

N° d'ordre : 08/2002-M/PH

**UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
HOUARI BOUMEDIENE (USTHB), ALGER.**

Faculté de Physique

THESE

Présentée pour l'obtention du grade de

Magister en Physique

Spécialité : Physique des matériaux

Par :

Abdelkrim FEDALA

Intitulée :

**Caractérisation du silicium amorphe hydrogéné
déposé par pulvérisation DC magnétron
par la réponse spectrale du photocourant**

Soutenue publiquement le : Jeudi 13 Juin 2002 à 10^h :00^{mn}.

Devant le jury composé de :

N. Kesri	Professeur USTHB	Président
M. Haddadi	Maître de conférence ENP	Examineur
M. Kechouane	Maître de conférence USTHB	Examineur
M. Boumaour	Maître de recherche UDTS	Examineur
M. Aoucher	Maître de conférence USTHB	Directeur de thèse

Remerciements

Le présent travail a été réalisé au laboratoire Physique des Matériaux, équipe Couches Minces et Semiconducteurs, de la faculté de Physique de L'USTHB. Je remercie vivement monsieur M. Aoucher, maître de conférence à l'USTHB, d'avoir dirigé ce travail et de m'avoir fait bon accueil au sein de son équipe. Je le remercie également de m'avoir initié à la recherche en général et à l'expérimental en particulier.

Je remercie M^{lle} N. Kesri, professeur à l'USTHB, d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Mes remerciements vont également à monsieur M. Haddadi, professeur à l'Ecole National Polytechnique, monsieur M. Kechouane, maître de conférence à l'USTHB, et monsieur M. Boumaour, directeur de recherche à l'UDTS (Unité de Développement des Technologies de Silicium), d'avoir accepté de participer au jury.

Je remercie également tous les membres de l'équipe CMS du bon accueil et de l'ambiance de travail qui a toujours régné dans le laboratoire. Mes remerciements vont particulièrement à K. Laïhem, qui m'a aidé dans l'automatisation de l'acquisition des mesures, à R. Cherfi, pour l'élaboration des échantillons sur lesquels cette étude est réalisée et enfin à M^{me} A. Rahal, pour la lecture et les conseils sur la rédaction de la thèse.

Je ne saurais oublier mes amis qui m'ont soutenu tout le long de ce travail ; mes remerciements vont particulièrement à Katia et à Moussa.

Je remercie enfin tout ceux qui ont aidé de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

Sommaire

Introduction	1
<u>Chapitre I: Généralités</u>	4
Introduction	5
A. Présentation du silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H)	5
1. Arrangement atomique.....	5
a) Le silicium amorphe.....	5
b) Types de défauts.....	6
2. Densité d'états.....	6
a) Gap de mobilité.....	6
b) Modèle de densité d'états.....	7
3. Rôle de l'hydrogène.....	9
4. Mécanismes de conduction.....	10
5. Méthodes d'élaboration.....	10
6. Applications en technologie.....	11
B. Absorption optique	12
1. Aspect macroscopique du coefficient d'absorption.....	12
2. Définition microscopique du coefficient d'absorption.....	13
a) Région de forte absorption.....	14
b) Région de moyenne absorption.....	15
c) Région de faible absorption.....	16
C. Photoconductivité	17
1. Génération – Recombinaison.....	18
2. Photoconductivité et durée de vie des porteurs.....	19
3. Photoconductivité en fonction de la température.....	21
4. Modèle de Rose pour la photoconductivité.....	22
D. Méthodes de détermination du coefficient d'absorption	24
1. Photoconductivité spectrale.....	24
2. Méthode du photocourant constant (CPM).....	25
3. Spectroscopie de Déflexion Photothermique (PDS).....	26
<u>Chapitre II: Techniques expérimentales</u>	28
Introduction	29

A. Elaboration du matériau	29
1. Méthode dépôt.....	29
2. Dépôt des contacts électriques.....	30
B. Méthodes expérimentales	30
1. Mesure de la conductivité électrique.....	31
2. Photoconductivité en fonction de l'intensité de lumière.....	32
3. Réponse spectrale.....	33
4. Méthode du photocourant constant (CPM).....	33
C. Dispositif expérimental	34
1. Description du dispositif.....	34
a) Cryostat.....	34
b) Dispositif d'éclairement.....	36
c) Appareillages de mesure et de contrôle.....	36
2. Automatisation.....	37
3. Procédure d'étalonnage.....	37
a) Mesure du flux.....	38
b) Courbe d'étalonnage du dispositif.....	40
4. Conditions expérimentales.....	41
 Chapitre III : Traitement et discussion des résultats ..	43
 Introduction	44
A. Caractéristiques générales	45
1. Conductivité et photoconductivité en fonction de la température.....	45
2. Caractéristiques optique.....	47
B. Comportements de la photoconductivité	50
1. Photoconductivité et exposant γ en fonction de la génération.....	50
2. Photoconductivité et exposant γ en fonction de la température.....	53
C. Réponse spectrale de la photoconductivité	56
1. Spectre de l'intensité du courant total.....	56
2. Réponse spectrale.....	57
3. Exploitation de la méthode.....	59
4. Détermination du produit $\eta\mu\tau$ à une énergie.....	60
D. Méthode du photocourant contant (CPM)	62
1. Procédure expérimentale.....	62
2. Détermination du spectre.....	64
3. Exemple de calage du spectre.....	66

4. Interprétation du spectre.....	68
a) Région de forte absorption.....	68
b) Région de moyenne absorption.....	68
c) Région de faible absorption.....	69
5. Méthodes de détermination de la densité des états profonds.....	69
a) Déconvolution.....	70
b) Intégration de l'absorption excédentaire.....	71
c) Coefficient d'absorption à une seule énergie.....	72
6. Domaines de validité de la CPM.....	73
7. La CPM à différents photocourants constants.....	75
8. Vérification des conditions CPM.....	77
9. Comparaison des spectres de PDS et de CPM.....	81
E. Caractérisation d'un lot d'échantillons.....	84
1. Conditions de dépôt.....	84
2. Sensibilité à la lumière ($\eta\mu\tau$).....	85
3. Densité de défauts.....	85
Conclusion.....	89
Références.....	92

Introduction

La photoconduction du silicium amorphe a été mise en évidence pour la première fois par Chittick et al. [1] en 1969. Des analyses effectuées sur ce matériau ont montré qu'il contenait de l'hydrogène. Depuis, l'incorporation de l'hydrogène au matériau se fait de façon intentionnelle, ce qui a donné un nouveau matériau semiconducteur qui est le **silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H)**. La poursuite des investigations sur ce matériau a fait aboutir, en 1975, Carlson et al. [2] à réaliser des cellules solaires à base du a-Si:H d'un rendement de 5.5%. Ces auteurs ont également montré la possibilité du dopage de ce matériau. Depuis, les recherches sur le a-Si:H n'ont cessé de se développer.

Plusieurs avantages ont motivé l'intérêt apporté au a-Si:H ; parmi eux : son faible coût de production, la possibilité de le déposer sur de grandes surfaces et en couches minces...De nos jours, les applications du matériau dans le domaine de la technologie électronique sont diverses. On citera : les cellules solaires, les détecteurs (de lumière et de gaz), la Xérographie, les écrans plats (technologie TFT)...

Le a-Si:H autant que semiconducteur amorphe est caractérisé par la présence d'un continuum d'états énergétiques à l'intérieur de la bande interdite. Il est connu pour être un matériau dont les caractéristiques électroniques, optiques et autres, dépendent fortement de la méthode et des conditions de son élaboration. L'amélioration de la qualité du matériau passe, généralement, par l'augmentation de sa sensibilité à la lumière et la réduction de sa densité de défauts dans le gap. Ce matériau, déposé sous certaines conditions, peut être photoconducteur. Cette propriété est très utilisée pour la caractérisation du matériau.

Au sein de notre laboratoire, le silicium amorphe hydrogéné est déposé en couche mince par la méthode de pulvérisation DC magnétron. Afin d'optimiser les qualités du matériau, des échantillons sont déposés sous différentes conditions de dépôt. Ils sont ensuite caractérisés par différentes techniques.

Dans le cadre de ce travail, nous caractérisons le matériau a-Si:H par des méthodes spectrales du photocourant. Ces méthodes sont la réponse spectrale de la photoconductivité et la méthode du photocourant constant (CPM).

La réponse spectrale de la photoconductivité permet d'estimer la sensibilité du matériau à la lumière en fonction de l'énergie de photons. La CPM, quant à elle, est utilisée pour la détermination du spectre du coefficient d'absorption optique à des énergies inférieures au gap. A partir de ce spectre, la pente d'Urbach E_0 et la densité d'états des défauts profonds N_d peuvent être extraits. E_0 et N_d caractérisent la densité des états dans la bande interdite.

Nous avons mis au point un dispositif expérimental au sein de notre laboratoire qui nous a permis d'explorer les caractéristiques de nos échantillons a-Si:H par les méthodes spectrales que nous venons de citer (réponse spectrale de la photoconductivité et CPM). En outre, nous avons étudié le comportement de la photoconductivité et de son exposant γ en fonction de l'intensité de lumière et de la température.

Le présent travail est divisé en trois chapitres.

Le Chapitre I, est consacré à la présentation du matériau a-Si:H. Nous présentons, en premier lieu, les principales caractéristiques qui définissent le matériau; notamment, sa structure et sa densité d'états. Ensuite, nous donnons les approches théoriques concernant deux propriétés du matériau, qui sont: l'absorption optique et la photoconductivité. Pour la première propriété, nous présentons la forme générale du spectre du coefficient d'absorption pour le a-Si:H et les paramètres caractéristiques généralement déduit de ce spectre. Concernant la deuxième propriété, son comportement en fonction de la température et de l'intensité de lumière est décrit dans le cas du a-Si:H. Le modèle de Rose pour expliquer ces comportements de la photoconductivité est présenté. Enfin, nous décrivons les principes des méthodes expérimentales généralement utilisées pour la détermination du coefficient d'absorption, particulièrement la faible et moyenne absorption. Parmi ces méthodes, la CPM, qui est étudiée dans le cadre de ce travail.

Le chapitre II, est consacré à la description des techniques expérimentales utilisées dans le présent travail. Après la présentation de la méthode d'élaboration du matériau a-Si:H, nous présentons les méthodes expérimentales de caractérisation basées sur le photocourant que nous utilisons. Ces méthodes sont : la photoconductivité en fonction de l'intensité de la lumière à une énergie de photons fixe, la réponse spectrale de la photoconductivité, et la méthode du photocourant constant (CPM). Finalement, nous décrivons le dispositif expérimental sur lequel nous avons développé ces méthodes de caractérisation.

Le chapitre III, est consacré aux résultats et discussions. Il est divisé en cinq parties. Dans la partie A, nous présentons les premières caractérisations que subit le matériau a-Si:H, après le dépôt. Ce sont la mesure de la conductivité en fonction de la température (à l'obscurité et sous lumière blanche) et la transmission optique. Dans la partie B, nous présentons le comportement de la photoconductivité et de son exposant (γ) en fonction de la génération et de la température. La méthode de la réponse spectrale de la photoconductivité est présentée dans la partie C. La partie D, est réservée à la CPM. Dans cette partie , les détails relatifs à la mesure expérimentale et au traitement des données de la CPM sont présentés. Dans la partie E de ce chapitre, nous présentons les résultats de caractérisation obtenus par ces méthodes sur un lot d'échantillons déposés au sein de notre laboratoire.

Chapitre I

Généralités

Introduction

Le premier chapitre de ce travail est consacré à la présentation du matériau silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H) et de ses principales propriétés, notamment l'absorption optique et la photoconductivité. Ce chapitre est alors divisé en quatre parties A, B, C et D.

Dans la partie A, nous présentons les caractéristiques générales du matériau a-Si:H, comme les défauts dans la structure du matériau, le modèle de la densité d'états que nous utilisons, et le rôle de l'hydrogène.

Dans la partie B, nous décrivons la propriété de l'absorption optique dans le a-Si:H. Nous y donnons la forme générale du spectre du coefficient d'absorption et les paramètres caractéristiques du matériau qui peuvent être extraits de ce spectre.

La partie C est réservée à la description de la propriété de photoconduction dans le a-Si:H. Le développement théorique de la photoconductivité et son comportement en fonction de la température sont décrits.

La photoconductivité peut être utilisée pour la mesure du coefficient d'absorption à travers la méthode du photocourant constant (CPM). La partie D de ce chapitre consiste donc en la présentation des différentes méthodes expérimentales qui permettent la mesure du coefficient d'absorption, et en particulier la CPM.

A. Présentation du silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H)

1. Arrangement atomique

a) Le silicium amorphe

Le silicium amorphe (a-Si) est un matériau semiconducteur considéré comme un matériau non cristallin. Il est souvent défini par opposition au silicium monocristallin. L'arrangement atomique dans le a-Si reste basé sur la liaison tétraédrique covalente qu'on rencontre dans le silicium monocristallin.

Le silicium monocristallin possède une structure diamant. Un atome de silicium est lié aux quatre plus proches voisins situés aux sommets d'un tétraèdre. Du fait de la périodicité à longue distance, les calculs reposant sur la théorie de Bloch conduisent à un schéma de bandes d'états d'énergies des électrons bien précis : une bande de valence et une bande de

conduction séparées par une bande interdite d'énergie 1.12 eV. Aucun état énergétique ne se trouve à l'intérieur de la bande interdite.

L'état amorphe est défini comme l'absence de l'ordre à longue distance, néanmoins, l'ordre à courte distance reste maintenu. Cet ordre local peut s'étaler jusqu'aux seconds voisins. Dans le a-Si, localement l'atome Si reste dans un arrangement tétraédrique. Cependant, la perte de l'ordre à longue distance dans la structure atomique fait apparaître différents types de défauts que nous citons ci-dessous.

b) Types de défauts

Dans le a-Si, il existe principalement deux types de défauts. Le premier en sont les défauts de structure : les liaisons Si-Si se distordent et leurs longueurs fluctuent. Le deuxième type des défauts sont les défauts ponctuels ; on y trouve principalement les liaisons de l'atome Si qui ne sont pas satisfaites (ou brisées). Elles sont appelées "liaisons pendantes".

2. Densité d'états

L'ensemble des défauts que nous venons de citer engendrent des états énergétiques localisés à l'intérieur de la bande interdite. Alors, la notion de bande interdite telle qu'elle est définie pour le silicium monocristallin n'est plus valable pour le silicium amorphe. Cependant, la conservation de l'ordre à courte distance confère au matériau a-Si des propriétés semiconductrices. Weaire et al. [3] ont montré que les états étendus de la bande de valence et de la bande de conduction restent présent dans le a-Si.

A l'aide de calculs et d'expériences, différents auteurs ont proposé des modèles de densité d'états pour expliquer les comportements observés sur ce matériau. La forte influence des conditions de préparation sur les caractéristiques du matériau a rendu la tâche difficile.

a) Gap de mobilité

Mott [4] et Cohen [5] ont montré séparément que la mobilité des porteurs varie de plusieurs ordres de grandeurs lorsqu'on passe des états localisés aux états étendus. L'énergie critique qui marque cette transition est appelée seuil de mobilité. Ce qui permet de définir pour les amorphes un "gap de mobilité" ($E_c - E_v$) plutôt qu'une bande interdite. Les états localisés liés aux défauts sont situés à l'intérieur du gap de mobilité. Cette notion du gap pour les semiconducteurs amorphes remplace celle de la bande interdite dans les semiconducteurs cristallins.

b) Modèle de densité d'états

La densité d'états $g(E)$ caractérise les états énergétiques de l'électron dans le gap du matériau. La quantité $g(E)f(E)dE$ représente le nombre d'états par unité de volume occupés par les électrons, dans l'intervalle énergétique E et $E+dE$. $f(E)$ étant la fonction de distribution des électrons à l'équilibre thermodynamique.

Le modèle qui rend compte le mieux des résultats expérimentaux observés dans le a-Si, est celui de Mott et Davis [6]. En se basant sur les travaux d'Anderson [7] et sur des résultats expérimentaux de plusieurs autres auteurs, Mott et Davis proposent un modèle de densité d'états décrit par la présence de deux queues de bandes (de valence et de conduction) ainsi qu'une densité d'états profonds dans le gap. Ce modèle a expliqué de nombreux résultats expérimentaux, notamment ceux relatifs aux transport dans le matériau. Des améliorations à ce modèle sont venues par la suite [8, 9].

On décrit ci-dessous le modèle de la densité d'états dans le gap, à base du modèle de Mott et Davis et de ses améliorations, qui est généralement considéré pour le silicium amorphe (figure I.1).

i) Les queues de bandes

La queue de bande de valence (QBV) et la queue de bande de conduction (QBC) sont des prolongements vers l'intérieur du gap des états étendus de la bande de valence et de la bande de conduction, respectivement. Elles sont dues aux fluctuations des angles et des longueurs des liaisons Si-Si. Leurs densités d'états sont décrites par des décroissances exponentielles, vers l'intérieur du gap, à partir du bord de la bande de valence (E_V) et du bord de la bande de conduction (E_C), respectivement (voir figure I.1). Elles sont représentées par les expressions suivantes:

$$g(E) = N_V \exp\left(\frac{E_V - E}{kT_V}\right) \quad (I.1)$$

pour la QBV, et :

$$g(E) = N_C \exp\left(\frac{E - E_C}{kT_C}\right) \quad (I.2)$$

pour la QBC.

Où N_V et N_C représentent les densités d'états en E_V et E_C , respectivement, kT_V et kT_C représentent les pentes de la QBV et de la QBC, respectivement.

ii) Les niveaux profonds

Les niveaux profonds sont les états énergétiques engendrés par les défauts ponctuels, notamment les liaisons pendantes. La liaison pendante peut être dans l'un des trois états de charge suivants:

- neutre (centre D^0): elle n'a que son électron,
- positif (Centre D^+): elle a perdu son électron,
- négatif (centre D^-): elle a gagné un électron.

Le centre D^+ joue le rôle d'accepteur et le centre D^- celui de donneur. Les centres D^+ et D^0 sont dans un niveau énergétique E_{db} et le centre D^- est dans le niveau $(E_{db}+U)$. U est appelée énergie de corrélation. Les densités généralement associées à ces niveaux sont deux pics jumeaux en forme de gaussiennes. Le niveau de Fermi E_F se trouve entre les deux gaussiennes.

La valeur généralement attribuée à l'énergie U est positive. Cependant, certains auteurs proposent une valeur négative [10].

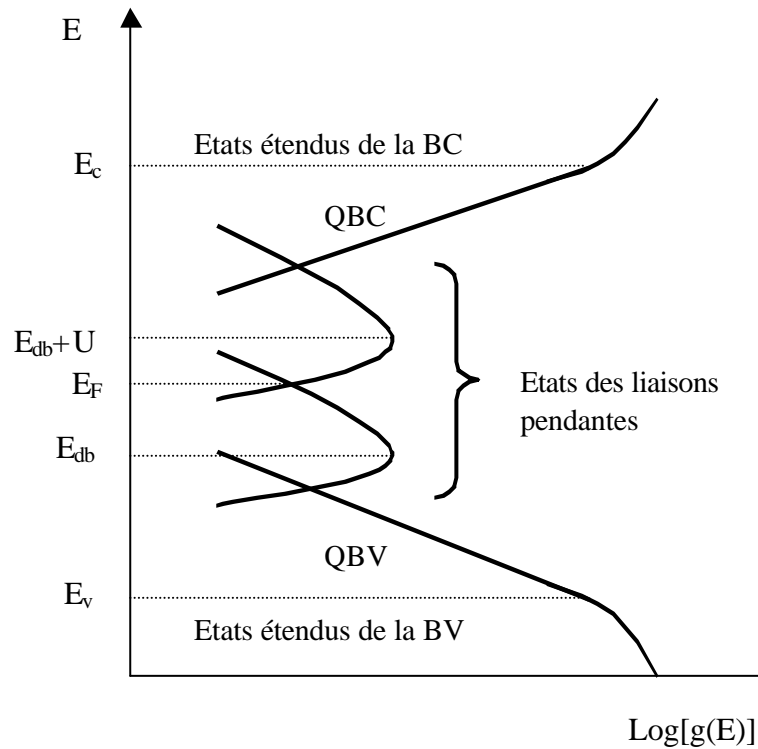


Figure (I.1) : Modèle de densité d'états proposé par Davis et Mott pour le silicium amorphe a-Si.

3. Rôle de l'hydrogène

Des analyses par résonance paramagnétique électronique (RPE) [11] ont montré que le silicium amorphe contient une importante densité de liaisons pendantes qui est d'environ 10^{20}cm^{-3} . Les états énergétiques induits par cette importante densité jouent un grand rôle dans le transport des charges. Ils sont centres de piégeage et de recombinaison pour les porteurs de charges électriques. Leur importante densité limite sérieusement les applications technologiques du a-Si.

L'incorporation de l'hydrogène dans le matériau, généralement lors de son élaboration, fait diminuer cette densité de liaisons pendantes, en saturant une partie d'elles. En effet, dans les bons matériaux silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H), la densité de liaisons pendantes chute jusqu'à 10^{15} à 10^{16}cm^{-3} [12]. L'incorporation de l'hydrogène fait diminuer cette densité, mais ne l'annule pas entièrement.

En plus de la diminution des liaisons pendantes, la présence de l'hydrogène dans le matériau a pour effets l'élargissement du gap et la relaxation du matériau (moins de contraintes internes).

La "guérison" des défauts du a-Si par l'hydrogène rend, d'une part, le matériau photoconducteur et d'autre part, efficace le dopage du matériau [2]. Ces deux conséquences ont permis au matériau a-Si:H de trouver des applications diverses dans le domaine de l'électronique.

Par ailleurs, il a été montré que la concentration de l'hydrogène dans le a-Si:H est nettement supérieure à celle nécessaire pour la saturation de toutes les liaisons pendantes. L'analyse des spectres infrarouges sur le a-Si:H a révélé l'existence de liaisons SiH_2 et SiH_3 . Mais, ceci n'explique pas entièrement cet excès de l'hydrogène dans le a-Si:H.

On pense que l'hydrogène joue un rôle très important dans la métastabilité photoinduite du matériau. Cette propriété est spécifique aux matériaux amorphes. Elle se traduit par un changement des propriétés électrique et optique du matériau, après une longue exposition à la lumière. Elle est connue sous le nom de l'effet Staebler-Wronski, relativement aux auteurs d'un article, paru en 1977 [13], mettant en évidence ce phénomène. C'est une propriété qui constitue un inconvénient majeur pour les applications du a-Si:H, particulièrement dans le domaine de la conversion photovoltaïque. En effet, le rendement des cellules solaires, réalisées à base du a-Si:H, se dégrade considérablement après une longue exposition à la lumière.

4. Mécanismes de conduction

La conductivité électrique σ est exprimée par la relation suivante :

$$\sigma = e \int_{-\infty}^{+\infty} \mu(E)n(E)f(E)(1 - f(E))dE \quad (I.3)$$

où e est la charge de l'électron, $\mu(E)$ et $n(E)$ sont, respectivement, la mobilité et la densité des porteurs de charges à l'énergie E , et $f(E)$ est la fonction de distribution des états.

Dans les semiconducteurs amorphes, trois principaux mécanismes de transport de charges interviennent dans la conduction électrique. La prédominance de l'un par rapport aux autres dépend de la gamme de température du matériau :

- Aux très basses températures, le transport de charges se fait par saut entre les niveaux localisés profonds.
- Pour des températures intermédiaires, le transport se fait également par saut, mais entre les niveaux localisés des queues de bandes.
- Pour les hautes températures, le transport se fait principalement dans les états étendus (au-dessus de E_C et en-dessous de E_V).

Une description plus détaillée de ces différents mécanismes de conduction peut être trouvée dans la référence [14].

5. Méthodes d'élaboration

Le souci de l'amélioration des propriétés électroniques du a-Si:H a aidé au développement et à la diversité des techniques de son élaboration. Fondamentalement, il existe trois méthodes de dépôt de ce matériau : par évaporation, par décomposition d'un gaz, ou par pulvérisation.

La première méthode, la plus ancienne, consiste à évaporer sous vide une cible de silicium. De point de vue qualité électronique, le matériau obtenu par cette technique est médiocre. La deuxième méthode donne un matériau meilleur. Elle est utilisée dans de nombreux laboratoires. Son principe consiste à décomposer un gaz porteur de silicium (généralement le silane SiH_4).

La troisième méthode consiste à pulvériser, dans une enceinte à vide, une cible de silicium par les ions d'un plasma. L'hydrogénation se fait par l'injection de l'hydrogène à l'intérieure de l'enceinte.

Les échantillons, sur lesquels cette présente étude a été effectuée, sont obtenus par la technique de pulvérisation continue assistée d'un magnétron (troisième méthode). Grâce à la présence du magnétron lors du dépôt, cette technique se distingue par sa grande vitesse de dépôt ($\approx 15 \text{ \AA}/\text{sec}$). Elle offre aussi l'avantage de découpler les sources du matériau (i.e. le silicium et l'hydrogène). Elle est présentée avec plus de détails dans le deuxième chapitre.

6. Applications en technologie

Les grands avantages que présente le a-Si:H pour les applications en technologie électronique sont le faible coût de production et la possibilité de dépôt sur de grandes surfaces (planes ou non planes). En outre, vu que son gap optique est généralement autour de 1.7 eV, il permet une bonne exploitation du spectre solaire dans le domaine de la conversion photovoltaïque.

De nos jours, les applications du a-Si:H en couches minces dans les domaines de l'électronique et de l'optoélectronique sont très variées. On cite par exemple : la Xérogaphie, les écrans plats (technologie TFT), différents types de détecteurs (de gaz, de couleurs...), conversion photovoltaïque, etc.

B. Absorption optique

Le coefficient d'absorption optique est l'une des caractéristiques optiques des semiconducteurs. Dans les semiconducteurs amorphes, l'absorption optique s'étale sur une large gamme d'énergie de photons (0.6 à 3 eV). L'absorption des photons dans cette gamme d'énergie se traduit par des transitions électroniques dans les états étendus et les états localisés. Pour cela, la connaissance du coefficient d'absorption optique permet d'avoir des informations sur ces densités d'états, notamment celle des défauts profonds.

Dans cette partie du chapitre, nous donnons les expressions théoriques du coefficient d'absorption optique. Nous commençons par donner sa définition macroscopique. Ensuite, nous présentons son expression générale définie à partir des transitions électroniques possibles.

La forme typique du spectre du coefficient d'absorption optique pour les semiconducteurs amorphes est ensuite présentée, ainsi que les informations sur le matériau qu'on peut en extraire. Ces informations concernent une définition optique du gap du matériau et les paramètres caractérisant les défauts dans le gap.

1. Aspect macroscopique du coefficient d'absorption

Supposant une couche d'un matériau éclairée perpendiculairement à sa surface par une lumière monochromatique de flux de photons ϕ_0 et d'énergie $\varepsilon = h\nu$ (où h est la constante de Planck et ν la fréquence de la lumière). Du point de vue macroscopique, le flux de photons ϕ à une profondeur x de la couche est donné par la relation de Lambert-Bouguer, exprimée comme suit :

$$\phi(\varepsilon, x) = (1 - R(\varepsilon))\phi_0(\varepsilon) \exp(-\alpha(\varepsilon)x) \quad (\text{I.4})$$

Où $R(\varepsilon)$ est le coefficient de réflexion à la surface du matériau, et $\alpha(\varepsilon)$ le coefficient d'absorption optique.

$R(\varepsilon)$ et $\alpha(\varepsilon)$ sont des caractéristiques propres au matériau qui dépendent de l'énergie de photons ε . Le coefficient $R(\varepsilon)$ est exprimé, à partir de l'indice de réfraction $n(\varepsilon)$ du matériau, par la relation suivante :

$$R(\varepsilon) = \left[\frac{1 - n(\varepsilon)}{1 + n(\varepsilon)} \right]^2 \quad (\text{I.5})$$

La variation de R en fonction de ε est généralement négligée devant celle des autres paramètres, comme le coefficient d'absorption $\alpha(\varepsilon)$. Dans le cas du a-Si:H, $n(\varepsilon)$ varie généralement de 3.6 à 4.4 quand l'énergie de photons varie de 0.8 à 2 eV.

2. Définition microscopique du coefficient d'absorption

L'absorption de la lumière dans un matériau semiconducteur peut se traduire par des transitions électroniques entre états énergétiques. Pour les semiconducteurs amorphes ces transitions sollicitent l'ensemble des états étendus (bandes de valence et de conduction) et les états localisés dans le gap (voir figure I.4).

En tenant compte de toutes les transitions d'un état occupé vers un état vide, le coefficient d'absorption pour les semiconducteurs amorphes [15] s'écrit de la façon suivante :

$$\alpha(\varepsilon) = \frac{C}{\varepsilon} |P|^2 \int g_{\text{init}}(E) g_{\text{fin}}(E + \varepsilon) dE \quad (\text{I.6})$$

Où C est une constante, g_{init} et g_{fin} sont les densités des états initiaux (occupés) et finaux (vides), respectivement, et $|P|^2$ la valeur moyenne au carré de l'élément de matrice du moment qu'on suppose indépendant de l'énergie de photons [16].

Cette expression tire son origine des calculs basés sur un traitement quantique de l'interaction électron-photon dans les semiconducteurs cristallins avec quelques considérations propre à l'état amorphe.

La figure (I.2) représente un spectre type du coefficient d'absorption optique pour le matériau a-Si:H. La gamme d'énergie de photons de l'absorption optique des semiconducteurs amorphes va globalement du proche infrarouge jusqu'au proche ultraviolet en passant par le visible.

On peut distinguer sur ce spectre trois types de variation. Il peut être alors divisé en trois régions : la région de forte absorption (zone A), la région de moyenne absorption (zone B), et la région de faible absorption (zone C). Cette forme du spectre est typique à de nombreux semiconducteurs amorphes.

Les différents domaines d'absorption A, B et C sont discutés ci-dessous.

