

## CARACTERISATION OPTIQUE ET ELECTRONIQUE DES SEMICONDUCTEURS AMORPHES PAR LA TECHNIQUE DE PHOTOCOURANT CONSTANT EN REGIME CONTINU (DC-CPM)

### *Optical and electronic characterization of amorphous semiconductors by means of constant photocurrent method in the continuous regime (DC-CPM)*

T. TIBERMACHINE<sup>1</sup> & A. MERAZGA<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Université Mohammed Khider, Laboratoire des Matériaux Semi-conducteurs et Métalliques, B.P. 145 RP, Biskra 07000, Algérie.  
E-mail: [tawfik\\_tiber@yahoo.fr](mailto:tawfik_tiber@yahoo.fr)

<sup>2</sup> King Khaled University, Faculty of Science, Department of Physics, PO Box 9004, Abha, Saudi Arabia.

#### RÉSUMÉ

Notre but dans cet article est de déterminer les propriétés optiques et électroniques des semiconducteurs amorphes en particulier le silicium amorphe hydrogéné a-Si:H. Pour cette raison, on a mesuré le coefficient d'absorption optique de deux échantillons en a-Si : H par la technique de photocourant constant en mode continu (DC-CPM). Ces deux échantillons, un non dopé et l'autre dopé de type n, sont préparés par la technique de décomposition chimique en phase gazeuse assistée par plasma (PECVD). Ensuite, on a converti les spectres d'absorption mesurés en densité d'états électronique (DOS) à l'intérieure du gap de mobilité. En outre, on a développé un programme pour modéliser la technique DC-CPM en tenant en compte toutes les transitions thermiques et optiques possibles entre les états localisés dans le gap et les états étendus dans la bande de valence et de conduction. Le modèle de "defect pool" pour la densité d'états électronique (DOS) est incorporé dans notre modélisation. Les résultats obtenus par mesures sur les deux échantillons en a-Si : H démontrent que le coefficient d'absorption optique est sous estimé seulement pour le cas non dopé. Nous affectons cette sous estimation au régime continue (mode DC) utilisé pour déterminer le coefficient d'absorption optique et au type du matériau. Quand aux résultats obtenus par modélisation, ils montrent l'importance de considérer les deux coefficients d'absorption dues aux électrons et aux trous pour reconstituer à la fois la densité des états occupés et non occupés.

**Mots clés :** DC-CPM ; a-Si: H; Coefficient d'absorption optique ; Densité d'états.

#### ABSTRACT

We present in this article the optical and electronic properties of amorphous semiconductors in particular hydrogenated amorphous silicon a-Si: H. Two samples, undoped and P-doped, are prepared by plasma enhanced chemical vapour deposition (PECVD). The optical absorption coefficient of the two samples is measured by the constant photocurrent technique in continuous mode (DC-CPM). Then the measured absorption spectra are converted into electronic density of states (DOS) within the mobility gap. We have also developed a computer program to model DC-CPM by holding into account all the possible thermal and optical transitions between the localized states in the gap and the extended states in the conduction and valence band. The defect pool model for the electronic density of states (DOS) is incorporated in our modelling. Our measurements show that the DC optical coefficient absorption is underestimated only for the undoped sample. Our modelling showed us the importance to consider the two absorption coefficients due to the electrons and to the holes to reconstruct the density of the occupied and non-occupied states within the gap mobility of the material.

**Keywords:** DC-CPM; a-Si: H; Optical absorption coefficient; Defect density.

## 1 INTRODUCTION

La densité d'états électroniques des semiconducteurs amorphes peut être étudiée par plusieurs techniques. L'élaboration de différentes techniques de caractérisation est très importante car la totalité des propriétés optoélectroniques des semiconducteurs amorphes sont liées directement à la DOS. Parmi les méthodes les plus couramment utilisées, on trouve les méthodes électriques telles que la technique de la photoconductivité stationnaire SSPC [1] et la technique du temps de vol TOF [2], et les méthodes optiques telles que la spectroscopie de déflexion photothermique PDS [3], la technique de photoconductivité à doubles faisceaux DBP [4] et la méthode du photocourant constant CPM [5,6]. On se propose d'étudier par simulation et expérimentation la structure électronique, représentée par la densité des états de défauts, dans le a-Si:H intrinsèque et de type n en utilisant la méthode de photocourant constant. Cette technique est basée sur la mesure du coefficient d'absorption optique pour des photons qui ont des énergies inférieures à la largeur du gap de mobilité du matériau semiconducteur. La CPM, comme spectroscopie, reflète la densité d'états de la partie inférieure du 'gap', complétant ainsi la technique de photocourant transitoire TPC [7] qui informe sur la partie supérieure du 'gap'. L'article présente une suite de notre travail précédent où on a simulé la technique CPM en considérant une densité d'états monovalente simple [8]. L'article est organisé comme suit : la section II présente la procédure expérimentale utilisée dans ce travail pour caractériser les échantillons et la section III décrit en détail les équations de base nécessaires à la modélisation de la technique CPM en régime continu, dans la section IV nous discutons les différents résultats obtenus par simulation et par mesure et enfin nous terminerons par une conclusion.

