



**HAL**  
open science

## **Preparation et étude de diodes laser a GaInAsSb-GaAlAsSb fonctionnant en continu à 80K**

F. Pitard, E. Tournié, M. Mohou, G. Boissier, J.-L. Lazzari, A.-M. Joullié, C. Alibert,  
A. Joullié, E. Goarin, J. Benoit

### ► **To cite this version:**

F. Pitard, E. Tournié, M. Mohou, G. Boissier, J.-L. Lazzari, et al.. Preparation et étude de diodes laser a GaInAsSb-GaAlAsSb fonctionnant en continu à 80K. Journal de Physique III, 1991, 1 (4), pp.605-622. <10.1051/jp3:1991143>. <jpa-00248604>

**HAL Id: jpa-00248604**

**<https://hal.science/jpa-00248604v1>**

Submitted on 4 Feb 2008

**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.



HAL Authorization

Classification  
 Physics Abstracts  
 42.55p — 81.15L

## Préparation et étude de diodes laser à GaInAsSb-GaAlAsSb fonctionnant en continu à 80K

F. Pitard<sup>(1)</sup>, E. Tournie<sup>(1)</sup>, M. Mohou<sup>(1)</sup>, G. Boissier<sup>(1)</sup>, J.-L. Lazzari<sup>(1)</sup>, A.-M. Joullie<sup>(1)</sup>, C. Alibert<sup>(1)</sup>, A. Joullie<sup>(1)</sup>, E. Goarin<sup>(2)</sup> et J. Benoit<sup>(2)</sup>

<sup>(1)</sup> Equipe de Microoptoélectronique de Montpellier (EM2), UA CNRS n° 392, Université de Montpellier II, Sciences et Techniques du Languedoc 34095 Montpellier Cedex 05, France

<sup>(2)</sup> Laboratoire de Marcoussis, CR-C.G.E, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

(Reçu le 30 avril 1990, accepté le 24 septembre 1990)

**Résumé.** — Des doubles hétérojonctions (DH)  $\text{Ga}_{0,73}\text{Al}_{0,27}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}$  (*p*)/ $\text{Ga}_{0,83}\text{In}_{0,17}\text{As}_{0,15}\text{Sb}_{0,85}$  (*p*)/ $\text{Ga}_{0,73}\text{Al}_{0,27}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}$  (*n*) ont été obtenues par épitaxie en phase liquide sur substrat GaSb (100)n. Les propriétés confinantes de ces DH ont été analysées. Des diodes laser à guidage par le gain ont été préparées et caractérisées en température. L'émission laser a été obtenue jusqu'à 140K en régime continu et jusqu'à température ambiante en régime pulsé. La longueur d'onde d'émission est centrée vers  $1,95 \mu\text{m}$  à 80K et vers  $2,17 \mu\text{m}$  à 298K. La puissance émise est de l'ordre du mW. L'intensité de courant de seuil varie de 150 mA (80K) à 1,2 A (298K) avec une température caractéristique élevée ( $T_0 \approx 110\text{K}$ ). Le rendement quantique différentiel externe est de 6 à 10 % par face à 80K et de 1,5 % par face à température ambiante. Le champ émis au seuil est monolobe avec  $\theta_{\parallel} \approx 11^\circ$  et  $\theta_{\perp} \approx 52^\circ$ . Une modélisation du champ perpendiculaire a permis de déterminer l'indice de la couche active au seuil :  $n_{\text{act}} = 3,79$ .

**Abstract.** — Double heterojunctions (DH)  $\text{Ga}_{0,73}\text{Al}_{0,27}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}$  (*p*)/ $\text{Ga}_{0,83}\text{In}_{0,17}\text{As}_{0,15}\text{Sb}_{0,85}$  (*p*)/ $\text{Ga}_{0,73}\text{Al}_{0,27}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}$  (*n*) have been grown by liquid phase epitaxy on GaSb(100)n substrate. Confining properties of these DH have been analyzed. Gain guided DH laser diodes have been prepared and studied by varying the temperature. Laser emission has been obtained in continuous mode up to 140K and in pulsed mode up to room temperature. Laser wavelength is  $1.95 \mu\text{m}$  at 80K and  $2.17 \mu\text{m}$  at 298K. The emitted power is about 1 mW. The threshold current intensity increases from 150 mA at 80K up to 1.2A at 298K, with a characteristic temperature  $T_0 \approx 110\text{K}$ . External quantum efficiency is 6-10% per face at 80K and 1.5% per face at room temperature. Far field pattern at threshold is monolobe, with a full beam width at half power perpendicular to the junction plane  $\theta_{\perp} \approx 52^\circ$  and in the plane of the junction  $\theta_{\parallel} \approx 11^\circ$ . Modelisation of the beam divergence  $\theta_{\perp}$  allowed us to evaluate the refractive index of the active layer at threshold:  $n_{\text{act}} = 3.79$ .

### 1. Introduction.

Ces diodes laser à semiconducteur émettant dans l'infrarouge moyen (2-4  $\mu\text{m}$ ) ont des applications intéressantes comme sources pour liaisons optiques par fibres à verres fluorés à très grande

distance [1,2], mais également dans le domaine de la spectroscopie des gaz, en particulier pour l'analyse de la pollution atmosphérique [3].

Parmi les matériaux semiconducteurs capables d'émettre dans le moyen infrarouge, les solutions solides III-V ont été l'objet de l'essentiel des efforts de recherche, avec certains alliages comme les sels de plomb dopés au Cadmium ou aux terres rares [4] ou bien le Tellure de Cadmium et Mercure Hg Cd Te [5].

Ces diodes laser III-V sont des doubles hétérostructures (DH) épitaxiées sur substrat GaSb, InAs ou InP. Ces DH sont réalisés respectivement à partir des systèmes GaInAsSb/GaAlAsSb [6-18], InAsSb/InAsSbP [19-22] et InGaAs/InAsSbP [23,24].

Dans cette dernière hétérostructure, la double hétérojonction laser, fortement désaccordée vis-à-vis du substrat d'InP, est obtenue par la méthode d'épitaxie en phase vapeur (EPV) aux hydrures. Toutes les autres structures laser ont été élaborées par épitaxie en phase liquide (EPL), à l'exception de la structure à base GaSb de la référence [9], réalisée par la technique d'épitaxie par jets moléculaires (EJM).

Les principaux résultats typiques de chaque filière sont répertoriés dans le Tableau I. Les structures laser à base GaSb ou InP sont particulièrement adaptées au domaine d'émission proche de 2  $\mu\text{m}$ , alors que l'émission vers 3  $\mu\text{m}$  n'est possible qu'avec la filière InAs. A ce jour, la filière GaSb est la seule à avoir fourni un rayonnement cohérent à température ambiante.

Tableau I. — Les différentes filières de DH lasers III-V émettant dans le moyen infrarouge (2-4  $\mu\text{m}$ ).

Substrat	Zonc active	Confinement	( $\lambda$ )	$T_{\text{max}}$ (K)	$I_{\text{th}}$ (300K)	$J_{\text{th}}$ (300K)	Fonct <sup>1</sup>	$T_0$	Rend <sup>1</sup> /face	Ref.
GaSb	GaInAsSb	GaAlAsSb	2,0 $\mu\text{m}$	300	0,25 A	$\approx 1 \text{ kA/cm}^2$	continu	89K	—	(16)
"	"	"	2,17"	"	1,2"	20"	pulsé	110"	1,5 %	nos résultats
"	"	"	2,2"	"	0,35"	1,7"	"	60"	1,6 %	(10)
"	"	"	2,33"	"	0,10"	3"	continu	45"	—	(13)
"	"	"	2,48"	"	1,0"	10"	pulsé	55"	—	(17)
InP	GaInAs	InAsSbP	2,6 $\mu\text{m}$	234	32 mA (80K)	0,4"	continu	41"	20 % (80K)	(24)
InAs	InAsSbP	InAsSbP	2,7 $\mu\text{m}$	55	2 A (55K)	24"	pulsé	10"	—	(21)
"	"	"	3,1"	145	0,6 (77K)	3"	"	23"	—	(19)
"	InAsSb	"	3,3"	110	0,5 A (80K)	45"	"	25"	4 % (80K)	(22), (44)

Nous avons épitaxié par EPL sur substrat GaSb des doubles hétérostructures (DH)  $\text{Ga}_{0,83}\text{In}_{0,17}\text{As}_{0,15}\text{Sb}_{0,85}/\text{Ga}_{0,73}\text{Al}_{0,27}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}$  et préparé des diodes laser de type planar à ruban large à partir de ces DH. Ces diodes ont fourni à température ambiante et en régime pulsé une émission laser proche de 2,2  $\mu\text{m}$ , ce qui correspond à l'une des fenêtres possibles pour les transmissions par fibre à verres fluorés (dont l'atténuation théorique est égale à 0,08 dB/km à 2,25  $\mu\text{m}$  et 0,03 dB/km à 2,55  $\mu\text{m}$ , d'après la référence [1]).