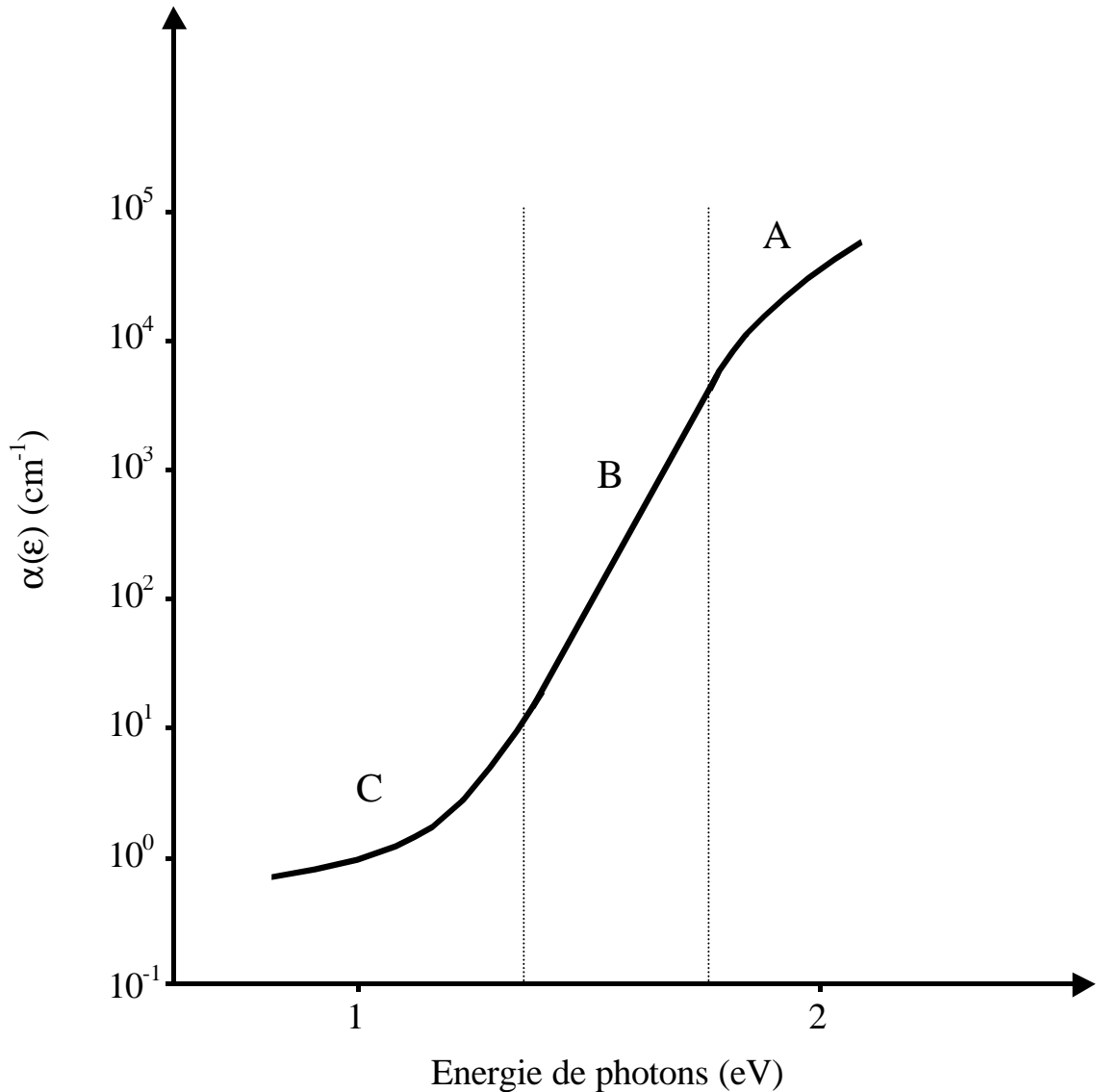


Figure (I.2) : Spectre type du coefficient d'absorption optique pour le a-Si:H.

a) Région de forte absorption

Les transitions électroniques qui prédominent dans cette région d'absorption se font entre les états étendus de la bande de valence et les états étendus de la bande de conduction, comme le montre la figure (I.4) (transition T_1). En tenant compte de la distribution parabolique de ces états, le développement de l'expression (I.6) de $\alpha(\epsilon)$ conduit à la relation suivante :

$$\alpha(\epsilon) = \frac{B(\epsilon - E_g)^2}{\epsilon} \quad (\text{I.7})$$

Où B est une constante et E_g est appelé le gap optique de Tauc [17].

L'énergie E_g est utilisée pour définir un gap optique pour les semiconducteurs amorphes. Elle est supposée être la distance énergétique entre le haut de la bande de valence et le bas de la bande de conduction. En principe, la valeur de ce gap n'est pas très différente de celle du gap de mobilité.

De nombreux semiconducteurs amorphes vérifient expérimentalement la relation de Tauc. Le tracé de $(\alpha\varepsilon)^{1/2}$ en fonction de l'énergie ε , dans la région de forte absorption, présente une partie linéaire. L'extrapolation de cette partie coupe l'axe des énergies ε à l'énergie E_g (voir figure I.3).

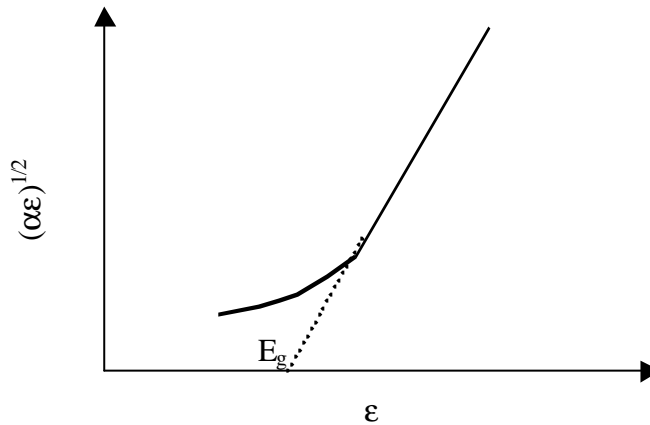


Figure (I.3) : Schéma illustratif de l'extraction du gap de Tauc E_g .

La définition du gap optique de Tauc est différente de celle du gap de mobilité. Cette définition du gap optique pour les semiconducteurs amorphes est largement utilisée dans la littérature. Dans tout ce qui suit, par le terme gap nous désignons le gap optique de Tauc.

b) Région de moyenne absorption

La variation du coefficient d'absorption dans cette partie est de forme exponentielle. Ce comportement exponentiel peut être mis en évidence à partir de l'expression (I.6), en supposant des transitions entre les états localisés de la queue de bande de valence (de conduction) de densité exponentielle et les états étendus de la bande de conduction (de valence). C'est donc les transitions de la queue d'une bande vers les états étendus de l'autre bande (transitions T_2 et T_3 de la figure I.4). Ce qui nous conduit à une expression de $\alpha(\varepsilon)$ de la forme suivante :

$$\alpha(\varepsilon) \propto \exp\left(\frac{\varepsilon}{E_0}\right) \quad (I.8)$$

Où E_0 est appelée la pente d'Urbach [18].

Comme le coefficient $\alpha(\epsilon)$ est dépendant des transitions qui font intervenir les états localisés aux queues de bandes, alors E_0 est un paramètre caractéristique du matériau. Il est caractéristique du désordre structural dans le matériau (fluctuation des angles et des longueurs de liaisons Si-Si). Plus le paramètre E_0 est petit, moins il y a du désordre dans le matériau.

Dans le a-Si:H intrinsèque, il a été expérimentalement montré que la queue de bande de valence est au moins deux fois plus large que la queue de bande de conduction. Pour cela, E_0 est souvent associée à la pente kT_V de la QBV.

c) Région de faible absorption

L'absorption dans cette région est attribuée aux défauts profonds dans le gap. Les transitions électroniques font alors intervenir les états énergétiques de ces défauts (entre autres, transitions T_4 et T_5 de la figure I.4). Le coefficient d'absorption dans cette région d'absorption permet alors d'avoir des informations sur ces états. Les méthodes d'extraction de la valeur de la densité d'états des défauts dans le gap du matériau seront détaillées dans la partie D du troisième chapitre.

L'étendue du spectre du coefficient d'absorption sur plusieurs décades rend difficile sa détermination à partir d'une seule technique expérimentale. Les différentes techniques généralement utilisées sont présentées dans la partie D de ce chapitre.

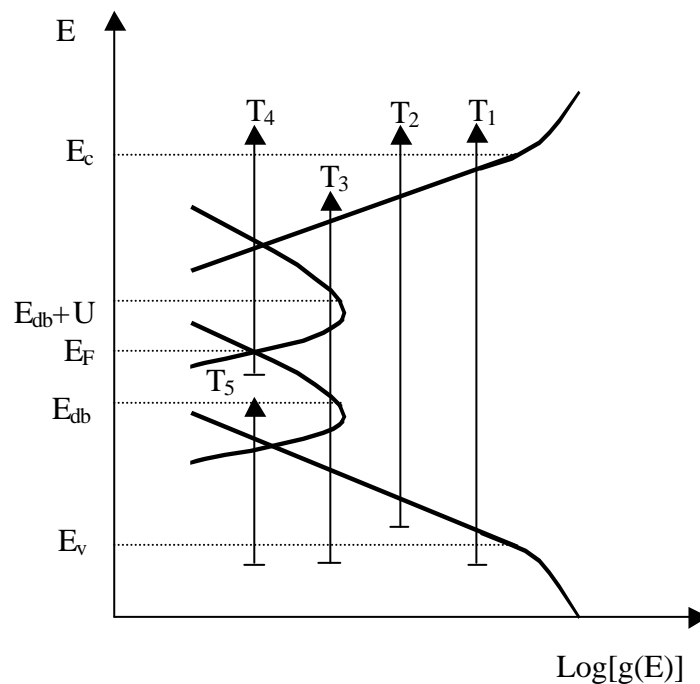


Figure (I.4): Schéma illustratif des transitions électroniques intervenant dans l'absorption optique.

C. Photoconductivité

La photoconductivité dans un matériau est l'accroissement de sa conductivité sous l'effet de l'absorption de la lumière. Dans un semiconducteur cristallin caractérisé par une bande interdite E_g , l'absorption d'un photon d'énergie $\varepsilon > E_g$ provoque une transition d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction. La transition "génère" alors un électron dans la bande de conduction et un trou dans la bande de valence. En présence d'un champ électrique, la paire électron-trou ainsi créée participe à la conduction. On a alors la création d'un photocourant qui va s'ajouter au courant à l'obscurité.

Le processus de photoconduction s'accomplit en deux étapes : l'absorption des photons incidents qui donne lieu à la création de charges libres (électron et trous) puis, la participation de ces charges à la conductivité. On distingue deux types de photoconductivité : primaire et secondaire. La photoconductivité primaire est mesurée dans une structure à contacts bloquants, diode Schottky, jonction p-i-n d'une cellule solaire... La photoconductivité secondaire est celle mesurée dans une structure à contacts ohmique. Dans notre travail, il sera question de photoconductivité secondaire, car nous nous intéressons à la photoconductivité dans le silicium en couche mince mesurée entre deux contacts ohmique.

Dans le a-Si:H, les transitions électroniques demeurent pour donner lieu à des charges libres. Parmi ces transitions on peut citer les suivantes :

- bande de valence \leftrightarrow bande de conduction
- QBV (ou bande de valence) \leftrightarrow bande de conduction (ou QBC)
- états des liaisons pendantes \leftrightarrow bandes de valence et de conduction.

L'étude de la photoconductivité dans le a-Si:H en fonction de certains paramètres, comme la température, l'intensité de lumière, et l'énergie de photons, renseigne sur les caractéristiques de ce matériau, notamment, la sensibilité à la lumière et la densité d'états électroniques. Différents comportements de la photoconductivité en fonction de ces paramètres sont observés dans l'expérience.

Dans cette partie du chapitre, nous présentons, en premier lieu, l'approche théorique de la photoconductivité. Ensuite, nous décrivons les variations de la photoconductivité en fonction de la température et de l'intensité de lumière. Le modèle de Rose, qui explique ces variations, est présenté.

1. Génération - Recombinaison

Supposant une couche d'un semiconducteur éclairée par un flux de lumière monochromatique (ϕ_0) d'énergie ($\epsilon=h\nu$) suffisante pour créer des porteurs de charges libres. On définit le taux de génération des porteurs G par le nombre de porteurs de charges photocréés par unité de volume et par unité de temps ($\text{cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$). Le taux des porteurs de charges générés par le flux de photons $\phi(\epsilon, x)$, à une profondeur x de l'échantillon, est donné par l'expression suivante :

$$G(\epsilon, x) = \eta\alpha(\epsilon)\phi(\epsilon, x) \quad (\text{I.9})$$

Où η est le rendement quantique. Il représente le nombre de paires électron-trou créées pour un photon absorbé.

En remplaçant $\phi(\epsilon, x)$ de l'expression (I.4), dans l'expression précédente on obtient :

$$G(\epsilon, x) = \eta(1 - R)\alpha(\epsilon)\phi_0(\epsilon)\exp(-\alpha(\epsilon)x) \quad (\text{I.10})$$

Le taux de génération dans le volume s'obtient par intégration de l'expression précédente sur toute l'épaisseur d de la couche. On aura alors :

$$G(\epsilon) = \eta(1 - R)d^{-1}\phi_0(\epsilon)[1 - \exp(-\alpha(\epsilon)d)] \quad (\text{I.11})$$

En régime de faible absorption où $\alpha d \ll 1$, on peut utiliser l'approximation suivante : $1 - \exp(-\alpha d) \approx \alpha d$, et on aura alors :

$$G(\epsilon) = \eta(1 - R)\alpha(\epsilon)\phi_0(\epsilon) \quad (\text{I.12})$$

Sous un flux continu, la génération des porteurs ne va pas augmenter indéfiniment. Un processus inverse se produit pour ramener la situation à l'équilibre, c'est la recombinaison des électrons avec les trous. Elle peut se produire soit directement par la rencontre des deux charges ou indirectement par l'intermédiaire d'un niveau d'énergie dans le gap. On caractérise la recombinaison par un paramètre U qui représente le nombre de porteurs qui disparaissent par unité de volume et de temps.

L'évolution dans le temps des concentration des charges est donnée par les deux équations de continuité suivantes :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G - U_n \quad \text{et} \quad \frac{\partial p}{\partial t} = G - U_p \quad (\text{I.13})$$

où n et p sont les concentrations des électrons et des trous, respectivement, et U_n et U_p sont les taux de recombinaison des électrons et des trous, respectivement.

Sous un éclairage continu, ou régime stationnaire, on a: $\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = 0$. Les deux expressions précédentes deviennent :

$$G = U_n = U_p \quad (\text{I.14})$$

C'est à dire qu'en régime permanent un équilibre s'établit entre la génération et la recombinaison pour les deux types de porteurs de charges.

2. Photoconductivité et durée de vie des porteurs

Sous obscurité et à l'équilibre thermodynamique, soient n_0 et p_0 les concentrations des électrons et des trous dans la bande de conduction et dans la bande de valence, respectivement. En présence d'un champ électrique faible, une circulation de charges s'établit dans le semiconducteur. La conductivité s'écrit alors :

$$\sigma_0 = e(\mu_n n_0 + \mu_p p_0) \quad (\text{I.15})$$

où e est la charge de l'électron, et μ_n et μ_p sont les mobilités des électrons et des trous, respectivement.

Sous un éclairage continu, une nouvelle concentration de charges s'établit. La conductivité totale (σ_{tot}) est exprimée, à partir des nouvelles concentrations n et p des électrons et des trous par la relation suivante :

$$\sigma_{\text{tot}} = e(\mu_n n + \mu_p p) \quad (\text{I.16})$$

La photoconductivité est obtenue en soustrayant à la conductivité totale la conductivité à l'obscurité. Tel qu'on écrit :

$$\Delta\sigma = \sigma_{\text{ph}} = \sigma_{\text{tot}} - \sigma_0 \quad (\text{I.17})$$

Ou alors :

$$\sigma_{\text{ph}} = e(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p) \quad (\text{I.18})$$

Tel que : $\Delta n = (n-n_0)$ et $\Delta p = (p-p_0)$ sont les concentrations des porteurs de charges libres excédentaires.

Δn et Δp sont reliés aux taux de recombinaisons U_n et U_p par les équations suivantes :

$$U_n = \frac{\Delta n}{\tau_n} \quad \text{et} \quad U_p = \frac{\Delta p}{\tau_p} \quad (\text{I.19})$$

Où τ_n et τ_p sont les durées de vie des électrons et des trous, respectivement.

En remplaçant les expressions de Δn et de Δp , provenant des équations (I.19), dans l'expression (I.18), et en tenant compte des égalités (I.14), on obtient :

$$\sigma_{ph} = e(\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p)G \quad (\text{I.20})$$

Dans le cas où le semiconducteur est le a-Si:H non dopé, il est généralement admis que : $\mu_n \tau_n \gg \mu_p \tau_p$. La conduction est essentiellement assurée par les électrons. Dans ce cas alors, la relation précédente devient :

$$\sigma_{ph} = e(\mu_n \tau_n)G \quad (\text{I.21})$$

Dans tout ce qui va suivre, on notera le produit $\mu_n \tau_n$ par $\mu\tau$. En remplaçant G de la relation (I.11), l'expression précédente s'écrit :

$$\sigma_{ph} = e(1-R)d^{-1}\eta\mu\tau\phi_0[1 - \exp(-\alpha d)] \quad (\text{I.22})$$

A partir de l'expression (I.22) et en tenant compte des paramètres qui peuvent dépendre de l'énergie ϵ , on peut décrire la photoconductivité normalisée au flux de lumière par l'expression suivante :

$$\boxed{\frac{\sigma_{ph}(\epsilon)d}{e(1-R)\phi_0(\epsilon)} = (\eta\mu\tau)(\epsilon)[1 - \exp(-\alpha(\epsilon)d)]} \quad (\text{I.23})$$

Ce rapport en fonction de l'énergie de photons représente la réponse spectrale du matériau. Elle renseigne sur la photosensibilité spectrale du matériau. Aussi, elle est utilisée pour comparer des échantillons entre eux ou entre des échantillons de différents laboratoires [19].

3. Photoconductivité en fonction de la température

Pour un semiconducteur parfait, exempt de défauts, la photoconductivité due à une excitation lumineuse interbande devrait être indépendante de la température. Pour un tel matériau la photoconductivité ne dépendrait que l'énergie et de l'intensité de la lumière. La photoconductivité varie en fonction de la température dès qu'un état énergétique ou plus est présent dans la bande interdite.

Le matériau a-Si:H, comme les autres semiconducteurs amorphes, est caractérisé par la présence d'un continuum d'états énergétiques à l'intérieur du gap. Dans ce matériau, le comportement de la photoconductivité en fonction de la température montre plusieurs types de variations (voir figure I.5). Cette figure montre la conductivité à l'obscurité et la conductivité totale (conductivité mesurée sous lumière) en fonction de la température pour le a-Si:H.

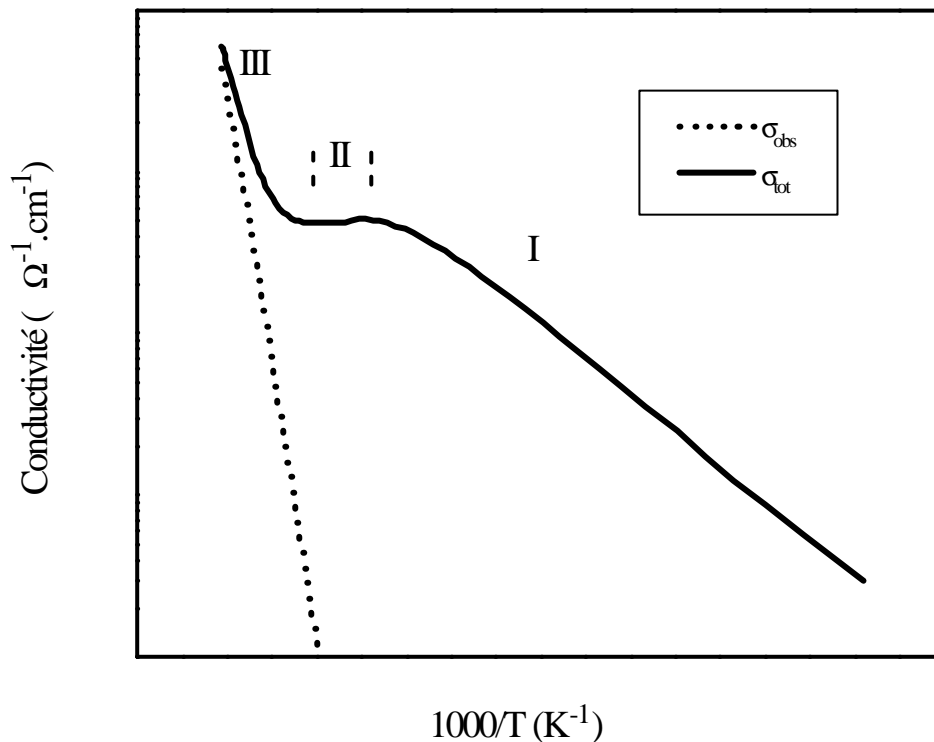


Figure (I.5) : Schéma illustratif de la photoconductivité en fonction de l'inverse de la température pour le matériau a-Si:H.

La région I est caractérisée par une énergie d'activation de la conductivité totale (entre 0.04 et 0.11 eV). La région II est caractérisée par la diminution de la conductivité totale d'une valeur à T_{\max} vers une autre valeur à T_{\min} . Les valeurs de ces deux températures dépendent du taux de génération (ou du flux de photons), de la densité des défauts profonds, etc. Ce phénomène est appelé le Quenching thermique (QT) de la photoconductivité. Dans la région III, la conductivité totale augmente avec l'augmentation

de la température, qui résulte de la diminution des centres de recombinaison et l'augmentation de la probabilité de libération thermique des pièges à électrons.

La photoconductivité en fonction de la température et particulièrement le QT, dans le a-Si:H, a été largement étudiée tant sur le plan expérimental que sur le plan de la simulation numérique [20-22]. Ce phénomène du QT de la photoconductivité est également observé dans de nombreux semiconducteurs amorphes et cristallins [23, 24]. Le QT est expliqué à partir du modèle conceptuel de Rose [25] pour la photoconductivité. Plus généralement encore, ce modèle est utilisé pour l'étude de la photoconductivité en fonction de la température et de l'intensité de lumière (ou la génération).

4. Modèle de Rose pour la photoconductivité

Pour tenir compte des variations de la photoconductivité en fonction du taux de génération, Rose [25] propose la relation suivante :

$$\sigma_{ph} \propto G^\gamma \quad (I.24)$$

Où γ est le facteur de Rose appelé aussi l'exposant de la photoconductivité. Il caractérise les phénomènes de recombinaison et de piégeage des électrons.

Afin d'expliquer certains comportements de la photoconductivité en fonction de la température, notamment le QT, et en fonction de l'intensité de lumière dans certains semiconducteurs cristallins et les semiconducteurs amorphes, Rose a proposé un modèle conceptuel [25]. Ce modèle peut être décrit comme suit.

Considérons un photoconducteur dans lequel les électrons sont les porteurs majoritaires, et qui contient deux classes de centres recombinaisons : classe (I) et classe (II). N_1 est la concentration des niveaux de la classe (I), avec un coefficient de capture pour les électrons C_{n1} , à un niveau d'énergie E_1 . $N_2 (>N_1)$ est la concentration des niveaux de classe (II), avec un coefficient de capture pour les électrons $C_{n2} (\ll C_{n1})$, et à l'énergie $E_2 (<E_1)$ (figure I.6).

Sous illumination, les quasi-niveaux de Fermi des électrons et des trous E_{fn} et E_{fp} , respectivement, doivent être à différentes positions par rapport à E_1 et à E_2 . Deux cas se présentent :

On suppose premièrement que le flux de lumière (ou le taux de génération) et la température T sont de sorte qu'on a la situation suivante : $E_{fn} > E_1 > E_{fp} > E_2$ (voir figure I.6-a). Dans cette situation, seul le niveau de classe (I) participe à la recombinaison et la durée de vie des électrons est proportionnelle à $1/(N_1 C_{n1})$.

Maintenant, supposant que l'intensité de lumière augmente (ou T diminue) de façon à ce que la situation change à : $E_{fn} > E_1 > E_2 > E_{fp}$ (figure I.6-b). Alors, le faible taux de

recombinaison des électrons via les centres de classe (II) fait que les centres de classe (I) vont être saturés par les électrons. La neutralité des charges va forcer la concentration des centres de recombinaison pour la capture des électrons dans le niveau de classe (II) à être au environ de N_1 . On aura alors $1/(N_1 C_{n2}) \gg 1/(N_1 C_{n1})$.

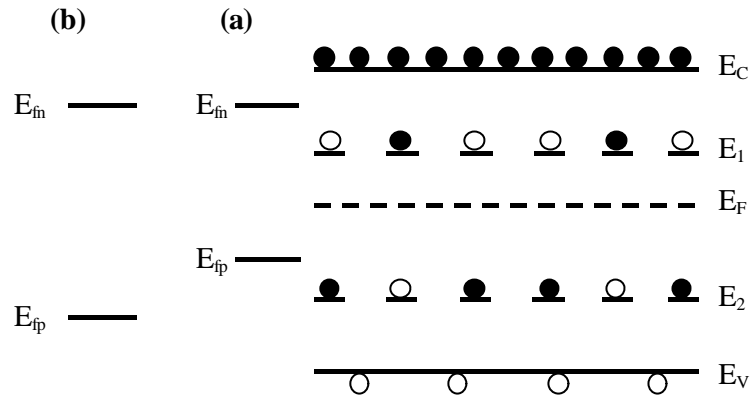


Figure (I.6) : Schéma illustratif d'un système simple à deux niveaux requis pour la sensibilisation de la photoconductivité ; (a) quand le taux de génération et la température ne permettent pas la sensibilisation (haute température ou faible taux de génération) et (b) quand ils permettent la sensibilisation (faible température ou fort taux de génération).

A la lumière de cette description, la durée de vie des électrons va augmenter (avec l'augmentation de G ou avec la diminution de T) du fait du déplacement de E_{fp} en dessous de E_2 . Ce phénomène est appelé sensibilisation de la photoconductivité. Les observations expérimentales correspondantes sont que l'exposant γ pour les électrons va avoir un maximum, avec une valeur supérieure à l'unité (la supralinéarité de la photoconductivité), et que la durée de vie va diminuer quand on augmente la température, c'est le Quenching thermique de la photoconductivité.

L'étude du comportement de la photoconductivité par simulation consiste à supposer un modèle de densité d'états pour le matériau et un modèle des transitions possibles entre états énergétiques, en prenant ainsi en compte le modèle de Rose [25] pour la photoconductivité. Dans le cas du a-Si:H, le QT est généralement expliqué par le remplacement des défauts profonds comme centre de recombinaison dominant par les états de la queue de bande de valence quand la température diminue [20-22].

Dans le cadre de ce travail, nous étudions expérimentalement le comportement de la photoconductivité en fonction d'une part de la génération et d'autre part de la température, sous éclairage par une lumière blanche et particulièrement par une lumière monochromatique. Nous nous intéresserons également aux variations de l'exposant de la photoconductivité (γ) en fonction de G et de T .

D. Méthodes de détermination du coefficient d'absorption

Dans la partie B de ce chapitre, nous avons montré un spectre type du coefficient d'absorption optique $\alpha(\varepsilon)$ pour le silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H). $\alpha(\varepsilon)$ dans la région de forte absorption est déterminé à l'aide de la technique de transmission optique. Dans cette partie du chapitre, nous nous intéressons aux méthodes expérimentales permettant la détermination de $\alpha(\varepsilon)$ dans les régions de faible et de moyenne absorption ($\lesssim 10^3 \text{cm}^{-1}$). Ces méthodes sont : la Méthode du Photocourant Constant (CPM) et la Spectroscopie de Déflexion Photothermique (PDS). Ces deux méthodes sont actuellement les plus utilisées dans les laboratoires pour la caractérisation du a-Si:H en couche mince. De principe, ces deux méthodes sont différentes. La méthode PDS repose sur le principe de la transformation de l'énergie lumineuse en énergie thermique. Tandis que la méthode CPM, elle, repose sur la mesure de la photoconductivité. Ces deux techniques sont exposées dans cette partie du chapitre.

La détermination de $\alpha(\varepsilon)$ peut se faire par la simple méthode de la mesure spectrale de la photoconductivité. Nous abordons alors cette partie par la méthode de la photoconductivité spectrale. Nous expliquons ensuite la nécessité d'utiliser le principe de la méthode CPM.

1. Photoconductivité spectrale

La mesure de la photoconductivité $\sigma_{\text{ph}}(\varepsilon)$ engendrée par un flux de photons $\phi_0(\varepsilon)$ d'énergie de photons ε est utilisée afin d'obtenir le coefficient d'absorption optique $\alpha(\varepsilon)$ [26] dans la gamme de faible et de moyenne absorption.

En remplaçant G de l'équation (I.12) (déduite dans le cas du régime de faible absorption) dans l'équation (I.24), on peut exprimer le coefficient d'absorption par la relation suivante [26] :

$$\frac{\alpha(\varepsilon)}{\alpha(\varepsilon_0)} = \frac{\phi_0(\varepsilon_0)}{\phi_0(\varepsilon)} \left[\frac{\sigma_{\text{ph}}(\varepsilon)}{\sigma_{\text{ph}}(\varepsilon_0)} \right]^{1/\gamma} \quad (\text{I.25})$$

Où ε_0 est une énergie de référence et $\alpha(\varepsilon_0)$ le coefficient d'absorption à cette énergie. La valeur de $\alpha(\varepsilon_0)$ est généralement déterminée à partir de la technique de transmission optique.

La détermination du coefficient d'absorption par cette méthode nécessite la connaissance de la valeur de l'exposant γ . Ce dernier est déduit des mesures de la photoconductivité en fonction du flux de lumière à différentes énergies ϵ , et ceci dans la gamme spectrale et dans la gamme de flux de photons qui sont utilisées pour cette méthode.

Moddel et al. [26] ont proposé de prendre une valeur constante de l'exposant γ sur toute la gamme spectrale. Cependant, Evangelisti et al. [27] proposent de tenir compte des variations de γ en divisant la gamme spectrale d'énergie de photons en différentes zones. La valeur de γ est alors déterminée sur chaque zone.

La méthode spectrale de la photoconductivité pour la détermination de $\alpha(\epsilon)$ est actuellement rarement rencontrée dans la littérature. C'est plutôt la méthode du photocourant constant (CPM) qui est le plus utilisée. La méthode CPM présente l'avantage qu'elle est directe. Elle est présentée dans ce qui suit.

2. Méthode du Photocourant Constant (CPM)

La méthode du photocourant constant (CPM : Constant Photocurrent Method) a été appliquée pour la première fois par Grimmeis et Lebedo en 1975 [28] sur des échantillons en GaAs dopé par l'oxygène. Quelques années plus tard, en 1981, Vanecek et al. [29] l'ont utilisée pour la première fois sur le matériau a-Si:H. Actuellement, elle est largement utilisée dans les laboratoires. Elle s'avère un outil de caractérisation puissant pour les semiconducteurs en couche mince, du fait de sa grande sensibilité (elle permet la mesure de très faible coefficient d'absorption).

La CPM est une méthode directe pour déterminer le coefficient $\alpha(\epsilon)$ à base de la mesure spectrale de la photoconductivité. Elle consiste à maintenir la photoconductivité σ_{ph} (ou le photocourant) constante en fonction de l'énergie de photons ϵ , et ceci en ajustant le flux de photons à chaque énergie.

Dans le cas où l'approximation $\alpha d \ll 1$ est valable, l'expression (I.22) devient :

$$\sigma_{ph} = e(1 - R)(\eta\mu\tau)\alpha\phi_0 \quad (I.26)$$

Lorsque l'énergie de photons varie la photoconductivité est maintenue constante expérimentalement, et on suppose dans ce cas que le produit $\eta\mu\tau$ reste aussi constant. Dans ces conditions, le coefficient d'absorption peut s'écrire à partir de la formule précédente comme suit :

$$\alpha(\varepsilon) = \frac{K}{\phi_{\text{CPM}}(\varepsilon)} \quad (\text{I.27})$$

Où K est une constante et $\phi_{\text{CPM}}(\varepsilon)$ le flux de photons nécessaire pour maintenir le photocourant constant.

En mesurant donc le flux de photons ϕ_{CPM} nécessaire pour garder la photoconductivité constante, en fonction de l'énergie de photons ε , on peut déduire le coefficient d'absorption qui n'est que l'inverse du flux. La mesure du spectre d'absorption est relative. Pour avoir un spectre absolu, la constante K est calculée en déterminant la valeur absolue de α à une seule énergie par la transmission optique ou par la PDS.

L'idée de base de la CPM, et qui constitue en même temps son hypothèse, est que le produit $\eta\mu\tau$ reste constant, en fonction de l'énergie ε , en gardant constante la photoconductivité [29]. Il est généralement admis que c'est la durée de vie des électrons τ qui dépend considérablement de l'énergie de photons et particulièrement du taux de génération G . En maintenant la photoconductivité constante à une valeur relativement faible les quasi-niveaux de Fermi sont supposés fixés, la durée de vie τ est alors constante [29].

Par ailleurs, cette technique a fait l'objet de plusieurs études sur différents plans. Elle est discutée dans le sens de la validité de son hypothèse de base et en fonction des paramètres pouvant influencer la mesure expérimentale [30]. Mais aussi, elle est discutée en fonction des informations qu'elle peut fournir sur le matériau [31].

3. Spectroscopie de Déflexion Photothermique (PDS)

Comme la CPM, la technique PDS est utilisée pour déterminer le coefficient d'absorption dans les régions de moyenne et de faible absorption. Elle a été mise au point par Boccarda et al. en 1980 [32]. Son principe physique est basé sur la transformation de l'énergie lumineuse en énergie thermique.

