

**ESTUDI ESPECTROSCÒPIC DE LES
TRANSICIONS ELECTRÒNIQUES I DELS
MODES DE VIBRACIÓ DEL
SEMICONDUCTOR TERNARI GaInP
PARCIALMENT ORDENAT**

TESI

per a l'obtenció del grau de

DOCTOR EN CIÈNCIES FÍSiques

presentada a

LA FACULTAD DE CIÈNCIES

de la

UNIVERSITAT AUTÒNOMA DE BARCELONA

per

En Francesc Alsina i Sureda

i dirigida pels doctors

Jordi Pascual i Gainza

i

Miquel Garriga i Bacardi

Bellaterra, Decembre de 1995

Capítol 8

Conclusions

Per estudiar l'ordenament espontani hem utilitzat un seguit de tècniques complementàries, com són: les de microscòpia elèctronica, fotoluminiscència i reflectivitat, ellipsometria i Raman. A partir de l'anàlisi de les mesures experimentals hem arribat a les següents conclusions:

1) La microscòpia electrònica ens ha permès evidenciar el creixement de la fase ordenada CuPt a les mostres a través de l'aparició de spots suplementaris en els espectres de difracció. Si bé només qualitativament, la intensitat dels spots de la superxarxa dóna un indicatiu de la gradualitat del creixement a les mostres. Les observacions en secció planar i vista planar, posen d'evidència la coexistència de l'ordenament a llarg abast amb manifestacions pròpies d'una certa distribució a petita escala d'agregats. Es tractaria d'un mecanisme competitiu amb l'ordre, i de fet això s'observa, ja que el contrast que associem amb aquesta disgregació disminueix en augmentar l'ordenament de les mostres.

2) L'ordenament no és perfecte, els plans ordenats no són Ga pur o In pur sino que són plans amb una major o menor presència d'un dels cations. El paràmetre o grau d'ordre η estableix la composició dels plans alterns. Mitjançant mesures de les propietats òptiques del material és possible establir el valor de η a la mostra. El grau d'ordre no és uniforme en tot el material, que consisteix de dominis amb graus d'ordre diferents. En aquests cas s'ha de parlar d'una funció de distribució $F(\eta)$ entorn d'un valor màxim η_p . Això dóna lloc, entre altres coses, a que les estructures excitòniques siguin més suaus i amples, i a una diferència en el valor del gap fonamental segons si es mesura per reflectivitat o fotoluminiscència.

3) Hem observat l'efecte de l'ordenament en la reducció del gap fonamental i la relació amb els paràmetre de creixement (en concret l'orientació del substrat i la temperatura de creixement). El trencament de la banda

de valència ha estat difícil de detectar en observar-se en els espectres de reflectivitat unes estructures excitòniques força amples. Només en el cas de les mostres crescudes al LEP, segurament amb una funció $F(\eta)$ més estreta que les altres mostres, s'han observat les dues transicions associades al trencament de la Bv, i s'ha evidenciat la dependència de les intensitats amb la polarització. Ens hem trobat amb la dificultat de interpretar els espectres polaritzats a partir de les regles de selecció calculades en funció del grau d'ordre. Considerant el cristall sotmès a una tensió biaxial, s'ha exemplificat l'efecte important que pot tenir una pertorbació superposada a l'ordenament, en les intensitats de les transicions. En el cas concret de l'efecte del petit desacord de xarxa amb el substrat, quantificable amb raigs X, no explica les desviacions de les intensitats trobades experimentalment.

4) L'estudi realitzat amb la tècnica d'ellipsometria ha estat del tot novedós. La investigació dels efectes de la reducció de la simetria en els estats electrònics, tan experimental com teòrica, s'havia centrat fins ara en els estats propers al gap fonamental. Hem observat efectes similars a la transició E_1 que té lloc en direccions $\langle 111 \rangle$ de la zona de Brillouin (línia Λ) i els hem interpretat a partir del trencament de l'equivalència de les direccions $\langle 111 \rangle$ degut a l'ordenament. Es detecta la disminució i trencament de la transició i es relaciona amb el grau d'ordenament a la mostra. En els espectres obtinguts de les mostres d'una sola variant ordenada, observem una estructura addicional que assignem a les transicions a la banda de conducció que prové del plegament de la línia Λ en la direcció en la direcció amb k paral·lel a la direcció d'ordenament. S'ha realitzat un estudi detallat de la modificació de les línies Λ i de les intensitats de les transicions en funció del paràmetre d'ordre. Finalment ressaltar les mesures realitzades a una mateixa energia i variant l'orientació de la mostra respecte el pla d'incidència. En aquestes mesures l'ordenament es manifesta en comportar-se la mostra com un material uniaxial, en el cas de les mostres d'una variant ordenada, o biaxial, les mostres amb la mateixa proporció de les dues variants. Això possibilita la distinció entre el creixement d'una o dues variants, i en el primer cas, saber quina de les dues es troba present.

5) Les vibracions de la xarxa tenen un fort caràcter local, de manera que en mostres parcialment ordenades són més sensibles al desordre existent en els plans de cations, que a la periodicitat dels propis plans. Així per exemple, si bé en el material ordenat es preveu el plegament del punt L , i per tant l'observació dels modes acústics, en el material desordenat s'observen estructures relacionades amb les bandes acústiques degut al trencament de la simetria de translació. Com a resultat els espectres Raman del material parcialment ordenat i del desordenat són molt semblants. Únicament en les mostres d'una sola variant ordenada hem trobat variacions remarcables.

Això possiblement sigui degut a que aquestes mostres presenten dominis ordenats de gran extensió i, a més, no es té el desordre addicional que representen les fronteres d'antifase. Hem observat l'aparició d'un pic a 352 cm^{-1} no present en mostres desordenades. La relació de la intensitat d'aquest mode amb el grau d'ordenament i la peculiaritat de les regles de selecció que segueix sembla indicar que el seu origen cal buscar-lo en l'ordre. Per sobre de les estructures relacionades amb les bandes dels modes acústics activades pel desordre, es remarca una estructura més aguda (tant en els modes transversals com longitudinals) que sobresurt, a freqüències properes a on s'esperen els modes plegats als quals associem. Sembla doncs que s'estableix una competència entre els efectes d'ordre i de desordre que hauria de esultar, per mostres més properes a l'ordenament perfecte, un successiu pas d'estructures amples activades pel desordre a pics més definits.

