Observation d'états excitoniques à température ambiante dans les semiconducteurs à puits quantiques de type InGaAs/InP (Applications)

J.P. Pocholle, M. Razeghi, J. Raffy, M. Papuchon, C. Weisbuch, C. Puech, A. Vandenborre, J.L. Bezy, L. Heinrich, J.E. Vimont

► To cite this version:

J.P. Pocholle, M. Razeghi, J. Raffy, M. Papuchon, C. Weisbuch, et al.. Observation d'états excitoniques à température ambiante dans les semiconducteurs à puits quantiques de type InGaAs/InP (Applications). *Revue de Physique Appliquée*, 1987, 22 (10), pp.1239-1251. 10.1051/rphysap:0198700220100123900 . jpa-00245674

HAL Id: jpa-00245674

<https://hal.science/jpa-00245674>

Submitted on 1 Jan 1987

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
Physics Abstracts
73.40J — 42.80L

Observation d'états excitoniques à température ambiante dans les semiconducteurs à puits quantiques de type InGaAs/InP (Applications)

J. P. Pocholle, M. Razeghi, J. Raffy, M. Papuchon, C. Weisbuch, C. Puech,
A. Vandenborre ⁽¹⁾, J. L. Bezy ⁽¹⁾, L. Heinrich ⁽²⁾ et J. E. Vimont ⁽²⁾

Thomson-CSF/LCR, Domaine de Corbeville, BP 10, 91401 Orsay, France

⁽¹⁾ Ecole Supérieure d'Optique, Bât. 503, Centre Universitaire, BP 43, 91406 Orsay, France

⁽²⁾ Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau, France

(Reçu le 7 janvier 1987, révisé le 12 juin 1987, accepté le 18 juin 1987)

Résumé. — Les structures à base de semiconducteurs constituant des puits quantiques présentent de remarquables propriétés électroniques et optiques. En particulier les états excitoniques peuvent être observés à température ambiante et les propriétés optiques qui leur sont attachées permettent de concevoir l'utilisation de tels composants dans le domaine du traitement optique de l'information. Dans ce cadre, des éléments logiques commandés par voie purement optique ou assistés sous champ électrique peuvent constituer un des éléments de base devant être pris en compte pour la conception des futurs ordinateurs. Cet article présente les caractéristiques optiques de transmission de structures de type multi-puits quantiques réalisées à partir de matériaux III-V InGaAs/InP. Les effets non linéaires associés à l'existence d'un effet collectif des excitons sont démontrés et l'emploi de ces effets en optique surfacique ou en optique guidée est évoqué au travers de deux exemples (bistabilité et coupleur non linéaire).

Abstract. — Semiconductor quantum wells and their band gap resonant nonlinear optical properties have been shown to be important because of their potential for applications in optical switching and signal processing. The near band gap optical properties of quantum well structures are dominated by strong excitonic effects due to quantum confinement. There is much interest in the use of optical devices as MQW for performing all optical switching or by using electrostatic field to change the absorption directly by driving electrons in the QW structure. Such effects are able to produce a family of optical logic elements. In this paper, we present the linear and nonlinear optical properties seen in III-V (GaInAs/InP) multi quantum well structures. The nonlinear properties associated to the absorption saturation of the heavy hole excitons are demonstrated. We review the applications of these nonlinear processes in the field of the 2D and integrated optics (intrinsic bistability and nonlinear coupler).

1. Introduction.

Le développement de nouvelles techniques de croissance épitaxiales de matériaux semiconducteurs en fines couches a permis de réaliser des hétérostructures multiples à puits quantiques.

De tels matériaux ont dans un premier temps ouvert un nouveau champ d'investigation dans le domaine des composants électroniques rapides. Les propriétés de transport des électrons dans de telles structures ont en effet permis d'accroître la mobilité

des porteurs donnant naissance à toute une gamme de nouveaux composants (TEGFET, DBD = Double Barrier resonant tunnelling Diode, ...) [1-3]. Dans le domaine du « Band Gap Engineering », les structures à puits quantiques ont permis de réaliser des diodes lasers émettant dans le visible en ajustant la bande interdite de la structure à partir des largeurs du ou des puits quantiques [4, 5]. En réception, les photodiodes ont bénéficié également de ces concepts permettant d'ajuster la position des bandes d'absorption. Par ailleurs, des fonctions de détection optique

analogues à celles caractérisant les photomultiplicateurs ont été démontrées, mais pour des structures de type « état solide » utilisant les propriétés des super-réseaux dopés à gradient [6].

Plus récemment, les propriétés optiques des structures à puits quantiques ont été activement explorées pour réaliser des fonctions de :

- optique logique (bistabilité) [7]
- modulation spatiale (propagation libre) [8, 9]
- modulation rapide en propagation guidée [10]

à partir des non-linéarités optiques attachées aux états excitoniques et à leur écrantage ou à l'effet Stark modifiant la position des niveaux d'énergie des particules (électron-trou) localisées dans le puits de potentiel, celui-ci étant déformé sous l'effet du champ électrique appliqué. Nous avons montré qu'en propagation guidée [11], les propriétés optiques spécifiques aux états excitoniques où la dérive des bandes d'absorption qui leur sont attachées, sous l'effet d'un champ électrique pouvaient se manifester dans des diodes lasers à puits quantiques de type GaAs/GaAlAs [12].

Cette contribution porte plus particulièrement sur l'observation d'états excitoniques dans des matériaux III-V InGaAs/InP pour lesquels la bande interdite se trouve située dans le proche infra-rouge ($\lambda_{\text{gap}} = 1,653 \mu\text{m}$). De tels composés présentent la particularité d'être les matériaux employés dans la réalisation des diodes lasers, des photodétecteurs ou des circuits d'optique intégrée adaptés à la fenêtre de transmission optimisée des fibres optiques à base de silice.

2. Multi-puits quantiques. Notions fondamentales.

Il est utile de rappeler les propriétés de ces microstructures que l'on appelle : Puits Quantique, Multi-Puits Quantiques et Super-Réseau.

On dénomme multi-puits quantiques, un arrangement périodique de couches ultra-minces alternées de deux semiconducteurs ou alliages différents. Chaque couche n'est constituée que de quelques dizaines à quelques centaines de plans atomiques. Si les semiconducteurs choisis ou pouvant être déposés présentent une bande interdite différente, alors à l'alternance de couches ainsi réalisées se superpose l'apparition de puits de potentiels. Ces puits affectent les propriétés des particules (électrons et trous) situées dans/ou au voisinage de ces réseaux. La couche du semiconducteur présentant la bande interdite la plus faible crée le puits de potentiel, d'où la dénomination de matériau de puits quantique. Les couches de semiconducteur situées de part et d'autre du puits constituent la barrière.

