

50376
1987
41

50376
1987
41

N° d'ordre : 407

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR INGENIEUR

par

Abayeh BOYODI



**ETUDE DE PHOTOCONDUCTEURS SUR MATERIAUX
III-V ET POSSIBILITES D'APPLICATIONS.**

Soutenue le 27 Février 1987 devant la Commission d'Examen

M. E. CONSTANT
M. D. DECOSTER
M. L. RACZY
Mme M. RAZEGHI
M. A. SCAVENNEC

Président
Rapporteur
Examinateur
Examinateur
Examinateur

Ce travail a été effectué au Centre Hyperfréquence et Semi-Conducteur (C.H.S.) dirigé par Monsieur le Professeur G. SALMER.

Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur le Professeur E. CONSTANT, directeur du C.H.S. au début de ce travail, responsable du Pôle Microélectronique de la région Nord-Pas-de-Calais, qui m'a accueilli au Laboratoire et me fait l'honneur de présider la commission d'examen.

Monsieur D. DECOSTER, Maître de Conférences à l'Université de Lille I, m'a proposé le sujet de ce travail et en a assuré la direction. Je tiens à lui témoigner ma profonde gratitude pour m'avoir fait bénéficier de sa compétence scientifique, et pour sa disponibilité continue et la patience dont il a fait preuve à mon égard.

Un certain nombre d'épitaxies ont été fournies par l'équipe compétente "Matériau" du C.H.S. dirigée par Monsieur le Professeur L. RACZY qui me fait l'honneur de juger ce travail ; je lui exprime ici mes plus sincères remerciements et je tiens à cette occasion à remercier cette équipe et plus particulièrement Monsieur J.L. LORRIAUX pour la qualité de leurs épitaxies.

Madame M. RAZEGHI, Ingénieur au Laboratoire Central de Recherche de Thomson-CSF a porté une attention toute particulière à ce travail et une partie des études présentées dans ce travail n'aurait pas pu être menée sans sa collaboration et sans les épitaxies particulières qu'elle a bien voulu nous remettre. Je suis touché qu'elle ait bien voulu accepter d'examiner ce travail et je la remercie vivement.

Monsieur A. SCAVENNEC, Ingénieur au Centre National des études et Télécommunications de Bagneux, a manifesté de l'intérêt pour ce travail. Il me fait l'honneur de faire partie de mon jury. Qu'il me soit permis de lui exprimer ma reconnaissance.

Monsieur B. DE CREMOUX du Laboratoire Central de Recherche Thomson-CSF a toujours manifesté de l'intérêt pour les travaux menés à Lille et nous a constamment aidé dans nos recherches ; c'est ainsi que grâce aux lasers semiconducteurs qu'il nous a remis, un certain nombre de caractérisations ont pu être présentées dans ce travail. Je l'en remercie très sincèrement. Je tiens également à remercier Monsieur ALEXANDRE du Centre National des Etudes et Télécommunications Laboratoire de Bagneux pour nous avoir fourni les épitaxies GaAlAs-GaAs et qui m'ont été d'un grand intérêt.

Les caractérisations au laser picoseconde n'ont pu être menées que grâce à Madame M. CONSTANT, Maître de Conférences à l'Université de Lille I. Les discussions qu'elle m'a toujours spontanément accordées m'ont été très enrichissantes et grâce à ses indications, j'ai pu aborder les problèmes liés à la spectrométrie Raman plus facilement. Je la remercie profondément.

J'exprime mes remerciements à Mesdames A. FATTORINI, M. MIENS, Mesdemoiselles P. LEGRIS, S. MARICOT, Messieurs D. VANDERMOERE, A. LEROY, B. GRIMBERT de l'équipe de technologie du C.H.S. dirigée par Monsieur J. VAMBREMEERSCH ; leur disponibilité et leur compétence m'ont été d'une aide considérable.

J'adresse mes remerciements à Madame E. DELOS et Monsieur E. PLAYEZ de l'équipe de caractérisation pour l'aide constante qu'ils m'ont apportée.

Je remercie Monsieur le Professeur R. FAUQUEMBERGUE de l'Université de Lille I, et Monsieur J.P. VILCOT, chargé de Recherche au Centre National de la Recherche Scientifique, qui, au cours de ce travail, m'ont fait bénéficier de leur expérience scientifique.

Je remercie également Messieurs ANDRIES, JENNEQUIN et MICHON de l'atelier de mécanique pour leur collaboration efficace.

Madame F. TAILLY a assuré la dactylographie de ce mémoire, je lui en suis reconnaissant et la remercie pour sa patience et la qualité de son travail.

Qu'il me soit permis d'exprimer mes remerciements et ma reconnaissance envers Monsieur DEHORTER qui a assuré avec soins la mise en forme de ce mémoire.

Enfin, je tiens à remercier tous les membres du Laboratoire que j'ai cotoyés et qui ont permis que ce travail soit mené dans une ambiance agréable et chaleureuse.

SOMMAIRE

INTRODUCTION

CHAPITRE I : LA PHOTODÉTECTION

A - PRINCIPE DE LA PHOTODETECTION	2
B - LES DIFFERENTS TYPES DE PHOTODETECTEURS	5
1 - LES PHOTODIODES	5
1.1 - Principe	5
1.2 - Bruit dans les photodiodes	7
1.3 - La photodiode à avalanche	8
1.4 - Bruit dans une photodiode à avalanche	9
2 - LES PHOTOCONDUCTEURS	10
2.1 - Mécanismes de la photoconduction	10
2.2 - Bruit dans les photoconducteurs	12
C - CONCLUSION	12

II

TECHNIQUES DE MESURES 14

A - TECHNIQUES DE MESURES DU PHOTOCOURANT EN CONTINU	14
B - METHODE DE MESURE EN ECLAIREMENT IMPULSIONNEL AUX COURTES LONGUEURS D'ONDE	16
C - CARACTERISTIQUE DYNAMIQUE PAR MODULATION D'UN LASER SEMICONDUCTEUR	18
D - MESURES DE BRUIT	21

CHAPITRE II : STRUCTURE ET TECHNOLOGIES DES PHOTO- CONDUCTEURS PLANAIRES III-V 24

A - MATERIAUX	25
1 - L'ARSENURE DE GALLIUM GaAs	26
2 - LE GaInAs	26
3 - LES HETEROSTRUCTURES GaAlAs/GaAs et GaInAs/InP	28
3.1 - Diagramme de bande d'une hétérostructure	28
3.2 - Principales propriétés	28
B - LES COUCHES EPITAXIEES	31
1 - LES COUCHES EPITAXIEES GaAs	31
2 - LES EPITAXIES GaAlAs/GaAs	32
3 - LES EPITAXIES GaInAs et GaInAs/InP	34
C - TECHNOLOGIE DES PHOTOCONDUCTEURS PLANAIRES	35
1 - LES DIFFERENTS TYPES DE MASQUES	35
2 - REALISATION TECHNOLOGIQUE	35
2.1 - Réalisation du méso	35
2.2 - Réalisation des contacts ohmiques	37
2.3 - Attaque de la couche superficielle	37
2.4 - Réalisation des plots d'épaissement	41

D - ASPECT DES COMPOSANTS APRES TECHNOLOGIE	43
E - RECAPITULATIF DES PHOTOCONDUCTEURS REALISES	48
CHAPITRE III : ETUDE EXPERIMENTALE DES PHOTOCONDUCTEURS	50
A - GAIN STATIQUE	51
1 - INFLUENCE DE LA TENSION ET DE LA PUISSANCE LUMINEUSE	51
2 - INFLUENCE DE LA DISTANCE INTERELECTRODE	56
3 - INFLUENCE DE LA TEMPERATURE	56
B - GAIN DYNAMIQUE	62
C - TEMPS DE REPONSE	65
1 - MESURES SUR GaAs et GaAlAs/GaAs	65
2 - MESURES SUR GaInAs/InP et GaInAs	68
D - BRUIT DANS LES PHOTOCONDUCTEURS	72
1 - BRUIT EN OBSCURITE	72
1.1 - Influence du matériau	72
1.2 - Influence de la température	76
1.3 - Influence des conditions de polarisation	79
2 - BRUIT SOUS ECLAIREMENT	83
E - CONCLUSION	83
CHAPITRE IV : INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ET ESSAI DE MODELISATION	84
I	
INTERPRETATION DES PHENOMENES DE PHOTOCONDUCTION EN REGIME STATIQUE ET DYNAMIQUE	85
A - INFLUENCE DE LA TEMPERATURE SUR LE GAIN STATIQUE.	85
1 - PHOTOCONDUCTEUR SUR GaAs	85
a) - Modélisation de la durée de vie τ_v	86
b) Gain statique	88
2 - PHOTOCONDUCTEUR SUR GaInAs	90
3 - LES HETEROSTRUCTURES	92
a) - Application aux hétérostructures GaInAs/InP	94
b) - Application aux hétérostructure GaAlAs/GaAs	97
B - INFLUENCE DE LA TENSION DE POLARISATION SUR LE GAIN STATIQUE	103
1 - LE GaAs	103
2 - LE PHOTOCONDUCTEUR GaInAs	104
3 - LE PHOTOCONDUCTEUR GaInAs/InP (85-1N)	104
4 - LE PHOTOCONDUCTEUR GaAlAs/GaAs (49-1N)	104
C - GAIN DYNAMIQUE	104

II

RÉPONSE IMPULSIONNELLE 110

III

INTERPRÉTATION DES MESURES DE BRUIT EN RÉGIME
D'ÉCLAIREMENT 113

CONCLUSION 116

CHAPITRE V : DEUX ESSAIS D'APPLICATIONS : LA DÉTECTION
RAMAN MULTICANAL ET LES TÉLÉCOMMUNICATIONS
OPTIQUES. 118

I

RÉALISATION DU PHOTODÉTECTEUR RAMAN MULTICANAL 119

A - NOTIONS DE SPECTROMÉTRIE RAMAN 110

1 - RAPPEL 120

2 - INSTALLATION RAMAN CONVENTIONNELLE 121

3 - INSTALLATION RAMAN DISPOSANT D'UN DÉTECTEUR MULTICANAL 124

B - LA BARRETTE DE PHOTOCONDUCTEURS 125

1 - CONCEPTION 125

2 - RÉALISATION DU COMPOSANT 125

2.1 - Matériau 125

2.2 - Technologie 126

a) - Mésa 126

b) - Contacts ohmiques 127

c) - Recess : attaque de la couche N^+ 128

d) - Plots d'épaississement 129

3 - MONTAGE DU COMPOSANT 130

C - CARACTÉRISATION DU COMPOSANT 131

1 - CARACTÉRISTIQUE D'UN ÉLÉMENT 132

2 - ESSAI D'IMAGERIE 132

D - CONCLUSION 131

II

ESTIMATION DE LA PUISSANCE MINIMALE DÉTECTABLE EN
TRANSMISSION NUMÉRIQUE POUR UN TAUX D'ERREUR DONNÉ 137

1 - STRUCTURE D'UN PHOTORECEPTEUR A BASE DE PHOTOCONDUCTEUR
ET BRUIT ASSOCIÉ 137

a) - Structure 137

b) - Bruit associé 138

2 - CALCUL DE LA PUISSANCE MINIMALE DÉTECTABLE 141

3 - APPLICATION AUX PHOTOCONDUCTEURS ÉTUDIÉS 143

CONCLUSION 147

CONCLUSION GÉNÉRALE 148

ANNEXES

INTRODUCTION.

Le développement technologique permettant d'adapter les nouveaux matériaux semiconducteurs III - V aux longueurs d'onde $0,85 \mu\text{m}$ et $1,3-1,55 \mu\text{m}$ a beaucoup contribué à l'évolution des systèmes de télécommunications optiques. C'est ainsi que de nombreux travaux ont été effectués sur les émetteurs de lumière (2, 3, 5) et les progrès dans ce domaine sont considérables. Citons par exemple la réduction importante du courant de seuil des diodes laser à double hétérostructure. Dans le domaine de la photodétection, un grand nombre de travaux sur les photodiodes PIN et les photodiodes à avalanche ont été largement développés (6,14,15,17) Il semble toutefois intéressant de disposer d'un photodétecteur à faible coût de fabrication et dont les performances soient comparables à celles des photodétecteurs usuels. Le photoconducteur pourrait répondre à cette demande ; c'est pourquoi un certain nombre d'études sur ce type de photodétecteur ont déjà été menées aussi bien au laboratoire (10) que dans d'autres laboratoires français ou étrangers (9, 11, 12 , 13).

Dans ce cadre, notre travail s'inscrit dans la poursuite d'études déjà effectuées au laboratoire par J.P. VILCOT (10) sur des photoconducteurs GaAs en structure planaire. Cette structure pouvant en effet permettre une intégration monolithique aisée avec un transistor à effet de champ sur AsGa.

Un des résultats importants mis en évidence par VILCOT est l'importance des phénomènes de surface qui régissent le fonctionnement de ces photodétecteurs et qui expliquent les gains élevés observés. Notre travail a pour objectif de poursuivre cette étude en cherchant à transformer les effets de surface en effets d'interface, et pourquoi pas à maîtriser les performances de ces composants. Dans cette perspective, nous avons effectué une étude comparative aussi complète que possible des performances de photoconducteurs à structure planaire en homojonction et hétérojonction (GaAs, GaInAs, GaInAs/InP, GaAlAs/GaAs), en essayant de les traduire en terme d'effets de surface ou d'interface. Cette étude suppose tout d'abord la réalisation de dispositifs d'essais et comprend une partie expérimentale mettant en évidence l'influence de la nature du matériau et de l'épitaxie ainsi que des conditions de fonctionnement sur les phénomènes de photoconduction et sur le bruit de ces dispositifs. Partant d'un mécanisme de piègeage en surface et à l'interface, une tentative de modélisation est proposée. Enfin, compte tenu des résultats obtenus, des possibilités d'applications sont examinées.

La présentation de ce travail s'articule de la manière suivante :

Dans le premier chapitre, après un bref rappel du principe de la photo-détection et du fonctionnement des principaux photodétecteurs, nous décrivons les bancs de mesures mis au point pour la caractérisation des photoconducteurs réalisés.

Les principales propriétés électroniques et optiques des matériaux semiconducteurs III-V et les différentes couches épitaxiées utilisées pour réaliser ces composants font l'objet de la première partie du second chapitre. La deuxième partie décrit le processus technologique de réalisation des photoconducteurs étudiés.

L'ensemble des résultats expérimentaux obtenus sur les photoconducteurs que nous avons réalisés est présenté au troisième chapitre.

L'influence de la tension de polarisation, de la puissance lumineuse, de la distance interélectrode et de la température sur le gain statique est étudiée. Une comparaison des gains statiques et dynamiques, des temps de réponse et du bruit en régime d'obscurité entre les différents photoconducteurs est effectuée.

Enfin, nous terminons ce chapitre en présentant l'évolution du bruit en régime d'obscurité en fonction des paramètres tels que la nature du matériau et de la structure de l'épitaxie, la tension de polarisation et la température.

Dans le quatrième chapitre, les principaux résultats expérimentaux sont interprétés en terme d'effets de surface ou d'interface en proposant une modélisation la plus simple possible. Les résultats issus de cette modélisation sont systématiquement comparés aux résultats expérimentaux afin de donner les limites de validité des modèles proposés.

Enfin, la dernière partie de ce travail suggère deux types d'applications.

Dans le domaine de l'instrumentation scientifique une barrette de photoconducteurs pour la détection Raman multicanal est proposée. Après un bref rappel des principes de la spectrométrie Raman, nous présentons la technologie pour réaliser la barrette de photoconducteurs et les caractéristiques obtenues avec ce dispositif.

Dans le domaine des télécommunications optiques, les possibilités d'utilisation d'un photorécepteur comprenant un photoconducteur et un transistor à effet de champ sur AsGa sont étudiées en calculant la puissance minimale détectable en fonction du débit d'information pour un taux d'erreur donné. Ce calcul est effectué pour les différents photoconducteurs étudiés à partir des caractéristiques mesurées et d'un modèle proposé par S.R. Forrest (16).

BIBLIOGRAPHIE

-

INTRODUCTION.

-

- (1) "Optique et Télécommunications. Transmission et Traitement optiques de l'information" par A. COZANNET, J. FLEURET, H. MAITRE, M. ROUSSEAU.
- (2) B. DE CREMOUX, Rev. Tech. Thomson-CSF, vol. 6, 1974.
- (3) J.P. DUCHEMIN, B. DE CREMOUX et AUYEN T. LINA, Rev. Tech. Thomson-CSF, vol. 14, 1952, n° 2.
- (4) "Télécommunications Optiques : Fibres multimodes composants Actifs Systèmes" par un groupe d'ingénieurs de Thomson-CSF, Masson.
- (5) P. POULAIN et B. DE CREMOUX, Jap. J. Appl. Phys., vol. 19, n° 189, 1980.
- (6) "Receivers for optical communications : a comparison of avalanche photodiodes with PIN-FET hybrids", Optical quantum electronics, vol 10, 1978, p. 293, D.R. SMITH et al.
- (7) "Receiver design of digital fiber optic communications systems", B.S.T.J., vol . 52, n° 6, 1973, pp. 843-886, S.D. PERSONICK.
- (8) "A detailed comparison of four approaches to the calculation of sensivity of optical fiber system receivers", IEEE trans. Comm., vol. COM-25, May 1977, pp. 541-548.
- (9) "On the response behaviour of fast photoconductive optical planar and coaxial semiconductor detectors", I.E.E.E., vol. ED-29, n° 9, pp. 1431-1441, H. BENEKING.

- (10) "Etude des phénomènes de photoconduction dans l'AsGa : application à la réalisation d'une tête optique intégrée" Thèse 3^o cycle, Lille sept. 1984, J.P. VILCOT.
- (11) "Etude et réalisation de structures photoconductrices interdigitées pour la détection optique", Thèse de Docteur Ingénieur, Orsay, F. HEBAR-BOUDEBOUS.
- (12) "Etude des phénomènes de piégeage en volume et en surface dans une structure photoconductrice de type planar sur GaAs", Thèse de Docteur en Sciences Orsay nov. 1986, M. BOUCHEMAT
- (13) "InGaAs photoconductor failure observation", Electronics Letters, 7th November 1985 vol. 21, n^o 23, S. LOUALICHE, V. PARGUEL, H. L'HARIDON, L. HENRY et C. VAUDRY, CNET Lannion.
- (14) "Performance of p-i-n photodiode compared with avalanche photodiode in the longer-wavelength region of 1,50 μ m. L'Electronics letters, 27th October 1977, vol. 13, n^o 22, S. HATA, K. KAJIYAMA, Y. MIZUSHIMA.
- (15) "Signal to noiseratio, in optical photodiode receivers", Proc. I.E.E.E. oct. 1974, pp. 1404-1406.
- (16) "The high sensitivity of photoconductor receivers for long-wavelength optical communications". S.R. FORREST, Journal of Lightwave Technology vol. LT-3, 2 April 1985.
- (17) "Performance limitation by tunnelling in GaAlAsSb avalanche photodetectors". B. ORSAL, R. ALABEDRA, T. BELATONI, A. JOUILLIE, A. SCAVENNEC Ann. Télécommun. (France), Vol. 41, n^o 1-2, p. 86-91 (Jan-Feb 1986).

A - PRINCIPE DE LA PHOTODETECTION.

On appelle photodétecteur, un dispositif transformant un signal optique en un signal électrique. Dans le cas d'un photodétecteur à base de matériaux semi-conducteurs, cette transformation nécessite deux types de processus.

- Génération des porteurs en illuminant le composant.
- Transport des porteurs photocréés suivi de leur injection dans un circuit extérieur.

Pour que la génération de ces porteurs ait lieu, il faut que l'énergie $h\nu$ des photons incidents soit supérieure ou égale à la largeur de la bande interdite E_g (gap) du matériau semiconducteur.

Les progrès réalisés dans l'élaboration des matériaux semiconducteurs III-V binaires et ternaires permet de répondre à cette exigence surtout dans les trois fenêtres $0,85 \mu\text{m}$; $1,3 \mu\text{m}$ et $1,55 \mu\text{m}$ intéressantes pour les télécommunications optiques.

Pour un semiconducteur donné, il existe donc une longueur d'onde dite de coupure λ_c au-dessus de laquelle il n'y a plus création de porteurs. Cette longueur d'onde de coupure λ_c est liée au gap E_g du matériau par l'expression bien connue

$$\lambda_c = \frac{hc}{E_g} = \frac{1,24}{E_g \text{ (ev)}} \text{ (}\mu\text{m)} \quad \text{I-1}$$

où h est la constante de Planck,
 c est la vitesse de la lumière,
 E_g est le gap du matériau semiconducteur.

La figure I.1 montre d'une façon simplifiée, les phénomènes de photocréation des paires électron-trou dans un matériau semiconducteur

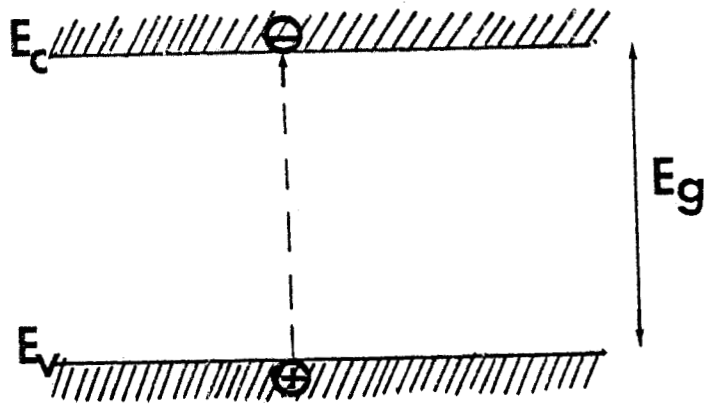


Fig. I.1.

Excitation photonique bande à bande dans un matériau semiconducteur.

Nous avons reporté dans le tableau I-1 la valeur du gap E_g et la longueur d'onde de coupure λ_c de quelques matériaux semiconducteurs à 300 K.

	Si	Ge	GaAs	InAs	InP	GaP	Ga _{0,7} Al _{0,3} As	Ga _{0,43} In _{0,53} As	Al _{0,48} In _{0,52} As	GaInAsP
E_g (eV)	1,12	0,66	1,42	0,36	1,35	2,26	1,7	0,75	1,46	0,85-1,35
λ_c (μm)	1,11	1,88	0,87	3,44	0,92	0,55	0,73	1,65	0,85	0,92-1,35

Tableau I.1.

Valeur de E_g et de λ_c de quelques matériaux semiconducteurs.

La création des paires électron-trou ne peut donc avoir lieu que s'il y a absorption de l'énergie lumineuse dans le matériau semiconducteur.

Le flux lumineux dans ce cas décroît au fur et à mesure qu'il pénètre dans le matériau. Cette décroissance suit une loi dite, loi de Lambert, comme le montre la figure I.2. Cette loi est exprimée par la relation

$$I = I_0(1-R) \exp(-\alpha x) \quad (I.2) \quad (2)$$

qui donne l'intensité lumineuse I à une profondeur x dans le matériau avec :

- I_0 intensité lumineuse en surface,
- R coefficient de réflexion en surface,
- α coefficient d'absorption du matériau à la longueur d'onde donnée.

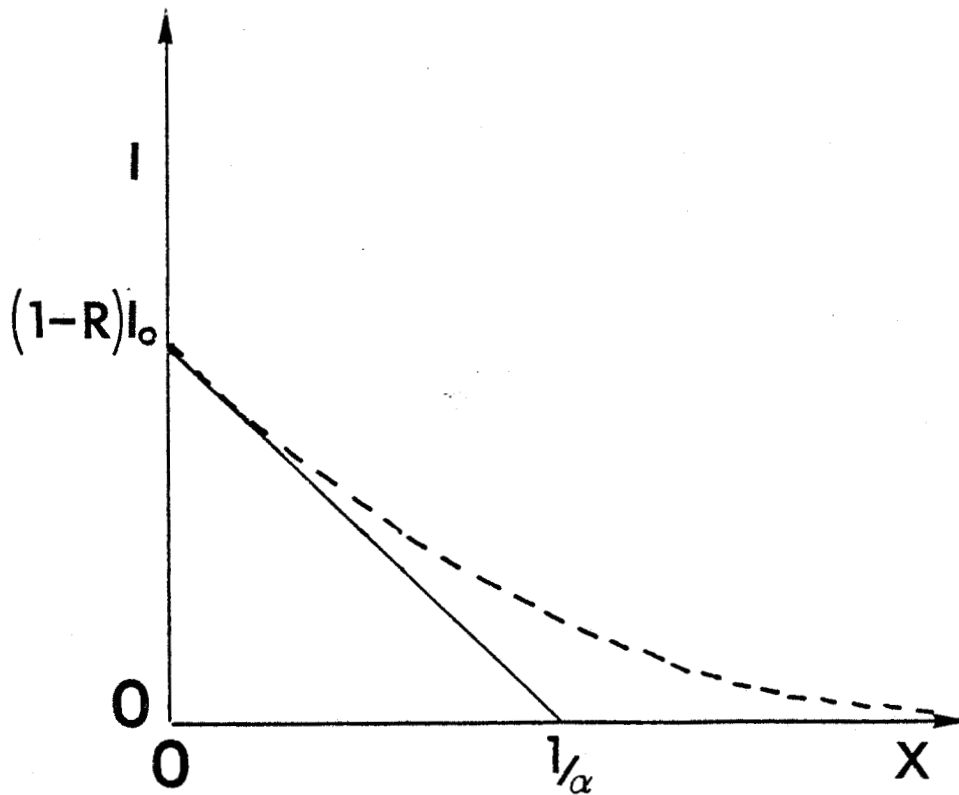


Fig. I.2.

Evolution de l'intensité lumineuse dans un matériau semiconducteur.



L'évolution du coefficient d'absorption avec la longueur d'onde de quelques matériaux est montrée à la figure I.3 sur laquelle on peut aussi lire la profondeur de pénétration à une longueur d'onde donnée.

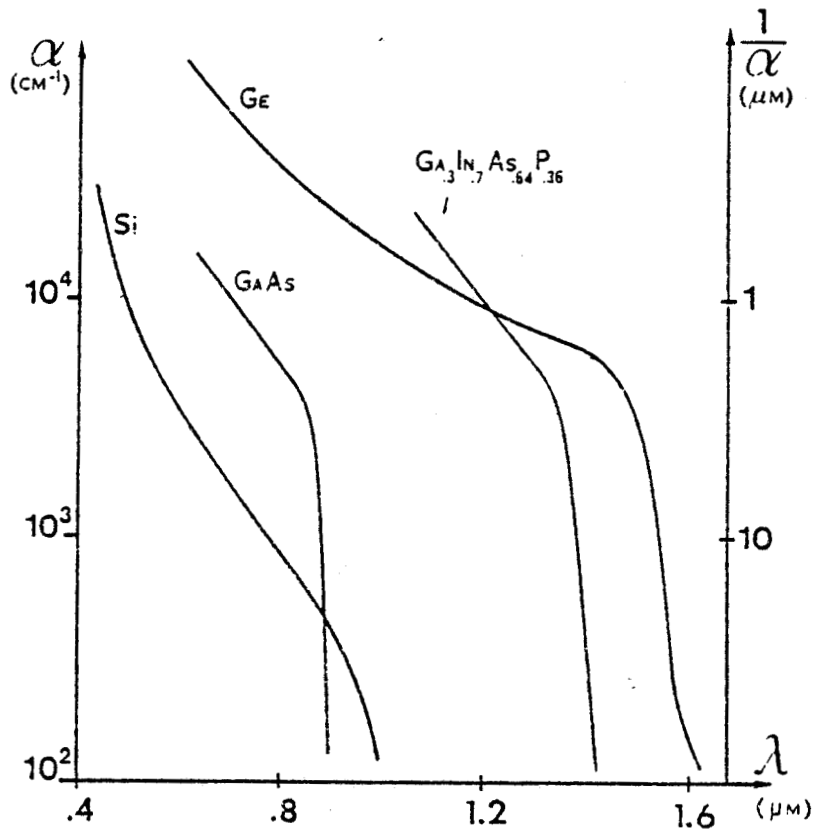


Fig. I, 3,

Evolution de α avec la longueur d'onde λ de certains matériaux semi-conducteurs.

