



**HAL**  
open science

# Etude et réalisation de diodes laser Ga-Al-As à double hétérojonction émettant dans le spectre visible

Alain Bensoussan

► **To cite this version:**

Alain Bensoussan. Etude et réalisation de diodes laser Ga-Al-As à double hétérojonction émettant dans le spectre visible. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. INSA de Toulouse, 1983. Français. NNT: . tel-00181398

**HAL Id: tel-00181398**

**<https://theses.hal.science/tel-00181398>**

Submitted on 23 Oct 2007

**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.

# THESE

présentée

DEVANT L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE TOULOUSE

en vue de l'obtention

du **DIPLOME de DOCTEUR-INGENIEUR**

Spécialité : Génie Electrique

par

Alain BENSOUSSAN

Ingénieur INSA (LYON)

---

## **ETUDE ET REALISATION DE DIODES LASER Ga-Al-As A DOUBLE HETEROJONCTION EMETTANT DANS LE SPECTRE VISIBLE**

---

*Soutenue le 31 janvier 1983, devant la Commission d'Examen :*

MM.	P. LETURCO	<i>Président</i>	
	P. PINARD	}	
	J. OBREGON		
	G. VASSILIEFF		
	A. MIRCEA		<i>Examineurs</i>
	J. LEBAILLY		
	E. SEIN		
	H. MARTINOT		

*A mes Parents,  
avec toute mon affection.  
A mon frère, Charly.*

*A Corinne*

*Rien de ce qui est commencé n'est  
jamais complètement achevé, tant  
que tout ce qui est entrepris n'est  
pas totalement terminé .*

*PIERRE DAC*

## AVANT-PROPOS

- :-

*Le travail que nous présentons dans ce mémoire a été effectué au Laboratoire d'Automatique et d'Analyse des Systèmes du Centre National de la Recherche Scientifique dans le cadre de la Division "Composants Electroniques".*

*Nous voulons remercier tous ceux qui, par leur enseignement, leur confiance et leur amitié, ont permis l'aboutissement de nos travaux.*

*Nous tenons à exprimer toute notre respectueuse reconnaissance à Monsieur G. GRATELOUP et Monsieur D. ESTEVE, Directeurs successifs du LAAS, pour nous avoir accueilli dans leur établissement.*

*Nous remercions vivement Monsieur P. LETURCQ, Professeur à l'INSA de Toulouse, pour l'honneur qu'il nous fait en s'intéressant à notre travail et en acceptant de présider notre Jury de Thèse.*

*Nous sommes très heureux d'exprimer ici notre profonde et respectueuse gratitude à Monsieur P. PINARD, Professeur à l'INSA de Lyon, pour l'intérêt qu'il a porté aux résultats de nos recherches et pour le plaisir et l'honneur qu'il nous fait en voulant bien siéger à notre Jury de Thèse.*

*Que Monsieur J. OBREGON, Professeur à l'Université de Limoges, trouve ici l'expression de nos sincères remerciements pour avoir accepté d'être notre rapporteur et pour l'honneur qu'il nous fait en voulant bien faire partie de notre Commission d'Examen.*

*Nous voulons exprimer nos remerciements à Monsieur A. MIRCEA, Ingénieur et Chef de Département au C.N.E.T. Bagnaux, pour l'honneur qu'il nous fait de s'intéresser à nos travaux et d'apporter sa compétence sur le sujet que nous avons traité.*

*Nous tenons à remercier Monsieur J. LEBAILLY, Ingénieur à la Radiotechnique Compelec de Caen, pour l'intérêt qu'il a manifesté pour ce travail et pour avoir accepté de participer à notre Jury de Thèse.*

*Que Monsieur E. SEIN, Ingénieur au C.N.E.S., reçoive nos vifs remerciements pour avoir bien voulu accepter de faire partie de notre Jury de Thèse et juger nos travaux.*

*Nous exprimons tout particulièrement nos remerciements les plus amicaux à Monsieur H. MARTINOT, Directeur de Recherche au C.N.R.S., ainsi qu'à Monsieur G. VASSILIEFF, Maître-Assistant à l'Université Paul Sabatier de Toulouse. Par delà leur aide et leurs conseils, ils nous ont communiqué leur enthousiasme et leur dynamisme, et ainsi, ont grandement facilité notre intégration au sein du Laboratoire.*

*Nous remercions Madame F. LOZES, Attachée de Recherche au C.N.R.S., pour son aide efficace dans la mise en place du système de traitement par ordinateur, et tant pour les discussions fructueuses, que pour l'amitié qu'elle nous a témoignée.*

*Nous remercions également Mademoiselle B. SAINT-CRICQ pour les discussions enrichissantes et le soutien amical dont elle a fait preuve dès notre arrivée au Laboratoire.*

*Nous tenons à remercier personnellement Monsieur H.H. PHAM et Madame J. CHEVALIER, pour leurs enseignements précieux et leur aide lors des réalisations technologiques. Nous avons apprécié aussi bien l'esprit d'équipe que la patience dont ils ont su faire preuve en toutes circonstances.*

*Nous n'oublierons pas ceux qui nous ont apporté leur aide technique ou scientifique :*

*-Monsieur J.P. BAILBE, pour avoir bien voulu nous initier, en dehors de son travail de Chargé de Recherche au C.N.R.S., à la Microscopie Electronique à Balayage;*

- tous ceux qui, par leur travail, contribuent au fonctionnement de la Centrale de Technologie ;
- Monsieur G. LACOSTE, pour les métallisations de composants ;
- Monsieur C. SOLANO, pour la réalisation des masques de photogravure ;
- Monsieur C. PROST, pour son aide efficace dans l'exploitation des systèmes d'acquisition et de traitement numérique des données ;
- Monsieur L. AMAT, pour son assistance électronique ;
- ceux qui ont contribué à la réalisation matérielle de ce mémoire :

\* Madame N. ROUSSEL et Mademoiselle H. CAMARASA SUNE ; Messieurs E. LAPEYRE-MESTRE, J. CATALA, ainsi que Messieurs R. ZITTEL, D. DAURAT, R. LORTAL, pour avoir assuré avec soin la dactylographie et l'impression de cette thèse.

Nous remercions tous ceux et toutes celles qui, par leur amitié et leur dévouement, ont rendu notre séjour au Laboratoire très fructueux et agréable.

Enfin, nous nous devons de mentionner qu'une part des travaux rapportés dans ce mémoire n'a pu être effectuée que par l'obligeance de la division "Physique Microoptoélectronique et Signaux" du C.N.E.T. Bagnoux, qui a mis à notre disposition ses installations de montage et de caractérisation. Nous remercions les Responsables de cet Etablissement de nous y avoir accueilli, et Monsieur J.C. BOULEY et Madame S. VUYE pour leur aide efficace.



## TABLE DES MATIÈRES

-----

	Pages
INTRODUCTION	3
<u>CHAPITRE I : PROPRIÉTÉS DES LASERS À SEMICONDUCTEUR À DOUBLE HÉTÉROSTRUCTURE</u>	7
I.1. INTRODUCTION	9
I.2. PROPRIÉTÉS ÉLECTRIQUES DES STRUCTURES À DOUBLE HÉTÉROJONCTION	15
I.3. MÉCANISMES FONDAMENTAUX D'ÉMISSION DANS LA ZONE ACTIVE	19
I.4. CONDITION D'OSCILLATION DE LA CAVITÉ LASER	24
I.5. MÉTHODE DE DÉTERMINATION DU COURANT DE SEUIL	25
I.5.1. <i>Principe de la méthode</i>	25
I.5.1.1. <i>Détermination de l'écart des pseudo-niveaux de Fermi</i>	27
I.5.1.2. <i>Détermination des variations du gain <math>g(E)</math> à <math>n</math> donné</i>	27
I.5.1.3. <i>Détermination de la courbe <math>g_{max}(n)</math></i>	28
I.5.1.4. <i>Détermination de la densité de porteurs <math>N_{th}(x)</math> et de la longueur d'onde d'émission <math>\lambda_{th}</math></i>	28
I.5.1.5. <i>Détermination de la densité de courant de seuil intrinsèque</i>	28
I.5.1.6. <i>Détermination de la densité de seuil</i>	29
I.5.2. <i>Détermination de la densité de courant de seuil de diodes lasers GaAlAs</i>	29
I.5.2.1. <i>Détermination de l'écart des pseudo-niveaux de Fermi</i>	29
I.5.2.2. <i>Détermination des variations du gain <math>g(E)</math> à <math>n</math> donné</i>	32

I.5.2.3. Détermination de la courbe $g_{max}(n)$	34
I.5.2.4. Détermination de la densité de porteurs $N_{th}$ et de la longueur d'onde d'émission $\lambda_{th}$	47
I.5.2.5. Détermination de la densité de courant de seuil intrinsèque	47
I.5.2.6. Détermination de la densité de courant de seuil de diodes laser GaAlAs	47
<b>CHAPITRE II : PROCESSUS D'ÉLABORATION DE DIODES LASERS GAAS - GaAlAs ÉMETTANT DANS LE SPECTRE VISIBLE</b>	<b>53</b>
II.1. INTRODUCTION	55
II.2. STRUCTURE DES DIODES LASER	56
II.3. SEQUENCES DU PROCESSUS DE REALISATION DE DIODES LASER	58
II.4. DETERMINATION DES CONDITIONS D'EPITAXIE - LE PROGRAMME S.P.E.L.L.A.S.	59
II.5. REALISATION DES COUCHES EPITAXIEES	62
II.5.1. Préparation des substrats et des matériaux d'épitaxie	62
a) Nettoyage des substrats	
b) Nettoyage de l'aluminium et des dopants	
II.5.2. Appareillage d'épitaxie	63
II.5.3. Conduite du processus	64
II.5.4. Amincissement de la plaquette	66
II.5.5. Réalisation des contacts ohmiques sur face arrière de type n	68
II.5.6. Réalisation des contacts ohmiques sur face avant de type p	69
II.5.7. Réalisation des faces miroirs	69
II.5.8. Montage	70

<u>CHAPITRE III : RÉALISATION ET ÉTUDE EXPERIMENTALE</u>	73
III.1. INTRODUCTION	75
III.2. DESCRIPTION DES STRUCTURES	75
III.3. CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES ET OPTIQUES DES DIODES LASER	86
<i>III.3.1. Méthodes de mesures</i>	86
<i>III.3.2. Résultats expérimentaux</i>	90
III.4. ANALYSE DES RESULTATS	122
 CONCLUSION GENERALE	 127
 ANNEXE A - DONNÉES CONCERNANT LE MATÉRIAU $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$	 133
 BIBLIOGRAPHIE	



LISTE DES PRINCIPALES NOTATIONS UTILISEES



## LISTE DES PRINCIPALES NOTATIONS UTILISÉES

- : -

$\alpha$	:	Coefficient d'absorption
$\alpha'$	:	Coefficient de création de paires électrons-trous
B	:	Constante de recombinaison bande à bande
C	:	Fraction de lumière mesurée
c	:	Vitesse de la lumière
$D_{nP}, D_{pN}$	:	Constantes de diffusion des électrons et des trous
$E_F$	:	Niveau de Fermi
$E_{FN}, E_{FP}$	:	Pseudo-niveaux de Fermi des électrons et des trous
$E_g$	:	Largeur de bande interdite
$E_{g\Gamma}, E_{gX}, E_{gL}$	:	Largeur de bande interdite des vallées $\Gamma$ , X et L
$\Delta E_c, \Delta E_v$	:	Discontinuités dans les bandes de conduction et de valence
$\epsilon$	:	Constante diélectrique
$\epsilon_i, \epsilon_t$	:	Onde incidente, onde transmise (champ électrique)
$\Gamma$	:	Coefficient de confinement
$\Gamma_a$	:	Constante de propagation complexe
$g, g_{max}, g_{th}$	:	Gain optique, gain maximum, gain au seuil
h	:	Constante de Planck
$J_{int}, J_{th}$	:	Densité de courant de seuil intrinsèque, densité de courant de seuil totale
$J_n, J_p$	:	Densité de courant d'électrons et de trous
$J_{NR}$	:	Densité de courant de recombinaisons non radiatives
k	:	Constante de Boltzmann
L	:	Longueur de la cavité PEROT-FABRY
$\lambda_o, \lambda_L$	:	Longueurs d'onde d'émission laser
$m_o$	:	Masse de l'électron au repos
$m_p$	:	Masse effective des trous
$m_{n\Gamma}, m_{nX}, m_{nL}$	:	Masses effectives des électrons dans les vallées $\Gamma$ , X, L
$\mu_n, \mu_p$	:	Mobilité des électrons et des trous
$\bar{n}$	:	Indice de réfraction
n, $n_1$	:	Densité volumique d'électrons ; Densité sur niveau piège
$N_A, N_D$	:	Densité de dopage
$N_c, N_v$	:	Densités effectives d'états
$n_i$	:	Densité intrinsèque

$\Delta n$	: Densité d'excès d'électrons
$N_{th}$	: Densité de porteurs au seuil
$\eta_i$	: Rendement interne d'électroluminescence
$\eta_0$	: Rendement quantique différentiel
$p, p_1$	: Densité volumique de trous, Densité sur niveau piège
$\Delta p$	: Densité d'excès de trous
$q$	: Charge de l'électron
$r_i$	: Réflectances complexes à l'interface $Ga_{1-x}Al_xAs/air$
$R_i$	: Réflectivités à l'interface $Ga_{1-x}Al_xAs/air$
$\rho_c, \rho_v$	: Densités d'états dans les bandes de valence et de conduction
$r_{12}$	: Taux de création de paires électrons-trous
$r_{21} spon$	: Taux d'émission spontanée
$r_{21} stim$	: Taux d'émission stimulée
$\bar{r}_{12} abs$	: Taux net d'absorption
$\bar{r}_{21} stim$	: Taux net d'émission stimulée
$S_{act.}$	: Surface zone active
$t_i$	: Transmittances complexes à l'interface $Ga_{1-x}Al_xAs/air$
$T_i$	: Transmittivités associées à $t_i$
$T$	: Température absolue
$\tau_{NR}$	: Durée de vie non radiative
$\tau_p, \tau_n$	: Durée de vie des porteurs minoritaires
$U_R$	: Taux de recombinaison radiatif bande à bande
$U_{NR}$	: Taux de recombinaison non radiatif
$V_{act.}$	: Volume de la zone active
$v_g$	: Vitesse de groupe des photons dans le milieu actif
$V_{DN}, V_{DP}$	: Fraction des tensions de diffusion côté N et côté P
$w_N, w_P, w_{P^*}$	: Largeur des régions N, P, P*
$x, y$	: Concentrations en aluminium
$\chi_N, \chi_P, \chi_{P^*}$	: Affinités électroniques des différentes couches
$x_N, x_P$	: Abscisses à la charge d'espace de l'hétérojonction N-P
$x_{P^*}$	: Abscisse à l'hétérojonction P-P*

## INTRODUCTION

-----



Au cours de ces cinq dernières années, l'étude des diodes laser à semiconducteurs a fait l'objet d'un nombre de travaux croissants, qui se sont traduits par la définition de nouvelles structures et la mise au point de nouveaux processus technologiques.

D'énormes progrès ont, par suite, été accomplis en ce qui concerne les performances de ces dispositifs : faible densité de courant de seuil, faibles dimensions latérales permettant un fonctionnement en régime continu, et/ou monomode, grande fréquence de modulation.

Il est prévisible que ces évolutions continueront à s'appuyer sur les diodes laser à double hétérojonction dont les propriétés se sont révélées, jusqu'à maintenant, particulièrement intéressantes. Cependant, les nouvelles techniques d'épitaxie (épitaxie en phase vapeur à partir d'éléments organométalliques, épitaxie par jets moléculaires) ouvrent la voie à un nouveau type de structures : les diodes laser à puits quantiques, dont les possibilités n'ont été encore que peu explorées.

Cet effort de recherche a été principalement motivé par les techniques des télécommunications par fibres optiques qui, seules, semblent capables de satisfaire les gigantesques besoins potentiels de transmission de l'information.

Dans ce contexte, les propriétés des fibres optiques de silice qui présentent trois "minima" d'atténuation à  $0,84\ \mu\text{m}$ ,  $1,3\ \mu\text{m}$  et  $1,5\ \mu\text{m}$ , ont motivé la focalisation des travaux de recherche sur deux familles de semiconducteurs composés III-V : le système GaAlAs/GaAs d'une part, le système GaInAsP/InP, d'autre part.

Cependant, on peut concevoir, pour les diodes laser à semiconducteurs, un domaine d'application beaucoup plus vaste utilisant les propriétés de monochromaticité, de cohérence, de directivité de l'émission de ces dispositifs, associées à leur très faible dimension et à leur faible consommation en énergie électrique. On peut, en particulier, citer la télémétrie, la spectroscopie, l'interférométrie, la photoélasticimétrie tridimensionnelle, les mémoires optiques et les vidéodisques, l'holographie, etc...

Les longueurs d'onde d'émission infrarouge ( $0,84\mu\text{m}$ ,  $1,3\mu\text{m}$  et  $1,5\mu\text{m}$ ) optimales pour les télécommunications optiques, sont peu ou mal adaptées à ces nouveaux champs d'applications.

Pour ceux-ci, il apparaît un besoin de diodes Laser émettant à des longueurs d'ondes plus faibles, en particulier dans le spectre visible.

Cet objectif se heurte cependant au fait que, dans l'état de l'Art actuel, la faisabilité de diodes laser à semiconducteurs a été acquise uniquement à partir de semiconducteurs composés III-V.

Les alliages ternaires et quaternaires de ces matériaux, qui ont été élaborés et caractérisés jusqu'à ce jour, ne présentent pas, à quelques exceptions près, de structures de bande à transition directe correspondant à une émission dans le spectre visible.

Les quelques cas favorables correspondent à des matériaux qui comportent plusieurs minima de bande de conduction présentant tous des énergies voisines de l'énergie du minimum associé aux transitions directes. Dans ces conditions, la réalisation de diodes laser élaborées à partir de semiconducteurs composés III-V et émettant dans le spectre visible, suppose que soient mises en oeuvre des méthodes de conception beaucoup plus rigoureuses que celles utilisées jusqu'à ce jour ; il est en effet nécessaire que soit évaluée, de façon précise, l'influence des différents paramètres qui définissent la structure de la diode laser et que soient délimités les domaines de valeurs de ces paramètres qui ne conduisent pas à une densité de courant de seuil rédhibitoire.

C'est dans ce contexte que se placent nos travaux : ils concernent la conception et la réalisation, par épitaxie en phase liquide, de diodes laser élaborées à partir de l'alliage GaAlAs et émettant dans le spectre visible.

Le choix de ce type de dispositif a été dicté par deux considérations :

- Le processus d'épitaxie en phase liquide du système GaAs/GaAlAs est

suffisamment connu et maîtrisé, pour qu'il soit possible d'envisager la réalisation de dispositifs présentant sept à huit couches différentes de concentration en aluminium, épaisseur et dopage quelconques ;

- la longueur d'onde la plus faible, que l'on puisse attendre des diodes Laser présentant une zone active de GaAlAs, se situe entre 670 nm et 650 nm et constitue donc un progrès significatif par rapport aux composants réalisés jusqu'à ce jour.

Dans le mémoire qui suit, nous nous sommes tout d'abord attachés à développer une méthodologie de détermination des courants de seuil des diodes Laser qui permette :

- d'une part, d'évaluer à partir des données connues sur les matériaux, les performances de différentes structures Laser ;
- d'autre part, de caractériser et d'analyser les propriétés de composants déjà réalisés.

Dans un second chapitre, seront présentées les différentes techniques associées aux différentes étapes du processus que nous avons mis en oeuvre pour l'élaboration de diodes Laser en GaAlAs émettant dans le spectre visible.

Enfin, dans un dernier chapitre, seront décrites les propriétés et performances des différentes séries de dispositifs que nous avons élaborés et qui ont conduit à la réalisation de diodes Laser émettant à 704 nm et présentant un courant de seuil de  $4 \text{ kA/cm}^2$ .



## CHAPITRE I

---

PROPRIÉTÉS DES LASERS À SEMICONDUCTEURS  
A DOUBLE HÉTÉROSTRUCTURE



## I.1. INTRODUCTION

C'est dans les années 1950 - 1960 que J. BARDEEN, reprenant les notes de J. VON NEUMANN (1), puis N.G. BASSOV et al. (2), et P. AIGRAIN (3), suggérèrent la possibilité d'utiliser une jonction P-N en vue de la réalisation d'une structure à émission de lumière stimulée.

Les calculs théoriques de M.G.A. BERNARD et G. DURAFFOURG en 1961 (4) établissaient la condition nécessaire pour qu'une jonction semiconductrice puisse donner lieu à une émission de lumière stimulée.

Dès lors, les bases étaient posées et elles aboutirent, en 1962, à la réalisation technologique d'un premier laser à jonction P-N en GaAs émettant à 840 nm, à l'azote liquide par trois groupes de chercheurs: R.N. HALL (5), M.I. NATHAN (6), puis T.M. QUIST et al. (7).

Mais, les homostructures à injection présentaient des densités de courant de seuil trop élevées à température ambiante ( $50000 \text{ A/cm}^2$ ). Ce n'est qu'au début de l'année 1970 que, par l'utilisation d'une double hétérojonction, comme cela avait été suggéré par H.KROEMER en 1963 (8), I. HAYASHI et M.B. PANISH (9) réalisèrent une diode laser ayant  $2,3 \text{ kA/cm}^2$  de densité de courant de seuil à  $300^\circ\text{K}$ , puis  $1,6 \text{ kA/cm}^2$ , et enfin obtinrent un laser à émission continue à  $300^\circ\text{K}$  (10).

Depuis cette date, si l'on exclut l'apparition des lasers GaInAsP/InP qui concerne l'émission de lumière à  $1,3 \mu\text{m}$  et  $1,5 \mu\text{m}$ , les travaux portant sur les lasers GaAs/GaAlAs ont été orientés suivant trois directions :

- diminution des dimensions longitudinales et transversales des dispositifs, notamment par diverses techniques de ruban afin de réduire la "valeur absolue" du courant de seuil ; les meilleurs résultats actuels se situent autour de quelques dizaines de milliampères ;
- poursuite des études sur de nouveaux processus technologiques et de nouvelles structures de diodes laser (structures à puits quantiques), afin de réduire la valeur intrinsèque de la densité de courant de seuil ; les

meilleures performances actuelles se situent à  $121 \text{ A/cm}^2$  pour une longueur d'onde d'émission de 856 nm (11);

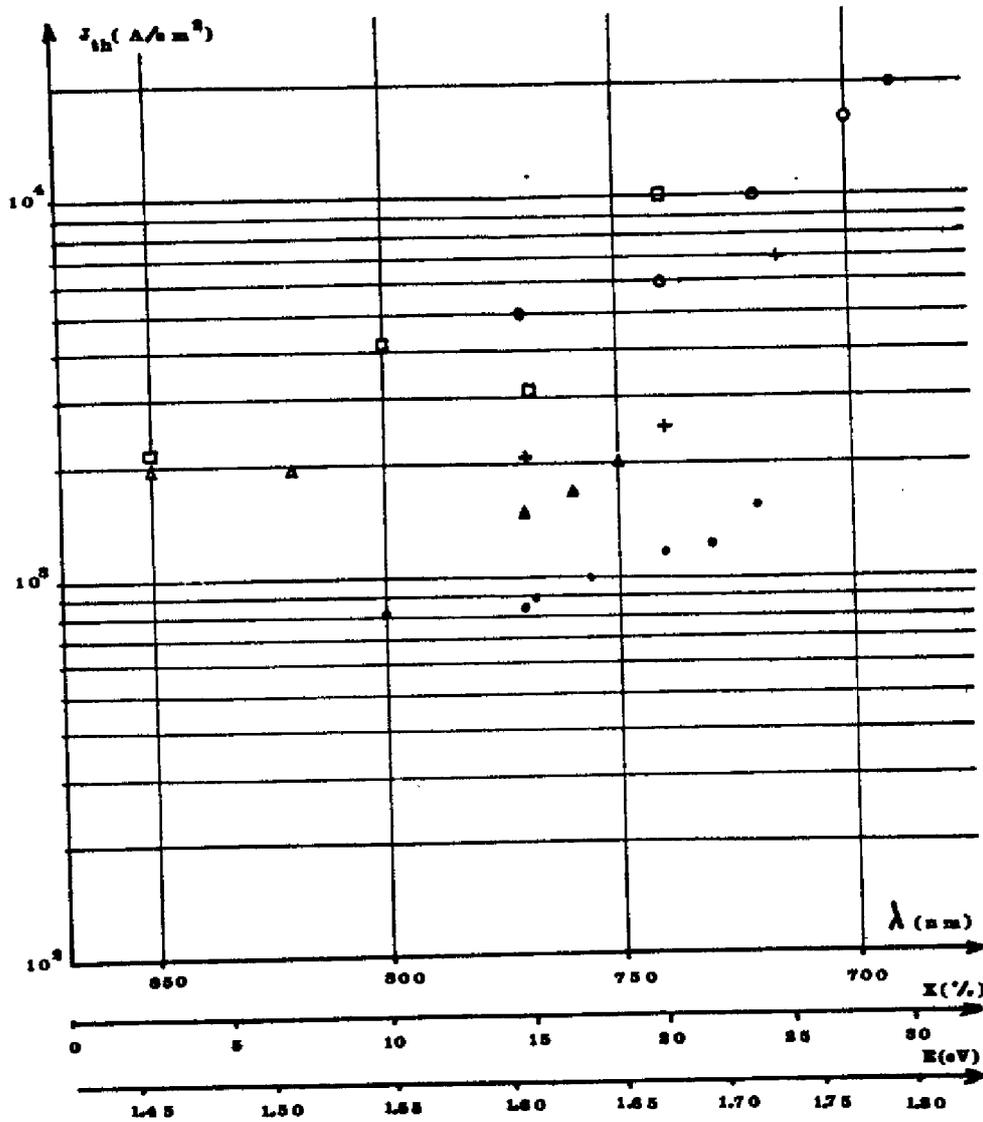
- l'extension du domaine d'émission vers des longueurs d'ondes de plus en plus courtes par l'utilisation de couche active de  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  présentant une concentration d'aluminium de plus en plus élevée. L'ensemble des résultats obtenus dans ce domaine est porté sur la Figure I.1. Il n'a pas encore été possible ni d'expliquer la large dispersion des résultats observés, ni d'évaluer les limites physiques imposées par les propriétés des matériaux.

Nos travaux ayant porté sur ce dernier domaine, nous ne nous intéresserons, dans la suite de ce mémoire dans un souci d'homogénéité et de simplicité, qu'aux diodes laser à double hétérojonction  $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ .

La structure schématique d'un tel dispositif est représentée sur la Figure (I.2).

Celui-ci comporte :

- un substrat de GaAs de type N, d'épaisseur  $100 \mu\text{m}$ , qui n'a qu'un rôle de "support mécanique" et de "support d'épitaxie" ;
- une couche active de  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ , d'épaisseur voisine de  $1000 \text{ \AA}$ , faiblement dopée de type P, qui sera le siège de l'émission radiative dont les paramètres, notamment la concentration en aluminium, fixeront les propriétés du rayonnement émis ;
- une couche d'injection de  $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$  de type N, de concentration en aluminium "y" supérieure à celle de la couche active, qui devra assurer une efficacité d'injection aussi élevée que possible ;
- une couche de confinement de  $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$  de type P, en général de même concentration "y" que la couche d'injection, qui a pour but de créer une barrière de potentiel confinant les porteurs injectés dans la couche active et les obligeant à se recombiner dans celle-ci ;



△ (12) ; □ (13) ; ○ (14) ;

● (15) ; + (16) .

FIGURE I.1. : Répartition des densités de courants de seuil des diodes Laser GaAlAs à double hétérojonction, en fonction de la longueur d'onde d'émission

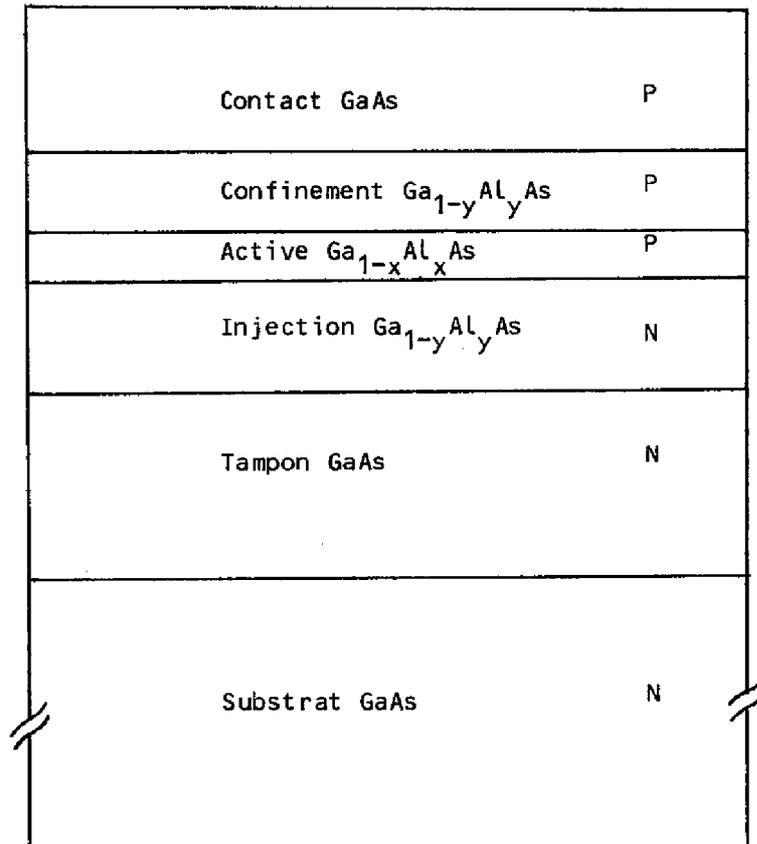


FIGURE I.2. : Structure schématique d'une diode laser GaAlAs

- une couche de GaAs, de type P, qui permet d'assurer un contact sensiblement ohmique avec des alliages métalliques de type Au - Zn.

Il faut noter, compte-tenu de la variation d'indice liée à la concentration d'aluminium, que les couches d'injection et de confinement constituent avec la zone active un guide optique dans la direction perpendiculaire aux hétérojonctions.

Qualitativement, le fonctionnement en diode laser et, par suite, les performances correspondantes, reposent sur trois propriétés fondamentales d'une telle structure :

- L'efficacité d'injection de l'hétérojonction N-P d'une part, la barrière de potentiel créée par l'hétérojonction PP\*, d'autre part, créent dans la zone active une concentration homogène de porteurs en excès qui peut atteindre des valeurs élevées (quelques  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) ; la presque totalité des recombinaisons est localisée dans cette zone où est donc engendrée la quasi-totalité du courant qui traverse la structure ;
- L'application d'un niveau de polarisation suffisamment élevé, tel que l'écart des pseudo-niveaux de Fermi dans la zone active satisfasse à la condition de BERNARD et DURAFFOURG, fait apparaître un phénomène d'émission stimulée (fonctionnement en diode électroluminescente super-radiante) et rend le milieu constituant la zone active, amplificateur par rapport aux photons d'énergie adéquate ;
- Le gain optique du milieu constituant la zone active croît avec la polarisation appliquée ; lorsqu'il atteint une valeur telle qu'il compense les pertes de la cavité constituée par la zone active et les deux miroirs correspondant aux faces clivées, cette cavité entre en oscillation et l'émission laser apparaît.

Dans les paragraphes qui suivent, nous rappellerons brièvement les propriétés générales des hétérojonctions, afin de justifier la condition i). Nous indiquerons, aussi, les relations fondamentales qui sont à l'origine de

la condition ii). Sur cette base, nous développerons une méthode de calcul qui permet d'évaluer la densité de courant de seuil des diodes laser GaAlAs en fonction de la concentration en aluminium de la zone active, notamment dans le cas où les valeurs de ce paramètre conduisent à une émission dans le spectre visible.

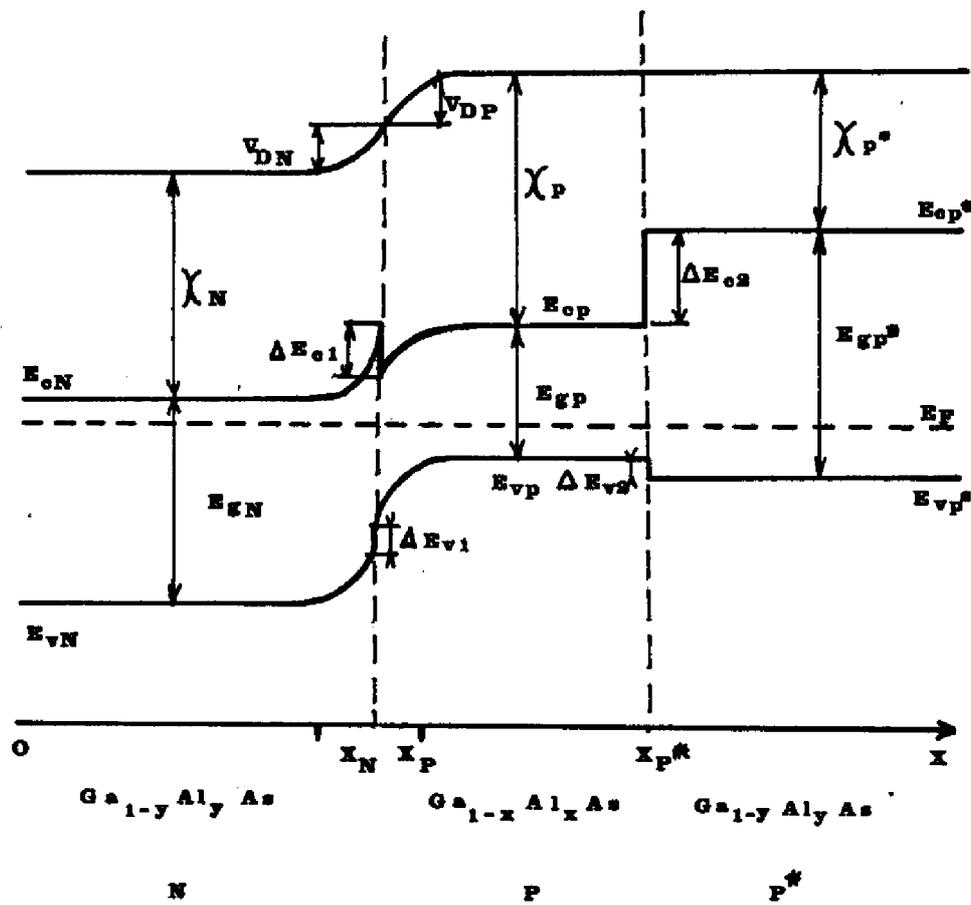


FIGURE I.3. : Modèle d'ANDERSON - Schéma de bande d'une double hétérojonction à l'équilibre thermodynamique

I.2. PROPRIETES ELECTRIQUES DES STRUCTURES A DOUBLE HETEROJONCTION

La structure de bande d'une diode laser à double hétérojonction, telle qu'elle a été indiquée sur la Figure (I.2), est représentée sur la Figure (I.3) selon le modèle d'ANDERSON (17).

La détermination de la caractéristique courant-tension  $I(V)$  et de la caractéristique d'émission  $q\mathcal{E}(I)$  implique que soit résolu le système d'équations différentielles prenant en compte les équations de continuité:

$$I.2.1. \frac{dn}{dt} = -U + \frac{1}{q} \frac{dJ_n}{dx} = 0$$

$$I.2.2. \frac{dp}{dt} = -U - \frac{1}{q} \frac{dJ_p}{dx} = 0$$

et l'équation de POISSON :

$$I.2.3. \frac{d^2(V)}{dx^2} = -\frac{q}{\epsilon} (p - n + N_D - N_A) - \frac{1}{\epsilon} \frac{dV}{dx} \frac{d\epsilon}{dx}$$

Le taux de recombinaison  $U$  comporte deux composantes :

- une composante radiative liée aux recombinaisons bande à bande :

$$I.2.4. U_1 = B(pn - n_i^2) \quad ;$$

- une composante non radiative :

$$I.2.5. U_2 = \frac{pn - n_i^2}{\sigma_p(n+n_1) + \sigma_n(p+p_1)}$$

Dans le cas le plus général, ce système ne présente pas de solution analytique et différentes méthodes de résolution numérique ont été proposées (18).

Par contre, une solution quasi-analytique a été proposée par W.F. HALL (19) dans le cas des faibles niveaux d'injection où sont satisfaites les simplifications classiques de SHOCKLEY :

- au niveau de l'hétérojonction P-N, il existe une zone de charge d'espace ;
- de part et d'autre de la zone de charge d'espace, il existe deux zones neutres à champ nul ;
- il n'y a pas de recombinaison dans la zone de charge d'espace.

Dans ces conditions, on montre que les densités de porteurs en excès au bord de la charge d'espace de l'hétérojonction P - N sont régies par les relations (18) :

$$I.2.6. \Delta n(x_p) = \frac{n_{ip}^2}{N_{Ap}} \left( \exp \frac{qV_a}{kT} - 1 \right) + J_n \int_{x_N}^{x_p} \frac{1}{qD_n} \frac{N_{cp}}{N_c} \exp - \frac{E_c(x_p) - E_c}{kT} dx$$

$$I.2.7. \Delta p(x_N) = \frac{n_{iN}^2}{N_{DN}} \left( \exp \frac{qV_a}{kT} - 1 \right) - J_p \int_{x_p}^{x_N} \frac{1}{qD_p} \frac{N_{vN}}{N_v} \exp \frac{E_v(x_N) - E_v}{kT} dx$$

Si l'on suppose, par ailleurs, que la zone d'injection Ga<sub>1-y</sub>Al<sub>y</sub>As (N) est limitée par un contact ohmique et que la zone de confinement Ga<sub>1-y</sub>Al<sub>y</sub>As (P) induit une barrière de potentiel suffisante pour que le confinement des électrons dans la zone active soit parfait (c'est-à-dire J<sub>n</sub> = 0 au droit de l'hétérojonction PP\*), les composantes d'électrons et de trous qui traversent l'hétérojonction N - P obéissent aux expressions (18) :

$$I.2.8. J_n(x_p) = \frac{q \frac{D_{np}}{L_{np}} \text{th} \frac{W_p}{L_{np}} \frac{n_{ip}^2}{N_{Ap}} \left( \exp \frac{qV_a}{kT} - 1 \right)}{1 + \text{th} \frac{W_p}{L_{np}} \int_{x_p}^{x_N} \frac{1}{L_{np}} \frac{D_{np}}{D_n} \frac{N_{cp}}{N_c} \exp - \frac{E_c(x_p) - E_c}{kT} dx}$$

et

$$I.2.9. J_p(x_N) = \frac{q \frac{D_{pN}}{L_{pN}} \cdot \text{coth} \frac{W_N}{L_{pN}} \frac{n_{iN}^2}{N_{DN}} \left( \exp \frac{qV_a}{kT} - 1 \right)}{1 + \text{coth} \frac{W_N}{L_{pN}} \int_{x_p}^{x_N} \frac{1}{L_{pN}} \cdot \frac{N_{vN}}{N_v} \cdot \frac{D_{pN}}{D_p} \cdot \exp \frac{E_v(x_N) - E_v}{kT} dx}$$

Par ailleurs, la répartition des porteurs en excès dans la zone active obéit à la relation :

$$I.2.10. \quad n(x) = n(x_p) \frac{\operatorname{ch} \frac{w_p - x}{L_n}}{\operatorname{ch} \frac{w_p}{L_n}}$$

Des relations précédentes, on peut déduire les propriétés suivantes :

- si l'épaisseur de la zone active est petite devant la longueur de diffusion des porteurs minoritaires dans cette zone, la relation I.2.10 et les simulations numériques de résolution du système général des équations de transport (20) montrent que la densité des porteurs en excès dans la zone active peut être considérée comme constante à quelques pour cents près ;
- l'efficacité d'injection d'une hétérojonction N - P,  $\frac{J_N(x_p)}{J_P(x_N)}$  dépend évidemment de la densité de porteur intrinsèque et de la densité de dopage de chacune des deux régions ;
- dans le cas des hétérojonctions  $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}(N) - \text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}(P)$  avec  $y > x$ , on peut montrer numériquement que  $\frac{J_N(x_p)}{J_P(x_N)} \gg 1$  dans les configurations classiques  $0 \leq x \leq 0,1$  et  $0,25 \leq y \leq 0,4$  quels que soient les dopages, par contre, les autres cas qui correspondent d'ailleurs aux diodes laser GaAlAs émettant dans le spectre visible, demandent une évaluation plus précise.

En tout état de cause, si les trois conditions suivantes sont satisfaites :

- épaisseur de la couche active faible devant la longueur de diffusion des porteurs minoritaires ;
- efficacité d'injection de l'hétérojonction N - P :

$$\frac{J_n(x_p)}{J_p(x_N)} \gg 1 \quad I.2.11.$$

- hétérojonction homotype PP\* bloquante pour le courant d'électrons :

$$\frac{J_n(x_{p^*})}{J_n(x_p)} \ll 1 \quad \text{I.2.12.}$$

Le comportement d'une diode laser à double hétérojonction peut être décrit par les relations particulièrement simples :

$$J_{\text{total}} = J_n(x_p) = q \int_0^{w_p} (U_R + U_{NR}) dx \quad \text{I.2.13.}$$

et

$$qL_{\text{total}} = q \int_0^{w_p} U_R dx \quad \text{I.2.14.}$$

Dans le cas du fonctionnement en diode électroluminescente, c'est-à-dire pour des niveaux de polarisation inférieurs au seuil laser :

- le taux de recombinaison radiatif associé à l'émission spontanée est égal à :

$$U_R = B(pn - n_i^2) \quad \text{I.2.15.}$$

soit  $U_R \approx B(N_A \Delta n + \Delta n^2)$

- le taux de recombinaison non radiatif obéit à la loi :

$$U_{NR} = \frac{pn - n_i^2}{\tau_p(n+n_1) + \tau_N(p+p_1)}$$

$$U_{NR} \approx \frac{\Delta n}{\tau_{NR}} \quad \text{I.2.16.}$$

Les expressions I.2.14 et I.2.15 deviennent donc :

$$I_{\text{tot}} = qV_{\text{act.}} B(N_A \Delta n + \Delta n^2) + \frac{\Delta n}{\tau_{NR}} \quad \text{I.2.17}$$

$$qL_{\text{tot}} = qV_{\text{act.}} B(N_A \Delta n + \Delta n^2) \quad \text{I.2.18}$$

Dans le cas où  $\Delta n \gg N_A$ , les relations précédentes se simplifient en :

$$I_{\text{Tot}} = qW_p \left[ B \Delta n^2 + \frac{\Delta n}{\sigma_{\text{NR}}} \right] s_{\text{act.}} \quad \text{I.2.19.}$$

$$qL_{\text{Tot}} = qV_{\text{act}} B \Delta n^2 \quad \text{I.2.20.}$$

et le rendement d'électroluminescence est lié au flux de lumière émis par l'expression :

$$\frac{1}{\eta} = \frac{I_{\text{tot}}}{qL_{\text{tot}}} = 1 + \frac{1}{\sigma_{\text{NR}}} \left( \frac{V_{\text{act.}}}{BL_{\text{tot}}} \right)^{1/2} \quad \text{I.2.21.}$$

### I.3. MECANISMES FONDAMENTAUX D'EMISSION DANS LA ZONE ACTIVE

La zone active d'une diode laser à double hétérojonction, qui peut être considérée du point de vue des densités de porteurs comme un milieu homogène est, vis-à-vis des photons présents dans la cavité, le siège de trois phénomènes :

- La création de paires électrons-trous par absorption de photons ;
- La création de photons par émission spontanée ;
- La création de photons par émission stimulée.