## 2 DETAILS EXPERIMENTAUX

Les deux échantillons l'un est de type i (Intersolar ISB4) d'épaisseur  $d=1 \mu\text{m}$  et l'autre est de type n (P272) d'épaisseur  $d=1 \mu\text{m}$ , ont été préparés par la technique PECVD. Les matériaux ont été déposés dans un réacteur industriel avec une pression de la chambre égale à 0.1 Torr sur un substrat en verre chauffé à 295°C. Pour l'échantillon Intersolar ISB4, le gaz de déposition le silane  $\text{SiH}_4$  a été introduit dans la chambre en appliquant un champ électrique alternatif d'une fréquence égale à 13.56Mhz. Pour l'échantillon P272, le gaz dopant phosphine  $\text{PH}_3$  de concentration égale à 3vppm et le gaz de déposition le silane  $\text{SiH}_4$  ont été introduits dans la chambre en appliquant un champ électrique alternatif d'une fréquence égale à 13.56Mhz. Deux contacts électriques en aluminium de longueur de 1 cm séparés d'une distance de 0.05 cm ont été déposés sur chaque échantillon pour former une configuration coplanaire.

La figure 1 représente le banc de mesure utilisé pour déterminer le coefficient d'absorption optique en fonction de l'énergie du photon  $\alpha(h\nu)$  par la technique CPM.

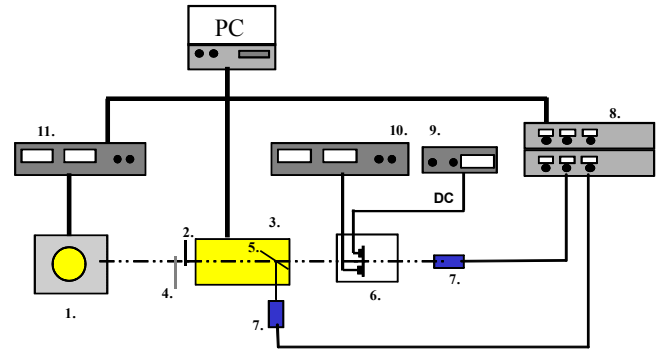


Figure 1 : Montage pour la mesure d'absorption optique par la méthode du photocourant constant CPM

1. Lampe W-halogen 2. Hacheur optique 3. Monochromateur 4. Roue à Filtrés 5. Lame séparatrice 6. Cryostat+échantillon 7. Photodétecteurs 8. Amplificateurs 9. Multimètre digital 10. Alimentation haute tension 11. Alimentation réglable

## 3 THEORIE ET SIMULATIONS

La modélisation numérique de la technique CPM appliquée aux semi-conducteurs amorphes est basée sur les équations fondamentales suivantes :

Equation de neutralité de charge:

$$n_{dc} + \sum n_i^{dc}(E) + \sum D_{dc}^-(E) - p_{dc} - \sum p_i^{dc}(E) - \sum D_{dc}^+(E) + D_{opage} = 0 \quad (1)$$

Equations de continuités pour les porteurs libres  $n_{dc}$  et  $p_{dc}$ :

$$\frac{\partial n_{dc}}{\partial t} = 0 \Rightarrow \sum_x \left( \begin{array}{l} T_1^+(E) + T_2^+(E) + T_3^+(E) + T_4^+(E) \\ -T_1^-(E) - T_2^-(E) - T_3^-(E) - T_4^-(E) \end{array} \right) + \sum_x G_x^+(E, h\nu) + G_x^-(E, h\nu) + G_x^+(E, h\nu) + G_x^-(E, h\nu) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial p_{dc}}{\partial t} = 0 \Rightarrow \sum_x \left( \begin{array}{l} T_1^+(E) + T_2^+(E) + T_3^+(E) + T_4^+(E) \\ -T_1^-(E) - T_2^-(E) - T_3^-(E) - T_4^-(E) \end{array} \right) + \sum_x G_x^+(E, h\nu) + G_x^-(E, h\nu) + G_x^+(E, h\nu) + G_x^-(E, h\nu) = 0 \quad (3)$$

Equations de taux de variation des concentrations des états chargés de liaisons pendantes  $D_{dc}^+$  et  $D_{dc}^-$ :

$$\frac{\partial D_{dc}^+(E)}{\partial t} = 0 \Rightarrow T_3^{dc}(E) - T_1^{dc}(E) + T_5^{dc}(E) - T_7^{dc}(E) - G_2^{dc}(E, h\nu) + G_1^{dc}(E, h\nu) = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial D_{dc}^-(E)}{\partial t} = 0 \Rightarrow T_2^{dc}(E) - T_4^{dc}(E) + T_8^{dc}(E) - T_6^{dc}(E) - G_4^{dc}(E, h\nu) + G_3^{dc}(E, h\nu) = 0 \quad (5)$$

$$D_{dc}^-(E) + D_{dc}^o(E) + D_{dc}^+(E) = 1 \quad (6)$$

Equations de taux de variation des concentrations des porteurs piégés  $n_t^{dc}$  et  $p_t^{dc}$ :

$$\frac{\partial n_t^{dc}(E)}{\partial t} = 0 \Rightarrow T_9^{dc}(E) - T_{10}^{dc}(E) + T_{13}^{dc}(E) - T_{14}^{dc}(E) - G_7^{dc}(E, h\nu) + G_6^{dc}(E, h\nu) = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial p_t^{dc}(E)}{\partial t} = 0 \Rightarrow T_{12}^{dc}(E) - T_{11}^{dc}(E) + T_{15}^{dc}(E) - T_{16}^{dc}(E) - G_8^{dc}(E, h\nu) + G_5^{dc}(E, h\nu) = 0 \quad (8)$$