La technique de préparation de ces diodes, l'évaluation de leurs propriétés confinantes et l'étude de leurs caractéristiques d'émission constituent l'objet de cet article. Ces diodes fonctionnant en régime continu à 80K, l'essentiel de leur caractérisation a été effectué à cette température.

## 2. Réalisation de la diode laser.

**2.1 EPITAXIE EN PHASE LIQUIDE DES DOUBLES HÉTÉROSTRUCTURES  $Ga_{0,83}In_{0,17}As_{0,15}Sb_{0,85}/Ga_{0,73}Al_{0,27}As_{0,02}Sb_{0,98}$ .** — Les doubles hétérostructures laser ont été épitaxiées par EPL sur substrat GaSb orienté (100) de provenance MCP. Ces substrats sont de type  $n$  obtenu par dopage au Tellure ( $N_D - N_A \approx 5 \text{ à } 10 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ), orientés à mieux que le degré et possédant une densité de défauts d'attaque chimique (EPD) de l'ordre de  $10^4 \text{ cm}^{-2}$ .

L'épitaxie en phase liquide est réalisée dans un creuset graphite à tiroir sous flux d'hydrogène purifié. L'utilisation d'un four semi-transparent nous permet de déterminer les températures liquidus  $T^L$  des bains ne contenant pas d'aluminium par visualisation directe de la disparition des cristallites en équilibre avec la phase liquide. Avec les bains contenant de l'aluminium, la présence d'oxydes flottant en surface interdit toute mesure visuelle de la température liquidus. Celle-ci est alors déterminée par le calcul.

Les constituants des différents bains, de pureté  $6N$ , sont utilisés sous forme élémentaire, à l'exception de l'arsenic qui est introduit sous forme d'arséniure de gallium polycristallin non dopé. Un dégazage sous hydrogène à  $800^\circ\text{C}$  de plusieurs heures est effectué pour purifier les bains, après quoi le creuset est refroidi pour permettre le chargement de l'aluminium, des dopants et du substrat.

Le dopage de type  $p$  des couches de confinement de GaAlAsSb est réalisé avec du Germanium, le dopage  $n$  avec du Tellure. La couche active de GaInAsSb n'est pas dopée de manière intentionnelle.

Les trois couches sont épitaxiées successivement par la méthode du supercooling qui utilise une sursaturation initiale en température  $\Delta T_0 = T(\text{équilibre}) - T(\text{croissance})$  et un refroidissement uniforme  $\beta$  du système. La croissance est pratiquée après un deuxième recuit des bains à basse température ( $\approx 580^\circ\text{C}$ ) d'une heure trente qui assure l'homogénéisation des différents bains.

Les doubles hétérostructures laser que nous avons étudiées ont été épitaxiées à partir des conditions de croissance suivantes :

- vitesse de refroidissement en température :  $\beta = 1^\circ\text{C}/\text{min}$ .
- 1ère couche de confinement :

$$X_{Al}^L = 0,012 \quad X_{Sb}^L = 0,035 \quad X_{As}^L = 1 \times 10^{-3} \quad X_{Te}^L = 4 \times 10^{-5}$$

$$\Delta T_0 = 4^\circ\text{C} \quad \text{durée de croissance : } 1 \text{ min. } 30 \text{ s.}$$

- couche active :

$$X_{In}^L = 0,60 \quad X_{Sb}^L = 0,22 \quad X_{As}^L = 9,7 \times 10^{-4}$$

$$\Delta T_0 = 7^\circ\text{C} \quad \text{durée de croissance : } 4 \text{ s.}$$

- 2ème couche de confinement :

$$X_{Al}^L = 0,012 \quad X_{Sb}^L = 0,035 \quad X_{As}^L = 1 \times 10^{-3} \quad X_{Ge}^L = 1 \times 10^{-3}$$

$$\Delta T_0 = 6^\circ\text{C} \quad \text{durée de croissance : } 1 \text{ min. } 30 \text{ s.}$$

Les structures épitaxiées dans ces conditions sont des doubles hétérojonctions  $Ga_{0,73}Al_{0,27}As_{0,02}Sb_{0,98}(p)/Ga_{0,83}In_{0,17}As_{0,15}Sb_{0,85}(p)/Ga_{0,73}Al_{0,27}As_{0,02}Sb_{0,98}(n)$  dont un exemple est fourni, figure 1. On remarque que les interfaces sont parfaitement planes, sans aucune trace de dissolution entre les couches ou entre la première couche et le substrat. La couche active est de type  $p$

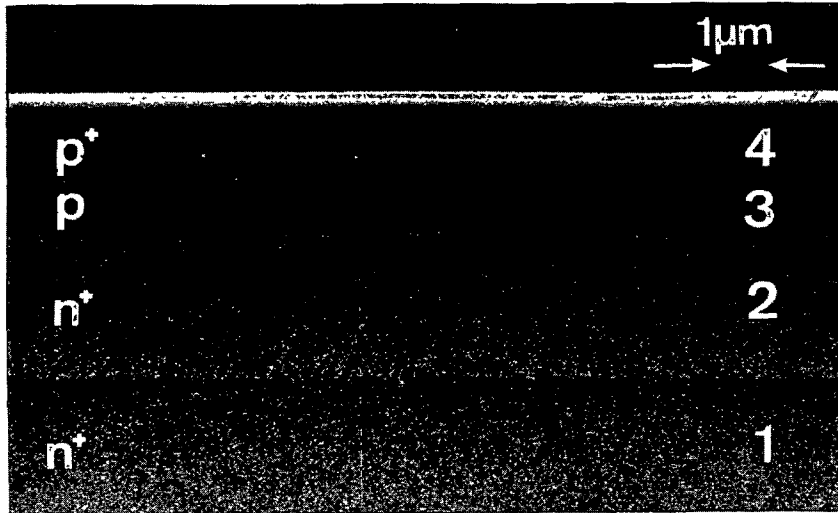


Fig. 1. — Aspect en coupe d'une double hétérojonction laser épitaxiée en phase liquide sur substrat GaSb (100). (Image au microscope électronique à balayage): 1 - GaSb (100)n, 2 et 4 -  $\text{Ga}_{0,73}\text{Al}_{0,27}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}$ , 3 -  $\text{Ga}_{0,83}\text{In}_{0,17}\text{As}_{0,15}\text{Sb}_{0,85}$ .  
 [Cross-section of a double heterojunction laser grown by liquid phase epitaxy on GaSb(100) substrates (Scanning Electron Microscope photography) 1 - GaSb(100), 2 and 4 -  $\text{Ga}_{0,73}\text{Al}_{0,27}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}$ , 3 -  $\text{Ga}_{0,83}\text{In}_{0,17}\text{As}_{0,15}\text{Sb}_{0,85}$ .]

avec un dopage résiduel  $\sim 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Le dopage des couches de confinement est de l'ordre de  $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

Les épaisseurs des couches sont uniformes. Elles sont décrites par la loi caractéristique d'une croissance contrôlée par les cinétiques de diffusion en phase liquide [25,26] :

$$d = K \left[ \Delta T_{\text{eff}} \cdot t^{1/2} + 2/3\beta t^{3/2} \right]$$

$t$  est la durée de croissance ;  $K$  est un paramètre fonction de la température, de la composition de la couche épitaxiée et pour les fortes valeurs de la sursaturation initiale du bain, de l'orientation de croissance ;  $\Delta T_{\text{eff}}$  est la sursaturation initiale effective, ainsi définie [26] :

$$\Delta T_{\text{eff}} = \Delta T_0 - \Delta T_{\text{cr}}$$

où  $\Delta T_0$  représente la sursaturation en température effectivement appliquée et  $\Delta T_{\text{cr}}$  la sursaturation critique minimale qui évite la dissolution du substrat de GaSb ou de la couche support d'épitaxie, lors de son introduction dans le bain liquide.

