HAL
open science

Simulation numérique et modélisation des propriétés des structures électroluminescentes Ã hétérojonctions multiples

Ibrahim Motawie

To cite this version:

Ibrahim Motawie. Simulation numérique et modélisation des propriétés des structures électroluminescentes Ã hétérojonctions multiples. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 1979. Français. NNT : . tel-00178832

HAL Id: tel-00178832

https://theses.hal.science/tel-00178832

Submitted on 12 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.

d'ordre : 891

ANNÉE 1979

THÈSE

présentée

DEVANT L'UNIVERSITÉ PAUL SABATIER DE TOULOUSE

pour l'obtention

du Grade de DOCTEUR d'ÉTAT (Sciences)
Option : Matériaux et Composants actifs

par

Ibrahim MOTAWIE

B.SC. Université du Caire
M.SC. Université de Aine Shamse

SIMULATION NUMERIQUE ET MODELISATION DES PROPRIETES DES STRUCTURES ELECTROLUMINESCENTES A HETEROJONCTIONS MULTIPLES

Soutenue le 19 Septembre 1979, devant la Commission d'Examen :

MM.	C. FERT	Président
	G. REY A. FORTINI J.P. NOBLANC J. LEBAILLY H. MARTINOT	Examinateurs

A la mémoire de Mohamed MOTAWIE mon père.

à Kamilia ma femme,

à Mohamed et Salah Hosni mes enfants,

à ma mère,

à mon frère et mes soeurs,

à tous les miens

avec toute mon affection

à Henri MARTINOT

en témoignage d'amitié et de reconnaissance

AVANT - PROPOS

Nous ne saurions entreprendre l'exposé de notre travail sans remercier tous ceux qui nous ont fait bénéficier de leur enseignement, leur expérience ou soutenu de leur amitié.

Nous sommes très heureux d'exprimer notre profonde et respectueuse gratitude à Monsieur le Professeur J. LAGASSE, Monsieur H. MARTINOT Directeur de Recherche au C.N.R.S. et Monsieur G. GRATELOUP, Directeur du Laboratoire, pour la confiance qu'ils nous ont accordée en nous accueillant au Laboratoire.

Monsieur D. ESTEVE, Directeur de Recherche au C.N.R.S., Directeur Adjoint du L.A.A.S, nous a accueilli dans la division "Composants Electroniques". Nous tenons à lui exprimer notre profonde gratitude pour les enseignements, les conseils et les encouragements qu'il a toujours su nous dispenser.

Nous sommes très heureux de témoigner ici notre profonde reconnaissance et notre respectueux attachement à Monsieur le Professeur C. FERT pour l'accueil qu'il nous a réservé lors de notre arrivée à Toulouse et pour l'honneur qu'il nous a fait en acceptant la présidence de notre Jury de thèse.

Nous remercions vivement Monsieur le Professeur G. REY de l'Université Paul Sabatier de Toulouse, pour l'honneur qu'il nous fait en acceptant, malgré ses occupations multiples, la charge de rapporteur de thèse ainsi que celle de membre de notre jury.

Nous sommes particulièrement honorés de la présence à notre Commission d'examen de Monsieur A. FORTINI, Professeur à l'Université de Caen et nous tenons à le remercier.

Nous sommes très honorés de la présence dans la Commission d'examen de Monsieur JP. NOBLANC, Ingénieur au C.N.E.T. ; qu'il trouve ici nos vifs remerciements.

Nous tenons à exprimer notre remerciement respectueux à Monsieur J.LEBAILLY, responsable des Etudes Avancées des Eléments Discrets à la RADIOTECHNIQUE - COMPELEC (Caen), pour l'intérêt qu'il a manifesté pour ce travail tout au long de notre recherche, pour avoir bien voulu accepter d'être notre rapporteur de thèse et de faire partie de notre jury d'examen.

Il nous est difficile d'exprimer en quelques mots tout ce que nous devons à Monsieur H. MARTINOT, tant pour la formation qu'il nous a donnée, l'aide constante qu'il nous a prodiguée que pour le dynamisme et l'enthousiasme qu'il nous a communiqués. L'aboutissement de notre travail lui est dû, nous tenons à le remercier et à l'assurer de nos sentiments de vive reconnaissance.

Nos remerciements vont aussi :

- à Monsieur J. VASSILIEFF, qui, par les nombreuses discussions que nous avons eues ensemble, les conseils qu'il a toujours su nous dispenser, a largement contribué à l'avancement de nos recherches,

- à Monsieur H. TRANDUC, pour les nombreuses discussions très fructueuses que nous avons eues ensemble et pour son amitié,

- à Monsieur A. MARTY, pour sa collaboration efficace,

- à Monsieur JC. IPPOLITO, pour les nombreux conseils qu'il nous a dispensés.

Enfin, nous ne saurions terminer cet avant-propos sans remercier nos très proches amis M. AZIZI, A. BAILHE, Y. MUNOZ, A. ELCHAMY, M. DARWISH, M. WAKIL ainsi que tous les membres du L.A.A.S. pour l'ambiance de bonne humeur et l'esprit de confiance dont ils ont fait preuve à notre égard.

LISTE DES PRINCIPALES NOTATIONS UTILISEES

B	: Constante de recombinaison bande-à-bande
D_{nP}, D_{pN}	: Constantes de diffusion des électrons et de trous
E	: Champ électrique
E_F	: Niveau de Fermi
E_{Fn}, E_{Fp}	: Pseudo-niveaux de Fermi des électrons et des trous
E_g	: Largeur de la bande interdite
E_g^{Γ}, E_g^{L}, E_g^{X}	: Largeur des bandes interdites Γ, L, X
E_N, E_P^{*}	: Champs électriques dans les zones latérales N et P^{*}
ΔE_c, ΔE_v	: Discontinuités dans les bandes de conduction et de valence
J	: Densité de courant
J_n, J_p	: Densités de courant d'électrons et de trous
$(J_n)_{NP}$, $(J_n)_{PP^{*}}$	: Densités de courant d'électrons aux jonctions NP et PP^{*}
J_{rg}	: Composante de la densité de courant engendrée dans la charge d'espace
K	: Constante de Boltzmann
$\mathcal{L}$, L	: Nombre de photons (s/m^2)
L_D	: Longueur de normalisation
L_{np}, L_{pN}	: Longueur de diffusion des électrons et des trous
$\mathcal{L}_N$, L_N, $\mathcal{L}_P$, L_P	: Nombre de photons dans les régions N et P (s/m^2)
$\mathcal{L}_{rg}$, L_{rg}	: Nombre de photons dans la zone de charge d'espace (S/m^2)
m_n^{*L}, m_n^{*X}, $m_n^{*\Gamma}$	: Masses effectives des électrons dans les bandes L, X, Γ
m_p^{*}	: Masse effective des trous
m_o	: Masse de l'électron au repos

μ_n, μ_{nN}, μ_{nP}	: Mobilités des électrons, dans la zone N, dans la zone P
μ_p, μ_{pN}, μ_{pP}	: Mobilités des trous, dans la zone N, dans la zone P
$\bar{n}$	: Indice de réfraction
n	: Densité volumique d'électrons
N_A, N_{AP}	: Concentration volumique d'accepteurs côté P
N_C, N_{CN}	: Densités effectives d'états dans la bande de conduction, dans la zone N
N_D, N_{DN}	: Concentration volumique de donneurs côté N
n_i, $_{iN}$, n_{iP}	: Densités intrinsèques, dans la zone N, dans la zone P
n_{io}	: Densité de référence
$(\eta_i)_N$, $(\eta_i)_P$	: Rendements intrinsèques dans les zones N, P
η_N, η_P, η_T	: Rendements dans le côté N, dans le côté P et total
N_{VN}, N_{VP}	: Densités effectives d'états dans la bande de valence, dans la zone P
$(\Delta n)_P$	: Densités d'excès d'électrons dans la zone P
P	: Densité volumique de trous
$(\Delta P)_N$	: Densité d'excès de trous dans la zone N
q	: Charge d'électron
q_V	: Potentiel électrostatique
R_N, R_P*	: Résistances en volume dans les zones N et P*
R_c	: Résistance de contact
T	: Température absolue
$(\tau_{eff_n})_P$, $(\tau_{eff_p})_N$	: Durées des vies effectives des porteurs minoritaires dans les zones P et N
$(\tau_n)_N$, $(\tau_p)_N$	: Durées des vies non radiatives des porteurs majoritaires dans la zone N
$(\tau_p)_N$ $(\tau_n)_P$	: Durées des vies non radiatives des porteurs minoritaires dans les zones N et P
$(\tau_{rn})_P$, $(\tau_{rp})_N$	: Durées des vies radiatives dans les zones N et P
U 1	: Taux de recombinaison radiatif bande-à-bande
U 2	: Taux de recombinaison non radiatif (S.H.R)
V_a	: Tension appliquée aux bornes de la structure
V_c	: Chute de potentiel à l'hétérojonction PP*

V_N, V_P	: Chutes de potentiel aux bornes des zones N et P
V_D	: Tension de diffusion de la jonction ou de l'hétérojonction NP
V_{NP}	: Fraction de tension appliquée aux bornes de la charge d'espace de la jonction ou de l'hétérojonction NP
W_N, W_p, W_P^*	: Largeurs des régions N, P, P^*
W_{SC}	: Largeur de la zone de charge d'espace de la jonction NP
W_T	: Largeur de la structure
x, x_N, x_P, x_P^*	: Concentration d'aluminium, dans la zone N, dans la zone P, dans la zone P^*
X_N, X_P	: Largeur de la zone de charge d'espace du côté N et du côté P
α	: Coefficient d'absorption
β_0	: Constante : facteur de transmission de lumière d'une structure E. L.
ε	: Constante diélectrique
φ, φ_n, φ_p	: potentiel électrostatique et pseudo-potentiels de Fermi
γ	: Efficacité d'injection.
χ	: Affinité électronique

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION

CHAPITRE 1. SIMULATION NUMERIQUE DE STRUCTURES A HETEROJONCTIONS MULTIPLES

I. 1. INTRODUCTION

I. 2. DIAGRAMME DE BANDES ET TENSION DE DIFFUSION

I. 3. SYSTEME GENERAL DES EQUATIONS DE TRANSPORT DANS UNE STRUCTURE A HETEROJONCTIONS MULTIPLES

I. 4. SIMULATION NUMERIQUE DES HETEROSTRUCTURES

CHAPITRE 2. DISPOSITIFS A SIMPLE HETEROSTRUCTURE

2. 1. SIMULATION NUMERIQUE DES DISPOSITIFS A SIMPLE HETEROJONCTION

2. 2. MODELE ANALYTIQUE

2. 3. INFLUENCE DES PARAMETRES

2. 3. 1. Influence du rendement intrinsèque de la région P

2. 3. 2. Influence des dopages N_{DN} et N_{AP}

2. 3. 3. Influence de l'épaisseur W_P

2. 4. ETUDE EXPERMIMENTALE

2. 4. 1. Description des structures

2. 4. 2. Résultats expérimentaux

2. 4. 3. Comparaison théorie-expérience

2. 5. CONCLUSION

CHAPITRE 3. DISPOSITIFS A DOUBLES HETEROSTRUCTURES

3. 1. TYPES DE COMPORTEMENTS DE L'HETEROJONCTION P/N

3. 2. PROPRIETES GENERALES DES STRUCTURES A DOUBLES HETEROJONCTIONS

3. 2. 1. Comportement de type D ($\nu \ll 1$)

3. 2. 2. Comportement de type S ($\nu \gg 1$)

3. 3. APPROCHE ANALYTIQUE

3. 3. 1. Modèle approché du comportement de type D ($\nu \ll 1$)

3. 3. 2. Modèle approché du comportement de type S ($\nu \gg 1$)

3. 4. INFLUENCE DES PARAMETRES

3. 4. 1. Influence des épaisseurs W_N et W_p

3. 4. 2. Influence de l'épaisseur W_p

3. 4. 3. Influence du rendement intrinsèque de la zone P

3. 4. 4. Influences des dopages N_{AP} et N_{DN}

3. 5. ETUDE EXPERIMENTALE

3. 5. 1. Résultats expérimentaux

3. 5. 2. Comparaison théorie-expérience

CONCLUSION

ANNEXE A. PROPRIETES DU MATERIAU $Ga_{1-x}Al_xAs$

A - 1 Largeur de bande interdite

A - 2 Masses effectives des électrons et des trous

A - 3 Constante diélectrique

A - 4 Affinité électronique

A - 5 Mobilité des porteurs dans le $Ga_{1-x}Al_xAs$

A - 6 Mécanismes de recombinaisons

ANNEXE B. COURANT D'ELECTRONS DANS LA ZONE CENTRALE D'UNE STRUCTURE A SIMPLE HETEROJONCTION

ANNEXE C. EXPRESSIONS DES COURANTS D'ELECTRONS ET DE TROUS DANS LES STRUCTURES A DOUBLES HETEROJONCTIONS

C - 1 Expression du courant d'électrons

C - 2 Expression du courant de trous

C - 3 Expression du courant d'électrons dans le cas de l'approximation du potentiel linéaire

ANNEXE D. COURANT DE RECOMBINAISON DANS LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE

D - 1 Cas d'une structure à simple hétérojonction

D - 2 Cas d'une structure à doubles hétérojonctions

ANNEXE E. EVALUATION DE L'INFLUENCE DES PHENOMENES D'ABSORPTION

E - 1 Intensité de lumière émise par la zone N

E - 2 Intensité de lumière émise par la zone P

E - 3 Intensité de lumière émise par la zone de charge d'espace

ANNEXE F. ENSEMBLES DE CARACTERISATION EXPERIMENTALE

F - 1 Caractéristique I(V) en régime statique

F - 2 Caractéristique I(V) en régime impulsionnel

F - 3 Caractéristique $C^{-2}(V)$ sans polarisation inverse

F - 4 Spectre de la lumière émise L (λ)

F - 5 Caractéristique L (λ)

ANNEXE G. PROGRAMME D'ANALYSE NUMERIQUE DES EQUATIONS DES STRUCTURES A HETEROJONCTIONS MULTIPLES

BIBLIOGRAPHIE

INTRODUCTION

Bien que les phénomènes d'électroluminescence dans les matériaux semiconducteurs aient été observés depuis un siècle environ, ce n'est qu'en 1960 qu'ont été réalisées les premières diodes électroluminescentes présentant des performances susceptibles d'applications. Depuis cette date de très nombreux travaux ont porté sur les propriétés d'électroluminescence des matériaux semiconducteurs composés des familles (III.V) et (II.VI) dont notamment Ga As [1,2,3] , Ga Sb [4] Ga P [5] , Ga Al As [6] , Ga As P [7] , Ga In As [8] , Ga In As P [9, 10] ou In As P [11] , Zn Cd Te [12] , Zn Se Te [13] , Pb Sn Te [14] , Cd S Se [15], Cd Zn S [16] .

Une large part de ces travaux a porté sur les jonctions Pn ; cependant dans la nécessité d'obtenir les densités de porteurs très élevées associées aux phénomènes d'émission stimulée dans les diodes lasers a conduit à imaginer et à réaliser [6, 17] les structures à doubles hétérojonctions. Les avantages de ces dispositifs se sont révélés tels qu'ils ont été utilisés non seulement pour les diodes lasers mais aussi pour l'élaboration des simples diodes électroluminescentes émettant dans le proche infra rouge et plus récemment dans le visible.

Il apparait bien évidemment impossible de résumer dans cette introduction les résultats des recherches déjà effectuées quant aux technologies des structures à simple et à doubles hétérojonctions (épitaxie en phase vapeur, épitaxie en phase liquide, épitaxie par transport d'organométalliques, épitaxie par jets moléculaires,...) aux différentes méthodes de définition de géométrie de ces structures (bombardement de protons, découpe Mesa, localisation par couche d'oxyde,..) à l'analyse des propriétés élémentaires des différents matériaux et alliages (structure de bande, mécanismes des recombinaisons radiatif et non radiatif). Par contre et paradoxalement l'analyse des propriétés électriques, des phénomènes de transport, des caractéristiques d'émission de ces composants, et même plus généralement des hétérojonctions n'ont été que peu développées. Tout au plus peut-on citer les modèles analytiques de ANDERSON [18], de HALL [19] qui ne concernent que le cas idéal des faibles niveaux d'injection et de A. MARTY et

al [20] sur les propriétés du transistor bipolaire à hétérojonction, et les travaux de RODE [21] sur le phénomène de confinement de porteurs ; plus récemment un traitement numérique simplifié a été proposé [22, 23]. Par suite il existe encore de nombreuses incertitudes pour parvenir à une description détaillée des mécanismes et des lois qui régissent les comportements des dispositifs à simple ou à doubles hétérojonctions tant du point de vue du courant qui les traverse que de l'intensité lumineuse qu'ils émettent sous une polarisation donnée. Dans ces conditions l'étude de l'influence des différents paramètres géométriques et technologiques sur les performances de ces composants reste approchée et même souvent empirique.

Le présent mémoire a pour objectif de contribuer à combler ces lacunes. Dans un premier chapitre seront présentées les méthodes générales de simulations numériques des phénomènes de transport et d'émission radiative des dispositifs comportant un nombre quelconque d'hétérojonctions. Sur cette base les deux chapitres suivants seront consacrés à l'étude des diodes électroluminescentes à simple hétérojonction d'une part et à l'étude des diodes à double hétérojonctions d'autre part. Dans les deux cas on mettra en évidence les phénomènes qui sont responsables de façon prépondérante des propriétés observées et on en déduira les hypothèses simplificatrices qui permettront de parvenir à une formulation analytique des caractéristiques. A partir de ces expressions analytiques, et sur la base de simulations numériques on analysera l'influence des paramètres géométriques et technologiques les plus significatifs. Enfin une confrontation entre résultats expérimentaux et théoriques permettra de vérifier le bien fondé de ces derniers.

Si les méthodes de simulations présentées sont tout à fait générales l'analyse des comportements des dispositifs est par Contre liée à la nature et aux propriétés des matériaux à partir desquels ils sont élaborés : les résultats présentés porteront uniquement sur des composants réalisés à partir des alliages Ga As - Ga_{1-x} Al_x As qui constituent le système le mieux connu actuellement et qui a été le plus largement développé.

Enfin, pour clore cette introduction il y a lieu de rappeler que l'intensité émise par une structure électroluminescente dépend d'une part des phénomènes d'électroluminescente à l'intérieur de la structure et d'autre part de mécanismes plus complexes incluant les réflexions aux diverses interfaces, notamment à l'interface semiconducteur, l'absorption des différentes couches, la création de paires électron-trou et la réémission de photons dans les zones actives (recyclage des photons). Dans le cadre de ce mémoire les phénomènes d'électroluminescence seront seuls analysés de façon approfondie puisque ils constiuent les fondements préliminaires de toute étude des performances des dispositifs ; par contre les phénomènes de réflexion et de réabsorption ne seront tenus en compte que de façon globale et approchée.

o o

o

CHAPITRE 1

SIMULATION NUMERIQUE DE STRUCTURES A HETEROJONCTIONS MULTIPLES

1. 1. INTRODUCTION

De façon générale on définira une structure à hétérojonctions multiples comme une succession quelconque d'hétérojonctions et d'homojonctions. Une hétérojonction est obtenue à partir de deux semiconducteurs dont les structures de bande sont différentes. Deux types d'hétérojonctions peuvent être donc distingués : les hétérojonctions hétérotypes, constituées de deux matériaux dont les conductivités sont de natures différentes (hétérojonction p - n ou n - p) et les hétérojonctions isotypes constituées de deux matériaux qui présentent le même type de conductivité.

Depuis la réalisation des premières hétérojonctions par ANDERSON [18] en 1960, plusieurs modèles [18, 19, 24] ont été élaborés afin de décrire le comportement de ces dispositifs. Le fait qu'aucun de ces modèles basés sur des hypothèses simplificatrices ne puisse donner une description détaillée de ce comportement, fait apparaître la nécessité d'utiliser des moyens numériques afin de rendre compte dans leur généralité de l'ensemble des phénomènes physiques qui gèrent le fonctionnement de ce type de structure.

Dans les paragraphes qui suivent, des exemples de diagrammes de bandes d'hétérojonctions, les expressions des discontinuités des bandes de conduction et de valence et de la tension de diffusion qui leur sont associées seront rappelés. Le système général des équations de transport associé à une succession quelconque d'hétérojonctions sera ensuite développé et les méthodes que nous avons mises au point pour la simulation numérique d'un tel système seront décrites.

1. 2. DIAGRAMME DE BANDES ET TENSION DE DIFFUSION

Le problème de la construction d'un diagramme des bandes d'une hétérojonction a été largement étudié aussi bien dans le cas où il n'existe pas d'état de surface que dans le cas où on suppose la présence de tels états [18, 24, 25]. A la courbure des bandes

classiques liées au potentiel de diffusion et donc à la différence des travaux de sortie s'ajoutent une discontinuité de la bande de conduction et une discontinuité de la bande de valence liées aux différences d'affinités électroniques et aux différences de largeurs de bande interdite des deux matériaux constituant l' hétérojonction.

Etant donné que les dopages, les largeurs des bandes interdites, les affinités électroniques sont des paramètres à priori indépendants, il peut exister un grand nombre de situations suivant que les discontinuités des bandes de conduction et de valence sont ou non de même sens que la courbure des bandes (existence de pointe (spike) ou de cran (noth)) [26] .

Les figures (1.1 a) et (1.1 b) montrent qualitativement les diagrammes de bande correspondant à une hétérojonction hétérotype $Ga_{1-x}Al_xAs$ (N) / Ga As (P) et à une hétérojonction isotype Ga As (P) / $Ga_{1-x}Al_xAs$ (P) : dans le premier cas, il existe une pointe sur la bande de conduction et un cran sur la bande de valence tandis que dans le second cas la situation est inversée.

Ces figures mettent en évidence aussi les relations classiques concernant les discontinuités de la bande de conduction ou de la bande de valence.

$$\Delta E_c = \chi_1 - \chi_2 \tag{1.1}$$

$$\Delta E_v = (\chi_1 + E_{g1}) - (\chi_2 + E_{g2}) \tag{1.2}$$

La tension de diffusion est, pour sa part, égale à la différence des travaux de sortie, soit :

$$qV_D = \varphi_1 - \varphi_2 \tag{1.3}$$

avec

$$\left.\begin{aligned} \varphi_1 &= \chi_1 + (E_{c1} - E_F) = (\chi_1 + E_{g1}) - (E_F - E_{v1}) \\ \varphi_2 &= \chi_2 + (E_{c2} - E_F) = (\chi_2 + E_{g2}) - (E_F - E_{v2}) \end{aligned}\right\} \tag{1.4}$$

1. 1. INTRODUCTION

De façon générale on définira une structure à hétérojonctions multiples comme une succession quelconque d'hétérojonctions et d'homojonctions. Une hétérojonction est obtenue à partir de deux semiconducteurs dont les structures de bande sont différentes. Deux types d'hétérojonctions peuvent être donc distingués : les hétérojonctions hétérotypes, constituées de deux matériaux dont les conductivités sont de natures différentes (hétérojonction p - n ou n - p) et les hétérojonctions isotypes constituées de deux matériaux qui présentent le même type de conductivité.

Depuis la réalisation des premières hétérojonctions par ANDERSON [18] en 1960, plusieurs modèles [18, 19, 24] ont été élaborés afin de décrire le comportement de ces dispositifs. Le fait qu'aucun de ces modèles basés sur des hypothèses simplificatrices ne puisse donner une description détaillée de ce comportement, fait apparaître la nécessité d'utiliser des moyens numériques afin de rendre compte dans leur généralité de l'ensemble des phénomènes physiques qui gèrent le fonctionnement de ce type de structure.

Dans les paragraphes qui suivent, des exemples de diagrammes de bandes d'hétérojonctions, les expressions des discontinuités des bandes de conduction et de valence et de la tension de diffusion qui leur sont associées seront rappelés. Le système général des équations de transport associé à une succession quelconque d'hétérojonctions sera ensuite développé et les méthodes que nous avons mises au point pour la simulation numérique d'un tel système seront décrites.

1. 2. DIAGRAMME DE BANDES ET TENSION DE DIFFUSION

Le problème de la construction d'un diagramme des bandes d'une hétérojonction a été largement étudié aussi bien dans le cas où il n'existe pas d'état de surface que dans le cas où on suppose la présence de tels états [18, 24, 25]. A la courbure des bandes

classiques liées au potentiel de diffusion et donc à la différence des travaux de sortie s'ajoutent une discontinuité de la bande de conduction et une discontinuité de la bande de valence liées aux différences d'affinités électroniques et aux différences de largeurs de bande interdite des deux matériaux constituant l' hétérojonction.

Etant donné que les dopages, les largeurs des bandes interdites, les affinités électroniques sont des paramètres à priori indépendants, il peut exister un grand nombre de situations suivant que les discontinuités des bandes de conduction et de valence sont ou non de même sens que la courbure des bandes (existence de pointe (spike) ou de cran (noth)) [26] .

Les figures (1.1 a) et (1.1 b) montrent qualitativement les diagrammes de bande correspondant à une hétérojonction hétérotype $Ga_{1-x}Al_xAs$ (N) / Ga As (P) et à une hétérojonction isotype Ga As (P) / $Ga_{1-x}Al_xAs$ (P) : dans le premier cas, il existe une pointe sur la bande de conduction et un cran sur la bande de valence tandis que dans le second cas la situation est inversée.

Ces figures mettent en évidence aussi les relations classiques concernant les discontinuités de la bande de conduction ou de la bande de valence.

$$\Delta E_c = \chi_1 - \chi_2 \tag{1.1}$$

$$\Delta E_v = (\chi_1 + E_{g1}) - (\chi_2 + E_{g2}) \tag{1.2}$$

La tension de diffusion est, pour sa part, égale à la différence des travaux de sortie, soit :

$$qV_D = \varphi_1 - \varphi_2 \tag{1.3}$$

avec

$$\left.\begin{aligned} \varphi_1 &= \chi_1 + (E_{c1} - E_F) = (\chi_1 + E_{g1}) - (E_F - E_{v1}) \\ \varphi_2 &= \chi_2 + (E_{c2} - E_F) = (\chi_2 + E_{g2}) - (E_F - E_{v2}) \end{aligned}\right\} \tag{1.4}$$

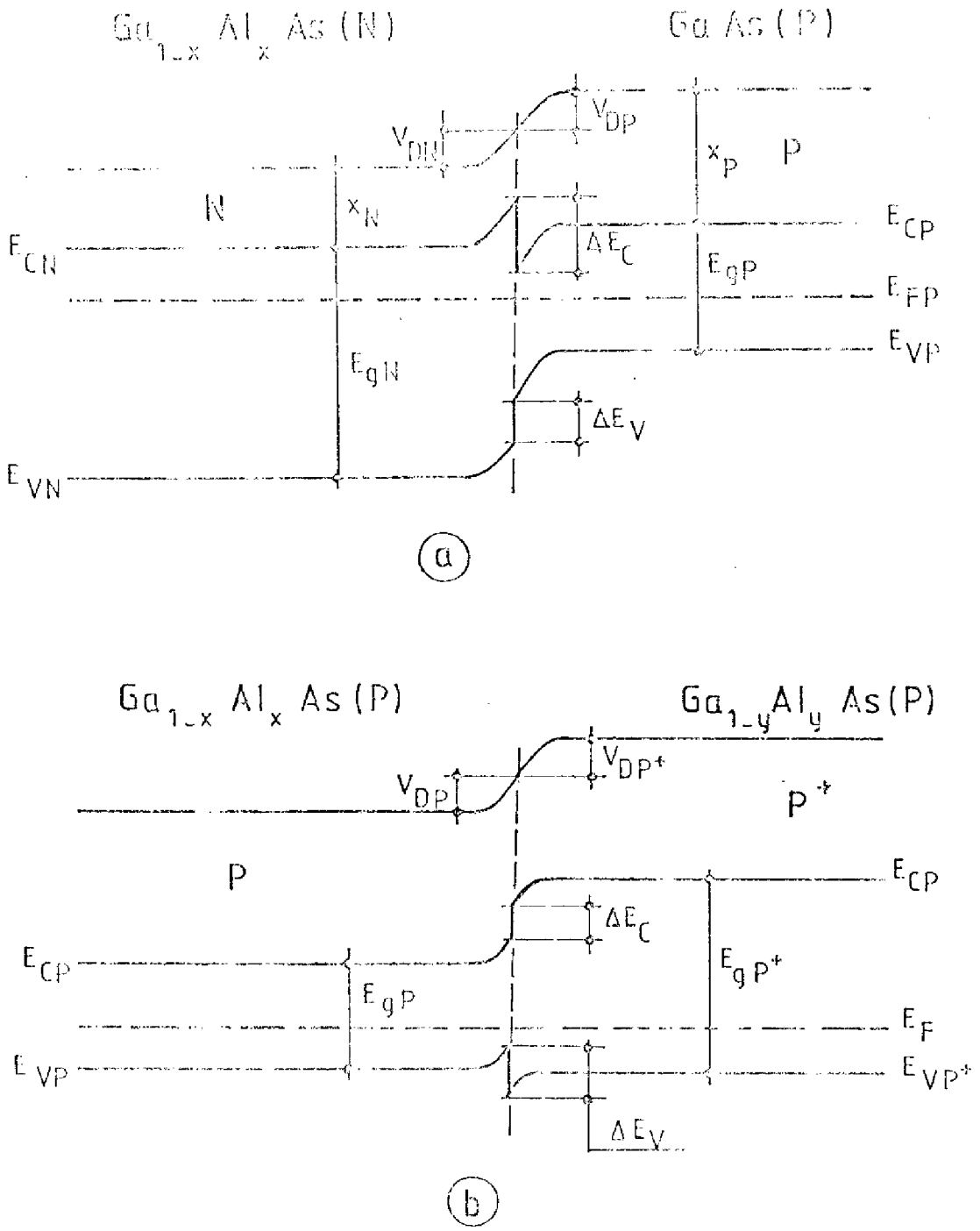


FIGURE (1.1) EXEMPLE DE DIAGRAMME DE BANDES
a) HETEROJONCTION HETEROTYPE
b) HETEROJONCTION ISOTYPE

d'où $$qV_D = (\chi_1 - \chi_2) + (E_{c1} - E_F) - (E_{c2} - E_F) \quad (1.5)$$

ou $$qV_D = (\chi_1 + E_{g1}) - (\chi_2 + E_{g2}) - (E_F - E_{v1}) + (E_F - E_{v2}) \quad (1.6)$$

D'autre part, à l'équilibre thermodynamique on a :

$$\left.\begin{aligned} \bar{n}_1 &= N_{c1} \cdot \exp\left(-\frac{E_{c1} - E_F}{KT}\right) \\ \bar{n}_2 &= N_{c2} \cdot \exp\left(-\frac{E_{c2} - E_F}{KT}\right) \end{aligned}\right\} \quad (1.7)$$

$$\left.\begin{aligned} \bar{p}_1 &= N_{v1} \cdot \exp\left(\frac{E_{v1} - E_F}{KT}\right) \\ \bar{p}_2 &= N_{v2} \cdot \exp\left(\frac{E_{v2} - E_F}{KT}\right) \end{aligned}\right\} \quad (1.8)$$

d'où $$(E_F - E_{c1}) - (E_F - E_{c2}) = KT \log\left(\frac{\bar{n}_1}{\bar{n}_2} \cdot \frac{N_{c2}}{N_{c1}}\right) \quad (1.9)$$

et $$(E_{v1} - E_F) - (E_{v2} - E_F) = KT \cdot \log\left(\frac{\bar{p}_2}{\bar{p}_1} \cdot \frac{N_{v1}}{N_{v2}}\right) \quad (1.10)$$

Les relations (1.3), (1.4), (1.9) et (1.10) donnent :

$$V_D = \frac{\chi_1 - \chi_2}{q} - \frac{KT}{q} \cdot \log\left(\frac{\bar{n}_2}{\bar{n}_1} \cdot \frac{N_{c1}}{N_{c2}}\right) \quad (1.11)$$

ou

$$V_D = \frac{\chi_1 - \chi_2}{q} + \frac{E_{g1} - E_{g2}}{q} + \frac{KT}{q} \cdot \log\left(\frac{\bar{p}_1}{\bar{p}_2} \cdot \frac{N_{v2}}{N_{v1}}\right) \quad (1.12)$$

Enfin, dans le cas des hétérojonctions hétérotypes, la courbure des bandes correspond à une zone dépeuplée de porteurs

tant du côté N que du côté P. La largeur de cette zone de charge d'espace a pour expression :

$$W_{SC} = \sqrt{\frac{2\,\varepsilon_1 \varepsilon_2 (N_{A1} + N_{D2})^2 \cdot V_D}{q\, N_{A1} \cdot N_{D2} (\varepsilon_1 N_{A1} + \varepsilon_2 N_{D2})}} \qquad (1.13)$$

1. 3. SYSTEME GENERAL DES EQUATIONS DE TRANSPORT DANS UNE STRUCTURE A HETEROJONCTIONS MULTIPLES

Si l'on suppose que sont vérifiées les hypothèses suivantes :

- la structure est considérée comme unidimensionnelle et isotherme,
- les contacts métalliques sont supposés de type ohmique c'est-à-dire totalement recombinants,
- il n'existe pas d'états d'interface aux hétérojonctions ni de phénomènes de courant de surface,
- les densités de piège sont faibles devant les densités d'impuretés ionisées et n'ont donc pas d'influence sur le potentiel électrostatique,
- les densités de porteurs obéissent à la statistique de BOLTZMAN, les phénomènes de transport dans une hétérojonction ou une succession d'hétérojonctions sont décrits par le système d'équations :
- équations de continuité

$$\frac{dn}{dt} = -U + \frac{1}{q} \cdot \frac{dJ_n}{dX} + g = 0 \qquad (1.14)$$

$$\frac{dp}{dt} = -U - \frac{1}{q} \cdot \frac{dJ_p}{dX} + g = 0 \qquad (1.15)$$

- équation de Poisson

$$\frac{d}{dX}(\varepsilon E) = q(p - n + N_D - N_A) \qquad (1.16)$$

ou encore

$$\frac{d^2 V}{dX^2} = -\frac{q}{\varepsilon}(p - n + N_D - N_A) - \frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{dV}{dX} \cdot \frac{d\varepsilon}{dX} \qquad (1.17)$$

avec les équations de liaison

$$J_n = n.\mu_n.\frac{dE_{Fn}}{dX}$$
$$J_p = p.\mu_p.\frac{dE_{Fp}}{dX} \qquad (1.18)$$

$$n = N_c.\exp\left(-\frac{E_c - E_{Fn}}{kT}\right)$$
$$p = N_v.\exp\left(\frac{E_v - E_{Fp}}{kT}\right) \qquad (1.19)$$

et les conditions aux limites

contact 1 $\quad X = 0\ ,\ V = 0 \quad (E_{Fn})_1 = (E_{Fp})_1 = E_{F1}$

(1.20)

contact 2 $\quad X = W_T\ ,\ V = q\ (V_D - V_a) \quad (E_{Fn})_2 = (E_{Fp})_2 = E_{F2}$

Ce système ne peut être résolu que de façon numérique et les méthodes correspondantes sont exposées dans le paragraphe suivant.

De façon plus générale compte tenu des relations (1.18) et (1.19) et du fait que

$$E_c = -\chi - qV\ ,\ E_v = -\chi - qV - E_g \qquad (1.21)$$

on peut remarquer que les courants J_n et J_p obéissent en tout point d'une hétérostructure à

$$J_n = q\mu_n.n.E + kT\mu_n.\frac{dn}{dX} - \mu_n.n\frac{d\chi}{dX} - kT\mu_n.\frac{n}{N_c}.\frac{dN_c}{dX} \qquad (1.22)$$

$$J_p = q\mu_p.p.E - kT\mu_p\frac{dp}{dX} - \mu_p.p.\frac{d(E_g+\chi)}{dX} + kT\mu_p.\frac{p}{N_v}.\frac{dN_v}{dX} \qquad (1.23)$$

Il apparaît donc qu'outre les termes classiques de diffusion et de champ ces courants comportent :

- un terme dû aux variations des bandes non associées au potentiel électrostatique

- un terme dû aux variations de densités d'états dans les bandes de conduction et de valence .

Par ailleurs, ainsi que cela sera précisé aux chapitres 2 et 3, pour les semiconducteurs composés de type (III.V) à structure de bande directe le taux de recombinaison comportera deux composantes :

- une composante radiative due au recombinaison bande à bande

$$U_1 = B\,(pn - n_i^2) \tag{1.24}$$

- une composante non-radiative obéissant à la loi SHR

$$U_2 = \frac{pn - n_i^2}{\tau_p(n+n_1) + \tau_n(p+p_1)} \tag{1.25}$$

1. 4. SIMULATION NUMERIQUE DES HETEROSTRUCTURES

Pour résoudre de façon numérique le système des équations de transport, il s'avère particulièrement utile suivant une procédure proposée par SUTHERLAND et HAUSER [27] de définir une densité n_{io} arbitraire de référence et de réécrire les densités de porteurs sous la forme :

$$\begin{aligned} n &= n_{io} \exp\left(\frac{q}{KT}\cdot\left(\frac{E_{Fn}}{q} + V + \frac{\chi}{q} + \frac{KT}{q}\cdot \log\left(\frac{N_c}{n_{io}}\right)\right)\right) \\ p &= n_{io} \exp\left(\frac{q}{KT}\left(-\frac{E_{Fp}}{q} - V + \frac{\chi + E_g}{q} + \frac{KT}{q}\cdot\log\left(\frac{N_v}{n_{io}}\right)\right)\right) \end{aligned} \tag{1.26}$$

ou encore en définissant les variables de position

$$\begin{aligned} \theta_n &= \frac{\chi}{q} + \frac{KT}{q}\cdot\log\left(\frac{N_c}{n_{io}}\right) \\ \theta_p &= \frac{\chi + E_g}{q} - \frac{KT}{q}\cdot\log\left(\frac{N_v}{n_i}\right. \end{aligned} \tag{1.27}$$

$$\begin{aligned} n &= n_{io} \exp\left(\frac{q}{KT}\cdot\left(\frac{E_{Fn}}{q} + V + \theta_n\right)\right) \\ p &= n_{io} \exp\left(\frac{q}{KT}\cdot\left(-\frac{E_{Fp}}{q} - V - \theta_p\right)\right) \end{aligned} \tag{1.28}$$

Les phénomènes de transport sont alors régis par le sytème d'équations

$$\frac{1}{q} \cdot \frac{dJ_n}{dX} - U_1 - U_2 = 0 \tag{1.29}$$

$$-\frac{1}{q} \cdot \frac{dJ_p}{dX} - U_1 - U_2 = 0 \tag{1.30}$$

$$\frac{d^2V}{dX^2} = -\frac{q}{\varepsilon}(p - n + N_D - N_A) - \frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{dV}{dX} \cdot \frac{d\varepsilon}{dX} \tag{1.31}$$

avec les équations de liaison

$$\begin{aligned} J_n &= n\,\mu_n \cdot \frac{dE_{Fn}}{dX} \\ J_p &= p\,\mu_p \cdot \frac{dE_{Fp}}{dX} \end{aligned} \tag{1.32}$$

$$\begin{aligned} n &= n_{io} \exp\left(\frac{q}{KT} \cdot \left(\frac{E_{Fn}}{q} + V + \theta_n\right)\right) \\ p &= n_{io} \exp\left(\frac{q}{KT} \cdot \left(-\frac{E_{Fp}}{q} - V - \theta_p\right)\right) \end{aligned} \tag{1.33}$$

où

$$\begin{aligned} \theta_n &= \frac{\chi}{q} + \frac{KT}{q} \cdot \log\left(\frac{N_c}{n_{io}}\right) \\ \theta_p &= \frac{\chi + E_g}{q} - \frac{KT}{q} \log\left(\frac{N_v}{n_{io}}\right) \end{aligned} \tag{1.34}$$

et avec les conditions aux limites (1.20)

Ce système est identique au système des équations de transport dans une homojonction aux variables θ_n et θ_p près d'une part et à la formulation de l'équation de poisson d'autre part. Cependant ces différences n'étant fonction que de la position x n'entraînent que des modifications de formulation mais ne remettent pas en cause les méthodes de résolutions [27] et il sera donc possible de s'appuyer sur les nombreux travaux qui ont eu pour objet la simulation numérique des

homojonctions [28, 29, 30, 31, 32, 33] . Nos travaux ont pris pour base les résultats de G. VASSILIEFF [34] et plus largement ceux de M. HEYDEMANN [35] . La liste du programme que nous avons mis au point figure en annexe (G). Il sortirait du cadre de ce mémoire d'effectuer une analyse détaillée des méthodes utilisées qui ont déjà été exposées dans les références citées ci-dessus. Il y a lieu cependant d'indiquer les précisions suivantes :

- le système d'équations (1.29) à (1.31) a été transformé sous la forme normalisée

$$\frac{d}{dX}\cdot\left[D_n \exp(\theta_n)\exp(\varphi)\cdot\frac{dU_N}{dX}\right] = \frac{U_1+U_2}{n_{io}}\cdot L_D^2 \tag{1.35}$$

$$\frac{d}{dX}\left[D_p \exp(\theta_p)\exp(-\varphi)\cdot\frac{dU_p}{dX}\right] = \frac{U_1+U_2}{n_{io}}\cdot L_D^2 \tag{1.36}$$

$$\frac{d^2\varphi}{dX^2} = \frac{1}{EPS}\cdot U_N \exp(\theta_N)\cdot\exp(\varphi) - \frac{1}{EPS}\cdot U_p \exp(\theta_p)\exp(-\varphi)$$

$$-\frac{1}{EPS}\cdot DOP - \frac{1}{EPS}\cdot\frac{d\varphi}{dX}\cdot\frac{d(EPS)}{dX} \tag{1.37}$$

à partir des variables de normalisation

$$\varphi_n = \frac{E_{Fn}}{kT} \quad ; \quad U_n = \exp(\varphi_n \quad ; \quad \theta_N = \frac{q\,\theta_n}{kT}$$

$$\varphi_p = \frac{E_{Fp}}{kT} \quad ; \quad U_p = \exp(-\varphi_p) \quad ; \quad \theta_p = \frac{q\,\theta_p}{kT} \tag{1.38}$$

$$\varphi = \frac{qV}{kT} \qquad DOP = \frac{N_D - N_A}{n_{io}} \qquad L_D = \left[\frac{\varepsilon_1 kT}{q^2 n_{io}}\right]^{1/2} \quad X = \frac{x}{L_D} \qquad EPS = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_1}$$

- ce système est discrétisé de façon à être ramené à la résolution d'un système de 3 N équations linéaires par la méthode de Newton Raphson. La matrice de dimension 3N x 3N obtenue est ensuite traitée par la méthode de factorisation partielle qui permet de ne considérer que des matrices 3 x 3

- pour éviter des dépassements de capacité associés aux exponentielles dans le cas de tensions appliquées élevées, les variables utilisées en chaque point du maillage sont : $\delta n_i = \delta n_i \exp(-\varphi_i)$; $p_i = \delta p_i \exp(+\varphi_i)$; $\delta \varphi_i$.

- le choix du maillage a été établi suivant les règles indiquées dans ces travaux antérieurs [35, 36] . Quatre procédures d'initialisation ont été utilisées suivant les domaines de potentiel appliqués étudiés : ((0) pour une tension appliquée nulle, initialisation par un potentiel linéaire dans les zones de charge d'espace ; (1) initialisation sur un ensemble de résultats déjà obtenus pour un point de polarisation voisin ; (2) initialisation par extrapolation linéaire sur deux ensembles de résultats déjà obtenus pour des points de polarisation voisins ; (3) initialisation par extrapolation logarithmique à partir de deux ensembles de résultats déjà obtenus pour des points de polarisations voisins).

Les données que l'on peut introduire dans ce programme sont, outre les dimensions de la structure :

- une variation quelconque des constantes propres aux matériaux (largeur de bande interdite, affinité électronique, densité effectives d'états, constante diélectrique),
- un profil quelconque de dopages
- un profil quelconque de centre de recombinaisons et des durée de vie qui leur sont associées.
- les lois liant les mobilités aux conditions locales en chaque point.

Enfin du point de vue des résultats ce programme permet d'accéder aux valeurs, en chaque point de la structure, des grandeurs physiques suivantes :

- potentiel électrique V(x)
- champ électrique E(x)
- variation de la bande de conduction $E_c(x)$ et de la bande de valence $E_v(x)$
- pseudo-niveau de Fermi des électrons et des trous $E_{FN}(x)$, $E_{Fp}(x)$
- densités d'électrons et de trous n(x), p(x)

- taux de recombinaison radiatif $U_1(x)$ et non radiatif $U_2(x)$
- intégrale du taux de recombinaison radiatif à partir du contact N : $S_1 = \int_0^x U_1 \, dx$
- intégrale du taux de recombinaison non radiatif à partir du contact N : $S_2 = \int_0^x U_2 \, dx$
- densités de courants d'électrons et de trous et du courant total $J_n(x)$, $J_p(x)$ et J

La capacité mémoire requise pour le traitement de ce programme (pour un maillage de l'ordre de 450) reste inférieure à 300K octet. L'exécution de ce programme peut être effectuée sur système T.S.O et le temps de calcul pour un point de polarisation est de l'ordre de 2 s C.P.U sur I.B.M 370.

° °

°

CHAPITRE 2

DISPOSITIFS A SIMPLE HETEROSTRUCTURE

Les dispositifs à simple hétérojonction constituent le moyen le plus simple d'améliorer les performances des diodes électroluminescentes, en limitant géométriquement grâce à la barrière de potentiel créée par une hétérojonction, la zone de recombinaison dans une des parties de la structure. La figure (2.1) montre une vue schématique de ce type de dispositif.

Dans les paragraphes qui suivent, il sera présenté une analyse générale des propriétés de ces dispositifs dans le cas de composants réalisés dans le cadre de système Ga As / Ga Al As. Une première partie sera consacrée à la simulation numérique de leur comportement: à partir de ces résultats, des modèles analytiques simplifiés seront proposés. L'influence des différents paramètres technologiques sur les performances de ces dispositifs sera ensuite étudiée. Enfin une comparaison théorie-expérience sera effectuée à partir de plusieurs séries de composants.

2. 1. SIMULATION NUMERIQUE DES DISPOSITIFS A SIMPLE HETEROJONCTION

A titre d'exemple correspondant aux valeurs les plus communément adoptées dans l'état de l'art actuel, le fonctionnement du dispositif à simple hétérojonction H_1 représenté sur la figure (2.2) a été simulé au moyen du programme général décrit dans le chapitre (1). Les principaux paramètres sont résumés dans le tableau (2.I) ; les paramètres propres à chaque matériau correspondent aux valeurs décrites dans l'Annexe A.

TABLEAU (2.I)

Zone N			Zone P			Zone P*		
W_N (µm)	N_{DN} (m^{-3})	x_N	W_P (µm)	N_{AP} (m^{-3})	x_P	W_P* (µm)	N_{AP}* (m^{-3})	x_P*
35	10^{23}	0,1	1	10^{24}	0,1	5	10^{24}	0,3

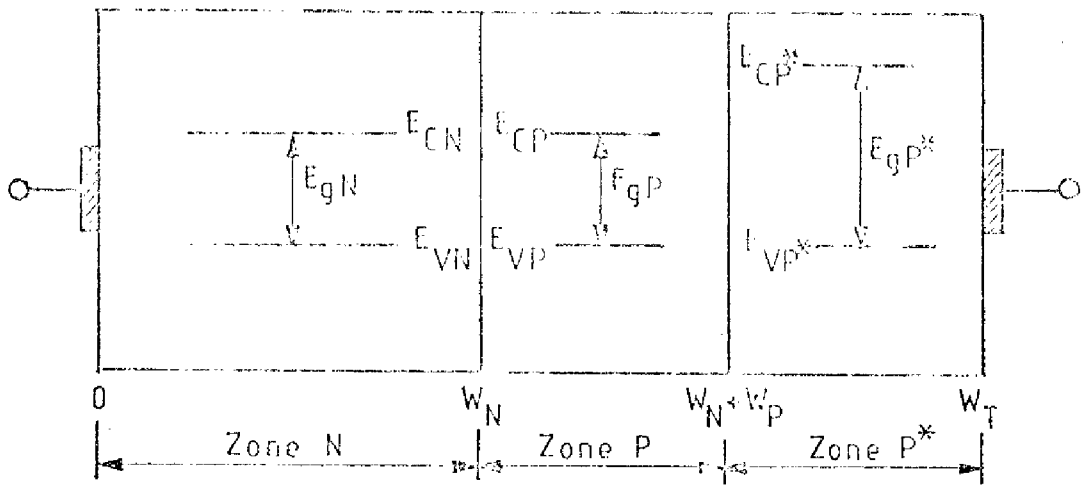


FIGURE (2.1) : SCHEMA DE STRUCTURE A SIMPLE HETEROJONCTION (ECHELLE ARBITRAIRE)

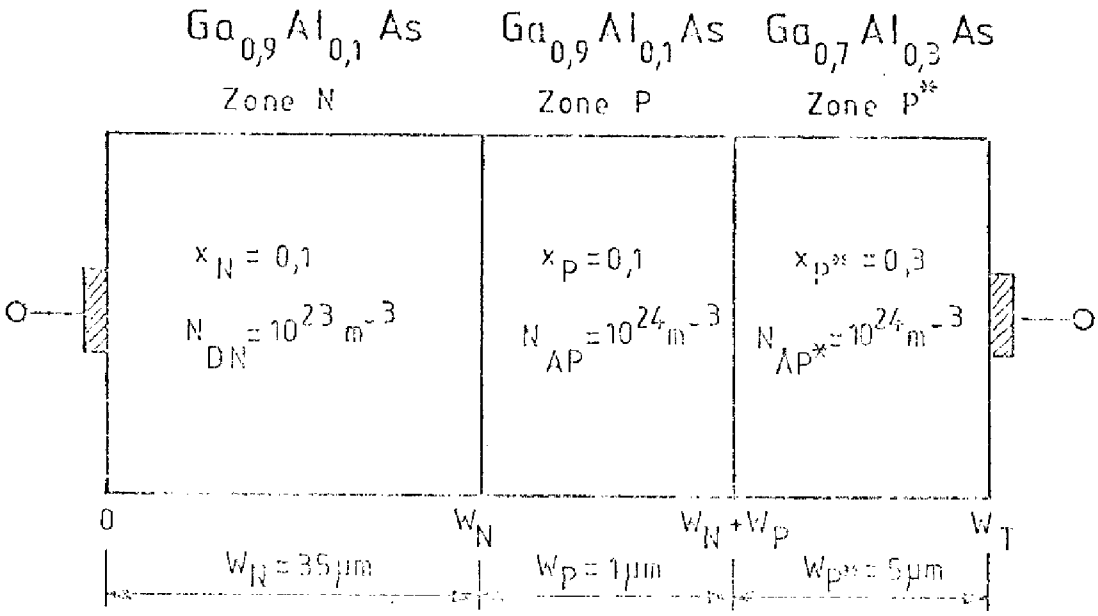


FIGURE (2.2) SCHEMA DE LA STRUCTURE H_1

Pour chacune des trois zones, zone N, zone P et zone P^* de plus grande largeur de bande interdite, deux types de mécanismes de recombinaisons ont été retenus :

- une composante radiative décrite par le taux

$$U_1 = B\ (np - n_i^2) \qquad (2.1)$$

- une composante non-radiative obéissant à la loi S.H.R.

$$U_2 = \frac{np - n_i^2}{(n+n_1)\,\tau_p + (p+p_1)\,\tau_n} \qquad (2.2)$$

Le niveau d'énergie du centre piège a été fixé au niveau de Fermi intrinsèque. Les valeurs de durées de vie non radiatives et de la constante B sont représentées dans le tableau (2.II).

TABLEAU (2.II)

Zone N			Zone P			Zone P^*		
τ_{nN}(s)	τ_{pN}(s)	B m^3/s	τ_{nP}(s)	τ_{pP}(s)	B m^3/s	τ_{nP^*}(s)	τ_{pP^*}(s)	B m^3/s
$5,10^{13}$	$5,510^{-9}$	$1,2510^{-16}$	7210^{-9}	10^{-13}	$1,2510^{-16}$	7210^{-9}	10^{-13}	$1,2510^{-16}$

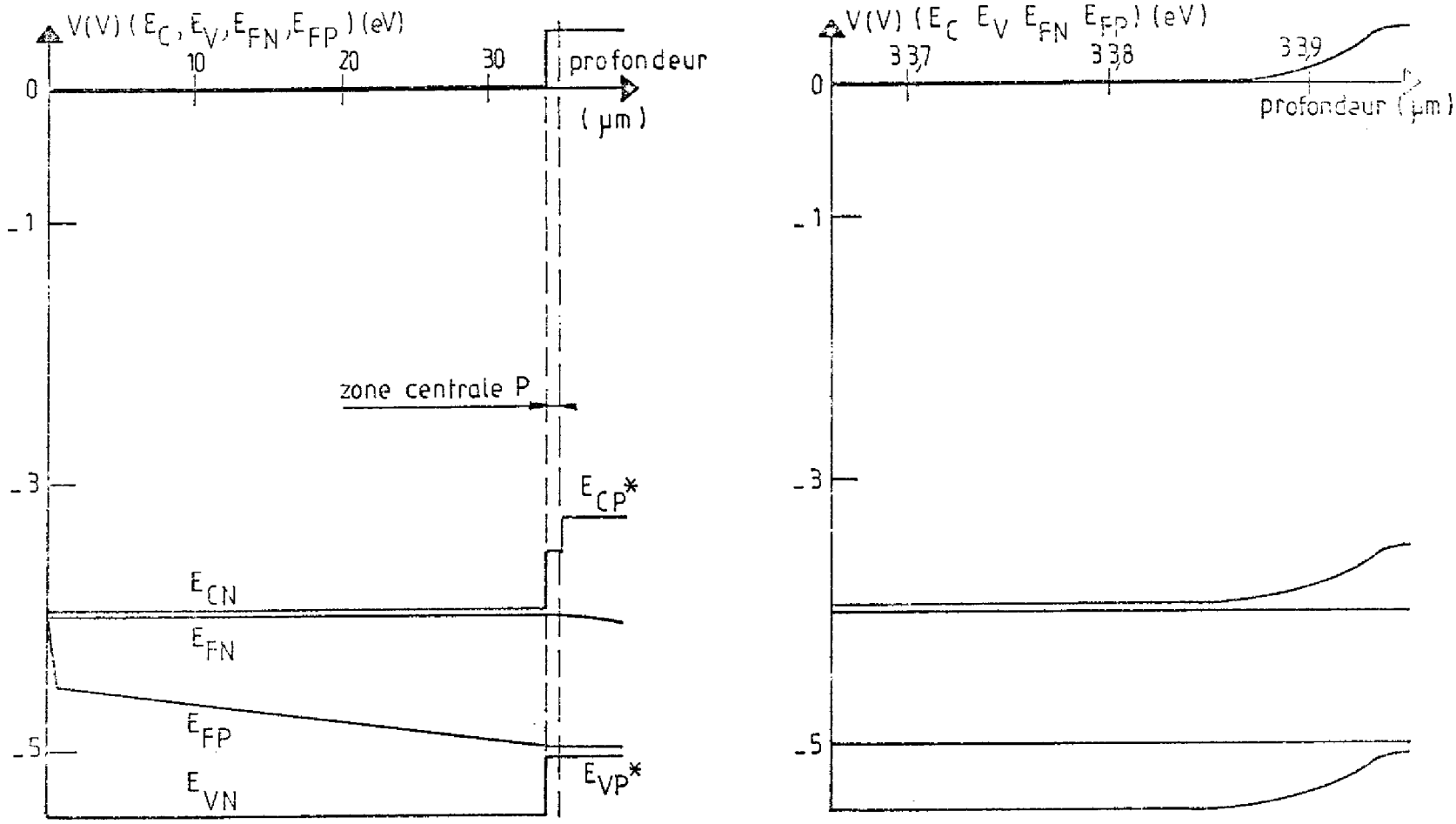
Les résultats de simulation font apparaître deux régimes de fonctionnement suivant l'amplitude de la tension appliquée, la transition se situant à environ 1,2 volts. Les propriétés d'un dispositif à simple hétérostructure peuvent être résumées comme ci-dessous.

à bas niveau de polarisation :

- le potentiel V(x) reste constant dans les zones quasi-neutres, des côtés N, P et P^*. Il suit une variation parabolique dans la zone de charge d'espace de l'homojonction NP : Figure (2.3 -a). La fraction de tension appliquée qui apparaît

aux bornes de l'hétérojonction PP^* reste inférieure à 0,1 mv et est donc pratiquement négligeable.

- Les densités de porteurs minoritaires suivent dans la zone quasi-neutre N la variation exponentielle classique définie par la longueur de diffusion. En raison de l'existence de la discontinuité de la bande de conduction à la jonction PP^*, elles restent pratiquement constantes dans la région P : figure (2-3-b).
- Les pseudo-niveaux de Fermi ont une allure liée au potentiel et à la densité de porteurs. Dans la zone quasi-neutre N le pseudo-niveau de Fermi des porteurs minoritaires a une variation linéaire avec la distance ; cependant il reste pratiquement constant dans la zone P. Dans la zone de charge d'espace, les pseudo-niveaux de Fermi restent constants et leur écart est pratiquement égal à la tension appliquée : figure (2-3-a).
- Le taux de recombinaison non radiatif U_2 prend les valeurs importantes dans la zone de charge d'espace du côté N où il atteint sa valeur maximale. Dans la zone quasi-neutre N, il suit les variations de porteurs minoritaires mais sa valeur est négligeable devant celles qui apparaissent dans la zone de charge d'espace qui représente par suite le siège de la majorité des recombinaisons : figure(2-3-c)
- Le taux de recombinaison radiatif U_1 reste constant dans la zone de charge d'espace et dans la zone P. Dans la zone quasi-neutre N, il varie exponentiellement avec la distance : figure (2-3-c)
- La densité de courant électrique J varie exponentiellement avec la tension appliquée suivant une loi du type : $J = J_o \exp\left(\frac{qVa}{2KT}\right)$ figure (2.4), c'est-à-dire que le courant de recombinaison dans la charge d'espace est prépondérant par rapport au courant de diffusion. Le courant de diffusion d'électrons J_n varie en $\exp\left(\frac{qVa}{KT}\right)$: figure (2.4). La figure (2-3-d) montre que le courant $(J_n)_{pp^*}$ à l'hétérojonction PP^* reste faible devant $(J_n)_{NP}$ à la jonction NP. Pour plus de généralité,

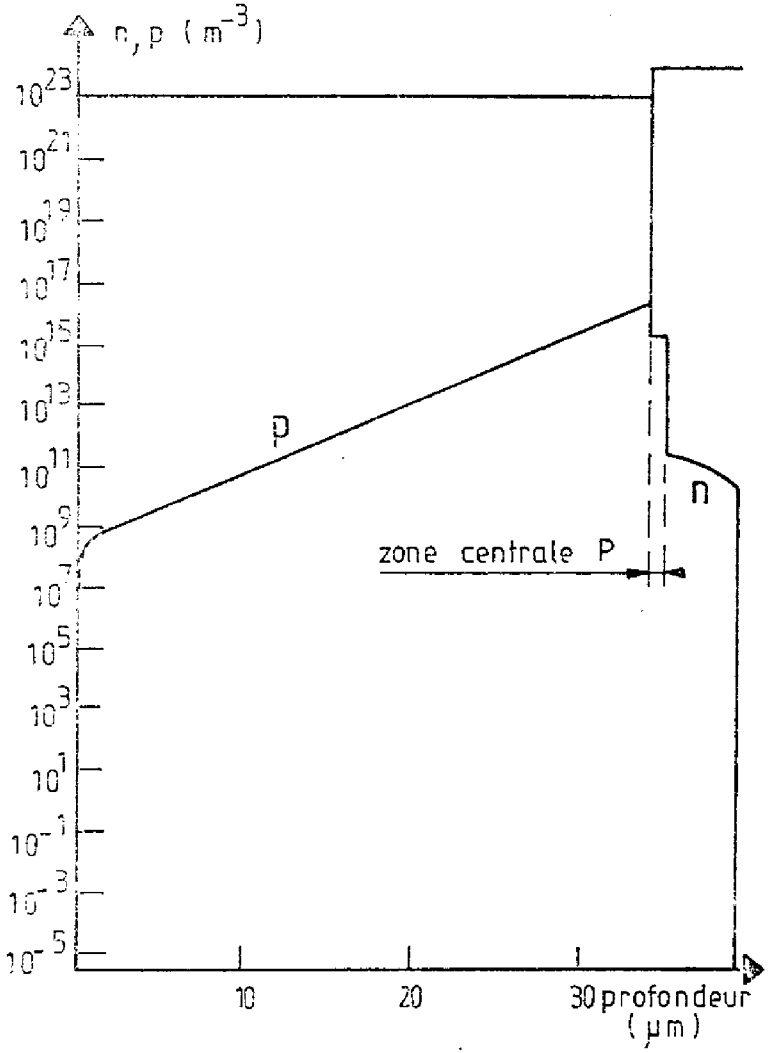


ENSEMBLE DE LA STRUCTURE

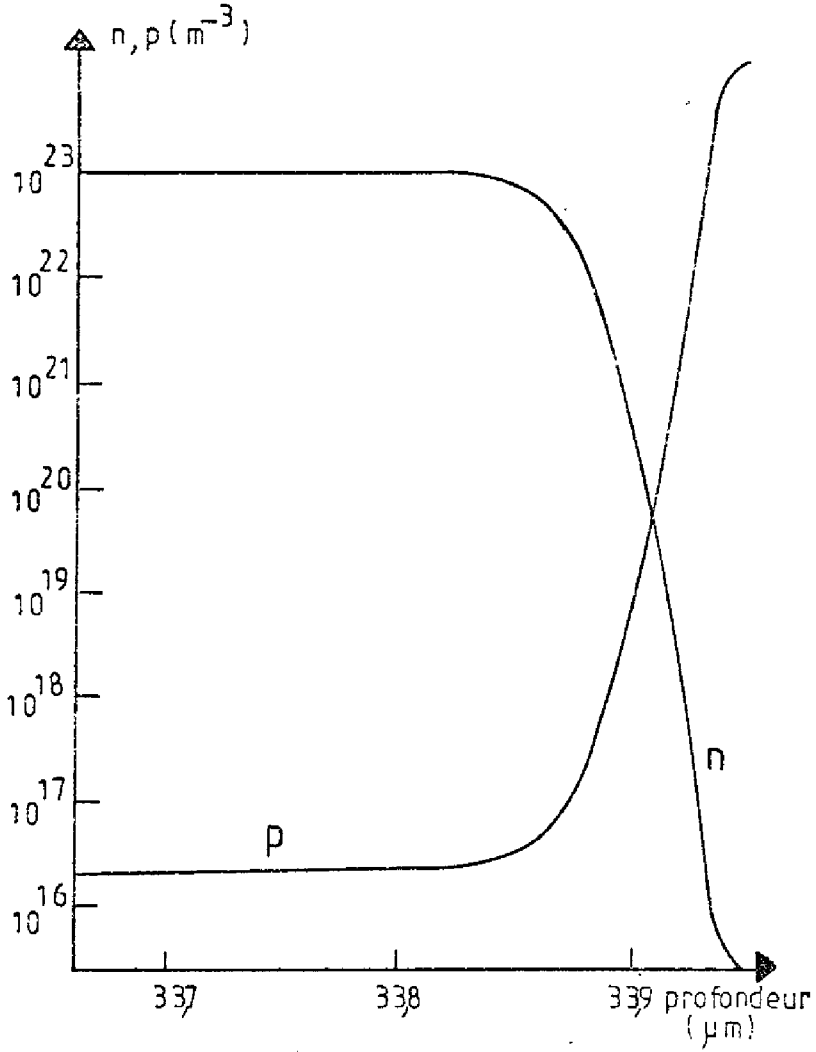
DETAIL DE LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE DE LA JONCTION NP

FIGURE (2.3-a) : POTENTIEL ET STRUCTURE DE BANDES (STRUCTURE H_1)

1,0 VOLT

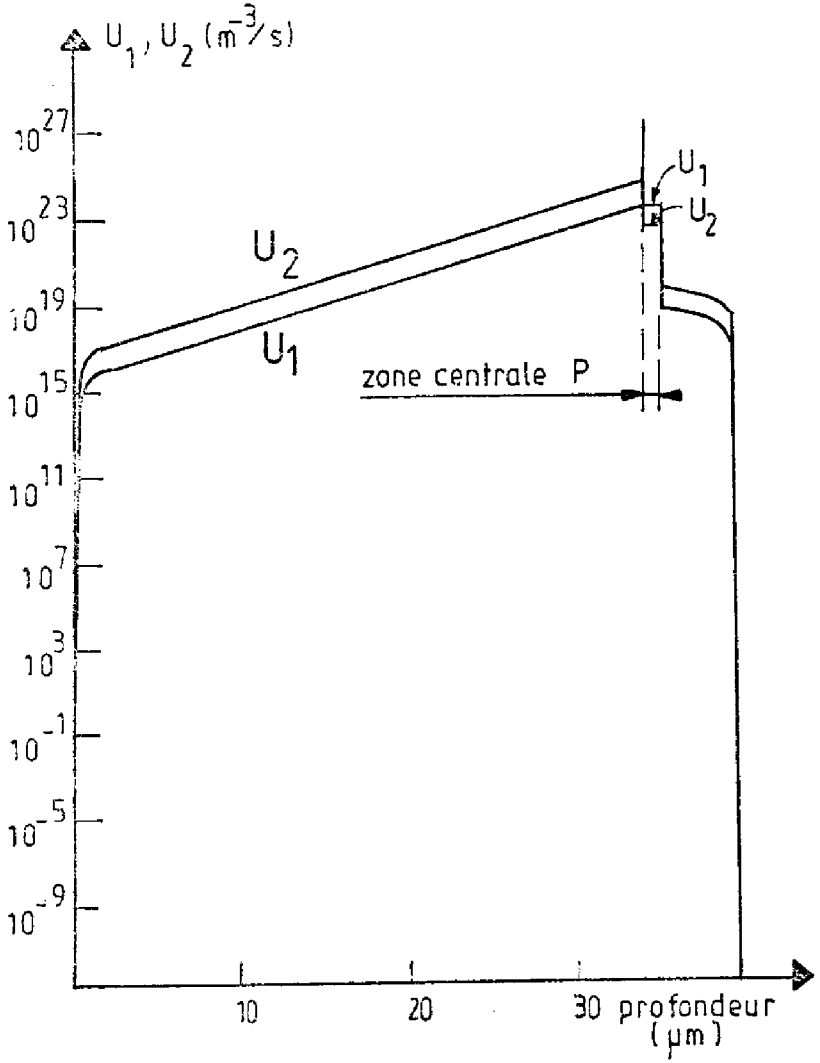


ENSEMBLE DE LA STRUCTURE

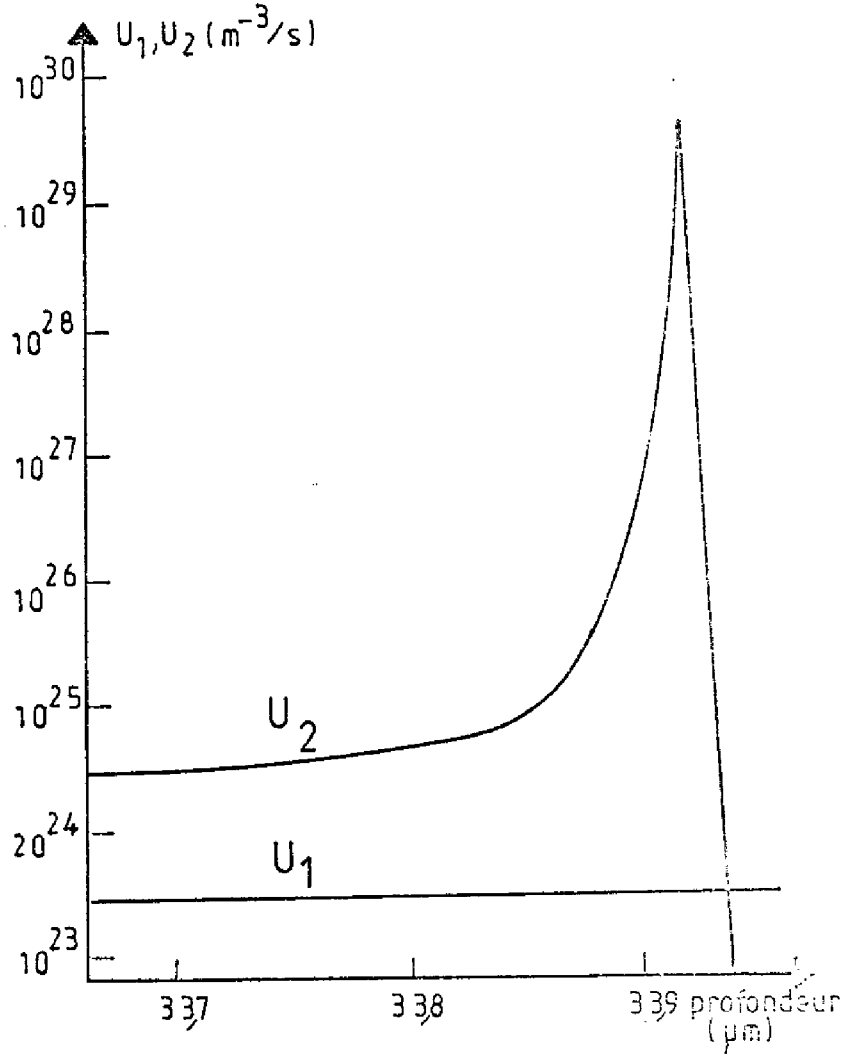


DETAIL DE LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE DE LA JONCTION NP

FIGURE(2.3-b) : DENSITES D'ELECTRONS ET DE TROUS (STRUCTURE H_1)
1,0 VOLT



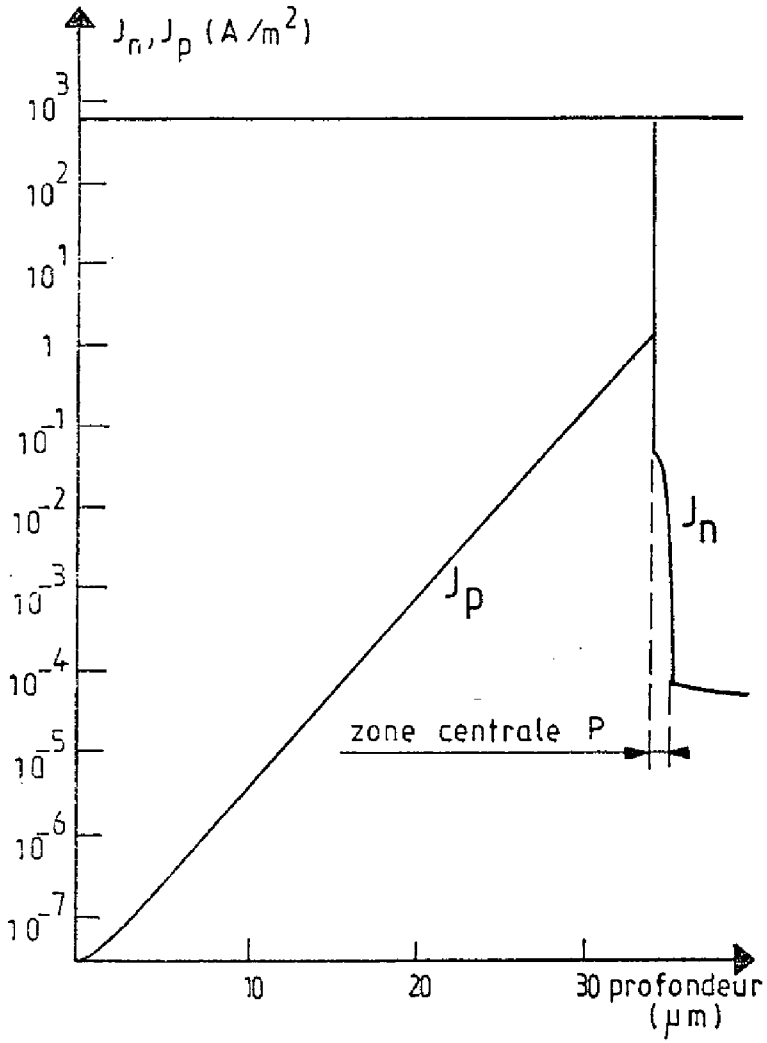
ENSEMBLE DE LA STRUCTURE



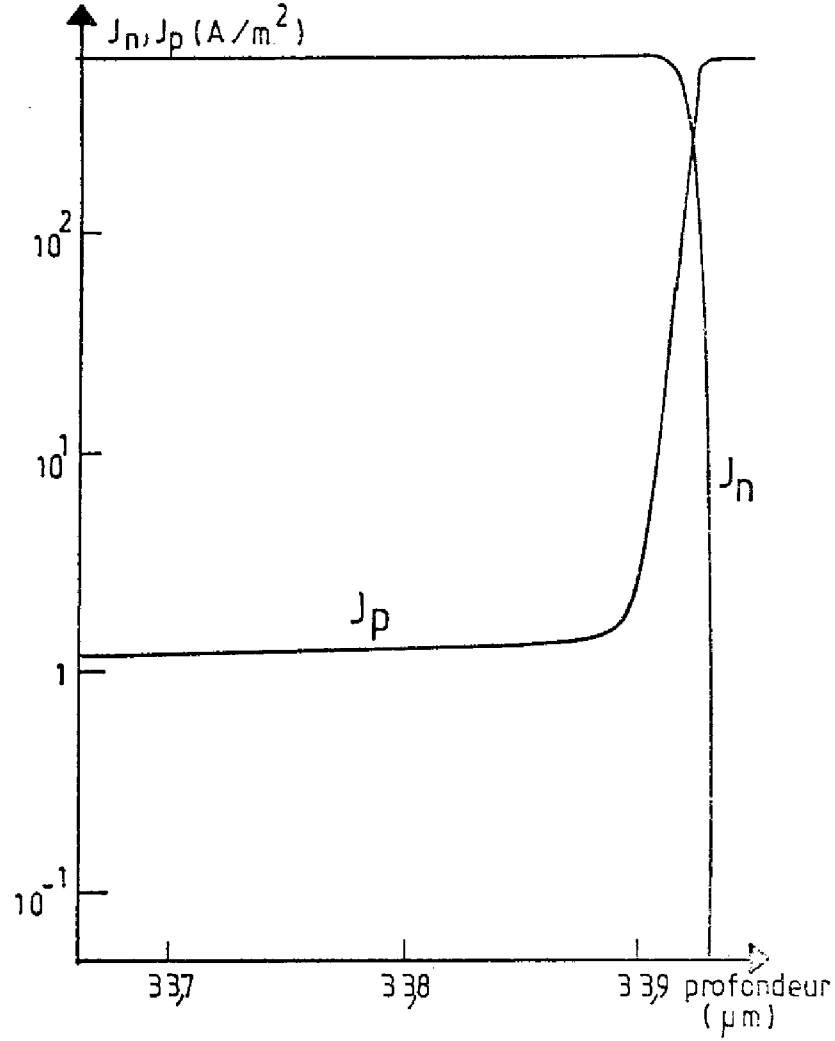
DETAIL DE LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE DE LA JONCTION NP

FIGURE (2.3-c) : TAUX DE RECOMBINAISONS U_1 ET U_2 (STRUCTURE H_1)

1,0 VOLT



ENSEMBLE DE LA STRUCTURE



DETAIL DE LA ZONE DE CHARGE

D'ESPACE DE LA JONCTION NP

FIGURE(2.3-d) : DENSITES DE COURANTS J_n (D'ELECTRONS) ET J_p (DE TROUS)

STRUCTURE H_1,1,0 VOLT

les variations du rapport $(J_n)_{pp^*}$ / $(J_n)_{NP}$ en fonction du potentiel appliqué, sont portées sur la figure (2.5) ; ce rapport reste toujours inférieur à 10^{-2}.

- La densité de lumière varie exponentiellement avec la tension appliquée suivant une loi du type : $qL = qL_o \exp\left(\frac{qVa}{KT}\right)$:figure (2.4)

Pour ce régime de polarisation, l'analyse précédente fait donc apparaître les points essentiels suivants :

- Le courant qui traverse la structure est presque totalement dû aux recombinaisons associées au centre non radiatif dans la zone de charge d'espace.
- La lumière est issue des trois zones, la zone quasi-neutre N, la zone de charge d'espace et la zone quasi neutre P car le taux de recombinaison radiatif U_1 est du même ordre de grandeur dans ces trois régions.
- La zone P a un comportement différent de celui de la même région d'une jonction classique puisque la densité de porteurs minoritaires, et par suite, le pseudo-niveau de Fermi correspondant, y restent pratiquement constants.

<u>à haut niveau de polarisation</u>

- Le potentiel V(x) suit une variation linéaire dans les zones quasi neutres N et P. Le champ électrique est pratiquement constant dans chacune de ces régions ; il conserve par ailleurs une valeur faible dans la zone P : figure (2-6-a). La fraction de potentiel appliqué qui apparaît aux bornes de l'hétérojonction PP^* est de l'ordre de quelques dizaines de millivolts.
- Les densités de porteurs minoritaires sont toujours pratiquement constantes dans la zone P ; l'excès de porteurs minoritaires est de l'ordre de grandeur de la densité de porteurs majoritaires. Dans la zone N ces densités suivent une variation exponentielle mais avec une longueur de diffusion plus grande qu'à bas niveau ; l'excès de porteurs $(\Delta P)_N$ tend à prendre des valeurs proches du dopage N_{DN} figure (2-6-b).

- Les pseudo-niveaux de Fermi gardent toujours des valeurs constantes dans la zone de charge d'espace de la jonction NP mais leur écart est inférieur à qVa ; ils restent également constants dans la région P : figure (2-6-a).
- Le taux de recombinaison non radiatif U_2 prend une importance croissante dans les zones quasi-neutre N et P par rapport à sa valeur dans la zone de charge d'espace : figure (2-6-c)
- Le taux de recombinaison radiatif U_1 conserve les mêmes variations qu'à bas niveau de polarisation. Dans la zone P, sa valeur relative par rapport au taux U_2 croît avec le niveau de polarisation : figure (2-6-c)
- La densité du courant électrique tend à suivre une variation linéaire avec la tension appliquée. La quasi- totalité du courant est générée par les recombinaisons dans les zones quasi-neutres N et P. Le rapport $(J_n)_{PP^*} / (J_n)_{NP}$ atteint 310^{-2} : figure (2.5)
- La densité de lumière émise a la même allure que celle du courant mais le rapport densité de lumière / courant a tendance à croître avec la tension appliquée.

Il apparaît donc qu'à haut niveau de polarisation le fonctionnement électrique de la structure est dominé d'une part, par les phénomènes de recombinaisons dans les zones quasi-neutres des régions N et P et d'autre part, par les chutes de potentiel chmiques dans les régions N et P^*. L'émission de lumière comporte une contribution des trois zones N,P et charge d'espace NP.