Pour un même matériau, on peut classer les photodétecteurs en différents types selon le principe du dispositif électronique retenu. Nous distinguons à cet effet deux principaux types de photodétecteurs :

- Les photodiodes qui sont actuellement les photodétecteurs les plus utilisés en télécommunication optique,
- les photoconducteurs qui font l'objet principal de notre étude.

B - LES DIFFERENTS TYPES DE PHOTODETECTEURS.

1 - LES PHOTODIODES.

1.1 - Principe.

L'élément de base est une diode P-N. Lorsqu'elle est polarisée en inverse, il apparaît une zone déserte dans laquelle règne un champ électrique intense

Lorsqu'une paire électron-trou est photocréée dans cette zone, elle est alors dissociée par ce champ électrique et les porteurs sont ensuite collectés aux électrodes où ils se recombinaient. Il naît dans ces conditions un photocourant pouvant être collecté dans un circuit extérieur et dont l'expression, si l'on ne considère qu'une paire électron-trou, est donnée par le théorème de Ramo-Schokley :

$$I_{ph} = q \frac{\bar{v}}{L} \quad \text{I.3}$$

où q est la charge de l'électron,
 \bar{v} est la vitesse moyenne des porteurs,
 L est la longueur de la zone déserte.

Les porteurs photocréés en dehors de la zone déserte peuvent par diffusion atteindre celle-ci, et contribuer également au photocourant. Les photons absorbés dans les zones électriquement neutres et à plus d'une longueur de diffusion de la zone déserte contribuent à la dégradation du rendement quantique η .

Compte-tenu du principe de fonctionnement de tels dispositifs, un photon actif ne peut donner lieu au plus qu'à une paire électron-trou.

En effet les électrons collectés à l'anode s'y recombinaient car ne ils peuvent plus être réinjectés par l'autre contact qui est bloquant.

Définissons le gain comme étant le rapport entre le nombre d'électrons circulant dans le circuit extérieur (N_e) et le nombre de photons incidents (N_{ph}).

Dans le cas des photodiodes, ce gain est inférieur à l'unité. Cette quantité représente alors le rendement quantique η

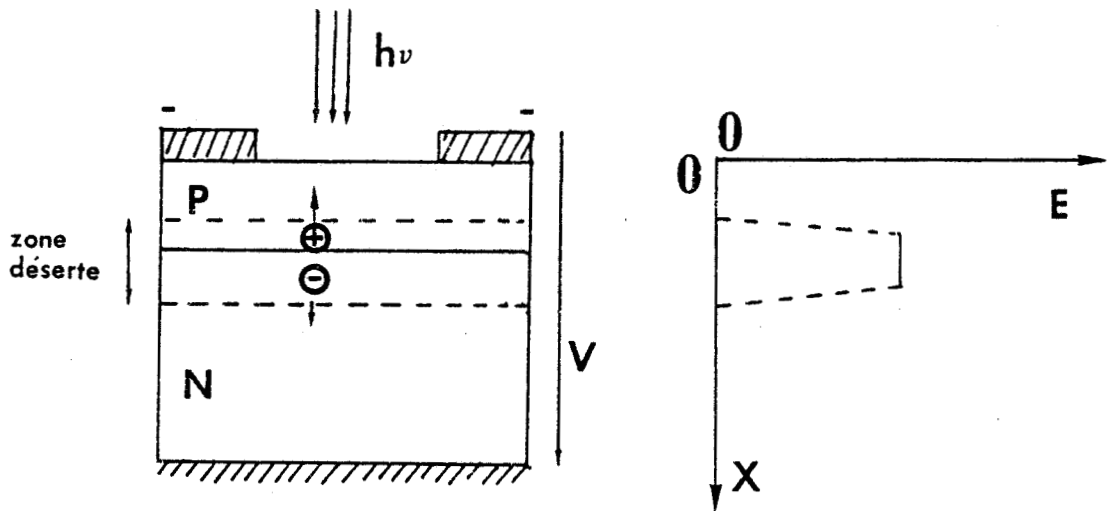
$$\eta = \frac{N_e}{N_{ph}} \quad \text{I.4}$$

Améliorer η nécessite

- d'une part de rendre minimales les réflexions de la lumière à l'interface air-matériau semiconducteur car η est proportionnel au terme $(1-R)$ où R est le coefficient de réflexion,

- d'autre part, de photocréer la plupart des porteurs dans la zone déserte. Cependant, plus cette zone est grande, plus le temps de transit est long. Notons aussi que la capacité de la diode est inversement proportionnelle à l'épais-

seur de cette zone déserte.



a) diode P-N

b) Carte de champ dans une diode P-N.

Fig. I, 4.

Une variante de la photodiode tenant compte du compromis entre rendement quantique et temps de réponse est la photodiode PIN caractérisée par l'insertion d'une couche intrinsèque I entre les régions dopées P et N.

Le rendement quantique peut encore être amélioré en déposant sur la surface du composant une couche anti-réfléchissante et transparente à la lumière incidente. Le rendement quantique dans ce cas peut être supérieur à 0,6.

Citons par ailleurs une autre variante des photodiodes : la photodiode Schottky constituée d'un dépôt métallique semi-transparent sur un matériau semiconducteur. (6).

1.2 - Bruit dans les photodiodes.

Le bruit le plus important dans les photodiodes est le bruit de grenaille dont l'expression bien connue est :

$$\overline{i_G^2} = 2q(I_{\text{obs}} + I_{\text{ph}}) \cdot B \quad \text{I.5}$$

avec

- q charge de l'électron,
- I_{obs} courant d'obscurité,
- I_{ph} photocourant
- B bande passante du système.

La sensibilité de ces composants peut être améliorée en réduisant le courant d'obscurité. On obtient ce résultat par la diminution des courants de surface en jouant sur la géométrie du composant ou par passivation. Actuellement on arrive à obtenir des photodiodes au GaInAs ayant un courant d'obscurité inférieur à la dizaine de picoampère pour un diamètre de 100 μm .

Signalons qu'au bruit de granaille s'ajoute le bruit thermique dont l'expression est :

$$\overline{i_{th}^2} = \frac{4 kTB}{R} \quad \text{I.6}$$

avec k constante de Boltzman,
 T . température absolue,
 R résistance de la photodiode
 et B bande passante.

1.3 - La photodiode à avalanche.

C'est une photodiode possédant un gain interne supérieur à l'unité. En effet, si dans une photodiode, les porteurs photocréés sont soumis à un champ électrique très intense, ($E \geq 3 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$) il peut dans ce cas y avoir multiplication de ces porteurs par ionisation par choc (phénomène d'avalanche).

La photodiode à avalanche est donc un composant qui supporte des champs électriques suffisamment élevés pour déclencher le phénomène d'avalanche. Pour ce composant, la structure la plus utilisée est du type $P^+\pi PN^+$ (π :dopage résiduel p).

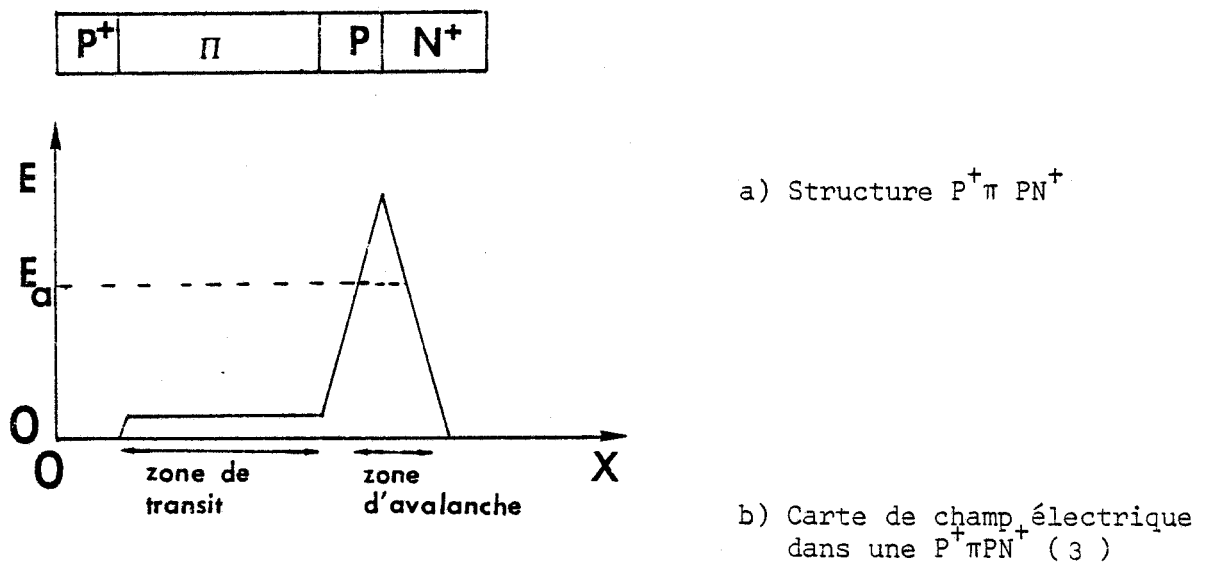


Fig. I.5,

Le gain G d'une photodiode à avalanche est égal à la moyenne du facteur de multiplication.

$$G = \frac{Ne}{N_{ph}} = M. \quad I-7$$

1.4 - Bruit dans une photodiode à avalanche.

L'ionisation par choc est un phénomène essentiellement stochastique qui peut entraîner l'existence d'un bruit important. Celui-ci caractérisé par le facteur d'excès de bruit est donné par l'expression suivante :

$$\overline{i_a^2} = 2q(I_o + I_{ph}) \cdot M^2 F B \quad I-8$$

avec q charge de l'électron.

I_o courant d'obscurité

I_{ph} photocourant

M gain moyen

B bande passante

et F facteur d'excès de bruit dépendant de M et donné par :

$$F(M) = kM + (2-1/M)(1-k) \quad I-9 \quad (1)$$

où k est le rapport entre le taux d'ionisation α_n des électrons et celui α_p des trous. F est donc égal au minimum à 2 dans le cas idéal ($\alpha_n \gg \alpha_p$) et vaut M dans les cas courants (Si, Ge). Le bruit d'avalanche croit alors comme le facteur de multiplication au cube

En tenant également compte du bruit thermique, le rapport signal sur bruit dans une photodiode à avalanche est donné par la relation :

$$S/N = \left(\frac{qP_L M^2}{hv} \right) / \left[2q(I_o + I_{ph}) \cdot M^2 F B + \frac{4kTB}{R} \right] \quad I.10$$

où P_L est la puissance lumineuse,
 hv l'énergie d'un photon incident.

Il existe donc une valeur optimale de M pour laquelle ce rapport S/N est maximal.

2 - LES PHOTOCONDUCTEURS.

2.1 - Mécanismes de la photoconduction.

Dans le cadre de ce travail, nous nous intéressons plus particulièrement à ce type de dispositif. Nous rappelons ci-dessous leurs caractéristiques les plus générales que nous développerons par la suite en les appliquant aux composants que nous avons étudiés.

Un photoconducteur est un barreau de semiconducteur homogène dont la liaison avec un circuit électrique se fait grâce à deux contacts ohmiques. C'est donc une structure de type N^+NN^+ ou P^+PP^+ . Comme la vitesse de dérive v_n des électrons est supérieure à celle v_p des trous, nous nous intéressons par la suite à des structures du type N^+NN^{+P} que représente la figure I.6

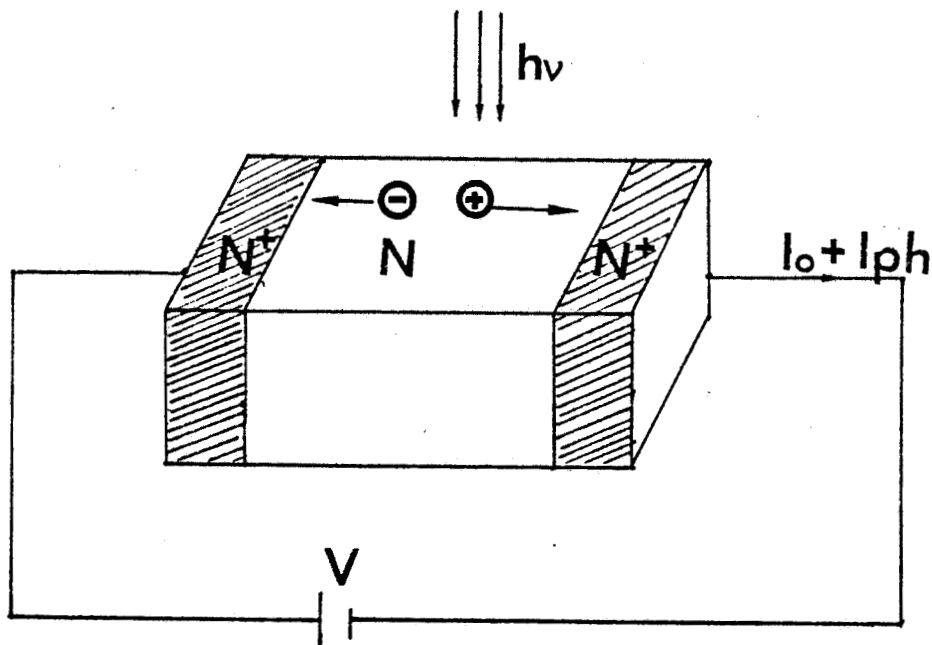


Fig. I.6.

Structure d'un photoconducteur N^+NN^+ .

Considérons une telle structure soumise à une tension et illuminée à une longueur d'onde appropriée. Dans l'hypothèse d'un champ électrique uniforme entre les deux contacts ohmiques, chaque paire électron-trou créée dans la zone active induit un photocourant qui est inversement proportionnel au temps de transit des porteurs selon la loi de Ramo-Schokley. Dans la mesure où, dans un photoconducteur, un mécanisme de piégeage est à l'origine d'une durée de vie τ_v des paires électron-trou, il apparaît un excès de porteurs proportionnel à cette durée de vie. Dans ce cas le photoconducteur est caractérisé par un gain interne défini par le nombre

de porteurs circulant dans le circuit extérieur par photon incident. Ce gain est donné par le rapport de la durée de vie au temps de transit. En tenant compte du rendement quantique, il est alors donné par l'expression classique suivante (1) :

$$G = \eta \frac{\tau_v}{\tau_t} \quad \text{I.11}$$

avec η rendement quantique,
 τ_v durée de vie,
 τ_t temps de transit des porteurs.

Le gain d'un photoconducteur dépend donc :

- par le temps de transit τ_t de la nature du matériau et de la structure du composant
- par la durée τ_v de la qualité et de la nature du matériau utilisé.

Dans l'hypothèse d'un phénomène assimilable à un processus de type poissonnien, le gain dynamique d'un photoconducteur à une fréquence f , est donné par (12, 5) :

$$G(f) = \frac{G_0}{(1+4\pi^2 f^2 \tau_v^2)^{1/2}} \quad \text{I.12}$$

où G_0 est le gain statique.

L'expression I.12 fait apparaître la bande passante d'un photoconducteur égale à

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\tau_v} \quad \text{I.13}$$

Au delà de cette fréquence f_0 , le gain d'un photoconducteur ne dépend plus que du temps de transit et est donné par :

$$G(f) = \frac{1}{2\pi\tau_t f} \quad \text{I.14}$$

On en déduit l'expression du produit gain bande passante qui vaut :

$$G \times B = \frac{1}{2\pi\tau_t} \quad \text{I.15}$$

2.2 - Bruit dans les photoconducteurs.

Les principaux types de bruit dans les photoconducteurs sont :

- le bruit en $1/f$ apparaissant en très basses fréquences,
- le bruit de génération recombinaison,
- le bruit thermique.

Comme pour les photodiodes, l'expression du bruit thermique est :

$$\bar{i}_{th}^2 = \frac{4 kTB}{R_{eq}} \quad I.16$$

où R_{eq} représente la résistance du photoconducteur. Le bruit de génération recombinaison dû à l'éclairement est fonction de la fréquence ; il est donné par (1) l'expression :

$$\bar{i}_{GR}^2(f) = 4q \cdot \frac{\tau_v}{\tau_t} \cdot \frac{I_{ph}}{1+4\pi^2 f^2 \tau_v^2} \cdot B \quad I.17$$

- avec
- q charge de l'électron
 - τ_v durée de vie des paires électron-trou
 - τ_t temps de transit des porteurs
 - I_{ph} photocourant
 - B bande passante du système de mesure.

C - CONCLUSION.

Nous terminons cette partie en donnant sous forme de tableau (Tableau I.2) les performances de quelques photorécepteurs utilisés et en effectuant une comparaison qualitative entre photodiodes et photoconducteurs.

	PIN	PDA	PIN + TEC	Photoconducteur
Temps de réponse (S)	10^{-10}	10^{-9}	10^{-9}	10^{-3}
Gain	1	10^3	qq10	10^6
Gain × Bande passante	10^9	10^{11}	10^9	$10^9 - 10^{10}$

Tableau I.2

PDA : photodiode à avalanche.

TEC : transistor à effet de champ.

Il apparaît que :

si la photodiode a des temps de réponse courts et une bande passante importante elle exige des conditions de polarisation délicates pour obtenir un gain interne supérieur à l'unité (tension d'avalanche de l'ordre de 100 V).

Quant au photoconducteur, il offre des gains internes élevés au détriment de la bande passante. Cependant les produits gain-bandes passantes peuvent être élevés. Nous reviendrons ultérieurement dans ce travail sur les possibilités offertes par ces dispositifs.

Notons par ailleurs que, technologiquement, le photoconducteur est un composant relativement plus simple à réaliser.

II - TECHNIQUES DE MESURES.

Nous présentons dans cette partie les techniques de mesures que nous avons développées et utilisées pour l'étude des photoconducteurs. Nous nous sommes intéressés plus particulièrement aux caractéristiques suivantes :

- gain statique,
- temps de réponse,
- gain dynamique,
- bruit.

A - TECHNIQUES DE MESURES DU PHOTOCOURANT EN CONTINU.

Le banc de mesure schématisé par la figure I.7 a permis de mener l'étude du gain statique G_0 en fonction de la tension de polarisation, de la puissance lumineuse, de la distance interélectrode et de la température.

La source lumineuse est constituée soit d'un laser HeNe à 0,632 μm , soit d'un laser semiconducteur à double hétérostructure GaAlAs/GaAs (Thomson n° H 17512S) à 0,85 μm ou GaInAs/InP (Thomson n° 1383 96 D 9S) à 1,3 μm .

La partie constituant le faisceau lumineux de la figure I.7 est différente lorsque la source lumineuse est un laser semiconducteur. Dans ce cas, un système de focalisation est nécessaire à cause de la divergence du faisceau lumineux (voir plus loin figure I.10).

La puissance lumineuse incidente sur l'échantillon est contrôlée par un jeu de densités optiques

Elle est mesurée grâce à un photomètre "photodyne 88 x LA" dont la tête est soit une photodiode au silicium, soit une photodiode au germanium.

Des mesures de photocourant peuvent être effectuées pour des puissances lumineuses comprises entre le picowatt et la centaine de microwatts. L'ensemble est enfermé dans un caisson pour assurer une obscurité totale notamment lors de mesures de photocourant à très faible éclairage.

L'éclairage de l'échantillon peut être soit uniforme, soit focalisé, grâce à un objectif de microscope. Un dispositif de déplacement micrométrique de l'échantillon

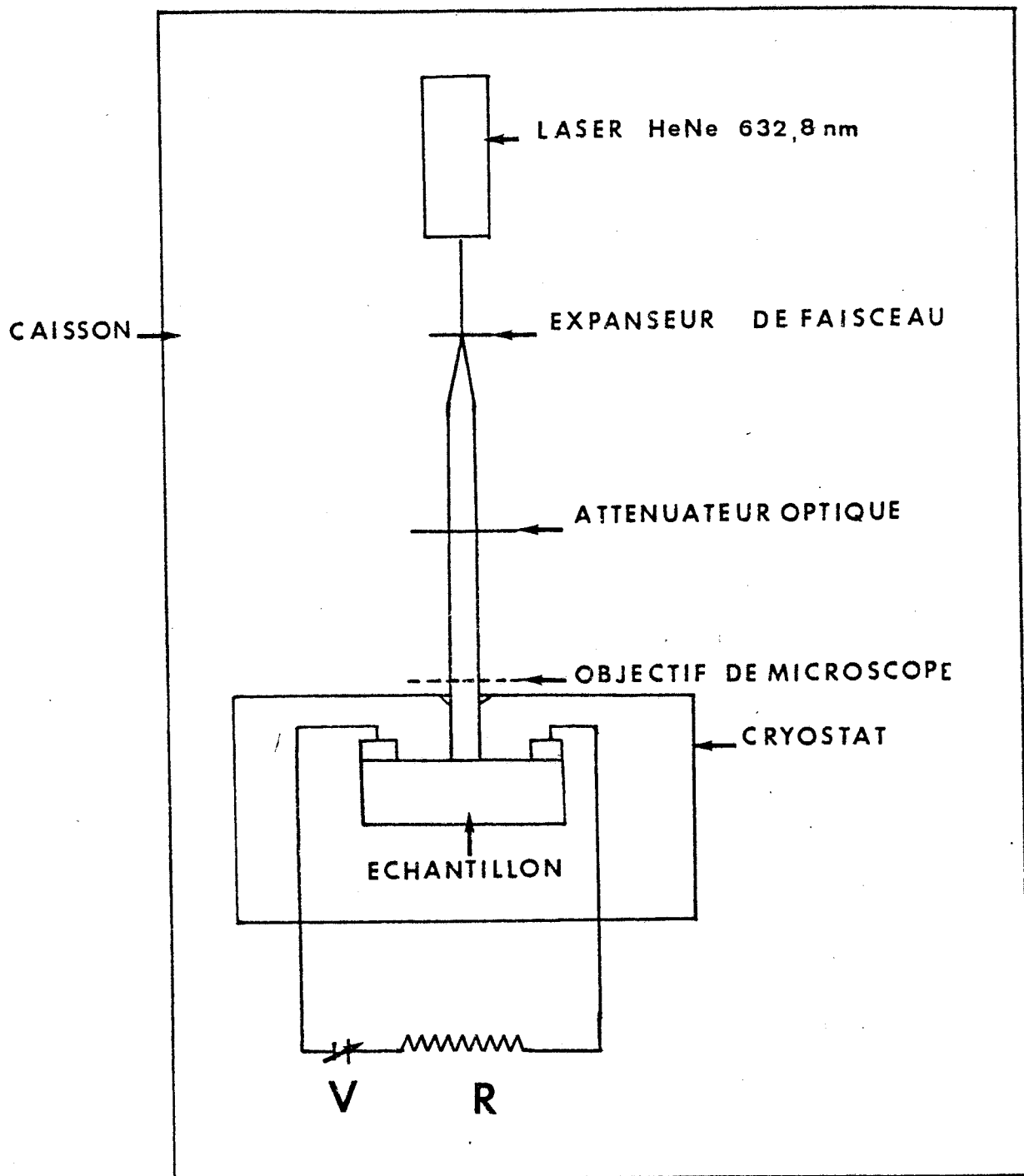


Fig. I.7.

Banc de caractérisation en éclairage continu.

permet le positionnement de celui-ci. La visualisation de la position du faisceau lumineux sur l'échantillon peut être obtenue à l'aide d'une caméra et d'un moniteur vidéo pour des longueurs d'onde inférieures à 1,1 μm .

La mesure de photocourant en fonction de la température s'effectue en plaçant l'échantillon à l'intérieur d'un cryostat muni de fenêtres transparentes et d'un système de régulation et de contrôle de la température. Pour éviter la formation de givre sur l'échantillon, on effectue un vide primaire à l'intérieur du cryostat.

Le gain défini précédemment est déduit de la mesure de photocourant I_{ph} et de la puissance lumineuse P_L en utilisant la relation suivante

$$G_o = \frac{I_{\text{ph}} \cdot h\nu}{q \cdot P_L} \quad \text{I.18}$$

Des expériences de mesure de photocourant en fonction de la température ont été également effectuées avec un laser YAG de longueur d'onde 1,06 μm .

B - METHODE DE MESURE EN ECLAIREMENT IMPULSIONNEL AUX COURTES LONGUEURS D'ONDE.

Le banc est illustré par la figure I.8. Il a été mis au point par Mme Constant au Laboratoire de Spectroscopie Infra-Rouge et Raman de l'Université de Lille I.

Il est constitué :

- d'un laser argon à modes bloqués fournissant des impulsions lumineuses à 514.5 nm, de durée comprise entre 150 et 200 ps avec une fréquence de répétition de 80 MHz,
- d'un laser à colorant pompé en synchronisme avec le laser précédent permettant ainsi d'obtenir des impulsions lumineuses à une longueur d'onde comprise entre 550 nm et 650 nm. Les impulsions ont une durée comprise entre 1 et 5 ps avec une fréquence de répétition de 80 MHz,
- d'un "cavity dumper" permettant une fréquence de répétition variable entre le coup par coup et 4 MHz. Ces impulsions ont une durée comprise entre 10 et 20 ps.

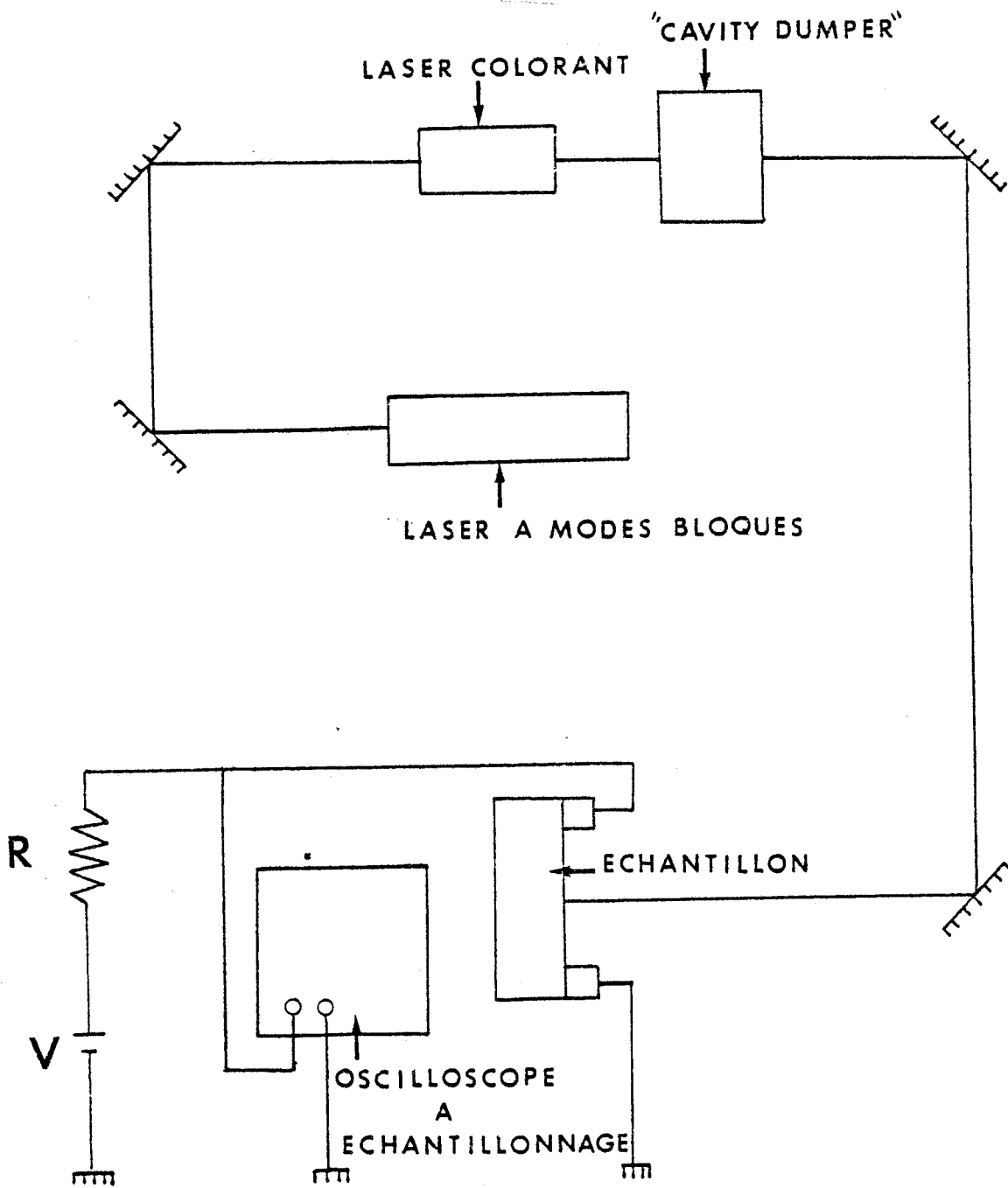


Fig. I.8.