Les électrons et les trous peuvent se déplacer librement dans le plan de la couche bidimensionnelle du semiconducteur constituant le puits. Dans la direction perpendiculaire au plan des couches, les

porteurs se trouvent confinés dans le puits de potentiel.

Si la largeur du puits est inférieure à la longueur de De Broglie, alors apparaissent des effets quantiques qui sont à l'origine des propriétés électroniques et optiques [13].

Le mouvement d'un électron (ou trou) peut se décomposer en un mouvement libre bidimensionnel et en un mouvement quantifié. En première approximation, l'opérateur hamiltonien peut s'écrire :

$$H = H_{xy} + H_z \quad (1)$$

où H_{xy} et H_z représentent respectivement le hamiltonien pour un gaz d'électrons bidimensionnel et un puits fini unidimensionnel. L'énergie (valeur propre) et la fonction d'onde (fonction propre) seront solutions de l'équation de Schrödinger :

$$H\psi = E\psi \quad (2)$$

où

$$E(k_x, k_y, n) = E_{i_n} + E(k_x, k_y) = E_{i_n} + \frac{\hbar^2}{2m_{\parallel}} (k_x^2 + k_y^2) \quad (3)$$

E_{i_n} représente les niveaux discrets d'énergie associés aux états liés des électrons ($i = e$) et trous ($i = h$ pour « holes ») dans le puits de potentiel. $E(k_x, k_y)$ est associé à la suite d'énergie continue de l'électron ou du trou dans le plan de la couche constituant le puits. E_{i_n} est déterminé à partir de la résolution de l'équation de Schrödinger indépendante du temps. Sur la figure 1, nous avons une représentation schématique d'un puits quantique et des puits de potentiel créés dans les bandes de conduction et de valence.

Pour un puits carré de profondeur finie V_i et de largeur $L_z = 2a$, l'équation de Schrödinger s'écrit :

$$\begin{aligned} -\frac{\hbar^2}{2m_{i\perp}} \frac{\partial^2 \psi}{\partial Z^2} &= E\psi ; & -a < Z < a & \quad (4) \\ -\frac{\hbar^2}{2m_{i\perp}} \frac{\partial^2 \psi}{\partial Z^2} + V_i \psi &= E\psi ; & Z > |a| & \quad (5) \end{aligned}$$

Les solutions sont respectivement :

$$\psi(Z) = \begin{cases} A \sin(\alpha Z) + B \cos(\alpha Z) ; & -a < Z < a \\ = C e^{\beta Z} ; & Z < -a \\ = D e^{-\beta Z} ; & Z > a \end{cases} \quad (6)$$

avec :

$$\alpha = \sqrt{\frac{2m_{i\perp} - E}{\hbar^2}} \quad (7)$$

$$\beta = \sqrt{\frac{2m_{i\perp}(V_i - E)}{\hbar^2}} \quad (8)$$

Fig. 1. — Structure de bandes d'un puits quantique InGaAs/InP. Position des niveaux d'énergie pour les électrons (E_c) et trous lourds (E_{hh}) et légers (E_{hl}) respectivement dans les bandes de conduction et de valence. E_{gp} et E_{gb} correspondent aux bandes interdites des différents matériaux (puits & barrière). V_v et V_c sont les profondeurs des puits de potentiels dans les bandes de valence et de conduction.

[Band structure sketch of an InGaAs/InP quantum well. Energy levels for electrons, heavy and light holes respectively in the conduction and valence bands. E_{gp} and E_{gb} are the energy band gap of well and barrier materials. V_v and V_c are the attractive potential well to holes in the valence band and to electrons in the conduction band.]

$m_{||}$ et $m_{\perp}$ représentent les masses effectives des porteurs respectivement dans le plan des couches (x, y) et dans la direction perpendiculaire (z) aux couches.

Due aux effets du puits, une anisotropie caractérise le matériau artificiel ainsi réalisé. Cette anisotropie se traduit par une levée de dégénérescence au niveau de la bande de valence, ce qui correspond à la présence ou à la génération de trous lourds (heavy hole = hh) et légers (light hole = lh) lorsque le matériau est photoexcité.

Cette levée de dégénérescence de la bande de valence s'accompagne naturellement d'une distinc-

tion entre trous lourds et légers. En particulier leurs masses effectives seront différentes et la résolution de l'équation de Schrödinger devra être effectuée séparément.

La continuité des fonctions d'onde et de leurs dérivées à l'interface du puits aboutit aux équations transcendantes :

$$\alpha \operatorname{tg} \left(\alpha \frac{L_z}{2} \right) = \beta \quad (9)$$

$$\alpha \operatorname{cotg} \left(\alpha \frac{L_z}{2} \right) = -\beta \quad (10)$$

pour les états symétriques et antisymétriques respectivement. La résolution de ces équations par voie numérique permet d'établir l'évolution des valeurs propres E en fonction des paramètres physiques des puits ($L_z, V_i, m_{\perp}$).

L'analogie avec la résolution de l'équation d'onde dans des structures de type guide d'onde optique est assez évidente ; dans ce cas, le niveau d'énergie d'une particule dans un puits de potentiel est équivalent au terme « constante de propagation longitudinale » associé à un mode guidé. Bien d'autres équivalences [14] peuvent être réalisées, dues à la grande similitude existant entre les équations de Maxwell et ses dérivées et l'équation de Schrödinger.

Si l'on veut accroître les effets électroniques ou optiques associés aux puits quantiques, on peut juxtaposer plusieurs puits. Ceux-ci sont séparés par des couches de semiconducteurs de bande interdite plus large. Une telle configuration est encore appelée multi-puits quantiques (MPQ). Si on réduit la largeur des barrières, un couplage entre puits peut se développer. Il en résulte une super-période du potentiel qui vient se superposer à la périodicité au niveau atomique. De telles structures sont appelées super-réseaux (superlattices).

APPLICATION NUMÉRIQUE. — La résolution de l'équation de Schrödinger pour les électrons et trous dans une structure de type puits quantique constituée des matériaux InP pour la barrière et InGaAs pour le puits permet d'évaluer l'énergie de ces particules et le nombre de niveaux quantifiés en fonction de la largeur du puits. Les figures 2a, 2b et 2c représentent respectivement la position des niveaux discrets d'énergie dans les bandes de conduction et de valence.

Pour cela, nous avons considéré la profondeur du puits de potentiel [15] :

$$V_c = \Delta V_c = 0,65 \Delta E_g \quad (11)$$

$$V_v = \Delta V_v = 0,35 \Delta E_g \quad (12)$$

où ΔE_g représente la différence d'énergie entre les largeurs de bandes interdites des matériaux de barrière et de puits.

