

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene
(U.S.T.H.B.) Alger

Faculté de physique



Mémoire

Présenté pour l'obtention du Diplôme de Magister

en : Physique

Spécialité: Matériaux et Composants

Par :

SAMIA BENDJABALLAH

Intitulé :

**CARACTERISATION DU SILICIUM AMORPHE HYDROGENE
PAR LA TECHNIQUE « SURFACE PHOTOVOLTAGE (SPV) »**

Soutenu publiquement le : 14 / 02 / 2007, devant le jury composé de :

Mr. F. BOUBNIDER	Professeur	U.S.T.H.B	Président
Mr. M. AOUCHE	Professeur	U.S.T.H.B	Directeur de Thèse
Mle. F. HAMADACHE	Maître de Conférences	U.S.T.H.B	Examineur
Mme. N. SAIDI	Maître de Conférences	U.S.T.H.B	Examineur

A mes très chers parents Abdelmalek et Fadila.

A mes sœurs et mon frère.

A la mémoire du directeur de notre laboratoire

le professeur Moussa Aoucher.

Remerciements

Ce travail a été réalisé au sein du laboratoire de Physique des Matériaux « Equipe Couches Minces et Semiconducteurs » de la Faculté de Physique U.S.T.H.B.

En tout premier lieu, je rends Grâce à DIEU, le Très Haut, sans Lequel rien ne peut se faire.

J'ai eu la chance de travailler sous la direction de Monsieur MOUSSA AOUCHER, Professeur à l'U.S.T.H.B, qui nous a quitté quelques mois avant la soutenance de cette thèse. Je le remercie profondément pour m'avoir accepté dans son groupe de recherche et pour son aide, sa disponibilité et ses encouragements. Je tiens à lui témoigner ma profonde gratitude pour avoir lu ma thèse pendant qu'il était malade et pour tous les efforts qu'il a faits pendant cette période difficile pour que ce travail soit accompli. Que DIEU l'accueille en Son Vaste Paradis.

Mes vifs remerciements vont à Monsieur F. BOUBNIDER, Professeur à l'U.S.T.H.B, pour avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Je remercie Madame N. SAIDI, Maître de Conférences à l'U.S.T.H.B, et Mademoiselle F. HAMADACHE, Maître de Conférences à l'U.S.T.H.B, pour avoir accepté de participer au jury.

J'adresse mes sincères remerciements à Monsieur M. KECHOUANE, Professeur à l'U.S.T.H.B, pour son aide et pour avoir représenté le directeur de thèse dans le jury.

Je voudrais, en particulier, témoigner ma profonde reconnaissance à Madame A. RAHAL, Maître de Conférences à l'U.S.T.H.B, pour avoir corrigé la thèse et pour les orientations et les conseils qu'elle m'a fournis et surtout pour m'avoir consacré son temps.

Mes remerciements vont aussi à Feu F. AMRANI, Professeur à la Faculté Chimie de l'USTHB, et à son équipe pour les mesures de transmission optique.

Je remercie également tous les membres de l'équipe CMS pour le soutien et l'encouragement qu'ils m'ont apporté. Mes remerciements vont en particulier à R. CHERFI et K. MOKEDDEM pour l'élaboration des échantillons, à A. FEDALA pour le programme de

base d'acquisition et pour m'avoir initiée à l'expérimental, à M. SAIHI pour son programme d'acquisition des caractéristiques IV et à K. HAMOUDI et D. BOUGCHICHE pour leur programme d'exploitation des spectres de transmission optique.

Je voudrais réserver une place particulière par ces remerciements aux membres de ma famille pour leur patience, leurs aides et leurs encouragements pendant toutes mes années d'études.

Je tiens enfin à remercier tous mes amis et tous ceux qui m'ont aidée de près ou de loin pour réaliser ce travail.

Sommaire

Introduction	1
---------------------------	---

Chapitre I : Généralités

Partie A: Présentation du matériau

I.1 Arrangement atomique du silicium amorphe.....	7
I.2 Densité d'états dans le silicium amorphe.....	8
I.2.1 Les queues de bandes.....	10
I.2.2 Les états profonds.....	10
I.3 Le silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H).....	11
I.3.1 Mécanismes de conduction.....	11
I.3.2 Méthodes d'élaboration	12

Partie B: Interaction lumière-semiconducteur

I.4 Absorption optique.....	14
I.4.1 Processus d'absorption.....	14
I.4.2 Spectre d'absorption.....	16
I.5 Génération - recombinaison et durée de vie.....	19
I.6 La photoconductivité.....	21

Partie C : Contact Métal-Semiconducteur

I.7	Structure Métal-Semiconducteur	24
I.7.1	Avant contact.....	24
I.7.2	Après contact.....	25
I.7.3	Contact Schottky à l'équilibre thermodynamique.....	26
I.7.4	Contact Schottky hors équilibre.....	28
I.8	Exploitation des caractéristiques Courant-Tension J(V).....	34
I.8.1	Caractéristique J(V) sous obscurité.....	34
I.8.2	Caractéristique J(V) sous lumière.....	37

Chapitre II : Longueur de diffusion

Partie A : Généralités

II.1	Définition	40
II.2	Méthodes de détermination de la longueur de diffusion.....	42
II.3	Détermination de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires dans le a-Si:H par la technique SPV.....	44

Partie B : Détermination de la longueur de diffusion par la technique SPV

II.4	Principe de la technique SPV.....	46
II.5	Développement théorique de la technique SPV.....	48
II.5.1	Equations fondamentales.....	48
II.5.2	Hypothèses de calcul.....	49

II.5.3	Calcul de la densité du courant total.....	50
II.5.4	Détermination de la longueur de diffusion L_p	56

Chapitre III : Techniques expérimentales

III.1	Elaboration des échantillons.....	62
III.1.1	Dépôt de a-Si:H.....	62
III.1.2	Dépôt des plots de platine.....	63
III.2	Montage expérimental.....	64
III.3	Méthodes expérimentales.....	67
III.3.1	Mesure du flux de lumière	68
III.3.2	Caractérisation Courant-Tension I-V.....	70
III.3.3	Caractérisation par la mesure de I_{cc} et V_{oc} en fonction du flux de lumière $I_{cc}(\ddot{O})$ et $V_{oc}(\ddot{O})$	71
III.3.4	Caractérisation par les réponses spectrales $I_{cc}(\ddot{e})$ et $V_{oc}(\ddot{e})$	71
III.3.5	Caractérisation par la technique SPV.....	71
III.3.5	Caractérisation par la transmission optique.....	72

Chapitre IV : Résultats expérimentaux et discussions

IV.1	Détermination du spectre d'absorption	74
IV.2	Caractéristique Courant-Tension I-V.....	76
IV.2.1	Caractéristique Courant-Tension sous obscurité.....	77

IV.2.2	Caractéristique Courant-Tension sous éclairement.....	83
IV.2.3	Conclusion.....	87
IV.3	Réponse spectrale.....	88
IV.4	Effet du flux de lumière.....	91
IV.5	Détermination de la longueur de diffusion des trous par la technique SPV.....	95
IV.5.1	Description de l'expérience.....	95
IV.5.2	Discussion de la courbe du flux de la SPV en fonction de la profondeur de pénétration $\ddot{O}_{spv}(1/\acute{a})$	97
IV.5.3	Discussion sur le domaine de validité de la détermination de la longueur de diffusion.....	99
Conclusion.....		105
Annexe.....		108
Références.....		113

Introduction

Le silicium amorphe est un matériau issu de la famille des semiconducteurs. Cette forme de semiconducteurs a été découverte vers le début des années soixante. L'importance de ce matériau a commencé d'apparaître vers la fin des années soixante lorsque Chittick a mis en évidence la photoconduction du silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H). La poursuite des investigations sur ce matériau a fait aboutir, en 1975, Carlson et al, à réaliser sur ce matériau des diodes Schottky photovoltaïques d'un rendement de 5.5%.

L'importance du a-Si:H provient des faibles coûts de production qu'il nécessite par rapport au silicium cristallin vu la facilité de sa fabrication. Cela ouvre la voie à plusieurs applications technologiques pour lesquelles le silicium cristallin ne peut être ou est difficilement utilisable : principalement les applications qui nécessitent des grandes surfaces [1,2] ou des surfaces non planes [3,4].

Cependant, la présence de nombreux défauts introduisant des états localisés dans la bande interdite influencent directement ses propriétés électriques et optiques. L'utilisation optimale de ce matériau nécessite donc une meilleure connaissance de ces propriétés, d'où l'importance de développer des techniques de mesures de grandeurs caractéristiques de ces propriétés électroniques.

L'un de ces paramètres est la longueur de diffusion. L'importance de ce paramètre vient de sa contribution dans la conversion photovoltaïque : l'efficacité de collection dans les dispositifs à conversion photovoltaïque est largement déterminée par la valeur de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires photogénérés, dans le matériau. Ce paramètre nous informe aussi sur la densité de défauts dans le matériau. Il est inversement proportionnel à la densité de défauts. Il nous offre donc la possibilité de détecter les faibles densités de défauts contrairement aux autres techniques où le signal décroît lorsque la densité de défauts décroît. Ce paramètre peut être déterminé par plusieurs techniques nous nous intéressons dans notre travail à la technique "Surface PhotoVoltage (SPV)" qui a pour avantage d'être directe et non destructive. La technique SPV peut être utilisée soit à flux constant ou à tension constante. Dans notre travail nous utilisons la technique SPV à tension constante.

Notre travail consiste à étudier les propriétés optiques et électriques de la jonction Schottky platine sur silicium amorphe hydrogéné Pt/ a-Si:H préparé par la technique de pulvérisation DC magnétron. Cette étude peut être divisée en deux parties principales:

- ❖ Utilisation de la structure Schottky comme outil de caractérisation du matériau.
- ❖ Caractérisation du contact Schottky lui même.

Pour cela nous caractérisons nos échantillons par des mesures de la caractéristique courant-tension et par la technique SPV.

La caractérisation en $I(V)$ permet de déterminer des paramètres caractéristiques du matériau (la résistance série, la conductivité et l'énergie d'activation de la conductivité) et des paramètres caractéristiques de la jonction (le facteur de redressement, le coefficient d'idéalité, le courant de saturation, la hauteur de barrière et le facteur de forme).

La caractérisation par la technique SPV est basée sur la mesure du flux de lumière qui permet d'avoir une réponse constante de l'échantillon. Cela permet de déterminer la longueur de diffusion des porteurs minoritaires.

Nous présentons ce travail en quatre chapitres :

Nous commençons dans le chapitre I par la présentation du matériau a-Si:H : nous donnons ses principales propriétés (sa structure atomique, sa densité d'état, ses propriétés optiques et ses mécanismes de conduction). Ensuite nous présentons une étude théorique de la structure étudiée (structure métal-semiconducteur).

Le chapitre II contient deux parties. Nous expliquons dans la première partie la notion de la longueur de diffusion. Nous présentons les différentes méthodes utilisées pour sa détermination, et en particulier la méthode SPV. Dans la deuxième partie nous développons le calcul théorique de la technique SPV appliquée aux structures Schottky : nous montrons en détail les hypothèses de base de cette technique.

Le chapitre III est consacré à la description des techniques expérimentales utilisées dans notre travail : nous présentons en premier lieu la méthode d'élaboration de nos échantillons, nous décrivons ensuite le dispositif expérimental et les différentes mesures expérimentales employées.

Le chapitre IV est consacré aux résultats et discussions. Il est divisé en deux parties : dans la première partie nous présentons les résultats obtenus par la caractérisation électrique des échantillons. Dans la deuxième partie nous présentons les résultats obtenus par la

technique SPV.

En conclusion, nous commenterons l'ensemble de nos résultats expérimentaux.

Chapitre I

Généralités

Partie A

Présentation du matériau

Dans cette première partie nous présentons les propriétés essentielles du silicium amorphe hydrogéné. Nous décrivons d'abord son arrangement atomique, nous montrons ensuite l'intérêt de l'incorporation de l'hydrogène dans ce matériau et nous présentons enfin une description des propriétés principales du silicium amorphe hydrogéné.

I.1 Arrangement atomique du silicium amorphe

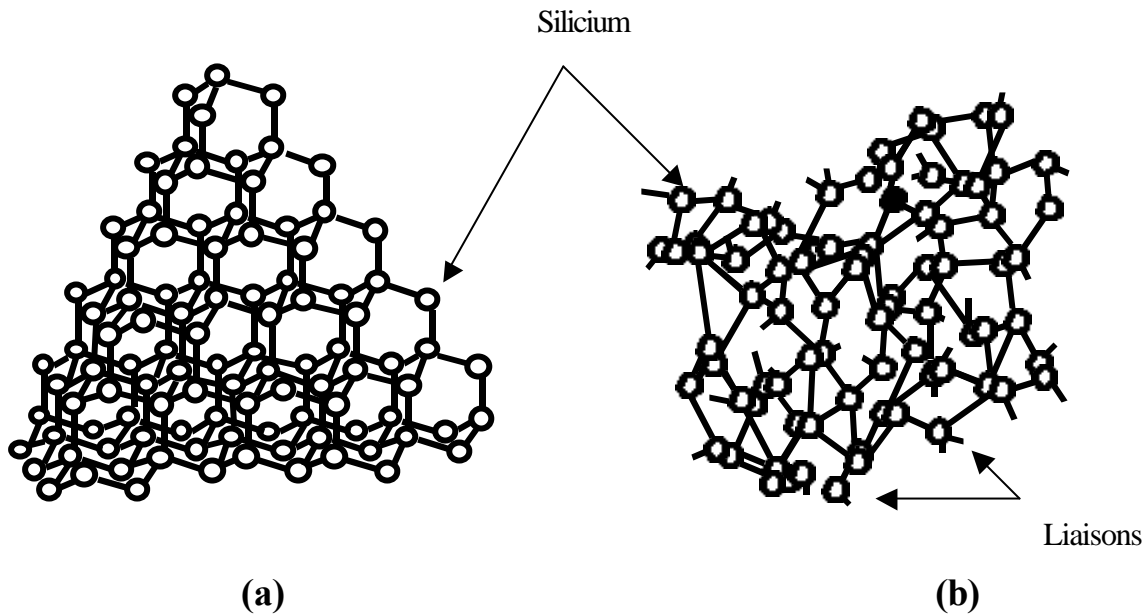
Le silicium amorphe (a-Si) est un matériau semiconducteur qui a un arrangement atomique présentant un certain désordre comparé au silicium cristallin (c-Si).

Le silicium dans l'état cristallin possède une structure diamant avec une distance interatomique $d = 2.35 \text{ \AA}$. La liaison entre les atomes est de caractère covalent. A ce type de structure correspond une configuration tétraédrique (figure (I.1.a)) qui se répète périodiquement dans tout le cristal : tous les atomes du réseau ont même nombre d'atomes voisins aux mêmes distances interatomiques et avec les mêmes angles de liaison. On dit qu'on a un ordre à grande distance.

Par contre dans le silicium amorphe la cellule de base tétraédrique n'est maintenue qu'à courte distance, où les longueurs et les angles de liaison restent similaires à ceux d'un matériau cristallin. Cependant, à plus longue distance des distorsions des longueurs de liaison et des angles de liaison apparaissent dans le réseau. Lorsque celles-ci sont suffisamment importantes, les positions de certains atomes les empêchent de satisfaire toutes leurs liaisons (voir figure (I.1.b)). Cela fait apparaître des défauts dans l'arrangement atomique du silicium amorphe. Ces défauts peuvent être classés en deux types :

Défauts de structure dus aux distorsions des distances et des angles de liaisons.

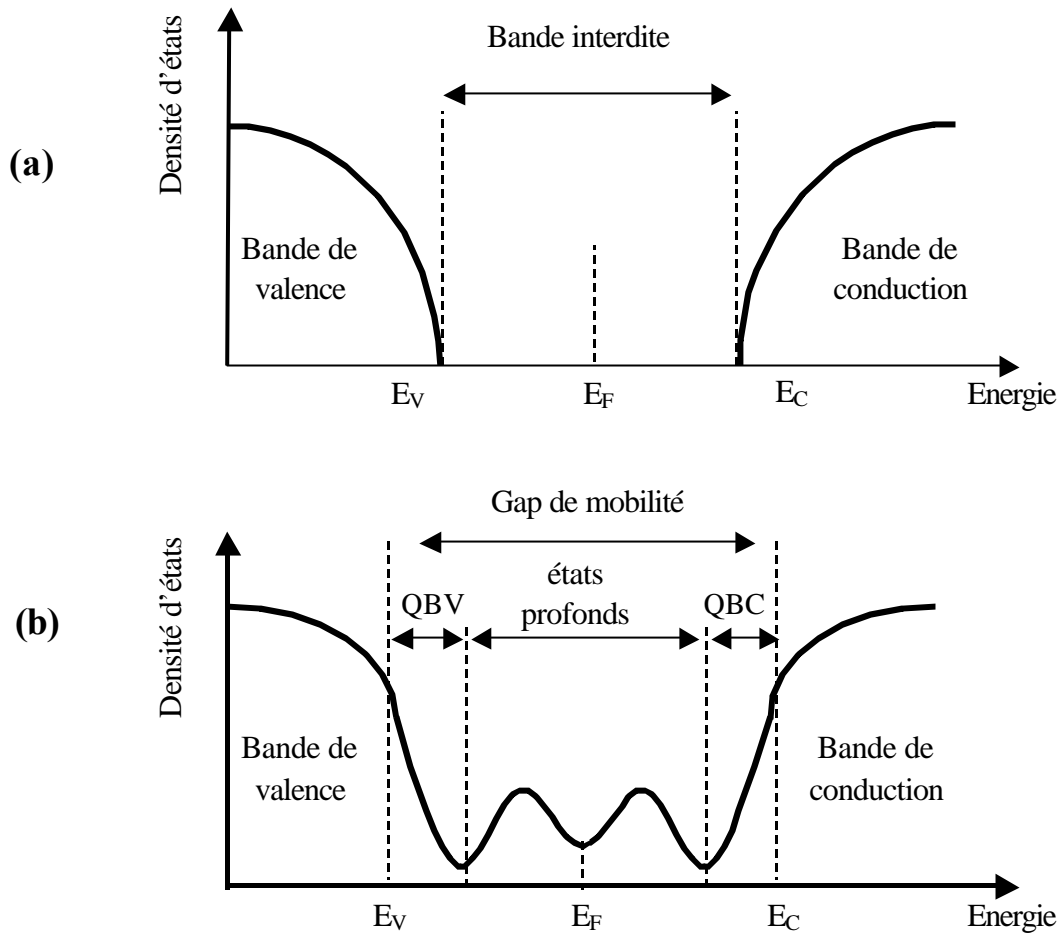
Défauts ponctuels dus aux liaisons brisées (liaisons insatisfaites ou pendantes).



Figure(I.1): (a) Arrangement atomique du silicium cristallin.
(b) Arrangement atomique du silicium amorphe.

I.2 Densité d'états dans le silicium amorphe

Pour un matériau cristallin la structure de bande d'énergie est déterminée à partir du théorème de Bloch qui repose sur la condition de périodicité du réseau (ordre à grande distance). Sur la figure (I.2.a) qui représente la densité d'états d'un semiconducteur cristallin, on peut voir les deux bandes d'énergie qui participent à la conduction : la bande de conduction (BC) et la bande de valence (BV). Ces deux bandes sont séparées par une région dans laquelle il n'existe aucun état énergétique dans le cristal parfait, on l'appelle bande interdite (BI). L'écart d'énergie entre la bande de conduction et la bande de valence vaut ($E_c - E_v = 1.12 \text{ eV}$), où E_c est le bas de la bande de conduction et E_v est le haut de la bande de valence.



Figure(I.2): (a) Densité d'états du silicium cristallin.
 (b) Densité d'états du silicium amorphe (modèle de Mott et Davis).

Weare et al [5] ont montré que la préservation de l'ordre à courte distance permet au silicium amorphe d'avoir une structure de bande d'énergie analogue à celle du silicium cristallin mais avec une bande interdite qui n'est pas bien définie : l'existence des défauts dans le silicium amorphe entraîne la présence d'états localisés à l'intérieur de la bande interdite. Selon Mott et Cohen [6,7] la mobilité des porteurs dans les états localisés est très faible comparée à celle des porteurs dans les états étendus. D'où la définition du gap de mobilité (voir figure (I.2.b)). Les énergies E_c et E_v représentent les limites entre les états localisés et les états étendus pour les électrons et les trous respectivement.

Parmi les modèles proposés pour décrire la densité d'états dans le

silicium amorphe on peut citer le modèle de Mott et Davis [8] basé sur les travaux d'Anderson [9]. Ce modèle est décrit par les deux bandes d'énergie habituelles : bande de conduction et bande de valence, et par la présence de deux types d'états localisés dans la bande interdite : les états des queues de bandes et les états profonds.

I.2.1 Les queues de bandes

La queue de bande de conduction (QBC) et la queue de bande de valence (QBV) sont des prolongements des bandes étendues vers l'intérieur du gap. Elles sont dues aux distorsions des angles et des longueurs de liaisons. Leurs densités d'états sont décrites par des décroissances considérées comme exponentielles (voir figure (I.2.b)). L'expression de la densité d'états des queues de bandes est alors donnée par :

$$g(E) = N_c \exp\left[\frac{(E - E_c)}{kT_c}\right] \quad \text{dans le cas de la Queue de Bande de Conduction (QBC).}$$

$$g(E) = N_v \exp\left[\frac{(E_v - E)}{kT_v}\right] \quad \text{dans le cas de la Queue de Bande de Valence (QBV).}$$

Où N_c et N_v sont les densités d'états en E_c et E_v respectivement, T_c et T_v sont les températures caractéristiques des pentes de la queue de bande de conduction et de la queue de bande de valence respectivement, et k est la constante de Boltzmann.

I.2.2 Les états profonds

Les états profonds sont situés près du niveau de Fermi, ils proviennent des liaisons insatisfaites. La densité d'états profonds est souvent modélisée par deux gaussiennes liées aux différents états de charges que peuvent prendre les liaisons pendantes (figure (I.2.b)).

I.3 Le silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H)

Au début des années soixante on a montré que le silicium amorphe est un matériau semiconducteur. Cependant, l'importante densité de liaisons pendantes qu'il contient, environ 10^{20} cm^{-3} [10] (une liaison pendante pour chaque 500 atomes) influe sur le transport des charges et rend le matériau peu performant.

Vers la fin des années soixante les propriétés électroniques du silicium amorphe ont été améliorées par Chittick [11] qui a trouvé que l'incorporation de l'hydrogène dans le silicium amorphe permettait de saturer un grand nombre de ces liaisons pendantes et par conséquent de réduire la densité de défauts à environ $10^{15} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ [12]. Depuis cette découverte, le silicium amorphe hydrogéné est devenu l'objet de recherches intensifiées notamment après qu'on ait montré la possibilité de son dopage (Spear et Le Comber 1975) [13].

L'intérêt porté au développement et à l'utilisation du silicium dans l'état amorphe (a-Si:H) est dû principalement à son faible coût de production comparativement au silicium cristallin (c-Si). En outre ce matériau procure d'autres avantages comme: la facilité d'élaboration, la possibilité de le déposer sur des grandes surfaces et la forte absorption de la lumière visible.

A côté de ces avantages, le a-Si:H présente quelques inconvénients. La présence d'états électroniques localisés dans sa bande interdite à cause de sa nature désordonnée, influe négativement sur ses propriétés électroniques: les électrons qui se déplacent dans un milieu désordonné présentent des faibles mobilités. De plus, une longue exposition du matériau à la lumière dégrade de plus en plus ces propriétés électroniques (effet Staebler-Wronski) [14].

I.3.1 Mécanismes de conduction

Les électrons qui participent à la conduction peuvent provenir aussi bien des états étendus que des états localisés. La conductivité électrique totale s'exprime par :

$$\sigma = e \int N(E)\mu(E)f(E)dE \quad (I.1)$$

où $N(E)$ est la densité d'états en fonction de l'énergie, $f(E)$ est la fonction de distribution de Fermi Dirac et $\mu(E)$ est mobilité en fonction de l'énergie.

Selon les états que l'électron peut occuper, plusieurs mécanismes de transport des porteurs de charges peuvent coexister [15]. Chacun de ces mécanismes prédomine dans une gamme de température particulière : à très basses températures la conduction se fait par saut entre les niveaux profonds près du niveau de Fermi, aux moins basses températures la conduction se fait à travers les états localisés des queues de bandes et à plus hautes températures, domaine dans lequel nous travaillons, la conduction se fait dans les états étendus. Dans ce dernier cas, la conductivité est exprimée par :

$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \quad (I.2)$$

où σ_0 est un terme indépendant de la température et $E_a = E_c - E_f$

E_f et E_a sont respectivement, le niveau de Fermi et l'énergie d'activation de la conductivité.

$N(E_c)$ est la densité d'états au niveau E_c , et μ_n est la mobilité des électrons dans les états étendus.

I.3.2 Méthodes d'élaboration

Plusieurs méthodes d'élaboration du a-Si:H ont été développées et améliorées afin d'améliorer ses propriétés électroniques et optiques. On distingue deux principales méthodes d'élaboration du silicium amorphe hydrogéné : la décomposition d'un gaz porteur de silicium (généralement le silane SiH_4) [16], et la pulvérisation d'une cible de silicium. Dans notre laboratoire nous utilisons la technique de pulvérisation [17,18] (voir chapitre III).

Partie B

Intéraction
lumière-semiconducteur

Les phénomènes qui interviennent lors de l'interaction lumière-semiconducteur sont basés sur deux processus : l'absorption des photons et la génération des porteurs libres. Parmi ces phénomènes nous nous intéressons à la photoconductivité.

I.4 Absorption optique

I.4.1 Processus d'absorption

Lorsque un flux de photons d'énergie $h\nu$ tombe sur un matériau semiconducteur, il provoque des transitions électroniques d'un niveau d'énergie E vers un niveau d'énergie $(E + h\nu)$. Le passage des électrons à des niveaux de plus haute énergie se fait par absorption des photons. Le nombre de photons pénétrant dans le matériau décroît donc en fonction de la profondeur de pénétration (figure (I.3)). Cette décroissance est exprimée à travers la loi de Lambert – Bouguert :

$$\Phi(x) = \Phi_i (1 - R) \exp(-\alpha x) = \Phi^0 \exp(-\alpha x) \quad (\text{I.3})$$

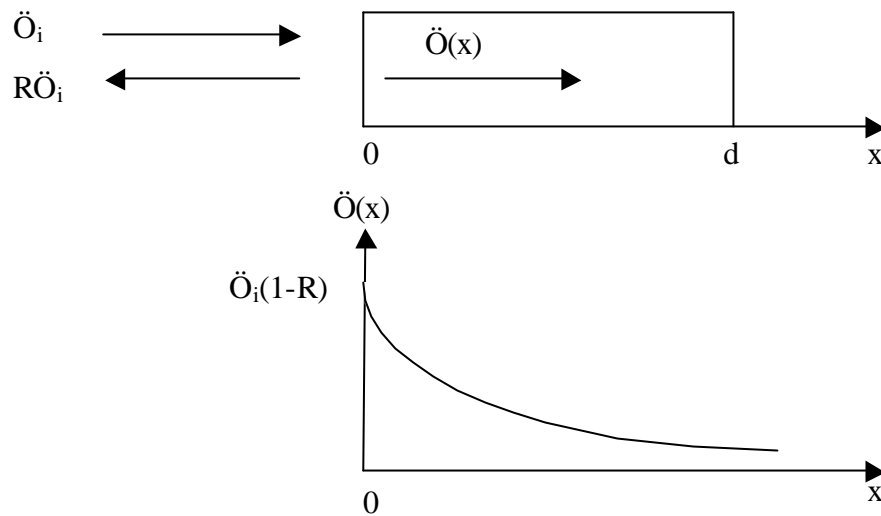
$$\text{Avec : } R = \left[\frac{1 - n_i}{1 + n_i} \right]^2 \quad \text{et} \quad \Phi^0 = \Phi_i (1 - R)$$

Φ_i est le flux de photons incidents.

R est le coefficient de réflexion à la surface du semiconducteur.

n_i est l'indice de réfraction.

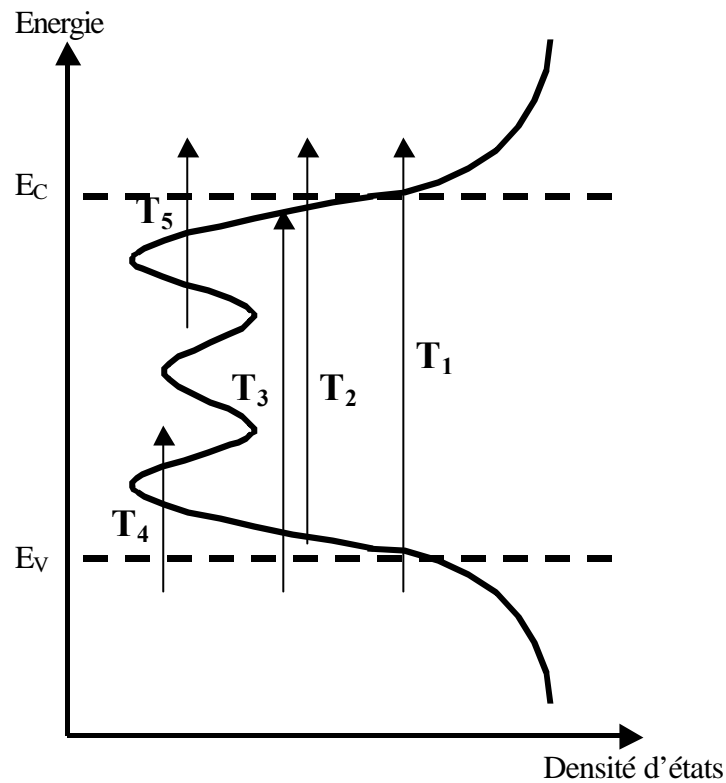
α est le coefficient d'absorption, son inverse ($1/\alpha$) nous donne une idée sur la profondeur de pénétration du flux de photons.



Figure(I.3): Variation du flux de lumière en fonction de la profondeur de pénétration dans le semiconducteur, (d est l'épaisseur du semiconducteur et $R\ddot{O}_i$ est le flux de photons réfléchi).