Si l'on considère tout d'abord, suivant le formalisme classique, un milieu ne comportant que deux niveaux d'énergie  $E_1$  et  $E_2$ , chacun de ces phénomènes sera régi par les relations suivantes (21) :

- taux de création de paires électrons-trous :

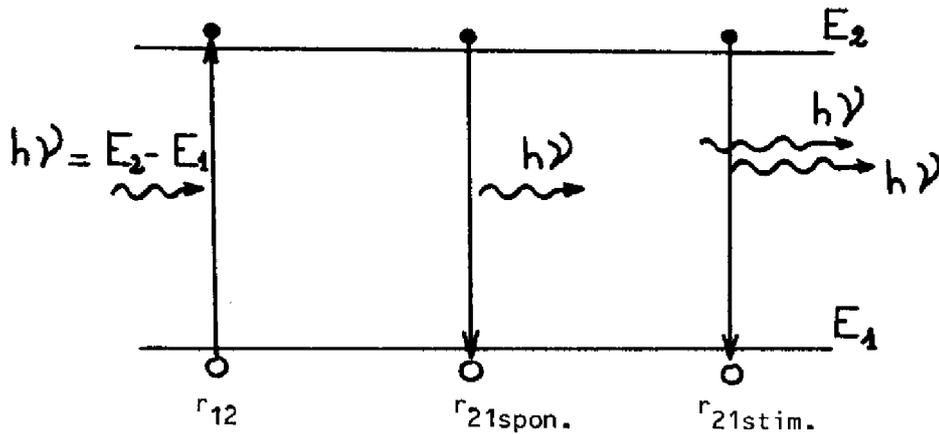
$$r_{12} = B_{12} f_1 [1 - f_2] P(E_{21}) \quad \text{I.3.1.}$$

- taux d'émission spontanée :

$$r_{21 \text{ spon}} = A_{21} f_2 [1 - f_1] = r_{\text{spon}} \quad \text{I.3.2.}$$

- taux d'émission stimulée :

$$r_{21 \text{ stim}} = B_{21} f_2 [1 - f_1] P(E_{21}) \quad \text{I.3.3.}$$



Suivant la statistique de Fermi :

$$f_1 = \frac{1}{\exp \frac{E_1 - E_{FN}}{kT} + 1} \quad \text{I.3.4.}$$

et

$$f_2 = \frac{1}{\exp \frac{E_2 - E_{FP}}{kT} + 1} \quad \text{I.3.5.}$$

La densité spectrale du corps noir à l'énergie  $E_{21} = E_2 - E_1$  s'écrit :

$$P(E_{21}) = \frac{8 \pi \bar{n}^3}{h^3 c^3} E^2 \frac{1}{\exp \frac{E}{kT} - 1} \quad \text{I.3.6.}$$

D'autre part, les coefficients de probabilité  $B_{12}$ ,  $B_{21}$  et  $A_{21}$  sont liés par les relations d'EINSTEIN :

$$B_{12} = B_{21} \quad \text{I.3.7.}$$

$$A_{21} = \frac{8 \pi \bar{n}^3}{h^3 c^3} E_{21}^2 B_{21} \quad \text{I.3.8.}$$

A partir des transitions élémentaires précédentes, on peut définir :

- le taux net d'absorption, bilan entre la transition de création de paires électrons-trous et la transition d'émission stimulée :

$$\bar{r}_{12 \text{ abs}} = r_{12} - r_{21 \text{ stim}} \quad \text{I.3.9.}$$

$$\bar{r}_{12 \text{ abs}} = B_{12} (f_1 - f_2) P(E_{21}) \quad \text{I.3.10.}$$

- le taux net d'émission stimulée, bilan entre la transition d'émission stimulée et la transition de création de paires électrons-trous :

$$\bar{r}_{21 \text{ stim}} = r_{21 \text{ stim}} - r_{12} \quad \text{I.3.11.}$$

$$\bar{r}_{21 \text{ stim}} = B_{21} (f_2 - f_1) P(E_{21}) \quad \text{I.3.12.}$$

A ces taux peuvent être associés les coefficients suivants :

- le coefficient d'absorption :

$$\alpha(E_{21}) = \frac{\bar{r}_{12 \text{ abs}}}{v_g P(E_{21})} \quad \text{I.3.13.}$$

où  $v_g$  est la vitesse de groupe des photons :

$$\alpha(E_{21}) = B_{12} \frac{(f_1 - f_2)}{\frac{c}{n}} \quad \text{I.3.14.}$$

- le gain :

$$g(E_{21}) = \frac{\bar{r}_{21 \text{ stim}}}{v_g P(E_{21})} \quad \text{I.3.15.}$$

$$g(E_{21}) = B_{21} \frac{(f_2 - f_1)}{\frac{c}{n}} \quad \text{I.3.16.}$$

Aux deux coefficients classiques précédents, on peut ajouter un coefficient de création de paires électrons-trous associé au taux de

création de paires électrons-trous :

$$\alpha'(E_{21}) = \frac{r_{12}}{v_g P(E_{21})} \quad \text{I.3.17.}$$

$$\alpha'(E_{21}) = B_{12} \frac{f_1(1-f_2)}{\frac{c}{n}} \quad \text{I.3.18.}$$

Ce coefficient, introduit par HENRY et al (30) est différent du coefficient d'absorption, puisqu'il ne prend pas en compte la transition d'émission stimulée.

Des définitions précédentes, on peut déduire les relations ci-dessous :

$$g(E_{21}) = -\alpha(E_{21}) \quad \text{I.3.19.}$$

$$g(E_{21}) = \alpha'(E_{21}) \frac{(f_2 - f_1)}{f_1(1-f_2)} \quad \text{I.3.20.}$$

$$g(E_{21}) = \alpha'(E_{21}) \cdot \left[ \exp - \frac{E_{21} - (E_{FN} - E_{FP})}{kT} - 1 \right] \quad \text{I.3.21.}$$

$$r_{\text{spon}}(E_{21}) = \frac{8\pi n^2}{h^3 c^2} E_{21}^2 \alpha(E_{21}) \frac{1}{\exp \frac{E_{21} - (E_{FN} - E_{FP})}{kT} - 1} \quad \text{I.3.22.}$$

$$r_{\text{spon}}(E_{21}) = \frac{8\pi n^2}{h^3 c^2} E_{21}^2 \alpha'(E_{21}) \exp - \frac{E_{21} - (E_{FN} - E_{FP})}{kT} \quad \text{I.3.23.}$$

On peut noter que le milieu devient amplificateur pour les photons d'énergie  $E_{21}$  :

$$g(E_{21}) \gg 0 \quad \text{lorsque} \quad E_{FN} - E_{FP} \gg E_{21} \quad \text{I.3.24.}$$

(condition de BERNARD ET DURAFFOURG) (4)

Dans le cas des semiconducteurs qui présentent une structure de bande, il sera nécessaire, pour calculer les différents taux ou les différents

coefficients, d'intégrer sur toutes les transitions possibles entre un état de la bande de valence et un état de la bande de conduction séparée par l'énergie  $E = h\nu$ , en pondérant par les densités d'états de ces bandes en fonction de l'énergie.

Dans ces conditions :

- Le coefficient d'absorption a pour expression :

$$\alpha(E) = \int_{-\infty}^{+\infty} B_{12} \frac{\bar{n}}{c} (f_v - f_c) \rho_c(E') \cdot \rho_v(E'') dE' \quad \text{I.3.25.}$$

où  $E' = E_2 - E_c$  et  $E'' = E' - E$ .

$\rho_c(E')$  et  $\rho_v(E'')$  sont les densités d'états dans les bandes de valence et de conduction.

$$f_c(E') = \frac{1}{\exp \frac{E' - E_{FN}}{kT} + 1}$$

et

$$f_v(E'') = \frac{1}{\exp \frac{E'' - E_{FP}}{kT} + 1}$$

- Le gain est égal à :

$$g(E) = \int_{-\infty}^{+\infty} B_{12} \frac{\bar{n}}{c} \rho_c(E') \cdot \rho_v(E'') [f_v(E'') - f_c(E')] dE' \quad \text{I.3.26.}$$

- Le coefficient de création de paires électrons-trous devient :

$$\alpha'(E) = \int_{-\infty}^{+\infty} B_{12} \rho_c(E') \rho_v(E'') [1 - f_c(E')] f_v(E'') \cdot dE' \quad \text{I.3.27.}$$

- Le taux d'émission spontanée est égal à :

$$r_{\text{spon}}(E) = \int_{-\infty}^{+\infty} A_{21} \rho_c(E') \cdot \rho_v(E'') \cdot f_c(E') \cdot [1 - f_v(E'')] dE' \quad \text{I.3.28.}$$

Il est particulièrement important de noter que les relations I.3.19 à I.3.23 entre  $g(E)$ ,  $\alpha(E)$ ,  $\alpha'(E)$  et  $r_{\text{spon}}(E)$  restent encore valables dans le cas d'un semiconducteur lorsque  $g(E)$ ,  $\alpha(E)$ ,  $\alpha'(E)$  et  $r_{\text{spon}}(E)$  sont définis par les expressions I.3.25 à I.3.28. Par suite, il suffira donc de connaître l'une de ces grandeurs,  $\alpha(E)$  ou  $\alpha'(E)$  par exemple, soit par des considérations théoriques, soit par une détermination expérimentale, pour en déduire toutes les autres.

#### I.4. CONDITION D'OSCILLATION DE LA CAVITE LASER

Ainsi que nous l'avons indiqué dans l'introduction, l'émission de lumière laser se produit lorsque le gain du matériau constituant la zone active atteint une valeur suffisante pour que la cavité optique, que constitue cette dernière, entre en oscillation.

La condition d'oscillation, pour une cavité de longueur  $L$  formée de deux miroirs parallèles et de réflectivité  $R_1$  et  $R_2$ , peut en première approximation être établie en considérant un modèle à une dimension.

A. YARIV (22) a montré que, sous l'action d'une onde incidente  $\mathcal{E}_i$ , la totalité de l'onde transmise  $\mathcal{E}_t$  par la cavité a pour expression :

$$\mathcal{E}_t = \mathcal{E}_i \frac{t_1 t_2 \exp(-\Gamma_1 L)}{1 - r_1 r_2 \exp(-2\Gamma_1 L)} \quad \text{I.4.1.}$$

où :  $\Gamma_1$  est la constante de propagation complexe ;

$t_1, t_2$  sont les transmittances complexes, vérifiant  $T_i = t_i \cdot t_i^*$  ;

$r_1, r_2$ , les réflectances complexes, vérifiant  $R_i = r_i \cdot r_i^*$  .

La condition d'oscillation se traduit donc par :

$$r_1 r_2 \exp(-2\Gamma_1 L) = 1 \quad \text{I.4.2.}$$

qui se décompose en :

$$- \text{un terme d'amplitude } r_1 r_2 \exp (g - \alpha_i) L = 1 \quad 1.4.3.$$

$$- \text{un terme de phase } \frac{4 \pi \bar{n} L}{\lambda_0} = 2 m \pi \quad 1.4.4.$$

( m entier )

Des relations (1.4.3) et (1.4.4) se déduisent :

- la valeur du gain au seuil :

$$g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \log \frac{1}{R_1 R_2} \quad 1.4.5.$$

où  $\alpha_i$  représente l'ensemble des pertes de la cavité.

En fait, la propagation de la lumière ne s'effectue pas en totalité dans la zone active, comme supposé ci-dessus, et la relation 1.4.5. doit être modifiée en (21):

$$g_{th} = \frac{1}{\Gamma} \left( \alpha_i + \frac{1}{2L} \log \frac{1}{R_1 R_2} \right)$$

$\Gamma$  étant le facteur de confinement.

- L'espacement des modes :

$$\Delta \lambda_0 = \frac{\lambda_0^2}{2 \bar{n} L \left( 1 - \frac{\lambda_0}{\bar{n}} \frac{\Delta \pi}{\Delta \lambda_0} \right)} \quad 1.4.6.$$

## I.5. METHODE DE DETERMINATION DU COURANT DE SEUIL

### I.5.1. Principe de la méthode

La méthode théorique de détermination du courant de seuil, ou plus exactement de la relation existante entre le gain de la zone active et le courant "au voisinage du seuil", a été proposée par F.STERN, et H.C. CASEY(23), (24).

Cette méthode s'appuie (Modèle GHLBT - SME) :

- sur le calcul théorique du coefficient d'absorption et, par suite, du gain (relation I.3.19) à partir du modèle de structure de bande de HALPERIN et LAX (25) et de celui de densité d'état de KANE (26) par une approximation gaussienne des queues de bande (27),
- sur le fait qu'au voisinage du seuil, le courant dû aux recombinaisons

radiatives peut être considéré comme uniquement associé à l'émission spontanée et que :

$$J_{th \text{ intrinsèque}} = qW_p \int_0^{\infty} r_{\text{spont}}(E) dE \quad \text{I.5.1.}$$

D'autre part, B. HAKKI et P.L. PAOLI (44) ont proposé une méthode de détermination du gain du matériau de la zone active d'une diode laser, par la mesure de la profondeur de modulation provoquée par les résonances de la cavité PEROT-FABRY dans le spectre d'émission.

Ces méthodes peuvent être difficilement utilisées pour évaluer, à priori, le courant de seuil de diodes laser GaAlAs comportant une zone active constituée d'alliage  $Ga_{1-x}Al_xAs$  de différentes compositions.

En effet, outre l'ampleur de sa "mise en oeuvre", la méthode de F. STERN demande une connaissance approfondie de la structure de bande de ces différents alliages, qui n'a pas encore été acquise. Pour sa part, la méthode expérimentale de B. HAKKI et P.L. PAOLI ne permet qu'une détermination du gain sur des composants déjà réalisés, en fonction du courant total qui traverse le dispositif, sans qu'il soit possible d'identifier les poids respectifs des mécanismes physiques qui engendrent ce courant.

Par contre, ces inconvénients peuvent être évités, si l'on considère la méthode de détermination et les valeurs du coefficient de création de paires électrons-trous  $\alpha'(E)$  publié par C.H. HENRY et al (30).

En effet, ainsi que nous le verrons, ce coefficient est suffisamment macroscopique pour que l'on puisse extrapoler, de façon raisonnable, son évolution avec la concentration en aluminium dans les alliages  $Ga_{1-x}Al_xAs$  et, d'autre part, les relations I.3.21 et I.3.23 permettent de tenir compte, de façon simple, de l'influence de l'écart des pseudo-niveaux de Fermi dans le matériau.

Par suite, dans l'optique d'évaluer le courant de seuil théorique de diodes laser GaAlAs émettant dans le spectre visible, nous avons élaboré et proposé, en collaboration avec F. LOZES (20), une nouvelle méthode

de détermination du courant de seuil à partir des variations mesurées expérimentalement du coefficient de création des paires électrons-trous  $\alpha'(E)$  en fonction de l'énergie des photons (28), (29), (30).

Si l'on considère une zone active de diode laser de  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  présentant une concentration en aluminium, une épaisseur et un dopage donnés, cette méthode comporte les étapes suivantes :

#### I.5.1.1. Détermination de l'écart des pseudo-niveaux de Fermi

Pour une concentration de porteurs de la bande de conduction  $n$  donné, il s'agit de déterminer l'écart des pseudo-niveaux de Fermi  $E_{FN} - E_{FP}$  en résolvant le système de trois équations :

$$E_{FN} - E_C = kT f\left(\frac{n}{N_C}\right) \quad \text{I.5.2.}$$

$$p - n - N_A = 0 \quad \text{I.5.3.}$$

$$E_V - E_{FP} = kT f\left(\frac{p}{N_V}\right) \quad \text{I.5.4.}$$

où  $f$  est la fonction inverse de l'intégrale de Fermi qui peut être approchée par le développement de W.B. JOYCE et R.W. DIXON (31) limité au quatrième ordre :

$$\begin{aligned} f\left(\frac{n \text{ ou } p}{N_C \text{ ou } N_V}\right) &= \ln\left(\frac{n \text{ ou } p}{N_C \text{ ou } N_V}\right) + 3,53553 \cdot 10^{-1} \cdot \frac{n \text{ ou } p}{N_C \text{ ou } N_V} \\ &- 4,95009 \cdot 10^{-3} \left(\frac{n \text{ ou } p}{N_C \text{ ou } N_V}\right)^2 + 1,48386 \cdot 10^{-4} \left(\frac{n \text{ ou } p}{N_C \text{ ou } N_V}\right)^3 \\ &- 4,42563 \cdot 10^{-6} \left(\frac{n \text{ ou } p}{N_C \text{ ou } N_V}\right)^4 \end{aligned} \quad \text{I.5.5.}$$

#### I.5.1.2. Détermination des variations du gain $g(E)$ à $n$ donné

A partir d'une courbe expérimentale  $\alpha'(E)$  de la relation I.3.21., il est évidemment possible, par intégration numérique, de déterminer le gain  $g(E)$  pour une densité de porteurs  $n$  donné.

I.5.1.3. Détermination de la courbe  $g_{\max}(n)$

La dérivée  $\frac{dg(E)}{dE}$  est égale à :

$$\frac{dg(E)}{dE} = \frac{d\alpha'(E)}{dE} \left[ \exp\left(\frac{(E_{FN}-E_{FP})-E}{kT}\right) - 1 \right] + \alpha'(E) \cdot \frac{1}{kT} \exp\left(\frac{E_{FN}-E_{FP}-E}{kT}\right) \quad I.5.6.$$

et s'annule pour une valeur  $E_L$  telle que :

$$\frac{d\alpha'(E_L)}{dE} \left[ \exp\left(\frac{(E_{FN}-E_{FP})-E_L}{kT}\right) - 1 \right] - \frac{\alpha'(E_L)}{kT} \exp\left(\frac{(E_{FN}-E_{FP})-E_L}{kT}\right) = 0 \quad I.5.7.$$

Comme  $\frac{d\alpha'(E)}{dE}$  est toujours positif,  $g(E)$  ne peut présenter un maximum  $g_{\max}$  que si la condition de BERNARD et DURRAFOURG est satisfaite :

$$E_{FN} - E_{FP} > E_L$$

En répétant les trois opérations précédentes pour différentes valeurs de la densité de porteurs  $n$ , il est donc possible de tracer la courbe  $g_{\max}(n)$  qui sera, par ailleurs, paramétrée en énergie.

I.5.1.4. Détermination de la densité de porteurs  $N_{th}$  et de la longueur d'onde d'émission laser  $\lambda_{th}$

Si l'on se fixe, à partir de la relation (I.4.5) une (ou plusieurs) valeur du gain associée à la condition d'oscillation de la cavité laser, cette valeur de gain permettra de déterminer sur la courbe  $g_{\max}(n)$ , d'une part la densité de seuil de porteurs  $N_{th}$  dans la zone active et, d'autre part, la longueur d'onde d'émission laser  $\lambda_{th}$ .

I.5.1.5. Détermination de la densité de courant de seuil intrinsèque

Connaissant  $N_{th}$  et par suite  $(E_{FN} - E_{FP})_{th}$ , le courant de seuil intrinsèque sera défini par la relation (I.5.1) et par la relation (I.3.23).

$$J_{th, \text{int.}} = q \cdot W \int_0^{+\infty} \frac{8 \pi \bar{n}^2}{h^3 c^2} E^2 \alpha'(E) \exp\left(\frac{(E_{FN} - E_{FP})_{th} - E}{kT}\right) dE \quad I.5.8.$$

I.5.1.6. Détermination de la densité de courant de seuil

Si l'on caractérise les phénomènes de recombinaison non radiative dans la zone active par une durée de vie  $\tau_{NR}$ , le courant de seuil total sera défini par :

$$J_{th} = J_{th\ int.} + q \cdot w_p \cdot \frac{\Delta n}{\tau_{NR}} \quad I.5.9.$$

I.5.2. Détermination de la densité de courant de seuil de diodes laser GaAlAs

La méthode, dont le principe a été décrit ci-dessus, a été appliquée pour déterminer le courant de seuil de diodes laser GaAlAs émettant dans le spectre visible, en ne considérant que les propriétés de la zone active. Les différentes étapes correspondantes sont schématisées sur l'organigramme de la figure I.4. En fait, compte-tenu de la position du point de croisement des énergies des trois "minima" des bandes de conduction du  $Ga_{1-x}Al_xAs$ , les variations du courant de seuil, en fonction de la concentration en aluminium de l'alliage, ont été uniquement analysées dans la gamme  $x = 0$  à  $x = 35\%$ . Par ailleurs, deux paramètres ont été maintenus constants dans l'ensemble de cette analyse :

- l'épaisseur de la zone active à  $1000 \text{ \AA}$  ;
- le dopage de la zone active à  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

I.5.2.1. Détermination de l'écart des pseudo-niveaux de Fermi

Comme l'alliage  $Ga_{1-x}Al_xAs$  comporte trois vallées de la bande de conduction qui peuvent présenter des densités d'électrons comparables, la méthode de principe indiquée au paragraphe précédent a dû être modifiée.

Pour une concentration totale d'électrons  $n_T$  donnée, la position du pseudo-niveau de Fermi des électrons par rapport à une des bandes de conduction est déterminée à partir de la résolution par dichotomie du système de

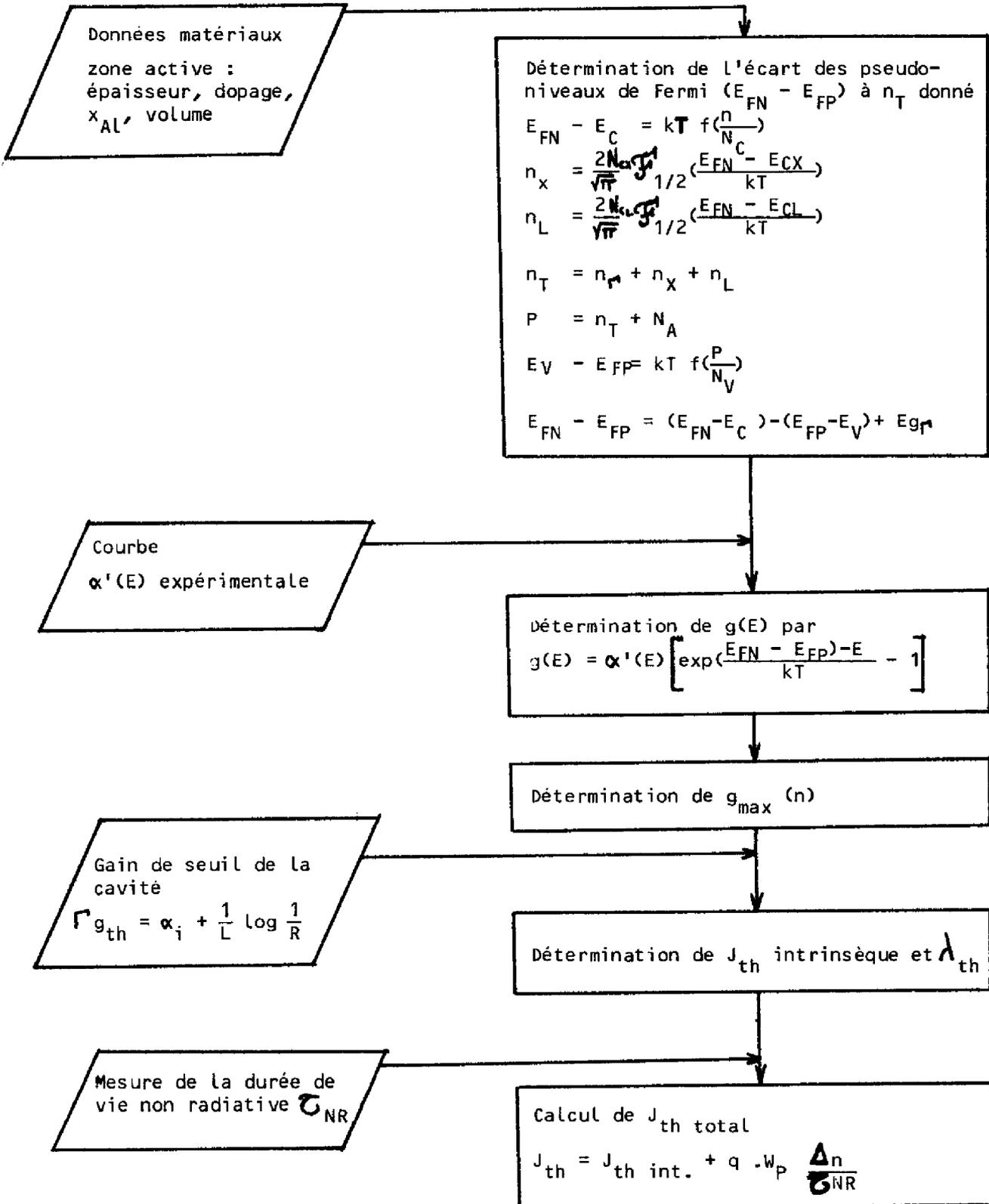


FIGURE I.4. : Organigramme de calcul de la densité de courant de seuil de diodes laser Ga-Al-As

quatre équations suivantes :

- détermination de la position de  $E_{FN}$  par rapport à  $E_C$  :

$$E_{FN} - E_C = kT f\left(\frac{n}{N_C}\right) \quad \text{I.5.9.}$$

avec  $f\left(\frac{n}{N_C}\right)$ , développement de W.B. JOYCE et R.W. DIXON défini par la relation<sup>c</sup>(I.5.5).

- détermination des concentrations d'électrons dans les vallées X et L :

$$n_x = \frac{2N_x \mathcal{F}_{1/2}^{\prime}}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{E_{FN} - E_{CX}}{kT} \right) \quad \text{I.5.10. a}$$

$$n_L = \frac{2N_L \mathcal{F}_{1/2}^{\prime}}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{E_{FN} - E_{CL}}{kT} \right) \quad \text{I.5.10. b}$$

avec  $\mathcal{F}_{1/2}^{\prime}$  intégrale de Fermi peut être approchée (32) par l'expression :

$$\mathcal{F}_{1/2}^{\prime}(\eta) = \left\{ \frac{1,50 \cdot 2^{1,5}}{[2,13 + \eta + (|\eta - 2,13|^{2,4} + 9,6)^{5/12}]^{1,5}} + \frac{2e^{-\eta}}{\sqrt{\pi}} \right\}^{-1} \quad \text{I.5.11}$$

- expression de la densité totale d'électrons :

$$n_T = n_r + n_x + n_L \quad \text{I.5.12.}$$

La position du pseudo-niveau de Fermi des trous  $E_{FP}$  est alors obtenue à partir de :

- l'équation de neutralité :

$$p = n_T + N_A \quad \text{I.5.13.}$$

- et de :

$$E_V - E_{FP} = kT f\left(\frac{p}{N_V}\right) \quad \text{I.5.14.}$$

avec  $f$  défini par l'équation I.5.5.

L'écart des pseudo-niveaux de Fermi est donc évidemment égal à :

$$E_{FN} - E_{FP} = (E_{FN} - E_c) - (E_{FP} - E_V) + E_{gr} \quad I.5.16.$$

Les valeurs des différents paramètres, énergie des bandes interdites correspondant à chacun des minima de la bande de conduction, densité effective d'états dans les bandes de conduction et de valence, ont été déterminées pour les différents alliages  $Ga_{1-x}Al_xAs$  à différentes concentrations d'aluminium et ont été définies à partir des relations figurant dans l'annexe A<sub>1</sub>.

Un exemple des résultats obtenus est porté sur la Figure (I.5) qui représente les variations de l'écart des pseudo-niveaux de Fermi  $E_{FN} - E_{FP}$  en fonction de la concentration totale d'électrons dans la bande de conduction pour différents alliages  $Ga_{1-x}Al_xAs$  dopés de type P à  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

#### I.5.2.2. Détermination des variations du gain $g(E)$ à $n$ donné

A partir des spectres d'émission spontanée d'une diode laser à double hétérojonction à structure enterrée, HENRY et al (28) ont mesuré les variations du coefficient de création de paires électrons-trous  $\alpha'(E)$  dans le matériau GaAs. Les résultats correspondants sont portés sur la Figure I.6.a où l'on remarque que les valeurs du coefficient  $\alpha'(E)$  dépendent, non seulement de l'énergie des photons, mais aussi du niveau d'injection.

Actuellement, il n'existe pas d'autres données expérimentales et de modèle théorique confirmé. Par suite, pour évaluer le gain au voisinage du seuil de la zone active de différentes diodes laser GaAlAs, nous avons :

- utilisé uniquement la courbe  $\alpha'(E)$  correspondant à une densité de porteurs injectés  $n = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , concentration qui est, en ordre de grandeur, la plus proche des concentrations correspondant au courant de seuil dans les diodes laser ;
- supposé que, pour les alliages  $Ga_{1-x}Al_xAs$ , la courbe  $\alpha'(E)$  se déduisait

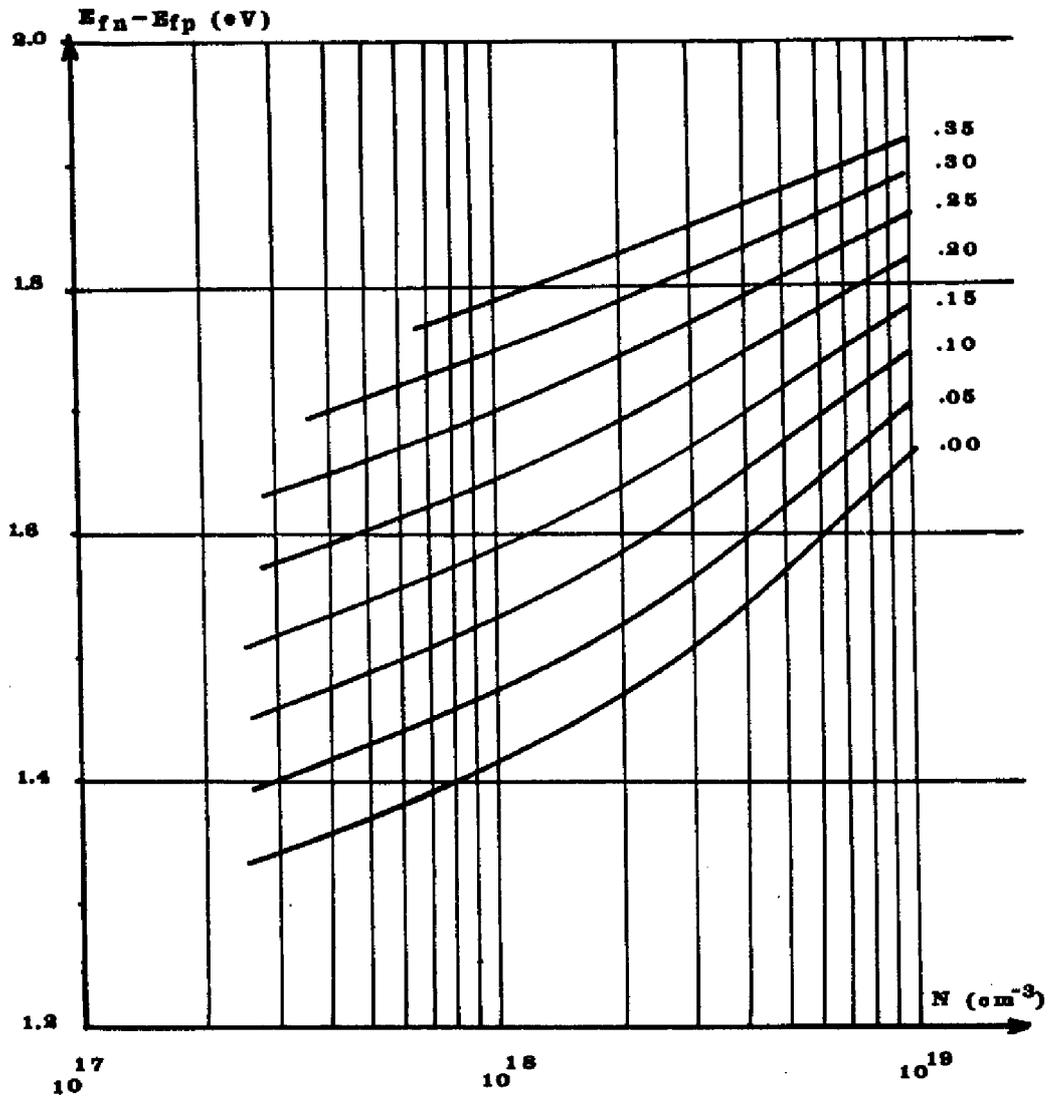


FIGURE I.5. :  $E_{FN} - E_{FP} = f(n)$  pour différentes valeurs de  $x_{AL}$   $N_A = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

par translation parallèle à l'axe des énergies à la courbe  $\alpha'(E)$  correspondant au GaAs ; l'amplitude de la translation est supposée égale à la différence d'énergie entre la bande interdite du GaAs et la bande interdite associée au minimum  $\Gamma$  des alliages  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ .

Dans ces conditions, nous obtenons la famille de courbes portées sur la Figure (I.7). Ces différentes courbes peuvent être représentées par les relations phénoménologiques suivantes :

$$\text{I.5.17. } \alpha'(E) = 850 \exp - \frac{2(E - E_{g\Gamma})}{kT} \quad \text{pour } E \leq E_{g\Gamma} \\ (\text{cm}^{-1}) \quad (E \text{ en eV})$$

$$\text{I.5.18 et } \alpha'(E) = 57125 E^2 - 76265 E - 6400 \quad \text{pour } E > E_{g\Gamma} \\ (\text{cm}^{-1})$$

ainsi qu'il est montré sur la Figure (I.6.b)

A partir de ces valeurs de  $\alpha'(E)$  et pour différentes valeurs des concentrations des porteurs, ont été calculés les spectres de gain  $g(E)$  suivant la relation (I.3.21) :

$$g(E) = \alpha'(E) \left[ \exp - \frac{E - (E_{FN} - E_{FP})}{kT} - 1 \right]$$

Ces spectres sont portés sur les Figures I.8.a à I.8.h pour des concentrations de porteurs injectés comprises entre  $n = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et  $n = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  et pour des concentrations d'aluminium variant de 0 à 40%.

### I.5.2.3. Détermination de la courbe $g_{max}(n)$

A partir des réseaux de courbes portés sur les Figures I.8.a à I.8.h, il est facile de déduire le réseau des courbes représentant les variations du maximum du gain en fonction de la concentration des porteurs pour les différents types d'alliages  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ . Ce réseau est représenté sur la Figure (I.9).

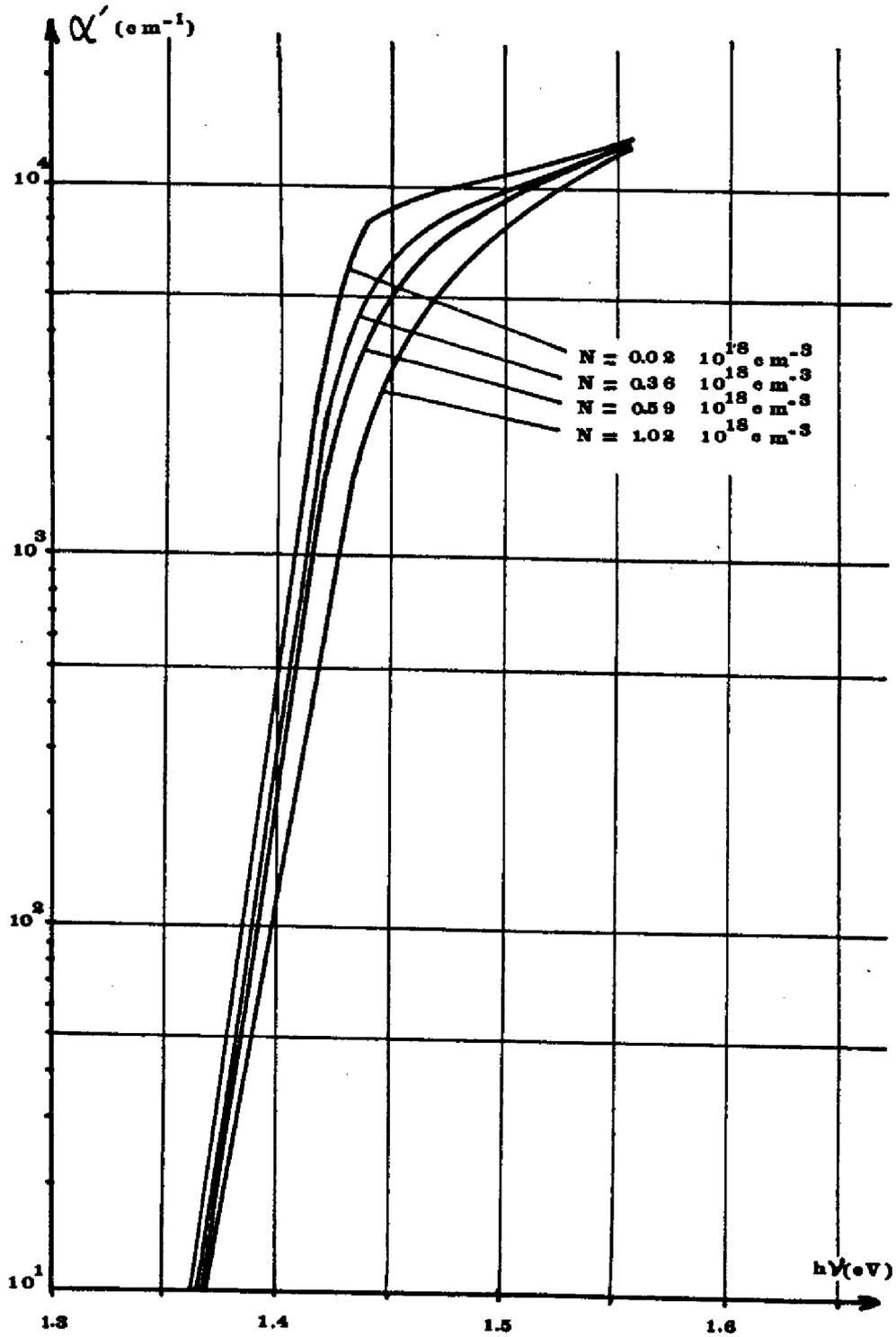


FIGURE I.6.a : Variation du coefficient  $\alpha'(E)$  de GaAs pour différentes concentrations de porteurs injectés (d'après HENRY et al (28))

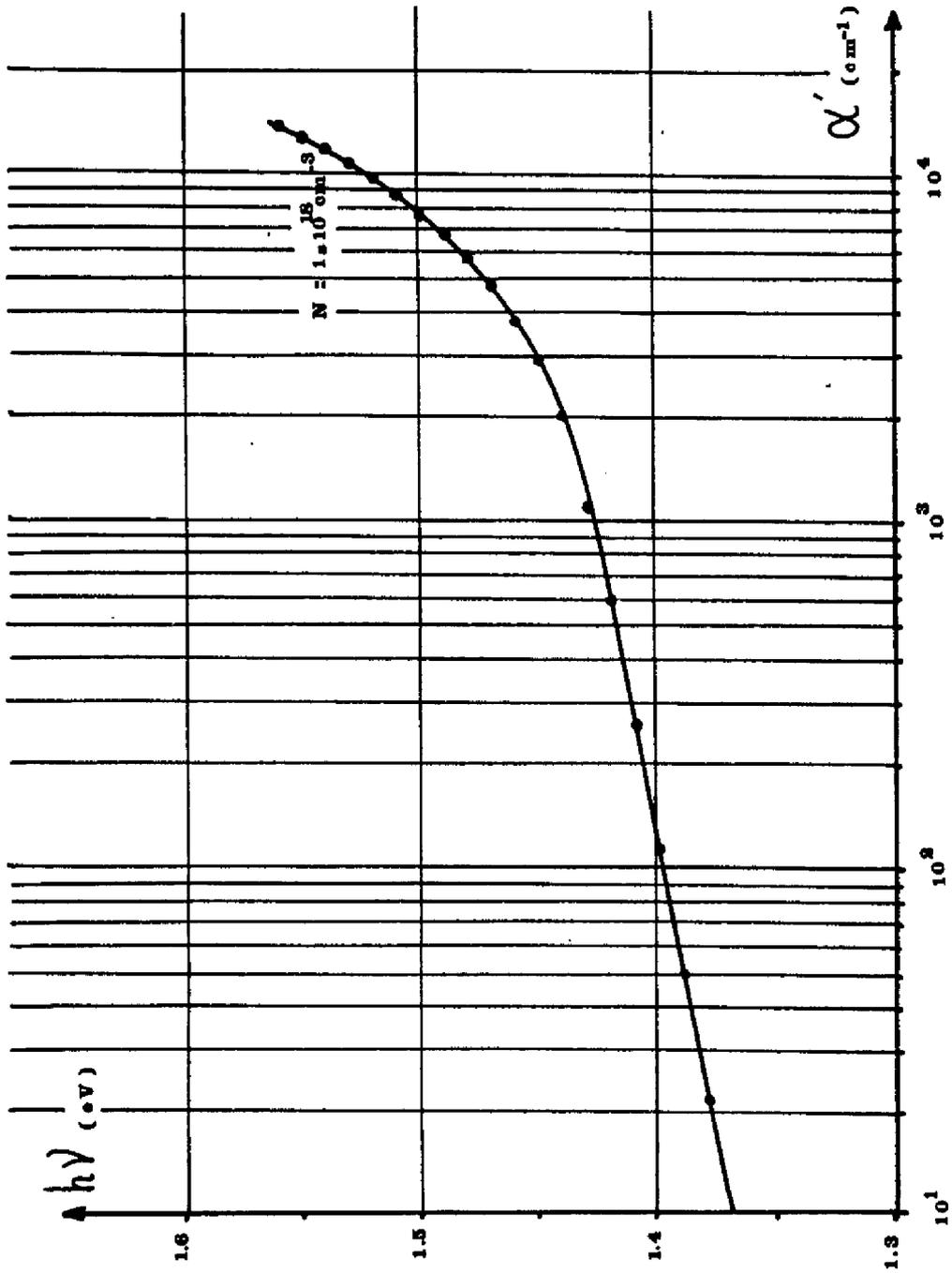


FIGURE I.6.b : Coefficient  $\alpha'(E)$  de GaAs - Comparaison entre les valeurs expérimentales et les relations I.5.17 et I.5.18