Avec:

$$D_{dc}^+(E) = D(E) \cdot f_{dc}^+(E)$$

$$D_{dc}^o(E) = D(E) \cdot f_{dc}^o(E)$$

$$D_{dc}^-(E) = D(E) \cdot f_{dc}^-(E)$$

$$n_t^{dc}(E) = N_{cbt}(E) \cdot f_{cbt}^{dc}(E)$$

$$p_t^{dc}(E) = N_{vbt}(E) \cdot f_{vbt}^{dc}(E)$$

Où:

$f_{dc}^+(E)$ ,  $f_{dc}^o(E)$  et  $f_{dc}^-(E)$ : fonctions d'occupation associées aux défauts chargés positivement, neutres et négativement.

$f_{cbt}^{dc}(E)$  et  $f_{vbt}^{dc}(E)$ : fonctions d'occupation associées aux états de queue de bande de conduction (QBC) et de valence (QBV).

$D_{dc}^o(E)$ ,  $D_{dc}^+(E)$  et  $D_{dc}^-(E)$ : densités d'états neutres, chargés positivement et négativement de liaisons supposées avec une distribution énergétique de forme Gaussienne.

$D(E)$ : densité d'états de liaisons pendants proposée selon le model de defect pool [9,10].

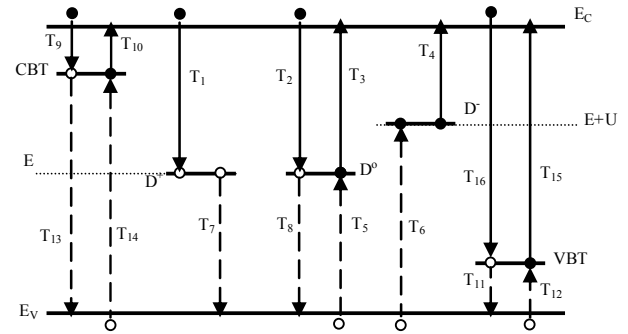
$N_{cbt}(E)$  et  $N_{vbt}(E)$ : densités d'états de la QBC et la QBV avec une distribution énergétique de forme exponentielle décroissante.

Les transitions thermiques par unité de volume par unité de temps  $T_i^{dc}(E)$  pour les queues de bande et les liaisons pendants sont exprimées en fonction des coefficients de capture et d'émission [11,12]. Leurs représentations

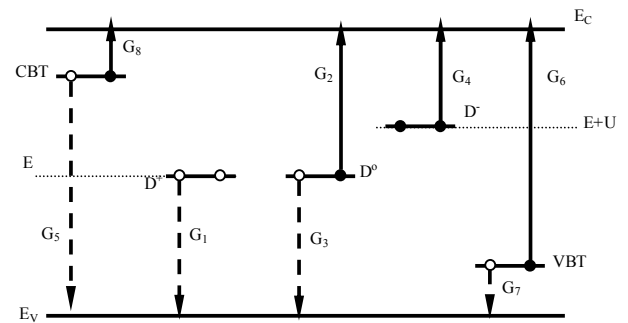
graphiques sont schématisées sur la figure (2.a) en prenant un seul niveau d'énergie E comme titre d'exemple. Les différentes transitions optiques pour une énergie  $h\nu$  inférieure à la largeur du gap, correspondant aux différents taux de génération  $G_i(E, h\nu)$  sont représentées sur la figure (2.b). Leurs expressions mathématiques sont données par le produit de convolution des transitions optiques entre les états initiaux occupés,  $N_{occ}(E) = f_{ini}(E) \cdot D(E)$ , et les états finaux non occupés,  $N_{unocc}(E) = [1 - f_{fin}(E)] \cdot D(E)$ , avec une différence d'énergie de  $h\nu$  inférieure à la largeur du gap. Elles sont calculées en appliquant la formule suivante:

$$G_i^{dc}(E, h\nu) = \frac{const}{h\nu} \phi_{dc}(h\nu) N_{occ}(E - h\nu) N_{unocc}(E) \quad (9)$$

Avec  $const = 4.34 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^5 \text{ eV}^2$  et  $\phi_{dc}$  représente le flux d'excitation monochromatique continue.



O : Trou , ● : Électron Figure 2.a : Transitions thermiques



O : Trou , ● : Électron Figure 2.b. Transitions optiques

On a développé un programme de simulation de la technique CPM en mode DC permettant d'obtenir le coefficient d'absorption optique en régime continu DC et d'extraire ensuite la DOS en utilisant les spectres obtenus. Initialement, la densité d'états proposée selon le modèle de defect pool et la neutralité de charge (équation (1)) permettent de déterminer la position du niveau de Fermi à l'équilibre thermodynamique donc de calculer la densité d'électrons libres  $n_o$ , la densité des trous libres  $p_o$  et la

conductivité à l'obscurité  $\sigma_d$  ( $\sigma_d = q (\mu_n n_o + \mu_p p_o)$ ).

