RÉSEAUX DE DIODES LASER

F. LOZES-DUPUY

*Laboratoire d'Automatique et d'Analyse des Systèmes du CNRS, 7,
Avenue du Colonel Roche, F-31077 Toulouse Cedex, France*

1 - INTRODUCTION

Les performances atteintes par les diodes laser ne cessent de croître et de se diversifier, offrant des perspectives très prometteuses pour un champ d'applications de plus en plus étendu. Le pompage des lasers solides, les télécommunications spatiales, le traitement optique du signal sont des exemples d'applications récentes qui tirent profit des propriétés des lasers à semiconducteur : rendement énergétique élevé dans un domaine d'émission ajustable, taille et poids réduits, fiabilité, possibilité de modulation directe, ...

Cependant, les structures de diodes laser, conçues initialement pour les transmissions par fibre optique, doivent subir une évolution importante pour satisfaire à ces nouveaux développements. La quête de puissances de plus en plus élevées conduit ainsi à réaliser de nouveaux composants, les réseaux de diodes laser, qui sont une intégration monolithique de plusieurs diodes laser. La voie la plus simple consiste à associer les rubans de diodes en parallèle suivant une architecture qui détermine les performances en puissance et en cohérence du rayonnement. Des puissances atteignant quelques dizaines de watts à température ambiante sont obtenues à partir de barrettes intégrant sur un centimètre quelques centaines de rubans. L'augmentation de la puissance s'effectue néanmoins au détriment de la perte de cohérence et on se heurte encore à ce jour au difficile problème du maintien du verrouillage de phase des rubans. Différents principes de couplage des rubans ont été rapportés dans la littérature et seront présentés dans cet exposé. Par ailleurs, l'accroissement des besoins en matrices bidimensionnelles, pour les applications de haute puissance ou de traitement optique du signal par exemple, nécessite encore la réalisation de nouveaux dispositifs où l'élément de base est une diode à émission surfacique. Différentes approches, reposant sur une cavité horizontale ou verticale, seront décrites et comparées afin de dégager leurs potentialités à plus long terme.

2 - RESEAUX DE DIODES UNIDIMENSIONNELS

2.1 - Introduction

La puissance émise en continu par une diode laser à ruban unique est typiquement de l'ordre de la dizaine de milliwatts. L'élévation de ce niveau de puissance impose la conception et la réalisation de composants spécifiques qui mettent à profit les possibilités offertes par le rendement énergétique élevé du laser à semiconducteur tout en tenant compte de ses limitations qui sont principalement la dégradation irréversible des faces miroir dans le cas des diodes GaAlAs/GaAs, l'augmentation importante du courant de seuil avec la température pour les diodes GaInAsP/InP. Une diode laser à ruban unique, conçue pour des applications de puissance, délivre une puissance continue qui peut atteindre la centaine de milliwatts /1,2,3,4,5/.

L'idée la plus simple pour repousser cette limite est d'accroître les dimensions de la zone active. Cependant, l'élargissement du ruban ou la réalisation de structures à contacts larges entraîne des mécanismes d'autofocalisation qui rendent l'émission instable, et il est préférable de définir plusieurs rubans sur le même substrat pour stabiliser l'émission. Diverses configurations de réseaux ont été proposées, que l'on peut schématiquement classer en deux types :

- les réseaux de forte puissance intégrant un grand nombre de rubans (typiquement 10 à 100) dont la largeur et l'espacement résultent essentiellement d'un compromis entre l'augmentation du courant de seuil et la réduction de la résistance thermique ; la puissance émise est supérieure au watt mais le rayonnement est incohérent.

- les réseaux de rubans couplés comportant peu de rubans (typiquement moins de 10) dont les principes de guidage et de couplage ont pour but de maintenir la cohérence du rayonnement. La puissance reste limitée à quelques centaines de milliwatts et l'obtention d'un faisceau stable et de bonne qualité optique demeure encore problématique.

2.2 - Réseaux de forte puissance

La disponibilité de techniques d'épithaxie telles que l'épithaxie en phase vapeur à partir d'organométalliques (EPVOM) ou l'épithaxie par jets moléculaires (EJM) a rendu possible l'élaboration de diodes laser à puits quantiques dont les propriétés sont très intéressantes pour les applications de puissance. Ces diodes, comparées aux diodes classiques à double hétérojonction, présentent en particulier l'avantage d'une densité de courant de seuil réduite et d'une moindre dépendance du courant de seuil aux effets thermiques. Il faut cependant noter que ces propriétés ont été réellement vérifiées pour les dispositifs en GaAlAs mais qu'elles ne sont pas encore parfaitement établies dans le cas des alliages GaInAsP particulièrement affectés par les recombinaisons non radiatives de type Auger. Compte tenu de l'augmentation rapide du courant de seuil avec l'élévation de la température dans les diodes GaInAsP à double hétérojonction, la réalisation de réseaux émettant des puissances supérieures au watt en continu est presque exclusivement centrée sur les diodes GaAlAs/GaAs à puits quantiques.

La plus simple structure de réseaux consiste en une intégration en parallèle de plusieurs rubans de diodes à guidage par le gain. Ceci est couramment réalisé par implantation protonique après l'épithaxie des couches, les rubans étant les zones d'injection localisées entre les zones protonées qui sont isolantes (figure 1). Dès 1983, une puissance continue de 2,6 W était obtenue à partir d'un réseau à couche active quantique, constitué par 40 rubans protonés de largeur 3,5 μm et de période 10 μm /6/. Plus récemment, des structures analogues comportant 10 à 20 rubans disposés sur des largeurs respectives de 100 μm et 200 μm ont permis d'atteindre des puissances continues de 6 W et 8 W /7/.