L'ensemble des résultats précédents est schématisé sur le tableau (2.III) où sont portés le courant d'électrons J_n et le courant de trous J_p à la jonction NP, le courant total J, les densités de lumières qL_N, qL_p et qL émises par la région N, la région P et la structure, $\gamma = \frac{J_n}{J_p}$ l'efficacité d'injection, les rendements $\eta_N (\frac{qLN}{J_p})$, $\eta_p (\frac{qLp}{J_n})$ et $\eta_T = (\frac{qL}{J})$ des régions N et P et de la structure, $(\Delta n)_p$, la densité d'excès de porteurs minoritaires dans la région P,

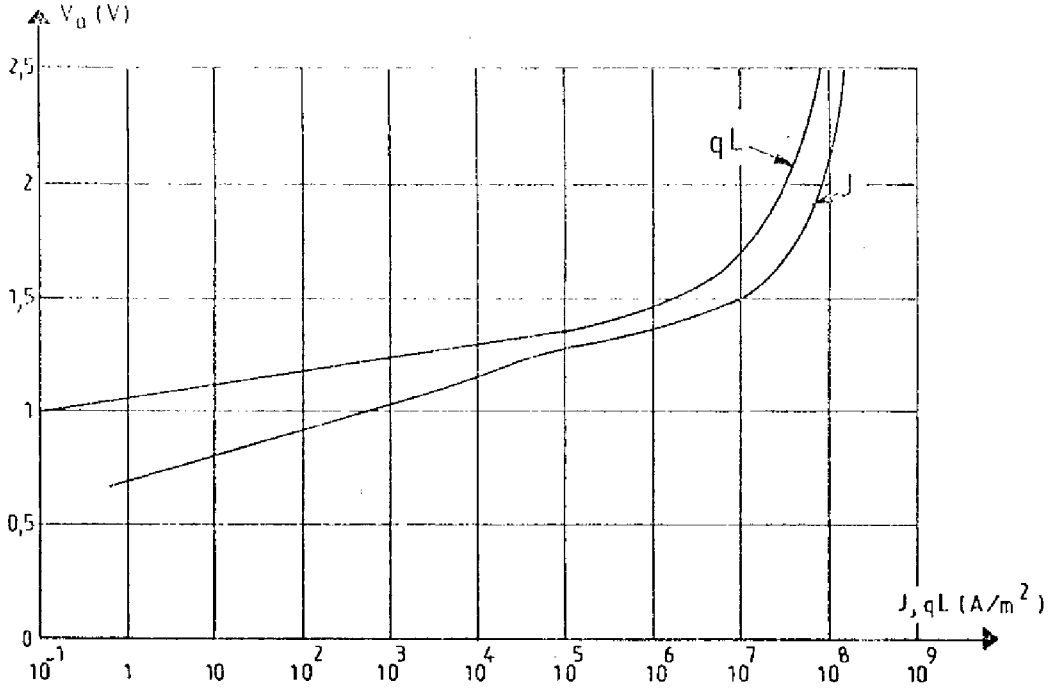


FIGURE (2.4) : CARACTERISTIQUES J(V) et qL(V) – STRUCTURE H_1

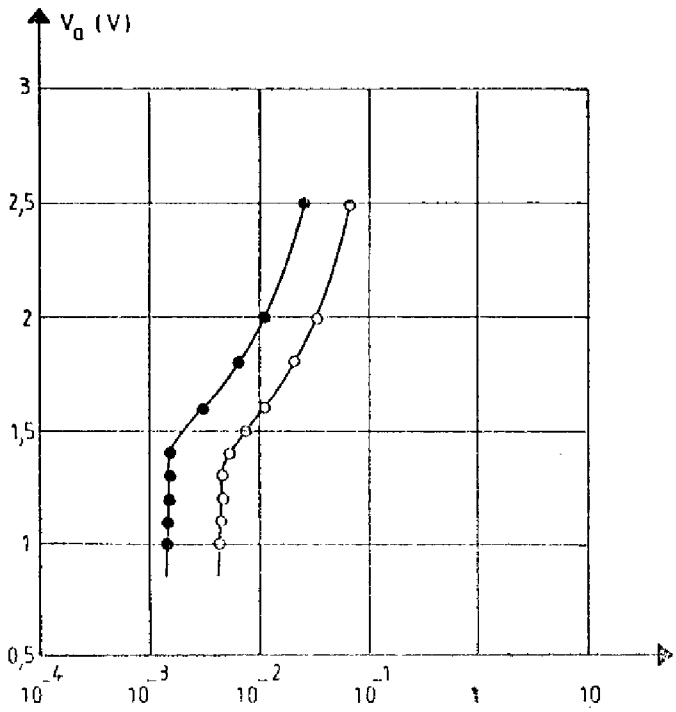
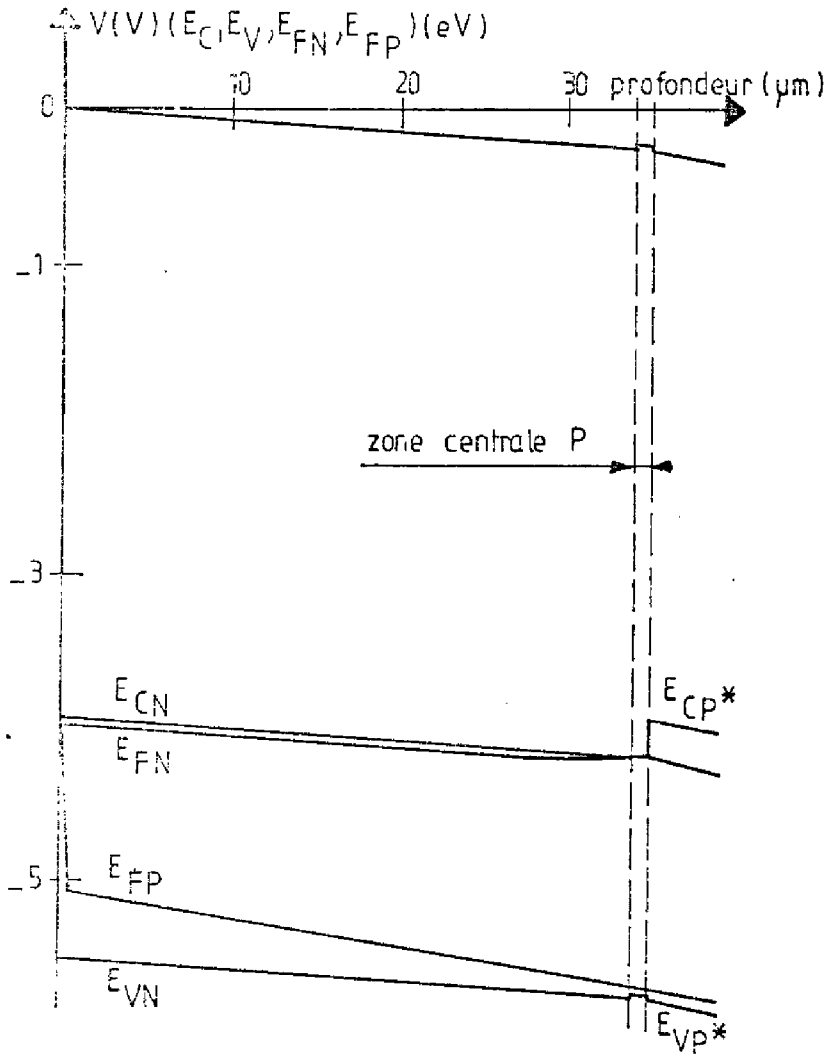


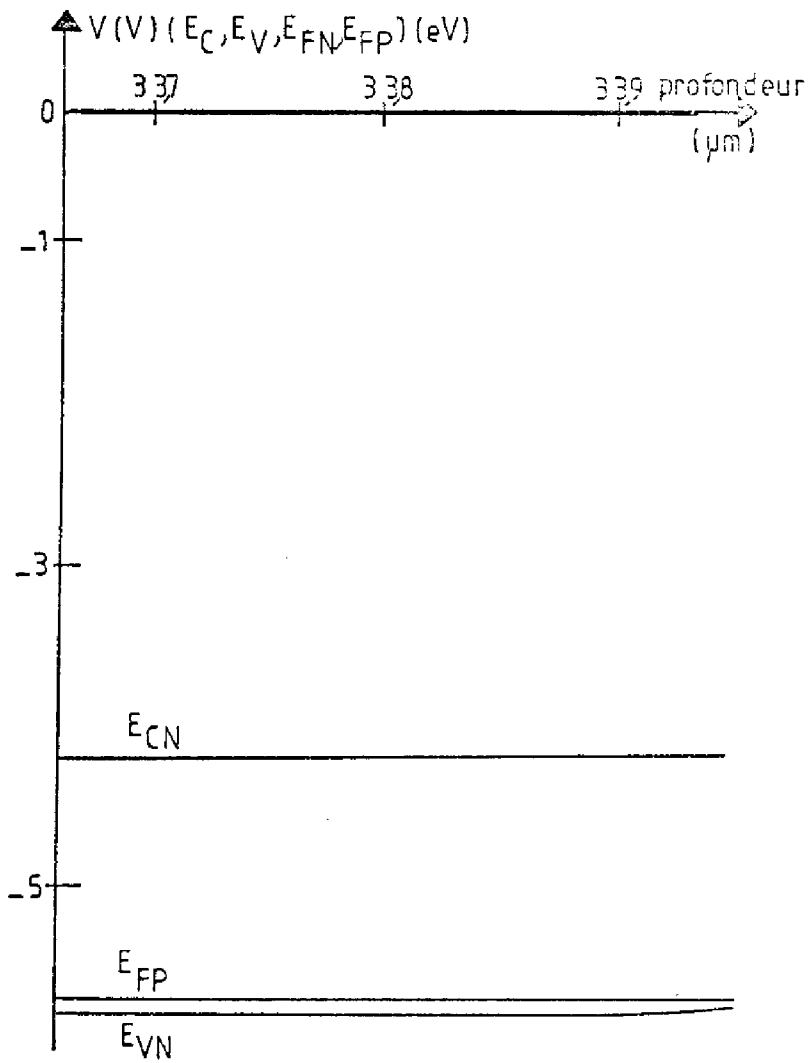
FIGURE (2.5) : RAPPORT $(J_n)_{PP}$ / $(J_n)_{NP}$ – STRUCTURES H_1 et H_4

•• W_P = 1 µm (H_1)

oo W_P = 0,2 µm (H_4)

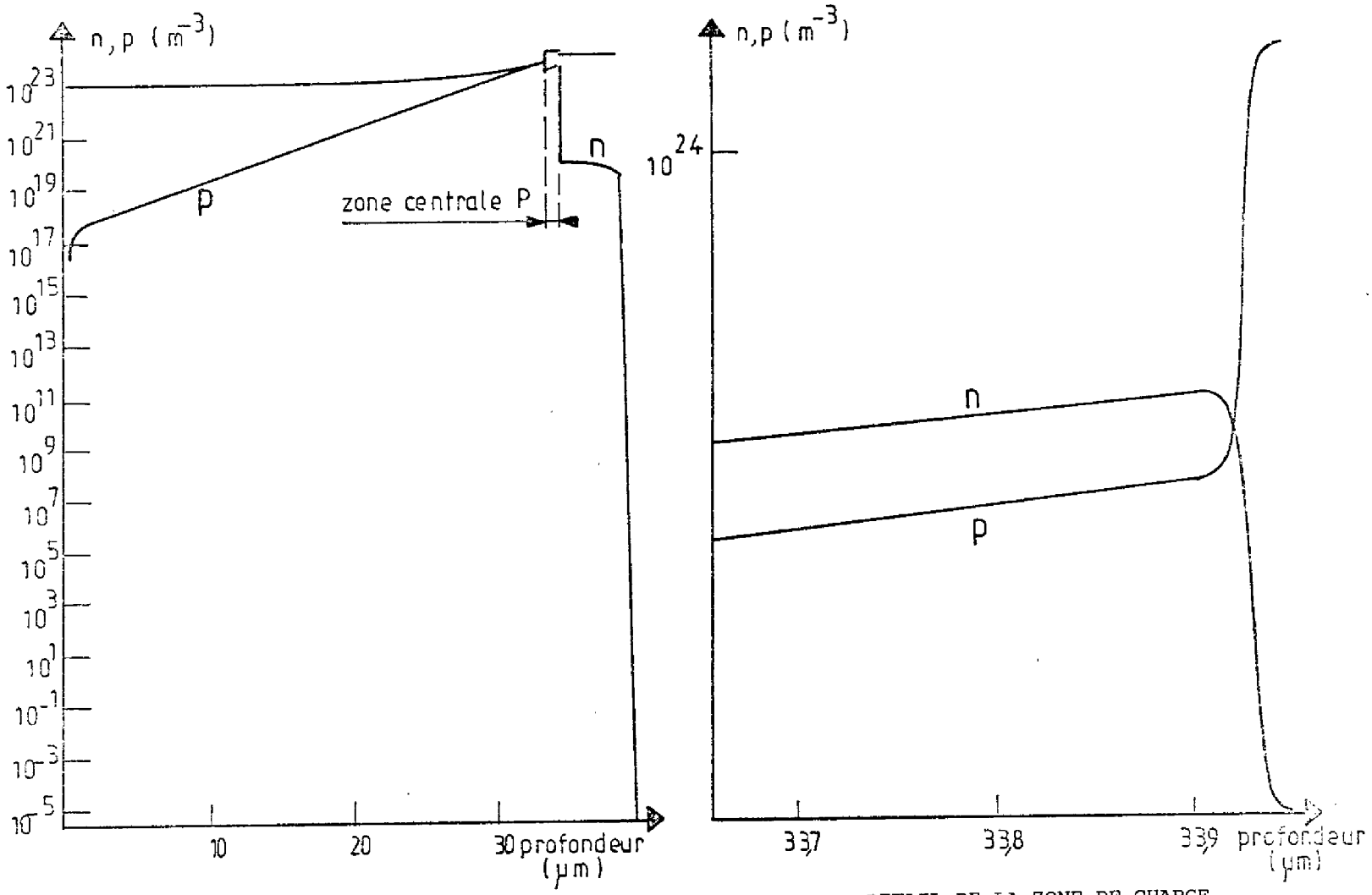


ENSEMBLE DE LA STRUCTURE



DETAIL DE LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE DE LA JONCTION NP

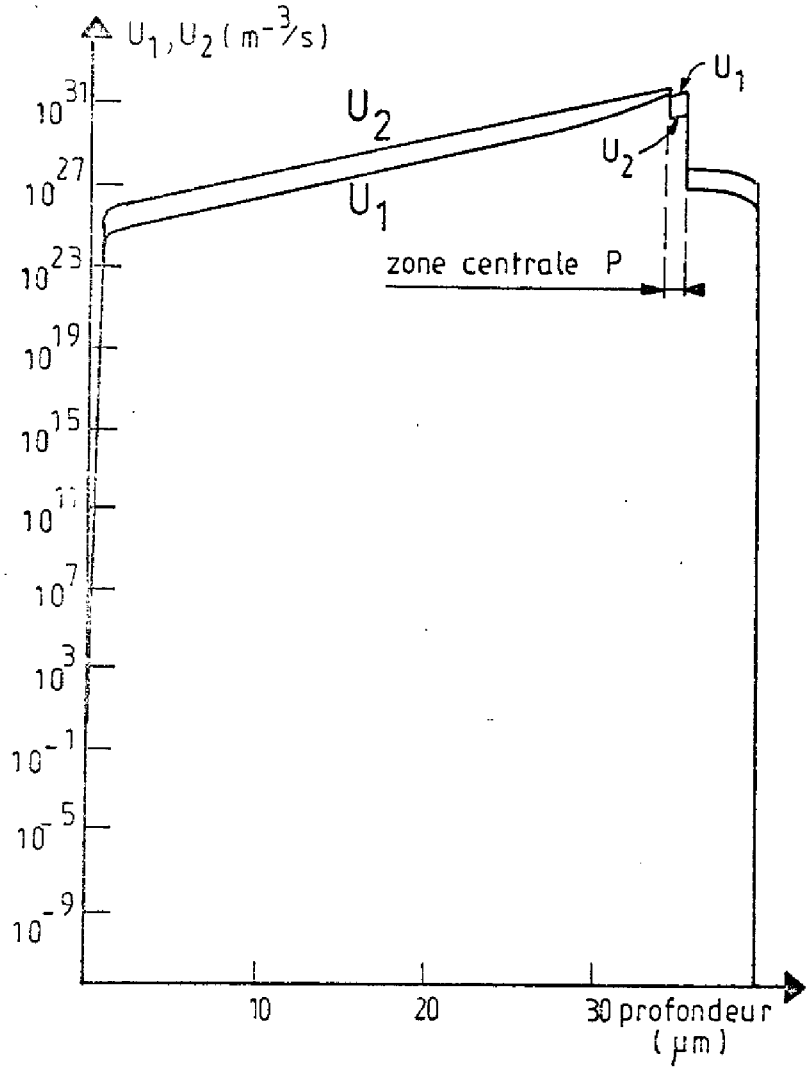
FIGURE (2.6-a) : POTENTIEL ET STRUCTURE DE BANDES (STRUCTURE H_1)
1,8 VOLTS



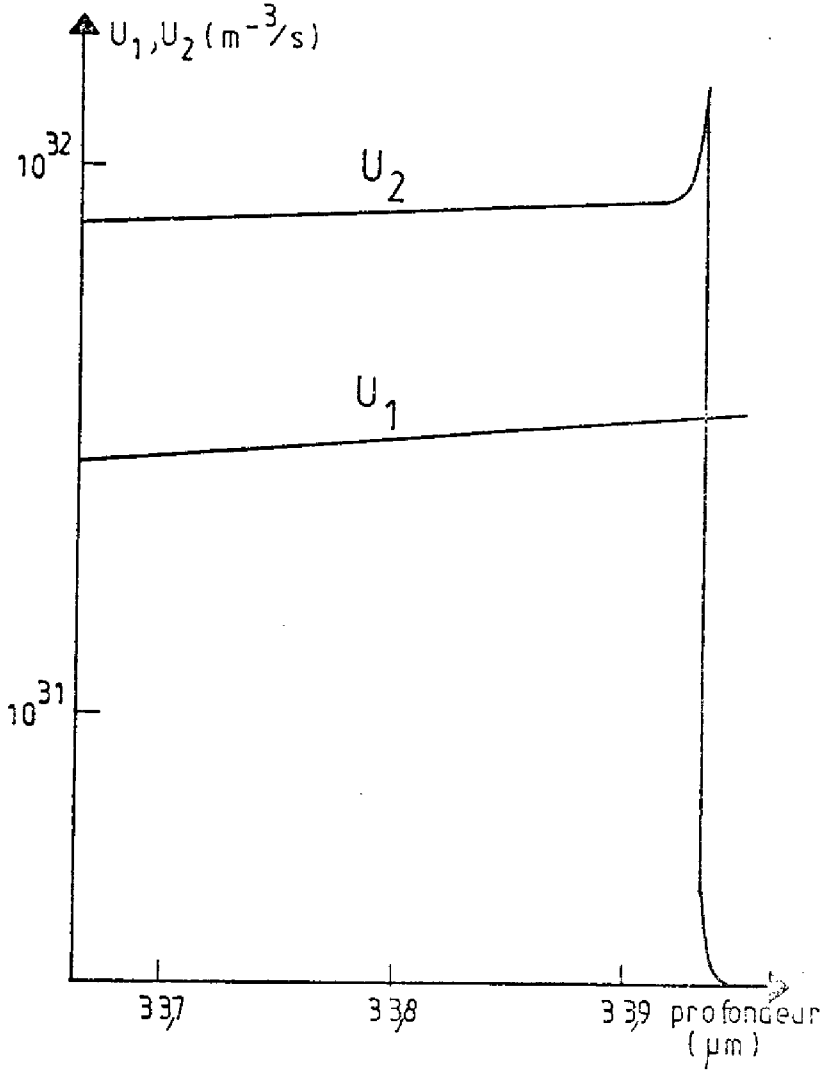
ENSEMBLE DE LA STRUCTURE

DETAIL DE LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE DE LA JONCTION NP

FIGURE (2.6-b) : DENSITES D'ELECTRONS ET DE TROUS (STRUCTURE H_1)
1,8 VOLTS

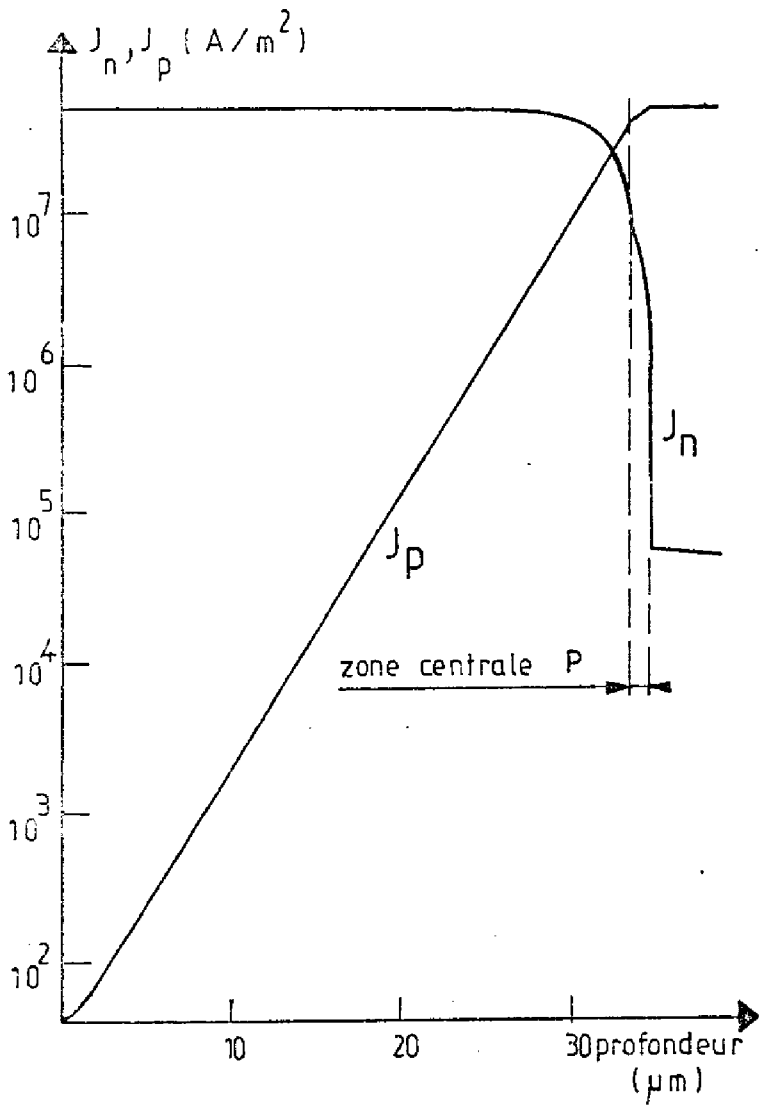


ENSEMBLE DE LA STRUCTURE

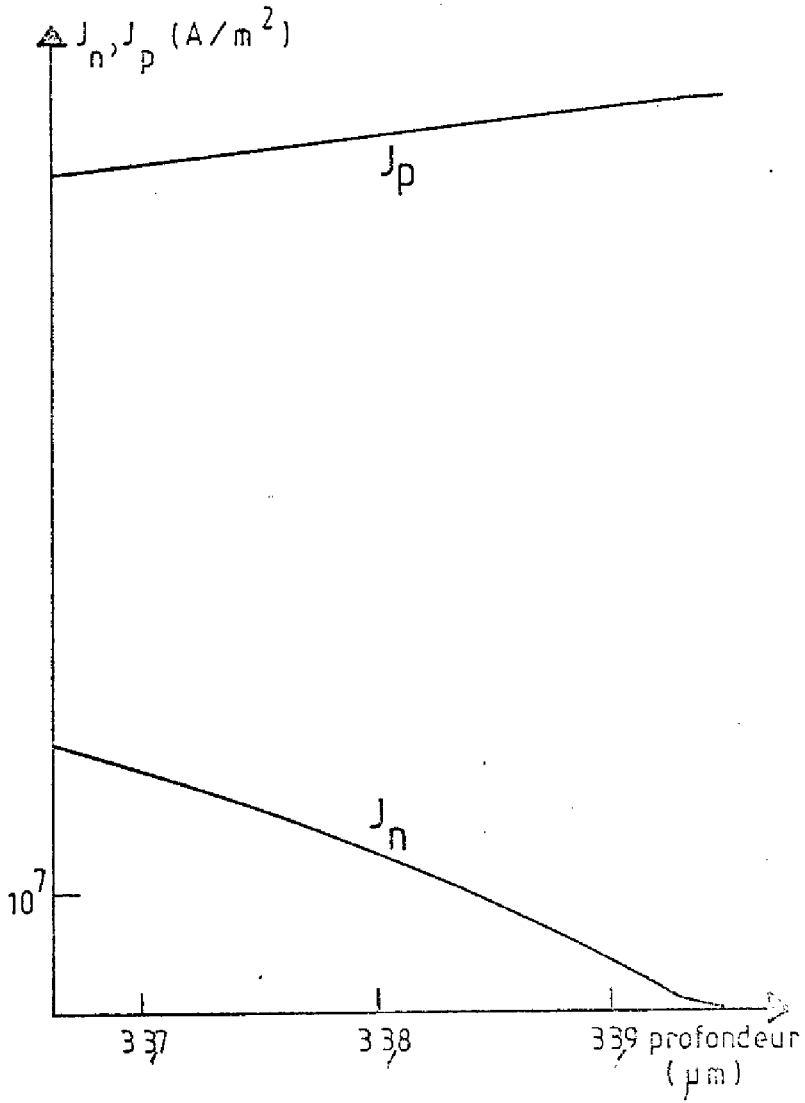


DETAIL DE LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE DE LA JONCTION NP

FIGURE (2.6-c) : TAUX DE RECOMBINAISONS U_1 ET U_2 (STRUCTURE H_1)
1,8 VOLTS



ENSEMBLE DE LA STRUCTURE



DETAIL DE LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE DE LA JONCTION NP

FIGURE (2.6-d) : DENSITES DE COURANTS J_n (D'ELECTRONS) ET J_p (DE TROUS)
STRUCTURE H_1 ; 1,8VOLTS

V_a (Volt)	J_n	J_p	J	qL	qL_N	qL_p	$\gamma = \frac{J_n}{J_p}$	$\eta_T = \frac{qL}{J}$	$\eta_N = \frac{qL_N}{J_p}$	$\eta_P = \frac{qL_p}{J_n}$	$(\Delta n)_P$ (m^{-3})	$(\Delta p)_N$ m^{-3}
	←			(A/m^2)		→						
1.	$4,865\ 10^{-2}$	$6,299\ 10^{2}$	$6,2994\ 10^{2}$	$1,302\ 10^{-1}$	$8,658\ 10^{-2}$	$4,361\ 10^{-2}$	$7,721\ 10^{-5}$	$2,067\ 10^{-4}$	$1,375\ 10^{-4}$	$8,97\ 10^{-1}$	$2,24\ 10^{15}$	$2,34\ 10^{16}$
1,2	$1,192\ 10^{2}$	$2,019\ 10^{4}$	$2,031\ 10^{4}$	$3,164\ 10^{2}$	$2,093\ 10^{2}$	$1,076\ 10^{2}$	$5,900\ 10^{-3}$	$1,558\ 10^{-2}$	$1,037\ 10^{-2}$	$8,98\ 10^{-1}$	$5,51\ 10^{18}$	$5,55\ 10^{19}$
1,4	$1,351\ 10^{5}$	$2,819\ 10^{6}$	$2,954\ 10^{6}$	$3,355\ 10^{5}$	$2,141\ 10^{5}$	$1,214\ 10^{5}$	$4,790\ 10^{-2}$	$1,113\ 10^{-1}$	$7,597\ 10^{-2}$	$8,99\ 10^{-1}$	$6,24\ 10^{21}$	$4,10\ 10^{22}$
1,6	$2,333\ 10^{6}$	$2,024\ 10^{7}$	$2,257\ 10^{7}$	$4,881\ 10^{6}$	$2,769\ 10^{6}$	$2,117\ 10^{6}$	$1,152\ 10^{-1}$	$2,162\ 10^{-1}$	$1,368\ 10^{-1}$	$9,054\ 10^{-1}$	$8,68\ 10^{22}$	$2,47\ 10^{23}$
1,8	$8,163\ 10^{6}$	$4,168\ 10^{7}$	$4,984\ 10^{7}$	$1,539\ 10^{7}$	$7,913\ 10^{6}$	$7,472\ 10^{7}$	$1,958\ 10^{-1}$	$3,088\ 10^{-1}$	$1,899\ 10^{-1}$	$9,155\ 10^{-1}$	$2,42\ 10^{23}$	$4,66\ 10^{23}$
2,0	$1,730\ 10^{7}$	$6,309\ 10^{7}$	$8,039\ 10^{7}$	$3,056\ 10^{7}$	$1,459\ 10^{7}$	$1,596\ 10^{7}$	$2,742\ 10^{-1}$	$3,81\ 10^{-1}$	$2,314\ 10^{-1}$	$9,228\ 10^{-1}$	$4,16\ 10^{23}$	$6,64\ 10^{23}$
2,5	$5,134\ 10^{7}$	$1,140\ 10^{8}$	$1,653\ 10^{8}$	$8,221\ 10^{7}$	$3,454\ 10^{7}$	$4,796\ 10^{7}$	$4,540\ 10^{-1}$	$4,970\ 10^{-1}$	$3,036\ 10^{-1}$	$9,270\ 10^{-1}$	$8,38\ 10^{23}$	$1,08\ 10^{24}$

TABLEAU (2.III) STRUCTURE H_1

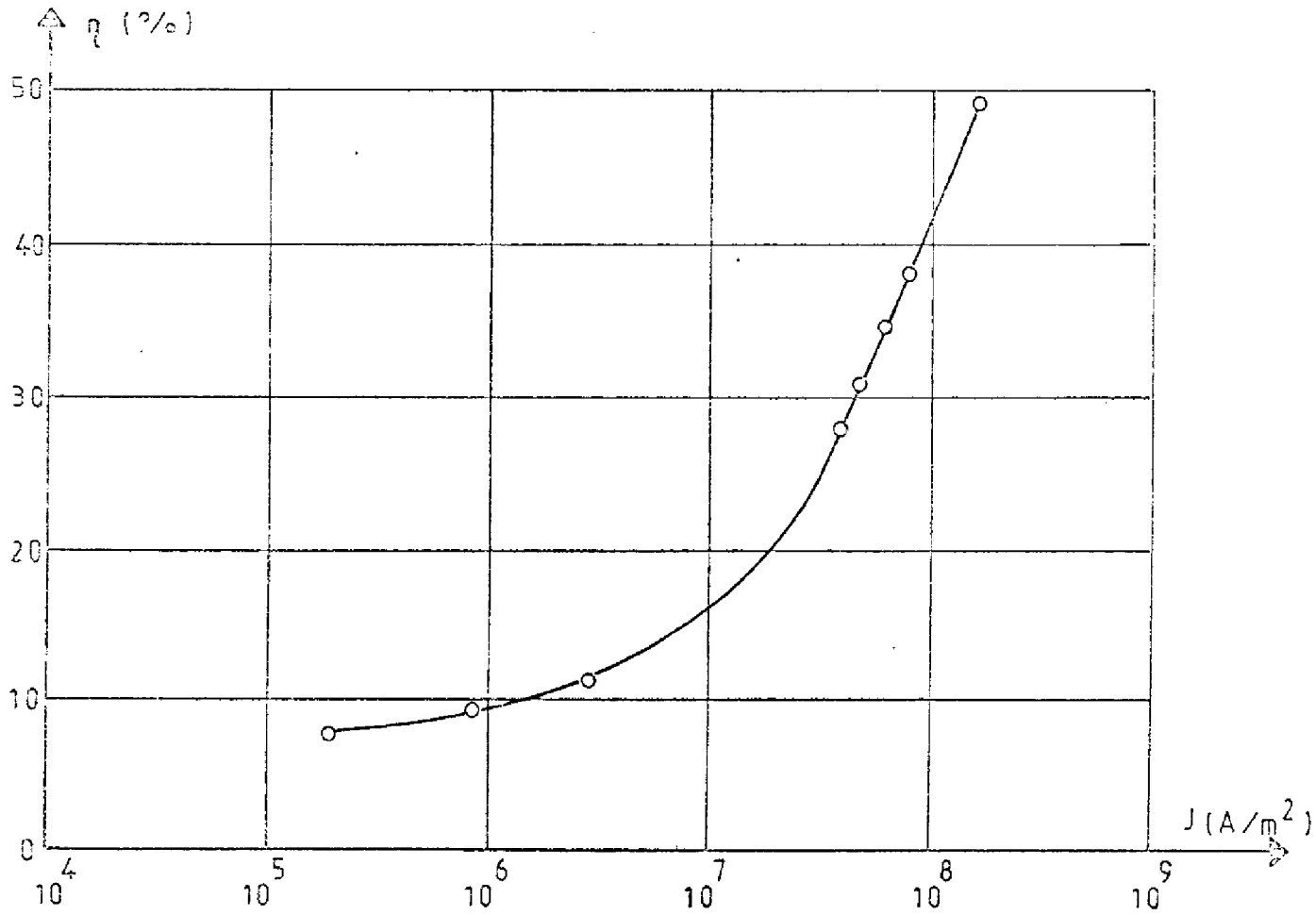


FIGURE (2.7) : RENDEMENT QUANTIQUE EN FONCTION DE J
STRUCTURE H_1

$(\Delta P)_N$, la densité d'excès de porteurs minoritaires dans la zone N à la limite de la charge d'espace et de la région quasi-neutre.

Enfin la figure (2.7) représente les variations du rendement de la structure en fonction du niveau de courant. Celui-ci est constamment croissant : à bas niveau de polarisation cette propriété est due au fait que le courant de recombinaison dans la charge d'espace a tendance à s'effacer devant les courants de diffusion ; à haut niveau de polarisation, ce sont les rendements de chacune des zones N et P qui croissent sous l'effet du mécanisme de recombinaison ambipolaire lié à l'augmentation des densités de porteurs, ainsi que le montre le tableau (2.III) (ce point sera développé de façon plus détaillé dans le chapitre (3)).

2.2. Modèle analytique

Les résultats de la simulation numérique précédente permettent de définir des hypothèses simplificatrices pouvant conduire à proposer un modèle analytique qui décrit l'ensemble des propriétés d'une structure à simple hétérojonction.

Les résultats de simulation numérique montrent qu'à tout niveau de polarisation l'hétérojonction PP^{*} peut-être considérée en première approximation comme bloquante pour le courant d'électrons c'est-à-dire qu'en $X = W_N + W_P$ le courant d'électrons J_n est pratiquement nul.

Dans ces conditions la résolution de l'équation classique de diffusion.

$$D_{nP} \frac{d^2(\Delta n)_P}{dX^2} - \frac{(\Delta n)_P}{(\tau_{eff_n})_P} = 0 \qquad (2.3)$$

pour la région neutre de la zone P conduit, compte tenu des conditions aux limites :

$$X = W_N \longleftrightarrow (\Delta n)_p = (\Delta n)_p \cdot (W_N)$$

$$X = W_N + W_P \longleftrightarrow J_n = 0$$

aux relations (cf. annexe B)

$$(\Delta n)_P(x) = \frac{n_i^2}{N_{AP}} \cdot \frac{Ch\left(\frac{W_N+W_P-X}{L_{nP}}\right)}{Ch\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right)} \qquad (2.4)$$

et

$$[J_n]_{x=W_N} = -qD_{nP} \cdot \frac{n_i^2}{N_{AP}} \cdot \frac{th\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right)}{L_{nP}} \cdot \left(\exp\left(\frac{E_{Fn}-E_{FP}}{KT}\right)-1\right) \qquad (2.5)$$

La relation (2.4) confirme bien que l'excès de porteurs minoritaires est pratiquement constant dans la région P, puisque, avec les paramètres de la structure simulée au paragraphe (2.1),

$$\frac{(\Delta n)_{x=W_N}}{(\Delta n)_{x=W_N+N_P}} = 1{,}011$$

Compte tenu de cette hypothèse, nous analyserons ci-dessous d'une part le comportement bas niveau et d'autre part le comportement haut niveau des dispositifs à simple hétérostructure. Nous décrivons ensuite un modèle généralisé pour l'ensemble de ces deux modes de fonctionnement.

A bas niveau de polarisation

Dans ce mode de fonctionnement le courant électrique et la lumière émise par la structure comporteront trois types de composantes, composantes de recombinaisons dans la zone de charge d'espace, composantes de diffusion dans la zone quasi-neutre N et composantes de diffusion dans la zone neutre P. Etant donné que les chutes ohmiques et la fraction de tension appliquée qui apparait aux bornes de l'hétérojonction PP* peuvent être considérées comme négligeables, l'écart entre les pseudo-niveaux de Fermi dans la zone de charge d'espace NP sera égal à qVa, tension appliquée.

Comme il est montré dans l'annexe D, la composante de courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace aura pour expression :

$$J_{rg} = -q \int_{W_N - X_N}^{W_J + X_P} \frac{np - n_i^2}{(n+n_1).\tau_p(x) + (p+p_1).\tau_n(x)} . dx \qquad (2.6)$$

Dans le cas considéré pour lequel $N_{DN} < N_{AP}$ (qui correspond à la majorité des structures réelles) et pour les faibles niveaux de polarisation, cette expression se réduit à :

$$J_{rg} = - \frac{KT}{\sqrt{\tau_{nN}\tau_{PN}}} . n_{iN} \frac{W_{SC}}{V_D - V_a} . \frac{\pi}{2} . \exp\left(\frac{qV_a}{2KT}\right) \qquad (2.7)$$

La composante de courant de diffusion dans le côté N obéit à la loi classique :

$$J_p = -q\, D_{PN} \frac{n_i^2}{N_{DN}} . \frac{1}{L_{PN}} \coth\left(\frac{W_N}{L_{PN}}\right).\left(\exp \frac{qV_a}{KT} - 1\right) \qquad (2.8)$$

Compte tenu de la relation (2.5), le courant de diffusion dans la région P s'écrit

$$J_n = -q\, D_{nP} \frac{n_i^2}{N_{AP}} . \frac{1}{L_{nP}} . \operatorname{th}\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right).\left(\exp \frac{qV_a}{KT} - 1\right) \qquad (2.9)$$

La composante de lumière issue de la région de charge d'espace de la jonction NP a pour expression

$$qL_{rg} = -q . \int_{W_N - X_N}^{W_J} B(np - n_i^2)\, dx = -q \int_{W_N - X_N}^{W_J} B n_i^2 \exp\left(\frac{E_{FN} - E_{FP}}{KT}\right) dx \qquad (2.10)$$

soit

$$qL_{rg} = -q B W_{SC} n_i^2 \left(\exp \frac{qV_a}{KT} - 1\right) \qquad (2.11)$$

La composante de lumière issue de la zone quasi-neutre du côté N obéit à la loi classique :

$$qL_N = -q \int_0^{W_N} \frac{\Delta P(X)}{(\tau_{rp})_N} . dX \qquad (2.12)$$

aux relations (cf. annexe B)

$$(\Delta n)_P(x) = \frac{n_i^2}{N_{AP}} \cdot \frac{Ch\left(\frac{W_N+W_P-X}{L_{nP}}\right)}{Ch\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right)} \qquad (2.4)$$

et

$$[J_n]_{x=W_N} = -qD_{nP} \cdot \frac{n_i^2}{N_{AP}} \cdot \frac{th\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right)}{L_{nP}} \cdot \left(\exp\left(\frac{E_{Fn}-E_{FP}}{KT}\right)-1\right) \qquad (2.5)$$

La relation (2.4) confirme bien que l'excès de porteurs minoritaires est pratiquement constant dans la région P, puisque, avec les paramètres de la structure simulée au paragraphe (2.1),

$$\frac{(\Delta n)_{x=W_N}}{(\Delta n)_{x=W_N+N_P}} = 1{,}011$$

Compte tenu de cette hypothèse, nous analyserons ci-dessous d'une part le comportement bas niveau et d'autre part le comportement haut niveau des dispositifs à simple hétérostructure. Nous décrivons ensuite un modèle généralisé pour l'ensemble de ces deux modes de fonctionnement.

A bas niveau de polarisation

Dans ce mode de fonctionnement le courant électrique et la lumière émise par la structure comporteront trois types de composantes, composantes de recombinaisons dans la zone de charge d'espace, composantes de diffusion dans la zone quasi-neutre N et composantes de diffusion dans la zone neutre P. Etant donné que les chutes ohmiques et la fraction de tension appliquée qui apparait aux bornes de l'hétérojonction PP* peuvent être considérées comme négligeables, l'écart entre les pseudo-niveaux de Fermi dans la zone de charge d'espace NP sera égal à qVa, tension appliquée.

Comme il est montré dans l'annexe D, la composante de courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace aura pour expression :

$$J_{rg} = -q \int_{W_N - X_N}^{W_J + X_P} \frac{np - n_i^2}{(n+n_1).\tau_p(x) + (p+p_1).\tau_n(x)} dx \qquad (2.6)$$

Dans le cas considéré pour lequel $N_{DN} < N_{AP}$ (qui correspond à la majorité des structures réelles) et pour les faibles niveaux de polarisation, cette expression se réduit à :

$$J_{rg} = -\frac{KT}{\sqrt{\tau_{nN}\tau_{pN}}} . n_{iN} \frac{W_{sc}}{V_D - V_a} . \frac{\pi}{2} . \exp\left(\frac{qV_a}{2KT}\right) \qquad (2.7)$$

La composante de courant de diffusion dans le côté N obéit à la loi classique :

$$J_p = -q\, D_{PN} \frac{n_i^2}{N_{DN}} . \frac{1}{L_{PN}} \coth\left(\frac{W_N}{L_{PN}}\right).\left(\exp \frac{qV_a}{KT} - 1\right) \qquad (2.8)$$

Compte tenu de la relation (2.5), le courant de diffusion dans la région P s'écrit

$$J_n = -q\, D_{nP} \frac{n_i^2}{N_{AP}} . \frac{1}{L_{nP}} . \operatorname{th}\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right).\left(\exp \frac{qV_a}{KT} - 1\right) \qquad (2.9)$$

La composante de lumière issue de la région de charge d'espace de la jonction NP a pour expression

$$qL_{rg} = -q . \int_{W_N - X_N}^{W_J} B(np - n_i^2)\, dX = -q \int_{W_N - X_N}^{W_J} B n_i^2 \exp\left(\frac{E_{FN} - E_{FP}}{KT}\right) dX \qquad (2.10)$$

soit

$$qL_{rg} = -qBW_{sc}\, n_i^2 \left(\exp \frac{qV_a}{KT} - 1\right) \qquad (2.11)$$

La composante de lumière issue de la zone quasi-neutre du côté N obéit à la loi classique :

$$qL_N = -q \int_0^{W_N} \frac{\Delta p(X)}{(\tau_{rp})_N} . dX \qquad (2.12)$$

ou

$$qL_N = -q \frac{(\tau_{effp})_N}{(\tau_{rp})_N} \cdot \int_0^{W_N} \frac{\Delta p(x)}{(\tau_{effp})_N} \cdot dx \qquad (2.13)$$

soit

$$qL_N = \frac{(\tau_{effp})_N}{(\tau_{rp})_N} \cdot J_p = (\eta_i)_N \, J_p \qquad (2.14)$$

avec

$$\frac{1}{(\tau_{effp})_N} = \frac{1}{(\tau_{rp})_N} + \frac{1}{\tau_{pN}}$$

Enfin la composante de lumière issue de la zone quasi-neutre P obéit de la même façon à

$$qL_p = -q \int_{W_N}^{W_N+W_P} \frac{\Delta n(x)}{(\tau_{rn})_P} \cdot dx \qquad (2.15)$$

ou encore

$$qL_p = -q \frac{(\tau_{effn})_P}{(\tau_{rn})_P} \cdot \int_{W_N}^{W_N+W_P} \frac{\Delta n(x)}{(\tau_{rn})_P} \cdot dx \qquad (2.16)$$

soit

$$qL_p = \frac{(\tau_{effn})_P}{(\tau_{rn})_P} \cdot J_n = (\eta_i)_P \cdot J_n \qquad (2.17)$$

avec

$$\frac{1}{(\tau_{effn})_P} = \frac{1}{(\tau_{rn})_P} + \frac{1}{\tau_{nP}}$$

Le courant total qui traverse la structure dans ce mode de polarisation s'écrit donc :

$$J = J_{rg} + J_n + J_p + qL_{rg} \quad \# \quad J_{rg} \qquad (2.18)$$

et la lumière émise

$$qL = qL_N + qL_p + qL_{rg} \qquad (2.19)$$

Aux hauts niveaux de polarisation

Dans ce cas il y a lieu de tenir compte des chutes de potentiel dans les zone N et P* et des effets de haute injection dans la zone N et P.

Les pseudos niveaux de Fermi étant constants dans la zone de charge d'espace et dans la zone P, le produit pn à la limite de la zone de charge d'espace côté N sera égal à

$$(pn)_{x=xN} = n_i^2 \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{KT}\right) \qquad (2.20)$$

Compte tenu de la pseudo-neutralité, l'excès de porteurs en ce point sera donc :

$$(\Delta p)_{N_{x=xN}} = \frac{\sqrt{N_{DN}^2 + 4 n_i^2 . \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{KT}\right)} - N_{DN}}{2} \qquad (2.21)$$

En négligeant l'effet du champ sur la longueur de diffusion équivalente dans la zone N, le courant s'écrit donc :

$$(J_p)_{x = W_N} = -q . \frac{D_{PN}}{L_{PN}} . \frac{\sqrt{(N_{DN})^2 + 4 n_i^2 \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{KT}\right)} - N_{DN}}{2} \qquad (2.22)$$

De même façon l'excès de porteurs minoritaires à la limite de la zone de charge d'espace côté p sera

$$(\Delta n)_{P_{x=W_N + x_P}} = \frac{\sqrt{(N_{AP})^2 + 4 n_i^2 . \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{KT}\right)} - N_{AP}}{2} \qquad (2.23)$$

et le courant J_n a pour expression

$$(J_n)_{x=W_N} = -q \frac{D_{nP}}{L_{nP}} . th\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right) \frac{\sqrt{(N_{AP})^2 + 4 n_i^2 \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{KT}\right)} - N_{AP}}{2} \qquad (2.24)$$

Pour leur part les différentes composantes de lumière émises par le dispositif obéissent aux relations : dans la zone N

$$qL_N = -q \frac{L_{pN}}{(\tau_{rp})_N} \cdot \frac{\sqrt{(N_{DN})^2 + 4n_i^2 \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{KT}\right)} - N_{DN}}{2} \qquad (2.25)$$

dans la zone P

$$qL_P = -q \frac{L_{nP}}{(\tau_{rn})_P} \cdot th\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right) \frac{\sqrt{(N_{AP})^2 + 4n_i^2 \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{KT}\right)} - N_{AP}}{2} \qquad 2.26)$$

et dans la zone de charge d'espace

$$qL_{rg} = -q\, BW_{SC} n_i^2 \left(\exp \frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{KT}\right) \qquad (2.27)$$

Par ailleurs, dans la zone P^* et dans la majeure partie de la zone N, le courant de porteurs majoritaire est sensiblement égal au courant total. Les champs dans ces régions seront donc égaux à :

dans le côté N

$$E_N = \frac{J}{q.N_{DN} \cdot \mu_{nN}} \qquad (2.28)$$

et dans le côté P^*

$$E_{P^*} = \frac{J}{q.N_{AP^*} \cdot \mu_{pP^*}} \qquad (2.29)$$

Les chutes de potentiels aux bornes de ces zones seront donc égales à :

$$\left.\begin{aligned} V_N &= R_N\, J \\ \text{avec} \quad R_N &= \frac{W_N}{q.N_{DN} \cdot \mu_{nN}} \end{aligned}\right\} \qquad (2.30)$$

et

$$\left.\begin{aligned} V_{P^*} &= R_{P^*}\, J \\ \text{avec} \quad R_{P^*} &= \frac{W_T - (W_N + W_P)}{q.\, N_{AP^*} \cdot \mu_{pP^*}} \end{aligned}\right\} \qquad (2.31)$$

Par suite l'écart entre les pseudo-niveaux de Fermi $(E_{Fn} - E_{Fp})$ sera lié à la tension appliquée par la relation :

$$\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{q} = V_a - (R_N + R_P^*)\ J - V_c \qquad (2.32)$$

où V_c est la chute de potentiel à l'hétérojonction PP^*

Les relations (2.7), (2.8), (2.9), (2.11), (2.14), (2.17), (2.18), (2.19) d'une part et les relations (2.24), (2.25), (2.26), (2.27), (2.30), (2.31), (2.32) d'autre part permettent de calculer les caractéristiques J(V), qL(V) et qL(I) respectivement à bas niveau et à haut niveau de polarisation.

Il y a lieu de remarquer que la relation (2.32) n'est pas soluble rigoureusement car les variations de V_c en fonction du courant qui traverse l'hétérojonction PP^* ne sont plus connues. En fait ces dernières restent inférieures à quelques dizaines de millivolts, il est possible de négliger V_c, tout en conservant à courant donné une précision "acceptable" sur la tension appliquée.

Par ailleurs à condition d'adopter pour le courant de recombinaison dans la charge d'espace la relation (D.22), portée en annexe D et valable à haut niveau de polarisation, la résolution du système formé par les expressions (D.22), (2.23), (2.25), (2.26), (2.27), (2.30), (2.31), (2.32) constitue une représentation générale des caractéristiques J(V), qL(V) et qL(I) quel que soit le niveau de polarisation.
Cette résolution n'est possible que par une méthode itérative et l'organigramme correspondant est porté sur le tableau (2.IV)

La figure (2.8) ainsi que le tableau (2.V) montrent la comparaison entre les résultats du modèle ci-dessus et ceux de la simulation numérique dans le cas de la structure étudiée au paragraphe (2.1). Il apparait un accord satisfaisant au bas niveau de polarisation tandis qu'au delà de 1,6 volts existent des écarts plus importants. Un examen détaillé des tableaux (2.III) et (2.V) montre que ces différences sont

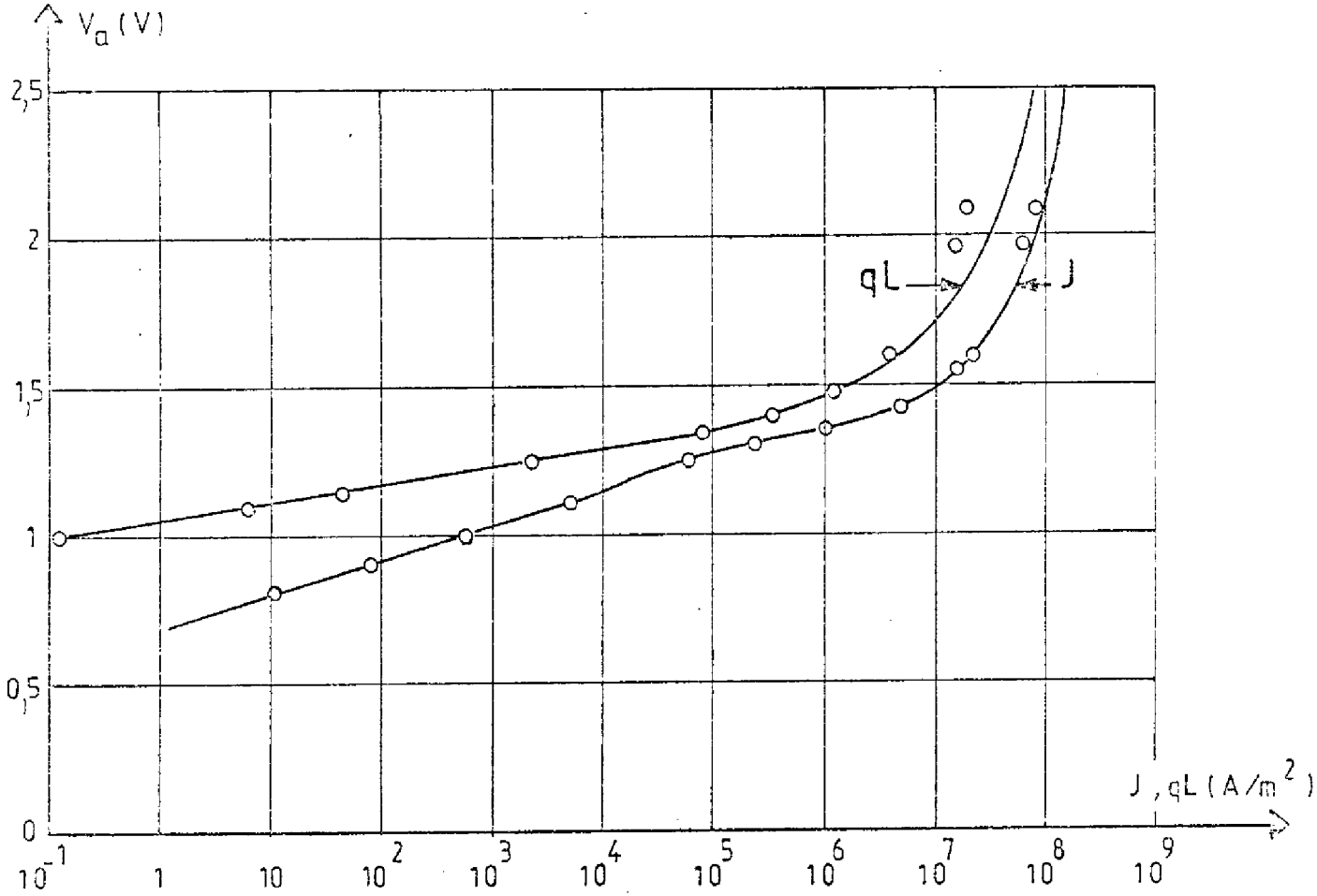


FIGURE (2.8) : CARACTERISTIQUES THEORIQUES J(V) et qL(V) STRUCTURE H_1

— SIMULATION NUMERIQUE
o MODELE ANALYTIQUE

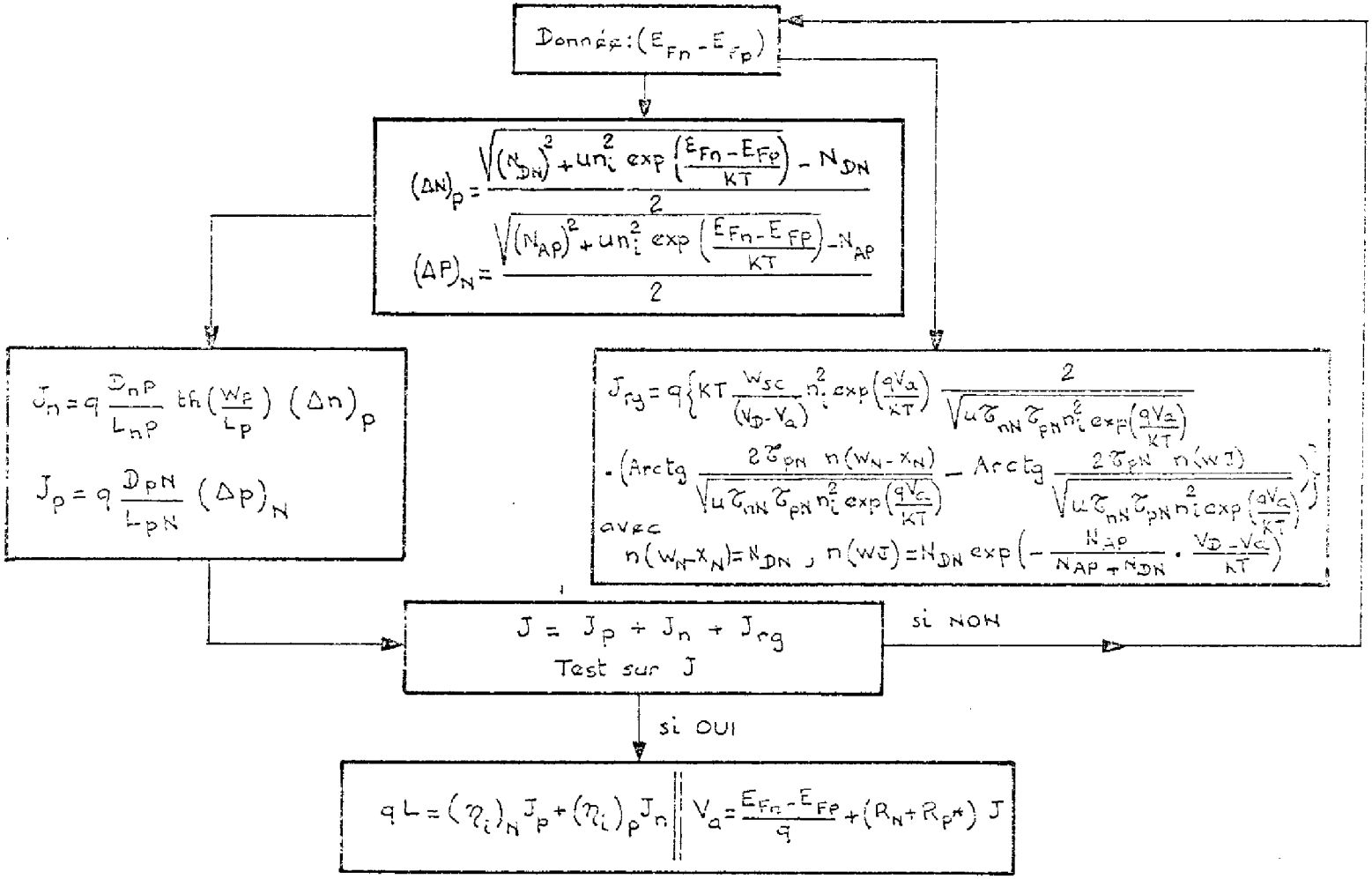


TABLEAU (2.IV) : ORGANIGRAMME GENERAL DU COMPORTEMENT DE STRUCTURE A SIMPLE HETEROJONCTION

V_a	$(E_{Fn} - E_{Fp})$	J_{rg}	J_n	J_p	J	qL_P	qL_N	qL	η_T	η_N	η_P	$(\Delta n)_P$	$(\Delta p)_N$
VOLT		A/m²										m^{-3}	m^{-3}
1.	1.	$6.556\ 10^{2}$	$5.045\ 10^{-2}$	1.311	$6.570\ 10^{2}$	$4.54\ 10^{-2}$	$8.436\ 10^{-2}$	$1.298\ 10^{-1}$	$1.97\ 10^{-4}$	$1.28\ 10^{-4}$	$9.00\ 10^{-1}$	$2.\ 10^{15}$	$2.28\ 10^{16}$
1,2	1,2	$2,848\ 10^{4}$	$1,241\ 10^{2}$	$3,228\ 10^{3}$	$3,183\ 10^{4}$	$1,117\ 10^{2}$	$2,073\ 10^{2}$	$3,190\ 10^{2}$	$1,00\ 10^{-2}$	$6,53\ 10^{-3}$	$9,00\ 10^{-1}$	$5,62\ 10^{18}$	$5,62\ 10^{19}$
1,434	1,4	$1,736\ 10^{5}$	$3,01\ 10^{5}$	$4,46\ 10^{6}$	$4,935\ 10^{6}$	$2,709\ 10^{5}$	$2,869\ 10^{5}$	$5,578\ 10^{5}$	$1,13\ 10^{-1}$	$6,19\ 10^{-2}$	$9,00\ 10^{-1}$	$1,36\ 10^{22}$	$7,78\ 10^{22}$
1,568	1,45	-	$1,973\ 10^{6}$	$1,523\ 10^{7}$	$1,722\ 10^{7}$	$1,770\ 10^{6}$	$9,812\ 10^{5}$	$2,751\ 10^{6}$	$1,59\ 10^{-1}$	$6,43\ 10^{-2}$	$9,00\ 10^{-1}$	$8,94\ 10^{22}$	$2,66\ 10^{23}$
1,872	1,50	-	$1,031\ 10^{7}$	$4,469\ 10^{7}$	$5,499\ 10^{7}$	$9,280\ 10^{6}$	$2,875\ 10^{6}$	$1,215\ 10^{7}$	$2,21\ 10^{-1}$	$6,43\ 10^{-2}$	$9,00\ 10^{-1}$	$4,67\ 10^{23}$	$7,80\ 10^{23}$
2,1	1,52	-	$1,813\ 10^{7}$	$6,734\ 10^{7}$	$8,547\ 10^{7}$	$1,632\ 10^{7}$	$4,332\ 10^{6}$	$2,065\ 10^{7}$	$2,41\ 10^{-1}$	$6,43\ 10^{-2}$	$9,00\ 10^{-1}$	$6,22\ 10^{23}$	$1,17\ 10^{24}$

$(R \times S = 6,88\ 10^{-9}\ \Omega m^2)$

TABLEAU (2.V) STRUCTURE H_1

dues au fait que le modèle analytique approché ne prend pas en compte les phénomènes suivants :

- les variations de la longueur de diffusion "effective" dans la région N sous l'effet du champ électrique.
- les variations des rendements d'électroluminescence des régions N et P sous l'effet des densités de porteurs élevées.

G. VASSILIEFF [34] a établi les relations permettant de prendre en compte le premier phénomène, et les variations du rendement d'électroluminescence en fonction du niveau des densités de porteurs seront analysées dans le chapitre (3) de ce mémoire. Cependant la complexité d'un modèle ainsi modifié qui nécessiterait en particulier une procédure d'intégration numérique pour décrire les variations du rendement de la zone N, ne nous parait pas être justifiée car ce modèle ne présentera alors que peu d'avantage par rapport à la simulation numérique rigoureuse.

2.3. Influence des Paramètres

Ce paragraphe a pour objet d'évaluer la sensibilité des performances des dispositifs à simple hétérojonction aux paramètres les plus facilement modifiables au niveau technologique ou à ceux qui peuvent être considérés comme un critère de qualité des matériaux. Seront donc successivement examinées l'influence des dopages N_{DN} et N_{AP}, du rendement de la zone P, de l'épaisseur W_P de la zone P.

Rappelons, en introduction à cette analyse, que suivant les relations (2.13) et (2.14) l'efficacité d'injection est égale à :

$$\gamma = \frac{J_n}{J_p} = \frac{D_{nP}}{D_{pN}} \cdot \frac{L_{pN}}{L_{nP}} \cdot \frac{(\Delta n)_P}{(\Delta p)_N} \cdot th\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right) \qquad (2.33)$$

Soit lorsque les effets de haute injection sont négligeables

$$\gamma = \frac{D_{nP}}{D_{pN}} \cdot \frac{N_{DN}}{N_{AP}} \cdot \frac{L_{pN}}{L_{nP}} \cdot th\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right) \qquad (2.34)$$

Par ailleurs si l'on ne considère que les composantes de courant et d'intensité lumineuse associées aux zones quasi-neutres N et P le rendement de la structure est égale à

$$\eta_T = \frac{1}{1+\gamma}(\eta_i)_N + \frac{\gamma}{1+\gamma}(\eta_i)_P \qquad (2.35)$$

Enfin l'influence des phénomènes d'absorption interne et de réflexion à l'interface semiconducteur air peut être évaluée, comme indiquée dans l'annexe E, sur la base des relations :

$$q\mathcal{L}_N = \frac{A_N}{1+\alpha L_{PN}} \cdot qL_n \cdot \exp(-\alpha W_P) \qquad (2.36)$$

$$q\mathcal{L}_p = A_P \cdot qL_P \cdot \frac{1}{\alpha W_P} \cdot \left(1 - \exp(-\alpha W_P)\right) \qquad (2.37)$$

$$q\mathcal{L}_{rg} = A_{rg}\, qL_{rg}\, \frac{1-\exp(-\alpha W_P)}{\alpha W_{SC}} \cdot \exp(-\alpha W_P) \qquad (2.38)$$

où α est le coefficient d'absorption, qL_{rg}, qL_N et qL_p les expressions de la lumière émise sans tenir compte de l'absorption (relations 2.10, 2.14 et 2.17) et A_N, A_p et A_{rg} sont des constantes de proportionalité.

Ces phénomènes ont évidemment tendance à accroitre le poids de l'intensité lumineuse émise par la région P : ils auront en particulier un rôle essentiel quant à l'influence de l'épaisseur W_p.

2.3.1. Influence du rendement intrinsèque de la région P

Afin d'illustrer l'influence de ce paramètre a été simulée une structure à simple hétérojonction H_2 dont les paramètres sont ceux portés sur les tableaux (2.I) et (2.II), sauf la durée de vie non radiative des électrons dans les côtés P et P^* qui a été choisie égale à 12 n.s au lieu de 72 n.s pour réduire le rendement η_P de 90 % à 60 %.

Les résultats obtenus sont représentés sur le tableau (2.VI) Les caractéristiques J(V) et qL(V) sont représentées sur la figure (2.9) comparées avec celles obtenues dans le paragraphe (2.1) pour un

rendement $\eta_P = 90$ %. Enfin la caractéristique $\eta(I)$ est portée sur la figure (2.10).

Les variations de (τ_{nP}) et les variations correspondantes de $(\eta_i)_P$ d'une part, de $(\tau_{eff_n})_P$ et de L_{nP} d'autre part ne modifieront que les composantes de courant J_n et d'intensité lumineuse qI_P comme indiqué par les relations (2.9), (2.14), (2.24) et (2.25).

Par suite, à bas niveau de polarisation la caractéristique J(V) restera inchangée et la caractéristique qL(V) sera peu affectée car le facteur $(\eta_i)_P \cdot \frac{th\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right)}{L_{nP}}$ (relations 2.14) ne varie pratiquement pas.

A haut niveau de polarisation, et à courant donné, il apparait une décroissance du rendement total de la structure. Celle-ci reste cependant inférieure à 5 % ; l'examen des tableaux (2.III) et (2.VI) sur la base de la relation (2.35) permet d'analyser cette faible variation et met en évidence la nécessité d'une modélisation précise pour évaluer l'influence de $(\eta_i)_P$.

2.3.2. Influence des dopages N_{DN} et N_{AP}

De façon qualitative comme le rendement $(\eta_i)_P$ est plus élevé que le rendement $(\eta_i)_N$, la relation (2.35) met en évidence que pour accroitre le rendement total il est nécessaire d'obtenir une efficacité d'injection aussi élevée que possible. Comme par ailleurs, ainsi que cela sera indiqué au paragraphe (3.4.4), le dopage N_{AP} doit être choisi voisin de 10^{24} m^{-3} pour assurer le meilleur rendement $(\eta_i)_P$, le seul paramètre qui peut être modifié est le dopage N_{DN}, en évitant toutefois des valeurs telles que le matériau devienne dégénéré.

Afin de mettre en évidence l'influence de ce paramètre, a été simulée une structure H_3 présentant les mêmes paramètres que ceux des tableaux (2.I) et (2.II) à l'exception du dopage N_{DN} choisi égal à 510^{22} m^{-3}. Les résultats obtenus sont portés sur le tableau (2.VII) et les figures (2.10) et (2.11).

Ainsi que le montre les relations (2.7), (2.8), (2.34) et (2.35) une décroissance de dopage N_{DN} diminuera le rendement $(\eta_i)_N$, accroitra la composante de courant J_{rg}, et la composante de courant J_p, dégradant ainsi l'efficacité d'injection. On observera donc une croissance du courant à bas niveau de polarisation ; dans cette gamme de polarisation la caractéristique qL(V) sera peu affectée car le produit $(\eta_i)_N J_p$ garde sensiblement la même valeur.

Par ailleurs il apparaît à tout niveau de polarisation une décroissance de rendement $\eta_T(I)$ sous les effets conjugués de l'augmentation du courant J_{rg}, de la décroissance du rendement $(\eta_i)_N$ et de l'efficacité d'injection .

Par suite le dopage N_{DN} devra donc être choisi aussi élevé que possible et dans l'état de l'art actuel une valeur voisine de 10^{23}, m^{-3} semble la plus optimale.

2.3.3. Influence de l'épaisseur W_P

L'influence de l'épaisseur W_p porte uniquement sur la composante de courant de diffusion J_n à travers le terme $th\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right)$ (relations (2.9) et (2.24)) et par suite sur la composante de lumière qL_P ainsi que sur l'efficacité d'injection.

Le tableau (2.VIII) et les figures (2.10) et (2.12) montrent les propriétés simulées d'une structure H_4 présentant les paramètres des tableaux (2.I) et (2.II) sauf une épaisseur W_P de 0,2 μm.

Ces résultats montrent que :

- le courant de recombinaison dans la charge d'espace et par suite la caractéristique J(V) bas niveau est indépendante de W_P (relation 2.7)
- l'intensité de lumière est à bas niveau diminuée par décroissance de la composante qL_P (relation 2.26)
- le rendement à haut niveau diminue avec W_P par diminution de la composante qL_P et que l'efficacité d'injection (relations (2.26) et (2.34)).

Cette diminution du rendement est encore aggravée par un phénomène de "de-confinement" qui est illustrée sur la figure (2.5) : le rapport des courants d'électrons à l'hétérojonction PP^* et l'homojonction NP $\frac{(J_n)_{PP^*}}{(J_n)_{NP}}$ croit lorsque W_P diminue et atteint des valeurs telles (6.810^{-2}) qu'il affecte le rendement de la zone P.

En résumé, si l'on ne tient pas compte des phénomènes d'absorption, les performances d'une structure à simple hétérojonction seraient d'autant meilleures que l'épaisseur W_P est plus élevée.

En fait la prise en compte des phénomènes d'absorption, telle qu'elle est peut être schématisée par les relations (2.36) et (2.37) modifie l'expression du rendement (2.36) sous la forme

$$\eta_T(\alpha) = \frac{A_N}{1+\gamma} \cdot \frac{1}{1+\alpha L_{PN}} \cdot \exp(-\alpha W_P) \cdot (\eta_i)_N + \frac{A_P}{\alpha W_P} \cdot \left(1 - \exp(-\alpha W_P) \cdot \frac{\gamma}{1+\gamma} \cdot (\eta_i)_P\right) \qquad (2.39)$$

Cette expression présente un optimum en fonction de W_P, comme le montre l'expression analytique ci-dessus dans laquelle γ a été définie par la relation (2.34).

L'expression "simple" ci-dessus cependant ne peut-être utilisée que pour mettre en évidence l'existence de cet optimum. Sa détermination par contre, ne peut être envisagée qu'à partir des simulations numériques afin de tenir compte de l'ensemble des phénomènes : variations des rendements des zones N et P en fonction du niveau d'excitation, courants de confinement. Elle demanderait de plus une analyse plus approfondie des phénomènes d'absorption, de réémission, et de réflexions aux interfaces [37] une telle recherche dépasserait donc le cadre de ce mémoire, d'autant plus qu'elle ne peut se concevoir qu'étroitement associée aux réalisations technologiques et aux expérimentations de caractérisation correspondantes.

Structure	N° du Tableau	V_a Volt	J_n	J_p	J	qL	qL_N	qL_p	$\gamma = J_n/J_p$	$\eta_T = qL/J$	$\eta_N = qL_N/J_p$	$\eta_p = qL_p/J_n$	Δn (m^{-3})	Δp (m^{-3})
			← (A / m^2)					→						
H_2	2. VI	1	$7,323\ 10^{-2}$	$6,299\ 10^{2}$	$6,300\ 10^{2}$	$1,300\ 10^{-1}$	$8,659\ 10^{-2}$	$4,345\ 10^{-2}$	$1,16\ 10^{-4}$	$2,064\ 10^{-4}$	$1,37\ 10^{-4}$	$5,93\ 10^{-1}$	$2,25\ 10^{15}$	$2,34\ 10^{16}$
		1,6	$2,995\ 10^{6}$	$1,875\ 10^{7}$	$2,175\ 10^{7}$	$4,334\ 10^{6}$	$2,482\ 10^{6}$	$1,852\ 10^{6}$	$1,60\ 10^{-1}$	$1,99\ 10^{-1}$	$1,32\ 10^{-1}$	$6,18\ 10^{-1}$	$7,81\ 10^{22}$	$2,31\ 10^{23}$
		1,8	$9,621\ 10^{6}$	$3,786\ 10^{7}$	$4,748\ 10^{7}$	$1,312\ 10^{7}$	$6,860\ 10^{6}$	$6,263\ 10^{6}$	$2,54\ 10^{-1}$	$2,76\ 10^{-1}$	$1,81\ 10^{-1}$	$6,51\ 10^{-1}$	$2,11\ 10^{-1}$	$4,28\ 10^{23}$
		2,5	$5,298\ 10^{7}$	$1,024\ 10^{8}$	$1,554\ 10^{8}$	$6,868\ 10^{7}$	$2,951\ 10^{7}$	$3,920\ 10^{7}$	$5,17\ 10^{-1}$	$4,42\ 10^{-1}$	$2,88\ 10^{-1}$	$7,40\ 10^{-1}$	$7,39\ 10^{23}$	$9,89\ 10^{23}$
H_3	2.VII	1	$4,831\ 10^{-2}$	$9,303\ 10^{2}$	$9,303\ 10^{2}$	$1,365\ 10^{-1}$	$9,309\ 10^{-2}$	$4,339\ 10^{-2}$	$5,19\ 10^{-5}$	$1,47\ 10^{-4}$	$1,00\ 10^{-4}$	$8,98\ 10^{-1}$	$2,24\ 10^{15}$	$5,70\ 10^{16}$
		1,6	$1,992\ 10^{6}$	$1,536\ 10^{7}$	$1,646\ 10^{7}$	$2,374\ 10^{6}$	$1,389\ 10^{6}$	$9,852\ 10^{5}$	$7,11\ 10^{-2}$	$1,44\ 10^{-1}$	$9,04\ 10^{-2}$	$9,02\ 10^{-1}$	$4,38\ 10^{22}$	$1,81\ 10^{23}$
		1,8	$3,780\ 10^{6}$	$3,057\ 10^{7}$	$3,435\ 10^{7}$	$7,491\ 10^{6}$	$4,055\ 10^{6}$	$3,436\ 10^{6}$	$1,24\ 10^{-1}$	$2,18\ 10^{-1}$	$1,33\ 10^{-1}$	$9,09\ 10^{-1}$	$1,29\ 10^{23}$	$3,36\ 10^{23}$
		2,5	$2,643\ 10^{7}$	$8,512\ 10^{7}$	$1,115\ 10^{8}$	$4,464\ 10^{7}$	$2,015\ 10^{7}$	$2,450\ 10^{7}$	$3,10\ 10^{-1}$	$4,00\ 10^{-1}$	$2,37\ 10^{-1}$	$9,27\ 10^{-1}$	$5,43\ 10^{23}$	$8,12\ 10^{23}$
H_4	2.VIII	1	$1,002\ 10^{-2}$	$6,299\ 10^{2}$	$6,299\ 10^{2}$	$9,547\ 10^{-2}$	$8,657\ 10^{-2}$	$8,880\ 10^{-3}$	$1,59\ 10^{-5}$	$1,52\ 10^{-4}$	$1,37\ 10^{-4}$	$8,86\ 10^{-1}$	$2,25\ 10^{15}$	$2,34\ 10^{16}$
		1,6	$4,224\ 10^{5}$	$2,030\ 10^{7}$	$2,072\ 10^{7}$	$3,167\ 10^{6}$	$2,786\ 10^{6}$	$3,814\ 10^{5}$	$2,09\ 10^{-2}$	$1,53\ 10^{-1}$	$1,37\ 10^{-1}$	$8,99\ 10^{-1}$	$8,82\ 10^{22}$	$2,49\ 10^{23}$
		1,8	$1,450\ 10^{6}$	$4,366\ 10^{7}$	$4,511\ 10^{7}$	$9,832\ 10^{6}$	$8,524\ 10^{6}$	$1,308\ 10^{6}$	$3,32\ 10^{-2}$	$2,18\ 10^{-1}$	$1,95\ 10^{-1}$	$9,02\ 10^{-1}$	$2,59\ 10^{23}$	$4,86\ 10^{23}$
		2,5	$9,774\ 10^{6}$	$1,371\ 10^{8}$	$1,468\ 10^{8}$	$5,461\ 10^{7}$	$4,592\ 10^{7}$	$8,68\ 10^{6}$	$7,13\ 10^{-2}$	$3,72\ 10^{-1}$	$3,35\ 10^{-1}$	$8,88\ 10^{-1}$	$1,04\ 10^{24}$	$1,28\ 10^{24}$

TABLEAU (2.VI), (2.VII), (2.VIII)

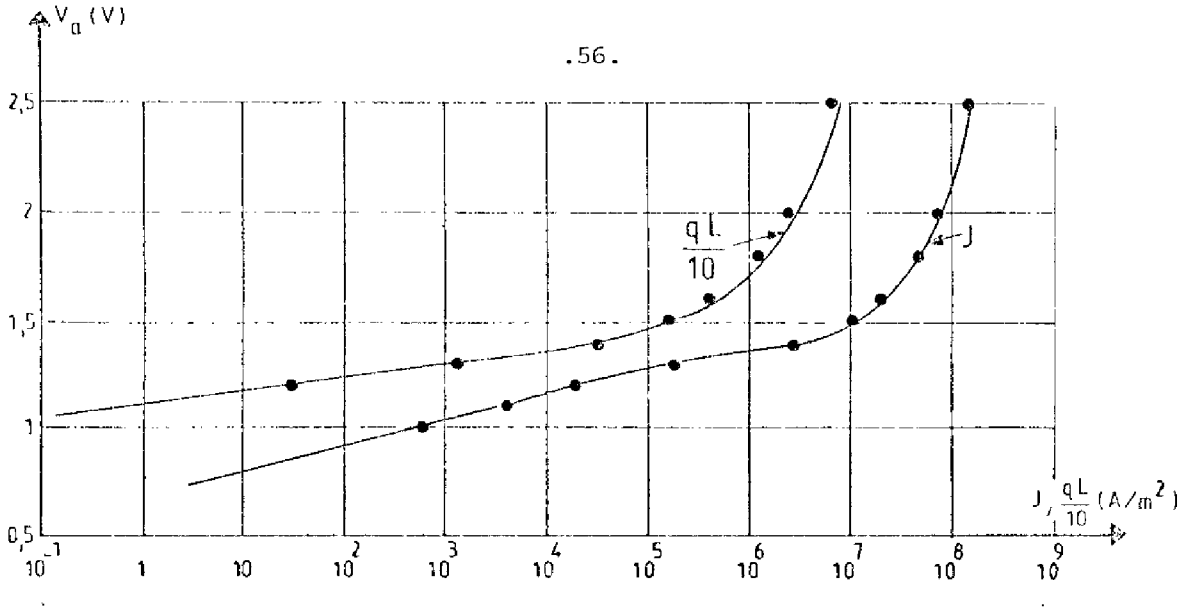


FIGURE (2.9) : CARACTERISTIQUES J(V) et qL(V) . STRUCTURE H_1 et H_2

— $(\eta_i)_P$ = 90 % H_1

● $(\eta_i)_P$ = 60 % H_2

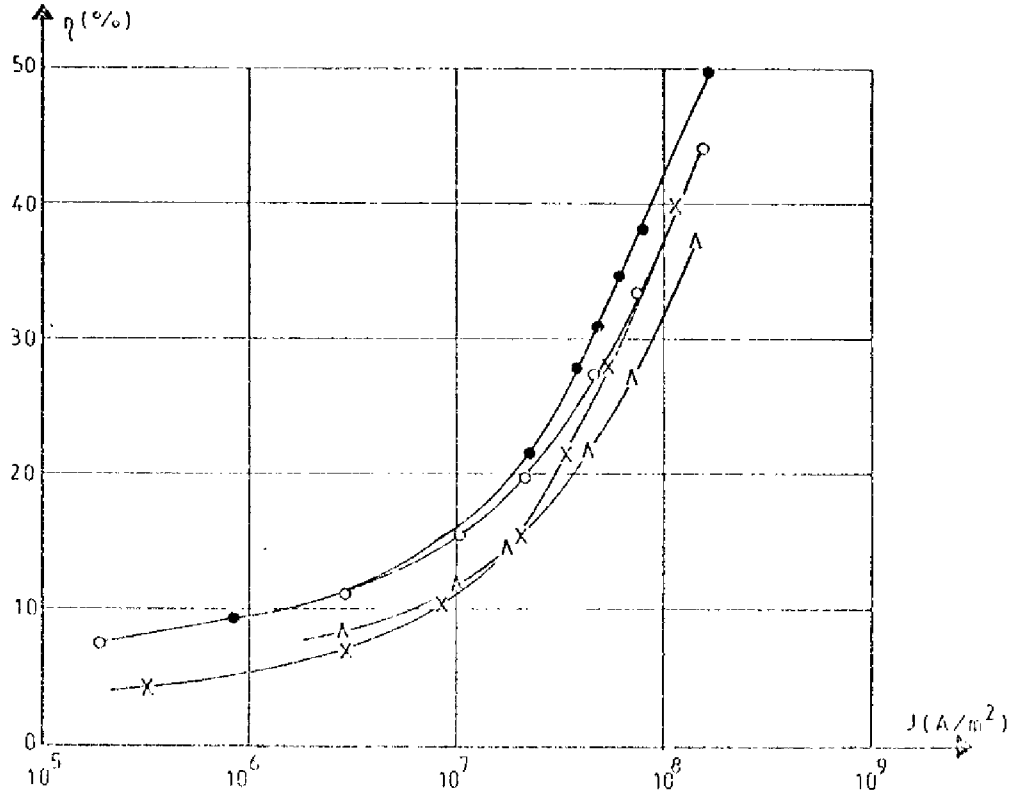


FIGURE (2.10) : VARIATION DU RENDEMENT QUANTIQUE AVEC LE COURANT

● $N_{DN} = 10^{23}$ m^{-3}, $W_P = 1\ \mu m$ et $(\eta_i)_P$ = 90 % (H_1)

o $N_{DN} = 10^{23}$ m^{-3}, $W_P = 1\ \mu m$ et $(\eta_i)_P$ = 60 % (H_2)

x $N_{DN} = 5\ 10^{22}$ m^{-3}, $W_P = 1\ \mu m$ et $(\eta_i)_P$ = 90 % (H_3)

∧ $N_{DN} = 10^{23}$ m^{-3}, $W_P = 0,2\ \mu m$ et $(\eta_i)_P$ = 90 % (H_4)

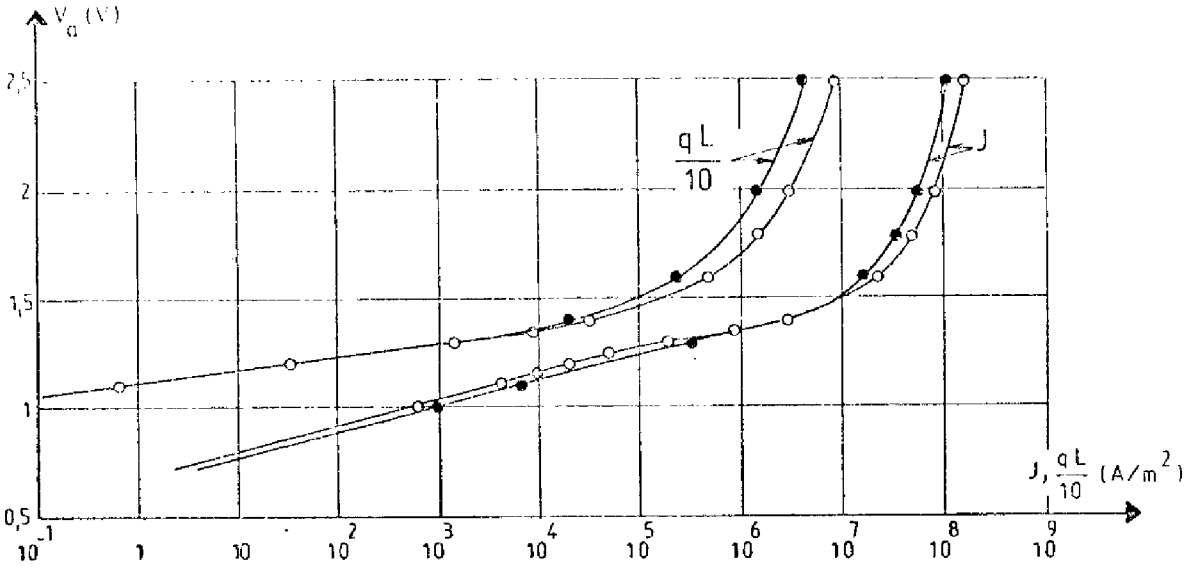


FIGURE (2.11) : CARACTERISTIQUES J(V), qL(V) STRUCTURE (H_3)

o N_{DN} = 1 10^{23} m^{-3} (H_1)

• N_{DN} = 5 10^{22} m^{-3} (H_3)

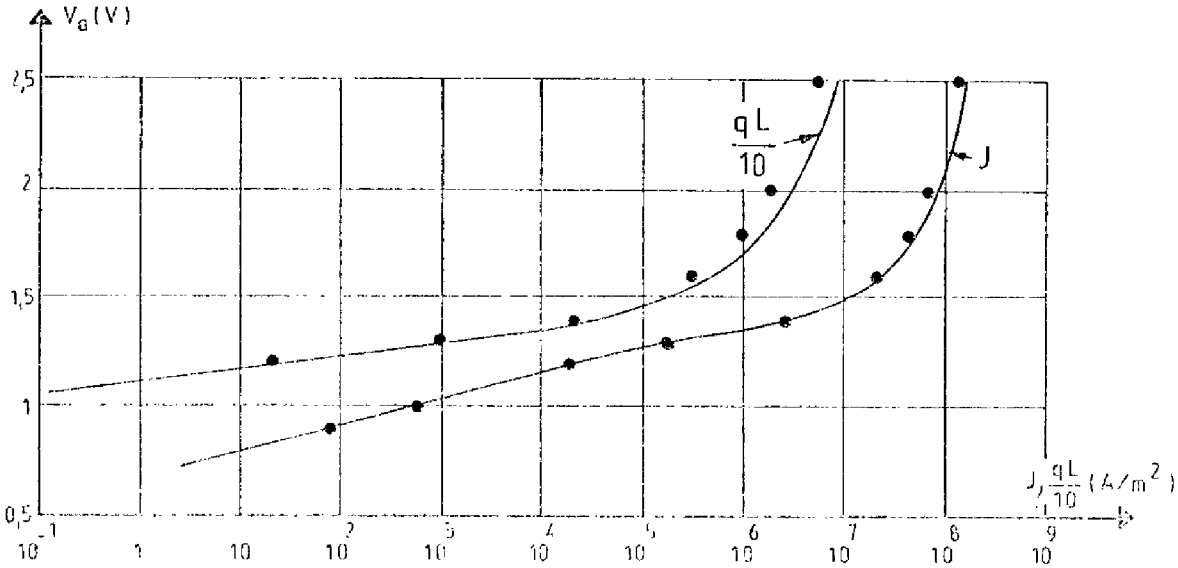


FIGURE (2.12) : CARACTERISTIQUES J(V) et qL(V) STRUCTURE : H_4

— W_P = 1 μm (H_1)

• W_P = 0,2 μm (H_4)

En conclusion, les considérations exposées ci-dessus montrent que l'amélioration des performances des dispositifs à simple hétérostructure impose un dopage élevé de la région N, un rendement élevé de la région P et qu'elle est finalement liée à la détermination de la valeur optimum de l'épaisseur W_P.