- dans le cas du  $\text{Ga}_{0,83}\text{In}_{0,17}\text{As}_{0,15}\text{Sb}_{0,85}$  :

$$\Delta T_{\text{cr}} = 5^\circ\text{C} \quad K = 0,13 \mu\text{m } ^\circ\text{C}^{-1} \text{ s}^{-1/2}$$

- dans le cas du  $\text{Ga}_{0,73}\text{Al}_{0,27}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}$  :

$$\Delta T_{\text{cr}} = 1^\circ\text{C} \quad K = 0,14 \mu\text{m } ^\circ\text{C}^{-1} \text{ s}^{-1/2}$$

La double hétérostructure laser est accordée au substrat de GaSb à mieux que  $10^{-3}$ . La figure 2 montre un profil typique de double diffraction de rayons X sur les plans (400). On note un seul pic

de diffraction pour la structure ce qui traduit un désaccord paramétrique faible ( $< 10^{-3}$ ). Cette figure donne pour comparaison le profil de diffraction d'un cristal de GaSb massif. Une étude de diffraction selon les plans (511) et (5 $\bar{1}\bar{1}$ ) a montré que les couches épitaxiées de la structure laser étaient déformées élastiquement [27] même pour des structures désaccordées à  $\sim 10^{-3}$

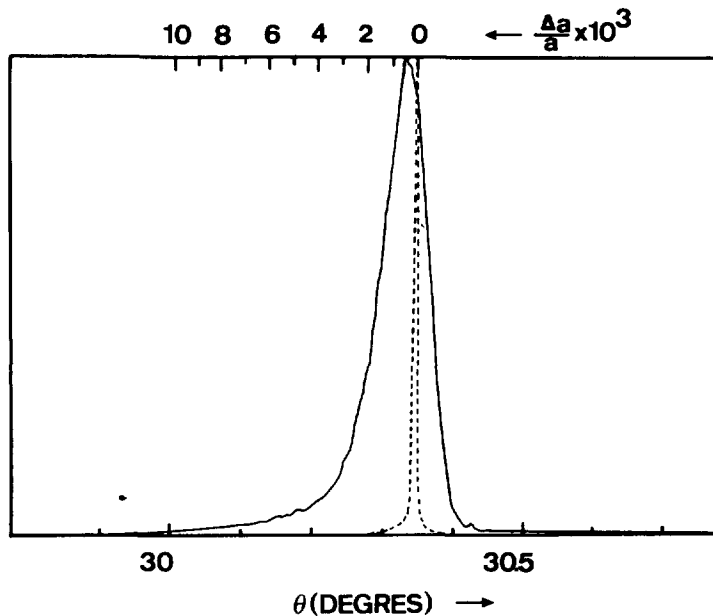


Fig. 2. — Profil de double-diffraction de rayons X sur plans (400) d'une structure épitaxiée: —DH, --- GaSb.

[Double-crystal X-ray diffraction spectrum on (400) planes of an epitaxial structure — DH, --- GaSb.]

**2.2 PRÉPARATION DES DIODES LASER.** — Ces diodes laser préparées à partir des plaquettes épitaxiées sont des diodes planars à ruban large et à cavité Pérot-Fabry (Fig. 3). Elles sont obtenues à l'aide des opérations successives suivantes :

- dépôt par CVD à 400°C d'une couche de passivation de SiO<sub>2</sub> à la surface de la plaquette et ouverture dans cette couche d'une fenêtre de 20 μm par photogravure.

- Décapage mécano-chimique de la base du substrat au brome-méthanol (3 %) jusqu'à ce que l'épaisseur de la plaquette soit inférieure à 100 μm. Cette opération réduit la résistance série de la diode et facilite les clivages.

- Réalisation des contacts ohmiques par évaporation thermique d'or-zinc (côté p) et d'or-germanium-nickel (côté substrat), suivie d'un recuit à 350°C de quelques minutes.

- Métallisation de la surface de la plaquette par pulvérisation cathodique d'une double couche de Titane-or.

- Réalisation des cavités Pérot-Fabry par clivage.

- Soudure de la puce laser sur un support en cuivre de type ALCATEL. La soudure est réalisée à l'étain (substrat en bas) ou à l'indium (substrat en haut).

La plupart des diodes ainsi préparées possèdent un ruban de largeur 20 μm et une longueur

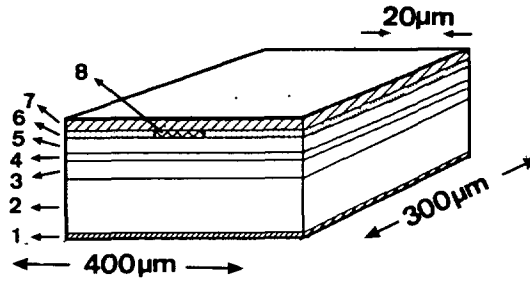


Fig. 3. — Schéma de la diode laser planar à ruban large préparée: 1: métallisation AuGeNi, 2: substrat GaSb (100), 3 et 5:  $\text{Ga}_{0,73}\text{Al}_{0,27}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}$ , 4:  $\text{Ga}_{0,83}\text{In}_{0,17}\text{As}_{0,15}\text{Sb}_{0,85}$ , 6: passivation  $\text{SiO}_2$  7: métallisation TiAu, 8: métallisation AuZn.

[Schematic representation of the stripe geometry laser diode prepared, 1- AuGeNi contact, 2- GaSb (100)n substrate, 3 and 5-  $\text{Ga}_{0,73}\text{Al}_{0,27}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}$ , 4-  $\text{Ga}_{0,83}\text{In}_{0,17}\text{As}_{0,15}\text{Sb}_{0,85}$ , 6-  $\text{SiO}_2$  insulating layer, 7- TiAu, 8- AuZn contact.]

de cavité égale à  $245 \mu\text{m}$  ou  $300 \mu\text{m}$ . Pour les études en température entre 77K et l'ambiante, les diodes sont montées dans un cryostat KADEL KR 200 à fenêtre de silice. Pour les études à plus basse température, nous avons utilisé un cryostat PIGNAT à gaz d'Hélium.

### 3. Caractéristiques de confinement de la double hétérostructure.

**3.1 CONFINEMENT ÉLECTRIQUE.** — Le confinement électrique est obtenu grâce aux barrières énergétiques  $\Delta E_C$  et  $\Delta E_V$  contre la diffusion des électrons et des trous qui apparaissent respectivement au niveau de l'hétérojonction isotype  $p/p$  et de l'hétérojonction  $p/n$  (Fig. 4), par suite des différences d'énergie gap et d'affinité électronique des couches épitaxiées.

La figure 4 donne une évaluation du diagramme de bandes d'énergie de la double hétérojonc-

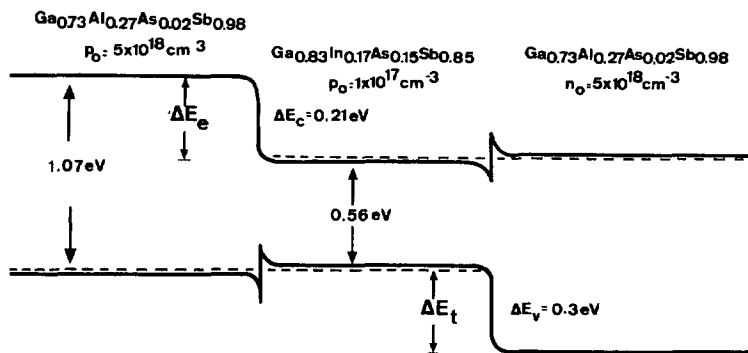


Fig. 4. — Diagramme de bandes d'énergie de la double hétérojonction en régime de forte injection à 300K. [Energy band diagram of the double heterostructure in the case of high injection at 300K.]

tion en régime de forte injection. Ce diagramme a été dessiné sur la base du modèle d'Anderson [28]. Les discontinuités de bande (band-offsets)  $\Delta E_C$  et  $\Delta E_V$  ont été évaluées à partir de la connaissance de la position du niveau de Fermi à l'équilibre, déterminée selon la procédure de Joyce [29]. On trouve :

$$\Delta E_C \approx 0,21 \text{ eV} \quad \Delta E_V \approx 0,30 \text{ eV}$$

En régime de forte injection, les barrières énergétiques  $\Delta E_C$  et  $\Delta E_V$  sont comparables et leur valeur est élevée :

$$\Delta E_C \approx \Delta E_V \approx 0,46 \text{ eV}$$

Les couches de GaAlAsSb réalisent donc un bon confinement des porteurs dans la couche active de GaInAsSb.

**3.2 FACTEUR DE CONFINEMENT OPTIQUE.** — On définit le facteur de confinement optique  $\Gamma$  comme étant le rapport de l'intensité de l'onde électromagnétique se propageant dans la couche active sur l'intensité totale. Le confinement joue sur le mode transverse TE pour lequel la polarisation du champ est perpendiculaire à la direction de propagation  $oz$ . Une expression approchée de  $\Gamma$  a été proposée par Botez [30]. Elle est valable pour le mode transverse fondamental, dans le cas d'une structure guidante planaire passive (sans gain ni perte) symétrique :

$$\Gamma \approx D^2 / (2 + D^2) \quad \text{avec } D = \frac{2\Pi}{\lambda} d (n_2^2 - n_1^2)^{1/2}$$

$D$  est le paramètre de phase normalisé, fonction de l'épaisseur de la couche active  $d$ , de la longueur d'onde du rayonnement émis  $\lambda$ , de l'indice de réfraction de la couche active  $n_2$  et de celui des couches de confinement  $n_1$ .

Les indices de réfraction ont été évalués à l'aide du modèle de l'oscillateur simple [31,40]. Ce modèle fournit :

$$n_2 = 3,72 \text{ et } n_1 = 3,63 \text{ à } 300\text{K} (\lambda \approx 2,2 \mu\text{m})$$

$$n_2 = 3,76 \text{ et } n_1 = 3,65 \text{ à } 80\text{K} (\lambda \approx 2 \mu\text{m})$$

L'écart ( $n_2 - n_1$ ) restant pratiquement le même lorsque le système est refroidi, le facteur de confinement est peu sensible à la température. Par contre,  $\Gamma$  est étroitement lié à l'épaisseur de la couche active, comme le montre la figure 5. L'obtention de facteurs de confinement élevés nécessite l'emploi de couches actives épaisses ( $\Gamma = 63\%$  pour  $d = 0,8 \mu\text{m}$  à 300K).

