**PROPRIÉTÉS OPTIQUES DES MATÉRIAUX SEMICONDUCTEURS À PUIITS QUANTIQUES
ET APPLICATIONS DANS LE DOMAINE DU TRAITEMENT DU SIGNAL**

J.P. POCHOLLE

*THOMSON-CSF, LCR, Domaine de Corbeville, F-91404 Orsay, France*RESUME

Les composés semiconducteurs à base de Multiples Puits Quantiques présentent des propriétés optiques adaptées à la réalisation de modulateurs spatiaux pouvant être employés dans des systèmes de traitement de signaux. Dans cette perspective, une revue des propriétés optiques des structures à MPQ dans les matériaux III-V est présentée.

L'association de ces matériaux artificiels avec d'autres fonctions (diodes laser à émission surfacique, miroirs de Bragg actifs, microlentilles intégrées,...) réalisées à partir de matériaux semiconducteurs plus classiques (GaAs, GaAlAs, Si,...) contribue au développement de nouveaux systèmes exploitant le caractère massivement parallèle propre à l'utilisation de l'optique dans le domaine du traitement du signal. Nous décrivons dans cet article les perspectives offertes par de tels composants.

ABSTRACT

Due to their nonlinear and/or electrooptic properties, the Multiple Quantum Wells semiconductors represents a class of materials than can be implemented in Spatial Light Modulators for applications in optical signal processors. A review of the performances of MQW structures in III-V materials is presented.

Optoelectronics arrays have functions requiring integration of new optical components including surface emitting laser diodes, active Bragg reflectors, integrated lenslets,... extended to semiconductors materials. Such components are potentially well suited for the fabrication of stacked planar optics matrices and large arrays implemented in optical data devices. The potential applications of these structures used as key components in the emerging field of optical computing are reviewed.

I - INTRODUCTION

Le traitement d'information par voie optique suscite toujours un vif intérêt. Cet engouement provient de la spécificité des faisceaux optiques autorisant la réalisation d'un traitement massivement parallèle de l'information, celle-ci pouvant être directement manipulée par voie optique ou/et électrique. Dans le premier cas, on exploite les propriétés nonlinéaires des matériaux, alors que dans la seconde approche, on utilise les propriétés électro-optiques.

Ce haut degré de parallélisme spécifique à l'optique permet donc d'entrevoir la réalisation d'opérations de calcul ou de traitement de signaux sur un intervalle de temps pouvant être bien inférieur à ceux réalisés à partir de calculateurs électroniques

conventionnels.

Dans le domaine du traitement du signal, deux voies sont généralement exploitées dans les systèmes. La première, qui prend un essor considérable, repose sur l'utilisation de processeurs numériques. L'accroissement du débit d'information à traiter et la précision sur les opérations réalisées imposent à terme de disposer de composants adaptés. Les domaines concernés pour ce type de traitement sont :

- les télécommunications
- la télévision à haute définition
- le traitement d'information en général

L'utilisation du traitement analogique est plus particulièrement spécifique aux opérations liées à l'analyse des images et au filtrage de signaux.

Le développement donc de la voie optique passe par le choix des matériaux et l'analyse de leurs propriétés, ainsi que par une analyse critique de leurs aptitudes à se coupler à l'électronique, sachant que l'optique ne réalisera que certaines opérations, là où le haut degré de traitement parallèle sera requis.

Il importe donc d'analyser ces matériaux en ayant à l'esprit les contraintes liées à la réalisation d'un système, à savoir :

- comment injecter une information sur un faisceau optique ?
- peut-on réaliser des fonctions logiques spécifiques ?
- comment réaliser des matrices de grandes dimensions ?
- est-il possible d'intégrer ces structures avec les circuits de commande et de traitement ?
- quelle est la puissance ou l'énergie mise en oeuvre dans l'activation d'un pixel ?

Parallèlement se développent de nouveaux concepts pour le traitement d'informations tels que ceux fondés sur l'emploi des réseaux neuronaux utilisant par analogie certains des schémas d'analyses suivis par le cerveau humain. Ceux-ci nécessitent la mise en oeuvre d'un grand nombre d'interconnexions. Là aussi, l'optique présente quelques avantages en ce qu'elle permet la réalisation d'un traitement et d'un adressage spatial de faisceaux multiples, sans que ceux-ci interfèrent entre eux.

La réalisation de fonctions de traitement numérique repose sur l'obtention de l'effet transistor optique qui par analogie avec le composant électronique est un élément de commutation où une onde optique est contrôlée par une autre onde signal ayant son amplitude, sa phase ou son état de polarisation modulés.

Parmi les différents composants optiques étudiés dans le domaine de la commutation, quelques uns présentent certaines propriétés adaptées au traitement de l'information. Il s'agit des modulateurs optiques spatiaux pouvant être activés par voie optique et/ou électrique. La fonction de ces modulateurs spatiaux de lumière (MSL) est de contrôler la distribution d'intensité dans un plan, ce qui représente le moyen d'injecter une image ou une information dans un système optique.

De tels éléments peuvent être employés pour la conversion de lumière incohérente en lumière cohérente et vice-versa en mode lecture ou écriture dans les systèmes de traitement d'images. Ces composants s'ils sont activés uniquement par voie optique, ouvrent la voie à la "commutation photonique" où une onde optique commande une onde optique.

Une grande variété de MSL a été proposée selon la nature des matériaux considérés, l'effet physique mis en jeu et les applications potentielles analysées (1) (2) (3). Une technologie a cependant émergé, fondée sur l'emploi de cristaux liquides qui a permis de réaliser un MSL versatile de type valve optique (4). Une limitation sur le temps de réponse lié aux propriétés des cristaux liquides vient restreindre le domaine d'application de tels systèmes.

Aujourd'hui, la maîtrise du dépôt à l'échelle d'une monocouche atomique de composés semiconducteurs a ouvert la voie à la réalisation de structures complexes à Multiples Puits Quantiques (MPQ) qui présentent des propriétés optoélectroniques nouvelles liées à la structure de bande bidimensionnelle du matériau. Ces matériaux artificiels semblent être les plus adaptés pour réaliser des fonctions de modulation ou de commutation dans les systèmes de traitement de signaux. En particulier, l'arséniure de gallium (GaAs) et les alliages associés sont les composés semiconducteurs autour desquels la technologie est la plus avancée et qui trouvent des applications en électronique rapide de puissance et en optoélectronique. Ceci ouvre donc la voie à la réalisation de MSL à base de semiconducteurs pouvant être employés dans les opérations liées au traitement du signal par voie optique (5).

Nous allons donc décrire les propriétés physiques des structures à multiples puits quantiques, puis nous illustrerons les applications couvertes par de tels composants à partir des caractéristiques de modulation optique.

II - STRUCTURES A PUIITS QUANTIQUES

II.1 - Description

Les structures à multiples puits quantiques (MPQ) sont des matériaux semiconducteurs artificiels obtenus par croissance alternée de fines couches de matériaux présentant un paramètre de maille identique ou voisin mais ayant une énergie de bande interdite différente. Le terme artificiel signifie qu'en contrôlant à l'échelle d'une ou de plusieurs monocouches atomiques le dépôt de matériaux semiconducteurs, on peut modeler la structure de bande du matériau ainsi synthétisé. Ces dernières années, des hétérostructures quasi adaptées en paramètre de maille ont été épitaxiées avec succès à partir de composés variés tels que GaAs/GaAlAs, InGaAs/InP.

La structure composée d'un réseau périodique de telles hétérojonctions est caractérisée par l'épaisseur de couche du matériau de faible énergie de bande interdite L_z . L'axe perpendiculaire à la direction de croissance est pris comme étant l'axe z . L'épaisseur du matériau de grande bande interdite sera notée L_b . Ces deux matériaux composent respectivement le puits et la barrière (pour barrière de potentiel vue par un porteur). Un

tel assemblage de structures à puits quantiques multiples permet d'observer des propriétés physiques nouvelles (6) (7) liées à l'existence d'effets quantiques, dus à la dimension de ces couches rapportées à la fonction d'onde attachée aux porteurs (électrons et trous) caractérisée spatialement par la longueur d'onde de de Broglie. Les énergies et fonctions d'ondes des électrons et des trous se trouvent donc modifiées d'une façon significative comparativement à celles attachées aux porteurs localisés dans un matériau massif. De plus, des états d'énergie discrets (quantifiés) sont créés dans les bandes de conduction et de valence du matériau. Les porteurs sont pour l'essentiel confinés dans le plan des couches venant réduire les degrés de liberté de ces particules ou quasi-particules. D'où, par exemple, la dénomination de gaz d'électrons bidimensionnels (2D) employée pour décrire ce type de porteur localisé dans un puits quantique (8). On peut abaisser la dimensionnalité des porteurs en réalisant par exemple des fils quantiques (gaz d'électrons unidimensionnel : 1D) ou des boîtes quantiques (0D).

L'exploitation des propriétés optiques de ces MPQ a été initiée par D.S.CHEMLA et collaborateurs aux Bell Laboratories (7) (9). Un grand nombre d'articles a été publié dans ce domaine et nous ne donnerons ici qu'une brève description des propriétés optiques et électrooptiques attachées à de telles structures.

Sur la figure 1, sont représentées la séquence périodique des couches constituant un MPQ, la variation périodique des énergies de bandes interdites et la répartition de leurs discontinuités dans les bandes de conduction et de valence. Cette discontinuité de la bande interdite affecte pour l'essentiel la bande de conduction pour les composés GaAs/GaAlAs et GaInAs/InP.

Les états discrets (valeurs propres) et autorisés pouvant être pris par les électrons et les trous sont déterminés en résolvant l'équation de Schrödinger et en égalant la valeur prise par la fonction d'onde (fonction propre) aux interfaces (conditions limites). Les niveaux d'énergie sont déterminés en considérant le modèle du puits de potentiel de profondeur finie, la discontinuité de bande pour les structures de bandes de conduction et de valence étant obtenue (10) à partir de la relation :

$$\Delta E_c = 0,67 \cdot (E_g(\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}) - E_g(\text{GaAs}))$$

$$\Delta E_v = 0,33 \cdot (E_g(\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}) - E_g(\text{GaAs}))$$

exprimée en eV et où $E_g(\text{GaAlAs})$, $E_g(\text{GaAs})$ représentent l'énergie de bande interdite des matériaux GaAlAs et GaAs. La concentration en aluminium de l'alliage est donnée par le facteur x . A température ambiante $E_g(\text{GaAs}) = 1,424$ eV et la dépendance de E_g avec x est obtenue à partir de la relation :

$$E_g(\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}) = 1,424 + 1,155x + 0,37x^2$$

L'état d'une particule dans un semiconducteur peut être décrit à partir de la fonction d'onde $\psi(r)$, qui est la solution de l'équation de Schrodinger :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_i} \nabla^2 + V_i(\vec{r}) \right] \psi_i(\vec{r}) = E_i \psi_i(\vec{r}) \quad (1)$$

FIGURE 1

Séquence périodique des couches d'une structure à Multi Puits Quantiques.
 Profil des puits de potentiels dans les bandes de valence et de conduction.
 Représentation schématique de la structure des niveaux.

