

N° d'ordre : 1150

50376
1984
64

50376.
4984.
64.

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE 3^{ème} CYCLE

par

Mohamed BERDAI

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES PHENOMENES DE CONDUCTION DANS LES PHOTORESISTANCES PLANAIRE EN AsGa. APPLICATION A LA CONCEPTION D'UN PHOTODETECTEUR DE GAIN ELEVE



Soutenu le 15 mars 1984 devant la Commission d'Examen

M.	E.	CONSTANT	Président
M.	J.L.	VATERKOWSKI	Rapporteur
Mme	S.	LAVAL	Examineur
Mme	M.	CONSTANT	Examineur
M.	S.	MOTTET	Examineur
M.	R.	FAUQUEMBERGUE	Examineur
M.	D.	DECOSTER	Examineur

A mon Père et à ma Mère
A Houria A Abdelhaq
Fatima Seddik
A tous mes Amis

Ce travail a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Université de Lille I. Je remercie son directeur, Monsieur le Professeur E. CONSTANT, qui m'a accueilli dans son laboratoire et me fait l'honneur de présider la Commission d'Examen.

Monsieur le Professeur J.L. VATERKOWSKI a assuré la direction de ce travail. Je tiens à lui témoigner toute ma gratitude pour l'aide efficace qu'il m'a prodiguée, et rend hommage à la disponibilité et la patience dont il a fait preuve à mon égard.

Une partie de ce travail a été effectuée avec l'étroite collaboration de l'équipe optoélectronique dirigée par Madame S. LAVAL, Maître de Recherches à l'Institut d'Electronique Fondamentale d'Orsay. Les nombreuses discussions que nous avons eues ont toujours été fructueuses et enrichissantes. Je la remercie de l'honneur qu'elle me fait en acceptant de juger ce travail.

Cette étude a bénéficié du soutien du Centre National d'études des Télécommunications. J'en remercie vivement les responsables et particulièrement Monsieur S. MOTTET qui a porté un intérêt constant à cette étude et me fait l'honneur de siéger à mon jury de thèse.

Ce travail n'aurait pu être mené à bien sans l'apport déterminant des études au laser picoseconde. Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Madame M. CONSTANT, Maître-Assistante à l'Université de Lille I, qui a effectué ces études et m'en a fait bénéficier, et suis très heureux qu'elle fasse partie de mon jury de thèse.

Monsieur le Professeur R. FAUQUEMBERGUE et Monsieur D. DECOSTER, Maître-Assistant à l'Université de Lille I, m'ont apporté une aide et un appui considérables et m'ont fait bénéficier de leur compétence et de leur expérience. Je leur en suis très reconnaissant et les remercie de participer à mon jury de thèse.

Je voudrai exprimer le plaisir que j'ai eu à travailler avec Messieurs P. DESCHEERDER, M.H. EVANNO, B. HOMBERT, M. PERNISEK et J.P. VILCOT. Je les remercie pour leur collaboration précieuse et amicale.

Les composants utilisés lors de cette étude ont été conçus et réalisés à la Centrale de Technologie Microélectronique de Lille. Je remercie, pour son aide et sa sympathie, l'ensemble du personnel de la Centrale de Technologie dirigée par Monsieur le Professeur L. RACZY et Monsieur J. VANBREMEERSCH : Mademoiselle S. MARICOT, Mesdames A. FATTORINI et M. MIENS, Messieurs A. LEROY, J.L. LORRIAUX et D. VANDERMOERE.

Mes remerciements vont également à l'ensemble des membres du Laboratoire pour la sympathie qu'ils m'ont toujours témoignée.

J'exprime toute ma gratitude à Madame GUISLAIN qui a assuré la dactylographie et la mise en page de ce mémoire avec dextérité et la remercie pour sa patience et la qualité de son travail.

Je remercie également Messieurs J.P. DEHORTER, S. FAUQUEMBERGUE, G. PLUQUET pour la mise en forme finale de ce mémoire.

REFERENCES

=====

- [1] TELECOMMUNICATIONS OPTIQUES
 Masson (1982)

- [2] HAND BOOK ou SEMICONDUCTORS
 Vol. 4 (1982)

- [3] J. MÜLLER
 Advances in electronics and electron physics, Vol 55, p. 189-308
 (1982)

- [4] J.L. VATERKOWSKI
 Cours D.E.A. Electronique, Lille 1983

- [5] J.I. PANKOVE
 Optical processes in semiconductors, p.302 (1971)

- [6] M.H. EVANNO
 Thèse de Docteur-Ingénieur, Lille, 1983

- [7] G.E. STILLMAN and C.M. WOLFE
 Semiconductors and Semimetals, vol 12, p. 291-394 (1977)

- [8] S.M. SZE
 Physics of semiconductor devices

- [9] M.V. SCHNEIDER
 Ref. 8, p. 760

- [10] R. FAUQUEMBERGUE
Cours D.E.A. Electronique, Lille (1982)
- [11] T.P. LEE, C.A. BURUS, A. DENTAI
I.E.E.E. J. Quant. elect., QE-17, p. 232 (1981)
- [12] C.L. ANDERSON, C.R. CROWELL
Phys. Rev., B5, 2267 (1972)
- [13] H. MELCHIOR
Phys. Today (1977)
- [14] H. FRANCISCO DE LA MONEDA and All.
I.E.E.E. Trans. electron. Devices, vol. ED-18, N° 6 (juin 1971)
- [15] S.B. SCHULDT and P.W. KRUSE
J.A.P., vol. 39, N°12 (1968)
- [16] S. RAMEAU
Proc. of the I.R.E. (septembre 1939)

Sommaire

<u>INTRODUCTION</u>	P.	1
I. <u>LES PHOTODETECTEURS</u>	P.	3
1. Photodiode	P.	6
1.1. Photodiode P.I.N.	P.	6
1.2. Autres types de photodiodes	P.	14
2. Photorésistance	P.	19
Références		
II. <u>PROPRIETES DE L'ARSENIURE DE GALLIUM</u>	P.	23
1. Le matériau	P.	25
1.1. Structure cristalline	P.	25
1.2. Structure de bandes d'énergies	P.	26
1.3. Niveaux profonds et défauts dans l'AsGa	P.	28
a) Défauts ponctuels	P.	29
b) Dislocations	P.	31
c) Défaut de surface	P.	32
2. Phénomènes de transport	P.	36
3. Photoconductivité et propriétés optiques de l'AsGa	P.	38
3.1. Réflexion et absorption	P.	40
a) Absorption avec génération interbande de porteurs	P.	40
b) Autres types d'absorptions intrinsèques	P.	42
c) Absorption extrinsèque	P.	43
3.2. Photoconductivité	P.	43
3.3. Mécanismes de piègeages et recombinaisons	P.	47
Références		
III. <u>ETUDE D'UNE PHOTORESISTANCE N^+NN^+</u>	P.	50
1. Dispositif expérimental	P.	52
1.1. Le composant	P.	52
1.2. Le banc de mesure	P.	55
2. Résultats expérimentaux et interprétations	P.	57
2.1. Résultats	P.	57
Effet de la puissance laser et de la tension de polarisation	P.	57
Influence de la longueur de la zone active	P.	59
Influence du dopage	P.	59
Influence de la température	P.	59

2.2. Interprétations qualitatives	P.	61
2.2.1. Hypothèse de piègeage en surface	P.	61
2.2.2. Interprétations des résultats	P.	65
3. Interprétations quantitatives	P.	66
3.1. Carte du champ électrique et temps de transit des électrons dans une photorésistance	P.	66
3.2. Simulation numérique	P.	70
3.3. Expression analytique de la durée de vie des trous	P.	70
Références		
IV. <u>LA PHOTORESISTANCE A COUCHE ACTIVE CREUSEE</u>	P.	77
1. Description et caractérisation statique d'un dispositif à gain élevé : photorésistance à couche active creusée	P.	79
1.1. Description du composant	P.	80
1.2. Caractérisations statiques	P.	81
Courant d'obscurité	P.	81
Gain et photocourant	P.	81
Interprétation des résultats	P.	81
2. Etude dynamique	P.	86
3. Bruit dans la photorésistance	P.	92
3.1. Origine du bruit	P.	92
Bruit de diffusion	P.	92
Bruit de génération recombinaison	P.	93
3.2. Etude expérimentale	P.	95
3.2.1. Mesures en basses fréquences	P.	97
Bruit thermique	P.	97
Bruit de génération recombinaison	P.	97
3.2.2. Mesures à 30 MHZ	P.	105
Références		
<u>CONCLUSION</u>	P.	107
<u>ANNEXE TECHNOLOGIQUE</u>		

Introduction

INTRODUCTION GENERALE

La mise au point de nouveaux matériaux semiconducteurs (composés III. V binaires et pseudobinaires) a contribué pour une large part au développement de nouveaux composants optoélectroniques, aussi bien les émetteurs ou sources de rayonnement, que les récepteurs ou détecteurs de signaux lumineux, grâce à la possibilité d'adaptation de leur sensibilité spectrale à l'application envisagée.

Le développement des télécommunications optiques est stimulé notamment par la possibilité de fabrication de fibres optiques dont les performances actuelles permettent la propagation de signaux lumineux avec une atténuation et une dispersion très faibles dans des domaines de longueurs d'onde caractéristiques :

0,8 μm , 1,33 μm , 1,55 μm .

Le but de notre travail est d'étudier un détecteur optique sensible, rapide, peu bruyant, simple à réaliser et intégrable de façon monolithique avec un amplificateur. Des études récentes à ce sujet ont montré la possibilité de réalisation de photoconducteurs planaires rapides et à haut gain, par la réduction de la distance interélectrodes.

Nous nous sommes alors intéressés à l'étude des phénomènes physiques régissant le fonctionnement de ce type de composant.

Ainsi, après un bref rappel des structures et modes de fonctionnement des photodétecteurs usuels, faisant l'objet du premier chapitre, nous nous sommes attachés, dans le second chapitre, à la présentation des propriétés de transport électronique et à la description des mécanismes intervenant en photoconductivité dans les composés semiconducteurs III.V. L'Arséniure de Gallium dopé N, dont la forte mobilité électronique et la valeur de l'énergie de bande interdite en font un matériau de choix pour la réalisation de photodétecteurs sensibles à des longueurs d'onde inférieures à 900nm, nous servira d'exemple.

Au troisième chapitre, nous procédons à une étude exploratoire des paramètres susceptibles d'influer sur la réponse de photorésistances en Arséniure de Gallium, de structure N^+NN^+ et à géométrie planaire à diverses excitations laser. Ainsi, nous présentons le dispositif expérimental mis en oeuvre

et l'évolution des caractéristiques statiques des composants étudiés en fonction de la puissance lumineuse, la distance interélectrode, la tension de polarisation et le dopage du matériau semiconducteur.

De l'analyse de ces caractéristiques, l'effet de potentiel de surface sur les phénomènes de photoconductivité, notamment sur le gain du détecteur est mis en évidence et les résultats présentés sont comparés à ceux découlants de modèles de simulations numériques.

Le quatrième chapitre est consacré à l'étude d'un nouveau détecteur réalisé dans notre laboratoire : la photorésistance à couche active creusée dont l'originalité réside dans l'utilisation de l'effet du potentiel de surface pour améliorer le gain. Nous y présentons et interprétons l'évolution des gains statique et dynamique du composant. Et nous nous intéresserons également à la détermination des principales composantes du bruit affectant la réponse du photodétecteur.

Chapitre I

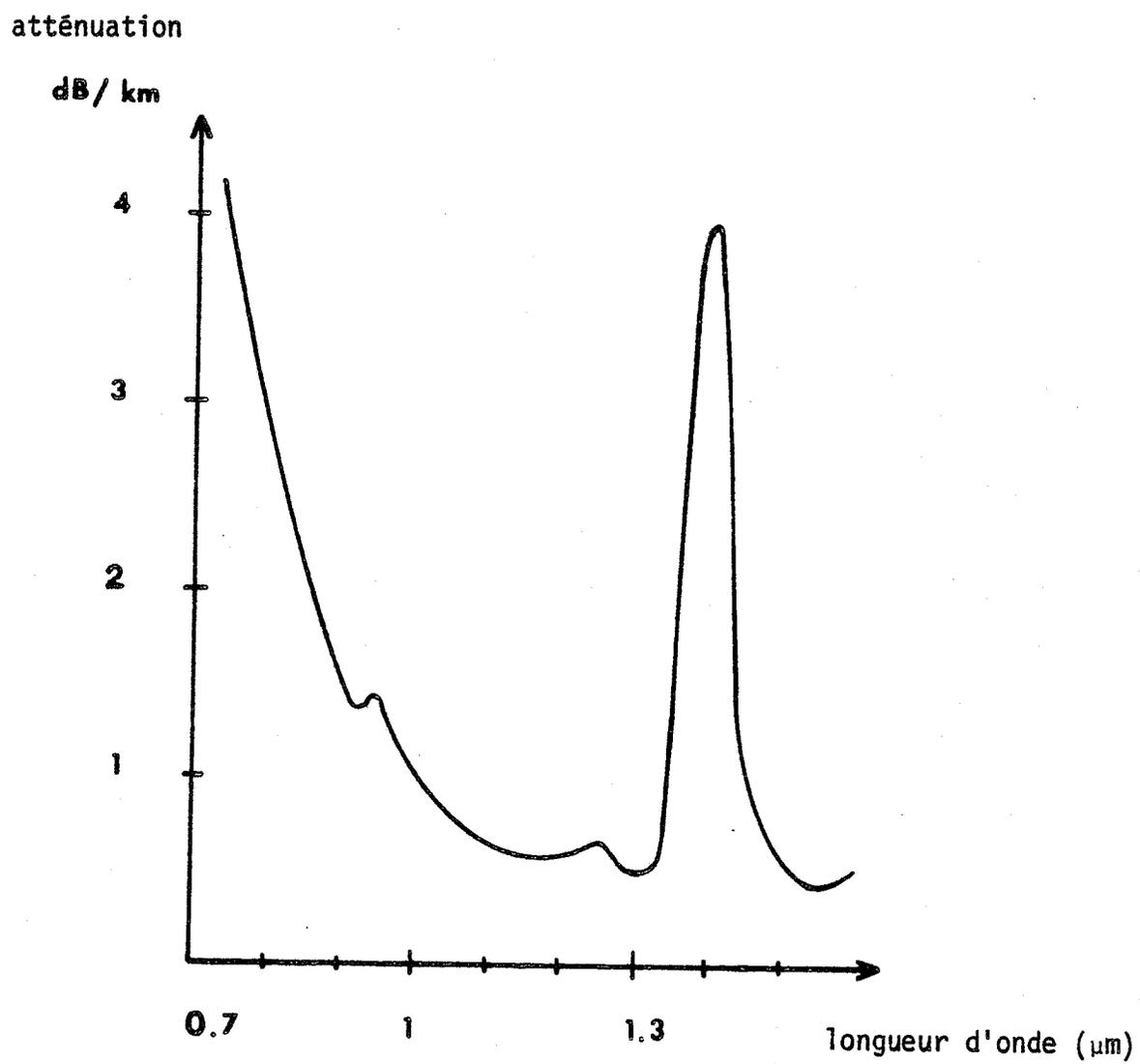


fig. I. 1 - Courbe d'atténuation spectrale d'une fibre en silice (réf. 1)

LES PHOTODETECTEURS

=====

INTRODUCTION

La photodiode et la photorésistance représentent les deux familles essentielles de détecteurs optiques. Leur fonction est la conversion d'une information optique en information électrique.

Un intérêt particulier leur est porté actuellement grâce aux progrès récents de fabrication des fibres optiques. Nouveau support matériel pour véhiculer l'information sous forme de lumière, les fibres actuelles présentent, du fait de leur spectre d'absorption, trois fenêtres de transmissions situées respectivement aux longueurs d'onde :

- $\lambda_1 = 0,85 \mu\text{m}$
- $\lambda_2 = 1,33 \mu\text{m}$
- $\lambda_3 = 1,55 \mu\text{m}$

L'atténuation γ est alors très faible (fig. 1) puisque pouvant être inférieure à 0,5dB/Km (réf. 1). Il existe deux sortes de fibres optiques :

- les fibres monomodes, dont le diamètre de coeur est de quelques microns, et qui ont un seul mode de propagation.
- les fibres multimodes dont le diamètre de coeur est de l'ordre de 100 μm . On y distingue deux catégories :
 - ★ fibres à saut d'indice. Elles ont un grand nombre de modes de propagation et une dispersion importante
 - ★ fibres à gradient d'indice. Elles présentent une dispersion plus faible mais sont alors difficiles à réaliser.

La bande passante de ces guides d'ondes est de l'ordre du GHz-Km pour les multimodes et 100 GHz-Km pour les monomodes. Par nature, ils sont insensibles aux parasites électriques et magnétiques. De plus, leur coût de production de plus en plus faible en favorise l'expansion.

Le remplacement du support cuivre par le verre révolutionne les systèmes de transmissions en télécommunications, en télédistribution, en informatique, etc...

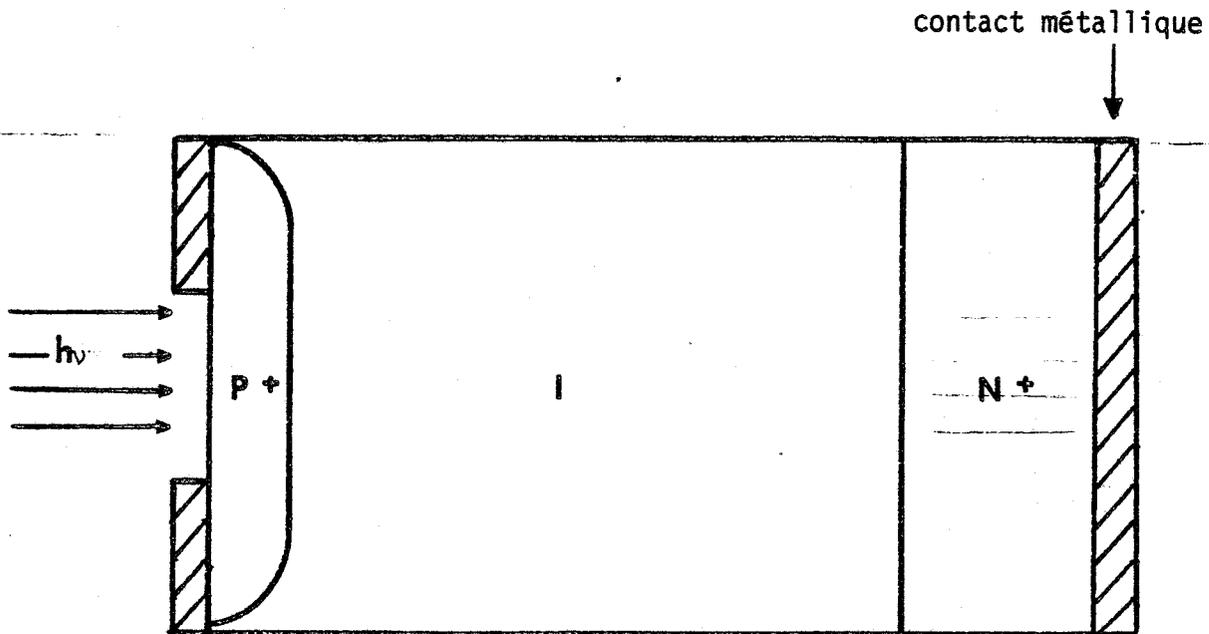


fig. I. 2 - Structure d'une photodiode PIN

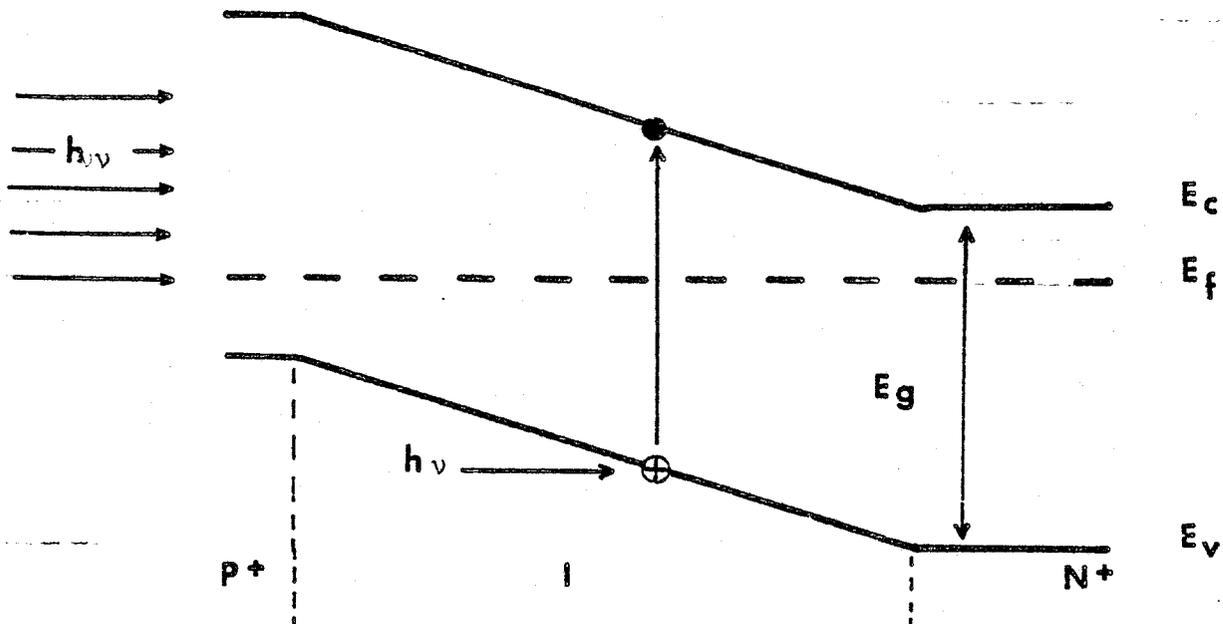


fig. I. 3 - Diagramme d'énergie dans une photodiode PIN

Il faut cependant trouver les composants d'extrémités, c'est-à-dire la source lumineuse utilisée à l'émission et le photodétecteur à la réception. Nous nous intéressons dans ce travail essentiellement à l'aspect photodétection.

Le photodétecteur devra répondre à plusieurs critères :

- sensibilité dans la gamme de longueurs d'ondes correspondant aux fenêtres des fibres.

- temps de réponse compatible avec le débit d'information.

- puissance de bruit minimum pour augmenter la portée.

Différents composants peuvent être envisagés dont nous allons présenter le mode de fonctionnement.

I - PHOTODIODE

Partant d'une structure de base simplifiée (P.I.N.) dont l'étude nous permettra d'énoncer les principales lois régissant le fonctionnement d'une photodiode, nous verrons comment l'optimisation des performances, et le choix des domaines de sensibilité spectrale conduisent à la réalisation des principaux types de photodiodes.

I - 1. - PHOTODIODE P.I.N.

La structure en question (fig. 2) se décompose en trois parties, avec une région I faiblement dopée, et deux régions fortement dopées, l'une de type P⁺, l'autre N⁺. L'un des deux contacts est réalisé sous forme d'un anneau afin d'ouvrir une fenêtre au rayonnement lumineux incident.

Considérons d'abord une photodiode non éclairée. L'épaisseur W de la zone de charge d'espace de la jonction P⁺I est donnée par la relation I.1, obtenue par la résolution de l'équation de Poisson (réf. 2)

$$W = \left(\frac{2 \epsilon (N_a + N_d) V_{pn}}{q N_a N_d} \right)^{1/2} \quad \text{I. 1}$$

N_d = dopage résiduel zone I N_a = dopage de la zone P⁺

V_{pn} = barrière de potentiel de la jonction P⁺I

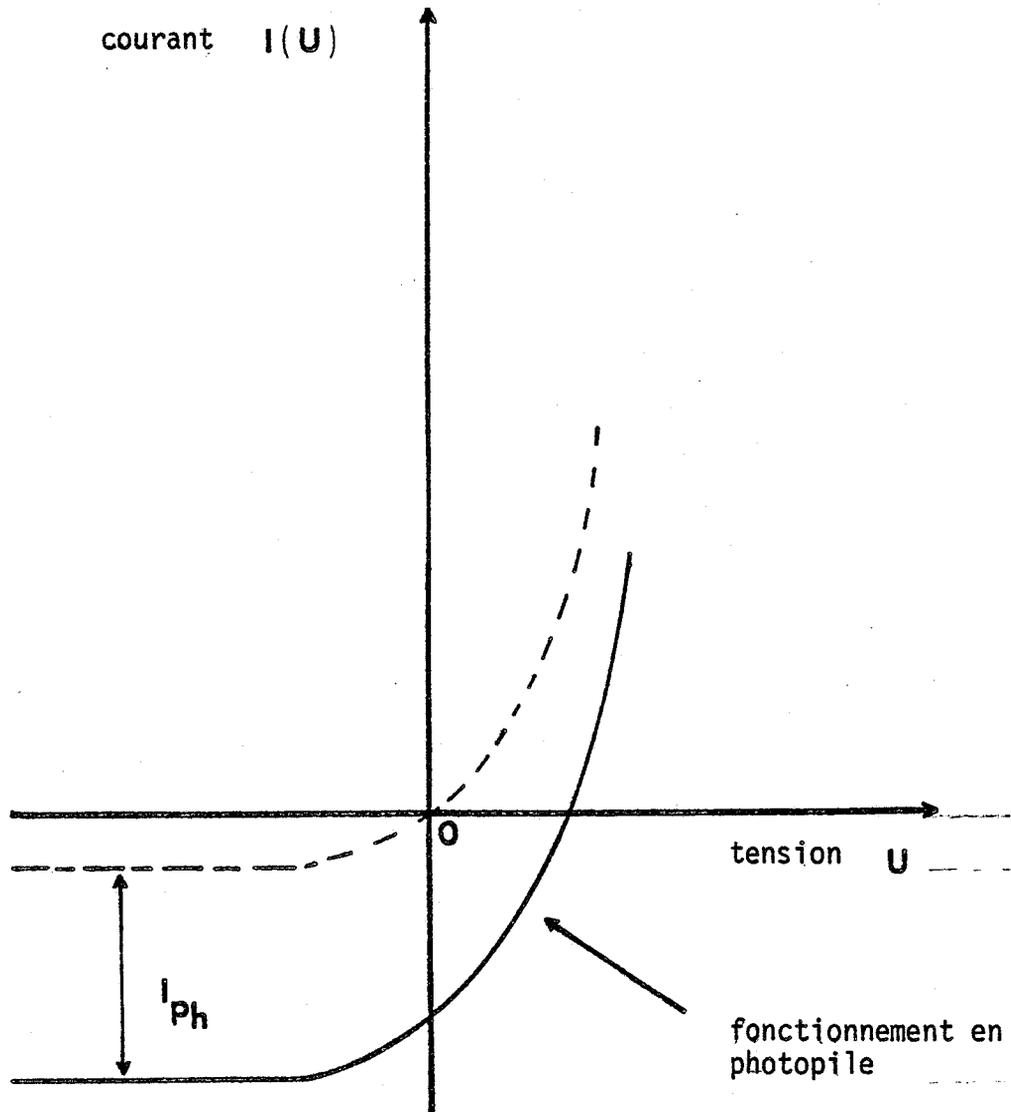


fig. I. 4 - Caractéristiques typiques d'une photodiode

- courant total en présence d'une excitation optique
- - - courant d'obscurité

Par ailleurs, en assimilant cette jonction à un condensateur plan, l'expression de la capacité de la diode est la suivante :

$$C = \frac{\epsilon S}{W} = S \left(\frac{q \epsilon N_a N_d}{2(N_a + N_d) V_{pn}} \right)^{1/2} \quad \text{I. 2}$$

ϵ = permittivité du matériau semiconducteur

S = surface de la jonction

Cette grandeur, comme nous le verrons par la suite, est importante à cause de son action sur la réponse fréquentielle du composant. Si ce dernier est polarisé en inverse, il faudra remplacer dans les expressions de W (I. 1) et de C (I. 2), V_{pn} par $V_{pn} + V$, V étant la tension de polarisation, et ceci tant que la zone I, d'épaisseur L , n'est pas totalement désertée ($W < L$).

La caractéristique $I(V)$, courant-tension est représentée sur la figure 4. Son évolution suit la loi I.3. (réf. 3).

$$I = I_s (\exp(qV/KT) - 1) \quad \text{I. 3}$$

I_s = courant de saturation

V = tension de polarisation

T = température

K = constante de Boltzman.

Lorsque la diode est soumise à une excitation lumineuse, telle que l'énergie $h\nu$ des photons incidents est supérieure à E_g , énergie de la bande interdite du matériau semiconducteur utilisé, l'absorption des photons entraîne la transition d'électrons de la bande de valence à la bande de conduction (fig. 3). Les paires électrons-trous créés sont alors accélérées sous l'effet du champ électrique régnant dans la zone de charge d'espace de la jonction, même en l'absence de polarisation, donnant naissance à un photocourant dans le circuit de détection. Pour une tension de polarisation nulle ou faible, toute la zone I n'est pas désertée (rela. I. 1). Les trous créés dans la région électriquement neutre de I doivent diffuser jusqu'à la zone de charge d'espace pour contribuer au photocourant I_{pho} . Tenant compte de ce phénomène et du coefficient d'absorption α des photons dans le matériau, l'expression de I_{pho} est alors (réf. 4) :

$$I_{\text{pho}} = q G \left[1 - \exp\left(-\alpha W / (1 + \alpha L_p)\right) \right] \quad \text{I. 4}$$

α = coefficient d'absorption

W = longueur de la zone déplétée

L_p = longueur de la diffusion des trous

G = taux de génération des photons incidents

$q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$

Ce dernier est proportionnel à la puissance laser incidente P :

$P = A.G. h\nu$

$h\nu$ = énergie des photons

A = constante

Son évolution en fonction de la tension est représentée sur la figure 4.

Le gain M , défini comme le rapport du nombre d'électrons collectés par unité de temps par le circuit extérieur sur le nombre de photons incidents par unité de temps est alors donné par la relation I. 5. Lorsque toute la zone I est désertée, $W = L$ (L longueur zone I) et M ne dépend plus de la tension de polarisation.

$$M = (1 - R) \left[1 - \exp\left[-\alpha W / (1 + \alpha L_p)\right] \right] \quad \text{I. 5}$$

R = coefficient de réflexion.

En l'absence de tension de polarisation, la diode fonctionne en photopile (fig. 4). Cet effet est connu sous le nom d'effet photovoltaïque (réf. 5). Pour que la lumière soit absorbée dans la zone I où l'efficacité est maximale, généralement l'épaisseur de la zone P^+ est faible et celle de la zone I supérieure à la longueur de pénétration de la lumière $1/\alpha$. La diminution du coefficient de réflexion R par le dépôt d'une couche antiréfléchissante sur la surface photosensible et l'élargissement de cette dernière permettent d'améliorer sensiblement le gain M (rel. I.5).

Nous venons de déterminer le gain en statique d'une photodiode. Un autre paramètre important de celle-ci est sa réponse en fréquence. Pour cela, considérons une excitation lumineuse dont la puissance a la forme donnée par l'équation I. 6

$$P = P_0 (1 + m e^{i\omega t}) \quad \text{I. 6}$$

m = taux de modulation

$$\frac{\omega}{2\pi} = \text{fréquence de modulation} \quad P_0 = \text{puissance moyenne}$$

Dans ces conditions, on peut écrire le photocourant sous la forme :

$$I_{ph} = I_{ph0} \left[1 + \frac{m \sin(\psi)}{2\psi} \exp i(\omega t - \psi) \right] \quad \text{I. 7}$$

$$\psi = \frac{\omega W}{2V}$$

V = vitesse de dérive des électrons.

La composante sinusoïdale de I_{ph} est déphasée de ψ par rapport au signal lumineux de même qu'elle est modulée en $\sin(\psi)/\psi$. Ces effets sont dus au transit des porteurs à travers le composant. Signalons que leurs mesures ont été exploitées dans notre laboratoire par M.H. EVANNO (réf. 6) pour la détermination expérimentale de vitesse des électrons en fonction du champ électrique V (E).

La réponse fréquentielle est donc déterminée par le temps de transit τ_t des porteurs (rel. I.7). Ce dernier est réduit grâce à :

- l'abaissement du niveau de dopage de la zone I pour avoir un champ électrique uniforme dans toute la zone active et ainsi un temps de transit constant.

- la diminution de L , épaisseur de la zone active qui permet en plus de limiter les phénomènes de diffusion.

La réduction de la surface photosensible est nécessaire pour limiter la capacité de la jonction.

Le rapport signal sur bruit (S/N) est un paramètre prépondérant quant à l'évaluation des performances du composant. C'est en effet ce rapport qui permet de définir le seuil de détectivité du photorecepteur. Deux types de bruit interviennent :

- le premier est un bruit de grenaille (shot noise) $\overline{i_s^2}$ dû au courant traversant la diode. Si I_{obs} est le courant d'obscurité et I_{ph} le photocourant moyen, $\overline{i_s^2}$ est donné par la relation I. 8.

$$\overline{i_s^2} = 2q(I_{obs} + I_{ph})B \quad \text{I. 8}$$

B = bande passante

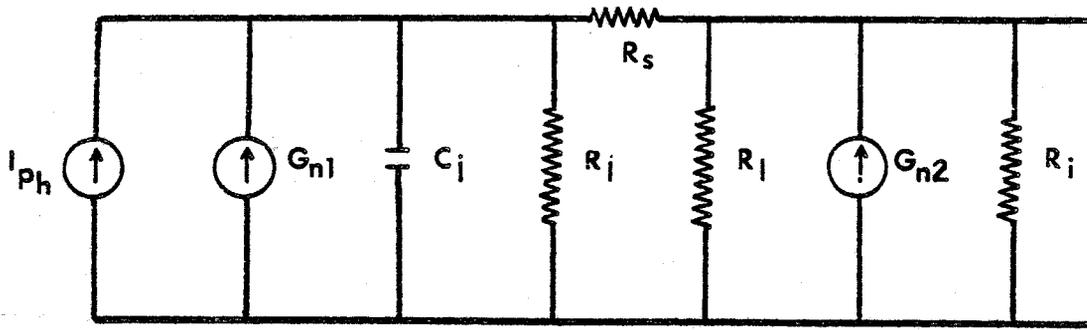


fig. I. 6 - Schéma équivalent d'une photodiode (réf.7)

- | | |
|---|--|
| C_j = capacité de la jonction | R_l = résistance de charge |
| R_j = résistance de la jonction | R_i = résistance d'entrée de l'amplificateur |
| R_s = résistance série | |
| G_{n1} = génération de bruit de grenaille | |
| G_{n2} = génération de bruit thermique | |

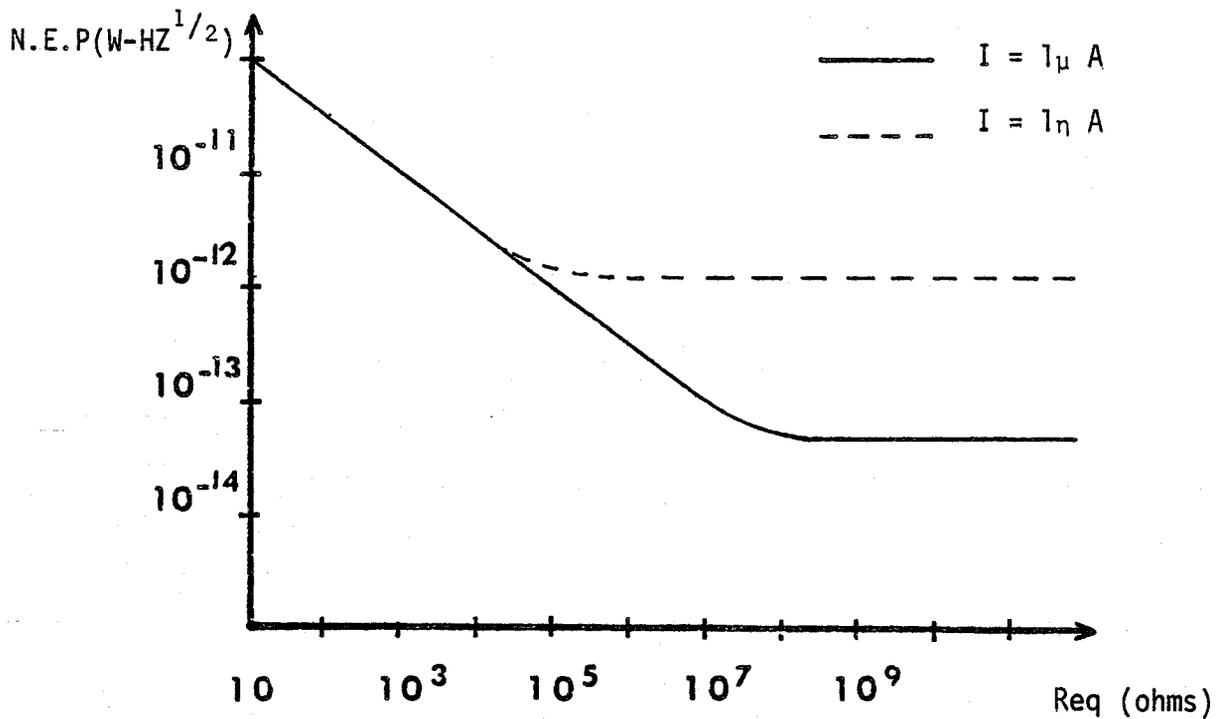


fig. I. 7 - Influence de la résistance équivalente sur la puissance équivalente de bruit

- le deuxième type de bruit est un bruit thermique $\overline{i_t^2}$ dû à la résistance équivalente R_{eq} déduite du schéma équivalent d'une photodiode (fig. 6) établi par Stillman (réf. 7). $\overline{i_t^2}$ est alors donné par la relation de Nyquist (I. 9)

$$\overline{i_t^2} = 4KT B / R_{eq} \quad \text{I. 9}$$

Nous avons vu ci-dessus que la composante sinusoïdale du photocourant était proportionnelle à la puissance optique incidente. Sa valeur efficace peut être exprimée par

$$\tilde{i}_{ph} = q \eta m P_{opt} / \sqrt{2} h \nu \quad \text{I. 10}$$

où η est un facteur tenant compte des coefficients de réflexion et d'absorption, de la diffusion des porteurs minoritaires et de l'effet de temps de transit des électrons.

Le rapport S/N est alors exprimé par la relation I. 11

$$\frac{S}{N} = \frac{(q \eta m P_{opt} / h \nu)^2}{4 q [i_{ph} + i_{obs}] B + 8KT B / R_{eq}} \quad \text{I. 11}$$

Pour un S/N = 1 avec B = 1HZ on peut définir la sensibilité ou NEP (Noise equivalent power) que l'on calcule à partir de I. 11.

$$NEP = \sqrt{2} \frac{h \nu}{\eta} \left[\frac{i_{obs} + 2KT/q R_{eq}}{q} \right]^{1/2} \quad \text{I. 12}$$

Si le bruit de grenaille reste négligeable pour de faibles puissances laser, il n'en est pas de même du bruit thermique dont l'origine est la résistance équivalente. L'effet de cette dernière limite le N.E.P. comme le montre la figure 7 d'après une étude de Stillman (réf. 8). Il en résulte que la photodiode doit être connectée à des résistances de charge aussi grandes que possible.

Cette structure PIN, largement utilisée en détection optique et même nucléaire, est intéressante de part sa simplicité, et la facilité de réalisation de composants aux dimensions voulues. Afin d'améliorer encore ses performances, et d'étendre son domaine d'application, un certain nombre de modifications aboutissent à des structures plus élaborées que nous verrons rapidement maintenant.

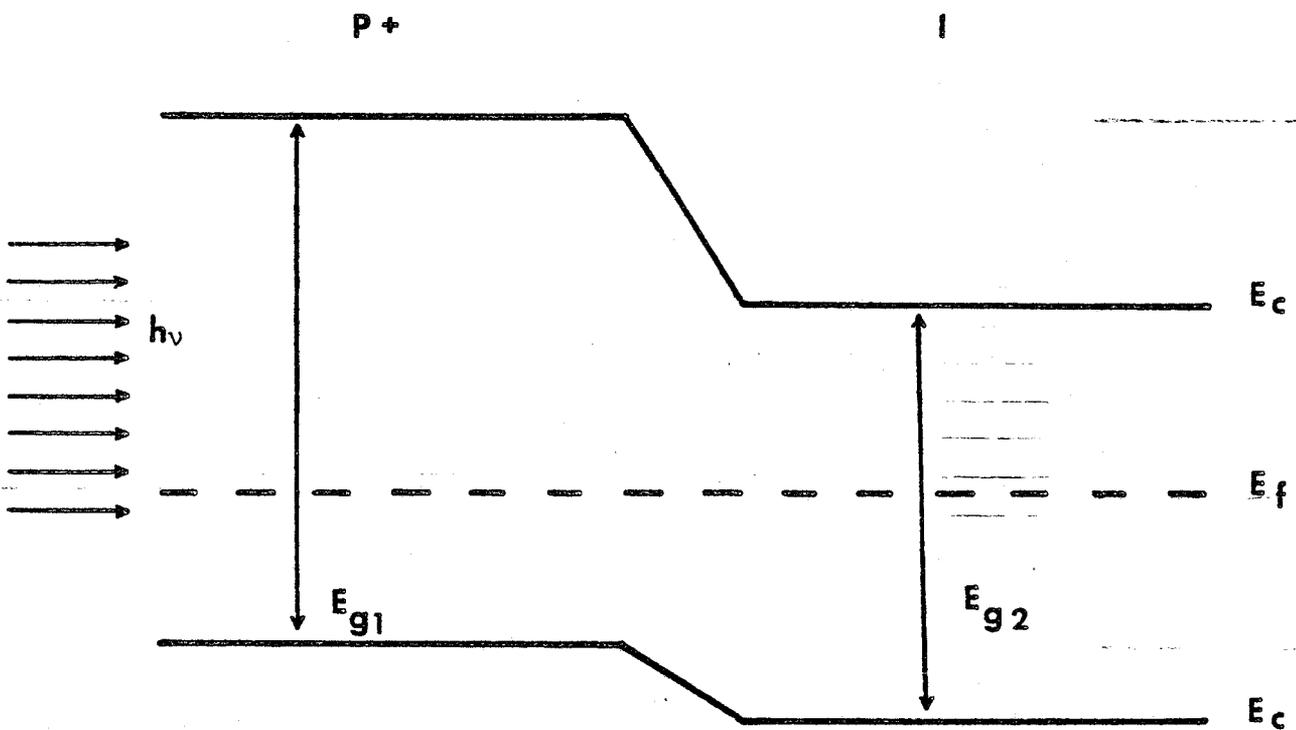


fig. I. 8 - Exemple d'hétérojonction P⁺I avec $E_{g1} > h\nu > E_{g2}$

I - 2. - AUTRES TYPES DE PHOTODIODES

a) Photodiode Shottky

Un moyen d'améliorer le gain (M) est de remplacer la jonction P⁺N par une jonction métal-semiconducteur. Par un choix de métal approprié, d'une épaisseur de l'ordre de 100 Å, le coefficient de transmission T est important dans le domaine du visible et de l'ultraviolet où est particulièrement adapté ce détecteur. T est de l'ordre de 0,95 pour une couche métallique d'Or de 100 Å. Le composant obtenu est appelé photodiode Shottky. La création des paires est fortement localisée au niveau de la jonction en raison d'un coefficient d'absorption élevée dans cette gamme de longueur d'onde ($\alpha \approx 10^5 \text{ cm}^{-1}$) pour l'ensemble des matériaux semiconducteurs usuels. Les mécanismes physiques sont régis par des lois analogues à celles énoncées pour la photodiode PIN (réf. 9).

b) Photodiode à hétérojonction

Les progrès de la métallurgie permettent actuellement de réaliser des matériaux semiconducteurs pratiquement aux largeurs de bandes interdites voulues. Ce sont les matériaux pseudobinaires tels que le GaInAs, GaAlAs, ou encore GaInAsP (réf. 10). Pour réaliser des photodiodes sensibles à des longueurs d'ondes λ inférieures à λ_0 donnée. Il suffit donc d'utiliser un matériau semiconducteur ayant une largeur de bande interdite $E_g < hc/\lambda_0$. De plus, par la réalisation d'une hétérojonction P. I, telle que le matériau de type P soit transparent au rayonnement lumineux incident, le gain M ne dépend plus de l'épaisseur de la zone P. Ceci est possible lorsque la largeur de la bande interdite du matériau P, E_{gp} est supérieure à hc/λ_0 . La figure 8 illustre le cas d'une hétérojonction P⁺I avec :

$$E_{gI} > hc/\lambda_0 \geq E_{gp} \quad \text{I. 13}$$

E_{gp} = largeur bande interdite matériau P

E_{gI} = largeur bande interdite matériau I

hc/λ = énergie des photons incidents.