2. 4. Etude Expérimentale

Le but du présent paragraphe est d'évaluer la validité des méthodes de simulation et des modèles décrits dans les paragraphes (2.1) et (2.2) par comparaison avec les caractéristiques J(V) et qL(V) observées expérimentalement de structures à simple hétérojonction .

Les structures utilisées dans cette étude seront tout d'abord décrites ; les propriétés de ces composants seront ensuite analysées à partir de méthodes de détermination des paramètres qui seront définies.

2. 4. 1. Description des structures

Deux types de structures* dont les vues schématiques sont portées sur les figures (2.13) ont été étudiées :

- les structures référenciées 1456 et J115B comportent un substrat de GaAs de type N^+ sur lequel ont été déposées par épitaxie liquide une couche de Ga_{1-x} Al_x As dopée N d'épaisseur d'environ 30 μm et de concentration x voisine de 0,1 et une couche de Ga_{1-x} Al_x As dopée P d'épaisseur d'environ 5 μm et de concentration x voisine de 0,3. Les zones P et P* ont été obtenues par diffusion de ZINC localisée à travers un masque de Si_3 N_4 : l'épaisseur de la zone p est d'environ 1 μm.

- les structures référenciées JL 76 sont entièrement épitaxiées, c'est-à-dire que sur un substrat de Ga As de type N^+ ont été déposées successivement une couche de Ga $_{1-x}$ Al_x As de type N (épaisseur d'environ 12 μm et x d'environ 0,2), une couche de Ga_{1-x} Al_x As de type P (épaisseur d'environ 1 μm et x d'environ 0,2) et une couche de

(*) Réalisées par R.T.C. (Caen)

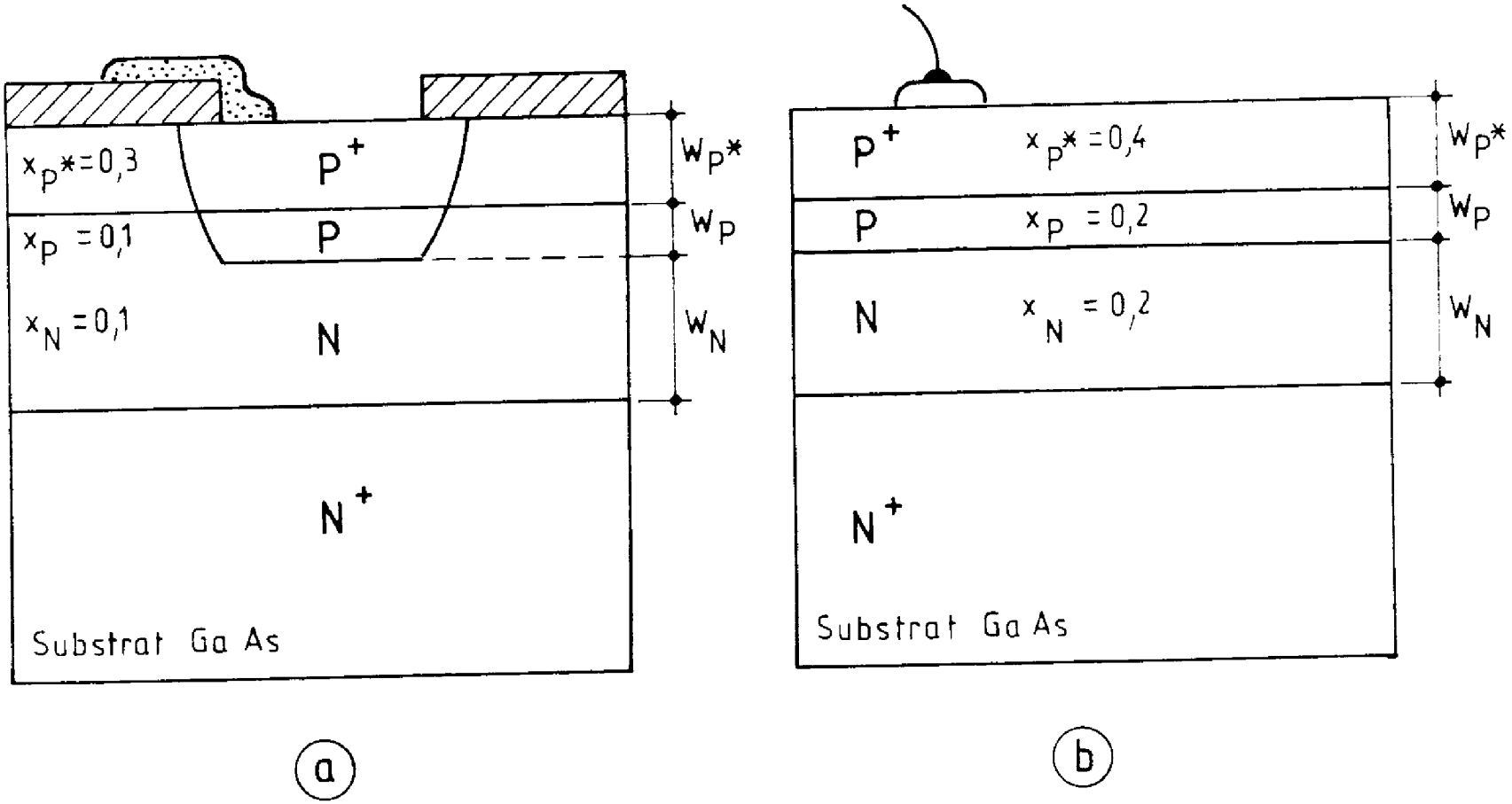


FIGURE (2.13) : SCHEMA DES STRUCTURES : (A) J 115 B et 1456
(B) JL 76

$Ga_{1-x}Al_xAs$ de type P (épaisseur d'environ 12 μm et x environ 0,4)

2. 4. 2. Résultats expérimentaux

Les différentes séries d'échantillons décrites dans le paragraphe ci-dessous ont été analysées du point de vue de leurs caractéristiques I(V) et qL(V) et de leur spectre d'émission suivant les techniques expérimentales décrites dans l'annexe D.

Les résultats typiques de chacune des séries sont portées sur les figures (2.17) à (2.20). Les caractéristiques J(V) et qL(V) présentent des propriétés qualitativement identiques aux résultats de simulation numérique et notamment :

- l'intensité lumineuse varie en exp $\left(\frac{qv}{KT}\right)$ jusqu'à des niveaux de polarisation voisin de 1,3 volts
- le courant varie en exp $\left(\frac{qv}{2KT}\right)$ pour des niveaux de polarisation inférieurs à 1,2 volts.

2. 4. 3. Comparaison théorie - expérience

Pour qu'une structure à simple hétérojonction puisse être décrite par les méthodes de simulation ou les modèles exposés aux paragraphes (2.1) et (2.2), il est nécessaire que soient connues les valeurs de l'ensemble des paramètres suivants :

- les épaisseurs W_N, W_P, W_{P^*} et la surface active S
- les concentrations x des couches N et P et de la couche P^*
- les dopages N_{DN}, N_{AP} et N_{AP^*}
- les durées de vie non radiatives τ_{nN}, τ_{pN}, τ_{nP}, τ_{pP}
- la constante de recombinaison bande-à-bande B des couches N et P
- la résistance série des contacts R_c qui existe sur toute structure réelle.

Les grandeurs géométriques, les dopages et les concentrations d'aluminium peuvent être connues par les tests classiques de caractérisation, les conditions technologiques d'élaboration. De plus il est possible de contrôler à postériori la concentration en aluminium des zones N,P par le maximum du spectre d'électroluminescence (figure 2.14) et le dopage de la zone N par les variations de capacité de jonction sous tension inverse. La figure (2.15) montre un exemple de ces variations pour les composantes de la série JL 76 qui confirme le caractère abrupt de la jonction NP. L'ensemble des paramètres pour les différentes séries est porté sur le tableau (2.IX)

TABLEAU (2.IX)

SERIE	Zone N			Zone P			Zone P^*			surface (m^{-2})
	x_N	W_N (μm)	N_{DN} (m^{-3})	x_p	W_p (μm)	N_{AP} (m^{-3})	x_p^*	W_p^* (μm)	N_{Ap}^* (m^{-3})	
1456	0,05	35	10^{23}	0,05	1	10^{24}	0,3	5	10^{24}	$2,1\ 10^{-8}$
J115 B	0,06	35	$5\ 10^{22}$	0,06	1	10^{24}	0,3	5	10^{24}	$2,1\ 10^{-8}$
JL 76	0,166	12	$5\ 10^{22}$	0,166	1	10^{24}	0,3	12	10^{24}	$2\ \ 10^{-7}$

Par ailleurs, on peut noter que comme elles n'ont pratiquement pas d'influence sur le comportement des dispositifs les durées de vie non radiatives des porteurs majoritaires dans les zones N et P ainsi que les durée de vie radiatives et non radiatives de la zone P^* pourront être choisies arbitrairement dans la gamme communément admise pour les matériaux Ga As et Ga Al As.

Le produit des durées de vie non radiatives dans la zone de charge d'espace peut, pour sa part, être aisément déduit de la caractéristique expérimentale J(V) à bas niveau de polarisation compte tenu

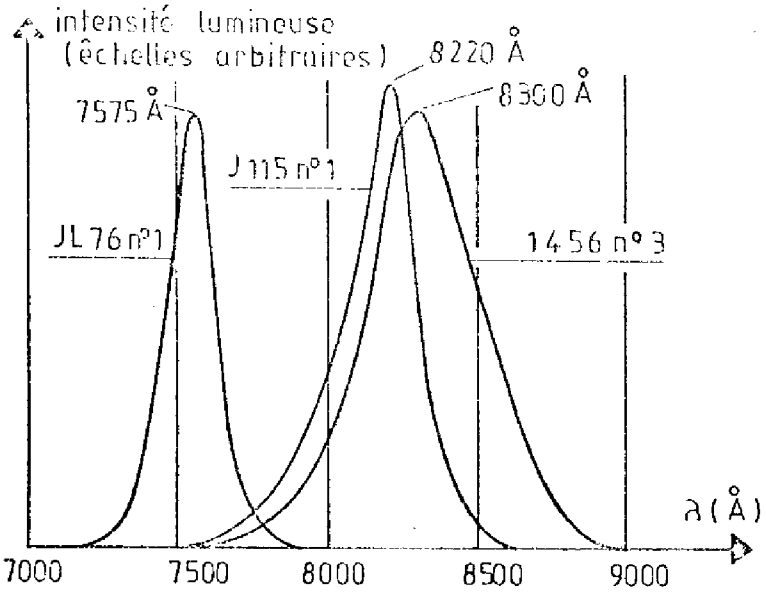


FIGURE (2.14) : REPONSE SPECTRALE DE DIFFERENTES SERIES

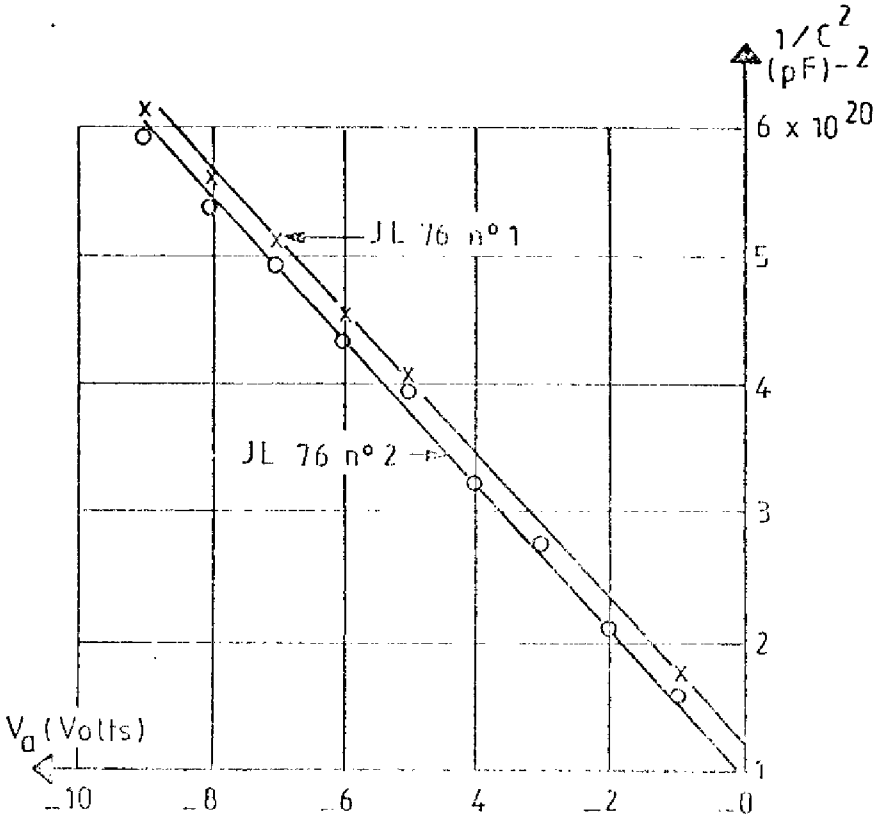


FIGURE (2.15) : CAPACITE DE TRANSITION SOUS POLARISATION INVERSE

de la relation (2.7) ; un point quelconque de la caractéristique expérimentale permet d'appliquer la relation

$$(\tau_{nN} . \tau_{pN}) = \frac{S.A. \exp(\frac{qV_a}{2KT})}{I_{exp}} \qquad (2.40)$$

avec

$$A = \frac{n_{iN} . KT}{|V_D - V_a|} . W_{SC} . \frac{\pi}{2} \qquad (2.41)$$

Il reste donc à déterminer les durées de vie non radiatives des porteurs minoritaires des zones N et P ainsi que la constante B de recombinaison bande-à-bande. De plus, comme la lumière émise à l'extérieur de la structure obéit à la relation :

$$q\mathcal{L} = \beta_o \left(\frac{1}{1+\alpha L_{pN}} . \exp(-\alpha W_p)(qL_N) + \frac{1-\exp(-\alpha W_p)}{\alpha W_p}(qL_p) \right) \qquad (2.42)$$

où β_o prend en compte l'ensemble des phénomènes des pertes à l'interfaces semiconducteurs-air, la comparaison théorie-expérience exigera aussi la détermination de la constante β_o.

En fait il s'avère impossible pratiquement de déterminer de façon univoque l'ensemble de ces grandeurs à partir de caractéristiques expérimentales J(V), qL(V), car à partir de celles-ci on ne peut relever uniquement que :

- l'ordonnée à l'origine $(q\mathcal{L}_o)_{exp.}$ de la partie en $\exp(\frac{qV_a}{KT})$ de la caractéristique $(qL(V))_{exp.}$
- le rendement $(\eta_{IT}\beta_o)_{exp.}$ obtenu pour 2 volts environ, tension maximum qu'il est possible d'appliquer aux échantillons sans dégradation et que l'on supposera correspondre compte tenu de la résistance série au niveau d'excitation et de densités de porteurs où le rendement des zones N et P correspond au rendement intrinsèque de ces régions.

On peut ainsi établir les 2 relations :

$$(qL_o)_{exp.} = q\,n_i^2 B\beta_o \left\{ \frac{1}{1+\alpha L_{pN}} \cdot \exp(-\alpha W_p)\, L_{pN} + \frac{1}{\alpha W_p}\left(1-\exp(-\alpha W_p)\right) \cdot L_{np} \cdot th\left(\frac{W_p}{L_{np}}\right) \right\} \quad (2.43)$$

$$(\eta_T \beta_o)_{exp.} = \beta_o \left\{ \frac{\exp(-\alpha W_p)}{1+\alpha L_{pN}} \cdot \frac{1}{1+\gamma} \cdot (\eta_i)_N + \frac{1-\exp(-\alpha W_p)}{\alpha W_p} \cdot \frac{\gamma}{1+\gamma} (\eta_i)_p \right\} \quad (2.44)$$

ou encore compte tenu des expressions de $(\eta_i)_N$, $(\eta_i)_p$ et γ

$$(\eta_T \beta_o)_{exp.} = B\beta_o \left\{ \frac{\exp(-\alpha W_p)}{1+\alpha L_{pN}} \cdot \frac{L_{pN}^2}{1+\frac{D_{np}}{D_{pN}} \cdot \frac{N_{DN}}{N_{Ap}} \cdot \frac{L_{pN}}{L_{np}} \cdot th\frac{W_p}{L_{np}}} \cdot \frac{N_{DN}}{D_{pN}} + \frac{(1-\exp(-\alpha W_p))}{\alpha W_p} \cdot \frac{\frac{D_{np}}{D_{pN}} \cdot \frac{N_{DN}}{N_{Ap}} \cdot L_{pN} \cdot th\left(\frac{W_p}{L_{np}}\right)}{1+\frac{D_{np}}{D_{pN}} \cdot \frac{N_{DN}}{N_{Ap}} \cdot \frac{L_{pN}}{L_{np}} \cdot th\left(\frac{W_p}{L_{np}}\right)} \cdot L_{np}^2 \frac{N_{Ap}}{D_{np}} \right\} \quad (2.45)$$

Ces deux relations peuvent encore se mettre sous la forme :

$$q\,n_i^2 (\eta_T \beta_o)_{exp} \left\{ \frac{\exp(-\alpha W_p)}{1+\alpha L_{pN}} \cdot L_{pN} + \frac{(1-\exp(-\alpha W_p))}{\alpha W_p} \cdot L_{np}\, th\left(\frac{W_p}{L_{np}}\right) \right\}$$
$$- (qL_o)_{exp.} \left\{ \frac{\exp(-\alpha W_p)}{1+\alpha L_{pN}} \cdot \frac{L_{pN}^2}{1+\frac{D_{np}}{D_{pN}} \cdot \frac{N_{DN}}{N_{Ap}} \cdot \frac{L_{pN}}{L_{np}} \cdot th\left(\frac{W_p}{L_{np}}\right)} \cdot \frac{N_{DN}}{D_{pN}} \right\}$$
$$-(qL_o)_{exp.} \left\{ \frac{1-\exp(-\alpha W_p)}{\alpha W_p} \cdot \frac{\frac{D_{np}}{D_{pN}} \cdot \frac{N_{DN}}{N_{Ap}} \cdot L_{pN} \cdot L_{np}\, th\left(\frac{W_p}{L_{np}}\right)}{1+\frac{D_{np}}{D_{pN}} \cdot \frac{N_{DN}}{N_{Ap}} \cdot \frac{L_{pN}}{L_{np}} \cdot th\left(\frac{W_p}{L_{np}}\right)} \cdot \left(\frac{N_{Ap}}{D_{np}}\right) \right\} \quad (2.46)$$

$$(B\beta_o) = \frac{(qL_o)_{exp.}}{q\,n_i^2 \left\{ \frac{\exp(-\alpha W_p)}{1+\alpha L_{pN}} \cdot L_{pN} + \frac{1-\exp(-\alpha W_p)}{\alpha W_p} \cdot L_{np}\, th\left(\frac{W_p}{L_{np}}\right) \right\}} \quad (2.47)$$

Par suite, à condition de fixer à priori les valeurs de la longueur de diffusion L_{pN} et de la constante de recombinaison bande-à-bande B, il sera possible de déterminer à partir des données expérimentales $(qL_o)_{exp.}$, $(\eta_T \beta_o)_{exp.}$, les durées de vie non radiatives

τ_{nP} et τ_{pN} ainsi que de la constante β_o suivant la procédure schématisée sur le tableau (2.X)

En fait, pour une longueur de diffusion L_{pN} donnée, on peut définir la gamme dans laquelle peut être comprise la constante B pour que, compte-tenu des données expérimentales, soient satisfaites les conditions $\beta_o \leq 1.53\ 10^{-2}$ (*) d'une part, et $(\eta_i)_N$ ou $(\eta_i)_P \leq 1$ d'autre part.

Le tableau (2.XI) montre pour les différentes structures, les valeurs de L_{pN} et de L_{nP}, $(\tau_{eff})_N$, $(\tau_{eff})_P$, $(B\beta_o)$ ainsi que les valeurs limites que peuvent prendre B, β_o, $(\eta_i)_P$, $(\tau_{rn})_P$, $(\eta_i)_N$ $(\tau_{rp})_N$, τ_{nP}, τ_{pN} compte-tenu des conditions définies plus haut. On constate que l'ensemble de ces valeurs est cohérent avec les données que l'on peut relever dans la littérature, exposées dans l'annexe A.

Sur la base des méthodes d'évaluation des paramètres indiquées ci-dessus, il a été procédé à une comparaison entre les caractéristiques expérimentales et les résultats obtenus par la méthode de simulation numérique développée au paragraphe (2.1). Le tableau (2.XII) indique les valeurs retenues pour ces simulations :

- Les valeurs de B, β_o, τ_{pN}, τ_{np} ont été choisies dans les gammes déterminées au tableau (2.XI). A des fins de comparaison, deux ensembles

---

(*) A partir des phénomènes de réflexion total et en négligeant toute absorption, une valeur maximale de la constante β_o peut être calculée à partir de la relation $\beta_o = 1/\bar{n}\ (1+\bar{n})^2$ soit $\beta_o \leq 1,53\ 10^{-2}$ dans le cas du $G_{0,7}\ Al_{0,3}\ As$ pour lequel $\bar{n} = 3,38$ [38]

possibles de ces paramètres ont été retenus pour la structure JL 76 N° 2.

- les valeurs de la durée de vie τ_{nN} ont été déduites des produits $(\tau_n \tau_p)_N$ relevés expérimentalement et des valeurs retenues pour τ_{pN}. Si l'on compare ces valeurs de τ_{nN} aux valeurs exposées dans l'annexe A quant aux caractéristiques des centres profonds du Ga As de niveau d'énergie voisin du niveau de Fermi intrinsèque, il apparait qu'elles correspondent à des densités de centres de l'ordre de 10^{21} à 10^{22} m^{-3}, compatibles avec les propriétés générales des couches élaborées par épitaxie liquide.

De la même façon, la durée de vie τ_{pP} a été choisie égale à 10^{-13}(S), ce qui correspond pour du Ga As de type P, à une densité de centres profonds de l'ordre de 10^{21} à 10^{22} m^{-3}. Les valeurs de durée de vie $\tau_{nP}*$, $\tau_{pP}*$ ont été choisies égales à celles de τ_{nP} et τ_{pP}.

- la résistance de contact R_c a été déterminée en comparant les caractéristiques J(V) théorique et expérimentale à des tensions supérieures à 1,3 volt et en évaluant la chute de tension supplémentaire R_c J qui permet d'obtenir le meilleur accord entre celles-ci.

Par ailleurs, pour tenir compte du phénomène d'absorption, la caractéristique qL(V) théorique a été déterminée en sommant les intégrales du taux de recombinaisons radiatives dans les différentes régions N et P suivant la relation :

$$qL(V) = \frac{\exp(-\alpha W_P)}{1+\alpha L_{pN}} \left(q \int_0^{W_N} u_1 \, dx \right) + \frac{1-\exp(-\alpha W_P)}{\alpha W_P} \left(q \int_{W_N}^{W_N+W_P} u_1 \, dx \right) \qquad (2.49)$$

Les résultats de simulation numérique des différentes structures sont rassemblés sur les tableaux (2.XIII) et (2.XIV) et sur les figures (2.16), (2.17), (2.18), (2.19), (2.20), (2.21). On constate entre résultats théoriques et résultats expérimentaux:

- un excellent accord pour les caractéristiques J(V), qL(V) et la courbe de η(I) dans le cas des structures JL 76 N° 1 et N° 2.

Cet accord reste vrai dans le cas de la structure JL 76 N° 2 pour les deux ensembles des valeurs de paramètres choisis dans la gamme des valeurs possibles suivant les procédures indiquées plus haut
- un bon accord entre les caractéristiques J(V) et des différences quant aux caractéristiques qL(V) et à la courbe η (I) à haut niveau de polarisation, dans les cas des structures 1456 N° 3 et J 115 B N°1.

Ces différents comportements peuvent s'expliquer si l'on rappelle que :

- les caractéristiques J(V), qL(V) ne sont fonction que de B, β_o et des longueurs de diffusion L_{pN} et L_{nP} comme le montrent les relations (2.8), (2.9) et (2.43), tant que n'apparaissent pas les effets de haute injection.
- par contre, lorsque les densités de porteurs injectées deviennent voisines des densités de porteurs majoritaires, il apparait un accroissement du rendement d'électroluminescence des régions N et P.

Les alliages Ga_{1-x} Al_x As qui constituent les zones actives des différentes séries de diodes, présentant des concentrations en aluminium différentes (cf. tableau 2.IX), les densités intrinsèques associées à chacun de ces matériaux sont telles que :

- les diodes de type JL 76 restent en régime de faible injection même lorsque la tension de polarisation atteint 2 volts.
- les diodes de type 1456 et J 115 B passent en régime de forte injection dès que la tension de polarisation dépasse 1,3 volt environ.

Cette situation est mise en évidence par les valeurs des rendements $(\eta_i)_N$ et $(\eta_i)_P$ qui sont portées sur les tableaux (2.XIII) et (2.XIV) ; elle est confirmée par les valeurs des excès de porteurs $(\Delta n)_P$ et $(\Delta p)_N$ que l'ont peut déduire dans chaque cas, des relations (2.21) et (2.23).

Par suite, le bon accord observé dans le cas des diodes JL 76, est dû au fait que les points expérimentaux utilisés pour la détermination des paramètres, satisfont aux hypothèses sur lesquelles

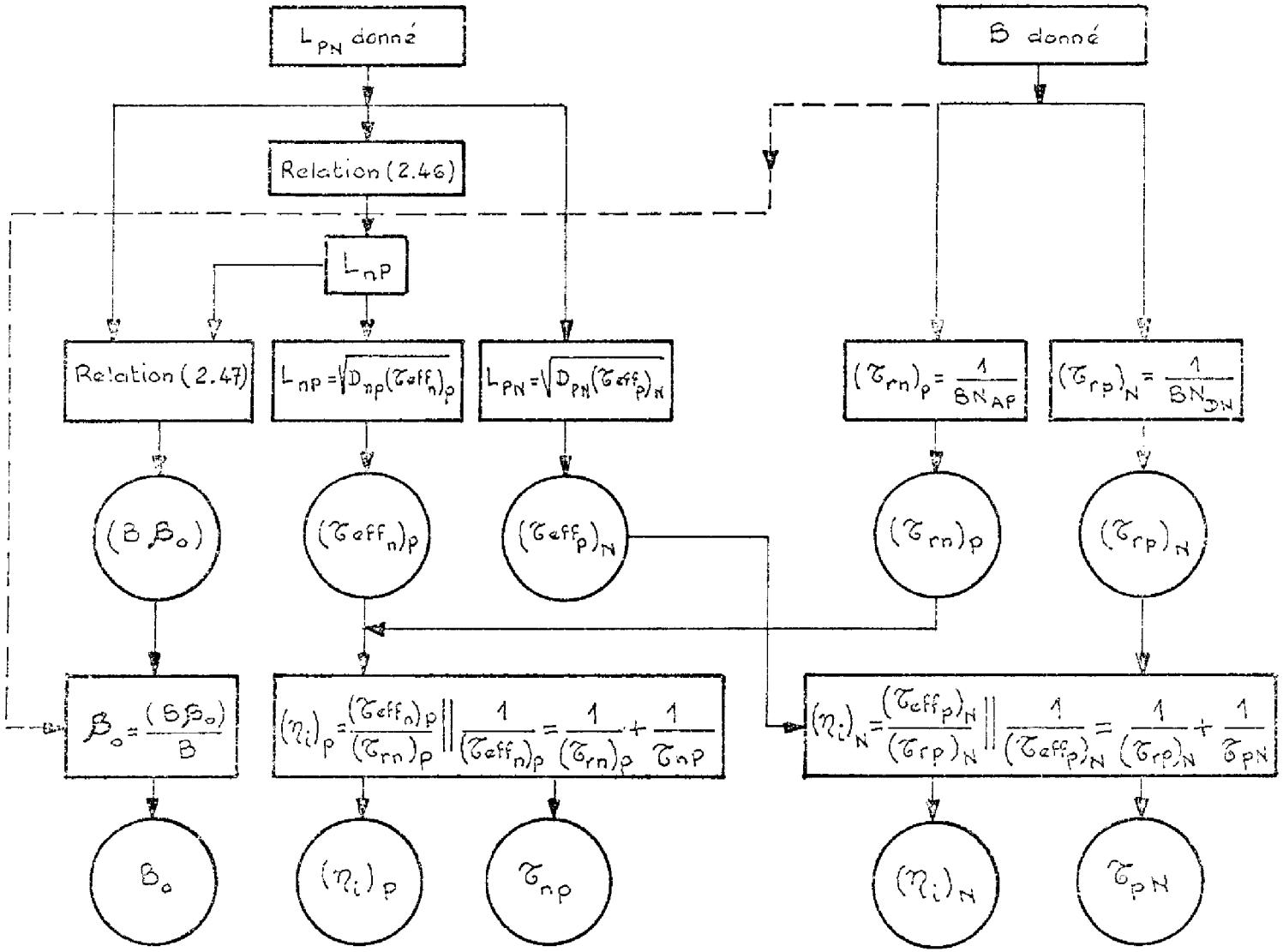

L_{pN} donné
B donné
Relation (2.46)
L_{np}
Relation (2.47)
$L_{np} = \sqrt{D_{np}(\tau_{eff_n})_p}$
$L_{pN} = \sqrt{D_{pN}(\tau_{eff_p})_N}$
$(\tau_{rn})_p = \frac{1}{BN_{AP}}$
$(\tau_{rp})_N = \frac{1}{BN_{DN}}$
$(B\beta_o)$
$(\tau_{eff_n})_p$
$(\tau_{eff_p})_N$
$(\tau_{rn})_p$
$(\tau_{rp})_N$
$\beta_o = \frac{(B\beta_o)}{B}$
$(\eta_i)_p = \frac{(\tau_{eff_n})_p}{(\tau_{rn})_p} \Big\| \frac{1}{(\tau_{eff_n})_p} = \frac{1}{(\tau_{rn})_p} + \frac{1}{\tau_{np}}$
$(\eta_i)_N = \frac{(\tau_{eff_p})_N}{(\tau_{rp})_N} \Big\| \frac{1}{(\tau_{eff_p})_N} = \frac{1}{(\tau_{rp})_N} + \frac{1}{\tau_{pN}}$
β_o
$(\eta_i)_p$
τ_{np}
$(\eta_i)_N$
τ_{pN}

TABLEAU (2.X)

Structure	JL 76 N° 1		JL 76 N° 2		1456 N° 3		J 115 B N° 1			
$(qL_o)_{exp}$ (A/m^2)	1,808 10^{-21}		2,215 10^{-21}		1,868 10^{-19}		2,65 10^{-19}			
$(\eta_T \beta_o)_{exp}$	1,74 10^{-3}		2,041 10^{-3}		1,877 10^{-3}		2,0 10^{-3}			
L_{pN} (μm)	3,057		2,889		2,997		2,931			
$(\tau_{eff_p})_N$ (n.s)	14		12,8		13		11,7			
L_{nP} (μm)	3,019		3,141		5,969		4,3689			
$(\tau_{eff_n})_P$ (n s)	1,694		1,833		5,55		3,026			
$B\beta_o$ (m^3/s)	3,427 10^{-18}		4,341 10^{-18}		1,879 10^{-18}		4,334 10^{-18}			
β_o	1,53 10^{-2}	5,81 10^{-3}	1,53 10^{-2}	7,96 10^{-3}	1,53 10^{-2}	1,04 10^{-2}	1,53 10^{-1}	1,31 10^{-2}		
$(\eta_i)_P$	3,79 10^{-1}	1	5,64 10^{-1}	1	6,81 10^{-1}	1	8,57 10^{-1}	1		
B (m^3/s)	2,24 10^{-16}	5,9 10^{-16}	2,837 10^{-16}	5,454 10^{-16}	1,228 10^{-16}	1,8 10^{-16}	2,834 10^{-16}	3,304 10^{-16}		
$(\tau_{rp})_N$ (n.s)	89,296	39,886	70,497	36,667	81,454	55,555	70,572	60,527		
τ_{pN} (n.s)	16,60	-	15,194	-	15,47	-	14,02	-		
$(\eta_i)_N$	1,568 10^{-1}	4,132 10^{-1}	1,784 10^{-1}	3,409 10^{-1}	1,596 10^{-1}	2,34 10^{-1}	1,659 10^{-1}	1,933		
$(\tau_{rn})_p$ (n.s)	4,464	1,695	3,525	1,833	8,145	5,555	3,529	3,026		
τ_{np} (n.s)	2,730	-	3,818	-	17,41	-	21,23	-		

TABLEAU (2.XI)

Structure	JL 76 N° 1	JL 76 N° 2	JL 76 N° 2	1456 N° 3	J115 B N° 1
$B_{(m^3/s)}$	$3\ 10^{-16}$	$3\ 10^{-16}$	$4,5\ 10^{-16}$	$1,3\ 10^{-16}$	$3\ 10^{-16}$
τ_{PN} s	$1,772\ 10^{-8}$	$1,538\ 10^{-8}$	$1,739\ 10^{-8}$	$1,564\ 10^{-8}$	$1,419\ 10^{-8}$
$\sqrt{(\tau_n \tau_p)_{exp}}$ (s)	$5,466\ 10^{-10}$	$2,131\ 10^{-10}$	$2,131\ 10^{-10}$	$2,982\ 10^{-9}$	$1,705\ 10^{-11}$
τ_{nN} (s)	$1,686\ 10^{-11}$	$2,952\ 10^{-12}$	$2,610\ 10^{-12}$	$5,686\ 10^{-10}$	$2,043\ 10^{-14}$
τ_{nP} (s)	$3,445\ 10^{-9}$	$4,075\ 10^{-9}$	$10,477\ 10^{-9}$	$1,999\ 10^{-8}$	$3,288\ 10^{-8}$
τ_{pP} (s)	$1,000\ 10^{-13}$	$1,000\ 10^{-13}$	$1,000\ 10^{-13}$	$1,000\ 10^{-13}$	$1,000\ 10^{-13}$
τ_{nP}^{*} (s)	$3,445\ 10^{-9}$	$4,075\ 10^{-9}$	$10,477\ 10^{-9}$	$1,999\ 10^{-8}$	$3,288\ 10^{-8}$
τ_{pp}^{*} (s)	$1,000\ 10^{-13}$	$1,000\ 10^{-13}$	$1,000\ 10^{-13}$	$1,000\ 10^{-13}$	$1,000\ 10^{-13}$
R_C $\sim$	6,08	4,92	4,92	1,03	1,33
β_o	$1,143\ 10^{-2}$	$1,446\ 10^{-2}$	$9,645\ 10^{-3}$	$1,445\ 10^{-2}$	$1,445\ 10^{-2}$
$(\eta_i)_N$	$2,10\ 10^{-1}$	$1,87\ 10^{-1}$	$2,81\ 10^{-1}$	$1,69\ 10^{-1}$	$1,75\ 10^{-1}$
$(\eta_i)_P$	$5,08\ 10^{-1}$	$5,5\ 10^{-1}$	$8,25\ 10^{-1}$	$7,22\ 10^{-1}$	$9,079\ 10^{-1}$

TABLEAU (2.XII)

Structure	V_a	$E_{Fn} - E_{FP}$	J_n	J_p	J	$F_N(\ )\ qL_N$	$F_p(\ )\ qL_p$	qL	γ	η_N	η_P	η	$\eta\beta_o$	$(\Delta n)_P$ m^{-3}	$(\Delta n)_N$ m^{-3}
	volt		A/m²												
J L 76 N° 1	1,000	1,0	$1,090\ 10^{-2}$	$2,043\ 10^{1}$	$2,044\ 10^{1}$	$9,154\ 10^{-3}$	$4,982\ 10^{-3}$	$1,4136\ 10^{-2}$	$5,332\ 10^{-4}$	$6,566\ 10^{-4}$	$5,0183\ 10^{-1}$	$6,913\ 10^{-4}$	$7,907\ 10^{-6}$	$2,325\ 10^{15}$	$1,149\ 10^{14}$
	1,200	1,2	$2,673\ 10^{1}$	$1,399\ 10^{3}$	$1,426\ 10^{3}$	$2,23\ 10^{1}$	$1,224\ 10^{1}$	$3,454\ 10^{1}$	$1,911\ 10^{-2}$	$3,047\ 10^{-2}$	$5,028\ 10^{-1}$	$2,424\ 10^{-2}$	$2,772\ 10^{-4}$	$5,561\ 10^{16}$	$2,757\ 10^{17}$
	1,462	1,35	$8,994\ 10^{3}$	$8,1259\ 10^{4}$	$9,025\ 10^{4}$	$7,376\ 10^{3}$	$4,126\ 10^{3}$	$1,150\ 10^{4}$	$1,107\ 10^{-1}$	$1,735\ 10^{-1}$	$5,037\ 10^{-1}$	$1,273\ 10^{-1}$	$1,456\ 10^{-3}$	$1,785\ 10^{21}$	$9,427\ 10^{19}$
	2,141	1,41	$7,6313\ 10^{4}$	$5,249\ 10^{5}$	$6,012\ 10^{5}$	$5,979\ 10^{4}$	$3,497\ 10^{4}$	$9,471\ 10^{4}$	$1,4532\ 10^{-1}$	$2,176\ 10^{-1}$	$5,032\ 10^{-1}$	$1,5754\ 10^{-1}$	$1,8007\ 10^{-3}$	$1,239\ 10^{22}$	$8,062\ 10^{20}$
J L 76 N° 2 $B = 3\ 10^{16}$ (m^3/s)	1,000	1,0	$1,000\ 10^{-2}$	$5,034\ 10^{1}$	$5,049\ 10^{2}$	$8,889\ 10^{-3}$	$5,009\ 10^{-3}$	$1,380\ 10^{-2}$	$1,986\ 10^{-4}$	$3,328\ 10^{-4}$	$5,500\ 10^{-1}$	$2,753\ 10^{-5}$	$3,981\ 10^{-7}$	$2,437\ 10^{15}$	$1,112\ 10^{14}$
	1,200	1,20	$2,472\ 10^{1}$	$2,898\ 10^{3}$	$2,922\ 10^{3}$	2,168 10	$1,220\ 10^{1}$	$3,388\ 10^{1}$	$8,530\ 10^{-3}$	$1,401\ 10^{-2}$	$5,420\ 10^{-1}$	$1,159\ 10^{-2}$	$1,676\ 10^{-4}$	$5,542\ 10^{18}$	$2,787\ 10^{17}$
	1,460	1,35	$8,303\ 10^{3}$	$8,922\ 10^{4}$	$9,753\ 10^{4}$	$7,143\ 10^{3}$	$4,126\ 10^{3}$	$1,127\ 10^{4}$	$9,306\ 10^{-2}$	$1,499\ 10^{-1}$	$5,448\ 10^{-1}$	$1,150\ 10^{-1}$	$1,664\ 10^{-3}$	$1,804\ 10^{21}$	$9,325\ 10^{19}$
	2,022	1,41	$7,002\ 10^{4}$	$5,524\ 10^{5}$	$6,224\ 10^{5}$	$5,751\ 10^{4}$	$3,477\ 10^{4}$	$9,228\ 10^{4}$	$1,067\ 10^{-1}$	$1,950\ 10^{-1}$	$5,454\ 10^{-1}$	$1,491\ 10^{-1}$	$2,156\ 10^{-3}$	$1,244\ 10^{22}$	$7,876\ 10^{20}$
J L 76 N° 2 $B = 4\ 10^{16}$ (m^3/s)	1,000	1,00	$1,000\ 10^{-2}$	$4,598\ 10^{1}$	$4,600\ 10^{1}$	$1,328\ 10^{-2}$	$7,463\ 10^{-4}$	$2,075\ 10^{-2}$	$2,175\ 10^{-4}$	$5,437\ 10^{-4}$	$8,200\ 10^{-1}$	$4,511\ 10^{-4}$	$4,351\ 10^{-6}$	$2,568\ 10^{15}$	$1,124\ 10^{14}$
	1,2000	1,20	$2,465\ 10^{1}$	$2,831\ 10^{3}$	$2,855\ 10^{3}$	$3,234\ 10^{1}$	$1,838\ 10^{1}$	$5,072\ 10^{1}$	$8,767\ 10^{-3}$	$2,150\ 10^{-2}$	$8,186\ 10^{-1}$	$1,777\ 10^{-2}$	$1,714\ 10^{-4}$	$5,450\ 10^{18}$	$2,764\ 10^{17}$
	1,460	1,35	$8,291\ 10^{3}$	$8,749\ 10^{4}$	$9,578\ 10^{4}$	$1,062\ 10^{4}$	$6,259\ 10^{3}$	$1,688\ 10^{4}$	$9,477\ 10^{-2}$	$2,286\ 10^{-1}$	$8,292\ 10^{-1}$	$1,967\ 10^{-1}$	$1,699\ 10^{-3}$	$1,775\ 10^{21}$	$9,432\ 10^{19}$
	2,022	1,41	$6,936\ 10^{4}$	$5,539\ 10^{5}$	$6,237\ 10^{5}$	$8,541\ 10^{4}$	$5,209\ 10^{4}$	$1,375\ 10^{5}$	$1,261\ 10^{-1}$	$2,903\ 10^{-1}$	$8,188\ 10^{-1}$	$2,205\ 10^{-1}$	$2,127\ 10^{-3}$	$1,243\ 10^{22}$	$7,87\ 10^{2}$

$$\alpha = 1,9\ 10^{5}\ (m^{-1}), \qquad F_N(\alpha) = \frac{\exp(-\alpha W_p)}{1 + \alpha L_{p_N}}, \qquad F_p(\alpha) = \frac{1 - \exp(-\alpha W_p)}{\alpha W_p}$$

TABLEAU (2. XIII)

Structure	V_a	$E_{Fn} - E_{Fp}$	J_n	J_p	J	$F_N(\alpha)\,qL_N$	$F_p(\alpha)\,qL_p$	qL	γ	η_N	η_p	η	$\eta\beta_o$	$(\Delta n)_p$ m^{-3}	$(\Delta p)_N$ m^{-3}
	Volt		A/m²												
1456	1,000	1,00	$6,485\ 10^{-1}$	$5,202\ 10^{1}$	$5,267\ 10^{1}$	1,508	$4,231\ 10^{-1}$	1,931	$1,246\ 10^{-2}$	$2,836\ 10^{-2}$	$7,164\ 10^{-1}$	$3,670\ 10^{-2}$	$5,303\ 10^{-4}$	$2,051\ 10^{17}$	$2,310\ 10^{16}$
	1,200	1,20	$1,579\ 10^{3}$	$2,386\ 10^{4}$	$2,544\ 10^{4}$	$1,881\ 10^{3}$	$1,035\ 10^{3}$	$2,916\ 10^{3}$	$6,618\ 10^{-2}$	$1,496\ 10^{-1}$	$7,201\ 10^{-1}$	$1,146\ 10^{-1}$	$1,681\ 10^{-3}$	$5,250\ 10^{20}$	$5,584\ 10^{19}$
N° 3	1,427	1,35	$2,672\ 10^{5}$	$2,574\ 10^{6}$	$2,840\ 10^{6}$	$2,845\ 10^{5}$	$1,752\ 10^{5}$	$4,602\ 10^{5}$	$1,038\ 10^{-1}$	$2,097\ 10^{-1}$	$7,223\ 10^{-1}$	$1,628\ 10^{-1}$	$2,333\ 10^{-3}$	$5,422\ 10^{22}$	$9,333\ 10^{21}$
	1,891	1,50	$2,898\ 10^{6}$	$1,424\ 10^{7}$	$1,714\ 10^{7}$	$2,435\ 10^{6}$	$1,948\ 10^{6}$	$4,382\ 10^{6}$	$2,035\ 10^{-1}$	$3,245\ 10^{-1}$	$7,380\ 10^{-1}$	$2,556\ 10^{-1}$	$3,68\ 10^{-3}$	$2,411\ 10^{23}$	$1,000\ 10^{23}$
	1,000	1,00	$6,813\ 10^{-1}$	$4,735\ 10^{3}$	$4,735\ 10^{3}$	1,081	$5,628\ 10^{-1}$	1,644	$1,439\ 10^{-4}$	$4,299\ 10^{-4}$	$9,071\ 10^{-1}$	$3,472\ 10^{-4}$	$5,017\ 10^{-6}$	$2,704\ 10^{17}$	$1,314\ 10^{16}$
J 115 B	1,200	1,20	$1,719\ 10^{3}$	$4,[illegible]\ 10^{4}$	$4,681\ 10^{4}$	$2,574\ 10^{3}$	$1,421\ 10^{3}$	$3,995\ 10^{3}$	$3,811\ 10^{-2}$	$1,075\ 10^{-1}$	$9,075\ 10^{-1}$	$8,534\ 10^{-2}$	$1,233\ 10^{-2}$	$6,363\ 10^{20}$	$3,382\ 10^{19}$
N° 1	1,422	1,35	$2,294\ 10^{5}$	$2,336\ 10^{6}$	$2,562\ 10^{6}$	$2,935\ 10^{5}$	$1,896\ 10^{5}$	$4,830\ 10^{5}$	$9,82\ 10^{-2}$	$2,363\ 10^{-1}$	$9,076\ 10^{-1}$	$1,885\ 10^{-1}$	$2,721\ 10^{-3}$	$4,101\ 10^{22}$	$4,437\ 10^{21}$
	1,860	1,50	$2,083\ 10^{6}$	$1,077\ 10^{7}$	$1,285\ 10^{7}$	$2,078\ 10^{6}$	$1,727\ 10^{6}$	$3,805\ 10^{6}$	$1,934\ 10^{-1}$	$3,63\ 10^{-1}$	$9,107\ 10^{-1}$	$2,961\ 10^{-1}$	$4,278\ 10^{-3}$	$1,673\ 10^{23}$	$3,731\ 10^{22}$

$\alpha = 1,9\ 10^{5}\ (m^{-1})$, $F_N(\alpha) = \dfrac{\exp(-\alpha W_p)}{1 + \alpha . L_{PN}}$, $F_P(\alpha) = \dfrac{1 - \exp(-\alpha W_p)}{\alpha W_P}$

TABLEAU (2. XIV)

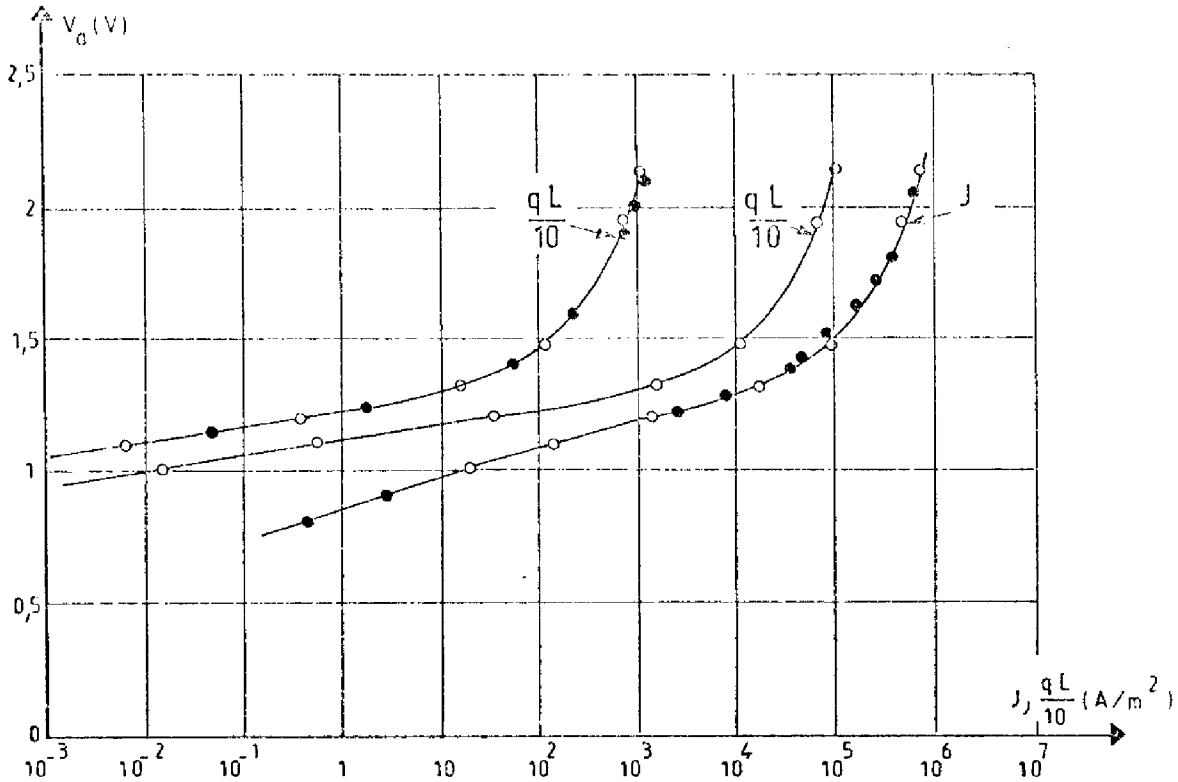


FIGURE (2.16) : CARACTERISTIQUES J(V), qL(V) STRUCTURE : JL 76 N° 1

0 THEORIQUE B = 3 10^{-16} m^3/s, β_o = 1,43 10^{-2}

● EXPERIMENTALE, R_c = 6,083 Ω

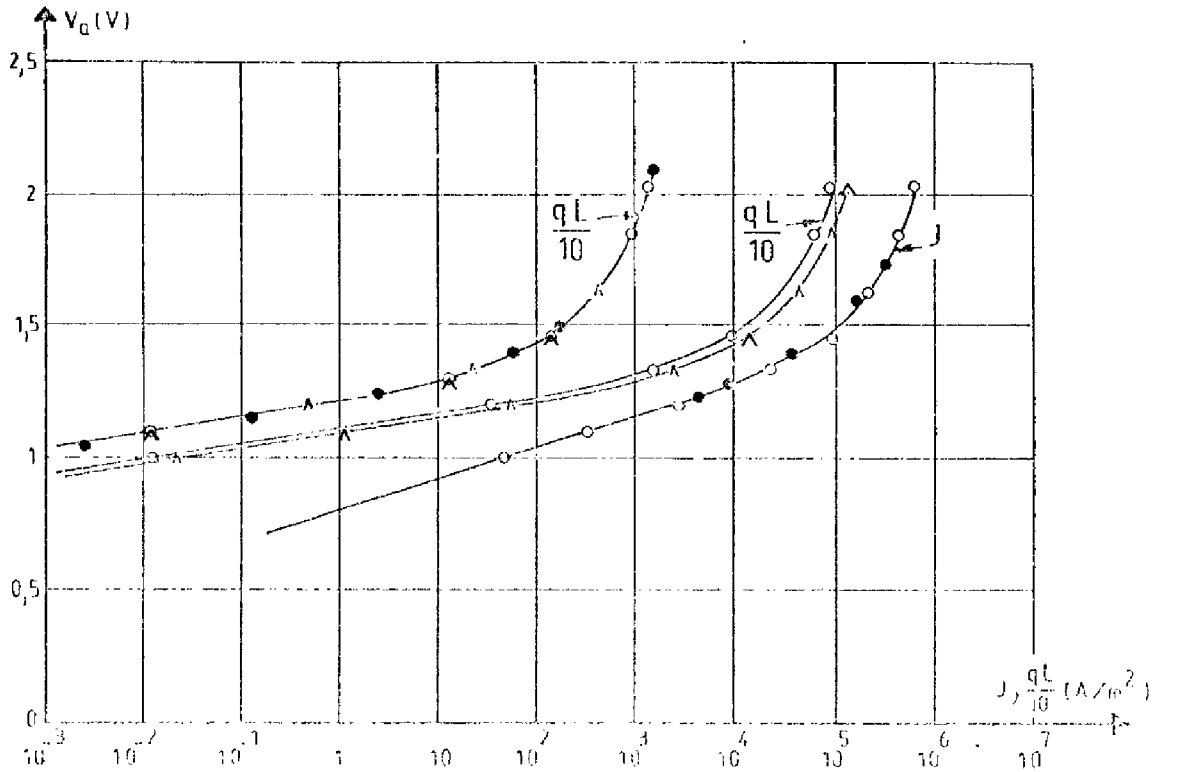


FIGURE (2.17) : CARACTERISTIQUES J(V) et qL(V) STRUCTURE : JL 76 N° 2

0 THEORIQUE B = 3 10^{-16} m^3/s, β_o = 1,446 10^{-2}

∧ THEORIQUE B = 4,5 10^{-16} m^3/s β_o = 9,645 10^{-3}

● EXPERIMENTALE, R_c = 4,92 Ω

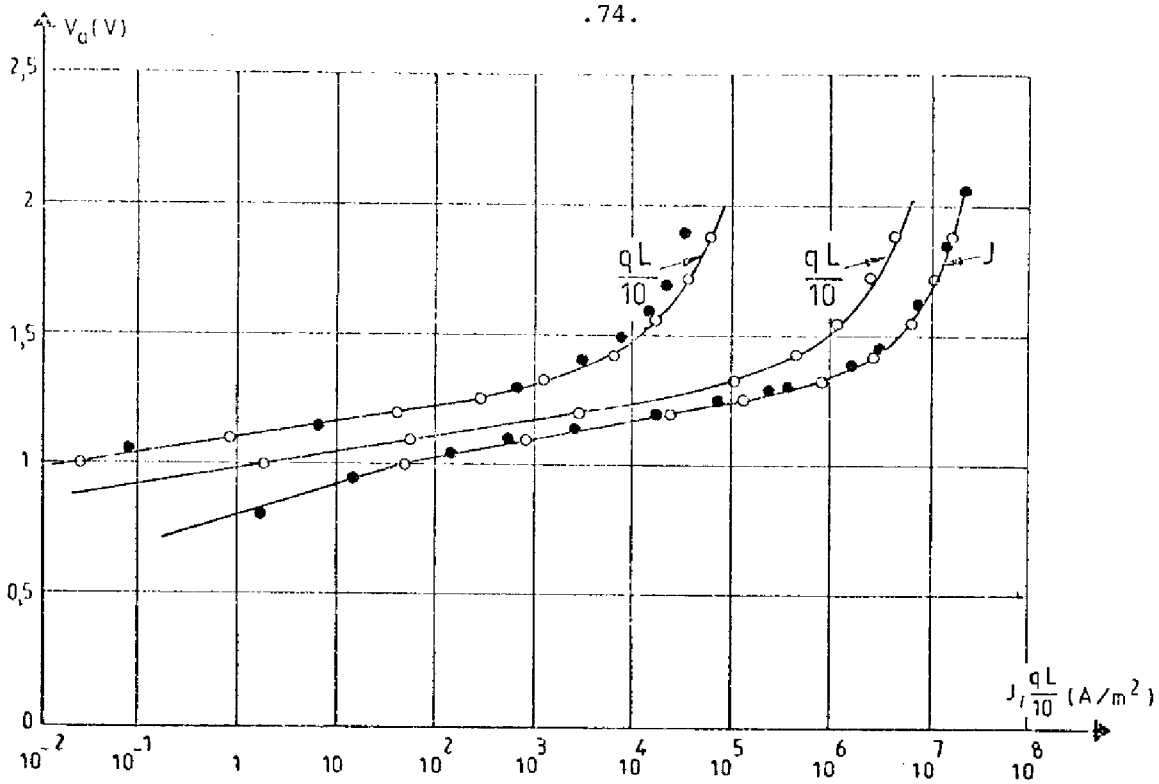


FIGURE (2.18) : CARACTERISTIQUES J(V), qL(V) STRUCTURE : 1456 N° 3

O THEORIQUE B = 1,4 10^{-16} m^3/s, β_o = 1,445 10^{-2}

● EXPERIMENTALE, R_c = 1,03 Ω

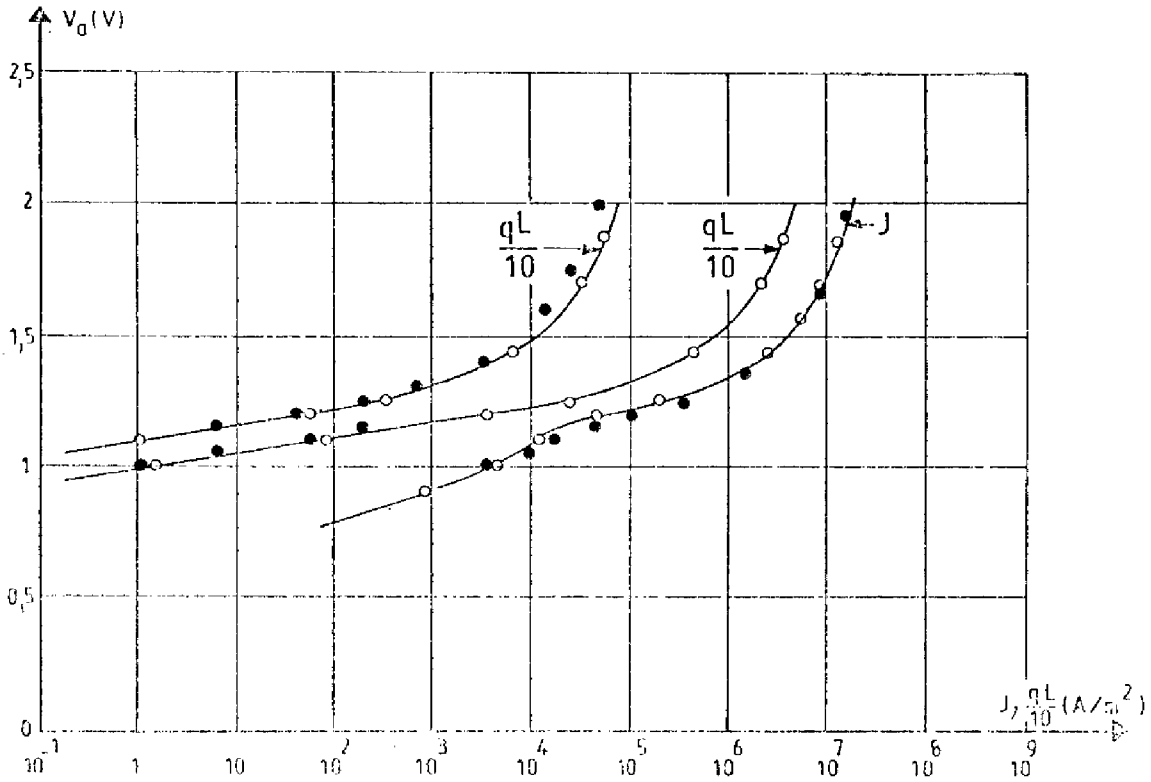
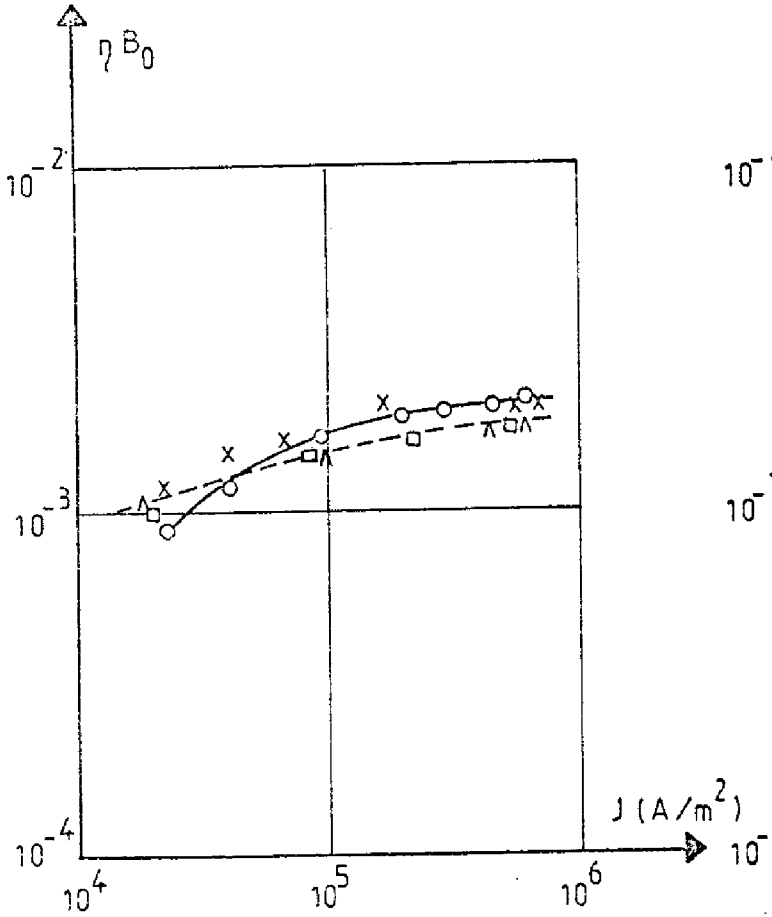


FIGURE (2.19) : CARACTERISTIQUES J(V), qL (V) STRUCTURE : J 1158 N° 1

O THEORIQUE B = 3 10^{-16} m^3/s, β_o = 1,445 10^{-2}

● EXPERIMENTALE, R_c = 1,333 Ω



FIGURE(2.20) : RENDEMENT EXTERNE EN FONCTION DU COURANT

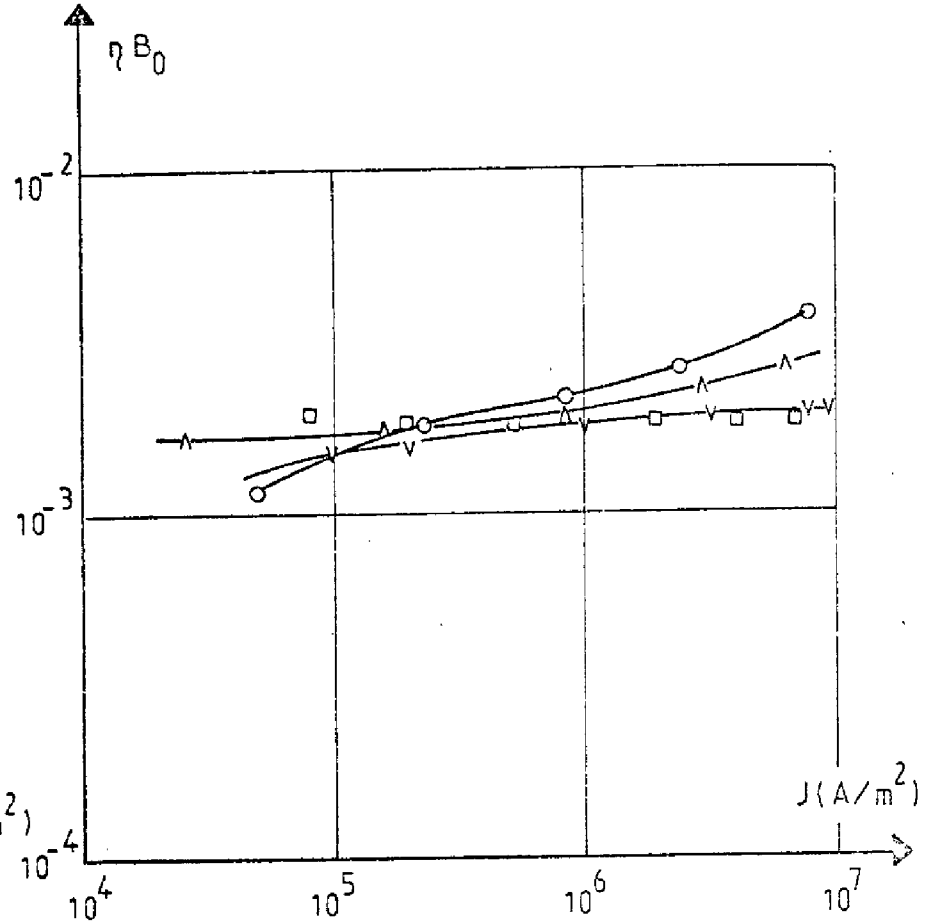
JL76N°1: ∧ THEORIQUE;B=3 10^{-16} m^3/s;

β_o=1,43^{-2};□ EXPERIMENTAL

JL76N°2: o THEORIQUE;B=3 10^{-16};4,5 10^{-16} m^3/s;

β_o=1,446 10^{-2};9,645 10^{-3};

x EXPERIMENTAL



FIGURE(2.21) : RENDEMENT EXTERNE EN FONCTION DU COURANT

1456N°3: ∧ THEORIQUE;B=1,4 10^{-16} m^3/s;

β_o=1,445 10^{-2}; □ EXPERIMENTAL

J115BN°1: o THEORIQUE;B=3 10^{-16} m^3/s;

β_o=1,445 10^{-2}; ∨ EXPERIMENTAL

sont fondées les méthodes d'évaluation décrites ci-dessus ; il n'en est pas de même pour les diodes des séries 1456 et J115 B, d'où l'existence des écarts qui apparaissent à haut niveau d'injection.

De façon plus générale, et en conclusion, il y a lieu de noter que les ensembles des paramètres, déterminés à partir d'un choix arbitraire de la longueur de diffusion L_{pN} et de la constante B, ne conduisent à des résultats satisfaisants qu'en régime de faible injection ainsi que nous l'avons analysé plus haut et que le confirment les simulations correspondant à la diode JL 76 N° 2. Le comportement en régime de haute injection dépend par contre des rendements intrinsèques $(\eta_i)_N$ et $(\eta_i)_P$ des régions N et P : un seul ensemble des paramètres est capable à priori d'en rendre compte. Actuellement, il ne nous parait possible de les déterminer que par une procédure d'itérations heuristiques, méthode peu pratique et lourde qui ne peut se justifier que pour des objectifs particuliers.

2. 5. Conclusion

Tant les simulations numériques que les modèles approchés, que nous avons déduits, montrent que le fonctionnement des dispositifs à simple hétérostructure est particulièrement complexe à décrire car il est la conséquence de nombreux phénomènes physiques qui présentent des poids du même ordre de grandeur quant aux performances globales du composant : électroluminescence dans les régions N,P et de charge d'espace, efficacité d'injection, évolution de ces différentes grandeurs en fonction du niveau d'excitation, phénomènes d'absorption et de réflexion aux interfaces.

Dans ces conditions, la mise en oeuvre de méthodes de simulation ou de conception, impose une connaissance précise d'un grand nombre de paramètres, exigence qui ne peut pas encore être satisfaite dans l'état de l'art actuel des méthodes de caractérisation. La comparaison des résultats expérimentaux et théoriques, a cependant permis de montrer la validité de ces derniers puisqu'en tout état de cause ils étaient cohérents avec un ensemble "réaliste" de valeurs de ces paramètres.

Au delà de ces difficultés, il a été montré que l'optimisation des performances d'un dispositif à simple hétérostructure était essentiellement liée à la détermination, en fonction des autres caractéristiques du dispositif, de l'optimum de l'épaisseur de la région P, mais que de toute façon un tel dispositif ne permettait "d'exploiter au mieux" ni les propriétés de la couche P, du fait d'une faible efficacité d'injection, ni celles de la couche N, du fait des pertes par absorption interne.

o o

o

CHAPITRE 3

DISPOSITIFS A DOUBLES HETEROSTRUCTURES

Les limitations qui affectent les dispositifs à simple hétérojonction peuvent être évitées pour une large part en utilisant comme structure injectante une hétérojonction. L'étude de ces dispositifs à doubles hétérostructures, dont un schéma de principe est rappelé sur la figure (3.1), impose donc que soient analysées les propriétés de l'hétérojonction homotype de confinement d'une part et de l'hétérojonction hétérotype d'injection d'autre part. Pour ces derniers types de dispositifs, ANDERSON [18] et HALL [19] ont déjà proposé des modèles qui décrivent leur fonctionnement à bas niveau de polarisation, MARTY et AL [20] ont considéré le cas associé au fonctionnement du transistor bipolaire où peuvent être négligées les recombinaisons. La description du modèle de Hall que nous avons modifié pour tenir compte de l'effet de confinement figure dans l'annexe (C).

Le présent chapitre a pour but de présenter une simulation générale des propriétés des dispositifs à doubles hétérostructures dans le cas du système Ga As / Ga_{1-x} Al_x As :

- dans un premier paragraphe, nous montrerons à partir du modèle de Hall modifié qu'il peut exister deux types de comportements pour les hétérojonctions Ga As / Ga_{1-x} Al_x As suivant les propriétés des matériaux en présence,

- à partir du programme de simulation numérique exposé au chapitre (1) nous décrirons les propriétés de ces deux types de dispositifs

- sur cette base nous définirons les modèles approchés qui peuvent être élaborés suivant les différents régimes de fonctionnement,

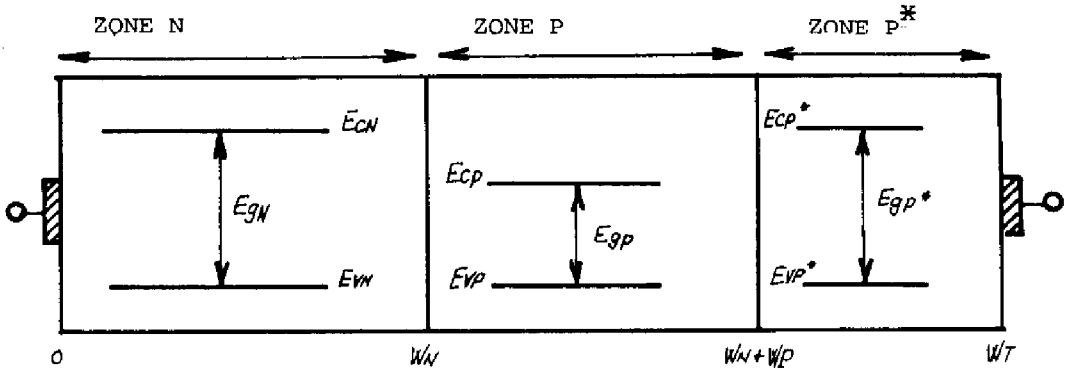
- nous analyserons ensuite l'influence des différents paramètres technologiques sur les performances des composants,

- un dernier paragraphe sera consacré à la comparaison des résultats théoriques précédents aux caractéristiques relevées expérimentalement sur divers types de dispositifs.

3. 1. Types de comportements de l'hétérojonction P/N

Considérons une structure à doubles hétérojonctions qui comporte, comme indiqué sur la figure (3.1), une première zone de type N à large bande interdite d'épaisseur W_N, une zone centrale à faible bande interdite de type P, et une zone de type P à large bande interdite. Dans la suite de ce chapitre, tous les paramètres relatifs à la première zone seront indicés N ; ceux relatifs à la zone centrale seront indicés P ; ceux relatifs à la dernière zone seront indicés P^*. Supposons que soient vérifiées les hypothèses suivantes :

- le potentiel appliqué est suffisamment faible pour que la description classique de Shockley basée sur la décomposition en une zone de charge d'espace et en zones neutres, où le champ électrique est nul, soit valable,
- l'existence de l'hétérojonction de confinement se traduit par la condition $J_n = 0$ au point d'abscisse $x = W_N + W_P$,
- il n'existe pas de courant de recombinaison dans la charge d'espace.



FIGURE(3.1) : SHEMA DE STRUCTURE A DOUBLES HETEROJONCTIONS (ECHELLE-NON RESPECTEE)

Dans ces conditions, le courant total J qui traverse le dispositif est la somme d'un courant d'électrons et d'un courant de trous qui, à l'abscisse $x = W_N$, c'est-à-dire à l'hétérojonction P/N, ont pour expression, ainsi qu'il est démontré dans l'annexe (C) :

$$J_n = -q \cdot \frac{D_{nP}}{L_{nP}} \cdot th\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right) \cdot \frac{n_{iP}^2}{N_{AP}} \cdot \frac{\left(\exp \frac{qV_a}{KT} - 1\right)}{1 + \vartheta} \qquad (3.1)$$

$$J_p = -q \frac{D_{PN}}{L_{PN}} \cdot coth\left(\frac{W_N}{L_{PN}}\right) \cdot \frac{n_{iN}^2}{N_{DN}} \cdot \frac{\left(\exp \frac{qV_a}{KT} - 1\right)}{1 + \pi} \qquad (3.2)$$

avec $$\vartheta = \frac{th\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right)}{L_{nP}} \cdot \int_{W_N - X_N}^{W_N + X_P} \frac{D_{nP}}{D_n} \cdot \frac{N_{cP}}{N_c} \cdot \exp\left(-\frac{E_{cP} - E_c}{KT}\right) dX \qquad (3.3)$$

et $$\pi = \frac{coth\left(\frac{W_N}{L_{PN}}\right)}{L_{PN}} \cdot \int_{W_N - X_N}^{W_N + X_P} \frac{D_{PN}}{D_P} \cdot \frac{N_{VN}}{N_V} \cdot \exp\left(\frac{E_{VN} - E_V}{KT}\right) dX \qquad (3.4)$$

Les facteurs ϑ et π dépendent et du potentiel appliqué et des propriétés des matériaux qui forment l'hétérojonction hétérotype (largeur de bande interdite, affinité électronique, dopage). On peut en déterminer une expression analytique si l'on suppose que le potentiel est linéaire dans la zone de charge d'espace (cf annexe C).

