

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université des frères Mentouri Constantine 1
Faculté des Sciences de la Technologie
Département d'Electronique

N° d'ordre :

Série :

Thèse

Présentée pour obtenir le diplôme de Doctorat en Sciences
En Electronique

Option

Composants Electroniques

Thème

**Etude du Comportement Electrique des
Semiconducteurs Multicristallins à Base de
Silicium – Effet des Joints de Grains**

Par :

Fella BOULGAMH

Soutenue le 09 /07/2018

Devant le jury :

<u>Président</u> :	Mme F. MANSOUR	Professeur	Université des frères Mentouri, Constantine 1
<u>Rapporteur</u> :	Mr M. REMRAM	Professeur	Université des frères Mentouri, Constantine 1
<u>Examineurs</u> :	Mr M. ZAABAT	Professeur	Université Larbi Ben M'hidi, Oum El-Bouaghi
	Mr N. BRIHI	Professeur	Université Mohamed Essedik Ben Yahia, Jijel

Dédicaces

A mes parents ...

A ma petite et ma grande famille ...

A toute personne ayant eu un impact positif dans ma vie ...

Fella

Remerciements

Je tiens particulièrement à remercier le professeur REMRAM Mohamed, mon directeur de thèse, pour son soutien permanent et pour la confiance qu'il n'a cessé de m'accorder tout le long de mon travail sous sa direction. Qu'il trouve ici le témoignage de toute ma gratitude et de tout mon respect.

J'aimerais par la suite remercier Mme MANSOUR Farida pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de thèse. De même, je remercie les membres du jury :

- Mr N. BRIHI, professeur à l'université Mohamed Essedik Ben Yahia, Jijel ;
- Mr M. ZAABAT, professeur à l'université Larbi Ben M'hidi, Oum El-Bouaghi

qui ont accepté sans hésitation, de juger ce travail.

Je voudrais également remercier mes enseignants, tout le long de mes études, et particulièrement Mr TELIA, professeur à l'université Constantine 1 pour son encouragement et sa confiance. De même, je remercie Mr A. DJOUAMBI, professeur à l'université d'Oum El Bouaghi pour toute aide scientifique apportée au cours de cette thèse et pour son encouragement durant les moments pénibles de ce travail.

Que mes amies Lemia SEMRA, Samira DIB, Ilhem MAARAD et Yamina CHIHA trouvent ici de sincères remerciements pour avoir toujours été à mes côtés et pour la grande confiance qu'elles ont toujours eu en moi.

Comme je ne peux oublier de remercier Mr F. AYAD, collègue et frère, pour sa disponibilité aussi bien que toute personne qui, de près ou de loin, a contribué à cette thèse même par un mot positif.

De même, je profite de ces quelques lignes pour remercier Abdesselam BARKAT, mon mari et collègue, pour ses encouragements et sa confiance sans limites.

MERCI à toute personne ayant eu confiance en moi et en mes capacités un jour...

Résumé

Ce travail porte principalement sur deux axes principaux :

- La caractérisation statique
- et la caractérisation dynamique

des diodes pn et Schottky (Al/mc-Si).

La caractérisation statique est basée sur les mesures expérimentales $I(V)$ et $C(V)$ de structures tests à base de silicium multicristallin Polix de Photowatt. Elle traite l'effet de la position du plot de métal déposé, de la nature du métal et de la température de fonctionnement.

Pour ce faire, nous avons utilisé une méthode itérative $I(V)$ et nous avons développé une méthode $C(V)$ pour calculer les paramètres caractéristiques des diodes.

Les résultats obtenus ont renseigné sur la présence de niveaux pièges dans les joints de grains ; un effet remarquable de la position du métal déposé et de la température de fonctionnement.

La caractérisation dynamique est effectuée par le biais des mesures *ac-small signal* appliquées à une diode Schottky et une diode pn . L'identification de ces structures a manifesté un comportement fractionnaire de la diode pn et un comportement entier de la diode Schottky.

Les contributions principales de ce travail étaient alors :

- Caractérisation électrique du silicium multicristallin à travers des diodes Schottky Al/mc-Si ;
- Développement d'une méthode itérative basée sur les mesures $C(V)$ pour extraire les densités du dopage actif ;
- Proposition d'un circuit électrique équivalent au silicium multicristallin ;
- Proposition d'une méthode d'identification de diodes basée sur des mesures *ac-small signal* à fréquence variable ;
- Démonstration que la diode pn est un système fractionnaire et que la diode Schottky est un système d'ordre entier.

Mots clés :

Silicium multicristallin, caractérisation $I(V)$ et $C(V)$, méthode itérative, diodes Schottky et pn ; *ac-small signal*, identification, système fractionnaire, système entier.

Légende des figures	
Légende des tableaux	
Résumé	
Introduction générale	1

Chapitre I : Le silicium multicristallin : Procédé d'élaboration, structure et propriétés électrique

I. 1 Introduction	6
I. 2 Les différents états du silicium	6
I.2.1 Les couches massives.....	7
I.2.2 Les couches minces.....	8
I.3 Structure et caractéristiques du silicium multicristallin	9
I.3.1 Caractéristiques des grains.....	10
I.3.2 Caractéristiques des joints de grains.....	12
I.4 Défauts et impuretés dans le silicium polycristallin	12
I.4.1 Les défauts cristallins.....	12
I.4.2 Les impuretés.....	14
I.5 Propriétés électriques du silicium polycristallin	16
I.5.1 Matériau non-dopé.....	16
I.5.2 Matériau dopé.....	17
I.6 Phénomènes de transport des porteurs dans le silicium polycristallin	20
I.6.1 Modèles des joints de grains.....	20
I.6.2 Phénomènes de transport.....	21
I.7 Conclusion	23

Chapitre II : Comportement statique et dynamique des jonctions pn et diodes Schottky

II.1 Introduction	26
II.2 Phénomènes de transport et conduction dans les semiconducteurs	27
II.2.1 Etats électroniques dans un solide.....	27
II.2.2 Phénomènes de transport sous un champ électrique de faible intensité.....	27
II.2.3 Conduction dans les semi-conducteurs.....	28
II.3 La jonction pn	29
II.3.1 Structure énergétique.....	30
II.3.2 Courant dans la diode.....	31
II.3.3 Caractéristique statique courant-tension I(V).....	32
II.4 La diode Schottky	34
II.4.1 Structure.....	34
II.4.2 Mécanismes de conduction	36
II.4.3 Caractéristique courant-tension I(V).....	37
II.5 Comportement dynamique de diodes pn et Schottky	38

II.5.1 Comportement d'une diode pn sous conditions ac-small signal.....	38
II.5.2 Comportement d'une diode Schottky sous conditions ac-small signal.....	41
II.6 Conclusion	41

***Chapitre III : Méthodes de caractérisation électrique des diodes Schottky et jonctions pn
En régime statique (I(V) et C(V)) et dynamique (ac-small signal)***

III.1 Introduction.....	44
III.2 Méthodes de caractérisation courant-tension I(V).....	44
III.2.1 Caractéristique courant-tension I(V).....	44
III.2.2 Paramètres caractéristiques de la diode.....	45
III.2.3 Méthodes de caractérisation I(V).....	46
III.3 Méthodes de caractérisation capacité-tension C(V).....	51
III.3.1 Méthode conventionnelle.....	51
III.3.2 Méthode itérative développée.....	52
III.4 Caractérisation courant-tension des structures tests au silicium mono et multicristallin.....	53
III.4.1 Diodes Schottky Al/c-Si.....	53
III.4.2 Diodes Scottky Al/mc-Si.....	56
III.4.3 Analyse et interprétations.....	69
III.5 Caractéristiques capacité-tension C(V).....	75
III.5.1 Diodes Schottky Al/c-Si.....	75
III.5.2 Diodes Scottky Al/mc-Si.....	77
III.5.3 Constatations et interprétations	86
III.6 Conclusion.....	86

***Chapitre IV : Identification de diodes pn et Schottky en utilisant la réponse ac-small
signal : Comportement Entier/Fractionnaire***

IV.1 Introduction.....	89
IV.2 Introduction aux systèmes fractionnaires.....	89
IV.2.1 Calcul fractionnaire et domaines d'application.....	89
IV.2.2 Notion de comportement en fréquence d'un système fractionnaire	91
IV.3 Identification de la diode en utilisant sa réponse ac-small signal	92
IV.3.1 Description de la méthode ac-small signal.....	92
IV.3.2 Comportement de la diode pn sous conditions ac-small signal.....	93
IV.3.3 Comportement de la diode Schottky sous conditions ac-small signal.....	96
IV. 4 Identification et caractérisation d'une diode à partir de sa réponse ac-small signal.....	97
IV.5 Modèles utilisés dans l'identification de la diode pn.....	97
IV.5.1 Modèles d'ordre entier.....	97
IV.5.2 Modèles d'ordre fractionnaire.....	98
IV.6 Procédure expérimentale, résultats et interprétations.....	99
IV.6.1 Procédure expérimentale.....	99

IV.6.2 Résultats et interprétations.....	100
IV.6.3 Comportement entier d'une diode Schottky.....	104
IV.7 Conclusion.....	106
Conclusion générale.....	107
Bibliographie.....	110

LEGENDES DES TABLEAUX

Tableau III.1 : Paramètres n , I_s , r_s de la diode Al/ mono-Si déterminés par les deux méthodes.

Tableau III.2 : Paramètres n , I_s , r_s et R_{sh} des diodes Al/mc-Si étudiées.

Tableau III.3: Paramètres n , r_s , I_s et R_{sh} des diodes Al/Si-poly et or/Si-poly.

Tableau III.4 : Concentrations de dopage électriquement actif.

Tableau III.5 : Concentrations de dopage calculées par fitage des courbes $Z(X)$.

Tableau IV.1 : Résultats d'identification de la diode BY402 par les modèles analytique et classique.

LEGENDES DES FIGURES

Chapitre I

Le silicium multi-cristallin Procédé d'élaboration, structure et propriétés électriques

- Figure I. 1 :** Structure cristallographique du silicium monocristallin.
- Figure I. 2 :** Lingots de silicium monocristallin.
- Figure I. 3 :** Structure de grains dans une plaquette de silicium multicristallin.
- Figure I. 4 :** Principe de croissance par solidification directionnelle du type Polix de Photowatt.
- Figure I. 5 :** Structure générale du silicium polycristallin.
- Figure I. 6 :** Microstructure des grains dans un substrat de silicium défectueux.
- Figure I. 7 :** Représentation de défauts ponctuels simples.
(a) Lacune , (b) Atome interstitiel (c) Atome substitutionnel
- Figure I. 8 :** Dislocation de type (a) coin (b) vis
- Figure I. 9 :** Exemples de vues schématiques de joints de grains et de macles.
- Figure I. 10 :** Effet getter interne développé par les joints de grains dans une plaquette de silicium Polix.
- Figure I. 11 :** Variations de la résistivité du Si- poly en Comparaison avec celle du Si-mono.
- Figure I. 12 :** Variations de la mobilité de Hall avec la concentration de dopage.
- Figure I. 13 :** Evolution de la concentration des porteurs libres avec la concentration de dopage dans le cas du si-poly.

Chapitre II

Comportement statique et dynamique des jonctions p-n et diodes Schottky

- Figure II. 1 :** Représentation des états électroniques dans un solide.
(a) Dans un cristal parfait (b) dans un cristal contenant des défauts.
- Figure II. 2 :** Formation d'une jonction pn
(a) Avant formation de la jonction
(b) Bandes énergétiques après formation de la jonction.
- Figure II. 3 :** Comportement des bandes énergétiques d'une jonction pn à l'état d'équilibre et sous polarisation directe et inverse.
- Figure II. 4 :** Caractéristique $\text{Log}(I) = f(V)$ d'une diode pn sous polarisation directe.
- Figure II. 5 :** Structure énergétique d'un contact Schottky
(a) avant contact (b) après contact.
- Figure II. 6 :** Illustration des trois mécanismes de transport dans un contact Schottky
(a) TE (b) TFE (c) FE
- Figure II. 7 :** Comportement et circuit équivalent de la diode sous conditions ac-small signal.
- Figure II. 8 :** Circuit équivalent d'une diode Schottky.

Chapitre III

Méthodes de caractérisation électriques des diodes Schottky et jonctions p-n en régimes statique (I(V) et C(V)) et dynamique (ac-small signal response)

- Figure III. 1 :** Deux possibilités du tracé de la caractéristique courant-tension d'une diode Schottky.
- Figure III.2 :** Tracé de (a) $\frac{I}{g_d} = f(I)$, (b) $\frac{g_d}{I} = f(g_d)$ d'une diode Schottky.
- Figure III.3 :** Caractérisatiques $\ln(I) = f(V)$ d'un contact Schottky Al/mono-Si pour deux températures différentes.
- Figure III.4 :** Courbes Y(X) obtenues par application de la méthode itérative (a) T = 300K, (b) T = 150K.
- Figure III.5 :** Schéma structurel des structures utilisées.
- Figure III.6 :** Caractéristiques I-V de trois diodes Schottky Al/mc-Si réalisée chacune à un endroit différent par rapport aux joints de grains.
- Figure III.7 :** Courbes Y(X) des trois échantillons Al/mc-Si.
- Figure III.8 :** Evolution du facteur d'idéalité n en fonction de V_{0i} .
- Figure III.9 :** Evolution de la résistance série r_s avec V_{0i} .
- Figure III.10 :** Caractéristiques I(V) des deux contacts Schottky Al/mc-Si et or/mc-Si.
- Figure III.11 :** Courbes Y(X) des deux contacts Schottky Al/mc-Si et or/mc-Si.
- Figure III.12 :** Evolution de n et de r_s en fonction de V_{0i} .
- Figure III.13 :** Structure électrique équivalente d'une diode Schottky au silicium multicristallin.
- Figure III.14 :** Caractéristiques C-V de trois jonctions pn au silicium monocristallin. (a) Caractéristique C(V), (b) Caractéristique $1/C^2 = f(V)$.
- Figure III.15 :** Courbes Z(X) obtenues par application de la méthode itérative.
- Figure III.16 :** Profils de la densité de porteurs apparente calculés à partir des paires (C-V).
- Figure III.17(a) :** Caractéristiques C(V) des trois diodes Schottky Al/mc-Si réalisée chacune en une position différentes par rapport aux joints de grains.
- Figure III.17(b) :** Caractéristiques $C^{-2}(V)$ des trois diodes Schottky Al/mc-Si réalisée chacune en une position différentes par rapport aux joints de grains.
- Figure III.18 :** Courbes Z(X) obtenues par application de la méthode itérative aux mesures C(V).
- Figure III.19 :** Profils de la densité de porteurs apparente calculés à partir des mesures C(V).
- Figure III.20 :** Caractéristiques C(V) et $C^{-2}(V)$ des diodes Schottky Al/mc-Si et or/mc-Si.
- Figure III.21 :** Caractéristiques C(V) d'une diode Schottky Al/mc-Si pour différentes températures.

Chapitre IV

Identification de diodes pn et Schottky en utilisant la réponse ac-small signal

- Comportement Entier/Fractionnaire -

Figure IV.1 : Circuit électrique de la polarisation sous conditions ac-small signal d'une diode.

Figure IV.2 : Réponse de la diode sous conditions ac-small signal.

Figure IV.3 : Circuit équivalent de la diode pn sous conditions ac-small signal.

Figure IV.4 : Circuit équivalent d'une diode Schottky

Figure IV.5 : Circuit équivalent d'une diode pn sous conditions ac-small signal.

Figure IV.6 : Caractéristique statique de la diode BY402 utilisée.

Figure IV.7 : Fitage des résultats expérimentaux par les modèles analytique et classique de la diode BY402.

Figure IV.8 : Fitage des résultats expérimentaux par les modèles fractionnaires de la diode BY402.

Figure IV.9 : Circuit électrique équivalent au modèle fractionnaire à un pôle et deux zéros.

Figure IV.10 : Fitage de l'impédance expérimentale d'une diode Schottky par un modèle entier.

Introduction générale

De tout temps, la technologie des composants s'est focalisée sur le compromis *prix/rendement*. Le matériau utilisé est le point de départ. Un matériau pur avec des défauts minimes offre une meilleure qualité mais exige une technologie encore plus complexe et coûteuse. C'est ainsi que les différentes disciplines scientifiques (physique, chimie, mathématique, électronique, mécanique, ...) se sont mis d'accord sur l'optimisation des différents paramètres (structurels, électriques, mécaniques, ...) des matériaux afin d'améliorer le rendement des dispositifs.

Le silicium, le germanium, les matériaux organiques et d'autres ont, dans le temps, fait l'objet de milliers de recherches scientifiques ; ce qui, de jour en jour, a offert au marché de l'électronique un dispositif meilleur si ce n'est une révolution dans le domaine.

Le silicium, comme l'a décrit le Dr P.A. Wacker, président d'une filiale WACKER : « C'est la *pierre philosophe* du temps moderne, quand on considère les différentes et multiples utilisations de cet élément et son rôle crucial dans le développement des technologies modernes ».

En effet, il n'y a aucun aspect de notre vie de tous les jours qui n'est pas lié à ce matériau. Que ce soit en technologie des télécommunications, des ordinateurs, en aéroscopie, au secteur automobile, en médecine, générateurs de puissance ou électronique de consommation, tout est né du silicium.

C'est le matériau semiconducteur le plus utilisé. Le silicium monocristallin, polycristallin ou multicristallin, amorphe et poreux ; toute une famille qui ne cesse d'évoluer grâce aux recherches scientifiques.

Actuellement, et depuis plus de deux décades, le silicium polycristallin est un élément technologique et économique très persistant. Il intervient dans la fabrication des circuits intégrés tels que les MOS (pour réduire la capacité et augmenter la vitesse du circuit), les bipolaires, les mémoires à accès aléatoire dynamique (DRAM : à cause de la compatibilité polycristalline-silicium avec les températures de fonctionnement élevées). En plus des circuits intégrés, le silicium polycristallin est devenu indispensable dans la couche active du canal des transistors en couches minces remplaçant le silicium amorphe. De même, il est indispensable dans la fabrication des MEMS (MicroElectro Mechanical Systems) à cause des propriétés mécaniques, précisément le *stress* dans les films du silicium polycristallin. Au début des années 80, son intérêt optique s'est accru et ses propriétés de

conversion photovoltaïque ont fait de lui un candidat remarquable pour la réalisation des cellules solaires.

Les propriétés du silicium polycristallin diffèrent largement de celles du silicium monocristallin avec des effets considérables sur les performances des dispositifs. Pendant les trois décades passées, beaucoup d'informations concernant ce matériau ont été publiées. Une large gamme de condition de dépôt a été présentée. Des contradictions qui se manifestent parfois sont expliquées en considérant les détails de la structure cristalline formée sous différentes conditions de dépôt.

La diversité des champs d'utilisation a conduit alors à une diversité dans les domaines d'étude, et les recherches concernaient alors les propriétés structurales, électriques et optiques.

Les propriétés électriques des films polycristallins moyennement dopés sont déterminées par la ségrégation des dopants et le piégeage des porteurs aux joints de grains. Le piégeage crée des barrières de potentiel empêchant le transport des porteurs entre les grains et réduisant ainsi, la mobilité effective. Le flux de courant, normalement modélisé par l'émission thermoïonique, peut, dans certains cas, être influencé par l'effet tunnel. La non uniformité de la taille des grains ne permet pas une modélisation précise du phénomène de conduction dans le silicium polycristallin.

La résistivité des films de silicium non dopé est similaire à celle du silicium monocristallin intrinsèque et dépend légèrement des conditions de dépôt. Cependant, la conductivité des films fortement dopés est limitée par la solubilité solide du dopant dans le silicium cristallin.

Le silicium multicristallin est un matériau polycristallin à gros grains. Ce type de matériaux est utilisé principalement par l'industrie photovoltaïque. Polix de photowatt est l'un des lingots les plus utilisés, dans ce domaine ; et c'est le matériau de base dans cette étude de caractérisation.

Tout dispositif et matériau sont caractérisés à travers des structures test. Les contacts métal-semiconducteur sont sujets d'intérêt considérable. Un contact Schottky est l'équivalent d'une diode dissymétrique n^+p (ou p^+n) qui est le composant de base dans le domaine de l'électronique.

Les techniques de caractérisation se diversifient selon les champs d'intérêt (optique, électrique, mécanique, ...). Le comportement des caractéristiques courant-tension (I-V) et capacité-tension (C-V) sont d'un intérêt majeur dans l'extraction des paramètres électriques d'une jonction. Faciles à mettre en œuvre et non destructives, ces techniques

offrent des renseignements remarquables sur la structure énergétique (gap), le comportement des dopants, le flux de courant, ...etc.

Plusieurs méthodes concernant l'extraction des paramètres électriques d'une diode (facteur d'idéalité, résistance série, courant de saturation, concentration et profils de dopage, ...) ont été développés. Cependant, un point commun entre ces méthodes est le comportement linéaire des caractéristiques $\ln(I) = f(V)$ et $C^{-2}(V)$; ce qui n'est pas toujours le cas.

Les méthodes de calcul itératives ont offert une solution plus ou moins adéquate dans le choix du domaine de linéarité de ces caractéristiques avec un nombre de points considérable.

D'autre part, l'identification des dispositifs à partir de leur comportement dynamique est d'un intérêt remarquable. Non seulement il permet de caractériser le composant, mais il le décrit par un modèle équivalent qui permet de comprendre et de prévoir son comportement dans le temps.

La méthode dite "*ac-small signal*" est une méthode qui permet d'identifier, de modéliser et de caractériser une diode à partir de sa réponse en fréquence.

Dans le cadre de ce qui a été cité, nous avons positionné l'objectif de ce travail de recherche :

La caractérisation électrique, étant notre domaine d'intérêt, nous avons focalisé l'étude sur les diodes Schottky et pn à base de silicium multicristallin photovoltaïque (*Polix-Photowatt*). Ce matériau qui, malgré son intérêt élémentaire dans l'industrie photovoltaïque, présente beaucoup de limitations dues à sa structure cristalline.

Les structures tests exploitées dans le cadre de cette étude, ont été réalisées en considérant un paramètre jugé très important : la position du contact Schottky par rapport aux joints de grains à l'échelle macroscopique. En effet, dans les semiconducteurs en films minces, l'effet de surface est prépondérant par rapport à l'effet du volume. L'effet de la nature du métal déposé est également étudié en considérant l'or et l'aluminium. La température est également un facteur à ne pas négliger.

Les techniques de caractérisation que nous avons choisies sont principalement liées aux caractéristiques $I(V)$, $C(V)$ et la réponse en fréquence basé sur la méthode *ac-small signal*.

Les mesures $I(V)$ sont exploitées, en utilisant la méthode itérative de A. Kaminski, pour extraire le facteur d'idéalité, le courant de saturation, la résistance série et la résistance shunt.

Cependant, les mesures $C(V)$ sont traitées par la méthode itérative que nous avons développée et qui a prouvé son efficacité dans le cas du silicium monocristallin. Cette méthode nous permet de calculer les concentrations du dopage électriquement actif ainsi que les profils de la densité effective des dopants. De même, elle permet de déterminer l'évolution du facteur d'idéalité et de la résistance série avec la tension de polarisation. D'autre part, la réponse fréquentielle des diodes pn et Schottky mis sous conditions ac -small signal nous permet d'identifier et de modéliser ces deux composants.

L'objectif principal de ce travail était alors de contribuer à l'étude du comportement électrique du silicium multicristallin sous polarisations directe et inverse ; tout en focalisant l'intérêt sur la position du contact redresseur métal/semiconducteur par rapport aux gros grains apparents en surface du matériau.

Un second objectif était de modéliser les diodes pn et Schottky dans le domaine fréquentiel basé sur le comportement de ces diodes sous conditions ac -small signal.

Pour présenter ce travail, nous l'avons subdivisé en quatre chapitres :

Dans le premier chapitre, nous présentons l'aspect technologique, électrique et structurel du silicium polycristallin dont le multicristallin est un cas particulier.

Le second chapitre est, cependant, réservé à la description des diodes pn et Schottky du point de vue phénomènes de transport, caractéristiques électriques statiques et comportement dynamique sous conditions ac -small signal.

Quant au chapitre trois, il englobe les techniques de caractérisation électriques mises en jeu ($I(V)$, $C(V)$ et ac -small signal) ainsi que les différentes méthodes d'extraction des paramètres caractéristiques d'une diode. Un aperçu sur le comportement fractionnaire des systèmes est également présenté.

Le dernier chapitre est, cependant, consacré aux résultats de caractérisation statique ($I(V)$ et $C(V)$) et dynamique (ac -small signal), ainsi qu'aux interprétations avancées. De même, il présente une introduction aux systèmes fractionnaires et à l'identification des systèmes afin de les exploiter dans l'interprétation et le fitage des résultats expérimentaux liés aux réponses en fréquence des deux diodes étudiées.

Chapitre I

Le silicium multi-cristallin
Procédé d'élaboration, structure et propriétés électriques

I. 1 Introduction

I.2 Etats du silicium et procédé d'élaboration

I. 3 Structure et caractéristiques du silicium multicristallin

I.4 Défauts et impuretés dans le silicium poly-cristallin

I.5 Propriétés électriques du silicium poly-cristallin

I.6 Phénomènes de transport des porteurs dans le silicium poly-cristallin.

I.7 Conclusion

I. 1 Introduction

Le silicium, dans ses trois structures cristallines (monocristallin, poly- / multicristallin et amorphe), est le matériau de base dans l'industrie électronique. Le procédé technologique de fabrication détermine la nature du matériau obtenu. En effet, dans le silicium cristallin, le refroidissement du silicium est lent et maîtrisé ce qui aboutit à un arrangement régulier d'atomes. Le refroidissement rapide, dans le cas du silicium amorphe, conduit à un arrangement aléatoire des atomes et par suite à une structure désordonnée.

Entre l'amorphe et le cristallin se situe le silicium poly-cristallin. Constitué de grains et de joints de grains, ce matériau présente une structure cristalline ordonnée aux grains mais désordonnée dans le matériau.

Dans ce chapitre, nous allons donner un aperçu général sur le silicium poly- et multicristallin du point de vue structure, procédés d'élaboration, comportement électrique et phénomènes de transport.

I. 2 Les différents états du silicium

Le silicium est le matériau de base dans la plupart des dispositifs microélectroniques actuels tels que les MEMS et les cellules photovoltaïques. Il s'agit d'un élément de la colonne IV de la table périodique. Il a la même structure cristalline que le diamant (Fig. I.1). On distingue deux états du silicium :

1. sous forme de couches massives,
2. sous forme de couches minces.

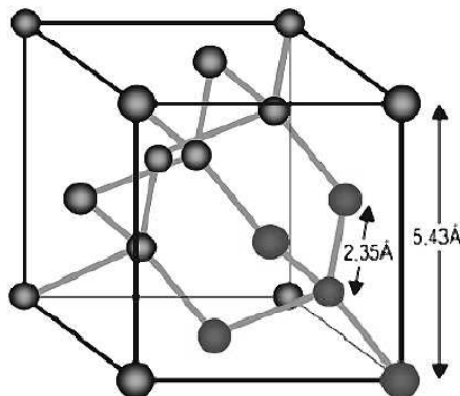


Figure I. 1 : Structure cristallographique du silicium monocristallin [I.1].

I. 2. 1 Le matériau massif

Dans ce matériau, le silicium apparaît sous forme *monocristalline* ou *polycristalline*.

I. 2. 1. 1 Le silicium *monocristallin* (Si-mono)

Dans sa structure monocristalline, le silicium présente les meilleures propriétés électroniques vu sa grande pureté et sa structure constituée d'un seul grain. Il est élaboré en phase liquide et à très hautes températures par le *procédé CZ* (CZochrofski) ou par *purification par fusion de zones* [I.2]. Le lingot de silicium monocristallin se présente comme indiqué sur la figure I.2.

Le lingot est découpé en plaquettes (*Wafers*) typiquement d'une épaisseur de 0,5 mm et de 50 à 300 mm de diamètre. La plupart des dispositifs électroniques sont réalisés sur les premiers 10 micro-mètres de la surface du substrat. Le traitement dans les salles blanches permet d'introduire différents atomes dopants dans le silicium afin d'améliorer sa conductivité.

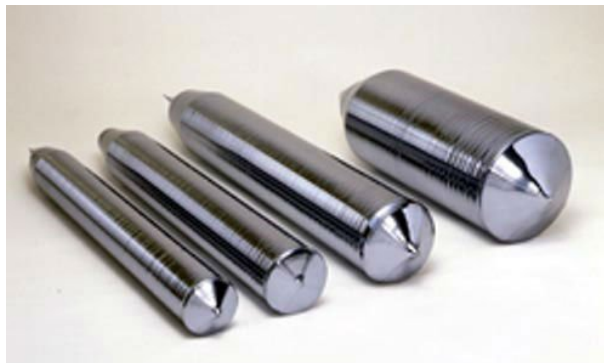


Figure I. 2 : Lingots de silicium monocristallin.

I. 2. 1. 2 Le silicium *multicristallin* (Si-mc)

Le silicium multicristallin est un matériau poly-cristallin (Si-poly) à gros grains permettant de limiter les effets néfastes des joints de grains. Malgré qu'il soit moins pur que le silicium monocristallin, il est plus utilisé dans l'industrie photovoltaïque à cause de son faible coût.

Il est fabriqué à partir des résidus provenant de la fabrication du silicium monocristallin. Il est obtenu soit par *solidification directionnelle* ou *en ruban* [I.3]. Une variante de cette technologie de croissance est le procédé Polix de Photowatt [I.4]. Des blocs de 250Kg sont

obtenus par refroidissement contrôlé du silicium en fusion dans un moule de nature appropriée (généralement en quartz). Cette méthode est plus rapide et moins coûteuse en énergie qu'une croissance Cz ou Fz.

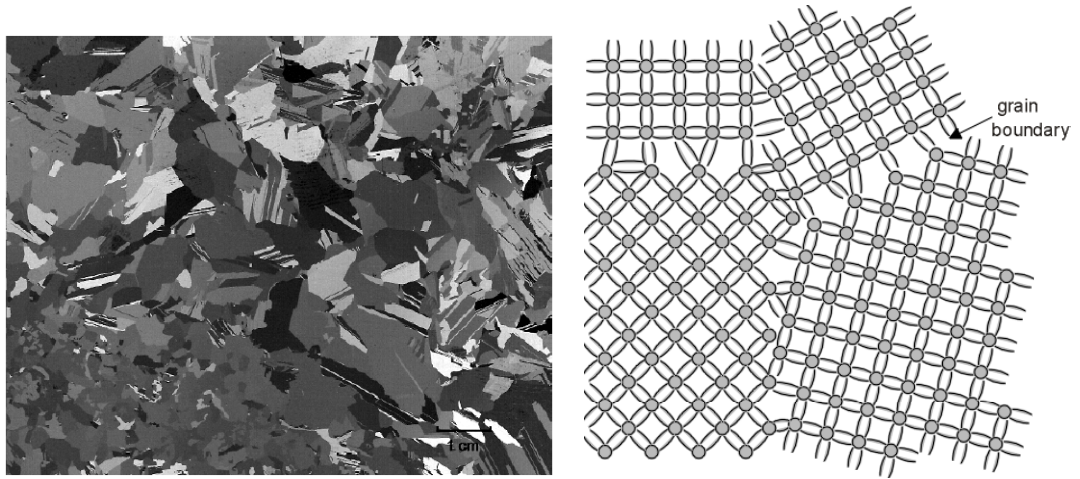


Figure I. 3 : Structure de grains dans une plaquette de silicium multicristallin.

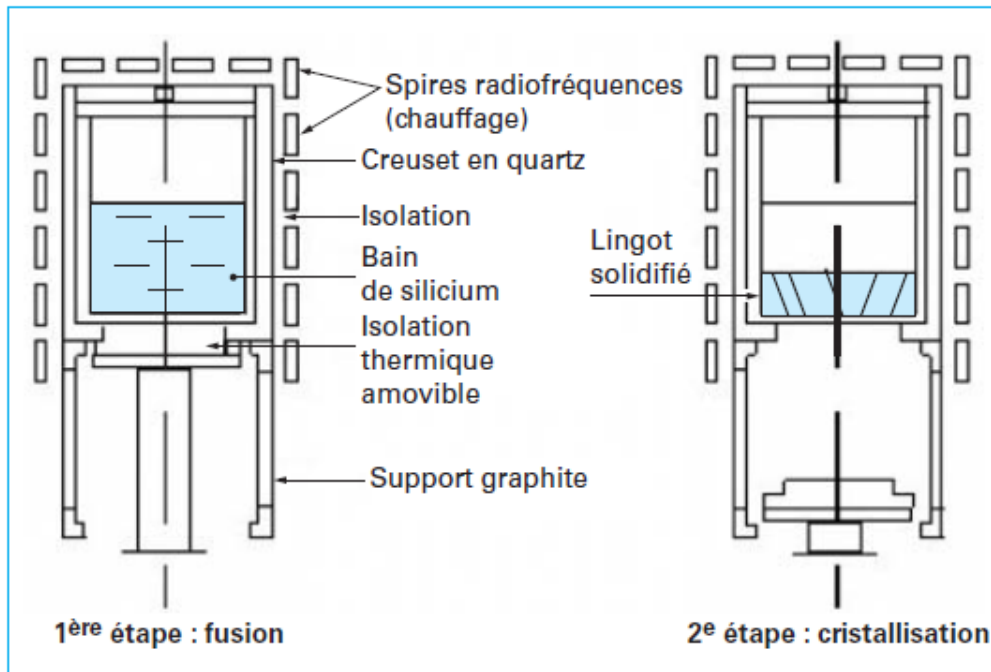


Figure I. 4 : Principe de croissance par solidification directionnelle du type Polix de Photowatt [I.4].

I. 2. 2 Les couches minces

Dans ce cas, le silicium est déposé sous forme de films très minces (de quelques dizaines de nanomètres à quelques microns) par voie chimique ou physique sur un substrat approprié. Ces films minces peuvent être de structure amorphe ou polycristalline.

I. 2. 2. 1 Le silicium amorphe

Le silicium amorphe (Si-a) est un matériau non-cristallin même à l'échelle de la maille élémentaire. Il peut être obtenu par plusieurs méthodes [I.5] :

- Evaporation des atomes de silicium à partir d'un bain fondu puis condensation de ces atomes sur un substrat froid. Si le flux d'atomes est suffisant et la température du substrat assez faible, les atomes déposés n'ont pas le temps de s'arranger en un réseau cristallin et on obtient alors une structure amorphe.
- Pulvérisation d'une surface de silicium cristallin par des ions d'un plasma. Les atomes arrachés sont ensuite déposés sur un substrat froid par un mécanisme analogue au précédent.
- Décomposition du silane SiH_4 dans un plasma et dépôt de silicium sur un substrat (méthode la plus utilisée industriellement).