A l'échelle microscopique, l'absorption optique dans un semiconducteur amorphe induit trois principaux types de transitions électroniques selon l'énergie $h\nu$ des photons incidents représentées sur la figure (I.4) :

- Pour les grandes énergies de la lumière incidente les transitions se font entre états étendus: les électrons passent d'un état de la bande de valence vers un état de la bande de conduction (transition T_1).
- Pour les énergies moyennes de la lumière incidente les transitions se font entre les états localisés des queues de bandes et les états étendus: les électrons passent des états de queue de bande de valence vers les états de la bande de conduction (transitions T_2) ou des états de la bande de valence vers les états de la queue de bande de conduction (transitions T_3).
- Pour les faibles énergies de la lumière incidente les transitions se font entre les états profonds et les états étendus : les électrons passent des états de la bande de valence vers les états profonds (transitions T_4) ou des états profonds vers les états de la bande de conduction (transitions T_5).



Figure(I.4): Les différents types des transitions électroniques intervenant dans l'absorption optique.

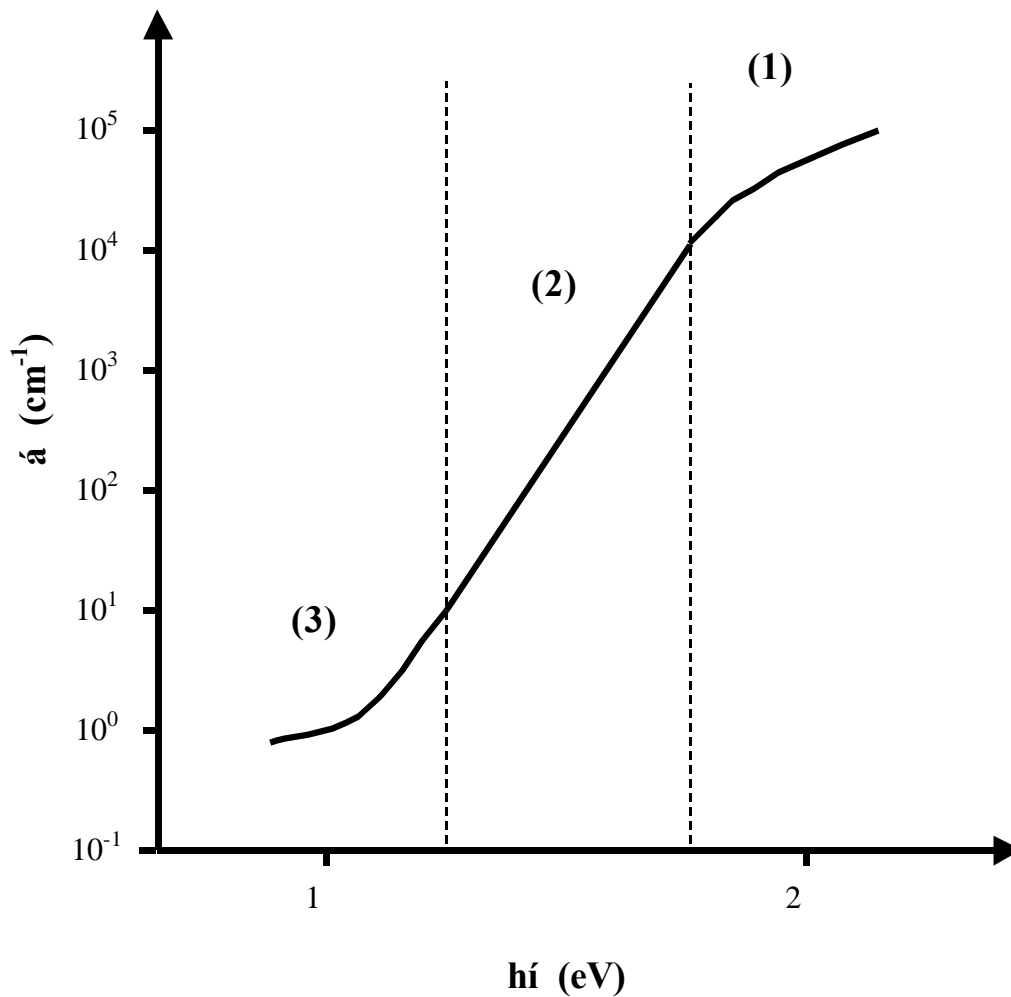
I.4.2 Spectre d'absorption

Dans les matériaux semiconducteurs l'expression générale du coefficient d'absorption qui tient compte de toutes les transitions possibles d'un état occupé vers un état vide est donnée par [19] :

$$\alpha(h\nu) \propto \frac{|P|^2}{h\nu} \int_{-\infty}^{+\infty} N_i(E) f(E) N_f(E + h\nu) [1 - f(E + h\nu)] dE \quad (I.4)$$

Où P est l'élément de matrice de l'opérateur quantité de mouvement, $N_i(E)$ est la densité d'états initiale et $N_f(E)$ est la densité d'états finale.

Un exemple du spectre d'absorption du a-Si:H est représenté par la figure (I.5). On peut le diviser en trois zones de variations différentes :



Figure(I.5): Un spectre d'absorption typique du a-Si:H.

- **Zone de forte absorption (1)**

Dans cette zone, l'absorption varie entre 10^4 et 10^5 cm^{-1} . Elle correspond aux transitions entre états étendus (transition T_1). Le développement de l'expression (I.4) mène à la relation suivante :

$$\alpha(h\nu) = \frac{[B(h\nu - E_g)]^2}{h\nu} \quad (\text{I.5})$$

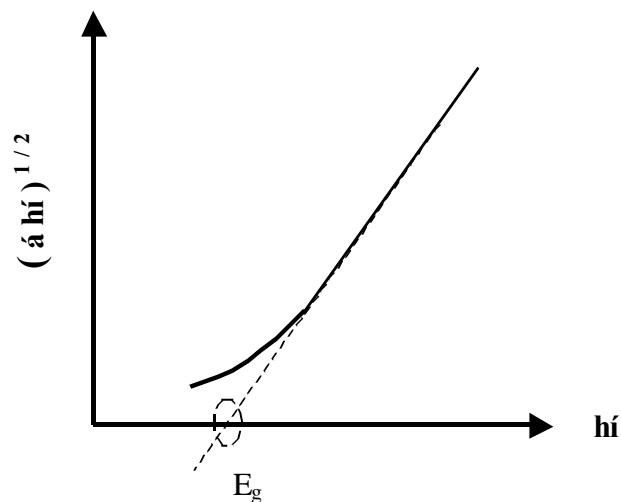
B : constante de proportionnalité.

E_g : écart énergétique entre le haut de la bande de valence et le bas de la bande de conduction appelé gap optique de Tauc [20].

A partir de l'équation (I.5) on peut déduire la relation de Tauc qui permet de déterminer le gap optique du matériau:

$$(\alpha h\nu)^{1/2} = B(h\nu - E_g) \quad (I.6)$$

En effet, dans la zone de forte absorption l'extrapolation de la partie linéaire de la variation de $(\alpha h\nu)^{1/2}$ en fonction de l'énergie, permet de déterminer le gap optique E_g du matériau (figure (I.6)).



Figure(I.6): Détermination du gap optique à partir de la relation de Tauc.

- **Zone de moyenne absorption (2)**

Dans cette zone l'absorption provoque des transitions entre les états localisés des queues de bandes et les états étendus (transitions T_2 et T_3). En tenant compte des états qui interviennent dans ces transitions la relation (I.4) prend une forme exponentielle :

$$\alpha(h\nu) \propto \exp\left[\frac{h\nu}{E_0}\right] \quad (\text{I.7})$$

E_0 est un paramètre qui décrit le désordre dans le matériau, appelé pente d'Urbach [21].

- **Zone de faible absorption (3)**

La zone de faible absorption correspond aux transitions entre les états profonds et les états étendus (transitions T_4 et T_5). Cette zone permet d'estimer la densité des états profonds.

L'exploitation du spectre d'absorption permet d'extraire des paramètres caractéristiques du matériau comme le gap optique, la pente d'Urbach ainsi que la densité d'états profonds. Le lecteur trouvera à la référence [22] plus d'informations sur les méthodes de détermination de ces paramètres caractéristiques optiques.

I.5 Génération-recombinaison et durée de vie

- **Génération**

Lorsque l'électron excité par un photon passe d'un état d'énergie de la bande de valence vers un état d'énergie de la bande de conduction, on dit qu'on a une génération d'une paire électron-trou par absorption d'un photon.

On caractérise la génération de porteurs dans le matériau semiconducteur par le paramètre g appelé taux de génération. Ce paramètre mesure le nombre de porteurs créés sous l'effet d'une excitation extérieure (lumière) par unité de volume et unité de temps. La variation de g en fonction de la profondeur du matériau suit le même comportement que celui du flux de lumière $\Phi(x)$. Ces deux grandeurs $g(x)$ et $\Phi(x)$ sont donc liées par la relation :

$$g(x) = \alpha\eta\Phi(x) \quad (\text{I.8})$$

où h est la probabilité pour qu'un photon crée une paire électron-trou libre, c'est le rendement quantique.

En remplaçant $\ddot{O}(x)$ par son expression (I.3) on obtient :

$$g(x) = \alpha \eta \Phi_i (1 - R) \exp(-\alpha x) = \alpha \eta \Phi^0 \exp(-\alpha x) \quad (\text{I.9})$$

- **Recombinaison**

A chacun des processus de génération correspond à l'équilibre un mécanisme inverse de recombinaison. La recombinaison est caractérisée par le paramètre r appelé taux de recombinaison, elle peut être soit directe ou indirecte [23] : la recombinaison directe se fait directement par la rencontre des deux particules électron-trou et la recombinaison indirecte se fait par l'intermédiaire d'un état intermédiaire (centre recombinant).

Le phénomène de génération-recombinaison est régi par les équations de continuité suivantes :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = g - r_n + \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_n \quad (\text{I.10})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g - r_p - \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_p \quad (\text{I.11})$$

où n et p sont les concentrations respectives des électrons et des trous, r_n et r_p sont les taux de recombinaisons respectifs des électrons et des trous et \vec{J}_p et \vec{J}_n sont les densités de courant des électrons et des trous respectivement.

Dans le cas d'un régime stationnaire ($\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = 0$), la distribution du courant est uniforme en tout point du matériau ($\operatorname{div} \vec{J}_n = \operatorname{div} \vec{J}_p = 0$). Dans ces conditions un équilibre entre la génération et la recombinaison des électrons et des trous s'établit ($g = r_n = r_p$).

- **Durée de vie**

La durée de vie des porteurs de charges en excès représente le temps moyen passé par ces derniers dans leurs bandes d'énergie. Par définition, la durée de vie des électrons ($\hat{\tau}_n$) ou des trous ($\hat{\tau}_p$) correspond ainsi au temps pendant lequel les concentrations en excès de ces porteurs sont réduites à $(1/e)$ fois leur valeur initiale.

I.6 La photoconductivité

La photoconductivité résulte de la variation des caractéristiques électriques du matériau semiconducteur soumis à un flux de lumière d'énergie $h\nu > E_g$. Ce phénomène se manifeste par l'apparition d'un photocourant qui s'ajoute au courant d'obscurité : le photocourant résulte de la participation des porteurs photogénérés à la conduction.

Soient n_0 et p_0 les concentrations respectives des électrons et des trous libres sous obscurité et à l'équilibre. Un champ électrique occasionne un entrainement de ces porteurs. Dans ce cas la conductivité à l'obscurité est donnée par :

$$\sigma_o = e(\mu_n n_0 + \mu_p p_0) \quad (\text{I.12})$$

μ_n et μ_p sont les mobilités des électrons et des trous respectivement .

Si maintenant le semiconducteur est éclairé, la concentration des porteurs de charges devient :

$$n = n_0 + \Delta n \quad \text{pour les électrons.}$$

$$p = p_0 + \Delta p \quad \text{pour les trous.}$$

Δn et Δp représentent les excès des porteurs de charges par rapport à l'équilibre, et donc les concentrations d'électrons et de trous photogénérés.

Dans ce cas l'expression de la conductivité totale est :

$$\sigma = e(\mu_n n + \mu_p p)$$

$$\sigma = e(\mu_n n_0 + \mu_p p_0) + e(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p)$$

en posant $\sigma_{ph} = e(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p)$, où σ_{ph} est la photoconductivité on obtient :

$$\sigma = \sigma_o + \sigma_{ph} \tag{I.13}$$

Cela explique l'accroissement de la conductivité électrique du matériau lorsqu'il est éclairé [24].

Partie C

Contact

Métal-Semiconducteur

Le contact métal-semiconducteur a trouvé plusieurs applications en électronique. On l'emploie aussi bien pour ses propriétés de redressement (contact Schottky) que pour réaliser des contacts ohmiques. On l'utilise aussi comme dispositif d'étude du semiconducteur constitutif.

Notre travail consiste à caractériser le a-Si:H en utilisant un dispositif électronique dont le contact avant est redresseur (Platine / a-Si:H) et le contact arrière est ohmique (Silicium monocristallin dopé n^+ / a-Si:H). Pour cela nous présentons dans cette partie une étude théorique de la structure métal-semiconducteur [25].

I.7 Structure Métal-Semiconducteur

I.7.1 Avant contact

Pour déterminer la barrière de potentiel qui conditionne le passage des porteurs de charges du métal vers le semiconducteur et vice-versa, il faut d'abord définir séparément la structure de bande d'énergie de chacun des deux matériaux :

- Le métal est caractérisé par son niveau de Fermi E_{fm} (voir figure (I.7)). L'électron de conduction peut se déplacer librement dans le métal. A la surface, il est retenu à l'intérieur du métal. Le travail de sortie est l'énergie $q\phi_m$ qu'il faut fournir à un électron situé au niveau de Fermi pour l'extraire du métal et l'amener au niveau de vide (E_{vide}).

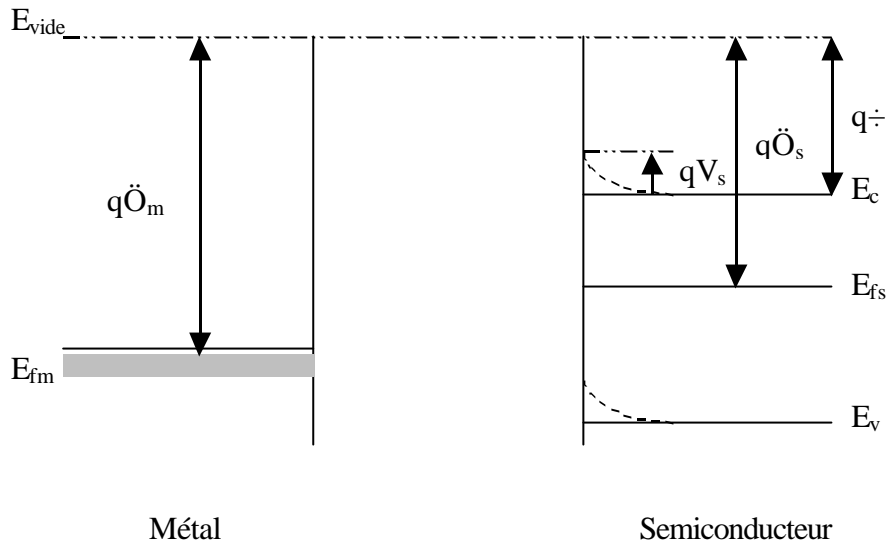
$$q\phi_m = E_{vide} - E_{fm} \quad (I.14)$$

La quantité $q\phi_m$ est une caractéristique du métal.

- Le semiconducteur est représenté par son niveau de Fermi E_{fs} , sa bande de conduction et sa bande de valence (figure(I.7)). Le travail de sortie du semiconducteur $q\phi_s$ est défini de la même façon que dans le métal mais il ne représente pas un paramètre spécifique du semiconducteur puisque le niveau de Fermi E_{fs} change en fonction du dopage. On caractérise alors le semiconducteur par son affinité électronique $q\chi$ tel que :

$$q\phi = E_{\text{vide}} - E_c \quad (\text{I.15})$$

$q\phi$ est l'énergie qu'il faut apporter à un électron situé dans le bas de la bande de conduction pour l'amener au niveau de vide.



Figure(I.7): Diagramme de bandes d'énergie du métal et du semiconducteur avant contact. (- - -) Courbure de bandes d'énergie à la surface du semiconducteur.

A la surface du semiconducteur on peut trouver une courbure de bandes d'énergie avant contact (voir figure (I.7)). Cela montre l'existence d'une différence de potentiel V_s entre la surface du semiconducteur et le volume liée à la présence d'états à la surface. Ces états de surface sont dus à la présence de liaisons brisées et à l'adsorption à la surface d'atomes d'impureté.

I.7.2 Après contact

Lorsqu'on réalise un contact entre le métal et le semiconducteur les électrons ont tendance à se déplacer vers le côté où le travail de sortie est le plus important. Selon le travail de sortie du semiconducteur par rapport à celui du métal, et selon le type du semiconducteur utilisé (dopé N ou P), on a affaire à un contact redresseur ou à un contact ohmique. Théoriquement un contact métal-semiconducteur où le semiconducteur est de type N présente :

- Un contact redresseur (barrière Schottky) si : $q\Phi_m > q\Phi_s$.
- Un contact ohmique si : $q\Phi_m < q\Phi_s$.

Dans le cas d'un contact métal-semiconducteur où le semiconducteur est de type P les conditions entre $q\Phi_m$ et $q\Phi_s$ sont inversées.

Dans notre cas, le a-Si:H non dopé est considéré de type N [26], le travail de sortie du Platine (Pt) étant l'un des plus élevés (5.65 eV), le contact (Pt / a-Si:H) devrait donc être redresseur. Pour le contact arrière nous considérons que le contact entre le Silicium monocristallin dopé n^+ (c-Si: n^+) et le a-Si:H est ohmique et nous pouvons voir ses effets dans les résultats expérimentaux.

I.7.3 Contact Schottky à l'équilibre thermodynamique

Au moment de la réalisation du contact redresseur entre un métal comme le platine et un semiconducteur de type N, il s'effectue un transfert d'électrons du semiconducteur vers le métal jusqu'à égalisation des niveaux de Fermi du semiconducteur et du métal. Ce transfert va occasionner une redistribution de charge d'où l'apparition d'une zone de charge d'espace positive de largeur w du côté semiconducteur. D'autre part une charge égale et opposée apparaît à la jonction à la surface du métal.

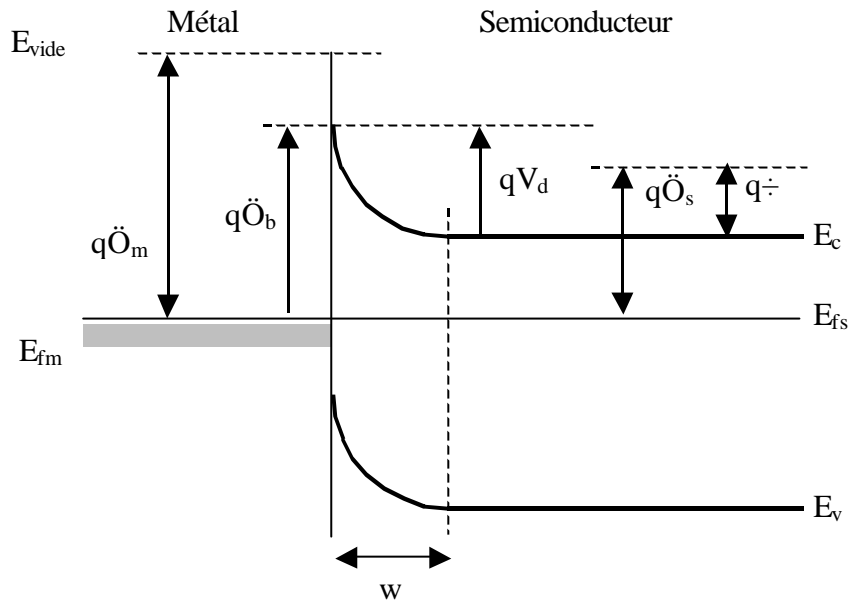
La figure (I.8) montre la configuration de bande d'énergie après contact : l'écart énergétique entre la bande de conduction–niveau de Fermi qui traduit la population électronique est plus grand au voisinage de l'interface que dans le volume du semiconducteur, il en résulte une courbure de bande supplémentaire qui s'ajoute à la courbure initiale due aux états d'interface côté semiconducteur.

A l'équilibre thermodynamique une barrière de potentiel est alors créée :

- La barrière de potentiel qV_d , s'oppose au passage des électrons du semiconducteur vers le métal, elle est donnée par :

$$qV_d = q\Phi_m - q\Phi_s \tag{I.16}$$

V_d : tension de bande plate ou de diffusion dans le cas où le potentiel V_s dû aux états de surfaces est négligé.



Figure(I.8): Diagramme des bandes d'énergie d'un contact Schottky à l'équilibre thermodynamique.

- La barrière de potentiel $q\Phi_b$, s'oppose au passage des électrons du métal vers le semiconducteur, elle est donnée par :

$$q\Phi_b = q\Phi_m - q\chi \tag{I.17}$$

Ou encore :

$$q\Phi_b = E_c - E_{fs} + qV_d \tag{I.18}$$

$q\Phi_b$ étant la barrière Schottky.

I.7.4 Contact Schottky hors équilibre

Si on polarise la structure métal-semiconducteur de type N avec une tension métal-semiconducteur $V = V_m - V_{sc}$, la hauteur de la barrière de potentiel côté semiconducteur augmente pour une polarisation inverse ($V < 0$) et diminue pour une polarisation directe ($V > 0$), alors que la barrière $q\phi_B$ reste inchangée pour les deux types de polarisations. L'équilibre thermodynamique est alors rompu. Un transport de charges s'établit à travers la jonction.

A / Transport de charges sous obscurité

Le transport de charges à travers la jonction métal-semiconducteur est régi par plusieurs phénomènes dont l'importance varie selon les conditions de polarisation et de température.

❖ Cas des faibles polarisations

A faible polarisation, on distingue deux cas limites : le modèle thermoionique où le transport de charges est limité par le passage des porteurs au dessus de la barrière créée par la jonction, et le modèle de la diffusion où le transport de charges est limité par la zone de charge d'espace.

Le silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H) intrinsèque étant surtout de type N, nous parlerons de transport de charges par les électrons.

• **Modèle thermoionique**

Dans ce modèle, le transport de charges est limité essentiellement par le passage des électrons thermiquement excités au-dessus de la barrière de potentiel. La densité de courant due au passage des électrons d'un côté à l'autre est donnée par :

$$J_n = J_{s \rightarrow m} + J_{m \rightarrow s} \quad (\text{I.19})$$

où $J_{s \rightarrow m}$ et $J_{m \rightarrow s}$ sont les densités de courant respectives du semiconducteur vers le métal et du métal vers le semiconducteur.

La variation de la barrière de potentiel côté semiconducteur en fonction de la polarisation V fait que le courant d'électrons allant du semiconducteur vers le métal $J_{s \rightarrow m}$ dépend de la polarisation V , son expression est donnée par :

$$J_{s \rightarrow m} = qn_s v_c \quad (I.20)$$

$$\text{avec } n_s = N_c \exp\left[-\frac{q(\Phi_b - V)}{kT}\right]$$

n_s est le nombre d'électrons à l'interface, v_c est la vitesse des porteurs à l'interface dans le modèle de l'émission thermoionique, N_c est la concentration des états en bas de la bande de conduction.

On peut aussi exprimer $J_{s \rightarrow m}$ par :

$$J_{s \rightarrow m} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (I.21)$$

$$\text{avec } A^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3}$$

A^* est la constante de Richardson, m^* est la masse effective de l'électron et h la constante de Planck.

Par ailleurs le courant d'électrons du métal vers le semiconducteur $J_{m \rightarrow s}$ est indépendant de V , puisque la barrière de potentiel $q\Phi_b$ ne dépend pas de la polarisation V . Les deux densités de courant étant égales et opposées à $V = 0V$:

$$J_{m \rightarrow s} = -A^* T^2 \exp\left[-\frac{q\Phi_b}{kT}\right] \quad (I.22)$$

En portant les expressions (I.21) et (I.22) dans l'expression (I.19) du courant total on obtient:

$$J_n = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (I.23)$$

Ce mode de transport est prépondérant lorsque les collisions des porteurs dans la zone de charge d'espace sont négligeables. Dans ce cas le courant est limité uniquement par l'interface.

- **Modèle de la diffusion**

Ce mode de conduction domine lorsque les collisions des porteurs avec les ions de la zone de charge d'espace ne sont plus négligeables. Dans ce cas le transport est limité par la zone de charge d'espace.

La densité de courant du semiconducteur vers le métal s'écrit :

$$J_{s \rightarrow m} = qn_s v_{ds} \quad (I.24)$$

avec $v_{ds} = \mu_n E_s$

v_{ds} est la vitesse des porteurs à l'interface dans le modèle de la diffusion, E_s étant le champ électrique à l'interface, μ_n est la mobilité des électrons dans les états étendus.

De la même façon que précédemment, on peut déduire à partir de (I.24) l'expression du courant total :

$$J_n = B \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (I.25)$$

où $B = qN_c \mu_n E_s$

Notons que le terme $qN_c \mu_n E_s$ varie très peu en fonction de la température.

- **Conclusion**

A partir des expressions (I.23) et (I.25) on peut conclure que la densité

du courant en fonction de la polarisation à l'obscurité (voir figure (I.9)) s'écrit sous la forme :

$$J_o(V) = J_s(T) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (I.26)$$

$J_s(T)$ est le courant de saturation, son expression dépend du phénomène de transport prépondérant :

$$J_s(T) = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right) \quad \text{dans le cas de l'émission thermoionique } (v_{ds} \gg v_c).$$

$$J_s(T) = B \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right) \quad \text{dans le cas de la diffusion } (v_c \gg v_{ds}).$$

où A^* et B sont des termes indépendants de la température.

Donc l'étude du courant de saturation J_s en fonction de la température devrait nous informer sur le modèle de transport prépondérant: le modèle de l'émission thermoionique est

prépondérant si $\text{Log}\left(\frac{J_s}{T^2}\right)$ varie linéairement en fonction de $\left(\frac{1000}{T}\right)$ et le modèle de la

diffusion est prépondérant dans le cas où $\text{Log}(J_s)$ varie linéairement en fonction de $\left(\frac{1000}{T}\right)$.

- **Ecart au cas idéal**

D'une façon plus générale l'expression du courant à travers la jonction (I.26) peut s'écrire :

$$J_o(V) = J_s(T) \left(\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right) \quad (I.27)$$

Le facteur n ($n > 1$) est appelé facteur d'idéalité. L'écart de n par rapport à sa valeur idéal ($n = 1$) est dû à la présence d'états localisés dans la bande interdite :

1/ $n=1$: cas idéal d'un transport régi par le processus d'émission thermoionique.

2/ $1 < n < 1,2$: le transport est limité par la diffusion dans la zone de

charge d'espace.

3/ $n=2$: le transport est dominé par la génération–recombinaison dans la zone de charge d'espace.

4/ $n>2$: contribution des mécanismes de conduction par saut dans les états localisés.

L'équation (I.27) peut être utilisée aussi sous la forme

$$I_o(V) = I_s(T) \left(\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right) \quad (\text{I.28})$$

La densité de courant (J) étant égale au courant (I) par unité de surface (S).

❖ Cas des fortes polarisations directes

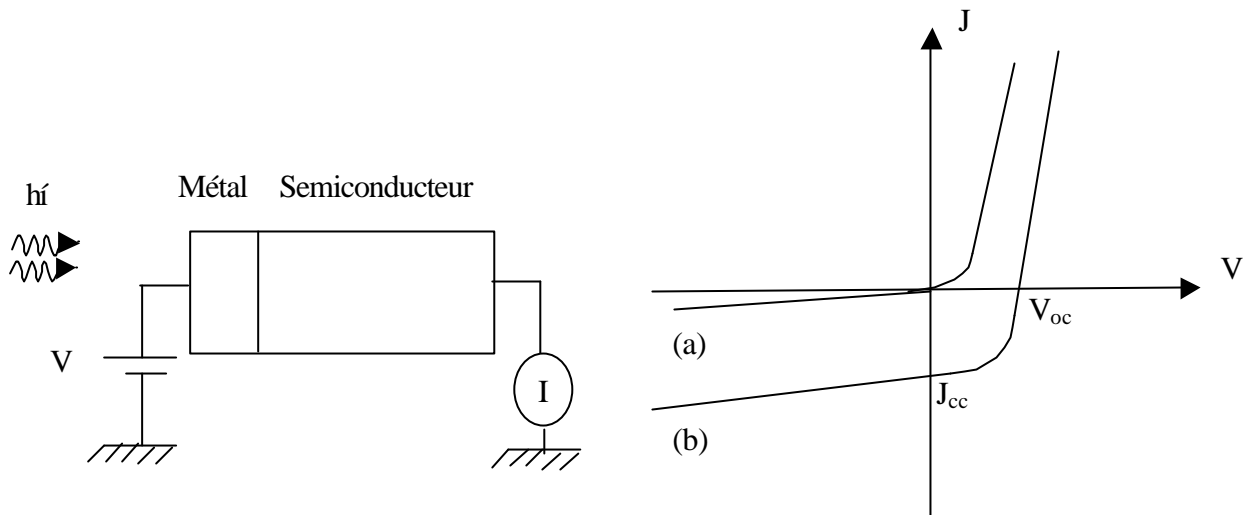
Aux fortes polarisations directes, c'est-à-dire quand la tension de polarisation en direct V est plus grande que la tension de bande plate V_d , le transport n'est plus limité par le contact Schottky, ni par la zone de charge d'espace, mais par tout le volume du semiconducteur. A ces polarisations, nous observons un régime ohmique c'est-à-dire la variation du courant n'est plus exponentielle en fonction de la polarisation mais linéaire.