Ce genre de composant est appelé photodiode à hétérojonction. Il atteint des gains importants de l'ordre de 70% (réf. 11).

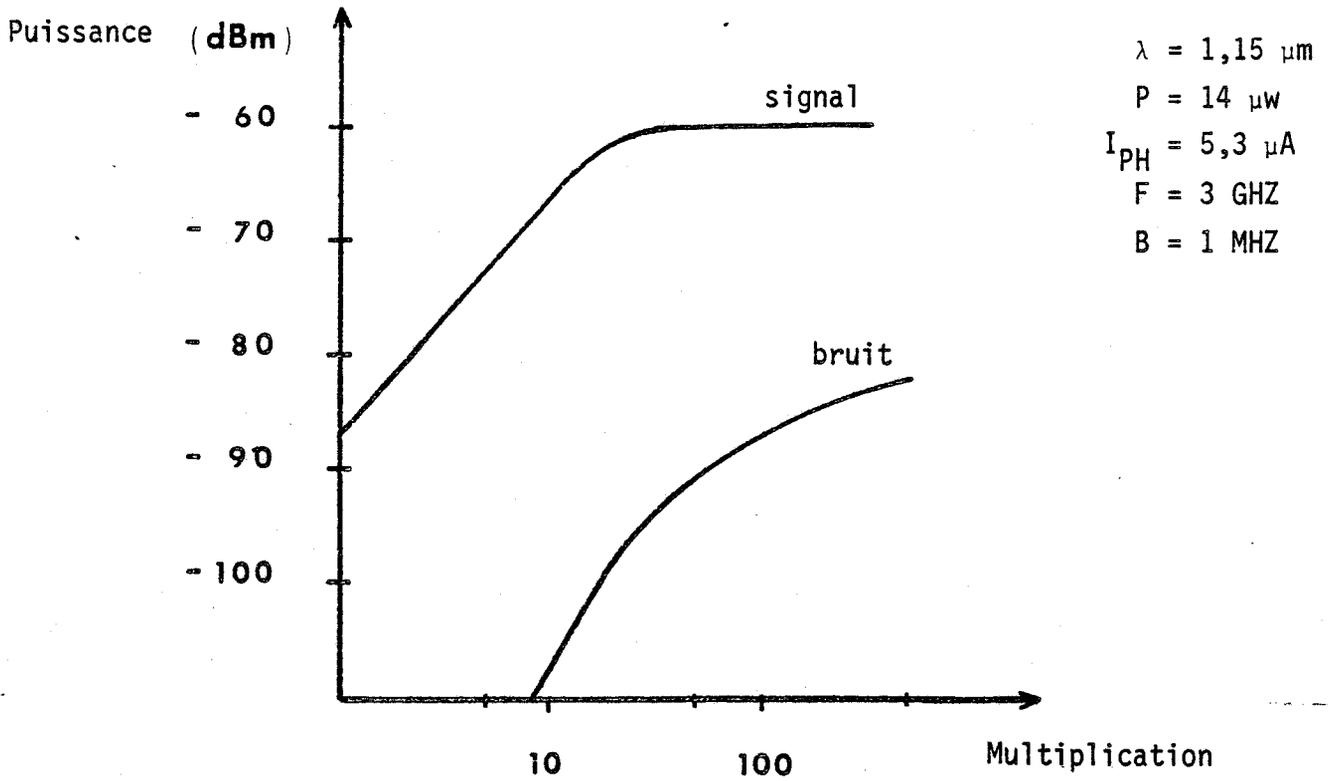


fig. I. 3 - Signal et bruit d'une photodiode à avalanche en Ge (réf. 13)

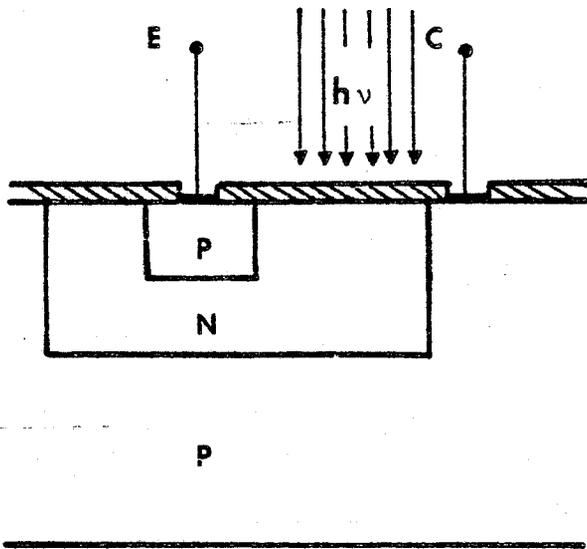


fig. 1. 10 - Structure d'un phototransistor P.N.P.

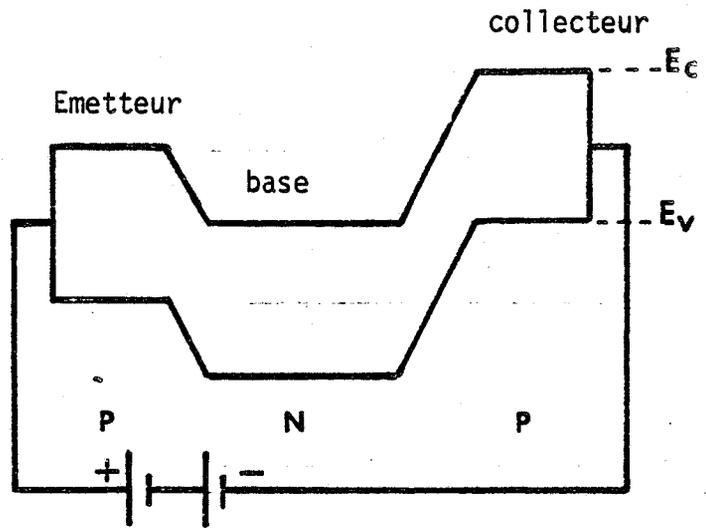


fig. I. 11 - diagramme de bandes d'énergie du phototransistor polarisé en émetteur commun, la base étant flottante

c) Photodiode à avalanche

L'exploitation du phénomène d'avalanche (réf. 12) améliore la sensibilité du composant par l'amplification du gain interne. En effet, à partir de certaines valeurs de champ électrique, les photoporteurs ionisent à leur tour des liaisons de valence et induisent par là une deuxième type de porteurs en excès avec un taux d'ionisation et un champ d'avalanche dépendant du matériau semiconducteur utilisé. Le photocourant évolue alors comme :

$$I_{ph,av.} = I_{ph} \cdot M_{av} \quad I. 14$$

I_{ph} est le photocourant enregistré pour des champs électriques inférieurs à E_{av} (champ d'avalanche) et M_{av} le gain en avalanche pouvant atteindre des valeurs entre 1 et 1000. Cependant le bruit est aussi amplifié et suit une loi empirique (I. 15).

$$N_{av} = N \cdot M_{av}^{\alpha} \quad I. 15$$

N = bruit en dessous de l'avalanche

α = facteur d'excès de bruit ($\alpha > 2$)

L'étude d'une photodiode en germanium (fig. 9) donne une valeur de gain (réf. 13) de l'ordre de 100 avec un rapport S/N optimum de l'ordre de 30dB pour une puissance incidente de $14 \mu W$ et une fréquence de modulation de 3GHz.

d) Phototransistor

Une autre possibilité pour augmenter le gain est la combinaison d'une photodiode et d'un amplificateur comme le phototransistor dont la structure est décrite par la figure 10. Ce composant est obtenu à partir d'un transistor bipolaire classique dont la base utilisée comme zone photosensible est largement étendue afin d'améliorer la sensibilité (réf. 14).

Sans éclairage, en émetteur commun, la structure de bande résultante d'une tension collecteur-émetteur V_{ce} donnée, la base étant flottante, met en évidence deux barrières de potentiel au niveau des deux jonctions (fig. 11). Le transistor fonctionne alors en régime bloquant, et le courant collecteur I_c est réduit à un courant de génération I_{c+} de la jonction C - B.

L'excitation photonique de la base induit un photocourant I_{ph} (I. 16)

$$I_{ph} = q P_{opt} M \quad \text{I. 16}$$

dû au transit des trous de la base vers le collecteur. L'expression est analogue à celle d'une photodiode (rel. I.4).

Les électrons en excès dans la base abaissent la barrière de potentiel V_{eb} . Une injection de trous de l'émetteur vers la base s'opère afin de maintenir la neutralité électrique au niveau de la base. C'est l'effet transistor, amplificateur de I_c qui devient (I. 17)

$$I_c = (I_{ph} + I_{ct}) (1 + h_{Fe}) \quad \text{I. 17}$$

Le gain M_{trans} est alors égal à $1 + h_{Fe}$. Par rapport à la puissance optique il est de l'ordre de 10^3

$$M_{trans.} = M(1 + h_{Fe}) \quad \text{I. 18}$$

h_{Fe} = gain du transistor polarisé en émetteur commun.

Les dimensions importantes de la base entraîne des fréquences de coupure assez faibles pour ce genre de composant et donc des temps de réponses assez longs, ce qui peut représenter un gros handicap. Notons cependant que le gain peut atteindre des valeurs de l'ordre de 10^3 (réf. 15).

Au niveau bruit, le N.E.P. a une expression analogue à celle de la photodiode (rel. I. 12) dans laquelle I_{eq} serait égal à (réf. 15)

$$I_{eq} = I_c (1 + 2 h_{Fe}^2 / H_{Fe}) \quad \text{I. 1. 19}$$

Là encore un compromis doit être cherché entre le gain et le bruit.

Les effets schottky et transistor, le phénomène d'avalanche et le principe de l'hétérojonction sont là des moyens d'optimisation de la photodiode. Ceux-ci peuvent être combinés pour de meilleurs résultats. Cependant, le rendement de conversion de la puissance lumineuse incidente est toujours inférieur à un sauf pour le phototransistor et la photodiode à avalanche. Cette dernière présente, par ailleurs, d'autres inconvénients parmi lesquels il faut citer la nécessité d'utiliser des composants spéciaux, des technologies délicates et des tensions de polarisation élevées.

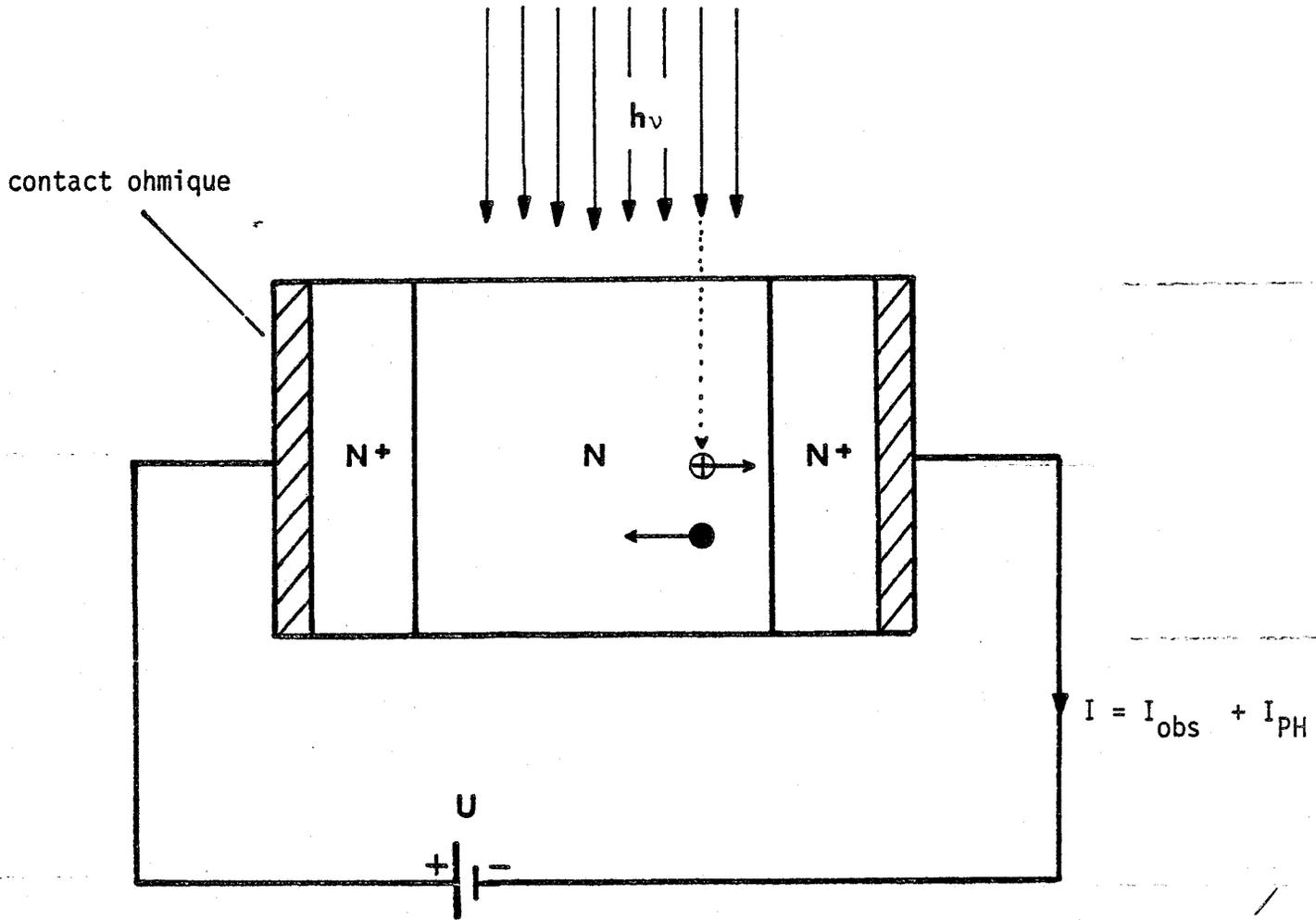


fig. I. 12 - structure d'une photorésistance N^+NN^+

II - PHOTORESISTANCE

L'étude de la photorésistance faisant l'objet de ce travail, nous nous limiterons ici à la définition de quelques unes de ses grandeurs caractéristiques.

La structure, barreau de semiconducteur homogène (fig. 12) est reliée au circuit d'alimentation grâce à deux contacts ohmiques que l'on peut réaliser par surdopage, ce qui conduit à deux solutions possibles, N^+NN^+ et P^+PP^+ . Les vitesses de dérive des trous étant pour les différents semiconducteurs que nous étudions inférieures à celles des électrons, nous utiliserons sans nuire à la généralité plus particulièrement N^+NN^+ .

Sous une tension de polarisation V donnée, considérons en première approximation que le champ électrique est uniforme dans la zone active N . Les paires électrons-trous, créés par une excitation lumineuse de longueur d'onde λ telle que E_g (énergie de la bande interdite du matériau semiconducteur) soit inférieur à hc/λ ($E_g < hc/\lambda$), induisent chacune par application du théorème de Ramo - Shokley (réf. 16) un courant i .

$$i = q (V_n + V_p)/d \quad \text{I. 20}$$

V_n = vitesse de dérive des électrons

V_p = vitesse de dérive des trous

d = longueur de la zone active.

Le photocourant total I_{pho} est alors donné par la relation I. 21 :

$$I_{pho} = q(d_n V_n + d_p V_p) / d \quad \text{I. 21}$$

d_n = nombre d'électrons en excès

d_p = nombre de trous en excès

or $V_p \ll V_n$, I. 21 devient, en négligeant la contribution des trous :

$$I_{pho} = q \frac{d_n V_n}{d}$$

ou encore
$$= q A G \frac{\tau}{\tau_t}$$

A = rendement quantique

G = Nombre de photons incidents/seconde

τ = durée de vie des paires électrons-trous

$\tau_t = \frac{d}{V_n}$ = temps de transit des électrons.

Le gain interne du détecteur, tel que nous l'avons défini pour les photodiodes, c'est-à-dire le rapport du nombre d'électrons collectés par le circuit extérieur par unité de temps sur le nombre de photons incidents par unité de temps est donc :

$$M_r = A \frac{\tau}{\tau_t} \quad \text{I. 24}$$

Le gain est proportionnel à la durée de vie des paires électrons-trous, et inversement proportionnel au temps de transit des électrons. Il sera d'autant plus important que la longueur de la zone active est faible.

En régime dynamique, la réponse d'une excitation lumineuse de la forme $P = P_0 (1 + m e^{i\omega t})$ où P_0 est la puissance moyenne, m le taux de modulation et $\frac{\omega}{2\pi}$ la fréquence de modulation est donnée par la relation I.2.6.:

$$I_{ph} = I_{ph0} + \tilde{I}(t) \quad \text{I. 25}$$

La valeur efficace de $I(t)$ (I. 26) fait apparaître une bande passante B

$$I_{\text{eff}}(\omega) = q \cdot \frac{APm}{\sqrt{2} h \nu} \cdot \frac{\tau}{\tau_t} \cdot \left[\frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} \right]^{1/2} \quad \text{I. 26}$$

égale à $1/2\pi\tau$ et un gain alternatif M variant comme I. 27 :

$$\tilde{M}(\omega) = A \frac{\tau}{\tau_t} \cdot \left[\frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} \right]^{1/2} \quad \text{I. 27}$$

L'optimisation de ce dernier passe par la diminution de τ_t soit celle de d , longueur de la zone active.

Une autre grandeur importante reste à étudier : le bruit. Deux phénomènes y contribuent essentiellement. D'abord l'agitation thermique des porteurs, donnant lieu au bruit de Nyquist :

$$\overline{i_t^2} = 4 K T G B$$

G = conductance

I. 28

B = bande passante.

En second lieu, la génération recombinaison des porteurs en excès dont la puissance de bruit évolue comme I. 29, et ce pour une seule durée de vie.

$$\overline{i_{gr}^2} = \frac{\tau}{\tau_t} \frac{4q I_0 B}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad \text{I. 29}$$

I_0 = courant traversant le composant.

Dans la réalité, c'est une distribution de τ que l'on a, dépendant de la nature et de la densité des défauts dans le matériau. Le rapport S/N est alors de la forme :

$$\frac{S}{N} = \frac{\overline{i_{ph}^2}}{i_{gr}^2 + i_t^2} \quad \text{I. 30}$$

Avant d'entamer une étude plus détaillée de la photorésistance, nous consacrerons le second chapitre à l'analyse des propriétés optiques, et à la photoconductivité dans le matériau choisi pour la réalisation de photorécepteurs : l'AsGa.

Chapitre II

Matériau	Energie de bande interdite (e.v.)	Mobilité électrons (m ² /v.s.)	Mobilité trous (m ² /v.s.)	Longueur d'onde (μm)
Si	1,11	0,15	0,05	1,12
Ge	0,66	0,38	0,18	1,88
AsGa	1,44	0,75	0,04	0,87
InP	1,35	0,4	0,12	0,92
InAs	0,35	3	0,04	3,55
GaP	2,25	0,02	0,007	0,55
Ga _x In _{1-x} As [★]	0,75	1,6		1,65
Ga _x In _{1-x} As _y P _{1-y} [★]	0,98			1,26

Tableau 1 - Energie de bande interdite et mobilité des porteurs de quelques matériaux semiconducteurs à la température ambiante

★ x = 0,47

y = 0,55

PROPRIETES DE L'AsGa

=====

La réalisation de photodétecteurs pour les transmissions par fibres optiques en télécommunication nécessite le choix d'un matériau répondant essentiellement à trois critères :

- Une forte absorption du rayonnement lumineux à des longueurs d'ondes compatibles avec celles des fenêtres optiques des fibres citées au premier chapitre à savoir : $\lambda = 0,85 \mu\text{m}$

$$\lambda = 1,3 \mu\text{m}$$

$$\lambda = 1,5 \mu\text{m}$$

- Une vitesse de dérive de porteurs élevée afin de réduire les temps de transit et d'optimiser le débit d'informations transmissibles.

- Une aptitude à l'intégration monolithique des dispositifs photosensibles et des systèmes d'amplification.

Le tableau 1 rend compte des caractéristiques relatives aux deux premiers critères (énergie de la bande interdite, mobilité) d'un certain nombre de semiconducteurs usuels (Si, Ge, AsGa) et d'autres plus élaborés tels que les composés ternaires (GaInAs) et quaternaires (GaInAsP).

De l'analyse de ce tableau, il ressort que l'AsGa présente des propriétés remarquables, tant du point de vue transport avec une mobilité importante que du point de vue optique, sa largeur de bande interdite étant compatible avec la première fenêtre de transmission des fibres. Les composés ternaires et quaternaires ont une largeur de bande interdite compatible avec les deux dernières fenêtres dont l'utilisation est plutôt réservée pour les télécommunications à longues distances. Cependant leur technologie est beaucoup moins maîtrisée que celle de l'AsGa. Ce dernier est donc un matériau de choix pour l'étude de ce genre de photodétecteurs, étude qui pourra être généralisée par la suite aux composés ternaires et quaternaires.

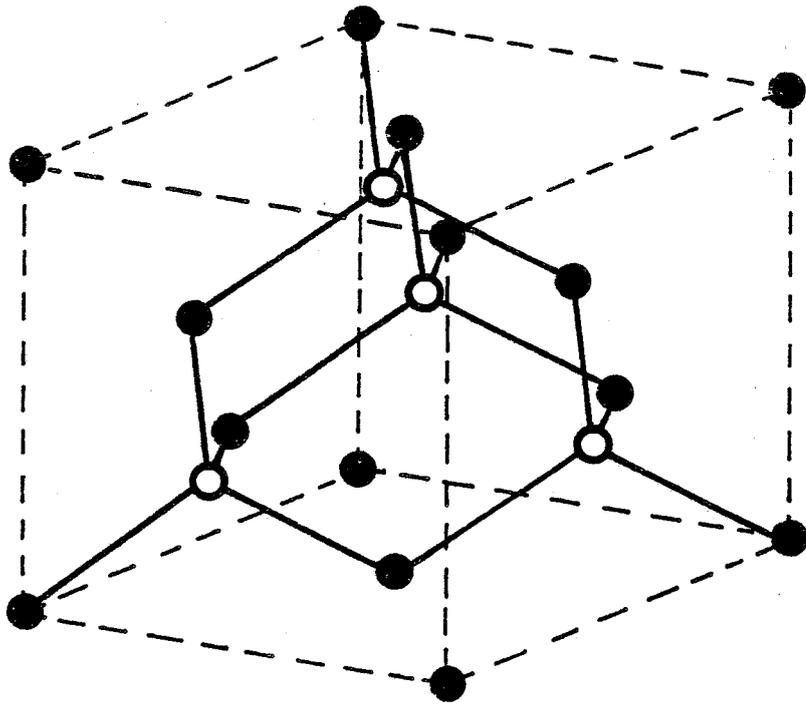


fig. II. 1 - Structure Blende de Zinc

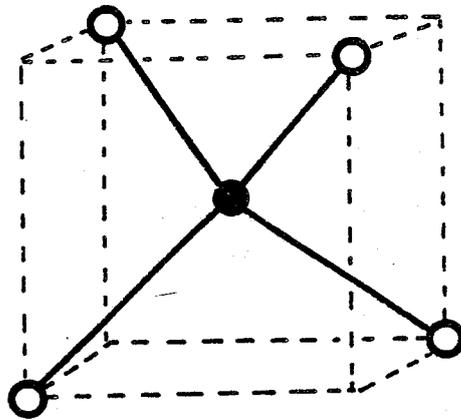


fig. II. 2 - Maille tétraédrique

I - LE MATERIAU

I - 1. - STRUCTURE CRISTALLINE

Un grand nombre de semiconducteurs AIII BV cristallisent dans la structure sphalérite ou Blende de zinc. Nous ne considérerons que ceux-ci tout ou long du chapitre. La structure sphalérite (réf. 2) est constituée de deux réseaux cubiques à faces centrées décalés l'un par rapport à l'autre dans la direction $\langle 111 \rangle$, d'une distance égale au quart de la diagonale principale. L'un des réseaux est occupé par les atomes de type A, le second par les atomes de type B (fig. II. 1).

La maille élémentaire est alors tétraédrique. La différence par rapport aux cristaux covalents réside dans le fait que l'atome au centre et les atomes aux sommets ne sont pas de même nature (fig. II. 2).

Les liaisons interatomiques (A - B) sont partiellement ioniques. En effet, de par leur position dans le tableau de Mendeliev, les atomes B_V ont un caractère accepteur, ceux du type A_{III} , un caractère donneur. Dans le cas de l'AsGa, le taux d'ionicté I , paramètre traduisant l'électronégativité des atomes B_V , est de l'ordre de 0,3. Notons que pour $I = 0$, la liaison est covalente ; et pour $I = 1$, elle est ionique (réf. 3).

Ce fait physique est important, puisque, introduit dans la résolution de l'équation de Schrödinger, il permet d'aboutir à la véritable structure de l'énergie E_n ($E_n = f(k)$, k vecteur d'onde) de l'AsGa.

I - 2. - STRUCTURE DE BANDES D'ENERGIE

La description des états énergétiques accessibles aux électrons s'opère dans la première zone de Brillouin du réseau réciproque. En effet, cette maille possède toute la symétrie du réseau, et tout vecteur d'onde k repérant un état d'énergie y possède son équivalent.

La bande de conduction est constituée de trois types de vallées (la vallée étant définie comme une portion de bande d'énergie possédant un extremum) :

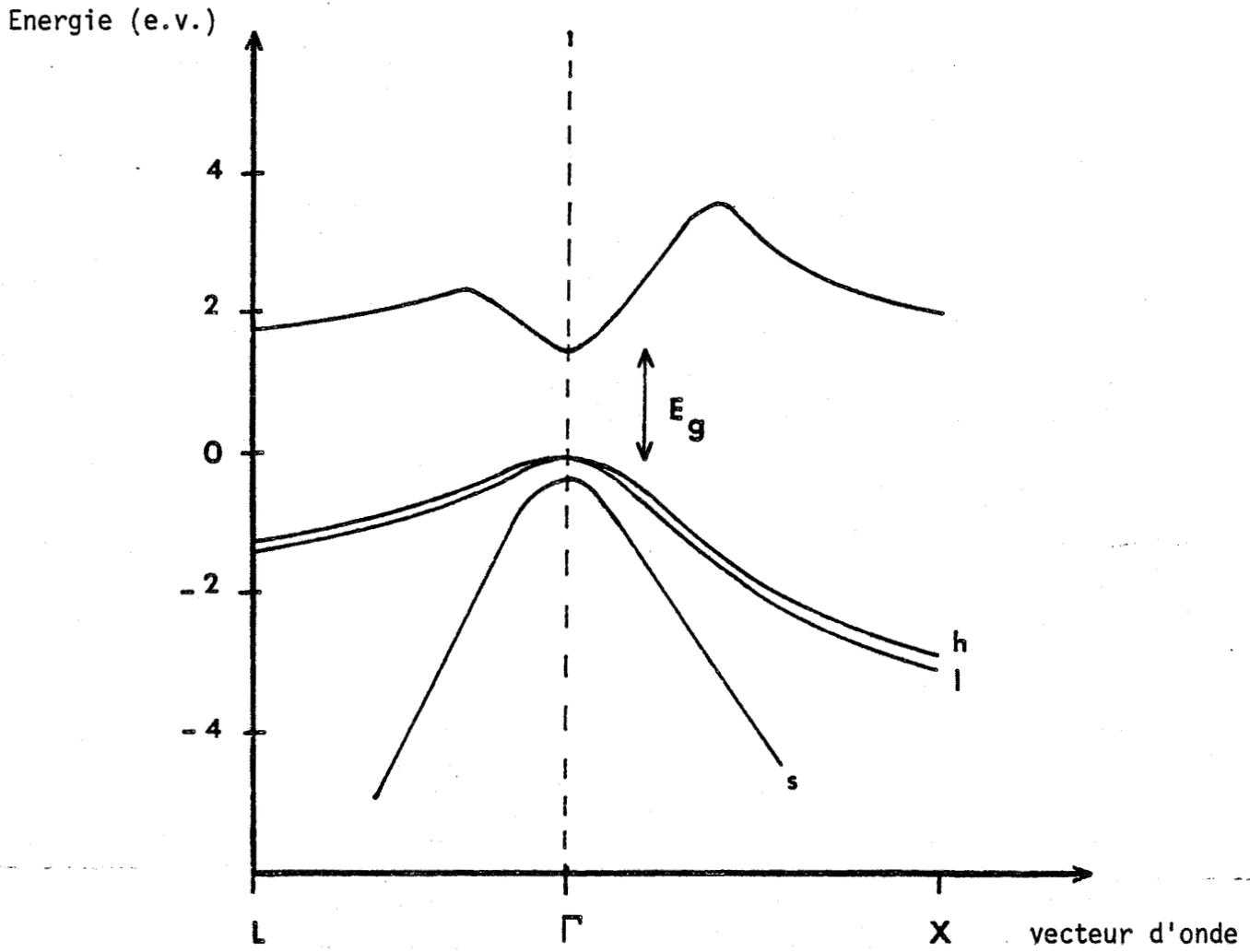


fig. II. 3 - Structure de bandes d'énergie de $1'A_sGa$

- La vallée centrale Γ dont le minimum se trouve au centre de la zone de Brillouin.

- 8 vallées latérales L dans les directions $\langle 111 \rangle$ dont 4 seulement apparaissent dans la première zone de Brillouin.

- 6 vallées latérales X dans les directions $\langle 100 \rangle$. Là encore seules 3 vallées apparaissent dans la première zone de Brillouin.

On admet généralement que toutes ces vallées ont une symétrie sphérique. L'expression de l'énergie E_n est donnée par l'équation II. 1 où α est un coefficient correctif traduisant la non parabolicité des vallées.

$$E_n (1 + \alpha E_n) = \frac{\hbar^2 k^2}{2 m^*} \quad \text{II.1}$$

\vec{k} = vecteur d'onde

m^* = masse effective des porteurs.

Les caractéristiques des électrons dans les trois vallées de conduction, à la température ambiante, sont reportées sur le tableau 2 pour le cas particulier de l'AsGa (réf. 4). Ce dernier présente une configuration de bandes d'énergie TLX : le minimum principal est celui de la vallée Γ suivi de ceux des vallées L puis X où une inertie plus grande confère aux électrons une mobilité très faible par rapport à celle dans la vallée Γ (fig. II. 3).

Vallée	$E_{\Gamma i}$ (e.v.)	m_i^*	μ_i (m ² /v.s.)	α_i (e.v. ⁻¹)
Γ	0	0,063 m_0	0,5	0,61
L	0,33	0,222 m_0		0,461
X	0,52	0,58 m_0		0,204

tableau 2

$E_{\Gamma i}$ = écart d'énergie entre minimum vallée Γ et autre vallée

m_i^* = masse effective

μ = mobilité

α = coefficient de non parabolicité

La bande de valence est constituée elle de trois sous bandes dont les sommets se situent tous au milieu de la zone de Brillouin. Les vallées h et l, dégénérées en $k = 0$, correspondent respectivement aux trous lourds et trous légers. La vallée S, décalée vers le bas est due au couplage spin orbite.

Le tableau 3 rend compte des caractéristiques des trous toujours dans l'AsGa à température ambiante dans les trois bandes de valence.

Vallée	E_{hi} (e.v.)	m_i	μ_i (m ² /v.s)	α_i (e.v. ⁻¹)
h	0	0,680 m_0	0,04	0,6
l	0	0,12 m_0		0,4
s	0,33	0,20 m_0		

tableau 3

Le gap de l'AsGa est direct (fig II.3) La transition bande de valence, bande de conduction se fait alors avec conservation du vecteur d'onde k . L'énergie de la bande interdite est de 1,42 eV à la température ambiante. Ceci est important quant aux propriétés optiques du matériau comme nous le verrons par la suite.

I - 3. - NIVEAUX PROFONDS ET DEFAUTS DANS L'AsGa

La structure de bande décrite au paragraphe précédent est celle d'un cristal d'AsGa infini et parfait. Dans la pratique, les dimensions finies du cristal et l'existence de défauts du réseau induisent une perturbation des bandes d'énergie et l'apparition, dans la bande interdite, de niveaux dont on distingue deux types :

- les niveaux intrinsèques relatifs à la perturbation du réseau, le cristal étant pur ;

- les niveaux extrinsèques dus à l'existence d'atomes d'impuretés dans le réseau. Les défauts sont des pièges d'électrons ou de trous suivant la position de leur niveau d'énergie E_N dans la bande interdite qui détermine leur énergie d'activation E_a par rapport à la bande de conduction (E_C) ou la bande de valence (E_V) :

$$\text{- cas d'un piège d'électrons } E_a = E_C - E_N$$

$$\text{- cas d'un piège de trous } E_a = E_N - E_V$$

Lorsque E_N est plutôt du côté du niveau de Fermi (milieu de la bande interdite pour le matériau intrinsèque) E_a est très grand devant l'énergie thermique kT , et le défaut sera un centre de recombinaison ou un centre neutre. En plus de leur énergie d'activation, les pièges sont caractérisés par leur section efficace de capture, correspondant au rapport du nombre de porteurs piégés sur la densité surfacique de défauts se trouvant dans un plan perpendiculaire à la direction des porteurs incidents.

Citons maintenant quelques uns des principaux types de défauts.

a) Défauts ponctuels

Ce sont des perturbations locales résultant généralement de la substitution d'un atome du réseau par un atome d'impureté, de l'existence de lacunes ou du positionnement d'atomes d'impuretés dans les sites intersticiels.

Ces défauts involontaires dépendent des techniques utilisées pour la croissance des cristaux et qui peuvent être classées en deux catégories :

- Technique de tirage de substrats,
- Techniques de croissances de couches épitaxiées telle que l'épitaxie en phase vapeur (V.P.E.), l'épitaxie en phase liquide (L.P.E.), et l'épitaxie par jet moléculaire (M.B.E.)

De nombreuses études ont été faites à leur sujet, afin de les localiser, de déterminer leur énergie d'activation, leur concentration et leur caractère (piège d'électrons ou de trous). Les méthodes d'analyse sont nombreuses telles que la spectroscopie en régime transitoire des centres profonds (D/L.T.S.) (réf. 5), l'étude de l'absorption (réf. 6) ... Le tableau 4 résume les résultats d'un certain nombre de ces études.

Pièges	Energie d'activation (e.v.)	section effc. d'émission (cm ² /v.s.)	Origine	Nature
EB1	0,86	$3,5 \cdot 10^{-14}$	L.P.E. (Lr)	piège electr
EL2	0,825	10^{-13}	V.P.E.	"
EL4	0,51	10^{-12}	M.B.E.	"
EL7	0,3	$7,2 \cdot 10^{-15}$	M.B.E.	"
EL11	0,17	$3 \cdot 10^{-16}$	V.P.E.	"
H.B2	0,71	$1,2 \cdot 10^{-14}$	L.P.E.	piège trous
HL1	0,93	$3,7 \cdot 10^{-14}$	V.P.E. (Cr)	"
HL3	0,59	$3 \cdot 10^{-15}$	V.P.E. (Fe)	"
HL4	0,42	$3 \cdot 10^{-15}$	V.P.E. (Cu)	"
HL10	0,82	$3 \cdot 10^{-12}$	V.P.E.	"

Tableau 4. Caractéristiques de quelques pièges dans l'AsGa N (réf. 7)

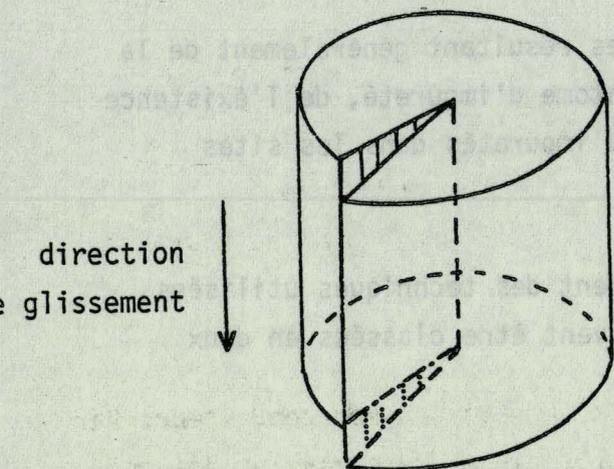


fig. II. 4 - Dislocation Vis

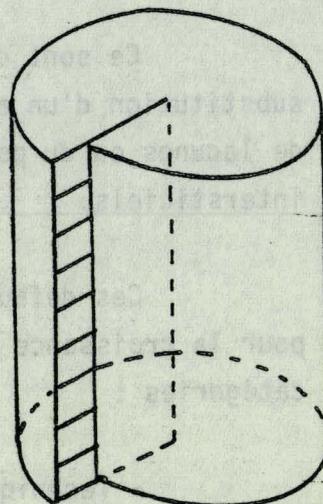


fig. II. 5 - Dislocation coin

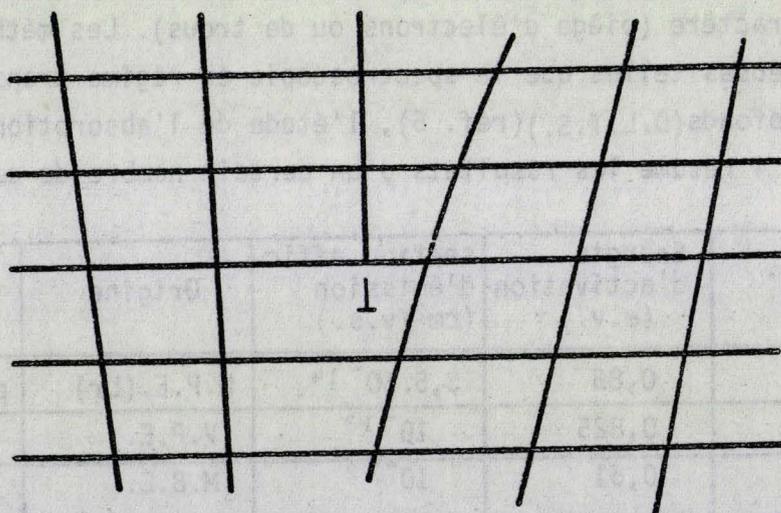


fig. II. 6 - Vue en coupe d'une dislocation coin

Le taux d'émission e de ces défauts est un paramètre important pour la caractérisation de ces pièges. Son expression est donnée par la relation II. 2 déduite de la statistique de Boltzman (réf. 8) :

$$e = A T \sigma \exp(- E_a / K T) \quad \text{II. 2}$$

A = constante

T = température

σ = section efficace
de capture

E_a = profondeur du niveau du
piège

k = Constante de Boltzman

Il conditionne les propriétés de conduction du matériau semiconducteur. Par exemple, les faibles valeurs de e rendent les pièges responsables des phénomènes lents observés dans les transistors à effets de champ (réf. 9).

Un autre exemple, bien que n'entrant pas dans le cadre des centres profonds, est le dopage des semiconducteurs par l'insertion, volontaire cette fois, d'atomes de substitutions. Cette opération permet d'obtenir une conduction de type N ou de type P, suivant que l'atome de substitution est un atome donneur ou accepteur.

b) Dislocation

Ce sont des défauts linéaires toujours présents dans le cristal lorsque celui-ci est fabriqué sous pesanteur. Ils résultent du glissement d'une partie du cristal, la seconde restant immobile (réf. 10). Deux cas de figure sont alors possibles :

- dislocation vis : la limite entre les deux parties du cristal est parallèle à la direction du glissement (fig. II. 4)

- dislocation coin : la limite entre les deux parties est perpendiculaire à la direction du glissement (fig. II. 5).

La figure II. 6 représente une coupe faite sur un cristal mettant en évidence un défaut de dislocation (coin). Ce dernier se prolonge tout au long d'une ligne donnant lieu à une série linéaire de liaisons pendantes. Ces défauts induisent des niveaux extrinsèques dans la bande interdite. Eux aussi influent et pour les mêmes raisons que les défauts ponctuels, sur les phénomènes de conduction, mais en plus ils limitent la durée de vie des composants électroniques, notamment les composants multicouches (réf. 11). Le cas du laser à semiconducteurs en est un exemple : le grand nombre de porteurs en

excès et de photons, favorise la diffusion des dislocations vers les régions de plus faible énergie, en l'occurrence la zone de recombinaison. Dans cette dernière, la densité de dislocation croît énormément faisant apparaître des centres de recombinaisons non radiatives et une non homogénéité du courant. C'est en partie l'explication de la chute du rendement quantique des lasers à semiconducteurs.

c) Défaut de surface

Ce troisième type de défaut est beaucoup plus complexe que les deux précédents. On y distingue deux catégories :

- les niveaux intrinsèques : les dimensions finies d'un composant sont une source de perturbation de la périodicité du cristal. La résolution de l'équation de Schrodinger dans le cas d'un semiconducteur semi-infini aboutit à l'existence d'états de surface localisés dans la bande interdite. Les fonctions d'onde correspondantes décroissent exponentiellement de part et d'autre de la surface (réf. 12).

- les niveaux extrinsèques : la surface est un lieu privilégié d'interaction entre le matériau et le milieu ambiant. Cette interaction se traduit par des phénomènes d'adsorption de molécules et d'ions, par la surface (réf. 13).

L'existence de tous ces états conditionne la position du niveau de Fermi en surface et induit une densité de charge surfacique σ qui doit satisfaire à l'équation de neutralité électrique II. 3.

$$\sigma + \int_0^{\infty} \rho(y) dy = 0 \quad \text{II. 3.}$$

$\rho(y)$ = densité de charge volumique

σ = densité de charge surfacique.

Ainsi, suivant le signe de σ , apparaîtront sur une épaisseur L du matériau, soit une zone d'enrichissement, soit une zone d'appauvrissement, et un potentiel de surface V_s lié à la densité des défauts.

