Classification

Physics Abstracts

61.14H—61.16D—68.55

Etude du système Cr/Si(111) : croissance épitaxiale de films de CrSi₂

André Oustry⁽¹⁾, Michel Caumont⁽¹⁾, Marie-Josée David⁽¹⁾, Jacques Bert⁽¹⁾
et André Rocher⁽²⁾

⁽¹⁾ Laboratoire de Physique des Solides Associé au CNRS (URA.74), Université Paul Sabatier, 118
Route de Narbonne, 31062 Toulouse Cedex, France

⁽²⁾ CEMES-LOE/CNRS (UPR.8011), BP.4347, 29 Rue Jeanne Marvig, 31055 Toulouse Cedex,
France

(Reçu le 25 février 1992, accepté le 10 avril 1992)

Résumé. — Nous avons étudié, par diffraction d'électrons rapides, EXFAS et microscopie électronique, les premiers stades de la formation de l'interface Cr/Si(111) à la température ambiante ainsi que la croissance épitaxiale du siliciure CrSi₂ par recuit thermique des dépôts de chrome.

Abstract. — The interface formation of Cr evaporated onto Si(111)7 × 7 surfaces, with samples maintained at room temperature, and the epitaxial growth of chromium silicides after subsequent annealing have been studied by RHEED, EXFAS and TEM. The EXFAS features above the Cr – M_{2,3}VV Auger line have been analyzed for very thin Cr deposits. The radial distribution function indicates the formation of a CrSi₂ interface at room temperature. Reflection high energy electron diffraction and transmission electron microscopy were used to investigate the epitaxial growth of CrSi₂ on Si(111) surfaces.

1. Introduction.

Les siliciures de métaux réfractaires sont des composés très intéressants dans l'élaboration des circuits intégrés. Ces composés présentant une stabilité thermique importante peuvent être obtenus par réaction avec le silicium à des températures de l'ordre de 300 °C. Les siliciures ainsi formés présentent de bonnes relations d'épitaxie avec le silicium Si(111). L'interface Cr – Si a été étudiée par différentes techniques afin d'expliquer la formation et la croissance des siliciures obtenus à la surface de monocristaux de silicium: spectroscopie Auger [1, 2], diffraction d'électrons lents (LEED) [1, 3, 4], diffraction d'électrons rapides (RHEED) [5, 6], spectroscopie par photoémission U.V et R.X [2, 4, 7], rétrodiffusion Rutherford [8, 9], spectroscopie de perte d'énergie (EELS) [10] et microscopie électronique [11].

Depuis une dizaine d'années, divers auteurs [12-19] ont montré l'efficacité des techniques EELFS (Extended Energy Loss Fine Structure) pour déterminer l'ordre local en surface de films

minces. De plus, De Crescenzi *et al.* [20] ont établi que les structures fines, liées à une transition Auger CVV, sont détectables en spectroscopie Auger. L'accès à une géométrie à courte distance a valu à cette technique d'analyse de surfaces-EXFAS (*Extended Auger Fine Structure*) un succès équivalent à celui de la technique EELFS [21-25].

Nous présentons dans cet article les premiers stades de formation de l'interface Cr/Si(111) à la température ambiante et l'évolution de cette interface en fonction des recuits. Les modifications structurales des dépôts ont été suivies par diffraction d'électrons rapides en incidence rasante et par spectroscopie EXFAS. Des expériences *ex-situ* de microscopie électronique par transmission ont complété cette étude.