La technique PDS consiste à plonger l'échantillon du a-Si:H dans un fluide transparent (qui est le tétrachlorure de carbone CCl_4) et à l'éclairer par une lumière monochromatique modulée en intensité sous incidence normale (voir figure I.7). L'absorption de cette lumière par l'échantillon cause son échauffement. Alors, un gradient de température s'établit dans le fluide près de la surface de l'échantillon. Ceci induit un gradient de l'indice de réfraction du fluide. Un faisceau Laser, traversant le fluide en rasant la surface de l'échantillon, subit, dans ce cas, une déflexion. La déflexion du faisceau est transformée, par un détecteur, en un signal électrique $S(\varepsilon)$ mesuré par une détection synchrone.

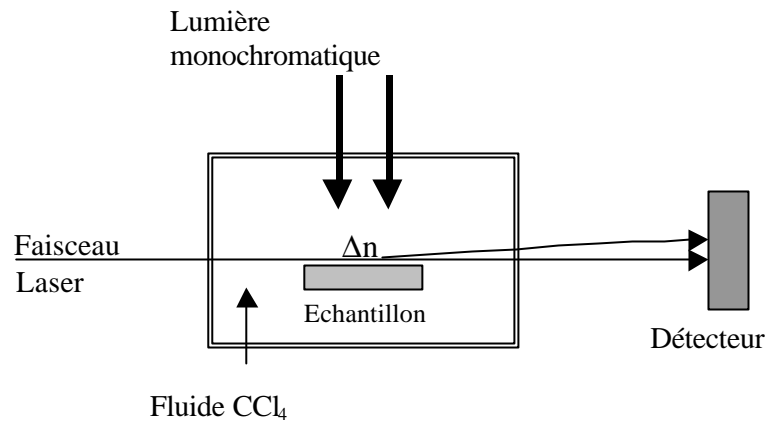


Figure (I.7) : Schéma de principe de fonctionnement de la méthode Spectroscopie de Déflexion Photothermique (PDS).

L'amplitude du signal détecté $S(\epsilon)$ est proportionnelle à l'énergie de la lumière ϵ incidente. Le coefficient d'absorption optique $\alpha(\epsilon)$ de l'échantillon est lié au signal $S(\epsilon)$ par la relation suivante [33]:

$$\alpha(\epsilon) = -(1/d) \times \ln \left[1 - \frac{S(\epsilon)}{S_0} \right] \quad (\text{I.28})$$

Où S_0 est le signal à saturation. S_0 est obtenu à partir de l'expérience. La relation précédente nous donne alors directement le coefficient d'absorption.

L'autre méthode pour obtenir le spectre $\alpha(\epsilon)$ absolu est de caler le signal $S(\epsilon)$, à une énergie, sur un coefficient d'absorption obtenu par la transmission optique.

Chapitre II

Techniques expérimentales

Introduction

Dans ce chapitre, nous allons décrire les techniques expérimentales qui nous ont permis de mener à bien ce travail. Ce dernier consiste en l'étude du comportement de la photoconductivité dans le silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H) et en la caractérisation de ce matériau par des méthodes spectrales du photocourant.

Le chapitre est divisé en trois parties A, B, et C. Dans la partie A, nous présentons brièvement la technique que nous utilisons pour l'élaboration du matériau a-Si:H. La partie B est consacrée aux méthodes expérimentales utilisées dans cette étude et qui reposent sur la mesure de la photoconductivité. Dans la partie C, nous décrivons le dispositif expérimental et les procédures de mesure.

A. Elaboration du matériau

1. Méthode de dépôt

Le matériau étudié est le silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H) en couche mince dont l'épaisseur est de l'ordre du micromètre. Ce matériau est déposé sur une lame de verre Corning 7059.

Le dépôt de la couche de a-Si:H se fait par la technique de pulvérisation en continu assistée par un magnétron, dans une enceinte à vide (voir figure II.1). Une cible de silicium est pulvérisée en présence d'un plasma d'argon et d'hydrogène. Les ions d'Argon sont accélérés vers la cible de silicium monocristallin de très haute pureté (99.9999%) pour arracher les atomes du silicium. Le pulvérisât se dépose sur le substrat qui est fixé sur un support en cuivre (porte-substrats). Ce dernier peut être porté à une température variant entre la température ambiante et 660°C. On désigne par "température de dépôt", la température du porte-substrat lors du dépôt. La vitesse de dépôt dépend de la puissance du plasma, des pressions des gaz et de leurs natures. Elle peut atteindre 15 à 20 Å/sec.

La puissance du plasma, les pressions partielles d'hydrogène et d'argon, et la température de dépôt constituent les paramètres les plus influents sur les caractéristiques du matériau. De nombreuses études ont été réalisées au sein du laboratoire afin de comprendre l'influence des conditions de dépôt sur la qualité du matériau [34, 35].

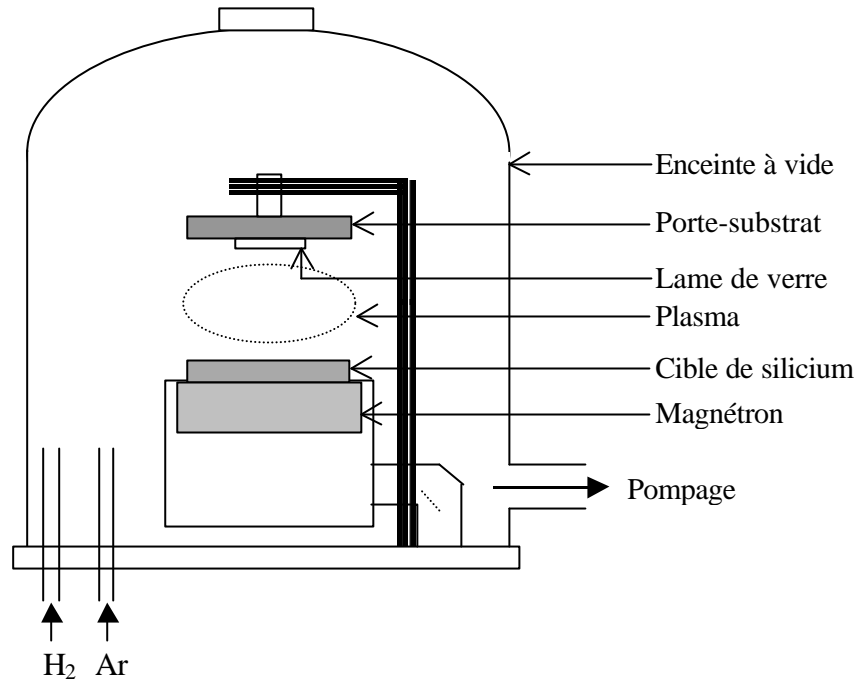


Figure (II.1) : Schéma représentatif du groupe de dépôt utilisé pour l'élaboration du a-Si:H.

2. Dépôt des contacts électriques

Une fois que la couche de a-Si:H est déposée, l'échantillon est transféré dans une autre chambre à vide pour le dépôt des électrodes de contacts électriques. Des barrettes en aluminium sont déposées par évaporation sur la surface de la couche. Elles servent d'électrodes pour le contact électrique en configuration coplanaire. La figure (II.2) montre la forme de l'échantillon ainsi obtenu. La longueur des barrettes (L) est de 8 mm, la distance entre deux barrettes adjacentes (ℓ) est de 1 mm, et l'épaisseur d de la couche est de l'ordre du micromètre.

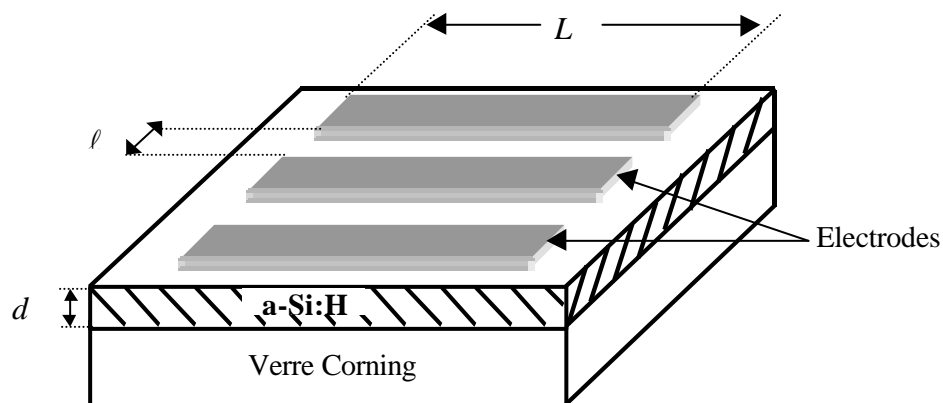


Figure (II.2) : Forme de l'échantillon qui est une couche mince de a-Si:H, déposée sur une lame de verre, sur laquelle sont déposées des électrodes en aluminium pour le contact électrique.

B. Méthodes expérimentales

Dans cette partie, nous présentons les méthodes expérimentales de la photoconductivité que nous utilisons dans ce travail. En premier lieu, nous nous intéressons au comportement de la photoconductivité en fonction de la température et de la génération (ou de l'intensité de la lumière). En second lieu, nous présentons les méthodes spectrales de la photoconductivité, qui sont la réponse spectrale et la méthode du photocourant constant (CPM).

Nous abordons cette partie par le principe de mesure de la conductivité et de la photoconductivité électrique sur nos échantillons.

1. Mesure de la conductivité électrique

La figure (II.3) représente l'échantillon polarisé par une tension V_a . Quand l'échantillon est éclairé par une lumière incidente, le courant mesuré (I_{tot}), entre les électrodes, est la somme du courant d'obscurité (I_0) et du photocourant (I_{ph}) engendré par la lumière. On écrit alors :

$$I_{tot} = I_0 + I_{ph} \quad (II.1)$$

Dans les techniques de caractérisation par des mesures électrique, on parle souvent en terme de conductivité au lieu de l'intensité de courant. La conductivité (σ) est déduite, à partir d'une intensité du courant I , à partir de la relation suivante :

$$\sigma = \frac{\ell I}{dLV_a} \quad (II.2)$$

Où ℓ , L , d sont les dimensions de l'échantillon (voir figure II.2), et V_a la tension de polarisation de l'échantillon.

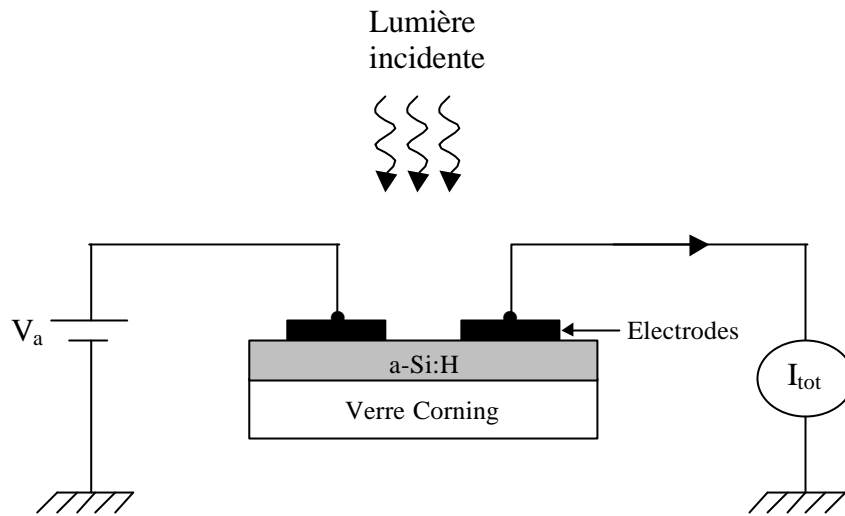


Figure (II.3) : Schéma de principe de la mesure de l'intensité du courant qui traverse un échantillon polarisé par une tension V_a et soumis à une lumière incidente.

2. Photoconductivité en fonction de l'intensité de lumière

Dans cette méthode, il s'agit de mesurer le courant total I_{tot} qui traverse l'échantillon en fonction du flux de lumière monochromatique ϕ . L'énergie ε de la lumière et la température de l'échantillon sont maintenues fixes. A partir de cette méthode de mesure, nous pouvons suivre l'évolution de la photoconductivité et de son exposant (γ) en fonction de ϕ (ou du taux de génération G).

La relation utilisée entre la photoconductivité et le taux de génération G est la suivante :

$$\sigma_{ph} \propto G^\gamma \quad (\text{II.3})$$

En appliquant le logarithme sur l'expression précédente, on obtient :

$$\ln(\sigma_{ph}) \propto \gamma \ln(G) \quad (\text{II.4})$$

L'exposant γ peut être déduit en faisant la dérivée de la relation précédente ; on aura alors :

$$\gamma = \frac{d(\ln(\sigma_{ph}))}{d(\ln(G))} \quad (\text{II.5})$$

3. Réponse spectrale

La réponse spectrale d'un matériau photoconducteur est déterminée à partir de l'expression (I.23), et que nous rappelons comme suit :

$$\frac{\sigma_{ph}(\epsilon)d}{e(1-R)\phi_0(\epsilon)} = (\eta\mu_n\tau_n)(\epsilon)[1 - \exp(-\alpha(\epsilon)d)] \quad (\text{II.6})$$

Cette méthode de caractérisation consiste à mesurer le courant total qui traverse un échantillon éclairé par une lumière monochromatique de flux de photons ϕ_0 , en fonction de l'énergie ϵ de photons. Ensuite, la détermination du rapport de l'expression (II.6) nous donne la réponse spectrale du matériau.

4. Méthode du photocourant constant (CPM)

De point de vue principe de mesure, la méthode CPM est la même que la réponse spectrale. Mais, dans la CPM le courant total est maintenu constant en ajustant le flux de photons incident sur l'échantillon en fonction de l'énergie de photons. Dans cette méthode, le contrôle et la mesure du flux de lumière sont alors nécessaires.

L'inverse du flux de photons mesuré dans la méthode CPM est directement lié au coefficient d'absorption optique (relation (I.27)).

Pour les trois méthodes expérimentales que nous venons de citer (photoconductivité en fonction du flux de photons, la réponse spectrale et la CPM), les paramètres à mesurer et à contrôler dans l'expérience sont :

- l'intensité du courant total I_{tot} qui traverse l'échantillon,
- le flux de photons (ϕ) qui éclaire l'échantillon,
- l'énergie ϵ de photons,
- et la température T de l'échantillon.

c. Dispositif expérimental

1. Description du dispositif

Afin de caractériser le matériau a-Si:H par les méthodes du photocourant que nous venons de présenter, nous avons mis au point un dispositif expérimental au sein de notre laboratoire.

Le principe de ce dispositif est la mesure et le suivi des variations de la conductivité électrique du matériau éclairé par une lumière monochromatique sur une gamme spectrale. L'intensité de cette lumière ainsi que la température du matériau sont contrôlées.

L'ensemble du dispositif expérimental est schématisé sur la figure (II.4). Il comprend principalement trois parties :

- le cryostat,
- le dispositif d'éclairage,
- l'appareillage de mesures et de contrôles des données.

Ces parties sont décrites ci-dessous.

a) Cryostat

Le cryostat est la principale composante du dispositif expérimental ; c'est le logis de l'échantillon. Il peut être scinder en deux parties : inférieure et supérieure. Dans la partie inférieure qui est fixe, on trouve une fenêtre en quartz, transparente dans la gamme de longueur d'onde utilisée, à travers laquelle la lumière passe pour éclairer l'échantillon (voir figure II.4).

L'échantillon se place sur un porte-échantillon en cuivre solidaire de la partie supérieure du cryostat. On trouve également dans cette partie une sortie électrique étanche et de haute impédance.

L'action d'un refroidissement par circulation d'azote liquide et l'action d'un chauffage par un fil résistant enroulé sur le porte-échantillon nous permettent de varier la température de l'échantillon sur une gamme qui peut aller de 77 K à 600 K. Une sonde de température à résistance de platine est incorporée dans le porte-échantillon. Elle sert au prélèvement de la température près de l'échantillon.

Un groupe de pompage primaire et secondaire permet de vider le cryostat et d'atteindre ainsi une pression de l'ordre de 10^{-5} mbar.

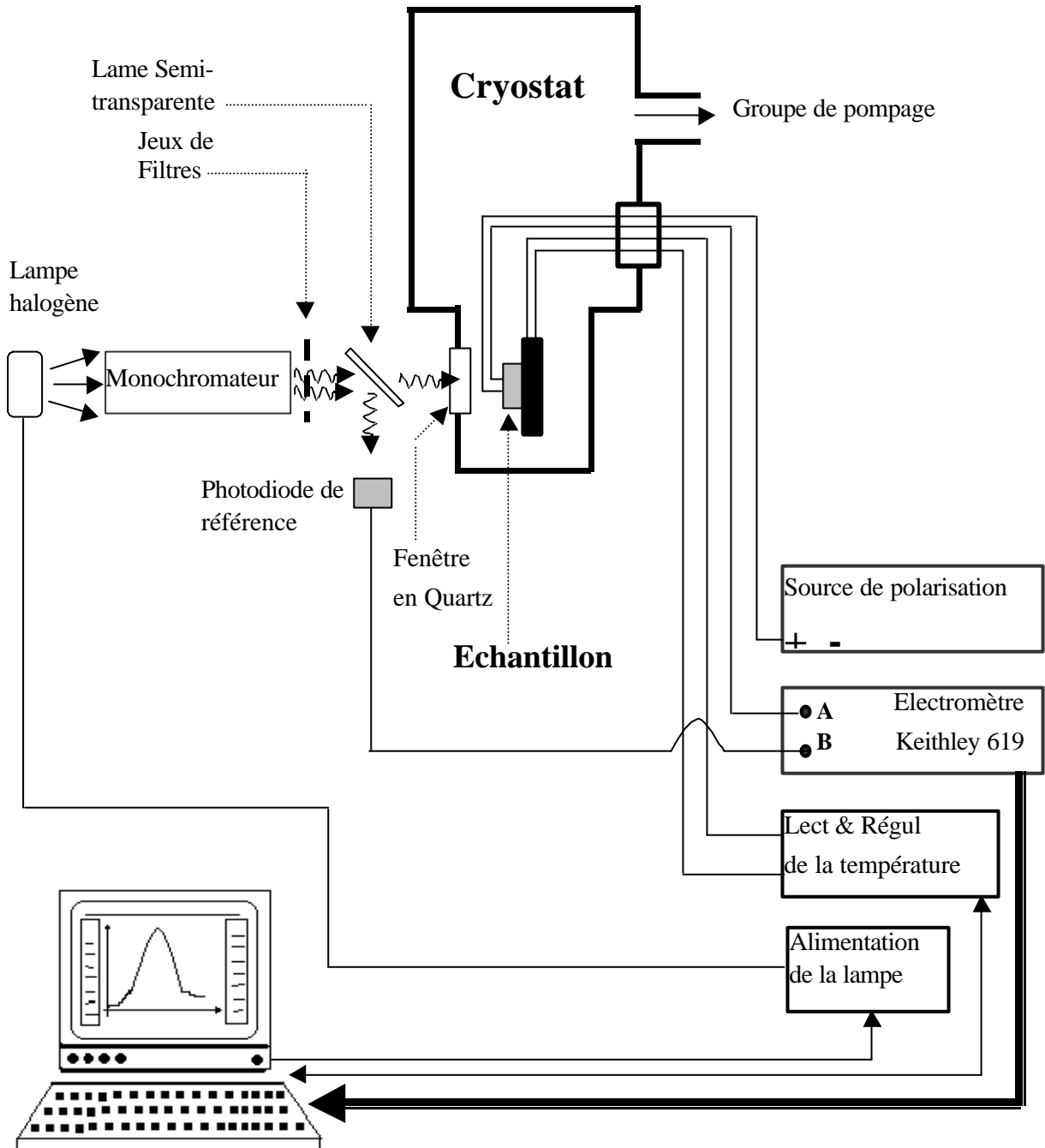


Figure (II.4) : Schéma du dispositif expérimental sur lequel les méthodes de caractérisation du photocourant sont réalisées.

b) Dispositif d'éclairage

C'est la partie responsable de l'éclairage de l'échantillon par une lumière monochromatique. La lumière provient d'une lampe halogène 500 Watts de puissance. La lampe est alimentée par une source de tension variable pilotée par micro-ordinateur via une carte d'interface Entré/Sortie analogique. L'intensité de la lumière peut donc être contrôlée par le micro-ordinateur.

La lumière émise par la lampe passe à travers un monochromateur à défilement de longueur d'onde de type Jobin Yvon H25. Le réseau de diffraction placé à l'intérieur du monochromateur nous permet de balayer la longueur d'onde de lumière entre 350nm et 1100nm. La vitesse de défilement de la longueur d'onde est fixée à 50 nm/min. Un jeu de filtres est placé à la sortie du monochromateur afin d'éliminer la lumière des seconds ordres de diffraction.

Après le passage à travers le filtre adéquat, la lumière monochromatique est divisée en deux parties par une lame semi-transparente. La partie réfléchiée est reçue par un détecteur de lumière fixe qui est une photodiode au silicium. Nous l'appellerons dans ce qui suit la photodiode de référence. La partie transmise tombe verticalement sur la surface de l'échantillon qui est dans le cryostat.

Le rôle de la photodiode de référence est de déduire le flux de photons de la lumière qui éclaire l'échantillon. Le dispositif nécessite donc un étalonnage préalable que nous décrivons dans la suite.

c) Appareillages de mesure et de contrôle

La sonde en platine, placée à l'intérieure du porte-échantillon, est reliée à un appareil de régulation de température (de type BT 300-301 MC2). Cet appareil permet la mesure et la régulation de la température. Il est piloté par le micro-ordinateur via la carte Entrée/Sortie analogique. La température est maintenue constante à un demi degré près durant tout le temps nécessaires pour le prélèvement des spectres du photocourant sur l'échantillon.

La mesure du courant se fait par un électromètre de type Keithley 619. Il est contrôlé par le micro-ordinateur via une carte d'interface IEEE. Les deux canaux de mesure de l'électromètre sont utilisés simultanément. Le premier canal fait la mesure du courant qui traverse l'échantillon et le deuxième canal la mesure du courant de la photodiode de référence. Le banc de mesure tel qu'il est conçu permet la mesure de très faible courant, de l'ordre de 10^{-12} Ampères qui est la limite de résolution de l'électromètre Keithley 619. La précision de l'électromètre dépend de l'ordre de grandeur du courant mesuré. Par exemple, elle est de 0.1% pour un courant de l'ordre de 10^{-9} Ampères.

On dispose également dans l'appareillage d'une source de tension continue fixée à 30 Volts qui assure la polarisation de l'échantillon.

2. Automatisation

Dans le dispositif expérimental que nous venons de décrire, un ensemble d'appareils sont reliés au micro-ordinateur. Ceci permet alors l'acquisition et le contrôle automatique des données. Nous rappelons que, dans le dispositif que nous venons de décrire, le micro-ordinateur permet :

- le contrôle de l'intensité de la lumière,
- la commande de l'appareil de lecture et de régulation de la température,
- et la lecture du courant électrique.

Le dispositif expérimental tel qu'il est décrit permet la caractérisation de nos échantillons a-Si:H par les méthodes que nous avons citées dans la partie B de ce chapitre.

Dans la première méthode, le courant total est mesuré en fonction du flux de lumière à longueur d'onde fixe. Dans la réponse spectrale, le courant total est mesuré en fonction de la longueur d'onde. Dans la CPM le courant total est maintenu constant en ajustant le flux de lumière à chaque longueur d'onde. La température est maintenue constante dans toutes ces méthodes de caractérisation.

Pour chacune de ces trois méthodes, nous avons réalisé un programme d'acquisition automatique bien adapté aux mesures de la méthode.

3. Procédure d'étalonnage

Les méthodes expérimentales utilisées pour la caractérisation du a-Si:H reposent sur la mesure du photocourant induit par une lumière incidente. La connaissance du flux de photons de cette lumière incidente est nécessaire dans toutes ces méthodes. Le but de la procédure d'étalonnage du dispositif est de pouvoir mesurer le flux de photons incident sur l'échantillon.

Lors de la description du dispositif expérimental, nous avons mentionné la présence d'une lame semi-transparente qui divise en deux parties la lumière monochromatique dans la gamme de longueur d'onde utilisée. La partie réfléchie éclaire la photodiode de référence. Et celle transmise éclaire l'échantillon. Le principe de l'étalonnage consiste à trouver la correspondance entre la puissance de lumière incidente sur l'échantillon et le

photocourant qu'on mesure sur la photodiode de référence, et cela en fonction de la longueur d'onde (λ).

Pour effectuer la procédure d'étalonnage du dispositif, nous avons placé une photodiode calibrée exactement à la même place que prendrait l'échantillon dans le cryostat. La photodiode calibrée sert à la mesure du flux de lumière qui tombe à la place de l'échantillon. Les deux photodiodes (calibrée et celle de référence) sont éclairées par la lumière monochromatique. Les surfaces actives des deux photodiodes doivent être entièrement éclairées. Tout se passe alors comme s'il s'agissait d'une mesure sur un échantillon à étudier.

Au cours du défilement de la longueur d'onde de 400 à 1100 nm, les photocourants des deux photodiodes sont mesurés simultanément à l'aide de l'électromètre à deux canaux (Keithley 619). On appellera $I_r(\lambda)$ le photocourant mesuré sur la photodiode de référence et $I_c(\lambda)$ celui mesuré sur la photodiode calibrée.

a) Mesure du flux

La réponse spectrale de la photodiode calibrée $R(\lambda)$, donnée par le constructeur (voir figure (II.5)), est définie comme suit :

$$R(\lambda) = \frac{I_p(\lambda)}{P(\lambda)} \quad (\text{II.7})$$

Où $I_p(\lambda)$ est le photocourant induit par une lumière de puissance $P(\lambda)$. Il suffit alors de mesurer le photocourant I_p de la photodiode pour en déduire la puissance de lumière qu'elle reçoit.

La puissance de lumière par unité de surface, mesurée par cette photodiode lors de la procédure d'étalonnage, est donnée par la relation :

$$P_s(\lambda) = \frac{I_c(\lambda)}{S_a R(\lambda)} \quad (\text{II.8})$$

Où S_a est la surface active de la photodiode calibrée. On détermine le flux de photons $\phi_0(\lambda)$ à partir de la puissance mesurée $P_s(\lambda)$, par la relation suivante :

$$\phi_0(\lambda) = \frac{P_s(\lambda)\lambda}{hc} \quad (\text{II.9})$$

Où h est la constante de Planck et c la vitesse de la lumière.



UNITED DETECTOR TECHNOLOGY, INC.

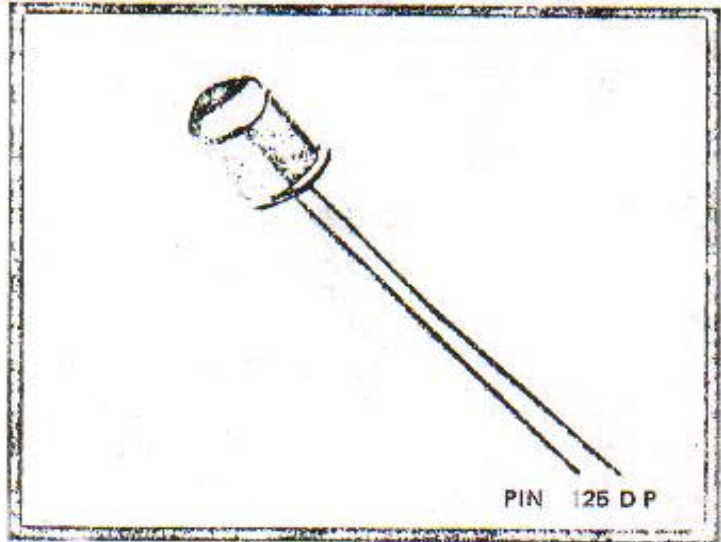
LOW COST PIN 125 D P SILICON PHOTODIODE

The "low cost" PIN-125 D P is a planar diffused silicon photodiode that is optimized for photovoltaic operation. It is also oxide passivated and hermetically sealed in a metal can for long term stability. Its lensed window gives the device a wide field of view.

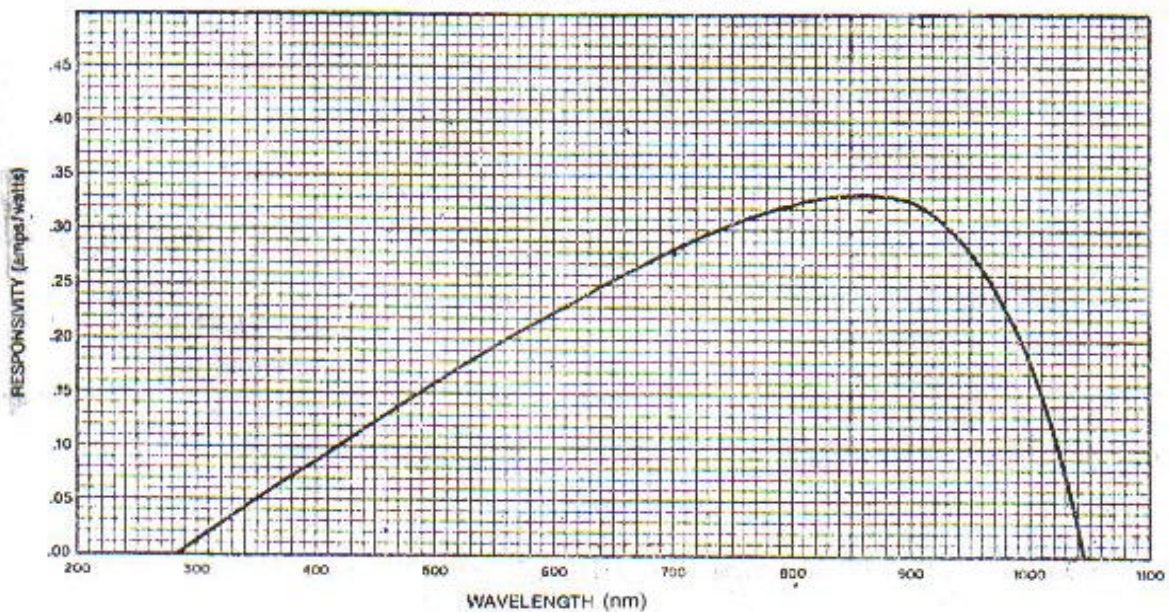
The PIN-125 D P has a linear dynamic range from 10^{-3} to 10^{-13} watts of light power input, and a frequency response greater than 100KHZ.

The PIN-125 D P applications include:

- PHOTOTRANSISTOR REPLACE
- POINT OF SCALE SCANNERS
- INTRUSION ALARMS
- OPTO COUPLERS
- E-O BLOOD ANALYZERS
- VIDEO DISC RECORDERS



TYPICAL SPECTRAL RESPONSE



Figure(II.5) : Réponse spectrale de la photodiode calibrée utilisée pour l'étalonnage du dispositif expérimental.

La gamme de variation spectrale du flux $\phi_0(\lambda)$ qui arrive à la surface de l'échantillon est comprise entre 10^{12} et 10^{14} photons/cm²/sec. Ce qui correspond au domaine en puissance de 1 à 13 $\mu\text{W}/\text{cm}^2$.

b) Courbe d'étalonnage du dispositif

Le photocourant de la photodiode de référence ($I_r(\lambda)$) est mesuré aux mêmes longueurs d'ondes que la puissance $P_s(\lambda)$. Nous obtenons alors la courbe d'étalonnage définie par le rapport suivant :

$$R_d(\lambda) = \frac{I_r(\lambda)}{P_s(\lambda)} \quad (\text{II.10})$$

Ce rapport représente donc la relation spectrale entre le photocourant de la photodiode de référence et la puissance, par unité de surface, de la lumière incidente sur l'échantillon. La courbe d'étalonnage $R_d(\lambda)$ ainsi obtenue est représentée en fonction de la longueur d'onde sur la figure (II.6).

