant les problèmes liés aux oscillations parasites.

Enfin, les termes parasites sont réduits, notamment la self série à l'origine des problèmes d'instabilités.

Ces deux derniers points vont dans le sens du critère de stabilité défini précédemment et la mesure dynamique d'impédance en zone de RDN est envisageable sur des échantillons à densités de courant élevées. A ce titre, un exemple de résultat obtenu est reporté figure 3.19. Celle-ci montre l'évolution fréquentielle de la partie réelle de l'impédance mesurée sur un échantillon GaAlAs/GaAs/GaInAs à puits enterré (cf. tableau 2, chapitre 2) de section $9 \mu m^2$, ainsi que sa caractéristique statique. La densité de courant pic est ici de 40 kA/cm^2 et le point de polarisation $V = 0,9$ volt se situe largement en zone de RDN.

On constate que $Re[Z_d(w)]$ est négative dans toute la gamme de fréquence explorée (1.5 GHz - 26.5 GHz) [13]. Des mesures ultérieures effectuées sur le même échantillon ont montré la persistance de la RDN (-13Ω) jusqu'à 40 GHz qui constitue la fréquence maximale de mesure actuellement disponible au laboratoire.

Le schéma équivalent, porté en insert, comprend un élément parasite supplémentaire C_p introduit par la descente métallique réalisée après passivation des flancs de méso. Celle-ci se traduit, par ailleurs, par une self L_p en série. Les valeurs des éléments localisés ont été déterminées après plusieurs mesures et des simulations de la réponse fréquentielle sur Touchstone. La valeur de self obtenue, $L_p = 55 \text{ pH}$, est inférieure d'un facteur 10 comparée à celle introduite par un fil de thermosoudure, ce qui contribue à la stabilité du composant.

Le banc ne nous permettant pas d'étendre la mesure jusqu'à la fréquence de coupure, celle-ci peut être évaluée, en première approximation, à partir de la relation 3.4 et donne une valeur supérieure à 150 GHz.

Ces études préliminaires sont très encourageantes et ouvrent la voie à l'intégration de fonctions analogiques telles que : oscillation, mélange ou multiplication de fréquence basées sur des composants à double barrière.

| échantillon | J_{pic} (kA/cm ²) | J_p/J_v | G_{d0} (S/cm ²) | C_{d0} (fF/μm ²) | $ρ_c$ (Ω.cm ²) | F_c (GHz) |
|---|------------------------------------|-----------|----------------------------------|-----------------------------------|-------------------------------|-------------------------------------|
| AllnAs/GalnAs 40Å/60Å/70Å | 0.265 | 8 | -90 | 0.6 | - | 3 |
| GaAlAs/GaAs 50Å/50Å/50Å | 50 (T=77K) | 6.5 | $-4.7 \cdot 10^3$ | 4 | $6 \cdot 10^{-6}$ | 12 |
| structure intégrée GaAlAs/GaAs/GalnAs 30Å/15Å/15Å/15Å/30Å | 40 | 4.8 | $-48 \cdot 10^3$ | 2.2 | $8 \cdot 10^{-7}$ | exp. : > 40 th. : > 150 |
| AlAs/GaAs [5] 11Å/45Å/11Å | 150 | 1.4 | $-4.6 \cdot 10^5$ | 1.5 | $5 \cdot 10^{-7}$ | exp. : 420 (oscil.) th. : 680 |

Tableau 3a : Tableau récapitulatif des paramètres clés concernant les composants étudiés dans ce travail. A titre de comparaison, sont également reportées les valeurs issues de la référence [5]. Ce tableau permet de cerner l'influence des différents paramètres sur la fréquence de coupure.

3.7 Synthèse des résultats expérimentaux

A la lumière des résultats expérimentaux obtenus dans ce chapitre, il est possible de dégager les points principaux, regroupés dans le tableau 3a et concernant les échantillons : 1135 AlInAs/GaInAs, CHS GaAlAs/GaAs et la structure intégrée GaAlAs/GaAs/GaInAs. Par ailleurs, à titre de comparaison, les paramètres concernant le composant de la référence [5], à l'origine du résultat obtenu en oscillation à 420 GHz, sont également reportés.

Ces données concernent : la densité de courant pic, le rapport $J_{pic}/J_{vallée}$, la conductance négative au point de polarisation et la capacité normalisées ainsi que la résistance spécifique de contact. Signalons que la capacité spécifique se rapportant à la structure intégrée n'inclue pas la capacité parasite C_p .

Il est clair, au vu de ce tableau, que la densité de courant, fixant la conductance négative, joue un rôle primordial pour l'augmentation de la fréquence de coupure. Comme il a été montré dans le premier chapitre, ceci passe par la diminution des largeurs de barrières. Par ailleurs, il faut noter que la fréquence de coupure théorique peut devenir très rapidement supérieure à 150 GHz pour des structures où la densité de courant pic est voisine de 40 kA/cm^2 . Il est nécessaire d'insister sur le fait que la fréquence reportée pour le cas de la référence [5] est obtenue à un point de polarisation où la conductance négative est maximum, c'est-à-dire approximativement au centre de la zone d'existence de la RDN. Cette remarque explique pourquoi, malgré une densité de courant de 50 kA/cm^2 , la structure GaAlAs/GaAs de $15 \mu\text{m}$ de diamètre présente une performance modeste limitée à 12 GHz puisque obtenue en tension vallée.

En ce qui concerne la capacité, une valeur de l'ordre de $2 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$ est typique des structures intégrant des espaceurs d'environ 500 \AA . Par ailleurs, il semble que la très faible valeur ($0,68 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$) obtenue pour la structure AlInAs/GaInAs soit due au fait que l'espaceur collecteur est graduellement dopé, ce qui permet une respiration plus importante de la zone désertée.

Du point de vue de la résistance série, la valeur de ρ_c se rapportant à la structure sur substrat InP n'a pas été mentionnée. En effet, la valeur déduite, correspondant à $\rho_c = 7.10^{-5} \Omega \text{ cm}^2$ nous semble trop élevée pour être réaliste.

3.8 Conclusion

Dans ce chapitre, l'extraction d'un schéma équivalent applicable aux diodes à effet tunnel résonnant, a été étudiée par le biais de mesures dynamiques d'impédances. Cependant, ces mesures entreprises sur deux échantillons, respectivement à faible et forte densités de courant (260 A/cm^2 et 50 kA/cm^2) ont montré toute la difficulté d'accéder à la mesure dynamique de la RDN. Pour la première série d'échantillons, les niveaux d'impédances élevés ont permis leur stabilisation et donc leur caractérisation directe en RDN. Il a alors été possible de déterminer, expérimentalement, le critère de stabilité illustrant le compromis entre l'obtention de fréquences de coupure élevées et la stabilité.

En ce qui concerne la seconde catégorie de composants, les mesures d'impédances se sont heurtées au problème des oscillations spontanées et ne se sont révélées possibles qu'après refroidissement de la diode. La faisabilité d'un oscillateur à 6 GHz et à température ambiante a alors été démontrée grâce à l'insertion d'un circuit de stabilisation. Cette étude expérimentale a montré, par ailleurs, que la recherche des fréquences de coupure les plus élevées possibles passe, en premier lieu, par une augmentation des niveaux de conductances négatives donc de la densité de courant traversant la structure. L'accroissement du contraste en courant vient en second lieu. Les résultats obtenus sur le plan mondial, concernant le fonctionnement en oscillateur, vont dans le sens de ces conclusions. Ceci est illustré sur la figure 3.20 qui montre l'évolution chronologique de la fréquence d'oscillation en fonction de la densité du courant pic. Il faut cependant insister sur le fait que la réalisation du composant constitue une étape mais que la réalisation pratique d'un oscillateur, millimétrique voire submillimétrique, nécessite de bien maîtriser la technologie de type guide d'onde pour des composants de très faible section (typiquement 3 micromètres de diamètre). Les premières réalisations, presque exclusivement effectuées au M.I.T., font appel aux techniques de type moustache, sur lesquelles nous aurons l'occasion de revenir dans le chapitre suivant, qui sont particulièrement difficiles à mettre en oeuvre.

L'une des solutions possibles, tout du moins en ce qui concerne le domaine du millimétrique, nous semble être l'utilisation de structures intégrées. Des premiers résultats, tout à fait encourageants, ont été obtenus au laboratoire avec des fréquences de coupure expérimentales supérieures à 40 GHz grâce à la diminution des éléments parasites. L'une des perspectives d'avenir est l'insertion de telles structures plaquées dans des

dispositifs de type guide d'onde [16].

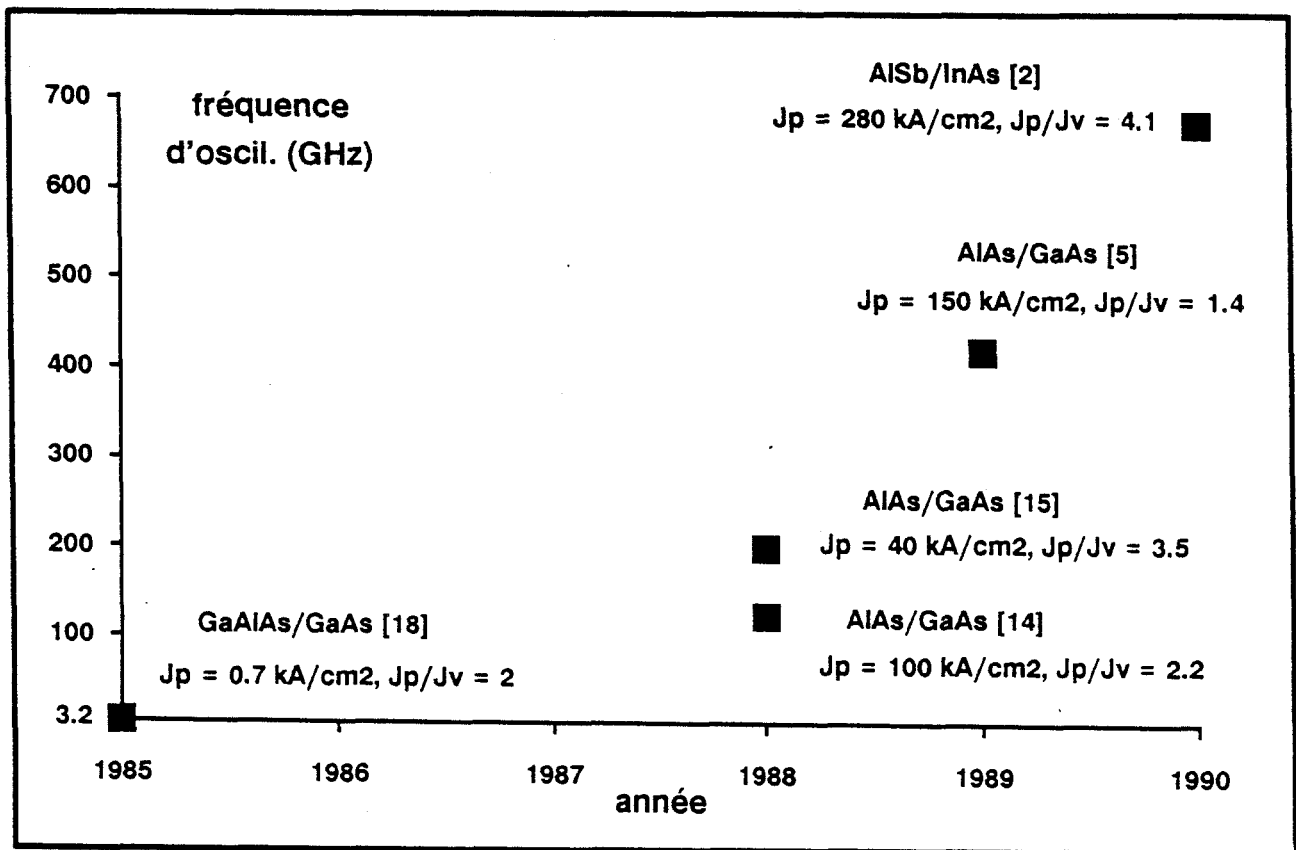


Figure 3.20 : Evolution chronologique de la fréquence d'oscillation de diodes à effet tunnel résonnant en fonction de la densité de courant pic. Ces résultats sont repris de la littérature.

Bibliographie

- [1] FRENSLEY W.R.
Appl. Phys. Lett. 51, 1987, p. 448.
- [2] BROWN E.R., PARKER C.D., MAHONEY L.J., SÖDERSTRÖM J.R.,
Mc GILL T.C.
48 th Annual Device Research Conference,
University of California, Santa Barbara, June 1990.
- [3] KESAN V.P. et al
IEEE Trans. on Electron Dev. 35, 1988, p. 405.
- [4] BOUREGBA R.
D.E.A. Université de Lille, Juillet 1988.
- [5] BROWN E.R., SOLLNER T.C.L.G., PARCKER C.D., GOODHUE W.D.,
CHEN C.L.
Appl. Phys. Lett. 55, 1989, p. 1777
- [6] LIPPENS D., MOUNAIX P.
Electronics Letters 24, 1988, p. 1180.
- [7] HUGHES O.H. et al
J. Vac. Sci. Technol. B6(4), 1988, p.1161.
- [8] HINES M.E.
Bell Syst. Techn. Journal 39, 1960, p. 477.
- [9] DUNN C.N.
Mc GRAW-HILL Book Compagny, Chapter 13,
Microwave Semiconductor Devices and Their Circuits Applications, Edited by H.A.
Watson.

- [10] KIM C.S., BRANDLI A.
IRE Trans. on Circuit Th. CT8, 1961, p. 416.
- [11] DELOACH B.C.
IEEE Trans. on MTT, Janvier 1970, p.72.
- [12] VANBÉSIEN O.
Thèse d'Université, Lille, 1991.
- [13] LIPPENS D., BARBIER E., MOUNAIX P.
IEEE Elect. Dev. Letters 12, 1991, p. 114.
- [14] RYDBERG A., GRÖNQVIST H., KOLLBERG E.
Microwave and Opt. Tech. Lett. 1, 1988, p. 333.
- [15] BROWN E.R., GOODHUE W.D., SOLLNER T.C.L.G.
J. Appl. Phys. 64, 1988, p. 1519.
- [16] PONCHAK G.E., SIMONS R.N.
IEEE MTT-S Digest, 1990, p. 491.
- [17] BOUREGBA R., VANBÉSIEN O., DE SAINT POL L., LIPPENS D.
Ann. Télécommun. 45, 1990, p. 184.
- [18] SHEWCHUK T.J. et al
Appl. Phys. Lett. 47, 1985, p. 986.

CHAPITRE 4

Application au fonctionnement en génération d'harmoniques

Chapitre 4

Application au fonctionnement en génération d'harmoniques

4.1 Introduction

Outre l'utilisation en oscillateur évoquée dans le chapitre précédent, le fonctionnement en générateur d'harmoniques constitue l'une des applications de choix des diodes à effet tunnel résonnant. Les résultats expérimentaux parus à ce jour concernent essentiellement d'une part le fonctionnement en tripleur dans la gamme millimétrique avec des rendements de conversion $\eta = 0,61\%$ ($P_{\text{hyp}} = 250 \mu\text{W}$) à 191 GHz [1] et $\eta = 1,2\%$ ($P_{\text{hyp}} = 0,8 \text{ mW}$) à 250 GHz [2]. D'autre part, l'utilisation en quintupleur a été démontrée dans la gamme de fréquence centimétrique avec des rendements de l'ordre de 0,5% à 22 GHz [3].

Dans ce chapitre, nous nous intéressons principalement à cette dernière application avec pour objectif de porter la fréquence de sortie dans le domaine des longueurs d'onde submillimétriques. Dans une première étape et après avoir discuté du principe de fonctionnement et des motivations de cette étude, une analyse expérimentale dans la gamme de fréquence centimétrique est proposée. Elle nous permet, grâce à une visualisation sur analyseur de spectre, d'illustrer la forte non linéarité de conduction des diodes double barrière.