B / Transport de charges sous lumière

L'éclairement de la jonction par une lumière d'énergie supérieure au gap du semiconducteur crée des paires électron–trou. Ces paires photogénérées sont séparées par le champ interne de la jonction Schottky : les porteurs minoritaires (trous) vont vers le côté métal et les porteurs majoritaires (électrons) vers le volume. Les porteurs photogénérées participent à la conduction. Il en résulte un courant photoélectrique J_{ph} qui s'ajoute au courant d'obscurité J_o :

$$J(V) = J_o + J_{ph} = J_s(T) \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) + J_{ph} \quad (\text{I.29})$$

Dans ce cas la caractéristique $J(V)$ ne passe plus par l'origine (voir figure (I.9)) :



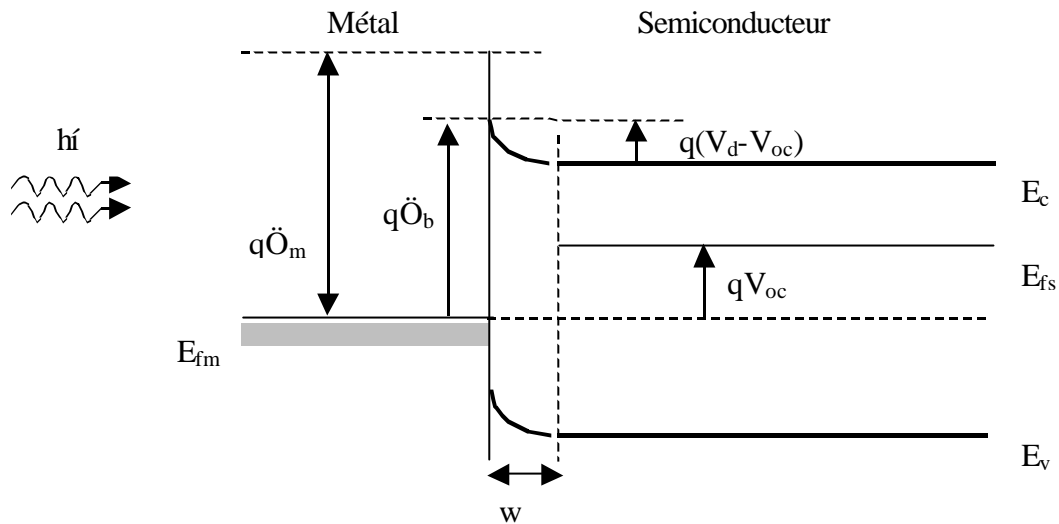
Figure(I.9): Caractéristique $J(V)$ d'un contact Schottky
(a) à l'obscurité, (b) sous éclairage.

- A polarisation nulle, la jonction est traversée par un courant de court circuit J_{cc} : Les porteurs minoritaires qui sont arrivés à la surface (contact) sous l'effet du champ électrique, se recombinent avec les porteurs majoritaires qui ont été expulsés de la zone de charge d'espace et qui circulent à travers un circuit externe.

- A courant nul, la structure développe une tension de circuit ouvert V_{oc} (photovoltage) : dans le cas de circuit ouvert il y a un accroissement des porteurs minoritaires à l'interface côté métal et des porteurs majoritaires dans le volume du semiconducteur. Cela explique l'apparition d'une différence de potentiel aux bornes de la jonction (V_{oc}). Par conséquent le niveau de Fermi s'élève d'une quantité égale à qV_{oc} côté semiconducteur et la hauteur de la barrière de potentiel côté semiconducteur diminue donc. Dans ce cas la nouvelle configuration de bande d'énergie est présentée sur la figure (I.10).

Notons que sur la figure (I.9), la puissance $P = IV$ à l'obscurité est positive quelle que soit la polarisation : la jonction absorbe de l'énergie. Par contre dans le cas d'une jonction sous

éclairement il existe une région où la puissance est négative, dans cette zone la jonction fournit de l'énergie électrique: elle fonctionne comme un générateur photovoltaï que.



Figure(I.10): Diagramme des bandes d'énergie d'un contact Schottky sous éclairement en condition de circuit ouvert.

I.8 Exploitation des caractéristiques Courant-Tension $J(V)$

Les caractéristiques courant-tension qui décrivent le fonctionnement de la jonction sous obscurité et sous lumière donnent accès à plusieurs paramètres caractéristiques soit de la jonction soit du matériau.

I.8.1 Caractéristique $J(V)$ sous obscurité

A partir de l'expression décrivant l'évolution du courant en fonction de la polarisation, (I.27) on peut déterminer les paramètres suivant :

- **Densité de courant de saturation inverse J_s**

Le courant de saturation apparaît sur la caractéristique $J(V)$ à l'obscurité en polarisation inverse. On peut le déterminer à partir de la courbe $\text{Log}(J) = f(V)$.

- **Coefficient d'idéalité n**

La pente de la courbe $\text{Log}(J) = f(V)$ permet d'aboutir au paramètre n à travers l'expression:

$$n = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d\text{Log}(J)} \quad (\text{I.30})$$

- **Facteur de redressement η**

On appelle facteur de redressement η le rapport entre le courant direct et le courant inverse pour une polarisation donnée. Dans notre cas nous l'avons défini par :

$$\eta = \frac{|J(+0.5)|}{|J(-0.5)|} \quad (\text{I.31})$$

- **La résistance série R_s et la conductivité σ**

Quand la polarisation V est supérieur à V_d (forte polarisation) la caractéristique $J(V)$ change son comportement, elle devient linéaire (régime ohmique). Dans ce cas le transport de charges est limité par le volume du semiconducteur. La partie linéaire de la caractéristique $J(V)$ donne accès à la résistance R_s du matériau.

$$R_s = \frac{\Delta V}{\Delta I} \quad (\text{I.32})$$

La conductivité du matériau semiconducteur est déduite de cette valeur de R_s par:

$$\sigma = \frac{d}{R_s S} \quad (\text{I.33})$$

d est l'épaisseur de la couche semiconductrice, S est la surface de la jonction c'est-à-dire la surface du plot métallique redresseur (Platine).

- **Barrière de potentiel $q\phi_b$ et Energie d'activation E_a**

A partir d'une étude de la caractéristique $J(V)$ en fonction de la température on peut déterminer la hauteur de la barrière $q\phi_b$ et l'énergie d'activation E_a :

La barrière de potentiel $q\Phi_b$ est déterminé à partir de la pente de la droite

$\text{Log}\left(\frac{J_s}{T^2}\right) = f\left(\frac{1000}{T}\right)$ dans le cas du modèle de l'émission thermique, et de la droite

$\text{Log}(J_s) = f\left(\frac{1000}{T}\right)$ dans le cas du modèle de la diffusion.

L'énergie d'activation E_a de la conductivité est déterminée à partir du modèle de conduction à suffisamment haute température (équation (I.2)), domaine qui nous intéresse dans notre travail et qui va de la température ambiante et plus.

$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right)$$

A partir de la relation (I.33) cela donne ::

$$R_s = \frac{d}{S\sigma_0} \exp\left(\frac{E_a}{kT}\right) \quad (\text{I.34})$$

On peut donc déduire E_a à partir de la pente de la courbe $\log R_s = f\left(\frac{1000}{T}\right)$.

- **Tension de diffusion V_d**

Ce paramètre peut être déduit à partir de l'équation (I.18) :

$$qV_d = q\Phi_b - E_a \quad (\text{I.35})$$

I.8.2 Caractéristique J(V) sous lumière

A partir de la caractéristique J(V) sous lumière on peut déterminer les paramètres suivant:

- **La tension de circuit ouvert V_{oc}**

V_{oc} est la tension pour laquelle la densité de courant est nulle $J = 0$.

- **La densité de courant de court circuit J_{cc}**

J_{cc} est la densité de courant obtenue lorsque la tension de polarisation est nulle.

- **Le facteur de forme FF**

Le facteur de forme est le rapport entre la valeur de la puissance électrique maximale P_{max} , fournie par la jonction et la valeur du produit $J_{cc} \cdot V_{oc}$:

$$FF = \frac{J_{max} V_{max}}{J_{cc} V_{oc}} = \frac{P_{max}}{J_{cc} V_{oc}} \quad (I.36)$$

Chapitre II

Longueur de diffusion

Partie A

Généralités

La longueur de diffusion des porteurs minoritaires représente un paramètre très important puisqu'elle intervient directement dans la conversion photovoltaïque : l'efficacité de collection dans les dispositifs à conversion photovoltaïque est largement déterminée par la valeur de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires photogénérés, dans le matériau. Dans notre travail nous nous intéressons à la détermination de cette grandeur en utilisant un contact Schottky sur du a-Si:H. Il s'agit donc de déterminer la longueur de diffusion des trous puisque le a-Si:H est essentiellement de type N.

Dans cette partie nous définissons la longueur de diffusion d'une façon générale en considérant un semiconducteur cristallin. Nous présentons ensuite l'influence de la présence d'états dans le gap (semiconducteur amorphe), ainsi que les méthodes les plus connues qui servent à déterminer cette longueur de diffusion en se basant sur la méthode SPV.

II.1 Définition

Considérons un semiconducteur de type N (voir figure (II.1.a)) éclairé en surface par un flux de lumière peu pénétrant. Sous l'effet de l'éclairement un excès de paires électron-trou est créé près de la surface. Il apparaît donc un courant de diffusion des porteurs minoritaires dû aux gradients de concentration de ces derniers entre la surface et le volume du semiconducteur.

La densité de courant de diffusion des porteurs minoritaires est proportionnelle au gradient de concentration :

$$J_{pd} = -qD_p \frac{\partial p}{\partial x} \quad (\text{II.1})$$

où D_p est le coefficient de diffusion des trous.

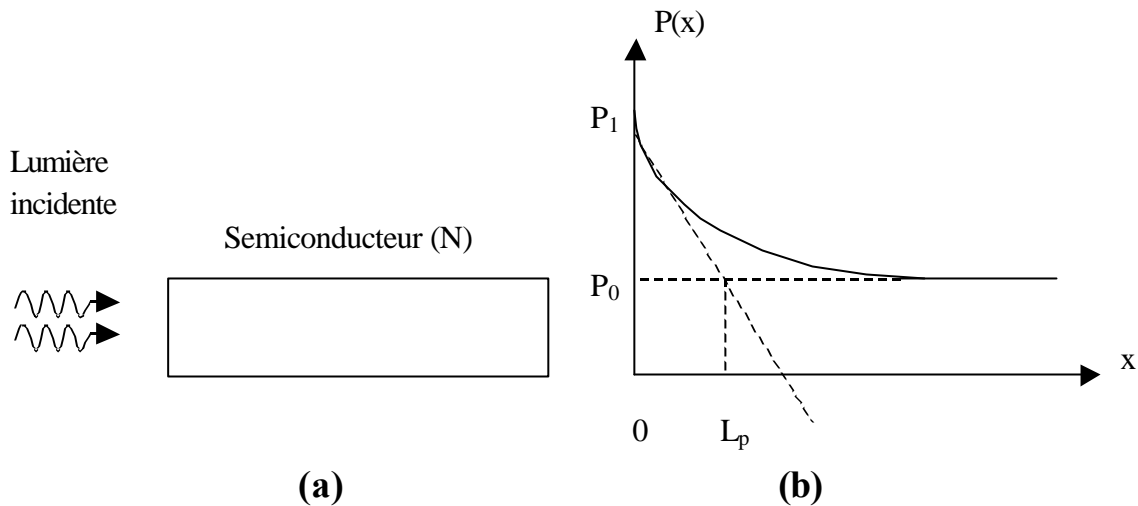


Figure (II.1) : (a) Schéma descriptif d'un semiconducteur de type N sous éclairage.
 (b) Evolution de la concentration des porteurs minoritaires libres sous éclairage en fonction de la profondeur.

En l'introduisant dans l'équation de continuité (I.11) on obtient :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g - r_p + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \quad (\text{II.2})$$

En considérant que l'éclairage est permanent ($\frac{\partial p}{\partial t} = 0$) et qu'il est peu pénétrant ($g = 0$) dans le volume du semiconducteur, et en se plaçant dans l'hypothèse des faibles injections ($r_p = \frac{p(x) - p_0}{\tau_p} = \frac{\Delta p(x)}{\tau_p}$), l'équation précédente devient :

$$\frac{\partial^2 \Delta p(x)}{\partial x^2} - \frac{\Delta p(x)}{D_p \tau_p} = 0 \quad (\text{II.3})$$

Cette équation peut être résolue en prenant comme conditions aux limites :

$$p(0) = p_1 \text{ et } p(\infty) = p_0$$

ou bien $\Delta p(0) = p_1 - p_0$ et $\Delta p(\infty) = 0$

dans ce cas la solution est :

$$\Delta p(x) = (p_1 - p_0) \exp\left(-\frac{x}{\sqrt{D_p \tau_p}}\right)$$

En posant $L_p^2 = D_p \tau_p$ on obtient :

$$\Delta p(x) = \Delta p(0) \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) \quad (\text{II.4})$$

Donc la concentration des porteurs minoritaires en excès Δp décroît exponentiellement en fonction de la profondeur x et avec une constante L_p . (figure (II.1.b)).

L_p est la longueur de diffusion des porteurs minoritaires, c'est-à-dire des trous, dans un semiconducteur de type N. C'est une évaluation de la distance parcourue par les porteurs minoritaires créés quand ils diffusent sans qu'ils se recombinent.

Nous avons défini la longueur de diffusion dans le cas le plus simple et le plus général. La longueur de diffusion des porteurs minoritaires peut aussi être définie dans le cas où une interface est présente comme une jonction PN ou une barrière Schottky, où un champ électrique est présent. Ce qui change alors ce sont les conditions aux limites du problème. Cependant la définition reste la même.

II.2 Méthodes de détermination de la longueur de diffusion

Il existe plusieurs méthodes [27] pour déterminer la longueur de diffusion. Ces méthodes sont toutes basées sur le même principe de mesure : les porteurs minoritaires sont injectés dans une région précise du semiconducteur. Ils diffusent ensuite vers le collecteur. La longueur de diffusion est déterminée en calculant le courant collecté.

La variété des méthodes d'injection (flux de lumière, faisceau d'électrons,...) et des méthodes de collection (jonction PN, barrière Schottky,...) des porteurs de charge, font que les méthodes de détermination de la longueur de diffusion sont diverses. Parmi ces méthodes nous citons trois techniques connues :

- Technique de polarisation variable [27] : cette méthode consiste à varier la largeur de la zone de charge d'espace (w) sous l'influence d'une polarisation inverse variable. La variation du courant en fonction de la largeur de la zone de charge d'espace (w) permet d'accéder à la longueur de diffusion.
- Technique du photocourant : cette méthode est basée sur la mesure de la réponse spectrale en courant où on mesure le photocourant en fonction de la longueur d'onde de la lumière incidente. cette technique a plusieurs variantes, on cite par exemple les travaux de Stokes et Chu [28] qui consistent en la détermination de la longueur de diffusion à partir de la mesure du flux de lumière nécessaire pour garder la densité de courant en fonction de la longueur d'onde constante.
- Technique du photovoltage : cette technique est connue sous le nom de (Surface PhotoVoltage (SPV)) qui veut dire : modification du potentiel de surface sous l'effet de la lumière. Cette terminologie a pris son origine dans les premières recherches sur les semiconducteurs où le photovoltage était mesuré à la surface du semiconducteur en absence d'une jonction. Les études consacrées à l'effet de la lumière sur le potentiel de surface ont montré que les mesures du photovoltage présentent un moyen très intéressant pour la caractérisation des semiconducteurs [29,30]. Elles permettent d'extraire des paramètres importants parmi lesquels figure la longueur de diffusion. La mesure de ce paramètre par la SPV a été établie initialement par Goodman en 1961 sur les semiconducteurs cristallins [31], puis par Dresner et al en 1981 [32] sur le a-Si:H. Cette technique est basée sur la mesure de la réponse spectrale en tension de circuit ouvert ($V_{oc}(\tilde{\epsilon})$) d'une diode Schottky. Elle consiste à ajuster le flux de lumière monochromatique incident $\hat{O}^0(\tilde{\epsilon})$ de telle façon à maintenir la tension de circuit ouvert V_{oc} constante en fonction de la longueur d'onde $\tilde{\epsilon}$. La vérification de la condition $V_{oc}(\tilde{\epsilon}) = cste$ permet d'avoir la relation de proportionnalité :

$$\Phi_{\text{SPV}}(\lambda) \propto (\alpha^{-1}(\lambda) + L_p)$$

qui lie le flux de lumière ajusté $\Phi_{\text{SPV}}(\lambda)$ à la longueur de diffusion L_p . Cette relation donne accès à la longueur de diffusion des porteurs minoritaires (L_p).

II.3 Détermination de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires dans le a-Si:H par la technique SPV

La technique SPV donne de bons résultats dans la détermination de la longueur de diffusion des semiconducteurs cristallins. Cette technique demande d'être adaptée aux matériaux amorphes. En effet la SPV a été appliquée initialement sur des semiconducteurs cristallins où on a supposé que le taux de recombinaison des porteurs minoritaires dans la zone de charge d'espace est nul ($r = 0$): le temps t mis par les porteurs minoritaires pour traverser cette zone est inférieur à leur durée de vie $\hat{\tau}$ ($t < \hat{\tau}$), les porteurs minoritaires traversent donc la zone de charge d'espace sans pertes. Cependant, dans le cas des mesures sur des semiconducteurs amorphes dont les porteurs de charge ont une faible mobilité μ , cette hypothèse n'est plus valable : t peut être assez long devant $\hat{\tau}$ ($t > \hat{\tau}$), des porteurs libres peuvent donc se recombiner ($r \neq 0$). Dans ce dernier cas la SPV mesure des longueurs de diffusion apparentes (L_{app}). Afin d'accéder à L_p plusieurs modifications de la technique initiale ont été proposées [33,34], la plus importante est la superposition d'un flux de lumière intense au flux monochromatique utilisé avant [35]. Le rôle du flux intense est de réduire la zone de charge d'espace au maximum afin de minimiser le taux recombinaison dans cette zone. Le principe de détermination de la longueur de diffusion L_p par cette technique sera décrit en détail dans la partie suivante.

Partie B

Détermination de la longueur de diffusion par la technique SPV

Dans notre travail nous nous intéressons à la détermination de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires dans le a-Si:H par technique SPV. Pour cela nous présentons dans cette partie le principe et le développement théorique de la technique traditionnelle, ensuite nous essayons d'adapter les résultats théoriques à nos conditions expérimentales.

II.4 Principe de la technique SPV

Le principe de la technique SPV est celui de la photoréponse spectrale où il s'agit de mesurer la tension de circuit ouvert en fonction de la longueur d'onde ($V_{oc}(\lambda)$), développée par une jonction Schottky lorsqu'elle est éclairée par un flux lumineux. Le flux de lumière qui permet de garder la tension constante en fonction de la longueur d'onde, est lié directement à la longueur de diffusion des porteurs minoritaires L_p comme nous allons le présenter dans le développement théorique.

Dans la technique traditionnelle [33,35], le flux de lumière qui tombe sur l'échantillon résulte de la superposition de deux flux de lumière : un flux monochromatique Φ_e de faible intensité qui donne naissance à une tension de circuit ouvert $V_{oc\bar{e}}$, et un flux de lumière Φ_I de forte intensité et qui est responsable de la création d'une tension V_{ocI} de valeur plus importante que celle de $V_{oc\bar{e}}$.

Le flux monochromatique Φ_e sert à déterminer L_p . C'est le flux qu'il faut ajuster en fonction de la longueur d'onde pour garder $V_{oc\bar{e}}$ constante en fonction de la longueur d'onde. Φ_e est donc le flux de test.

Le flux intense Φ_I sert à réduire la zone de charge d'espace au maximum afin de minimiser le taux recombinaison dans cette zone : lorsqu'on place l'échantillon éclairé avec le flux de test Φ_e en condition de circuit ouvert, le niveau de Fermi côté semiconducteur s'élève d'une quantité $qV_{oc\bar{e}}$. Par conséquent la largeur de la zone de charge d'espace w diminue (voir figure (II.2)). Cela permet donc à la zone neutre d'être étendue dans le matériau. Cependant, en condition de circuit ouvert la zone de charge d'espace peut ne pas être assez réduite du fait de la faible valeur de la tension $V_{oc\bar{e}}$. Pour cela on superpose au flux de test Φ_e un flux intense Φ_I . La tension V_{ocI} due à ce flux est importante son rôle est de réduire au maximum la largeur w .

II.5 Développement théorique de la technique SPV

Le calcul théorique qui permet d'aboutir à la longueur de diffusion en utilisant la technique SPV est basé sur le calcul de la densité du courant total \vec{J} qui traverse la jonction Schottky [36], d'où on peut tirer la relation entre le flux de photons \vec{O}_ε et la longueur de diffusion des porteurs minoritaires L_p . Avant de passer au calcul de la densité du courant total nous allons présenter les équations fondamentales et les hypothèses sur lesquelles le calcul est basé.

II.5.1 Equations fondamentales

Le transport de charges est décrit par les équations donnant la densité de courant des électrons et des trous :

$$\vec{J}_n = q\mu_n n\vec{E} + qD_n \text{grad}n \quad (\text{II.5})$$

$$\vec{J}_p = q\mu_p p\vec{E} - qD_p \overrightarrow{\text{grad}p} \quad (\text{II.6})$$

où E est le champ électrique, D_n D_p sont les coefficients de diffusion des électrons et des trous respectivement.

Rappelons que l'évolution temporelle des concentrations des porteurs de charges est exprimée par les équations de continuité (I.10) et (I.11) :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = g - r_n + \frac{1}{q} \text{div} \vec{J}_n \quad (\text{II.7})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g - r_p - \frac{1}{q} \text{div} \vec{J}_p \quad (\text{II.8})$$

Rappelons aussi l'expression (I.9) qui donne le taux de génération des paires électron-trou :

$$g(x) = \alpha \eta \Phi^0 \exp(-\alpha x) \quad (\text{II.9})$$

La densité du courant total est donnée par :

$$J_t(x) = J_p(x) + J_n(x)$$

II.5.2 Hypothèses de calcul

La structure étudiée par la technique SPV est constituée d'un contact avant (métal / a-Si:H) de type redresseur et d'un contact arrière (a-Si:H / métal) de type ohmique. Au cours du calcul théorique on suppose que cette structure est de type linéaire semi-infini tel que l'origine des abscisses est prise à la jonction (voir figure (II.3)). En outre, on considère l'ensemble des hypothèses suivantes :

(1) pour résoudre les équations de continuité, on se place au régime permanent on considère donc que $\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = 0$

(2) on se place dans l'hypothèse de faible niveau d'injection : c'est-à-dire on considère que le nombre des porteurs générés est faible devant celui des porteurs libres à l'équilibre.

(3) dans la zone de charge d'espace on néglige le taux de recombinaison, puisqu'on suppose qu'elle est réduite.

(4) dans la zone neutre on considère deux hypothèses :

a/ On considère que le champ électrique est nul, donc on néglige le courant de conduction.

b/ On considère les porteurs minoritaires, et en tenant compte de l'hypothèse de faibles injections, le taux de recombinaison r_p est donné par : $r_p = \frac{\Delta p}{\tau_p}$.

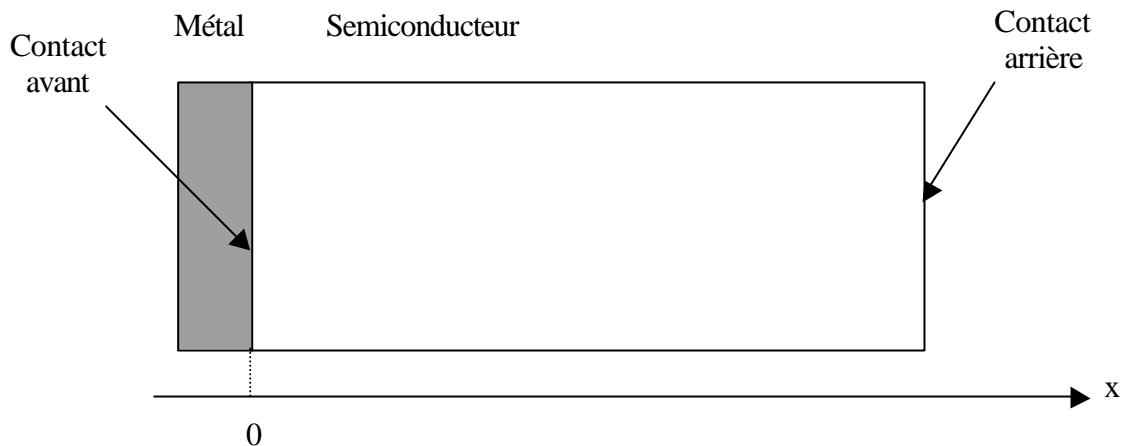


Figure (II.3) : Diode Schottky (modèle linéaire semi-infini)

II.5.3 Calcul de la densité du courant total

Le calcul de la densité du courant total, somme des contributions au courant des électrons et des trous $J_t(x) = J_n(x) + J_p(x)$, se fait à partir de la relation de continuité :

$$\vec{\text{div}} J_t + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$$

\tilde{n} est la densité de charge d'espace.

En régime permanent ($\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$) donc :

$$\vec{\text{div}} J_t = 0 \quad \text{d'où} \quad J_t(x) = J_p(x) + J_n(x) = \text{cste}$$

La densité du courant total est uniforme en tout point du matériau, il suffit de le calculer en un point. On se place au point $x = w$ qui sépare la zone de charge de la zone neutre :

$$J_t(x) = J_t(w) = J_p(w) + J_n(w) = \text{cste}$$

Pour avoir $j_i(x)$ on va calculer dans la suite les densités de courant $J_n(w)$ et $J_p(w)$ séparément.

A / Calcul de $J_n(w)$ ($0 < x < w$)

En considérant le régime permanent (hypothèse (1)) et la relation (II.9) donnant le taux de génération, et en négligeant le taux de recombinaison (hypothèse (3)), l'équation de continuité (II.7) s'écrit :

$$\alpha \eta \Phi^0 \exp(-\alpha x) + \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} = 0 \quad (\text{II.10})$$

Si on intègre l'expression (II.10) de 0 à w on a :

$$J_n(w) = J_n(0) - q \eta \Phi^0 (1 - \exp(-\alpha w)) \quad (\text{II.11})$$

Il suffit de calculer $J_n(0)$ pour déterminer complètement $J_n(w)$. Pour cela, on considère la fonction $F(x)$ telle que :

$$F(x) = n(x) \exp\left[-\frac{q}{kT} (V(x) - V(0))\right] \quad (\text{II.12})$$

Puis on calcule $F(w) - F(0)$ en fonction de $J_n(0)$ de deux manières différentes :

$$\bullet \quad F(w) - F(0) = n(w) \exp\left[-\frac{q}{kT} (V(w) - V(0))\right] - n(0)$$

$$\text{avec : } n(w) = N \quad (\text{II.13})$$

$$n(0) = \frac{J_n(0)}{qS_n} + N \exp\left[-\frac{qV_d}{kT}\right] \quad (\text{II.14})$$

$$V(w) - V(0) = V_d - V \quad (\text{II.15})$$

où N est la concentration des électrons dans le semiconducteur lorsqu'il est isolé et S_n est la vitesse de recombinaison de surface des électrons.

Le calcul de $n(w)$ et $n(0)$ est présenté dans l'annexe.

En remplaçant les expressions (II.13), (II.14) et (II.15) dans l'expression de $F(w) - F(0)$ on trouve :

$$F(w) - F(0) = N \exp\left[-\frac{qV_d}{kT}\right] \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right) - \frac{J_n(0)}{qS_n} \quad (\text{II.16})$$

$$\bullet \quad F(w) - F(0) = \int_0^w \frac{dF}{dx} dx \quad (\text{II.17})$$

Dérivons l'expression (II.12) :

$$\frac{dF}{dx} = \left[\frac{dn}{dx} - n(x) \frac{q}{kT} \frac{dV}{dx} \right] \exp\left[-\frac{q}{kT} [V(x) - V(0)]\right]$$

En faisant intervenir la relation d'Einstein $D_n = \frac{kT}{q} \mu_n$ et la relation $E = -\frac{dV}{dx}$ on

obtient :

$$\frac{dF}{dx} = \left[\frac{dn}{dx} + \frac{n(x)}{D_n} \mu_n E \right] \exp\left[-\frac{q}{kT} [V(x) - V(0)]\right]$$

L'introduction de l'équation (II.5) dans l'équation précédente donne :

$$\frac{dF}{dx} = \frac{J_n(x)}{qD_n} \exp\left[-\frac{q}{kT} (V(x) - V(0))\right] \quad (\text{II.18})$$

Si on intègre l'expression (II.10) entre 0 et x on obtient l'expression de $J_n(x)$ qu'on remplace dans l'équation (II.18), on a donc:

$$\frac{dF}{dx} = \left[\frac{J_n(0)}{qD_n} + \frac{\eta\Phi^0}{D_n} (\exp(-\alpha x) - 1) \right] \exp - \frac{q}{kT} (V(x) - V(0)) \quad (\text{II.19})$$

En remplaçant l'équation (II.19) dans l'équation (II.17) on trouve:

$$F(w) - F(0) = \frac{J_n(0)}{qD_n} \int_0^w \exp - \frac{q}{kT} [V(x) - V(0)] dx + \frac{\eta\Phi^0}{D_n} \int_0^w \exp[-\alpha x - \frac{q}{kT} (V(x) - V(0))] dx - \frac{\eta\Phi^0}{D_n} \int_0^w \exp - \frac{q}{kT} [V(x) - V(0)] dx$$

Si on pose $F_1 = \int_0^w \exp - \frac{q}{kT} [V(x) - V(0)] dx$

$$F_2 = \int_0^w \exp[-\alpha x - \frac{q}{kT} (V(x) - V(0))] dx$$

On obtient :

$$F(w) - F(0) = \frac{J_n(0)}{qD_n} F_1 + \frac{\eta\Phi^0}{D_n} (F_2 - F_1) \quad (\text{II.20})$$

En combinant les deux expressions de $F(w)-F(0)$ données par les relations (II.16) et (II.20) on peut calculer la valeur de $J_n(0)$:

$$J_n(0) = \frac{NqD_n \exp - \frac{qV_d}{kT}}{F_1 + \frac{D_n}{S_n}} (\exp(\frac{qV}{kT}) - 1) - \frac{q\eta\Phi^0 (F_2 - F_1)}{F_1 + \frac{D_n}{S_n}}$$

On remplace $J_n(0)$ dans l'expression (II.11) on obtient :

$$J_n(w) = \frac{NqD_n \exp\left(-\frac{qV_d}{kT}\right)}{F_1 + \frac{D_n}{S_n}} \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right) - \frac{q\eta\Phi^0 (F_2 - F_1)}{F_1 + \frac{D_n}{S_n}} + q\eta\Phi^0 (\exp(-\alpha w) - 1) \quad (\text{II.21})$$

B/ Calcul de $J_p(w)$ ($x > w$)

La densité de courant $J_p(w)$ qu'on va calculer est due essentiellement à la diffusion (hypothèse (4-a)). En faisant $E=0$ dans l'équation (II.6) on a :

$$J_p = -qD_p \frac{\partial p}{\partial x} \quad (\text{II.22})$$

Si on introduit l'expression de J_p (relation (II.22)) dans la relation (II.8), et en tenant compte du régime permanent (hypothèse (1)), on obtient l'expression :

$$g - r_p + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = 0$$

En portant les expressions de g (relation (II.9)) et de r_p (hypothèse (4-b)) dans l'expression précédente on obtient :

$$D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{\Delta p}{\tau_p} + \eta\alpha\Phi^0 \exp(-\alpha x) = 0$$

Dans cette équation on introduit le paramètre L_p (longueur de diffusion) défini par la relation $L_p^2 = D_p\tau_p$:

$$\frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} - \frac{\Delta p}{L_p^2} + \frac{\eta\alpha\Phi^0}{D_p} \exp(-\alpha x) = 0 \quad (\text{II.23})$$

Afin de résoudre l'équation (II.23), on utilise les conditions aux limites suivantes :

$$\Delta p(\infty) = 0$$

$$\Delta p(w) = p_n \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right)$$

où p_n est la concentration des porteurs minoritaires à l'équilibre.

