



HAL
open science

Caractérisation au-dessous du seuil de doubles hétérostructures lasers GaInAsSb/GaAlAsSb émettant vers 2,37 μm

J. Leclercq, P. Grunberg, G. Boissier, C. Fouillant, S. Sadik, P. Martin, J.
Lazzari, A. Joullié

► **To cite this version:**

J. Leclercq, P. Grunberg, G. Boissier, C. Fouillant, S. Sadik, et al.. Caractérisation au-dessous du seuil de doubles hétérostructures lasers GaInAsSb/GaAlAsSb émettant vers 2,37 μm . Journal de Physique III, 1993, 3 (10), pp.1963-1979. 10.1051/jp3:1993254 . jpa-00249058

HAL Id: jpa-00249058

<https://hal.science/jpa-00249058>

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.

Classification
 Physics Abstracts
 42.55P — 78.60F

Caractérisation au-dessous du seuil de doubles hétérostructures lasers GaInAsSb/GaAlAsSb émettant vers 2,37 μm

J. L. Leclercq, P. Grunberg, G. Boissier, C. Fouillant, S. Sadik, P. Martin,
 J. L. Lazzari, A. M. Joullié et A. Joullié

Equipe de Microoptoélectronique de Montpellier, URA CNRS 392, Université de Montpellier II,
 Sciences et Techniques du Languedoc, 34095 Montpellier Cedex 05, France

(Reçu le 27 novembre 1992, révisé le 18 juin 1993)

Résumé. — Des diodes lasers planars à ruban à guidage par le gain ont été préparées à partir de la double hétérostructure $\text{Ga}_{0,77}\text{In}_{0,23}\text{As}_{0,20}\text{Sb}_{0,80}/\text{Ga}_{0,53}\text{Al}_{0,47}\text{As}_{0,04}\text{Sb}_{0,96}$ obtenue par épitaxie en phase liquide sur substrat GaSb orienté (100). Ces diodes émettent vers 2,1 μm à 80 K en régime continu et vers 2,37 μm à 292 K en régime pulsé avec des courants de seuil proches de 265 mA à 80 K et de 4 A à température ambiante. L'analyse de la puissance spontanée émise en fonction du courant d'injection a permis à 292 K de déterminer, à faible injection, la durée de vie non radiative de recombinaison sur centres profonds $\tau_{nr} \approx 4\text{-}5$ ns et à plus forte injection le coefficient de recombinaison Auger $C \approx 1,1 \times 10^{-28}$ cm^6/s . Une étude du gain optique à partir des spectres d'émission a permis de déterminer le paramètre d'élargissement de raie au seuil $\alpha = 3,8 \pm 1,3$ à 80 K.

Abstract. — Planar stripe gain-guided laser diodes have been prepared from $\text{Ga}_{0,77}\text{In}_{0,23}\text{As}_{0,20}\text{Sb}_{0,80}/\text{Ga}_{0,53}\text{Al}_{0,47}\text{As}_{0,04}\text{Sb}_{0,96}$ double-heterostructures grown by liquid phase epitaxy on GaSb (100) oriented. The emission wavelength is 2.1 μm at 80 K (in continuous mode) and 2.37 μm at 292 K (in pulsed mode) with threshold current ≈ 265 mA at 80 K and 4 A at room temperature. The analysis of the spontaneous emitted power *versus* the injection current allowed us at 292 K to determine, in the case of low injection, the non radiative lifetime that accounts for non radiative recombination *via* levels in the bulk of the active region and at the interfaces $\tau_{nr} \approx 4\text{-}5$ ns, and for higher injection the Auger recombination coefficient $C \approx 1.1 \times 10^{-28}$ cm^6/s . A study of the optical gain from the emitted wavelength spectra gave us the linewidth enhancement factor of the laser diode $\alpha \approx 3.8 \pm 1.3$ at the lasing wavelength at 80 K.

1. Introduction.

Les doubles hétérostructures (DH) lasers à base GaSb incorporant les solutions solides GaInAsSb et GaAlAsSb respectivement comme couche active et couche de confinement ont des applications dans le moyen infrarouge (2-4 μm) telles que les communications optiques à

très grande distance par fibre à verres fluorés, les transmissions radar à travers les fenêtres atmosphériques, la détection de gaz à distance, la spectroscopie moléculaire haute résolution.

Plusieurs groupes ont réalisé de telles structures émettant dans la gamme de longueurs d'onde 1,8-2,5 μm par épitaxie en phase liquide (EPL) [1-14] et par épitaxie par jets moléculaires (EJM) [15-19]. De très bonnes performances ont été obtenues, en particulier tout récemment avec des diodes lasers préparées par EJM émettant vers 2,1-2,2 μm [17-19]. L'étude des paramètres physiques de ces DH lasers apparaît donc comme particulièrement intéressante. Or, peu d'articles ont été consacrés à ce sujet jusqu'à ce jour [14, 20-22].

Nous avons réalisé par EPL des doubles hétérojonctions lasers GaInAsSb/GaAlAsSb émettant vers 2,37 μm à température ambiante. L'étude de leurs caractéristiques d'émission au-dessous du seuil (puissance spontanée en fonction du courant d'injection et spectre émis) nous a permis de déterminer trois paramètres physiques fondamentaux : le facteur de Henry ou paramètre d'élargissement de raie α ; le coefficient C de recombinaison Auger et la durée de vie non radiative τ_{nr} due à la recombinaison sur centres profonds.

2. La double hétérostructure laser.

2.1 RÉALISATION DE LA DOUBLE HÉTÉROSTRUCTURE. — Les DH lasers GaInAsSb/GaAlAsSb ont été élaborés par épitaxie en phase liquide sur substrat GaSb orienté (100). La méthode utilisée est celle du « step cooling ». Un dégazage prolongé des solutions liquides (8 h à 800 °C) est pratiqué sous hydrogène purifié avant croissance. Les conditions d'EPL sont les suivantes :

- *température de croissance* : 602 °C,
- *1^{re} couche de confinement* : Ga_{0,53}Al_{0,47}As_{0,04}Sb_{0,96}(n) dopée au tellure.

Composition du bain :

$$X_{\text{Al}}^{\text{L}} = 0,03 ; X_{\text{Sb}}^{\text{L}} = 0,06 ; X_{\text{As}}^{\text{L}} = 9 \times 10^{-5} ; X_{\text{Te}}^{\text{L}} = 1 \times 10^{-4} ;$$

durée de croissance : 1 min 30 s ;

- *couche active* : Ga_{0,77}In_{0,23}As_{0,20}Sb_{0,80}(p).

Composition du bain :

$$X_{\text{In}}^{\text{L}} = 0,40 ; X_{\text{Sb}}^{\text{L}} = 0,50 ; X_{\text{As}}^{\text{L}} = 2,8 \times 10^{-3} ;$$

durée de croissance : 4 s.

La couche de GaInAsSb obtenue dans ces conditions est épitaxiée en bord de lacune de miscibilité de l'alliage. Elle possède une énergie de transition de bande interdite égale à 0,52 eV, la plus faible énergie possible pour une couche orientée (100) accordée au GaSb [23].

- *2^e couche de confinement* : Ga_{0,53}Al_{0,47}As_{0,04}Sb_{0,96}(p) dopée au germanium.

Composition du bain :

$$X_{\text{Al}}^{\text{L}} = 0,03 ; X_{\text{Sb}}^{\text{L}} = 0,06 ; X_{\text{As}}^{\text{L}} = 9 \times 10^{-5} ; X_{\text{Ge}}^{\text{L}} = 5 \times 10^{-4} ;$$

durée de croissance : 2 min 30 s ;

- *couche de contact* : GaSb(p⁺) dopée au germanium.

Composition du bain :

$$X_{\text{Sb}}^{\text{L}} = 0,12 ; X_{\text{Ge}}^{\text{L}} = 1 \times 10^{-3} ;$$

durée de croissance : 2 s.