Apèndix A

A.1 Teoria de l'elasticitat

L'aplicació d'una força mecànica en un cristall produeix la deformació de la xarxa cristal·lina caracteritzada per un camp de desplaçaments \vec{u}_{x_1, x_2, x_3} , on x_1, x_2, x_3 són les coordenades d'un punt referides a un sistema de coordenades Cartesià. Es defineix el tensor de deformacions com [106, 46]

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial r_j} + \frac{\partial u_j}{\partial r_i} \right) \quad (\text{A.1})$$

Dins del límit elàstic la relació entre la força aplicada al sòlid i la deformació d'aquest ve donada per la llei de Hooke generalitzada

$$\hat{\varepsilon} = \hat{S} \hat{\sigma} \quad (\text{A.2})$$

o bé

$$\varepsilon_{ij} = S_{ijkl} \sigma_{kl} \quad (\text{A.3})$$

on \hat{S} és el tensor de les constants de deformació elàstiques.

Equivalentment es poden definir les relacions inverses

$$\begin{aligned} \hat{\sigma} &= \hat{C} \hat{\varepsilon} \\ \sigma_{ij} &= C_{ijkl} \varepsilon_{kl} \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

on \hat{C} és el tensor de les constants de rigidesa.

Per simplificar és corrent utilitzar el següent canvi de notació

$$\begin{array}{cccccc} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{33} & \varepsilon_{23} & \varepsilon_{31} & \varepsilon_{12} \\ \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow \\ \varepsilon_1 & \varepsilon_2 & \varepsilon_3 & \varepsilon_4 & \varepsilon_5 & \varepsilon_6 \end{array} \quad (\text{A.5})$$

$$\begin{array}{cccccc} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{33} & \varepsilon_{23} & \varepsilon_{31} & \varepsilon_{12} \\ \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow \\ \varepsilon_1 & \varepsilon_2 & \varepsilon_3 & \varepsilon_4 & \varepsilon_5 & \varepsilon_6 \end{array}$$

de manera que tindrem les relacions

$$\begin{aligned}\varepsilon_i &= S_{ij} \sigma_j \quad i, j = 1, 2, \dots, 6 \\ \sigma_i &= C_{ij} \varepsilon_j \quad i, j = 1, 2, \dots, 6\end{aligned}\quad (\text{A.6})$$

El nombre de constants C_{ij} o S_{ij} independents es pot reduir per consideracions de simetria del cristall. Així per un cristall cúbic (T_d o O_h) es té

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_3 \\ \varepsilon_4 \\ \varepsilon_5 \\ \varepsilon_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{12} & 0 & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{11} & S_{12} & 0 & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{12} & S_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & S_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_4 \\ \sigma_5 \\ \sigma_6 \end{pmatrix}\quad (\text{A.7})$$

Les relacions entre S_{ij} i C_{ij} són les següents

$$\begin{aligned}C_{11} &= \frac{S_{11} + S_{12}}{(S_{11} - S_{12})(S_{11} + 2S_{12})} \\ C_{12} &= -\frac{S_{12}}{(S_{11} - S_{12})(S_{11} + 2S_{12})} \\ C_{44} &= \frac{1}{S_{44}}\end{aligned}\quad (\text{A.8})$$

1. Pressió uniaxial aplicada al llarg d'una direcció $\vec{G} [\alpha, \beta, \gamma]$

$$\hat{\sigma} = \sigma \begin{pmatrix} \alpha^2 & \alpha\beta & \alpha\gamma \\ \alpha\beta & \beta^2 & \beta\gamma \\ \alpha\gamma & \beta\gamma & \gamma^2 \end{pmatrix}\quad (\text{A.9})$$

$$\hat{\varepsilon} = \sigma S_{12} + \sigma \begin{pmatrix} \alpha^2(S_{11} - S_{12}) & \alpha\beta \frac{S_{44}}{2} & \alpha\gamma \frac{S_{44}}{2} \\ \alpha\beta \frac{S_{44}}{2} & \beta^2(S_{11} - S_{12}) & \beta\gamma \frac{S_{44}}{2} \\ \alpha\gamma \frac{S_{44}}{2} & \beta\gamma \frac{S_{44}}{2} & \gamma^2(S_{11} - S_{12}) \end{pmatrix}\quad (\text{A.10})$$

1.1 Al llarg de la direcció [001]:

$$\hat{\sigma} = \sigma \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}\quad (\text{A.11})$$

$$\begin{aligned}
\varepsilon_{xx} &= \varepsilon_{yy} = S_{12} \sigma \\
\varepsilon_{zz} &= S_{11} \sigma \\
\varepsilon_{xy} &= \varepsilon_{xz} = \varepsilon_{yz} = 0
\end{aligned} \tag{A.12}$$

1.2 Al llarg de la direcció [111]:

$$\hat{\sigma} = \frac{\sigma}{3} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \tag{A.13}$$

$$\begin{aligned}
\varepsilon_{xx} &= \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = \frac{1}{3}(S_{11} + 2S_{12}) \sigma \\
\varepsilon_{xy} &= \varepsilon_{xz} = \varepsilon_{yz} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{3} S_{44} \sigma \right)
\end{aligned} \tag{A.14}$$

2. Pressió biaxial aplicada en un pla perpendicular a $\vec{G} [\alpha, \beta, \gamma]$

Una pressió biaxial en un pla (α, β, γ) es pot descomposar en una pressió hidrostàtica i una pressió uniaxial en la direcció normal al pla de manera que la força total en aquesta direcció sigui nul·la:

$$\hat{\sigma} = \sigma \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} - \sigma \begin{pmatrix} \alpha^2 & \alpha\beta & \alpha\gamma \\ \alpha\beta & \beta^2 & \beta\gamma \\ \alpha\gamma & \beta\gamma & \gamma^2 \end{pmatrix} \tag{A.15}$$

$$\hat{\varepsilon} = \sigma(S_{11} + S_{12}) - \sigma \begin{pmatrix} \alpha^2(S_{11} - S_{12}) & \alpha\beta \frac{S_{44}}{2} & \alpha\gamma \frac{S_{44}}{2} \\ \alpha\beta \frac{S_{44}}{2} & \beta^2(S_{11} - S_{12}) & \beta\gamma \frac{S_{44}}{2} \\ \alpha\gamma \frac{S_{44}}{2} & \beta\gamma \frac{S_{44}}{2} & \gamma^2(S_{11} - S_{12}) \end{pmatrix} \tag{A.16}$$