En présence d'un puits quantique, on peut déterminer les énergies de confinement des porteurs, valeurs propres de l'équation de Schrödinger. L'Hamiltonien total dans le cas où $L_z \ll L_x, L_y$ peut se mettre sous la forme :

$$H_{\text{total}} = H_{xy} + H_z \quad (2)$$

H_{xy} est l'Hamiltonien d'une particule pour un gaz bidimensionnel de porteurs, alors que H_z décrit l'Hamiltonien pour un puits quantique fini unidimensionnel :

$$H_z = -\frac{\hbar^2}{2m_i} \nabla^2 + V_i(Z) \quad (3)$$

$V_i(Z)$ représente la profondeur du puits de potentiel vue par les porteurs ($i=e$ pour les électrons, h pour les trous). Selon les cas nous aurons donc : $V_e = \Delta E_c$ où $V_h = \Delta E_v$.

L'énergie d'un électron (ou d'un trou) dans une fine couche de GaAs sera alors donnée par la somme des énergies associées à H_Z et H_{xy} . Ce qui dans l'approximation parabolique devient :

$$E_i = \frac{\hbar^2}{2 m_i} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) = E_{i_n} + \frac{\hbar^2}{2 m_i} k_{//i}^2 \quad (4)$$

où $k_{//}^2 = k_x^2 + k_y^2$

$\vec{k}_{//}$ est le vecteur d'onde du mouvement dans le plan des couches, E_{i_n} sont les énergies de confinement de la particule dans le puits L_z . Dans le plan x,y , le mouvement des particules est identique à celui pouvant être pris dans un matériau massif.

Pour $E_i < V_i$, on définit les états liés au puits, obtenus en résolvant l'équation de Schrödinger indépendante du temps :

$$H\psi = E\psi$$

soit :

$$\begin{aligned} -\frac{\hbar^2}{2m_p} \frac{d^2 \psi_i}{dZ^2} &= E_i \psi_i & -\frac{L_z}{2} \leq Z \leq \frac{L_z}{2} \\ -\frac{\hbar^2}{2m_b} \frac{d^2 \psi_i}{dZ^2} + V_i \psi_i &= E_i \psi_i & Z < -\frac{L_z}{2}, Z > \frac{L_z}{2} \end{aligned} \quad (5)$$

où m_p et m_b représentent les masses des particules dans les matériaux de puits et de barrière respectivement.

Les solutions peuvent prendre la forme d'ondes planes et de fonctions évanescentes:

$$\psi_i(Z) = \begin{cases} A_{1i} e^{j\beta_1 Z} + B_{1i} e^{-j\beta_1 Z} & |Z| < \frac{L_z}{2} \\ A_{2i} e^{\gamma_i Z} + B_{2i} e^{-\gamma_i Z} & Z < -\frac{L_z}{2}, Z > \frac{L_z}{2} \end{cases} \quad (6)$$

avec :

$$\beta^2 = \frac{2 m_{bi}}{\hbar^2} E_i \quad \gamma^2 = \frac{2 m_{pi}}{\hbar^2} (V_i - E_i)$$

A partir des conditions de continuité en $Z = \pm L_z/2$ pour $\psi(Z)$ et $d\psi(Z)/dZ$, on trouve que les solutions ci-dessous sont racines de l'équation :

$$\begin{aligned} \frac{m_{pi}}{m_{bi}} \frac{\gamma_i}{\beta_i} &= \operatorname{tg} \left(\frac{\beta_i L_z}{2} \right) \quad \text{pour les états symétriques} \\ \frac{m_{pi}}{m_{bi}} \frac{\gamma_i}{\beta_i} &= - \frac{1}{\operatorname{tg} \left(\frac{\beta_i L_z}{2} \right)} \quad \text{pour les états antisymétriques} \end{aligned} \quad (7)$$

avec :

$$\frac{\gamma_i^2}{m_{bi}} + \frac{\beta_i^2}{m_{pi}} = \frac{2 V_i}{\hbar^2} \quad (8)$$

L'énergie de transition entre états liés dans les bandes de valence et de conduction sera dès lors obtenue à partir de :

$$E = E_{e_n} + E_{h_n} + E_g$$

où E_g est l'énergie de bande interdite du matériau de puits, E_{i_n} sont les $n^{\text{ièmes}}$ états liés des particules.

En fait, les états propres des trous sont plus difficilement obtenus à cause de la dégénérescence de degrés quatre au centre de la zone de Bloch, affectant la bande de valence. Cette particularité entraîne l'existence de deux types de trous ; les trous lourds ($i=hh$) et légers ($i=lh$).

Pour le gaz d'électrons bi-dimensionnel, la densité d'état est :

$$n_c(E) = \frac{L_x L_y m_{pe}}{\pi \hbar^2} \quad (9)$$

soit encore pour : $0 \leq E \leq V$

$$n_e(E) = \sum_n \frac{m_{pe} L_x L_y}{\pi \hbar^2} Y(E - E_{en}) \quad (10)$$

La densité d'état est une fonction en marche d'escalier. Cette densité d'état sur une marche, est indépendante de E et de l'épaisseur du puits. Enfin elle conserve une valeur finie lorsque E tend vers E_1 alors que dans le cas tridimensionnel, $n_e(E)$ tend vers zéro lorsque E tend vers E_g .

Les relations de dispersion définissant $E = f(L_z)$ et qui résultent de la résolution des équations caractéristiques sont présentées sur les figures 2a-c. La courbe 2a détermine la position du niveau d'énergie d'un électron dans la bande de conduction en fonction de l'épaisseur du puits pour une concentration d'aluminium dans la barrière de 30%. Les courbes 2b et 2c illustrent ces mêmes relations de dispersion définissant l'énergie de confinement des trous lourds et légers en fonction de L_z .

Ce type de courbe $E = f(L_z)$ est identique à celle décrivant la dispersion d'un mode dans une structure de type guide optique planaire symétrique. En fait, en régime stationnaire, les analogies sont grandes entre l'équation de Schrödinger et les équations de l'électromagnétisme.

Les fonctions d'ondes attachées aux deux types de porteurs (électrons, trous lourds) sont présentées sur les figures 3a-h. Les distributions des fonctions d'ondes associées aux électrons et trous lourds pour les premiers et seconds états quantiques sont présentés sur les figures 3a-d (3a : électrons, e_1 , 3b : e_2 , 3c : trou lourd hh_1 , 3d : hh_2) pour $L_z = 80 \text{ \AA}$.

Les courbes rapportées sur les figures 3e-h correspondent aux fonctions d'ondes caractérisant les électrons et les trous lourds (e_1 , e_2 , hh_1 et hh_2) pour une largeur de puits de $100 \text{ \AA}$.

On observe que les porteurs sont plus confinés dans une structure à puits quantique caractérisée par $L_z = 100 \text{ \AA}$ que dans une configuration où L_z est plus faible. Dans ce dernier cas, la partie évanescence de la fonction d'onde est plus importante.

Un comportement analogue est observé dans les guides optiques où le confinement de l'onde électromagnétique associée au mode fondamental est d'autant plus important que l'épaisseur du guide est grande. Celle-ci sera cependant limitée si l'on veut conserver le caractère unimodal à la propagation.

Les effets excitoniques sont augmentés lorsque la dimensionnalité des porteurs se trouve réduite. Le concept d'exciton est introduit lorsque l'on inclut le couplage électron-

FIGURE 2
Energie de confinement des porteurs en fonction de la largeur du puits
pour une composition GaAs/Ga_{0,7}Al_{0,3}As

- a) électrons
- b) trous lourds
- c) trous légers

a)

 $n = 1$

électrons

 $L_z = 80 \text{ \AA}$ $n = 2$

b)

$n = 1$

c)

trous lourds

 $L_z = 80 \text{ \AA}$ $n = 2$

d)

FIGURE 3
 Distribution des fonctions d'ondes des deux premiers états quantiques dans
 une structure $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$
 pour $L_z = 80 \text{ \AA}$, a,b:électrons, c,d:trous lourds
 pour $L_z = 100 \text{ \AA}$, e,f:électrons, g,h:trous lourds

trou par l'intermédiaire d'une interaction Coulombienne.

Le Hamiltonien peut donc s'écrire :

$$H = H_{Ze} + H_{Zh} + H_{eh} \quad (11)$$

si z est remplacé par z_i dans l'équation (1). z_i représente les coordonnées perpendiculaires au plan des puits des porteurs de type i . ρ détermine la coordonnée associée au mouvement relatif des électrons et des trous.

Le Hamiltonien H_{eh} a la forme générale :

$$H_{eh} = \frac{\hbar^2}{2\mu} \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \right] - \frac{q^2}{\epsilon \sqrt{(Z_e - Z_h)^2 + \rho^2}} \quad (12)$$

où μ est la masse réduite effective dans le plan des couches définies par :

$$1/\mu = 1/m_e + 1/m_h \quad (13)$$

spécifique à chaque combinaison de sous-bandes pour les électrons et trous. Dans ces conditions, l'équation de Schrödinger caractérisant les états excitoniques s'écrit :

$$H\phi = E\phi$$

que l'on peut résoudre en utilisant le principe de séparation des variables pour décrire la fonction d'onde. Soit :

$$\phi(z_e, z_h, \rho) = \psi_e(z_e) \psi_h(z_h) \varphi_{eh}(\rho) \quad (14)$$

où ψ_i représente la fonction d'onde des électrons et des trous pris individuellement.

A partir de cette définition, l'équation de Schrödinger peut être résolue en employant la fonction d'onde de type variationnelle (Eq.11) :

$$\varphi_{eh}(\rho) = \frac{\sqrt{2\pi}}{\lambda_e} \exp(-\rho/\lambda_e) \quad (15)$$

où le paramètre ajustable λ_e détermine le rayon de Bohr de l'exciton, lequel minimise l'énergie de liaison de l'exciton :

$$E_b = \langle \phi | H_{eh} | \phi \rangle \quad (16)$$

Un des résultats essentiels de cette analyse montre qu'un confinement quantique 2D augmente l'énergie de liaison des excitons et la force d'oscillateur qui lui est attachée.

Les propriétés ultimes de cet accroissement peuvent s'écrire :

$$E_b(2D) = 4 E_b(3D) \quad (17)$$

c'est-à-dire que l'on augmente d'un facteur 4 l'énergie de liaison dans une structure à puits quantique comparativement à celle caractérisant un exciton créé dans un matériau massif (3D). Cela se traduit par l'observation d'un pic d'absorption visible à température ambiante et spécifique aux états excitoniques.