Une structure typique obtenue est présentée figure 1. Elle est accordée au substrat de GaSb à mieux que 10^{-3} . Les caractéristiques de chaque couche (épaisseur, énergie gap, indice de réfraction optique) sont répertoriées dans le tableau I. On notera que la teneur élevée en aluminium ($x_{Al} = 0,47$) des couches de confinement assure un bon confinement optique. En effet la différence d'indice entre la couche active et les couches confinantes peut être évaluée à $\approx 0,17$ [24, 25].

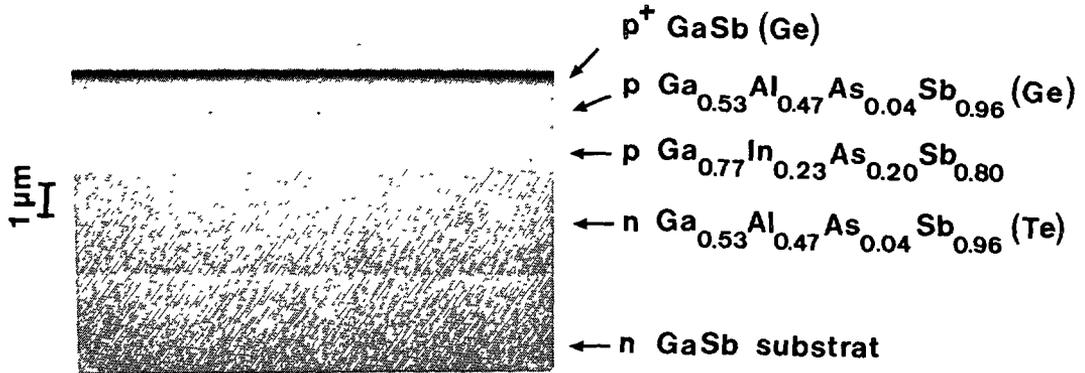


Fig. 1. — Clivage d'une double hétérostructure laser GaInAsSb/GaAlAsSb épitaxiée en phase liquide sur substrat GaSb (100), visualisé au microscope électronique à balayage.

[Cross-section of a double heterostructure laser GaInAsSb/GaAlAsSb grown by liquid phase epitaxy on GaSb (100), as observed by a scanning electron microscope.]

Tableau I. — Paramètres caractéristiques à température ambiante de la DH laser.

[Room-temperature characteristic parameters of the DH laser.]

couche	dopage (cm^{-3})	épaisseur (μm)	énergie gap (eV)	indice de réfraction (à $\lambda = 2,37 \mu\text{m}$)
GaSb (contact)	$p \approx 10^{18}$ (dopage Ge)	0,4	0,73	3,8
$\text{Ga}_{0,53}\text{Al}_{0,47}\text{As}_{0,04}\text{Sb}_{0,96}$ (confinement)	$p \approx 1 \times 10^{18}$ (dopage Ge)	2	1,32 (indirect en L)	3,45
$\text{Ga}_{0,77}\text{In}_{0,23}\text{As}_{0,20}\text{Sb}_{0,80}$ (couche active)	$p \approx 2 \times 10^{16}$ (résiduel)	1	0,52	3,62
$\text{Ga}_{0,53}\text{Al}_{0,47}\text{As}_{0,04}\text{Sb}_{0,96}$ (confinement)	$n \approx 1 \times 10^{18}$ (dopage Te)	3	1,32 (indirect en L)	3,45
GaSb (100) (substrat)	$n \approx 0,7-1$ $\times 10^{18}$ (dopage Te)	100	0,73	3,8

2.2 DIAGRAMME DE BANDES D'ÉNERGIE. — Le diagramme de bandes d'énergie de la double hétérojonction est précisé figure 2 en régime d'injection dans l'hypothèse $N_{inj} = P_{inj} = 1,3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Les discontinuités de bande (band offsets) au niveau des interfaces ΔE_c et ΔE_v ont été déterminées expérimentalement par la méthode d'intercept de la caractéristique $1/C^2(V)$ sur des diodes à hétérojonction n GaSb/p GaAlAsSb [26]. La mesure fournit : $\Delta E_{v1} = 0,23 \pm 0,05 \text{ eV}$. Cette mesure de ΔE_{v1} , la première à être effectuée à notre connaissance sur le système accordé GaSb/GaAlAsSb, est en accord avec les récentes prévisions de Tiwari et Franck [27]. Elle est légèrement supérieure à celle calculée à partir de la loi $\Delta E_v(x) = 0,42 x$, loi relative aux hétérojonctions GaSb/Ga_{1-x}Al_xSb proposée par Mujica et Muñoz et qui est vérifiée par de nombreuses mesures expérimentales obtenues pour diverses compositions de l'alliage ternaire GaAlSb [28].

On en déduit ΔE_{c1} , discontinuité entre les minima de bandes de conduction Γ dans GaSb et L dans Ga_{0,53}Al_{0,47}As_{0,04}Sb_{0,96}.

$$\Delta E_{c1} = 0,36 \pm 0,05 \text{ eV} .$$

Dans le cas de l'hétérojonction Ga_{0,77}In_{0,23}As_{0,20}Sb_{0,80}/Ga_{0,53}Al_{0,47}As_{0,04}Sb_{0,96} les offsets ont été estimés par transitivité à partir de la connaissance des discontinuités de bandes du système de type II Ga_{0,77}In_{0,23}As_{0,20}Sb_{0,80}/GaSb fournies référence [29]. Nous avons trouvé un alignement de bandes de type I avec :

$$\Delta E_{v2} = 0,11 \text{ eV} \quad \text{et} \quad \Delta E_{c2} = 0,69 \text{ eV} .$$

La position des pseudo-niveaux de Fermi E_{Fn} et E_{Fp} a été déterminée en utilisant la statistique de Fermi Dirac, en tenant compte pour les composés de type n GaSb et Ga_{0,53}Al_{0,47}As_{0,04}Sb_{0,96} des populations électroniques dans les proches vallées à transition indirecte [26, 29].

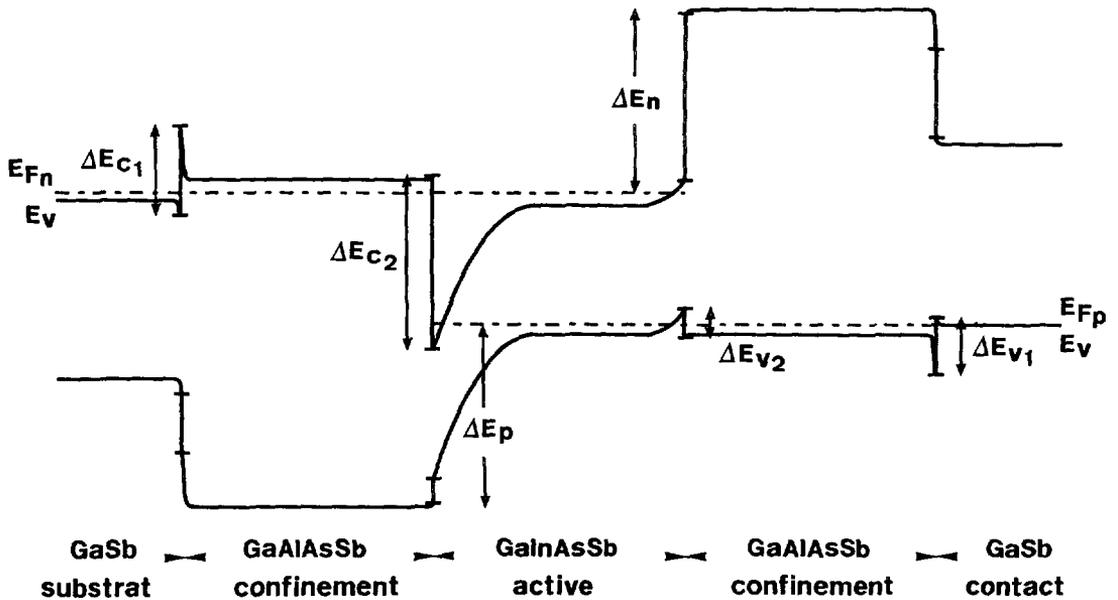


Fig. 2. — Diagramme de bandes d'énergie de la DH laser en régime d'injection ($N_{inj} = P_{inj} = 1,3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) à 300 K.