Dans le cas particulier du système Ga As - Ga_{1-x} Al_x As, nous avons déterminé les valeurs des facteurs ϑ et π, par intégration numérique en supposant le potentiel parabolique dans la zone de charge d'espace [39] . Deux types de structures correspondant l'une à une épaisseur de zone centrale $W_p = 0,2\,\mu m$ et l'autre à une épaisseur $W_p = 1\,\mu m$, ont été considérés ; on a par ailleurs supposé que le matériau Ga_{1-x} Al_x As constituant la zone centrale présentait un taux d'aluminium $x_p = 0,1$, et on a fait varier les taux x_N et x_P entre $0,2$ et $0,7$. Les autres paramètres retenus ainsi que les résultats obtenus sont reportés sur la figure (3.2). On constate que dans tous les cas, le facteur π est inférieur à 10^{-2} donc reste plus petit que 1.

Cette propriété est générale pour le système Ga As / Ga_{1-x} Al_x As car quelles que soient les compositions, il n'existe pratiquement pas de discontinuité sur la bande de valence. Pour le facteur ϑ par contre, on peut distinguer trois cas (figure 3.2) :

- $\vartheta \ll 1$ quelles que soient les conditions de polarisation, cas du couple $x_N = 0{,}3$, $x_p = 0{,}1$, $W_p = 1\,\mu m$ par exemple
- $\vartheta \gg 1$ quelles que soient les conditions de polarisation, cas du couple $x_N = 0{,}6$, $x_p = 0{,}1$, $W_p = 1\,\mu m$ par exemple
- ϑ voisin de 1 : cas du couple $X_N = 0{,}5$ / $X_p = 0{,}1$, $W_p = 0{,}2\,\mu m$ par exemple

Dans ces conditions, l'expression (3.1) du courant de trous peut se simplifier en

$$J_p = -q \frac{D_{PN}}{L_{PN}} \cdot \coth\left(\frac{W_N}{L_{PN}}\right) \cdot \frac{n_{iN}^2}{N_{DN}} \cdot \left(\exp \frac{qV_a}{KT} - 1\right) \tag{3.5}$$

celle (3.2) du courant d'électrons peut être approchée par

$$J_n = -q \frac{D_{nP}}{L_{nP}} \cdot th\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right) \frac{n_{iP}^2}{N_{AP}} \cdot \left(\exp \frac{qV_a}{KT} - 1\right) \tag{3.6}$$

$$J_n = -q\, D_{nP} \frac{n_{iP}^2}{N_{AP}} \cdot \frac{\left(\exp \frac{qV_a}{KT} - 1\right)}{\int_{W_N - X_N}^{W_N + X_P} \frac{D_{nP}}{D_n} \cdot \frac{N_{cP}}{N_c} \cdot \exp\left(-\frac{E_{cP} - E_c}{KT}\right) dx} \tag{3.7}$$

On voit donc qu'il apparait suivant la nature des matériaux constituant l'hétérojonction PN, deux types principaux de comportement des structures à doubles hétérojonctions :

- structure à courant d'électrons limité par diffusion ($\vartheta \ll 1$) : le courant d'électron J_n (expression 3.6) est indépendant des propriétés des matériaux constituant la zone N : il n'est fonction que de la densité intrinsèque du matériau de la zone P, de son épaisseur et de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires dans celle-ci, ces structures seront par la suite dites de type D

- structure à courant d'électrons limité par la discontinuité de la bande de conduction ($\nu \gg 1$) : le courant d'électron J_n (expression 3.7) est indépendant de l'épaisseur et de la durée de vie de porteurs minoritaires de la zone P ; il n'est fonction que de l'intégrale des électrons stockés dans la région de charge d'espace et dépend donc essentiellement des affinités électroniques et dopages des matériaux des zones N et P. Ces structures seront, par la suite, dites de type S.

Ces deux comportements sont illustrés sur la figure (3.3). Les caractéristiques $J_n(V)$, calculées numériquement à partir de l'expression (3.1) sont confondues pour $X_N = 0,2$ et $X_N = 0,3$ lorsque $W_p = 1\ \mu m$ et sont dans le rapport $\text{th}\left(\frac{W_p}{L_{nP}}\right)$, lorsque W_p varie entre $0,2\ \mu m$ et $1\ \mu m$ pour $X_n = 0,3$. Elles varient comme $\exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)$ (comportement type D).

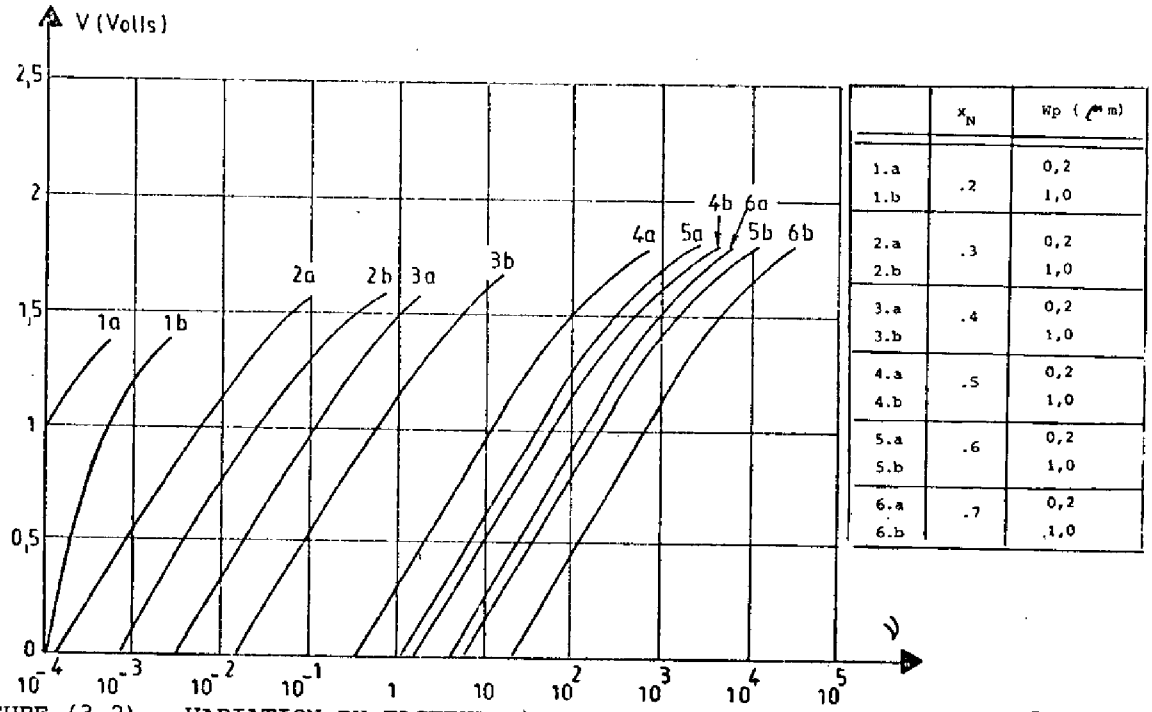
Par contre ces caractéristiques $J_n(V)$ sont différentes lorsque $X_N = 0,6$ et $X_N = 0,7$ pour $W_p = 1\ \mu m$ et elles sont confondues pour $W_p = 0,2\ \mu m$ et $1\ \mu m$ lorsque $X_N = 0,6$. Elles varient sensiblement comme $\exp\left(\frac{q\,V_a}{nKT}\right)$ (comportement type S)

3. 2. Propriétés générales des structures à doubles hétérojonctions

Afin de mettre en évidence de façon qualitative les principaux mécanismes physiques qui gèrent le fonctionnement des dispositifs à doubles hétérojonctions $Ga_{1-x}\ Al_x\ As$, deux types de structures (D_1 et S_1) ont été simulés au moyen du programme général décrit dans le chapitre (1). Les dispositifs retenus sont représentés sur la figure (3.4) Le principaux paramètres sont résumés dans le tableau (3.I).

Les paramètres relatifs à chaque matériau correspondent aux valeurs décrites dans l'annexe A.

On a enfin supposé que les mécanismes de recombinaison comportaient deux composantes :



	x_N	Wp (μm)
1.a	.2	0,2
1.b		1,0
2.a	.3	0,2
2.b		1,0
3.a	.4	0,2
3.b		1,0
4.a	.5	0,2
4.b		1,0
5.a	.6	0,2
5.b		1,0
6.a	.7	0,2
6.b		1,0

FIGURE (3.2) : VARIATION DU FACTEUR ν AVEC LA CONCENTRATION D'ALUMINIUM x_N

$N_{DN} = 10^{23}\ m^{-3}$, $N_{AP} = 10^{24}\ m^{-3}$, $B = 1,25\ 10^{-16}\ m^3/s$, $\tau_{nP} = 72$ n.s

$\tau_{pN} = 55$ n.s. , $W_N = 14\ \mu m$.

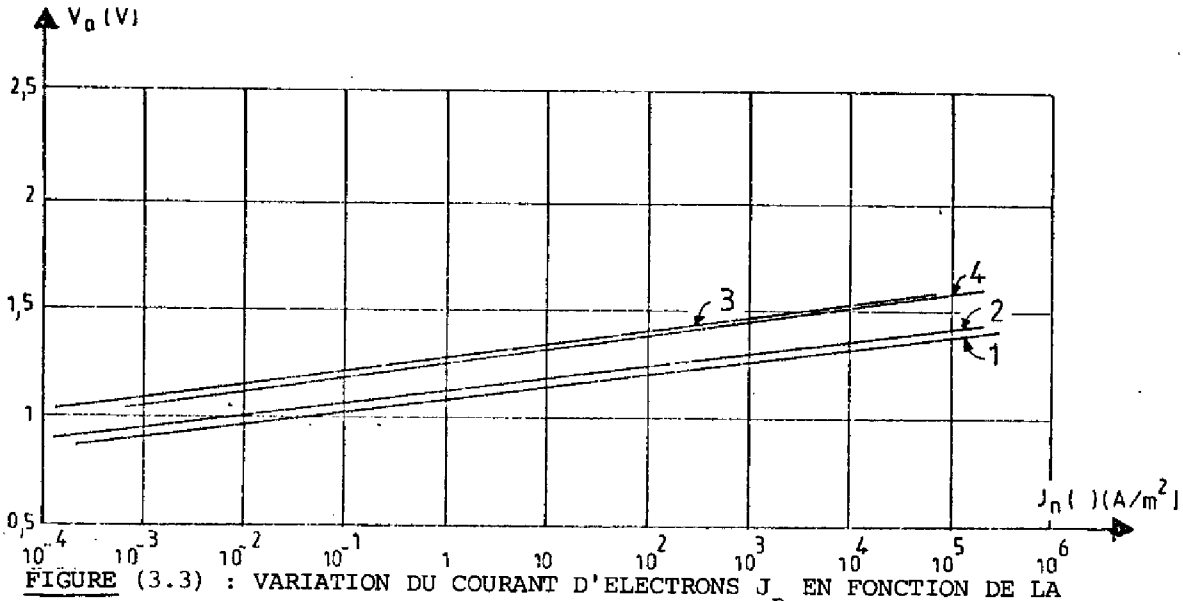


FIGURE (3.3) : VARIATION DU COURANT D'ELECTRONS J_n EN FONCTION DE LA CONCENTRATION D'ALUMINIUM x_n ET DE L'EPAISSEUR Wp

(1) $x_N = 0,2$ et $x_N = 0,3$ pour Wp = 1 μm

(2) $x_N = 0,2$ pour Wp = 0,2 μm

(3) $x_N = 0,7$ pour Wp = 0,2 μm

(4) $x_N = 0,6$ pour Wp = 1 μm et Wp = 0,2 μm

- une composante radiative décrite par un taux

$$U_1 = B\ (pn - n_i^2) \tag{3.8}$$

- une composante non radiative obéissant à la loi S.H.R.

$$U_2 = \frac{n.p - n_i^2}{(n+n_1)\,\tau_p + (p+p_1)\,\tau_n} \tag{3.9}$$

Le niveau de centres pièges est supposé situé au niveau de Fermi intrinsèque. Les valeurs des différentes durées de vie non radiatives et de la constante B ont été choisies égales aux valeurs reportées dans le tableau (3.II)

Les propriétés de ces deux structures dont l'une correspond au comportement de type D et l'autre au comportement de type S, peuvent être schématisées comme indiqué dans les paragraphes qui suivent.

3. 2. 1. Comportement de type D

L'analyse des résultats de la simulation numérique de fonctionnement de la structure D_1 fait apparaitre deux régimes de comportement suivant l'amplitude de la tension appliquée. La tension de transition se situe au voisinage de 1,3. Volt

Aux faibles niveaux de tension appliquée

Le potentiel V(x) reste constant dans les zones quasi neutres des régions N,P et P^* et suit une variation parabolique dans la zone de charge d'espace N/P proche des calculs classiques en supposant que les densités de porteurs sont très faibles devant celles des impuretés ionisées de dopage (figure (3.5-a)). L'écart du potentiel de diffusion aux bornes de la charge d'espace de l'hétérojonction PP^* reste inférieur à 0,1 mv et est donc pratiquement négligeable.

Structure	Zone N			Zone P			Zone P*		
	W_N	N_{DN}	X_N	W_P	N_{AP}	X_P	W_P*	$N_{AP}*$	X_P*
D_1	14 µm	10^{23} (m^{-3})	0,3	1. µm	10^{24} (m^{-3})	0,1	3. µm	10^{24} (m^{-3})	0,3
S_1	14 µm	10^{23} (m^{-3})	0,6	1. µm	10^{24} (m^{-3})	0,1	3. µm	10^{24} (m^{-3})	0,6

TABLEAU (3.I)

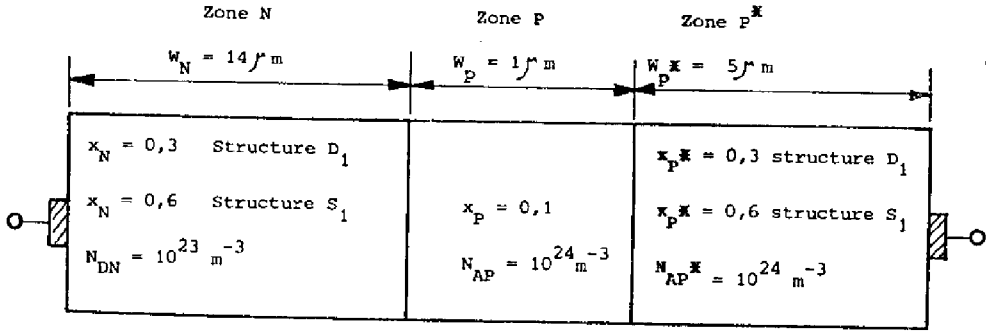


FIGURE (3.4) SCHEMA DES STRUCTURES D_I ET S_I (ECHELLE NON RESPECTEE)

Structure	Zone N			Zone P			Zone P*		
	B (m^3/s)	τ_{nN} (s)	τ_{pN} (s)	B (m^3/s)	τ_{nP} (s)	τ_{PP} (s)	B (m^3/s)	$\tau_{nP}*$(s)	$\tau_{PP}*$(s)
D_1	1,25 10^{-16}	5 10^{-13}	5,5 10^{-9}	1,25 10^{-16}	72 10^{-9}	1.10^{-13}	1,25 10^{-16}	72 10^{-9}	1. 10^{-13}
S_1	1,25 10^{-16}	5 10^{-13}	5,5 10^{-9}	1,25 10^{-16}	72 10^{-9}	1.10^{-13}	1,25 10^{-16}	72 10^{-9}	1. 10^{-13}

TABLEAU (3.II)

Les densités de porteurs suivent dans la zone quasi neutre N la variation exponentielle caractéristique de la répartition classique pour une diode longue. Dans la zone P elles restent pratiquement constantes.

Les pseudo-niveaux de Fermi ont une allure liée aux variations du potentiel et de la densité de porteurs. Dans la zone quasi neutre du côté N, le pseudo-niveau de Fermi de porteurs minoritaires a une variation linéaire avec la distance. Il reste constant dans la zone neutre P puisque la densité des électrons est pratiquement constante dans cette zone. Dans la zone de transition, les pseudo-niveaux de Fermi restent constants et leur écart est relié à la tension appliquée par $E_{Fn} - E_{Fp} = qV_a$: figure (3.5-a)

Le taux de recombinaison non radiatif U_2 présente un pic aigu dans la zone de charge d'espace située du côté N au voisinage du point où p = n. Sa valeur est beaucoup plus faible dans les zones quasi-neutres où il prend l'allure des densités de porteurs (exponentielle dans la zone N et constant dans la zone P) : figure (3.5-c).

Le taux de recombinaison radiatif U_1 varie comme les densités des porteurs dans les zones neutres et est donc pratiquement constant dans la zone P. Comme il obéit à la loi $U_1 = B\, n_i^2 \left(\exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{KT}\right) - 1\right)$, sa valeur dans cette zone est plus élevée que dans les zones N et P^* par la suite des variations de n_i^2, son intégrale par rapport à x dans cette région est prépondérante par rapport à la somme de celles relatives aux régions N et P^*.

La densité de courant électrique J varie avec la tension appliquée suivant une loi $J = J_o \exp\left(\frac{qV_a}{nKT}\right)$ avec $n \simeq 2$: figure (3.6)

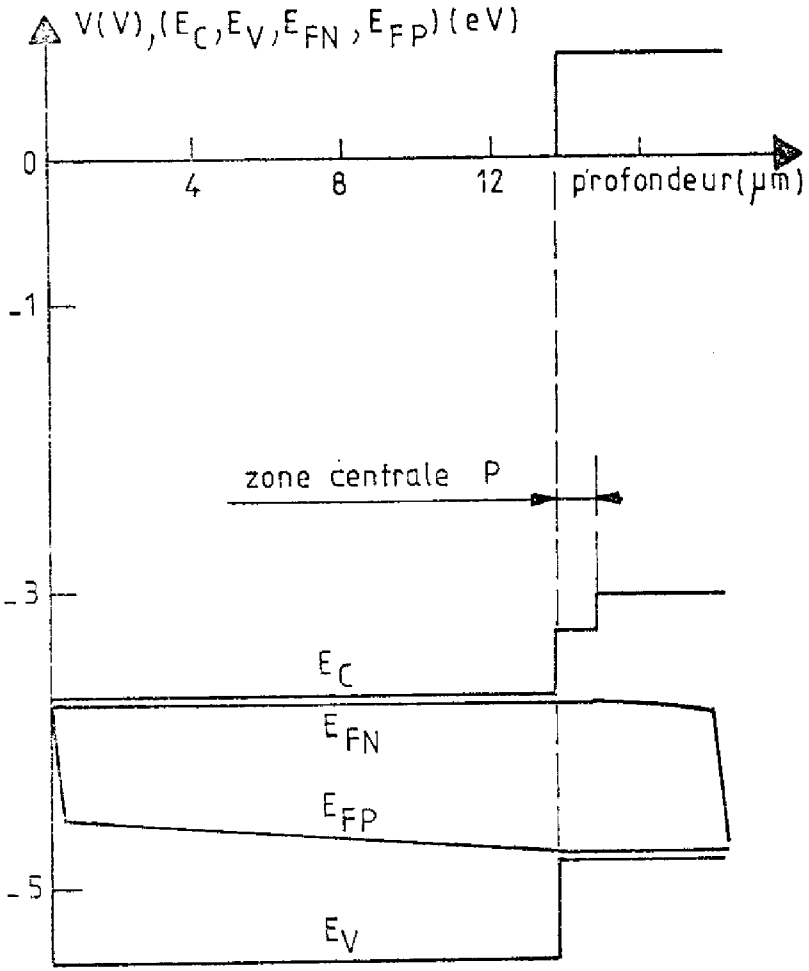
On constate que le courant de recombinaison dans la charge d'espace est prépondérant par rapport aux courants de diffusion. Le courant de diffusion d'électrons, J_n, varie en $\exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)$: figure (3.6). Sur la figure (3.5-d), on peut voir que le courant J_n à la jonction PP^* reste faible devant sa valeur à l'hétérojonction NP. De façon plus précise, la figure (3.7) montre les variations du rapport du courant $(J_n)_{PP^*}$ à l'hétérojonction PP^* au courant $(J_n)_{NP}$ à l'hétérojonction NP en fonction de la tension appliquée.

L'intensité de lumière qL varie avec la tension appliquée suivant une loi $qL = qL_o \exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)$. Elle est pratiquement proportionnelle dans le rapport $(\eta_i)_P$ $\left((\eta_i)_P = \frac{(\tau_{eff_n})_P}{(\tau_{rn})_P}\right)$ au courant de diffusion J_n relevé à l'hétérojonction PN : figure (3.6)

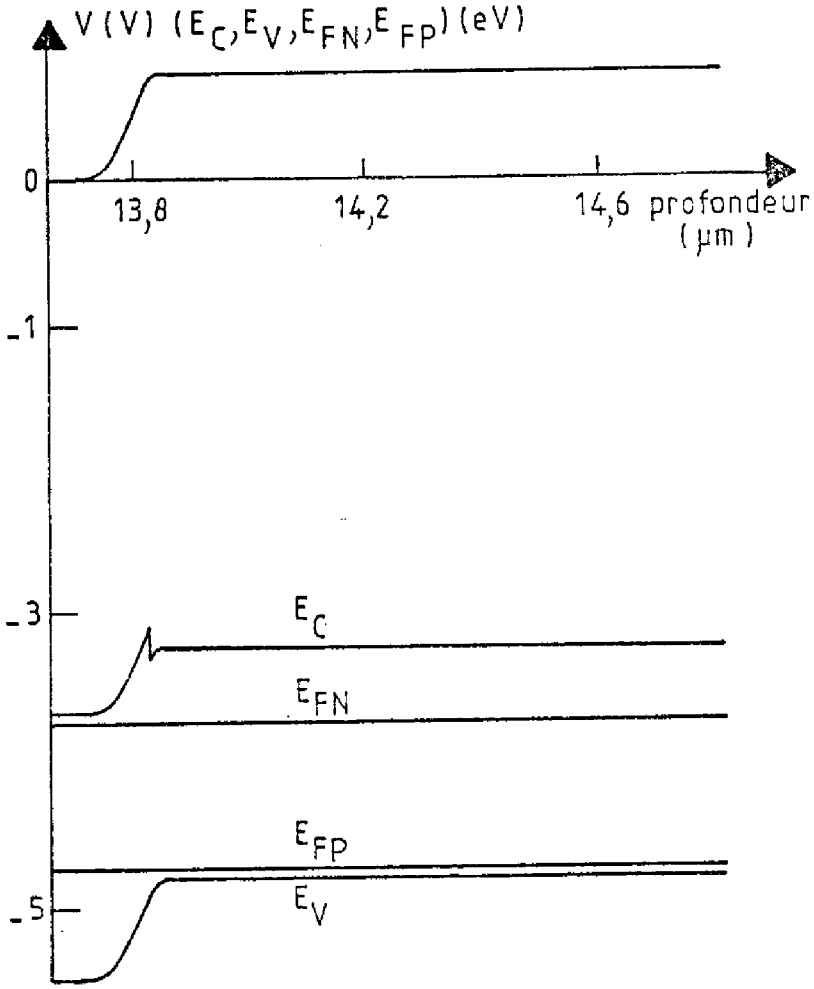
En conclusion le comportement aux faibles niveaux de polarisation des structures de type D peut être décrit par la superposition du courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace et du courant de diffusion de l'hétérojonction NP. La caractéristique J(V) est dominée par le courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace et varie en $\exp\left(\frac{qV_a}{2KT}\right)$; la lumière émise est essentiellement due au recombinaisons radiatives dans la zone P et varie en $\exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)$; l'hétérojonction PP^* n'est soumise qu'à une fraction négligeable du potentiel appliqué et peut être considérée comme bloquante pour le courant d'électrons qui est donc totalement recombiné dans la zone P. Le courant d'électrons injecté dans cette zone obéit à la relation (3.6) du modèle de Hall modifié correspondant au cas $\vartheta \ll 1$.

Aux hauts niveaux de polarisation

Le potentiel V(x) varie linéairement avec la distance dans les zones quasi neutres des régions N et P^*, où le champ électrique

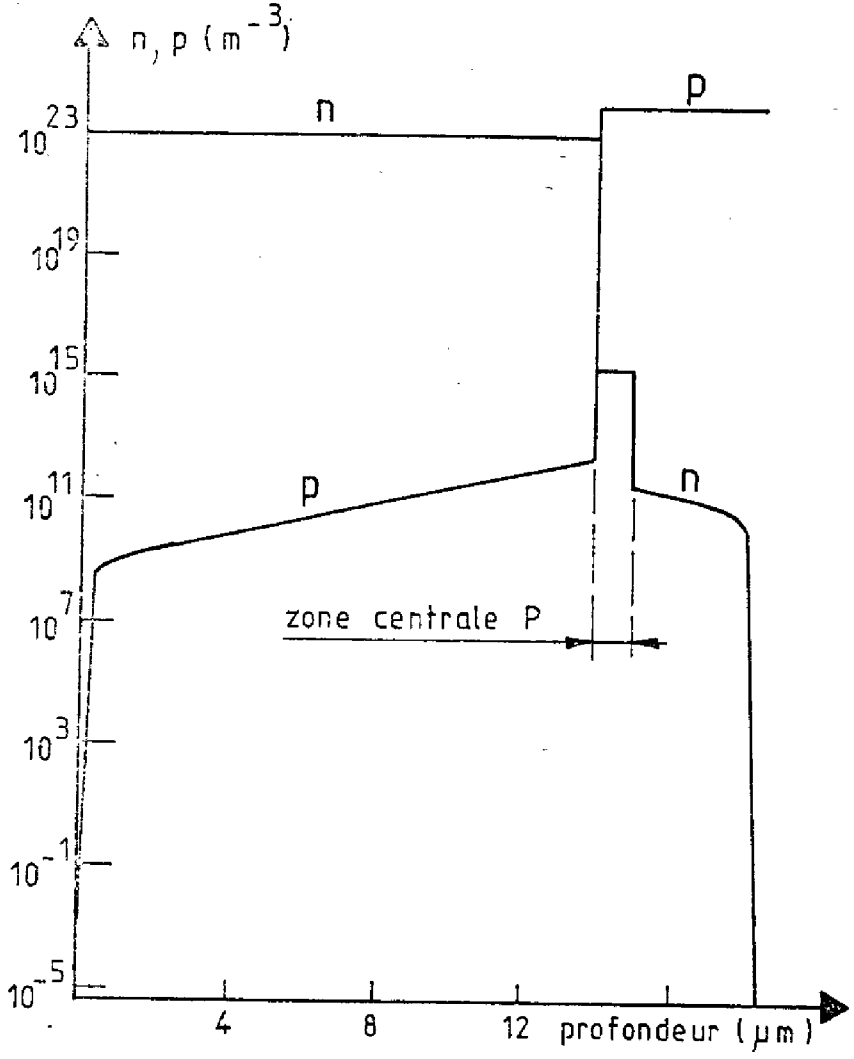


ENSEMBLE DE LA STRUCTURE

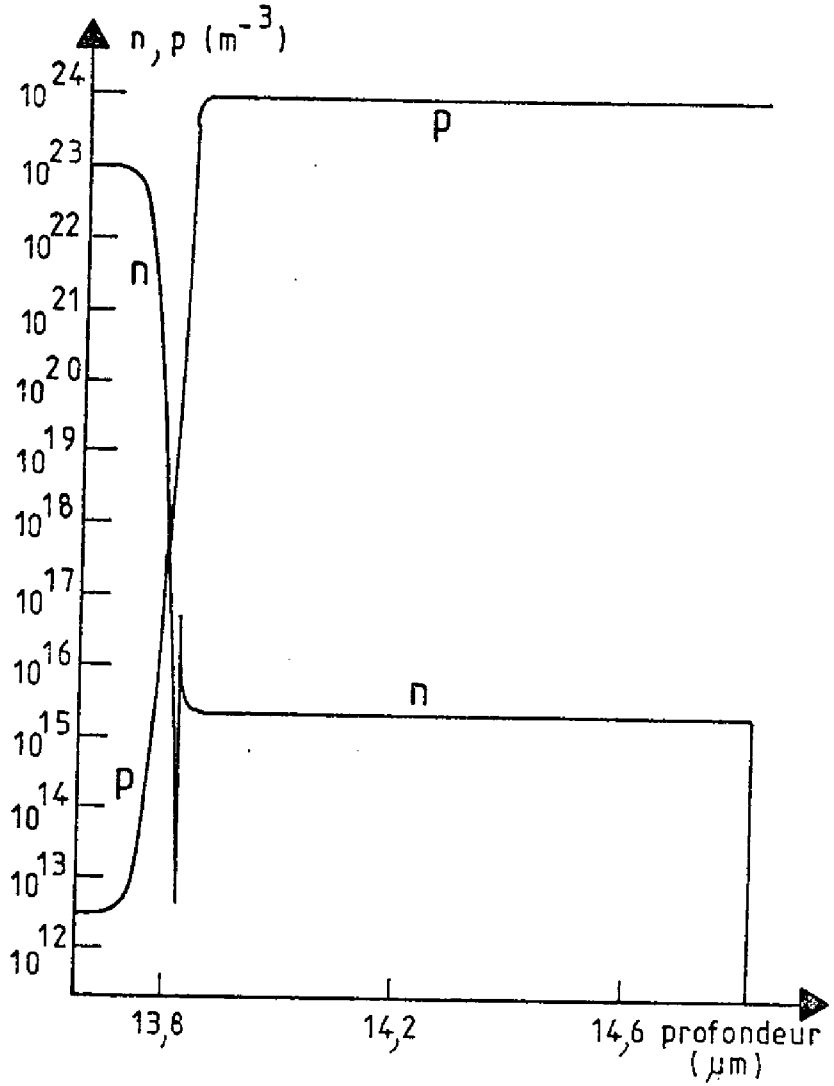


DETAIL DE LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE DE LA JONCTION NP ET DE LA ZONE P

FIGURE(3.5-a) : POTENTIEL ET STRUCTURES DE BANDES (STRUCTURE D_1) ;1,0 VOLT

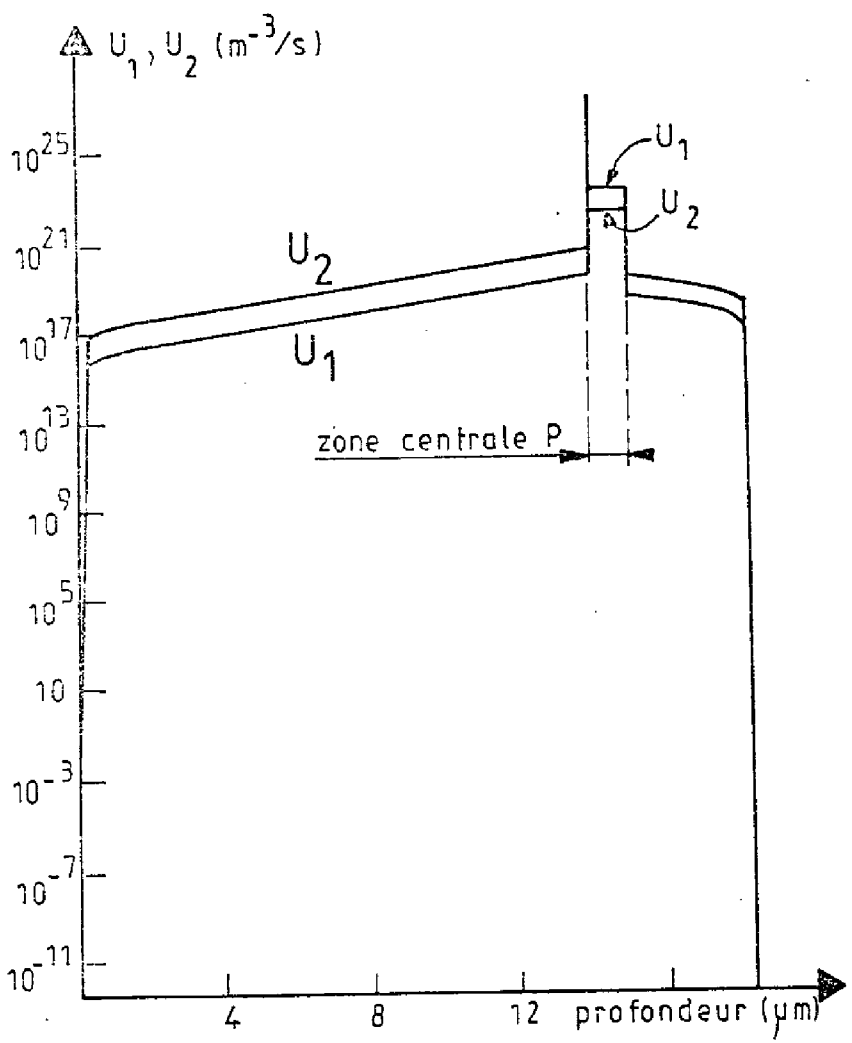


ENSEMBLE DE LA STRUCTURE

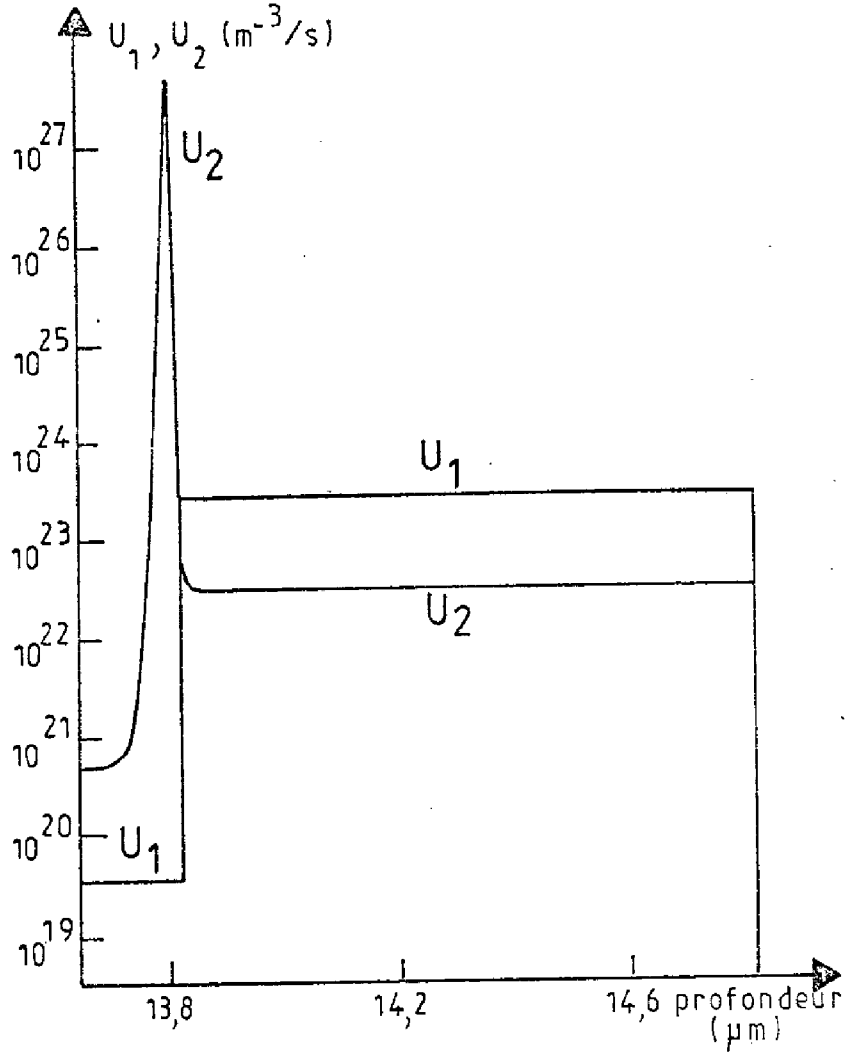


DETAIL DE LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE DE LA JONCTION NP ET DE LA ZONE P

FIGURE(3.5-b): DENSITES D'ELECTRONS ET DE TROUS (STRUCTURE D_1) ;1,0 VOLT

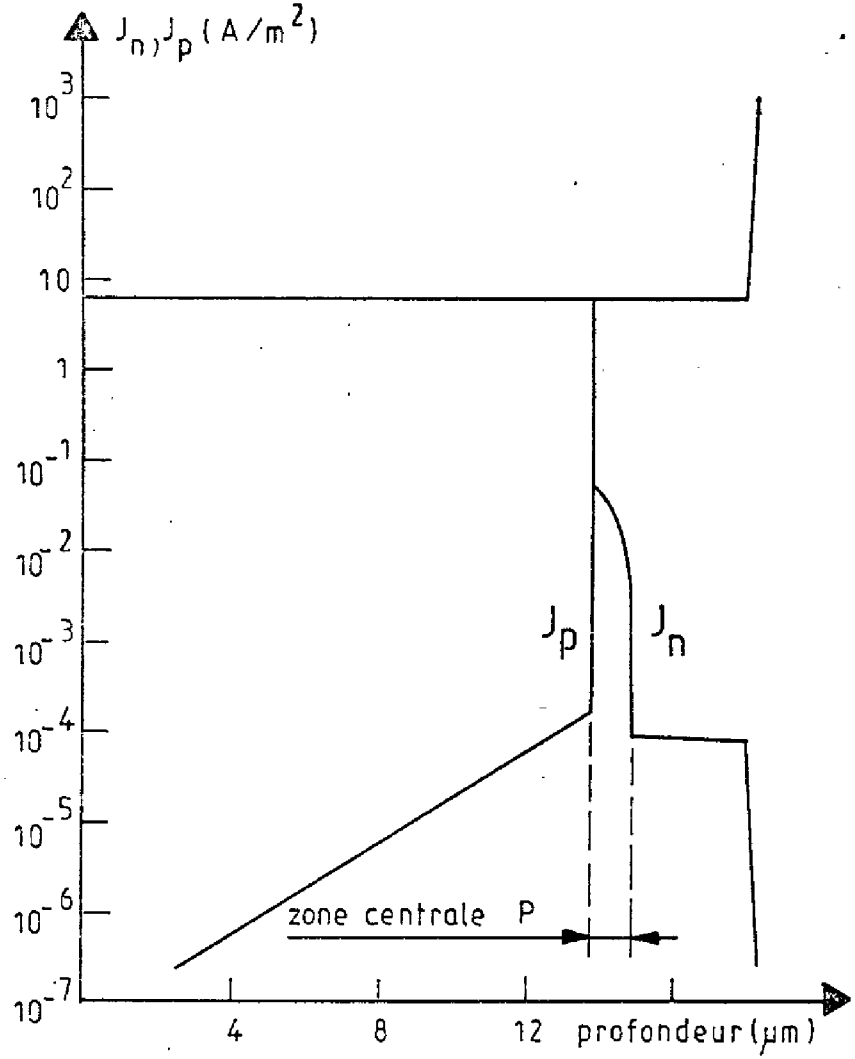


ENSEMBLE DE LA STRUCTURE

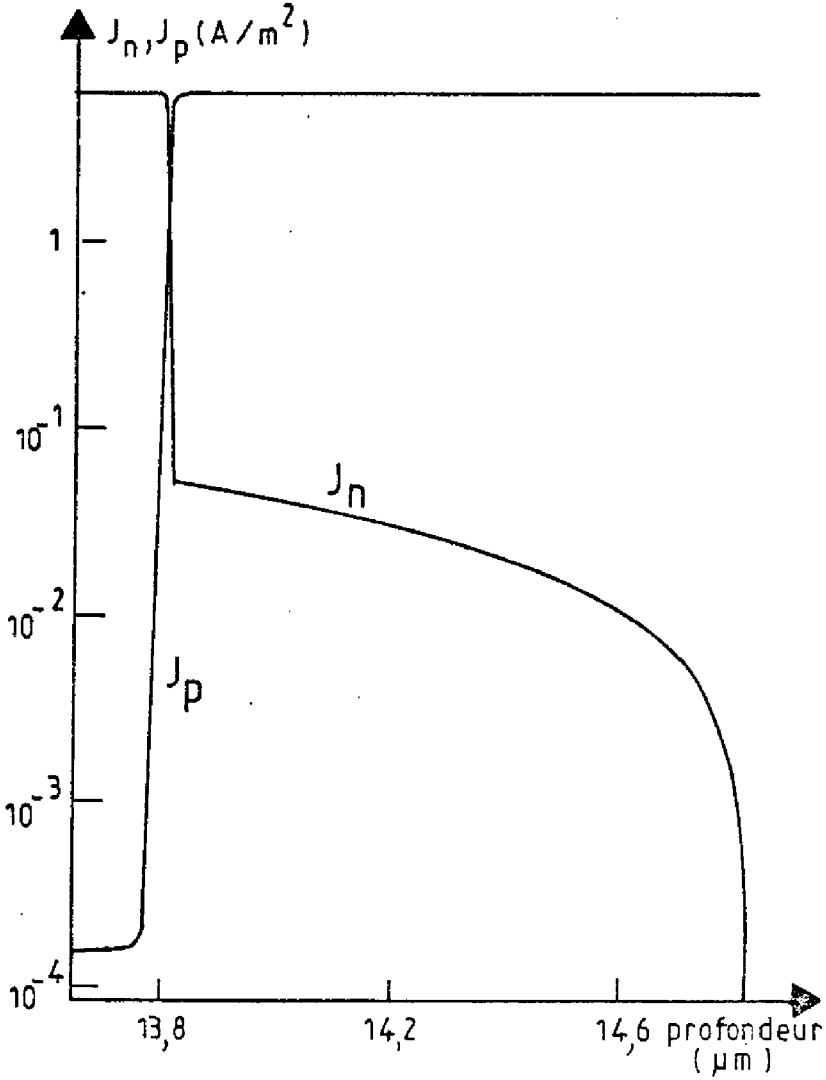


DETAIL DE LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE DE LA JONCTION NP ET DE LA ZONE P

FIGURE(3.5-c) : TAUX DE RECOMBINAISONS U_1 ET U_2 (STRUCTURE D_1) ;1,0VOLT



ENSEMBLE DE LA STRUCTURE



DETAIL DE LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE DE LA JONCTION NP ET DE LA ZONE P

FIGURE (3.5-d) : DENSITES DE COURANTS J_n (D'ELECTRONS) ET J_p (DE TROUS)
STRUCTURE D_1 ; 1,0VOLT

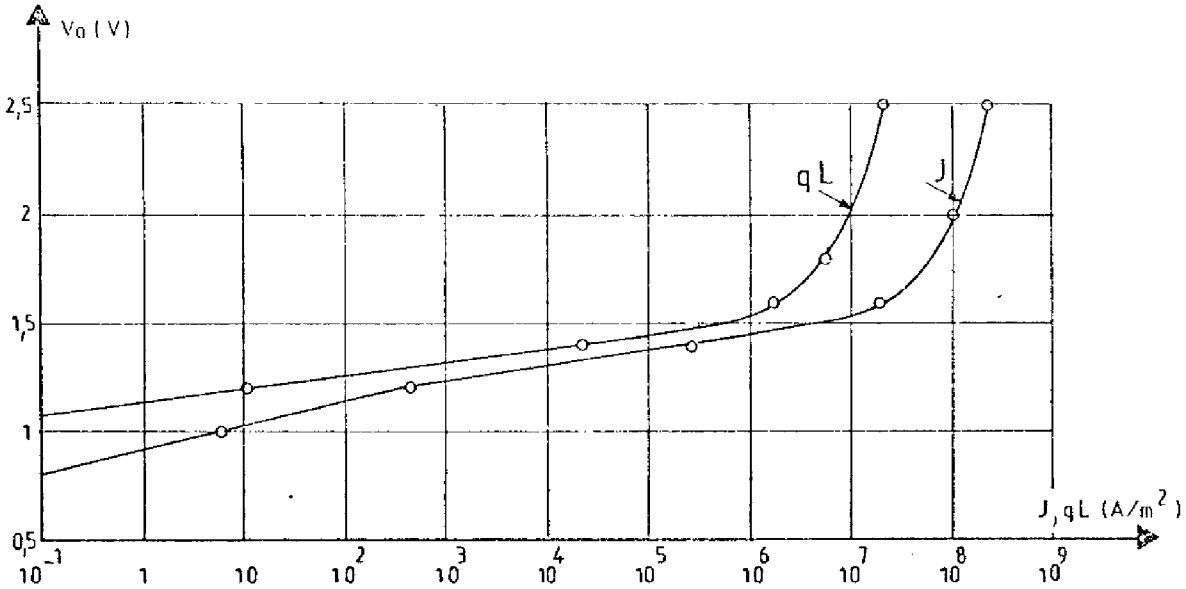


FIGURE (3.6) : CARACTERISTIQUES J(V) et qL(V) STRUCTURE D_1

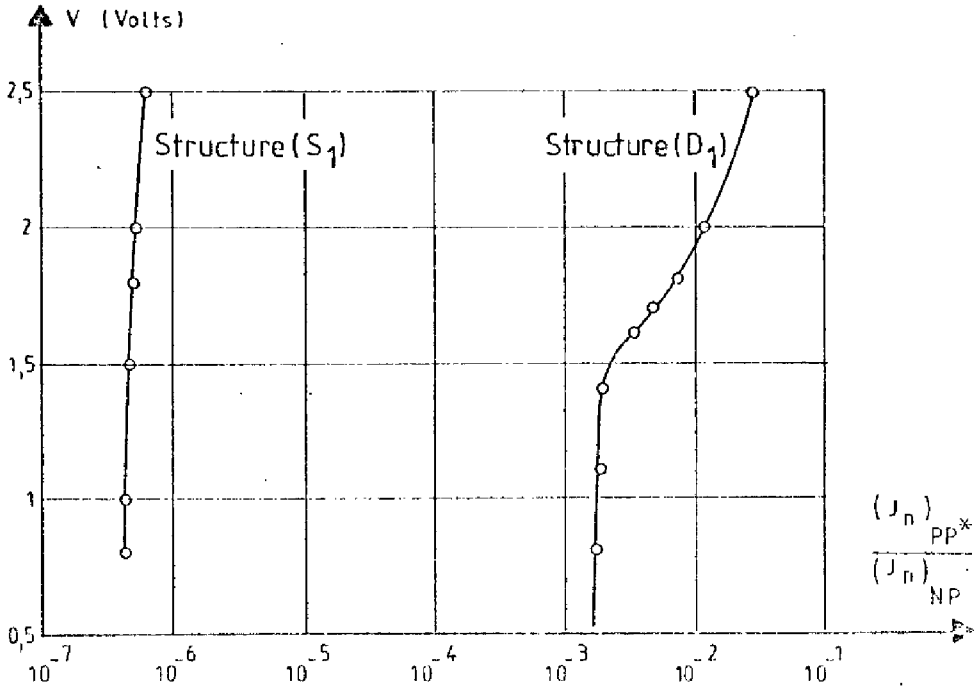


FIGURE (3.7) : RAPPORT $(J_n)_{PP}*/(J_n)_{NP}$

reste donc pratiquement constant. Le champ électrique conserve une valeur faible dans la zone P. Figure (3.8-a). La chute de potentiel aux bornes de l'hétérojonction PP^* est de l'ordre de quelques dizaines de m.V.

Les densités de porteurs minoritaires suivent toujours une loi exponentielle avec la distance dans la zone quasi neutre N, mais avec une longueur de diffusion plus grande qu'à bas niveau, qui croit avec la tension appliquée : figure (3.8-b). Dans la zone P la répartition des porteurs reste constante, mais l'excès de porteurs minoritaires est de l'ordre de grandeur de la densité des porteurs majoritaires : figure (3.8-b).

Les pseudo-niveaux de Fermi varient linéairement avec la distance dans la zone quasi neutre N et dans la zone P^*. Ils restent constants dans la zone de charge d'espace NP ainsi que dans la zone P, mais leur écart est inférieur à qV_a : figure (3.8-a)

Le taux de recombinaison non radiatif U_2 dans les zones quasi neutres N et P prend une importance croissante par rapport à sa valeur dans la zone de la charge d'espace : figure (3.8-c).

Le taux de recombinaison radiatif U_1 garde la même allure qu'à bas niveau de polarisation ; dans la zone P le rapport de son amplitude à celle du taux de recombinaison non radiatif U_2 croit avec la tension appliquée : figure (3.8-c).

La densité de courant électrique ne suit pas une expression simple, mais tend vers une variation linéaire avec la tension appliquée : figure (36). La quasi totalité du courant est associé aux recombinaisons dans la zone P : figure (3.8-d), le rapport $\frac{(J_n)_{PP^*}}{(J_n)_{NP}}$ atteint des valeurs supérieures à 10^{-2} : figure (3.7).

L'intensité de lumière émise a la même forme que le courant ; cependant le rapport : lumière/courant de diffusion J_n, a tendance à croitre.

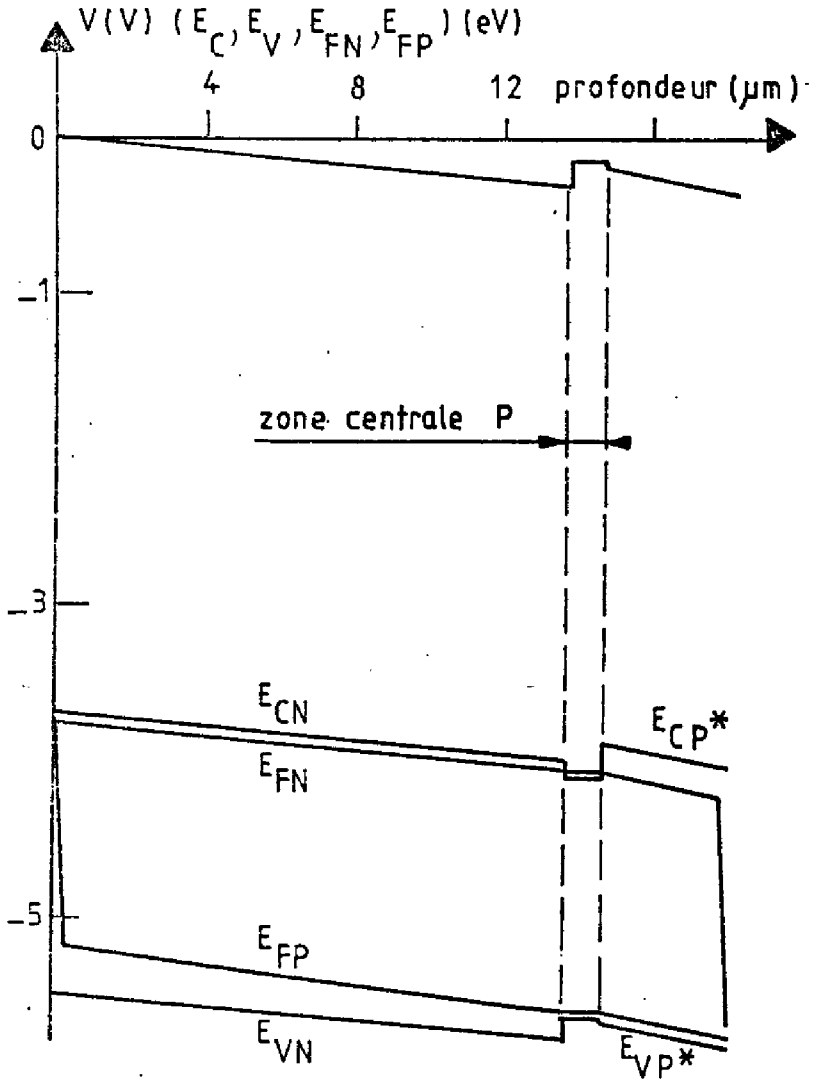
En résumé, aux niveaux de polarisation élevés, le comportement des structures de type D est régi d'une part par les courants de recombinaison dans les zones neutres des régions N et P et d'autre part par les chutes de potentiel qui apparaissent dans les régions N et P^*. La lumière émise provient essentiellement de la région P et le rendement d'électroluminescence de cette zone a tendance à croitre avec le niveau d'injection.

L'ensemble des résultats présentés dans ce paragraphe est schématisé par le tableau (3.III) sur lequel sont portés, pour différentes valeurs de la tension appliquée, le courant d'électrons J_n et le courant de trous J_p à l'hétérojonction NP, le courant total J, l'efficacité d'injection $\gamma = \frac{J_n}{J_p}$, l'intensité de lumière émise par la zone N, qL_N, celle émise par la zone P, qL_P, l'intensité totale qL, le rendement de la zone N, qL_N/J_p, celle de la zone P qL_P/J_n, le rendement de la structure qL/J.

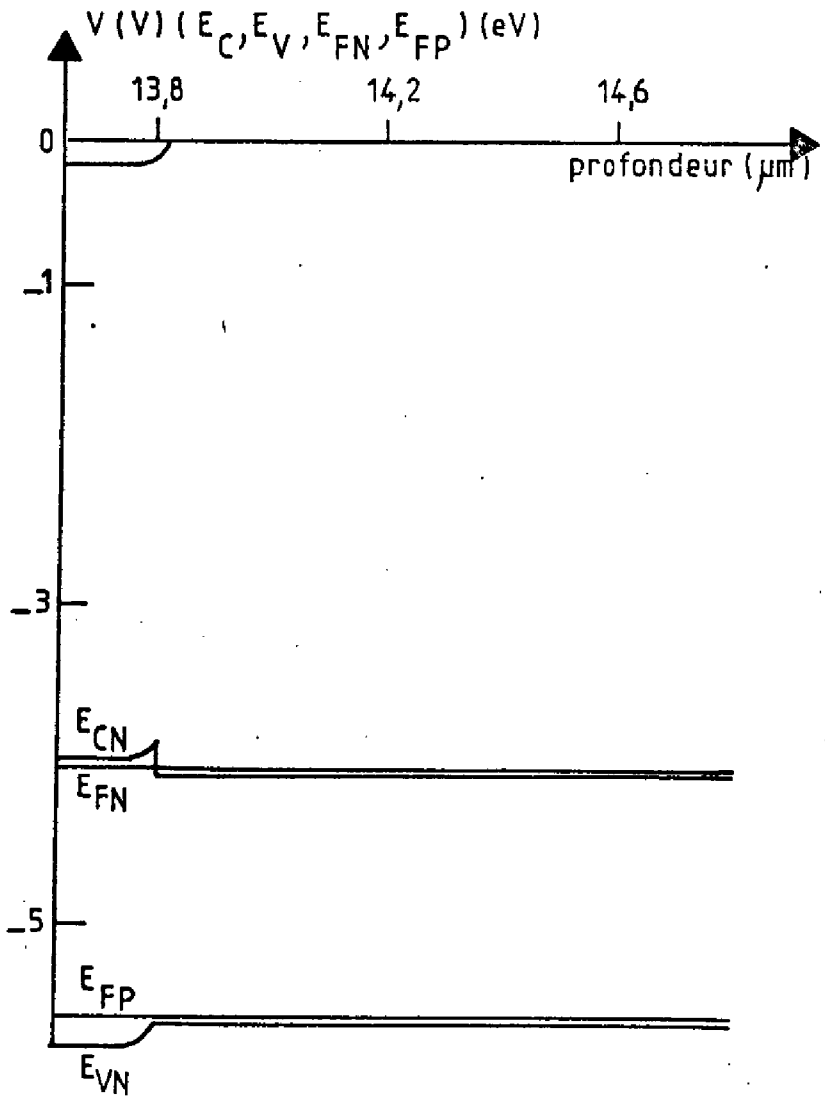
Enfin la figure (3.9) représente la variation du rendement de la structure en fonction du niveau de courant. Celui-ci croit tout d'abord par le fait que le rendement de la zone P croit sous l'effet des densités élevées de porteurs injectés puis décroit lorsque le courant à l'hétérojonction PP^* devient supérieur à quelques pourcents du courant d'électrons injecté à l'hétérojonction NP.

3. 2. 2. Comportement de type S

L'analyse des résultats de la simulation numérique du fonctionnement de la structure S_1 montre que la tension de transition entre les deux régimes de comportement (bas niveau et haut niveau) se situe encore au voisinage de 1,3 volts. Ces résultats (cf figure (3.10 a)

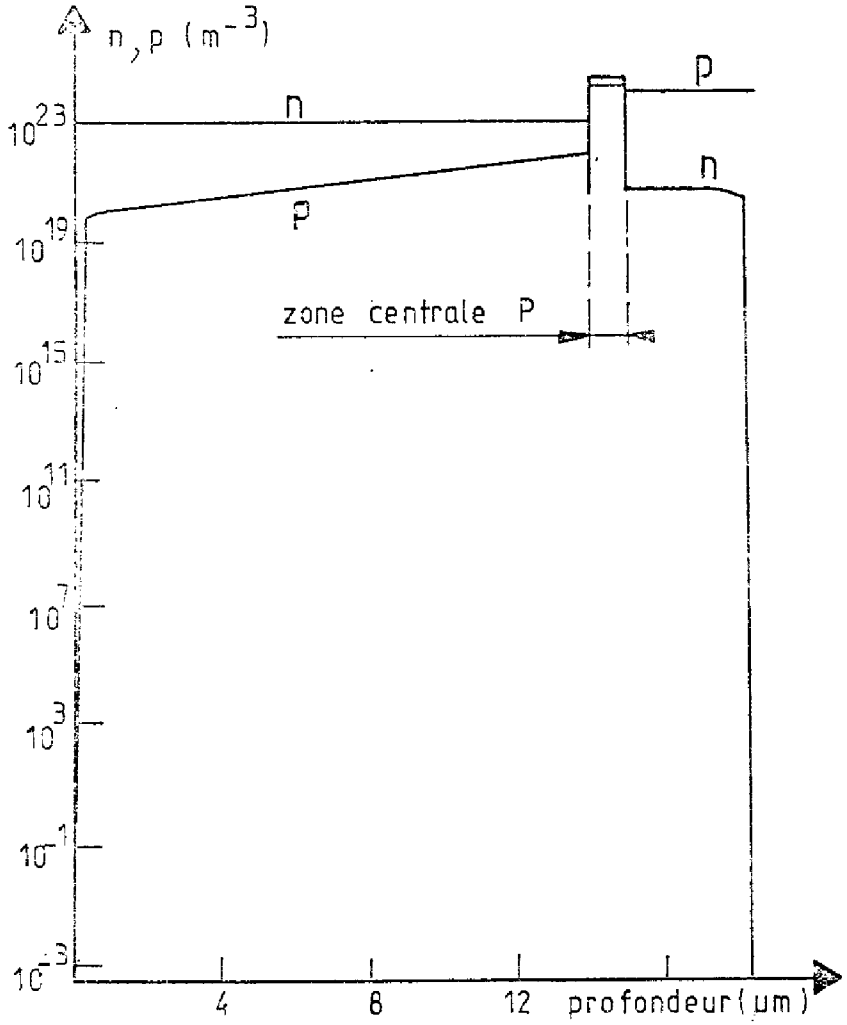


ENSEMBLE DE LA STRUCTURE

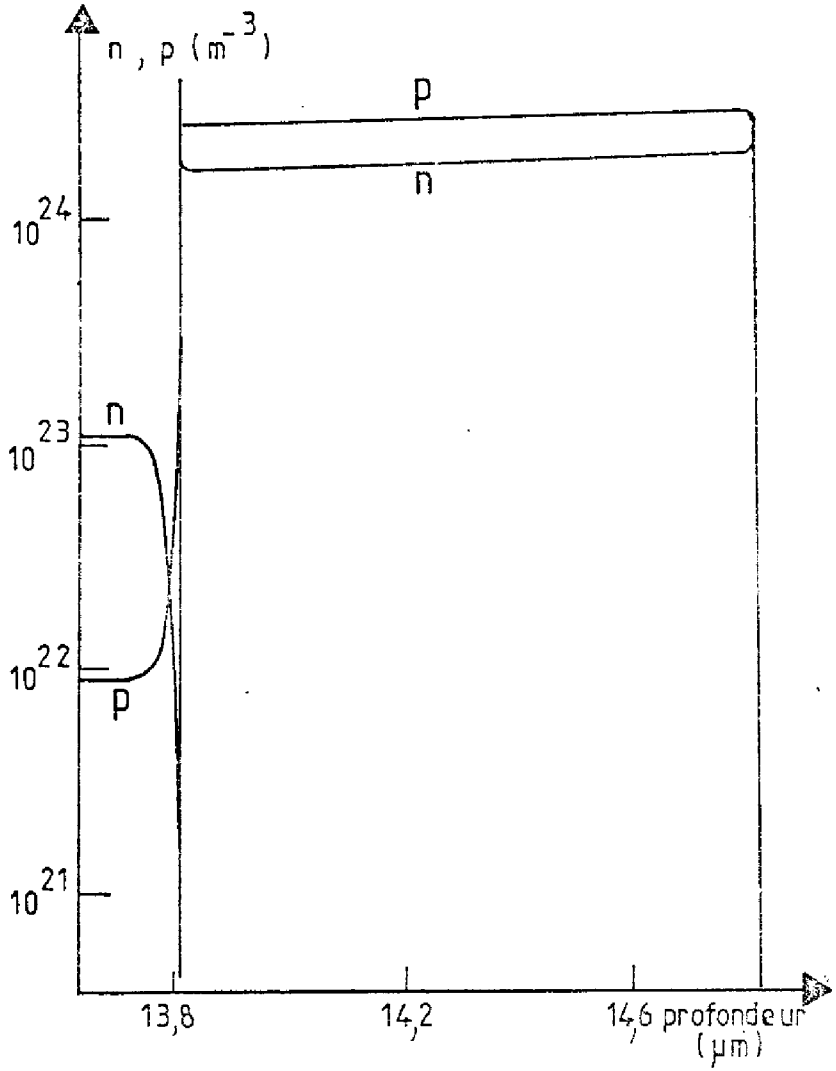


DETAIL DE LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE DE LA JONCTION NP ET DE LA ZONE P

FIGURE (3.8-a) : POTENTIEL ET STRUCTURES DE BANDES (STRUCTURE D_1) ; 2,5 VOLTS

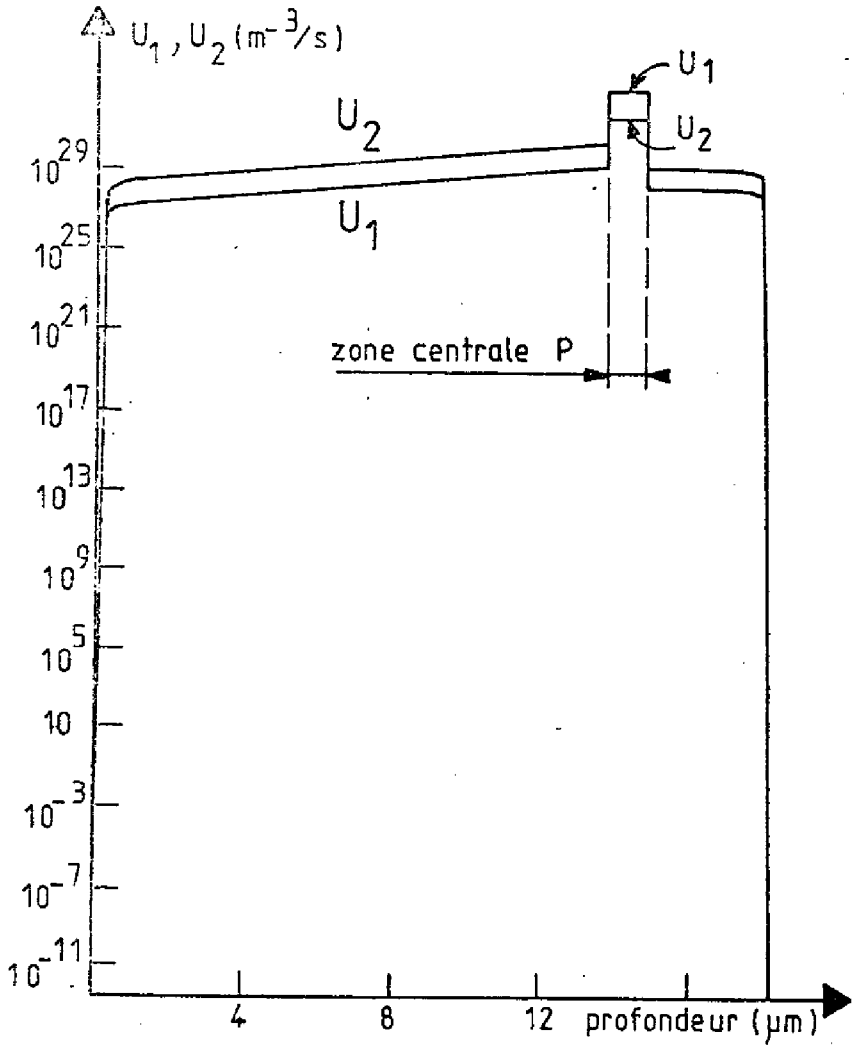


ENSEMBLE DE LA STRUCTURE

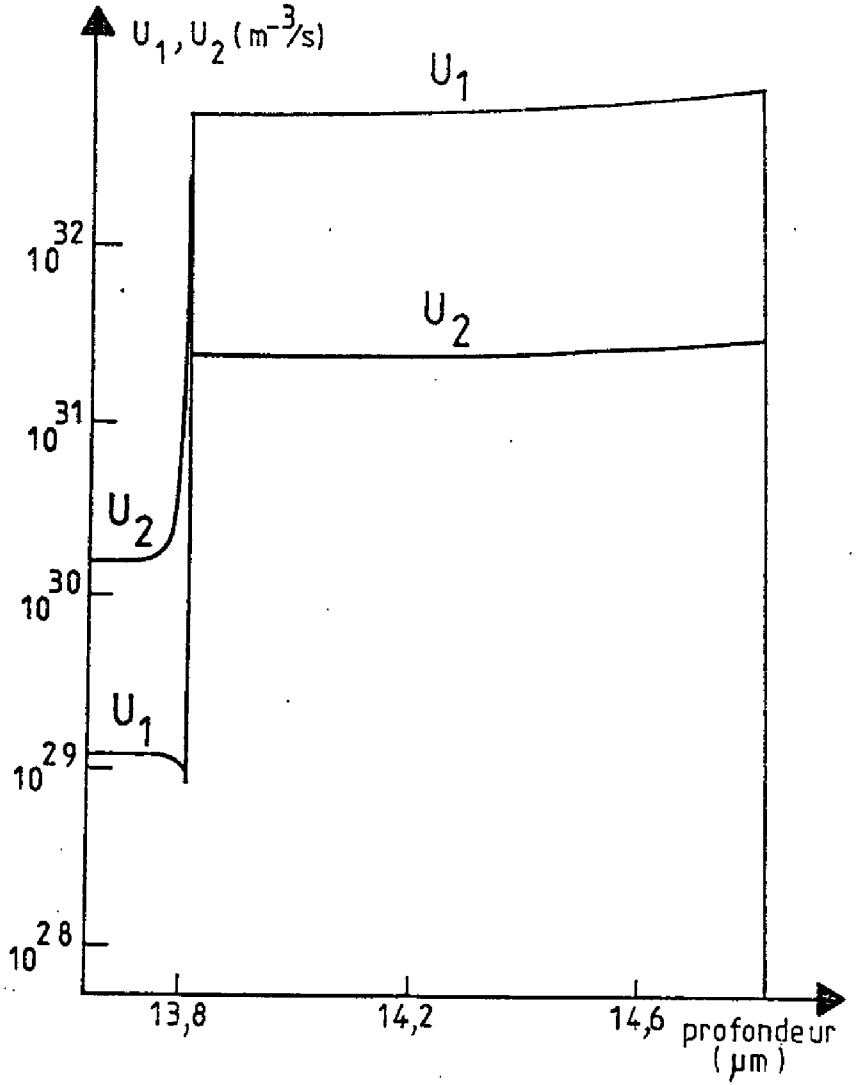


DETAIL DE LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE DE LA JONCTION NP ET DE LA ZONE P

FIGURE [illegible] : DENSITES D'ELECTRONS ET DE TROUS (STRUCTURE D_1) ;2.5 volts

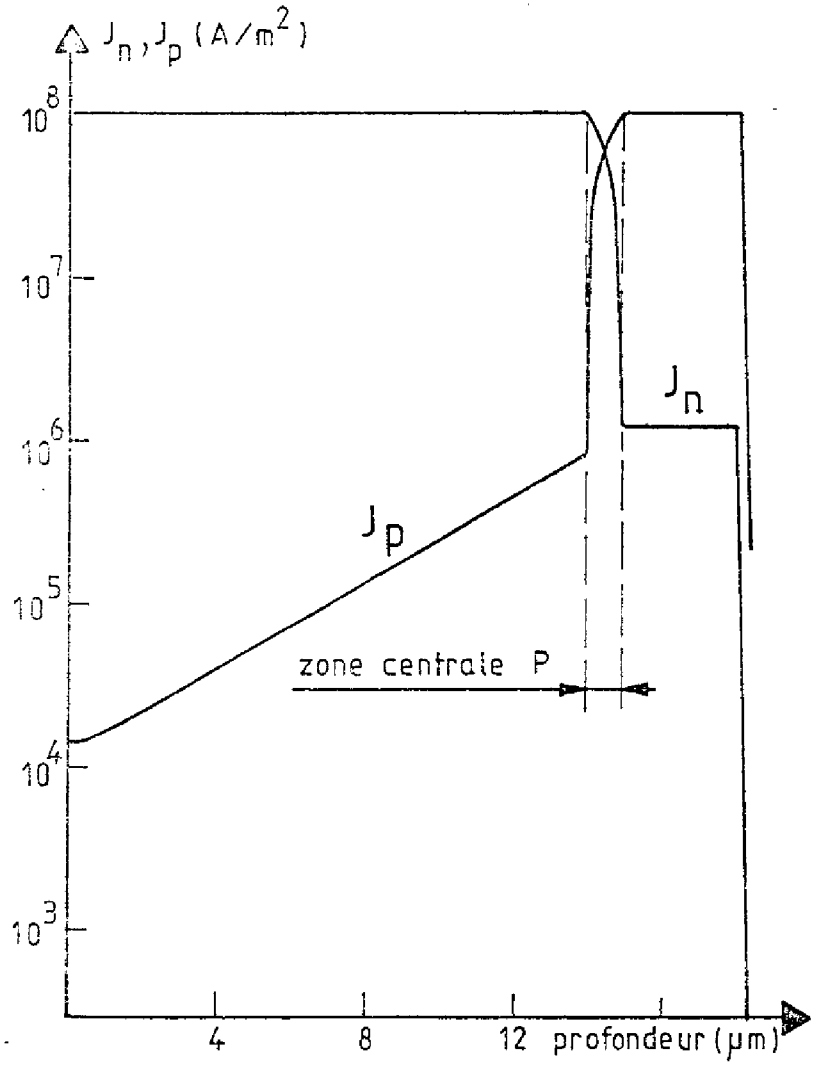


ENSEMBLE DE LA STRUCTURE

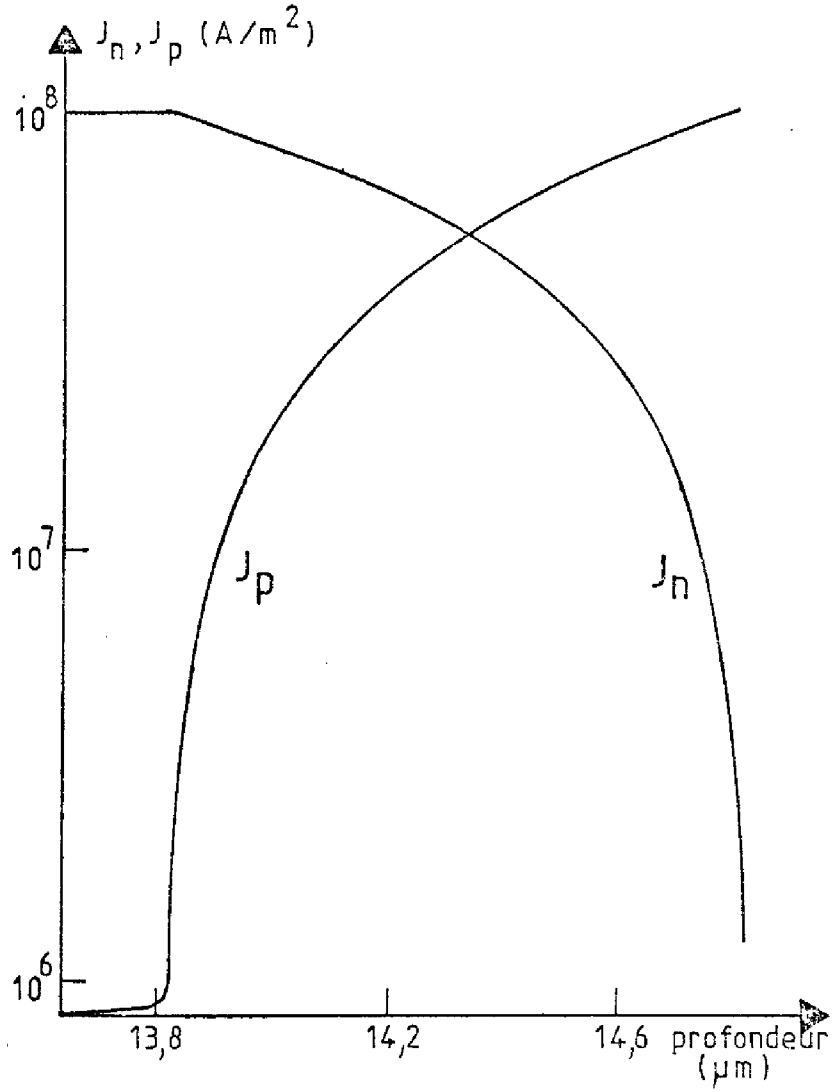


DETAIL DE LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE DE LA JONCTION NP ET DE LA ZONE P

FIGURE(3.8-c):TAUX DE RECOMBINAISONS U_1 ET U_2 (STRUCTURE D_1) ;2,5 VOLTS



ENSEMBLE DE LA STRUCTURE



DETAIL DE LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE DE LA JONCTION NP ET DE LA ZONE P

FIGURE (3.8-6) : DENSITES DE COURANTS J_n (D'ELECTRONS) ET J_p (DE TROUS)
STRUCTURE D_1 ;2,5 VOLTS

V_a (Volt)	J_n	J_p	J	qL	qL_N	qL_P	$\gamma = \frac{J_n}{J_p}$	$\eta_T = \frac{qL}{J}$	$\eta_N = \frac{qL_N}{J_p}$	$\eta_P = \frac{qL_P}{J_n}$	$(\Delta n)_P$ (m^{-3})
	←			(A / m^2)		→					
1.	$4,924\ 10^{-2}$	6,122	6,171	$4,406\ 10^{-2}$	$7,138\ 10^{-6}$	$4,404\ 10^{-2}$	$8,04\ 10^{-3}$	$7,14\ 10^{-3}$	$2,62\ 10^{-6}$	$8,94\ 10^{-1}$	$2,19\ 10^{15}$
1.2	$1,188\ 10^{2}$	$3,456\ 10^{2}$	$4,644\ 10^{2}$	$1,066\ 10^{2}$	$3,904\ 10^{-2}$	$1,065\ 10^{2}$	$3,44\ 10^{-1}$	$2,29\ 10^{-1}$	$1,13\ 10^{-4}$	$8,96\ 10^{-1}$	$5,36\ 10^{18}$
1.4	$2,645\ 10^{5}$	$1,456\ 10^{4}$	$2,791\ 10^{5}$	$2,378\ 10^{5}$	$8,941\ 10^{1}$	$2,377\ 10^{5}$	$1,82\ 10^{1}$	$8,52\ 10^{-1}$	$6,14\ 10^{-3}$	$8,94\ 10^{-1}$	$1,17\ 10^{22}$
1.6	$1,973\ 10^{7}$	$1,678\ 10^{5}$	$1,996\ 10^{7}$	$1,839\ 10^{7}$	$8,278\ 10^{3}$	$1,838\ 10^{7}$	$1,18\ 10^{2}$	$9,24\ 10^{-1}$	$4,93\ 10^{-2}$	$9,31\ 10^{-1}$	$5,75\ 10^{23}$
1.8	$5,959\ 10^{7}$	$5,089\ 10^{5}$	$6,009\ 10^{7}$	$5,643\ 10^{7}$	$3,198\ 10^{4}$	$5,640\ 10^{7}$	$1,17\ 10^{2}$	$9,39\ 10^{-1}$	$6,28\ 10^{-2}$	$9,47\ 10^{-1}$	$1,25\ 10^{24}$
2.0	$1,042\ 10^{8}$	$1,028\ 10^{6}$	$1,052\ 10^{8}$	$9,903\ 10^{7}$	$6,883\ 10^{4}$	$9,896\ 10^{7}$	$1,01\ 10^{2}$	$9,41\ 10^{-1}$	$6,70\ 10^{-2}$	$9,506\ 10^{-1}$	$2,03\ 10^{24}$
2.5	$2,275\ 10^{8}$	$3,186\ 10^{6}$	$2,307\ 10^{8}$	$2,151\ 10^{8}$	$2,156\ 10^{5}$	$2,149\ 10^{8}$	$7,14\ 10^{1}$	$9,33\ 10^{-1}$	$6,77\ 10^{-2}$	$9,45\ 10^{-1}$	$2,83\ 10^{24}$

TABLEAU (3.III) STRUCTURE D_I

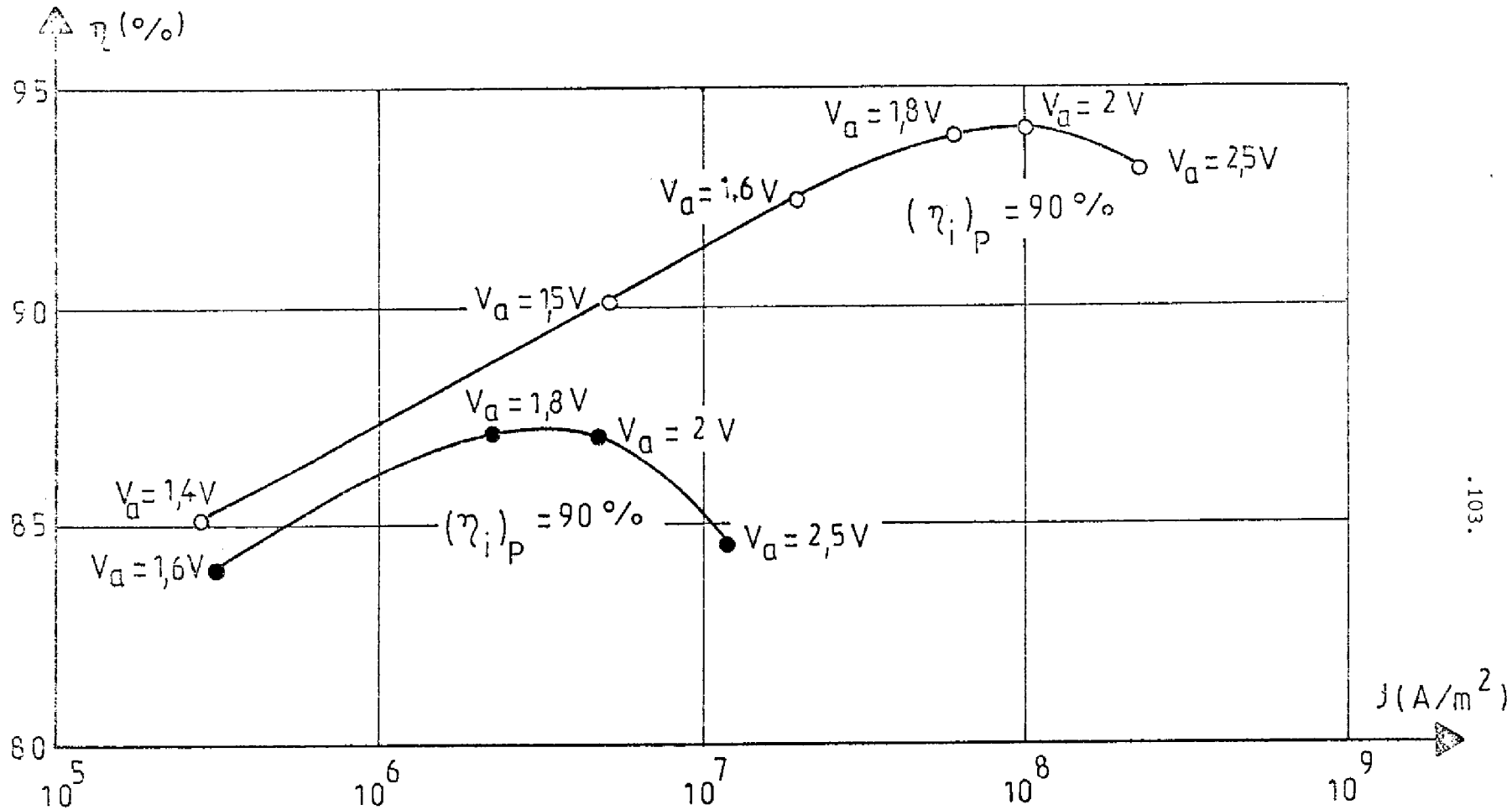


FIGURE (3.9) : VARIATION DU RENDEMENT EN FONCTION DU COURANT

○ STRUCTURE D_1 — ● STRUCTURE S_1

à (3.10-d) montrent qualitativement que l'ensemble des constatations du cas précédent en ce qui concerne le potentiel V(x), les densités de porteurs, les taux de recombinaison non radiatif et radiatif, la densité de courant total J, l'intensité de lumière émise, restent les mêmes sauf les différences suivantes :

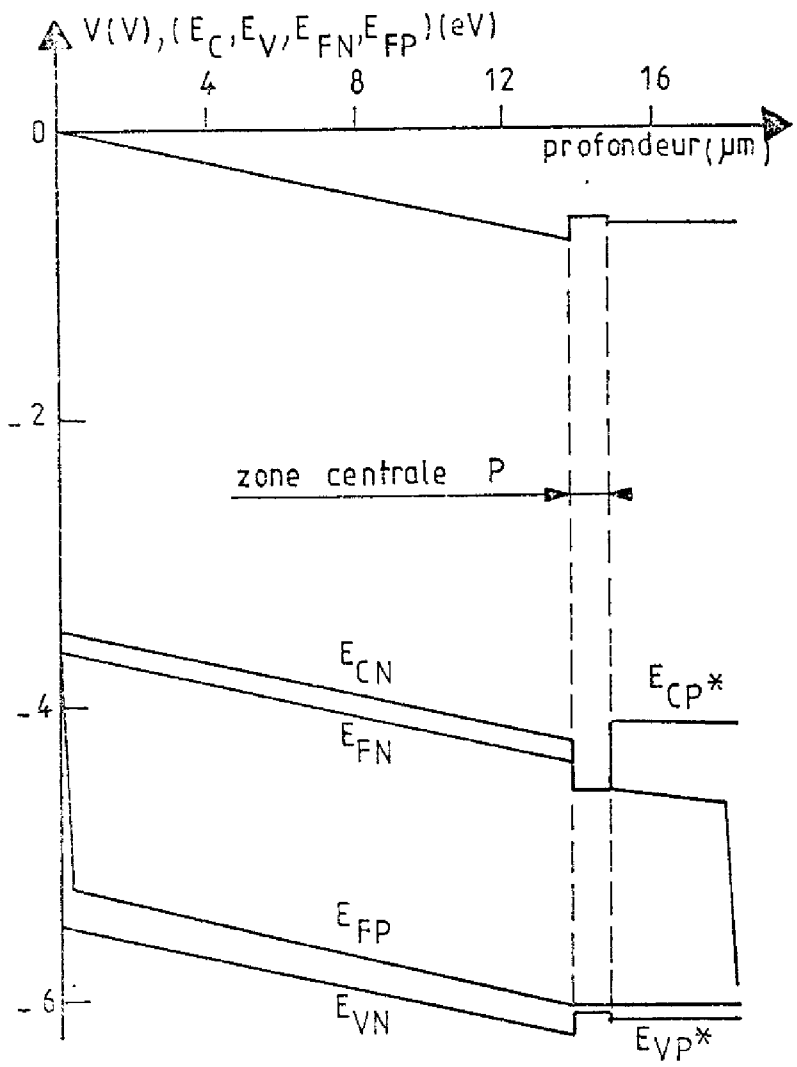
- il apparait une discontinuité du pseudo-niveau de Fermi des électrons E_{Fn} au droit de l'hétérojonction NP : (figure 3.10-a).
- l'intensité de lumière émise varie avec la tension, à bas niveau comme $\exp(\frac{qV_a}{nKT})$ avec n = 1,1, mais reste proportionnelle au courant J_n dans un rapport voisin de $(\eta_i)_P = \frac{(\tau_{eff_n})_P}{(\tau_{rn})_P}$: (figure 3.11)
- le courant d'électrons $(J_n)_{PP^*}$ à l'hétérojonction PP^* conserve, à tout niveau de polarisation, une amplitude très faible devant le courant $(J_n)_{NP}$ à l'hétérojonction NP ($\frac{(J_n)_{PP^*}}{(J_n)_{NP}} \simeq 10^{-6}$) comme le montre la figure (3.7).
- le courant d'électrons injecté dans la région P obéit à la relation (3.7) du modèle de Hall modifié, correspondant au cas $\mathcal{D} \gg 1$.

