

EFFET DE LA FREQUENCE DANS LA DETERMINATION DES PROPRIETES OPTOELECTRONIQUES DU SILICIUM AMORPHE HYDROGENE PAR LA TECHNIQUE DE PHOTOCOURANT CONSTANT EN REGIME PERIODIQUE (AC-CPM)

Reçu le 04/07/2007 – Accepté le 24/05/2008

Résumé

L'échantillon "Intersolar ISB4" en silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H) de type intrinsèque préparé par la technique de décomposition chimique en phase gazeuse assistée par plasma (PECVD), a été caractérisé par la technique de photocourant constant en mode périodique (AC-CPM). Le spectre d'absorption optique α (hv) et la densité d'états des défauts ont été déterminés par simulation pour plusieurs fréquences. On a développé pour cette raison, un programme pour modéliser la technique AC-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 conduction et de valence. Le modèle de "defect pool" pour la densité d'états électronique (DOS) est incorporé dans notre modélisation. Pour valider nos résultats de simulation, on a mesuré α (hv) de l'échantillon "Intersolar ISB4" pour plusieurs fréquences et on a converti ensuite les spectres d'absorption optique mesurés en densité d'états électronique à l'intérieure du gap de mobilité. Les résultats obtenus par modélisation sont en bonne concordance avec les mesures. Les propriétés optoélectroniques du silicium amorphe hydrogéné a-Si:H ont été déterminés pour différentes fréquences. Au fur et à mesure que la fréquence augmente, les propriétés optiques en termes de spectre d'absorption optique sont plus en plus sous-estimées quand aux propriétés électroniques en termes de densité d'états électronique sont plus en plus bien déterminées.

Mots clés : a-Si: H; AC-CPM; Spectre d'absorption optique ; Densité de défauts.

Abstract

We present in this article the relationship between the optical excitation frequency and the optical and electronic properties of amorphous semiconductors in particular hydrogenated amorphous silicon a-Si:H. The optical absorption coefficient α (hv) and the density of states (DOS) of undoped Intersolar ISB4 sample, which is prepared by plasma enhanced chemical vapour deposition (PECVD), are measured by the constant photocurrent method in periodic mode (AC-CPM). We have also developed a computer program to model AC-CPM taking 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 is incorporated in our modelling. To validate our simulation results, we have measured α (hv) for several frequencies. Then the measured absorption spectrums are converted into electronic density of states within the mobility gap of the sample. Our measurements and our modelling results show that the optical absorption coefficients are underestimated as frequency increase. We affect this underestimate to the mode used to determine the optical absorption coefficient. Furthermore, Our results showed us that the reconstruction of the density of the occupied states within the gap mobility of the material is better for high frequencies than for low frequencies.

Key words: a-Si: H; AC-CPM; Optical absorption spectra; Defect density.

T. TIBERMACHINE*

AM. MEFTAH*

AF. MEFTAH*

A. MERAZGA**

* Université Mohammed Khider,
Laboratoire des Matériaux Semi-conducteurs et Métalliques, B.P. 145
RP, Biskra 07000, Algérie.

** King Khaled University, Faculty
of Science, Department of Physics,
PO Box 9004, Abha, Saudi Arabia.

ملخص

نعالج في هذا المقال أترواتر الضوء المسلط بشكل متناوب على عينة من السيليسيوم اللامتبلور المهدرج المطعم بصفة ضعيفة (جوهري (a-Si:H : Intersolar ISB4) على تحديد خصائصه الضوئية والالكترونية متمثلة في معامل الامتصاص الضوئي و التوزيع الطاقوي لكثافة الحالات. من أجل ذلك إستعملنا تقنية تثبيت الناقلية الضوئية من خلال تغيير شدة الضوء المسلط على السيليسيوم بنمط متناوب. إلى جانب العمل التجريبي طورنا برنامج رقمي يأخذ بعين الاعتبار كل الانتقالات الحرارية و الضوئية الممكنة بين الحالات الالكترونية المتموضعة بناء على نموذج "Defect Pool" داخل الفاصل الطاقوي وعصابتي النقل و التكافؤ. بينت النتائج المتحصل عليها من خلال المحاكاة الرقمية من جهة و النتائج التجريبية من جهة أخرى عن وجود تباين بين مختلف التواترات المستعملة. فمن جهة معامل الامتصاص الضوئي في حالة تواتر عال هو أقل منه في حالة تواتر ضعيف و من الجهة المقابلة إستنباط كثافة الحالات الالكترونية في حالة تواتر عال هو أقرب منه لكثافة الحالات الالكترونية المقترحة في حالة تواتر ضعيف.

الكلمات المفتاحية: السيليسيوم اللامتبلور المهدرج؛ تقنية الناقلية الضوئية الثابتة بنمط متناوب ؛ معامل الامتصاص الضوئي ؛ كثافة الحالات الالكترونية.