Dans le cas de l'AsGa dopé N ($N_d = 10^{17} / \text{cm}^3$), ce potentiel V_s est égal à 0,59eV (réf. 14), σ est négative. La zone d'espace de charge est une zone d'appauvrissement. Son étendue peut être exprimée par une relation analogue à celle d'une jonction P.N. (réf. 15) :

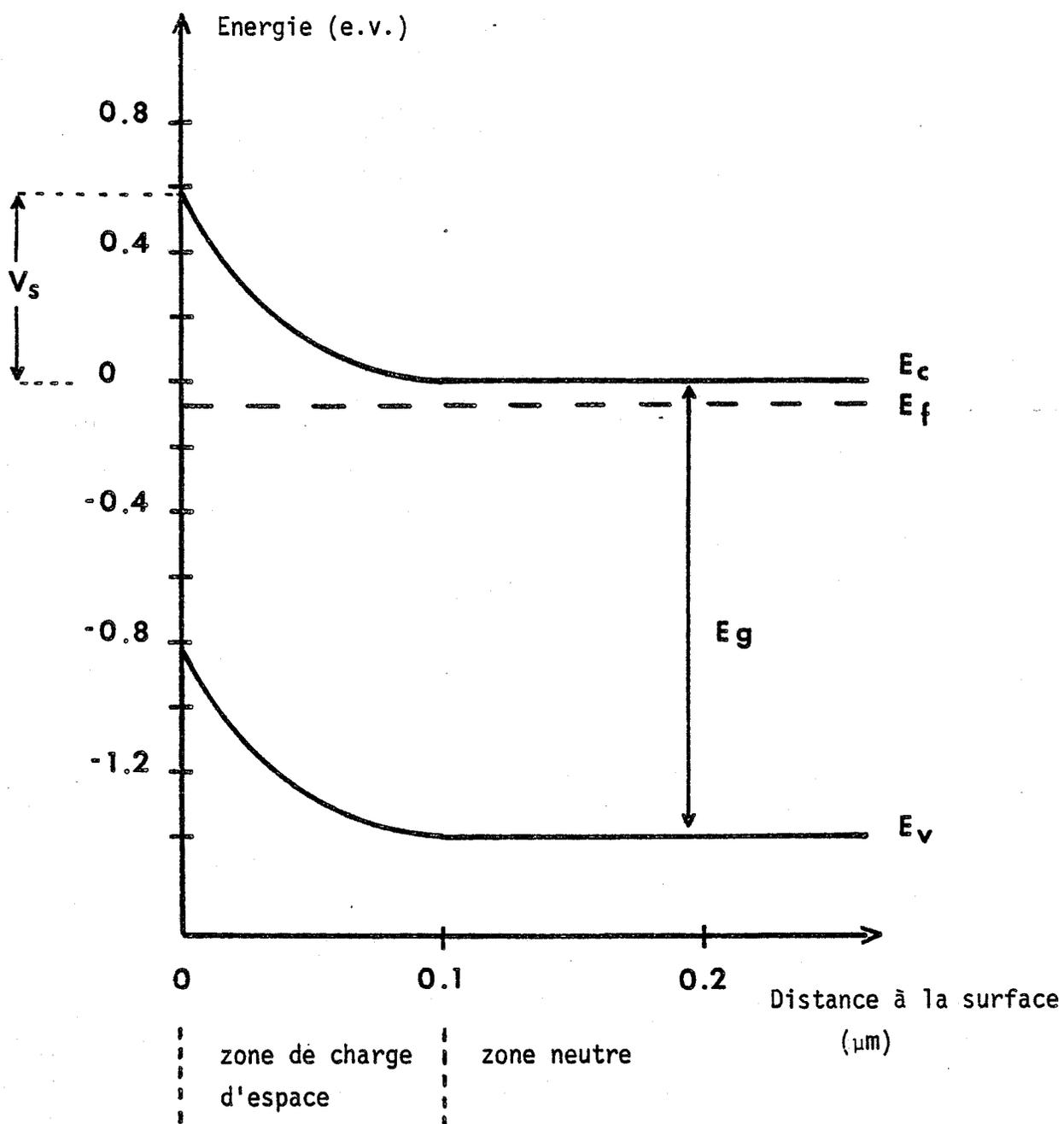


Fig. II. 7 - Diagramme de bandes d'énergie de l' AlGaAs au voisinage de la surface ($N_D = 10^{17} \text{ at/cm}^3$) - ref. 14

$$L = \sqrt{\frac{2 \epsilon V_s}{q N_d}} \quad \text{II. 4}$$

V_s = potentiel de surface ϵ = permittivité N_d = densité d'impuretés

Du point de vue énergétique, ces résultats se traduisent par une courbure, vers le haut, des bandes de conduction et de valence au niveau de la surface (fig. II.7), la hauteur de la barrière résultante étant de l'ordre de 0,59 eV. Ceci est dû au blocage du niveau de Fermi en surface au voisinage du milieu de la bande interdite. Sur toute la couche superficielle déplétée règne un champ électrique transversal E_t (fig. II.7) dont l'effet sur la conduction est important surtout pour les composants à géométrie planaire : le champ E_t se superpose au champ longitudinal E_l dû à la polarisation, repoussant les électrons vers le volume et attirant les trous en surface. Les composants de structure mesa ou verticale ne posent pas ce problème puisque la conduction a lieu en volume.

La surface est un puits de potentiel pour les trous. Par analogie avec les défauts ponctuels, on pourrait exprimer son taux d'émission à l'aide d'une loi de Boltzmann II.5.

$$e = C \exp(V_s/KT) \quad \text{II. 5}$$

Le temps d'émission est inversement proportionnel à e . Il est d'autant plus long que le potentiel de surface V_s est important. Le tableau 5 donne les valeurs de V_s pour quelques matériaux semiconducteurs (réf. 16). Notons que l'AsGa possède le potentiel de surface le plus élevé.

Matériau II - VI	E_g (e.v.)	V_s (e.v.)	Matériau III-V	E_g	V_s
Cds	2,47	0,07	$I_n A_s$	0,31	- 0,1
CdSe	1,67	0,12	$I_n P$	1,29	0,13
CdTe	1,50	0,23	GaAs	1,40	0,59
ZnO	3,25	0,01			

Tableau 5. Potentiel de surface pour différents matériaux semiconducteurs.

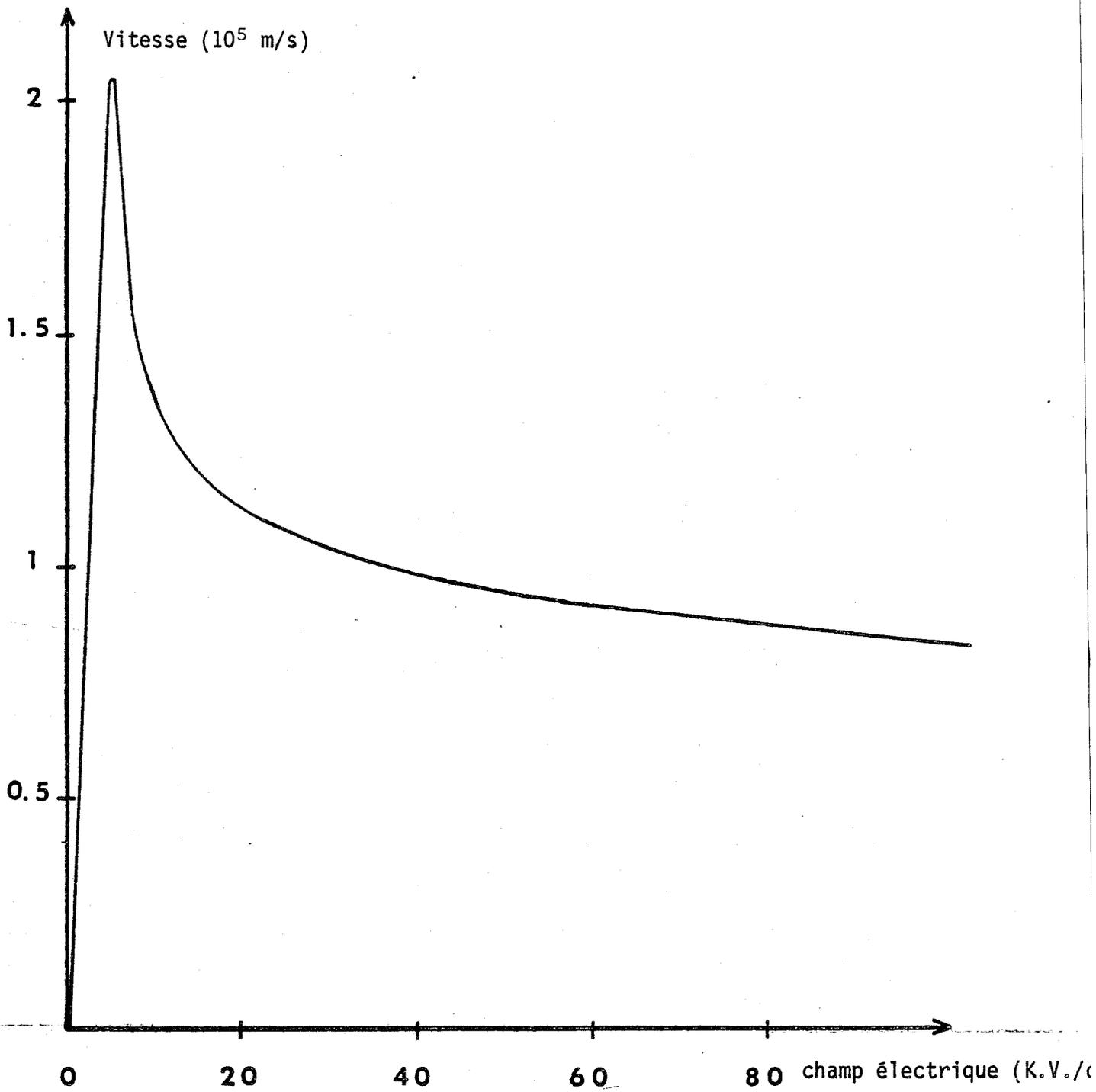


fig. II. 8 - Caractéristique expérimentale $V(E)$ dans l' $A.G_s_a$ (réf. 18)

L'interprétation des phénomènes de transport et des propriétés optiques de l'AsGa découle de l'étude qui a été menée tout au long de ce paragraphe.

II - PHENOMENES DE TRANSPORT

Les phénomènes de transport en volume sont maintenant bien connus en ce qui concerne l'AsGa. En effet, tant du point de vue expérimental que théorique, les études sont nombreuses et concordantes (réf. 17). Nous nous limiterons dans ce paragraphe à la description de la caractéristique statique et stationnaire, vitesse des électrons en fonction du champ électrique $V(E)$. Sa connaissance nous est utile pour le développement du troisième chapitre.

Au sein de notre laboratoire, M.H. EVANNO a développé des techniques expérimentales de mesures de la vitesse des électrons dans un matériau semi-conducteur. Pour ce faire, il a utilisé une première méthode dite de temps de vol, basée sur la mesure de déphasage entre le signal d'excitation et la réponse d'une photodiode. La seconde méthode exploite les effets de magnétorésistance (réf. 18). Ses résultats (fig. II. 8) sont tout à fait comparables à d'autres résultats expérimentaux (réf. 19) et à ceux obtenus à l'aide de simulations numériques utilisant la méthode de Monte-Carlo, méthode probabiliste pour la résolution de l'équation de transport de Boltzman.

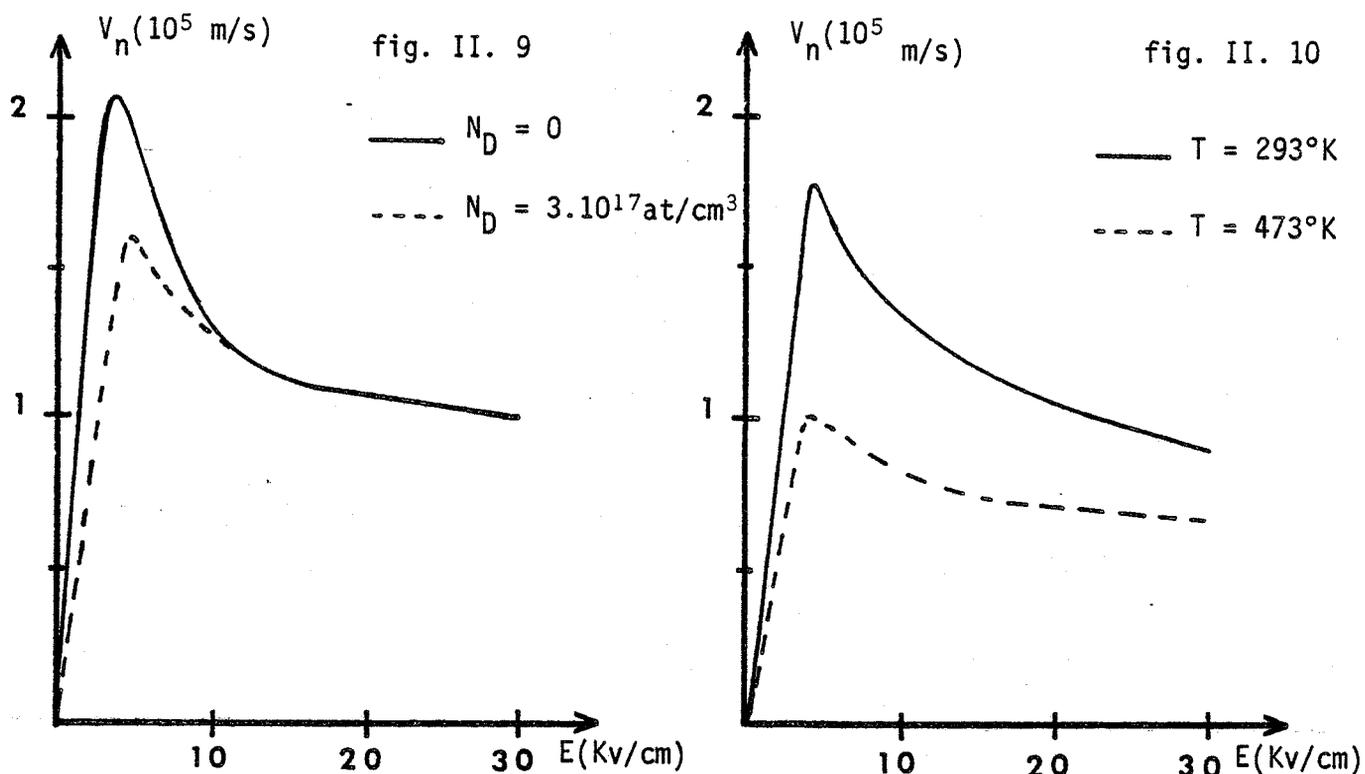
La figure II. 8 représente l'évolution de la vitesse de dérive de l'AsGa. On constate une mobilité importante en champ faible où la vitesse V est proportionnelle au champ électrique E , et une zone de mobilité différentielle négative pour des champs plus élevés.

La valeur négative de la mobilité différentielle résulte de la contribution de deux phénomènes :

- Sous l'effet du champ électrique, les électrons de plus en plus énergétique sont freinés dans leur mouvement par une masse effective croissante.

- Le saut des électrons vers les vallées latérales est possible au delà d'une énergie de seuil E_{ns} . La grande inertie dans ces vallées ralentit considérablement les électrons dans leur mouvement.

La figure II. 9 représente l'allure des courbes $V(E)$ dans



Influence du dopage et de la température sur la vitesse des électrons dans l' AsGa (réf. 20-21)

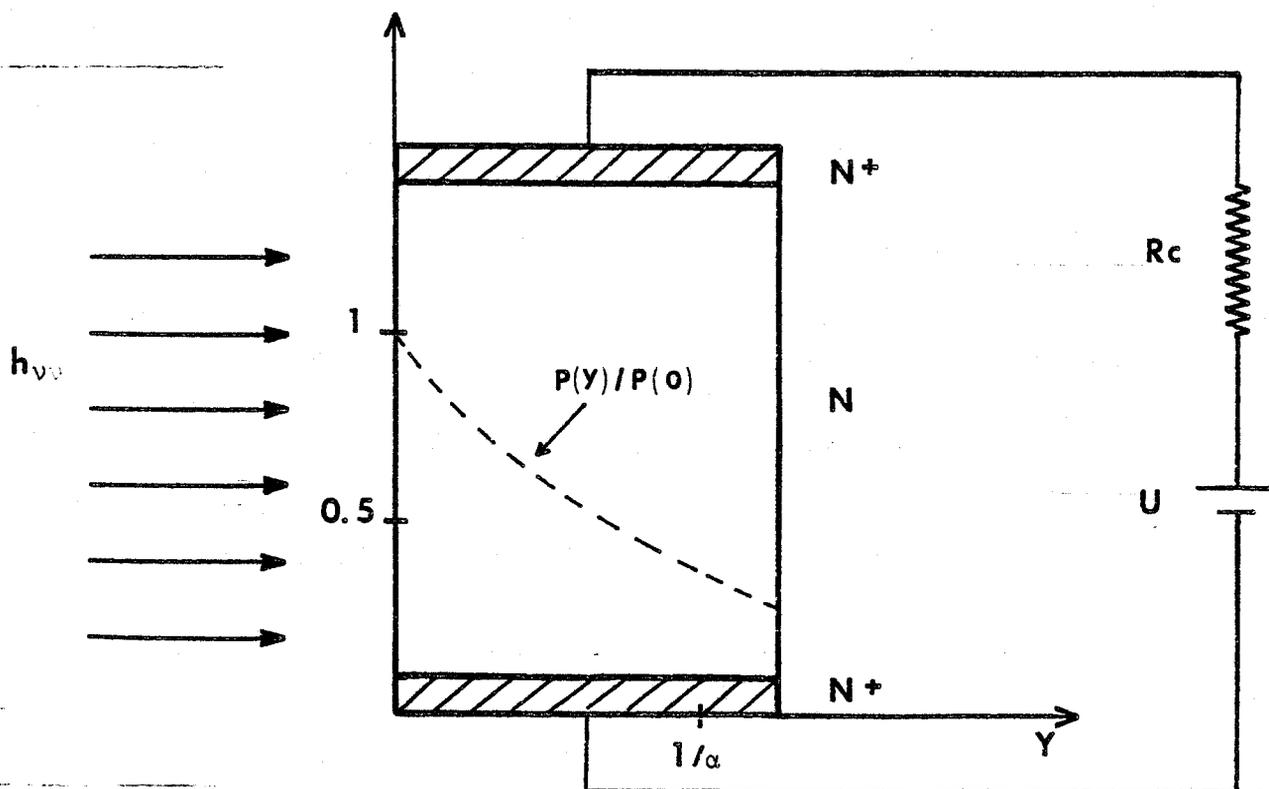


fig. II. 11 - Puissance résiduelle P dans un barreau semiconducteur en fonction de la profondeur de pénétration y , pour un coefficient d'absorption α donné

L'AsGa N pour différentes valeurs de dopage. L'accroissement de ce dernier s'accompagne d'une diminution de la vitesse mais à faible champ seulement (réf. 20).

L'effet de la température T par contre est important surtout dans le domaine des champs forts (fig. II. 10). Lorsque T augmente, la vitesse diminue (réf. 21).

III - PHOTOCONDUCTIVITE ET PROPRIETES OPTIQUES DE L'AsGa

Nous allons reprendre l'étude de la photorésistance entamée au premier chapitre pour tenter de comprendre l'essentiel des mécanismes de photoconductivité entrant en jeu.

Considérons un barreau semiconducteur dopé N, comme auparavant. Deux contacts ohmiques à ses extrémités le relie au circuit extérieur constitué d'un générateur de tension et d'une résistance de charge Rc (fig. II. 11). La structure alors de type N^+NN^+ , est soumise à une tension de polarisation V. Le courant induit I_0 est donné par la relation générale II. 6. C'est le courant d'obscurité.

$$I_0 = \frac{q S}{W} \int_0^w n(x) v(x) dx \quad \text{II. 6}$$

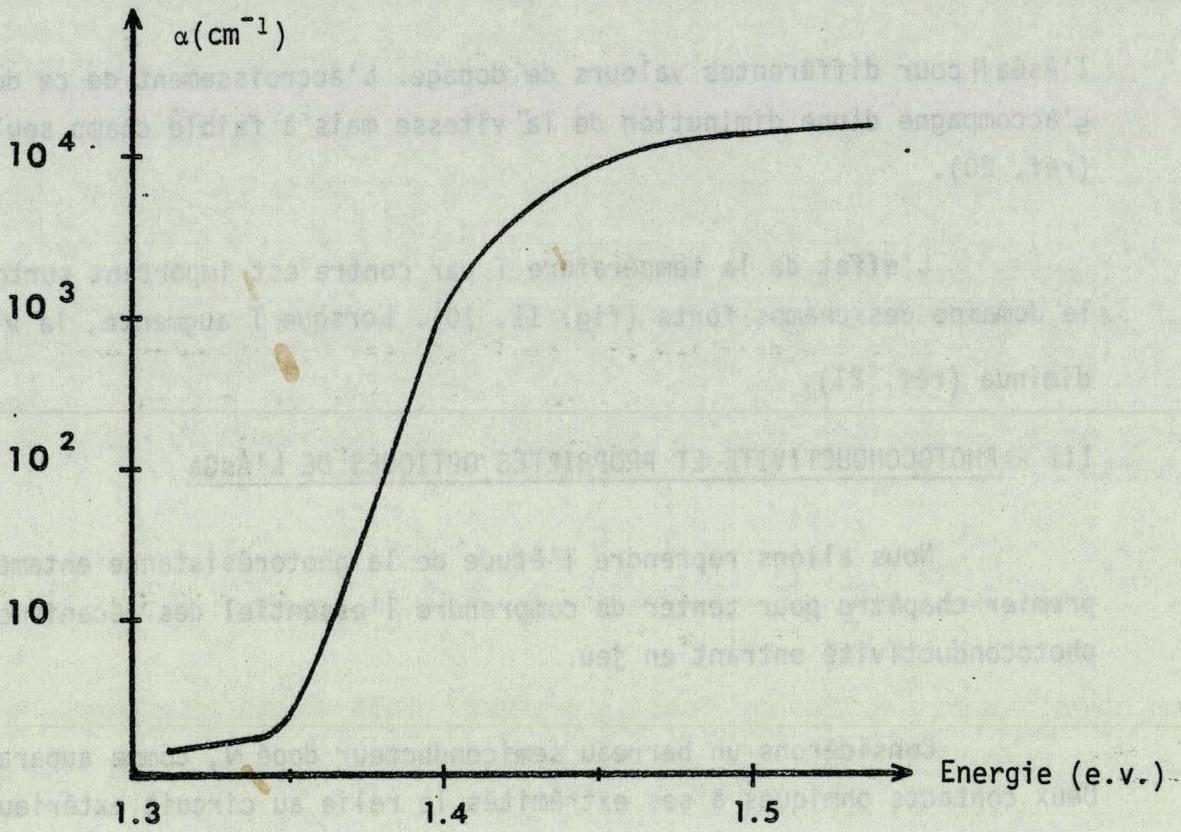
- $N(x)$ = densité de porteurs libres $V(x)$ = vitesse des porteurs
 S = surface du barreau, perpendiculaire aux lignes du courant
 W = longueur du barreau.
 x = Direction de dérive des électrons.

Sous l'incidence de rayonnement lumineux, la génération de porteur en excès (d_n pour les électrons et d_p pour les trous) induit une augmentation de la conduction. Ceci se traduit par un accroissement I_{ph} du courant. I_{ph} le photocourant, peut alors être exprimé de la même manière que I_0 :

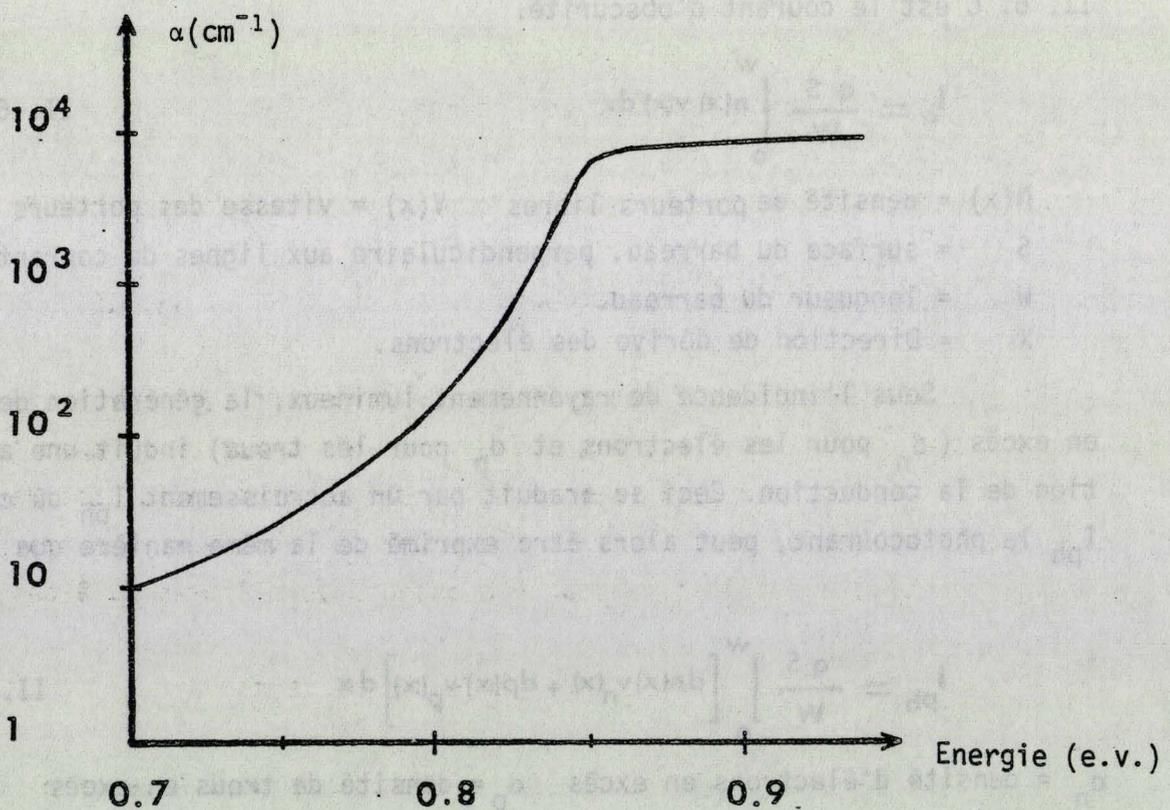
$$I_{ph} = \frac{q S}{W} \int_0^w [d_n(x) v_n(x) + d_p(x) v_p(x)] dx \quad \text{II. 7}$$

- d_n = densité d'électrons en excès d_p = densité de trous en excès
 v_n = vitesse des électrons v_p = vitesse des trous

Les nombres moyens des porteurs en excès d_n et d_p dépendent bien sûr de la puissance incidente, mais aussi des coefficients de réflexion



- a -



- b -

fig. II. 12 - Spectre d'absorption : a) AsGa b) Ge

et d'absorption de la lumière, du rendement quantique de la génération, et surtout du temps de recombinaison des paires électrons-trous créées, autrement dit leur durée de vie.

III - 1. - REFLEXION ET ABSORPTION

L'indice de réfraction de l'AsGa est sensiblement égal à 3,6 dans le domaine de longueur d'onde utilisé ($\lambda < 850 \text{ m}$). Sous incidence normale, il s'en déduit un coefficient de réflexion R de l'ordre de 0,3 (réf. 22).

Ainsi pour une puissance incidente P_0 , celle effectivement transmise à la structure P_t est égale à :

$$P_t = P_0 (1 - R) \quad \text{II. 8}$$

Cette puissance transmise est absorbée par le matériau suivant la loi II. 9

$$dP_t = -\alpha P_t(y) dy \quad \text{II. 9}$$

$$P_t(y) = \text{Puissance résiduelle en } y$$

$$\alpha = \text{coefficient d'absorption.}$$

Pour une zone active d'épaisseur Z, la puissance totale absorbée P_a est :

$$P_a = P_0 (1 - R) (1 - \exp^{-\alpha z}) \quad \text{II. 10}$$

Les mécanismes d'absorption de rayonnement sont nombreux. Leur connaissance permet d'interpréter le spectre d'absorption donnant la variation de α en fonction de l'énergie $h\nu$ des photons incidents. Par ailleurs, ils s'accompagnent de transitions des porteurs vers des états plus énergétiques donnant ainsi naissance à des porteurs libres ou à des phonons.

a) Absorption avec génération interbande des porteurs

La pente abrupte du spectre d'absorption de l'AsGa (fig. II. 12. a) se situe au niveau de la largeur optique de la bande interdite du semiconducteur en question ($E_g = 1,42 \text{ eV}$). Pour des énergies supérieures ou égales à E_g , le coefficient d'absorption α atteint des valeurs de l'ordre de 10^4 cm^{-1} soit une épaisseur de pénétration du rayonnement de l'ordre du

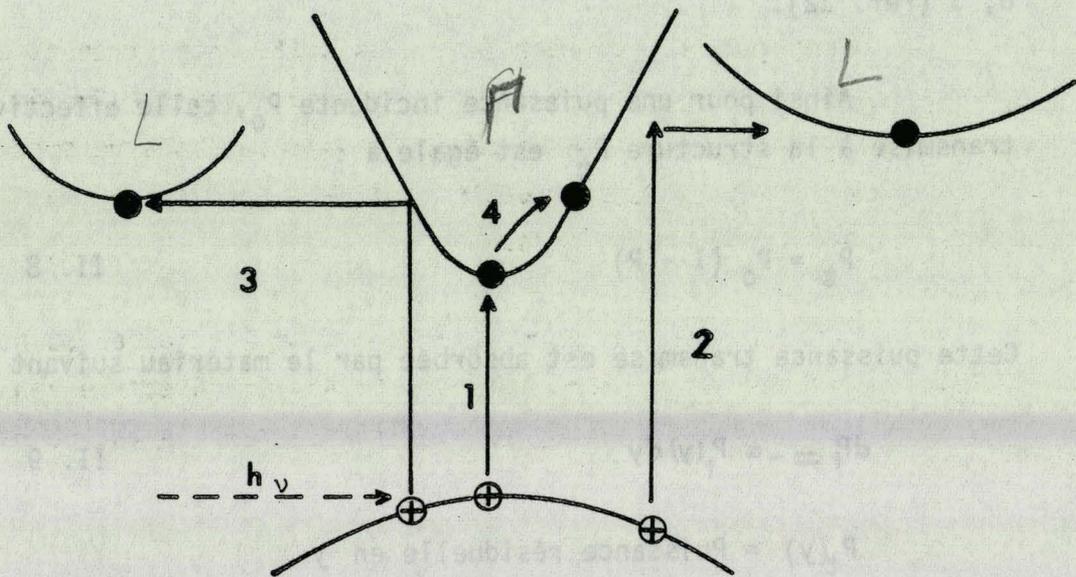


fig. II. 13 - Processus d'absorption intrinsèque

micron (réf. 23).

Inversement, lorsque l'énergie est inférieure à E_g , α est très faible. Si nous faisons une comparaison avec le spectre d'absorption du Germanium (fig. II. 12. b) la pente au niveau du seuil est beaucoup moins franche. Ceci vient du fait que le gap du Ge est indirect. Cependant, pour des énergies plus élevées (0, 85eV) intervient une pente abrupte correspondant à la transition directe des électrons de la bande de conduction à la bande de valence (réf. 24).

La figure II. 13 représente les différentes transitions possibles des porteurs par l'apport d'énergie photonique dans l'AsGa. Au seuil d'absorption, la transition directe bande de valence bande de conduction (transition 1) est la plus probable. Celle-ci s'accompagne de la création de paires électrons-trous libres.

Le nombre de porteurs générés est proportionnel au nombre de photons incidents. Le rapport de proportionnalité A est le rendement quantique qui est de l'ordre de 0, 95 pour l'AsGa dans le cas où $h\nu > 1, 42\text{eV}$

$$A = \frac{dn}{P_a/h\nu}$$

P_a = puissance absorbée

d_n = nombre de porteurs générés/sec.

$h\nu$ = énergie photonique

Notons enfin que le spectre de la figure II. 12. a est en fait la superposition de deux spectres :

- celui mettant en évidence la transition directe bande de valence bande de conduction (pente abrupte)

- un deuxième prouvant l'existence d'états excitoniques juste au dessous de la bande de conduction. Ces états correspondent à des paires électrons-trous liées par une force coulombienne. C'est la raison pour laquelle α n'est pas nul en deçà du seuil d'absorption (réf. 25).

b) Autres types d'absorptions intrinsèques

Il sont principalement au nombre de trois :

- l'absorption d'un photon avec transition indirect (processus 2. fig. II. 11) vers les vallées latérales, la probabilité d'une telle transi-

tion est faible par rapport à celle d'une transition directe suivie d'une interaction intervallée (réf. 26).

- L'absorption par les porteurs libres (transition 4) conduit à leur échauffement ; celle-ci est limitée par l'utilisation de puissances lumineuses faibles.

- L'absorption par le réseau suivi d'émission de phonons optiques est négligeable en raison du nombre de phonons nécessaires pour l'absorption d'un photon.

c) Absorption extrinsèque

Cette absorption ne génère qu'un seul type de porteurs libres, les états énergétiques des défauts ionisés se trouvant dans la bande interdite.

Son effet n'apparaît pas dans le spectre d'absorption de l'AsGa puisque ce genre de transition fait intervenir des énergies bien plus faibles que celles de la bande interdite.

Dans tout ce qui suit, nous nous placerons dans le cas de rayonnement incident de longueur d'onde λ inférieure ou égale à 850 nm

$$\lambda \leq hc/E_g$$

h = constante de Plank c = vitesse de la lumière

E_g = énergie de la bande interdite

Dans ces conditions, les porteurs en excès sont essentiellement créés par transition directe bande de valence-bande de conduction et nous négligerons toutes les autres absorptions.

III - 2. - PHOTOCONDUCTIVITE

A partir des équations de continuité de courant d'électrons II. 11 et de trous II. 12, il est possible de déterminer les nombres de porteurs en excès d_n et d_p .

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - \frac{dn}{\tau_n}$$

II. 11

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - \frac{dp}{\tau_p} \quad \text{II. 12}$$

G_n = taux de génération d'é G_p = taux de génération des trous
 τ_n = durée de vie des électrons τ_p = durée de vie des trous
 d_n = nbre d'électrons en excès d_p = nbre de trous en excès

En effet, en régime stationnaire, elles deviennent :

$$dn = G_n \tau_n \quad \text{II. 13}$$

$$dp = G_p \tau_p \quad \text{II. 14}$$

avec

$$G_n = G_p = \frac{A P_0 (1 - R)(1 - \exp - \alpha z)}{h\nu}$$

L'expression de I_{ph} est déduite de l'équation II. 7, en prenant comme hypothèses simplificatrices, le cas d'un champ électrique et d'une génération de porteurs uniformes.

$$I_{ph} = q \left(dn \frac{v_n}{w} + dp \frac{v_p}{w} \right) \quad \text{II. 15}$$

Ou encore, sachant que : $\frac{w}{v_n} = \tau_{tn}$ = temps de transit des électrons

$$\frac{w}{v_p} = \tau_{tp} = \text{temps de transit des trous}$$

alors

$$I_{ph} = q \left(G_n \frac{\tau_n}{\tau_{tn}} + G_p \frac{\tau_p}{\tau_{tp}} \right) \quad \text{II. 16}$$

I_{ph} peut se réduire à $q G_n \frac{\tau_n}{\tau_{tn}}$ si l'on considère que $\tau_{tp} \gg \tau_{tn}$

En effet, la mobilité des trous est bien plus faible que celles des électrons dans l'AsGa.

L'importance de τ_n est primordiale en photoconductivité. Dans un matériau intrinsèque seule la recombinaison interbande détermine la

durée de vie de la paire, de ce fait $\tau_n = \tau_p$. Il n'en est pas de même dans un matériau extrinsèque où les défauts jouant le rôle de centre de piégeage et de recombinaison de telle sorte que $\tau_n \neq \tau_p$

Considérons le cas où un seul niveau piège E_T existe dans la bande interdite. L'expression de la durée de vie de la paire est donnée par une relation générale (II. 17) résultant du calcul du taux de recombinaison des électrons R_n et des trous R_p (réf. 28).

$$\tau = \tau_{no} \cdot \frac{\Delta p + P_0 + P_1}{\Delta p + N_0 + P_0} \cdot \tau_{po} \cdot \frac{\Delta n + N_0 + N_1}{P_0 \Delta n + N_0 + P_0} \quad \text{II. 17}$$

τ_{no} = temps de piégeage de l'électron

τ_{po} = temps de piégeage d'un trou

N_0 = densité d'électrons libres à l'équilibre thermodynamique

P_0 = densité de trous libres à l'équilibre thermodynamique

N_1 = densité d'e libres si E_F (niveau de Fermi) coïncide avec E_T

P_1 = densité de trous " " " " "

Δ_n = densité d'e en excès

Δ_p = densité de trous en excès

Pour un matériau de type N. où $N_0 \gg N_1 \gg P_1 \gg P_0$, τ est égal à τ_{po} . Dans l'AsGa de type N, τ_{po} prend des valeurs allant de 10^{-8} à 10^{-9} s (réf. 18).

Lorsqu'il s'agit d'un piégeage de trous en surface par exemple, la durée de vie de la paire τ est alors le temps d'émission du piège. Son expression est donnée par une loi de Boltzman II. 5. On peut aussi l'écrire :

$$\tau = \frac{1}{N_T \sigma V_{th}} \cdot \exp \frac{eV_a}{kT} \quad \text{II. 18}$$

e_{va} = énergie d'activation du piège

kT = énergie thermique

V_{th} = vitesse thermique

σ = section efficace de capture

N_T = densité de pièges occupés

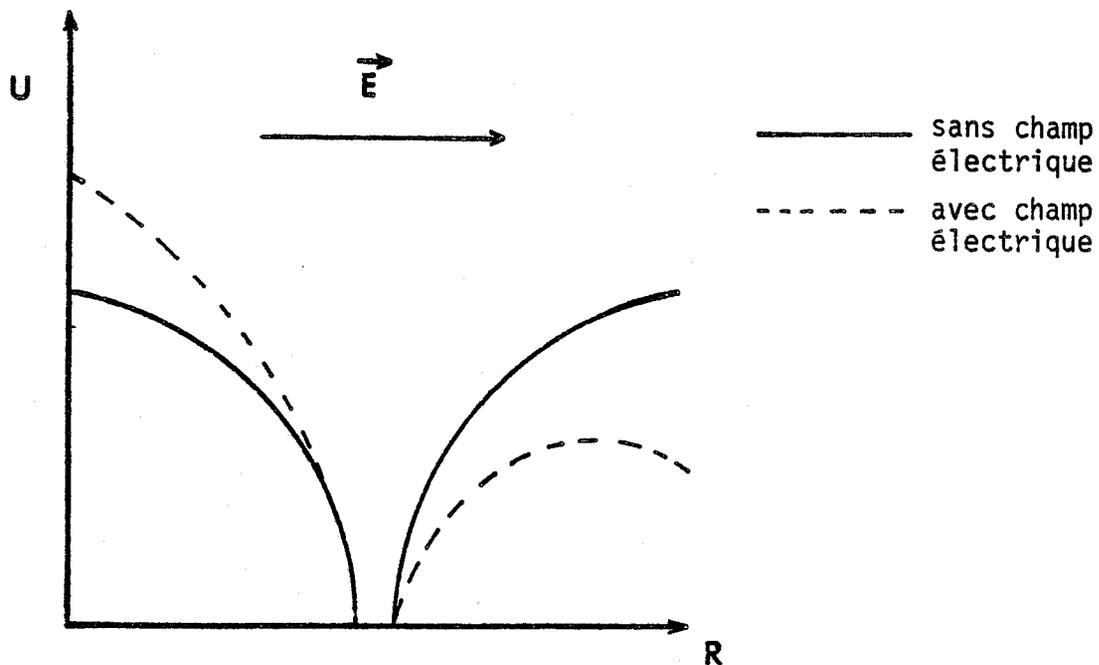


fig. II. 14 - Evolution de l'énergie potentielle au voisinage d'un ion positif

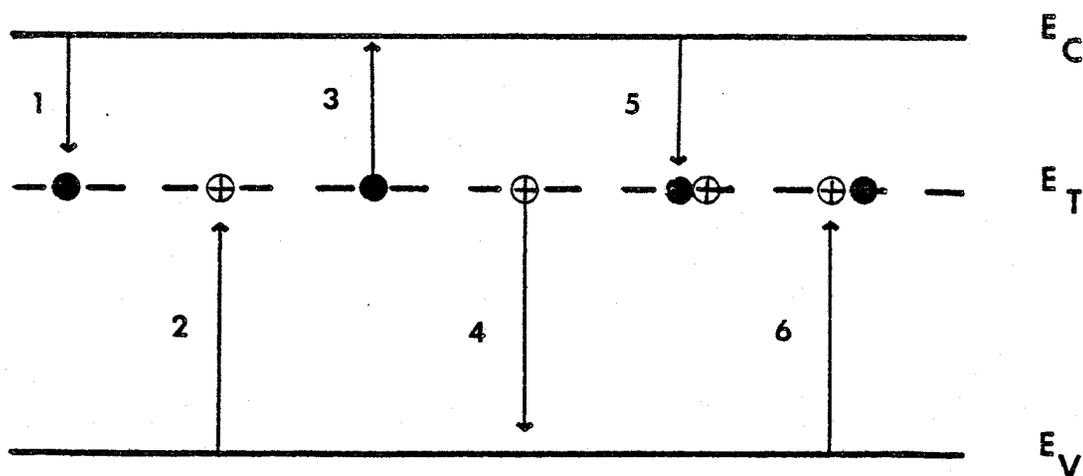


fig. II. 15 - Processus de piègeage et recombinaison par l'intermédiaire d'un niveau d'impureté E_T

τ est très sensible aux variations de température du réseau. L'apport d'énergie électrique, dans le cas de polarisation du barreau semiconducteur par exemple chauffe le réseau induisant une augmentation de l'agitation thermique. Il en résulte une augmentation de l'émission des pièges, ce qui entraîne une diminution de τ .

L'effet poole-Frenkel (réf. 29) est un deuxième aspect de la diminution de τ . Le champ électrique régnant dans la structure semiconductrice a pour effet d'abaisser la barrière de potentiel au voisinage du piège (fig. II. 14). Un nouvel équilibre s'établit entre celui-ci et le porteur piégé. L'égalité entre la force électrostatique et la force coulombienne auxquelles est soumis le porteur piégé est donnée par la relation II. 19 :

$$eE = \frac{e^2}{4\pi\epsilon r_0^2} \quad \text{II. 19}$$

E = champ électrique

r_0 = distance porteur piège

L'abaissement de la barrière est égal à l'apport d'énergie électrostatique.

$$\Delta U = eEr_0 = \left(\frac{e^3}{4\pi\epsilon}\right)^{1/2} E^{1/2} \quad \text{II. 20}$$

$$\tau \text{ devient alors : } \tau = \frac{1}{N_T \sigma v_{th}} \cdot \exp\left(\frac{eV_a - \Delta U}{kT}\right) \quad \text{II. 21}$$

III - 3. - MECANISMES DE PIEGEAGES ET RECOMBINAISONS

Nous avons vu au paragraphe I. 3 de ce chapitre les différents types de défauts dans l'AsGa et leur nature. Ces défauts sont des centres de piégeage d'électrons, de trous ou des centres de génération-recombinaison selon la position de leurs niveaux énergétiques dans la bande interdite. Leurs effets se traduisent en photoconductivité par des durées de vie plus ou moins longues, puisque ces états localisés interviennent fortement dans les processus appelés recombinaisons indirectes.

Prenons le cas d'un niveau E_T ; les différents mécanismes liés à son existence sont résumés par la figure II. 15 :

- le défaut est électriquement neutre. Il peut capter un électron ou un trou lorsque à l'approche du porteur libre un moment dipolaire prend naissance (fig. 11. 15. processus 1).