En second lieu, des résultats obtenus respectivement à 192 GHz et 320 GHz sont reportés et concernent des échantillons AlAs/GaAs à densité de courant extrêmement élevée. Les composants utilisés ont un diamètre de $3 \mu\text{m}$ et font appel à la technologie

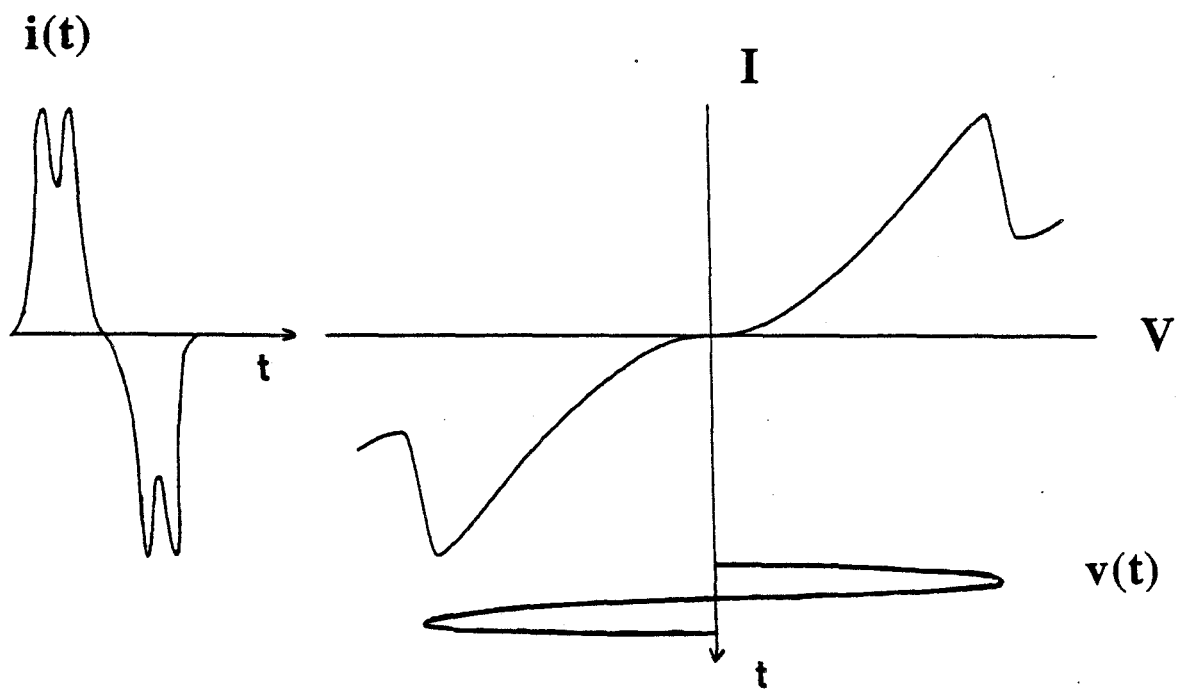


Figure 4.1 : Schématisation suggérant la multiplication de fréquence avec les diodes double barrière. La non linéarité de conduction se traduit par l'apparition de minima et maxima dans la forme d'onde du courant.

de type "moustache".

Dans une troisième étape, une interprétation des résultats expérimentaux à 320 GHz est recherchée par le biais de simulations numériques. Celles-ci montrent notamment tout le bénéfice qu'il est possible de tirer de l'effet de RDN pour le fonctionnement en quintupleur.

4.2 Principe de la multiplication de fréquence avec les diodes double barrière

L'idée consiste à "pomper" le composant, à partir d'une source primaire, de manière à ce que la tension hyperfréquence excursions largement la caractéristique de conduction. Si l'amplitude de ce signal est suffisante et s'étend jusqu'à la zone de RDN, le transfert se traduit par l'apparition de minima et de maxima dans la forme d'onde du courant de conduction (figure 4.1). Par ce moyen, on augmente le taux d'harmoniques contenu sur une période. L'utilisation judicieuse d'un circuit de charge en sortie permet alors de générer de la puissance hyperfréquence à une fréquence harmonique de rang supérieur.

4.3 Intérêts

Les points forts de ce type de multiplicateur résistif peuvent se résumer en trois points principaux :

- Tout d'abord, il est admis que les multiplicateurs conventionnels ont des rendements de conversion théoriques maximums donnés par [4] :

$$\eta_n = \frac{P_n}{P_1} = \frac{1}{n^2}$$

avec n rang d'harmonique en sortie du multiplicateur.

De ce fait, le rendement de conversion est très rapidement limité dès que l'on recherche un transfert sur une fréquence harmonique de rang élevé. En pratique, cette limitation est inhérente aux pertes introduites par la résistance non linéaire. Cependant, Andreyev [5] a montré que l'apparition d'un effet de RDN dans la caractéristique de transfert $I(V)$ permet, théoriquement, de dépasser cette limite. Concrètement, celle-ci peut être approchée voire dépassée à condition d'optimiser la non linéarité de conduction [3].

$T = 300 \text{ K}$
 $S = 25 \mu\text{m}^2$
 $J_{\text{pic}} = 60 \text{ kA/cm}^2$
 $J_{\text{pic}}/J_{\text{vallee}} = 2.5$

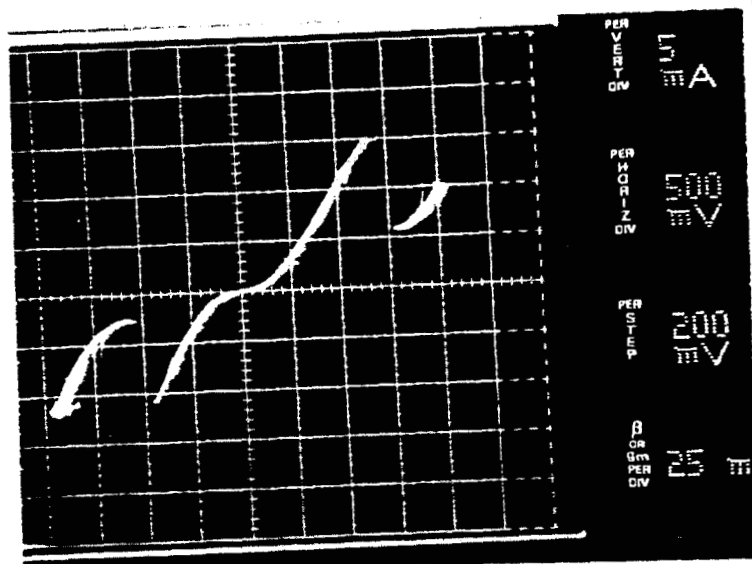


Figure 4.2 : Caractéristique courant tension mesurée sur un échantillon GaAlAs/GaAs/GaInAs intégré sur semi-isolant et de section $5 \times 5 \mu\text{m}^2$.

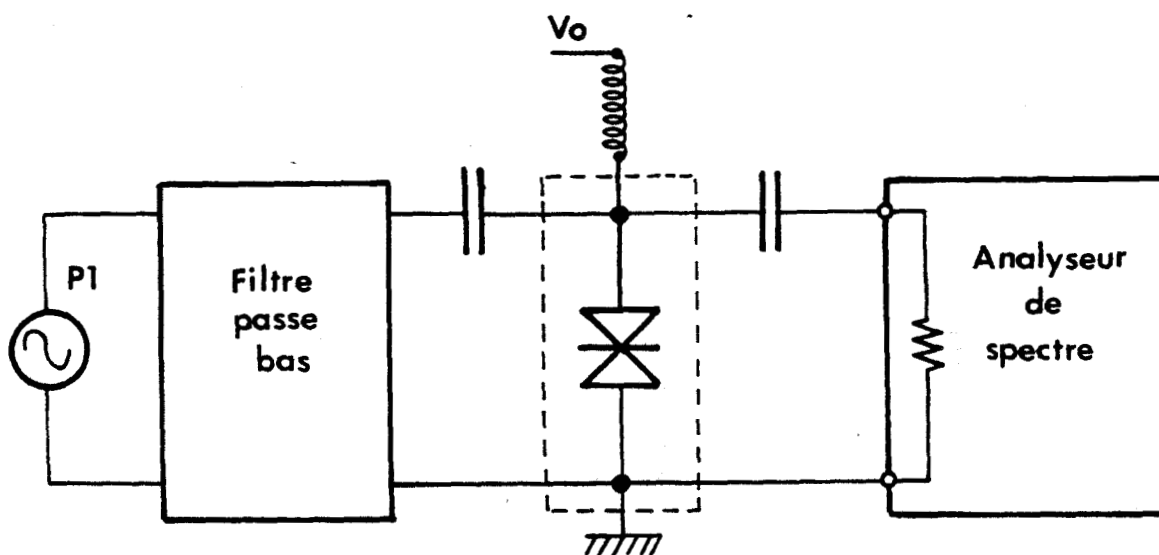


Figure 4.3 : Schématisation du banc de mesure permettant la multiplication de fréquence.

- En second lieu, l'effet de RDN, observable sur la caractéristique statique, peut être conservé jusqu'à des fréquences très élevées, grâce à la très faible inertie de réponse du niveau quasi-lié dans le puits de potentiel. Ceci peut constituer un avantage appréciable dans la mesure où il est alors possible de transférer directement une partie de la puissance issue d'une source millimétrique stable dans le domaine des ondes submillimétriques.
- Enfin, la symétrie de conduction impaire autour de l'origine des tensions présente l'avantage de pouvoir s'affranchir des fréquences harmoniques de rang pair. Outre l'intérêt que cela constitue pour la simplification d'éventuels accords oisifs aux fréquences intermédiaires, cette particularité autorise la conversion de plus de puissance vers la fréquence visée.

4.4 Analyse spectrale dans la gamme centimétrique

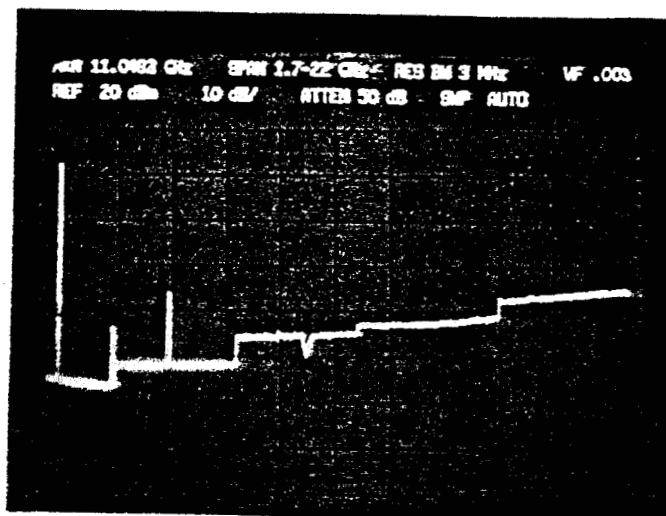
4.4.1 Sans polarisation

Afin d'illustrer la très forte non linéarité de conduction apparaissant dans les diodes à effet tunnel résonnant, une mesure à l'analyseur de spectre est entreprise sur un échantillon GaAlAs/GaAs/GaInAs intégré sur semi-isolant (cf. tableau 2, chapitre 2) de section $5 \times 5 \mu\text{m}^2$. Sa caractéristique statique de conduction est reportée figure 4.2. Elle se caractérise par une dissymétrie prononcée entre les deux sens de polarisation particulièrement significative au niveau des tensions pics. La diode est montée dans une cellule du type BMH 60 insérée dans le banc de mesure schématisée sur la figure 4.3. Les clichés de la figure 4.4 montrent les spectres observés lorsque la source primaire délivre une puissance de 15 dBm et 17 dBm, sa fréquence est de 2 GHz et aucune polarisation n'est appliquée. Précisons que pour ces expérimentations, aucune adaptation d'impédance n'est assurée, ni en entrée, ni en sortie. Ceci explique les niveaux relativement élevés des puissances appliquées en entrée du multiplicateur. Le passage de 15 dBm à 17 dBm se traduit d'une part par l'augmentation de la contribution des raies de rang 2 et 3 et d'autre part par l'apparition de raies de rang 4 et 5. En première analyse, nous attribuons cet enrichissement au fait que la puissance hyperfréquence devient alors suffisante pour que la tension hyperfréquence aux bornes de la diode vienne excursionner la zone de RDN.

Par ailleurs, le spectre se caractérise par la présence d'harmoniques de rang pair à 4 et 8 GHz dont l'origine s'explique par la forte dissymétrie de la caractéristique

F1 = 2 GHz V0 = 0 volt

P1 = 15 dBm



P1 = 17 dBm

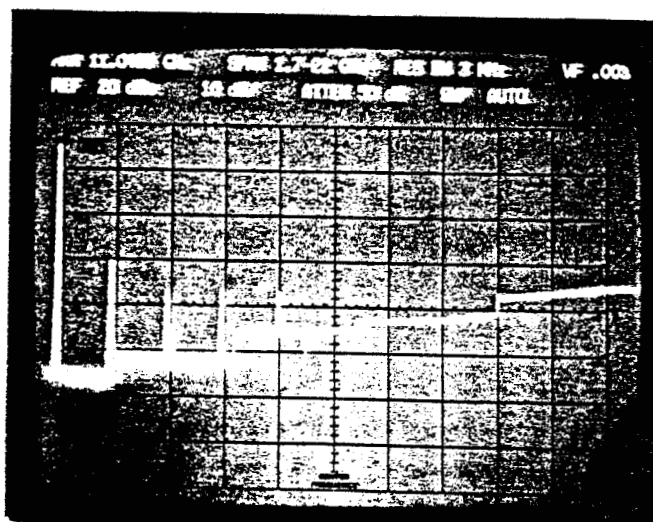


Figure 4.4 : Spectres relevés à l'analyseur de spectre lorsque l'échantillon est pompé par une source primaire. Les puissances à l'entrée sont respectivement 15 dBm et 17 dBm et la fréquence de 2 GHz.

F1 = 2 GHz V0 = 0.17 volt

P1 = 17 dBm

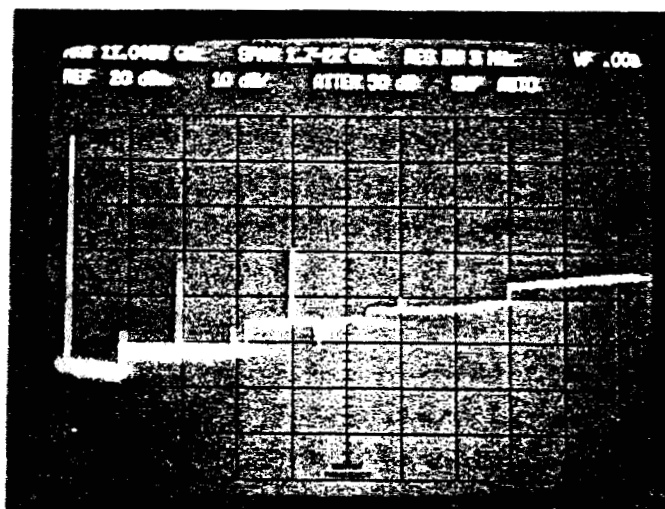


Figure 4.5 : Effet d'une polarisation ($V = 0,17$ volt) sur le spectre de multiplication. La compensation de symétrie permet de s'affranchir des raies de rang 2 et 4.

de conduction. Nous allons, à présent examiner la possibilité de s'affranchir de ses fréquences en polarisation judicieusement le composant.

4.4.2 Compensation de la symétrie par une pré-polarisation

Au vue de la caractéristique $I(V)$ donnée figure 4.2, l'écart entre les tensions pics est de l'ordre de $\Delta V = 0,34$ volt. Pour compenser cet écart, il faut pré-polariser le composant à une tension moitié de ΔV . La figure 4.5 représente le spectre relevé dans ces conditions ($V = 0,17$ volt) pour une puissance hyperfréquence de 17 dBm. On constate que la compensation de symétrie se traduit par la disparition des raies de rang 2 et 4.

L'analyse précédente appelle plusieurs conclusions. En premier lieu, il semble que les diodes à effet tunnel résonnant prédisposent "naturellement" à la génération de puissance aux fréquences harmoniques de rang impair 3 et 5, à la condition néanmoins que les composants présentent une symétrie au niveau de leur caractéristique statique de conduction. En effet, la nécessité d'appliquer un signal de pré-polarisation est souvent préjudiciable pour les applications embarquées notamment. Ce point peut être amélioré en optimisant la qualité de l'interface inverse. En second lieu, il s'avère important de disposer d'une source de puissance suffisante pour exploiter l'accident de conduction introduit par l'effet de RDN.

Afin de démontrer ces potentialités, des mesures de faisabilité en vue d'un transfert de puissance dans les gammes de fréquence millimétrique et submillimétrique sont envisagées à présent.

4.5 Etude expérimentale dans la gamme de fréquence millimétrique et submillimétrique

Les résultats expérimentaux présentés dans cette partie sont le fruit d'une collaboration entre le Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs, le Laboratoire Central de Recherche de Thomson et le Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne (LSH) de l'Université de Lille. Les mesures dynamiques sont effectuées au LSH jusque dans la gamme submillimétrique pour laquelle le Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs ne dispose pas d'équipements.