Ainsi, l'énergie nécessaire à la formation d'un exciton est donnée par l'expression :

$$E = E_g + E_{e_n} + E_{h_n} - E_b$$

E_b étant dépendant du type d'exciton considéré. En effet, deux types d'excitons existe dans les matériaux III-V, à l'image des deux sous-bandes de valence correspondant aux trous lourds (hh : pour heavy hole) et légers (lh : pour light hole). Ainsi, l'interaction Coulombienne entre un électron et un trou lourd dans le n-ième état lié au puits donne naissance à l'exciton lourd $e_n - hh_n$ et le même type d'interaction entre un électron et un trou léger contribue à la création d'un exciton léger $e_n - lh_n$. Ainsi, pour les énergies définies par :

$$\left. \begin{aligned} E &= E_g + E_{e_n} + E_{hh_n} - E_{b_{hh}} \\ \text{et :} \\ E &= E_g + E_{e_n} + E_{lh_n} - E_{b_{lh}} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

On observera des bandes d'absorptions spécifiques aux espèces excitoniques.

2.2 - Propriétés optiques

Comme cela était rappelé précédemment, les structures à MPQ présentent une forte résonance excitonique à température ambiante due au confinement des porteurs dans le puits quantique et qui en conséquence augmente l'énergie de liaison des excitons. Ces structures ont également une particularité au niveau de la dépendance spectrale du coefficient d'absorption liée aux états quantifiés des porteurs. Dans un tel matériau, le coefficient d'absorption s'écrit :

$$\alpha(\omega) = \frac{q^2}{n_0 \hbar^2 \epsilon_0 c} \frac{|M_b|^2}{m_0^2} \sum_n \frac{\mu}{\omega} Y(\hbar\omega - E_{g_n}) \quad (19)$$

avec :

$$E_{g_n} = E_g + E_{e_n} + \begin{pmatrix} E_{hh_n} \\ E_{lh_n} \end{pmatrix}$$

selon le type de sous-bande de valence considéré. Y désigne la fonction de Heaviside, μ est la masse réduite. Dans la sommation, à chaque valeur de n correspond une transition électron-trou lourd ($\hbar\omega = E_g + E_{hh_n} + E_{e_n}$) et une transition électron-trou léger ($\hbar\omega = E_g + E_{lh_n} + E_{e_n}$). E_g est l'énergie de bande interdite du matériau de puits, E_e et E_{jh} sont les énergies des particules dans leurs bandes respectives (j signifiant h ou l). Pour les semiconducteurs III-V, et pour les premiers états quantiques, l'élément de matrice M_b se réduit à la forme simple :

$$M_b = m_0^2 \frac{E_g}{12 m_c} \cdot \frac{E_g + \Delta}{E_g + \frac{2}{3} \Delta} \quad (20)$$

m_0 est la masse de l'électron libre et Δ représente le couplage spin-orbite. Cette dépendance du coefficient d'absorption avec la fréquence optique est à comparer à celle décrivant un matériau massif :

$$\alpha(\omega) = \frac{q^2 (2\mu)^{3/2} M_b}{2\pi \hbar^3 \epsilon_0 n_0 c m_0^2 \omega} (\hbar\omega - E_g)^{1/2} \quad (21)$$

qui varie en $(\hbar\omega - E_g)^{1/2}$

Cette particularité du spectre d'absorption d'une structure à puits quantiques provient de la distribution de la densité d'états qui présente une dispersion avec l'énergie sous forme de marches d'escalier, qui apparaissent à chaque sous-bande. Ainsi, l'existence d'états quantiques peut être directement sondée en observant le spectre d'absorption du matériau. A cette structure de bande d'absorption, vient se superposer celle des excitons constituée de pics localisés au voisinage de la bande interdite du matériau et des sous-bandes définies par les règles de quantification des porteurs dans le puits.

FIGURE 4

Transmission spectrale à température ambiante

 a) 100 périodes MPQ GaAs/GaAlAs $L_z = 54 \text{ \AA}$

 b) 100 périodes MPQ $L_z = 104.7 \text{ \AA}$

c) matériau massif GaAs.

Le coefficient d'absorption modélisant les transitions excitoniques pour une onde optique se propageant perpendiculairement aux couches des MPQ peut s'écrire :

$$\alpha_{\text{exc}}(\omega) = \frac{4 \pi^2 q^2 \hbar}{n_o m_o L_z c} \sum_i f_i G(\hbar \omega - E_i) \quad (22)$$

n_o est l'indice de réfraction optique que l'on considère comme constant, G est une fonction de distribution gaussienne caractérisant le profil d'absorption des excitons, centrée sur l'énergie de transition excitonique E_i du MPQ.

Les coefficients f_i représentent les forces d'oscillateurs des transitions excitoniques par unité de surface. Ce paramètre est proportionnel au carré de l'élément de matrice optique et au carré de l'intégrale de recouvrement entre les fonctions enveloppes des électrons et des trous contribuant à l'état excitonique.

Ces propriétés sont illustrées à titre d'exemple sur les spectres de transmission mesurés et présentés sur les figures 4a, b et c.

La figure 4a correspond à la transmission spectrale observée sur un échantillon à MPQ caractérisé par $L_z = 54 \text{ \AA}$ et $L_b = 103 \text{ \AA}$ de composition $\text{GaAs}/\text{Ga}_{0.647}\text{Al}_{0.353}\text{As}$.

Sur la figure 4b, le spectre de transmission correspond à celui mesuré sur un MPQ ayant $L_z = 104,7 \text{ \AA}$, $L_b = 110,8 \text{ \AA}$ et pour une superposition $\text{GaAs}/\text{Ga}_{0.685}\text{Al}_{0.315}\text{As}$. Dans les deux cas, le nombre de périodes de couches $\text{GaAs}/\text{GaAlAs}$ est de 100. Ces courbes sont obtenues après ablation du substrat.

Sur chaque échantillon, on peut observer les plateaux caractéristiques des effets quantiques, ainsi que le positionnement de la fenêtre de transparence en fonction des largeurs des puits (i.e des règles de quantifications des porteurs). Par ailleurs, l'amplitude du pic d'absorption de l'exciton lourd (el-hhl) est d'autant plus marquée que la largeur des puits est faible. Cela traduit l'accroissement de l'énergie de liaison de l'exciton qui présente un maximum, pour $L_z \approx 40 \text{ \AA}$ avec ce type de matériau.

La transmission d'un échantillon d'arséniure de gallium massif non intentionnellement dopé d'épaisseur $3 \mu\text{m}$ est représentée à titre indicatif sur la figure 4c. On observe au voisinage de l'énergie de bande interdite un pic correspondant aux états excitoniques.

2.3 - Commande optique

L'indice de réfraction optique d'un composé semiconducteur peut être modifié par la création de porteurs (électrons, trous, excitons) à partir d'un courant d'injection ou photogénéré en exposant le matériau à une forte intensité optique. Une telle modification de l'indice optique résulte d'une variation de la structure des bandes d'absorption du

milieu. Ces modifications photoinduites peuvent être employées pour réaliser des fonctions bi-stables de types dispersif ou d'absorption. Rappelons qu'un système est bi-stable lorsque deux états peuvent exister en sortie pour une même valeur de commande à l'entrée. Des composants optiques bi-stables ont été démontrés en utilisant différents effets et matériaux. Ceux-ci représentent les composants de base entrant dans les systèmes de traitement optique des signaux. Les étalons Fabry-Perot non linéaires, les lasers semiconducteurs couplés et les non linéarités en optique intégrée représentent les fonctions ou les assemblages employés dans cette perspective. Pour cela, les effets thermiques, d'auto-défocalisation, d'absorption saturable et électrooptique ont été exploités.

Un des avantages lié à l'emploi d'étalons Fabry-Perot non linéaires, est que l'on peut facilement étendre sous forme de réseaux 2D ces portes à commande optique. Les propriétés non linéaires ont été démontrées sur des structures à MPQ GaAs/GaAlAs. Sur la figure 5, la courbe en trait plein représente le spectre d'absorption d'un échantillon constitué de 100 périodes de fines couches non dopées, composées alternativement des matériaux GaAs ($L_z = 80 \text{ \AA}$) et $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ ($L_b = 200 \text{ \AA}$). Un réseau de pixels (11×8) était réalisé à partir des techniques de masquage et d'attaque chimique sélectives. Chaque méso présente une section carrée de dimension $500 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$.

FIGURE 5

Modification de la transmission induite par voie optique.

Trait plein en absence d'une onde de pompe.

Trait pointillé en présence d'une onde de pompe à $0.842 \mu\text{m}$.

Lorsque l'on soumet l'échantillon à une illumination optique en provenance d'une diode laser ayant sa longueur d'onde λ_p centrée sur le pic d'absorption de l'exciton lourd (e_1-hh_1), on observe une modification du spectre d'absorption (figure 5, trait pointillé).

En présence de cette onde d'excitation en résonance avec l'état excitonique, le spectre se trouve considérablement modifié, traduisant un écrantage du système d'excitons. La densité de puissance incidente sur l'échantillon à $\lambda_p = 0,842 \mu\text{m}$ vaut dans ce cas 800 W/cm^2 . Cette valeur est en bon accord avec les niveaux d'intensités de saturation calculés pour ce type de matériau (GaAs/GaAlAs): Cette modification de l'absorption s'accompagne d'une variation de l'indice optique, ce qui va se traduire sur la fenêtre de transparence de l'échantillon par l'observation d'un déplacement des franges de l'interféromètre constitué uniquement par la réflexion sur chacune des faces de la structure. C'est ce que l'on peut observer sur la figure 6. La courbe en trait plein correspond à la dépendance spectrale de la transmission en absence d'onde de pompe. En présence de celle-ci, on observe un décalage des franges traduisant la modification de l'indice optique du milieu soumis à l'illumination. Dans ce cas, on travaille en régime quasi-continu et à l'effet de saturation des excitons, se superpose un effet thermique ayant pour origine le mécanisme d'absorption.

FIGURE 6
Déplacement de franges d'interférences sur la fenêtre de transparence de l'échantillon à MPQ liées à une modification de la bande d'absorption excitonique.

Le modèle décrivant la saturation de l'absorption ou l'écrantage des excitons repose sur l'analyse de l'interaction entre porteurs en terme de plasma en équilibre thermodynamique (12) (13). En particulier, on définit la loi d'évolution du coefficient d'absorption au voisinage de la transition excitonique par une relation du type :

$$\alpha(I) = \alpha_0 (1 + I/I_s)^{-1} \quad (23)$$

avec :

$$I_s = \frac{\hbar \omega}{2 L_z \alpha_{\text{puits}} \tau A_{\text{eff}}} \quad (24)$$

α_0 est le coefficient d'absorption linéique et I_s représente l'intensité de saturation. Celle-ci dépend du coefficient d'absorption du matériau actif (puits), de l'épaisseur L_z , de l'aire effective présentée par l'exciton dans le plan du puits (A_{eff}) et de la durée de vie de l'état excitonique τ .