Sous l'illumination et au régime stationnaire, il est possible de déterminer la concentration des électrons et des trous libres  $n_{dc}$  et  $p_{dc}$  pour chaque photon d'énergie  $h\nu$  à l'aide d'une résolution numérique des équations (1) à (3). Les fonctions d'occupation associées à chaque état d'énergie  $E$  à savoir les états des défauts neutres, chargés positivement et négativement ( $f_{dc}^o(E)$ ,  $f_{dc}^+(E)$  et  $f_{dc}^-(E)$ ) ou les états des queues de bandes de conduction et de valence ( $f_{cbl}^{dc}(E)$  et  $f_{vbt}^{dc}(E)$ ), pour chaque excitation optique d'énergie  $h\nu$ , sont obtenues à l'aide d'une résolution numérique des équations (4) à (8) [11,12].

Le processus de calcul est répété en variant l'intensité du flux lumineux  $\phi$  jusqu'à ce que la photoconductivité stationnaire  $\sigma_{ph}$  ( $\sigma_{ph} = q (\mu_n n_{dc} + \mu_p p_{dc}) - \sigma_d$ ) soit égale à une constante fixée antérieurement.

Finalement, on obtient le coefficient d'absorption optique  $\alpha_i(h\nu)$  qui correspond au processus de génération  $G_i(h\nu)$  par la relation suivante:

$$\alpha_i^{dc}(h\nu) = \frac{\sum_E G_i^{dc}(E, h\nu)}{\phi_{dc}} \quad (10)$$

Les coefficients d'absorption dus aux électrons  $\alpha_n^{dc}(h\nu)$  et aux trous  $\alpha_p^{dc}(h\nu)$  et par conséquent le coefficient d'absorption total  $\alpha_{tot}^{dc}(h\nu)$  peuvent être calculés à partir de ces équations :

$$\alpha_n^{dc}(h\nu) = \alpha_2^{dc}(h\nu) + \alpha_4^{dc}(h\nu) + \alpha_6^{dc}(h\nu) + \alpha_8^{dc}(h\nu) \quad (11)$$

$$\alpha_p^{dc}(h\nu) = \alpha_1^{dc}(h\nu) + \alpha_3^{dc}(h\nu) + \alpha_5^{dc}(h\nu) + \alpha_7^{dc}(h\nu) \quad (12)$$

$$\alpha_{tot}^{dc}(h\nu) = \alpha_n^{dc}(h\nu) + \alpha_p^{dc}(h\nu) \quad (13)$$

Une fois les coefficients d'absorption sont déterminés, nous pouvons calculer la DOS par la méthode de dérivative [13,14]. Si, on considère la densité d'états non occupés (occupés) à la bande de conduction  $N_{CB}(E)$  (bande de valence  $N_{VB}(E)$ ) est constante donnée par  $G_C$  ( $G_V$ ), nous pouvons extraire la distribution DOS en utilisant le spectre d'absorption en mode DC par une simple différentiation comme suit:

$$D(E) f^{dc}(E) = \frac{1}{const. G_V} \left[ \frac{d(h\nu \alpha_{tot}^{dc}(h\nu))}{d h\nu} \right]_{h\nu=E_C-E} \quad (14)$$

## 4 RESULTATS ET DISCUSSION

### 4.1 Choix des paramètres

Les paramètres utilisés dans notre programme de simulation pour modeler le coefficient d'absorption optique mesuré par la technique DC-CPM sont représentés sur les tableaux ci-dessous. Le premier tableau donne les paramètres fixes c'est-à-dire ceux qui ne sont pas changés au cours de la simulation tandis que le deuxième tableau donne les paramètres qui ont été variés suivant le type du matériau de telle façon d'obtenir les meilleurs résultats.

**Tableau 1 : Paramètres utilisés en simulation**

Mobilité d'électrons	$\mu_n = 10 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$
Mobilité des trous	$\mu_p = 1 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$
Gap d'énergie	$E_g = 1.8 \text{ eV}$
Température	$T = 300 \text{ K}$
Température caractéristique de la QBC	$KT_c = 0.03 \text{ eV}$
Température d'équilibre	$T_{eq} = 500 \text{ K}$
Energie du centre du pool	$E_{pool} = 1.27 \text{ eV}$
Largeur de la distribution Gaussienne	$\sigma_{pool} = 0.19 \text{ eV}$
Concentration d'hydrogène	$[H] = 7.10^{21} \text{ cm}^{-3}$
Nombre d'atome d'hydrogène	$i_H = 2$

Echantillon	Non dopé	Dopé type n
Densité d'états en $E_c, E_v$	$G_c = G_v = 2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$	$G_c = G_v = 1.6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$
Niveau de Fermi*	$E_F = 1.12 \text{ eV}^*)$	$E_F = 1.4 \text{ eV}^*)$
Température caractéristique de la QBV	$KT_v = 0.06 \text{ eV}$	$KT_v = 0.05 \text{ eV}$
Energie de corrélation	$U = 0.3 \text{ eV}$	$U = 0.2 \text{ eV}$

### 4.2 Spectre d'absorption

#### 4.2.1 Silicium amorphe hydrogéné intrinsèque (échantillon ISB4)

Le coefficient d'absorption mesuré  $\alpha_{dc-mes}$  par la technique DC-CPM pour un échantillon en silicium amorphe hydrogéné non dopé (Intersolar ISB4) et le coefficient d'absorption total simulé  $\alpha_{dc-tot}$ , en utilisant les paramètres