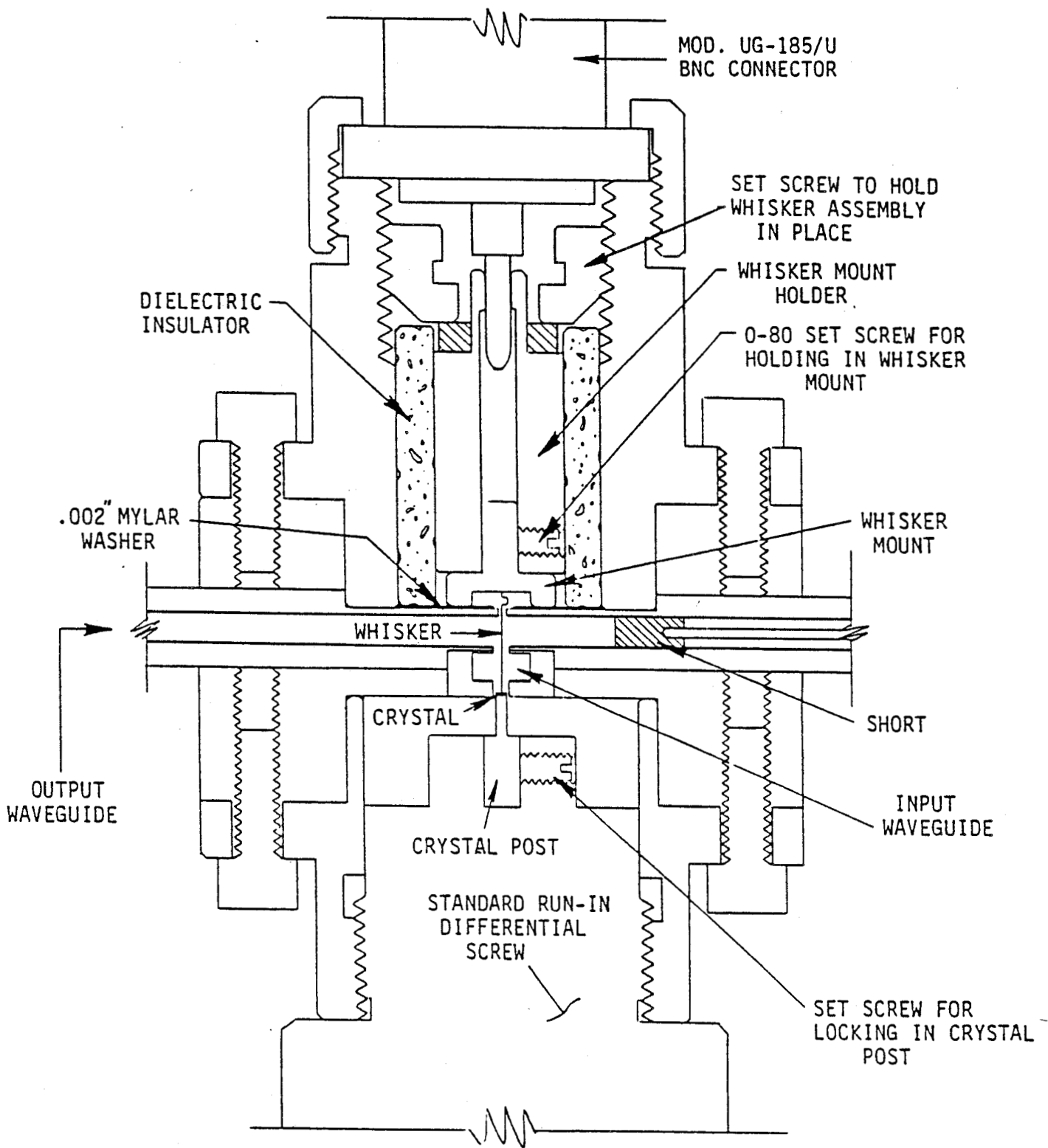
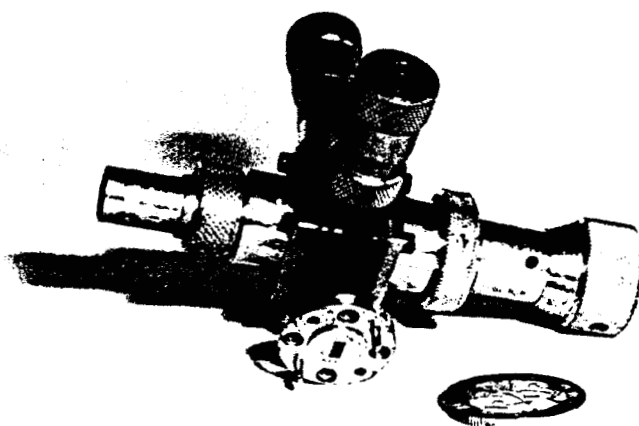


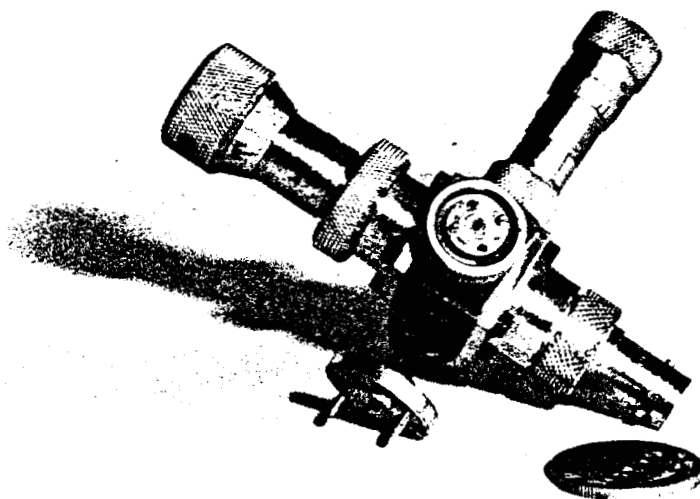
Figure 4.6 : Dessin complet à l'échelle 4 de la cellule de multiplication "Custom Microwave".

CELLULE DE MULTIPLICATION (Custom Microwave)

- . guides croisés
- . contact par moustache



WR-15 50 - 75 GHz



WR-5 140 - 220 GHz

Figure 4.7 : Vues des guides d'entrée et de sortie de la cellule de multiplication.

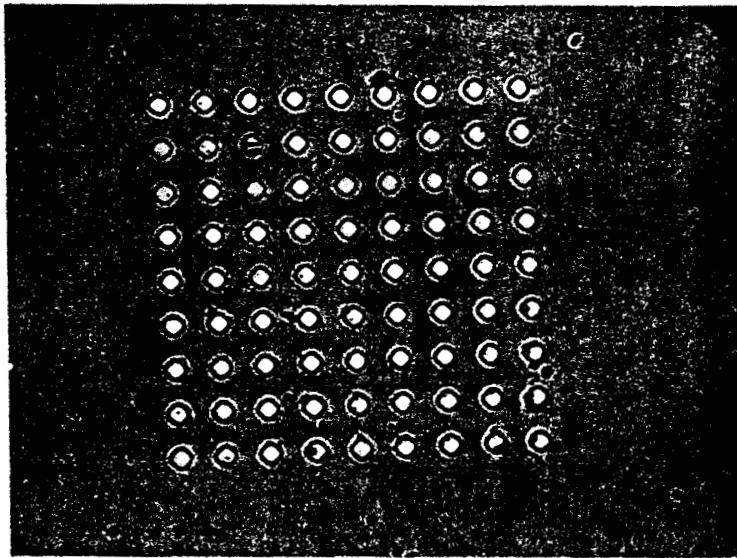


Figure 4.8 : Cliché pris au microscope optique montrant des échantillons de $3 \mu m$ de diamètre constituant une matrice de diode.

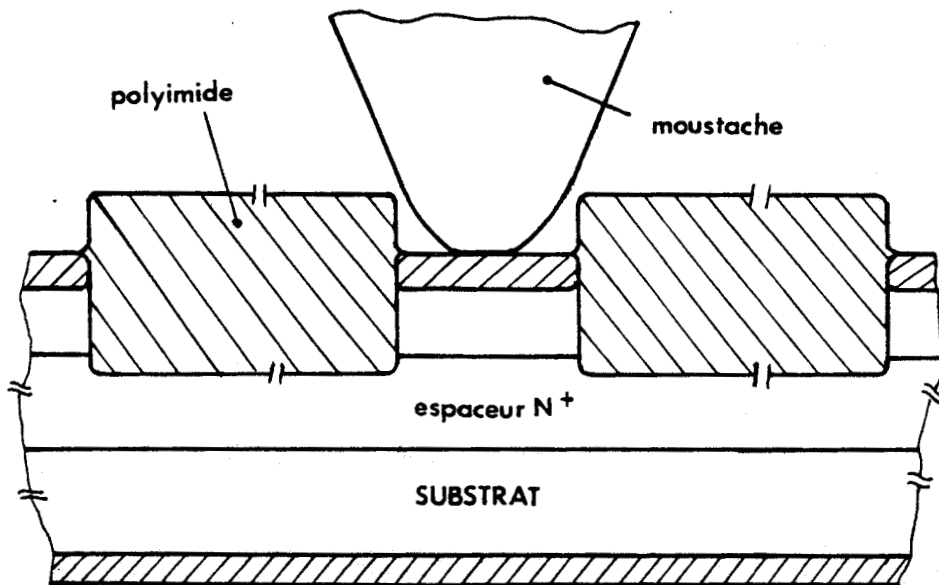


Figure 4.9 : Schématisation de la technologie en "nid d'abeilles" basée sur un dépôt de polyimide et qui permet d'assurer un meilleur contact de la moustache.

4.5.1 Cellule de multiplication

La cellule de multiplication utilisée est une structure commerciale du type "Custom Microwave". La figure 4.6 montre un dessin complet à l'échelle 4 sur lequel on peut distinguer :

- les guides d'onde d'entrée et de sortie superposés et disposés perpendiculairement l'un par rapport à l'autre ;
- la moustache traversant les deux guides. En pratique, outre le fait qu'elle permet l'accès à l'échantillon pour une éventuelle polarisation, la moustache joue le rôle d'antenne et assure le couplage entre le signal électromagnétique et le composant ;
- le support mécanique permettant de disposer la puce et une sortie en connecteur BNC pour la prise de polarisation ;
- des pistons de court-circuit permettant les réglages des accords à l'entrée et à la sortie ;
- deux vis micrométriques assurant l'ajustement du contact entre la moustache et la puce.

Les guides d'onde sont du type :

- à l'entrée : WR15, bande V : 50-75 GHz (figure 4.7) ;
- en sortie : WR5, bande G : 140-220 GHz (figure 4.7).

Le choix de cette cellule est motivé par le fait que le banc de mesure, présenté ultérieurement, dispose à l'entrée d'une source de puissance hyperfréquence à la fréquence de 64 GHz, se situant donc dans la bande V. En ce qui concerne la sortie, la fréquence minimale visée correspondant à l'harmonique 3 (192 GHz), se situe dans la bande G.

4.5.2 Echantillons

Les composants sont épitaxiés dans le système AlAs/GaAs (17 Å/ 45 Å/ 17 Å) (couche du tableau 1a, chapitre 2) et isolés par gravure ionique réactive [6]. Les puces, réalisées sous forme de matrices de diodes (figure 4.8) sont alors découpées avec un pas de 180 μm de côté. Un seul élément de matrice est collé directement sur le porte échantillon de la cellule de multiplication dont le diamètre est de l'ordre de 400 μm .

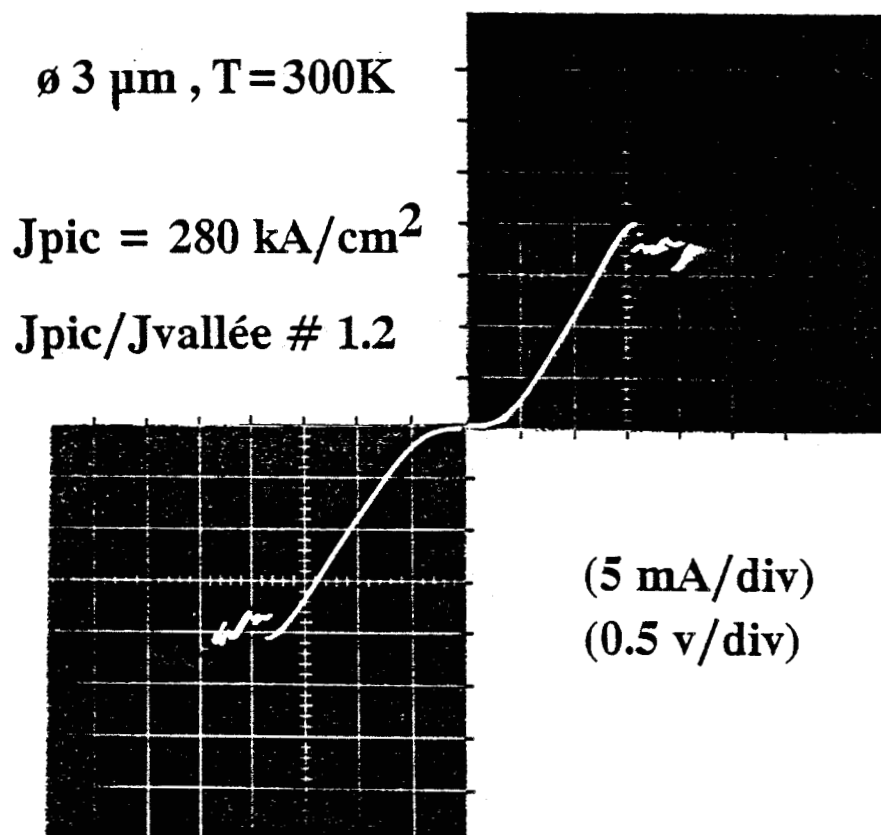


Figure 4.10 : Caractéristique de conduction d'un échantillon AlAs/GaAs de $3 \mu\text{m}$ de diamètre monté dans la cellule de multiplication et contacté avec la moustache.

Cette opération est relativement délicate dans la mesure où, le substrat n'étant pas aminci, les puces présentent des hauteurs de l'ordre de $500 \mu\text{m}$. Pour contacter les échantillons à l'aide de la moustache, on procède par essais successifs. Cette opération se révèle également très aléatoire puisque, une fois le contact établi, la moustache ne trouvant pas d'élément d'arrêt, peut s'y soustraire. L'un des moyens pour pallier cet inconvénient consiste à déposer une couche de polyimide qui planarise l'ensemble de la structure. Le contact se fait alors après ouverture de fenêtres sur les plots supérieurs (figure 4.9). Cette technologie en "nid d'abeilles", très proche de celle développée pour les diodes Schottky, se révèle beaucoup plus fiable pour la prise de contact.

Enfin une autre amélioration possible est d'amincir le substrat d'une part pour faciliter leur mise en place sur le porte échantillon et d'autre part pour améliorer sensiblement les caractéristiques électriques. En effet, on améliore sensiblement la résistance série introduite par l'effet de peau dans le substrat [7]. La figure 4.10 représente la caractéristique statique mesurée sur un échantillon de $3 \mu\text{m}$ de diamètre monté dans la cellule de multiplication. La densité de courant pic est exceptionnellement élevée puisque égale à 280 kA/cm^2 . En contre partie, le rapport $J_{\text{pic}}/J_{\text{vallée}}$ de 1,2 est très faible. Ce contraste entre ces deux paramètres illustre le compromis évoqué dans le premier chapitre.