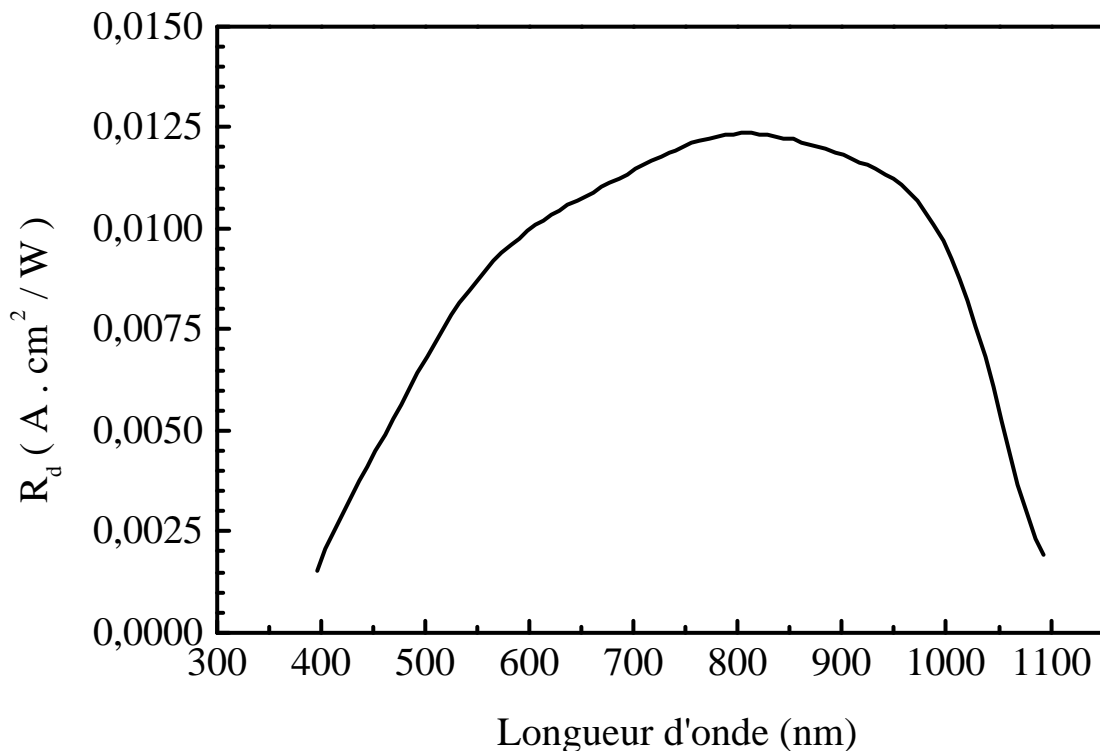


Figure (II.6) : Courbe d'étalonnage pour la mesure de la puissance de lumière que reçoit l'échantillon dans le dispositif expérimental.

Pour une longueur d'onde située entre 400 et 1100nm, la mesure du photocourant de la photodiode de référence nous permet d'atteindre la puissance (ou le flux) de lumière incidente sur l'échantillon, dans la gamme de sensibilité de la photodiode. Cette relation directe reste valable tant que l'on est dans le domaine de linéarité entre la puissance de lumière et le photocourant de la photodiode de référence. Les caractéristiques de cette photodiode, données par le constructeur, nous assure de cela. Il est donc très important de maintenir la position du dispositif tel qu'il est pendant l'étalonnage ; un soin particulier doit être porté à l'alignement de la partie optique du dispositif.

4. Conditions expérimentales

L'échantillon à étudier est placé à l'intérieur du cryostat. Il est collé sur le porte-échantillon, à l'aide de la laque d'argent qui lui assure un bon contact thermique. Pour la mesure de l'intensité du courant qui le traverse, deux fils fins en cuivre sont fixés sur deux barrettes de contacts à l'aide de petits plots en laque d'argent. La mesure du courant se fait sous une polarisation de 30 Volts.

L'échantillon doit être placé sur le porte-échantillon de façon à ce que la surface située entre les barrettes (1×8 mm) soit complètement éclairée. La tache lumineuse, au niveau de l'échantillon, est de dimensions suffisantes pour cela.

Une fois l'échantillon mis en place, on procède avant toute mesure par un recuit thermique. Il s'agit de chauffer l'échantillon à une haute température (500K), pendant 30 minutes, et sous vide (pression de 10^{-5} mbar). La température du recuit ne doit pas dépasser la température de dépôt de l'échantillon. Le recuit sert à désorber les particules collées à la surface de l'échantillon et à éliminer tous les effets engendrés par l'exposition du matériau à la lumière. Après la phase du recuit, on laisse refroidir l'échantillon jusqu'à la température ambiante.

Dans notre étude, nous avons adopté la température 310 K (37°C) comme celle de l'ambiante. C'est une température relativement élevée comparée à l'ambiante standard (20 à 25 °C). Ceci afin de pouvoir la maintenir constante, par un petit chauffage assuré par le régulateur de température. Toutes les mesures se font à température maintenue constante (± 0.5 K) et sous vide (pression de 10^{-5} mbar).

Lors des mesures spectrales, la longueur d'onde peut défiler dans les sens ascendant ou descendant. La vitesse de défilement est fixée à 50 nm/min. L'échantillon étant éclairé pendant tout le prélèvement du spectre, cela suppose que la vitesse de défilement est assez lente pour que le photocourant puisse atteindre son régime stationnaire, à chaque longueur d'onde de mesure. Pour vérifier cette supposition, nous avons effectué le prélèvement de deux spectres du courant total : l'un dans le sens ascendant du défilement de la longueur d'onde et l'autre dans le sens descendant. Les deux spectres ainsi obtenus se recouvrent entièrement.

Chapitre III

Traitement et discussion des résultats

Introduction

Le silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H) en couche mince est le matériau de base de la recherche au sein de notre laboratoire. Afin de réaliser des structures ou de prévoir des applications à base de ce matériau, il est nécessaire de le caractériser et de connaître ses propriétés électrique, optique, optoélectronique et autres. Les propriétés de ce matériau dépendent énormément des conditions de dépôt.

De nombreux travaux, tant sur le plan élaboration [34, 35] que sur le plan caractérisation et étude du matériau [14, 36-38], ont été réalisés. Sur le premier plan, le travail consiste à rechercher l'influence des paramètres de dépôt, comme la pression de l'hydrogène et la température de dépôt, sur la qualité du matériau. Sur le deuxième plan, le travail consiste à mettre au point des techniques de caractérisation ou des programmes de simulation afin de déterminer les propriétés et les paramètres caractéristiques du matériau déposé.

Les premières techniques de caractérisation que subit le matériau a-Si:H, après le dépôt, sont : la mesure de la conductivité en fonction de la température (à l'obscurité et sous lumière blanche) et la transmission optique. Ces deux techniques et les paramètres caractéristiques qu'on en tire sont présentés dans la partie A de ce chapitre.

Le présent travail intervient sur le plan de la caractérisation du matériau. Pour cela, nous avons mis au point un dispositif expérimental qui nous a permis d'utiliser des méthodes de caractérisation basées sur la photoconductivité (§II.B).

La mesure de la photoconductivité en fonction du flux de lumière, à une énergie fixe et à différentes températures, permet de suivre le comportement de la photoconductivité et de son exposant (γ) en fonction du taux de génération et de la température. Les résultats obtenus pour ces mesures sont présentés dans la partie B de ce chapitre.

La méthode de la réponse spectrale est présentée dans la partie C. Cette méthode nous a permis d'une façon générale de voir la sensibilité à la lumière de nos échantillons et de faire la comparaison entre eux.

La méthode du photocourant constant (CPM) est utilisée pour la détermination de la densité d'états profonds dans le gap et l'énergie d'Urbach qui sont caractéristiques de la densité d'états localisés du matériau. Les détails relatifs à la mesure expérimentale et aux traitements des données de la CPM sont présentés dans la partie D de ce chapitre.

Dans la partie E, nous présentons les résultats de caractérisation obtenus par ces méthodes sur un lot d'échantillons déposés au sein de notre laboratoire.

A. Caractéristiques générales

1. Conductivité et photoconductivité en fonction de la température

Systématiquement, après son dépôt, l'échantillon subit des mesures de la conductivité sous obscurité et sous lumière blanche, et cela en fonction de la température (T). Ces mesures se font sur un banc de mesure complètement automatisé i.e. le contrôle et l'acquisition des mesures se font par micro-ordinateur. La description de ce dispositif est détaillée dans la référence [37]. La conductivité est mesurée en fonction de la température sur la gamme allant de 77 à 500 K. Lors des mesures de la conductivité sous lumière, l'échantillon est éclairé par une lumière blanche de puissance 100 mW.

La figure (III.1) montre un exemple de courbes de la conductivité sous obscurité (σ_{obs}) et de la conductivité totale sous lumière blanche (σ_{tot}), en fonction de la $1000/T$ dans la représentation d'Arrhénius. Pour ce type de caractérisation, on désigne généralement par le terme photoconductivité la conductivité totale mesurée sous lumière blanche σ_{tot} .

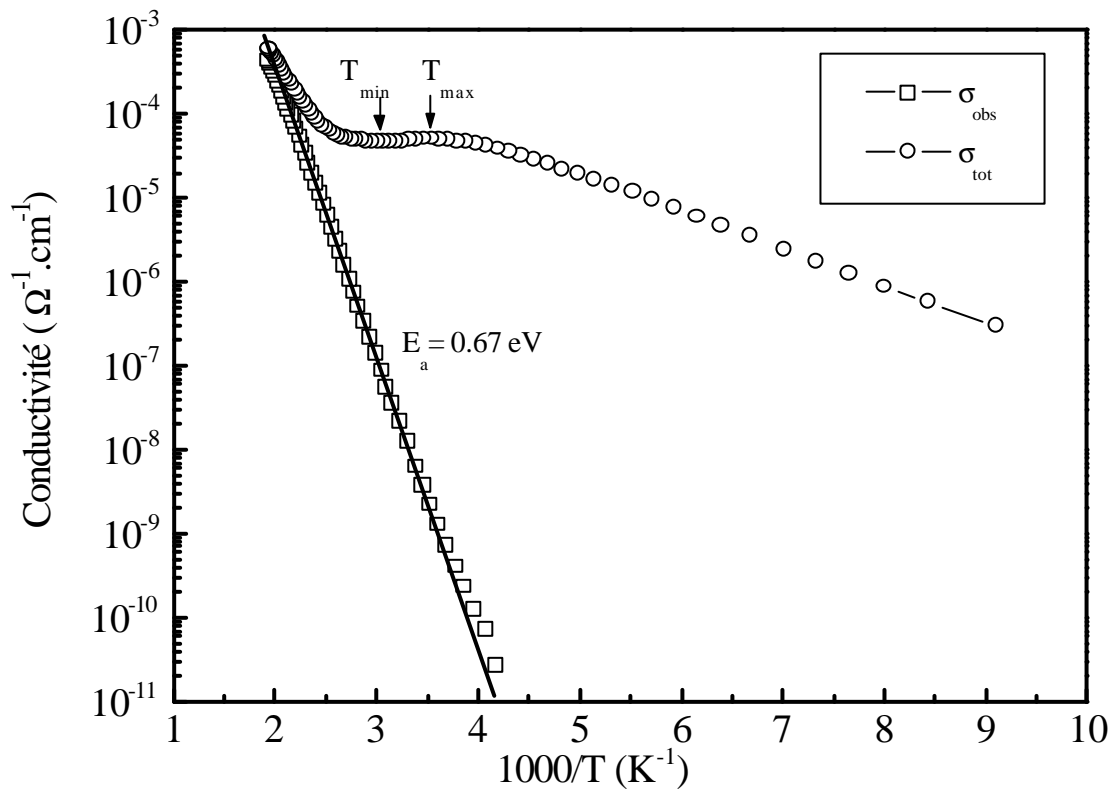


Figure (III.1) : Conductivité sous obscurité et sous lumière blanche, en fonction de l'inverse de la température.

La conductivité σ_{obs} augmente de plusieurs ordres de grandeur (de 10^{-11} à $10^{-3} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$) quand T augmente de 250 à 500 K (voir figure III.1). Dans cette gamme de température, la conductivité est thermiquement activée et la conduction des porteurs de charges se fait dans les états étendus de la bande de valence et de la bande de conduction [5]. La courbe $\sigma_{\text{obs}}(T)$ apparaît comme une droite dans la représentation d'Arrhénius, elle peut être exprimée alors en fonction de T par la relation suivante :

$$\sigma_{\text{obs}}(T) = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \quad (\text{III.1})$$

où k est la constante de Boltzman, σ_0 est un facteur pré-exponentiel, et E_a est l'énergie d'activation thermique de la conductivité.

E_a est une caractéristique propre au matériau. Sa valeur varie d'un échantillon à un autre. Elle caractérise la position du niveau de Fermi par rapport au bord de la bande de conduction ou de valence, selon que le semiconducteur est de type n ou de type p, respectivement. Le a-Si:H non dopé, comme c'est le cas de nos échantillons, est généralement de type n, i.e. la conduction est dominée par les électrons. On a alors :

$$E_a = E_c - E_F \quad (\text{III.2})$$

La valeur du paramètre caractéristique E_a extraite de la courbe σ_{obs} de la figure (III.1) est de 0.67 eV.

Sur la courbe de la conductivité totale (σ_{tot}) de la figure (III.1), nous remarquons l'augmentation de σ_{tot} avec l'augmentation de la température de 100 à 280 K. On observe ensuite un épaulement de σ_{tot} dont le maximum est à la température $T_{\text{max}}=280$ K et le minimum à la température $T_{\text{min}}=330$ K. Entre les températures T_{max} et T_{min} la conductivité totale diminue. A partir de 330 K, elle remonte pour rejoindre la conductivité à l'obscurité aux plus hautes températures.

Le phénomène de la diminution de la conductivité totale avec l'augmentation de la température est le Quenching thermique de la photoconductivité [22, 36]. Son interprétation est basée sur le modèle de Rose (Voir § I.C.4).

Par ailleurs, la courbe de σ_{tot} permet d'avoir une estimation sur la sensibilité à la lumière de l'échantillon en fonction de la température. Quand il s'agit de comparer entre des échantillons, c'est le rapport $(\sigma_{\text{tot}} - \sigma_{\text{obs}})/\sigma_{\text{obs}}$, déterminé à la température ambiante, qui est utilisé.

2. Caractéristiques optiques

La deuxième technique que subit l'échantillon, systématiquement après son dépôt, est la transmission optique. Elle est utilisée pour explorer les caractéristiques optiques du matériau, notamment, le spectre du coefficient d'absorption. Dans cette technique, l'échantillon est éclairé par une lumière monochromatique d'énergie ($\epsilon=h\nu$) variable. Son principe consiste à déterminer le spectre $T(\epsilon)$ qui est le rapport entre l'intensité transmise $I_t(\epsilon)$ à travers l'échantillon sur l'intensité incidente sur la surface de l'échantillon $I_0(\epsilon)$ (voir figure III.2).

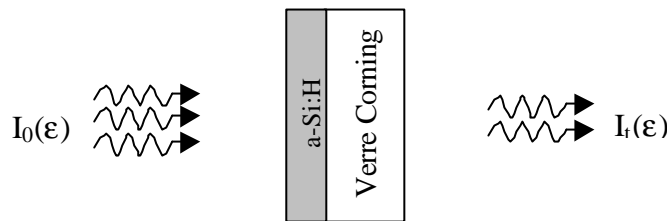


Figure (III.2) : Schéma de principe de la mesure par transmission optique.

Un traitement adéquat [39, 14] du spectre $T(\epsilon)$ permet d'extraire les paramètres caractéristiques suivant : l'épaisseur d , l'indice de réfraction n , le coefficient d'absorption α , et le gap optique du matériau.

La figure (III.3.a) représente le spectre du coefficient d'absorption $\alpha(\epsilon)$ sur la gamme d'énergie allant de 1.8 à 2.1 eV. Le coefficient $\alpha(\epsilon)$ est pratiquement supérieur à 10^3 cm^{-1} , c'est la région de forte absorption. La technique de transmission est utilisée uniquement dans cette région d'absorption [39].

Le gap optique du matériau, défini par T_{auc} pour les semiconducteurs amorphes, peut être déterminé en traçant la courbe du produit $[\alpha\epsilon]^{1/2}$ en fonction de l'énergie ϵ (figure III.3.b). La partie linéaire de cette courbe peut être approchée par la relation [17] suivante :

$$\sqrt{\alpha\epsilon} = B(\epsilon - E_g) \quad (\text{III.3})$$

Où B est une constante indépendante de l'énergie ϵ .

Le prolongement de cette droite coupe l'axe des abscisses, en $\alpha=0$, à une énergie E_g qui définit le gap optique ou le gap de T_{auc} du matériau. Pour cet échantillon, $E_g = 1.72 \text{ eV}$.

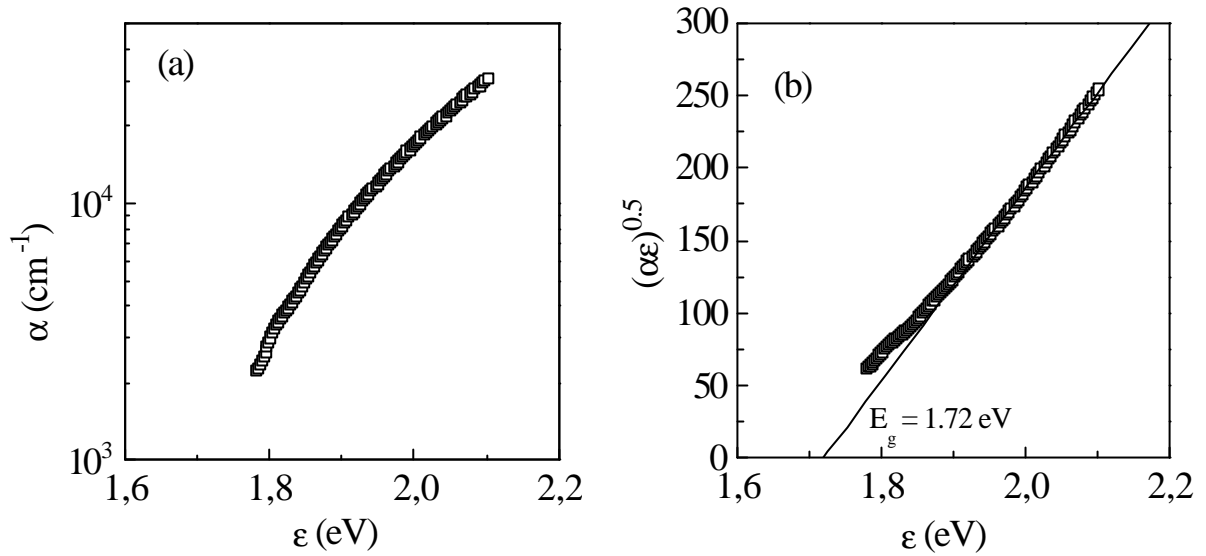


Figure (III.3) : (a) Le spectre du coefficient d'absorption obtenue par la transmission optique. (b) Détermination du gap optique par extrapolation de la partie linéaire de la courbe $[\alpha\epsilon]^{0.5}$ en fonction de l'énergie de photons.

A partir de cette technique nous déterminons également l'indice de réfraction n du matériau en fonction de l'énergie de photons (figure III.4).

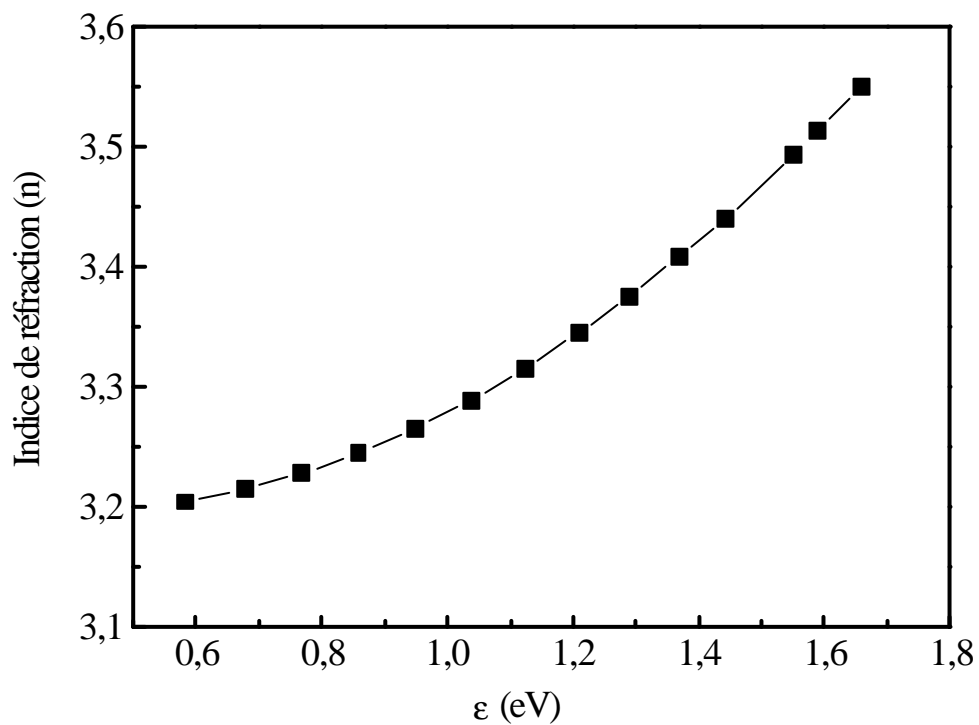


Figure (III.4) : Indice de réfraction déterminé à partir de la transmission optique en fonction de l'énergie de photons.

L'extrapolation de la courbe $n(\varepsilon)$, de la figure (III.4), par un polynôme nous permet de déterminer l'indice de réfraction statique n_s du matériau vers les faibles énergies. La valeur de n_s extraite de cette courbe est de 3.2. Nous remarquons sur cette courbe, que n varie pratiquement de 3.2 à 3.6 quand l'énergie augmente de 0.6 à 1.8 eV. Cette variation de n lui correspond une variation de $(1-R)$ de 0.68 à 0.72 (R est le coefficient de réflexion lié à l'indice n par la relation I.5). L'effet de cette variation est négligeable devant celles des autres variables comme le coefficient d'absorption. Dans tout ce qui va suivre, la valeur de R utilisée est celle correspondant à $n=n_s$ dans la relation (I.5). Notant que l'épaisseur d , de l'échantillon dont on a représenté les courbes (III.3.a et b) et (III.4), est de 2.15 μm .

B. Comportements de la photoconductivité

Dans la partie précédente de ce chapitre, nous avons montré le comportement de la photoconductivité en fonction de la température avec un éclairage par une lumière blanche. Nous avons mis en évidence le quenching thermique de la photoconductivité. Dans cette partie du chapitre, nous présentons les résultats expérimentaux du comportement de la photoconductivité et de son exposant γ pour un échantillon de a-Si:H, en fonction de deux paramètres : le taux de génération (ou flux de lumière) et la température. L'éclairage se fait par une lumière monochromatique.

1. Photoconductivité et exposant γ en fonction de la génération

L'échantillon du a-Si:H étant placé à l'intérieur du cryostat (section II.C-4) et éclairé par une lumière monochromatique d'énergie fixe (ϵ_0). Nous prélevons l'intensité du courant total (I_{tot}) qui parcourt l'échantillon en fonction du flux de lumière (ϕ).

La figure (III.5) montre la courbe $I_{\text{tot}}(\phi)$ à l'énergie $\epsilon_0 = 1.8$ eV et à la température ambiante (310 K). La variation du flux ϕ se fait par incrémentation de la tension d'alimentation de la lampe à travers le programme d'acquisition automatique. A chaque flux de lumière et après un temps d'attente, on mesure, simultanément, I_{tot} de l'échantillon et le photocourant de la photodiode de référence (I_r). A travers la mesure de I_r , on déduit le flux de lumière (ϕ) (§ II.C-3).

Le temps d'attente (ou le temps qui sépare deux mesures consécutives) doit être suffisant pour que le courant de l'échantillon se stabilise. Nous avons remarqué que pour les faibles flux de photons ce temps est plus grand que pour des valeurs élevées du flux. Le temps de 20 sec est, en moyenne, le temps suffisant sur toute la gamme de variation de ϕ .

Le flux de photons varie, globalement, entre 10^{10} et 10^{14} photons/cm²/sec. Cette gamme du flux de lumière peut être considérée comme moyenne par rapport à ce qu'on rencontre dans la littérature (jusqu'à 10^{15} - 10^{16} cm⁻².sec⁻¹). Dans ce dernier cas, on utilise généralement une lumière Laser ou une lampe à xénon. Pour les très faibles flux de photons ($\lesssim 10^{11}$ cm⁻².s⁻¹), les variations du courant total, dues aux variations du flux, ne sont pratiquement pas détectables par l'électromètre.

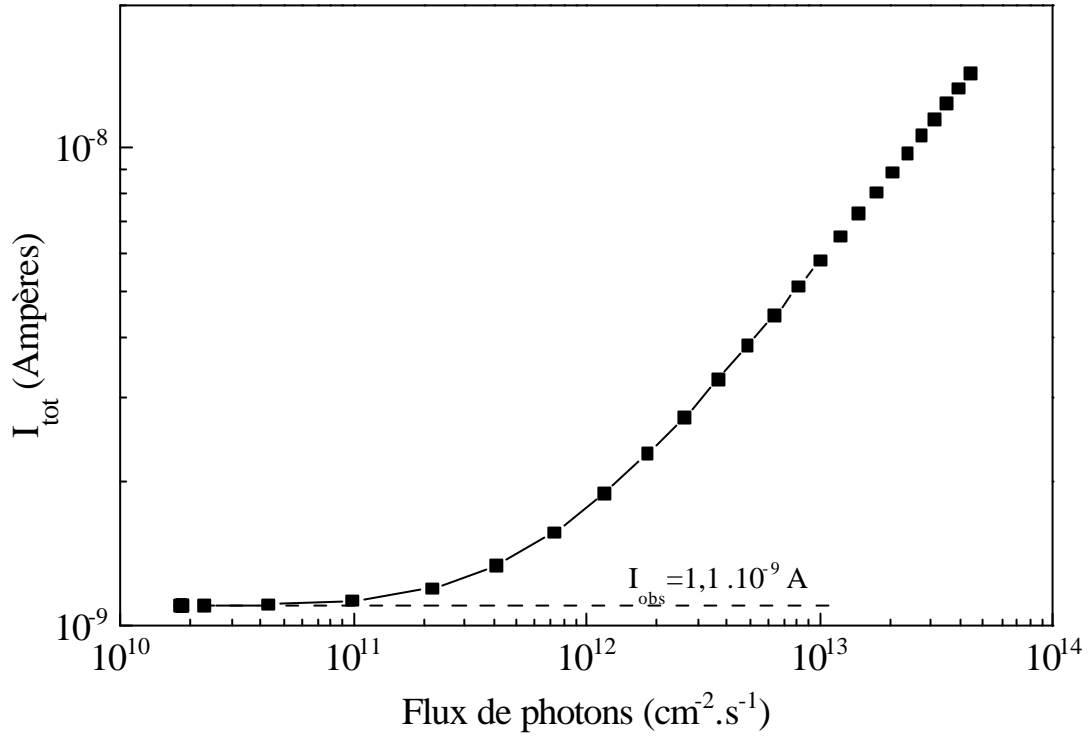


Figure (III.5) : Variation l'intensité de courant total (I_{tot}) de l'échantillon en fonction du flux de photons (F) pour une énergie de photons fixe $e_0=1.8$ eV.

Le courant d'obscurité (I_{obs}) est mesuré avant l'éclairement. La photoconductivité (σ_{ph}) est calculée à partir du photocourant I_{ph} ($I_{ph}=I_{tot}-I_{obs}$) par la relation suivante :

$$\sigma_{ph} = \frac{\ell I_{ph}}{dLV_a} \quad (III.4)$$

Où ℓ est la distance entre les barrettes, L est leurs longueurs, d est l'épaisseur de la couche du a-Si:H, et V_a la tension appliquée entre les barrettes (§ II.B.1).

A une énergie de photons fixe ϵ_0 , le taux de génération des porteurs libres G est lié au flux de lumière ϕ , par la relation simple suivante :

$$G = B\phi \quad (III.5)$$

Où B est une constante qui est donnée par :

$$B = (1 - R)d^{-1}[1 - \exp(-\alpha(\epsilon_0)d)] \quad (III.6)$$

Où R est le coefficient de réflexion, et $\alpha(\epsilon_0)$ le coefficient d'absorption à l'énergie ϵ_0 . R , d , et $\alpha(\epsilon_0)$ sont des paramètres caractéristiques qui sont déterminés à partir des mesures par la transmission optique (§ III.A.2). Dans l'expression du coefficient de réflexion R (relation I.5), l'indice de réfraction n est pris égal à l'indice statique n_s qu'on détermine par la transmission optique.

La figure (III.6) représente la courbe de variation de la photoconductivité σ_{ph} en fonction du taux de génération G . Cette courbe est déduite de celle de la figure (III.5).

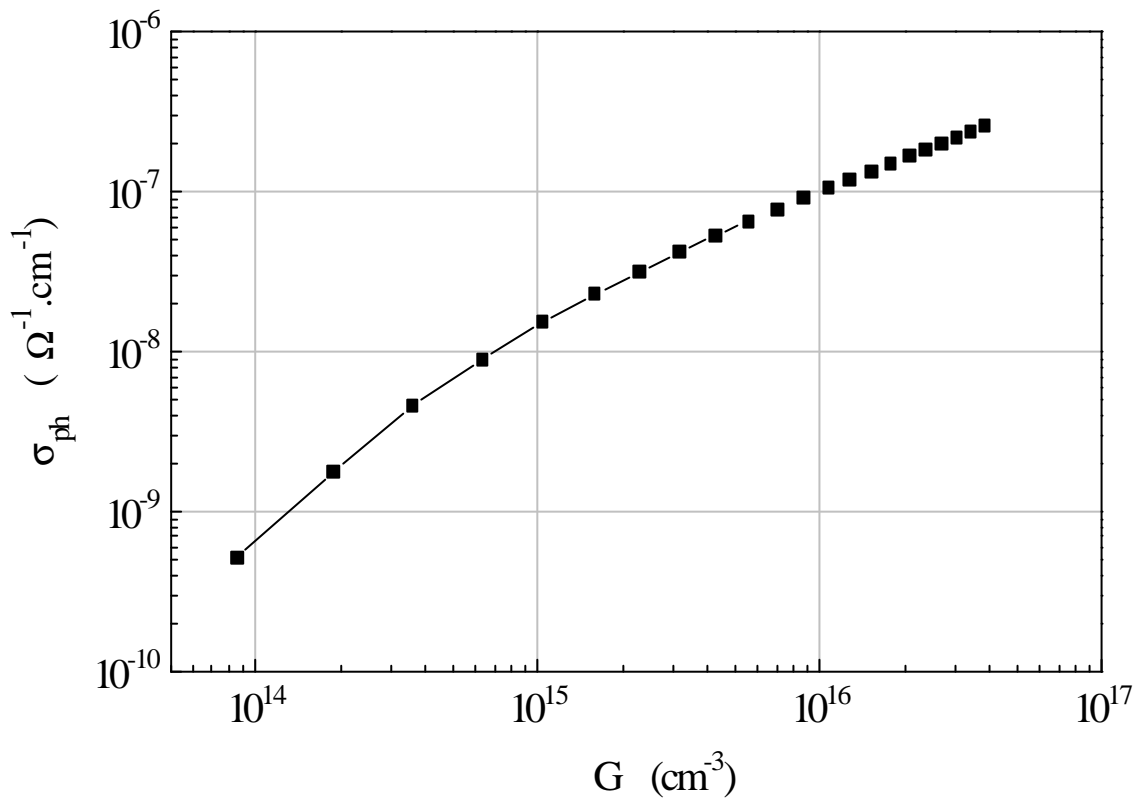


Figure (III.6) : Courbe de la photoconductivité en fonction du taux de génération pour un éclairage par une lumière d'énergie 1.8 eV.