\*) Paramètre calculé à partir de l'équation de neutralité de la charge

donnés aux tableaux précédents, sont illustrés sur la figure 3. On constate que le coefficient mesuré est supérieur au coefficient simulé en particulier dans la région où l'excitation optique ne dépasse pas l'énergie 1.3eV. En effet, cette région reflète la participation des niveaux profonds dans le mécanisme de génération des porteurs libres. Cette différence est due au régime continu utilisé pour mesurer le coefficient d'absorption. Dans ce régime toutes les transitions optiques directes ou indirectes sont détectées. En d'autres termes, non seulement les porteurs de charges photo-générés à partir directement des états occupés sont inclus mais aussi les charges générées par l'intermédiaire des états non occupés. Ceci explique d'un côté la différence observée entre le spectre mesuré et simulé et d'un autre côté l'utilisation dans d'autres travaux le régime périodique au lieu du régime continu [15,16].

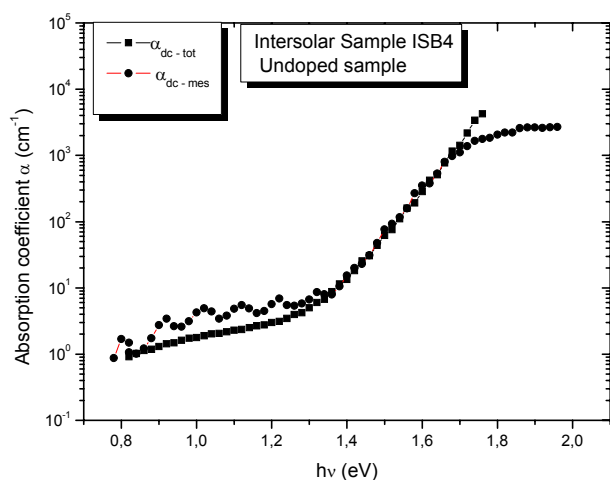


Figure 3 : Coefficient d'absorption optique mesuré (●) et simulé (■) de l'échantillon "Intersolar ISB4"

On a représenté sur la figure 4 le coefficient d'absorption optique total  $\alpha_{dc-tot}$  et ses composantes dues aux électrons  $\alpha_{dc-n}$  et aux trous  $\alpha_{dc-p}$ . Ces coefficients sont obtenus par notre programme de simulation de la technique CPM en mode DC en utilisant toujours les mêmes paramètres des tableaux ci-dessus. L'allure de ces coefficients coïncide parfaitement avec celle obtenue généralement par d'autres auteurs [17,18]. Une première région entre 1.8 et 1.3eV représente les transitions optiques entre la QBV (QBC) et la bande de conduction (bande de valence) pour les électrons (pour les trous). Une deuxième région inférieure à 1.3eV représente les transitions optiques entre les liaisons pendantes et la bande de conduction ou la bande de valence.

Le coefficient d'absorption total est presque égal au coefficient d'absorption dû aux électrons  $\alpha_{dc-n}$  dans la première région où généralement le coefficient d'absorption  $\alpha_{dc-p}$  est négligé dans les littératures [19,20]. Tandis que dans la deuxième région, le coefficient d'absorption  $\alpha_{dc-p}$  ne peut pas être négligé, il est presque de même ordre que le coefficient d'absorption  $\alpha_{dc-n}$ . Nous allons voir qu'il est très important de le considérer surtout pour la détermination de

la densité d'état électronique dans les semi-conducteurs amorphes sur le gap entier.

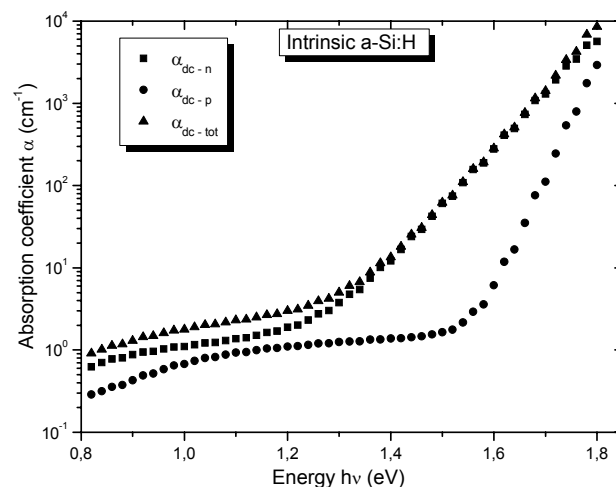


Figure 4 : Coefficient d'absorption optique total du silicium amorphe hydrogéné intrinsèque (▲) et ses composantes (■ et ●) obtenus par simulation

#### 4.2.2 Silicium amorphe hydrogéné dopé type n (échantillon P272)

La figure 5 montre le coefficient d'absorption mesuré  $\alpha_{dc-mes}$  par la technique DC-CPM pour un échantillon en silicium amorphe hydrogéné dopé de type n (P272) et le coefficient d'absorption total simulé  $\alpha_{dc-tot}$  en utilisant les paramètres donnés aux tableaux précédents. On constate, inversement au silicium amorphe hydrogéné intrinsèque, que le coefficient simulé est presque identique au coefficient mesuré sur les deux régions. Cette coïncidence peut être expliquée en considérant le type de l'échantillon utilisé pour mesurer le coefficient d'absorption. En effet, pour ce type d'échantillon, les porteurs de charge majoritaires sont les électrons et comme leurs mobilités sont supérieures à celles des porteurs minoritaires les trous, le taux de génération optique est dû presque aux transitions optiques incluant les électrons. Ces transitions sont directes et rapides et par conséquent le coefficient d'absorption optique total  $\alpha_{dc-tot}$  sera presque égal au coefficient d'absorption optique dû aux électrons  $\alpha_{dc-n}$ . Ceci explique les résultats obtenus pour ce type de matériau.

