

I- Propriétés du silicium monocristallin, amorphe et nanocristallin :

Nous présenterons dans ce chapitre les structures atomique et électronique du silicium amorphe et nanocristallin et les comparer à celles de l'élément de base, le silicium monocristallin.

I-1- Cas du silicium monocristallin (c-Si) :

Le silicium abonde dans toutes les roches courantes (excepté les calcaires) ; sa teneur dans la croûte terrestre est estimée à 27% en masse, ce qui le classe au second rang, après l'oxygène O_2 . On ne le trouve jamais à l'état natif, mais plutôt sous forme de silice (dioxyde de silicium, SiO_2 , composant principal du sable) et de silicates (en particulier les aluminosilicates). Bien que le silicium impur ait été isolé, vers 1820, par le suédois Jöns Jacob Berzelius, ce n'est qu'en 1854 que le Français Henri Sainte-Claire-Deville obtient un échantillon pur cristallisé.

Le silicium cristallin est l'élément de la colonne IV de la table de classification périodique, il présente une couche électronique externe contenant 4 électrons ($[Ne]3s^23p^2$) et forme des liaisons de type sp^3 avec les atomes voisins (liaison covalente Si-Si à une énergie de 2.5 eV). Il résulte de cette hybridation sp^3 une structure cristallographique de type diamant avec un paramètre de maille $a=5.43 \text{ \AA}$, (Voir figure I-1) [1] :

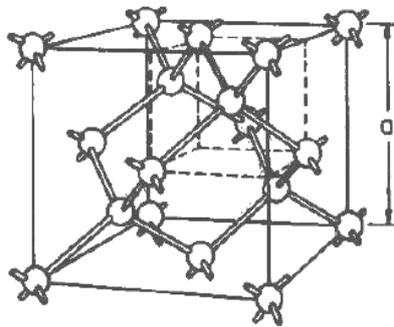


Figure I-1 : Structure diamant.

Cette structure atomique admet la symétrie de translation qui caractérise l'arrangement atomique des semi-conducteurs cristallins et elle va obéir à la théorie quantique par les fonctions d'onde de Bloch sous la forme $\phi(\vec{r}) = U_k(\vec{r}) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r})$; où $U_k(\vec{r})$ sont des fonctions périodiques de même période que le potentiel cristallin, et \vec{k} le vecteur d'onde associé à la

première zone de Brillouin. Cette périodicité va donner une bande d'énergie interdite vide dans laquelle ne se trouve aucun état ($E_g=1.1$ eV) entre la bande de valence (E_V) et la bande de conduction (E_C) (voir figure I-2).

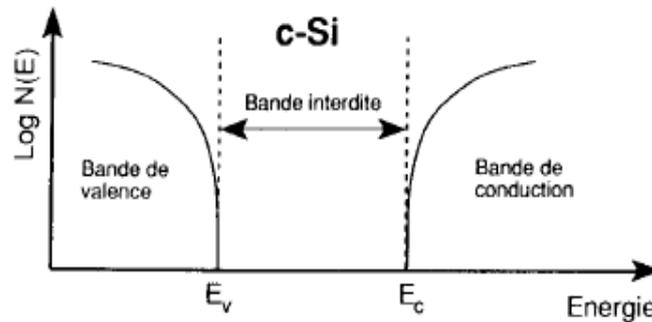


Figure I-2 : Bandes d'énergie des semi-conducteurs cristallins.

I-2- Cas du silicium amorphe :

a- Structure atomique :

L'étude des semi-conducteurs amorphes est très complexe comparée à celle des semi-conducteurs cristallins (c-Si). En effet la structure d'un semi-conducteur amorphe est caractérisée par la perte d'ordre à longue distance. Cependant, l'ordre à courte distance s'étendant aux premiers atomes voisins et, dans une moindre mesure, aux seconds est conservé. Cette propriété a été soulignée pour la première fois par Moss et Graczyk [2]. L'analyse de la fonction de distribution radiale F.D.R du silicium amorphe obtenue à partir des mesures de diffraction électronique, comparée à celle du silicium cristallin [3] conduit aux constatations suivantes (voir figure I-3) :

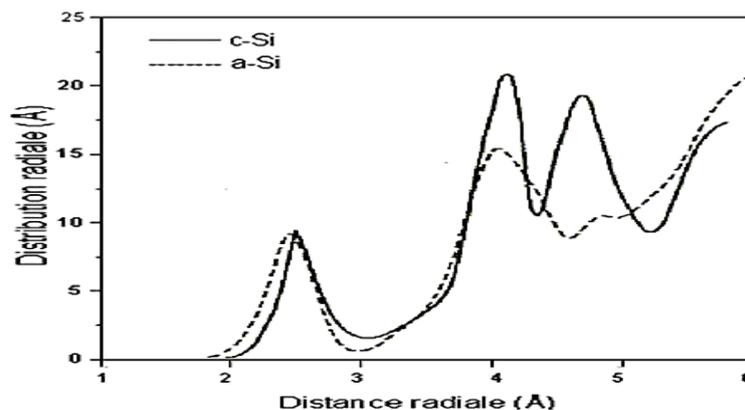


Figure I-3 : Fonctions de distribution radiale associées au silicium cristallin (c-Si) et au silicium amorphe (a-Si).