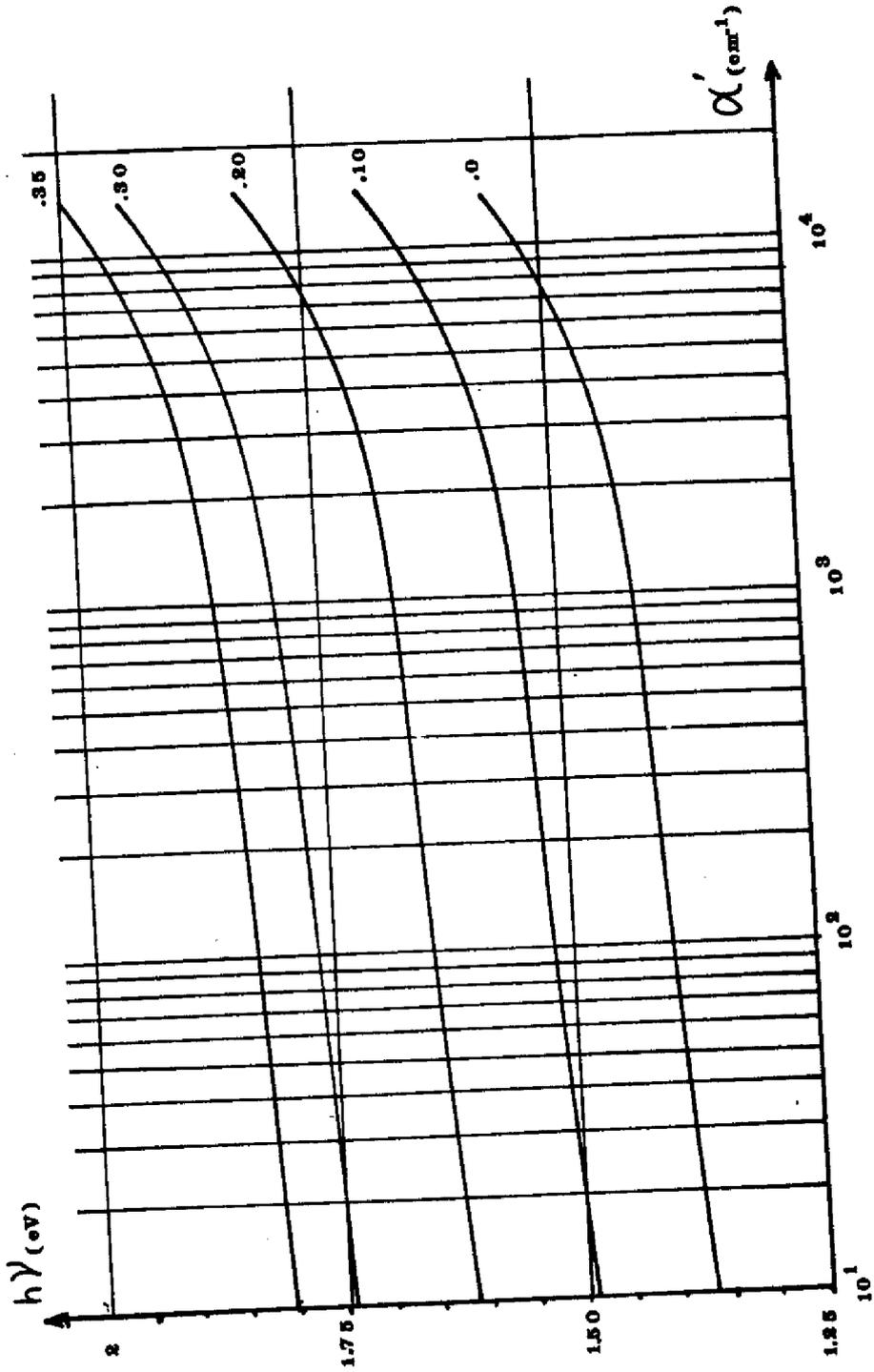


FIGURE I.7. : Courbes  $\alpha'(E)$  extrapolées pour différents alliages  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  à partir des données expérimentales pour GaAs Figure I.6a

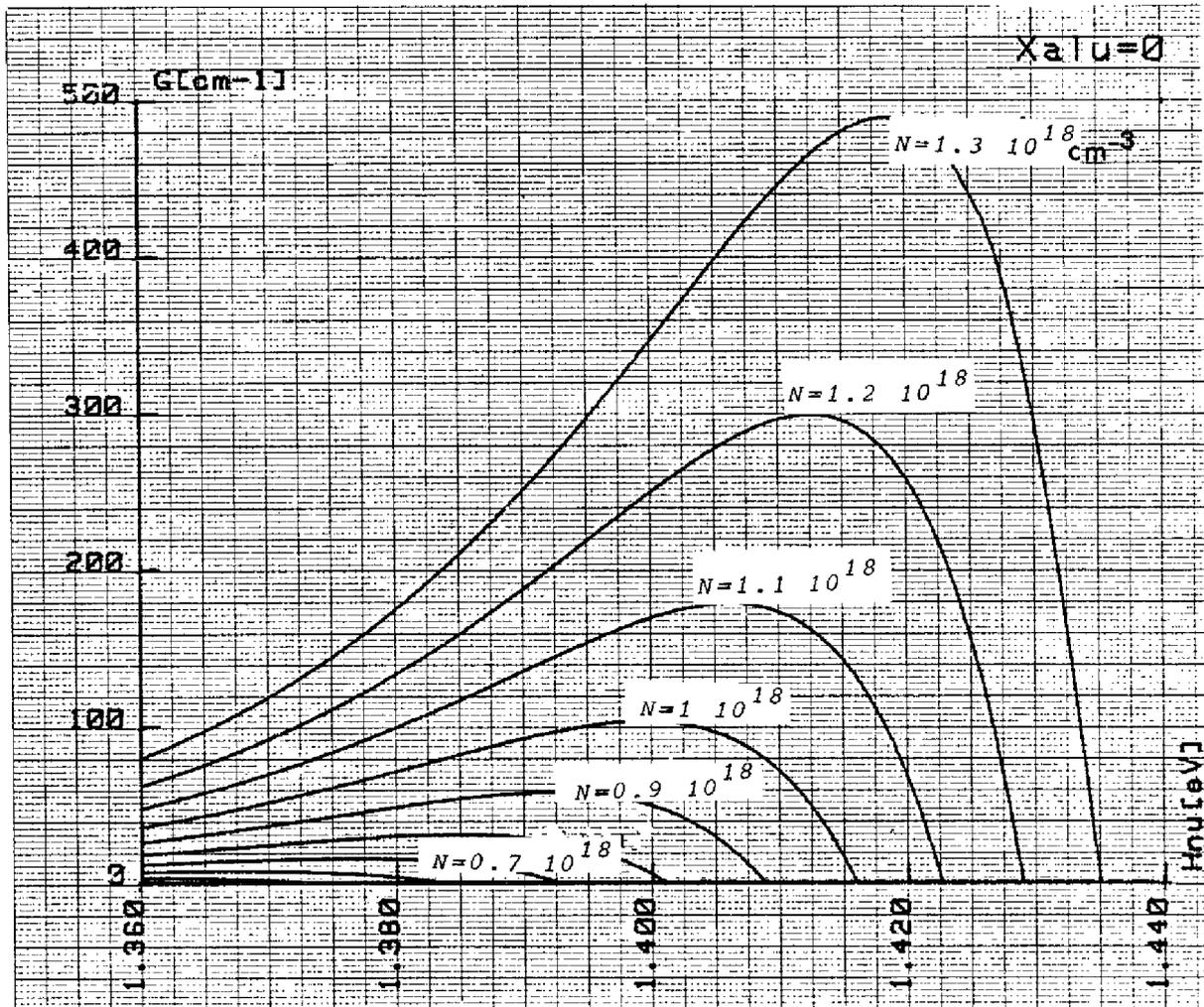


FIGURE I.8a : Spectre  $g(E)$  relation I.3.21 - Cas du GaAs

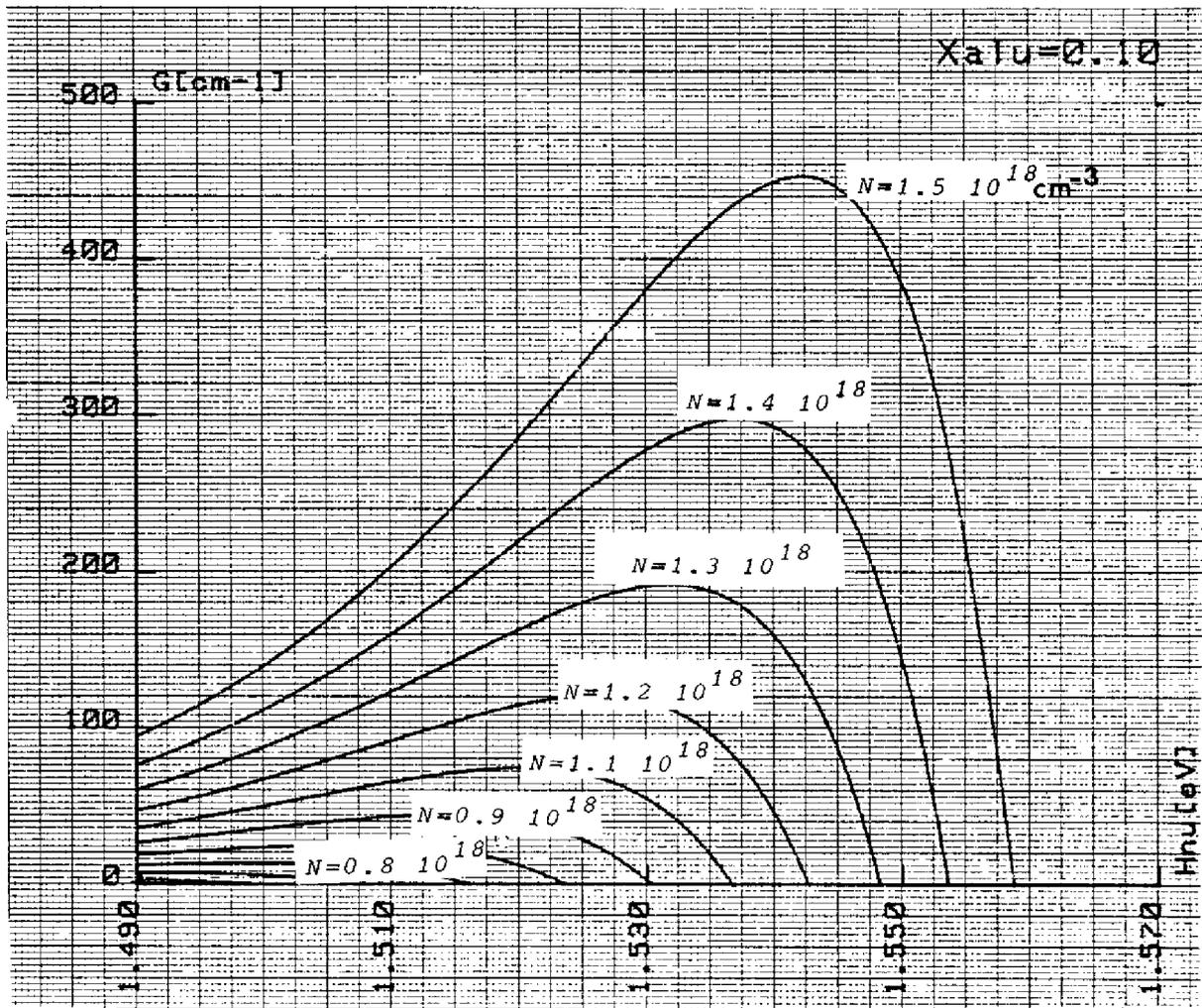


FIGURE I.8b : Cas du  $\text{Ga}_{0.9}\text{Al}_{0.1}\text{As}$

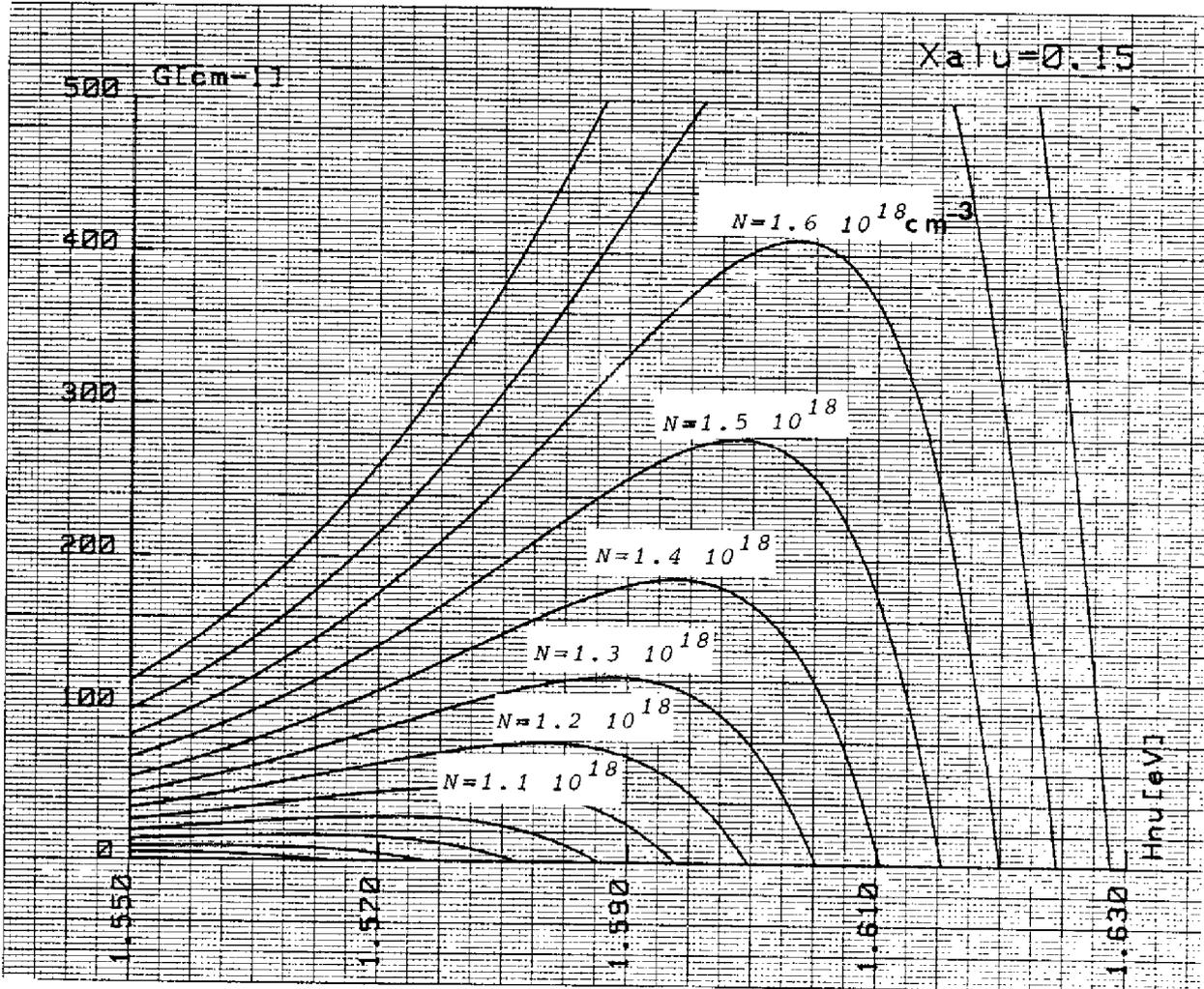


FIGURE I.8c : Cas du  $\text{Ga}_{0.85}\text{Al}_{0.15}\text{As}$

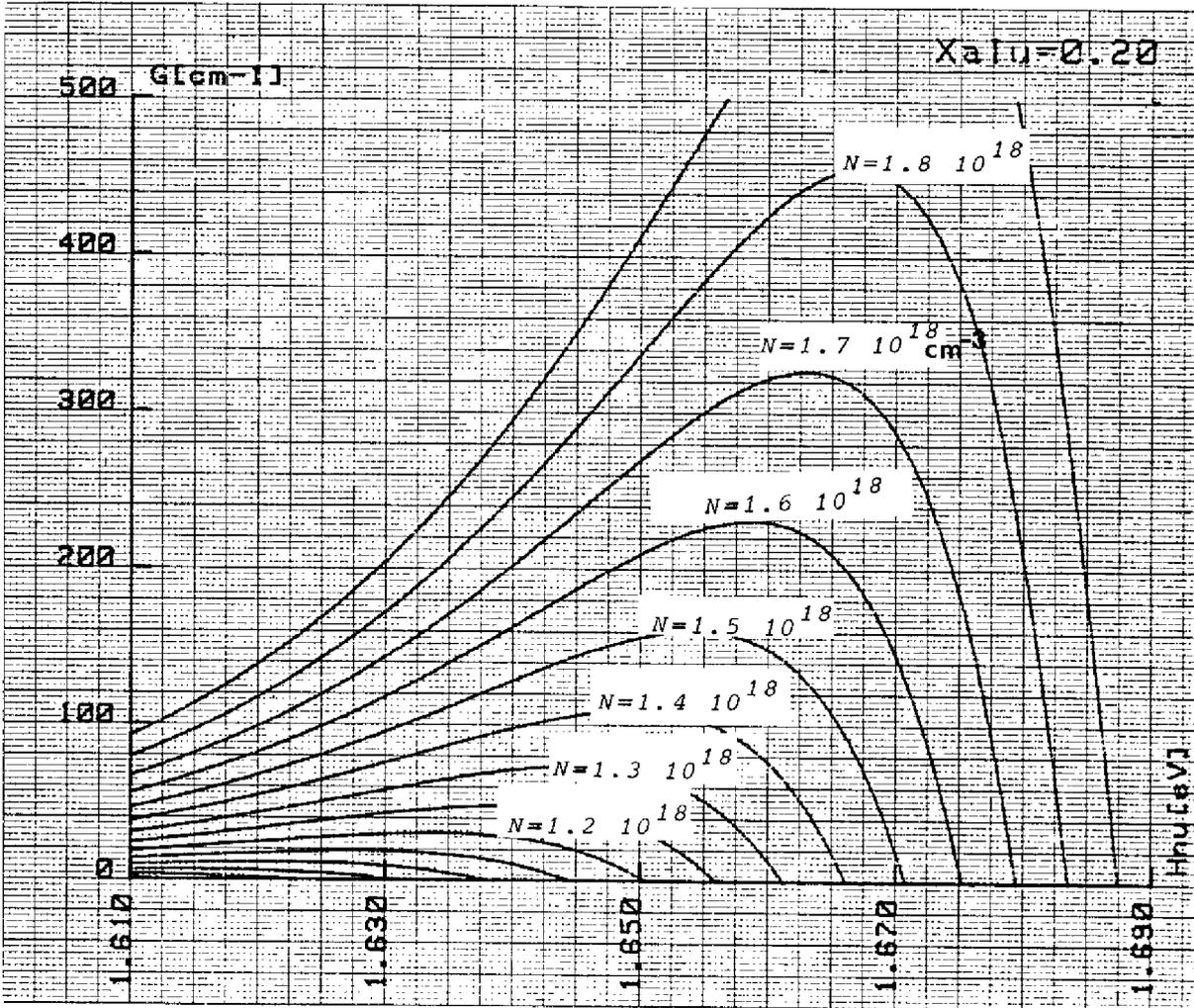


FIGURE 1.8d : Cas du  $\text{Ga}_{0,8}\text{Al}_{0,2}\text{As}$

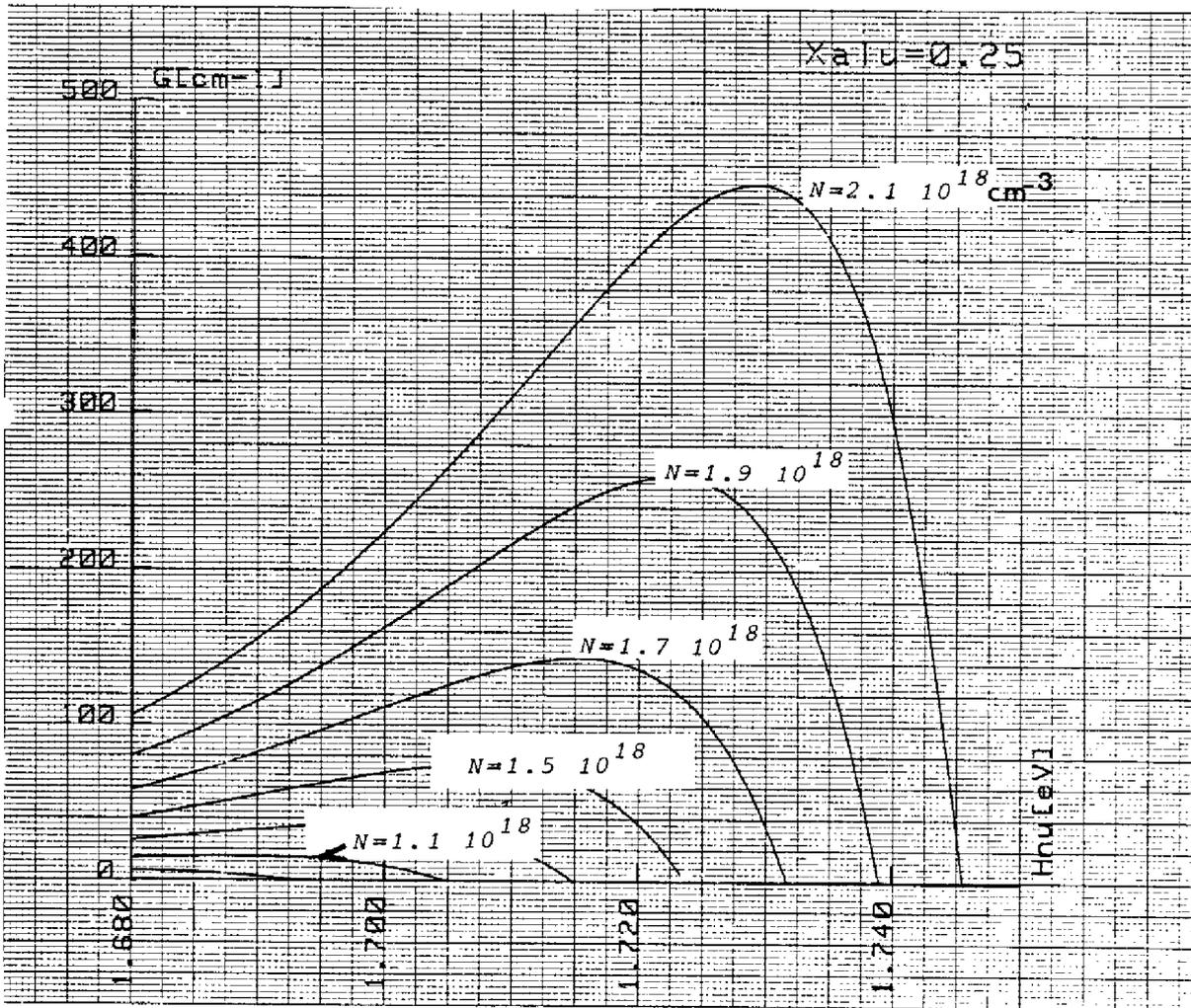


FIGURE 1.8e : Cas du Ga<sub>0,75</sub>Al<sub>0,25</sub>As

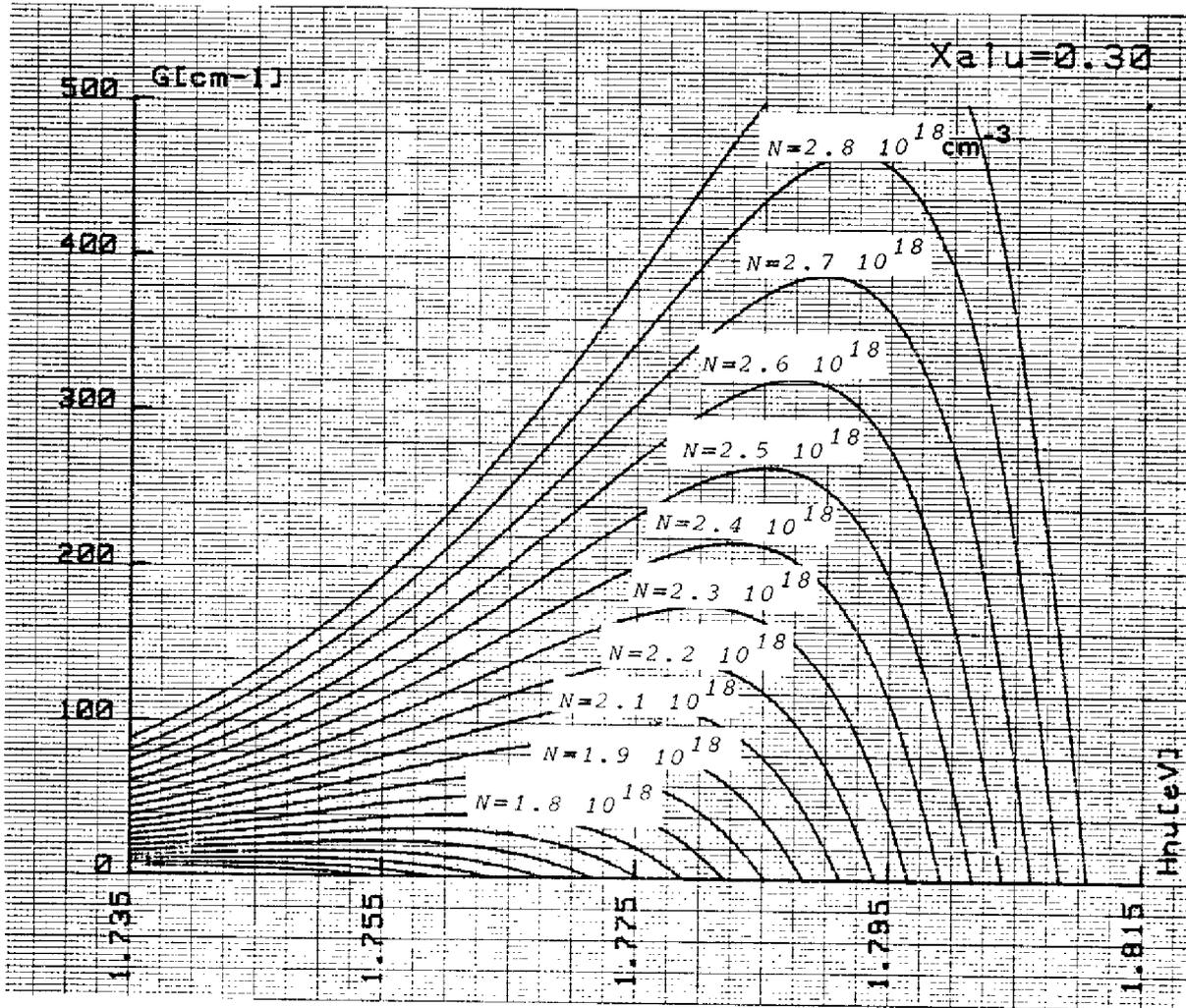


FIGURE I.8f : Cas du  $\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$

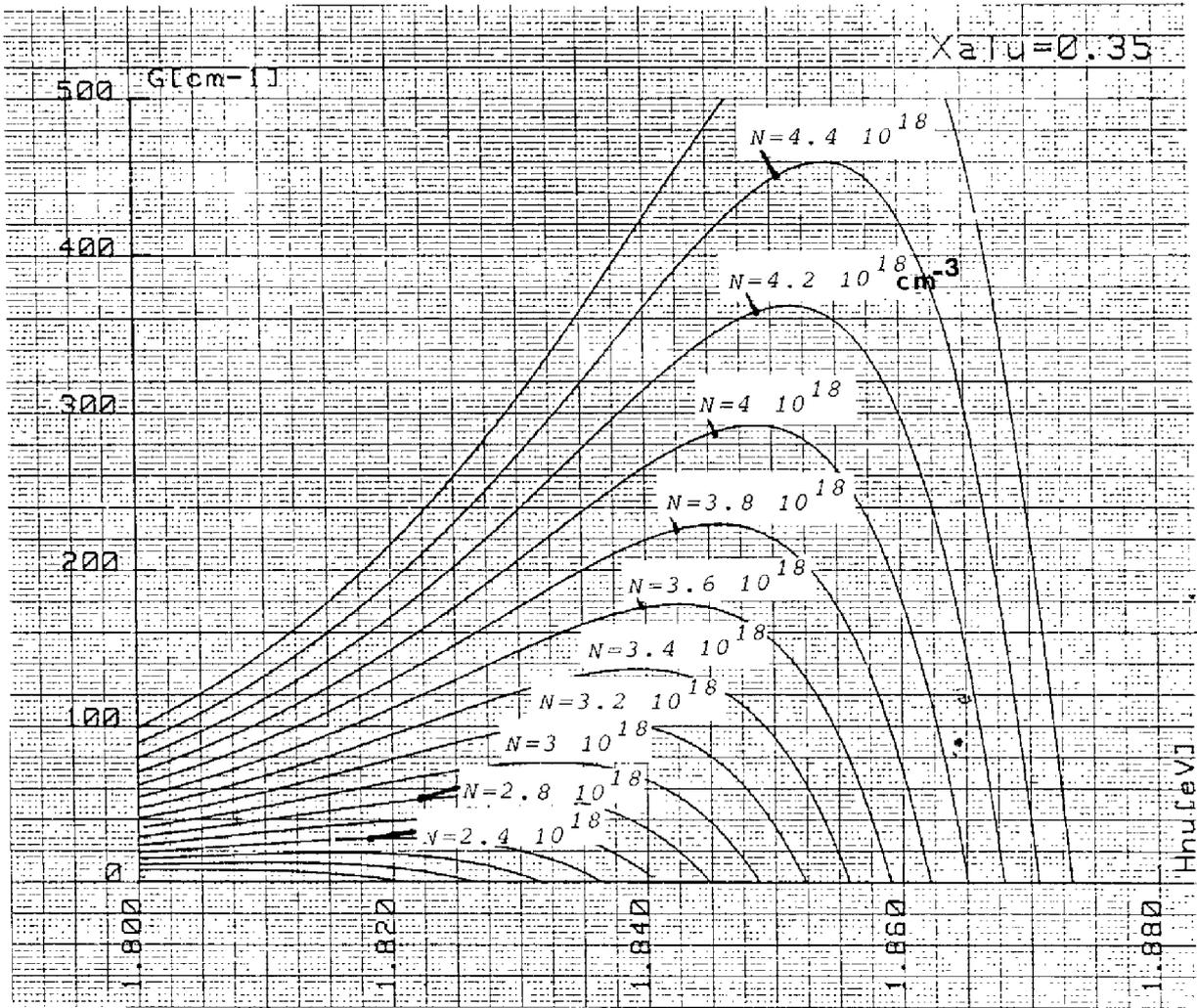


FIGURE 1.8g : Cas du  $\text{Ga}_{0,65}\text{Al}_{0,35}\text{As}$

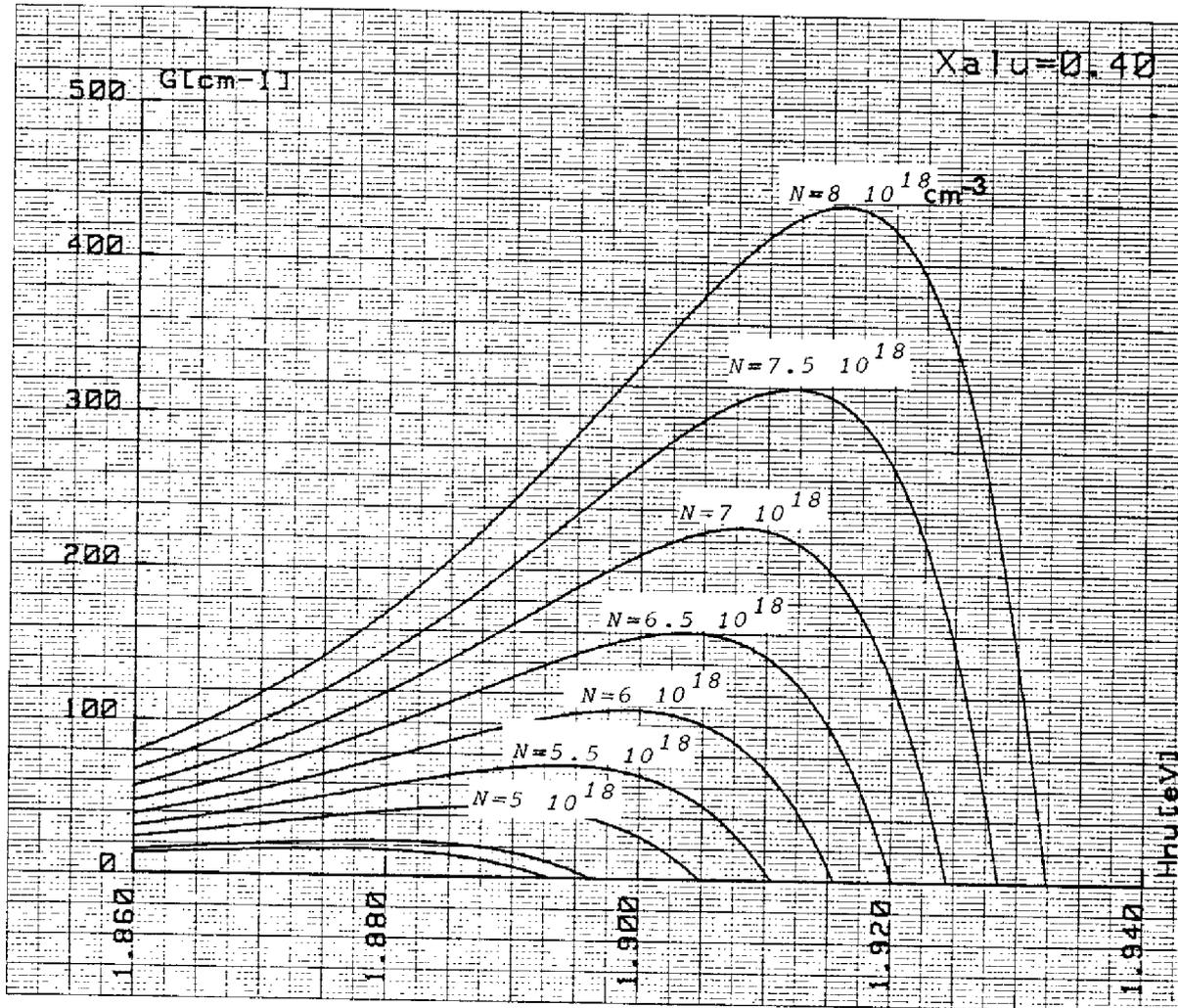


FIGURE I.8h : Cas du  $Ga_{0,60}Al_{0,40}As$

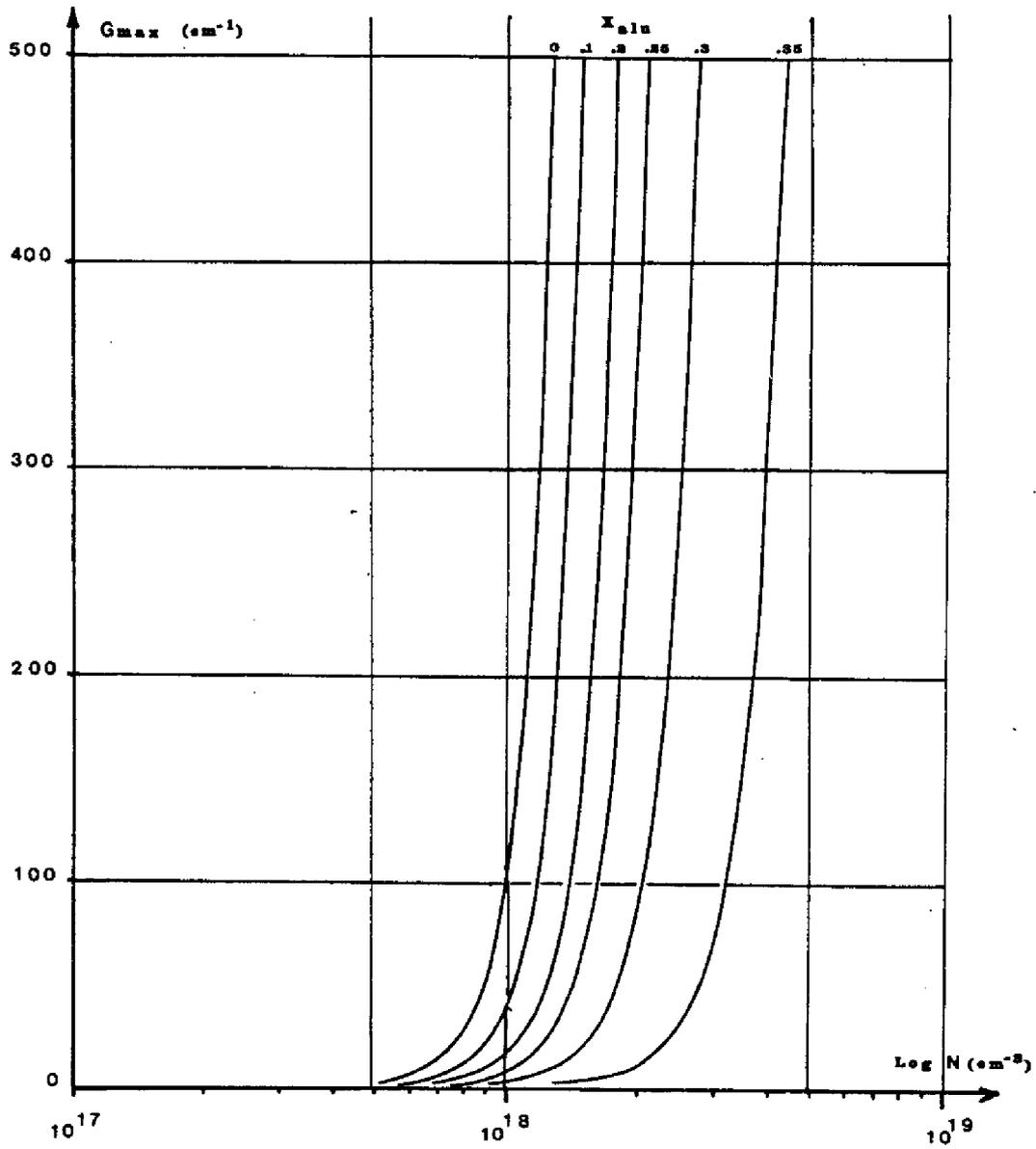


FIGURE I-9 : Réseau  $G_{max.}(N)$  pour différents alliages  $Ga_{1-x}Al_xAs$

Il est important de noter qu'à chacun des points est associée une longueur d'onde ou une énergie qui peuvent être relevées sur les diagrammes des Figures I.8a à I.8e.

I.5.2.4. Détermination de la densité de porteurs  $N_{th}$  et de la longueur d'onde d'émission laser  $\lambda_{th}$

Le gain au seuil  $g_{th}$  dépend de la totalité des pertes  $\alpha_j$  de la cavité (relation I.4.5) et est donc fonction, d'une part des caractéristiques optiques de chacune des couches de la diode laser et, d'autre part, des conditions technologiques d'élaboration du dispositif. Il est donc impossible, dans une perspective d'évaluation, de fixer à priori "une seule" valeur de  $g_{th}$ ; cependant, compte-tenu de l'ensemble des résultats acquis à ce jour sur les dispositifs élaborés dans le cadre de la filière GaAs/GaAlAs, la gamme comprise entre  $10 \text{ cm}^{-1}$  et  $500 \text{ cm}^{-1}$  paraît couvrir, de façon exhaustive, l'ensemble des valeurs "réalistes".

Sur cette base, la Figure (I.10) représente la variation de la concentration des porteurs au seuil, dans la zone active  $N_{th}$ , en fonction de la concentration d'aluminium de l'alliage  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  paramétrée par les valeurs de  $g_{th}$ . A chacun des points de ce réseau est évidemment associée la longueur d'onde d'émission laser  $\lambda_{th}$ .

I.5.2.5. Détermination de la densité de courant de seuil intrinsèque

A partir des valeurs de  $N_{th}$ , les densités de courant de seuil intrinsèque ont été déterminées à partir des relations I.5.1. et I.5.7. et sont portées en fonction de la longueur d'onde d'émission laser sur la Figure I.11.

I.5.2.6. Détermination de la densité de courant de seuil de la diode laser GaAlAs

Il est évidemment difficile, pour ne pas dire illusoire, de fixer à priori une valeur de la durée de vie non radiative dans la zone active

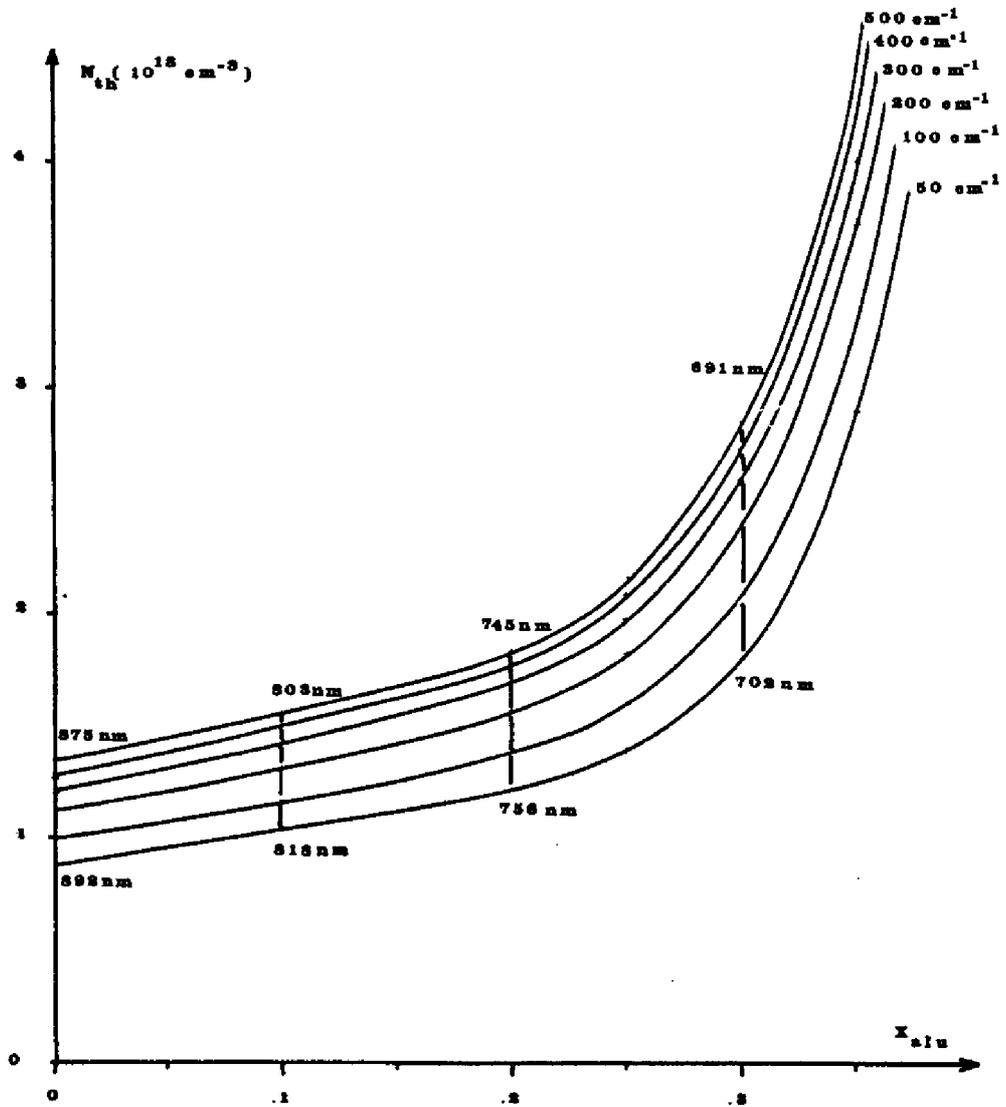


FIGURE I-10 : Réseau  $N_{th}(x)$  pour différentes valeurs de  $G_{th}$ .

