

I- Introduction :

Nous allons présenter dans ce chapitre les résultats obtenus à partir de l'étude des propriétés microstructurales des couches de nc-Si :H. Ces études portent sur les propriétés vibrationnelles caractérisées par les spectroscopies IR et Raman. Nous rappelons dans le tableau IV-1, les conditions de dépôt des couches de silicium.

Pression (Pa)	T _{substrat} (°C)	H ₂ %+Ar%	Tension de la polarisation (Volts)	Epaisseur (microns) (μm)	Vitesse de dépôt V _d (Å /s)
2	100	70 + 30	-407	5.23	7.26
	200	//	-394	4.95	6.87
3	Ambiante	70 + 30	-355	0.85	2.35
	100	//	//	0.98	2.72
	150	//	//	0.98	2.71
	200	//	//	0.85	2.35
4	Ambiante	70 + 30	//	1.04	1.92
	100	//	-335	0.85	1.54
	150	//	-330	0.99	1.82
	200	//	-330	0.91	1.69

Tableau IV-1 : Conditions de dépôt des échantillons de nc-Si :H (puissance rf=200Watts).

II- Spectroscopie d'absorption infrarouge :

Afin de voir l'effet de la température de dépôt sur nos échantillons, nous avons présenté sur la figure IV-1, les bandes d'absorption infrarouge typiques dans la zone 400-2400 cm⁻¹ obtenus sur nos films déposés aux pressions totales 2 , 3 et 4 Pa et à différentes températures de dépôt (Ts = Ambiante, 100, 150 et 200°C). De la même manière, la figure IV-2, présente l'effet de la pression sur nos films.

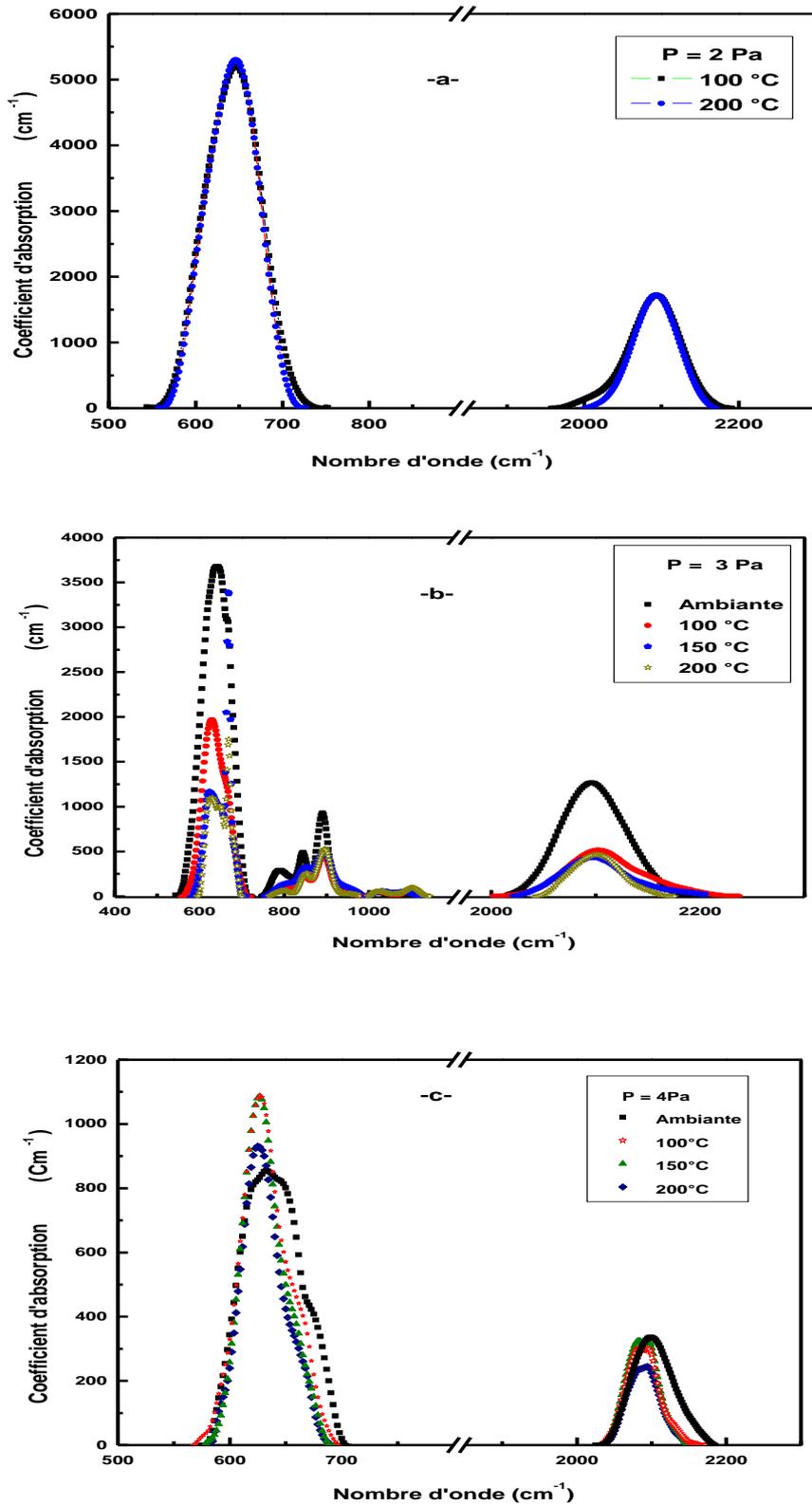


Figure IV-1 : Spectres d'absorption infrarouge obtenue pour les séries d'échantillons déposées à 2 Pa (a) , 3Pa (b) et 4 Pa (c). Les températures de dépôt sont indiquées sur la figure.