[Energy band diagram of the DH laser in the injection mode ($N_{inj} = P_{inj} = 1,3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) at 300 K.]

La figure 2 montre qu'un excellent confinement des porteurs est assuré par cette DH qui présente des barrières énergétiques à la diffusion des électrons et des trous injectés $\Delta E_n = \Delta E_p = 0,75$ eV.

2.3 CARACTÉRISTIQUES D'ÉMISSION. — Des diodes lasers de type planar à ruban à guidage par le gain, à cavité Pérot-Fabry ont été préparées à partir des structures épitaxiées (Fig. 3). Elles ont été obtenues selon une procédure décrite référence [14], à l'exception du contact de base sur GaSb n réalisé par évaporation thermique de la bicouche Te/Au suivie d'un recuit à 420 °C de 20 s sous hydrogène.

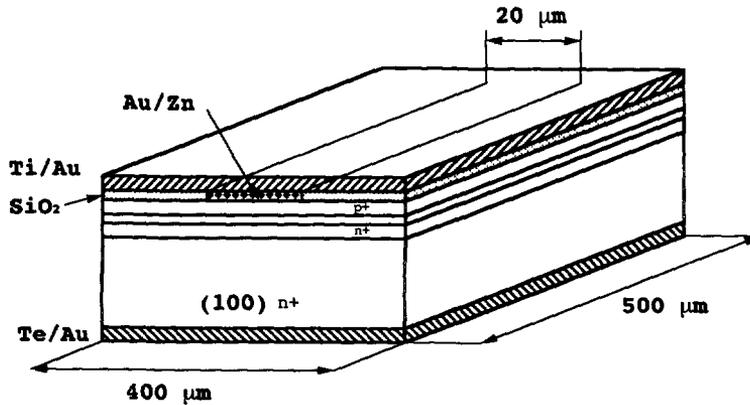


Fig. 3. — Schéma de la diode laser planar à ruban à guidage par le gain.

[View of the gain-guide planar stripe diode laser.]

Les diodes lasers étudiées possèdent une longueur de cavité $L = 500 \mu\text{m}$ et un ruban de largeur $20 \mu\text{m}$. Compte tenu de l'étalement des lignes de courant dans les couches p sises en dessous du ruban, on peut estimer une largeur effective de ruban au niveau de la couche active $W_{\text{eff}} \approx 60 \mu\text{m}$ [25].

La figure 4 montre une caractéristique courant-tension typique de ces diodes lasers. La tension de coude est $\approx 0,25$ V et la résistance série $R_s \approx 1 \Omega$. Le courant inverse est de l'ordre du mA à $-0,5$ V. Il est très sensible au désaccord paramétrique de la structure. Il augmente fortement dès que ce dernier devient supérieur à 10^{-3} . Les diodes présentant de larges courants inverses ne possèdent pas de bonnes caractéristiques d'émission laser et n'ont pas été étudiées.

Les caractéristiques donnant la puissance lumineuse émise P en fonction de l'intensité I du courant d'injection ont été obtenues en régime impulsionnel (pulses $< 1 \mu\text{s}$, taux de répétition 135 Hz) à l'aide d'un détecteur au sulfure de plomb. Ces caractéristiques $P - I$ sont fournies figure 5 à diverses températures. Une évaluation de la puissance émise a été effectuée avec les diodes fonctionnant en continu à 80 K en remplaçant le détecteur PbS par un détecteur pyroélectrique. Les puissances émises sont de l'ordre du mW. Ces calibrations ont permis de déterminer le rendement quantique différentiel externe par face η_d qui diminue régulièrement entre 80 K ($\eta_d = 12 \%$) et 292 K ($\eta_d = 1,5 \%$).

L'évolution de l'intensité de courant de seuil I_{th} avec la température est précisée figure 6. I_{th} varie selon la loi $I_{\text{th}} = I_0 \exp(T/T_0)$ avec $T_0 \approx 90$ K à 80 K et $T_0 \approx 75$ K au voisinage de la température ambiante.

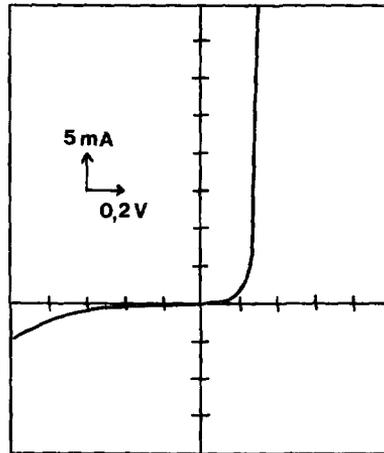


Fig. 4. — Caractéristique courant-tension à température ambiante typique d'une diode laser accordée.
[Room-temperature current voltage characteristic for a lattice matched laser diode.]

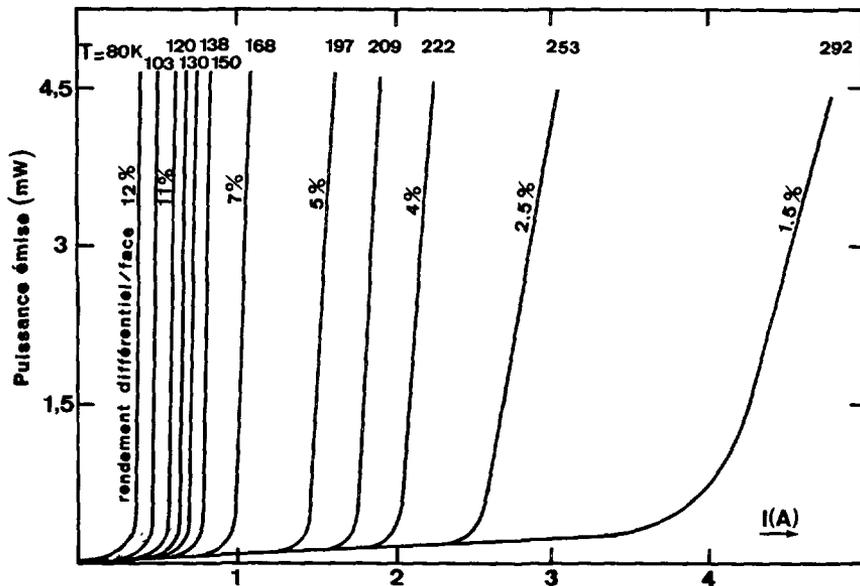


Fig. 5. — Puissance lumineuse émise en fonction de l'intensité du courant d'injection à différentes températures.

[Emitted power as a function of injection current intensity at different temperatures.]