2.1 Pla (001)

$$\hat{\sigma} = \sigma \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{A.17}$$

$$\begin{aligned}
\varepsilon_{xx} &= \varepsilon_{yy} = (S_{11} + S_{12}) \sigma \\
\varepsilon_{zz} &= 2S_{12} \sigma \\
\varepsilon_{xy} &= \varepsilon_{xz} = \varepsilon_{yz} = 0
\end{aligned} \tag{A.18}$$

A.2 Simetria d'inversió temporal

L'operador d'inversió temporal, T , actua sobre un altre operador o funció d'ona canviant $t \rightarrow -t$ i transformant l'operador o la funció d'ona en el seu complex conjugat. Per a una partícula sense spin, l'efecte de T en el Hamiltonià $H(\vec{r}, \vec{p})$ i en la funció d'ona $\psi(\vec{r}, t)$ és en un i altre cas

$$T H(\vec{r}, \vec{p}) = H(\vec{r}, -\vec{p}) \quad (\text{A.19})$$

$$T \psi(\vec{r}, t) = \psi^*(\vec{r}, -t) \quad (\text{A.20})$$

Similarment per a una partícula de spin-una-meitat, es té

$$T H(\vec{r}, \vec{p}, \sigma_x, \sigma_y, \sigma_z) = H(\vec{r}, -\vec{p}, \sigma_x, -\sigma_y, \sigma_z) \quad (\text{A.21})$$

$$T \begin{pmatrix} \psi_1(\vec{r}, t) \\ \psi_2(\vec{r}, t) \end{pmatrix} = (i\sigma_y) \begin{pmatrix} \psi_1^*(\vec{r}, -t) \\ \psi_2^*(\vec{r}, -t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_2^*(\vec{r}, -t) \\ -\psi_1^*(\vec{r}, -t) \end{pmatrix} \quad (\text{A.22})$$

L'operador d'inversió temporal commuta amb el Hamiltonià d'un sistema quàntic isolat (sense camp magnètic extern). Considerem l'equació de valors propis

$$H\psi = E\psi \quad (\text{A.23})$$

si el Hamiltonià és invariant sota simetria d'inversió temporal, llavors es té

$$HT\psi = ET\psi \quad (\text{A.24})$$

La funció $T\psi$ és una funció pròpia de H com ψ . Si les dues funcions són linealment independents es produirà una degeneració addicional. Aquest és el cas per partícules amb spin-una-meitat, per les quals les funcions pròpies ψ i $T\psi$ han de ser linealment independents i com a conseqüència es produeix almenys una doble degeneració. Aquesta degeneració essencial és coneguda com degeneració de Kramers.

Considerem el Hamiltonià H d'un sistema amb grup de simetria espacial $G(R)$ i invariant sota simetria d'inversió temporal. Suposem que el conjunt de funcions pròpies $(\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_l)$ amb valor propi E pertanyen a la representació irreduïble D del grup de simetria espacial $G(R)$. Llavors el conjunt de funcions $(T\psi_1, T\psi_2, \dots, T\psi_l)$ també pertanyen al valor propi E . A més es pot provar que formen una base de la representació complexa conjugada D^* . Per determinar si els conjunts de funcions $(\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_l)$ i $(T\psi_1, T\psi_2, \dots, T\psi_l)$ són o no linealment independents, i decidir per tant si la simetria d'inversió temporal introdueix degeneracions addicionals, ens podem referir a les propietats de les representacions D i D^* . A la taula (A.1) sumariem els efectes de la inversió temporal en les conegudes com regles de Wigner.

Cas	Relació entre D i D^*	Test Frobenius-Shur	Partícula sense spin	Partícula spin 1/2
Cas a	D i D^* equivalents a la mateixa representació real irreduïble	$\sum_R \chi(R^2) = h$	No degeneració extra	Degeneració doble
Cas b	D i D^* no equivalents	$\sum_R \chi(R^2) = 0$	Degeneració doble	Degeneració doble
Cas c	D i D^* equivalents però no a una representació real	$\sum_R \chi(R^2) = -h$	Degeneració doble	No degeneració extra

Taula A.1: Efectes de la simetria d'inversió temporal

	$\{E 0\}$	$\{E \vec{\tau}_n\}$
$D^{(\vec{k}=0)}$	1	1
$D^{(\vec{k}=0)}$	1	$e^{-i\vec{k}\cdot\vec{\tau}_n}$
$D^{(\vec{k})^*} = D^{(-\vec{k})}$	1	$e^{i\vec{k}\cdot\vec{\tau}_n}$

Taula A.2: Representacions irreduïbles del grup de translació d'un cristall. Les representacions $D^{(\vec{k})}$ i $D^{(\vec{k})}$ ($\vec{k} \neq 0$) estan degenerades per simetria d'inversió temporal.

	$\{E 0\}$	$\{E 0\}$	$\{E \vec{\tau}_n\}$	$\{E \vec{\tau}_n\}$
$D^{(\vec{k}=0)}$	1	-1	1	-1
$D^{(\vec{k}=0)}$	1	-1	$e^{-i\vec{k}\cdot t\vec{a}_n}$	$-e^{-i\vec{k}\cdot t\vec{a}_n}$
$D^{(\vec{k})^*} = D^{(-\vec{k})}$	1	-1	$e^{i\vec{k}\cdot t\vec{a}_n}$	$-e^{i\vec{k}\cdot t\vec{a}_n}$

Taula A.3: Representacions irreduïbles addicionals del grup de translació d'un cristall. Les representacions $D^{(\vec{k})}$ i $D^{(\vec{k})^*}$ ($\vec{k} \neq 0$) estan degenerades per simetria d'inversió temporal.

La introducció de degeneracions en un cristall degudes a inversió temporal es pot explicar a partir de la discussió anterior. Considerem en primer lloc el grup senzill de les translacions finites \mathcal{F} , les representacions del qual es donen a la taula (A.2). Els efectes de la simetria d'inversió temporal es poden estudiar d'acord amb les regles de la taula (A.1). Per $k \neq 0$, es dona el cas (b) de la taula (A.1) perquè la representació irreduïble $D^{(\vec{k})}$ no és equivalent a la seva representació complexa conjugada $D^{(\vec{k})^*}$. Com a conseqüència els valors propis corresponents a les representacions irreduïbles \vec{k} i $-\vec{k}$ estan degenerats, $E(\vec{k}) = E(-\vec{k})$. La representació irreduïble amb $k = 0$ és real i pertany al cas (a), de manera que la inversió temporal no introdueix cap degeneració addicional. Això s'esquematitza a la Fig. (A.1(a)) on tots els estats per un \vec{k} donat són de degeneració u, però hi ha una degeneració essencial entre els estats amb \vec{k} i $-\vec{k}$.