Fig. 1 : Représentation schématique d'un réseau de diodes à guidage par le gain

Les barrettes de réseaux, longues de 1 mm à 1 cm, permettent, par une meilleure évacuation de la chaleur, d'accroître encore ces performances. Elles comportent généralement une vingtaine de réseaux de 10 rubans, isolés latéralement pour éviter les effets parasites d'amplification de photons dans le sens latéral de la cavité. La puissance la plus élevée rapportée à ce jour /8/ a été obtenue sur une barrette de 1 cm comportant 30 réseaux de 10 rubans, chaque réseau occupant 100 μm , avec une périodicité de 1 mm : ce composant délivre une puissance continue qui peut atteindre 76 W à 0°C, limite au-delà de laquelle se manifeste la dégradation irréversible des faces miroir (fusion locale provoquée par l'absorption de l'énergie optique). Les barrettes de réseaux peuvent être utilisées en remplacement des lampes flash car elles délivrent des énergies de l'ordre de la dizaine de millijoules pendant des impulsions d'une centaine de microsecondes (fonctionnement quasi-continu) /10/. Par des assemblages bidimensionnels de barrettes, on obtient également des densités de puissance très élevées ($\sim \text{kW/cm}^2$) en fonctionnement quasi-continu, avec un rendement électrique-optique de l'ordre de 40 à 50 % /9,10,11/.

Ces dispositifs sont commercialisés en vue d'applications de forte puissance, notamment le pompage optique des lasers YAG dopés au néodyme, l'illumination infrarouge, la microchirurgie, le microusinage, Cependant, ces "lampes" ne conviennent pas pour les applications qui nécessitent un spectre étroit ou un faisceau limité par la diffraction. En effet, la présence d'inhomogénéités favorisées par la grande taille du composant, ainsi que la non uniformité de la température au sein des réseaux conduisent à un rayonnement dont la longueur d'onde varie de quelques nanomètres le long de la barrette. Par ailleurs, les rubans des diodes, basés sur le principe du guidage par le gain, déterminent un diagramme de rayonnement typiquement bilobe, voire large ou multilobe dans le cas des barrettes. L'optimisation de la largeur du spectre ou de l'ouverture du faisceau imposent par suite des structures de réseaux plus sophistiquées, où les rubans sont à guidage par l'indice pour offrir de meilleures perspectives quant aux performances en cohérence du dispositif.

2.3 - Réseaux de rubans couplés

Diverses techniques ont été explorées pour réaliser un couplage optique des rubans et obtenir une émission cohérente du réseau. On peut distinguer (figure 2) :

- les réseaux basés sur le recouvrement latéral des champs évanescents de rubans adjacents, le long de la cavité ;
- les réseaux à couplage localisé où l'interaction est effectuée par diffraction par exemple ou au moyen de branches de type Y.

Fig. 2 : Principes de couplage de rubans
a) par champs évanescents ; b) par diffraction ; c) par branches Y

2.3.1 - Couplage par champs évanescents

Le comportement électromagnétique d'un réseau à couplage par champs évanescents peut être analysé avec une bonne approximation sur la base de la méthode de l'indice effectif /12,13/ et de la théorie des modes couplés /14,15/. Pour chaque ruban, le guide bidimensionnel associé aux diodes laser à guidage par l'indice est remplacé par un guide équivalent unidimensionnel dont le profil d'indice est donné par la variation latérale de l'indice effectif. Un réseau de N diodes comporte ainsi N guides, que l'on supposera monomodes, couplés suivant leur axe de propagation. Le réseau est ensuite considéré comme un guide unique, où peuvent se propager N modes propres, encore appelés "supermodes" /16,17/, dont les constantes de propagation complexes se déduisent des

constantes de propagation β_p des diodes élémentaires en l'absence de couplage et des coefficients de couplage $K_{p,p\pm1}$ entre diodes adjacentes, par la résolution du système :

$$(\beta - \beta_p)A_p + K_{p,p-1} A_{p-1} + K_{p,p+1} A_{p+1} = 0 \quad (1)$$

$$p = 1, \dots, N$$

Dans le cas d'un réseau uniforme, où les diodes sont identiques et uniformément espacées, la répartition d'amplitude A_p en chaque guide, associée au $L^{\text{ème}}$ supermode s'écrit :

$$A_p^L = \sin \frac{Lp\pi}{N+1} \quad p = 1, \dots, N \quad (2)$$

Les diodes émettent en phase sur le supermode fondamental d'ordre $L = 1$ et en opposition de phase pour le mode d'ordre N . Pour chaque supermode, le gain modal G^L s'exprime à partir du gain modal G d'une diode prise isolément et de la partie imaginaire K_i du coefficient de couplage par la relation :

$$G^L = G - 4 K_i \cos \frac{Lp\pi}{N+1} \quad (3)$$

Le supermode de gain modal le plus élevé oscille au seuil d'émission laser. Par suite, le signe de K_i détermine le diagramme de rayonnement du réseau : le faisceau est monolobe si K_i est < 0 (diodes en phase) et bilobe si K_i est > 0 (diodes en opposition de phase). La discrimination entre les supermodes est d'autant plus élevée que l'amplitude de K_i est grande.