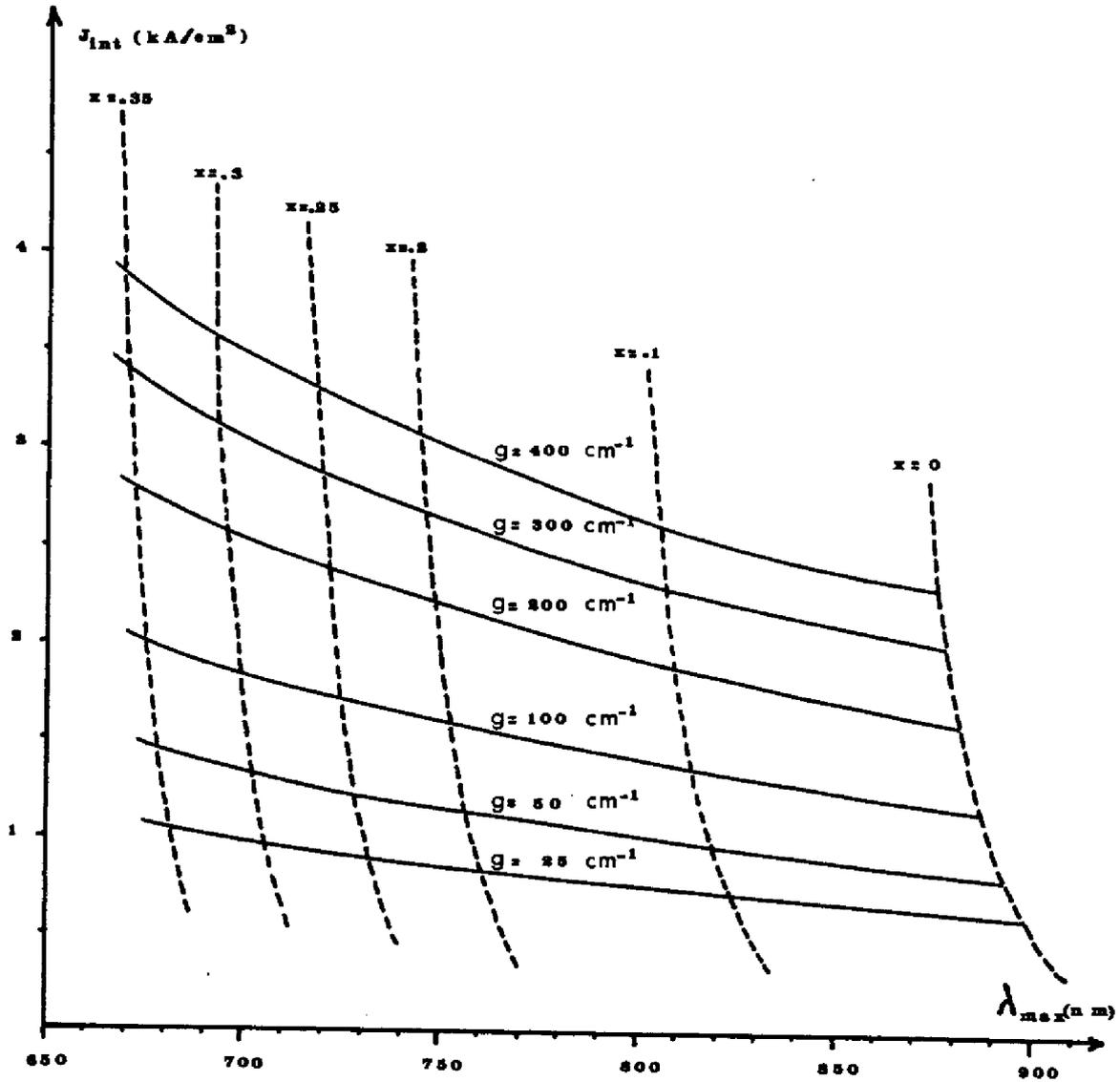


FIGURE I-11; variation de la densité de courant intrinsèque  $J_{th.int}$  en fonction de la longueur d'onde d'émission laser pour différentes valeurs  $g$  et différentes valeurs de la concentration en aluminium de la couche active.  $W_p = 0,1 \mu m$

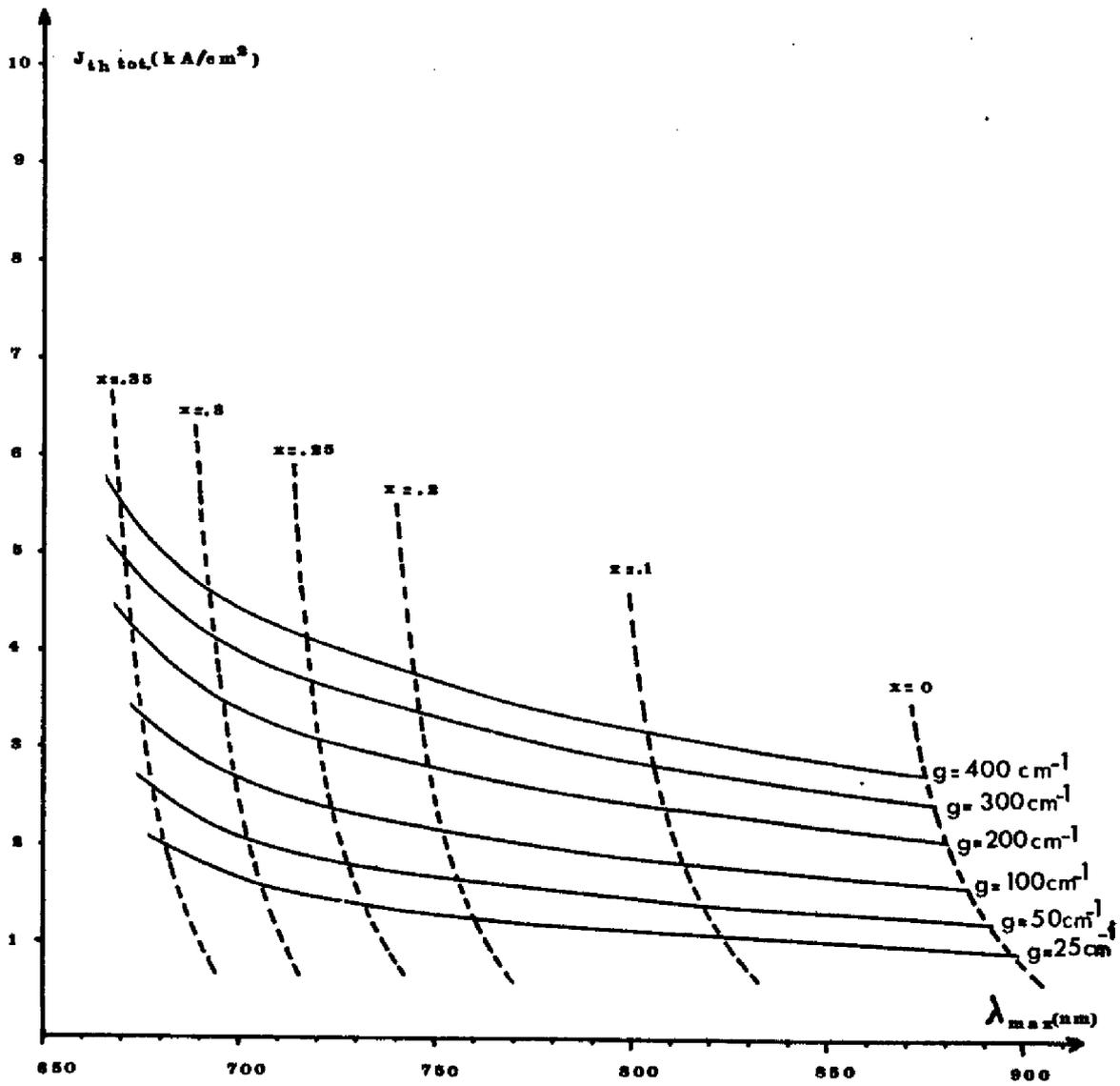


FIGURE I-12 : Variation de la densité de courant de seuil  $J_{th}$  en fonction de la longueur d'onde d'émission Laser pour différentes valeurs de  $g$  et différentes valeurs de la concentration en aluminium de la couche active.  $W_p = 0,1 \mu m$

pour les différents types d'alliage  $Ga_{1-x}Al_xAs$ , tant elle est à priori - et à posteriori - fonction des conditions technologiques d'élaboration.

Cependant, afin de mettre en évidence le "poids" des recombinaisons non radiatives sur la densité réelle du courant de seuil par rapport à la densité de courant de seuil intrinsèque, il a été choisi de fixer  $\tau_{NR}$  à 4 ns, quelle que soit la concentration en aluminium x.

La Figure I.12 représente les variations, en fonction de la longueur d'onde d'émission Laser, de la densité de courant de seuil déterminée à partir de la relation I.5.8.

°0°

En conclusion, dans la première partie de ce chapitre ont été rappelées les relations de base qui régissent le fonctionnement des structures à double hétérojonction, ainsi que les conditions d'émission stimulée et d'émission Laser. Il a été ainsi mis en évidence quels critères devaient satisfaire la structure d'une diode Laser pour que ses propriétés soient uniquement fonction des propriétés de la zone active.

Sur la base de cette hypothèse, nous avons proposé en collaboration avec F. LOZES, une méthode générale originale de détermination du courant de seuil des diodes Laser à partir de la connaissance des variations en fonction de l'énergie du coefficient de création de paires électrons-trous du matériau constituant la zone active.

L'application de cette méthode au cas de diodes Lasers GaAlAs a montré que la réalisation de dispositifs de ce type émettant dans le spectre visible devait conduire à des densités de courant de seuil compatibles avec un fonctionnement en régime continu.



## CHAPITRE II

-----

PROCESSUS D'ÉLABORATION DE DIODES LASER  
GAAS - GAALAS ÉMETTANT DANS LE SPECTRE VISIBLE



## II.1. INTRODUCTION

Les résultats décrits au chapitre précédent ont montré que les propriétés du matériau GaAlAs en tant que couche active d'une diode laser, permettaient d'envisager au moyen de cet alliage des dispositifs qui émettent dans le spectre visible et présentent des densités de courant de seuil "normales".

La réalisation des dispositifs qui permettent de vérifier les conclusions de cette analyse, impose du point de vue du processus technologique, deux contraintes :

- la maîtrise de l'épitaxie des couches  $Ga_{1-x}Al_xAs$  présentant des concentrations d'aluminium comprises entre 20 % et 35 % environ pour la zone active et de couches présentant des concentrations d'aluminium comprises entre 60 % et 75 % pour les couches d'injection et de confinement ;
- la possibilité de doper de façon efficace, c'est-à-dire à des densités de porteurs comprises entre  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et  $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , tant en type n qu'en type p, des couches de  $Ga_{1-x}Al_xAs$  présentant les concentrations d'aluminium indiquées ci-dessus. Compte-tenu des variations des énergies d'activation des différentes impuretés dopantes, avec la variation de la concentration d'aluminium dans le  $Ga_{1-x}Al_xAs$ , la condition précédente limite le choix des dopants au tellure pour le type n et au zinc, magnésium ou béryllium pour le type p.

L'épitaxie en phase liquide satisfait à ces contraintes : ce processus a donc été retenu comme support des travaux décrits dans la suite de ce mémoire, compte-tenu par ailleurs des équipements et des techniques mises au point antérieurement au L.A.A.S.

Dans le présent chapitre, nous préciserons tout d'abord les paramètres, ou plus largement le Cahier des Charges associé aux différentes structures qui ont fait l'objet de notre étude. Nous décrirons, ensuite, les conditions

correspondantes de mise en oeuvre du processus d'épithaxie en phase liquide et, d'autre part, les différentes techniques qui, à partir des couches épithaxiées, conduisent à la réalisation d'une diode laser.

## II.2. STRUCTURE DES DIODES LASER

La structure d'une diode laser GaAlAs a déjà été décrite, dans son principe, au paragraphe I.1. Cependant, si on se place dans la perspective de la réalisation d'une étude de faisabilité de dispositifs émettant dans le spectre visible et réalisés par le processus d'épithaxie en phase liquide, la structure d'un tel composant peut être décrite de façon plus précise, comme ci-dessous.

Le matériau de départ est constitué d'un substrat d'Arséniure de Gallium de type N de un centimètre carré de surface orienté dans le plan cristallographique  $\langle 1, 0, 0 \rangle$ .

Les différentes couches à élaborer doivent présenter les caractéristiques suivantes :

- une couche tampon de GaAs de type N dopée tellure à  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , d'épaisseur de l'ordre de  $6 \mu\text{m}$ , afin de réduire la densité de dislocations présentes à la surface du substrat ;
- une couche d'injection  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  de concentration d'aluminium comprise entre 60 % et 75 % de type N (Te) dopé à  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , de 2 à  $3 \mu\text{m}$  d'épaisseur ;
- une couche active  $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$  de concentration d'aluminium comprise entre 0 % et 30 % de type P (Zn) faiblement dopée ( $\ll 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) d'épaisseur inférieure à  $0,2 \mu\text{m}$  ;
- une couche de confinement  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  de même concentration en aluminium que la couche d'injection, de type P (Zn) notée P\* dopée à  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , d'épaisseur de l'ordre de  $1,5 \mu\text{m}$  ;

- une couche de prise de contact P GaAs, fortement dopée au zinc de 1 à  $2\ \mu\text{m}$  d'épaisseur.

Les valeurs des fractions molaires  $x$  et  $y$  sont uniquement conditionnées par la longueur d'onde d'émission laser désirée (Cf. § I.5). Les valeurs portées sur la Figure II.1. correspondent, à titre d'exemple, à une structure laser émettant à  $750\ \text{nm}$ .

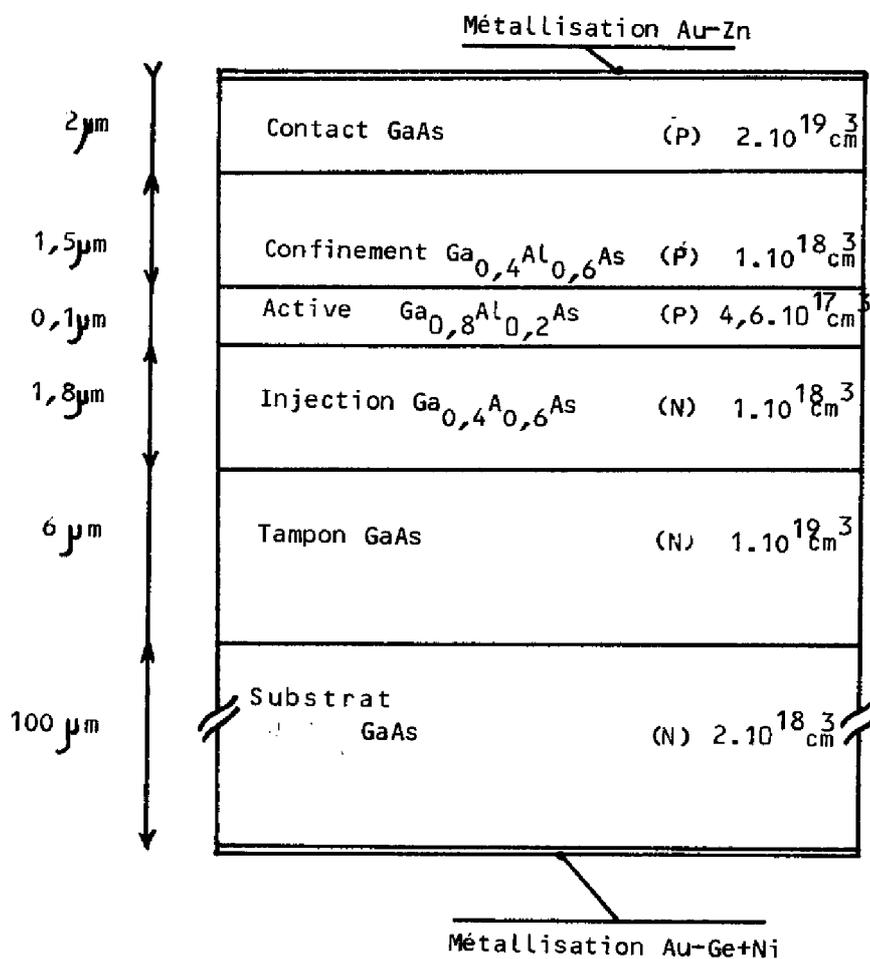


FIGURE II.1. : Structure de diode laser, série DL 22

II.3. SEQUENCES DU PROCESSUS DE REALISATION DE DIODES LASER

Réaliser une diode laser GaAlAs nécessite l'exécution d'une série d'étapes agencées chronologiquement de la manière suivante :

- définition de la structure du composant ;
- définition des conditions d'épitaxie liquide : calcul du poids des constituants des bains d'épitaxie ; détermination des temps et températures d'épitaxie de chaque couche ;
- préparation des substrats : contrôle des densités de défauts, polissage de la surface ; détermination de l'orientation cristalline ;
- préparation des matériaux d'épitaxie : pesée des constituants ; nettoyage des constituants et des substrats ;
- réalisation des couches épitaxiées : dégazage du four ; chargement du four ; processus d'épitaxie ;
- amincissement de la plaquette épitaxiée jusqu'à une épaisseur de 100 à 120  $\mu\text{m}$  ;
- contrôle du processus d'épitaxie par clivage d'un bord de la plaquette et vérification des épaisseurs et homogénéité des couches par observation au microscope électronique à balayage ;
- réalisation du contact côté N : décapage ionique face arrière ; métallisation sous-vide d'un dépôt successif d'or-germanium et nickel ; recuit de contact ;
- réalisation du contact côté P : protection face arrière, désoxydation face avant et métallisation d'or-zinc pour la réalisation du contact p ; délimitation du contact face avant par photogravure et attaque chimique ; recuit de contact ;
- réalisation de mésas d'isolation par photogravure et attaque chimique ;
- réalisation de la cavité résonnante par clivage ;
- montage sur embase.

Les paragraphes qui suivent, décrivent de façon précise les conditions de mise en oeuvre de chacune de ces techniques.

#### II.4. DETERMINATION DES CONDITIONS D'EPITAXIE - LE PROGRAMME S.P.E.L.L.A.S.

La réalisation de dispositifs multicouches par épitaxie en phase liquide - technique qui a été, par ailleurs, largement décrite (21) (34) , (35) - suppose, à partir des caractéristiques des différentes couches, que soient résolus les problèmes suivants :

- définition de la température d'équilibre et détermination de la composition des bains liquides correspondant à chacune des couches ;
- choix de la procédure d'épitaxie, descente uniforme en température ("uniform cooling"), décroissance par échelon de température ("step cooling"), décroissance par échelon suivie d'une décroissance uniforme en température ("super cooling") ;
- choix de la technique d'épitaxie : technique à un substrat ; technique à deux substrats ou encore technique dite à substrat de désaturation.

La résolution de ce problème se trouve, de plus, compliquée par le fait que les conditions d'épitaxie d'une couche dépendent évidemment des conditions d'élaboration des couches précédentes.

Sur le plan théorique, l'ensemble des mécanismes qui régissent les phénomènes impliqués dans les processus cités ci-dessus sont décrits, d'une part au moyen des relations thermodynamiques définissant les courbes de liquidus du système quaternaire GaAlAs dopant (35) et, d'autre part, par les relations de cinétique de croissance associées aux trois procédures d'épitaxie.

Par suite, sur ces bases théoriques et afin d'éviter une expérimentation systématique et empirique, il a été développé au L.A.A.S. un programme de traitement numérique des processus d'épitaxie liquide : - le programme S.P.E.L.L.A.S.(36)(37)-qui permet de simuler les différentes étapes

de la réalisation d'une diode laser, et donc d'optimiser, par essais successifs numériques, les conditions d'élaboration de ce type de composant.

Les entrées de ce programme, dont un organigramme est porté sur la Figure II.2., sont les suivantes :

- température d'équilibre de chaque bain ;
- taux d'aluminium  $x_{AL}$  dans chaque couche ;
- épaisseur de chaque couche ;
- type de dopant et densité de dopage dans chaque couche ;
- poids de Gallium pour chaque bain ;
- gradient de température du four ;
- type de processus désiré ;
- température du four pour la réalisation de la première couche, avec possibilité d'introduire un degré de sursaturation initial ;
- temps de dépôt du premier bain sur le substrat A.

Il permet de calculer :

- la composition des bains en fractions molaires ;
- la composition des bains en poids ;
- les temps de croissance de chaque couche sur le substrat B ;
- les épaisseurs des couches sur le substrat A.

Comme il sera précisé plus loin, la réalisation des diodes laser a toujours été effectuée suivant la technique à deux substrats et suivant la procédure de la décroissance par échelon suivie de la décroissance uniforme en température.

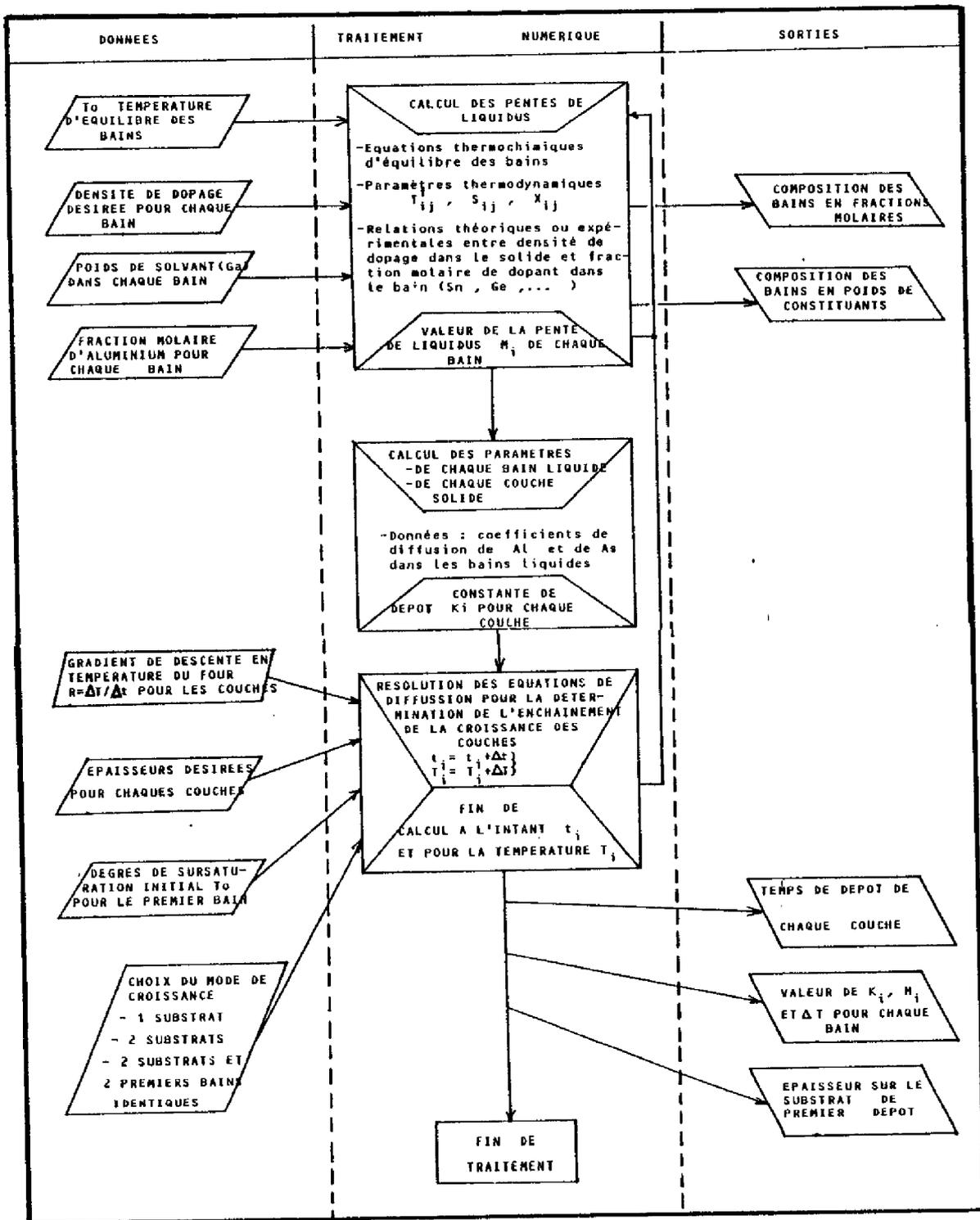


FIGURE II.2. : Organigramme du programme S.P.E.L.L.A.S.

II.5. REALISATION DES COUCHES EPITAXIEES

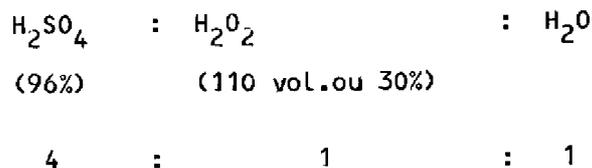
II.5.1. Préparation des substrats et des matériaux d'épitaxie

La préparation des substrats et des matériaux d'épitaxie est effectuée suivant les procédures de nettoyage suivantes :

a) Nettoyage des substrats

Afin d'enlever toute trace d'oxyde et de résidus organiques, il est nécessaire de procéder à la séquence suivante :

- immersion et agitation des constituants dans du trichloréthylène bouillant pendant 3 minutes ;
- rinçage à l'acétone bouillant 3 minutes ;
- rinçage à l'eau désionisée froide ;
- séchage sous flux d'azote sec ;
- désoxydation dans une solution HCl diluée 1/2 à froid pendant 5 minutes ;
- decapage chimique de quelques microns des plaquettes à épitaxier dans une solution de composition volumique suivante :



à une température de 70°C pendant 10 à 15 secondes ;

- nettoyage trichloréthylène - acétone - eau ;
- séchage ;
- stockage dans la hotte de chargement.

b) Nettoyage de l'aluminium et des dopants

L'aluminium doit être convenablement désoxydé à l'aide d'une solution de  $H_3PO_4$  à  $120^\circ C$  pendant 30". Ce traitement diminue le poids initial de 10 % environ et doit être pris en compte lors des pesées.

Le zinc et l'étain se nettoient dans de l'acide chlorhydrique concentré.

Tous les dopants, sauf l'aluminium, sont ensuite passés dans des bains de trichloréthylène et d'acétone, puis abondamment rincés à l'eau désionisée, séchés et stockés dans la hotte de chargement.

II.5.2. Appareillage d'épitanie

L'appareillage d'épitanie liquide utilisé au L.A.A.S. comprend les différents organes suivants :

- le creuset en graphite ou "bateau" ;
- le four et son système de chauffe ;
- le système de circulation des gaz ;
- les appareils de contrôle.

Le creuset multipuits ou bateau (38) représenté sur la Figure (II.3) est en graphite POCO GRADE DFP3.2. Il comporte sept puits permettant d'isoler sept solutions liquides différentes. Le tiroir qui coulisse dans le corps du réacteur contient des encoastrements dans lesquels sont logés les substrats dits de saturation (substrats mono ou polycristallins non dopés) qui vont servir à saturer les bains de Gallium et de dopants par pompage des atomes d'Arsenic contenus dans les substrats, à la température  $T_0$  d'équilibre des bains. De plus, par ce tiroir, sont logés les substrats d'épitanie qui sont amenés en regard des bains par l'intermédiaire d'une tirette latérale à la fin des cinq heures d'équilibrage des bains. Puis, l'action sur la tige

poussoir permet de déplacer les substrats sous chaque bain au cours du processus prédéterminé. Les dimensions du four et du "bateau" ne permettent d'obtenir des substrats épitaxiés que de  $1 \text{ cm}^2$  de surface.

Le four d'épitaxie (39) comporte un tube en quartz de 1800 mm de long et 72 mm de diamètre, autour duquel coulisse un élément chauffant trois zones dont les régulations permettent de programmer et de contrôler les variations de température de la zone centrale à  $\pm 0,1^\circ\text{C}$  sur 400mm de long.

Une extrémité de ce tube, obturée normalement par un flasque hermétique, est en communication avec une boîte à gants maintenue sous atmosphère d'azote sec qui sert à stocker et à manipuler le bateau et les produits d'épitaxie qui y trouvent place avant chargement dans le four.

Le tube en quartz est balayé en permanence par un flux d'azote sec lorsque le réacteur n'est pas utilisé.

Après introduction du "bateau" en vue d'une épitaxie, il est balayé par un flux d'hydrogène de débit constant égal à 4 l/mn purifié grâce à un filtre de palladium, de façon à maintenir la teneur en eau inférieure à 2 p.p.m.

### II.5.3. Conduite du processus d'épitaxie

La conduite du processus d'épitaxie comporte les étapes suivantes :

- dégazage du "bateau" vide sous flux d'hydrogène sec à  $900^\circ\text{C}$  pendant 5 heures ;
- chargement des produits d'épitaxie dans le bateau sous atmosphère d'azote sec ;
- maintien à  $800^\circ\text{C}$  pendant 5 heures du bateau chargé, les substrats de saturation étant placés sous les puits. Cette opération a pour but de saturer en Arsenic, d'homogénéiser et d'équilibrer à  $800^\circ\text{C}$  la composition

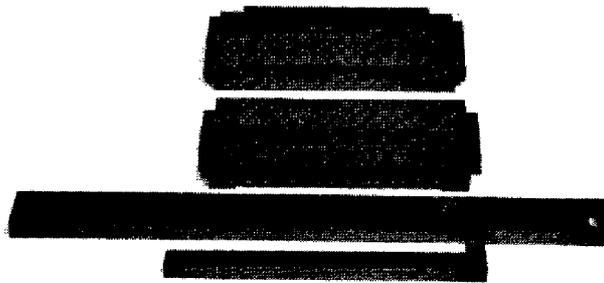
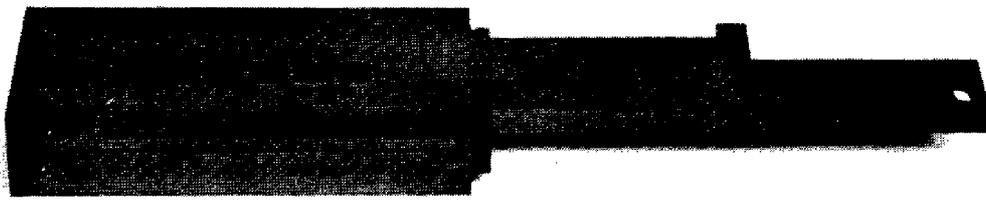


FIGURE II.3a : Vue d'ensemble et vue éclatée du bateau à double tirette

des différents bains liquides ;

- les opérations préliminaires précédentes étant effectuées, les substrats de saturation sont retirés. Les deux substrats d'épitaxie sont alors amenés sous les deux premiers puits qui contiennent des bains liquides identiques correspondant au liquidus du GaAs à 800°C. Ces substrats, dont la surface a subi une évaporation superficielle d'Arsenic du fait de leur maintien prolongé à 800°C sous atmosphère d'hydrogène (35) sont soumis à une procédure de décapage in situ, préalablement au dépôt des couches. Pour ce faire, la température du four est amenée à 804°C : les bains liquides se trouvent alors sous-saturés, puisqu'au-dessus de leur température d'équilibre, et dissolvent le substrat jusqu'à l'obtention de la composition correspondant au liquidus à 804°C. Compte-tenu des dimensions géométriques, l'épaisseur dissoute en surface est de l'ordre de 5  $\mu$ m. La température du four est ensuite programmée, de façon à décroître linéairement dans le temps avec une pente comprise entre 0,1°C/mn et 0,4°C/mn, suivant le diagramme indiqué sur la Figure II.5, de façon à obtenir les différentes couches présentant le type d'alliage et les épaisseurs désirées. On peut noter que les couches tampon sont obtenues à partir des mêmes bains liquides que ceux qui ont permis la dissolution "in situ" par contrôle de la température. On constate aussi que ces couches tampon sont réalisées suivant la procédure de décroissance uniforme de la température, tandis que les autres couches sont réalisées par la procédure de décroissance par échelon suivie de la descente uniforme en température.

Le tableau II.6 montre un exemple de l'ensemble des paramètres nécessaires à la réalisation d'un dispositif.

#### II.5.4. Amincissement de la plaquette

Pour des raisons de tenue mécanique, les plaquettes de GaAs présentent classiquement une épaisseur de l'ordre de 350  $\mu$ m. Cette épaisseur est trop importante pour réaliser, de façon reproductible, les clivages qui seront par la suite nécessaires pour l'obtention des miroirs de la cavité optique de la diode laser.

N° BAIN	STRUCTURE	TYPE	EPAISSEUR B	P <sub>Al</sub> (mg)	P <sub>Zn</sub> (mg)	P <sub>Te</sub> (mg)	Epaisseur A
1	GaAs	N		-	-	0,55	-
2	GaAs	N	6 μm	-	-	0,55	6 μm
3	Ga <sub>0,3</sub> Al <sub>0,6</sub> As	N	1,8 μm	4,7	-	0,73	0,04 μm
4	Ga <sub>0,75</sub> Al <sub>0,25</sub> AsP	AsP	0,1 μm	1,54	0,5	-	2,4 μm
5	Ga <sub>0,3</sub> Al <sub>0,6</sub> As	P	1,5 μm	4,7	71	-	0,45 μm
6	GaAs	P	2 μm	-	52	-	4,5 μm

TABLEAU II.6. : Définition des paramètres de la structure DL 21  
6 bains-2 substrats, redissolution à 804°C, 2 g de Gallium par bain

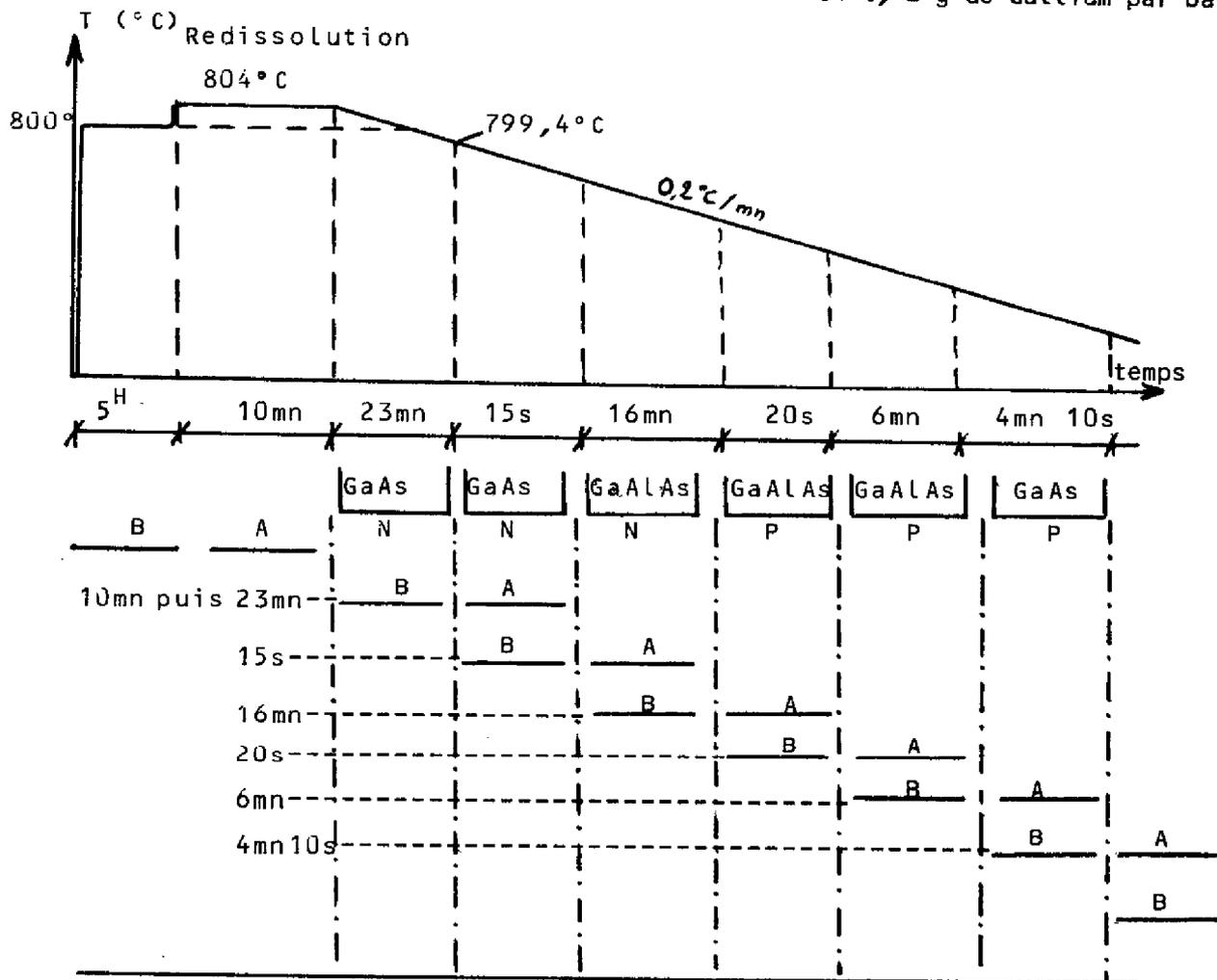


FIGURE II.5. : Processus d'épitaxie

Bien que cela impose, dans la suite des différentes opérations technologiques, des précautions de manipulation particulièrement contraignantes, il est donc nécessaire d'effectuer, avant la réalisation des contacts, un amincissement du substrat de GaAs jusqu'à des épaisseurs inférieures à environ  $120\mu\text{m}$ . Pour ce faire, la face avant qui comporte les couches épitaxiées, est protégée par collage sur une lame de verre au moyen d'une colle référencée ESCIL, type Electrofix, à bas point de fusion ( $65^{\circ}\text{C}$ ).

Le substrat est attaqué chimiquement par une solution de composition volumique :

$\text{H}_2\text{SO}_4$ (96%)	:	$\text{H}_2\text{O}_2$ (30%)	:	$\text{H}_2\text{O}$ désionisée
13	:	117	:	13

à  $40^{\circ}\text{C}$ , dont la vitesse d'attaque est de  $20\mu\text{m}/\text{mn}$ .

#### II.5.5. Réalisation des contacts ohmiques sur face arrière de type N :

Pour la réalisation de contacts ohmiques sur GaAs de type N, la procédure choisie a été celle d'un dépôt d'or-germanium recouvert de nickel, qui permet d'obtenir des résistances de contacts de l'ordre de  $2.10^{-6}\Omega.\text{cm}^2$  sur un matériau dopé à  $2.10^{18}\text{cm}^{-3}$  (40), (41).

La séquence technologique est la suivante :

- mise sous vide à  $8.10^{-8}$  torr de l'enceinte contenant la plaquette ;
- introduction d'Argon purifié à une pression de  $1,3.10^{-7}$  torr et création d'un plasma par ionisation de l'Argon ;
- décapage ionique pendant une heure à une vitesse d'attaque de  $250\text{Å}$  par heure ;
- métallisation immédiate par évaporation sous vide d'un alliage d'or-germanium à 12 % de germanium sur une épaisseur de  $2000\text{Å}$ , puis vaporisation de nickel d'épaisseur  $500\text{Å}$  ;

- recuit à une température de 500°C pendant 2 minutes, sous balayage d'un flux d'Argon purifié sous un débit de 1 l/mn.

#### II.5.6. Réalisation des contacts ohmiques sur face avant de type P

La procédure choisie, pour la réalisation de contacts ohmiques sur GaAs de type P, a été le dépôt d'or-zinc qui permet d'atteindre des résistances de  $10^{-4} \Omega \text{cm}^2$  sur un matériau dopé à  $5 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$  (40), (41).

La séquence technologique comprend :

- une désoxydation de la surface par une immersion de 3 minutes dans une solution d'acide chlorhydrique dilué 1/2 à froid avant mise en place dans la hotte de vaporisation ;
- une évaporation sous vide ( $10^{-8}$  torr) d'une couche d'alliage d'or-zinc de 2000 Å d'épaisseur à 5 % de Zn ;
- une délimitation du contact par photomasquage et attaque de l'or-zinc par une solution de iodure de potassium ( $\text{KI} + \text{I}_2$ ) ;
- un recuit de l'alliage à une température de 400°C pendant 2 minutes, sous balayage d'Argon purifié au débit de 1 l/mn.

#### II.5.7. Réalisation des faces miroirs

Le substrat étant orienté dans le plan (1, 0, 0), il existe dans ce dernier, deux axes de clivage perpendiculaires entre eux dans les directions  $\langle 0, \bar{1}, \bar{1} \rangle$  et  $\langle 0, 1, \bar{1} \rangle$ . L'axe perpendiculaire à la direction  $\langle 0, 1, \bar{1} \rangle$  permet les clivages les plus faciles et a donc été choisi pour la réalisation des faces miroirs.

La plaquette, collée face arrière sur un support souple adhésif, est positionnée sous un binoculaire et des rainures sont réalisées au diamant, sur l'un des bords de la plaquette suivant cet axe, à espacement régulier de

500  $\mu\text{m}$ . Le support souple et la plaquette sont ensuite pris en "sandwich" entre deux feuilles de milar. L'ensemble est alors plaqué et positionné sur un plan rigide possédant une arête lisse.

Par une translation lente perpendiculaire à l'axe de clivage et par une légère traction vers le bas, le clivage est réalisé au droit des amorces.

Les barrettes ainsi clivées sont ensuite découpées au diamant en puces de 300  $\mu\text{m}$  de large.

#### II.5.8. Montage

La puce de chaque dispositif est montée sur un support en laiton et plaquée par l'intermédiaire d'une lame ressort conductrice, comme indiqué sur la figure II.7.

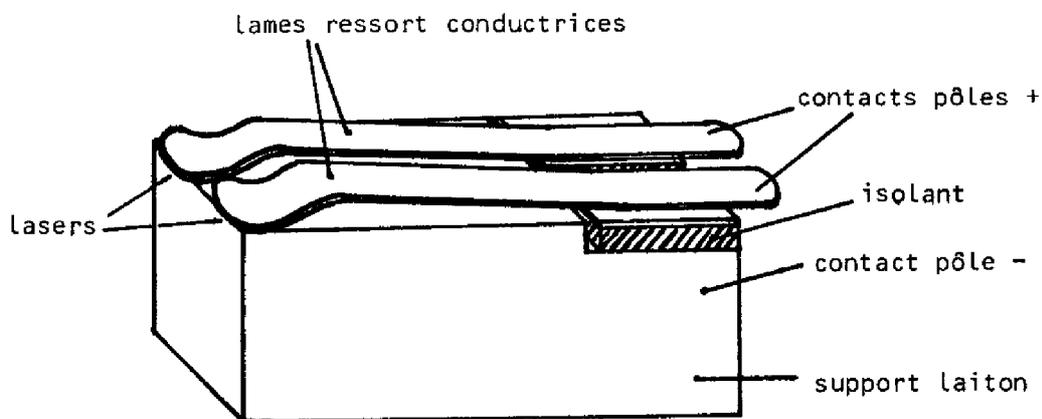


FIGURE II.7. : Schéma du support laser

Ce montage présente l'avantage de ne pas comporter d'opération de soudure, souvent source de détérioration.

Par contre, il est incapable d'assurer une évacuation thermique de la puissance électrique absorbée par le composant et ne convient donc que pour des manipulations de laboratoire en régime d'impulsions,

°0°

Le présent chapitre a décrit l'ensemble des moyens, tant de simulation numérique des processus d'épitaxie, que les réalisations technologiques, que nous avons mis en oeuvre pour réaliser des diodes laser GaAlAs ; Les résultats correspondants figurent au chapitre III.



## CHAPITRE III

-----

RÉALISATION ET ÉTUDE EXPÉRIMENTALE



### III.1. INTRODUCTION

Dans l'objectif d'analyser la faisabilité de diodes laser GaAlAs émettant dans le spectre visible, seront présentées dans ce chapitre, les conditions d'élaboration et les performances obtenues sur des composants dont la zone active présente des concentrations d'aluminium comprises entre 0 et 30 % et dont les zones d'injection et de confinement comportent une concentration d'aluminium égale à 60 %.

Dans un premier paragraphe, nous indiquerons, de façon détaillée, les caractéristiques technologiques des différentes séries de composants. Nous décrirons, ensuite brièvement, les appareillages mis en oeuvre pour déterminer leurs caractéristiques électriques et optiques. Nous présenterons, enfin, les performances obtenues que nous analyserons à partir des résultats théoriques établis au premier chapitre.

### III.2. DESCRIPTION DES STRUCTURES

Le Tableau III.1. résume les caractéristiques des différentes séries de composants réalisés, en précisant la concentration d'aluminium, le type de dopant, le dopage, l'épaisseur de la couche d'injection, de la couche active, de la couche de confinement, de la couche de contact des différents composants.

On notera que la concentration en aluminium des couches de confinement et d'injection ont été maintenues constantes à 60 % ; par contre, la concentration d'aluminium de la couche active varie de 0 % à 30 %.