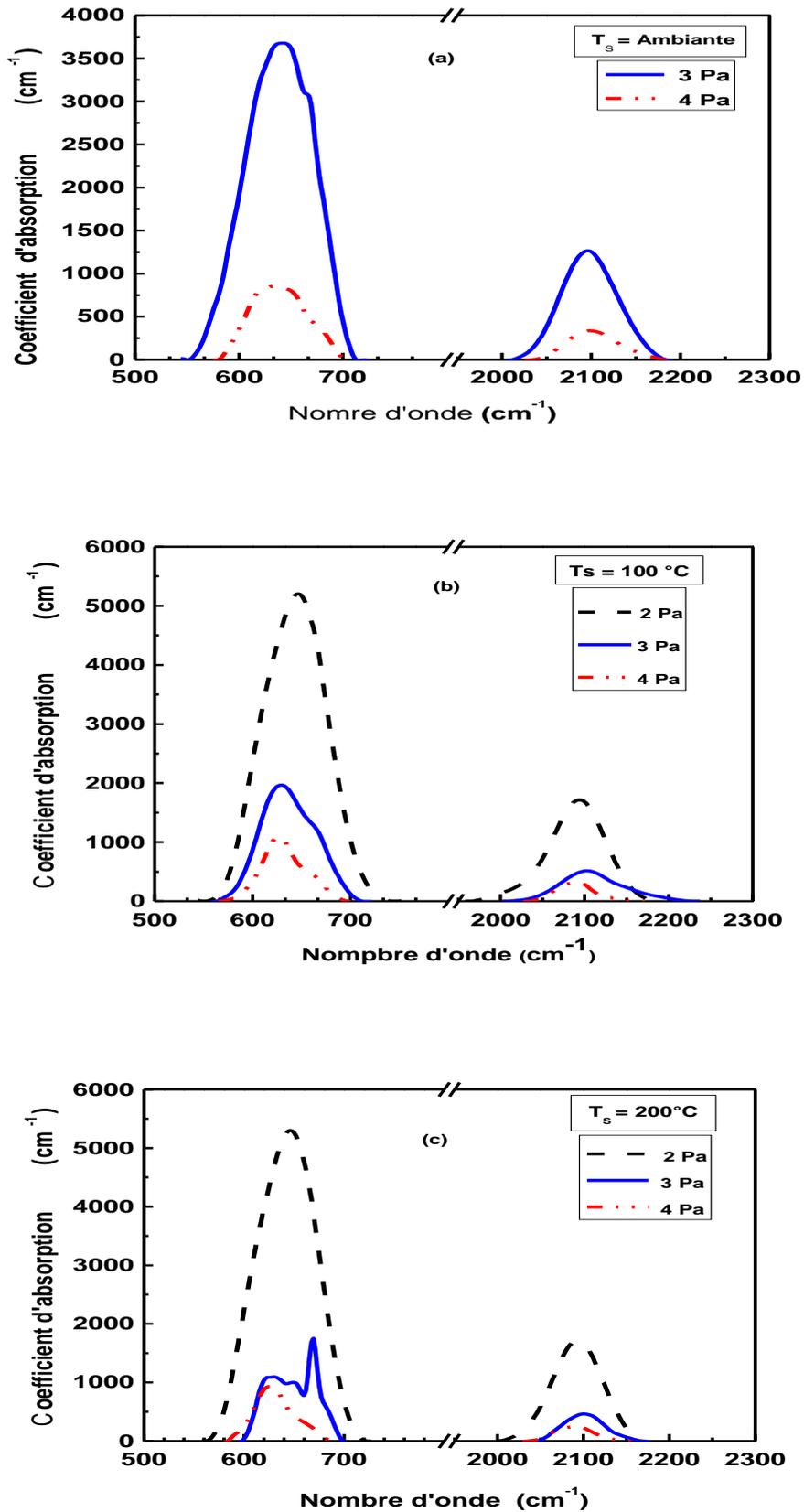


Figure IV-2 : Spectres d'absorption infrarouge obtenue pour des échantillons déposées à $T_s =$ ambiante (a), 100°C (b) et à 200°C (c). Les différentes pressions de dépôt sont indiquées sur la figure.

Pour les modes de vibration des liaisons silicium-hydrogène, on distingue généralement trois bandes d'absorption localisées dans les domaines de déformation [*wagging* 500–700 cm^{-1}], de flexion [*bending* 800-1000 cm^{-1}] et d'étirement [*stretching* 1900-2200 cm^{-1}]. On peut observer également une bande localisée entre 950 -1150 cm^{-1} , attribuées généralement aux modes d'étirement asymétrique de la liaison Si-O-Si [1-2]. Il nous a été très difficile dans le cas de nos couches de déterminer, du fait de la présence des franges d'interférences, l'existence de la bande entre 3100 et 3600 cm^{-1} qui est attribuée généralement aux vibrations des liaisons OH [3]. Par souci de lisibilité, nous avons présenté sur la figure IV-1 et IV-2 que les bandes d'absorptions liées aux modes wagging et stretching. Nous n'avons présenté qu'un seul exemple sur la figure IV-1(b), pour les modes bending liés aux liaisons Si-H_x et pour ceux liés aux liaisons Si-O-Si, obtenus pour les échantillons déposés à 3 Pa. Nous discuterons dans la suite les résultats d'analyse des différents modes de vibrations des liaisons Si-H.

a- Mode Wagging :

Cette bande s'étendant de (500 à 700 cm^{-1}), est la signature des modes de vibrations des différentes liaisons de l'hydrogène avec le silicium, telles que Si-H, Si-H₂ et Si-H₃. Nous remarquons pour les couches déposées à 2 Pa (figure IV-1-(a) et figure IV-2- (b) et (c)), que cette bande d'absorption, consiste en un seul pic centré autour de 640 cm^{-1} . Ces modes sont généralement, attribués aux modes de liaisons de l'hydrogène dans le silicium amorphe hydrogéné a-Si :H. Par contre pour les films déposés à 3 et à 4 Pa (figure IV-1-(b) et (c) et figure IV-2 (a), (b) et (c)), les spectres présentent une bande asymétrique associée à ces modes ; ce qui suggère la présence de plusieurs bandes. On a observé également pour les couches déposées à 3 et à 4 Pa que la position de cette bande est déplacée vers les basses fréquences, par rapport à celles obtenue pour les couches déposées à 2 Pa. Des résultats similaires ont été rapportés par d'autres groupes de recherches pour du silicium micro/nanocristallin déposé dans différentes conditions [4,5]. Ce décalage pourrait être dû à un environnement différent de la liaison Si-H. Il est également important de noter qu'à une pression donnée, ou à une température T_S du substrat donnée, l'augmentation de la température, ou respectivement de la pression entraîne une diminution de l'intensité de cette bande d'absorption, suggérant une décroissance de la quantité totale de l'hydrogène lié quand on augmente soit T_S soit la pression totale.

Le tableau IV-2, résume les différents modes de liaisons des groupements SiH_x (x=1, 2, 3), qui ont été rapportés par différents groupes de recherche, d'après S. Lebib et al [6].

Position (cm ⁻¹)	Liaisons	Matériaux	Références
625	Si ₃ -Si-H	Silicium poreux	[7, 8]
660	Si-Si-H ₂	Silicium poreux	[7, 8]
715	Si-Si-H ₃ ?	Silicium poreux	[7, 8]
620	-----	μc-si :H	[9]
630	-----	μc-si :H	[9]
660		μc-si :H	[9]
638	Si-H	a-Si :H	[10, 12]
622-634	Si-H	pm-Si :H	[10]

Tableau IV-2: Résumé des différents modes SiH_x rapportés par des différents groupes de recherches [6].

Nous avons donc ajusté cette bande avec une somme de gaussiennes. Ces ajustements mathématiques permettent de déterminer le centre, la largeur à mi-hauteur et l'amplitude de chaque gaussienne ainsi que l'aire des différentes contributions. Par ailleurs cette décomposition nous permet d'accéder à la concentration totale de l'hydrogène lié dans nos films.

Un exemple de décomposition est présenté sur la figure V-3. Nous pouvons constater pour l'échantillon déposé à 2 Pa et Ts = 100 °C, qui est à caractère amorphe, présente une seule gaussienne centrée sur 640 cm⁻¹ attribuée aux différents groupements SiH_x (x =1, 2, 3). Par contre pour toutes les couches déposées à 3 Pa et à 4 Pa, cette bande est asymétrique et elle peut être décomposée généralement en deux ou trois contributions autour de 615, 630 et 660 cm⁻¹. Ce type de décomposition du mode wagging a déjà été rapporté par d'autres chercheurs [5]. La contribution additionnelle centrée aux alentours de 660-670 cm⁻¹ serait due aux complexes polyhydriques Si-H₂ et SiH₃, dans les joints de grains et sur les plans Si(111) et Si(100) des cristallites, suggérant la présence de structures cristallines dans nos films déposés à 3 et à 4 Pa [4, 5, 7, 9, 20].