La plupart des applications des réseaux nécessite évidemment un faisceau stable et monolobe. Cependant, la réalisation d'un couplage tel que K_i soit négatif et atteigne quelques cm^{-1} n'est pas triviale. Cette double contrainte se traduit par des conditions très restrictives imposées sur les paramètres géométriques et le confinement latéral de la diode : rubans étroits (largeur typiquement inférieure à $3 \mu\text{m}$), espacés de moins de $2 \mu\text{m}$, dont le confinement est déterminé à la fois par un faible écart d'indice effectif ($\Delta n < 2 \cdot 10^{-3}$) et une variation de gain effectif non nulle, optimisée suivant les paramètres géométriques /18/.

Les réseaux à couplage par champs évanescents ont été l'objet de nombreuses publications ces cinq dernières années. Les diagrammes de rayonnement obtenus sont généralement bilobes /19-25/, voire monolobes au seuil mais instables et s'élargissent avec la montée en puissance /26-31/ (figure 3). Il est difficile en effet de respecter les critères d'émission monolobe énoncés ci-dessus tant au niveau du choix et de la conception des structures que lors de la fabrication du réseau où sont requis une parfaite maîtrise des techniques de croissance des couches (uniformité des épaisseurs, homogénéité de la composition et du dopage des alliages, épitaxie sur substrat gravé ou reprise d'épitaxie, ...) et des procédés d'élaboration du composant (photolithographie, attaque chimique, gravure sèche, implantation, métallisation, etc...). La montée en puissance du réseau modifie de plus les conditions de couplage des rubans : en effet, les variations du niveau d'injection induisent des variations de gain et d'indice de réfraction qui modifient le confinement optique de chaque ruban et donc le recouvrement de leurs champs évanescents. Ce phénomène est particulièrement important dans le cas des réseaux à couplage par champs évanescents car les rubans sont faiblement confinés par principe même, pour satisfaire aux conditions de couplage. Pour la même raison, les phénomènes de hole burning sont favorisés : ils contribuent à une instabilité du supermode fondamental et au développement de supermodes d'ordre supérieur. La discrimination entre les supermodes est limitée enfin par le nombre de rubans que comporte le réseau (cf relation 3) : l'élévation du niveau de puissance et la stabilité du rayonnement relèvent ainsi de conditions contradictoires.

Aucune structure de réseau à couplage par champs évanescents n'a permis d'obtenir jusqu'à présent un fonctionnement stable et cohérent. Les effets parasites décrits ci-dessus n'ont pu être éliminés, même dans le cas où un meilleur contrôle du profil de gain pouvait être acquis par le choix de structures à configuration non uniforme ou à contacts séparés /32-40/.

Fig. 3 : Exemple de réseau à couplage par champs évanescents /31/

a) Principe de réalisation : La couche active est la couche de GaInAsP d'épaisseur 0,2 μm, les couches de confinement sont les couches en InP. Les 7 rubans sont définis par gravure d'une fine couche de GaInAsP d'épaisseur 100 Å. Les couches sont épitaxiées en phase vapeur à partir d'organométalliques.

b) Caractéristique puissance lumineuse émise en fonction du courant (régime pulsé et continu)

c) Diagrammes de rayonnement dans le plan parallèle à la jonction

- à $P = 10 \text{ mW}$, l'ouverture à mi-hauteur est égale à 3°
- à $P = 90 \text{ mW}$, l'ouverture à mi-hauteur est égale à 16°

2.3.2 - Couplage localisé

Les insuffisances des réseaux à couplage par champs évanescents ont conduit à étudier d'autres types de couplage qui vont être brièvement présentés ci-dessous.

Un réseau à couplage par diffraction est constitué par un ensemble de rubans d'axes parallèles qui interagissent dans une zone commune non guidante à l'extrémité de la cavité (figure 2b). Une partie de la lumière diffractée par un ruban et réfléchi par la face clivée est introduite dans le guide du ruban voisin : les rubans ont tendance à émettre en phase si la longueur de la zone diffractante introduit entre les deux champs réfléchis un déphasage égal à un multiple de 2π . Cependant, la discrimination intermodale est faible et très sensible aux variations des paramètres technologiques ; par ailleurs, il se peut que le couplage par champs évanescents perturbe le couplage par diffraction si le confinement latéral optique des rubans est insuffisant. Comme dans le cas précédent, les diagrammes de rayonnement sont instables et s'élargissent avec la montée en puissance.

Un réseau à couplage par branches en Y est représenté sur la figure 2c. Les guides optiques des rubans sont suffisamment confinants pour éviter tout couplage par champ évanescent et les modes interfèrent uniquement dans les branches Y. La symétrie de ce couplage favorise, par principe même, un fonctionnement sur le supermode fondamental : les amplitudes des champs s'ajoutent lorsque les modes sont en phase tandis qu'au contraire la lumière est absorbée ou propagée en dehors des zones de gain quand les modes sont en opposition de phase [47,48]. Cette structure présente, vis-à-vis du réseau à couplage évanescent, deux intérêts supplémentaires : les phénomènes d'autofocalisation sont réduits grâce au confinement élevé des guides latéraux des rubans, et une meilleure stabilité est prévisible grâce à une répartition d'intensité quasi uniforme (l'intensité est identique dans les différents guides sauf dans les guides extrêmes où elle chute de moitié). Le diagramme de rayonnement est typiquement trilobe, l'écartement des lobes étant déterminé par le pas du réseau, selon les lois de la diffraction ; l'importance relative des lobes satellites par rapport au lobe central peut être minimisée soit en réduisant le pas (pratiquement, les techniques de photolithographie et de gravure permettent des pas de l'ordre de $4\ \mu\text{m}$), soit en augmentant la taille du champ proche par un élargissement des guides près du miroir [49,50]. Quoique la prédominance du lobe central confère au diagramme de rayonnement un aspect monolobe, la puissance rayonnée dans les lobes satellites prend une part prépondérante dès que le réseau émet au-delà du seuil. La nonuniformité de la répartition d'intensité -et donc de l'émission stimulée- se traduit en effet par une augmentation du gain et une diminution de l'indice de réfraction dans les guides extrêmes, provoquant par suite un déphasage entre les modes qui interfèrent aux branches Y. La nonuniformité du gain et les mécanismes non linéaires de saturation du gain favorisent dès lors un fonctionnement simultané sur plusieurs supermodes : l'émission devient incohérente et le diagramme de rayonnement s'élargit [50-55]. Plusieurs voies d'optimisation ont été proposées pour limiter ces effets indésirables : optimisation des longueurs des guides et des revêtements de facettes [53,54], réseau en arbre [56], incorporation du couplage par diffraction aux branches Y [57-59], branchement en X [60].