2. Techniques expérimentales.

Les expériences sont réalisées dans une enceinte à ultra-vide (pression de l'ordre de 10^{-10} torr) équipée pour la diffraction d'électrons rapides (RHEED) sous incidence rasante. Cette enceinte comprend également un analyseur à miroir cylindrique (CMA) associé à un canon à électrons coaxial de 10 kV. Les électrons primaires ont une énergie de l'ordre de 1500 eV dans les études par spectroscopie Auger et EXFAS. Le courant incident a une intensité de l'ordre de $1 \mu\text{A}$. Une modulation de 8 à 10 volts crête à crête est appliquée au C.M.A. Les signaux sont détectés par un amplificateur synchrone. On enregistre la dérivée première de la distribution en énergie des électrons. La durée d'une acquisition en EXFAS est de 30 minutes. Les oscillations présentées sur les figures 2a et 2d ont été moyennées par une technique de lissage en cinq points.

Fig. 1. — Diagrammes RHEED (10 kV) du Si (111) 7×7 : (a) azimut $[1\bar{1}0]$; (b) azimut $[11\bar{2}]$.
[RHEED patterns (10 kV) of the Si (111) 7×7 : (a) azimuth $[1\bar{1}0]$; b) azimuth $[11\bar{2}]$.]

Les monocristaux de silicium utilisés sont de type n avec une résistivité de 5 à $10 \Omega \text{ cm}$. Après découpe suivant le plan 111, les échantillons sont polis mécaniquement puis nettoyés aux ultrasons. Ensuite le nettoyage chimique s'effectue dans une solution de CP_4 suivi d'un rinçage à l'eau bidistillée. Après chauffage des échantillons placés dans l'ultra-vide, à une température

de 1100 °C, les diagrammes de diffraction montrent une surstructure 7×7 bien définie (Figs. 1a et 1b). Les spectres de perte d'énergie (EELS) révèlent les états de surface ($S_2 = 7,2 \text{ eV}$; $S_3 = 14,5 \text{ eV}$) [26] caractéristiques du silicium propre. D'autre part, aucune trace de carbone n'est décelable par spectroscopie Auger.

La source d'évaporation utilisée pour le dépôt de chrome est conçue comme une cellule de Knudsen avec un creuset de tungstène. Le flux d'atomes de chrome de pureté 99,99% est contrôlé par une microbalance à quartz et maintenu constant tout au long des évaporations ($3 \text{ Å} \cdot \text{min}^{-1}$). Les films sont déposés sur un substrat maintenu à température ambiante. Durant l'évaporation, la pression dans l'enceinte est maintenue à 10^{-10} torr et la température de silicium contrôlée par un thermocouple (W Re 5% – W Re 26%).

3. Résultats expérimentaux.

3.1 EVOLUTION DE L'INTERFACE EN FONCTION DU RECOUVREMENT EN CHROME À TEMPÉRATURE AMBIANTE. — Quel que soit le processus d'évaporation suivi (dépôt séquentiel – monocouche par monocouche – ou continu jusqu'à un recouvrement θ inférieur ou égal à six monocouches), l'observation RHEED aboutit aux résultats suivants :

- Pour θ inférieur ou égal à trois monocouches ($1\text{MC} = 1 \text{ Å}$), les raies de diffraction d'ordre fractionnaire dues à la structure Si(111) 7×7 s'atténuent progressivement puis disparaissent.
- Pour un recouvrement de l'ordre de six monocouches, les réflexions d'ordre entier disparaissent et laissent place à un fond continu, la couche de chrome ne présentant pas d'ordre à grande distance.

Ce résultat nous a amené à utiliser la technique EXFAS pour déterminer l'ordre local de la surface. Sur les figures 2a et 2d sont représentées les structures fines obtenues après le pic Auger Cr MVV (36 eV) en fonction de l'énergie cinétique des électrons détectés. Ces structures sont décelées après un dépôt de chrome d'épaisseur moyenne égale à 4 Å (Figs. 2a, b et c) et pour un dépôt épais (épaisseur supérieure à 10 Å) (Figs. 2d, e et f). Après soustraction du fond continu, les signaux sont exprimés en fonction du vecteur d'onde k , donné par la relation :

$$k = \left[\frac{2m}{\hbar^2} (E - E_0) \right]^{1/2}$$

L'énergie de seuil E_0 est prise au point d'inflexion du signal Auger Cr $M_{2,3}$ VV obtenu en dérivée première. Les figures 2c et 2f montrent les amplitudes des transformées de Fourier correspondantes. Le domaine d'intégration a été pris au-delà du pic Auger LVV (92 eV) du silicium.