La loi définissant la variation de l'énergie du « gap » en fonction de la composition In_(1-x)Ga_(x)As_(y)P_(1-y) est donnée par [16] :

$$E_g = 1,35 - 0,72 y + 0,12 y^2 \text{ (eV)} \quad (13)$$

$$X = \frac{0,1894 y}{(0,4184 - 0,013 y)} ; \quad (0 \leq y \leq 1) . \quad (14)$$

La dépendance $x = f(y)$ traduit les règles de maillage de l'alliage InGaAsP sur le matériau substrat InP.

Les masses effectives $m_{\perp}$ des particules considérées dans le calcul des niveaux d'énergie [16] :

$$m_e^* = \frac{m_e}{m_0} = 0,08 - 0,039 y \quad (15)$$

$$m_{hh}^* = \frac{m_{hh}}{m_0} = (1 - y)(0,79 x + 0,45 (1 - x)) + y(0,45 x + 0,4 (1 - x)) \quad (16)$$

$$m_{lh}^* = \frac{m_{lh}}{m_0} = (1 - y)(0,14 x + 0,12 (1 - x)) + y(0,082 x + 0,026 (1 - x)) \quad (17)$$

m_0 représentant la masse de l'électron libre dans le vide. A partir de ces relations, nous obtenons pour le ternaire In_{0,53}Ga_{0,47}As déposé sur InP :

$$m_e = 0,041 m_0$$

$$m_{hh} = 0,423 m_0$$

$$m_{lh} = 0,052 m_0 .$$

La figure 2a donne la position du niveau d'énergie des états quantifiés de l'électron confiné dans le puits par rapport au fond du puits de potentiel du matériau de puits. Les figures 2b et 2c représentent les écarts de ces niveaux pour les trous lourds et légers en prenant comme référence le haut de la bande de valence du matériau In_{0,53}Ga_{0,47}As.

3. Absorption excitonique.

Dans un matériau semiconducteur, l'électron et le trou créés par absorption d'un photon peuvent minimiser leur énergie totale par la formation d'un exciton à partir de l'attraction électrostatique, les particules ou quasi-particules en interaction (électron-trou) étant de polarités opposées.

Fig. 2. — Dépendance de la position des niveaux d'énergie des particules et quasi-particules en fonction de la largeur du puits pour une composition InGaAs/InP : a) par rapport au fond du puits pour les électrons liés, b) par rapport au sommet du puits dans la bande de valence pour les trous lourds, c) pour les trous légers.

[Electrons (a), heavy (b) and light holes energies as a function of layer thickness L_z for a InGaAs quantum well with InP confining or barrier layers.]

L'énergie de liaison d'un exciton est de l'ordre de 3,2 meV pour un matériau massif InGaAs et le rayon de Bohr du niveau fondamental est de 179 Å. Ces valeurs sont à comparer au système hydrogène caractérisé par une énergie de liaison de 13,64 eV et un rayon de Bohr égal à 0,528 Å. Le rapprochement de ces grandeurs montre qu'il est difficile d'observer les états excitoniques à température ambiante dans les matériaux semiconducteurs massifs, les vibrations thermiques du réseau cristallin ($kT = 25$ meV) dissociant rapidement les excitons.

Dans une structure de type MPQ, en raison du confinement des porteurs, l'énergie de liaison de l'exciton est augmentée, ce qui permet d'observer des transitions excitoniques à température ambiante. Cette transition donne lieu à un pic d'absorption étroit, situé au voisinage du niveau d'énergie associé à la transition quantifiée électron-trou lourd.

L'existence d'une double bande de valence dans les structures à puits quantiques donne lieu à la formation de deux types d'excitons :

- l'exciton lourd (électron-trou lourd),
- l'exciton léger (électron-trou léger).

En réalité, à température suffisamment élevée les excitons à peine créés sont dissociés par les vibrations thermiques ($kT = 3$ fois l'énergie de liaison de l'exciton lié au puits). Lorsqu'un faisceau lumineux intense crée un plasma d'électrons et de trous, par absorption de celui-ci, les particules ainsi générées viennent atténuer les forces d'interaction électrostatiques par effet « d'écrantage » provoquant la disparition du pic d'absorption.

Cette modification de la transmission sous l'effet de l'éclairement s'accompagne d'une variation de l'indice optique du milieu, ce qui correspond à l'existence d'un effet de type non linéaire (indice non linéaire) trouvant bon nombre d'applications dans le domaine du traitement optique des signaux (bistabilité intrinsèque).

4. Energie de liaison des excitons.

L'énergie de liaison d'un exciton est déterminée en résolvant l'équation de Schrödinger dont l'opérateur hamiltonien s'écrit :

$$H = \frac{p_{z_c}^2}{2m_e} + \frac{p_{z_h}^2}{2m_h} + \frac{p_x^2 + p_y^2}{2(m_e + m_h)} + \frac{p_x^2 + p_y^2}{2\mu} - \frac{e^2}{\epsilon_r \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} + V_c + V_v \quad (18)$$

x, y sont les directions dans le plan des couches, z est la direction perpendiculaire. m_e et m_h représentent les masses effectives de l'électron et des trous (lourd et léger) dans la direction selon z . μ est la masse réduite de la paire électron-trou dans les directions x, y . ϵ_r représente la constante diélectrique relative

et V_c, V_v correspondent aux profondeurs des puits de potentiels dans les bandes de conduction et de valence.

Le mouvement de l'exciton dans le plan des couches est décomposé en un mouvement de centre de masse et en un mouvement relatif. En faisant abstraction du premier, l'opérateur hamiltonien peut s'écrire en coordonnées cylindriques :

$$H = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \right] - \frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{\partial^2}{\partial z_c^2} - \frac{\hbar^2}{2m_h} \frac{\partial^2}{\partial z_h^2} - \frac{e^2}{\epsilon_r \sqrt{\rho^2 + (Z_c - Z_h)^2}} + V_c + V_v \quad (19)$$

où

$$\rho = \sqrt{x^2 + y^2}.$$

La résolution de l'équation de Schrödinger peut être effectuée par l'application de la méthode variationnelle. Pour cela, nous pouvons choisir une fonction d'onde $g(\lambda)$ qui dépend du paramètre variationnel λ et qui minimise la valeur moyenne de l'hamiltonien dans l'état ψ_λ . Ce qui revient à évaluer une borne supérieure à l'énergie du système dans son état fondamental E_0 :

$$E = \frac{\langle \psi_\lambda | H | \psi_\lambda \rangle}{\langle \psi_\lambda | \psi_\lambda \rangle} \geq E_0. \quad (20)$$

Par commodités de calculs, les valeurs moyennes sont calculées avec des bornes attachées au puits, ce qui revient à négliger les contributions des zones situées à l'extérieur du puits de potentiel.

$$\langle \rangle = \int_{-a}^a \int_{-a}^a \int_0^\infty dZ_c dZ_h \rho d\rho. \quad (21)$$

Cette approximation est justifiée pour des puits relativement larges autorisant un confinement des fonctions d'ondes associées aux états excitoniques. La fonction d'onde considérée est de la forme :

$$\psi_\lambda = \psi_e(Z_c) \psi_h(Z_h) g(\rho, Z, \lambda). \quad (22)$$

ψ_e et ψ_h correspondent aux fonctions associées aux électrons et trous localisés dans le puits. La fonction $g(\rho, z, \lambda)$ décrivant le mouvement interne de l'exciton dépend du paramètre variationnel λ . Une des fonctions pouvant rendre compte de l'état excitonique a été proposée par Bastard *et al.* [17] :

$$g(\rho, Z, \lambda) = \exp(-\rho/\lambda). \quad (23)$$

L'énergie de liaison de l'exciton est obtenue en soustrayant à l'énergie du système, celles associées aux électrons et trous localisés dans le puits. Ces énergies correspondent à celles calculées en résolvant les équations transcendentes (9, 10).