Malgré la diversité des structures, aucune solution n'est, à ce jour, satisfaisante. Le rayonnement le plus stable est fourni par des réseaux émettant sur des supermodes d'ordre supérieur [21,58,60], mais il est nécessaire de leur adjoindre des déphaseurs [61,62,63] pour rendre le faisceau monolobe. La conception et la réalisation d'un réseau émettant de façon stable sur le supermode fondamental reste encore une gageure. Un faisceau monolobe, restant limité par la diffraction lors de la montée en puissance, ne pourra être issu que de structures présentant à la fois des rubans dont le confinement ne soit pas affecté par les variations de niveaux d'injection et une cavité qui assure un filtre efficace entre les supermodes fondamental et d'ordre supérieur.

3 - MATRICES DE DIODES A EMISSION SURFACIQUE

3.1 - Introduction

Le développement de matrices bidimensionnelles nécessite de nouveaux types de diodes laser, dont l'émission s'effectue par la surface, perpendiculairement au substrat. Deux approches sont actuellement envisagées :

- l'une consiste à conserver une cavité conventionnelle horizontale (parallèle au plan des couches) et d'intégrer un déflecteur à 90° constitué par un miroir ou un réseau de diffraction ;

- l'autre repose sur de nouveaux concepts de microcavités verticales généralement définies par des miroirs à structure de Bragg.

Si la faisabilité technologique des diodes élémentaires a été démontrée au cours de ces dernières années, la réalisation de matrices bidimensionnelles pose de nombreux problèmes qui exigent d'approfondir encore les concepts de base. En effet, quoique naissant, le domaine d'intérêt de ces matrices est déjà très varié -citons par exemple les systèmes matriciels optoélectroniques pour le calcul optique, l'optique non linéaire, le pompage des lasers solides- et les potentialités de ces composants pour ces applications nécessitent d'évaluer, dans chaque filière, plusieurs caractéristiques :

- degré de densité d'intégration
- adressage individuel ou simultané des diodes
- excitation électrique ou optique
- rendement du dispositif et dissipation
- émission cohérente ou incohérente
- faisabilité technologique et fiabilité

Les paragraphes qui suivent présentent les deux types de configuration de diodes à émission surfacique et donnent des exemples des premières réalisations de matrices bidimensionnelles.

3.2 - Diodes à cavité horizontale

La structure la plus proche d'une diode laser conventionnelle consiste à adjoindre à celle-ci un miroir à 45° par rapport à la face clivée (figure 4). En conservant la cavité horizontale, on bénéficie des progrès déjà accomplis sur les diodes laser quoique la réalisation du miroir ne soit pas triviale : la gravure du miroir, maîtrisée au degré près, met en oeuvre des techniques d'usinage ionique et chimique ou parfois même des traitements thermiques à haute température dans le cas des alliages GaInAsP /64-67/. L'émission de ces matrices est incohérente par principe même, et la largeur du spectre peut atteindre la dizaine de nanomètres à cause des variations de température sur la matrice. Comme précédemment, la puissance maximale délivrée en continu est limitée par les problèmes d'échauffement. Dans la filière InP, une puissance continue de 700 mW a été obtenue à partir d'une matrice de 3 mm^2 comportant 112 lasers émettant à $1,3 \mu\text{m}$ /68/. Un montage hybride bidimensionnel de barrettes de diodes GaAs sur radiateur en silicium /69/ a permis d'atteindre une puissance crête de 10 W par barrette (barrette de longueur 4 mm comportant environ 15 diodes) : ces composants sont particulièrement intéressants pour les applications de forte puissance, telles que le pompage des lasers solides.

Fig. 4 : Schéma de principe d'une diode comportant une cavité horizontale et des miroirs adjacents aux faces émettrices

Le choix d'un défecteur constitué par un réseau de Bragg du 2ème ordre offre de nombreux avantages :

- il permet la réalisation de diodes de type DFB (Distributed Feedback) ou DBR (Distributed Bragg Reflectors) selon que le réseau s'étend le long ou de part et d'autre de la couche active : l'émission verticale est obtenue par la diffraction d'ordre 1, tandis que l'ordre 2 procure la contre-réaction optique de la cavité laser /70-73/ ;
- ce type de diode présente un comportement monofréquence qui reste stable en régime dynamique ;
- la divergence du faisceau est réduite considérablement car le réseau définit une grande surface émissive ;
- le réseau facilite le couplage optique de la diode avec les composants voisins et permet en particulier d'obtenir des matrices de diodes à rayonnement cohérent.