#### 4. Caractéristiques électriques.

Les diodes laser préparées présentent des caractéristiques courant-tension comparables à celles de la figure 6. La forme arrondie de la caractéristique en régime inverse indique un courant de fuite élevé et une faible tension de claquage (de l'ordre du volt). Cette valeur est à comparer avec la tension de claquage calculée à partir de la formule empirique de SZE [32] qui donne pour un dopage de couche active  $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3} \cdot V_B = 3,5\text{V}$ .

On peut modéliser la caractéristique  $I - V$  de nos diodes laser par une diode idéale de qualité  $n \approx 2$  en série avec une résistance  $R_S = 1$  à  $6 \Omega$ , l'ensemble étant court-circuité par une résistance shunt de plusieurs centaines d'ohms à  $1 \text{ K}\Omega$ .

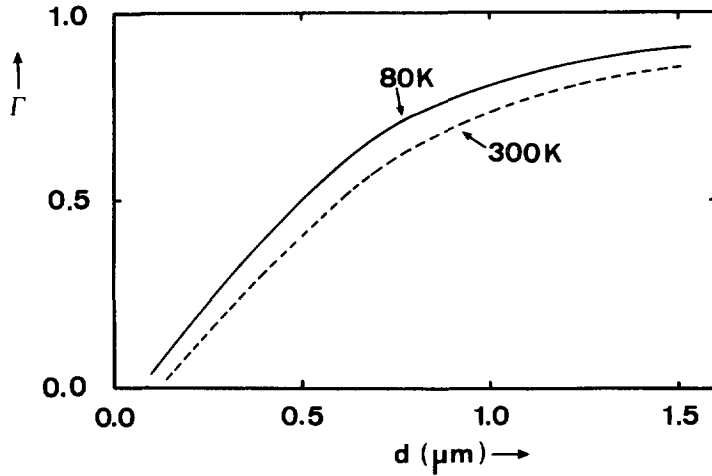


Fig. 5. — Facteur de confinement de la double hétérostructure laser en fonction de l'épaisseur de la couche active à 300K ( $\lambda = 2,2 \mu\text{m}$ ) et à 80K ( $\lambda = 2 \mu\text{m}$ ).  
 [Confinement factor of the double heterostructure laser as a function of the active layer thickness at 300K ( $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$ ) and 80K ( $\lambda = 2 \mu\text{m}$ ).]

Les faibles valeurs des résistances shunt enregistrées ont pour origine des mécanismes de fuite par la surface. On peut évaluer l'importance de ce type de courant de fuite à l'aide de la caractéristique  $I \, dV/dI = f(I)$ . Pour une diode non fuyante ( $R_{\text{sh}} = \infty$ ) on a, lorsque  $I \gg I_0$  ( $I_0$  étant le courant inverse d'obscurité) :

$$I \, dV/dI = R_s I + nkT/q \quad (1)$$

Cette équation fournit une droite de pente  $R_s$  qui coupe l'axe des ordonnées à la valeur  $nkT/q$ . Elle est valable pour les courants d'injection d'intensité inférieure au seuil. Dans le cas d'une diode fuyante ( $R_{\text{sh}} \neq \infty$ ), on obtient une courbe qui s'écarte d'autant plus de la droite que la valeur de  $R_{\text{sh}}$  est faible [33].

La figure 7 montre une caractéristique  $I \, dV/dI = f(I)$  typique de nos diodes laser à 80K. On observe une courbe qui présente un maximum très éloigné de la caractéristique linéaire en régime de faible injection ( $I < 20 \text{ mA}$ ). Cette courbe devient ensuite asymptotique à une droite lorsque l'intensité du courant d'injection augmente. La pente de cette droite fournit une résistance série  $R_s \approx 1,6 \, \Omega$ , comparable à celle que l'on peut obtenir à partir de la caractéristique  $I - V$  en polarisation directe.

## 5. Caractéristiques d'émission.

5.1 PUISSANCE ÉMISE. — La puissance optique a été analysée en régime impulsionnel au moyen d'un banc de mesure comprenant un détecteur au sulfure de plomb (PbS), un pré-amplificateur faible bruit, une détection synchrone et un générateur de courant. Nous avons utilisé des trains d'impulsions de largeur 100 ns à 800 ns sur une durée de 5 ms avec un taux de répétition de 100 Hz.

En régime continu, la puissance émise a été mesurée à l'aide d'un radiomètre LASER PRECISION RK 5700, à détecteur pyroélectrique, de  $1 \text{ cm}^2$  de surface sensible et de 0,01 dBm de

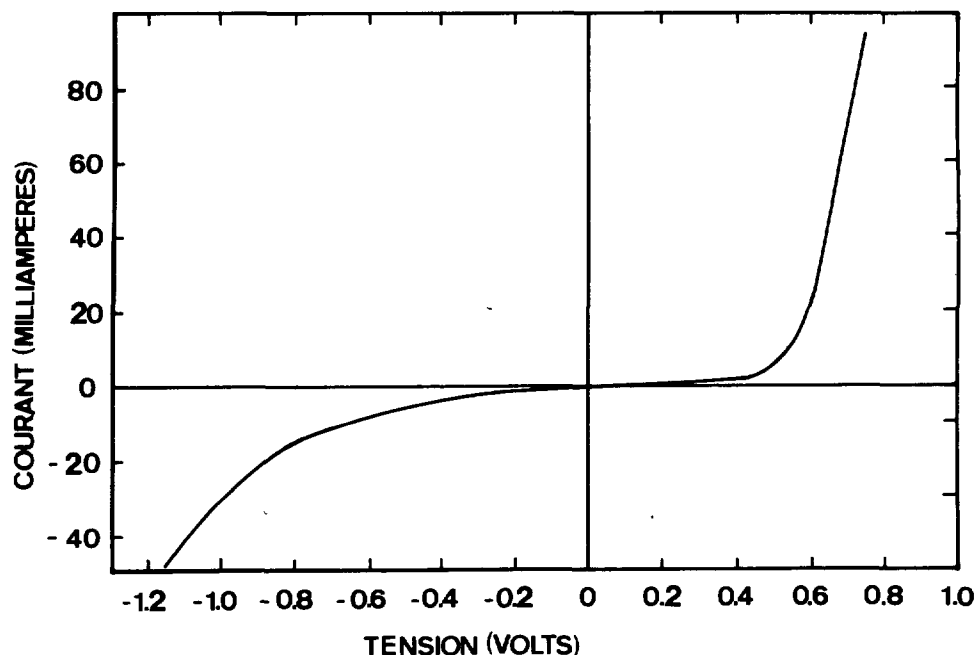


Fig. 6. — Caractéristique  $I - V$  d'une DH laser typique à 80K.  
[  $I - V$  characteristic of a DH laser at 80K.]

résolution.

**5.1.1 Caractéristiques P-L.** — La caractéristique P-L (puissance lumineuse émise - intensité du courant d'injection) d'une diode laser typique est présentée figure 8 à différentes températures, entre 20K et 298K. L'enregistrement de ces courbes a été effectué en régime impulsionnel. On remarque que la puissance optique due à l'émission spontanée est très faible à basse température. Cette puissance spontanée croît régulièrement avec la température de fonctionnement. A température ambiante, elle est d'environ 0,12 mW. L'émission stimulée apparaît pour des intensités de courant de seuil  $I_{th}$  allant de 150 mA à 80K jusqu'à 1,2 A à 298K. Au-dessus du seuil, la caractéristique P-L est linéaire. Un écart à la linéarité, dû à l'apparition des phénomènes de saturation de la puissance émise, apparaît pour des puissances optiques supérieures à 2-3 mW.

L'enregistrement des caractéristiques P-L en régime continu a été réalisé à basse température. Il fournit jusqu'à 100K des courbes pratiquement identiques à celles obtenues en régime impulsionnel. La température maximale de fonctionnement en régime continu est 140K. Cette température est liée à l'intensité du courant admissible par les DH laser, qui est d'environ 280 mA, ce qui correspond à une puissance Joule critique de 100 mW.

**5.1.2 Courant de seuil.** — L'évolution avec la température de l'intensité du courant de seuil  $I_{th}$  est précisée figure 9 pour deux diodes laser caractéristiques.  $I_{th}$  varie selon la loi :  $I_{th} = I_0 \exp(T/T_0)$  avec  $T_0 \approx 66K$  jusqu'à 100K et  $T_0 \approx 110K$  au-dessus de 100K.