Enfin le tableau (3.IV) qui comporte les mêmes éléments que le tableau (3.III) et les figures (3.9) et (3.11) résument les propriétés d'une structure de type S. Dans ce cas, la décroissance du rendement n'est pas liée à un phénomène de déconfinement (cf. figure 3.7) mais à la diminution rapide de l'efficacité d'injection avec le niveau de polarisation.

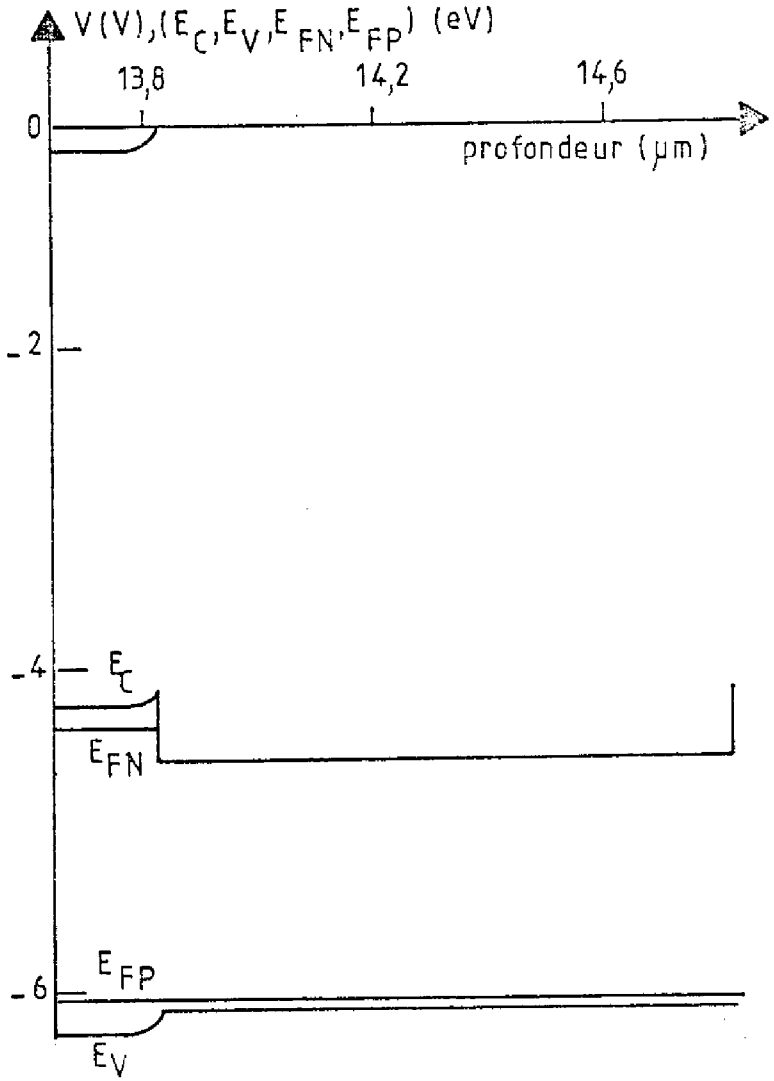
3. 3. APPROCHE ANALYTIQUE

L'ensemble des propriétés des structures à doubles hétérojonctions peut être décrit par des expressions analytiques approchées sur la base d'hypothèses simplificatrices.

De façon générale on supposera en premier lieu que l'hétéro-

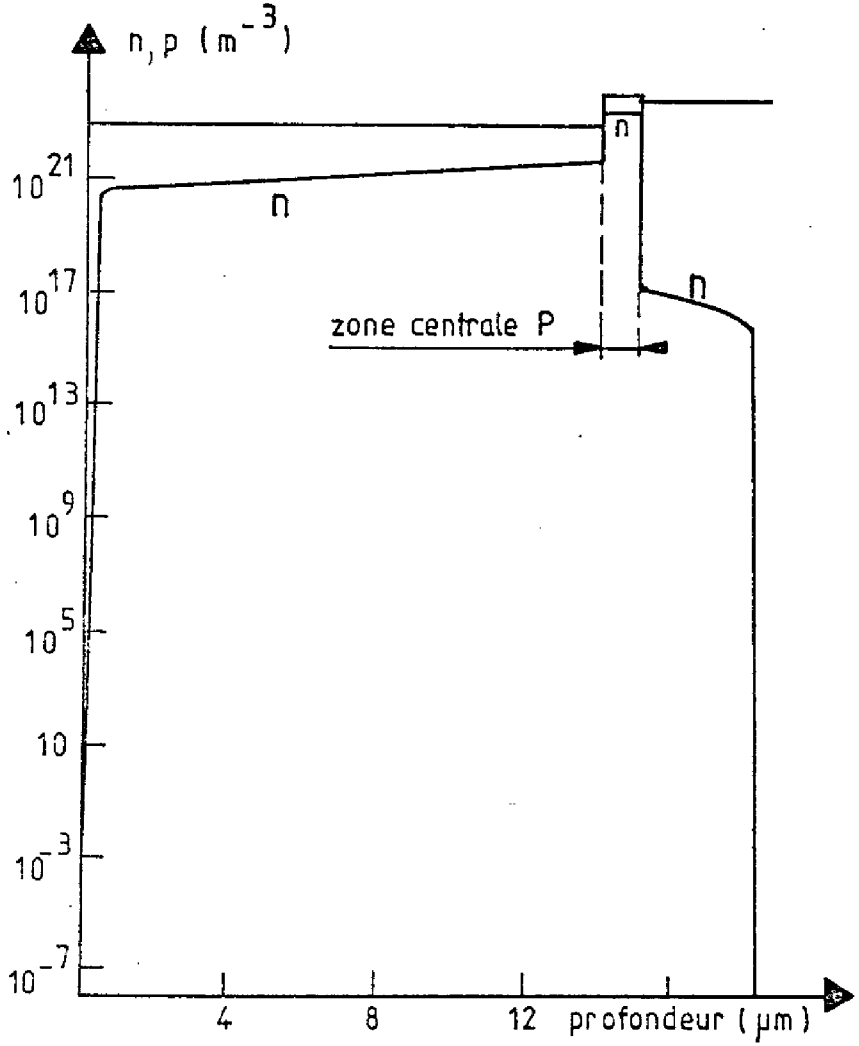


ENSEMBLE DE LA STRUCTURE

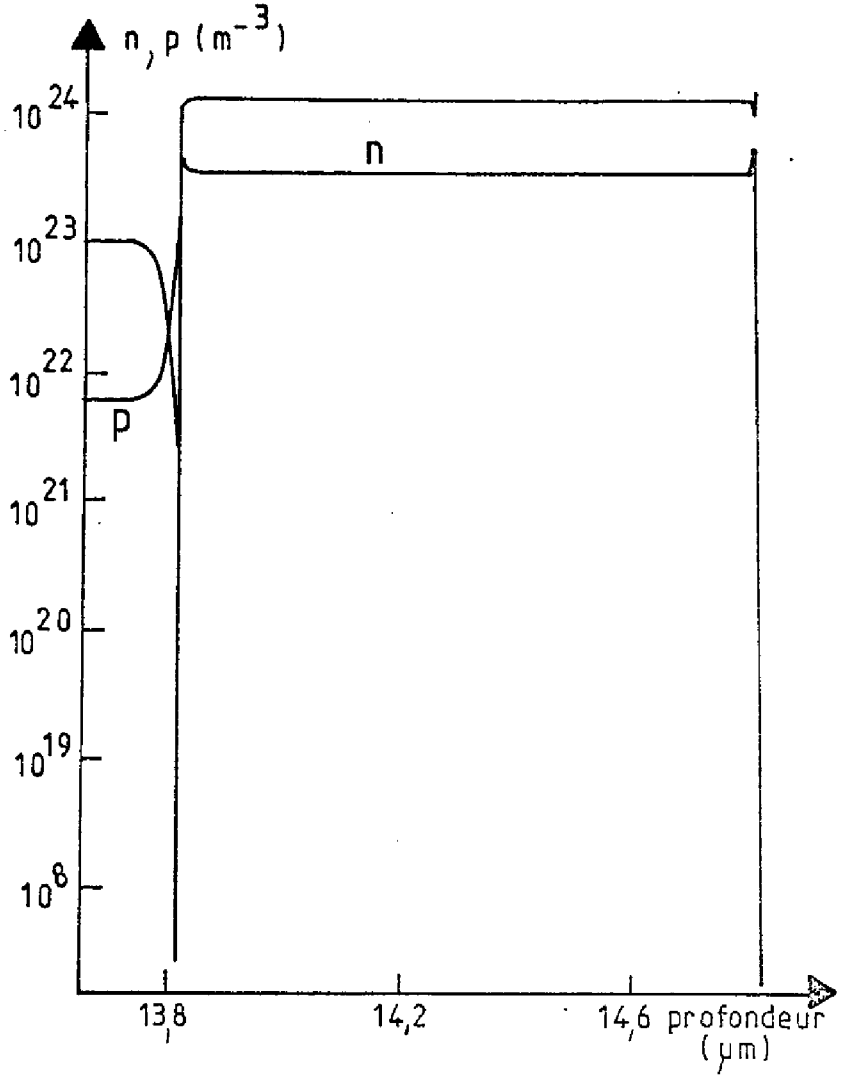


DETAIL DE LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE DE LA JONCTION NP ET DE LA ZONE P

FIGURE(3.10-a): POTENTIEL ET STRUCTURES DE BANDES (STRUCTURE S_1) ;2,5 VOLTS

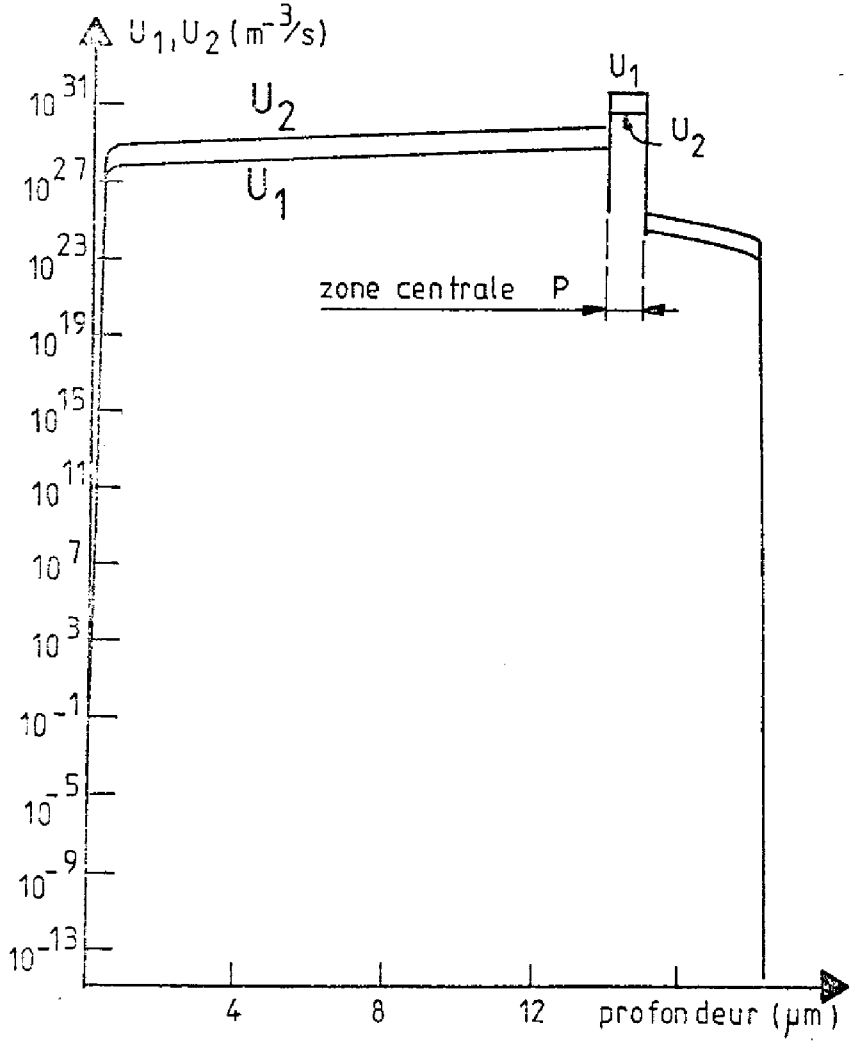


ENSEMBLE DE LA STRUCTURE

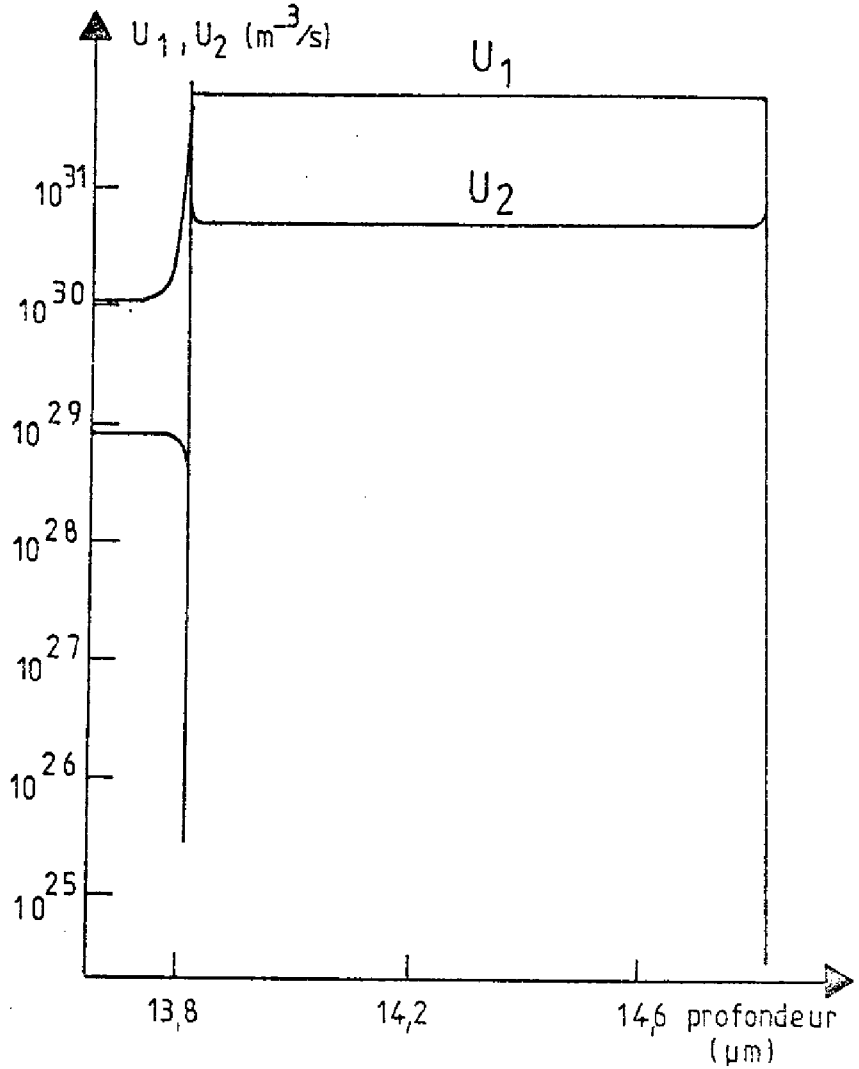


DETAIL DE LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE DE LA JONCTION NP ET DE LA ZONE P

FIGURE(3.10-b):DENSITES DELECTRONS ET DE TROUS (STRUCTURE S_1) ;2,5 VOLTS

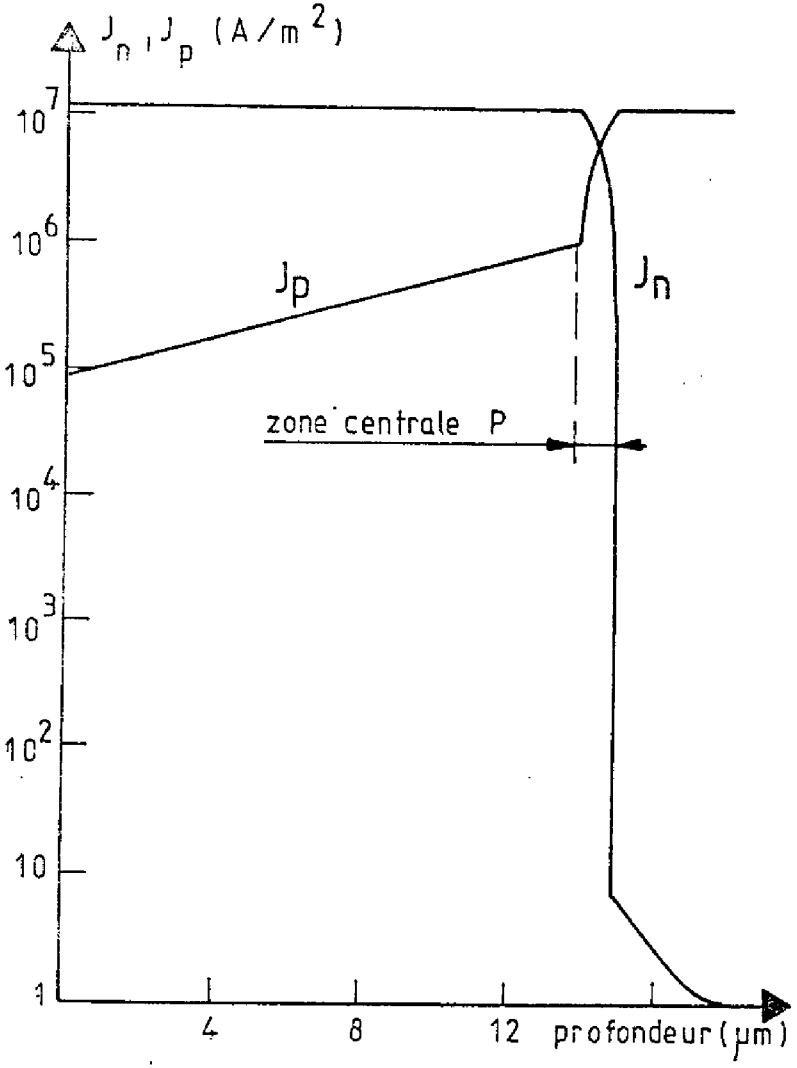


ENSEMBLE DE LA STRUCTURE

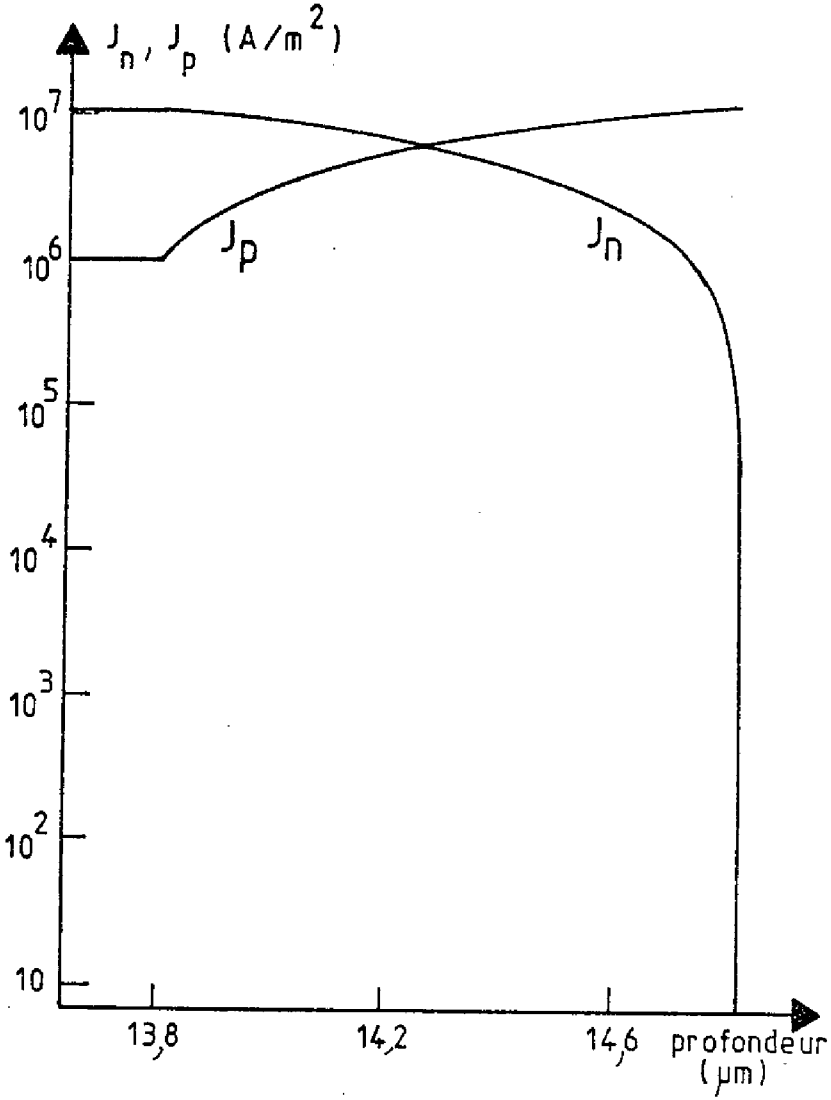


DETAIL DE LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE DE LA JONCTION NP ET DE LA ZONE P

FIGURE(3.10-c): TAUX DE RECOMBINAISONS U_1 ET U_2 (STRUCTURE S_1) ;2,5 VOLTS



ENSEMBLE DE LA STRUCTURE



DETAIL DE LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE DE LA JONCTION NP ET DE LA ZONE P

FIGURE(3.10-d): DENSITES DE COURANTS J_n (D'ELECTRONS) ET J_p (DE TROUS)
STRUCTURE S_1 ;2,5 VOLTS

V_a (Volt)	J_n	J_P	J	qL	qL_N	qL_P	$\gamma = \frac{J_n}{J_P}$	$\eta_T = \frac{qL}{J}$	$\eta_N = \frac{qL_N}{J_P}$	$\eta_P = \frac{qL_P}{J_n}$	$(\Delta n)_P$ (m^{-3})
	←			(A / m^2)		→					
1.	$4,506\ 10^{-4}$	$3,095\ 10^{-1}$	$3,100\ 10^{-1}$	$4,629\ 10^{-4}$	$8,307\ 10^{-8}$	$4,028\ 10^{-3}$	$1,46\ 10^{-3}$	$1,36\ 10^{-3}$	$2,68\ 10^{-7}$	$8,90\ 10^{-1}$	$2,00\ 10^{13}$
1.2	$5,331\ 10^{-1}$	$1,711\ 10^{1}$	$1,764\ 10^{1}$	$4,780\ 10^{-1}$	$1,392\ 10^{-4}$	$4,778\ 10^{-1}$	$3,12\ 10^{-2}$	$2,71\ 10^{-2}$	$8,14\ 10^{-6}$	$8,96\ 10^{-1}$	$2,38\ 10^{16}$
1.4	$6,185\ 10^{2}$	$9,049\ 10^{2}$	$1,523\ 10^{3}$	$5,555\ 10^{2}$	$2,618\ 10^{-1}$	$5,553\ 10^{2}$	$6,84\ 10^{-1}$	$3,65\ 10^{-1}$	$2,89\ 10^{-4}$	$8,98\ 10^{-1}$	$2,76\ 10^{19}$
1.6	$2,92\ 10^{5}$	$2,094\ 10^{4}$	$3,129\ 10^{5}$	$2,630\ 10^{5}$	$2,374\ 10^{2}$	$2,628\ 10^{5}$	$1,39\ 10^{1}$	$8,40\ 10^{-1}$	$1,13\ 10^{-2}$	$9,00\ 10^{-1}$	$1,29\ 10^{22}$
1.8	$2,143\ 10^{6}$	$8,841\ 10^{4}$	$2,231\ 10^{6}$	$1,946\ 10^{6}$	$3,371\ 10^{3}$	$1,943\ 10^{6}$	$2,42\ 10^{1}$	$8,72\ 10^{-1}$	$3,81\ 10^{-2}$	$9,07\ 10^{-1}$	$8,89\ 10^{22}$
2.0	$4,495\ 10^{6}$	$2,291\ 10^{5}$	$4,724\ 10^{6}$	$4,116\ 10^{6}$	$1,172\ 10^{4}$	$4,104\ 10^{6}$	$1,96\ 10^{1}$	$8,71\ 10^{-1}$	$5,12\ 10^{-1}$	$9,13\ 10^{-1}$	$1,74\ 10^{23}$
2.5	$1,088\ 10^{7}$	$1,0935\ 10^{6}$	$1,197\ 10^{7}$	$1,012\ 10^{7}$	$6,252\ 10^{4}$	$1,005\ 10^{7}$	9,95	$8,45\ 10^{-1}$	$5,72\ 10^{-1}$	$9,24\ 10^{-1}$	$3,65\ 10^{23}$

TABLEAU (3.IV) STRUCTURE S_1

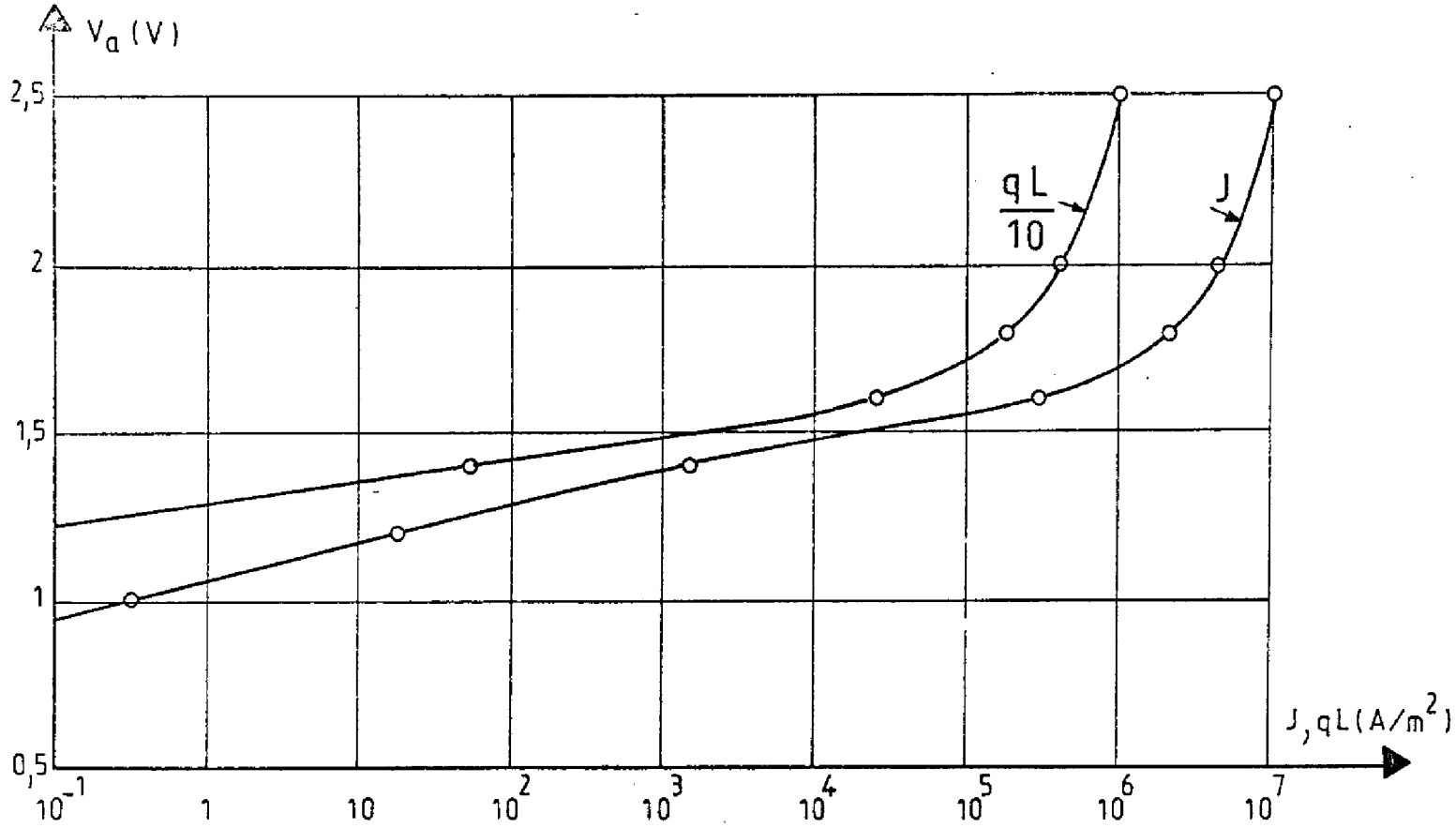


FIGURE (3.11) : CARACTERISTIQUES J(V) et qL(V) — STRUCTURE S_1

jonction PP^* est complètement bloquante pour le courant d'électrons c'est-à-dire $(J_n)_{PP^*} = 0$. Dans ces conditions, et en négligeant l'épaisseur de la zone de charge d'espace dans le côté P, le courant d'électrons injecté à l'hétérojonction NP aura pour expression :

$$(J_n)_{x = WN} \# - q \int_{W_N}^{W_N + W_P} U \, dX \tag{3.8}$$

avec

$$U = B\left(pn - n_i^2 \right) + \frac{\Delta n}{\tau_{nP}} \tag{3.9}$$

où B est la probabilité de transition bande-à-bande et τ_{nP} la durée de vie non radiative des électrons dans la zone P. Comme l'indique la simulation numérique, l'écart des pseudo-niveaux de Fermi et par suite les densités de porteurs restent pratiquement constantes sur toute l'épaisseur de la zone P, les expressions (3.8), (3.9) deviennent :

$$(J_n)_{x = WN} = -q W_P \left(B n_{iP}^2 \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{FP}}{KT} \right)_P + \frac{(\Delta n)_P}{\tau_{nP}} \right) \tag{3.10}$$

L'expression (3.10) peut encore s'écrire :

$$(J_n)_{x = WN} = -q W_P \left[B \left\{ P_0 \cdot (\Delta n)_P + (\Delta n)_P^2 \right\} + \frac{(\Delta n)_P}{\tau_{nP}} \right] \tag{3.11}$$

Dans ces conditions, la lumière émise par l'ensemble de la zone P a pour expression :

$$qL_P = -q \int_{W_N}^{W_N + W_P} B\left(np - n_i^2 \right) dx$$

soit

$$qL_P = -q W_P B n_{iP}^2 \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{FP}}{KT} \right)_P \tag{3.12}$$

ou encore

$$qL_P = -q W_P B \left\{ P_0 \cdot (\Delta n)_P + (\Delta n)_P^2 \right\} \tag{3.13}$$

Le rendement d'électroluminescence de la région P $\left(\frac{qL_P}{J} \right)$ a donc pour

expression

$$\eta_P = \frac{(\eta_i)_P}{(\eta_i)_P + \frac{P_o}{P_o + (\Delta n)_P} \cdot (1 - (\eta_i)_P)} \tag{3.14}$$

avec

$$(\eta_i)_P = \frac{(\tau_{eff\,n})_P}{(\tau_{rn})_P} \; ; \; \frac{1}{(\tau_{eff\,n})_P} = \frac{1}{(\tau_{rn})_P} + \frac{1}{\tau_{nP}} \; ; \; (\tau_{rn})_P = \frac{1}{B P_o} \tag{3.15}$$

On peut noter que le rendement η_P croit avec l'excès de porteurs $(\Delta n)_P$ au point de tendre vers 1 quel que soit le rendement $(\eta_i)_P$

D'autre part, à haut niveau de polarisation, on supposera que le champ électrique est négligeable dans la zone neutre de la région P et qu'il est constant dans les zones neutres N et P^*. Dans ces deux dernières régions, on peut assimiler le courant total (J) au courant de porteurs majoritaires qui est beaucoup plus important que le courant des porteurs minoritaires. Les champs électriques dans les régions N et P^* ont alors pour expressions :

$$E_N = \frac{J}{q N_{DN} \cdot \mu_{nN}} \tag{3.16}$$

et

$$E_{P^*} = \frac{J}{q N_{AP^*} \cdot \mu_{pP^*}} \tag{3.17}$$

Les chutes de potentiel aux bornes de ces zones seront donc égales à :

$$V_N = R_N \, J \tag{3.18}$$

avec

$$R_N = \frac{W_N}{q N_{DN} \cdot \mu_{nN}}$$

et $V_p^* = R_p^* \; J$ (3.19)

avec $R_p^* = \dfrac{W_T - (W_N + W_P)}{q \cdot N_{AP}^* \cdot \mu_{nP}^*}$

Sur la base de ces hypothèses, du modèle de Hall modifié (Annexe C) il est possible d'élaborer des modèles approchés du comportement des structures à doubles hétérojonctions. Ceux-ci sont décrits dans les paragraphes qui suivent en considérant séparément le comportement de type D ($\vartheta \ll 1$) et le comportement de type S ($\vartheta \gg 1$).

3. 3. 1. Modèle approché du comportement de type D ($\vartheta \ll 1$)

Faibles niveaux de polarisation

Dans ce mode de fonctionnement, le courant électrique qui traverse la structure comporte trois types de composantes : courant de diffusion dans la zone N (J_p), courant de diffusion dans la zone P (J_n) et courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace (J_{rg}). Les deux premières satisfont aux relations (3.5) et (3.6) soient

$$J_p = - q \frac{D_{PN}}{L_{PN}} \cdot \coth\left(\frac{W_N}{L_{PN}}\right) \cdot \frac{n_{iN}^2}{N_{DN}} \cdot \left(\exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right) - 1\right)$$

et

$$J_n = - q \frac{D_{nP}}{L_{nP}} \cdot \mathrm{th}\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right) \cdot \frac{n_{iP}^2}{N_{AP}} \cdot \left(\exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right) - 1\right)$$

en négligeant la chute de potentiel aux bornes de l'hétérojonction PP^*.

Le composante de courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace obéira pour sa part à la relation générale :

$$J_{rg} = - q \int_{X_N}^{W_N + X_P} U_2 \, dX \qquad (3.20)$$

soit comme il est montré dans l'annexe D,

$$J_{rg} = -KT \frac{n_{iN}}{\sqrt{\tau_{nN} \cdot \tau_{pN}}} \cdot \frac{W_{sc}}{V_D - V_a} \cdot \frac{\pi}{2} \cdot \exp\left(\frac{qV_a}{2KT}\right) \tag{3.21}$$

L'intensité de lumière émise par la structure présentera de la même façon trois composantes :

- une composante issue de recombinaisons radiatives dans la zone quasi neutre de côté N

$$qL_N = -q \int_0^{W_N - X_N} U_1 \, dX \tag{3.22}$$

XN étant la largeur de charge d'espace dans la région N, ou encore

$$qL_N = -q \int_0^{W_N - X_N} B(pn - n_i^2) \, dx \tag{3.23}$$

qui, dans le cas de faible injection, se réduit à :

$$qL_N = -q \int_0^{W_N - X_N} \frac{(\Delta P)_N}{(\tau_{rp})_N} \cdot dX \quad \text{avec} \quad (\tau_{rp})_N = \frac{1}{B n_0} \tag{3.24}$$

et par suite

$$qL_N = \frac{(\tau_{eff\,p})_N}{(\tau_{rp})_N} \cdot J_p \tag{3.25}$$

- une composante issue de recombinaisons radiatives dans la zone quasi neutre du côté P, soit à faible injection :

$$qL_P = \frac{(\tau_{eff\,n})_P}{(\tau_{rn})_P} \cdot J_n \tag{3.26}$$

- une composante issue de recombinaisons radiatives dans la zone de charge d'espace

$$qL_{rg} = -q \int_{W_N - X_N}^{W_N + X_P} B(np - n_i^2) \, dX \tag{3.27}$$

soit

$$qL_{rg} = -q \left\{ \int_{W_N - X_N}^{W_N} B(pn - n_i^2) \, dX + \int_{W_N}^{W_N + X_P} B(pn - n_i^2) \, dx \right\} \tag{3.28}$$

soit

$$qL_{rg} = -q \cdot B\left(x_N \cdot n_{iN}^2 + x_P n_{iP}^2 \right)\left(\exp \frac{qV_a}{KT} - 1 \right) \qquad (3.29)$$

En fait, dans le cas particulier des paramètres utilisés pour les simulations du paragraphe précédent, et de façon plus générale, si n_{iP} est beaucoup plus grand que n_{iN}, qL_{rg} et qL_N restent négligeables devant qL_p.

Haut niveau de polarisation

Les expressions précédentes de J_n et de J_p ne sont plus valables à cause des chutes de potentiel dans les zones N et P* et de l'effet de haute injection dans la zone P, où l'excès de porteurs devient du même ordre de grandeur que la densité des porteurs majoritaires à l'équilibre.

Comme l'indique la simulation numérique, l'écart entre les pseudo-niveaux de Fermi et par suite les densités de porteurs sont pratiquement constants dans la zone P ; par conséquent, le produit pn dans cette zone est alors :

$$(pn)_P = n_{iP}^2 \cdot \exp\left(\frac{(E_{FN} - E_{FP})_P}{KT} \right) \qquad (3.30)$$

Compte tenu de la pseudo neutralité ($\Delta n = \Delta p$), l'excès d'électrons est donc égal à :

$$(\Delta n)_P = \frac{N_{AP}}{2} \cdot \left(\sqrt{1 + \frac{4 n_{iP}^2}{N_{AP}^2} \cdot \exp\left(\frac{(E_{Fn} - E_{FP})_P}{KT} \right)} - 1 \right) \qquad (3.31)$$

suivant la relation (3.11) le courant de diffusion dans la zone P sera donc :

$$J_n = -qW_P \left\{ B\left(N_{AP} \cdot (\Delta n)_P + (\Delta n)_P^2 + \frac{(\Delta n)_P}{\tau_{nP}} \right\} \qquad (3.32)$$

De plus, comme l'écart entre les pseudo-niveaux de Fermi est constant à travers la zone de charge d'espace, le courant de diffusion dans la zone N obéira à la relation :

$$J_p = -q \frac{n_{iN}^2}{N_{DN}} \cdot \frac{D_{PN}}{L_{PN}} \cdot \exp\left(\frac{(E_{FN} - E_{FP})_N}{KT}\right) \tag{3.33}$$

L'efficacité d'injection $\gamma = \frac{J_n}{J_p}$ sera égale à

$$\gamma = W_p \frac{N_{DN}}{n_{iN}^2} \cdot \frac{L_{PN}}{D_{PN}} \cdot \left\{ B(N_{AP} \cdot (\Delta n)_P + (\Delta n)_P^2 + \frac{(\Delta n)_P}{\tau_{nP}} \right\} \exp\left(\frac{(E_{Fn} - E_{FP})_N}{KT}\right) \tag{3.34}$$

et dépendra donc du niveau de polarisation.

La lumière émise par la structure qui s'identifie pratiquement aux recombinaisons dans la zone P, obéira à la relation :

$$qL = -q W_p B\, n_{iP}^2 \cdot \exp\left(\frac{(E_{Fn} - E_{FP})_P}{KT}\right) \tag{3.35}$$

Enfin, compte tenu des relations (3.18) et (3.19), l'écart entre les pseudo-niveaux de Fermi sera égal à :

$$\frac{(E_{Fn} - E_{FP})_P}{q} = V_a - (R_N + R_P^*) \cdot J - V_c \tag{3.36}$$

où V_C et la chute de potentiel à l'hétérojonction PP^*

La résolution du système constitué par les relations (3.32), (3.33) et (3.35) permet théoriquement de calculer les caractéristiques J(V), qL (V) et qL(I) pour le fonctionnement haut niveau.

En fait comme aucune loi décrivant les variations de V_C en fonction du courant qui traverse l'hétérojonction PP^* n'a été encore explicitée, il est impossible de résoudre en toute rigueur la relation (3.36). Cependant cette insuffisance ne conduit pas à des erreurs trop importantes puisqu'en négligeant V_C , il est possible de déterminer la caractéristique qL(I) et de calculer les caractéristiques J(V) et

qL(V) avec une erreur sur la tension qui est au plus égale à quelques dizaines de millivolts à haut niveau de polarisation : figure (3.12)

Par ailleurs, si l'on suppose qu'il n'y a pas d'interaction entre les différents mécanismes de recombinaisons, il est possible de superposer les différents phénomènes décrits ci-dessus à condition de décrire le courant J_{rg} par l'expression générale (D.27) de l'annexe D et de parvenir au système général porté sur le tableau (3.V) qui décrit le comportement des structures à doubles hétérojonctions de type D quel que soit le niveau de polarisation. La résolution de ce système implicite impose l'emploi d'une méthode numérique d'itérations.

Le tableau (3.VI) et la figure (3.12) représentent les résultats obtenus à partir du modèle ci-dessus comparés à ceux de la simulation numérique pour la structure D_1.

Outre un accord satisfaisant, les considérations précédentes permettent de montrer l'origine de la variation en $\exp\left(\frac{qV_a}{2KT}\right)$ du courant et en $\exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)$ de la lumière à bas niveau de polarisation ; elles mettent en évidence par ailleurs que le rendement quantique global dépend à bas niveau des propriétés de la zone P et des mécanismes de recombinaisons dans la zone de charge d'espace, et qu'à haut niveau de polarisation il peut devenir supérieur au rendement intrinsèque

$(\eta_i)_P = \dfrac{(\tau_{eff_n})_P}{(\tau_{rn})_P}$ de la zone P sous l'effet de fortes densités de porteurs libres. Cependant, du fait même des hypothèses sur lesquelles il est basé ($(J_n)_{PP^*} = 0$), ce modèle approché ne peut rendre compte du phénomène de déconfinement à haut niveau de polarisation et de la diminution de rendement qui lui est associée.

3. 3. 2. Modèle approché du comportement de type S

Notons dès le début de ce paragraphe qu'une des différences essentielles entre le comportement de type S et le comportement de type D, réside dans le fait que pour le comportement de type S il apparait une

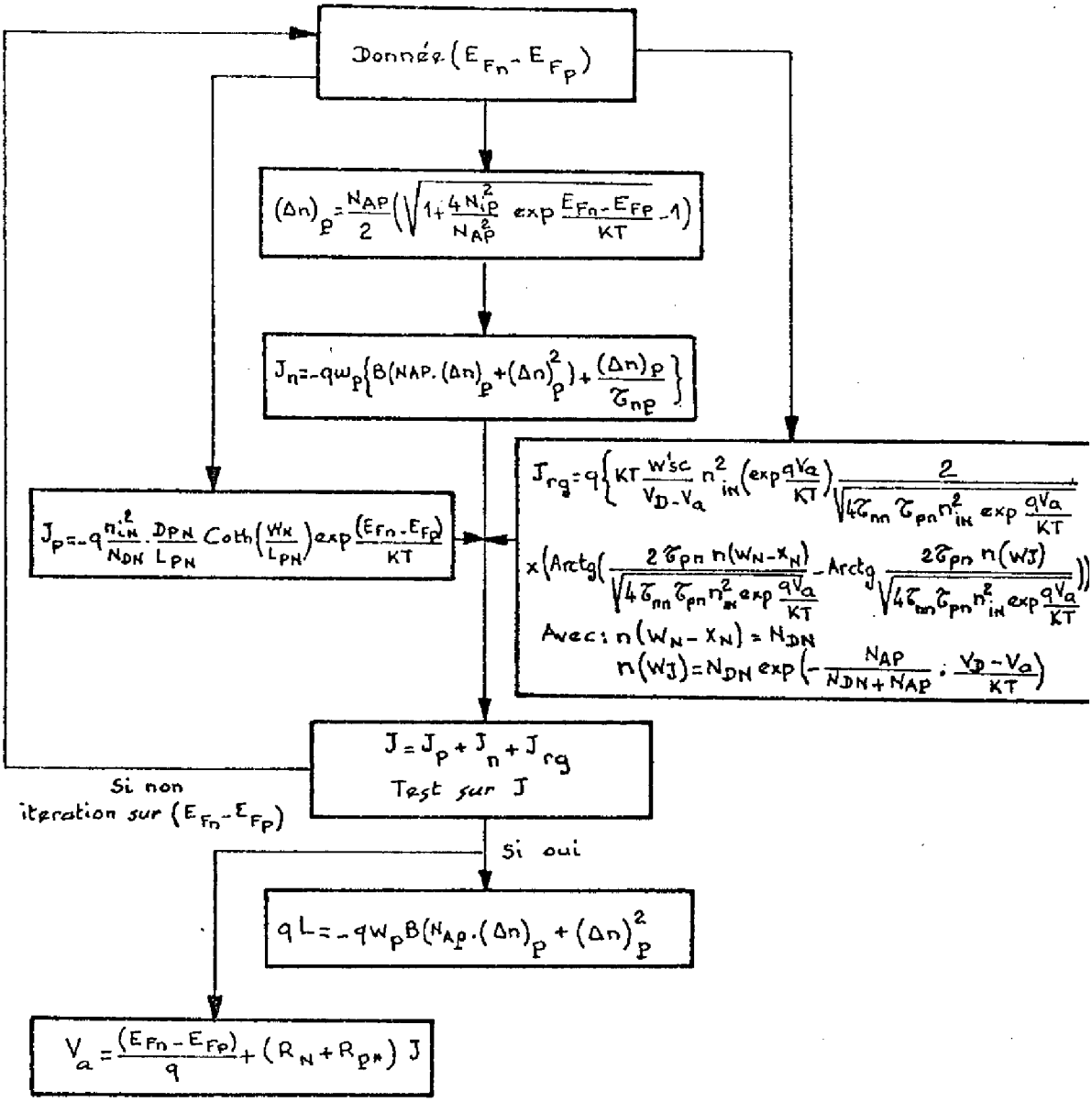


TABLEAU (3.V) : ORGANIGRAMME GENERAL DU COMPORTEMENT DES STRUCTURES D

V_a (Volt)	$\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{q}\right)$	J_{rg} (A/m^2)	J_n	J_p	J	qL	γ	η	Δn (m^{-3})
1,000	1,00	6,077	$4,444\ 10^{-2}$	$1,554\ 10^{-4}$	6,121	$3,999\ 10^{-2}$	$7,31\ 10^{-3}$	$6,53\ 10^{-3}$	$2,50\ 10^{15}$
1,200	1,20	$3,578\ 10^{2}$	$1,251\ 10^{2}$	$3,820\ 10^{-1}$	$4,832\ 10^{2}$	$1,126\ 10^{2}$	$3,15\ 10^{-1}$	$2,33\ 10^{-1}$	$5,62\ 10^{18}$
1,412	1,40	$2,310\ 10^{4}$	$3,071\ 10^{5}$	$9,398\ 10^{2}$	$3,331\ 10^{5}$	$2,768\ 10^{5}$	$1,27\ 10^{1}$	$8,31\ 10^{-1}$	$1,36\ 10^{22}$
1,563	1,50	$2,010\ 10^{5}$	$1,477\ 10^{7}$	$4,660\ 10^{4}$	$1,502\ 10^{7}$	$1,373\ 10^{7}$	$5,96\ 10^{1}$	$9,14\ 10^{-1}$	$4,67\ 10^{23}$
1,975	1,55	$6,236\ 10^{5}$	$1,005\ 10^{8}$	$3,282\ 10^{5}$	$1,014\ 10^{8}$	$9,667\ 10^{7}$	$1,05\ 10^{2}$	$9,53\ 10^{-1}$	$1,75\ 10^{24}$
2,187	1,56	$7,871\ 10^{5}$	$1,478\ 10^{8}$	$4,849\ 10^{5}$	$1,498\ 10^{8}$	$1,428\ 10^{8}$	$1,15\ 10^{2}$	$9,57\ 10^{-1}$	$2,21\ 10^{24}$
2,399	1,57	$9,964\ 10^{5}$	$1,960\ 10^{8}$	$7,147\ 10^{5}$	$1,977\ 10^{8}$	$1,901\ 10^{8}$	$1,14\ 10^{2}$	$9,61\ 10^{-1}$	$2,62\ 10^{24}$

(Résistances séries $(R_N + R_p) \times S = 4,194\ 10^{-9}\ \Omega\ m^2$)

TABLEAU (3.VI) – STRUCTURE (D_1)

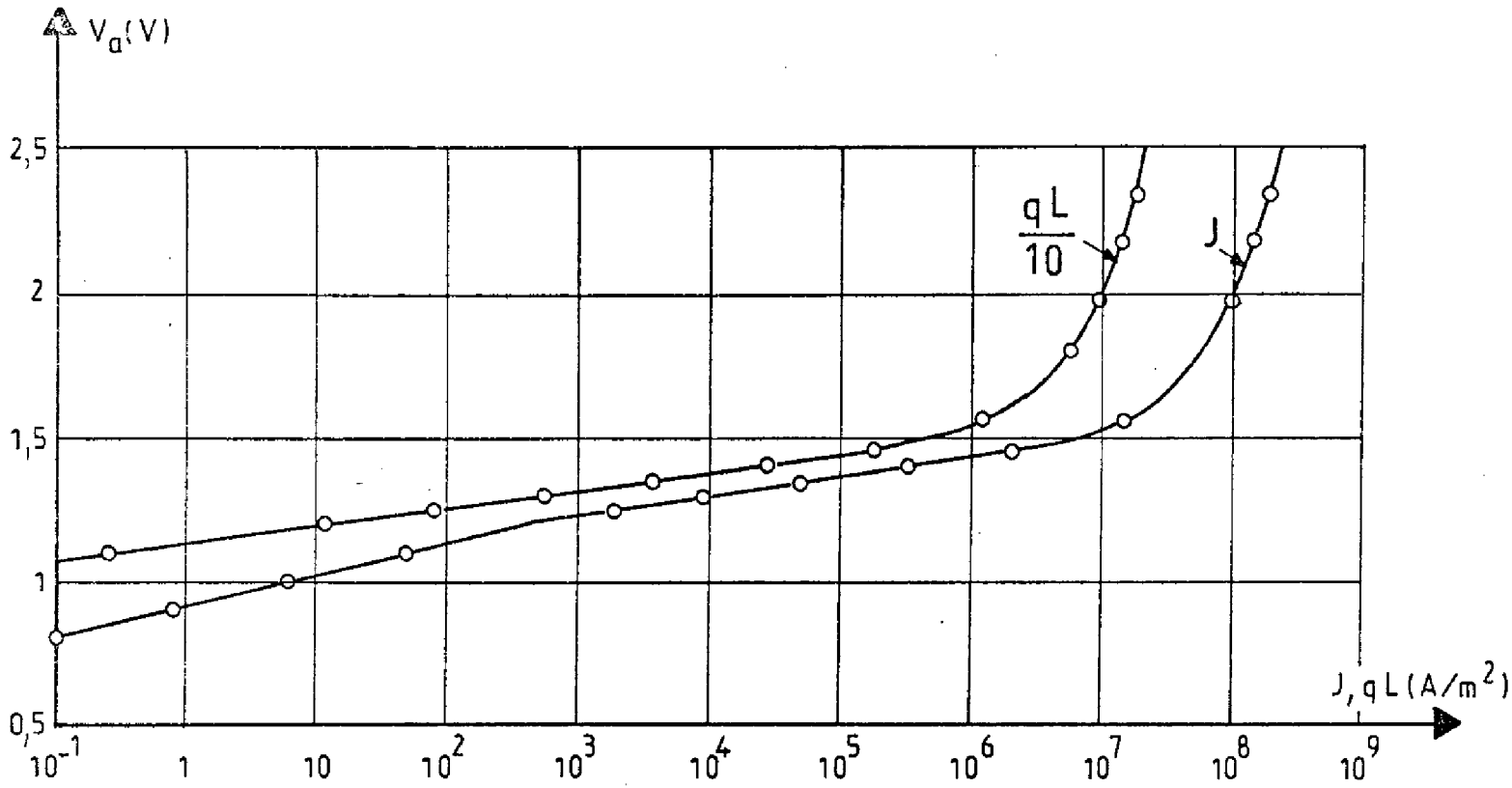


FIGURE (3.12) : CARACTERISTIQUES J(V) et qL(V) STRUCTURE D_1'

— RESULTATS DE LA SIMULATION NUMERIQUE

O MODELE ANALYTIQUE

discontinuité du pseudo-niveau de Fermi des électrons au droit de l'hétérojonction NP. Cette propriété est d'ailleurs prise en compte par le modèle de HALL modifié lorsque ϑ est plus grand que 1.

A bas niveau de polarisation

Le courant qui traverse la structure comportera, comme dans le cas précédent, trois composantes. Compte tenu du fait que la chute du potentiel à l'hétérojonction PP* peut être négligée, celles-ci auront pour expressions :

- le courant de diffusion dans la zone quasi neutre N,

$$J_p = - q \frac{D_{PN}}{L_{PN}} . \coth\left(\frac{W_N}{L_{PN}}\right) . \frac{n_{iN}^2}{N_{DN}} . \left(\exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right) - 1\right) \qquad (3.37)$$

- le courant d'électrons injecté dans la zone quasi neutre P (cf. relations (3.1 et 3.3)).

$$J_n = - q \frac{D_{nP}}{L_{nP}} . \operatorname{th}\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right) . \frac{n_{iP}^2}{N_{AP}} . \frac{\left(\exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right) - 1\right)}{1 + \vartheta} \qquad (3.38)$$

ou encore, si l'on considère le potentiel comme linéaire dans la zone de charge d'espace de l'hétérojonction NP,

$$J_n = - q \frac{D_{nN}}{W_{SC}} . N_{DN} . \frac{q(V_D - V_a)}{KT} . \exp\left(-K_N . \frac{qV_D}{KT}\right) . \exp\left(K_N . \frac{qV_a}{KT}\right) \qquad (3.39)$$

- le courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace

$$J_{rg} = - KT \frac{n_{iN}}{\sqrt{\tau_{nN} \tau_{pN}}} . \frac{W_{SC}}{V_D - V_a} . \frac{\pi}{2} . \exp\left(\frac{qV_a}{2KT}\right) \qquad (3.40)$$

comme il est montré dans l'annexe D.

La contribution de chacune des zones de la structure induira les trois composantes d'intensité de lumière :

- une composante issue de la zone N

$$qL_N = - q \int_0^{W_N - X_N} B(pn - n_i^2)\, dX = -q \int_0^{W_N - X_N} \frac{(\Delta p)_N}{(\tau_r p)_N} . dX \qquad (3.41)$$

soit

$$qL_N = \frac{(\tau_{eff\,p})_N}{(\tau_{rp})_N} \cdot J_p \qquad (3.42)$$

- une composante issue de la zone P

$$qL_p = -q \int_{W_N+X_p}^{W_N+W_p} \frac{(\Delta n)_p}{(\tau_{rn})_p} dX \qquad (3.43)$$

soit

$$qL_p = \frac{(\tau_{eff\,n})_p}{(\tau_{rn})_p} \cdot J_n \qquad (3.44)$$

- une composante due aux recombinaisons radiatives, dans la charge d'espace

$$qL_{rg} = -q \int_{W_N-X_N}^{W_N+X_N} B(pn - n_i^2)\, dX \qquad (3.45)$$

soit

$$qL_{rg} = -q \left\{ \int_{W_N-X_N}^{W_N} B(pn-n_i^2)\,dX + \int_{W_N}^{W_N+X_N} B(pn-n_i^2)\,dX \right\} \qquad (3.46)$$

ou bien

$$qL_{rg} = -q \left\{ X_N . B\, n_{iN}^2 . \exp\left(\frac{(E_{Fn} - E_{Fp})_N}{KT}\right) \right.$$

$$\left. + X_p . B\, n_{ip}^2 . \exp\left(\frac{(E_{Fn} - E_{Fp})_p}{KT}\right) \right\} \qquad (3.47)$$

$(E_{Fn} - E_{Fp})_{N,P}$ représentant l'écart des pseudo-niveaux de Fermi dans la région N ou P de la zone de charge d'espace de l'hétérojonction NP.

Avec les valeurs des différents paramètres représentées sur le tableau (3.I) du paragraphe (3.2), on peut noter que d'une part n_{ip} est beaucoup plus grand que n_{iN} et d'autre part X_p est négligeable devant WP, et par conséquent qL_{rg} et qL_N restent négligeables devant qL_p.

Enfin selon une méthode analogue à celle déjà employée dans

le cas des transistors bipolaires [40] , la discontinuité du pseudo-niveau de Fermi des électrons peut être déterminée par la relation

$$\frac{\Delta E_{Fn}}{KT} = \frac{qV_a}{KT} - \log\left[1 + J_n \cdot \frac{N_{AP}}{n_{iP}^2} \cdot \frac{(\tau_{eff\,n})_P}{q \cdot W_P}\right] \qquad (3.48)$$

le courant étant défini par (3.38) ou (3.39).

Aux hauts niveaux de polarisation

Enfin de prendre en compte les chutes de potentiel dans les zones neutres des région N et P*, considérons comme variable l'écart entre les pseudo-niveaux $(E_{Fn} - E_{Fp})_N$ à la limite de la zone de charge d'espace côté N de l'hétérojonction NP. Le modèle de Hall modifié conduit aux expressions suivantes

- du courant de diffusion dans la région N

$$J_p = -q \frac{n_{iN}^2}{N_{DN}} \cdot \frac{D_{PN}}{L_{PN}} \cdot \coth\left(\frac{W_N}{L_{PN}}\right) \cdot \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{FP}}{KT}\right)_N \qquad (3.49)$$

- du courant dans la région P

$$J_n = -q \frac{n_{iP}^2}{N_{AP}} \cdot \frac{\exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{FP}}{KT}\right)_N}{\int_{X_1}^{X_2} \frac{1}{D_n} \cdot \frac{N_{cP}}{N_c} \cdot \exp\left(-\frac{E_{cP} - E_c}{KT}\right) dX} \qquad (3.50)$$

ou encore, si l'on considère le cas de l'approximation linéaire de potentiel

$$J_n = -q D_{nN} \frac{N_{DN}}{W_{SC}} \cdot \frac{q(V_D - V_a)}{KT} \cdot \exp\left(-K_N \cdot \frac{qV_D}{KT}\right) \cdot \exp\left(K_N \frac{(E_{Fn} - E_{FP})_N}{KT}\right) \qquad (3.51)$$

L'efficacité d'injection (J_n/J_p) a donc pour expression

$$\gamma = \frac{N_{DN}^2}{n_{iN}^2} \cdot \frac{D_{nN}}{D_{PN}} \cdot \frac{1}{W_{SC}} \cdot \frac{q(V_D - V_a)}{KT} \cdot \exp\left(-K_N \frac{qV_D}{KT}\right) \cdot \exp\left(-K_P \frac{(E_{Fn} - E_{FP})_N}{KT}\right) \qquad (3.52)$$

Compte tenu de la relation (3.11) l'excès de porteurs minoritaires dans la zone P sera

$$(\Delta n)_P = \frac{1}{2(\tau_{eff\,n})_P \cdot B} \cdot \left(\sqrt{1 + \frac{4 J_n \cdot B \cdot (\tau_{eff\,n})_P^2}{q W_P}} - 1\right) \qquad (3.53)$$

et compte tenu de la relation (3.13), la lumière émise par la zone P et

donc pratiquement par la structure, aura pour expression

$$qL = - qW_{pB} \left(N_{Ap} . (\Delta n)_p + (\Delta n)^2_p \right) \tag{3.54}$$

Enfin l'écart $(E_{Fn} - E_{Fp})_N$ sera lié à la tension appliquée par

$$\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{q}\right)_N = V_D - (R_N + R_p^*) . J - V_C \tag{3.55}$$

Avec les mêmes imprécisions que celles qui ont été indiquées au paragraphe (3.3.1) par suite de la nécessité de négliger V_C, l'ensemble de relations (3.49), (3.50), (3.53), (3.54) et (3.55) si l'on suppose le potentiel parabolique dans la charge d'espace ou l'ensemble (3.49), (3.51), (3.53), (3.54) et (3.55) dans le cas de l'approximation du potentiel linéaire, permet de calculer les caractéristiques J(V), qL(V), qL(J) à haut niveau de polarisation. Dans le premier cas, il est nécessaire d'utiliser un programme numérique [39] pour calculer l'intégrale qui apparait dans l'expression du courant J_n.

Comme dans le cas des structures de type D, on peut, en superposant l'ensemble des mécanismes physiques, définir le système général porté sur le tableau (3.VII) qui décrit le comportement d'une structure à doubles hétérojonctions de type S à tout niveau de polarisation. Le recours à des méthodes numériques d'intégration et d'itération dans le cas du potentiel parabolique ou simplement d'itération dans le cas de l'approximation du potentiel linéaire, est nécessaire.

Le tableau (3.VIII) et la figure (3.13) représentent les résultats obtenus à partir du modèle ci-dessus comparés à ceux de la simulation numérique pour la structure S_1 dont les paramètres ont été définis au paragraphe (3.2). Notons tout d'abord que l'on observe un écart entre le courant d'électrons à travers l'hétérojonction NP déterminé à partir du modèle et celui défini par la simulation numérique : cette imprécision provient du fait que la faible variation de la répartition réelle du potentiel dans la région de charge d'espace, due à la présence de porteurs libres, par rapport à la répartition parabolique utilisée dans le modèle

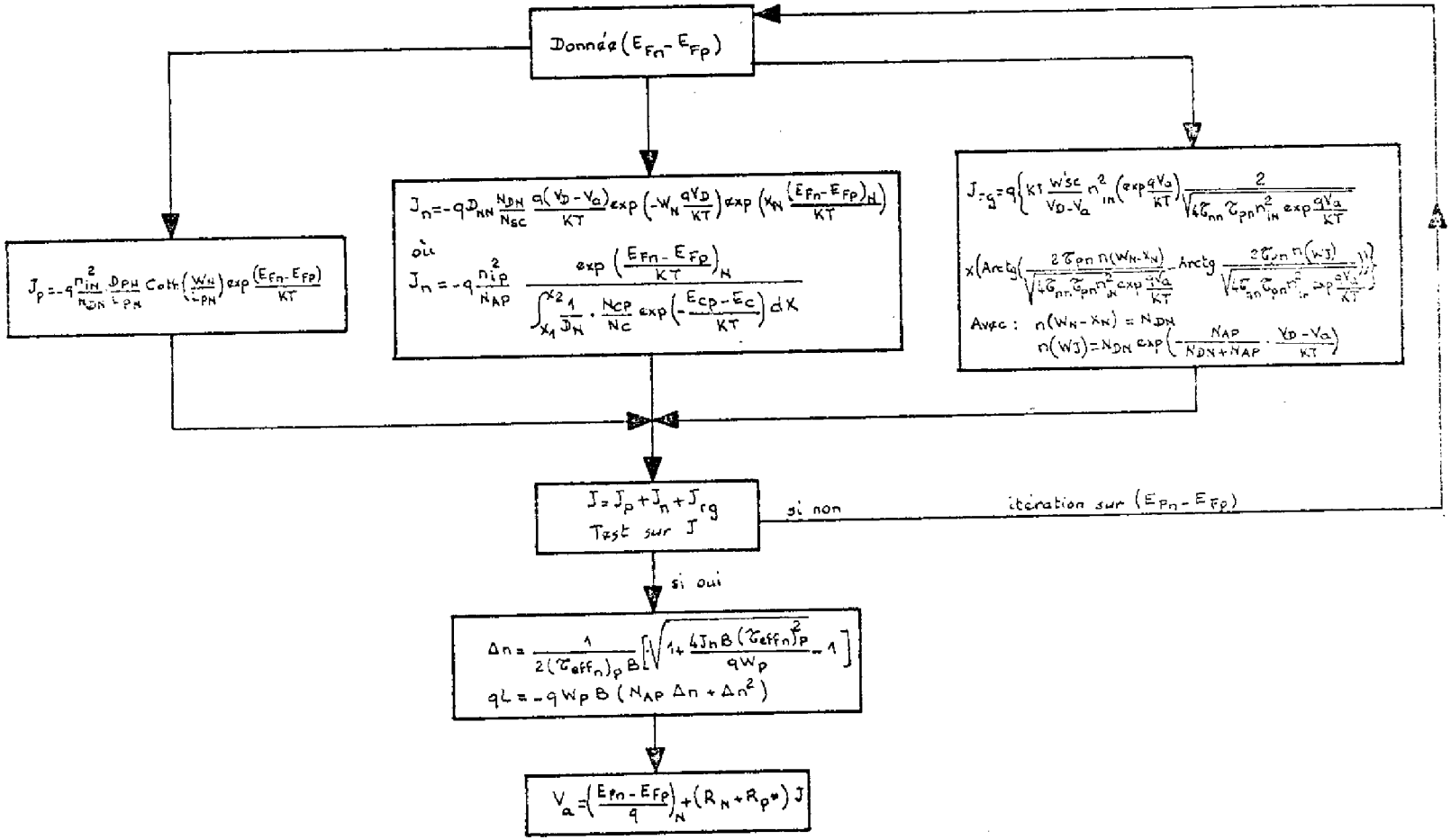


TABLEAU (3.VII) : ORGANIGRAMME GENERAL DU COMPORTEMENT DE STRUCTURES S

V_a	$\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{q}\right)$	J_{rg}	J_n	J_p	J	qL	γ	η	Δn
(Volt)		(A/m²)							m^{-3}
1.	1,00	3,065	$2,196\ 10^{-4}$	$4,622\ 10^{-7}$	$3,067\ 10^{-1}$	$1,976\ 10^{-4}$	$7,165\ 10^{-5}$	$6,444\ 10^{-4}$	$9,882\ 10^{12}$
1,2	1,20	$1,741\ 10^{1}$	$2,517\ 10^{-1}$	$1,137\ 10^{-3}$	$1,766\ 10^{1}$	$2,222\ 10^{-1}$	$1,446\ 10^{-2}$	$1,258\ 10^{-2}$	$1,111\ 10^{16}$
1,4	1,40	$1,040\ 10^{3}$	$2,717\ 10^{2}$	2,795	$1,319\ 10^{3}$	$2,455\ 10^{2}$	$2,605\ 10^{-1}$	$1,854\ 10^{-1}$	$1,224\ 10^{19}$
1,62	1,60	$4,342\ 10^{4}$	$2,547\ 10^{5}$	$6,872\ 10^{3}$	$3,056\ 10^{5}$	$2,295\ 10^{5}$	5,064	$7,524\ 10^{-1}$	$1,135\ 10^{22}$
1,753	1,65	$9,850\ 10^{4}$	$1,332\ 10^{6}$	$4,840\ 10^{4}$	$1,479\ 10^{6}$	$1,205\ 10^{6}$	9,067	$8,147\ 10^{-1}$	$5,700\ 10^{22}$
2,20	1,70	$1,607\ 10^{5}$	$6,587\ 10^{6}$	$3,408\ 10^{5}$	$7,088\ 10^{6}$	$6,046\ 10^{6}$	$1,31\ 10^{1}$	$8,544\ 10^{-1}$	$2,432\ 10^{23}$

Résistance série × S $7\ 10^{-8}\ \Omega\ m^{2}$

TABLEAU (3.VIII) STRUCTURE (S)

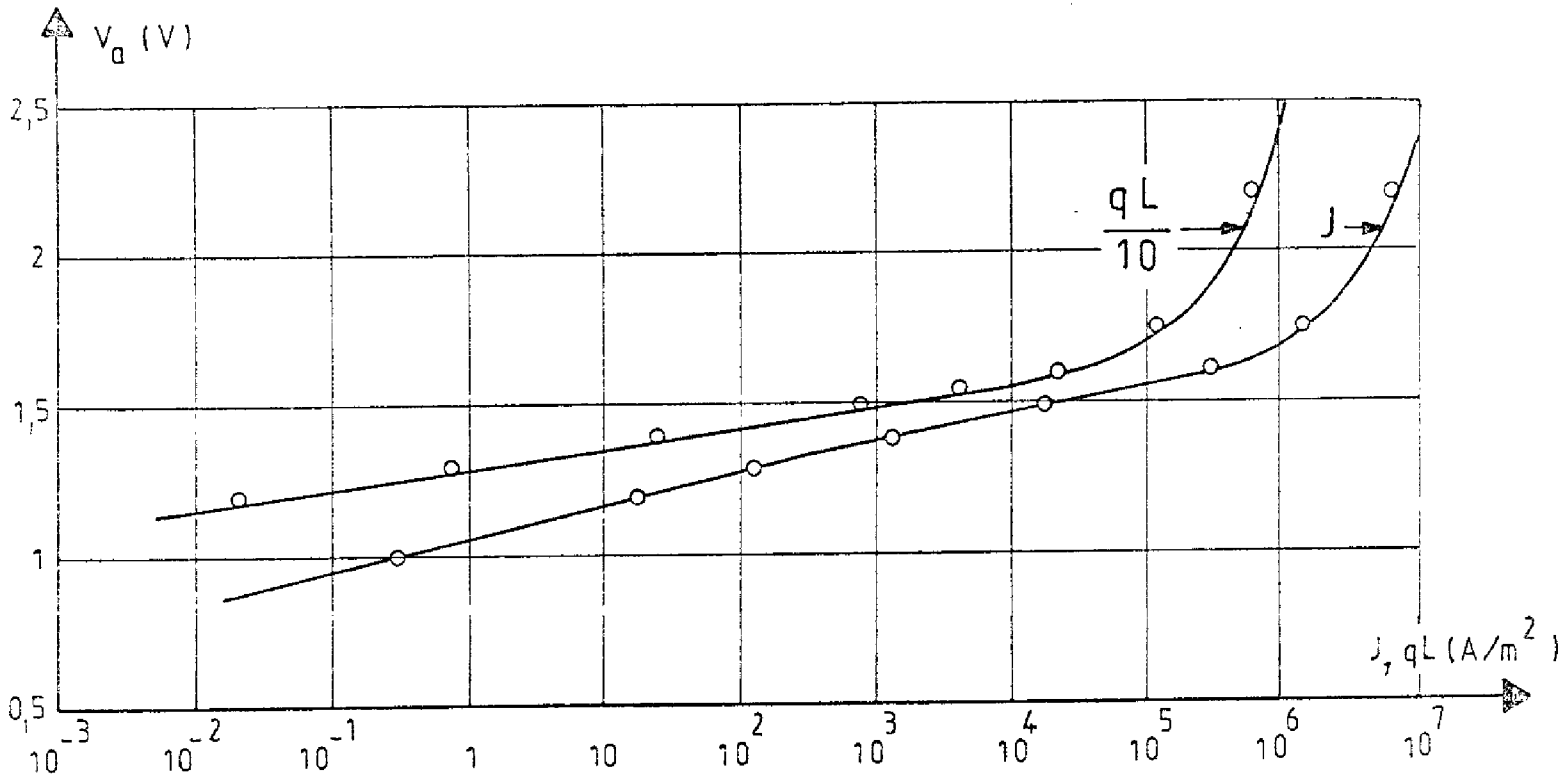


FIGURE (3.13) : CARACTERISTIQUES J(V) et qL (V) STRUCTURE S_1

— RESULTATS DE LA SIMULATION NUMERIQUE

o MODELE ANALYTIQUE

approché, entraîne une variation notable du facteur ϑ [39] . Malgré cette imprécision, les expressions analytiques mettent en évidence l'origine de la variation en exp $(\frac{qV_a}{2KT})$ du courant ou en exp $(\frac{qV_a}{nKT})$ de la lumière à bas niveau de polarisation. Comme pour le comportement de type D, elles montrent que le rendement quantique global dépend à bas niveau de polarisation, des propriétés de la zone P et des mécanismes de recombinaison dans la zone de charge d'espace.

A haut niveau de polarisation, le modèle proposé rend compte de la croissance du rendement de la zone P avec la croissance des densités de porteurs injectées ; par contre les approximations tant sur le courant d'électrons injecté dans la zone P que sur le courant de recombinaison dans la charge d'espace, ne conduisent pas à une détermination de l'efficacité d'injection suffisamment précise pour décrire de façon correcte la décroissance du rendement total qui apparait sur la figure (3.9).

3. 4. INFLUENCE DES PARAMETRES

Tant la simulation numérique que les expressions simplifiées, développées aux paragraphes précédents, montrent à l'évidence que les performances des dispositifs à doubles hétérojonctions dépendent de façon complexe d'un nombre important de paramètres. On peut en effet dénombrer neuf paramètres indépendants et controlables (concentrations en aluminium x_N, x_P, x_P* W_N -dopages N_{DN}, N_{AP}, N_{AP}*- épaisseur W_N, W_P, W_P*) sans compter les grandeurs telles que les différentes durées de vie ou la probabilité de transition bande-à-bande dont les corrélations avec le processus d'élaboration restent encore mal définies.

Si la recherche d'un optimum absolu apparait donc comme illusoire tant au point de vue mathématique qu'en raison des contraintes technologiques, il est cependant important de préciser la sensibilité des caractéristiques électriques et d'émission à chacun de ces paramètres et de définir ceux dont le poids sera prépondérant.

Il a déjà été montré que les natures des matériaux constituant l'hétérojonction NP induisent deux types de comportement : dans ce paragraphe, seront examinés sur la base des modèles approchés et par des simulations numériques, les influences des épaisseurs W_N, W_P et W_P^*, des dopages N_{DN} et N_{AP} et de la durée de vie non radiative de la zone P.

3. 4. 1. Influence des épaisseurs W_N et W_P^*

Les variations de ces grandeurs ne modifient que les résistances R_N et R_P^* et donc les chutes ohmiques à haut niveau de polarisation ; elles sont sans effet sur la caractéristique qL (I). Elles devront donc être aussi faibles que possible (W_N doit cependant être de l'ordre de quelques longueurs de diffusion) afin de minimiser la puissance dissipée pour obtenir un excès de porteurs donné dans la zone P.

3. 4. 2. Influence de l'épaisseur W_P

Afin d'illustrer le rôle de l'épaisseur de la région P, deux structures $D_{0,2}$ et $S_{0,2}$ correspondant aux deux types de comportement ont été simulées : elles ne se différencient des structures D_1 et S_1 du paragraphe (3.2) que par une épaisseur W_P égale à 0,2 μm.