Considerem ara el grup doble \mathcal{F}' amb les representacions irreduïbles addicionals de la taula (A.3). La representació amb $k = 0$ és real i pertany al cas (a), de manera que es té una doble degeneració. Per $\vec{k} \neq 0$ les representacions irreduïbles no són equivalents a les seves complexes conjugades, cas (b), i de nou es té $E(\vec{k}) = E(-\vec{k})$.

Per simetria de translació hem mostrat que degut a la simetria d'inversió temporal $E(\vec{k}) = E(-\vec{k})$. Les altres operacions de simetria que hi puguin haver a més del grup de simetria de translació no lleven aquesta degeneració essencial¹. L'efecte de l'operador d'inversió temporal sobre un estat \vec{k} és el canvi a $-\vec{k}$ i si té spin una meitat en canvia la direcció

$$T\psi_{n,\vec{k}\uparrow} = \psi_{n,-\vec{k}\downarrow} \quad (\text{A.25})$$

¹Una descripció dels efectes de la simetria temporal en general es té a les pàgines 31-38, 43-45, 58-63 i 117 de la referència [45] i per cristalls zinc-blenda a la referència [107].

com es mostra a l'esquema de la Fig. (A.1(c)). Si el cristall a més posseeix simetria d'inversió espacial, que canvia la direcció de \vec{k} però no la del spin

$$I\psi_{n,\vec{k}\uparrow} = \psi_{n,-\vec{k}\uparrow} \quad (\text{A.26})$$

l'estat $\psi_{n,\vec{k}}$ presenta una doble degeneració addicional corresponent als estats amb spin up i spin down. En aquest cas la Fig. (A.1(c)) es redueix a la Fig. (A.1(b)).

En cristalls amb simetria d'inversió temporal, com per exemple l'estructura diamant, un estat general amb un vector \vec{k} donat és almenys doblement degenerat. La situació és diferent a l'estructura zinc-blenda la qual no té centre d'inversió. En aquest cas, només els estats al llarg de línies Δ permaneixen doblement degenerats. Al llarg de línies Λ , a diferència del cristall tipus diamant, els estats amb simetria Λ_4 i Λ_5 no es troben degenerats. En canvi en els punts L persisteix la degeneració d'aquests dos estats en estar, els valors de \vec{k} , separats dos a dos per un vector de la xarxa recíproca ².

²Dos vectors \vec{k} que difereixen en un vector de la xarxa recíproca identifiquen la mateixa representació del grup de les translacions.

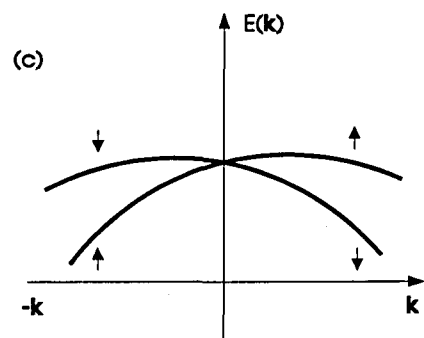
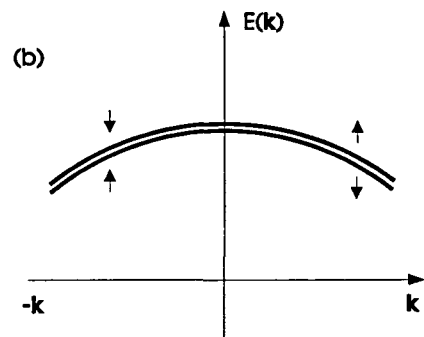
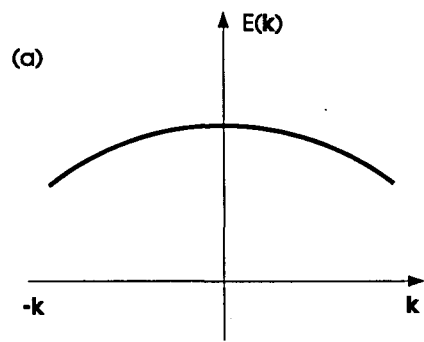


Figura A.1: Estructura de bandes d'energia $E(\vec{k})$ en el veïnatge de $\vec{k} = 0$: (a) per partícules sense spin. (b) Per partícules amb spin una meitat, sense interacció spin-òrbita o amb interacció spin òrbita en cristalls amb simetria d'inversió espacial. (c) Per partícules amb spin-una-meitat, amb interacció spin-òrbita per un cristall sense simetria d'inversió.

Apèndix B

Solucions aproximades de les equacions d'ellipsometria en mitjans anisotrops

Si bé el tractament de les dades experimentals obtingudes amb l'el·lipsòmetre s'ha realitzat a partir de les equacions exactes de la interacció de la llum amb materials anisotrops, sovint hem representat aquestes –sobretot quan s'ha mostrat l'espectre enter– en forma del que hem anomenat funció pseudodielèctrica aparent, que en un model isòtrop de dues fases correspon a la funció dielèctrica del medi i es relaciona de forma directa amb la reflectància complexa. Anem a mostrar com, amb certes restriccions, la funció pseudodielèctrica està relacionada amb les components del tensor dielèctric del material anisòtrop i per tant no és merament una forma d'expressar els angles el·lipsomètrics.

Suposem que l'anisotropia del material es pot tractar com una correcció a un valor isòtrop mitjà [108]. Les components principals del tensor dielèctric al llarg de x , y , i z venen donades en primera aproximació per

$$\begin{aligned}\epsilon_x &= \epsilon + \Delta\epsilon_x \\ \epsilon_y &= \epsilon + \Delta\epsilon_y \\ \epsilon_z &= \epsilon + \Delta\epsilon_z\end{aligned}\tag{B.1}$$

Expandim l'equació que ens relaciona la funció pseudodielèctrica amb la reflectància complexa

$$\bar{\epsilon} = \sin^2 \varphi \left[1 + \tan^2 \left(\frac{1 - \bar{\rho}}{1 + \bar{\rho}} \right)^2 \right]\tag{B.2}$$

fins a primer ordre amb $\bar{\rho} = \rho + \Delta\rho$

$$\bar{\epsilon} = \epsilon + \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial \rho} \Delta\rho \quad (\text{B.3})$$

finalment es té

$$\bar{\epsilon} = \epsilon + \frac{(\epsilon \cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi) \sqrt{\epsilon - \sin^2 \varphi} \Delta\rho}{\sin^2 \varphi \cos \varphi \rho} \quad (\text{B.4})$$

La reflectància complexa es defineix com

$$\rho = \frac{r_{pp}}{r_{ss}} \quad (\text{B.5})$$

llavors

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\Delta r_{pp}}{r_{pp}} - \frac{\Delta r_{ss}}{r_{ss}} \quad (\text{B.6})$$

amb

$$\Delta r_{pp,ss} = r_{pp,ss}(\epsilon + \Delta\epsilon_x, \epsilon + \Delta\epsilon_y, \epsilon + \Delta\epsilon_z) - r_{pp,ss}(\epsilon) \quad (\text{B.7})$$

Considerem que el cristall es troba orientat de manera que la superfície és perpendicular a un dels eixos principals, per exemple ϵ_z , i el pla d'incidència en conté un altre. En aquest cas en l'equació (B.7) l'expressió dels coeficients complexos és la de l'eq. (5.56).