On observe que les intensités de saturation seront d'autant plus faibles que la surface présentée par l'exciton est importante et que la durée de vie est grande. Ces caractéristiques vont à l'encontre d'un temps de réponse court. En fait, les propriétés de relaxation des porteurs gouvernent les variations d'absorption et d'indice induites par les faisceaux optiques, mais la principale limitation provient des effets thermiques qui accompagnent la commande par voie optique, lorsque la longueur d'onde de commande (ou de pompe) est située dans le domaine d'absorption du milieu. Ainsi le développement de matrices de grandes dimensions nécessite une réflexion poussée et des architectures adaptées permettant une évacuation calorifique par exemple. Ces effets sont particulièrement perturbant lorsque l'on désire conserver un état bi-stable (14) (15) (16).

2.4 - Commande électrique

Dans les structures à MPQ, on peut fortement modifier la bande d'absorption au voisinage du pic excitonique sous l'effet d'un champ électrique appliqué perpendiculairement à la structure multi-couches. Cela s'accompagne d'une variation de l'indice de réfraction au voisinage de la bande d'absorption du matériau. Dans le cas des composés semiconducteurs, celle-ci est localisée près de la bande interdite. Cette variation est principalement due à une modification de la force d'oscillateur et à un déplacement des niveaux d'énergie des électrons et trous voyant leurs puits et potentiels varier sous l'effet du champ électrique. Ce déplacement des niveaux d'énergie s'accompagne d'une translation spectrale de la bande d'absorption associée aux excitons.

En fait, un mécanisme voisin d'un écrantage des états excitoniques vient modifier le spectre d'absorption d'un MPQ. Cet effet peut être décrit par un mécanisme de dissociation de l'exciton sous l'effet du fort champ électrique appliqué (17) (18).

Si on néglige les interactions entre électrons et trous localisés dans les puits adjacents, on peut dès lors décrire l'effet d'application d'un champ électrique le long de la direction Z comme une perturbation venant modifier le profil du puits de potentiel vu par une particule.

Dans l'approximation de la masse effective, l'Hamiltonien d'un exciton dans un puits quantique s'écrit :

$$\begin{aligned}
H = & -\frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \right) \\
& - \frac{q^2}{\epsilon (\rho^2 + (z_e - z_h)^2)^{1/2}} - \frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{\partial^2}{\partial z_e^2} - \frac{\hbar^2}{2m_h} \frac{\partial^2}{\partial z_h^2} \\
& + V_e(Z_e) + V_h(Z_h) + q F Z_e - q F Z_h
\end{aligned} \tag{25}$$

m_e , m_h sont les masses effectives de l'électron et du trou, μ est la masse réduite dans le plan de la couche, ϵ est la constante diélectrique moyenne des deux matériaux (puits et barrière). Les grandeurs qFZ_i sont les énergies potentielles dues au champ électrique.

La fonction d'onde associée à l'équation de l'Hamiltonien est la solution de l'équation de Schrödinger :

$$H \psi(\vec{r}_e, \vec{r}_h) = E \psi(\vec{r}_e, \vec{r}_h) \tag{26}$$

Une méthode variationnelle peut être utilisée à partir de la fonction d'onde :

$$\psi(\rho, Z_e, Z_h) = \psi_e(Z_e) \psi_h(Z_h) g(\rho, Z_e, Z_h) \tag{27}$$

Chaque fonction $\psi_e(Z_e)$, $\psi_h(Z_h)$ est solution de l'équation de Schrödinger en présence de l'action d'un champ électrique. La fonction $g(\rho, Z_e, Z_h)$ décrit l'interaction Coulombienne entre l'électron et le trou. Si l'on prend en compte la séparation spatiale des porteurs dans le puits, la fonction g peut prendre la forme :

$$g(\rho, Z_e, Z_h) = \exp \left[-\frac{1}{\lambda} (\rho^2 + (Z_e - Z_h)^2)^{1/2} \right] \tag{28}$$

λ étant le paramètre variationnel qui définit l'extension spatiale de l'exciton.

L'énergie de liaison de l'exciton peut être calculée en soustrayant l'énergie propre de l'équation (Eq.26) à celle de l'énergie totale des électrons et trous libres dans un puits unidimensionnel soumis à un champ électrique. L'énergie de liaison des excitons est alors obtenue en calculant l'extremum :

$$E = E_e(F) + E_h(F) - \min \langle \psi | H | \psi \rangle \tag{29}$$

Sur les figures 7a et 7b, nous avons illustré le décalage spectral des pics d'absorption excitoniques associés aux excitons e_1 -hh₁ et e_1 -lh₁ en fonction du champ électrique appliqué à la structure à MPQ. Cet effet est calculé pour une structure constituée de puits en GaAs

FIGURE 7

Position des pics d'absorption excitoniques a) el-hhl, b) el-lhl en fonction du champ électrique appliqué à un puits quantique GaAs /Ga_{0.7} Al_{0.3} As d'épaisseur $L_z = 80 \text{ \AA}$.

FIGURE 8

Position du pic d'absorption excitonique el-hhl en fonction du champ électrique appliqué à un puits quantique GaAs/Ga_{0.7} Al_{0.3} As d'épaisseur $L_z = 100 \text{ \AA}$.

d'épaisseur 80 Å et de barrières en $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$. Le décalage du pic d'absorption excitonique $e_1\text{-hh}_1$ sous l'effet d'un champ électrique est également rapporté sur la figure 8 pour une largeur de puits de 100 Å.

Les déformations des fonctions d'ondes propres aux électrons et aux trous lourds sont présentées à titre indicatif sur les figures 9 et 10. La figure 9 correspond à l'application d'un champ de 10^5 V/cm sur un puits de 80 Å alors que la figure 10 représente la modification des profils des fonctions d'onde lorsque le même champ électrique se développe sur un puits caractérisé par une épaisseur $L_z = 100$ Å.

Plus généralement, la variation de l'indice de réfraction au voisinage de la bande d'absorption due à l'application d'un champ électrique peut être attribuée aux modifications des transitions excitoniques, alors que le champ électrique induit directement une variation de la bande interdite du matériau et par conséquence modifie spectralement l'absorption du milieu.

L'effet d'électro-absorption induit par l'application du champ sur la structure modifie la partie réelle de la constante diélectrique du milieu. Celle-ci peut être évaluée à partir des relations de Kramers-Krönig transformant les modifications de la partie imaginaire sur la partie réelle au travers de la relation de dispersion :

$$\Delta n(\omega) = \frac{c}{\pi} \int_0^\infty \frac{\Delta \alpha(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \quad (30)$$

Des modulateurs d'intensité optique utilisant l'important effet d'électro-absorption dans les MPQ et des modulateurs de phase exploitant les modifications d'indice associées ont été démontrés. Une barrette de modulateurs spatiaux 1D constituée de 1×16 éléments commandés individuellement a été évaluée récemment (19). Ces modulateurs ont été testés en réflexion et en transmission. Des contrastes compris entre 4,4 et 26 ont été obtenus pour des tensions appliquées de 20 V. D'autres structures composées d'un grand nombre de périodes (200) ont également été caractérisées (20). Un taux de modulation mode passant/mode bloquant de 10:1 a été mesuré pour une tension appliquée de 20 V.

2.5 - Réflecteurs de Bragg

Les réflecteurs de Bragg sont constitués d'un empilement périodique de couches alternées de deux matériaux semiconducteurs différents. Ce réflecteur peut être intégré avec des matériaux assemblés sous forme de MPQ. Ils présentent certaines particularités puisqu'ils peuvent être activés par voie électrique en utilisant l'effet Franz Keldysh ou par voie optique.

Des effets d'interférences entre ondes réfléchies et transmises par les interfaces successives se traduisent par l'obtention d'un profil sélectif de la réflectivité spectrale.

FIGURE 9

Influence du champ électrique sur le profil de la distribution de la fonction d'onde associée a) à l'électron, b) au trou lourd confiné dans un puits de largeur 80 Å.
Champ électrique 10^5 V/cm.

FIGURE 10

Influence du champ électrique sur le profil de la distribution de la fonction d'onde associée a) à l'électron el, b) au trou lourd hhl confiné dans un puits de largeur 100 Å.
Champ électrique 10^5 V/cm.

La description de la propagation dans un milieu stratifié à empilement périodique de couches peut être modélisée à partir des matrices de transfert (21).

On considère un matériau périodique suivant la direction de propagation de périodes Λ . Chaque période est constituée d'un matériau 1 d'épaisseur L_1 et d'un matériau 2 d'épaisseur L_2 .

En prenant en compte les deux ondes se propageant en sens opposés dans la couche 1 de la m ème période, la composante champ électrique de l'onde optique s'écrit :

$$E = e^{j\omega t} [A_m e^{-j K_1 (Z - ((m-1)\Lambda + L_1))} + B_m e^{j K_1 (Z - ((m-1)\Lambda + L_1))}]$$

et :

$$E = e^{j\omega t} [C_m e^{-j k_2 (Z - m\Lambda)} + D_m e^{j k_2 (Z - m\Lambda)}]$$

dans la deuxième couche de la m ème période :

$$K_i = \frac{2\pi n_i}{\lambda} - j \frac{\alpha_i}{2} \quad \text{où } i = 1, 2$$

représente le vecteur d'onde complexe, n_i est l'indice réel du matériau et α_i le coefficient d'absorption (en intensité) du matériau i .

Les conditions de continuités sur les interfaces de E et $\partial E / \partial Z$ permettent d'écrire :

$$\begin{bmatrix} C_{m-1} \\ D_{m-1} \end{bmatrix} = A B \begin{bmatrix} C_m \\ D_m \end{bmatrix} \quad (31)$$

où :

$$A = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} e^{jk_1 L_1} \left(1 + \frac{k_1}{k_2}\right) & e^{-jk_1 L_1} \left(1 - \frac{k_1}{k_2}\right) \\ e^{jk_1 L_1} \left(1 - \frac{k_1}{k_2}\right) & e^{-jk_1 L_1} \left(1 + \frac{k_1}{k_2}\right) \end{bmatrix}$$

$$B = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} e^{jk_2 L_2} \left(1 + \frac{k_2}{k_1}\right) & e^{-jk_2 L_2} \left(1 - \frac{k_2}{k_1}\right) \\ e^{jk_2 L_2} \left(1 - \frac{k_2}{k_1}\right) & e^{-jk_2 L_2} \left(1 + \frac{k_2}{k_1}\right) \end{bmatrix}$$

Ainsi, pour M périodes, on a :

$$\begin{bmatrix} C_0 \\ D_0 \end{bmatrix} = (AB)^M \begin{bmatrix} C_M \\ D_M \end{bmatrix} = \mathcal{M} \begin{bmatrix} C_M \\ D_M \end{bmatrix}$$

$$\mathcal{M} = \begin{bmatrix} \mathcal{M}_{11} & \mathcal{M}_{12} \\ \mathcal{M}_{21} & \mathcal{M}_{22} \end{bmatrix}$$

ce qui se réduit aux relations :

$$C_0 = \mathcal{M}_{11} C_M$$

$$D_0 = \mathcal{M}_{21} C_M$$

si l'on considère que $D_M = 0$, puisque l'onde incidente optique est unidirectionnelle.