Fig. 3. — Evolution du rapport de l'énergie de liaison des excitons lourds liés au puits sur celle associée à l'exciton libre en fonction du rapport L_z/a_∞ (a_∞ rayon de Bohr de l'exciton libre).

[Normalized binding energy of heavy excitons in the well versus the normalized well thickness L_z/a_∞ in InGaAs/InP. a_∞ : Bohr radius of the free exciton in bulk material.]

Sur la figure 3, nous avons représenté l'évolution de l'énergie de liaison de l'exciton lourd correspondant au couple électron-trou lourd en fonction de la largeur du puits. Dans ce cas, nous avons considéré les matériaux III-V : GaInAs/InP adaptés en maille.

Nous observons que l'emploi de structures de type MPQ a comme propriété d'accroître l'énergie de liaison de l'exciton comparativement à celle de l'exciton libre dans le matériau massif.

Cette particularité autorise donc l'observation des états excitoniques à température ambiante.

L'énergie nécessaire à la formation d'un exciton lourd dans un puits quantique sera donnée par :

$$E = E_{g_p} + E_{e_n} + E_{h_{nn}} - E_{b_{hh}} \quad (24)$$

E_{g_p} est l'énergie de la bande interdite du matériau de puits. $E_{b_{hh}}$ l'énergie de liaison de l'exciton et $E_{e_n}, E_{h_{nn}}$ représentent respectivement l'énergie de l'électron et du trou dans le n -ième état lié au puits de potentiel créé dans les bandes de conduction et de valence. De la même façon, il est possible de définir l'énergie de formation d'un exciton léger :

$$E = E_{g_p} + E_{e_n} + E_{l_{nn}} - E_{b_{lh}} \quad (25)$$

La figure 4 donne la position en longueur d'onde des pics d'absorption excitoniques caractérisant les excitons lourd et léger en fonction de la largeur du puits en GaInAs, le matériau de barrière étant un phosphure d'indium.

Fig. 4. — Position des pics d'absorption excitonique (lourd et léger) du premier niveau quantique en fonction de la largeur du puits.

[Variation of the absorption bands of heavy hole and light hole excitons as a function of the well width L_z .]

5. Observations d'états liés dans les MPQ InGaAs/InP.

Les matériaux employés sont du type III-V. La technologie de croissance repose sur l'emploi de la méthode LPMOCVD (Low Pressure Metal Organic Chemical Vapour Deposition) [18, 19]. Sur un substrat InP n^+ est déposée une couche de 1 000 Å de phosphure d'indium intrinsèque. Ensuite 60 périodes de puits quantiques à base de ternaire GaInAs ($L_z = 100$ Å) et de barrières InP ($L_b = 200$ Å) sont déposées. Une couche de InP intrinsèque épaisse de 500 Å recouvre les MPQ. L'évolution du facteur de transmission en fonction de la longueur d'onde et de la température de l'échantillon est présentée sur la figure 5. Au niveau de l'échantillon, la configuration optique est transverse. Le faisceau se propage perpendiculairement aux plans des couches traversant successivement tous les puits.

On observe les pics attachés aux états excitoniques associés au couplage électrostatique entre électrons et trous et ceci pour les deux états quantiques

Fig. 5. — Variation de la transmission en fonction de la longueur d'onde et de la température pour une structure de type multi-puits quantiques (40 périodes $L_z = 90 \text{ \AA}$ (GaInAs) $L_b = 200 \text{ \AA}$ (InP)).

[Optical transmission spectrum at 77 K and at room temperature of a 40 periods GaInAs/InP multiple quantum well sample with a well width of 90 Å and 200 Å barrier width.]

$n = 1, 2$. La remontée des pertes observées au-delà de $1,77 \mu\text{m}$ à température ambiante est attribuée aux porteurs libres présents dans le substrat (InP $n^+ \approx 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$).

Un autre échantillon caractérisé par une structure MPQ composée de 40 périodes de puits quantiques en GaInAs ($L_z = 90 \text{ \AA}$) et de barrières InP ($L_b = 200 \text{ \AA}$) était réalisé selon la même méthode de croissance.

Sur la figure 6, nous avons représenté l'absorption en cm^{-1} de l'échantillon en fonction de l'énergie des photons. Ce relevé était effectué à la température de l'azote liquide. On observe une absorption excitonique et on distingue les différents plateaux correspondant aux transitions électron-trou. La position du pic excitonique à 77 K située au voisinage du « gap »

Fig. 6. — Evolution du coefficient d'absorption en fonction de l'énergie pour une structure de type multi-puits quantiques.

[Absorption spectra of a 90 Å InGaAs/InP multiple quantum well structure.]

artificiellement créé par la structure MPQ est décalée vers le domaine des grandes énergies, comparative-ment à celle observée sur l'échantillon précédent. Cette variation est directement reliée à la différence des largeurs de puits.

6. Intensité de saturation.

Le modèle permettant d'évaluer l'intensité de saturation des états excitoniques peut être décrit à partir de l'étude d'un plasma constitué d'électrons et de trous en équilibre thermodynamique [20].