INTRODUCTION

Les propriétés optoélectroniques des semiconducteurs amorphes en particulier le silicium amorphe hydrogéné et ces dérivés prennent une grande importance aussi bien en applications terrestres qu'en applications spatiales. L'intérêt de ce matériau réside dans sa procédure de déposition et ces propriétés optiques. En effet, la technique de préparation fréquemment utilisée PECVD ne nécessite ni hautes températures de substrats ni de nombreuses étapes de fabrication par comparaison avec le silicium cristallin. En outre, il possède un gap optique permettant d'absorber efficacement les photons de hautes énergie dans la région du maximum du spectre solaire par rapport au silicium cristallin quoique ce matériau souffre de phénomène de dégradation durant les premières centaines d'heures d'exposition à la lumière (effet Staebler-Wronski) pour finalement se stabiliser à des efficacités environ deux fois plus basse que leurs consœurs cristallines [1]. Les propriétés électriques et optiques de cellules amorphes p⁺-i-n⁺ dépendent généralement de la qualité de la région active i. Ce qui explique la variété de méthodes de caractérisation élaborées pour déterminer les paramètres physiques des semiconducteurs intrinsèques. Parmi les techniques spectroscopiques les plus connues et utilisées, on peut citer la spectroscopie de déflection photothermique (PDS) [2] et la méthode de photo-courant constant (CPM) [3]. Cette dernière reflète la densité d'états de la partie inférieure du 'gap', complétant ainsi la technique de photo-courant modulé (MPC) [4] qui informe sur la partie supérieure du 'gap'. La technique CPM peut être configuré suivant deux modes ; mode continu DC et périodique AC [5]. Généralement, ces deux modes donnent des résultats distincts aussi bien en spectre d'absorption qu'en densité d'états. Plusieurs tentatives ont été faites pour expliquer cette différence entre ces deux modes [6,7]. Le présent travail a pour but d'étudier par simulation et expérimentation l'effet de la fréquence de l'excitation optique pour la détermination du spectre d'absorption optique et de la structure électronique, représentée par la densité des états de défauts, dans le a-Si:H en utilisant la technique CPM en régime AC. L'article est organisé donc comme suit : la section II présente la procédure expérimentale utilisée pour la préparation de l'échantillon ainsi que le montage expérimental de la technique AC-CPM, la section III décrit en détail les équations de base nécessaire à la modélisation de la technique CPM en régime périodique, dans la section IV nous discutons les différents résultats obtenus par simulation et par mesure et enfin nous terminerons par une conclusion.

PROCEDURE EXPERIMENTALE

L'échantillon Intersolar ISB4 de type i et d'épaisseur $d=1 \mu\text{m}$, a été préparé par la technique PECVD. Le matériau a été déposé dans un réacteur industriel avec une pression de la chambre égale à 0.1 Torr sur un substrat en verre chauffé à 295°C. Le gaz de déposition le silane SiH₄ a été introduit 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 l'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 AC-CPM. Il est composé d'une lampe W-halogen (1), d'un hacheur optique (2) pour les différentes fréquences, d'un monochromateur (3), d'une roue à filtres (4), d'une lame séparatrice (5), d'une cryostat (6) contenant l'échantillon a-Si : H, deux photodétecteurs (7), deux amplificateurs (8), d'une alimentation haute tension (9) et d'une alimentation réglable (10).

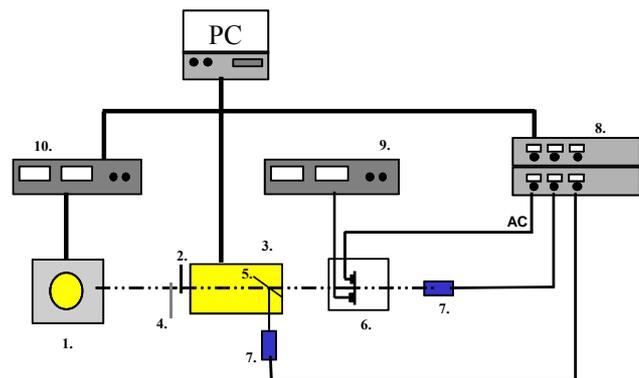


Figure 1: Montage pour la mesure d'absorption optique par la méthode du photocourant constant AC-CPM

THEORIE ET SIMULATIONS

En prenant à titre d'exemple un seul niveau d'énergie E et une seule énergie de photon $h\nu$, les deux figures suivantes illustrent toutes les transitions optiques et thermiques possibles entre les états localisés (queue de bande de conduction (CBT), queue de bande de valence (VBT) et les liaisons pendantes (DB)) et les états étendus (bande de conduction (CB) et bande de valence (VB)).