La figure 5 représente le motif d'une matrice linéaire de diodes DBR couplées longitudinalement par leurs réseaux : la matrice consiste en une alternance de zones de gain pompées par le courant et de zones passives constituées par le réseau. Le réseau, dont le pas est typiquement égal à $0,25 \mu\text{m}$ pour des diodes émettant à $0,8 \mu\text{m}$, est gravé dans le semiconducteur à partir d'un masque de résine obtenu par insolation holographique. La couche active est quantique de préférence, afin de minimiser les pertes par absorption dans les zones de réseau. La référence /74/ décrit une matrice comportant 7 zones de gain longues de $200 \mu\text{m}$ et couplées par des réseaux de $150 \mu\text{m}$ de long : une puissance cohérente de 400 mW est émise dans un faisceau d'ouverture égale à $0,012^\circ$.

Fig. 5 : Schéma de principe de couplage longitudinal de diodes de type DBR

Une matrice bidimensionnelle peut être obtenue sur le même principe : la zone de gain ne comporte plus, dans ce cas, un seul ruban, mais plusieurs, déjà couplés longitudinalement entre eux soit par champ évanescent, soit par branche Y /75/. La référence /75/ fait état d'une matrice de 100 diodes, constituée par le couplage par réseau de Bragg de 10 réseaux de 10 diodes, dont la puissance émise excède 1 W , dans un faisceau d'ouverture $0,01^\circ \times 1^\circ$ et suivant un spectre de $3 \text{ \AA}$ de largeur. Les matrices à réseaux de Bragg apparaissent donc aujourd'hui comme les composants les plus aptes à fournir une puissance cohérente de quelques watts dans un faisceau de très faible divergence. Mises à part ces performances très intéressantes, l'absence de faces clivées pourrait permettre de baisser le coût de fabrication et d'accroître la fiabilité du composant, problèmes de dégradation catastrophique aux miroirs étant éliminés par principe.

3.3 - Diodes à cavité verticale

C'est à Iga et son équipe que sont dus les premiers travaux sur les diodes laser à cavité verticale. La structure proposée et dont la faisabilité a été démontrée dès 1984 par un fonctionnement à température ambiante est représentée sur la figure 6 /76/. Elle consiste en une double hétérojonction où la couche active a une épaisseur de l'ordre de $2 \text{ à } 3 \mu\text{m}$ (soit 30 à 40 fois plus épaisse que dans le cas d'une diode conventionnelle) et où les miroirs de la cavité sont situés l'un sur les couches, l'autre sur le fond d'un trou gravé dans le substrat. Il en résulte une cavité courte, de longueur inférieure à $10 \mu\text{m}$, qui procure par suite un fonctionnement monomode longitudinal, l'espacement entre les modes étant de l'ordre de la centaine d' $\text{\AA}$. Par contre, la faible longueur de la région de gain, déterminée par l'épaisseur de couche active, conduit à des densités de courant de seuil élevées ($J_{th} \sim 20\text{-}30 \text{ kA/cm}^2$), difficilement compatibles avec un fonctionnement en régime continu. La réduction du

courant de seuil nécessite à la fois de fortes réflectivités des miroirs ($R > 95\%$) et la réduction latérale de la cavité par un confinement efficace des lignes de courant. Dans les premières structures les miroirs étaient réalisés par simple métallisation et servaient en même temps d'électrode. Les structures récentes /77-80/ utilisent des miroirs diélectriques composés par des empilements alternant des couches quart d'onde de type $\text{SiO}_2/\text{ZnO}_2$ ou $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ par exemple.

Fig. 6 : Représentation schématique d'une diode à cavité verticale réalisée par lga et al /76/

De plus, les techniques d'épitaxie telles que l'EJM ou l'OMVPE permettent de réaliser pendant la croissance des miroirs de Bragg conducteurs constitués par 20 à 30 paires d'alliages GaAlAs : par exemple, 25 périodes de $\text{Ga}_{0,9}\text{Al}_{0,1}\text{As}$ (700 Å)/ $\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$ (620 Å) produisent une réflectivité supérieure à 95 % dans la gamme 0,87-0,89 μm /79/. Les performances de ces lasers sont cependant très limitées par les problèmes thermiques. Si une puissance crête de 120 mW a été obtenue /79/, un fonctionnement à température ambiante n'a été que très récemment réalisé /80,81/, car il est difficile en particulier de délimiter la région active dans un diamètre inférieur à 10 μm .

Cette configuration de cavité est adaptée pour constituer des matrices bidimensionnelles à forte densité d'intégration, qui pourraient convenir notamment comme sources dans les systèmes de traitement optique du signal. De nombreux travaux sont en cours pour optimiser la structure de base qui vient d'être décrite : introduction de puits quantiques dans la couche active, couche active à modulation de gain, gravure de microrésonateurs, ... /82-84/. Un pompage optique permet de simplifier le test de ces nouvelles structures et d'évaluer surtout leurs propriétés de bistabilité qui peuvent être mises à profit pour réaliser des portes logiques. L'avenir de ces éléments matriciels est prometteur quoique de nombreux obstacles conceptuels et technologiques restent encore à surmonter.

