

**Titre:** Phénomènes de transport dans un dispositif microélectronique modifié par laser  
Title: modified by laser

**Auteur:** Mathieu Ducharme  
Author:

**Date:** 2003

**Type:** Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

**Référence:** Ducharme, M. (2003). Phénomènes de transport dans un dispositif microélectronique modifié par laser [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/7029/>  
Citation:

## Document en libre accès dans PolyPublie

Open Access document in PolyPublie

**URL de PolyPublie:** <https://publications.polymtl.ca/7029/>  
PolyPublie URL:

**Directeurs de recherche:** Michel Meunier  
Advisors:

**Programme:** Non spécifié  
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

PHÉNOMÈNES DE TRANSPORT DANS UN DISPOSITIF  
MICROÉLECTRONIQUE MODIFIÉ PAR LASER

MATHIEU DUCHARME  
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE  
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION  
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES  
(GÉNIE PHYSIQUE)

AVRIL 2003



National Library  
of Canada

Acquisitions and  
Bibliographic Services

395 Wellington Street  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

Bibliothèque nationale  
du Canada

Acquisitions et  
services bibliographiques

395, rue Wellington  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

Your file Votre référence

Our file Notre référence

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-81543-9

Canadä

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

PHÉNOMÈNES DE TRANSPORT DANS UN DISPOSITIF  
MICROÉLECTRONIQUE MODIFIÉ PAR LASER

présenté par : DUCHARME Mathieu

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. MASUT Rémo, Ph.D., président

M. MEUNIER M., Ph.D., membre et directeur de recherche

M. SAVARIA Yvon, Ph.D., membre

À André Ducharme, mon père

## Remerciements

J'aimerais remercier mon directeur de recherche, M. Michel Meunier, pour toute l'aide, le support et la confiance qu'il m'a accordés tout au long de ma maîtrise. Mes remerciements vont aussi aux professeurs Michel Meunier, Rémo Masut et Arthur Yelon pour m'avoir transmis l'amour de l'ingénierie et de la physique du solide.

J'aimerais aussi remercier les gens du groupe de recherche pour leurs contributions multiples, entre autres, le professeur Yvon Savaria pour sa candeur scientifique, Alain Lacourse pour son nez d'ingénieur, Jean-Yves Degorce pour nos discussions physiques, Jean-Sébastien pour sa camaraderie et son travail de résolution des équations différentielles.

Je remercie bien sûr tous les gens du département qui ont su me porter secours tout au long de ce périple : Jean-Paul Lévesque, Kostantinos Piyakis, François Rigano, etc. De plus, je souligne le support financier du Fond Québécois de la recherche sur la nature et les technologies.

Enfin, je voudrais adresser une pensée spéciale à ma famille. À mon père André, ma mère Nicole, mes frères David et Julien, ma soeur Catherine et ma copine Myriam.

## Résumé

Un modèle théorique simple est développé afin d'obtenir une relation analytique entre la densité de courant et la tension appliquée sur un dispositif modifié par laser. Ce modèle est appliqué avec succès à des résultats expérimentaux et ses bornes sont testées à l'aide de simulations numériques par éléments finis. Une théorie de conduction contrôlée par charge d'espace dominée par la saturation de la vitesse des porteurs de charge nous permet d'analyser et comparer les dispositifs selon leur champ de saturation et leur concentration moyenne d'impuretés. Les valeurs obtenues par ajustement des courbes théoriques démontrent l'application de la loi d'Ohm à faible champ électrique. Cette étude démontre une possibilité de présence de défauts structurels pour les dispositifs de faibles résistances (de l'ordre de  $500 \Omega$ ) et de petits gaps (distance de  $0.6 \mu\text{m}$ ). Une meilleure compréhension des mécanismes de conduction est donc atteinte.

La variation en température des comportements en conduction est aussi étudiée. Plusieurs comportements distincts sont observés et expliqués en fonction des paramètres de fabrication des dispositifs : des comportements de type semiconducteur et métallique sont observés selon la concentration moyenne d'impuretés du dispositif (entre  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  et  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ). Un modèle d'ingénierie des coefficients de variation en température est aussi introduit à la lumière des résultats de l'étude pour les résistances à comportement métallique.

Finalement, une analyse transitoire de l'évolution du courant sous l'application d'un créneau de tension nous donne la possibilité d'étudier le temps de réponse des résistances diffusées par laser. Un modèle électrique simple, basé sur la présence de pièges électroniques dans la structure des dispositifs, est alors introduit pour expliquer les phénomènes observés. Le modèle électrique des résistances, caractérisé par une résistance idéale en parallèle avec un condensateur plan (d'une capacité de l'ordre de la fraction de nF), décrit très bien les comportements transitoires observés. Le modèle électrique est aussi appuyé par des simulations numériques du comportement du circuit théorique.

## Abstract

A simple theoretical model is developed to express with a current density versus voltage relation the transport behaviour of laser-diffused resistors. This model is successfully applied to experimental data and its limits are tested with numerical simulations. A space-charge-controlled current injection model dominated by charge carriers' velocity saturation gives us the possibility to compare and describe devices according to their saturation field and average impurities' concentration. The values obtained by curve fitting of the model confirm the application of Ohm's law to small electric fields. This study shows the possibility of the presence of structural defects for low resistance (around  $500\ \Omega$ ) and small gap length ( $0.6\ \mu\text{m}$ ) devices. A better understanding of the transport mechanisms is reached.

The temperature variation of the transport behaviour is also studied. Many different behaviours are observed and characterized as a function of the fabrication processes : a metallic and a semiconductor behaviour are observed as a function of the average impurities concentration (between  $10^{16}\ \text{cm}^{-3}$  and  $10^{19}\ \text{cm}^{-3}$ ). A model for the engineering of the temperature coefficients of variation is also introduced for the devices presenting a metallic behaviour.

Finally, a transient analysis of the current in the devices under a voltage step function gives the possibility to study the response time of laser-diffused resistors. A simple electrical model based on the presence of carriers' traps is then introduced to explain the observed phenomena. The electrical model, composed of a perfect

resistor in parallel with a capacitor, gives a good explanation of the transient phenomena observed. The electrical model is also supported by numerical simulations.

## Table des matières

<b>Chapitre 1 – Introduction</b>	p.1
1.1 – Mise en situation	p.2
1.2 – Objectifs de la recherche	p.5
<b>Chapitre 2 – La méthode de calibration par laser</b>	p.6
2.1 – Description des échantillons vierges	p.6
2.2 – Modification par laser des dispositifs	p.10
<b>Chapitre 3 – Modèle théorique n+ - ν- n+</b>	p.14
3.1 – Modélisation de la structure modifiée par laser	p.14
3.2 – Analyse numérique des hypothèses de la modélisation	p.18
3.2.1 – Simulation 1D	p.19
3.2.2 – Simulation 2D	p.23
3.3 – Résolution du modèle théorique	p.25
3.3.1 – Le semi-conducteur sans porteurs thermiques libres	p.25
3.3.2 – Solution mathématique de l'équation différentielle	p.28
3.3.2.1 – Approximation analytique	p.33
3.3.2.2 – Résolution numérique	p.36
3.4 – Conduction des semi-conducteurs à différentes températures	p.38
3.4.1 – Comportement métallique à basse température	p.38
3.4.2 – Comportement semi-conducteur à basse température	p.40

<b>Chapitre 4 – Méthode expérimentale de mesures électriques</b>	p.43
4.1 – Mesures I-V 4-fils à haut champ électrique	p.43
4.1.1 – Mesures 4-fils	p.44
4.1.2 – Description du montage	p.45
4.1.3 – Description des mesures	p.47
4.2 – Mesures transitoires de conduction de courant	p.48
4.3 – Mesures I-V 4-fils à haut champ électrique et basse température	p.49
4.4 – Mesures I-V 4-fils à bas champ électrique et haute température	p.51
<b>Chapitre 5 – Analyses des résultats expérimentaux</b>	p.53
5.1 – Analyse des mesures I-V 4 fils à haut champ	p.53
5.1.1 – Détermination des paramètres du modèle	p.54
5.1.2 – Ajustement de la courbe théorique et des résultats expérimentaux	p.57
5.1.3 – Résultats expérimentaux	p.58
5.1.4 – Résumé de l'analyse des résultats des mesures I-V 4 fils à haut champ	p.64
5.2 – Analyse des mesures I-V 4 fils à basse et haute température	p.65
5.2.1 - Variation en température du comportement à basse tension	p.66
5.2.1.1 – Comportement métallique à basses températures	p.70
5.2.1.2 – Comportement semi-conducteur à basses températures	p.72
5.2.2 – Ingénierie de la variation en température de la résistance	p.73

5.2.3 - Variation en température du comportement à haute tension	p.77
5.2.4 - Résumé de l'analyse des mesures I-V 4 fils à basse et haute température	p.78
5.3 – Mesures transitoires de courant	p.79
5.3.1 – Analyse du circuit complet	p.79
5.3.2 – Analyse des résultats	p.84
<b>Chapitre 6 –Conclusion</b>	p.90
<b>Bibliographie</b>	p.95
<b>Annexe</b>	p.100

**Liste des tableaux**

Tableaux :

3.1 – Paramètres des simulations par éléments finis	p.18
5.1 – Valeurs de l'aire du prisme du modèle	p.56
5.2 – Résumé des mesures I-V basses températures : le comportement dénoté « transition » représente un comportement non représentatif	p.66

## Liste des figures

### Chapitre 1 :

1.1 – Schéma de la fabrication d'une résistance diffusée par laser	p.2
1.2 – Courbes I-V typiques d'une résistance diffusée	p.4

### Chapitre 2 :

2.1 – Aperçu de deux rangées de dispositifs non programmés	p.7
2.2 – Schéma de deux dispositifs côté à côté	p.8
2.3 – Schéma d'une structure $p+-n-p+$ avant modification laser	p.9
2.4 – Schéma du montage de restructuration laser	p.10
2.5 – Vue de haut et en coupe de la structure d'un dispositif	p.12

### Chapitre 3 :

3.1 – Schéma de la structure modifiée par laser	p.15
3.2 – Structure de bande, modélisation de la structure modifiée par laser	p.15
3.3 – Distribution des impuretés en fonction de la position : modèle 1D	p.19
3.4 – Distribution de la charge d'espace : modèle 1D	p.20
3.5 – Distribution du champ électrique : modèle 1D	p.21
3.6 – Distribution du potentiel électrostatique : modèle 1D	p.22
3.7 – Distribution des impuretés : modèle 2D	p.23
3.8 – Résultats de la simulation 2D	p.24
3.9 – Variation de la vitesse de dérive des porteurs en fonction du champ électrique selon le modèle de <i>Canali et al.</i>	p.29

3.10 – Variation de la mobilité des porteurs en fonction de la concentration d’impuretés dans le Si	p.31
3.11 – Champ électrique sans dimension en fonction de la valeur absolue de la position sans dimension pour différents courants	p.35
3.12 – Courbe I-V de l’approximation analytique et de la résolution numérique	p.37
3.13 – Dépendance typique en température de la concentration de porteurs majoritaires pour le Si	p.41

Chapitre 4 :

4.1 – Schéma de la technique de mesure 4-fils	p.44
4.2 – Schéma du montage de mesures I-V 4-fils haut champ	p.46
4.3 – Photo du montage de mesures électriques	p.47
4.4 – Schéma du montage de mesure transitoire de courant	p.48
4.5 – Schéma du montage de mesures I-V basse température	p.50
4.6 – Schéma du montage de mesure I-V à faible champ électrique et haute température	p.52

Chapitre 5 :

5.1 – Schématisation du modèle théorique	p.54
5.2 – Schématisation de la zone fondu et de son intersection avec une zone diffusée	p.55
5.3 – Construction du prisme (modèle)	p.56
5.4 – Comparaison des résultats expérimentaux et des ajustements théoriques	p.59

5.5 – Valeur de $N_A$ d'ajustement en fonction de la largeur du gap pour différentes valeurs de résistance	p.61
5.6 – Valeurs $E_C$ d'ajustement en fonction de la largeur du gap pour différentes valeurs de résistance	p.63
5.7 – Illustration de la variation de la position du niveau de Fermi en fonction du procédé de fabrication	p.67
5.8 – Schématisation de la situation de conductivité métallique minimum	p.68
5.9 – Courbe résistance versus température typique d'un dispositif à comportement métallique	p.70
5.10 – Courbe résistance versus température typique d'un dispositif à comportement semi-conducteur	p.72
5.11 – Pourcentage de variation de la résistance d'un dispositif en transition de comportement en température	p.74
5.12 – Variation du coefficient $TCR_1$ en fonction de la résistance « métallique » pour différentes largeurs de gap	p.76
5.13- Courbes IV 4-fils haut champ pour plusieurs températures	p.78
5.14 – Créneau de tension provenant du générateur d'impulsions en fonction du temps	p.80
5.15 – Résultat typique d'une courbe tension en fonction du temps	p.81
5.16 – Résultat typique, circuit de test sans résistance diffusée par laser	p.82
5.17 – Schématisation du circuit équivalent du montage de test	p.83
5.18 – Modèle électrique du dispositif restructuré par laser	p.84
5.19 – Résultat d'une simulation PSPICE du circuit équivalent	p.86

- 5.20 – Ajustement d'une fonction de décroissance exponentielle sur les données expérimentales : l'ajustement est identifié par des X sur la courbe p.87
- 5.21 – Capacité  $C_{LT}$  du modèle électrique du dispositif en fonction de la résistance  $R_{LT}$  p.88

## Chapitre 1 - Introduction

Beaucoup d'intérêt a été porté récemment sur la technologie des liens résistifs diffusés par laser [1-4]. En effet, de nombreuses applications technologiques basées sur des circuits intégrés bénéficieraient de l'intégration de résistances précises de petite taille. Les anciennes techniques de microfabrication de liens résistifs sur circuits intégrés (poly-silicium, large zone implantée, etc.) sont coûteuses en surface de silicium et souvent peu précises quant à la valeur nominale de la résistance obtenue [5-7]. De fortes dérives en température des propriétés des liens sont aussi fréquemment observées. La technologie des résistances diffusées par laser basée sur un procédé entièrement compatible CMOS, développée à l'École Polytechnique de Montréal et présentement commercialisée par LTRIM Technologies [8], présente donc énormément d'intérêt. Ces types de résistances, grâce à leur précision, sont présentement en voie d'être utilisées dans une vaste gamme d'applications de l'électronique analogique, notamment dans le marché des régulateurs et références de tension haute performance (ordinateurs portables, téléphones cellulaires, etc.) ainsi que des oscillateurs haute performance.

Ce chapitre dresse tout d'abord un portrait de la situation technologique de cette activité de recherche et développement ainsi que la place qu'occupe ce travail de maîtrise dans ce processus. Ensuite, un énoncé des objectifs de ce mémoire est présenté.

## 1.1 – Mise en situation

Le dispositif considéré dans le cadre de ce travail est une résistance diffusée par laser entièrement compatible CMOS. La structure, avant d'être modifiée par laser, est constituée de deux régions fortement dopées, donc très conductrices, séparées par un certain gap de Si isolant (voir figure 1.1). Au départ, la structure, qui ressemble à un transistor MOSFET sans grille, ne peut pas conduire de courant.

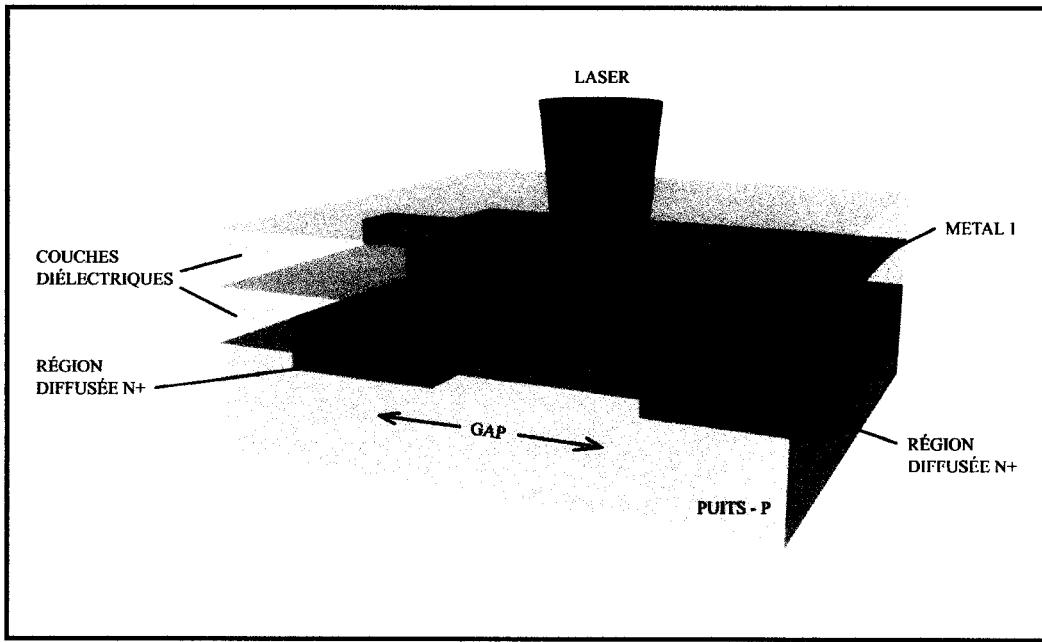


Figure 1.1 – Schéma de la fabrication d'une résistance diffusée par laser

En focalisant un laser entre les deux régions diffusées, on parvient à faire fondre localement le substrat de Si du circuit intégré sans altérer les couches diélectriques au-dessus. La fonte du Si favorise la migration des dopants vers le gap, ce qui diminue la résistivité de celui-ci. On obtient alors une résistance de dimensions

semblables à un transistor MOSFET et parfaitement compatible avec le procédé de fabrication [1-4].

La microfabrication de ces résistances sur puce se fait actuellement par un processus itératif. Il est évident que plus la région fondu est de grande dimension et que plus elle reste en phase liquide longtemps, plus faible sera la résistance obtenue. Les paramètres de l'opération laser contrôlent directement ces deux facteurs. Les opérations laser (impulsions de courte durée) sont donc enchaînées une après l'autre jusqu'à ce que la résistance désirée soit obtenue. Une microfabrication complète est donc caractérisée par une succession d'opération laser et de mesures électriques sur la résistance en devenir. Bien sûr, le processus complet doit se faire le plus rapidement possible afin de permettre une commercialisation efficace de ce procédé de fabrication.

À l'aide de cette méthode, il est maintenant possible de produire des résistances de précision de l'ordre de 0.01 % (ou 100 ppm) sur la valeur nominale de résistance. La courbe I-V du dispositif présente une excellente linéarité pour les tensions couramment utilisées dans les applications microélectroniques de pointe (voir figure 1.2a). On note qu'à plus haut champ, d'autres phénomènes de conduction entrent en jeu (voir figure 1.2b). *A priori*, le comportement en conduction à haut champ ne semble pas présenter d'intérêt industriel, car ces comportements apparaissent à des tensions supérieures à celle rencontrées dans une utilisation normale. Pourtant, puisque ce comportement est directement lié à la structure du

dispositif, une mesure à haut champ pourrait fournir de l'information très précieuse au cours du processus itératif de fabrication d'une résistance.

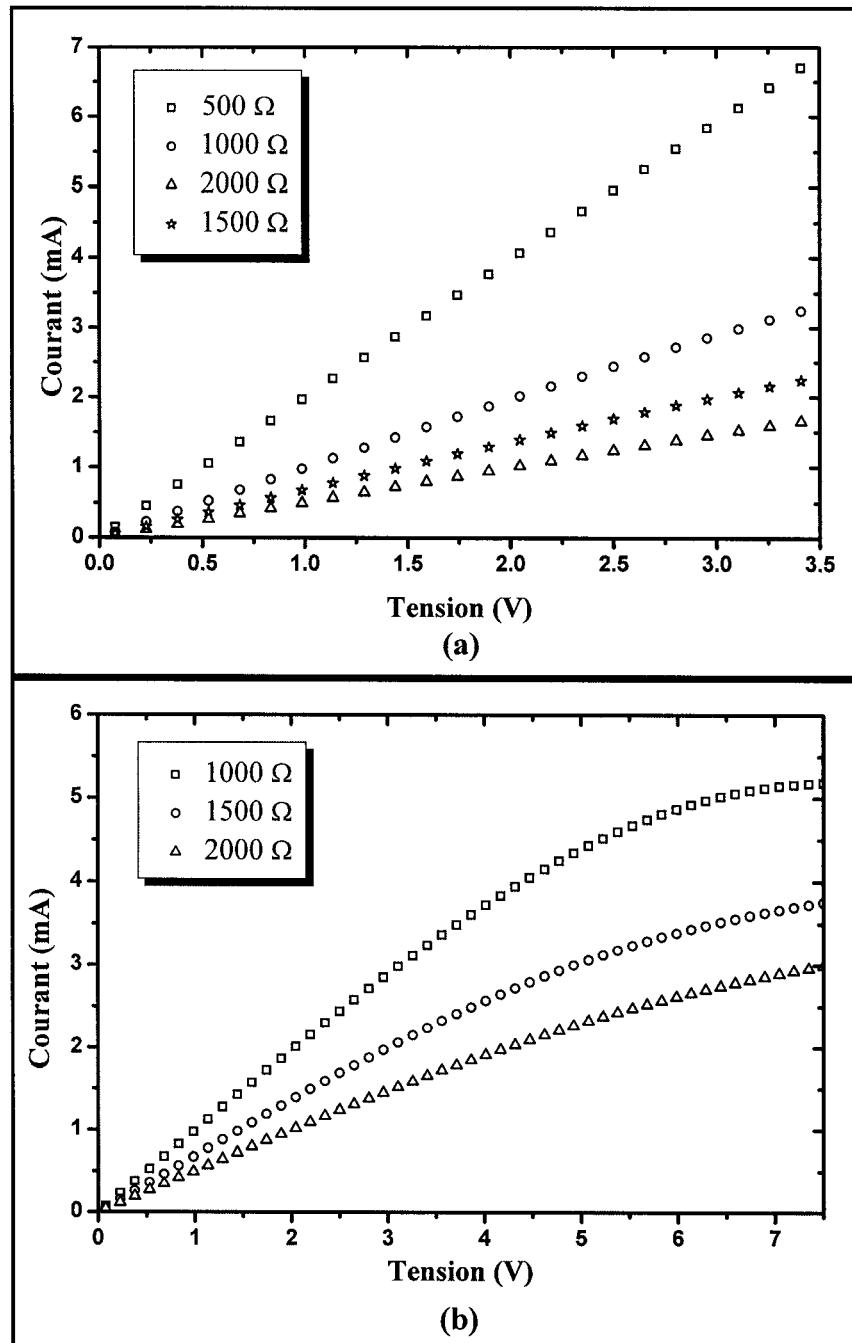


Figure 1.2 – Courbes I-V typiques d'une résistance diffusée :  
(a) comportement à basse tension ; (b) comportement à haute tension

## 1.2 – Objectifs de la recherche

Ce mémoire a pour objectif d'approfondir la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu dans les processus de transport des résistances diffusées par laser. Cet objectif comprend notamment le développement d'un modèle théorique facilement applicable pour décrire les relations densité de courant versus tension appliquée, ainsi qu'un modèle physique de l'effet de la température sur les dispositifs. Une meilleure caractérisation électrique des dispositifs d'un point de vue thermique et transitoire est d'ailleurs fortement utile à l'application industrielle de cette technologie.

De plus, un objectif connexe de ce mémoire est d'aller chercher de l'information dans la conduction à haut champ électrique afin d'améliorer le procédé itératif de microfabrication des résistances diffusées. Les mesures à haut champ pouvant être effectuées très rapidement, une intégration de ces mesures à même le procédé de fabrication comme source d'information additionnelle serait intéressante.

## Chapitre 2 - La méthode de calibration par laser

Dans ce chapitre, une description complète des échantillons utilisés tout au long des expérimentations ainsi que des montages expérimentaux sera présentée. En premier lieu, les dispositifs microélectroniques non programmés seront introduits. Ensuite, une description de la restructuration par laser des dispositifs résistifs sera amenée ainsi qu'une caractérisation des dispositifs une fois modifiés.

### 2.1 – Description des échantillons vierges

Deux types de circuits intégrés ont été utilisés dans le cadre de cette recherche : un circuit intégré fabriqué en technologie  $1.5 \mu\text{m}$  et l'autre en technologie  $0.35 \mu\text{m}$ . Les deux échantillons ont été fabriqués selon des procédés typiques CMOS sur substrat de Si [9]. Seulement l'échantillon en technologie  $0.35 \mu\text{m}$  sera décrit en détails dans ce mémoire puisque toutes les mesures expérimentales quantitatives de phénomènes de transport ont été effectuées sur ce circuit. Le circuit en technologie  $1.5 \mu\text{m}$  a plutôt été employé pour développer la méthodologie expérimentale de restructuration laser des circuits et pour observer certains phénomènes extrêmes de conduction : par exemple, l'ionisation par impacts à très haut champ électrique.

Le circuit de technologie  $0.35 \mu\text{m}$  sur Si est le *LT01AOU* qui nous a été fourni par la Société canadienne de microélectronique (SCM) [10] d'après un design de la compagnie LTRIM Technologies [11]. Le circuit comporte une matrice de dispositifs avec 16 rangées différentes. Chaque rangée comporte 50 dispositifs

programmables identiques connectés sur 51 plots de sortie (voir figure 2.1). Cette configuration nous permet de tester 51 dispositifs indépendants sur une même puce et d'avoir une masse (GND) et un « 1 » logique (VDD!) communs à tous les liens résistifs.