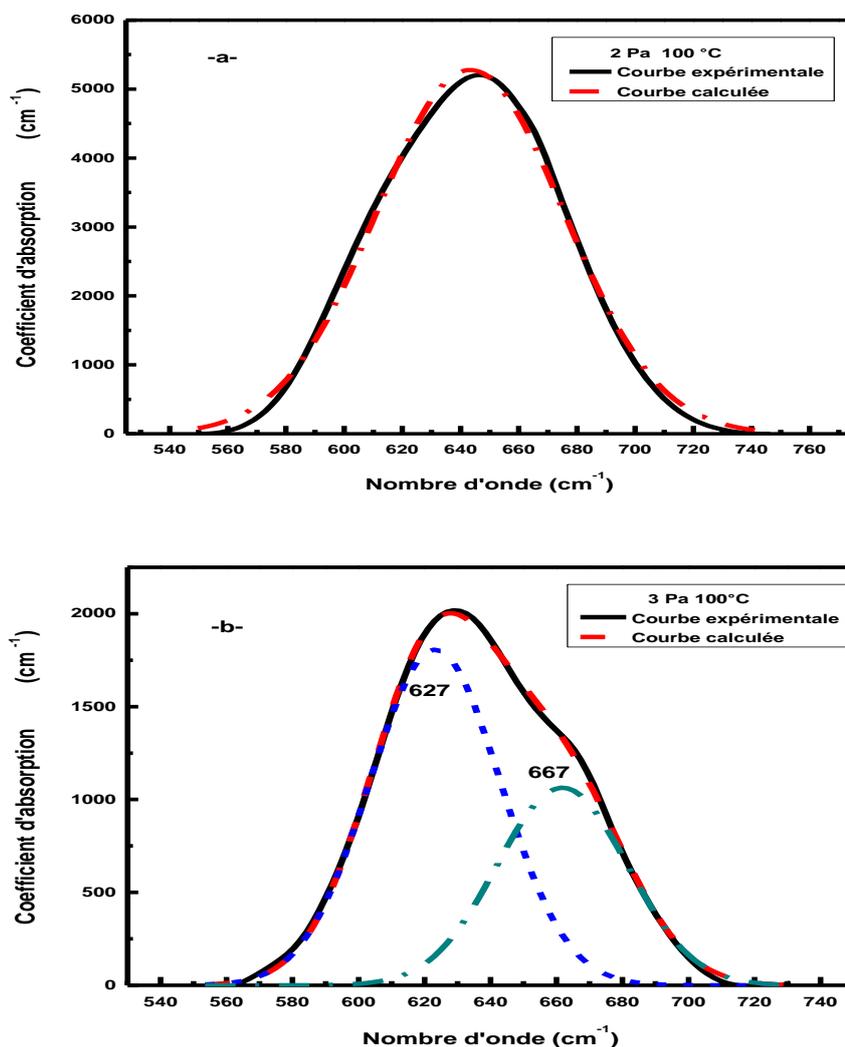


Figure IV-3: Exemple de décomposition de la bande des modes wagging pour deux échantillons déposés à (a) 2 Pa, $T_s=100^\circ\text{C}$ et (b) 3 Pa, $T_s=100^\circ\text{C}$.

b- Mode Bending :

Nos films présentent une large bande autour de 750-950 cm^{-1} . Cette bande peut être sous la forme :

- Soit une seule bande centrée aux alentours de 876 cm^{-1} indiquant a priori la présence de groupements SiH_2 .
- Soit d'un doublet centré aux alentours de 845 et 907 cm^{-1} , pouvant être associés à la présence de groupements polyhydriques Si-H_2 et $(\text{Si-H}_2)_n$. Cependant certains auteurs [12], attribuent la bande centrée aux alentours de 845 cm^{-1} aux modes de déformation asymétrique des liaisons SiH_3 .

Nous résumons dans le tableau IV-3, les différents types de modes de vibrations et les configurations associées, rapportées dans la littérature.

Position (cm ⁻¹)	Liaisons	Matériaux	Références
845	Si-H ₂	nc-Si :H, a-Si :H	[12, 11]
859	Si-H ₃ symétrique	nc-Si :H	[11]
873-876	SiH ₂	pm-Si :H	[10]
890	SiH ₂	nc-Si :H, a-Si :H	[12, 11]
905	SiH ₃ dégénéré	nc-Si :H	[11]
906	Si ₂ -Si-H ₂	Silicium poreux	[7]
907	SiH ₃ symétrique	a-Si :H	[12]

Le Tableau IV-3 : résume les différents modes de vibrations dans cette région.

c- Mode Stretching :

Pour les couches de silicium amorphe déposées à 2 Pa, nous observons une bande qu'on peut décomposer en deux gaussiennes, une autour de 2010 cm⁻¹, généralement attribuée à des groupements monohydriques Si-H et une autre centrée autour de 2090 cm⁻¹ attribuée aux groupements polyhydriques (Si-H₂, Si-H₃,...). Le fait que pour ces couches le mode wagging correspond à une seule bande (640 cm⁻¹) et de la présence d'une bande d'absorption à 2010 cm⁻¹, suggère le caractère amorphe des couches déposées à 2 Pa. Par ailleurs pour les séries déposées à 3 et à 4 Pa, tous les spectres d'absorption infrarouge présentent une bande décalée vers les grands nombres d'ondes, qu'on peut décomposer en deux gaussiennes centrées autour de 2090 cm⁻¹ et 2140 cm⁻¹ qui sont associées aux bandes 845-907 cm⁻¹ dans le mode bending. L'absence de bande à 2000-2010 cm⁻¹ (i.e. absence de complexes Si-H isolés) et la présence de ces deux bandes dans le mode stretching a plusieurs interprétations dont l'une d'elles est que le doublet peut être attribué à la présence de liaisons (Si-H₂)_n ou Si-H₂ localisées sur les surfaces (111) et (100) des cristallites de silicium. Cette observation est déduite de l'étude des modes d'étirements de l'hydrogène adsorbé sur la surface de silicium cristallin [4, 21, 22].

La bande située vers 2140 cm⁻¹ pourrait également être attribuée aux liaisons Si-H₃ ou aux groupements (Si-H₂)_n [12, 23]. Ces dernières bandes à 2100 et 2140 cm⁻¹ sont les signatures d'un matériau peu compact et poreux.

Un exemple de décomposition en gaussiennes est représenté sur la figure IV-4, pour deux échantillons déposés à Ts = 100°C et à des pressions de 2 Pa (a) et 3 Pa (b).