Banc de mesure en éclairage impulsionnel.

La puissance moyenne des impulsions est de l'ordre de 50 nW suivant le type d'impulsion ; elle varie en d'assez grandes proportions. L'illumination de l'échantillon peut être soit uniforme soit focalisée. Un positionnement aisé de l'échantillon est possible à l'aide d'un système de déplacements micrométriques.

Le photocourant impulsionnel est soit visualisé sur un oscilloscope à échantillonnage, soit enregistré sur une table traçante. Les résultats de ces mesures impulsionnelles permettent d'une part, de déterminer le temps de réponse des échantillons et d'autre part, de remonter au gain dynamique par une transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle.

C - CARACTERISTIQUE DYNAMIQUE PAR MODULATION D'UN LASER SEMICONDUCTEUR.

Le principe de modulation d'une diode laser est illustré figure I.9.

Le banc de mesure est représenté à la figure I.10.

Une modulation sinusoïdale d'un laser semiconducteur est obtenue :

- en basses fréquences à l'aide d'un générateur HP 33114.
- dans la gamme 50 KHZ - 100 MHZ à l'aide du générateur TEKTRONIX type 191.

Le circuit de modulation est constitué d'une résistance 50 Ω et d'un condensateur de découplage et de valeur dépendant de la gamme de fréquences.

Le laser est polarisé en continu au-delà de son courant de seuil grâce à une résistance 50 Ω en série avec une self de choc.

La diode laser est montée à l'extrémité d'une ligne 50 Ω . L'ensemble est fixé sur un radiateur.

La figure I.10 présente également le schéma du montage au niveau de photodétection. Une résistance sensiblement égale à la résistance du détecteur en obscurité est placée en série. Le photocourant est soit visualisé sur un oscilloscope ou soit mesuré à l'aide d'un microvoltmètre,

Avant toute mesure, un contrôle est effectué avec une photodiode au silicium ou au germanium dont les caractéristiques sont connues.

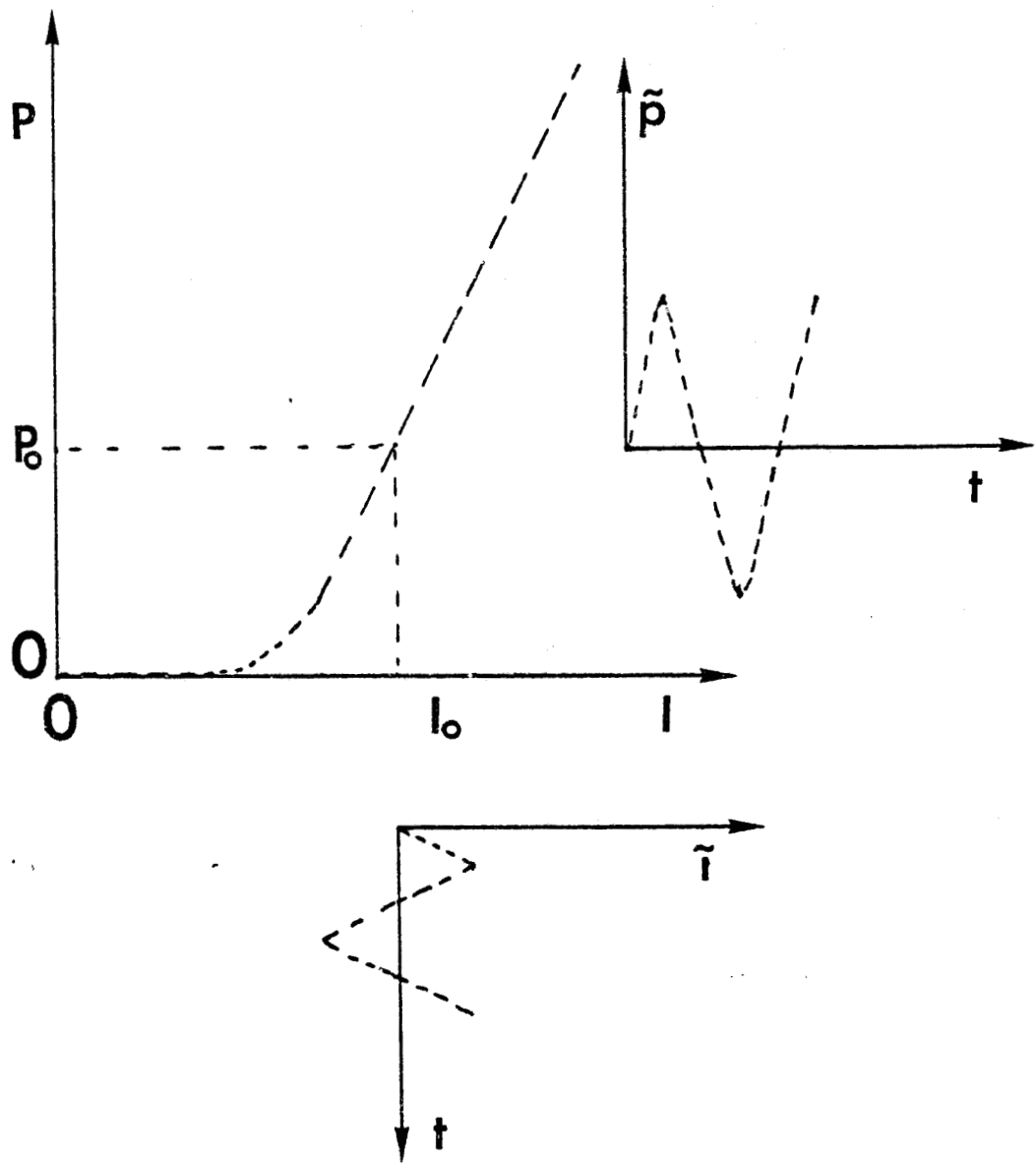


Fig. I.9.

Principe de modulation sinusoidale d'un laser.



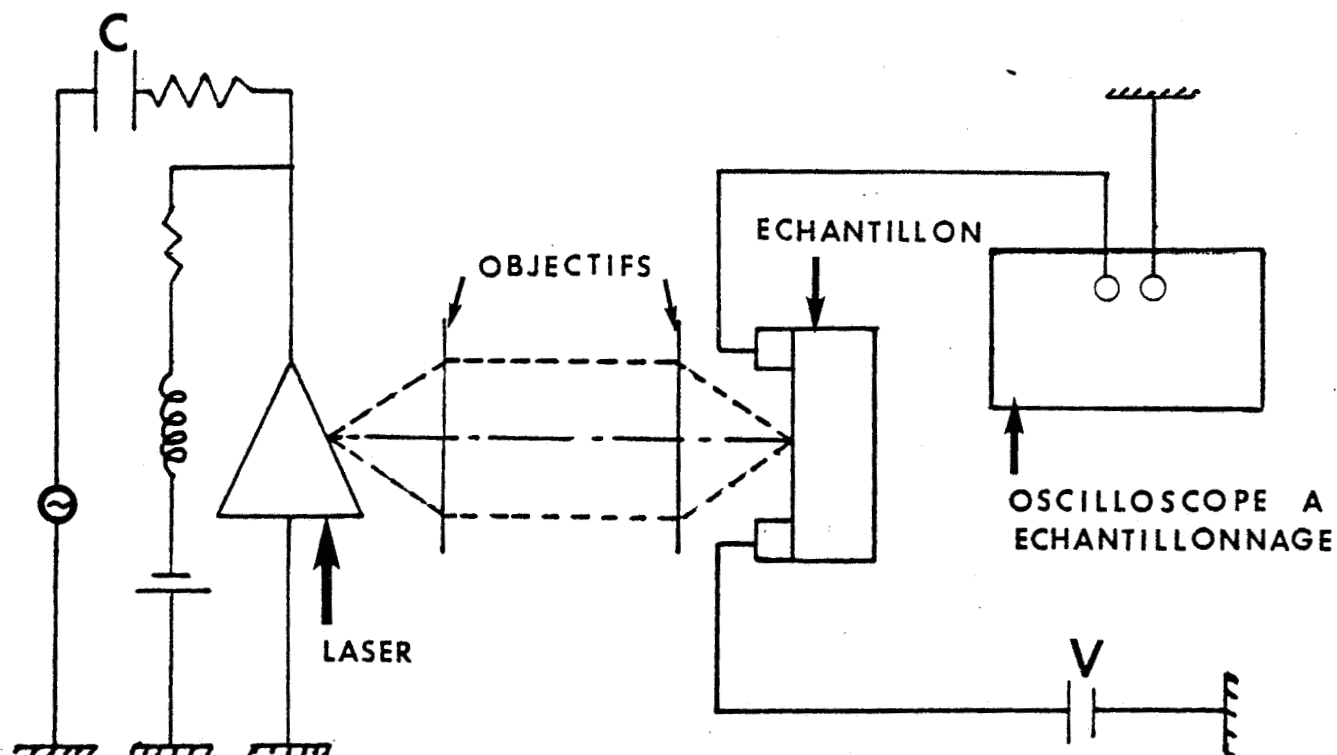


Fig. I, 10.

Banc de caractérisation à $0.85 \mu\text{m}$ et à $1.3 \mu\text{m}$.



Un système de deux objectifs de microscope permet de rendre le faisceau parallèle et de le focaliser sur l'échantillon.

Le tableau I.3 présente quelques caractéristiques des deux lasers semiconducteurs à 0,85 μm et 1,3 μm qui ont été utilisés dans ce travail.

	I_s (mA)	R_s (Ω)	V_s (V)	$(P/I)_{I_o=I_s}$ (W/A)
Laser Thomson H 175-12 S (0,85 μm)	46	3,3	1,64	0,41
Laser Thomson 1383 96 HD 9S (1,3 μm)	21	2,6	1,02	0,31

Tableau I.3.

Caractéristiques des lasers semiconducteurs utilisés.

Des mesures impulsionnelles à 0,85 μm et à 1,3 μm ont également été effectuées à l'aide du banc décrit par la figure I.10. Dans ce cas le circuit de modulation est modifié. Le générateur sinusoïdal est remplacé par un générateur d'impulsions (AVTECH).

Ces impulsions ont une valeur maximale de 10 V.

Elles ont une largeur à mi-hauteur de 150 ps.

La fréquence de répétition varie de 100 Hz à 1MHz.

Le photocourant impulsionnel est visualisé sur un oscilloscope à échantillonnage.

D - MESURES DE BRUIT.

Ces mesures de bruit sont effectuées dans la gamme de fréquence 10 MHz - 1,5GHz à l'aide du banc représenté par la figure I.11. Il comprend :

- un mesureur automatique de bruit Hewlett Packard HP 8970A.
- Un Té de polarisation.
- Des filtres passe-bas pour réduire le bruit dû à l'alimentation.
- Un atténuateur hyperfréquence 3 dB.

Avant toute mesure, une calibration est réalisée avec une source de bruit interne. Ces mesures sont effectuées en régime d'obscurité et sous éclairage.

L'utilisation d'un cryostat muni d'un système de régulation et de contrôle de la température permet de mesurer le bruit pour des températures comprises entre + 80° C et -190° C.

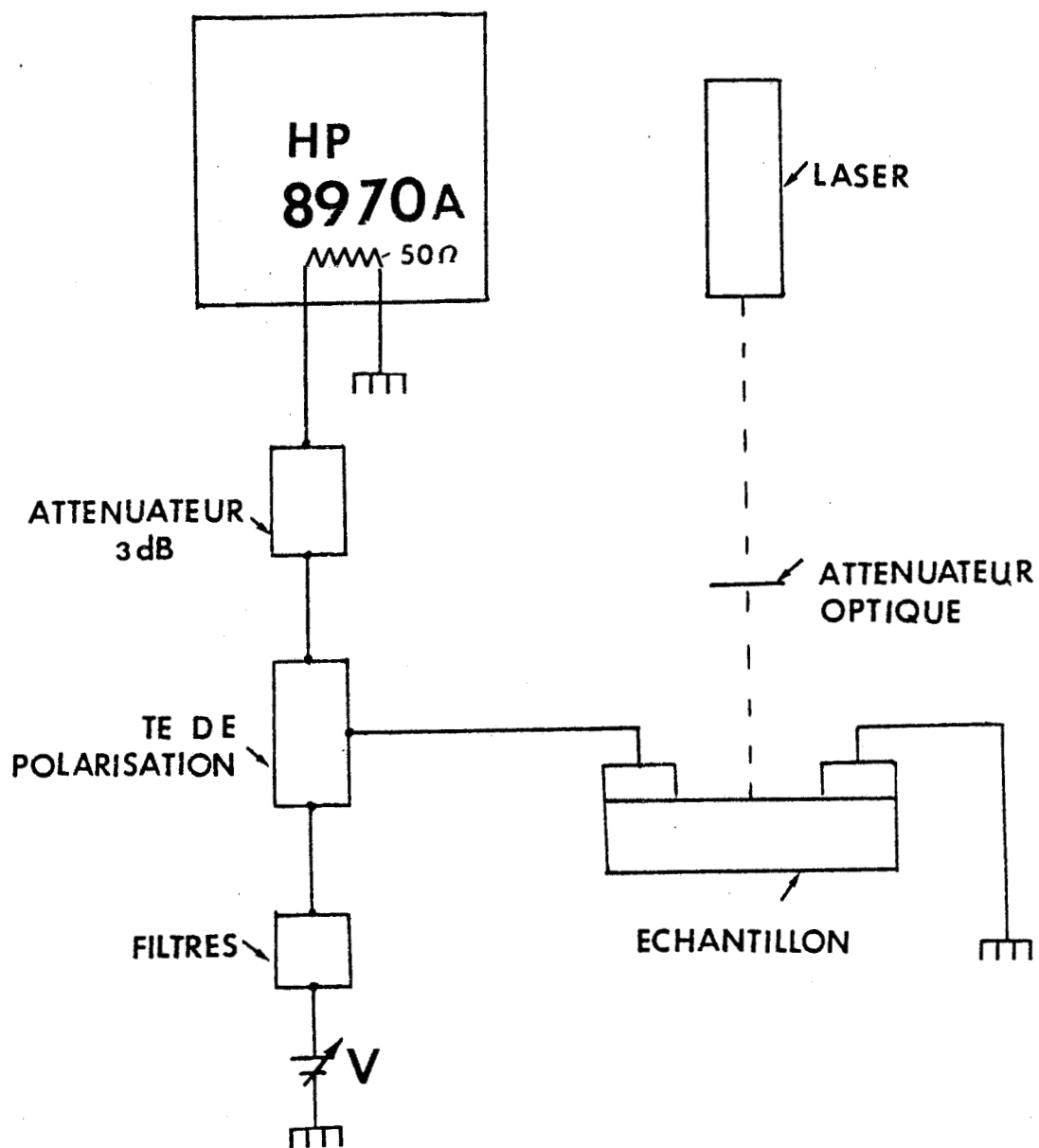


Figure I.11.
Banc de mesure de bruit.

BIBLIOGRAPHIE.

CHAPITRE I.

- (1) "Physics of Semiconductor Devices" (2nd Edition).
S.M. SZE, J. WILLEY & Sons, 1981
- (2) "Optique et Télécommunication : Transmission et Traitement optique de l'information" A. COZANNET, M. MAITRE, M. ROUSSEAU EYROLLES 1981.
- (3) "Télécommunication optique, Fibres multimodes, composants actifs systèmes" par un groupe d'Ingénieurs de Thomson-CSF, Masson 1982.
- (4) "Contribution à l'étude des phénomènes de conduction dans les photo-résistances planaires en AsGa : application à la conception d'un photo détecteur de gain élevé" Thèse 3e cycle, Lille, Mars 1984 M. BERDAI.
- (5) "Etude des phénomènes de photoconduction dans l'AsGa : application à la réalisation d'une tête optique intégrée Thèse 3e cycle, Lille, Septembre 1984, J.P. VILCOT.
- (6) Thèse de Doctorat, Lille, à paraître , H. VERRIELE.
- (7) "Performance of PIN photodiode compared with avalanche photodiode in the longer-Wavelength region of 1 to 2 μm ". Electronics letters 27th october 1977, vol. 13, n° 22.
- (8) "InGaAs/InP PIN photodiodes for light wave communications at the 0,95-1,65 μm wave length". T.P. LEE & al., I.E.E.A., vol. Q.E. 17, n° 2, 1981.
- (9) "On the reponse behavior of first photoconductive optical planar and coaxial semiconductor detectors" H. BENEKING, IEEE Transaction on Electron Devices, vol. ED-29, n° 9, Sept. 1982.

- (10) "Gain and Bandwidth of fast near infrared photodetectors : a comparison of diodes, phototransistors and photoconductive devices", H. BENEKING, I.E.E.E. Transactions of Electron Devices, vol. ED-29, n°9 Sept. 1982.
- (11) "High Sensitivity $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ photoconductive detectors prepared by vapor phase epitaxy" C.Y. CHEN, B.L. KASPER, H.M. COS, Appl. Phys. Lett. 44 (12), 15 june 1984.
- (12) "Utilisation d'impulsions lumineuses picosecondes pour l'étude de photodétecteurs en arseniure de gallium : application à la détection optique en spectrométrie Raman". Thèse 3ème cycle, Lille, 1983, B. HOMBERT.

L'objet de ce travail étant l'étude des phénomènes de photoconduction dans les matériaux III-V, en structure planaire, nous présentons dans ce chapitre les différents composants que nous avons été amenés à réaliser pour mener à bien cette étude.

Les photoconducteurs en structure planaire sont des composants du type transistor à effet de champ sans grille. Les figures II.1 a et b présentent une vue schématique de ces composants. Cette structure comprend : deux contacts ohmiques réalisés sur une couche active déposée sur un substrat semi-isolant. L'épaisseur de la couche active des composants que nous avons réalisés varie entre $0,2 \mu\text{m}$ et $1 \mu\text{m}$.

Dans les paragraphes suivants, nous présentons les propriétés des différents matériaux utilisés et la structure des épitaxies correspondantes

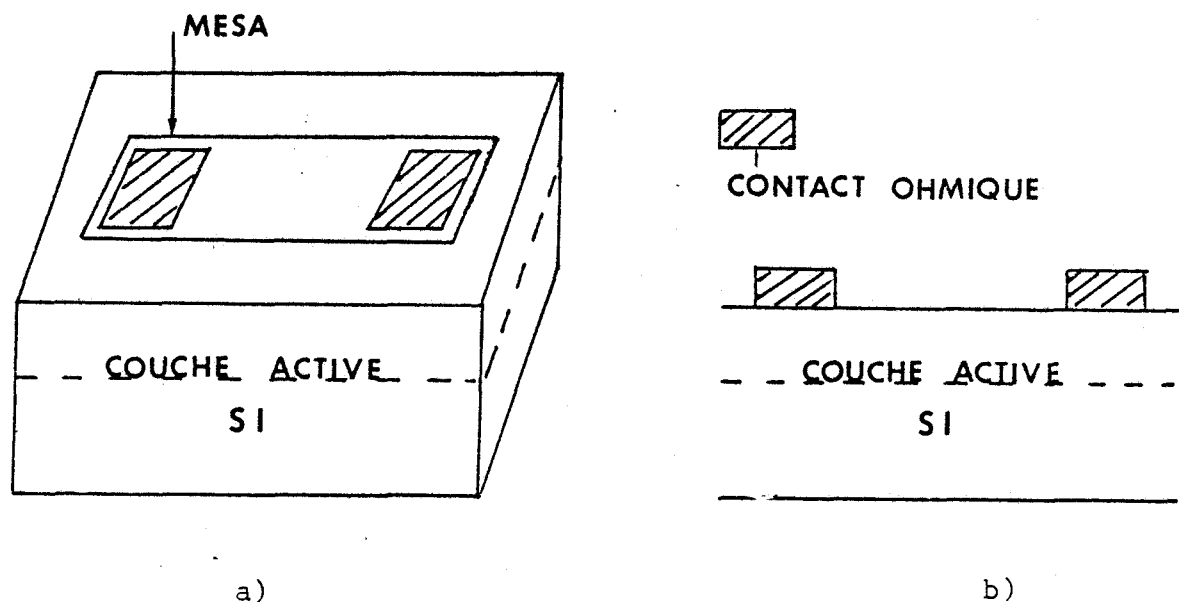


Fig. II.1.
Structure d'un photoconducteur planaire.

A) - MATERIAUX.

Les applications potentielles des photoconducteurs peuvent s'étendre du visible au proche infra-rouge. En outre, on peut penser utiliser les propriétés spécifiques des gaz bidimensionnels pour améliorer les performances de ces composants (augmentation de la vitesse des électrons, réduction du bruit, transformation des effets de surface en effets d'interface...), Les matériaux de base sont donc :

- le GaAs
- le GaInAs
- et les hétérostructures du type : GaAlAs/GaAs et GaInAs/InP.

Nous rappelons dans les paragraphes qui suivent, les principales propriétés de ces différents matériaux.

1 - L'ARSENIURE DE GALLIUM GaAs.

L'arséniure de Gallium (GaAs) est un matériau binaire III-V. Il est actuellement le plus utilisé en hyperfréquences. Il a fait l'objet de nombreuses études. (1,6,7

Il cristallise dans la structure "blende de zinc" qui peut être considérée comme l'interprétation de deux réseaux cubiques à faces centrées décalés l'un par rapport à l'autre. Sa structure cristalline est représentée fig. II.2.

Les propriétés électroniques et optiques du GaAs sont connues. Rappelons quelques-unes d'entre elles :

- c'est un matériau à gap direct de largeur de bande interdite, 1,42 eV à 300 K.
- La mobilité électronique est élevée. Elle est de l'ordre de $4000 \text{ cm}^2/\text{VS}$ à 300 K et pour un dopage de 10^{17} At/cm^3 .
- Sa caractéristique $v(E)$ est donnée figure II.3.

2 - LE GaInAs.

Il s'agit d'un matériau de composition 47 % de gallium et 53 % d'indium et dont la maille cristalline est adaptée à celle d'InP.

Le GaInAs comme le GaAs est un matériau qui cristallise dans la structure "blende de Zinc" et qui est à gap direct. La hauteur de la bande interdite est de l'ordre de 0,75 eV à 300 K.

La mobilité des électrons dans ce matériau dopé à 10^{16} At/cm^3 est de l'ordre de $9000 \text{ cm}^2/\text{VS}$ à 300 K et de $48\,000 \text{ cm}^2/\text{VS}$ à la température de l'azote liquide (77 K).

Sa caractéristique $v(E)$ à la même allure que celle du GaAs. Cependant on note que sa vitesse pic est légèrement plus élevée que celle du GaAs. Elle est d'environ $2,4 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ pour un champ électrique un peu plus faible que dans le cas du GaAs. Le champ électrique correspondant à cette vitesse pic est de l'ordre de 4 KV/cm.

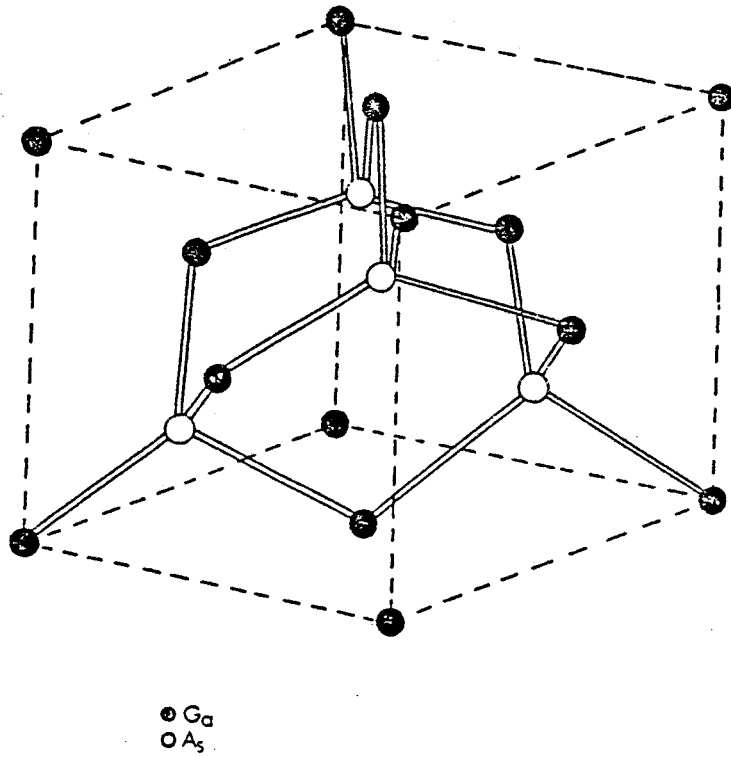


Fig. II.2.
Structure cristalline du GaAs.

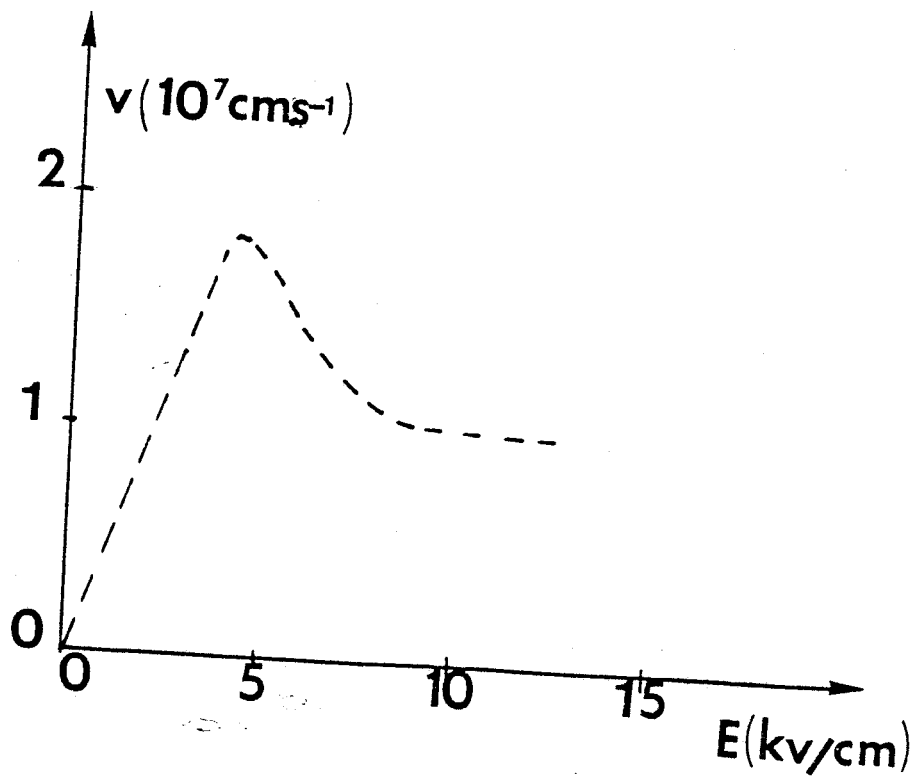


Fig. II.3
Caractéristique $v(E)$ du GaAs.