Pour un gaz bidimensionnel, le rapport entre le nombre d'électrons et de trous rapporté au nombre d'états excitoniques est défini par :

$$\frac{N_e N_h}{N_{\text{exc}}} = \frac{m_e^*}{\pi \hbar^2} kT \exp(-E_b/kT). \quad (26)$$

Les règles de conservation des particules et de neutralité du plasma imposent les conditions :

$$\begin{aligned} N_0 &= N_{\text{exc}} + N_h \\ N_e &= N_h \end{aligned}$$

où N_0 représente le nombre de photons absorbés dans un puits unique et par unité de temps (durée de vie de l'exciton). Nous pouvons écrire :

$$N_0 = \frac{L_z \tau \alpha_{\text{puits}} I}{\hbar \omega}. \quad (27)$$

La description d'une intensité de saturation traduit une modification de l'absorption sous l'effet de l'intensité optique incidente sur l'échantillon :

$$\alpha(I) = \alpha_0 \left(1 + \frac{I}{I_s}\right)^{-1} \quad (28)$$

$$I_s = \frac{\hbar \omega}{2 L_z \alpha_{\text{puits}} \tau A_{\text{exc}}} \quad (29)$$

α est le coefficient d'absorption linéique et I_s représente l'intensité de saturation. Celle-ci est fonction de l'énergie du photon associée à l'énergie de la bande interdite et inversement proportionnelle à la durée de vie de l'état excitonique et à l'aire effective présentée par l'exciton. On peut dès lors définir une figure de mérite de non-linéarité optique permettant de comparer entre eux les matériaux III-V employés pour la réalisation de multi-puits quantiques. Cette figure de mérite pour un puits quantique de largeur donnée peut être définie par :

$$\mathcal{F} = \frac{\hbar \omega}{A_{\text{exc}} \cdot \tau}. \quad (30)$$

Dans le tableau I, nous avons présenté la position des bandes d'absorption du pic excitonique ainsi que le rayon de Bohr de l'exciton composé du couple électron-trou lourd situé dans le premier état quanti-

Tableau I. — *Comparaison des rayons de Bohr de l'exciton lourd dans une structure à puits quantique et position du pic excitonique en longueur d'onde en fonction des matériaux III-V.*

[Comparison of heavy excitons' Bohr radius in quantum well structure and location of exciton band absorption versus the III-V semiconductors materials.]

$L_z = 100 \text{ \AA}$	GaAs/Ga _(0,7) Al _(0,3) As	InGaAs/InAlAs	InGaAs/InP
$a_{\text{exc}_{c_1 - \text{hh}_1}}$	65 \AA	95 \AA	98,5 \AA
λ_{exc}	0,84 \mu\text{m}	1,52 \mu\text{m}	1,545 \mu\text{m}

que. Nous avons considéré pour l'évaluation de ces paramètres que les matériaux étaient accordés en maille et à température ambiante.

A partir des données relatives aux matériaux InGaAs/InAlAs [21] et InGaAs/InP, nous avons évalué les intensités de saturation correspondant au phénomène d'écrantage des excitons. Le choix des matériaux dépend généralement, soit des technologies de dépôt, soit des possibilités physiques liées au maillage des matériaux entre eux afin d'obtenir un composé stable. Par exemple, l'emploi d'une technique de croissance de type MBE permet de déposer un alliage GaInAs sur InAlAs alors que les méthodes de dépôt en phase vapeur du type LPMOCVD autorisent la croissance de quaternaires InGaAsP sur un substrat InP.

Dans le tableau II, sont regroupées les valeurs des différents coefficients entrant dans la définition de

l'intensité de saturation de la bande d'absorption excitonique. Ces valeurs sont ou calculées ou issues d'une mesure. Dans ces conditions, on observe que les intensités de saturation sont du même ordre de grandeur et que les puissances de commande associées à cette saturation sont comprises entre 10 et 20 mW pour un rayon de focalisation de 15 ou 20 \mu\text{m}.

7. Saturation des états excitoniques.

Une manifestation de cette saturation a été démontrée dans une expérience où une onde de pompe engendrant un plasma écrante le pic excitonique.

Pour cela, l'onde de pompe est issue d'un laser YAG travaillant en régime de modes couplés. L'impulsion émise à 1,06 \mu\text{m} présente une largeur à mi-hauteur de 70 pS et la fréquence de répétition est de 100 MHz. Une diode laser émettant à $\lambda = 1,56 \mu\text{m}$ travaille en régime continu. La position du pic excitonique est ajustée sur celle de la diode laser en contrôlant la température de l'échantillon. Sur la figure 7, sont représentés les signaux détectés à 1,56 \mu\text{m} en fonction du temps. Nous observons un niveau continu correspondant à celui issu de la diode laser après traversée de l'échantillon. A ce niveau continu, se superposent des impulsions, répliques de l'onde de pompe. En l'absence de l'onde sonde, aucun signal n'est observé à 1,56 \mu\text{m} (trace B). Le maximum d'accroissement du facteur de transmission à 1,56 \mu\text{m} correspond à celui mesuré en régime statique (voir Fig. 5).

A cette modification de la fonction transmission sous l'effet de l'intensité de l'onde de pompe, correspond une variation de l'indice optique. Cet effet peut être exploité soit en optique surfacique, soit en optique guidée. Deux applications sont maintenant décrites dans le domaine de la bistabilité répartie et dans celui associé à la commande optique.

8. Bistabilité intrinsèque.

Les états bistables ont été étudiés d'une façon intensive dans diverses branches de l'optique [22].

Tableau II. — *Propriétés électroniques et optiques associées aux excitons lourds dans les puits quantiques constitués de GaInAs pour le matériau de puits et de InAlAs ou InP pour matériau de barrière.*

[Electronics and opticals properties attached to heavy holes in quantum wells structures with InGaAs as well's material and InAlAs or InP as barrier's material.]

	InGaAs/InAlAs [20]	InGaAs/InP
$L_z (\text{\AA}) =$	100	100
$L_b (\text{\AA}) =$	100	200
$\alpha (\text{cm}^{-1}) =$	5 000	3 872
$a_{\text{exc}_{c_1 - \text{hh}_1}} (\text{\AA}) =$	95	98,5
$\lambda (\mu\text{m}) =$	1,52	1,545
$\tau (\text{nS}) =$	1,5	1,5
$I_{\text{sat}} (\text{W/cm}^2) =$	1 530	1 210
Rayon de focalisation (\mu\text{m})	15	20
$P_{\text{sat}} (\text{mW})$	10,9	15,2

Fig. 7. — Transmission induite par une impulsion issue d'un laser YAG à verrouillage de modes travaillant à 1,064 μm et venant écranter les états excitoniques à 1,56 μm .

[Intensity dependence of transmission at the $n = 1$ heavy hole exciton peak ($\lambda = 1.56 \mu\text{m}$) at 77 K. The pump is a mode locked YAG laser operating at 1.064 μm and the probe at 1.56 μm is a cw laser diode. The upper and lower traces are respectively the measured signal with probe on and probe off at 1.56 μm . This figure shows a typical transmission change at 1.56 μm due to the pump pulse ($\lambda_p = 1.064 \mu\text{m}$).]

Les premières applications exploiteront certainement les non-linéarités se développant dans les composés semiconducteurs [23] et plus particulièrement dans les structures à multi-puits quantiques [24].

Le fait d'insérer un élément ou un matériau qui voit son indice optique modifié sous l'effet de l'intensité lumineuse, dans un interféromètre de type Fabry-Perot, a pour résultat de réaliser sous certaines conditions des états bistables.