- la présence d'un premier pic, qui a pratiquement la même position que celle associée au cristal indiquant que la distance inter atomique dans le a-Si, est pratiquement la même que celle dans c-Si. L'aire sous ce pic est également la même que celle sous le pic associé au cristal, c'est à dire qu'il y a le même nombre de premiers voisins (4 atomes) dans l'amorphe et dans le cristal.
- La présence d'un deuxième pic suggère que le nombre de seconds voisins est le même que dans le cristal (12 atomes).
- Enfin, l'absence du troisième pic dans le cas du a-Si indique que l'ordre à longue distance est perdu dans celui-ci. Seul persiste donc, l'ordre à courte distance. Ce dernier dépend du nombre des premiers voisins, de leur distance et des angles que font les liaisons entre elles.

Dans la structure amorphe, le tétraèdre reste l'élément de base. Cependant, le second pic FDR est plus large dans le cas de l'amorphe ; ceci suggère une légère fluctuation de la position (0.03 \AA) due à une dispersion ($\delta\theta = 109^\circ, 28'$) de l'angle de liaison, et une légère distorsion ($\delta a/a$ peut aller jusqu'à 3%) de la longueur de liaison.

La conséquence immédiate des fluctuations de ces angles de liaisons ainsi que celles observées pour les angles diédraux est de faire apparaître des particularités cristallographiques présentes dans le a-Si, telles que l'existence d'anneaux à nombre impair d'atome (5 ou 7) ou de liaisons pendantes ; contrairement au cristal qui n'est formé que d'anneaux comportant un nombre pair d'atomes.

Il est clair que le silicium amorphe présente des défauts, telles que les liaisons pendantes qui sont des liaisons Si qui ne sont pas satisfaites (voir figure I-4), et les hétérogénéités structurales à différentes échelles. Il est d'autre part évident que ces défauts et inhomogénéités doivent dépendre très fortement, en nature, en proportion et en distribution de la technique de préparation et des conditions de dépôt.

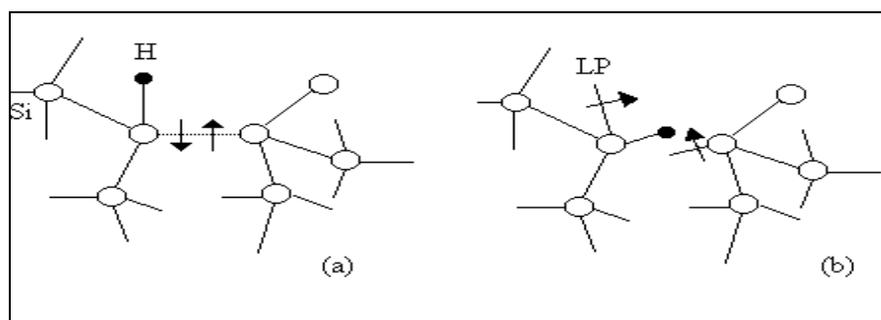


Figure I-4 : Représentation schématique de (a) la rupture de la liaison Si-Si (b) diffusion H et de la création de deux liaisons pendantes LP[4].

Plusieurs modèles topologiques ont été proposés pour décrire la structure atomique du silicium amorphe, le plus célèbre est celui du réseau continu aléatoire (RCA) [5], qui considère que chaque atome est toujours parfaitement coordonné sous forme tétraédrique avec ses proches voisins, mais tout en laissant libre la valeur de l'angle diédral (Voir figure I-5) :

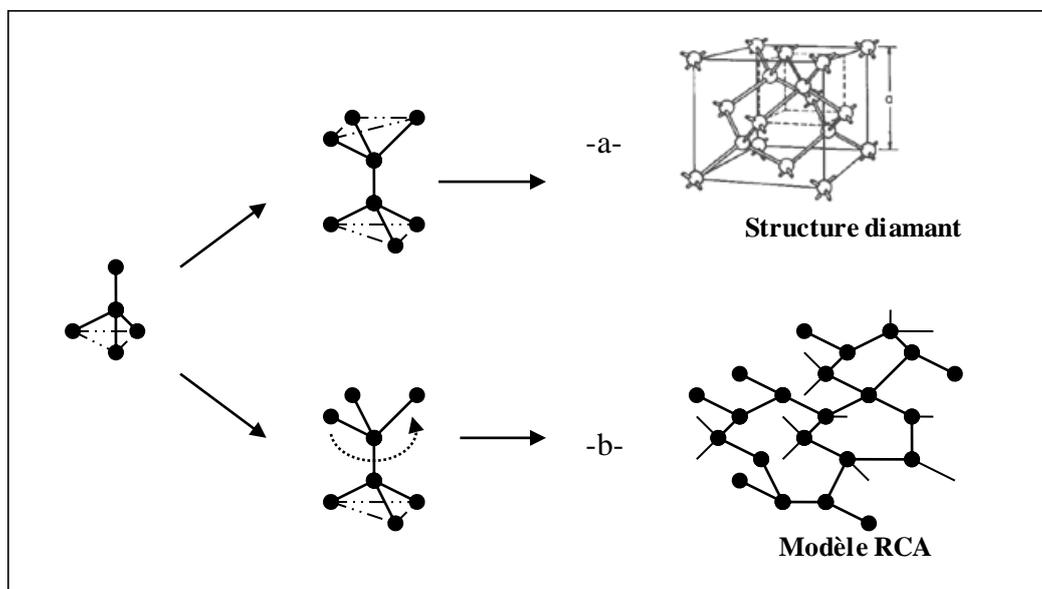


Figure I-5 : Empilement de l'unité tétraédrique : -a- Cas du réseau cristallin (structure diamant)
-b- Cas de l'amorphe (Modèle RCA).

b- Structure électronique :

L'absence d'ordre à longue distance n'autorise pas l'application de la théorie des bandes d'énergie et ne permet pas la description des états électroniques par une structure de bande $E(k)$.