3 - LES HETEROSTRUCTURES GaAlAs/GaAs et GaInAs/InP.

3.1 - Diagramme de bande d'une hétérostructure.

En raison de la différence de largeur de bande interdite entre le GaAs et le GaAlAs ou le GaInAs et l'InP, il apparaît une discontinuité à l'interface entre les bandes de conduction et les bandes de valence.

En admettant la validité du modèle d'Anderson qui suppose la continuité du niveau de vide, on obtient pour les hétérostructures isotypes N, GaInAs/InP ou GaAlAs/GaAs le diagramme de bande avant contact figure II.4 a), et figure II.4 b) le diagramme de bande après contact .

La distorsion des bandes à proximité de l'interface fait apparaître une zone d'accumulation d'électrons dans le matériau à faible gap.

La discontinuité de la bande de conduction est exprimée par la relation :

$$\Delta E_c = \chi_1 - \chi_2 \quad \text{II.1} \quad (4)$$

où χ_1 est l'affinité du matériau à faible gap, *

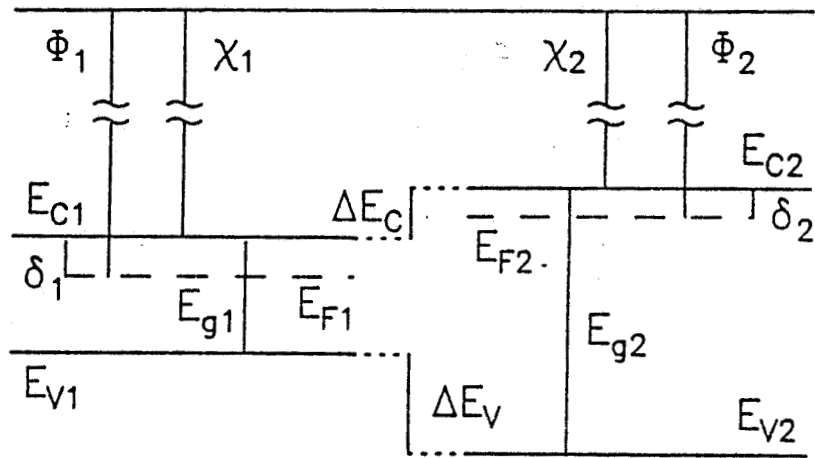
χ_2 est l'affinité du matériau à grand gap.

Les discontinuités de la bande de conduction du GaInAs/InP et du GaAlAs/GaAs généralement admises sont respectivement de 0,20 eV et 0,3 eV à 300 K. Ces valeurs sont néanmoins parfois controversées et certains auteurs vont jusqu'à proposer une valeur de ΔE_c nulle pour le GaInAs/InP (12)

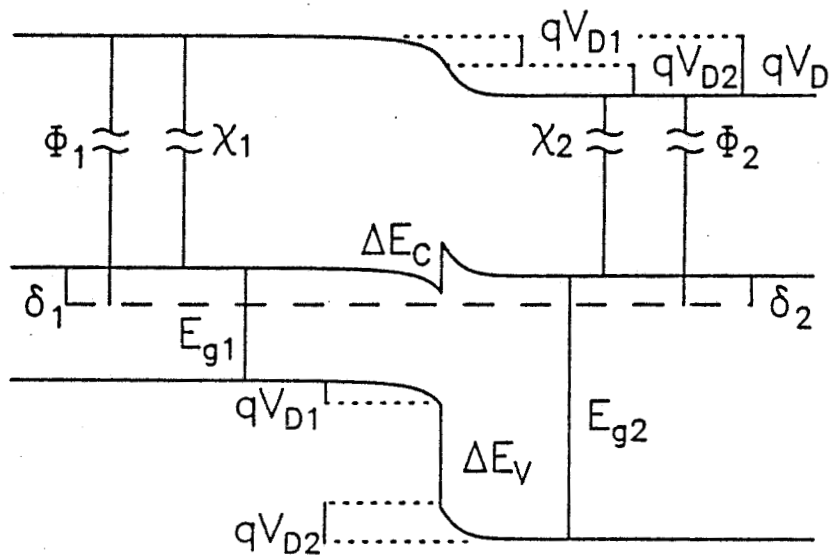
3.2 - Principales propriétés des hétérostructures.

En général, la mobilité électronique d'une hétérostructure à gaz bidimensionnel est très élevée puisque les électrons se déplacent dans un matériau peu dopé. Cette propriété est particulièrement intéressante pour tenter d'obtenir des composants rapides.

La qualité de l'arrangement cristallographique à l'interface des deux matériaux est fonction du rapport $\frac{\Delta a}{a}$



a) Semiconducteurs isolés.



b) Semiconducteurs en contact.

Fig. II.4.

Diagramme de bande d'une hétérostructure selon le modèle d'Anderson. (4)



avec

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{a_2 - a_1}{a_1}$$

II.2

où a_1 et a_2 sont les paramètres cristallins des deux matériaux.

Ce rapport doit être inférieur à 10^{-3} pour qu'une hétérostructure puisse être utilisée pour des composants électroniques. Lorsque cette limite n'est pas respectée, il peut apparaître des dislocations à l'interface des deux matériaux.

Le GaAlAs est quasiment toujours adapté sur le GaAs. On note cependant que la valeur du taux d'aluminium dans le GaAlAs a différents effets sur les propriétés de l'hétérostructure GaAlAs/GaAs

- apparition des pièges "DX" dans le GaAlAs lorsque le taux d'aluminium est supérieur ou égal à 20 % .

- Variation de la densité d'électrons N_s du gaz bidimensionnel avec ce taux d'aluminium (voir figure II.5) (11)

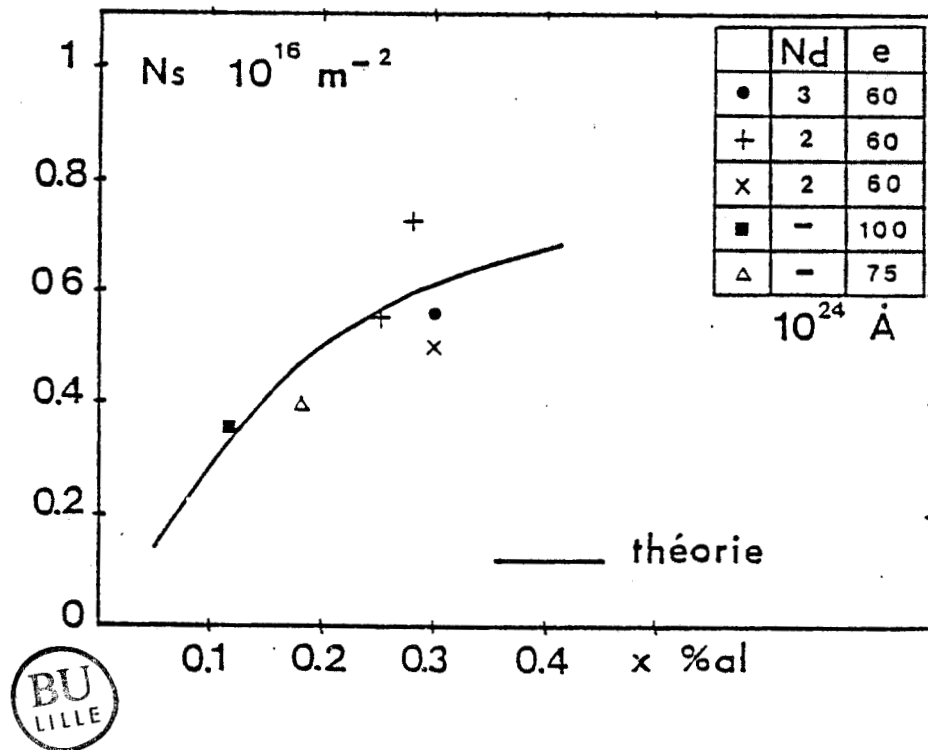


Fig. II,5

Variation de N_s avec le taux d'aluminium.

e : épaisseur du "spacer".

Rappelons que le $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ n'est adapté sur InP que pour une valeur de x égale à 0,53.

Nous résumons dans le tableau ci-dessous (tableau II.1) les principales propriétés des matériaux semi-conducteurs que nous avons utilisés.

	GaAs	InP	$\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$
E_g (300 K) en eV	1,42	1,35	0,75
m_e^*/m_0	0,067	0,07	0,041
m_h^*/m_0	0,082	0,4	0,45
μ_n (300 K) en $\text{cm}^2/\text{V.S.}$	4000 ($\text{ND}=10^{17} \text{ At/cm}^3$)	4000 ($\text{ND}=10^{17} \text{ At/cm}^3$)	9000 ($\text{ND}=10^{16} \text{ At/cm}^3$)
μ_p (300 K) en $\text{cm}^2/\text{V.S.}$	400	1200	—
ϵ_r	12	12,1	12

Tableau II.1.

Récapitulatif des propriétés des matériaux
semiconducteurs III-V utilisés.

Nous donnons dans la suite les différentes épitaxies que nous avons utilisées pour réaliser ces composants.

B) - LES COUCHES EPITAXIEES.

Elles sont élaborées sur substrat semi-isolant : GaAs pour les couches GaAs et GaAlAs/GaAs, et InP pour les couches GaInAs et GaInAs/InP.

1°) - Les couches épitaxiées GaAs.

Ce sont des couches pour transistors à effet de champ hyperfréquences. Elles ont été fournies par Sumotomo ou réalisées au C.H.S. par épitaxie par jet moléculaire. La structure de telles épitaxies est montrée figure II.6.

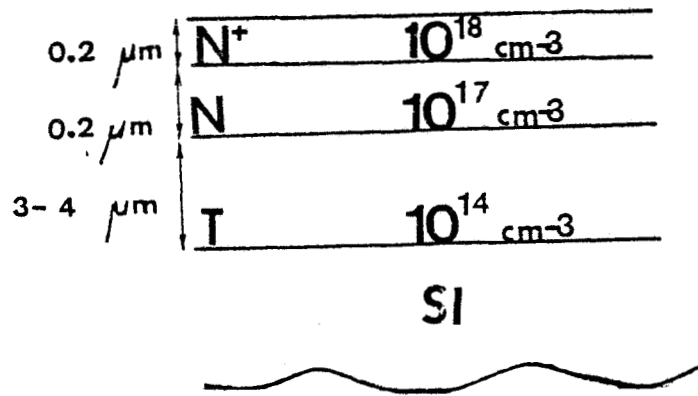


Fig. II.6.
Epitaxie GaAs.

L'épaisseur du substrat est d'environ quelques centaines de microns (300 à 400 μm). Il sert de support à la croissance épitaxiale des couches actives.

La couche tampon est non intentionnellement dopée. Le dopage résiduel est de l'ordre de 10¹⁴ At/cm³. Son épaisseur est d'environ 4 μm. Insérée entre le substrat S.I et la couche active N, elle permet d'assurer une bonne qualité cristallographique des couches et minimise la migration des impuretés du S.I vers la couche active.

L'épaisseur de la couche active est de l'ordre de 0,2 μm et son dopage est environ de 10¹⁷ At/cm³.

Généralement une couche fortement dopée N⁺ (10¹⁸ At/cm³) permet d'améliorer la qualité des contacts ohmiques.

2°) - Les épitaxies GaAlAs/GaAs.

Elles sont élaborées par épitaxie par jet moléculaire. Elles ont été fournies par Thomson LCR et par le CNET Bagnux. La structure générale est présentée Fig. II.7. Elle comprend :

- une couche GaAs non intentionnellement dopée d'épaisseur environ 1 μm.
- Une couche GaAlAs non intentionnellement dopée d'épaisseur comprise entre 20 Å et 80 Å appelée "spacer" et qui limite l'attraction coulombienne entre les électrons du gaz bidimensionnel dans le GaAs et les impuretés ionisées dans le GaAlAs.

- Une couche de GaAlAs dopée N au Si (10^{17} At/cm³) jouant le rôle de réservoir d'électrons du gaz bidimensionnel. Plusieurs épaisseurs D ont été étudiées

- Enfin une couche GaAs fortement dopée N⁺ (10^{18} At/cm³) d'épaisseur 50 Å qui permet d'améliorer la qualité des contacts ohmiques.

Le tableau II.2 récapitule les caractéristiques essentielles des trois types de couches épitaxiées GaAlAs/GaAs utilisées.

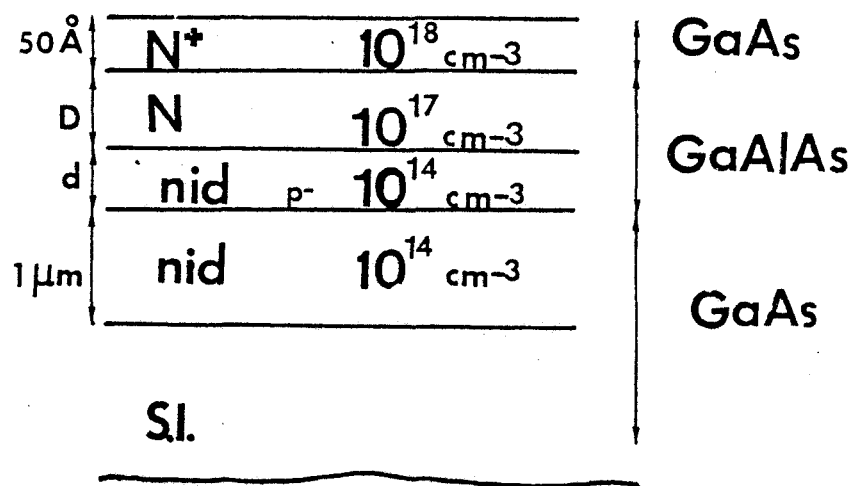


Fig. II.7.
Épitaxies GaAlAs/GaAs.

N° C.H.S.	x	d	D	n_s (cm ⁻²)	Origine	type d'épitaxie
45 - 1N	0,18	20 Å	1000 Å	-	Thomson LCR	EJM
53 - 1N	0,3	80 Å	1000 Å	$9,7 \cdot 10^{11}$	CNET Bagneux	EJM
49 - 1N	0,3	80 Å	500 Å	$5,7 \cdot 10^{11}$	CNET Bagneux	EJM

Tableau II.2.
Caractéristiques des épitaxies GaAlAs/GaAs.

3°) - Les épitaxies GaInAs et GaInAs/InP:

Elles sont fournies par Thomson LCR. Ces épitaxies ont été élaborées par épitaxie en phase vapeur par le procédé des organo-métalliques basse pression. Nous avons étudié deux types de structure.

L'une représentée par la figure II.8 a, est obtenue en déposant sur substrat S.I. InP successivement.

- une couche de GaInAs non intentionnellement dopée; le dopage résiduel est de l'ordre de 10^{15} At/cm³. Son épaisseur vaut 1 μ m.

- une couche d'InP non intentionnellement dopée de 400 Å d'épaisseur.

La seconde est illustrée par la figure II.8b). Elle est obtenue en faisant croître sur l'InP S.I. : une couche d'InP dopée N^- de l'ordre de 10^{16} At/cm³ et d'épaisseur 1000 Å, puis une couche de GaInAs non intentionnellement dopée d'épaisseur 7000 Å. Le dopage résiduel de cette couche est de l'ordre de 10^{15} At/cm³. Un certain nombre d'études ont montré l'existence d'un gaz bidimensionnel à l'interface InP (N^-) et GaInAs (nid) (7)

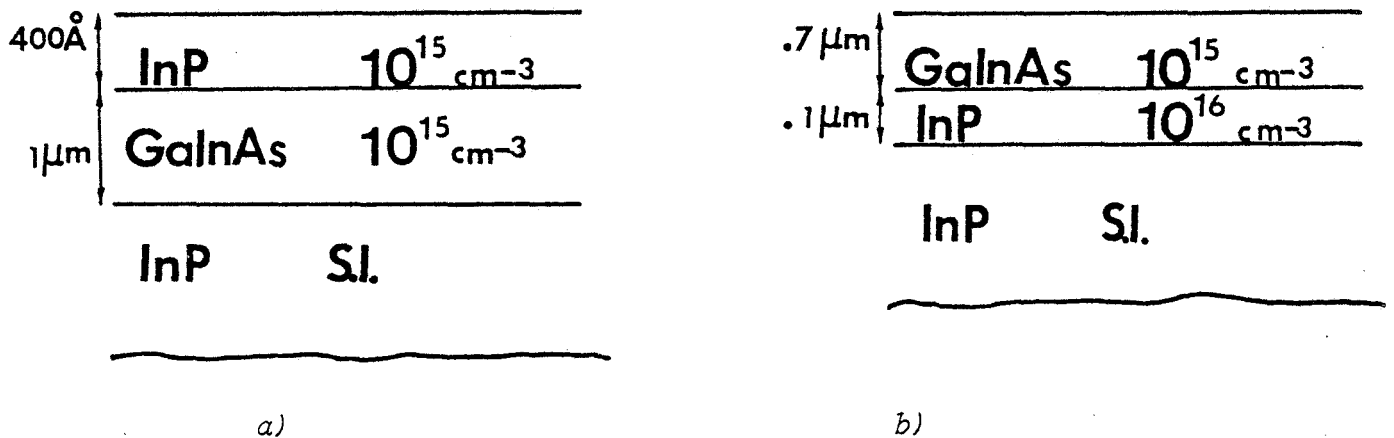


Fig. II.8 : Structure des couches épitaxiées GaInAs/InP.

Les photoconducteurs que nous appelons de type GaInAs sont obtenus avec une épitaxie présentée figure II.8 a). Une attaque de la couche superficielle d'InP est ensuite effectuée.

C - TECHNOLOGIE DES PHOTOCONDUCTEURS PLANAIRES.

Les photoconducteurs étudiés ont été réalisés par la Centrale de technologie du C.H.S. Après réalisation, ils sont montés sur des supports du type B.M.H.60.

L'élaboration de ces composants a nécessité deux parties :

- conception des différents masques
- réalisation technologique.

1°) - Les différents types de masques.

Les masques nécessaires pour une telle structure sont :

- un masque de méso pour l'isolation électrique du composant,
- un masque de contacts ohmiques,
- dans certains cas, un masque d'attaque (attaque de la couche N^+ des épitaxies GaAlAs/GaAs et GaAs et de la couche superficielle d'InP des épitaxies GaInAs/InP),
- un masque de plots d'épaississement.

Les photographies des différents masques utilisés sont montrées figure II.9.

2°) - Réalisation technologique.

Les différentes étapes sont résumées ci-dessous.

2.1 - Réalisation du méso.

- Dépôt, photomasquage insolation, révélation de la résine photosensible (Shipley AZ 1470 ou 1350).
- Rinçage à l'eau D.I. et séchage à l'azote.
- Attaque ionique ou chimique (généralement attaque ionique suivie d'une attaque chimique améliorant l'état de surface).
- Délaquage (trempage dans l'acétone).
- Rinçage à l'eau D.I. et séchage à l'azote.

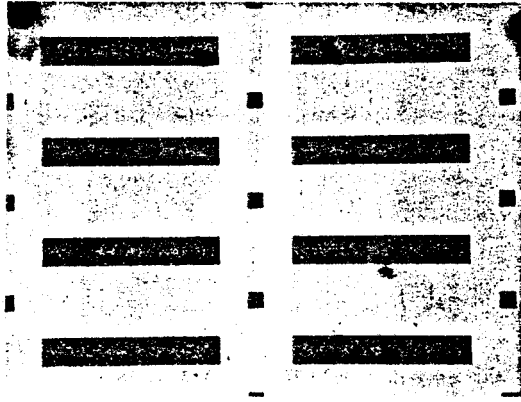
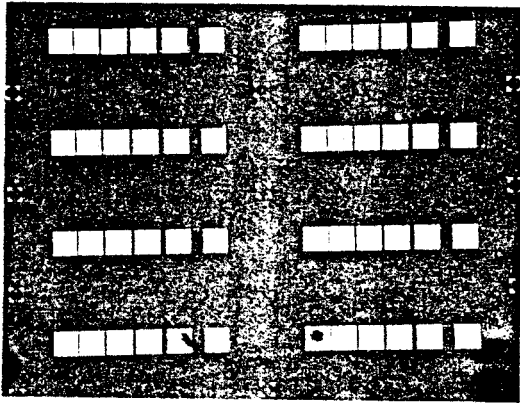
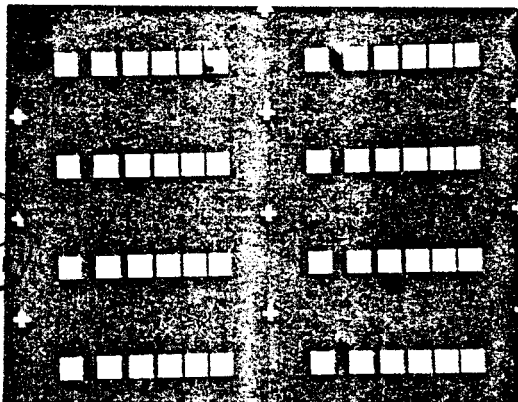
*méca**Contacts ohmiques**Plots d'épaissement*

Fig. II.9 : Photographies des différents masques utilisés.

La figure II.10 montre d'une façon schématique le résultat de cette opération. A titre d'exemple, la photographie prise au microscope électronique présentée fig. II.11 montre l'aspect d'un échantillon après attaque méso.

2.2 - Réalisation des contacts ohmiques.

Les différentes étapes sont quasiment les mêmes quelles que soient les couches épitaxiales utilisées, les différences proviennent essentiellement de la température et de la durée des recuits.

Les différentes étapes pour la réalisation des contacts ohmiques sont dans l'ordre :

- dépôt, photomasquage, insolation de la résine photosensible AZ 1470,
- désoxydation (trempage dans HCl-eau DI, rinçage et séchage à l'azote),
- métallisation (évaporation sous vide de l'eutectique Au-Ge (88:12), pulvérisation sous vide d'une couche de nickel),
- "lift off" par agitation ultrasonique dans l'acétone,
- recuit de l'eutectique sous N_2+H_2 (à 468°C pendant 1 mn sur GaAs et GaInAs et à 419° pendant 5 mn sur InP).

La figure II.12 donne une représentation schématique de l'échantillon après cette nouvelle opération.

La figure II.13 montre l'aspect des contacts ohmiques avant recuit. La caractéristique I(V) de l'échantillon 53-1N (GaAlAs/GaAs) est montrée fig. II.14.

Cette caractéristique a été relevée sous pointes juste après la réalisation des contacts ohmiques (y compris le recuit).

L'utilisation d'une échelle de photorésistances comportant plusieurs distances inter-électrodes nous a permis de déterminer la valeur de la résistance de contact.

Elle est typiquement de l'ordre de 1Ω pour un plot de $100\mu m \times 100\mu m$ sur GaAs (N^+)

2.3 - Attaque de la couche superficielle.

Un masque d'attaque est nécessaire dans le cas :

- des composants GaAlAs/GaAs ou GaAs afin d'enlever la couche N^+ . Une vue schématique est donnée fig II.15 a).

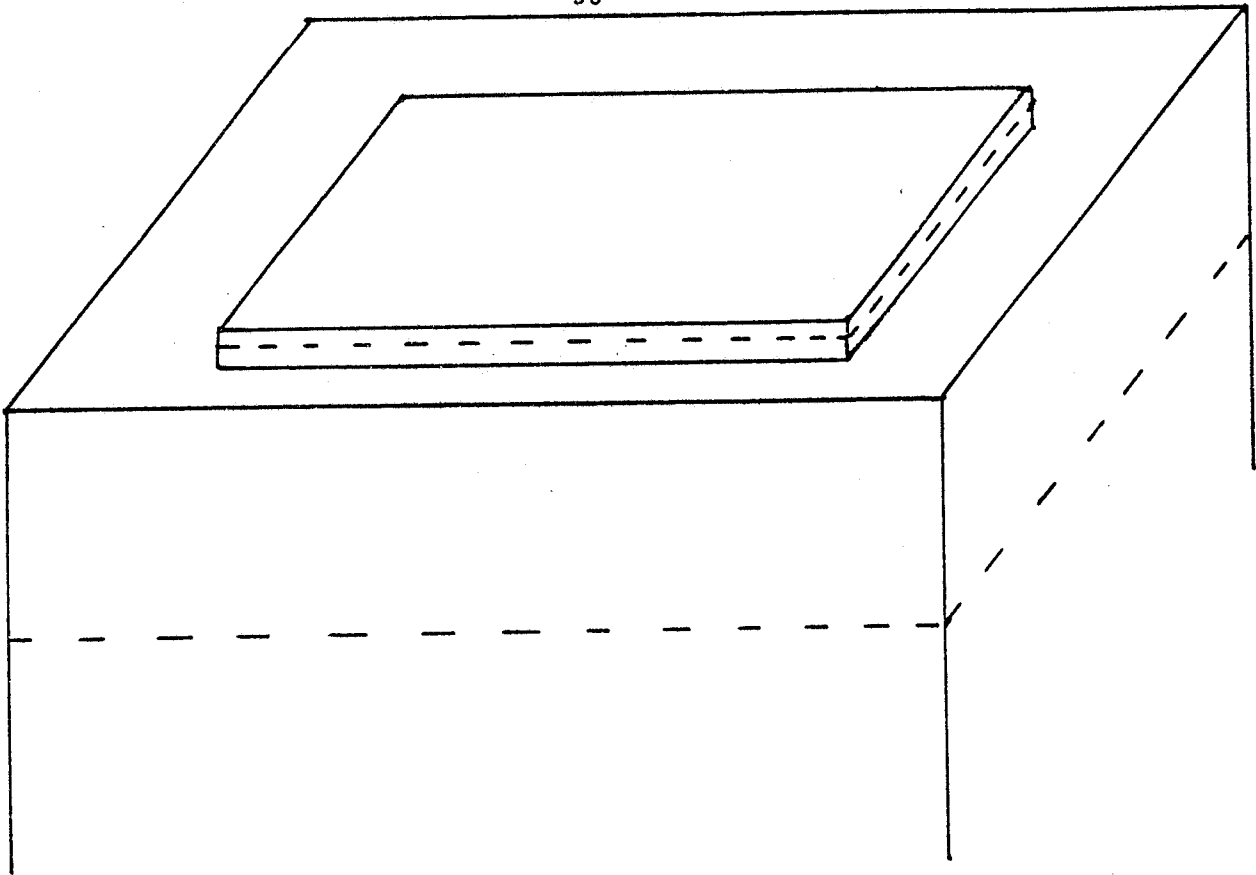


Fig. II.10 : Représentation schématique de l'échantillon après réalisation du méso.