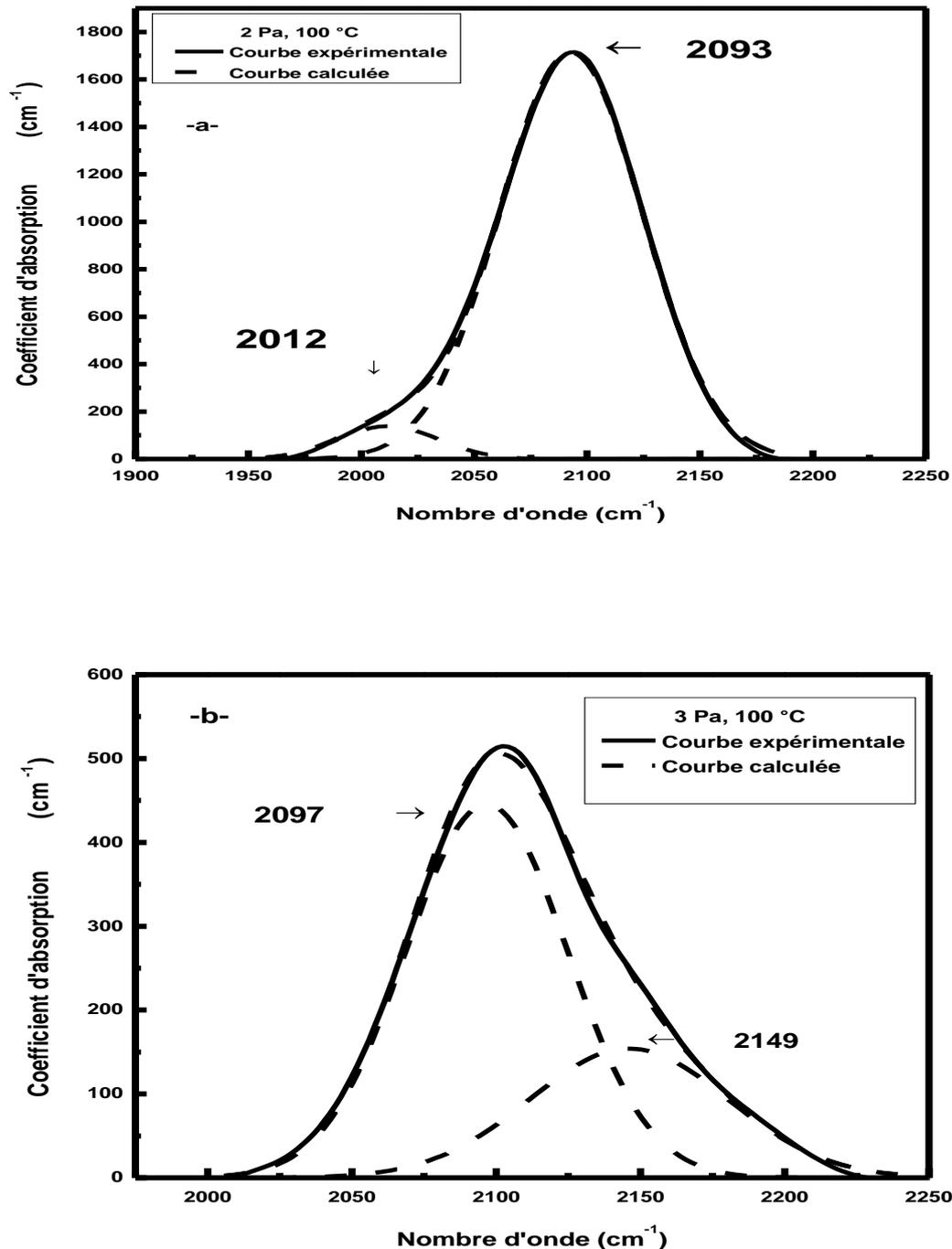


Figure IV-4 : Exemples de décomposition en gaussiennes des pics stretching de deux échantillons déposés à $T_s = 100$ °C et aux pressions 2 Pa (a) et 3 Pa (b).

Nous présentons dans le tableau IV-4, un résumé des différents modes de vibrations et leurs configurations associées, rapportés dans la littérature pour le mode stretching.

Position (cm ⁻¹)	Liaisons	Matériaux	Références
1995-2002	Si-H en volume	a-Si :H	[12, 13, 14]
2025	Surface des lamelles de (111)	c-Si	[15]
2033	Si-H en volume	a-Si :H après traitement du plasma par H ₂	[16]
2030-2035	Si-H sur les surfaces des amas et nanocristaux	pm-Si :H	[10, 17]
2024	Si-H en volume	μc-Si ;H	[11]
2050	Surface des lamelles de (111)		
2069-2072	Si-H sur la surface Si(111)	nc-Si :H	[11]
2075	Si-Si-H ₃ ?	Silicium poreux	[7]
2079	Si-H en surface	a-Si :H	[18]
2081-2083	Si-H sur la surface (111)	nc-Si :H	[11]
2083-2090	Si-H sur les plans (111)	μc-Si ;H	[9]
2087	Si-H sur la surface (110)	nc-Si :H	[11]
2088	Si ₂ -Si-H ₂	Silicium poreux	[7]
2094	SiH ₂ en volume	a-Si :H	[14]
2106-2112	SiH ₂ en surface	a-Si :H exposé au D	[14]
2099	SiH sur les surfaces Si(100)	nc-Si :H	[11]
2114	Si ₃ -Si-H	Silicium poreux	[7]
2114	SiH ₂ isolées	a-Si :H exposé au D	[14]
2136-2140	SiH ₃ en volume	nc-Si :H	[14]
2130-2140	SiH ₃ en surface	a-Si :H	[19]
2137	Si ₂ -Si-H ₂	Silicium poreux	[7]
2147	Si-Si-H ₃ ?	Silicium poreux	[7]
2179	SiH ₄ en volume	a-Si :H exposé au D	[14]

Le Tableau IV-4 : résume les différents modes de vibrations dans cette région.

Les changements de la nature de l'environnement des liaisons Si-H observées dans les spectres d'absorption infrarouge dans les modes stretching et wagging quand on augmente la pression totale de 2 Pa à 3 Pa puis à 4 Pa, démontre la transformation structurale de la phase amorphe à la phase cristalline et que cette transition de phase s'effectue à partir d'une pression autour de 3 Pa.

Le contenu total en hydrogène lié (C_H) dans nos couches est calculé à partir de l'intensité intégrée déduite des spectres d'absorption infrarouge du mode de vibration rocking-wagging en utilisant la relation [24] :

$$C_H = \left(\frac{A_\omega}{N_{Si}} \right) \int \left(\frac{\alpha d\omega}{\omega} \right) \cdot 100 \text{at\%}$$

où $A_{\omega} = 1.6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, est la force d'oscillateur du mode wagging et $N_{\text{Si}} = 5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ est la densité atomique volumique du silicium cristallin.

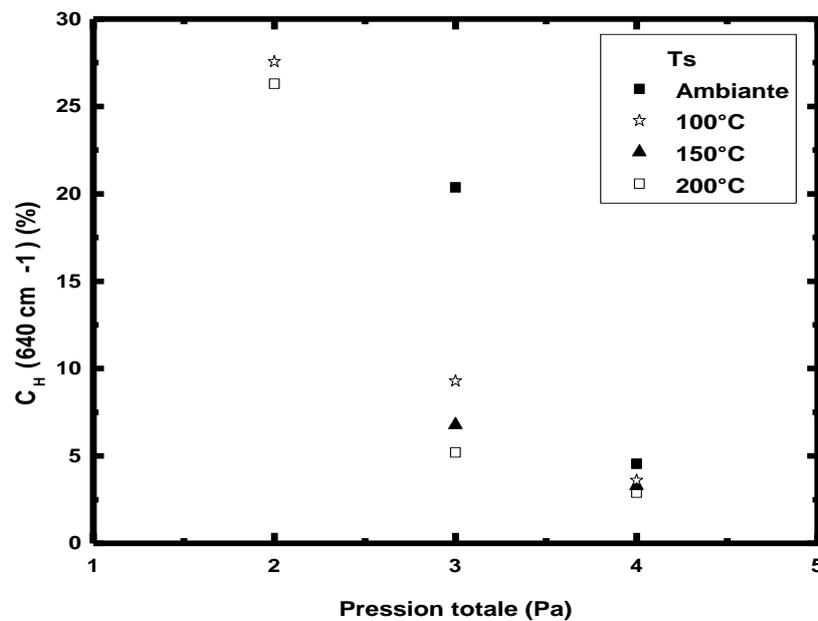


Figure IV-5 : Variation du contenu total en hydrogène lié en fonction de la pression totale et pour différentes températures de dépôt.