Le coefficient de réflexion complexe est obtenu à partir du rapport :

$$r = \frac{D_0}{C_0} = \frac{\mathcal{M}_{21}}{\mathcal{M}_{11}}$$

et la réflectivité en intensité est donnée par :

$$R = |r|^2 = |M_{21} / M_{11}|^2 \quad (32)$$

A cela, il faut ajouter dans le produit matriciel, la matrice de transfert caractérisant l'interface air-milieu stratifié. Le comportement d'un tel assemblage est classique, à savoir que :

- la réflectivité augmente si la différence d'indice entre les matériaux 1 et 2 est élevée. Ceci impose l'emploi de matériaux à bande d'énergie interdite très différente ;
- la position en longueur d'onde du pic de réflectivité augmente avec les épaisseurs des couches ;
- le pic de réflectivité s'accroît et sa bande passante se réduit avec l'augmentation du nombre de périodes.

Pour les matériaux semiconducteurs envisagés et les applications associées, il est nécessaire de travailler au voisinage de la bande interdite, ce qui impose de prendre en compte dans le modèle les propriétés d'absorption et de dispersion des indices de réfraction des matériaux constituant les couches du réflecteur de Bragg (22).

Si l'on ne tient pas compte des effets excitoniques dans les matériaux semiconducteurs massifs, le coefficient d'absorption suit une loi du type :

$$\alpha = \frac{C}{\omega} (\omega - \omega_g)^{1/2} \quad (33)$$

où ω_g est la pulsation associée à un photon dont l'énergie correspond à celle de la bande interdite. Si l'on considère les sous-bandes de valence (trous lourd et léger), le coefficient C peut s'écrire (23) :

$$C = \frac{B}{n_o c} \left[\mu_{hh}^{3/2} \left(1 + \frac{m_0}{m_{hh}} \right) + \mu_{lh}^{3/2} \left(1 + \frac{m_0}{m_{lh}} \right) \right]$$

m_{hh} , m_{lh} sont les masses effectives des trous lourds et légers, μ_{hh} , μ_{lh} sont les masses réduites :

$$\mu_{hh} = \left(\frac{1}{m_{hh}} + \frac{1}{m_e} \right)^{-1}$$

$$\mu_{lh} = \left(\frac{1}{m_{lh}} + \frac{1}{m_e} \right)^{-1}$$

m_e est la masse effective de l'électron.

La dispersion de la partie réelle de l'indice de réfraction est déterminée à partir d'une intégration de type Kramers-Krönig :

$$n(E) = 1 + \frac{\pi c}{\pi} \int_0^\infty \frac{\alpha(E')}{E'^2 - E^2} dE' \quad (34)$$

avec $E = \hbar\omega$.

Le raccordement se fait sur le domaine de transparence des matériaux semiconducteurs où l'on utilise le modèle de l'oscillateur simple (24).

L'activation sous champ électrique de cet empilement modifie la structure de bande du matériau, ce qui induit une dérive du gap des composés semiconducteurs et entraîne une modification de la bande d'absorption et de la partie réelle de l'indice de réfraction :

$$\Delta n(\omega, F) = \frac{B}{2 n_0 \omega^2} \sum_{i=l,h} \theta_i^{1/2} G(\eta_i) \left(1 + \frac{m_0}{m_{ih}}\right) \quad (35)$$

$$\Delta \alpha(\omega, F) = \frac{2 \pi B}{n_0 \omega^2 \lambda} \sum_{i=l,h} \theta_i^{1/2} F(\eta_i) \left(1 + \frac{m_0}{m_{ih}}\right) \quad (36)$$

où i est attaché aux trous lourds ou légers. Les paramètres θ_i et η_i sont donnés par les expressions :

$$\theta_i = \left(\frac{q^2 F^2}{2 \mu_i \hbar} \right)^{1/3}$$

$$\eta_i = \frac{E_g - \hbar \omega}{\hbar \theta_i}$$

$F(\eta_i)$ et $G(\eta_i)$ étant les fonctions électrooptiques (23) et F décrit l'amplitude du champ électrique appliqué.

On voit ainsi qu'il est possible de modifier la réflectivité d'un miroir de Bragg en appliquant une tension à la structure. Cette particularité ouvre bien des domaines d'applications. En particulier, il est dès lors possible de réaliser un interféromètre de type Fabry-Perot constitué de un ou deux réflecteurs de Bragg intégrés, entre lesquels se trouve un milieu actif non linéaire à base de MPQ. Or l'on sait que l'observation d'un état bistable nécessite l'emploi de cavités à fort coefficient de surtension (interféromètre Fabry-Perot). Si l'on sait désormais modifier le coefficient de réflexion de l'un des miroirs par voie électrique, alors on peut reconfigurer dans le temps la fonction réalisée par un ou des pixels constituant la matrice d'éléments actifs. On peut ainsi passer de la fonction mémoire à la fonction modulation ou "transphaseur". Cette spécificité des matériaux semiconducteurs couplés aux propriétés de modulation optique ouvre la voie à de nouvelles architectures massivement parallèles avec reconfiguration temporelle des fonctions traitées à partir d'une commande optique (non linéarité) assistée sous champ électrique (modification de la réflectivité d'un ou des miroirs de l'interféromètre).

Sur les figures 11a et 11b sont représentés les spectres calculés d'un réflecteur de Bragg composé de 30 périodes de matériaux $\text{Ga}_{.92}\text{Al}_{.08}\text{As}$ et $\text{Ga}_{.60}\text{Al}_{.40}\text{As}$ d'épaisseurs respectives 550 Å et 600 Å. La première couche d'interface air-milieu réflecteur est constituée dans ce cas de l'alliage à faible teneur en Aluminium.

La figure 11b est une manifestation de l'effet Franz-Keldysh se développant dans la structure en présence d'un champ électrique appliqué (10^7 V/cm).

Un autre assemblage de matériaux identiques à ceux considérés dans le cas présent mais avec des épaisseurs différentes (500 Å et 550 Å) donne les courbes de réflexion spectrales des figures 12a et 12b en absence et en présence d'un champ électrique appliqué à la structure. Cet empilement fait que le maximum de réflectivité est situé dans un domaine spectral où l'un des matériaux constituant le réflecteur est fortement absorbant, ce qui se manifeste par une diminution du maximum de réflectivité. Par ailleurs, l'efficacité de l'effet Franz-Keldysh est diminuée puisque le réflecteur est centré sur une longueur d'onde éloignée de celle associée à l'énergie de bande interdite. Un résultat expérimental est présenté sur la figure 13 où l'on a l'évolution de la réflectivité d'un miroir de Bragg en absence et en présence d'un champ électrique appliqué. Cette structure non optimisée permet cependant l'observation de l'effet Franz-Keldysh (25).

FIGURE 11
Réflectivité d'un empilement de Bragg GaAs/GaAlAs
a) en absence de champ électrique appliqué
b) en présence d'un champ électrique.

FIGURE 12
Réflectivité d'un miroir de Bragg GaAs/GaAlAs d'épaisseurs 500 Å et 55 Å.
a) sans champ électrique
b) avec champ électrique.

FIGURE 13
Modification de réflectivité observée sur un empilement de type miroir de Bragg non optimisé avec et sans champ électrique appliqué.

III - MODULATEURS BI-DIMENSIONNELS

Les matériaux employés dans la réalisation de composants obturateurs ou de commutateurs optiques sont :

- les cristaux liquides
- les matériaux organiques
- les matériaux photoréfractifs
- les composés semiconducteurs.

Pour tous ces matériaux, on utilise le fait que leur coefficient d'absorption et leur indice de réfraction peuvent être modifiés sous illumination ou sous l'action de l'application d'un champ électrique.

Les effets à considérer pour réaliser des fonctions de modulation par voies optique ou électrique dans les matériaux semiconducteurs sont :

- pour les matériaux massifs
 - * l'effet Burnstein
 - * l'effet Franz-Keldysh
- pour les matériaux à puits quantiques
 - * l'écrantage des états excitoniques
 - * l'effet Stark sur les états confinés.

Ces matériaux non linéaires peuvent être insérés dans de nombreuses configurations de commutateurs ou de modulateurs à base de :

- réseau dynamique
- résonateur Fabry-Perot avec les bistabilités associées
- assemblage de diodes laser couplées
- SEED (Self Electro-optic Effect Devices).

Aujourd'hui, les matériaux semiconducteurs semblent être les plus adaptés pour réaliser de tels composants pouvant être intégrés dans des processeurs optiques. On peut en effet utiliser les moyens de croissance modernes pour réaliser des structures nouvelles et des matériaux artificiels aux propriétés optiques et électroniques remarquables. Selon le domaine spectral dans lequel on désire réaliser ces modulateurs spatiaux, on peut employer différents matériaux. Par exemple, dans le visible les composés II-VI tels que CdS, CdSe présentant une bistabilité optique intrinsèque liée à des phénomènes d'absorption induite. Dans le domaine du proche infrarouge, les semiconducteurs III-V peuvent être employés. Les systèmes GaAs/GaAlAs sont adaptés pour couvrir la fenêtre spectrale 0,8 - 0,9 μm , alors que les composés InGaAsP/InP sont adaptés pour le domaine 1-1,65 μm . Ces matériaux sont fréquemment employés dans la réalisation de composants émetteurs laser et détecteurs de lumière. De plus, les propriétés de ces systèmes

semiconducteurs peuvent être modifiées et ajustées en utilisant des empilements alternés de matériaux à basse et haute énergie de bande interdite respectivement, de façon à réaliser des structures à multiples puits quantiques (MPQ).

Dans ces matériaux, on modifie l'indice de réfraction par une excitation optique des paires électron-trou.

L'emploi d'un résonateur Fabry-Perot constitué d'un étalon recouvert sur ses deux faces d'un traitement contrôlant la réflectivité optique permet d'ajuster la transmission. De plus, cette transmission dépend de l'épaisseur "optique" de l'étalon. Si le matériau constituant l'étalon présente une non linéarité, en particulier si l'indice de réfraction voit sa grandeur être dépendante de l'intensité optique, alors une onde optique signal peut être utilisée pour réguler la transmission de tels éléments de filtrage. Avec cette configuration, l'intensité du signal transmis peut présenter deux ou plusieurs valeurs (bi ou multi-stabilité). De la même façon, il est possible de réaliser des états bi-stables en exploitant les effets liés à une modification de l'absorption de l'étalon sous l'effet de l'intensité optique. Selon le cas considéré, les bistabilités mises en oeuvre seront de type dispersif ou d'absorption.