I. 2. 2. 2 Le silicium polycristallin

Le silicium poly-cristallin (Si-poly) a une structure intermédiaire entre l'état monocristallin et amorphe. En effet, ce matériau est constitué de grains monocristallins séparés entre eux par des zones désordonnées et riches en défauts dites joints de grains. Ces derniers sont généralement assimilés à du silicium amorphe.

I. 3 Structure et caractéristiques du silicium multicristallin

Il est convenu que le silicium polycristallin est constitué de grains monocristallins (ou cristallites) séparés par des zones riches en défauts dites joints de grains (Figure 1.5).

Ces derniers se manifestent électriquement sous forme d'états pièges d'interface. Des porteurs libres sont piégés à des positions de faible énergie aux joints de grains, ce qui engendre une courbure des bandes d'énergie. Ces courbures empêchent le mouvement des autres porteurs majoritaires d'un grain (cristallite) à l'autre en créant une barrière de

potentiel. La hauteur de la barrière de potentiel correspondante augmente avec la concentration de dopage.

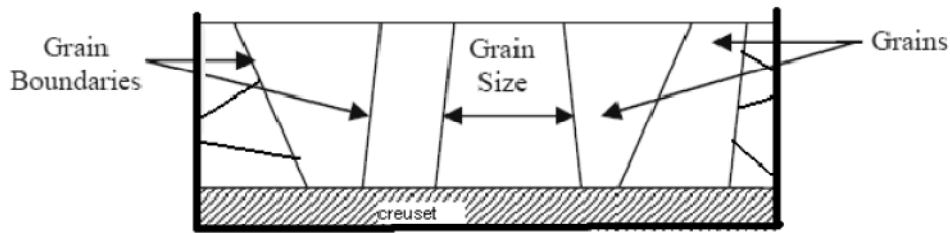


Figure I. 5: Structure générale du silicium polycristallin [I.6].

Un cas particulier de la structure polycristalline est le silicium *multicristallin* (mc-Si).

Dans un polycristal, chaque cristallite, de faibles dimensions, n'a pas la même orientation que son voisin. Afin de limiter les effets néfastes des joints de grains, on réalise une structure colonnaire avec de gros cristaux dite *structure multicristalline*.

Les premiers matériaux mc-Si ont été élaborés:

- En Allemagne (1975) : le Silso de Wacker,
- En France : le Polix de Photowatt,
- Aux Etats-Unis : le Semix de Solarex, HEM de Crystal Systems,...
- Au Japon (1990) : Sitix de summitomo (obtenu par coulée continue en creuset électromagnétique).

Chacun des constituants de la structure polycristalline (grains et joints de grains) possède des caractéristiques propres que nous présentons dans ce qui suit.

I. 3. 1 Caractéristiques des grains

Les propriétés des grains sont supposées être décrites par les propriétés de la structure monocristalline du silicium sous les mêmes conditions de dopage. Le grain peut être défini par sa *taille* et sa *qualité cristalline*. Il constitue l'unité structurale de la microstructure qui se décompose en deux types : *colonnaire* et *équiaxe (grits)* [I.6].

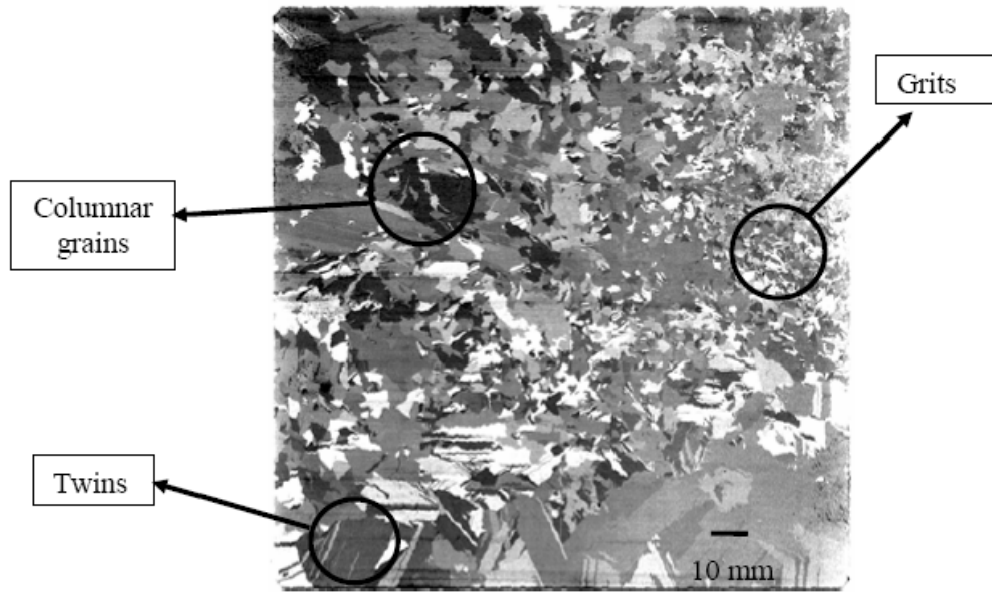


Figure I. 6 : Microstructure des grains dans un substrat de silicium défectueux [I.6].

La structure colonnaire apparaît lorsque la croissance des grains est orientée dans le sens de la solidification. Cependant la structure équiaxe ou "grits" apparaît sous forme de grains très fins et d'orientations aléatoire.

1. Taille des grains

Dans les modèles quantitatifs du silicium polycristallin, la taille des grains est un paramètre très important. Généralement, on considère la taille moyenne. Cependant, dans d'autres études, la taille des grains est un paramètre ajustable utilisé pour fiter les données expérimentales.

Dans un échantillon polycristallin de dimensions données, la taille des grains induit automatiquement la présence d'un nombre N_G de grains. Ce paramètre intervient dans le calcul du flux de courant [I.7].

2. Qualité cristalline des grains

En pratique, un grain monocristallin n'est jamais obtenu. Il existe toujours un résidu de défauts sous forme de *dislocations* ou de *macles*. Les dislocations induisent l'apparition de liaisons pendantes électriquement actives. Alors que les macles qui se terminent à la surface du grain peuvent diviser le grain en plusieurs cristallites. Celles qui se finissent dans le grain provoquent l'apparition de dislocations [I.8].

I. 3. 2 Caractéristiques des joints de grains

Les caractéristiques principales du joint de grain sont *ses dimensions* (son épaisseur) et *sa densité de défauts*. Ces paramètres dépendent principalement de la préparation, de la passivation et du processus de traitement thermique de l'échantillon.

D'autres critères interviennent également dans la définition de la qualité du silicium polycristallin. Parmi ces critères, on cite la texture et la taille des grains, les densités de défauts intra granulaires et inter granulaires, le rapport du volume cristallin sur le volume amorphe, la porosité, ... [I.9].

Il reste à noter que l'aspect structural du silicium polycristallin intervient dans la détermination de ses propriétés électriques.

I. 4 Défauts et impuretés dans le silicium polycristallin

I. 4. 1 Les défauts cristallins

Les défauts cristallographiques traduisent la présence d'atomes dans des positions différentes de celles observées dans un cristal parfait. Ils affectent négativement les propriétés électriques du matériau. Suivant leur dimensionnalité, ces défauts sont classés en quatre catégories :

1. Les défauts ponctuels,
2. Les défauts linéaires,
3. Les défauts planaires,
4. Les défauts volumiques,

I. 4. 1. 1 Les défauts ponctuels

Ils regroupent les lacunes, les atomes interstitiels et les impuretés substitutionnelles.

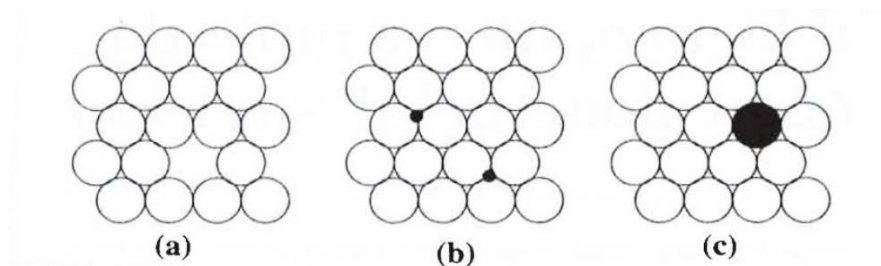


Figure I. 7 : Représentation de défauts ponctuels simples [I.10].
(a) Lacune , (b) Atome interstitiel (c) Atome substitutionnel

I. 4. 1. 2 Les défauts linéaires

Appelés *dislocations*, ces défauts traduisent un glissement d'une partie du cristal le long d'un plan. Ils sont de deux types : *dislocation coin* et *dislocation vis*.

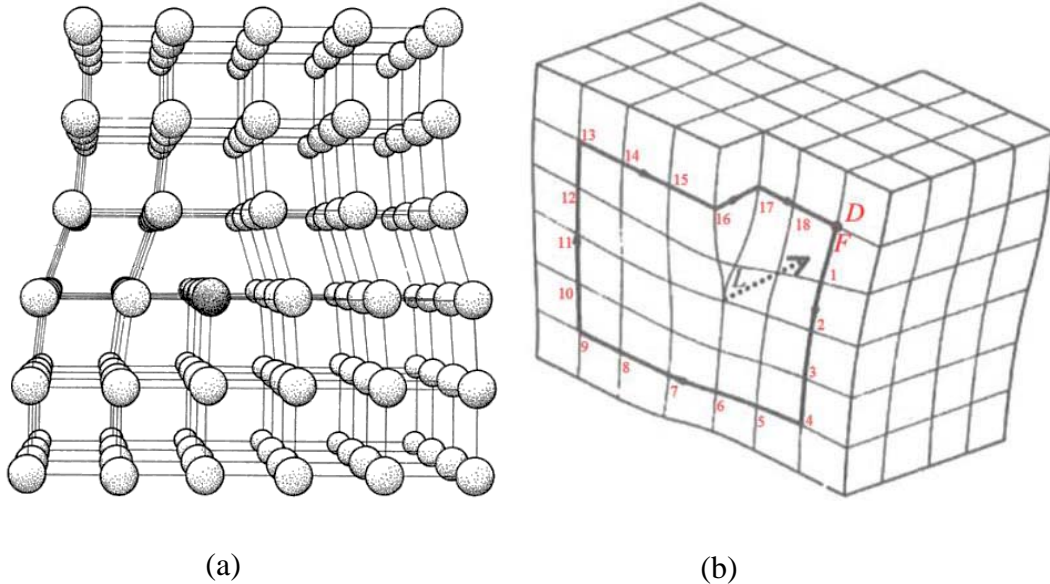


Figure I. 8 : Dislocation de type (a) coin [I.10] (b) vis [I.11]

Les dislocations sont créées par des contraintes auxquelles le cristal est exposé lors de sa croissance (gradient thermique, refroidissement, concentration d'impuretés hétérogènes). Energétiquement, elles peuvent être occupées par des impuretés et donc devenir recombinantes pour les porteurs minoritaires. Cette interaction impureté-dislocation peut nuire à la qualité des composants.

I. 4. 1. 3 Les défauts planaires

Ils sont de deux types : *les joints de grains* et *les macles* [I.12].

Un joint de grain est une interface qui sépare deux cristaux de même nature dits grains. Ces joints permettent la ségrégation des impuretés et par suite possèdent une activité électrique recombinante.

Les macles sont liées à un inversement dans l'ordre d'empilement des plans compacts pendant la solidification d'un métal en état liquide ou pendant la cristallisation d'un solite.

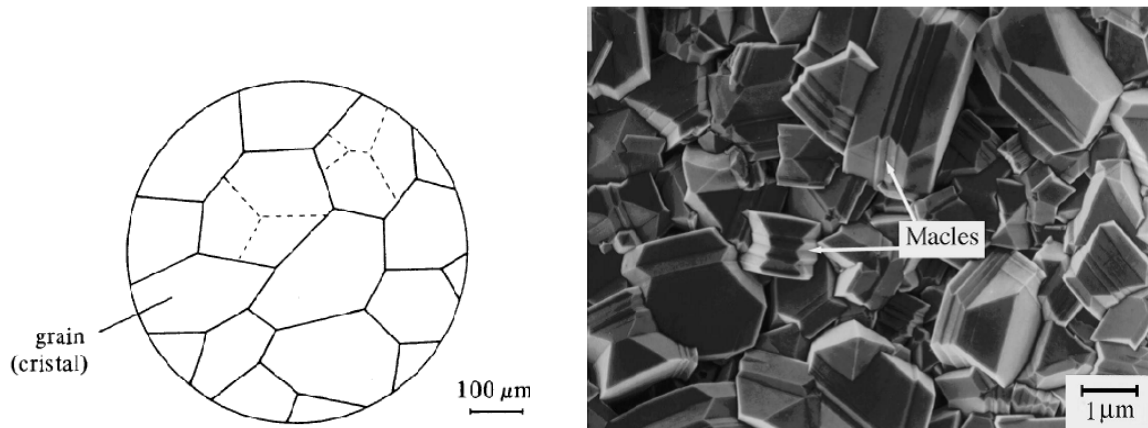


Figure I. 9 : Exemples de vues schématiques de joints de grains et de macles [I.12].

I. 4. 1. 4 Les défauts volumiques

Les plus connus sont les précipités, formés par l'interpénétration de deux phases cristallines.

I. 4. 2 Les impuretés

Les performances des dispositifs électroniques exigent une très faible densité de défauts dans les zones électriquement actives. Les sources de contamination par ces défauts sont multiples. Elles sont d'origine mécanique, thermique ou chimique liés aux procédés de fabrication. De ce fait, la présence d'impuretés dans le silicium est inévitable. Ces impuretés peuvent occuper soit des sites interstitiels (comme dans le cas des impuretés métalliques) ou des sites substitutionnelles (comme dans le cas des dopants). De même, elles peuvent, en s'associant former des complexes ou des précipités. De ce fait, on distingue :

1. les impuretés dopantes (B, P, Al, ...),
2. les impuretés non-métalliques (Oxygène et Carbone),
3. les impuretés métalliques (Fe, Cu, Co, Ni)

L'impact de ces impuretés sur les performances des composants est fortement lié au type du dispositif et à la nature des défauts cristallins présents.

I. 4. 2. 1 Les impuretés dopantes

Pour améliorer la qualité électrique d'un semi-conducteur, l'introduction d'atomes dopants est indispensable. Cependant, une densité de dopage trop élevée ($> 10^{18} \text{at/cm}^3$)

nuit considérablement à la mobilité des porteurs et crée des recombinaisons Auger assistés par la présence de niveaux d'énergies dans la bande interdite, introduits par des défauts cristallographiques ou des impuretés.

I. 4. 2. 2 Les impuretés non-métalliques (neutres)

Principalement, il s'agit de l'oxygène et du carbone. Dissoutes dans le réseau, ces impuretés sont électriquement inactives. Cependant, elles permettent la formation de complexes avec les impuretés métalliques tels que le complexe Palladium-Oxygène et le complexe Aluminium-Carbone.

I. 4. 2. 3 Les impuretés métalliques (recombinantes)

Ces impuretés introduisent des niveaux d'énergie profonds dans la bande interdite permettant ainsi la recombinaison des porteurs de charge. De même, l'interaction de ces impuretés entre elles, permet la création d'une paire donneur-accepteur (tel que l'association Fe-Or).

On note également que la présence des impuretés métalliques dans un semi-conducteur dopé permet la formation de paires donneur-accepteur (impureté métallique interstitielle-atome dopant substitutionnel) telles que les paires Fe-B, Fe-Ga, Fe-As.

Les défauts étendus sont des défauts complexes produits par l'association des défauts ponctuels élémentaires (lacunes et auto-interstitiels). Ces défauts peuvent être intrinsèques (dislocations, défauts d'empilement et joints de grains) ou extrinsèques (précipités d'oxygène, de carbone ou métalliques (siliciures ou oxydes)).

Dans le Si-mc photovoltaïque, les interactions (*impuretés métalliques-défauts étendus*) interviennent principalement lors de la croissance du lingot. Ces interactions sont à l'origine de quatre mécanismes [I.13] :

1. atténuation de la ségrégation des impuretés métalliques par ces défauts;
2. précipitation : formation de précipités métalliques le long des défauts cristallographiques étendus.
3. Piégeage des impuretés par les précipités métalliques (mécanisme d'effet getter par ségrégation). On peut remarquer sur la figure (I.10) que la qualité électrique est bien meilleure au voisinage des joints de grains.
4. Favorisation de dissolution des impuretés métalliques.

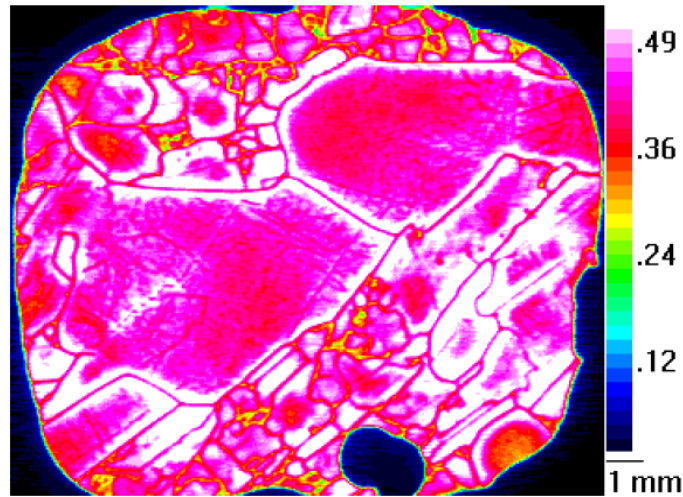


Figure I. 10 : Effet getter interne développé par les joints de grains dans une plaquette de silicium Polix [I.13].

I. 5 Propriétés électriques du silicium polycristallin

I. 5. 1 Matériau non dopé

La présence des joints de grains dans le silicium poly-cristallin influe considérablement sur ses propriétés électriques. Dans les grains, le processus de conduction de base est similaire à celui du silicium monocristallin. Pour étudier ces propriétés, on s'intéresse principalement, à la résistivité (ou la conductivité). Dans le cas du silicium polycristallin non dopé, cette dernière varie avec la température selon la loi [I.14]:

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(\frac{-E_a}{KT}\right) \text{ pour } T \in [-25^\circ\text{C}, 200^\circ\text{C}] \quad (\text{I.1})$$

où E_a est l'énergie d'activation apparente ($\approx \frac{E_g}{2}$) et T la température de mesure.

La résistivité des films est stable si la passivation de surface est obtenue par croissance thermique d'oxyde. Il reste à noter que ce paramètre est absolument insensible à la structure du matériau.

1. 5. 2 Matériau dopé

Les trois paramètres les plus importants qui interviennent dans la détermination des propriétés électriques d'un matériau semi-conducteur dopé sont la résistivité ρ (ou la conductivité $\sigma = 1/\rho$), la mobilité des porteurs majoritaires μ et la concentration des porteurs libres n .

1. 5. 2. 1 Résistivité du silicium polycristallin

Sur la figure I.11 sont représentées les variations de la résistivité du Si-poly et du silicium monocristallin épitaxie avec la concentration de dopage.

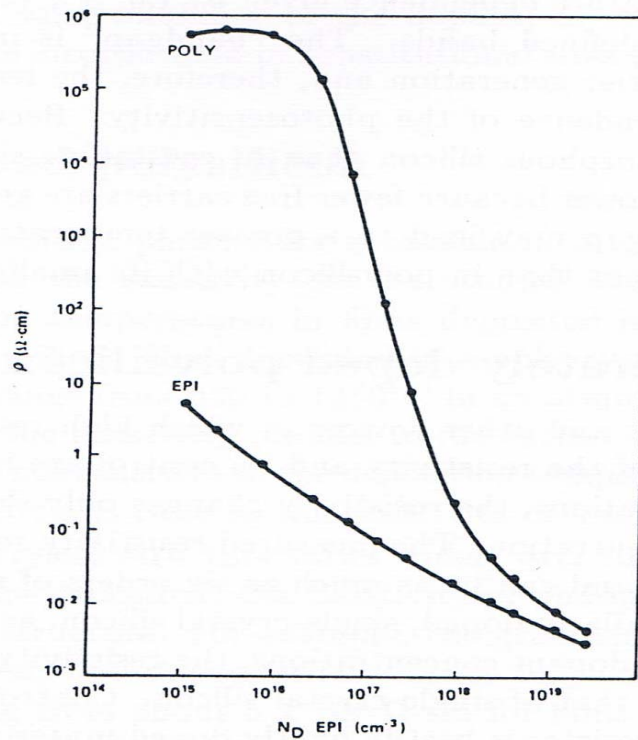


Figure I. 11 : Variations de la résistivité du Si- poly en Comparaison avec celle du Si-mono [I.14].

Nous pouvons distinguer clairement que la résistivité du Si-poly varie légèrement aux faibles concentrations du dopage pour diminuer rapidement aux concentrations intermédiaires. Aux forts dopages, elle s'approche de celle du silicium monocristallin. M. M. Mandurah et al. [I.14] ont expliqué ce comportement par le phénomène de ségrégation des atomes aux joints de grains ce qui les rend électriquement inactifs.

Une autre explication avancée par J. P. Colinge et al. [I.15] est basée sur le fait que les porteurs liés aux atomes en état substitutionnel peuvent être piégés aux niveaux profonds présents dans les joints de grains, diminuant ainsi le nombre des porteurs libres intervenant dans le phénomène de conduction.

La dépendance en température de la résistivité est donnée par l'expression suivante (quelque soit la concentration de dopage) :

$$\rho = \frac{KT}{q^2 n v_c L} \exp\left(\frac{qV_B}{KT}\right) \quad (I.2)$$

Avec

V_B : hauteur de la barrière de potentiel aux joints de grains

n : densité des porteurs libres,

v_c : vitesse de collecte.

L : taille des grains.

I. 5. 2. 2 Mobilité de Hall

En considérant la loi connue d'Ohm : $\sigma = qn\mu$, on détermine la mobilité effective qui décrit la facilité de déplacement des porteurs d'un grain à l'autre. Cette dernière est donnée par la relation suivante :

$$\mu_{eff} = \frac{qv_c L}{KT} \exp\left(\frac{-qV_B}{KT}\right) \quad (I.4)$$

Cette mobilité décrit également la restriction du flux de courant par la barrière de potentiel aux joints de grains " V_B ". De ce fait, la mobilité dépend considérablement de la concentration de dopage.

Sur la figure I.12, nous reportons la variation de la mobilité de Hall avec la concentration de dopage, sachant que la mobilité de Hall mesurée est très proche de μ_{eff} .

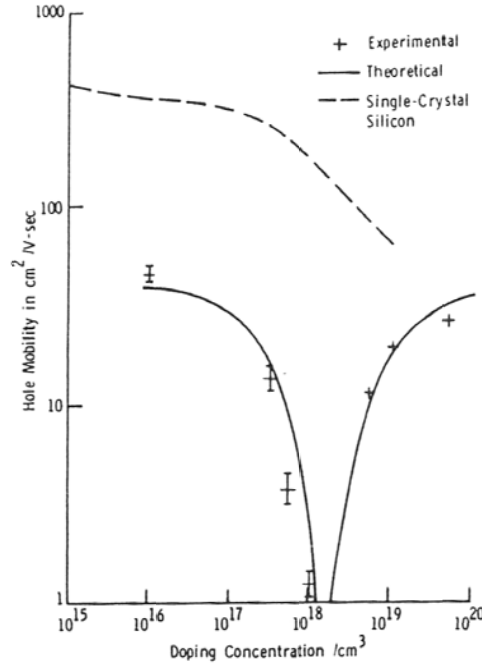


Figure I. 12 : Variations de la mobilité de Hall avec la concentration de dopage [I.14].

On remarque clairement que celle-ci présente un minimum pour une concentration de dopage critique notée N^* . Elle diminue aux faibles dopages (V_B élevée) avec la même tendance qu'au silicium monocristallin, pour augmenter ensuite aux concentrations de dopage supérieures à N^* (V_B faible).

I. 5. 2. 3 Concentration de porteurs libres

Aux faibles concentrations de dopage, les grains sont complètement déplétés. La concentration de porteurs maximale est alors donnée par la relation suivante [I.14]:

$$n = n_i \exp\left(\frac{qV_B + E_F}{KT}\right) = N_c \exp\left(\frac{qV_B + E_F - \frac{1}{2}E_g}{KT}\right) \quad (I.5)$$

avec

n_i : la concentration de porteurs intrinsèque,

E_F : le niveau de Fermi mesuré à partir du niveau de Fermi intrinsèque aux joints de grains,

N_c : la densité d'états effective dans la limite inférieure de la bande de conduction.

L'évolution de la concentration de porteurs libres avec la concentration de dopage est représentée sur la figure I.13 ci-dessous.

Cette concentration est très faible aux faibles dopages et s'élève rapidement pour atteindre celle du silicium monocristallin à partir de la valeur critique N^* de la concentration.

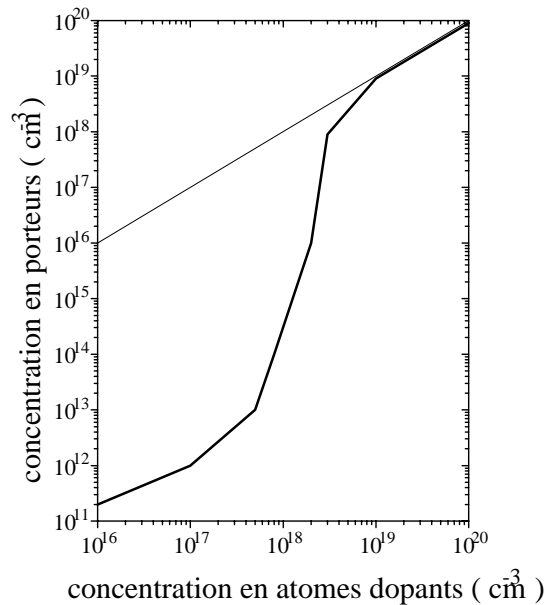


Figure I. 13 : Evolution de la concentration des porteurs libres avec la concentration de dopage dans le cas du si-poly [L.8].

I. 6 Phénomènes de transport des porteurs dans le silicium poly-cristallin

Deux modèles ont été proposés pour tenter d'expliquer les propriétés électriques du silicium polycristallin :

1. Modèle des joints de grains
2. Phénomènes de transport

I. 6. 1 Modèle des joints de grains

Nous distinguons deux modèles : le modèle de ségrégation et le modèle de piégeage des porteurs.

I. 6. 1. 1 Modèle de ségrégation

Proposé par J. Y. Seto et al. [I.17], ce modèle est basé sur la ségrégation préférentielle des atomes dopants aux joints de grains. Aux faibles dopages, la majorité des atomes sont alors inactifs et la résistivité est élevée alors que la concentration des porteurs libres est faible. Cependant, aux forts dopages, seule une minorité est inactive, ce qui induit une faible résistivité et une concentration de porteurs élevée.

L'inconvénient de ce modèle est qu'il ne traite pas la variation de la résistivité avec la température, ni le comportement de la mobilité des porteurs.

I. 6. 1. 2 Modèle de piégeage des porteurs

Plusieurs modèles basés sur ce principe ont été élaborés [I.18]. Ces modèles prévoient une forte résistivité au-dessous de la concentration de dopage critique N^* et qui diminue rapidement pour $N > N^*$. Le principe de ces modèles peut être résumé comme suit :

- Pour $N < N^*$, la concentration des porteurs libres est faible et la résistivité est alors élevée.
- Pour $N \rightarrow N^*$, la barrière de potentiel aux joints de grains (créée par les défauts présents) augmente, ce qui rend plus difficile le mouvement des porteurs d'un grain à l'autre. La mobilité effective diminue alors et la résistivité demeure élevée. La barrière de potentiel est alors à sa valeur maximale.
- Pour $N > N^*$, la concentration des porteurs libres augmente et la hauteur de la barrière de potentiel diminue. La résistivité diminue rapidement quand la concentration de dopage augmente jusqu'à ce qu'elle atteigne celle du silicium monocristallin.

D'autres modèles traitent la combinaison des deux mécanismes (ségrégation et piégeage) en plus d'autres phénomènes tels que l'effet tunnel et la réflexion des porteurs aux joints de grains [I.19].

Un autre modèle, celui de Tijama S. Kevkié et al. [I.20] tenait compte des états pièges dans les grains en plus de ceux qui existent dans les joints de grains. Ce modèle offre également la possibilité de calculer la position du niveau de Fermi, la largeur de la zone de déplétion et la hauteur de la barrière de potentiel.

I. 6. 2 Phénomènes de transport

Nous distinguons les phénomènes d'émission thermoïonique et celui du champ thermoïonique.

1. 6. 2. 1 Phénomène d'émission thermoïonique

Aux faibles concentrations de dopage, la largeur de la zone de déplétion de chaque côté du joint de grain est la moitié de celle des grains. Pour des concentrations moyennes, cette largeur est inversement proportionnelle à la concentration de dopage. Pour de telles largeurs de barrières, l'effet tunnel n'est pas significatif et les porteurs se déplacent généralement d'un grain à l'autre par émission thermoïonique.

Aux fortes concentrations, la largeur de la zone de déplétion peut être inférieure à 10 nm et l'effet tunnel intervient dans la détermination du flux de courant.

Quand l'émission thermoïonique est dominante, la densité de courant est donnée par la relation suivante [I.15] :

$$J = qn v_c \exp \left[-\frac{q}{KT} (V_B - V) \right] \quad (\text{I.6})$$

où n est la densité des porteurs libres, v_c la vitesse de collecte $\left(v_c = \sqrt{\frac{KT}{2\pi m^*}} \right)$, V_B la hauteur de la barrière sous polarisation nulle et V la tension de polarisation appliquée à travers la zone de déplétion.

Généralement, une tension de polarisation appliquée se divise d'une façon non uniforme entre les deux côtés du joint de grains ; Cependant pour les faibles tensions, approximativement la moitié de cette tension apparaît de chaque côté.

En considérant V_G la polarisation à travers un joint de grains (c'est à dire la polarisation à travers l'échantillon divisée par le nombre de grains, en supposant que tous les joints de grains sont identiques), le flux de courant total dans un film polycristallin est alors donné par [I.21] :

$$J = 2q n v_c \exp \left(\frac{-q V_B}{KT} \right) \sinh \left(\frac{q V_G}{2KT} \right) \quad (\text{I.7})$$

Aux faibles polarisations, nous avons $V_G \ll \frac{KT}{q}$ et l'expression (1.7) peut être simplifiée en utilisant l'approximation suivante :

$$\sinh\left(\frac{qV_G}{2KT}\right) \approx \frac{qV_G}{2KT} \quad (\text{I.8})$$

On obtient ainsi une relation linéaire entre le courant et la tension appliquée à un joint de grains:

$$J = \frac{q^2 n v_c}{KT} \left[\exp\left(\frac{-qV_B}{KT}\right) \right] V_G \quad (\text{I.9})$$

I. 6. 2. 2 Phénomène d'émission du champ thermoïonique (Thermionic Field Emission TFE)

Ce phénomène d'émission est la combinaison du phénomène d'émission thermoïonique et celui de l'effet tunnel.

En effet, des études ont montré que le phénomène TFE est significatif à température ambiante. Il est dominant aux basses températures et à des températures supérieures à l'ambiante pour des grains de tailles inférieures à 500Å° [I.22, I.23].

En général, ces phénomènes de transport apparaissent en considérant trois gammes d'énergie des porteurs :

- 1- Les porteurs possèdent une énergie inférieure à celle nécessaire pour surmonter la barrière de potentiel dans les zones de déplétion des grains : effet tunnel.
- 2- Les porteurs ont assez d'énergie pour surmonter la barrière des zones de déplétion mais pas assez pour traverser la barrière des joints de grains : effet tunnel à travers la barrière des joints des grains.
- 3- Les porteurs ont suffisamment d'énergie pour se déplacer librement à travers la barrière des joints de grains : porteurs libres.

I. 7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différents types de silicium, tout en donnant un intérêt particulier au silicium poly- et multi- cristallin. Nous avons présenté, brièvement, les procédés technologiques de fabrication ; principalement, le procédé POLIX

de Photowatt utilisé dans la réalisation des échantillons tests faisant l'objet de ce travail de thèse.

De même, nous avons donné un aperçu sur les défauts et les impuretés présents dans ce matériau, vu leur influence sur les propriétés électriques du semiconducteur.

En plus, nous avons donné une grande importance aux modèles de transport des porteurs. Ces derniers ont permis d'expliquer les phénomènes de transport dans le silicium polycristallin sur le plan qualitatif. Cependant, ils restent limités quantitativement par plusieurs facteurs tels que :

- 1- les propriétés électriques qui peuvent varier d'un point à l'autre dans le même joint de grains ;
- 2- les grains ne possèdent généralement pas la même taille ;
- 3- le flux de courant est uniforme à travers l'épaisseur de l'échantillon où la taille des grains est différente.

Cependant, le modèle de piégeage des porteurs reste un moyen semi-quantitatif pour décrire la conduction dans le silicium polycristallin.

Chapitre II

**Comportement statique et dynamique des
jonctions *pn* et diodes Schottky**

II. 1 Introduction

II. 2 Phénomènes de transport et conduction dans les semi-conducteurs

II. 3 La jonction *pn*

II. 4 La diode Schottky

II. 5 Conclusion

II. 1 Introduction

La jonction *pn* et la diode Schottky sont les structures test utilisées dans le cadre de ce travail. Par suite, nous allons réserver ce chapitre à la présentation des phénomènes de transport dans les semiconducteurs, la jonction *pn* et la diode Schottky.

Un intérêt particulier est porté aux caractéristiques statiques courant-tension $I(V)$ dans les deux diodes. Le comportement dynamique de ces dernières sous conditions ac-small signal sera également traité.

II. 2 Phénomènes de transport et conduction dans les semi-conducteurs

La conduction électrique dans les composants est principalement liée au transport des porteurs dans le matériau. Ce transport se produit soit sous l'influence d'un champ électrique ou d'un gradient de concentration de porteurs. L'étude des phénomènes de transport permet de comprendre comment un courant électrique se manifeste et circule dans un matériau et par suite, dans un composant électronique.

II. 2. 1 Etats électroniques dans un solide

En considérant les bandes énergétiques, dans le cas d'un cristal parfait, la bande de conduction (*BC*) et la bande de valence (*BV*) contiennent les états électroniques permises, alors que la bande interdite (*BI*) ne contient aucun niveau d'énergie permis. En revanche, la présence de défauts dans un cristal crée des états permis dans la bande interdite. Dans ces niveaux pièges, les électrons ne sont pas libres de se mouvoir. Ce principe est schématisé sur la figure II.1 ci-dessous.