La courbe $\sigma_{ph}(G)$ est représentée en échelle logarithmique pour les deux axes. Nous remarquons sur cette courbe le comportement non linéaire entre la photoconductivité et la génération. σ_{ph} augmente pratiquement de 10^{-10} à $10^{-7} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$, quand le taux de génération G varie entre 10^{14} et 10^{17} cm^{-3} .

Dans le modèle de Rose, la photoconductivité est liée au taux de génération par la relation : $\sigma_{ph} \propto G^\gamma$, où γ est l'exposant de la photoconductivité. L'exposant γ est obtenu en dérivant la courbe du logarithme de la photoconductivité en fonction du logarithme de la génération (voir § II.B.2).

La figure (III.7) représente l'évolution de l'exposant γ en fonction de G déduit de la courbe de la figure (III.6).

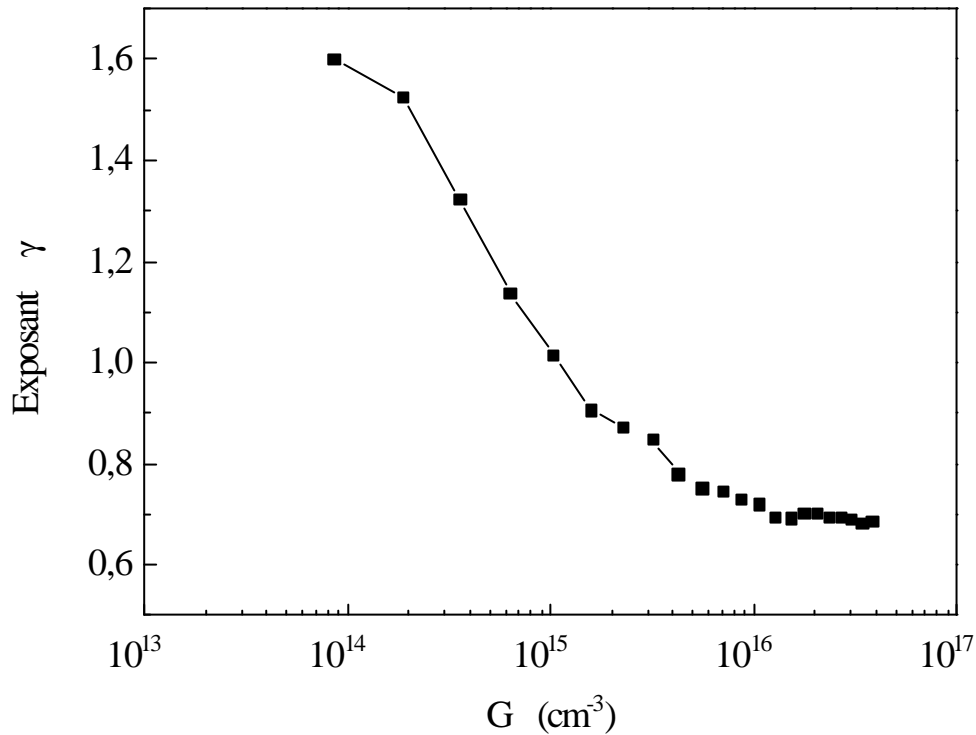


Figure (III.7) : Evolution l'exposant de la photoconductivité (g) en fonction du taux de génération, à l'énergie de photons 1.8 eV.

D'après la courbe $\gamma(G)$ de la figure (III.7), on remarque que l'exposant γ diminue rapidement quand le taux de génération augmente de 10^{14} à 10^{16} cm^{-3} . Il tend ensuite à se stabiliser autour d'une valeur de 0.68 quand G est supérieur à 10^{16} cm^{-3} . Cette stabilisation de γ à partir d'une certaine valeur de G a déjà été rapportée dans la littérature [30], sur du a-Si:H non dopé.

En outre, on remarque que pour G inférieur à 10^{15} cm^{-3} , γ est supérieur à 1. Ce comportement de la photoconductivité est appelé de supralinéarité [25]. γ est inférieur à 1 quand G est supérieur à 10^{15} cm^{-3} .

2. Photoconductivité et exposant g en fonction et de la température

Afin de suivre les variations de la photoconductivité en fonction de la génération et de la température, nous avons réalisé des mesures de la photoconductivité en fonction du flux de lumière à différentes températures allant de 100 à 310 K par pas de 25 K.

La figure (III.8) représente toutes les courbes $\sigma_{\text{tot}}(G)$ obtenues aux différentes températures de mesure.

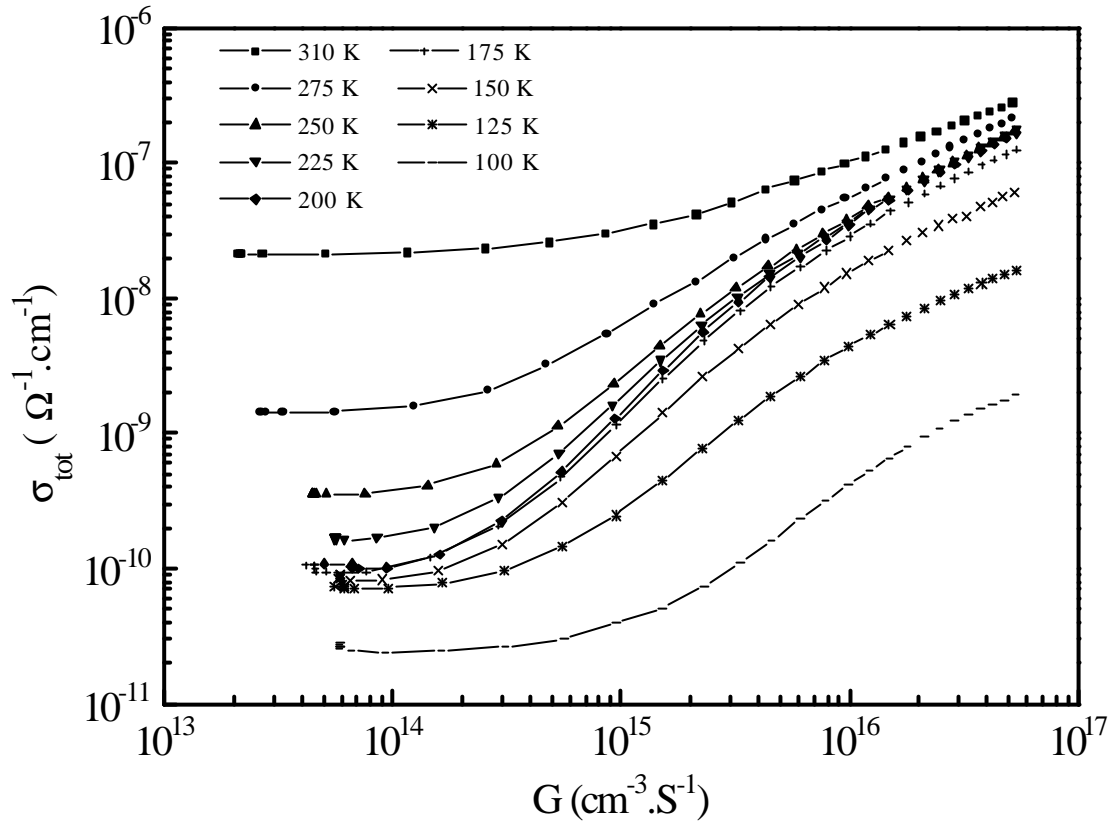


Figure (III.8) : Courbes d'évolution de la conductivité totale en fonction du taux de génération à différentes températures de mesure allant de 100 à 310 K, pour un éclairage par une lumière monochromatique d'énergie 1.8 eV.

L'ensemble de ces courbes sont réalisées dans le sens ascendant en température. Le premier point de chaque courbe correspond au courant d'obscurité. On remarque que la photoconductivité augmente en fonction de G pour toutes les températures de mesure, et avec pratiquement la même allure. Cependant, nous pouvons remarquer que la disposition des courbes entre elles n'est pas la même dans la région de faible génération ($\lesssim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) que dans la région des forts taux de génération ($\gtrsim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$). Les courbes $\sigma_{\text{tot}}(G)$ de T allant de 175 à 275 sont plus amassées dans la région des fortes générations.

Pour mettre en évidence la remarque précédente, nous avons déterminé, à partir de cette ensemble de courbes, la photoconductivité et son exposant γ en fonction de la température, pour deux taux de génération typiques : $G_1=10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et $G_2=5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. L'exposant γ est extrait à partir des courbe $\sigma_{\text{tot}}(G)$ comme nous l'avons décrit précédemment.

La figure (III.9-a) représente deux courbes de $\sigma_{\text{ph}}(T)$ pour les taux de génération G_1 et G_2 . Et la figure (III.9-b) les courbes de $\gamma(T)$ correspondant aux mêmes taux de génération.

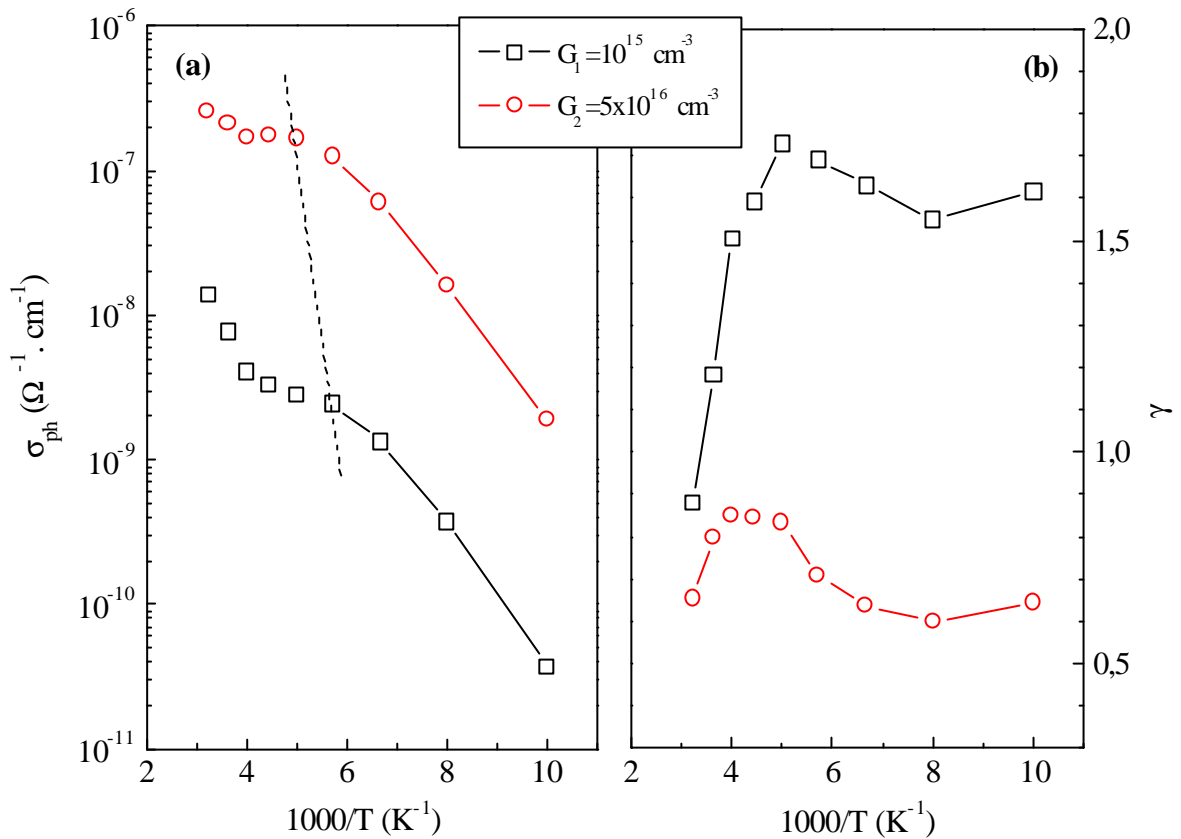


Figure (III.9) : (a) Photoconductivité en fonction de $1000/T$ pour deux taux de générations. (b) Exposant de la photoconductivité (γ) en fonction de $1000/T$ pour deux taux de générations. L'éclairement se fait par une lumière monochromatique d'énergie 1.8 eV.

Sur les deux courbes de la figure (III.9-a), on remarque le phénomène du Quenching thermique de la photoconductivité qui se traduit par un épaulement sur une gamme de température. Sur la courbe $\sigma_{ph}(T, G_1)$ l'épaulement est moins accentué que sur la courbe $\sigma_{ph}(T, G_2)$. Pour cette dernière courbe, on observe une diminution nette de la photoconductivité entre les températures 200 et 250 K. La ligne discontinue sur la figure indique le déplacement de la température T_{max} du QT vers les hautes températures quand G augmente [21, 36].

Sur les deux courbes de la figure (III.9-b), on remarque la dépendance de l'exposant γ en fonction de la température. Chacune des deux courbes ($\gamma(T, G_1)$ et $\gamma(T, G_2)$) présente un maximum aux températures où le QT apparaît [25, 40]. Par ailleurs, on peut remarquer que le maximum de $\gamma(T)$ se déplace vers les basses températures quand G augmente. Les mêmes résultats ont été rapportés dans la référence [40]. Dans cet article, il montre la nécessité de rajouter d'autres niveaux d'énergie dans la bande interdite autres que ceux présentés habituellement pour le a-Si:H. Ces états sont dus d'après [40] à la présence d'une importante concentration en oxygène dans le matériau.

C. Réponse spectrale de la photoconductivité

La plus simple des méthodes spectrales du photocourant est la réponse spectrale de la photoconductivité (appelée aussi photoconductivité normalisée). Elle consiste à mesurer le spectre de la photoconductivité $\sigma_{ph}(\epsilon)$ dans un matériau éclairé par une lumière monochromatique de flux de photons $\phi_0(\epsilon)$. On en détermine alors le spectre de photoconductivité normalisée au flux $\phi_0(\epsilon)$, c'est la réponse spectrale. Elle permet d'évaluer la sensibilité spectrale du matériau.

1. Spectre de l'intensité du courant total

L'échantillon du silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H), placé à l'intérieur du cryostat, est éclairé par le flux de lumière $\phi_0(\lambda)$ (ou $\phi_0(\epsilon)$). La longueur d'onde de lumière λ varie de 350 à 1100 nm. Le courant total (I_{tot}) qui traverse l'échantillon et le photocourant de la photodiode de référence $I_r(\lambda)$ sont mesurés en fonction de λ . La mesure de $I_r(\lambda)$ permet, à travers la courbe d'étalonnage (figure II.6), de remonter à $\phi_0(\lambda)$. La température de mesure est maintenue fixe à 310K, pendant tout le prélèvement du spectre.

La figure (III.10) montre un spectre type de $I_{tot}(\lambda)$. Le courant d'obscurité (I_{obs}) est mesuré au début et à la fin du prélèvement du spectre. Les points sur la courbe situés avant 350 nm et après 1100 nm lui correspondent

Dans le domaine de longueurs d'onde compris entre 400 et 800 nm, le spectre $I_{tot}(\lambda)$ semble en forme de cloche, avec un maximum vers 650 nm. L'effet des interférences multiples entre la surface et l'interface de la couche a-Si:H commence à apparaître à partir de 700 nm, sous forme de franges d'interférences. On remarque également que le retour au courant d'obscurité, après l'arrêt de l'éclairement (après 1100nm), ne se fait pas instantanément. Cela est dû à des phénomènes de relaxation dans le matériau. La forme de ce spectre est typique pour tous les échantillons de a-Si:H que nous avons étudiés.

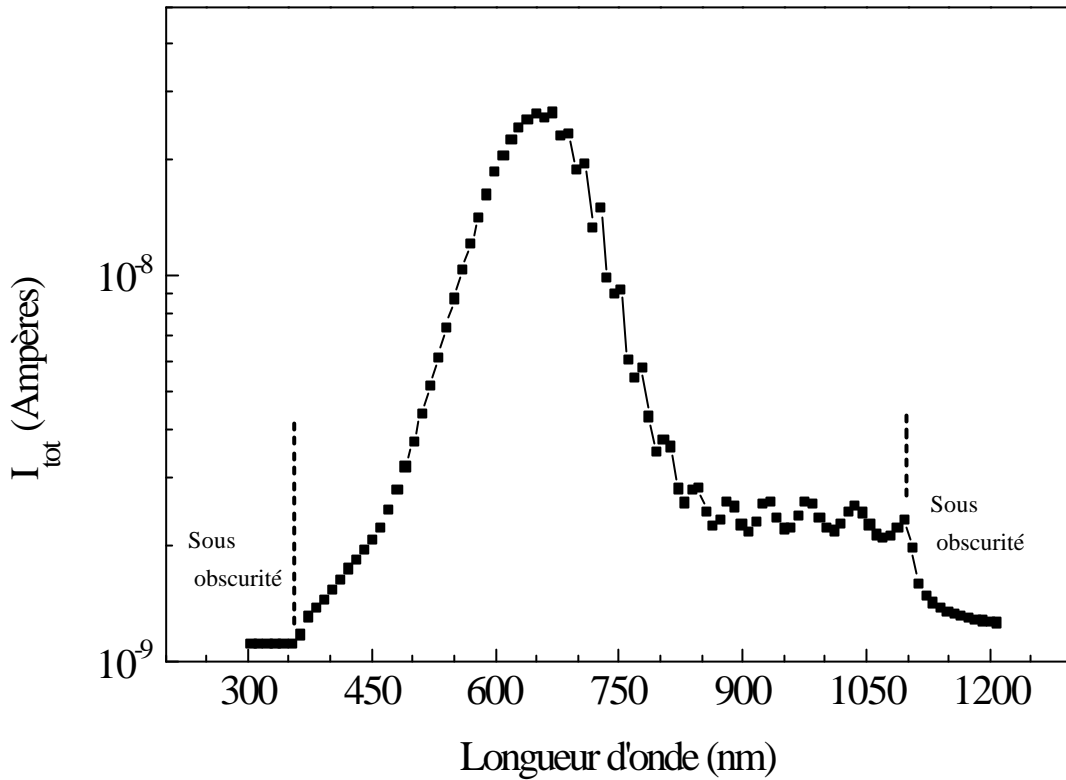


Figure (III.10) : Spectre de l'intensité du courant total mesuré dans un échantillon du matériau $a\text{-Si:H}$ éclairé par une lumière monochromatique de flux $f_0(I)$.

2. Réponse spectrale

A partir du spectre $I_{\text{tot}}(\lambda)$ de la figure (III.10) et du spectre $\phi_0(\lambda)$, nous pouvons déduire la réponse spectrale de la photoconductivité de l'échantillon. Appelant $S(\epsilon)$ cette réponse spectrale et qui va s'écrire, à partir de la relation (I.23), comme suit :

$$S(\epsilon) = \frac{d\sigma_{\text{ph}}(\epsilon)}{e(1-R)\phi_0(\epsilon)} \quad (\text{III.7})$$

Nous rappelons que d est l'épaisseur de la couche du $a\text{-Si:H}$, e la charge de l'électron, R le coefficient de réflexion, et σ_{ph} la photoconductivité. σ_{ph} est déduite de I_{tot} à partir de la relation (III.4). La dimension de $S(\epsilon)$ est celle du produit mobilité durée de vie ($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1}$).

La figure (III.11) représente, en échelle logarithmique, le spectre $S(\epsilon)$ ainsi obtenu.

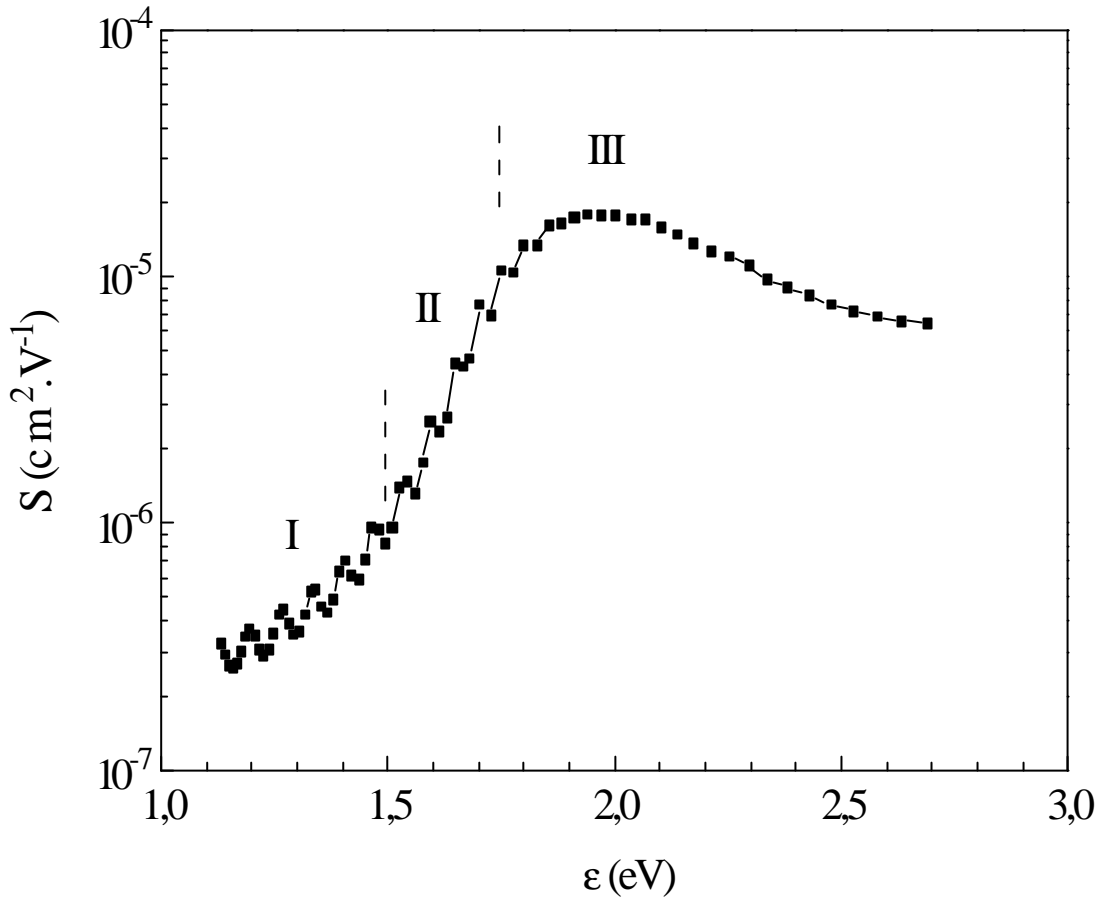


Figure (III.11) : Réponse spectrale de la photoconductivité mesurée sur un échantillon de *a*-Si:H.

Le spectre $S(\varepsilon)$ de la figure (III.11) nous informe sur la sensibilité spectrale de l'échantillon. Son domaine de variation s'étale sur environ deux décades (10^{-7} à 10^{-5} $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1}$). Selon la gamme d'énergie de photons ε , trois régions peuvent être distinguées sur le spectre:

- 1- Dans la région I ($1.1 < \varepsilon < 1.5$ eV), $S(\varepsilon)$ est relativement faible. Il se présente avec une légère variation sur un domaine de moins d'une décade. L'énergie de lumière dans cette région est inférieure au gap (1.72 eV). Les transitions électroniques donnant des charges libres font intervenir en principe les états profonds du gap (voir schéma de la densité d'états sur la figure (I.1)).
- 2- Dans la région II ($1.5 < \varepsilon < 1.7$ eV), $S(\varepsilon)$ augmente en allure exponentielle et s'étale pratiquement sur une décade. Dans cette région, on se trouve toujours à des énergies de photons inférieures au gap. Les transitions électroniques qui prédominent dans cette région font intervenir les queues de bandes, particulièrement celle de la bande de valence. Rappelons que dans les modèles

généralement utilisés, les queues de bandes sont des décroissances exponentielles vers l'intérieure du gap.

- 3- Dans la région III ($\epsilon > 1.75$ eV), $S(\epsilon)$ continue à augmenter mais avec une allure de moins en moins importante. $S(\epsilon)$ passe par un maximum à l'énergie 1.95 eV, pour ensuite diminuer. Dans cette région, les énergies de photons sont supérieures au gap et le coefficient d'absorption est très important ($> 10^3$ cm⁻¹). Les transitions électroniques qui prédominent se font entre les bandes étendues.

La diminution de $S(\epsilon)$ au delà de l'énergie de 1.95 eV est due à la recombinaison en surface. En effet, dans cette région, la profondeur de pénétration de la lumière dans la couche diminue de plus en plus et une grande partie du flux de photons est absorbée près de la surface de l'échantillon. La recombinaison par l'intermédiaire des états de surface intervient alors fortement, et limite ainsi le photocourant.

3. Exploitation de la méthode

La réponse spectrale de la photoconductivité est généralement utilisée pour la détermination de la qualité de photoconduction des matériaux. En outre, Loveland et al. [19] ont utilisé cette méthode pour la détermination du gap optique du silicium amorphe.

Cette méthode est également utilisée pour la détermination du coefficient d'absorption $\alpha(\epsilon)$, à partir de la relation (I.25) proposée par Moddel et al. [26]. Pour l'utilisation de cette relation, l'exposant γ est supposé indépendant de l'énergie de photons [26].

A partir des mesures de la photoconductivité en fonction du flux de photons, nous avons déterminé l'exposant γ pour quatre énergies de photons. La variation du flux se fait autour de la valeur du flux utilisée pour la réponse spectrale. Les énergies sont les suivantes 2, 1.8, 1.65 et 1.3 eV. Elles sont choisies de façon à couvrir les différentes régions de l'absorption (voir figure (I.2)). Les énergies 2 et 1.8 eV sont supérieures au gap et correspondent à la région de forte absorption. L'énergie 1.65 eV correspond à la région de moyenne absorption. L'énergie 1.3 eV correspond à la partie faible absorption.

La figure (III.12) représente l'exposant γ pour ces quatre énergies.

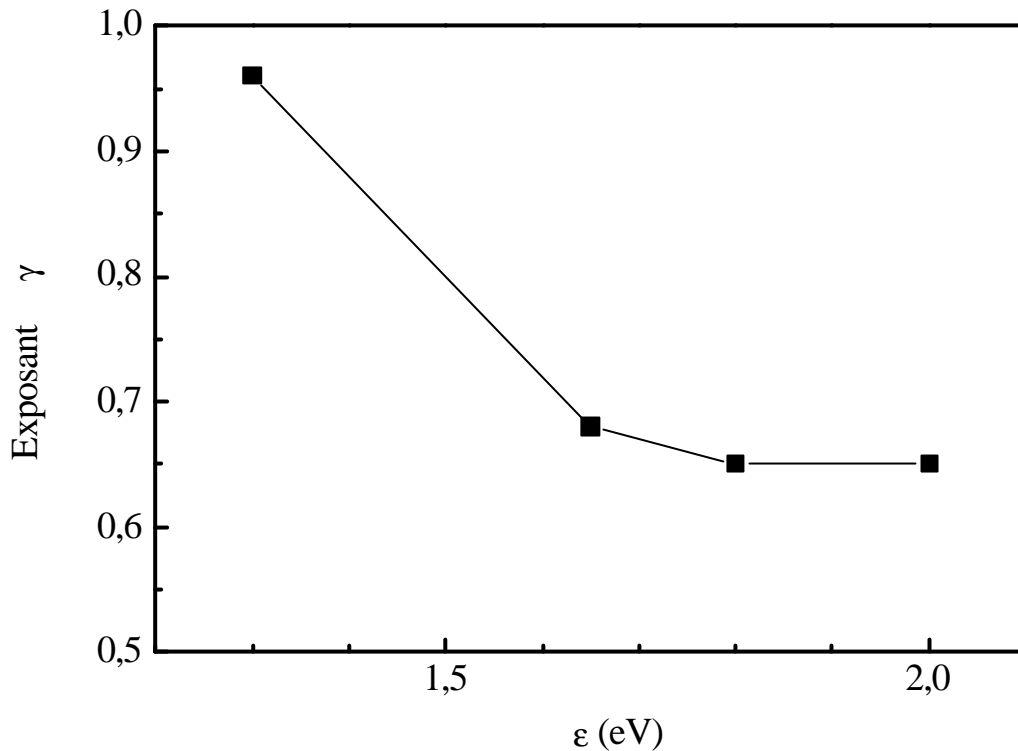


Figure (III.12) : Exposant de la photoconductivité, pour quatre énergies de photons, déterminé à des flux autour de ceux utilisés dans la réponse spectrale.

Nous remarquons que le l'exposant γ n'a pas la même valeur sur toute la gamme spectrale où le coefficient d'absorption $\alpha(\epsilon)$ peut être extrait. Par conséquent, la relation proposée par Moddel et al. [26] pour la détermination de $\alpha(\epsilon)$ ne peut pas être appliquée dans ce cas.

Comme nous l'avons montré dans la partie B de ce chapitre, le facteur γ dépend considérablement du taux de génération et donc aussi de l'intensité du flux de lumière (voir figure III.7). D'autres part, nous avons remarqué que, pour certaines énergies, l'exposant γ n'arrive pas à la région de stabilisation observée sur la figure (III.7). Par conséquent, le fait que l'exposant γ n'est pas le même sur toute la gamme d'énergie peut être due à la gamme du flux de photons utilisé dans notre dispositif expérimental.

4. Détermination du produit $h\nu$ à une énergie

En général, pour évaluer la sensibilité à la lumière du matériau, on détermine le produit rendement quantique \times mobilité des électrons \times la durée de vie des électrons ($\eta\mu\tau$, respectivement), à une énergie de photons et à un flux bien déterminés. A partir des relations (I.23) et (III.7), on peut écrire :

$$S(\varepsilon) = \eta\mu\tau(\varepsilon)[1 - \exp(-\alpha(\varepsilon)d)] \quad (\text{III.8})$$

D'après cette relation, le produit $\eta\mu\tau$ à une énergie ε_0 peut être écrit comme suit :

$$\eta\mu\tau(\varepsilon_0) = \frac{S(\varepsilon_0)}{1 - \exp(-\alpha(\varepsilon_0)d)} \quad (\text{III.9})$$

Le coefficient d'absorption $\alpha(\varepsilon_0)$ étant déterminé à partir de la transmission optique. L'énergie ε_0 est généralement choisie légèrement supérieure au gap.

On prend l'énergie $\varepsilon_0=1.8$ eV pour l'échantillon dont on a représenté le spectre $S(\varepsilon)$, et qui a pour paramètres : l'épaisseur $d=2.15$ μm , et $\alpha(1.8\text{eV}) = 2100$ cm^{-1} . D'après le spectre de la figure (III.11), on a $S(1.8\text{eV}) = 1.3 \times 10^{-5}$ $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1}$. A partir de la relation (III.9), on trouve alors $\eta\mu\tau(1.8\text{eV})=3.7 \times 10^{-5}$ $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1}$. On doit mentionner que le flux pour cette valeur de $\eta\mu\tau$ est de 6×10^{13} photons/ $\text{cm}^2/\text{s}^{-1}$ qui correspond à $G= 4 \times 10^{16}$ cm^{-3} .

Comme on peut le remarquer, la valeur de $S(\varepsilon_0)$ et de $\eta\mu\tau(\varepsilon_0)$ sont du même ordre de grandeur. Ce qui suggère que le spectre en lui même est une bonne évaluation de la sensibilité à la lumière de l'échantillon.

La valeur trouvée du produit $\eta\mu\tau$ est l'indication d'une bonne propriété de photoconduction de cet échantillon représentatif, comparativement aux valeurs rencontrées dans la littérature. En effet, pour de très bonnes couches de a-Si:H, les valeurs rencontrées se situent entre 10^{-6} et 10^{-5} $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1}$ [41, 42].

D. Méthode du photocourant constant (CPM)

La méthode du photocourant constant CPM (Constant Photocurrent Method) est utilisée pour déterminer le coefficient d'absorption optique $\alpha(\epsilon)$ dans les zones de moyenne et de faible absorption. Son principe consiste à maintenir le photocourant de l'échantillon constant en ajustant le flux de lumière incident, pour chaque énergie de photons. La mesure de ce flux permet de remonter au spectre d'absorption $\alpha(\epsilon)$. Notons que, expérimentalement, c'est le courant total qui est maintenu constant car c'est lui qui est mesuré.