Le calcul de ces deux conditions aux limites est présenté dans l'annexe.

En tenant compte de ces deux conditions aux limites on trouve :

$$\Delta p(x) = \left[p_n \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] - \left(\frac{\eta \alpha \Phi^0 L_p^2}{D_p (1 - \alpha^2 L_p^2)} \right) \exp(-\alpha w) \right] \exp\left(-\frac{x-w}{L_p}\right) + \left(\frac{\eta \alpha \Phi^0 L_p^2}{D_p (1 - \alpha^2 L_p^2)} \right) \exp(-\alpha x)$$

Si on introduit l'expression de $\Delta p(x)$ dans l'équation (II.22) on peut déterminer $J_p(w)$:

$$J_p(w) = \frac{qD_p P_n}{L_p} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] - \left(\frac{q\eta \alpha \Phi^0 L_p}{1 + \alpha L_p} \right) \exp(-\alpha x) \quad (\text{II.24})$$

c/ Calcul de J_t

$$J_t = J_p(w) + J_n(w)$$

On peut exprimer le courant total qui traverse la diode à partir des expressions (II.21) et (II.24) :

$$J_t = \left[\frac{NqD_n \exp\left(-\frac{qV_d}{kT}\right) + \frac{qD_p p_n}{L_p} \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right)}{F_1 + \frac{D_n}{S_n}} \right] + \left[\frac{\exp(-\alpha w)}{1 + \alpha L_p} - 1 - \frac{F_2 - F_1}{F_1 + \frac{D_n}{S_n}} \right] q\eta\Phi^0 \quad (\text{II.25})$$

En posant :

$$J_s = \frac{NqD_n \exp\left(-\frac{qV_d}{kT}\right) + \frac{qD_p p_n}{L_p}}{F_1 + \frac{D_n}{S_n}}$$

$$J_{ph} = -q\eta\Phi^0 \left[1 - \frac{\exp(-\alpha w)}{1 + \alpha L_p} + \frac{F_2 - F_1}{F_1 + \frac{D_n}{S_n}} \right]$$

On obtient l'expression générale du courant qui traverse une diode Schottky éclairée :

$$J_t = J_s \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) + J_{ph}$$

II.5.4 Détermination de la longueur de diffusion L_p

Plaçons-nous en condition de circuit ouvert où $V = V_{oc}$ et $J_t = 0$.

En posant : $F_3 = \frac{F_1 - F_2}{F_1 + \frac{D_n}{S_n}}$, l'expression (II.25) devient :

$$\Phi^0 = \frac{J_s}{q\eta} \left(\exp\left(\frac{qV_{oc}}{kT}\right) - 1 \right) \left(\frac{1 + \alpha L_p}{(1 - F_3)(1 + \alpha L_p) - \exp(-\alpha w)} \right) \quad (\text{II.26})$$

C'est la relation générale qui lie le flux de lumière Φ^0 à la longueur de diffusion des porteurs minoritaires L_p .

A/ Cas de la présence du flux intense

Dans le cas de la présence du flux intense nous considérons que la condition $w \ll \frac{1}{\alpha}$ est vérifiée. Cette condition veut dire que la zone de charge d'espace est fortement réduite.

$$\alpha w \ll 1 \quad \Rightarrow \quad [\exp(-\alpha w) = 1 - \alpha w \quad \text{et} \quad F_3 < 1]$$

L'approximation $F_3 < 1$ est justifiée dans la référence [26].

L'expression générale (II.26) devient :

$$\Phi_{\lambda}^0 = \frac{J_s}{q\eta} \left(\exp\left(\frac{qV_{oc\lambda}}{kT}\right) - 1 \right) \left(\frac{1}{w_{\lambda} + L_p} \right) \left(\frac{1}{\alpha_{\lambda}} + L_p \right) \quad (\text{II.27})$$

Les grandeurs indicées λ sont ceux qui dépendent de la longueur d'onde.

Si à chaque λ on ajuste le flux de telle façon que la tension $V_{oc\lambda}$ reste constante en fonction de

la longueur d'onde et donc w aussi, la relation (II.27) devient :

$$\Phi_{spv} = \text{cste} \left(\frac{1}{\alpha_{\lambda}} + L_p \right) \quad (\text{II.28})$$

Φ_{spv} étant le flux de photons ajusté. Donc dans le cas où : $\alpha w \ll 1$ et $V_{oc\lambda} = \text{cste}$,

Φ_{spv} varie linéairement en fonction de $\frac{1}{\alpha_{\lambda}}$. L'extrapolation de la droite $\Phi_{\lambda}^0 = f\left(\frac{1}{\alpha_{\lambda}}\right)$

devrait permettre d'avoir la longueur de diffusion (voir figure (II.4)).

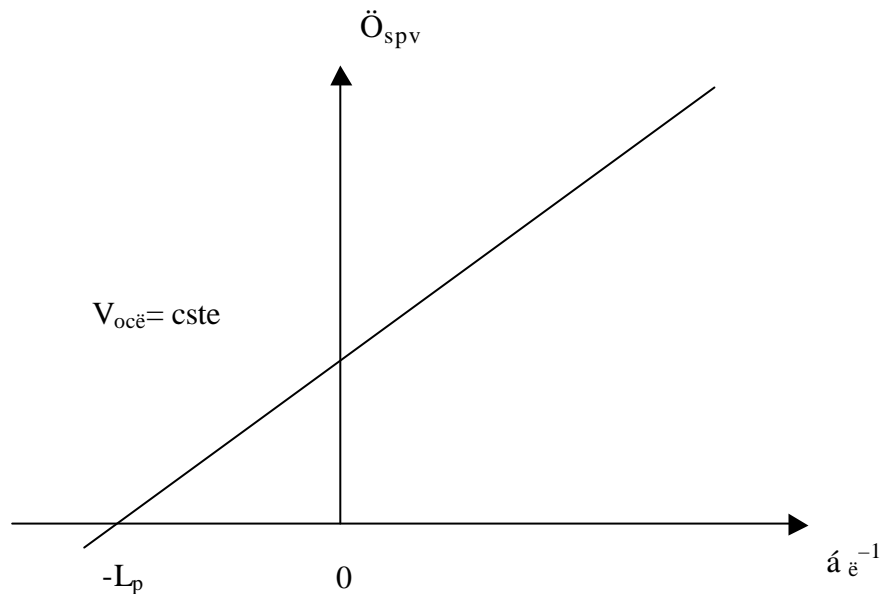


Figure (II.4) : Détermination de L_p à partir de la droite $\Phi_{spv} = f(\alpha \lambda^{-1})$.

Nous avons calculé le courant total dans le cas d'une jonction Schottky en circuit ouvert, éclairée par un seul flux monochromatique d'intensité constante dans le temps, ensuite nous avons déterminé L_p en considérant que $v_{oc}(\lambda) = cste$ et que la zone de charge d'espace est fortement réduite ($\acute{\alpha}w \ll 1$). En effet si on reprend le calcul en tenant compte du flux intense et de la modulation du flux de test, le principe de détermination de L_p présenté ci dessus reste valable. A condition que la fréquence de modulation soit faible [26].

B / Cas de l'absence du flux intense (conditions réelles de notre expérience)

Si on se contente de la condition de circuit ouvert, $\acute{\alpha}w$ reste petit devant 1: $\acute{\alpha}w < 1$ (la présence de \ddot{O}_1 le rend très petit devant 1: $\acute{\alpha}w \ll 1$) dans ce cas le terme $\exp(-\acute{\alpha}w)$ peut être remplacé par son développement limité à l'ordre 2 (au lieu de l'ordre 1 dans le cas où $\acute{\alpha}w \ll 1$), donc :

$$\alpha w < 1 \quad \Rightarrow \quad \left[\exp(-\alpha w) = 1 - \alpha w + \frac{\alpha^2 w^2}{2} \quad \text{et} \quad F_3 < 1 \right]$$

dans ce cas et si la tension en circuit ouvert est maintenue constante, l'expression générale (II.26) devient :

$$\Phi_{\text{spv}} = \text{cste} \left(\frac{1 + \alpha_{\lambda} L_p}{\alpha_{\lambda} (w + L_p) - \frac{\alpha_{\lambda}^2 w^2}{2}} \right) \quad (\text{II.29})$$

soit encore :

$$\Phi_{\text{spv}} = \text{cste} \left(\frac{1}{w + L_p} \right) \left(\frac{1}{\alpha_{\lambda}} + L_p + \frac{w^2}{2(w + L_p)} \right) \quad (\text{II.30})$$

Ce calcul théorique montre que même en absence du flux intense \ddot{O}_I la variation du flux de test Φ_{spv} en fonction de $1/\alpha_{\lambda}$ reste toujours linéaire. Dans ce cas l'extrapolation à l'axe

des abscisses de la droite $\Phi_{\text{spv}} = f\left(\frac{1}{\alpha_{\lambda}}\right)$ donne la quantité $L_p + \frac{w^2}{2(w + L_p)}$ qu'on appelle longueur de diffusion apparente (L_{app}) :

$$L_{\text{app}} = L_p + \frac{w^2}{2(w + L_p)} \quad (\text{II.31})$$

On remarque que L_{app} est dépendante de w , elle peut être égale à L_p ($L_{\text{app}} = L_p$) si $w \ll L_p$, autrement dit si la largeur de la zone de charge d'espace w est fortement réduite ($w \ll \frac{1}{\alpha}$).

Chapitre III

Techniques expérimentales

III.1 Elaboration des échantillons

Les échantillons utilisés dans ce travail sont des structures Schottky à base de α -Si:H. Ces échantillons sont déposés au sein de notre laboratoire par la technique de pulvérisation en continu assistée par un magnétron [18].

III.1.1 Dépôt de α -Si:H

La technique de dépôt par pulvérisation DC magnétron, est réalisée en utilisant le groupe de dépôt schématisé sur la figure (III.1).

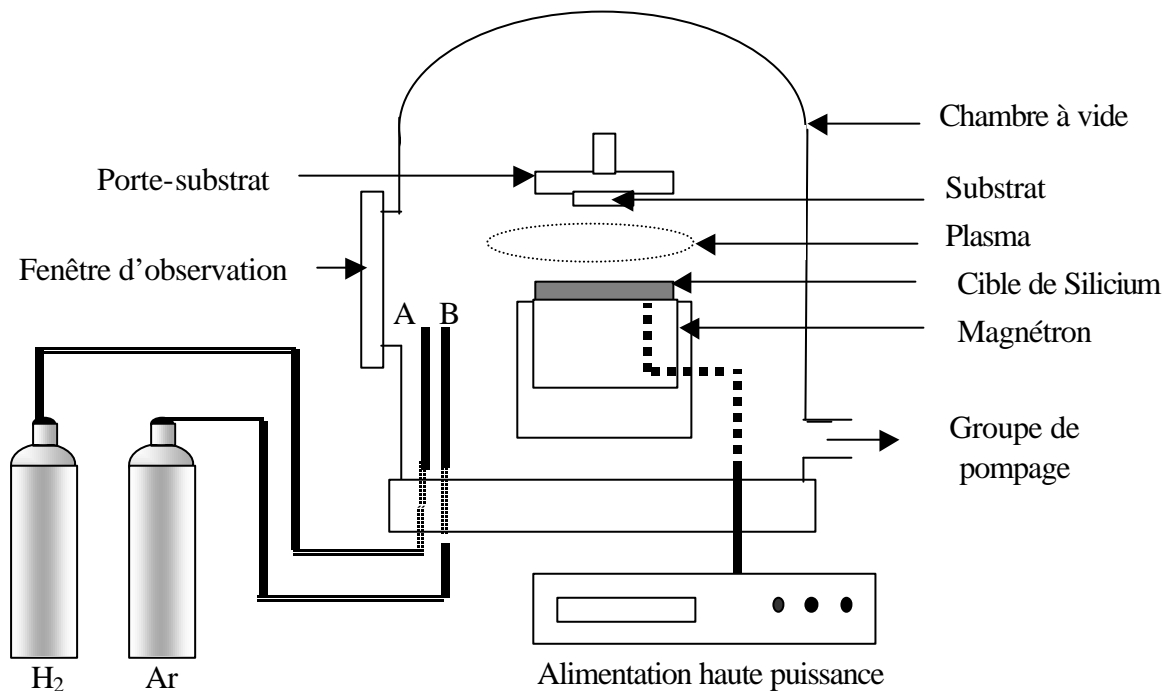


Figure (III.1) : Schéma du groupe de dépôt du α -Si:H.

La chambre à vide dans laquelle le dépôt est réalisé contient une cible de silicium monocristallin et un porte-substrat en vis-à-vis. L'enceinte à vide est reliée à un groupe de pompage et elle est munie de deux entrées A et B pour l'injection des gaz (l'argon et l'hydrogène). En utilisant une alimentation de haute puissance, un plasma d'argon peut être créé entre la cible et le porte substrat. Le rôle des ions d'argon est de pulvériser la cible de

silicium. L'hydrogénation se fait par injection d'hydrogène lors de la pulvérisation. Les atomes du silicium arrachés se déposent en couche mince sur le substrat. Dans notre cas les substrats utilisés sont des couches de silicium monocristallin dopé n^+ . Le (c-Si: n^+) sert à assurer le contact arrière ohmique.

Le tableau (III.1) contient les paramètres de dépôt des trois lots d'échantillons étudiés :

Echantillons	Température de dépôt ($^{\circ}\text{C}$)	Pression partielle de Ar (mbar)	Pression partielle de H_2 (mbar)	Epaisseur (μm)
Lot140104	260	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-5}$	2.80
Lot211203	260	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-5}$	0.77
Lot200104	260	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-5}$	0.46

Tableau (III.1) : Paramètres de dépôt des trois lots d'échantillons étudiés.

Les conditions de dépôt des trois lots d'échantillons sont identiques seules les épaisseurs diffèrent.

III.1.2 Dépôt des plots de platine

Pour compléter la structure Schottky, une fine couche métallique (platine) est déposée sur la couche mince du $a\text{-Si:H}$ dans un autre bâti, par la technique de pulvérisation d'une cible métallique sous plasma d'argon. La description du groupe de dépôt de platine est détaillée dans la référence [37]. Les plots métalliques ont un diamètre de 2mm et une épaisseur suffisamment fine pour être transparents.

La structure des échantillons obtenus est illustrée sur la figure (III.2).

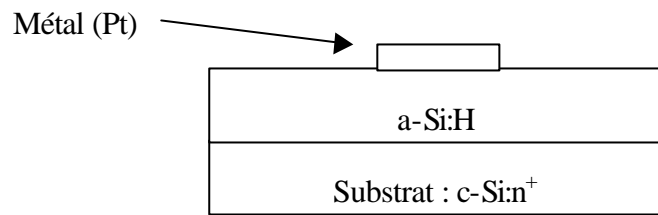


Figure (III.2) : Structure des échantillons étudiés.

III.2 Montage expérimental

La description du dispositif expérimental qui sert à la caractérisation des échantillons peut se faire en trois parties : le cryostat, la partie optique et l'appareillage (figure(III.3)).

- **Cryostat**

Le cryostat est la chambre dans laquelle l'échantillon est monté pour être caractérisé, Elle contient les éléments suivant :

1/ Un porte-échantillon en cuivre sur lequel l'échantillon est placé. Le porte-échantillon peut être chauffé par un thermocoaxe et il peut être également refroidi par une circulation d'azote liquide. Une sonde en platine est placée à l'intérieur du porte-échantillon, tout près de l'échantillon, elle sert à la mesure de la température.

2/ Une fenêtre située en face du porte-échantillon permet l'éclairement de l'échantillon.

3/ Une sortie électrique étanche et de haute impédance permet de mesurer des faibles courants.

4/ Le cryostat est relié à un groupe de pompage primaire et secondaire qui permet d'atteindre un vide de l'ordre de 10^{-5} mbar.

- **Partie optique**

L'échantillon est éclairé par une lumière monochromatique provenant d'une lampe halogène de puissance 500W. Cette dernière est alimentée par une source de tension variable

pilotée par un micro-ordinateur via une carte d'interface Entré / Sortie analogique. La lampe halogène est suivie d'un monochromateur. Ce dernier permet de défiler la longueur d'onde avec une vitesse fixée à 50 nm/min entre 200 nm et 1200 nm. La sortie du monochromateur est suivie d'un jeu de filtres qui a pour rôle d'éliminer la lumière des seconds ordres de diffraction.

Le faisceau de lumière est divisé en deux parties à l'aide d'une lame semi-transparente:

1/ La partie transmise est renvoyée vers la surface de l'échantillon à travers la fenêtre du cryostat.

2/ La partie réfléchi est renvoyée vers une photodiode au silicium (détecteur) dont le rôle est la mesure du flux de photons qui tombe sur l'échantillon. Nous l'appelons photodiode de mesure (voir partie (III.3.1)).

Lors du déroulement des expériences, l'intensité de la lumière est contrôlée par un micro-ordinateur : à partir d'un programme d'acquisition, l'intensité de la lumière peut être réglée en contrôlant la tension de l'alimentation de la lampe. Cela permet dans l'expérience de la SPV d'ajuster le flux de lumière à chaque longueur d'onde pour garder la même réponse de l'échantillon.

- **Appareillage de mesure**

Le cryostat est la partie commune à toutes les caractérisations. Au cours de toutes les expériences la mesure et le contrôle de la température se font via un appareil de régulation de température lié à la sonde en platine qui se trouve tout près de l'échantillon. Cet appareil est piloté par un micro-ordinateur via une carte d'interface Entré / Sortie analogique

Les deux signaux qui constituent la réponse électrique de l'échantillon et la réponse en courant de la photodiode de mesure sont envoyés vers les deux canaux de mesure d'un électromètre de type Keithley 619 : cet appareil permet de mesurer deux signaux simultanément. Le Keithley 619 est contrôlé par le micro-ordinateur via une carte d'interface IEEE. Ceci permet l'acquisition de la réponse de l'échantillon et du courant de la photodiode à travers lequel se fait la lecture du flux de lumière.

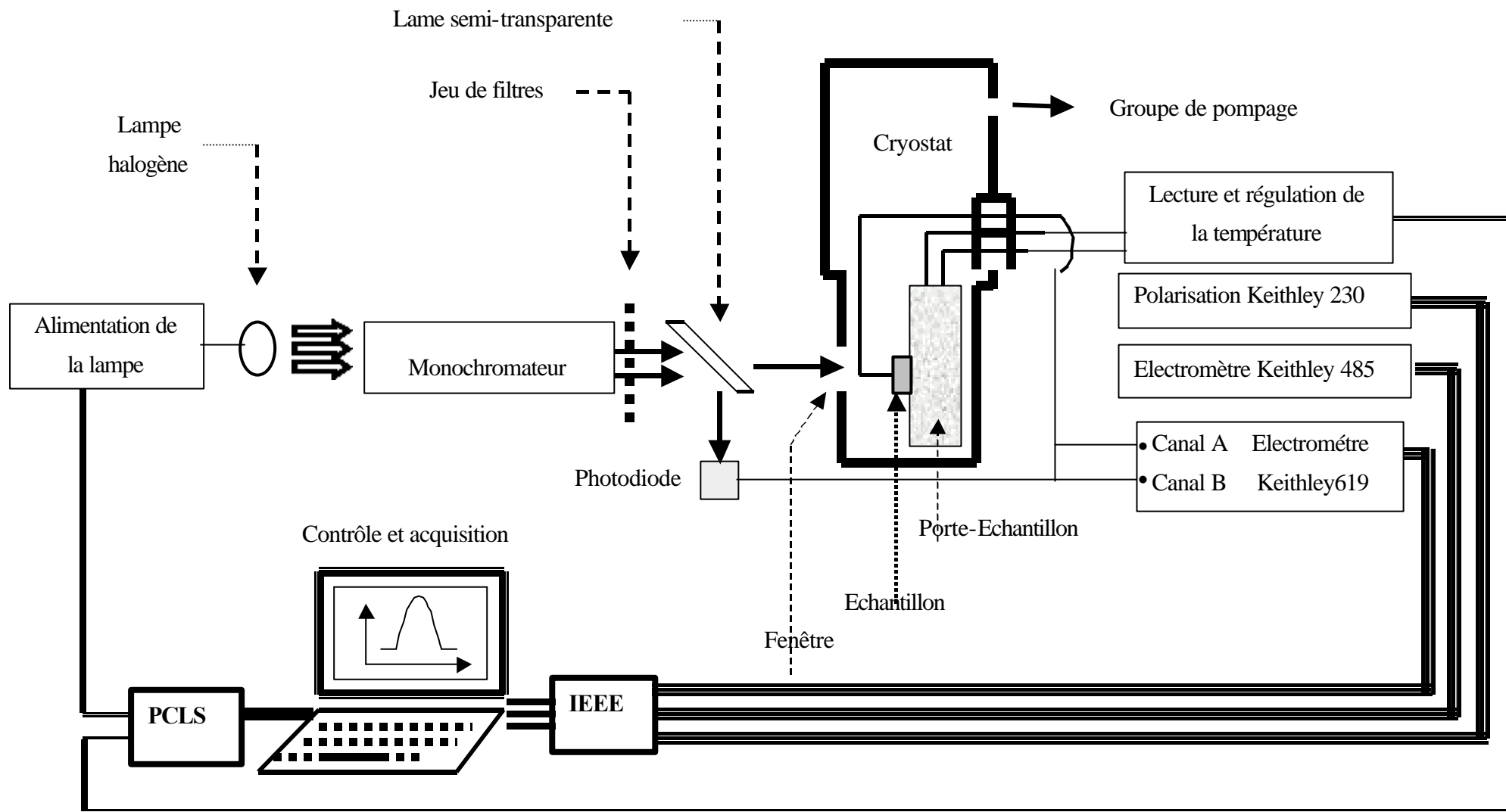


Figure (III.3) : Schéma du dispositif expérimental utilisé.

Pour caractériser en I(V) les échantillons, on dispose d'une source de tension de type Keithley 230 qui sert à la polarisation de l'échantillon, et d'un électromètre de type Keithley 485. Ces deux appareils sont pilotés par le micro-ordinateur via une carte d'interface IEEE. Cela permet le contrôle de la tension de polarisation et l'acquisition du courant de l'échantillon.

- **Installation de l'échantillon dans le cryostat**

L'échantillon est collé à l'intérieur du cryostat sur le porte-échantillon à l'aide d'une laque d'argent qui assure un bon contact thermique. Les contacts électriques sont pris par deux fils minces de cuivre collés sur les contacts arrière et avant par de la laque d'argent (voir figure (III.4)).

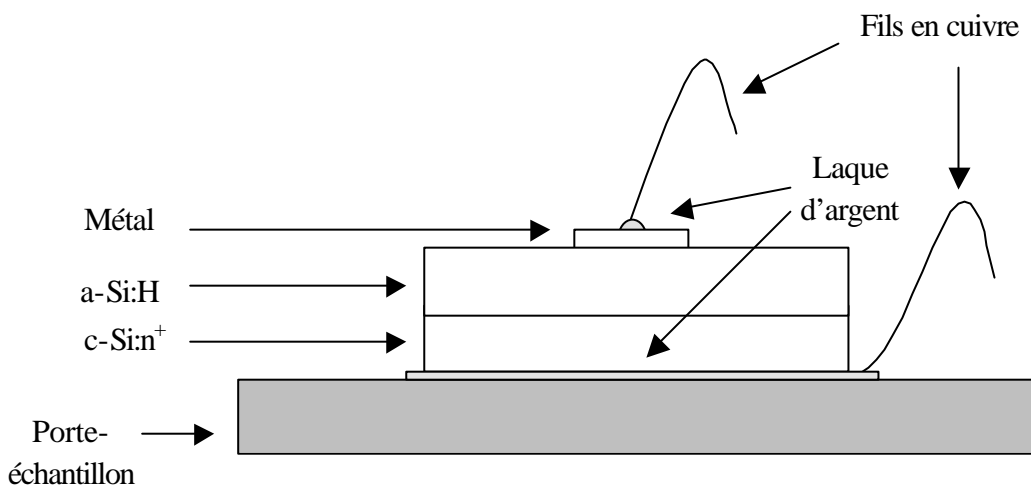


Figure (III.4) : Installation de l'échantillon à l'intérieur du cryostat.

III.3 Méthodes expérimentales

Dans cette partie nous présentons les différentes méthodes expérimentales utilisées pour la caractérisation des échantillons : caractérisation en I(V), caractérisation par la mesure du courant de court circuit et de la tension de circuit ouvert en fonction du flux de lumière, caractérisation par la mesure de la réponse spectrale et caractérisation par la technique SPV. Pour chacune de ces méthodes de caractérisation nous avons réalisé un programme d'acquisition automatique spécifique.

La détermination du flux de lumière qui tombe sur l'échantillon dans toutes les expériences particulièrement dans la SPV est un élément très important. Pour cela nous allons expliquer la procédure qu'il faut suivre pour déterminer ce flux de lumière, avant de présenter

les différentes méthodes expérimentales utilisées dans ce travail.

III.3.1 Mesure du flux de lumière

Le flux de lumière $\Phi(\lambda)$ qui tombe sur l'échantillon est donné par :

$$\Phi(\lambda) = \frac{P(\lambda)\lambda}{hc} \quad (\text{III.1})$$

où $p(\lambda)$ est la puissance de la lumière qui tombe sur l'échantillon par unité de surface, h est la constante de Planck et c la vitesse de la lumière.

Il suffit donc de mesurer la puissance $p(\lambda)$ pour pouvoir déterminer le flux de lumière. Pour cela on procède à un étalonnage préalable du dispositif expérimental.

A / Procédure d'étalonnage

L'étalonnage du dispositif consiste à déterminer la courbe d'étalonnage $R_d(\lambda)$ définie par le rapport entre la puissance $P(\lambda)$ du flux de lumière qui tombe sur l'échantillon par unité de surface et le photocourant $I_r(\lambda)$ mesuré sur la photodiode de mesure :

$$R_d(\lambda) = \frac{I_r(\lambda)}{P(\lambda)} \quad (\text{III.2})$$

Cette relation est valable dans le domaine de linéarité entre la puissance de lumière et le photocourant de la photodiode de mesure.

Afin de déterminer la courbe d'étalonnage $R_d(\lambda)$ on procède de la manière suivante : une photodiode calibrée qu'on appelle photodiode d'étalonnage est installée à la place que doit occuper l'échantillon dans le cryostat (figure (III.5)). Le rôle de cette photodiode calibrée est de mesurer la puissance $P_c(\lambda)$ de la lumière qui tombe à la place de l'échantillon par unité de surface. La lumière monochromatique est divisée à l'aide de la lame semi-transparente en deux parties, une partie tombe sur la photodiode de mesure, et l'autre partie tombe sur la photodiode d'étalonnage telles que les surfaces des deux photodiodes soient entièrement

éclairées. Pendant le défilement de la longueur d'onde dans le domaine de linéarité de la photodiode de mesure entre 400 nm et 1100 nm, le photocourant de la photodiode de mesure $I_r(\lambda)$ et de la photodiode d'étalonnage $I_c(\lambda)$ sont mesurés simultanément à l'aide de l'électromètre à deux canaux (Keithley 619). Le prélèvement des photocourants $I_r(\lambda)$ et $I_c(\lambda)$ permet de déduire $R_d(\lambda)$:

$$R_d(\lambda) = \frac{I_r(\lambda)}{P_c(\lambda)} = \frac{I_r(\lambda)}{I_c(\lambda) / R_c(\lambda) S_a} \quad (\text{III.3})$$

où $R_c(\lambda)$ est la réponse spectrale de la photodiode d'étalonnage donnée par le constructeur et S_a est la surface de la photodiode d'étalonnage.

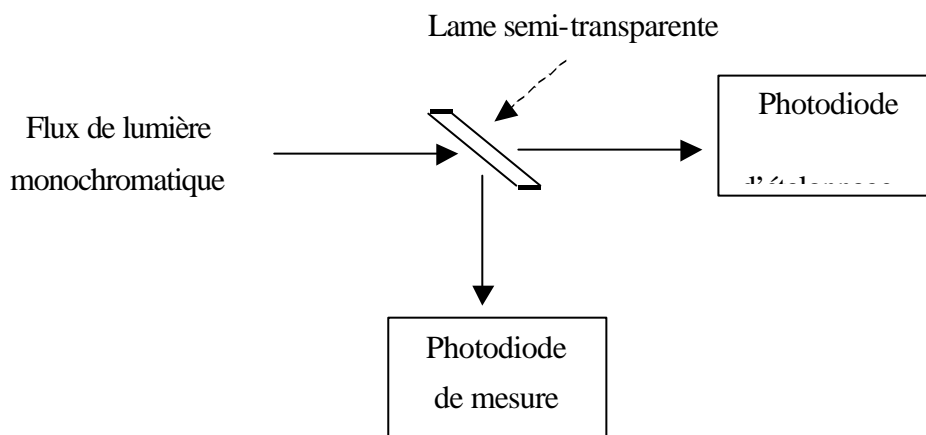


Figure (III.5) : Etalonnage du dispositif expérimental.

B / Détermination du flux de lumière

Après l'étalonnage on revient à l'expérience : on enlève la photodiode d'étalonnage et on remet l'échantillon à sa place. En connaissant $R_d(\lambda)$ on peut accéder à la puissance de la lumière $P(\lambda)$ qui tombe sur l'échantillon par unité de surface à n'importe quelle longueur d'onde située entre 400 nm et 1100 nm :

$$P(\lambda) = \frac{I_r(\lambda)}{R_d(\lambda)} \quad (\text{III.4})$$

Le flux de lumière qui correspond à cette puissance peut être déterminé à partir de la relation (III.1).