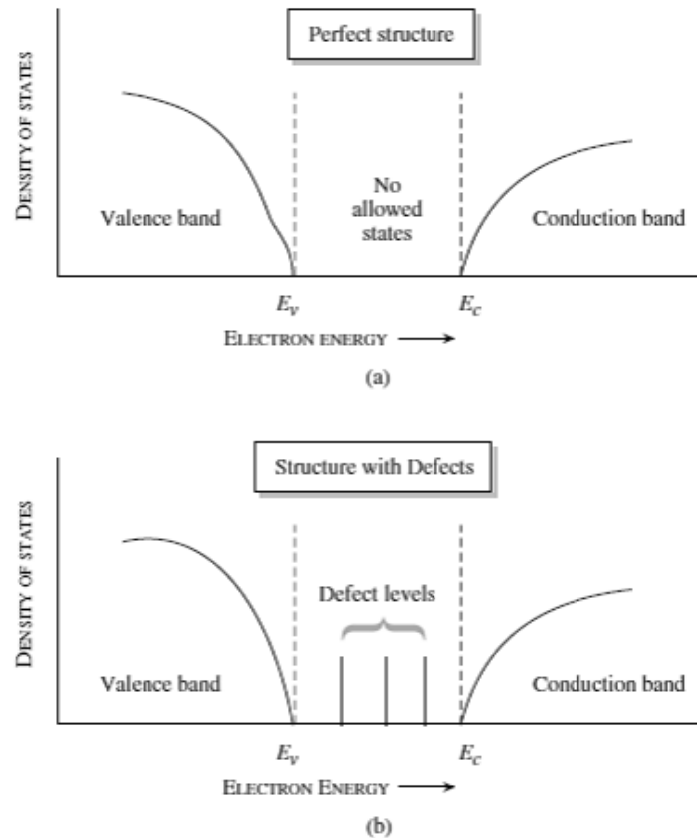


Figure II. 1 : Représentation des états électroniques dans un solide [II.1].
 (a) Dans un cristal parfait (b) dans un cristal contenant des défauts.

II. 2. 2 Phénomènes de transport sous un champ électrique de faible intensité

Notons d'abord que tous les phénomènes de transport sont indépendants vu que les électrons peuvent transporter à la fois l'énergie et la charge à travers le cristal.

Dans un semi-conducteur intrinsèque, la mobilité des porteurs est déterminée par les phénomènes de *scattering* [II.1]. Ces derniers sont introduits par les phonons, les impuretés et les défauts cristallins. Parmi ces phénomènes, on cite les processus de *scattering* microscopiques (chacun dépendant de la température d'une façon différente), le *scattering* des impuretés ionisées, le *scattering* avec les dislocations (réduisant la mobilité aux basses températures) et le *scattering* avec les joints de grains.

Ce dernier phénomène est à l'origine de la diminution de la mobilité causée par le transport à travers ces joints de grains. Il s'agit d'un effet très important dans les matériaux polycristallins tel que le Si-poly photovoltaïque. En effet, les joints de grains contiennent des pièges électroniques qui permettent un piégeage des charges dans les joints de grains créant ainsi une zone de déplétion.

- *Aux faibles dopages*, les grains sont totalement déplétés et tous les porteurs libres sont piégés dans les joints de grains. Ceci implique une faible conductivité mais sans présence de barrière électronique.
- *Aux valeurs intermédiaires de dopage*, les pièges sont partiellement occupés et la déplétion partielle du grain conduit à la création d'une barrière électronique ΔE_b qui doit être surmontée par l'émission thermoionique.
- *Aux fortes concentrations de dopage*, les pièges sont totalement occupés et la barrière n'existe plus.

L'expression de la mobilité liée au scattering avec les joints de grains est donnée par [II.2] :

$$\mu_{GB} = \frac{qL_G}{\sqrt{8m^*\pi k}} T^{-1/2} \exp\left(-\frac{\Delta E_b}{KT}\right) \quad (\text{II.1})$$

avec L_G : la taille des grains.

De même, on note que la mobilité passe par un minimum avec la concentration de dopage et que la diversité des phénomènes de scattering fait que la dépendance en température de la mobilité est très compliquée.

II. 2. 3 Conduction dans les semi-conducteurs

Dans un semiconducteur, le courant possède deux composantes :

- Le courant de drainage
- Le courant de diffusion

II. 2. 3. 1 Courant de drainage

En absence d'un champ électrique, le mouvement thermique des porteurs de charges est aléatoire aboutissant à un courant nul.

Lorsqu'une tension est appliquée à travers un semi-conducteur, un champ électrique ξ s'établit et accélère, dans sa direction, l'ensemble des électrons libres. Une relation linéaire s'établit alors entre le champ électrique et la vitesse de drainage v_d :

$$-q\xi\tau_{me} = m_e^*v_d \quad (\text{II.2})$$

La vitesse de drainage v_d est alors proportionnelle au champ électrique appliqué et la constante de proportionnalité est appelée *mobilité des porteurs*. Elle est définie par [II.3] :

$$\mu_e = \frac{\tau_{me}}{m_e^*} \quad (\text{II.3})$$

En considérant le drainage des deux types de charges (électrons et trous), il se manifeste un courant de drainage J_{dr} dont l'intensité est donnée par:

$$J_{dr} = J_{dre} + J_{drh} = q(\mu_e n + \mu_h p)\xi \quad (\text{II.4})$$

J_{dre} , J_{drh} représentent respectivement l'intensité du courant de drainage des électrons et des trous.

Il s'agit du courant de conduction total traversant le matériau semi-conducteur

II. 2. 3. 2 Courant de diffusion

Le deuxième phénomène de transport de charges dans les semi-conducteurs est dû à la diffusion. En effet, la variation spatiale de la densité de porteurs dans le matériau conduit à un transport de charges des régions de fortes concentrations aux régions de faibles concentrations.

Le courant de diffusion total dû aux électrons et aux trous est donné par [II.4] :

$$J_{df} = J_{dfe} + J_{dfh} = qD_e \frac{dn}{dx} - qD_h \frac{dp}{dx} \quad (\text{II.5})$$

D_e et D_h : constantes de diffusion des électrons et des trous respectivement.

Ainsi, on note que le courant de diffusion dans la direction x dépend du gradient de concentration de porteurs dans cette direction et que les constantes de diffusion D_e et D_h sont liés à la mobilité des porteurs par la relation d'Einstein.

II. 3 La jonction pn

La jonction *pn* est le composant de base en électronique. Elle est utilisée dans plusieurs applications telles que les redresseurs, les capacités variables, les lasers et les détecteurs.

Pour comprendre le fonctionnement de ce composant, nous avons besoins de connaître les processus physiques responsables du flux de courant dans la structure.

II. 3. 1 Structure énergétique

Une jonction *pn* est constituée par la juxtaposition de deux régions de types différents (type n et p) d'un même monocristal de semi-conducteur. Sur la figure II.2, on résume la structure énergétique des deux semi-conducteurs, avant et après formation de la jonction.

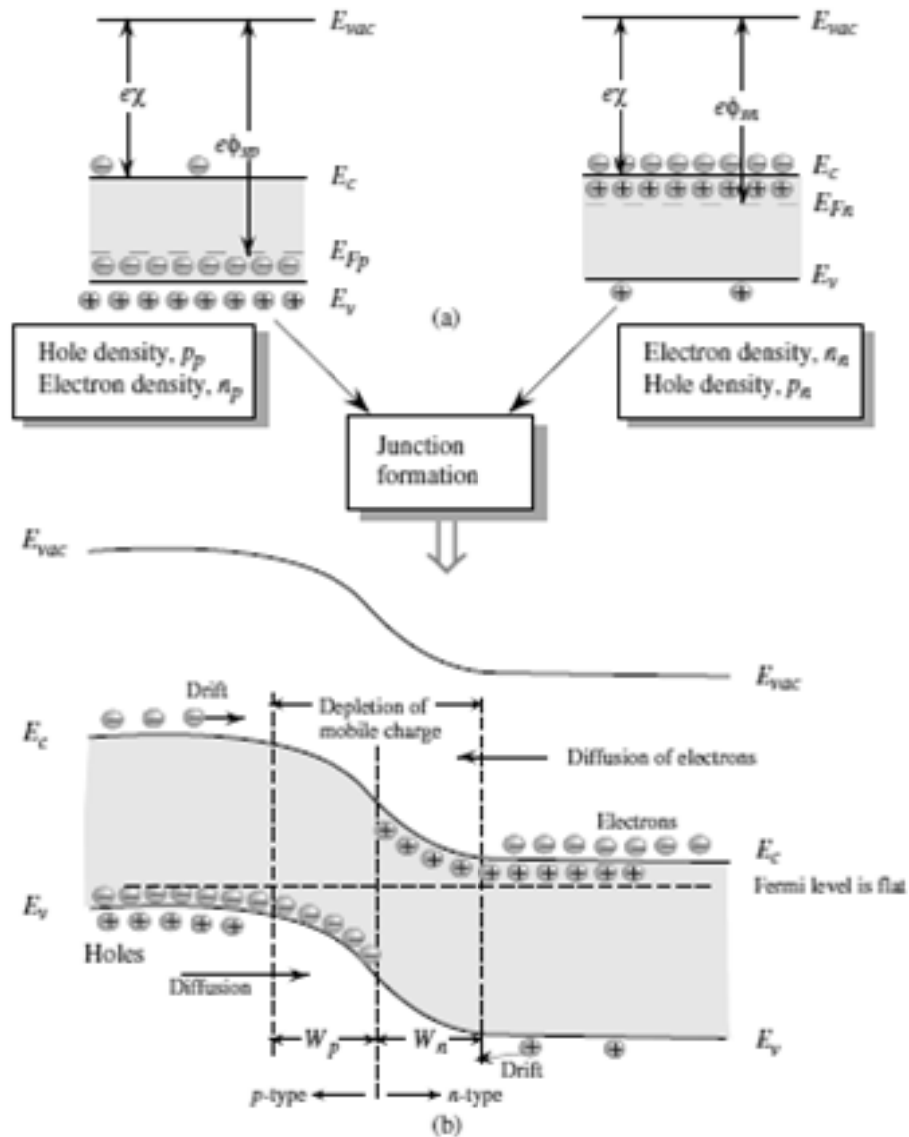


Figure II. 2 : Formation d'une jonction pn [II.1]
 (a) Avant formation de la jonction
 (b) Bandes énergétiques après formation de la jonction.

La formation de la jonction *pn* fait apparaître trois régions distinctes :

- La région type *p* : le matériau est neutre et les bandes d'énergie sont plates.
- La région de type *n* loin de la jonction : le matériau est également neutre.

Les densités des porteurs majoritaires dans ces deux régions (les trous dans la zone p et les électrons dans la zone n) sont égales à la densité des dopants ionisés alors que les densités des porteurs minoritaires sont négligeables.

- *Aux alentours de la jonction* : il se crée une zone de déplétion où les bandes présentent une courbure. Un champ électrique se crée et entraîne les porteurs libres dans sa direction laissant derrière des accepteurs de charge négative dans la zone p et des donneurs chargés positivement dans la région n. Cette zone s'étend sur une distance W_p dans la région de type p et W_n dans la région de type n.

II. 3. 2 Courant dans la diode

Le champ électrique existant empêche les électrons et les trous de pénétrer dans cette zone désertée. Ainsi, lorsque l'équilibre thermodynamique est établi, un *courant de drainage* se manifeste et s'oppose au *courant de diffusion*.

Supposons que la jonction pn est uniformément dopée et que la densité des charges mobiles dans la zone de déplétion est nulle (trop faible devant la densité de dopage en volume).

- *En absence de toute polarisation*, les densités de courant des trous et des électrons sont, respectivement données par :

$$J_p(x) = q \left[\underbrace{p\mu_p\xi(x)}_{\text{drainage}} - \underbrace{D_p \frac{dp(x)}{dx}}_{\text{diffusion}} \right] = 0 \quad (\text{II.6})$$

$$J_n(x) = q \left[n\mu_n\xi(x) - D_n \frac{dn(x)}{dx} \right] = 0 \quad (\text{II.7})$$

et la barrière de potentiel V_{bi} par :

$$V_{bi} = \frac{K_B T}{q} \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}} = \frac{K_B T}{q} \ln \frac{p_{p0}}{p_{n0}} \quad (\text{II.8})$$

avec n_{n0} et n_{p0} sont les densités des électrons dans les zones n et p respectivement p_{p0} et p_{n0} les densités des trous dans les zones p et n respectivement.

- En présence d'une polarisation V , un courant net apparaisse. Les variations qui se manifestent du point de vue zone de déplétion, tension et niveaux d'énergie sont résumées sur la figure II.3 ci-dessous.

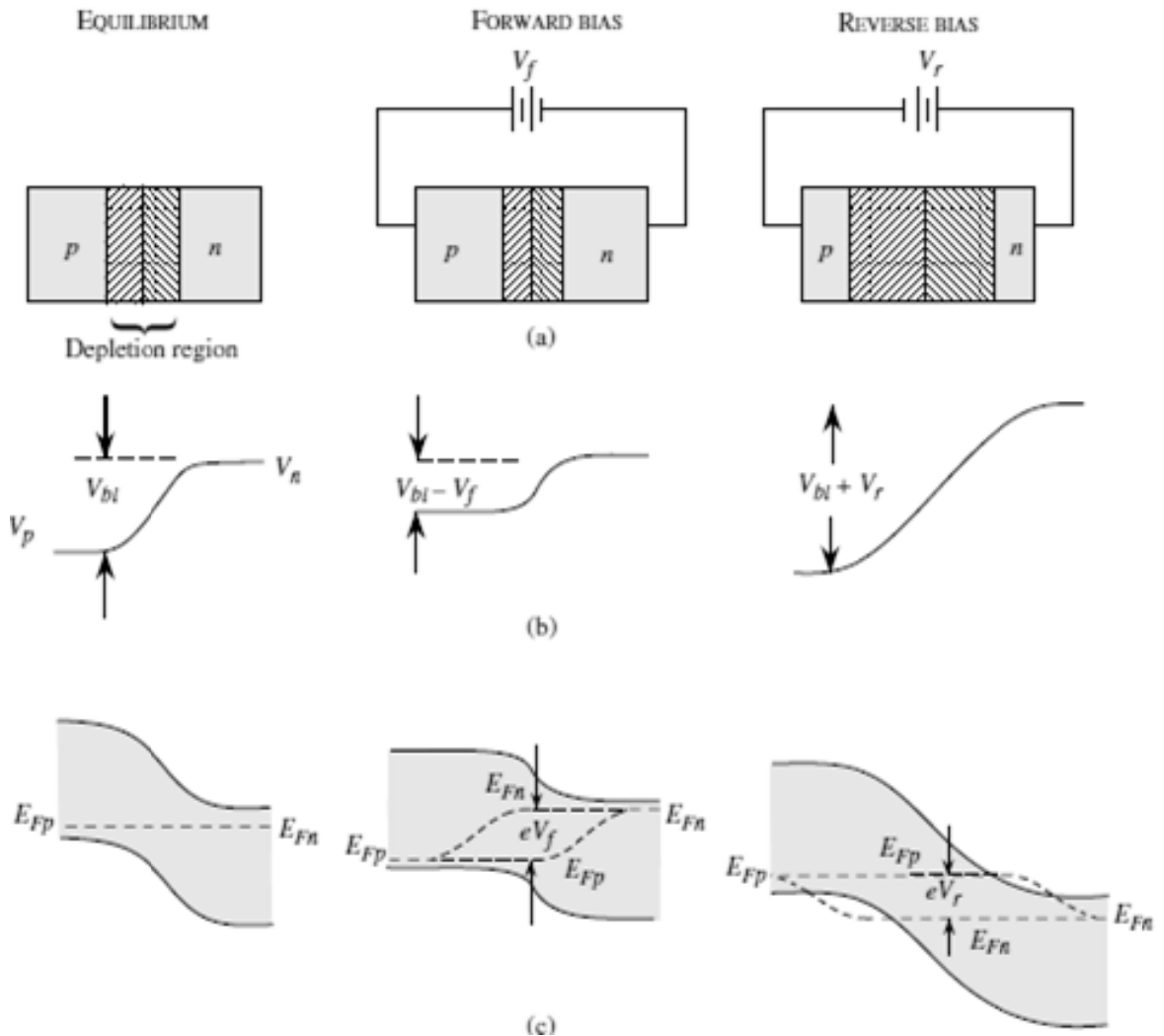


Figure II. 3 : Comportement des bandes énergétiques d'une jonction pn à l'état d'équilibre et sous polarisation directe et inverse [II.1].

Notons que sous polarisation directe, la barrière de potentiel V_{bi} diminue alors qu'elle augmente sous polarisation inverse. Cette nouvelle valeur de la barrière de potentiel, notée V_{Tot} , est donnée par :

$$V_{Tot} = V_{bi} - V_f = V_{bi} + V_r \quad (II.9)$$

avec V_f la tension de polarisation directe et V_r la tension inverse.

II. 3. 3 Caractéristique statique courant-tension I(V)

II. 3. 3. 1 Cas d'une diode idéale

La diode *pn* est un composant dont le comportement électrique est régi par les porteurs minoritaires. En supposant le cas d'une diode idéale, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de recombinaisons dans la zone de déplétion, le courant total est la somme du courant de trous à travers W_n et le courant des électrons à travers $(-W_p)$. Ce courant est alors donné par :

$$I(V) = I_0[\exp(qV/k_B T) - 1] \quad (\text{II.10})$$

avec

$$I_0 = qA \left(\frac{D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n} \right) \quad (\text{II.11})$$

V étant la tension de polarisation appliquée.

Il s'agit de la caractéristique $I(V)$ d'une diode *pn*. Sous polarisation inverse, ce courant tend vers $(-I_0)$ dont la valeur est très faible.

Sous polarisation directe, le courant est régi par l'injection des porteurs minoritaires alors que sous polarisation inverse c'est le courant de drainage dans la zone de déplétion qui est prépondérant.

II. 3. 3. 2 Cas d'une diode réelle

Dans le cas d'une diode réelle, plusieurs sources de défauts peuvent conduire à la présence des états énergétiques dans la bande interdite. Ces défauts sont liés à la présence des impuretés dans le matériau. Un courant de génération-recombinaison lié à la présence des porteurs libres (électrons et trous) dans la zone de déplétion s'ajoute au courant de diffusion et le courant total est alors donné par [II.5] :

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1 \right] + I_{GR}^0 \left[\exp\left(\frac{qV}{2k_B T}\right) - 1 \right] \quad (\text{II.12})$$

Cette forme peut être écrite sous la forme générale :

$$I \cong I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{nk_B T}\right) - 1 \right] \quad (\text{II.13})$$

n étant le facteur d'idéalité de la diode.

A partir de ces expressions, on note que I_{GR}^0 peut être beaucoup plus élevé que I_0 dans les diodes réelles. Ainsi, pour les faibles tensions de polarisation, le courant est généralement dominé par le second terme. Cependant, lorsque la tension de polarisation augmente, le courant de diffusion commence à dominer. De ce fait et sous polarisation directe, deux régions apparaissent dans la caractéristique $I(V)$ comme illustré sur la figure II.4.

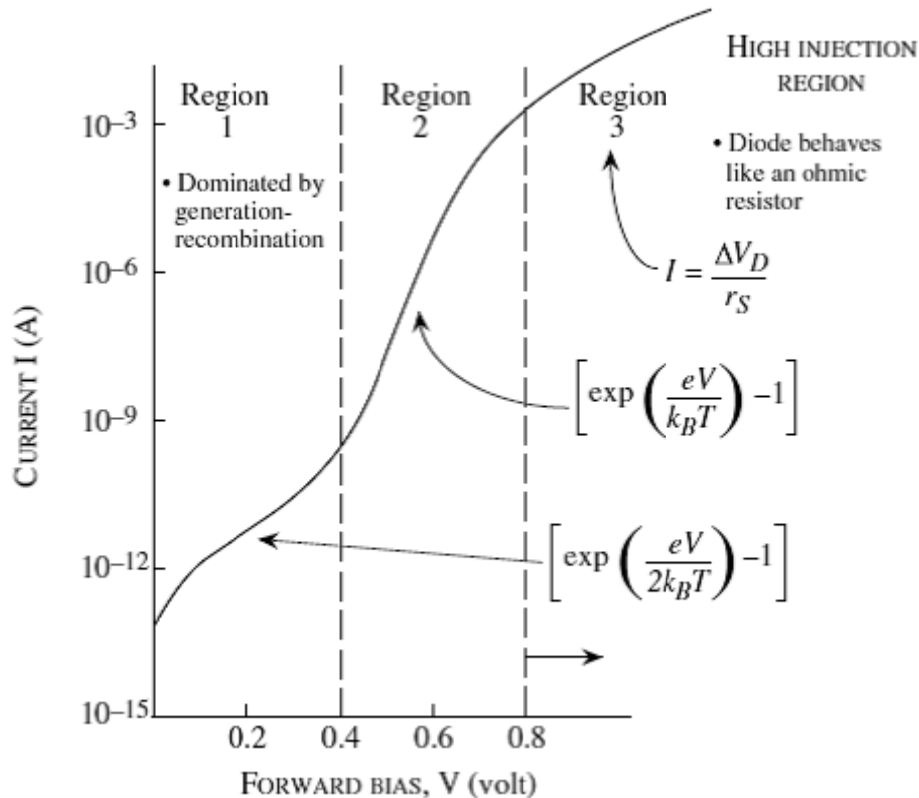


Figure II. 4 : Caractéristique $\text{Log}(I) = f(V)$ d'une diode pn sous polarisation directe [II.1].

A partir de la figure II.4, nous pouvons constater qu'aux faibles polarisations, les effets de recombinaison sont très prononcés. Par contre, aux polarisations élevées, la pente s'approche de l'unité pour présenter un comportement ohmique aux valeurs plus élevées.

Sous polarisation inverse, les défauts du matériau tels que les dislocations sont à l'origine des valeurs élevées du courant de fuite.

II. 4 La diode Schottky

II. 4. 1 Structure

Lors de la mise en contact d'un métal et d'un semiconducteur, un transfert de charge se produira. L'équilibre est atteint lorsque les niveaux de Fermi des deux matériaux coïncident.

Sur la figure II.5, nous présentons le modèle énergétique de Schottky avant et après contact.

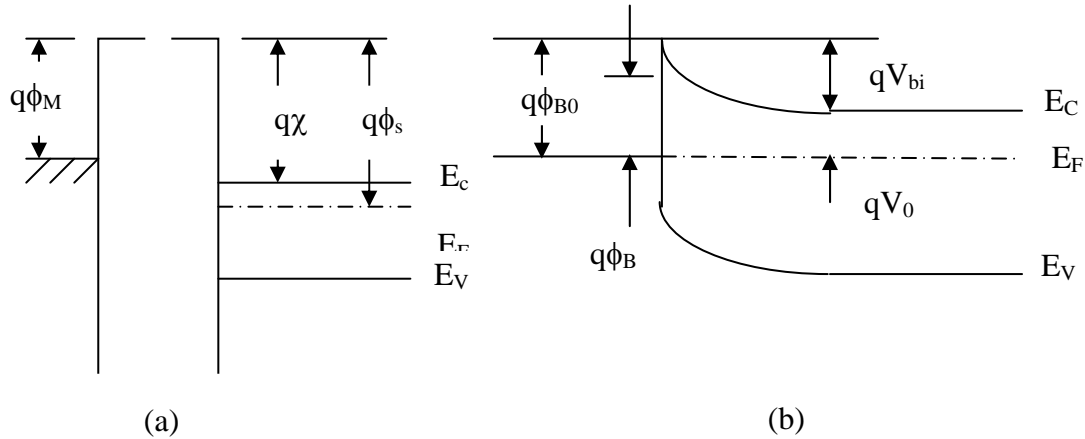


Figure II. 5 : Structure énergétique d'un contact Schottky
(a) avant contact (b) après contact

Les notations suivantes sont à considérer :

ϕ_M : travail de sortie du métal (différence d'énergie entre le niveau du vide et celui de Fermi) ;

ϕ_S : travail de sortie du semiconducteur ;

χ : affinité électronique du semiconducteur (différence de potentiel entre la bande de conduction et le niveau du vide à la surface du semiconducteur) ;

En supposant un contact intime entre métal et semiconducteur sans états d'interface, la hauteur de la barrière de Schottky après contact est donnée par :

$$\phi_B = \phi_M - \chi \quad (\text{II.14})$$

selon la théorie de Schottky, cette hauteur de barrière est indépendante de la densité de dopage et elle ne dépend que de ϕ_M et de χ . Expérimentalement, ϕ_B a présenté une dépendance négligeable en ϕ_M [II.6]. Pour les semiconducteurs à usage commun, tel que le silicium (Si), le germanium (Ge) et l'arséniure de gallium (GaAs), cette hauteur de barrière est de $\phi_B \approx \frac{2E_g}{3}$ pour les substrats type n et $\phi_B \approx \frac{E_g}{3}$ pour ceux de type p .

Les détails concernant la formation de cette barrière ne sont pas, jusqu'à présent, bien compris ; mais des études ont attribué cette indépendance à l'effet d'épinglage du niveau de Fermi (*Fermi Level Pinning*) et des imperfections de surface [II.7, II.8].

II. 4. 2 Mécanismes de conduction

Considérons le cas d'un contact métal / semiconducteur type n . Trois mécanismes de transport peuvent se présenter :

- 1- Emission thermoïonique (TE : Thermionic Emission) où les porteurs passent au-dessus de la barrière de potentiel. Ce processus est prépondérant pour les semi-conducteurs faiblement dopés ($N_D \ll 10^{17} \text{ cm}^{-3}$).
- 2- Champ d'émission thermoïonique (TFE : Thermionic Field Emission) : Processus dominant pour les dopages intermédiaires [II.9]. Les porteurs sont d'abord excités à un niveau d'énergie où la barrière est suffisamment étroite pour passer à travers, par effet tunnel.
- 3- Emission par effet tunnel (FE : Field Emission) : Pour les fortes densités de dopage, la barrière est tellement étroite près de la bande de conduction, que les porteurs (électrons) ont une grande probabilité de traverser cette dernière par effet tunnel.

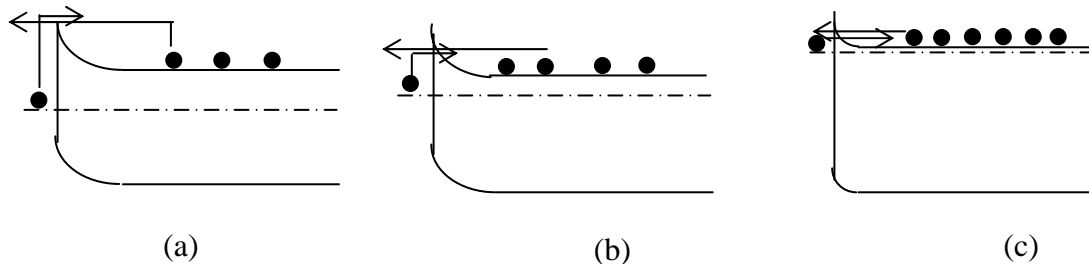


Figure II. 6 : Illustration des trois mécanismes de transport dans un contact Schottky
(a) TE (b) TFE (c) FE

On définit le paramètre E_{00} qui traduit la distinction entre les trois régimes [II.10]:

$$E_{00} = \frac{qh}{4\pi} \sqrt{\frac{N}{K_s \epsilon_0 m_{tun}^*}} = 1,86 \times 10^{-11} \sqrt{\frac{N}{K_s (m_{tun}^*/m)}} \quad [eV] \quad (\text{II.15})$$

avec

N : densité de dopage (en cm^{-3}) ;

m_{tun}^* : masse tunnel effective (elle dépend de la densité de dopage et du type de semiconducteur) ;

m : masse de l'électron libre ;

h : Constante de Planck ;

q : charge de l'électron.

Pour le silicium, le premier effet (TE) est prépondérant pour des concentrations $N \leq 3.10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ($E_{00} \leq 0.2 \text{ KT}$), le second (TFE) pour $3.10^{17} \text{ cm}^{-3} < N < 2.10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ($0.2 \text{ KT} < E_{00} < 5 \text{ KT}$) et le dernier (FE) pour $N \geq 2.10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ($E_{00} \geq 5 \text{ KT}$).

II. 4. 3 Caractéristique Courant-Tension (I-V)

La densité de courant "J" d'un contact Schottky dépend de la tension appliquée V, de la hauteur de barrière ϕ_B et de la densité de dopage N_D . Cette dépendance diffère selon le mécanisme de conduction dominant.

En considérant l'émission thermo-ionique, la relation courant-tension est donnée par :

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{q(V - I r_s)}{nKT}\right) - 1 \right] \quad (\text{II.16})$$

Avec

$$I_s = S \cdot A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_B}{KT}\right) \quad (\text{II.17})$$

Où

I_s est le courant de saturation

S : la surface de la diode

$A^* = \frac{4\pi q K^2 m^*}{h^3} = 120(m^*/m) \quad [A/cm^2 K^2]$: la constante de Richardson (sa valeur est différente s'il y a présence de réflexion mécanique, quantique ou "phonon scattering" [II.10]);

ϕ_B : hauteur de barrière effective ;

n : facteur d'idéalité (il traduit tous les effets inconnus rendant la structure non idéale).

II. 5 Comportement dynamique de diodes *pn* et Schottky

Dans les paragraphes précédents, nous avons présenté les caractéristiques statiques des jonctions *pn* et diodes Schottky. Seulement, dans plusieurs applications, nous avons besoins de connaître la réponse transitoire ou dynamique de la diode.

Une diode à jonction *pn* est un composant à porteurs minoritaire, c.à.d. qu'elle est basée sur l'injection des électrons dans la région *n* et des trous dans la région *p*.

Sous conditions de polarisation directe, où la diode est dans un état de conduction, le courant est dû à l'injection des porteurs minoritaires. Lorsque la diode commute, cet excès de charge doit être éliminé. La réponse temporelle dépend alors de la rapidité d'élimination des porteurs minoritaires injectés.

Pour accélérer la réponse du composant, trois approches sont utilisées [II.1] :

1. La recombinaison électron-trous où la constante de temps est de l'ordre de $1\mu s$ pour les matériaux à gap indirect et $1ns$ pour ceux à gap direct ;
2. La recombinaison induite par les impuretés où la constante de temps est de l'ordre de quelques *ps* ;
3. Structures à canal étroit où la constante de temps est dominée par le temps de diffusion.

Sous polarisation inverse, où aucune injection de charges minoritaires n'est présente, la vitesse de commutation du composant peut être très élevée tout en étant dominée par la constante de temps *RC* de l'échantillon.

II. 5. 1 Comportement d'une diode *pn* sous ac-small signal conditions

II. 5. 1. 1 Schéma équivalent

Le concept *ac-small signal* est lié à la superposition d'un signal variable de faible amplitude à un signal continu de valeur quelconque. Sous ces conditions de fonctionnement, la caractéristique *I(V)* qui est initialement non-linéaire peut être traitée comme étant une fonction linéaire.

Le modèle d'une diode *pn* sous conditions ac-small signal est constitué d'une capacité et d'une résistance.

La capacité est la somme de deux composantes :

1. Une capacité de jonction (dominante sous polarisation inverse) liée à la présence d'ions positifs et négatifs dans la zone de déplétion ;
2. Une capacité de diffusion (prépondérante sous polarisation directe), en dehors de la zone de déplétion, créée par l'injection des porteurs minoritaires qui introduisent un excès de charges.

La capacité de jonction est calculée à partir de la largeur de la zone de déplétion donnée par:

$$W = \left[\frac{2\varepsilon(V_{bi}-V)}{q} \left(\frac{N_a+N_d}{N_a N_d} \right) \right]^{1/2} \quad (\text{II.18})$$

Sachant que la charge de cette zone est donnée par :

$$|Q| = qAW_n N_d = qAW_p N_a \quad (\text{II.19})$$

La capacité de jonction est alors exprimée par :

$$C_j = \left| \frac{dQ}{dV} \right| = \frac{A}{2} \left[\frac{2q\varepsilon}{(V_{bi}-V)} \frac{N_a N_d}{N_a + N_d} \right]^{1/2} = \frac{A\varepsilon}{W} \quad (\text{II.20})$$

Sachant que la zone de déplétion dépend de la tension appliquée, cette capacité est assimilée à un varicap. Dans le cas d'une diode réelle, le dopage dans les régions n et p varie graduellement d'une zone à l'autre. Dans ce cas, la capacité de déplétion est écrite sous la forme généralisée suivant :

$$C_j = \frac{C_{j0}}{\left(1 - \frac{V}{V_{bi}}\right)^m} \quad (\text{II.21})$$

C_{j0} étant la capacité sous polarisation nulle et m un paramètre dit de classification (*grading parameter*). Pour une jonction abrupte, $m = 1/2$ alors que pour une jonction linéairement graduée, il est égal à $1/3$.

D'autre part, la capacité de diffusion est donné par [II.1]:

$$\frac{dQ_p}{dV} = \frac{q^2}{k_B T} A L_p p_n \exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) = \frac{q}{k_B T} I \tau_p \quad (\text{II.22})$$

Ainsi, la conductance de la diode est exprimée par la relation suivante :

$$G_s = \frac{dI}{dV} = \frac{q}{k_B T} I(V) \quad (\text{II.23})$$

Notons que cette expression n'est valable que pour les basses fréquences. A température ambiante, cette conductance n'est que l'inverse de la résistance de la diode.

En considérant tous ces paramètres, nous pouvons représenter le schéma équivalent d'une diode *pn* sous conditions *ac-small signal* comme indiqué sur la figure II.8.

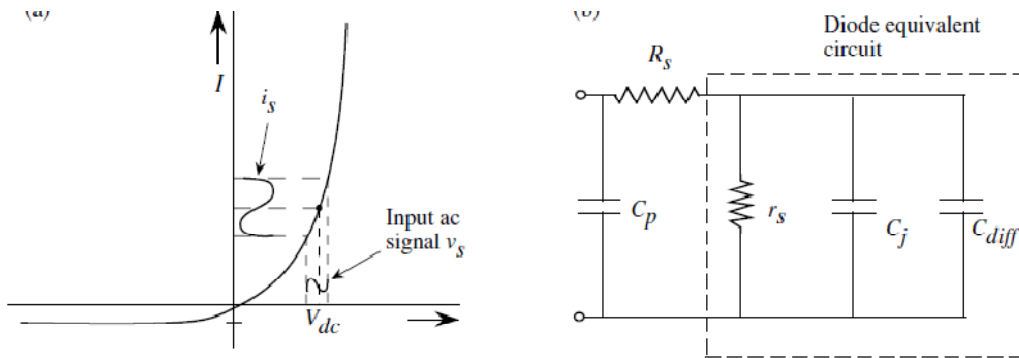


Figure II. 8 : Comportement et circuit équivalent de la diode sous conditions *ac-small signal*.