4.5.3 Dispositif de mesure

Celui-ci, schématisé sur la figure 4.11, est destiné à l'origine à des mesures de spectroscopie moléculaire [8] et se compose :

- en entrée de la cellule de multiplication : d'un klystron (VARIAN) travaillant à la fréquence de 64 GHz ainsi que d'un atténuateur variable qui permet de modifier la puissance hyperfréquence envoyée à l'échantillon.
- en sortie : de deux filtres dans la technologie guide d'onde WR-5 (Custom Microwave) de fréquence de coupure respective : $f_c = 170 \text{ GHz}$ et $f_c = 270 \text{ GHz}$. Ces filtres vont nous permettre d'analyser spectralement la puissance issue du multiplicateur. Enfin, un détecteur InSb, refroidi à la température de l'hélium liquide, fournit une information de tension directement reliée à la puissance reçue. Par ailleurs, ce dispositif ayant pour finalité la spectroscopie submillimétrique, comporte une section où la propagation se fait en espace libre. La transformation onde guidée-onde libre se faisant à l'aide de cornets. Remarquons également que

BANC DE MESURE

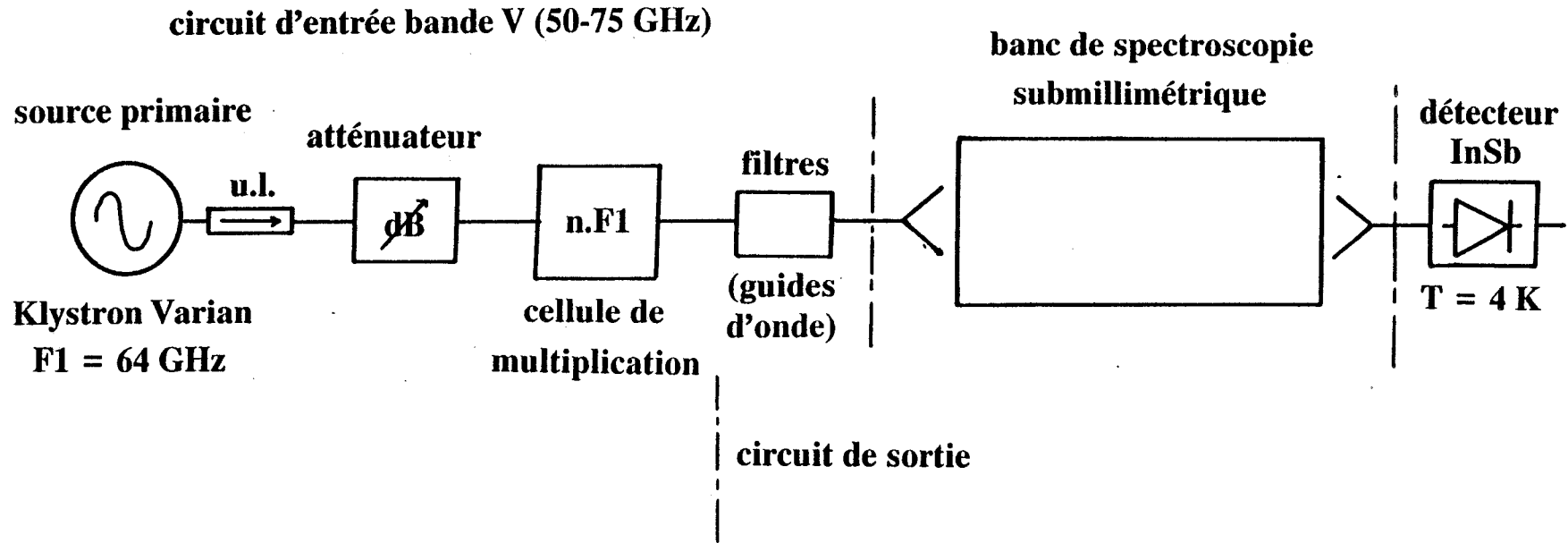


Figure 4.11 : Schématisation du dispositif de mesure, mis au point au LSH, qui permet la mesure de spectroscopie moléculaire submillimétrique à partir d'une source à 64 GHz.

la configuration du banc de caractérisation ne permet pas des mesures absolues de puissances. C'est une des limitations de nos études actuelles. C'est pourquoi nous proposons une comparaison en valeur relative avec les performances d'une diode Schottky varactor.

4.5.4 Résultats

4.5.4.1 Echantillon non polarisé

Ces mesures ont été menées de la façon suivante. Tout d'abord le filtre de fréquence de coupure 170 GHz est inséré entre la sortie de la cellule de multiplication et le détecteur InSb. De cette manière, seule la puissance émise à des fréquences supérieures ou égales à 192 GHz, correspondant à l'harmonique de rang 3, est détectée. Dans un deuxième temps, le filtre de fréquence de coupure 270 GHz est utilisé de façon à filtrer les harmoniques de rang 2, 3 et 4 de fréquences respectives: 128, 192 et 256 GHz.

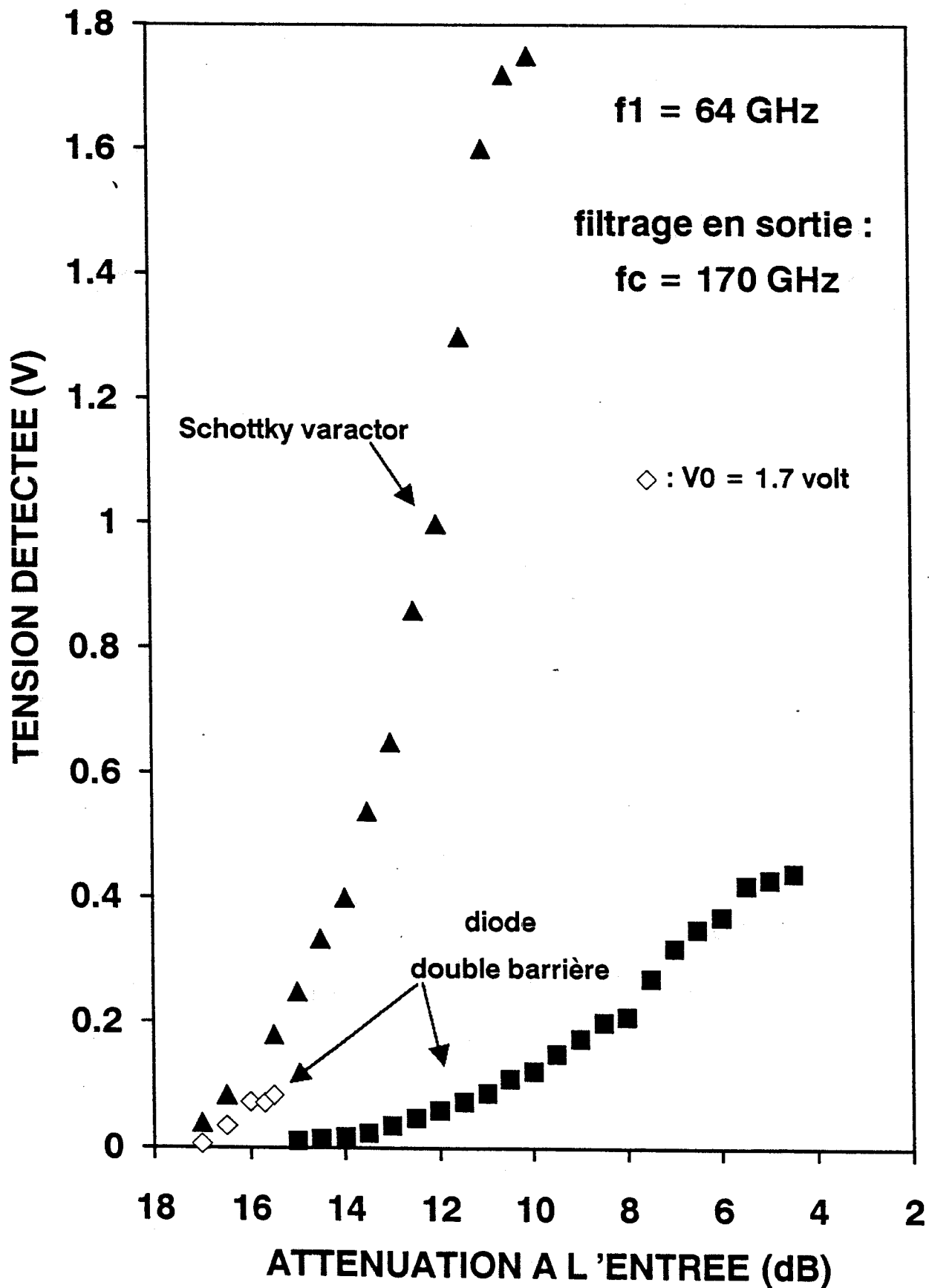
Par ailleurs, nous mesurons les performances d'une diode Schottky varactor commerciale (FARRAN TECHNOLOGY, type VDO 12) dans les mêmes conditions expérimentales que précédemment. Ce dernier échantillon, de $1.5 \mu m$ de diamètre, présente une fréquence de coupure de l'ordre de 1,1 THz et un rendement de conversion théorique en tripleur de 7%, pour une fréquence de sortie située dans la gamme 170-190 GHz.

Les figures 4.12 et 4.13 regroupent les résultats expérimentaux ainsi obtenus. Sur ces figures est reportée la tension détectée en fonction de l'atténuation à l'entrée du multiplicateur, mesurée en utilisant respectivement les filtres à 170 GHz et 270 GHz.

- filtre à 170 GHz

Ce régime, proche d'un fonctionnement en tripleur à 192 GHz, ne semble pas favorable à la génération de puissance pour la diode double barrière utilisée. En effet, les niveaux de tensions détectées sont très largement inférieurs à ceux obtenus avec la diode Schottky. Ce résultat, quelque peu décevant, s'explique par le fait que nous tirons ici partie de la montée en courant de la caractéristique de conduction. Or celle-ci présente des zones de conduction linéaire (figure 4.10) qui rendent le bilan global de conversion relativement modeste.

Figure 4.12 : Evolution de la tension détectée en fonction de l'atténuation, à l'entrée de la cellule de multiplication, lorsque le filtre de fréquence de coupure 170 GHz est utilisé. Les performances d'une diode Schottky varactor commerciale sont également reportées.



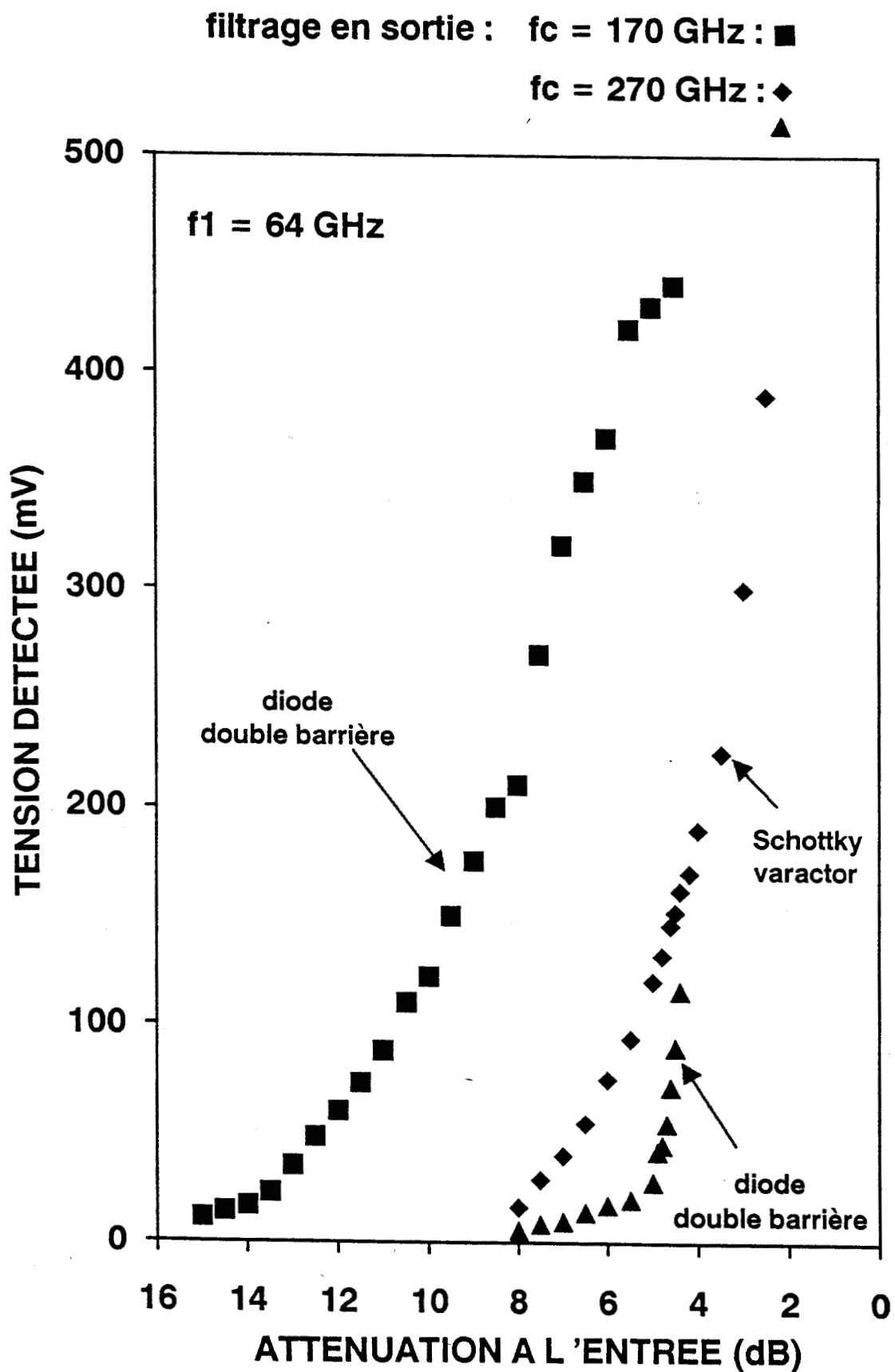


Figure 4.13 : Résultats obtenus lorsque le filtre de fréquence de coupure 270 GHz est utilisé. Les variations de tension détectées se caractérisent par un seuil au-delà duquel les valeurs tendent vers les performances de la diode Schottky.

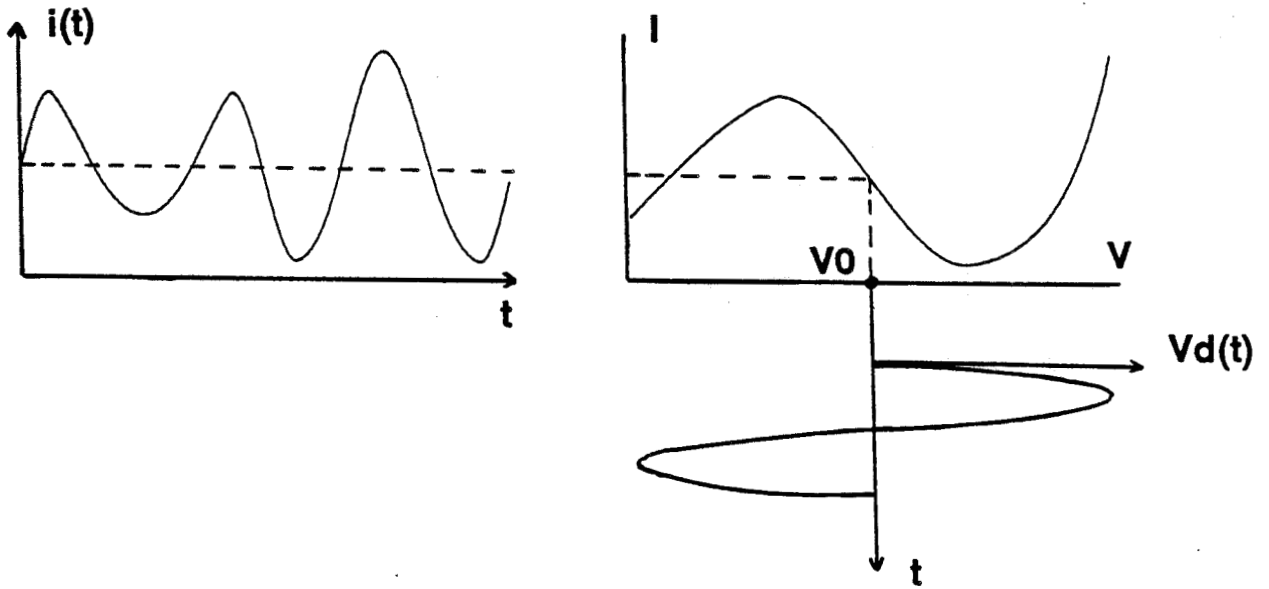


Figure 4.14 : Schématisation de l'augmentation de la non linéarité de conduction par polarisation en RDN. Ceci permet d'accroître notablement les performances mesurées en tripleur.

- filtre à 270 GHz

Ce régime s'apparente en fait à un fonctionnement en quintupleur, c'est-à-dire à 320 GHz, si l'on suppose que la contribution des harmoniques de rang supérieur (6, 7, 8 . . .) devient très faible. Il semble plus intéressant que le cas précédent dans la mesure où d'une part, les valeurs de tension détectée pour la diode double barrière, tout d'abord très faibles, augmentent brusquement à partir d'un certain seuil de puissance à l'entrée. D'autre part, les niveaux détectés tendent à rejoindre les performances relevées avec la diode Schottky.

Ces derniers résultats sont originaux puisqu'ils constituent, à notre connaissance, les premières mesures en quintupleur avec des diodes double barrière dans la gamme submillimétrique [9]. Néanmoins, le fait que nous ne disposons pas de moyen de mesurer la puissance absolue constitue un handicap puisqu'il ne nous est pas possible de chiffrer les performances potentielles de ces composants, tels que les rendements de conversion. Une modélisation est proposée ultérieurement en vue d'interpréter les variations observées expérimentalement et d'estimer les rendements de conversion.