REFERENCES

- /1/ SHIMA, A., YAMAWAKI, T., SAITO, H., MATSUBARA, H., MURAKAMI, T., OHTAKI, K., KUMABE, H., SUSAKI, W., Electron. Lett. (1987), vol 23, n° 13, 672-673.
- /2/ KAWANISHI, H., MORIMOTO, T., YAMAGUCHI, M., KANEIWA, S., MIYAUCHI, N., YOSHIDA, T., HAYASHI, H., YANO, S., HIJIKATA, T., Japan J. of Appl. Phys. (1988), vol 27, n° 7, L1310-L1312.
- /3/ CONNOLLY, J.C., STEWART, T.R., GILBERT, D.B., SLAVIN, S.E., CARLIN, D.B., ETTEBERG, M., SPIE (1988), vol 885, 124-130.
- /4/ MURISON, R.F., HOUGHTON, A.J.N., GOODWIN, A.R., COLLAR, A.J., DAVIES, I.G.A., Electron. Lett. (1987), vol 23, n° 11, 601-603.
- /5/ HORIKAWA, H., WADA, H., MATSUI, Y., YAMADA, T., OGAWA, Y., KAWAI, Y., Appl. Phys. Lett. (1989), vol 54, n° 12, 1077-1079.
- /6/ SCIFRES, D.R., LINDSTROM, C., BURNHAM, R.D., STREIFER, W., PAOLI, T.L., Electron. Lett. (1983), vol 19, n° 5, 169-171.

- /7/ WELCH, D.F., CHAN, B., STREIFER, W., SCIFRES, D.R., *Electron. Lett.* (1988), vol 24, n° 2, 113-115.
- /8/ SAKAMOTO, M., WELCH, D.F., ENDRIZ, J.G., SCIFRES, D.R., STREIFER, W., *Appl. Phys. Lett.* (1989), 54(23), 2299-2300.
- /9/ HARNAGEL, G.L., CROSS, P.S., LENNON, C.R., DEVITO, M., SCIFRES, D.R., *Electron. Lett.* (1987), vol 23, n° 14, 743-744.
- /10/ STREIFER, W., SCIFRES, D., HARNAGEL, G., WELCH, D., BERGER, J., SAKAMOTO, M., *IEEE J. Quantum Electron.* (1988), vol 24, n° 6, 883-893.
- /11/ ROSENBERG, A., Mc SHEA, J.C., BOGDAN, A.R., PETHERAM, J.C., ROSEN, A., BECHTLE, D., ZORY, P.S., SPRAGUE, J.W., SHEALY, J.R., *Electron. Lett.* (1988), vol 24, n° 18, 1121-1122.
- /12/ STREIFER, W., KAPON, E., *Appl. Opt.* (1979), vol 18, n° 22, 3724-3725.
- /13/ BUUS, J., *IEEE J. Quantum Electron.* (1982), vol 18, n° 7, 1083-1089.
- /14/ MARCUSE, D., *Light transmission optics* - Van Nostrand Reinhold Ed. (1982).
- /15/ YARIV, A., *Optical Electronics*, Holt Saunders International Ed. 3ème éd. (1985).
- /16/ BUTLER, J.K., ACKLEY, D.E., BOTEZ, D., *Appl. Phys. Lett.* (1984), vol 44, n° 3, 293-295.
- /17/ KAPON, E., KATZ, J., YARIV, A., *Opt. Lett.* (1984), vol 10, n° 4, 125-127.
- /18/ LOZES-DUPUY, F., BONNEFONT, S., BENSOUSSAN, A., DELORT, M., VASSILIEFF, G., MARTINOT, H., *Ann. Telecommun.* (1989), vol 44, n°3-4, 135-141.
- /19/ BOTEZ, D., CONNOLLY, J.C., *Appl. Phys. Lett.* (1983), vol 43, n° 12, 1096-1098.
- /20/ BUTLER, J.K., ACKLEY, D.E., ETTEBERG, M., *IEEE J. Quantum Electron.* (1985), vol 21, n° 5, 458-463.
- /21/ GOLDSTEIN B., CARLSON, N.W., EVANS, G.A., DINKEL, N.A., MASIN, V.J., *Elect. Lett.* (1987), vol 23, n° 21, 1136-1138.
- /22/ MATSUMOTO, M., TANEYA, M., MATSUI, S., YANO, S., HIJIKATA, T., *J. Appl. Phys.* (1985), vol 58, n° 7, 2783-2785.