Les états électroniques d'un semi-conducteur monocristallin parfait sont décrits par des fonctions d'ondes de Bloch délocalisées sur tout le matériau. On sait également que les défauts (impuretés, lacunes, dislocations) peuvent introduire des états localisés dans le gap.

A partir du modèle du potentiel aléatoire, Anderson [6] a montré que les états localisés peuvent aussi être engendrés par le désordre. On utilise une approche de liaisons fortes et le fait que ce modèle est basé sur un arrangement périodique de puits de potentiel dont la profondeur varie aléatoirement autour d'une valeur moyenne (voir figure I-6), on montre que selon l'intensité de l'écart du puits par rapport à la moyenne, les états électroniques peuvent être soit étendus sans toutefois être des états de Bloch soit encore un

mélange d'états localisés et étendus. Ces états localisés se manifestent dans les queues de bandes.

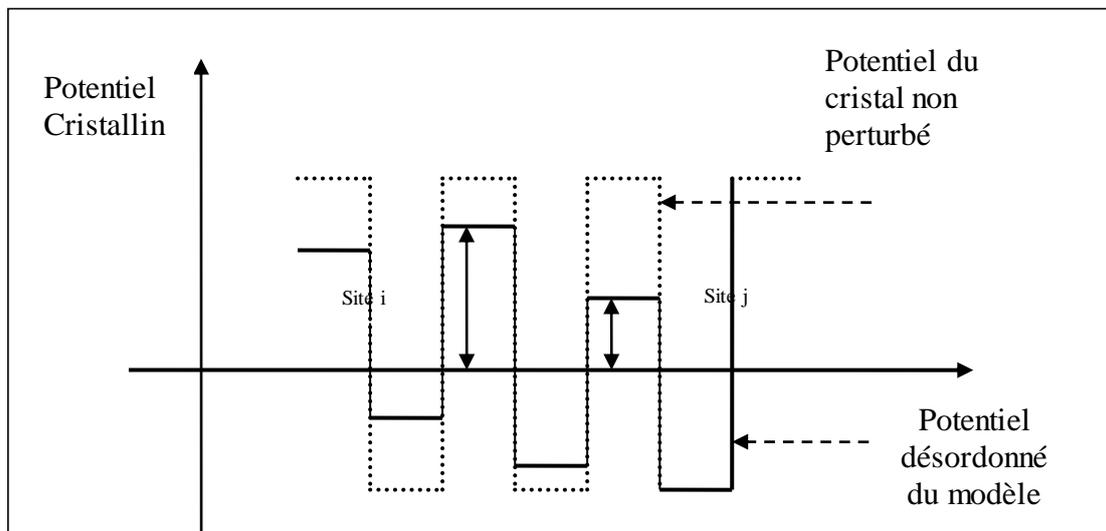


Figure I-6 : Formes des puits de potentiel (Hauteurs des puits aléatoires).

Bien que le modèle d'Anderson montre l'effet du désordre sur la nature des fonctions d'onde des électrons dans un amorphe, il ne précise ni la nature chimique ni la nature géométrique du désordre. Weaire et Thorpe [7], ont été les premiers à montrer que dans le silicium amorphe pur (a-Si) l'ordre à courte distance (ie : liaisons fortes avec des interactions entre 1^{er} voisins) sont séparés en énergie par un gap et que dans chaque bande la moitié des états sont localisés.

Singh [8], a montré que la fluctuation des angles et des longueurs des liaisons conduit à la formation d'étroites queues de bandes d'états séparées en énergie par un gap et que le désordre électronique introduit des états au sommet de celles-ci.

La distribution en énergie de la densité d'états de queues de bandes a été beaucoup étudiée théoriquement et expérimentalement. Cette densité a été étudiée, par Halperin et Lax [9], en utilisant l'approche de la localisation des porteurs libres par la fluctuation de l'énergie potentielle avec une longueur de corrélation L et un minimum d'énergie de localisation qui ne dépend pas du désordre.

Néanmoins, à trois dimensions la densité des queues de bandes est en désaccord avec la forme exponentielle observée dans le coefficient d'absorption optique en fonction de l'énergie des photons qui est attribuée aux transitions faisant intervenir les états de queues de bandes. Soukoulis et al [10], ont complété les travaux de Halperin et Lax et, ont suggéré que

le minimum de l'énergie de localisation dépend du désordre comme l'avait proposé Thouless [11].

Selon Soukoulis et al [10], la densité d'états des queues de bandes est précisément exponentielle et elle est de la forme :

$$N(E) \approx \exp\left(-\frac{8\pi\hbar^2\xi_0}{m^*w^2L^3}\right)|E|$$

où \hbar est la constante de Planck, m^* est la masse effective des porteurs localisés, ξ_0 est la valeur critique de la longueur de corrélation pour des fluctuations d'amplitude des états étendus, w^2 est la variance du potentiel aléatoire et $|E|$ est l'énergie mesurée au seuil de mobilité E_c .