- Si el pla d'incidència és xz la funció pseudodielectrica (eq. (B.4)) queda de la forma

$$\bar{\epsilon}_{xz} = \epsilon + \frac{\epsilon - \sin^2 \phi}{(\epsilon - 1) \sin^2 \phi} \Delta\epsilon_x - \frac{\epsilon \cos^2 \phi - \sin^2 \phi}{(\epsilon - 1) \sin^2 \phi} \Delta\epsilon_y - \frac{1}{(\epsilon - 1)} \Delta\epsilon_z \quad (\text{B.8})$$

- Si el pla d'incidència és yz llavors es té la funció pseudodielectrica

$$\bar{\epsilon}_{yz} = \epsilon + \frac{\epsilon - \sin^2 \phi}{(\epsilon - 1) \sin^2 \phi} \Delta\epsilon_y - \frac{\epsilon \cos^2 \phi - \sin^2 \phi}{(\epsilon - 1) \sin^2 \phi} \Delta\epsilon_x - \frac{1}{(\epsilon - 1)} \Delta\epsilon_z \quad (\text{B.9})$$

Si l'eix principal x permaneceix paral·lel a la superfície però l'eix principal y forma un angle α respecte aquesta (Secció (5.3.5) apartat **B2**) es pot veure com prenent nòmes termes en primer ordre, a partir de l'eq. (B.4) es tornen a tenir les equacions (B.8) i (B.9) però amb la substitució de les components del tensor dielèctric

$$\begin{aligned} \Delta\epsilon_y &\rightarrow \Delta\epsilon_y \cos^2 \alpha + \Delta\epsilon_z \sin^2 \alpha \\ \Delta\epsilon_z &\rightarrow \Delta\epsilon_y \sin^2 \alpha + \Delta\epsilon_z \cos^2 \alpha \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

Les solucions aproximades negligeixen l'acoblament entre modes s i p que es produeix quan la incidència és en el pla xz -en primer ordre $r_{sp} \sim r_{ps} \sim 0$ -

de manera que no distingeixen entre els sentits $+x$ i $-x$ d'incidència.

Per valors de $|\epsilon|$ corrents en materials semiconductors i per angles d'incidència típics d'entorn a $\varphi \sim 70^\circ$ es pot fer la següent aproximació de les equacions (B.8) i (B.9):

$$\begin{aligned}\epsilon_{xz} &\sim \epsilon + \Delta\epsilon_x = \epsilon_x \\ \epsilon_{yz} &\sim \epsilon + \Delta\epsilon_y = \epsilon_y\end{aligned}\tag{B.11}$$

En mostres poc anisòtropes, la contribució dominat a la funció pseudo-dielèctrica mesurada en un pla d'incidència donat, prové de la projecció del tensor dielèctric en la línia d'intersecció entre la superfície i el pla d'incidència.

Apèndix C

Caracterització òptica: tècniques i equips

En aquest apèndix descriurem breument en una primera part els processos de fotoluminiscència i reflectivitat. En una segona part descriurem les característiques més importants dels equips experimentals utilitzats.

C.1 Fotoluminiscència i Reflectivitat

Reflectivitat

Hem emprat la reflectivitat com a mètode experimental alternatiu a l'absorció en les mesures del gap fonamental de l'aliatge GaInP. La dificultat que presenten les mesures d'absorció es deu al fet que les mostres de GaInP estan crescudes sobre substrats de GaAs, material que presenta un llinard d'absorció a més baixa energia que no pas el GaInP.

Considerem la reflexió de les ones electromagnètiques a la interfície entre dos medis restringint-nos al cas en què l'ona es propaga perpendicularment a la interfície. La reflectància R es defineix com la relació entre les intensitats de la llum incident i reflectida. Tenint en compte la continuïtat del camp electromagnètic paral·lel a la interfície i considerant que el primer medi, en el sentit de la propagació, és l'aire, es pot provar que

$$R = \frac{\sqrt{\epsilon} - 1}{\sqrt{\epsilon} + 1} \quad (\text{C.1})$$

on ϵ és la funció dielèctrica del segon medi. Les estructures de $R(\omega)$ estan condicionades per les de $\epsilon(\omega)$.

Fotoluminiscència

Quan en el procés d'una transició electrònica entre un estat donat i un estat de més baixa energia s'emet un fotó, es diu que el procés és de recombinació radiativa. En el cas dels semiconductors, aquest es sol produir quan l'electró es troba fora de l'equilibri tèrmic amb un excés d'electrons a la banda de conducció i un excés de forats a la banda de valència. Per tal de portar l'electró fora del seu equilibri tèrmic és necessària algun tipus d'excitació. Així en el cas de la fotoluminiscència es produeix l'excitació a través de fotons d'energia superior a la del gap. Per un procés de termalització els portadors es situen als extrems de les bandes de conducció (electrons) i de valència (forats). Les recombinacions seran radiatives només si la transició és directa –si no es tenen en compte els efectes de les imperfeccions i les vibracions de la xarxa–.