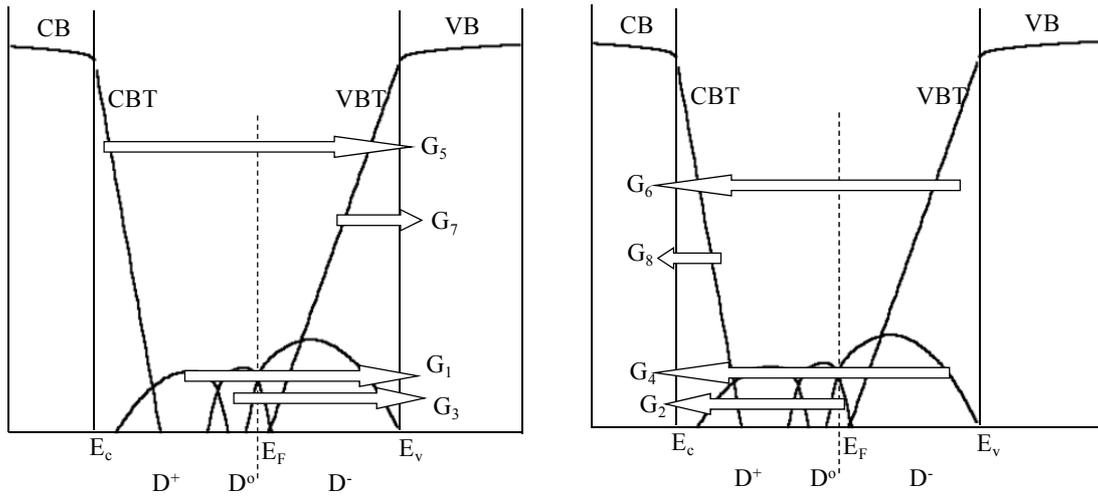


Figure 2.a: Illustration de transitions optiques G_i .

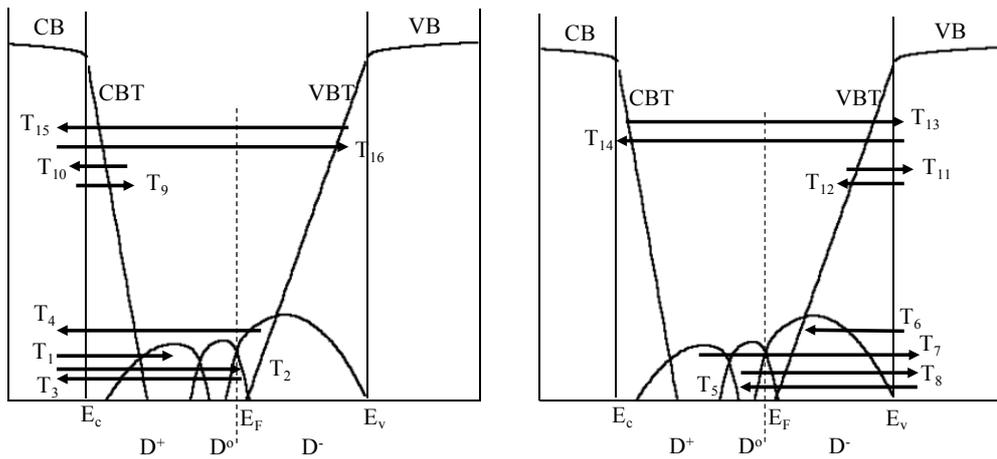


Figure 2.b: Illustration de transitions thermiques T_i .

Nous limitons notre étude de la technique CPM au mode périodique AC. Dans ce mode, l'excitation optique est une fonction périodique sinusoïdale par rapport au temps; on doit donc considérer deux types de contribution; la première est relative à la partie continue DC [8] et la deuxième à la partie alternative du signal. Par conséquent, toutes les grandeurs en régime périodique ne peuvent être obtenues numériquement si et seulement si la composante continue de chaque grandeur est connue auparavant. En effet, on a développé un programme de simulation de la technique CPM en mode DC et AC permettant d'obtenir le coefficient d'absorption optique en régime continu et périodique et d'extraire ensuite la distribution énergétique des états localisés dans le gap. Pour cette raison, on doit suivre les étapes suivantes :

- (i) La densité d'états proposée selon le modèle de defect pool [9,10] et la neutralité de charge, nous permet de déterminer la position du niveau de Fermi à l'équilibre thermodynamique donc de calculer la densité d'électrons libres n_0 , la densité des trous libres p_0 et la conductivité à l'obscurité σ_d ($\sigma_d = q(\mu_n n_0 + \mu_p p_0)$).
- (ii) Sous l'illumination et au régime périodique, il est possible de déterminer la concentration des électrons et des trous libres n_{ac} et p_{ac} à la fréquence ω , pour chaque énergie de photon $h\nu$ à l'aide d'une résolution numérique des deux équations suivantes :