- le défaut est chargé négativement : il émet un électron vers la bande de conduction lorsque le taux de capture d'un trou C_p est inférieur au taux d'émission e_n d'un électron, c'est alors un piège d'électron (processus 3). Dans le cas contraire, $C_p > e_n$, il captera un trou de la bande de valence et c'est un centre recombinant (processus 6).

- le défaut est chargé positivement. Là encore, pour $e_p > C_n$ (e_p = taux d'émission d'un trou, C_n taux de capture d'un électron) c'est un piège de trous (processus 4), si $e_p < C_n$ c'est un centre recombinant (processus 5).

La variété des mécanismes d'absorption et de recombinaison démontre à quel point l'étude de la photoconductivité est complexe. Nous négligerons cependant, lors de l'analyse de nos résultats expérimentaux, l'absorption extrinsèque étant donné les longueurs d'ondes des rayonnements utilisés (632 nm et 850 nm).

CONCLUSION

Les phénomènes de transport et les propriétés optiques d'un matériau semiconducteur sont étroitement liés aux structures cristallines et de bandes d'énergie de ce dernier. C'est la raison pour laquelle nous avons présenté celles-ci ainsi que les mécanismes de photoconductivité dans un cadre général des matériaux semiconducteurs cristallisant dans la structure sphalérite tout en illustrant ceci par des données relatives à l'AsGa matériau nous intéressant plus particulièrement. Les propriétés de l'AsGa peuvent être résumées comme suit :

- une forte mobilité des électrons minimisant leur temps de transit
- une largeur de bande interdite compatible avec la première fenêtre de transmission des fibres optiques
- un potentiel de surface des plus élevé par rapport aux semi-conducteurs usuels influant énormément sur la durée de vie des porteurs en excès.

La réalisation de photodétecteurs en AsGa oriente ceux-ci vers des applications de télécommunications à courtes distances. Cependant, elle

permet de faire une étude, généralisable par la suite à d'autres matériaux tels que les composés ternaires ($G_a I_n A_s$) et quaternaires ($G_a I_n A_s P$) dont la technologie n'est pas encore parfaitement maîtrisée.

A titre indicatif, le tableau 5 donne la valeur du potentiel de surface de certains matériaux semiconducteurs de type II.VI. L'utilisation de ceux-ci se confronte au problème de l'intégration monolithique du photodétecteur et du système d'amplification.

REFERENCES

=====

- [1] R. FAUQUEMBERGUE
Cours D.E.A. Electronique, Lille (1982)
- [2] R. ZALLEN
Hand Book ou Semiconductors, Tome 1, Chapitre 1 (1982)
- [3] FARVAQUE
Cours D.E.A., Physique du Solide, Lille (1982)
- [4] M.A. LITTLEJOHN and J.R. HAUSER
J.A.P., vol 48, p. 4587 (1977)
- [5] D. MEIGNANT, A. MITTONNEAU
Acta Electronica, vol 23, N° 1 (1980)
- [6] H.J. STOCKER
J.A.P., vol 48, p. 4583 (1977)
- [7] G.M. MARTIN, A. MITONNEAU, A. MIRCEA
- *Electron. Letters, vol 13, N° 7 (1977)*
- *Electron. Letters, vol 13, N° 22 (1977)*
- [8] R. STUCK
Thèse de Docteur ès Sciences Physiques, Strasbourg (1976)
- [9] Rĕf. 5, p. 82

- [70] ELEMENTS DE METALLURGIE PHYSIQUE
Tome 5 éd. la Documentation française
- [11] O. BOGDANKEVITCH
Les lasers à semiconducteurs, éd. MIR, p. 180
- [12] P. KIREEV
La physique des semiconducteurs, éd. MIR, p. 141
- [13] T.H. VOLKENSTEIN
Physico-Chimie de la surface des semiconducteurs, éd. MIR
- [14] G.W. GOBELI and F.G. ALLEN
Physical Review, vol 137, N°1A (janvier 1965)
W.E. SPICER and All
J. Vac. Sci. Technol., vol 13, N° 1 (janvier 1976)
- [15] C. BRU. CHEVALIER
Thèse 3ème cycle, Orsay (1982)
- [16] S.G. DAVISON and J.D. LEVINE
Solid State Physics, vol 25, p. 137 (1970)
- [17] HAND BOOK on SEMICONDUCTORS TOME I
- [18] M.H. EVANNO
Thèse de Docteur-Ingénieur, Lille (1983)
- [19] A. HOUSTON and A.G.R. EVANS
Solid State Electron, vol 20, p. 197-204 (1977)

- [20] A. KASZYNSKI
Thèse de Docteur-Ingénieur, Lille (1979)
- [21] M.R. FRISCOURT
Thèse de Docteur-Ingénieur, Lille (1982)
- [22] K.G. HAMBLETON
Proc. Phys. Soc. Cond. Vol 77, p. 1147 (1961)
- [23] M.V. HOB DEN and M.D. STURGE
Proc. Phys. Soc. Cond., Vol 78, p. 615 (1961)
- [24] *Réf. 12, p. 594*
- [25] J. PANKOV
Optical Processes in Semiconductors, p. 57 (1971)
- [26] *Optical Processes in Semiconductors, p. 42*
- [27] W. SCHOKLEY and W.T. READ
Phys. Rev., Vol 87, p. 835 (1952)
- [28] J. FRENKEL
Phys. Rev., Vol 54, p. 647 (1938)

Chapitre III

ETUDE D'UNE PHOTORESISTANCE N^+NN^+ INTRODUCTION

L'étude présentée dans ce troisième chapitre concerne l'analyse des réponses statiques d'une photorésistance en A_5G_a .

La description détaillée de celle-ci et des moyens expérimentaux mis en oeuvre pour sa caractérisation feront l'objet de la première partie.

La seconde partie est consacrée à l'analyse qualitative des résultats expérimentaux, compte tenu des différents phénomènes physiques intervenant en photoconduction et cités au deuxième chapitre.

Cette analyse sera validée par les résultats analytiques découlant de la mise en équation de ces phénomènes physiques et présentée ainsi que la méthode de calcul dans la dernière partie de cette étude.

N° Plaquettes	Provenance	Couche active	Couche Tampon	Série d'échantillons
4	THOMSON	$e^* = 0,2\mu\text{m}$ $N_D^* = 3,6 \cdot 10^{17}$	$4 \mu\text{m}$ 10^{15}	4.I.N. 4.I.T.
9	THOMSON	$e = 0,3\mu\text{m}$ $N_D = 2,5 \cdot 10^{17}$	$0,45$ 10^{15}	9.5.N
12	L.E.P.	$e = 0,2\mu\text{m}$ $N_D = 1,5 \cdot 10^{17}$	$7\mu\text{m}$ $< 10^{14}$	
21	THOMSON	$e = 0,2\mu\text{m}$ $N_D = 1,5 \cdot 10^{17}$	$4\mu\text{m}$ $< 10^{14}$	21.1.E 21.2.E
25	SUMITOMO	$e = 0,32\mu\text{m}$ $N_D = 1,5 \cdot 10^{17}$	$3 \text{ à } 4 \mu$ $< 10^{14}$	25.1.N

Tableau 6. - Récapitulatif des différentes plaquettes épitaxiées d' A_sG_a utilisées

★ e = épaisseur de la couche

★ N_D = dopage de la couche

I - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Nous distinguons essentiellement deux parties dans la description du dispositif expérimental : le composant et le banc de mesure.

I - 1. - LE COMPOSANT

Afin de rendre possible une éventuelle intégration monolithique de l'ensemble détecteur-amplificateur, le choix du composant s'est porté sur la photorésistance à géométrie planaire et de structure N^+NN^+ . Tous les échantillons que nous avons expérimentés sont réalisés au sein de la Centrale de Technologie de notre laboratoire à l'aide de plaquettes épitaxiées identiques à celles utilisées pour la fabrication des transistors à effet de champ.

Les plaquettes épitaxiées dont la provenance et les principales caractéristiques sont rassemblées dans le tableau 6, sont constituées d'un substrat semi-isolant compensé correspondant à un dopage élevé en atomes donneurs et accepteurs. Sur ce substrat on fait croître successivement par épitaxie deux types de couches (fig. III. 1) :

- une couche de quelques microns d'épaisseur, non dopée intentionnellement (N_D inférieur à 10^{15} at/cm³), dont le rôle principal est de restreindre la diffusion de défauts du substrat vers les couches supérieures : c'est la couche tampon

- une couche active, de quelques dixièmes de microns d'épaisseur, plus ou moins dopée ($N_D = 9.10^{16}$ à 3.10^{17} at/cm³).

La photorésistance, dont le processus de réalisation est décrit en annexe à la fin de ce mémoire, se caractérise par (fig. III. 2) une zone photosensible d'une dizaine de microns de longueur (w) et d'une centaine de microns de largeur.

Lorsque cette zone photosensible correspond à la couche active de la plaquette épitaxiée, la photorésistance est dite de type N, dans le cas où elle correspond à la couche tampon obtenue en procédant à une attaque soit chimique soit ionique de la couche active, la photorésistance est dite de type T.

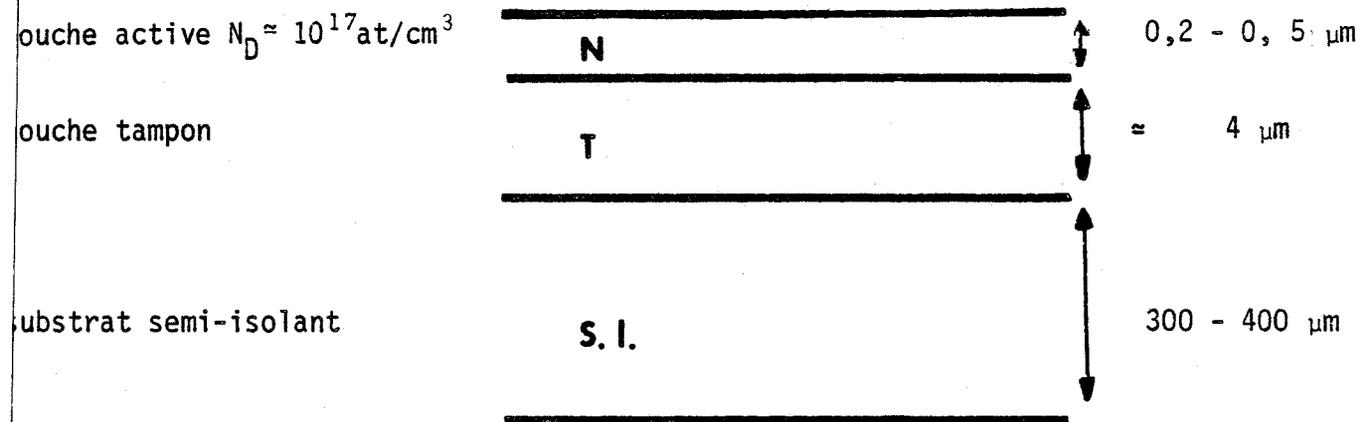


Fig. III. 1 - Structure des plaques épitaxiées

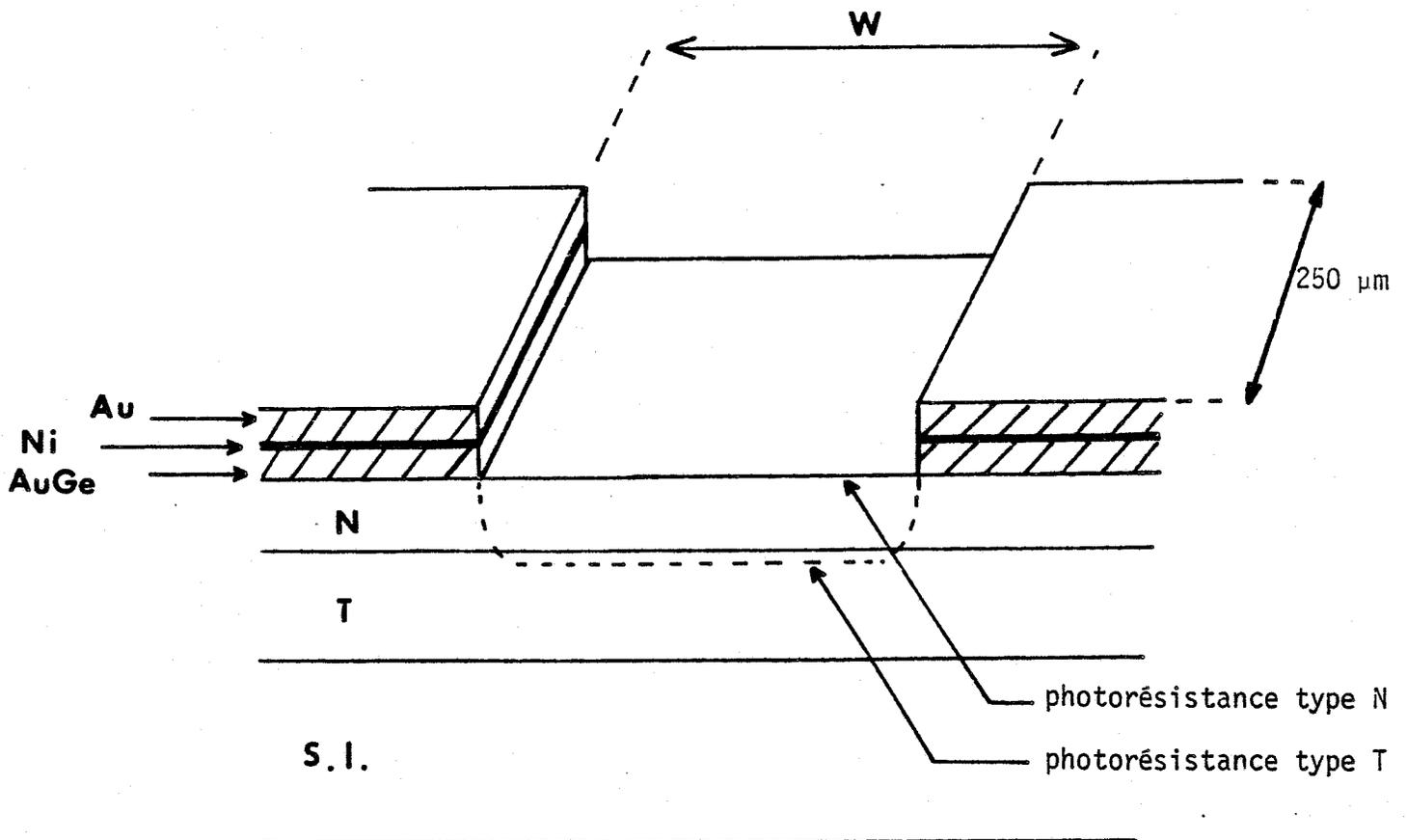


Fig. III. 2 - Structure de la photorésistance à géométrie planaire.

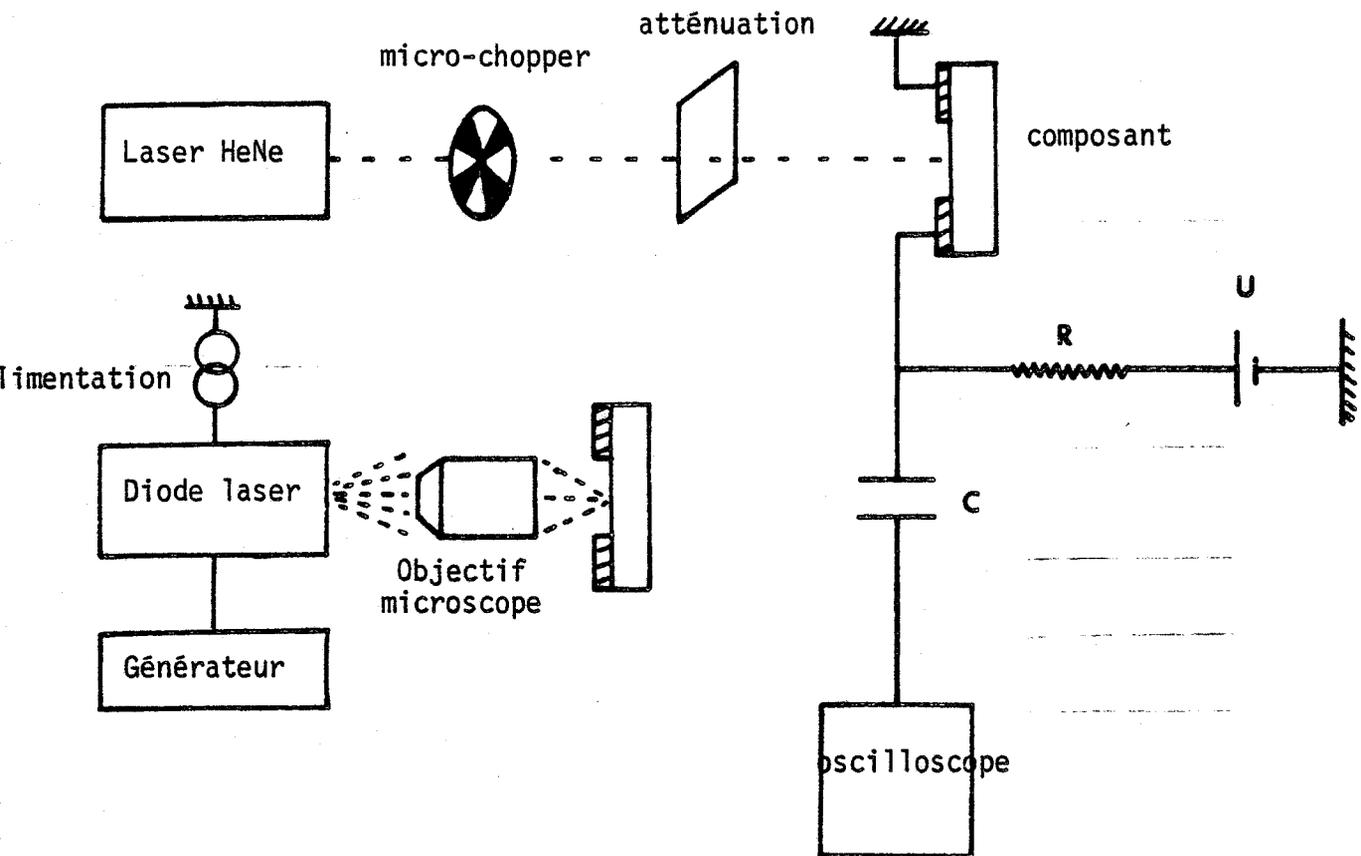


Fig. III. 3 - Synopsis du banc de mesure en continu

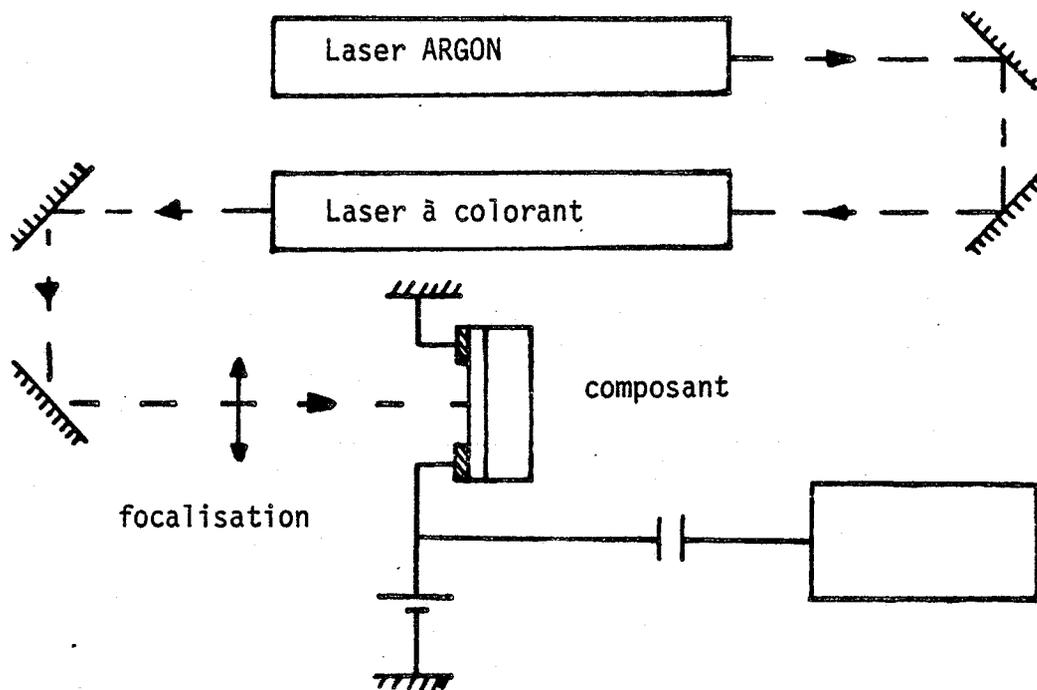


Fig. III. 4 - Synopsis du banc de mesures picoseconde

I = 2. - BANC DE MESURE

Pour la caractérisation en continu de ces composants, nous avons réalisé un banc de mesure dont les principaux constituants représentés sur la fig. III. 3. sont les suivants :

- Un laser HeNe : émission en continu d'une puissance de 5mw à la longueur d'onde $\lambda = 632 \mu\text{m}$.

- Une diode laser à double hétérojonction ($G_a A_1 A_s / G_a A_s$) Nec N.D.C. 3108 dont le courant de seuil I_s est égal à 100mA à $T = 25^\circ\text{C}$, émet un signal de longueur d'onde λ égale à 830nm. La diode est associée à un système de refroidissement pour sa stabilisation thermique.

- Un micro-chopper ROFIN transformant le signal continu du laser HeNe en signal carré de fréquence variable entre 50Hz et 2000Hz.

- Un système de lames à faces parallèles semi-transparentes de différents coefficients d'absorption pour l'atténuation des faisceaux laser incidents.

- Un mesureur de puissance, Photodyne 88XLA, dont la tête optique en silicium, d'une sensibilité de 1 nw , est calibrée pour des longueurs d'ondes comprises entre 400nm et 1150nm.

- Un système de lentilles et d'objectifs de microscope permet d'envoyer sur le composant soit un faisceau de rayons parallèles, soit un faisceau focalisé de 2 à 3 microns de diamètre, sur la surface photosensible du détecteur.

- Un système d'acquisition et de traitement de données réalisé au laboratoire et piloté par un ordinateur C.B.M. 4016 permet de faire les mesures en continu du photocourant de façon automatique.

Parallèlement à ce travail, une étude de la réponse de la photorésistance à des excitations lumineuses picosecondes fut menée par M. CONSTANT et B. HOMBERT (réf. 1) dont nous comparerons les résultats à ceux de la caractérisation en continu. La source lumineuse de leur banc de mesure (fig. III. 4) est un laser à Argon à modes bloqués en phase, pompant en synchronisme un laser à colorant.

Photorésistance 25.1.N

Laser HeNe

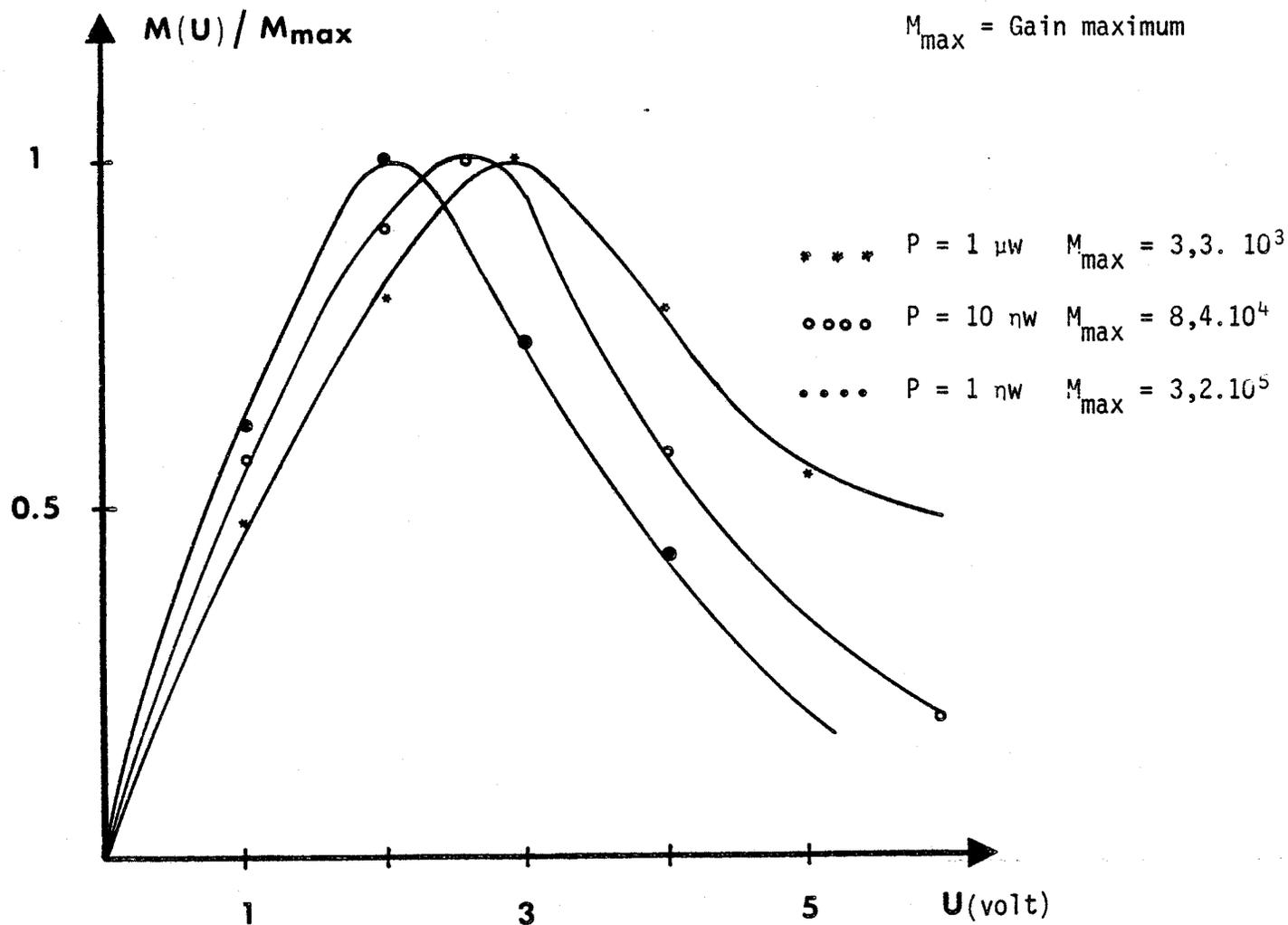
 $w = 10 \mu\text{m}$ $M_{\text{max}} = \text{Gain maximum}$ 

Fig. III. 5 - Evolution du gain d'une photorésistance en fonction de la tension

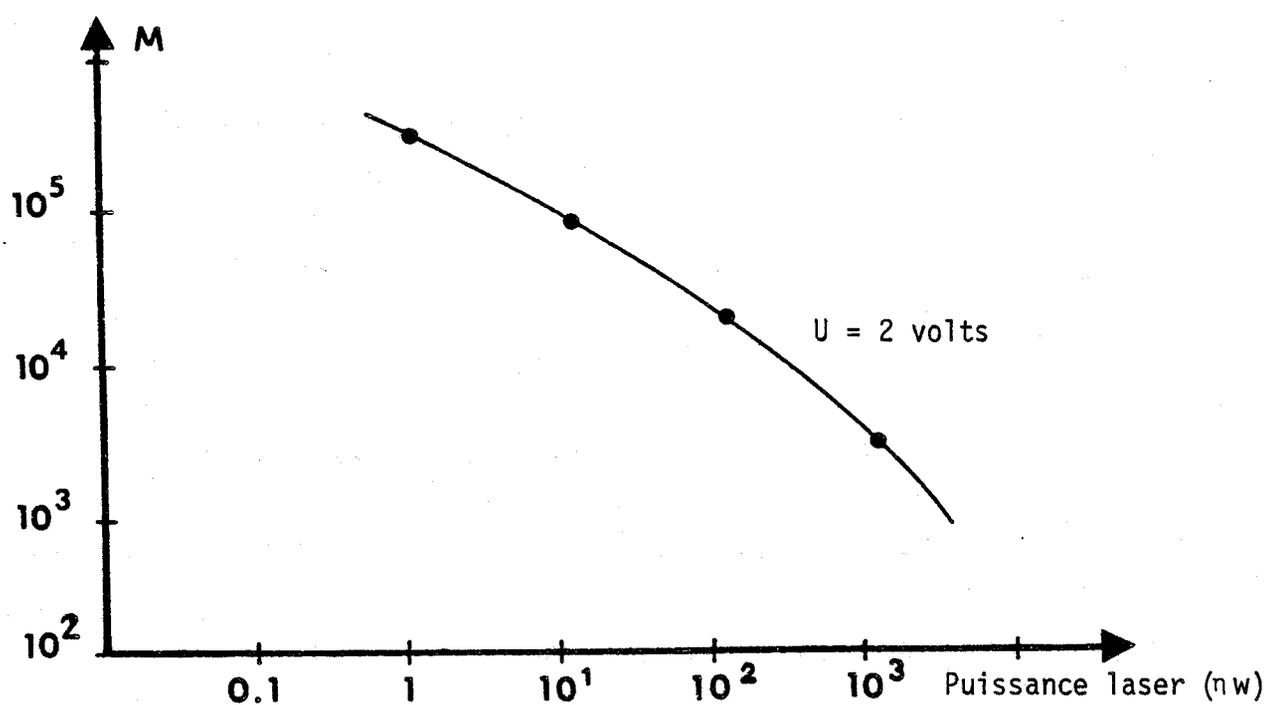


Fig. III. 6 - Composant 25.1.N

Gain en fonction de la puissance lumineuse

- Les impulsions lumineuses d'une largeur de l'ordre de la dizaine de picosecondes ont une longueur d'onde comprise entre 540 et 740nm et une fréquence de répétition soit fixe à 80MHz soit variable du monocoup à 4MHz. La réponse des photodétecteurs à ces excitations est relevée sur un oscilloscope à échantillonnage.

II - RESULTATS EXPERIMENTAUX ET INTERPRETATIONS

De part l'importance du gain M, paramètre déterminant les performances du détecteur étudié, l'évolution du photocourant I_{ph} , découlant des mesures effectuées, sera systématiquement convertie et présentée sous forme d'évolution du gain. Ce dernier, défini au premier chapitre comme étant le rapport du nombre d'électrons collectés par le circuit de détection par unité de temps sur le nombre de photons incidents par unité de temps, est déduit de la mesure du photocourant I_{ph} par la relation suivante :

$$M = \frac{I_{ph}}{q} \cdot \frac{P}{h \nu}$$

soit

$$M = \frac{I_{ph}}{P} \cdot \frac{1.24}{\lambda}$$

I_{ph} = photocourant

$q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ coulomb

p = puissance laser incidente

$h\nu$ = énergie d'un photon

λ = longueur d'onde en μm .

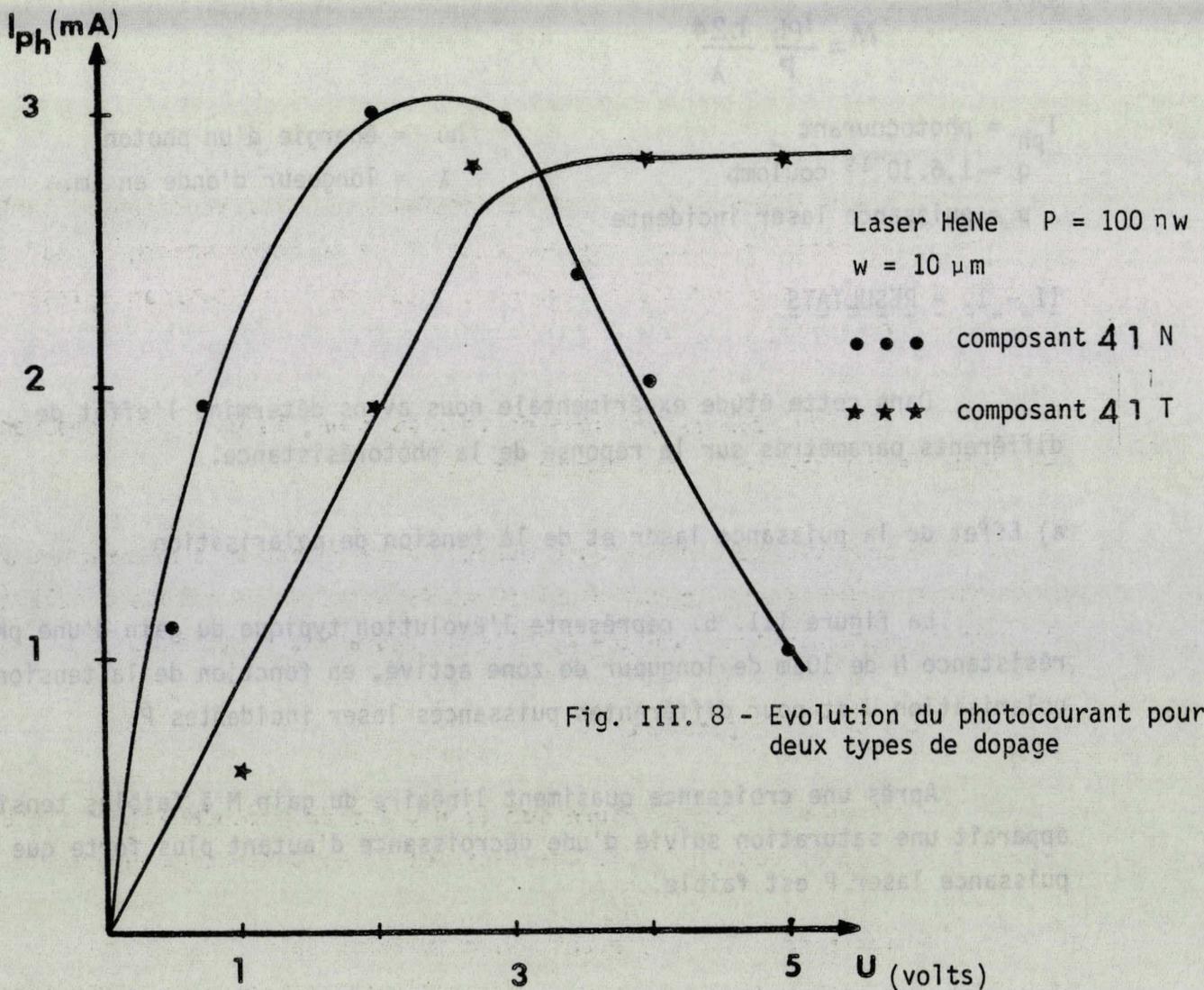
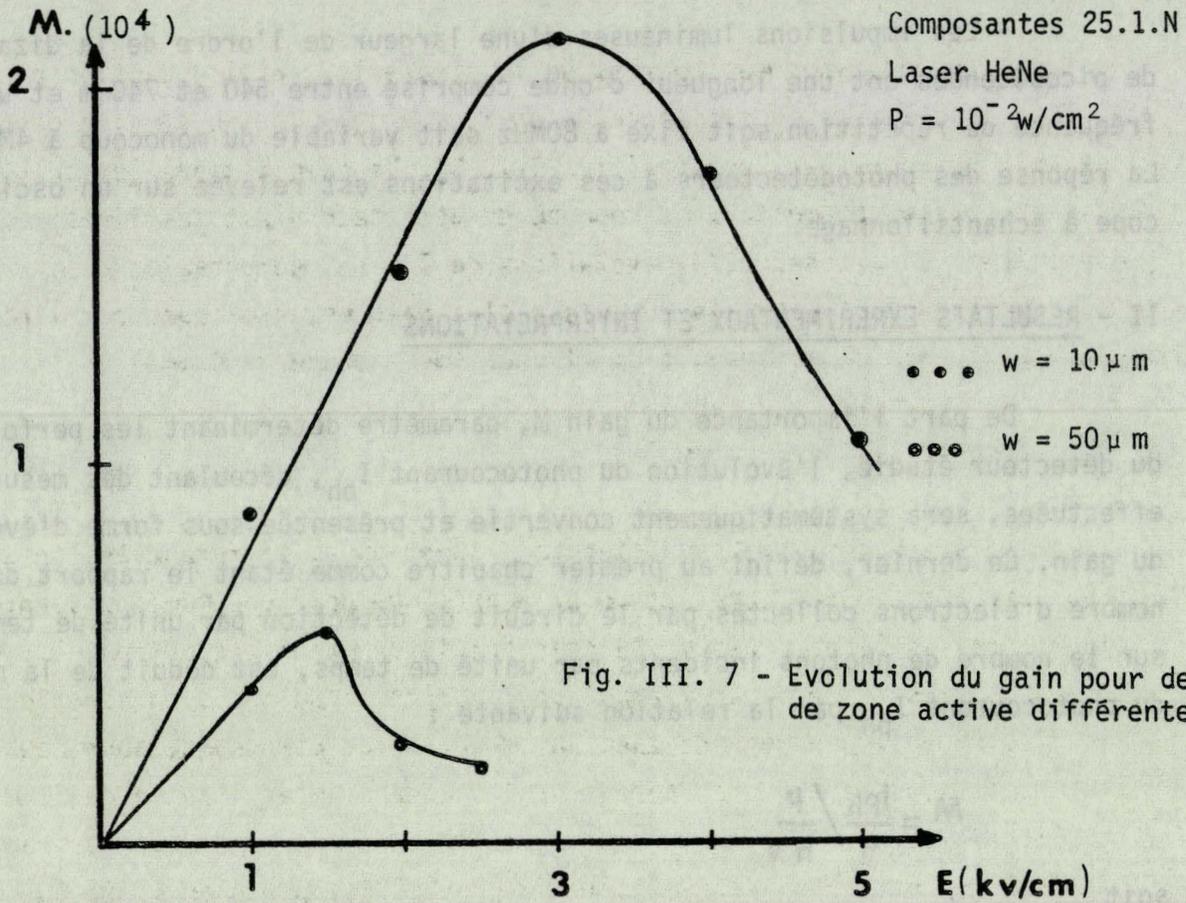
II - 1. - RESULTATS

Dans cette étude expérimentale nous avons déterminé l'effet de différents paramètres sur la réponse de la photorésistance.

a) Effet de la puissance laser et de la tension de polarisation

La figure III. 5. représente l'évolution typique du gain d'une photorésistance N de $10\mu\text{m}$ de longueur de zone active, en fonction de la tension de polarisation U et pour différentes puissances laser incidentes P.

Après une croissance quasiment linéaire du gain M à faibles tensions U, apparaît une saturation suivie d'une décroissance d'autant plus forte que la puissance laser P est faible.



Nous déduisons des courbes de la figure III. 5. l'évolution du gain M en fonction de la puissance laser incidente P , à une tension de polarisation constante, $u = 2$ volts (fig. III. 6). Le gain diminue lorsque la puissance optique augmente : la réponse du détecteur n'est pas linéaire. Bimberg (réf. 2) a observé des évolutions de $I_{ph}(u)$ comparables à nos résultats, avec cependant des gains beaucoup plus faibles, expliqués par l'utilisation de puissances lumineuses très élevées (de l'ordre de 0.1mW).

b) Influence de la longueur de la zone active

La réponse de photorésistances N identiques, différenciées uniquement par la longueur de leur zone active w , montre que pour une même puissance laser incidente par unité de surface, le gain est inversement proportionnel à w . Nous avons illustré ceci par l'étude de l'évolution du gain, en fonction du champ électrique moyen régnant dans la structure du composant, pour deux longueurs de zones actives différentes, l'une de $10\mu\text{m}$ et l'autre de $50\mu\text{m}$ (fig. III. 7). En régime linéaire, le gain varie en sens inverse par rapport à la longueur de la zone active comme le prévoit l'expression II.15 du chapitre II.

c) Influence du dopage

L'évolution du gain d'une photorésistance T , en fonction de la tension de polarisation se distingue de celle d'une photorésistance N réalisée à partir de la même plaquette épitaxiée et soumise à une puissance laser identique (fig. III. 8) :

- sous de faibles tensions de polarisation, le gain des composants T est plus faible que celui des composants N .