Rappelons que les conditions opératoires liées à l'emploi de composants optiques dans le domaine du traitement du signal sont régies par des règles qui sont :

- faible énergie de commutation
- compatibilité avec un traitement bi-dimensionnel
- possibilité d'effectuer des opérations en cascade (cascadabilité des composants) en travaillant en réflexion ou en transmission
- temps de commutation rapide. En fait, ce temps est dépendant du taux de commutation par unité de surface, prenant en compte le temps de commutation d'une cellule élémentaire (pixel) et leur nombre. Dans ce cas, le traitement massivement parallèle peut être employé afin de compenser le faible temps de commutation d'un pixel, et la relation fondamentale gouvernant l'utilisation de modulateurs spatiaux de lumière peut être donnée par :

$$T = \delta t * N$$

où δt est le temps de réponse d'un canal réalisant une opération (ou fonction), N le nombre de canaux en parallèle et T représente dans ce cas, l'aptitude de l'élément optique à traiter en parallèle une information à un débit déterminé par le temps T . On mesure ainsi la propriété essentielle de l'optique qui permet de réaliser ces opérations en parallèle en traitant un faisceau unique ou un ensemble de points source.

De ce point de vue, l'exploitation des propriétés optiques des composés semiconducteurs permet d'utiliser les technologies voisines de celles déjà mises en oeuvre autour des composants électroniques et optoélectroniques.

Dans une perspective plus lointaine, on peut envisager l'intégration monolithique de ces structures sur silicium, avec les avantages propres à ce type de substrat :

- faible coût

- plus grande dureté comparativement à GaAs
- meilleur coefficient de dissipation thermique.

Il faut également mentionner le développement de nouveaux alliages de matériaux semiconducteurs autorisant la couverture du domaine spectral allant du visible à l'infrarouge moyen.

IV - MATRICES OPTOELECTRONIQUES A MPQ

Dans ce paragraphe, nous allons décrire une réalisation de modulateurs bidimensionnels à partir de structure à MPQ à base de GaAs/GaAlAs activées par l'application d'un champ électrique.

La technique d'épitaxie employée pour la croissance des structures est l'EJM (Epitaxie par Jets Moléculaires ou MBE). Les différentes couches déposées ont des fonctions variées (réalisation des contacts ohmiques p+ et n+ de part et d'autre des MPQ, couches d'arrêt et de contrôle d'attaque chimique, passivation,...). Généralement, le substrat employé pour la croissance des matériaux GaAs/GaAlAs est en arséniure de gallium. L'énergie de bande interdite de ce matériau étant plus faible que celle caractérisant l'empilement des MPQ, il est nécessaire d'éliminer le substrat si l'on veut réaliser des fonctions de traitement optique en transmission. Cette ablation du substrat est généralement réalisée par voie mécano-chimique.

Ensuite viennent toutes les opérations complexes de technologie permettant de définir spatialement les éléments modulateurs (pixel) et d'implanter les électrodes de commande.

Chaque élément modulateur peut être défini en dimension et en géométrie durant l'opération de masquage, ainsi que l'espacement entre pixels. Une vue de la matrice dans sa version 4 x 4 est montrée sur la photographie 14. Le diamètre de la partie modulateur est de 100 μm et l'espacement entre pixels est de 200 μm .

FIGURE 14

Photographie d'une matrice de modulateurs optiques 4 x 4.
Chaque pixel a un diamètre de 100 μm .

L'application d'un champ électrique sur les structures à MPQ permet d'exploiter l'effet Stark. Ce dernier traduit la modification du profil du puits de potentiel lorsque celui-ci est soumis à l'influence d'un champ électrique externe.

Un exemple type d'observation de l'effet Stark est présenté dans ce paragraphe. L'échantillon est une structure à MPQ constituée de 100 périodes de couches GaAs/Ga_{0,694}Al_{0,306}As. Le matériau de barrière d'épaisseur 105,8 Å est l'alliage ternaire. Le matériau de puits en GaAs présente une épaisseur de 103,25 Å. Les mesures de ces différents paramètres (composition et épaisseurs) étaient obtenues à partir d'une analyse de l'échantillon en double diffraction X.

Un calcul des états liés et des énergies de liaison des excitons lourds et légers pour de tels paramètres de MPQ donne la position des pics d'absorption pour les excitons lourds et légers aux longueurs d'ondes :

- transition excitonique $e_1 - hh_1 = 0.853 \mu\text{m}$

- transition excitonique $e_1 - lh_1 = 0.844 \mu\text{m}$.

Ces valeurs, calculées à partir d'un modèle utilisant le principe variationnel, sont voisines de celles observées expérimentalement.

Sur la figure 15, nous avons le spectre de transmission d'un élément de la matrice en l'absence de champ électrique appliqué. On observe les pics d'absorption caractérisant les états excitoniques ($e_1 - hh_1$, $e_1 - lh_1$) ainsi que ceux attachés aux autres états liés ($e_2 - hh_2$, $e_2 - lh_2$). On remarque également l'existence dans le spectre d'absorption de plateaux caractéristiques des structures à confinement de porteurs bi-dimensionnels. Dans le domaine de transparence (au delà de $0,855 \mu\text{m}$), on observe des franges d'interférences avec un assez bon contraste. Elles sont dues à l'interféromètre constitué par la structure de faible épaisseur et par les coefficients de réflexions propres aux deux faces de l'échantillon. A $0.9 \mu\text{m}$, la valeur de l'indice de réfraction vaut 3.59. Le coefficient de réflexion par face correspondant est de l'ordre de 32%. L'emploi d'un traitement antireflet à base de Y_2O_3 ou Al_2O_3 permet de diminuer les effets d'interférences.

Lorsque l'on applique une tension en inverse sur la structure, on vient modifier le profil du puits de potentiel vu par les porteurs. Ceci se traduit par une modification des états propres liés au puits et par un déplacement de la fonction d'onde associée aux particules (électrons et trous). En particulier, on déplace le centre de gravité de la fonction d'onde propre à chaque type de porteur et on modifie sa distribution. De plus, ce déplacement va en sens opposé selon que l'on considère les électrons ou les trous. On obtient par ce mécanisme un effet similaire à celui de l'ionisation des excitons. Cet effet se manifeste dès lors par une diminution de l'interaction coulombienne et par une diminution des pics d'absorption caractérisant les états excitoniques.

Sur la figure 16 se trouve présenté le spectre d'absorption de l'échantillon décrit précédemment lorsqu'une tension de 29 volts est appliquée en continu. On observe bien l'écrantage des pics excitoniques et une modification de la fenêtre de transmission au

FIGURE 15

Transmission spectrale d'un MPQ (GaAs/GaAlAs) constitué de 100 périodes $L_z = 103 \text{ \AA}$ / $L_b = 106 \text{ \AA}$.

FIGURE 16

Transmission spectrale sous champ électrique de l'échantillon présenté sur la figure 15

voisinage de la longueur d'onde associée à la bande interdite du matériau. Vu la faible épaisseur du matériau non dopé ($2,1 \mu\text{m}$) sur laquelle se trouve appliquée la tension, cela correspond au développement d'un fort champ électrique (138 kV/cm). Les franges de l'interférogramme sont également affectées. On réalise ainsi un modulateur spatial pouvant fonctionner selon deux principes. Si la longueur d'onde système est en résonance avec le pic d'absorption excitonique, alors l'application d'une tension augmente la transmission. Inversement, lorsque la longueur d'onde de travail est située au delà du même pic d'absorption, en présence d'une tension appliquée, on diminue la transparence du pixel.

Un accroissement du nombre de périodes dans la structure MPQ permet d'augmenter le contraste. Ainsi, les caractéristiques de transmission d'un élément de matrice constitué d'un empilement de 200 périodes de $\text{GaAs/Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ et d'épaisseurs $L_z = 102 \text{ \AA}$, $L_b = 103 \text{ \AA}$ sont rapportées sur les figures 17a et b. Elles correspondent respectivement à l'intensité transmise en absence et en présence d'une tension appliquée (20 V). La source employée est une diode superluminescente qui présente une distribution spectrale à l'émission (figure 18) qui couvre la bande d'absorption excitonique des premières transitions quantiques du puits.

Sur la figure 19 est tracée la variation de la valeur absolue du taux de modulation en fonction de la longueur d'onde. Ce taux de modulation est défini par :

$$T = 1 - I_t(V > 0) / I_t(V = 0)$$

I_t est l'intensité transmise.

On observe qu'il peut être supérieur à 80% sur le pic excitonique. Dans le domaine de transparence de l'échantillon, ce taux de modulation atteint 75%. En fait, en contrôlant les conditions de résonance du Fabry-Perot, il est possible d'augmenter ce facteur. Le signe rapporté sur les différents lobes de la figure 19 traduit un accroissement (+) ou une diminution (-) du facteur de transmission.

FIGURE 19

Mesure du taux de modulation en fonction de la longueur d'onde.

FIGURE 17

Transmission spectrale d'un ensemble constitué :
 - d'une diode superluminescente
 - d'un échantillon MPQ (200 périodes GaAs/GaAlAs, $L_z = 102 \text{ \AA}$ et $L_b = 103 \text{ \AA}$)
 a) sans champ électrique
 b) en présence d'un champ électrique.

FIGURE 18

Distribution spectrale de la diode superluminescente utilisée pour tester les éléments d'une matrice.

La photographie 20 correspond à un motif particulier d'excitation de la matrice d'obturateurs 4×4 . Chaque pixel pouvant être activé individuellement par l'application d'une tension électrique. Le temps de réponse électrique et optique est présenté sur la photographie 21. La limitation est due au temps de montée du signal électrique délivré par le générateur de tension. Par ailleurs, le circuit d'attaque du modulateur n'est pas optimisé. Après déconvolution, on estime que le temps de réponse du modulateur optique est de l'ordre de la nanoseconde.

V - COMPOSANTS ASSOCIES

Avec le développement de MSL, d'autres composants matriciels 2D sont explorés. Il en est ainsi des composants d'extrémités constituant la chaîne de traitement optique et autorisant la conversion électrique/optique et inversement.

Différentes voies se dessinent, fondées soit sur un concept d'hybridation soit sur l'emploi de l'intégration monolithique.

Parmi les différentes fonctions pouvant être associées aux éléments matriciels de modulation, il en est une qui peut très rapidement émerger. Elle repose sur la réalisation de réseaux 2D de micro-lentilles. Les différentes approches sont présentées dans le paragraphe suivant.

5.1 - Réseaux de microlentilles

Les réseaux d'éléments optoélectroniques ont des fonctions ou une architecture qui nécessitent l'intégration de composants optiques assemblés sous forme de micro-circuits. L'aspect bi-dimensionnel et la mise en cascade de tels réseaux imposent de pouvoir réaliser les fonctions :

- de focalisation
- de branchement
- de multiplexage et de démultiplexage.

Ces fonctions sont naturellement réalisées à partir de lentilles et plus particulièrement de micro-lentilles fabriquées à partir de la technologie planaire, proche de celle employée en micro-électronique.