II. 5. 1. 2 Admittance de la diode

Lorsqu'un signal AC est superposé à une polarisation directe, la capacité de diffusion devient prépondérante et la relation suivante s'établit alors entre le courant i_s et la tension appliquée v_s :

$$i_s = G_s v_s + C_{diff} \frac{dv_s}{dt} \quad (\text{II.24})$$

Avec i_s le courant qui traverse la diode et v_s la tension aux bornes de celle-ci.

Si v_s est un signal harmonique de pulsation ω , l'admittance de la diode sera alors donnée par :

$$y = \frac{i_s}{v_s} = G_s + j\omega C_{diff} \quad (\text{II.25})$$

Après résolution de l'équation de continuité et calcul de C_{diff} et G_s , l'admittance de la diode sera alors donnée par :

$$y = \frac{i_s}{v_s} = \frac{qI}{k_B T} \sqrt{1 + j\omega\tau_p} \quad (\text{II.26})$$

II. 5. 2 Comportement d'une diode Schottky sous ac-small signal conditions

La différence majeure entre une diode Schottky et une jonction pn est que la première est un composant à porteurs majoritaires. Le circuit équivalent d'une diode Schottky est alors schématisé par la figure II.9 ci-dessous.

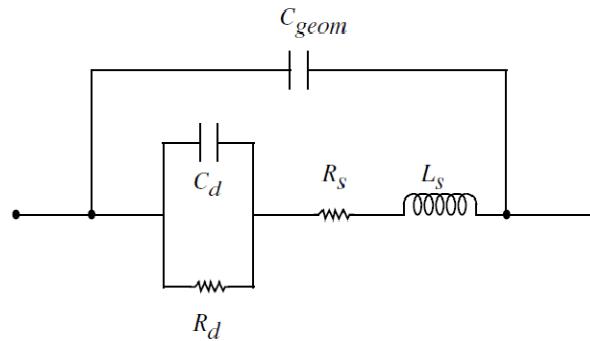


Figure II. 9 : Circuit équivalent d'une diode Schottky.

Il est constitué de la combinaison en parallèle d'une résistance $R_d = \frac{dV}{dI}$ et d'une capacité de déplétion donnée par l'expression suivante :

$$C_d = A \left[\frac{qN_d\epsilon}{2(V_{bi}-V)} \right]^{1/2} \quad (\text{II.27})$$

Ces éléments sont en série avec la résistance série R_s qui englobe la résistance de contact et celle de la région neutre dopée du semi-conducteur, ainsi que l'inductance parasite.

La capacité $C_{geom} = \frac{\epsilon A}{L}$ est la composante de capacité liée à la géométrie du composant. L étant la longueur du composant. L'absence de la capacité de diffusion qui domine la capacité d'une diode pn sous polarisation directe permet une réponse très rapide de la diode Schottky.

II. 6 Conclusion

Les phénomènes de transport dans les semiconducteurs polycristallins dépendent de la taille des grains, de l'occupation des joints de grains et de la densité de dopage. De même, la conduction, dans ces matériaux est traduite par le courant de diffusion et de drainage.

D'autre part, la conduction, dans une jonction pn est régit par l'injection des porteurs minoritaires, sous polarisation directe, et par le courant de drainage sous polarisation inverse.

Contrairement à la jonction *pn*, la diode Schottky est un composant à porteurs majoritaires. Les mécanismes de transport dans ce composant sont principalement l'émission thermoïonique, le champ d'émission thermoïonique et l'émission par effet tunnel.

Le comportement dynamique de ces deux structures, sous conditions ac-small signal est régit principalement, par la capacité de jonction dans le cas de la diode Schottky et de la capacité de diffusion dans le cas de la diode *pn*.

Ces notions, qui ont fait l'objet de ce chapitre, seront exploitées par la suite pour expliquer les résultats expérimentaux.

Chapitre III

**Méthodes de caractérisation électrique des diodes Schottky
et jonctions *pn* en régimes statique (I(V) et C(V)) et
dynamique (*ac-small signal response*)**

III. 1 Introduction

III. 2 Méthodes d'extraction des paramètres utilisant la caractéristique I(V)

III. 3 Méthodes d'extraction des paramètres utilisant la caractéristique C(V)

III. 4 Identification de la diode en utilisant sa réponse *ac-small signal*.

III. 5 Comportement dynamique Entier/Fractionnaire d'une diode.

III. 6 Conclusion

III. 1 Introduction

Les méthodes de caractérisation électriques courant-tension $I(V)$ et capacité-tension $C(V)$ sont largement utilisées pour identifier et déterminer les paramètres électriques des composants. En effet, dans le cas d'une diode, ces techniques permettent de calculer les valeurs de la résistance série, du facteur d'idéalité, du courant de saturation, du profil de dopage et de la concentration des dopants électriquement actifs.

Plusieurs méthodes d'extraction de ces paramètres ont été développées dans le temps. Chacune d'elles présente des avantages et des limitations.

Dans ce chapitre, nous exposerons ces différentes techniques, tout en donnant un intérêt particulier à la méthode itérative $I(V)$ de A. Kaminski et al. [III.1]. De même, nous présentons la méthode itérative $C(V)$ que nous avons développé [III.2].

Ces deux méthodes sont utilisées, par la suite, pour caractériser des diodes Schottky et jonctions pn au silicium mono- et multi-cristallin.

III. 2 Méthodes de caractérisation courant-tension I(V)

III. 2. 1 Caractéristique courant-tension I(V)

Le comportement de la caractéristique courant-tension d'une diode pn est similaire à celui d'une diode Schottky. Dans les deux cas, la variation du courant I avec la tension de polarisation V est donnée par la forme générale :

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{q(V - Ir_s)}{nKT}\right) - 1 \right] \quad (\text{III.1})$$

Dans cette expression, le courant de saturation fait la différence entre une diode Schottky et une diode pn .

III. 2. 1. 1 Diode Schottky

En considérant l'émission thermoionique, le courant de saturation I_s est donné par l'expression (III.2) ci-dessous.

$$I_s = S \cdot A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_B}{KT}\right) \quad (\text{III.2})$$

avec

- S : surface de la diode
- $A^* = 4\pi qK^2 m^* / h^3 = 120(m^* / m) \quad (A/cm^2 K^2)$: constante de Richardson (sa valeur est différente s'il y a présence de réflexion mécanique, quantique ou "phonon scattering" [III.3]) ;
- ϕ_B : hauteur de barrière effective ;
- n : facteur d'idéalité (il traduit tous les effets inconnus rendant la structure non idéale).

III. 2. 1. 2 Diode pn

Le courant de saturation, dans le cas d'une diode idéale, est donné par:

$$I_s = qS \left(\frac{D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n} \right) \quad (\text{III.3})$$

avec

- L_n, L_p les longueurs de diffusion des électrons dans le type p et des trous dans le type n respectivement.
- p_{n0}, n_{p0} : densité des porteurs.
- D_p, D_n : coefficients de diffusion
- S : la surface de la diode.

Dans le cas d'une diode réelle, ce courant est altéré par une composante liée au courant de génération-recombinaison.

III. 2. 2 Paramètres caractéristiques d'une diode

III. 2. 2. 1 Résistance série r_s

Les performances des composants et circuits électroniques sont généralement dégradées par la présence des résistances shunt et série. La résistance série r_s dépend de la résistivité du semi-conducteur, de la résistance de contact et parfois même des facteurs

géométriques. Une résistance série nulle est impossible à obtenir, seulement elle doit être minimisée au maximum.

III. 2. 2. 2 Facteur d'idéalité n

Il est également noté *facteur de qualité*. Il dépend de la tension de polarisation et des phénomènes de transport. Sa valeur est généralement comprise entre 1 et 2. Seulement, en prenant des valeurs supérieures, il peut renseigner sur la présence d'autres mécanismes de transport de courant (autres que la diffusion et la recombinaison dans une diode pn).

III. 2. 2. 3 Courant de saturation I_s

Il s'agit d'un courant de fuite qui circule dans une diode Schottky (ou pn) même sous conditions de polarisation inverse.

On note également que la caractéristique $I(V)$ permet de déterminer la hauteur de la barrière de potentiel ϕ_B , dans le cas d'une diode Schottky.

III. 2. 3 Méthodes de caractérisation I(V)

L'évaluation des paramètres d'une diode est d'un intérêt remarquable dans le domaine de la simulation et de la modélisation. Les mesures I-V sont largement utilisées pour extraire ces paramètres. Dans le temps, plusieurs méthodes ont été développées.

III. 2. 3. 1 Méthode standard [III.4]

En négligeant les résistances série dans l'expression générale du courant, la relation courant - tension sous polarisation directe est donnée par l'expression (III.4):

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{nKT}\right) - 1 \right] \quad (\text{III.4})$$

Or, cette approximation n'est valide que si $r_s I \ll V$.

Pour $V \gg kT/q$, la courbe $\ln(I) = f(V)$ est linéaire. La pente permet de déterminer le facteur d'idéalité n , alors que le courant de saturation I_s est obtenu par extrapolation de la droite à $V = 0$. La hauteur de la barrière ϕ_B est ensuite déterminée à partir de l'expression suivante :

$$\phi_B = \frac{KT}{q} \ln \left(\frac{SA^*T^2}{I_s} \right) \quad (\text{III.5})$$

Aux forts courants, la courbe $I(V)$ dévie de la linéarité à cause de la résistance série r_s . Cette dernière est alors déterminée à partir de la pente de cette portion de la caractéristique.

$$r_s = \frac{\Delta V}{\Delta I} \quad (\text{III.6})$$

III. 2. 3. 2 Variétés de la méthode standard [III.3]

L'expression (III.4) peut être écrite sous sa forme modifiée :

$$I = I_s \exp \left(\frac{qV}{nKT} \right) \left[1 - \exp \left(\frac{-qV}{KT} \right) \right] \quad (\text{III.7})$$

L'avantage de cette forme modifiée est que le tracé de la courbe $\log \left[\frac{I}{1 - \exp \left(\frac{-qV}{KT} \right)} \right] = f(V)$ est linéaire quel que soit la tension V .

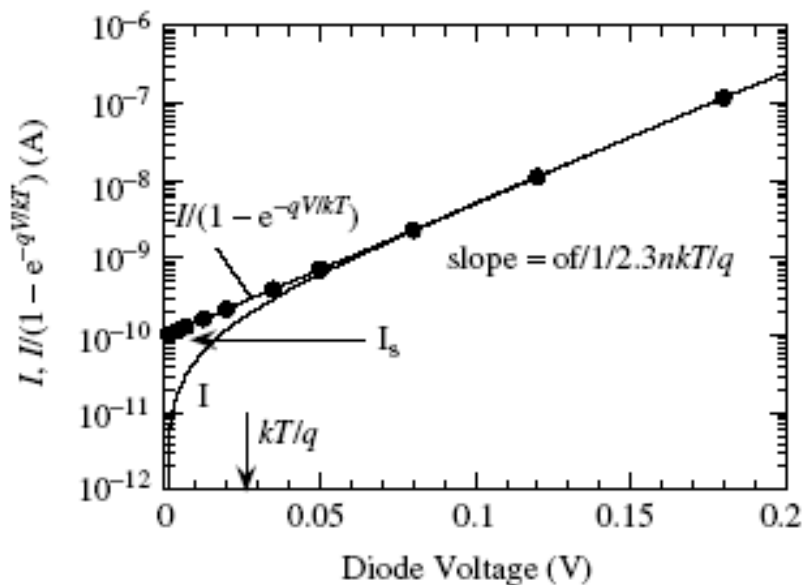


Figure III. 1 : Deux possibilités du tracé de la caractéristique courant-tension d'une diode Schottky [III.3]

La résistance série r_s peut, également, être déterminée à partir de la conductance :

$$g_d = \frac{dI}{dV} \quad (\text{III.8})$$

Dans la région où r_s est considérable, le courant I peut être donné par :

$$I = I_s \exp \left[\frac{q(V - Ir_s)}{nKT} \right] \quad (\text{III.9})$$

Ce qui aboutit à une conductance :

$$g_d = \frac{I(1 - r_s g_d)}{\frac{nKT}{q}} \Rightarrow \begin{cases} \frac{I}{g_d} = \frac{nKT}{q} + Ir_s \\ \frac{g_d}{I} = (1 - r_s g_d) \frac{1}{nKT/q} \end{cases} \quad (\text{III.10})$$

Deux tracés sont alors possibles pour la détermination des paramètres électriques :

1. $\frac{I}{g_d} = f(I)$;
2. $\frac{g_d}{I} = f(g_d)$ (résultats meilleurs).

Pour l'acquisition des valeurs de g_d , nous avons deux méthodes :

- 1- Soit superposer un signal alternatif δV de faible valeur à la tension continu V appliquée et mesurer ensuite la composante δI avec une détection synchrone pour obtenir $g_d = \frac{\delta I}{\delta V}$;
- 2- Soit dériver le courant (dI/dV), à condition que le pas d'incrément en tension ne doit pas dépasser 1 mV, afin de pouvoir calculer la dérivée numérique avec précision [III.6].

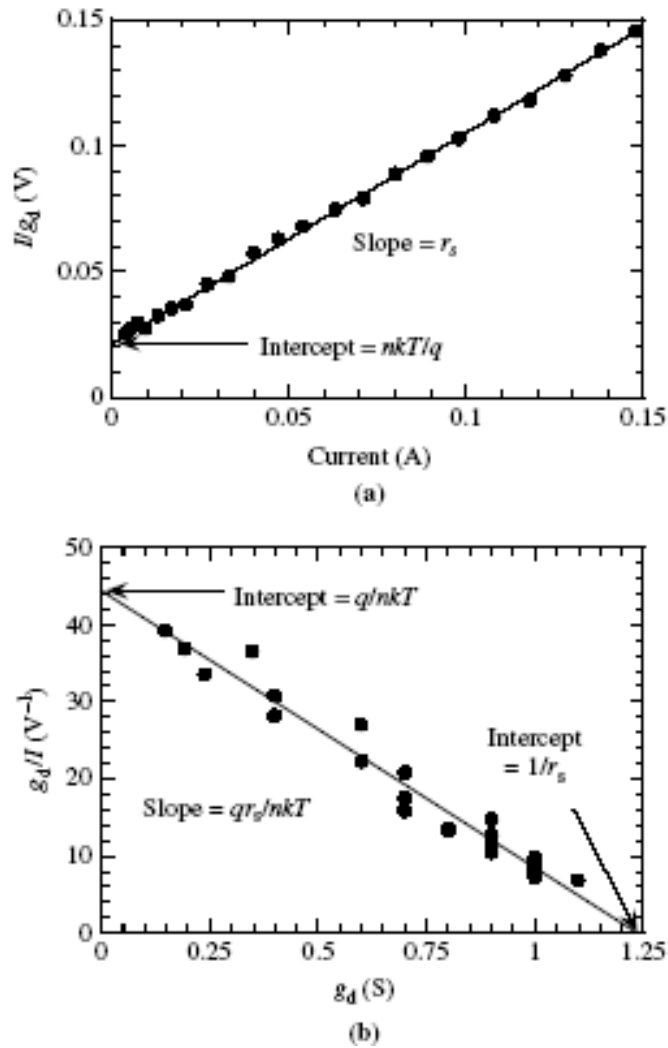


Figure III.2 : Tracé de (a) $\frac{I}{g_d} = f(I)$, (b) $\frac{g_d}{I} = f(g_d)$ d'une diode Schottky [III.3]

III. 2. 3. 3 Méthodes utilisant une fonction annexe

1. En 1979, H. Norde a développé, pour une diode Schottky, une fonction F (Norde Function) définie par [III.5] :

$$F = \frac{V}{2} - \frac{KT}{q} \ln \frac{I}{I_{S1}} \quad / \quad I_{S1} = SA^*T^2 \quad (III.11)$$

En utilisant les équations (III.1) et (III.2), la fonction de Norde aura pour expression :

$$F = \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{n}\right)V + \frac{Ir_s}{n} + \phi_B \quad (III.12)$$

La fonction $F(V)$ présente un minimum situé dans l'intervalle $[-1/2, +1/2]$. Ce minimum se traduit par une dérivée $dF/dV = 0$ liée à une paire de données (I_{min}, V_{min}) . La résistance série r_s est alors calculée à partir de l'expression (III.13) suivante :

$$r_s = \frac{(2-n) \cdot KT}{I_{min} \cdot q} \quad (\text{III.13})$$

Et la hauteur de la barrière de potentiel ϕ_B peut alors être calculée à partir de l'équation (III.12). Cependant, on note que cette méthode présente deux inconvénients :

- 1- A^* doit être déterminé expérimentalement car il dépend du processus technologique de fabrication (réalisation du contact, procédure de nettoyage de la surface, température de recuit, épaisseur du métal, ...) [III.6].
 - 2- Le fait d'utiliser uniquement un seul point (le minimum) introduit des erreurs statiques dans la détermination de r_s .
2. En 1986, S. K. et N. W. Chung [III.7] ont proposé une modification pour surmonter ces limitations. Une fonction H a été défini selon l'expression :

$$H = V - \frac{nKT}{q} \ln\left(\frac{I}{I_{s1}}\right) = Ir_s + n\phi_B \quad (\text{III.14})$$

Le tracé de $H(I)$ permet d'extraire r_s à partir de la pente et $(n\phi_B)$ par extrapolation à $I = 0$, mais A^* doit, également être connu.

3. Une approche qui ne nécessite pas la connaissance de A^* a été proposé par T. Chot en 1981 [III.8] : c'est la forme modifiée de la fonction de Norde.

$$F_1 = \frac{V}{2KT/q} - \ln\left(\frac{I}{T^2}\right) \quad (\text{III.15})$$

En traçant $F_1(V)$ pour différentes températures, chaque courbe présente un minimum qui définit trois grandeurs $(F_{1min}, V_{min}, I_{min})$. Pour $V \gg KT/q$, on aura :

$$\underbrace{2F_{1min} + (2-n)\ln\left(\frac{I_{min}}{T^2}\right)}_{G_1} = \underbrace{2 - n[\ln(AA^*) + 1]}_{G_2} + \frac{n\phi_B}{KT/q} \quad (\text{III.16})$$

La courbe $G_2(q/KT)$ est linéaire de pente $n\phi_B$. L'intersection pour $q/KT = 0$ est donnée par $\{2 - n[\ln(AA^*) + 1]\}$, avec n déterminé indépendamment à partir de la pente de $\log(I) = f(V)$. On peut alors déterminer ϕ_B et A^* .

III. 2. 3. 4 Méthode itérative

Une méthode itérative a été proposée par A. Kaminski *et al.* [III.1]. Cette méthode permet d'écrire l'équation générale (III.1) sous la forme :

$$Y = \frac{q}{nKT} (-r_s + X) \quad \text{pour } I \gg I_s \quad (\text{III.17})$$

avec

$$Y = \frac{\ln(I/I_0)}{I-I_0} \quad \text{et} \quad X = \frac{V-V_0}{I-I_0} \quad (\text{III.18})$$

où (V_0, I_0) est un point de la courbe $I(V)$. Un choix successif de ce point permet d'obtenir plus de valeurs pour la régression linéaire de l'équation (III.18) et donc plus de précision dans la détermination de la valeur de n et de r_s . Connaissant la valeur de r_s , le courant de saturation I_s peut être déterminé en traçant $\ln(I) = f(V - Ir_s)$.

III. 3 Méthodes de caractérisation Capacité-tension C(V)

La technique de caractérisation C(V) est une méthode très utilisée dans la caractérisation des composants. Elle permet la détermination de plusieurs paramètres de la diode ; particulièrement le niveau de dopage du substrat et la concentration des porteurs.

III. 3. 1 Méthode conventionnelle

La méthode est simple et a toujours été adoptée pour la détermination de la concentration du dopage actif et de la hauteur de la barrière de potentiel.

La caractéristique $\frac{1}{C^2} = f(V)$ d'une diode est donnée par l'expression suivante :

$$\frac{1}{(C/A)^2} = \frac{2}{qK_s \epsilon_0 (N_A - N_D)} \left(\mp V \mp V_{bi} - \frac{KT}{q} \right) \quad (\text{III.19})$$

Le tracé de cette courbe permet de déterminer :

- La concentration de dopage à partir de la pente (pente = $\frac{2}{qK_s \epsilon_0 (N_A - N_D)}$) ;

- La hauteur de la barrière de potentiel ϕ_B à partir de l'intersection avec l'axe des tensions $\frac{1}{(C/A)^2} = 0$ qui permet de déduire la valeur de

$$V_i = -V_{bi} + \frac{KT}{q} \Rightarrow \phi_B = -V_i + V_0 + \frac{KT}{q} \quad / V_0 = \frac{KT}{q} \ln\left(\frac{N_c}{N_v}\right)$$

Dans ce cas, $\phi_B \approx \phi_{B0}$ car cette hauteur est déterminée pour $\frac{1}{C^2} \rightarrow 0$ ($C \rightarrow \infty$) indiquant une tension de polarisation suffisante pour se situer dans les conditions de bandes plates du semiconducteur.

III. 3. 2 Méthode itérative développée

Dans ce travail, nous avons développé une nouvelle méthode itérative basée sur les mesures capacité-tension (C-V) usuelles [III.2].

Nous utilisons l'expression $\frac{1}{C^2} = f(V)$ donnée par l'équation (III.20)

$$\frac{1}{C^2} = \alpha V + \beta \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{2}{A^2 N q \epsilon} \quad \text{et} \quad \beta = \frac{2V_B}{A^2 N q \epsilon} \quad (\text{III.20})$$

Pour une paire de données définie par (V_0, C_0) , nous avons

$$\frac{1}{C_0^2} = \alpha V_0 + \beta \quad (\text{III.21})$$

ce qui aboutit à l'expression (III.22) suivante :

$$\frac{1}{C^2} - \frac{1}{C_0^2} = \alpha (V - V_0) \quad (\text{III.22})$$

En considérant $Z = \frac{1}{C^2} - \frac{1}{C_0^2}$ et $X = V - V_0$, nous obtiendrons une droite définie par :

$$Z = \alpha X \quad (\text{III.23})$$

On considère un ensemble de données $(C_i - V_i)$ déterminant un ensemble de valeurs $(Z - X)$, avec i variant de 1 à N et C variant de $C = C_{i0}$ jusqu'à C_N , ce qui aboutit à $n = N - i_0 + 1$ paires de données (C-V).

Nous commençons par calculer les valeurs de X et de Z pour $C_0 = C_{i0}$ et $C = C_{i0+1}$ jusqu'à $C = C_N$ aboutissant à $(n-1)$ paires de données (X,Z) .

Nous calculons ensuite (X,Z) pour $C_0 = C_{i0+1}$ et $C = C_{i0+2}$ jusqu'à C_N ce qui donne $(n-2)$ paires (X,Z) additionnelles.

Nous procédons de la même façon jusqu'à $C_0 = C_{N-1}$ et $C = C_N$, pour obtenir enfin $n(n-1)/2$ paires (X,Z) , ce qui signifie plus de valeurs pour la régression linéaire de l'équation (III.23) et donc plus de précision.

Nous déterminons la concentration de dopage N à partir de la régression linéaire de l'équation (III.23) qui donne la valeur de α . Une fois celle-ci déterminée, le fitage de la relation (III.20) par une fonction linéaire définie par la valeur de la pente α , permet de déterminer celle de β .

L'avantage de cette méthode réside dans le fait que si la caractéristique $\frac{1}{C^2} = f(V)$ présente plusieurs parties linéaires avec des pentes différentes, elle peut nous renseigner sur la gamme de tension qui donne la valeur adéquate de la hauteur de la barrière ϕ_B .

III. 4 Caractérisation courant-tension des structures tests au silicium (mono- et multi-cristallin)

III. 4. 1 Diodes Schottky Al/c-Si

Afin de valider la méthode itérative présentée, nous avons considéré des structures Schottky Al/ c-Si (Aluminium/Si-cristallin).

III. 4. 1. 1 Echantillons

Il s'agit d'une série d'échantillons constituée de contacts Schottky Al/c-Si. Des substrats au silicium monocristallin type P dopé bore à 10^{16} cm^{-3} ont subi des traitements de nettoyage et de désoxydation de surface avant de réaliser des contacts Ohmiques sur la face arrière. Après, un traitement thermique dans un four à recuit rapide isotherme à 350°C pendant 20 secondes est effectué. Enfin, le contact Schottky est réalisé sur la face avant, en déposant l'Aluminium sur une surface de 1mm^2 par évaporation thermique.

III. 4. 1. 2 Application de la méthode itérative

Sur les figures (III.3) et (III.4), nous représentons les caractéristiques $I(V)$ et $Y(X)$ obtenues. Les mesures ont été effectuées pour deux températures différentes : 150K et 300K.

Les paramètres de la diode Schottky sont déterminés à partir de la méthode conventionnelle, ensuite par la méthode itérative. Ceci nous permettra, par la suite, d'effectuer une comparaison entre les différents résultats et de juger la précision de la méthode proposée.

La caractéristique $\ln(I) = f(V)$, nous permet de déterminer les grandeurs " n ", " r_s " et " I_s " (facteur d'idéalité, résistance série et courant de saturation respectivement) à partir de la méthode conventionnelle. En outre, le tracé de $Y = f(X)$ est utilisé pour déterminer les mêmes grandeurs en utilisant la technique itérative présentée.

Le tableau (III.1) regroupe les résultats obtenus à partir des deux méthodes.

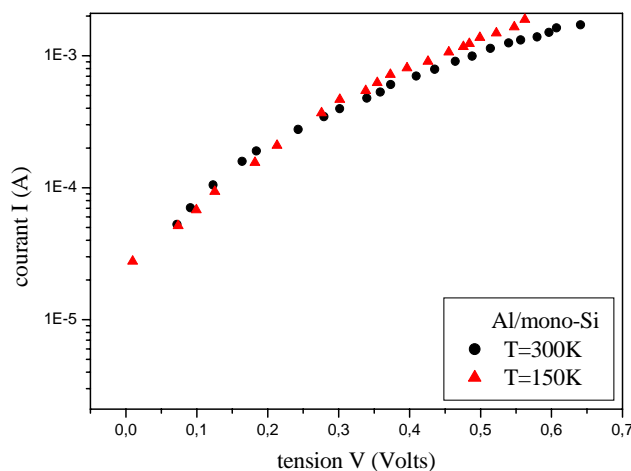
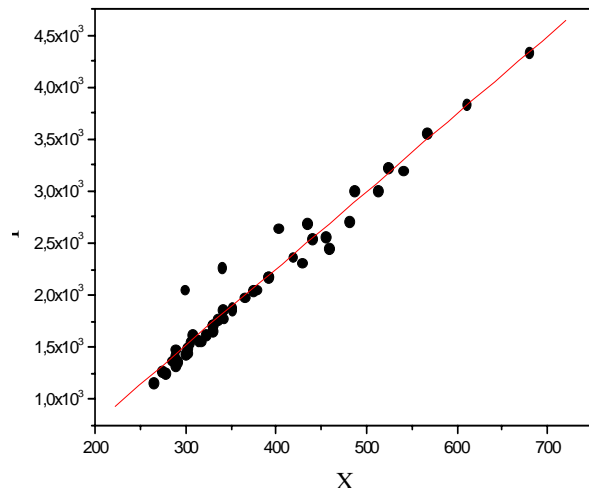


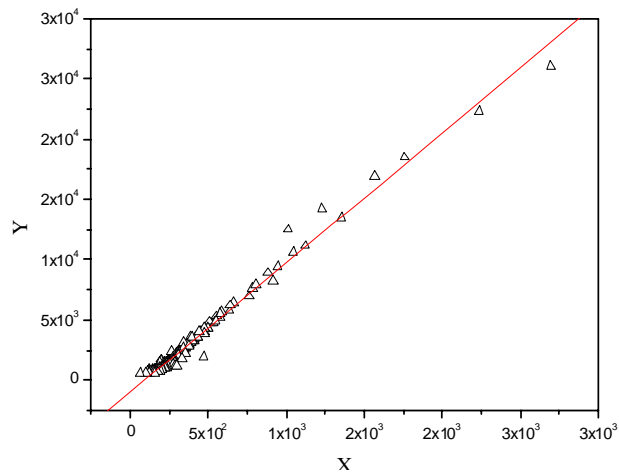
Figure III.3 : Caractérisatiques $\ln(I) = f(V)$ d'un contact Schottky

Al/mono-Si pour deux températures différentes.

En se référant aux résultats obtenus, nous remarquons clairement la dégradation des paramètres de la diode au silicium monocristallin avec la diminution de la température. Ceci se traduit par une augmentation du facteur d'idéalité n et du courant de saturation I_s . Cette dégradation peut s'expliquer par un taux de recombinaison élevé ou par la dominance probable d'un courant par effet tunnel qui est indépendant de la température mais dont le courant thermoionique est proportionnel à celle-ci. Ceci mène à une dominance de l'effet tunnel aux basses températures [III.3, III.9].



(a)



(b)

Figure III.4 : Courbes $Y(X)$ obtenues par application de la méthode itérative.
(a) $T = 300K$, (b) $T = 150K$.

	T = 300K			T = 150K		
	n	I _s (A)	r _s (Ω)	n	I _s (A)	r _s (Ω)
Méthode conventionnelle	4	1,95.10 ⁻⁵	?	7	2,3.10 ⁻⁵	?
Méthode itérative	2,18	14.10 ⁻⁵	279,17	7,2	26.10 ⁻⁵	93,62

Tableau III.1 : Paramètres n , I_s , r_s de la diode Al/mono-Si déterminés par les deux méthodes.

Une comparaison entre les résultats obtenus à partir des deux méthodes fait apparaître la précision offerte par la méthode itérative. Ceci est remarquable pour le facteur d'idéalité n précisément à $T = 300K$. en effet, si nous supposons l'effet thermoionique prépondérant à cette température, le facteur d'idéalité n devrait être proche de l'unité ; ce qui est le cas pour $n = 2,18$. De même, le courant de saturation présente une décade de différence entre les deux méthodes. Nous jugeons que la valeur élevée de ce paramètre est la plausible vu la valeur élevée du courant de fuite observée sous polarisation inverse.

En plus, la détermination de la valeur de la résistance série était difficile à évaluer par la méthode conventionnelle vu l'allure de $\ln(I) = f(V)$ de la figure (III.3), qui présente deux parties linéaires de pentes différentes, sans courbure remarquable pour les tensions élevées.

III. 4. 2 Diodes Schottky Al/mc-Si

Après avoir testé la validité de la méthode itérative $I(V)$ adoptée pour l'extraction des paramètres électriques des diodes, nous exploitons cette dernière pour caractériser les structures au silicium multicristallin.

III. 4. 2. 1 Echantillons

Le matériau de base est du silicium multicristallin (mc-Si) avec de gros grains découpé d'un lingot dit *polix* de Photowatt (France). Les contacts ohmiques sont effectués sur la face arrière par évaporation thermique. Cependant, les contacts Schottky sont élaborés sur la deuxième face par dépôt d'un plot d'Aluminium ou d'or de 1 mm² de surface. Ce plot est déposé à des endroits différents par rapport aux gros-grains (ou cristallites) et aux joints de grains (J-G).

III. 4. 2. 2 Caractérisation I(V)

Dans le cas d'une structure métal/semiconducteur à base de silicium multicristallin (mc-Si), on suppose la présence d'une résistance shunt R_{sh} traduisant l'effet résistif des joints de grain [III.10].

La caractéristique $I(V)$ aura alors pour expression :

$$I = I_s \left\{ \left[\exp \frac{q(V - Ir_s)}{nKT} \right] - 1 \right\} + \frac{1}{R_{sh}} (V - Ir_s) \quad (\text{III.24})$$

Les paramètres " n ", " r_s " et " I_s " seront déterminés par la méthode itérative décrite précédemment ; alors que la résistance shunt R_{sh} est obtenue par fittage linéaire de la caractéristique $I(V)$ sous polarisation inverse et pour des tensions suffisamment élevées devant (KT/q) . Dans ce cas, le courant inverse sera donné par:

$$I_{inv} \approx -I_s + \frac{1}{R_{sh}} (V - Ir_s) \quad (\text{III.25})$$

Dans cette étude, nous allons traiter l'effet de deux paramètres indépendamment :

- 1- l'effet de la position du contact Schottky sur le silicium multicristallin ;
- 2- l'effet de la nature du métal déposé (Or ou Aluminium) ;

III. 4. 2. 3 Effet de la position du contact métallique

La structure multicristalline du silicium utilisé est schématisée comme suit :

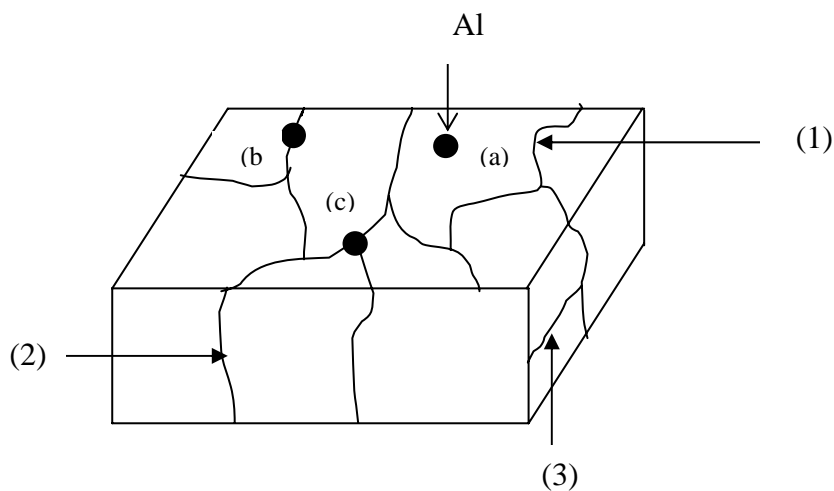


Figure III.5 : Schéma structurel des structures utilisées.

Les joints de grains ont trois positions physiques possibles :

- position (1) : J-G apparent en surface ;
- position (2) : J-G associé avec la croissance colonnaire ;
- position (3) : J-G dans le volume (bulk).

Le plot d'Aluminium déposé pour former la diode Schottky est positionné à trois endroits différents :

- (a) : dans le grain (ou cristallite) ;
- (b) : sur un joint de grains apparent en position (1) ;
- (c) : sur un nœud de N joints de grains en position (1) .