4.5.4.2 Augmentation de la non linéarité par polarisation en RDN

Les faibles niveaux observés avec l'utilisation du filtre coupant à 170 GHz, comparativement à la diode Schottky sont dus à la faible non linéarité de la caractéristique de conduction autour du zéro volt. C'est pourquoi, nous proposons ici d'illustrer l'influence d'une modification du point de fonctionnement en vue d'améliorer les performances en tripleur. En l'occurrence, nous avons choisi de polariser l'échantillon au milieu de la plage de RDN. Ceci permet, lorsque la puissance de pompe à l'entrée est suffisante, d'accroître notablement la non linéarité de conduction (figure 4.14).

Les points expérimentaux obtenus, pour une polarisation $v=1,7$ volt (cf. figure 4.10), sont reportés sur la figure 4.12. Une très nette augmentation des valeurs de tension détectée est à noter.

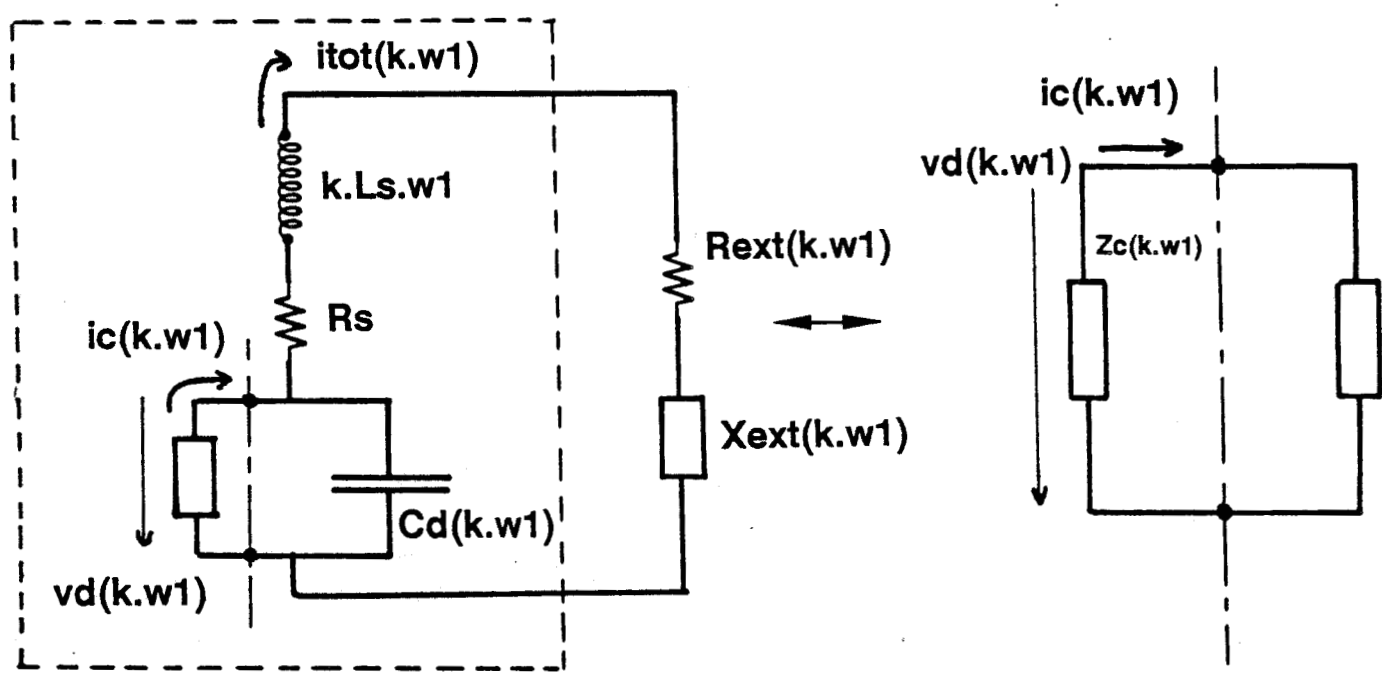
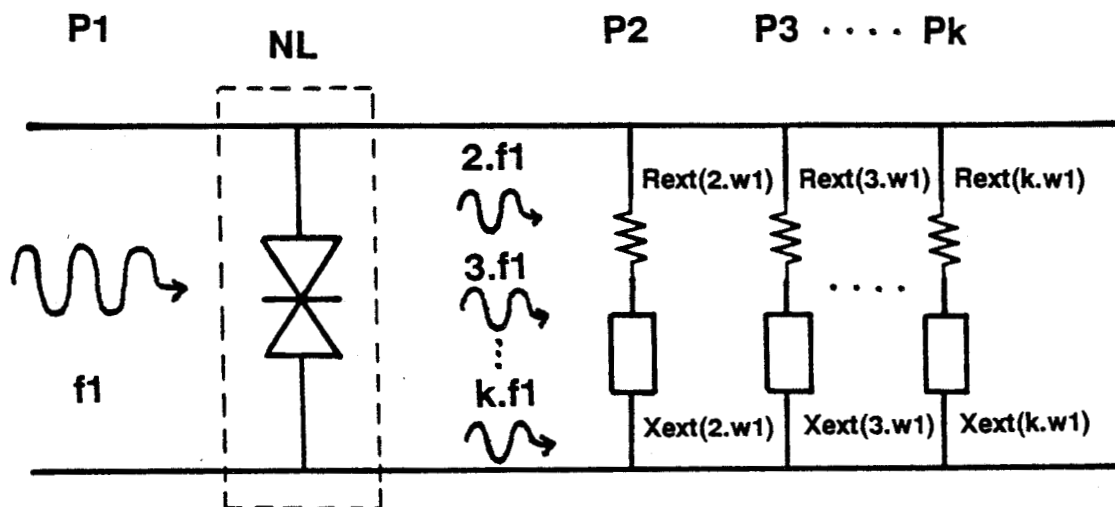


Figure 4.15 : Schéma de l'ensemble diode-circuit extérieur permettant de prendre en considération la circulation du courant aux fréquences harmoniques.

4.6 Analyse numérique

4.6.1 Introduction

Cette analyse a pour objectif l'estimation des puissances hyperfréquences et des rendements de conversion pour le fonctionnement en quintupleur. Par ailleurs, elle nous permet de fournir une première interprétation des résultats expérimentaux. Le principe consiste à prendre en compte la circulation des courants aux fréquences harmoniques dans une charge extérieure qu'il convient d'optimiser. Les tensions correspondant à chaque raie sont alors calculées et viennent se superposer à la tension d'excitation initialement sinusoïdale.

Cette méthode s'inspire largement d'un travail antérieur effectué au laboratoire par P.A. Rolland [10] dont nous rappelons ici le principe. Signalons cependant que d'autres types de procédure, équivalentes à celle proposée ici, sont envisageables. Citons par exemple la méthode de Kerr basée sur la notion de réflexion multiple entre les charges extérieures et le composant [11].

4.6.2 Schéma équivalent - interaction composant-circuit extérieur

Le calcul des rendements de conversion à une fréquence harmonique donnée nécessite de considérer l'ensemble constitué de la diode et du circuit extérieur (figure 4.15). En ce qui concerne le composant, le schéma équivalent défini dans le chapitre précédent est utilisé. Pour ce qui est du circuit extérieur, nous le supposons constitué d'une impédance extérieure $Z_{ext}(kw_1)$ présente à chaque fréquence harmonique kw_1 . Dans ce schéma, nous distinguons :

- L'élément non linéaire constitué par la caractéristique de conduction courant-tension. Elle nous permet de prendre en compte les variations du courant de conduction sur une période du signal d'excitation.
- Les éléments linéaires, supposés indépendants de l'amplitude du signal primaire, constitués par la résistance et la self séries ainsi que des éléments du circuit de charge. En ce qui concerne la capacité, traduisant l'existence d'un courant de déplacement, elle représente ici un cas particulier. En effet, celle-ci peut subir des variations très marquées pour des excitations de tension autour de $V = 0$ volt. La prise en compte de cet élément réactif sera détaillée dans une étape ultérieure.

A partir de cette configuration, nous définissons une impédance équivalente de conduction $Z_c(k.w_1)$ qui traduit la relation linéaire entre le courant de conduction et la tension aux bornes de la zone active pour chaque fréquence harmonique [10].

4.6.3 Impédance équivalente de conduction en sortie

Celle-ci est définie comme étant le rapport suivant :

$$Z_c(k.w_1) = \frac{Vd(k.w_1)}{Ic(k.w_1)} \quad (k \geq 2)$$

Au vu du schéma de la figure 4.15, on peut écrire pour chaque fréquence harmonique :

$$(Rs + j.Ls.k.w_1).itot(k.w_1) + Vd(k.w_1) + itot(k.w_1).Zext(k.w_1) = 0$$

et

$$itot(k.w_1) = Ic(k.w_1) + j.Vd(k.w_1).Cd.k.w_1$$

de sorte que l'on tire l'expression de $Z_c(k.w_1)$:

$$Z_c(k.w_1) = -\frac{Rs + j.Ls.k.w_1 + Zext(k.w_1)}{1 + j.[Rs + j.Ls.k.w_1 + Zext(k.w_1)].Cd.k.w_1} = Rc(k.w_1) + j.Xc(k.w_1) \quad (4.1)$$

avec

$$Zext(k.w_1) = Rext(k.w_1) + j.Xext(k.w_1)$$

Si l'on considère que l'expression de la puissance hyperfréquence à la fréquence de rang k s'exprime par :

$$P(k.w_1) = \frac{1}{2} . Ic^2(k.w_1) . Rc(k.w_1) \quad (4.2)$$

on constate la nécessité d'obtenir les valeurs de $Rc(k.w_1)$ les plus élevées possibles. Dans la mesure où l'expression de $Z_c(k.w_1)$ est une fonction de l'impédance de charge extérieure, le choix de $Zext(k.w_1)$ constitue un élément important pour les performances théoriques du multiplicateur.

4.6.4 Procédure numérique itérative

Le principe de la procédure numérique est le suivant. On choisit initialement la puissance à l'entrée P_1 et la valeur des éléments du circuit extérieur de charge. Le calcul est alors démarré en supposant au départ une tension purement sinusoïdale à la fréquence d'entrée : $vd(t) = Vd_1 \cdot \sin(\omega_1 t)$. Le transfert sur la non linéarité de conduction permet de déterminer l'évolution temporelle du courant de conduction $ic(t)$, à partir de laquelle une première estimation des composantes harmoniques est effectuée par décomposition en série de Fourier de $ic(t)$:

$$ic(t) = \sum_k Ic(k.\omega_1) \cdot e^{j(k.\omega_1.t + \Psi_k)} \quad (4.3)$$

Connaissant le module et la phase des différentes composantes en courant, le calcul des composantes harmoniques de la tension, résultant de la circulation du courant dans le circuit de charge extérieur, s'effectue à l'aide de la relation complexe :

$$\overline{Vd(k.\omega_1)} = \overline{Zc(k.\omega_1)} \cdot \overline{Ic(k.\omega_1)} \quad (4.4)$$

Dans la mesure où nous travaillons à puissance incidente imposée, il s'agit d'atteindre la valeur fixée au départ avant tout traitement auto-cohérent. Pour cela, et à ce stade de la procédure, la puissance à l'entrée $P(\omega_1)$ est calculée avec :

$$P(\omega_1) = \frac{1}{2} \cdot Ic(\omega_1) \cdot Vd(\omega_1) \cdot \cos\left(\overline{Ic(\omega_1)}, \overline{Vd(\omega_1)}\right)$$

que nous comparons à la puissance P_1 imposée. En cas de désaccord, la valeur de la composante fondamentale Vd_1 de la tension est modifiée comme suit [10] :

$$Vd(\omega_1) = Vd_1 + \frac{P_1 - P(\omega_1)}{k_0[P_1 + P(\omega_1)]}$$

Dans cette expression, k_0 est le coefficient de convergence. Les étapes décrites précédemment sont renouvelées avec la nouvelle amplitude de tension $Vd(\omega_1)$ jusqu'à ce que soit approchée l'égalité : $P(\omega_1) = P_1$

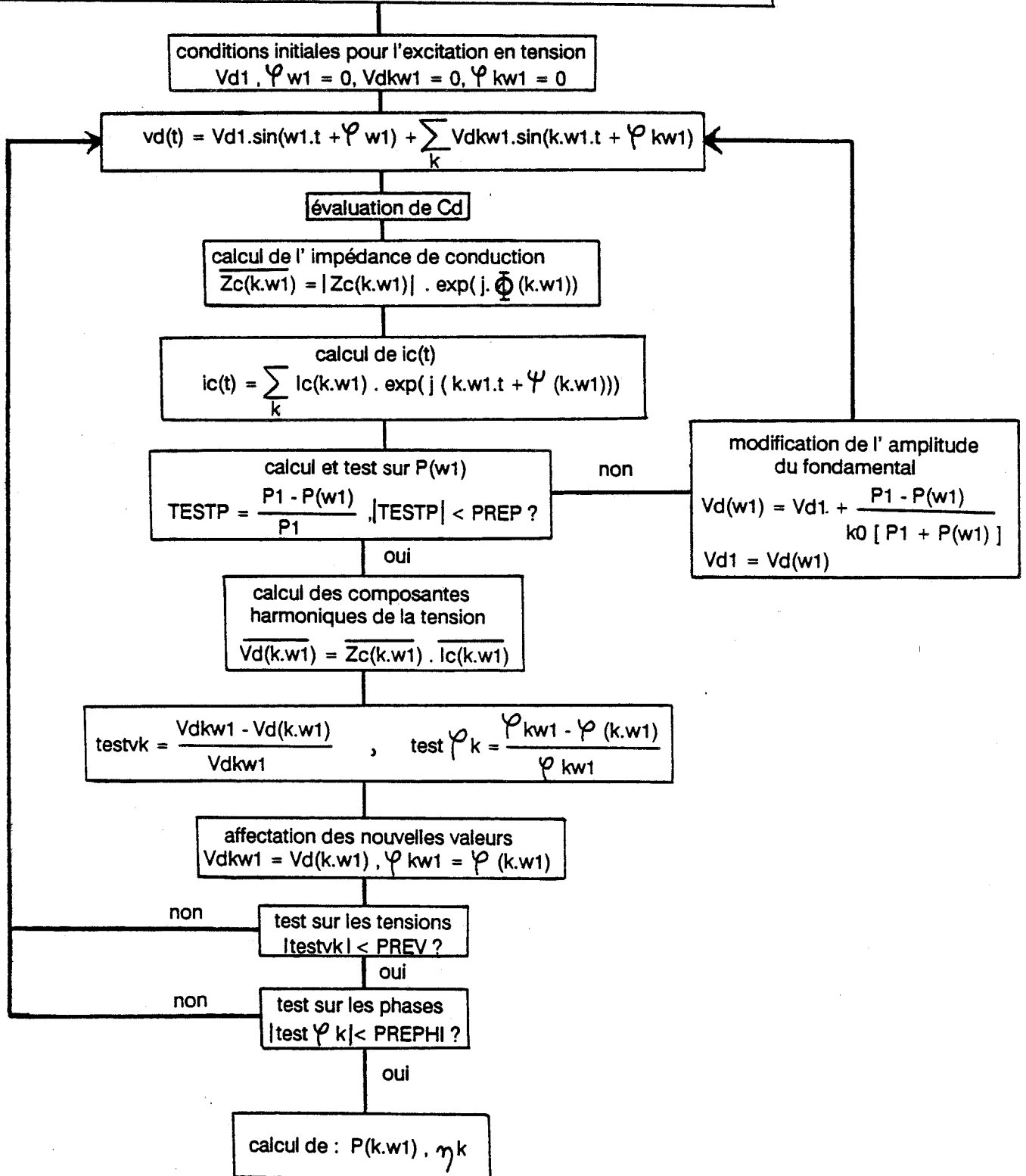
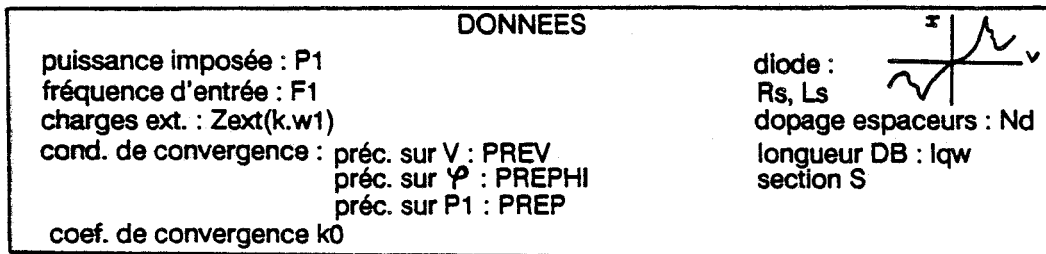


Figure 4.16 : Organigramme résumant la procédure numérique permettant le calcul itératif [10].