Les résultats relatifs à ces deux structures $D_{0,2}$ et $S_{0,2}$ sont portés sur les tableaux (3.IX) et (3.X) et les figures (3.14) à (3.18).

Les relations (3.6), (3.21), (3.40), (3.50) montrent que :

- l'épaisseur W_P est sans effet sur les phénomènes de recombinaisons dans la charge d'espace et donc sur le courant à bas niveau de polarisation.
- l'épaisseur W_P est sans effet sur le courant injecté dans la région P dans le cas des structures de type S.
- le courant d'électrons injecté dans la région P diminue avec l'épaisseur

W_p (comme th $(\frac{W_p}{L_{nP}})$ dans le cas simple du bas niveau de polarisation)

dans le cas des structures de type D.

- à courant total donné, les excès de porteurs dans la région P sont au premier ordre dans le rapport inverse des épaisseurs W_P (figure (3.17)

On constate en effet sur les résultats de simulation que :

- pour les structures $S_{0,2}$ et S_1, les caractéristiques J(V) et qL(V) sont identiques et que les variations du rendement η_T en fonction du courant sont voisines à haut niveau de polarisation.

- les caractéristiques qL(V) bas niveau des structures $D_{0,2}$ et D_1 sont dans le rapport th $(\frac{W_P}{L_{nP}})$ et leurs caractéristiques J(V) bas niveau sont identiques.

Par ailleurs des phénomènes plus complexes apparaissent dans le cas des structures de type D à haut niveau de polarisation. En effet comme le montre la figure (3.18) le rapport des courants $\frac{(J_n)_{PP}*}{(J_n)_{NP}}$ atteint quelques 10^{-2} pour des courants de l'ordre de 10^8 A/m^2 pour la structure D_1 et de l'ordre de 3.10^7 A/m^2 pour la structure $D_{0,2}$, courants qui, dans les deux cas, correspondent à des densités d'excès de porteurs dans la zone P de l'ordre 10^{23}m^{-3}. Ce phénomène de déconfinement provoque une dégradation du rendement η_T plus importante dans le cas de la structure $D_{0,2}$ que pour la structure D_1.

Enfin la figure (3.17), montre que les excès de porteurs dans la région P sont dans l'inverse du rapport des épaisseurs de la zone P et que ce rapport a tendance à décroître lorsqu'apparaissent les phénomènes de déconfinement.

En résumé, et schématiquement une décroissance de l'épaisseur W_P de la région P a pour seul effet d'accroître à courant donné l'excès de porteurs dans la région P. Cet accroissement peut être cependant atténué en

fonction simultanément de la hauteur de barrière à l'hétérojonction PP^* et des densités de porteurs dans la zone P ; le phénomène de déconfinement qui apparait alors, provoque une dégradation du rendement η_T.

3. 4. 3. Influence du rendement intrinsèque de la zone P

Bien que le rendement intrinsèque de la région P, $(\eta_i) = \frac{(\tau_{eff_n})_P}{(\tau_{rn})_P}$ soit souvent choisi comme critère de "qualité technologique" de cette couche, les modèles approchés des comportements D et S montrent que, pour une même valeur de ce rendement, les propriétés d'une structure à doubles hétérojonctions peuvent être différentes suivant les valeurs du coefficient B de recombinaison bande-à-bande et de la durée de vie non radiative des électrons qui auront été choisies pour obtenir cette valeur de rendement (cf annexe A)

Cependant pour étudier l'influence de ce paramètre, il nous a paru intéressant en l'absence de méthodes "sûres" de détermination expérimentale de B et τ_{nP}, d'illustrer la situation liée à la cause la plus probable des variations du rendement de la région P, c'est-à-dire d'analyser l'influence des variations de la durée de vie non radiative (τ_{nP}) des électrons.

Dans ce but ont été simulées les structures D_{60} et S_{60} dont les caractéristiques sont identiques à celles des structures D_1 et S_1 (tableau 3.II) à l'exception de la durée de vie τ_{nP} qui a été choisie égale à 12 ns au lieu de 72 ns afin de réduire le rendement de la zone P de 90 % à 60 %. Les résultats relatifs à ces deux structures sont portés sur les tableaux (3.XI), (3.XII) et sur les figures (3.19) à (3.22).

Les relations (3.21), (3.40), (3.50), (3.6) ainsi que les caractéristiques J(V), qL(V) et $\eta_T(I)$ montrent que, par suite de cette variation de τ_{nP} :

- les courants à bas niveau de polarisation restent inchangés puisque τ_{nP} n'a pas d'influence sur les recombinaisons dans la charge d'espace,

- le courant d'électrons injecté dans la région P restera inchangé dans le cas des structures de type S.

- les intensités de lumière seront, à bas niveau, dans le rapport des $\left(\eta \frac{\operatorname{th} \frac{W_P}{L_{nP}}}{L_{nP}}\right)$ dans le cas des structures D et dans le rapport des η dans le cas des structures S.

Mais les résultats les plus importants apparaissent évidemment sur les figures (3.21), (3.22).

- pour les structures de type S, comme l'excès de porteurs dans la région P reste faible devant les densités de porteurs majoritaires, les rendements η_T restent inférieurs de quelques pourcents au rendement intrinsèque de la région P.

- pour les structures de type D, par contre, l'excès des porteurs dans la région P atteint des valeurs telles que, comme le montre la relation (3.14), le rendement de la région P et le rendement total η_T deviennent supérieurs au rendement intrinsèque; l'accroissement relatif est d'autant plus important que le rendement η_i est plus faible, au point que ce rendement η_T atteint 80 % pour la structure D_{60}.

En résumé il apparait que le rendement total η_T "varie comme le rendement $(\eta_i)_P$" mais que dans le cas des structures D, l'effet de faibles rendements $(\eta_i)_P$ peut être atténué aux hauts niveaux de polarisation par la recombinaison ambipolaire bande-à-bande.

3. 4. 4. Influence des dopages N_{AP} et N_{DN}

L'étude des variations de la durée de vie effective et du rendement de photo-luminescence en fonction du dopage, effectuée par plusieurs auteurs [41, 42] (cf. annexe A), sur le matériau Ga As dopé P, à montré que la durée de vie non radiative des électrons restait sensiblement constante jusqu'à des dopages de l'ordre 5.10^{24} m^{-3} et diminuait ensuite de façon très rapide, tandis que la durée de vie radiative décroissait comme l'inverse du dopage. Un dopage de l'ordre de 10^{24} m^{-3} constitue donc dans l'état actuel de la technologie

l'optimum correspondant au meilleur rendement intrinsèque $(\eta_i)_P = \frac{(\tau_{eff_n})_P}{\tau_{n_P}}$ de la zone P.

Compte tenu des résultats du paragraphe précédent, cette valeur du dopage N_{AP} correspond donc aux meilleures performances d'une structure à doubles hétérojonctions toutes choses étant égales par ailleurs.

Pour un dopage N_{AP} donné, les variations du dopage N_{DN} de la région N se traduiront par les modifications suivantes :

- les courants de recombinaison seront d'autant plus élevés que le dopage N_{DN} est plus faible (relations (3.21) et (3.40)).
- dans le cas des structures de type D, sera seul modifié le courant de diffusion de trous dans la région N qui sera d'autant plus élevé que N_{DN} est plus faible (relation 3.33). Le seul effet majeur sera donc une modification de l'efficacité d'injection γ .
- dans le cas des structures de type S, par contre, à l'effet déjà indiqué sur le courant de diffusion de trous dans la région N (relation (3.37)) s'ajoutera pour toute diminution du dopage N_{DN}, une décroissance du courant d'électrons injecté dans la région P (relation 3.9). La diminution relative de l'efficacité d'injection sera donc plus importante que pour les structures de type D.

Afin de mettre en évidence l'influence des variations du dopage N_{DN}, ont été simulées deux structures D_{ND} et S_{ND} qui ne se différencient des structures D_1 et S_1 traitées au paragraphe (3.2) que par une valeur $N_{DN} = 5.10^{22}\ m^{-3}$ au lieu de $10^{23}\ m^{-3}$. A la suite de cette modification N_{DN}, le facteur ϑ associé à la structure D_{ND} reste inférieur à 1 quel que soit le niveau de polarisation et celui de la structure S_{ND} reste supérieur à 1.

Les résultats relatifs à ces deux structures D_{ND} et S_{ND} sont rassemblés sur les tableaux (3.XIII) et (3.IXX) et sur les figures

Structure	N° du Tableau	V_a Volt	J_n	J_p	J (A/m²)	qL	qL_N	qL_P	$\gamma = \frac{J_n}{J_p}$	$\eta_T = \frac{qL}{J}$	$\eta_N = \frac{qL_N}{J_p}$	$\eta_P = \frac{qL_P}{J_n}$	$(\Delta n)_P$ m^{-3}
$D_{0,2}$	(3.IX)	1,00	$1,011\ 10^{-2}$	6,122	6,132	$8,835\ 10^{-2}$	$1,612\ 10^{-5}$	$8,813\ 10^{-3}$	$1,65\ 10^{-3}$	$1,44\ 10^{-3}$	$2,63\ 10^{-6}$	$8,72\ 10^{-1}$	$2,24\ 10^{15}$
		1,40	$5,877\ 10^{14}$	$1,497\ 10^{4}$	$7,374\ 10^{4}$	$5,230\ 10^{4}$	$9,478\ 10^{1}$	$5,220\ 10^{4}$	3,93	$7,09\ 10^{-1}$	$6,33\ 10^{-3}$	$8,88\ 10^{-1}$	$1,31\ 10^{22}$
		1,60	$1,348\ 10^{7}$	$3,518\ 10^{5}$	$1,389\ 10^{7}$	$1,274\ 10^{7}$	$2,523\ 10^{4}$	$1,272\ 10^{7}$	$3,44\ 10^{1}$	$9,19\ 10^{-1}$	$6,44\ 10^{-2}$	$9,44\ 10^{-1}$	$1,36\ 10^{24}$
		1,80	$5,288\ 10^{7}$	$1,483\ 10^{6}$	$5,437\ 10^{7}$	$5,022\ 10^{7}$	$1,167\ 10^{5}$	$5,012\ 10^{7}$	$3,56\ 10^{1}$	$9,24\ 10^{-1}$	$7,87\ 10^{-2}$	$9,48\ 10^{-1}$	$3,05\ 10^{24}$
		2,0	$9,930\ 10^{7}$	$2,980\ 10^{6}$	$1,023\ 10^{8}$	$9,304\ 10^{7}$	$2,475\ 10^{5}$	$9,281\ 10^{7}$	$3,34\ 10^{1}$	$9,09\ 10^{-1}$	$8,80\ 10^{-2}$	$9,34\ 10^{-1}$	$4,36\ 10^{24}$
		2,50	$2,355\ 10^{8}$	$8,217\ 10^{6}$	$2,437\ 10^{8}$	$2,098\ 10^{8}$	$7,031\ 10^{5}$	$2,093\ 10^{8}$	$2,87\ 10^{1}$	$8,61\ 10^{-1}$	$8,56\ 10^{-1}$	$8,88\ 10^{-1}$	$6,89\ 10^{24}$
$S_{0,2}$	(3.X)	1,00	$4,362\ 10^{-4}$	$3,096\ 10^{-1}$	$3,100\ 10^{-1}$	$3,745\ 10^{-4}$	$2,763\ 10^{-7}$	$3,747\ 10^{-4}$	$1,39\ 10^{-3}$	$1,21\ 10^{-3}$	$8,73\ 10^{-7}$	$8,71\ 10^{-1}$	$9,51\ 10^{13}$
		1,30	$1,794\ 10^{1}$	$1,269\ 10^{2}$	$1,448\ 10^{2}$	$1,591\ 10^{1}$	$1,400\ 10^{-2}$	$1,590\ 10^{1}$	$1,41\ 10^{-1}$	$1,10\ 10^{-1}$	$1,10\ 10^{-4}$	$8,86\ 10^{-1}$	$4,04\ 10^{18}$
		1,60	$2,699\ 10^{5}$	$2,252\ 10^{4}$	$2,929\ 10^{5}$	$2,433\ 10^{5}$	$3,703\ 10^{2}$	$2,425\ 10^{5}$	$1,18\ 10^{1}$	$8,31\ 10^{-1}$	$1,61\ 10^{-2}$	$9,00\ 10^{-1}$	$5,84\ 10^{22}$
		1,80	$2,019\ 10^{6}$	$1,179\ 10^{5}$	$2,137\ 10^{6}$	$1,866\ 10^{6}$	$5,282\ 10^{3}$	$1,861\ 10^{6}$	$1,71\ 10^{1}$	$8,73\ 10^{-1}$	$4,48\ 10^{-2}$	$9,22\ 10^{-1}$	$3,50\ 10^{23}$
		2,00	$4,300\ 10^{6}$	$3,238\ 10^{5}$	$4,624\ 10^{6}$	$4,038\ 10^{6}$	$1,826\ 10^{4}$	$4,020\ 10^{6}$	$1,33\ 10^{1}$	$8,73\ 10^{-1}$	$5,64\ 10^{-1}$	$9,35\ 10^{-1}$	$6,28\ 10^{23}$
		2,50	$1,052\ 10^{7}$	$1,549\ 10^{6}$	$1,207\ 10^{7}$	$1,010\ 10^{7}$	$9,371\ 10^{4}$	$1,000\ 10^{7}$	6,79	$8,37\ 10^{-1}$	$6,05\ 10^{-1}$	$9,51\ 10^{-1}$	$1,18\ 10^{24}$

TABLEAUX (3.IX), (3.X)

Structure	N° du Tableau	V_a Volt	J_n	J_p	J	qL	qL_N	qL_P	$\gamma = \frac{J_n}{J_p}$	$\eta_T = \frac{qL}{J}$	$\eta_N = \frac{qL_N}{J_p}$	$\eta_P = \frac{qL_P}{J_n}$	$(\Delta n)_P$ m^{-3}
			←		(A/m^2)			→					
D_{60}	(3.XI)	1,00	$7,410\ 10^{-2}$	6,122	6,196	$4,358\ 10^{-2}$	$1,602\ 10^{-5}$	$4,357\ 10^{-2}$	$1,21\ 10^{-2}$	$7,03\ 10^{-3}$	$2,62\ 10^{-6}$	$5,88\ 10^{-1}$	$2,16\ 10^{15}$
		1,40	$3,717\ 10^{5}$	$1,451\ 10^{4}$	$3,863\ 10^{5}$	$2,226\ 10^{5}$	$8,631\ 10^{1}$	$2,225\ 10^{5}$	$2,56\ 10^{1}$	$5,76\ 10^{-1}$	$5,95\ 10^{-3}$	$5,99\ 10^{-1}$	$1,09\ 10^{22}$
		1,60	$1,985\ 10^{7}$	$1,426\ 10^{5}$	$2,000\ 10^{7}$	$1,360\ 10^{7}$	$6,372\ 10^{3}$	$1,359\ 10^{7}$	$1,39\ 10^{2}$	$6,80\ 10^{-1}$	$4,47\ 10^{-2}$	$6,85\ 10^{-1}$	$4,64\ 10^{23}$
		1,80	$5,700\ 10^{7}$	$4,207\ 10^{5}$	$5,742\ 10^{7}$	$4,278\ 10^{7}$	$2,494\ 10^{4}$	$4,276\ 10^{7}$	$1,36\ 10^{2}$	$7,45\ 10^{-1}$	$5,93\ 10^{-2}$	$7,50\ 10^{-1}$	$1,05\ 10^{24}$
		2,00	$9,841\ 10^{7}$	$8,495\ 10^{5}$	$9,926\ 10^{7}$	$7,722\ 10^{7}$	$5,477\ 10^{4}$	$7,718\ 10^{7}$	$1,16\ 10^{2}$	$7,78\ 10^{-1}$	$6,45\ 10^{-2}$	$7,84\ 10^{-1}$	$1,53\ 10^{24}$
		2,50	$2,124\ 10^{8}$	$2,669\ 10^{6}$	$2,151\ 10^{8}$	$1,749\ 10^{8}$	$1,776\ 10^{5}$	$1,748\ 10^{8}$	$7,96\ 10^{1}$	$8,14\ 10^{-1}$	$6,65\ 10^{-2}$	$8,23\ 10^{-1}$	$2,51\ 10^{24}$
S_{60}	(3.XII)	1,00	$4,513\ 10^{-4}$	$3,095\ 10^{-1}$	$3,100\ 10^{-1}$	$2,637\ 10^{-4}$	$6,571\ 10^{-8}$	$2,636\ 10^{-4}$	$1,46\ 10^{-3}$	$8,51\ 10^{-4}$	$2,12\ 10^{-7}$	$5,84\ 10^{-1}$	$1,31\ 10^{13}$
		1,40	$6,186\ 10^{2}$	$9,052\ 10^{2}$	$1,523\ 10^{3}$	$3,678\ 10^{2}$	$2,384\ 10^{-1}$	$3,675\ 10^{2}$	$6,83\ 10^{-1}$	$2,41\ 10^{-1}$	$2,63\ 10^{-4}$	$5,94\ 10^{-1}$	$1,83\ 10^{19}$
		1,60	$2,944\ 10^{5}$	$2,087\ 10^{4}$	$3,153\ 10^{5}$	$1,764\ 10^{5}$	$2,253\ 10^{2}$	$1,762\ 10^{5}$	$1,41\ 10^{1}$	$5,59\ 10^{-1}$	$1,08\ 10^{-2}$	$5,98\ 10^{-1}$	$8,68\ 10^{21}$
		1,80	$2,616\ 10^{6}$	$8,534\ 10^{4}$	$2,247\ 10^{6}$	$1,325\ 10^{6}$	$3,167\ 10^{3}$	$1,322\ 10^{6}$	$2,53\ 10^{1}$	$5,90\ 10^{-1}$	$3,71\ 10^{-2}$	$6,12\ 10^{-1}$	$6,19\ 10^{22}$
		2,00	$4,53\ 10^{6}$	$2,17\ 10^{5}$	$4,74\ 10^{6}$	$2,84\ 10^{6}$	$1,09\ 10^{4}$	$2,833\ 10^{6}$	$2,08\ 10^{1}$	$5,99\ 10^{-1}$	$5,03\ 10^{-2}$	$6,26\ 10^{-1}$	$1,25\ 10^{23}$
		2,50	$1,09\ 10^{7}$	$1,03\ 10^{6}$	$1,196\ 10^{7}$	$7,230\ 10^{6}$	$5,838\ 10^{4}$	$7,171\ 10^{6}$	$1,06\ 10^{1}$	$6,04\ 10^{-1}$	$5,67\ 10^{-2}$	$6,56\ 10^{-1}$	$2,80\ 10^{23}$

TABLEAUX (3.XI), (3.XII)

Structure	N° du Tableau	V_a Volt	J_n	J_p	J	qL	qL_N	qL_P	$\gamma = \frac{J_n}{J_p}$	$\eta_T = \frac{qL}{J}$	$\eta_N = \frac{qL_N}{J_P}$	$\eta_P = \frac{qL_P}{J_P}$	$(\Delta n)_P$ m^{-3}
			←			(A/m^2)		→					
D_{ND}	(3.XIII)	1,00	$4,707\ 10^{-2}$	8,815	8,862	$4,224\ 10^{-2}$	$1,667\ 10^{-5}$	$4,222\ 10^{-2}$	$5,34\ 10^{-2}$	$4,77\ 10^{-3}$	$1,89\ 10^{-6}$	$8,97\ 10^{-1}$	$2,10\ 10^{15}$
		1,40	$2,440\ 10^{5}$	$2,283\ 10^{4}$	$2,668\ 10^{5}$	$2,194\ 10^{5}$	$9,015\ 10^{-1}$	$2,193\ 10^{5}$	$1,07\ 10^{1}$	$8,22\ 10^{-1}$	$3,95\ 10^{-3}$	$8,99\ 10^{-1}$	$1,08\ 10^{22}$
		1,60	$1,427\ 10^{7}$	$2,343\ 10^{5}$	$1,451\ 10^{7}$	$1,323\ 10^{7}$	$6,605\ 10^{3}$	$1,322\ 10^{7}$	$6,093\ 10^{1}$	$9,12\ 10^{-1}$	$2,82\ 10^{-1}$	$9,26\ 10^{-1}$	$4,54\ 10^{23}$
		1,80	$4,128\ 10^{7}$	$7,007\ 10^{5}$	$4,198\ 10^{7}$	$3,892\ 10^{7}$	$2,464\ 10^{4}$	$3,890\ 10^{7}$	$5,89\ 10^{1}$	$9,27\ 10^{-1}$	$3,52\ 10^{-2}$	$9,42\ 10^{-1}$	$9,82\ 10^{23}$
		2,00	$7,194\ 10^{7}$	$1,400\ 10^{6}$	$7,334\ 10^{7}$	$6,826\ 10^{7}$	$5,213\ 10^{4}$	$6,821\ 10^{7}$	$5,14\ 10^{1}$	$9,31\ 10^{-1}$	$3,72\ 10^{-1}$	$9,48\ 10^{-1}$	$1,42\ 10^{24}$
		2,50	$1,609\ 10^{8}$	$4,141\ 10^{6}$	$1,651\ 10^{8}$	$1,528\ 10^{8}$	$1,547\ 10^{5}$	$1,526\ 10^{8}$	$3,885\ 10^{1}$	$9,25\ 10^{-1}$	$3,73\ 10^{-2}$	$9,49\ 10^{-1}$	$2,32\ 10^{24}$
S_{ND}	(3.XIV)	1,00	$8,765\ 10^{-5}$	$4,350\ 10^{-1}$	$4,352\ 10^{-1}$	$7,874\ 10^{-5}$	$4,498\ 10^{-8}$	$7,869\ 10^{-5}$	$2,01\ 10^{-4}$	$1,81\ 10^{-4}$	$1,03\ 10^{-7}$	$8,98\ 10^{-1}$	$3,92\ 10^{12}$
		1,40	$2,504\ 10^{2}$	$1,320\ 10^{3}$	$1,571\ 10^{3}$	$2,253\ 10^{2}$	$2,341\ 10^{-1}$	$2,251\ 10^{2}$	$1,90\ 10^{-1}$	$1,43\ 10^{-1}$	$1,77\ 10^{-4}$	$8,99\ 10^{-1}$	$1,12\ 10^{19}$
		1,60	$1,619\ 10^{5}$	$3,198\ 10^{4}$	$1,939\ 10^{5}$	$1,459\ 10^{5}$	$2,152\ 10^{2}$	$1,457\ 10^{5}$	5,06	$7,52\ 10^{-1}$	$6,73\ 10^{-3}$	$9,00\ 10^{-1}$	$7,20\ 10^{21}$
		1,80	$1,174\ 10^{6}$	$1,235\ 10^{5}$	$1,298\ 10^{6}$	$1,064\ 10^{6}$	$2,563\ 10^{3}$	$1,06\ 10^{6}$	9,51	$8,20\ 10^{-1}$	$2,08\ 10^{-2}$	$9,04\ 10^{-1}$	$5,03\ 10^{22}$
		2,00	$2,428\ 10^{6}$	$2,946\ 10^{5}$	$2,722\ 10^{6}$	$2,211\ 10^{6}$	$7,976\ 10^{3}$	$2,203\ 10^{6}$	8,24	$8,12\ 10^{-1}$	$2,71\ 10^{-2}$	$9,08\ 10^{-1}$	$9,98\ 10^{22}$
		2,50	$5,855\ 10^{6}$	$1,208\ 10^{6}$	$7,063\ 10^{6}$	$5,399\ 10^{6}$	$3,562\ 10^{4}$	$5,363\ 10^{6}$	4,85	$7,64\ 10^{-1}$	$2,95\ 10^{-2}$	$9,16\ 10^{-1}$	$2,26\ 10^{23}$

TABLEAUX (3.XIII), (3.XIV)

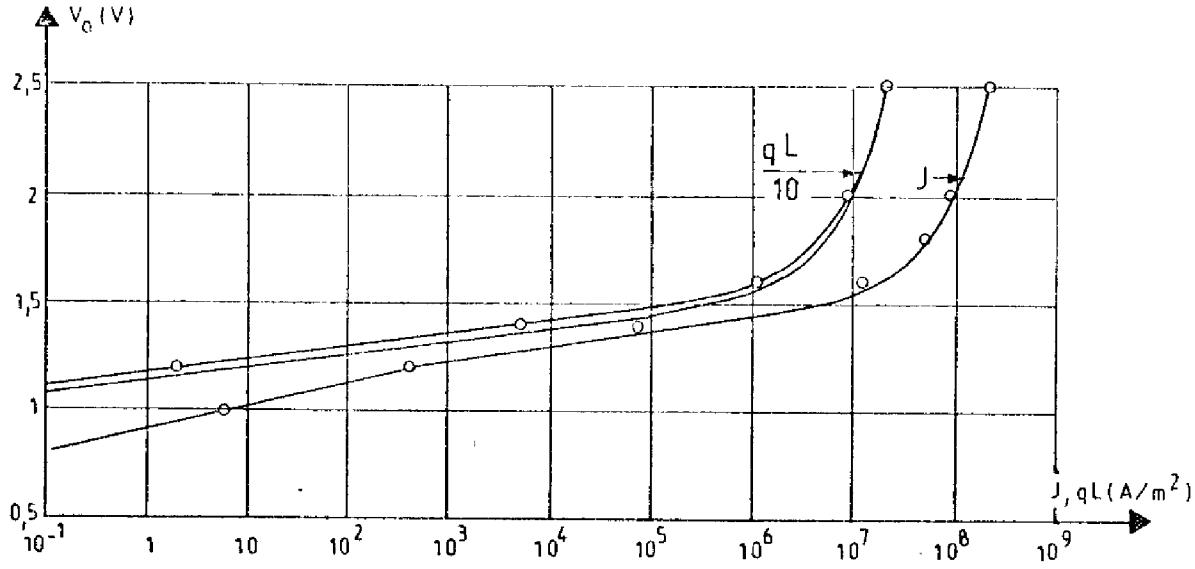


FIGURE (3.14) : CARACTERISTIQUES J(V) et qL(V) STRUCTURE D.2

— Wp = 1 μm o Wp = 0,2 μm

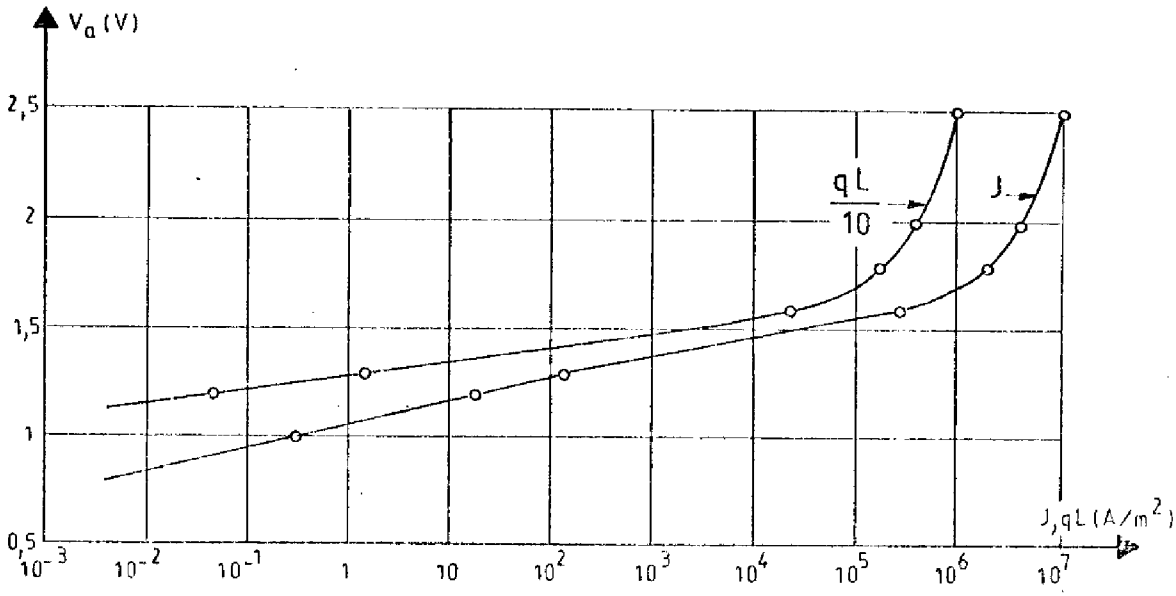


FIGURE (3.15) : CARACTERISTIQUES J(V) et qL(V) STRUCTURE S.2

— Wp = 1 μm o Wp = 0,2 μm

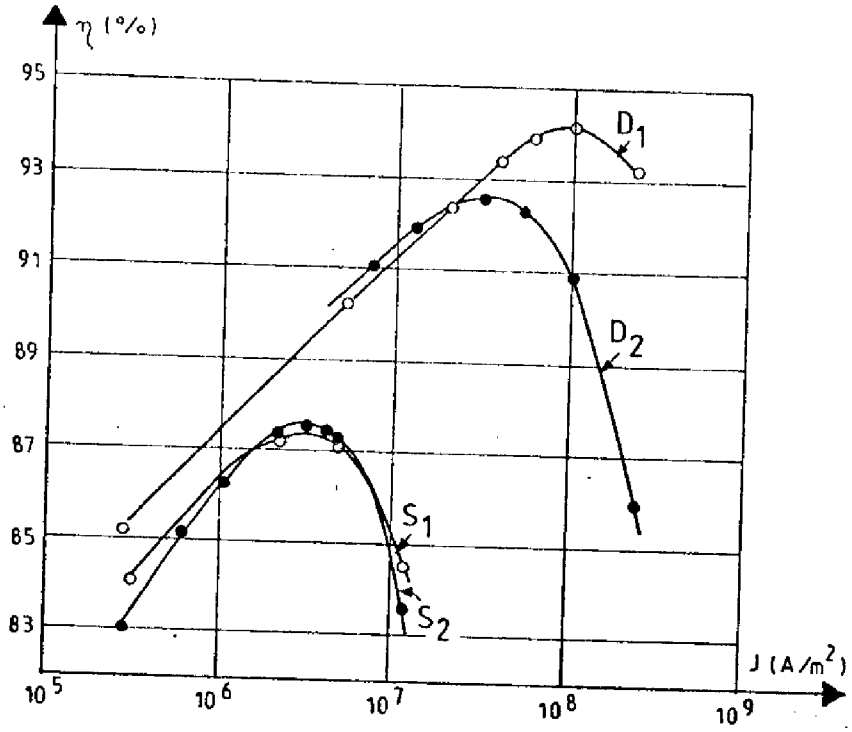


FIGURE (3.16) : VARIATION DU RENDEMENT EN FONCTION DU COURANT

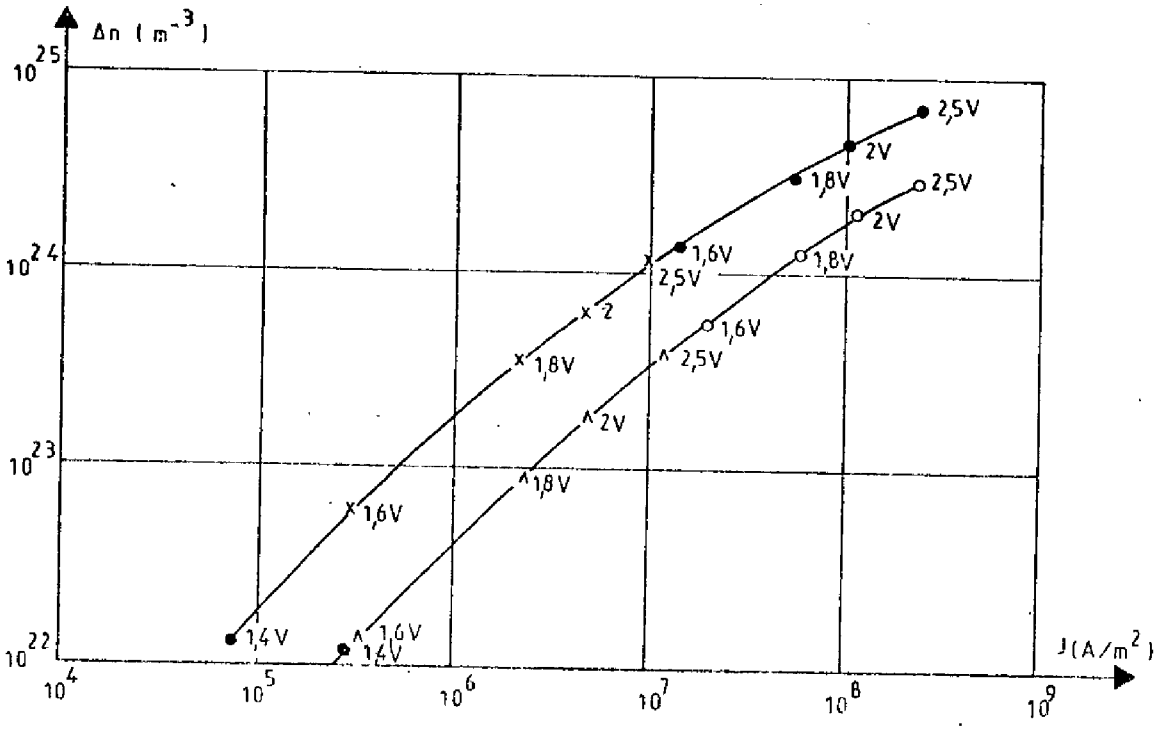


FIGURE (3.17) : VARIATION DE LA DENSITE D'EXCES DE PORTEURS $(\Delta n)_p$ EN FONCTION DU COURANT

o D1 ^ S1 ● D.2 x S.2

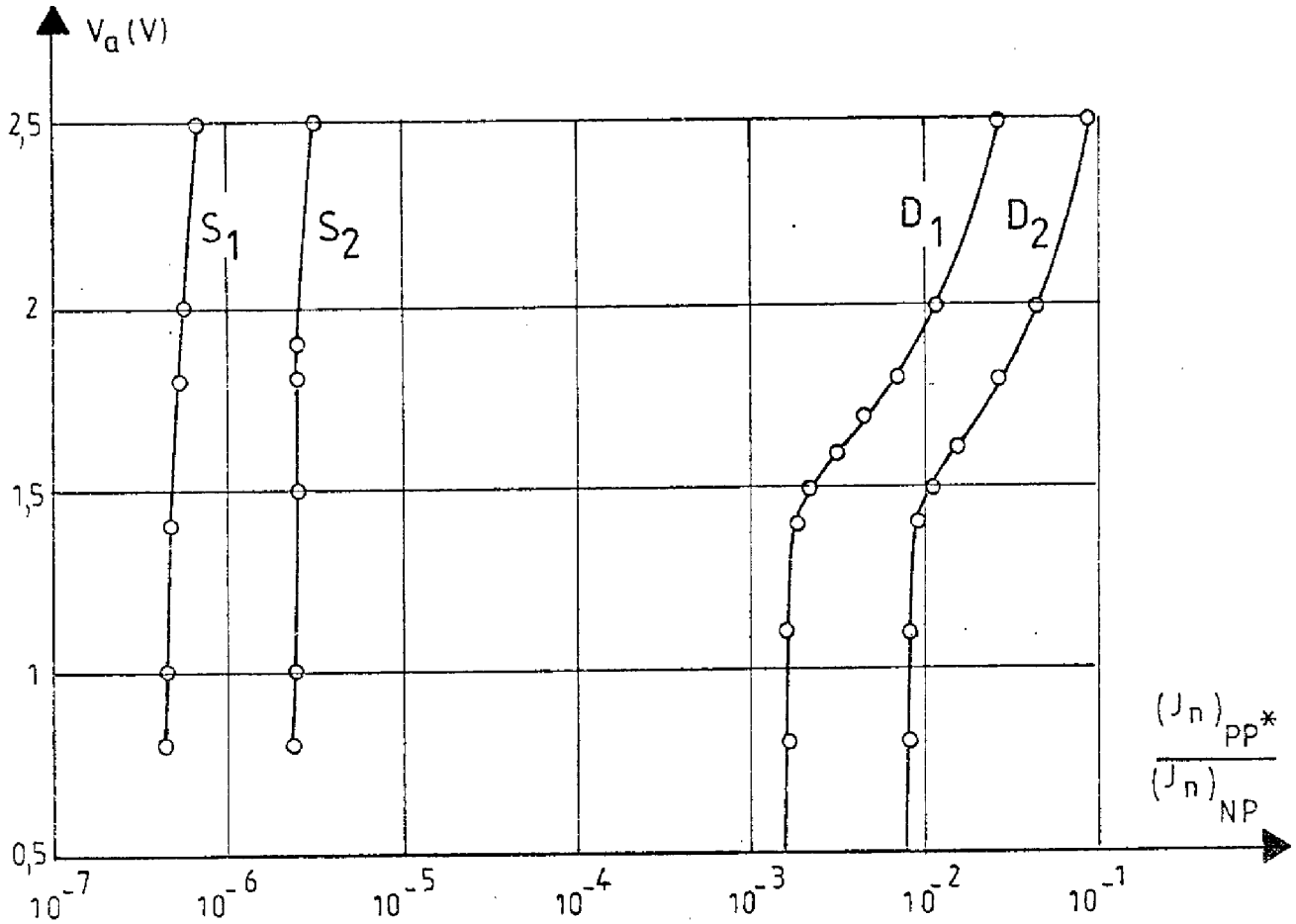


FIGURE (3.18) : RAPPORT $(J_n)_{PP^*}$ / $(J_n)_{NP}$

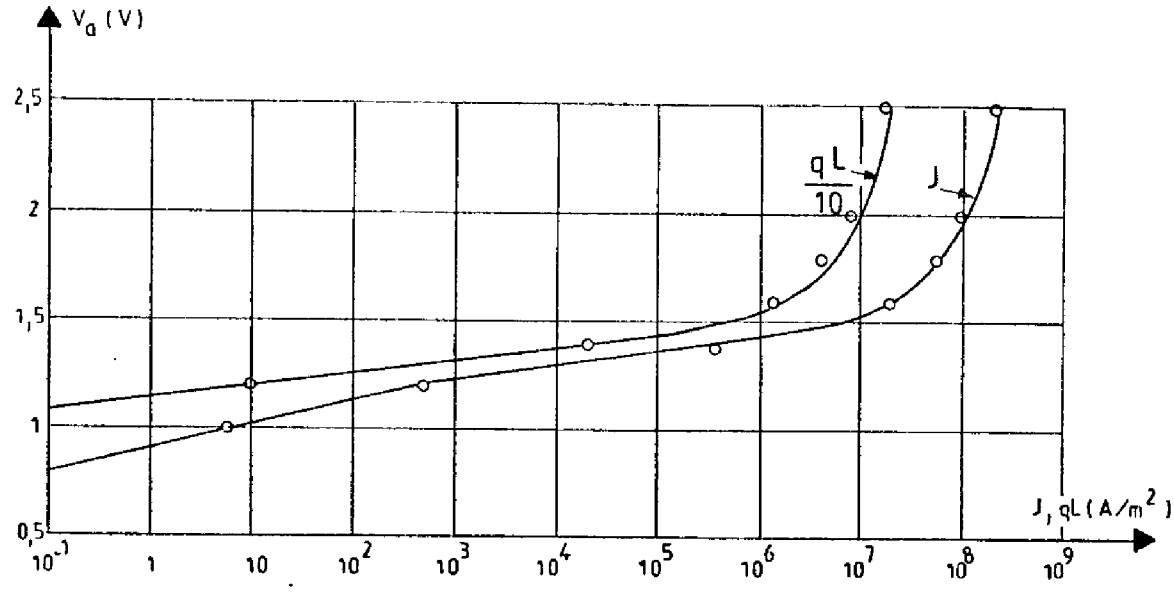


FIGURE (3.19) : CARACTERISTIQUES J(V) et qL(V) STRUCTURE D_{60}

— $(\eta_i)_p$ = 90 % o $(\eta_i)_p$ = 60 %

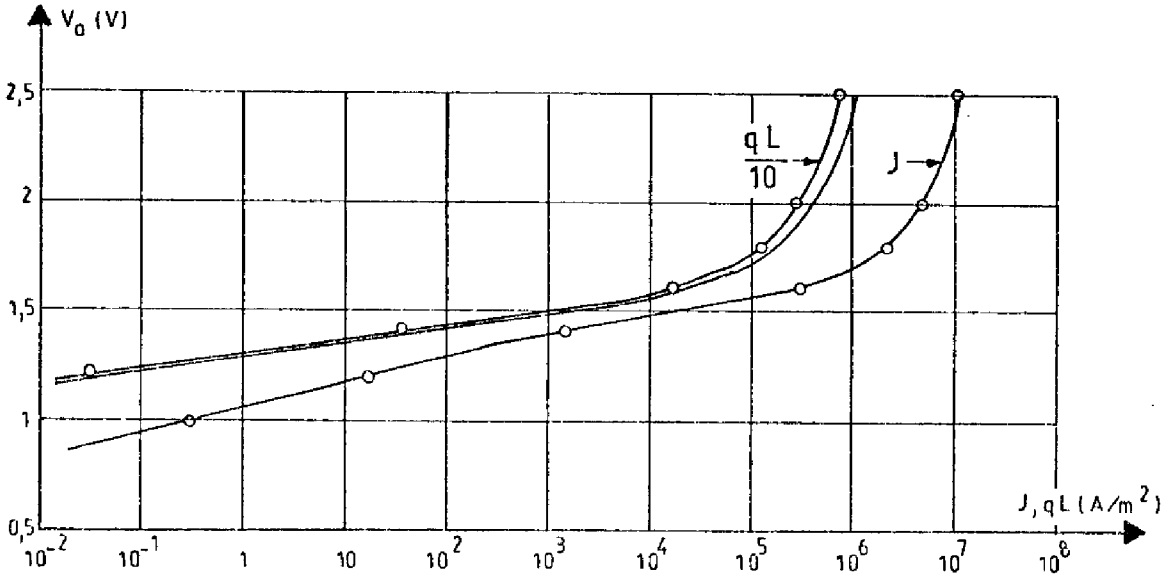
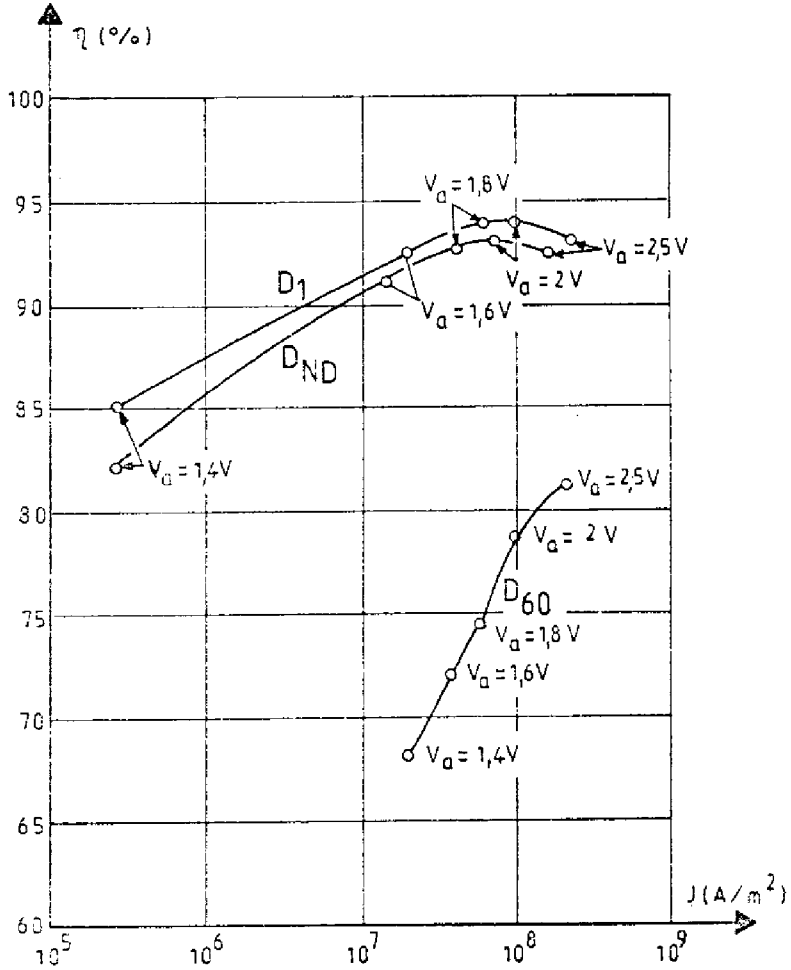
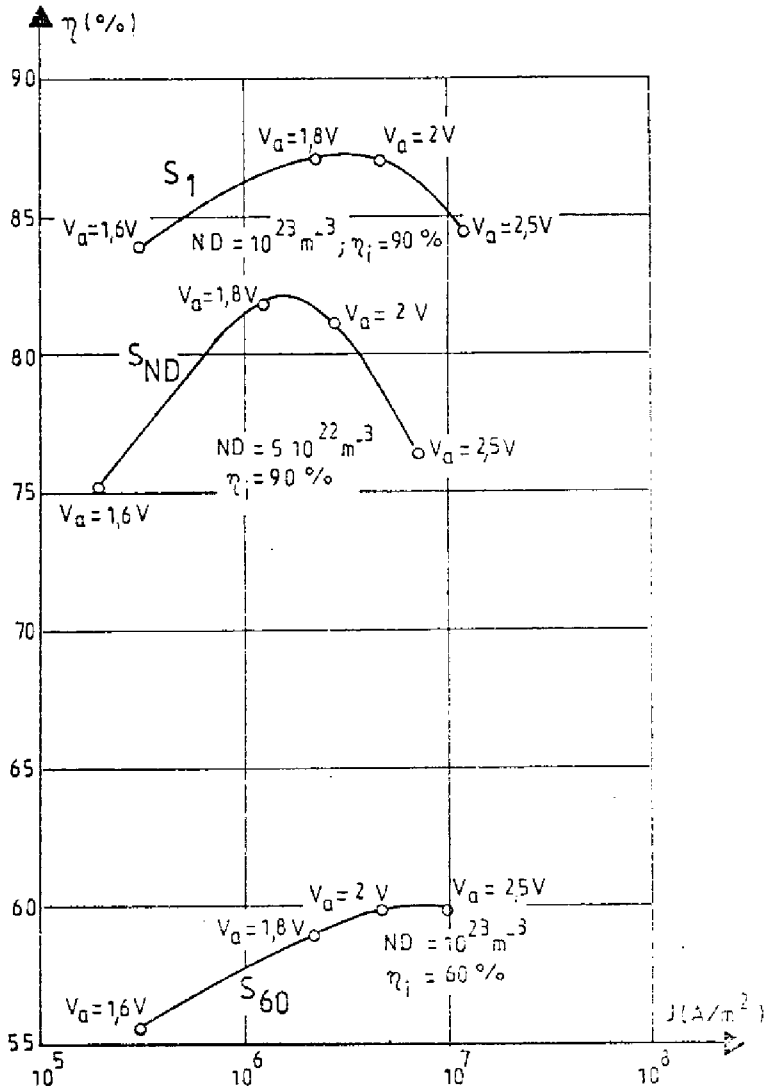


FIGURE (3.20) : CARACTERISTIQUES J(V) et qL(V) STRUCTURE S_{60}

— $(\eta_i)_p$ = 90% o $(\eta_i)_p$ =60%



FIGURE(3.21): VARIATION DU RENDEMENT EN FONCTION DU COURANT - STRUCTURE D



FIGURE(3.22): VARIATION DU RENDEMENT EN FONCTION DU COURANT - STRUCTURE S

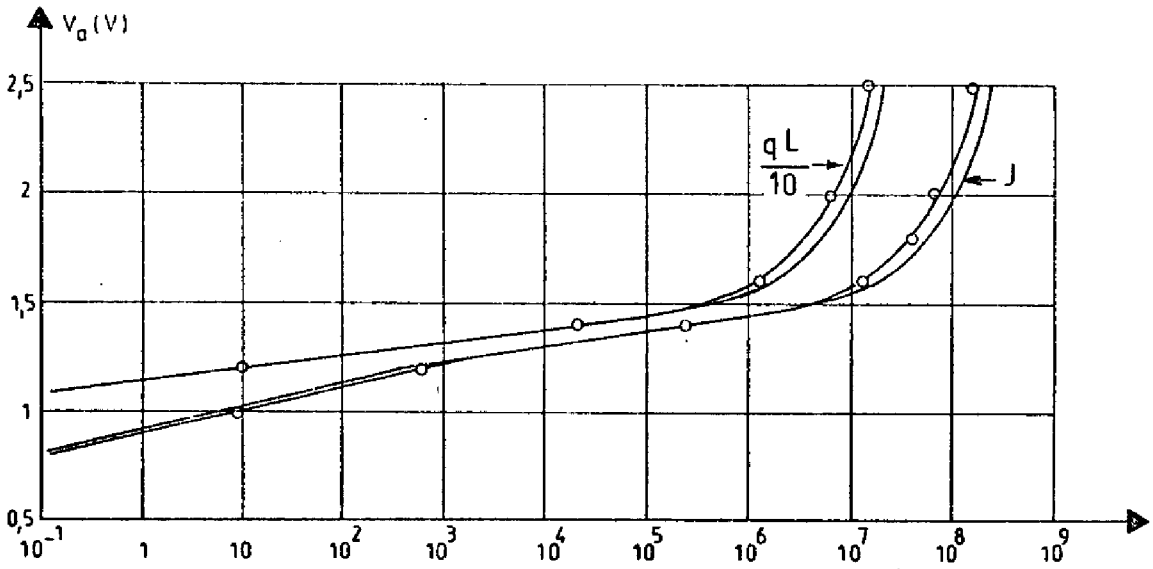


FIGURE (3.23) : CARACTERISTIQUES J(V) et qL(V) STRUCTURES D_{ND} ET D_1

— $N_{DN} = 10^{23}$ m^{-3} o $N_{DN} = 5\ 10^{22}$ m^{-3}

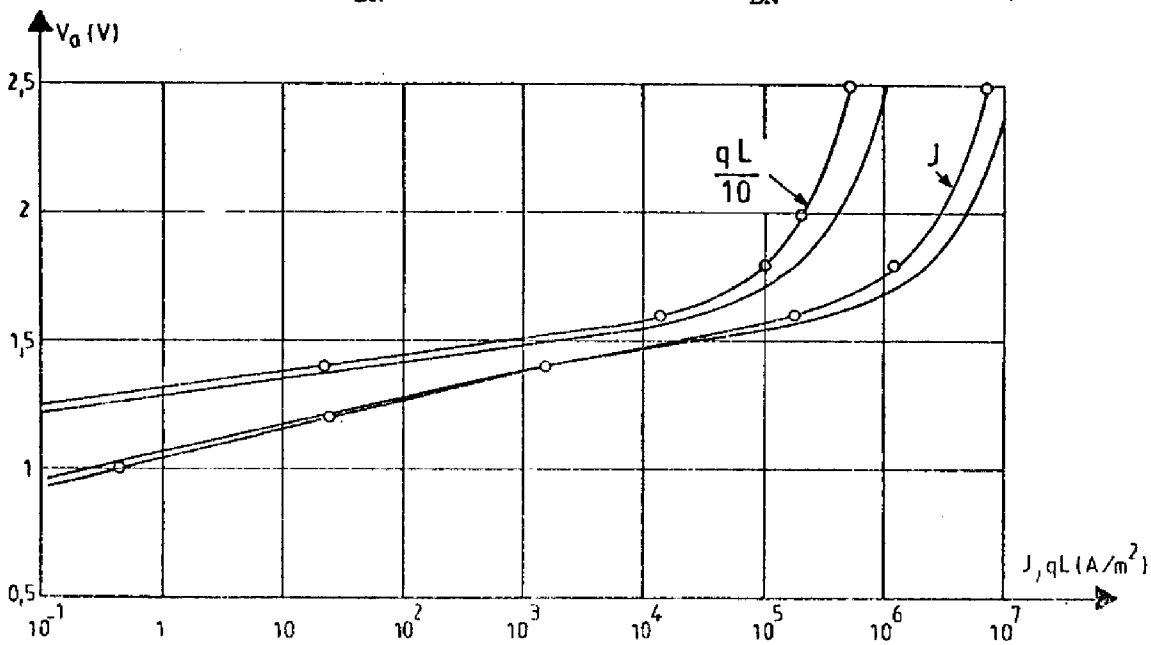


FIGURE (3.24) : CARACTERISTIQUES J(V) et qL(V) STRUCTURES S_{ND} ET S_1

— $N_D = 10^{23}$ m^{-3} o $N_D = 5\ 10^{22}$ m^{-3}

(3.21) à (3.24). Il apparait que : les courants de recombinaisons dans la charge d'espace sont d'autant plus élevés que le dopage est plus faible, et que la caractéristique qL(V) bas niveau reste inchangé pour les structures de type D.

Enfin, et surtout, les figures (3.21) et (3.22) montrent les variations du rendement $\eta_T(I)$. Dans le cas de structure D, compte tenu des valeurs plus élevées des efficacités d'injection et de leurs faibles variations relatives, les variations du rendement $\eta_T \# \frac{\gamma}{1+\gamma} \cdot \eta_P$ restent peu sensibles aux variations du dopage N_{DN}.

La situation contraire se produit dans le cas des structures S et le rendement η_T se trouve réduit à des valeurs significativement inférieures au rendement intrinsèque $(\eta_i)_P$

En résumé, les performances des structures à doubles hétérojonctions seront d'autant meilleures que le dopage N_{DN} est plus élevé, tout au moins tant que le matériau de la région N n'est pas dégénéré ; les structures de type S sont plus particulièrement sensibles aux variations de ce paramètre.

3. 5. ETUDE EXPERIMENTALE

3. 5. 1. Résultats expérimentaux

Différentes séries d'échantillons (*) ont été analysées du point de vue de leurs caractéristiques J(V), qL(V) ainsi que de leur spectre d'émission suivant les techniques expérimentales exposées dans l'annexe D. Ces structures sont toutes constituées par la superposition de 3 couches épitaxiées sur un substrat de Ga As, une couche de $Ga_{1-x}Al_x As$ de type N ($x \# 0,3$), une couche de $Ga_{1-x}Al_x As$ de type P ($x \# 0,1$), une couche de $Ga_{1-x}Al_x As$ de type P^* ($x \# 0,3$), comme indiqué sur la figure (3.25). La partie active est constituée par l'ensemble du

(*) Réalisées par R.T.C. (Caen)

pavé pour la série JL 75, tandis que la partie active des séries JL(244), JL(197) et DH 17 est réduite à une zone centrale circulaire par bombardement de protons.

Les surfaces, les épaisseurs, les concentrations en aluminium et les dopages des différentes séries, déterminés à partir d'échantillons de test ou des conditions d'élaboration, sont portés pour chacune des séries sur le tableau (3.XV).

Les concentrations des régions P ont été précisées à partir de la longueur d'onde du maximum des spectres d'émission des différents échantillons portés sur la figure (3.26). Par ailleurs le caractère abrupt de l'hétérojonction et la valeur du dopage N_{DN} ont été vérifiés par des mesures de capacité inverse, figure (3.27), et un exemple de caractéristiques expérimentales J(V) et qL(V) est donné sur les figures (3.28) à (3.31). On peut remarquer que tous ces composants présentent des performances qualitativement semblables et notamment :

- que l'intensité lumineuse émise varie en exp $(\frac{qV_a}{KT})$ jusqu'à des niveaux de polarisation voisins de 1,25 volt.
- que le courant varie en exp $(\frac{qV_a}{2KT})$ pour des niveaux de polarisation inférieurs à 1,2 volt . De plus il a été vérifié, par observation microscopique avec conversion du rayonnement infra-rouge, que l'émission lumineuse a lieu de façon uniforme dans la seule zone active. Les composants des séries DH 17, JL 197 se sont révélés ne pas satisfaire ce critère et ne seront donc pas étudiés dans la suite de ce paragraphe.

3. 5. 2. Comparaison théorie-expérience

Comme le montrent les figures (3.28) à (3.31), l'ensemble des structures étudiées présente un comportement de type D puisque les caractéristiques qL(V) varient en exp $(\frac{qV_a}{KT})$ à bas niveau de polarisation ; cette propriété est d'ailleurs confirmée par les valeurs du facteur η que l'on peut calculer à partir des concentrations en aluminium et des dopages portés sur le tableau (3.XV).

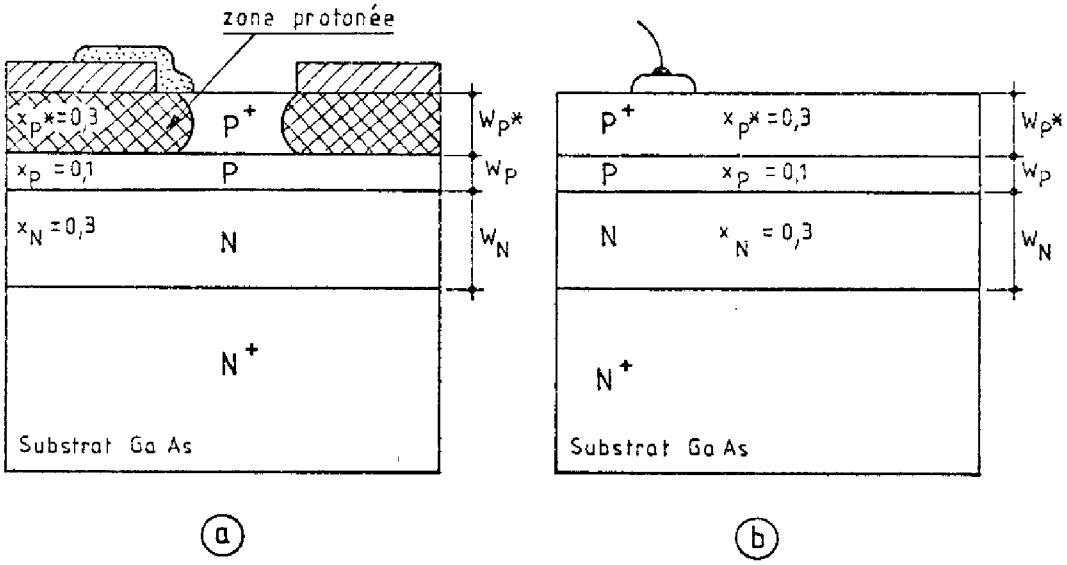


FIGURE (3.25) : SCHEMA DES STRUCTURES : (A) JL 244, JL 197 et DH 17
(B) JL 75

séries	Zone N			Zone P			Zone P*			Surface (m^2)
	X_N	W_N (μm)	N_{DN} (m^{-3})	X_P	W_P (μm)	N_{AP} (m^{-3})	X_P*	W_P* (μm)	N_{AP}* (m^{-3})	
JL 244	0,3	14	$5\ 10^{22}$	0,12	1	10^{24}	0,3	3	10^{24}	$7,85\ 10^{-9}$
JL 75	0,3	11	$5\ 10^{22}$	0,086	1	10^{24}	0,3	13	10^{24}	$2.\ 10^{-7}$
DH 17	0,3	35	$5\ 10^{22}$	0,111	1,5	10^{24}	0,3	5	$5\ 10^{24}$	$1.\ 10^{-8}$
JL 197	0,3	40	$5\ 10^{22}$	0,033	2	10^{24}	0,3	8	10^{24}	$3,14\ 10^{-8}$

TABLEAU (3.XV)

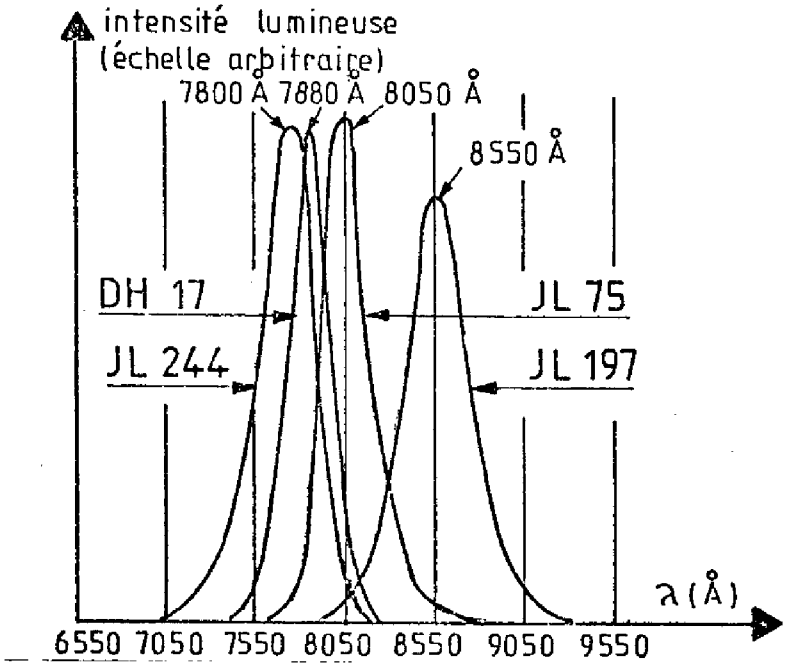


FIGURE (3.26) : REPONSE SPECTRALE DE DIFFERENTES SERIES

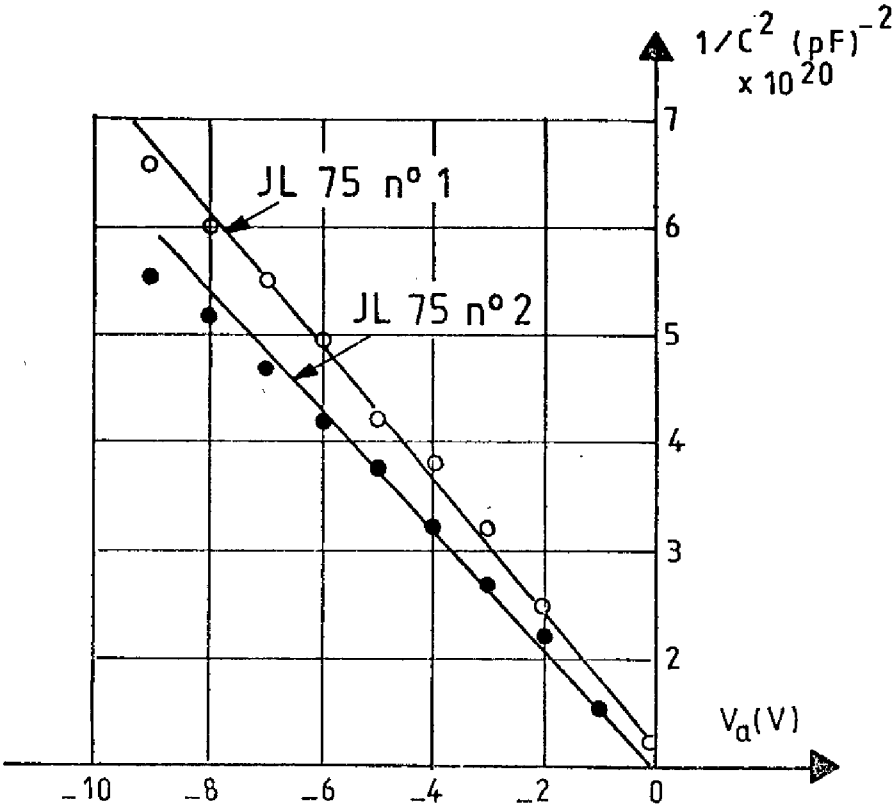


FIGURE (3.27) : CAPACITE DE TRANSITION SOUS POLARISATION INVERSE

L'étude théorique des structures à doubles hétérojonctions ne sera possible que si, outre les valeurs des épaisseurs, dopages et concentrations en aluminium déjà définies au paragraphe précédent, sont connues dans les 3 régions N, P et P^*

- les durées de vie non radiatives τ_{nN}, τ_{pP} et τ_{pP^*} des porteurs majoritaires
- les durées de vie non-radiatives τ_{pN}, τ_{nP} et τ_{nP^*} des porteurs minoritaires
- la constante de recombinaison bande-à-bande B

De plus, dans le cas des dispositifs réels, deux phénomènes physiques supplémentaires viennent se joindre aux mécanismes retenus pour élaborer la simulation numérique ou le modèle analytique (paragraphes 3.2.1 et 3.3.1)

- les structures réelles présentent une résistance de contact R_C de valeur telle qu'elle provoque une chute de potentiel ohmique plus importante que celle due aux résistances internes R_N et R_{P^*}.
- l'intensité de lumière émise par la structure n'est qu'une fraction de l'intégrale de recombinaisons radiatives telle qu'elle a été calculée, par suite de phénomènes d'absorption dans la région P et de phénomènes de réflexion totale à l'interface $Ga_{1-x}Al_xAs$ / air. Sans entrer dans une analyse détaillée de ces phénomènes, nous supposerons, en première approximation, que le rapport - intensité de lumière émise par la structure, intégrale des recombinaisons radiatives - reste constant et égal à β_o quelles que soient les conditions de polarisation de la structure.

Les durées de vie non radiatives des porteurs majoritaires τ_{nN}, τ_{pp}, τ_{pp^*} dans les régions N, P et P^*, les durées de vie non radiatives des porteurs minoritaires τ_{nP^*} dans la région P^*, la constante de recombinaison bande-à-bande dans les régions N et P^*, n'ont pratiquement pas d'influence sur les résultats de simulation et pourront donc être choisies dans la gamme des valeurs communément admises pour les différents matériaux.

Comme pour les structures à simple hétérojonction, le produit des durées de vie non radiatives dans la zone de charge d'espace côté N, pourra être déterminé à partir de la caractéristique J(V) bas niveau suivant les relations :

$$(\tau_{nN} . \tau_{pN}) = \left[\frac{S.A.\exp(\frac{qV_a}{kT})}{I_{exp.}}\right]^2 \qquad (3.56)$$

avec

$$A = \frac{n_{iN} . KT}{|V_D - V_a|} . W_{SC} . \frac{\pi}{2} \qquad (3.57)$$

Les paramètres essentiels que, dans l'état actuel des méthodes de caractérisation, il parait nécessaire de déterminer à partir des caractéristiques J(V), qL(V), sont donc :

- la durée de vie non radiative des porteurs minoritaires dans la région N
- la durée de vie non radiative des porteurs minoritaires et la constante de recombinaison bande-à-bande B de la région P
- le facteur β_o et la résistance R_C

En fait, comme les densités de courant qu'il a été possible d'atteindre sur les structures étudiées sans provoquer de dégradation des propriétés des dispositifs, restent inférieures à celles pour lesquelles il apparait une variation significative du rendement de la zone P, on ne peut définir, à partir des caractéristiques expérimentales J(V) et qL(V), que deux grandeurs :

- l'ordonnée à l'origine qL_o de la caractéristique $qL(V) = qL_o \exp(\frac{qV_a}{KT})$ bas niveau
- le rendement pour des polarisations voisines de 2V

Ces grandeurs obéissent aux relations :

$$\left(\frac{qL_{exp.}}{J_{exp.}}\right)_{H,N} = \frac{\beta_o}{(\frac{\gamma}{1+\gamma})} . \frac{qL}{J_n} = \frac{\beta_o}{(\frac{\gamma}{1+\gamma})} . (\eta_i)_P \qquad (3.58)$$

T

ou encore, en supposant γ grand devant 1 :

$$\left(\frac{qL\,exp.}{J\,exp.}\right)_{H.N} = (\eta_i)_P \cdot \beta_o \qquad (3.59)$$

et

$$(qL\ exp)_{B.N} = ((\eta_i)_P \beta_o) \cdot J_n \qquad (3.60)$$

ou encore

$$(qLexp)_{B.N} = \left(\frac{qL\,exp.}{J\,exp.}\right)_{H.N} \cdot q\,\frac{D_{nP}}{L_{nP}} \cdot th\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right) \cdot \frac{n_{iP}^2}{N_{AP}} \cdot \left(exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right) - 1\right) \qquad (3.61)$$

La résolution des équations (3.59) et (3.61) permet donc de déterminer la longueur de diffusion effective dans la région P (ou encore la durée de vie effective) ainsi que le produit $((\eta_i)_P\, \beta_o)$.

Si l'on choisit alors une valeur arbitraire de la constante B, il est possible de déduire des grandeurs précédentes, les valeurs de la constante β_o, le rendement $(\eta_i)_P$ et la durée de vie non radiative des porteurs minoritaires τ_{nP} dans la région P selon la procédure indiquée sur le tableau (3.XVI).

En fait comme β_o doit rester inférieur à 1,53 10^{-2} (cf. paragraphe 2.4) et que le rendement $(\eta_i)_P$ ne peut excéder 1, on peut définir un ensemble des grandeurs de B, β_o, $(\eta_i)_P$, τ_{nP} satisfaisant à ces conditions et aux relations (3.59), (3.61). Le tableau (3.XVII) indique les valeurs limites déterminées à partir des données expérimentales pour les différentes structures étudiées. Les gammes de variations ainsi obtenues pour la constante B et pour la durée de vie τ_{np} sont cohérentes avec les valeurs déterminées par d'autres méthodes telles qu'elles sont reportées dans l'annexe A.

Sur le tableau (3. XVIII) sont portées les valeurs des paramètres qui ont été retenues pour simuler le comportement de ces mêmes structures. Les durées de vie τ_{nN} des porteurs majoritaires dans la

région N déduites du produit $(\tau_n.\tau_p)_N$ mesuré expérimentalement et du choix arbitraire de 5,5 ns pour τ_{pN}, se situent dans les ordres de grandeur des durées de vie que l'on peut associer aux centres profonds de niveau d'énergie voisin du niveau de Fermi intrinsèque, pour des concentrations de ces centres de l'ordre de 10^{21} m^{-3} suivant les données portées dans l'annexe A.

La durée de vie τ_{PP} a été choisie égale à 10^{-3} s pour satisfaire à la même condition que celle indiquée ci-dessus dans le cas de Ga_{1-x} Al_x As de type P.

La résistance série de contact R_c déterminée à partir de la différence de potentiel proportionnelle au courant entre caractéristiques J(V) théorique et expérimentale, varie entre les différentes séries de composant en sens inverse de la surface du contact métallique associé à chacune d'elles.

Les résultats de simulations numériques correspondant à chacune des structures étudiées expérimentalement, sont portés sur les tableaux (3.XIX), (3.XX) et sur les figures (3.28) à (3.34) qui représentent les caractéristiques J(V), qL(V), η(I).

Pour l'ensemble des composants, il apparait un excellent accord entre les résultats théoriques et expérimentaux. Ce bon accord est encore vérifié dans les deux cas de simulation de la structure JL 244 N° 1 pour laquelle on a retenu deux ensembles des valeurs de paramètres $(\eta_i)_P$, B, τ_{nP} correspondant à des valeurs différentes de β_o.