Dans ce contexte, nous négligeons l'effet du volume et nous considérons que l'effet de surface est prépondérant. Ceci est dû au fait que le dépôt du métal et son traitement thermique affectent la concentration des porteurs libres plus qu'ils n'affectent leur mouvement dans le volume.

Au cours de cette étude, des mesures $I(V)$ sont effectuées sur des échantillons où deux paramètres sont pris en considération: la position du métal et les dimensions du substrat multicristallin.

Sur la figure (III.6), nous reportons les caractéristiques $I(V)$ obtenues.

A partir de cette figure, les constatations suivantes peuvent être mentionnées :

- 1- *Echantillon P1* : En position (b) (P1D2), le courant direct augmente plus rapidement qu'en position (c, pour N=3) (P1D1). Cependant, le courant inverse reste pratiquement invariable tout en demeurant très faible.
- 2- *Echantillon P2* : En direct, cette caractéristique a présenté trois comportements différents :

- $V \leq 1.4V$: les caractéristiques des deux échantillons coïncident ;
- $1.4V \leq V \leq 2.5V$: la diode D2 présente une nouvelle courbure et le courant de D2 (position c, N=3) devient inférieur à celui de D1 (position b).
- $V \geq 2.5V$: le courant de D2 est le plus élevé.

Sous polarisation inverse, le courant de D1 (position b) est supérieur à celui de D2 (position c, N=3) tout en restant pratiquement très faible.

- 3- *Echantillon P3* : A partir de 0.25V, le courant direct de la diode D2 (position b) augmente plus rapidement que celui de D1 (position a). Pour le courant inverse, on remarque qu'à partir de $-0.3V$, le courant de la diode D1 augmente considérablement en comparaison avec celui de D2 qui est pratiquement très faible.

Pour déterminer les paramètres des diodes Schottky étudiées (facteur d'idéalité, courant de saturation I_s , résistance série r_s et résistance shunt R_{sh}), nous avons utilisé la méthode itérative. Les courbes Y(X) obtenues pour les trois échantillons sont représentées sur la figure (III.7).

L'extraction des différents paramètres cités a aboutit aux résultats regroupés sur le tableau (III.2).

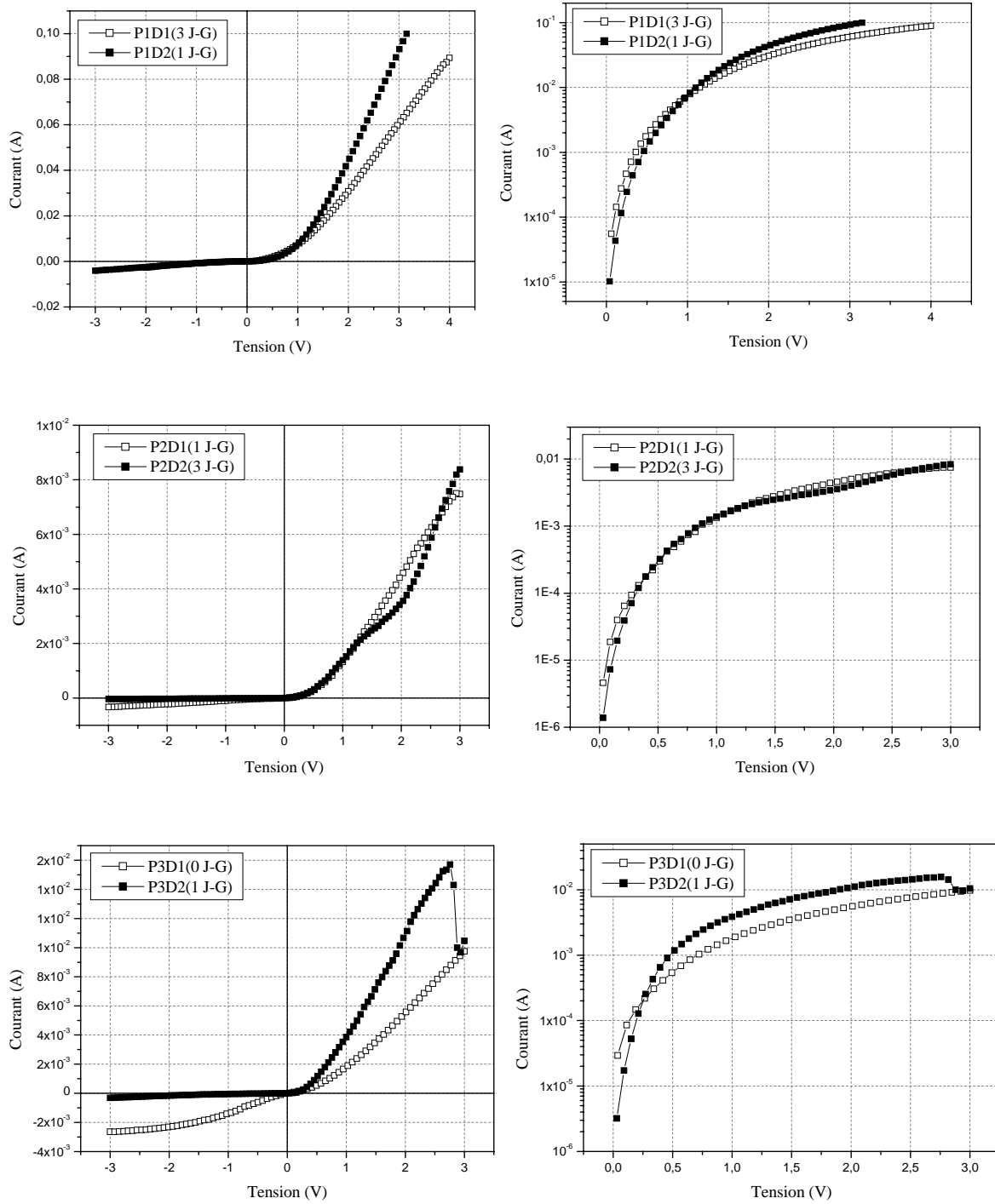


Figure III.6 : Caractéristiques I-V de trois diodes Schottky Al/mc-Si réalisée chacune à un endroit différent par rapport aux joints de grains.

Echantillon	P1		P2		P3	
	D1 (4 J-G)	D1 (1 J-G)	D1 (1 J-G)	D1 (3 J-G)	D1 (0 J-G)	D2 (1 J-G)
n	8.14	6.35	6.35	4.25	9.14	4.04
r_s (Ω)	28.88	245.44	245.44	304.78	179.63	117.56
I_s (μA)	243.43	20.67	20.67	6.22	127.37	112.61
R_{sh} (KΩ)	0.48	8.05	8.05	78.62	1.67	8.52

Tableau III. 2 : Paramètres n , I_s , r_s et R_{sh} des diodes Al/mc-Si étudiées.

Remarque

Pour déterminer les différents paramètres des diodes Schottky considérées, nous avons choisi la partie la plus linéaire des caractéristiques $Y(X)$, si ces dernières présentent un léger écart de la linéarité.

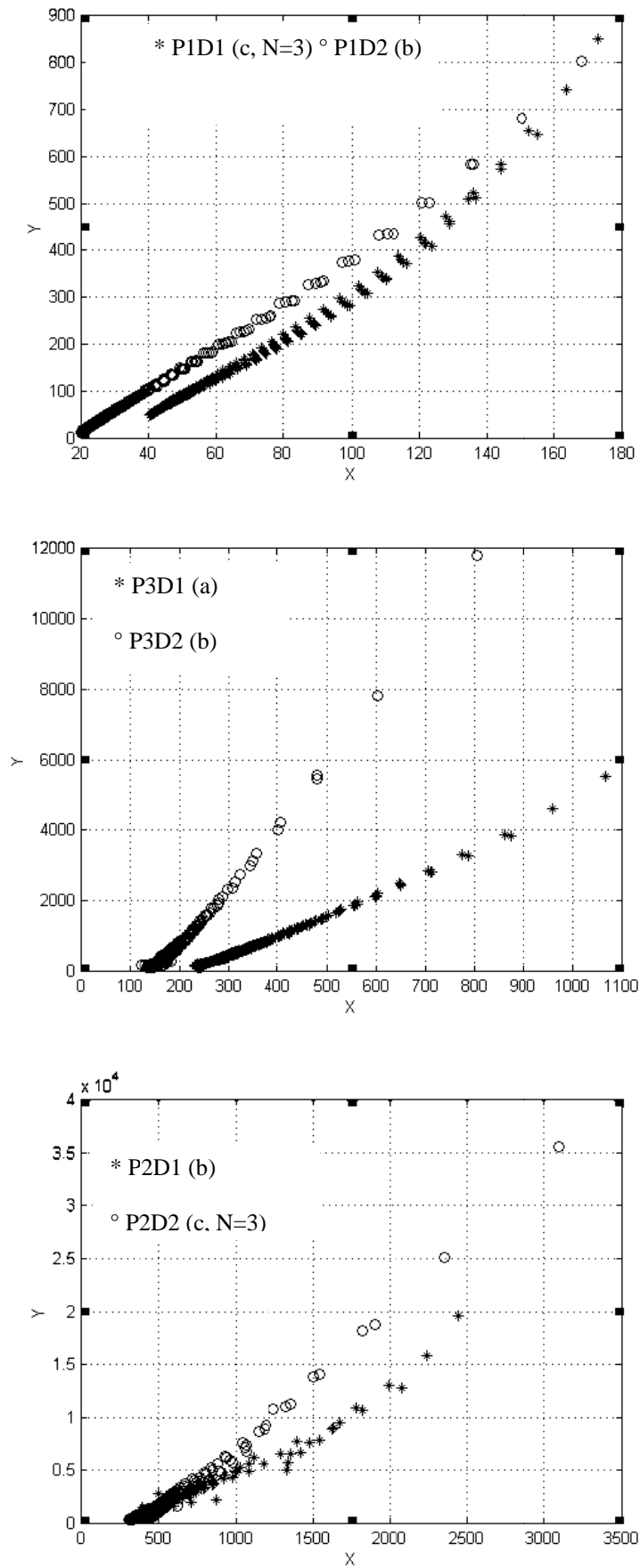


Figure III.7: Courbes $Y(X)$ des trois échantillons Al/mc-Si.

A partir du tableau (III.2), nous pouvons noter les remarques suivantes :

- 1- Les échantillons P1D2, P2D1 et P3D2, où le plot d'Aluminium est déposé en position b, ont présenté des résultats différents. Vu que ces échantillons possèdent des dimensions différentes (et donc un nombre de J-G différent), ceci nous mène à conclure que les joints de grains présents dans le substrat contribuent à la détermination du courant de diode, même s'ils se situent plus loin du contact métal/semiconducteur. Donc, l'effet des dimensions du substrat multicristallin est à considérer.
- 2- Un nombre supérieur de joints de grains présent au dessous du métal a engendré une diminution du facteur d'idéalité n qui traduit une qualité meilleure de la diode.
- 3- En ce qui concerne r_s , I_s et R_{sh} , les valeurs obtenues diffèrent d'un échantillon à l'autre.

Cette dernière remarque nous a poussé à étudier l'évolution de n et de r_s en fonction des paires (V_{0i}, I_{0i}) utilisées par la méthode itérative. En d'autres termes, nous avons effectué un fitage à part, de chaque droite $Y(X)$ des $(N - 1)$ droites constituant les courbes $Y(X)$ de la figure (III.7). Chacune des $(N - 1)$ courbes permet de calculer une valeur du facteur d'idéalité n . L'ensemble des valeurs obtenues est tracé en fonction de V_{0i} avec $i = 1, 2, \dots, N - 1$. Cette évolution devrait donner un facteur d'idéalité et une résistance série constants pour chaque diode.

Nous nous sommes intéressés à ces deux paramètres car toute erreur dans n et r_s va engendrer automatiquement une erreur dans la détermination de la résistance shunt et du courant de saturation, vu que ces derniers sont calculés à partir des valeurs de n et de r_s .

L'évolution de ces deux paramètres en fonction de V_{0i} est donnée sur les figures (III.8) et (III.9) respectivement.

La figure (III.8) montre un facteur d'idéalité n qui s'approche des valeurs données sur le tableau (III.2) dans l'intervalle de tension $V_0 \in [0.5V, 3V]$. Cependant, l'échantillon P3D2 a fait l'exception :

- $0.2V < V_0 < 1.2V$: $n \cong 4.25$
- $V_0 > 1.2V$: le facteur d'idéalité augmente linéairement avec V_0 pour se stabiliser, à partir de $2.5V$ à une valeur qui s'approche de $5,1$.

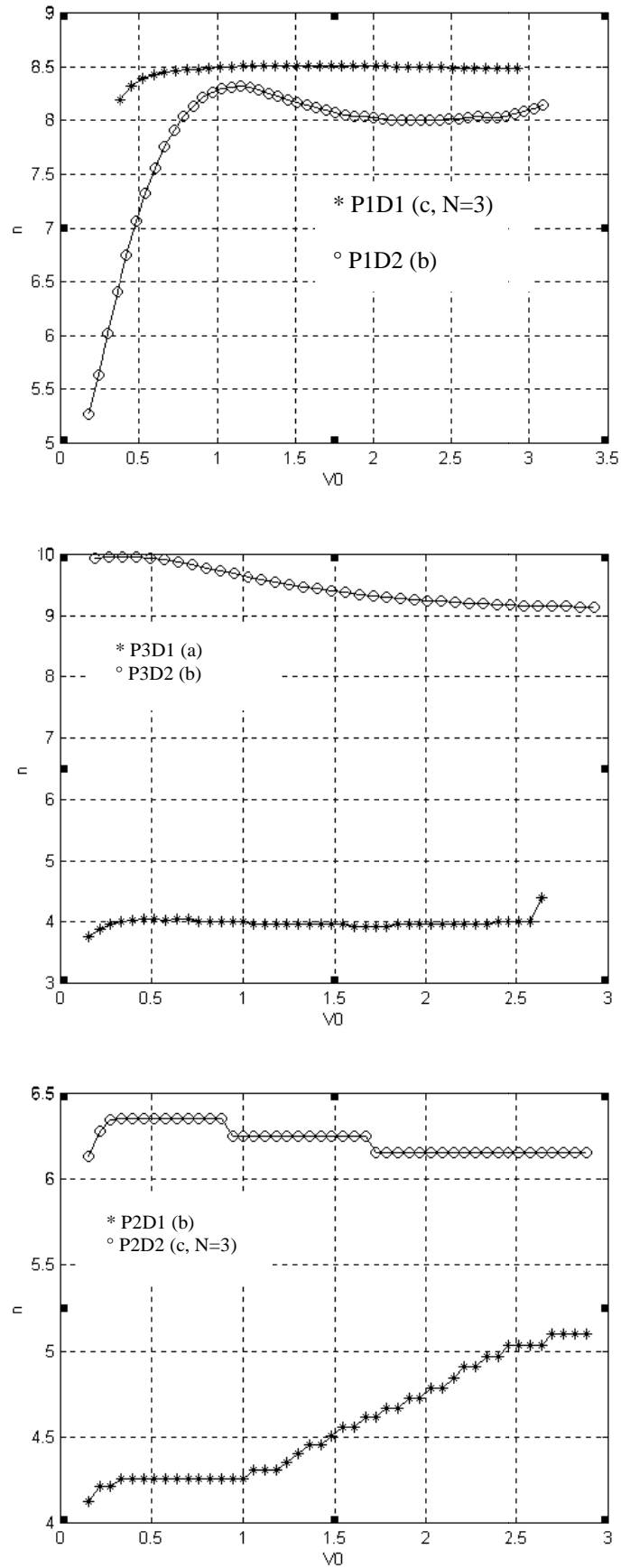


Figure III.8 : Evolution du facteur d'idéalité n en fonction de V_{0i} .

En revenant sur la caractéristique $I(V)$ de cet échantillon, nous pouvons constater qu'à partir de 1,3V, une deuxième exponentielle se présente. En effet, le modèle exponentiel du second ordre d'une diode décrit sa caractéristique $I(V)$ par l'équation suivante [III.11] :

$$I = I_{01} \left[\exp\left(\frac{q(V - r_s I)}{KT}\right) - 1 \right] + I_{02} \left[\exp\left(\frac{q(V - r_s I)}{nKT}\right) - 1 \right] + \frac{V - r_s I}{R_{sh}}$$

où I_{01} traduit le phénomène de diffusion-recombinaison dans les régions quasi neutres et I_{02} exprime la recombinaison dans la zone de charge d'espace.

En plus, nous savons que les valeurs du facteur d'idéalité supérieures à l'unité sont liées à la recombinaison de porteurs via les pièges [III.12] et que toute augmentation de n est liée à une augmentation du courant inverse I_{02} . Ceci nous permet alors, de conclure que dans l'intervalle $[0, 1.3V]$, la caractéristique est décrite par la première exponentielle et donc le phénomène associé est dominant. Cependant, à partir de 1,3V, le phénomène de recombinaison dans la zone de charge d'espace est prépondérant.

A partir de la figure (III.8), nous pouvons également constater que les trois échantillons concernant la position (b) ont présenté un comportement pratiquement constant du facteur d'idéalité vis à vis de V_{0i} ; ce qui traduit une linéarité assez parfaite des caractéristiques $Y(X)$ et donc une bonne précision dans l'extraction des paramètres de la diode.

Seulement, la figure (III.9) montre clairement que la résistance série augmente exponentiellement et ne prend sa valeur finale qu'à partir de $V_{0i} = 1.5V$.

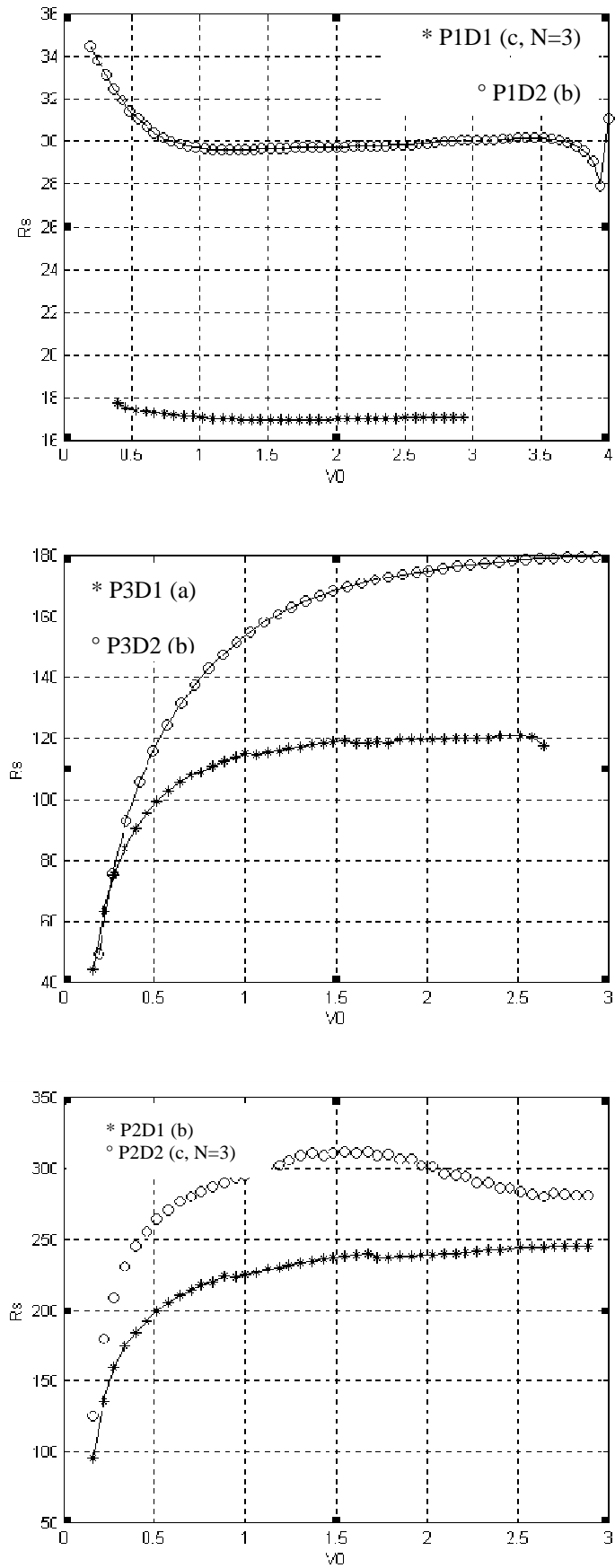


Figure III.9 : Evolution de la résistance série r_s avec V_{0i} .

III.4.2.4 Effet de la nature du métal déposé (Or ou Aluminium)

Pour étudier l'effet du métal déposé sur le silicium multicristallin formant la structure Schottky, nous avons réalisé, sur le même substrat, deux plots ; l'un en Aluminium et l'autre en or. Les deux diodes ont été réalisées en position (a).

Les caractéristiques $I(V)$ obtenues sont données par la figure (III.10) ci-dessous.

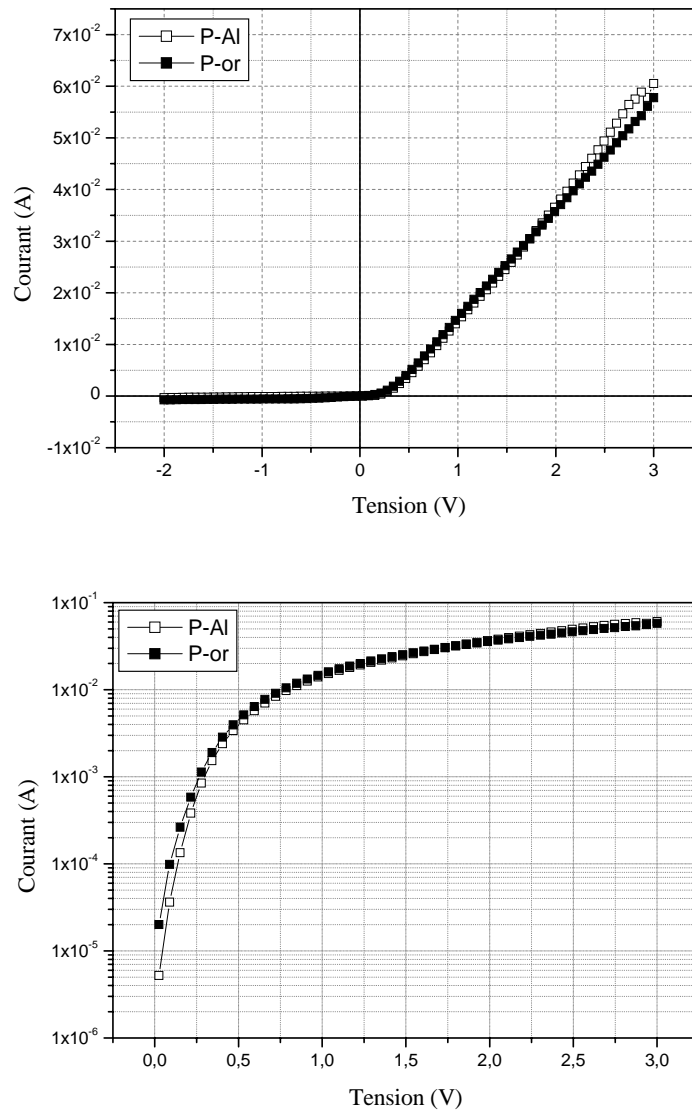


Figure III.10 : Caractéristiques $I(V)$ des deux contacts Schottky Al/mc-Si et or/mc-Si.

Nous pouvons remarquer clairement que les deux échantillons ont présenté un comportement électrique similaire.

Les valeurs du facteur d'idéalité n et de la résistance série r_s obtenues à partir des tracés $Y(X)$ (Figure III.11) ont été trouvées pratiquement égales. De même, les valeurs du courant de saturation et de la résistance shunt sont très proches.

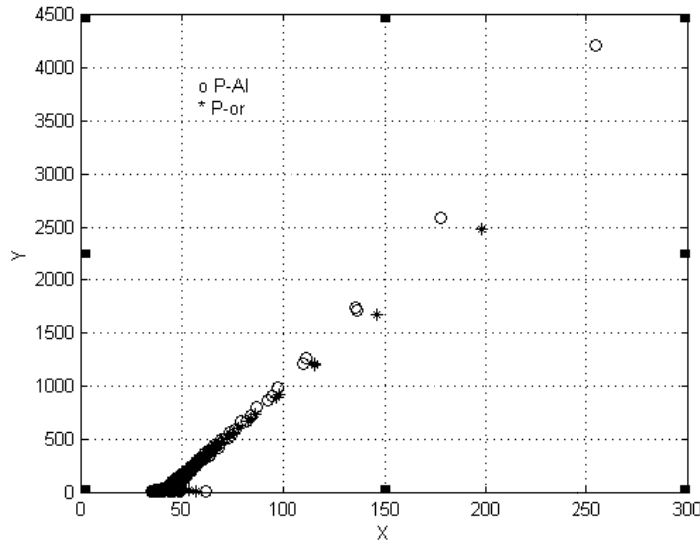


Figure III.11 : Courbes $Y(X)$ des deux contacts Schottky Al/mc-Si et or/mc-Si.

Echantillon	P-Al	P-or
n	2.19	2.28
r_s (Ω)	40.86	44.53
I_s (μA)	10.7	17.9
R_{sh} ($\text{K}\Omega$)	4.7	4.8

Tableau III.3: Paramètres n , r_s , I_s et R_{sh} des diodes Al/Si-poly et or/Si-poly.

L'évolution du facteur d'idéalité et de la résistance série en fonction de V_{0i} est représentée sur la figure (III.12) ci-dessous.

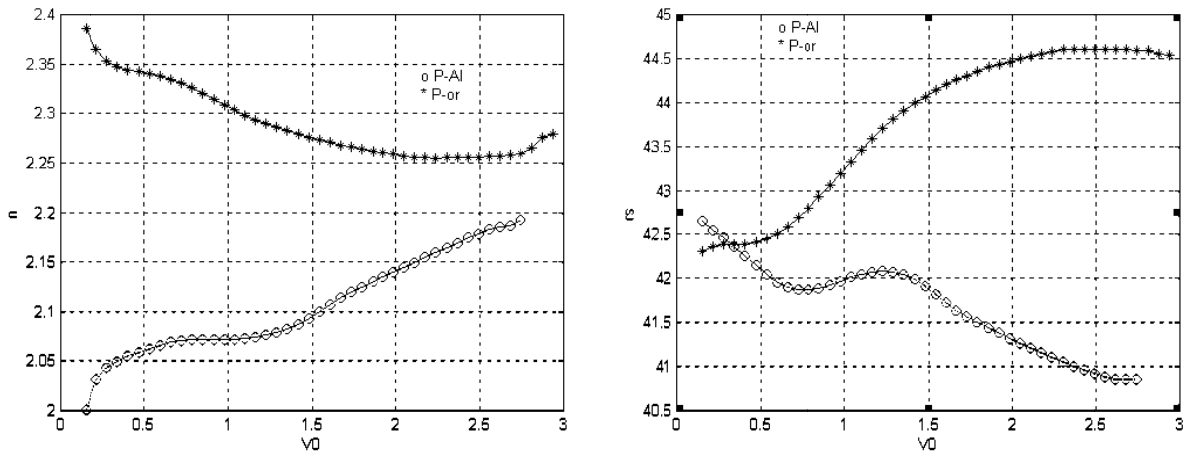


Figure III.12 : Evolution de n et de r_s en fonction de V_{0i} .

Ces deux figures montrent que le facteur d'idéalité et la résistance série sont plus élevés dans le cas de la diode Or/mc-Si. D'autre part, pour la structure Or/mc-Si, le facteur d'idéalité diminue avec V_{0i} alors que la résistance série augmente avec. L'inverse est obtenu pour la structure Al/mc-Si.

III. 4. 3 Analyse et interprétations

III. 4. 3. 1 Rappel sur la topographie du silicium polycristallin

Plusieurs études ont été effectuées sur les films minces du silicium polycristallin. Suivant les conditions de dépôt, les films polycristallins peuvent avoir une texture colonnaire ou constituée d'une superposition aléatoire de grains de tailles différentes.

Le silicium polycristallin est composé de cristallites reliées entre eux par des joints de grains. Dans chaque cristallite, les atomes sont arrangés d'une manière périodique. Ainsi, il peut être considéré comme un tout petit crystal.

Aux joints de grains, les atomes correspondent à une zone de transition entre les différentes orientations de cristallites voisines. Ainsi, le joint de grain est une région avec un grand nombre de défauts conduisant à une liaison atomique incomplète.

III. 4. 3. 2 Comportement électrique

Les joints de grains se manifestent électriquement comme des états d'interfaces (pièges). Les porteurs dans les états d'interface deviennent chargés. Ceci crée une zone de déplétion tout autour. Plusieurs porteurs libres sont piégés à des positions de faibles énergies

aux joints de grains. Ceci crée une courbure dans les bandes énergétiques. Ces courbures empêchent le mouvement de tous les porteurs libres majoritaires d'un grain à l'autre.

Aux fortes concentrations de dopage, plusieurs porteurs sont piégés aux joints de grains où la courbure des bandes d'énergie et la hauteur de la barrière de potentiel sont très importantes.

Comme prévu par la théorie [III.13], le potentiel électrique est plus élevé aux joints de grains qu'en surface des grains ($\sim 300\text{mV}$). Ceci crée des niveaux de courant différents dans l'échantillon.

Aux joints de grains, vu que la concentration des porteurs dans la zone de déplétion est faible, la résistance est élevée par rapport aux grains. Le courant est, par suite, plus élevé aux grains ($\sim 500\text{mV}$) qu'aux joints de grains (\sim quelques nA).

Pour réaliser une diode Schottky, la concentration de dopage ne doit pas dépasser les 3.10^{17} cm^{-3} environ. Cependant, à cause de la résistivité du silicium polycristallin qui devient très importante pour les densités de dopage inférieures à 10^{18} cm^{-3} , les régions dopées tendent à créer une forte résistance en série avec toute diode Schottky [III.14]. La caractéristique $I(V)$ envisagée pour une résistance élevée en série avec la diode Schottky est une forme linéaire aux fortes polarisations directes (supérieures à la hauteur de la barrière). Seulement, des résultats expérimentaux ont présenté un comportement exponentiel.

Il est bien connu que la caractéristique directe d'une diode Schottky sous polarisations moyennes est dominée en premier lieu par les mécanismes de transport des porteurs majoritaires [III.15]. Une diode Schottky au silicium monocristallin suit parfaitement cette théorie. Cependant, pour les diodes au silicium polycristallin, avec leur forte résistance interne, une diode Schottky suit la loi d'émission thermoionique uniquement pour les faibles tensions de polarisation, jusqu'à ce que le déplacement des porteurs devient limité par le *bulk* du silicium polycristallin [III.16]. Plusieurs modèles ont été élaborés pour décrire la conduction dans le silicium polycristallin [III.17, III.18, III.19].

Verghese et al. [III.14] ont étudié la conduction dans de telles structures et ont trouvé que la barrière Schottky aux fortes résistivités du silicium polycristallin possèdent une résistance intrinsèque élevée. Cette résistance est attribuée exclusivement à l'émission thermoionique à travers les joints de grains du silicium polycristallin. Pour les barrières Schottky au silicium polycristallin de faible résistivité, une légère courbure apparaît dans la caractéristique $\ln I(V)$ aux courants élevés. Cet effet est attribué à l'influence de la résistance de crystallite entre les

joints de grains et génère une limite supérieure pour la théorie de transport dans les diodes Schottky au silicium polycristallin.

En tenant compte de la résistivité du volume de cristallite, cette théorie aboutit à une très grande concordance avec l'expérimental, pour les faibles résistivités. Les résultats obtenus ont montré un courant limité aux faibles tensions par la barrière Schottky (métal/poly-Si), mais qui devient limité par les phénomènes de transport aux joints de grains pour les polarisations élevées avec une certaine contribution de la résistance du volume de cristallite aux courants et tensions très élevés.

Les joints de grains sont des zones privilégiés pour la ségrégation, précipitation et « dangling bounds », des centres de recombinaison pour les porteurs minoritaires aussi bien que des pièges.

Pour les porteurs majoritaires, les joints de grains causent des barrières de potentiel. Par conséquent, le déplacement des porteurs d'un cristallite à l'autre est très difficile.

Aux faibles dopages, une partie des porteurs de charge est accumulée dans les joints de grains et devient inactive. L'autre partie de la concentration de dopage est supposée être distribuée dans les cristallites et partiellement ionisée, produisant des porteurs dont la quasi-totalité est piégée aux joints de grains. En conséquence, des régions de déplétion sont créées de chaque côté des cristallites produisant des barrières de potentiel inter granulaires (barrières des régions désertées et du potentiel des joints de grains). Ainsi, cet effet limite le passage des porteurs.

III. 4. 3. 3 Interprétation des résultats

Notre étude est menée sur des structures Schottky à base de silicium multicristallin. La première technique de caractérisation utilisée est liée aux mesures $I(V)$ effectuées à température ambiante (300K).

En premier lieu, nous avons utilisé des diodes où le contact Schottky est élaboré à des endroits différents sur le substrat multicristallin. Les résultats obtenus peuvent être résumés comme suit :

- 1- Le courant direct n'est pas décrit uniquement par le phénomène thermoionique. D'autres phénomènes apparaissent dépendamment de la structure et de la valeur de la tension directe appliquée (Figure III.6).

- 2- A partir d'une certaine valeur (supérieure à la tension de seuil), la caractéristique $I(V)$ est linéaire ce qui implique la présence d'une résistance série élevée.
- 3- Le facteur d'idéalité est élevé pratiquement pour toutes les diodes (entre 4 et 9) ce qui est attendu pour une densité de défauts remarquable aux joints de grains. Ce même facteur est variable avec la tension appliquée (Figure III.8).
- 4- Les valeurs obtenues de la résistance série sont élevées en comparaison avec les diodes au silicium monocristallin. Cette résistance n'est constante, pour chaque diode, que pour les fortes tensions de polarisations. Cependant, pour les faibles valeurs des tensions directes, elle est dans la plupart des cas croissante (Figure III.9).
- 5- Le courant de saturation est pratiquement faible et la résistance shunt élevée.
- 6- La nature du métal déposé pour former la diode Schottky n'a aucun effet remarquable sur son comportement électrique. Cependant, le facteur d'idéalité et la résistance série évoluent différemment avec la tension appliquée.