Dans cette partie du chapitre, nous développons la méthode d'extraction du spectre d'absorption $\alpha(\epsilon)$ par la méthode CPM. Les paramètres caractéristiques de la densité d'états du matériau, qui sont déduits du spectre $\alpha(\epsilon)$, sont donnés. Des vérifications expérimentales sur la validité des résultats de la méthode CPM sont présentées. Enfin, nous présentons une comparaison entre les spectres de CPM et de PDS.

1. Procédure expérimentale

La valeur du courant I_{CPM} à maintenir constant est choisie après avoir effectué le prélèvement du spectre du courant total I_{tot} . Cette valeur est choisie de façon à couvrir le maximum de la gamme spectrale, particulièrement les grandes longueurs d'onde (faibles énergies de photons). Cette gamme d'énergie de photons correspond à la partie faible absorption que nous recherchons et qui permet la détermination de la densité des défauts dans le matériau. La valeur inférieure de I_{CPM} est limitée par la précision de l'électromètre et la valeur maximale ne peut dépasser celle de I_{tot} déterminée dans la réponse spectrale.

Le flux est ajusté en variant la puissance de l'alimentation de la lampe. Pour cela nous avons réalisé un programme d'asservissement PID exécuté par le micro-ordinateur. Ce programme mesure le courant et agit sur l'alimentation de la lampe de façon à maintenir le courant total à la valeur I_{CPM} sur toute la gamme spectrale (voir figure III.13).

Le courant I_{CPM} de l'échantillon et le photocourant de la photodiode de référence (I_{rCPM}) sont automatiquement prélevés au cours du défilement de la longueur d'onde. Le spectre du courant total maintenu constant (I_{CPM}) est représenté sur la figure (III.13) où nous avons aussi représenté le spectre du courant I_{tot} obtenu dans la réponse spectrale.

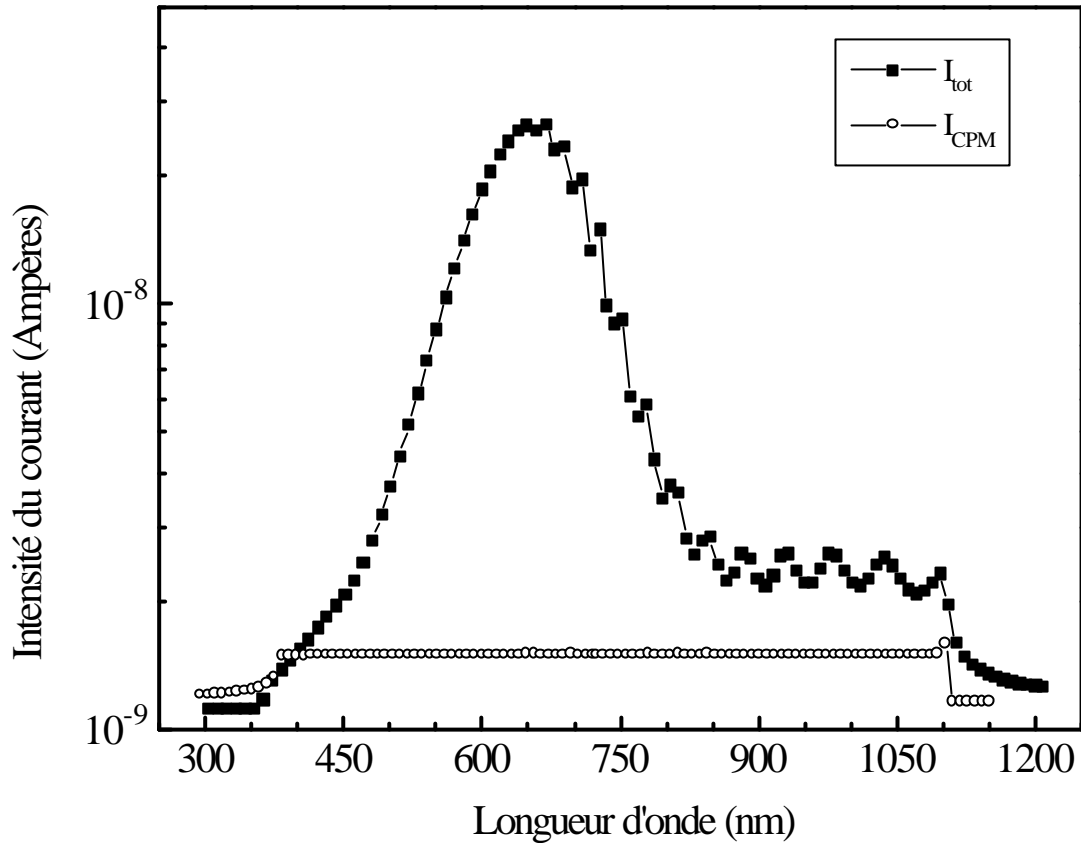


Figure (III.13) : Spectres de l'intensité du courant total mesurés dans la réponse spectrale de la photoconductivité (-■-) et dans la méthode du photocourant constant (CPM) (-O-).

Le spectre du photocourant $I_{\text{CPM}}(\lambda)$ permet de déduire le spectre du flux de photons $\phi_{\text{CPM}}(\lambda)$ en utilisant la courbe d'étalonnage $R_d(\lambda)$ de la figure (II.6). La figure (III.14) représente le spectre de $\phi_{\text{CPM}}(\lambda)$ (-O-) en même temps que le spectre du flux $\phi_0(\lambda)$ (-■-) qui est utilisé pour avoir le courant total ($I_{\text{tot}}(\lambda)$) dans la réponse spectrale.

Le courant d'obscurité du matériau a-Si:H dépend fortement de la température de mesure. Son maintien constante à une valeur est alors très important lors des mesures CPM. Car sinon le photocourant à maintenir constant peut être de l'ordre des variations du courant d'obscurité (sous l'effet d'une variation de la température). Une distorsion du spectre CPM peut alors avoir lieu.

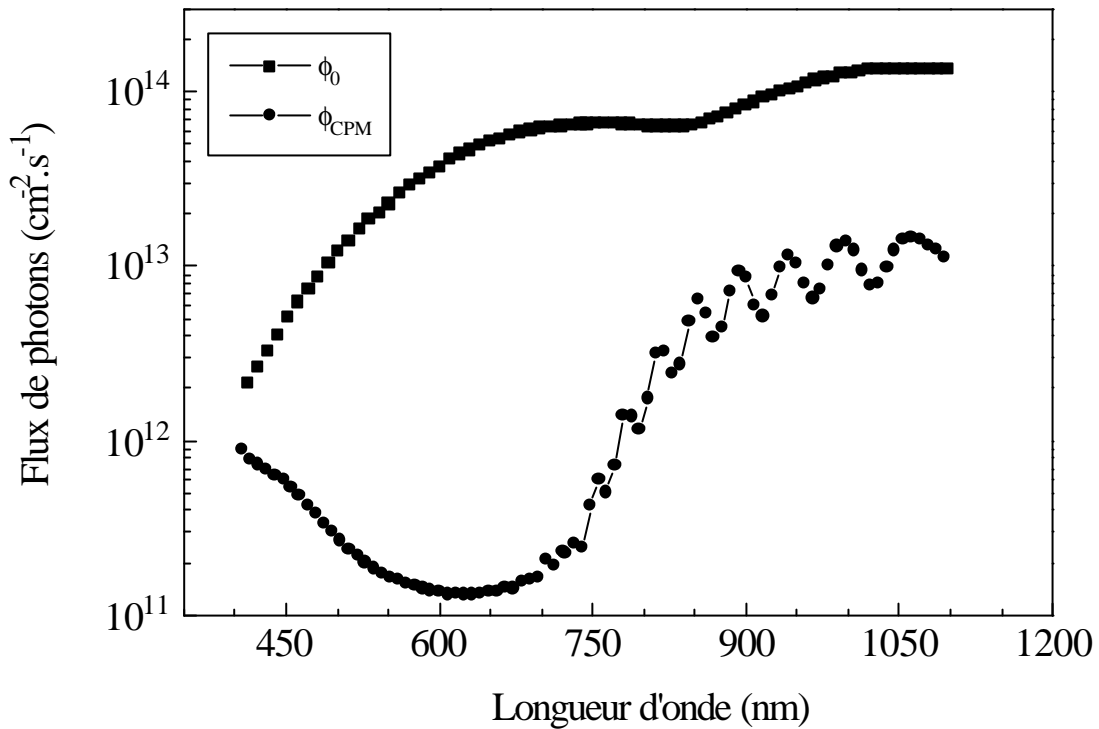


Figure (III.14): Représentations des spectres du flux de photons utilisés dans la réponse spectrale de la photoconductivité (- ■ -) et la méthode du photocourant constant (- ● -).

2. Détermination du spectre

Nous présentons ici la procédure de détermination du coefficient d'absorption absolue à partir du spectre $\phi_{\text{CPM}}(\lambda)$ (ou $\phi_{\text{CPM}}(\epsilon)$).

Dans les conditions de la CPM, le coefficient d'absorption $\alpha(\epsilon)$ peut s'écrire (voir § I.D.2) comme suit :

$$\alpha(\epsilon) = \frac{K}{\phi_{\text{CPM}}(\epsilon)} \quad (\text{III.10})$$

Où K est une constante.

Cette relation est valable dans le cas où $\alpha d \ll 1$. Si, par exemple, la précision voulue sur le coefficient d'absorption est inférieure à 10%, le produit αd ne doit pas dépasser 0.2.

D'après la relation (III.10), le coefficient d'absorption $\alpha(\epsilon)$ n'est que l'inverse du flux $\phi_{\text{CPM}}(\epsilon)$. Cependant, la CPM est une technique relative ; elle nécessite la connaissance

d'une mesure absolue de α pour caler le spectre d'absorption et avoir un spectre absolue. La valeur du coefficient d'absorption, à une énergie, qui sert à caler le spectre de CPM est déterminée à partir de la technique de transmission optique. Le choix de cette énergie doit tenir compte des domaines de validité de chaque technique.

Le coefficient d'absorption utilisé pour caler le spectre de CPM est le plus souvent choisi à une énergie au voisinage de la valeur du gap. C'est la zone de validité commune entre la CPM et la transmission optique. Le coefficient d'absorption dans cette région est de 10^3 à 10^4 cm^{-1} . L'épaisseur de l'échantillon étant de l'ordre de quelques microns, l'approximation $\alpha d \ll 1$ n'est donc pas toujours vérifiée dans cette région. Dans ce cas, nous présentons ci-dessous la procédure à suivre pour l'extraction du spectre $\alpha(\epsilon)$ absolu.

Soient ϵ_0 et ϵ_1 deux énergies de photons différentes qui sont situées dans le spectre $\phi_{\text{CPM}}(\epsilon)$. D'après la condition CPM, on peut écrire : $G(\epsilon_0) = G(\epsilon_1)$ (ou G est le taux de génération). Ceci nous amène à écrire, d'après l'expression (I.11) de G , l'équation suivante:

$$\phi_{\text{CPM}}(\epsilon_0)[1 - \exp(-\alpha(\epsilon_0)d)] = \phi_{\text{CPM}}(\epsilon_1)[1 - \exp(-\alpha(\epsilon_1)d)] \quad (\text{III.11})$$

On choisit pour ϵ_0 et ϵ_1 deux énergies typiques : une correspond aux faibles absorptions et l'autre proche du gap du matériau.

Pour le a-Si:H, l'énergie ϵ_0 peut être choisie entre 1.1 et 1.5 eV, qui correspond à une valeur de $\alpha(\epsilon_0)$ comprise entre 1 et 100 cm^{-1} . Tandis que ϵ_1 peut être fixée à une énergie entre 1.65 et 1.9 eV (selon le gap du matériau et la limite du spectre de transmission), ce qui correspond à une valeur de $\alpha(\epsilon_1)$ comprise entre 10^3 et 10^4 cm^{-1} . L'énergie ϵ_1 doit être choisie judicieusement.

En utilisant l'approximation $1 - \exp(-\alpha d) \cong \alpha d$, quand $\alpha(\epsilon_0)d \ll 1$, la relation précédente devient :

$$\alpha(\epsilon_0) = \frac{\phi_{\text{CPM}}(\epsilon_1)}{d\phi_{\text{CPM}}(\epsilon_0)} [1 - \exp(-\alpha(\epsilon_1)d)] \quad (\text{III.12})$$

Le spectre absolu s'obtient donc à partir de cette dernière relation en déterminant le coefficient $\alpha(\epsilon_1)$ par la transmission optique.

3. Exemple de calage du spectre

Nous présentons maintenant un exemple du calage d'un spectre CPM obtenu sur un des échantillons du a-Si:H que nous avons caractérisés. Le coefficient d'absorption optique dans la gamme de forte absorption est déterminé par la technique de transmission optique (voir figure III.15). Ce qui nous a permis de déterminer son épaisseur d et son gap optique E_g , et qui sont $2.7 \mu\text{m}$ et 1.68 eV , respectivement. On prend l'énergie ϵ_1 égale à 1.8 eV , pour laquelle, d'après le spectre de transmission, $\alpha(\epsilon_1) = 3435 \text{ cm}^{-1}$. Le flux correspondant à ϵ_1 d'après les mesures CPM est : $\phi_{\text{CPM}}(\epsilon_1) = 1.3 \times 10^{12} \text{ photons/cm}^2/\text{s}$. En remplaçant les paramètres d , $\phi_{\text{CPM}}(\epsilon_1)$ et $\alpha(\epsilon_1)$ par leurs valeurs dans l'expression précédente (III.12), on obtient le spectre de la figure suivante.

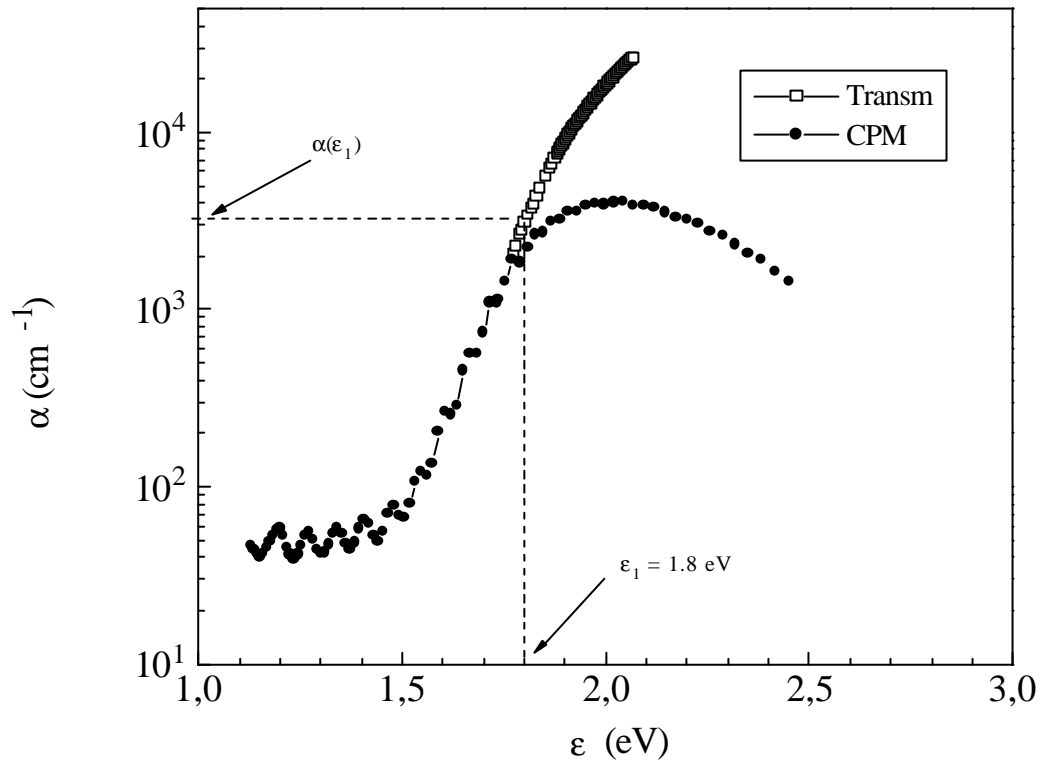


Figure (III.15) : Spectre de CPM calé sur le coefficient d'absorption de la transmission optique à l'énergie 1.8 eV , en utilisant l'expression (III.12).

Le spectre CPM de la figure (III.15) est obtenu par l'inverse du flux de lumière (relation III.12). Pour corriger les points pour lesquels l'approximation $\alpha d \ll 1$ n'est pas valable ($\alpha > 10^3 \text{ cm}^{-1}$), on utilise la formule complète suivante :

$$\alpha(\epsilon) = -\frac{1}{d} \ln \left[1 - \frac{\phi(\epsilon_1) [1 - \exp(-\alpha(\epsilon_1)d)]}{\phi(\epsilon)} \right] \quad (\text{III.13})$$

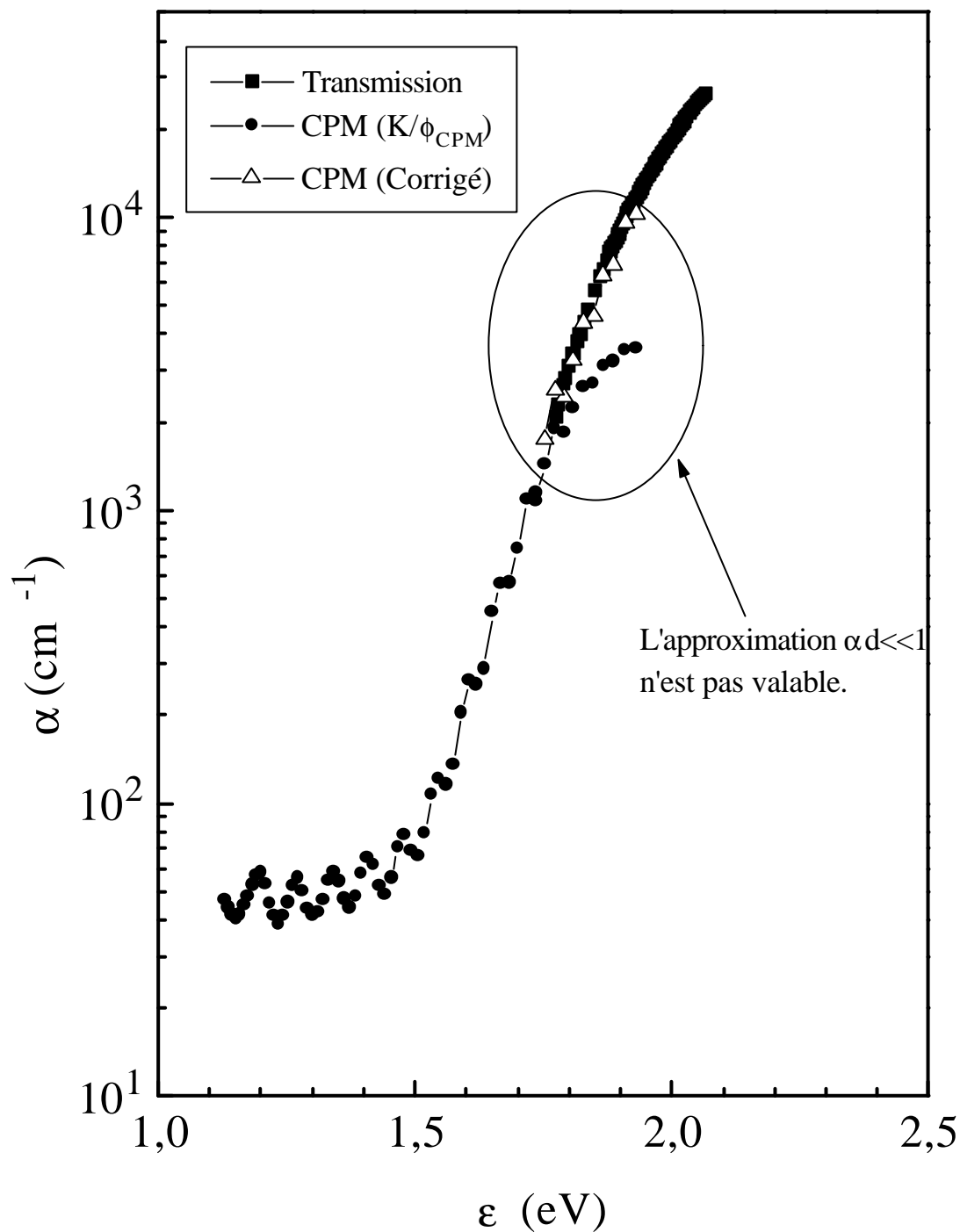


Figure (III.16) : Spectre du coefficient d'absorption obtenu par la transmission optique (-■-) et la CPM(-●-). Le spectre CPM corrigé (-△-) par l'expression (III.13) complète de $\mathbf{a}(\mathbf{e})$ vers les énergies où l'approximation $\mathbf{a}d \ll 1$ n'est plus valable.

4. Interprétation du spectre

Le spectre de la figure (III.16) représente le coefficient d'absorption optique, en échelle logarithmique et en fonction de l'énergie de photons dans la gamme allant de 1 à 2 eV. Il est obtenu par deux techniques complémentaires : la technique du photocourant constant (CPM) et la transmission optique (TO). La première est valable pour les moyennes et les faibles absorptions. Tandis que la deuxième complète le spectre dans la région de forte absorption.

On peut remarquer sur la figure (III.16) l'existence d'une zone où les deux spectres se recouvrent entièrement. Elle s'étale pratiquement sur une décade de 10^3 à 10^4 cm^{-1} (de l'énergie 1.8 à 1.93 eV) et elle est située à l'intersection entre les régions de moyenne et de forte absorption. Ce bon accord est constaté pour de nombreux échantillons qui sont caractérisés par les deux techniques.

Dans la partie du spectre CPM supérieure à 1.93 eV (figure III.15), la CPM n'est plus valable : elle sous-estime le coefficient d'absorption. Cela est dû à la faible pénétration de la lumière dans le matériau pour ces énergies de photons ; une grande partie du flux de lumière est absorbée près de la surface. Ceci favorise la recombinaison en surface, ce qui limite ainsi le photocourant.

Le spectre de la figure (III.16) représente la forme générale du coefficient d'absorption qu'on obtient sur le silicium amorphe hydrogéné en couche mince. L'absorption non nulle pour des énergies inférieures au gap optique reflète la présence des défauts à l'intérieur du gap. Des paramètres caractéristiques à ces défauts peuvent en être extraits. Selon la forme du spectre d'absorption, on peut distinguer trois principales régions : faible, moyenne et forte absorption. Les limites de ces régions, en énergie et en coefficient d'absorption, peuvent varier légèrement d'un échantillon à un autre.

a) Région de forte absorption

Dans cette région le coefficient d'absorption est pratiquement supérieur à 5×10^3 cm^{-1} . La CPM se trouve limitée dans cette région pour des raisons qu'on a déjà citées. C'est la TO qui est utilisée pour déterminer $\alpha(\epsilon)$ dans cette région. Les paramètres caractéristiques qu'on peut extraire à partir de la TO sont l'épaisseur d de la couche du a-Si:H, l'indice de réfraction et le gap optique du matériau (voir § III.A.2).

b) Région de moyenne absorption

C'est la partie linéaire du spectre de la figure (III.16), en représentation logarithmique. Le coefficient $\alpha(\epsilon)$ s'étale sur un peu plus d'une décade (10^2 - 10^3 cm^{-1}) pour ϵ allant de 1.5

à 1.7 eV. La variation de $\alpha(\varepsilon)$ est de forme exponentielle. Elle obéit donc à la relation d'Urbach qui s'exprime comme suit :

$$\alpha(\varepsilon) = \alpha_0 \exp\left(\frac{\varepsilon}{E_0}\right) \quad (\text{III.14})$$

Où α_0 est un facteur préexponentiel et E_0 l'énergie d'Urbach. E_0 est l'inverse de la pente de la partie linéaire du spectre représenté en échelle logarithmique.

Ce comportement exponentiel de $\alpha(\varepsilon)$, à des énergies inférieures au gap, reflète la présence d'états localisés de forme exponentielle, proches des bords des bandes étendues: c'est les queues de bandes. Elles sont dues au désordre structural dans le matériau.

Pour le a-Si:H, l'énergie E_0 est généralement attribuée à la largeur de la queue de bande de valence. Sa détermination nous renseigne sur le désordre structural dans le matériau. Plus E_0 est faible moins il y a de désordre dans le matériau. La plage typique de variation de E_0 pour le a-Si:H est de 55 à 100 meV. La valeur de E_0 extraite du spectre de la figure (III.16) est de 70 meV.

c) Région de faible absorption

Cette partie du spectre apparaît en semblant de plateau entre les énergies de photons 1.1 et 1.5 eV. L'énergie 1.1 eV est la limite expérimentale. Cependant, le changement du comportement du spectre $\alpha(\varepsilon)$ à l'énergie 1.5 eV est commun à tous nos échantillons et souvent à la même énergie. La plage de variation du coefficient d'absorption est de quelques dizaines de cm^{-1} . La forme sinusoïdale du spectre est due aux réflexions multiples entre la surface et l'interface du matériau.

L'absorption des photons dans cette région est attribuée aux transitions sollicitant les défauts profonds proches du niveau de Fermi. La valeur de $\alpha(\varepsilon)$ est donc susceptible de nous donner des informations sur la densité de ces défauts. Plusieurs méthodes ont été proposées pour la détermination de la densité des états profonds. Ces méthodes sont décrites dans ce qui suit.

5. Méthodes de détermination de la densité des états profonds

A partir du coefficient d'absorption dans la région de faible absorption, différentes méthodes ont été proposées pour extraire le maximum d'informations sur les états localisés profonds du gap. On rencontre dans la littérature trois méthodes distinctes, et qui sont :

- la déconvolution du spectre d'absorption optique,

- l'intégration de la partie excédentaire d'absorption,
- le coefficient d'absorption à une énergie.

De nombreux auteurs ont apporté des précisions sur l'utilisation de chacune de ces méthodes. Elles sont décrites ci-dessous.

a) Déconvolution

Cette méthode repose sur la relation entre le coefficient d'absorption optique et les densités des états occupés et inoccupés. La relation est exprimée comme suit :

$$\alpha(\varepsilon) = \frac{C}{\varepsilon} \int_{-\infty}^{+\infty} N_i(E) \cdot f_i(E) \cdot N_f(E + \varepsilon) \cdot [1 - f_f(E + \varepsilon)] dE \quad (\text{III.15})$$

Avec :

- C: une constante englobant la matrice de transition et qu'on suppose indépendante de l'énergie de photons ε .
- $N_i(E)$: la densité des états initiaux à l'énergie E.
- $N_f(E+\varepsilon)$: la densité des états finaux séparés d'une énergie ε des états initiaux.
- $f_i(E)$ et $f_f(E)$ sont les fonctions d'occupation pour les états initiaux et finaux, respectivement.

L'application de cette méthode nécessite de mettre en place un modèle de la densité d'états. Le modèle couramment utilisé consiste à prendre les états étendus de forme parabolique avec une valeur fixe de la densité des électrons libres, les queues de bandes en forme exponentielle, et les états profonds en forme de deux gaussiennes avec une énergie de corrélation positive (voir § I.A.2).

La CPM est une technique qui est basée sur la mesure du photocourant, par conséquent, elle ne détecte que les transitions engendrant des charges libres qui participent à la conduction. Cela suggère que les transitions prises en compte dans le modèle sont celles qui engendrent des électrons dans la bande de conduction et des trous dans la bande de valence. Pour le a-Si:H intrinsèque, il est généralement admis que le transport de charges est dominé par les électrons. Par conséquent, pour simuler les spectres de CPM, les transitions généralement prises en compte se font vers la bande de conduction [43, 44].

Le principe de la méthode consiste donc à calculer numériquement le coefficient d'absorption et l'ajuster aux résultats expérimentaux en variant les paramètres caractérisant les défauts profonds. Ensuite, intégrer la densité d'états profonds utilisée dans le calcul pour remonter à la valeur de la densité totale de ces états.

En plus de la détermination de la densité globale des états profonds, on arrive également à sonder le type de défauts profonds existant dans le a-Si:H [43,45,46]. Cette méthode est utilisée dans plusieurs laboratoires [43-46].

b) Intégration de l'absorption excédentaire

La méthode d'intégration de l'absorption excédentaire est définie comme l'intégrale de la contribution des défauts profonds à l'absorption dans la région de faible absorption. La densité des défauts profonds N_d est donnée alors par l'expression suivante :

$$N_d = K \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} \alpha_{ex}(\varepsilon) d\varepsilon \quad (\text{III.16})$$

Où K est une constante qu'on définira par la suite, ε_1 et ε_2 sont les énergies limites d'intégration, et $\alpha_{ex}(\varepsilon)$ constitue la contribution des défauts profonds à l'absorption dans la région de faible absorption.

ε_1 est la limite inférieure imposée par l'expérience et ε_2 est l'énergie qui sépare les deux régions de faible et moyenne absorption. Quant à $\alpha_{ex}(\varepsilon)$, elle est estimée en soustrayant à l'absorption totale $\alpha(\varepsilon)$ la contribution des transitions faisant intervenir les queues de bandes. Cette contribution est obtenue par extrapolation de la partie exponentielle du coefficient d'absorption vers la région de faible absorption. L'expression $\alpha_{ex}(\varepsilon)$ est donnée comme suit :

$$\alpha_{ex}(\varepsilon) = \alpha(\varepsilon) - \alpha_0 \exp\left(\frac{\varepsilon}{E_0}\right) \quad (\text{III.17})$$

Cette méthode utilise, comme pour l'absorption infrarouge due aux modes de vibration de la liaison Si-H, le modèle de l'oscillateur amorti, constitué dans ce cas par l'électron de masse m et de charge e lié au noyau de Si. On utilise alors la formule de la règle de somme de la densité des oscillateurs à leurs absorption. Reposant sur cette analogie, Jackson et al. [47] ont proposé une valeur à la constante K qui est de $7.9 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$.

Cette méthode a été appliquée pour la première fois sur des spectres d'absorption obtenus par la technique PDS (Spectroscopie de Déflexion Photothermique). Les résultats obtenus étaient en très bon accord avec ceux obtenus par la technique ESR (Electron Spin Resonance). Cette méthode a connu une large application sur les spectres de PDS pour l'estimation de la densité des défauts.

Cependant, la méthode a reçu de sévères critiques. L'absorption excédentaire tel qu'elle est définie par Jackson et al représente uniquement une partie de l'absorption totale dues aux défauts, puisque l'intégration se fait uniquement sur une partie du spectre. L'autre partie est masquée par la grande valeur de l'absorption dues aux queues de bandes et aux états étendus.

Malgré toutes les réticences vis à vis de cette méthode au départ, son utilisation n'est pas rare dans les laboratoires, du fait du bon accord avec les résultats obtenus par la technique ESR [47].

Pour l'application de cette méthode sur les spectres de CPM, Smith et al. [48] ont trouvé $K=1.9 \times 10^{16} \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$, par comparaison avec la densité déterminée à partir de la technique ESR. De la même façon, Xu et al. [49] propose la valeur de $K = 2.5 \times 10^{16} \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$. Notant que les valeurs de la constante K proposées par Smith et Xu sont très proches.

c) Coefficient d'absorption à une seule énergie

Cette méthode découle de la première. En utilisant la relation (III.15) à une énergie de référence (E_{ref}), on peut écrire une simple relation de linéarité entre le coefficient d'absorption $\alpha(E_{\text{ref}})$ et la densité des défauts N_d comme suit:

$$N_d = C(E_{\text{ref}}) \alpha(E_{\text{ref}}) \quad (\text{III.18})$$

La constante $C(E_{\text{ref}})$ dépend en premier lieu du choix de l'énergie E_{ref} . Sa valeur est déterminée par calibrage sur une densité d'états qu'on obtient soit par la technique ESR (Electron Spin Resonance) ou par la méthode de déconvolution du spectre (déjà décrite). E_{ref} est généralement choisie, dans la littérature, à 1.2 eV. Bien que des auteurs proposent d'autres énergies [50]. Le choix de E_{ref} à 1.2 eV est généralement appuyé sur le fait que l'absorption à cette énergie est due principalement aux défauts profonds.