Lorsque l'accord au niveau de la puissance d'entrée est vérifié, toute la procédure est réitérée avec la forme d'onde déterminée à l'itération précédente, c'est-à-dire en incluant les composantes harmoniques de tension :

$$vd(t) = \sum_k Vd(k.w_1) .sin(k.w_1.t + \varphi_k)$$

Une nouvelle estimation des composantes harmoniques du courant (équation 4.3) et de la tension (équation 4.4) est alors entreprise. De plus, le test sur la puissance d'entrée est renouvelé, avec éventuellement une modification de la composante fondamentale de la tension $Vd(w_1)$ et ainsi de suite jusqu'à ce que les formes d'onde du courant et de la tension varient peu d'une itération à l'autre. La procédure est alors stoppée et la puissance hyperfréquence ainsi que le rendement de conversion à la fréquence visée sont calculées :

$$P(k.w_1) = \frac{1}{2} .Ic(k.w_1) .Vd(k.w_1) .cos \left(\overline{Ic(k.w_1)}, \overline{Vd(k.w_1)} \right)$$

et

$$\eta_k = \frac{P(k.w_1)}{P_1}$$

La figure 4.16 représente l'organigramme de la procédure numérique.

4.7 Application à l'échantillon étudié à 320 GHz

4.7.1 Hypothèses

Le calcul est mené dans le cadre des hypothèses suivantes :

- La puissance hyperfréquence fournie par la source est supposée totalement absorbée par la diode à la fréquence d'entrée. Il en résulte que la référence de puissance se fait au niveau du composant. En pratique, il est certain que cette hypothèse tend à surestimer les rendements de conversion dans la mesure où une partie de la puissance délivrée par le générateur est réfléchiée par la diode. Ceci est particulièrement vrai pour les dispositifs sans adaptation tel que celui utilisé dans l'étude expérimentale.

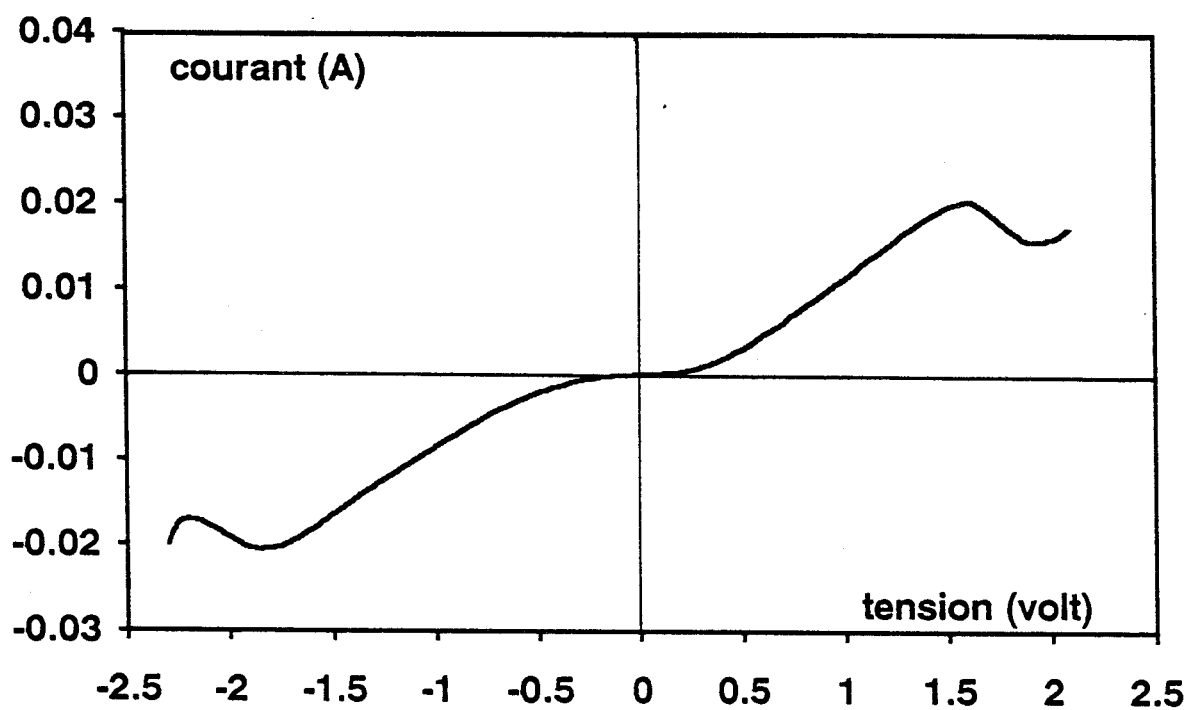


Figure 4.17 : Approximation numérique, à l'aide de fonctions polynomiales, de la caractéristique de conduction mesurée sur l'échantillon AlAs/GaAs (figure 4.10).

- La caractéristique de conduction courant-tension est approximée par des fonctions polynomiales à partir de la caractéristique expérimentale (figure 4.17). Celle-ci est supposée indépendante de la fréquence du signal primaire. Concrètement, une telle hypothèse ne nous semble pas excessive ; au contraire elle découle directement de la faible inertie de réponse du niveau quasi-lié dans le puits de potentiel. A ce titre, les travaux de Sollner sont très significatifs puisqu'ils ont permis de montrer, expérimentalement, la persistance de l'effet de RDN sur un échantillon double barrière GaAlAs/GaAs jusqu'à des fréquences de 2,5 THz [12].

4.7.2 Choix de R_s et de L_s

Comparativement aux diodes montées en boîtier BMH ou directement caractérisées sur tranche, les échantillons en guide sont difficiles à caractériser. Il en résulte que les éléments parasites sont connus avec beaucoup moins de précision. Pour les calculs, nous avons donc supposé que la self série, introduite par la moustache, est de l'ordre de 0,5 nH, valeur proposée par Kidner [13]. En ce qui concerne la résistance série, nous avons supposé une résistivité spécifique de contact comprise entre 1 et $2 \cdot 10^{-6} \Omega \text{cm}^2$. Celle-ci donne une résistance série nominale de l'ordre de 20 Ω pour un échantillon de 3 μm de diamètre.

4.7.3 Prise en compte des variations de capacité

Au voisinage de $V = 0$ volt, la capacité varie rapidement. Nous avons montré en effet dans le chapitre précédent que la capacité diminue fortement dès que l'on s'éloigne du régime d'équilibre. Cette capacité est donc un élément non linéaire dont la valeur dépend de l'amplitude du signal d'excitation appliqué à l'échantillon. Outre le fait qu'il en résulte une fréquence de coupure extrinsèque plus élevée, cette diminution de capacité se traduit également par une augmentation notable du niveau d'impédance de conduction et doit jouer un rôle important pour l'amélioration des rendements de conversion. Les variations de la capacité avec la tension $vd(t)$ sont calculées à l'aide de la relation du condensateur plan $Cd = \frac{\epsilon S}{d}$ en prenant pour la longueur désertée :

$$ld(vd(t)) = \sqrt{lqw^2 + \frac{2\epsilon}{qNd} \cdot vd(t)} - lqw$$

qui découle de la résolution analytique de l'équation de Poisson. Dans cette relation lqw est la longueur totale de la double barrière constituant la zone active et Nd le dopage dans l'espaceur collecteur. La prise en compte de cet effet varactor demanderait un

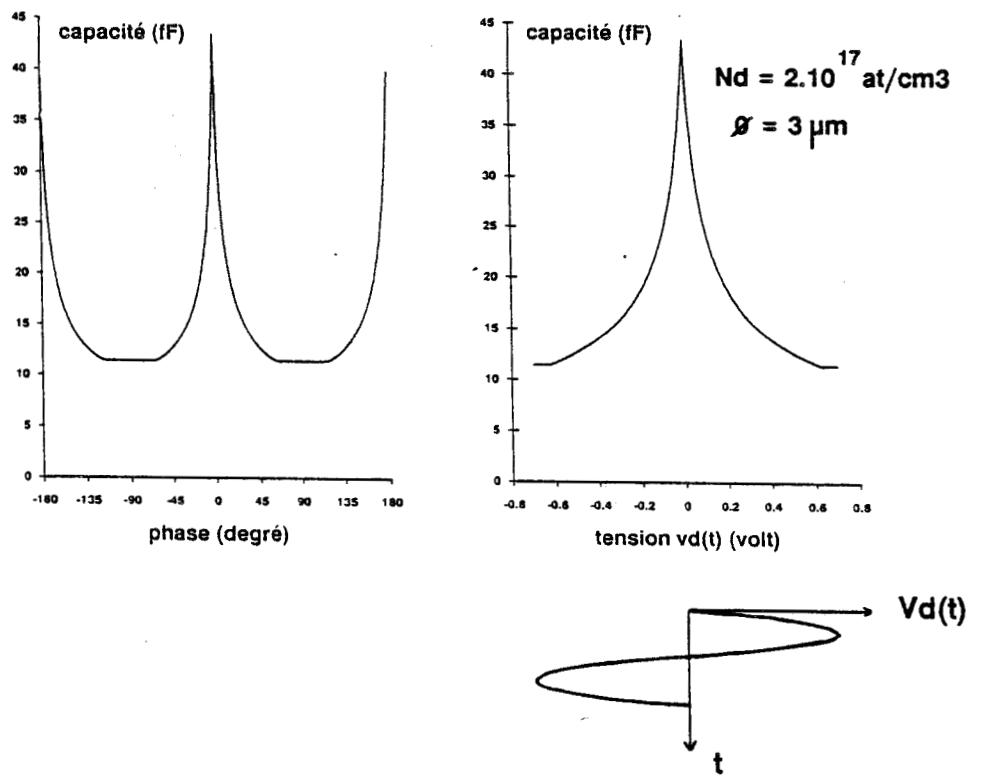


Figure 4.18 : Variations de la capacité lorsque la diode est soumise à une excitation de tension. La capacité du schéma équivalent est déterminée en calculant la valeur moyenne des variations sur une période.

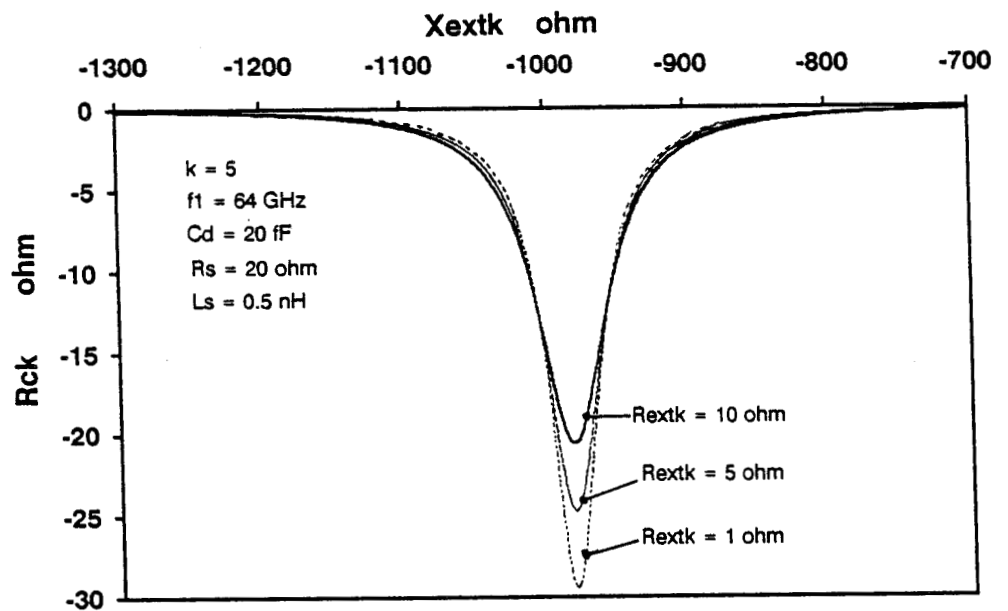


Figure 4.19 : Variations de la partie réelle de l'impédance équivalente de conduction en fonction de l'impédance extérieure de charge.

traitement multifréquence au même titre que celui appliqué au courant de conduction, ce qui compliquerait notablement le traitement numérique. C'est pourquoi, nous avons choisi d'inclure les variations de capacité en prenant la valeur moyenne des variations instantanées de Cd sur une période. A chaque itération, c'est cette valeur moyenne qui est utilisée dans le schéma équivalent. Un exemple de variations temporelles est reporté figure 4.18.

4.7.4 Choix de l'impédance de charge extérieure

Dans la procédure numérique, les parties réelle et imaginaire de l'impédance de charge extérieure sont des données fixées au départ. Elles doivent être choisies de manière à favoriser au maximum la puissance hyperfréquence à la fréquence visée en sortie. Dans la mesure où cette puissance est fonction de la partie réelle de l'impédance équivalente de conduction (eq. 4.2), le choix de $R_{ext}(k.w_1)$ et de $X_{ext}(k.w_1)$ est dicté par la nécessité d'obtenir $R_c(k.w_1)$ le plus élevé possible. La figure 4.19 représente les variations de $R_c(k.w_1)$ en fonction de $X_{ext}(k.w_1)$ avec pour paramètre $R_{ext}(k.w_1)$. Les courbes passent toutes par un maximum donné par :

$$X_{ext}(k.w_1) = \frac{1 - L_s.k^2.w_1^2.Cd}{Cd.k.w_1} \quad (4.5)$$

En ce qui concerne $R_{ext}(k.w_1)$, sa diminution se traduit par une augmentation importante du maximum de $R_c(k.w_1)$. Pour l'exploitation numérique, notre démarche est donc la suivante :

- Pour la fréquence de sortie $k.w_1$ visée, $X_{ext}(k.w_1)$ est prise égale à l'expression 4.5. Pour la résistance $R_{ext}(k.w_1)$, pour laquelle des valeurs faibles sont favorables aux rendements de conversion, nous avons pris comme valeur 1Ω , qui constitue la valeur minimum adaptable [14].
- Pour toutes les autres fréquences harmoniques, l'impédance de charge extérieure est considérée comme nulle. C'est-à-dire que nous admettons qu'à ces fréquences, la puissance développée est entièrement dissipée dans la résistance série. Par ailleurs, il est nécessaire d'insister sur le fait que nous n'étudions pas ici l'influence d'un accord réactif sur les fréquences intermédiaires ou supérieures qui permet dans certaines conditions d'augmenter notablement la puissance de sortie [10][2].