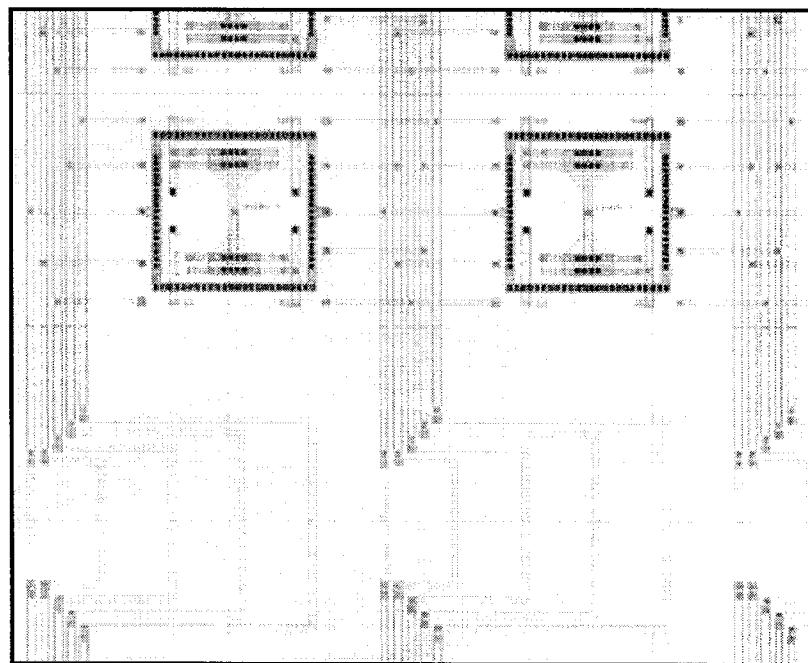


Figure 2.1 – Aperçu de deux rangées de dispositifs non programmés,  
deux dispositifs complets sont visibles.

La configuration des dispositifs qui comporte deux contacts de chaque côté de la structure nous permet d'effectuer des mesures 4 fils [12] et d'ainsi éliminer la plupart des résistances parasites dans la prise de mesure (voir figure 2.2).

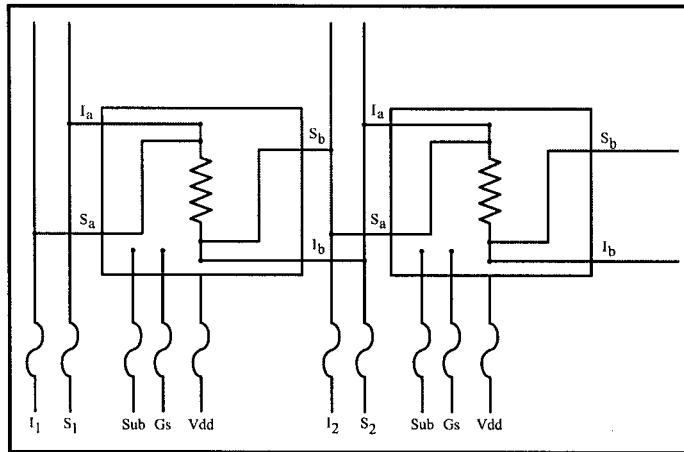


Figure 2.2 – Schéma des deux dispositifs côté à côté ; la structure modifiée par laser est représentée par le symbole d'une résistance.

Les circuits microfabriqués par la SCM ont ensuite été montés dans des boîtiers, ce qui permet de les insérer dans des circuits électriques macroscopiques de test. Le boîtier utilisé dans le cas du circuit en technologie 0.35 μm est de type *PGA108M* en céramique, avec anneau de garde en surface. Les 108 pattes de sortie de ces boîtiers ont toutes des résistances inférieures à 0.4 Ω et des capacités parasites de l'ordre du pF.

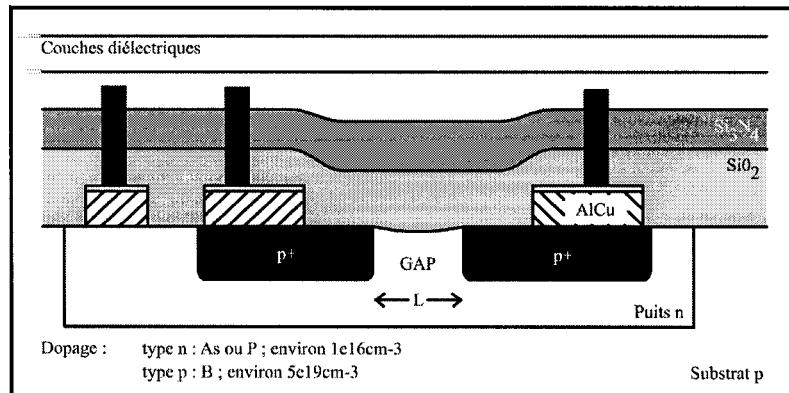


Figure 2.3 – Schéma d'une structure  $p+-n-p+$  avant modification laser

La figure 2.3 présente une schématisation simplifiée de la structure d'un dispositif non modifié par laser (on a choisi ici une structure  $p+-n-p+$ ). On caractérise les dispositifs par leur largeur de gap  $L$ . La longueur des régions de diffusion étant beaucoup plus grande que les dimensions du spot laser, seule la largeur est considérée comme paramètre important.

Une dizaine de puces en technologie 1.5  $\mu\text{m}$  comprenant chacune 6 dispositifs programmés ont été testés dans le cadre de cette recherche. Tous les dispositifs de cette technologie présentaient une largeur de gap de 1.7  $\mu\text{m}$ . Dans le cas de la technologie 0.35  $\mu\text{m}$ , 2 puces comprenant chacune 51 dispositifs ont été testées. Cette fois, trois largeurs de gap ont été évaluées : 0.6  $\mu\text{m}$ , 1.0  $\mu\text{m}$  et 1.4  $\mu\text{m}$ .

## 2.2 – Modification par laser des dispositifs

La figure 2.4 illustre un schéma du montage expérimental de restructuration laser des dispositifs microélectroniques. Dans le cadre des expérimentations, un laser Nd :YAG doublé *Spectra Physics : Millenia* [13] de longueur d'onde de 532 nm fut utilisé. La puissance du faisceau laser pouvait varier entre 200 mW et 10W en continu, mais une puissance de l'ordre de 1 ou 2 W était habituellement utilisée. Le faisceau laser, d'abord continu à la sortie du laser, est transformé en impulsion de courte durée par un modulateur acousto-optique *NEOS Technology 35210*.

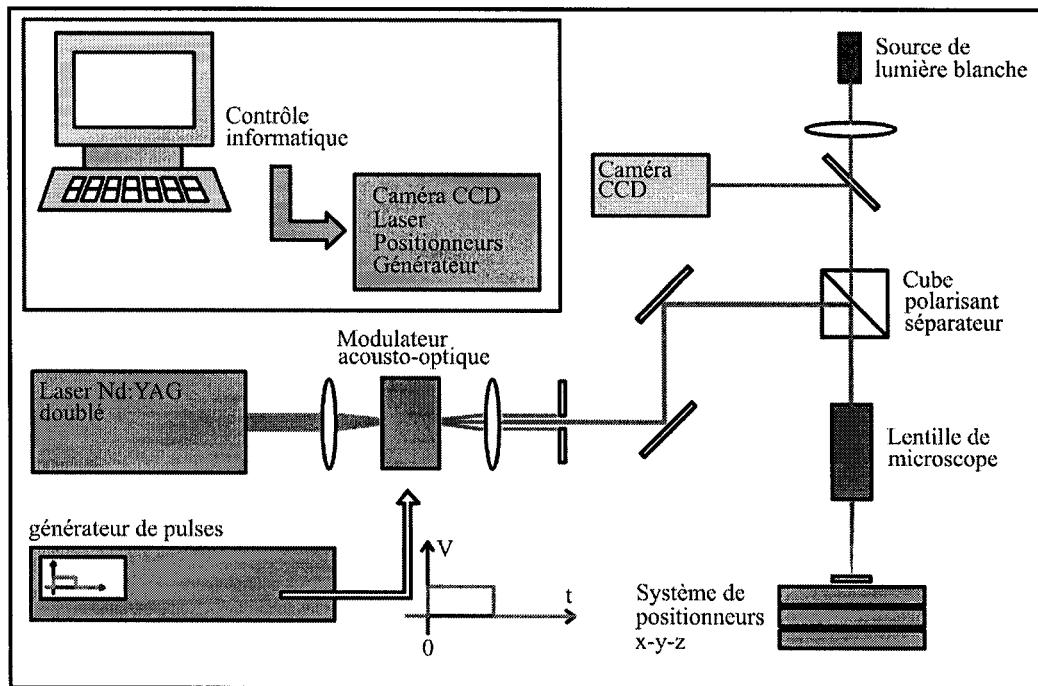


Figure 2.4 – Schéma du montage de restructuration laser

Les impulsions utilisées dans le cadre de la fabrication des dispositifs sont de durées de l'ordre de 50 ns. En fait, les impulsions laser étaient envoyées en paquet de

10 impulsions de 50 ns, l'opération étant répétée plusieurs fois selon la résistance finale désirée. L'opération du modulateur est ici contrôlée par un générateur d'impulsion *HP81101A*, lequel applique un champ électrique sur le cristal piézoélectrique durant le temps désiré. L'impulsion laser de haute densité de puissance, de l'ordre de 50 J/cm·s, est ensuite focalisée sur le circuit intégré. La position exacte du dispositif à restructurer est déterminée grâce à un système de positionneurs *Aerotech* (précis jusqu'à 20 nm horizontalement et jusqu'à 50 nm verticalement) et une caméra CCD reliés à l'ordinateur de contrôle. La taille du spot laser focalisé sur le chip peut atteindre des dimensions sous microniques, mais dans notre cas elle était de 3.6  $\mu\text{m}$  de diamètre. Les paramètres contrôlés lors de l'opération sont l'intensité du faisceau laser, son diamètre, la durée et le nombre des impulsions, ainsi que la position du spot laser.

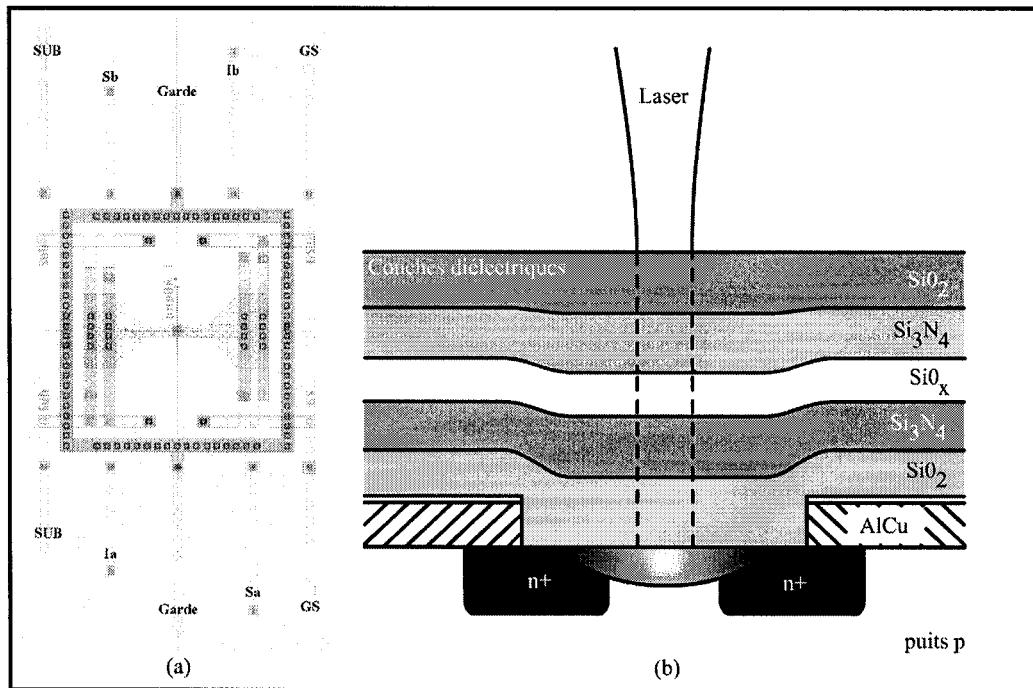


Figure 2.5 – Vue de haut (a) et en coupe (b) de la structure d'un dispositif.

La figure 2.5 illustre une vue de haut ainsi qu'un schéma de la vue en coupe d'un circuit typique. Le faisceau laser focalisé va pénétrer les différentes couches diélectriques qui sont transparentes à la longueur d'onde du laser et faire fondre localement le Si du substrat entre les deux zones de diffusion (identifiées dans la figure 2.5 comme  $n^+$ ). La taille de la région fondu (de forme ellipsoïdale) [14] va augmenter durant la fonte pour finalement atteindre les régions diffusées. Les impuretés présentes dans les régions implantées vont alors pouvoir diffuser facilement dans le Si en fusion. En effet, la vitesse de diffusion d'impuretés comme l'As et le B (dopants typiquement utilisés dans ce type de procédés CMOS) est environ 10 000 fois plus rapide dans le Si fondu que cristallin [15].

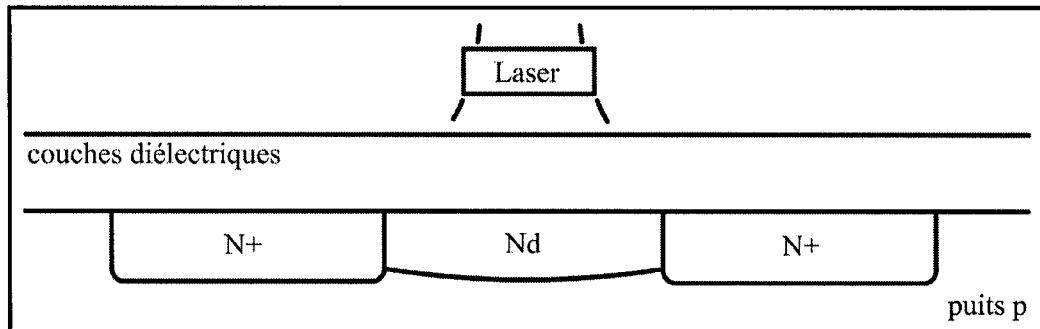
La situation finale va ressembler à la figure 2.5 (b) où une distribution de dopants  $n$  s'est établie dans la région du gap. Nous obtenons alors un lien résistif entre les deux contacts métalliques composé de deux régions fortement conductrices  $n+$  séparées par une zone  $n$  qui détermine la résistance nominale du dispositif complet. La forme de la distribution d'impuretés ainsi que la concentration spatiale vont dépendre des différents paramètres de l'opération laser. Par exemple, une impulsion laser plus intense et de plus longue durée va permettre de créer une plus grande région en fusion pendant plus longtemps, donc de permettre à plus d'impuretés de diffuser dans la région centrale. La résistance obtenue sera alors plus faible.

## Chapitre 3 - Modèle théorique n+ - v - n+

Dans ce chapitre, un modèle théorique sera construit dans le but de décrire et mieux comprendre les mécanismes de conduction de courant des dispositifs créés. En premier lieu, la modélisation de la structure modifiée par laser sera décrite en détails et des simulations numériques par éléments finis viendront appuyer les hypothèses du modèle. Ensuite, les différents phénomènes de transport seront expliqués individuellement pour être ensuite introduits dans la modélisation finale. À moins d'avis contraire, toute la discussion est orientée en fonction d'une structure  $n+-n-n+$ , la structure  $p+-p-p+$  donnant des comportements semblables.

### 3.1 - Modélisation de la structure modifiée par laser

Comme nous avons vu dans le chapitre précédent, la structure déjà modifiée par laser présente la forme illustrée à la figure 3.1. En négligeant les effets de bords, il est possible de limiter l'étude à une seule dimension. La transition entre les régions diffusées  $n+$  et la région fondu  $n$  (identifiée  $N_d$  dans la figure) n'est évidemment pas abrupte, mais elle sera considérée comme telle dans le modèle afin de simplifier la problématique et de limiter l'effet des régions diffusées sur les phénomènes de transport. Les implications d'une telle approximation seront d'ailleurs détaillées dans la suite de ce chapitre.



La figure 3.2 montre le modèle unidimensionnel ainsi que la structure de bande probable du dispositif en équilibre thermodynamique. Les régions  $n+$  possèdent un dopage de l'ordre de  $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Le silicium à cet endroit est donc fortement dégénéré, étant donné que la densité équivalente d'états dans la bande de conduction du Si cristallin  $N_C$  est de  $2.7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  à 300K [23]. Le niveau de Fermi  $E_F$  se situe donc au dessus de la bande de conduction à une énergie de 0.032eV au dessus de  $E_C$ .

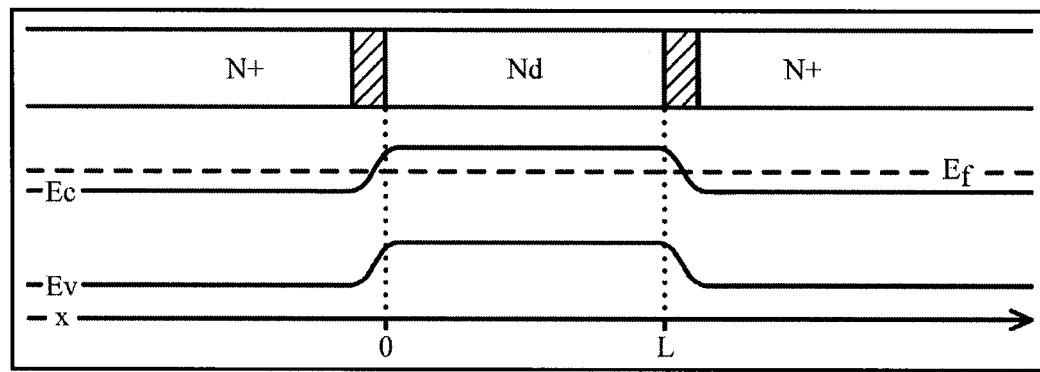


Figure 3.2 – Structure de bande, modélisation de la structure modifiée par laser

Deux zones de charges d'espace sont formées par les porteurs qui diffusent des régions fortement dopés  $n+$  vers la région centrale  $n$ . Cette charge d'espace, dans les zones  $n+$ , va entraîner l'apparition d'un champ électrique près des interfaces  $n+-n$  et  $n-n+$ . Toujours dans un esprit de simplification du modèle, on ignore la présence de ce champ électrique et on suppose que le minimum du potentiel  $V$  se situe environ à l'interface  $n+-n$  :

$$E(x=0) = -\frac{dV(x=0)}{dx} \equiv 0. \quad (3.1)$$

Cette approximation est très utilisée dans l'étude des structures de diodes  $n+-n-n+$  et elle porte le nom d'approximation de la cathode virtuelle ou contact ohmique parfait [24-25] qui consiste à faire l'hypothèse que la cathode est un réservoir infini d'électrons et de trous. Même si cette condition frontière donne des résultats sans signification physique à proximité de la cathode (la concentration des porteurs injectés tend vers l'infini), elle permet une excellente description des propriétés de l'écoulement de courant dans le matériau.

Une autre approximation est faite en considérant que la région centrale (gap de largeur  $L$ ) contient une concentration constante d'impuretés  $N_d$ . On peut considérer qu'après un grand nombre d'impulsions laser, la distribution des dopants dans la région fondu entraînera que  $N_d \sim \text{constant}$ . Il est évident que la concentration va varier avec la position d'autant plus que sa distribution dépend très fortement des paramètres de la fonte laser.

Pourtant, cette approche permet d'obtenir un modèle beaucoup plus facile à manier puisque le courant de diffusion des porteurs peut être négligé dans l'équation de dérive-diffusion [26]. L'équation du courant n'est alors constituée que de la dérive exprimée par :

$$J = qn(x)\mu(E)E(x) = \text{une constante} \quad (3.2)$$

où  $n(x)$  représente la densité de porteurs et  $\mu(E)$  la mobilité des électrons. Le courant  $J$  est considéré constant selon  $x$  d'après le principe de continuité de courant [24] (aucune génération-recombinaison).

L'équation de Poisson de cette structure se présente sous :

$$\frac{dE(x)}{dx} = \frac{-q}{\varepsilon} (n - N_D^+) = \frac{-q}{\varepsilon} (n - N_D), \quad (3.3)$$

où tous les dopants  $N_d$  sont ici considérés ionisés  $N_d^+$  [27] (température de la pièce). On obtient finalement l'équation de base de la modélisation de la structure modifiée par laser en combinant les équations (3.2) et (3.3) :

$$J = q \left( N_D - \frac{\varepsilon}{q} \frac{dE(x)}{dx} \right) \mu(E) E(x). \quad (3.4)$$

La résolution de cette équation pour les dimensions et les intensités de champ électrique qui nous intéressent sera traitée dans la section 3.4, une fois que les hypothèses faites auront été appuyée par des simulations numériques.

### 3.2 – Analyse numérique des hypothèses de la modélisation

Tous les résultats de simulations numériques présentés dans cette section ont été obtenus avec le logiciel ISE TCAD [28]. Deux types de simulations seront présentés : la première consiste en une simulation 1D du modèle présenté dans la section 3.1 afin d'illustrer la répartition des porteurs et la distribution du champ électrique (à titre de comparaison avec les hypothèses faites) tandis que la deuxième consiste en une simulation 2D d'une structure plus près des dispositifs réels créés, afin d'identifier les limitations du modèle 1D.

Tableau 3.1 – Paramètres des simulations par éléments finis [29]

	<b>Simulation 1D</b>	<b>Simulation 2D</b>
<b>Paramètres de résolution</b>	- modèle isothermique - approche quasi-stationnaire	- modèle isothermique - approche quasi-stationnaire
<b>Nombre de mailles</b>	- 305 cellules - maillage sensible à la variation du dopage	- 5800 cellules - maillage sensible à la variation du dopage
<b>Méthode de résolution</b>	- Équations de Dérive- diffusion et de Poisson couplées - Newton	- Équations de Dérive- diffusion et de Poisson couplées - Newton

### 3.2.1 – Simulation 1D

La première simulation effectuée permet de comparer un modèle  $n+-n-n+$  à jonctions abruptes à un modèle dont les jonctions sont définies par une fonction erreur [30] de largeur 0.1 µm (voir figure 3.3). La largeur de la fonction erreur a été choisie pour refléter une distribution d'implantation ionique typique. Les deux modèles sont basés sur une structure de 6 µm de long possédant un gap de 2.8 µm (taille permettant une division plus facile des unités de maillage).

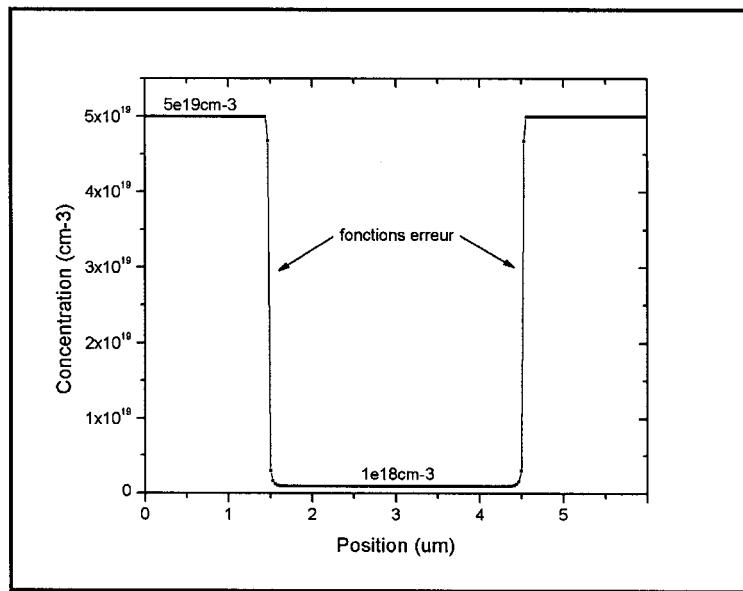


Figure 3.3 – Distribution des impuretés en fonction de la position : modèle 1D, fonction erreur

Une concentration d'impuretés de  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  a été pris comme référence pour la région du gap suite à des calculs précédents [31]. Une résolution quasi-stationnaire des équations couplées de dérive-diffusion et de Poisson permet

d'observer l'apparition de la zone de charge d'espace, ainsi que la distribution du champ électrique.

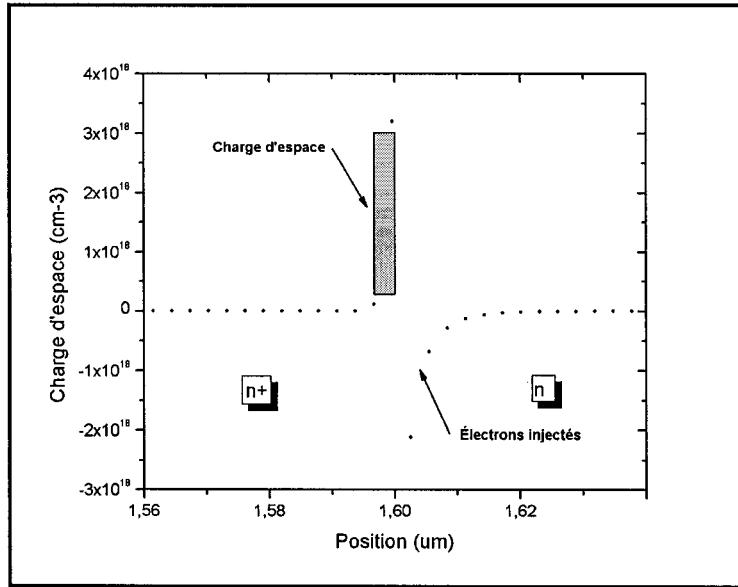


Figure 3.4 – Distribution de la charge d'espace : modèle 1D, jonction abrupte,  $V_A = 0$

La figure 3.4 illustre l'apparition de la zone de charges d'espace dans la partie  $n+$  de la diode ainsi que la concentration décroissante de porteurs injectés (dans ce cas-çi des électrons) dans le gap lorsqu'aucune tension  $V_A$  n'est appliquée sur la structure. On remarque que dans le cas d'une jonction parfaitement abrupte, la région de charges d'espace du côté  $n+$  ne s'étale que sur 2 ou 3 nm.