La figure IV-5, nous montre bien que le contenu total en hydrogène lié décroît avec l'augmentation de la pression totale où on observe en même temps la transition de nos films de la phase amorphe à la phase cristalline quand on passe de 2 Pa à 3 puis à 4 Pa. Par ailleurs, l'incorporation de petites quantités d'hydrogène dans ce genre de couches est généralement accompagnée d'un processus de cristallisation [9, 23, 25-27]. D'autre part, à une pression donnée, on observe une diminution de C_H quand la température T_S du substrat augmente.

- **Présence de l'oxygène dans certaines de nos couches :**

La présence de l'oxygène (voir la figure IV-6) dans certains de nos films a été mise en évidence par la présence de la bande vers $950\text{-}1200 \text{ cm}^{-1}$ dans certains de nos spectres. Cette présence d'oxygène est considérée comme une indication de la porosité du matériau et qui présente un caractère fortement microcristallin. Cette bande est généralement attribuée aux modes d'étirement asymétrique des liaisons Si-O-Si. Une autre bande pourrait être observée également autour de 2250 cm^{-1} et qui serait due aux vibrations des liaisons O_ySiH_x [1, 28].

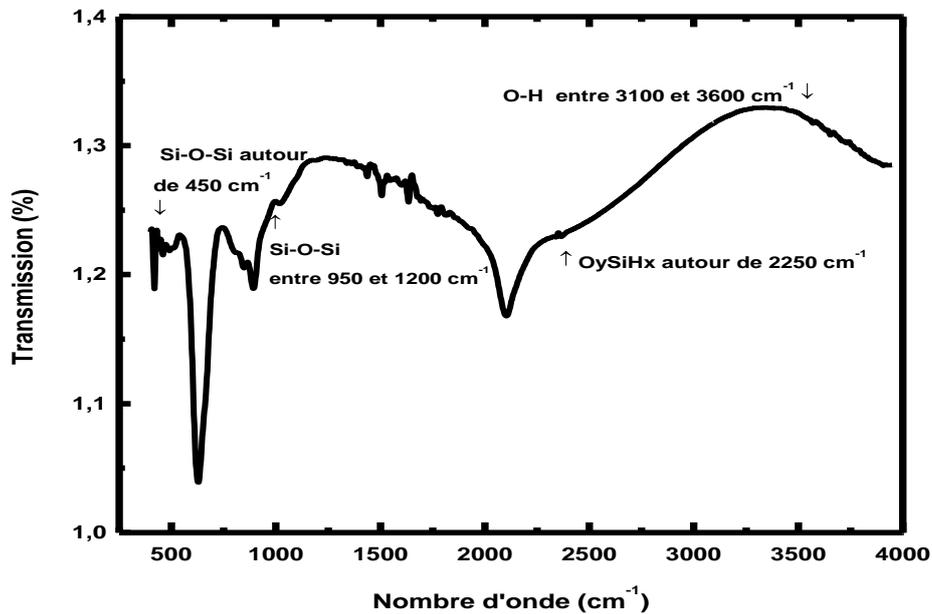


Figure IV-6 : Spectre brut d'absorption infrarouge d'un de nos échantillons les différentes régions où on observe les traces de l'oxygène lié.

Nous avons pu calculer la concentration d'oxygène lié à partir de l'intensité intégrée totale de la bande située autour de 950-1200 cm⁻¹ présentée sur la figure IV-6, en utilisant la relation suivante :

$$C_{Si-o} = A_{Si-o} \int \frac{\alpha(\omega)}{\omega} d\omega$$

où $\alpha(\omega)$ est le coefficient d'absorption, ω la fréquence en cm⁻¹. A_{Si-o} , représente l'inverse de la force d'oscillateur de la liaison Si-O. Cette valeur est égale à :

$$A_{Si-o} = 2.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2} \text{ [29]}.$$

Nous avons reporté sur le tableau IV-5 les valeurs de la concentration totale d'oxygène totale lié obtenues pour nos couches.

Pression (Pa)	Ts (°C)	Concentration en oxygène C _O (at%)
2	100	03.55
	200	03.13
3	25	1.08
	100	02.56
	150	02.44
4	200	03.34
	25	01.52
	150	06.94
	200	04.77

Tableau IV-5 : Valeurs de la concentration totale d'oxygène lié.

Nous présentons sur la figure IV-7 un exemple de spectres d'absorption IR typiques obtenus dans le domaine 950-1200 cm^{-1} pour des couches déposées à 3 Pa. Le tableau IV-5 montre que les concentrations d'oxygène lié mesurées pour les couches déposées à 2 et 3 Pa, sont inférieures à celles obtenues pour les couches déposées à 4 Pa.

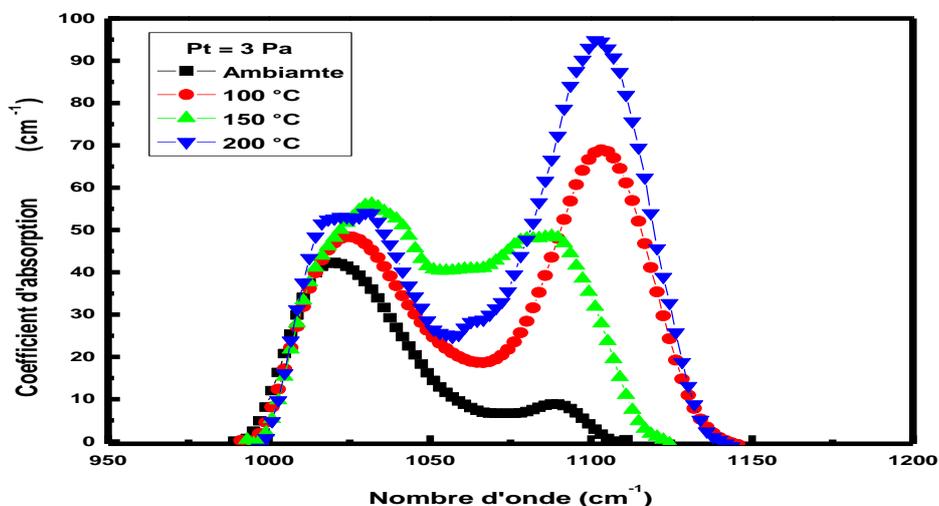


Figure IV-7: Evolution de la bande associée aux modes stretching Si-O-Si avec la température.

- Quelle est l'origine de cet oxygène ?

Une partie de cet oxygène peut être introduite involontairement dans nos films durant le dépôt et la grande partie est due à une contamination après dépôt. Notons bien que les conditions de dépôt affectent considérablement la microstructure de nos couches, par exemple pour les films déposés à la pression totale de 3 Pa, le contenu en oxygène croît avec l'augmentation de la température du substrat (voir figure IV-7), cette élévation de l'oxygène dans ces couches est due essentiellement aux microcavités qui peuvent se créer grâce au bombardement de ces couches par les ions dans le plasma quand on augmente la température de dépôt et la pression totale [30].