Si l'on fait abstraction des pertes, la transmission d'un interféromètre est donnée par l'expression classique :

$$T = \frac{I_s}{I_i} = [1 + F \sin^2(\delta/2)]^{-1} \quad (31)$$

où I_i , I_s sont respectivement les intensités incidentes et émergentes de l'interféromètre. Le facteur F représente la finesse de l'interféromètre, paramètre relié aux coefficients de réflexion des miroirs déposés sur le matériau d'indice n_1 .

$$F = \frac{4R}{1 - R^2}. \quad (32)$$

On considère les miroirs déposés ou rapportés de chaque côté de l'échantillon comme étant identiques. Le déphasage subi par une onde durant un aller et retour dans la cavité δ est relié à l'indice n du milieu,

à l'épaisseur du support L et à la longueur d'onde.

$$\delta = \frac{4\pi nL}{\lambda}. \quad (33)$$

Dans le cas où, l'indice du milieu support voit sa grandeur varier sous l'effet de l'intensité, nous avons :

$$\frac{\delta}{2} = \frac{2\pi L}{\lambda} (n_1 + n_2 I_c) + \delta_0 \quad (34)$$

où δ_0 est un terme de phase constant et n_1 , n_2 sont respectivement les indices linéaires et non linéaires du milieu.

I_c représente l'intensité stockée dans la cavité dont la valeur moyenne rapportée à l'intensité issue du Fabry-Perot s'écrit :

$$\left\langle \frac{I_c}{I_s} \right\rangle = \frac{1 + R}{1 - R}. \quad (35)$$

Ce qui permet de mettre encore le facteur transmission sous la forme :

$$T = \left(\frac{\delta}{2} - \frac{2\pi}{\lambda} Ln_1 \right) / \left(\frac{2\pi L}{\lambda} \left(\frac{1 - R}{1 + R} \right) n_2 I_i \right). \quad (36)$$

La résolution des équations (31, 36) permet d'obtenir des états bistables. Sur les figures 8a et 8b

Fig. 8. — Courbes de transmissions d'un interféromètre de type Fabry-Perot avec effet non linéaire : a), b) en fonction des coefficients de réflexion des miroirs.

[Characteristic curve of a nonlinear optical Fabry-Perot cavity a, b with different mirrors reflectivities.]

sont représentées les caractéristiques de transmission d'un interféromètre Fabry-Perot composé d'un matériau caractérisé par un indice non linéaire $n_2 = 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{W}$ et $L = 100 \text{ } \mu\text{m}$. Pour $\lambda = 1 \text{ } \mu\text{m}$, en fonction des valeurs des coefficients de réflexion des miroirs des états de bistabilité ou des transmissions non linéaires peuvent être observées. Ainsi, pour un fort coefficient de couplage, des bistabilités optiques peuvent être obtenues avec des puissances de commandé de l'ordre de quelques centaines de milliwatts. A l'inverse, lorsque la finesse du montage interférométrique diminue, des non-linéarités persistent pouvant être exploitées pour la réalisation de portes logiques « ET », « OU » ou des fonctions de types amplificateurs, écrêteurs de signaux.

Pour exploiter ces non-linéarités d'une façon intrinsèque, c'est-à-dire à partir d'une commande purement optique, il est nécessaire de disposer de matériaux présentant un fort indice non linéaire et de faibles pertes. Généralement, un tel compromis est loin d'être réalisé. Une modélisation prenant en compte les effets d'une absorption a été par ailleurs développée [25], montrant l'importance de cet effet dans la réalisation des états bistables optiques.

9. Coupleur non linéaire.

Une des applications exploitant l'effet non linéaire caractérisé par une variation de l'indice optique sous

l'effet de l'éclairement, consiste à modifier le coefficient de couplage entre guides optiques réalisant la fonction coupleur.

Un coupleur optique linéaire est composé de deux guides distants l'un de l'autre d'un certain espacement. En fonction des caractéristiques optogéométriques de chacun des guides, il est possible d'obtenir, pour une longueur donnée appelée « longueur de couplage », un transfert de puissance d'un guide vers l'autre [26]. Le fait d'insérer dans la structure de guidage un élément non linéaire a pour effet de modifier le couplage entre guides sous l'effet de l'intensité optique.

La théorie du coupleur non linéaire a été élaborée par S. M. Jensen [27]. Une solution analytique aux équations couplées a pu être obtenue lorsque le coupleur est sans pertes et pour des guides identiques. Dans le cas général, seule une résolution analytique des équations peut être effectuée.

Soit deux guides couplés, a , b , caractérisés chacun par :

- une constante de propagation β_a , β_b
- un coefficient de couplage κ_{ab} , κ_{ba}
- une atténuation α_a , α_b .

L'évolution des amplitudes complexes des champs dans les guides a et b satisfait aux équations différentielles non linéaires couplées :

$$\left. \begin{aligned} \frac{da}{dZ} &= -\frac{\alpha_a}{2} a - j\beta_a a + j\kappa_{ab} b - jn_2 k |a|^2 a \\ \frac{db}{dZ} &= -\frac{\alpha_b}{2} b - j\beta_b b + j\kappa_{ba} a - jn_2 k |b|^2 b \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

En utilisant une méthode numérique du type Runge-Kutta-Gill et en séparant les équations en parties réelles et imaginaires, il est possible de remonter au transfert de puissance du guide (a) vers le guide (b) en fonction de la puissance incidente.

Sur la figure 9a, sont portées les puissances en sortie de chaque guide en fonction de l'excitation. On considère que la puissance optique incidente est couplée à un seul guide (a). Les paramètres employés sont dans ce premier cas :

$$\begin{aligned} \alpha_a &= \alpha_b = 10^{-3} \text{ cm}^{-1} & L_c &= 4 \text{ mm} \\ n_2 &= 10^{-7} \text{ cm}^2/\text{W} & n_{\text{eff}} &= 3,2 \\ \lambda &= 1,52 \text{ } \mu\text{m} . \end{aligned}$$

On observe qu'aux faibles niveaux de puissance, le coupleur travaille en régime linéaire, c'est-à-dire que la puissance de sortie est couplée au guide b . Lorsque l'on atteint une puissance critique, l'effet non linéaire rend la structure asymétrique, ce qui a pour conséquence de modifier le coefficient de couplage venant influencer sur les niveaux de puissances optiques disponibles en sortie du coupleur. Ce cas

Fig. 9. — Transmission d'un coupleur non linéaire sur les voies 1 et 2 en fonction de l'intensité couplée en a, a) cas où le coupleur est à faible perte, b) cas où le coefficient d'absorption est important. (Courbe en tirets = transmission en régime linéaire.)

[Non linear coupler transmission in 1 and 2 channels plotted against the input power launched into the channel a, a) lossless coupler configuration, b) with loss.]

correspond à celui d'un coupleur non linéaire sans pertes.