Ce bon accord avec les simulations effectuées à partir des valeurs de L_{np} et de $((\eta_i)_P \beta_o)$ relevées expérimentalement et d'un ensemble de paramètres $(\eta_i)_P, \beta_o$, B, τ_{nP} choisi arbitrairement dans les limites indiquées plus haut, s'explique par le fait que l'ensemble des résultats expérimentaux ainsi interprété correspond dans tous les cas à un régime de fonctionnement à faible niveau d'injection : ce point peut être vérifié sur les tableaux (3.XIX), (3.XX) où l'on constate

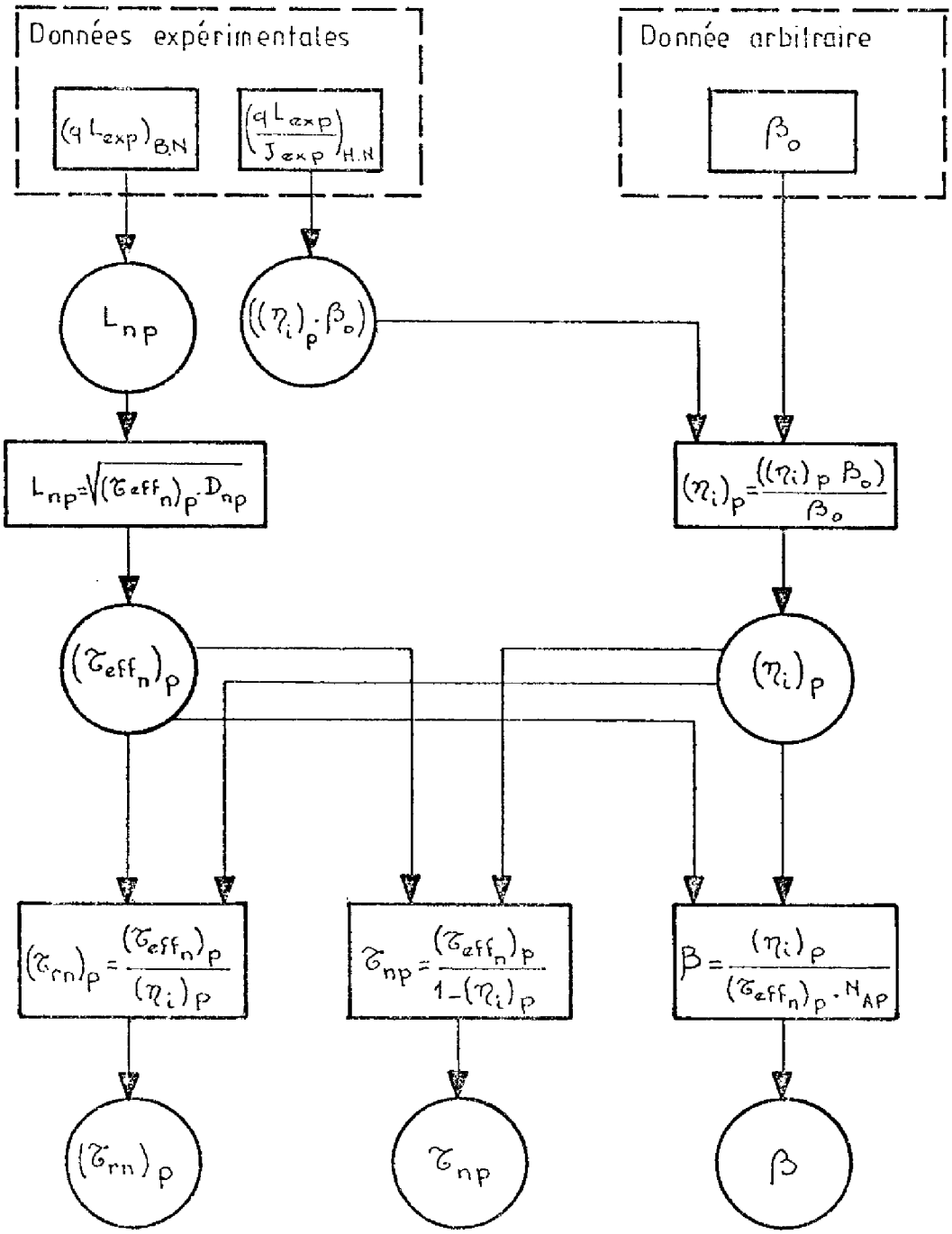


TABLEAU (3.XVI)

	JL 244 N° 1		JL 244 N° 2		JL 75 N° 1		JL 75 N° 2	
$(qL\ exp)_{B.N}$ A/m^2	1,730		1,910		1,900		1,000	
$((\eta_i)_P\ \beta_o)_{exp}$	$1,070\ 10^{-2}$		$9,742\ 10^{-3}$		$1,141\ 10^{-2}$		$7,000\ 10^{-3}$	
L_{np} μm	3,269		3,000		7,050		7,460	
$(\tau_{eff_n})_P$ n.s	1,873		1,578		8,220		9,206	
β_o	$1,530\ 10^{-2}$	$1,070\ 10^{-2}$	$1,530\ 10^{-2}$	$9,742\ 10^{-3}$	$1,53\ 10^{-2}$	$1,141\ 10^{-2}$	$1,53\ 10^{-2}$	$7,000\ 10^{-3}$
$(\eta_i)_P$	$6,990\ 10^{-1}$	1	$6,367\ 10^{-1}$	1	$7,457\ 10^{-1}$	1	$4,575\ 10^{-1}$	1
B m^3/s	$3,733\ 10^{-16}$	$5,339\ 10^{-16}$	$4,035\ 10^{-16}$	$6,337\ 10^{-16}$	$9,070\ 10^{-17}$	$1,216\ 10^{-16}$	$4,970\ 10^{-17}$	$1,086\ 10^{-16}$
$(\tau_{rn})_P$ n.s	2,678	1,873	2,478	1,578	11,025	8,222	20,122	9,206
$(\tau_n)_P$ (n.s)	6,231	-	4,345	-	32,34	-	16,97	-

TABLEAU (3. XVII)

	JL 244 N° 1	JL 244 N° 1	JL 244 N° 2	JL 75 N° 1	JL 75 N° 2
B m^{-3}/s	$4,2\ 10^{-16}$	$5\ 10^{-16}$	$4,2\ 10^{-16}$	$1\ 10^{-16}$	$1\ 10^{-16}$
$\sqrt{(\tau_n \tau_p)_N}$ (s)	$3,105\ 10^{-11}$	$3,105\ 10^{-11}$	$3,052\ 10^{-11}$	$7,336\ 10^{-11}$	$1,349\ 10^{-10}$
τ_{n_N} (s)	$1,753\ 10^{-13}$	$1,753\ 10^{-13}$	$1,693\ 10^{-9}$	$9,785\ 10^{-13}$	$3,300\ 10^{-12}$
τ_{p_N} (s)	$5,500\ 10^{-9}$	$5,500\ 10^{-9}$	$5,500\ 10^{-9}$	$5,500\ 10^{-9}$	$5,500\ 10^{-9}$
τ_{n_P} (s)	$8,770\ 10^{-9}$	$2,949\ 10^{-9}$	$4,679\ 10^{-9}$	$46,240\ 10^{-9}$	$115,970\ 10^{-9}$
τ_{pP} (s)	10^{-13}	10^{-13}	10^{-13}	10^{-13}	10^{-13}
$\tau_{nP}*$ (s)	$8,77\ 10^{-9}$	$2,949\ 10^{-9}$	$4,679\ 10^{-9}$	$46,240\ 10^{-9}$	$115,970\ 10^{-9}$
τ_{PP} (s)	10^{-13}	10^{-13}	10^{-13}	10^{-13}	10^{-13}
$(\eta_i)_P$	$7,87\ 10^{-1}$	$9,36\ 10^{-1}$	$6,63\ 10^{-1}$	$8,22\ 10^{-1}$	$9,21\ 10^{-1}$
$(\eta_i)_N$	$1,03\ 10^{-1}$	$1,21\ 10^{-1}$	$1,03\ 10^{-1}$	$2,68\ 10^{-2}$	$2,68\ 10^{-2}$
β_o	$1,36\ 10^{-2}$	$1,142\ 10^{-2}$	$1,47\ 10^{-2}$	$1,388\ 10^{-2}$	$7,603\ 10^{-3}$
R_C (Ω)	70	70	76	5,82	2,50

TABLEAU (3.XVIII)

Structure	V_a (V)	$E_{Fn} - E_{Fp}$ (e.v)	J_n	J_p	J	qL	qL_N	qL_p	$\gamma = \frac{J_n}{J_p}$	$\eta_T = \frac{qL}{J}$	$\eta_N = \frac{qL_N}{J_p}$	$\eta_P = \frac{qL_p}{J_n}$	$(\Delta n)_p$ m^{-3}
			←			A/m²		→					
JL 244 N° 1	1,000	1,0	$6,710\ 10^{-2}$	$1,483\ 10^{1}$	$1,489\ 10^{1}$	$5,256\ 10^{-2}$	$3,46\ 10^{-5}$	$5,25\ 10^{-2}$	$4,52\ 10^{-3}$	$3,53\ 10^{-3}$	$2,94\ 10^{-6}$	$7,83\ 10^{-1}$	$7,72\ 10^{14}$
	1,260	1,2	$1,594\ 10^{2}$	$8,337\ 10^{2}$	$9,931\ 10^{2}$	$1,251\ 10^{2}$	$1,056\ 10^{-1}$	$1,250\ 10^{2}$	$1,91\ 10^{1}$	$1,26\ 10^{-1}$	$1,27\ 10^{-4}$	$7,84\ 10^{-1}$	$1,84\ 10^{18}$
B = $4,2\ 10^{-16}$	1,387	1,35	$5,246\ 10^{4}$	$1,406\ 10^{4}$	$6,65\ 10^{4}$	$4,119\ 10^{4}$	$3,566\ 10^{1}$	$4,115\ 10^{4}$	3,73	$6,19\ 10^{-1}$	$2,53\ 10^{-3}$	$7,84\ 10^{-1}$	$6,05\ 10^{20}$
(m^3/s)	1,804	1,42	$6,583\ 10^{5}$	$3,715\ 10^{4}$	$6,954\ 10^{5}$	$5,177\ 10^{5}$	$4,614\ 10^{2}$	$5,172\ 10^{5}$	17,72	$7,45\ 10^{-1}$	$1,24\ 10^{-2}$	$7,86\ 10^{-1}$	$7,55\ 10^{21}$
JL 244 N° 1	1,000	1,0	$6,689\ 10^{-2}$	$1,482\ 10^{1}$	$1,490\ 10^{1}$	$6,256\ 10^{-2}$	$5,151\ 10^{-4}$	$6,253\ 10^{-1}$	$4,54\ 10^{-2}$	$4,20\ 10^{-2}$	$3,48\ 10^{-6}$	$9,35\ 10^{-1}$	$7,77\ 10^{14}$
	1,200	1,2	$1,591\ 10^{2}$	$8,38\ 10^{2}$	$9,922\ 10^{2}$	$1,489\ 10^{2}$	$1,247\ 10^{-1}$	$1,488\ 10^{1}$	$1,91\ 10^{-1}$	$1,50\ 10^{-1}$	$1,50\ 10^{-4}$	$9,35\ 10^{-1}$	$1,84\ 10^{18}$
B = $5\ 10^{-16}$	1,387	1,35	$5,239\ 10^{4}$	$1,400\ 10^{4}$	$6,447\ 10^{4}$	$4,904\ 10^{1}$	$4,21\ 10^{1}$	$4,900\ 10^{1}$	3,73	$7,38\ 10^{-1}$	$3,00\ 10^{-3}$	$9,35\ 10^{-1}$	$6,05\ 10^{20}$
(m^3/s)	1,804	1,42	$6,580\ 10^{5}$	$3,710\ 10^{4}$	$6,95\ 10^{5}$	$6,164\ 10^{5}$	$5,449\ 10^{2}$	$6,158\ 10^{5}$	17,73	$8,87\ 10^{-1}$	$1,47\ 10^{-2}$	$9,36\ 10^{-1}$	$7,59\ 10^{21}$
JL 244 N° 2	1,000	1,0	$7,843\ 10^{-2}$	$1,483\ 10^{1}$	$1,490\ 10^{1}$	$5,164\ 10^{-2}$	$4,352\ 10^{-5}$	$5,160\ 10^{-2}$	$5,29\ 10^{-3}$	$3,46\ 10^{-3}$	$2,93\ 10^{-6}$	$6,58\ 10^{-1}$	$7,57\ 10^{14}$
	1,200	1,2	$1,849\ 10^{2}$	$8,347\ 10^{2}$	$1,019\ 10^{4}$	$1,22\ 10^{2}$	$1,052\ 10^{-1}$	$1,219\ 10^{2}$	$2,22\ 10^{-1}$	$1,20\ 10^{-1}$	$1,26\ 10^{-4}$	$6,591\ 10^{-1}$	$1,79\ 10^{18}$
B = $4,2\ 10^{-16}$	1,395	1,35	$6,015\ 10^{4}$	$1,402\ 10^{4}$	$7,417\ 10^{4}$	$3,973\ 10^{4}$	$3,544\ 10^{1}$	$3,97\ 10^{4}$	4,29	$5,36\ 10^{-1}$	$2,52\ 10^{-3}$	$6,60\ 10^{-1}$	$5,82\ 10^{20}$
(m^3/s)	1,884	1,42	$7,36\ 10^{5}$	$3,688\ 10^{4}$	$7,729\ 10^{5}$	$4,875\ 10^{5}$	$4,501\ 10^{2}$	$4,871\ 10^{5}$	19,96	$6,30\ 10^{-1}$	$1,22\ 10^{-2}$	$6,62\ 10^{-1}$	$7,10\ 10^{21}$

TABLEAU (3.XIX)

Structure	V_a (V)	$(E_{Fn} - E_{Fp})$ (e.v)	Jn	Jp	J	qL	qL_N	qL_P	$\gamma = \frac{J_n}{J_p}$	$\eta_T = \frac{qL}{J}$	$\eta_N = \frac{qL_N}{J_p}$	$\eta_P = \frac{qL_P}{J_n}$	$(\Delta n)_P$ (m^{-3})
			←			A/m²		→					
JL 75 N° 1 B = 10^{-16} m^3/s	1,000	1,00	$6,930\ 10^{-2}$	6,376	6,446	$5,693\ 10^{-2}$	$8,720\ 10^{-5}$	$5,680\ 10^{-2}$	$1,087\ 10^{-2}$	$8,83\ 10^{-3}$	$1,36\ 10^{-5}$	$8,20\ 10^{-1}$	$3,50\ 10^{15}$
	1,200	1,20	$1,622\ 10^{2}$	$3,686\ 10^{2}$	$5,360\ 10^{2}$	$1,330\ 10^{2}$	$2,394\ 10^{1}$	$1,090\ 10^{2}$	$4,40\ 10^{-1}$	$2,51\ 10^{-1}$	$6,47\ 10^{-2}$	$8,2\ 10^{-1}$	$1,13\ 10^{19}$
	1,421	1,35	$5,189\ 10^{4}$	$7,500\ 10^{3}$	$5,94\ 10^{4}$	$4,267\ 10^{4}$	$6,600\ 10^{1}$	$4,260\ 10^{4}$	6,92	$7,18\ 10^{-1}$	$8,81\ 10^{-3}$	$8,21\ 10^{-1}$	$2,63\ 10^{21}$
	1,958	1,41	$4,479\ 10^{5}$	$2,282\ 10^{4}$	$4,707\ 10^{5}$	$3,697\ 10^{5}$	$5,742\ 10^{2}$	$3,690\ 10^{5}$	$1,96\ 10^{1}$	$7,65\ 10^{-1}$	$2,52\ 10^{-2}$	$8,24\ 10^{-1}$	$2,22\ 10^{22}$
JL 75 N° 2 B = 10^{-16} m^3/s	1,000	1,00	$6,281\ 10^{-2}$	3,569	3,633	$5,780\ 10^{-2}$	$8,84\ 10^{-5}$	$5,770\ 10^{-2}$	$1,75\ 10^{-2}$	$1,59\ 10^{-2}$	$2,43\ 10^{-5}$	$9,20\ 10^{-1}$	$2,6\ 10^{15}$
	1,200	1,20	$1,473\ 10^{2}$	$1,851\ 10^{2}$	$3,324\ 10^{2}$	$1,357\ 10^{2}$	$2,081\ 10^{-1}$	$1,355\ 10^{2}$	$7,96\ 10^{-1}$	$4,08\ 10^{-1}$	$1,12\ 10^{-3}$	$9,20\ 10^{-1}$	$8,38\ 10^{16}$
	1,376	1,35	$4,755\ 10^{4}$	$4,185\ 10^{3}$	$5,174\ 10^{4}$	$4,382\ 10^{4}$	$6,756\ 10^{1}$	$4,375\ 10^{4}$	$1,14\ 10^{1}$	$8,47\ 10^{-1}$	$1,61\ 10^{-2}$	$9,20\ 10^{-1}$	$2,70\ 10^{21}$
	1,717	1,42	$2,766\ 10^{5}$	$1,787\ 10^{4}$	$5,945\ 10^{5}$	$5,326\ 10^{5}$	$8,249\ 10^{2}$	$5,318\ 10^{5}$	$3,22\ 10^{1}$	$8,96\ 10^{-1}$	$4,62\ 10^{-2}$	$9,22\ 10^{-1}$	$3,19\ 10^{22}$

TABLEAU (3.XX)

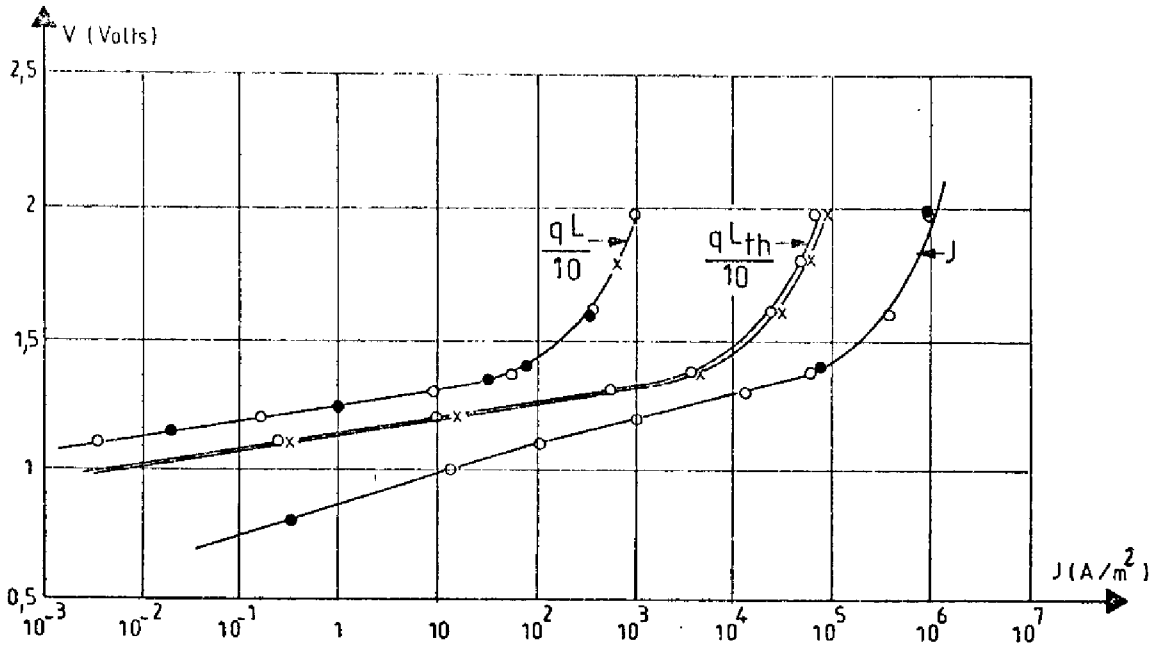


FIGURE (3.28) : CARACTERISTIQUES J(V), qL(V) -STRUCTURE JL244 N°1

x THEORIQUE; B=5 10^{-16} m^3/s ; β_o=1,142 10^{-2}

● EXPERIMENTAL

o THEORIQUE; B=4,2 10^{-16} m^3/s ; β_o=1,36 10^{-16}

R_c=70 Ω.

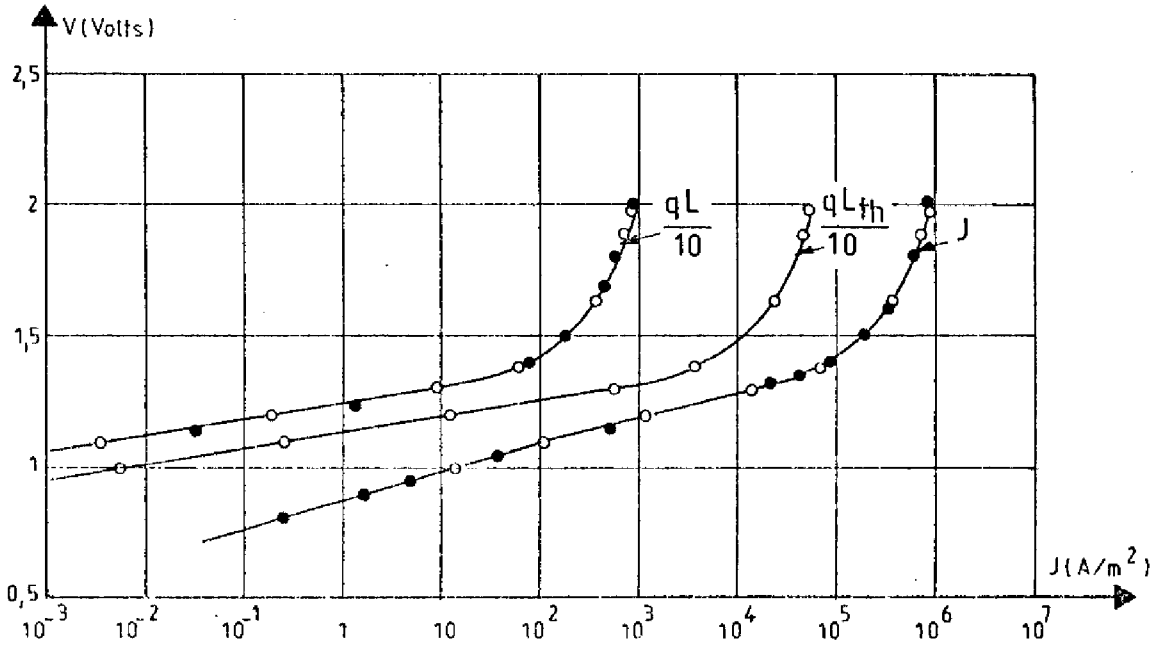
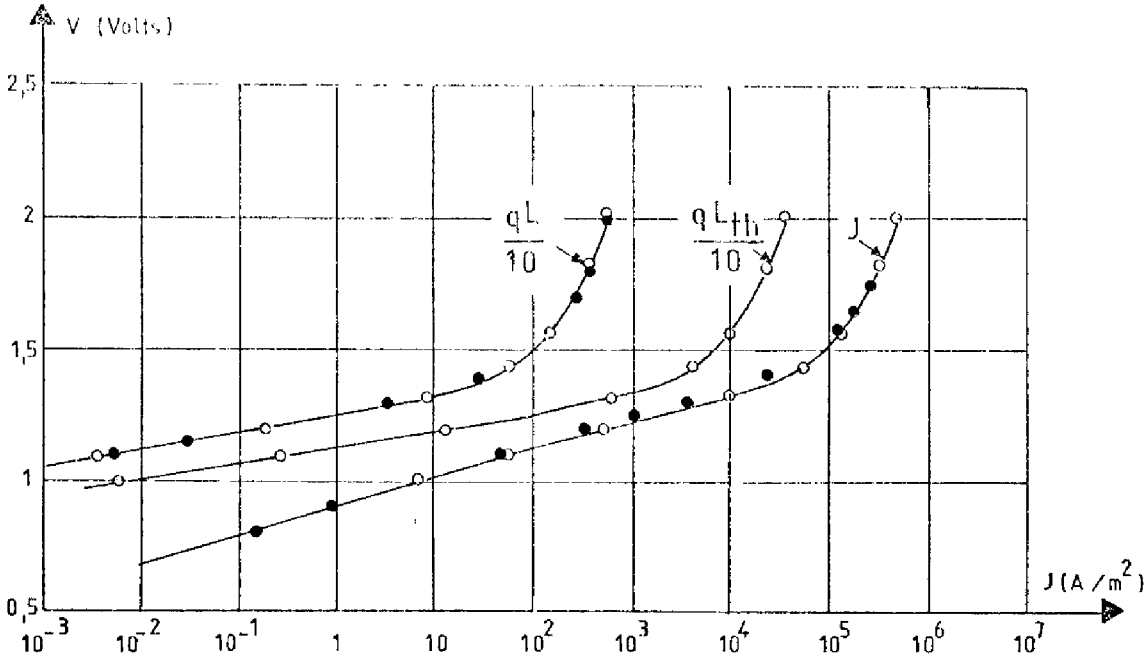


FIGURE (2.29) : CARACTERISTIQUES J(V), qL(V) STRUCTURE JL244 N° 2

o THEORIQUE; B=4,2 10^{-16} m^3/s ; β_o=1,47 10^{-2}

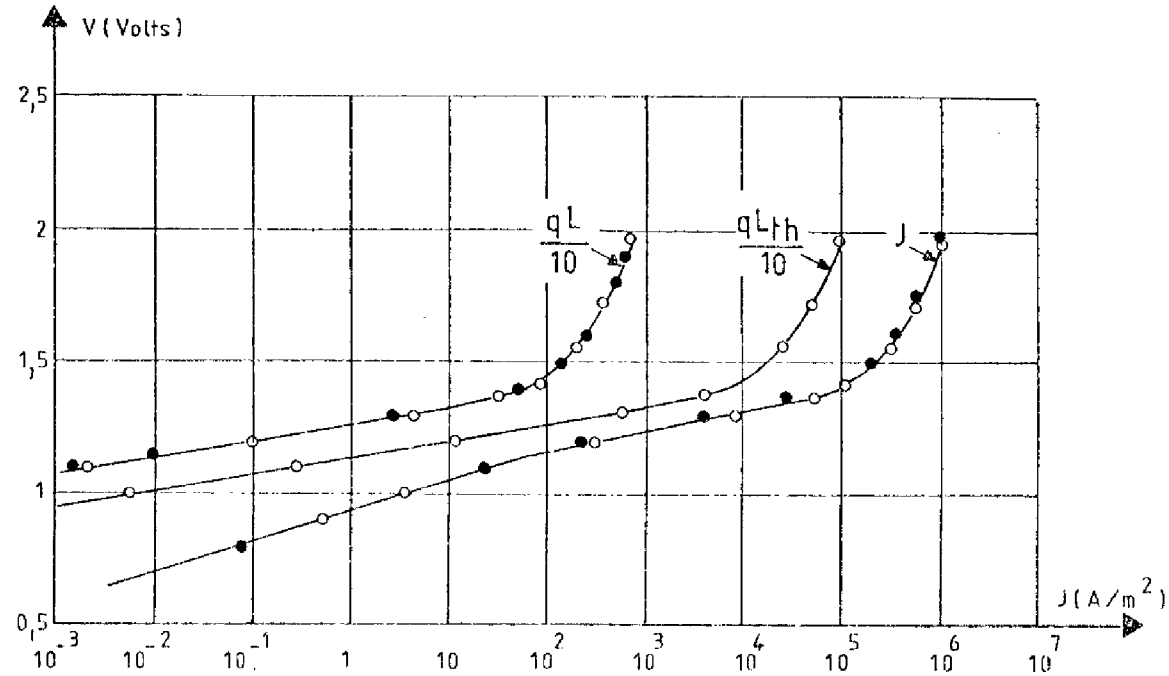
● EXPERIMENTAL ; R_c=76,43 Ω



FIGURE(3.30) : CARACTERISTIQUES J(V),qL(V) — STRUCTURE JL 75 N° 1

o THEORIQUE ; $B=10^{-16}$ m^3/s ; $\beta_o=1,388\ 10^{-2}$

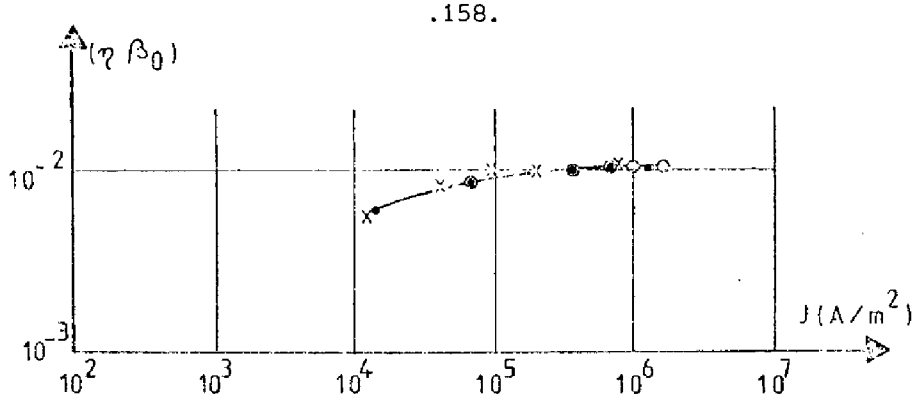
● EXPERIMENTAL ; $R_c=5,82\ \Omega$



FIGURE(3.31) : CARACTERISTIQUES J(V),qL(V) — STRUCTURE JL75 N°2

o THEORIQUE ; $B=10^{-16}$ m^3/s ; $\beta_o=7,603\ 10^{-3}$

● EXPERIMENTAL ; $R_c=2,5\ \Omega$

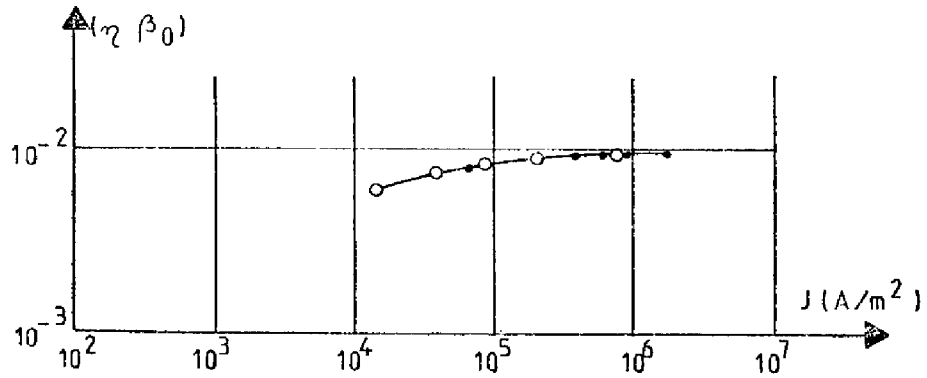


FIGURE(3.32) : RENDEMENT EXTERNE EN FONCTION DU COURANT

STRUCTURE JL244N°1 ,x EXPERIMENTAL

o THEORIQUE ,B=4,2 10^{-16} m^3/s, β_o=1,36 10^{-2}

● THEORIQUE, B=5 10^{-16} m^3/s , β_o=1,142 10^{-2}



FIGURE(3.33) : RENDEMENT EXTERNE EN FONCTION DU COURANT

STRUCTURE JL244N°2 ,● EXPERIMENTAL

o THEORIQUE ,B=4,2 10^{-16} m^3/s ,β_o=1,47 10^{-2}

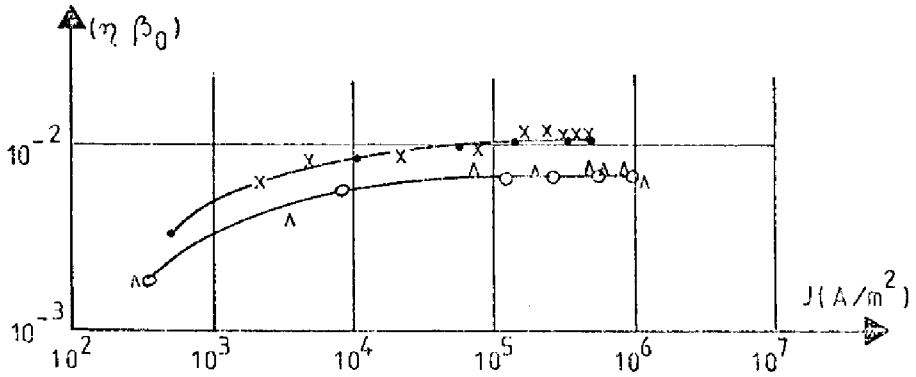


FIGURE (3.34) : RENDEMENT EXTERNE EN FONCTION DU COURANT

STRUCTURE JL 75 N° 1 : ● THEORIQUE ; B = 10^{-16} m^3/s

x EXPERIMENTAL ; β_o = 1,388 10^{-2}

STRUCTURE JL 75 N° 2 :

o THEORIQUE ; B = 10^{-16} m^3/s

∧ EXPERIMENTAL ; β_o = 7,603 10^{-3}

que la densité d'excès des porteurs minoritaires dans la région P reste toujours très inférieure à la densité des porteurs majoritaires, et que par suite le rendement d'électroluminescence de cette zone reste égal à son rendement intrinsèque. Les résultats obtenus confirment donc bien que, dans ces conditions les caractéristiques J(V), qL(I), η(I) ne dépendent de façon prépondérante que de la longueur de diffusion L_{nP} et du produit $((\eta_i)_P \cdot \beta_o)$ comme l'indiquent les relations (3.59), 53.61).

Dans ce contexte, il est donc déjà très important quant à la validité de la méthode proposée que les gammes de valeurs possibles des différents paramètres soient en accord avec les valeurs communément admises.

Cependant, de façon plus générale, cette équivalence des ensembles différents des paramètres ne sera plus vraie en régime de haute injection lorsque les performances de la structure seront dominées par les variations du rendement d'électroluminescence de la région P en fonction du niveau d'excès des porteurs, variations qui dépendent de la valeur du rendement intrinsèque $(\eta_i)_P$. Il y a donc un moyen d'éviter les ambiguités exposées ci-dessus : une étude approfondie reste cependant nécessaire tant au niveau des moyens expérimentaux à mettre en oeuvre pour éviter toute dégradation des dispositifs qu'en ce qui concerne les méthodes théoriques de caractérisation.

3. 6. CONCLUSION

En conclusion, l'analyse par simulation numérique et sur la base des modèles approchés que nous avons déduits des propriétés des dispositifs à doubles hétérostructures, a mis en évidence que les performances de ces composants étaient évidemment liées en premier lieu aux caractéristiques de la région active P de faible largeur de bande interdite. De façon plus précise, leur fonctionnement est régi par trois autres mécanismes :

- Les propriétés d'injection de l'hétérojonction NP pour laquelle il a été montré qu'il existait deux types de comportement suivant la

nature des matériaux qui la constituaient,

- les variations du rendement d'électroluminescence de la région P sous l'effet des phénomènes de recombinaison ambipolaire associées aux hautes densités de porteurs injectés.

- les phénomènes de confinement ou de déconfinement du courant d'électrons qui transite à travers l'hétérojonction isotype PP^{*}.

La comparaison des résultats théoriques et expérimentaux a montré qu'il était possible d'évaluer à partir des caractéristiques expérimentales J(V) et qL(V), la durée de vie effective des porteurs minoritaires dans la région active, de plus l'accord satisfaisant théorie-expérience observé a confirmé le bien-fondé des méthodes théoriques de simulation et mis en évidence que des performances identiques pouvaient être obtenues à partir d'ensembles différents de paramètres tout au moins en régime de faible injection.

Enfin l'analyse de la sensibilité des caractéristiques de ces dispositifs aux principaux paramètres technologiques, a montré qu'excepté le rendement de la région active, les autres paramètres n'entrainaient que des modifications peu importantes lorsqu'ils restaient compris dans les limites technologiquement réalisables. La conception de nouveaux composants impose donc de vérifier par simulation la cohérence de l'ensemble des paramètres géométriques et des propriétés des matériaux. Au delà de cette faisabilité, l'optimisation ne peut être recherchée qu'à travers les procédés susceptibles d'optimiser les pertes par absorption dans les différentes couches et transmission aux différents interfaces.

o o

o

CONCLUSION

Afin de s'appuyer sur un support théorique rigoureux, une méthode générale de simulation numérique des structures présentant une succession quelconque d'hétérojonctions, a été proposée.

Cet outil a été appliqué au cas des structures électroluminescentes à simple hétérojonction d'une part, et au cas des structures électroluminescentes à doubles hétérojonctions d'autre part, dans le cadre du système Ga As - Ga_{1-x} Al_x As. Dans les deux cas, une analyse approfondie des répartitions de potentiel, des densités de porteurs, des divergences des courants d'électrons et de trous, a permis de définir les différents régimes de fonctionnement et de mettre en évidence les phénomènes physiques qui jouent un rôle prépondérant : recombinaisons dans les régions de charge d'espace, mécanismes d'injection dans les hétérojonctions (deux types de comportement ont été définis suivant la nature des matériaux), recombinaisons radiatives ambipolaires, phénomènes de déconfinement au niveau des barrières de potentiel associées aux hétérojonctions isotypes. Il a été ainsi possible d'élaborer des modèles approchés qui, à partir d'expressions analytiques, mettent en évidence la sensibilité des performances des composants aux différents paramètres technologiques .

La comparaison résultats théoriques-résultats expérimentaux a confirmé la validité de la méthode de simulation et des modèles proposés ; elle a aussi mis en évidence qu'il était pratiquement impossible dans l'état de l'art actuel d'établir de façon univoque, à partir des caractéristiques d'un composant complètement élaboré, quels sont les caractéristiques des matériaux ou les paramètres technologiques qui sont responsables de façon prépondérante de ses performances.

Enfin une analyse de sensibilité aux paramètres a conduit à définir les limitations dont sont affectés les dispositifs à simple hétérojonction,et a montré comment les phénomènes de déconfinement peuvent altérer les performances des dispositifs à doubles hétérojonctions.

Sans revenir sur les points particuliers qui ont été indiqués dans les conclusions des chapitres 2 et 3, trois aspects plus généraux

nous paraissent se dégager des résultats exposés dans ce mémoire :

- compte tenu du grand nombre de paramètres qui régissent simultanément le comportement de dispositifs à doubles hétérojonctions, il n'est pas possible de généraliser sans "examen préalable" à d'autres types de matériaux, les résultats qui ont été exposés pour le système Ga As - Ga_{1-x} Al_x As : même pour ce système d'ailleurs, le cas des alliages à concentration d'aluminium élevée paraît devoir faire encore l'objet d'analyse plus détaillée. En tout état de cause, cette situation ne fait que mieux ressortir la nécessité d'utiliser une méthode générale de simulation au niveau de la conception de nouveaux types de composants afin d'évaluer les performances optimales que l'on peut en espérer.

- il apparait que les méthodes actuelles de caractérisation des paramètres de chacune des couches des dispositifs à simples ou doubles hétérojonctions, ne sont pas suffisantes pour déterminer tous les paramètres nécessaires à une description précise et sans ambiguité du fonctionnement de ces composants. De plus les méthodes existantes ne permettent pas en général de distinguer les dispersions propres à expliquer les écarts observés sur les composants réalisés à partir du même processus technologique. Des progrès dans ce domaine paraissent donc une condition nécessaire pour parvenir à une meilleure compréhension des lois, ou au moins, des corrélations qui lient des conditions technologique d'élaboration et les performances des composants.

- une des voies qui semble la plus susceptible d'apporter une amélioration significative des performances des dispositifs à doubles hétérojonctions, concerne les procédés permettant d'accroître la fraction d'intensité lumineuse qui est effectivement émise à l'extérieur du cristal, notamment sur la base du phénomène de recyclage des photons, suivant le cycle: absorption d'un photon dans la zone active -création d'une paire électron-trou en excès- réémission d'un nouveau photon au rendement de photoluminescence près. Une modèlisation précise de ces phénomènes reste cependant encore à effectuer de façon à évaluer les avantages que l'on peut en attendre et, à définir les conditions dans lesquelles le gain qu'ils peuvent apporter, est maximum.

Enfin un prolongement évident des méthodes de conception et de simulation que nous avons élaborées, concerne l'étude des diodes lasers :

bien que qualitativement certains résultats déjà acquis puissent être généralisés à ces composants, leur analyse précise impose de prendre en compte des mécanismes physiques supplémentaires, dont notamment l'émission stimulée et les statistiques relatives aux densités de porteurs du même ordre de grandeur que les densités effectives d'états dans les bandes de conduction et de valence et, exige donc encore une sophistication importante des méthodes de conception et de simulation.

o o

o

ANNEXE A

PROPRIETES DU MATERIAU $Ga_{1-x}\ Al_x\ As$

Le $Ga_{1-x}Al_xAs$ est un matériau semiconducteur formé d'un alliage de Ga As et Al As. Le premier présente une structure de bande directe de largeur 1,424 e.v (à 297°K) et le second une structure de bande indirecte de largeur 2,168 e.v. La structure du $Ga_{1-x}Al_xAs$ dépend donc de la concentration en aluminium x qui affecte les paramètres caractéristiques de l'alliage ; les variations de ces différents paramètres (largeur de bande interdite, affinité électronique, masses effectives, mobilités, probabilité de transition bande-à-bande et durées de vie non radiatives) avec la concentration x restent encore mal connues. Dans les paragraphes qui suivent, nous allons essayer d'effectuer une brève synthèse de l'ensemble des données de la littérature qui ont été établies à partir de considérations théoriques, de mesures expérimentales directes ou encore d'extrapolations entre valeurs mesurées.

A. 1. Largeur de bande interdite

La variation de la largeur de bande du $Ga_{1-x}Al_xAs$ avec la concentration en aluminium x a été déterminée par plusieurs auteurs [39, 40, 41, 42, 43] . La cause d'incertitude la plus grande dans la détermination de E_g en fonction de x est généralement due à l'erreur commise sur la détermination de x. Rappelons que le $Ga_{1-x}Al_xAs$ comporte trois bandes de conduction, une bande directe E_c^Γ (K = o), deux bandes indirectes E_c^L et E_c^X. Seules les valeurs de la largeur de bande interdite E_g^Γ pour des compositions x comprises entre 0 et 0,35, ont été mesurées de façon systématique par CASEY et PANISH [43] , BEROLO et WOOLEY [44] , ONTON et al. [45] , DINGLE et al. [46] . Les valeurs de E_g^Γ pour des compositions supérieures ainsi que les valeurs des largeurs de bande interdite E_g^L et E_g^X restent encore incertaines. Cependant dans un but de simulation et d'évaluation, les expressions résumées ci-dessous paraissent fournir des éléments proches de la réalité [46]

à T = 297°K

$$E_g^\Gamma \text{ (e.v)} = 1,424 + 1,247\ x \qquad 0 < x < 0,45 \qquad \text{(A.1)}$$

$$E_g^{\Gamma}\ (e.v) = 1,424 + 1,247\ x + 1,147\ (x - 0,45)^2 \qquad 0,45 < x < 1 \qquad (A.2)$$

$$E_g^{L}\ (e.v) = 1,708 + 0,642\ x \qquad 0 < x < 1 \qquad (A.3)$$

$$E_g^{X}\ (e.v) = 1,900 + 0,125\ x + 0,143\ x^2 \qquad 0 < x < 1 \qquad (A.4)$$

Les valeurs de E_g^{Γ} , E_g^{L} et E_g^{X} pour $0 < x < 0,7$ sont représentées dans le tableau (A.I).

A. 2. Masses effectives des électrons et des trous

Une variation linéaire des masses effectives des électrons et des trous entre Ga As et Al As, est généralement adoptée [46] , ce qui conduit aux relations suivantes.

$$m_n^{*\Gamma} = (0,067 + 0,083x)\, m_o \qquad (A.5)$$

$$m_n^{*L} = (0,55 + 0,12x)\, m_o \qquad (A.6)$$

$$m_n^{*X} = (0,85 + 0,07\ x)\ m_o \qquad (A.7)$$

$$m_p^{*} = (0,48 + 0,31\ x)\ m_o \qquad (A.8)$$

Par ailleurs les densités effectives d'états N_c et N_v obéissent aux relations :

$$N_c = 2,5.10^{25} \left\{ (m_n^{*\Gamma}/m_o)^{3/2} + (m_n^{*L}/m_o)^{3/2} \cdot \exp\left(\frac{E_g^{\Gamma} - E_g^{L}}{KT}\right) + (m_n^{*X}/m_o)^{3/2} \cdot \exp\left(\frac{E_g^{\Gamma} - E_g^{X}}{KT}\right) \right\} \cdot \left(\frac{T}{300}\right)^{3/2} \quad (m^{-3}) \qquad 0 < x < 0,45 \qquad (A.9)$$

$$N_c = 2,5.10^{25} \left\{ (m_n^{*\Gamma}/m_o)^{3/2} \exp\left(\frac{E_g^{X} - E_g^{\Gamma}}{KT}\right) + (m_n^{*L}/m_o)^{3/2} \exp\left(\frac{E_g^{X} - E_g^{L}}{KT}\right) + (m_n^{*X}/m_o)^{3/2} \right\} \cdot \left(\frac{T}{300}\right)^{3/2} \quad (m^{-3}) \qquad 0,45 < x < 1 \qquad (A.10)$$

$$N_v = 2,5\ 10^{25}\ (m_p/m_o)^{3/2} \cdot \left(\frac{T}{300}\right)^{3/2} \quad (m^{-3}) \qquad 0 < x < 1 \qquad (A.11)$$

Les valeurs de $m_n^{*\Gamma}$, m_n^{*L} , m_n^{*X} , m_p^{*} , N_c et N_v sont représentées dans le tableau (A.I) et sur les figures (A.1).

A. 3. Constante diélectrique ε :

La constante diélectrique varie linéairement avec x :

$$\varepsilon = (13,1 - 3,0\ x) \qquad (A.12)$$

Les valeurs de ε pour $0 < x \leq 0,7$ sont représentées dans le tableau (A.I).

A. 4. Affinité électronique χ

Les seules données sur l'affinité électronique χ du Ga_{1-x} Al_x As proviennent de mesures, par méthodes capacitives, de la discontinuité de la bande conduction ΔE_c, effectuées sur des hétérojonctions PN et NP comportant une zone de Ga As par ALFEROV et al. [47] et HOWARTH et al. [48] . Les résultats obtenus par ALFEROV et al. sont portés sur la figure (A.4). A partir de cette courbe, nous avons établi par identification l'expression suivante pour les variations de l'affinité électronique χ en fonction de la concentration x :

$$\chi = 4,07 - 1,015\ [E_g\ (x) - 1,424] \qquad (A.13)$$

Les valeurs de χ pour $0 < x \leq 0,7$ sont représentées dans le tableau (A.I) et sur la figure (A.2).

A. 5. Mobilités des porteurs dans le Ga_{1-x} Al_x As

Les mobilités dans le Ga_{1-x} Al_x As n'ont encore fait l'objet que d'études très partielles, relatives à quelques valeurs de concentration x et à quelques valeurs de dopage [49]

Les données sont par contre plus nombreuses pour le Ga As, auquel peuvent être associées les relations empiriques suivantes [50, 51] :

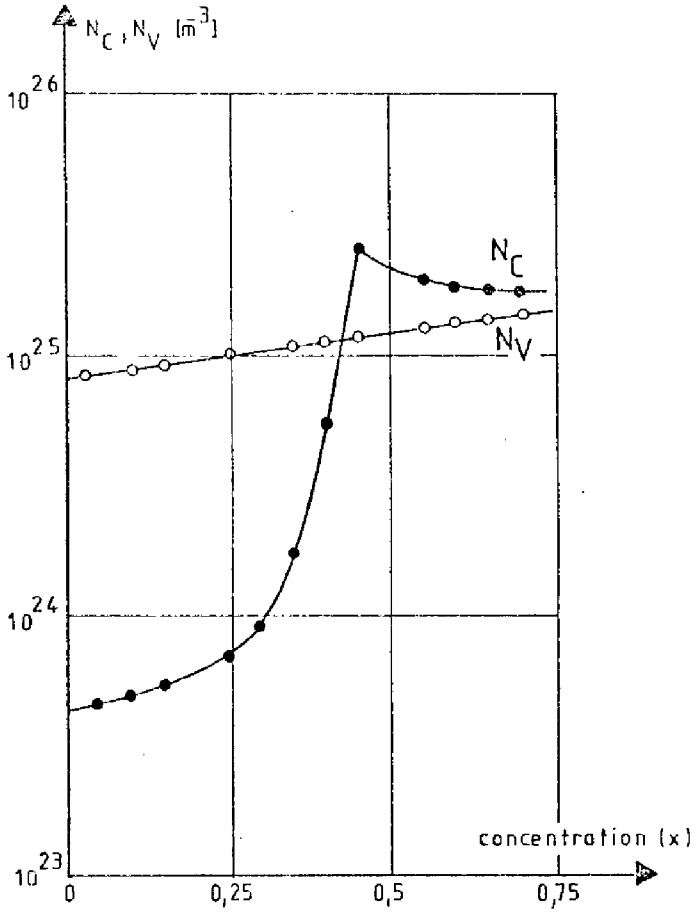


FIGURE (A.1) : VARIATION DES DENSITES D'ETAT EFFECTIVES N_C, N_V EN FONCTION DE (x)

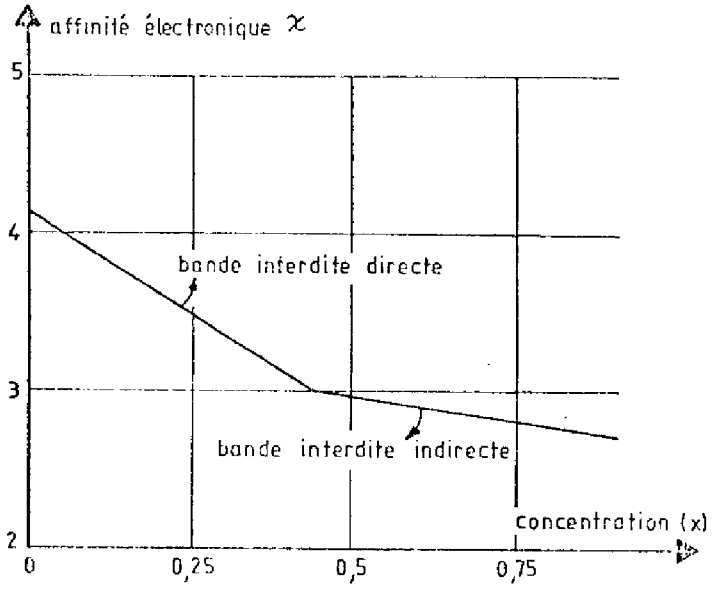


FIGURE (A.2) : VARIATION DE L'AFFINITE ELECTRONIQUE AVEC (x)

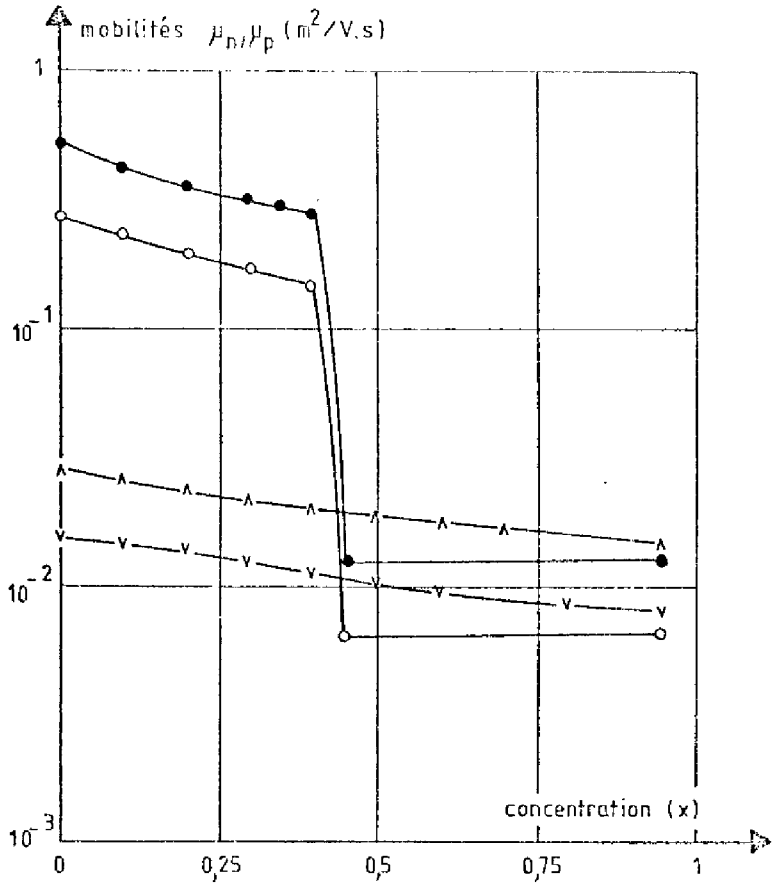


FIGURE (A.3) : VARIATION DES MOBILITES EN FONCTION DE (x)

● μ_n, $N_D = 10^{23}\ m^{-3}$, o μ_n, $N_D = 10^{24}\ m^{-3}$

∧ μ_p, $N_A = 10^{23}\ m^{-3}$, V μ_p, $N_A = 10^{24}\ m^{-3}$

x	E_g^{Γ}	E_g^{X}	E_g^{L}	$m_n^{X\Gamma}$	m_n^{XX}	$m_n^{\Gamma L}$	m_h^{X}	Nc	Nv	ni	ε	χ	μ_n 10^{23}	μ_n 10^{24}	μ_p 10^{23}	μ_p 10^{24}	D_p 10^{23}	D_n 10^{24}	D_p 10^{23}	D_p 10^{24}
	eV			Kg					m^{-3}		F/m	eV	$m^2/V.S$				m^2/S			
0,00	1,424	1,900	1,708	$6,163\,10^{-32}$	$7,743\,10^{-31}$	$5,010\,10^{-31}$	$4,373\,10^{-31}$	$4,272\,10^{23}$	$0,189\,10^{24}$	$1,58\,10^{12}$	13,10	4,070	$5,214\,10^{-1}$	$2,742\,10^{-1}$	$2,030\,10^{-2}$	$1,576\,10^{-2}$	$1,385\,10^{-2}$	$7,023\,10^{-3}$	$7,24\,10^{-4}$	$4,037\,10^{-4}$
0,10	1,549	1,914	1,702	6,860	7,679	5,119	4,655	5,105	8,995	$1,595\,10^{11}$	12,80	3,943	4,375	2,300	2,577	1,435	1,121	5,824	6,600	3,676
0,20	1,673	1,931	1,836	7,516	7,616	5,229	4,937	6,145	9,826	$1,604\,10^{10}$	12,50	3,817	3,740	1,967	2,359	1,314	$9,580\,10^{-3}$	6,058	6,043	3,360
0,30	1,798	1,950	1,901	8,372	7,552	5,338	5,220	9,363	1,068 10^{25}	$1,813\,10^{9}$	12,20	3,690	3,241	1,707	2,170	1,209	8,302	4,372	5,558	3,047
0,40	1,923	1,973	1,955	9,178	7,488	5,447	5,502	5,589 10^{24}	1,156	$4,034\,10^{9}$	11,90	3,563	2,850	1,499	2,005	1,117	7,300	3,840	5,137	2,861
0,50	2,050	1,998	2,029	9,384	7,424	5,557	5,785	2,177	1,246	$1,805\,10^{8}$	11,60	3,487	$1,229\,10^{-2}$	$6,463\,10^{-3}$	1,860	1,036	$3,143\,10^{-4}$	$1,655\,10^{-2}$	4,764	2,654
0,60	2,198	2,026	2,093	1,064 10^{-31}	7,360	5,666	6,067	1,878 10^{25}	1,338	$1,032\,10^{8}$	11,30	3,458	1,245	6,347	1,732	9,647	3,184	1,677	4,436	2,471
0,70	2,369	2,052	2,157	1,140	7,297	5,776	6,349	1,791	1,433	$5,791\,10^{7}$	11,00	3,427	1,261	6,632	1,618	9,011	3,230	1,699	4,144	2,308
0,80	2,562	2,092	2,222	1,285	7,233	5,885	6,632	1,750	1,530	$3,049\,10^{7}$	10,70	3,392	1,278	6,733	1,515	8,440	3,274	1,725	3,881	2,162
0,90	2,778	2,128	2,286	1,291	7,169	5,994	6,914	1,722	1,628	$1,521\,10^{7}$	10,40	3,353	1,295	6,848	1,423	7,929	3,317	1,767	3,646	2,031

TABLEAU (A.I)

- électrons $$\mu_n\ (m^2/V.s) = \frac{0,65}{1 + \left(\frac{Dopage}{4.10^{23}}\right)^{0,7}} + 0,5 \qquad (A.14)$$

- trous $$\mu_p\ (m^2/V.s) = \frac{0,335}{1 + \left(\frac{Dopage}{5.10^{23}}\right)^{0,07}} + 0,003 \qquad (A.15)$$

où le dopage est exprimé en at. m^{-3}

Par la suite, compte tenu des valeurs de masses effectives exprimées par les relations (A.5) à (A.8), on peut déduire les mobilités des porteurs dans le $Ga_{1-x}\ Al_x As$ de celles dans le Ga As au moyen de l'expression [51]

$$(\mu_{noup})_{Ga_{1-x}Al_xAs} = (\mu_{noup})_{GaAs} \cdot \left[\frac{(m^*_{noup})_{GaAs}}{(m^*_{noup})_{Ga_{1-x}Al_xAs}}\right]^{3/2} \qquad (A.16)$$

Les valeurs des mobilités μ_n et μ_p correspondant aux valeurs de dopage $10^{23}\ m^{-3}$ et $10^{24}\ m^{-3}$ sont reportées dans le tableau (A.I) ainsi que sur la figure (A.3). Au passage bande directe à bande indirecte, la mobilité des électrons décroît rapidement par suite de la variation de masse effective. Ce comportement est cohérent avec les résultats expérimentaux publiés par A.A. IMMONLICA et al. [49] .

A. 6. Mécanismes de recombinaisons

Les mécanismes de recombinaisons ont fait l'objet d'études essentiellement dans le Ga As sous le triple aspect de la mesure de la durée de vie effective de porteurs minoritaires, de la spectroscopie des centres profonds, de l'analyse théorique des phénomènes de recombinaison bande-à-bande.

Pour ce qui est de la mesure des durées de vie effectives (ou des longueurs de diffusion) des porteurs minoritaires, un nombre important de techniques expérimentales a été mis en oeuvre : électro-, photo-, cathodo-luminescences résolues en temps, écart de phase de photo-luminescence, temps de recouvrement, impédance haute fréquence, balayage optique ou électronique. Les tableaux (A.II), (A.III) tachent

de montrer une synthèse des résultats ainsi obtenus pour le Ga As de type N et pour le Ga As de type P [41, 42] , [52 à 61] . Il reste encore très difficile d'évaluer les erreurs systématiques associées à chaque méthode de mesure, de correler les valeurs des durées de vie avec le procédé d'élaboration, de déterminer l'influence de la nature des impuretés dopantes. La seule loi générale qui semble pouvoir être dégagée, est la variation de la durée de vie effective avec les dopages telle qu'elle est illustrée sur la figure (A.4) : la durée de vie effective des porteurs minoritaires reste sensiblement constante pour des dopages inférieurs à 10^{24} m^{-3} et décroit pour des dopages supérieurs. La première partie correspond à la durée de vie non-radiative tandis que la décroissance est due au fait que, pour les dopages élevées, les recombinaisons bande-à-bande deviennent prépondérantes.

On peut considérer que les durées de vie non-radiatives des porteurs minoritaires sont comprises entre 1 ns et 20 à 30 ns pour le Ga As type N et entre quelques nanosecondes et la centaine de nanosecondes pour le Ga As type P. Il faut cependant noter que les quelques mesures effectuées sur le Ga Al As [62] semblent indiquer des valeurs plus faibles pour ce matériau que pour le Ga As.

L'étude des centres profonds par méthodes capacitives (DLTS, TSCAP, ... etc) a permis d'identifier dans le Ga As plus d'une quarantaine de niveaux pièges [63] et surtout de déterminer pour la majorité d'entre eux, les sections de capture associées aux porteurs majoritaires et, par suite, les durées de vie relatives à ces porteurs suivant la relation

$$\tau = \frac{1}{N_t \cdot \sigma \cdot v_{th}} \qquad (A.17)$$

où σ est la section de capture, N_t la densité de pièges, v_{th} la vitesse thermique.

Le tableau (A.IV) montre un exemple des résultats relevés [64, 65] pour des centres profonds de niveau d'énergie voisin du

Dopage m^{-3}	Dopant	τ_{eff_p} ns	L_{pN} μm	Ref	Méthode	Leg.
$2\ 10^{22}$	Si	35,00	5,56	54	Cathodoluminescence	X
$5\ 10^{22}$	-	27,00	3,00	59	Photoluminescence	*
$7\ 10^{22}$	Si	22,00	3,56	60	Photocourant	-
$8\ 10^{23}$	Ge	19,00	3,80	61	Ecart de phase	O
$2\ 10^{23}$	Si	30,00	4,38	54	Cathodoluminescence	X
$2\ 10^{23}$	Ge	0,49	0,56	53	Courant induit	Λ
$2\ 10^{23}$	Si	21,00	3,50	60	Photocourant	-
$4\ 10^{23}$	Si	20,00	3,30	54	Cathodoluminescence	X
$6\ 10^{23}$	Si	22,00	3,50	54	Cathodoluminescence	X
$8\ 10^{23}$	Te	14,00	2,47	54	Cathodoluminescence	X
$1,4\ 10^{24}$	Si	1,60	0,70	60	Photocourant	-
$1,5\ 10^{24}$	Si	18,00	2,51	54	Cathodoluminescence	X
$3,2\ 10^{24}$	Ge	6,00	0,54	61	Ecart de phase	O
$5\ 10^{24}$	Te	12,00	1,62	54	Cathodoluminescence	X
$7\ 10^{24}$	Te	10,00	1,37	54	Cathodoluminescence	X
$1,5\ 10^{15}$	Te	11,00	1,28	54	Cathodoluminescence	X

TABLEAU (A.II) : DUREES DE VIE EFFECTIVES EN FONCTION DU DOPAGE - Ga As TYPE (N)

Dopage (m^{-3})	Dopant	τ_{eff_n} (ns)	L_n (μm)	Ref.	Méthode	Lég.
$1,9\ 10^{21}$	Ge	860,00	123,00	52	Photoluminescence	∘
$5\ 10^{21}$	Ge	320,00	74,00	52	Photoluminescence	∘
$3\ 10^{22}$	Ge	75,00	34,00	52	Photoluminescence	∘
$3,3\ 10^{22}$	Ge	6,00	8,50	41,42	Photo courant	□
$5\ 10^{22}$	Cd	0,62	3,00	55	excitation par des e^-	v
$5\ 10^{22}$	Zn	1,69	5,00	55	excitation par des e^-	v
$6\ 10^{22}$	Ge	23,00	20,00	56	Photo courant	+
$6\ 10^{22}$	Ge	38,00	25,00	56	Photo courant	+
$6\ 10^{22}$	Ge	39,00	26,00	56	Excitation par des particules	+
$8\ 10^{22}$	Ge	36,00	22,00	52	Photoluminescence	∘
$8\ 10^{22}$	Ge	7,50	4,70	41,42	Photo courant	□
$1,6\ 10^{23}$	Ge	19,00	15,00	52	Photoluminescence	∘
$2\ 10^{23}$	Ge	2,61	5,50	53	Courant Induit	Δ
$2,5\ 10^{23}$	Ge	6,20	7,60	41,42	Photo courant	□
$3\ 10^{23}$	Ge	13,00	11,60	54	Cathodoluminescence	X
$5\ 10^{23}$	Si	12,00	10,40	54	Cathodoluminescence	X
$8\ 10^{23}$	Ge	2,30	5,00	41,42	Photo courant	□
$9\ 10^{23}$	Ge	5,10	6,14	56	électroluminescence	+
$1\ 10^{24}$	Ge	12,00	31,00	56	électroluminescence	+
$1\ 10^{24}$	Ge	27,00	11,50	56	temps de recouvrement	+
$1,3\ 10^{24}$	Si	14,00	9,20	56	Cathodoluminescence	X
$1,5\ 10^{24}$	Ge	11,00	8,80	54	Cathodoluminescence	X
$1,7\ 10^{24}$	Ge	2,60	3,70	52	Photoluminescence	∘
$1,7\ 10^{24}$	Ge	2,40	2,53	41,42	Photo courant	□
$2\ 10^{24}$	Si	8,00	6,50	54	Cathodoluminescence	X
$2\ 10^{24}$	Ge	6,80	6,03	57	Photoluminescence	⊞
$3\ 10^{24}$	Ge	1,90	2,94	52	Photoluminescence	∘
$5\ 10^{24}$	Ge	3,00	3,30	57	Photoluminescence	⊞
$5\ 10^{24}$	Ge	1,20	2,30	41,42	Photo courant	□
$1\ 10^{25}$	Ge	1,60	2,14	57	Photoluminescence	□

TABLEAU (A.III) : DUREES DE VIE EFFECTIVES EN FONCTION DU DOPAGE - Ga As TYPE (P)

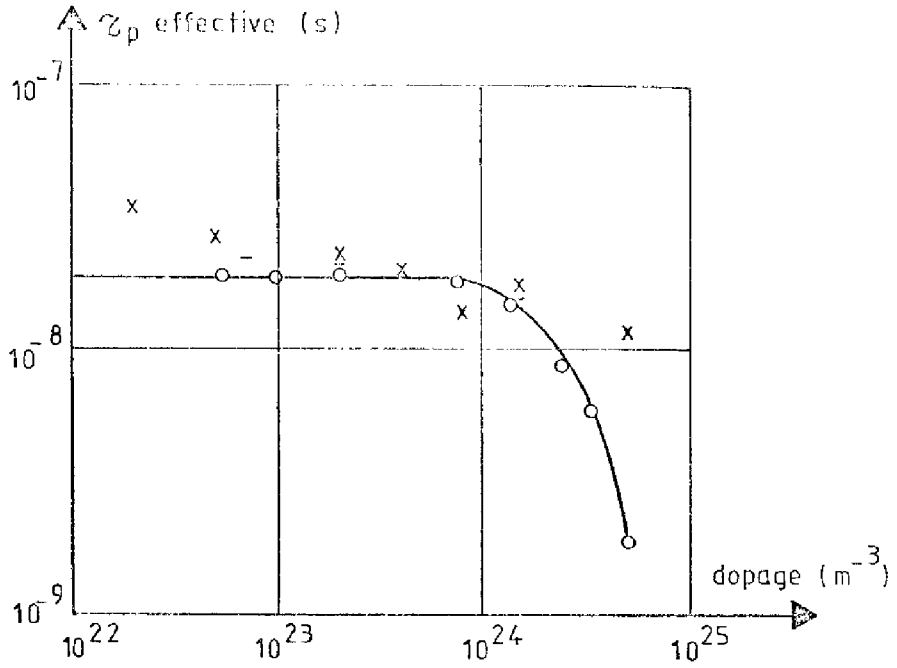


FIGURE (A. 4. a) DUREES DE VIE EFFECTIVES EN FONCTION DU DOPAGE - Ga As TYPE N

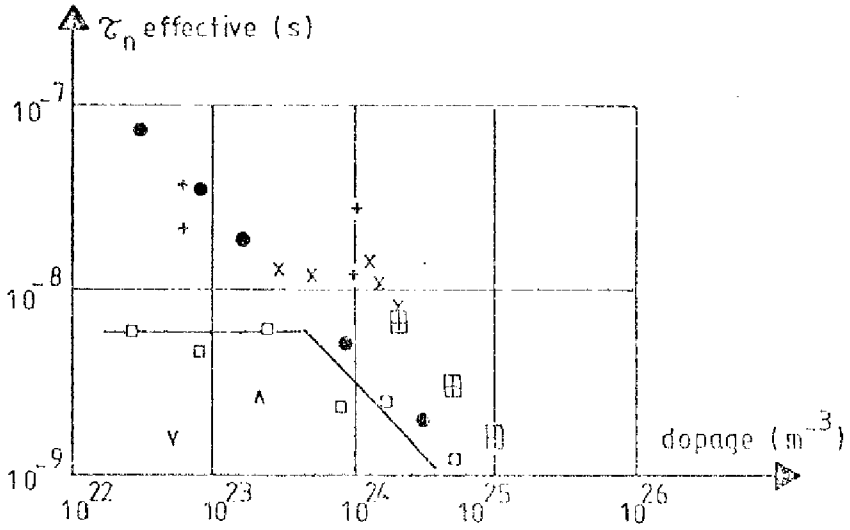


FIGURE (A. 4. b) : DUREES DE VIE EFFECTIVES EN FONCTION DU DOPAGE Ga As TYPE P

niveau de Fermi intrinsèque. A côté des sections de capture, ont été portées des valeurs de durées de vie que l'on peut en déduire (relation A. 18) pour des densités de centres comprises entre 10^{20} m^{-3} et 10^{23} m^{-3}, ce qui définit la gamme des valeurs probables de ces durées de vie de porteurs majoritaires.

Tableau (A.IV)

			τ_p (s)	
	E_t (e.v)	σ_p (m^2)	$N_t = 10^{20} m^{-3}$	$N_t = 10^{23} m^{-3}$
Ga As type P	0,71	$1,2\ 10^{-14}$	$2,45\ 10^{-12}$	$2,45\ 10^{-15}$
	0,73	$1,9\ 10^{-14}$	$1,5\ 10^{-12}$	$1,55\ 10^{-15}$
	0,78	$5,2\ 10^{-16}$	$5,66\ 10^{-11}$	$5,66\ 10^{-14}$
	0,83	$1,7\ 10^{-13}$	$5,78\ 10^{-12}$	$1,73\ 10^{-16}$
			τ_n (s)	
	E_t (e.v)	σ_n (m^2)	$N_t = 10^{20} m^{-3}$	$N_t = 10^{23} m^{-3}$
Ga As type N	0,71	$8,3\ 10^{-17}$	$3,54\ 10^{-10}$	$3,54\ 10^{-13}$
	0,72	$7,7\ 10^{-19}$	$3,82\ 10^{-8}$	$3,82\ 10^{-11}$
	0,78	$4,9\ 10^{-16}$	$6,00\ 10^{-11}$	$6,00\ 10^{-14}$
	0,85	$6,5\ 10^{-17}$	$4,52\ 10^{-10}$	$4,62\ 10^{-13}$

Enfin, en ce qui concerne les mécanismes de recombinaison bande-à-bande, les phénomènes d'absorption, d'émission spontanée et d'émission stimulée ont fait l'objet de très nombreux travaux dont une description détaillée dépasserait le cadre de cette annexe .

Les phénomènes d'émission spontanée peuvent être décrits par un taux de recombinaison radiatif :

$$U_1 = B(np - n_i^2) \qquad (A.18)$$

où la constante B est égale à $\frac{G}{n_o p_o}$, G étant le taux total de génération par unité de volume à l'équilibre thermodynamique.

Le taux G est défini par

$$G = \int_0^\infty \mathcal{J}(E)\, dE \qquad (A.19)$$

où $\mathcal{J}(E)$, intensité d'émission à l'énergie E à l'équilibre thermodynamique, est donnée à partir du principe de bande détaillé [66] par la relation :

$$\mathcal{J}(E) = \frac{8\pi \bar{n} E^2 \alpha(E)}{h^3 c^2 \left(\exp\left(\frac{E}{KT}\right) - 1\right)} \qquad (A.20)$$

où $\alpha(E)$ est le coefficient d'absorption et $\bar{n}$ le coefficient de réfraction.

Si l'on suppose que les bandes sont paraboliques, le coefficient d'absorption $\alpha(E)$ est donné par :

$$\alpha(E) = \frac{q^2 (2m)^{3/2}}{h^3 . c . m_o} \left[(E - g)^{1/2} + P \right] \qquad (A.21)$$

Des expressions (A.19) à (A.21), on peut donc déduire l'expression de B proposée par VARSHNI [67]

$$B = \frac{(2\pi)^{1/2} h q^2 \bar{n}}{M_c C^3 m_o^{5/2} (KT)^{3/2}} \left(\frac{m_o}{m_n^* + m_p^*}\right)^{3/2} \cdot \left(1 + \frac{m_o}{m_n^*} + \frac{m_o}{m_p^*}\right) (E_g)^2_{direct} \qquad (A.22)$$

Dans le tableau (A.V), sont portées les valeurs de B pour différentes concentrations x de $Ga_{1-x} Al_x As$ obtenues à partir de

cette relation et des paramètres déjà présentés dans les paragraphes précédents.

Tableau (A.V)

x	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4
B(m^3/s)	5,71 10^{-16}	5,49 10^{-16}	5,30 10^{-16}	5,14 10^{-16}	5,00 10^{-16}

L'hypothèse des bandes paraboliques n'étant pas satisfaisante, un modèle plus sophistiqué, dit modèle GHLBT - SME [42,46] , prend en compte notamment l'influence des concentrations d'impuretés ionisées sur les densités d'états dans la bande de conduction (phénomène de queue de bande). Un exemple des résultats obtenus par ce modèle pour du Ga As de type P [42] est indiqué dans le tableau (A.VI) : ceux-ci sont comparés aux valeurs obtenues en intégrant la relation (A.19) à partir des valeurs de α(E) mesurées expérimentalement.

Tableau (A.VI)

Dopage	Modèle théorique [42]		Calcul à partir de mesures expérimentales de α(E)	
N_A (m^{-3})	G(m^{-3}/s)	B (m^3/s)	G (m^{-3}/s)	B (m^3/s)
1,2 10^{24}	1,3 10^{-2}	1,9 10^{-16}	2,2 10^{-2}	3,2 10^{-16}
2,4 10^{24}	1,4 10^{-2}	1,7 10^{-16}	2,25 10^{-2}	2,8 10^{-16}
1,6 10^{25}	1,1 10^{-2}	9 10^{-17}	2,08 10^{-2}	1,7 10^{-16}

Enfin différents auteurs [42, 68, 69, 70] ont évalué des valeurs mentionnées de B à partir des mesures de durées de vie effectives plus haut. Un exemple des résultats obtenus pour du Ga As de type P et du Ga As de type N, est porté dans le tableau (A.VII).

Tableau (A.VII)

N_D m^{-3}	B m^3/s	Réf.	N_A m^{-3}	B m^3/s	Réf.
$2\ 10^{23}$	$2,3\ 10^{-17}$	68	$2\ 10^{23}$	$1,3\ 10^{-16}$	69
$1,2\ 10^{23}$	$7\ \ 10^{-17}$	42	$2\ 10^{23}$	$9\ \ 10^{-17}$	70

En conclusion, les dispersions et les incertitudes sur les résultats expérimentaux, la complexité des phénomènes qu'il est nécessaire d'analyser théoriquement, ne permettent pas de définir une valeur précise de la constante B d'une couche de $Ga_{1-x}\ Al_x\ As$ de concentration et de dopage donnés. Cependant la gamme $2\ 10^{-17}\ m^3/s < B < 5\ 10^{-16}\ m^3/s$ constitue le domaine des valeurs les plus probables.

ANNEXE B

COURANT D'ELECTRONS DANS LA ZONE CENTRALE

D'UNE STRUCTURE A SIMPLE HETEROJONCTION

Considérons une structure à simple hétérojonction comme celle schématisée sur la figure (B.1). On se propose de déterminer l'expression de la répartition de l'excès de porteurs minoritaires $(\Delta n)_P$ dans la région P et le courant d'électrons $(J_n)_{x=W_N+X_P}$ qui y sont injectés. On supposera que le champ électrique est nul entre $X = W_N + X_P$ et $X = W_N + W_P$ et que l'hérojonction PP^* est complètement bloquante pour le courant d'électrons, c'est-à-dire $(J_n)_{x=W_N+W_P} = 0$ (cf. paragraphes 2.1, 3.2).

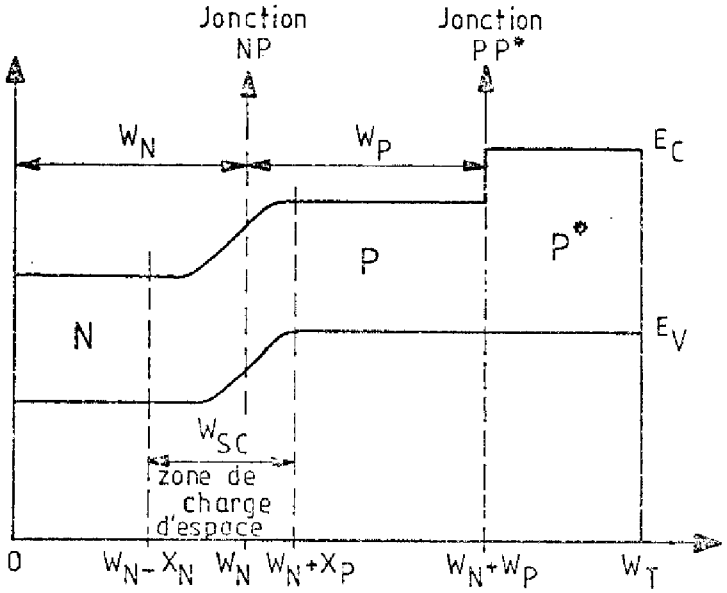


FIGURE (B.1) : SCHEMA DE BANDES D'UNE STRUCTURE A SIMPLE HETEROJONCTION

Dans ces conditions, la répartition de l'excès de porteurs minoritaires $(\Delta n)_P$ est solution de l'équation :

$$D_{nP} \frac{d^2}{dx^2} (\Delta n)_P - \frac{(\Delta n)_P}{(\tau_{eff n})_P} = 0 \qquad (B.1)$$

avec les conditions aux limites

$X = W_N$: $(\Delta n)_P = (\Delta n)_{P\ x=W_N}$ (en négligeant l'épaisseur de charge d'espace X_P)

$x = W_N + W_P$: $(J_n)_{x = W_N + W_P} = 0$ $\quad (\frac{d}{dx} (\Delta n)_P)_{x = W_N + W_P} = 0$

on obtient ainsi

$$(\Delta n)_P (x) = (\Delta n)_{P\, x = W_N} \cdot \frac{ch\left(\frac{W_N + W_P - x}{L_{nP}}\right)}{ch\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right)} \qquad (B.2)$$

avec $L_{nP} = \sqrt{D_{nP} (\tau_{eff n})_P}$

ce qui conduit pour le courant d'électrons $(J_n)_{x = W_N}$ à

$$(J_n)_{x = W_N} = -q (\Delta n)_{P\, x = W_N} \cdot \frac{D_{nP}}{L_{nP}} \; th\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right) \qquad (B.3)$$

Suivant la théorie classique de la jonction, il vient

$$(J_n)_{x = W_N} = -q \frac{D_{nP}}{L_{nP}} \cdot \frac{n_{iP}^2}{N_{AP}} \cdot th\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right) \cdot \left(exp\left(\frac{E_{FN} - E_{FP}}{KT}\right) - 1\right) \qquad (B.4)$$

ou encore

$$(J_n)_{x = W_N} = -q \frac{D_{nP}}{L_{nP}} \cdot \frac{n_{iP}^2}{N_{AP}} \cdot th\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right) \cdot \left(exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right) - 1\right) \qquad (B.5)$$

si la fraction de potentiel appliquée V_c aux bornes de l'hétérojonction PP^* peut être négligée.

ANNEXE C

EXPRESSIONS DES COURANTS D'ELECTRONS ET DE TROUS DANS LES STRUCTURES A DOUBLES HETEROJONCTIONS

Considérons une structure à doubles hétérojonctions telle que celle schématisée sur la figure (C.1). On suppose que la tension appliquée est suffisamment faible pour que la décomposition en zone de charge d'espace et zones quasi-neutres à champ nul soit valable, et pour que dans ces zones quasi-neutres, les densités de porteurs majoritaires soient celles de l'équilibre thermodynamique. On supposera par ailleurs qu'il n'existe pas de courant engendré par recombinaison dans les zones de charge d'espace.

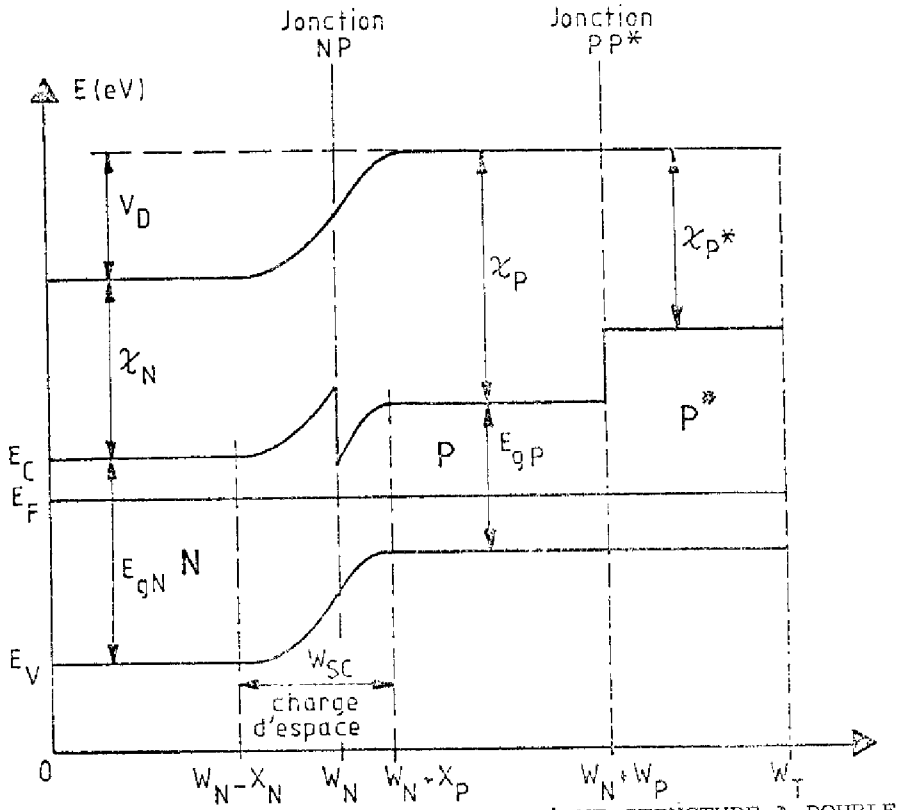


FIGURE (C.1) : STRUCTURE DE BANDE D'UNE STRUCTURE A DOUBLE HETEROJONCTION

Le modèle présenté ci-dessous reprend la méthodologie publiée par W.F. HALL [19], modifiée pour tenir compte de la présence de l'hétérojonction PP*.

Les courants d'électrons et de trous seront définis, en chaque point, par les relations :

$$J_n = \mu_n . n . \frac{dE_{Fn}}{dx} \quad ; \quad J_p = \mu_p . p . \frac{dE_{Fp}}{dx} \qquad (C.1)$$

$$n = N_c \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_c}{KT}\right) \quad ; \quad p = N_v \exp\left(-\frac{E_{Fn} - E_v}{KT}\right) \tag{C.2}$$

$$E_c = -\chi - qV \quad ; \quad E_v = -\chi - qV - E_g \tag{C.3}$$

C. 1. Expression du courant d'électrons

Les relations (C.1), (C.2) et (C.3) donnent :

$$\frac{d}{dx}\left(\exp\left(\frac{E_{Fn}}{KT}\right)\right) = \frac{J_n}{qD_n} \cdot \frac{1}{N_c} \exp\left(\frac{E_c}{KT}\right) \tag{C.4}$$

L'intégration de la relation (C.4) entre les bornes $W_N - X_N$ et $W_N + X_P$ de la charge d'espace de l'hétérojonction NP conduit à

$$\exp\left(\frac{E_{Fn}(W_N + X_P)}{KT}\right) - \exp\left(\frac{E_{Fn}(X_N)}{KT}\right) = \int_{W-X_N}^{W_N+X_P} \frac{J_n}{qD_n} \cdot \frac{1}{N_c} \exp\left(\frac{E_c}{KT}\right) dx \tag{C.5}$$

En $W_N - X_N$, la densité des porteurs majoritaires $n(W_N - X_N)$ est pratiquement égale à celle N_{DN} de l'équilibre thermodynamique d'où

$$\exp\left(\frac{E_{Fn}(X_N)}{KT}\right) = \frac{N_{DN}}{N_{CN}} \exp\left(\frac{E_{CN}}{KT}\right) \tag{C.6}$$

Des relations (C.2), (C.5) et (C.6) il vient donc

$$n(W_N + X_P) - N_{CP} \cdot \frac{N_{DN}}{N_{CN}} \exp\left(\frac{E_{CN} - E_{CP}}{KT}\right) = \int_{W_N - X_N}^{W_N + X_P} \frac{J_n}{qD_n} \cdot \frac{N_{CP}}{N_C} \cdot \exp\left(-\frac{E_{CP} - E_C}{KT}\right) dx \tag{C.7}$$

compte tenu du fait que le courant est constant à travers la zone de charge d'espace, en définissant l'excès de porteurs par

$$(\Delta n)_P(X) = n_P(x) - \frac{n_{iP}^2}{N_{AP}} \tag{C.8}$$

et à partir de l'expression de la tension de diffusion

$$\frac{q}{KT} V_D = \log\left(\frac{\bar{n}_N}{\bar{n}_P} \cdot \frac{N_{CP}}{N_{CN}}\right) + \frac{\chi_N - \chi_P}{KT} \tag{C.9}$$

On déduit de l'expression (C.7)

$$(\Delta n)_{P(W_N+X_P)} = \frac{n_{iP}^2}{N_{AP}}\left(\exp\left(\frac{qV_{NP}}{KT}\right)-1\right) + J_n \int_{W_N-X_N}^{W_N+X_P} \frac{1}{qD_n}\cdot\frac{N_{CP}}{N_C}\exp\left(-\frac{E_{CP}-E_C}{KT}\right)dx \qquad (C.10)$$

en appelant V_{NP} la fraction de tension appliquée qui apparait aux bornes de la charge d'espace de l'hétérojonction NP.

Suivant la méthode déjà exposée dans l'annexe B, les phénomènes de diffusion dans la zone P, associés à la condition $J_n = 0$ à l'hétérojonction PP*, conduisent à :

$$J_n\,(W_N + X_P) = -q\,\frac{D_{nP}}{L_{nP}}\,th\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right)(\Delta n)_P\,(W_N+X_P) \qquad (C.11)$$

et par suite :

$$J_n = -q\,\frac{D_{nP}}{L_{nP}}\cdot\frac{n_{iP}^2}{N_{AP}}\cdot th\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right)\frac{\exp\left(\frac{qV_{NP}}{KT}\right)-1}{1+\vartheta} \qquad (C.12)$$

avec

$$\vartheta = \frac{1}{L_{nP}}\,th\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right)\int_{W_N-X_N}^{W_N+X_P}\frac{D_{nP}}{D_n}\cdot\frac{N_{CN}}{N_C}\exp\left(\frac{E_C-E_{CP}}{KT}\right)dx \qquad (C.13)$$

C.2. Expression du courant de trous

Par la même méthode que celle exposée au paragraphe précédent, on montre que

$$(\Delta P)_N(W_N-X_N) = \frac{n_{iN}^2}{N_{DN}}\left(\exp\left(\frac{qV_{NP}}{KT}\right)-1\right) + J_P\int_{W_N-X_N}^{W_N+X_P}\frac{1}{qD_P}\cdot\frac{N_{VN}}{N_V}\exp\left(\frac{E_{VN}-E_V}{KT}\right)dx \qquad (C.14)$$

La théorie classique du courant de diffusion donne par ailleurs

$$J_P(W_N-X_N) = -q\,\frac{D_{PN}}{L_{PN}}\cdot\frac{n_{iN}^2}{N_{DN}}\,\coth\left(\frac{W_N}{L_{PN}}\right)(\Delta P)_N\,(W_N-X_N) \qquad (C.15)$$

et par suite

$$J_p = -q \frac{D_{PN}}{L_{PN}} \cdot \frac{n_{iN}^2}{N_{DN}} \coth\left(\frac{W_N}{L_{PN}}\right) \frac{\exp\left(\frac{qV_{NP}}{KT} - 1\right)}{1 + \pi} \tag{C.16}$$

avec

$$\pi = \frac{1}{L_{PN}} \coth\left(\frac{W_N}{L_{PN}}\right) \int_{W_N - X_N}^{W_N + X_P} \frac{D_{PN}}{D_P} \cdot \frac{N_{VN}}{N_V} \exp\left(\frac{E_{VN} - E_V}{KT}\right) \tag{C.17}$$

C.3. <u>Expression du courant d'électrons dans le cas de l'approximation du potentiel linéaire</u>

Il est possible de déterminer une expression analytique du facteur ν donné par la relation (C.13) si l'on suppose une variation linéaire du potentiel dans la zone de charge d'espace de l'hétérojonction NP.