Nous pouvons supposer qu'une partie de l'hydrogène est piégée sous forme moléculaire dans les microcavités présentes dans le matériau ou liée à l'oxygène sous forme de molécules d'eau (H_2O).

III- Spectroscopie de diffusion Raman :

Nous avons complété les mesures de spectroscopie infrarouge décrite précédemment, par des mesures de spectroscopie de diffusion Raman. La figure V-8, montre les spectres

typiques de diffusion Raman, dans la gamme de fréquences ($400\text{-}600\text{ cm}^{-1}$) correspondant à la diffusion du premier ordre du mode TO des vibrations Si-Si, pour nos échantillons déposés à trois températures, $T_s =$ ambiante (a), 100°C (b) et 200°C (c) et aux pressions totales 2, 3 et 4 Pa, comme il est indiqué sur la figure IV-8

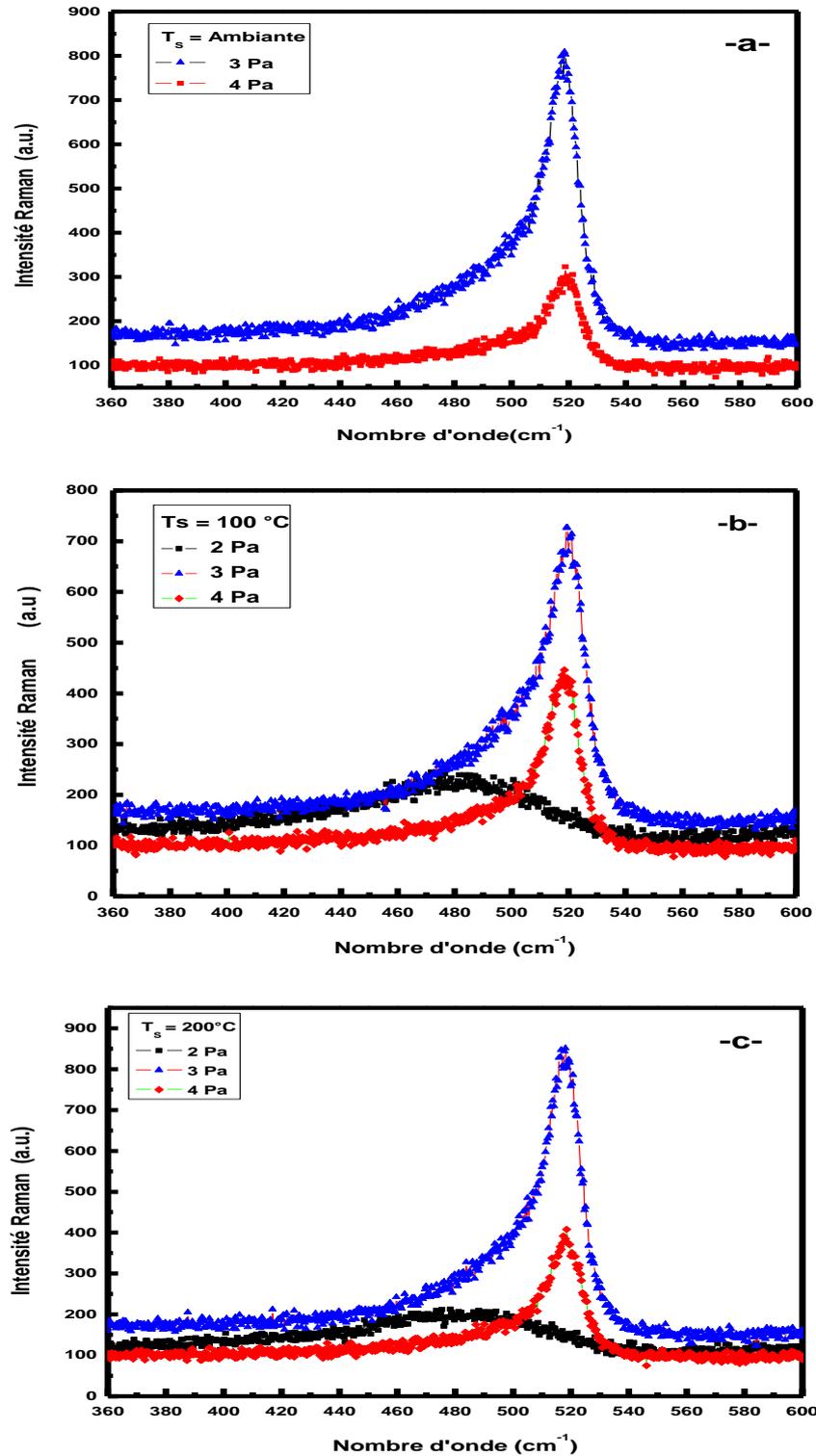


Figure IV-8 : Spectres de diffusion Raman obtenus pour des températures de dépôt, $T_s =$ Ambiante (a), 100°C (b) et 200°C (c).

Nous pouvons voir sur ces figures que pour les échantillons déposés à la pression totale de 2 Pa les spectres, sont caractérisés par une raie large centrée autour de 480 cm^{-1} caractéristique d'une structure complètement amorphe de ces couches. Quand la pression augmente à 3 et à 4 Pa, les spectres de diffusion Raman changent d'allure et sont marqués par la présence d'une bande asymétrique et relativement intense dont la position varie entre 518 cm^{-1} et 520 cm^{-1} , qui est la signature de la présence d'une importante fraction cristalline dans les films [26, 31-34]. Un épaulement, de faible intensité, reste perceptible à 480 cm^{-1} indiquant une présence d'une petite fraction amorphe.

Il est également à noter que d'autres raies situées aux alentours de 310 à 380 cm^{-1} correspondant aux modes longitudinal acoustique (LA) et longitudinal optique (LO), avec une intensité beaucoup plus faible, sont présentes dans les spectres, ces dernières bandes peuvent nous renseigner sur le désordre lié aux angles de liaisons. Nous avons procédé à une décomposition des spectres Raman obtenus pour les couches déposées à 3 et 4 Pa en une superposition de contributions gaussiennes. Pour toutes les couches nous avons trouvé que le mode TO est parfaitement ajusté en utilisant trois gaussiennes, centrées respectivement aux alentours de 480 cm^{-1} , 510 cm^{-1} et de $518\text{-}520\text{ cm}^{-1}$. Nous avons présenté sur la figure IV-9, un exemple de décomposition obtenue pour une couche déposée à 100 °C et à 3 Pa. Nous avons représenté également sur cette figure les raies correspondant aux modes LA à 310 cm^{-1} et LO à 380 cm^{-1} .