- pour des tensions plus élevées, le gain tend à la saturation au lieu de diminuer comme c'est le cas d'une photorésistance N . Ajoutons à cela que le gain a une évolution analogue à celle du courant d'obscurité.

d) Influence de la température

L'effet de la température sur la réponse du photodétecteur a été étudié par J.P. Vilcot (réf. 3). Celui-ci met en évidence deux phénomènes :

- aux températures élevées, le gain varie selon une loi de type Boltzman (fig. III. 9), tandis qu'un effet de saturation du gain apparaît aux

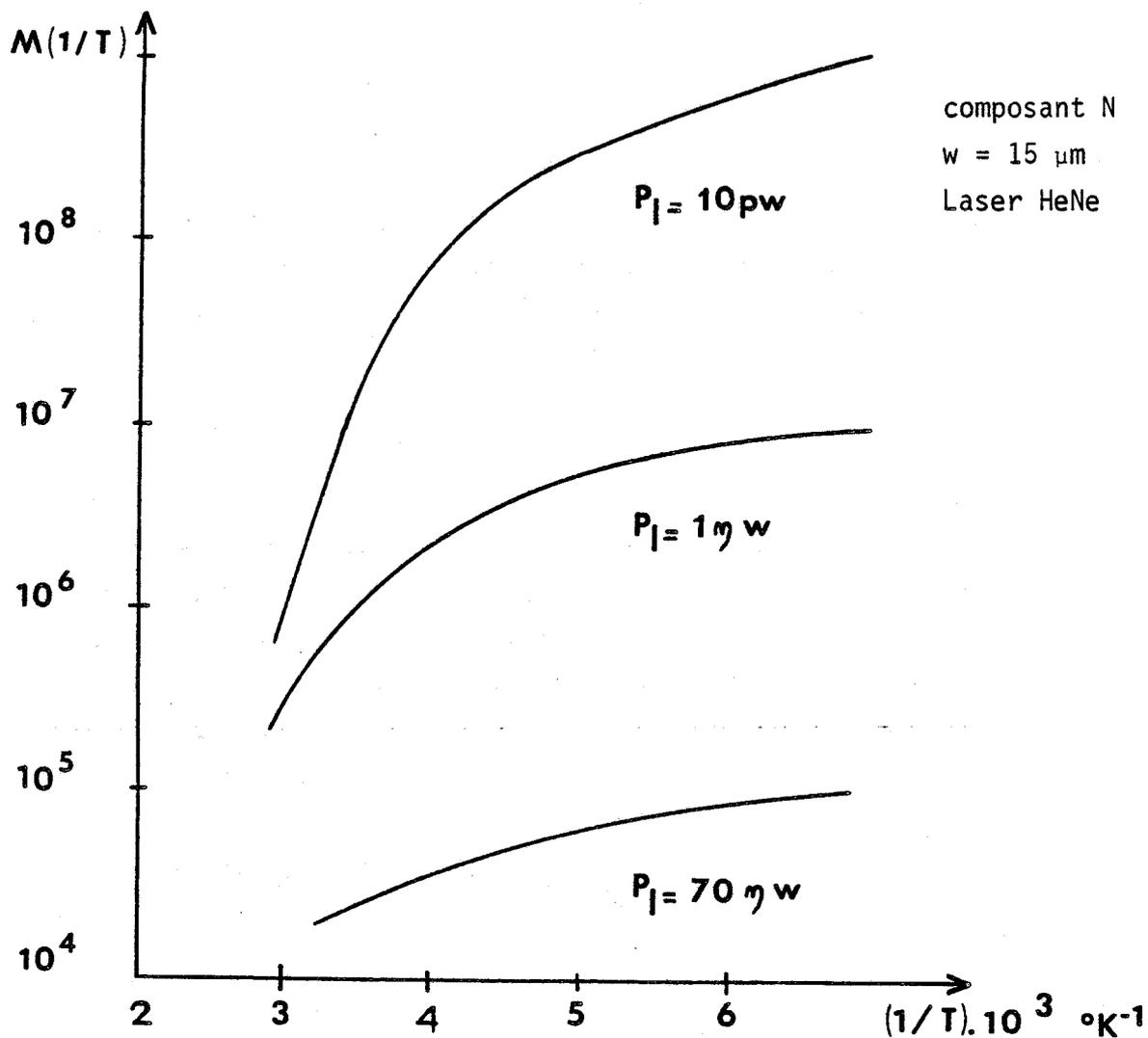


Fig. III. 9 - Evolution du gain en fonction de la température (réf. 3)

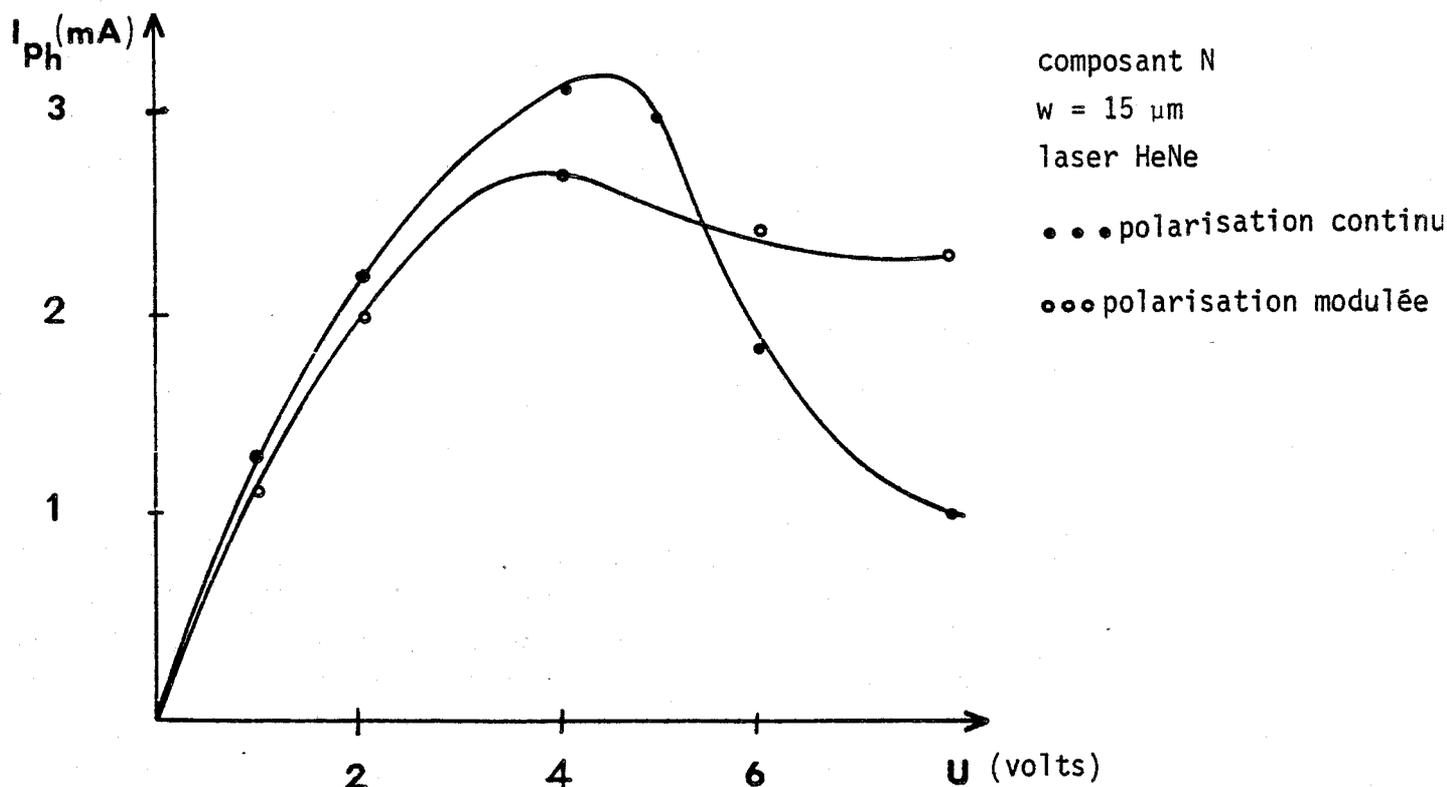


Fig. III. 10 - Effet d'échauffement du composant (réf. 3)

températures plus faibles.

- l'échauffement du composant peut atteindre 70°C pour des tensions de polarisation de l'ordre de 3 à 4 volts. Ceci est dû à la résistance thermique de l'échantillon dont la mesure expérimentale donne une valeur de 450°K/W. Cet échauffement est limité lorsque la polarisation est impulsionnelle (fig. III. 10).

II-2. INTERPRETATIONS QUALITATIVES

Au chapitre précédent, nous avons vu que le gain d'une photorésistance N s'exprime aussi par le rapport de la durée de vie des paires électrons-trous créés τ sur le temps de transit des électrons τ_t à travers le composant. Par ailleurs, la durée de vie τ des porteurs minoritaires, en l'occurrence les trous pour un matériau de type N est de l'ordre de la nanoseconde en volume. Pour une vitesse moyenne des électrons de 10⁵m/s, vitesse atteinte pour des champs électriques moyens supérieurs au champ de seuil E_s , τ_t est de l'ordre de 100 ps. Ce rapport τ/τ_t ne justifie en aucune manière les gains élevés que nous avons mesurés. Ces derniers ne peuvent s'expliquer que par une augmentation notable de la durée de vie des paires électrons-trous créés.

II-2. 1. HYPOTHESE DU PIEGEAGE EN SURFACE

Les mesures de l'évolution du gain en fonction de la température s'effectuent à tension de polarisation constante et donc à temps de transit constant. Elles mettent en évidence un effet de piègeage, puisque par analogie avec la relation II. 5 du chapitre II, le gain ou encore la durée de vie des porteurs minoritaires varient suivant la relation III. 1

$$\tau = C \exp \frac{eV}{KT} \quad \text{--- III. 1}$$

c = constante
kT = énergie thermique

e.v. = énergie d'activation du piège

Sous une excitation lumineuse de très faible puissance (10pw), ces mesures permettent de trouver une valeur de l'énergie d'activation de l'ordre de 0,5 e.v. Cette valeur est comparable à celle du potentiel de surface de l'A_sG_a fortement dopé (réf. 4) :

$$eV_s = 0,59 \text{ e.v.}$$

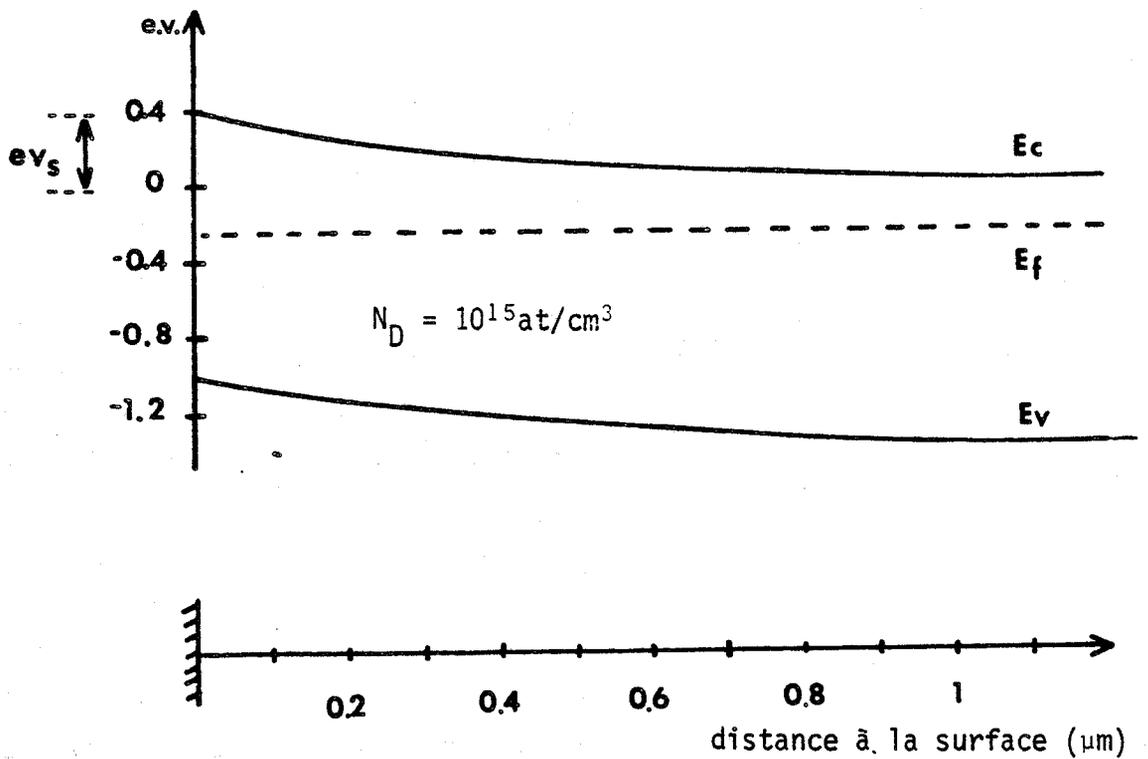
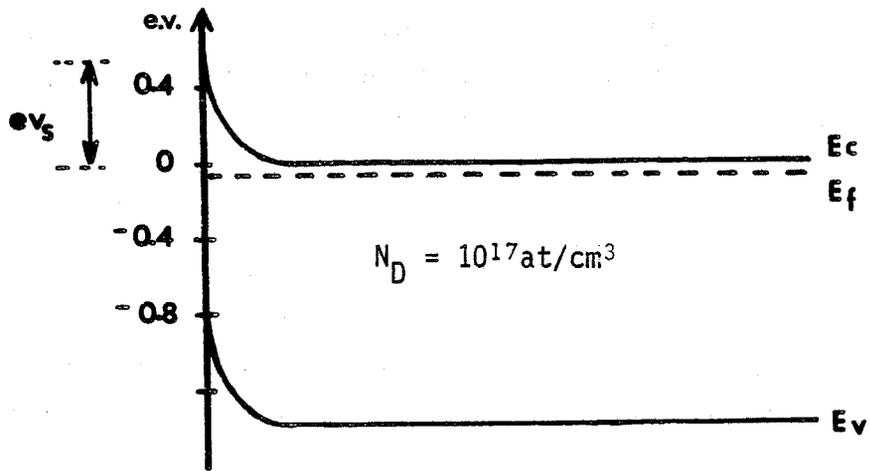


Fig. III. 11 - Structure de bandes d'énergie au niveau de la surface (réf. 6)

Ce résultat nous incite à penser que l'origine du piègeage est la présence d'états de surface.

Cette hypothèse semble être confirmée par les mesures faites sur des photorésistances en I_nP par S. Laval (réf. 5) où les gains enregistrés sont très faibles (3 à 5). Or, dans le cas de I_nP , le bloquage du niveau de Fermi en surface, en haut de la bande interdite se traduit par une valeur très faible du potentiel de surface.

Considérons la structure de bandes d'énergie de l' $A_{3-5}G_a$ type N au voisinage de la surface (fig. III. 11, réf. 6). La courbure des bandes de conduction et de valence résulte comme nous l'avons vu au chapitre précédent d'une densité de charges surfaciques négative.

L'effet de cette dernière sur la photoconductivité des composants à géométrie plane se traduit par la répulsion des électrons vers le volume et l'attraction des trous par la surface. Tant que ces derniers sont piégés, les électrons excédentaires ne peuvent recombiner, et sont réinjectés par les contacts ohmiques afin de maintenir la neutralité électrique dans la structure.

L'origine des gains importants est donc l'augmentation de la durée de vie des paires électrons-trous créés, causée par les phénomènes de piègeage en surface. Selon la valeur de la durée de piègeage τ , cet effet de mémoire, connu en photoadsorption (réf. 7) sera plus ou moins important.

L'écart d'énergie entre la bande de conduction en surface et celle en volume, apparaissant dans le diagramme de la figure III. 11 détermine le potentiel de surface et par la même la durée de piègeage τ (rel. III. 1). Cette dernière peut être réduite et induire donc des gains plus faibles par :

- la diminution de la densité de charges surfaciques sous l'effet de piègeage de trous lors d'une excitation lumineuse par exemple
- la diminution du dopage entraînant un élargissement de la zone de charge d'espace et un champ électrique transversal plus faible.

Partant de cette hypothèse, nous allons essayer d'interpréter les différents résultats expérimentaux présentés au paragraphe précédent.

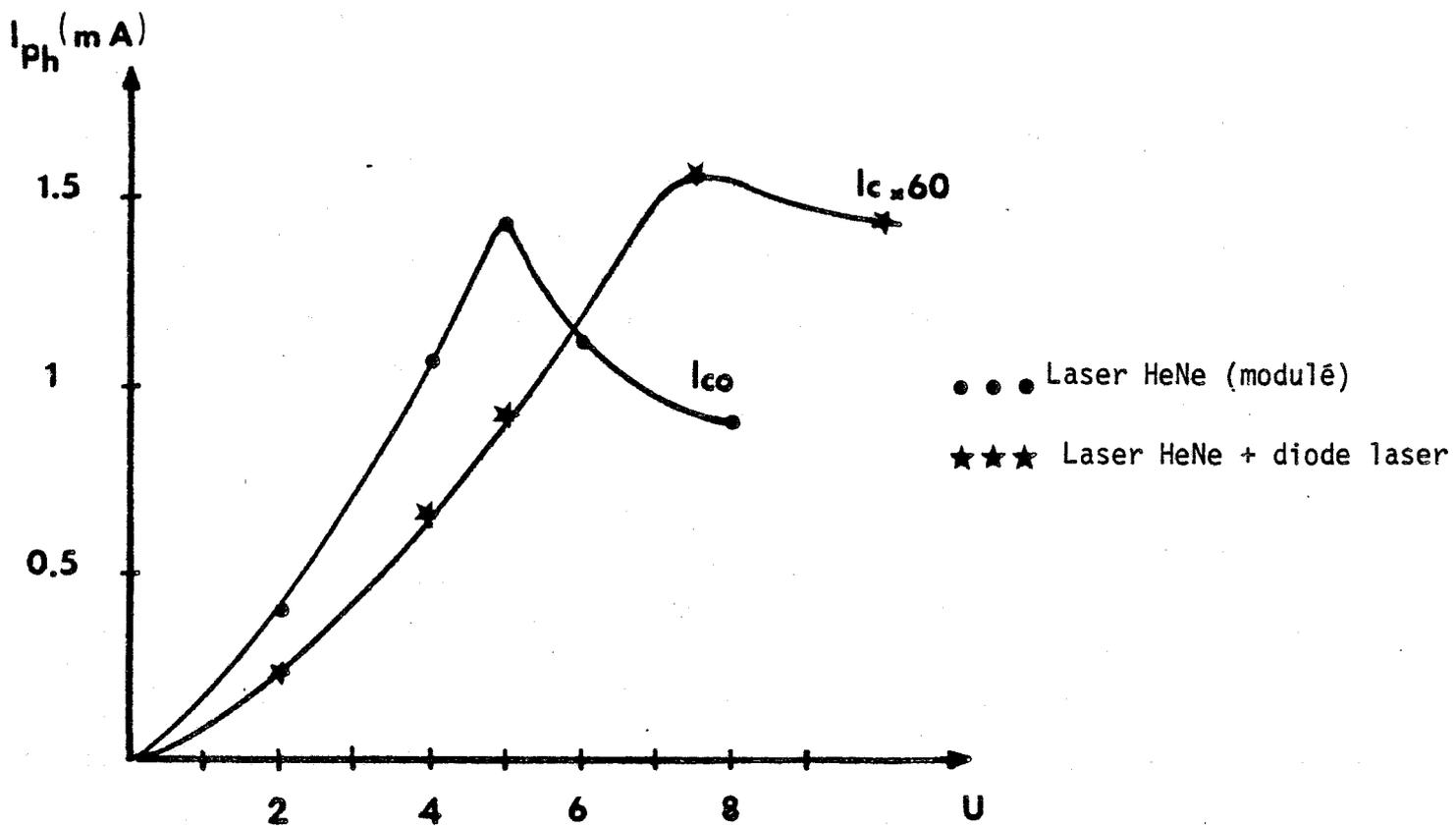


Fig. III. 12 - Superposition de deux excitations laser (lase HeNe modul., diode laser en continu)

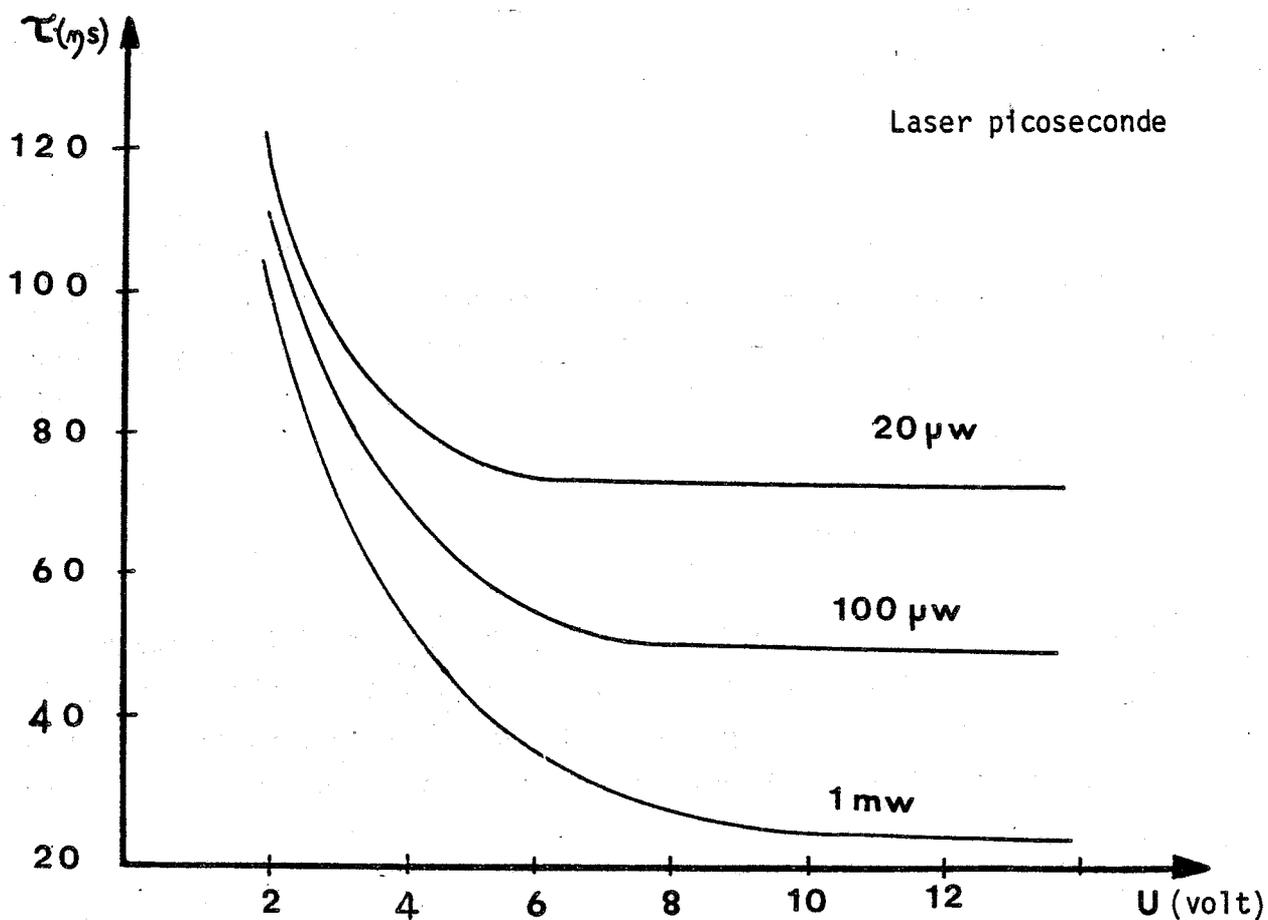


Fig. III. 13 - Variation de la durée de vue des photoporteurs (réf. 1)

II-2.2. - INTERPRETATION DES RESULTATS

★ Influence de la puissance laser

La chute du gain de la photorésistance observée lorsque la puissance laser augmente (fig. III. 6) apparaît clairement lorsque à l'aide d'un chopper mécanique, le signal continu d'un laser H_eN_e est transformé en signal carré. La réponse de la photorésistance est caractérisée par le photocourant crête I_{co} . Si nous superposons au premier rayonnement, un rayonnement continu, issu d'un autre laser (diode laser à hétérojonction $G_aA_1A_s/G_aA_s$), le courant crête résultant I_c est inférieur à I_{co} comme le montre la figure III.12.

L'excitation continue sert en fait à saturer les états de surfaces : les trous créés et piégés neutralisent une partie des charges surfaciques et abaissent la barrière de potentiel (fig. III. 11). Les trous en excès créés par le laser H_eN_e ont ainsi une probabilité de piégeage plus faible que s'il n'y avait pas d'excitation continue, ce qui se traduit par un gain plus faible.

La réponse à des excitations laser picosecondes de différentes puissances P d'une photorésistance, induisant un retour à l'équilibre d'autant plus long que P est faible, est une confirmation de l'évolution du gain en fonction de la puissance lumineuse (fig. III. 13).

★ Influence de la longueur de la zone active

Pour une même densité de porteurs en excès obtenue par un faisceau laser de rayons parallèles, le gain est inversement proportionnel à la longueur de la zone active du composant W (fig. III. 7). Seul le temps de transit des électrons est modulé. La durée de vie des porteurs minoritaires ne semble pas dépendre de W .

★ Influence du dopage

La diminution du dopage N_D est suivie de celle de l'intensité du champ électrique de surface. Le piégeage des trous est alors plus faible. Il en résulte une chute du gain des photorésistances T par rapport aux photorésistances N , phénomène que nous observons expérimentalement sous des faibles tensions de polarisation (fig. III. 8).

★ Evolution du gain en fonction de la tension de polarisation

La relation II. 7 indique que le photocourant et donc le gain sont proportionnels à la vitesse moyenne des électrons dans la structure. Cette vitesse croît linéairement jusqu'à des tensions U correspondant au champ de seuil E_s , puis tend à saturer pour des tensions plus élevées (réf. 8). Ce phénomène explique assez bien les résultats expérimentaux notamment ceux obtenus avec les photorésistances T (fig. III. 8). Pour les photorésistances N, l'échauffement par dissipation de la puissance électrique et l'effet poole-Frenkel, cités au deuxième chapitre conduisent à une chute du gain, celle-ci étant modérée et retardée lorsque la puissance lumineuse augmente, puisque le rapport du nombre de trous piégés sur le nombre total de trous créés diminue sensiblement et les effets de surface sont moins importants.

Compte tenu des résultats expérimentaux et de l'interprétation qui en a été faite ci-dessus, il est possible d'établir, à partir de l'expression de la durée de piégeage (rel. III. 1) celle du gain d'une photorésistance sous la forme :

$$M = \frac{\tau_0}{\tau_t} \exp \frac{eV}{KT} \quad \text{III. 2}$$

τ_0 = constante

τ_t = temps de transit des électrons dans la structure

eV = potentiel de surface réel (compte tenu de l'effet du rayonnement incident et de l'effet Poole-Frenkel)

$K.T$ = énergie d'activation thermique.

Le développement et la validation de cette expression de M ont fait l'objet d'une étude menée au laboratoire (réf. 9).

III - INTERPRETATIONS QUANTITATIVES

III - 1. - CARTE DU CHAMP ELECTRIQUE ET TEMPS DE TRANSIT DES ELECTRONS DANS UNE PHOTORESISTANCE

Une méthode de calcul développée par A. Cappy et M.R. Friscourt (réf.8) permet d'obtenir un certain nombre de grandeurs physiques telle que l'énergie E_n , la masse effective, la vitesse de dérive des porteurs de charge soumis à l'action d'un champ électrique E , dans un composant de structure N^+NN^+ . C'est une méthode itérative qui consiste à résoudre un système de quatre équations,

dont trois appelées équations de conservation sont obtenues par intégration de l'équation de transport dans l'espace réciproque, la quatrième étant l'équation de poisson :

- conservation du courant :

$$J = q n v \quad \text{III. 3}$$

- conservation de l'énergie :

$$q v E = v \cdot \frac{dE_n}{dx} + \frac{1}{n} \frac{d(nvKT)}{dx} + \frac{E_n - E_{n0}}{\tau_{E_n}(E_n)} \quad \text{III. 4}$$

- conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial(mv)}{\partial t} = m^* \frac{dv}{dt} = qE - \frac{m^* v}{\tau_m(E_n)} \quad \text{III. 5}$$

- équation de poisson :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q}{\epsilon} (n(x) - N_D(x)) \quad \text{III. 6}$$

J = densité de courant

E = champ électrique

q = $1,6 \cdot 10^{-19}$ c

E_n = énergie de l'électron

n = densité de porteurs libres

KT = énergie thermique

v = vitesse des porteurs

τ_{E_n} = temps de relaxation de l'énergie

ϵ = permittivité

τ_n = temps de relaxation du moment

N_D = dopage

Les expressions de la mobilité et des temps de relaxation nécessaires à cette résolution, sont déduites des simulations numériques de type Monte-Carlo en régime stationnaire. L'organigramme de la méthode de calcul est représenté sur la figure III.14.

Pour interpréter les évolutions spatiales statiques de la vitesse des électrons, leur densité ainsi que la carte du champ électrique auquel ils sont soumis (fig. III. 15), nous pouvons considérer deux cas de figures suivant que l'énergie des électrons E_n est inférieure à l'énergie de transfert intervalles E_{ns} où E_n supérieure à E_{ns} :

- $E_n < E_{ns}$: les électrons sont en régime de mobilité, la vitesse varie linéairement en fonction du champ électrique E qui reste quasiment uniforme ($E_{ns} = 0,33\text{ev}$).

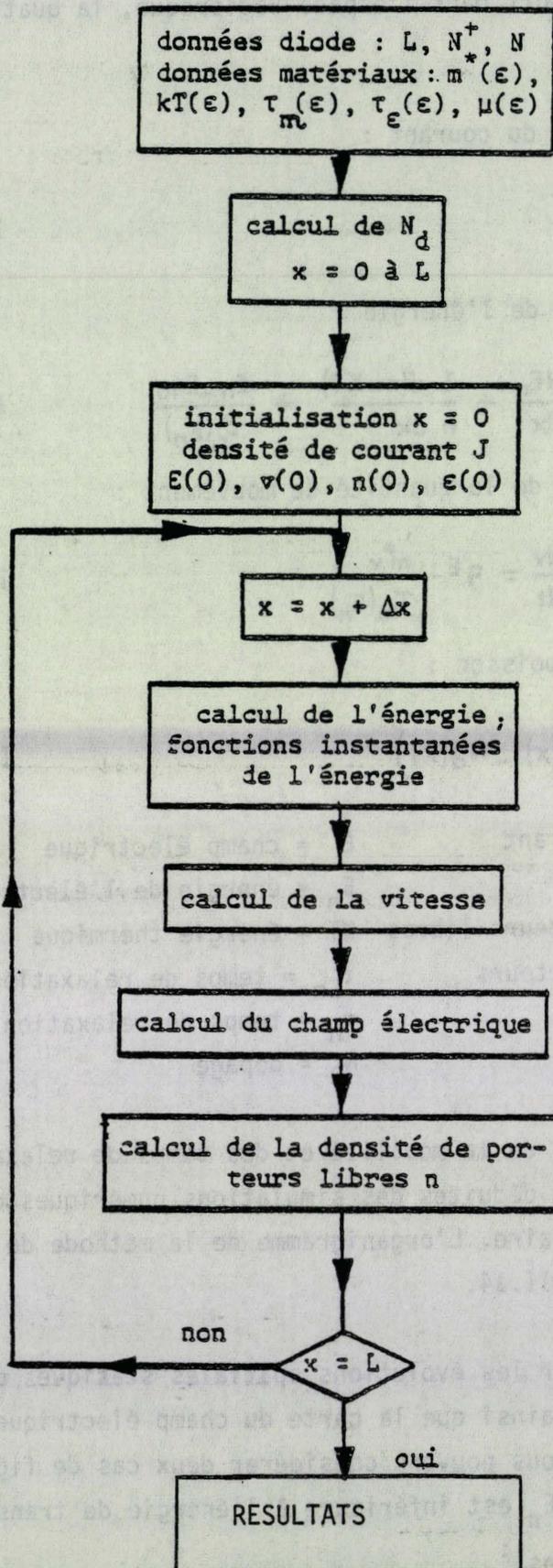


Fig. III. 14 - Organigramme de la méthode numérique

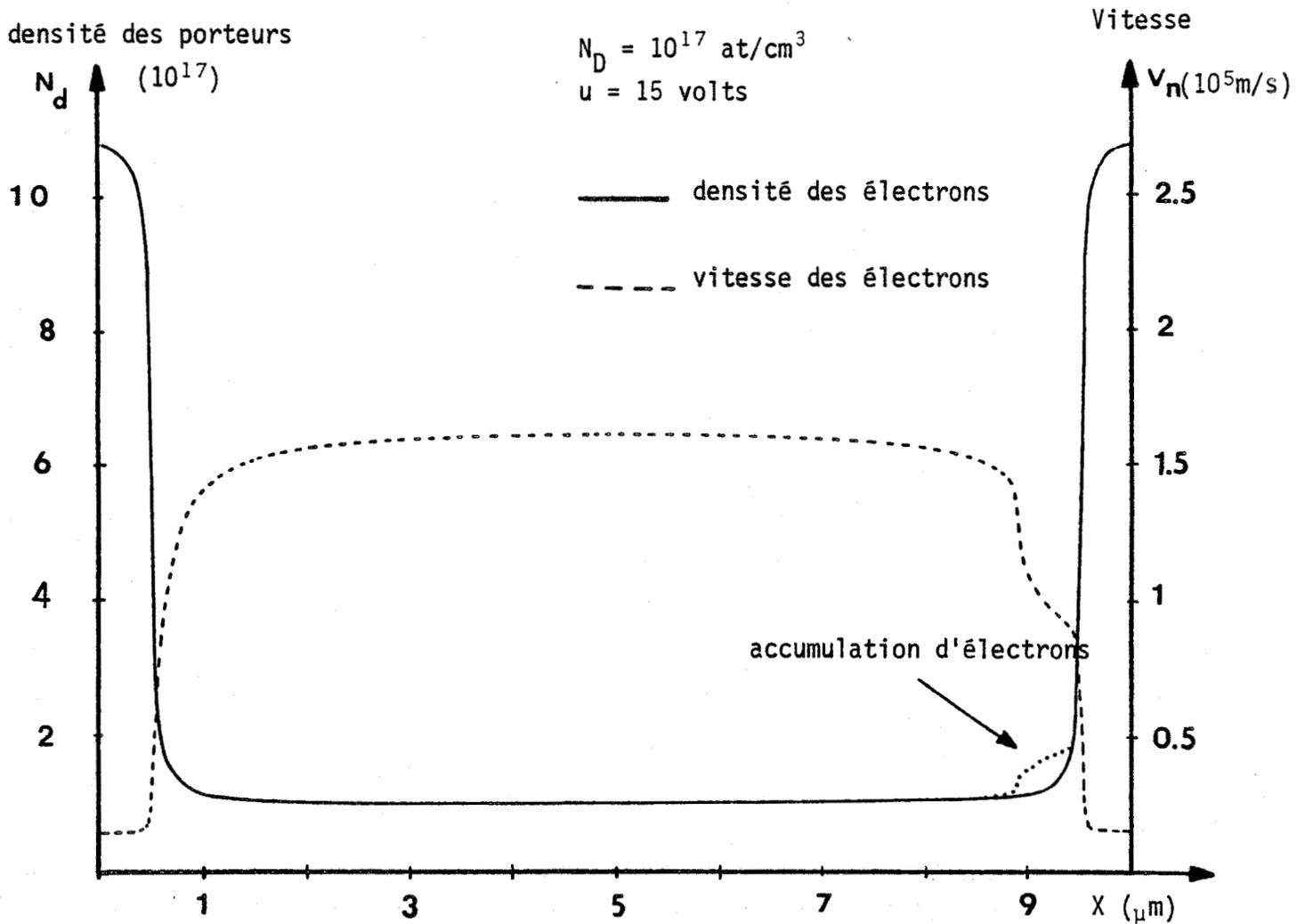


Fig. III. 15 - Evolution spatiale de la vitesse et de la densité des électrons libres dans le composant

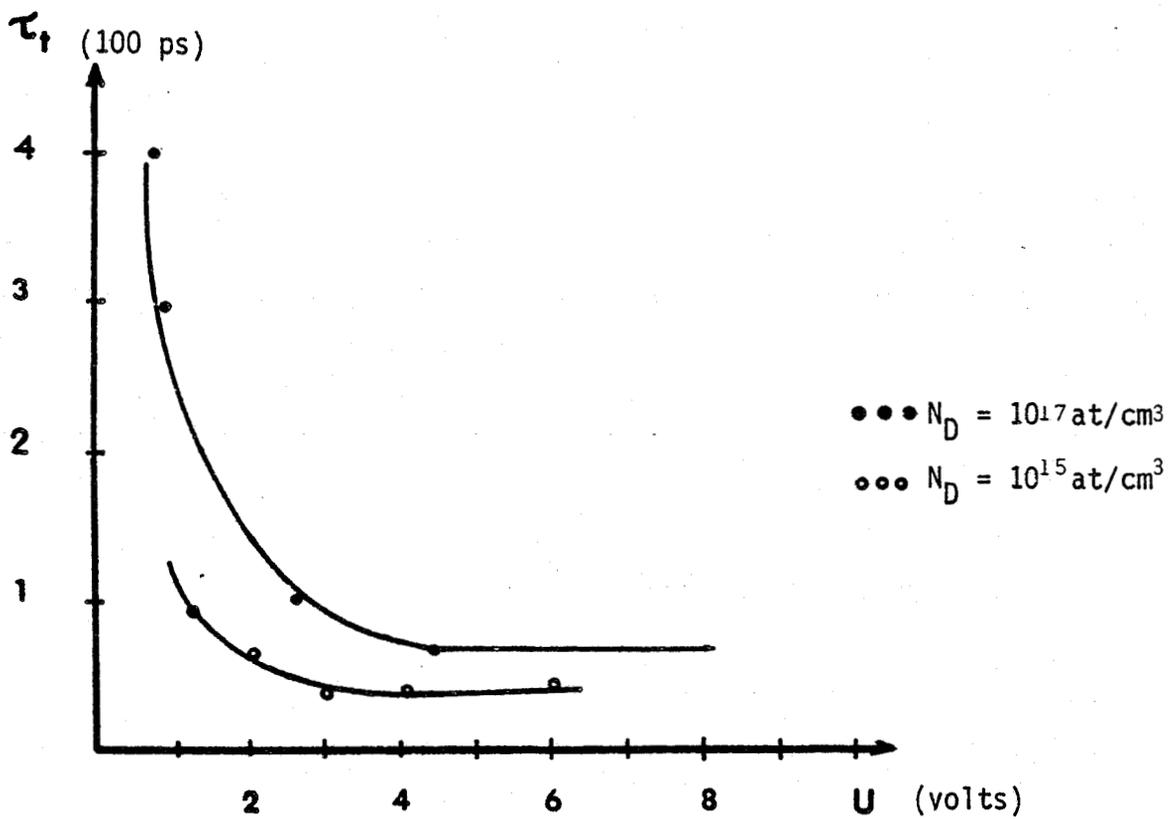


Fig III. 16 - Evolution du temps de transit des électrons dans le composant

- $E_n > E_{ns}$: Au-delà de cette énergie E_{ns} , les électrons ont une mobilité différentielle négative et leur vitesse diminue. La conservation du courant impose, en négligeant les phénomènes de diffusion, une zone d'accumulation d'électrons du côté de l'anode. Cette accumulation s'étend tout au long de la zone où $E_n > E_{ns}$. Cette zone de charge induit alors des champs électriques non constants qui peuvent devenir importants.

L'évolution du temps de transit des électrons à travers le composant est représentée sur la figure III.16, pour une longueur de zone active de $10 \mu\text{m}$ et un dopage de celle-ci de 10^{17}at/cm^3 . En régime de mobilité, et lorsque la tension U augmente, le temps de transit τ_t décroît linéairement. Au-delà de la tension de seuil U_s (U_s correspondant à une énergie moyenne des porteurs E_{ns}) le temps de transit reste constant ($\tau_t \approx 70 \text{Ps}$).

III - 2. - SIMULATION NUMERIQUE

A l'aide d'une simulation numérique, bipolaire et bidimensionnelle, M. Pernisek (réf. 10) a montré l'effet du potentiel de surface V_s sur les phénomènes de conduction, et la modulation de celui-ci en présence de photoporteurs. Ses résultats sont résumés par les figures III.17 :

* la figure III.17.a illustre la répartition des électrons dans un composant de structure N^+IN^+ fonctionnant en obscurité. Le potentiel de surface repousse les électrons vers le volume créant une zone désertée au-dessous de la surface.

* l'échantillon alors est soumis à une excitation lumineuse, les trous créés viennent se piéger en surface comme le montre la figure III.17.b. Ils neutralisent une partie des charges surfaciques réduisant ainsi le potentiel V_s et la zone désertée. Ceci est bien mis en évidence par la figure III.17.c où la distribution des électrons est beaucoup plus uniforme.

Dans ce modèle, les effets de recombinaisons ne sont pas pris en compte. Ils correspondent à des temps beaucoup trop longs (μs , ms) en comparaison avec les temps d'exploration numérique (quelques dizaines de ps.).

III - 3. - EXPRESSION ANALYTIQUE DE LA DUREE DE VIE DES TROUS

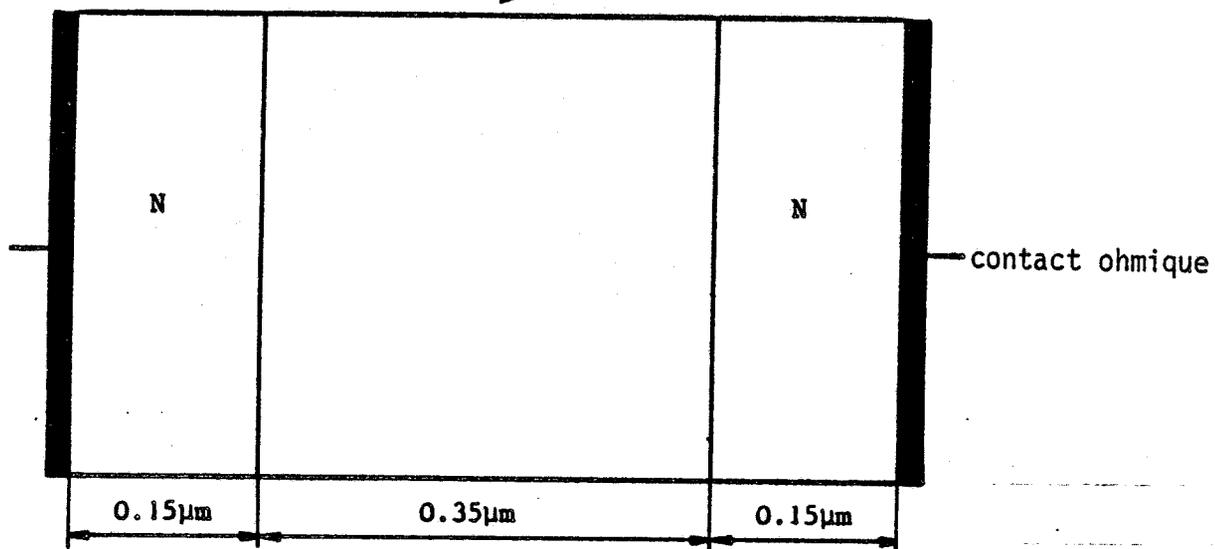
Le développement d'une expression de la durée de vie τ des trous (réf. 9), consiste à inclure dans la relation III. 1 donnant le temps d'émission

LASER

71



Potentiel de surface



Dispositif simulé

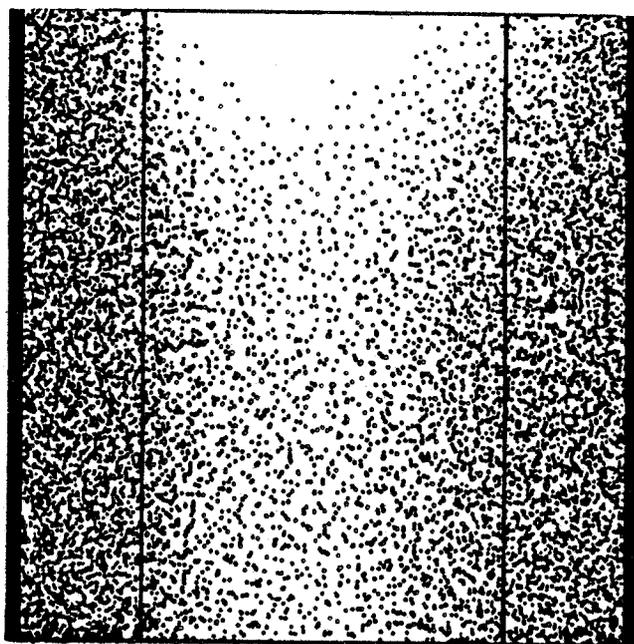


Fig. III. 17. a - Distribution des électrons à l'obscurité

Laser (source lumineuse) 72

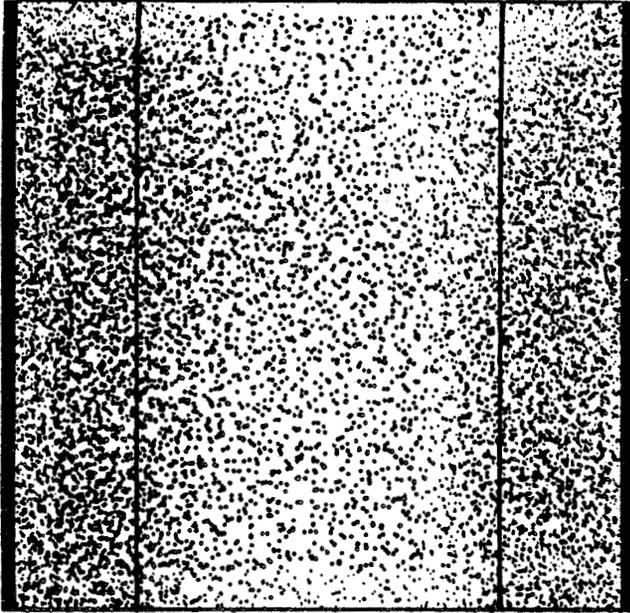


Fig. III. 17. b - Distribution des électrons sous éclairment

Laser (source lumineuse)

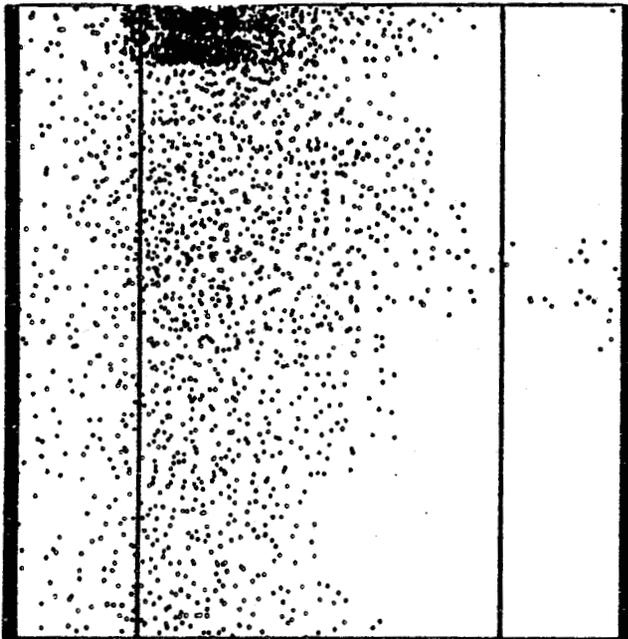


Fig. III. 17. c - Distribution des trous sous éclairment

des pièges en surface, les différents phénomènes physiques relatés au paragraphe précédent.