C / Récapitulation

Le prélèvement du courant de la photodiode de mesure $I_r(\ddot{e})$ pendant le déroulement de l'expérience permet de déduire le flux de lumière reçu par l'échantillon et cela en connaissant la valeur de $R_d(\ddot{e})$. Cette dernière est obtenue à partir d'un étalonnage préalable du dispositif. Notons qu'il est très délicat de mesurer le flux de lumière précisément. Pour cela certaines conditions doivent être respectées : quand on passe de l'étalonnage à l'expérience elle-même, on doit placer l'échantillon exactement à la même place de la photodiode calibrée. Il est important aussi que le dispositif expérimental garde la même position que celle de l'étalonnage et donc le même alignement optique.

III.3.2 Caractérisation Courant-Tension I-V

Cette méthode de caractérisation consiste à soumettre l'échantillon à différentes polarisations (Keithley 230) et prélever le courant qui traverse l'échantillon à l'aide d'un électromètre (Keithley 485). Cette mesure peut être prise à l'obscurité ou sous un flux de lumière à énergie constante. Le principe de la mesure I(V) est présenté sur la figure (III.6).

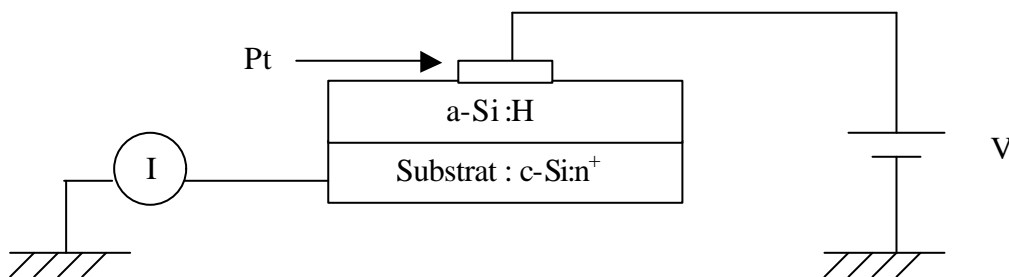


Figure (III.6) : Principe de mesure de I(V).

La caractérisation I(V) permet de déterminer les paramètres caractéristiques suivants : le courant de saturation, le coefficient d'idéalité, la résistance série, la conductivité, la hauteur de la barrière de potentiel, l'énergie d'activation de la conductivité, le facteur de redressement

et le facteur de forme.

III.3.3 Caractérisation par la mesure de I_{cc} et de V_{oc} en fonction du flux de lumière $I_{cc}(\hat{\theta})$ et $V_{oc}(\hat{\theta})$

Dans cette expérience, on met l'échantillon en condition de circuit ouvert ou en court circuit. On l'éclaire avec un flux de lumière de longueur d'onde fixe provenant de la lampe halogène dont l'alimentation est contrôlée par le micro-ordinateur. On fait varier le flux de lumière incident en variant la tension de l'alimentation de la lampe et on relève à chaque fois à l'aide de l'électromètre (Keithley 619) la réponse de l'échantillon (V_{oc} ou I_{cc}) et le courant de la photodiode de mesure. Ce dernier permet de déterminer le flux de lumière incident.

III.3.4 Caractérisation par les réponses spectrales $I_{cc}(\tilde{\epsilon})$ et $V_{oc}(\tilde{\epsilon})$

Il s'agit dans cette expérience de mesurer la réponse électrique de l'échantillon lorsqu'il est éclairé par une lumière monochromatique, en fonction de la longueur d'onde. La réponse mesurée peut être la tension développée par l'échantillon en condition de circuit ouvert $V_{oc}(\tilde{\epsilon})$ (réponse spectrale en tension) ou bien le courant qui traverse l'échantillon en condition de court circuit $I_{cc}(\tilde{\epsilon})$ (réponse spectrale en courant).

III.3.5 Caractérisation par la technique la SPV

Dans cette expérience le contrôle et la mesure du flux de lumière jouent le rôle principal. Le principe de mesure de la SPV est le même que celui de la réponse spectrale en tension, sauf que dans la SPV on doit ajuster à chaque longueur d'onde, le flux de photons incident, afin de maintenir la tension de circuit ouvert V_{oc} constante en fonction de la longueur d'onde. L'ajustement du flux de lumière se fait en jouant sur l'intensité de la lumière incidente pendant le défilement en longueur d'onde de l'onde monochromatique. La mesure du flux de lumière qui permet d'avoir $V_{oc}(\tilde{\epsilon}) = \text{cste}$ donne accès à la longueur de diffusion des trous.

III.3.6 Caractérisation par la transmission optique

La détermination la longueur de diffusion à partir de la technique SPV nécessite la connaissance du spectre d'absorption α ($h\nu$). Ce dernier peut être déterminé à partir de la technique de transmission optique basée sur la détermination du spectre de transmission $T(h\nu)$ de l'échantillon [38].

Chapitre IV

Résultats expérimentaux et discussions

Après l'élaboration des couches, chaque échantillon subit une première caractérisation par la technique de transmission optique dans le visible et le proche infrarouge, afin de déterminer son spectre d'absorption dans ce domaine. Ensuite, le dépôt des contacts est effectué. L'échantillon est alors monté dans le cryostat. Il est d'abord testé à température ambiante où une première mesure de la caractéristique $I(V)$ est prise afin de s'assurer du comportement redresseur du contact (Pt/a-Si:H). Une fois l'échantillon testé, il est prêt à subir les différentes caractérisations envisagées. Notons que toutes les mesures sont prises sous un vide de l'ordre de 10^{-5} mbar, et que l'échantillon subit avant toute mesure un recuit thermique : il s'agit de porter l'échantillon à une température constante ($T = 150^\circ \text{C}$) pendant 30 mn et sous vide ($P = 10^{-5}$ mbar), puis le laisser refroidir lentement jusqu'à la température ambiante.

Parmi les échantillons des trois lots étudiés, nous avons sélectionné de chaque lot un échantillon dont les comportements sont représentatifs. Il s'agit des échantillons : Ech140104, Ech211203 et Ech200104. Tous les résultats que nous présentons donc dans cette partie concernent ces trois échantillons.

IV.1 Détermination du spectre d'absorption

Dans la figure (I.5) nous avons représenté un spectre d'absorption typique du a-Si:H, et nous avons vu qu'il peut être divisé en trois zones. Dans le cadre de ce travail nous sommes essentiellement intéressées à la zone de forte absorption. La détermination du spectre d'absorption dans cette zone se fait par la technique de transmission optique basée sur la détermination du spectre de transmission $T(h\nu)$ de l'échantillon [38]. Les spectres de transmission $T(h\nu)$ des trois échantillons ont été mesurés à l'institut de chimie et exploités au sein de notre équipe [22,39]. La figure (IV.1) montre les spectres d'absorption $\alpha(h\nu)$ obtenus pour trois échantillons. Le gap optique du matériau peut être obtenu à partir de la relation (I.6) :

$$(\alpha h\nu)^{1/2} = B(h\nu - E_g)$$

Sur la figure (IV.2) nous présentons à titre d'exemple l'extraction du gap optique E_g à partir de la courbe $(\alpha h\nu)^{1/2} = f(h\nu)$ dans le cas de l'échantillon Ech140104.

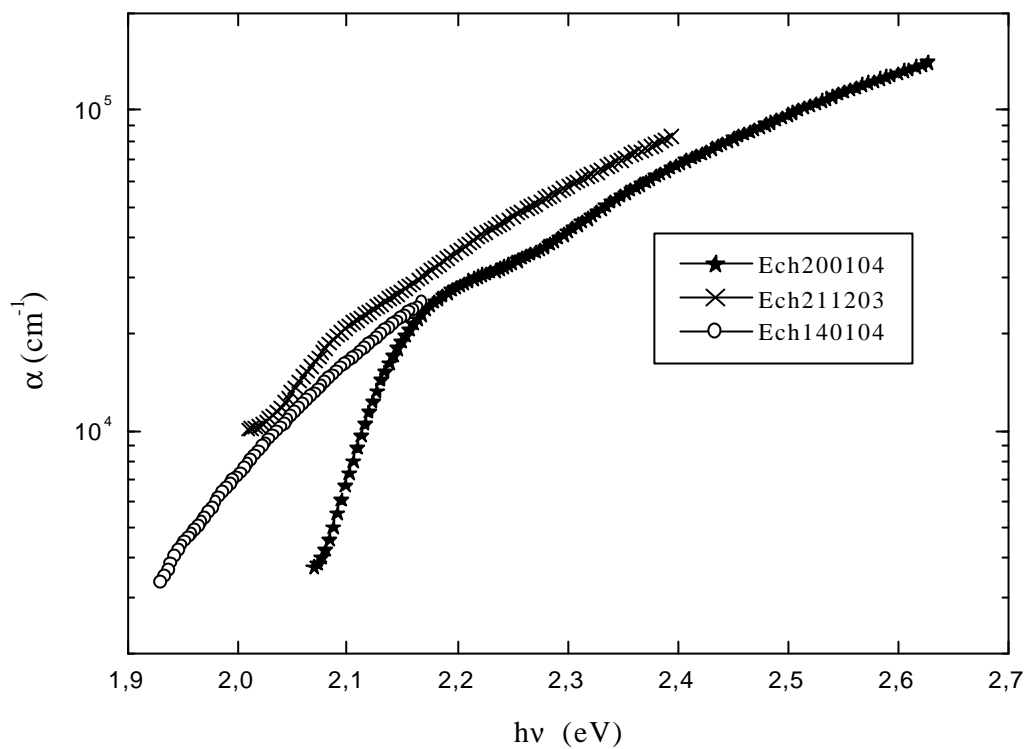


Figure (IV.1) : Spectres d'absorption déterminés par la technique de transmission.

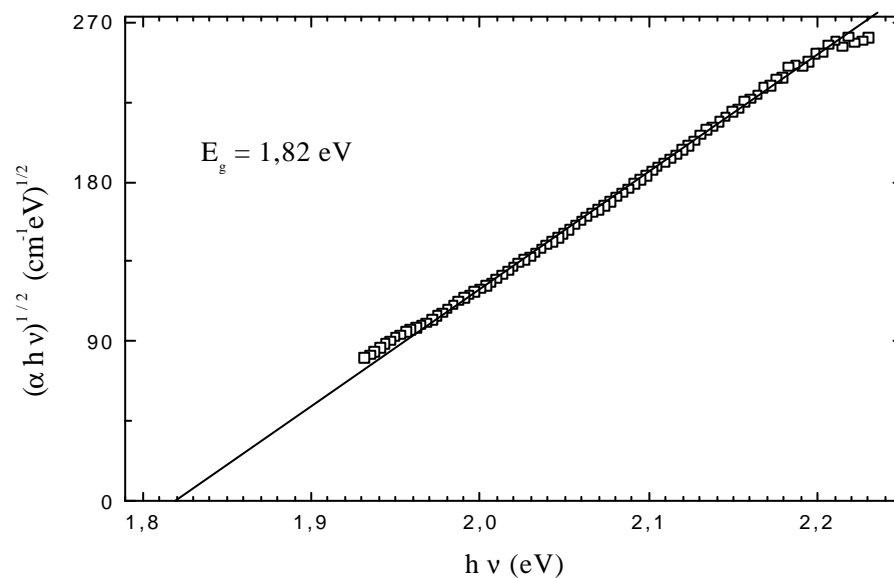


Figure (IV.2) : Détermination du gap optique de l'échantillon Ech140104 à partir de la courbe $(\alpha h\nu)^{1/2} = f(h\nu)$.

Les valeurs de E_g obtenues avec trois échantillons sont présentées dans le tableau (IV.1).

Echantillon	E_g (eV)	d (μm)
Ech200104	1.90	0.46
Ech211203	1.84	0.77
Ech140104	1.82	2.80

Tableau (IV.1) : Les valeurs de E_g obtenues pour les trois échantillons

Nous remarquons que le gap optique E_g est de l'ordre de grandeurs des valeurs généralement obtenues [22], sa valeur diminue lorsque l'épaisseur de l'échantillon augmente. La diminution de E_g indique une amélioration de la qualité du matériau : diminution de la densité d'états dans la bande interdite [40].

IV.2 Caractéristiques courant-tension I-V

L'échantillon étant placé dans le cryostat, il est polarisé à l'aide de la source de tension keithley 230 avec une tension qui varie de -1V à +1 V. Le prélèvement du courant se

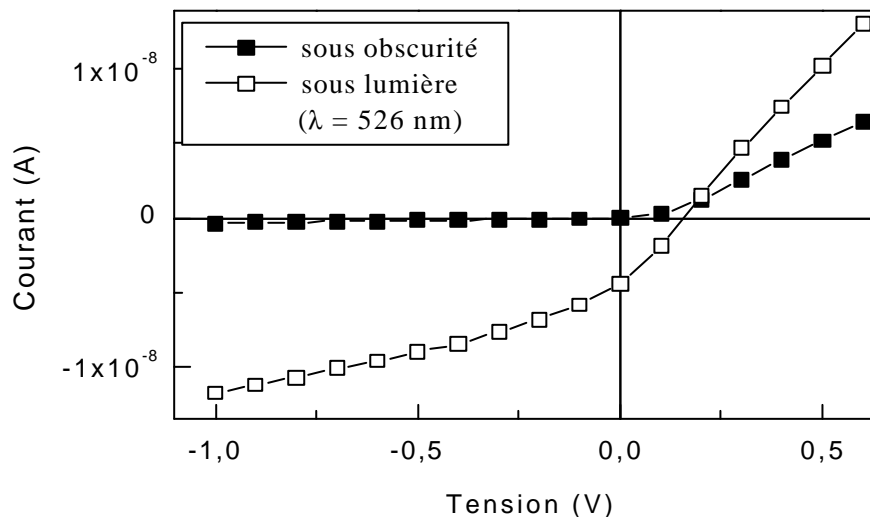


Figure (IV.3) : Caractéristiques $I(V)$ de l'échantillon Ech200104.

fait avec l'électromètre Keithley 485. Nous présentons sur la figure (IV.3) un exemple de la caractéristique courant-tension sous obscurité et sous lumière. Le décalage entre les deux courbes indique que notre matériau est photoconducteur. Ce résultat est obtenu pour tous les échantillons étudiés.

IV.2.1 Caractéristique courant-tension sous obscurité

A / Caractéristique I(V) sous obscurité à température ambiante

Les caractéristiques I(V) à température ambiante sous obscurité des trois échantillons sont représentées en échelle logarithmique et en échelle linéaire sur la figure (IV.4).

Sur la figure (IV.4.a) nous remarquons aux faibles polarisations directes pour les trois échantillons, un comportement exponentiel traduisant l'effet de la jonction.

La figure (IV.4.b) montre aux fortes polarisations directes ($V > V_d$) pour les trois échantillons un comportement linéaire dû à l'effet de volume (régime ohmique). Ce comportement apparaît plus clairement dans le cas de l'échantillon Ech140104 où la caractéristique I(V) devient linéaire à partir de $V = 0.4$ V. Pour les deux autres échantillons, l'encadré montre un comportement linéaire à partir de 0.2V pour l'échantillon Ech200104 et à partir de 0.5V pour l'échantillon Ech211203.

L'exploitation des courbes sous obscurité permet de déterminer plusieurs paramètres :

Nous déterminons aux polarisations $V = \pm 0.5$ V le facteur de redressement η défini par le rapport entre le courant direct et le courant inverse à cette polarisation.

Aux faibles polarisations directes, nous déterminons à partir de la partie linéaire de la courbe $\text{Log}(I) = f(V)$: le coefficient d'idéalité n correspondant à la pente et le courant de saturation I_s correspondant à l'ordonnée à l'origine.

Aux fortes polarisations directes, c'est-à-dire au-delà de la tension de bande plate ($V > V_d$), le courant est limité par le volume, nous déterminons donc dans cette région la valeur de la résistance série R_s . Connaissant la valeur de R_s et les dimensions de l'échantillon nous déterminons la conductivité σ (relation (I.33)).

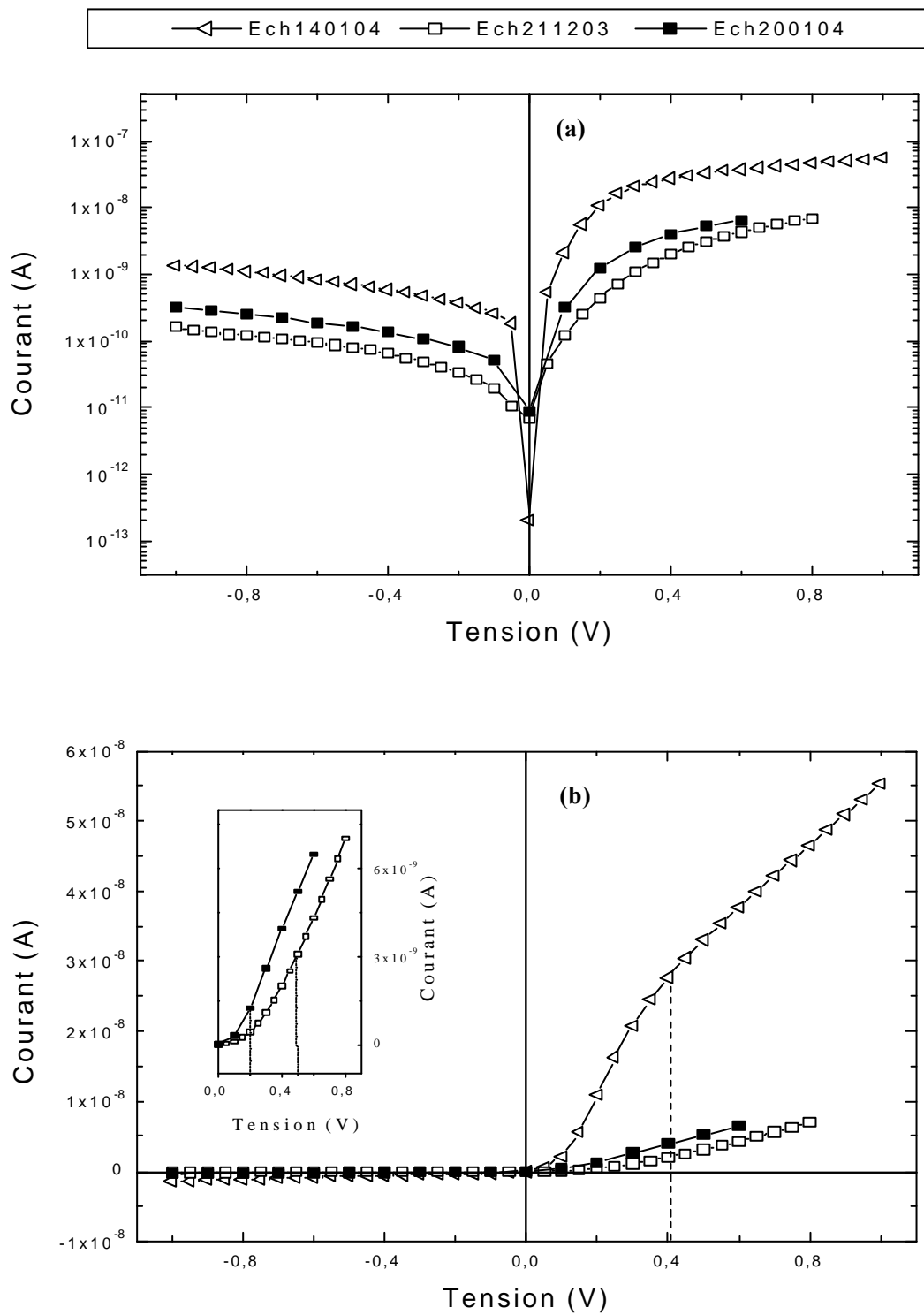


Figure (IV.4) : Caractéristiques $I(V)$ sous obscurité des trois échantillons.

(a) Représentation en échelle logarithmique.

(b) Représentation en échelle linéaire.

Nous présentons les résultats obtenus pour les trois échantillons dans les tableaux (IV.2) et (IV.3) en rappelant à chaque fois l'épaisseur d de chaque échantillon.

Echantillons	ζ	n	I_s (A)	d (îm)
Ech140104	46.9	1.22	$4.1 \cdot 10^{-13}$	2.80
Ech211203	39.0	2.82	$5.1 \cdot 10^{-11}$	0.77
Ech200104	32.5	1.25	$1.9 \cdot 10^{-11}$	0.46

Tableau (IV.2) : Les paramètres caractéristiques du contact Schottky.

Dans le tableau (IV.2), où nous présentons les paramètres caractéristiques du contact Schottky, nous remarquons l'amélioration du facteur de redressement lorsque l'échantillon devient épais. Nous remarquons aussi que les trois échantillons présentent des faibles facteurs de redressement. Cela peut être expliqué par la présence d'un fort courant inverse $I(-1) = 10^{-9} - 10^{-10}$ A. Pour les autres paramètres les résultats obtenus sont comparables à ceux trouvés dans la littérature [37, 40, 41].

Echantillons	R_s (k Ω)	σ ($\Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$)	d (îm)
Ech140104	$2.2 \cdot 10^4$	$4.0 \cdot 10^{-8}$	2.80
Ech211203	$6.0 \cdot 10^4$	$4.0 \cdot 10^{-9}$	0.77
Ech200104	$6.8 \cdot 10^4$	$2.1 \cdot 10^{-9}$	0.46

Tableau (IV.3) : Les paramètres caractéristiques du matériau.

Dans le tableau (IV.3), où nous présentons les paramètres caractéristiques du matériau, nous remarquons que lorsque l'épaisseur de l'échantillon augmente, la résistance R_s diminue et donc la conductivité σ du matériau augmente. Les valeurs de σ obtenues sont en

bon accord avec les valeur du gap optique E_g : la conductivité augmente lorsque le gap optique diminue.

B / Caractéristique I(V) sous obscurité en fonction de la température

Afin de pouvoir étudier l'évolution des caractéristiques I(V) en fonction de la température, nous avons effectué pour chaque échantillon des mesures de la caractéristique I(V) sous obscurité à différentes températures. L'intervalle de la température varie de 310 K à 350 K par pas de 10 K.

Sur La figure (IV.5) nous présentons les caractéristiques courant-tension de l'échantillon Ech200104 à l'obscurité en fonction de la température. Nous remarquons que le courant direct ainsi que le courant inverse augmentent au fur et à mesure que la température augmente. Ce résultat est obtenu pour tous les échantillons, il est comparable au résultat obtenu dans le cadre d'une étude de la structure métal / a-Si:H par simulation numérique [42]. L'augmentation du courant est due à la génération thermique des porteurs libres.

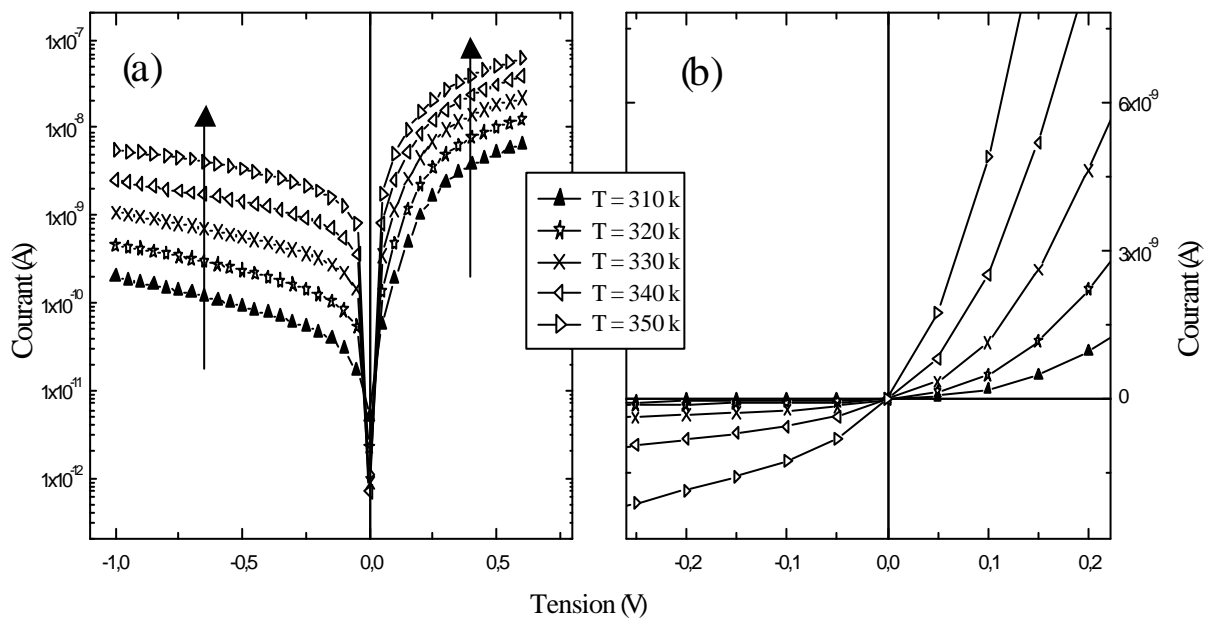


Figure (IV.5) : Caractéristique I(V) sous obscurité en fonction de la température.

(a) Représentation en échelle logarithmique.

(b) Représentation en échelle linéaire.

L'exploitation des courbes de la figure (IV.5) permet de déterminer deux paramètres : l'énergie d'activation E_a qui présente un paramètre caractéristique du matériau et la hauteur de la barrière Schottky ϕ_b qui présente un paramètre caractéristique de la jonction.

L'énergie d'activation E_a est déterminée à partir de l'étude de la résistance série R_s en fonction de la température dans le domaine des hautes températures : sur la figure (IV.6) nous présentons un exemple de la détermination de l'énergie d'activation à partir de la pente de la courbe $\text{Log } R_s$ en fonction de $(1000 / T)$. Les résultats obtenus pour les trois échantillons sont présentés sur le tableau (IV.4).

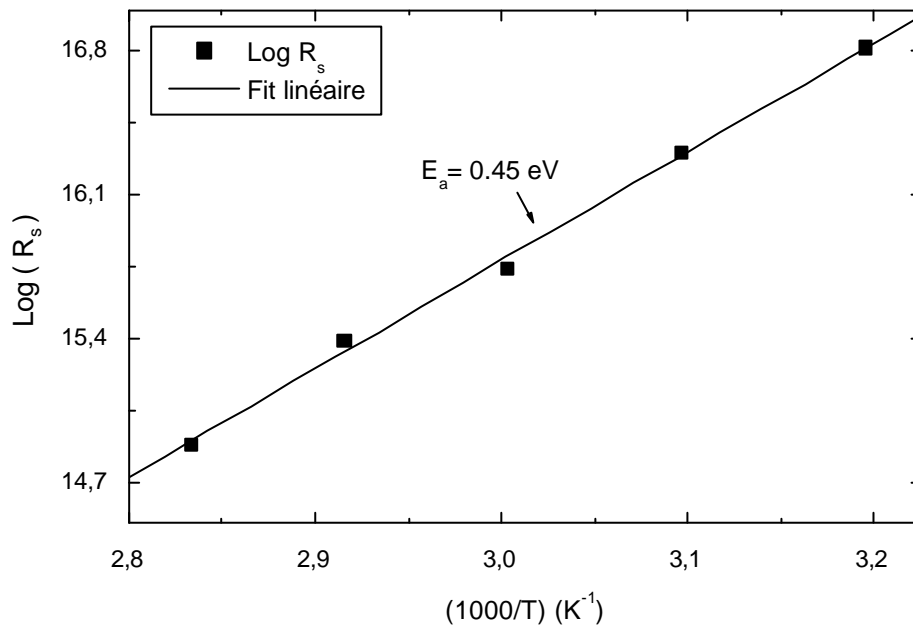


Figure (IV.6) : Détermination de l'énergie d'activation de l'échantillon Ech140104.

La hauteur de barrière ϕ_b peut être déterminée à partir de deux modèles limites : à partir de la courbe $\text{Log}(I_s / T^2) = f(1000 / T)$ dans le cas du modèle de l'émission thermique où le transport est conditionné par le passage des porteurs libres au-dessus de la barrière de potentiel que constitue la jonction, ou à partir de la courbe $\text{Log}(I_s) = f(1000 / T)$ dans le cas du modèle de la diffusion où le transport est conditionné par le passage des porteurs libres à travers la zone de charge d'espace. Pour cela nous avons tracé les deux courbes pour chaque échantillon. Nous présentons sur la figure (IV.7) à titre d'exemple les courbes obtenues avec l'échantillon Ech140104. Nous remarquons sur cette figure que les

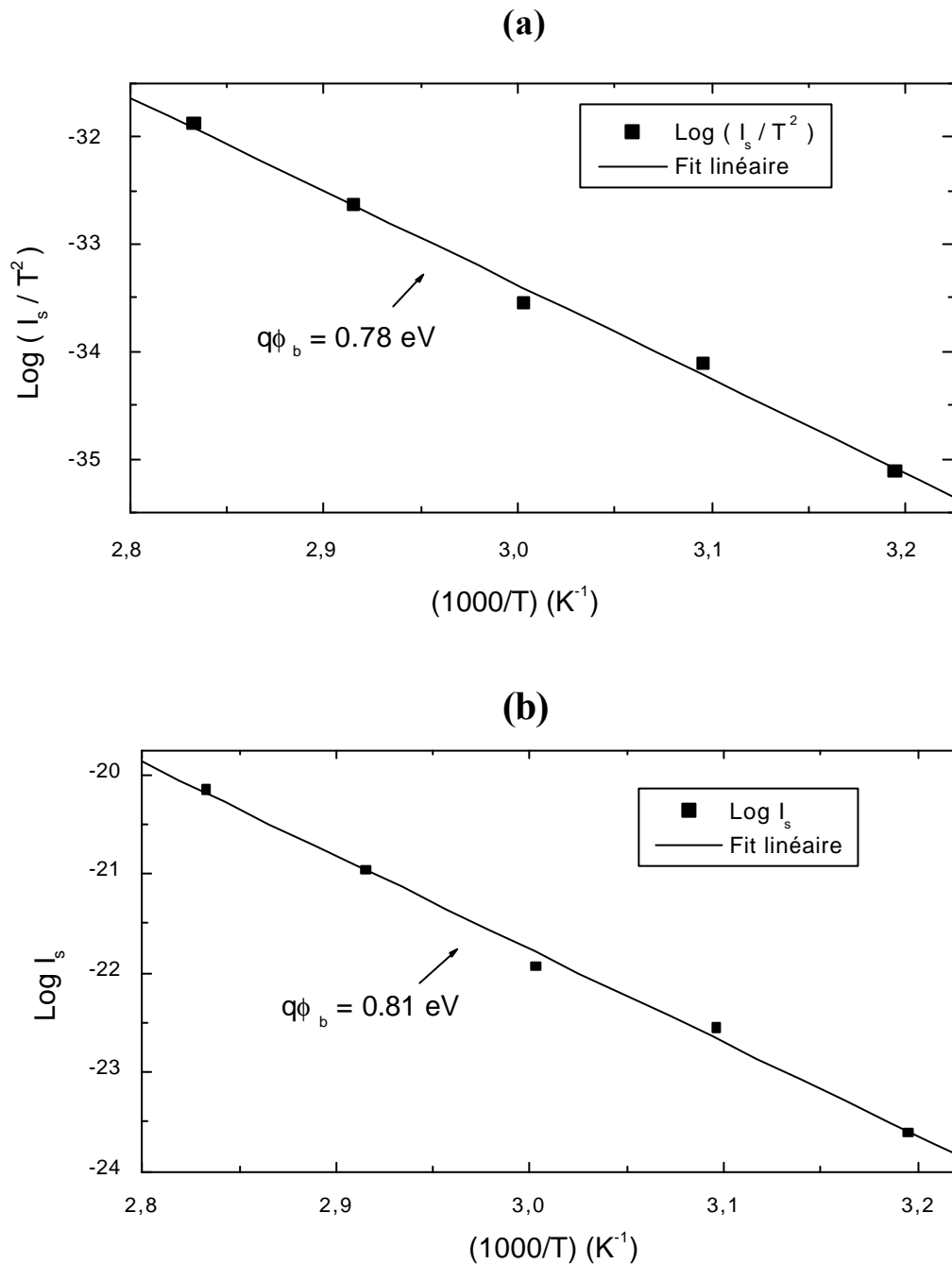


Figure (IV.7) : Evolution du courant de saturation en fonction de la température.