Dans le cas d'un faible recouvrement (4 Å), le premier pic dans $F'(R)$ est situé à une distance égale à 1,82 Å. Ce pic se déplace vers 2,02 Å pour des recouvrements en chrome importants.

Par suite du terme de déphasage $\Phi(k)$ intervenant dans la fonction EXFAS $\chi(k)$, il est nécessaire d'apporter une correction à ces distances. Ces corrections ont été calculées suivant la méthode de Stern *et al.* [27] en utilisant les déphasages de Teo *et al.* [28]. Elles sont égales respectivement à 0,24 Å et 0,4 Å suivant que l'on considère un environnement en chrome ou en silicium de l'atome émetteur.

Dans le cas d'un dépôt de chrome épais, la distance obtenue entre atomes de chrome est alors égale à 2,26 Å. L'analyse EXFAS, que nous avons effectuée, faisant intervenir le niveau M d'un élément de faible numéro atomique, Chainet *et al.* [29] ont montré qu'il fallait ajouter un terme de phase supplémentaire de l'ordre de 0,2 Å. La distance ainsi obtenue 2,46 Å est alors voisine de la distance entre plus proches voisins dans le chrome massif.

Fig. 2. — (a; d) Dérivée première de la distribution des électrons au-delà de la transition Auger $M_{2,3}VV$ du chrome (énergie des électrons incidents : 1500 eV). (b; e) Oscillations EXFAS. L'énergie ($E - E_0$) est la différence entre l'énergie cinétique E des électrons émis et l'énergie E_0 au point d'inflexion de la transition Auger. (c; f) Amplitude de la transformée de Fourier du spectre EXFAS. (a; b; c) Epaisseur de Cr de l'ordre de 4 Å, (d; e; f) Epaisseur de Cr supérieure à 10 Å.
 [(a; d) First derivative of the electron yield distribution above the $M_{2,3}VV$ Auger transition of chromium (primary electron energy: 1500 eV). (b; e) EXFAS oscillations. The energy ($E - E_0$) is the difference between the kinetic energy of the emitted electron and the threshold energy at the inflection point of the $M_{2,3}VV$. (c; f) Magnitude of the Fourier transforms of EXFAS spectra. (a; b; c) chromium thickness about 4 Å. (d; e; f) chromium thickness above 10 Å.]

Dans le cas des faibles recouvrements (4 Å), après correction, on trouve une distance égale à 2,42 Å, valeur voisine de la distance Cr – Si dans CrSi₂ (2,476 Å).

Ces résultats sont en très bon accord avec ceux de Lozzi *et al.* [19] obtenus par la technique SEELFS sur le seuil CrL_{2,3}.

3.2 EVOLUTION DE L'INTERFACE EN FONCTION DES RECUITS THERMIQUES. — Afin d'étudier la stabilité des interfaces et suivre la formation de siliciures, nous avons déposé des couches de chrome de différentes épaisseurs (une à trois monocouches) sur le silicium maintenu à la température ambiante. Après chaque dépôt, l'échantillon est recuit à différentes températures. Lorsque le recouvrement total est compris entre quatre et huit monocouches, les recuits à des températures supérieures à 250 °C donnent des diagrammes de diffraction d'électrons rapides caractéristiques de la structure Si(111)– $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ R 30° – Cr. Ce diagramme est observé jusqu'à des températures de recuit de l'ordre de 700 °C, où commencent à apparaître des taches de la structure 7 × 7 du silicium (Fig. 3a). Au-delà de cette température, la structure $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ disparaît laissant la place à la structure 7 × 7.