A partir de ces résultats, nous pouvons avancer les interprétations suivantes :

- 1- En position (c) avec N constant et les substrats différents, on n'obtient pas les mêmes résultats. Ceci peut être expliqué par l'effet du nombre de joints de grains présents dans le film multicristallin et par suite de la taille de l'échantillon.
- 2- On ne peut prévoir le courant électrique dans une diode Schottky à cause du comportement électrique multiple des joints de grains [III.20].
- 3- Le comportement linéaire des caractéristiques $I(V)$ en direct pour des tensions supérieures à $0.5V - 1.5V$ confirme bien la théorie de Verghese et al. [III.14] et prouve que le silicium multicristallin utilisé dans cette étude est de faible résistivité.
- 4- Plusieurs modèles décrivant la conduction électrique dans le silicium polycristallin ont été mis au point [III.21, III.22, III.23]. Seulement, ces modèles restent affrontés à plusieurs limitations. Nous pouvons citer quelques unes:

- a. la densité des pièges aux joints de grains dépend de la structure des joints de grains qui, elle même, peut varier d'un joint de grain à un autre [III.24] ;
- b. les propriétés peuvent varier d'un point à un autre le long du même joint de grain : les joints à faible densité de pièges (faible barrière de potentiel) sont préférés par le courant [III.25] ;
- c. plusieurs modèles supposent que les grains sont de même taille. Cependant la taille des grains est largement variable [III.26] et la hauteur de la barrière inter-grains peut également varier remarquablement d'un joint de grain à un autre. Par suite, le flux de courant n'est pas uniforme [III.27] ; vu que le courant préfère un chemin plus long avec une résistance plus faible.

A partir de ces données et des résultats obtenus, nous pouvons tirer les conclusions suivantes :

- 1- Lors de la réalisation du contact Schottky, le dépôt du métal sur les joints de grains et son traitement thermique favorisent instantanément le piégeage des porteurs dans les défauts des joints de grains ce qui a pour effet d'augmenter la résistance shunt, qui traduit en une grande partie l'effet des joints de grains, et de diminuer la concentration des atomes électriquement actifs. Les porteurs majoritaires (les électrons) qui se déplacent du métal vers le semiconducteur, doivent surmonter, en plus de la barrière Schottky, une deuxième barrière de potentiel liée aux joints de grains, de hauteur V_B .
- 2- Vu que la structure des joints de grains n'est pas la même pour tous ces derniers, la hauteur de barrière V_B n'est également pas la même. Donc, si les électrons ont assez d'énergie pour passer à travers V_{B1} , ils peuvent ne pas avoir assez d'énergie pour surmonter V_{Bi} . Par suite, le courant peut diminuer, comme il peut augmenter selon la nature des pièges présents dans les joints de grains (donneurs ou accepteurs). Donc, prévoir l'évolution du courant selon la position du contact redresseur n'est pas facile.

III. 4. 3. 4 Proposition d'une structure électrique équivalente

A partir de l'analyse bibliographique donnée précédemment ainsi que des résultats de caractérisation obtenus et des interprétations suggérées, nous pouvons proposer un circuit électrique équivalent d'une diode Schottky au silicium multicristallin sous polarisation V_p .

Soient les notations suivantes :

I_d : courant direct de diode Schottky.

R_s : résistance série

I : courant mesuré

V : tension mesurée

D_{JG} : diode équivalente du joint de grain

$R_{sh i}$: résistance shunt du $i^{\text{ème}}$ joint de grain

I_G : courant traversant un joint de grain pour passer à un deuxième cristallite.

La structure électrique équivalente proposée est alors la suivante :

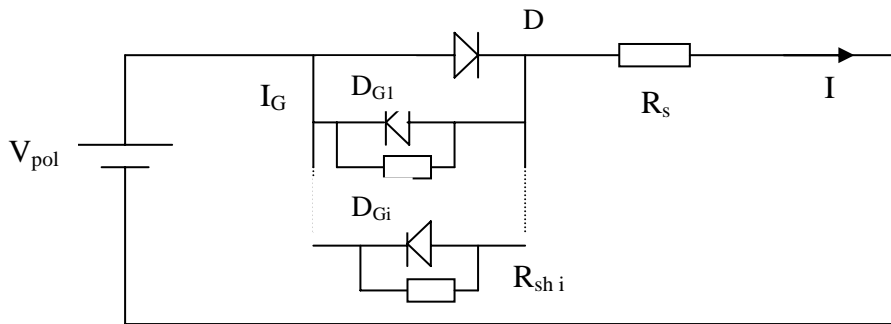


Figure III.13: Structure électrique équivalente d'une diode Schottky au silicium multicristallin.

Le courant mesuré I est le courant total provenant de la barrière Schottky plus le courant I_G provenant de différentes barrières des joints de grains. Ce dernier peut diminuer ou augmenter selon la nature des joints de grains et leur comportement électrique.

Si nous supposons que la barrière de potentiel aux joints de grains augmente avec la polarisation directe appliquée à l'échantillon (à cause des pièges présents), nous pouvons la remplacer par une diode polarisée en inverse. Donc, le courant I_G est le courant qui circule à travers les résistances shunt et qui a pour expression :

$$I_G = \sum_{i=1}^N \frac{V - R_s I}{R_{sh i}} \quad (\text{III.26})$$

Le courant mesuré est donc donné par :

$$I = I_d + I_G = I_s \exp \left[\frac{q(V - R_s I)}{nKT} - 1 \right] + \sum_{i=1}^N \frac{V - R_s I}{R_{sh i}} \quad (\text{III.27})$$

Si la résistance shunt aux joints de grains est élevée, le deuxième terme tend vers zéro et l'effet résistif des joints de grains est uniquement décrit par la résistance série. Si cette dernière est élevée la caractéristique $I(V)$ devient linéaire aux tensions de polarisation élevée.

Entre ces deux cas extrêmes, la caractéristique courant-tension peut prendre un comportement décrit par les phénomènes de transport qui dépendent de plusieurs paramètres tels que la température, la tension de polarisation, la nature des défauts ou pièges aux joints de grains,...etc.

III. 5 Caractérisation Capacité-Tension C(V)

III. 5. 1 Diodes Schottky Al /c-Si

III. 5. 1. 1 Echantillons

Il s'agit de jonctions pn au silicium monocristallin. Le substrat est du silicium CZ (100) type p dopé bore à $8.10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et de résistivité égale à 2-5 $\Omega \text{ cm}$. La jonction pn est réalisée par implantation ionique d'arsenic (As) à 70 KeV avec une concentration de 10^{16} cm^{-3} . Ces structures ont subi un traitement thermique dans un four à recuit rapide isotherme à 1000°C durant 5 secondes.

III. 5. 1. 2 Application de la méthode itérative

Pour tester la validité de la technique itérative capacité-tension (C-V), nous avons utilisé cette série d'échantillons. Sur la figure III.14, nous reportons les mesures C(V) effectuées.

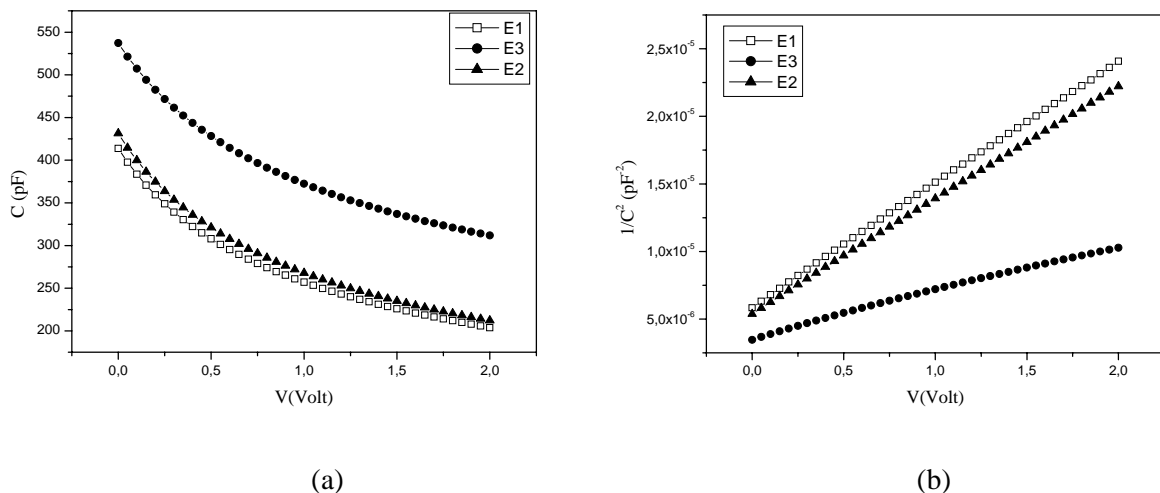


Figure III.14 : Caractéristiques C-V de trois jonctions pn au silicium monocristallin.
(a) Caractéristique C(V), (b) Caractéristique $1/C^2 = f(V)$.

Remarquons tout d'abord que les caractéristiques $C^{-2}(V)$ pour les diodes E1 et E2 sont parfaitement linéaires et que celle de l'échantillon E3 contient deux pentes renseignant ainsi sur la présence probable de niveaux pièges qui peuvent agir sur la concentration effective des porteurs libres.

L'application de la méthode itérative développée au chapitre 2 aboutit aux courbes $Z(X)$ données par la figure III.15. Un fitage linéaire de ces courbes a conduit aux valeurs de la concentration de dopage électriquement actif regroupées sur le tableau (III.4).

Echantillon	E1	E2	E3
Concentration (cm^{-3})	$1,3163 \cdot 10^{14}$	$1,4216 \cdot 10^{14}$	$3,5382 \cdot 10^{14}$

Tableau III.4 : Concentrations du dopage électriquement actif.

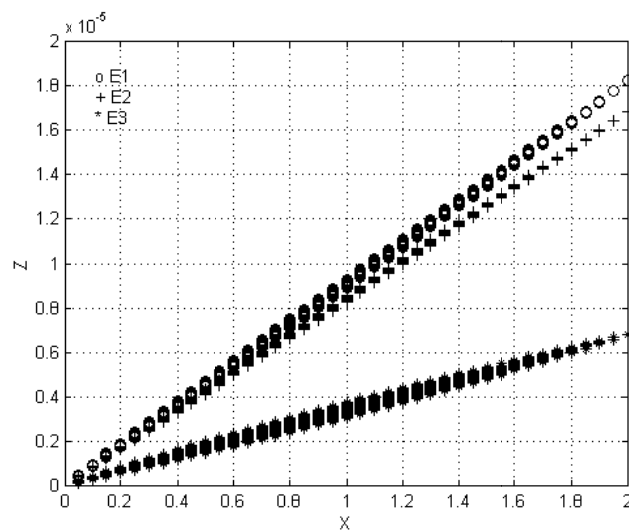


Figure III.15 : Courbes $Z(X)$ obtenues par application de la méthode itérative.

Pour confirmer l'uniformité de dopage et ainsi les valeurs des concentrations obtenues, nous avons procédé au calcul des profils de dopage en utilisant la méthode détaillée dans la référence [III.27]. Ces profils sont des profils de la densité de porteurs effective. Les courbes obtenues sont illustrées sur la figure III.16.

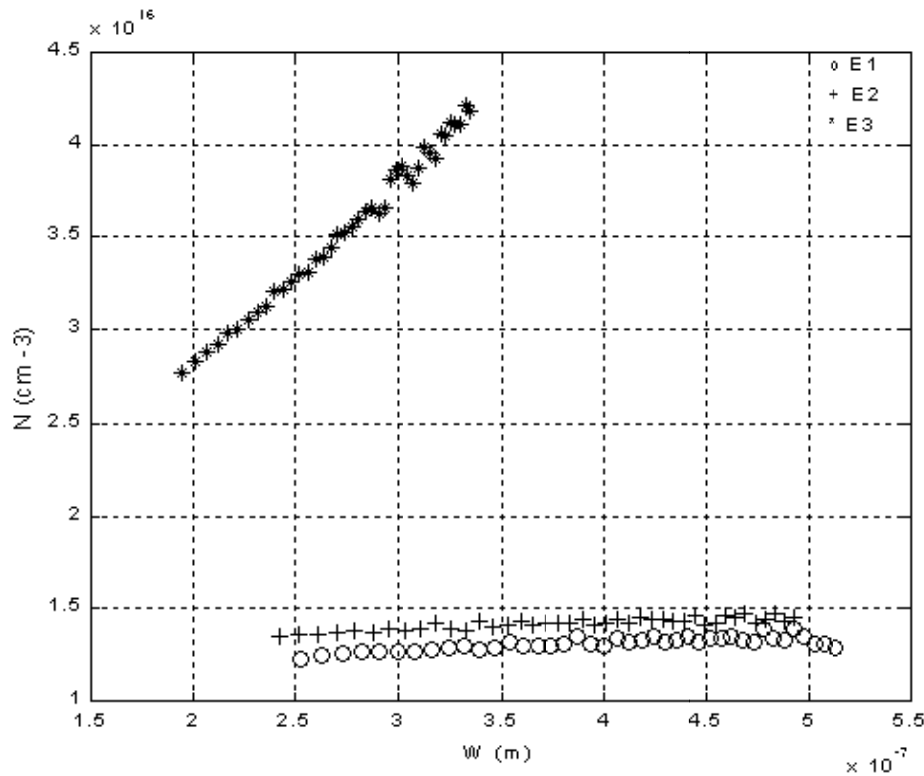


Figure III.16 : Profils de la densité de porteurs apparente calculés à partir des paires (C-V).

Il est à noter que les profils correspondant aux caractéristiques $C^2(V)$ linéaires (échantillons E1 et E2) sont constants et de valeur s'approchant de $1.10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Par contre, l'échantillon E3, dont la caractéristique est non linéaire, a présenté un profil graduel évoluant entre $2,75 \cdot 10^{16}$ et $4,25 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ s'étalant sur une largeur de zone de charge d'espace $0.2 < W < 0.34 \mu\text{m}$.

L'allure de ce profil peut s'expliquer par la présence de niveaux pièges donneurs qui libèrent plus de porteurs libres au fur et à mesure que la tension de polarisation inverse augmente.

III. 5. 2 Diodes Schottky Al /mc-Si

Après avoir testé la validité de la méthode sur des jonctions pn au silicium monocristallin, nous allons passer à la détermination de la concentration du dopage actif dans les structures Schottky au silicium multicristallin. Les mêmes effets considérés dans la caractérisation $I(V)$ sont traités.

III. 5. 2. 1 Effet de la position du contact redresseur

Les caractéristiques $C(V)$ et $C^{-2}(V)$ des trois échantillons contenant chacun deux contacts redresseurs réalisés à des positions différentes par rapport aux joints de grains sont représentées sur la figure III.17 ci-dessous.

Ces caractéristiques nous permettent de mentionner les remarques suivantes :

- 1- Sous polarisation nulle, la valeur de la capacité est plus élevée que le nombre N au nœud de joints de grains (position c) est plus faible ;
- 2- Les courbes $1/C^2 = f(V)$ présentent un comportement non linéaire qui s'accroît au voisinage du zéro ;
- 3- Les échantillons P1D1 (N=3) et P3D1 (N=0) présentent un régime de saturation et d'inversion pour des tensions de polarisation inverses supérieures à 3.2 V et 1.8 V respectivement.

Il est à noter que la présence de niveaux profonds modifie la caractéristique $C^{-2}(V)$ et que le nombre de segments linéaires de cette courbe est égale au nombre de niveaux profonds [III.28].

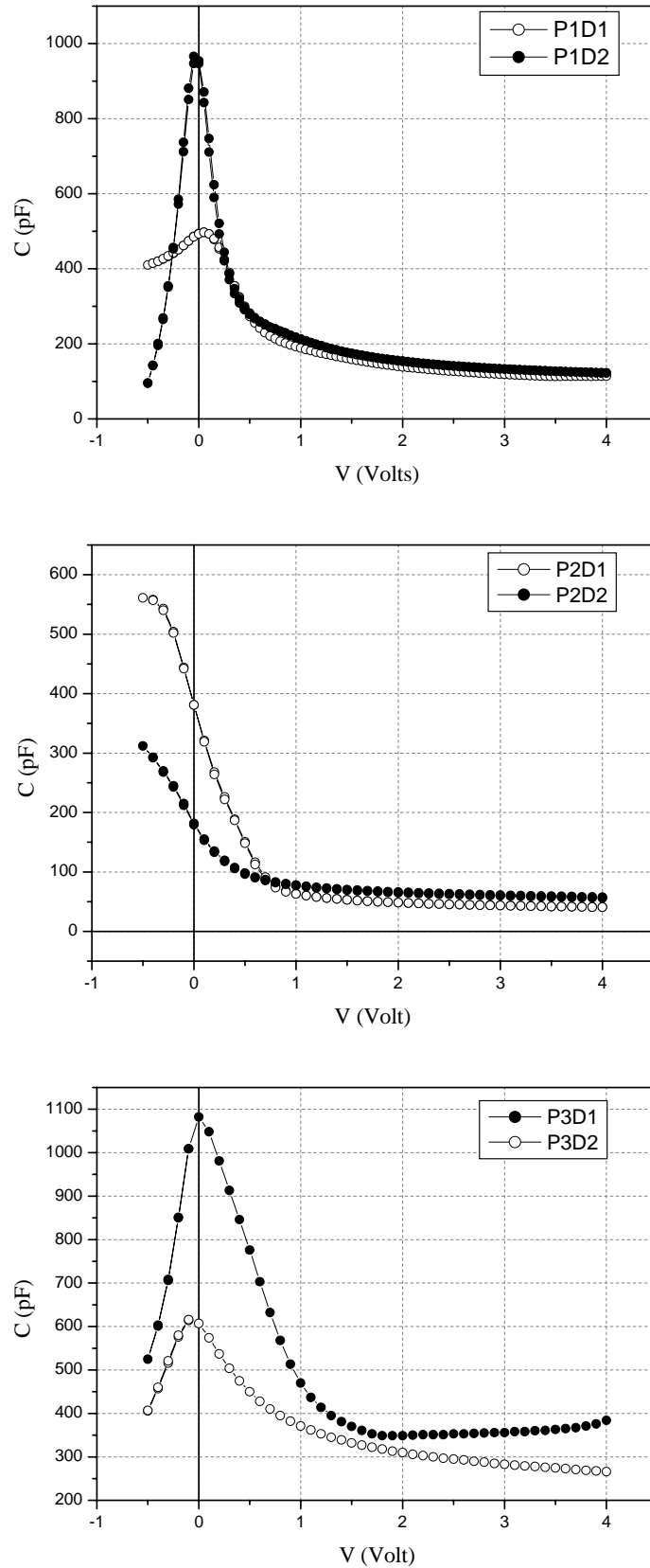


Figure III.17(a) : Caractéristiques $C(V)$ des trois diodes Schottky Al/mc-Si réalisée chacune en une position différentes par rapport aux joints de grains

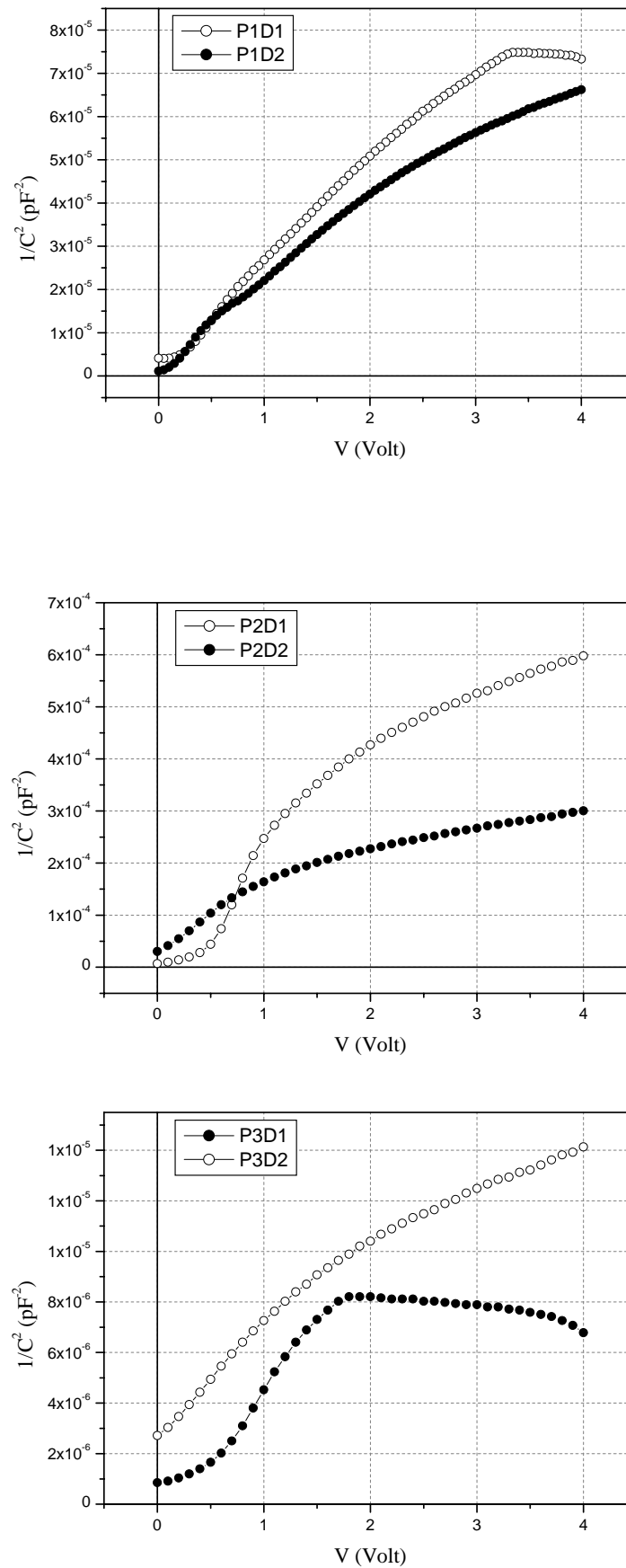


Figure III.17(b) : Caractéristiques $C^2(V)$ des trois diodes Schottky Al/mc-Si réalisée chacune en une position différentes par rapport aux joints de grains.

Pour des tensions de polarisation suffisamment élevées, l'exploitation des parties linéaires des caractéristiques $I/C^2 = f(V)$ a abouti aux courbes $Z(X)$ de la figure (III.18) ci-après.

La mise en œuvre de la méthode itérative développée, nous a permis de déterminer les concentrations de dopage regroupées dans le tableau (III.5).

Echantillon	P1D1	P1D2	P2D1	P2D2	P3D1	P3D2
N (cm ⁻³)	6,83.10 ¹³	6,29.10 ¹³	1,36.10 ¹³	3,14.10 ¹³	2,153.10 ¹⁴	3,59.10 ¹⁴
					-2,78.10 ¹⁵	7,03.10 ¹⁴

Tableau III.5 : Concentrations de dopage calculées par fitage des courbes $Z(X)$.

Nous remarquons clairement que les concentrations de dopage ainsi déterminées sont très faibles en comparaison avec la concentration de bore dans le silicium multicristallin ($\sim 10^{17}$ cm⁻³).

Vu le comportement non linéaire des caractéristiques $C^{-2}(V)$, nous avons préféré extraire les profils de dopage $N(W)$ au lieu de la concentration de dopage, sachant qu'un profil de concentration uniforme sans niveaux profonds implique un comportement linéaire de la courbe $C^{-2}(V)$. Les profils obtenus sont illustrés sur la figure (III.19).

Il a été démontré que ces profils sont des profils de la densité de porteurs *apparente* ou *effective* [III.3]. Ce profil effectif est plus proche du profil de la densité réelle de porteurs majoritaires que de celui de la densité de dopage. Il est à noter que ces profils sont identiques uniquement pour des substrats uniformément dopés. Chose qui est difficile à réaliser dans le cas du silicium multicristallin.

Remarquons que ces profils ne sont pas uniformes, à l'exception de l'échantillon P3D2 (c, N=3), et que toutes ces concentrations sont comprises entre 1.10^{15} et 2.10^{17} cm⁻³. Une remarque importante concernant l'échantillon P3D1 (b) est qu'il y a une inversion de population pour W s'étalant de $0.275\mu\text{m}$ et $0.3\mu\text{m}$.

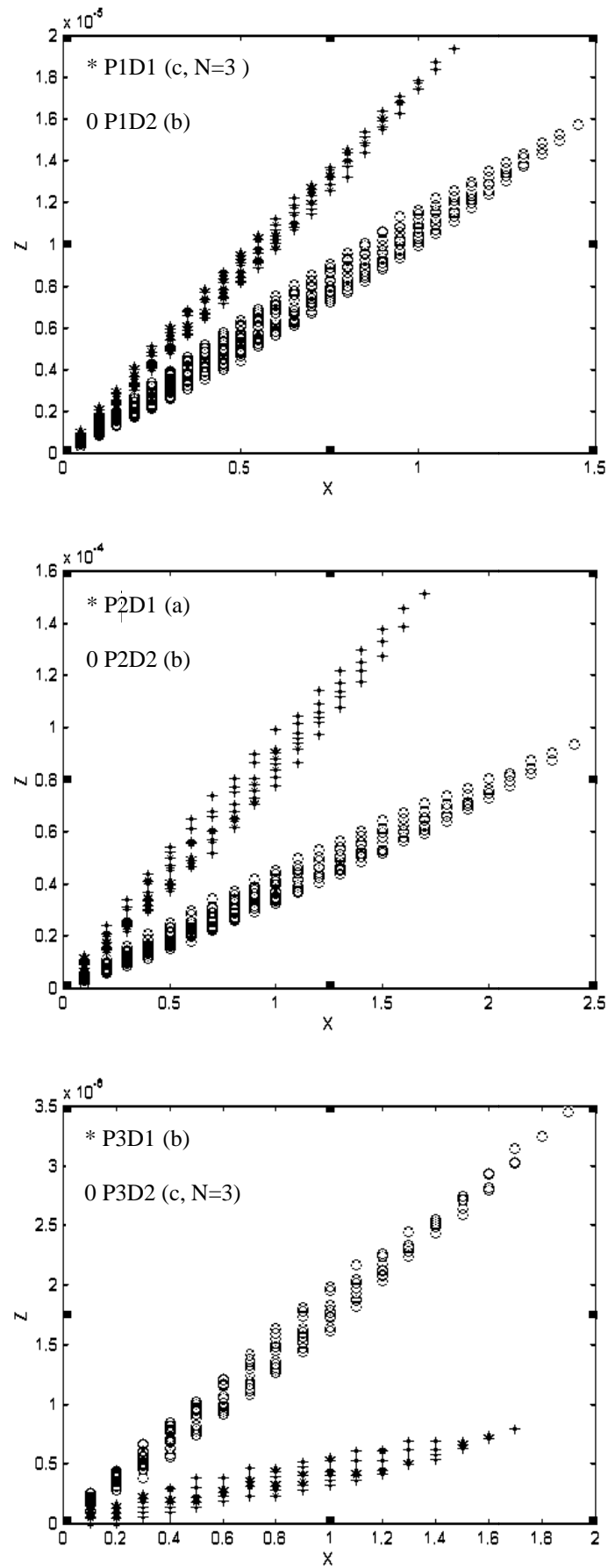


Figure III.18 : Courbes $Z(X)$ obtenues par application de la méthode itérative aux mesures $C(V)$.

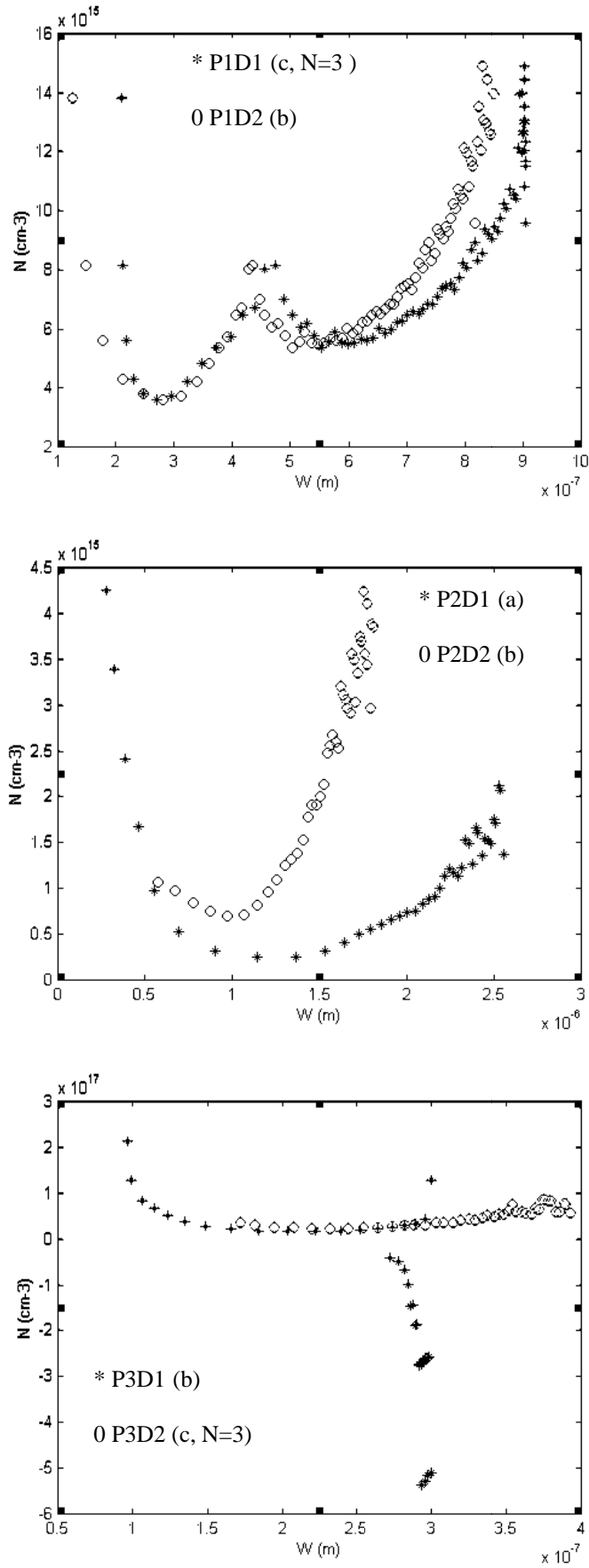


Figure III.19 : Profils de la densité de porteurs apparente calculés à partir des mesures $C(V)$.

III. 5. 2. 2 Effet de la nature du métal déposé (Or ou Aluminium)

Deux contacts Schottky, en or et en aluminium, ont été réalisés sur le même substrat multicristallin et dans deux cristallites voisins, afin de déterminer l'effet de la nature du métal déposé sur le comportement de la caractéristique $C(V)$ de la diode Schottky.

Les courbes obtenues sont représentées sur la figure (III.20) ci-dessous.

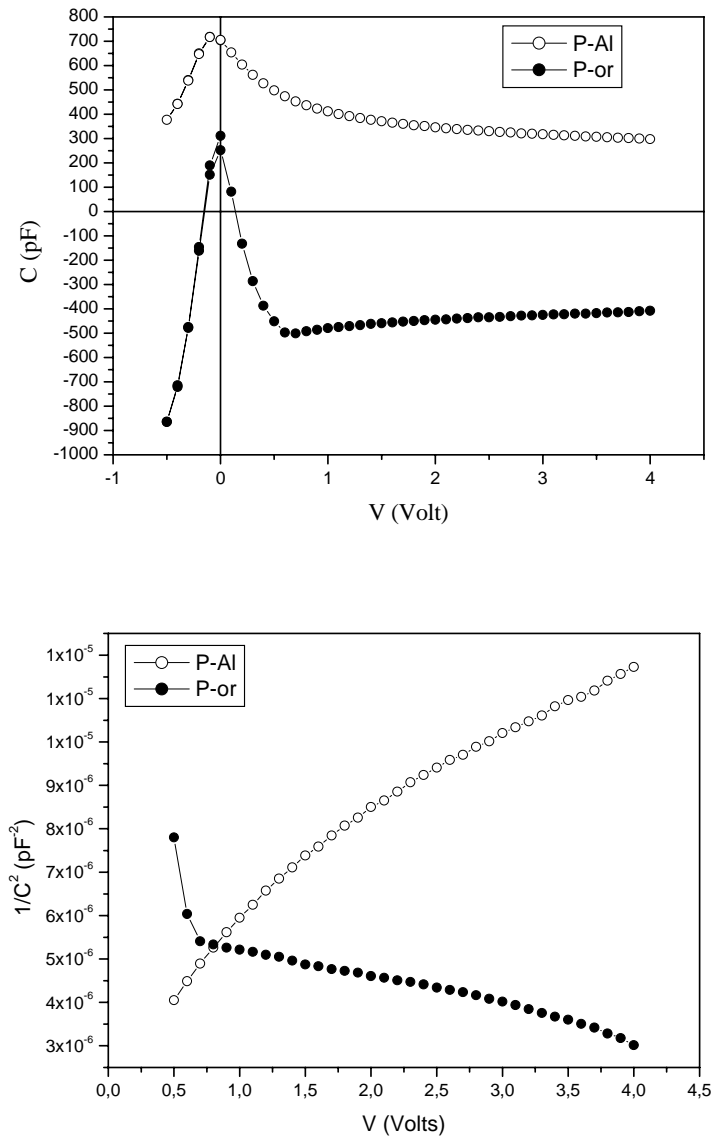


Figure III.20 : Caractéristiques $C(V)$ et $C^2(V)$ des diodes Schottky Al/mc-Si et or/mc-Si.

III. 5. 2. 3 Effet de la température

La température est un paramètre très important dans l'apparition de la signature des défauts et des niveaux pièges.

La technique $C(V)$ est l'une des techniques sensibles à ce paramètre. C'est pourquoi nous avons choisi de traiter l'évolution de la caractéristique $C(V)$ d'une diode Schottky au silicium multicristallin avec la température. Il est à noter que le contact Schottky dans ce cas est réalisé dans le cristallite loin des joints de grains apparents en surface.

Les mesures $C(V)$ sont effectuées pour quatre températures différentes comprises entre 150K et 300K. Les caractéristiques obtenues sont représentées sur la figure (III.21).

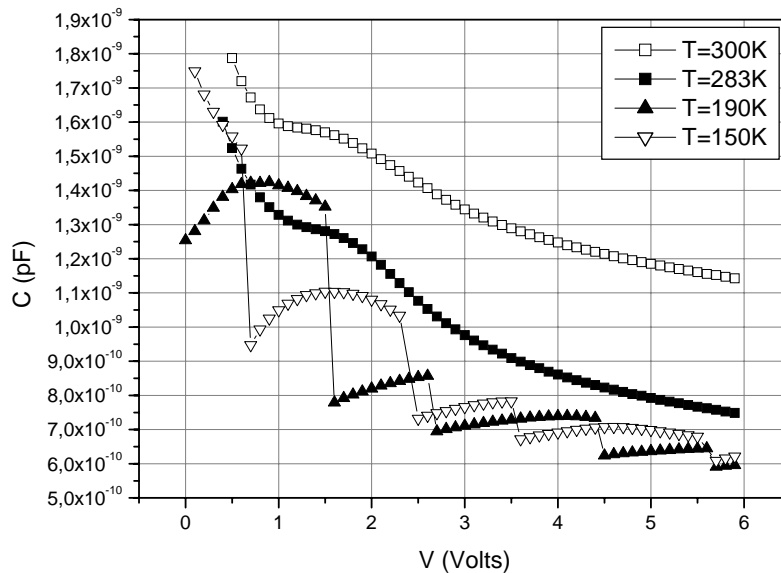


Figure III.21 : Caractéristiques $C(V)$ d'une diode Schottky Al/mc-Si pour différentes températures.