Le cas du coupleur avec pertes a été traité et le résultat est présenté sur la figure 9b. Le coefficient d'atténuation linéique considéré est $\alpha_a = \alpha_b = 1 \text{ cm}^{-1}$.

Une étude comparative des niveaux de puissances issus des deux guides en fonction de la puissance couplée montre que l'atténuation ne fait qu'accroître le niveau de la puissance de commande permettant d'effectuer la commutation contrôlée par voie optique.

Un tel système présente certaines particularités, à savoir :

- la lumière elle-même commande le transfert de puissance entre guides
- la seule limitation temporelle est due à la largeur de l'impulsion optique qui peut être bien plus faible que celle observée à partir d'une commande électrique (limitation liée au RC)
- en fonction du profil temporel de l'onde optique, un adressage spatial peut être réalisé.

Nous avons déjà démontré un tel effet en utilisant une fibre optique monomode à deux cœurs [28]. L'extension de ce concept aux éléments semiconducteurs est essentiellement liée aux fortes non-linéarités spécifiques à la saturation des bandes d'absorptions excitoniques.

Un tel coupleur a été proposé et démontré [29] récemment en utilisant une structure MPQ GaAs/GaAlAs. Dans ce cas, les puits représentant la partie non linéaire étaient situés en surface du guide. L'interaction non linéaire s'effectuait ainsi par l'intermédiaire de la partie évanescence du mode. Le coupleur était réalisé par une distribution de contraintes caractérisant le dépôt de deux bandes d'or directement sur le semiconducteur, l'espacement entre bandes et l'effet photoélastique associé, déterminant le coefficient de couplage.

10. Conclusion.

Nous avons montré que les états excitoniques pouvaient être observés à température ambiante dans les matériaux III-V à petits « gap » constituant des hétérostructures à multi-puits quantiques. Une saturation de ces états a été mise en évidence à $1,56 \mu\text{m}$. Ces matériaux de type InGaAs/InP sont compatibles avec les diodes lasers tant pour la gamme de longueur d'onde que pour les puissances mises en jeu et la technologie de croissance.

Les structures réalisées dans de tels matériaux devraient permettre l'élaboration de systèmes intégrés qui pourraient jouer un rôle de première importance dans les domaines :

- des transmissions optiques hautes fréquences
- du traitement des signaux.

Seuls les effets non linéaires intrinsèques et l'exploitation de ceux-ci dans des systèmes optiques furent évoqués dans cet article. Or un vaste champ d'applications s'offre à de telles structures à MPQ fondé sur la dérive des bandes d'absorption sous l'effet d'un champ électrique appliqué.

Dans un puits quantique, les excitons sont confinés dans la direction de croissance des couches. Il est possible alors en appliquant un champ électrique dans cette même direction, de modifier le spectre d'absorption sans provoquer la dissociation des excitons. On ne fait que modifier le profil du puits de potentiel sous l'effet du champ électrique, ce qui a pour conséquence de déplacer les niveaux quantifiés d'énergie des électrons et trous dans leurs bandes respectives. Il en résulte un déplacement du seuil de l'absorption et des pics d'absorption excitoniques

vers les longueurs d'onde plus élevées, c'est-à-dire vers une région du spectre pour laquelle la structure était initialement transparente. Ce phénomène nouveau a donné naissance à divers dispositifs :

- modulateur optique [30, 31]
- bistabilité (SEED : Self Electro Optic Effect Device) [32] pouvant être étendus dans le domaine de l'optique guidée [33-35] avec les propriétés de sensibilité à l'état de polarisation attachées à de telles configurations [36, 37].

Remerciements.

Ces travaux ont bénéficié d'un soutien de la CEE dans le cadre du projet RACE 1019 et d'un contrat DRET.

Bibliographie

- [1] LINH, N. T., DELAGEBEAUDEUF, D., DELESCUSE, P., TUNG, P. N., LAVIRON, M., Transistor à gaz d'électrons bidimensionnel : applications en hyperfréquence et en logique ultra-rapide, *Rev. Tech. Thomson-CSF* **15** (1983) 155.
- [2] JOGAI, B., WANG, K. L., BROWN, K. W., Frequency and power limit of quantum well oscillators, *Appl. Phys. Lett.* **48** (1986) 1003.
- [3] KELLY, M. J., DAVIES, R. A., LONG, A. P., COUCH, N. R., KERR, T. M., Quantum semiconductor devices with microwave applications, *GEC J. Res.* **4** (1986) 157.
- [4] BURNHAM, R. D., LINDSTROM, C., PAOLI, T. L., SCIFRES, D. R., STREIFER, W., HOLONYAK, Jr, N., CW room temperature operation of GaAlAs single quantum well visible (7 300 Å) diode lasers at 100 mW, *Appl. Phys. Lett.* **42** (1983) 937.
- [5] TANAKA, H., KAWAMURA, Y., ASAH, H., Room temperature operation of MBE grown InGaP/InGaAlP MQW visible laser diodes, *Electron. Lett.* **22** (1986) 707.
- [6] CAPASSO, F., Multilayer avalanche photodiodes and solid state photomultipliers, *Laser Focus* (1984) 84.
- [7] GIBBS, H. M., TARNG, S. S., JEWELL, J. L., WEINBERGER, D. A., TAI, K., GOSSARD, A. C., MCCALL, S. L., PASSNER, A., WIEGMANN, W., Room temperature excitonic optical bistability in a GaAs/GaAlAs superlattice etalon, *Appl. Phys. Lett.* **41** (1982) 221.
- [8] MILLER, D. A. B., CHEMLA, D. S., EILENBERGER, D. J., SMITH, P. W., GOSSARD, A. C., TSANG, W. T., Large room temperature optical non linearity in GaAs/Ga_(1-x)Al_(x)As multiple quantum well structures, *Appl. Phys. Lett.* **41** (1982) 679.
- [9] CHEMLA, D. S., DAMEN, T. C., MILLER, D. A. B., GOSSARD, A. C., WIEGMANN, W., Electroabsorption by Stark effect on room temperature excitons in GaAs/GaAlAs multiple quantum well structures, *Appl. Phys. Lett.* **42** (1983) 864.
- [10] WOOD, T. H., BURRUS, C. A., TUCKER, R. S., WEINER, J. S., MILLER, D. A. B., CHEMLA, D. S., DAMEN, T. C., GOSSARD, A. C., WIEGMANN, W., 100 ps high contrast electroabsorptive waveguide modulator made from semiconductor multiple quantum wells (MQWs), CLEO'85 Post deadline session ThZ7-1 21-24 May 1985, Baltimore.
- [11] VANDENBORRE, A., PAPUCHON, M., POCHOLLE, J. P., RAFFY, J., Observation of excitons in a single quantum well integrated optical waveguide, Travaux non publiés, mai 1984.
- [12] HERSEE, S., BALDY, M., ASSENAT, P., DE CREMOUX, B., DUCHEMIN, J. P., Low threshold GRIN-SCH GaAs/GaAlAs laser structure grown by OM VPE, *Electron. Lett.* **18** (1982) 618.
- [13] BASTARD, G., Structure de bandes niveaux d'impureté et effets stark dans les super-réseaux, *Acta Electron.* **25** (1983) 147.
- [14] POCHOLLE, J. P., PAPUCHON, M., RAFFY, J., RAZEGHI, M., PUECH, C., Propriétés optiques des structures à puits quantiques, Journée d'Etude « Fonctions optiques dans l'ordinateur », Institut d'Optique, Orsay, 17.9.85.
- [15] BRUNEMEIER, P. E., DEPPE, D. G., HOLONYAK Jr, N., Photoluminescence measurements of band discontinuity in InP-InGaPAs heterostructures, *Appl. Phys. Lett.* **46** (1985) 755.
- [16] DUTTA, N. K., Calculated absorption emission and gain in In_(0.72)Ga_(0.28)As_(0.6)P_(0.4), *J. Appl. Phys.* **51** (1980) 6095.