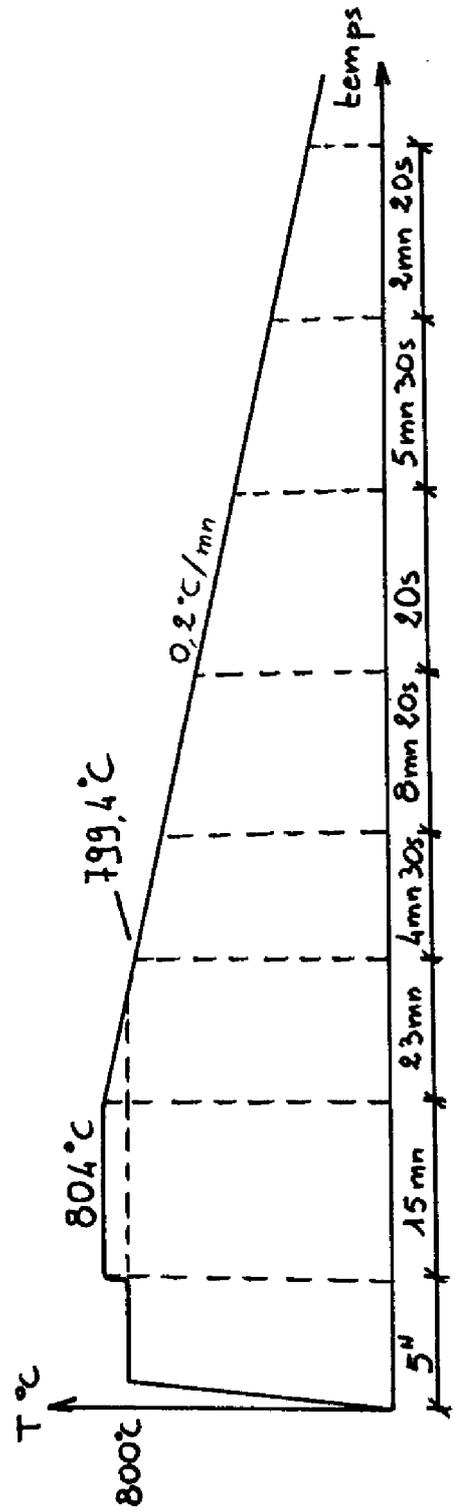
Les Tableaux III.2 indiquent les compositions des bains d'épitaxie correspondant aux différentes couches de chacun de ces dispositifs, tels qu'ils ont été établis au moyen du programme S.P.E.L.L.A.S. Il est à noter, par ailleurs, que ce programme a permis de déterminer à priori, avec un bon accord théorie-expérience, l'épaisseur de ces différentes couches .

n° laser	COUCHE D'INJECTION N		COUCHE ACTIVE P			COUCHE DE CONFINEMENT P*			COUCHE DE CONTACT		
	x <sub>Al</sub>	Dopage cm <sup>-3</sup>	Epaisseur	x <sub>Al</sub>	Dopage cm <sup>-3</sup>	Epaisseur	x <sub>Al</sub>	Dopage cm <sup>-3</sup>	Epaisseur	Dopage cm <sup>-3</sup>	Epais.
DL 8	0,3	Sn/10 <sup>17</sup>	1 μm	0,1 <sub>L</sub>	Ge/10 <sup>17</sup>	0,1 μm	0,3	Ge/10 <sup>18</sup>	1,5 μm	Ge/10 <sup>19</sup>	0,75
DL 19	0,3	Sn/10 <sup>17</sup>	1 μm	0,1 <sub>L</sub>	Ge/10 <sup>17</sup>	0,1 μm	0,3	Ge/10 <sup>18</sup>	1,5 μm	Ge/10 <sup>19</sup>	1 μm
DL 17	0,6	Sn/10 <sup>18</sup>	3 μm	0,15 <sub>L</sub>	Ge/10 <sup>17</sup>	0,1 μm	0,6	Ge/10 <sup>18</sup>	1 μm	Ge/10 <sup>19</sup>	2 μm
DL 13	0,6	Te/2.10 <sup>18</sup>	1,5 μm	0,15 <sub>L</sub>	Zn/5.10 <sup>17</sup>	0,1 μm	0,6	Zn/5.10 <sup>17</sup>	1 μm	Zn/2.10 <sup>19</sup>	5 μm
DL 22	0,6	Te/2.10 <sup>18</sup>	1,8 μm	0,19 <sub>L</sub>	Zn/4.6.10 <sup>17</sup>	0,1 μm	0,6	Zn/10 <sup>18</sup>	1,5 μm	Zn/2.10 <sup>19</sup>	2 μm
DL 20	0,6	Te/2.10 <sup>18</sup>	3 μm	0,2	Zn/10 <sup>17</sup>	0,1 μm	0,6	Zn/5.10 <sup>17</sup>	1,5 μm	Zn/2.10 <sup>19</sup>	1,5
DL 21	0,6	Te/10 <sup>18</sup>	1 μm	0,27 <sub>L</sub>	Zn/10 <sup>17</sup>	0,1 μm	0,63	Zn/10 <sup>18</sup>	1 μm	Zn/10 <sup>19</sup>	1 μm
DL 11	0,6	Te/10 <sup>18</sup>	1,5 μm	0,31 <sub>S</sub> 0,30 <sub>L</sub>	Zn/3.10 <sup>17</sup>	0,1 μm	0,6	Zn/10 <sup>18</sup>	1 μm	Zn/10 <sup>19</sup>	1 μm

TABLEAU III.1.

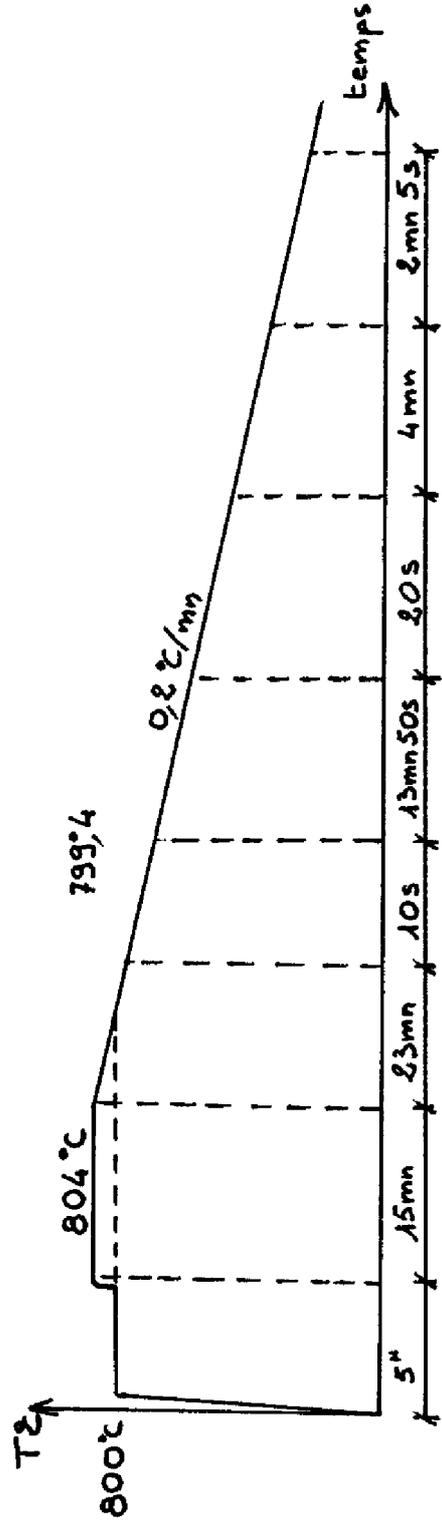
N° DE BAIN	STRUCTURE	TYPE	DOPAGE $\text{cm}^{-3}$	EPAISSEUR	P <sub>Ga</sub> (g)	P <sub>Al</sub> (mg)	P <sub>Sn</sub> (mg)	P <sub>Ge</sub> (mg)
1	GaAs	N	$10^{18}$	6 $\mu\text{m}$	2	0	698	-
2	GaAs	N	$10^{18}$		2	0	698	-
3	$\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$	N	$10^{17}$	1 $\mu\text{m}$	2	1,47	386	-
4	$\text{Ga}_{0,9}\text{Al}_{0,1}\text{As}$	P	$10^{17}$	0,1 $\mu\text{m}$	2	0,48	-	1,57
5	$\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$	P	$10^{18}$	1,5 $\mu\text{m}$	2	1,5	-	54,4
6	GaAs	P	$10^{19}$	1 $\mu\text{m}$	2	0	-	89

TABLEAU III-2a : DL 8 (0,3/0,1/0,3) Sn - Ge



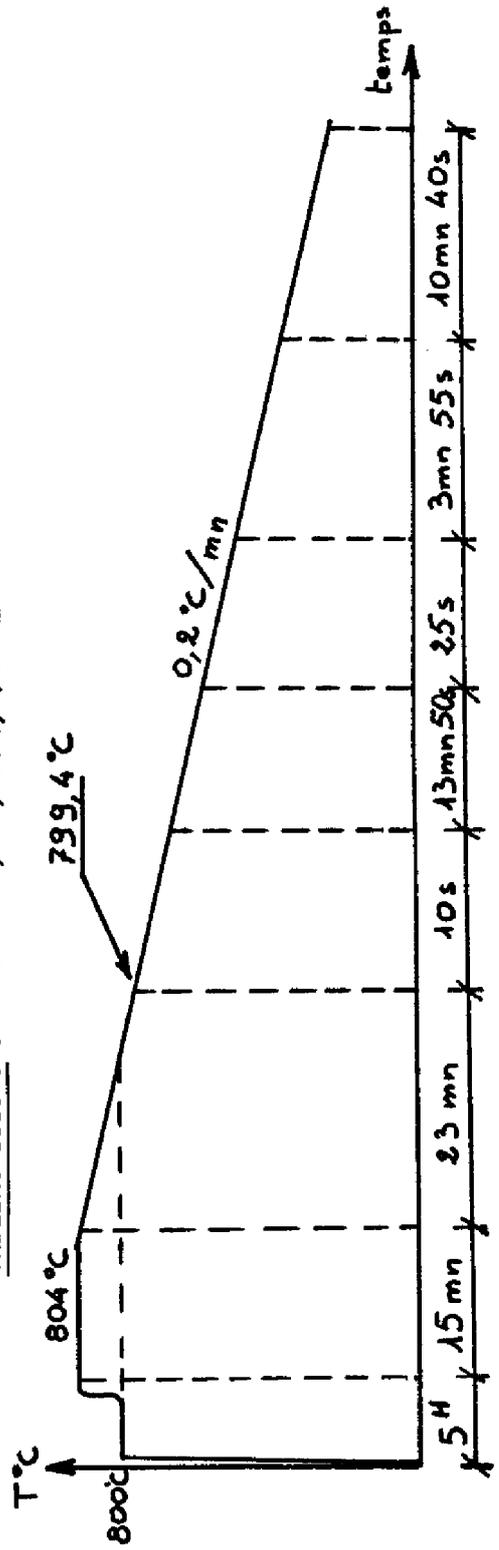
N° DE BAIN	STRUCTURE	TYPE	DOPAGE cm <sup>-3</sup>	EPAISSEUR	P <sub>Ga</sub> (mg)	P <sub>Al</sub> (mg)	P <sub>Te</sub> (mg)	P <sub>Zn</sub> (mg)
1	GaAs	N	10 <sup>18</sup>	6 μm	2	0	0,55	-
2	GaAs	N	10 <sup>18</sup>		2	0	0,55	-
3	Ga <sub>0,4</sub> Al <sub>0,6</sub> As	N	10 <sup>18</sup>	1,5 μm	2	4,7	0,73	-
4	Ga <sub>0,7</sub> Al <sub>0,3</sub> As	P	10 <sup>17</sup>	0,1 μm	2	1,54	-	0,21
5	Ga <sub>0,4</sub> Al <sub>0,6</sub> As	P	10 <sup>18</sup>	1 μm	2	4,7	-	69
6	GaAs	P	10 <sup>19</sup>	1 μm	2	0	-	20

TABLEAU III.2b : DL 11 (0,6/0,3/0,6) Zn - Te

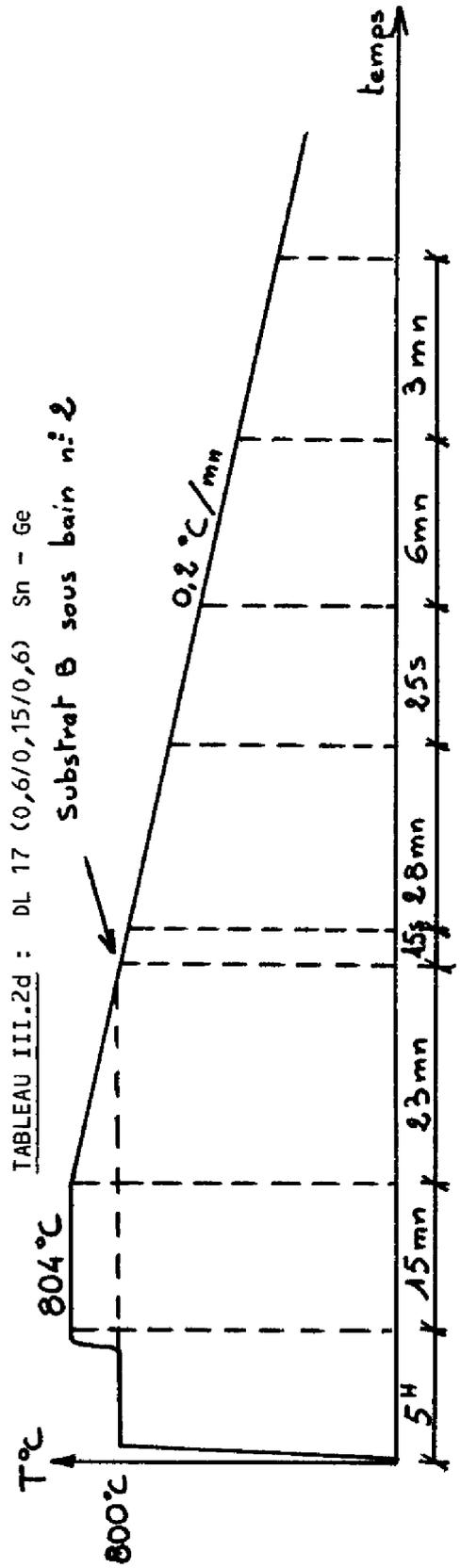


N° DE BAIN	STRUCTURE	TYPE	DOPAGE cm <sup>-3</sup>	EPAISSEUR	P <sub>Ga</sub> (g)	P <sub>Al</sub> (mg)	P <sub>Zn</sub> (mg)	P <sub>Te</sub> (mg)
1	GaAs	N	10 <sup>18</sup>	6 μm	2	0	-	0,55
2	GaAs	N	10 <sup>18</sup>		2	0	-	0,55
3	Ga <sub>0,4</sub> Al <sub>0,6</sub> As	N	2.10 <sup>18</sup>	1,5 μm	2	4,7	-	0,73
4	Ga <sub>0,85</sub> Al <sub>0,15</sub> As	P	10 <sup>17</sup>	0,1 μm	2	0,94	1,4	-
5	Ga <sub>0,4</sub> Al <sub>0,6</sub> As	P	5.10 <sup>17</sup>	1 μm	2	4,7	73	-
6	GaAs	P	2.10 <sup>19</sup>	5 μm	2	0	46,8	-

TABLEAU III.2c : DL 13 (0,6/0,15/0,6) Zn - Te

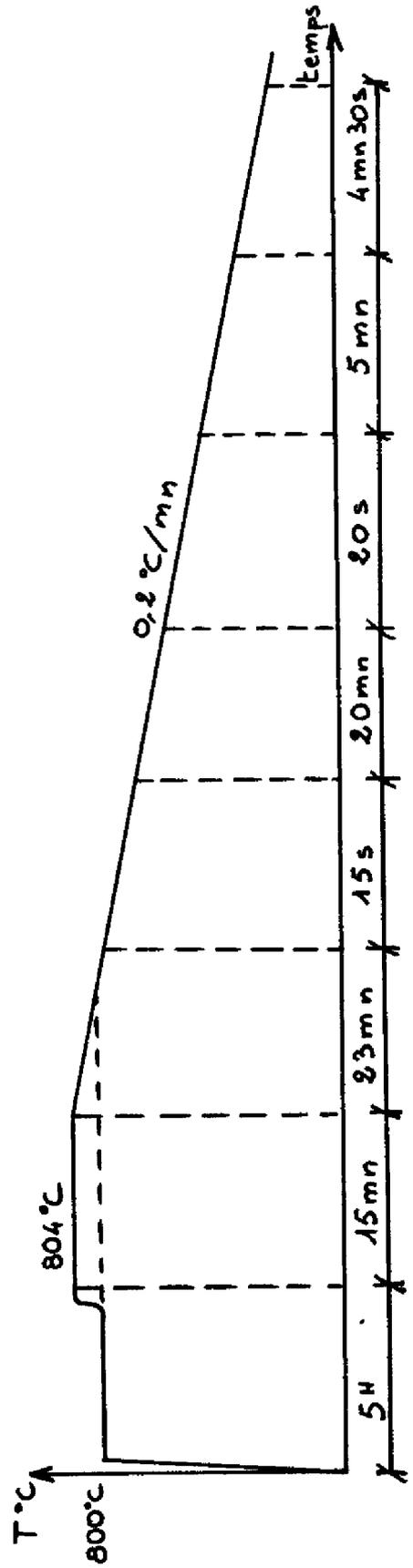


N° DE BAIN	STRUCTURE	TYPE	EPAISSEUR	DOPAGE <sub>-3</sub> (cm <sup>-3</sup> )	P <sub>Al</sub> (mg)	P <sub>Sn</sub> (mg)	P <sub>Ge</sub> (mg)	P <sub>Ga</sub> (g)
1	GaAs	N	6 μm	10 <sup>18</sup>	0	698	-	2
2	GaAs	N		10 <sup>18</sup>	0	698	-	2
3	Ga <sub>0,3</sub> Al <sub>0,6</sub> As	N	3 μm	10 <sup>18</sup>	4,50	867	-	2
4	Ga <sub>0,85</sub> Al <sub>0,15</sub> As	P	0,1 μm	10 <sup>17</sup>	0,94	-	2,9	2
5	Ga <sub>0,3</sub> Al <sub>0,6</sub> As	P	1 μm	10 <sup>18</sup>	4,7	-	404	2
6	GaAs	P	2 μm	10 <sup>19</sup>	0	-	89	2



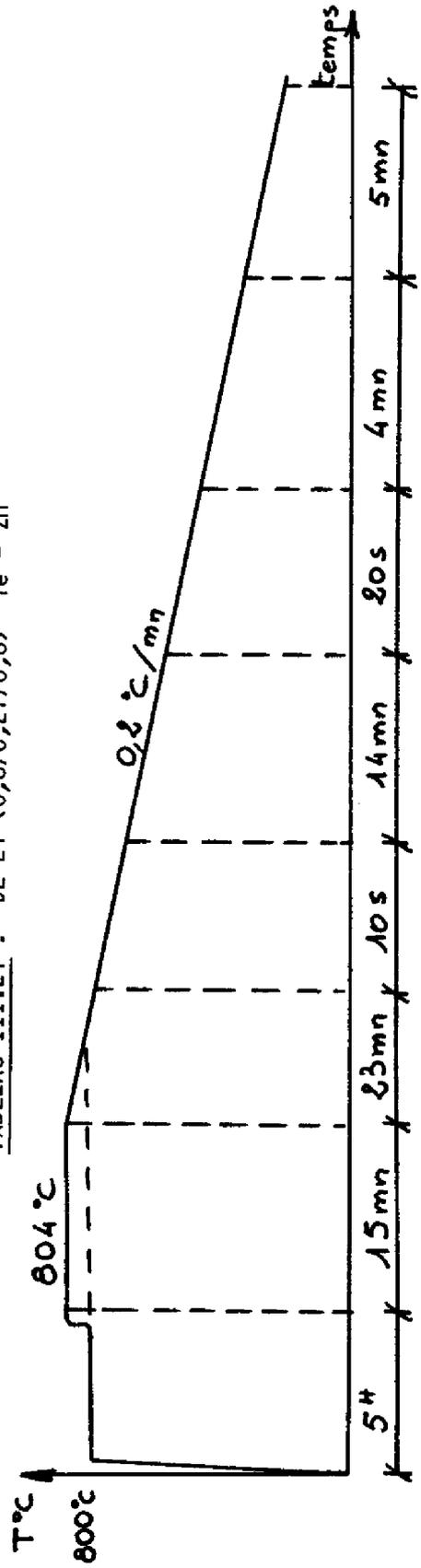
N° DE BAIN	STRUCTURE	TYPE	DOPAGE <sup>-3</sup> (cm <sup>-3</sup> )	EPAISSEUR ( $\mu$ m)	P <sub>Ga</sub> (mg)	P <sub>Al</sub> (mg)	P <sub>Zn</sub> (mg)	P <sub>Te</sub> (mg)
1	GaAs	N	10 <sup>19</sup>	6 $\mu$ m	2	0	-	1,2
2	GaAs	N	10 <sup>19</sup>		2	0	-	1,2
3	Ga <sub>0,3</sub> Al <sub>0,6</sub> As	N	2.10 <sup>18</sup>	3 $\mu$ m	2	4,7	-	0,73
4	Ga <sub>0,8</sub> Al <sub>0,2</sub> As	P	non dopé	0,1 $\mu$ m	2	1,1	-	-
5	Ga <sub>0,3</sub> Al <sub>0,6</sub> As	P	5.10 <sup>17</sup>	1,5 $\mu$ m	2	4,7	73	-
6	GaAs	P	2.10 <sup>19</sup>	1,5 $\mu$ m	2	0	46,8	-

TABLEAU III.2e : DL 20 (0,6/0,2/0,6) Zn - Te



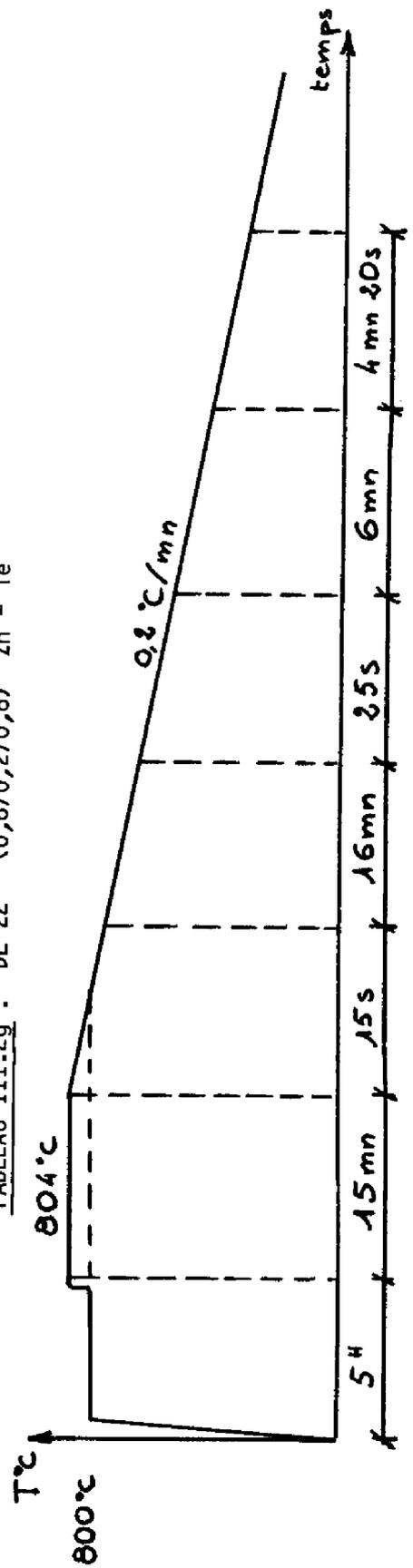
N° DE BAIN	STRUCTURE	TYPE	DOPAGE (cm <sup>-3</sup> )	EPAISSEUR (μm)	P <sub>Ga</sub> (g)	P <sub>Al</sub> (mg)	P <sub>Te</sub> (mg)	P <sub>Zn</sub> (mg)
1	GaAs	N	10 <sup>18</sup>	6	2	0	0,55	-
2	GaAs	N	10 <sup>18</sup>		2	0	0,55	-
3	Ga <sub>0,4</sub> Al <sub>0,6</sub> As	N	10 <sup>18</sup>	1,5	2	4,70	1	-
4	Ga <sub>0,63</sub> Al <sub>0,27</sub> As	P	6.10 <sup>17</sup>	0,1	2	1,25	-	0,85
5	Ga <sub>0,4</sub> Al <sub>0,6</sub> As	P	10 <sup>18</sup>	1	2	4,70	-	70
6	GaAs	P	10 <sup>19</sup>	2	2	0	-	33

TABLEAU III.2f : DL 21 (0,6/0,27/0,6) Te - Zn



N° DE BAIN	STRUCTURE	TYPE	DOPAGE ( $\text{cm}^{-3}$ )	EPAISSEUR ( $\mu\text{m}$ )	P <sub>Ga</sub> (g)	P <sub>Al</sub> (mg)	P <sub>Te</sub> (mg)	P <sub>Zn</sub> (mg)
1	GaAs	N	$10^{18}$	6	2	0	0,55	-
2	GaAs	N	$10^{18}$		2	0	0,55	-
3	$\text{Ga}_{0,4}\text{Al}_{0,6}\text{As}$	N	$2 \cdot 10^{18}$	1,8	2	4,70	0,70	-
4	$\text{Ga}_{0,8}\text{Al}_{0,2}\text{As}$	P	$4,6 \cdot 10^{17}$	0,1	2	0,95	-	0,50
5	$\text{Ga}_{0,4}\text{Al}_{0,6}\text{As}$	P	$10^{18}$	1,5	2	4,70	-	70
6	GaAs	P	$2 \cdot 10^{19}$	2	2	0	-	55

TABLEAU III.2g : DL 22 (0,6/0,2/0,6) Zn - Te



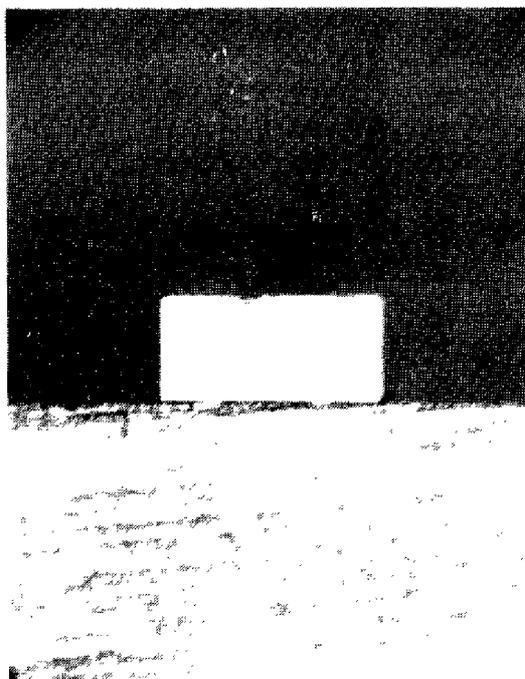
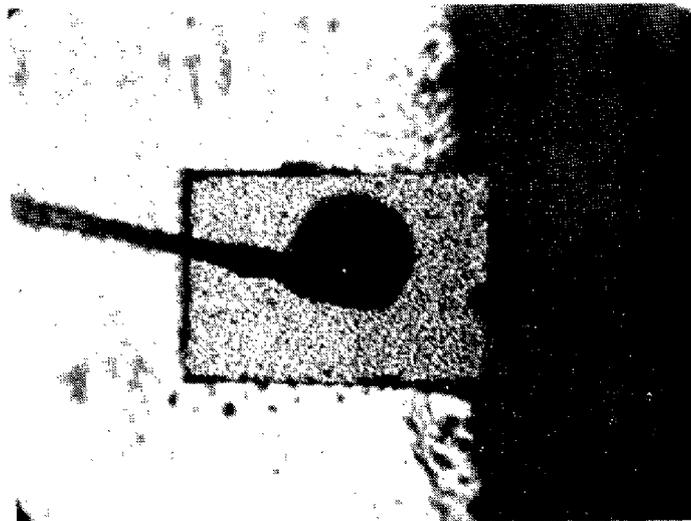


FIGURE III.3. : Diode laser, série DL 21

- vue de dessus

- vue de côté (face clivée)

(Ce montage sur embase a été effectué au C.N.E.T. Bagneux)

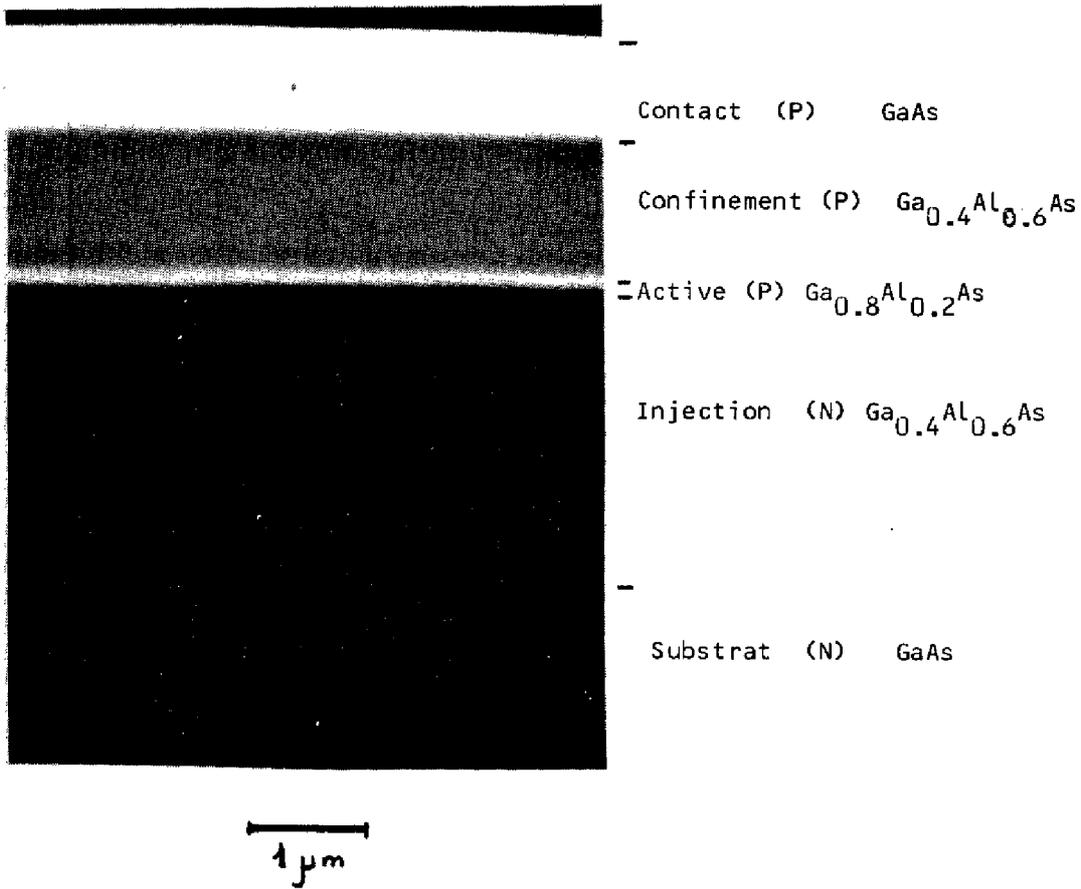


FIGURE III.4. : Observation au microscope électronique à balayage en mode "électrons secondaires " de la structure DL 22

Sur la Figure III.3. est représenté un exemple de diode laser, tandis que la Figure III.4. montre l'observation au microscope électronique à balayage des différentes couches d'un dispositif dans la direction perpendiculaire aux hétérojonctions.

### III.3. CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES ET OPTIQUES DES DIODES LASER

Les diodes laser, définies au paragraphe précédent, ont été analysées à partir des mesures suivantes :

- caractéristiques  $I(V)$  ;
- caractéristiques  $P_L(I)$  ;
- spectre d'émission  $P_L(\lambda)$ .

#### III.3.1. Méthodes de mesures

##### Caractéristique $I(V)$ :

A bas niveau de polarisation, c'est-à-dire dans la gamme des courants compris entre  $10^{-12}$  et  $10^{-2}$  A, la mesure de la caractéristique  $I(V)$  des diodes laser est identique à la mesure de celle de tous les autres composants à injection, et a donc été effectuée à partir d'un montage automatisé classique (Figure III.5) comportant une alimentation programmable et un pico-ampèremètre numérique pilotés par ordinateur.

Pour des niveaux de courant plus élevés qui peuvent atteindre jusqu'à 15 A, il est évidemment nécessaire d'opérer en régime d'impulsions afin d'éviter tout échauffement du composant.

Les diodes laser ont été, dans ce cas, étudiées au moyen du montage représenté sur la Figure III.5 bis, constitué de deux V-MOS ; il permet d'obtenir des impulsions de courant comprises entre 10 mA et 15 A, d'une largeur minimale de 50 ns.

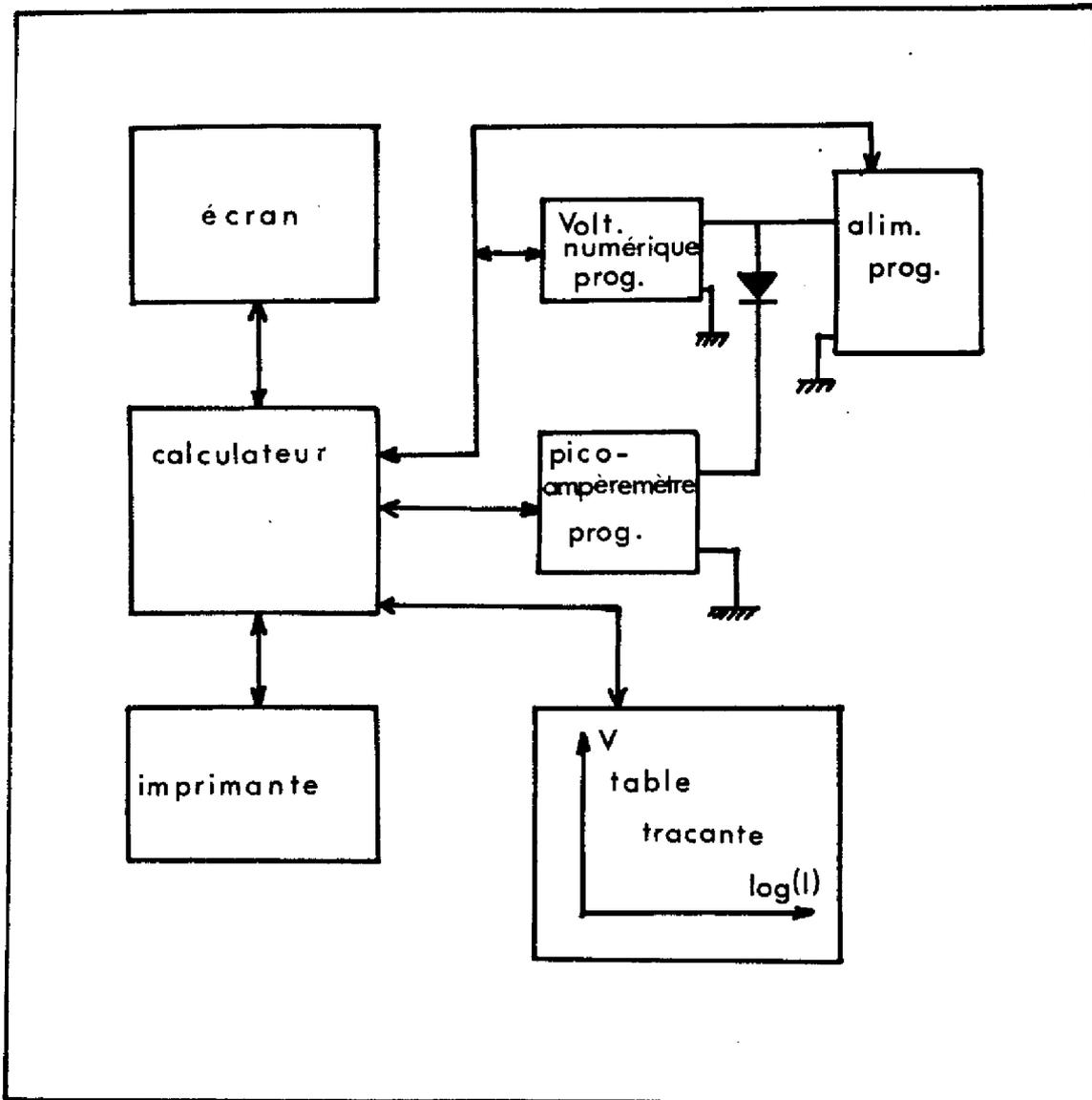


FIGURE III.5. : Banc de mesure automatique de caractéristiques I(V) bas niveau ( $I < 100 \text{ mA}$ )

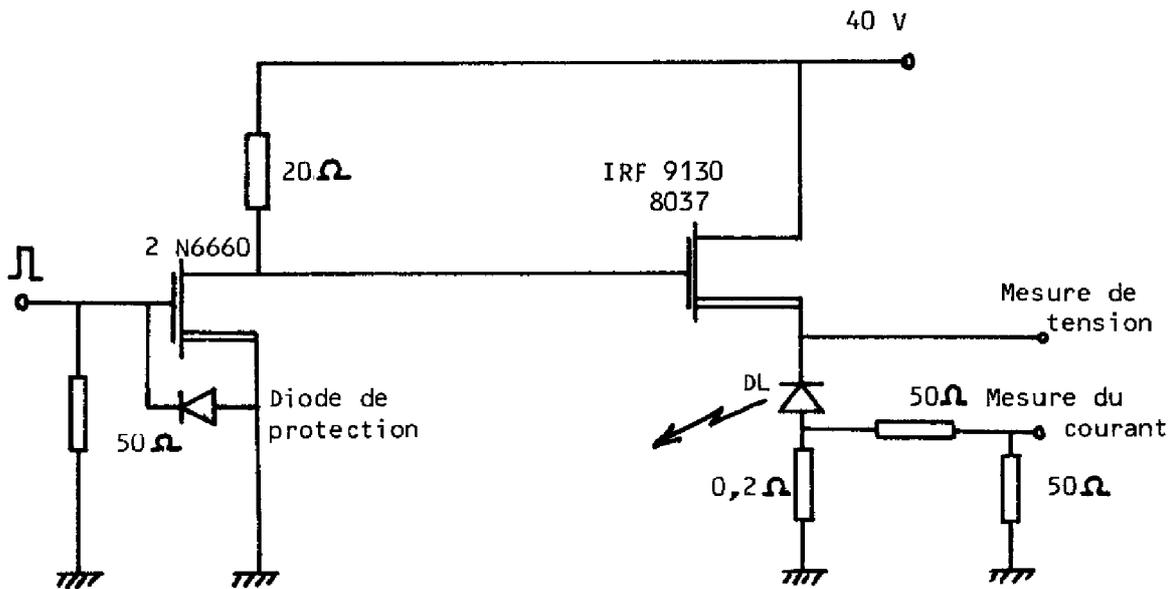


FIGURE III.5 bis : Schéma du générateur d'impulsions de courant haut niveau à double V-MOS

La mesure de la caractéristique  $I(V)$  est alors obtenue par observation de la tension appliquée aux bornes de la diode laser et du courant la traversant, sur un oscilloscope.

Caractéristique  $P_L(I)$  :

Comme dans le cas précédent, la caractéristique  $P_L(I)$  est mesurée soit en régime continu à bas niveau de polarisation, soit en régime d'impulsions à haut niveau de polarisation.

L'appareillage de mesure, dont un schéma de principe est porté sur la Figure III.6., comporte :

- la diode laser et son système d'excitation, d'une part ;
- un photomultiplicateur, suivi d'un amplificateur d'impulsion et d'un oscilloscope.

Dans le régime de fonctionnement voisin du seuil laser et au-delà, il est nécessaire d'intercaler avant le photomultiplicateur des filtres neutres atténuateurs ; il est particulièrement important d'éviter tout phé-

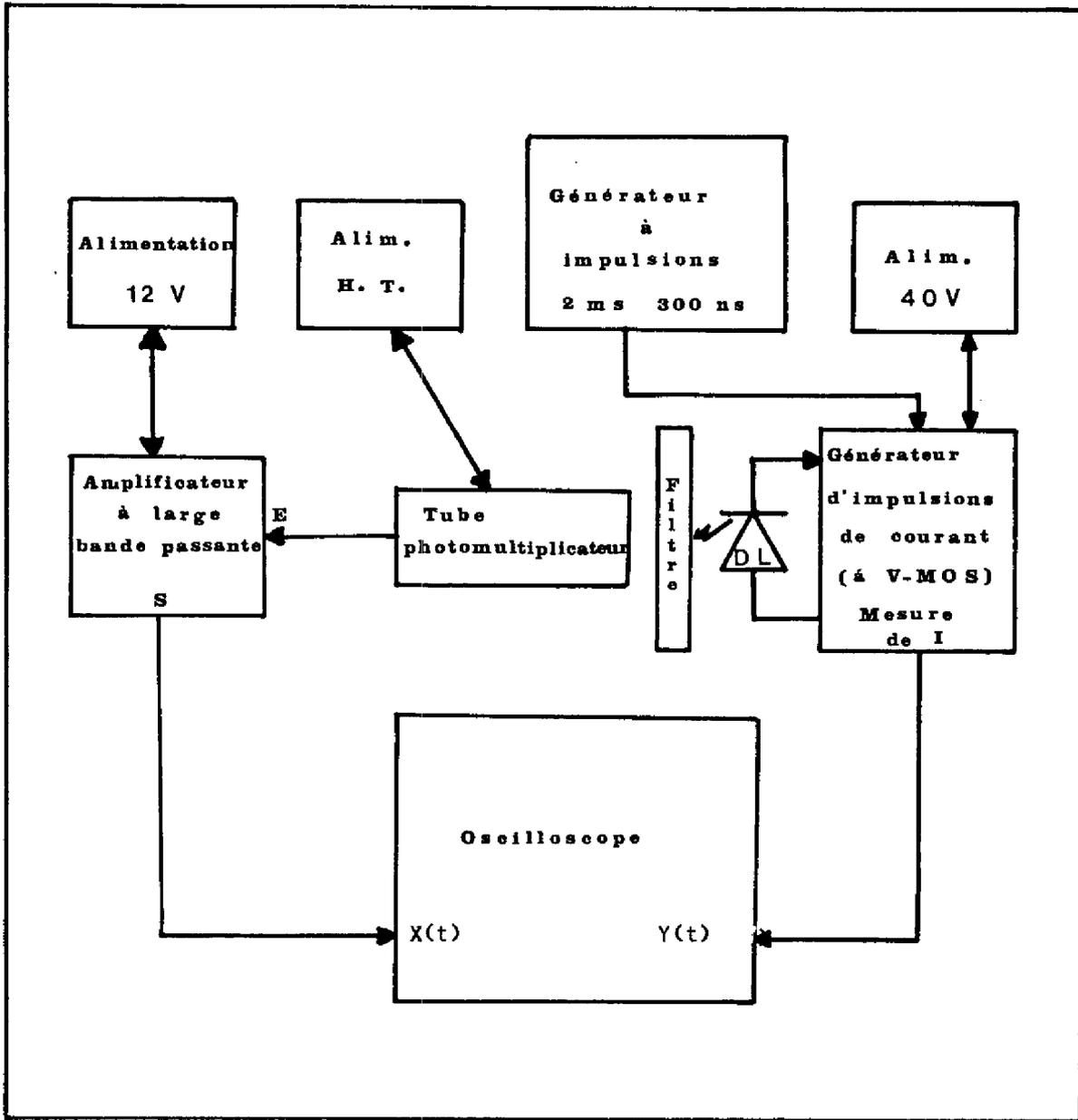


FIGURE III.6. : Mesure de la caractéristique  $P_L(I)$

nomène de réflexion parasite qui peut entraîner des modifications "apparentes" des pertes de la cavité optique par rapport à ses propriétés intrinsèques.