Les différentes étapes de ce développement sont les suivantes :

- A partir de la condition de neutralité électrique (rel. II. 3) liant la charge surfacique σ à la charge volumique ρ , et tenant compte de la profondeur de la zone de charge d'espace L (rel. II. 4) l'énergie potentielle de surface peut s'écrire :

$$eV_s = \frac{\sigma^2}{2\epsilon q N_D} \quad \text{III. 7}$$

ϵ = permittivité de l' $A_s G_a$

$q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ coulomb

N_D = dopage

- Le nombre de trous en excès et piégés en surface est donné par la relation III. 8 :

$$dp = q \eta P_l \tau / h \nu \quad \text{III. 8}$$

avec η = rendement quantique

P_l = Puissance laser

$h\nu$ = énergie photonique

S = surface photosensible

ce qui entraîne une modification de la charge superficielle qui devient :

$$\sigma_p = \sigma - q \eta P_l \tau / h \nu S$$

- l'abaissement ΔU de la barrière de potentiel en surface par effet poole-Frenkel est donné au chapitre II par la relation II. 20.

- La température T est la somme de deux termes : T_0 la température ambiante et ΔT l'échauffement de l'échantillon par dissipation de la puissance électrique.

$$\Delta T = R_{th} \cdot I \cdot U \quad \text{III. 9}$$

R_{th} = résistance thermique

I = courant traversant le composant

V = tension de polarisation

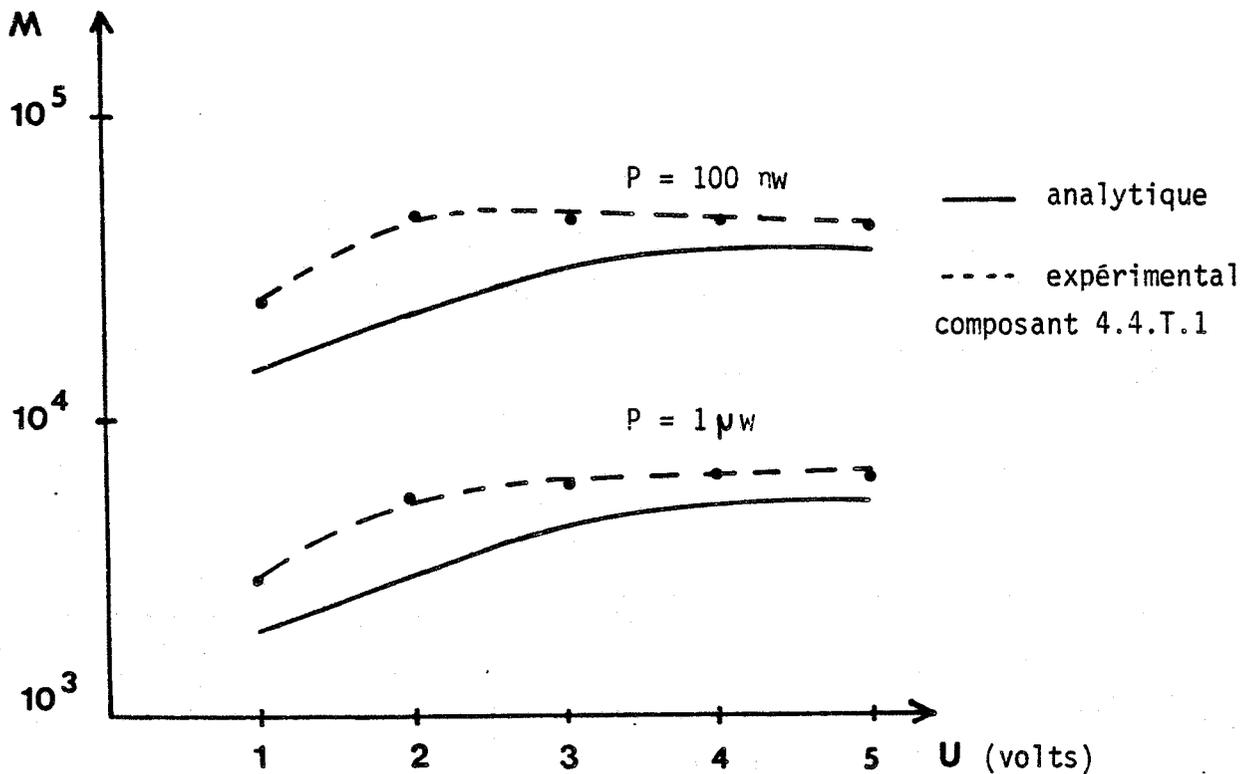
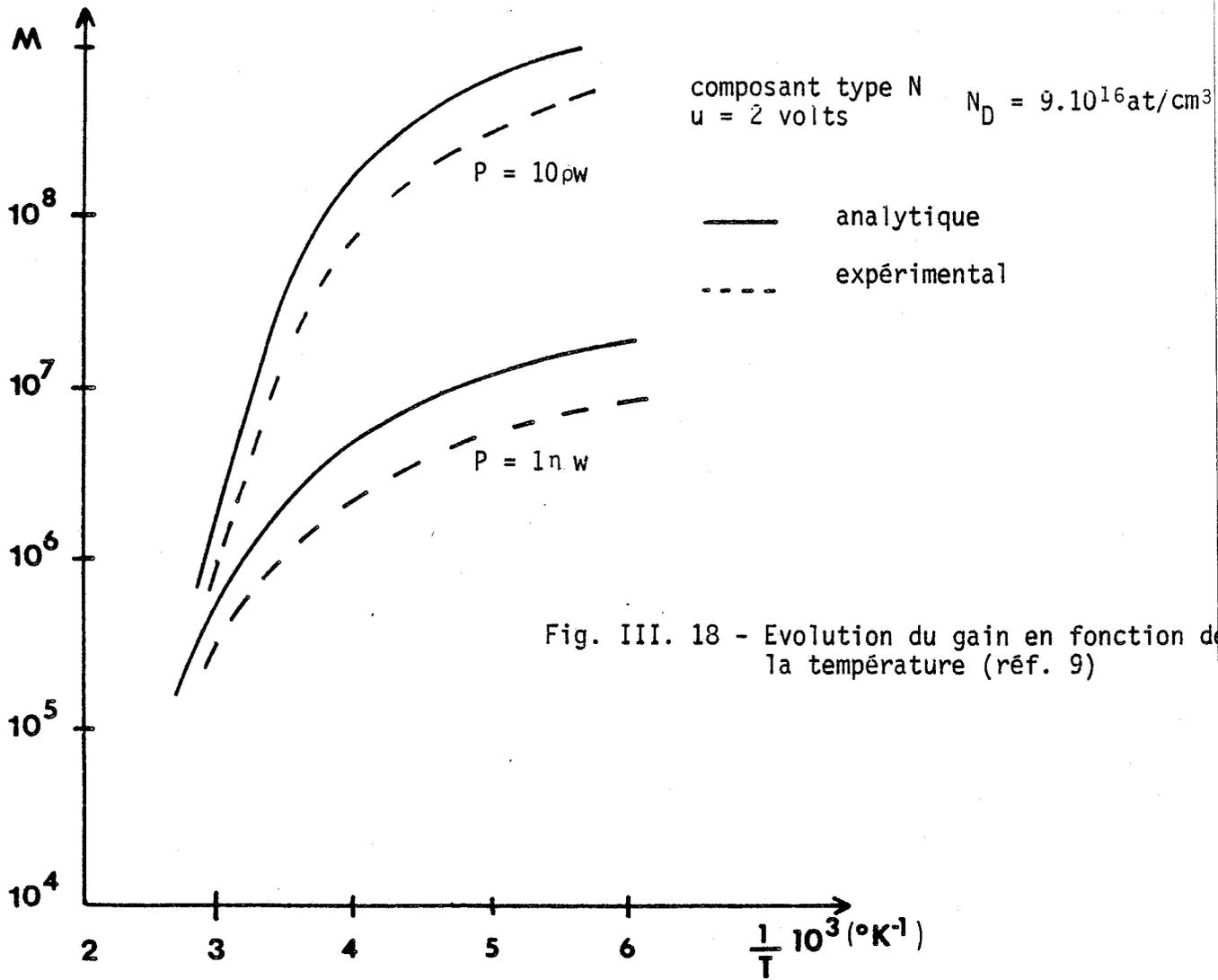


Fig. III. 19 - Evolution du gain en fonction de la tension de polarisation

- τ_0 est le temps nécessaire aux trous pour traverser la zone de charge d'espace par agitation thermique

$$\tau_0 = \frac{\sigma_p}{qN_d V_{th}} \quad \text{III. 10}$$

V_{th} = vitesse thermique.

L'expression finale de la durée de vie des trous prend alors la forme suivante :

$$\tau = \frac{\sigma_p}{qN_d V_{th}} \exp \left[\frac{(\sigma_p^2 / 2\epsilon q N_d) - B\sqrt{U/W}}{K (T_0 + R_{th} U)} \right] \quad \text{III. 11}$$

$$B = (q^3 / 4\pi\epsilon)^{1/2}$$

$$\eta = 0,75$$

$$\lambda = 632\eta \text{ m}$$

$$S = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$$

$$\epsilon = 1,1 \cdot 10^{-10} \text{ C/m}$$

$$w = 10 \mu \text{ m}$$

$$K = 1,38 \cdot 10^{23} \text{ J/}^\circ\text{K}$$

$$R_{th} = 450^\circ\text{K/W}$$

$$m^* = 8,2 \cdot 10^{-32} \text{ Kg}$$

$$N_D = 10^{17} \text{ at/cm}^3$$

En considérant la variation du temps de transit des électrons en fonction de la température très faible devant celle de τ , l'évolution du gain en fonction de la température et pour différentes puissances lasers, reconstituée à partir de la résolution de l'équation III. 11 est tout à fait comparable aux mesures expérimentales (fig. III. 18). Ceci justifie l'approche qualitative qui a été faite précédemment, et le modèle simple choisi pour expliciter l'apport des différents phénomènes physiques modulant la durée de vie τ des paires électrons-trous par excitation laser.

Il est alors possible de reconstituer l'évolution du gain M en fonction de la tension de polarisation, pour une puissance donnée à partir de l'évolution du temps de transit τ_t et celle de la durée de vie des trous τ .

Les courbes obtenues sont tout à fait compatibles avec les résultats expérimentaux comme le montre la figure III. 19.

CONCLUSION

L'analyse des caractéristiques statiques des photorésistances en Arséniure de Gallium à géométrie planaire nous a permis de mettre en évidence l'effet du potentiel de surface sur les phénomènes de photoconductivité. Nous avons alors présenté l'influence de divers paramètres tels que la puissance laser, le dopage, la température et la tension de polarisation sur l'évolution

du gain.

Nous avons montré que des couches photosensibles assez dopées ($N_D = 10^{17}$ at/cm³) permettent de réaliser des dispositifs qui atteignent des gains très importants lorsque leur température de fonctionnement, leur tension de polarisation et la puissance laser sont faibles.

Ces différents résultats sont particulièrement intéressants et vont conduire à la conception de photodétecteurs à très grands gains.

REFERENCES

=====

- [1] B. HOMBERT
Thèse 3ème cycle, Lille (1983)
- [2] H. BENEKING
I.E.E.E. Trans. Elect. Dev. ED. 29, 1431-1441 (1982)
- [3] J.P. VILCOT
Thèse 3ème cycle, Lille, à paraître
- [4] S.G. DAVISON and J.D. LEVINE
Solid Stat Physics, Vol 25, p. 137 (1970)
- [5] J.L. VATERKOWSKI et S. LAVAL
Rapport de contrat D.A.I.I. N° 8235009 (Juin 1983)
- [6] G.N. GOBELI and F.G. ALLEN
Physical Review, Vol 137, N°1A (Janvier 1965)
W.E. SPICER and all
J. Vac. Sci. Technol., Vol 13, N°1 (Janvier 1976)
- [7] T.H. WOLKENSTEIN
Physico-Chimie de la surface des semiconducteurs. Ed. M.I.R.
- [8] M.R. FRISCOURT
Thèse 3ème Cycle, Lille (1982)

[9] D. DECOSTER, J.L. VATERKOWSKI and all

Electronic Letters, à paraître

[10] M. PERNISEK

Thèse 3ème cycle, Lille (1983)

Chapitre IV

INTRODUCTION

Les performances en gain des photorésistances en AsGa sont essentiellement liées à deux conditions apparemment incompatibles. Nous avons montré qu'il fallait d'une part utiliser des couches actives fortement dopées N (typiquement quelques 10^{17} at cm^3) pour avoir un champ superficiel important, et d'autre part éviter au maximum l'échauffement du composant pour limiter l'énergie thermique des trous piégés en surface. Or avec des couches superficielles fortement dopées utilisées en technologie planar, le courant d'obscurité produit, par l'énergie qu'il dissipe, un échauffement du composant qui minimise notablement l'intérêt d'un tel composant. Pour pallier cet inconvénient, nous allons présenter une nouvelle structure qui permet de réaliser des photorésistances planar sur des couches actives fortement dopées tout en limitant le courant d'obscurité.

Ces nouveaux composants présentent des caractéristiques statiques et dynamiques particulièrement intéressantes que nous étudions en détail.

Par ailleurs, sans perdre de vue des applications futures, nous présentons une étude préliminaire du bruit entâchant la réponse d'un tel détecteur.

INTRODUCTION

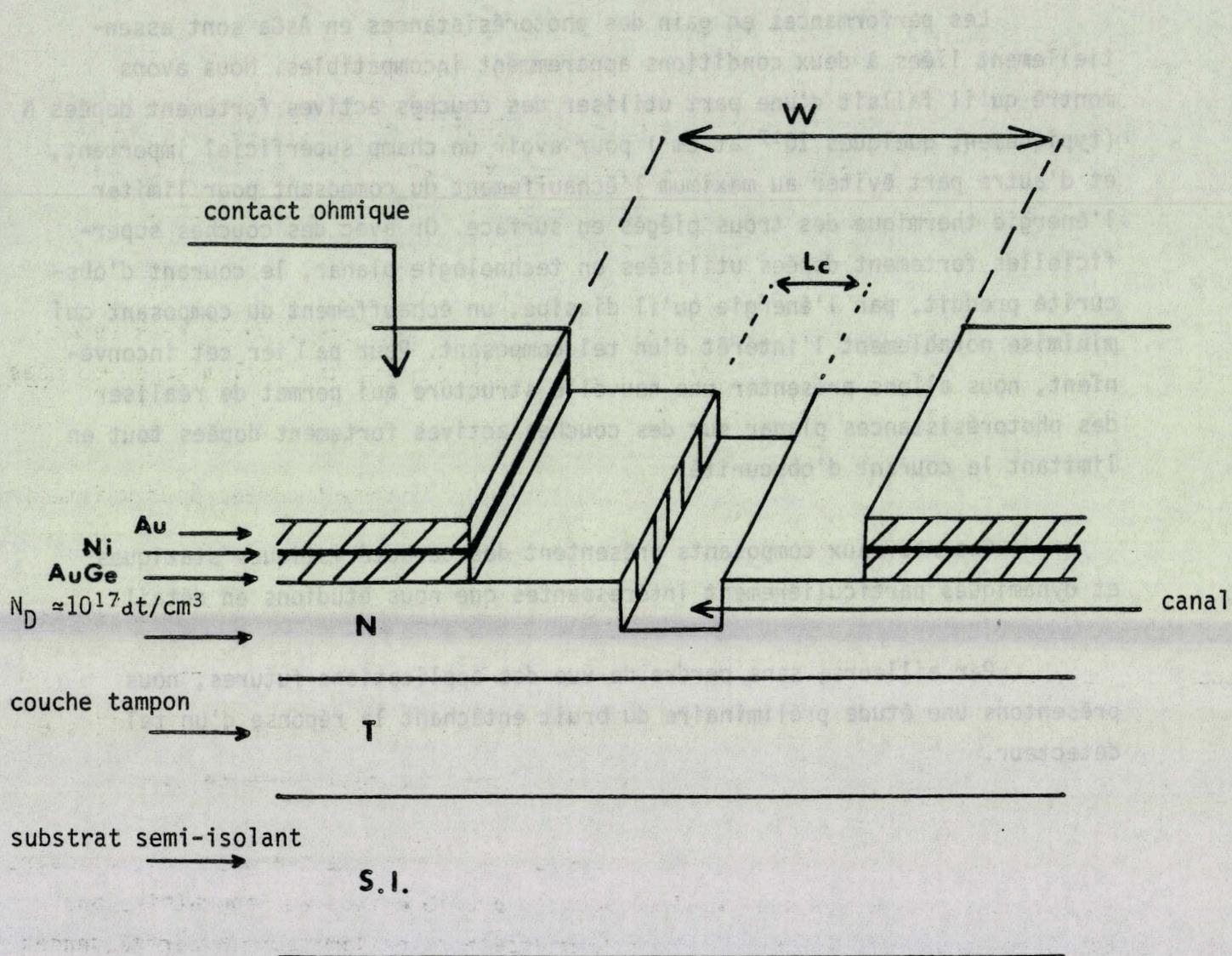


Fig. IV. 1 - Structure de la photorésistance à couche active creusée

I - DESCRIPTION ET CARACTERISATION STATIQUE D'UN DISPOSITIF A GAIN ELEVE :
PHOTORESISTANCE A COUCHE ACTIVE CREUSEE

I - 1. - DESCRIPTION DU COMPOSANT

Au troisième chapitre, nous avons étudié l'évolution du gain d'une photorésistance à géométrie planaire et de structure N^+NN^+ , en fonction de différents paramètres tels que la température, la puissance lumineuse, la tension de polarisation et le dopage.

Il en résulte que l'on peut optimiser le gain statique de tels détecteurs soumis à une tension de polarisation et à une excitation lumineuse données par les processus suivants :

- utilisation de couches photosensibles fortement dopées pour maintenir un champ électrique transversal de surface élevé.
- réduction du courant d'obscurité afin de restreindre l'échauffement de la structure.

Ces deux aspects à priori contradictoires pourraient être conciliés en diminuant l'épaisseur de la couche active d'une photorésistance de type N.

Ceci nous a amené à nous intéresser à un composant à géométrie planaire et à couche active creusée, réalisé pour la première fois au laboratoire par Liu Chang You (réf. 1) pour l'étude de modulateurs et limiteurs hyperfréquences.

Il est réalisé à l'aide d'une plaquette épitaxiée en AsGa dont la couche active dopée à 10^{17} at/cm³ a une épaisseur de 0,2 μ m. Comme précédemment, les contacts ohmiques sont obtenus par le dépôt et le recuit d'un alliage AuGe. La gravure d'un canal ou "recess" sur la couche active est réalisée par attaque chimique (acide citrique). La largeur L_c de celui-ci est de quelques μ m, pour une profondeur de 0,1 μ m environ (fig. IV. I).

C'est la photorésistance à couche active creusée ou à "notch" dont nous proposons maintenant d'étudier les caractéristiques statiques.

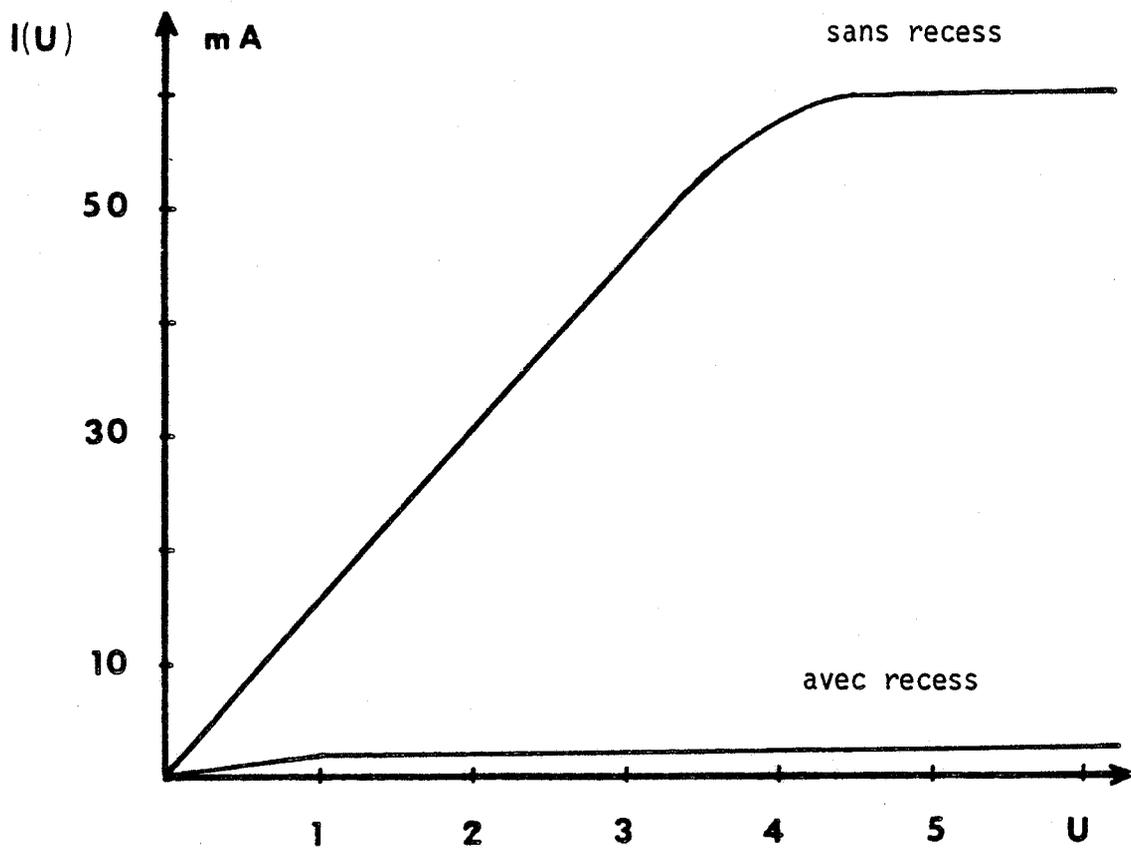
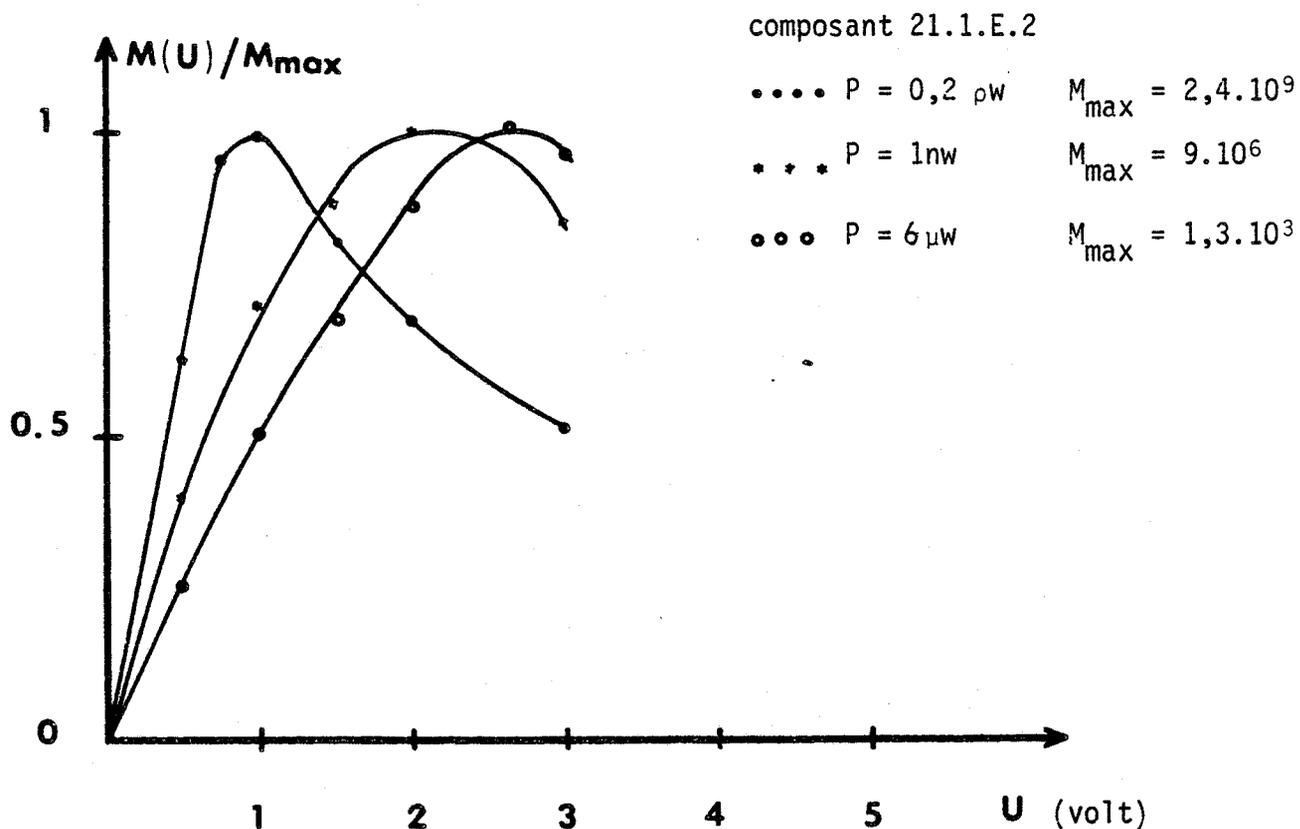
FigIV. 2 - Caractéristiques statiques $I(U)$ du composant

Fig. IV. 3. a - Evolution du gain de la photorésistance à couche active creusée

I - 2. - CARACTERISTIQUES STATIQUES

a) Courant d'obscurité

Le notch a pour effet de réduire la profondeur du canal par lequel transitent les électrons. Il entraîne une limitation du courant d'obscurité par rapport à celui des photorésistances normales. Comme le montre la figure IV. 2, le rapport des courants avant et après attaque du canal, en régime de saturation, est compris entre 30 et 60, et le rapport des résistances, en régime ohmique, de l'ordre de 0,12.

Les valeurs de ces rapports ne peuvent être justifiées par la profondeur de l'attaque de $0,1 \mu\text{m}$ pour une épaisseur initiale de couche active de $0,2 \mu\text{m}$: il faut ajouter l'effet du potentiel de surface qui par le biais de la zone de charge d'espace, réduit encore les dimensions du canal de transit des électrons.

b) Gain et photocourant

Trois remarques s'imposent à l'observation des caractéristiques de gains étudiés en fonction de la tension de polarisation, $M(u)$, des figures IV. 3 (a, b, c), les méthodes de mesure sont identiques à celles décrites au chapitre précédent :

- les gains sont très importants, ils atteignent des valeurs de 10^9 pour une puissance laser de $0,2 \text{ pw}$ (fig. IV. 3. a)

- Les dimensions du canal déterminent la tension de seuil U_s pour laquelle M est maximum, mais n'influent pas sensiblement sur le gain (fig. IV. 3. b).

- Pour les fortes tensions de polarisation, la chute du gain est beaucoup moins accentuée que dans le cas des photorésistances normales (fi. IV. 3. c)

c) Interprétation des résultats

La saturation du courant d'obscurité (fig. IV. 2) d'une photorésistance de $10 \mu\text{m}$ de longueur de zone active et $3,5 \mu\text{m}$ de longueur du notch

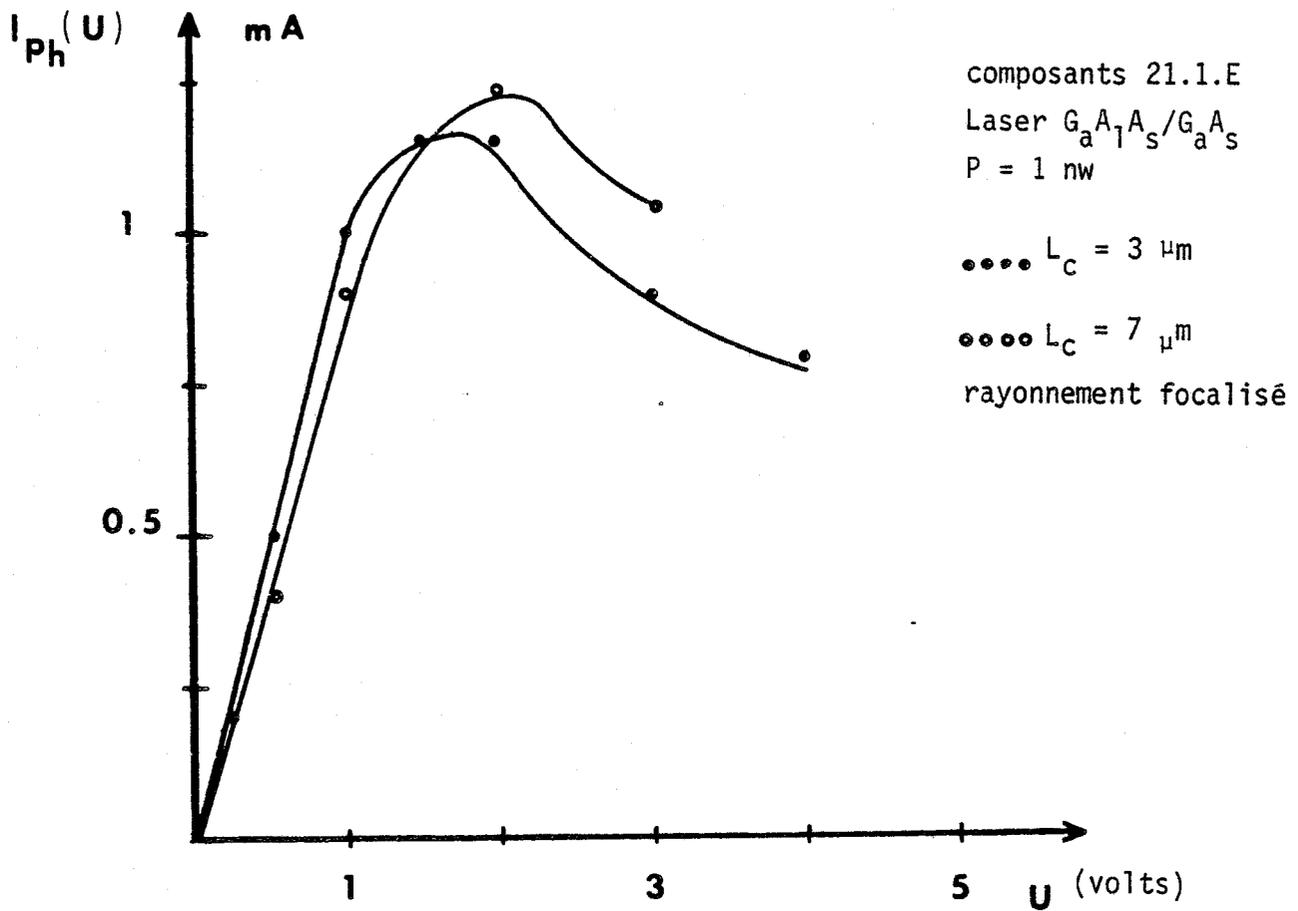


Fig IV. 3. b - Influence de la longueur du canal sur le photocourant

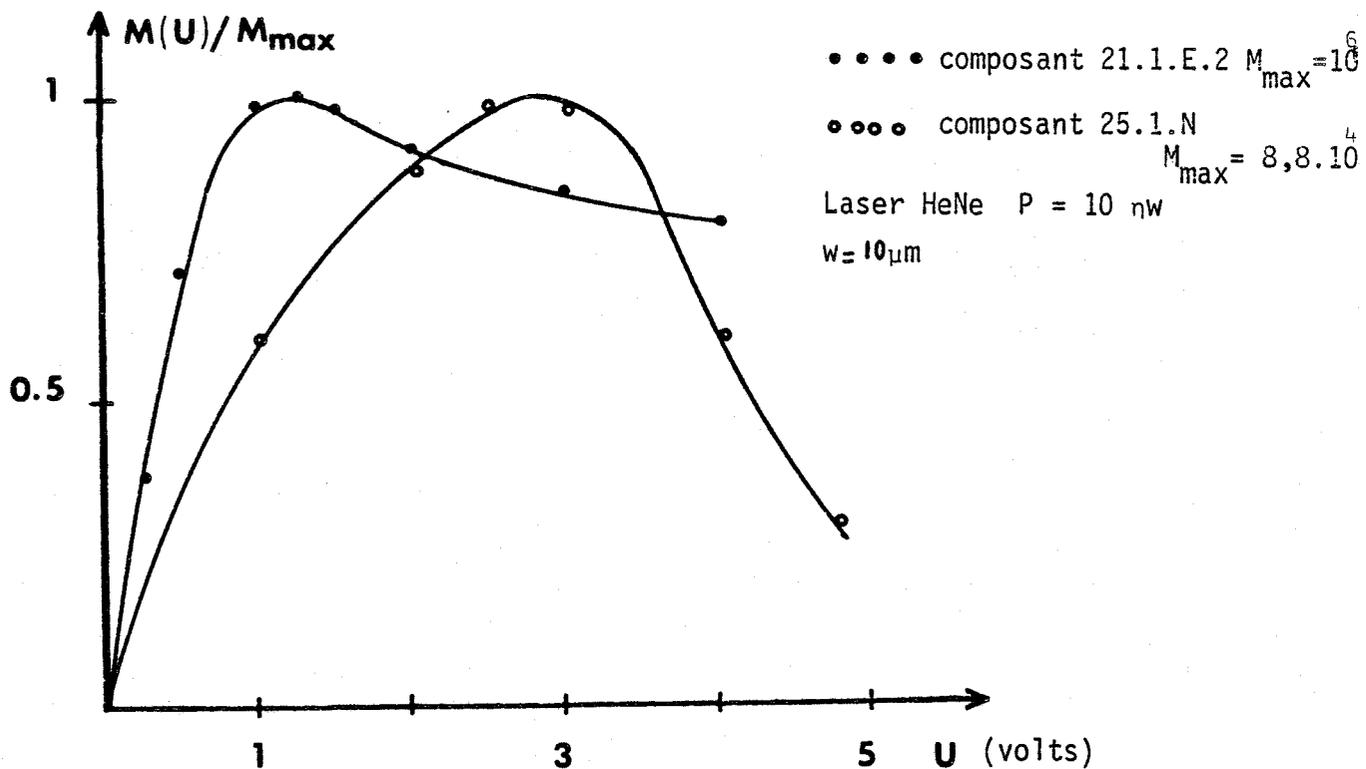


Fig. IV. 3. c - Evolution du gain pour deux types de composants avec et sans recess

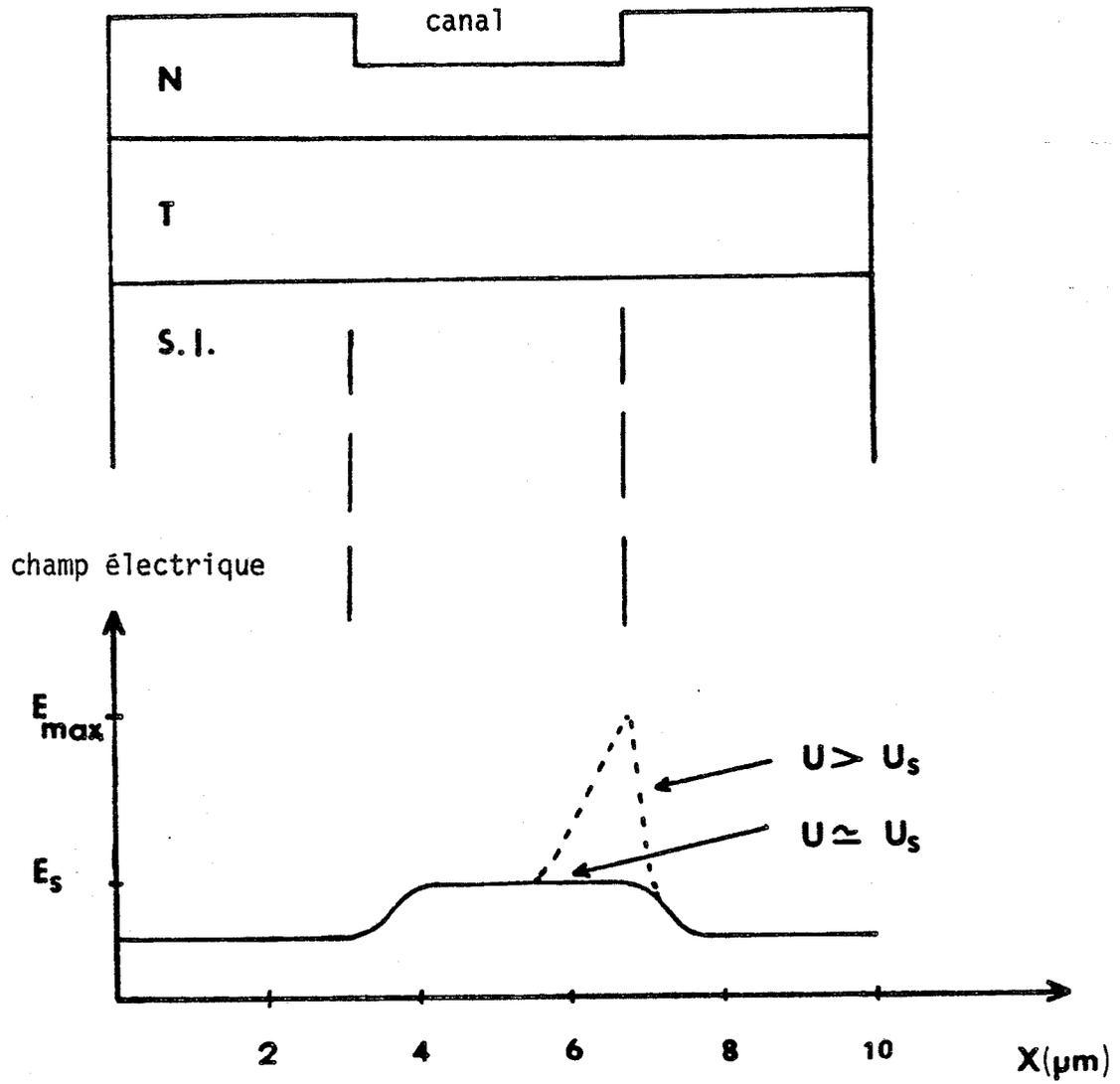


Fig. IV. 4 - Configuration du champ électrique dans le composant

au voisinage de 1 volt, met en évidence le comportement d'un composant de $3 \mu\text{m}$ pour lequel 1 volt correspond au champ de seuil défini précédemment. Cela signifie que pratiquement tout le champ électrique se retrouve dans la zone du creux du canal.

Nous pouvons distinguer dans la photorésistance à couche active creusée, de $3 \mu\text{m}$ de longueur du "notch" par exemple, trois zones :

- une zone centrale au niveau du notch, dont la réduction de l'épaisseur de la couche active induit une forte résistance R ,

- deux zones de part et d'autre du notch dont les résistances r sont égales mais très faibles devant R .

Il en résulte que lorsque le composant est polarisé, la chute de tension U au niveau du notch est prépondérante. La configuration qualitative de la carte du champ électrique dans ce composant peut être décrite de la manière suivante (fig. IV. 4. b) :

- de part et d'autre du notch, le champ électrique E est faible et quasiment uniforme (régime ohmique)

- au niveau du notch, et par analogie avec les résultats d'une structure N^+NN^+ , soit la chute de tension U est inférieure à U_s (tension de seuil $U_s \approx 1$ volt pour un échantillon de $3 \mu\text{m}$) auquel cas le champ électrique E est quasi-uniforme, soit U est supérieure à U_s , une accumulation d'électrons s'opère alors dans la zone creusée du côté de l'anode et le champ électrique y est important.

Le notch caractérise par sa longueur L_c et sa profondeur e la réponse de la photorésistance :

- la profondeur de l'attaque détermine l'intensité du courant d'obscurité, tout comme la grille polarisée en inverse d'un transistor à effet de champ contrôle le courant drain-source.

- la longueur L_c définit la tension du seuil.

Si la photorésistance à couche active creusée a le comportement d'un composant de $3 \mu\text{m}$, la dérive des porteurs se prolonge au-delà du notch

composant 21.2.E.B.