(a)

(b)

Fig. 3. — Diagrammes RHEED (10 kV) : azimut $[11\bar{2}]$ Si : (a) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ R 30° + Si(111) 7 × 7; (b) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ R 30°.

[RHEED patterns (10 kV) : azimuth $[11\bar{2}]$ Si : (a) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ R 30° + Si(111) 7 × 7; (b) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ R 30°.]

Si l'on effectue à température ambiante un dépôt de faible épaisseur (1 MC) sur une couche présentant la structure $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ (Fig. 3b), un recuit à une température de l'ordre de 300 °C fait apparaître un diagramme 2 × 2 (Fig. 4a). Pour une température supérieure (350 °C), la structure 2 × 2 et une structure 1,17 × 1,17 coexistent (Fig. 4b). Après un recuit à une température supérieure à 550 °C, le diagramme comporte des réflexions de la structure Si(111) 7 × 7 (Fig. 5a) et de nouvelles taches.

Dans le cas des dépôts d'épaisseur supérieure à une monocouche, les diagrammes de diffraction montrent les structures 1,17 × 1,17 ainsi que les taches observées pour des températures supérieures à 550 °C dans le cas d'une monocouche. On note l'absence de la structure 2 × 2.

(a)

(b)

Fig. 4. — Diagrammes RHEED (10 kV): azimuth $[1\bar{1}0]$ Si : (a) 2×2 ; (b) $2 \times 2 + 1,17 \times 1,17$.
[RHEED patterns (10 kV): azimuth $[1\bar{1}0]$ Si: (a) 2×2 ; (b) $2 \times 2 + 1,17 \times 1,17$.]

(a)

Face $(10\bar{1}0)$
Az $[001]$

(b)

Fig. 5. — (a) Diagramme RHEED (10 kV) : azimuth $[11\bar{2}]$ Si, $\text{CrSi}_2 + \text{Si}(111) 7 \times 7$. (b) Diagramme théorique du CrSi_2 .

[(a) RHEED pattern (10 kV): azimuth $[11\bar{2}]$ Si, $\text{CrSi}_2 + \text{Si}(111) 7 \times 7$. (b) Theoretical pattern of CrSi_2 .]

4. Discussion.

Lorsque le chrome est condensé à la température ambiante sur le silicium, on observe la disparition progressive des taches de diffraction du silicium laissant place à un fond continu important. La structure du film est alors caractérisée par l'absence d'ordre à grande distance. Dans le cas de dépôts d'épaisseur faible (3 Å), la fonction de distribution radiale obtenue par EXFAS présente un premier maximum à 1,82 Å. Ce pic correspond à la distance entre plus proches voisins Cr – Si dans le composé CrSi₂. On peut donc affirmer que l'environnement du chrome à la température ambiante est semblable à celui du siliciure CrSi₂.

Il existe deux siliciures riches en silicium. Le siliciure CrSi cristallise dans le système cubique de type B20, la maille élémentaire de paramètre $a = 4,607$ Å contient quatre molécules. Le composé CrSi₂ cristallise dans le système hexagonal de type C40, la maille élémentaire de paramètres $a = 4,428$ Å et $c = 6,363$ Å contient trois molécules.

4.1 CROISSANCE ÉPITAXIQUE DU CrSi. — Un recuit à une température de 300 °C d'un dépôt de chrome d'épaisseur moyenne 6 Å donne un diagramme de diffraction caractéristique de la structure $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ qui est celle d'un plan (111) de CrSi en épitaxie sur le silicium (111). La structure $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ a également été observée par d'autres auteurs [3, 4] en diffraction d'électrons lents dans des conditions expérimentales similaires (épaisseur de chrome et température de recuit). La figure 6 représente le plan (111) du CrSi en épitaxie sur le plan (111) du silicium.

Fig. 6. — Plans à l'interface entre CrSi et Si pour l'épitaxie $(111)\text{CrSi} \parallel (111)\text{Si}$.
[The atomic plane normal to the $[111]$ axis in CrSi superimposed with the $(111)\text{Si}$ plane.]