I-3- Cas du silicium amorphe hydrogéné :

Le silicium amorphe pur, non hydrogéné, préparé par diverses techniques, s'est révélé être un matériau peu intéressant du point de vue des applications. Cela est dû essentiellement à la valeur élevée de la densité des états profonds (10^{19} - 10^{20} cm⁻³) qui limite son utilisation en tant que semi-conducteur.

a- Rôle de l'hydrogène :

Comparativement au silicium cristallin qui contient une densité d'états dans la bande interdite de l'ordre de 10^{10} /cm³, le silicium amorphe pur, a-Si, contient une densité d'états dans la bande interdite de l'ordre de 10^{19} - 10^{20} /cm³. De tels défauts jouent le rôle de pièges pour les porteurs et par conséquent altèrent les propriétés électroniques de ce matériau.

Pour obtenir du silicium amorphe d'une qualité électronique meilleure, il faudrait réduire cette densité d'états en passant le plus grand nombre possible de défauts, qui sont principalement des liaisons brisées.

L'hydrogène est l'un des candidats le mieux adapté pour accomplir cette tâche, car il peut saturer ces liaisons brisées. L'hydrogène incorporé dans le matériau a-Si conduit à la diminution de la densité d'états dans la bande interdite 10^{19} /cm³ à 10^{15} /cm³, et un tel matériau devient plus facile à doper que le a-Si pur [12]. (Voir figure I-7) :

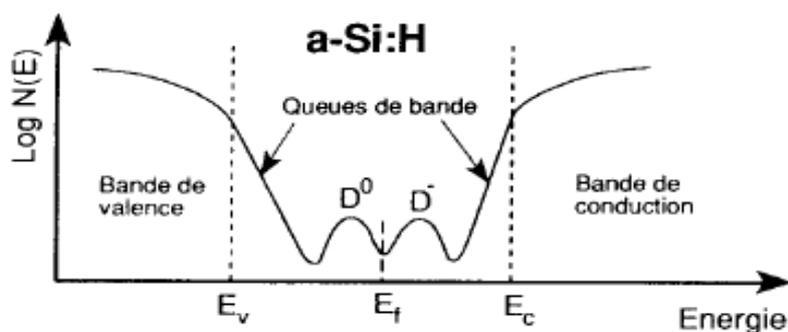


Figure I-7 : Schéma de la densité d'état du a-Si :H.

De même que l'incorporation de l'hydrogène induit la diminution de la densité d'états dans le pseudo-gap, la densité d'états localisés dans les queues de bandes, due au désordre, et aux liaisons tendues ou distordues (distance inter atomique plus longue ou angle de liaison anormal), s'en trouve également diminuée (Voir figure I-8). En effet, l'hydrogène relaxe la matrice amorphe, en réduisant les distorsions des angles, ce qui est en bon accord avec les résultats de la F.D.R obtenus pour des échantillons de a-Si post-hydrogénés qui révèlent que l'hydrogène, altère la forme des pics. Ces résultats sont interprétés comme étant dus à une relaxation du voisinage immédiat du site Si-H résultant de la diminution des contraintes locales [13-14].

Cependant, les effets de l'hydrogénation restent difficiles à comprendre [15].

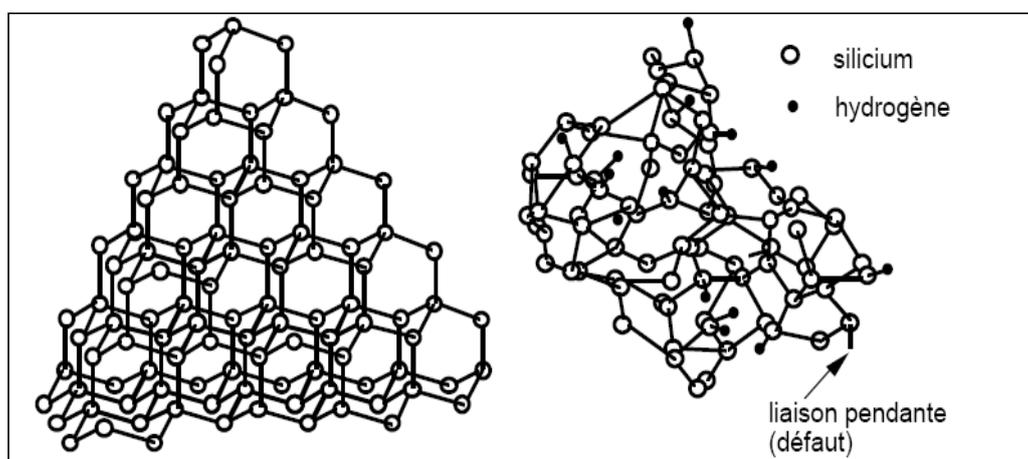


Figure I-8 : Structure cristalline et amorphe.

L'hydrogène non lié joue aussi un rôle important dans la relaxation de la matrice amorphe. Il a été établi, expérimentalement, qu'il existe des "microcavités" de la taille d'environ d'une centaine d'atomes de Si (atomes manquants) occupées par de l'hydrogène moléculaire sous pression [16-17].