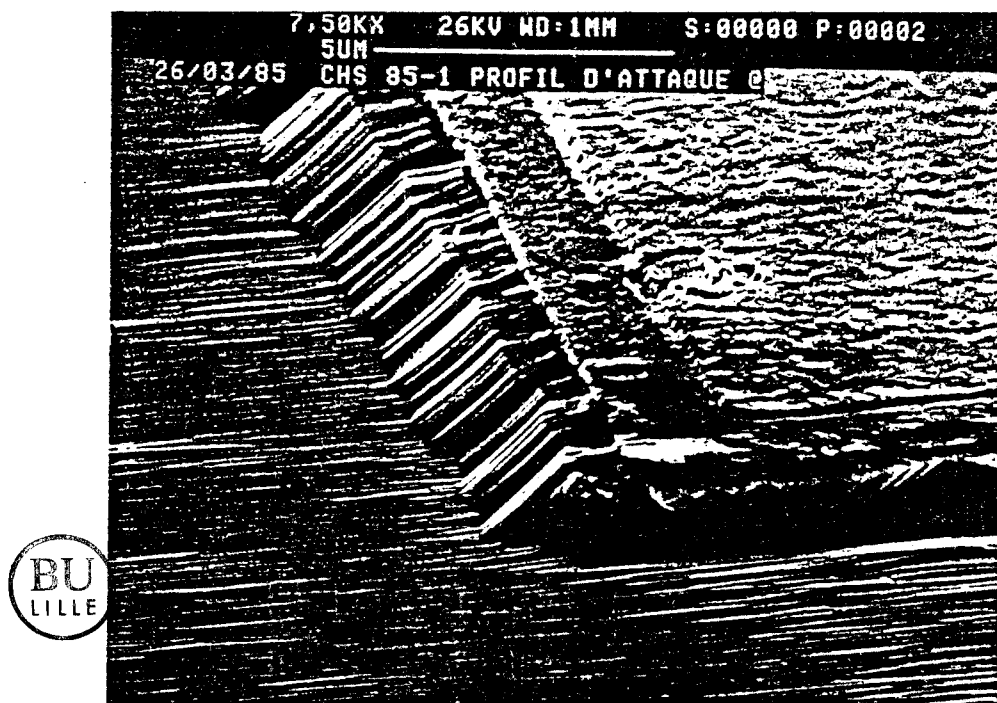


Fig. II.11 : Aspect d'un échantillon après attaque méso.

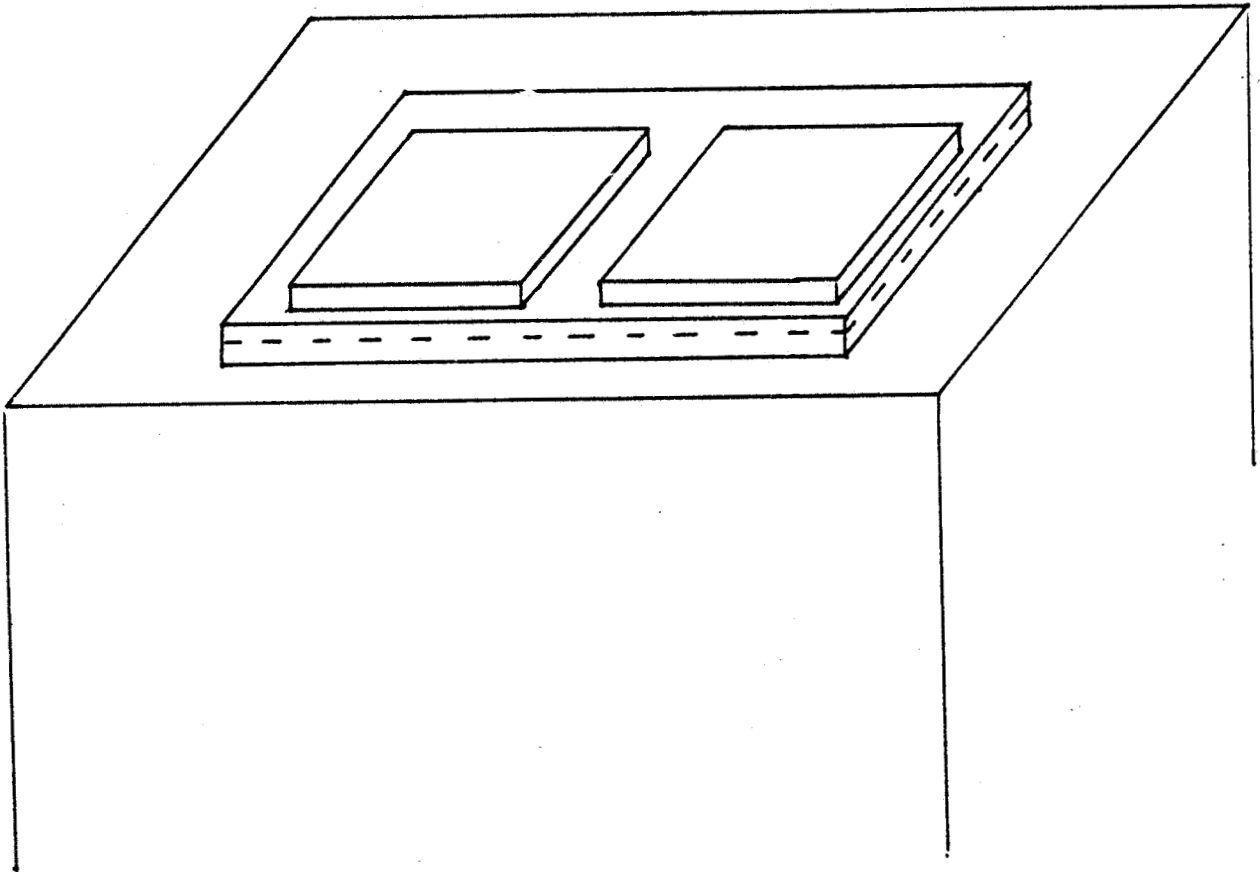


Fig. II.12 : Représentation schématique de l'échantillon après dépôt des contacts ohmiques.



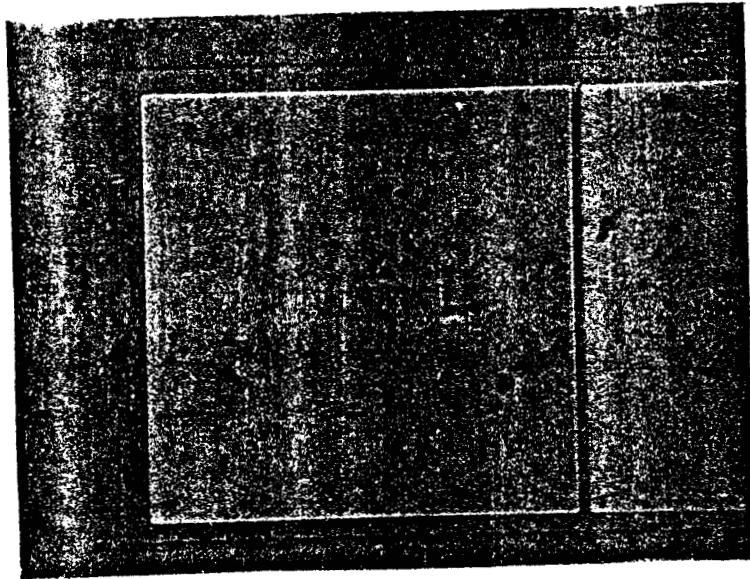


Fig. II.13 : Photographie de l'aspect des contacts ohmiques de l'échantillon 53-1N (GaAlAs/GaAs) avant recuit.

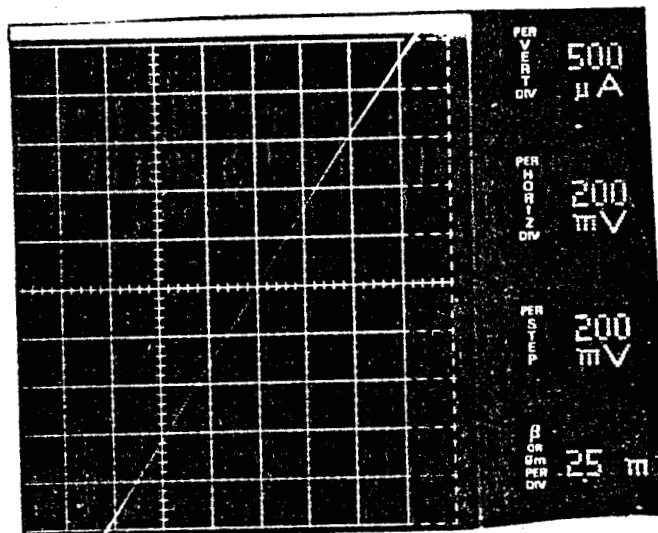


Fig. II.14 : Caractéristique I(V) de l'échantillon 53-1N (GaAlAs/GaAs) après recuit sous pointes.

- des échantillons GaInAs (47-1N) dans le but de réaliser un photoconducteur que nous appelons de type GaInAs en attaquant la couche d'InP superficielle. Le composant obtenu après attaque de cette couche d'InP est schématisé figure II.15. b).

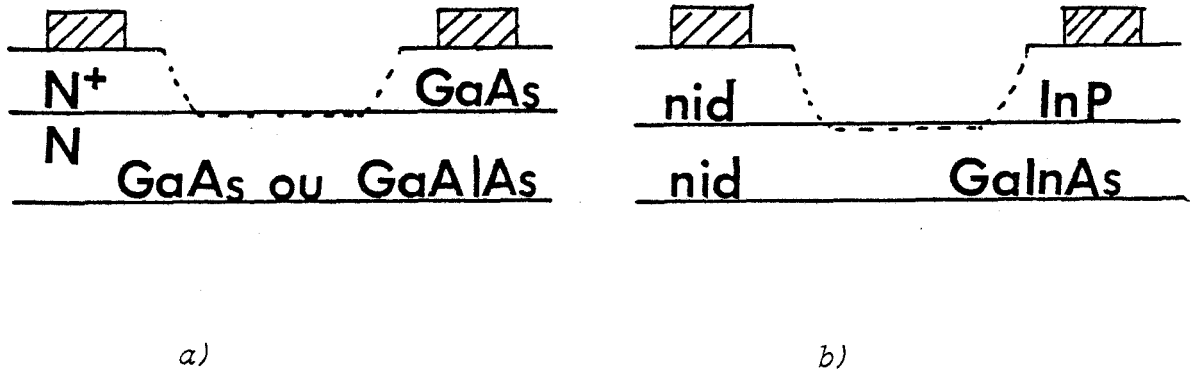


Fig. II.15 : Vue schématique des échantillons après attaque de la couche superficielle.

Les opérations nécessaires pour l'attaque de la couche superficielle sont dans l'ordre :

- dépôt, photomasquage, insolation, révélation de la résine photosensible AZ 1470.

- Attaque ionique, chimique ou ionique suivie d'une attaque chimique. Ces différentes attaques permettent d'atteindre la profondeur désirée. Pour les composants en GaAs et en GaAlAs/GaAs une attaque ionique est suffisante pour enlever la couche de GaAs (N^+). Les solutions qui ont été utilisées pour l'attaque chimique de la couche d'InP sont $HNO_3 + HCl + H_2O$ (3 : 2 : 6) ou $H_3PO_4 + HCl$ (1 : 3).

- Délaquage.

La figure II.16 donne une vue schématique de l'échantillon après cette opération.

2.4 - Réalisation des plots d'épaissement.

- Dépôt, photomasquage, insolation et révélation de la résine photosensible AZ 1470.

- Métallisation TiPtTiAu.

Pulvérisation d'une couche de Ti (1000 Å), Pt (500 Å) et Ti (1000 Å) évitant la

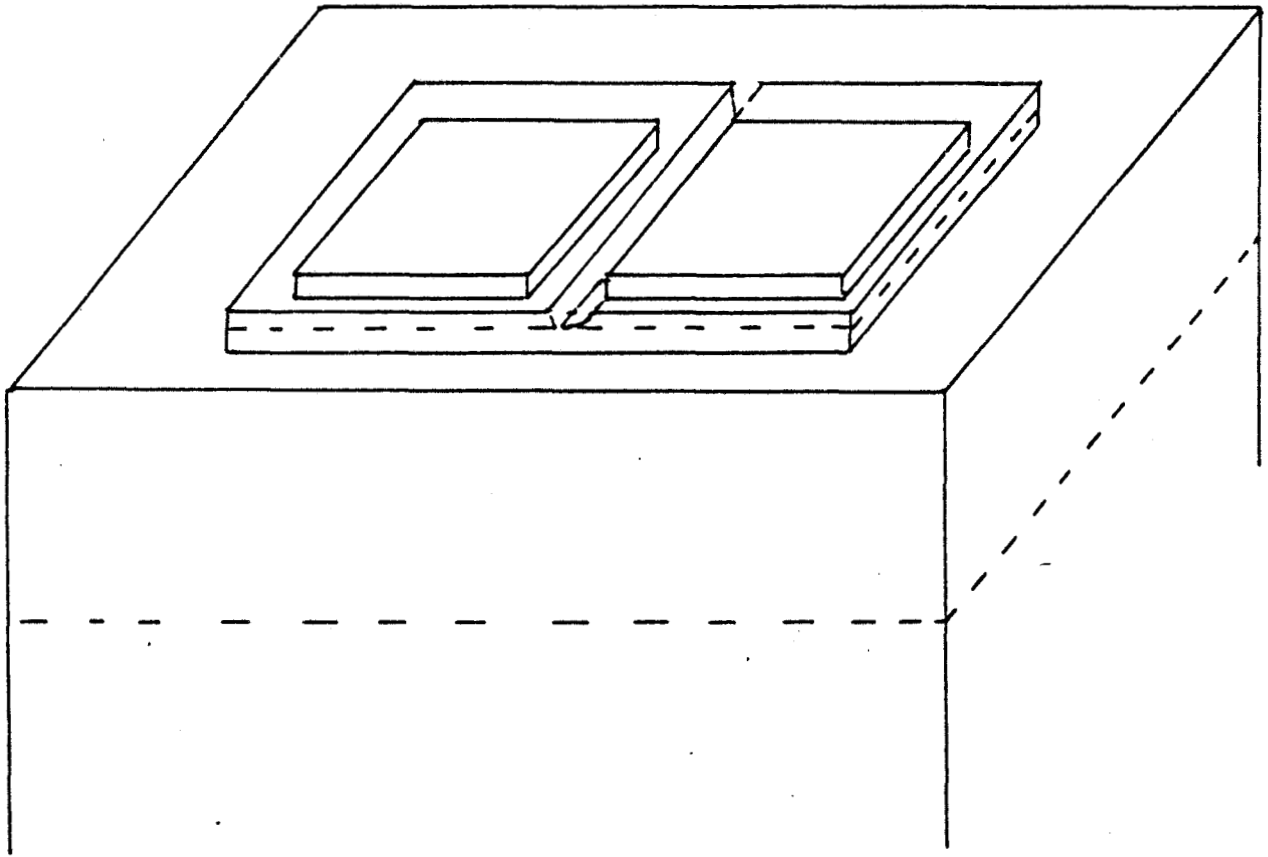


Figure II.16.

Vue schématique de l'échantillon après attaque de la couche superficielle.

diffusion de la couche d'Au lors du recuit ; évaporation de la métallisation Au (2000 Å) constituant l'épaississement

- "lift-off" par agitation ultrasonique.
- Recuit à 250° C sous N_2+H_2

La figure II.17 présente une vue schématique d'un échantillon à l'issue de cette opération.

D - ASPECT DES COMPOSANTS APRES TECHNOLOGIE.

Les photoconducteurs ont été réalisés selon un motif en échelle dans le but d'étudier l'influence de la distance interélectrode sur les propriétés de ces composants. Les distances choisies sont 2 μm , 5 μm , 10 μm , 20 μm et 50 μm .

Nous présentons les photographies de quelques composants.

A titre d'exemple la figure II.18 présente une photographie de l'échantillon 53 - 1N (GaAlAs/GaAs). On y distingue les distances interélectrodes de 2 μm et 5 μm . De même la figure II.19 présente la photographie de l'échantillon 46 - 1N (GaInAs/InP) avec les distances interélectrodes de 2 μm , 5 μm et 10 μm .

Une vue d'ensemble d'une échelle de photorésistances prise au microscope électronique est montrée fig. II.20 et II.20'. Dans ce cas, il s'agit des photoconducteurs en échelle sur GaAs(N) (44-1N), sur GaAlAs/GaAs (53-1N) et de GaInAs/InP (85-1N).

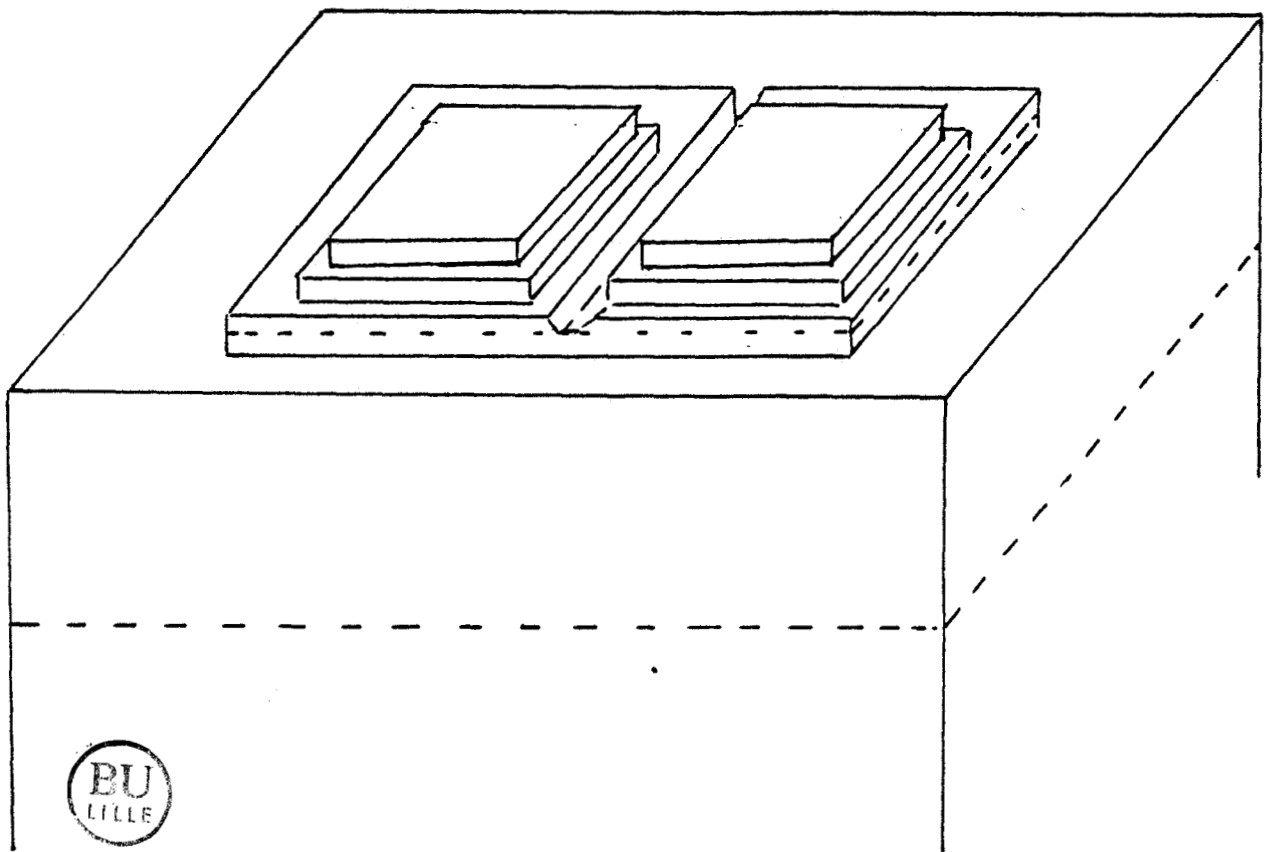


Fig. II.17 : Vue schématique d'un échantillon terminé.

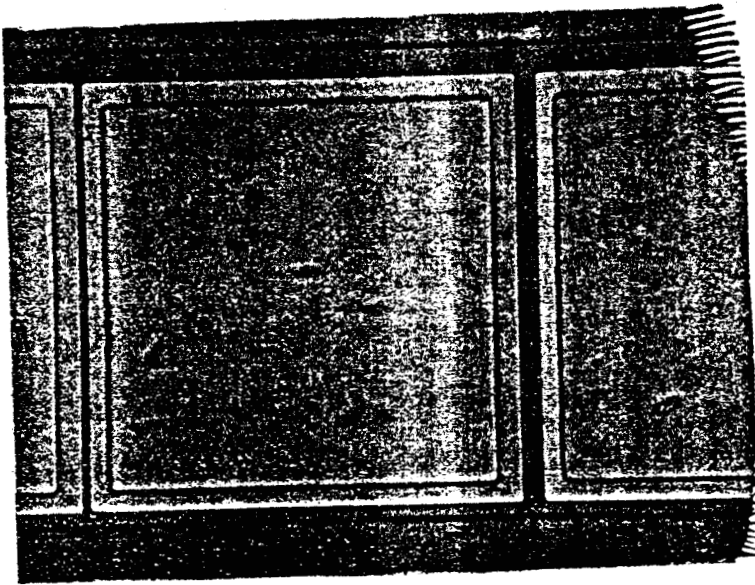
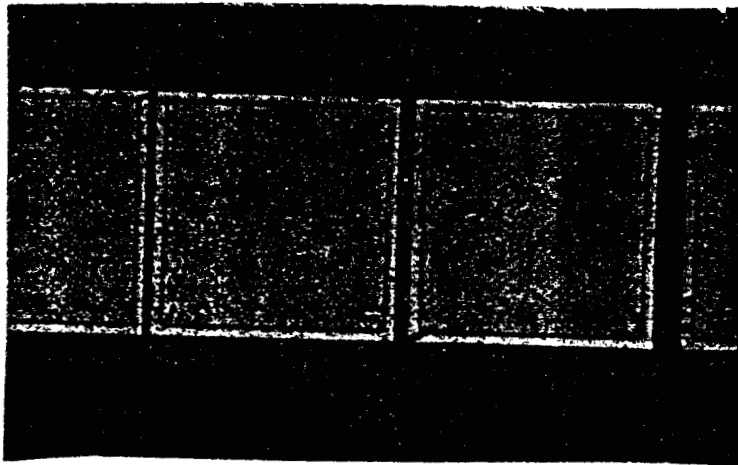


Fig. II.18 : Echantillon 53 - 1N (GaAlAs/GaAs canal 2 μm , 5 μm .)



BU
LILLE

Fig. II.19 : Echantillon 46-1N (InP/GaInAs) canal 2 μm , 5 μm et 10 μm .)

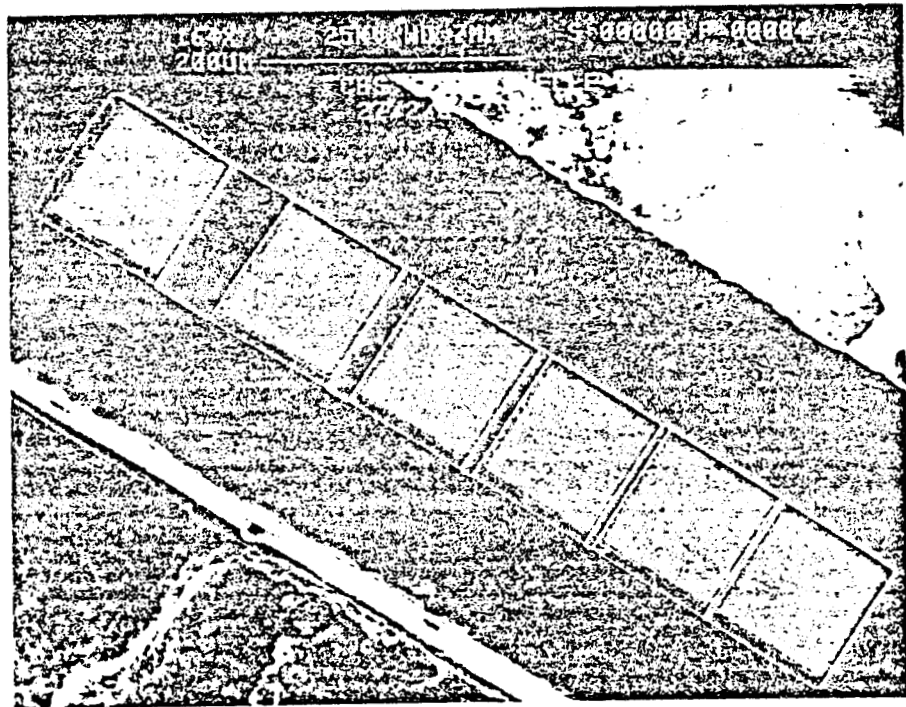
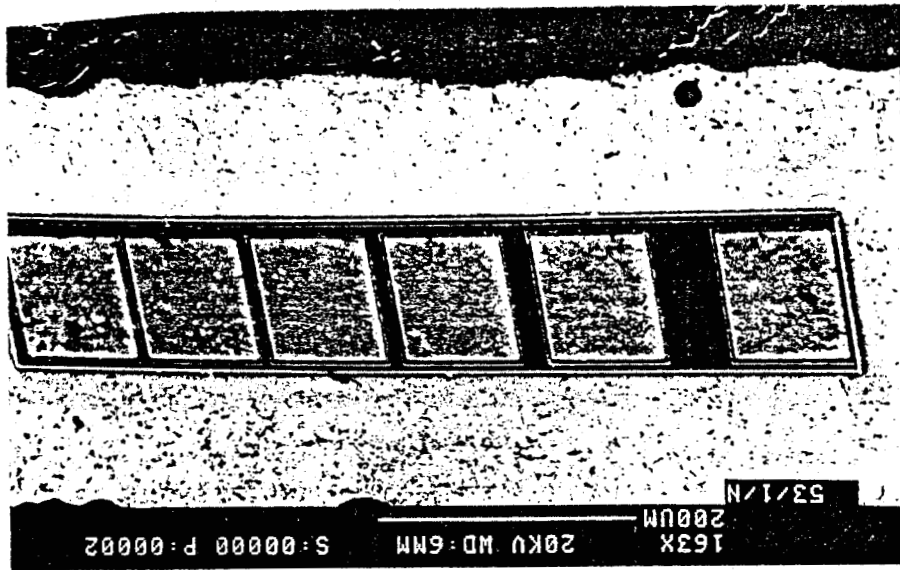
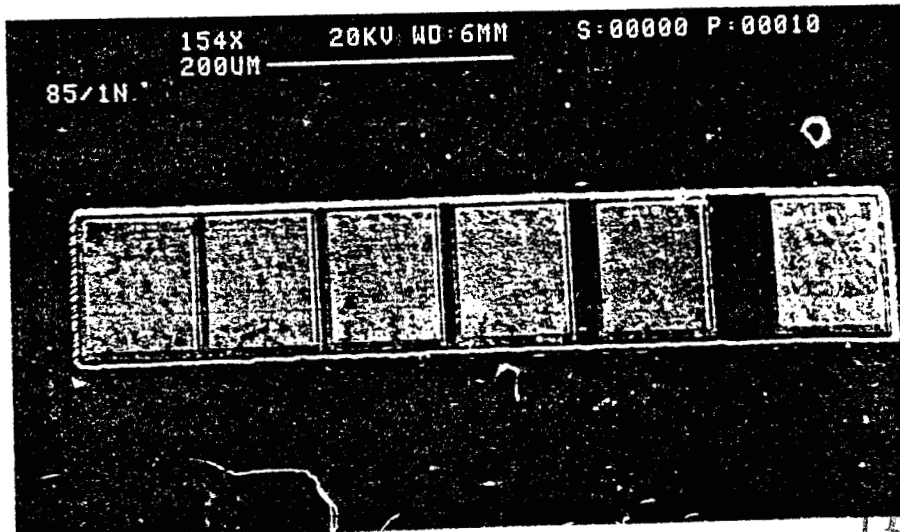


Fig. II.20 : Echelle de photorésistances sur GaAs(N) (44-1N).