La figure 6 présente en insert un spectre d'émission relatif à une diode laser fonctionnant en régime continu à 80 K, pour un courant d'injection $I = 1,2 I_{th}$. On observe un spectre multimode avec un pic principal proche de $2,1 \mu\text{m}$. Lorsque l'injection augmente ce pic principal se situe tantôt sur un mode, tantôt sur un mode voisin. Ces modes sont attribués à des

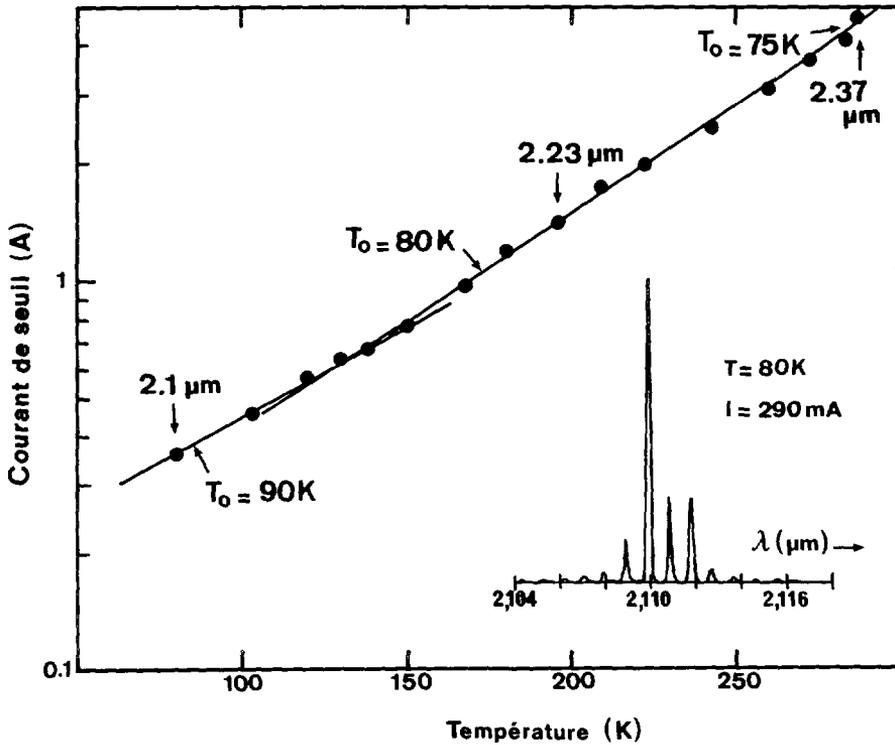


Fig. 6. — Evolution de l'intensité de courant de seuil I_{th} avec la température. La longueur d'onde d'émission (en régime pulsé) est précisée à diverses températures. En insert un spectre d'émission laser est fourni pour une diode laser fonctionnant en continu à 80 K.

[Temperature dependence of the threshold current intensity I_{th} . The emitted wavelength in pulsed mode is given for various temperatures. In insert is shown an emission spectrum of a operating c.w. laser diode at 80 K.]

modes longitudinaux sélectionnés par la cavité. Lorsque la température croît, la longueur d'onde d'émission augmente avec une variation $d\lambda/dT \approx 13 \text{ \AA}/K$.

A 292 K l'émission est centrée sur la longueur d'onde $\lambda = 2,37 \text{ \mu m}$.

A 80 K l'espacement $\Delta\lambda$ entre modes est $\approx 11 \text{ \AA}$. On en déduit d'après l'équation (1) un indice de groupe n_g de la DH voisin de 4 :

$$n_g = n [1 - (\lambda/n)(dn/d\lambda)] = \lambda^2/2L \cdot \Delta\lambda \tag{1}$$

où n est l'indice de réfraction effectif et λ la longueur d'onde.

3. Détermination des paramètres physiques de la DH.

3.1 LEGAIN OPTIQUE. — Le gain optique a été obtenu en utilisant la méthode de Hakki et Paoli [30]. Celle-ci consiste à mesurer la profondeur de modulation due à la résonance de la cavité Fabry-Pérot à partir du spectre d'émission spontanée, dont un exemple est fourni figure 7. Le gain relatif à un mode donné est calculé à partir de l'expression :

$$G_m = (1/L) \left[\ln \left(\frac{r^{1/2} - 1}{r^{1/2} + 1} \right) - \ln R \right] \tag{2}$$

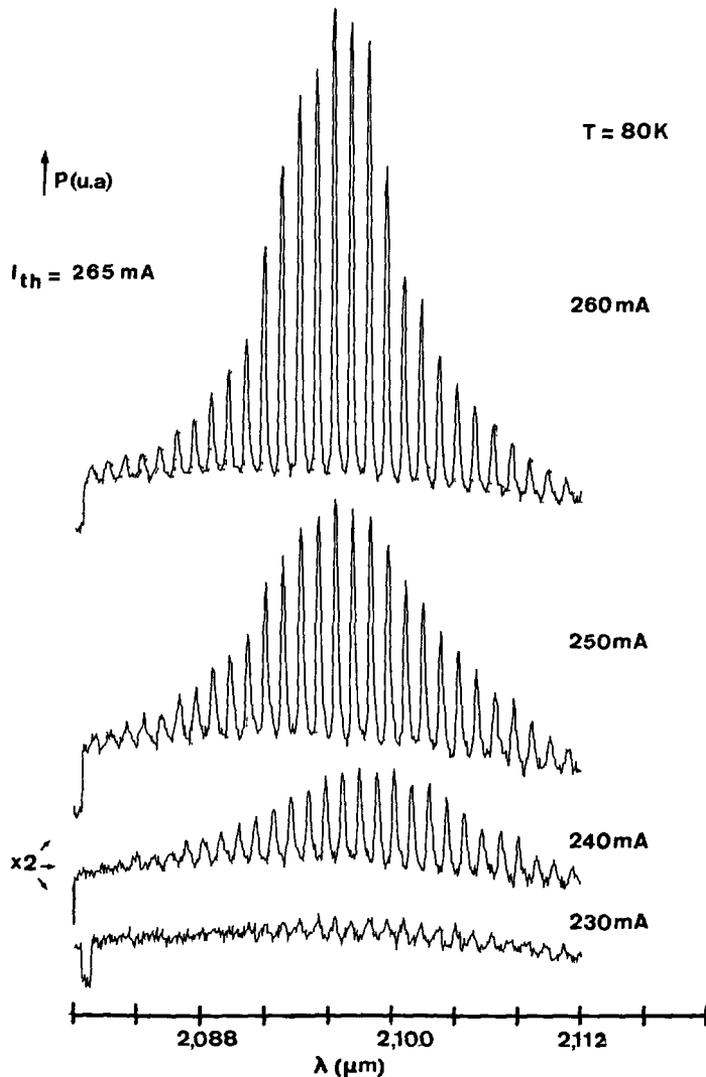


Fig. 7. — Spectres d'émission spontanée d'une diode laser fonctionnant en continu à 80 K.

[Spontaneous emission spectra of a c.w. operating laser diode at 80 K.]

avec, L : longueur de la cavité résonante, r : profondeur de modulation, définie comme le rapport $(P_i + P_{i+1})/2 V_i$ où $(P_i + P_{i+1})/2$ représente la moyenne de l'intensité de deux pics consécutifs et V_i l'intensité de la vallée intermédiaire. R : réflectivité des faces de la cavité, qui peut être estimée à $\approx 30\%$.

Des courbes de gain sont présentées figure 8 pour différentes valeurs du courant d'injection inférieures au courant de seuil ($I_{th} = 265$ mA). Compte tenu de l'excellente résolution du spectromètre utilisé (inférieure à 1 Å), la précision sur r et par conséquent sur le gain est essentiellement fonction des incertitudes avec lesquelles P_i et surtout V_i sont mesurées. L'incertitude relative sur r est de l'ordre de 20 %, ce qui donne une précision sur le gain de l'ordre de 12 %.