- /23/ DUTTA, N.K., CELLA, T., NAPHOLTZ, S.G., CRAFT, D.C., *Elect. Lett.* (1985), vol 21, n° 8, 326-327.
- /24/ WELCH, D.F., CROSS, P.S., SCIFRES, D.R., HARNAGEL, G., CARDINAL, M., *Elect. Lett.* (1986), vol 22, n° 9, 465-466.
- /25/ KAPON, E., RAV NOY, Z., LU, L.T., YI, M., MARGALIT, S., YARIV, A., *Appl. Phys. Lett.* (1984), vol 45, n° 11, 1159-1161.
- /26/ TWU, Y., DIENES, A., WANG, S., WHINNERY, J.R., *Appl. Phys. Lett.* (1984), vol 5, n° 7, 709-711.
- /27/ MUKAI, S., LINDSEY, C., KATZ, J., KAPON, E., RAV-NOY, Z., MARGALIT, S., YARIV, A., *Appl. Phys. Lett.* (1984), vol 45, n° 8, 834-835.
- /28/ KANENO, N., KADOWAKI, T., OHSAWA, J., AOYAGI, T., HINATA, S., IKEDA, K., SUSAKI, W., *Elect. Lett.* (1985), vol 21, n° 18, 780-781.
- /29/ KAPON, E., LU, L.T., RAV-NOY, Z., YI, M., MARGALIT, S., YARIV, A., *Appl. Phys. Lett.* (1985), vol 46, n° 2, 136-138.
- /30/ MORRISON, C.B., BOTEZ, D., ZINKIEWICZ, L.M., *Elect. Lett.* (1987), vol 23, n° 19, 1025-1026.
- /31/ RAZEGHI, M., BLONDEAU, R., KRAKOWSKI, M., DE CREMOUX, B., DUCHEMIN, J.P., LOZES, F., MARTINOT, H., BENSOUSSAN, A., *Appl. Phys. Lett.* (1987), vol 50, n° 5, 230-232.
- /32/ KAPON, E., LINDSEY, C.P., SMITH, J.S., MARGALIT, S., YARIV, A., *Appl. Phys. Lett.* (1984), vol 45, n° 12, 1257-1259.
- /33/ LINDSEY, C., DERRY, P., YARIV, A., *Elect. Lett.* (1985), vol 21, n° 16, 671-673.
- /34/ LINDSEY, C., DERRY, P., YARIV, A., *Appl. Phys. Lett.* (1985), vol 47, n° 6, 560-562.
- /35/ ACKLEY, D.E., BUTLER, J.K., ETTEBERG, M., *IEEE J. Quantum Electron.* (1986), vol 22, n° 12, 2204-2211.
- /36/ OHSAWA, J., HINATA, S., AOYAGI, T., KADOWAKI, T., KANENO, N., IKEDA, K., SUSAKI, W., *Electron. Lett.* (1985), vol 21, n° 18, 779-780.
- /37/ KAPON, E., *IEEE J. Quantum Electron.* (1987), vol 23, n° 1, 89-93.
- /38/ BUUS, J., *IEEE J. Quantum Electron.* (1987), vol 23, n° 6, 757-759.
- /39/ WHITEAWAY, J.E.A., THOMPSON, G.H.B., GOODWIN, A.R., *Electron. Lett.* (1985), vol 21, n° 25/26, 1194-1195.
- /40/ BUCKLEY, D., SHORE, K.A., *IEE Proc.* (1987), vol 134, Pt J, n° 1, 65-68.
- /41/ KATZ, J., MARGALIT, S., YARIV, A., *Appl. Phys. Lett.* (1983), vol 42, n° 7, 554-556.
- /42/ YANG, J.J., JANSEN, M., *Electron. Lett.* (1986), vol 22, n° 1, 2-4.
- /43/ WANG, S., WILCOX, J.Z., JANSEN, M., YANG, J.J., *Appl. Phys. Lett.* (1986), vol 48, n° 26, 1770-1772.
- /44/ WILCOX, J.Z., JANSEN, M., YANG, J.J., OU, S.S., SERGANT, M., SIMMONS, W.W., *Appl. Phys. Lett.* (1987), vol 50, n° 19, 1319-1321.
- /45/ WILCOX, J.Z., JANSEN, M., YANG, J., PETERSON, G., SILVER, A., SIMMONS, W., OU, S.S., SERGANT, M., *Appl. Phys. Lett.* (1987), vol 51, n° 9, 631-633.