#### Mesure des spectres :

La mesure des spectres a été effectuée suivant la méthode classique rappelée sur la Figure III.7.

En régime d'impulsion, la chaîne de détection comporte un voltmètre de crête qui permet de mesurer l'amplitude du signal engendré par le photomultiplicateur durant 50 ns et dont le temps de retard par rapport au front de montée de l'impulsion d'excitation est réglable (fonctionnement en boxcar).

#### III.3.2. Résultats expérimentaux

##### Caractéristique I(V) :

La Figure III.8. montre un exemple de caractéristique I(V) pour différents types de structures.

Ces caractéristiques ne présentent que peu d'intérêt dans le cas des diodes laser, puisqu'elles permettent seulement :

- à bas niveau de polarisation, de mettre en évidence l'existence de courants parasites ;
- à haut niveau de polarisation, d'évaluer les résistances séries, notamment les résistances de contacts.

La Figure III.8 bis montre plusieurs caractéristiques I(V) de dispositifs de la série DL 21. Il apparaît qu'à haut niveau de polarisation, la résistance dynamique tend vers des valeurs de l'ordre de 10 à 15  $\Omega$  ; ces valeurs paraissent liées à la méthode simplifiée de montage qui, comme nous l'avons déjà indiqué, ne convient que pour une expérimentation de laboratoire. Par ailleurs, les caractéristiques bas niveau de polarisation ne présentent

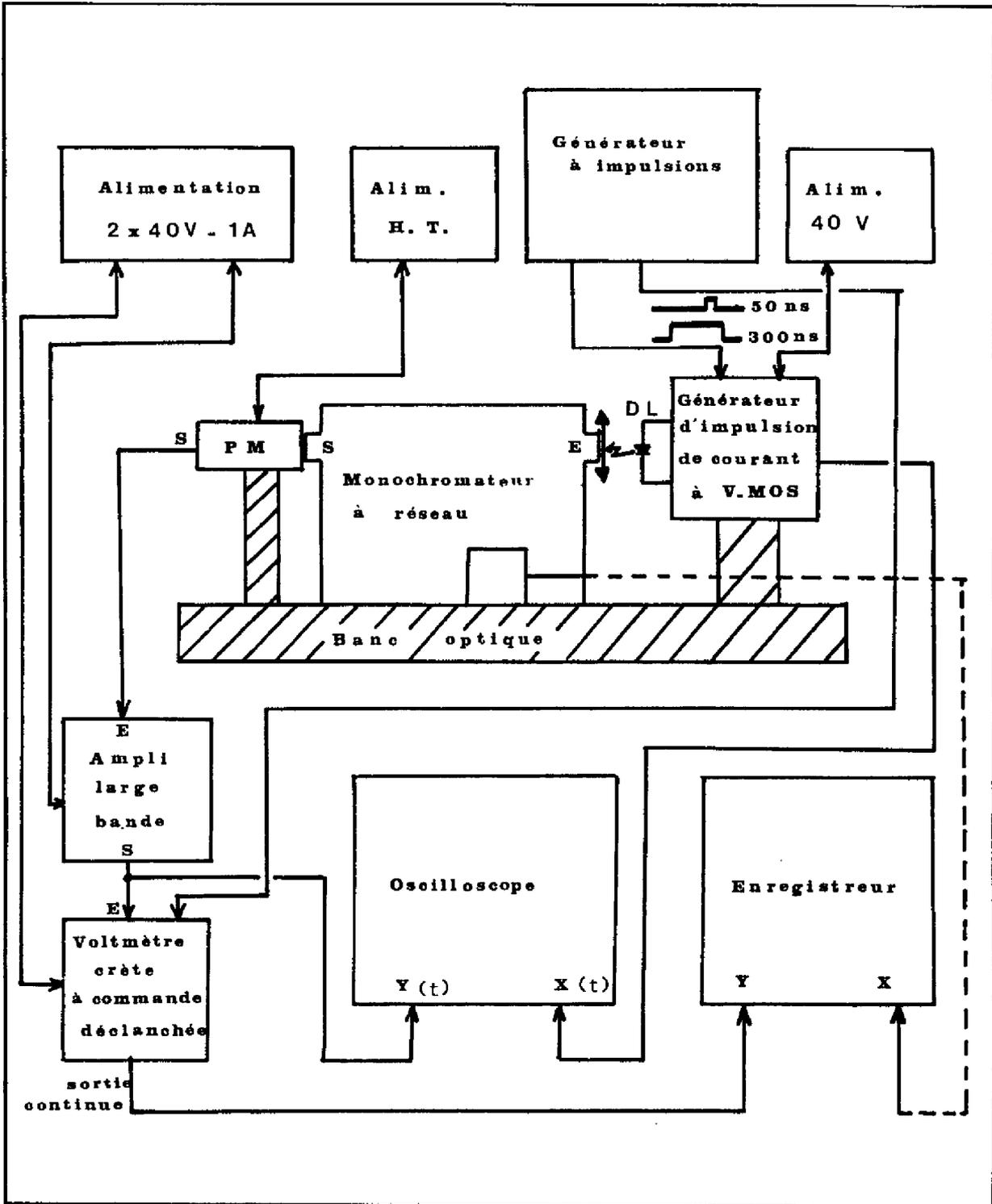


FIGURE III.7. : Mesure de spectre d'émission sous impulsions

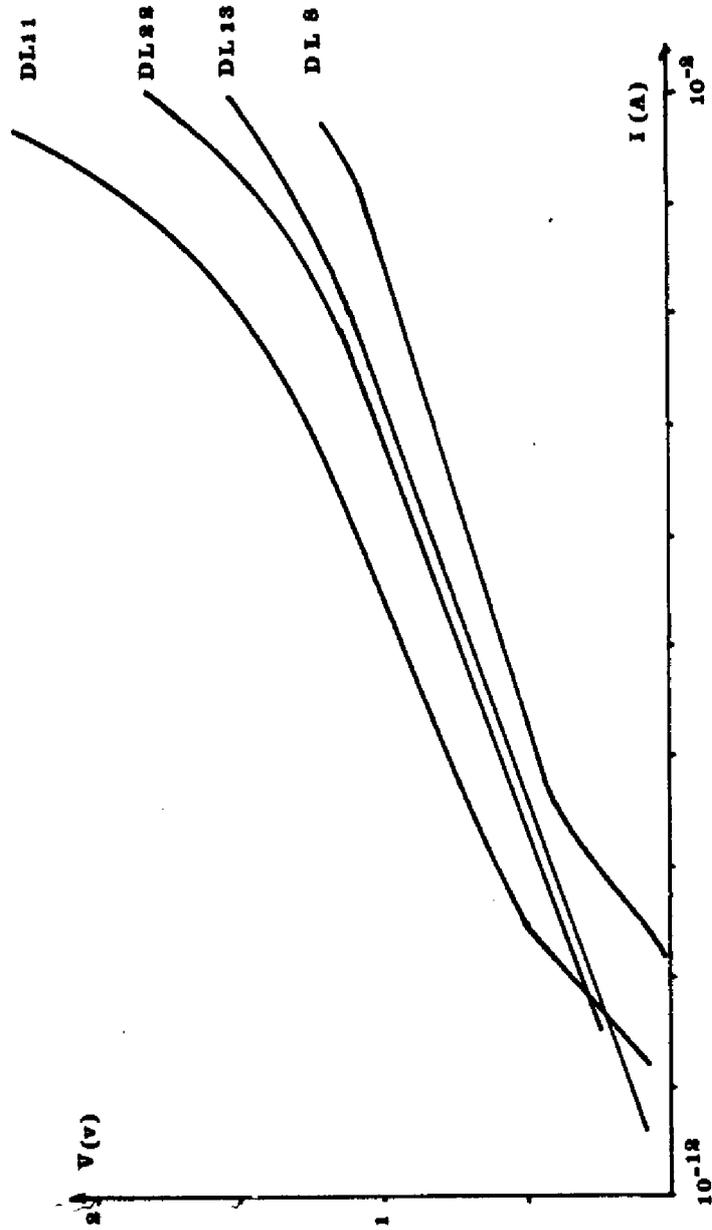


FIGURE III.8a : Caractéristique  $V(I)$  à bas niveau de courant pour différents types de structures

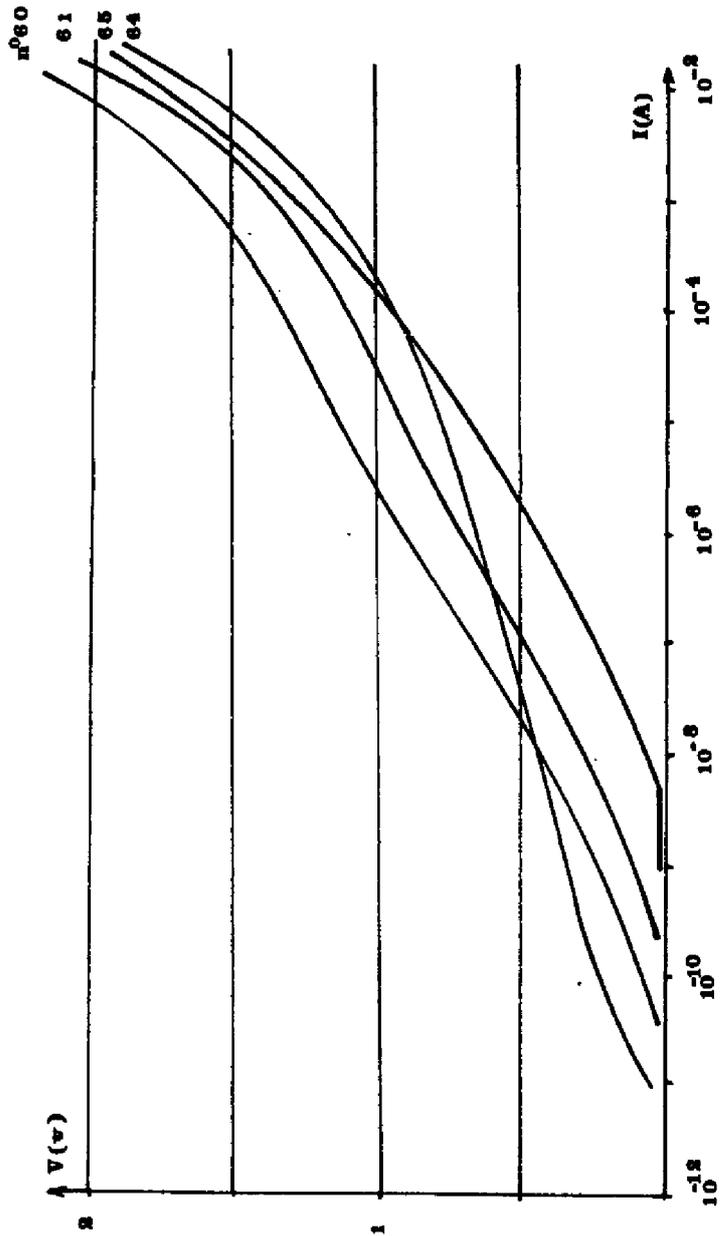


FIGURE III.8b : Caractéristique  $V(I)$  bas niveau pour la série DL 21

pas "d'anomalies" ; cette notion ne procède évidemment que d'une démarche empirique, par comparaison avec les diodes électroluminescentes ou les diodes laser émettant dans l'infrarouge.

Caractéristique L(I) et spectre d'émission :

Les Figures (III.9a) à (III.9g) montrent les caractéristiques L(I) de diodes laser des séries DL 8, DL 13, DL 22, DL 21, DL 11, qui mettent toutes en évidence, sauf pour la série DL 11, l'existence d'une émission laser.

Ces caractéristiques correspondent à deux types de dispositifs : d'une part, l'ensemble des séries des composants "larges", de dimensions de cavité de l'ordre de  $300 \times 500 \mu\text{m}^2$  ; d'autre part, des composants "mésas" dont la cavité a été ramenée latéralement, par attaque chimique, à des dimensions de  $(20 \text{ à } 40 \mu\text{m}) \times (250 \text{ à } 500 \mu\text{m})$ , [séries DL 22, DL 21].

Sur les Figures III.10. sont portés les spectres en régime d'émission spontanée, d'une part, et en régime d'émission stimulée, d'autre part, correspondant à chacune des séries de dispositifs déjà mentionnées.

Il est à noter que le monochromateur utilisé ne présente pas un pouvoir de résolution suffisant pour mettre en évidence les différents modes d'émission laser. Sur la Figure III.10b, n'apparaît donc que la largeur de raie de l'ensemble des modes. Par contre, un exemple de spectre résolu est porté sur la Figure III.10c (\*), série DL 21 .

Par ailleurs, les spectres d'émission spontanée de la série DL 8 présentent deux maxima.

Ce comportement est caractéristique des composants présentant une zone active dopée au germanium.

Dans ce cas, l'émission spontanée est constituée de deux types de transitions radiatives : les transitions bande de conduction - bande de valence et les transitions bande de conduction - niveau accepteur du dopant.

\* Manipulation réalisée au C.N.E.T. Bagneux

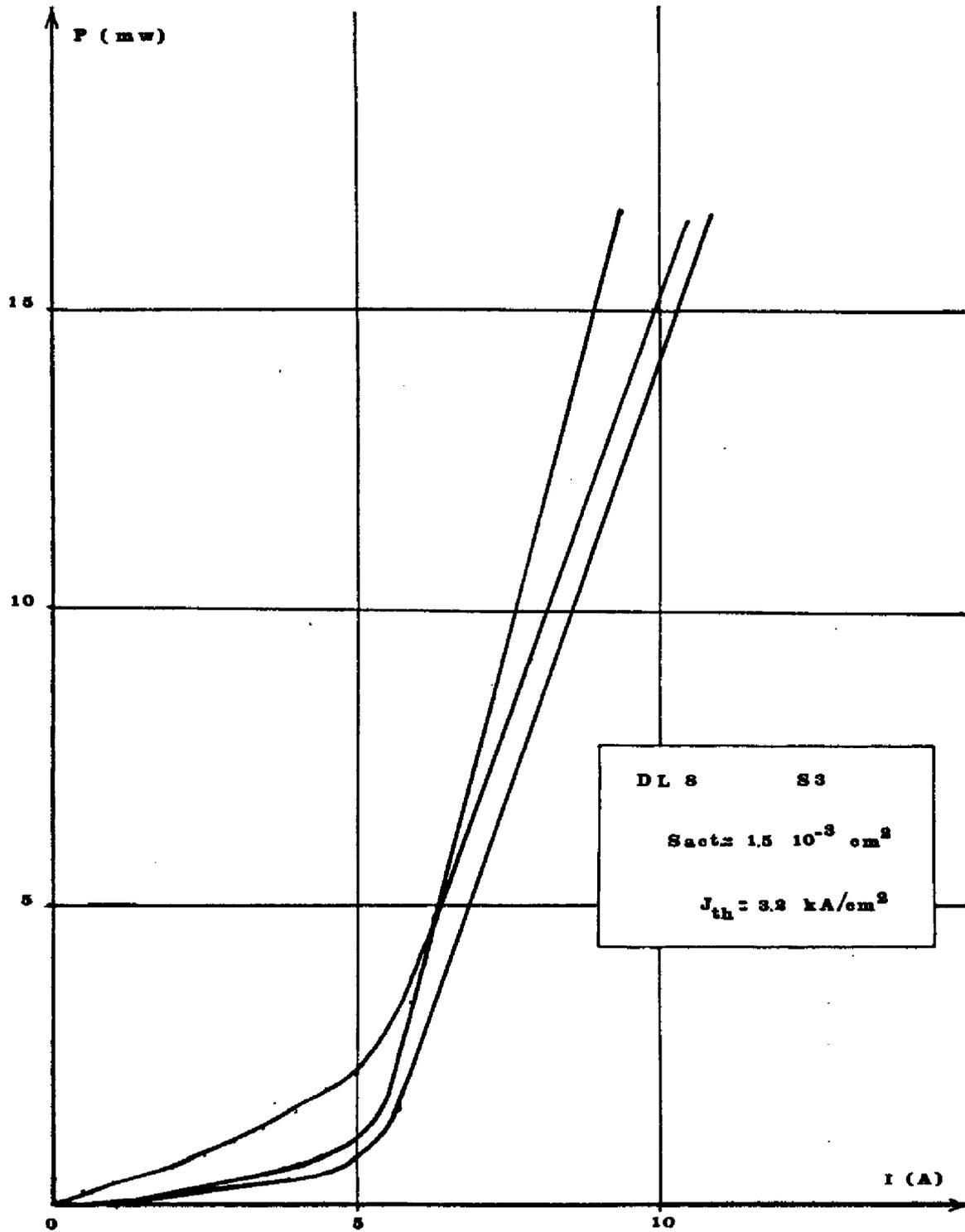


FIGURE III.9a : Caractéristique  $P_L(I)$  pour la série DL 8

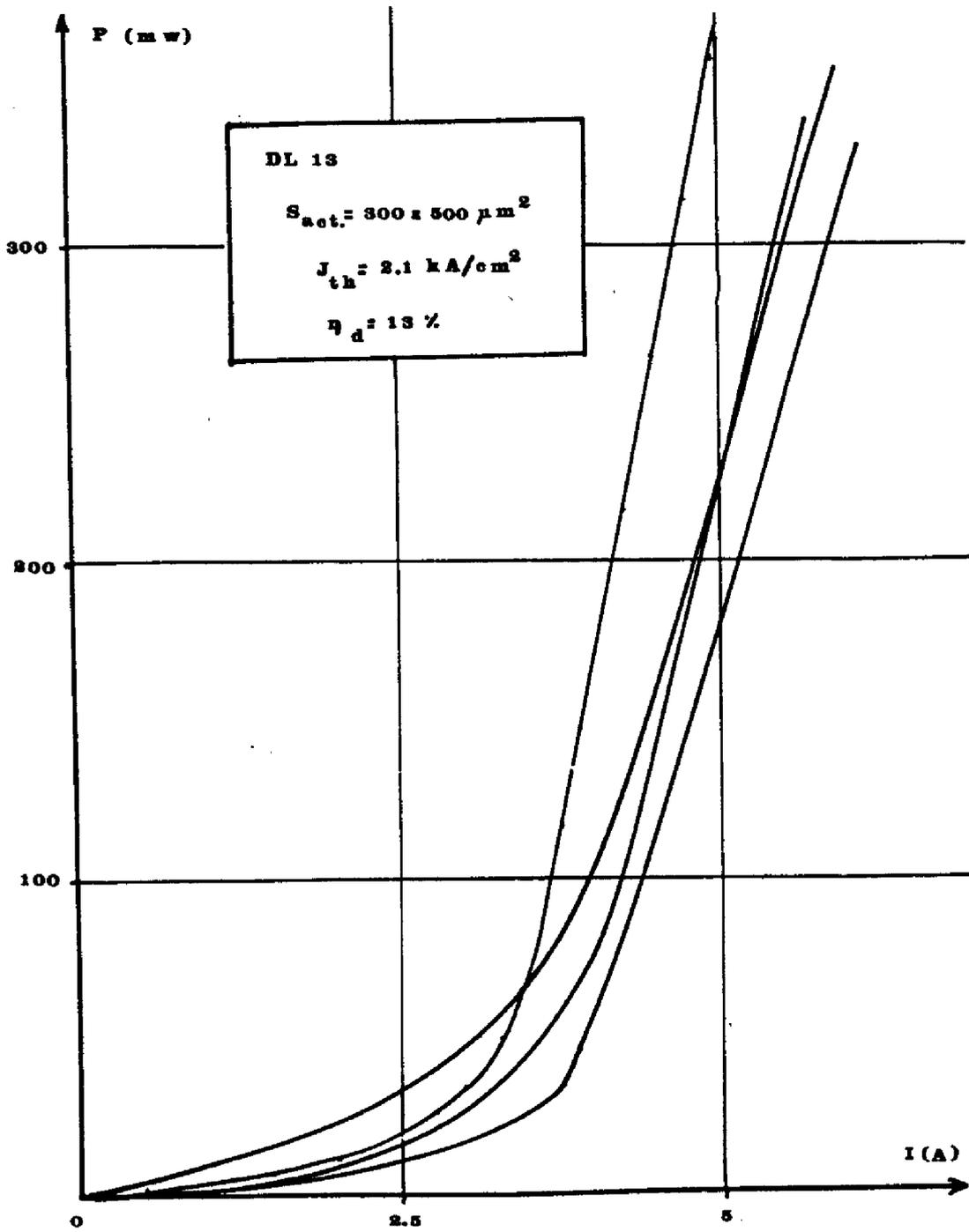


FIGURE III.9b : Caractéristique  $P_L(I)$  pour la série DL 13

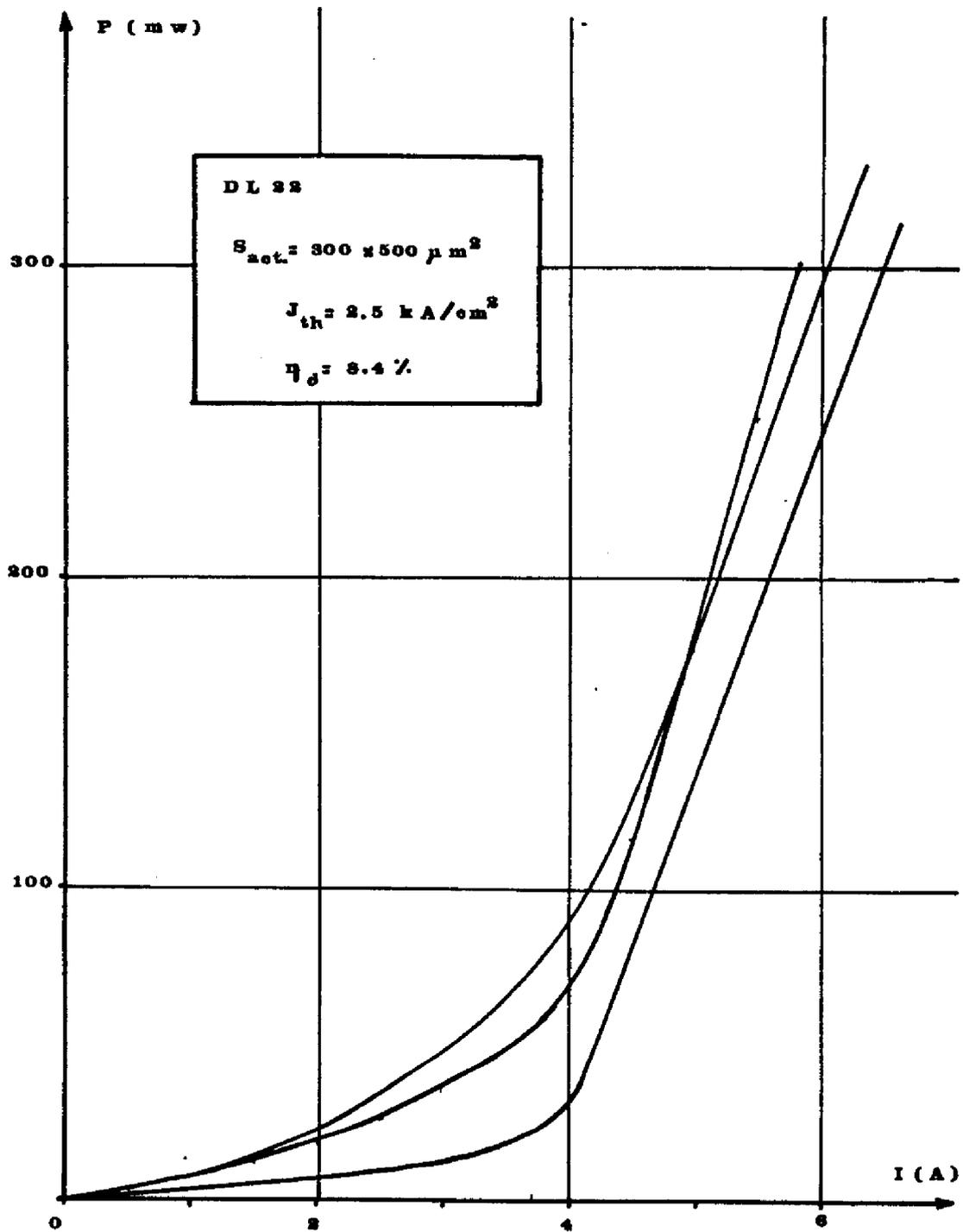


FIGURE III.9c : Caractéristique  $P_L(I)$ , série DL 22

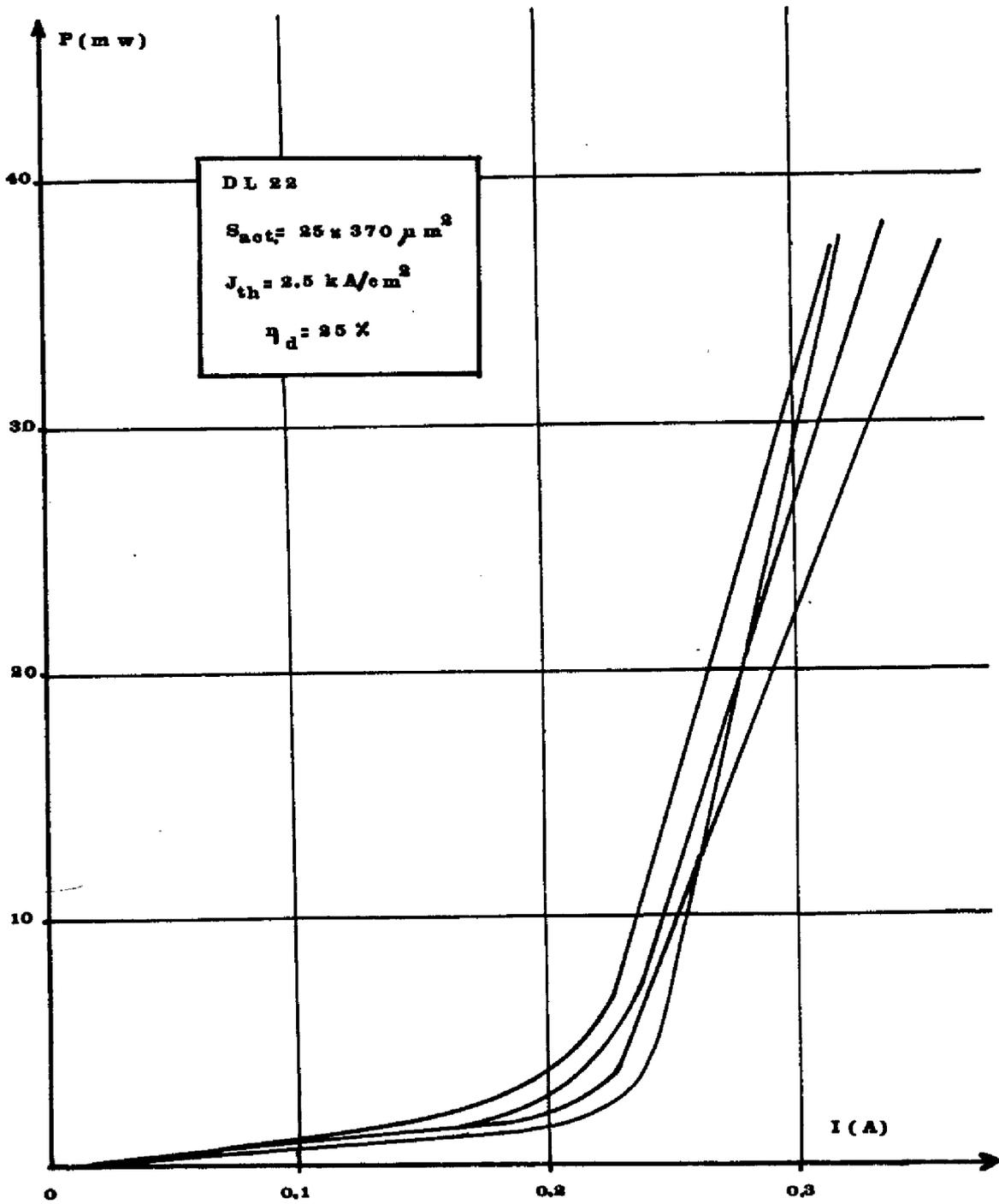


FIGURE III.9d : Caractéristique  $P_L(I)$ , série DL 22  
Composant à structure "Mésa"

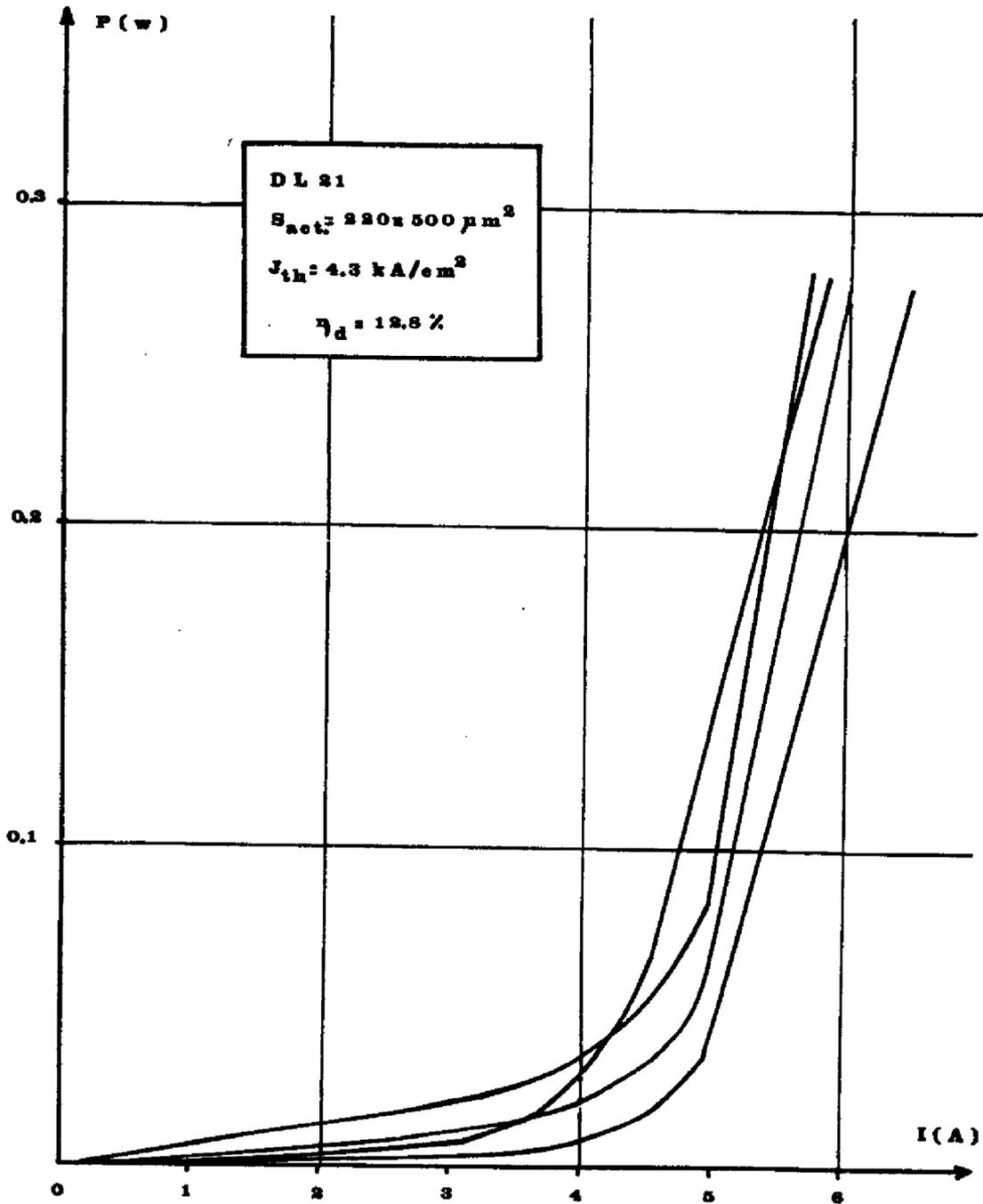


FIGURE III.9e : Caractéristique  $P_L(I)$ , série DL 21

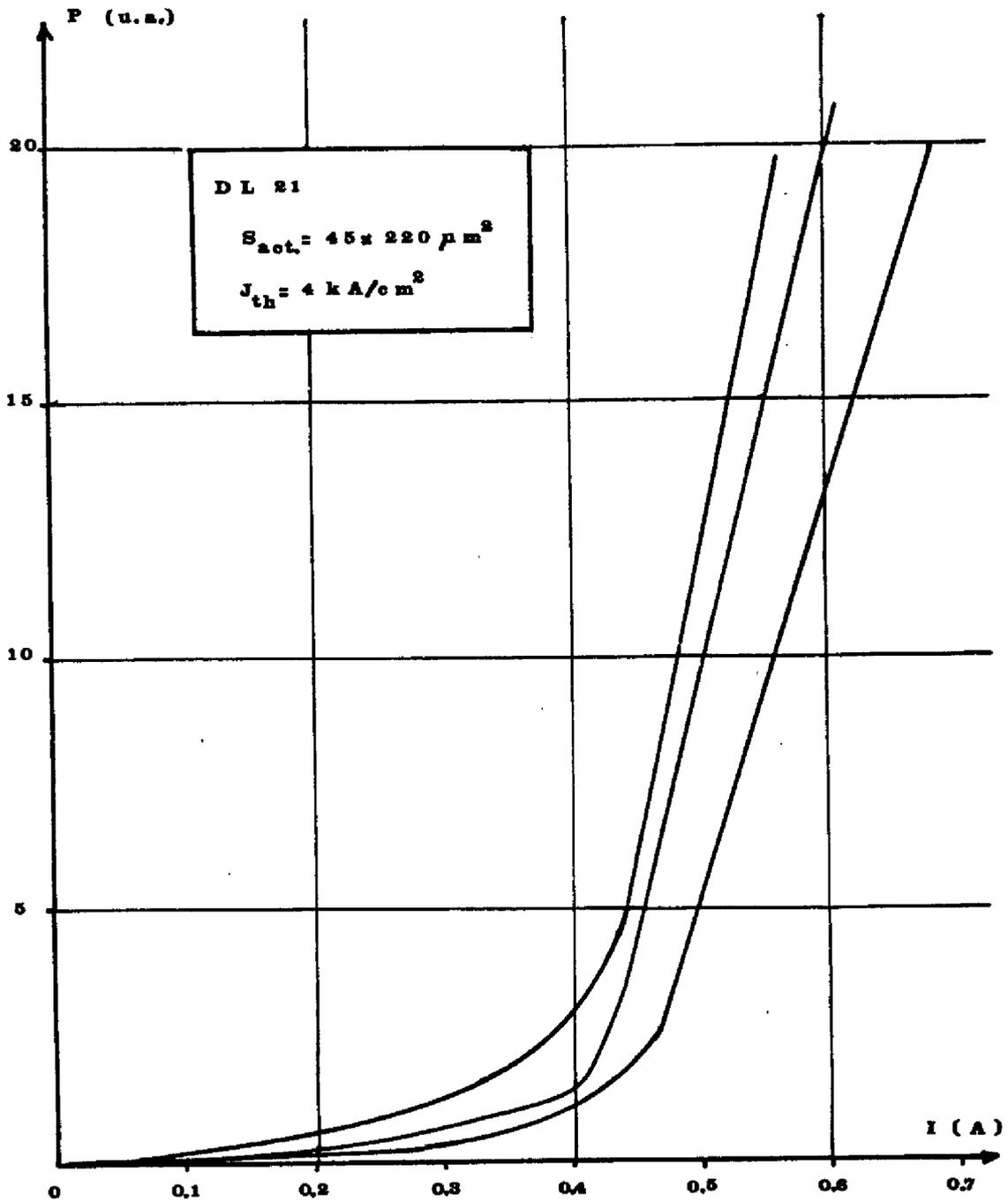


FIGURE III.9f : Caractéristique  $P_L(I)$ , série DL 21  
Composant à structure "Mésa"

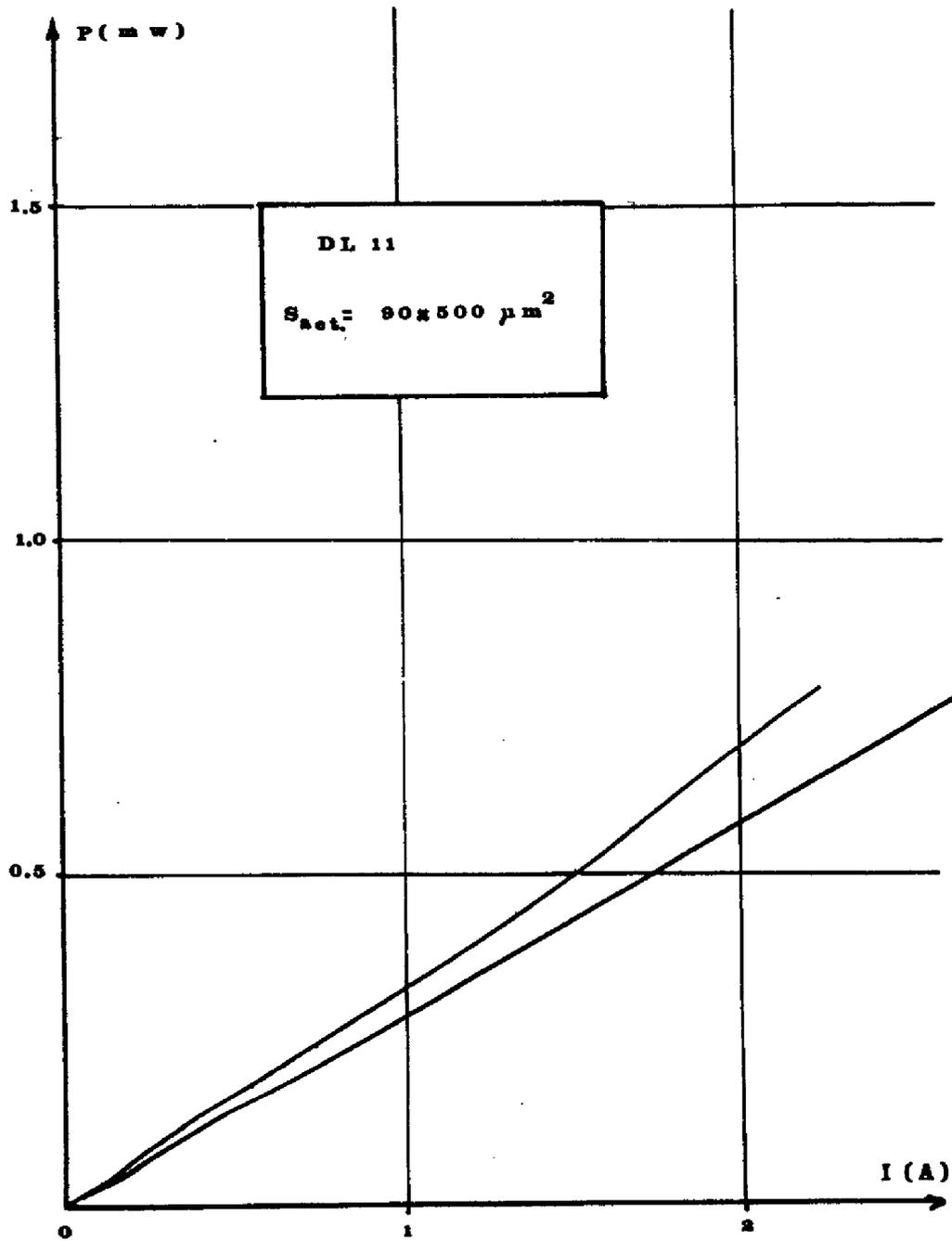


FIGURE III.9g : Caractéristique  $P_L(I)$ , série DL 11

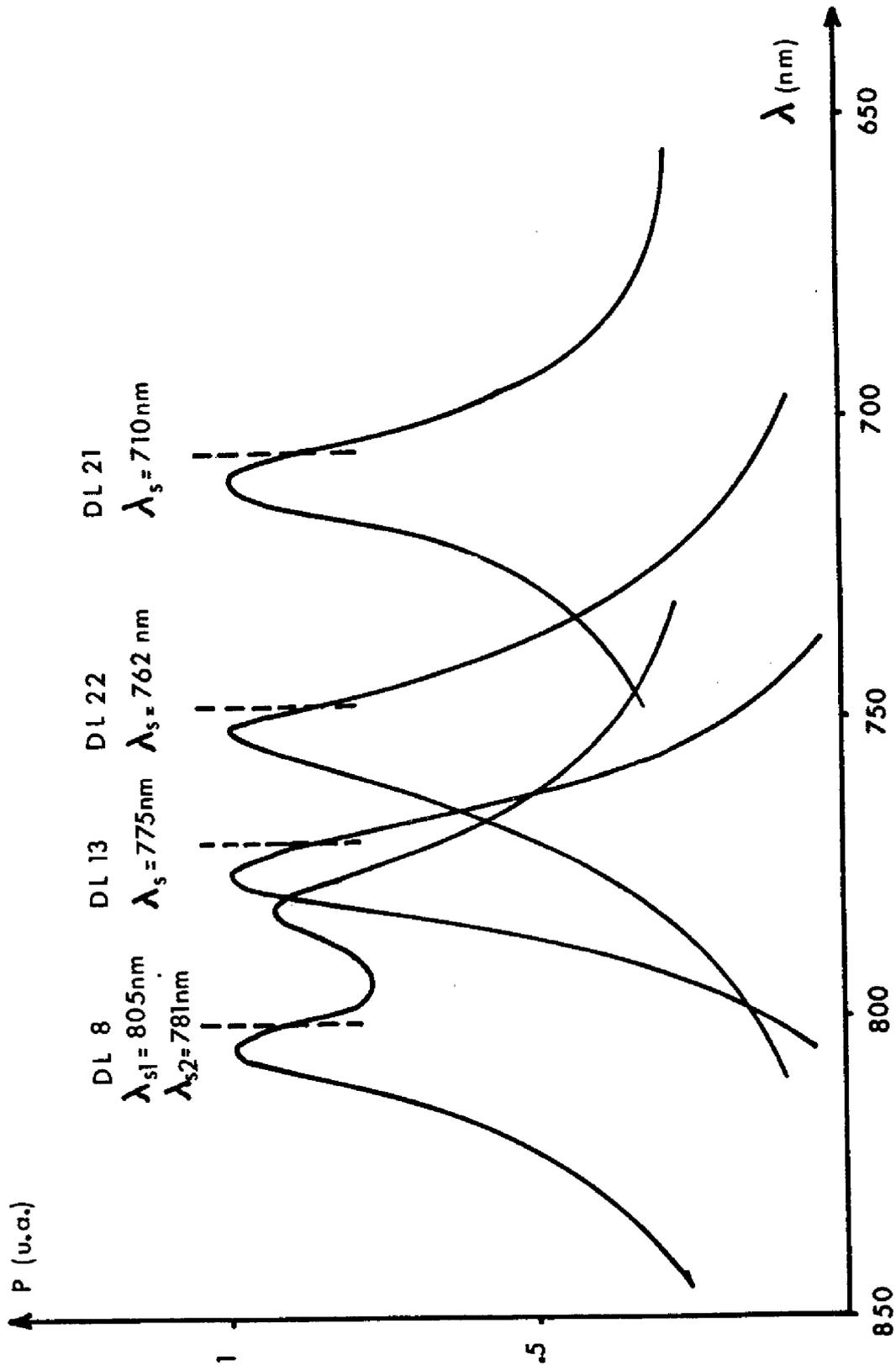


FIGURE III.10a : Spectres d'émission spontanée pour les différentes séries (courant d'excitation inférieur à 5 mA)