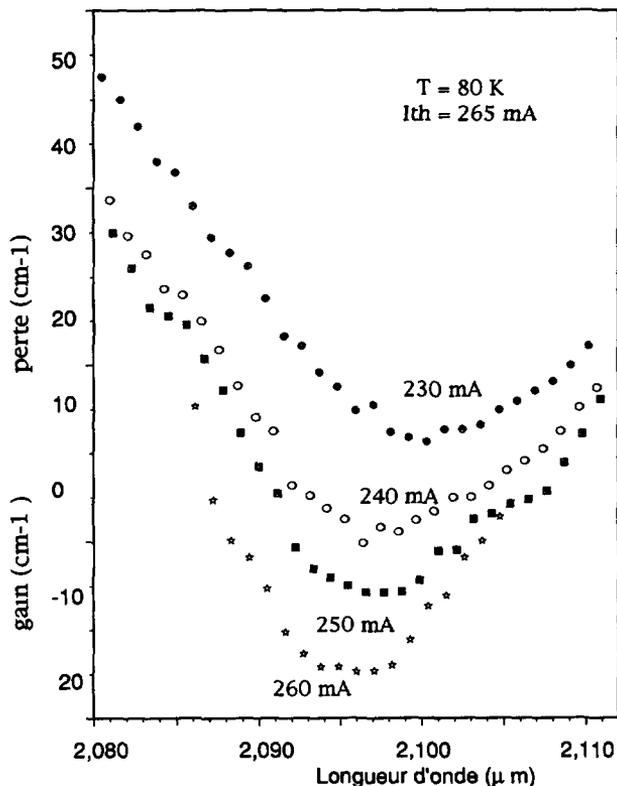


Fig. 8. — Evolution du gain optique avec la longueur d'onde pour différents courants d'injection inférieurs au seuil ($I_{th} = 165$ mA).

[Spectral dependence of the optical gain for different currents below threshold ($I_{th} = 165$ mA).]

Nous vérifions qu'à λ fixe le gain croît régulièrement avec le courant d'injection. Aux alentours de l'extremum de la courbe de gain, on obtient $|dg/dI| \approx (1,5 \pm 0,2) \text{ cm}^{-1}/\text{mA}$. Cet extremum se décale légèrement vers les valeurs décroissantes de λ lorsque l'injection augmente. Le décalage est de $(0,5 \pm 0,1) \text{ \AA}/\text{mA}$. Au voisinage du seuil, le mode laser est centré à $2,096 \text{ }\mu\text{m}$.

3.2 PARAMÈTRE D'ÉLARGISSEMENT DE RAIE α . — Le paramètre d'élargissement de raie (ou facteur de Henry) α caractérise le couplage entre les variations de l'indice de réfraction n et celles du gain optique G induites par les fluctuations de la densité de porteurs de charge N [31]. Il peut se mettre sous la forme [32] :

$$\alpha = - \frac{4 \pi}{\lambda} \frac{(dn/dN)}{(dG/dN)} \tag{3}$$

De nombreuses propriétés de la diode laser sont étroitement liées à la valeur de ce paramètre α [31], en particulier la largeur de raie $\Delta\lambda$ qui est proportionnelle à $(1 + \alpha^2)$ [33].

La variation dn_m de l'indice de réfraction d'un mode est obtenue à partir du déplacement $d\lambda$ des modes de la cavité Fabry-Pérot résultant d'une variation du courant d'injection [34] :

$$dn_m = \frac{\lambda}{2 L \cdot \Delta\lambda} d\lambda . \tag{4}$$

Les équations (3) et (4) fournissent :

$$\alpha = \frac{2 \pi}{L \cdot \Delta \lambda} \frac{d\lambda}{dG_m} \quad (5)$$

où α est le facteur de Henry relatif à un mode et dG_m la variation du gain modal par suite de la variation du courant d'injection.

Le paramètre α a été calculé selon cette dernière relation et son évolution avec la longueur d'onde à 80 K est précisée figure 9. Pour $\lambda = 2,096 \mu\text{m}$ (longueur d'onde de seuil) $\alpha = 3,8 \pm 1,3$. Compte tenu de l'incertitude avec laquelle α est déterminé cette valeur est comparable à celle obtenue par Baranov [22] sur des lasers à GaInAsSb émettant vers $1,8 \mu\text{m}$ à 80 K : $\alpha = 3,1$. Elle est supérieure aux valeurs estimées à basse température sur des lasers à GaInAsP (émettant à $1,55 \mu\text{m}$ à 300 K) : $\alpha \approx 2,5$ [31]. Il a été montré par ailleurs [35] que les lasers $1,3\text{-}1,5 \mu\text{m}$ à GaInAsP ont à 300 K un paramètre d'élargissement de raie α de l'ordre de 6,5, nettement supérieur à celui des lasers $0,85 \mu\text{m}$ à GaAlAs pour lesquels $\alpha \approx 2,8$. Les plus grandes valeurs de α des lasers grande longueur d'onde peuvent provenir du rôle prépondérant joué par les porteurs libres dans les matériaux à faible gap [36].

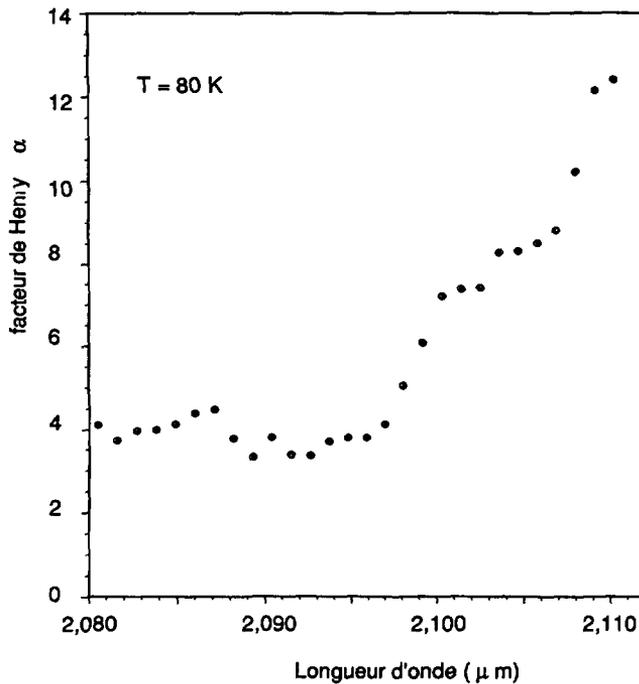


Fig. 9. — Variation du paramètre d'élargissement de raie α avec la longueur d'onde.

[Linewidth enhancement factor α plotted as a function of wavelength.]

3.3 COEFFICIENT DE RECOMBINAISONS NON RADIATIVES AUGER. — Dans le cas d'une diode laser pour laquelle la concentration en porteurs à l'équilibre de la couche active est négligeable vis-à-vis de la concentration N en porteurs injectés, le courant d'injection I s'écrit au-dessous du seuil :

$$I = qV (AN + BN^2 + CN^3) \quad (6)$$

où V est le volume de la couche active, A le coefficient de recombinaisons non radiatives sur centres profonds (situés dans la zone active ou aux interfaces), B le coefficient de recombinaisons spontanées et C le coefficient de recombinaisons non radiatives Auger global.

Dans le cas de matériaux semiconducteurs à grande longueur d'onde, le processus Auger est généralement le mécanisme prédominant à température ambiante. Il en résulte des courants de seuil élevés, des rendements quantiques bas et de faibles températures caractéristiques [37].

Nous avons évalué le coefficient Auger dans nos structures à l'aide de la méthode de Poguntke et Adams [38], qui consiste à exprimer le courant d'injection I en fonction du taux de génération de photons L_{ph} . Ce dernier est donné par :

$$L_{ph} = BVN^2 \quad (7)$$

A partir des équations (6) et (7), et en supposant le coefficient B constant on obtient :

$$\frac{I}{qL_{ph}} = 1 + \frac{1}{\tau_{nr}} \left(\frac{V}{B} \right)^{1/2} L_{ph}^{-1/2} + \frac{C}{B} \left(\frac{1}{BV} \right)^{1/2} L_{ph}^{1/2}. \quad (8)$$

Dans cette expression $\tau_{nr} = 1/A$ représente la durée de vie non radiative due à la recombinaison sur centres profonds.