Equations de continuités pour les porteurs libres n et p :

$$\frac{\partial n_{ac}(\omega)}{\partial t} = j\omega n_{ac}(\omega) \Rightarrow$$

$$\sum_E (T_3^{ac}(E, \omega) + T_4^{ac}(E, \omega) + T_{10}^{ac}(E, \omega) + T_{15}^{ac}(E, \omega) - T_1^{ac}(E, \omega) - T_2^{ac}(E, \omega) - T_9^{ac}(E, \omega) - T_{16}^{ac}(E, \omega))$$

$$+ \sum_E g_2^{ac}(E, h\nu, \omega) + g_4^{ac}(E, h\nu, \omega) + g_5^{ac}(E, h\nu, \omega) + g_7^{ac}(E, h\nu, \omega) = j\omega n_{ac}(\omega) \quad (1)$$

$$\frac{\partial p_{ac}(\omega)}{\partial t} = j\omega p_{ac}(\omega) \Rightarrow$$

$$\sum_E (T_7^{ac}(E, \omega) + T_8^{ac}(E, \omega) + T_{11}^{ac}(E, \omega) + T_{13}^{ac}(E, \omega) - T_5^{ac}(E, \omega) - T_6^{ac}(E, \omega) - T_{12}^{ac}(E, \omega) - T_{14}^{ac}(E, \omega))$$

$$+ \sum_E g_1^{ac}(E, h\nu, \omega) + g_3^{ac}(E, h\nu, \omega) + g_6^{ac}(E, h\nu, \omega) + g_8^{ac}(E, h\nu, \omega) = j\omega p_{ac}(\omega) \quad (2)$$

(iii) Les différentes fonctions d'occupation à la fréquence ω pour chaque niveau d'énergie E et pour chaque excitation optique d'énergie $h\nu$ sont déterminées à l'aide d'une résolution numérique des équations suivantes :

- Equations de taux de variation de concentration des porteurs piégés n_t et p_t :

$$\frac{\partial n_t^{ac}(E, \omega)}{\partial t} = j\omega n_t^{ac}(E, \omega) \Rightarrow$$

$$T_9^{ac}(E, \omega) - T_{10}^{ac}(E, \omega) + T_{13}^{ac}(E, \omega) - T_{14}^{ac}(E, \omega) - g_7^{ac}(E, h\nu, \omega) + g_6^{ac}(E, h\nu, \omega) = j\omega n_t^{ac}(E, \omega) \quad (3)$$

\Rightarrow la fonction d'occupation associée aux états de QBC $f_{cvt}^{ac}(E, \omega)$

$$\frac{\partial p_t^{ac}(E, \omega)}{\partial t} = j\omega p_t^{ac}(E, \omega) \Rightarrow$$

$$T_{12}^{ac}(E, \omega) - T_{11}^{ac}(E, \omega) + T_{15}^{ac}(E, \omega) - T_{16}^{ac}(E, \omega) - g_8^{ac}(E, h\nu, \omega) + g_5^{ac}(E, h\nu, \omega) = j\omega p_t^{ac}(E, \omega) \quad (4)$$

\Rightarrow la fonction d'occupation associée aux états de QBV $f_{vbt}^{ac}(E, \omega)$

- Equations de taux de variation de concentration des états chargés de liaisons pendantes D^+ et D^- :

$$\frac{\partial D_{ac}^+(E, \omega)}{\partial t} = j\omega D_{ac}^+(E, \omega) \Rightarrow$$

$$T_3^{ac}(E, \omega) - T_1^{ac}(E, \omega) + T_5^{ac}(E, \omega) - T_7^{ac}(E, \omega) - g_2^{ac}(E, h\nu, \omega) + g_1^{ac}(E, h\nu, \omega) = j\omega D_{ac}^+(E, \omega) \quad (5)$$

\Rightarrow la fonction d'occupation associée aux états de défauts chargés positivement $f_{D^+}^{ac}(E, \omega)$

$$D_{ac}^{-}(E, \omega) + D_{ac}^{o}(E, \omega) + D_{ac}^{+}(E, \omega) = 0 \quad (7)$$

⇒ la fonction d'occupation associée aux états de défauts neutres

Avec:

$$\begin{aligned} n_i^{ac}(E, \omega) &= D(E) \cdot f_{cvt}^{ac}(E, \omega) \\ p_i^{ac}(E, \omega) &= D(E) \cdot f_{vbt}^{ac}(E, \omega) \\ D_{ac}^{-}(E, \omega) &= D(E) \cdot f_{D^{-}}^{ac}(E, \omega) \\ D_{ac}^{o}(E, \omega) &= D(E) \cdot f_{D^o}^{ac}(E, \omega) \\ D_{ac}^{+}(E, \omega) &= D(E) \cdot f_{D^{+}}^{ac}(E, \omega) \end{aligned} \quad (8)$$

(iv) Les grandeurs calculées ci-dessus sont utilisées pour déterminer les différentes transitions thermiques $T_i^{ac}(E, \omega)$ en fonction des coefficients de capture et d'émission.