Fig. 7. — Plans à l'interface entre $CrSi_2$ et Si pour les types d'épitaxie: i) $(0001)CrSi_2 \parallel (111)Si$:

(a) $[11\bar{2}0]CrSi_2 \parallel [10\bar{1}]Si$; (b) $[11\bar{2}0]CrSi_2 \parallel [11\bar{2}]Si$ ii) $(10\bar{1}0)CrSi_2 \parallel (111)Si$.

[Planes at the interface $CrSi_2/Si$ for the epitaxial modes: i) $(0001)CrSi_2 \parallel (111)Si$: (a) $[11\bar{2}0]CrSi_2 \parallel [10\bar{1}]Si$; (b) $[11\bar{2}0]CrSi_2 \parallel [11\bar{2}]Si$ ii) $(10\bar{1}0)CrSi_2 \parallel (111)Si$.]

4.2 CROISSANCE ÉPITAXIQUE DU CrSi₂. — Le recuit de couches de chrome sur le silicium à une température de l'ordre de 400 °C conduit à la formation de siliciure CrSi₂. On peut noter que le paramètre a du CrSi₂ est 1,17 fois plus grand que celui du plan (111) du silicium (3,83 Å). Cette correspondance nous permet d'interpréter les diagrammes de diffraction relatifs aux structures 2×2 et $1,17 \times 1,17$ (Fig. 4b). La figure 7 (a et b) représente le plan (0001) du CrSi₂ en épitaxie sur le plan (111) du silicium.

La figure 7a ($[11\bar{2}0]$ CrSi₂ // $[10\bar{1}]$ Si) correspond à la structure $1,17 \times 1,17$ dont la maille de coïncidence avec le silicium est 7×7 avec un désaccord paramétrique de 3,8 %.

Pour la figure 7b ($[11\bar{2}0]$ CrSi₂ // $[11\bar{2}]$ Si), il s'agit, dans ce cas, de la structure $1,17 \times 1,17$ Rot 30° dont la maille de coïncidence avec le silicium est 2×2 , le désaccord paramétrique est alors de 0,1 %.

Ces deux types d'épitaxie ont également été identifiés par Wetzal *et al.* [4] en diffraction d'électrons lents.

Pour des températures supérieures à 550 °C, les diagrammes de diffraction font apparaître un nouveau mode d'épitaxie :

$$\begin{aligned} (10\bar{1}0) \text{ CrSi}_2 & // (111) \text{ Si} \\ [0001] \text{ CrSi}_2 & // [11\bar{2}] \text{ Si} \end{aligned}$$

A notre connaissance, c'est la première fois que ce mode d'épitaxie est identifié dans le cas de ce siliciure. Nous avons représenté sur la figure 7c le plan $(10\bar{1}0)$ CrSi₂ en épitaxie sur la plan (111) Si et la maille de coïncidence correspondante. Le diagramme théorique de la figure 5b permet d'expliquer les taches attribuées au siliciure dans le cliché de diffraction correspondant (Fig. 5a). Nous avons obtenu ce même type d'épitaxie dans une étude précédente qui concernait les siliciures de nobium [30].

Des échantillons en fin de traitement thermique ont été ensuite étudiés par microscopie électronique en transmission (TEM). Les images de microscopie (Fig. 8) révèlent que le dépôt est constitué d'îlots de siliciure laissant des aires de silicium découvertes. Les diffractions électroniques ont permis de mettre en évidence une relation d'épitaxie avec le silicium. Deux des trois modes d'épitaxie observées par RHEED ont été retrouvés, comme le montrent les figures 9 et 10.

$$\text{Cas n°1 } \left\{ \begin{array}{l} \text{Epitaxie } (0001) \text{ CrSi}_2 // (111) \text{ Si} \\ [11\bar{2}0] \text{ CrSi}_2 // [11\bar{2}] \text{ Si} \end{array} \right\} \quad (\text{Fig. 9})$$