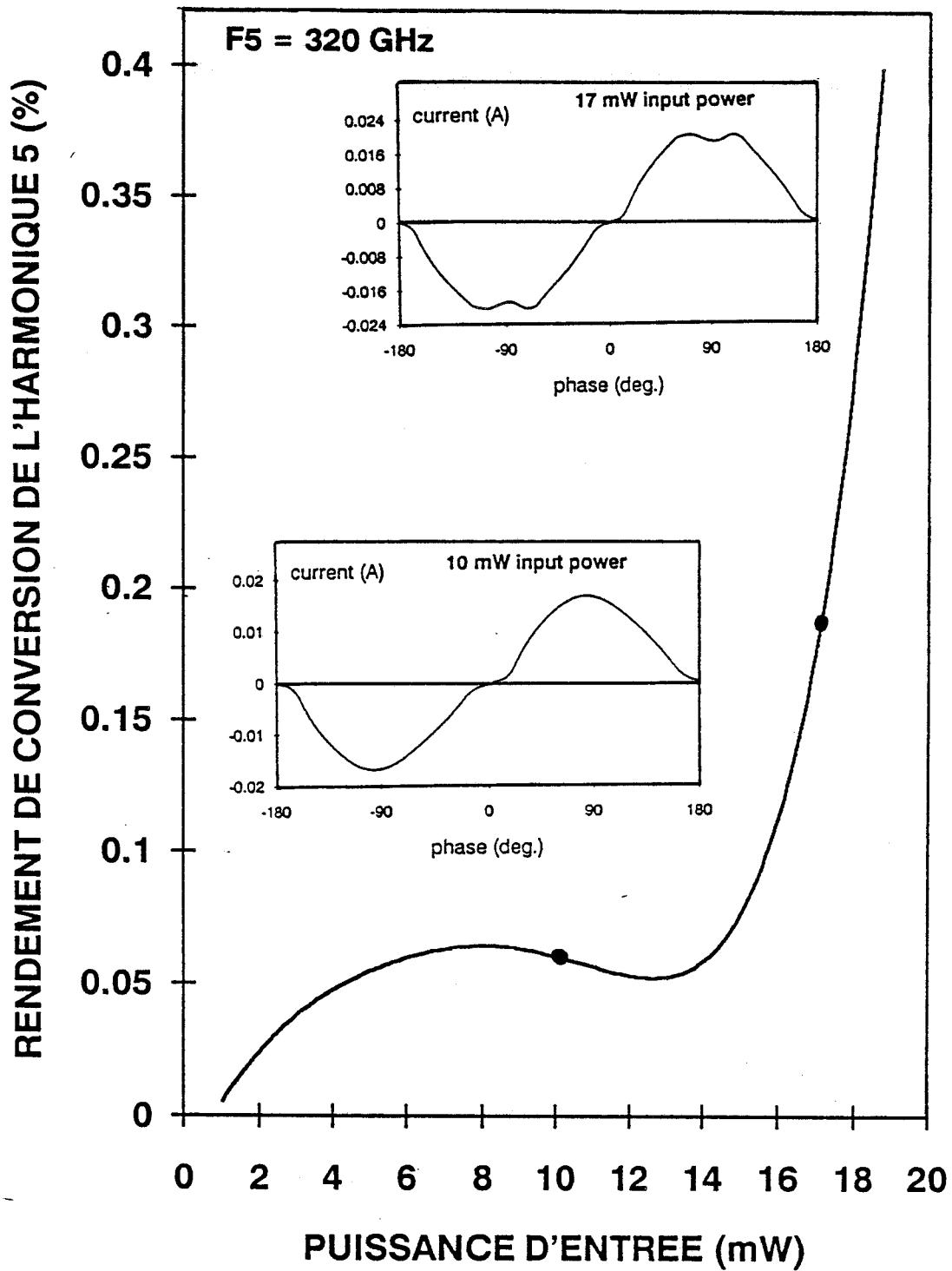


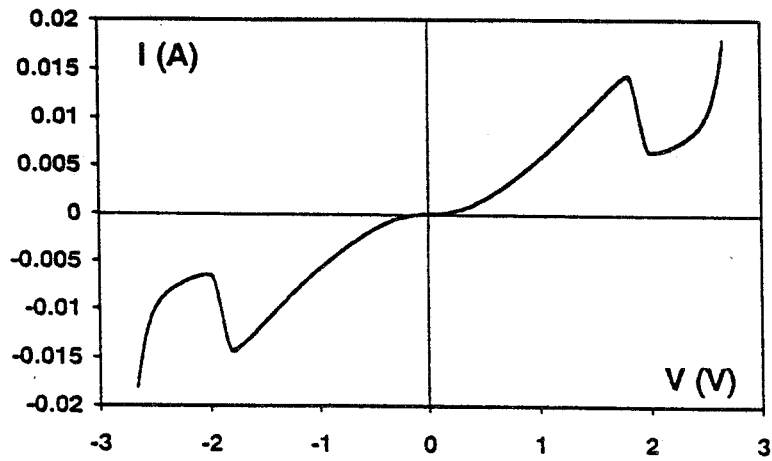
Figure 4.20 : Variations calculées du rendement de conversion à 320 GHz en fonction de la puissance d'entrée. Le seuil de détection, relevé expérimentalement, est ici reproduit.

4.7.5 Résultats en quintupleur à 320 GHz

Les variations du rendement de conversion calculé à 320 GHz ($k=5$) en fonction de la puissance à l'entrée sont reportées figure 4.20. La fréquence à l'entrée est de 64 GHz. L'évolution de la courbe obtenue est conforme à celle observée expérimentalement à cette fréquence. En effet, les valeurs restent quasiment constantes avant de suivre une augmentation brutale pour une puissance d'entrée d'environ 15 mW. Sur la même figure sont illustrées les variations temporelles du courant de conduction $i_c(t)$ pour des puissances respectives de : $P_1 = 10$ mW et $P_1 = 17$ mW. Elles correspondent à la zone de saturation et d'augmentation des niveaux. Pour $P_1 = 10$ mW, l'amplitude de $vd(t)$, qui est de 1.3 volt, est insuffisante pour excursions les zones de résistance différentielle négative dans les deux sens d'excursion. La non linéarité n'est ici assurée que par la montée en courant, quasi linéaire, de part et d'autre de l'origine de la caractéristique $I(V)$. Il en résulte des taux de conversion extrêmement faibles de l'ordre de 0,06%. Lorsque la puissance à l'entrée passe à 17 mW, l'amplitude du signal de tension devient alors suffisante pour exploiter l'accident de conduction introduit par l'effet de RDN. Ceci se traduit par une augmentation du taux d'harmonique contenu sur une période du courant de conduction. Cette simulation nous permet donc de conclure :

- D'une part, que le coude observé expérimentalement à 320 GHz résulte d'un effet de résistance différentielle négative et que celui-ci permet d'augmenter notablement les niveaux de tension détectée.
- D'autre part que l'effet de RDN persiste jusqu'aux fréquences millimétriques. Il est alors possible d'envisager de tirer parti de ce mécanisme en pompant l'échantillon avec une source de puissance de fréquence plus élevée.

Néanmoins, si nous nous intéressons aux transferts de puissance du multiplicateur, on constate que les rendements de conversion maximums sont de l'ordre de 0,4% et correspondent à une puissance de $80 \mu W$ pour une puissance d'entrée de 19 mW. Ces valeurs relativement modestes sont à mettre à l'actif de la non linéarité de conduction qui, ici, n'est pas optimisée. En effet, la caractéristique courant-tension présente des zones quasi linéaires (cf. figure 4.10) qui dissipent une partie de la puissance que l'on cherche à transférer aux fréquences harmoniques. C'est pourquoi, nous proposons à présent d'examiner qualitativement dans quelles mesures il est possible d'optimiser la non linéarité de conduction en vue d'améliorer les rendements de conversion.



$P_1 = 18 \text{ mW}$
 $\eta_5 = 0.2\%$
 à 320 GHz

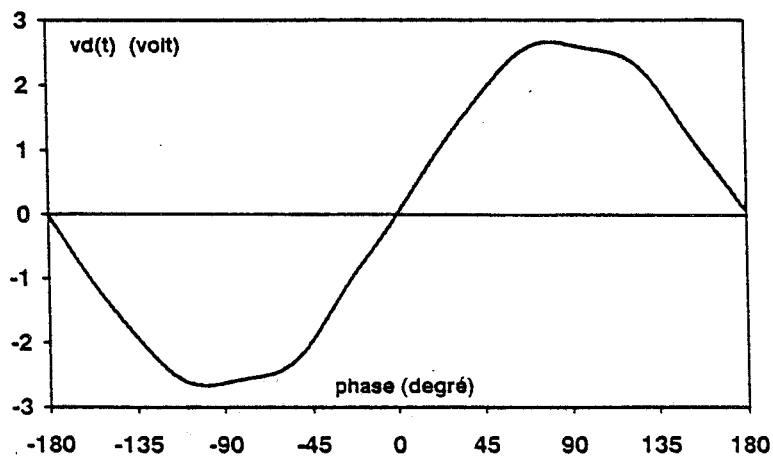
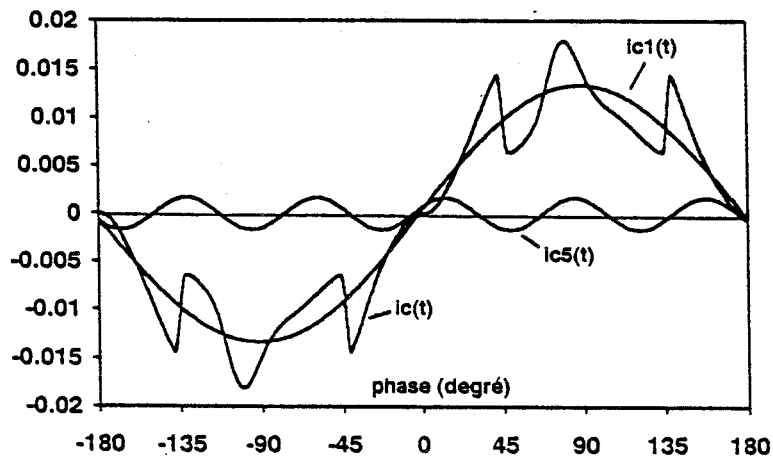


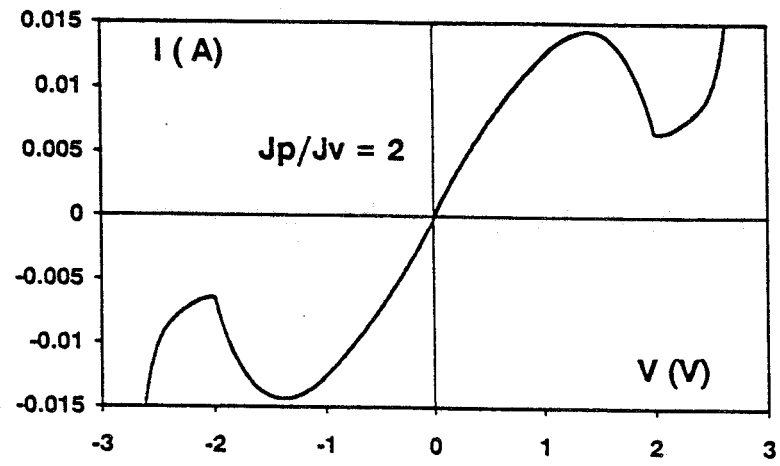
Figure 4.23 : Forme d'onde du courant de conduction et de la tension calculées pour une puissance d'entrée de 18 mW, à partir de la caractéristique $I(V)$ décrite dans le texte. Le rendement théorique de conversion à 320 GHz est ici de 0,2%.

4.8 Vers une optimisation de la non linéarité de conduction

Le fait que la caractéristique courant tension des diodes double barrière favorise naturellement le fonctionnement en quintupleur peut se comprendre à partir de la figure 4.23. Nous y avons reporté la forme d'onde du courant de conduction $ic(t)$ résultant de l'application à l'entrée d'une puissance de 18 mW à la fréquence de 64 GHz. Notons que la caractéristique de conduction proposée ici est proche de celle mesurée sur un échantillon AlAs/GaAs de 3 μm (cf. tableau 1a, chapitre 2). La densité de courant est de l'ordre de 160 kA/cm² et le rapport pic sur vallée de 2,5. Néanmoins, pour s'affranchir des termes pairs, nous avons supposé que la caractéristique est parfaitement antisymétrique autour de l'origine, ce qui n'est pas de cas en pratique. Outre les variations de $ic(t)$, nous avons également reporté sur cette figure, les contributions du terme fondamental $ic_1(t)$ et celui correspondant à l'harmonique 5 $ic_5(t)$. On constate que l'espacement sur une période des minima et de maxima de $ic(t)$ privilégie la présence d'un signal de période cinq fois plus faible que le fondamental. Pour ce cas de figure, le rendement de conversion, calculé avec la procédure numérique décrite précédemment et en supposant inchangés les termes parasites, est de 0,2% à 320 GHz. L'idée proposée par Sollner et al [3] consiste à modifier la montée en courant de manière à favoriser tant le positionnement, en terme de phase, que l'amplitude de la composante à l'harmonique 5 contenue dans $ic(t)$. Pour ce faire, il propose d'utiliser une caractéristique $I - V$ semblable à celle reportée figure 4.24. Celle-ci se caractérise par une conduction instantannée pour les faibles tensions et ne présente pas de zone linéaire. Dans ce cas, le rendement de conversion que nous avons calculé est d'environ 1% à 320 GHz pour une puissance d'entrée de 18 mW.

Si l'on compare les formes d'onde résultant de ce calcul (figure 4.24) à celles obtenues précédemment (figure 4.23), on constate que le signal $ic(t)$ présente des variations temporelles qui s'apparentent plus à la superposition du fondamental avec la composante de rang 5.

Pour compléter ces résultats, la forme d'onde de la tension aux bornes du composant est également reportée. Celle-ci illustre les modifications qu'entraîne le traitement auto-cohérent sur un signal initialement purement sinusoïdal.



$P_1 = 18 \text{ mW}$

$\eta_5 = 1\%$
à 320 GHz

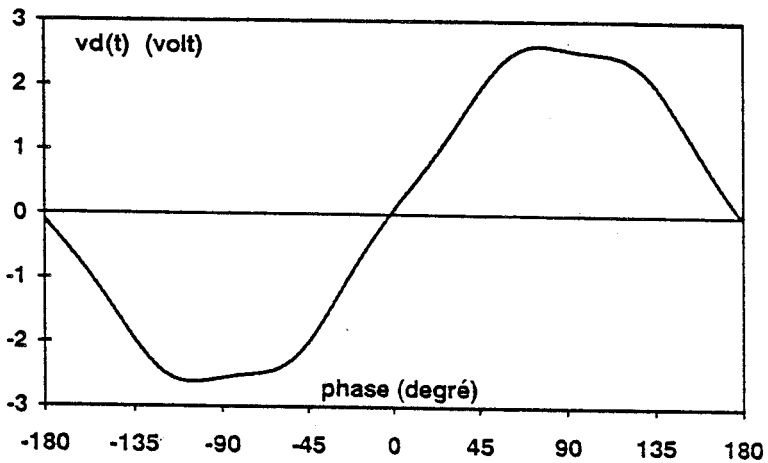
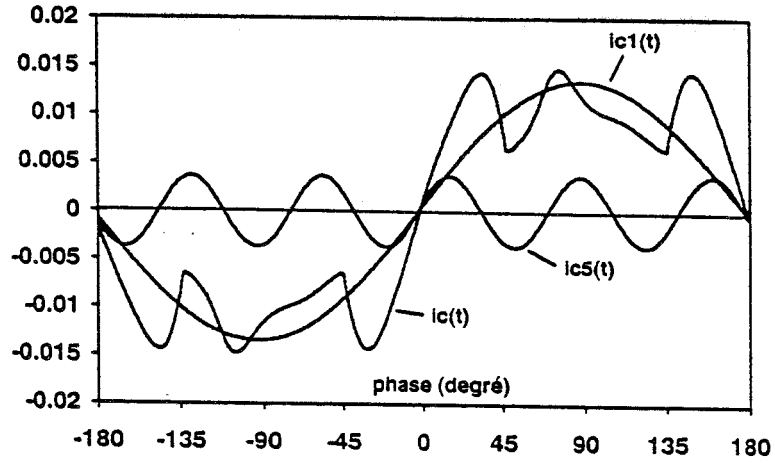
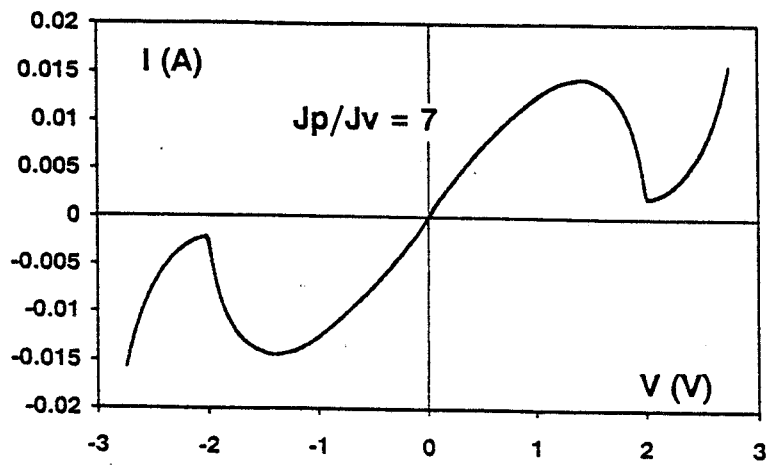


Figure 4.24 : Effets sur les formes d'onde de la modification de la montée en courant dans la caractéristique de conduction. Ceci se traduit par l'augmentation du rendement de conversion qui passe à 1%.