Les densités de courant de seuil sont élevées ( $J_{th} \approx 2 \text{ kA/cm}^2$  à 80K et  $\approx 20 \text{ kA/cm}^2$  à 300K). Les densités de courant de seuil mesurées sur des DH laser identiques (extraites d'une même plaquette épitaxiée), mais à contacts à ruban beaucoup plus larges ( $100 \mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$ ), sont

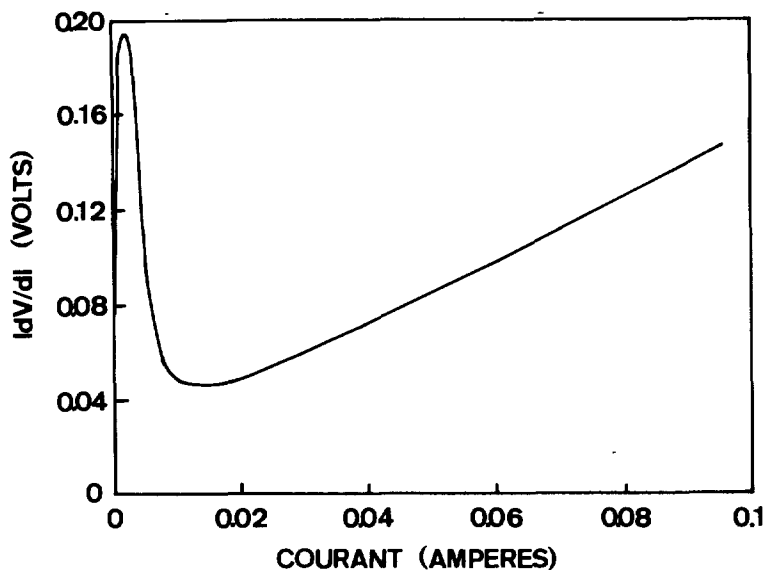


Fig. 7. — Caractéristique  $I \frac{dV}{dI} = f(I)$  d'une DH laser à 80K.  
 [ $I \frac{dV}{dI} = f(I)$  characteristic of a DH laser at 80K.]

réduites d'un facteur 3. Ce résultat montre que la diminution de la largeur du ruban s'accompagne d'une forte augmentation de l'importance des courants de fuite. Ces derniers sont des courants de fuite latéraux (au niveau de la surface mais aussi dans la couche épitaxiée superficielle fortement dopée  $p$  et donc très conductrice).

Une modélisation de la densité de courant de seuil des doubles hétérostructures GaAlSb/GalnAsSb a été effectuée [34,35]. Cette modélisation a montré que des densités de courant de seuil aussi faibles que  $J_{th} \approx 2 \text{ kA/cm}^2$  à 300K pouvaient être obtenues sur une structure optimisée (épaisseur couche active  $\sim 0,3 \mu\text{m}$ ; concentration en aluminium de la couche de confinement  $x_{Al} \approx 0,6$ ). L'alliage GalnAsSb, zone active de la DH laser, possède en effet une structure de bandes particulière, avec une énergie de transition de bande interdite  $E_0$  nettement inférieure à l'énergie d'éclatement spin-orbite  $\Delta_0$ , qui lui confère un coefficient d'absorption inter bandes de valence  $\alpha_{ivb}$  négligeable et un coefficient de recombinaisons non radiatives Auger peu élevé, pour un semiconducteur à petit gap ( $C_{Auger} \approx 1 \times 10^{-28} \text{ cm}^6/\text{s}$  à 300K). Ces propriétés favorisent l'obtention de faibles courants de seuil. Expérimentalement, des densités de courant de seuil de l'ordre de  $2 \text{ kA/cm}^2$  ont été obtenues sur des DH laser GaAlAsSb/GalnAsSb à ruban large possédant un très bon confinement optique [10,14].

Les températures caractéristiques  $T_0$  mesurées vers 300K sur les DH laser à GalnAsSb/GaAlAsSb émettant vers  $2,2 \mu\text{m}$  sont variables selon les auteurs : 40-50K [13], 45K [18], 60K [10], 60-80K [11,14], 60-115K [37], 85K [8] et 90K [36].

Lors d'une précédente étude [36], réalisée sur les diodes laser à contacts larges, nous avons montré que les températures caractéristiques obtenues proches de 90K pouvaient être interprétées entre 100K et 300K en tenant compte de deux mécanismes : un mécanisme radiatif de recombinaisons bande à bande avec, à température ambiante, un coefficient de recombinaisons  $B = 7,7 \times 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$  et un mécanisme non radiatif de recombinaisons Auger (du type CHLH),

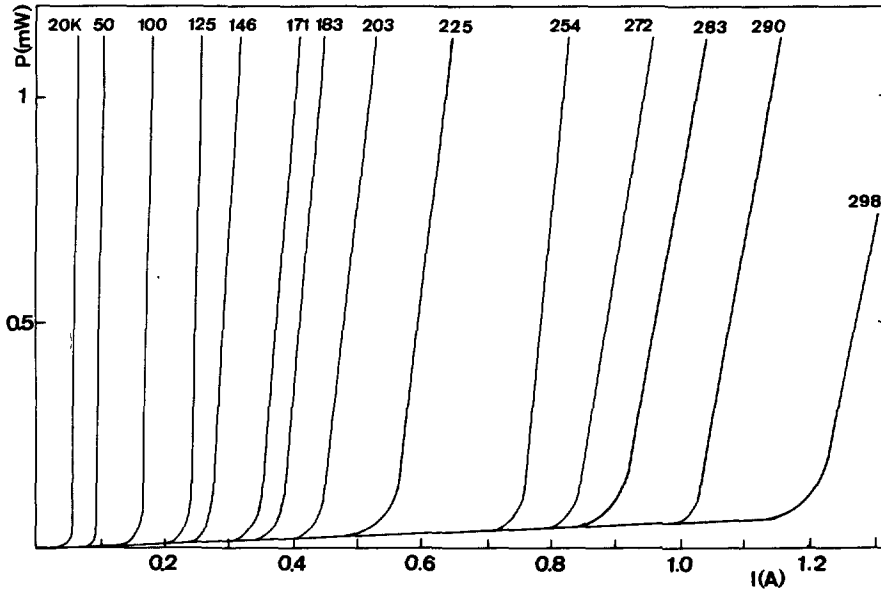


Fig. 8. — Puissance lumineuse émise en fonction de l'intensité du courant d'injection à diverses températures.  
[Emission power as a function of injection current intensity at different temperatures.]

avec un coefficient de recombinaisons à 300K  $C = 1 \times 10^{28} \text{ cm}^6/\text{s}$ . Le terme  $B$  varie avec la température proportionnellement à  $T^{-3/2}$  [38]. L'évolution avec  $T$  du coefficient Auger est fournie par les expressions analytiques de Haug [39]. Le mécanisme Auger est prédominant à température ambiante. Il devient négligeable au dessous de 150K.

Nous avons reporté sur la figure 9 la courbe théorique  $I_{th}(T)$  calculée selon la méthode de la référence [36], entre 20K et 300K. Cette courbe est décalée par rapport aux courbes expérimentales. Mais l'allure de la caractéristique  $I_{th}(T)$  est comparable à celle obtenue expérimentalement. On retrouve en effet la cassure autour de 100K, avec des températures caractéristiques théoriques  $T_0 \approx 70\text{K}$ , dans le domaine de températures inférieures à 100K, et  $T_0 \approx 92\text{K}$ , dans le domaine des hautes températures.

Le décalage entre la courbe  $I_{th}(T)$  calculée et la courbe expérimentale, ainsi que la dispersion des résultats de mesure de  $T_0$ , s'interprètent aisément à l'aide des courants de fuite, qui sont variables d'une structure à l'autre et peuvent devenir prépondérants. C'est le cas, par exemple, des diodes à ruban étroit et à bords mal passivés, ou bien des structures insuffisamment accordées [44].

5.1.3 *Rendement quantique différentiel externe.* — La figure 10 indique la variation du rendement quantique différentiel externe des deux diodes de la figure 9, calculé selon l'expression :

$$\eta_d = \frac{2q}{h\nu} \frac{dP}{dI} \quad (3)$$

On voit que le rendement est élevé à basse température. A 80K, il est de 12 à 20 %. Il diminue fortement lorsque la température augmente. A température ambiante, il est d'environ 3 % (1,5 % par face).