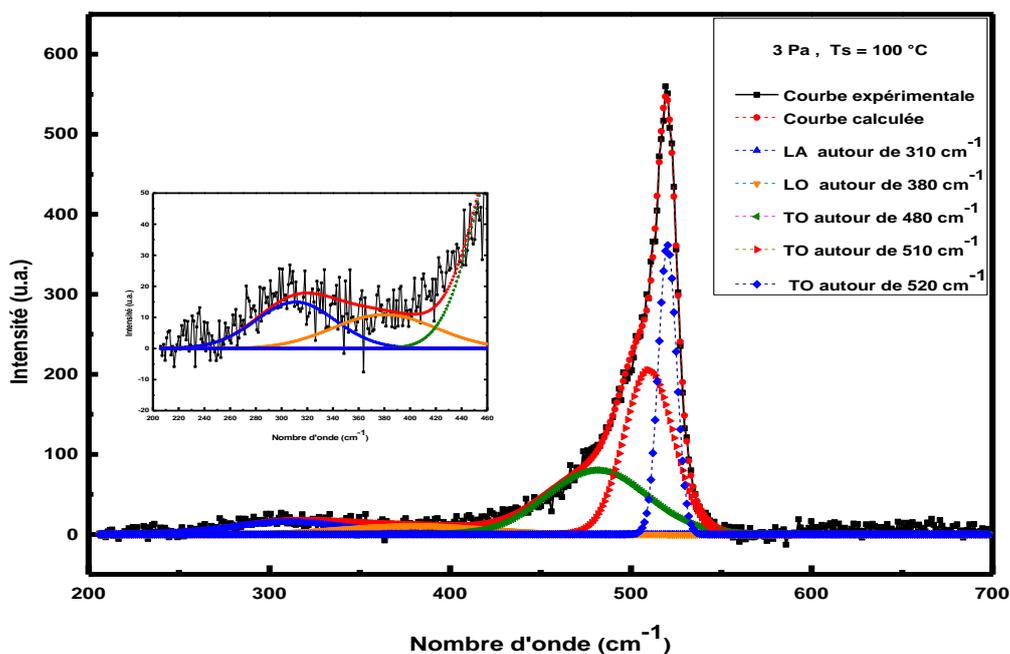


Figure IV-9 : Exemple de décomposition d'un spectre Raman typique obtenu pour une de nos couches de silicium microcristallin.

Des résultats similaires concernant le mode (TO) ont été rapportés dans d'autres travaux [34-36]. La présence du pic à 480 cm^{-1} est caractéristique de la présence d'une fraction amorphe dans nos couches. Pour la contribution située autour de 510 cm^{-1} , selon certains auteurs [34], cette composante intermédiaire proviendrait de la dilatation des liaisons Si-Si aux joints de grains. Selon d'autres [35, 36], cette composante est due à la présence dans les couches de nano grains dont la taille est inférieure à 30 \AA . Concernant la composante située autour de $518\text{-}520 \text{ cm}^{-1}$, elle est caractéristique d'une structure cristalline plus importante due en général à des grains de tailles supérieures à 50 \AA [31-33].

A partir des spectres, nous pouvons estimer la fraction volumique cristalline dans nos films. Tous les groupes de recherche considèrent que les composantes 510 et 520 cm^{-1} comme une partie inhérente à la cristallinité. Afin de calculer cette fraction cristalline, nous avons utilisé la décomposition du mode (TO) en gaussiennes comme il a été décrit au chapitre III-III-5. La contribution cristalline a été obtenue en soustrayant la composante amorphe pour chaque spectre Raman. Cette contribution cristalline est ensuite analysée à l'aide du modèle du « fort confinement de phonons » (SPC pour strong phonon confinement). Sur la base de ce modèle, on peut évaluer la longueur de corrélation, qui représente soit le diamètre moyen des cristallites de silicium (supposées sphériques), soit la distance moyenne entre les défauts (dislocations...).

La valeur de la fraction cristalline calculée à partir de la décomposition des spectres Raman de nos films par la relation :

$$F_c = \frac{(I_{510} + I_{520})}{(I_{480} + I_{510} + I_{520})}$$

où I_{480} , I_{510} et I_{520} sont les intensités intégrées de la contribution amorphe et cristalline du mode TO, respectivement. Nous avons résumé les résultats sur le tableau IV-6.

P (Pa)	T _s (°C)	Composante amorphe		Composante intermédiaire		Composante cristalline		F _C (%)
		Position (Cm ⁻¹)	I _a (%)	Position (Cm ⁻¹)	I _b (%)	Position (Cm ⁻¹)	I _C (%)	
2	100	479.73	100	-----	-----	-----	-----	00
	200	479.00	100	-----	-----	-----	-----	00
3	Amb	480.00	28.92	509.88	40.08	518.34	31.00	71.00
	100	481.00	24.58	510.34	42.74	520.46	32.68	75.00
	150	481.26	21.27	511.14	48.57	520.01	30.15	78.72
	200	481.32	15.32	509.62	52.48	518.28	32.19	84.66
4	Amb	481.17	23.87	510.73	46.33	519.54	29.83	76.16
	100	480.13	10.16	509.05	45.03	518.58	44.80	89.83
	150	480.28	10.82	510.61	49.42	518.35	39.75	89.17
	200	480.00	15.14	509.64	45.83	518.40	39.02	84.85

TableauIV-6 : Paramètres déduits de la décomposition des spectres Raman en Gaussiennes du mode TO, I_a, I_b et I_C représentent respectivement les proportions relatives des composantes amorphe, cristalline intermédiaire et cristalline.

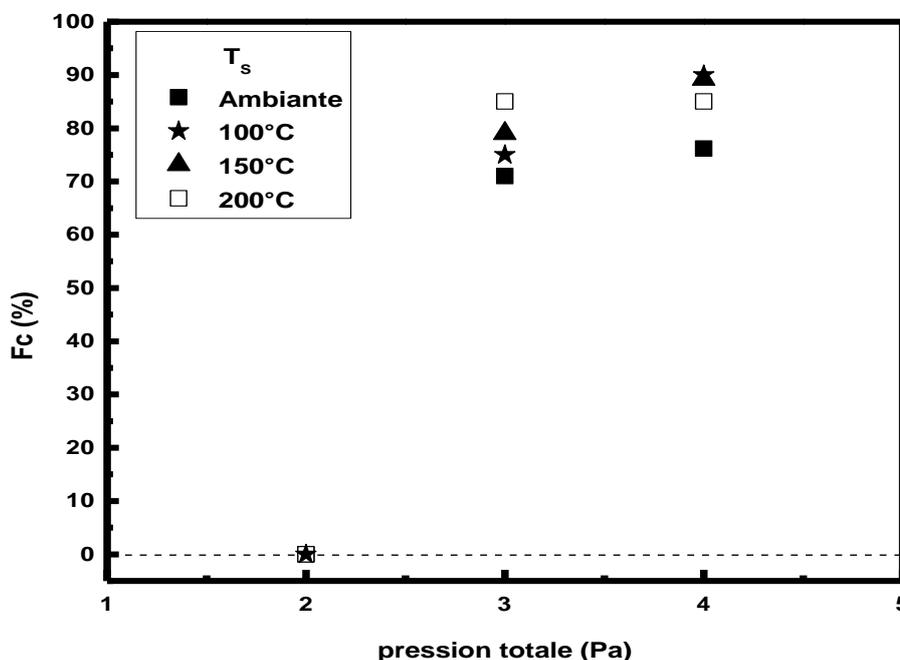


Figure IV-10 : Variation de la fraction cristalline avec la pression totale, obtenue pour les différentes températures de dépôt comme il est indiqué sur la figure.