Différentes démonstrations ont été proposées. Par exemple, des lentilles à gradient d'indice ont été fabriquées et testées en utilisant les techniques d'échange ionique et de diffusion (26) (27) ou en contrôlant les forces de tension de surface se développant sur une résine en phase liquide déposée sur un substrat transparent (28).

Des micro-lentilles de Fresnel ont également fait l'objet d'études à partir des techniques de micro-lithographie couplées, soit à un rayonnement ultraviolet ou à un faisceau d'électrons (29) (30). A partir de matériaux semiconducteurs, la fabrication monolithique de réseaux 2D de micro-lentilles a été rapportée en employant la technique

FIGURE 20
Photographie d'un motif particulier généré par une matrice 4 x 4
de modulateurs à MPQ.

← électrique
← optique

10 ns
└───┘

FIGURE 21
Réponse optique d'un élément de modulation.
Comparaison entre le signal électrique et le signal optique
(échelle 10 ns/carreau).

d'usinage par faisceau d'ion ou plus récemment à partir de la méthode de dépôt par transport de masse (31).

Ces techniques peuvent être étendues aux composés semiconducteurs III-V. En particulier, les lentilles intégrées fabriquées dans le composé GaP présenteraient l'avantage d'une bonne transparence dans le domaine spectral caractérisant l'émission des matériaux GaAs/GaAlAs. De plus, la forte valeur de l'indice optique (de l'ordre de 3,17 à 0,8 μm et 3,135 à 0,9 μm) autorise la réalisation de lentilles à grande ouverture.

De tels composants et techniques de fabrication sont particulièrement adaptés à la réalisation d'empilements de matrices optoélectroniques planaires. Ceci impose de maîtriser la fabrication de réseaux de grande dimension de micro-lentilles de haute qualité optique qui peut être intégré d'une façon monolithique sur les matériaux réalisant les fonctions de traitement optique.

Il est important cependant de noter que des composants sont actuellement en voie de production industrielle. Il s'agit des micro-lentilles SMILE (Spherical Micro Integrated Lenses) (321) réalisées à partir de matériaux Fotoform de CORNING. L'épaisseur du réseau de lentilles peut être de 250 μm et le diamètre d'une lentille peut varier de 160 μm à 2 mm.

5.2 - Réseaux de photodétecteurs

Des réseaux linéaires et 2D de photodiodes PIN et à avalanche présentant un minimum d'espacement mort sont à développer dans la perspective d'un accroissement du traitement 2D de l'information par voie optique. Des réseaux de CCD (33) (34) et d'éléments photoconducteurs (35) apparaissent aujourd'hui comme ces types de détecteurs. Cependant, la cascabilité impose de disposer de matrices de photodétecteurs ayant une grande sensibilité et une grande dynamique de détection.

Récemment, une méthode de fabrication de photodiodes à avalanche assemblées en barrettes composées de 32 surfaces sensibles espacées de 150 μm a été démontrée (36). En combinant le réseau de photodiodes avec un réseau de micro-lentilles cylindriques, l'espace mort était réduit à quelques microns. Les diodes présentent un rendement quantique externe de 80% et un facteur de gain moyen de 60, ce qui donne une sensibilité de 35 A/W sur le domaine spectral compris entre 0,8 et 0,9 μm . Le couplage optique résiduel entre éléments de la barrette était réduit au niveau de - 40 dB pour une bande passante (ou réponse en fréquence) supérieure à 10 MHz.

Le réseau de photodiodes était caractérisé par un courant de bruit moyen, par élément, inférieur à 0,07 pA/Hz^{1/2} et une puissance équivalente de bruit de 2.10⁻¹⁵ W/Hz^{1/2}. Le courant d'obscurité était de 1,3 pA/élément à température ambiante, ce qui est équivalent au courant photogénéré par une puissance incidente de 2 pW par élément (10 photons/ μs).

Cette méthode de fabrication d'un réseau unidimensionnel de photodiodes à avalanche doit pouvoir être étendue aux réseaux bi-dimensionnels.

Dans la même veine, des réseaux de photodétecteurs réalisés d'une façon monolithique ont été fabriqués pour des applications dans le domaine du multiplexage spectral de signaux transitant sur fibres optiques (37). Cette démonstration était effectuée à partir des matériaux adaptés aux longueurs d'onde employées dans les systèmes de transmission sur fibre optique. Une extension de ce type de travaux et de composant peut être envisagée avec d'autres composés semiconducteurs, en particulier avec les alliages à base de GaAs.

5.3 - Réseaux de diodes laser

La réalisation de diodes laser à émission surfacique représente un des objectifs les plus importants. Ce nouveau type de composant contribuera également au développement des concepts liés au traitement optique de l'information.

Diverses approches sont étudiées actuellement. La première consiste à faire croître la structure laser et à déposer des miroirs ou des réflecteurs durant cette opération (38) (39). Les autres méthodes de réalisation sont fondées sur l'emploi de réflecteurs à structures de Bragg (40) obtenus par empilement multi-couches de composés semiconducteurs, de réseaux de Bragg intégrés au laser (41), de réflecteurs obtenus par attaque chimique sélective (42). Les deux dernières solutions utilisent l'élément actif dans une configuration classique. La seule modification repose sur l'insertion dans le substrat ou en surface de guide de composants réflecteurs de lumière (réalisation de zones miroir par attaque chimique, couplage à l'extérieur par réseau diffractant implanté sur un guide optique véhiculant l'onde issue de la diode laser,...).

Généralement les composants fabriqués avec miroirs de Bragg intégrés, étaient testés à l'aide d'un pompage optique. Mais récemment (43), il a été rapporté qu'une excitation électrique (injection de courant) avait permis d'observer l'effet laser sur une structure à cavité verticale. Ceci est le prologue d'un accroissement des études dans ce domaine, car les applications sont multiples. Elles concernent :

- la réalisation de diodes de puissance implantées sur plaque avec une géométrie adaptée au pompage de lasers solides. Il est également possible d'obtenir des sources cohérentes de puissance, directement à partir de l'assemblage de telles diodes ;
- le traitement matriciel de données. Dans ce cas, on exploite la commande individuelle de chaque source émissive assemblée sur une plaque avec une émission perpendiculaire au substrat ;
- les domaines de la stabilité et de la pureté spectrales. On utilise dans ce cas, les faibles épaisseurs du milieu constituant la cavité laser, qui sélectionne dans la courbe de gain un mode longitudinal unique ;
- la réalisation de sources de pompe cohérentes avec les applications potentielles en optique non linéaire.

5.4 - Intégration monolithique, GaAs sur Si

5.4.1 - composants optoélectroniques intégrés

L'intégration monolithique de circuits optoélectroniques (Circuits Opto-Electronique Intégrés : COEI) est actuellement le sujet d'intensives recherches. Ces COEI incluent les systèmes qui intègrent un ou plusieurs émetteurs, détecteurs ou modulateurs avec le circuit électronique de commande sur le même substrat. Ces études ont plus particulièrement été réalisées à partir des composés III-V et sur des substrats en silicium. On peut à terme, considérer que de tels circuits seront également développés autour des matrices optoélectroniques 2D pour le traitement de signaux.

5.4.2 - GaAs sur substrat silicium

Avec l'intérêt croissant porté à l'intégration de fonctions électroniques et de circuits optoélectroniques sur la même plaquette, les travaux exploitant la technologie la plus avancée dans le domaine de l'intégration VLSI sur silicium se poursuivent activement et dans cette perspective, un intérêt considérable s'est développé autour de la croissance des matériaux GaAs sur Si ces dernières années.

Ceci est dû aux propriétés spécifiques au silicium : (meilleure tenue mécanique et conductivité thermique, grande dimension de substrat et faible coût comparativement à celles caractérisant GaAs).

D'un autre côté, les structures à MPQ GaAs/GaAlAs et leurs propriétés non linéaires optiques et électro-optiques permettent d'envisager l'emploi de telles structures dans des modulateurs spatiaux. L'association de la technologie Si fournissant la plus haute intégration monolithique électronique aux structures à MPQ GaAs/GaAlAs en utilisant les nouvelles méthodes de croissance par épitaxie pourrait donner naissance aux MSL les plus élaborées.

Les principales difficultés rencontrées dans la croissance des matériaux sont de maîtriser et de réduire les dislocations dues à la grande désadaptation du paramètre de maille existant entre Si et GaAs.

Des structures de diodes laser GaAs/GaAlAs déposées sur silicium ont été réalisées par épitaxie et ont fonctionné à température ambiante (44) (45) (46). Des photodétecteurs rapides GaAs de type PIN ont également été fabriqués sur silicium (47). D'autres composants tels que des MESFET, HMET, MODFET ont vu leurs fonctions être démontrées sur des substrats silicium ; des transistors bipolaires à hétérojonction GaAs-Si ont été également réalisés (48).

La croissance d'hétéroépitaxies de composés III-V sur substrat silicium est d'un grand intérêt lié aux applications potentielles de tels composants combinant le temps de réponse et les propriétés électro-optiques des MPQ avec les qualités intrinsèques au silicium (49) (50).

A titre d'exemple, nous décrivons un composant passif à MPQ déposé sur silicium. La structure composite est constituée de trois ensembles de MPQ. La première structure (MPQ1) est formée de 100 périodes de matériaux de puits en GaAs d'épaisseur $L_z = 90 \text{ \AA}$ et

de matériaux de barrière en AlAs avec une épaisseur $L_b = 200 \text{ \AA}$.

Cette structure était déposée sur un second MPQ (MPQ2) ayant 100 périodes de GaAs ($L_z = 50 \text{ \AA}$) et de AlAs ($L_b = 200 \text{ \AA}$). Cet ensemble était lui-même déposé sur un super-réseau (MPQ3) constitué de 100 périodes de couches alternées en GaAs et AlAs d'épaisseur $100 \text{ \AA}$. Ce super-réseau était employé en tant que couche-tampon ayant pour rôle de réduire la propagation des dislocations liées à la désadaptation de maille durant la croissance de la structure.

Afin de caractériser la structure MPQ1, un accès optique était réalisé en utilisant une attaque chimique sélective du substrat en silicium, des couches en AlAs et de la structure MPQ3. La courbe de transmission spectrale des structures MPQ1 et MPQ2 est présentée sur la figure 22. Elle montre deux plateaux caractéristiques d'une absorption spécifique aux sous-bandes de la structure à multiples puits quantiques (MPQ1). Cette propriété démontre que des structures à MPQ de bonne qualité peuvent être réalisées par croissance EJM sur substrat silicium ouvrant la voie à l'intégration de circuits électroniques Si avec des réseaux de commutateurs optiques et de MSL optoélectroniques.

FIGURE 22
Transmission d'un ensemble de structures MPQ GaAs/GaAlAs
déposées sur silicium.