(Photographies au microscope électronique).



a)



b)



Figure 20'.

Echelle de photorésistances sur GaAlAs/GaAs (53-1N), sur GaInAs/InP (85-1N)
 (photographie au microscope électronique).

E - RECAPITULATIF DES PHOTOCONDUCTEURS REALISES.

Nous rappelons brièvement dans ce paragraphe leurs structures. Les dimensions des plots de contacts ohmiques sont de $150\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ pour les échantillons GaAlAs/GaAs et de $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ pour les autres.

1°) - Echantillons sur GaAs (44-1N).

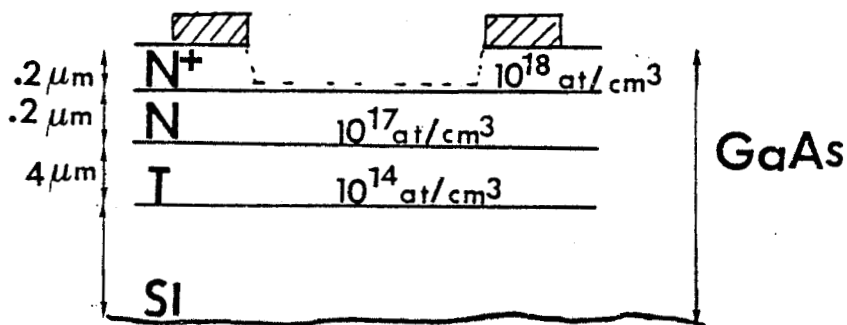


Fig. II.21 : Photoconducteur sur GaAs (44-1N).

2°) - Echantillons sur GaAlAs/GaAs (45-1N : 49-1N ; 53-1N).

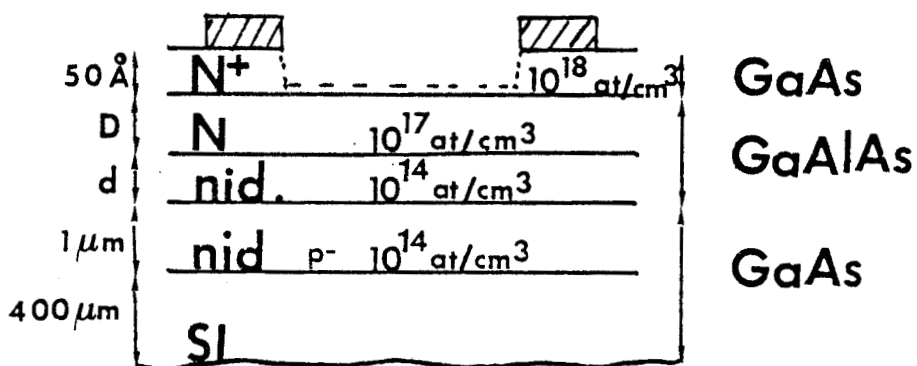


Fig. II.22 : Photoconducteur sur GaAlAs/GaAs.

3°) - ECHANTILLON TYPE GaInAs_n(47-1N).

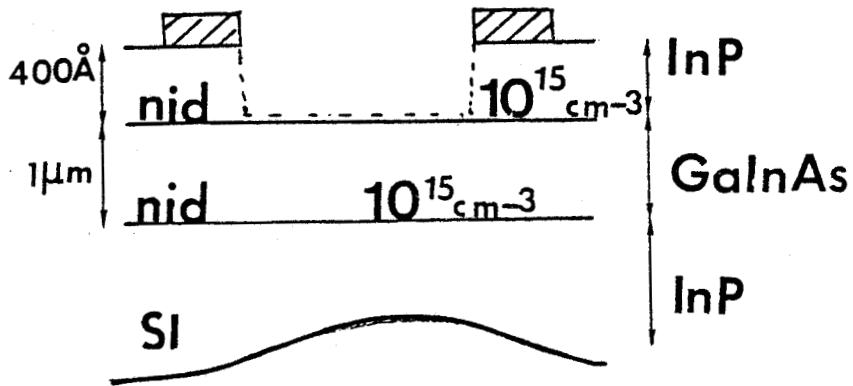


Figure II.23.

Photoconducteur en GaInAs.

4°) - ECHANTILLONS SUR GaInAs/InP (46-1N, 85-1N).

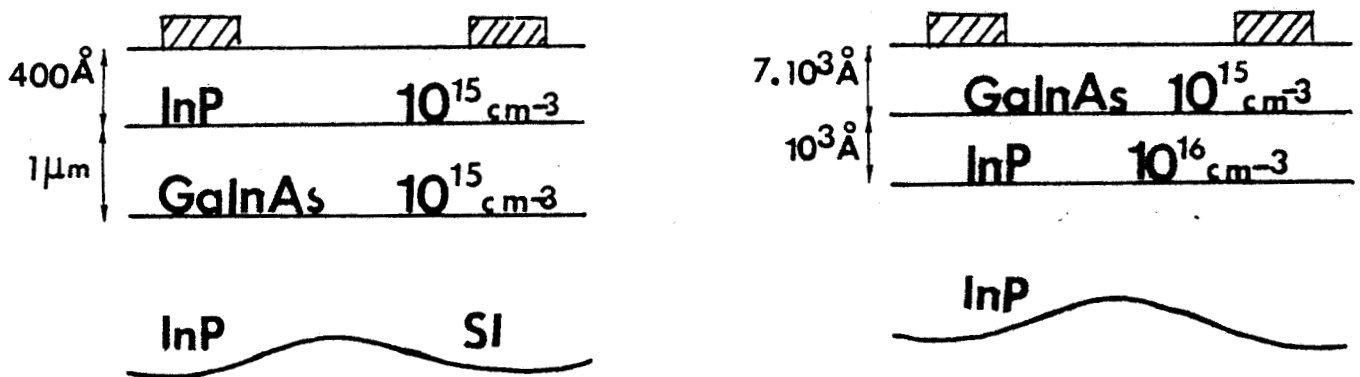


Figure II.24.

Photoconducteur sur GaInAs/InP.



BIBLIOGRAPHIE

CHAPITRE II.

- (1) "Croissance des matériaux pour optoélectronique" par J.P. DUCHEMIN, B. DE CREMOUX, N.T. LINH, Extrait de la revue Technique Thomson-CSF, vol. 14, n° 2, Juin 1982.
- (2) Cours DEA, Lille, 1983, R. FAUQUEMBERQUE.
- (3) GaInAsP ALLOY semiconductors, John Wiley & Sons, T.P. PEARSALL.
- (4) "Physics of semiconductor devices" (2nd edition), S.M. SZE, J. Wiley and Sons, 1981.
- (5) "Etude des phénomènes de photoconduction dans l'AsGa. Application à la réalisation d'une tête optique intégrée", Thèse 3° cycle, Lille Sept. 1984, J.P. VILCOT.
- (6) "Température dépendance of the electron mobility in GaAlAs/GaAs hétérostructures", E.E. HENDEZ, P.J. PRINCE and M. HEIBLUM, Appl. Phys. Lett. 45 (3), August 1982.
- (7) "Quantum Oscillations at a $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}/\text{InP}$ heterojunction interface", R.J. NICOLAS, M.A. BRUMMELL, J.C. PORTAL M. RAZEGHI, M.A. POISSON. Solid State Communications, vol. 43, n° 11, 1982.
- (8) "Photorésistance sur GaAs : réalisation et caractérisation". DEA, Lille, 1984, J. RAMDANI.
- (9) Thèse 3° cycle, Lille, Juillet 1985. R. KOZLOWSKI
- (10) "Méthode de détermination expérimentale de la vitesse électronique dans les composés semiconducteurs III.V : application au GaAs et GaInAs", Thèse de Docteur Ingénieur, Lille, 1983, M.H. EVANNO.

- (11) "Propriétés physiques et performances potentielles des composants submicroniques à effet de champ structure conventionnelles et à gaz d'électrons bidimensionnel", Thèse de Docteur ES Sciences Physiques, Lille, Décembre 1986, A. CAPPY.
- (12) "Etude des niveaux profonds à l'interface GaInAs/InP : Influence sur le courant d'obscurité de photodiodes réalisées par MOCVD" Thèse 3° Cycle, Lille, juillet 1985, P. PHILIPPE.

Nous présentons dans ce chapitre les résultats expérimentaux que nous avons obtenus sur les photoconducteurs présentés au chapitre précédent. Les mesures concernent essentiellement

- le gain statique
- le gain dynamique
- le temps de réponse
- et les propriétés de bruit en hautes fréquences.

Les mesures effectuées sur l'AsGa nous serviront de référence et dans la mesure du possible, nous comparerons systématiquement les résultats obtenus à ceux obtenus avec le GaAs.

A - GAIN STATIQUE

Nous avons étudié l'influence de la tension de polarisation, de la puissance lumineuse, de la distance interélectrode et de la température sur le gain statique présenté par ces photoconducteurs.

Rappelons que le gain statique peut être déterminé à partir des mesures de photocourant à l'aide de la relation :

$$G_o = \frac{I_{ph} \cdot h\nu}{q \cdot P_L} \quad \text{III.1}$$

avec

I_{ph}	photocourant
$h\nu$	énergie d'un photon
P_L	puissance lumineuse
q	charge de l'électron

1°) - INFLUENCE DE LA TENSION ET DE LA PUISSANCE LUMINEUSE.

Nous présentons figures III.1 et III.2. les résultats expérimentaux pour l'ensemble de nos photoconducteurs. Les mesures sont effectuées à 0,85 μm pour les échantillons GaAs (44-1N) et les échantillons GaAlAs/GaAs (45-1N, 49-1N et 53-1N) présentées figure II.1 et à 1,3 μm pour les échantillons GaInAs (47-1N) et GaInAs/InP (46-1N et 85-1N) présentées figure III.2. Dans ce dernier cas, la couche d'InP agit comme une fenêtre pour les longueurs d'onde 1,3 et 1,55 μm .

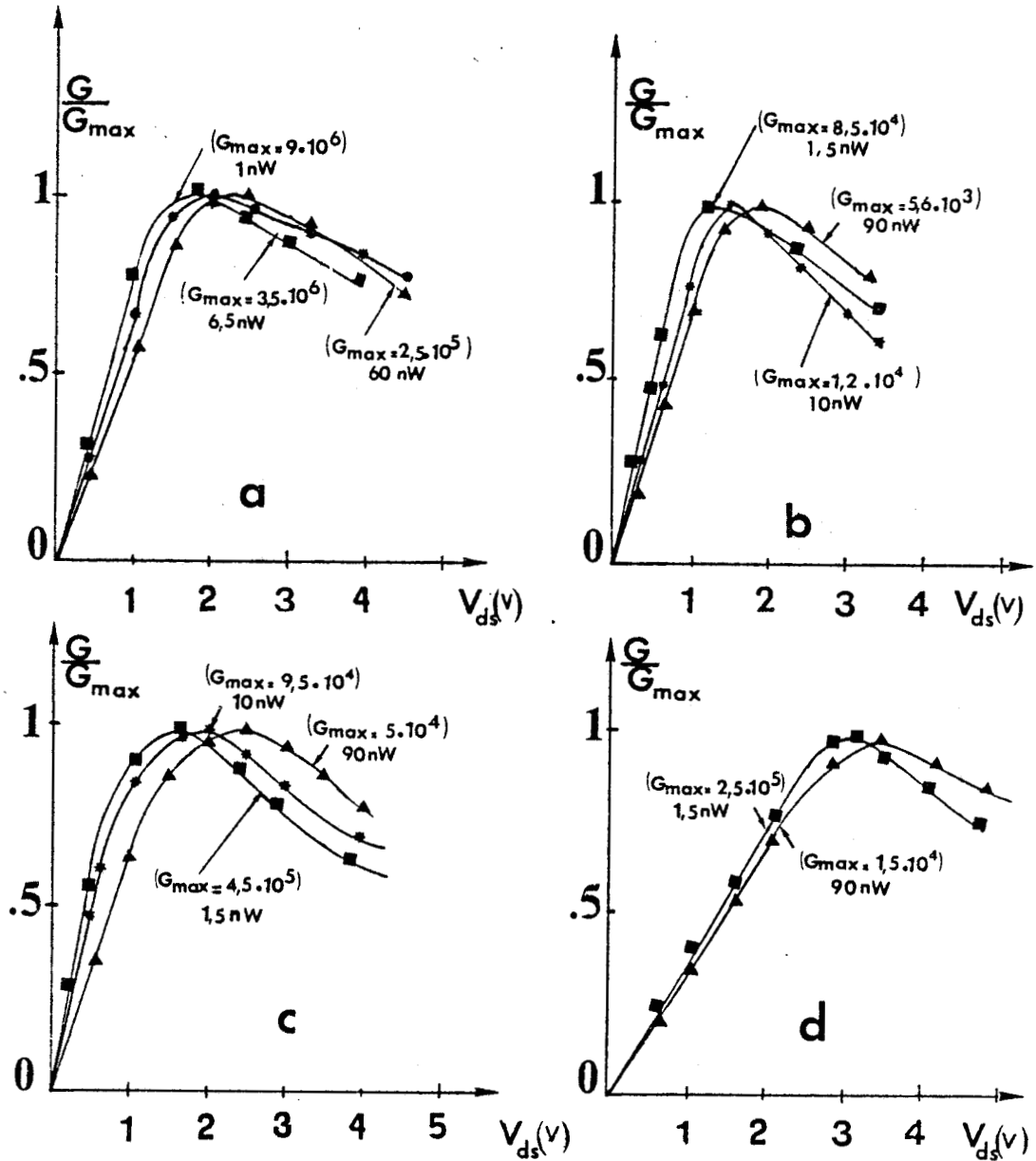


Figure III.1.

Evolution du gain statique en fonction de la tension de polarisation pour plusieurs puissances lumineuses. Distance interélectrode : $10 \mu\text{m}$; $\lambda = 0,85 \mu\text{m}$

a) GaAs (44-1N)

b) GaAlAs/GaAs (45-1N)

c) GaAlAs/GaAs (49-1N)

d) GaAlAs/GaAs (53-1N)

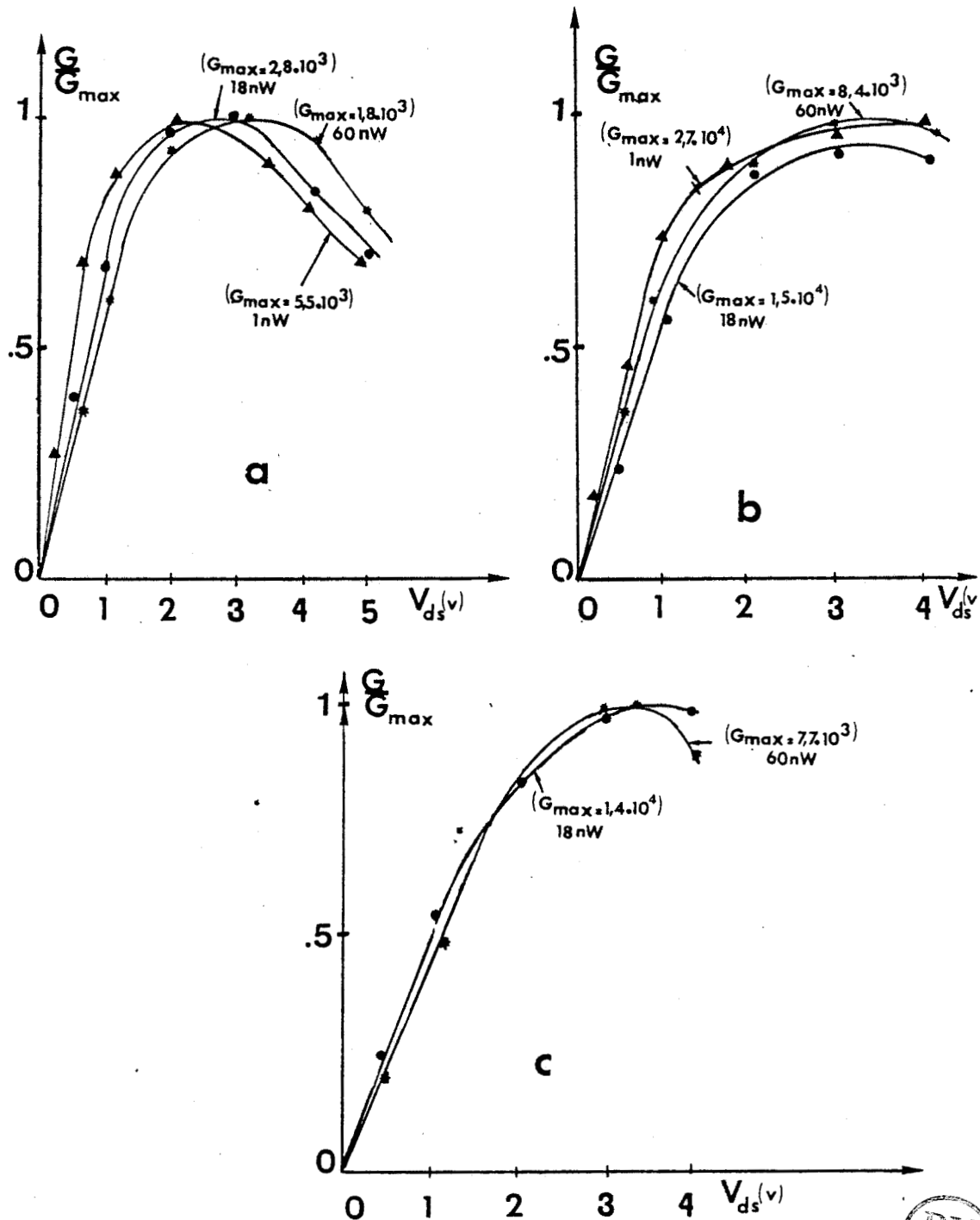


Figure III.2.



Evolution du gain statique en fonction de la tension de polarisation pour plusieurs puissances lumineuses. Distance interélectrode $10 \mu\text{m}$; $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$

a) GaInAs (47-1N)

b) GaInAs/InP (46-1N)

c) GaInAs/InP (85-1N)

Ces mesures ont été effectuées sur des échantillons de distance interélectrodes $10 \mu\text{m}$ en faisant varier la tension de polarisation pour une puissance lumineuse donnée. Pour tous les échantillons, on constate :

- une augmentation linéaire du gain avec la tension pour des tensions peu élevées, résultat qui peut être attribué à la diminution du temps de transit conformément à la relation I.11 et en accord avec des études déjà effectuées sur le GaAs de type N(1 , 2)

- Une saturation du gain suivie d'une diminution plus ou moins prononcée selon le type d'échantillon. Une explication possible est l'effet de saturation de la vitesse des électrons, ainsi que l'influence de l'échauffement de la couche active qui diminue la durée de vie des paires électron-trou photocréées .

- Une diminution du gain lorsque la puissance lumineuse augmente probablement liée à une diminution de la durée de vie des paires électron-trou, si l'on se réfère aux résultats obtenus sur GaAs, et en parfait accord avec l'expression du gain statique. Pour le GaAs ces phénomènes ont été interprétés en termes de piégeage en surface, et l'on peut se demander si une explication analogue, faisant intervenir des mécanismes de piégeage en surface ou à l'interface peuvent être retenus pour les autres photoconducteurs. Nous reverrons plus en détails l'interprétation quantitative de ces mécanismes au quatrième chapitre.

La comparaison entre les résultats obtenus pour l'ensemble des photoconducteurs à une densité de lumière donnée, (10^{-4}W/cm^2 soit 1 nW pour une surface photosensible de $10 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$), montre une variation des gains dans d'assez larges proportions (figure III.3). A titre d'exemple, l'on passe de quelques 10^6 pour le GaAs (44 - 1N) à quelques 10^3 pour le GaInAs (47 - 1N). Pour ne pas trop surcharger cette figure, nous n'avons retenu qu'un seul échantillon GaAlAs/GaAs (49-1N), celui-ci ayant le gain le plus élevé, et un seul échantillon GaInAs/InP (46 - 1N), puisque les deux types de composants ont des gains statiques du même ordre de grandeur. (46-1N et 85-1N). Ces différences peuvent s'expliquer par une forte modification de la durée de vie τ_v des paires électron-trou . En effet, de manière qualitative,

- d'une part la durée de vie des paires électron-trou dans le GaAs ayant été attribuée à un phénomène de piégeage en surface, on peut penser qu'une modification du comportement en surface (potentiel de surface du GaAs et du GaInAs

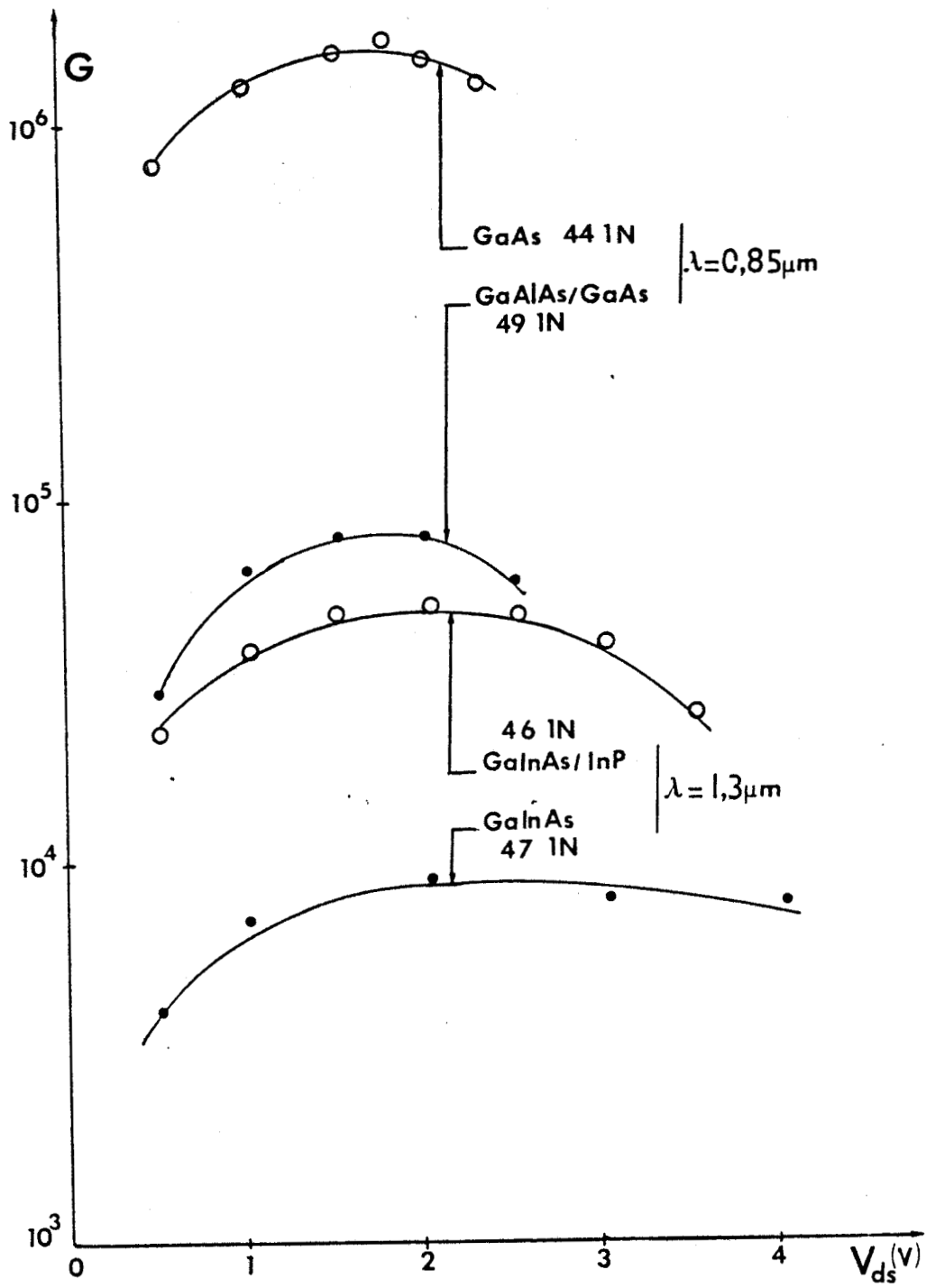


Figure III.3.

Comparaison des gains statiques des différents photoconducteurs étudiés

densité de puissance lumineuse: 10^{-4} W/cm^2

distance interélectrode : $10 \mu\text{m}$



0,6 eV et 0,2 eV respectivement) pourrait expliquer que le gain du GaInAs soit plus faible que celui du GaAs.

- D'autre part, on peut penser que l'existence d'une interface transforme l'effet de piégeage en surface en un phénomène de piégeage à l'interface caractérisé par une durée de vie plus faible lorsqu'on passe du GaAs au GaAlAs/GaAs et par une durée de vie plus élevée lorsqu'on passe du GaInAs au GaInAs/InP.

2°) - INFLUENCE DE LA DISTANCES INTERELECTRODE.

Les figures II.4 a) et b) montrent que le produit du gain maximum par la distance interélectrode pour une densité de puissance lumineuse donnée est la même quelle que soit cette distance interélectrode et, ceci aussi bien pour des échantillons GaAs (44-1N) que GaAlAs/GaAs (53-1N), GaInAs (47-1N) et GaInAs/InP (46-1N). Ces résultats semblent vérifier que le gain varie de manière inversement proportionnelle à la distance interélectrode et donc au temps de transit, conformément à la relation I.11.

3°) - INFLUENCE DE LA TEMPERATURE.

Afin de confirmer l'hypothèse selon laquelle, des phénomènes de piégeages en surface ou aux interfaces pourraient expliquer les gains statiques élevés présentés précédemment, nous avons étudié l'influence de la température sur ces gains.

Les mesures ont été effectuées à l'aide d'un laser HeNe en plaçant le composant dans un cryostat (cf. chapitre I). Pour éviter l'effet d'ionisation dans les couches fenêtres GaAlAs et InP, ces expériences ont été également menées aux longueurs d'onde 0,85 μm à l'aide d'un laser Thomson CSF à semiconducteur à double hétérostructure GaAlAs/GaAs, et 1,06 μm à l'aide d'un laser YAG.

Les résultats sont donnés pour des températures variant entre -140°C et $+70^\circ\text{C}$ et pour trois puissances lumineuses. La tension de polarisation est de 2 V, tension pour laquelle le gain est sensiblement maximal. Les gains expérimentaux relevés à 0,632 μm sont présentés figures III.5 a) et b) et III.6 a) b) et c) respectivement pour GaAs et GaAlAs/GaAs (49-1N), GaAlAs/GaAs (53-1N et 45-1N) et GaInAs/InP (85-1N). Les figures III.7 a) et b) donnent les résultats expérimentaux à 0,85 μm pour le GaAlAs/GaAs (49-1N) et à 1,06 μm pour le GaInAs/InP (85-1N).