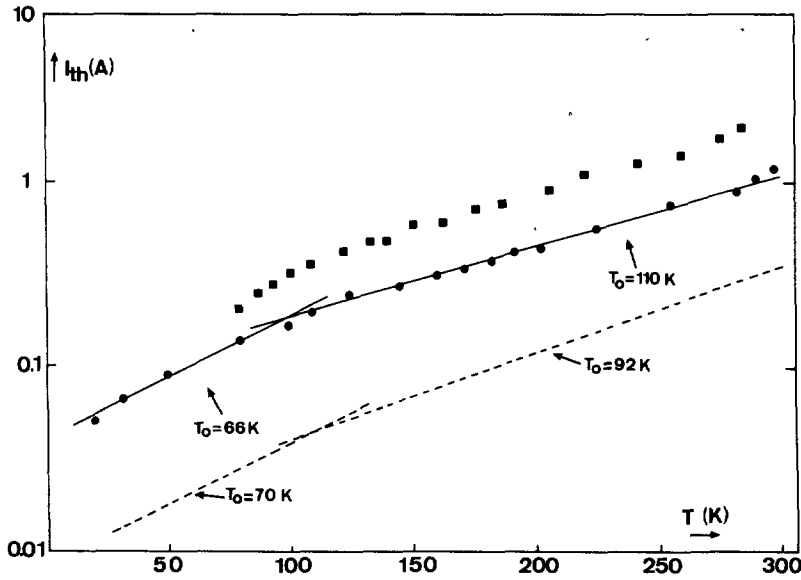


Fig. 9. — Variation avec la température de l'intensité de courant de seuil pour deux diodes laser. --- Courbe théorique.

[Variation with temperature of the threshold current intensity for two laser diodes. --- calculated curve.]

Cette diminution du rendement quantique peut être attribuée à l'augmentation du coefficient global de pertes internes  $\alpha$ . Celui-ci est donné par :

$$\alpha = \alpha_{fc} + \alpha_{ivb} + \alpha_s \quad (4)$$

où  $\alpha_{fc}$  est le coefficient de pertes dues à l'absorption par les porteurs libres,  $\alpha_{ivb}$  le coefficient de pertes par absorption intervalence et  $\alpha_s$  le coefficient de pertes par diffusion. Ce dernier, lié à la présence de défauts dans la couche ou aux interfaces, est peu sensible à la température. Le coefficient  $\alpha_{fc}$  est fonction de la concentration en électrons  $N$  et en trous  $P$  dans la couche active :

$$\alpha_{fc} = \tau_e N + \tau_t P \quad (5)$$

relation dans laquelle  $\tau_e$  et  $\tau_t$  représentent les coefficients de capture des photons par les électrons libres et les trous libres.

En régime d'injection ( $N \approx P \approx N_{th}$ ) le terme  $\alpha_{fc}$  devient proportionnel à  $N_{th}$  [34]. Or,  $N_{th}$  varie d'un facteur 5 entre  $T = 80K$  (où  $N_{th} \approx 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) et  $T = 300K$  (où  $N_{th} \approx 1,4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) [36]. Cette augmentation de  $N_{th}$  et par conséquent de  $\alpha_{fc}$  avec la température aboutit à une réduction du rendement quantique interne. Le fait que ce rendement diminue de manière sensible laisse supposer que le terme d'absorption par les porteurs libres est prédominant parmi les différents mécanismes de pertes internes.

**5.2 SPECTRE D'ÉMISSION.** — Le spectre d'émission laser a été analysé à l'aide d'un spectromètre de distance focale 1,5 m. Ce spectromètre, réalisé au laboratoire, est muni d'un réseau plan de 300 traits blazé à  $3 \mu\text{m}$  et d'un photodétecteur PbS équipé d'un pré-amplificateur à faible bruit. Le

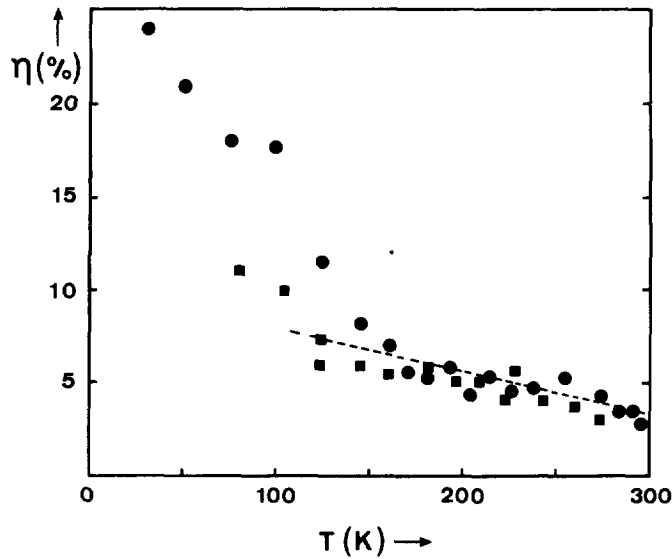


Fig. 10. — Variation du rendement quantique différentiel externe avec la température pour les deux diodes laser de la figure 9.

[Variation of the external differential quantum efficiency with temperature for the two laser diodes of figure 9.]

signal est amplifié avant enregistrement par une détection synchrone. Les fentes de sortie utilisées ont une ouverture de  $50 \mu\text{m}$ . La figure 11 précise l'évolution à  $T = 80\text{K}$  du spectre d'émission, en fonction de l'intensité du courant d'injection, en deçà et au-delà du seuil ( $I_{\text{th}} = 150 \text{ mA}$ ).

On constate que, juste avant le seuil, le spectre d'émission spontanée est bien résolu et fait apparaître les modes longitudinaux sélectionnés par la cavité.

Au niveau du seuil, le déclenchement de l'émission cohérente se réalise sur un ou deux modes à une longueur d'onde  $\sim 1,947 \mu\text{m}$  pratiquement égale à celle qui fournit le maximum de l'émission spontanée.

Lorsque l'injection augmente, d'autres modes apparaissent, le pic principal se situant tantôt sur un mode, tantôt sur un mode voisin. La position de chaque mode n'est pas affectée par l'injection. Par contre, le mode principal se décale faiblement vers les courtes longueurs d'onde (lorsque  $I = 250 \text{ mA}$ , il est centré sur  $1,943 \mu\text{m}$ ).

En régime d'oscillation laser, l'écart  $\Delta\lambda$  entre modes est égal à  $15 \text{ \AA}$  pour des diodes à longueur de cavité  $L = 245 \mu\text{m}$  et  $13,3 \text{ \AA}$  pour des diodes à  $L = 300 \mu\text{m}$ . Il apparaît comme indépendant de l'injection. Cet écart est fourni par :

$$\Delta\lambda = \lambda^2 / 2n_g L \quad (6)$$

où  $n_g$  est l'indice de groupe, donné par  $n_g \approx 5,1$ .

L'énergie  $E_m$  des photons du mode fondamental varie avec la température de manière linéaire entre  $100\text{K}$  et  $300\text{K}$ , avec un coefficient  $dE_m/dT = -2,9 \times 10^{-4} \text{ eV/K}$ . Ce coefficient est très légèrement inférieur à celui qui fixe la variation de l'énergie gap avec  $T$ . Ce dernier coefficient, déterminé par électroréflexion sur des alliages  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$  accordés sur  $\text{GaSb}$  à  $x = 0,15 - 0,20$ , varie selon les échantillons entre  $-3,0 \times 10^{-4} \text{ eV/K}$  et  $-3,3 \times 10^{-4} \text{ eV/K}$  [41].

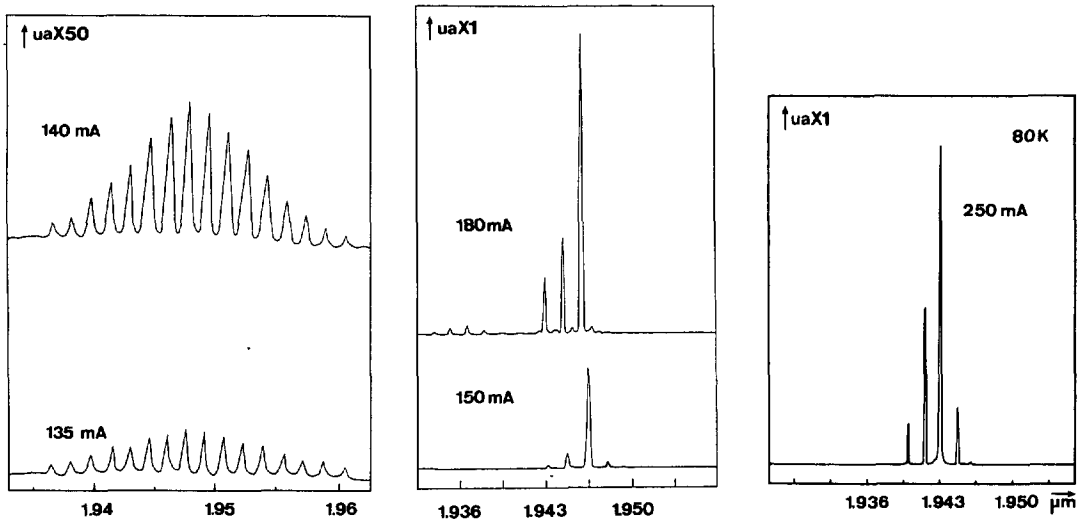


Fig. 11. — Evolution avec l'intensité du courant d'injection du spectre d'émission à 80K : a) au-dessous, b) au-dessus du seuil.  
 [Evolution with injection current intensity of the emission spectrum at 80K: a) under, b) above threshold.]