Pour les températures 283K et 300K, nous remarquons que la caractéristique $C(V)$ est décroissante avec une zone de transition pour les tensions de polarisations $V \in [1,2]$ Volts. En diminuant la température, la caractéristique présente des sauts de capacité pour des valeurs spécifiques de la tension de polarisation. Ce comportement a été étudié et expliqué par M. Amrani et al. [III.29, III.30] dans le cas des jonctions pn au silicium polycristallin. La polarisation inverse agit sur la position du niveau de Fermi E_F par rapport à celui des états pièges intergrains E_T , et du potentiel électrostatique qui se relaxe quand $E_T > E_F$, d'où

l'extension de la zone de déplétion dans un cristallite voisin et la capacité diminue ainsi [III.31].

III. 5. 3 Constatations et interprétations

L'étude $C(V)$ a été menée dans le but de déterminer la concentration du dopage actif dans des structures Schottky au silicium multicristallin. Les constatations suivantes sont à mentionner :

- 1- Pour ce qui est des caractéristiques $C^{-2}(V)$, ces derniers sont loin de la linéarité avec des courbures plus accentuées au voisinage de la polarisation nulle. En plus, des phénomènes de saturation et d'inversion ont été observés pour des polarisations élevées. Ce comportement renseigne sur la présence probable de niveaux pièges. Ce qui explique bien les faibles valeurs des concentrations du dopage électriquement actifs ($\sim 10^{13} \text{cm}^{-3}$) calculées à partir des courbes $Z(X)$ obtenues par application de la méthode itérative.
- 2- Vu que les caractéristiques $C^{-2}(V)$ ne sont pas absolument linéaires, les courbes $Z(X)$ ont présenté une linéarité s'étalant sur une surface et renseignant sur une non uniformité du dopage actif. Ceci se remarque clairement sur les profils de la densité apparente des porteurs (Figure III.19).

III. 6 Conclusion

Le silicium utilisé au cours de cette étude est du silicium multicristallin à gros grains utilisé et commercialisé par Photowatt dans le cadre de la réalisation de cellules solaires. Notre but principal était de déterminer la qualité d'une diode Schottky réalisée sur un substrat multicristallin.

Dans ce chapitre, nous avons utilisé les techniques de caractérisation courant-tension $I(V)$ et Capacité-tension $C(V)$ pour déterminer les différents paramètres de la diode (facteur d'idéalité, courant de saturation, résistances série et shunt, profil et concentration du dopage actif). Ces paramètres sont extraits en utilisant les deux méthodes itératives décrites au chapitre 2 et permettant une précision meilleure.

Nous avons étudié l'effet de la position du contact redresseur sur le substrat multicristallin ainsi que l'effet de la nature de ce métal (Or ou Aluminium) et celui de la température dans le cas de la caractérisation C(V).

Les différents résultats obtenus ainsi que les interprétations proposées nous ont permis de proposer un circuit électrique équivalent de la structure Schottky sous polarisation directe.

Chapitre IV

**Identification de diodes *pn* et Schottky en utilisant la
réponse *ac-small signal*
- Comportement Entier / Fractionnaire -**

V. 1 Introduction.

V. 2 Introduction aux systèmes fractionnaires.

IV. 3 Identification de la diode en utilisant sa réponse *ac-small signal*.

V. 4 Identification et caractérisation d'une diode à partir de la réponse *ac- small signal*.

V. 5 Modèles utilisés dans l'identification de la diode *pn*.

IV. 6 Procédure expérimentale, résultats et interprétations.

V. 7 Conclusion

IV. 1 Introduction

La méthode dite " ac -small signal " est largement utilisée dans la modélisation des diodes. Elle consiste à appliquer une polarisation directe au composant et à superposer à cette polarisation DC, une tension alternative (AC) de faible amplitude. La diode présente alors, un comportement dynamique qui permet une modélisation assurée par la réponse fréquentielle de l'impédance [**IV.1**, **IV.2**, **IV.3**].

Les systèmes fractionnaires (non-entiers) sont considérés comme une généralisation des systèmes d'ordre entier [**IV.4**, **IV.5**]. Il a été prouvé que les modèles d'ordre fractionnaire modélisent parfaitement les systèmes diffusifs non-linéaires [**IV.6**, **IV.7**].

La jonction pn présente un phénomène de diffusion des porteurs minoritaires à travers la zone de charge d'espace (liée aux phénomènes de transport).

Dans ce contexte, nous avons pensé à traiter la diode pn comme étant un système diffusif. La validation de cette idée est effectuée à travers une modélisation basée sur les mesures expérimentales de sa réponse en fréquence sous régime dynamique petits signaux (ac -small signal).

Cependant, nous estimons que la diode Schottky, qui est un composant à porteurs majoritaires non-diffusif, devrait alors présenter un comportement entier.

Ainsi, dans ce chapitre, nous présentons les notions générales des systèmes fractionnaires ainsi que le principe de la technique dite " ac -small signal ".

Les résultats expérimentaux et les modèles des diodes pn et Schottky obtenus feront également l'objet de ce chapitre.

IV. 2 Introduction aux systèmes fractionnaires

IV. 2. 1 Calcul fractionnaire et domaines d'application

Le calcul fractionnaire est une généralisation de l'opérateur différentiel conventionnel d'ordre entier en ordre fractionnaire noté : ${}_a D_t^\alpha$ où a est lié aux conditions initiales et α ($\in \mathcal{R}$) l'ordre de l'opérateur. Plusieurs définitions de l'intégration et différentiation fractionnaire existent [**IV.8**]. La définition la plus utilisée est celle de Riemann-Liouville (RL) donnée par [**IV.9**]:

$${}_a D_t^\alpha f(t) = \frac{1}{\Gamma(m-\alpha)} \left(\frac{d}{dt}\right)^m \int_a^t \frac{f(\tau)}{(t-\tau)^{1-(m-\alpha)}} d\tau \quad (\text{IV.1})$$

où m est un nombre entier, $m - 1 < \alpha < m$ et $\Gamma(\cdot)$ est la fonction connue d' Euler's gamma.

Une définition alternative, basée sur le concept de la différentiation fractionnaire est celle de Grünwald-Letnikov (GL) donnée par:

$${}_a D_t^\alpha y(t) = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{1}{h^\alpha} \sum_{k=0}^{\lceil (t-a)/h \rceil} (-1)^k \binom{\alpha}{k} y(t - kh) \quad (\text{IV.2})$$

où $[\cdot]$ décrit la partie entière et h le temps d'échantillonnage. La transformée de Laplace de l'opérateur fractionnaire, sous conditions initiales nulles pour un ordre α réel est donné par :

$$L\{ {}_a D_t^\alpha y(t) \} = s^\alpha Y(s) \quad (\text{IV.3})$$

Le calcul fractionnaire est souvent utilisé comme outil de commande ou de modélisation de systèmes physiques [IV.10].

Les systèmes fractionnaires trouvent leurs applications dans plusieurs champs de recherche. Cependant, leur application majeure est liée aux systèmes diffusifs [IV.6, IV.7, IV.11].

En automatique, nous distinguons la généralisation des contrôleurs traditionnels PID dans la commande des systèmes fractionnaires.

Dans le domaine thermique, l'introduction des opérateurs fractionnaires dans la modélisation des phénomènes de viscosité ou de diffusion ont prouvé leur efficacité dans les interprétations physiques et théoriques [IV.12].

En électricité, la notion d'impédance fractionnaire de capacité a été prouvée par des données expérimentales montrant que le courant qui traverse un condensateur est proportionnel à la dérivée non entière de la tension [IV.13]. La réalisation d'une impédance fractionnaire peut se faire par juxtaposition en série de cellules Résistance-Capacité d'impédance traditionnelle.

De même, on trouve les systèmes fractionnaires en Rhéologie, en électrochimie et bien d'autres domaines [IV.14].

IV. 2. 2 Notion de comportement en fréquence d'un système fractionnaire

IV. 2. 2. 1 Equation différentielle et fonction de transfert

Dans le domaine temporel un système est dit d'ordre fractionnaire lorsqu'il est modélisé par une équation différentielle de la forme :

$$\sum_{i=0}^N a_i D^{\alpha_i} y(t) = \sum_{j=0}^M b_j D^{\beta_j} x(t) \quad (IV.4)$$

où $x(t)$ est l'entrée du système ; $y(t)$ la sortie (ou réponse) du système et $\{a_i, b_j\} \in \mathcal{R}$

($i = 0, 1, \dots, N$ et $j = 0, 1, \dots, M$) désigne l'ordre de dérivation.

L'utilisation de la transformée de Laplace et de la transformée de Laplace inverse permet le passage du domaine temporel au domaine fréquentiel et inversement. Donc, en appliquant la transformée de Laplace à l'équation (IV.4), le système fractionnaire sera décrit par la fonction de transfert suivante :

$$G(p) = \frac{Y(p)}{X(p)} = \frac{b_0 p + \dots + b_M p^{\beta_M}}{a_0 p + \dots + a_N p^{\alpha_N}} \quad (IV.5)$$

IV. 2. 2. 2 Représentation dans le plan de Bode

Dans la théorie des systèmes, l'analyse du comportement dynamique s'effectue par le biais de la fonction de transfert. Cette dernière peut être exprimée, dans le domaine fréquentiel, par un nombre complexe :

$$G(j\omega) = P(j\omega) + jQ(j\omega) = A(\omega)e^{j\varphi(\omega)} \quad (IV.6)$$

Comme pour les systèmes d'ordre entier, le diagramme de Bode demeure l'outil principal dans la théorie des systèmes.

Supposons un système fractionnaire mono-variable décrit par une équation différentielle d'ordre fractionnaire. Cette dernière peut avoir deux formes :

1. une forme explicite :

$$\tau^m D^{(m)} y(t) + y(t) = x(t) \quad (IV.7)$$

2. une forme implicite :

$$\tau^m D^{(m)} [y(t) \cdot e^{t/\tau}] + y(t) = x(t) \quad (IV.8)$$

avec τ la constante de temps du système.

Dans le domaine de Laplace, ces deux formes s'expriment par :

$$G_{explicit}(p) = \frac{K}{1+(\tau p)^m} \quad (IV.9)$$

$$G_{implicit}(p) = \frac{K}{(1+\tau p)^m} \quad (IV.10)$$

Si on considère la forme implicite avec $p = j\omega$, le diagramme de Bode d'amplitude et de phase sera donnée par :

$$A_{dB}(\omega) = 20 \text{Log}K - 20 m \text{Log}_{10} \sqrt{1 + (\tau\omega)^2} \quad (IV.11)$$

$$\varphi(\omega) = -m \cdot \text{arctg}(\omega\tau) \quad (IV.12)$$

A partir de ces expressions, nous constatons que l'ordre fractionnaire m module la pente du diagramme d'amplitude, de même qu'il module l'échelle de la loi de phase.

IV. 3 Identification de la diode en utilisant sa réponse ac-small signal

IV. 3. 1 Description de la méthode ac-small signal

La méthode ac-small signal est très utilisée pour comprendre et analyser le comportement dynamique d'une diode. En effet, c'est une technique utilisée pour approximer le comportement des composants non linéaires à travers la linéarisation des équations courant-tension au voisinage d'un point de fonctionnement DC (figure IV.2).

La réponse AC de la diode est généralement caractérisée par l'admittance ac-small-signal :

$$Y = \frac{i_{AC}}{v_{AC}}$$

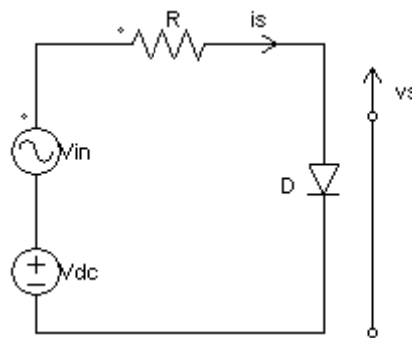


Figure IV.1 : Circuit électrique de la polarisation sous conditions ac-small signal d'une diode.

Dans cette analyse, la diode est polarisée par une tension continue V_{DC} superposée à un signal alternatif v_{AC} . La réponse de la diode sous ces conditions de polarisation est donnée par la figure IV.2.

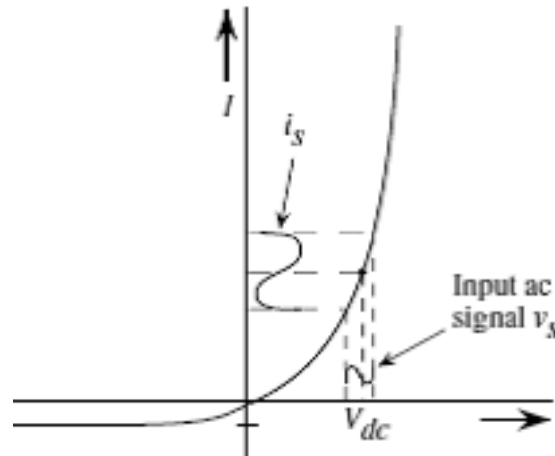


Figure IV.2 : Réponse de la diode sous conditions ac-small signal.

La réponse fréquentielle est, généralement, définie par une mesure quantitative de la réponse spectrale du système à un signal d'entrée. En effet, un système répond différemment à des entrées de fréquences différentes. Pour certaines fréquences, la réponse est amplifiée et pour d'autres, elle est atténuée.

Pour obtenir la réponse fréquentielle d'une diode sous conditions ac-small signal, nous devons mesurer les signaux de sortie v_s et i_s aux bornes de la diode et à travers la résistance R respectivement. Par la suite, nous considérons la réponse fréquentielle de la fonction de transfert représentant l'admittance G_s donnée par :

$$\frac{i_s(f)}{v_s(f)} = \frac{1}{Z_s} = G_s \quad (\text{IV.13})$$

IV. 3. 2 Comportement de la diode pn sous conditions ac-small-signal

Sous polarisation directe, utilisant une tension continue V_{DC} superposée à un signal alternatif v_{ac} de faible amplitude (ac-small-signal), le circuit équivalent de la diode est constitué d'une résistance R_s , d'une capacité de jonction C_j et d'une capacité de diffusion C_{diff} connectées comme indiqué sur la figure (IV.3).

IV. 3. 2. 1 Capacité de jonction (ou de déplétion)

Sous polarisation directe, la capacité de diffusion, due aux porteurs injectés est dominante. Cependant, sous polarisation inverse, la capacité de jonction domine.

Sous conditions ac-small-signal, la capacité de jonction est définie par :

$$C = C_j = \left| \frac{dQ}{dV} \right| = \frac{C_{j0}}{\left(1 - \frac{V}{V_{bi}}\right)^{1/2}} \quad (\text{IV.14})$$

Avec C_{j0} la capacité sous polarisation nulle, V la tension appliquée et V_{bi} la tension de seuil (built-in-voltage).

Dans une diode réelle, le dopage dans les régions n et p varie graduellement. Dans ce cas, la capacité de jonction est alors donnée par :

$$C_j = \frac{C_{j0}}{\left(1 - \frac{V}{V_{bi}}\right)^{m_g}} \quad (\text{IV.15})$$

Avec $m_g = 1/2$ pour une jonction abrupte et $m_g = 1/3$ pour une jonction graduelle.

Vu que la largeur de la zone de déplétion dépend de la tension de polarisation appliquée, la capacité de la diode peut être adaptée électroniquement comme étant une diode varicap.

IV. 3. 2. 2 Capacité de diffusion

Sous polarisation directe d'une diode, la densité de charges injectées peut être élevée et par suite dominer la capacité. La capacité de diffusion est alors donnée par l'expression (IV.16) :

$$C_{diff} = \frac{q}{k_B T} \cdot I \cdot \tau_p \quad (\text{IV.16})$$

I étant le courant de diode et τ_p la constante de temps des transitions.

IV. 3. 2. 3 Circuit équivalent de la diode sous conditions ac-small signal

Pour une réponse ac-small signal, la conductance ac de la diode est :

$$G_s = \frac{dI}{dV} = \frac{q}{k_B T} \cdot I(V) \quad / \quad I(V) = I_s \exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) \quad (\text{IV.17})$$

Notons que cette expression ne se manifeste qu'aux basses fréquences.

Considérons maintenant, une diode *pn* polarisée à une certaine tension V_{dc} . Si un signal *ac* est alors appliqué à cette diode, le courant change comme indiqué sur la figure (IV.2) ci-dessus.

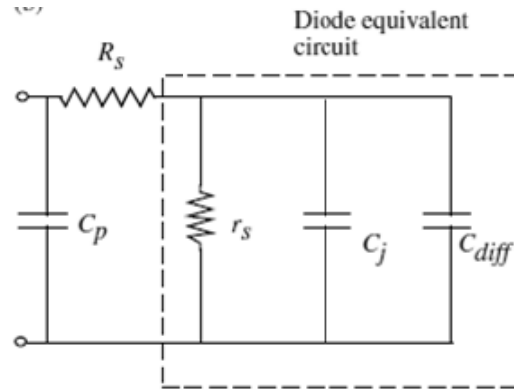


Figure IV.3 : Circuit équivalent de la diode *pn* sous conditions *ac-small signal*.

Ce circuit est constitué de :

- La résistance de diode $r_s = \frac{1}{G_s}$
- La capacité de jonction C_j
- La capacité de diffusion C_{diff}
- une résistance R_s additionnelle associée aux régions neutres type p et type n de la diode.
- une capacité C_p associée au phénomène de *diode packaging*

A partir de ce circuit, et sachant que sous conditions de polarisation directe, la capacité de diffusion est dominante, nous avons la relation suivante entre le courant i_s et la tension v_s :

$$i_s = G_s v_s + C_{diff} \frac{dv_s}{dt} \quad (IV.18)$$

Ainsi, pour une tension d'entrée de fréquence ω , nous aurons :

$$y = \frac{i_s}{v_s} = G_s + j\omega C_{diff} \quad (IV.19)$$

La détermination de G_s et C_{diff} passe par deux étapes [IV.2] :

1. Résoudre l'équation de continuité pour déterminer la partie de la distribution de charge injectée lorsqu'une polarisation $v(t)$ est appliquée à la diode.
2. Déterminer la partie ac du courant et ainsi calculer l'admittance.

Une fois ce calcul effectué, l'admittance ac-small signal est donnée par l'expression suivante:

$$y = \frac{i_s}{v_s} = \frac{qI}{k_B T} \sqrt{1 + j\omega\tau_p} \quad (\text{IV.20})$$

On note, que l'admittance ainsi que les composantes C_{diff} et G_s se comportent différemment en hautes et aux basses fréquences.

De même, nous remarquons que l'admittance y varie avec la fréquence en puissance fractionnaire égale à 1/2.

IV. 3. 3 Comportement d'une diode Schottky sous conditions ac-small signal

La différence principale entre une diode Schottky et une diode pn est que la diode Schottky est un composant à porteurs majoritaires et par suite, la capacité de diffusion n'existe pas.

Le circuit équivalent d'une diode Schottky sous conditions ac-small signal, donné sur la figure IV.4, est une combinaison parallèle de :

- Une résistance $R_d = \frac{dV}{dI}$
- Une capacité de déplétion $C_d = A \left[\frac{qN_d\epsilon}{2(V_{bi}-V)} \right]^{1/2}$
- Une résistance série R_s (elle incluse la résistance de contact et la résistance de la région neutre du semiconducteur)
- Une inductance parasite L_s
- La capacité géométrique du composant $C_{geom} = \frac{\epsilon A}{L}$. L étant la longueur du composant.

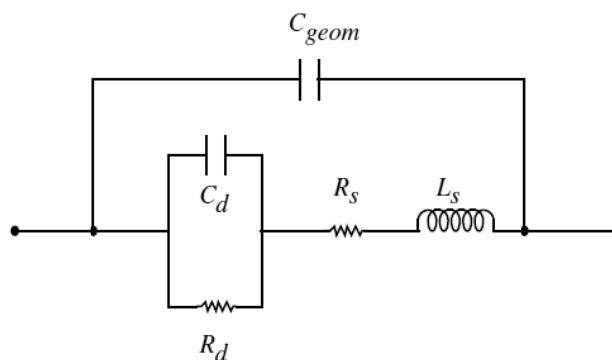


Figure IV.4 : Circuit équivalent d'une diode Schottky.

IV. 4 Identification et caractérisation d'une diode à partir de la réponse *ac-small signal*

L'identification d'une diode sous ac-small signal conditions permet de décrire le circuit électrique équivalent de la diode en déterminant son impédance constitué des résistances série et parallèle (R_s, R_p) ainsi que la capacité C de la diode.

Le relevé expérimental de l'impédance de la diode *pn* sous conditions ac-small signal et le tracé de son évolution avec la fréquence sous forme d'un diagramme de Bode permettent une identification expérimentale de la diode. En effet, le fitage des résultats expérimentaux par le modèle classique permet de déterminer les valeur de R_s, R_p et C à partir des valeurs extraites de K, τ_1 et τ_2 .

IV. 5 Modèles utilisés dans l'identification de la diode *pn*

IV. 5. 1 Modèles d'ordre entier

IV. 5. 1. 1 Modèle analytique

Nous désignons par modèle analytique, le modèle indiqué au paragraphe (IV. 3. 2. 3).

Dans ce modèle, nous avons vu que l'impédance de la diode sous conditions ac-small signal est donnée par :

$$Z_s = \frac{v_s}{i_s} = K_s \frac{1}{(1+j\omega\tau_p)^{1/2}} \quad (\text{IV.25})$$

Avec $K_s = (k_B T / qI)$.

IV. 5. 1. 2 Modèle classique

Le modèle classique est celui déterminé à partir du circuit équivalent connu de la diode pn indiqué sur la figure (IV.5) ci-dessous.

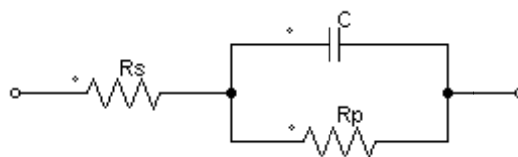


Figure IV.5 : Circuit équivalent d'une diode *pn* sous conditions ac-small signal.

La première composante du modèle est la résistance série R_s . Elle introduit la résistance de contact et la résistance de la région quasi-neutre.

Une seconde résistance est la résistance parallèle R_p qui traduit la résistance des sondes électriques (câbles ou fils).

En parallèle avec R_p , le modèle tient compte de la capacité C de la diode constituée de la capacité de jonction C_j liée à la zone de déplétion et la capacité de diffusion C_{diff} due aux porteurs injectés en dehors de la zone de déplétion. Notons que sous conditions de polarisation directe, la capacité de diffusion est prépondérante.

Dans le domaine fréquentiel (complexe), une expression analogue à la loi d'Ohm est :

$$v = Z \cdot i \quad (IV.26)$$

L'impédance Z du circuit est donnée par l'expression suivante :

$$Z = R_s + \frac{R_p}{1 + CR_p \cdot j\omega} \quad (IV.27)$$

Cette expression peut être écrite sous la forme :

$$Z = K_c \frac{1 + \tau_1 j\omega}{1 + \tau_2 j\omega} \quad (IV.28)$$

avec

$$\begin{cases} K_c = (R_s + R_p) \\ \tau_1 = \frac{CR_p R_s}{R_p + R_s} \\ \tau_2 = CR_p \end{cases} \quad (IV.29)$$

Ainsi, on note que l'impédance est exprimée comme une fonction complexe ayant deux constantes de temps τ_1 et τ_2 . Cette impédance peut alors être représentée par un diagramme de Bode.

IV. 5. 2 Modèles d'ordre fractionnaire

Les systèmes fractionnaires sont une généralisation des systèmes d'ordre entier.

Les modèles d'ordre fractionnaire utilisés dans le cadre de ce travail sont une généralisation des modèles analytique et classique mentionnés ci-dessus.

La généralisation du modèle analytique donnée par l'expression (IV.25) dans une forme fractionnaire implicite est écrite sous la forme :

$$Z_{sf} = \frac{K_{sf}}{1+(j\omega\tau_p)^m} \quad (\text{IV.30})$$

où m est un nombre réel.

D'autre part, la forme fractionnaire implicite correspondant au modèle classique décrit par l'expression (IV.28) est donnée par :

$$Z_{cf} = K_{cf} \frac{1+(j\omega\tau_1)^{m_1}}{1+(j\omega\tau_2)^{m_2}} \quad (\text{IV.31})$$

où m_1 et m_2 sont des nombres réels.

IV. 6 Procédure expérimentale, résultats et interprétations

IV. 6. 1 Procédure expérimentale

Dans ce travail, la technique expérimentale dite *ac-small signal* est utilisée pour étudier la réponse de la diode soumise à un signal alternatif AC de faible amplitude superposé à un signal continu DC représentant un point de fonctionnement donné. Cette réponse nous permet de déduire la variation de l'impédance complexe de la diode avec la fréquence du signal AC appliqué.

La représentation dans le plan de Bode de cette impédance (principalement le diagramme d'amplitude) permet d'identifier la diode par fitage des résultats expérimentaux en utilisant les modèles cités et par suite déterminer les paramètres électriques de la diode (principalement la résistance série, la résistance parallèle et la capacité de diffusion).

Les mesures expérimentales sont effectuées en réalisant le montage électrique de la figure (IV.1) ci-dessus. Le matériel utilisé était :

1. Générateur de fonction.
2. Un oscilloscope à mémoire.
3. Deux multimètres digitaux.

Dans cette étude, une tension AC de faible amplitude et de fréquence variable est générée. La tension de polarisation continue directe est choisit de telle façon à assurer un point de fonctionnement dans la partie linéaire de la caractéristique statique I(V) de la diode.

IV. 6. 2 Résultats et interprétations

IV. 6. 2. 1 Caractéristique statique I(V)

Avant de procéder à l'identification de la diode à partir de sa réponse ac-small signal, nous avons relevé sa caractéristique statique courant-tension $I(V)$. Ceci, afin de bien choisir le point de fonctionnement de la diode sur la partie linéaire de la caractéristique. Cette caractéristique est donnée sur la figure (IV.6) ci-dessous.

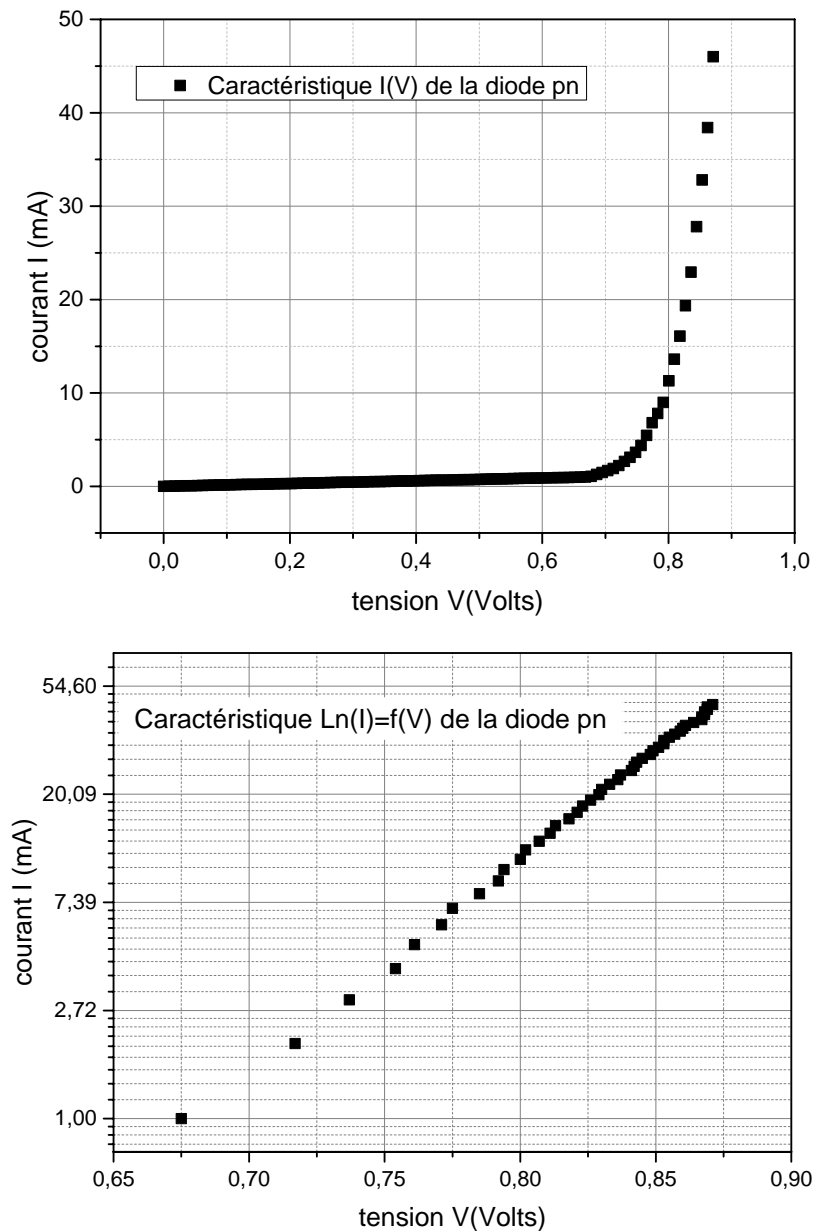


Figure IV.6 : Caractéristique statique de la diode BY402 utilisée.

IV. 6. 2. 2 Réponse ac-small signal et fitage par modèles entiers

Pour valider les modèles de la diode pn présentés, nous avons utilisés une diode BY402. L'identification du modèle de la diode est effectuée à travers la réponse fréquentielle obtenue à partir de la technique ac-small signal.

Une tension de polarisation directe $V_p = 15V$ est appliquée à la diode. Nous superposons une tension alternative $v_{in}(t) = V_0 \sin \omega t$ avec $V_0 = 4.4 V$ et $\omega = 2\pi f$. Ensuite, nous mesurons i_s et v_s dans la gamme de fréquence $[10^4, 1.1 \cdot 10^5] Hz$ et nous représentons, dans le plan de Bode, la fonction de transfert $Z_s(f) = \frac{v_s}{i_s}$, qui n'est autre que l'impédance de la diode. Le fitage de cette courbe par les modèles présentés de cette impédance permettra par la suite d'identifier la diode.

Sur la figure (IV.7), nous présentons, sous forme de diagramme d'amplitude de Bode, les résultats expérimentaux et leur fitage par les modèles d'ordre entier (analytique et classique).

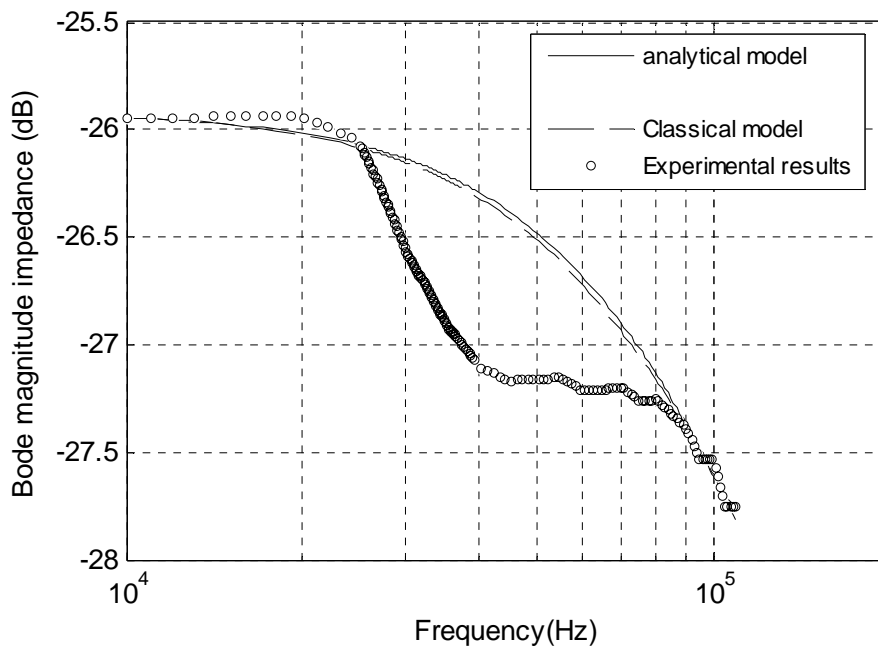


Figure IV.7 : Fitage des résultats expérimentaux par les modèles analytique et classique de la diode BY402.

A partir de ces résultats, nous pouvons constater que les modèles classique et analytique coïncident et donnent les mêmes résultats. Ils coïncident parfaitement avec la courbe expérimentale aux fréquences extrêmes (basses et hautes fréquences).

Le meilleur fitage de la courbe expérimentale par le modèle classique et le modèle analytique est obtenu pour les valeurs regroupées dans le tableau (IV.1).

Modèle	classique	Analytique
Paramètres	$K_s = 50,6 \cdot 10^{-3}$, $\tau_2 = 1,009 \cdot 10^{-5} \text{ s}$, $\tau_1 = 6,0 \cdot 10^{-6}$	$K_s = 50,6 \cdot 10^{-3}, \tau = 1,085 \cdot 10^{-5} \text{ s}$ $(\omega_c = 1/\tau = 9,22 \cdot 10^4 \text{ rad/s})$
Impédance	$Z_c = 50,6 \cdot 10^{-3} \frac{1 + 6,0 \cdot 10^{-6} j\omega}{1 + 1,009 \cdot 10^{-5} j\omega}$	$Z_c = 50,6 \cdot 10^{-3} \frac{1}{1 + 1,085 \cdot 10^{-5} j\omega}$

Tableau IV.1 : Résultats d'identification de la diode BY402 par les modèles analytique et classique.