Dans la figure 6, on a représenté le coefficient d'absorption optique total  $\alpha_{dc-tot}$  et les deux coefficients d'absorption dues aux électrons  $\alpha_{dc-n}$  et aux trous  $\alpha_{dc-p}$  obtenus par notre programme de simulation en utilisant toujours les mêmes paramètres des tableaux ci-dessus. On doit noter que le coefficient  $\alpha_{dc-n}$  est divisé par 3 pour raison de clarté. Il est évident d'après cette figure que les trous ne participent que partiellement au processus de génération optique néanmoins leurs utilisations pour reconstituer la densité d'états dans la partie supérieure du gap près de la bande de conduction sont très utiles.

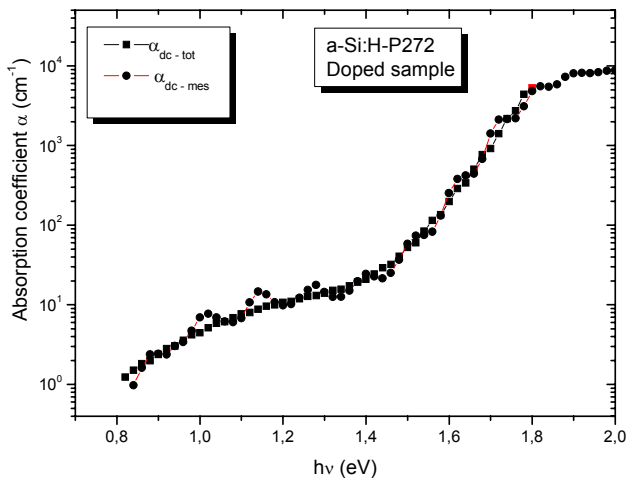


Figure 5 : Coefficient d'absorption optique mesuré (●) et simulé (■) de l'échantillon "P272"

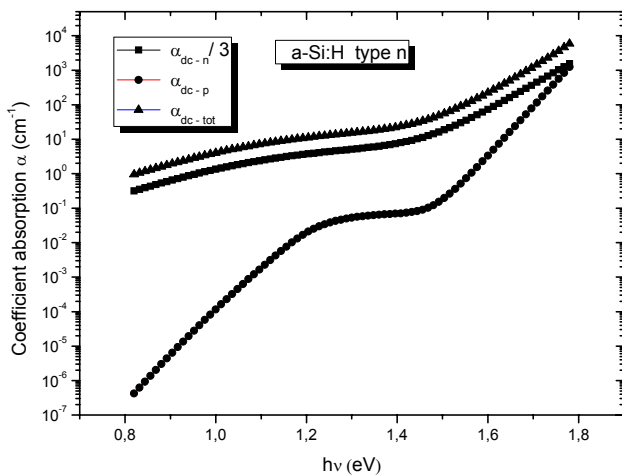


Figure 6 : Coefficient d'absorption optique total du silicium amorphe hydrogéné de type n (▲) et ses composantes (■ et ●) obtenus par simulation

### 4.3 Densité d'états

Le spectre d'absorption reflète toutes les transitions optiques entre les états électroniques du gap d'énergie. Par conséquent, ce spectre peut être converti en distribution énergétique des états localisés occupés à l'intérieur du gap en utilisant l'équation (14). On a appliqué cette méthode pour extraire la densité d'états électronique de nos deux échantillons.

#### 4.3.1 Silicium amorphe hydrogéné intrinsèque (échantillon ISB4)

La figure 7 représente la DOS obtenue par dérivation du coefficient d'absorption optique mesuré  $\alpha_{dc-mes}$ . Elle est composée d'une distribution exponentielle représentant la QBV de pente égale à 0.061eV, et une distribution

gaussienne représentant les liaisons pendantes chargées négativement centrées à peu près à 0.85eV.

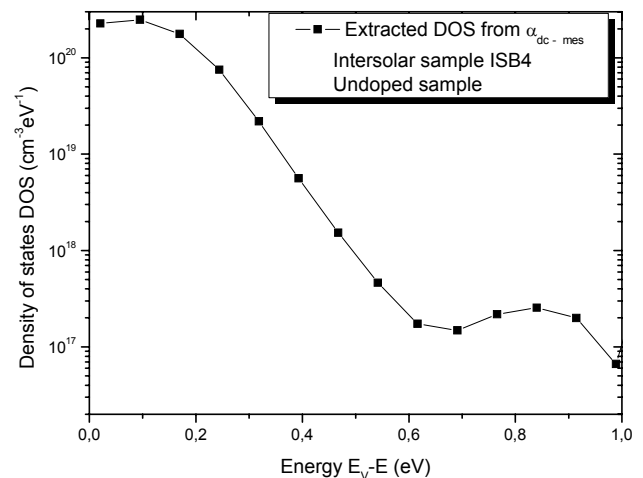


Figure 7 : Densité d'états de l'échantillon "Intersolar ISB4"

#### 4.3.2 Silicium amorphe hydrogéné dopé type n (échantillon P272)

La figure 8 représente la DOS obtenue par dérivation du coefficient d'absorption optique mesuré  $\alpha_{dc-mes}$ . Elle est composée d'une distribution exponentielle représentant la QBV de pente égale à 0.055eV, et une distribution gaussienne représentant les liaisons pendantes chargées négativement centrées à peu près à 1.09eV.