**5.3 GAIN OPTIQUE NET.** — Le gain optique net  $G$  est défini à partir du gain optique  $g$  et du coefficient global de pertes optiques  $\alpha$  dans la DH par la relation :

$$G = \Gamma g - \alpha - 1/L \ln(1/R) \quad (7)$$

$\Gamma$  est le facteur de confinement du mode TE,  $L$  est la longueur de cavité et  $R$  le coefficient de réflexion des faces clivées.

Le gain net a été déterminé en utilisant la méthode de Hakki et Paoli [42]. Cette méthode consiste à mesurer la profondeur de modulation  $r = P_{\max}/P_{\min}$  du spectre d'émission spontanée, modulation imposée par la résonance de la cavité, pour des intensités du courant d'injection  $I$  inférieures au seuil  $I_{\text{th}}$ . Le gain net est donné par :

$$G = (1/L) \ln \frac{r^{1/2} - I}{r^{1/2} + I} \quad (8)$$

Deux spectres typiques d'émission au-dessous du seuil (pour des diodes fonctionnant en continu à 80K, sont fournis figure 11. L'évolution de  $G$  avec la longueur d'onde est précisée figure 12 pour trois intensités de courant d'injection  $I$  différentes. Les courbes de gain obtenues passent par un maximum dont la position se décale vers les courtes longueurs d'onde lorsque  $I$  augmente. La valeur de ce maximum croît proportionnellement à  $I$ , avec une pente  $dG_{\max}/dI \approx 1,3 \text{ cm}^{-1}/\text{mA}$ . La longueur d'onde qui fournit  $G_{\max}$  pour  $I \approx I_{\text{th}}$  est  $1,947 \mu\text{m}$ . Cette longueur d'onde correspond au mode principal du rayonnement stimulé qui apparaît au seuil.

**5.4 CHAMP LOINTAIN.** — Le champ rayonné à grande distance a été mesuré à l'aide d'un détecteur PbS de  $9 \text{ mm}^2$  de surface sensible, actionné par un moteur pas à pas qui lui fait subir une rotation dans les plans perpendiculaire et parallèle à la jonction à une distance de la diode laser égale à 10 cm.

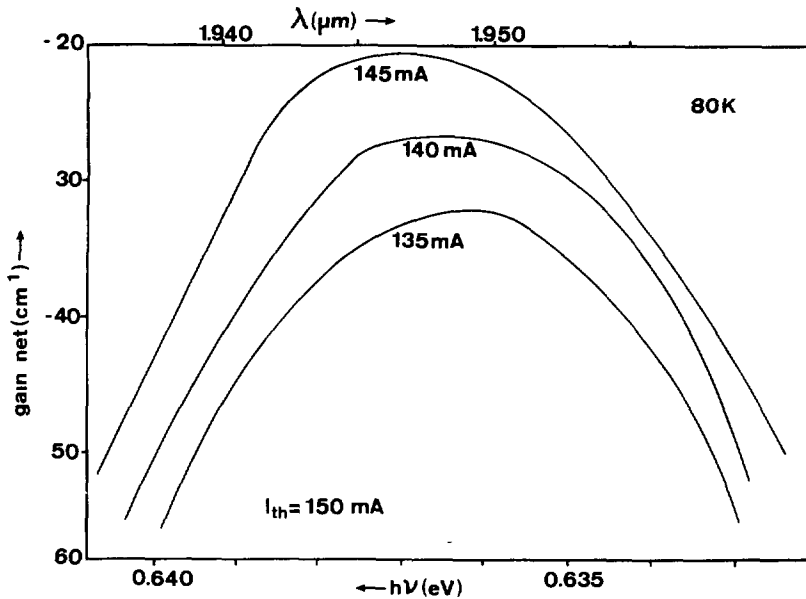


Fig. 12. — Gain optique net en-dessous du seuil ( $I_{th} = 150$  mA) pour différents courants d'injection. [Net optical gain under threshold ( $I_{th} = 150$  mA) for different injection currents.]

Un résultat typique est présenté figure 13. Cette figure montre la forme du champ émis à 80K perpendiculairement à la jonction (champ perpendiculaire) et parallèlement à la jonction (champ parallèle), pour une injection proche du seuil. On observe un seul lobe, ce qui veut dire que la diode fonctionne sur le mode d'ordre zéro dans le plan orthogonal à la jonction. La largeur à mi-hauteur du champ perpendiculaire est  $\theta_{\perp} = 52^{\circ} \pm 1^{\circ}$ . La largeur à mi-hauteur du champ parallèle est  $\theta_{\parallel} = 11^{\circ} \pm 1^{\circ}$ .

Un calcul de l'intensité relative du champ rayonné à grande distance peut être réalisé en résolvant les équations de Maxwell. On trouve dans le cas d'une plaque guidante (sans gain ni perte) à structure symétrique [43] :

$$\frac{I(\theta)}{I(0)} = \left[ K^2 \gamma \left( \frac{\cos [K_0(d/2) \sin \theta] - K_0 \sin \theta \sin [K_0(d/2) \sin \theta]^2}{(K^2 - K_0^2 \sin^2 \theta) (\gamma^2 + K_0^2 \sin^2 \theta)} \right) \right]^2 \quad (9)$$

où  $K^2 = n_2^2 K_0^2 - \beta^2$  et  $\gamma^2 = \beta^2 - n_1^2 K_0^2$ ,  $n_2$  et  $n_1$  sont les indices de réfraction de la couche active et des couches de confinement,  $K_0 = 2\pi/\lambda_0$  représente le vecteur d'onde dans le vide,  $\beta$  est la constante de propagation.

Le champ perpendiculaire ainsi calculé dépend de la différence relative d'indices  $\Delta = (n_2^2 - n_1^2)/2n_2^2$ . L'ajustement de la courbe  $I(\theta)/I(0)$  calculée sur la courbe expérimentale obtenue au seuil a été réalisé (Fig. 13) ; il est obtenu avec  $\Delta = 0,0365$ . Avec  $n_1 = 3,65$ , on obtient un indice de réfraction de la couche active :  $n_2 = 3,79$ . Cette valeur est supérieure à celle calculée d'après le modèle de l'oscillateur simple (3,76).

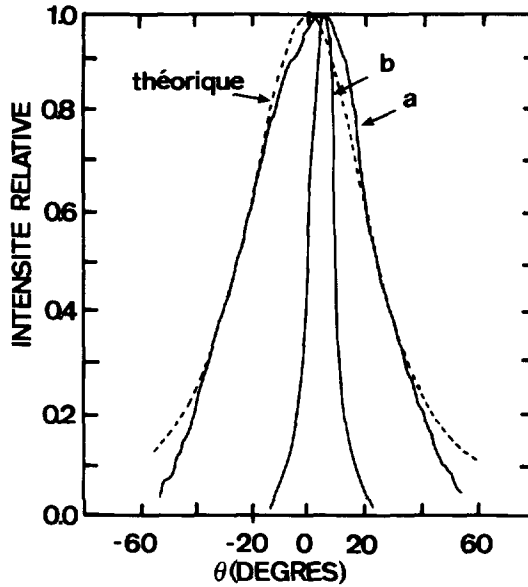


Fig. 13. — Champ lointain émis pour  $I > I_{th}$ . (a) selon l'angle de divergence  $\theta_{\perp}$  perpendiculaire au plan de jonction. (b) selon l'angle de divergence  $\theta //$  parallèle au plan de jonction.  
 [Emitted far field for  $I > I_{th}$ . (a) according to divergence angle  $\theta_{\perp}$  perpendicular to the junction plane (b) according to divergence angle  $\theta //$  parallel to the junction plane.]

## 6. Conclusion.

Les doubles hétérojonctions  $Ga_{0,73}Al_{0,27}As_{0,02}Sb_{0,98}$  (p)/ $Ga_{0,83}In_{0,17}As_{0,15}Sb_{0,85}$  (p)/ $Ga_{0,73}Al_{0,27}As_{0,02}Sb_{0,98}$  (n) épitaxiées en phase liquide sur substrat GaSb(100) permettent un excellent confinement électrique des porteurs de charge (barrière de diffusion transverse  $\sim 0.46$  eV) et un confinement optique convenable (écart d'indice ( $n_2 - n_1$ ) évalué à  $\sim 0,1$ ).

Les diodes laser de type planar à ruban de largeur  $20 \mu m$ , préparées à partir de ces doubles hétérojonctions, émettent vers  $2,17 \mu m$  en régime pulsé à température ambiante et jusqu'à 140K en régime continu. Le spectre d'émission à 80K comporte un à quelques modes de type longitudinaux centrés vers  $1,95 \mu m$ . Le mode principal se déplace par saut vers les courtes longueurs d'onde lorsque l'injection augmente.