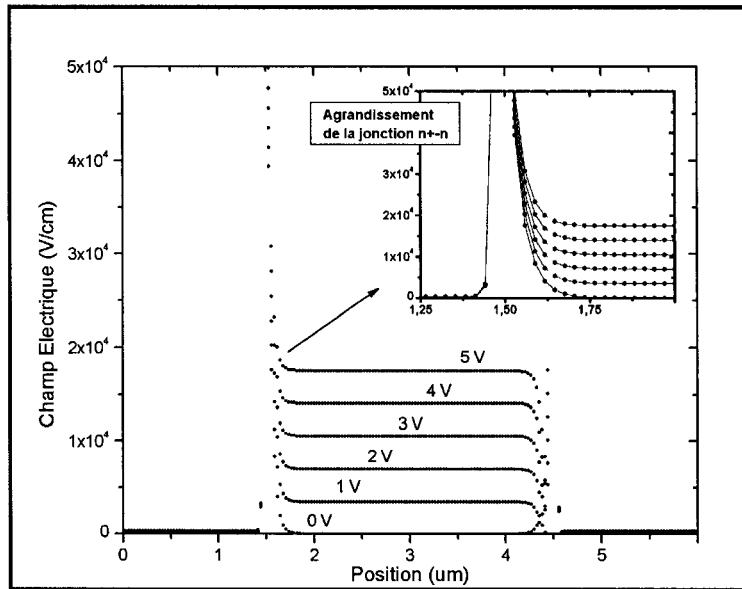


Figure 3.5 – Distribution du champ électrique : modèle 1D, jonction abrupte

La distribution du champ électrique (figure 3.5) démontre bien l'apparition d'un champ électrique très intense près des jonctions. Ce champ électrique de jonction sera d'autant plus spatialement étendu si la jonction n'est pas abrupte. C'est justement ce champ électrique qui est ignoré dans le modèle présenté dans la section 3.1, on comprend maintenant que plus la structure réelle du dispositif présentera une jonction non abrupte, moins le modèle utilisé sera valable. Pour une jonction abrupte, la simulation numérique indique que le champ électrique de jonction s'étale sur environ  $d = 250$  nm. L'hypothèse qui néglige ce champ est considérée valable tant que cette distance  $d \ll L$  où  $L$  est le gap du dispositif (pour une jonction abrupte  $d \approx 250$  nm et  $0.5 \mu\text{m} < L < 1.7 \mu\text{m}$ ).

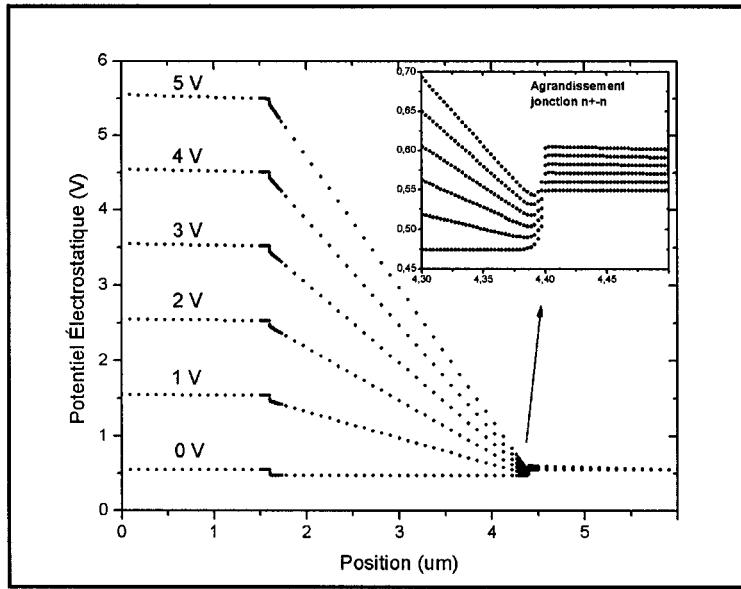


Figure 3.6 – Distribution du potentiel électrostatique : modèle 1D, jonction abrupte

La distribution du potentiel électrostatique montrée à la figure 3.6 confirme ce que nous venons de conclure quant au champ électrique. La structure de bande probable que nous avons établie précédemment semble respectée. La monotonie de la variation spatiale du potentiel n'est pas surprenante puisque les régions sont fortement dopées.

Tous les résultats que nous venons d'observer pour le modèle à jonction abrupte permettent de définir un critère minimal de validation des hypothèses du modèle théorique présenté à la section précédente. Notamment, un dispositif dont le gap se rapproche de 250 nm ne peut pas être décrit par ce modèle. De plus, des jonctions abruptes sont nécessaires pour ignorer le champ électrique aux deux jonctions (approximation de la cathode virtuelle).

### 3.2.2 – Simulation 2D

La deuxième simulation effectuée permet de vérifier, entre autre, la validité de ne considérer le dispositif qu'en une seule dimension. La forme de la région fondua a été modélisée comme ellipsoïdale et moins profonde que les deux régions implantées  $n+$  à la jonction.

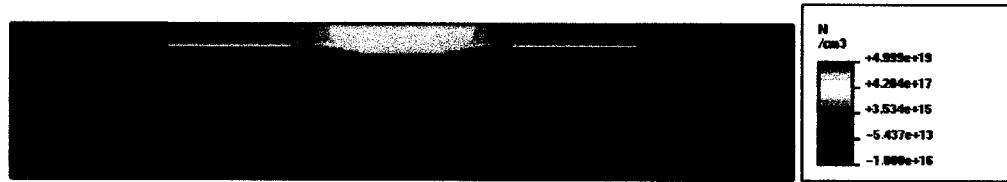


Figure 3.7 – Distribution des impuretés : modèle 2D

La distribution de la taille des cellules de maillage de cette simulation a été optimisée en fonction de la variation de la concentration des impuretés : une forte variation de  $N$  implique de plus petites cellules. De cette manière, la simulation 2D va nous permettre d'observer les effets de coins ainsi que l'importance du champ électrique de jonction. Encore ici, la distribution des dopants diffusés lors de la fonte laser est modélisée par une fonction erreur (dégradé d'orangé sur la figure 3.7).

La figure 3.8 illustre les résultats de la résolution par éléments finis. Les trois images présentent l'état du dispositif sous l'application d'une tension  $V_A$  de 15 volts. Comme pour la simulation 1D, on peut observer la variation monotone du potentiel dans le gap. Le champ électrique à la jonction est aussi visible et toujours localisé près des jonctions (approximation de la cathode virtuelle). Un autre champ électrique

intense apparaît à la jonction des régions  $n+$  et du substrat, qui est bien sûr dopé  $p$ .

Ce champ ne devrait pas normalement influencer le mécanisme de conduction tant que les effets de coins sont négligeables.

D'autre part, la distribution du courant de porteurs montre qu'une grande concentration de porteurs se retrouve à la frontière de la région fondue. Ainsi, une approche unidimensionnelle à ce problème de modélisation n'est précise que si la région fondue est au moins aussi profonde que les régions d'implantation  $n+$ .

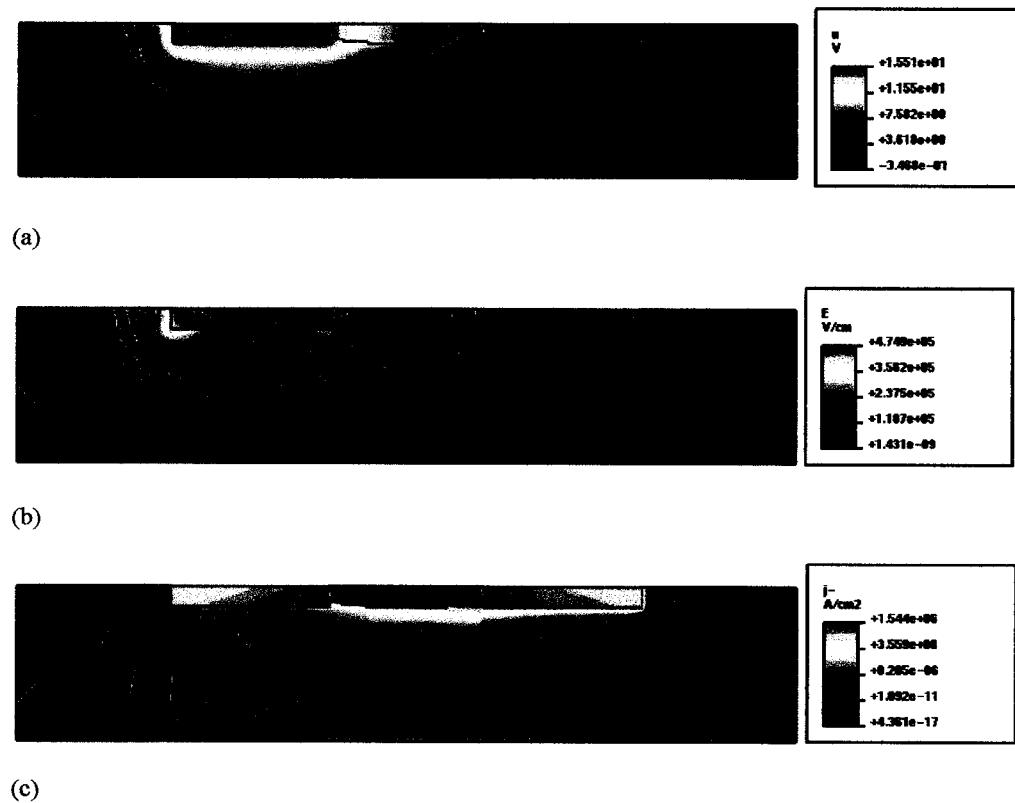


Figure 3.8 – Résultats de la simulation 2D : (a) distribution du potentiel électrostatique, (b) distribution du champ électrique et (c) distribution du courant de porteurs.

En conclusion, les simulations numériques par éléments finis effectuées permettent de mieux cerner les bornes de notre modèle théorique unidimensionnel. Ainsi, notre modèle sera d'autant plus précis que le dispositif sera de large gap avec des jonctions abruptes. De plus, une région fondu d'au moins de la même profondeur que celle des régions diffusées est préférable.

### 3.3 – Résolution du modèle théorique

Avant de passer directement à la résolution de l'équation différentielle 3.4, il est intéressant de jeter un coup d'œil sur un cas typique de l'injection de courant dans un semi-conducteur sans piège : le semi-conducteur sans porteurs thermiques libres.

#### 3.3.1 – Le semi-conducteur sans porteurs thermiques libres

Deux types de porteurs vont venir jouer un rôle important dans les mécanismes de conduction d'un semi-conducteur en situation d'injection (comme notre modèle) : les électrons provenant directement des impuretés ionisées du semi-conducteur  $n_0$  (de la région du gap) et les électrons injectés dans le semi-conducteur  $n$  [32]. La proportion respective de ces deux types de porteurs va venir définir le mécanisme de conduction prédominant.

Il est bien sûr évident que si seulement les porteurs thermiques libres  $n_0$  sont considérés, par exemple à très faible tension appliquée  $V_A$ , le comportement est alors

réduit à la loi d'Ohm. Il est important de se rappeler que la concentration de porteurs thermiques libres dépend de la température [33] :

$$\frac{n_0}{N_D} = \frac{N_D^+}{N_D} = \frac{1}{1 + g_D e^{(E_F - E_D)/kT}} \quad (3.5)$$

avec  $g_D$  comme facteur de dégénérescence (souvent  $g_D = 2$ ). On considère très souvent que tous les porteurs sont ionisés à la température de la pièce (300 K).

Maintenant, si seulement les porteurs injectés sont considérés, par exemple, à très forte tension appliquée  $V_A$  (où les porteurs injectés sont beaucoup plus nombreux que ceux thermiquement libres), la loi d'Ohm ne s'applique plus. L'équation de Poisson s'écrit alors :

$$\frac{\varepsilon}{q} \frac{dE}{dx} = -n + N_D^+ \approx -n. \quad (3.6)$$

En combinant cette équation avec l'équation de dérive-diffusion (3.2), on obtient :

$$\begin{aligned} E(x) \frac{dE(x)}{dx} &= \frac{|J|}{\varepsilon \mu} \Rightarrow \int EdE = \int \frac{|J| dx}{\varepsilon \mu} \\ \Rightarrow E(x) &= -\sqrt{\frac{2|J|}{\varepsilon \mu}} x^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (3.7)$$

donc,

$$\begin{aligned}
 V_A &= V(L) = - \int_0^L E(x) dx = \sqrt{\frac{8J}{9\epsilon\mu}} L^{3/2} \\
 \Rightarrow |J| &= \frac{9}{8} \epsilon\mu \frac{V^2}{L^3}
 \end{aligned} \tag{3.8}$$

L'équation 3.8 est appelée la loi de Child [32], elle représente l'injection de courant contrôlée par charge d'espace. Les électrons de la région centrale vont contribuer au courant mais pas à la charge d'espace, c'est pour cette raison que la densité de courant provenant des porteurs injectés  $n$  est dite contrôlée par charge d'espace.

D'un point de vue plus physique, on peut imaginer que la région du gap est en fait prise en sandwich entre deux contacts : un injecteur et l'autre collecteur (en fait la cathode et l'anode d'une diode  $n+-n-n+$ ). Lorsqu'une tension  $V_A$  est appliquée entre les deux contacts, l'injection de courant a pour effet que la neutralité de la charge d'espace ne peut être conservée, on dit alors que la densité de courant est contrôlée par charge d'espace [32].

À faible tension, la majorité des porteurs de charge proviennent de la région du gap qui sont donc des porteurs thermiquement libres. La relation courant – tension peut alors être décrite par la loi d'Ohm, où la densité de porteurs libres dépend de la concentration d'impuretés et de la température (équation 3.5).

À mesure que la tension appliquée augmente, la proportion des porteurs injectés à un des deux contacts augmente constamment par rapport au nombre de porteurs thermiques libres, qui lui, ne change pas. Lorsque la tension appliquée est suffisamment élevée, la majeure partie des porteurs participant à la densité de courant provient de l'injection. On entre alors dans un régime de conduction par charge d'espace où le courant augmente quadratiquement avec la tension.

### 3.3.2 – Solution mathématique de l'équation différentielle

Le but de cette section est de trouver une solution à l'équation différentielle (3.4) :

$$J = q \left( N_D - \frac{\varepsilon}{q} \frac{dE(x)}{dx} \right) \mu(E) E(x). \quad (3.4)$$

Nous supposons alors une expression de la mobilité fonction *ab initio* du champ électrique, tirée d'un modèle empirique élaboré par Canali [34] :

$$\mu(E) = \frac{\mu_0}{1 + \left| \frac{E}{E_C} \right|} \quad (3.9)$$

où  $\mu_0$  représente la mobilité à faible champ et  $E_C$ , le champ de saturation du modèle.

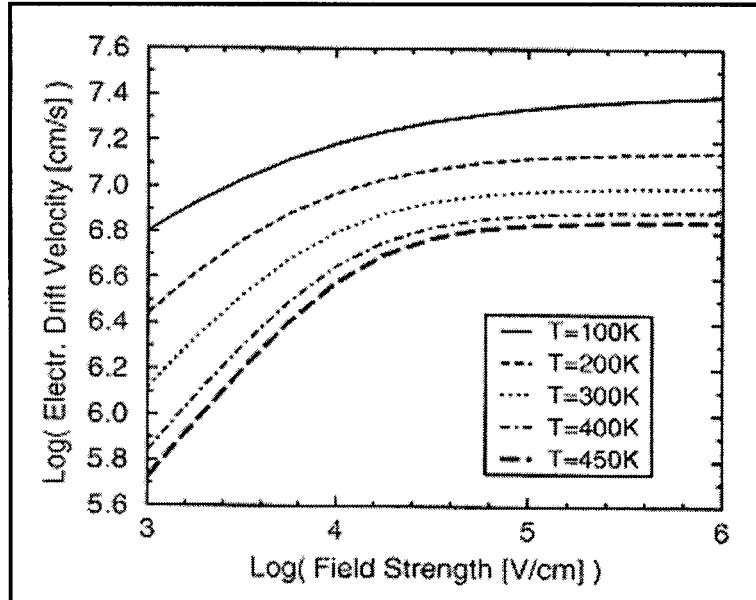


Figure 3.9 – Variation de la vitesse de dérive des porteurs en fonction du champ électrique selon le modèle de *Canali et al.* [34]

Nous savons, en effet, que la vitesse des porteurs de charge n'augmente pas indéfiniment avec le champ électrique (voir figure 3.9). Dans une approche semi-classique, les porteurs de charge d'un semiconducteur sont considérés comme des particules libres de masse effective  $m^*$  et d'énergie moyenne :

$$\langle E \rangle = m^* v_d / 2 \quad (3.10)$$

où  $v_d$  est la vitesse de dérive. Une saturation de la vitesse implique que l'énergie moyenne des porteurs n'augmente plus avec le champ électrique à haut champ. Un mécanisme de perte d'énergie domine donc à haut champ : la diffusion sur les phonons optiques.

À faible champ, les collisions élastiques entre les porteurs de charge et les phonons acoustiques ne font que dériver la distribution d'équilibre (relaxation de la quantité de mouvement des porteurs). À mesure que le champ augmente, l'énergie devient suffisamment importante pour permettre à certains porteurs de diffuser inélastiquement avec des phonons optiques, d'où l'augmentation sous-linéaire de l'énergie selon le champ. À haut champ, le nombre de diffusions inélastiques augmente jusqu'à atteindre la situation où les porteurs gagnent autant d'énergie du champ électrique qu'ils n'en perdent par diffusions inélastiques, la vitesse des porteurs devient alors indépendante du champ électrique.

En supposant que la diffusion par phonons optiques est le mécanisme dominant à haut champ, on peut exprimer la vitesse de saturation des porteurs  $v_s$  en fonction de l'énergie  $E_{opt}$  des phonons optiques [35] :

$$v_s = (E_{opt}/m^*)^{1/2}. \quad (3.11)$$

Puisque les phonons optiques présentent une énergie de l'ordre de 40 meV pour le Si et que la masse effective  $m^*$  est de environ de  $0.1m_0$ , la vitesse de saturation est environ de  $2 \times 10^7$  cm/s, donc un champ électrique de l'ordre de  $10^4$ - $10^5$  V/cm.

L'équation 3.4 devient alors :

$$J = q \left( N_D - \frac{\varepsilon}{q} \frac{dE(x)}{dx} \right) \frac{\mu_0}{1 + \left| \frac{E}{E_C} \right|} E(x). \quad (3.12)$$

Une autre précision peut être apportée au modèle : la mobilité à faible champ  $\mu_0$  dépend de la concentration de dopants présents dans la matrice de Si. En effet, une grande concentration de dopants aura comme effet de dégrader la mobilité des porteurs à cause de leur diffusion sur les impuretés ionisées (voir figure 3.10). Cette situation peut être décrite par une équation empirique développée par *Masetti et al.* [36]. Étant donné que cette précision au modèle n'influence pas la résolution mathématique de l'équation 3.12, elle ne sera pas explicitée dans ce calcul mais quand même utilisée dans l'analyse des résultats expérimentaux.

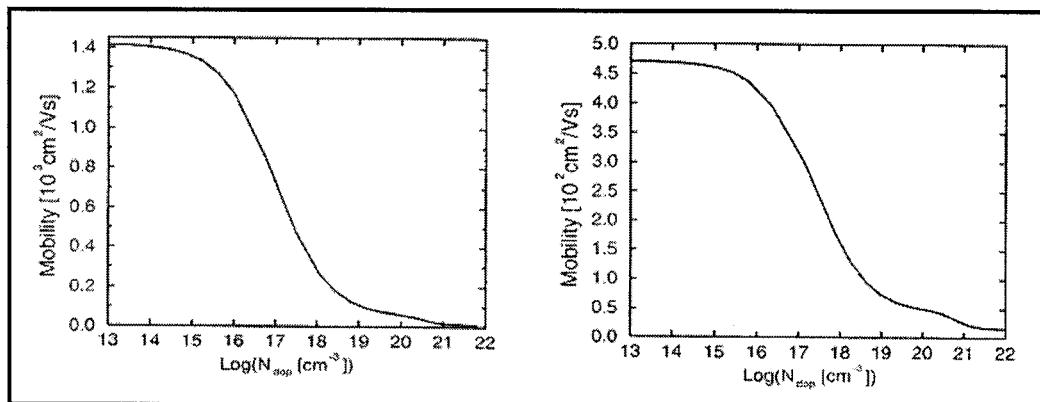


Figure 3.10 – Variation de la mobilité des porteurs en fonction de la concentration d'impuretés dans le Si pour les électrons (gauche) et les trous (droite).

Supposons que nous appliquons une tension positive  $V_A \geq 0$  à  $x = L$ , il est alors évident que  $J \leq 0$ ,  $E \leq 0$  et que  $E_C \leq 0$  (pour une structure  $n+-n-n+$ ). Nous pouvons alors nous débarrasser de la valeur absolue et en réarrangeant les termes de l'équation 3.12 on obtient :

$$1 - \left\{ \frac{qN_D\mu_0}{J} - \frac{1}{E_C} \right\} E = \frac{-\varepsilon\mu_0}{J} E \frac{d}{dx} E . \quad (3.13)$$

De plus, en définissant une nouvelle variable  $u$ , l'équation devient après séparation des variables :

$$u \equiv \left( \frac{q\mu_0 N_D}{J} - \frac{1}{E_C} \right) E \quad (3.14a)$$

$$\frac{u}{1-u} \frac{du}{dx} = \frac{-J}{\varepsilon\mu_0} \left( \frac{q\mu_0 N_D}{J} - \frac{1}{E_C} \right)^2 \quad (3.14b)$$

En intégrant l'équation 3.14b des deux côtés, on obtient la solution :

$$\frac{J}{\varepsilon\mu_0} \left( \frac{qN_D\mu_0}{J} - \frac{1}{E_C} \right)^2 x = 1 + u + \ln(1-u) + C , \quad (3.15)$$

où  $C$  est une constante d'intégration.

La condition frontière énoncée en 3.1 (approximation de la cathode virtuelle) permet de déterminer que  $C = -1$ . La solution de l'équation différentielle est donc donnée par l'expression transcendante :

$$\hat{J}\hat{x}\left(\frac{1}{\hat{J}}-1\right)^2 = \left(\frac{1}{\hat{J}}-1\right)\hat{E} + \ln\left(1-\left(\frac{1}{\hat{J}}-1\right)\hat{E}\right) \quad (3.16)$$

où  $\hat{J} = \frac{J}{qN_D\mu_0E_C}$ ,  $\hat{E} = \frac{E}{E_C}$  et  $\hat{x} = \frac{xN_Dq}{\varepsilon E_C}$ , (3.17a,b et c)

trois variables sans dimensions.

Introduite pour la première fois par Lampert et Mark, cette équation est très difficile à traiter due à sa nature transcendante et aucune solution analytique n'a été posée jusqu'à ce jour. Cependant, plusieurs approches au problème ont été proposées, mais afin de simplifier l'application du modèle à nos résultats, nous favorisons une approximation analytique de la solution ainsi qu'une résolution numérique (à titre de vérification de l'approximation analytique). Cette approche originale est présentée à la section suivante.