Par ailleurs, les défauts détectés par les techniques CPM et ESR ne sont pas les mêmes. Pour palier ce problème, Wyrsh et al. [51] proposent des expériences sur des échantillons longuement exposés à la lumière. Ils sont alors arrivés à

proposer une densité des défauts profonds N_d comprise entre 2.4 et $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ pour $\alpha(1.2\text{eV})$ égale à 1 cm^{-1} .

D'autres valeurs de la densité de défauts ont été proposées par d'autres auteurs [50, 52] en utilisant la comparaison avec la technique ESR ou avec la valeur déterminée à partir de la méthode de déconvolution. Ces valeurs sont comprises entre 10^{16} et $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ pour un coefficient d'absorption de 1 cm^{-1} à l'énergie 1.2 eV .

Cette dernière méthode est sans doute la plus simple des trois. Mais la multitude des valeurs rencontrées dans la littérature rend son utilisation encore discutable. Cependant, cette méthode peut être un moyen rapide pour avoir une estimation ou un ordre de grandeur sur la valeur de la densité d'états.

La deuxième méthode (intégration de l'absorption excédentaire) est surtout utilisée pour les spectres de PDS. Quant à la première (déconvolution), c'est la plus utilisée et la plus précise. Quoique son utilisation demande de mettre au point un programme de calcul souvent assez complexe.

Les deux dernières méthodes peuvent au moins nous fixer sur un ordre de grandeur. Elles sont souvent utilisées quand il s'agit de présenter une comparaison entre des échantillons.

Pour nos échantillons, nous avons choisi la deuxième méthode avec la constante K donnée par Smith [48] et qui est de $K=1.9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$.

6. Domaines de validité de la CPM

La méthode CPM est utilisée dans de nombreux laboratoires comme outil de caractérisation des défauts dans le a-Si:H. Cette technique a été largement étudiée afin de définir son domaine de validité et par conséquent la validité des informations qu'elle fournit sur la densité des états localisés.

Comme nous l'avons déjà mentionné, cette technique repose sur l'hypothèse que la génération des porteurs ou leur durée de vie est maintenue constante quand on garde constant le photocourant en fonction de l'énergie de photons. Les limites de validité de cette hypothèse ont été discutées par de nombreux auteurs. Différentes approches, théoriques et expérimentales, sont utilisées. Des expériences sur des échantillons a-Si:H dopés et non dopés sont réalisées à cet effet.

Conte et al. [53] ont trouvé que le spectre de CPM dépend significativement du choix adopté pour le niveau du photocourant à maintenir constant. Ceci est surtout observé pour des échantillons de faible densité de défauts et à des énergies de photons inférieures à 1.4

eV. Ces auteurs précisent la gamme de variation du photocourant constant (5-300 pA), mais sans donner des précision sur la gamme de variation du flux.

Mettler et al. [30] ont appliqué la technique CPM sur des échantillons du a-Si:H dopés p, dopés n et non dopé. Ils ont mesuré l'exposant de la photoconductivité γ (qui lie la génération à la photoconductivité par la relation: $\sigma_{ph} \propto G^\gamma$) en fonction du taux de génération G, pour différentes énergies de photons. Ils trouvent que pour les échantillons légèrement dopés p le facteur γ dépend de l'énergie de photons contrairement aux échantillons non dopés et dopés n. Donc, l'hypothèse de base de la CPM n'est pas satisfaite pour les échantillons légèrement dopés p. Afin de remédier à ce problème, ils proposent de travailler à des photocourants inférieurs au courant d'obscurité. Mettler a introduit le concept du point de fonctionnement de la CPM [54]. Deux conditions sont nécessaires pour valider la mesure du coefficient d'absorption par la technique CPM. Dans ce qui suit, nous reviendrons sur cette vérification pour nos échantillons.

Fiorini et al. [55] ont effectué des spectres de CPM et les ont simulés par un modèle. Ils trouvent que la durée de vie des porteurs de charges varie avec l'énergie de photons si le rapport des sections de capture des centres chargés et des centres neutres est grand. Dans le cas contraire, la technique reste valable.

Platz et al. [56] ont effectué un travail de simulation par un modèle de densité d'états. Ils trouvent que la durée de vie n'est pas constante mais que le coefficient d'absorption obtenu par la CPM reflète réellement la densité d'états profonds.

Zhang et al. [57] ont montré que la non homogénéité de la distribution des défauts dans le matériau et la recombinaison en surface font que la CPM sous-estime le coefficient d'absorption d'environ un facteur de 2.

Plus récemment encore, Schmidt et al. [44, 31] ont utilisé un modèle plus complet que celui des équipes citées précédemment. Ils ont réalisé des spectres expérimentaux de CPM et leurs simulations. Ils ont trouvé que la technique CPM sous-estime le coefficient d'absorption pour des énergies inférieures à 1.3 eV, dans le cas des échantillons non dopé. En outre, la durée de vie des électrons n'est pas constante dans cette gamme d'énergie.

Comme on peut le remarquer, les points de vue sont divers et parfois même contradictoires. Donc, le sujet reste encore ouvert à la discussion. Mais, l'ensembles de ces critiques n'empêche pas que la CPM soit une technique installée dans de nombreux laboratoires travaillant sur les semiconducteurs amorphes. On peut dire alors que la CPM est un moyen efficace pour avoir des informations sur la densité d'états dans le gap. Actuellement, son application s'étend même sur d'autres matériaux ainsi que sur des structures [58,59].

7. La CPM à différents photocourants constants

La première vérification que nous avons effectuée sur nos spectres de CPM est la reproductibilité des résultats. Sur l'ensemble des échantillons sur lesquels nous avons effectué la même expérience, nous avons confirmé que nos résultats sont parfaitement reproductibles.

Le défilement de la longueur d'onde par le monochromateur peut être ascendant ou descendant. Nous avons alors réalisé deux spectres de CPM dans les deux sens de défilement de la longueur d'onde, sur le même échantillon, et dans les mêmes conditions, notamment la température de mesure et la valeur du photocourant constant. Les spectres ainsi obtenus sont tout à fait les mêmes sur la gamme allant de 1 à 2 eV.

D'après la dernière expérience nous pouvons tirer deux conclusions : La non influence du sens de défilement de la longueur d'onde sur les spectres CPM, d'une part. Et d'autre part, la vitesse adoptée pour le défilement de la longueur d'onde permet au photocourant de l'échantillon d'atteindre son régime stationnaire à chaque longueur d'onde .

Par ailleurs, nous nous sommes intéressés à l'influence du niveau du photocourant qu'on maintient constant sur le spectre de CPM. Pour cela, nous avons réalisé, sur un même échantillon, trois spectres de CPM dans les mêmes conditions expérimentales mais à différents photocourants constants. Cette expérience a été réalisée sur deux échantillons suffisamment photoconducteur, afin d'avoir une plage de variation du photocourant relativement importante. Un recuit est effectué avant chaque prélèvement d'un spectre afin de remettre l'échantillon au même état de référence.

Globalement, les mêmes comportements sont observés pour les deux échantillons lors de cette expérience. Nous présentons donc ici les résultats d'un seul d'entre eux.

La figure (III.17) montre les spectres du coefficient d'absorption pour trois photocourants constants qui sont : 0.1, 0.3, et 1 nA. La limite inférieure du photocourant constant est fixée par la précision de l'électromètre. Et la limite supérieure par l'intensité de lumière maximale que peut délivrer la lampe. Tous les spectres sont calés sur le coefficient d'absorption obtenu par la technique de transmission optique à l'énergie 1.8eV. Sur la même figure, nous avons représenté les spectres des photocourants constants par rapport au spectre du photocourant avec le maximum de l'intensité de la lampe.

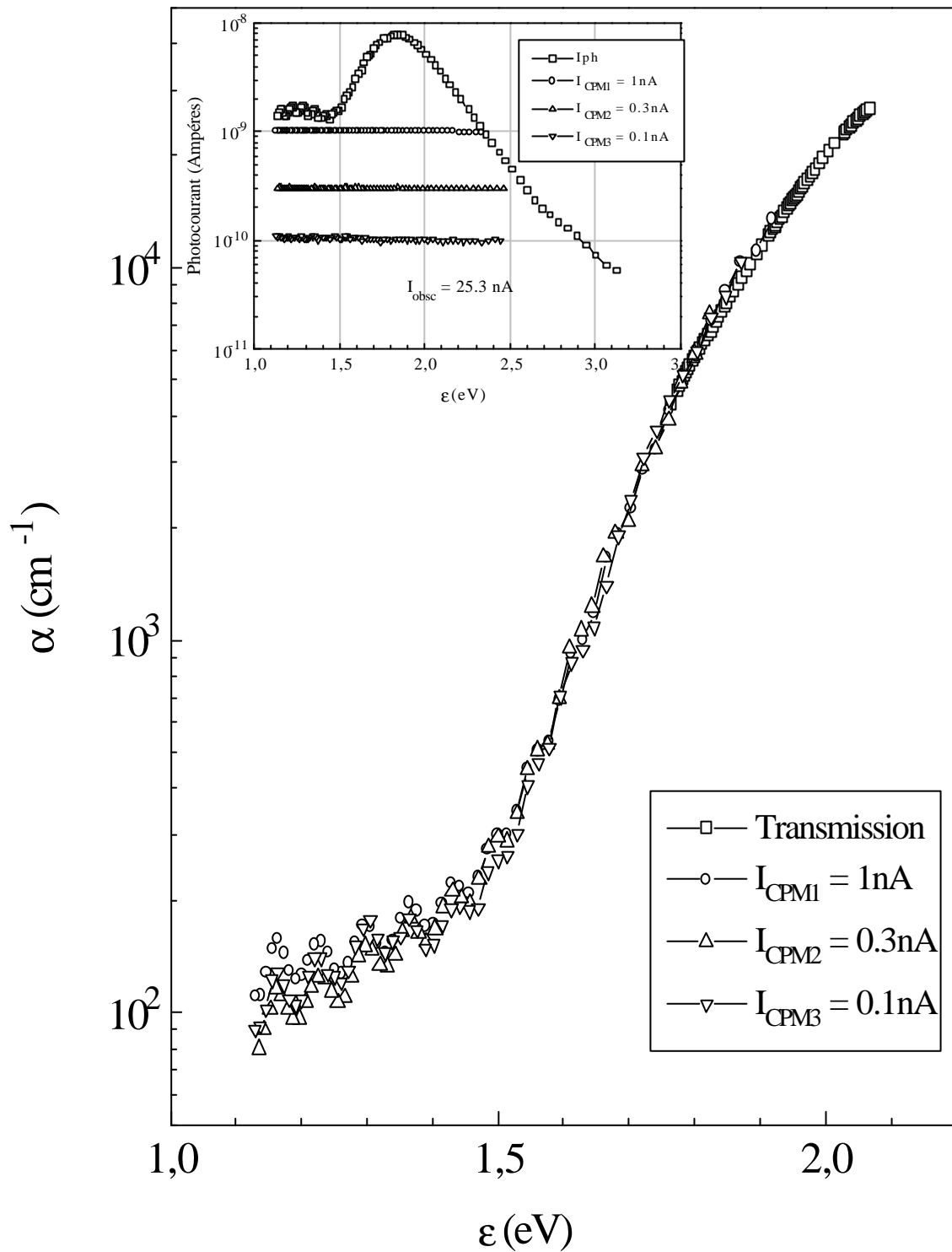


Figure (III.17) : Spectres de CPM réalisés à différents photocourants constants. Tous les spectres sont calés au spectre de transmission optique (I_{tr}) à l'énergie 1.8 eV. La figure en médaillon montre les trois photocourants CPM et le photocourant mesuré avec le maximum de l'intensité de la lampe.

Vu la grande sensibilité de la technique CPM, les conditions expérimentales pour chaque prélèvement d'un spectre doivent être les mêmes, notamment, la température de l'échantillon, la pression après le pompage de l'air dans le cryostat, et la bonne régulation du photocourant tout au long de la gamme spectrale. Un recuit est fait avant chaque prélèvement du spectre. Après chaque recuit, le courant d'obscurité à la température 310K est le même. Il est pratiquement le même aussi après le prélèvement d'un spectre.

Nous remarquons sur la figure (III.17) que les trois spectres d'absorption CPM sont les mêmes pour les énergies supérieures à 1.3 eV. Une légère différence apparaît sur le spectre de $I_{CPM} = 1nA$, pour les énergies inférieures à 1.3 eV. Cette différence n'influence pratiquement pas sur la valeur de la densité des défauts N_d qu'on détermine dans la région de faible absorption.

Nous pouvons alors conclure que pour les trois photocourants constants le coefficient d'absorption est pratiquement le même. Notant enfin que, la plage de variation du flux de lumière entre ces trois mesures est d'un ordre de grandeur sur toute la gamme spectrale.

8. Vérification des conditions CPM

Dans le cas de l'approximation $\alpha d \ll 1$, le taux de génération G est donné par la relation suivante :

$$G(\epsilon) = \alpha(\epsilon)\phi(\epsilon) \quad (III.19)$$

Afin de simplifier la relation on a négligé le coefficient de réflexion R . La relation entre le taux de génération et la photoconductivité telle qu'elle est proposée par Rose [25] est la suivante :

$$\sigma_{ph}(\epsilon) \propto [G(\epsilon)]^{\gamma(\epsilon)} \propto [\alpha(\epsilon)\phi(\epsilon)]^{\gamma(\epsilon)} \quad (III.20)$$

En gardant la photoconductivité constante à une valeur σ_{CPM} en fonction de l'énergie de photons ϵ , on se trouve sur un point de fonctionnement de la CPM [54]. Dans ce cas, l'expression précédente devient :

$$\sigma_{CPM}(\epsilon) \propto G_{CPM}(\epsilon)^{\gamma_{CPM}(\epsilon)} \propto [\alpha_{CPM}(\epsilon)\phi_{CPM}(\epsilon)]^{\gamma_{CPM}(\epsilon)} \quad (III.21)$$

Mettler [54], en partant de la relation précédente, pose deux conditions nécessaires pour valider les résultats de la CPM. Ces conditions sont :

1^{ère} condition : L'exposant $\gamma_{CPM}(\epsilon)$ doit être indépendant de l'énergie de photons.

2^{ème} condition : Le taux de génération $G_{\text{CPM}}(\epsilon)$ est également constant en fonction de l'énergie de photons.

Si les deux conditions sont satisfaites, le coefficient α_{CPM} correspond au coefficient d'absorption réel du matériau [54]. On peut dire alors, que le point de fonctionnement de la CPM vérifie les deux conditions.

Pour illustrer ce concept de point de fonctionnement et la vérification des deux conditions de la CPM, nous rapportons ici les résultats présentés par Mettler [54]. Ces résultats concernent deux types d'échantillons ; l'un est légèrement dopé p et l'autre non dopé.

Les mesures expérimentales nécessaires pour vérifier les deux conditions de la CPM sont la photoconductivité en fonction du flux de photons (ou de la génération), pour différentes énergies de photons. L'exposant γ est alors déduit de ces mesures.

Les figures (III.18) représentent les résultats de mesure pour l'échantillon non dopé. La figure (III.18.a) représente la conductivité totale (σ_{tot}) en fonction de la génération, pour trois énergies de photons. L'exposant γ^* est représenté dans la figure (III.18.b) ; il est déduit des mesures de (σ_{tot}), à partir de la relation $\sigma_{\text{tot}} \propto G^{\gamma^*}$. Notant que $\gamma^* = \gamma$ quand $\sigma_{\text{tot}} \gg \sigma_{\text{obs}}$

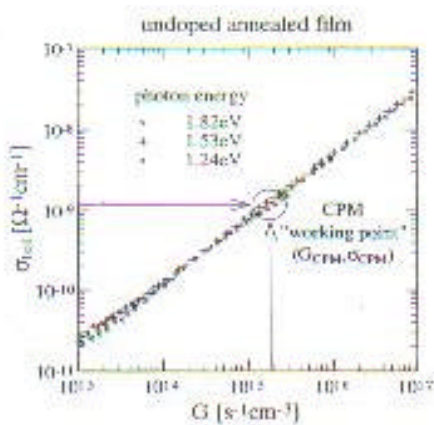


Figure (III.18-a) : La conductivité σ_{tot} en fonction du taux de génération G pour trois différentes énergies de photons [54]. Un point de fonctionnement typique est indiqué sur la figure où la deuxième condition CPM est satisfaite.

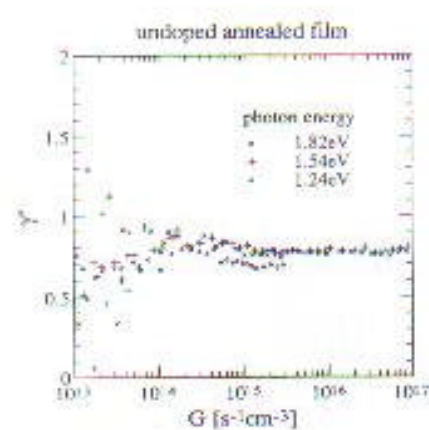


Figure (III.18-b) : L'exposant γ^* (déduit des mesures de la figure (III.18.a)) en fonction du taux de génération G pour trois énergies de photons [54]. Ici la première condition CPM est satisfaite.

On remarque sur la figure (III.18-a) que la deuxième condition CPM est satisfaite. D'après la figure (III.18-b), la première condition CPM est également satisfaite.

Les figures (III.19) montrent les résultats obtenus sur l'échantillon légèrement dopé p, pour lequel les deux conditions CPM ne sont pas satisfaites.

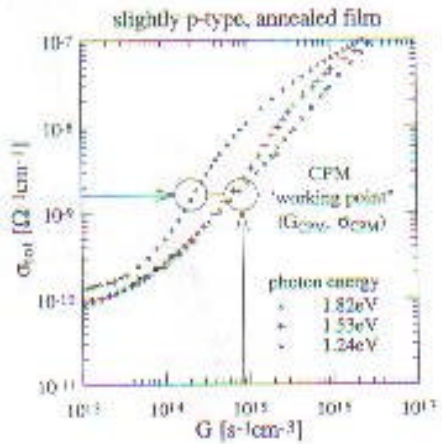


Figure (III.19-a) : La conductivité σ_{ot} en fonction du taux de génération G pour trois différentes énergies de photons [54]. Un point de fonctionnement est indiqué sur la figure où la deuxième condition CPM n'est pas satisfaite.

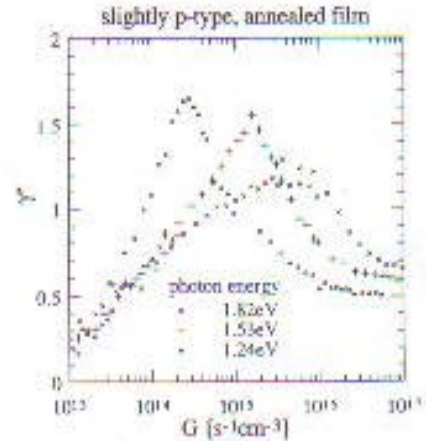


Figure (III.19-b) : L'exposant g^* (déduit des mesures de la figure (III.19.a)) en fonction du taux de génération G pour trois énergies de photons [54]. Ici la première condition CPM n'est pas satisfaite.

Partant des deux conditions CPM précédentes proposées par Mettler [54], nous avons réalisé sur certains de nos échantillons a-Si:H des mesures de photoconductivité en fonction du flux de lumière pour quatre longueurs d'onde. Les longueurs d'ondes sont les suivantes : 660, 730, 780 et 950 nm qui correspondent, respectivement, aux énergies suivantes : 1.88, 1.7, 1.59 et 1.3 eV. Elles sont choisies de façon à couvrir toutes les parties du spectre d'absorption. La première correspond à une énergie largement supérieure au gap, la deuxième autour du gap, la troisième sur la pente d'Urbach, et la quatrième aux états profonds. Le gap optique déterminé, à partir de la transmission optique, pour cet échantillon est de 1.7 eV.

On présente sur la figure (III.20) les courbes de la photoconductivité en fonction du taux de génération pour les quatre énergies de photons.

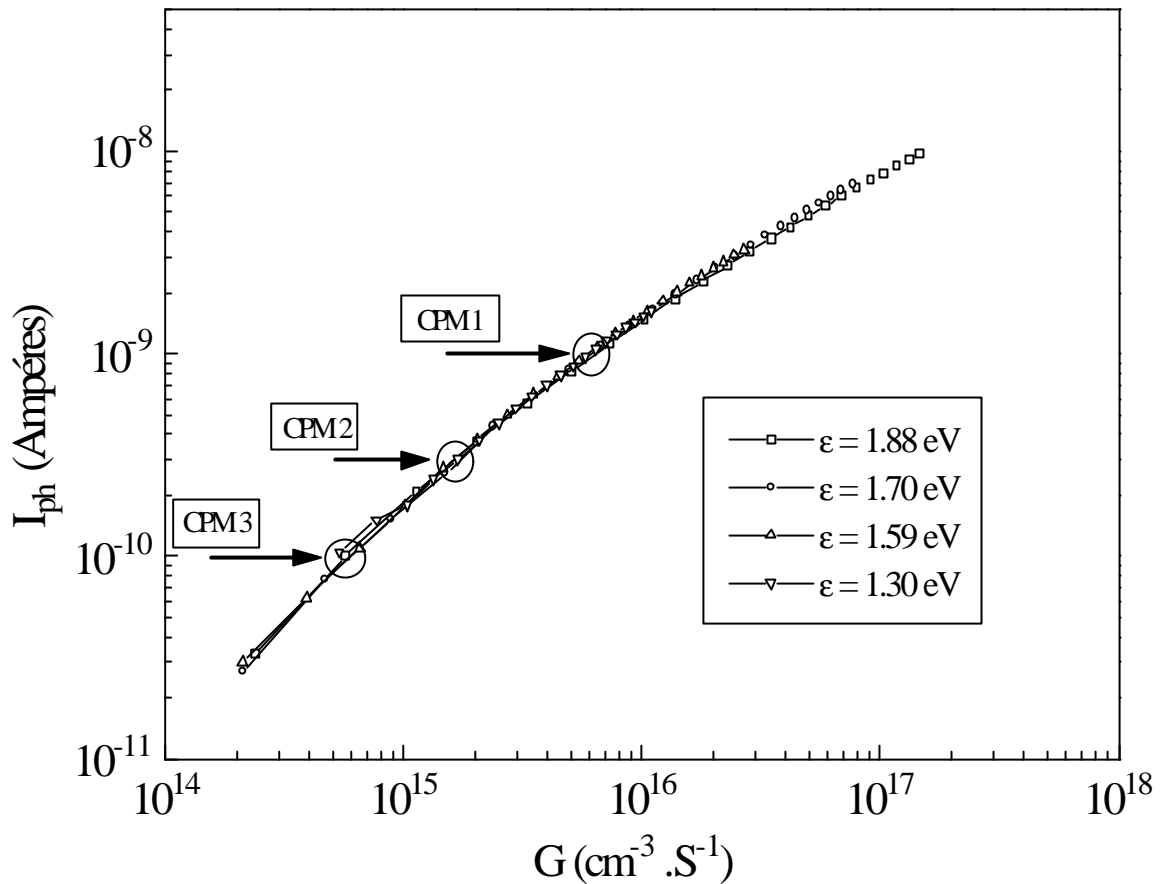


Figure (III.20) : Photocourant en fonction de la génération pour différents énergies de photons. Les points CPM1, CPM2 et CPM3 qui sont indiqués sur la figure correspondent aux photocourants constants de la figure (III.17).

Nous remarquons que l'ensemble des trois courbes se superposent entièrement. Nous pouvons dire alors que pour les trois points de fonctionnement désignés sur la figure (III.20), la deuxième condition de la CPM est vérifiée (taux de génération constant). Dans la référence [54], le taux de génération, pour l'énergie supérieure au gap, est calculé en utilisant le coefficient d'absorption obtenu par la transmission optique. Les autres courbes de G , correspondantes aux autres énergies de photons, sont calées sur un point de la courbe obtenue. Dans notre cas, nous avons adopté la même méthode de traitement.

Afin de vérifier la première condition de la CPM, on extrait le facteur γ à partir des courbes $I_{ph}(G)$ de la figure (III.20) (voir § III.B.1).

La figure (III.21) représente le facteur γ en fonction de G obtenu pour les quatre énergies de photons.

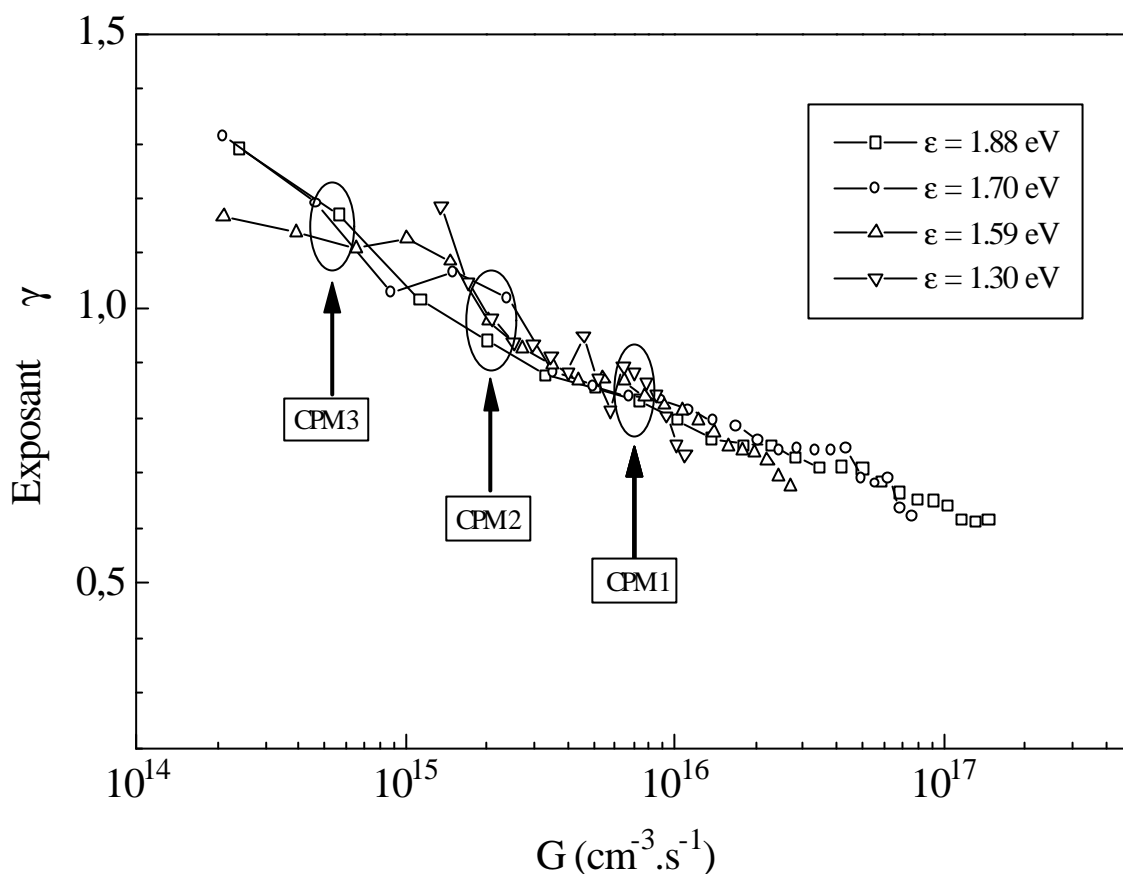


Figure (III.21) : Courbes du facteur de Rose γ en fonction de la génération pour quatre énergies de photons utilisées dans la gamme spectrale de la CPM. Les points CPM1, CPM2 et CPM3 qui sont indiqués sur la figure correspondent aux photocourants constants de la figure (III.17).

Nous remarquons que l'ensemble des courbes $\gamma(G)$ se superposent. Ceci nous permet de dire que la première condition CPM est vérifiée.

Les deux conditions CPM, proposées par Mettler [54], sont vérifiées pour les trois points de fonctionnement désignés sur les figure (III.20) et (III.21). Les spectres du coefficient d'absorption obtenus pour ces trois points de fonctionnement sont ceux de la figure (III.17).

Les vérifications que nous venons de présenter sont réalisées sur un bon nombre d'échantillons. Nous pouvons donc en déduire que la méthode CPM est applicable sur nos échantillons.

9. Comparaison des spectres de PDS et de CPM

Parmi les échantillons caractérisés par la technique CPM, certains ont été aussi caractérisés par la technique PDS (Spectroscopie de Déflexion Photothermique) au

Laboratoire de Science de la Matière Condensée de l'université PICARDI JULES VERNE (Amiens, France).

Nous présentons sur la figure (III.22) une comparaison entre les spectres du coefficient $\alpha(\epsilon)$ obtenus par les deux techniques : CPM et PDS, pour un même échantillon. Le spectre α_{PDS} est déterminé par la relation (I.28). Le spectre α_{CPM} est calé à l'énergie 1.8 eV sur le spectre de transmission.

Comme le montre la figure (III.22), un bon accord est constaté dans la région de moyenne absorption (région d'Urbach). Les deux techniques mesurent le même coefficient d'absorption. Cet accord entre les deux techniques est souvent observé dans les autres laboratoires [50, 60, 61]. On s'accorde généralement à expliquer ceci par le fait que les deux techniques détectent les mêmes transitions électroniques. L'accord entre les deux spectres nous permet à première vue de vérifier nos résultats de la CPM.

Une différence apparaît cependant dans la région de faible absorption ($\epsilon < 1.5\text{eV}$). Cette différence a été également rapportée dans la littérature par de nombreux auteurs [50, 60, 61]. La remarque est commune pour la majorité de nos échantillons. L'amplitude de la différence entre les deux spectres varie considérablement d'un échantillon à l'autre.

La technique PDS mesure la contribution de toutes les transitions optique y compris celles dues aux défauts de surface. Par contre la CPM, elle, ne mesure que les transitions électroniques qui engendrent des charges libres participant au photocourant. Dans le cas où le matériau est du a-Si:H intrinsèque, à la température ambiante, le produit mobilité×durée de vie des trous est très faible par rapport à celui des électrons. La contribution des trous au photocourant apparaît négligeable devant celle des électrons. La CPM ne détecte alors que les transitions électroniques qui donnent naissance à des électrons libres.

La différence entre les deux spectres peut être expliquée par le fait que la PDS arrive à voir des transitions électroniques qui ne sont pas détectées par la CPM. Certains auteurs [50, 60, 61] attribuent ces transitions supplémentaires aux états de surface et de l'interface auxquels la CPM n'est pas sensible. Des méthodes même sont proposées pour déterminer la densité des défauts à la surface [59, 60] à partir des deux spectres.

Cependant, ce dernier avis n'est pas unanime. Siebke et al. [61] estiment que les deux techniques sont complémentaires pour avoir des renseignements plus complets sur les défauts profonds. Quand le rapport entre les deux spectres, à l'énergie 1.2-1.3 eV, est supérieur à 3, la différence ne peut être due, d'après Siebke et al. qu'à des inhomogénéités spatiales dans la distribution des défauts profonds dans le gap. Cette situation peut causer alors la sous-estimation du coefficient d'absorption par la CPM. Plus récemment encore, Zhang et al. [57] ont montré, par un modèle de calcul, que les inhomogénéités spatiales peuvent réduire le coefficient d'absorption d'un facteur de 2 par rapport au coefficient réel que devrait donner la CPM.