La puissance lumineuse P qui est détectée est proportionnelle à L_{ph} . Le facteur de proportionnalité R s'écrit :

$$R = \frac{P}{L_{ph}} = \frac{(qP/I)}{(qL/I)} = \frac{\eta_{ext}}{\eta_{int}} \quad (9)$$

où η_{int} est le rendement quantique interne et η_{ext} le rendement quantique mesuré.

L'équation (8) devient alors :

$$\frac{I}{P} = \frac{q}{R} + \frac{q}{\tau_{nr}} \left(\frac{V}{RB} \right)^{1/2} P^{-1/2} + \frac{qC}{(RB)^{3/2} V^{1/2}} P^{1/2} \quad (10)$$

En niveau « basse lumière » (faibles valeurs de P), le deuxième terme de l'expression (10) est dominant. En traçant (I/P) en fonction de $P^{-1/2}$, on obtient une zone linéaire dont la pente est reliée à τ_{nr} .

En régime « haute lumière » (valeurs de P élevées) le troisième terme de l'équation (10) est dominant. Le tracé de (I/P) en fonction de $P^{1/2}$ fournit alors une zone linéaire dont la pente est reliée à C .

Cette méthode s'est avérée applicable avec nos diodes lasers. La figure 10 montre la variation de (I/P) en fonction de $(P^{1/2})$ enregistrée à la température $T = 292$ K, pour une diode laser présentant un faible désaccord paramétrique ($\Delta a/a \leq 1 \times 10^{-3}$). P est mesuré par le signal en mV du photodétecteur. On observe une zone linéaire étroite, mais nettement marquée qui coupe l'axe des ordonnées au point $(P/I) = 0,2$ A/mV, ce qui fournit comme valeur du coefficient de proportionnalité $R = 8 \times 10^{-19}$ mVs. Pour les valeurs de P les plus élevées, la courbe $(I/P) = f(P^{1/2})$ passe en dessous de la partie linéaire. Cet effet résulte de l'émission stimulée qui commence à devenir importante dès que l'on s'approche du seuil.

La pente de la zone linéaire permet de déterminer le coefficient C à condition de connaître les paramètres V et B .

Le volume V de la zone active a été évalué par :

$$V = LW_{eff} d = 500 \times 60 \times 1 \mu\text{m}^3 = 3 \times 10^{-8} \text{ cm}^3$$

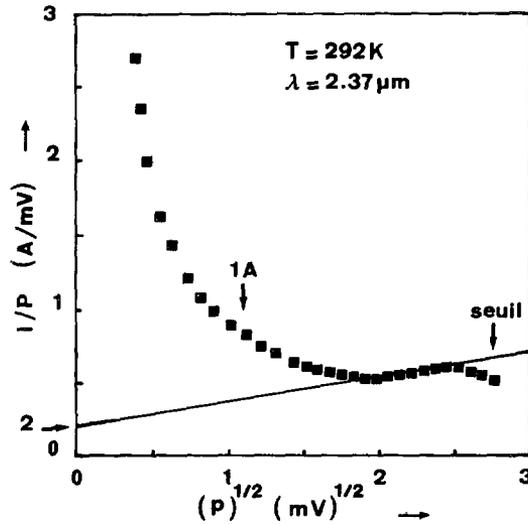


Fig. 10. — Variation du rapport de l'intensité du courant d'injection I sur la puissance émise P avec \sqrt{P} en régime « forte lumière ».

[Variation of the injected current intensity I on the emitted power P) with \sqrt{P} at « high light » levels.]

Le coefficient B d'émission spontanée a été évalué à 292 K selon la méthode de Lasher et Stern [39] décrite en appendice :

$$B = 0,9 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}.$$

On obtient alors comme coefficient Auger :

$$C = 1,1 \times 10^{-28} \text{ cm}^6/\text{s}.$$

La valeur de C ainsi déterminée est comparable à celle obtenue par analyse de la caractéristique $I_{\text{th}}(d)$ exprimant l'évolution du courant de seuil avec l'épaisseur de la couche active, pour des DH similaires émettant vers $2,2 \mu\text{m}$ [20]. Cette étude a fourni $C \approx 1,0 \times 10^{-28} \text{ cm}^6/\text{s}$, ce qui par extrapolation à $2,37 \mu\text{m}$ donne, en adoptant comme lois d'évolution de C avec l'énergie gap celles du formalisme de Haug [40], un coefficient Auger $C \approx 1,7 \times 10^{-28} \text{ cm}^6/\text{s}$.

Ces valeurs de coefficient Auger évaluées à partir de mesures expérimentales sont nettement plus faibles que celles prévues théoriquement. Par exemple, à partir des formules analytiques de Haug *et al.* [40] on trouve pour l'alliage $\text{Ga}_{0,77}\text{In}_{0,23}\text{As}_{0,20}\text{Sb}_{0,80}$ un coefficient global Auger — qui tient compte des mécanismes CHCC, CHHL et CHSH — de l'ordre de $10^{-26} \text{ cm}^6/\text{s}$, c'est-à-dire 100 fois plus grand. De même les calculs de Sugimura [37] fournissent avec cet alliage des courants de recombinaison Auger de l'ordre de $35 \text{ kA}/\text{cm}^2$ au seuil, ce qui donne avec une concentration en porteurs au seuil $N_{\text{th}} \approx 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ un coefficient Auger $C \approx 2 \times 10^{-27} \text{ cm}^6/\text{s}$, soit une valeur 20 fois plus élevée que la nôtre.

3.4 DURÉE DE VIE NON RADIATIVE τ_{nr} . — La méthode de Poguntke et Adams [38] est utilisable avec notre système car le régime « haute lumière » n'apparaît qu'au voisinage du seuil, précisément parce que le coefficient de recombinaisons Auger est faible (avec $C = 0$, l'expression (10) est identique à celle obtenue référence [41] pour les lasers GaAs-GaAlAs).

La figure 11 donne l'évolution de (I/P) avec $(P^{-1/2})$ pour la même diode que celle de la figure 10. Une zone linéaire est nettement visible, qui coupe l'axe (I/P) au même point que dans la figure 10, ce qui confirme la précédente valeur du coefficient R . On observe également un écart à la linéarité en régime de très faible injection qui peut résulter de deux phénomènes : une prépondérance des courants de fuite de surface (dont l'Eq. (6) ne tient pas compte) ; une très faible concentration en porteurs injectés, de telle sorte que la concentration en porteurs à l'équilibre de la couche active n'est plus négligeable (l'Eq. (6) doit alors être modifiée).

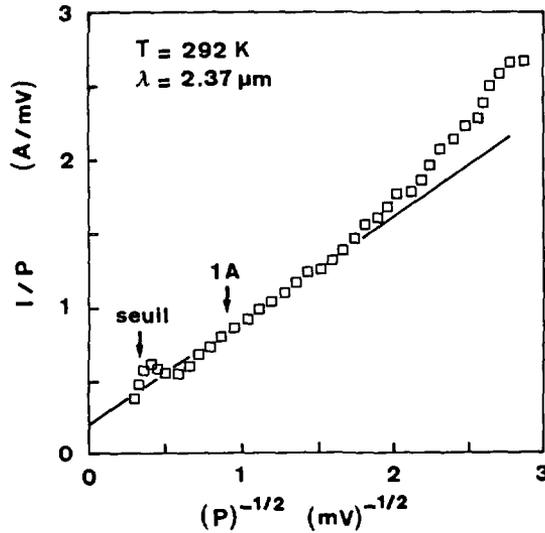


Fig. 11. — Variation du rapport de l'intensité du courant I d'injection sur la puissance émise P avec $(1/\sqrt{P})$ en régime « basse lumière ».

[Variation of the injected current intensity I on the emitted power P with $(1/\sqrt{P})$ at « low light » levels.]