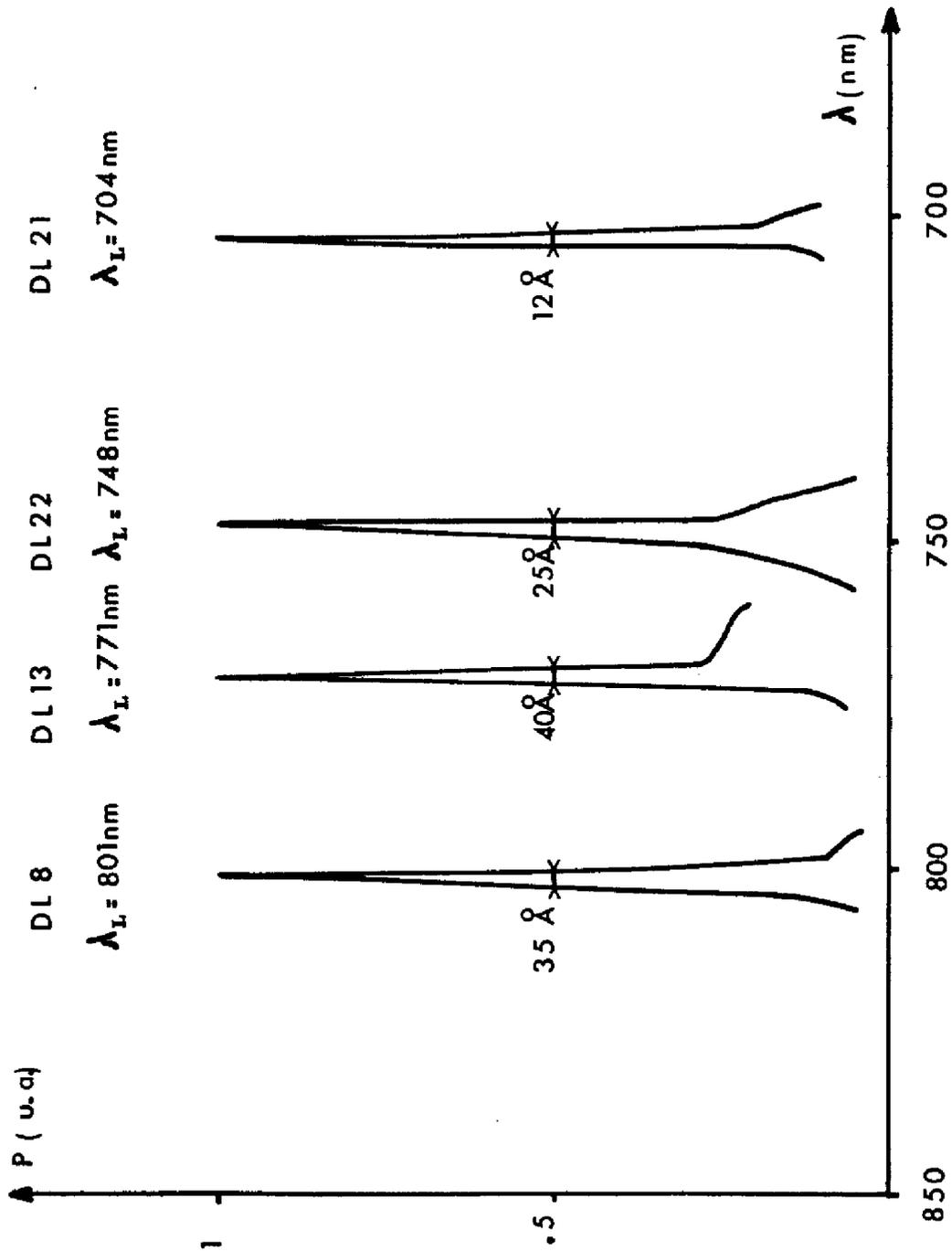


FIGURE III.10b : Spectres d'émission stimulée pour les différentes séries

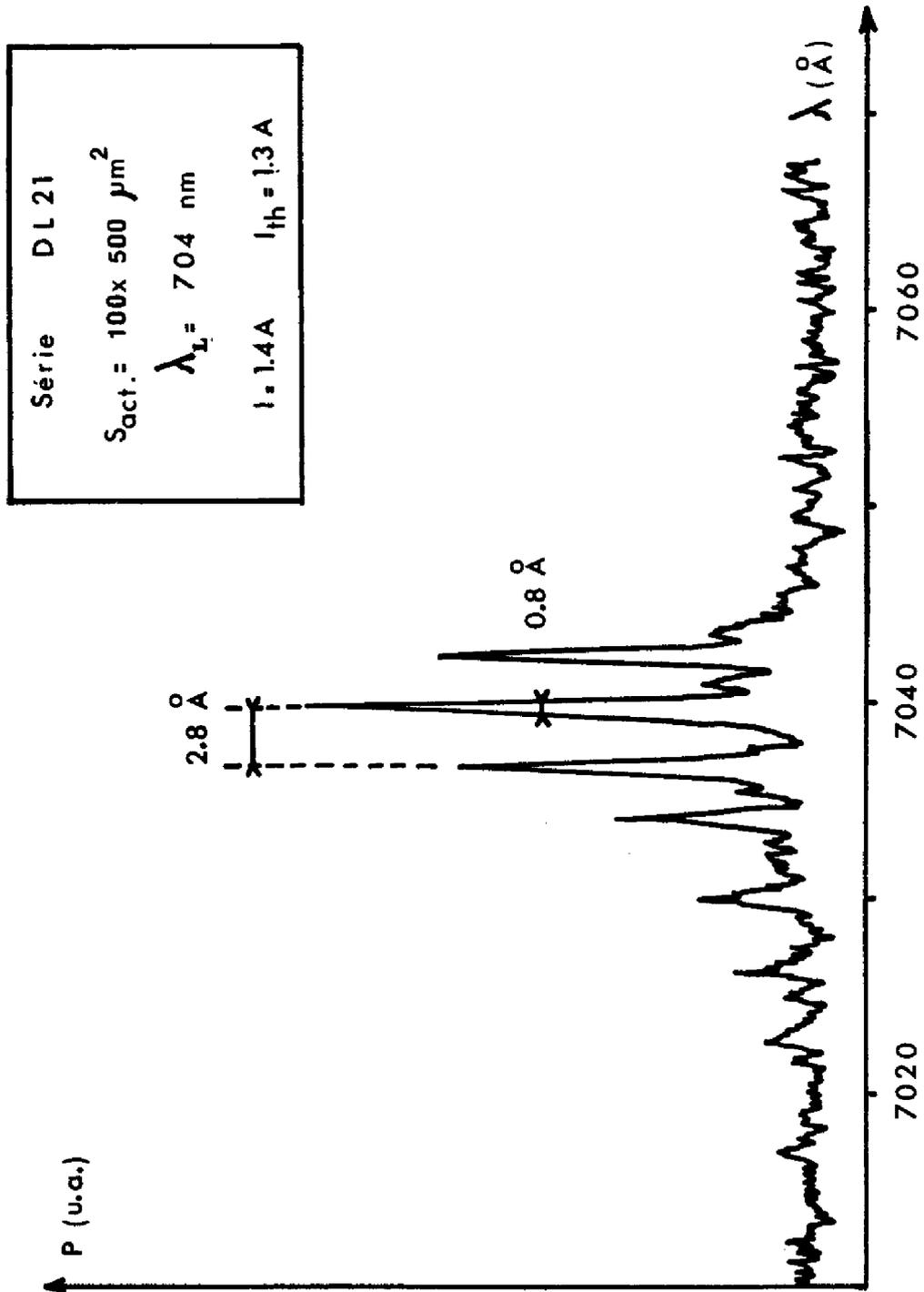


FIGURE III.10c : Spectre d'émission stimulée pour un composant de la série DL 21

L'ensemble de ces résultats peut être résumé dans le Tableau III.3. où sont portés les références des séries, les concentrations en aluminium dans la zone active, la longueur d'onde d'émission laser, le courant de seuil correspondant.

REFERENCE DES SERIES	$x_{AL}$ zone active	Types de dopant	$\lambda_e$ (nm)	$J_{th}$ (kA/cm <sup>2</sup> )
DL 8	0,1	Sn - Ge	801	2,7 - 3,2
DL19	0,1	Sn - Ge	798	3,4 - 4
DL14	0,17	Sn - Ge	760	3,2 - 4
DL13	0,15	Zn - Te	772	1,7 - 2,4
DL22	0,18	Zn - Te	748	2,5 - 3
DL21	0,27	Zn - Te	704	3,7 - 4,7

TABLEAU III.3.

Diagramme de Van Opedorp

Pour des niveaux de polarisation tels que l'on se situe dans la région de la caractéristique L(I) avant le seuil d'émission laser et pour des densités de porteurs injectés dans la zone active supérieure au dopage de celle-ci, le rendement d'électroluminescence et le flux de lumière émis sont liés par la relation (I.2.21) :

$$\frac{1}{\eta} = \frac{I_{tot}}{qL_{tot}} = 1 + \frac{1}{\tau_{NR}} \left( \frac{V}{BL_{ext}} \right)^{1/2}$$

- V (cm<sup>3</sup>)
- B (cm<sup>3</sup>/s)
- L (photons/s)
- $\tau_{NR}$  (s)

Expérimentalement, le flux de lumière reçue par le détecteur est inférieur au flux de lumière émis dans la zone active du composant, à cause des phénomènes de réflexion totale à l'intérieur du dispositif et du lobe d'émission de celui-ci. Si l'on admet que le flux détecté et le flux émis restent proportionnels dans un rapport C, en fonction du niveau de polarisation, le rendement d'électroluminescence externe est lié au flux de lumière mesurée, par l'expression :

$$\frac{1}{\eta_{ext}} = \frac{1}{C} \cdot \frac{1}{\eta} = \frac{1}{C} + \frac{1}{\tau_{NR}} \left( \frac{V}{CB L_{ext}} \right)^{1/2} \quad \text{III.3.1.}$$

Par suite, si l'on porte les variations de  $\frac{1}{\eta_{ext}}$  en fonction de  $\sqrt{\frac{1}{L_{ext}}}$  (diagramme de Van Opedorp (42)), la caractéristique obtenue doit comporter une partie linéaire :

- dont l'ordonnée à l'origine extrapolée est égale à  $\frac{1}{C}$  ;
- dont la pente est égale à  $\frac{1}{\tau_{NR}} \left( \frac{V}{CB} \right)^{1/2}$ .

Sur les Figures III.11. sont portés les diagrammes de Van Opedorp correspondant à différents composants des séries DL 8, DL 13, DL 22, DL 21, DL 11.

Les diagrammes obtenus présentent trois zones :

- une partie linéaire vérifiant la relation III.3.1. ;
- une zone haut niveau qui correspond à l'apparition du phénomène d'émission stimulée, lorsque le courant d'excitation est suffisamment élevé Series DL 8, DL 22, DL 21 ;
- une zone bas niveau, pour laquelle la concentration des porteurs injectés dans la zone active est plus petite que la densité de dopage ; le rendement d'électroluminescence tend alors vers une valeur constante égale au rendement de photoluminescence dans la zone active, si l'ensemble des courants de recombinaisons parasites reste négligeable (Séries DL 8, DL 22, DL 21).

A titre de comparaison, a été porté sur la Figure III.11j le diagramme de Van Opdorp correspondant à l'échantillon # 565 A émettant à 741nm, dont la caractéristique L(I) a été publiée par H. KRESSEL (45).

Comme il est indiqué plus haut, la détermination de la durée de vie non radiative peut être déduite de la pente du diagramme de Van Opdorp, à condition de connaître le coefficient d'émission spontanée B.

Plusieurs valeurs de ce coefficient ont déjà été publiées, soit à partir des considérations théoriques (46), soit à partir d'interprétation de mesures expérimentales (47). Cependant, ces valeurs ne concernent pratiquement que l'Arséniure de Gallium.

En fait, il est possible de calculer le coefficient B suivant une méthodologie analogue à celle que nous avons exposée pour la détermination du gain dans le paragraphe I.5. En effet, on a montré dans la relation I.3.23. que :

$$r_{\text{spont}}(E) = \frac{8\pi n^2}{h^3 c^2} E^2 \alpha'(E) \exp - \frac{E - (E_{\text{FN}} - E_{\text{FP}})}{kT}$$

Le taux de recombinaison radiative étant :

$$\text{III.3.2. } U_{\text{rad}} = \int_0^{+\infty} r_{\text{spon}}(E) dE, \text{ a donc pour expression :}$$

$$\text{III.3.3. } U_{\text{rad}} = \frac{8\pi}{h^3} \frac{n^2}{c^2} \left[ \int_0^{+\infty} E^2 \alpha'(E) \exp - \frac{E}{kT} dE \right] \exp \frac{E_{\text{FN}} - E_{\text{FP}}}{kT}$$

Soit encore :

$$\text{III.3.4. } U_{\text{rad}} = \frac{8\pi}{h^3} \frac{n^2}{c^2} \left[ \int_0^{+\infty} E^2 \alpha'(E) \exp - \frac{E}{kT} dE \right] \cdot \frac{p \cdot n}{n_i^2}$$

et par suite :

$$\text{III.3.5. } B = \frac{8\pi}{h^3} \frac{n^2}{c^2} \left[ \int_0^{+\infty} E^2 \alpha'(E) \exp - \frac{E}{kT} dE \right] \cdot \frac{1}{n_i^2}$$

Les valeurs du coefficient B ont été calculées par intégration numérique, en adoptant pour les variations de  $\alpha'(E)$  en fonction de la concentration en aluminium, les courbes expérimentales qui ont été présentées au Chapitre I.

Les résultats obtenus sont indiqués sur la Figure III.12. qui montre les variations du coefficient B de l'alliage  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ , en fonction de la concentration en aluminium x et pour différentes concentrations de porteurs injectés.

Les valeurs de la durée de vie non radiative ont été déterminées à partir de ces valeurs du coefficient B pour une densité de porteurs de  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , qui correspond aux conditions de polarisation de la partie rectiligne du diagramme de Van Opdorp.

Les résultats sont indiqués sur le Tableau III.2. qui rappelle les références des séries, les concentrations d'aluminium dans la zone active, les dimensions géométriques du composant, les valeurs du facteur C et des durées de vie non radiative, le rendement de photoluminescence, les valeurs du coefficient B correspondant à la concentration d'aluminium de la couche active.