(a) Dans le modèle de l'émission thermoionique.

(b) Dans le modèle de la diffusion.

deux courbes sont bien linéaires et que les valeurs de $q\phi_b$ obtenues dans les deux cas sont proches. Il est donc difficile d'opter pour l'un ou l'autre mode de conduction. Cependant plusieurs auteurs [43] ont considéré que dans le cas du a-Si:H, un modèle de diffusion est plus

correct qu'un modèle d'émission thermoionique du fait de la très faible mobilité des électrons dans ce matériau. Nous avons donc choisi de considérer le modèle de transport par diffusion pour déterminer la hauteur de barrière $q\bar{\Phi}_b$ de nos échantillons. Les valeurs obtenues pour les trois échantillons sont reportées sur le tableau (IV.4).

Connaissant l'énergie d'activation E_a et la hauteur de barrière $q\bar{\Phi}_b$, nous pouvons déterminer, d'après la relation (I.35), la tension de bande plate V_d de nos échantillons. Nous pouvons aussi l'avoir à partir des caractéristiques $I(V)$ de la figure (IV.4.b) : c'est la tension à partir de laquelle le régime ohmique commence. Les valeurs obtenues sont présentées dans le tableau (IV.4).

Échantillons	$q\bar{\Phi}_b$ (eV)	E_a (eV)	qV_d (eV)	d (µm)
Ech140104	0.81	0.45	0.36	2.80
Ech211203	0.64	—	—	0.77
Ech200104	0.68	0.48	0.20	0.46

Tableau (IV.4) : Exploitation des courbes I-V en fonction de la température.

Les valeurs de $q\bar{\Phi}_b$ trouvées sont de l'ordre de grandeurs des valeurs rencontrées dans la littérature [37, 40, 41]. Nous retrouvons évidemment un bon accord entre ces valeurs et les valeurs du courant de saturation I_s : le courant de saturation I_s diminue lorsque la hauteur de barrière $q\bar{\Phi}_b$ augmente. Pour les valeurs de la tension de bande plate V_d , nous remarquons qu'elles sont en accord avec les valeurs tirées à partir des allures des caractéristiques $I(V)$ (voir figure (IV.4.b)). Pour l'échantillon Ech211203, il nous a été difficile de déterminer son énergie d'activation E_a , et donc nous n'avons pas pu non plus déterminer la valeur de V_d .

IV.2.2 Caractéristique courant-tension sous éclaircissement

A / Caractéristique $I(V)$ sous éclaircissement à température ambiante

Sur la figure (IV.8), nous présentons en échelle linéaire et en échelle logarithmique les courbes $I(V)$ sous lumière pour les trois échantillons étudiés précédemment. Ces courbes

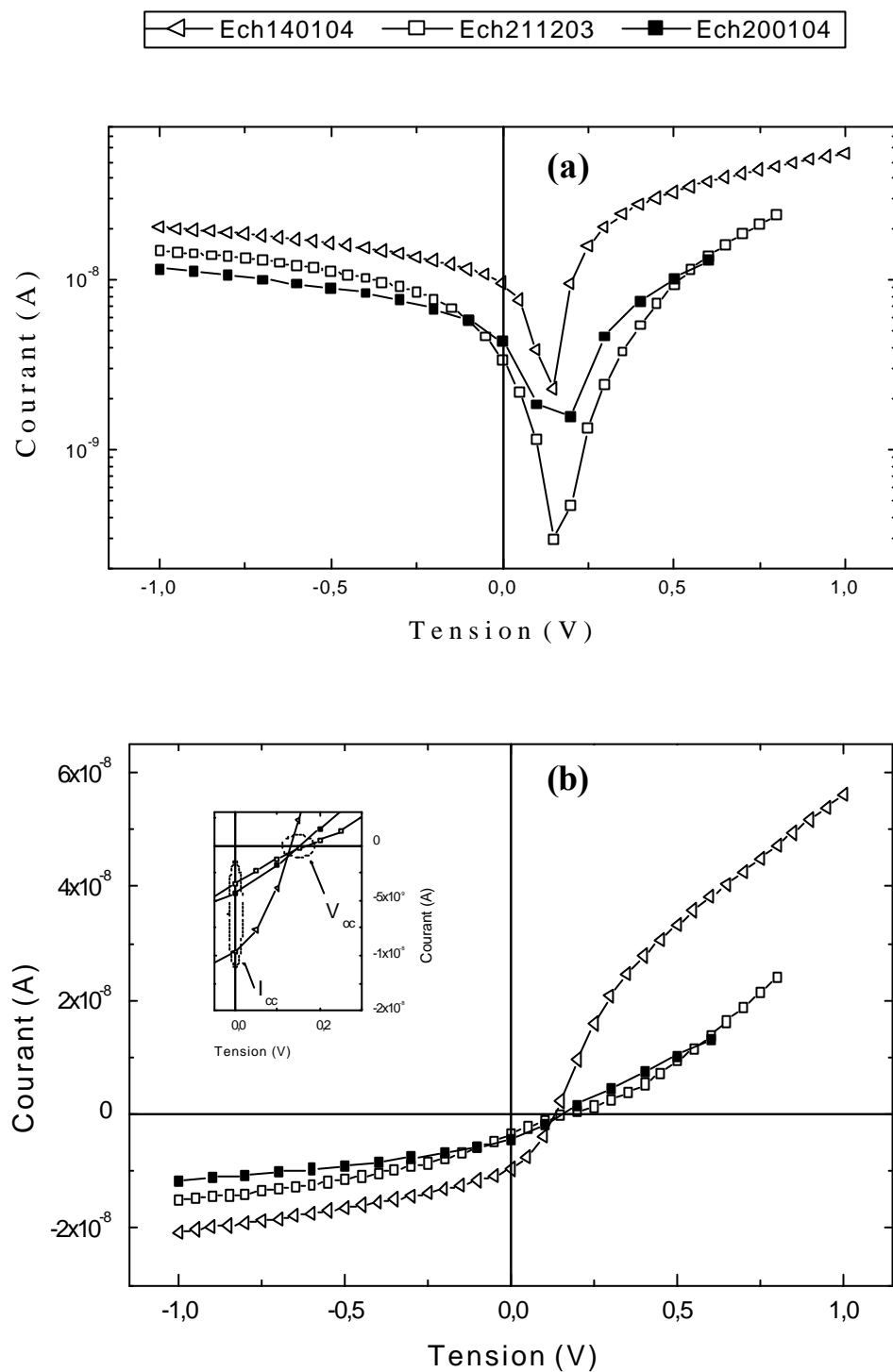


Figure (IV.8) : Caractéristiques $I(V)$ sous éclaircissement des trois échantillons.

(a) Représentation en échelle logarithmique.

(b) Représentation en échelle linéaire.

sont obtenues pour un éclairage monochromatique d'énergie $h\nu = 2.2$ eV. L'écart de ces courbes par rapport aux courbes sous obscurité (courbes de la figure (IV.4)) est expliqué par l'apparition du photocourant qui s'ajoute au courant d'obscurité. L'encadré sur la figure (IV.8.b) montre le courant de court circuit I_{cc} et la tension de circuit ouvert V_{oc} associés à chaque échantillon.

La caractéristique $I(V)$ sous lumière permet de déterminer le facteur de forme FF, qui indique le rapport entre la puissance électrique maximale P_{max} et la valeur du produit $I_{cc} \cdot V_{oc}$ (relation (I.36)).

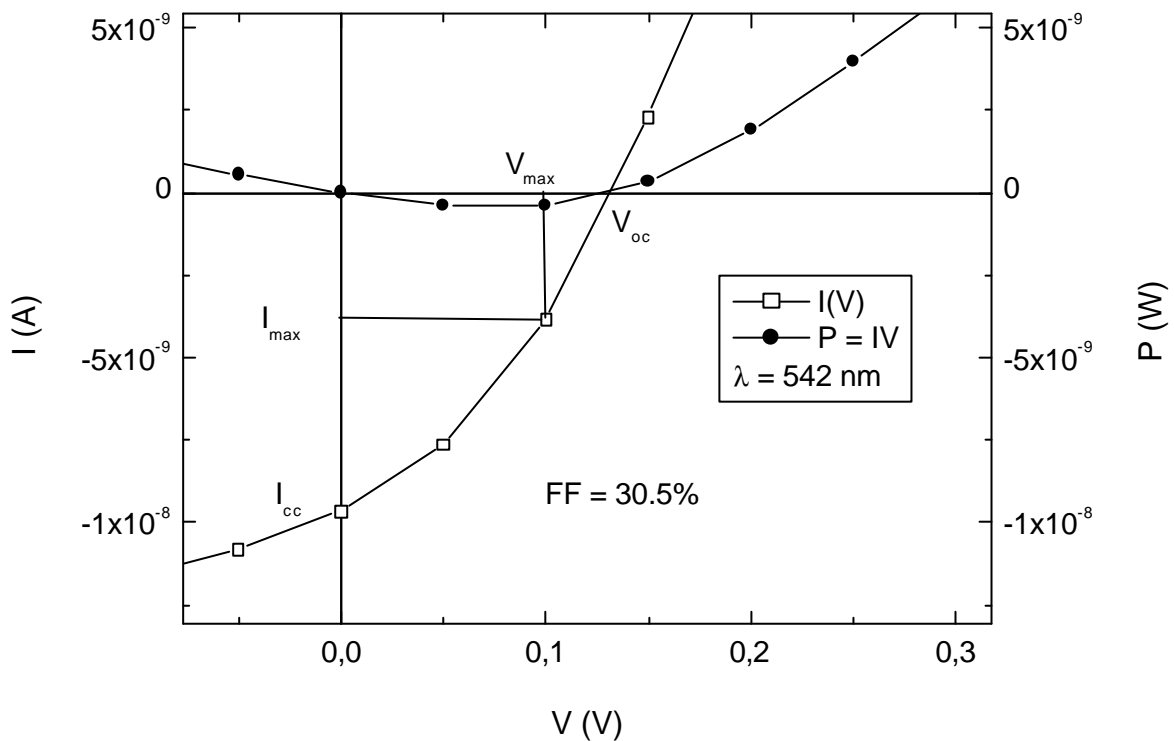


Figure (IV.9) : Détermination du facteur de forme pour l'échantillon Ech140104.

Sur la figure (IV.9) nous présentons un exemple de l'extraction du facteur de forme FF. Cette figure montre bien que ce paramètre est calculé dans la région où la cellule fournit de l'énergie (région active). Dans le tableau (IV.5) nous résumons les résultats obtenus avec les trois échantillons.

Echantillons	d (î m)	I_{cc} (A)	V_{oc} (mV)	FF (%)
Ech140104	2.80	$9.6 \cdot 10^{-9}$	131.9	30.5
Ech211203	0.77	$3.4 \cdot 10^{-9}$	169.6	19.8
Ech200104	0.46	$4.3 \cdot 10^{-9}$	154.5	27.8

Tableau (IV.5) : Valeurs du facteur de forme obtenues pour les trois échantillons.

A polarisation nulle ($V = 0$), la jonction est traversée par un courant de court circuit I_{cc} . A courant nul ($I = 0$), l'échantillon développe une tension de circuit ouvert V_{oc} . L'apparition d'une différence de potentiel aux bornes de l'échantillon est expliquée par l'accroissement des porteurs minoritaires à l'interface et des porteurs majoritaires dans le volume du semiconducteur. Les valeurs du facteur de forme FF obtenues sont comprises entre 19.8 % et 30.5 % , la jonction se comporte donc comme générateur de puissance.

B / Caractéristique I(V) sous éclairement en fonction de la température

Afin de mettre en évidence l'effet de la température sur la caractéristique I(V) sous éclairement, nous avons effectué pour chaque échantillon des mesures de la caractéristique I(V) sous éclairement de longueur d'onde $\lambda = 523$ nm à différentes températures. L'intervalle de la température varie de 310 K à 350 K par pas de 10 K. les trois échantillons ont montré un comportement similaire.

Sur La figure (IV.10) nous présentons à titre d'exemple l'évolution des caractéristiques courant-tension de l'échantillon Ech200104 en fonction de la température. Nous remarquons que le courant direct ainsi que le courant inverse augmentent lorsque la température augmente. Cela est dû à la génération thermique des porteurs libres. Nous remarquons aussi sur la même figure que la tension de circuit ouvert V_{oc} diminue lorsque la température augmente alors que le courant de court circuit I_{cc} reste inchangé. Ce résultat expérimental est comparable au résultat obtenu dans le cadre d'une étude de la structure métal / a-Si:H par simulation numérique [42].

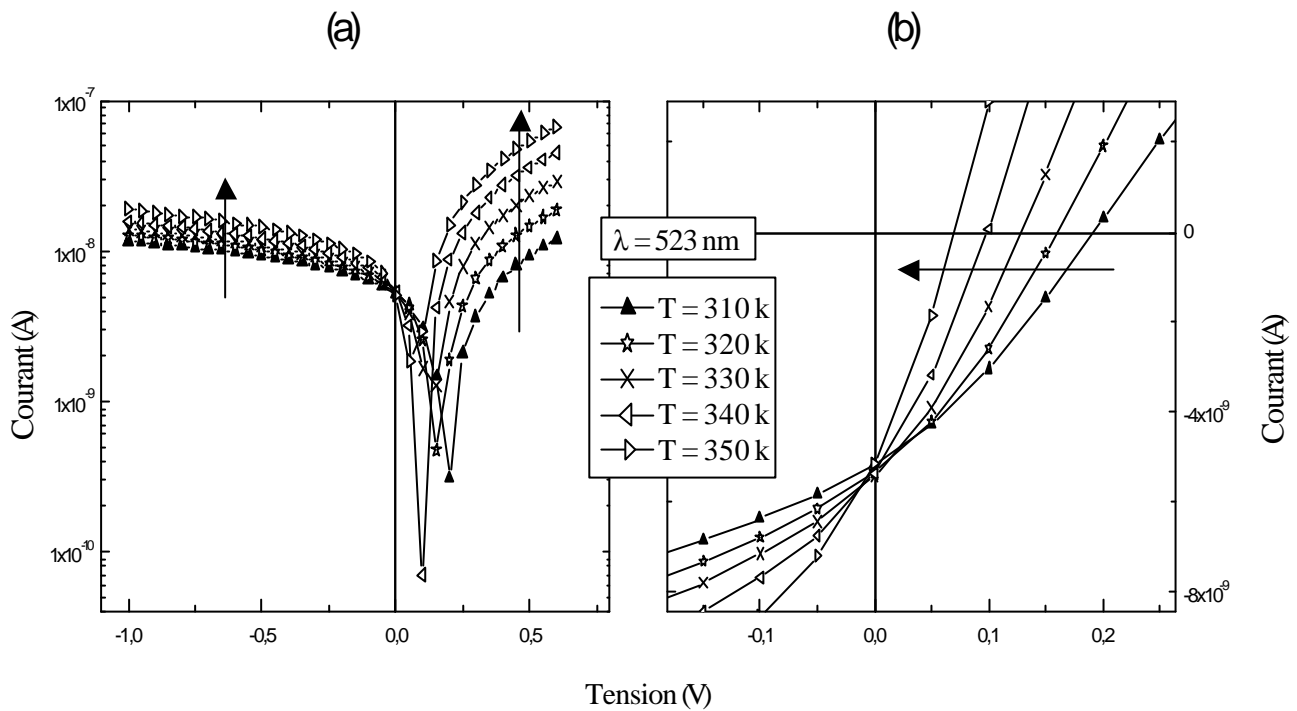


Figure (IV.10) : Caractéristique $I(V)$ sous éclairage en fonction de la température.

(a) Représentation en échelle logarithmique.

(b) Représentation en échelle linéaire.

IV.2.3 Conclusion

Les résultats obtenus montrent que le gap optique E_g diminue lorsque l'épaisseur d de l'échantillon augmente. La diminution du gap optique est liée à la diminution de la densité de défauts dans le matériau [40]. La qualité du matériau donc s'améliore lorsque son épaisseur augmente. Cette amélioration se manifeste par l'augmentation de la conductivité σ et la diminution de la résistance R_s . Nous pensons que cette amélioration est due au fait que le matériau pendant sa formation devient de plus en plus ordonné lorsque son épaisseur augmente : pendant la croissance de la couche α -Si:H, plus nous nous éloignons des premières couches déposées sur le substrat plus le matériau devient ordonné. En ce qui concerne le contact, les paramètres caractéristiques de la jonction présentés ci-dessus montrent qu'un métal sur un bon matériau a plus de chance de donner un bon redressement mais cela est lié aussi aux états de surface que nous maîtrisons moins.

IV.3 Réponse spectrale

A / Réponse spectrale à température ambiante

L'échantillon placé dans le cryostat subit un flux de lumière monochromatique dont la longueur d'onde λ varie entre 350 nm et 850 nm. La réponse de l'échantillon (le courant I_c ou la tension V_{oc}) est mesurée en fonction de λ à l'aide de l'électromètre Keithley 619. Le prélèvement de la réponse spectrale $I_{cc}(\lambda)$ ou $V_{oc}(\lambda)$ se fait à température ambiante. Nous représentons sur les figures (IV.11) et (IV.12) les caractéristiques $I_c(h\nu)$ et $V_{oc}(h\nu)$ associées aux trois échantillons.

Sur la figure (IV.11) nous pouvons remarquer que la courbe $I_{cc}(h\nu)$ prend la même allure pour les trois échantillons :

1/ $I_{cc}(h\nu)$ présente un pic autour de 2.2 eV.

2/ Pour la gamme des énergies inférieures à 2.2 eV le courant augmente avec l'énergie $h\nu$. Cette augmentation est due à une croissance de la génération des porteurs libres

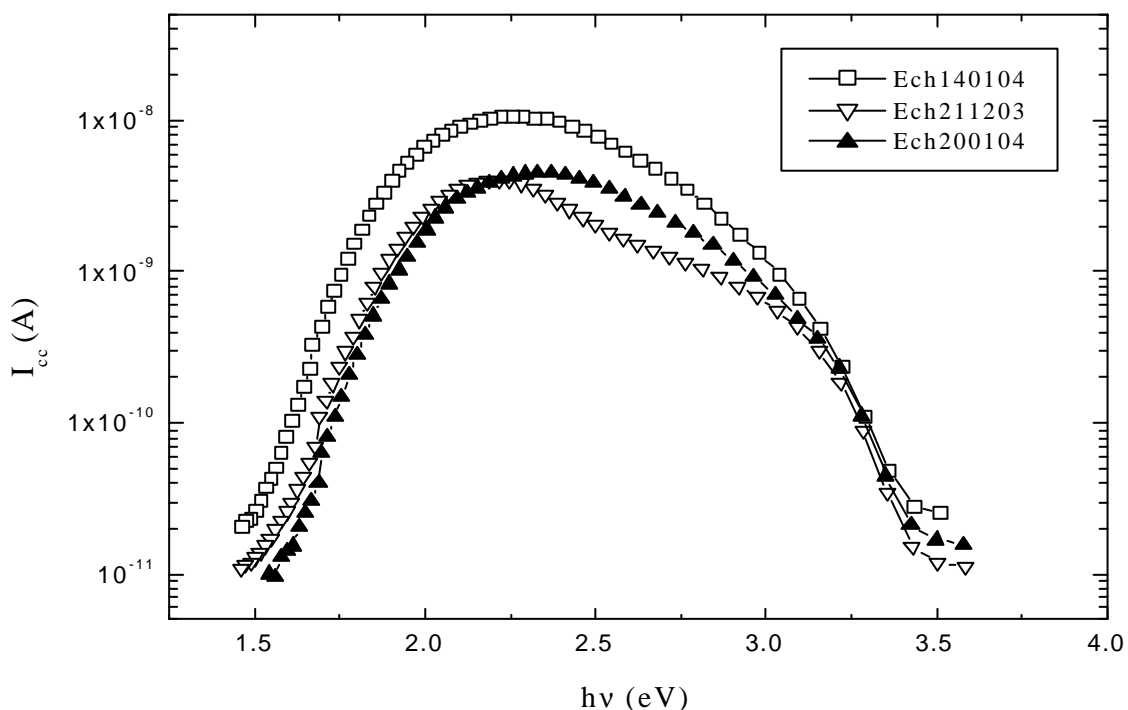


Figure (IV.11) : Caractéristiques $I_{cc}(h\nu)$ des trois échantillons.

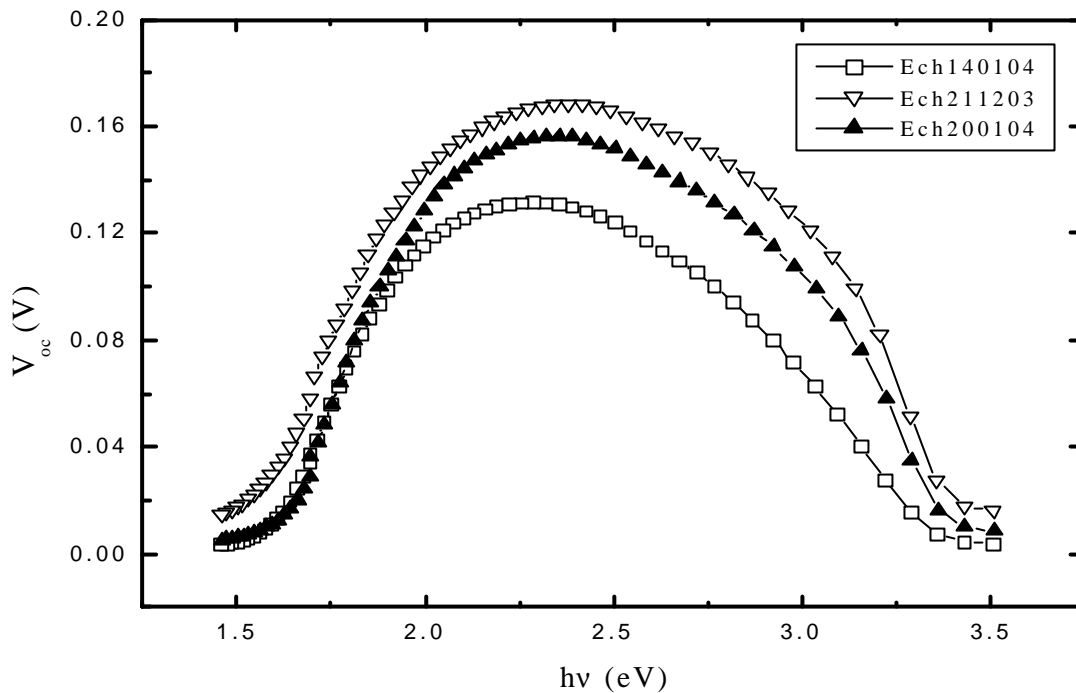


Figure (IV.12) : Caractéristiques $V_{oc}(h\nu)$ des trois échantillons.

liée à l'augmentation du coefficient d'absorption dans cette zone.

3/ Au-delà de 2.2 eV le courant décroît avec l'augmentation de l'énergie (l'échantillon Ech211203 se singularise par une décroissance rapide du courant I_{cc} par rapport aux deux autres échantillons). La décroissance du courant dans cette gamme est due à la recombinaison en surface : en effet la profondeur de pénétration ($1/\alpha$) du flux de photons incident est très faible dans cette région de forte énergie, donc l'absorption se fait essentiellement près de la surface. C'est pourquoi la recombinaison en surface joue un rôle prédominant.

La figure (IV.12) montre que la forme de la courbe $V_{oc}(h\nu)$ ressemble à celle du courant $I_{cc}(h\nu)$: la tension augmente avec l'énergie jusqu'à atteindre une valeur maximale, ensuite elle diminue au fur et à mesure que l'énergie $h\nu$ augmente.

B / Réponse spectrale en fonction de la température

Afin de mettre en évidence l'effet de la température sur la réponse spectrale, nous avons effectué pour chaque échantillon des mesures de la réponse spectrale à différentes températures. L'intervalle de la température varie de 310 K à 350 K par pas de 10 K. Nous

avons trouvé un comportement similaire pour tous les échantillons. Nous présentons dans la suite l'exemple de l'échantillon Ech200104.

La figure (IV.13) montre l'effet de la température sur les caractéristiques I_{cc} (h ν) et V_{oc} (h ν) de l'échantillon Ech200104. A partir de cette figure nous pouvons voir que la caractéristique I_{cc} (h ν) est insensible à la variation de la température (figure (IV.13.a)), alors que les caractéristiques V_{oc} (h ν) mesurées à différentes températures sont bien distinctes (figure (IV.13.b)) : nous remarquons une décroissance de la courbe lorsque la température augmente. Cela a été constaté dans les caractéristiques $I(V)$ en fonction de la température où le courant I_c passe par le même point alors que la tension V_{oc} diminue lorsque la température augmente (voir figure (IV.10)).

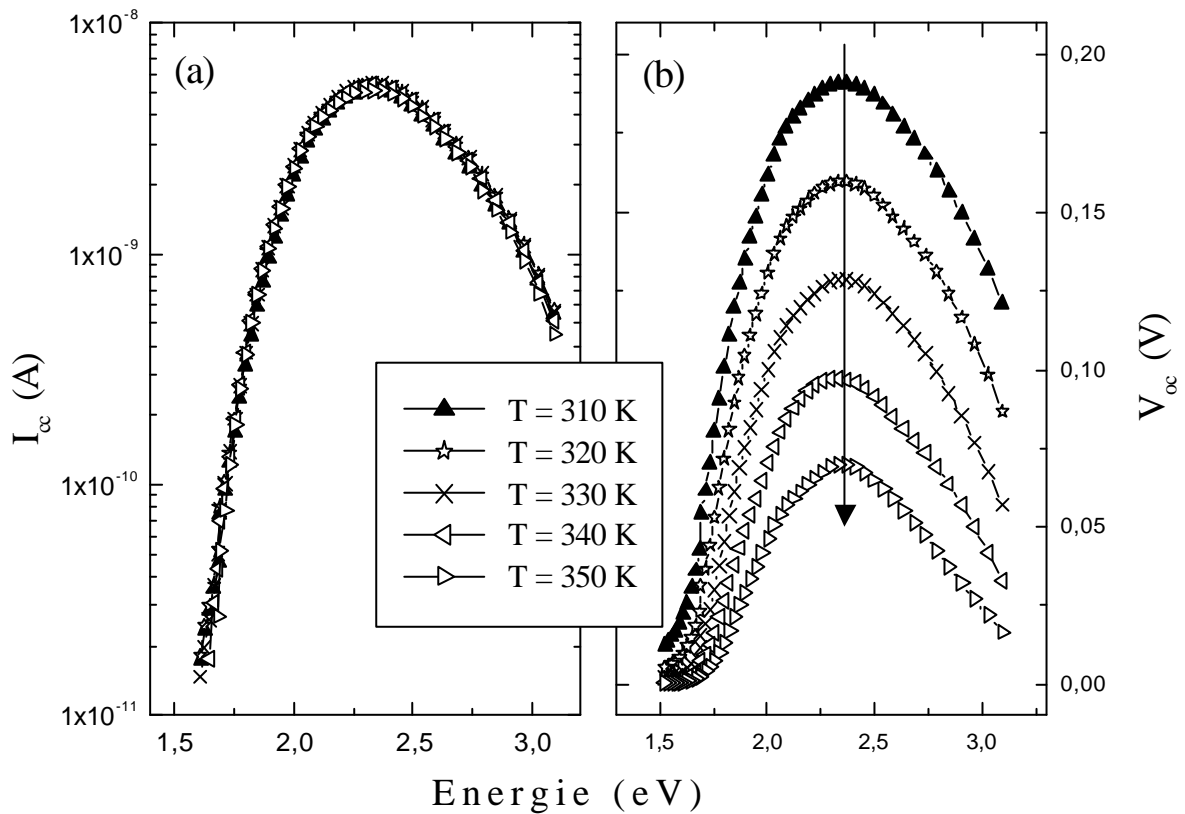


Figure (IV.13) : Evolution en fonction de la température des caractéristiques

$I_{cc}(h\nu)$ (a) et $V_{oc}(h\nu)$ (b) de l'échantillon Ech200104.

IV.4 Effet du flux de lumière

Dans cette partie nous nous intéressons à l'influence du flux de lumière sur la réponse de l'échantillon. Pour cela nous avons mesuré en fonction du flux de lumière et à température ambiante : la caractéristique courant-tension, la réponse spectrale en tension V_{oc} (ë) et en courant I_c (ë), le courant I_c et la tension V_{oc} à une longueur d'onde fixe. La détermination du flux de lumière lors de ces expériences passe par la lecture du courant de la photodiode de mesure $I_r(\text{ë})$.