Il existe également dans le a-Si :H des hétérogénéités consistant en une structure biphasique, l'une composée d'îlots à quelques pour cent d'hydrogène (3%) principalement sous forme de liaison Si-H, et l'autre de zone dite 'tissu' à plus grande concentration d'hydrogène [18], où les atomes d'hydrogène peuvent occuper différents types de sites autres que celui de la liaison Si-H isolée. Tapissant les surfaces de ces microcavités, des liaisons pendantes peuvent se reconstruire en contractant des liaisons éventuellement faibles ; celles-ci vont alors donner lieu à des états liants et anti-liants participant aux queues de bandes.

L'hydrogène joue aussi un rôle crucial dans certains mécanismes microscopiques observés dans la a-Si :H, en particulier dans la métastabilité photo induite et thermique. La dégradation des propriétés électroniques induite par ces deux phénomènes est en effet généralement attribuée à la mobilité de l'hydrogène lié avec cependant une différence fondamentale dans le rôle qu'il peut jouer. Dans le première cas, l'hydrogène est supposé venir se fixer sur l'une des liaisons pendantes créées sous illumination grâce à l'énergie de recombinaison des paires électron trou photo excitées, ce qui empêche leur reconstruction lorsque cesse l'illumination [19]. Dans le deuxième cas, il diffuse de façon dispersive d'un site à l'autre et casse les liaisons distordues Si-Si ; les liaisons pendantes ainsi créées seront stabilisées ensuite par l'hydrogène [20], ce qui explique la métastabilité à basses températures lorsque celui-ci ne peut plus diffuser.

L'éclairement intense et prolongé ou l'exposition à une irradiation d'ions, d'électrons ou de rayons X, du a-Si :H peut présenter certains effets métastables : « effet *Stabler-Wronski* » [21-22]. Il a été observé que la photoconductivité décroît d'un facteur de l'ordre de 10 durant l'éclairement. Après éclairement la conductivité sous obscurité décroît d'environ 5 ordres de grandeur par rapport à celle mesurée avant l'éclairement (voir figure I-9).

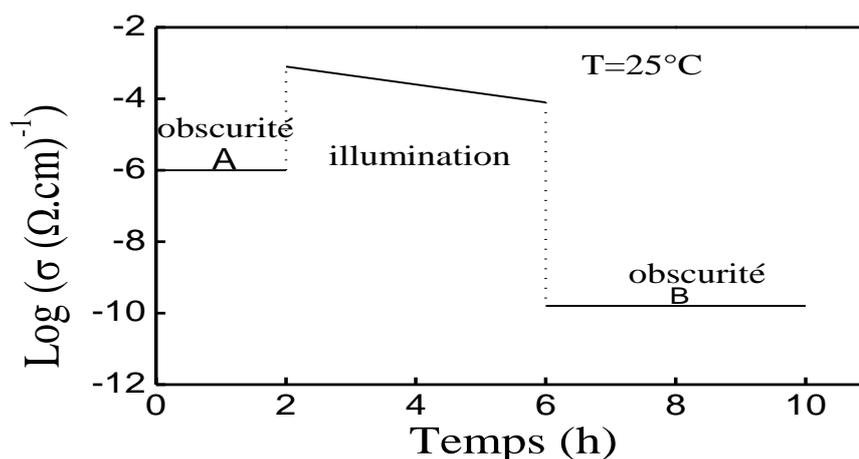


Figure I-9 : Décroissance de la conductivité en fonction du temps d'illumination.

Cet effet peut être '*guéri*' par un recuit thermique, mais il reste l'inconvénient majeur quant à l'efficacité opérationnelle des cellules solaires. Plusieurs modèles ont vu le jour afin d'expliquer ce phénomène, parmi lesquels celui basé sur la rupture des liaisons faibles Si-Si par photoexcitation [23], donnant ainsi naissance à deux liaisons pendantes métastables supplémentaires. Un atome d'hydrogène provenant d'un site Si-H proche, s'intercale entre les deux nouvelles liaisons brisées.

Un autre modèle a été proposé par Adler [24], suggère que la diffusion de l'hydrogène ainsi que la rupture de la liaison faible Si-Si ne jouent pas de rôle dans le processus. Ce modèle suppose un changement dans la charge ou dans les états d'hybridation des liaisons pendantes.

I-4- Cas du silicium micro ou nano-cristallin :

Outre l'effet Staebler-Wronski qui est particulièrement dommageable pour les applications photovoltaïques, les couches de a-Si:H sont très absorbantes dans la gamme des hautes énergies (< 2eV) et leur conductivité peu satisfaisante.

Le silicium, nano ou microcristallin hydrogéné ou non, comprend des cristallites enveloppées dans une matrice amorphe. La taille et la forme de ces cristallites peuvent être caractérisées directement par microscopie électronique à haute résolution [25], et la microscopie à force atomique [26], les quelles révèlent une forme ellipsoïdale des cristallites dans des films nanocristallins.