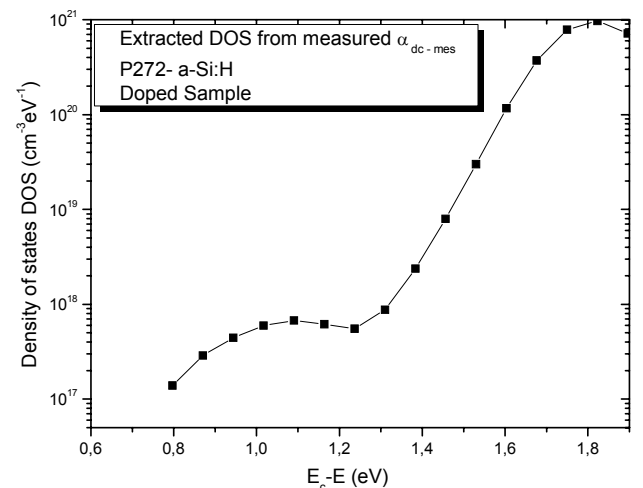


Figure 8 : Densité d'états de l'échantillon "P272"

#### 4.3.3 Utilisation des coefficients $\alpha_{dc-n}$ et $\alpha_{dc-p}$

Les deux figures suivantes illustrent l'importance d'utiliser les deux coefficients  $\alpha_{dc-n}$  et  $\alpha_{dc-p}$  pour reconstituer la partie inférieure du gap (près de la bande de valence) et la partie supérieure du gap (près de la bande de conduction). La première figure montre la reconstitution pour le cas du

silicium amorphe hydrogéné non dopé et la deuxième montre la reconstitution pour le cas du silicium amorphe hydrogéné dopé de type n.

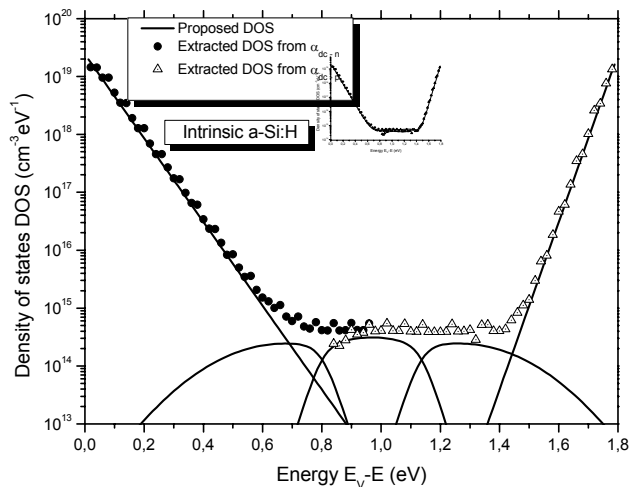


Figure 9 : Densité d'états proposée (—) et reconstituée ( $\Delta$ ,  $\bullet$ )

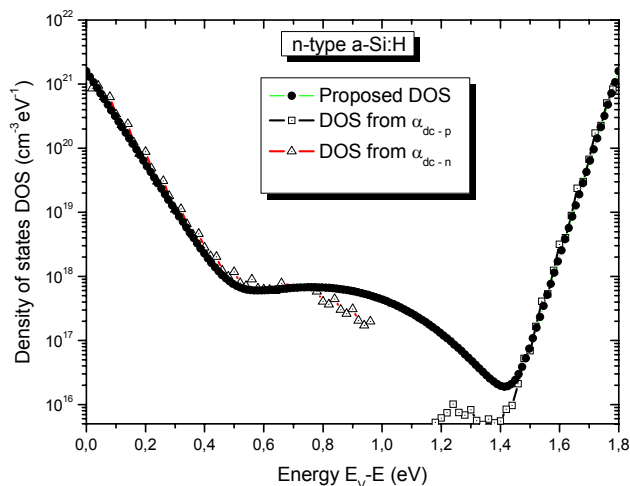


Figure 10 : Densité d'états proposée ( $\bullet$ ) et reconstituée ( $\Delta$ ,  $\square$ )

La partie inférieure du gap concernant les états localisés occupés c'est-à-dire pour  $0 < E < E_F$  est reconstituée à partir du spectre  $\alpha_{dc-n}$ . La partie supérieure du gap concernant les états localisés non occupés c'est-à-dire pour  $E_F < E < E_g$  est reconstituée à partir du spectre  $\alpha_{dc-p}$ . Les deux figures montrent une bonne reconstitution de la densité d'état de la QBV et la QBC proposée et simulée pendant qu'on observe une légère différence pour les liaisons pendantes. Cette différence est due au régime continu DC adapté pour le calcul du coefficient d'absorption total, ce mode DC détecte et inclut outre que les transitions optiques directes, les transitions optiques indirectes causées par les transitions thermiques supplémentaires ce qui nous donne par conséquent un coefficient d'absorption optique supérieur. La figure supplémentaire insérée dans la figure (9) montre la reconstitution de la densité d'états dans le cas où elle est

considérée monovalente. On voit clairement qu'on peut déterminer la distribution énergétique de la DOS du gap entier en se servant des deux coefficients  $\alpha_{dc-n}$  et  $\alpha_{dc-p}$ .