(v) Les différents taux de génération $g_i(h\nu, \omega)$ sont reliés directement aux transitions optiques entre les états

initiaux occupés, $N_{occ}(\omega, E) = f_{ini}^{ac}(\omega, E) D(E)$, et les états finals non occupés,

$N_{unocc}(\omega, E) = [1 - f_{fin}^{ac}(\omega, E)] D(E)$, avec une différence d'énergie égal à $h\nu$ inférieur à la largeur du gap. Ils sont calculés par l'intégral de convolution suivant [11]:

$$g_i^{ac}(h\nu, \omega) = \frac{cte}{h\nu} \phi^{ac}(h\nu) \int_{-\infty}^{+\infty} N_{occ}(E - h\nu) N_{unocc}(E) dE \quad (9)$$

Avec $cte = 4.34 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^5 \text{ eV}^2$ et ϕ^{ac} représente le flux d'excitation monochromatique périodique.

(vi) On obtient ainsi le coefficient d'absorption optique $\alpha_i(h\nu)$ qui correspond au processus de génération optique $g_i(h\nu, \omega)$ en appliquant la relation suivante :

$$\alpha_i^{ac}(h\nu, \omega) = \frac{\sum g_i^{ac}(E, h\nu, \omega)}{\phi^{ac}}, \quad i=1,8 \quad (10)$$

Donc, on obtient le coefficient d'absorption optique total

$$\alpha_{sim}^{ac}(h\nu, \omega) :$$

$$\alpha_{sim}^{ac}(h\nu, \omega) = \alpha_n^{ac}(h\nu, \omega) + \alpha_p^{ac}(h\nu, \omega)$$

Où

$$\alpha_n^{ac}(h\nu, \omega) = \alpha_2^{ac}(h\nu, \omega) + \alpha_4^{ac}(h\nu, \omega) + \alpha_6^{ac}(h\nu, \omega) + \alpha_8^{ac}(h\nu, \omega)$$

$$\alpha_p^{ac}(h\nu, \omega) = \alpha_1^{ac}(h\nu, \omega) + \alpha_3^{ac}(h\nu, \omega) + \alpha_5^{ac}(h\nu, \omega) + \alpha_7^{ac}(h\nu, \omega)$$

(vii) Le processus de calcul est répété en variant l'intensité du flux lumineux ϕ^{ac} jusqu'à ce que la photoconductivité $f_{D^o}^{ac}(E, \omega)$ soit égale à une constante fixée antérieurement. Une fois le coefficient d'absorption est déterminé, nous pouvons calculer la DOS par la méthode de dérivée [12].

(viii) En supposant que la densité d'états occupés G_v au bande de valence est constante, nous pouvons extraire la distribution DOS en utilisant le spectre d'absorption en mode AC par une simple différentiation comme suit [13]:

soit égale à une constante fixée antérieurement. Une fois le coefficient d'absorption est déterminé, nous pouvons calculer la DOS par la méthode de dérivée [12].

(viii) En supposant que la densité d'états occupés G_v au bande de valence est constante, nous pouvons extraire la distribution DOS en utilisant le spectre d'absorption en mode AC par une simple différentiation comme suit [13]:

$$D(E) f^{ac}(E) = \frac{1}{cte G_v} \left[\frac{d(h\nu \alpha_{tot}^{ac}(h\nu, \omega))}{d h\nu} \right]_{h\nu=E_c-E} \quad (11)$$

(11)

Notons que les transitions optiques considérées dans notre programme de simulation de la technique CPM en mode AC sont ceux proposées par Main et al [14]. La figure suivante montre ces transitions optiques, ils se présentent sous forme de deux types de transitions : directes (1) et indirectes (1) + (2).

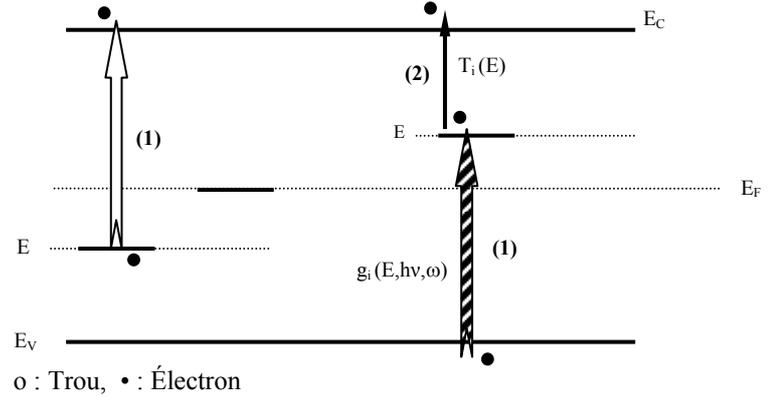


Figure 3. Transitions optiques considérées

RESULTATS ET DISCUSSION

A. Choix des paramètres

Les paramètres utilisés dans notre programme de simulation pour modéliser le coefficient d'absorption optique intrinsèque par la technique AC-CPM sont représentés au tableau ci-dessous.