Récemment, des structures PIN à MPQ utilisées en qualité de modulateurs travaillant en réflexion et déposées sur substrat Si, ont été testées (51). La modulation d'intensité

observée en réflexion utilise l'effet Stark sur le Confinement Quantique des porteurs (ESCQ traduction de QCSE : Quantum Confined Stark Effect) qui se manifeste sur la jonction PIN. Cinquante périodes de couches alternées de GaAs et $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ d'épaisseur 120 Å constituaient le matériau actif. Un changement relatif de la réflectivité de 7,7 % était mesuré à 0.86 μm pour une tension inverse appliquée de 6 V.

VI - CONCLUSIONS

Nous avons analysé les propriétés optiques des structures à MPQ dans une perspective d'emploi de ces matériaux dans le domaine du traitement de l'information. Nous avons illustré l'emploi de ceux-ci par la description de modulateurs optiques spatiaux exploitant les propriétés électro-optiques des puits quantiques.

En règle générale, les critères qui gouvernent le développement de structures de traitement bi-dimensionnel de signaux par voie optique sont représentés par :

- la rapidité de commutation
- la faible consommation d'énergie
- l'intégration avec les circuits de commande.

Les composés semiconducteurs répondent à ces critères et le traitement collectif des opérations de croissance de structures, de technologie et d'adressage que l'on peut mettre en oeuvre avec cette filière contribue au renouveau du traitement des signaux par voie optique.

Dans cette perspective, un programme national à caractère fédérateur a été mis en place dans le cadre des actions propres au Fond de la Recherche et de la Technologie du Ministère de la Recherche et de la Technologie. Des équipes universitaires, de laboratoires associés du CNRS (IEF, IOTA, X-ENSTA), du CNRS (LAAS), du CNET, du CERT-ONERA et de THOMSON-CSF (LCR) participent activement à ce programme, les objectifs de ce groupement étant de réaliser des composants de type matrices d'obturateurs adaptées aux architectures massivement parallèles de systèmes de traitement de signaux.

Outre l'aspect architecture, les composants d'extrémités (diodes laser à émission surfacique, matrices de photodétecteurs) et les composants de couplage (micro-lentilles matricielles) représentent des voies nouvelles d'investigation.

REMERCIEMENTS

Une partie des travaux présentés dans cette publication entre dans le cadre d'un programme fédérateur du Ministère de la Recherche et de la Technologie (projet "Matrices Optoélectroniques pour le Traitement des Signaux (MOTS)). Ce projet est en partie soutenu par le MRT.

Mes remerciements vont à J.RAFFY et à J.P.SCHNELL pour leurs contributions à la réalisation de modulateurs 2D ainsi qu'à tous les membres du laboratoire Optique Intégrée du LCR.

REFERENCES

- (1) D.CASASENT
Proc. IEEE 65(1), Janv.1977, p.143
- (2) U.EFRON
Int.Opt.Computing Conf. 6-11, July 1988, Jérusalem SPIE, vol.700
- (3) J.P.HUIGNARD
Jour. Optics (Paris) 18(4), 1987, p.181
- (4) M.S.WELKOWSKY, U.EFRON, W.BYLES, N.W.GOODWIN
Opt. Eng. 26(5), May 1987, p.414
- (5) J.P.POCHOLLE
"Two dimensional optoelectronic processing arrays"
Congress plenary session, The International Congress on Optical Science & Engineering, 19-23 September 1988, Hamburg
- (6) C.WEISBUCH
In "Semiconductors and Semimetals"
(R.K.WILLARDSON and A.C.BERR eds)
vol. 24, volume editor R.DINGLE Academic Press, 1987
- (7) D.S.CHEMLA, D.A.B.MILLER, P.W.SMITH
Opt. Eng. 24(4), July-Aug. 1985, p.556
- (8) R.DINGLE
in Festkörperproblem XV, H.J.QUEISSE Editor
1975, p.21
- (9) D.S.CHEMLA
4th ECIO, Glasgow, 11-13 March 1987
- (10) H.OKUMURA, S.MISAWA, S.YOSHIDA, S.GONDA
Appl. Phys. Lett. 46(4), 15 Feb.1985, p.377
- (11) G.BASTARD, E.E.MENDEZ, L.L.CHANG, L.ESAKI
Phys. Rev. B26, 1982, p.1974
- (12) D.S.CHEMLA, D.A.B.MILLER, P.W.SMITH, A.C.GOSSARD, W.WIEGMANN
IEEE Journ. of Quant. Elec. QE-20 (3), March 1984, p.265

- (13) D.S.CHEMLA, D.A.B.MILLER
Journ. of Opt. Soc. of Amer. B2(7), July 1985, p.1155
- (14) O.SAHLEN, E.MASSEBOEUF, M.RASK, N.NORDELL, G.LANDGREN
Appl. Phys. Lett. 53, 1988, p.1785
- (15) R.KUSZELEWICZ, J.L.UDAR, J.C.MICHEL, R.ASOULAY
Appl. Phys. Lett. 53, 1988, p.2138
- (16) E.MASSEBOEUF, O.SAHLEN, U.OLIN, N.NORDELL, M.RASK, G.LANDGREN
Photonic Switching II Top. Meet.
Post dead line session
Salt Lake City, March 1-3 1989
- (17) D.A.B.MILLER, D.S.CHEMLA, S.SCHMITT-RINK
Phys. Rev. B33(10), 15 May 1986, p.6976
- (18) J.A.BRUM, G.BASTARD
Phys. Rev. B31, 1985, p.3893
- (19) R.B.BAILEY, R.SAHAI, C.LASTUFKA
Quantum Well for Optics and Optoelectronics, Salt Lake City, March 6-8, 1989
- (20) T.Y.HSU, W.Y.WU, U.EFRON
Electr.Lett. 24(10), 12th May 1988, p.604
- (21) A.YARIV, P.YEH
"Optical waves in crystals", Wiley Interscience 1984
- (22) F.BRETENAKER, L.ZIBELL, J.P.POCHOLLE, E.BARBIER, M.PAPUCHON
Optics Comm. 71 (3,4), 15 May 1989, p.129
- (23) B.R.BENNETT, R.A.SOREF
IEEE Journ. of Quant. Elect. 23(12), dec.1987, p.2159
- (24) M.A.AFROMOVITZ
Solid State Comm. 15, 1974, p.59
- (25) F.BRETENAKER, L.ZIBELL, J.P.POCHOLLE, E.BARBIER, M.PAPUCHON
"Electrically modulated GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs Bragg reflectors using Franz Keldysh effect", travaux non publiés
- (26) M.OIKAWA, K.IGA
Appl.Opt. 21(6), 15 March 1982, p.1052
- (27) K.IGA, S.MISAWA
Appl. Opt. 25(19), 1 Oct. 1986, p.3388
- (28) Z.D.POPOVIC, R.A.SPRAGUE, G.A.NEVILLE CONNELL

- Appl. Opt. 27(7), 1 Apr.1988, p.1281
- (29) K.TATSUMI, T.SAHEKI, T.TAKEI, K.NUKUI
Appl. Opt. 23(11), 1 June 1984, p.1742
- (30) T.SHIONO, K.SETSUNE, O.YAMAZAKI, K.WASA
Appl. Opt. 26(3), 1 Feb.1987, p.587
- (31) Z.LIAU, V.DIADUK, J.N.WALPOLE, D.E.MULL
Appl. Phys. Lett. 52(22), 30 May 1988, p.1859
- (32) Product information, CORNING's Fotoform SMILE, May 1989
- (33) W.H.LEE
Appl.Opt. 23(23), Dec. 1984
- (34) P.B.KOSEL, M.R.WILSON, J.T.BOYD, L.A.KING
Opt. Eng. 24(1) Jan.Feb. 1985, p.176
- (35) M.CONSTANT, L.BOUSSEKEY, D.DECOSTER, J.P.VILCOT
Elec. Lett. 24(3), 4th Feb. 1988, p.141
- (36) M.TRAKALO, P.P.WEBB, P.POIRIER, R.J.McINTYRE
Appl. Opt. 26(17), 1 Sept. 1987, p.3594
- (37) W.S.LEE, S.W.BLAND, A.J.ROBERTSON
Elec.Lett. 24(18), 1st Sept. 1988, p.1143
- (38) F.KOYAMA, K.TOMOMATSU, K.IGA
Appl. Lett. 52(7), 15 Feb.1988, p.528
- (39) K.IGA, F.KOYAMA, S.KINOSHITA
IEEE Jour. of Quant. Electr. 24(9), Sept. 1988, p.1845
- (40) J.FAIST, F.MORIER-GENOUD, D.MARTIN, J.D.GANIERE, F.K.REINHART
Elect. Lett. 24(10), 12th March 1988, p.629
- (41) N.W.CARLSON, G.A.EVANS, M.ETTENBERG, J.M.HAMMER, M.LURIE
IGWO'89, Feb. 6-8, 1989, Houston
- (42) J.P.DONNELLY, R.J.BAILEY, C.A.WANG, G.A.SIMPSON, K.RAUSCHENBACH
Appl. Phys. Lett. 53(11), 12 Sept. 1988, p.938
- (43) K.TAI, K.F.HUANG, J.L.JEWELL, R.J.FISCHER, S.L.McCALL, A.Y.CHO
CLEO'89, Apr. 24-28, 1989, Baltimore
- (44) H.Z.CHEN, A.GHAFFARI, H.WANG, H.MORKOC, A.YARIV
Opt. Lett. (22), 1987, p.812

- (45) H.Z.CHEN, A.GHAFFARI, H.WANG, H.MORKOC, A.YARIV
Appl. Phys. Lett. 51(7), 26 Oct. 1987, p.1320
- (46) H.K.CHOI, J.W.LEE, J.P.SALERNO, M.N.CONNORS, B.Y.TSAUR, J.C.C.FAN
Appl. Phys. Lett. 52(14), 4 Apr. 1988, p.1114
- (47) J.PALASKI, H.Z.CHEN, H.MORKOC, A.YARIV
Appl. Phys. Lett. 52(17), 25 Apr. 1988, p.1410
- (48) J.CHEN, T.WONS, M.S.UNLU, H.MORKOC, D.VERRET
Appl. Phys. Lett. 52(10), 7 March 1988, p.822
- (49) M.N.CHARASSE, A.GEORGAKILAS, E.BARBIER, J.CHAZELAS, J.P.POCHOLLE,
J.P.HIRTZ, K.BLANK, M.LAVIRON, J.SIEJKA, H.HERAL, A.ROCHER
Colloquim on "GaAs on Si", London, 28 March 1988, IEE Elect. Div. Digest 1988/47
- (50) J.P.POCHOLLE, J.P.HIRTZ, E.BARBIER, M.N.CHARASSE, J.RAFFY, M.PAPUCHON
9ièmes Journées Nationales d'Optique Guidée, Lannion 24-25 Mars 1988
- (51) W.DOBBELAERE, D.HUANG, M.S.UNLU, H.MORKOC
Appl. Phys. Lett. 53(2), 11 July 1988, p.94