Dans la suite nous nous limitons à présenter les courbes obtenues avec l'échantillon Ech211203, puisque les deux autres échantillons ont donné des résultats similaires.

Afin de mettre en évidence l'évolution du courant en fonction du flux de lumière nous avons mesuré le courant de deux façons différentes : nous avons mesuré le courant en fonction de la tension $I(V)$ à différentes valeurs du flux de lumière (figure (IV.14)) et nous avons également mesuré le courant en fonction du flux de lumière $I(\text{flux})$ à différentes valeurs de la polarisation (figure (IV.15)). Nous pouvons voir sur ces deux figures que

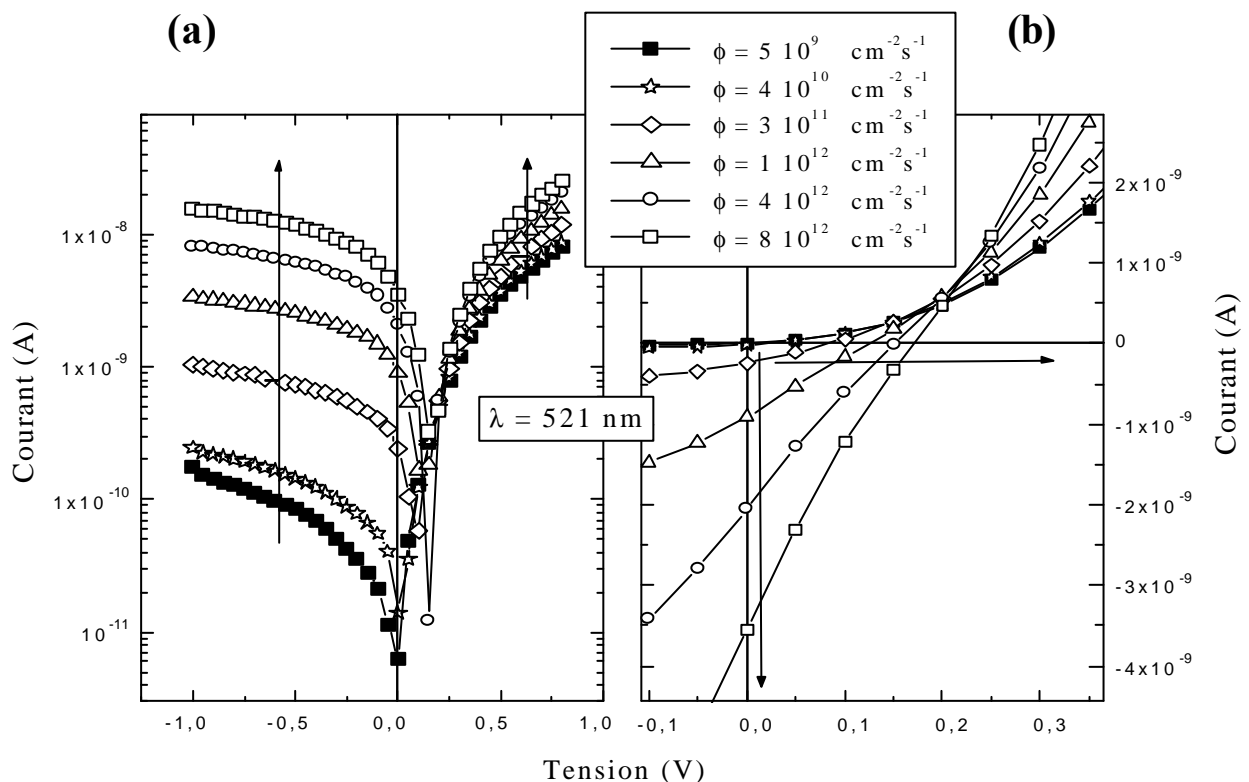


Figure (IV.14) : Caractéristiques $I(V)$ en fonction du flux de lumière.

(a) Représentation en échelle logarithmique.

(b) Représentation en échelle linéaire.

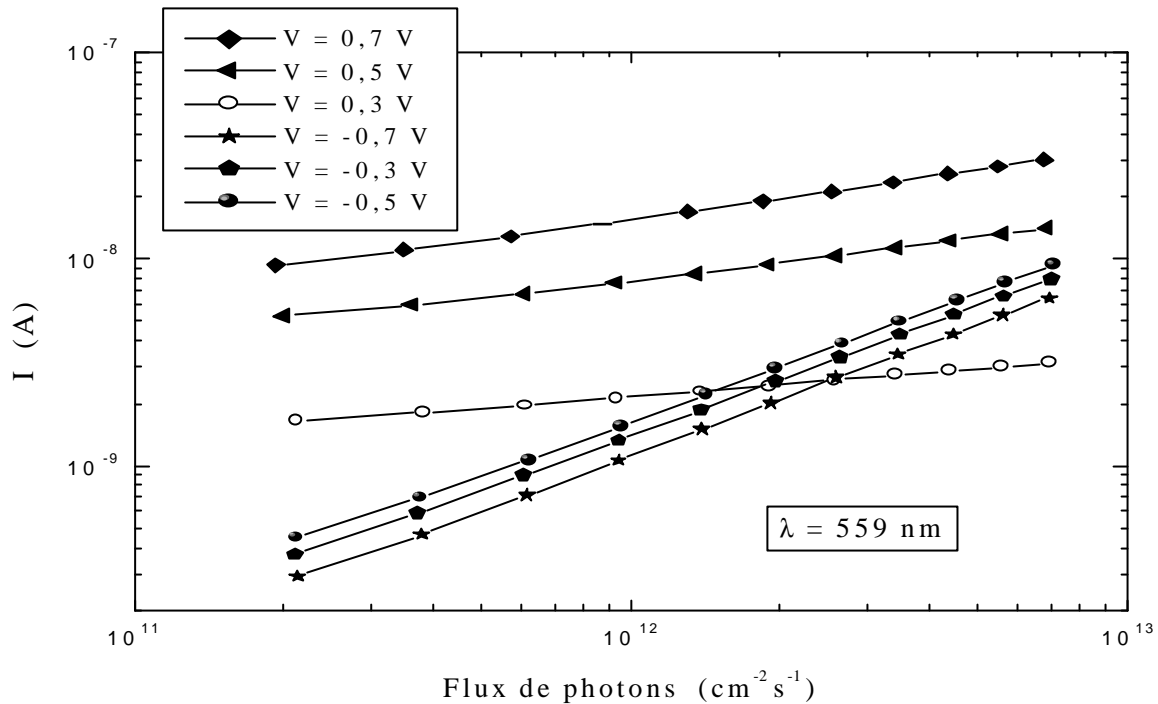


Figure (IV.15) : Le courant en fonction du flux de lumière à différentes valeurs de la polarisation.

l'évolution se fait dans le même sens. Le courant $|I|$ augmente avec le flux de lumière. Sa variation est linéaire. Son augmentation en fonction du flux de lumière est expliquée par l'augmentation du taux de génération. Le courant inverse montre une augmentation plus rapide que le courant direct. Cela provient du fait que le courant inverse sous obscurité est plus faible que le courant direct, sa variation sous éclairissement est donc plus nette. Sur la figure (figure (IV.14.a)), nous pouvons voir que le courant de court circuit I_c et la tension de circuit ouvert V_{oc} augmentent avec le flux de lumière. Ce résultat expérimental est comparable au résultat obtenu par simulation numérique et présenté dans la référence [42].

La figure (IV.16) montre un ensemble de réponses spectrales de l'échantillon Ech211203 : réponses spectrales en courant (figure (IV.16.a)) et réponses spectrales en tension (figure (IV.16.b)), mesurées à différents spectres du flux de lumière incident (figure (IV.16.c)). Pour une tension fixe de l'alimentation U de la lampe, le flux de lumière incident n'est pas constant, il varie en fonction de la longueur d'onde. On peut augmenter ce flux de lumière en augmentant la tension U de l'alimentation de la lampe. Sur la figure (IV.16.c) nous présentons à une tension U fixe l'évolution du flux de lumière en fonction de la longueur d'onde. A chaque courbe $\Phi(\lambda)$ à U fixe de la figure (IV.16.c) correspond une

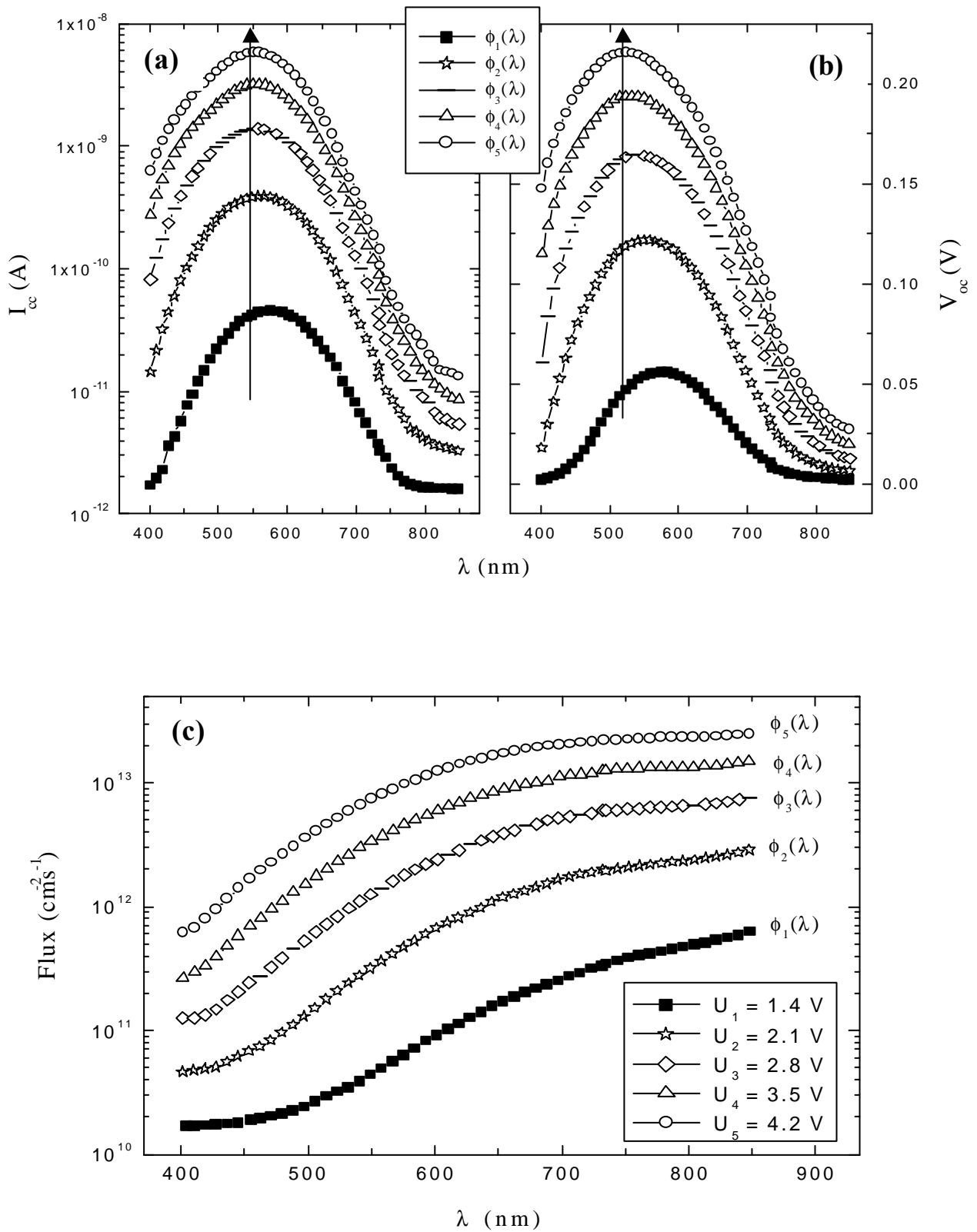


Figure (IV.16) : Réponse spectrale en courant (a) et en tension (b) mesurée sur l'échantillon Ech211203 pour différents flux de lumière (c).

réponse spectrale en courant de la figure (figure (IV.16.a)) et une réponse spectrale en tension de la (figure (IV.16.b)). L'augmentation bien marquée de la réponse spectrale (en tension et en courant) avec le flux de lumière est tout à fait en accord avec le résultat de la figure (IV.14) où nous remarquons à partir des caractéristiques I(V) que le courant I_{cc} et la tension V_{oc} augmentent avec le flux de lumière.

Sur la figure (IV.17) nous montrons l'évolution du courant I_c (figure (IV.17.a)) et de la tension V_{oc} (figure (IV.17.b)) en fonction du flux de lumière à une longueur d'onde fixe. Nous observons pour le courant I_{cc} une variation linéaire en fonction du flux de lumière [42].

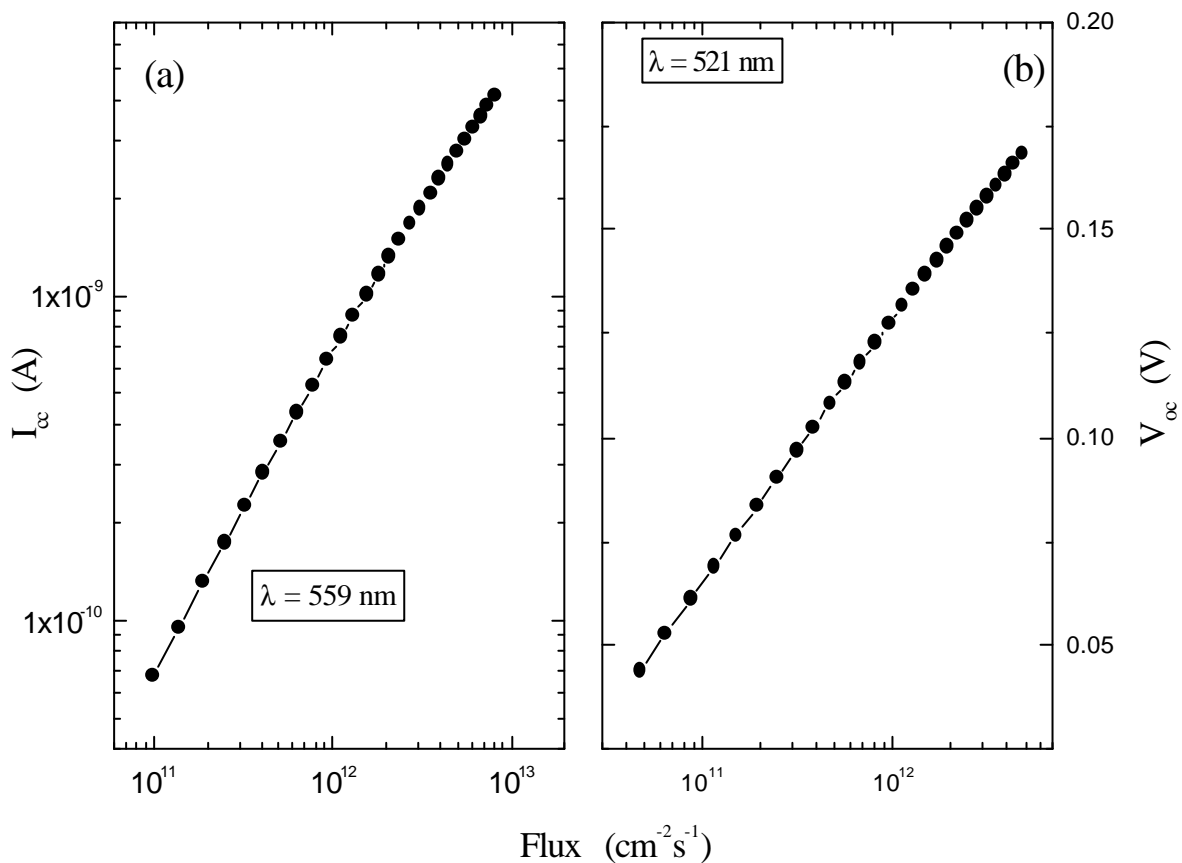


Figure (IV.17) : Variation du courant I_{cc} (a) et de la tension V_{oc} (b) en fonction du flux de lumière pour l'échantillon Ech211203.

IV.5 Détermination de la longueur de diffusion des trous par la technique SPV

La technique SPV sert à déterminer la longueur de diffusion des porteurs minoritaires qui représente un paramètre important dans la conversion photovoltaïque. Dans notre cas le a-Si:H intrinsèque étant de type N, nous nous intéressons à la longueur de diffusion des trous.

La technique SPV est basée sur la mesure de la réponse spectrale en tension de l'échantillon en condition de circuit ouvert $V_{oc}(\lambda)$, lorsqu'il est soumis à un flux de lumière monochromatique $\Phi(\lambda)$. L'ajustement du flux de lumière incident, à chaque valeur de λ , de façon à maintenir la réponse de l'échantillon constante en fonction de la longueur d'onde ($V_{oc}(\lambda) = V_{spv} = \text{cste}$) permet d'avoir une relation linéaire entre le flux de lumière ajusté qu'on appelle $\Phi_{spv}(\lambda)$ et la profondeur de pénétration $1/\alpha(\lambda)$:

$$\Phi_{spv}(\lambda) \propto (\alpha^{-1}(\lambda) + L_p) \quad (IV.1)$$

dans ce cas l'extrapolation de la droite $\Phi_{spv}(1/\alpha)$ permet de déterminer la longueur de diffusion L_p .

IV.5.1 Description de l'expérience

Le montage expérimental décrit dans la partie (III.2) permet de mesurer simultanément la réponse en tension de l'échantillon lorsqu'il est en circuit ouvert $V_{oc}(\lambda)$ et le flux de photons $\Phi(\lambda)$ correspondant à l'aide des deux canaux de l'électromètre Keithley 619. La mesure de $\Phi(\lambda)$ se fait à travers la mesure du courant de la photodiode de mesure. Nous pouvons aussi avec ce dispositif ajuster le flux de photons de façon à garder la réponse en tension $V_{oc}(\lambda)$ constante.

La première étape à suivre dans cette expérience est de soumettre l'échantillon à un flux monochromatique $\Phi(\lambda)$, et prélever le spectre $V_{oc}(\lambda)$ (figure (IV.18.a)) et le flux $\Phi(\lambda)$ (figure (IV.19.a)) correspondant. Le prélèvement de $V_{oc}(\lambda)$ nous donne une idée sur le domaine de la réponse de l'échantillon. Cela nous aide à choisir la valeur de la tension V_{spv} à maintenir constante : dans un premier temps nous nous limitons à dire que la valeur de V_{spv} choisie ne doit pas dépasser le maximum de la réponse spectrale $V_{oc}(\lambda)$, nous pourrions par la suite discuter du choix de la valeur de V_{spv} .

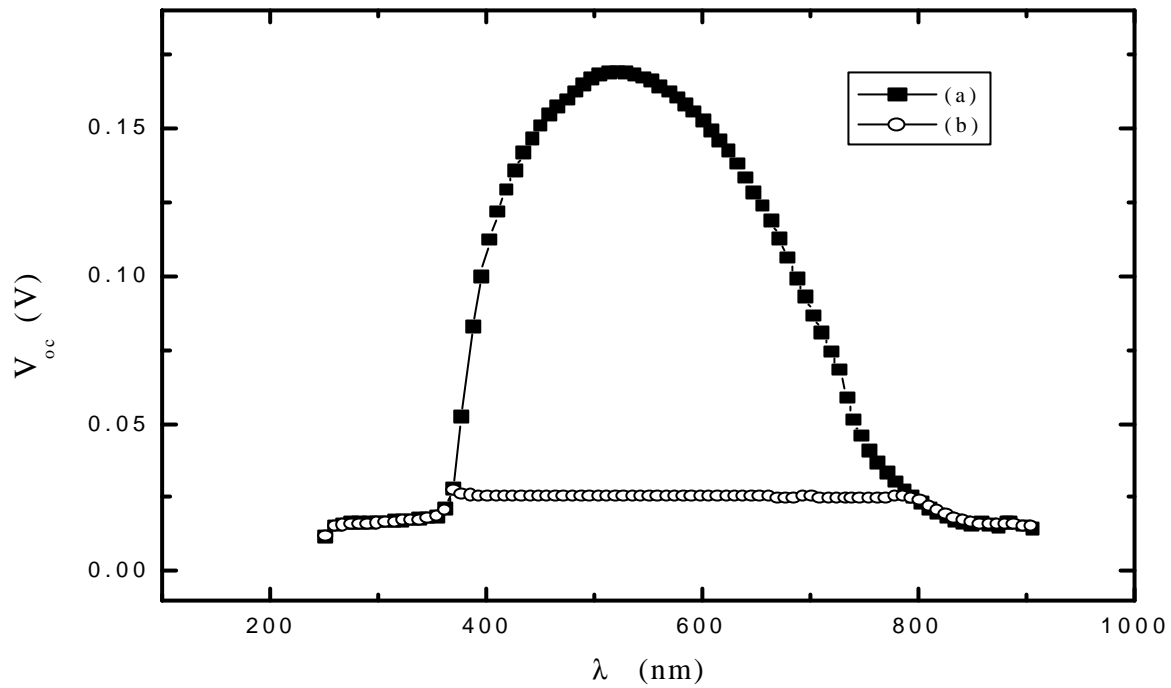


Figure (IV.18) : (a) La réponse spectrale $V_{oc}(\ddot{\epsilon})$.

(b) Le spectre de la SPV $V_{oc}(\ddot{\epsilon})=V_{spv}$.

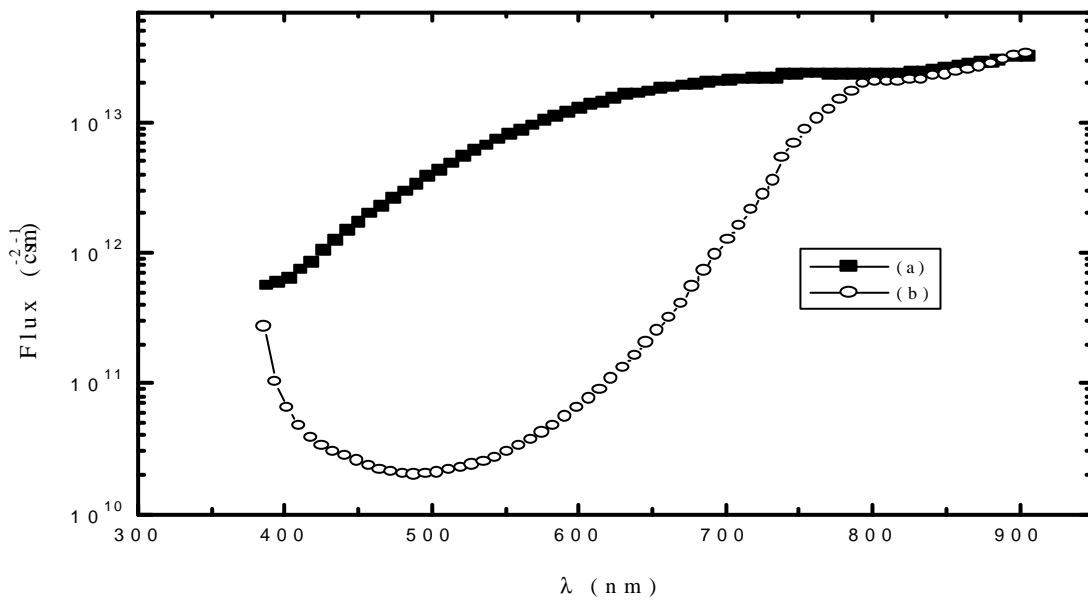


Figure (IV.19) : (a) Le flux de photons $\ddot{O}(\ddot{\epsilon})$ associé à la réponse spectrale $V_{oc}(\ddot{\epsilon})$.

(b) Le flux ajusté $\ddot{O}_{spv}(\ddot{\epsilon})$ associé au spectre de la SPV $V_{oc}(\ddot{\epsilon})=V_{spv}$.

Après avoir choisi la valeur de V_{spv} nous passons à la deuxième étape de l'expérience où nous ajustons le flux de photons de manière à garder la tension V_{oc} constante pendant le défilement de \ddot{e} conformément à l'expression (IV.1) indiquée ci-dessus. Les prélèvements du spectre $V_{oc}(\ddot{e}) = V_{spv}$ (figure (IV.18.b)) et du flux ajusté $\ddot{O}_{spv}(\ddot{e})$ (figure (IV.19.b)) se fait simultanément pendant le déroulement de l'expérience.

Donc, sur la figure (IV.18) la réponse spectrale en noir correspond au flux de lumière présenté en noir sur la figure (IV.19), et la réponse spectrale en blanc correspond au flux de lumière ajusté et que nous présentons en blanc sur la figure (IV.19).

En fin nous passons au traitement des résultats : nous reportons dans une courbe, en ordonnées le flux \ddot{O}_{spv} et en abscisses l'inverse de l'absorption ($1/\dot{a}$) que nous appelons profondeur de pénétration. A partir de la courbe $\ddot{O}_{spv}(1/\dot{a})$ (figure (IV.20)), nous allons discuter la possibilité d'accéder à la longueur de diffusion des porteurs minoritaires L_p .

IV.5.2 Discussion de la courbe du flux de la SPV en fonction de la profondeur de pénétration $\ddot{O}_{spv}(1/\dot{a})$

La figure (IV.20) représente le flux de la SPV en fonction de la profondeur de pénétration $\ddot{O}_{spv}(1/\dot{a})$ de l'échantillon Ech211203. Nous observons sur cette courbe trois zones de variation :

A / Zone (I) (faibles profondeurs de pénétration)

Dans le domaine des faibles profondeurs de pénétration ($1/\dot{a} < 10^{-5}$ cm), nous remarquons que le flux de lumière \ddot{O}_{spv} augmente lorsque la profondeur de pénétration $1/\dot{a}$ diminue. Ce comportement apparaît lorsque la profondeur d'absorption $1/\dot{a}$ est faible devant l'épaisseur de la zone de charge d'espace w .

Moore [45] a expliqué cet effet par la diffusion des électrons photogénérés dans la zone de charge d'espace, au voisinage de la surface, vers le contact. Cela diminue la tension aux bornes de l'échantillon. Donc le flux de photons augmente pour ramener la tension à sa valeur initiale V_{spv} .

B / Zone (II) (moyenne profondeurs de pénétration)

Dans cette zone, la courbe est linéaire conformément à la théorie (relation (IV.1)). L'extrapolation de la courbe $\ddot{O}_{spv}(1/\dot{a})$ dans cette zone nous donne la possibilité d'accéder à la longueur de diffusion L_p .

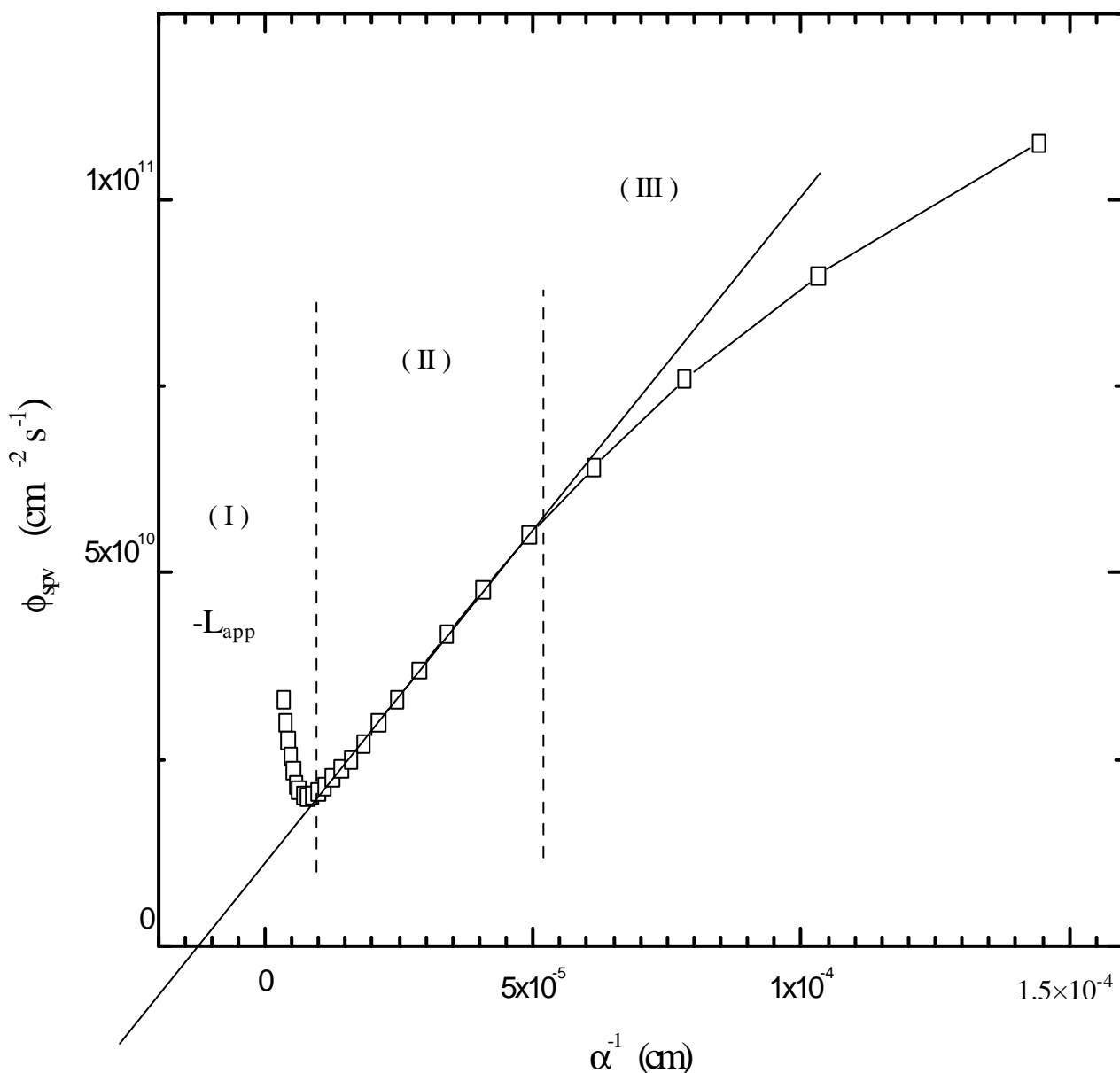


Figure (IV.20) : La courbe $\ddot{O}_{spv}(1/\dot{a})$ obtenue avec l'échantillon Ech211203.