L'espectre d'emissió de les transicions directes per recombinació dels electrons i forats està directament relacionat amb la probabilitat de transició entre les bandes de conducció i de valència (Eq. 3.3) i amb la probabilitat d'ocupació dels estats o funcions de distribució [109]

$$I(\hbar\omega) \propto \int_S |\vec{e} \cdot \vec{P}_{cv}(\vec{k})|^2 f_e(\vec{k}) f_h(\vec{k}) \frac{dS}{|\nabla_{\vec{k}}[E_c(\vec{k}) - E_v(\vec{k})]|} \quad (\text{C.2})$$

En el cas en què els extrems de les bandes de conducció i de valència coincideixin a $\vec{k} = 0$ es pot utilitzar l'aproximació de la massa efectiva, de manera que l'expressió de la intensitat es redueix a

$$I \propto \left(\frac{2m_r^*}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} |\vec{e} \cdot \vec{P}_{cv}(0)|^2 (\hbar\omega - E_g)^{\frac{1}{2}} f_e f_h \quad (\text{C.3})$$

on

$$m_r^* = \frac{m_c^* m_v^*}{m_c^* + m_v^*}$$

és la massa efectiva reduïda del parell electró-forat i m_c^* , m_v^* són les masses efectives de l'electró i del forat respectivament.

Si bé les funcions de distribució, f_e o f_h , són en general diferents de les distribucions a l'equilibri per les mateixes concentracions de portadors donat que hi ha una generació de portadors a través de processos no tèrmics, per simplificar s'agafaran com funcions de distribució tèrmiques. A més, si considerem aplicable una distribució clàssica (aproximació de Boltzmann), tindrem

$$I \propto C(E - E_g)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{(E-E_g)}{kT}} \quad (\text{C.4})$$

Introduïrem l'efecte que té en l'eixamplament de les línies de fotoluminiscència el fet que els materials siguin aliatges. Aixó s'obté [110] a través

de la convolució de I per una Gaussiana amb un FWHM de δ . En aquest cas el perfil és de la forma

$$I_A \propto C \int_{-\infty}^{+\infty} I(E') e^{\frac{-4 \ln 2 (E' - E)^2}{\delta^2}} dE' \quad (\text{C.5})$$

C.2 Equips emprats

Reflectivitat i fotoluminiscència

a) Fonts excitadores.

Per a les mesures de reflectivitat, la font lluminosa ha estat una làmpara de filament de tungstè, de 100 W de potència, que emet dins d'una atmosfera de iode. El seu espectre va de 0.8 a 2.2 μm . La llum es focalitza sobre la mostra per mitjà d'un mirall parabòlic, ajustant la intensitat incident amb l'ajuda d'un diafragma. Per millorar la relació senyal-soroll, la llum es modula amb un *chopper* mecànic de freqüència regulable.

Les mesures de fotoluminiscència necessiten, en general, una font excitadora intensa, d'energia superior al gap i amb un punt d'impacte sobre la mostra el més petit possible. Hem utilitzat doncs un feix làser, en concret la ratlla blava 4880 Å d'un làsser d'Ar⁺.

b) Criogènia.

Per a la realització de mesures a baixa temperatura hem utilitzat un criostat d'heli. Un buit secundari i una camisa de nitrogen n'asseguren l'isolament. Per evitar l'ebullició de l'heli, i per tant el pas de bombolles a través del feix lluminós, s'efectua un bombeig primari que baixa la temperatura de l'heli fins a 2 K: en el que s'anomena estat superfluid.

c) Espectroscòpia.

La llum reflectida o emesa per la mostra es focalitza sobre l'esletxa d'entrada del monocromador. L'espectròmetre és del tipus THR 1500 d'alta resolució. La seva distància focal és de 1.70 m, i té una reresolució de $\Delta\lambda/\lambda \simeq 6 \cdot 10^{-6}$ (mesurada resolvent la ratlla verda del mercuri).

El·lipsometria

S'ha utilitzat l'el·lipsòmetre de polaritzador giratori ES4G fabricat per Sopra. Una làmpara de Xe d'alta pressió i de 75 W de potència, serveix de

font excitatriu. El seu interval espectral és: 210-2500 nm. La llum es polaritza linealment amb un polaritzador de Rochon de quars, el qual gira a una freqüència de 40 Hz. L'analitzador està format d'un prisma de calcita Glan Taylor. La llum es dispersa en un doble monocromador amb un interval espectral entre 230 i 1700 nm. La resolució a 313 nm és de 0.05 nm. La detecció es realitza per tub fotomultiplicador (interval espectral: 185-930 nm) per comptatge de fotons.

Bibliografia

- [1] T.Katsuyama, I. Yoshida, J. Hashimoto, Y. Taniguchi i H. Hayashi, J. Cryst. Growth **127**, 697 (1992).
- [2] H. Fujii, Y. Ueno, A. Gomyo, K. Endo i T. Suzuki, Appl. Phys. Lett. **65**, 989 (1994).
- [3] K.H. Huang, J.G. Yu, C.P. Kuo, R.M. Fletcher, T.D. Osentowski, L.J. Stinson, M.G. Craford i A.S.H. Liao, Appl. Phys. Lett.
- [4] K.A. Bertness, S.R. Kurtz, D.J. Friedman, A.E. Kibbler, C. Kramer i J.M. Olson, Appl. Phys. Lett.
- [5] G.B. Stringfellow, J. Cryst. Growth **27**, 21 (1974).
- [6] D.M. Wood i A. Zunger, Phys. Rev. B **40**, 4062 (1989).
- [7] G.P.Srivasta, J.L.Martins i A.Zunger, Phys. Rev. B **31**, 2561 (1985).
- [8] J.E. Bernard, L.G. Ferreira, S.-H. Wei i A. Zunger, Phys. Rev. B **38**, 6338 (1988).
- [9] A. Zunger i S. Mahajan, *Handbook of Semiconductors*, Vol. **3**, second edition, (Elsevier, Amsterdam, 1994).
- [10] L.G. Ferreira, A.A. Mbaye i A. Zunger, Phys. Rev. B **37**, 10547 (1988).
- [11] S.-H. Wei, L.G. Ferreira i A. Zunger, Phys. Rev. B **41**, 8240 (1990).
- [12] R.G. Dandrea, J.E. Bernard, S.-H. Wei i A. Zunger, Phys. Rev. Lett. **64**, 36 (1990).
- [13] J.E. Bernard, R.G. Dandrea, L.G. Ferreira, S. Froyen, S.-H. Wei i and A. Zunger, Appl. Phys. Lett. **56**, 731 (1990).
- [14] G.B. Stringfellow, J. Appl. Phys. **54**, 404 (1983).
- [15] D.M. Wood i A. Zunger, Phys. Rev. Lett. **61**, 1501 (1988).