Ce résultat a été également publié par Shiau [11].

$$\text{Cas n°2 } \left\{ \begin{array}{l} \text{Epitaxie } (10\bar{1}0) \text{ CrSi}_2 // (111) \text{ Si} \\ [0001] \text{ CrSi}_2 // [11\bar{2}] \text{ Si} \end{array} \right\} \quad (\text{Fig. 10})$$

Des études se poursuivent pour voir si le troisième mode d'épitaxie a été éliminé réellement à 550 °C, le but final de ce travail étant de favoriser une seule condition d'épitaxie.

5. Conclusion.

Nous avons montré que le chrome déposé à la température ambiante réagit avec le silicium pour former à l'interface le siliciure CrSi₂; la couche ne présente par d'ordre à grande distance. Par traitement thermique, des films épitaxiaux de CrSi₂ sont obtenus. La morphologie et la structure du film dépendent des paramètres expérimentaux – épaisseur du film et température du recuit –.

Pour des températures de l'ordre de 350 °C, on obtient les deux modes d'épitaxie suivants :

$$\begin{aligned} & (0001) \text{ CrSi}_2 // (111) \text{ Si} \\ \text{avec } & [11\bar{2}0] \text{ CrSi}_2 // [10\bar{1}] \text{ Si} \\ \text{ou } & [11\bar{2}0] \text{ CrSi}_2 // [11\bar{2}] \text{ Si} \end{aligned}$$

Le dépôt de siliciure est alors homogène.

Fig. 8. — Cliché par microscopie électronique en transmission d'un dépôt de chrome (épaisseur : 10 Å) recuit à 600 °C.
[T.E.M. micrograph of 10 Å Cr thick layer annealed at 600 °C.]

(a)

(b)

Fig. 9. — (a) Diagramme de diffraction [0001]CrSi₂//[111]Si. (b) Diagramme théorique correspondant.
[(a) Diffraction pattern [0001]CrSi₂//[111]Si. (b) Theoretical pattern.]

Fig. 10. — (a) Diagramme de diffraction $[10\bar{1}0]$ CrSi₂// $[111]$ Si. (b) Diagramme théorique correspondant.
[(a) Diffraction pattern $[10\bar{1}0]$ CrSi₂// $[111]$ Si. (b) Theoretical pattern.]

Pour des températures supérieures à 550 °C, un nouveau type d'épitaxie a été identifié :

$$\begin{aligned} (10\bar{1}0) \text{ CrSi}_2 // (111) \text{ Si} \\ [0001] \text{ CrSi}_2 // [\bar{1}1\bar{2}] \text{ Si} \end{aligned}$$

Le film de siliciure est alors discontinu. La surface de silicium non recouverte par le siliciure présente alors la structure 7×7 .

Bibliographie

[1] OURA K., OKADA S. et HANAWA T., *Le Vide, Les Couches Minces* **201** (1980) 181.
[2] VALERI S., *Le Vide, Les Couches Minces* **42** (1987) 13.
[3] LIFSHITS V.G., ZAVODINSKII V.G. et PLYUSNIN N.I., *Phys. Chem. Mech. Surf.* **2** (1984) 784.
[4] WETZEL P., PIRRI C., PERUCHETTI J.C., BOLMONT D. et GEWINNER G., *Solid State Commun.* **65** (1988) 1217.
[5] FATHAUER R.W., GRUNTHANER P.J., LIN T.L., CHANG K.T., MAZUR J.H. ET JAMIESON D.N., *J. Vac Sci Technol. B* **6** (1988) 708.
[6] MAHAN J.E., GEIB K.M., ROBINSON G.Y., BAI G. et NICOLET M.A., *J. Vac. Sci. Technol. B* **9** (1991) 64.
[7] FRANCIOSI A., WEAVER J.H., O'NEILL D.G., SCHMIDT F.A., BISI O. et CALANDRA C., *Phys. Rev. B* **28** (1983) 7000.