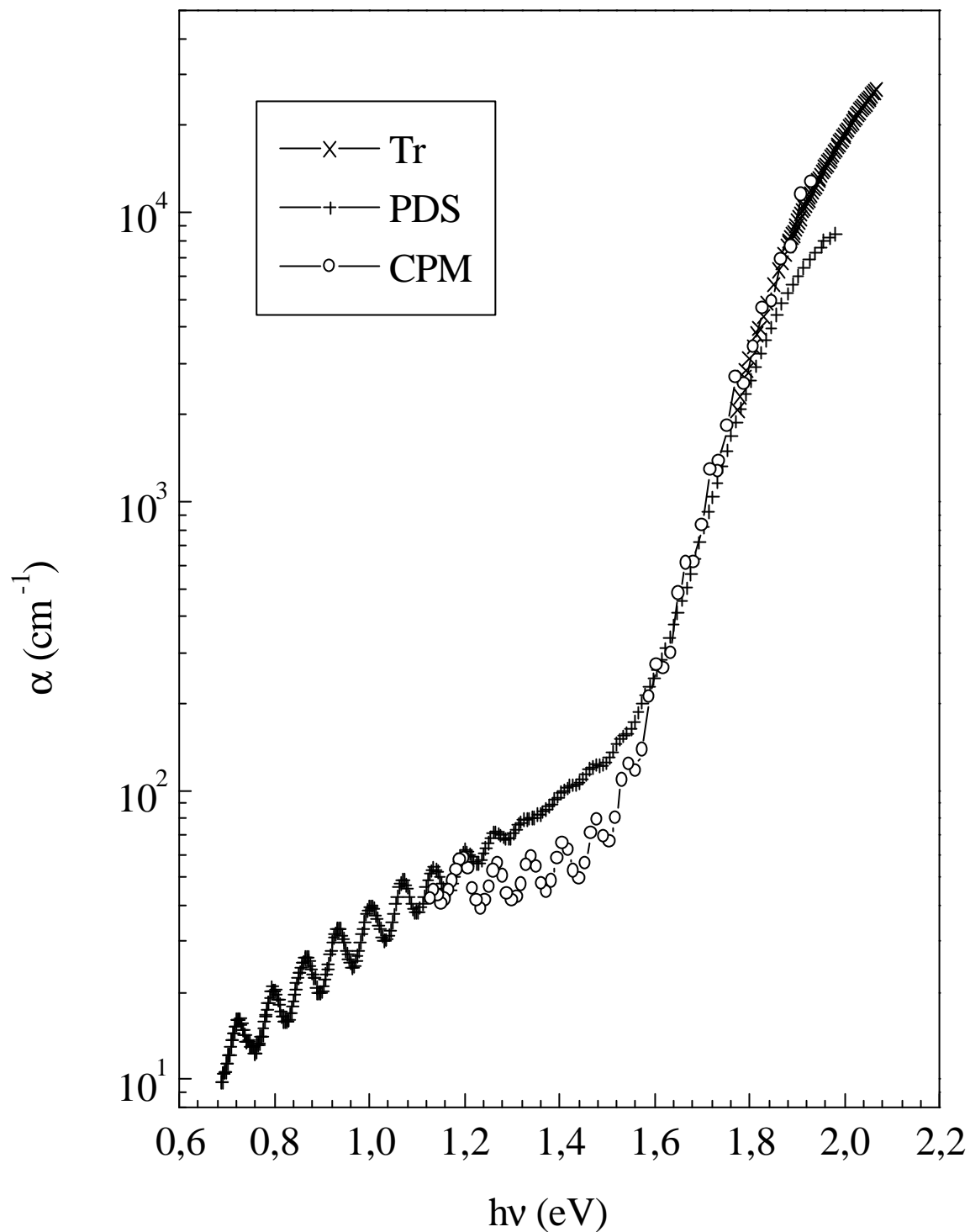


Figure (III.22) : Spectres du coefficient d'absorption optique obtenus par trois techniques : transmission optique (Tr), PDS et CPM, sur un même échantillon.

E. Caractérisation d'un lot d'échantillons

A l'aide des méthodes que nous venons de présenter, nous avons caractérisé un ensemble d'échantillons du matériau a-Si:H en couche mince. Ces échantillons sont déposés par la technique de pulvérisation DC magnétron, sous différentes conditions de dépôt, et en particulier à différentes températures de dépôt (T_d).

Un récent travail effectué au laboratoire, a montré la grande influence de la température de dépôt sur les caractéristiques du matériau [35]. Un lot d'échantillons, déposés à cet effet, sont caractérisés par les méthodes que nous venons de présenter. Notamment, la sensibilité à la lumière par la méthode de la réponse spectrale et les paramètres caractérisant la densité d'états par la méthode du photocourant constant (CPM). Nous présentons, dans cette partie du chapitre, les résultats obtenus.

1. Conditions de dépôt

Le silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H) est préparé par la méthode de pulvérisation en continu assistée d'un magnétron. Les conditions de dépôt influent énormément sur les caractéristiques du matériau. Les principales conditions à fixer lors d'un dépôt sont : la pression de l'hydrogène, la pression d'argon, la tension de polarisation de la cible, et la température de dépôt. Afin de voir l'influence de chacun de ces paramètres sur la qualité du matériau, des séries d'échantillons sont déposés. Les résultats que nous présentons concernent une série d'échantillons déposés à différentes températures de dépôt et pratiquement dans les mêmes autres conditions.

Pour plus de détails concernant la méthode de dépôt et les conditions de dépôt voir la thèse de Cherfi [35]. Globalement, pour les échantillons dont on présente ici les caractéristiques, la température de dépôt varie de 260 à 600 °C. Les autres paramètres sont consignés dans le tableau suivant :

Pression partielle d'Hydrogène (mbar)	Pression partielle d'Argon (mbar)	Pression Totale (mbar)	Polarisation de la cible (volts)
2×10^{-4} à 4×10^{-4}	5×10^{-3} à 8×10^{-3}	10^{-2}	450

2. Sensibilité à la lumière

Pour estimer la sensibilité à la lumière de nos échantillons, nous utilisons la réponse spectrale de la photoconductivité. A partir de laquelle, nous déterminons le produit $\eta\mu\tau$ à une énergie ε_0 choisie généralement légèrement supérieure au gap optique ($\varepsilon_0 \cong E_g + 0.1\text{eV}$).

La figure (III.22) représente le produit $\eta\mu\tau$ pour tous les échantillons déposés à différentes (T_d).

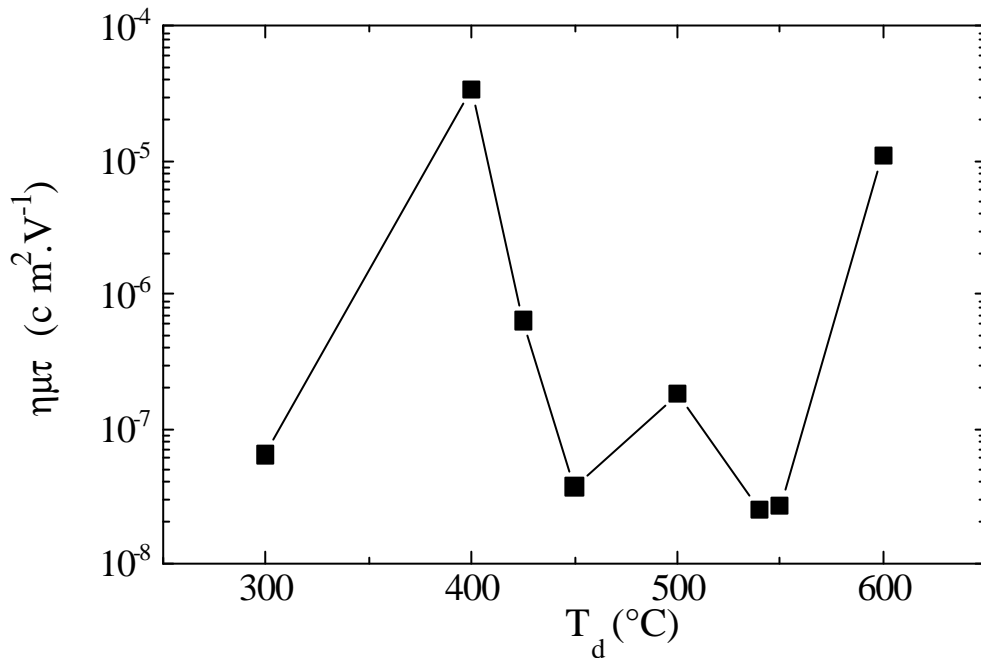


Figure (III.22) : Le produit $\eta\mu\tau$ pour des échantillons déposés à différentes températures de dépôt.

La valeur du produit $\eta\mu\tau$ varie globalement de 10^{-8} à $10^{-5} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1}$ pour l'ensemble des échantillons. Les valeurs supérieures à $10^{-7} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1}$ témoignent d'un matériau photoconducteur [41,42]. De tous les échantillons de la figure (III.22), l'échantillon E400 (déposé à 400 °C) est le plus photoconducteur. Pour les hautes températures de dépôt ($>500^\circ\text{C}$), le produit $\eta\mu\tau$ présente un minimum pour T_d au voisinage de 550°C. Remarquons que l'échantillon E600 est bon photoconducteur, avec une valeur du produit $\eta\mu\tau$ de $10^{-5} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1}$.

3. Densité de défauts

Afin d'avoir des informations sur la densité d'états profonds dans le gap, nous utilisons la méthode du photocourant constant (CPM). Le spectre du coefficient d'absorption ($\alpha(\varepsilon)$)

obtenu par la CPM permet l'extraction de deux paramètres caractérisant la densité d'états dans le gap : la pente d'Urbach E_0 et la densité d'états profonds dans le gap N_d .

La figure (III.23) montre les spectres $\alpha(\varepsilon)$ obtenus par la CPM pour les échantillons : E300, E500, E550 et E600.

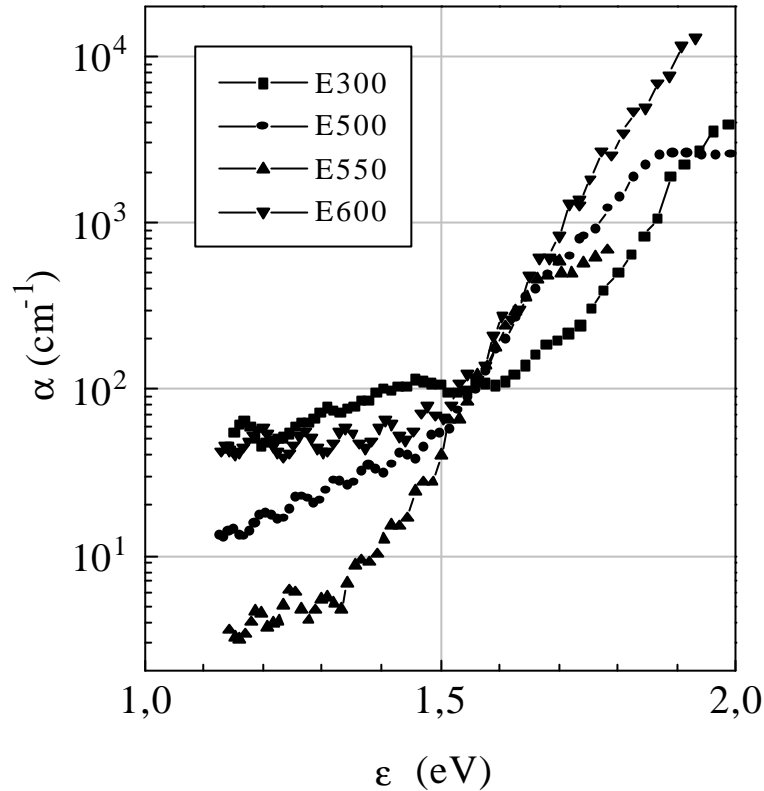


Figure (III.22) : Spectres du coefficient d'absorption optique, obtenus par la CPM, pour un ensemble d'échantillons déposés à différentes températures de dépôt.

Le paramètre E_0 est extrait dans la région de moyenne absorption. On utilise pour cela l'expression (III.14) de $\alpha(\varepsilon)$. nous remarquons sur la figure (III.22) que $\alpha(\varepsilon)$ dans cette région, varie globalement de 10^2 à 10^3 cm^{-1} .

La figure (III.23) représente l'évolution du paramètre E_0 en fonction de T_d . Sur la même figure, nous représentons les valeurs de E_0 obtenues sur les échantillons ayant subi la caractérisation par la PDS.

Nous remarquons que les valeurs de la CPM et de la PDS montrent les mêmes tendances en fonction de T_d . Cependant, un écart entre elles est observé pour certains échantillons.

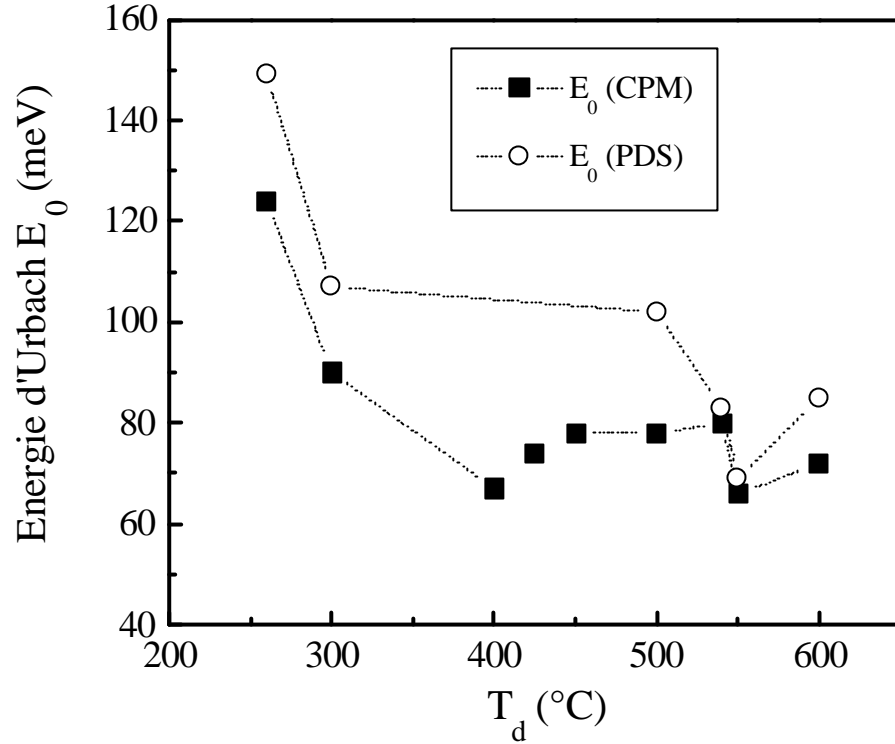


Figure (III.23) : L'énergie d'Urbach E_0 pour les échantillons déposés à différentes températures.

E_0 est une indication sur le désordre dans le matériau. Alors, à partir de la figure (III.23) nous pouvons remarquer que le désordre pour les échantillons déposés à hautes températures est moins important, particulièrement pour l'échantillon déposé à 550 °C.

Sur la figure (III.22), nous remarquons que, pour les quatre échantillons, la région de faible absorption se situe pratiquement entre 1.1 et 1.5 eV. Dans cette région, on extrait N_d par la méthode de l'intégration de l'absorption excédentaire (Voir §III.B.5). N_d est alors donnée par l'expression suivante :

$$N_d = K \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} \alpha_{ex}(\varepsilon) d\varepsilon \quad (III.22)$$

Où K est une constante que nous prenons égale à $1.9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ [48], ε_1 et ε_2 sont les énergies limites d'intégration, et $\alpha_{ex}(\varepsilon)$ constitue la contribution des défauts profonds à l'absorption dans la région de faible absorption. $\alpha_{ex}(\varepsilon)$ est donnée par l'expression suivante :

$$\alpha_{ex}(\varepsilon) = \alpha(\varepsilon) - \alpha_0 \exp\left(\frac{\varepsilon}{E_0}\right) \quad (III.23)$$

La figure (III.24), représente l'évolution de $N_d(\text{PDS})$ et $N_d(\text{CPM})$ en fonction de T_d . Les valeurs de $N_d(\text{CPM})$ et de $N_d(\text{PDS})$ présentent un bon accord entre elles.

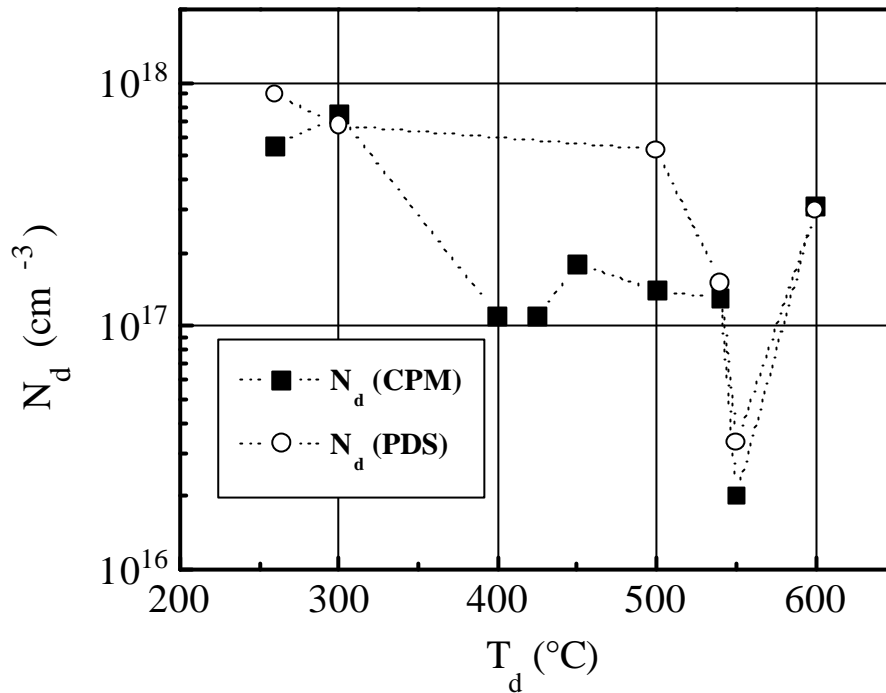


Figure (III.24) : La densité d'états des défauts profonds dans le gap N_d , extraite des spectres CPM et PDS, pour les échantillons déposés à différentes températures (T_d).

Pour l'échantillon E500, on observe une différence entre les valeurs $N_d(\text{CPM})$ et $N_d(\text{PDS})$. Cette différence peut être due à l'absorption en surface à laquelle la CPM n'est pas sensible [60,61] et/ou à des inhomogénéités à l'intérieur du matériau [57]. Notons que la densité N_d présente un minimum pour l'échantillon E550.

A travers les caractéristiques que nous venons de présenter, nous pouvons remarquer, d'une part, que la température de dépôt 550°C est particulière, car pour cette température le paramètre de désordre E_o , la densité N_d , et le produit $\eta\mu\tau$ présentent un minimum. D'autre part, le produit $\eta\mu\tau$ qui caractérise la sensibilité à la lumière augmente à la température 600°C en dépit de l'augmentation de la densité des défauts N_d . Ceci a été observé sur de nombreux échantillons déposés à cette température.

Ces deux dernières remarques, peuvent paraître contradictoires. Car, généralement, l'augmentation de la densité de défauts s'accompagne d'une diminution de la sensibilité à la lumière, et l'inverse dans le cas contraire. Ces comportements peuvent être expliqués par un changement de structure dans le matériau [35].

Conclusion

Dans le présent travail, nous avons caractérisé le silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H) par les méthodes spectrales du photocourant. Nos échantillons du a-Si:H sont déposés en couche mince, au sein de notre laboratoire, par la méthode de pulvérisation assistée d'un magnétron. Les méthodes de caractérisation utilisées dans ce travail nous ont permis d'étudier le comportement de la photoconductivité et de son exposant γ en fonction du taux de génération et de la température. En outre, de mesurer la sensibilité à la lumière du matériau et d'extraire les informations concernant la densité d'états dans le gap.

Nous avons mis au point un dispositif expérimental adapté aux mesures exigées par ces méthodes de caractérisation. Pour chacune d'elles, nous avons réalisé un programme d'acquisition automatique bien adapté. La mesure du flux de photons en temps réel a nécessité un étalonnage du dispositif expérimental.

L'étude du comportement de la photoconductivité en fonction de la génération et de la température, nous a permis de retrouver le QT de la photoconductivité. L'apparition de ce phénomène dépend du taux de génération. La détermination de l'exposant de la photoconductivité (γ) en fonction de la génération montre un comportement typique. En fonction de la température, l'exposant (γ) montre un maximum dans la région où le QT apparaît.

La réponse spectrale de la photoconductivité de nos échantillons est déterminée. Elle exprime la sensibilité spectrale à la lumière du matériau. La détermination du produit $\eta\mu\tau$ (rendement quantique \times mobilité des électrons \times la durée de vie des électrons) à une énergie fixe est le moyen le plus utilisé pour comparer des échantillons entre eux.

L'utilisation de la méthode CPM demandent certaines précautions de mesure et de traitement des données. Nous avons montré les détails relatifs à la mesure expérimentale. Le traitement des données, notamment le calage du spectre d'absorption, est ensuite détaillé. Les informations et les méthodes d'extraction des paramètres caractéristiques sont également détaillées.

L'application de la CPM sur un matériau requiert certaines vérifications. Des vérifications propres à notre dispositif expérimental, notamment le sens et la vitesse de défilement de la longueur d'onde et le niveau du photocourant à maintenir constant, sont effectuées. Afin de vérifier l'hypothèse de base de la CPM, nous avons utilisé le concept du point de fonctionnement et les conditions proposées par Mettler [54]. Sur l'ensemble des échantillons ayant subi cette dernière vérification, nous avons remarqué que les deux conditions de la CPM sont vérifiées.

La comparaison des résultats de la CPM avec ceux obtenus par la PDS montre un bon accord dans la région de moyenne absorption. Cependant, la différence apparaît dans la région de faible absorption. Cette écart peut être due à la différence entre les transitions électroniques que détecte chaque méthode.

En dernier, nous avons présenté un ensemble de résultats de caractérisation obtenus sur un lot d'échantillons déposés au laboratoire. Cette étude a aidé à la compréhension de l'influence de la température de dépôt sur le matériau. Là aussi, la comparaison de nos résultats avec ceux obtenus par la technique PDS montre globalement un bon accord. Les tendances trouvées par les deux techniques CPM et PDS sont les mêmes.

Au terme de cette étude, nous pouvons dire que nous disposons au sein de notre laboratoire d'un dispositif expérimental qui permet d'utiliser des méthodes de caractérisation basées sur la mesure du photocourant, notamment la méthode CPM. Nous avons pu, à travers certaines vérifications, montrer que la CPM est applicable sur nos échantillons.

Références

- [1] R.C. Chittik, J.H. Alexander et H.F. Sterling, *J. Electrochemical Soc.* 116 (1969) 77.
- [2] W. E. Spear et P. G. LeComber, *Solid State Comm.* 17 (1975) 1193.
- [3] D. Weaire et M. F. Thorpe, *Phys. Rev. B*4, (1971) 2508.
- [4] N.F. Mott, *Phil. Mag.*, 19 (1969) 835.
- [5] M.H. Cohen, et S.R. Ovshinsky, *J. Non Cryst. Solids*, 4 (1970) 391.
- [6] E. A. Davis et N. F. Mott, *Phil. Mag*, 22, (1970) 903.
- [7] P. W. Anderson, *Phys. Rev.* 109, (1958) 1492.
- [8] N. F. Mott, E. A. Davis et R. A. Street, *Phil. Mag.* 32, (1975) 961.
- [9] N. F. Mott et E. A. Davis, *Electronic Process in non Crystalline Materials*, Second edition (1979) Clarendon Press Oxford.
- [10] D. Adler, *Sol. Cells* 9, (1983) 113.
- [11] M.H. Brodsky, R.S. Tittle, K.Weiser et G.D. Petit, *Phys. Rev. B* 1 (1970) 2632.
- [12] W. Futako, K. Yoshino, C. M. Fortman et I. Shimizu, *J. of Appl. Physics*. Vol. 85, Number 2 (1999) 812 .
- [13] D.L Staebler et C. R. Wronski, *Appl. Phys. Lett.* 31 (1977) 292.
- [14] M. Aoucher, Thèse de Magistère en Physique, USTHB, Alger(1984).
- [15] W. B. Jackson, S. M. Kelso, C. C. Tsai, J. W. Allen et S. J. Oh, *Phys. Rev. B*, 31 (1985) 5187.
- [16] W. B. Jackson, C. C. Tsai et S. M. Kelso, *J. Non-Cryst. Sol.* 77&78, (1985) 281.
- [17] J. Tauc, in "Optical Properties of Solids", ed. F. Abelès (North-Holland, Amsterdam, 1972) p. 277.
- [18] F. Urbach, *Phys. Rev.* 92 (1953) 1324.
- [19] R. J. Loveland, W. E. Spear et A. Al-Sharbaty, *J. Non-Cryst. Solids* 13, (1973) 55.
- [20] F. Vaillant, D. Jouse et J-C. Bruyere, *J. Non-Cryst. Solids* 97&98, (1987) 639.
- [21] T. Smaïl et T. Mohammed-Brahim, *Philos. Magazine B* 64, (1991) 675.
- [22] M.Q. Tran, *Philos. Mag.* B72, (1995) 35.
- [23] R.H. Bube *J. Phys. Chem. Solids* 1, (1957) 234.
- [24] R.H. Bube, *Photoelectronic Propreties of Semiconductors* (Cambridge University Press,Cambridge,1992).

- [25] A. Rose, *Concepts in Photoconductivity and Allied Problems* (Wiley, New York, 1963).
- [26] G. Moddel, D. A. Anderson et W. Paul, *Phys. Rev. B* 22, (1980) 1918.
- [27] F. Evangelisti, P. Fiorini, G. Fortunato, A. Frova, C. Giovannella et R. Peruzzi, *J. Non-Cryst. Sol.* 55 (1983) 191.
- [28] H.G. Grimmeis et L. A. Lebedo, *J. Appl. Phys.* 46, (1975) 2155.
- [29] M. Vanecek, J. Kocka, J. Stuchlik et A. Triska, *Solid State Comm.*, 39 (1981) 1199.
- [30] A. Mettler, N. Wyrsh et A. Shah, *J. Non-Cryst. Solids* 164-166, (1993) 427.
- [31] J.A. Schmidt, R.R. Koropecski, R.D. Arce, F.A. Rubinelli et R.H. Buitrago, *Thin Sol. Films*, 376 (2000) 267-274.
- [32] A.C. Boccara, D. Fournier et J. Badoz, *Appl. Phys. Lett.* 36, (1980) 130.
- [33] N. M. Amer et W.B. Jackson, dans « *Semiconductors and Semimetals* », Vol. 21B, ed. J.I. Pankove (Academic Press, New York, 1984) p. 83.
- [34] N. Beldi, Thèse de Magistère en Physique, USTHB, Alger (1993).
- [35] R. Cherfi, Thèse de Magistère en physique, USTHB, Alger (2002).
- [36] T. Smaïl, Thèse de Magister en physique, USTHB, Alger (1991).
- [37] K. Laihem, Thèse de Magister en Physique, USTHB, Alger (1999).
- [38] A. Rahal, Thèse Doctorat Es Sciences Physiques, USTHB, Alger (2001).
- [39] J. Perrin, Thèse de doctorat 3^{ème} cycle, Université Paris 6 (1978).
- [40] I. Balberg, R. Naidis, L.F. Fonseca, S.Z. Weisz, J.P. Conde, P. Alpuim et V. Chu, *Phys. Rev. B* Vol. 63, (2001) 113201.
- [41] M. Meaudre, R. Meaudre, R. Butté, S. Vignoli, C. Longeaud, J.P. Kleider et P. Roca i Cabarrocas, *J. of Appl. Physics*, Vol. 86, Number 2, (1999) 946-950.
- [42] S. Hazra, A.R. Middy, C. Longeaud et S. Ray, *Appl. Phys. Letters*, Vol. 76 (17), (2000) 2340.
- [43] I. Sakata, M. Yamanaka, S. Numase et Y. Hayashi, *J. Appl. Physics*, 79 (1), (1992) 4344-4353.
- [44] J.A. Schmidt et F.A. Rubinelli, *J. Appl. Phys.* 83 (1), (1998) 339.
- [45] F. Siebke, H. Stiebig, A. Abo-Arais et H. Wagner, *Sol. En. Mat. and Sol. Cells*, 41/42, (1996) 529-536.
- [46] J.A. Schmidt, R.D. Arce, R.R. Koropecski et R. H. Buitrago, *Phys. Rev. B* 59 (7), (1999) 4568.
- [47] W.B. Jackson et N.M. Amer, *Phys. Rev. B* 25, (1982) 5559.

- [48] Z.E. Smith, V. Chu, K. Shepard, S. Aljishi, D. Slobodin, J. Kolodzey, S. Wagner et T.L. Chu, *Appl. Phys. Letters*, 50 (21), (1987) 1521.
- [49] X. Xu, A. Morimoto, M. Kumeda et T. Shimizu, *Japanese J. of Appl. Physics*, 26 (11), (1987) 1818.
- [50] K. Pierz, W. Fuhs et H. Mell, *Philos. Mag. B* 63, (1991) 123.
- [51] N. Wyrsh, F. Finger, T.J. McMahon et M. Vanecek, *J. Non-Cryst.Sol.* 137&138 (1991) 347-350.
- [52] C.R. Wronski, Z.E. Smith, S. Aljishi, V. Chu, K. Shepard, D.S. Shen, R. Schwarz, D. Slobodin et S. Wagner, *AIP Conf. Proc.* 157 (1987) 70.
- [53] G. Conte, F. Irrera, G. Nobile et F. Palma, *J. Non-Cryst. Solids* 164-166, (1993) 419.
- [54] A. Mettler, Thèse de doctorat ès sciences, Université de Neuchâtel, Suisse (1994).
- [55] P. Fiorini, M. Petracca, S. Korepanov, L. Fornarini, A. Mittiga et G. Grillo, *J. Non-Cryst. Solids* 164-166, (1993) 379.
- [56] R. Platz, R. Bruggemann et G.H. Bauer, *J. Non-Cryst. Solids* 164-166, (1993) 355.
- [57] Q. Zhang et G. J. Adriaenssens, *J. Appl.* 81 (10), (1997) 6795.
- [58] H.R. Park, D.S. Oh et J. Jang, *Appl. Phys. Lett.* 68 (22), (1996) 3135.
- [59] A.K. Sinha, G.S. Narayana, S.K. Tripathi et S.C. Agarwal, *J. Non-Cryst. Solids* 241 (1998) 128-133.
- [60] L. Chahed et M.L. Thèye, *Phys. Rev. B* 43 (1991) 14488.
- [61] F. Siebke, H. Stiebig et R. Carius, *Sol. En. Mat. and Sol. Cells*, 49, (1997) 7-12.

Résumé

Le présent travail porte sur la caractérisation du silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H) par les méthodes de la réponse spectrale du photocourant. Le matériau a-Si:H est déposé en couche mince par la technique de pulvérisation DC magnétron. Nous avons mis au point un dispositif expérimental qui nous a permis d'investir les caractéristiques du matériau par des méthodes basées sur la mesure du photocourant. En premier lieu, nous avons étudié expérimentalement le comportement de la photoconductivité et de son exposant γ en fonction du taux de génération et de la température. En second lieu, nous avons présenté les traitements et les résultats relatifs aux deux méthodes spectrales utilisées et qui sont : la réponse spectrale de la photoconductivité et la Méthode du Photocourant Constant (CPM). La première nous a permis d'estimer la sensibilité à la lumière du matériau. La deuxième nous renseigne sur les caractéristiques concernant les états énergétiques localisés dans le gap, notamment la densité d'états profonds et la pente d'Urbach. Nous avons présenté les détails relatifs à l'utilisation de la méthode CPM, notamment, le traitement des données, l'extraction des paramètres caractéristiques, et des vérifications expérimentales de la validité des résultats obtenus. A travers certaines vérifications, nous avons montré que la CPM est applicable sur nos échantillons. Nous avons enfin présenté les caractéristiques obtenues à partir des deux méthodes spectrales sur un lot d'échantillons déposés à différentes températures.