- [16] T.S. Kuan, T.F. Kuech, W.I. Wang i E.L. Wilkie, *Phys. Rev. Lett.* , 201 (1985).
- [17] O. Ueda, M. Takikawa, J. Komeno i J. Umebu, *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, 1824 (1987).
- [18] A. Gomyo, T. Suzuki, K. Kobayashi, S. Kawata, I. Hino i T. Yuasa, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 673 (1987).
- [19] A. Gomyo, T. Suzuki i S. Iijima, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2645 (1988).
- [20] P. Bellon, J.P. Chevalier, E. Augarde, J.P. André i G.P. Martin, *J. Appl. Phys.* **66**, 2388 (1989).
- [21] S. Minagawa i M. Kondow, *Elec. Letters*, **25**, 758 (1989).
- [22] L.C. Su, I.H. Ho, G.B. Stringfellow, Y. Leng i C.C. Williams, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **340**, 123 (1994).
- [23] S.R. Kurtz, J.M. Olson, D.J. Arent, M.H. Bode i K.A. Bertness, *J. Appl. Phys.* **75**, 5110 (1994).
- [24] G.S. Chen i G.B. Stringfellow, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 324 (1991).
- [25] T. Suzuki, A. Gomyo, S. Iijima, K. Kobayashi, S. Kawata, I. Hino i T. Yuasa, *Jpn. J. Appl. Phys.* **27**, 2098 (1988).
- [26] D. Cao, A. Kimball, G. Chen, K. Fry i G. Stringfellow, *J. Appl. Phys.* **66**, 5384 (1989).
- [27] S.R. Kurtz, J.M. Olson i A. Kibbler, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 1922 (1990).
- [28] J.P. Goral, S.R. Kurtz, J.M. Olson i A. Kibbler, *J. Electron. Mat.* **19**, 95 (1990).
- [29] P. Gavrilovic, F.P. Dabkowski, K. Meehan, J.E. Williams, W. Stutius, K.C. Hsieh, N. Holonyak, M.A. Shahid i S. Mahajan, *J. Cryst. Growth* **93**, 426 (1988).
- [30] P. Bogulawski, *Phys. Rev. B* **42**, 3737 (1990).
- [31] S. Froyen i A. Zunger, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2132 (1991).
- [32] S. Froyen, J.E. Bernard, R. Osorio i A. Zunger, *Physica Scripta.* **T45**, 272 (1992).
- [33] J.E. Bernard, S. Froyen i A. Zunger, *Phys. Rev. B* **44**, 11178 (1991).

- [34] B.A. Philips, A.G. Norman, T.Y. Seong, S. Mahajan, G.R. Booker, M. Skowronski, J.P. Harbison i V.G. Keramidas, *J. Crystal Growth* **140**, 249 (1994).
- [35] A.G. Norman, NATO ASI Series Vol. B **203**, 233, editat per D. Cherns (Plenum Press, NY & Londres, 1989).
- [36] E. Morita, M. Ikeda, O. Kumagai i K. Kaneko, *Appl. Phys. Lett.* **53**, 2164 (1988).
- [37] T.L. McDevitt, S. Mahajan, D.E. Laughlin, W.A. Bonner i V.G. Keramidas, *Phys. Rev. B* **45**, 6614 (1992).
- [38] F. Peiró, Tesi Doctoral, Universitat de Barcelona (1993).
- [39] M.A. Shahid i S. Mahajan, *Phys. Rev. B* **38**, 1344 (1988).
- [40] M.A. Shahid, S. Mahajan i D.E. Laughlin, *Proceedings of the Royal Microscopical Society Conference*, editat per A.G. Cullis i J.L. Hutchison, *Inst. Phys. Conf. Ser.* **110**, 143 (1989).
- [41] P.N. Keating, *Phys. Rev.* **145**, 637 (1966).
- [42] T. Kanata, M. Nishimoto, H. Nakayama and T. Nishino, *Phys. Rev. B* **45**, 6637 (1992).
- [43] D.B. Laks, S.-H. Wei i A. Zunger, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3766 (1992).
- [44] S.-H. Wei, D.B. Laks i A. Zunger, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 1937 (1993).
- [45] F. Bassani, *Electronic States and Optical Transitions in Solids*, Pergamon Press (1975).
- [46] M.-F. Li, *Modern Semiconductor Quantum Physics*, World Scientific (1994).
- [47] D.E. Aspnes, a *Handbook on Semiconductors*, editat per T.S. Moss i M. Balkanski, (North-Holland, Amsterdam, 1980) Vol. 2, Capítol 4A.
- [48] F.H. Pollak i M. Cardona, *Phys. Rev.* **172**, 816 (1968).
- [49] M. Garriga, Tesi Doctoral, Stuttgart (1990).
- [50] D.J. Chadi, *Phys. Rev. B* **16**, 790 (1977).
- [51] P. Vogl, H.P. Hjalmarson i J.P. Dow, *J. Chem. Solids* **44**, 365, (1983).
- [52] F. Alsina, memòria del Treball de Recerca de 3^{er} cicle. UAB (1993).

- [53] R. Román, Tesi Doctoral, Univ. Autònoma de Barcelona (1990).
- [54] S.-H. Wei i A. Zunger, Phys. Rev. **39**, 3279 (1988).
- [55] S.-H. Wei i A. Zunger, Phys. Rev. **49**, 14337 (1994).
- [56] A. Mascarenhas, S. Kurtz, A. Kibbler i J.M. Olson, Phys. Rev. Lett. **63**, 2108 (1989).
- [57] R.G. Alonso, A. Mascarenhas, S. Froyen, G.S. Horner, K. Bertness i J.M. Olson, Solid State Comm. **85**, 1021 (1993).
- [58] T. Kanata, M. Nishimoto, H. Nakayama i T. Nishino, Appl. Phys. Lett. **63**, 512 (1993).
- [59] R.G. Alonso, A. Mascarenhas, G.S. Horner, S.R. Kurtz i J.M. Olson, Phys. Rev. **48**, 11833 (1993).
- [60] D.J. Mowbray, R.A. Hogg i M. S. Skolnick, M. C. De Long, S. R. Kurtz and J. M. Olson, Phys. Rev. B **46**, 7232 (1992).
- [61] G.S. Horner, A. Mascarenhas, S. Froyen, R.G. Alonso, K. Bertness i J.M. Olson, Phys. Rev. B **47**, 4041 (1993).
- [62] G.S. Horner, A. Mascarenhas, R.G. Alonso, S. Froyen, K. Bertness i J.M. Olson, Phys. Rev. B **49**, 1727 (1994).
- [63] B.T McDermott, K.G. Reid, N.A. El-Masry, S.M. Bedair, W.M. Duncan, X. Yin i F.H. Pollak, Appl. Phys. Lett. **56**, 1172 (1990).
- [64] M.C. DeLong, P.C. Taylor i J.M. Olson, Appl. Phys. Lett. **57**, 620 (1990).
- [65] C.T.H.F. Liedenbaum, A. Valster, A.L.G.J. Severens and G.W. 't Hooft, Appl Phys. Lett. **57** (25), 2698 (1990).
- [66] S.-H. Wei i A. Zunger, Appl. Phys. Lett. **56**, 662 (1990).
- [67] M. Moser, C. Geng, E. Lach, I. Queisser, F. Scholz, H. Schweizer i A. Dörnen, J. Cryst. Growth **124**, 333 (1992).
- [68] H. Asai and K.Oe, J. Apl. Phys. **54**, 2052 (1983).
- [69] C.P. Kuo, S.K. Vong, R.M. Cohen, and G.B. Stringfellow, J. Apl. Phys. **57**, 5428 (1985).
- [70] H. Mathieu, *Propriétés Optiques des Semiconducteurs*, Cours DEA, Université de Montpellier.