Nous remarquons clairement sur la figure IV-10, que les films déposés à 3 et 4 Pa sont bien cristallisés, même ceux déposés à la température ambiante, et qu'un effet combiné de la pression totale et la température est remarquable sur ces couches. Ces résultats sont très importants car, ils montrent la possibilité d'obtenir une cristallisation du matériau à des températures aussi basses que l'ambiante.

Les spectres Raman peuvent également nous permettre de déterminer les contraintes locales dans les couches qui peuvent être calculées par la relation suivante [37]:

$$\sigma(\text{MPa}) = -250\Delta\omega(\text{cm}^{-1})$$

où $\Delta\omega = \omega_s - \omega_0$ avec ω_0 correspondant au nombre d'onde du phonon optique d'un échantillon de silicium cristallin libre de contraintes ($\omega_0 = 520.5\text{cm}^{-1}$) et ω_s au nombre d'onde d'un échantillon contraint. Le tableau IV-7 résume les contraintes locales calculées par cette méthode. Considérant que les mesures Raman ont été effectuées avec une résolution de 3cm^{-1} , on peut présumer que la contrainte locale de ces échantillons est quasi nulle. Cependant nous avons estimé dans nos films des contraintes de tension, d'intensité relativement faible. Ces contraintes sont généralement dues à la taille et à la distribution des cristallites dans la matrice amorphe dans nos couches.

Pression (Pa)	Ts (°C)	Position du Pic TO	Contraintes (MPa)
2	100	-----	-----
	200	-----	-----
3	25	518.34	540.00
	100	520.46	010.00
	150	520.01	122.50
	200	518.28	555.00
4	25	519.54	240.00
	100	518.58	480.00
	150	518.35	537.50
	200	518.40	525.00

Tableau IV-7 : Valeurs des contraintes dans nos films.

Références du chapitre IV :

- [1]- A. Yoshi goe, M. Nagsono, K. Mase, T. Urisu, S. Seki and Y. Nakagawa, *J. Synchrotron Radiation*, **2**, 196 (1995).
- [2]- J. Wang, B. Zou, M.A. El-Sayed, *J. Of. Molecular Structure* **508**, 87 (1999).
- [3]- G. Lucovsky, D.V. Tsu, *J. Vac. Sc. Technol.* **A5**, 2231 (1987).
- [4]- U. Kroll, J. Meier, A. Shah, S. Mikhailov et J. Weber, *J. Appl. Phys.* **80**, 49971 (1996).
- [5]- D. Stryahilev, F. Diehl, B. Schröder, M. Scheib et A.I. Belogorokhov, *Phil. Mag.* **B80**, 1799 (2000).
- [6]- S. Lebib et P. Roca i Cabarrocas, *J. App. phys*, **97**, 104334 (2005).
- [7]- W. Theiß, *Surf. Sci. Rep.* **29**, 91 (1997).
- [8]- T. Tsubo, T. Sakka, et Y.H. Ogata, *Phys. Rev.* **B 58**, 13863 (1998).
- [9] - D. Stryahilev, F. Diehl, and B. Schröder, *J. Non-Cryst. Solids* **266-269**, 166 (2000).
- [10]- S. Lebib et P. Roca i Cabarrocas, *Eur. Phys. J. appl. Phys.* **26**, 17 (2004).
- [11]- D. C. Mara, E.A. Edelberg, R.L. Naone, et E.S. Aydil, *J. Vac. Sci. Technol.* **A 16**, 3199 (1998).
- [12] - G. Lucovsky, R.J. Nemanich, and J.C. Knights, *Phys. Rev.* **B 19**, 2064 (1979).
- [13]- W.B. Jackson et C.C. Tsai, *Phys. Rev.* **B 45**, 6564 (1992).
- [14]- S. Agrawal, A. takano, M.C.M. Van de Sanden, D. Maroudas, et E.S. Aydil, *J. Chem. Phys.* **117**, 10905 (2002).
- [15]- Y. S. Kim et K.J. Chang, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1773 (2001).
- [16]- A. Von Keudell et J.R. Abelson, *J. Appl. Phys.* **84**, 489 (1998).
- [17]- S. Vignoli, R. Butté, R.Meaudre, M. Meaudre, et R. Brenier, *J. Phys. Conens. Matter* **15**, 7185 (2003).
- [18]- H. Fujiwara, Y. Toyoshima, M. Kondo, et A. Matsuda, *J. Non-Cryst. Solids* **266-269**, 38 (2000).
- [19] 13- Y.J. Chabal, G.S. Higashi, K. Raghavachari, et V.A.Burrows, *J. Vac. Sci. Technol.* **A 7**, 2104 (1989).
- [20]- T. Itoh, K. Yamamoto, K. Ushikoshi, S. Nonomura, and S. Nitta, *J. Non-Cryst. Solids* **266-269**, 201 (2000).
- [21] - Y.J. Chabal et K. Raghachavari, *Phys. Rev. Lett* **53**, 282 (1984).
- [22]- T. Satoh et A. Hiraki, *Jpn. J. Appl. Phys.* **24**, L491 (1985).
- [23]- M.H. Brodsky, M. Cardona et J.J.Cuomo, *Phys. Rev.* **B 16**, 3556 (1977).
- [24]- H. Shanks, C.J. Fang, L. Ley, M. Cardona, F.J. Demond, S. Kalbitzen, *Phys. Status. Solidis.* **B100**, 43 (1980).
- [25]- G.Taluker, J.L.C. Cornish, P. Jennings, G.T. Hefter, B.W. Clare et J. Livingstone ; *J. Appl. Phys* **71**, 403 (1992).
- [26]- A. Ben Othman, Y. Leconte, P. Marie, K. Zellama, C. Goncalves, X. Portier, M. Daouahi, H. Bouchriha, and R. Rizk, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **29**, 33 (2005).
- [27]- A. Achiq, R. Rizk, F .Gourbilleau, and P. Voivenel, *Thin Solid Films* **348**, 74 (1999).

- [28]- J. Wang, B. Zou, M.A. El-Sayed, J. Of. Molecular Structure **508**, 87 (1999).
- [29]- G. Taluker, J.C.L. Cornish, P. Jennings, G.T. Hefter, B.W. Clare, et J. Livingstone, J. Appl. Phys **71**, 403(1992).
- [30]- Namita Dutta Gupta, Partha Chadhuri, J. Non-Cryst. Solids, **168-174**, 289 (2001).
- [31]- C. Goncalves, S. Chervet, A. Zeinert, M. Clin, and K. Zellama, Thin Solid Films **403-404**, 91 (2002).
- [32]- J. E. Gerbi, and J.R. Abelson, J. Appl. Phys. **89**, 1463 (2001).
- [33]- H.Tourir, J. Dixmier, K. Zellama, J. F. Morhange, Y. Bounouh and P. Elkaim, J. Non-Cryst. Solids **227-230**, 906 (1998).
- [34]- S. Veprek, F.A. Sarott et Z. Iqbal, Phys. Rev. **B 36**, 3344 (1987).
- [35]- H.S. Mavi, A.K. Shukla, S.C. Abbi et K.P. Jain, J. Appl. Phys. **66**, 5322 (1989).
- [36]- Y. He, Y. Wei, G. Zheng, M.Yu, et M. Liu, J. Appl. Phys. **82**, 3408 (1997).
- [37]- E. Anastassakis, A. Pinczuck, E. Burstein, F.H. Pollak et M. Cardona, Solid. State. Commun, **8**, 133 (1970).