### 3.3.2.1 – Approximation analytique

En observant l'équation 3.16, on remarque que le terme de gauche de l'équation est toujours négatif. Deux possibilités s'offrent donc :

$$\ln\left(1 - \left(\frac{1}{\hat{J}} - 1\right)\hat{E}\right) \leq 0 \Rightarrow \frac{\hat{E}}{1 + \hat{E}} < \hat{J} \leq 1 \quad (3.18a)$$

$$\left(\frac{1}{\hat{J}} - 1\right)\hat{E} \leq 0 \Rightarrow \hat{J} \geq 1 \quad (3.18b)$$

Compte tenu de la grandeur du champ électrique  $E_C$  connu dans le cas du Si cristallin d'après le modèle de Canali (de l'ordre de  $10^4$  V/cm), de la mobilité  $\mu_0$  et de la concentration  $N_D$ , l'hypothèse de l'équation 3.18b est à rejeter dans notre cas ( $\hat{J}$  sera difficilement plus grand que 0). L'équation 3.16 devient alors :

$$\hat{x}\left(\frac{1}{\hat{J}} - 1\right)^2 \approx \ln\left(1 - \left(\frac{1}{\hat{J}} - 1\right)\hat{E}\right), \quad (3.19)$$

ce qui permet d'évaluer le champ électrique sans dimension  $\hat{E}$  :

$$\hat{E} = \frac{\exp\left(\hat{x}\left(\frac{1}{\hat{J}} - 1\right)^2\right) - 1}{1 - \frac{1}{\hat{J}}}. \quad (3.20)$$

On remarque que le champ est nul à  $x = 0$ . La figure 3.11 illustre l'évolution du champ électrique sans dimension pour un courant donné : le champ électrique augmente rapidement avec  $x$  pour ensuite tendre vers une valeur finie. Nous pouvons évaluer le potentiel en intégrant la distribution du champ électrique selon  $x$  :

$$V = - \int_0^L E dx = - \frac{\epsilon E_C^2}{N_D q} \int_0^{\hat{x}_L} \hat{E} d\hat{x} \quad (3.21a)$$

$$V = \frac{E_C^2 \epsilon}{N_D q} \frac{-\hat{J}^2}{(\hat{J}-1)^3} \left( \exp\left(\frac{\hat{x}_L}{\hat{J}} (\hat{J}-1)^2 - 1\right) - \frac{\hat{x}_L}{\hat{J}} (\hat{J}-1)^2 - 1 \right) \quad (3.21b)$$

où

$$\hat{x}_L = \frac{LN_D q}{\epsilon E_C} \text{ et } V(0) = 0. \quad (3.21c)$$

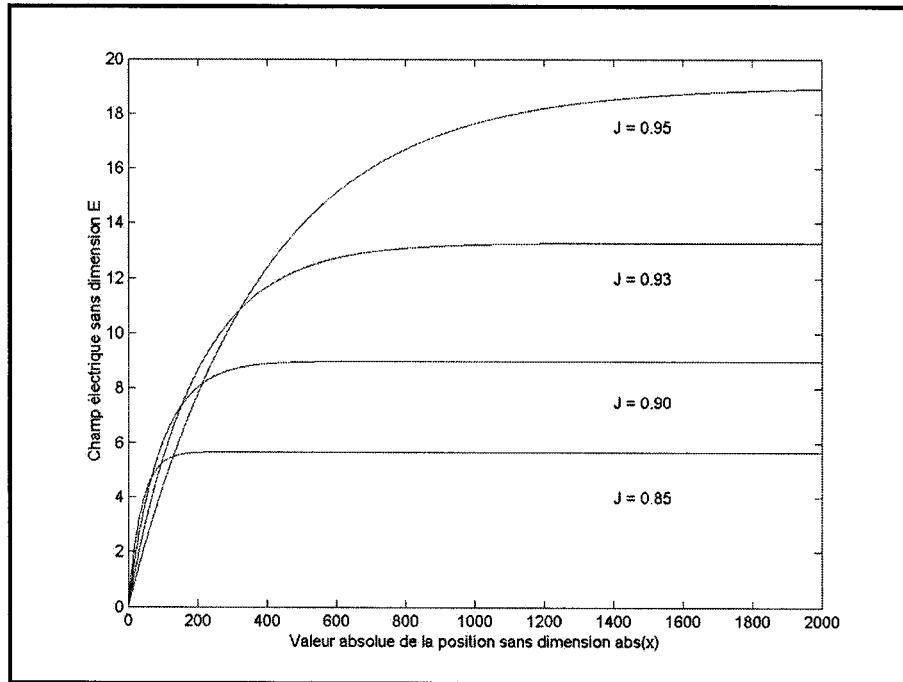


Figure 3.11 – Champ électrique sans dimension  $\hat{E}$  en fonction de la valeur absolue de la position sans dimension pour différents courants  $\hat{J}$ .

Nous avons maintenant une équation représentant la densité de courant en fonction de la tension appliquée. Afin de vérifier si les approximations utilisées pour

obtenir cette solution de l'équation différentielle sont raisonnables, nous la comparons à une résolution numérique.

### 3.3.2.2 – Résolution numérique

La résolution numérique du problème se divise en deux étapes. La première consiste à trouver les zéros de la fonction transcendante 3.16, ce qui donne une distribution spatiale du champ électrique sans dimension. Ensuite, il ne reste qu'à calculer la tension à appliquer par intégration numérique de la distribution du champ électrique.

Les zéros de la fonction transcendante ont été obtenus par une combinaison de la méthode Newton [37] et l'algorithme de Steffenson [37] à l'aide du logiciel Maple [38]. Une banque de données de la distribution spatiale du champ électrique sans dimension  $\hat{E}$  pour plusieurs valeurs du courant  $\hat{J}$  (10 000 points pour  $0 < \hat{J} < 1$ ) a ainsi été construite.

Les courbes  $J-V$  ont été obtenues par intégration numérique des distributions tabulées du champ électrique sans dimension par la méthode de quadrature de Clenshaw-Curtis [39] à l'aide du logiciel Matlab [40].

La figure 3.12 illustre clairement que la solution numérique et l'approximation analytique (équation 3.22) donnent des résultats très semblables pour l'ordre de grandeur des variables du problème (les courbes ont été choisies afin

de refléter les situations extrêmes pouvant être rencontrées dans les dispositifs étudiés).

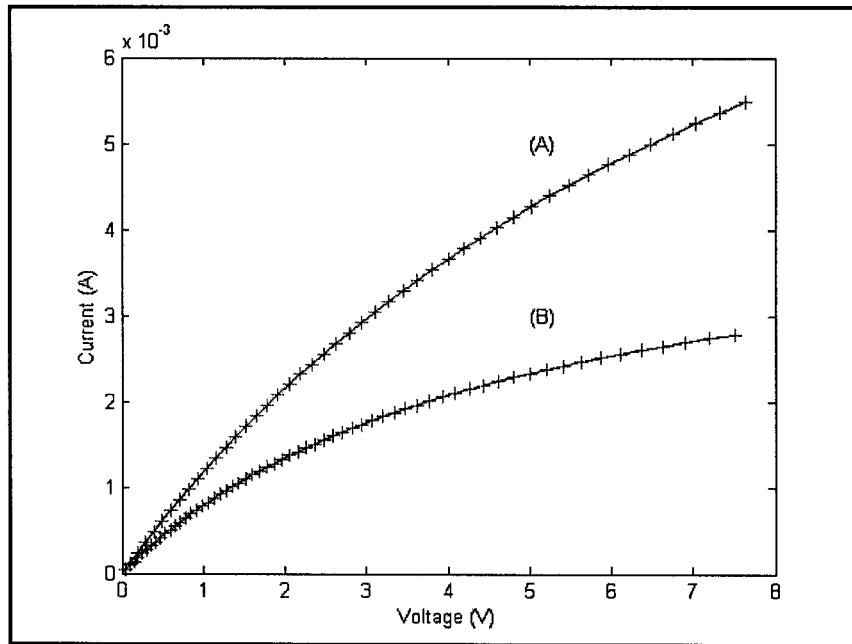


Figure 3.12 – Courbes I-V de l'approximation analytique (ligne) et de la résolution numérique (croix) pour : (a)  $N_D = 1\text{e}18\text{cm}^{-3}$  et  $L = 0.6\text{e}-4\text{cm}$ , (b)  $N_D = 1\text{e}18\text{cm}^{-3}$  et  $L = 1.7\text{e}-4\text{cm}$ .

Les approximations faites dans la section précédentes sont donc raisonnables. L'équation 3.21 sera alors utilisée directement pour l'analyse des résultats. Les détails de l'application du modèle théorique seront présentés dans le chapitre 5.

### 3.4 – Conduction des semi-conducteurs à différentes températures

Plusieurs comportements en conduction différents peuvent être observés chez les semiconducteurs en fonction de la température. Les mécanismes de conduction en jeu sont particulièrement reliés à la position du niveau de Fermi (concentration d'impuretés) lui-même dépendant de la structure cristalline du semiconducteur.

Deux mécanismes de conduction importants sont ici résumés pour permettre une analyse complète des résultats observés : un comportement de type « semiconducteur » et un comportement de type « métallique ».

#### 3.4.1 - Comportement métallique à basses températures

Lorsque le niveau de Fermi est au dessus du minimum de la bande de conduction, de nombreux porteurs de charge sont libres de participer au courant. Le facteur qui va déterminer la conductivité est alors la facilité qu'ont ces porteurs à se déplacer dans le matériau. En d'autres mots, les collisions avec les phonons du réseau vont principalement influencer et contrôler la conductivité.

En utilisant le modèle de Debye pour décrire la densité de modes de vibration de phonons, on peut affirmer qu'à haute température ( $T \gg \Theta_D$ , où  $\Theta_D$  est la température de Debye), le nombre de phonons dans n'importe quel mode est donné par [48] :

$$n(\vec{q}) = \frac{1}{e^{\beta \hbar \omega(\vec{q})} - 1} \approx \frac{k_B T}{\hbar \omega(\vec{q})}. \quad (3.22)$$

Ainsi, le nombre de phonons disponibles pour la diffusion d'un électron donné est directement proportionnel à  $T$ . Alors, la résistivité en fonction de la température va être dictée par une relation de la forme :

$$\rho \propto T, \quad \text{pour } T \gg \Theta_D. \quad (3.23)$$

Pour des températures nettement inférieures à la température de Debye  $\Theta_D = \hbar \omega_D / k$ , le nombre moyen de phonons qui peuvent participer à la diffusion d'électrons décroît selon  $T^2$  plutôt que  $T$ . En effet, seuls les phonons d'énergie  $\hbar \omega(\vec{q}) \leq k_B T$  peuvent être alors absorbés ou émis par les électrons.

Par contre, le taux de diffusion décroît encore plus rapidement (il diminue linéairement avec  $T$ ), ce qui nous donne, globalement, un taux de diffusion électron-phonon de décroissance selon  $T^3$ .

À mesure que la température diminue, la diffusion se concentre de plus en plus dans la direction frontale (faible variation de la vitesse électronique) et devient moins efficace à dégrader le courant. Un facteur  $T^2$  se rajoute alors au taux cubique de décroissance pour nous donner la loi de Bloch :

$$\rho \propto T^5, \quad T \ll \Theta_D. \quad (3.24)$$

### 3.4.2 - Comportement semi-conducteur à basses températures

Dans un semi-conducteur, les vibrations du réseau vont aussi limiter le déplacement des porteurs de charges. Par contre, c'est la disponibilité de ces charges, à très basse température, qui va dominer la résistivité [49]. Pour le cas des dispositifs fabriqués par laser, les régions diffusées étaient dopées au bore (énergie d'ionisation  $\varepsilon_I$  de 0.045eV). Ainsi, le processus d'ionisation des atomes de bore sera dominant à basse température pour déterminer la conductivité du semiconducteur dopé.

Nous savons que la proportion d'impuretés ionisées est donnée par :

$$\frac{N_A^-}{N_A} = \frac{1}{1 + g_A \exp(\varepsilon_A - \varepsilon_F / k_B T)}, \quad (3.25)$$

où  $g_A$  représente un facteur de dégénérescence (habituellement établi à 4) et  $\varepsilon_A - \varepsilon_F$ , la différence d'énergie entre le niveau des dopants et le niveau de Fermi. Cette proportion atteint rapidement une saturation (ionisation de tous les dopants), on dit

alors que le semiconducteur est dans sa région extrinsèque (voir figure 3.13). Par contre, à plus basse température, le semiconducteur est dans sa région figée. Le nombre de porteurs diminue avec la température, la conductivité va donc suivre cette tendance.

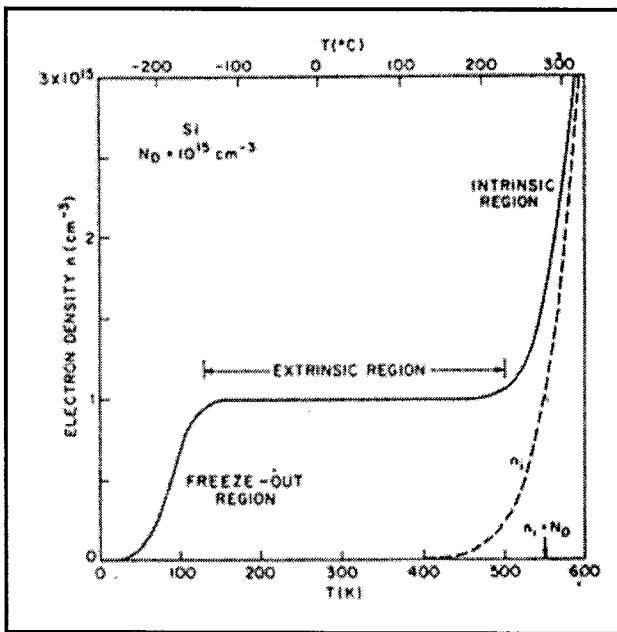


Figure 3.13 – Dépendance typique en température de la concentration de porteurs majoritaires pour le Si. [33]

D'un autre côté, les mécanismes de diffusion des porteurs vont dominer la conductivité à des températures plus élevées. On distingue deux types de diffusion dans des zones de température différente : la diffusion sur les impuretés ionisées et celle sur les phonons acoustiques.

La diffusion sur les impuretés ionisées, apparaissant à plus basse température que la diffusion sur les phonons acoustiques, est caractérisée par une dépendance en température de la mobilité des porteurs en  $T^{-3/2} / N_I$  [33]. De son côté, la diffusion

sur les phonons acoustiques nous donne une dépendance en température de la mobilité des porteurs en  $T^{3/2}$  [33]. La transition entre les deux domaines de température dépend notamment de la concentration d'impuretés : on parle d'environ 300 K pour un Si dopé  $p$  à  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

## Chapitre 4 – Méthode expérimentale de mesures électriques

Les liens résistifs obtenus ne présentent pas une relation courant-tension I-V linéaire à toutes les tensions appliquées. Afin de bien comprendre la physique des phénomènes de conduction, il est donc utile d'effectuer des mesures à haut champ électrique, à différentes températures ainsi que des mesures transitoires de conduction de courant électrique.

Dans cette optique, quatre montages de mesures électriques ont été utilisés pour couvrir les situations d'intérêts : un montage de mesures I-V 4 fils à haut champ électrique à la température de la pièce, un montage de mesures transitoires de conduction de courant, un montage de mesures I-V 4 fils à haut champ électrique et basses températures ainsi qu'un montage de mesures I-V 4 fils à faible champ électrique pour les hautes températures. Les quatre montages étaient entièrement contrôlés informatiquement, les données compilées et analysées en temps réel.

### 4.1 – Mesures I-V 4-fils à haut champ électrique

La difficulté de cette mesure réside dans l'application d'une tension élevée sur les dispositifs microélectroniques sans les détruire ainsi que dans l'élimination du bruit dans les mesures. Afin de s'assurer de ces deux points, les mesures ont été prises à l'aide de la technique 4-fils dans une cage de Faraday [16].

#### 4.1.1 – Mesures 4-fils

La technique de mesure 4-fils (illustrée à la figure 4.1) est assurément la méthode la plus précise afin de mesurer de petites résistances dans la situation actuelle. Les résistances de contact et la résistance des sondes de test sont ainsi automatiquement réduites par cette méthode. Cette approche est particulièrement recommandée lorsque plusieurs longs fils et de nombreuses connexions se situent entre le multimètre et la résistance. C'est bien notre cas : les interconnexions à même le circuit microélectronique, les connexions au boîtier et le filage externe sont autant d'intermédiaires entre le dispositif même et l'appareil de mesure.

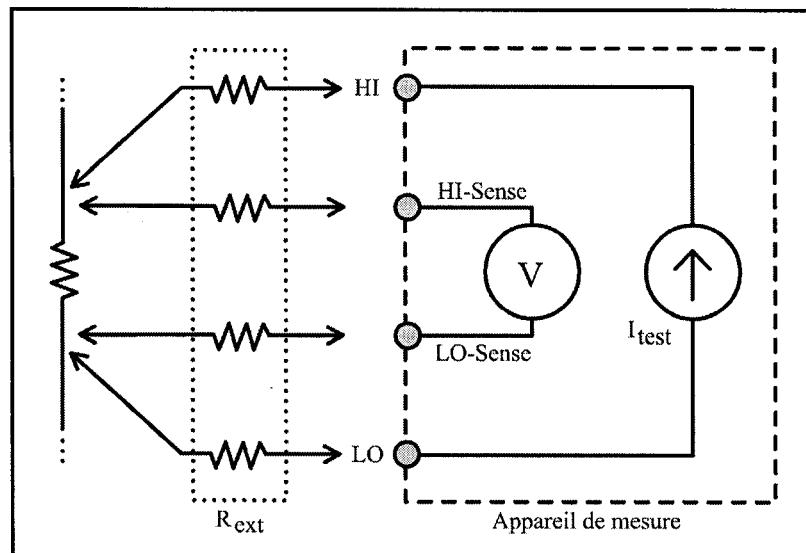


Figure 4.1 – Schéma de la technique de mesure 4-fils

Avec cette technique, un courant  $I$  est fourni à l'échantillon par une source de courant et la tension générée aux bornes de celui-ci est mesurée avec un jeu séparé de sondes de test. La résistance mesurée est alors directement  $R = V / I$ , on ne tient plus compte des résistances externes. L'imprécision de cette méthode provient seulement de l'apparition d'une tension induite thermiquement par champs électromagnétiques  $V_{th}$ . La résistance mesurée est alors plutôt :

$$R = \frac{V_R + V_{th}}{I}, \text{ il y a donc une erreur de } V_{th}/I \text{ dans la mesure.} \quad (4.1)$$

La tension induite thermiquement  $V_{th}$  est habituellement beaucoup plus faible que la tension générée par l'échantillon  $V_R$  (facteur  $10^3$  de différence).

#### 4.1.2 – Description du montage

Afin d'isoler le plus possible le circuit de mesure des sources de bruit, le circuit intégré est placé dans une cage de Faraday, faite d'aluminium avec les joints sécurisés par un ruban de cuivre conducteur. La cage a été testée avec succès contre des sources de bruits de fréquences de 60 Hz (néons du laboratoire), du kHz (ondes radio) et du gHz (téléavertisseur).

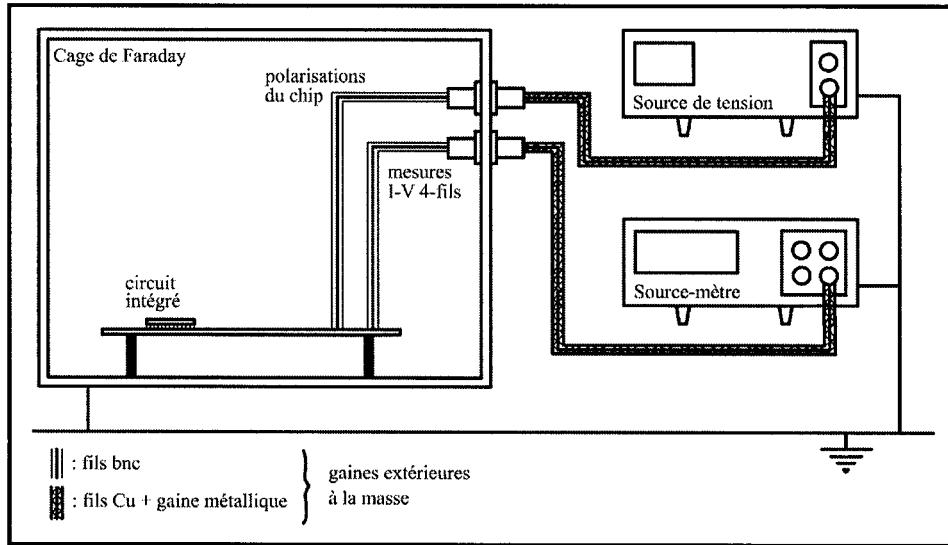


Figure 4.2 – Schéma du montage de mesures I-V 4-fils haut champ

Le circuit intégré est inséré dans une plaquette d’interconnections PCB (circuit imprimé) montée sur des pattes isolantes, placée dans le bas de la cage de Faraday. La plaquette est reliée à deux source-mètres *Keithley 2400* [17] par le biais de fils de cuivre recouverts d’une gaine métallique conductrice (voir figure 4.2). Tous les fils joignant les appareils de mesures (à l’extérieur de la cage de Faraday) à la plaquette d’interconnections PCB sont de type BNC avec la gaine extérieure à la masse. La masse de tout le système de mesure est unique, elle correspond à la masse du système électrique des laboratoires de procédés laser. La cage de Faraday, les gaines de protection du filage, la masse du circuit intégré ainsi que la masse des appareils de mesure sont toutes au même potentiel. De plus, le circuit global a été testé pour éliminer toute boucle de masse (« ground loop »).

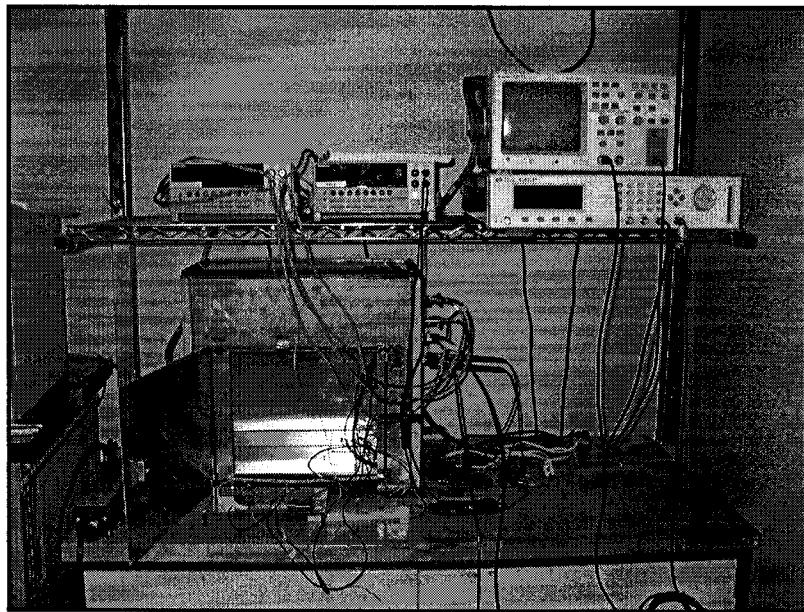


Figure 4.3 – Photo du montage de mesures électriques

#### 4.1.3 – Description des mesures

Les mesures I-V effectuées comportent 1000 points de mesure compris entre 0V et 7.5V. La précision d'application sur la tension était de 0.08 % tandis qu'elle atteignait 0.05 % pour le courant. Les dispositifs étudiés du chip de technologie 0.35  $\mu\text{m}$  étant de type *p*, le puits *n* de la structure a été polarisé à 8V, ce qui correspond à la tension maximale applicable sur le circuit intégré. En maintenant notre tension de drain inférieur à 7.5V, on s'assure que les diodes de protection du puits ne conduisent pas. Les mesures successives ont été effectuées par la méthode échelon, chaque mesure I-V étant faite pendant un temps de 5 ms afin de permettre au système d'atteindre l'équilibre thermodynamique. Une courbe I-V complète prend alors environ 5 s à être complétée. Les dispositifs ont été considérés comme parfaitement symétriques : une courbe I-V effectuée de 0V à -7.5V devrait être identique à la

courbe pour des polarisations positives. La symétrie en terme de comportement en conduction des dispositifs a été testée pour un échantillonnage des dispositifs fabriqués et étaient toujours respectée.

#### 4.2 – Mesures transitoires de conduction de courant

Une analyse transitoire de la stabilisation du courant dans le temps lorsque le lien est soumis à un crénau de tension a été effectuée sur les dispositifs. Cette mesure a aussi été réalisée dans la cage de Faraday afin de limiter les sources de bruit.

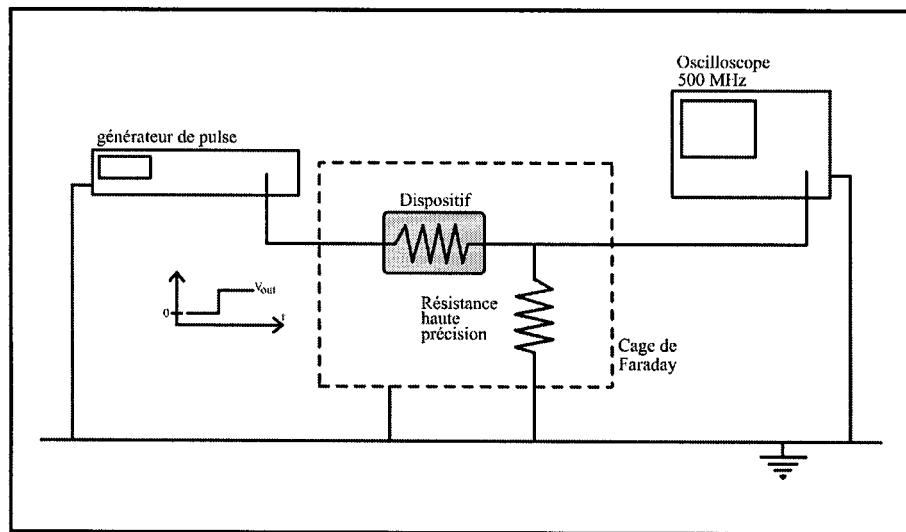


Figure 4.4 – Schéma du montage de mesure transitoire de courant

La figure 4.4 illustre le schéma du montage. Un générateur d'impulsion *HP81101A* [18] présentant un temps de monté minimal de 5 ns applique un créneau de tension sur le dispositif restructuré par laser, qui se trouve dans la cage de Faraday. La résistance du lien est placée en série avec une résistance de haute précision qui conserve sa valeur nominale de résistance (précision de l'ordre de  $\pm 0.05\%$ ) jusqu'à des fréquences de l'ordre du GHz. Un oscilloscope numérique de 500 MHz *HP54616B* [19] mesure ensuite la tension au diviseur de tension à raison de 2 giga échantillons par seconde (précision de 2 %) avec une détection de pic de tension de 1 ns. La mémoire de l'appareil ne pouvant contenir que 5000 points, la mesure totale dure 2.5  $\mu$ s (2 mesures par nanoseconde). Il est aussi possible d'allonger la durée de la mesure en espaçant les mesures ponctuelles dans le temps.

Étant donné que la plaquette d'interconnections PCB (circuit imprimé) n'a pas été conçue pour effectuer des mesures à haute fréquence, une série de tests sans le dispositif a aussi été menée afin de s'assurer de la provenance des effets transitoires observés.

#### **4.3 – Mesures I-V 4-fils à haut champ électrique et basse température**

Afin de mener à terme des mesures I-V à basse température, un montage semblable à celui utilisé à la température de la pièce a été utilisé en reprenant les concepts de cage de Faraday et de mesures 4-fils. Un système de cryogénie a ainsi été utilisé afin de réaliser les mesures. L'enceinte de refroidissement sous vide

(comprenant le pied froid sur lequel est placé l'échantillon) a alors servi de cage de Faraday aux mesures électriques.