$L_c = 3 \mu\text{m}$

$P = 2 \cdot 10^{-13} \text{W}$

rayonnement focalisé

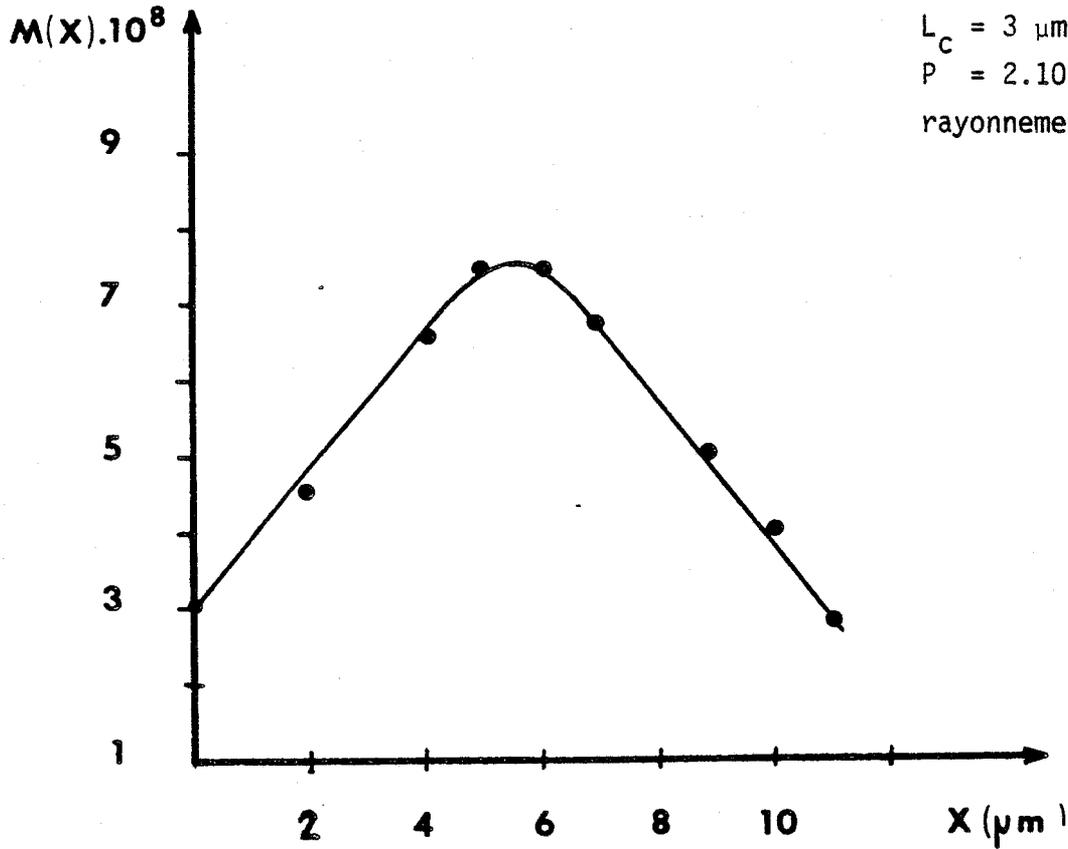
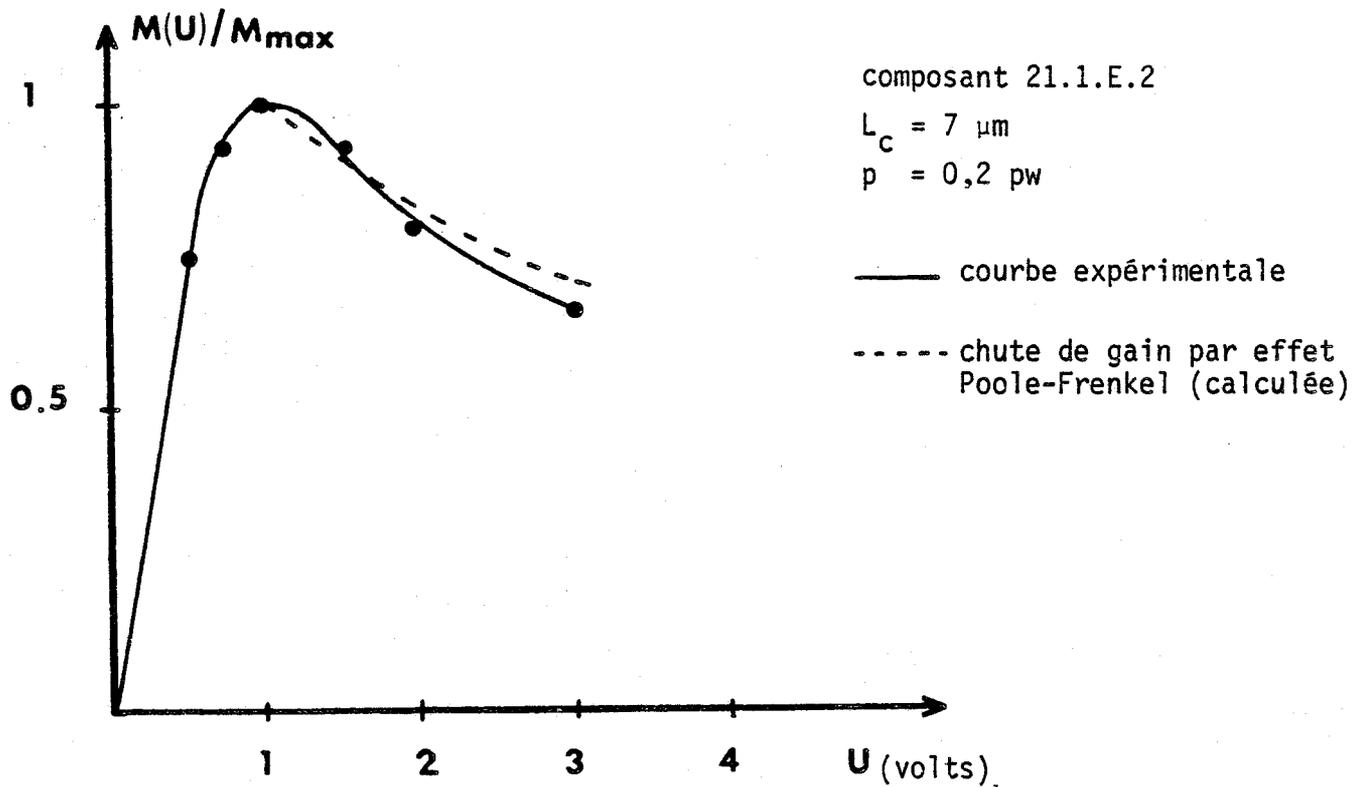


Fig. IV. 5 - Evolution spatiale du gain du composant



composant 21.1.E.2

$L_c = 7 \mu\text{m}$

$p = 0,2 \text{ pw}$

— courbe expérimentale

- - - chute de gain par effet Poole-Frenkel (calculée)

Fig. IV. 6 - Chute de gain du composant par effet Poole-Frenkel

et ceci en raison de l'existence d'un champ électrique résiduel de part et d'autre du notch. En effet, le balayage de la surface photosensible du dispositif par une tâche lumineuse de 2 à 3 microns de diamètre environ, met en évidence un photocourant I_{ph} et donc un champ électrique non nul entre les contacts et le notch. Par ailleurs, I_{ph} est maximum au niveau du recess, c'est-à-dire là où E est important (fig. IV. 5).

L'interprétation du fonctionnement du dispositif est basée sur les résultats présentés en détail au chapitre précédent pour un photodétecteur classique.

Le piégeage des trous en surface s'effectue uniformément sur toute la couche active. Cependant, le champ électrique important au niveau du notch arrache les trous de leurs pièges (effet poole Frenkel) ce qui n'est pas le cas de part et d'autre du recess où les trous sont gelés en surface en raison d'un champ électrique d'entraînement très faible. La reconstitution analytique de $M(u)$ nécessite pour la connaissance de la carte du champ E dans le composant et le temps de transit des porteurs une simulation numérique bidimensionnelle qui, bien que trop longue, pourrait actuellement être envisagée. Nous vérifions cependant que le calcul de la chute du Gain par effet Poole Frenkel correspond bien à l'évolution de $M(u)$ à très faible puissance laser (fig. IV.6.). L'amélioration des performances résulte de la réduction du courant d'obscurité et donc de l'échauffement du détecteur par dissipation de la puissance électrique. L'évolution typique du gain M en fonction de la puissance laser est représentée sur la figure IV. 7 pour deux types de laser, HeNe et laser picoseconde. Outre la concordance des deux résultats, notons la saturation du gain pour les faibles puissances laser due probablement à la lumière résiduelle étant donné les faibles puissances lumineuses mises en jeu. La durée de vie des porteurs en excès est très grande comme le montre la réponse du composant à une excitation picoseconde (réf. 2).

J.C. Gammel et J.M. Ballantyne (réf. 3) ont utilisé un composant de structure analogue pour réaliser des détecteurs ultra-rapides. Les impulsions lumineuses fortement énergétiques (de l'ordre du mw) ne leur permettent pas d'enregistrer des gains aussi importants.

II - ETUDE DYNAMIQUE

Nous avons donné au premier chapitre l'expression du gain dynamique d'un photoconducteur (rel. I. 27) :

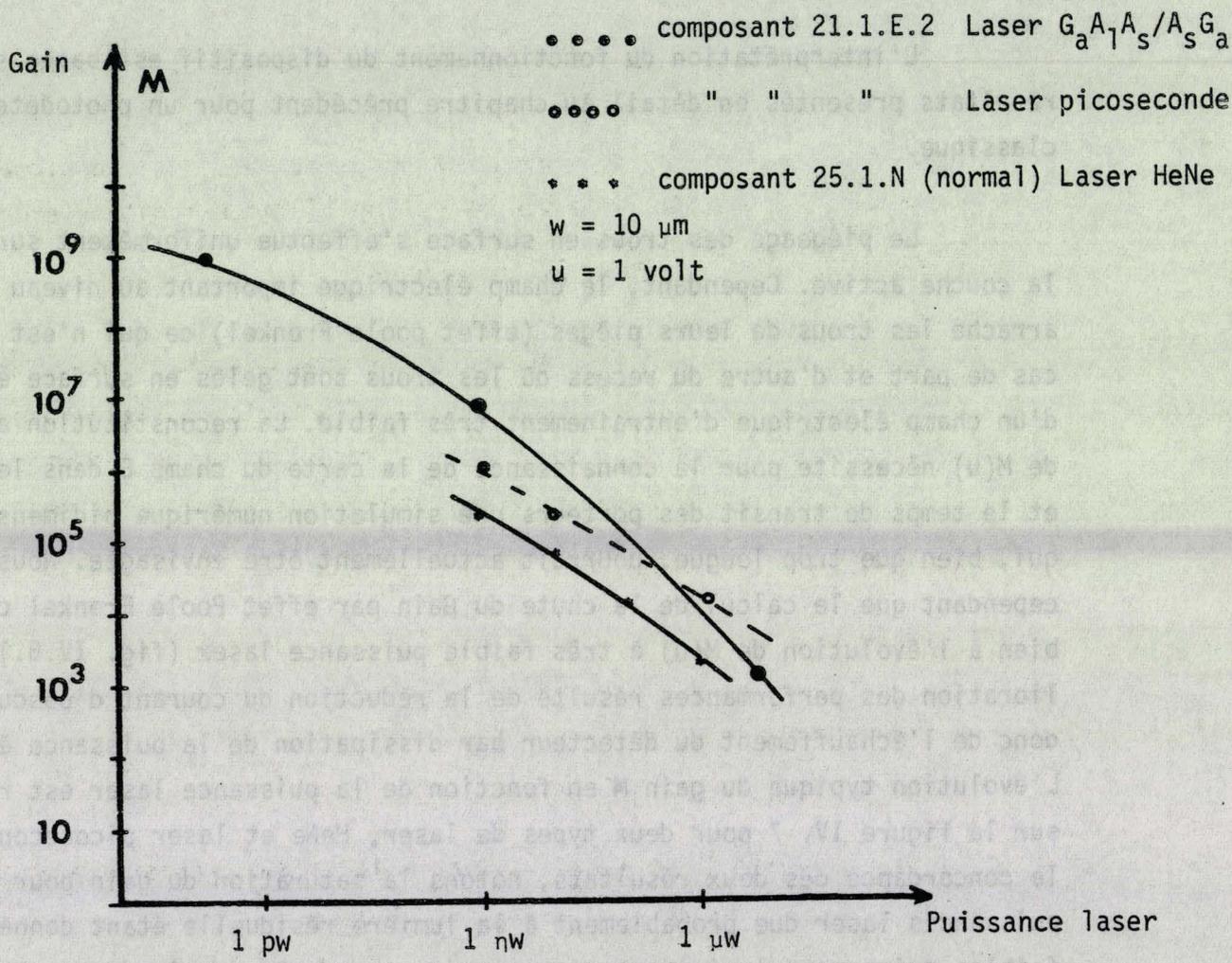


Fig. IV. 7 - Gain statique de la photorésistance à couche active creusée

$$\tilde{M}(\omega) = \frac{\tau}{\tau_t} \left[\frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} \right]^{1/2}$$

τ = durée de vie des photoporteurs

τ_t = temps de transit des électrons

$\frac{\omega}{2\pi}$ = fréquence de modulation.

A partir de cette expression, nous pouvons tracer l'évolution du gain dynamique $M(\omega)$, (fig. IV. 8) mettant en évidence la bande passant B de la photorésistance, $B = -\frac{1}{2\pi\tau}$, au-delà de laquelle $M(\omega)$ est sensiblement égal à $-\frac{1}{2\pi\omega\tau_t}$. Le banc de mesure permettant la détermination expérimentale $M(\omega)$ comporte essentiellement trois modules (fig. IV. 9) :

- Une diode laser (NEC) et son circuit de polarisation. Sa longueur d'onde d'émission λ est égale à 830nm et sa caractéristique statique $P_l(I)$, puissance laser en fonction du courant d'alimentation est représentée sur la figure IV. 10. Un générateur sinusoïdal de fréquence variable permet de moduler la diode selon une loi de variation temporelle de la puissance laser :

$$P = P_0 (1 + m e^{i\omega t})$$

P_0 = puissance moyenne

m = taux de modulation

$\frac{\omega}{2\pi}$ = fréquence de modulation

- le deuxième module est constitué de la photorésistance à couche active creusée et de son circuit de polarisation.

- le troisième module est un voltmètre efficace permettant la détection de la réponse du dispositif dans une large bande de fréquence.

L'évolution expérimentale de $M(\omega)$ (IV. 11) est analogue à celle calculée à partir de la relation I. 28 (fig IV. 8). Par ailleurs, nous retrouvons la modulation de la durée de vie des porteurs en excès en fonction de la puissance laser et dont l'influence apparaît à deux niveaux lorsque P_l diminue :

- d'une part avec l'augmentation du gain, le résultat est analogue à celui obtenu lors de l'étude statique et peut être interpréter de la même manière.

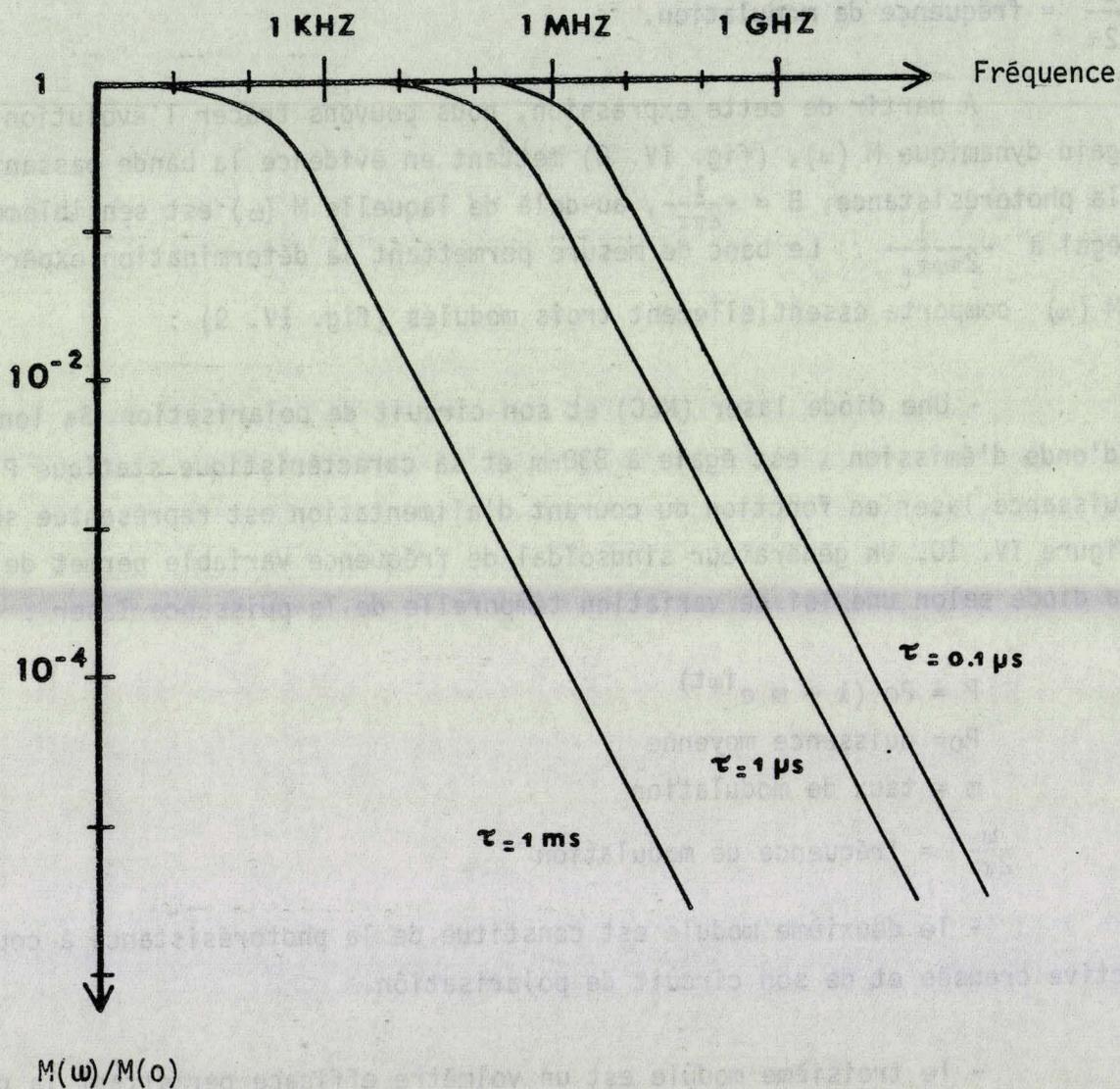


Fig. IV. 8 - Evolution fréquentielle (analytique) du gain dynamique $M(\omega)$ par rapport au gain statique $M(0)$

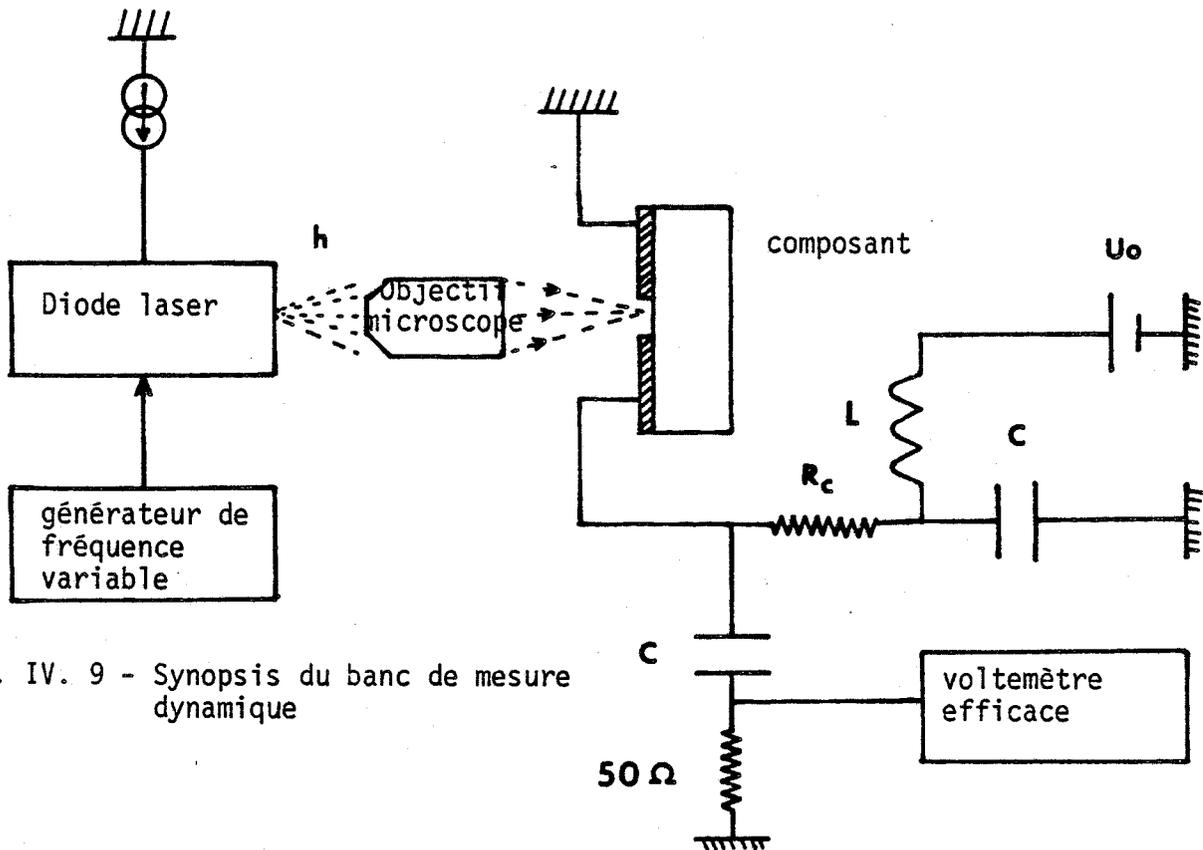


fig. IV. 9 - Synopsis du banc de mesure dynamique

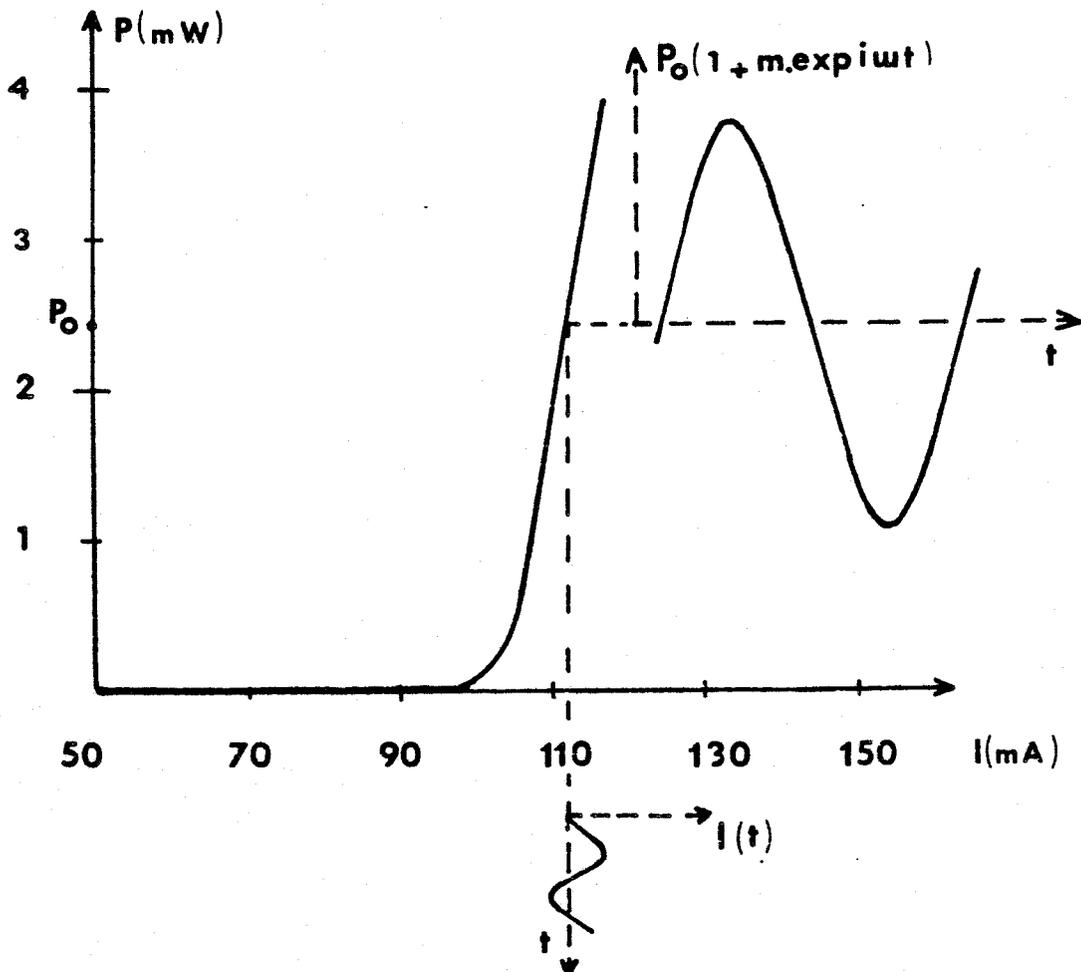


fig. IV. 10 - Modulation de la diode laser

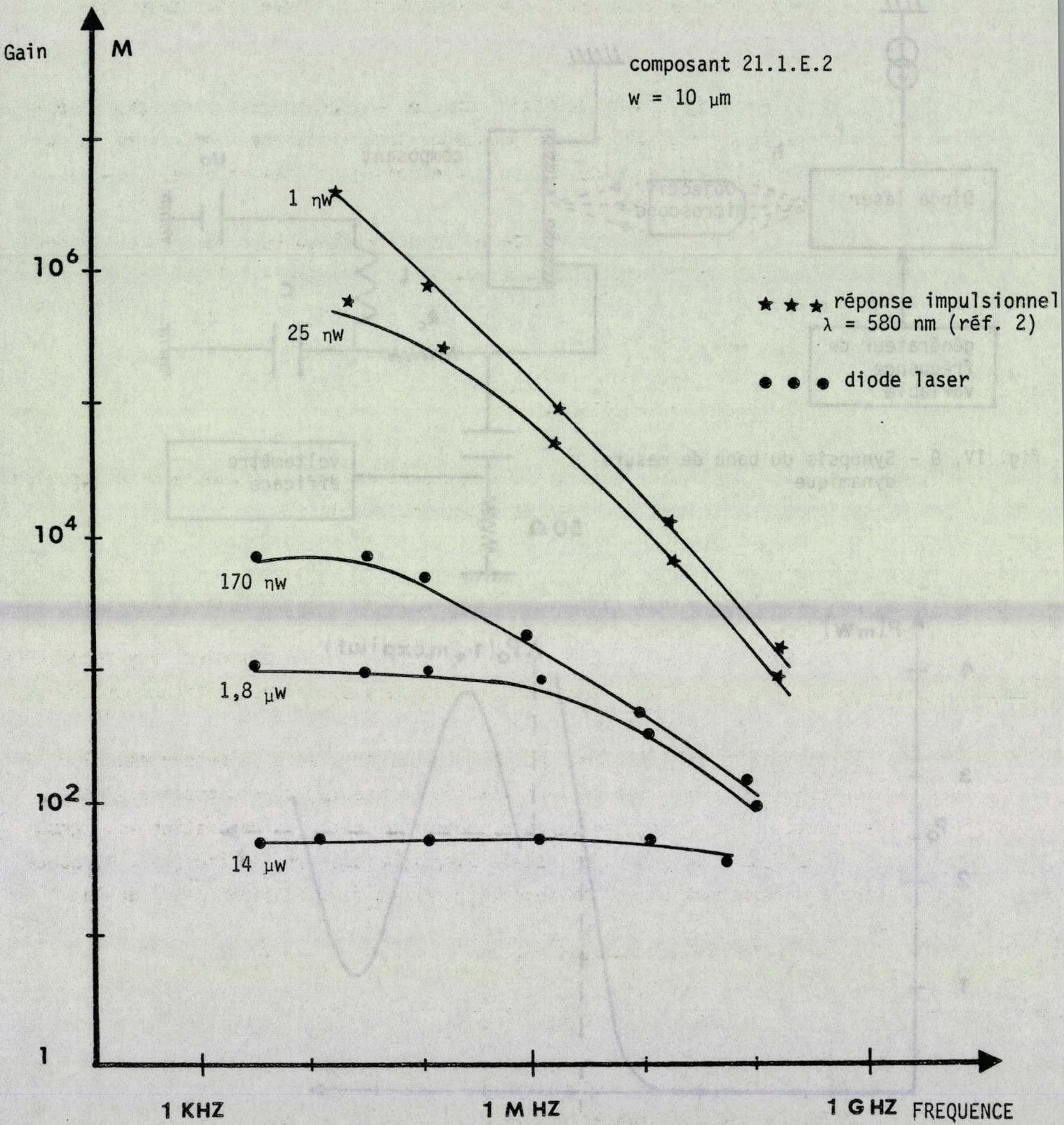


Fig. IV/ 11 - Gain dynamique de la photorésistance à couche active creusée

- et d'autre part avec la diminution de la bande passante B, qui est égale à $\frac{1}{2\pi\tau}$

Il est intéressant de remarquer que le produit gain-bande expérimental est supérieur à 10GHz pour une puissance laser incidente inférieure au μW et atteint même la centaine de GHz pour une puissance incidente de 1 μW .

Afin de compléter cette étude, il est nécessaire de mettre en évidence les différents types de bruit se superposant au signal délivré par la photorésistance à couche active creusée et d'estimer le rapport signal sur bruit (S/N) de celle-ci.

III - BRUIT DANS LA PHOTORESISTANCE

Avant d'étudier le bruit des photorésistances, il convient de rappeler les différentes origines du bruit et leurs implications.

III - 1. - ORIGINE DU BRUIT

La diffusion des porteurs de charge, leur génération et leur recombinaison sont les principales sources de bruit dans un barreau semiconducteur.

a) bruit de diffusion : l'interaction des porteurs avec le réseau entraîne des fluctuations aléatoires de leur vitesse en module et en direction. Avec l'introduction d'une fonction de distribution de temps de relaxation τ_r , temps moyen entre deux collisions, un modèle microscopique fut élaboré (réf. 4) aboutissant à une expression de l'intensité du bruit de diffusion $\overline{i_d^2}$ de la forme

$$\overline{i_d^2} = 4KTGB \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_r^2} \quad \text{IV. 1}$$

KT = énergie thermique

G = conductance

$\omega = 2\pi \times F$ (F fréquence)

B = bande passante centrée en F.

C'est une généralisation du bruit thermique ou de Nyquist puisque pour les fréquences inférieures à $\frac{1}{\tau_r}$, le bruit est blanc et $\overline{i_d^2}$ égale à $\overline{i_{th}^2}$

$$\overline{i_{th}^2} = 4KTGB \quad \text{IV. 2}$$

Dans le cas des photorésistances qui nous intéressent, le temps de relaxation moyen τ_r est très faible et donc la fréquence de coupure est très grande. C'est pourquoi nous utiliserons l'expression IV. 2 de $\overline{i_{th}^2}$ pour le bruit de diffusion.

b) bruit de Génération - Recombinaison (G - R)

Son origine est la fluctuation aléatoire de la concentration des porteurs libres, conséquence de la création et de la recombinaison de ceux-ci. Considérant que chaque porteur induit une impulsion de courant $i(t)$

$$i(t) = \frac{q}{\tau} \quad 0 < t < \tau$$

$$i(t) = 0 \quad t > \tau$$

τ = durée de vie

le calcul de l'intensité du bruit de G. R est dans un premier temps analogue à celui de l'intensité du bruit de grenaille apparaissant dans les diodes où la durée de vie τ est fixe et égale au temps de transit τ_t (réf. 5), tenant compte de la distribution $f(\tau)$ de τ , suivant la loi IV. 3

$$f(\tau) = \frac{1}{\tau_0} \exp(-\tau/\tau_0) \quad \text{IV. 3}$$

on montre que l'intensité du bruit de G. R s'écrit :

$$\overline{i_{gr}^2} = \frac{\tau_0 \cdot 4qI_0 B}{\tau_t} \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_0^2} \quad \text{IV. 4}$$

τ_0 = durée de vie moyenne des porteurs

τ = temps de transit des porteurs

I_0 = courant dans le composant

$\omega/2\pi$ = fréquence

B = Bande passante centrée en $\omega/2\pi$

L'intensité totale du Bruit N est donnée par la relation (IV. 5) et le schéma

$$N = \left[4KTG + 4qI_0 \frac{\tau_0}{\tau} \cdot \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_0^2} \right] B \quad \text{IV. 5}$$

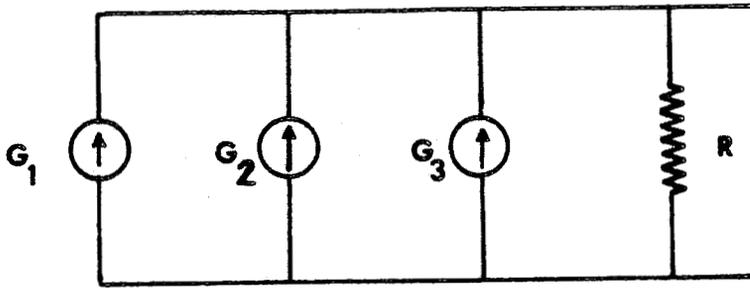


Fig. IV. 12. a - Schéma équivalent de la photorésistance

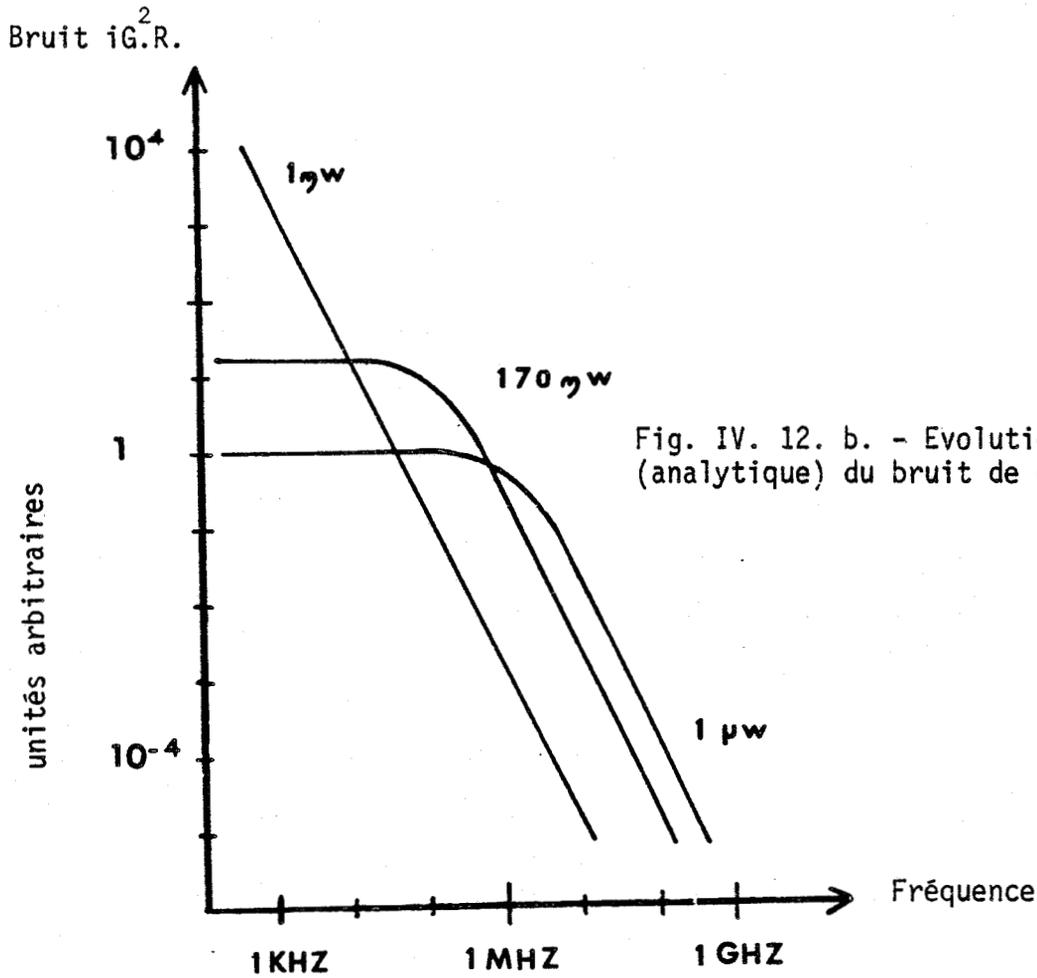


Fig. IV. 12. b. - Evolution fréquentielle (analytique) du bruit de génération recombinaison

équivalent (fig. IV. 12. a) comporte trois générateurs en parallèle avec la conductance G :

- G_1 , générateur du photocourant (I_{PH})
- G_2 , générateur du Bruit de diffusion $\overline{i_{th}^2}$
- G_3 , générateur du Bruit G.R. $\overline{i_{GR}^2}$

Avant de conclure ce bref rappel sur le bruit, reprenons l'expression IV. 4. de $\overline{i_{GR}^2}$ et réécrivons-la sous une autre forme en assimilant I_0 à I_{PH} le photocourant calculé à partir du gain M et de la puissance lumineuse P

$$I_{PH} = q M.P.\eta / h\nu$$

$$\overline{i_{G.R.}^2} = K. M^2.P . \frac{1}{1 + \omega^2\tau^2} \quad \text{IV. 6}$$

$$K = \frac{4 \eta g^2}{h\nu} = \text{constante}$$

Connaissant les valeurs de M et τ , grâce à l'étude statique du premier paragraphe de ce chapitre, nous pouvons tracer l'évolution fréquentielle de $\overline{i_{G.R.}^2}/K$ et ce pour différentes puissances laser P1 (fig. IV.12.b). Ce diagramme montre qu'à très basse fréquence, on peut s'attendre à observer une diminution du bruit lorsque la puissance lumineuse augmente à cause de la saturation des états de surface. Le calcul de $\overline{i_{G.R.}^2}/K$ tient compte d'une seule durée de vie τ due au piègeage des porteurs minoritaires en surface, de ce fait nous le considérons comme une première approche du spectre réel de $\overline{i_{G.R.}^2}$.

III. 2 - ETUDE EXPERIMENTALE

Nous présentons dans un premier temps le banc de mesure mis en oeuvre et ensuite l'étude des résultats expérimentaux obtenus.

Le principe de la mesure est basé sur l'amplification directe suivie de la détection du signal ou du bruit du composant. Le banc de mesure réalisé comporte deux variantes suivant le domaine spectral de l'étude :

- mesures en basse fréquences, 0 à 20 KHz (fi. IV. 13).

Au niveau de la polarisation et de l'excitation lumineuse du composant le montage est analogue à celui de l'étude dynamique (fig. IV. 9). La chaîne de

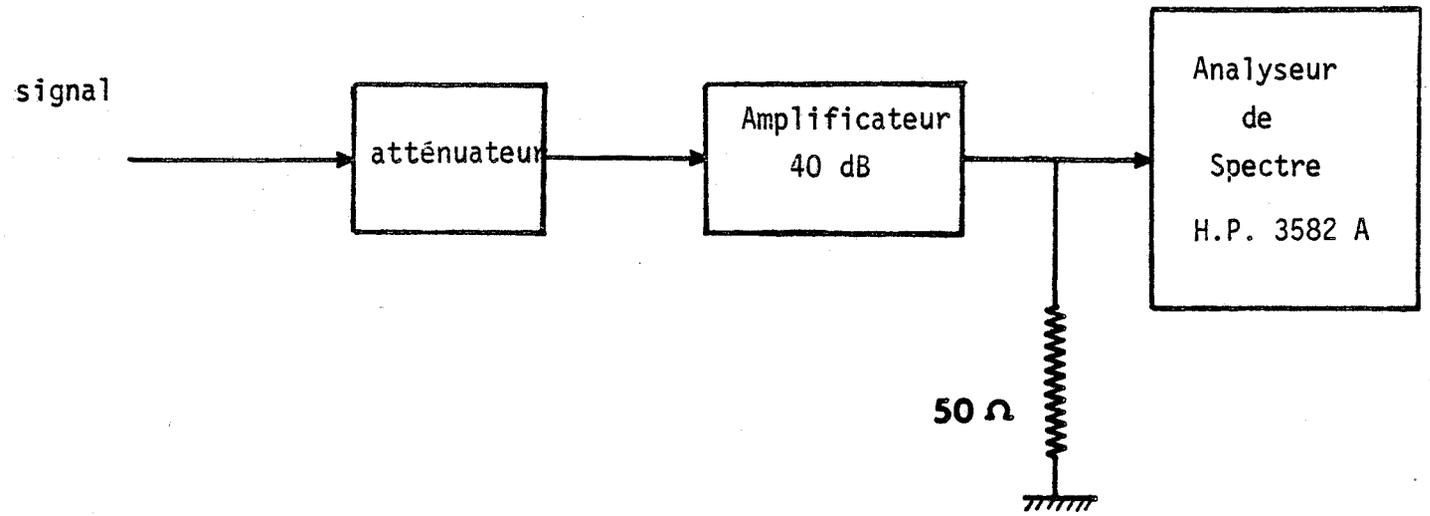


Fig. IV - 13 - Chaîne de détection du bruit en basse fréquence

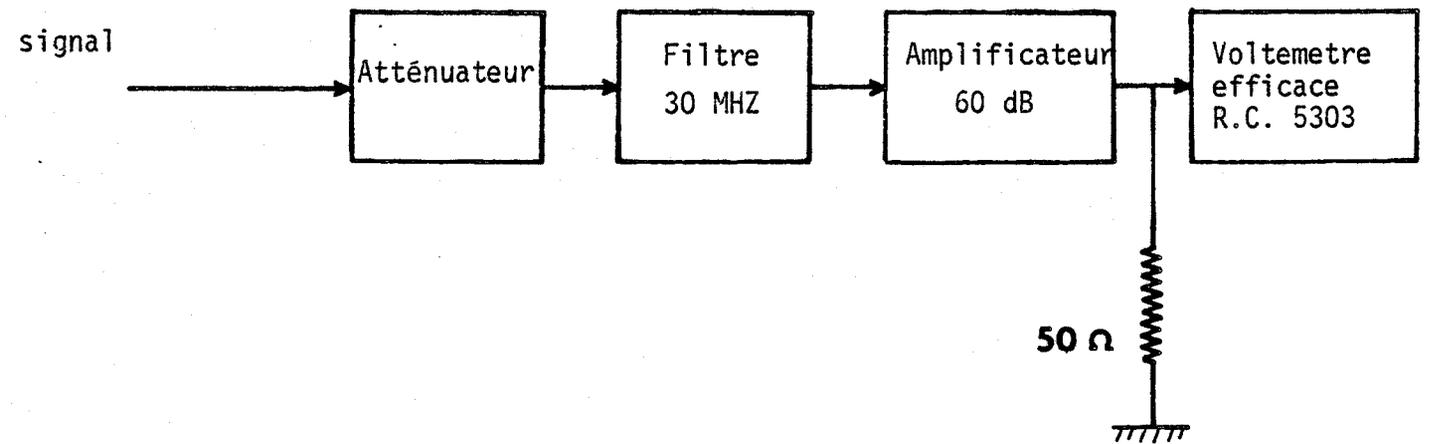


Fig. IV - 14 - Chaîne de détection du bruit à 30 MHz

détection est constituée d'un amplificateur ORTEC 9453 de 40dB de gain, et d'un analyseur de spectre Hewlett-Packard 3582 A.

- mesures à 30 MHz (fig. IV. 14).

L'amplificateur utilisé (TRONTECH 511701) possède un gain de 60dB et un facteur de bruit de 2dB. Il est précédé d'un filtre passif (PIEZO TECHNOLOGY INC, type T.M G131 VBB) centré à 30 MHz avec une bande passante de 100 kHz. Le détecteur est un voltemètre efficace (RACAL DANA type 5303).

III. 2. 1. - MESURES EN BASSES FREQUENCES

Pour une tension de polarisation nulle, le spectre de bruit ne dépend pas de la fréquence (fig. IV. 15) dans une bande de 5 à 20 kHz. Par ailleurs, sous l'effet d'une excitation lumineuse de l'échantillon, nous enregistrons un excès de bruit de 3 dB correspondant à une chute de la résistance.

Bruit de génération recombinaison (G.R.)

Deux types de courants y contribuent, le courant d'obscurité I et le photocourant I_{ph} induit par excitation laser. Le bruit $i_{G.R.O}^2$ en obscurité, dont le spectre en basse fréquence est représenté sur la figure IV.16, a une évolution en fonction de la tension de polarisation U , et pour une fréquence donnée, analogue à celle de la caractéristique statique courant-tension $I_0(u)$ (fig. IV.17).

L'incidence d'un rayonnement lumineux entraîne un excès de bruit $i_{G.R.E}^2$ important (fig. IV. 18) dont l'évolution en fonction de u , là encore est analogue à l'évolution du courant total (fig. IV.17).

Dans toute l'étude qui suit, nous nous intéresserons plus particulièrement au bruit de génération recombinaison puisque i_{th}^2 et $i_{G.R.O}^2$ s'y trouvent noyés (fig. IV.19) et de ce fait n'ont pratiquement plus d'influence sur le rapport S/N, du moins en basses fréquences.