## 5 CONCLUSIONS

Dans cet article nous avons déterminé les propriétés optiques et électriques de deux échantillons en silicium amorphe hydrogéné non dopé et dopé de type n, en termes de spectre d'absorption optique et densité d'états électronique. Nous avons présenté nos résultats obtenus expérimentalement et par modélisation de la technique du photocourant constant en mode d'excitation optique monochromatique continu (DC-CPM). Nous avons constaté qu'une différence existe entre le spectre simulé et mesuré seulement pour le cas de l'échantillon intrinsèque en particulier dans la région des défauts profonds. Cette différence est due essentiellement au régime adopté pour la technique CPM d'un côté et au type de matériau d'un autre côté. La technique CPM est connue comme une technique spectroscopique utilisée pour déterminer la densité des défauts profonds. Ainsi, nous avons pu extraire la distribution énergétique des états occupés à l'intérieur du gap des deux échantillons en utilisant les spectres mesurés. Comme une méthode alternative, nous avons utilisé les résultats de la simulation pour déterminer la distribution énergétique d'états en particulier la densité des défauts profonds pour le cas du silicium amorphe hydrogéné intrinsèque et dopé. Nous avons arrivé à la conclusion qu'on peut déterminer la distribution énergétique des états occupés et non occupés sur le gap entier en se servant des coefficients d'absorption optique dues aux électrons  $\alpha_{dc-n}$  et aux trous  $\alpha_{dc-p}$ . Lors de l'utilisation de la technique CPM comme étant une technique de caractérisation, on doit considérer plusieurs paramètres à savoir la grandeur du photocourant à maintenir constant, le mode adapté DC ou AC,...etc. Il est utile donc d'étendre cette étude de la technique DC-CPM à la technique du photocourant constant en mode périodique AC-CPM.

## REFERENCES

- [1] C. Main, S. Reynolds, and R. Brüggemann, Phys. Stat. Sol. (c) **1**, No. 5, 1194-1207, 2004.
- [2] V. Cech, and J. Stuchlik, Phys. Stat. Sol. (a) **187**, No. 2, 487-491, 2001.
- [3] W. B. Jackson, N. M. Amer, A. C. Boccara, and D. Fournier, Applied Optics **20**(8) (1981) 1333-1344.
- [4] J. J. G. Van den Heuvel, M. Zeman and J. W. Metselaar, Proceedings of the SAFE/IEEE workshop, 53 (2000).
- [5] M. Vanecek, J. Kocka, A. Poruba, and A. Fejfar, J. Appl. Phys., **78**, 6203, 1995.
- [6] V. Karoutsos, K. Pomoni, A. Vomvas, and J. Sotiropoulos, Phys. Stat. Sol. (b) **199**, No. 127, 127-134, 1997.

- [7] C. Main, D. Nesheva, J. Optoelectronic and Advanced Materials, Vol. 3, No. 3, 2001, p.653-664.
- [8] T. Tibermacine, A. Merazga, Courrier du Savoir, No. 6, Juin 2005, pp.17-20.
- [9] M. J. Powell and S. C. Deane, Phys. Rev. B 48, 10815 (1993).
- [10] M. J. Powell and S. C. Deane, Phys. Rev. B 53, 10121 (1996).
- [11] J. A. Schmidt and F. A. Rubinelli, J. Appl. Phys., 83 (1), 339 (1998).
- [12] F. Siebke, H. Stiebig, A. Abo-Arais and H. Wagner, Solar Energy Materials and Solar Cells 41/42 (1996), 529-536.
- [13] P. Jensen, Solid State Communications. Vol. 76, No. 11, pp. 1301-1303, 1990.
- [14] A. Poruba and F. Schauer, Proceeding of the 8-th Inter. School on Con. Matter Phys., Varna, Bulgaria, 19-23 September 1994.
- [15] C. Main, S. Reynolds, I. Zrinscak and A. Merazga, 2004 Journal of Non Crystalline Solids 338-340 228-231.
- [16] P. Sladek and M. L. Theye, Solid State Comms. Vol.89, No. 3, pp.199, 1994.
- [17] I. Sakata, M. Yamanaka, S. Numase, and Y. Hayashi, J. Appl. Phys. 71 (9), 4344-4353 (1992).
- [18] G. Conte, F. Irrena, G. Nobile, and F. Palma, Journal of Non-Crystalline Solids 164-166 (1993) 419-422.
- [19] S. Lee, M. Günes, C. R. Wronski, N. Maley, M. Bennett, Appl. Phys. Lett. 59 (13), 1578 (1991).
- [20] J. Z. Liu, G. Lewen, J. P. Conde, and P. Roca i Cabarrocas, Journal of Non-Crystalline Solids 164-166 (1993) 383-386.