- /46/ YAP, D., WALPOLE, J.N., LIAU, Z.L., *Appl. Phys. Lett.* (1989), vol 54, n° 8, 687-689.
- /47/ CHEN, K.L., WANG, S., *Electron. Lett.* (1986), vol 22, n° 12, 644-645.
- /48/ STREIFER, W., WELCH, D.F., CROSS, P.S., SCIFRES, D.R., *IEEE J. Quantum Electron.* (1987), vol 23, n° 6, 744-751.
- /49/ TANEYA, M., MATSUMOTO, M., MATSUI, S., YANO, S., HIJIKATA, T., *Appl. Phys. Lett.* (1985), vol 47, n° 4, 341-343.
- /50/ WELCH, D., STREIFER, W., CROSS, P.S., SCIFRES, D.R., *IEEE J. Quantum Electron.* (1987), vol 23, n° 6, 752-756.
- /51/ STREIFER, W., WELCH, D.F., BERGER, J., CROSS, P.S., SCIFRES, D.R., *Appl. Phys. Lett.* (1988), vol 52, n° 16, 1297-1299.
- /52/ STREIFER, W., WELCH, D.F., BERGER, J., SCIFRES, D.R., *Appl. Phys. Lett.* (1989), vol 54, n° 5, 409-410.
- /53/ STREIFER, W., WELCH, D.F., BERGER, J., SCIFRES, D.R., *IEEE J. Quantum Electron.* (1989), vol 25, n° 7, 1617-1624.
- /54/ VALSTER, A., OPSCHOOR, J., DRENTEN, R., POEL, C., ANDRE, J.P., *Proc. 11th IEEE Int. Semiconductor Laser Conference* (1988), 22-23.
- /55/ LOZES-DUPUY, F., BONNEFONT, S., BENSOUSSAN, A., DELORT, M., VASSILIEFF, G., MARTINOT, H., BLONDEAU, R., KRAKOWSKI, M., RONDI, D., *Int. Cong. on Optical Science and Engineering ECO2 Paris* (1989).
- /56/ WHITEAWAY, J.E.A., MOULE, D.J., CLEMENTS, S.J., *Elect. Lett.* (1989), vol 25, n° 12, 779-781.
- /57/ BOTEZ, D., MAWST, L.J., HAYASHIDA, P., ROTH, T.J., ANDERSON, E., *Appl. Phys. Lett.* (1988), vol 52, n° 4, 266-268.
- /58/ BOTEZ, D., MAWST, L.J., HAYASHIDA, P., ROTH, T.J., *J. Appl. Phys.* (1989), vol 65, n° 9, 3716-3718.
- /59/ LAY, T.S., LEE, S.C., LIN, H.H., *IEEE J. Quantum Electron.* (1989), vol 25, n° 4, 689-695.
- /60/ BOTEZ, D., HAYASHIDA, P., MAWST, L.J., ROTH, T.J., *Appl. Phys. Lett.* (1988),
- /61/ HEIDEL, J.R., RICE, R.R., APPELMAN, H.R., *IEEE J. Quantum Electron.* (1986), vol 22, n° 6, 749-752.
- /62/ THANIVAVARN, S., DOUGHERTY, W., *Elect. Lett.* (1987), vol 23, n° 1, 5-7.
- /63/ MATSUMOTO, M., TANEYA, M., MATSUI, S., YANO, S., HIJIKATA, T., *Appl. Phys. Lett.* (1987), vol 50, n° 22, 1541-1543.
- /64/ WALPOLE J.N., LIAU, Z.L., *Appl. Phys. Lett.* (1986), vol 48, n° 24, 1636-1638.
- /65/ WINDHORN, T.H., GOODHUE, W.D., *Appl. Phys. Lett.* (1986), vol 48, n° 24, 1675-1677.
- /66/ PURETZ, J., DE FREEZ, R.K., ELLIOT, R.A., ORLOFF, J., *Electron. Lett.* (1987), vol 23, n° 3, 130-131.
- /67/ HAMAO, N., SUGIMOTO, M., TAKADO, N., TASHIRO, Y., INATA, H., YUASA, T., ASAKAWA, K., *Appl. Phys. Lett.* (1989), vol 54, n° 24, 2389-2391.
- /68/ LIAU, Z.L., WALPOLE, J.N., *Appl. Phys. Lett.* (1987), vol 50, n° 9, 528-530.
- /69/ DONNELLY, J.P., BAILEY, R.J., WANG, C.A., SIMPSON, G.A., RAUSCHENBACH, K., *Appl. Phys. Lett.* (1988), vol 53, n° 11, 938-940.
- /70/ MITSUNABA, K., NODA, S., KOJIMA, K., KAMEYA, M., KYUMA, K., HAMANAKA, K., NAKAYAMA, T., *Appl. Phys. Lett.* (1987), vol 50, n° 23, 1622-1624.
- /71/ NODA, S., KOJIMA, K., MITSUNAGA, K., KYUMA, K., HAMANAKA, K., NAKAYAMA, T., *Appl. Phys. Lett.* (1987), vol 51, n° 15, 1200-1202.
- /72/ MACOMBER, S.H., MOTT, J.S., NOLL, R.J., GALLATIN, G.M., GRATRIX, E.J., O'DWYER, S.L., LAMBERT, S.A., *Appl. Phys. Lett.* (1987), vol 51, n° 7, 472-474.
- /73/ EVANS, G.A., CARLSON, N.W., HAMMER, J.M., LURIE, M., BUTLER, J.K., CARR L.A., HAWRYLO, F.Z., JAMES, E.A., KAISER, C.J., KIRK, J.B., REICHERT, W.F., CHINN, S.R., SHEALY, J.R., ZORY, P.S., *Appl. Phys. Lett.* (1988), vol 52, n° 13, 1037-1039.
- /74/ CARLSON, N.W., EVANS, G.A., HAMMER, J.M., LURIE, M., CARR, L.A., HAWRYLO, F.Z., JAMES, E.A., KAISER, C.J., KIRK, J.B., REICHERT, W.F., TRUXAL, D.A., SHEALY, J.R., CHINN, S.R., ZORY, P.S., *Appl. Phys. Lett.* (1988), vol 52, n° 12, 939-941.
- /75/ EVANS, G.A., CARLSON, N.W., HAMMER, J.M., LURIE, M., BUTLER, J.K., PALFREY, S.L., AMANTEA, R., CARR, L.A., HAWRYLO, F.Z., JAMES, E.A., KAISER, C.J., KIRK, J.B., REICHERT, W.F., *IEEE J. Quantum Electron.* (1989), vol 25, n° 6, 1525-1537.
- /76/ IGA, K., ISHIKAWA, S., OHKOUCHI, S., NISHIMURA, T., *Appl. Phys. Lett.* (1984), vol 45, n° 4, 348-350.
- /77/ IGA, K., KOYAMA, F., KINOSHITA, S., *IEEE J. Quantum Electron.* (1988), vol 24, n° 9, 1845-1855.
- /78/ IBARAKI, A., KAWASHIMA, K., FURUSAWA, K., ISHIKAWA, K., YAMAGUSHI, T., NIINA, T., *Proc. 11th IEEE Int. Semiconductor Laser Conference* (1988), 164-165.
- /79/ ZINKIEWICZ, L.M., ROTH, T.J., MAWST, L.J., TRAN, D., BOTEZ, D., *Appl. Phys. Lett.* (1989), vol 54, n° 20, 1959-1961.

- /80/ IBARAKI, A., KAWASHIMA, K., FURUSAWA, K., ISHIKAWA, K., YAMAGUSHI, T., NIINA, T., Japan J. of Appl. Phys. (1989), vol 28, n° 4, L667-L668.
- /81/ KOYAMA, F., KINOSHITA, S., IGA, K., Appl. Phys. Lett. (1989), vol 55, n° 3, 221-222.
- /82/ UENOHARA, H., KOYAMA, F., IGA, K., Electron. Lett. (1989), vol 25, n° 12, 770-771.
- /83/ RAJA, M., BRUECK, S., OSINSKI, M., SCHAUS, C., Mc INERNEY, J., BRENNAN, T., HAMMONS, B., IEEE J. Quantum Electron (1989), vol 25, n° 6, 1500-1511.
- /84/ JEWEL, J.L., Mc CALL, S.L., LEE, Y.H., SCHERER, A., GOSSARD, A.C., ENGLISH, J.H., Appl. Phys. Lett. (1989), vol 54, n° 15, 1400-1402.