- [17] BASTARD, G., MENDEZ, E. E., CHANG, L. L., ESAKI, L., Exciton binding energy in quantum wells, *Phys. Rev. B* **26** (1982) 1974.
- [18] RAZEGHI, M., Low pressure metallo-organic chemical vapor deposition of $\text{Ga}_{(x)}\text{In}_{(1-x)}\text{As}_{(y)}\text{P}_{(1-y)}$ alloys, *Semiconductors and Semimetals*, vol. 22, Part A (Academic Press) 1985.
- [19] RAZEGHI, M., NAGLE, J., MAUREL, P., OMNES, F., POCHOLLE, J. P., Room temperature excitons in $\text{Ga}_{(0.47)}\text{In}_{(0.53)}\text{As-InP}$ superlattices grown by low pressure metalorganic chemical vapour deposition, *Appl. Phys. Lett.* **49** (1986) 1110.
- [20] CHEMLA, D. S., MILLER, D. A. B., SMITH, P. W., GOSSARD, A. C., WIEGMANN, W., Room temperature excitonic non linear absorption and refraction in GaAs/GaAlAs multiple quantum well structures, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE 20** (1984) 265.
- [21] WEINER, J. S., PEARSON, D. B., MILLER, D. A. B., CHEMLA, D. S., SIVCO, D., CHO, A. Y., Non linear spectroscopy of InGaAs/InAlAs multiple quantum well structures, *Appl. Phys. Lett.* **49** (1986) 531.
- [22] Special issue on Optical Bistability, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE 21** (1985).
- [23] SMITH, S. D., JANOSSY, I., MCKENZIE, H. A., MATHEW, J. G. H., REID, J. J., TAGHIZADEH, M. R., TOOLEY, F. A. P., WALKER, A. C., Non linear optical circuit elements as logic gates for optical computers : the first digital optical circuits, *Opt. Eng.* **24** (1985) 569.
- [24] MILLER, D. A. B., CHEMLA, D. S., DAMEN, T. C., WOOD, T. H., BURRUS, C. A., GOSSARD, A. C., WIEGMANN, W., The quantum well self electrooptic effect device : Optoelectronic bistability and oscillation and self linearized modulation, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE 21** (1985) 1462.
- [25] MILLER, D. A. B., Refractive Fabry Perot bistability with linear absorption : theory of operation and cavity optimization, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE 17** (1981) 306.
- [26] PAPUCHON, M., COMBEMALE, Y., MATHIEU, X., OSTROWSKY, D. B., REIBER, L., ROY, A. M., SEJOURNE, B., WERNER, M., Electrically switched optical directional coupler : COBRA, *Appl. Phys. Lett.* **27** (1975) 289.
- [27] JENSEN, S. M., The non linear coherent coupler, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE 18** (1982) 1580.
- [28] POCHOLLE, J. P., PAPUCHON, M., RAFFY, J., Coupleur non linéaire dans une fibre optique à deux cœurs, 5^e Colloque Français sur l'Optique guidée, Grenoble, 2-3 février 1984.
- [29] WA, P. L. K., SITCH, J. E., MASON, N. J., ROBERTS, J. S., ROBSON, P. N., All optical multiple quantum well waveguide switch, *Electron. Lett.* **21** (1985) 26.
- [30] WOOD, T. H., BURRUS, C. A., MILLER, D. A. B., CHEMLA, D. S., DAMEN, T. C., GOSSARD, A. C., WIEGMANN, W., 131 pS optical modulation in semiconductor multiple quantum wells (MQW's), *IEEE J. Quantum Electron.* **QE 21** (1985) 117.
- [31] NAGAI, H., YAMANISHI, M., KAN, Y., SUEMUNE, I., Field induced modulation of refractive index and absorption coefficient in a GaAs/AlGaAs quantum well structure, *Electron. Lett.* **22** (1986) 888.
- [32] MILLER, D. A. B., CHEMLA, D. S., DAMEN, T. C., GOSSARD, A. C., WIEGMANN, W., WOOD, T. H., BURRUS, C. A., Novel hybrid optically bistable switch : the quantum well self electro-optic effect device, *Appl. Phys. Lett.* **45** (1984) 13.
- [33] WOOD, T. H., BURRUS, C. A., TUCKER, R. S., WEINER, J. S., MILLER, D. A. B., CHEMLA, D. S., DAMEN, T. C., GOSSARD, A. C., WIEGMANN, W., 100 pS waveguide multiple quantum well (MQW) optical modulator with 10:1 on/off ratio, *Electron. Lett.* **21** (1985) 693.
- [34] TARUCHA, S., OKAMOTO, H., Monolithic integration of a laser diode and an optical waveguide modulator having a GaAs/GaAlAs quantum well double heterostructure, *Appl. Phys. Lett.* **48** (1986) 1.
- [35] KAWAMURA, Y., WAKITA, K., ITAYA, Y., YOSHIKUNI, Y., ASAH, H., Monolithic integration of InGaAsP/InP DFB lasers and InGaAs/InAlAs MQW optical modulators, *Electron. Lett.* **22** (1986) 242.
- [36] WOOD, T. H., Direct measurement of the electric field dependent absorption coefficient in GaAs/AlGaAs multiple quantum wells, *Appl. Phys. Lett.* **48** (1986) 1413.
- [37] WEINER, J. S., CHEMLA, D. S., MILLER, D. A. B., HAUS, H. A., GOSSARD, A. C., WIEGMANN, W., BURRUS, C. A., Highly anisotropic optical properties of single quantum well waveguide, *Appl. Phys. Lett.* **47** (1985) 6645.