Cette forme ellipsoïdale a été attribuée à l'anisotropie de croissance des différents plans cristallins (mesurés selon différentes directions cristallographiques) [27]. L'autre grand intérêt du μ c-Si:H vient du fait qu'il peut être élaboré à des températures < 300°C et sa technologie est totalement compatible avec celle du a-Si:H [28]. Cette basse température de dépôt est un grand avantage du μ c-Si:H par rapport au silicium polycristallin dont la température de dépôt est de l'ordre de 500-650°C [29]. De nombreuses observations macroscopiques ainsi que des caractérisations microscopiques ont été réalisées, en utilisant diverses techniques, sur la structure des couches μ c-Si:H telles que la diffraction des rayons X [30], la microscopie électronique en transmission, la spectroscopie Raman [31, 32], la spectroscopie d'absorption infrarouge [33]. Toutes les études structurales montrent que le silicium microcristallin hydrogéné est défini comme un matériau structurellement

inhomogène constitué de petites cristallites, ayant une taille de quelques nanomètres à quelques dizaines de nanomètres, enveloppées dans une matrice amorphe.

Le silicium nano/microcristallin hydrogéné peut être déposé à basse température (<300°C) et en utilisant les mêmes techniques de dépôt que le a-Si :H telles que la décomposition du gaz silane SiH₄ dans une décharge luminescente (PECVD) [34, 35], la pulvérisation cathodique d'une cible de silicium monocristallin pur [36,37,38], la décomposition thermique d'un dihydruure [39], ou par recuit laser ou thermique d'une couche de silicium amorphe [40].

Les propriétés des couches de silicium nano/microcristallin dépendent fortement de la fraction volumique cristalline qui varie de quelques pourcents à plus de 90%, de la taille moyenne des cristallites et de leur distribution, mais également de la nature des joints de grains, de la matrice amorphe, de la fraction de vide, ou encore du contenu et de la configuration des liaisons atomiques de l'hydrogène.

Une compréhension du mécanisme de croissance de ce matériau est importante pour contrôler plus précisément les propriétés structurales et optoélectroniques de celui-ci.

Plusieurs modèles ont été proposés pour la croissance de couches du silicium nano/microcristallin hydrogéné déposées par PECVD. Dans ces modèles l'hydrogène a le principal rôle pour la formation de ce matériau. Le premier modèle se base sur l'idée que les atomes d'hydrogène réagissant avec la surface et augmentent la diffusion de surface des radicaux adsorbés tels que SiH₃ à travers une couverture suffisante de la surface de croissance de la couche avec l'hydrogène [41]. Dans le deuxième modèle les atomes agissent comme un 'décapant' pour former des espèces volatiles et réalisent une condition d'équilibre chimique entre le dépôt et le décapage de la surface de la couche en croissance [42]. Dans le dernier modèle, les atomes d'H₂ diffusent à l'intérieur de la zone de croissance d'environ plusieurs dizaines de nm et agissent sur la transformation de la phase amorphe en phase cristalline [43].

Les propriétés optoélectroniques du nano/micro Si :H sont très différentes de celles du c-Si et du a-Si :H. Ainsi le nano/micro Si :H peut absorber les photons de faibles énergies alors que le silicium amorphe absorbe efficacement le photons de hautes énergies (figure I-10) :

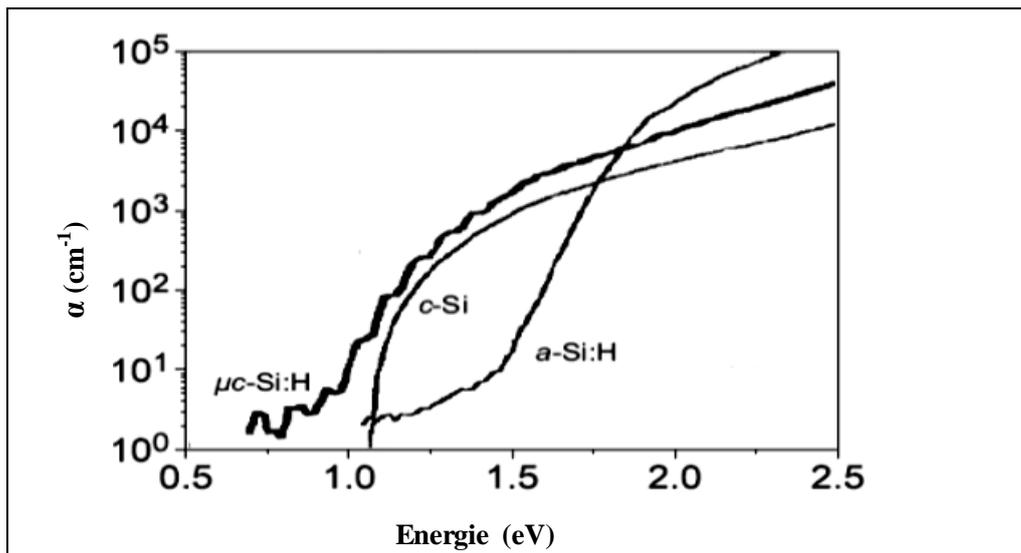


Figure I-10 : Coefficients d'absorption typiques du c-Si, a-Si:H et μ c-Si:H, [44].