★ Etude fréquentielle

- Nous avons reporté sur la figure IV. 20 la variation du signal S et

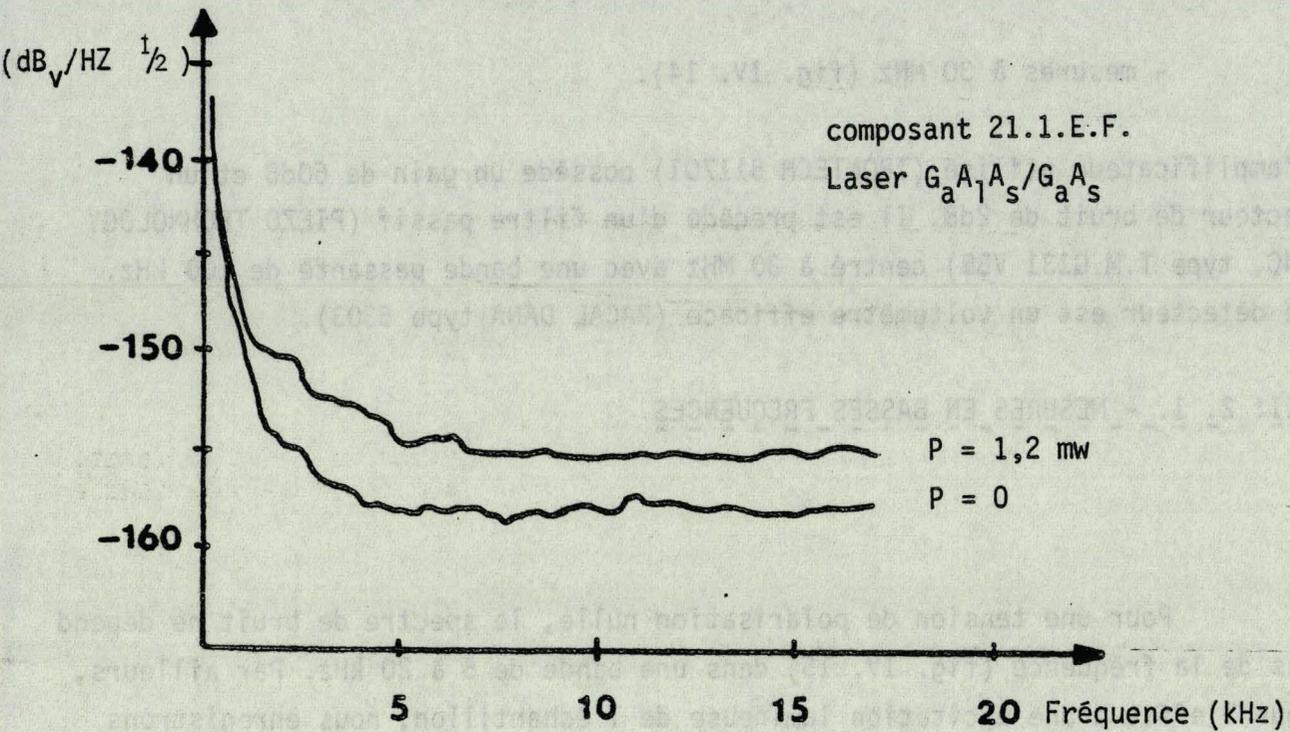


Fig. IV. 15 - Spectre de bruit du composant pour une tension de polarisation nulle

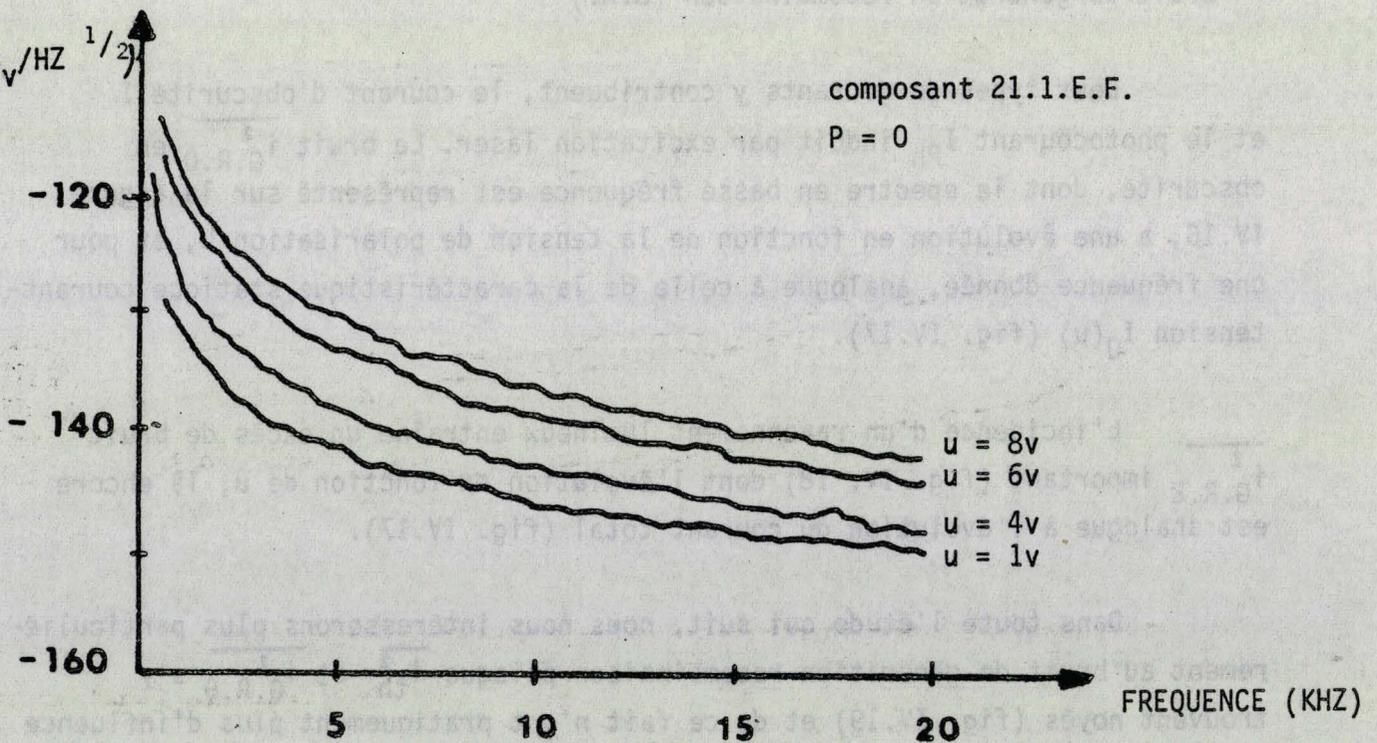


Fig. IV. 16 - Spectre de bruit du composant à l'obscurité

composant 21.1.E.F.

F = 5kHz

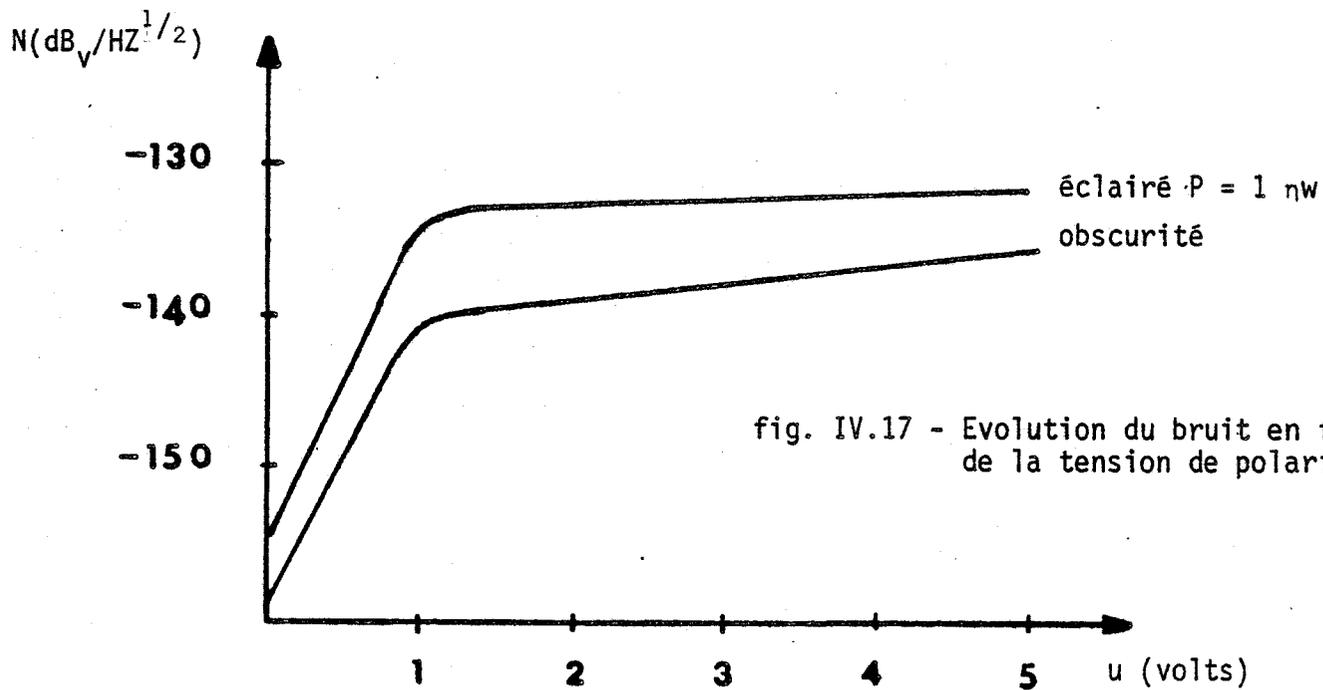


fig. IV.17 - Evolution du bruit en fonction de la tension de polarisation

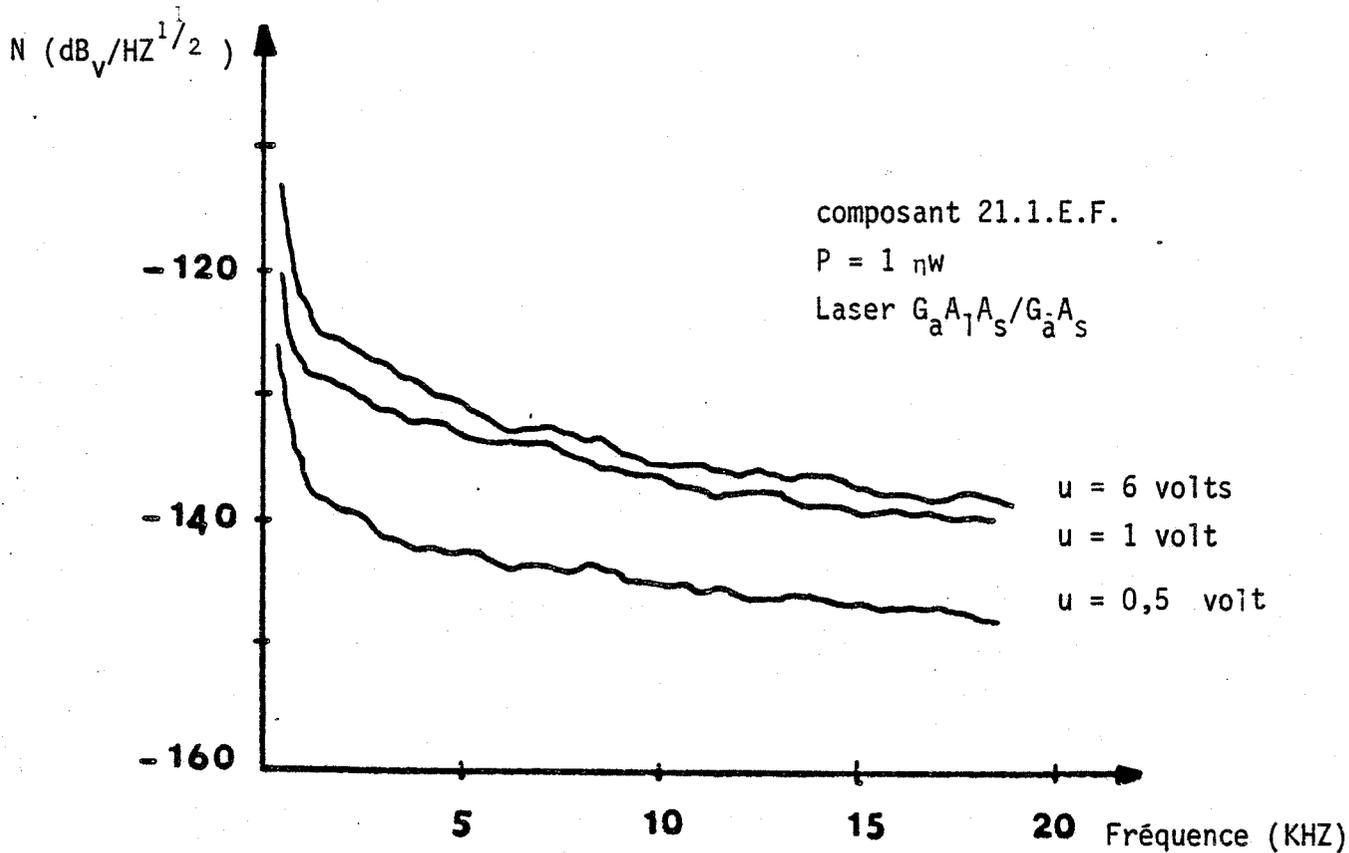


Fig. IV. 18 - Spectre de bruit du composant sous éclairement

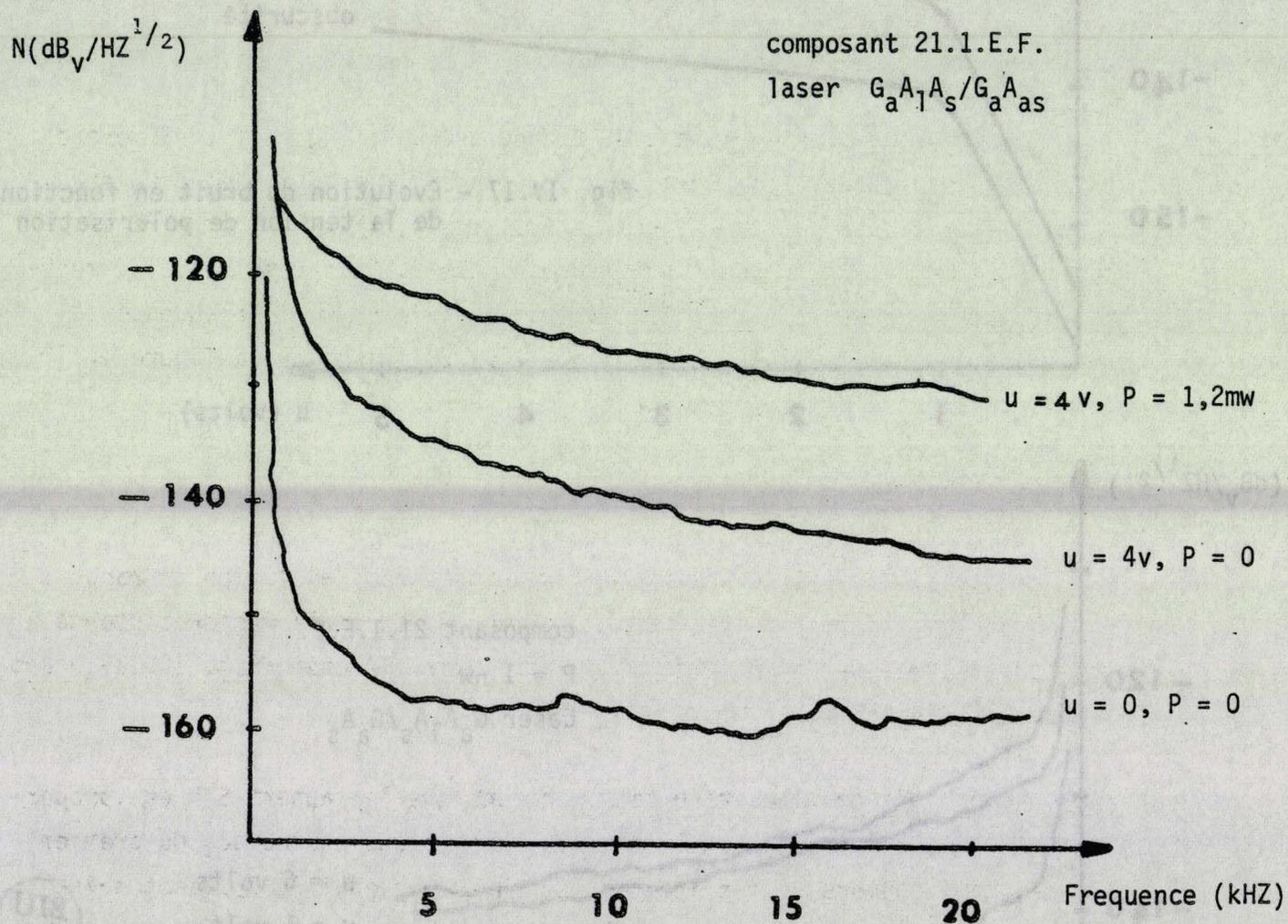


Fig. IV. 19 - Spectre du bruit thermique et de génération recombinaison

et du rapport S/N de l'échantillon dans une gamme de fréquence comprise entre 5kHz et 20kHz, la puissance laser incidente étant de $2 \cdot 10^{-8} \text{ W}$. Le rapport S/N est constant et sensiblement égal à 72dB. Si nous admettons la variation en $\frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2}$ du signal, variation mise en évidence dans l'étude dynamique, il ressort de la variation fréquentielle de S (fig. IV. 20) une durée de vie τ égale à $18 \mu\text{s}$, soit un gain statique de $2 \cdot 10^5$ tout à fait compatible avec les résultats précédents.

★ Influence de la puissance laser

Pour différentes puissances lumineuses P, la figure IV. 21 montre que la photorésistance à couche active creusée est d'autant plus bruyante que P est faible pour des fréquences inférieures à 2kHz, le contraire se produisant pour des fréquences supérieures à 20kHz. Ceci résulte de la modulation du piègeage des trous en l'occurrence du gain et de la fréquence de coupure par le biais de la puissance laser. Le diagramme de la figure IV.12.b, met en évidence ce résultat qualitatif.

★ Etude comparative, photodiode - photorésistance

Nous avons réalisé une étude comparative de l'évolution du rapport S/N à 10kHz, en fonction de la puissance laser P, entre la photorésistance à couche active creusée et une photodiode P.I.N. en silicium (fig. IV.22), dans les mêmes conditions expérimentales.

- photodiode : Les résultats montrent que le rapport S/N est proportionnel à P^2 . Se rapportant à l'étude du bruit d'une photodiode du premier chapitre, nous pouvons en déduire que le bruit de grenaille (ou shot noise) est noyé dans le bruit thermique de la résistance de charge de 50Ω , puisque I_{Ph} est inférieur au mA dans le domaine des puissances lumineuses utilisées. Signalons que 50Ω n'est pas la résistance de charge optimale d'une photodiode. Cette dernière doit être chargée par une résistance la plus élevée possible.

- photorésistance : On vérifie que le rapport S/N est proportionnel à la puissance laser incidente. Ceci confirme l'hypothèse suivant laquelle le bruit thermique est noyé dans le bruit de génération recombinaison. En effet, des expressions I. 27 et IV. 6 donnant respectivement l'expression du gain dynamique $M(\omega)$ et celle du bruit de génération recombinaison, le rapport S/N peut s'écrire :

$$\frac{S}{N} = K \frac{M \cdot P^2}{I_{\text{Ph}}}$$

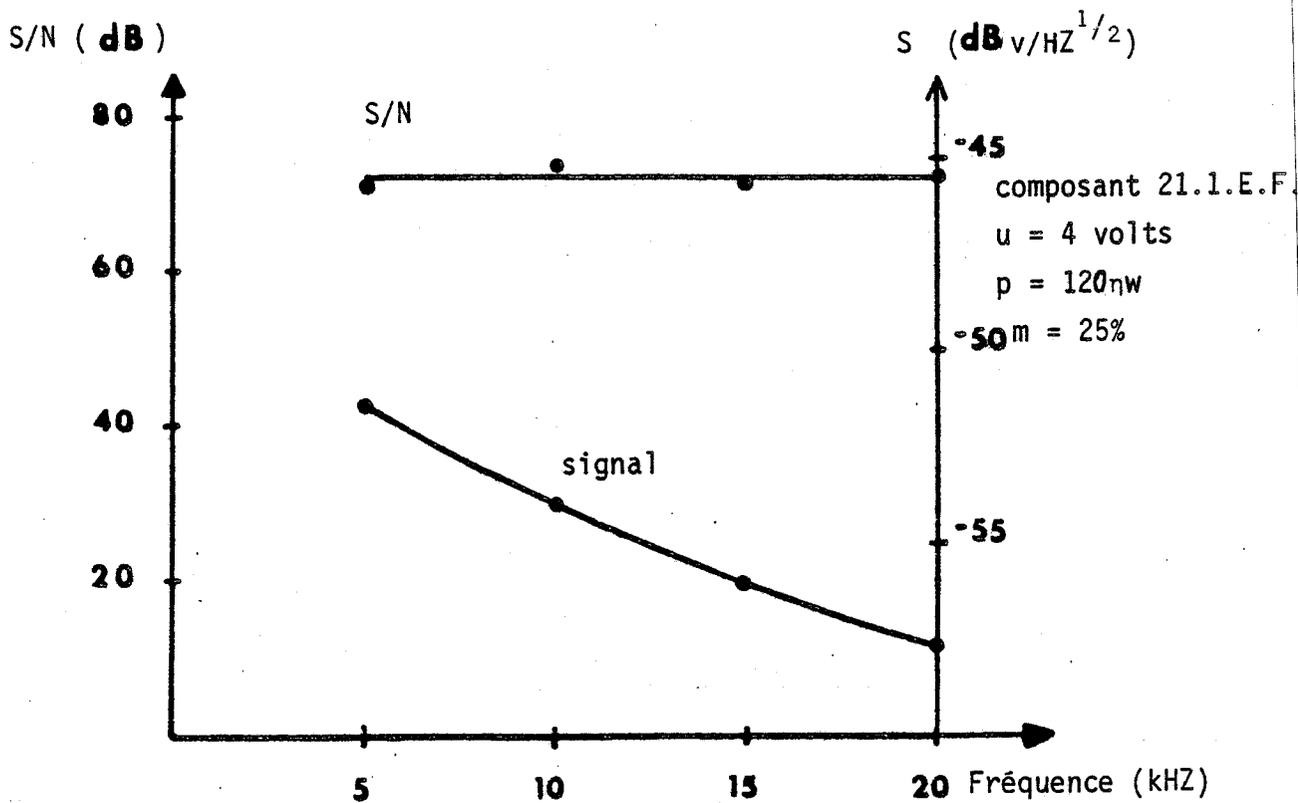


Fig. IV. 20 - Evolution fréquentielle du rapport S/N

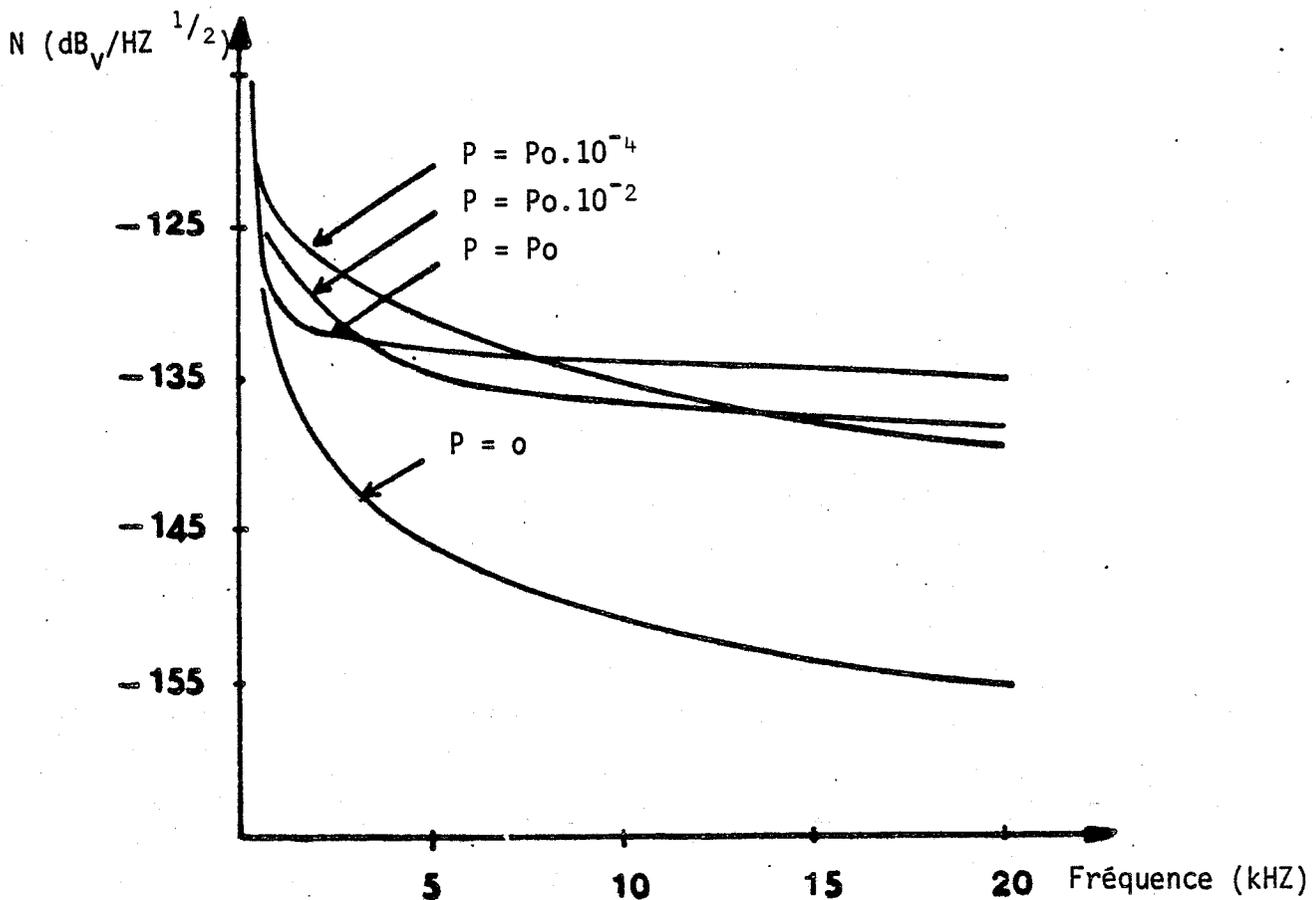


Fig. IV. 21 - Influence de la puissance laser sur le spectre de bruit

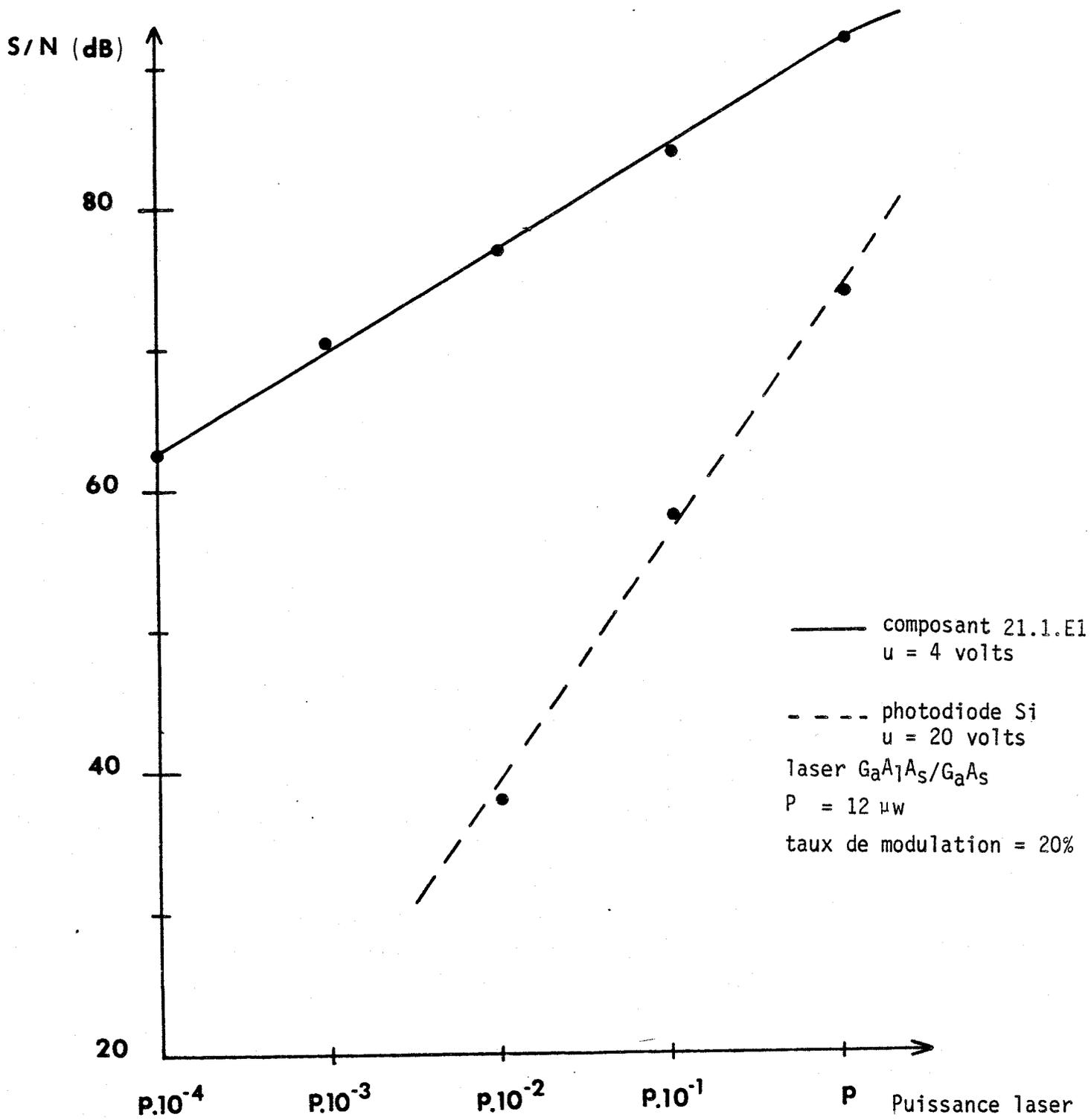


Fig. IV. 22 - Etude comparative du rapport signal sur bruit de la photorésistance à couche active creusée à celui d'une photodiode en silicium à 10 kHz

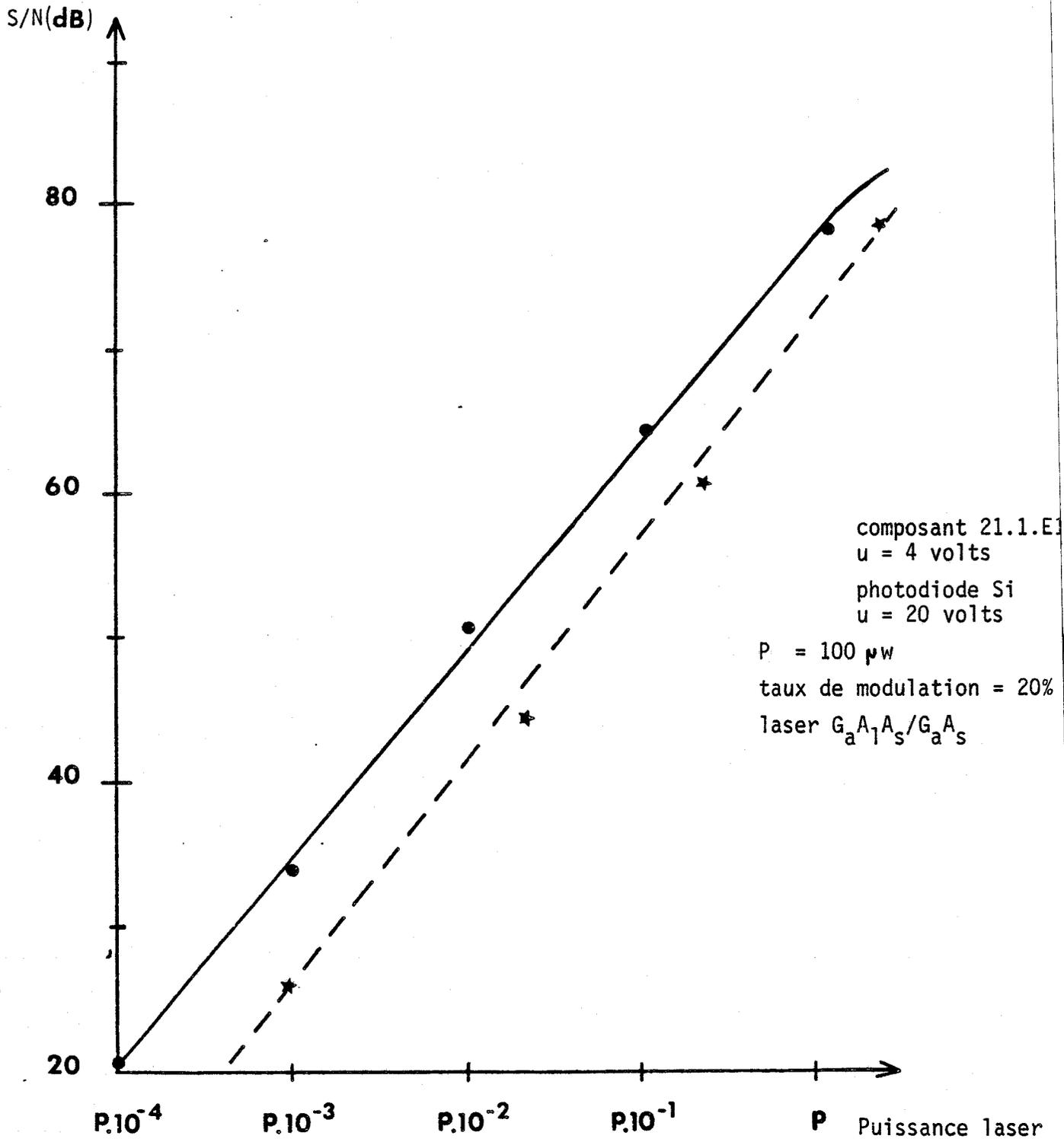


Fig. IV. 23 - Etude comparative du rapport signal sur bruit entre la photorésistance à couche active creusée et une photodiode en silicium à 30MHZ

M = gain statique I_{PH} = photocourant moyen
 P = puissance laser k = constante

ou encore, sachant que I_{PH} est proportionnel au gain M et à la puissance laser P :

$$\frac{S}{N} = K_1 \cdot P$$

$K_1 = \text{constante}$

III - 2. 2. - MESURES A 30_MHZ

Là encore, une étude comparative entre l'évolution du rapport S/N de la photorésistance et celle de S/N d'une photodiode en silicium a été réalisée (fig. IV. 23) en fonction de la puissance laser. Le rapport signal sur bruit, S/N, de la photodiode est toujours proportionnel à P^2 . Notons cependant que le rapport signal sur bruit est ici beaucoup plus faible en raison de la valeur de la bande passante (100KHZ) du filtre utilisé alors que l'analyseur de spectre en basse fréquence permet d'obtenir directement les résultats pour une bande passante de 1Hz.

L'évolution du rapport signal sur bruit de la photorésistance à 30 MHz s'aligne sur celui de la photodiode. Ceci est lié à la chute du bruit i_{GRE}^2 et du gain alternatif par rapport aux mesures en B.F., surtout pour les faibles puissances laser correspondant à des fréquences de coupure relativement basses.

Le bruit essentiellement thermique alors, est dû à la résistance de charge de 50Ω et celle du composant qui diminue lorsque la puissance laser augmente.

CONCLUSION

Nous avons présenté un nouveau composant photodétecteur, c'est la photorésistance à couche active creusée qui a été étudiée tant au point de vue réponse statique et dynamique qu'au point de vue bruit, par comparaison avec une photodiode classique en silicium.

Nous avons mis en évidence les résultats suivants :

- très grande sensibilité découlant de gains importants (gain égal à 10^9 pour une puissance laser incidente de 0,1pw).

- un produit gain-bande supérieur à 100GHz pour P inférieur à 1 nW.
- un bruit essentiellement de génération recombinaison en basses fréquences, proportionnel au carré du gain, et un bruit thermique en radio-fréquences.

Ces différentes caractéristiques permettent donc d'entrevoir des applications intéressantes de ce dispositif d'une part dans le cadre des télécommunications par fibres optiques et d'autre part dans tous les instruments de mesure où l'on cherche à détecter de très faibles puissances lumineuses.

REFERENCES

=====

- [1] LIU CHANG YAN
Thèse d'Université, Lille (1982)
- [2] B. HOMBERT
Thèse de 3ème cycle, Lille (1983)
- [3] J.C. GAMMEL and J.M. BALLANTYNE
App. Phys. Lett., Vol 36, N°2 (Janvier 1980)
- [4] A. CHOVET et P. VIKTOROVITCH
L'onde électrique, Vol 57, p. 777 (Décembre 1977)
- [5] A. VAN DER ZIEL
Physica, Vol 19, p. 742 (1953)

Conclusion

CONCLUSION

La réalisation de photodétecteurs intégrés monolithiquement, nécessite l'étude de composants à géométrie planaire.

Dans ce cadre, nous nous sommes intéressés à l'évolution du gain de photorésistances planaires en Arséniure de Gallium, de structure N^+NN^+ , en fonction de différents paramètres tels que la puissance lumineuse, la température, le dopage du matériau semiconducteur et la tension de polarisation du composant.

Ceci nous a permis de mettre en évidence l'effet des états de surface sur le fonctionnement de ces dispositifs : le piègeage des trous en surface augmente la durée de vie des photoporteurs et par conséquent le gain du composant. Ce piègeage est d'autant plus important que le dopage du matériau semiconducteur est élevé. Cependant, l'élévation de la température de fonctionnement de ces composants, lié au courant d'obscurité, dégrade leurs performances.

Pour pallier ce dernier inconvénient, un nouveau détecteur est réalisé : la photorésistance à couche active creusée dont l'étude statique et dynamique fait apparaître des gains très importants, supérieurs à 10^8 à $0,1 \mu W$ de puissance lumineuse et un produit gain-bande supérieur à 10 GHz pour une puissance laser inférieure au μW .

Ces gains élevés résultent de l'utilisation judicieuse du piègeage en surface, par le confinement du champ électrique dans une zone limitée de la couche active du composant.

Une étude préliminaire du bruit a été effectuée avec ce nouveau type de détecteur. Celle-ci montre une prédominance du bruit de génération recombinaison en basses fréquences.

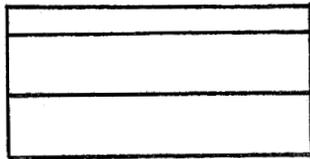
Ce nouveau type de détecteur, grâce à ces performances tant en gain qu'en temps de réponse, permet d'envisager diverses applications en instrumentation scientifique et en télécommunication.

Dès à présent, la photorésistance à couche active creusée, substituée à un photomultiplicateur a permis d'observer des spectres Raman tout à

fait comparables à ceux obtenus par les méthodes classiques de détection utilisant des photomultiplicateurs. La réalisation de barrettes de photorésistances devrait étendre cette application à la détection Raman multi-canaux. Par ailleurs, la réalisation d'une matrice de photorésistance est envisagée pour être utilisée dans le domaine de l'imagerie nocturne.

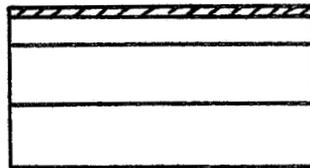
Finalement, la réalisation d'une tête optique intégrée, comportant un détecteur de structure interdigitée et un transistor à effet de champ est en cours d'étude dans notre laboratoire pour réaliser le composant d'extrême destinée aux télécommunications par fibres optiques dans le domaine de $0,85\mu\text{m}$.

Annexe



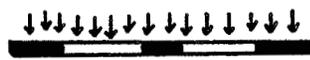
couche active
couche tampon
substrat S.I.

Plaquette épitaxiée

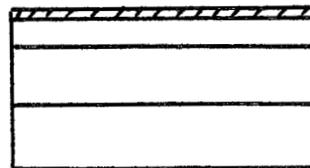


résine

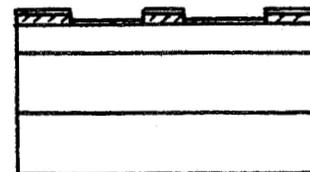
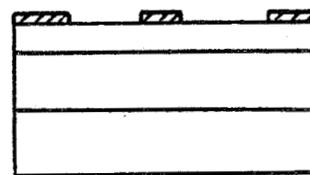
Dépôt de résine



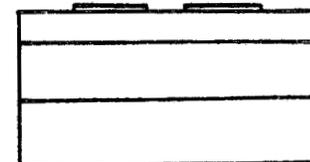
U.V.
masque



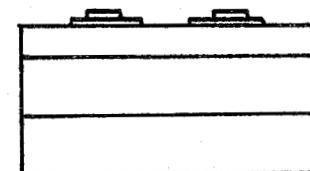
Photomasquage



Dépôt AuGe et Ni



Lift-Off et recuit



Dépôt des plots
d'épaississement

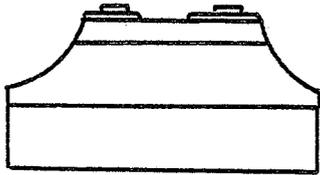
ANNEXE TECHNOLOGIQUE

L'ensemble des composants semiconducteurs utilisés dans cette étude, les photorésistances N^+NN^+ à géométrie planaire, ont été conçus et réalisés par la Centrale de Technologie de notre laboratoire. Nous présentons dans cette annexe la méthodologie de leur réalisation, le matériau semiconducteur étant l'Arséniure de Gallium.

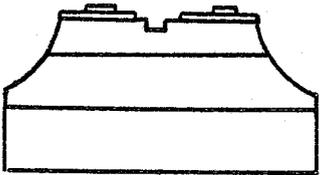
Partant de la plaquette épitaxiée, il est procédé aux opérations suivantes :

1. Le nettoyage de la plaquette et désoxydation à l'acide chloridrique.
2. La réalisation de plots d'entectique constituant les contacts ohmiques qui s'opère en plusieurs étapes :
 - ★ masquage par dépôt d'une résine photosensible, exposition aux U.V., et développement.
 - ★ desoxydation et rinçage final.
 - ★ dépôt sous vide de l'alliage Au-Ge par évaporation sur une épaisseur de 1500 Å, suivi du dépôt de Nickel (350 Å) par pulvérisation cathodique.
 - ★ formation de l'entectique par recuit à 470°C environ.
3. La réalisation des plots d'épaississement nécessite un nouveau masquage, suivi d'un dépôt d'Or (5000 Å) par évaporation et d'un Lift-Off aux ultra-sons dans l'acétone.
4. Le recess des photorésistances à couche active creusée, et l'attaque méso pour l'isolement des composants sont obtenus par attaque chimique (solution d'acide citrique). Ces opérations sont précédées chacune par un nouveau photomasquage.

Ce sont là les grandes lignes de la réalisation technologique des photorésistances qui s'achève par la découpe à l'aide d'une scie diamantée de l'ensemble des composants obtenus.



Attaque Mésa



Attaque "Recess"