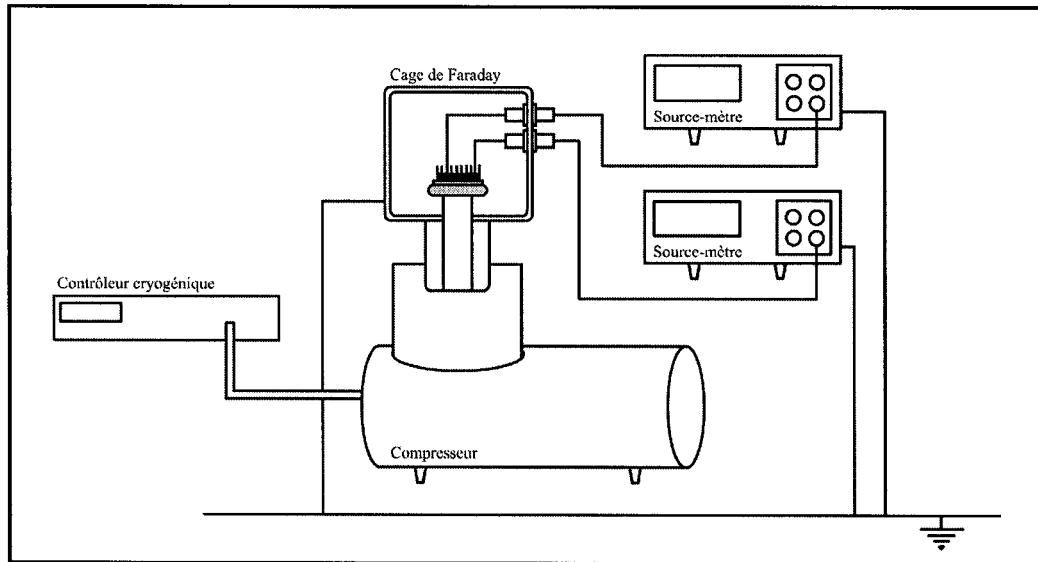


Figure 4.5 – Schéma du montage de mesures I-V basse température

La figure 4.5 illustre schématiquement le principe du montage de mesures à basse température. Le circuit intégré comprenant les dispositifs restructurés est placé, tête en bas, sur le pied froid du système cryogénique afin de permettre une bonne conduction thermique entre le boîtier de la puce et le pied. Le pied cryogénique est rempli d'un gaz qui est dilaté à l'aide du compresseur, provoquant ainsi l'abaissement de la température du pied [20]. Le contact thermique entre la puce et le pied a été assuré par une graisse *Lakeshore Cryotronics GAH-25* [21] contenant un polymère hydrocarboné spécialement prévue pour ses propriétés de haute conduction thermique de  $5 \text{ mW/m}\cdot\text{K}$  jusqu'à des températures aussi basses que 4 K.

Les pattes de la puce sont connectées aux source-mètres par le biais de connecteurs BNC à la masse du système. Le système de contrôle cryogénique *Lakeshore Cryotronics 370* permet de préciser la température jusqu'au dixième de Kelvin.

Ainsi, des courbes I-V complètes, jusqu'à haut champ, ont été mesurées pour une dizaine de température entre 20 K et 250 K.

#### **4.4 – Mesures I-V 4-fils à bas champ électrique et haute température**

Cette série de mesures a été effectuée dans les laboratoires de la compagnie LTRIM Technologies [11]. Le circuit intégré contenant les dispositifs programmés était inséré dans une plaque d'interconnexions à même un four *Test Equity 1007s* de 2000 W [22]. La chambre du four, dans une atmosphère d'air, permettait un contrôle de l'ordre de 0.5 degré par le biais d'un détecteur RTD platine de classe B.

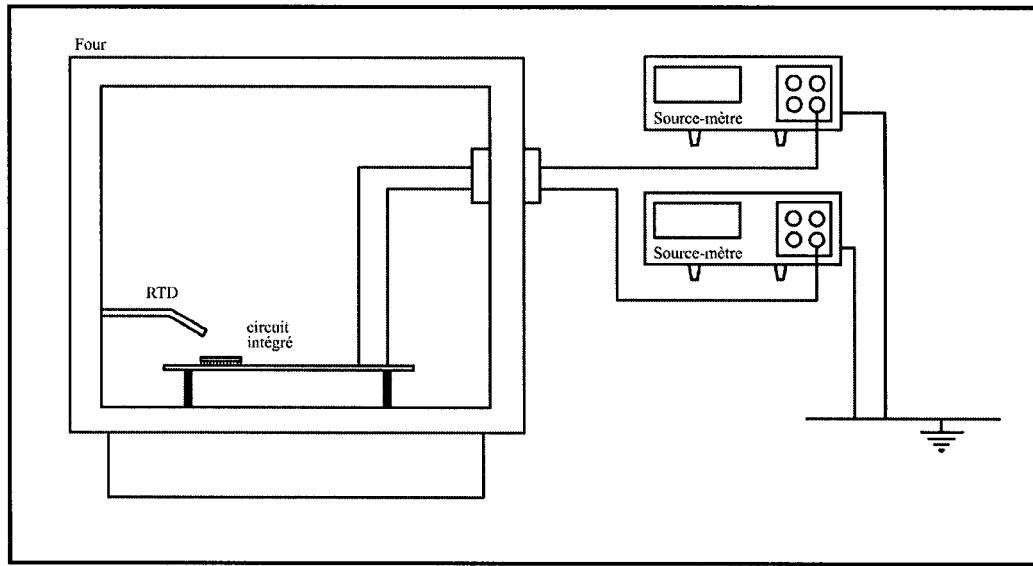


Figure 4.6 – Schéma du montage de mesure I-V à faible champ électrique et haute température

La technique de mesure employée dans ce montage est la même que celle de la mesure 4-fils à l'aide des source-mètres *Keithley 2400*. Les courbes I-V résultantes ne présentent cependant que la plage des faibles champs électriques (0V à 3.3V). En effet, seulement cette gamme de tension est utilisée en industrie dans ce type de circuit intégré. Ces mesures se concentrent donc principalement sur la variation de la partie linéaire des courbes I-V avec la température.

## **Chapitre 5 – Analyses des résultats expérimentaux**

Dans ce chapitre, les différents résultats expérimentaux seront présentés ainsi qu’analysés en utilisant les notions introduites dans les chapitres précédents.

Les résultats seront séparés en trois parties correspondant aux types de tests expérimentaux effectués sur les chips. Ainsi, les résultats des courbes I-V à haut champ précéderont ceux des mesures à basses et hautes températures. Finalement, les mesures transitoires de courant concluront cette analyse.

### **5.1 – Analyse des mesures I-V 4 fils à haut champ**

L’analyse des ces données est principalement appuyée sur l’application du modèle théorique présenté dans le chapitre 3. Ainsi, les différentes courbes obtenues seront analysées en fonction des paramètres de l’ajustement de la courbe théorique sur les points expérimentaux. Avant de présenter les résultats, les paramètres d’application du modèle sont décrits.

### 5.1.1 – Détermination des paramètres du modèle

Afin d'appliquer notre modèle théorique à l'analyse des résultats expérimentaux, nous devons associer la structure des dispositifs créés à celle prévue par le modèle. Il nous faut caractériser un prisme de dopage uniforme dont les contacts électriques sont situés aux deux extrémités (voir figure 5.1).

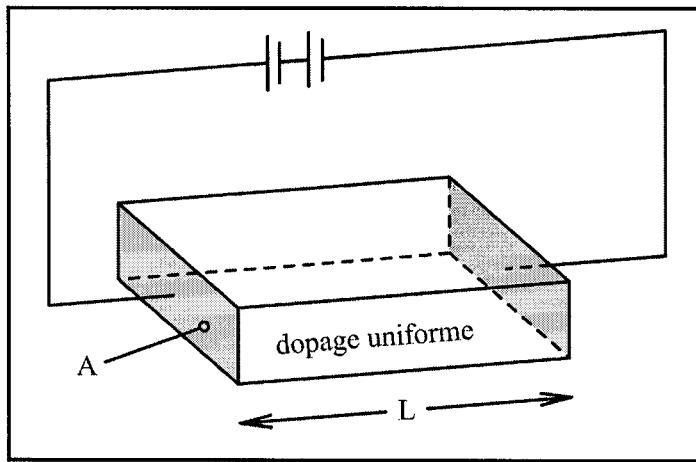


Figure 5.1 – Schématisation du modèle théorique

Nous savons que la forme de la région fondu est celle d'un ellipsoïde de révolution [14] possédant un diamètre supérieur à la distance entre les deux zones diffusées afin de permettre la création d'un lien résistif. Un calcul d'interactions laser-matière [41] permet de connaître approximativement la profondeur et le diamètre fondu. Ainsi, pour un faisceau laser de 1W de puissance au substrat et de 3.5  $\mu\text{m}$  de *waist* focalisé sur le circuit intégré à raison de plusieurs interventions de 50 ns espacées de 50 ns, on peut calculer que la cuvette fondu atteindra un rayon  $r$  d'environ 0.75  $\mu\text{m}$  et une profondeur au centre  $h$  de 0.18  $\mu\text{m}$  (voir figure 5.2). Le

temps de resolidification du Si fondu étant calculé à 20 ns, une fois l'intervention laser terminée, on peut considérer que les nombreuses interventions laser sont tout à fait distinctes et permettent surtout la redistribution des impuretés dans la zone fondu, d'une intervention laser à l'autre.

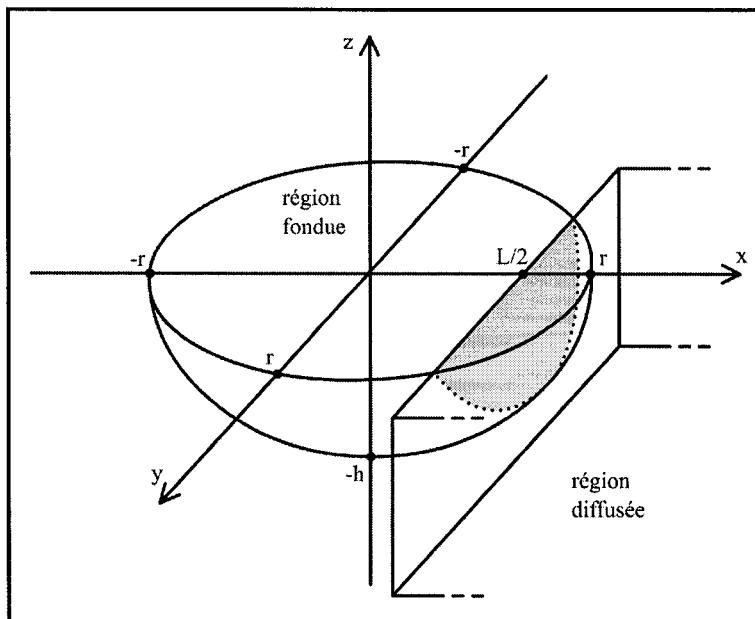


Figure 5.2 – Schématisation de la zone fondu et de son intersection avec une zone diffusée

La région fondu possède un volume de  $2.12 \times 10^{-13} \text{ cm}^3$ . Il est possible de calculer, par intégration, le volume des deux parties des régions diffusées qui a été englobé par la cuvette fondu.

En supposant que le nombre de dopants provenant des deux parties fondues des régions diffusées est négligeable par rapport au nombre restant, on peut alors approximer le volume du prisme du modèle par le restant de l'ellipsoïde de révolution dans le gap. En faisant cette approximation, on néglige l'effet de la réduction en concentration de dopants des deux régions fondues des régions diffusées

sur la résistance globale du dispositif. Notre modélisation va donc utiliser un prisme de longueur égale au gap  $L$  entre les zones diffusées et de volume correspondant à la partie de l'ellipsoïde de révolution comprise entre ces deux zones (voir figure 5.3).

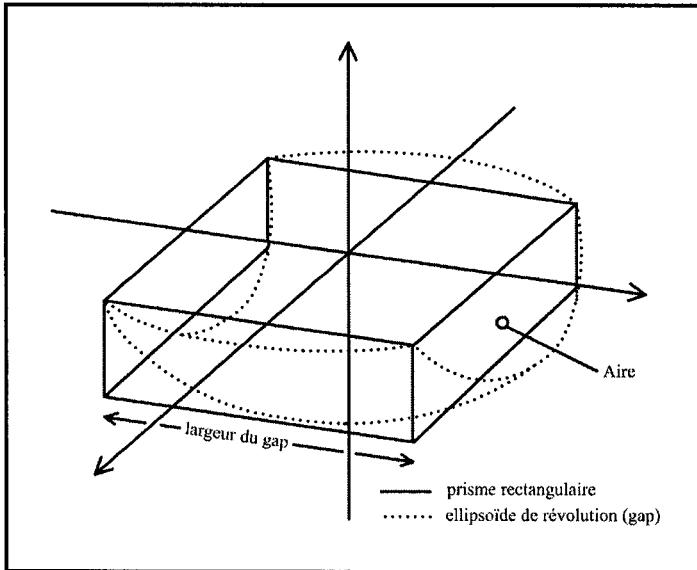


Figure 5.3 – Construction du prisme (modèle)

En égalant les aires de l'ellipsoïde tronquée et du prisme, nous pouvons déterminer l'aire du prisme (où sont situés les contacts électriques) nécessaire au modèle d'analyse des résultats (voir tableau 5.1).

Tableau 5.1 – Valeurs de l'aire du prisme du modèle

<b>Gap L (cm)</b>	<i>Volume de l'ellipsoïde dans le gap (cm<sup>3</sup>)</i>	<i>Aire du prisme (cm<sup>2</sup>)</i>
$0.6 \times 10^{-4}$	$1.20 \times 10^{-13}$	$2.0 \times 10^{-9}$
$1.0 \times 10^{-4}$	$1.81 \times 10^{-13}$	$1.8 \times 10^{-9}$
$1.4 \times 10^{-4}$	$2.11 \times 10^{-13}$	$1.5 \times 10^{-9}$

### 5.1.2 – Ajustement de la courbe théorique et des résultats expérimentaux

L'équation théorique du modèle permettant de modéliser en termes simples les courbes I-V,

$$V = \frac{E_C^2 \epsilon}{N_D q} \frac{-\hat{J}^2}{(\hat{J}-1)^3} \left( \exp\left(\frac{\hat{x}_L}{\hat{J}} (\hat{J}-1)^2 - 1\right) - \frac{\hat{x}_L}{\hat{J}} (\hat{J}-1)^2 - 1 \right) \quad (3.21b)$$

où

$$\hat{x}_L = \frac{LN_D q}{\epsilon E_C}, \quad (3.21c)$$

doit être ajustée aux données expérimentales. La méthode d'ajustement choisie est celle de l'algorithme Levenberg-Marquardt [42]. Cet algorithme est une variation de l'algorithme de Gauss-Newton [42] avec une modification de la région de confiance d'une itération à l'autre. Il permet d'obtenir d'excellents résultats d'ajustement lorsque les valeurs initiales d'un problème non linéaire de moindres carrés sont connues avec assez de précision, comme dans la situation présente.

Les données qui sont implémentées dans l'algorithme d'ajustement (contrôlé par le logiciel Matlab [40]) et considérées invariables sont la permittivité  $\epsilon_r$  du matériau (11.8 pour le Si), la longueur du prisme de la modélisation  $L$  (0.6, 1.0 et 1.4  $\mu\text{m}$ ), son aire  $A$  (aire qui dépend de  $L$  : voir section 5.1.1) et la mobilité des porteurs  $\mu_0$  à faible champ.

Il est important de noter que la mobilité  $\mu_0$  est remplacée par l'équation empirique de *Masetti et al.* [36] qui détermine la mobilité des porteurs en fonction de la concentration d'impuretés. De cette manière, la forme de la mobilité est étudiée en fonction de l'intensité du champ électrique et de la concentration des impuretés dans le Si.

Les paramètres variables de l'algorithme d'ajustement sont alors la concentration constante d'impuretés  $N_A$  dans le prisme et le champ électrique de saturation  $E_C$  du modèle de *Canali et al.* [34].

### 5.1.3 – Résultats expérimentaux

Les résultats d'ajustement donnent une excellente corrélation entre les résultats expérimentaux et ajustés. La figure 5.4 démontre la qualité des ajustements obtenus. En effet, pour tous les dispositifs étudiés, un coefficient  $R^2$  supérieur à 0.99 a été obtenu. Le modèle du comportement en conduction semble donc être le bon : les dispositifs suivent la loi d'Ohm à faible champ pour ensuite présenter un comportement dicté par la saturation de la mobilité des porteurs et la conduction contrôlée par charge d'espace.

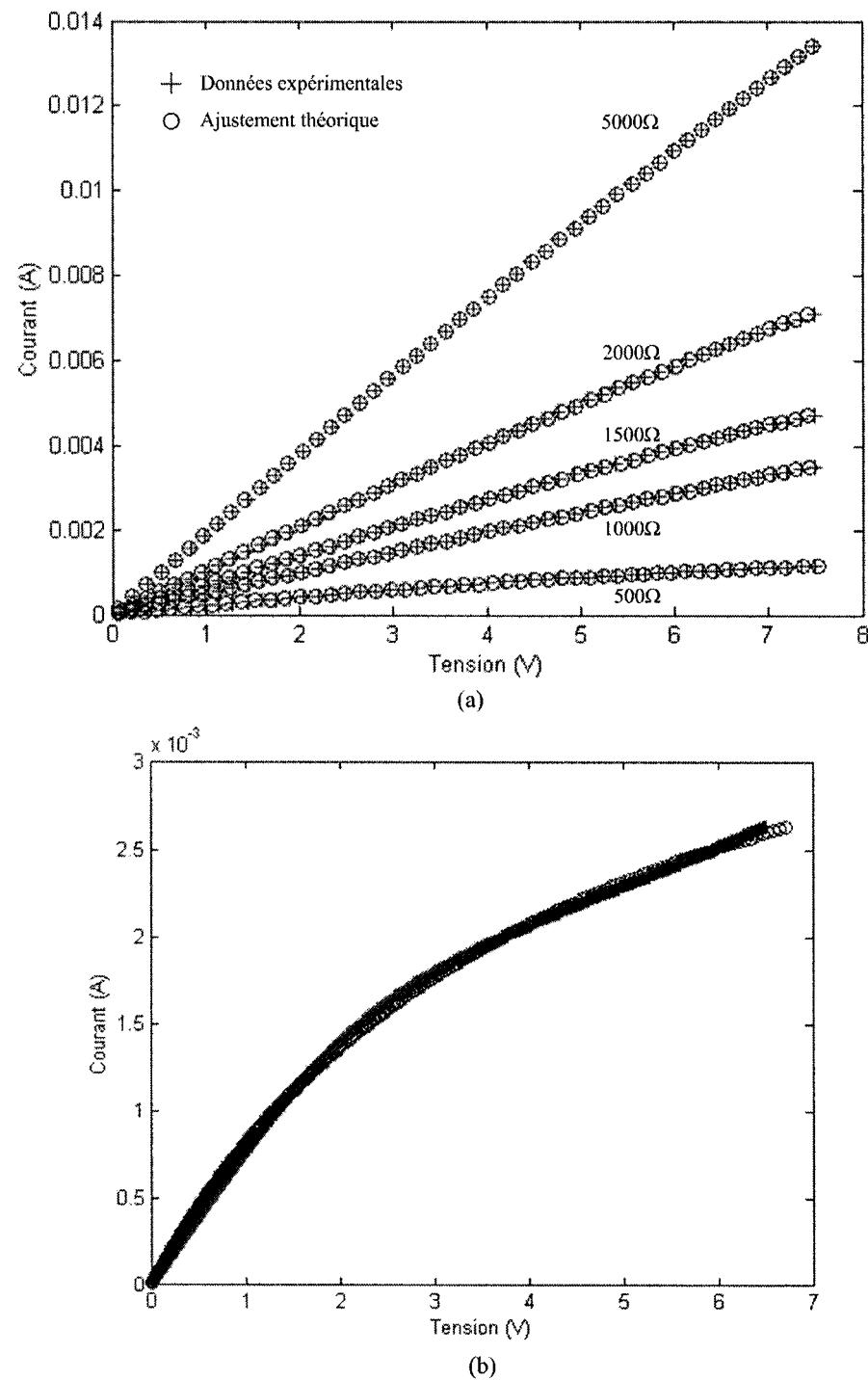


Figure 5.4 – Comparaison des résultats expérimentaux (+) et des ajustements théoriques (o) ; (a) données typiques ; (b) données à courbure prononcée

Il est par contre difficile de déterminer si la conduction contrôlée par charge d'espace est vraiment présente à haut champ ou si seulement la saturation de la vitesse des porteurs peut expliquer le comportement observé. En effet, en posant comme condition de l'apparition de la conduction contrôlée par charge d'espace que  $n \approx N_d$  [24] (autant de charges injectées que de porteurs intrinsèques), on peut dire que :

$$|\Delta E_{moy}| \approx \frac{qn_{moy}}{\epsilon} \Delta x, \quad (5.1)$$

à partir de l'équation de Poisson en considérant que les quantités moyennes représentent l'intégration sur un petit intervalle  $\Delta x$ .

En supposant un dopage moyen de  $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et une longueur typique  $\Delta x$  de l'ordre de  $1.0 \mu\text{m}$ , on obtient un champ électrique nécessaire de l'ordre de  $10^6$ - $10^7 \text{ V/cm}$ , ce qui est au dessus du champ électrique intrinsèque de claquage du Si de  $3-4 \times 10^5 \text{ V/cm}$ . Ce calcul approximatif indique que la conduction contrôlée par charge d'espace n'est sûrement pas atteinte dans nos conditions expérimentales. Par contre, le champ critique  $E_C$  de l'ordre de  $10^5 \text{ V/cm}$  peut être atteint. Il est intéressant de noter qu'un mécanisme de conduction par charge d'espace sans saturation de la vitesse des porteurs est pratiquement impossible à observer.

L'ajustement des courbes I-V expérimentales à l'équation théorique permet de tirer une valeur de  $N_A$  et de  $E_c$  (du modèle de Canali et al.) pour chaque dispositif testé.

Puisque chacun de deux circuits intégrés en technologie 0.35  $\mu\text{m}$  comprenait 50 dispositifs, environ 100 dispositifs ont ainsi été analysés. On obtient donc une vingtaine de dispositifs par valeur de résistance. Les résultats présentés dans cette section sont en fait la valeur moyenne des paramètres d'ajustement des dispositifs jumeaux.

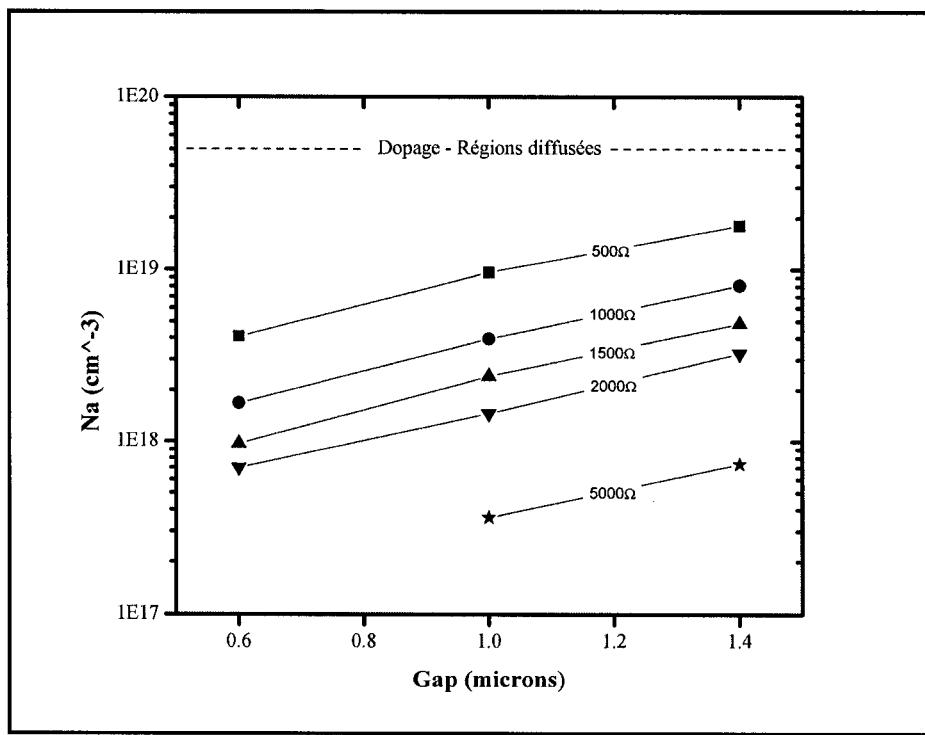


Figure 5.5 – Valeur de  $N_A$  d'ajustement en fonction de la largeur du gap pour différentes valeurs de résistance

La figure 5.5 illustre la variation du dopage uniforme nécessaire à l'ajustement des courbes. On remarque qu'un gap plus large demande une plus

grande concentration de dopants pour une même valeur de résistance et que le logarithme de la concentration peut-être caractérisée par une relation linéaire. Les concentrations d'impuretés varient entre  $3 \times 10^{17}$  et  $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  pour un dopage dans la zone diffusée de  $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . L'écart type sur la valeur d'ajustement de  $N_A$  varie entre 1 et 10 % et est plus faible pour les résistances de plus faible valeur (les  $500\Omega$ ).