C / Zone (III) (grandes profondeurs de pénétration)

Dans le domaine des grandes longueurs d'absorption ($1/\alpha > 5.2 \cdot 10^{-5}$ cm), où la profondeur de pénétration s'approche de l'épaisseur de l'échantillon, nous remarquons la non linéarité de la courbe $\ddot{O}_{spv}(1/\alpha)$. Cela est expliqué par l'influence du contact arrière : le contact arrière $\alpha\text{-Si:H} / \text{c-Si} (n^+)$ n'est en réalité pas ohmique, il présente une zone de charge d'espace. Par conséquent, lorsque $1/\alpha$ est de l'ordre de l'épaisseur de l'échantillon la tension mesurée aux bornes de l'échantillon résulte de la contribution de deux zones de charges d'espace.

Notons que l'effet du contact arrière n'apparaît pas seulement dans le cas où la profondeur de pénétration est proche de l'épaisseur de l'échantillon, il intervient aussi sur les couches minces où l'épaisseur de l'échantillon est de l'ordre ou inférieur de la longueur de diffusion : c'est-à-dire même si on a $1/\alpha < d$ l'effet du contact arrière peut apparaître si la condition $L_p < d$ n'est pas vérifiée, car dans ce cas les porteurs photogénérés près de la surface atteignent facilement le contact arrière. Dans notre expérience nous nous sommes toujours trouvés dans le cas où la longueur de diffusion des trous est inférieure à l'épaisseur des couches étudiées. Comme nous pouvons le voir ci-après.

IV.5.3 Discussion sur le domaine de validité de la détermination de la longueur de diffusion

Pour déterminer la longueur de diffusion des trous expérimentalement, l'échantillon doit être dans les conditions de validité prévues par la théorie (chapitre II). Parmi les hypothèses les plus importantes sur lesquelles est basée la théorie de la SPV (équation (IV.1)), nous avons :

- La réduction de la largeur de la zone de charge d'espace w .
- Le caractère ohmique du contact arrière.

Pour vérifier expérimentalement ces deux hypothèses on doit avoir les conditions :

$$1/\alpha > w \quad (1)$$

$$L_p \gg w \quad (2)$$

$$1/\alpha < d \quad (3)$$

$$L_p < d \quad (4)$$

Les conditions (1) ($\alpha w < 1$) et (2) ($L_p \gg w$) veulent dire que la zone de charge d'espace est réduite.

Les conditions (3) ($1/\alpha < d$) et (4) ($L_p < d$) veulent dire que, pour éviter l'effet du contact arrière, ni les photons, ni les porteurs en excès, ne doivent atteindre la surface arrière de l'échantillon.

Nous pouvons alors conclure que dans la zone (I) et (III), la non vérification de ces conditions entraîne des variations expérimentales sur la loi linéaire prévue par la théorie. Cette théorie reste cependant applicable sur la zone (II) où la courbe \ddot{O}_{spv} ($1/\alpha$) présente une linéarité. Selon la théorie, l'extrapolation de la droite \ddot{O}_{spv} ($1/\alpha$) nous donne la valeur de la longueur de diffusion L_p (relation (IV.1)) dans le cas où la zone de charge d'espace est fortement réduite, c'est-à-dire si la condition (2) ($L_p \gg w$) est vérifiée. Si cette condition n'est pas vérifiée la relation (IV.1) devient :

$$\Phi_{spv}(\lambda) \propto (\alpha^{-1}(\lambda) + L_{app}) \quad (IV.2)$$

dans ce cas la grandeur déterminée par extrapolation est la longueur de diffusion apparente L_{app} . Dans notre cas nous utilisons le a-Si:H qui présente des courtes longueurs de diffusion [27], cela veut dire que la condition ($L_p \gg w$) n'est pas vérifiée. Nous déterminons donc à partir de la zone (II) la longueur de diffusion apparente L_{app} .

- **Effet de la tension de la SPV V_{spv}**

Nous nous intéressons dans cette partie à l'influence du choix de V_{spv} (la valeur de la tension à maintenir constante) sur la détermination de L_{app} . Pour cela nous réalisons sur le même échantillon plusieurs spectres de la SPV dans les mêmes conditions expérimentales mais à différentes valeurs de V_{spv} . Cette expérience est effectuée pour les trois échantillons. Les trois échantillons montrent le même comportement de la longueur de diffusion apparente L_{app} en fonction de la tension V_{spv} , nous présentons donc ici les résultats d'un seul échantillon.

La figure (IV.21) montre la réponse spectrale $V_{oc}(\lambda)$ de l'échantillon Ech211203. Sur la même figure nous représentons les spectres de la SPV associés aux tensions $V_{oc} = V_{spv} = (5, 10, 15, 20, 25)$ mV.

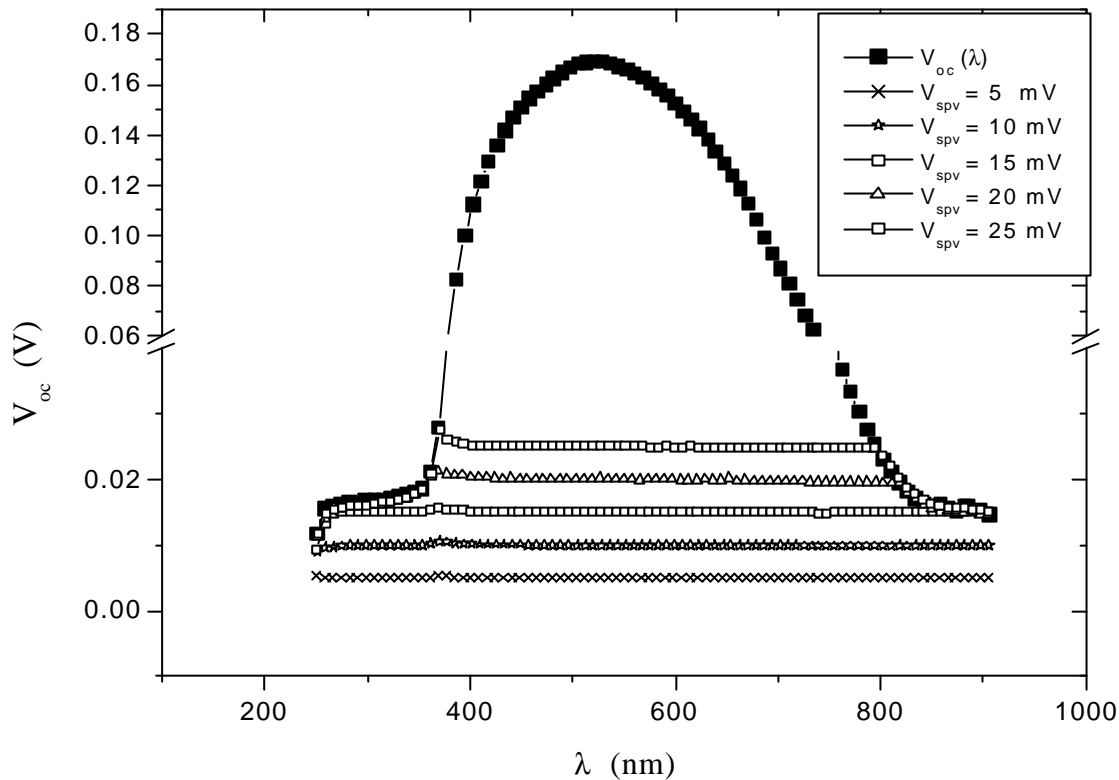


Figure (IV.21) : La réponse spectrale $V_{oc}(\lambda)$ superposée aux spectres de la SPV réalisés à différentes valeurs de V_{spv} .

En suivant les étapes présentées précédemment nous tirons les longueurs de diffusion L_{app} associées aux cinq spectres, nous traçons ensuite la courbe $L_{app} = f(V_{spv})$ (figure (IV.22)).

Nous remarquons que la longueur de diffusion apparente L_{app} diminue rapidement lorsque la tension V_{spv} augmente, mais à partir d'une certaine valeur de V_{spv} (20 - 25mV) nous observons une tendance à la saturation [33] de la valeur de L_{app} .

Nous avons signalé précédemment que pour déterminer la valeur de la longueur de diffusion apparente L_{app} , l'échantillon doit être en conditions de circuit ouvert, permettant à la zone de charge d'espace d'être réduite ($\lambda w < 1$). Lorsque la tension V_c augmente, la hauteur de barrière côté semiconducteur $q(V_d - V_{oc})$ diminue, donc la largeur de la zone de charge

d'espace w diminue aussi. Cela veut dire que plus la tension de circuit ouvert augmente plus les conditions se rapprochent de l'hypothèse des faibles largeurs de la zone de charge d'espace ($\alpha w < 1$) et plus la valeur de la longueur de diffusion apparente L_{app} , s'approche de la valeur de la longueur de diffusion L_p . Lorsque la longueur de diffusion apparente L_{app} atteint la saturation, l'échantillon est dans les bonnes conditions, et c'est cette valeur de saturation que nous allons déterminer pour les trois échantillons. Donc le choix de V_{spv} repose sur la condition de saturation de L_{app} : dans toutes les mesures de la SPV que nous allons présenter dans la suite, la valeur de V_{spv} choisie est $V_{oc} = V_{spv} = 25\text{mV}$. Cette valeur a été choisie après avoir tracer les courbes $L_{app}(V_{spv})$ pour les trois échantillons.

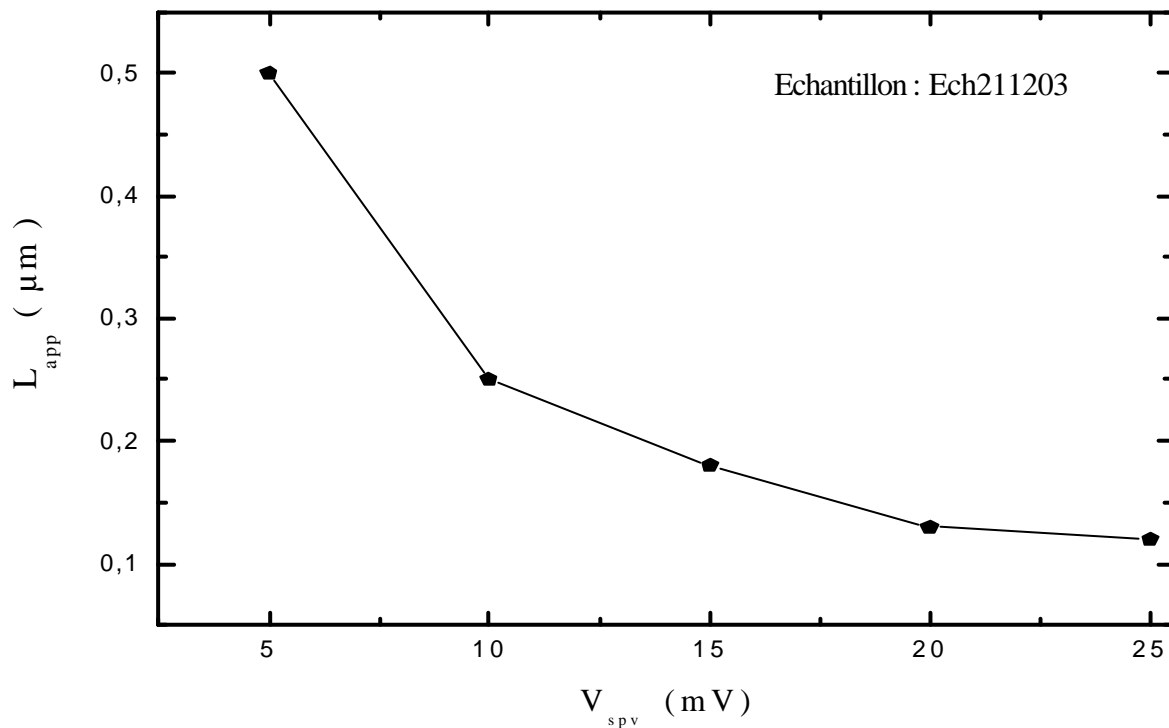


Figure (IV.22) : Variation de L_{app} en fonction de V_{spv} .

- **Effet de l'épaisseur**

Afin de montrer l'effet de l'épaisseur de l'échantillon sur l'expérience de la SPV nous présentons sur la figure (IV.23) les résultats obtenus sur les échantillons Ech140104, Ech211203 et Ech200104. Cette expérience s'étant déroulée dans les mêmes conditions

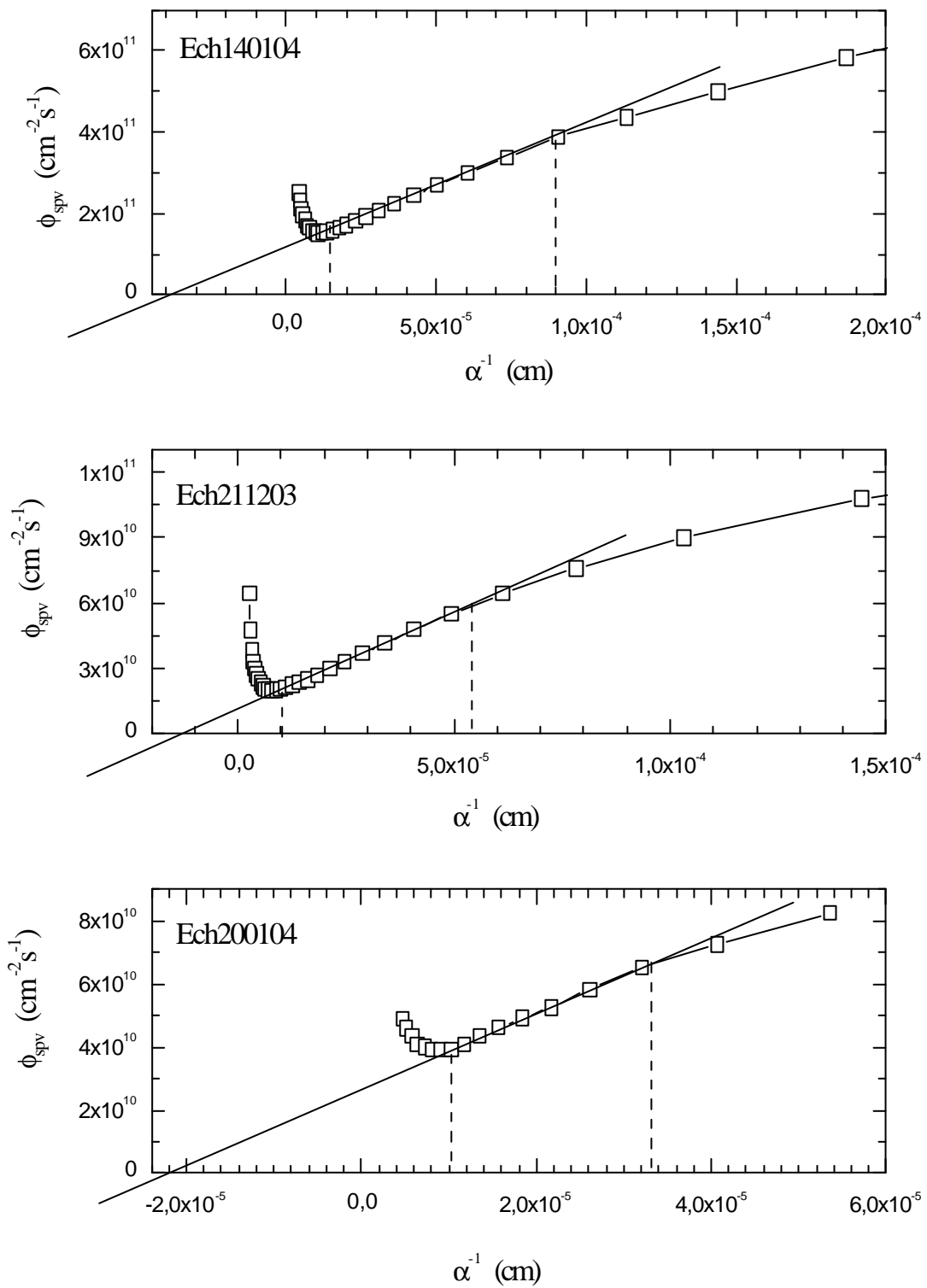


Figure (IV.23) : Les courbes \ddot{O}_{spv} ($1/\dot{a}$) des trois échantillons étudiés $V_{spv} = 25$ mV.

expérimentales. Rappelons que ces trois échantillons sont élaborés dans les mêmes conditions de dépôt tableau (III.1) et ont pour seule différence leur épaisseur.

A partir des courbes de la figure (IV.23) nous reportons sur le tableau (IV.6) les longueurs de diffusion obtenues pour les trois échantillons ainsi que la gamme sur laquelle s'étend la partie linéaire de chaque courbe (zone II).

Echantillon	Ech140104	Ech211203	Ech200104
Epaisseur (\hat{m})	2.8	0.77	0.46
L_{app} (\hat{m})	0.4	0.12	0.22
Domaine de linéarité (\hat{m})	[0.15 , 0.9] $\hat{A}\hat{a}^{-1} = 0.75$	[0.1 , 0.54] $\hat{A}\hat{a}^{-1} = 0.44$	[0.1 , 0.34] $\hat{A}\hat{a}^{-1} = 0.24$

Tableau (IV.6) : Valeurs de L_{app} obtenues pour les trois échantillons.

Nous remarquons que plus l'échantillon est mince, plus la gamme spectrale sur laquelle s'étend la partie linéaire (zone (II)) est réduite. Cela est dû à l'effet du contact arrière : plus l'épaisseur est grande, plus l'effet du contact arrière diminue. La méthode SPV n'est valable que si le domaine de linéarité existe. Dans notre cas la zone linéaire nous a permis d'approcher la longueur de diffusion même pour les échantillons à faible épaisseur.

Les valeurs de L_{app} obtenues sont de l'ordre de grandeur des valeurs déterminées sur le a-Si:H par d'autres groupes [26,36,32]. La valeur de L_{app} trouvée pour l'échantillon Ech140104 est analogue à celle déjà trouvée par Hadrami [26] sur un échantillon (Pt / a-Si:H).

Conclusion

Notre travail fait partie des recherches menées au laboratoire sur le silicium amorphe hydrogéné.

Dans ce travail nous avons étudié des structures Schottky (Pt / a-Si:H) dans un double but: caractérisation du matériau et caractérisation du contact Schottky.

Afin de réaliser ce travail nous avons mis au point un dispositif expérimental adapté aux différentes mesures que nous avons effectuées sur les échantillons. Pour chaque mesure nous avons réalisé un programme d'acquisition bien adapté : dans l'expérience de la SPV le programme d'acquisition réalisé a permis de mesurer et de contrôler le flux de photons pendant le déroulement de l'expérience. La mesure du flux de photons a nécessité un étalonnage préalable du dispositif expérimental.

Nous avons consacré la première partie de ce mémoire à l'étude théorique de la structure Schottky où nous avons établi l'équation de transport (caractéristique $I(V)$), et au développement du calcul théorique de la méthode SPV lorsqu'elle est appliquée sur cette structure. Nous avons adapté le calcul théorique aux conditions réelles de l'expérience.

La seconde partie a été consacrée aux résultats expérimentaux obtenus avec les deux techniques de caractérisation : caractérisation en $I(V)$ et caractérisation par la technique SPV. Nous avons présenté ces résultats en deux parties:

Dans la première partie, nous avons trouvé que nos échantillons présentent des caractéristiques $I(V)$ conformes à l'équation de transport présentée dans la partie théorique. Nous avons montré que notre matériau est photoconducteur en mesurant la caractéristique $I(V)$ sous obscurité et sous lumière. L'exploitation des caractéristiques $I(V)$ sous obscurité et sous lumière nous a permis de déterminer les paramètres caractéristiques du matériau et du contact. Nous avons déterminé sous obscurité : la résistance série, la conductivité, l'énergie d'activation de la conductivité, le facteur de redressement, le coefficient d'idéalité, le courant de saturation et la hauteur de barrière. Sous éclairage, nous avons montré en déterminant le facteur de forme que notre structure se comporte comme générateur de puissance. Les valeurs des paramètres déterminés sont de l'ordre de grandeurs des valeurs généralement obtenues avec les structures Schottky. Nous avons également étudié l'évolution des caractéristiques $I(V)$, $I_{cc}(h\nu)$ et $V_{oc}(h\nu)$ en fonction de la température et en fonction du flux de lumière.

La deuxième partie a été consacrée à la détermination de la longueur de diffusion par la technique SPV, il nous a été difficile de mettre en œuvre expérimentalement la technique traditionnelle qui consiste en l'utilisation d'un flux de lumière intense en plus du flux de test. Nous avons donc tenté d'approcher la longueur de diffusion en adaptant la technique avec nos conditions expérimentales où nous utilisons un seul flux de lumière. Cela nous a permis d'éviter l'effet du phénomène Staebler-Wronski qui consiste en l'augmentation des défauts dans le matériau sous l'effet d'un éclairage intense. Nous avons réussi à déterminer des longueurs de diffusion apparentes de l'ordre de grandeur des valeurs déterminées par d'autres groupes sur le a-Si:H.

Les échantillons que nous avons caractérisés ont été déposés dans les mêmes conditions avec pour seule différence leur épaisseur. Nous avons trouvé que le gap optique E_g diminue lorsque l'épaisseur d de la couche a-Si:H augmente. La diminution du gap optique est liée à la diminution de la densité de défauts dans les échantillons. Cela indique une amélioration de la qualité du matériau lorsque son épaisseur augmente. Cette amélioration est confirmée par la caractérisation I-V où nous avons trouvé que la conductivité augmente lorsque l'épaisseur de l'échantillon augmente, et par la technique SPV où nous avons trouvé que la plus grande longueur de diffusion est obtenue pour l'échantillon le plus épais. Nous avons pu conclure que l'amélioration de la qualité du matériau lorsque son épaisseur augmente est due probablement au fait que le matériau pendant sa croissance devient de plus en plus ordonné lorsque son épaisseur augmente. En ce qui concerne le contact (Pt / a-Si:H), la détermination des paramètres caractéristiques de la jonction nous a permis de conclure qu'un métal sur un bon matériau a plus de chance de donner un bon redressement bien que cela dépende aussi des états de surface que nous maîtrisons moins.

Annexe

Dans cette annexe nous allons établir les expressions de $n(w)$, $n(0)$, $\tilde{A}p(\)$ et $\tilde{A}p(w)$ utilisées dans le calcul de la densité de courant total \tilde{J} (chapitre II). Au cours du calcul nous allons utiliser les équations suivantes :

$$n_{eq}(x) = N_c \exp\left(-\frac{E_c(x) - E_f}{kT}\right) \quad (A.1)$$

$$p_{eq}(x) = N_v \exp\left(-\frac{E_f - E_v(x)}{kT}\right) \quad (A.2)$$

$n_{eq}(x)$ et $p_{eq}(x)$ sont les densités des électrons et des trous libres à l'équilibre.

N_c et N_v sont les densités effectives au bord de la BC et de la BV.

$$n(x) = N_c \exp\left(-\frac{E_c(x) - E_{fn}(x)}{kT}\right) \quad (A.3)$$

$$p(x) = N_v \exp\left(-\frac{E_{fp}(x) - E_v(x)}{kT}\right) \quad (A.4)$$

$n(x)$ et $p(x)$ sont les densités des électrons et des trous libres hors l'équilibre.

E_{fn} et E_{fp} sont les quasi-niveaux de Fermi des électrons et des trous respectivement (voir figure (A.1)).

- **Calcul de $n(w)$**

A partir de l'équation (A.3) on peut déduire que :

$$n(0) = \frac{J_n(0)}{qS_n} + n_{eq}(0)$$

Il suffit de calculer $n_{eq}(0)$ pour avoir l'expression de $n(0)$.

En utilisant l'équation (A.1) on peut écrire :

$$n_{eq}(\infty) = N = N_c \exp\left(-\frac{E_c(\infty) - E_f}{kT}\right)$$

$$n_{eq}(0) = N_c \exp\left(-\frac{E_c(0) - E_f}{kT}\right)$$

En combinant les deux équations précédentes on obtient :

$$n_{eq}(0) = N \exp\left(-\frac{qV_d}{kT}\right)$$

donc :

$$n(0) = \frac{J_n(0)}{qS_n} + N \exp\left(-\frac{qV_d}{kT}\right)$$

- **Calcul des conditions aux limites $\ddot{A}p(\square)$ et $\ddot{A}p(w)$**

$$1/ \Delta p(\infty) = p(\infty) - p_{eq}(\infty) = 0$$

$$2/ \Delta p(w) = p(w) - p_{eq}(w) \tag{A.5}$$

Pour avoir $\ddot{A}p(w)$ il faut calculer $p_{eq}(w)$ et $p(w)$.

A partir de l'équation (A.2) on obtient :

$$p_{\text{eq}}(\infty) = P_n = N_v \exp\left(-\frac{E_f - E_v(\infty)}{kT}\right)$$

$$p_{\text{eq}}(w) = N_v \exp\left(-\frac{E_f - E_v(w)}{kT}\right)$$

où P_n est la concentration des trous dans le semiconducteur lorsqu'il est isolé.

La combinaison de ces deux équations permet d'obtenir :

$$p_{\text{eq}}(w) = P_n \tag{A.6}$$

de la même façon on peut utiliser l'équation (A.4) pour écrire :

$$p(\infty) = P_n = N_v \exp\left(-\frac{E_{fp}(\infty) - E_v(\infty)}{kT}\right)$$

$$p(w) = N_v \exp\left(-\frac{E_{fp}(w) - E_v(w)}{kT}\right)$$

donc :

$$p(w) = P_n \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \tag{A.7}$$

En introduisant les équations (A.6) et (A.7) dans l'équation (A.5) on trouve le résultat final :

$$\Delta p(w) = p_n \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right)$$

Références

Références

- [1] P.Pernet, Thèse de Doctorat, Université de Neuchâtel, Switzerland (2000).
- [2] K.S. Karim, K.Sakariya, and A. Nathan, *Mat. Res. Soc.*, 762 (2003).
- [3] P.Chaploz, Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Switzerland (1996).
- [4] H. K. Lee, Ph.D Thesis, University of California (1995).
- [5] D. Weare, M. F. Thorpe, *Phys. Rev. B*, (1971) 2508.
- [6] N. F. Mott, *Phil. Mag.*, 19 (1969) 835.
- [7] M. H. Cohen, S. R. Ovshinsky, *J. Non Cryst. Sol.*, 4 (1970) 391.
- [8] N.F. Mott, E.A. Davis, *Phil. Mag.*, 22 (1970)903.
- [9] P.W. Anderson, *Phys. Rev.*, 109 (1958) 1492.
- [10] M.H. Brodsky, R.S. Tittle, K.Weiser, G.D. Petit, *Phys. Rev. B*, 2632 (1970).
- [11] R.C. Chittick, J.H. Alexander, H.F. Sterling, *J. Electrochemical Soc.*, 116 (1969) 77.
- [12] W. Futako, K. Yoshino, C. M. Fortman, I. Shimizu, *Appl. Physics*, 85 (1999) 812.
- [13] W. Spear, P. Le Comber, *J. Sol. Stat. Commun.*, 17 (1975) 1193.
- [14] D. L Staebler, C. R. Wronski, *Appl. Phys. Lett.* 31 (1977) 292.
- [15] M.Aoucher, Thèse de Magister, USTHB, Alger (1984).
- [16] Wilfried G.J. H.M. Van Sark, « Methodes of Deposition of Hydrogenated Amorphous Silicon for Device Applications », Ed. M.H.Francombe, Academic Press, San Diego (2002).
- [17] N.Beldi, Thèse de Magister, USTHB, Alger (1993).

- [18] R. Cherfi, Thèse de Magister, USTHB, Alger (2002).
- [19] W.B. Jackson, C.C. Tsai, S.M. Kelso, *J. Non-Cryst. Solids*, 77.78 (1985) 281.
- [20] J. Tauc, « Optical Properties of Solids », Ed. F. Abelès, North-Holland, Amsterdam (1972).
- [21] F. Urbach, *Phys. Rev*, 92 (1953) 1324.
- [22] A. Fedala, Thèse de Magister, U.S.T.H.B, Alger (2002).
- [23] H. Mathieu, « Physique des Semiconducteurs et des Composants Electroniques », Ed Masson, Paris (1987).
- [24] T. Smail, Thèse de Magister, U.S.T.H.B, Alger (1991).
- [25] S. M. SZE, « Physics of semiconductor devices », Wiley New-York (1969).
- [26] M. Hadrami, Thèse de Doctorat, Université Paris 7, France (1989).
- [27] J. W. Orton, P. Blood, « The Electrical Characterisation of Semiconductors », Academic Press, London (1990).
- [28] E. D. Stokes, and T. L. Chu *Appl. Phys. Lett.* 30 (1977) 425.
- [29] L. Kronik, Y. Shapira, *Surface Science Reports*, 37 (1999) 1-206.
- [30] Dieter K Schroder, *Meas. Sci. Technol*, 12 (2001) R16-R31.
- [31] A. M. Goodman, *J. Appl. Phys*, 32 (1961) 2550.
- [32] J. Dresner, D. J. Szostak, B. Goldstein, *Appl. Phys. Lett.* 38 (1981) 998.
- [33] B. Goldstein, J. Dresner, D. J. Szostak, *Phil. Mag*, 46 (1982) 63.
- [34] M. Hack, J. McGill, W. Czubytyj, R. Singh, M. Shur, A. Madan, *J. Appl. Phys*, 53 (1982).
- [35] A. R. Moore, D. E. Kane, *J. Appl. Phys*, 56 (1984).

- [36] D.Sib, Thèse de Doctorat, Université d'Oran, Algérie (1993).
- [37] K.Laihem, Thèse de Magister, USTHB, Alger (1999).
- [38] J. Perrin, Thèse de Doctorat de 3ème cycle, Université Paris 6, France (1978).
- [39] K. Mokeddem, Thèse de Magister, USTHB, Alger (2004).
- [40] F. Valentin. Thèse de Doctorat, Université de Grenoble, (1987).
- [41] A. Rahal, Thèse de Magister, USTHB, Alger (1988).
- [42] A. Allag, Thèse de Magister, U.S.T.H.B, Alger (2004).
- [43] S. Belkouche, Thèse de Doctorat, Université de Grenoble, (1989).
- [44] A. R. Moore, J. Appl. Phys, 54 (1983).