Une cellule solaire à base de a-Si:H absorbe les photons de longueur d'onde inférieure à 600 nm (bleu-vert) alors qu'une cellule à base de Si nano/microcristallin peut absorber les photons de longueur d'onde supérieure (rouge, proche infrarouge) (Figure I-11) :

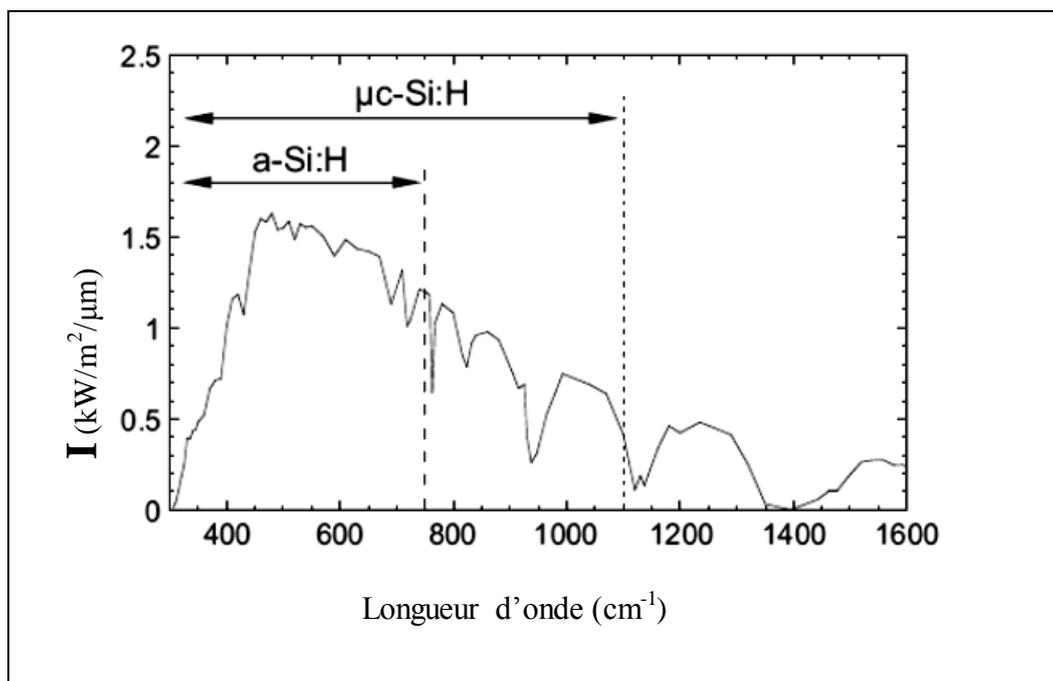


Figure I-11 : Spectre solaire AM1.5 ($1000\text{W}/\text{m}^2$) en fonction de la longueur d'onde.

Il a été montré qu'à température ambiante le silicium nano/micro hydrogéné a une conductivité à l'obscurité σ_d de l'ordre de 10^{-3} à $10^{-1} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ suivant les groupes de recherche [45,46].

Depuis que le nano/micro Si :H été obtenu par transport chimique en utilisant un plasma d'hydrogène en 1968 par Veprek et al. [47], ce matériau n'a pas tout de suite été utilisé comme matériau actif dans les cellules solaires et dans les transistors en couches minces. En effet le nano/micro Si :H montrait un fort caractère semi-conducteur de type n et une large densité de défauts.

Dès les années 1990, l'équipe IMT de Neuchâtel (Suisse) a élaboré en série une cellule en silicium amorphe et une cellule en silicium microcristallin qui donnèrent lieu à des cellules solaires tandem du type 'micromorphe' qui permettent d'absorber davantage de lumière et donc d'avoir un rendement de conversion plus important que les cellules solaires simples en silicium amorphe ou même que les tandem a-Si :H/a-Si :H [48]. Tout ceci montre par conséquent l'intérêt de développer les études menées sur le silicium micro/nanocristallin hydrogéné ($\mu/\text{nc-Si :H}$).

Références du chapitre I :