Les valeurs de  $N_A$  obtenues sont dépendantes de l'aire du prisme du modèle qui a été déterminée à partir d'un calcul sur la forme ellipsoïdale de la zone fondue. Ainsi, un gap plus large possède une aire de prisme plus faible (voir tableau 5.1). Cette correction de l'aire en fonction du gap est nécessaire à la linéarisation de la relation entre le dopage et la largeur du gap : un ajustement des courbes à déjà été tenté avec une aire constante pour tous les dispositifs mais n'est pas présenté dans ce mémoire. On retrouve donc, comme anticipé, la loi d'Ohm pour les comportements en conduction à faible champ électrique.

Bien sûr, pour une même valeur de gap, on remarque que la concentration de dopant augmente à mesure que la résistance  $R$  diminue. Il est intéressant de noter que cette progression est directement dictée par la loi d'Ohm :

$$R = \frac{L}{Aq\mu_0 N_A}. \quad (5.2)$$

La figure 5.6 illustre les valeurs de  $E_c$  en fonction de la résistance étudiée, la barre d'erreur représente l'écart type des valeurs moyennes de champ électrique

calculées. En premier lieu, on constate que les valeurs se situent entre la limite inférieure du Si cristallin non dopé et du champ électrique de claquage du Si (sauf pour la résistance de  $500 \Omega$ ). Le champ électrique de saturation  $E_C$  ne varie pas significativement d'une résistance à l'autre à cause du voisinage des concentrations de dopants rencontrées et du grand écart type des résultats obtenus.

La théorie prédit pourtant que le champ de saturation devrait normalement varier avec la concentration présente d'impuretés, une plus grande concentration d'impuretés résultant en une augmentation du champ [34]. On observe difficilement cette tendance malgré la forte variation des valeurs moyennes expérimentales.

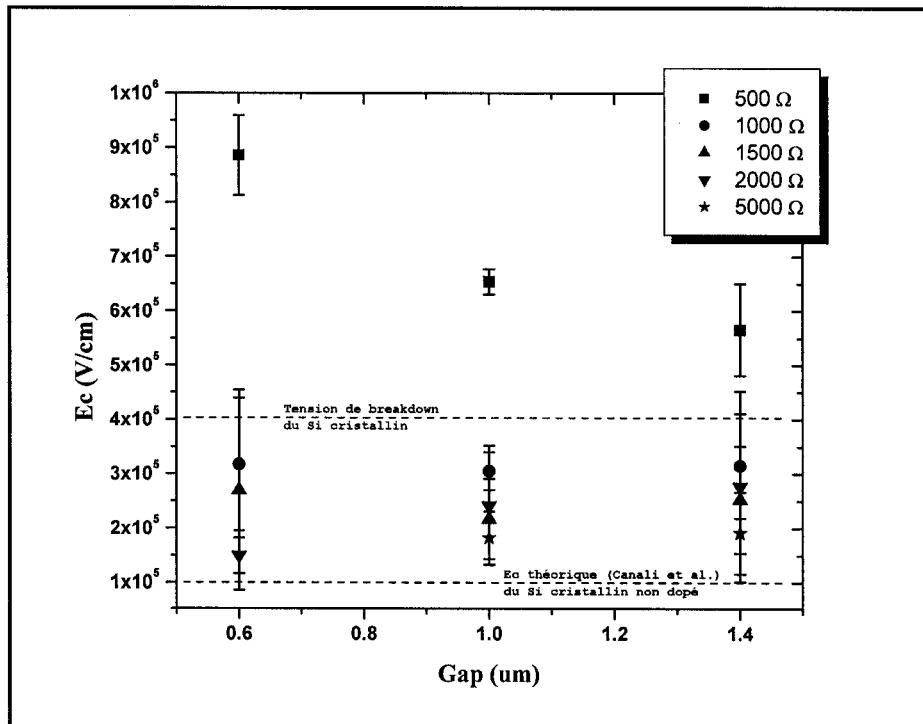


Figure 5.6 – Valeurs  $E_C$  d'ajustement en fonction de la largeur du gap pour différentes valeurs de résistance

Par contre, les résistances de  $500\Omega$  présentent des champs de saturation beaucoup plus élevés que les autres résistances et même plus élevés que le champ de claquage. Cette déviation est difficile à expliquer. Elle peut représenter tout simplement une limitation du modèle théorique pour les petites résistances (comme énoncée dans l'élaboration du modèle au chapitre 3). L'approximation du prisme pour l'ellipsoïde de révolution n'est peut-être plus valide lorsque la distance drain-source devient plus courte. Une autre explication serait la présence plus importante d'un état polycristallin ou amorphe du Si pour les faibles résistances. En effet, certaines études semblent démontrer une augmentation de la tension de claquage du Si polycristallin ou amorphe par rapport au Si cristallin [43-44].

#### **5.1.4– Résumé de l'analyse des résultats des mesures I-V 4 fils à haut champ**

Les mesures I-V à haut champ nous permettent d'obtenir de l'information très pertinente sur les dispositifs modifiés par laser. Premièrement, le modèle théorique donne d'excellents résultats d'ajustement sur les courbes expérimentales. Ainsi, les résistances diffusées possèdent une concentration d'impuretés dans la région du gap entre  $3 \times 10^{17}$  et  $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Cette concentration dépend de la valeur de la résistance obtenue et de la longueur du gap et une relation linéaire unit les différents paramètres. Les champs de saturation obtenus se situent dans le bon ordre de grandeur et varient peu d'une résistance à l'autre sauf pour les résistances de  $500 \Omega$ , ce qui pourrait indiquer une limite d'application du modèle théorique.

## 5.2 – Analyse des mesures I-V 4 fils à basse et haute température

Deux types d'analyses peuvent être effectuées à partir de cette série de mesures : une étude de la variation en température du comportement à basse tension ainsi qu'une analyse des effets à haut champ électrique. L'analyse à faible champ électrique va fournir de l'information sur l'état du semiconducteur comme la position de son niveau de Fermi, tandis que l'étude à plus haut champ va aider à préciser la compréhension des mécanismes de conduction.

Dans le cadre des résultats à basse température, les données expérimentales (de 20K à 300K) ont été couplées aux résultats à haute température afin de couvrir une plus grande plage de températures. En effet, même si les deux séries de mesures ont été prises sur deux montages expérimentaux différents, la grande continuité des données permet d'en tirer de bonnes conclusions.

Ainsi, les comportements physiques seront d'abord examinés et expliqués à partir de l'union des mesures à basse et haute température. Ensuite, une analyse de l'application des connaissances obtenues à un contrôle industriel de la variation en température des dispositifs sera développée à partir des résultats à haute température, qui sont d'ailleurs plus nombreux.

### 5.2.1 - Variation en température du comportement à basse tension

Cette analyse s'appuie exclusivement sur la variation de la partie linéaire (basse tension) des courbes I-V en température. La pente de cette partie linéaire, dénotée résistance  $R$ , a été déterminée par la technique des moindres carrés à l'aide du logiciel Matlab. De nombreux dispositifs de tailles et de valeurs de résistance  $R$  différentes ont été étudiés à des températures variant de 20 K à 400 K.

Deux comportements distincts ont pu être observés à partir des résultats expérimentaux : un comportement de type « métallique » pour les résistances de faible valeur (inférieure à environ  $2 \text{ k}\Omega$ ) et un comportement de type « semiconducteur » pour les résistances de plus haute valeur (voir tableau 5.2).

	<b>Résistance <math>R</math></b>	<b>Gap <math>L</math></b>	<b>Comportement</b>
A	$500 \Omega$	0.6 et $1.0 \mu\text{m}$	métallique
B	$1000 \Omega$	0.6 et $1.0 \mu\text{m}$	métallique
C	$1500 \Omega$	0.6 et $1.0 \mu\text{m}$	$0.6 \mu\text{m}$ : transition $1.0 \mu\text{m}$ : métallique
D	$2000 \Omega$	0.6, 1.0 et $1.4 \mu\text{m}$	$0.6 \mu\text{m}$ : semiconducteur $1.0 \mu\text{m}$ : semiconducteur $1.4 \mu\text{m}$ : transition
E	$5000 \Omega$	$0.6 \mu\text{m}$	semiconducteur

Tableau 5.2 – Résumé des mesures I-V basses températures : le comportement dénoté transition représente un comportement non représentatif

Ces résultats confirment l'hypothèse de base quant à la variation de la position du niveau de Fermi selon le procédé de fabrication (voir la figure 3.2 section 3.1). Une résistance de faible valeur aura nécessité la migration de plus de dopants dans la région du gap pour en augmenter la conductivité. Ainsi, une augmentation de la concentration d'impuretés aura comme conséquence de faire monter le niveau de Fermi vers la bande conduction. Pour de faibles valeurs de résistance  $R$ , la concentration de dopants dans le gap sera suffisante pour positionner le niveau de Fermi dans la bande de conduction : on obtient alors un comportement métallique (voir figure 5.7). Inversement, une concentration d'impuretés dans le gap plus faible permettra de maintenir le niveau de Fermi dans la bande interdite du Si et d'ainsi observer un comportement de type « semiconducteur ».

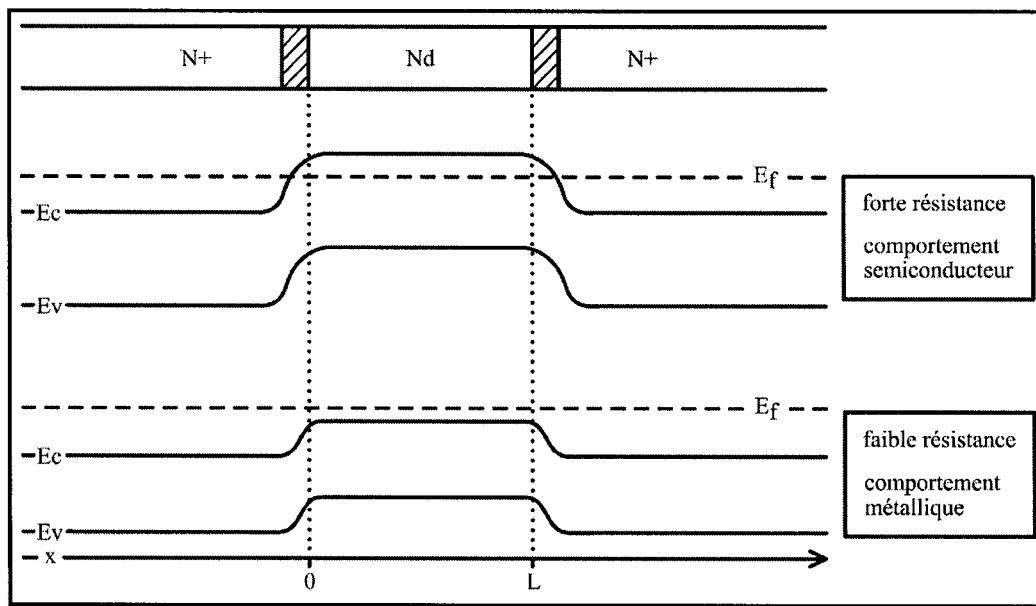


Figure 5.7 – Illustration de la variation de la position du niveau de Fermi en fonction du procédé de fabrication

La transition entre les comportements en température de type « métallique » et « semiconducteur » se trouve expérimentalement aux alentours de  $1500\text{-}2000 \Omega$ . Ces résistances présentent une très faible variation en température de  $R$ , ce qui présente certains avantages quant aux applications industrielles de ces dispositifs. Une faible variation en température de la résistance nominale du dispositif peut permettre l'application de ce dispositif sur une vaste plage de températures.

Ce résultat peut être expliqué théoriquement par le principe de conductivité métallique minimum [45] : à la transition, le niveau de Fermi va se trouver précisément au minimum de la bande de conduction (voir figure 5.8). On sait que  $N_d$  pour les dispositifs variera avec la position, les bandes devraient donc aussi courber selon  $x$ .

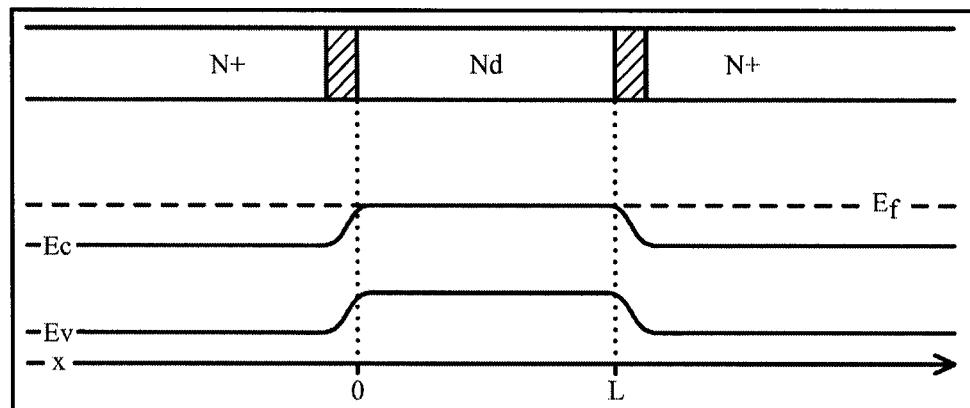


Figure 5.8 – Schématisation de la situation de conductivité métallique minimum

La conductivité métallique minimum est donnée approximativement par

[46] :

$$\sigma_{\min} \approx q^2 / 27 \hbar a \quad (5.3)$$

où  $q$  représente la charge élémentaire,  $\hbar$ , la constante de Planck et  $a$ , la distance moyenne entre les dopants. Nous pouvons exprimer la valeur de  $a$  par  $N_D^{-1/3}$ . En utilisant les approximations précédentes quant aux dimensions de la région fondue (longueur  $L$  de 1  $\mu\text{m}$  et aire  $A$  de  $1.8 \times 10^{-9} \text{ cm}^2$ ) ainsi que les valeurs de  $N_D$  obtenue par ajustement des courbes I-V à haut champ (environ  $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ), la conductivité métallique minimum de l'ordre de  $25 (\Omega\text{cm})^{-1}$  nous permet d'approximer que la résistance à la transition est approximativement de :

$$R_{\min} = \frac{L}{A\sigma_{\min}} \approx \frac{1.0 \times 10^{-4} \text{ cm}}{1.8 \times 10^{-9} \text{ cm}^2 \cdot 25 (\Omega\text{cm})^{-1}} \approx 2200 \Omega, \quad (5.4)$$

ce qui correspond très bien aux valeurs observées.

Il est évident que la longueur du gap  $L$  joue aussi un rôle important dans le comportement en température : deux résistances de même valeur de  $R$  mais de longueurs de gap  $L$  différentes présenteront des concentrations de dopants  $N_D$  différentes, la résistance de plus grand gap ayant une concentration plus élevée. Il n'est donc pas surprenant que parmi les résistances de  $2 \text{ k}\Omega$  testées, la résistance de plus large gap (1.4  $\mu\text{m}$ ) se trouve en transition de comportement tandis que les deux

autres ( $0.6$  et  $1.0 \mu\text{m}$ ) présentent un comportement de type « semiconducteur ». Il serait d'ailleurs possible de prédire la longueur de gap nécessaire, pour une résistance donnée, afin d'obtenir un comportement « métallique » ou « semiconducteur ». On procéderait alors à l'ingénierie du comportement en température des dispositifs.

### 5.2.1.1 – Comportement métallique à basses températures

Les résistances de valeurs nominales  $R$  inférieures et égales à  $2 \text{ k}\Omega$  ont démontré un comportement de type « métallique ». En effet, une augmentation de la température s'est traduite par une diminution de la conductivité (voir figure 5.9) [47].

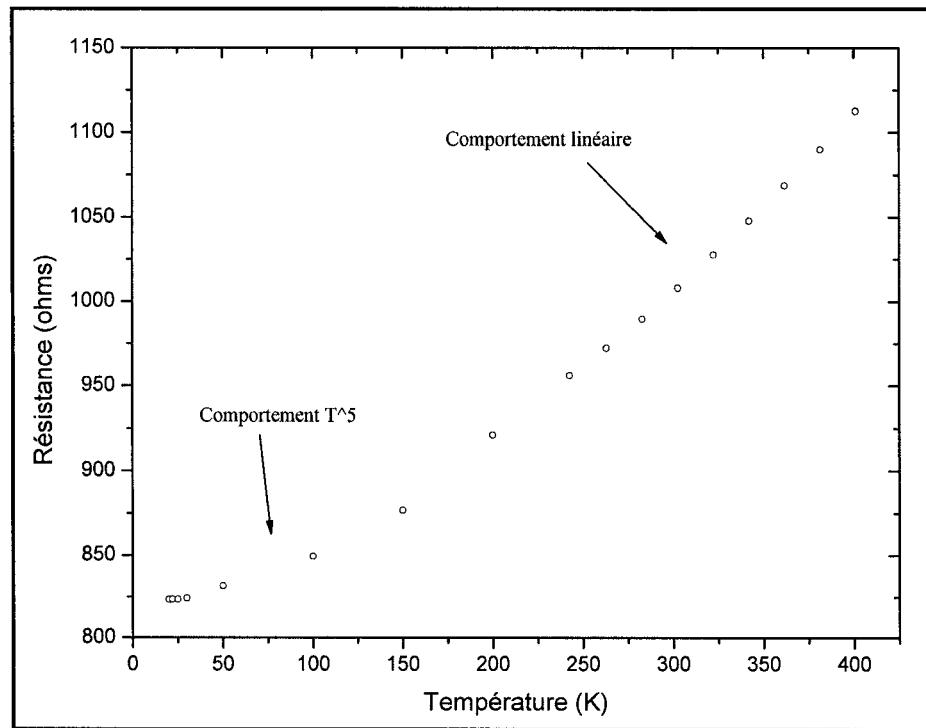


Figure 5.9 – Courbe résistance versus température typique d'un dispositif à comportement métallique :  $R = 1000 \Omega$ ,  $L = 0.6 \mu\text{m}$ .

En pratique, on associe dans le régime linéaire la variation de la résistance avec la température à une loi de la forme :

$$R = R_0 [1 + \alpha(T - T_0)], \quad (5.5)$$

où  $\alpha$  est le coefficient en température de la résistance mesurée à  $T_0$ . Pour une température  $T_0$  de 300K, on obtient pour la résistance de 1k $\Omega$  un  $\alpha$  d'environ 0.001 K $^{-1}$ , ce qui représente bien un semiconducteur en régime de conduction métallique (pour le Cu  $\alpha = 0.0039$  K $^{-1}$ ) [47].

### 5.2.1.2 – Comportement semiconducteur à basses températures

Les résistances de valeurs nominales  $R$  supérieures et égales à  $2 \text{ k}\Omega$  ont démontré un comportement de type « semiconducteur ».

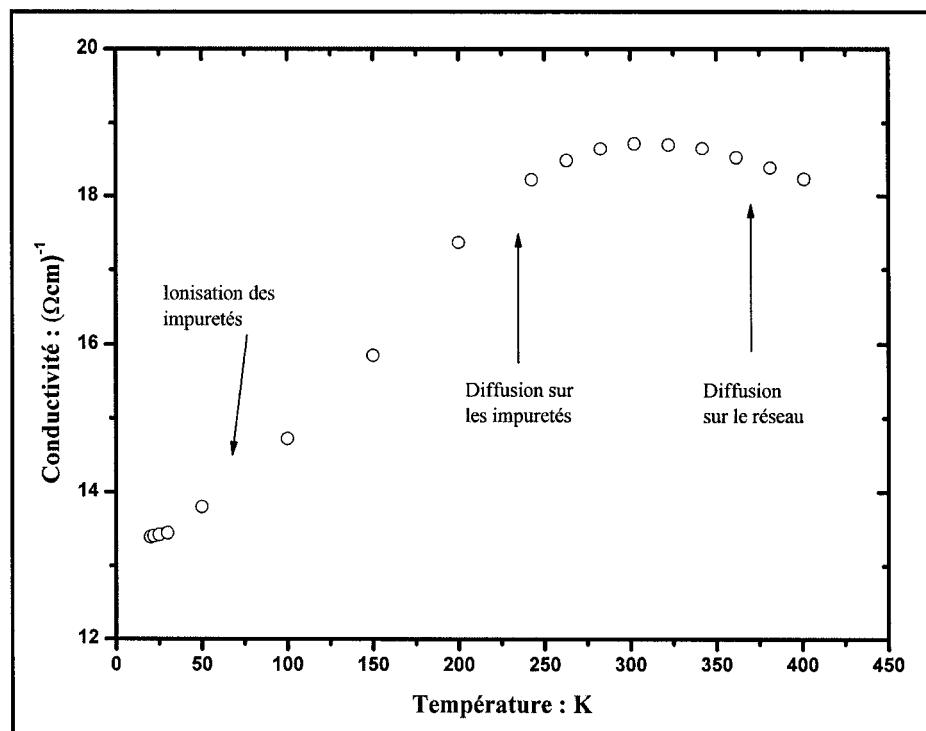


Figure 5.10 – Courbe résistance versus température typique d'un dispositif à comportement semi-conducteur :  $R = 5000 \Omega$ ,  $L = 1.4 \mu\text{m}$ .

La figure 5.10 montre une température de transition entre les deux domaines de température d'environ 300 K, ce qui correspond très bien à un Si dopé  $p$  à  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

### 5.2.2 – Ingénierie de la variation en température de la résistance

Lorsqu'un dispositif électronique est commercialisé, la connaissance de la variation de ses paramètres avec la température est essentielle. Maintenant que nous avons une bonne connaissance des types de comportement de propriétés électroniques, il serait important de caractériser la variation de la résistance avec la température.

Plusieurs avenues sont envisageables : maintenir les dispositifs fabriqués dans la zone de transition entre les comportements « métallique » et « semiconducteur » pour profiter de la faible variation de la résistance dans cette condition (voir figure 5.8) ou caractériser les régimes « métallique » et « semiconducteur ».

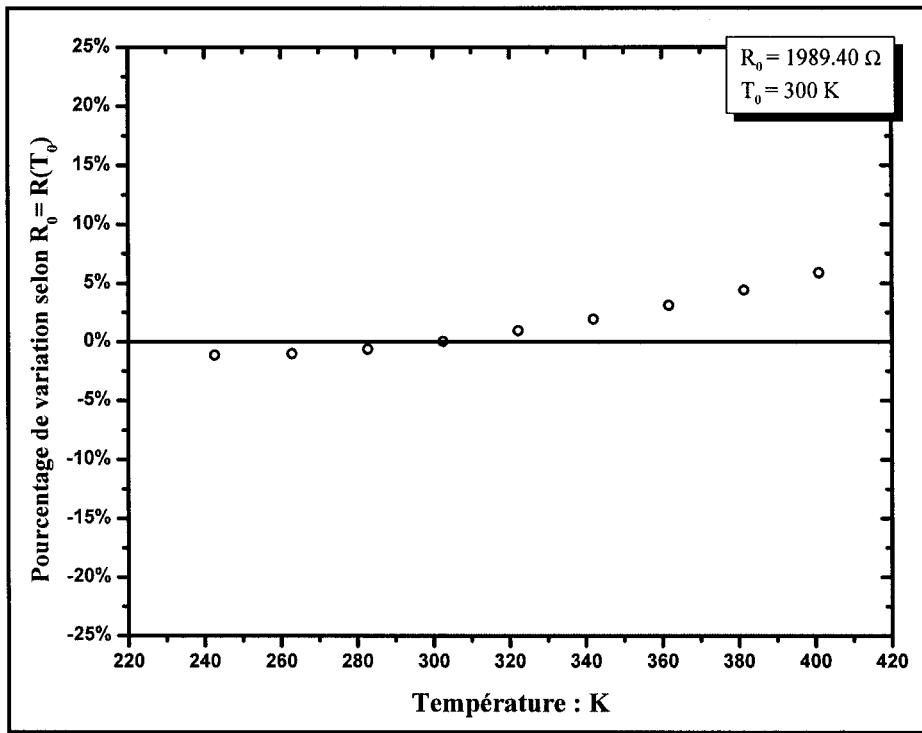


Figure 5.11 – Pourcentage de variation de la résistance d'un dispositif en transition de comportement en température :  $R = 2000\Omega$ ,  $L = 1.0 \mu\text{m}$

Nous savons que le comportement en température observé est directement déterminé par la position du niveau de Fermi, donc de la concentration moyenne d'impuretés. Ainsi, un contrôle sur la longueur du gap pourrait permettre de maintenir les résistances dans le régime de variation en température désiré.

Cette approche comporte par contre certaines limitations : par exemple, la résistance la plus faible présentant un comportement de transition en température était une résistance de  $1500\Omega$  de gap  $L$  de  $0.6 \mu\text{m}$ . Pour obtenir une résistance plus faible avec le même comportement en température, il faudrait diminuer la longueur du gap, ce qui n'est pas toujours facile d'un point de vue design de circuit et rend plus difficile le contrôle des paramètres de fabrication laser.

Il serait aussi possible de caractériser les comportements en températures de type « métallique » et « semiconducteur ». Il suffit de se maintenir au-dessus de la condition de conductivité métallique minimum, en terme de longueur de gap ou de concentration de dopants, pour obtenir un comportement « métallique », et vice-versa pour le comportement « semiconducteur ».

Il est évidemment plus facile de caractériser le comportement « métallique » (relation linéaire) que celui « semiconducteur ». Ceci est principalement dû à la présence de la transition entre le contrôle de la mobilité par la diffusion sur les impuretés à celui par la diffusion sur les phonons dans les températures d'utilisation de ces dispositifs dans les applications microélectroniques (voir figure 5.11).

La variation en température des résistances est habituellement exprimée en terme de coefficients selon l'équation :

$$R = R_0 \left[ 1 + (T - T_0) \cdot TCR_1 + (T - T_0)^2 \cdot TCR_2 \right] \quad (5.6)$$

où une température  $T_0$  de 300 K sera considérée pour notre analyse.