- [8] OLOWOLAFE J.O., NICOLET M.A. et MAYER J.W., *J. Appl. Phys.* **47** (1976) 5182.
- [9] COLGAN E.G., TSAUR B.Y. et MAYER J.W., *Appl. Phys. Lett.* **37** (1980) 938.
- [10] MARIANI C., DEL PENNINO U. et VALERI S., *Solid State Commun.* **61** (1987) 5.
- [11] SHIAU F.Y., CHENG H.C. et CHEN L.J., *Appl. Phys. Lett.* **45** (1984) 524.
- [12] DE CRESCENZI M., PAPAGNO L., CHIARELLO G., SCARMOZZINO R., COLAVITA E., ROSEI R. et MOBILIO S., *Solid State Commun.* **40** (1981) 613.
- [13] DE CRESCENZI M., CHIARELLO G., COLAVITA E. et MEMEO R., *Phys. Rev. B* **29** (1984) 3730.
- [14] CHIARELLO G., COLAVITA E., DE CRESCENZI M. et NANNARONE S., *Phys. Rev. B* **29** (1984) 4878.
- [15] CHAINET E., DE CRESCENZI M., DERRIEN J., NGUYEN T.T.A. et CINTI R.C. *Surf. Sci* **168** (1986) 801.
- [16] DERRIEN J., *Surf. Sci.* **168** (1986) 171.
- [17] LOZZI L., PASSACANTANDO M., PICOZZI P., SANTUCCI S., DI OCIAIUTI M. et PAOLETTI L., *Surf. Interface Analysis* **16** (1990) 14.
- [18] DE CRESCENZI M., MOTTA N., LOZZI L., PASSACANTANDO M., PICOZZI P. et SANTUCCI S., *Thin Solid Films* **193/194** (1990) 289.
- [19] LOZZI L., PASSACANTANDO M., PICOZZI P., SANTUCCI S. et DE CRESCENZI M., *Surf. Sci.* **251/252** (1991) 579.
- [20] DE CRESCENZI M., CHAINET E. et DERRIEN J., *Solid. State Commun.* **57** (1986) 487.
- [21] DERRIEN J., CHAINET E., DE CRESCENZI M. et NOGUERA C., *Surf. Sci.* **189/190** (1987) 590.
- [22] CHERIEF N., CINTI R., DE CRESCENZI M., DERRIEN J., NGUYEEN TAN T.T.A. et VEUILLLEN J.Y., *Appl. Surf. Sci* **41/42** (1989) 241.
- [23] VEUILLLEN J.Y., BENSOLAULA A., DE CRESCENZI M. et DERRIEN J., *Phys. Rev. B* **39** (1989) 10398.
- [24] DE CRESCENZI M., HITCHCOCK A.P. et TYLISZCZAK T., *Phys. Rev. B* **39** (1989) 9839.
- [25] DE CRESCENZI M., LOZZI L., PASSACANTANDO M., PICOZZI P. et SANTUCCI S., *Thin Solid Films* **193/194** (1990) 318.
- [26] DAUGY E., MATHIEZ P., SALVAN F. et LAYET J.M., *Surf. Sci* **154** (1985) 267.
- [27] STERN E.A., SAYERS D.E. et LYTLE F.W., *Phys. Rev. B* **11** (1975) 4836.
- [28] TEO B.K.; LEE P.A., *J. Am. Chem. Soc.* **101** (1979) 2815.
- [29] CHAINET E., DE CRESCENZI M. et DERRIEN J., *Phys. Rev. B.* **31** (1985) 7469.
- [30] OUSTRY A., BERTY J., CAUMONT M. et DAVID M.J., *J. Microsc. Spectrosc. Electron.* **14** (1989) 427.