EFFET DE LA FREQUENCE DANS LA DETERMINATION DES PROPRIETES OPTOELECTRONIQUES DU SILICIUM AMORPHE HYDROGENE PAR LA TECHNIQUE DE PHOTOCOURANT CONSTANT EN REGIME PERIODIQUE (AC-CPM)

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	$E_g = 1.8 \text{ eV}$
Densité d'états en Ec,Ev	$G_c = G_v = 2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$
Température	$T = 300 \text{ K}$
Température caractéristique de la QBC	$KT_c = 0.03 \text{ eV}$
Température caractéristique de la QBV	$KT_v = 0.05 \text{ eV}$
Température d'équilibre	$T_{eq} = 500 \text{ K}$
Energie du centre du pool	$E_{pool} = 1.27 \text{ eV}$
Largeur de la distribution Gaussienne	$\sigma_{pool} = 0.19 \text{ eV}$
Energie de corrélation	$U = 0.2 \text{ eV}$
Concentration d'hydrogène	$[H] = 7.1021 \text{ cm}^{-3}$
Nombre d'atome d'hydrogène	$iH = 2$
Niveau de Fermi*	$E_F = 1.09 \text{ eV}^*$

Tableau : Paramètres utilisés en simulation

B. Spectre d'absorption

La figure suivante illustre le coefficient d'absorption optique de l'échantillon intrinsèque "Intersolar ISB4" mesuré par la technique AC-CPM. Les fréquences utilisées sont 5 et 30 Hz (■ et ●) respectivement. On constate qu'il existe une différence entre les deux courbes notamment dans la région de faible énergie $h\nu$. En effet, cet intervalle c'est-à-dire à partir de 1.5 eV jusqu'au 0.8 eV, représente la région des défauts où les transitions optiques indirectes jouent un rôle important. Au delà de cette région, les deux courbes se coïncident parfaitement.

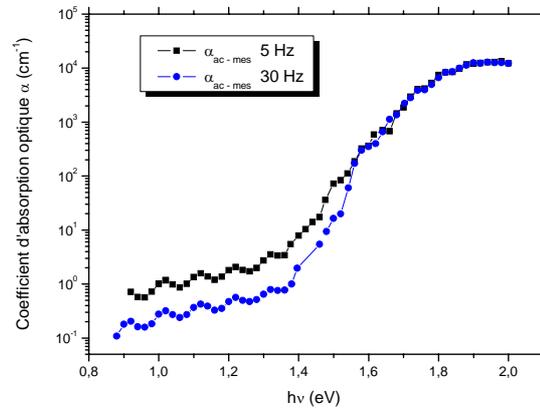


Figure 4 : Coefficients d'absorption optique mesurés pour les fréquences 5 et 30 Hz (■ et ●) de l'échantillon "Intersolar ISB4".

En outre les mesures, nous avons aussi développé un programme de simulation qui permet de modéliser la technique CPM en mode AC. Les figures suivantes représentent les résultats obtenus par ce programme en utilisant les paramètres du tableau précédent. La première figure montre les coefficients d'absorption optique totales (■, ● et ▲) obtenus par simulation du silicium amorphe hydrogéné intrinsèque pour les fréquences 1, 10 et 100 Hz respectivement.

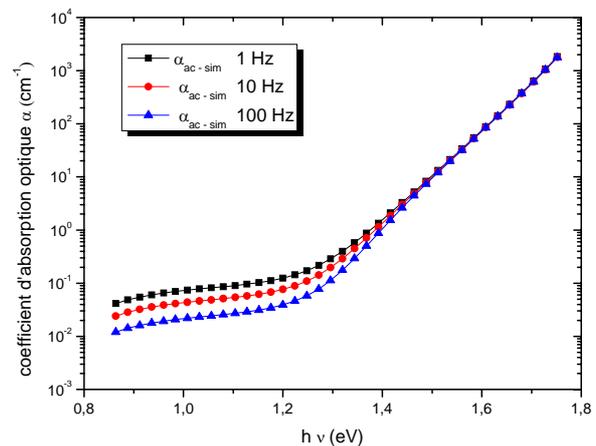


Figure 5. Coefficients d'absorption optique totales (■, ● et ▲) obtenus par simulation du silicium amorphe hydrogéné intrinsèque pour les fréquences 1, 10 et 100 Hz

On trouve sur cette figure des résultats similaires aux celles obtenus expérimentalement ; les trois fréquences choisies donnent trois coefficients d'absorption optiques qui se coïncident dans la région où les transitions optiques sont dominés par les états de queue de bande de valence

*) Paramètre calculé suivant l'équation de neutralité de la charge

QBV (région d'Urbach). Contrairement à cette région, les spectres présentent une différence remarquable entre la petite fréquence de 1 Hz et la moyenne fréquence de 10 Hz et la haute fréquence de 100 Hz dans la région où les transitions optiques sont dominés par les états de liaisons pendantes neutres Do et chargées négativement D- (région de défauts profonds).