La figure 5.12 illustre la variation du coefficient  $TCR_1$  en fonction de la résistance pour des dispositifs avec comportement « métallique ». Dans ce cas-ci, aucune information n'a pu être tirée du coefficient  $TCR_2$  étant donné la grande linéarité en température du comportement (coefficient  $TCR_2$  de l'ordre de  $1 \times 10^{-8} \text{ K}^2$ ) et de la forte variation des résultats expérimentaux.

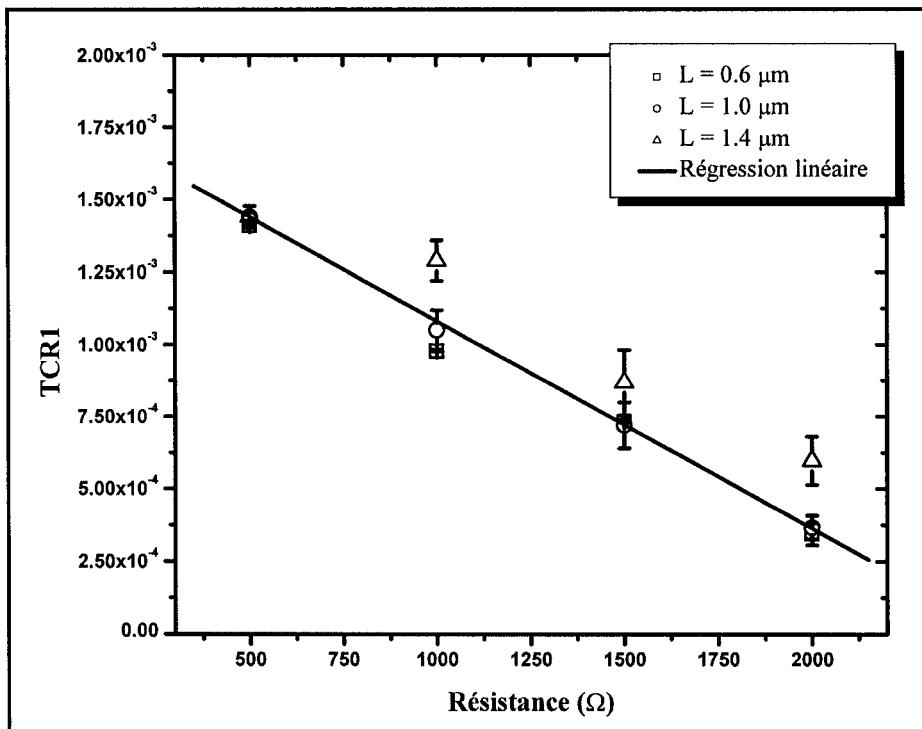


Figure 5.12 – Variation du coefficient  $TCR_1$  en fonction de la résistance « métalliques » pour différentes largeurs de gap

Il est à noter que les barres d'erreur de ce graphique représentent l'écart type de la moyenne statistique sur tous les dispositifs. Les résultats démontrent une très faible variation selon la longueur de gap. Seules les résistances fabriquées à partir d'un gap de  $1.4 \mu\text{m}$  présentent un coefficient  $TCR_1$  supérieur aux gaps plus courts, cet écart est peu significatif compte tenu de la variance observée sur les moyennes statistiques.

Ainsi, une courbe de régression nous permet de prédire le coefficient  $TCR_1$  en fonction de la valeur de la résistance :

$$TCR_1 = 0.0018 - 7.2 \times 10^{-7} R_0 = \frac{\partial R}{\partial T} \Big|_{T_0}. \quad (5.7)$$

Cette équation empirique possède une erreur moyenne sur la valeur de  $TCR_1$ , inférieure à 5% pour les résistances de petits gaps (0.6  $\mu\text{m}$  et 1.0  $\mu\text{m}$ ) et inférieure à 20% pour un gap de 1.4  $\mu\text{m}$ .

Dans le cas du comportement « semiconducteur » aucune tendance solide n'a pu être observée à partir des résultats expérimentaux.

### 5.2.3 - Variation en température du comportement à haute tension

La figure 5.13 illustre la variation en température du comportement à haut champ d'une résistance de 5 k $\Omega$ . On remarque une diminution du champ de saturation lorsque la température augmente. On observe ainsi l'effet direct du nombre de phonons et d'impuretés ionisées sur la valeur du champ de saturation. Cette constatation confirme encore une fois la théorie de saturation de la mobilité des porteurs à haut champ électrique.

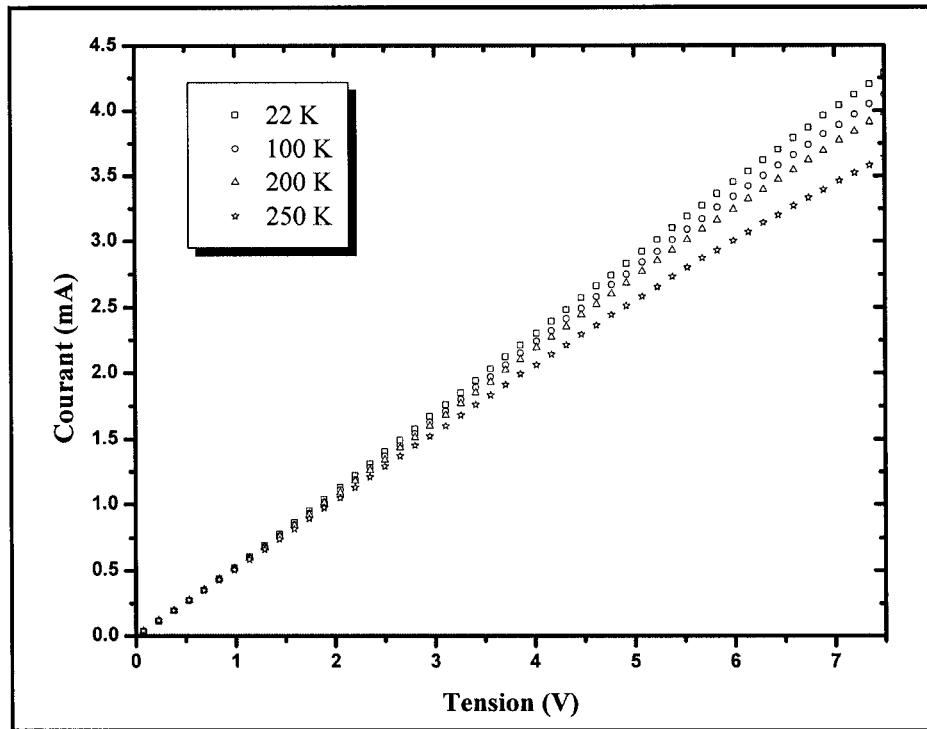


Figure 5.13- Courbes IV 4-fils haut champ pour plusieurs températures.

#### 5.2.4 - Résumé de l'analyse des mesures I-V 4 fils à basse et haute température

L'analyse en température nous a permis de confirmer l'application de la théorie proposée aux mécanismes de conduction en jeu. Deux comportements en température, à faible champ électrique, ont été observés et corrélés à la position du niveau de Fermi. Une zone de transition entre les deux comportements, caractérisée par une conductivité métallique minimum, a présenté une très faible variation en température de la valeur de la résistance. Les mesures faites ont permis l'établissement d'une relation empirique décrivant le coefficient de variation en température de premier ordre des résistances à comportement « métallique ».

### 5.3 – Mesures transitoires de courant

Avant de débuter l'analyse des résultats obtenus, il est important de bien isoler les comportements observés et de déterminer leur source. La mesure transitoire étant faite dans un laps de temps très court, tout élément pouvant introduire des phénomènes transitoires du même ordre de temps de relaxation que ce que nous voulons observer peut masquer l'information que nous voulons analyser. Les sources d'erreurs peuvent venir du circuit de test comme tel (la plaque PCB qui n'est pas conçue pour des mesures à haute fréquence, les capacités parasites des interconnexions, régions diffusées et plots de sorties, etc.) et du générateur d'impulsions.

#### 5.3.1 – Analyse du circuit complet

La figure 5.14 présente la forme, dans le temps, du créneau de tension provenant du générateur d'impulsions. Bien que la montée devrait être de 10 ns selon les spécifications de l'appareil, l'inductance des sondes de test, qu'il va falloir incorporer dans le modèle électrique du circuit, engendre du bruit sous forme d'oscillations pendant un laps de temps de l'ordre d'environ 25 ns.

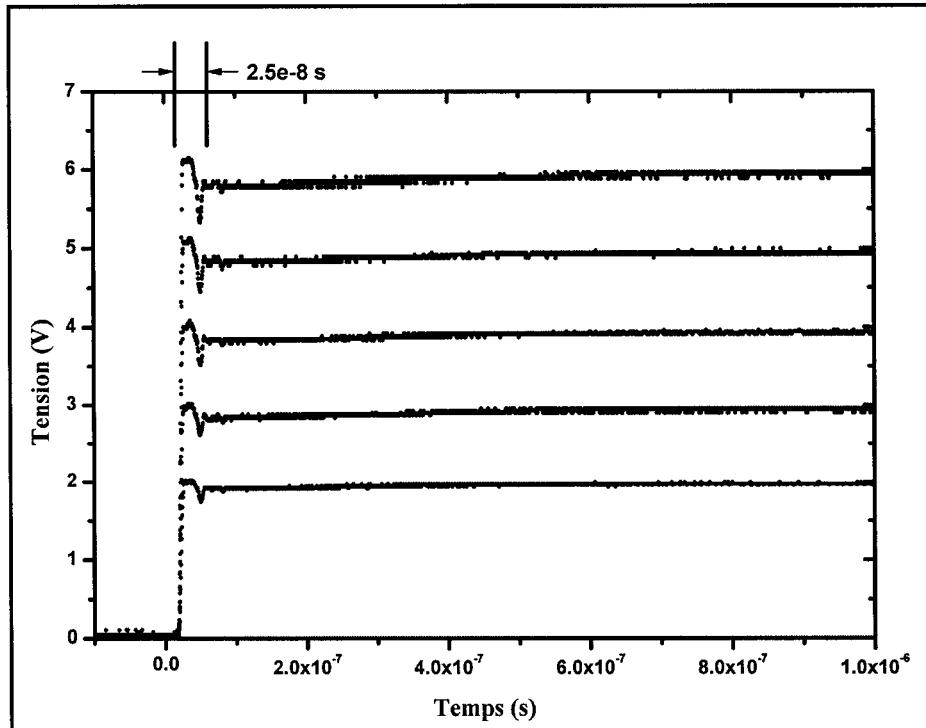


Figure 5.14 – Créneau de tension provenant du générateur d’impulsions en fonction du temps

Ainsi, tout phénomène transitoire de temps de relaxation de l’ordre de la nanoseconde ne pourra pas être observé. Une manière de limiter la présence de ce bruit aurait été d’introduire une résistance à la masse juste avant le circuit intégré afin de stopper sa progression. Par contre, l’introduction d’une résistance aurait provoqué la diminution de l’amplitude de la tension à la sortie et aurait donc nui à la mesure.

La figure 5.15 illustre un des résultats typiques obtenu pour sept valeurs de créneau de tension (entre 1V et 7V). On peut remarquer qu’une tension plus élevée est atteinte (donc un plus grand courant) avant que la tension ne se stabilise à sa valeur DC.

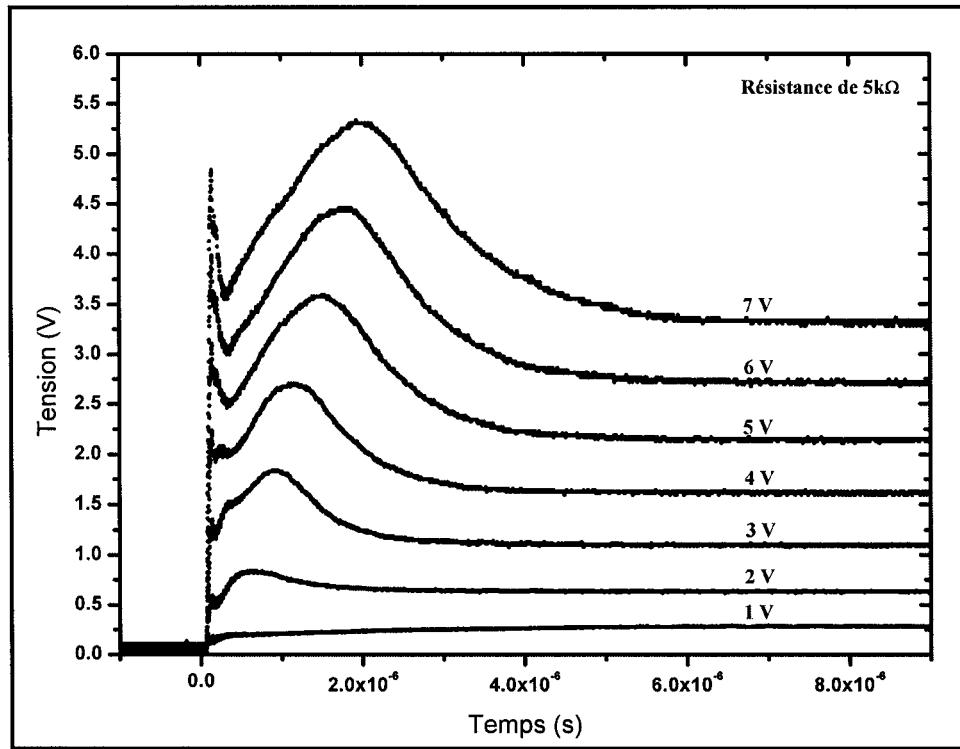


Figure 5.15 – Résultat typique d'une courbe tension en fonction du temps

Ce phénomène transitoire présente un temps de relaxation de l'ordre de quelques  $\mu$ s. Pour s'assurer que ce phénomène provient de la région du dispositif fabriqué par laser, deux approches ont été choisies : une analyse du circuit électrique de tout le montage de test ainsi qu'une mesure expérimentale transitoire de tous les composants du montage sans la résistance diffusée par laser.

Puisque le design du chip utilisé prévoyait deux chemins d'accès aux deux côtés de la région diffusée par laser (voir figure 2.2), il est possible de faire circuler un courant dans le circuit intégré sans passer dans le dispositif programmé par laser en utilisant les deux chemins d'accès comme entrée et sortie du signal. Ainsi, dans

dans cette configuration le montage expérimental de test contient tous les éléments (plaques PCB, filage, interconnexions et plots de sortie du chip, etc.) susceptibles d'introduire des phénomènes transitoires autres que ceux introduits par le dispositif comme tel. La figure 5.16 illustre un résultat typique de cette série de mesures. Il est à noter qu'ici, seules les résistances des lignes de métal, des régions diffusées, des plots de sortie du chip, etc. forment l'impédance de la section chip du circuit de test.

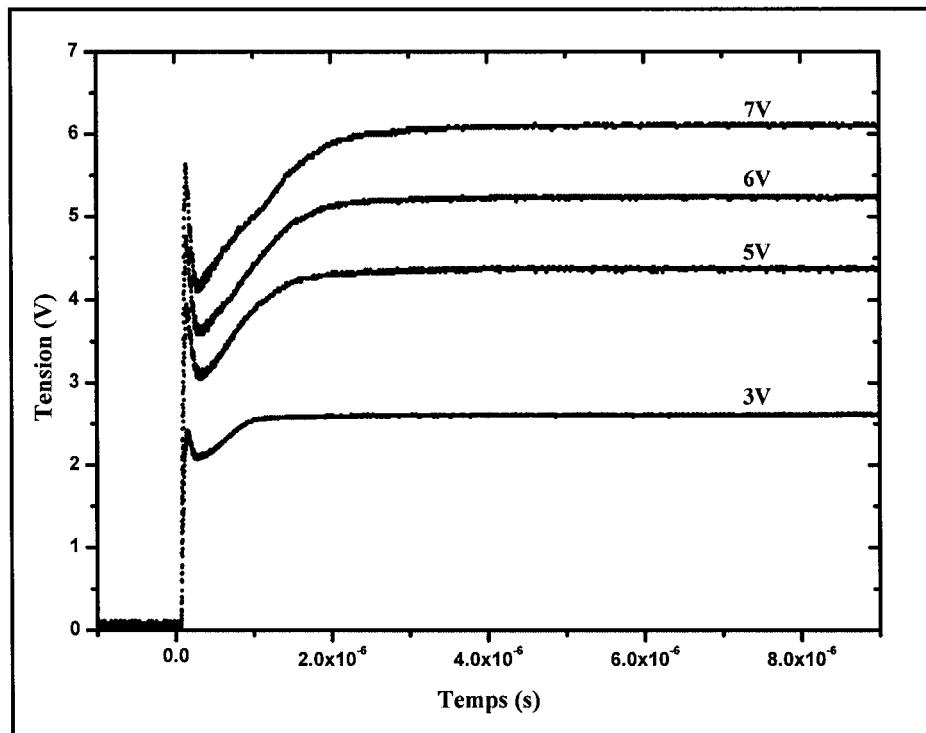


Figure 5.16 – Résultat typique, circuit de test sans résistance diffusée par laser

Ce résultat ne démontre aucune accumulation de courant supérieure à la valeur à l'équilibre. Ainsi, le phénomène transitoire observé dans les résultats semble provenir de la résistance diffusée par laser. Malgré tout, une analyse plus poussée du

circuit de test est nécessaire pour s'assurer que le phénomène ne provient pas de la combinaison de deux éléments de circuit.

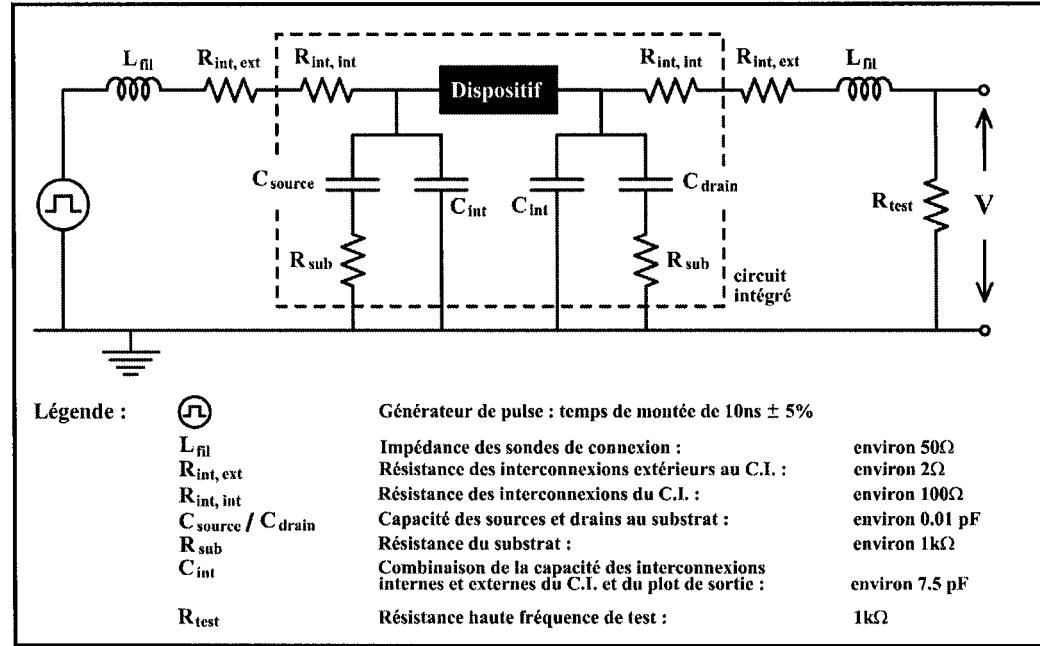


Figure 5.17 – Schématisation du circuit équivalent du montage de test

Le circuit de test peut être schématisé par la figure 5.17. Les valeurs de capacités, de résistances et d'inductances indiquées ont été approximées à partir de valeurs typiques tirées de la littérature [50] et de discussion avec le professeur Yvon Savaria de l'École Polytechnique. En observant la partie du circuit équivalent située dans le circuit intégré qui comprend les capacités  $C_{int}$  et  $C_{drain}$  et la résistance  $R_{sub}$ , on remarque que dû aux valeurs posées pour ces composants, la capacité  $C_{int}$  va complètement dominer cette branche du circuit. Nous obtenons alors un circuit RLC avec  $C_{int}$ ,  $R_{int, ext}$ ,  $R_{int, int}$  et  $L_{fil}$ . La constante de temps LC de ce circuit nous donne environ 0.4 ns, il est donc impossible d'expliquer les phénomènes observés à partir des résistances et capacités parasites du circuit de test.

### 5.3.2 – Analyse des résultats

En observant les résultats obtenus, on remarque que la hauteur maximale des pics d'augmentation du courant dans le temps est toujours la même d'une résistance à l'autre et que ce maximum se produit à peu près toujours au même moment. De plus, le temps que met le système à retrouver la tension DC est différent pour des résistances différentes, il est plus long pour des résistances de grandes valeurs.

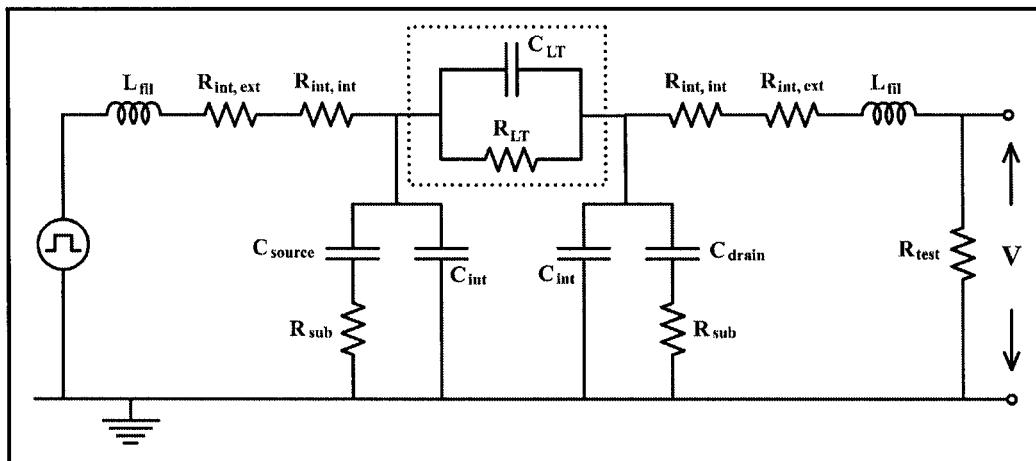


Figure 5.18 – Modèle électrique du dispositif restructuré par laser

Il serait très intéressant de bâtir un modèle électrique du dispositif afin d'expliquer les comportements observés. Le pic du courant dans le temps semble indiquer qu'une grande quantité de charges est stockée dans le dispositif dans les premiers instants de l'application du créneau de tension. On modélise alors le dispositif par un condensateur  $C_{LT}$  en parallèle avec une résistance  $R_{LT}$ . Si le modèle s'avère exact, le condensateur va agir comme un court-circuit pendant les premiers instants (impédance beaucoup plus faible que la résistance) de l'application de la

tension et va agir comme un circuit ouvert lorsqu'il aura accumulé toutes les charges qu'il peut.

Afin de vérifier la validité de cette modélisation, le circuit équivalent présenté à la figure 5.18 a été repris et simulé dans PSPICE [51] avec une combinaison parallèle d'une résistance et d'un condensateur à la place du dispositif.

La figure 5.19 présente le résultat de simulation obtenu pour une résistance  $R_{LT}$  de  $1 \text{ k}\Omega$  soumis à un créneau de tension de 5 V. On remarque que les résultats obtenus sont très semblables à ceux obtenus expérimentalement lorsqu'une capacité  $C_{LT}$  de l'ordre de 0.5 nF est utilisée pour modéliser le dispositif. La simulation PSPICE indique aussi que la position et la hauteur maximum du pic dans le temps dépendent fortement des capacités extérieures au dispositif et à l'inductance des sondes de test, ce qui pourrait expliquer l'invariance de ces deux paramètres en fonction de la valeur de la résistance testée.

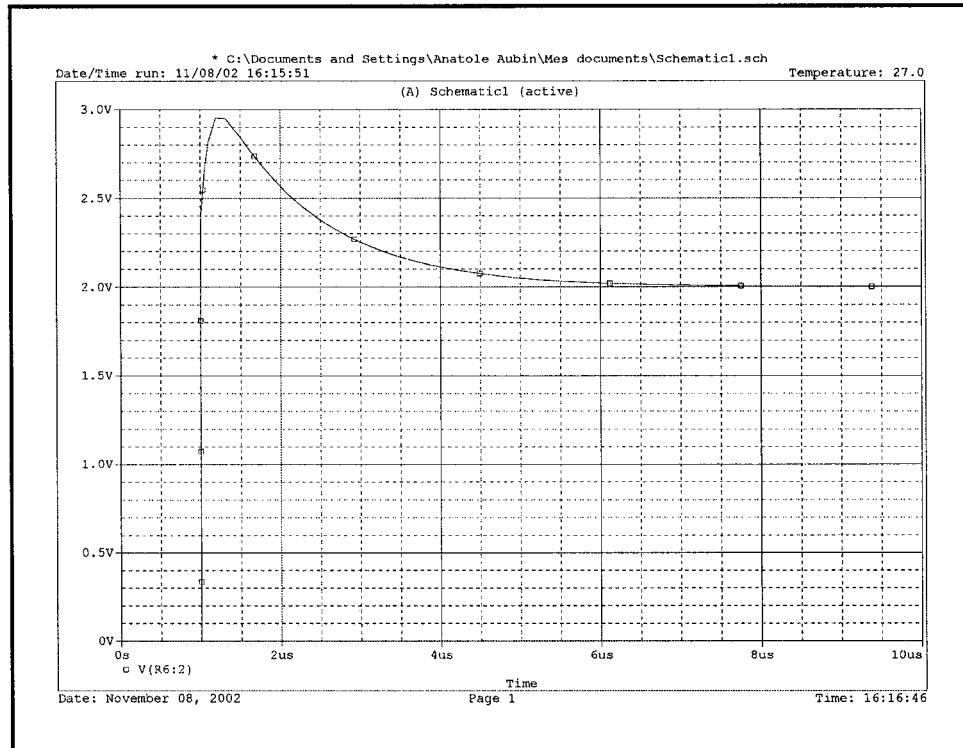


Figure 5.19 – Résultat d'une simulation PSPICE du circuit équivalent

En supposant que ce modèle électrique est bon, on peut se servir de la partie décroissante du pic de courant pour déterminer la valeur du condensateur du modèle du dispositif. En effet, l'ajustement d'une équation exponentielle décroissante, à l'aide du logiciel Origin [52], permet d'évaluer la valeur de la constante de temps  $RC$  du modèle du dispositif et d'ainsi évaluer  $C_{LT}$ , puisque  $R_{LT}$  est connu (voir figure 5.20). Puisque nous connaissons la valeur de  $R$ , nous pouvons alors facilement évaluer  $C$ .