Dans ce cas, on a

$$V_{(x)} = \frac{V_D - V_{NP}}{W_{SC}} \left(x - (W_N - X_N)\right) \tag{C.18}$$

W_{SC} étant l'épaisseur totale de la charge d'espace. Par ailleurs, on pose

$$V(W_N - X_N) = 0 \; ; \; V(W_N + X_P) = V_D - V_{NP} \tag{C.19}$$

et par suite

$$V(W_N) = K_P (V_D - V_{NP}) = (1 - K_N)(V_D - V_{NP})$$

avec $$\frac{1}{K_N} = 1 + \frac{\varepsilon_N \cdot N_{DN}}{\varepsilon_P \cdot N_{AP}}$$

L'expression (C.13) s'écrit

$$\nu = \frac{1}{L_{np}} th\left(\frac{W_P}{L_{np}}\right) \left(I_1 + I_2 \right) \tag{C.20}$$

avec

$$I_1 = \int_{W_N - X_N}^{W_N} \frac{D_{nP}}{D_n} \cdot \frac{N_{CP}}{N_C} \exp\left(\frac{\chi_P - \chi_N}{KT}\right) \exp\left(-\frac{qV(x)}{KT}\right) dx \qquad (C.21)$$

$$I_2 = \int_{W_N}^{W_N + X_P} \frac{D_{nP}}{D_n} \cdot \frac{N_{CP}}{N_C} \exp\left(\frac{\chi_P - \chi_N}{KT}\right) \exp\left(-\frac{qV(x)}{KT}\right) dx \qquad (C.22)$$

Compte tenu de (C.19), ces deux intégrales sont égales à

$$I_1 = -\frac{D_{nP}}{D_{nN}} \cdot \frac{N_{CP}}{N_{CN}} \cdot \frac{W_{SC}}{V_D - V_{NP}} \cdot \frac{KT}{q} \exp\left(\frac{\chi_P - \chi_N}{KT}\right)\left\{\exp\left(-K_P\left(q\frac{V_D - V_{NP}}{KT}\right) - 1\right)\right\} \qquad (C.23)$$

et

$$I_2 = -\frac{W_{SC}}{V_D - V_{NP}} \frac{KT}{q}\left\{\exp\left(-K_N \cdot q\frac{V_D - V_{NP}}{KT}\right) - 1\right\} \qquad (C.24)$$

Les relations (C.13), (C.23), (C.24) conduisent donc à

$$J_n = -q\frac{D_{nP}}{L_{nP}} \cdot \frac{n_{iP}^2}{N_{AP}} \cdot th\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right) \cdot \frac{\left(\exp\left(\frac{qV_{NP}}{KT}\right) - 1\right)}{1 + \nu} \qquad (C.25)$$

avec

$$\nu = \frac{W_{SC}}{L_{nP}} \cdot \frac{KT}{q} \frac{1}{V_D - V_{NP}} \cdot th\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right)\left\{\frac{D_{nP}}{D_{nC}} \cdot \frac{N_{CP}}{N_{CN}} \exp\left(\frac{\chi_P - \chi_N}{KT}\right)\right.$$
$$\left.\left(1 - \exp\left(-K_P q\frac{V_D - V_{NP}}{KT}\right)\right) - \left(\exp\left(-qK_N\frac{V_D - V_a}{KT}\right) - 1\right)\right\} \qquad (C.26)$$

Si la condition $\nu \gg 1$ est satisfaite, l'expression (C.25) se réduit à

$$J_n = -q\frac{D_{nN}}{W_{SC}} N_{DN} \frac{q(V_D - V_{NP})}{KT} \frac{\exp\left(-K_N\frac{qV_D}{KT}\right)\left\{\exp\left(K_N\frac{qV_{NP}}{KT}\right) - \exp\left(-K_P\frac{qV_{NP}}{KT}\right)\right\}}{\left\{1 - \exp\left(-K_N q\frac{V_D - V_{NP}}{KT}\right)\right\}} \qquad (C.27)$$

ou encore, compte tenu du poids de chaque terme :

$$J_n = -q\frac{D_{nN}}{W_{S.C}} \cdot N_{DN} \cdot \frac{q(V_D - V_{NP})}{KT} \exp\left(-K_N\frac{qV_D}{KT}\right) \cdot \exp\left(K_N\frac{qV_{NP}}{KT}\right) \qquad (C.28)$$

ANNEXE D

COURANT DE RECOMBINAISON DANS LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE

Le courant de recombinaison issu de la zone de charge d'espace de l'homojonction ou de l'hétérojonction NP d'une structure à simple hétérojonction ou à doubles hétérojonctions, a pour expression générale, dans le cas d'un centre de recombinaison obéissant à la loi S.H.R

$$J_{rg} = -q \int_{W_J - X_N}^{W_J + X_P} \frac{(np - n_i^2)}{(n+n_1)\,\tau_p(x) + (p+p_1)\,\tau_n(x)}\, dx \qquad (D.1)$$

$(W_J - X_N)$ et $(W_J + X_P)$ étant les abscisses des limites de la charge d'espace côté N et côté P, et

$$n_1 = n_i \exp\left(\frac{E_T - E_i}{KT}\right), \qquad p_1 = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_T}{KT}\right)$$

Depuis les premiers résultats publiés par SAH et al [71] l'analyse de ce courant de recombinaison a fait l'objet de nombreux travaux en fonction, en particulier, du rapport des durées de vie et du niveau d'énergie du centre piège. Cependant ces travaux n'ont considéré que le cas d'une homojonction comportant le même centre piège dans les zone N et P.

Dans les paragraphes qui suivent, nous examinerons au contraire le cas d'un centre piège situé au niveau de Fermi intrinsèque des régions N et P d'une homojonction ou d'une hétérojonction et présentant des durées de vie différentes dans chacune de ces régions.

D. 1. Cas d'une structure à simple hétérojonction

Si l'on considère une homojonction dans laquelle un centre piège situé au niveau de Fermi intrinsèque, présente les durées de vie τ_{nN}, τ_{pN} et τ_{nP}, τ_{pP} côté N et côté P, l'expression (D.1) devient :

$$J_{rg} = -q \left(\int_{W_J - X_N}^{W_J} \frac{(pn - n_i^2)\, dx}{(n+n_1)\,\tau_{pN} + (p+p_1)\,\tau_{nN}} + \int_{W_J}^{W_J + X_P} \frac{(np - n_i^2)\, dx}{(n+n_1)\,\tau_{pP} + (p+p_1)\,\tau_{nP}} \right) \qquad (D.2)$$

Comme les pseudo-niveaux de Fermi sont constants dans la zone de charge d'espace, le produit pn est constant et égal à :

$$pn = n_i^2 \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{KT}\right) = n_i^2 \exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right) \qquad (D.3)$$

Par ailleurs, la concentration d'électrons obéit à :

$$n = N_C \exp\left(-\frac{E_{CN_0} - qV(x) - E_{Fn}}{KT}\right) \tag{D.4}$$

et par suite

$$\frac{dn}{dv} = \frac{KT}{q}\, n \tag{D.5}$$

Si de plus, on identifie la variation du potentiel à sa tangente au point d'inflexion :

$$V(x) = \frac{V_D - V_a}{W'_{SC}}\left(x - (W_N - X_N)\right) \tag{D.6}$$

avec $W'_{SC}{}^{(*)} = \frac{W_{SC}}{2} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{2\epsilon}{q}\left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right)\left|V_D + V_a\right|}$

il vient $$\frac{dV}{dx} = \frac{V_D - V_a}{W'_{SC}} \tag{D.7}$$

et l'expression (D.2) devient

$$J_{rg} = -\left(KT\frac{W'_{SC}}{V_D - V_a}\left(\exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right) - 1\right)\int_{(W_N - X_N)}^{n(W_J)} \frac{dn}{\tau_{pN}\cdot n^2 + (n_1\tau_{pN} + P_1\tau_{nN})\,n + \tau_{nN}P_n}\right.$$
$$\left. + KT\frac{W'_{SC}}{V_D - V_a}\left(\exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right) - 1\right)\int_{n(W_J)}^{n(W_J + X_P)} \frac{dn}{\tau_{pp}n^2 + (n_1\tau_{pp} + P_1\tau_{np}) + \tau_{np}P_n}\right) \tag{D.8}$$

(*) Il a été observé que, pour toutes les structures au Ga As et $Ga_{1-x}Al_x$ As que nous avons étudiées, l'approximation $W'_{SC} = \frac{1}{2} W_{SC}$ conduit à des écarts par rapport aux résultats de la simulation numérique exacte obtenus à partir du programme présenté dans le chapitre 1. Il s'est avéré qu'une largeur fictive de la zone de charge d'espace $W'_{SC} \neq 0{,}65\ W_{SC}$ permettait d'obtenir un meilleur accord entre simulation numérique et expressions analytiques.

Si les valeurs des durées de vie et les conditions de polarisation sont telles que soient satisfaites les conditions

$$\left(n_1 \tau_{pN} + p_1 \tau_{nN} \right)^2 < \left(4 \tau_{nN} \tau_{pN} n_i^2 \exp \frac{qV_a}{KT} \right) \qquad \text{(côté N)} \qquad (D.9)$$

$$\left(n_1 \tau_{pp} + p_1 \tau_{np} \right)^2 < \left(4 \tau_{np} \tau_{pp} n_i^2 \exp \frac{qV_a}{KT} \right) \qquad \text{(côté P)} \qquad (D.10)$$

L'intégration de (D.8) conduit à :

$$J_{rg} = q \left[KT \frac{W'_{SC}}{V_D - V_a} \frac{2 n_i^2 \exp\left(\left(\frac{qV_a}{KT}\right) - 1\right)}{\sqrt{4 \tau_{nN} \tau_{pN} n_i^2 \exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)}} \left\{ \mathrm{Arctg}\left(\frac{2 \tau_{pN}\, n(W_N - X_N)}{\sqrt{4 \tau_{nN} \tau_{pN} n_i^2 \exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)}} \right) \right.\right.$$

$$\left.\left. - \mathrm{Arctg}\left(\frac{2 \tau_{pN}\, n(W_J)}{\sqrt{4 \tau_{nN} \tau_{pN} n_i^2 \exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)}} \right) \right\} \right] + \left[KT \frac{W'_{SC}}{V_D - V_a} \frac{2 n_i^2 \exp\left(\left(\frac{qV_a}{KT}\right) - 1\right)}{\sqrt{4 \tau_{np} \tau_{pp} n_i^2 \exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)}} \right.$$

$$\times \left\{ \mathrm{Arctg}\left(\frac{2 \tau_{pp}\, n(W_J)}{\sqrt{4 \tau_{np} \tau_{pp} n_i^2 \exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)}} \right) - \mathrm{Arctg}\left(\frac{2 \tau_{pp}\, n(W_J + W_p)}{\sqrt{4 \tau_{np} \tau_{pp} n_i^2 \exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)}} \right) \right\}$$

(D.11)

Bien que cela ne puisse pas être établi de façon rigoureuse il s'avère numériquement que, pour des valeurs de durées de vie que nous avons retenues pour le $Ga_{1-x}\,Al_x\,As$ et pour des tensions de polarisation supérieures à 0,5 volt, la fonction $\mathrm{Arctg}\left(\frac{2(\tau_{ni}\; n(x_i))}{\sqrt{4 \tau_{ni} \tau_{pi} n_i^2 \exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)}} \right)$ tend vers $\frac{\pi}{2}$ lorsque $n(x_i)$ est de l'ordre de grandeur des densités de porteurs majoritaires ($>10^{22}\ m^{-3}$) à l'équilibre, et tend vers 0 lorsque $n\ (x_i)$ est de l'ordre de grandeur des densités de porteurs minoritaires à l'équilibre ($<10^{15}$) . Dans ces conditions, à bas niveau de polarisation, on aura :

$$\text{Si } N_{DN} > N_{AP} \ : \quad \mathrm{Arctg}\left(\frac{2 \tau_{pN}\, n(W_N - X_N)}{\sqrt{4 \tau_{nN} \tau_{pN} n_i^2 \exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)}} \right) = \frac{\pi}{2} \qquad (D.12)$$

$$\mathrm{Arctg}\left(\frac{2 \tau_{pN}\, n(W_J)}{\sqrt{A \tau_{nN} \tau_{pN} n_i^2 \exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)}} \right) = 0 \qquad (D.13)$$

$$\mathrm{Arctg}\left(\frac{2\,\tau_{pp}\;n(W_J)}{\sqrt{4\,\tau_{np}\,\tau_{pp}\,n_i^2\,\exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)}}\right) = \frac{\pi}{2} \qquad (D.14)$$

$$\mathrm{Arctg}\left(\frac{2\tau_{pp}\;\;n(W_J+X_P)}{\sqrt{4\,\tau_{np}\;\tau_{pp}\;n_i^2\;\exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)}}\right) = \frac{\pi}{2} \qquad (D.15)$$

et si $N_{AP} > N_{DN}$:

$$\mathrm{Arctg}\left(\frac{2\tau_{pN}\;\;n(W_N-X_N)}{\sqrt{4\,\tau_{nN}\,\tau_{pN}\,n_i^2\,\exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)}}\right) = \frac{\pi}{2} \qquad (D.16)$$

$$\mathrm{Arctg}\left(\frac{2\tau_{pN}\;\;n(W_J)}{\sqrt{4\,\tau_{nN}\,\tau_{pN}\,n_i^2\,\exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)}}\right) = \frac{\pi}{2} \qquad (D.17)$$

$$\mathrm{Arctg}\left(\frac{2\tau_{pp}\;\;n(W_J)}{\sqrt{4\,\tau_{np}\,\tau_{pp}\,n_i^2\,\exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)}}\right) = \frac{\pi}{2} \qquad (D.18)$$

$$\mathrm{Arctg}\left(\frac{2\tau_{pp}\;\;n(W_J+X_P)}{\sqrt{4\,\tau_{np}\,\tau_{pp}\,n_i^2\,\exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)}}\right) = 0 \qquad (D.19)$$

et par suite le courant de recombinaison dans la charge d'espace obéira aux relations :

$$J_{rg} = -\frac{KT}{\sqrt{\tau_{nN}\,\tau_{pN}}}\cdot n_i\cdot\frac{W'_{SC}}{(V_D-V_a)}\cdot\exp\left(\frac{qV_a}{2KT}\right) \qquad \text{Si } N_{DN}<N_{AP} \qquad (D.20)$$

$$J_{rg} = -\frac{KT}{\sqrt{\tau_{np}\,\tau_{pp}}}\cdot n_i\cdot\frac{W'_{SC}}{(V_D-V_a)}\cdot\exp\left(\frac{qV_a}{2KT}\right) \qquad \text{Si } N_{AP}<N_{DN} \qquad (D.21)$$

De façon plus générale, à condition de supposer que les dopages sont suffisamment différents pour que la concentration de porteurs libres à la jonction soit voisine de la concentration de porteurs à la limite de la zone de charge d'espace du côté le plus fortement dopé, le courant J_{rg} obéira, à tout niveau de polarisation, aux relations :

Si $N_{DN} < N_{AP}$

$$J_{rg} = q\left[KT\,\frac{W'_{SC}}{V_D-V_a}\cdot n_i^2\cdot\left(\exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)-1\right)\;\frac{2}{\sqrt{\mu\,\tau_{nN}\,\tau_{pN}\,n_i^2\exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)}}\right]\times$$

$$\left(\mathrm{Arctg}\left(\frac{2\,\tau_{pN}\cdot n(W_N-X_N)}{\sqrt{4\,\tau_{nN}\,\tau_{pN}\,n_i^2\exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)}}\right)-\mathrm{Arctg}\left(\frac{2\,\tau_{pN}\;\cdot\;n(W_J)}{\sqrt{\mu\,\tau_{nN}\,\tau_{pN}\,n_i^2\exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)}}\right)\right. \qquad (D.22)$$

avec $n(W_N-X_N) = N_{DN}$ $\qquad n(W_J) = N_{DN}\;\exp\left(-\frac{N_{AP}}{N_{DN}+N_{AP}}\cdot\frac{q(V_D-V_a)}{KT}\right)$ $\qquad$ (D.23)

et si $N_{AP} < N_{DN}$

$$J_{rg} = q\left[KT\,\frac{W'_{SC}}{V_D - V_a}\,n_i^2\left(\exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)-1\right)\cdot\frac{2}{\sqrt{4\tau_{nP}\tau_{pP}n_i^2\exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)}}\right]\times$$

$$\left(\mathrm{Arctg}\left(\frac{2\tau_{pP}\,n(W_J)}{\sqrt{4\tau_{nP}\tau_{pP}n_i^2\exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)}}\right)-\mathrm{Arctg}\left(\frac{2\tau_{pP}\,n(W_J+X_P)}{\sqrt{4\tau_{nP}\tau_{pP}n_i^2\exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)}}\right)\right) \qquad (D.24)$$

avec $n(W_J) = N_{DN}\exp\left(-\frac{N_{AP}}{N_{AP}+N_{DN}}\,\frac{q(V_D-V_a)}{KT}\right)$ et $n(W_J+X_P) = N_{DN}\exp\left(-\frac{q(V_D-V_a)}{KT}\right)$ (D.25)

D. 2. Cas d'une structure à doubles hétérojonctions

Pour ce type de structure, si l'hétérojonction NP est de type D (cas $\nu \ll 1$), les développements exposés au paragraphe précédent restent valables (à condition de distinguer n_{iN} et n_{iP} pour les 2 côtés de l'hétérojonction) puisque les niveaux de Fermi restent constants sur l'ensemble de la région de charge d'espace.

On obtient donc

- à bas niveau de polarisation

$$J_{rg} = -\frac{KT}{\sqrt{\tau_{nN}\tau_{pN}}}\cdot n_{iN}\cdot\frac{W'_{SC}}{(V_D - V_a)}\cdot\exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right) \quad \text{si } N_{DN} < N_{AP} \qquad (D.26)$$

- et plus généralement

$$J_{rg} = q\left[\frac{KT\,W'_{SC}}{V_D - V_a}\cdot\frac{2\,n_{iN}^2\left(\exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)-1\right)}{\sqrt{4\tau_{nN}\tau_{pN}n_{iN}^2\exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)}}\right]\times$$

$$\left[\mathrm{Arctg}\left(\frac{2\tau_{pN}\cdot n(W_N-X_N)}{\sqrt{4\tau_{nN}\tau_{pN}n_{iN}^2\exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)}}\right)-\mathrm{Arctg}\left(\frac{2\tau_p\cdot n(W_J)}{\sqrt{4\tau_{nN}\tau_{pN}n_{iN}^2\exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)}}\right)\right] \qquad (D.27)$$

avec $n(W_N-X_N) = N_{DN}$ et $n(W_J) = N_{DN}\exp\left(\frac{-N_{AP}}{N_{DN}+N_{AP}}\cdot\frac{q(V_D - V_a)}{KT}\right)$ (D.28)

Si l'hétérojonction NP est de type S ($\nu \gg 1$), il y a lieu de tenir compte de la discontinuité ΔE_F du pseudo-niveau de Fermi pour déterminer le produit pn(x) et la densité n(x) dans la région P.

Cependant, même dans ce cas, pour les valeurs des paramètres du $G_{1-x}Al_xAs$, l'intégrale du taux de recombinaison dans la région P reste encore négligeable lorsque $N_{DN} < N_{AP}$, et les expressions (D.26) et (D.27) pourront être encore utilisées.

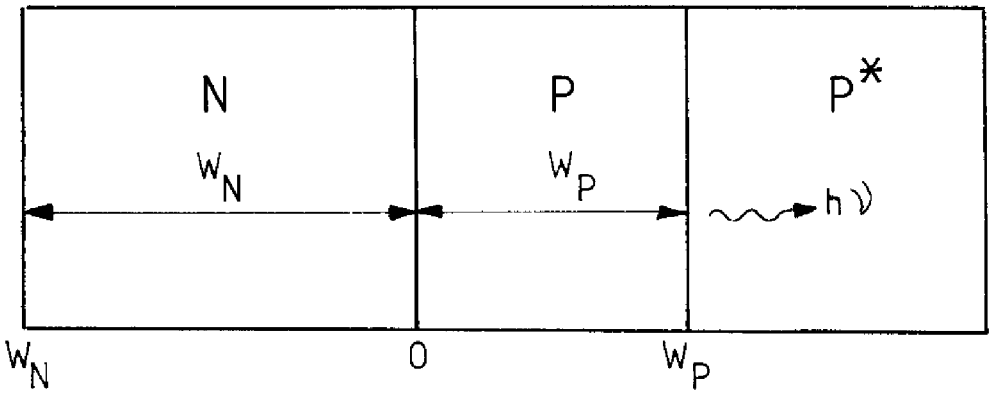
ANNEXE E

EVALUATION DE L'INFLUENCE DES PHENOMENES D'ABSORPTION

Le but de ce paragraphe est d'évaluer l'influence des phénomènes d'absorption interne, pour définir en particulier, et au premier ordre, l'influence de l'épaisseur de la zone centrale P. On ne se préoccupera pas des phénomènes de réémission qui peuvent être associés à la recombinaison de la paire électron-trou créée par absorption.

On considèrera une structure à simples ou doubles hétérojonctions schématisée sur la figure E.1, et on n'examinera que le flux de lumière qui se propage perpendiculairement aux interfaces, dans la direction de la zone P^* supposée transparente au rayonnement.

On ne considèrera enfin que le cas des faibles niveaux d'injection



FIGURE(E.1)

E. 1. Intensité de lumière émise par la zone N

L'intensité de lumière émise par la zone N, quittant la zone P^* dans la direction perpendiculaire aux interfaces, sera définie par

$$q\,\mathcal{L}_N = -A_N\left(\int_0^{W_N} q\,\frac{\Delta P(x)}{(\tau_{rp})_N}\,\exp(-\alpha x)\,dx\right)\exp(-\alpha W_P) \qquad \text{(E.1)}$$

en prenant l'origine des abscisses à l'hétérojonction ou à la jonction NP

et le sens positif des abscisses vers la zone N, α étant le coefficient d'absorption et A_N une constante de proportionnalité

comme $$\Delta p(x) = \Delta P(0) \frac{sh \frac{W_N - x}{L_{PN}}}{sh \frac{W_N}{L_{PN}}} \qquad (E.2)$$

l'intégration de (E.1) conduit à

$$q\,\mathcal{L}_N = -\frac{A_N}{\alpha^2 L_{PN}^2 - 1} \cdot q \cdot L_N \left(1 - L_{PN} \cdot \alpha \cdot th\left(\frac{W_N}{L_{PN}}\right) - \frac{exp(-\alpha W_N)}{ch\left(\frac{W_N}{L_{PN}}\right)} \cdot exp(-\alpha W_P)\right) \qquad (E.3)$$

Lorsque W_N est suffisamment grand, cette expression se simplifie en :

$$q\,\mathcal{L}_N = \frac{A_N}{1 + \alpha L_{PN}} \cdot q\, L_N \cdot exp(-\alpha W_P) \qquad (E.4)$$

E. 2. Intensité de lumière émise par la zone P

L'intensité de lumière émise par la zone P, quittant la zone P* dans la direction perpendiculaire à l'interface, est déterminée par :

$$q\,\mathcal{L}_P = -A_P \int_0^{W_P} q \frac{\Delta n(x)}{(\tau_{rn})_P} \cdot exp(-\bar{\alpha}(W_P - x)) \cdot dx \qquad (E.5)$$

en prenant l'origine des abscisses à l'hétérojonction ou à la jonction NP et le sens positif des abscisses vers la zone P, A_P étant la constante de proportionnalité.

Comme $$\Delta n(x) = \Delta n(0) \frac{ch\left(\frac{W_P - x}{L_{nP}}\right)}{ch\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right)} \qquad (E.6)$$

l'intégration de (E.5) conduit à

$$q\,\mathcal{L}_P = \frac{-A_N \cdot q}{1 - \alpha^2 L_{nP}^2} \cdot \frac{\Delta n(0)}{(\tau_{rn})_P} \cdot \frac{L_{nP}}{ch\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right)} \left(\alpha L_{nP} \cdot ch\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right) + sh\left(\frac{W_P}{L_{nP}}\right) - \alpha L_{nP}\, exp(\alpha W_P)\right) exp(-\alpha W_P) \qquad (E.7)$$

ou encore

$$q\,\mathcal{L}_P = \frac{A_N}{\alpha^2 L_{np}^2 - 1}\, q L_p \left(1 + \alpha L_{np} \coth \frac{W_N}{L_{np}} - \frac{\alpha L_{np}}{ch \frac{W_p}{L_{np}}} \exp(\alpha W_p)\right) \exp(-\alpha W_p) \qquad (E.8)$$

On peut trouver une expression équivalente à cette relation complexe en supposant que $\Delta n(x)$ est constant dans la région P.On a alors

$$q\,\mathcal{L}_P = A_p\, q L_p \frac{1}{\alpha N_p} \left[1 - \exp(-\alpha W_p)\right] \qquad (E.9)$$

E. 3. Intensité de lumière émise par la zone de charge d'espace

Etant donné que l'intensité de lumière émise par l'hétérojonction NP est négligeable dans le cas des structures à doubles hétérojonctions, nous ne considérons dans ce paragraphe, que le cas simple des structures à simple hétérojonciton.

Dans ce cas, la lumière quittant la zone P^* dans la direction perpendiculaire aux interfaces, en négligeant l'épaisseur de la zone de charge d'espace du côté P plus fortement dopé, sera égale à :

$$q\,\mathcal{L}_{rg} = -q\, A_{rg} \left(\int_0^{W_{sc}} B(pn - n_i^2) . \exp(-\alpha x) . dx \right) . \exp(-\alpha W_p) \qquad (E.10)$$

en prenant l'origine des abscisses à la jonction et le sens positif des abscisses vers la zone N, Arg étant une constante de proportionnalité.

L'intégration de (E.10) conduit à

$$q\,\mathcal{L}_{rg} = -q\, A_{rg} . \left[B(pn - n_i^2) . W_{sc}\right] . \frac{1 - \exp(-\alpha W_{sc})}{\alpha W_{sc}} . \exp(-\alpha W_p) \qquad (E.11)$$

soit

$$q\,\mathcal{L}_{rg} = A_{rg} . q L_{rg} \left(\frac{1 - \exp(-\alpha W_{sc})}{\alpha W_{sc}} \right) . \exp(-\alpha W_p) \qquad (E.12)$$

ANNEXE F

ENSEMBLES DE CARACTERISATION EXPERIMENTALE

F. 1. Caractéristique I(V) en régime statique

Le montage utilisé est représenté sur la figure F.1 ; il est piloté par calculateur ; le tracé de la courbe V(log I) est directement obtenu sur table traçante pour une gamme de courant qui s'étend entre 1 p.A et 10 m.A.

F. 2. Caractéristique I(V) en régime impulsionnel

Le montage est reporté sur la figure F.2. Le rapport cyclique des impulsions de tension est de 1 ms/100 ms. Le courant est mesuré en relevant la chute de tension aux bornes d'une résistance (1Ω) au moyen d'un oscilloscope ou d'un voltmètre de crête dans une gamme comprise entre 0,5 mA et 1 A.

F. 3. Caractéristique C^{-2} (V) sous polarisation inverse

Le montage correspondant est schématisé sur la figure F.3 ; il est piloté par calculateur. La caractéristique C^{-2} (V) est tracée directement sur table traçante.

F. 4. Spectre de la lumière émise L (λ)

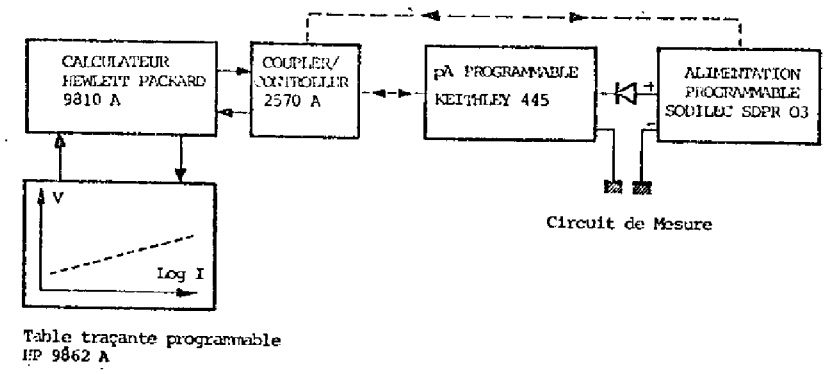
Le montage est schématisé sur la figure F.4. La lumière émise par la structure est analysée par un monochromateur et détectée par un photomultiplicateur dont le signal est reporté sur une table traçante.

F. 5. Caractéristique L(V)

Le schéma correspondant à ce montage est reporté sur la figure F.5 . La détection des impulsions de lumière s'effectue par un photomultiplicateur étalonné. Le signal détecté est mesuré au moyen d'un oscilloscope. La lumière émise est égale à :

$$qL = \frac{I_{PM}}{T_F \cdot T_L \cdot S} \cdot \frac{q\lambda}{hc} \qquad (F.1)$$

T_F, T_L sont les coefficients de transmission de la lame atténuatrice et des lentilles traversées par le rayon lumineux, S est la sensibilité du photomultiplicateur correspondant à la longueur d'onde λ .



FIGURE(F.1): CARACTERISATION I(V) BAS-NIVEAU

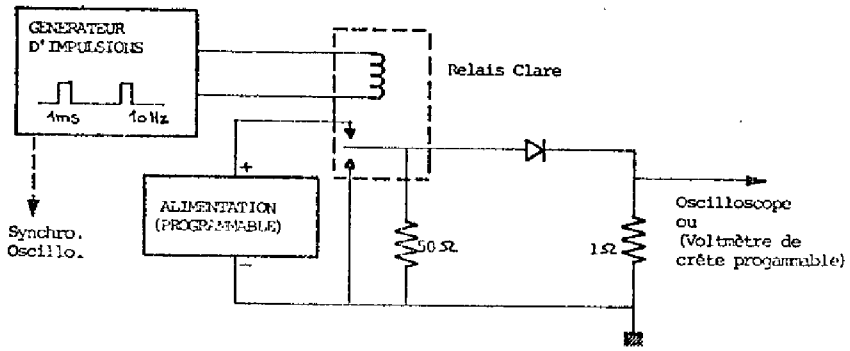


FIGURE (F.2) : CARACTERISATION I (V) HAUT-NIVEAUX

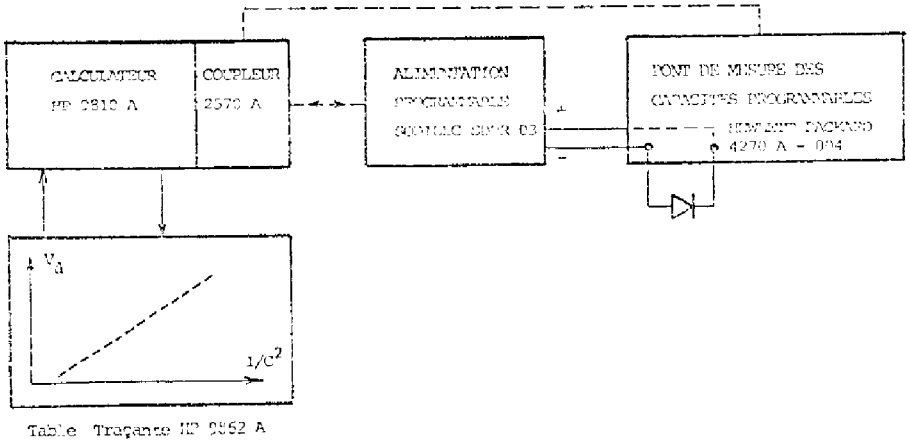


FIGURE (F.3) : CARACTERISATION $1/C^2$ (V)

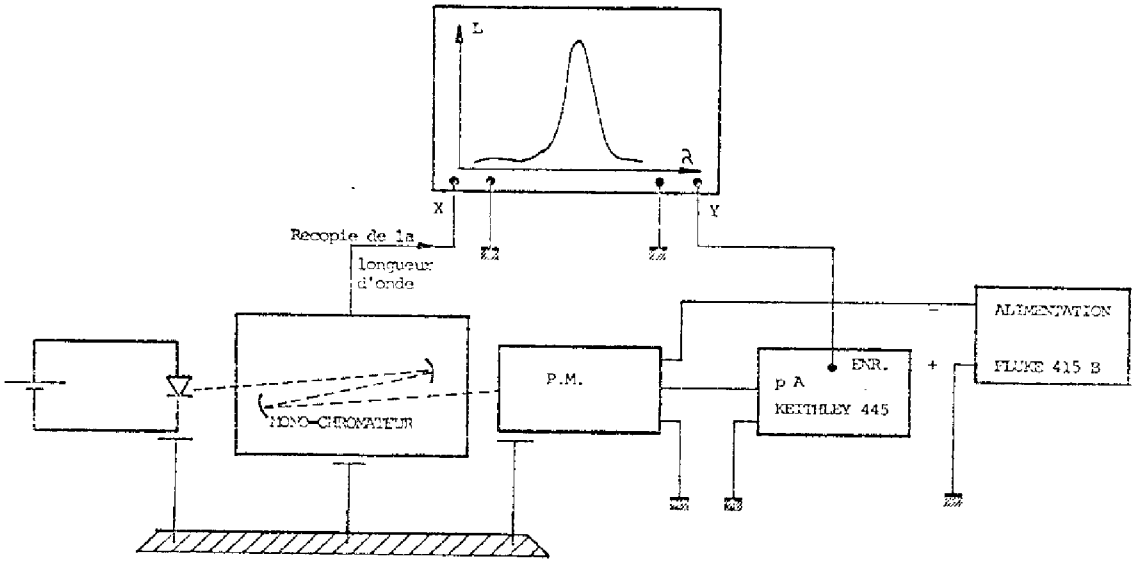


FIGURE (F.4) : CARACTERISATION L(λ)

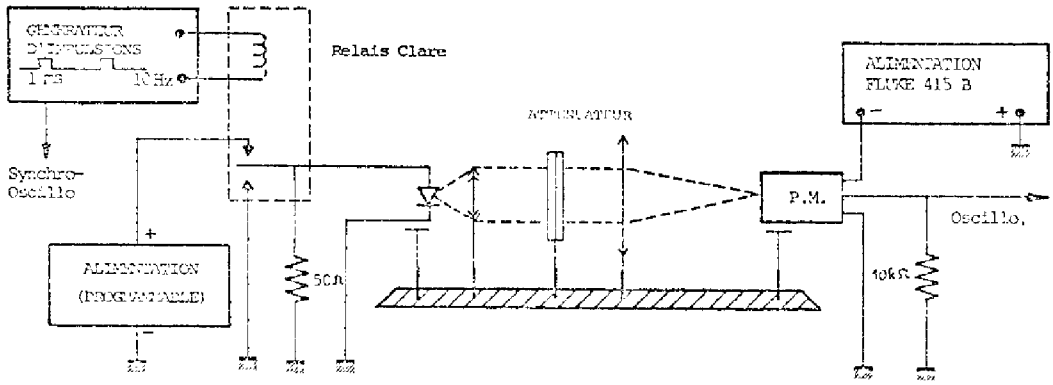


FIGURE (F.5) : CARACTERISATION L(V) HAUT NIVEAU

ANNEXE G

PROGRAMME D'ANALYSE NUMERIQUE DES EQUATIONS GENERALES DES STRUCTURES A HETEROJONCTIONS MULTIPLES

```
      IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
      DIMENSION ECT(402),EVT(402),EFNT(402),EFPT(402),RNT(402)
      DIMENSION RPT(402),PUT(402),RUT(402),R2T(402),RJNT(402)
      DIMENSION RJPT(402),CHAMPE(402)
      DIMENSION RNVP(1206),DNVP(1206),DOP(402),TETAE(402),DNI(402)
      DIMENSION EPS(402),H(402),DEPS(402)
      DIMENSION AUX(3,3),F(3),GG(3,3),DD(3,3),CC(3,3),W(3,3,402)
      DIMENSION TETAO(402),DNC(402),DNV(402),DEG(402),CHI(402)
      DIMENSION RMUE(402),RMUH(402),DAP(402),C(402)
      DIMENSION X(402),TAUP2(402),TAUN2(402),G(402),D(402),TETAH(402)
      DIMENSION WX(402),WDNI(402),WDOP(402),WTAUN2(402),WTAUP2(402)
      DIMENSION WRMUE(402),WRMUH(402),WEPS(402),WEC(402),WEV(402)
      COMMON VT,DN0
      CALL ERRSET(206,520,-1,1,1,207)
C
C   PERMITTIVITE TEMPERATURE CONCENTRATION INTRINSEQUE  M.K.S.A.
C
      EPSC=1.001
      VT=2.5616D-2
      DN0=1.0010
C
C   CONSTANTES DE GENERATION RECOMBINAISON M.K.S.A.
C
      ETEV2=0.000
      CK=3.000D-16
C
C   NOMBRE DE POINTS DU MAILLAGE
      N=402
C
C   CONSTANTES DE NORMALISATION
C
      EPS1=8.85D-12*EPSC
      Q=1.6D-19
      RLD0=DSQRT(EPS1*VT/(Q*DN0))
      CNMOB=1.0/VT
      TEMPS=RLD0*RLD0
C
C   MAILLAGE
C
      CALL POINTS(X)
      NN=3*N
C
C    CALCUL DU DOPAGE
C
      CALL DOPAGE(DOP,X,TAUN2,TAUP2,TETAE,TETAH,DNI,TETAO,CHI,
     1DNC,DNV,DEG,EPS,RMUE,RMUH,C)
C
C   NORMALISATION DES DONNEES
C
      ETEV2=DEXP(ETEV2/VT)
C*****
      DO 10 I=1,N
      RMUE(I)=RMUE(I)/CNMOB
      RMUH(I)=RMUH(I)/CNMOB
C
         TAUP2(I)=TAUP2(I)/TEMPS
         TAUN2(I)=TAUN2(I)/TEMPS
      TETAE(I)=TETAE(I)/VT
      TETAH(I)=TETAH(I)/VT
      DOP(I)=DOP(I)/DN0
      EPS(I)=EPS(I)/EPSC
10    X(I)=X(I)/RLD0
C     NORMALISATION DNI EN SUBROUTINE DOPAGE
C
C   COEFFICIENTS GEOMETRIQUES
C
      G(1)=0.000
```

```
      D(1)=0.0D0
      H(1)=0.0D0
      NM1=N-1
      HM=X(2)-X(1)
      DO 20 I=2,NM1
      HP=X(I+1)-X(I)
      DX=2.0D0/(HP+HM)
      G(I)=DX/HM
      D(I)=DX/HP
      H(I)=DX*DX/4.D0
20    HM=HP
      G(N)=0.0
      D(N)=0.0
      H(N)=0.0D0
C
C   CALCUL DES POLARISATIONS
C
C
C   TENSIONS APPLIQUEES
C
      VO=0.0D0
      WRITE(6,10000)
10000 FORMAT('  TENSION APPLIQUEE ET TYPE D INITIALISATION '/)
      READ(5,*) VA,INIT
      UFO=VO/VT
      UFA=VA/VT
      UO=UFO+DENSE(DOP(1),TETAE(1),TETAH(1),DNI(1))
      UA=UFA+DENSE(DOP(N),TETAE(N),TETAH(N),DNI(N))
      RNVP(2)=UO
      RNVP(NN-1)=UA
C
C   INITIALISATION
C
      IF(INIT.NE.0) GO TO 44
      CALL INI(X,DOP,RNVP)
      DO 50 I=1,N
      RNVP(3*I-2)=DEXP(RNVP(3*I-1))*DEXP(TETAE(I))
50    RNVP(3*I)=DEXP(-RNVP(3*I-1))*DEXP(-TETAH(I))
      GO TO 45
44    CONTINUE
      IF(INIT.EQ.1) GO TO 47
      READ(11,*)V1,RNVP
      READ(12,*)V2,DNVP
      ALFA=(VA-V1)/(V2-V1)
      IF(INIT.EQ.3) GO TO 48
      DO 46 I=1,N
      RNVP(3*I-1)=ALFA*(DNVP(3*I-1)-RNVP(3*I-1))+RNVP(3*I-1)
      RNVP(3*I-2)=ALFA*(DNVP(3*I-2)-RNVP(3*I-2))+RNVP(3*I-2)
46    RNVP(3*I)  =ALFA*(DNVP(3*I  )-RNVP(3*I  ))+RNVP(3*I  )
      GO TO 45
48    DO 49 I=1,N
      RNVP(3*I-1)=ALFA*(DNVP(3*I-1)-RNVP(3*I-1))+RNVP(3*I-1)
      RNVP(3*I-2)=RNVP(3*I-2)*DEXP(ALFA*DLOG(DNVP(3*I-2)/RNVP(3*I-2)))
49    RNVP(3*I)=RNVP(3*I)*DEXP(ALFA*DLOG(DNVP(3*I)/RNVP(3*I)))
      GO TO 45
47    CONTINUE
      READ(11,*)V1,RNVP
      RNVP(NN-1)=UA
45    CONTINUE
C
C   CALCUL ITERATIF
C
      WRITE(6,10001)
10001 FORMAT(' NOMBRE D ITERATIONS ET ERREURS SUR N,V,P'//)
      READ(5,*)LIMIT,ERN,ERV,ERP
      WRITE(9,1500) INIT,V1,V2,LIMIT,ERN,ERV,ERP
C
      DO 1000 ITER=1,LIMIT
C
```

```
      DO 101 II=1,3
      DNVP(II)=0.0
      DNVP(NN-II+1)=0.0
      DO 101 JJ=1,3
101   A(II,JJ,1)=0.0D0
C
      DO 1001 IX=2,NM1
      DO 100 II=1,3
      DO 100 JJ=1,3
      GG(II,JJ)=0.000
100   DD(II,JJ)=0.000
      IN=3*IX-2
      IV=IN+1
      IP=IV+1
      INM4=IN-4
      INM1=IN-1
C
C***** A LA FIN DES INSTRUCTIONS REPEREES PAR C***** LES VARIABLES
C       RMUEG RMUED DOIVENT CONTENIR LES VALEURS DES MOBILITES AUX
C       POINTS IX-1/2, IX+1/2 ; MEME CHOSE POUR RMUHG RMUHD.
C         LES VARIABLES UN ET UP CONTIENNENT LES TAUX DE RECOMBINAISON
C       LES VARIABLES DUNDN DUNDV DUPDP CONTIENNENT LES VALEURS DES
C       DERIVEES PARTIELLES DE UN PAR RAPPORT A N,V,P.
C         MEME CHOSE POUR DUPDN, DUPDV DUPDP.
C N.B.  TOUTES LES VARIABLES DEFINIES DANS CE COMMENTAIRE SONT
C EVIDEMMENT DES VARIABLES NORMALISEES....
C*****
      RNP=RNVP(IN)*RNVP(IP)-DNI(IX)*DNI(IX)
      D1=1.000
      D21=TAUN2(IX)*(RNVP(IP)+DNI(IX)/ETEV2)
      D22=TAUP2(IX)*(RNVP(IN)+DNI(IX)*ETEV2)
      D2=D21+D22
      U1=TEMPS*DN0*CK*RNP/D1
      U2=RNP/D2
      U=U1+U2
      DG1=TEMPS*CK*DN0*RNVP(IP)
      DG2=RNVP(IP)-TAUP2(IX)*U2
      DUDN=DG1/D1+DG2/D2
      DG1=TEMPS*CK*DN0*RNVP(IN)
      DG2=RNVP(IN)-TAUN2(IX)*U2
      DUDP=DG1/D1+DG2/D2
      DG1=0.0D0
      DG2=TAUP2(IX)*RNVP(IN)-TAUN2(IX)*RNVP(IP)
      DUDV=-U1*DG1/D1-U2*DG2/D2
      UN=U
      UP=U
      DUNDN=DUDN
      DUNDV=DUDV
      DUNDP=DUDP
      DUPDN=DUDN
      DUPDV=DUDV
      DUPDP=DUDP
      RMUEG=0.5D0*(RMUE(IX)+RMUE(IX-1))
      RMUED=0.5D0*(RMUE(IX)+RMUE(IX+1))
      RMUHG=0.5D0*(RMUH(IX)+RMUH(IX-1))
      RMUHD=0.5D0*(RMUH(IX)+RMUH(IX+1))
C*****
C
      F(1)=-UN
      F(2)=-(RNVP(IN)-RNVP(IP)-DOP(IX))
      F(3)=-UP
C
      TNG=(TETAE(IX)-TETAE(IX-1))/2.0D0
      TND=(TETAE(IX)-TETAE(IX+1))/2.0D0
      TPG=(TETAH(IX)-TETAH(IX-1))/2.0D0
      TPD=(TETAH(IX)-TETAH(IX+1))/2.0D0
      TNG=DEXP(TNG)
      TND=DEXP(TND)
      TPG=DEXP(TPG)
```

```
      TPD=DEXP(TPD)
C
      EG=(RNVP(IV)-RNVP(IV-3))*0.5D0
      ED=(RNVP(IV)-RNVP(IV+3))*0.5D0
      EG=DEXP(EG)
      ED=DEXP(ED)
C
       DEPS(IX)=EPS(IX+1)-EPS(IX-1)
      GG(1,1)=RMUEG*G(IX)*EG*TNG
      GG(1,2)=0.5D0*RMUEG*G(IX)*(RNVP(IN-3)*(EG*TNG)-RNVP(IN)/(EG*TNG))
C
      GG(2,2)=G(IX)*EPS(IX)-H(IX)*DEPS(IX)
      GG(3,2)=0.5D0*RMUHG*G(IX)*(RNVP(IP)*(EG*TPG)-RNVP(IP-3)/(EG*TPG))
      GG(3,3)=G(IX)*RMUHG/(EG*TPG)
      DD(1,1)=D(IX)*RMUED*ED*TND
      DD(1,2)=0.5D0*RMUED*D(IX)*(RNVP(IN+3)*(ED*TND)-RNVP(IN)/(ED*TND))
      DD(2,2)=D(IX)*EPS(IX)+H(IX)*DEPS(IX)
      DD(3,2)=0.5D0*RMUHD*D(IX)*(RNVP(IP)*(ED*TPD)-RNVP(IP+3)/(ED*TPD))
      DD(3,3)=RMUHD*D(IX)/(ED*TPD)
      DG1=RMUEG*G(IX)/(EG*TNG)+RMUED*D(IX)/(ED*TND)
      DG2=RMUHG*G(IX)*(EG*TPG)+RMUHD*D(IX)*(ED*TPD)
      CC(1,1)=-DG1-DUNDN
      CC(1,2)=GG(1,2)+DD(1,2)-DUNDV
      CC(1,3)=-DUNDP
      CC(2,1)=-1.0D0
      CC(2,2)=-EPS(IX)*(D(IX)+G(IX))-RNVP(IN)-RNVP(IP)
      CC(2,3)=1.0D0
      CC(3,1)=-DUPDN
      CC(3,2)=GG(3,2)+DD(3,2)-DUPDV
      CC(3,3)=-DG2-DUPDP
      F(1)=GG(1,1)*RNVP(IN-3)+DD(1,1)*RNVP(IN+3)-DG1*RNVP(IN)+F(1)
      F(2)=GG(2,2)*RNVP(IV-3)-EPS(IX)*(D(IX)+G(IX))*RNVP(IV)+
     1DD(2,2)*RNVP(IV+3)+F(2)
      F(3)=GG(3,3)*RNVP(IP-3)+DD(3,3)*RNVP(IP+3)-DG2*RNVP(IP)+F(3)
      DO 102 I=1,3
      DO 103 J=1,3
      F(I)=F(I)+GG(I,J)*DNVP(INM4+J)
      DO 103 K=1,3
103   CC(I,J)=CC(I,J)+GG(I,K)*W(K,J,IX-1)
102    CONTINUE
      CALL DINVMA(CC,3,3,3,1.0D-30,K1)
      DO 104 I=1,3
      DNVP(INM1+I)=0.0D0
      DO 104 J=1,3
      W(I,J,IX)=0.0D0
      DO 105 K=1,3
105   W(I,J,IX)=W(I,J,IX)-CC(I,K)*DD(K,J)
104   DNVP(INM1+I)=DNVP(INM1+I)-CC(I,J)*F(J)
1001  CONTINUE
C
      DO 1002 IXX=2,NM1
      IX1=N+1-IXX
      IX=NN-3*IXX
      IXP=IX+3
      DO 1003 I=1,3
      DO 1003 J=1,3
1003  DNVP(IX+I)=DNVP(IX+I)+W(I,J,IX1)*DNVP(IXP+J)
1002  CONTINUE
      TESTN=0.0D0
      TEST=0.0D0
      TESTP=0.0D0
C
      DO 1004 IX=2,NM1
      IN=3*IX-2
      IV=IN+1
      IP=IV+1
      EXP=DEXP(DNVP(IV))
      EXPM1=DABS(EXP-1.0D0)
      TESTN=DMAX1(EXPM1+DABS(DNVP(IN)/RNVP(IN)),TESTN)
```

```
      TEST=DMAX1(DABS(DNVP(IV)/(RNVP(IV)+.00-30)),TEST)
      TESTP=DMAX1(EXPM1/EXP+DABS(DNVP(IP)/RNVP(IP)),TESTP)
      RNVP(IV)=RNVP(IV)+DNVP(IV)
      RNVP(IN)=RNVP(IN)*EXP+DNVP(IN)
1004  RNVP(IP)=RNVP(IP)/EXP+DNVP(IP)
      WRITE(6,1500)ITER,TESTN,TEST,TESTP
      WRITE(9,1500)ITER,TESTN,TEST,TESTP
1500  FORMAT(4G19.6)
      IF(TESTN.LE.ERN.AND.TESTP.LE.ERP.AND.TEST.LE.ERV) GO TO 1006
1000  CONTINUE
C
C
C
1006  CONTINUE
C*****  ECRITURE DES RESULTATS SUR DISQUE
      WRITE(10,*)VA,RNVP
C*****  DEFINITION DE LA TENSION DE REFERENCE
      VSOU=RNVP(2)
C***** NOUVELLES CONSTANTES DE NORMALISATION
      E0=VT/RLD0
      R1MAX=0.0D0
      R2MAX=0.0D0
      RJO=Q*DN0/RLD0
      CN=Q*RLD0*0.5D0
C
C*****  EXPLOITATION DES RESULTATS ; CALCUL DES DIVERSES QUAN
C        TITES DANS LES NOMS DE VARIABLES SUIVANTS :
C         W(1,1,*) : PSEUDO NIVEAU DE FERMI DES ELECTRONS
C         W(1,2,*) : PSEUDO NIVEAU DE FERMI DES TROUS
C         W(1,3,*) : POTENTIEL
C         W(2,1,*) : DENSITE D' ELECTRONS
C         W(2,2,*) : DENSITE DE TROUS
C         W(2,3,*) : PREMIER NIVEAU DE RECOMBINAISON
C         W(3,1,*) : SECOND NIVEAU DE RECOMBINAISON
C         G(*) : INTEGRATION DUPREMIER NIVEAU DE RECOMBINAISON
C         D(*) : INTEGRATION DU SECOND NIVEAU DE RECOMBINAISON
C         DAP(*) : SOMME DE D(*) ET DE G(*)
C         A(3,3,*): CHAMP ELCTRIQUE
C         DNVP(*) : DENSITE DE COURANT JN
C         DNVP(N+*) : DENSITE DE COURANT JP
C         DNVP(2*N+*) : DENSITE DE COURANT TOTALE
C
      DO 1008 I=1,N
      IN=3*I-2
       IV=IN+1
       IP=IV+1
       RNVP(IV)=RNVP(IV)-VSOU
       W(1,1,I)=VT*(DLOG(RNVP(IN))-RNVP(IV)-TETAE(I))
       W(1,2,I)=-VT*(DLOG(RNVP(IP))+RNVP(IV)+TETAM(I))
       W(1,3,I)=VT*RNVP(IV)
       W(2,1,I)=DN0*RNVP(IN)
       W(2,2,I)=DN0*RNVP(IP)
      WEC(I)=-CHI(I)-W(1,3,I)+DEG(1)/2.+CHI(1)
      WEV(I)=DABS(-CHI(I)-DEG(I)-W(1,3,I)+DEG(1)/2.+CHI(1))
       RNP=RNVP(IN)*RNVP(IP)-DNI(I)*DNI(I)
      D1=1.D0
      D21=TAUN2(I)*(RNVP(IP)+DNI(I)/ETEV2)
      D22=TAUP2(I)*(RNVP(IN)+DNI(I)*ETEV2)
      D2=D21+D22
C
       W(2,3,I)=CK*DN0*DN0*(RNVP(IN)*RNVP(IP)-DNI(I)*DNI(I))
       W(3,1,I)=DN0/TEMPS*RNP/D2
       IF(DABS(W(2,3,I)).LE.R1MAX)GO TO 17
       R1MAX=DABS(W(2,3,I))
       I1MAX=I
17     IF(DABS(W(3,1,I)).LE.R2MAX) GO TO 1008
       R2MAX=DABS(W(3,1,I))
       I2MAX=I
1008   CONTINUE
```

```
      G(1)=0.0D0                                                        00003440
      D(1)=0.0D0                                                        00003450
      DAP(1)=0.0D0                                                      00003460
      CO=O*RLD0*0.5D0                                                   00003470
      DO 1009 I=2,N                                                     00003480
       IV=3*I-1                                                         00003490
      DX=(X(I)-X(I-1))*CO                                               00003500
      G(I)=G(I-1)+(W(2,3,I-1)+W(2,3,I))*DX                              00003510
       D(I)=D(I-1)+(W(3,1,I-1)+W(3,1,I))*DX                             00003520
       DAP(I)=G(I)+D(I)                                                 00003530
      IF(I.EQ.N) GO TO 1009                                             00003540
       W(3,3,I)=E0*CHAMP(I,IV,X,RNVP)                                   00003550
1009   CONTINUE                                                         00003560
       DO 1010 I=1,NM1                                                  00003570
       IN=3*I-2                                                         00003580
       IV=IN+1                                                          00003590
       IP=IV+1                                                          00003600
C***** LES DEUX EXPRESSIONS SUIVANTES DEFINISSENT LES VALEURS NOR       00003610
C      MALISEES DES MOBILITES AUX POINTS I+1/2 .                        00003620
       RMUED=.5D0*(RMUE(I)+RMUE(I+1))                                   00003630
       RMUHD=.5D0*(RMUH(I)+RMUH(I+1))                                   00003640
C******                                                                 00003650
       DV=DEXP((RNVP(IV+3)-RNVP(IV))*0.5D0)                             00003660
       DTN=DEXP((TETAE(I+1)-TETAE(I))/2.D0)                             00003670
       DTP=DEXP((TETAH(I+1)-TETAH(I))/2.D0)                             00003680
C                                                                       00003690
       DX=X(I+1)-X(I)                                                   00003700
       DNVP(I)=RJO*RMUED*(RNVP(IN+3)/(DV*DTN)-RNVP(IN)*(DV*DTN))/DX     00003710
      DNVP(N+I)=-RJO*RMUHD*(RNVP(IP+3)*(DV*DTP)-RNVP(IP)/(DV*DTP))/DX   00003720
1010   DNVP(2*N+I)=DNVP(I)+DNVP(N+I)                                    00003730
      DO 90 I=1,N                                                       00003740
      DALPHA=DNVP(182)/DNVP(N+182)                                      00003741
      DETAT=G(N)/DNVP(2*N+182)                                          00003742
      DLUMP=G(N)-G(182)                                                 00003743
      DETAN=G(182)/DNVP(N+182)                                          00003744
      DETAP=DLUMP/DNVP(182)                                             00003745
      WX(I)=X(I)*RLD0                                                   00003750
      WDNI(I)=DNI(I)*DN0                                                00003760
      WDOP(I)=DOP(I)*DN0                                                00003770
      WTAUN2(I)=TAUN2(I)*TEMPS                                          00003780
      WTAUP2(I)=TAUP2(I)*TEMPS                                          00003790
      WRMUE(I)=RMUE(I)*CNMOB                                            00003800
      WRMUH(I)=RMUH(I)*CNMOB                                            00003810
 90    WEPS(I)=EPS(I)*EPSC                                              00003820
      ETEV2=DLOG(ETEV2)                                                 00003830
      WRITE(9,1222)VT,DN0,ETEV2,CK                                      00003840
1222  FORMAT(////,10X,'VT=',D12.6,5X,'DN0=',D12.6,5X,'ETEV2=',D12.6,    00003850
     15X,'CK=',D12.6,///)                                               00003860
      IF(VA.GT.0.01)GOTO 60                                             00003861
      WRITE(9,1223)                                                     00003870
1223  FORMAT(1H1,2X,'I',9X,'X',10X,'EG',7X,'NC',8X,'NV',8X,'NI',        00003880
     17X,'CHI',6X,'DOP',6X,'TAUN',6X,'TAUP',6X,'MUE',6X,'MUH',          00003890
     25X,'EPS',/)                                                       00003900
      WRITE(9,1224)(I,WX(I),DEG(I),DNC(I),DNV(I),WDNI(I),CHI(I),        00003910
     1WDOP(I),WTAUN2(I),WTAUP2(I),WRMUE(I),WRMUH(I),WEPS(I),I=2,N,5)    00003920
      WRITE(9,1224)N,WX(N),DEG(N),DNC(N),DNC(N),WDNI(N),CHI(N),         00003930
     2WDOP(N),WTAUN2(N),WTAUP2(N),WRMUE(N),WRMUH(N),WEPS(N)             00003940
1224  FORMAT(1X,I3,2X,D13.6,2X,F6.3,2X,D8.2,2X,D8.2,2X,D8.2,2X,         00003950
     2F6.3,2X,D10.3,2X,D7.2,2X,D7.2,2X,D8.3,2X,D8.3,2X,F5.2)            00003960
60    CONTINUE                                                          00003961
      WRITE(9,1007) VA                                                  00003970
1007  FORMAT(//////30X,'VA=',G16.6//T13,'V',T25,'EFN',T38,'EFP',T53,'N',00003980
     1 T68,'P',T80,'R1',T94,'R2',T106,'EC-EG1/2',T122,'EV-EG1/2'/)      00003990
       WRITE(9,1005)(I,W(1,3,I),W(1,1,I),W(1,2,I),W(2,1,I),W(2,2,I),    00004000
     2 W(2,3,I),W(3,1,I),WEC(I),WEV(I),I=2,N,5)                         00004010
      WRITE(9,1005)N,W(1,3,N),W(1,1,N),W(1,2,N),W(2,1,N),W(2,2,N),      00004020
     1 W(2,3,N),W(3,1,N),WEC(I),WEV(I)                                  00004030
1005   FORMAT(1X,I4,9G14.6)                                             00004040
1106   FORMAT(1X,I8,7G16.6)                                             00004050
```

```
      WRITE(9,1111)R1MAX,I1MAX,R2MAX,I2MAX                              00004060
1111  FORMAT(//,20X,'R1MAX',G20.6,I10,10X,'R2MAX',G20.6,I10)            00004070
      WRITE(9,1112)                                                     00004080
1112  FORMAT(//,T16,'E',T32,'JN',T48,'JP',T64,'J',T78,'S1',T94,'S2',   00004090
     1  T113,'S')                                                       00004100
      WRITE(9,1106)(I,W(3,3,I),DNVP(I),DNVP(N+I),DNVP(2*N+I),G(I),D(I),00004110
     1 DAP(I),I=2,N,5)                                                  00004120
      WRITE(9,1106)N,W(3,3,N),DNVP(N),DNVP(2*N),DNVP(NN),G(N),D(N),DAP(00004130
     1 N)                                                               00004140
      WRITE(9,2112)DLUMP,DALPHA,DETAT,DETAN,DETAP                       00004142
2112  FORMAT(///20X,5G16.6,///)                                         00004143
      WRITE(6,2113)DNVP(182),DNVP(584),DNVP(986),G(399),G(182)          00004144
2113  FORMAT(2X,5G16.6)                                                 00004145
C ***********************************                                   00004150
C                                                                       00004160
C       TRACEUR                                                         00004170
C ***********************************                                   00004180
      DO 5001 I=1,N                                                     00004190
      ECT(I)=-CHI(I)-W(1,3,I)                                           00004200
      EVT(I)=ECT(I)-DEG(I)                                              00004210
      EFNT(I)=ECT(I)+VT*DLOG(W(2,1,I)/DNC(I))                           00004220
      EFPT(I)=EVT(I)-VT*DLOG(W(2,2,I)/DNV(I))                           00004230
      RNT(I)=DLOG10(DABS(W(2,1,I)))                                     00004240
      RPT(I)=DLOG10(DABS(W(2,2,I)))                                     00004250
      POT(I)=-W(1,3,I)                                                  00004260
      CHAMPE(I)=-W(3,3,I)                                               00004270
      R1T(I)=DLOG10(DABS(W(2,3,I)))                                     00004280
      R2T(I)=DLOG10(DABS(W(3,1,I)))                                     00004290
      RJNT(I)=DLOG10(DABS(DNVP(I)))                                     00004300
5001  RJPT(I)=DLOG10(DABS(DNVP(N+I)))                                   00004310
      WRITE(13,5002)(WX(I),POT(I),ECT(I),EVT(I),EFNT(I),                00004320
     1EFPT(I),CHAMPE(I),RNT(I),RPT(I),R1T(I),R2T(I),RJNT(I),            00004330
     2RJPT(I),I=1,N,1)                                                  00004340
      DO 5003 I=90,236                                                  00004350
      WRITE(13,5004)WX(I),POT(I),ECT(I),EVT(I),EFNT(I),                 00004360
     1EFPT(I),RNT(I),RPT(I),R1T(I),R2T(I),RJNT(I),                      00004370
     2RJPT(I)                                                           00004380
5003  CONTINUE                                                          00004390
5002  FORMAT(2X,13G16.6)                                                00004400
5004  FORMAT(2X,12G16.6)                                                00004410
      STOP                                                              00004420
      END                                                               00004430
C*****                                                                  00004440
      FUNCTION DENSE(X,Y,Z,T)                                           00004450
      IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)                                          00004460
      IF(X.LT.0.0D0) GO TO 1                                            00004470
C****COTE N                                                             00004480
      A=(X+DSQRT(X*X+4.D0*T*T))/2.D0                                    00004490
      DENSE=DLOG(A)-Y                                                   00004500
      GO TO 2                                                           00004510
C*****COTE P                                                            00004520
1     A=(-X+DSQRT(X*X+4.D0*T*T))/2.D0                                   00004530
      DENSE=-(DLOG(A)+Z)                                                00004540
2     RETURN                                                            00004550
      END                                                               00004560
C*******                                                                00004570
      FUNCTION CHAMP(I,IV,X,RNVP)                                       00004580
      IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)                                          00004590
      DIMENSION X(402),RNVP(1208)                                       00004600
C CALCUL DU CHAMP NORMALISE AU POINT I DU MAILLAGE                      00004610
      HM=X(I)-X(I-1)                                                    00004620
      HP=X(I+1)-X(I)                                                    00004630
      ALFA=HP/HM                                                        00004640
      ALFA2=ALFA*ALFA                                                   00004650
      CHAMP=-(RNVP(IV+3)+(ALFA2-1.0D0)*RNVP(IV)-ALFA2*RNVP(IV-3))/      00004660
     1  (ALFA*(HM+HP))                                                  00004670
      RETURN                                                            00004680
      END                                                               00004690
      SUBROUTINE POINTS(X)                                              00004700
```

```
C     CALCUL DU MAILLAGE LONGUEURS EN METRES
      IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
      DIMENSION X(402)
      DATA I1,I11,I2,I21,I3,I31,I4,I41,I5,I51,I6,I61,I7,I71,I8,I81,
     1 I9,I91,I10,I101,I111/26,27,51,52,107,108,157,158,182,183,
     2 222,223,272,273,284,285,319,320,339,340,402/
      X(1)=0.0D0
      A1=5633.1006D-10
      PAS=A1
      DO 1 I=2,I1
      PAS=PAS*1
      X(I)=X(I-1)+PAS
 1    CONTINUE
      DO 2 I=I11,I2
      PAS1=PAS
      X(I)=X(I-1)+PAS
 2    CONTINUE
      DO 3 I=I21,I3
      PAS=PAS/1.1
      X(I)=X(I-1)+PAS
 3    CONTINUE
      DO 4 I=I31,I4
      PAS1=PAS
      X(I)=X(I-1)+PAS
 4    CONTINUE
      DO 5 I=I41,I5
      PAS=PAS/1.1
      X(I)=X(I-1)+PAS
 5    CONTINUE
      DO 6 I=I51,I6
      PAS3=PAS
      X(I)=X(I-1)+PAS
 6    CONTINUE
      DO 7 I=I61,I7
      PAS=PAS*1.1
      X(I)=X(I-1)+PAS
 7    CONTINUE
      DO 8 I=I71,I8
      PAS4=PAS
      X(I)=X(I-1)+PAS
   8  CONTINUE
      DO 9 I=I81,I9
      PAS=PAS/1.1
      X(I)=X(I-1)+PAS
   9  CONTINUE
      DO 10 I=I91,I10
      PAS5=PAS
      X(I)=X(I-1)+PAS
 10    CONTINUE
      DO 11 I=I101,I111
      PAS=PAS*1.1
      X(I)=X(I-1)+PAS
11    CONTINUE
      RETURN
      END
C*********
      SUBROUTINE DOPAGE(DOP,X,TAUN2,TAUP2,TETAE,TETAH,DNI,TETAO,CHI,
     1DNC,DNV,DEG,EPS,RMUE,RMUH,C)
C    CALCUL DU DOPAGE  X ET DOP EN METRES ET ATOMES/METRES CUBES
      IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
      DIMENSION DOP(402),X(402),TAUN2(402),TAUP2(402),RMUE(402)
      DIMENSION TETAE(402),TETAH(402),DNI(402),EPS(402),RMUH(402)
      DIMENSION TETAO(402),DNC(402),DNV(402),DEG(402),CHI(402),C(402)
      COMMON VT,DNO
      DATA I4,I5,N/182,329,402/
      DO 30 I=1,N
      IF(I.GE.I5) GO TO 32
      IF(I.GE.I4) GO TO 31
C************COTE EMETTEUR N*************
```

```
      RND=5.0D22                                                        00005400
      DOP(I)=RND                                                        00005410
      RMUE(I)=5.1820-1                                                  00005420
      RMUH(I)=2.667D-2                                                  00005430
      TAUN2(I)=7.461E-14   2                                            00005440
      TAUP2(I)=14.1900D-9                                               00005450
      EPS(I)=12.92000                                                   00005460
      CHI(I)=3.99000                                                    00005470
      DNC(I)=4.700023                                                   00005480
      DNV(I)=8.750024                                                   00005490
      DEG(I)=1.4994D0                                                   00005500
      DNI(I)=DSQRT(DNC(I)*DNV(I))*DEXP(-DEG(I)/(2.*VT))                 00005510
      DNI(I)=DNI(I)/DND                                                 00005520
      TETAO(I)=CHI(I)+DEG(I)/2.+.5*VT*DLOG(DNC(I)/DNV(I))               00005530
      TETAE(I)=VT*DLOG(DNI(I))                                          00005540
      TETAH(I)=-VT*DLOG(DNI(I))                                         00005550
      GO TO 30                                                          00005560
C***********COTE BASE P**************                                   00005570
 31   RNA=1.0D24                                                        00005580
      DOP(I)=-RNA                                                       00005590
      RMUE(I)=2.4620D-1                                                 00005600
      RMUH(I)=1.500D-2                                                  00005610
      TAUN2(I)=3.2888D-8                                                00005620
      TAUP2(I)=1.D-13                                                   00005630
      EPS(I)=12.920D0                                                   00005640
      DNC(I)=4.7000023                                                  00005650
      DNV(I)=8.750024                                                   00005660
      S=-2./3.D-6                                                       00005670
      C1=.300                                                           00005680
      C(I)=C1+S*(X(I)-X(182))                                           00005690
C*************************************                                  00005691
CHANGEMENT GRADUEE----->ABRUPT ET LE CONTRAIRE                          00005692
C*************************************                                  00005693
      J=182                                                             00005694
C*************************************                                  00005695
C POUR JONCTION ABRUPT J=I4                                             00005696
C POUR JONCTION GRADUE J=ARBITRAIRE                                     00005697
C*************************************                                  00005698
      IF(I.GE.I)GOTO1                                                   00005700
      DEG(I)=1.435+1.22*C(I)+.245*(C(I)**2.)                            00005710
      CHI(I)=4.07-1.08247*(DEG(I)-1.435)                                00005720
      GOTO2                                                             00005730
    1 CONTINUE                                                          00005731
      DEG(I)=1.4994D0                                                   00005740
      CHI(I)=3.990                                                      00005750
    2 CONTINUE                                                          00005760
      DNI(I)=DSQRT(DNC(I)*DNV(I))*DEXP(-DEG(I)/(2.*VT))                 00005770
      DNI(I)=DNI(I)/DND                                                 00005780
      TETAO(I)=CHI(I)+DEG(I)/2.+.5*VT*DLOG(DNC(I)/DNV(I))               00005790
      TETAE(I)=VT*DLOG(DNI(I))+TETAO(I)-TETAO(1)                        00005800
      TETAH(I)=-VT*DLOG(DNI(I))+TETAO(I)-TETAO(1)                       00005810
      GOTO 30                                                           00005820
C********COTE CONFINEMENT P***********                                 00005830
32    RNA=1.0D24                                                        00005840
      DOP(I)=-RNA                                                       00005850
      RMUE(I)=1.707D-1                                                  00005860
      RMUH(I)=1.209D-2                                                  00005870
      TAUN2(I)=3.2888D-8                                                00005880
      TAUP2(I)=1.D-13                                                   00005890
      EPS(I)=12.200                                                     00005900
      CHI(I)=3.69                                                       00005910
      DNC(I)=9.368D23                                                   00005920
      DNV(I)=1.068D25                                                   00005930
      DEG(I)=1.798                                                      00005940
      DNI(I)=DSQRT(DNC(I)*DNV(I))*DEXP(-DEG(I)/(2.*VT))                 00005950
      DNI(I)=DNI(I)/DND                                                 00005960
      TETAO(I)=CHI(I)+DEG(I)/2.+.5*VT*DLOG(DNC(I)/DNV(I))               00005970
      TETAE(I)=VT*DLOG(DNI(I))+TETAO(I)-TETAO(1)                        00005980
      TETAH(I)=-VT*DLOG(DNI(I))+TETAO(I)-TETAO(1)                       00005990
```

```
30      CONTINUE                                                          00006000
      RETURN                                                              00006010
      END                                                                 00006020
C**************                                                           00006030
      SUBROUTINE INI(X,DOP,RNVP)                                          00006040
      IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)                                            00006050
      DIMENSION X(402),DOP(402),RNVP(1208)                                00006060
      DATA I1,I11,I2,I21,N/110,111,232,233,402/                           00006070
      DO 1 I=1,I1                                                         00006080
1     RNVP(3*I-1)=RNVP(2)                                                 00006090
      DO 2 I=I21,N                                                        00006100
2     RNVP(3*I-1)=RNVP(3*N-1)                                             00006110
      ALFA=(RNVP(3*I21-1)-RNVP(3*I1-1))/(X(I21)-X(I1))                    00006120
      DO 3 I=I11,I2                                                       00006130
3     RNVP(3*I-1)=ALFA*(X(I)-X(I1))+RNVP(3*I1-1)                          00006140
      RETURN                                                              00006150
      END                                                                 00006160
```

BIBLIOGRAPHIE

(1) R.J. KEYES et T.M. QUIST ; Proc. IEEE 50, 1822 (1962)

(2) J. I. PANKOVE et M. MASSOULIE ; Bull. Amer. Phys. Soc. 7,88 (1962)

(3) J. I. PANKOVE et J. E. BERKEYHEISER ; Proc. Inst. Radio Engrs. 50, 1976 (1962)

(4) R. EYMARD, G. DURAFFOURG, C.CHIPAUX et M. BERNARD "Laser action in Ga Sb diodes" in physics of Quantum Electronics ; PP. 450 - 457, Mc Gran - Hill, (1966)

(5) M. GERSHENZON et al., Intern. Conf on Luminescence, Budapest (1966)

(6) ZH. I. ALFEROV ; J. Luminescence 1, 2, 869 (1970)

(7) JR. N. HOLONYAK et S. F. BEVACQUA ; Appl. Phys. Lett. 1, 82 (1962)

(8) I. MELNGAILIS, A.J. STRAUSS et R. H. REDIKER ; Proc. IEEE 51, 1154 (1963)

(9) A. P. BOGATOV, L. M. DOLGINOV, P. GELISEEV, M. G. MILVIDSKII, B. N. SVEROLOV et E.G. SHEVCHENKO ; Sov. Phys. Semicond. 9, 1282 (1976)

(10) J. J. HSIEH ; Appl Phys. Lett. 28, 283 (1976)

(11) F. B. ALEXANDER, V.R. BIRD, D.R. CARPENTER, G.W. MANLEY, P.S. Mc DERMOT, J. R. PELOKE, H. F. QUINN, R. J. RILEY et L. R. YETTER ; Appl. Phys. Lett. 4, 13 (1964)

(12) F. F. MOREHEAD et G. MANDEL ; Appl Phys. Lett. 5,53 (1964)

(13) M. AVEN ; Appl. Phys. Lett. 7,146 (1965)

(14) J. O. DIMMOCK, I. MELNGAILIS et A.J. STRAUSS ; Phys. Rev. Lett. 16, 1193 (1966)

(15) C. E. HURWITZ ; Appl. Phys. Lett. 8, 243 (1966)

(16) L. J. VANRUYVEN et I. DEV ; J. Appl. Phys. 37, 3324 (1966)

(17) H. KROEMER ; Proc. IEEE 55, 1782 (1963)

(18) R. L. ANDERSON ; Solid-State Electron. 5, 341 (1962)

(19) W. F. HALL ; Elect. Lett. 9,548 (1973)

(20) A. MARTY, G. REY, J.P. BAILBE ; Solid - State Electron. 22,549 (1979)

(21) D. L. RODE ; J. Appl. Phys. 45,3887 (1974)

(22) K. A. SHORE et M. J. ADAMS ; Optical Quantum Electronics, 8,269 (1976)

(23) K. A. SHORE et M. J ADAMS ; Optical Quantum Electronics, 8 383 (1976)

(24) W. G. OLDHAM et A.G. MILNES ; Salid-State Electron. 7,153 (1964)

(25) L. J. RUVEN, Thèse, Technische Hogescool, Eindhoven, Netherlands (1964)

(26) B. L. SAHRMA et R.K. POURHIT "Semiconductor Hétérojunctions", (1974) Pergamon Press

(27) J. SUTHERLAND et J. R. HAUSER ; IEEE Trans.on G.D., 363, 24, (1977)

(28) V. ARANDJELOVIC. Thèse Ph. D. London, (1969)

(29) A. DEMARI : Ph. D. Thèse California Institute of Technology (1968)

(30) A. DEMARI ; Solid-State Electron., 11, (1968)

(31) E. D. GRAHAM : Thèse Ph. D., North Carolina State University (1970)

(32) H. K. GUMMEL : IEEE. Trans. On ED, 11,455 (1964)

(33) A. VANDORPE : Thèse de Docteur-Ingénieur. Grenoble (1969)

(34) G. VASSILIEFF : Thèse de Doctorat d'Etat, Université Paul Sabatier Toulouse, (1977)

(35) M. HEYDEMANN : Thèse de Docteur-Ingénieur, Université Paris Sud,(1972)

(36) G. ENEA : Thèse de Doctorat - d'Etat, Université Paul Sabatier Toulouse (1975)

(37) A. BAILHE : Thèse à paraitre, Université Paul Sabatier Toulouse

(38) H. C. CASEY, D.D. SELL et M.B. PANISH ; Appl. Phys. Lett. 24, 63 (1974)

(39) A. MARTY : "Communication personnelle" L.A.A.S. Toulouse

(40) G. REY, P. H. HIEP, J. P. BAILBE et A. MARTY ; Rapport n° 1885 L.A.A.S. Toulouse (1979)

(41) H. C. CASEY, B.I. MILLER et E. PINKAS ; J. Appl. Phys. 44, 1281 (1973)

(42) H. C. CASEY et F. STERN : J. Appl. Phys. 47,631 (1976)

(43) H. C. CASEY et M.B. PANISH ; J. Appl. Phys. 40, 4910, (1969)

(44) O. BERLO and J. C. WOLLEY ; Can . J. Phys. 49,1335, (1971)

(45) A. ONTON, M.R. LORENZ et J. M. WOODALL ; Bull. Amen. Phys. Soc. 16,371 (1971)

(46) H. C. CASEY et M. B. PANISH "Hetero-structure Lasers" Académic Press (1978)

(47) ZH. I. ALFEROV et al : Proc. Int. Conf. Phys. Chem. Semicond. Heterjunctions Layers Structures, Budapest, 2,171 (1970). Hung. Acad. Sciences, Budapest, Hungary

(48) D. S. HOWARTH et D.L. FEUCHT ; Appl. Phys. Lett. 23,365 (1973)

(49) A.A. IMMORLICA et G.L. PEARSON ; Appl. Phys. Lett. 25,570 (1974)

(50) S.M. SZE ; "Physics of semiconductor devices", John Wiley (1969)

(51) D. M. GAUCHEY et R.E. THOMAS ; Proc IEEE, 55,2192 (1967)

(52) R. J. NELSON et R.G. SOBERS, J. Appl. Phys. 49,6104 (1978)

(53) B. AKAMATSU, J. HENOC et P. HENOC ; J. Microsc. Spectrosc. Electron. 2,635 (1977)

(54) M. BROUSSEAU, J. BARRAU, H. MAAREF et J. MAZZASCHI ; Rapport Action Thématique Programmée n° 2943 (1977)

(55) Z.H.I. ALFEROV ; Sov. Phys. Semicond. 3,1234 (1970)

(56) M. ETTENBERG, H. KRESSEL et S.L. GILBERT ; J. Appl. Phys. 44,827 (1973)

(57) G.A. ACKET, W. NIJMAN et H.'t. LAM ; J. Appl. Phys. 45,3033 (1974)

(58) K.L. ASHLEY et W. BEAL ; Appl. Phys. Lett. 32,375 (1978)

(59) D. B. WITTRY et D. E. KYSER ; J. Appl. Phys. 38,375 (1967)

(60) K. L. ASHLEY et J.R. BIARD ; IEEE Trans On E.D . 14,429 (1967)

(61) C. J. HWANG ; J. Appl. Phys. 42,4408 (1971)

(62) R. H. DEAN et C. J. NUE SE ; IEEE Trans. On ED, 18,151 (1971)

(63) A. G. MILNES "Deep Impurities in Semiconductors" John Wiley (1973)

(64) G. M. MARTIN, A. MITONNEAU et A. MIRCEA ; Electron. Lett. 13,192 (1977)

(65) A. MITONNEAU, G. M. MARTIN et A. MIRCEA ; Electron. Lett. 13,666 (1977)

(66) W. VAN ROSBROOCK et W. SHOCKELY ; Phys. Rev. 94,1558 (1954)

(67) Y. B. VARSHNI ; Phys. Stat. Sol. 19,459 (1967)

(68) C. J. HWANG; phys. Rev., 136,1355, (1972)

(69) C. J. HWANG ; J. Appl. Phys. 44,33240 (1973)

(70) H. NAMIZAKI, H. KAN, M. ISHII et AITO ; Appl. Phys. Lett. 24,486 (1974)

(71) C. T. SAH, R.N. NOYCE et W. SHOCKLEY ; Proc I.R.E. 1228 (1957)