Pour voir la contribution de porteurs de charge libres les électrons et les trous séparément dans le mécanisme de génération optique, nous avons tracé sur la figure suivante les coefficients d'absorption optique du silicium amorphe hydrogéné intrinsèque dues aux électrons (■, ● et ▲) obtenus par simulation pour les mêmes fréquences 1, 10 et 100 Hz respectivement.

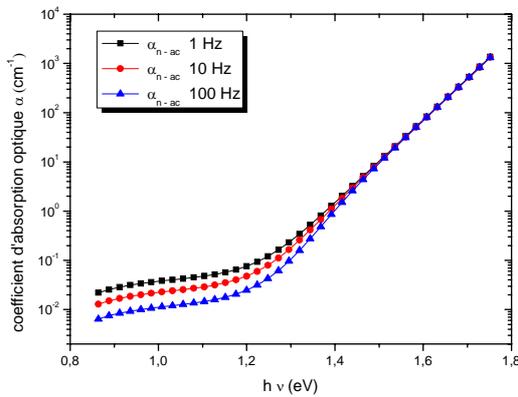


Figure 6 : Coefficients d'absorption optique dues aux électrons (■, ● et ▲) obtenus par simulation du silicium amorphe hydrogéné intrinsèque pour les fréquences 1, 10 et 100 Hz

Nous voyons clairement d'après cette figure que l'absorption optique due aux électrons est importante. Cela est dû à la mobilité et la durée de vie des électrons. Nous constatons toujours la différence entre les trois fréquences dans la région de défauts où les transitions optiques lentes (voir figure 3), c'est-à-dire celles qui sont suivies par des transitions thermiques convenables sont de plus en plus négligées selon leurs coefficients d'émission par rapport à la fréquence de l'excitation optique.

Quand à la troisième figure, elle montre les coefficients d'absorption optique du silicium amorphe hydrogéné intrinsèque dues aux trous (■, ● et ▲) obtenus par simulation pour les mêmes fréquences 1, 10 et 100 Hz respectivement. Nous pouvons dire d'après le résultat obtenu pour le cas de a-Si : H intrinsèque, que les trous jouent un rôle très important dans la détermination du coefficient d'absorption optique totale malgré leurs mobilités et leurs durée de vie faibles en les comparant aux celles des électrons. En effet, la grandeur et la différence évidente entre les mêmes fréquences confirment cette constatation.

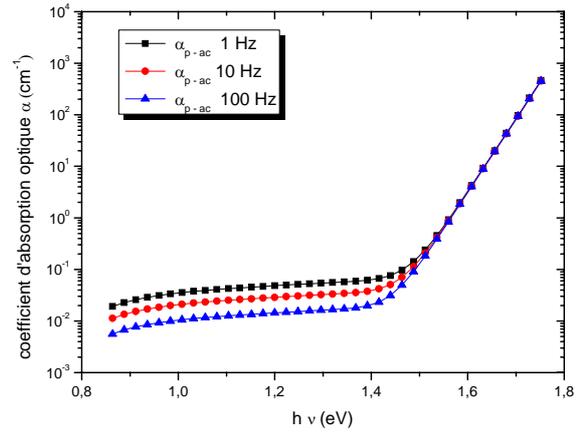


Figure 7 : Coefficients d'absorption optique dues aux trous (■, ● et ▲) obtenus par simulation du silicium amorphe hydrogéné intrinsèque pour les fréquences 1, 10 et 100 Hz

C. Densité d'états

Le spectre d'absorption reflète toutes les transitions optiques soit directes ou indirectes entre les états électroniques du gap d'énergie. Par conséquent, ce spectre peut être convertie en distribution énergétique des états localisés occupés à l'intérieur du gap en utilisant l'équation (11). On a appliqué cette méthode pour extraire la densité d'états électronique de notre échantillon intrinsèque "Intersolar ISB4".

La figure 9 montre la densité d'états pour deux fréquences 5 et 30 Hz, les mêmes utilisées pour la mesure du coefficient d'absorption optique. Les deux courbes ont la même allure mais la petite fréquence donne une densité plus supérieure que la grande fréquence spécialement dans la région de faible absorption. Cela revient à la fréquence de l'excitation optique utilisée elle-même c'est-à-dire au mode choisi pour la mise au point de la technique CPM. Tant que la fréquence ω est supérieure à la fréquence d'émission du niveau d'énergie en question, cette transition optique lente et indirecte est ignoré par la technique AC-CPM et n'influe pas donc sur le photocourant total.