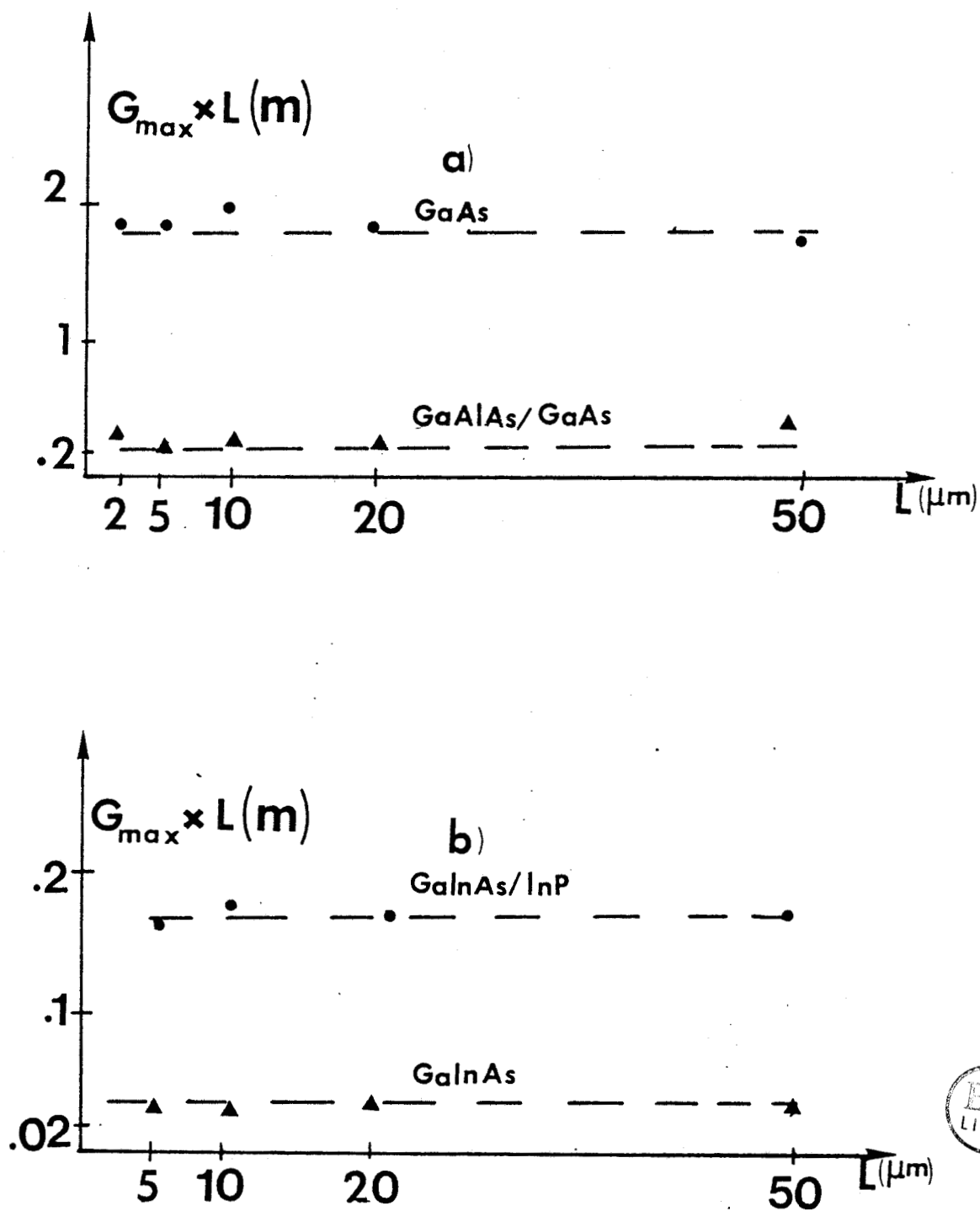


Figure III.4.

Gain statique maximum en fonction de la distance interélectrode.

- a) $\lambda = 0,85 \mu\text{m}$ densité de puissance lumineuse : $5 \cdot 10^{-3} \text{ W/cm}^2$
 b) $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ densité de puissance : $1,8 \cdot 10^{-3} \text{ W/cm}^2$



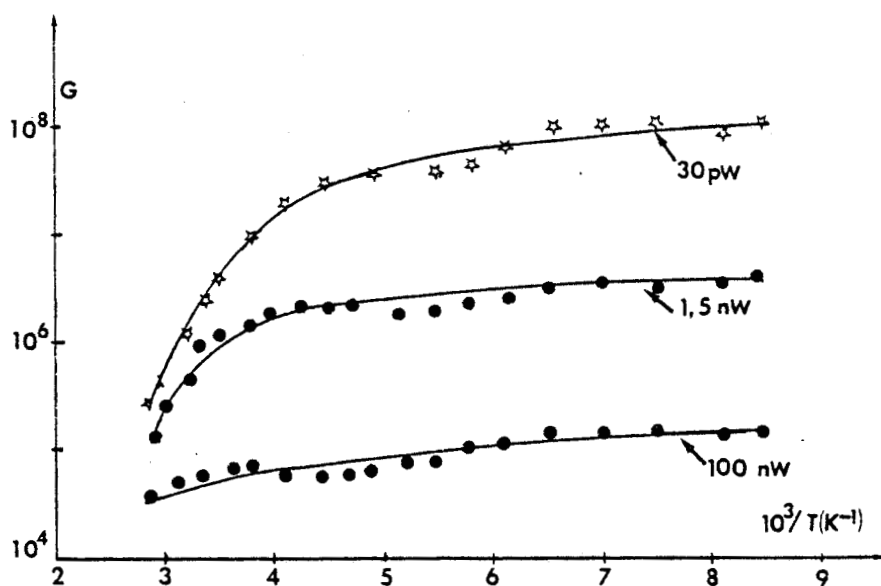
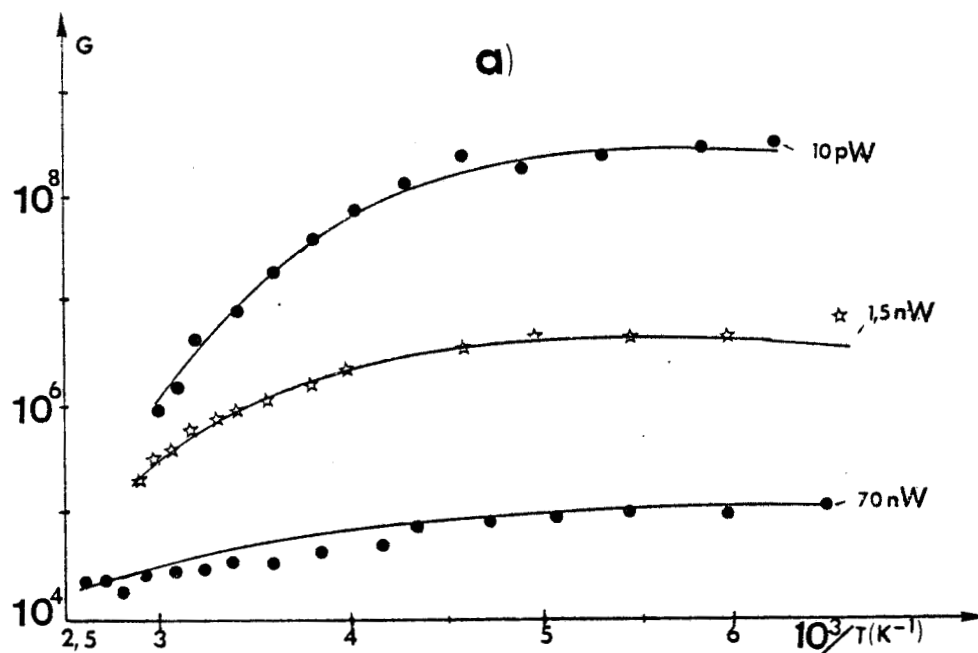


Figure III.5.

Evolution du gain statique avec la température et pour trois puissances lumineuses
 $V_{DS} = 2 \text{ V}$; $\lambda = 0,632 \text{ }\mu\text{m}$; distance interélectrode = $10 \text{ }\mu\text{m}$

a) GaAs (44-1N)

b) GaAlAs/GaAs (49-1N)

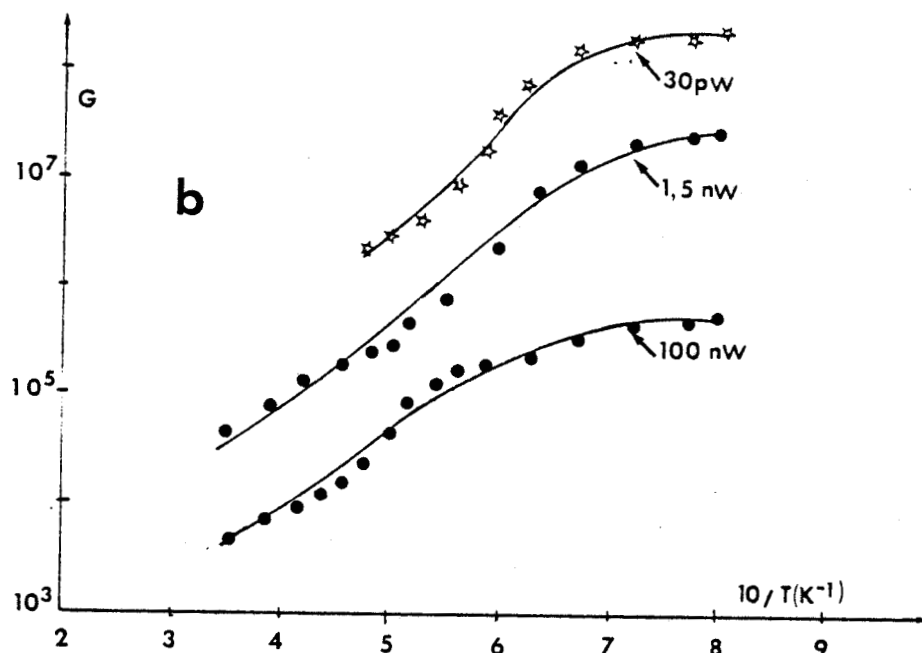
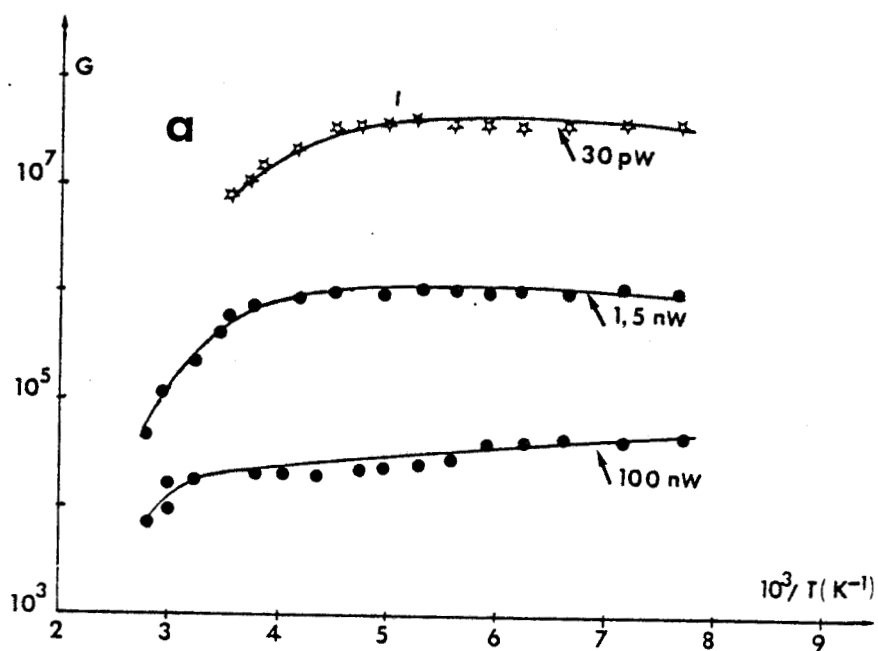


Figure III.6.

Evolution du gain statique avec la température et pour trois puissances lumineuses (Echantillons GaAlAs/GaAs)

$$V_{DS} = 2V \quad ; \quad \lambda = 0,632 \mu m \quad ; \quad d = 10 \mu m$$

a) 53-1N

;

b) 45-1N

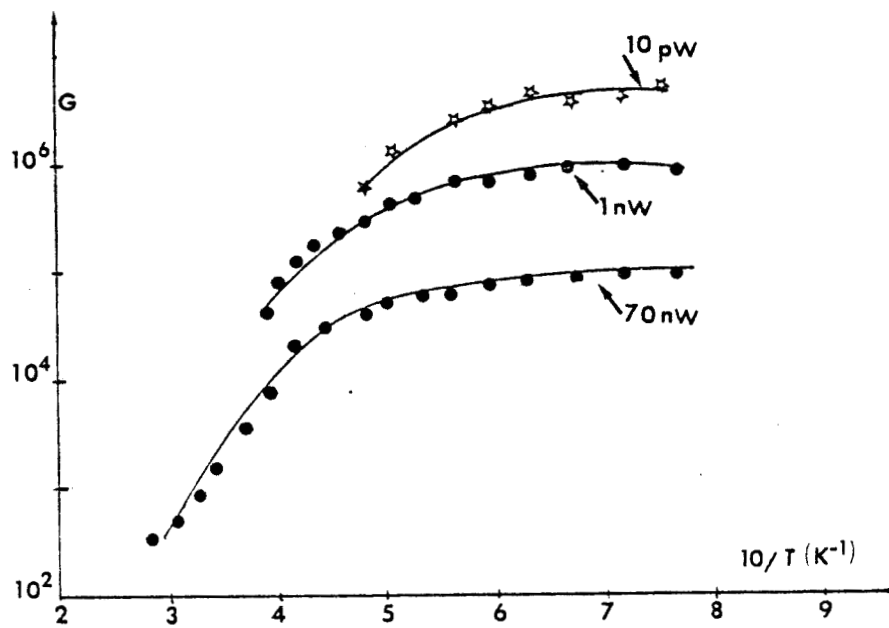


Figure III.6.c).

Evolution du gain statique avec la température pour trois puissances lumineuses à $\lambda = 0,632 \text{ }\mu\text{m}$.

Echantillon GaInAs/InP (85 - 1N) ; $V_{DS} = 2 \text{ V}$

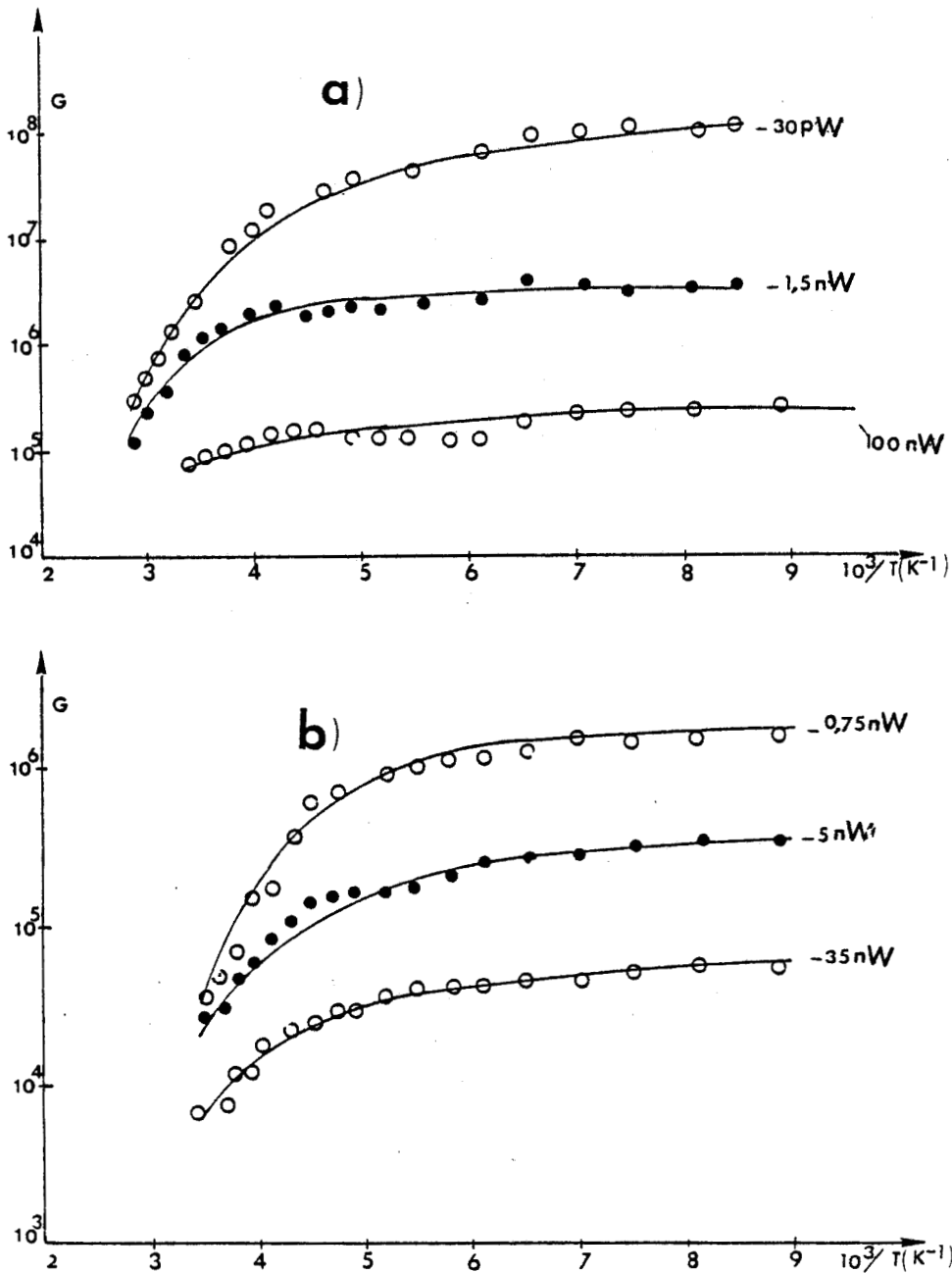


Figure III.7.



Evolution du gain statique avec la température pour trois puissances lumineuses $V_{DS} = 2 V$,

a) GaAlAs/GaAs (49-1N) ; $\lambda = 0,85 \mu m$; $d = 10 \mu m$

b) GaInAs/InP (85-1N) ; $\lambda = 1,06 \mu m$; $d = 5 \mu m$

On constate pour l'ensemble des échantillons :

- aux températures les plus élevées, une variation du gain avec la température du type loi de Boltzmann,

- aux températures les plus basses, un effet de saturation du gain, phénomène apparaissant à des températures d'autant plus élevées et à des valeurs de gain d'autant plus faibles que la puissance lumineuse est importante.

On peut noter que le phénomène de saturation aux plus basses températures est cependant moins net pour le 45-1N (GaAlAs/GaAs avec un taux d'aluminium de 18 %).

On constate par ailleurs que l'effet d'ionisation dans les couches fenêtres est négligeable.

Cette forte dépendance du gain avec la température semble confirmer l'existence de phénomènes de piègeage pour expliquer les valeurs de durée de vie élevées et donc les gains élevés de ces photoconducteurs, en parfait accord avec les études déjà effectuées sur le GaAs. (2 , 3).

Ces résultats interprétés en termes d'énergie d'activation devraient permettre de remonter au mécanisme physique à la base de ces phénomènes de piègeage. Dans le quatrième chapitre, nous tenterons de développer une interprétation plus quantitative de ces évolutions.

B) - GAIN DYNAMIQUE.

Les mesures sont obtenues en modulant un laser semiconducteur par un signal sinusoïdal. Les résultats de ces mesures sont présentés d'une part figure III.8 pour les échantillons GaAs (44-1N) et GaAlAs/GaAs (49-1N) et d'autre part, figure III.9 a) et b) pour les échantillons GaInAs (47-1N) et GaInAs/InP (46-1N et 85-1N).

En basses fréquences, le gain diffère sensiblement d'un type d'échantillon à un autre. Ce résultat est tout à fait en accord avec ceux obtenus pour le gain statique et sont probablement liés à une modification de la durée de vie des paires électron-trou .

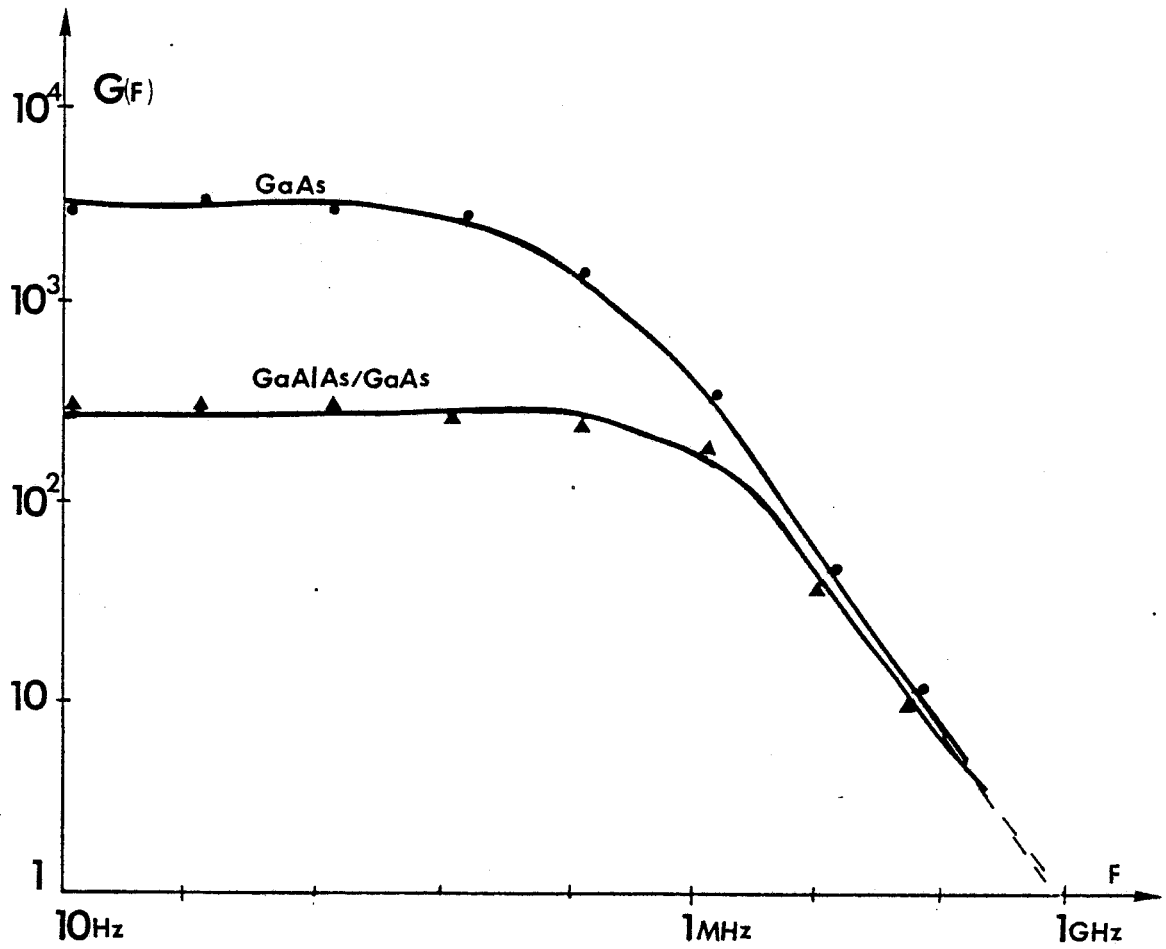


Figure III.8 :

Gain dynamique à $0,85 \mu\text{m}$. $V_{DS} = 2\text{V}$; $P_L = 4,5 \mu\text{W}$; $d = 20 \mu\text{m}$. Echantillons GaAs (44-1N) et GaAlAs/GaAs (49-1N)

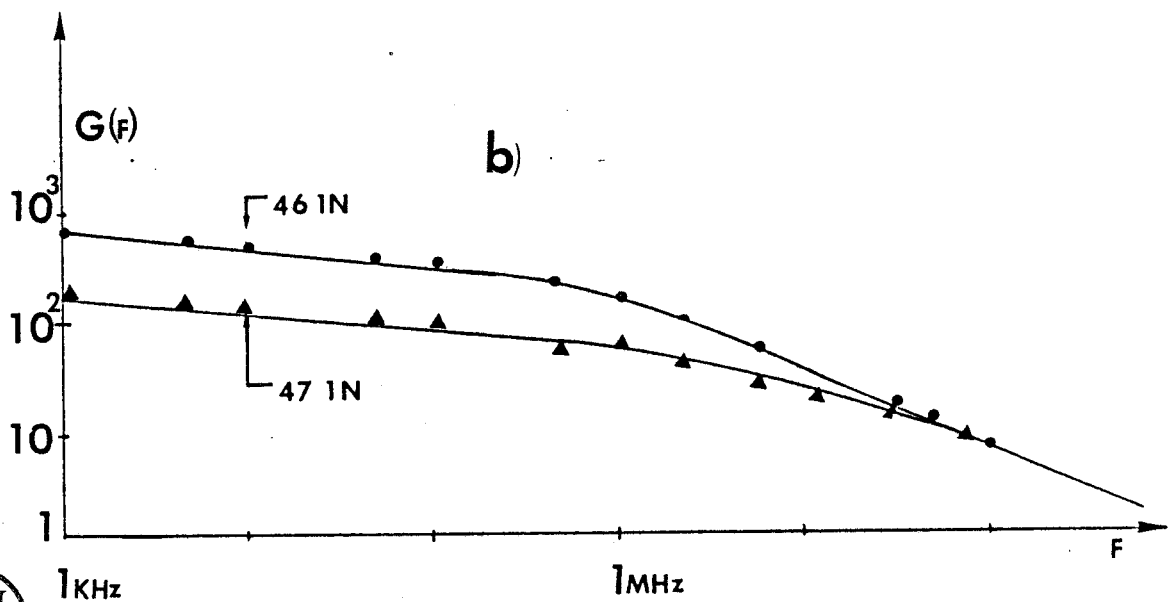
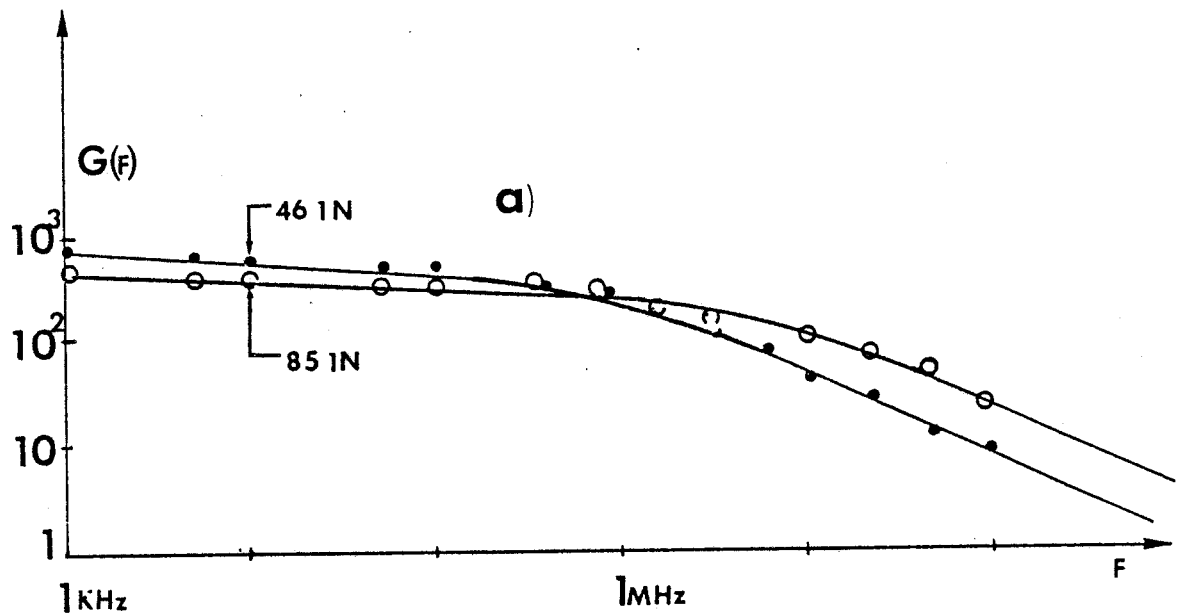


Figure III.9.