La pente de la région linéaire fournit comme valeur de la durée de vie non radiative $\tau_{nr} = 4,6$ ns. Cette valeur est peu élevée. Elle est néanmoins typique de structures lasers faiblement désaccordés. En effet cette étude a fourni $\tau_{nr} = 4$ à 5 ns pour des diodes présentant un désaccord paramétrique $\Delta a/a \approx 10^{-3}$, et des valeurs nettement plus faibles (d'un facteur 5 à 10) dès que le désaccord est supérieur à 10^{-3} .

Ces résultats sont en accord avec la brutale augmentation du courant inverse de nos diodes lasers observée dès que le désaccord paramétrique n'est plus négligeable.

3.5 DISCUSSION. — L'importance du mécanisme de recombinaisons sur centres profonds au-dessous du seuil est montrée figure 12. Cette figure précise l'évolution avec la concentration en porteurs injectés de la densité de courant non radiatif $J_{nr} = qdN/\tau_{nr}$, de la densité de courant radiatif $J_{rad} = qdB N^2$ et de la densité de courant Auger $J_{Auger} = qdCN^3$. On constate que le courant de recombinaisons sur pièges est dominant, même au voisinage du seuil.

On notera que le calcul de J_{nr} a été effectué avec $\tau_{nr} = 4,6$ ns, valeur mesurée sur une DH possédant un désaccord paramétrique $\Delta a/a \approx 1 \times 10^{-3}$. Cette faible valeur de τ_{nr} laisse supposer que nos structures lasers contiennent un nombre important de défauts, très certainement des dislocations de rattrapage du paramètre de maille (DDR) liées à une relaxation partielle des couches épitaxiées.

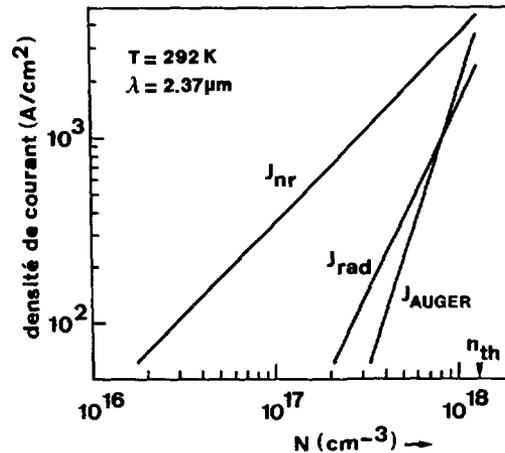


Fig. 12. — Evolutions avec la concentration en porteurs injectés des densités de courant non radiatif J_{nr} , radiatif J_{rad} , Auger J_{Auger} , pour une épaisseur de couche active $d = 1 \mu\text{m}$, à 292 K.

[Variations *versus* injected carrier density of the non radiative current density J_{nr} , the radiative current density J_{rad} and Auger current density J_{Auger} , for an active zone of thickness $d = 1 \mu\text{m}$, at 292 K.]

Dans le cas de structures parfaitement accordées, ou de structures totalement contraintes, il n'y a pas de dislocation de DDR. Il faut alors s'attendre à obtenir sur de telles structures des durées de vie τ_{nr} nettement plus élevées. Une augmentation d'un facteur 10 peut être envisagée, comme cela a pu être mesuré sur des structures à GaAlAs [41, 42] et des diodes lasers à GaInAsP [42]. Dans ces conditions, le courant de recombinaisons non radiatives J_{nr} devient négligeable, et le courant de seuil est alors essentiellement contrôlé par les mécanismes de recombinaisons Auger dans la couche active.

Un calcul théorique réalisé à partir de l'équation (6) avec les paramètres B et C que nous avons déterminés et une valeur élevée de τ_{nr} ($\tau_{nr} = 50 \text{ ns}$) fournit des densités de courant de seuil de l'ordre de 6 kA/cm^2 , pour une couche active d'épaisseur $1 \mu\text{m}$. Autrement dit l'optimisation de la qualité des couches EPL peut amener une réduction d'un facteur ≈ 2 de la densité de courant de seuil de nos DH lasers.

Des seuils encore plus bas peuvent être obtenus avec les DH lasers GaInAsSb/GaAlAsSb. En effet si l'on suppose que la structure laser présente une faible quantité de défauts (fort τ_{nr}), possède également une couche active fine, d'épaisseur optimale $\approx 0,4 \mu\text{m}$ [20], ainsi que des couches de GaAlAsSb très confinantes, à fort pourcentage d'aluminium ($\approx 75\%$ à 90%), on obtient des courants de seuil théoriques de l'ordre de $1,5 \text{ kA/cm}^2$ à température ambiante. Un tel résultat a été récemment obtenu avec des DH lasers conventionnelles émettant vers $2,2 \mu\text{m}$, réalisées par la technique d'épitaxie par jets moléculaires [16-18]. Cette technique de croissance permet en effet d'assurer l'épitaxie de couches actives contraintes avec des interfaces abruptes (pas de dislocations de DDR) ainsi que l'épitaxie de couches de confinement accordées très riches en aluminium, ce qui est extrêmement difficile à réaliser par la technique EPL.

4. Conclusion.

Des diodes lasers à contacts larges et à cavité Fabry-Pérot ont été préparées à partir de doubles hétérojonctions $\text{Ga}_{0,77}\text{In}_{0,23}\text{As}_{0,20}\text{Sb}_{0,80}/\text{Ga}_{0,53}\text{Al}_{0,47}\text{As}_{0,04}\text{Sb}_{0,96}$ épitaxiées en phase liquide sur

substrat GaSb (100). Ces diodes émettent en régime pulsé vers $2,37 \mu\text{m}$ à température ambiante, en continu vers $2,1 \mu\text{m}$ à 80 K.

L'étude de ces diodes en régime d'émission spontanée a permis de montrer que le mécanisme de recombinaisons sur pièges est prédominant. Pour des DH faiblement désaccordés ($\Delta a/a \approx 1 \times 10^{-3}$) nous avons déterminé :

- le facteur de Henry ou paramètre d'élargissement de raie $\alpha = 3,8 \pm 1,3$ à 80 K ;
- le coefficient de recombinaisons non radiatives Auger $C = 1,1 \times 10^{-28} \text{ cm}^6/\text{s}$ à 292 K, soit une valeur 20 à 100 fois plus faible que les prévisions théoriques ;
- la durée de vie non radiative de recombinaisons sur centres profonds $\tau_{nr} = 4\text{-}5 \text{ ns}$. Cette faible valeur de τ_{nr} , attribuée à un état partiellement relaxé de la structure épitaxiée, a comme conséquence de rendre le mécanisme de recombinaisons sur centres profonds prédominant jusqu'au seuil.

Remerciements.

Ce travail a été partiellement soutenu par France Télécom (Convention DAII N° 89-35-109).

Appendice. Calcul du coefficient d'émission spontanée B dans GaInAsSb.

Pour les transitions bande de conduction — bande de valence se réalisant en $k = 0$ avec une énergie $E \approx E_g$, Lasher et Stern [39] ont montré qu'une expression analytique de B pouvait être obtenue dans l'approximation des bandes paraboliques et en supposant le semiconducteur non dégénéré :

$$B \approx \frac{n_{\text{opt}} q^2 \hbar}{3 C^3} \left(\frac{2 \pi}{m_0 kT} \right)^{3/2} \frac{E_g^2 (E_g + \Delta)}{m_c \left(E_g + \frac{2}{3} \Delta \right)} M \quad (\text{A1})$$

expression dans laquelle :

- n_{opt} indice de réfraction de la couche active,
- q charge élémentaire,
- \hbar constante de Planck $h/2 \pi$,
- k constante de Boltzmann,
- C vitesse de la lumière dans le vide,
- T température en degré K,
- E_g énergie de transition de bande interdite de la couche active,
- Δ énergie de couplage spin-orbite,
- m_0 masse de l'électron au repos,
- m_c masse effective de conduction,
- m_{v_l} masse effective des trous légers,
- m_{v_h} masse effective des trous lourds,

$$M = \frac{\left(\frac{m_{v_l}}{m_c + m_{v_l}} \right)^{3/2} + \left(\frac{m_{v_h}}{m_c + m_{v_h}} \right)^{3/2}}{\left(\frac{m_{v_l}}{m_0} \right)^{3/2} + \left(\frac{m_{v_h}}{m_0} \right)^{3/2}} \quad (\text{A2})$$

L'indice de réfraction optique a été déterminé pour les énergies proches du gap à l'aide du

modèle de l'oscillateur harmonique [25, 43] :

$$n_{\text{opt}}^2 - 1 = \frac{E_0 \cdot E_d}{E_0 - E_g} \quad (\text{A3})$$

Les énergies E_g et Δ ont été déterminées par électroréflexion sur nos alliages [26].