EFFET DE LA FREQUENCE DANS LA DETERMINATION DES PROPRIETES OPTOELECTRONIQUES DU SILICIUM AMORPHE HYDROGENE PAR LA TECHNIQUE DE PHOTOCOURANT CONSTANT EN REGIME PERIODIQUE (AC-CPM)

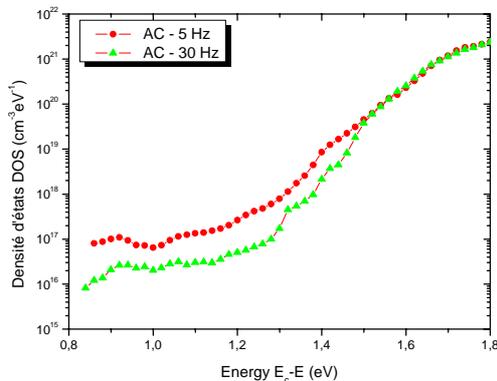


Figure 8 : Densité d'états du silicium amorphe hydrogéné non dopé de l'échantillon Intersolar ISB4 (● et ▲)

La figure 9 montre la reconstitution de la densité d'états proposée pour trois fréquences 1, 10 et 100 Hz, les mêmes utilisées pour la simulation du coefficient d'absorption optique.

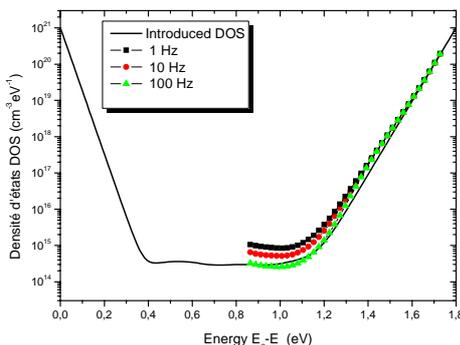


Figure 9 : Densité d'états proposée (—) et reconstituée (■, ● et ▲) pour les fréquences 1, 10 et 100 Hz.

La reconstitution de la densité proposée est plus exacte dans le cas de la haute fréquence c'est-à-dire pour la fréquence 100 Hz. Les deux autres fréquences donnent des densités supérieures à celle de la densité proposée. Cela est dû certainement aux transitions optiques indirectes et qui sont de plus en plus ignorées au fur et à mesure que la fréquence augmente. Ces transitions indirectes incluent les états non occupés au dessus de l'énergie de Fermi (voir figure 3). Ils sont donc responsables de la surestimation de la densité d'états pour le cas de faibles fréquences.

CONCLUSIONS

Les propriétés optoélectroniques de l'échantillon Intersolar ISB4 en silicium amorphe hydrogéné intrinsèque ont été déterminées. La technique AC-CPM a

été utilisée pour mesurer le coefficient d'absorption optique de l'échantillon en variant la fréquence entre 5 et 30 Hz. Le spectre d'absorption n'est pas le même en particulier dans la région de faible absorption inférieure à 1 cm⁻¹. Le même comportement est obtenu par simulation quand la fréquence augmente de 1 Hz à 100 Hz. Les coefficients d'absorptions optiques sont sous-estimés chaque fois que la fréquence augmente. En opposition, les densités d'états obtenues pour des fréquences différentes sont surestimées chaque fois que la fréquence diminue.

Finalement, nous pouvons conclure que les propriétés optiques et électroniques du silicium amorphe hydrogéné peuvent être tirées au moyen de la technique CPM en mode AC en utilisant différentes fréquences. Les faibles fréquences servent à déterminer le spectre d'absorption optique correcte et les hautes fréquences servent à extraire la densité d'états électronique réelle.

REFERENCES

[1] A. O Kodolbas, A. Eray, and O. Oktu, *Solar Energy Materials and Solar Cells* 69 (2001), 325-337.
 [2] W. B. Jackson, N. M. Amer, A. C. Boccara, and D. Fournier, *Applied Optics* 20(8) (1981) 1333-1344.
 [3] M. Vanecek, J. Kocka, A. Poruba, and A. Fejfar, *J. Appl. Phys.*, 78, 6203, 1995.
 [4] J. P. Kleider, C. Longeaud, and M. E. Gueunier, *Phys. Stat. Sol. (c)* 1, No. 5, 1208-1226, 2004.
 [5] P. Sladek and M. L. Theye, *Solid State Comms.* Vol.89, No. 3, pp.199, 1994.
 [6] C. Main, S. Reynolds, I. Zrinscak and A. Merazga, 2004 *Journal of Non Crystalline Solids* 338-340 228-231.
 [7] T. Tibermacine et A. Merazga, *Courrier du savoir* N° 6, Juin 2005, pp. 17-20, *Revue périodique de l'Université Mohamed Khider Biskra, Algérie.*
 [8] J. A. Schmidt and F. A. Rubinelli, *J. Appl. Phys.*, 83 (1), 339 (1998).
 [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] A. Poruba and F. Schauer, *Proceeding of the 8-th Inter. School on Con. Matter Phys.*, Varna, Bulgaria, 19-23 September 1994.
 [12] K. Pierz, H. Mell and J. Terukov, *Journal of Non Crystalline Solids* 97-98 (1985) 547. [13] R. Maudre, M. Maudre, S. Vignoli, P. Roca I Cabarrocas, Y. Bouizem and M. L. Theye, *Philos. Mag. B*, 67(4) (1993)497-511.
 [14] C. Main, S. Reynolds, I. Zrinscak and A. Merazga, *Journal of Materials Science-Materials in Electronics*, 2003.