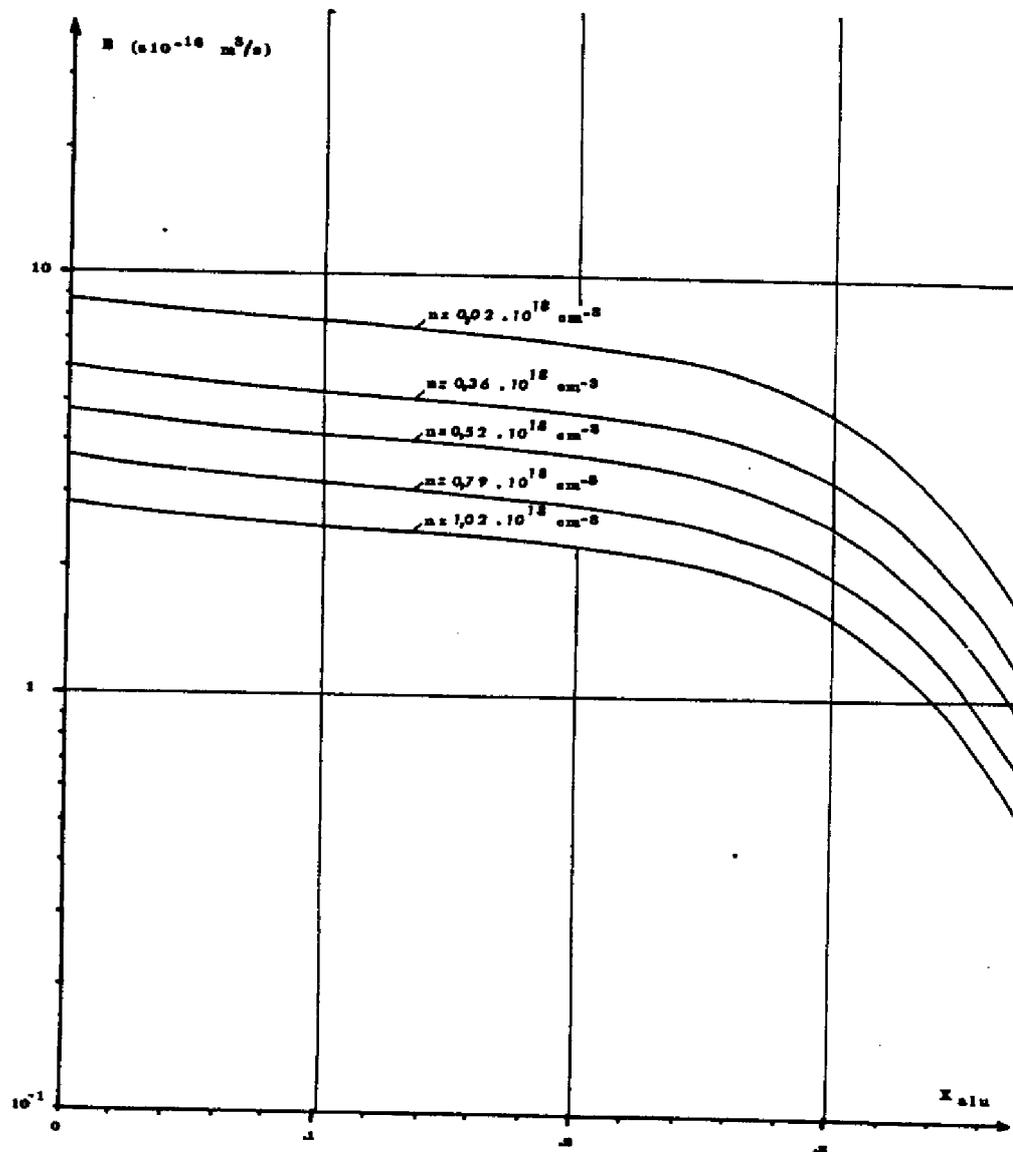


FIGURE III.12. : Variation de B avec  $x$  et avec le niveau d'injection

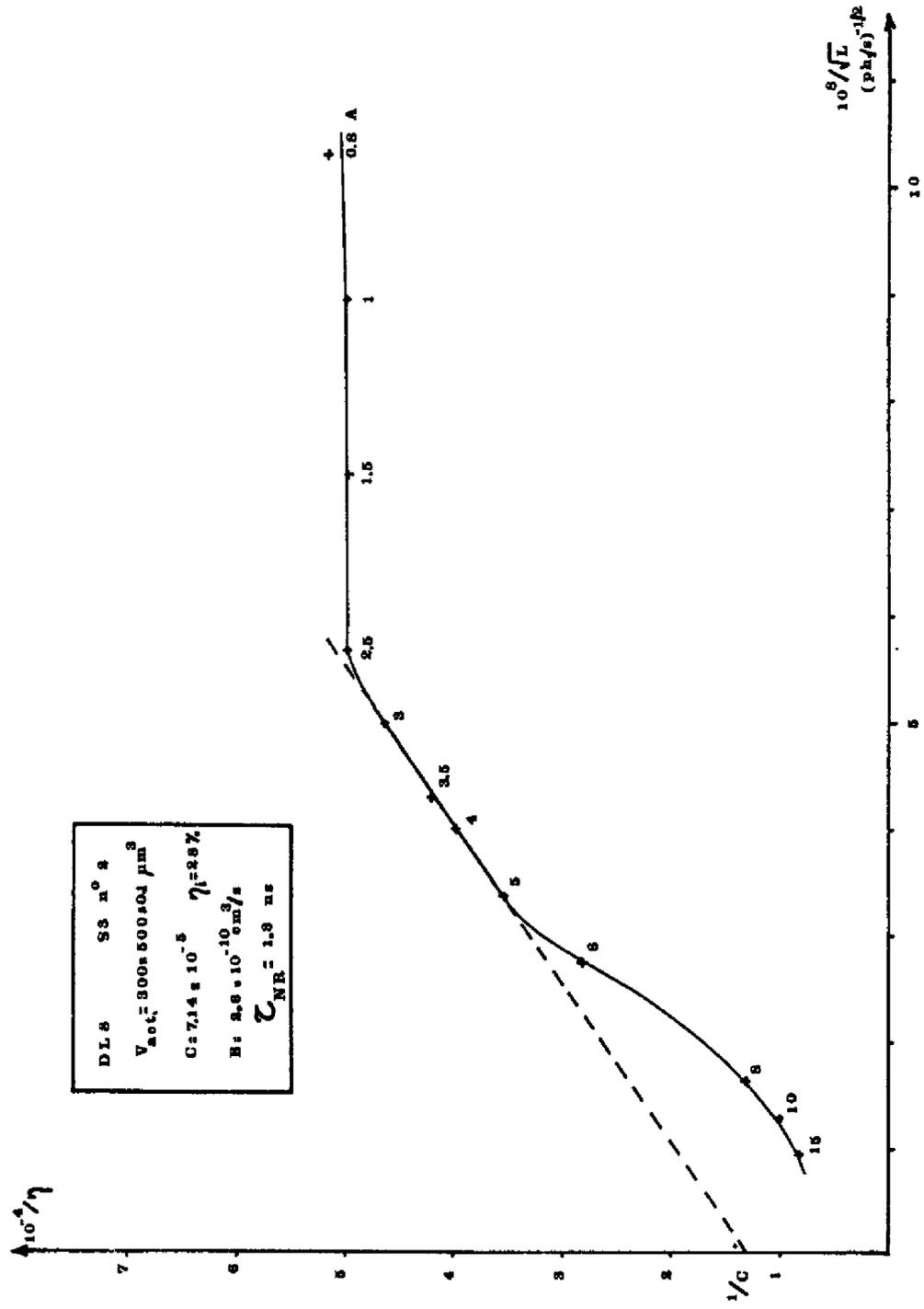


FIGURE III.11a : Diagramme de VAN OPDORP, série DL 8

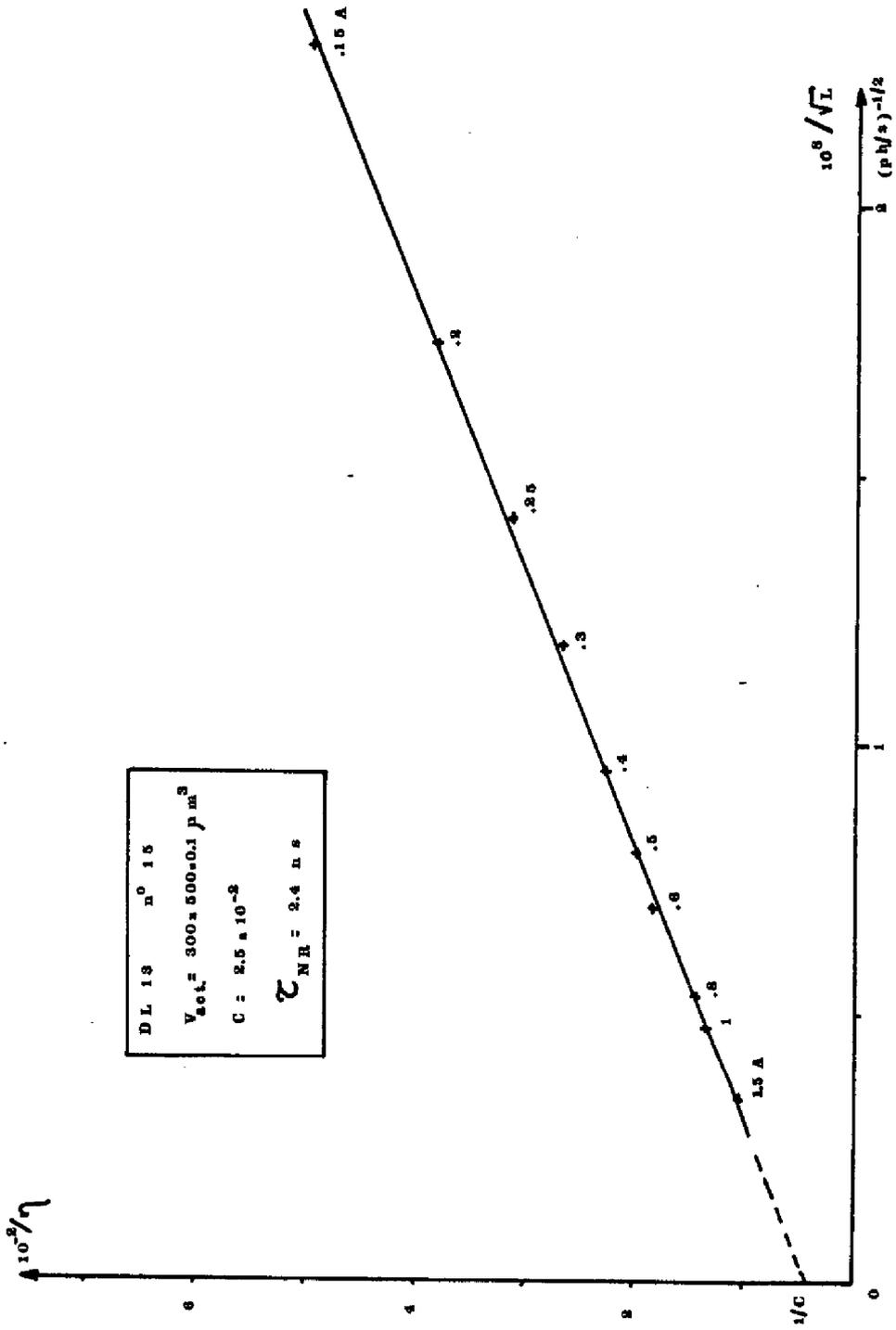


FIGURE III.11b : Diagramme de VAN OPDORP, série DL 13

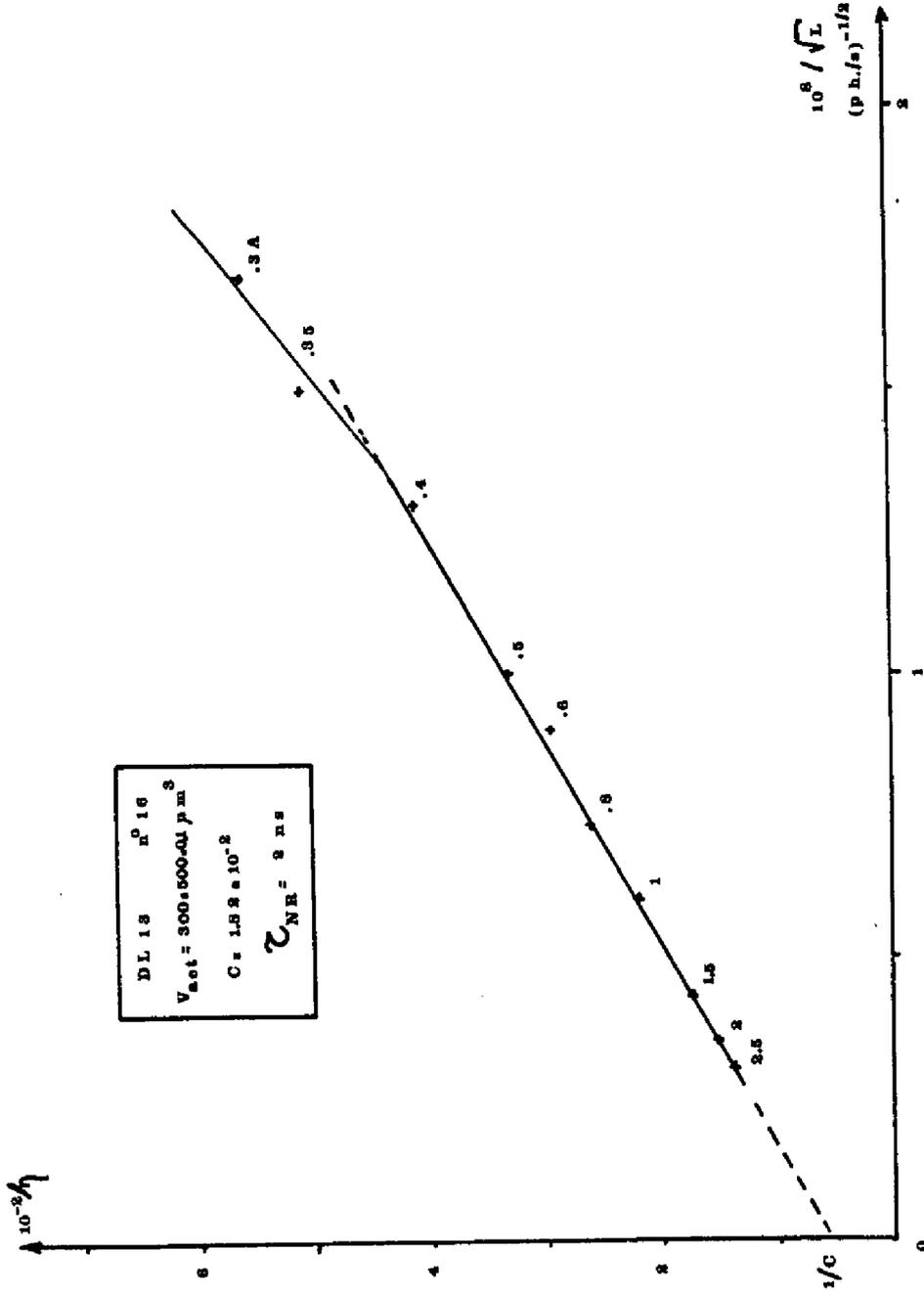


FIGURE III.11c : Série DL 13



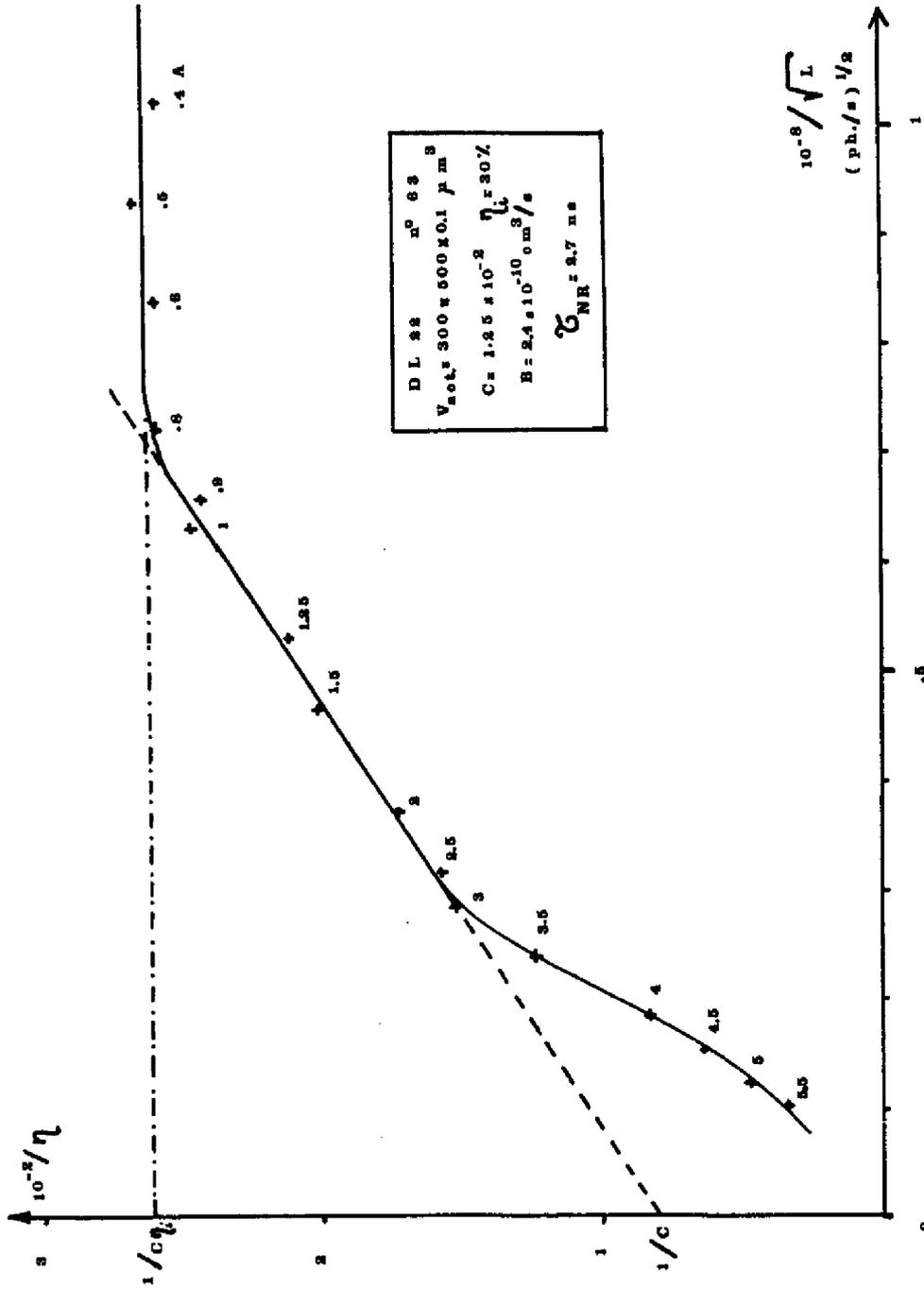


FIGURE III.11e : Série DL 22

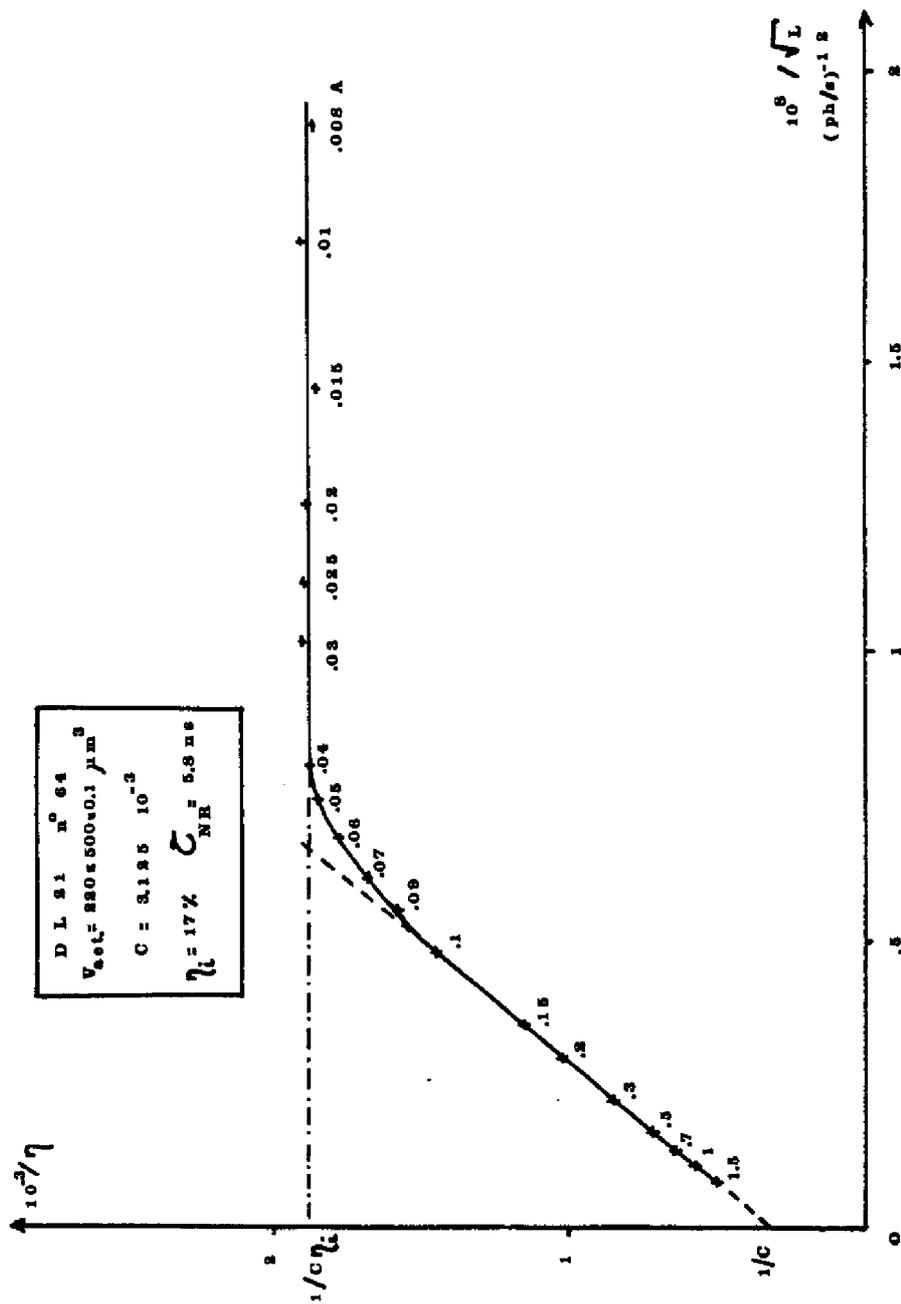


FIGURE III.11f : Série DL 21

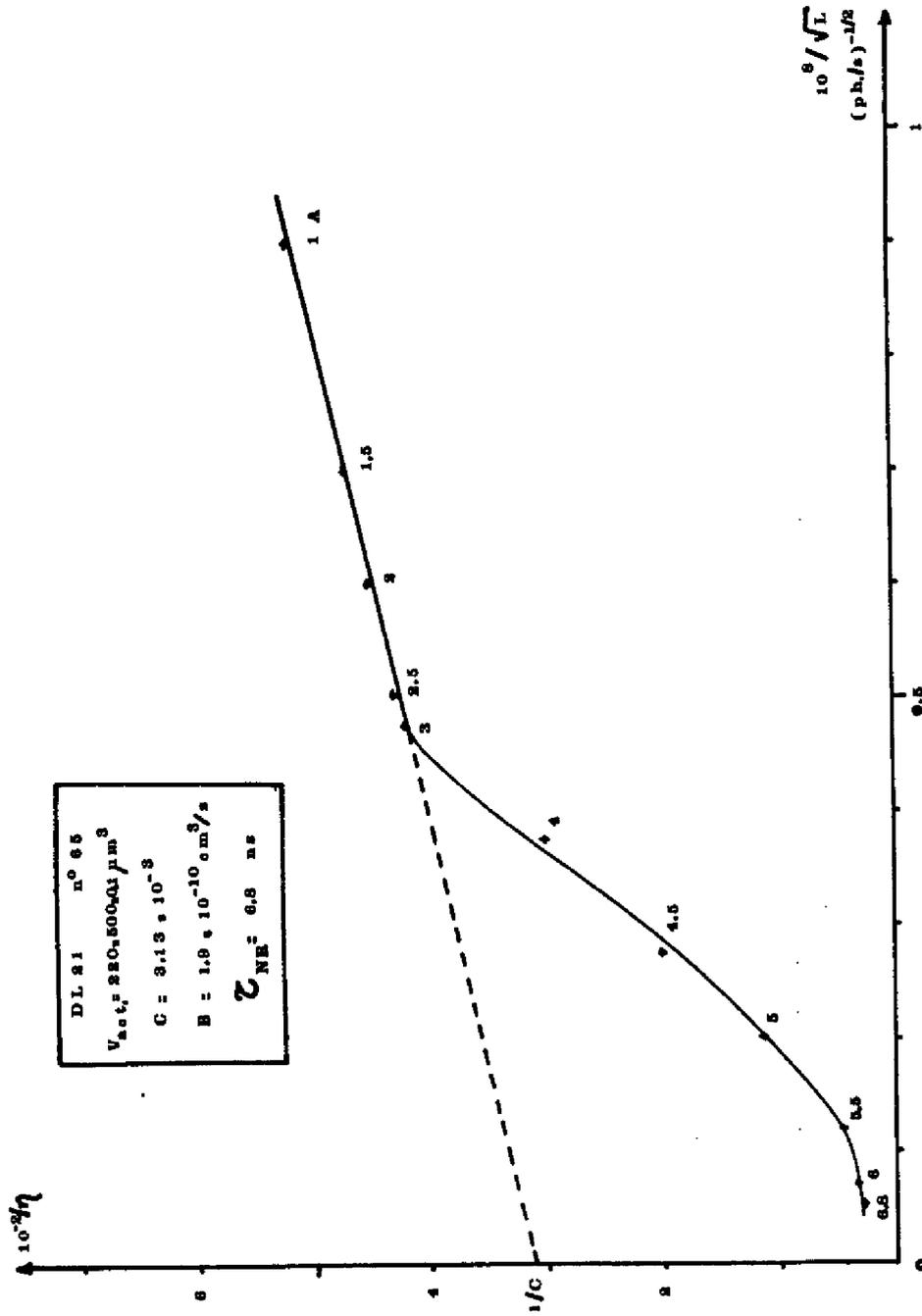


FIGURE III.11g : Série DL 21

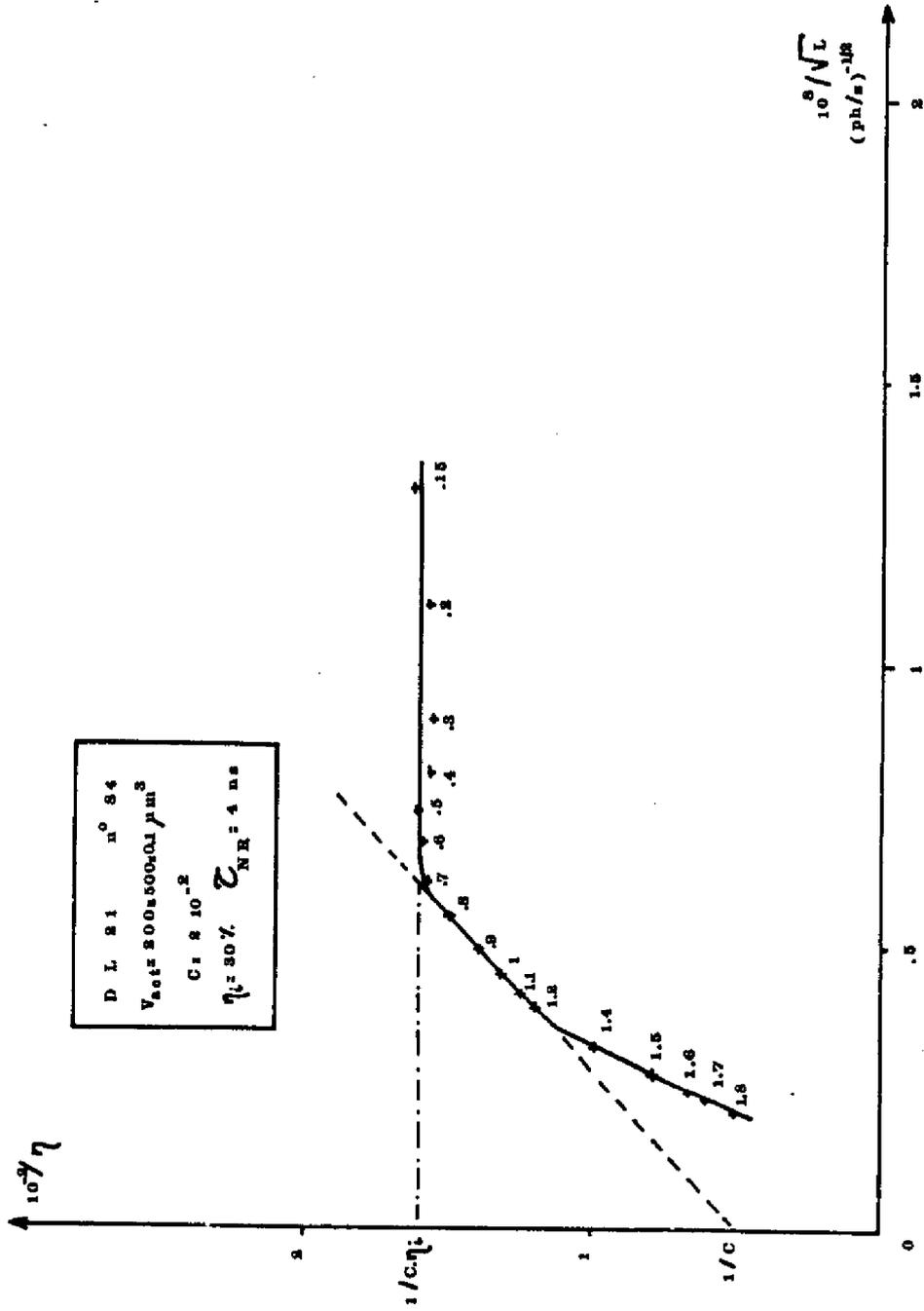


FIGURE III.11h : Série DL 21

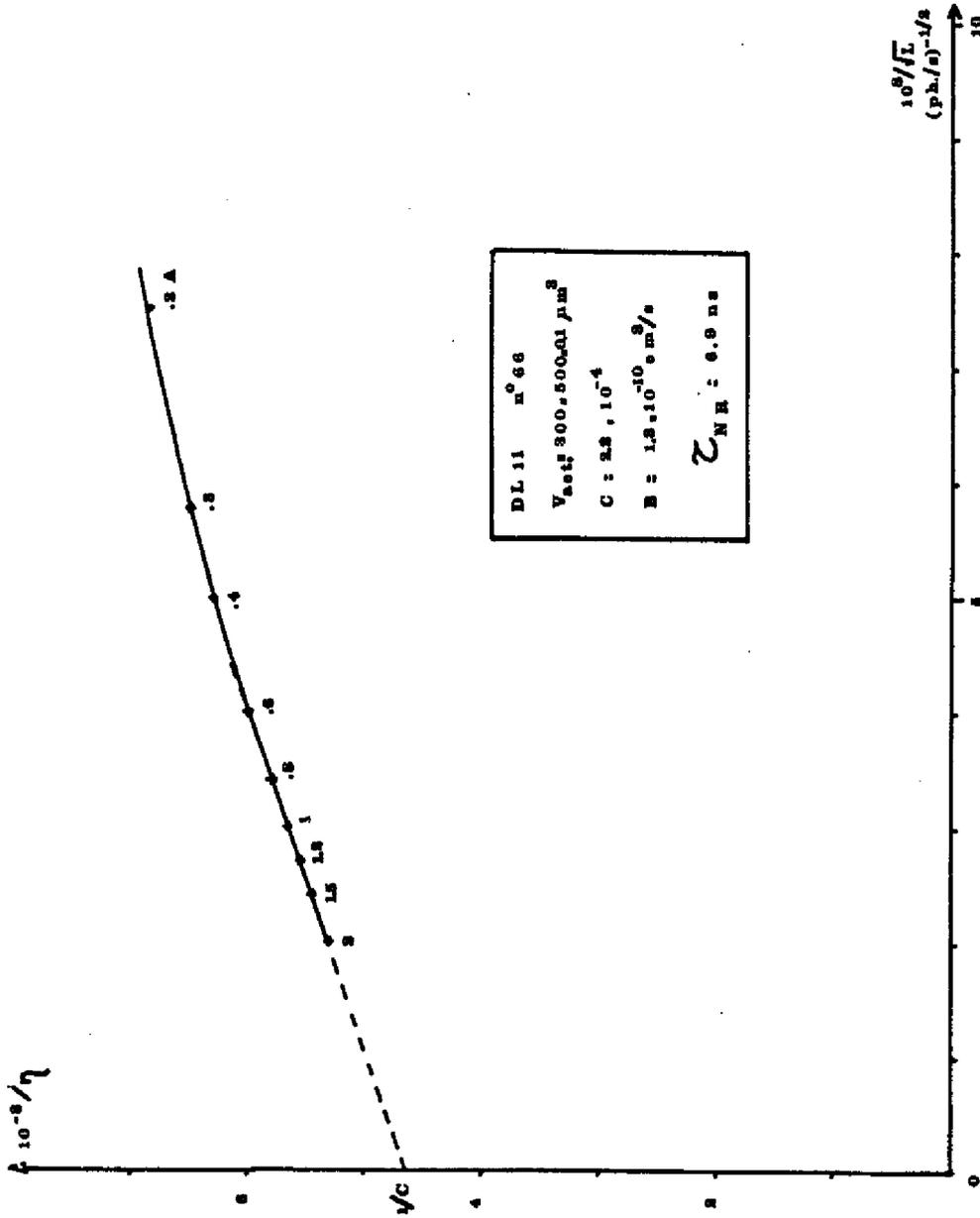


FIGURE III.11i : Série DL 11

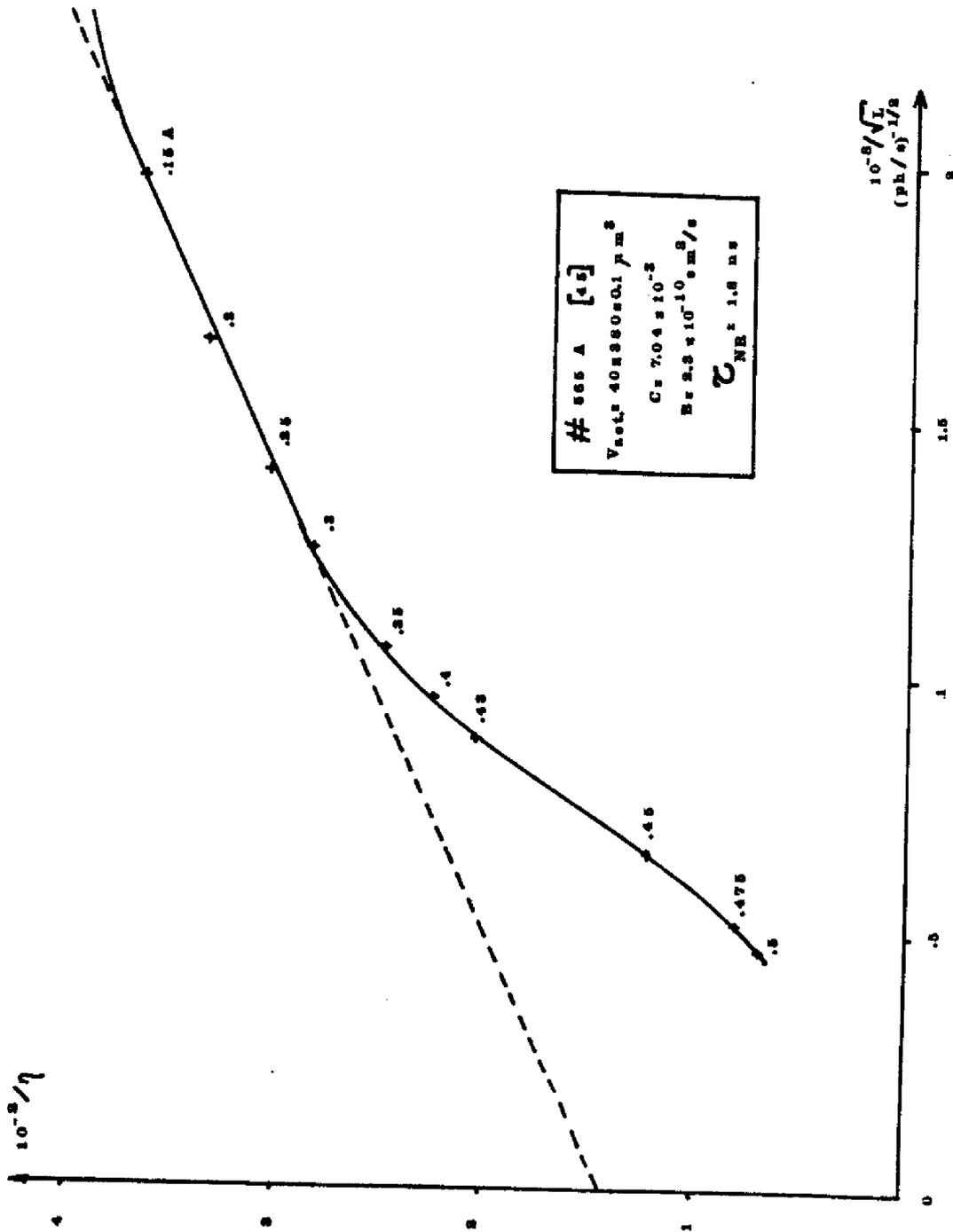


FIGURE III.11j : Echantillon # 565 A (45)

N° DE SERIE	$x_{AL}$ zone active	$\frac{1}{C}$	$\sigma_{NR}$ (ns)	$\eta_i$ %	$B$ ( $10^{-10} \text{cm}^3/\text{s}$ ) $n=10^{18} \text{at. cm}^{-3}$ injecté	$S_{act}$ ( $\mu\text{m}^2$ )
DL 8 53 - 2 -	0,10	$7,14 \cdot 10^{-5}$	1,3	28	2,6	300 x 500
DL11 - 66 -	0,30	$2,20 \cdot 10^{-4}$	6,9	-	1,3	300 x 500
DL13 - 18 -	0,15	$3,85 \cdot 10^{-3}$	2,5	-	2,5	300 x 500
DL13 - 16 -	0,15	$1,82 \cdot 10^{-2}$	2	-	2,5	300 x 500
DL13 - 15 -	0,15	$2,50 \cdot 10^{-3}$	2,4	-	2,5	300 x 500
DL21 - 64 -	0,27	$3,13 \cdot 10^{-3}$	5,8	17	1,9	220 x 500
DL21 - 65 -	0,27	$3,13 \cdot 10^{-3}$	6,8	-	1,9	220 x 500
DL21 - 84 -	0,27	$2 \cdot 10^{-2}$	4	30	1,9	200 x 500
DL22 - 63 -	0,185	$1,25 \cdot 10^{-2}$	2,7	30,4	2,4	300 x 500
DL22 - 80.B -	0,185	$1 \cdot 10^{-2}$	2,8	31	2,4	20 x 370
## 565 A (45)	0,2	$7,04 \cdot 10^{-3}$	1,9	28	2,3	40 x 380

TABLEAU III.2.

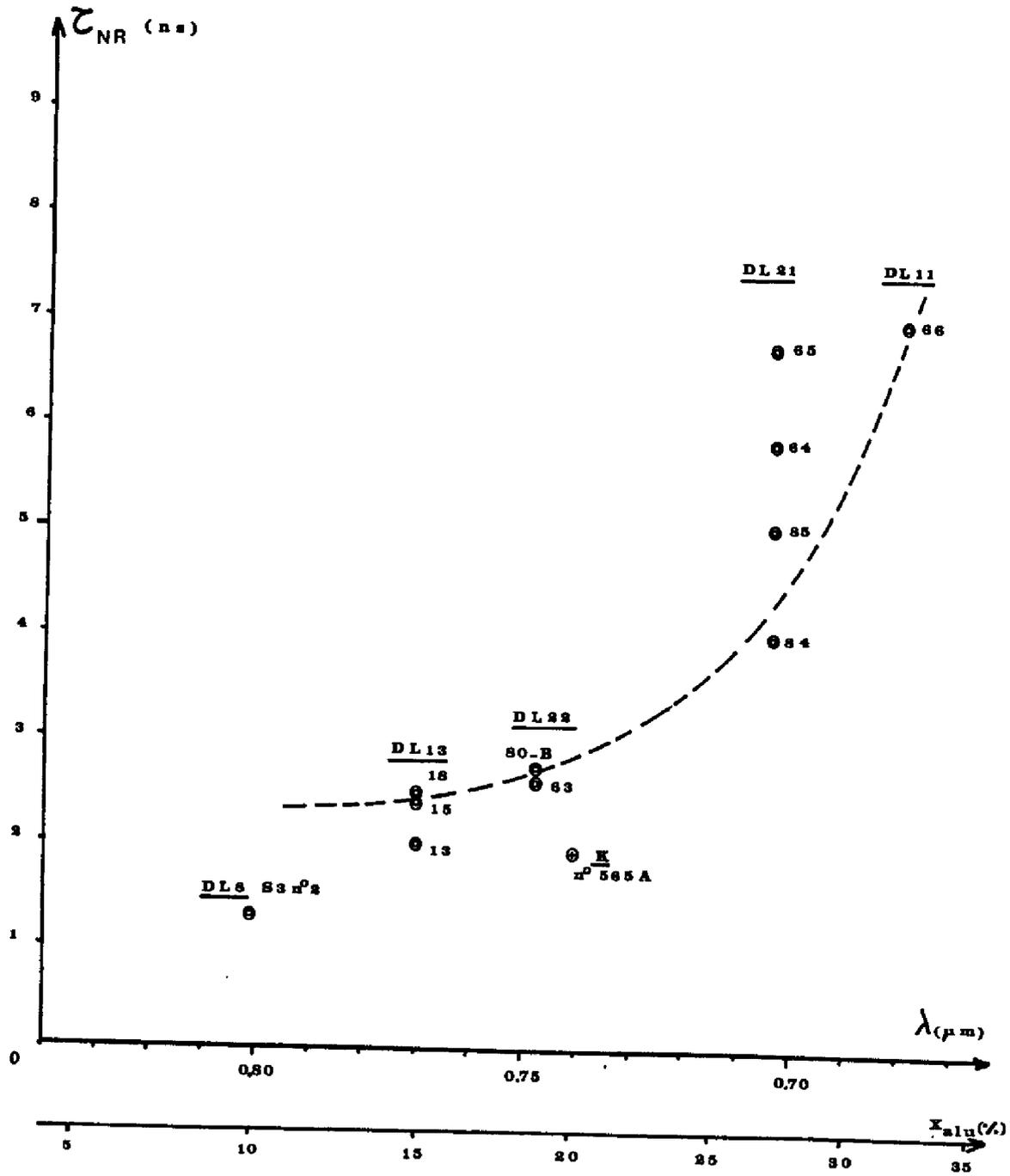


FIGURE III.13. : Variation de la durée de vie non radiative en fonction de la longueur d'émission laser

La Figure III.13. représente les variations de la durée de vie non radiative dans la zone active, en fonction de la longueur d'onde d'émission laser du dispositif, et donc, de la concentration en aluminium de la zone active.

Il apparaît que cette durée de vie croît lorsque la longueur d'onde diminue : ce résultat inattendu est favorable à la faisabilité de diodes laser GaAlAs émettant dans le spectre visible. Il demande, évidemment, à être étayé par une expérimentation plus large et plus systématique et à être analysé sur le plan théorique. On peut, cependant, noter que l'échantillon # 565 A (45) correspond à des résultats cohérents avec les échantillons de notre étude.

#### III.4. ANALYSE DES RESULTATS

L'ensemble des résultats précédents peut être analysé à partir de la méthode de détermination des courants de seuil des diodes laser, qui a été exposée au Chapitre I dans le paragraphe I.5.

Cependant, les résultats portés sur la Figure I.12. ne peuvent convenir, puisqu'il avait été supposé que la durée de vie non radiative était indépendante de la concentration en aluminium. Pour tenir compte des résultats exposés au paragraphe précédent, il suffit d'affecter à chaque alliage de la zone active, la durée de vie non radiative correspondante déduite de la Figure III.13. et de déterminer la densité de courant de seuil suivant la méthode indiquée au paragraphe I.5.1.6. Les résultats correspondants sont portés sur la Figure III.14.

On peut d'ailleurs noter que ces résultats restent voisins de ceux indiqués sur la Figure I.5.12.

D'autre part, sur la Figure III.14., ont été portés les courants de seuil observés sur les composants de différentes séries.

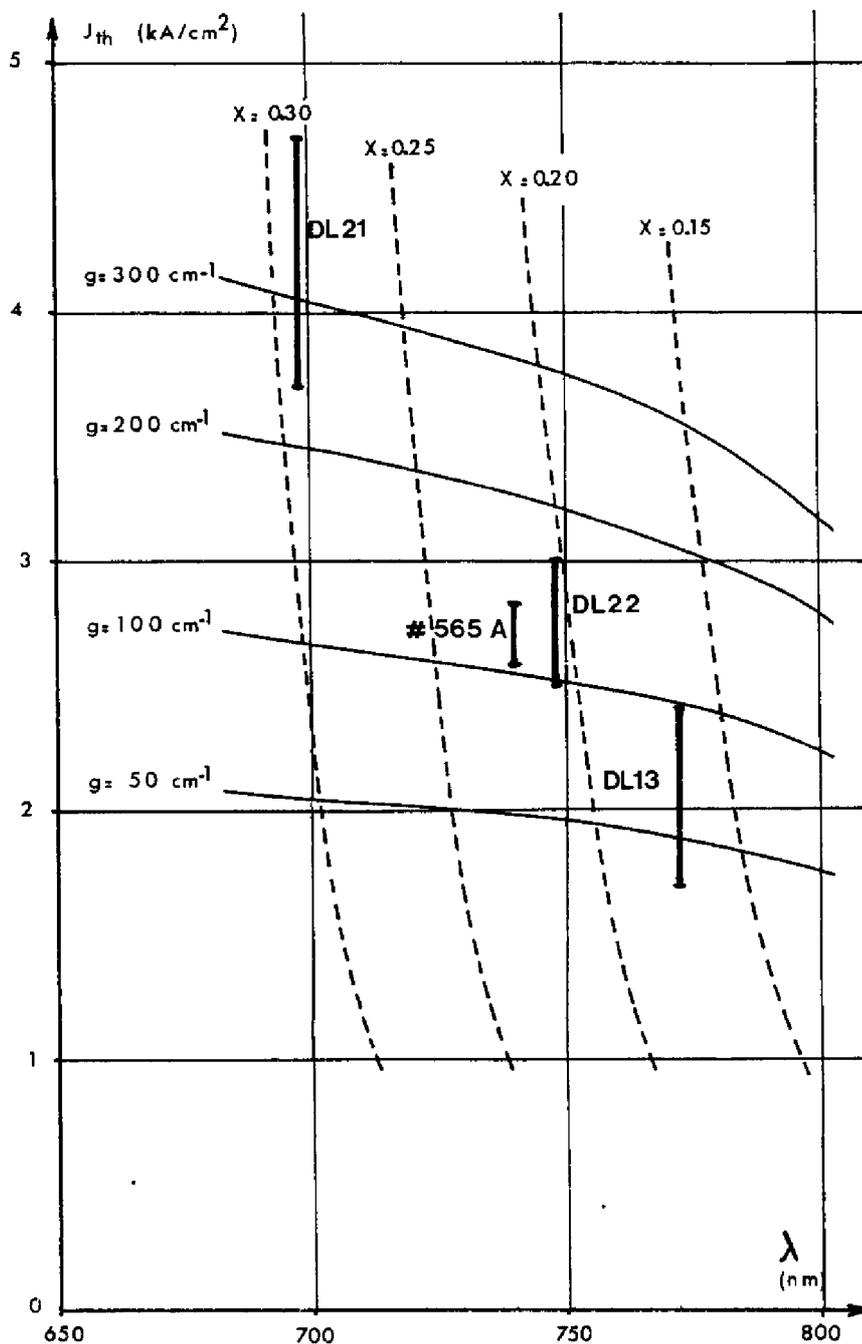


FIGURE III.14. : Variation de la densité de courant de seuil en fonction de la concentration en aluminium de la couche active, ( $\tau_{NR}$  variable).  $W_p = 0,1 \mu m$

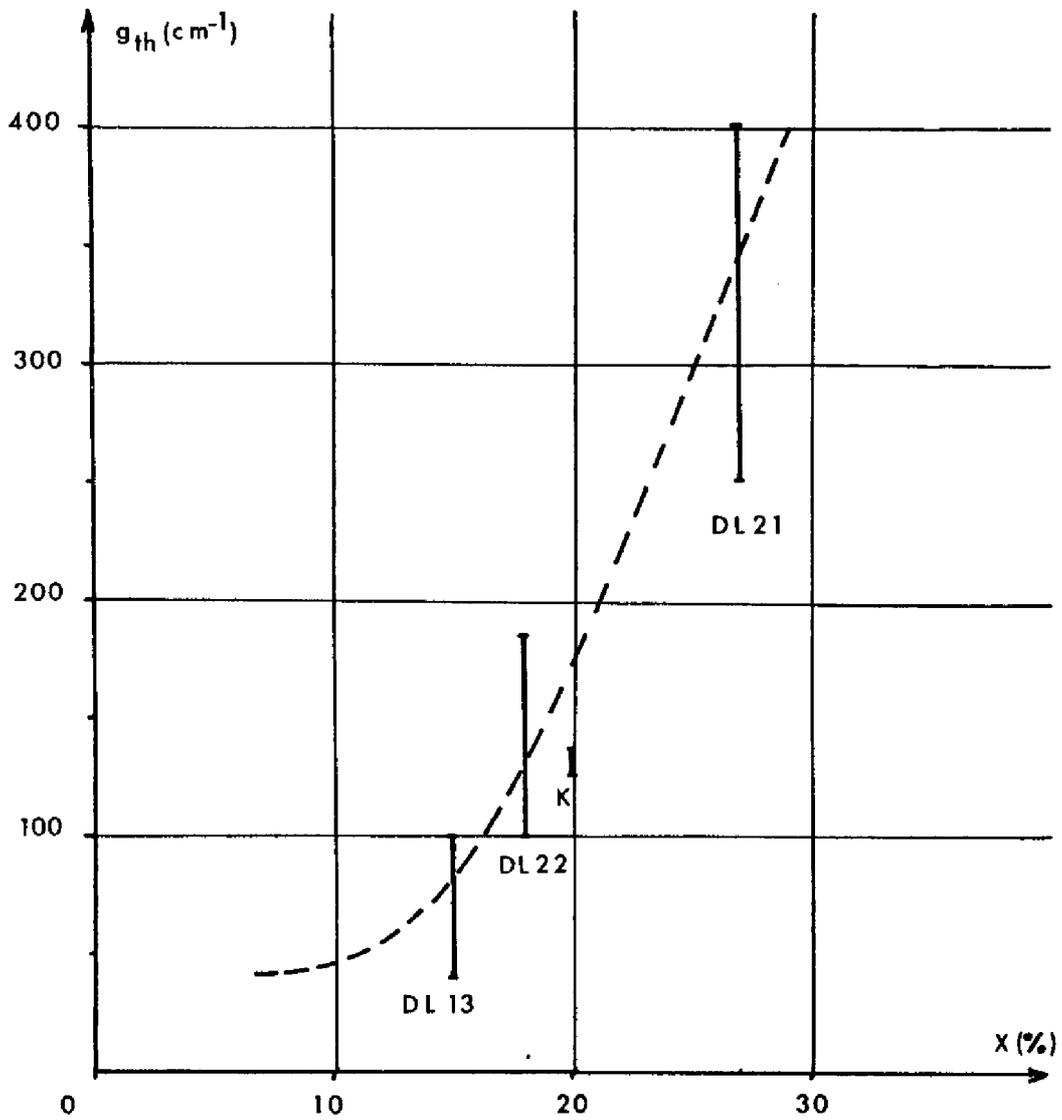


FIGURE III.15. : Variation de  $G_{th}$  en fonction de la concentration en aluminium de la couche active pour les différentes séries.

A chacun de ces points, on peut associer une valeur du gain qui peut être considérée comme la valeur du gain au seuil  $g_{th}$  de la cavité, telle qu'elle est définie par la relation I.4.5. Ces valeurs de  $g_{th}$  sont représentées sur la Figure III.15, en fonction de la concentration en aluminium de la zone active des différents composants. On constate que ce gain croît avec la concentration en aluminium, et donc, croît lorsque la longueur d'onde d'émission Laser diminue. Dans ce cas encore, le gain au seuil correspondant à l'échantillon # 565 A(45) est en accord avec celui des échantillons de notre étude.

Pour des diodes Laser GaAlAs, lorsque la concentration en aluminium de la zone active croît, c'est-à-dire que la longueur d'onde d'émission Laser diminue, la valeur de la densité de courant de seuil est donc liée à deux phénomènes qui ont des effets opposés :

- L'accroissement de la durée de vie non radiative ;
- L'accroissement du gain, pour lequel la cavité Laser peut entrer en oscillation.

°0°

De cette étude systématique des propriétés de diodes Laser GaAlAs, l'ensemble des conclusions suivantes semble pouvoir être tiré.

En ce qui concerne les propriétés de la zone active, le fait que la durée de vie non radiative des porteurs minoritaires dans cette région croît avec la concentration en aluminium, est un facteur favorable qui nécessite une investigation plus approfondie.

Par contre, le fait que la densité de porteurs dans la zone active associée à une valeur donnée du gain croît aussi avec la concentration d'aluminium, "dégrade" les propriétés de cette zone active, en particulier

en ce qui concerne les pertes par absorption par porteurs libres.

Ce mécanisme, ainsi que la décroissance de la différence d'indices entre zone active et zone latérale lorsque la concentration d'aluminium dans la zone active augmente, paraissent être en première analyse, les deux origines de l'accroissement du gain au seuil qui a été observé.

De plus, cet accroissement de gain au seuil entraînant un accroissement de l'écart des pseudo-niveaux de Fermi, favorise évidemment les mécanismes de déconfinement électrique à l'hétérojonction PP\*.

Dans ces conditions, une attention importante nous paraît devoir être apportée aux caractéristiques des zones latérales (injection et confinement) dans la conception des diodes Laser GaAlAs émettant dans le spectre visible. La longueur d'onde, d'environ 704 nm obtenue sur les dispositifs de la série DL 21, paraît être la limite qu'il est possible d'atteindre lorsque les zones latérales présentent une concentration d'aluminium de 60 % : ce fait est d'ailleurs confirmé par les propriétés des composants de la série DL 11. Pour obtenir des longueurs d'onde d'émission laser plus faibles, il semble donc qu'il soit nécessaire d'accroître la concentration en aluminium des zones latérales au-delà de cette valeur.

## CONCLUSION GENERALE

-----



La réalisation de diodes laser à double hétérojonction GaAlAs émettant dans le spectre visible, se heurte à deux difficultés :

- les propriétés d'émission stimulée de l'alliage constituant la zone active qui, compte-tenu de la gamme des longueurs d'ondes d'émission visée, doit comporter une concentration d'aluminium voisine de celle donnant lieu au croisement des bandes de conduction du matériau ;
- le fonctionnement proprement dit de la structure à double hétérojonction qui, malgré la contrainte indiquée ci-dessus, doit conserver des propriétés "suffisantes" du point de vue de l'efficacité d'injection, de confinement électrique des porteurs dans la zone active, du confinement des photons dans la cavité.

Les travaux exposés dans ce mémoire ont été essentiellement orientés vers l'étude des propriétés de la zone active. En effet, l'analyse de celles-ci constitue la première étape nécessaire en vue de l'évaluation des conditions de faisabilité de la filière de diodes laser GaAlAs émettant dans le spectre visible.

Dans un premier chapitre, après avoir rappelé les relations de base décrivant le fonctionnement des structures à double hétérojonction et les conditions d'émission laser, il a été développé une méthode originale générale d'évaluation du courant de seuil de ces dispositifs à partir des propriétés observées expérimentalement du coefficient de création de paires électrons-trous en fonction de l'énergie.

Il a pu être ainsi estimé que les densités de courant de seuil "vraies" dans la zone active de diodes laser GaAlAs émettant dans le spectre visible, restaient dans un rapport 4 à 5 par rapport aux densités de courant de seuil de diodes laser GaAs émettant dans l'infrarouge, même pour des longueurs d'onde d'émission aussi faibles que 650 nm et que, dans ces conditions, un fonctionnement en régime continu de tels composants pouvait être envisagé de façon réaliste.

Dans un second chapitre, il a été décrit les différents processus, techniques et appareillages qui ont permis de réaliser des diodes laser GaAlAs à double hétérojonction et d'analyser les propriétés de dispositifs, dont la zone active est constituée par un alliage  $Ga_{1-x}Al_xAs$  présentant une concentration d'aluminium comprise entre 0 et 35 %.

Il a donc été possible de réaliser des diodes laser GaAlAs émettant à 704 nm et présentant une densité de courant de seuil de  $4 \text{ kA/cm}^2$ .

L'analyse des propriétés de l'ensemble des dispositifs, correspondant à une étude systématique de concentration d'aluminium comprise entre 10 % et 30 %, a mis en évidence deux phénomènes qui n'avaient pas été observés jusqu'à ce jour.

La durée de vie non radiative des diodes laser GaAlAs croît avec la concentration d'aluminium de l'alliage de la zone active. Cette propriété est évidemment, toutes choses égales par ailleurs, un facteur favorable pour l'amplitude de la densité de courant de seuil.

D'autre part, il a été observé que lorsque la concentration en aluminium dans les zones latérales de confinement et d'injection reste constante, le gain optique nécessaire à l'oscillation de la cavité laser augmente avec la concentration en aluminium dans la zone active.

En conclusion, il apparaît que les propriétés des diodes laser GaAlAs à double hétérojonction émettant dans le spectre visible sont telles qu'elles permettent la réalisation de tels dispositifs.

Cependant, pour des longueurs d'ondes inférieures à 700 nm environ, les performances des dispositifs s'avèrent limitées par les phénomènes d'efficacité d'injection, de confinement électrique des porteurs, de guidage optique dans la cavité.

Pour parvenir aux performances limites, il est donc nécessaire de réaliser des couches latérales de confinement et d'injection présentant des concentrations d'aluminium élevées de l'ordre de 70 % à 80 %. L'étude

des conditions d'épitaxie, et surtout des modalités de dopage de tels alliages, ainsi que l'analyse de l'influence des caractéristiques de ces couches sur les propriétés globales des dispositifs, constitue donc la suite logique et nécessaire des travaux exposés ci-dessus.

°0°



ANNEXE

-----

## ANNEXE A

-----  
 DONNÉES CONCERNANT LE MATÉRIAU  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  (23)

1. Largeur de bande interdite —  $E(\text{eV})$  :

$$E_g = 1,424 + 1,247 x \quad x < 0,45$$

$$E_g = 1,424 + 1,247 x + 1,147 (x - 0,45)^2 \quad x \geq 0,45$$

$$E_{g_x} = 1,900 + 0,125 x + 0,143 x^2$$

$$E_{g_L} = 1,708 + 0,642 x$$

2. Constante diélectrique :

$$\epsilon = (13,1 - 3 x) \epsilon_0$$

3. Affinité électronique :

$$\chi = 4,07 - (E_g - 1,424) \cdot 0,85 \quad x < 0,45$$

$$\chi = 4,07 - (E_{g_x} - 1,424) - 0,15 (E_{g_L} - 1,424) \quad x \geq 0,45$$

4. Masses effectives :

$$m_{nr} = (0,067 + 0,083 x) m_0$$

$$m_{nx} = (0,85 - 0,07 x) m_0$$

$$m_{nL} = (0,55 + 0,12 x) m_0$$

$$m_p = (0,48 + 0,31 x) m_0$$

5. Indice de réfraction :

Le tableau A.1 et La Figure A.2 représentent Les variations de l'indice de réfraction de l'alliage  $Ga_{1-x}Al_xAs$ , en fonction de la concentration d'aluminium  $x$  à  $T = 297^\circ K$  pour différentes longueurs d'ondes(46), (47).

Une investigation plus approfondie a été effectuée pour l'énergie  $h\nu = 1,38$  eV correspondant à l'émission des diodes Laser GaAs ; l'indice de réfraction  $\bar{n}_{Ga_{1-x}Al_xAs}$  peut être, dans ce cas, décrit par l'expression (46):

$$\bar{n}(x) = 3,590 - 0,710 x + 0,091 x^2$$

$h\nu$ incidente (eV)	x	0	0,07	0,1	0,15	0,20	0,24	0,29	0,38
1,549	$\bar{n}$	3,65	3,63	3,64	3,57	3,53	3,49	3,45	3,39
1,673	$\bar{n}$	3,70	3,67	3,67	3,64	3,65	3,59	3,52	3,45
1,798	$\bar{n}$	3,76	3,74	3,73	3,69	3,67	3,67	3,65	3,54

TABLEAU A.1.

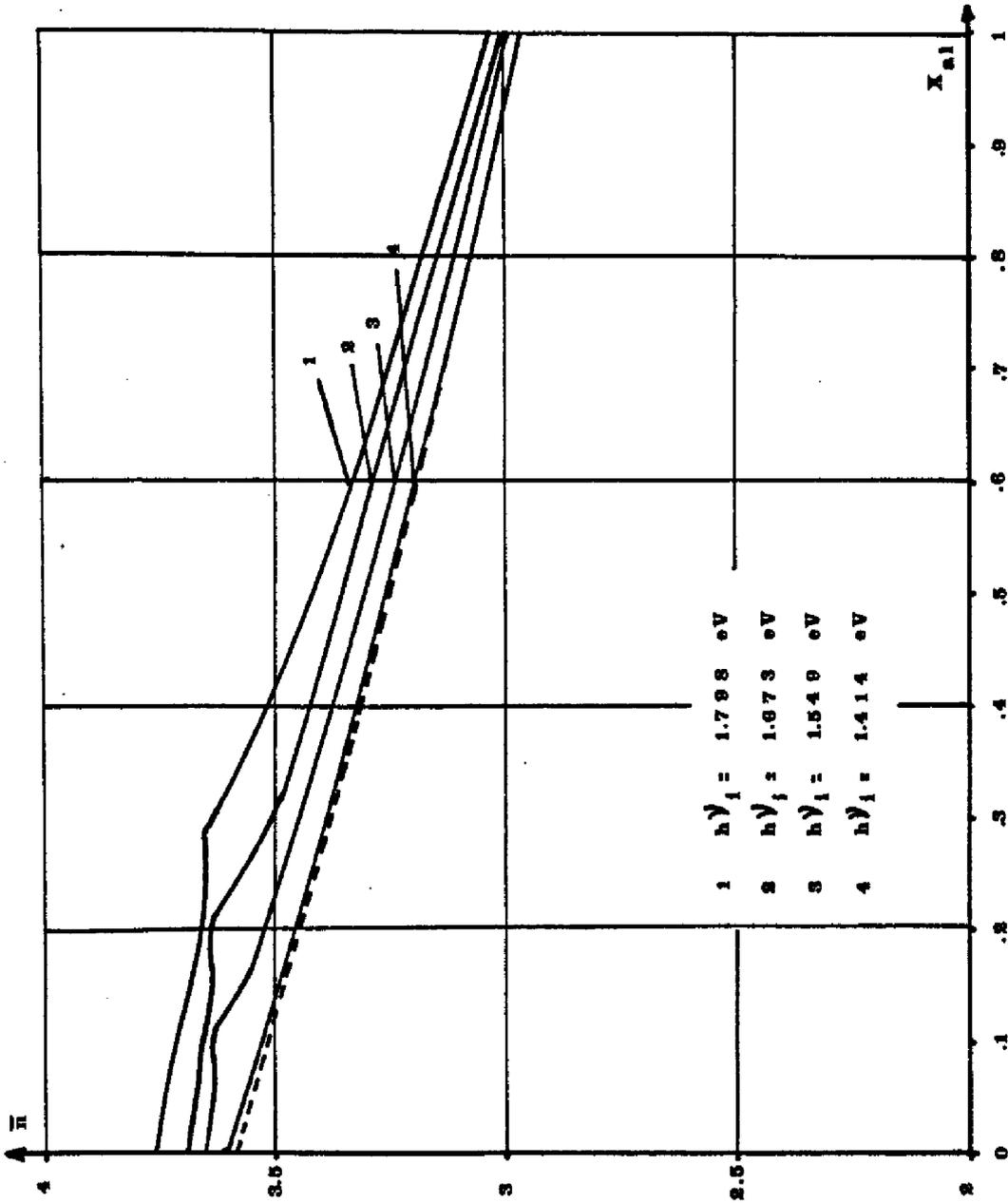


FIGURE A.1 : Variation de l'indice de réfraction en fonction de la concentration en aluminium à 297°K et pour différentes énergies incidentes.

## BIBLIOGRAPHIE

-----



- 1 J. BARDEEN, in "Collected Works of John Von Neumann", Vol. 5, p 420, Pergamon Press, New-York, 1963
- 2 NG. BASOV, B.M. VUL, Y.M. POPOV, *Sov. Phys. JETP* 10, 416, (1960),  
*Traduit de Zh. Eksp. Teor. Fiz. (U.R.S.S.)*, 37, 587 (1959)
- 3 P. AIGRAIN (1958), *Proc. Conf. Quantum Electron., Paris 1963*, p 1762
- 4 M.G.A. BERNARD, G. DURAFFOURG, *Phys. Stat. Solidi* 1, 699, (1961)
- 5 R.N. HALL et al, *Phys. Rev. Lett.* 9, 366 (1962)
- 6 M.I. NATHAN et al., *Appl. Phys. Lett.* 1, 62 (1962)
- 7 T.M. QUIST et al., *Appl. Phys. Lett.* 1, 91 (1962)
- 8 H. KROEMER, *Proc. IEEE* 51, 1782 (1963)
- 9 M.B. PANISH, I. HAYASHI, S. SUMSKI, *Appl. Phys. Lett.* 16, 326 (1970)
- 10 I. HAYASHI, M.B. PANISH, *Device Research Conference, Seattle, Juin 1970*
- 11 S.D. HERSEE, M. BALDY, P. ASSEMAT, B. DE CREMOUX, J.P. DUCHEMIN,  
*Elect. Lett.* 30 Sept. 1982, Vol. 18, n° 20, p 870
- 12 B.I. MILLER, J.E. RIPPER, J.C. DYNENT, E. PINKAS, M.B. PANISH,  
*Appl. Phys. Lett.* 18, 403 (1971)
- 13 Zh. I. ALFEROV et al., *Sov. Phys. Semicond.* 6, 495 (1972)
- 14 K. ITOH, M. INOUE, I. TERAMOTO, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-11,  
421 (1975)
- 15 H. KRESSEL, F.Z. HAWRYLO, *Appl. Phys. Lett.* 28, 598 (1976)
- 16 T. KAJIMURA et al, *Appl. Optics*, Vol. 18, n° 11, Juin 1979, p 1812-1815

- 17 R.L. ANDERSON, *Solid State Electronics*, 1962, Vol. 5, p 341-351
- 18 I. MOTAWIE, *Thèse Docteur d'Etat, Université P. Sabatier, Toulouse, 1979*
- 19 W.F. HALL, *Electronics Letters*, 15 Nov. 1973, Vol. 9, n° 23, p 548-549
- 20 F. LOZES, *Thèse Doctorat d'Etat, Université P. Sabatier, Toulouse, à soutenir*
- 21 H.C. CASEY, M.B. PANISH, *Heterostructure lasers (A et B)*, Academic Press New-York, San Francisco, Londres (1978)
- 22 A. YARIV, "Introduction to Optical Electronics", 2<sup>nd</sup> ed. p 114 Holt, New-York, 1976
- 23 F. STERN, "Laser Handbook" (F.T. Arecchi - E.O. Schulz-Duboïis, eds.) North-Holland Publ., Amsterdam, 1972
- 24 H.C. CASEY, Jr., F. STERN, *J. Appl. Phys.* 47, 631 (1976)
- 25 B.I. HALPERIN, M. LAX, *Phys. Rev.* 148, 722 (1966)
- 26 E.O. KANE, *Phys. Rev.* 131, 79 (1963)
- 27 F. STERN, *J. Appl. Phys.* 47, 5 382 (1976)
- 28 C.H. HENRY, R.A. LOGAN, K.A. BERTNESS, *J. Appl. Phys.* 52(7), Juillet 1981, p 4457
- 29 C.H. HENRY, R.A. LOGAN, K.A. BERTNESS, *J. Appl. Phys.* 52(7), Juillet 1981, p 4453
- 30 C.H. HENRY, R.A. LOGAN, F.R. MERRIT, *J. Appl. Phys.* 51(6), Juin 1980, p 3042
- 31 W.B. JOYCE, R.W. DIXON, *Appl. Phys. Lett.* 31, 354 (1977)

- 32 X. AYMERICH-HUMET, F. SERRA-MESTRES, J. MILLAN, *Solid State Electron.*, Vol. 24, n° 10, p 981-982, 1981
- 33 W.B. JOYCE, *Appl. Phys. Lett.* 32(10), 15 Mai 1978, p 680
- 34 M.B. SMALL, R. GUEZ, *J. Appl. Phys.* 50(8), Août 1979, p 5322-5330
- 35 B. SAINT-CRICQ, *Thèse de Docteur-Ingénieur n° 71, I.N.S.A. Toulouse, 1982*
- 36 G. VASSILIEFF, E.P.L. Prog. S.P.E.L.L.A.S., *Note Technique C.N.R.S.* n° 82.O.26, Avril 1982
- 37 G. VASSILIEFF, *Manufacture of devices by L.P.E. Application to the achievement of visible laser in GaAlAs. A paraitre dans J. of Appl. Phys.*
- 38 H.H. PHAM, G. PIERREL, J. BENOIT. P. FADEL, *Système original de bateau en graphite, etc... Dossier Technique ANVAR n° 15.517, Mars 1978*
- 39 H.H. PHAM, G. PIERREL, P. FADEL, *Constitution et fonctionnement des fours d'épitaxie en phase liquide (Note Technique à paraitre)*
- 40 B. TOPRASERTPONG, *Thèse de Docteur-Ingénieur n° 691, Université P. Sabatier, 1980*
- 41 G. LACOSTE, *Procédés Evaporation sous vide - Note Interne -*
- 42 C. VAN OPDORP, G.W. 't HOOFT, *J. Appl. Phys.* 52(6), Juin 1981, p 3827-3839
- 43 G. LASHER, F. STERN, *Phys. Rev.* 113, n° 2A, 20 Janvier 1964, pA 553
- 44 B.W. HAKKI, T.L. PAOLI, *J. of. Appl. Phys.*, Vol. 46, n° 3, 1975, p 1299-1306
- 45 H. KRESSEL, F.Z. HAWRYLO, *Appl. Phys. Lett.* 28, 598 (1976)

46 H.C. CASEY, Jr., D.D. SELL, M.B. PANISH, *Appl. Phys. Lett.* 24, 63 (1974)

47 R.E. FERN, A. ONTON, *J. Appl. Phys.* 42, 3499 (1971)

°°°

Thèse de Monsieur BENSOUSSAN Alain

« Etude et réalisation de diodes laser Ga-Al-As à double hétérojonction émettant dans le spectre visible ».

#### **RESUME**

Les travaux ont pour but d'évaluer les conditions de faisabilité de diodes laser à semiconducteur Ga-Al-As émettant dans le spectre visible et d'estimer la longueur d'onde d'émission minimale réalisable avec de tels dispositifs. Il est proposé une méthode de détermination de la densité de courant de seuil d'une diode laser à partir des variations du coefficient de création de paires électrons-trous en fonction de l'énergie. Les techniques de réalisation de diodes laser Ga-Al-As à double hétérostructure par épitaxie en phase liquide sont décrites. Les propriétés de plusieurs séries de dispositifs dont les zones actives en  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  pour  $10\% \leq x \leq 30\%$  et de longueur d'onde d'émission comprise entre 800 nm et 700 nm sont analysées. Les rôles respectifs de compositions des alliages de la zone active d'une part et des zones latérales de confinement et d'injection d'autre part, sont mis en évidence.

**MOTS CLES** : Diodes laser Ga-Al-As, Emission spectre visible.

#### **ABSTRACT**

The purpose of this work is to estimate the conditions of feasibility of visible spectral range Ga-Al-As lasers diodes and to assess the least wavelength that can be done. A new method to compute the threshold current density from the absorption coefficient versus energy is proposed. Realization techniques of double heterostructure lasers diodes, done by L.P.E., are depicted. Several runs, with active layer  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  with  $10\% \leq x \leq 30\%$  and wavelength range between 800 nm and 700 nm have been processed. The different roles of the composition of the active layer in one hand, and the compositions of confining and injecting layers in other hand, are analyzed.

**KEY WORDS** : Ga-Al-As lasers diodes, Visible spectral range