$P_1 = 18 \text{ mW}$
 $\eta_5 = 1.6\%$
à 320 GHz

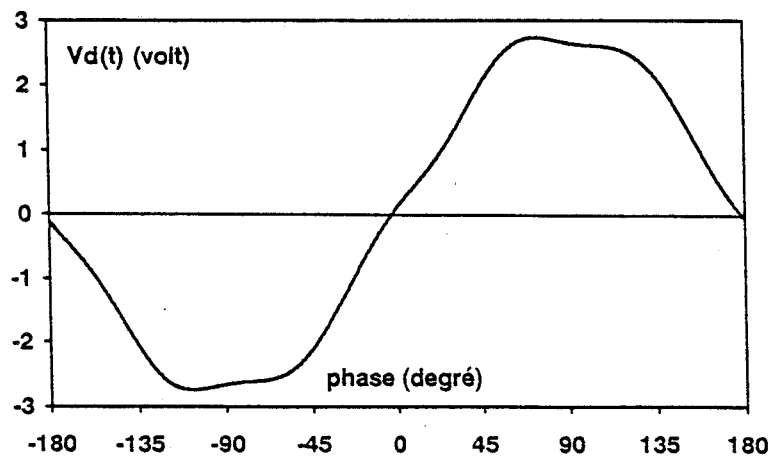
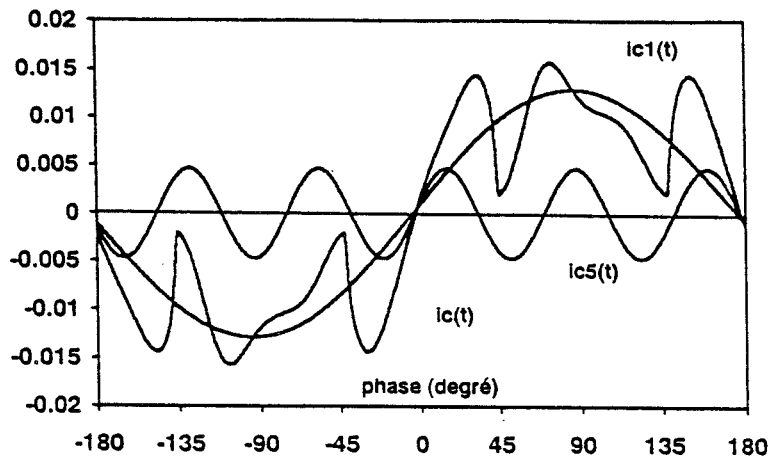


Figure 4.25 : Amélioration du rendement de conversion par augmentation du rapport pic sur vallée.

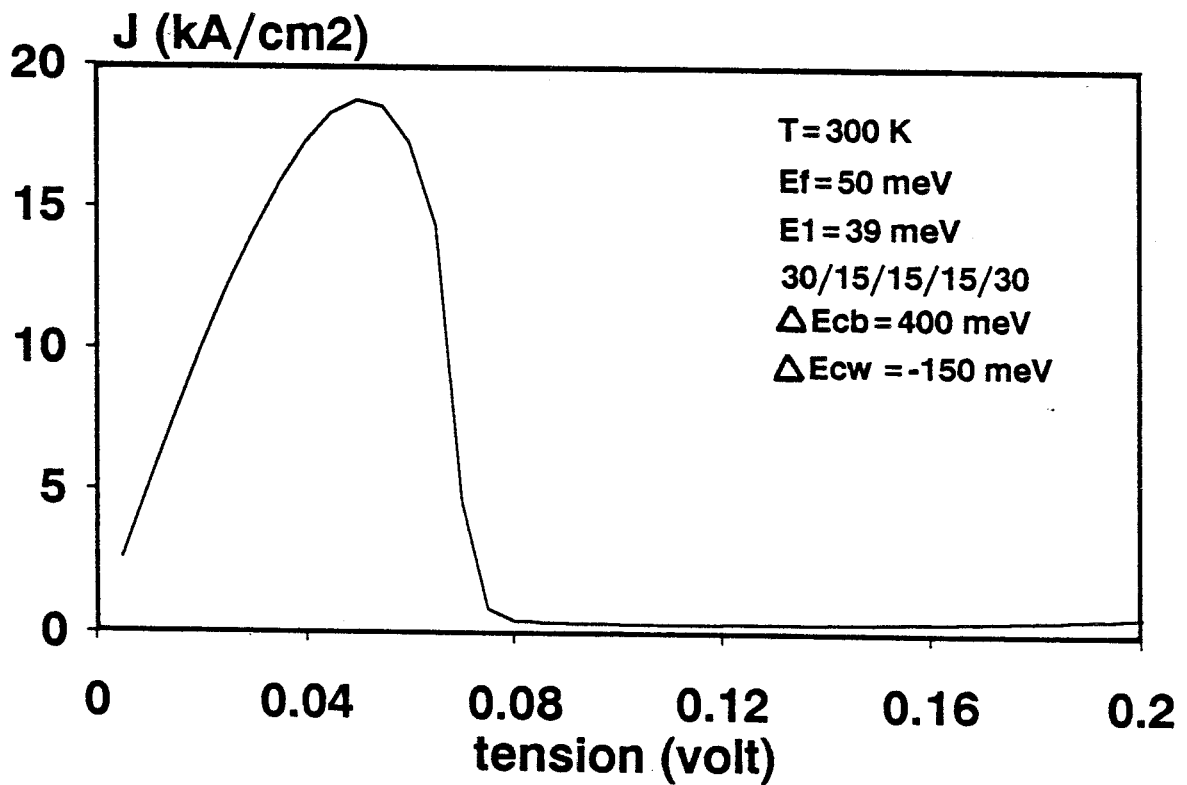
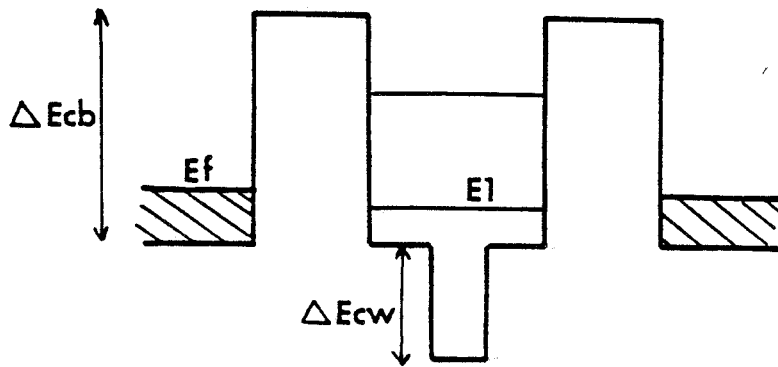


Figure 4.26 : Structure double barrière à puits enterré permettant de présenter une caractéristique théorique de conduction s'approchant des conditions d'optimisations définies précédemment.

- Influence du rapport pic sur vallée

Pour illustrer l'importance de ce paramètre, des calculs ont été également menés à partir de la caractéristique de la figure 4.25. Celle-ci présente un rapport pic sur vallée de 7 alors qu'il n'était que de l'ordre de 2 précédemment. Le rendement de conversion calculé dans ce cas pour la même puissance d'entrée ($P_1 = 18$ mW) à 320 GHz passe ici à 1,6%. Les formes d'ondes obtenues sont tout à fait semblables au cas précédent. L'augmentation du rapport pic sur vallée ayant principalement pour effet d'augmenter sensiblement l'amplitude de la composante $ic_5(t)$.

- Exemple de structure

Une structure d'optimisation est proposée figure 4.26. Cette double barrière se caractérise par un puits de potentiel qui comporte une perturbation en son centre. L'objectif visé est ici d'affecter principalement la position en énergie du niveau fondamental, tant en laissant inchangée celle du premier niveau excité. En effet, ces deux niveaux diffèrent par la répartition des probabilités de présence. Nous avons montré dans le premier chapitre que pour le niveau fondamental (E_0), la fonction d'onde est centrée dans le puits de potentiel, alors qu'elle est maximale près des barrières pour le premier niveau excité (E_1). Concrètement, il en résulte un abaissement du niveau E_0 , alors que la niveau E_1 garde une valeur constante. Par ce biais, il est possible d'amener E_0 en regard des états peuplés d'émetteur à l'équilibre. De ce fait, sous l'action d'une très faible polarisation, on obtient une conduction quasi instantanée conformément au but recherché. Le second intérêt de cette structure réside dans l'augmentation de l'écartement entre les deux premiers niveaux. Ceci permet de retarder la contribution du deuxième niveau au courant et de gagner sur le rapport pic sur vallée.

Pour apprécier quantitativement ces idées, nous reportons sur la même figure, la caractéristique de conduction calculée. La densité de courant pic est de 20 kA/cm² et le rapport pic sur vallée de 49.

4.9 Conclusion

Dans cette partie, nous avons montré expérimentalement la possibilité d'utiliser les diodes à effet tunnel résonnant pour la réalisation de multiplicateurs de fréquence. Le fonctionnement en quintupleur a notamment été étudié. Il nous a permis de porter une partie de la puissance issue d'une source millimétrique à 64 GHz vers le domaine des fréquences submillimétriques (320 GHz). Un seuil de détection a, par ailleurs, été mis en évidence. Des simulations, faites à partir d'un modèle itératif non linéaire, nous ont permis de préciser l'apport de l'effet de résistance différentielle négative. Néanmoins ces calculs montrent par ailleurs que les rendements de conversion sont faibles, de l'ordre de 0,4%. Ceci nous a amené à étudier les possibilités d'améliorer la non linéarité de conduction et un exemple d'optimisation est proposé qui permet de porter les rendements de conversion à 1,5%. Enfin, cette analyse débouche sur la proposition d'une structure double barrière à puits enterré qui permet théoriquement d'atteindre cet objectif.

Bibliographie

- [1] BATELAAN P.D., FRERKING M.A.
"Quantum Well Multipliers"
Digest of 12th International Conference on Infrared and Millimeter Waves, Lake Buena Vista, Florida, p. 14, 1987.
- [2] RYDBERG A., GRÖNQVIST H.
Electronics Letters 25, 1989, p. 348.
- [3] SOLLNER T.C.L.G., BROWN E.R., GOODHUE W.D., CORREA C.A.
J. Appl. Phys. 64, 1988, p. 4248.
- [4] PAGE C.H.
Proceeding of the IRE, Octobre 1958, p. 1738.
- [5] ANDREYEV V.S.
Radio Eng. Electron. Phys. 20, 1975, p. 136.
- [6] PALMATEER L.
Rapport d'activités post-doctorales, Ecole Normale Supérieure, Paris, Mais 1990.
- [7] MIDFORD T.A., BERNICK R.L.
IEEE Trans. on M.T.T. 27, 1979, p. 483
- [8] DESTOMBES J.L., DEMUYNCK C., BOGEY M.
Phil. Trans. R. Soc. Lond. A 324, 1988, p. 147.
- [9] BOUREGBA R., LIPPENS D., PALMATEER L., BOCKENHOFF E., BOGEY M., DESTOMBES J.L., LECLUSE A.
Electronics Letters 26, 1990, p. 1804.
- [10] ROLLAND P.A.
Thèse d'Etat, Université de Lille, Décembre 1978.

- [11] KERR A.R.
IEEE Trans. on MTT, Octobre 1975, p. 828.
- [12] SOLLNER T.C.L.G. et al.
Appl. Phys. Lett. 43, 1983, p. 588.
- [13] KIDNER C. et al.
IEEE Trans on. M.T.T. 38, 1990, p. 864.
- [14] MAINS R.K., HADDAD G.I.
J. Appl. Phys. 64, 1988, p. 5041.

Conclusion générale

Conclusion générale

Dans ce travail, nous avons étudié les propriétés statiques, dynamiques, ainsi que les applications en oscillation et multiplication des diodes à effet tunnel résonnant.

Au terme de cette étude, nous pouvons tirer les conclusions suivantes :

En ce qui concerne les éléments d'optimisation des structures capables de fonctionner en très hautes fréquences, il est nécessaire de rendre la largeur des barrières la plus fine possible afin de fonctionner à des densités de courant très importantes. Expérimentalement, nous avons mis en évidence ce point pour des structures dont les largeurs de barrière s'échelonnent entre 17 Å et 70 Å. Par contre, le rapport courant pic sur courant vallée est un paramètre qu'il convient d'optimiser qu'en second lieu en augmentant notamment la discontinuité de bande de conduction. Cette augmentation a également pour effet de favoriser l'observation de la RDN à température ambiante.

Relativement au facteur de dopage de l'espaceur amont, il nous semble que, pour éviter la formation d'une barrière de potentiel due à l'accumulation de charges à l'interface cathode barrière, les niveaux de dopage doivent être accrus. Pour cela, des niveaux de l'ordre de $10^{17} \text{ At.cm}^{-3}$ permettraient d'optimiser la densité de courant.

Cependant, le prix à payer pour les structures à fortes densités de courant, est la présence d'oscillations parasites qui gênent considérablement tant la caractérisation, que l'utilisation des composants pour les applications en oscillateur notamment. Pour ce cas, nous avons montré qu'il est possible de fonctionner correctement à température ambiante qu'après avoir inséré un circuit de stabilisation.

Un des moyens permettant de pallier ces inconvénients, est la réalisation de structures en technologie intégrée. Par ce biais, nous avons montré qu'il est possible d'une part de maintenir à un niveau très faible les éléments selfiques parasites, d'autre part d'accéder à des échantillons de très faible section. Un premier exemple de réalisation a été présenté qui permet la mesure de RDN, jusqu'à des fréquences d'au moins 26,5 GHz sur des composants présentant des densités de courant de l'ordre de 40 kA/cm^2 .

Parallèlement à cet effort de caractérisation, nous avons obtenu des résultats de premier plan pour des échantillons AlAs/GaAs utilisés en multiplication de fréquence dans la technologie guide d'onde. Nous avons ainsi réalisé une source à 320 GHz résultant de la multiplication par cinq de la fréquence à 64 GHz d'un signal primaire. En particulier, nous avons pu montrer que, grâce aux effets de RDN, les niveaux détectés deviennent comparables à ceux obtenus, dans les mêmes conditions, avec une diode Schottky.

Ce travail est un premier pas vers les applications et demande à être poursuivi compte tenu de l'intérêt que représentent ces études, notamment en multiplication de fréquence, pour la radioastronomie submillimétrique. Citons par exemple le projet PRONAOS actuellement à l'étude à l'Observatoire de Meudon visant la radiométrie embarquée à 550 GHz [1]. Concrètement, les améliorations concernent les points suivants :

- Tout d'abord, il nous semble primordial de mesurer les niveaux de puissance absolue en sortie du multiplicateur afin de chiffrer les rendements de conversion.
- En second lieu, un prolongement direct consiste à fabriquer la structure d'optimisation à puits enterré décrite dans le 4ème chapitre.
- Enfin, il nous paraît tout à fait intéressant de poursuivre les efforts de fabrication en technologie intégrée en vue d'insérer un échantillon monolithique dans une structure guide d'onde. A ce titre, signalons les travaux de Kwon et Pavlidis concernant la réalisation d'une hétérostructure en circuit intégré monolithique pour la multiplication de fréquence submillimétrique [2].



Bibliographie

[1] BEAUDIN G.

Observatoire de Meudon, "Programs and developments on millimeter and submillimeter waves for radiometry from space", Ecole Internationale de Physique, les Houches, Mars 1990

[2] KWON Y. et PAVLIDIS D.

"Diode multipliers for submillimeter-wave InAlAs/InGaAs heterostructure monolithic integrated circuits", à paraître dans Microwave and Optical Technology Letters.

Résumé

L'objectif de ce travail est d'étudier le fonctionnement des diodes tunnel résonnant en vue d'applications hyperfréquences. L'idée consiste à tirer parti de l'effet de Résistance Différentielle Négative (RDN) et de la très faible inertie des mécanismes mis en jeu pour réaliser un oscillateur ou un multiplicateur de fréquence. A cette fin, nous présentons tout d'abord des résultats de calculs de probabilités de transmission et de caractéristiques de conduction d'une structure double barrière générique. Cette analyse nous permet de dégager des éléments d'optimisation en vue d'obtenir les fréquences de coupure les plus élevées possibles. Les éléments de technologie sont ensuite discutés, en envisageant successivement l'épitaxie sur substrats conducteur et semi isolant. Trois aspects relatifs à la caractérisation des composants sont alors présentés. Nous examinons le problème lié aux oscillations parasites qui se traduisent par des distorsions dans les caractéristiques de conduction. L'existence d'un gaz bidimensionnel, à l'interface émetteur barrière, est mise en évidence grâce à des mesures sous champ magnétique. Des mesures dynamiques d'impédances résument l'influence de la densité de courant sur la fréquence de coupure de la RDN. La dernière partie concerne les applications. La fonction d'oscillation est tout d'abord démontrée moyennant l'insertion d'un circuit de stabilisation. Nous présentons ensuite des résultats extrêmement prometteurs lorsque le composant est utilisé en multiplication de fréquence. Dans ce cas, en effet, le fonctionnement en quintupleur nous permet de délivrer une puissance aux longueurs d'onde submillimétriques.

Mots-clés

- effet tunnel résonnant
- résistance différentielle négative
- magnétotunneling
- mesures d'impédances
- simulations non linéaires
- oscillation
- multiplication de fréquence
- submillimétrique