Pour $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ accordé au GaSb on a à 300 K :

$$E_0 = 1,89(1-x) + 1,15x - 0,45x(1-x) \quad (\text{A4})$$

$$E_d = 24,5(1-x) + 12x - 21x(1-x) \quad (\text{A5})$$

$$E_g = 0,725(1-x) + 0,293x - 0,6x(1-x) \quad (\text{A6})$$

$$\Delta = 0,76(1-x) + 0,325x + 0,26x(1-x). \quad (\text{A7})$$

Les masses effectives ont été évaluées par interpolation linéaire à partir des données relatives aux composés binaires GaSb, GaAs, InSb et InAs fournies par la littérature.

Pour $\text{Ga}_{0,77}\text{In}_{0,23}\text{As}_{0,20}\text{Sb}_{0,80}$, le calcul fournit à 300 K : $B = 0,86 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$. Nous avons utilisé comme valeur du coefficient d'émission spontanée à 292 K : $B = 0,9 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$.

Bibliographie

- [1] Kobayashi N., Horikoshi Y. et Uemura C., *Jpn J. Appl. Phys.* **19** (1980) L30.
- [2] Caneau C., Srivastava A. K., Dentai A. G., Zyskind J. L. et Pollack M. A., *Electron. Lett.* **21** (1985) 815.
- [3] Baranov A. N., Dzhurtanov B. E., Imenkov A. N., Shernyakov Yu. M. et Yakovlev Yu. P., *Sov. Tech. Phys. Lett.* **12** (1986) 228.
- [4] Drakin A. E., Eliseev P. G., Sverdlov B. N., Bochkarev A. E., Dolginov L. M. et Druzhinina L. V., *IEEE J. Quantum Electron.* **QE23** (1987) 1089.
- [5] Caneau C., Zyskind J. L., Sulhoff J. W., Glover T. E., Centanni J., Burrus C. A., Dentai A. G. et Pollack M. A., *Appl. Phys. Lett.* **51** (1987) 764.
- [6] Baranov A. N., Grebenshchikova E. A., Dzhurtanov B. E., Danilova T. N., Imenkov A. N. et Yakovlev Yu. P., *Sov. Tech. Phys. Lett.* **14** (1988) 798.
- [7] Akimova I. V., Bochkarev A. E., Dolginov L. M., Drakin A. E., Druzhinina L. V., Eliseev P. G., Sverdlov B. N. et Skripkin V. A., *Sov. Phys. Tech. Phys.* **33** (1988) 429.
- [8] Baranov A. N., Danilova T. N., Dzhurtanov 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.
- [9] Baranov A. N., Danilova T. N., Dzhurtanov B. E., Imenkov A. N., Ershov O. G. et Yakovlev Yu. P., *Sov. Phys. Tech. Phys.* **33** (1988) 983.
- [10] Bochkarev A. E., Dolginov L. M., Drakin A. E., Eliseev P. G. et Sverdlov B. N., *Sov. J. Quantum Electron.* **18** (1988) 1362.
- [11] Joullié A., Alibert C., Mani H., Pitard F., Tournié E. et Boissier G., *Electron. Lett.* **24** (1988) 1077.
- [12] 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.
- [13] Baranov A. N., Imenkov A. N., Mikhailova M. P., Rogachev A. A. et Yakovlev Yu. P., *Proc. SPIE* **1048** (1989) 188.
- [14] Pitard F., Tournié E., Mohou M., Boissier G., Lazzari J. L., Joullié A. M., Alibert C., Joullié A., Goarin E. et Benoît J., *J. Phys. III France* **1** (1991) 605.
- [15] Chiu T. H., Tsang W. T., Ditzenberger J. A. et Van Der Ziel J. P., *Appl. Phys. Lett.* **49** (1986) 1051.
- [16] Eglash J. et Choi H. K., *Appl. Phys. Lett.* **57** (1990) 1292.
- [17] Choi H. K. et Eglash S. J., *Appl. Phys. Lett.* **59** (1991) 1165.
- [18] Choi H. K. et Eglash S. J., *IEEE J. Quantum Electron.* **QE 27** (1991) 1555.

- [19] Choi H. K. et Eglash S. J., *Appl. Phys. Lett.* **61** (1992) 1154.
- [20] Brosson P., Benoît J., Joullié A. et Sermage B., *Electron. Lett.* **23** (1987) 417.
- [21] Baranov A. N., Imenkov A. N., Rogachev A. A., Titkov A. N. et Yakovlev Yu. P., *Superlatt. Microstruct.* **8** (1990) 375.
- [22] Baranov A. N., *Appl. Phys. Lett.* **59** (1991) 2360.
- [23] Tournié E., Pitard F., Joullié A. et Fourcade R., *J. Crystal Growth* **104** (1990) 683.
- [24] Alibert C., Skouri M., Joullié A., Benouna M. et Sadik S., *J. Appl. Phys.* **69** (1991) 3208.
- [25] Pitard F., Thèse de Doctorat, Université de Montpellier II (F) février 1991.
- [26] Joullié A., Alibert C., Lazzari J. L., Kadret S., Mébarki M. et Boukremidi D., Article soumis à publication.
- [27] Tiwari S. et Franck D. J., *Appl. Phys. Lett.* **60** (1992) 630.
- [28] Mujika A. et Muñoz A., *Solid State Commun.* **81** (1992) 961.
- [29] Mebarki M., Boukredimi D., Sadik S. et Lazzari J. L., *J. Appl. Phys.* **73** (1993) 2360.
- [30] Hakki B. W. et Paoli T. L., *J. Appl. Phys.* **46** (1975) 1299.
- [31] Osinski M. et Buus J., *IEEE J. Quantum Electron.* **QE 23** (1987) 9.
- [32] Vahala K. et Yariv A., *IEEE J. Quantum Electron.* **QE 19** (1983) 1096.
- [33] Henry C. H., *IEEE J. Quantum Electron.* **QE 18** (1982) 259.
- [34] Dutta N. K., Temkin H., Tanbun-Ek T. et Logan R., *Appl. Phys. Lett.* **57** (1990) 1390.
- [35] Henning I. D. et Collins J. V., *Electron. Lett.* **19** (1983) 927.
- [36] Asada M., *Trans. IECE Jpn E* **68** (1985) 518.
- [37] Sugimura A., *IEEE J. Quantum Electron.* **QE 18** (1982) 352.
- [38] Poguntke K. R. et Adams A. R., *Electron. Lett.* **28** (1992) 41.
- [39] Lasher G. et Stern F., *Phys. Rev.* **133** (1964) A 553.
- [40] Haug A., Keerkhoff D. et Lochmann W., *Phys. Status Solidi b* **89** (1978) 357.
- [41] Van Opdorp C. et W't Hooft G., *J. Appl. Phys.* **52** (1981) 3827.
- [42] Olshansky R., Su C. B., Manning J. et Powazinik W., *IEEE J. Quantum Electron.* **QE 20** (1984) 838.
- [43] Afromovitz M. A., *Solid State Commun.* **15** (1974) 59.