- [71] P.T. Bailey, Phys. Rev. B **1**, 588 (1970).
- [72] R.M.A. Azzam i N.M. Bashara, *Ellipsometry and Polarized Light*, (North-Holland, Amsterdam, 1977).
- [73] P. Yeh, Surf. Science **96**, 41 (1980).
- [74] D. E. Aspnes, J. Opt. Soc. Am. **64**, 812 (1974).
- [75] D. E. Aspnes i A. A. Studna, Phys. Rev. B **27**, 985 (1983).
- [76] A.G. Thompson, M. Cardona, K.L. Shaklee i J.C. Woolley, Phys. Rev. **146**, 601 (1966).
- [77] D.E. Aspnes, S.M. Kelso, R.A. Logan i R. Bhat, J. Appl. Phys. **60**, 754 (1986).
- [78] D. Brust, J.C. Philips i F. Bassani, Phys. Rev. Lett. **9**, 94 (1962).
- [79] J.R. Chelikowsky i M.L. Cohen, Phys. Rev. B **14**, 556 (1976).
- [80] L. Viña, S. Logothetidis i M. Cardona, Phys. Rev. B **30**, 1979 (1984).
- [81] P. Lautenschlager, M. Garriga, S. Logothetidis i M. Cardona, Phys. Rev. B **35**, 9174 (1987).
- [82] P. Lautenschlager, M. Garriga i M. Cardona, Phys. Rev. B **36**, 4813 (1987).
- [83] S. Zollner, M. Garriga, J. Humlicek, S. Gopalan i M. Cardona, Phys. Rev. B **43**, 4349 (1991).
- [84] S. Zollner, M. Garriga, J. Kircher, J. Humlicek i M. Cardona, Phys. Rev. B **48**, 7915 (1993).
- [85] S. Logothetidis, M. Alouani, M. Garriga i M. Cardona, Phys. Rev. B **41**, 2959 (1989).
- [86] C. Alibert, G. Bordure, A. Laugier i J. Chevalier, Phys. Rev. B **6**, 1301 (1972).
- [87] M. Kondow, H. Kakibayashi, Y. Inoue, T. Nishino i Y. Hamakawa, J. Cryst. Growth **93**, 412 (1988).
- [88] S.-H. Wei, A. Franceschetti i A. Zunger, Phys. Rev. B (1995).
- [89] D. E. Aspnes, J. Opt. Soc. Am. **64**, 639 (1974).
- [90] B. Jusserand i S. Slempek, Solid State Comm. **49**, 95 (1984).

- [91] T. Kato, T. Matsumoto i T. Ishida, Jpn. J. Appl. Phys. **27**, 983 (1988).
- [92] M. Kondow, H. Kakibayashi, S. Minagawa, Y. Inoue, T. Nishino i Y. Hamakawa, Appl. Phys. Lett. **53**, 2053 (1988).
- [93] M. Kondow i S. Minagawa, J. Appl. Phys. **64**, 793 (1988).
- [94] M. Kubo, M. Mannoh i T. Narusawa, J. Appl. Phys. **66**, 3767 (1989).
- [95] T.A. Gant, M. Dutta, N.A. El-Masry, S.M. Bedair i M.A. Stroschio, Phys. Rev. B **46**, 3834 (1992).
- [96] A. Krost, N. Esser, H. Selber, J. Christen, W. Richter, D. Bimberg, L.C. Su i G.B. Stringfellow, J. Cryst. Growth **145**, 171 (1994).
- [97] K. Shina, A. Mascarenhas, G.S. Horner, R.G. Alonso, K.A. Bertness i J.M. Olson, Phys. Rev. B **48**, 17591 (1993).
- [98] K. Uchida, P.Y. Yu, N. Noto, Z. Liliental-Weber i E.R. Weber, Philosophical Magazine B **70**, 453 (1994).
- [99] J. Pujol, F. Alsina, J. Pascual i J. Camassel, Jpn. J. Appl. Phys. **32**, suppl. 32-3, 739 (1993).
- [100] R. Loudon, Advan. Phys. **13**, 423 (1964).
- [101] C.A. Arguello, D.L. Rousseau i S.P.S. Porto, Phys. Rev. **181**, 1351 (1969).
- [102] W. Hayes i R. Loudon, *Scattering of Light by Crystals*, editat per J. Wiley & Sons (NY, 1978).
- [103] B.H. Bayramov, V.V. Toporov, Sh.B. Ubaydullaev, L. Hildisch i E. Janhe, Solid State Comm. **37**, 963 (1981).
- [104] E. Bedel, R. Carles, A. Zwick, M. A. Renucci i J.B. Renucci, Phys. Stat. Sol. (b) **130**, 467 (1985).
- [105] L. Artús, J. Pascual, J. Pujol, J. Camassel i R.S. Feigelson, Phys. Rev. B **43**, 2088 (1991).
- [106] J.F. Nye, *Physical Properties of Crystals*, Oxford University Press, 1957.
- [107] M. Cardona, N.E. Christensen i G. Fasol, Phys. Rev. B **38**, 1806 (1988).
- [108] D.E. Aspnes, J. Opt. Soc. Am. **70**, 1275 (1980).

[109] A. Mooradian i H.Y. Fan, Phys. Rev. **148**, 873 (1966).

[110] J.R. Bodart i B.J. Feldman, Solid State Comm. **54**, 581 (1985).



Servei de Biblioteques

Reg. 1500491025

Sig. TVAB/3333

Ref. 12