IV. 6. 2. 3 Réponse ac-small signal et fitage par modèles fractionnaires

1. Modèle fractionnaire à un pole et un zéro

D'après les résultats obtenus, nous remarquons que l'impédance de la diode dans le plan de Bode est bien fitée par les modèles entiers uniquement aux basses et hautes fréquences. Ainsi, et pour bien approximer la courbe expérimentale aux fréquences intermédiaires, nous utilisons des modèles fractionnaires (généralisés). L'idée de généralisation fractionnaire provient du fait que l'impédance électrique d'une diode *pn* est liée aux phénomènes de conduction basés sur la diffusion des porteurs et que les phénomènes de diffusion ont généralement bien un comportement fractionnaire [IV.15]. Ce modèle est exprimé par la fonction de transfert suivante :

$$Z_{cf} = K_{cf} \frac{1+(j\omega\tau_1)^{m_1}}{1+(j\omega\tau_2)^{m_2}} \quad (\text{IV.32})$$

Le meilleur fitage des résultats expérimentaux par le modèle fractionnaire de l'expression (figure IV.8) est obtenu pour les valeurs suivantes :

$$\begin{cases} K_{cf} = 51,5 \cdot 10^{-3} \\ m_1 = 0,6677 \\ m_2 = 0,79 \\ \tau_1 = 4,5 \cdot 10^{-7} \text{ s} \\ \tau_2 = 52,6 \cdot 10^{-7} \text{ s} \end{cases}$$

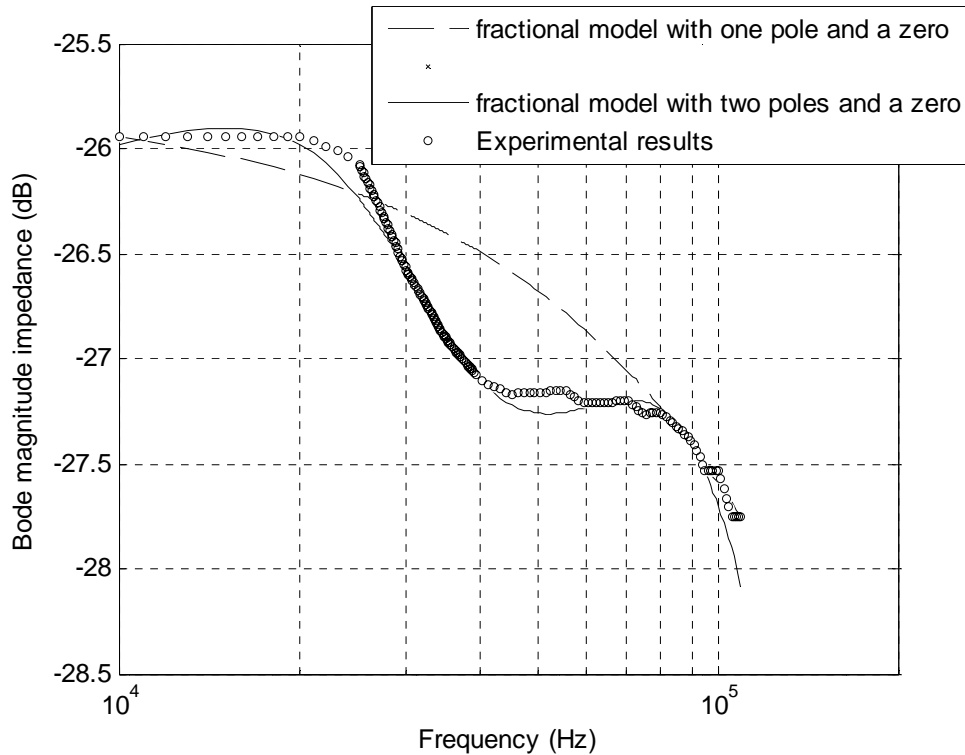


Figure IV.8 : Fitage des résultats expérimentaux par les modèles fractionnaires de la diode BY402.

A partir de cette figure, nous pouvons constater clairement que le modèle fractionnaire tient compte des fréquences intermédiaires, en plus des basses et hautes fréquences, mais il n'arrive pas à décrire, d'une façon précise, le comportement du système dans cette gamme de fréquence.

Tenant compte de ces remarques, nous avons pensé à étendre le modèle fractionnaire à un modèle à un zéro et deux pôles.

2. Modèle fractionnaire à deux pôles et un zéro

Dans ce modèle, nous utilisons l'impédance de Warburg [IV.16] et nous décrivons l'impédance de la diode par le circuit électrique de la figure (IV.9) suivante :

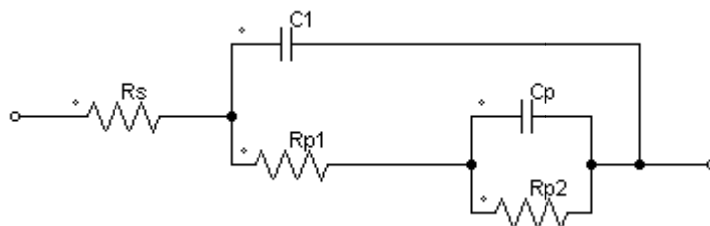


Figure IV.9 : Circuit électrique équivalent au modèle fractionnaire à un pôle et deux zéros.

L'impédance de ce circuit correspond à un système du second ordre à deux pôles et un zéro. Dans sa forme fractionnaire implicite, il est défini par l'expression suivante :

$$Z_f = K_f \frac{(1+(j\omega\tau_{1f})^{m_{1f}})}{\left((1+(j\omega\tau_{2f})^{m_{2f}})(1+(j\omega\tau_{3f})^{m_{3f}})\right)} \quad (\text{IV.33})$$

En fitant la courbe expérimentale de l'impédance par ce modèle (figure IV.8), nous remarquons que ce modèle est le plus adéquat pour décrire le comportement réel de la diode pn pour toute la gamme de fréquences considérée. Ceci pour les valeurs suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} K_f = 48.5 \cdot 10^{-3} \\ m_{1f} = 1.3300 \\ m_{2f} = 1.3450 \\ m_{3f} = 1.361 \\ \tau_{1f} = 2.7165 \cdot 10^{-5} \text{ s} \\ \tau_{2f} = 3.2999 \cdot 10^{-5} \text{ s} \\ \tau_{3f} = 8.9 \cdot 10^{-5} \text{ s} \end{array} \right.$$

IV. 6. 3 Comportement entier d'une diode Schottky

Comme nous l'avons mentionné au paragraphe précédent, la diode pn est bien décrite par le comportement fractionnaire à cause de l'effet diffusif décrivant sa conduction.

De ce fait, nous avons voulu confirmer cette interprétation par le comportement d'une diode Schottky. En effet, cette dernière est un composant à porteurs majoritaires et donc il doit présenter un comportement décrit par les systèmes d'ordre entier.

La diode Schottky utilisée est une diode Al/Si-mc (silicium multicristallin) de surface $A = 1 \text{ mm}^2$. Elle a été polarisée par une tension DC de 2,8Volts superposée à une tension AC d'amplitude $V_{ac} = 3 \text{ Vpp}$.

Le diagramme d'amplitude de Bode de cette diode est donné sur la figure IV.10 ci-dessous.

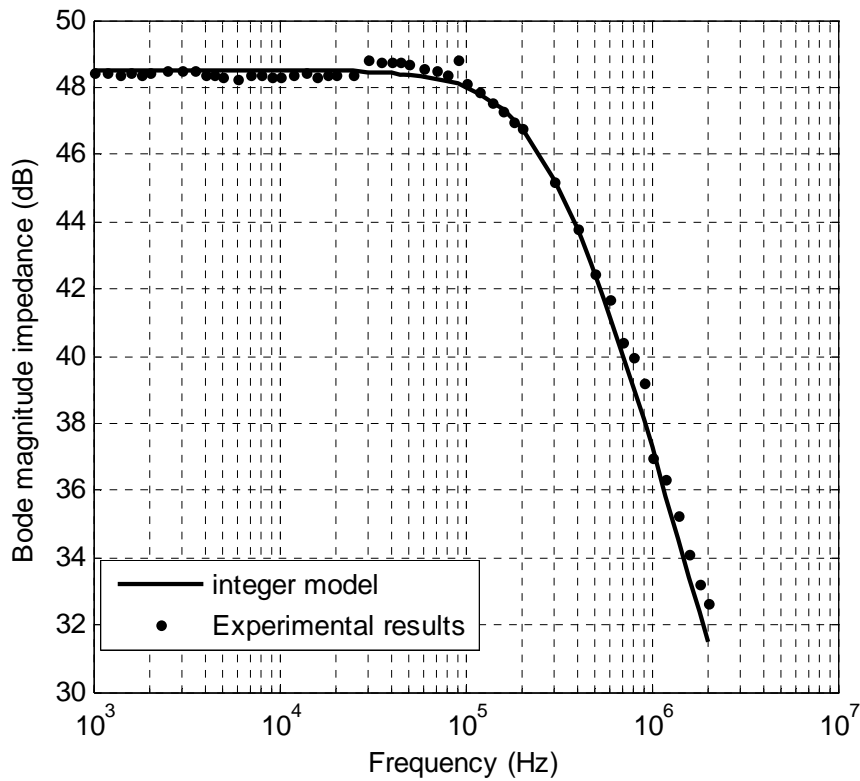


Figure IV.10 : Fitage de l'impédance expérimentale d'une diode Schottky par un modèle entier.

Nous avons ensuite procédé au fitage de cette courbe par le modèle entier et sa généralisation en fractionnaire et nous avons trouvé qu'il est parfaitement décrit par le modèle entier suivant :

$$Z_{SC} = K_{SC} \frac{1 + \tau_{1SC} j\omega}{1 + \tau_{2SC} j\omega} \quad (\text{IV.34})$$

Pour

$$\begin{cases} K_{SC} = 266.5 \\ \tau_{1SC} = 3.2 \times 10^{-9} \text{ s} \\ \tau_{2SC} = 3.5 \times 10^{-6} \text{ s} \end{cases}$$

Ceci confirme notre interprétation concernant le comportement fractionnaire de la diode *pn*. En effet, la diode Schottky n'est pas un composant diffusif et par suite, il ne peut être décrit par un modèle fractionnaire.

IV. 7 Conclusion

Etant une généralisation des systèmes entiers, les systèmes fractionnaires ont prouvé leur efficacité dans la modélisation de plusieurs phénomènes physiques. Parmi ces derniers, nous distinguons les phénomènes de diffusion.

La jonction *pn*, dont la réalisation et le fonctionnement sont régis par des phénomènes diffusifs (diffusion des atomes dopants et diffusion des porteurs minoritaires), peut être modélisée par une impédance d'ordre fractionnaire. En effet, en utilisant la technique expérimentale dite " *ac-small signal* " pour déterminer sa réponse en fréquence, nous avons prouvé le comportement fractionnaire de ce composant.

D'autre part, la diode Schottky, qui est un composant à porteurs majoritaires non-diffusif, a présenté un comportement entier.

Conclusion générale

La caractérisation électrique des diodes sous polarisations directe et inverse est l'un des sujets les plus importants dans le temps. Les mesures courant-tension $I(V)$ et capacité-tension $C(V)$ sont les techniques de caractérisation les plus utilisées pour déterminer les paramètres électriques d'une diode. Parmi ces derniers, on cite la résistance série, la hauteur de la barrière de potentiel, le facteur d'idéalité et les états d'interface.

Dans le temps, plusieurs méthodes d'extraction de ces paramètres ont été développées. Chacune de ces techniques présente des limitations liées à la linéarité des tracés $\text{Log}I(V)$ et $\frac{1}{C^2}(V)$. Les méthodes itératives permettent, à un certain degré, de pallier à ce problème.

Une méthode de caractérisation $I(V)$ développée par A. Kaminski et al. Nous a poussé à inspirer une méthode analogue liée à la caractérisation $C(V)$. Ces deux méthodes ont fait l'objet et l'outil de notre travail.

Ce travail de recherche portait sur la caractérisation électrique $I(V)$ et $C(V)$ des diodes Schottky (Al/mc-Si) au silicium multicristallin photovoltaïque Polix de Photowatt. En effet, ce matériau, très utilisé dans la réalisation des cellules solaires, présente beaucoup de limitations liées aux joints de grains. Ces derniers forment un chemin privilégié pour une diffusion rapide des impuretés affectant ainsi les propriétés du matériau polycristallin. Une caractérisation préalable de ce matériau est alors effectuée par le biais de diodes Schottky Al/mc-Si réalisées à des positions différentes par rapport aux joints de grains. L'effet du métal déposé et l'effet de la température sont également pris en considération dans cette étude.

Pour ce qui est de la caractérisation $I(V)$, les résultats obtenus nous ont permis de conclure que le dépôt du métal au dessus des joints de grains et son traitement thermique favorise instantanément le piégeage des porteurs dans les défauts présents aux joints de grains. Ceci a pour effet d'augmenter la résistance shunt et de diminuer la concentration des atomes électriquement actifs. Selon la nature des pièges présents dans ces joints de grains (donneurs ou accepteurs), le courant peut diminuer ou augmenter.

D'autre part, nous signalons les valeurs élevées du facteur d'idéalité (entre 4 et 9) causées probablement par une densité remarquable de défauts aux joints de grains. De même, les valeurs obtenues de la résistance série étaient élevées en comparaison avec les diodes au

silicium monocristallin. Cependant, le courant de saturation était pratiquement faible et la résistance shunt élevée. Ces résultats nous ont permis, par la suite, de proposer une structure électrique équivalente à la diode Schottky au silicium multicristallin.

A partir des caractéristiques $C(V)$ des échantillons au silicium monocristallin Al/c-Si, nous avons calculé les concentrations du dopage électriquement actif qui était aux alentours de 10^{14}cm^{-3} . De même, les profils de la densité effective des porteurs dans la zone de charge d'espace ont montré un profil constant de moyenne égale à 10^{16}cm^{-3} pour les échantillons présentant une caractéristique $\frac{1}{C^2}(V)$ linéaire. En outre, le comportement non linéaire de la caractéristique de certains échantillons a abouti à un profil graduel qui traduit la présence de niveaux pièges dans le matériau.

Dans le cas des diodes au silicium multicristallin, les caractéristiques $\frac{1}{C^2}(V)$ ont présenté une courbure au voisinage de la polarisation nulle. De même, la présence de plusieurs pentes sur cette caractéristique a renseigné sur la présence de niveaux profonds. Les concentrations du dopage actif dans ces échantillons étaient aux alentours de 10^{14}cm^{-3} ; une concentration qui s'avère très faible en comparaison avec la concentration de Bore dans le silicium multicristallin qui était de l'ordre de 10^{17}cm^{-3} . Les profils de la densité des porteurs effective ont présenté un comportement non-uniforme avec des concentrations comprises entre 10^{15}cm^{-3} et 10^{17}cm^{-3} .

En étudiant l'effet de la température sur le comportement des caractéristiques $C(V)$, nous avons remarqué que les basses températures induisent des sauts de capacité pour des valeurs spécifiques de la tension de polarisation; comportement qui a été expliqué par l'extension de la zone de déplétion d'une cristallite à une autre.

Un deuxième aspect faisant l'objet de cette étude était l'identification des diodes Schottky et pn à partir de leur réponse en fréquence sous conditions ac-small signal. Il s'agit d'une polarisation directe de la diode à laquelle on superpose une tension alternative de faible amplitude. En faisant varier la fréquence de ce signal, on obtient la réponse en fréquence de la diode. Cette réponse permet de modéliser la diode par une fonction de transfert qui n'est autre que son impédance caractéristique. Le fitage de ces résultats expérimentaux permet de déterminer la résistance série, la résistance shunt et la capacité de la diode.

Cette étude a abouti aux résultats suivants :

- La diode Schottky est équivalente à un système d'ordre entier modélisé par une fonction de transfert à un pôle et un zéro.
- La diode pn a présenté un comportement fractionnaire traduit par une fonction de transfert à deux pôles et un zéro.

En effet, ces résultats s'expliquent bien par le fait que la diode *pn* est un dispositif diffusif (bien décrit par le comportement fractionnaire) contrairement à la diode Schottky qui est un composant à porteurs majoritaires (traduisant un comportement entier).

Chapitre I

- [I.1] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 3rd Edition, 2007.
- [I.2] A. Tandjaoui, "*Solidification dirigée du silicium multi-cristallin pour les applications photovoltaïques : caractérisation in situ et en temps réel par imagerie X Synchrotron*", thèse de doctorat, Ecole Doctorale Physique et Sciences de la matière, Université d'Aix-Marseille, 2013.
- [I.3] Z. Saidbacar, "*Élaboration et caractérisations du silicium polycristallin par cristallisation en phase liquide du silicium amorphe*", Université Paris-Sud, 2012.
- [I.4] S. Kartout, "*Propriétés physiques des composés ternaires élaborés par dépôts séquentiels des éléments (Cu/Ga/Se)*", mémoire de magister, université de Skikda, 2008.
- [I.5] M. Gerl, J.P. ISSI, "*Physique des matériaux*", ed. Presse polytechnique et universitaire Romande Lausanne, 1997.
- [I.6] A. Nadri, "*Modélisation de la microstructure des grains dans le silicium multicristallin pour le photovoltaïque*", thèse de doctorat, université de Grenoble, 2012.
- [I.7] M. Zougrana et al., "*Modélisation à 3-D de l'influence de la taille des grains et de la vitesse de recombinaison aux joints de grain sur une photopile au silicium polycristallin sous éclairage concentré*", *Revue des Energies Renouvelables* Vol. 14 N°4 (2011) 649 – 664
- [I.8] A. D. McConnell et al., "*Thermal Conductivity of Doped Polysilicon Layers*", *Journal of microelectromechanical systems*, vol. 10, N°3, Sept. 2001, pp.360-369.
- [I.9] R. C. Germanicus et al., "*Microstructure and electrical characterization based on AFM of very high-doped polysilicon grains*", *applied surface science*, 2007.
- [I.10] J. C. Tolédano, "*Bases physiques de la plasticité des solides*", ed. Ecole polytechnique, Mai 2007.
- [I.11] J. P. Mercier et al., "*Introduction à la science des matériaux*", 3^{ème} édition, ed. Presse polytechnique et universitaire de Romande, 2002.
- [I.12] S. Dubois, "*Influence des interactions impureté-défaut et impureté-impureté sur le rendement de conversion des cellules photovoltaïques au silicium cristallin*", thèse de doctorat, Université Paul Cezanne Aix-Marseille III, 2007.
- [I.13] T. Kamins, "*Polycrystalline silicon for integrated circuits and displays*", 2^{ème} édition, Kluwer Academic Publishers, Boston, 1998.
- [I.14] M. M andurah et al., "*Dopant segregation in polycrystalline silicon*", *Journal of Applied Physics*, vol. 51, Nov. 1980, pp 5755-5763.

- [I.15] **J. P. Colinge et al.**, "*Grain size and resistivity of LPCVD polycrystalline silicon films*", J. Electrochem. Soc. 128, sept. 1981, pp 2009-2014.
- [I.16] **J. Y. Seto**, "*Modèle de ségrégation*", J. Applied Physics, 1975, vol. 46, pp 5247.
- [I.17] **H. Amanrich**, "*Origine des centres recombinants aux joints de grains de bicristaux de silicium $\Sigma = 13$* ", Revue Phys. Appl. 25, Nov. 1990 pp. 1121-1128.
- [I.18] **J. P. Colinge et al.**, "*Grain size and resistivity of LPCVD polycrystalline silicon films*", J. Electrochem. Soc. 128, sept 1981, 2009-2014.
- [I.19] **T. S. Kevkié et al.**, "*Resistivity of polycrystalline silicon films with grain and grain boundary trapping states*", XVII symposium on condensed Matter Physics-SFKM 2007, Versac-Serbia, pp. 1-4.
- [I.20] **G. Baccarani et al.**, "*I-V characteristics of polycrystalline resistors*", Revue de physique appliqué, vol. 13, Déc. 1978, pp. 777-782.
- [I.21] **N. Chan-Chun Lu et al.**, "*A conduction model for semiconductor-Grain-Semiconductor barriers in polycrystalline silicon films*", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. ED-30, N°2, Feb. 1983, pp. 137-149.
- [I.22] **M. Kimura et al.**, "*Device Simulation of Carrier Transport through Grain Boundaries in Lightly Doped Polysilicon Films and Dependence on Dopant Density*", Japanese Journal of Applied Physics, Volume 40, Part 1, Number 9A , 2001
- [I.23] **S. R. Ratanaphan et al.**, "*The five parameter grain boundary character distribution of polycrystalline silicon*", J. Matter Science, vol 49, Avril 2014, pp 4938-4945.

Chapitre II

- [II.1] **U. K. Mishra et J. Singh**, "*Semiconductor Device Physics and Design*", ed. Springer, 2008.
- [II.2] **M. Grundmann**, "*The physics of semiconductors, An Introduction Including , Nanophysics and Applications*", 2nd edition, ed. Springer 2010.
- [II.3] **S. V. Spoutai**, "*Practical model for electrical properties of highly doped p-type polysilicon*", 4th International Conference, APEIE-98, pp. 27-29.
- [II.4] **D. P. Joshi et D. P. Bhatt**, "*Theory of Grain Boundary Recombination and carrier transport in polycrystalline silicon under optical illumination*", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 37, N°1, January 1990, pp. 237-249.
- [II.5] **G. Baccarani et al.**, "*I-V characteristics of polycrystalline resistors*", Revue de Physique Appliquée, vol. 13, Dec. 1978, pp. 777-782.

- [II.6] **W. Monch**, "*On the Physics of metal-semiconductor Interfaces*", Rep. Progr. Phys., vol. 53, March 1990, pp. 221-278.
- [II.7] **L. J. Brillson**, "*Surface Photovoltage Measurements and Fermi Level Pinning: Comment on the unified model for Schottky Barrier Formation and MOS interface states on III-V compounds*", Thin Solid Films 89, Larch 1982, pp. L27-L33.
- [II.8] **L. J. Brillson**, "*Advances in understanding Metal-semiconductor interfaces by surface science techniques*", J. Phys. Chem. Solids, vol. 44, 1983, pp. 703-733.
- [II.9] **C. R. Crowell et V. L. Rideout**, "*Normalized Thermionic Field Emission (TF) in metal-semiconductor (Schottky) Barriers*", Solid State Electronics, vol. 12, February 1969, pp. 89-105.
- [II.10] **D. K. Schroder**, "*Semiconductor material and device characterization*", 2^{ème} edition, ed. John Wiley and sons, USA, 1998.

Chapitre III

- [III.1] **A. Kaminski et al.**, "*I-V methods to extract junction parameters with special emphasis on low series resistance*", Solid State Electronics, vol. 43, 1999, pp. 741-745.
- [III.2] **F. Boulgamh et al.**, "*Determination of mono and polysilicon Schottky diode parameters using I-V and C-V methods*", WSEAS Transactions on Circuits and Systems, Issue 11, Vol. 4, November 2005, pp. 1581-1586.
- [III.3] **D. K. Schroder**, "*Semiconductor material and device characterization*", 2nd ed., Ed. John Wiley and sons, USA, 1998
- [III.4] **S. M. Sze**, "*Physics of semiconductor devices*", New York, ed. Wiley and Sons, 1981.
- [III.5] **H. Norde**, "*A modified forward I-V plot for Schottky diodes with high series resistance*", J. Appl. Phys., vol. 50, July 1979, pp. 5052-5053.
- [III.6] **N. Toyama**, "*Variation in the effective Richardson constant of a metal-silicon contact due to metal film thickness*", J. Appl. Phys., vol. 63, April 1988, pp. 2720-2724.
- [III.7] **S. K. Cheung and N. W. Chung**, "*Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics*", Appl. Phys. Lett. , vol. 49, July 1986, pp. 85-87.
- [III.8] **T. Chot**, "*A modified forward U-I plot for Schottky diodes with high series resistance*", Phys. State. Sol. Vol. 66a, July 1981, pp. K43-K45.

- [III.9] **M. S. Doghmane**, "*Etude des défauts électriquement actifs dans le silicium recuit par faisceaux d'électrons pulsés*", Thèse de 3^{ème} cycle, INSA Lyon, France, 1984.
- [III.10] **A. Ferhat-Hamida et al.**, "*Extraction of Schottky diode parameters including parallel conductance using a vertical optimization method*", *Solid State Electronics*, vol. 46, 2002, pp. 615-619.
- [III.11] **M. de la Bardonnie et al.**, "*Junction parameters for silicon device characterization*", *Microelectronics Reliability*, vol. 39, 1999, 751-753.
- [III.12] **V. M. Lubimskii**, "*A model of the conductivity of p-type polycrystalline silicon with regard to current spreading in crystallites*", *Semiconductors*, vol. 40 N°3, Mars 2006, pp. 302-308.
- [III.13] **R. Coq Germanicus et al.**, "*Microstructure and electrical characterization based on very high-doped polysilicon grains*", *Applied surface science*, 2007.
- [III.14] **S. Verghese et al.**, "*Forward-bias conduction of Schottky diodes on polysilicon thin films*", *IEEE Trans. On Electron. Dev.*, vol. 36 N°7, July 1989, pp. 1311-1317.
- [III.15] **M. A. Green et J. Shewchun**, "*Minority carrier effects upon the small signal and steady-state properties of Schottky diodes*", *Solid State Electron.*, vol. 1, 1973, pp. 1141-1150.
- [III.16] **H. C. Card et W. Hwang**, "*On the transport theory of Schottky barriers to polycrystalline silicon in films*", *IEEE Trans. Electron. Devices*, vol. ED-27, April 1980, pp. 700-705.
- [III.17] **T. I. Kamins**, "*Hall mobility in chemically deposited polycrystalline silicon*", *J. Appl. Phys.*, vol. 42, 1971, pp. 4357-4365.
- [III.18] **N. C. C. Lu et al.**, "*Modeling and optimization of monolithic polycrystalline silicon resistors*", *IEEE Trans. Electron. Devices*, vol. ED-28, 1981, pp. 818-830.
- [III.19] **N. C. C. Lu et al.**, "*A new conduction model for polycrystalline silicon films*", *IEEE Trans. Electron. Devices*, vol. EDL-2, 1981, pp. 95-98.
- [III.20] **J. Y. W. Seto**, "*The electrical properties of polycrystalline silicon films*", *J. APPL. Phys.*, vol. 46, December 1975, pp. 5247-5254.
- [III.21] **G. Baccarani et al.**, "*Transport properties of polycrystalline silicon films*", *J. Appl. Phys.*, vol. 49, November 1978, pp. 5565-5570.
- [III.22] **D. P. Joshi et D. P. Bhatt**, "*Theory of grain boundary recombination and carrier transport in polycrystalline silicon under optical illumination*", *IEEE Trans. On Electron Devices*, vol. 37(1), January 1990.
- [III.23] **S. Afzal**, "*A study of the electrical properties of polycrystalline based organic devices*", thèse de doctorat, université de Liverpool, 2012.

- [III.24] **J. Martinez et al.**, "Grain boundary potential determination in polycrystalline silicon by the scanning light spot technique", *J. Appl. Phys.*, vol. 52, March 1981, pp. 1301-1305.
- [III.25] **E. Loh**, "Interpretation of dc characteristics of phosphorus doped polycrystalline silicon films: conduction across low-barrier grain boundaries", *J. Appl. Phys.*, vol. 54, August 1983, pp. 4463-4466.
- [III.26] **N. C-C. Lu et C. Y. Lu**, "I-V characteristics of polysilicon resistors at high electric field and the non-uniform conduction mechanism", *Solid State Electron.*, vol. 27, Aug/Sept. 1984, pp. 797-805.
- [III.27] **H. Ayed et al.**, "Characterization of in-situ Doped Polycrystalline Silicon Using Schottky Diodes and Admittance Spectroscopy", *J. of Nano and Electronic Physics*, vol. 8 N°1, 2016, pp. 01038(1)-0838(4).
- [III.28] **A. Akkal et al.**, "Modelization and characterization of Au/Insb/InP Schottky systems as a function of temperature", *Materials science and Engineering*, vol. B55, 1998, pp. 162-168.
- [III.29] **M. Amrani et al.**, "Study of lateral PN diodes C-V characteristics: Modeling and experiments", *Solid-State Electronics*, vol. 42 N°11, 1998, pp. 1925-1931.
- [III.30] **M. Amrani et al.**, "Simulation of the high frequency C-V Characteristics of Lateral PN junctions on polysilicon films", *Materials science and Engineering*, vol. B49, 1997, pp. 197-201.
- [III.31] **Z. Tang, C.R. Wie**, "Capacitance–voltage characteristics and device simulation of bias temperature stressed a-Si:H TFTs", *Solid-State Electronics*, September 2009.

Chapitre IV

- [IV.1] **D. Valerio et al.**, "Identifying a transfer function from a frequency response", in *Journal of Computer nonlinear dynamics*, vol. 3, NO. 2, 2008.
- [IV.2] **D. K. Schroder**, "Semiconductor material and device characterization", 2nd ed., John Wiley and sons, 1998, pp.133–200.
- [IV.3] **L. Ljung**, "System identification - Theory for the user", Prentice Hall, 2nd edition, 1999.
- [IV.4] **K. B. Oldham and J. Spanier**, "The fractional calculus: theory and applications of differentiation and integration to arbitrary order", Springer, 2006,.
- [IV.5] **S. Das**, "Functional Fractional Calculus for System Identification and Controls", ed. Springer, 2008.
- [IV.6] **Andrzej Dzielinski et al.** "Identification of the Fractional-Order Systems: A Frequency Domain Approach", *Acta Montanistica Slovaca*, vol. 1, 2011, pp.26-33

- [IV.7] **D.L. Pulfrey**, "*Understanding modern transistors and diodes*", Cambridge University Press, 2010, pp.138–324.
- [IV.8] **J. Sabatier al.**, "*Advances in Fractional Calculus: Theoretical Developments and Applications in Physics and Engineering*", Springer, 2006,.
- [IV.9] **K. B. Oldhan and J. Spanier**, "*The fractional calculus theory and applications of differentiation and integration to arbitrary order*", ed. Springer, 2006
- [IV.10] **M. Ghanbari et al.** , "*Order and pole locator estimation in fractional order systems using bode diagram*" , in Signal process., vol. 91, NO.2, 2011, pp. 191–202.
- [IV.11] **D. Valério and J. Costa**, "*Identification of fractional models from frequency data*", in Advances in fractional calculus, part 4, 2007, pp. 229–242.
- [IV.12] **H. Zhang and J. A. Pappas**, "*A moving boundary diffusion model for PIN diodes*", in IEEE Transactions on Magnetics, vol. 37, NO. 1, January 2001, pp. 406–410.
- [IV.13] **A. Oustaloup et al.**, "*Frequency-domain synthesis of a filter using viète root functions*" in IEEE transactions on automatic control, vol. 47, NO.5 2002, pp. 837–841.
- [IV.14] **U. K. Mushra and J. Singh**, "*Semiconductor device physics and design*", Springer, 2008, pp.304–318.
- [IV.15] **E. Barsoukov and J. R. Macdonald**, "*Impedance spectroscopy-Theory, experiment, and applications*", 2nd ed., John Wiley and sons, 2005, pp 205–537.
- [IV.16] **N. A. Sekushin**, "*Equivalent circuit of Warburg Impedance*", in Russian Journal of Electrochemistry, vol. 45, Issue 7, July 2009, pp. 828–832.

Abstract

This thesis deals with two principle axes :

- Statistical characterization
- And dynamical characterization

of pn and Schottky (Al/mc-Si) diodes.

Statistical characterization is done through experimental $I(V)$ and $C(V)$ measures using Polix-Photowatt multicristalline silicon structures. Parameters taken into account were the Aluminium plot position, the metal nature and the operating temperature.

We used an iterative $I(V)$ method and we developed a $C(V)$ method to extract diode parameters. Results obtained indicated the presence of trap levels in the grain boundaries, an important effect of the metal position and operating temperature.

Dynamical characterization is carried out by the ac-small signal measurements applied to Schottky and pn diodes. These structures identification showed a fractional behavior of the pn diode and an integer behavior of the Schottky one. The main contributions of this work were then:

- The electrical characterization of multicrystalline silicon through Schottky Al/mc-Si diodes;
- Development of an iterative method based on $C(V)$ measurements to extract active doping densities;
- Proposition of an electrical equivalent circuit to explain polycrystalline silicon electrical behavior;
- Proposition of an identification diode method based on ac-small signal measurements;
- Experimental demonstration that pn diode is a fractional system and Schottky diode is an integer one.

Key words:

Multicrystalline silicon, $I(V)$ and $C(V)$ characterization, iterative method, Schottky and pn diodes, ac-small signal, fractional systems, integer systems.

ملخص

يتطرق هذا العمل إلى محورين أساسيين هما التوصيف الثابت و التوصيف الديناميكي للصمامات الثنائية pn و شوتكي .

التوصيف الثابت يعتمد على القياسات التجريبية للسعة و التيار $I(V)$ و $C(V)$.

أجرينا هذه الاختبارات على صمامات ثنائية من السيليسيوم متعدد البلورات و المصنع وفق تقنية Polix-Photowatt .

تطرقنا من خلال ذلك إلى دراسة تأثير موضع الألمنيوم المشكل لصمام شوتكي , لطبيعة المعدن المستعمل و لدرجة حرارة التشغيل استعملنا في ذلك طرق تعتمد على مبدأ التكرارات.

لاحظنا من خلال النتائج المتحصل عليها وجود مستويات طاقة مفخخة داخل حدود الحبوب البلورية كما أن تأثير موضع الألمنيوم كان واضحا و كذلك الحال بالنسبة لدرجة حرارة التشغيل.

بالمقابل اعتمدنا في التوصيف الديناميكي على قياسات ما يسمى *ac-small signal* و المطبقة على الصمامين الثنائيين pn و شوتكي .

أبدت النتائج المتحصل عليها سلوك الصمام الثنائي pn مسلك الأنظمة ذات الدرجة الجزئية بينما سلك صمام شوتكي أنظمة التحكم ذات الدرجة الصحيحة .

أما عن التدخلات الأساسية لهذا العمل فنتلخص في ما يلي :

- التوصيف الكهربائي للسليسيوم متعدد البلورات باستعمال صمام القطب شوتكي (Al/mc-Si) ،
- إنشاء طريقة تكرارية تعتمد على القياسات السعوية $C(V)$ لحساب كثافة ذرات شوائب التطعيم الفعالة ،
- اقتراح دارة كهربائية مكافئة للسليسيوم متعدد البلورات ،
- اقتراح طريقة تحديد الصمامات الثنائية اعتمادا على القياسات التجريبية *ac-small signal* ،
- إثبات , تجريبيا , أن صمام القطب pn هو عبارة عن نظام ذو درجة جزئية بينما شوتكي ذو درجة صحيحة .

كلمات المفاتيح

السيليسيوم متعدد البلورات، التوصيف $I(V)$ و $C(V)$ ، الطرق التكرارية للصمامات الثنائية pn و شوتكي ، الأنظمة ذات الدرجة الجزئية، الأنظمة ذات الدرجة الصحيحة .