L'intensité de courant de seuil varie de 150 mA (à 80K) à 1,2A (à 298K). Son évolution avec la température est interprétée à partir du mécanisme radiatif de recombinaisons bande à bande, prédominant à basse température, et du mécanisme de recombinaisons non radiatives Auger, prédominant à haute température. Ces deux processus combinés fournissent entre 100K et 300K une température caractéristique  $T_0 = 92K$ . La température caractéristique de nos diodes est  $T_0 \approx 110K$ . Les valeurs de  $T_0$  fournies par la littérature varient entre 40K et 115K. Ces fluctuations peuvent résulter de l'influence des courants de fuite latéraux qui ne sont pas pris en compte dans la modélisation.

Le rendement quantique de nos DH laser est de 6 à 10 % par face à 80K et de 1,5 % par face à 298K. Sa diminution avec la température peut être associée à l'augmentation plus ou moins rapide du coefficient global de pertes  $\alpha$  dues essentiellement au phénomène d'absorption par les

porteurs libres.

Le champ lointain au voisinage du seuil est généralement monolobe, avec une divergence dans le plan parallèle à la jonction  $\theta // \approx 11^\circ$  et dans le plan perpendiculaire  $\theta \perp \approx 52^\circ$ . Une modélisation du champ lointain perpendiculaire a permis de déterminer, par comparaison avec les résultats expérimentaux, l'indice de réfraction de la couche active au seuil :  $n_2 = 3,79$  à 80K.

### Remerciements.

Ce travail a été soutenu par les Laboratoires de Marcoussis, Centre de Recherche de la C.G.E. (Conventions 306/C/86).

### Bibliographie

- [1] FRANCE P.W., CARTER S.F., MOORE M.W. et WILLIAMS J.R., *SPIE*, Vol. 618, Infrared Optical Materials and Fibers IV (1986) 51.
- [2] KANAMORI T. et SAKAGUCHI S., *Jpn. J. Appl. Phys.* **25** (1986) L 468.
- [3] COOPER D.E. et WARREN R.E., *J. Opt. Soc. Am.* **B4** (1987) 470.
- [4] PARTIN D.L., *IEEE J. Quantum Electron.* **QE 24** (1988) 1716.
- [5] RAVID A., ZUSSMAN A., CINADER G. et ORON A., *Appl. Phys. Lett.* **55** (1989) 2704.
- [6] DOLGINOV L.M., DRUZHININA L.V., ELISEEV P.G., LAPSHIN A.N., MIL'VIDSKII M.G. et SVERDLOV B.N., *Sov. J. Quantum Electron.* **8** (1978) 416.
- [7] BOCHKAREV A.E., DOLGINOV L.M., DRAKIN A.E., DRUZHININA L.V., ELISEEV P.G. et SVERDLOV B.N., *Sov. J. Quantum Electron.* **15** (1985) 869.
- [8] CANEAU C., SRIVASTAVA A.K., DENTAI A.G., ZYSKIND J.L. et POLLACK M.A., *Electron. Lett.* **21** (1985) 815.
- [9] CHIU T.H., TSANG W.T., DITZENBERGER J.A. et VAN DER ZIEL J.P., *Appl. Phys. Lett.* **49** (1986) 1051.
- [10] CANEAU C., ZYSKIND J.L., SULHOFF J.W., GLOVER T.E., CENTANI J., BURRUS C.A., DENTAI A.G. et POLLACK M.A., *Appl. Phys. Lett.* **51** (1987) 764.
- [11] DRAKIN A.F., ELISEEV P.G., SVERDLOV B.N., BOCHKAREV A.E., DOLGINOV L.M. et DRUZHININA L.V., *IEEE J. Quantum Electron.* **QE 23** (1987) 1089.
- [12] BARANOV A.N., DANILOVA T.N., DZHURATANOV B.E., IMENKOV A.N., KONNIKOV S.G., LITVAK A.M., USMANSKII V.E. et YAKOVLEV Yu. P., *Sov. Tech. Phys. Lett.* **14** (1988) 727.
- [13] BOCHKAREV A.E., DOLGINOV L.M., DRAKIN A.E., ELISEEV P.G. et SVERDLOV B.N., *Sov. J. Quantum Electron.* **18** (1988) 1362.
- [14] AKIMOVA I.V., BOCHKAREV A.E., DOLGINOV L.M., DRAKIN A.E., DRUZHININA L.V., ELISEEV P.G., SVERDLOV B.N. et SKIRPKIN V.A., *Sov. Phys. Tech. Phys.* **33** (1988) 429.
- [15] BARANOV A.N., DANILOVA T.N., DZHURATANOV B.E., IMENKOV A.N., ERSHOV O.G. et YAKOVLEV Yu. P., *Sov. Phys. Tech. Phys.* **33** (1988) 983.
- [16] BARANOV A.N., DANILOVA T.N., DZHURATANOV B.E., IMENKOV A.N., KONNIKOV S.G., LITVAK A.M., USMANSKII V.E. et YAKOVLEV Yu. P., *Sov. Tech. Phys. Lett.* **14** (1988) 727.
- [17] BARANOV A.N., GRENBENSHCHIKOVA E.A., DZHURATANOV B.E., DANILOVA T.N., IMENKOV A.N. et YAKOVLEV Yu. P., *Sov. Tech. Phys. Lett.* **14** (1988) 798.
- [18] ZYSKIND J.L., DE WINTER J.C., BURRUS C.A., CENTANNI J.C., DENTAI A.G. et POLLACK M.A., *Electron. Lett.* **25** (1989) 568.
- [19] KOBAYASHI N. et HORIKOSHI, *Jpn. J. Appl. Phys.* **19** (1980) L 641.
- [20] AIDARALIEV M., ZOTOVA N.V., KARANDASHEV S.A., MATVEEV B.A., STUS N.M. et TALALAKIN G.N., *Sov. Tech. Phys. Lett.* **13** (1987) 232.
- [21] AKIBA S., MATSUSHIMA Y., IKETANI T. et USAMI M., *Electron. Lett.* **24** (1988) 1069.
- [22] MANI H., JOULLIE A., BOISSIER G., TOURNIE E., PITARD F., JOULLIE A.M. et ALIBERT C., *Electron. Lett.* **24** (1988) 1542.
- [23] MARTINELLI R.U., ZAMEROWSKI T.J. et LONGEWAY P.A., *Appl. Phys. Lett.* **54** (1989) 277.
- [24] MARTINELLI R.U. et ZAMEROWSKI T.J., *Appl. Phys. Lett.* **56** (1990) 125.

- [25] DE CREMOUX B., Int. Conf. on GaAs and Related Compounds, St Louis, Missouri (1978) Proc. in Inst. Phys. Conf. Ser. 45, Ed. C.M. Wolfe (Inst. Phys. London-Bristol 1979) Chap. 1 p. 52.
- [26] KAROUTA F., Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Montpellier, Septembre 1986.
- [27] SCHILLER C., LEP, 3, Avenue Descartes, 94450 Limeil-Brévannes, Travaux non publiés.
- [28] ANDERSON R.L., Solid State Electron. **5** (1962) 341.
- [29] JOYCE W.B., *IEEE J. Quantum Electron.* **QE 19** (1983) 1625.
- [30] BOTEZ D., *IEEE J. Quantum Electron.* **QE 14** (1978) 230.
- [31] AFROMOVITZ M.A., *Solid State Commun.* **15** (1974) 59.
- [32] SZE S.H., "Physics of Semiconductors", McGraw Hill, New York, (1964), p. 253.
- [33] CHANGENET A., Thèse de Doctorat, Université de Rennes, Novembre 1988.
- [34] BROSSON P., BENOIT J., JOULLIE A. et SERMAGE B., *Electron. Lett.* **23** (1987) 417.
- [35] BHAN J., JOULLIE A., MANI H., JOULLIE A.-M., and ALIBERT C., *SPIE*, Vol. 866 "Materials and Technologies for Optica Communications" (1987) 126.
- [36] JOULLIE A., ALIBERT C., MANI H., PITARD F., TOURNIE E. et BOISSIER G., *Electron. Lett.* **24** (1988) 1076.
- [37] CANEAU C., SRIVASTAVA A.K., ZYSKIND J.L., SULHOFF J.W., DENTAI A.G. et POLLACK M.A., *Appl. Phys. Lett.* **49** (1986) 55.
- [38] VARSHNI Y.P., a) *Phys. Stat. Sol.* **19** (1967) 459, b) *Phys. Stat. Sol.* **20** (1967) 9.
- [39] HAUG A., KERKHOFF D. et LOCHMANN W., *Phys. Stat. Sol. (b)* **89** (1978) 357.
- [40] DRAKIN A.F., ELISEE P.G. et SVERDLOV B.N., *Sov. Phys. Tech. Phys.* **26**, (1981) 569.
- [41] BOUCHE C., Thèse de Doctorat, Université de Montpellier II (1989).
- [42] HAKKI B.W. et PAOLI T.L., *J. Appl. Phys.* **46** (1975) 1299.
- [43] CASEY H.C., PANISH M.B. et MERZ J.L., *J. Appl. Phys.* **44** (1973) 5470.
- [44] MANI H., Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Montpellier, Novembre 1989.

Cet article a été imprimé avec le Macro Package "Editions de Physique Avril 1990".