- [1]- S.M. Sze, dans *Physics of Semiconductor Devices*, édité par John Wiley and Sons (1981).
- [2]- S.C. Moss et J.F. Graczyk, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 1167 (1969).
- [3]- J.I. Pankove et J.E. Berkeyheiser, *Appl. Phys. Lett.* **37**, 705 (1980).
- [4]- S.C. Moss et J.F. Graczyk *Proc.Int.Conf. on the Physics of semiconductors.* éd. S.P. Keller, J.C. Hensel and Fister, p568 (USA, E.C,1970).
- [5]- D.E. Polk et D.S. Bourdeaux, *Phys. Rev. Lett.* **31**,92 (1973).
- [6]- P.W. Anderson, *Phys. Rev. B*.**109**,1792(1958).
- [7]- D. Weaire et M. Thorpe, *Phys. Rev B* **4**, 2508 (1971).
- [8]- S. Singh, *Phys. Rev.* **B 23**, 4156 (1978).
- [9]- I. Halperin, M. Lax, *Phys. Rev B* **148**,722 (1966) et 153, 802 (1967).
- [10]- C.M. Soukoulis, M.H. Cohen et E.N. Economou, *Phys. Rev B* **16**, 3556 (1977).
- [11]- J. Thouless, *Phys. Rev. Lett* **39**, 1167 (1977).
- [12]- P.G. Le Comber, W. Spear, *Doped amorphous semiconductors Topic in Applied Physics Vol 36* eds. M.H. Brodsky, p251 (Springer Verlag, Berlin 1979).
- [13]- P. Deruet, M. Laridjani, M. Essamet, Y. Marfaing, J. Dixmier ; *J. of. Non-Cryst.Solids* **59/60**, 189 (1983).
- [14]- S.T. Kshirsagar, J.S. Lanin, *Phys. Rev B* **25**, 2916 (1982).
- [15]- R. Meaudre, P. Jensen et M. Meaudre *Phys. Rev B* **38**, 12449(1988).
- [16]- P.A. Fedders, R. Fisch, R.E. Norberg *Phys. Rev B* **31**, 6887 (1985).
- [17]-Y.J. Chabal,C.K.N. Patel, *Phys. Rev. Lett* **53**, 210 (1984).
- [18]- J.A. Reimer, R.W. Vanghan, J.C. Knoghts, *Phys. Rev. Lett* **44**, 193 (1986).
- [19]- M.Stutzmann, W.B.Jackson et C.C.Tsai *Phys. Rev. B* **32**, 23 (1985).
- [20]- R.A. Street et K. Winer. *Phys. Rev. B* **40**, 6236 (1989).
- [21]- D.L. Stabler et C.R. Wronski, *Appl. Phys. Lett* **37**, 292, (1977).
- [22]- D.L. Stabler et C.R. Wronski, *J. Appl. phys* **51**, 3262(1980).
- [23]- J.I. Pankove et J.E. Berkeyheisser, *Appl. Phys. Lett* **37**, 705(1980).
- [24]- D. Adler, *J. Phys. Colloq* **C4-3**, 42 (1981).
- [25]- T. Noma, T. Yonharaet H. Kuomoui, *Appl. Phys. Lett* **59**, 653(1991).
- [26]- E. Bardet, J.E. Bourré, M. Cumiot,J. Dixmier, *J. Non. Cryst. Sol* **198-200**, 867(1996).
- [27]- E.F. Kennedy, L. Csepregi et T.W. Sigmon, *J. Appl. Phys* **78**, 48(1977).
- [28]- J. Meier, S. Dubail, R. Fluckiger, D. Fischer, H. Keppner, et A. Shah, in *Proceedings of the IEEE First World Conference on Photovoltaic Energy Conversion*, (New York), 409-412,IEEE, (1994).

- [29]- A. Harbeke, Polycrystalline Semiconductors, Physical Properties and Applications. Berlin : Springer, (1985).
- [30]- A. Matsuda, T. Yoshida, S. Yamasaki et K. Tanaka, Jpn. J. Appl. Phys. **20**,L439 (1981).
- [31]- Z. Iqbal et S. Veprek, J.Phys.C : Solid State Phys. **15**, 377(1982).
- [32]- R.J. Nemanich, E.C. Buehler, Y.M. Legrice, R.E. Shroder, G.N. Parsons, C. Wang, G. Lucovsky et J.B. Boyce, J. Non-Cryst. Solids **114** , 813(1989).
- [33]- D. Stryahilev, F. Diehl, B. Schröler, M. Scheib et A.I. Belogorokhov, Phil. Mag. **B 80**, N°10, 1799(2000).
- [34]- S. Usui et M. Kikuchi, J. Non-Cryst. Solids, **34**, 1(1979).
- [35]- K. Tanaka, K. Nakagawa, A. Matsuda, H. Yamamoto, S. Yamasaki, H. Okushi, S. Izima, Jpn. J. appl. Phys.**19**,L305 (1980).
- [36]- G.F. Feng, M. Katiyar, Y.H. yang, JR. Abelson et N. Maley, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. **283**,501 (1993).
- [37]- T.D. Moustakas, H. Paul Maruska et R. Friedman, J. Appl phys. **58** ,983 (1985).
- [38]- A. Achiq, R. Rizk, F. Gourbilleau, P. Voivenel, Thin Solid Films **74**, 348 (1999).
- [39]- J. Hanna, T. Ohuchi et M. Yamamoto, J. Non-Cryst. Solids **198-200**, 887(1999).
- [40]- D. Toet, S. Eittel, P.V. Santos et M. Heintze, J. Non-Cryst. Solids **198-200**,887(1996).
- [41]- A. Matsuda, J. Non-cryst. Solids **59-60**, 767(1983).
- [42]- S. Veprek, Z. Iqbal, H.R. Oswald et A.P. Webb, J. Phys. **C 14**, 295(1981).
- [43]- K. Nakamura, K. Yoshino, S. Takeoka et I. Shimizu, Jpn. J. Appl. Phys. **34**, 442 (1995).
- [44]- Z. Remes, Thèse de l'université de Prague (1999).
- [45]- Y. He, C. Yin, G. Cheng, L. Wang, X. Liu et G.Y. Hu, J. Appl. Phys.**75**,797 (1993)
- [46]- P. Alpuim, V. Chu et J.P. Conde, J. Appl. Phys. **86**, 3812 (1999).
- [47]- S. Veprek et V. Macerek, Solid.State.Electronics (Pergamon, New York) **11**, 683 (1968).
- [48]- J. Meier, P. Torres, R. Platz, S. Dubail, U. Kroll, J.A. Anna Selvan, N. Pellaton Vaucher, C. Hof, D. Fischer, H. Kepper, A. Shah, K.D. Ufert, P. Giannoulès et J. Koehler, Mat. Res. Soc. Symp.Proc.420, 3,(1996).