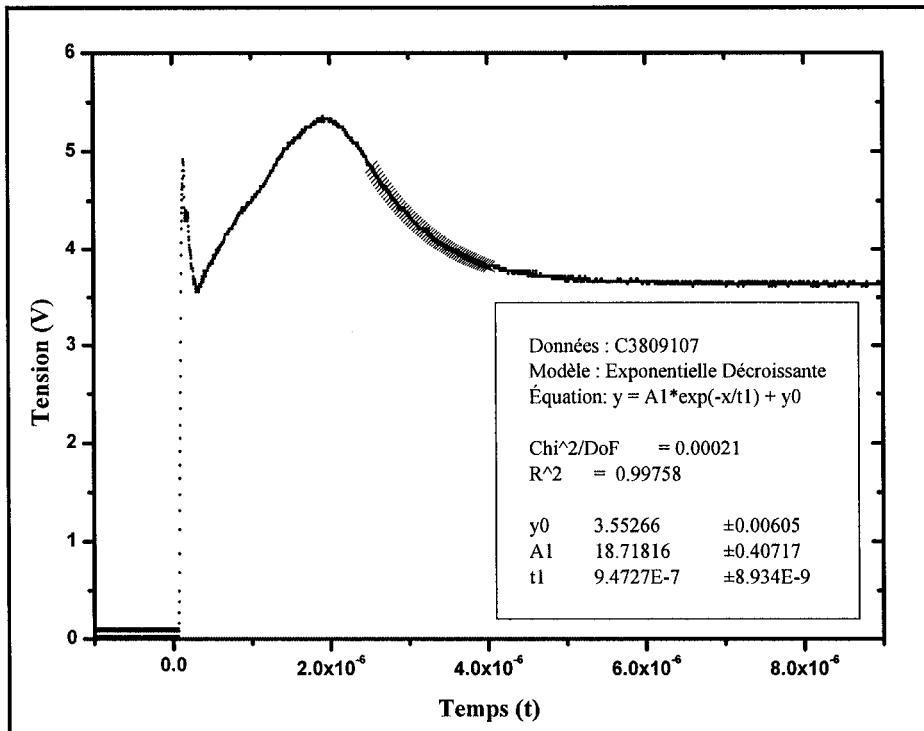


Figure 5.20 – Ajustement d'une fonction de décroissance exponentielle sur les données expérimentales : l'ajustement est identifié par des X sur la courbe.

La figure 5.21 illustre les valeurs de  $C_{LT}$  déterminées à partir de toutes les courbes expérimentales. Il est à noter que chacun des points du graphique représente une moyenne sur trois dispositifs de même résistance et même gap. Les constantes de temps sont très près l'une de l'autre (variation d'au maximum 30%) et la méthode d'ajustement de la courbe de décroissance exponentielle est très sensible à la position des bornes de la partie de la courbe à ajuster. Cette courbe de capacité est donc très imprécise et ne donne qu'un aperçu des capacités en jeu et de la tendance globale en fonction de la valeur de la résistance.

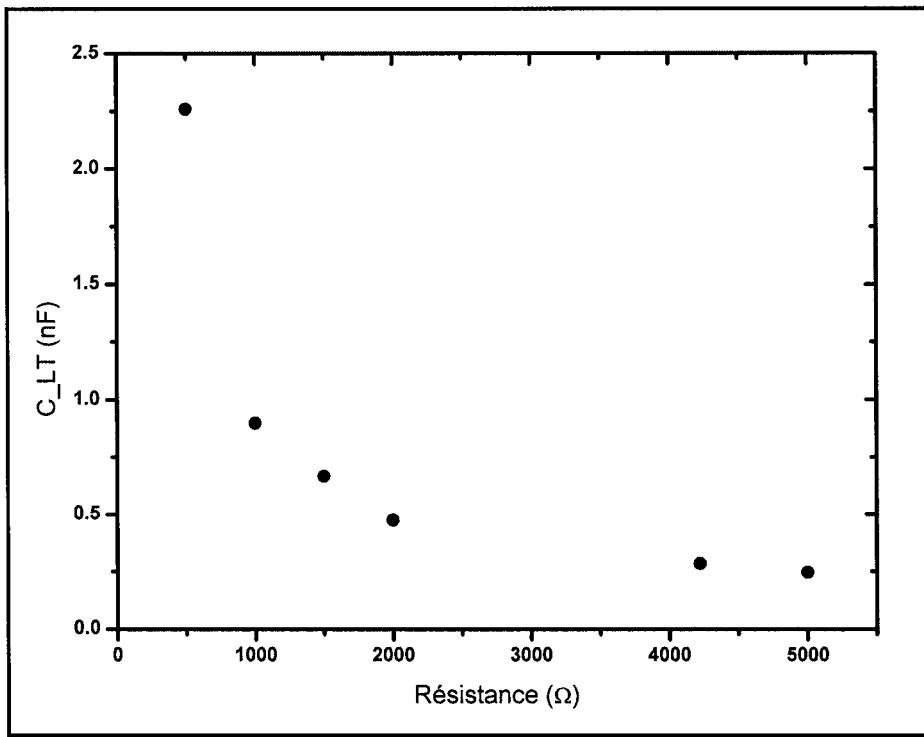


Figure 5.21 – Capacité  $C_{LT}$  du modèle électrique du dispositif en fonction de la résistance  $R_{LT}$

On remarque que la valeur de la capacité augmente lorsque la résistance est de plus petite valeur. Ce stockage de charges peut être expliqué par la présence de pièges dans la structure modifiée par laser [32]. Les pièges électroniques vont graduellement se remplir lorsqu'il y a augmentation du courant jusqu'à atteindre leur équilibre statistique d'occupation, à ce moment là, le courant se rétablit à sa valeur DC. Cette densité de pièges peut donc être représentée par un condensateur en parallèle avec la résistance du dispositif. Les pièges de porteurs peuvent provenir de défauts dans la structure cristalline ou encore à l'interface entre la région qui a été fondu et le substrat. Il n'est donc pas surprenant que les résistances de faibles valeurs présentent des capacités  $C_{LT}$  plus grandes : une plus faible résistance nécessite une plus grande cuvette fondu et présente plus de chances

d'endommagement de la structure cristalline du Si et une plus grande zone d'interface entre les régions fondues et non fondues.

Il est important de noter que la valeur de la capacité  $C_{LT}$  est énorme compte tenu de la taille des dispositifs. En appliquant la formule du condensateur plan  $Q = C V$  à titre d'approximation, une capacité de l'ordre de 1 nF entraîne qu'environ  $4 \times 10^{10}$  électrons sont piégés dans la cuvette fondu (on une densité de  $2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ ). Malgré tout, cette constatation quant à la présence de pièges ne contredit pas les observations faites par rapport au comportement en conduction à haut champ électrique.

## Chapitre 6 –Conclusion

Dans ce mémoire, un modèle théorique a été développé pour exprimer le comportement en conduction de résistances diffusées par laser. Ce modèle a permis d'obtenir une relation analytique simple entre la densité de courant et la tension appliquée jusqu'à des champs électriques importants. De plus, les limites de ce modèle ont été testées à l'aide de simulations numériques par éléments finis.

Notamment, le modèle s'applique mieux à des structures pouvant se simplifier à une seule dimension correspondant à un dispositif dont la région fondu est moins profonde que les régions diffusées et de large gap.

Le modèle a été appliqué avec succès à des résultats expérimentaux, permettant ainsi d'analyser les dispositifs créés en fonction de leur concentration moyenne d'impuretés dans le gap et leur champ de saturation de vitesse électronique. La théorie de conduction contrôlée par charge d'espace dominée par la saturation de la vitesse des porteurs de charges explique donc très bien les comportements observés.

Une loi linéaire entre le logarithme des concentrations moyennes de dopants et la largeur du gap a été déterminée à partir des ajustements entre les données expérimentales et le modèle théorique. Les paramètres du modèle théorique d'ajustement ont été déterminés à partir de calculs théoriques numériques des dimensions de la cuvette de Si fondu durant l'opération laser. Des concentrations d'impuretés variant entre  $3 \times 10^{17}$  et  $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  ont été obtenues, ce qui correspond

bien aux mesures préliminaires effectuées et les calculs théoriques antérieurs à ce mémoire.

Des champs de saturation supérieurs à celui du Si cristallin non dopé ont été observés et les dispositifs fortement dopés (résistance de  $500\Omega$ ) ont démontré des champs de saturation supérieurs à la tension de claquage du Si cristallin. Ces observations sont probablement l'indication de la présence de Si non cristallin dans la région du gap. Une analyse structurelle de cette région est d'ailleurs présentement en cours afin de préciser notre connaissance de l'état du Si dans cette région.

Ensuite, la variation en température du comportement en conduction a été étudiée. Ainsi, deux comportements distincts ont pu être identifiés et expliqués théoriquement en fonction de la position du niveau de Fermi dans la structure de bande de la région fondue par laser. Un comportement dit « métallique » a été isolé pour les dispositifs de faibles résistances et caractérisé par la loi de Bloch en  $T^5$  à faible température et une loi linéaire aux températures supérieures. Un comportement « semiconducteur » a aussi été isolé pour les résistances de valeurs plus élevées et caractérisé par une loi d'ionisation des dopants modifiée par la variation en température de la mobilité des porteurs de charge. L'effet sur la mobilité des diffusions sur les impuretés ionisées et les vibrations du réseau s'est fait sentir à des températures différentes avec une transition entre les deux types de diffusion aux alentours de la température de la pièce, ce qui peut complexifier l'application industrielle de ces dispositifs.

De plus, une zone de transition entre les deux comportements a été isolée et caractérisée par la théorie de conductivité métallique minimum. Les dispositifs présentant ce comportement ont d'ailleurs montré une très faible variation en température de leurs propriétés de conduction à faible champ électrique, ce qui s'avère très intéressant pour les applications industrielles.

La détermination du comportement en température observé s'est avérée fortement dépendante de la concentration moyenne d'impuretés dans la région du gap. Une méthode de contrôle serait donc l'ingénierie de largeur de gap en fonction de la valeur de résistance désirée. Dans un effort d'application industrielle de ces dispositifs, une loi empirique entre la largeur du gap et le coefficient de premier ordre de la variation en température des résistances à comportement « métallique » a été déterminé. Cet effort représente en fait une première étape dans un travail de caractérisation empirique des paramètres de variation en température qui devrait nécessiter un beaucoup plus grand bassin de dispositifs afin de préciser les valeurs statistiques obtenues.

Ensuite, une analyse transitoire de l'évolution du courant lors de l'application d'un créneau de tension a permis d'observer un phénomène dont le temps de relaxation se situe dans les microsecondes. Un modèle électrique simple des dispositifs composé d'une résistance en parallèle avec un condensateur a ainsi été proposé. Des valeurs de capacités de l'ordre du nanofarad ont été nécessaires pour modéliser efficacement le schéma équivalent du circuit de test par simulations numériques. Il a aussi été proposé qu'une telle capacité pourrait provenir de la

présence de pièges électroniques dans le dispositif. Une telle capacité représenterait pourtant une densité de pièges extrêmement élevée, le modèle proposé n'est donc sûrement pas complet mais donne une piste vers les responsables du comportement transitoire des dispositifs.

En conclusion, ce mémoire apporte une meilleure compréhension des mécanismes contrôlant les phénomènes de transport. D'après cette analyse, une mesure de conduction à haut champ durant le processus itératif de fabrication des dispositifs n'apporte pas suffisamment d'information pour être utile. Par contre, ces mesures ont apportés beaucoup d'informations globales utiles, notamment sur l'importance de l'application d'une ingénierie de la largeur du gap.

De plus, ce mémoire jette un peu de lumière sur les différents mécanismes de variation en température de la résistance. D'après l'analyse, une ingénierie des dispositifs en condition de comportement « métallique » est préférable. Le comportement « métallique » pourrait être assuré en contrôlant la largeur de gap en fonction de la valeur de résistance désirée. Un maintien d'une conductivité métallique minimum pourrait aussi présenté une avenue intéressante, mais semble plus difficilement prévisible. Un travail d'ajustement statistique des coefficients de variation en température est, bien sûr, essentiel à l'application d'une des deux options favorisées.

Finalement, ce mémoire présente une première ébauche d'un modèle électrique des dispositifs avec valeurs numériques calculées à partir de résultats expérimentaux à l'appui. Un travail de recherche entièrement concentré sur les phénomènes transitoires (mesures CV, modification du circuit de test des mesures transitoires de courant, étude du bruit, etc.) est nécessaire à l'évolution de ce modèle.

Tel est le lot de mes successeurs...

## Bibliographie

- [1] MEUNIER, M.; GAGNON, Y.; LACOURSE, A.; SAVARIA, Y.; CADOTTE, M. 2001. "A New Laser Trimming Process for Microelectronics". *Applied Surface Science*. 186. pp.52-56
- [2] MEUNIER, M. ; GAGNON, Y. ; SAVARIA, Y. ; LACOURSE, A. 2001. "Laser Tuning Silicon Microdevices for Analog Microelectronics". *Proceedings of the SPIE*. 4274
- [3] COHEN, S. S.; WYATT, P.W.; CHAPMAN, G. H.; CANTER, J.M. 1989. "The Resistance of Laser-Diffused Diode Links". *IEEE Transactions on Electron Devices*. 36:6. pp.1220-1223
- [4] COHEN, S.S.; WYATT, P.W.; CHAPMAN, G.H.; CANTER, J.M. 1988. "Laser-induced Diode Linking for Wafer-scale Integration". *IEEE Transactions on Electron Devices*. 35:9. pp.1533-1550
- [5] FEHLHABER, P. 1971. "Laser Trimming of Silicon-Chromium Thin-film Resistors". *Solid-State Technology*. 14. pp.33-36
- [6] OAKES, M. 1973. "An Introduction to Thick Film Resistor Trimming by Laser". *Optical Engineering*, 17:3. pp.217-224
- [7] PARKER, D.L.; WEILING, H. 1990. "Polysilicon Resistor Trimming by Laser Link Making". *IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing*. 3:2. pp.80-83
- [8] GAGNON, Y.; MEUNIER, M.; SAVARIA, Y. "Method and Apparatus for Iteratively Selectively Tuning the Impedance of Integrated Semiconductor Devices Using a Focused Heating Source". 2000. US Patents 09/332,059. PCT # 06042-002-WO-1. LTRIM Technologies Inc.
- [9] MADOU, M.J. 2000. *Fundamentals of Microfabrication*. 2e édition. New York : CRC Press. 752 p.
- [10] Société Canadienne de micro-électronique. 2002. In Site Officiel de la CMC. [En ligne]. <http://www.cmc.ca>. (Page consultée le 10 octobre 2002)
- [11] LTRIM Technologies Inc. 2002. In Page d'accueil site web de compagnie. [En ligne]. <http://www.ltrim.com>. (Page consultée le 15 décembre 2002)
- [12] Sensors Online. 2002. In Data Acquisition : Four Wire Measurement. [En ligne]. <http://www.sensorsmag.com/articles/0501/44/main.shtml>. (Page consultée le 12 octobre 2002)

- [13] Spectra Physics. 2002. In Page descriptive du laser Millenia s. [En ligne]. [http://www.spectraphysics.com/products/isl\\_products/millenia.html](http://www.spectraphysics.com/products/isl_products/millenia.html). (Page visitée le 16 décembre 2002)
- [14] BÄUERLE, D. 2000. *Laser Processing and Chemistry*. 3e édition. Berlin : Springer. 649 p.
- [15] KODERA, H. 1963. "Diffusion Coefficient of Impurities in Silicon Melt". *Japanese Journal of Applied Physics*. 2:4. pp.212-219
- [16] BENSON, H. 1993. *Électricité et magnétisme*. 1<sup>e</sup> édition. Saint-Laurent : Erpi. 293 p.
- [17] Keithley. 2002. In Page d'accueil de Keithley. [En ligne]. <http://www.keithley.com> (Page consultée le 16 décembre 2002)
- [18] Agilent Technologies. 2002. In Page descriptive du HP81101A. [En ligne]. <http://literature.agilent.com/litweb/pdf/5967-6274E.pdf>. (page visitée le 16 décembre 2002)
- [19] Agilent Technologies. 2002. In Page descriptive du HP54616B. [En ligne]. <http://literature.agilent.com/litweb/pdf/5968-7292EN.pdf>. (page visitée le 16 décembre 2002)
- [20] Lakeshore Cryotronics. 2002. In Page descriptive du contrôleur cryogénique. [En ligne]. <http://www.lakeshore.com/temp/cn/370po.html>. (page visitée le 3 décembre 2002)
- [21] Lakeshore Cryotronics. 2002. In Page descriptive des graisses cryogéniques. [En ligne]. <http://www.lakeshore.com/temperature/accessoriesmainpage.html>. (page visitée le 03 juin 2002)
- [22] TestEquity. 2002. In Page descriptive du four 1007s. [En ligne]. <http://www.testequity.com/products/753>. (page visitée le 9 octobre 2002)
- [23] MATHIEU H. 2001. *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*. 5<sup>e</sup> édition. Paris : Dunod. 825 p.
- [24] KRIEGER, G.; NILES, P. 1989. "Diffused Resistors Characteristics at High Current Density Levels – Analysis and Applications". *IEEE Transactions on Electron Devices*. 36:2. pp.416-422
- [25] VAN DER ZIEL, A. 1979. *Semiconductors and Semimetals*. 1e édition. New York : Academic Press. pp.195-247
- [26] STREETMAN, B.G.; BANERJEE, S. 2000. *Solid State Electronic Devices*. 5e édition. Upper Saddle River : Prentice Hall. 558 p.

- [27] PIERRET, R.F. 1989. *Advanced Semiconductors Fundamentals : Modular Series on Solid State Devices, vol VI.* 1e édition. Reading : Addison-Wesley Publishing Company. pp.227
- [28] INTEGRATED SYSTEMS ENGINEERING. 2002. *ISE TCAD 8.0.* [Logiciel]. Zurich : ISE. Logiciel de simulations numériques de procédés et dispositifs
- [29] DIETRICH, B. 2001. *Finite Elements : theory, fast solvers, and applications in solid mechanics.* 2e édition. Cambridge : Cambridge University Press. 352 p.
- [30] KREYSZIG, E. 1999. *Advanced Engineering Mathematics.* 8e édition. Columbus : John Wiley & Sons. 1156 p.
- [31] CADOTTE, M. 2001. *Détermination de la zone de silicium fondu par un laser focalisé.* 110 p. Mémoire de maîtrise en génie physique. École Polytechnique de Montréal
- [32] LAMPERT, M.A. ; MARK, P. 1970. *Current Injection in Solids.* 1<sup>e</sup> édition. New York : Academic Press. 351 p.
- [33] MEUNIER, M. 2001. *Physique du solide I : PHS3301.* 2<sup>e</sup> édition. Montréal : Éditions de l’École Polytechnique de Montréal. 343 p.
- [34] CANALI, C.; MAJNI, G.; MINDER, R.; OTTAVIANI, G. 1975. “Electron and Hole Drift Velocity Measurements in Silicon and their Empirical Relation to Electric Field and Temperature”. *IEEE Transactions on Electron Devices.* 22. pp.1045-1047
- [35] YU, P.Y.; CARDONA, M. 2001. *Fundamentals of Semiconductors : Physics and Material Properties.* 3e édition. Berlin : Springer. 639 p.
- [36] MASETTI, G.; SEVERI, M.; SOLMI, S. 1983. “Modeling of Carrier Mobility Against Carrier Concentration in Arsenic-, Phosphorus- and Boron-doped Silicon”. *IEEE Transactions on Electron Devices.* ED-30. pp.764-769
- [37] FORTIN, A. 1995. *Analyse numérique pour ingénieurs.* 1<sup>e</sup> édition. Montréal : Éditions de l’École Polytechnique de Montréal. 448 p.
- [38] Waterloo MapleSoft. 2002. *Maple 8.* [Logiciel]. Waterloo : MapleSoft. Logiciel spécialisé en calcul mathématique analytique
- [39] GEDDES, K.O. 1979. “Clenshaw-Curtis Quadrature”. *ACM Transactions on Mathematical Software.* 5:2. 240 p.

- [40] The MathWorks. 2002. Matlab release 12. [Logiciel]. Natick : The MathWorks. Logiciel spécialisé en calcul numérique
- [41] DEGORCE, J.-Y. 2002. Communication personnelle
- [42] NOCEDAL J.; WRIGHT S.J. 1999. *Numerical Optimization*. 1e édition, New York : Springer-Verlag. 656 p.
- [43] ANTONIADIS, I.; DEVLEN, R.I.; ESIPOV, S.; GUHA, S.; SCHIFF E.A.; TAUC, J. 1991. "High-Field Electron Drift in a-Si:H", *Journal of Non-Crystalline Solids*. 137. pp.407-410
- [44] LOMBARDO, S.; CAMPISANO, S.U. 1996. "Electrical and Optical Properties of Semi-Insulating Polycrystalline Silicon Thin Films : The Role of Microstructure and Doping". *Materials Science and Engineering*. R17. pp.281-336
- [45] MOTT, N. 1985. *Localization and Metal-Insulator Transitions*. 1e édition. New York : Perseus Publishing. 548 p.
- [46] MEUNIER, M.; DUCHARME, M.; DEGORCE J.-Y.; BERNIER, J.-S.; LIAO, Y.; LACOURSE, A. 2002. "Laser Induced Local Modification of Silicon Microdevices : A New Technique for Tuning Analog Microelectronics". En cours de publication
- [47] ELLIOTT, S.R. 1998. *The Physics and Chemistry of Solids*. 1e édition. Cambridge : John Wiley & Sons. 770 p.
- [48] ASHCROFT, N.W., MERMIN, N.D., 1976. *Solid State Physics*. 1e édition. New York : Saunders College Publishing. 826 p.
- [49] PEARSON, G.L.; BARDEEN, J. 1949. "Electrical Properties of Pure Silicon and Silicon Alloys Containing Boron and Phosphorus". *Physical Review*. 75:5. pp.865-883
- [50] SAVARIA, Y. 1988. *Conception et vérification des circuits VLSI*. 1<sup>e</sup> édition. Montréal : Éditions de l'École Polytechnique de Montréal. 398 p.
- [51] ORCAD. 2002. *PSPICE Student Version Release 9.1*. [Logiciel]. Logiciel spécialisé en simulations numériques de circuits électriques
- [52] OriginLab. 2002. *Origin Pro 7*. [Logiciel]. Northampton : OriginLab Corporation. Logiciel spécialisé en représentation et analyse de données numériques
- [53] WAGNER, R. "IC Design For Laser Trimming". *LTX Corporation*. Westwood. MA

- [54] FANG, P.; SUN, M.I.; CHEN, T.M. 1989. "Optimum Doping Profile For Laser-Induced Diode Linking In Wafer-Scale-Integration". *IEEE Proceedings of Southeastcon*. 12D6. pp.1421-1423
- [55] KLAASSEN, D.B.M. 1992. "A Unified Mobility Model For Device Simulation – I. Model Equation and Concentration Dependence". *Solid-State Electronics*. 35:7. pp.953-959
- [56] LACKNER, T. 1991. "Avlanche Multiplication in Semiconductors : A Modification of Chynoweth's Law". *Solid-State Electronics*. 34:1. pp.33-42
- [57] SCHENK, A. 1995. "Unified Bulk Mobility For Low- and High-Field Transport in Silicon". *Journal of Applied Physics*. 79:2. pp.814-831

## Annexe

L'ensemble des mesures est regroupé entre quatre groupes : soit les mesures basse température, les mesures haute température, les courbes I-V jusqu'à haut champ électrique ainsi que les mesures transitoires de courant.

Les courbes basse température comptent 100 points de mesure pour 9 températures différentes et ont été menées sur 6 échantillons différents. Cette section comporte donc 54 courbes I-V d'une centaine de points de mesure chacune.

Les courbes haute température comptent 100 points de mesure pour 9 températures différentes et ont été menées sur 98 échantillons différents. Ce groupe de mesure comporte donc 882 courbes I-V d'une centaine de points de mesure chacune.

Les courbes I-V à haut champ comptent chacune 100 points de mesure et ont été effectuées sur 98 dispositifs différents.

Les mesures transitoire de courant ont été effectuées sur 8 échantillons et 5 étalons à raison de 5000 points par courbe. Ce groupe de mesure compte alors 77 courbes de 5000 points de mesure.

L'ensemble de ces données expérimentales est disponible sous forme de disque compact au département de génie physique, sous le contrôle de M. Michel Meunier.