Gain dynamique à $1,3 \mu\text{m}$. $V_{DS} = 2 \text{ V}$; $P_L = 0,4 \text{ mW}$; $d = 10 \mu\text{m}$

a) GaInAs/InP (46-1N) et GaInAs/InP (85-1N)

b) GaInAs/InP (46-1N) et GaInAs (47-1N)

En hautes fréquences la différence est moins nette et on constate une variation en $1/f$ conformément à la relation I.14. Le produit gain bande passante obtenu est de l'ordre de 1 GHz pour une distance interélectrode de 20 μm . Ce résultat semble confirmer que ce comportement est gouverné par le temps de transit τ_t des porteurs conformément à la relation I.14 et à des études déjà effectuées sur le GaAs. On peut noter une augmentation de ce produit gain-bande passante pour une structure GaInAs/InP caractérisée par l'existence d'un gaz bidimensionnel. Dans ce cas, cette amélioration de performances peut être attribuée à une diminution du temps de transit τ_t correspondant à l'existence de ce gaz bidimensionnel dont les propriétés de forte mobilité ont été mises en évidence par ailleurs. (4)

C) - TEMPS DE REPOSE.

La modulation en impulsion d'un laser à semiconducteur Thompson CSF à double hétérostructure, a été réalisée grâce à un générateur AVTECH.

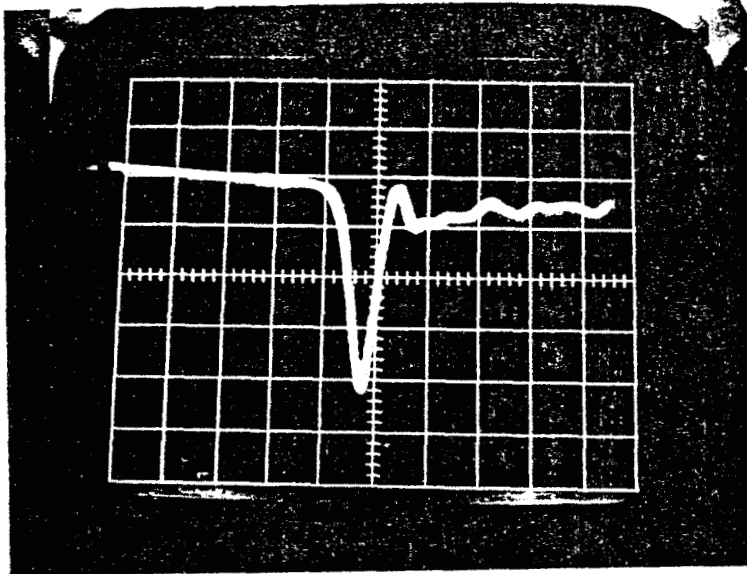
La forme et les caractéristiques des impulsions délivrées par un tel générateur sont présentées figure II.10. La fréquence de répétition varie de 100 Hz à 1 MHz. La visualisation de la réponse impulsionnelle est effectuée à l'aide d'un oscilloscope à échantillonnage. Quelques expériences de caractérisations impulsionnelles ont également été menées au moyen d'un laser picoseconde fonctionnant à la longueur d'onde de 514,5 nm .

1°) - MESURES SUR GaAs et GaAlAs/GaAs.

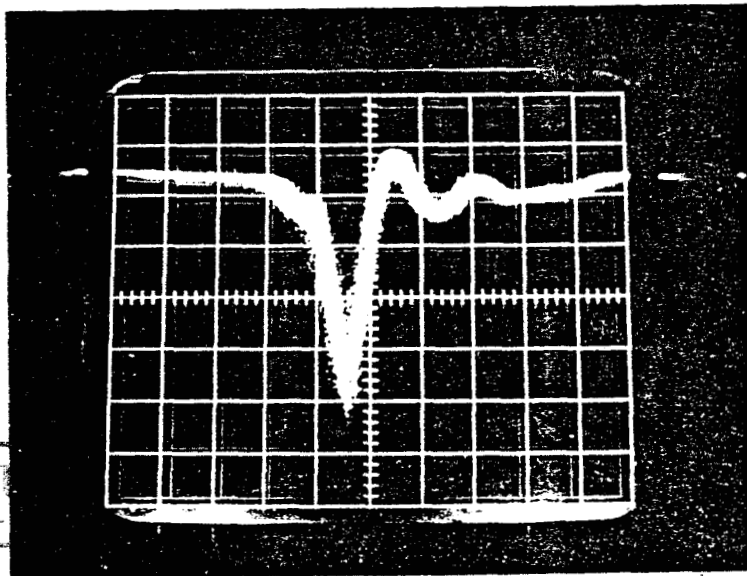
Elles ont été menées sur les photoconducteurs GaAs (44-1N) et GaAlAs/GaAs (49-1N) de distance interélectrode 10 μm . La puissance moyenne sur ces échantillons est de 90 nW et de 130 μW respectivement pour le GaAlAs/GaAs et pour le GaAs à 0,514 μm . Les résultats sont donnés figures III.11 a) et b). On constate que :

Le temps de réponse du photoconducteur sur GaAlAs/GaAs est plus court que celui sur GaAs (44-1N). Il est de l'ordre d'une dizaine de μs (à 130 μW) et de l'ordre de la microseconde à (90 nW) respectivement pour le GaAs et le GaAlAs/GaAs.

Ces résultats confirment, ici encore, que la durée de vie τ_v d'une hétérostructure GaAlAs/GaAs est plus courte que celle d'un photoconducteur GaAs.



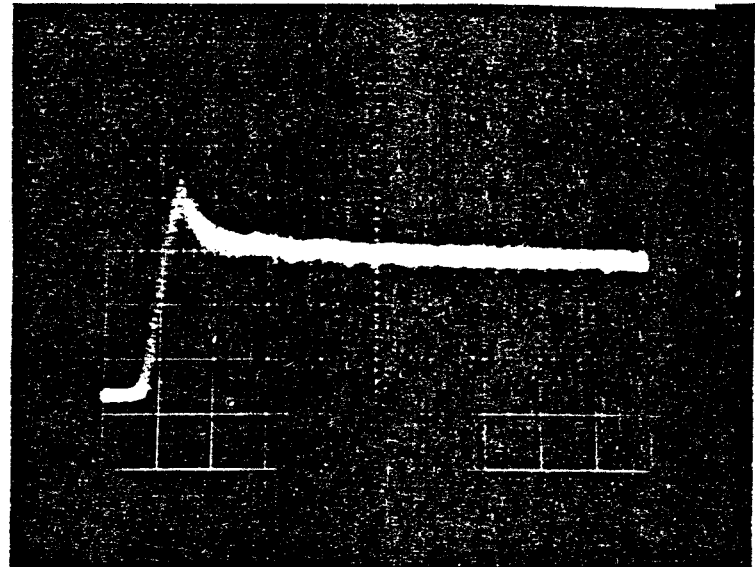
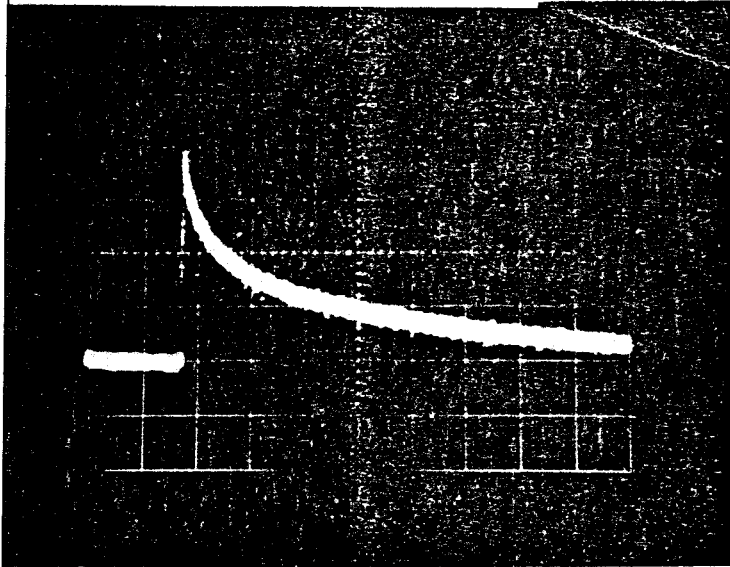
$F = 1 \text{ MHz}$
 2 V
 $200 \text{ ps} \left| \text{div} \right.$



$F = 1 \text{ kHz}$
 2 V
 $200 \text{ ps} \left| \text{div} \right.$

Figure III.10.

Forme des impulsions délivrées par le générateur AVTECH.

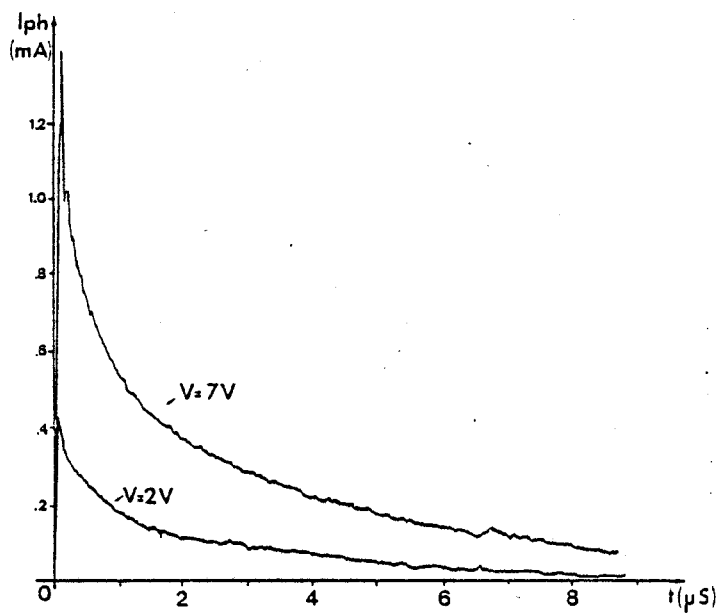


$F = 80 \text{ KHz}$ $1 \mu\text{s}$
 5 mV/div

500 ps/div
 5 mV/div

Figure III.11. a) Réponse impulsionnelle au laser picoseconde ($\lambda = 514,5 \text{ nm}$)

GaAlAs/GaAs (49-1N) $d=10\mu$; $V_{DS} = 2,5 \text{ V}$; $P_L = 90 \text{ nW}$.



$F = 80 \text{ KHz}$



Figure III.11.b) Réponse impulsionnelle au laser picoseconde ($\lambda = 514,5 \text{ nm}$)

GaAs : $d = 10 \mu\text{m}$.

$P_L = 130 \mu\text{W}$.

2°) - MESURES SUR GaInAs/InP et GaInAs.

Ces mesures ont été effectuées à la longueur d'onde $1,5 \mu\text{m}$. A titre d'exemple nous donnons figure III.12 a) les résultats typiques obtenus sur le photoconducteur GaInAs/InP (85-1N) de distance interélectrode $10 \mu\text{m}$. La puissance lumineuse moyenne sur cet échantillon est de 50 nW et la tension de polarisation 3 V . Le temps de réponse de cet échantillon est de l'ordre de 60 ns . A titre d'information, nous présentons figure III.12 b, la réponse d'une photodiode germanium Ge, qui nous a permis de contrôler la durée de l'impulsion lumineuse à cette longueur d'onde.

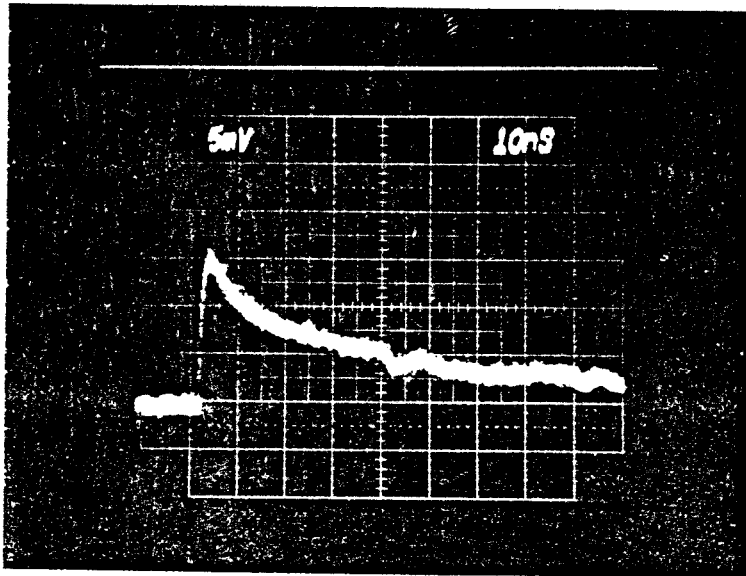
Nous avons également étudié l'influence de la tension de polarisation et de la puissance lumineuse moyenne grâce à un jeu de densités optiques. Les résultats sont présentés figure III.13 ; on constate que :

- plus la puissance lumineuse est faible, plus le temps de réponse est long et plus le photocourant impulsionnel initial est faible,

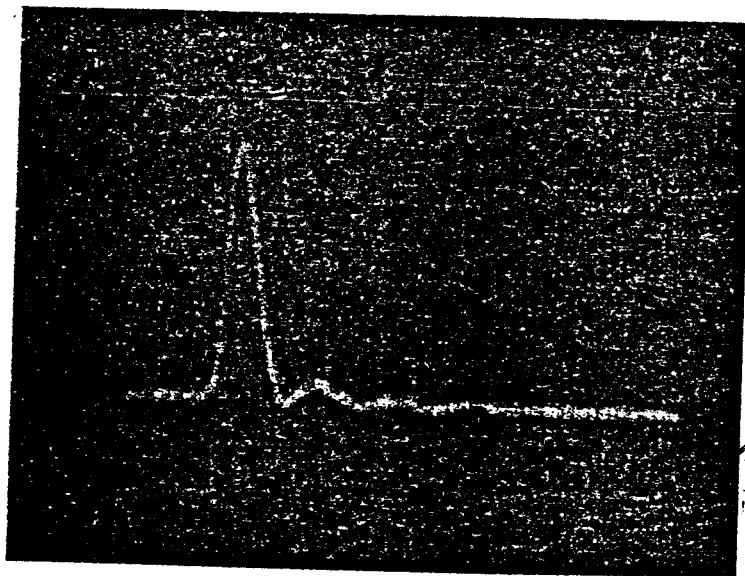
- plus la tension de polarisation est grande et plus le photocourant initial est élevé. Cet effet tend à disparaître au-delà d'une certaine valeur (sensiblement 5 V pour une distance interélectrode de $10 \mu\text{m}$) conformément aux résultats relatifs au gain statique.

Il apparaît donc que la durée de vie τ_v dépend de la puissance lumineuse incidente, et que la valeur du photocourant initial pourrait être liée au temps de transit des porteurs.

Quelques réponses impulsionnelles de ces échantillons GaInAs/InP et GaInAs ont également été observées au laser picoseconde ($514,5 \text{ nm}$). Les résultats présentés figure III.14 montrent un comportement analogue à ceux obtenus à $1,55 \mu\text{m}$.



a)



b)

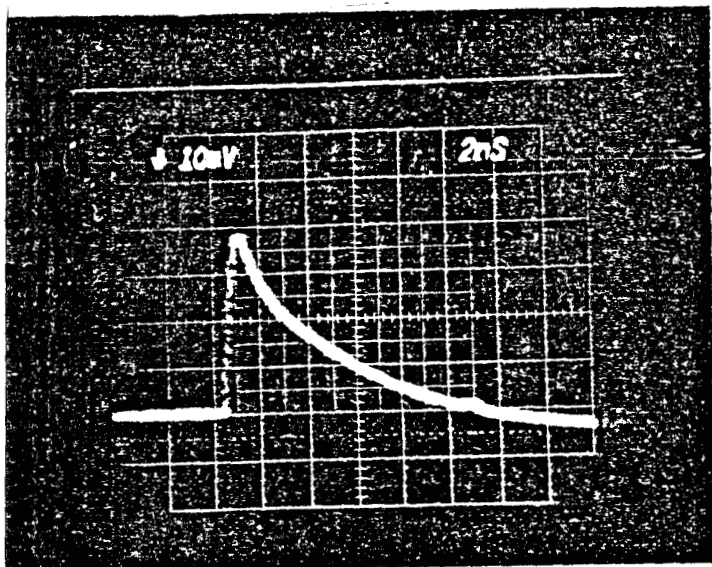
500 ps/div
5 mV

Figure III.12.

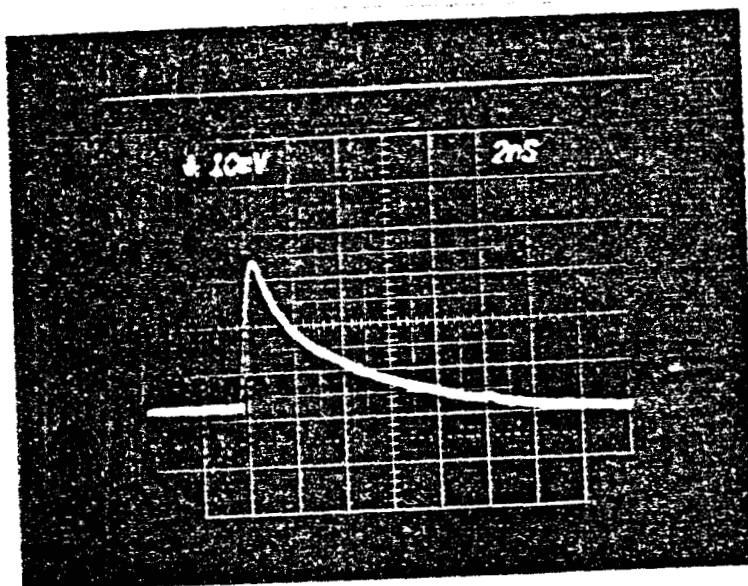
Réponse impulsionnelle à 1,5 μm .

a) Photoconducteur GaInAs/InP (85-1N) ; $d = 10 \mu\text{m}$; $V_{DS} = 5 \text{ V}$ $P_L = 50 \text{ nW}$

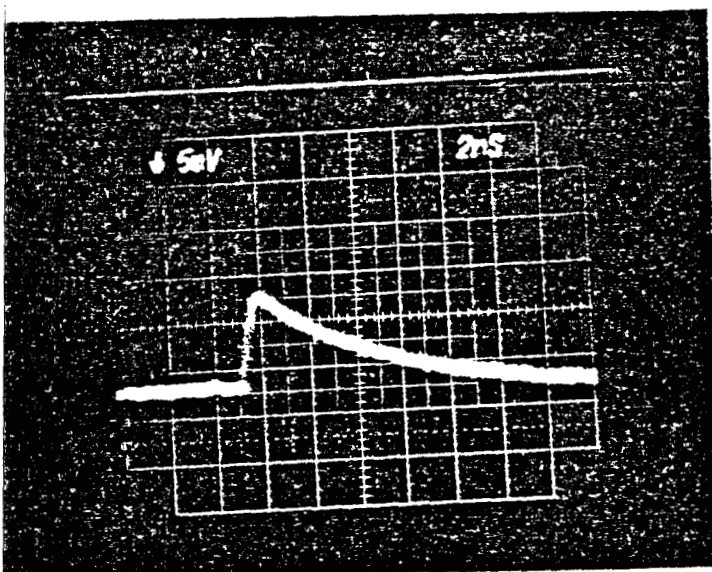
b) Photodiode germanium. ($V = 21 \text{ V}$ (avalanche)).



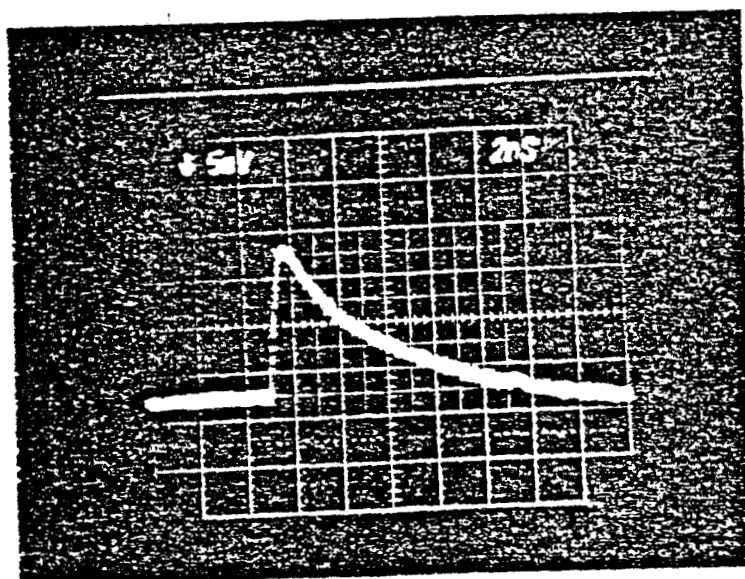
50 nW ; 5V



50 nW ; 3V



3V ; 15 nW

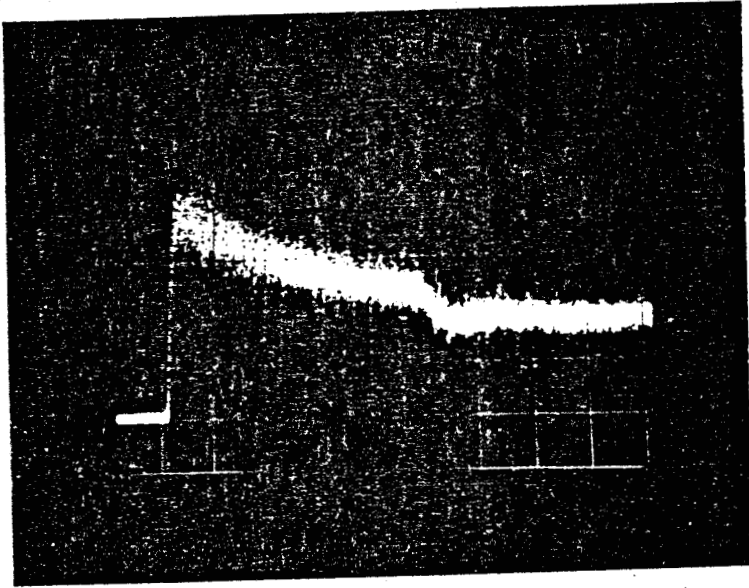


3V ; 25 nW

Figure III.13.

Influence de la tension, de la puissance lumineuse sur le temps de réponse d'un photoconducteur. Echantillon GaInAs/InP (85-1N) ; $d = 10 \mu\text{m}$; $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

a) $V_{DS} = 3 \text{ V}$, $F = 80 \text{ KHz}$; 2 ns/div
 10 mV/div



b) $V_{DS} = 2,5 \text{ V}$, $F = 80 \text{ KHz}$; 2 ns/div
 5 mV

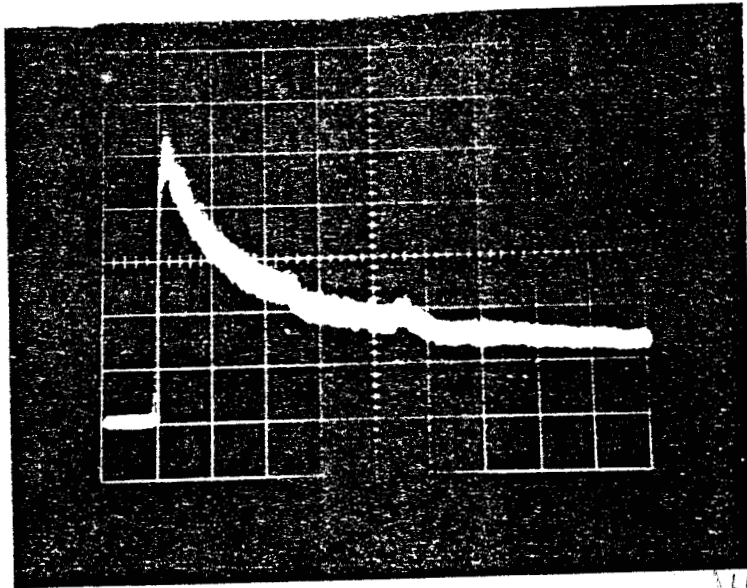


Figure III.14.

Réponse impulsionnelle au laser picoseconde (514,5 nm) de l'échantillon

a) GaInAs/InP (46-1N) 10 μm .

b) GaInAs (47-1N) 10 μm .

D - BRUIT DANS LES PHOTOCONDUCTEURS.

- COMPORTEMENT GENERAL.

Un composant, même possédant un gain élevé, n'est intéressant que dans la mesure où son bruit n'est pas trop élevé. Nous avons donc envisagé de déterminer le niveau de bruit des photoconducteurs que nous avons réalisés et tenté de comprendre les mécanismes physiques à l'origine de ce bruit. Les mesures ont été effectuées dans la gamme 10 MHz - 1,5 GHz en obscurité et en régime d'éclairement pour différentes puissances lumineuses. Les résultats obtenus sont présentés figures III.15 a) et b) respectivement pour les échantillons sur GaAs (44-1N) et GaAlAs/GaAs (49-1N) et figures III.16 a), b) et c) pour les échantillons GaInAs (47-1N) et GaInAs/InP (46-1N et 85-1N). Toutes ces courbes montrent que :

- le bruit en obscurité basses fréquences est relativement important, surtout pour les matériaux autres que le GaAs.

- Le bruit en obscurité ou sous éclairement diminue lorsque la fréquence augmente.

- Le bruit dû à l'éclairement augmente avec le niveau de la puissance lumineuse.

- Le bruit hautes fréquences est faible et voisin du niveau de bruit thermique.

Avant d'étudier le bruit en régime d'éclairement, considérons ses propriétés en obscurité.

1°) - BRUIT EN OBSCURITE.

1.1 - Influence du matériau.

Nous avons tenté de comparer le bruit d'obscurité pour différents photoconducteurs. Cette comparaison est présentée figures III.17 a) et b). Elle montre que ce bruit dépend de la nature du matériau et des couches épitaxiées.

On constate en effet que le bruit d'obscurité de l'échantillon GaAs (44-1N) ayant un courant d'obscurité élevé, est le plus faible. Parmi les trois échantillons GaAlAs/GaAs, c'est celui qui a le courant d'obscurité le plus élevé qui a le bruit d'obscurité le plus faible. Il s'agit de l'échan-

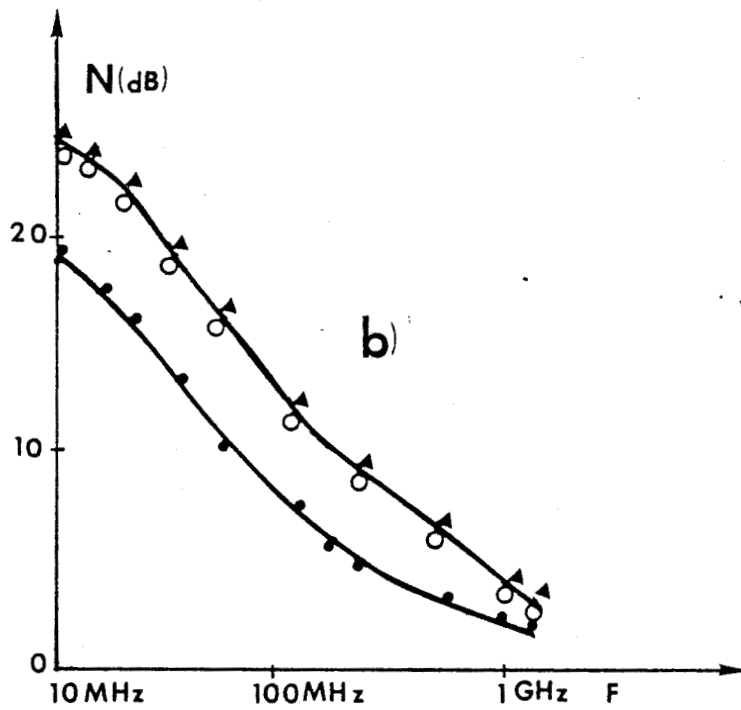
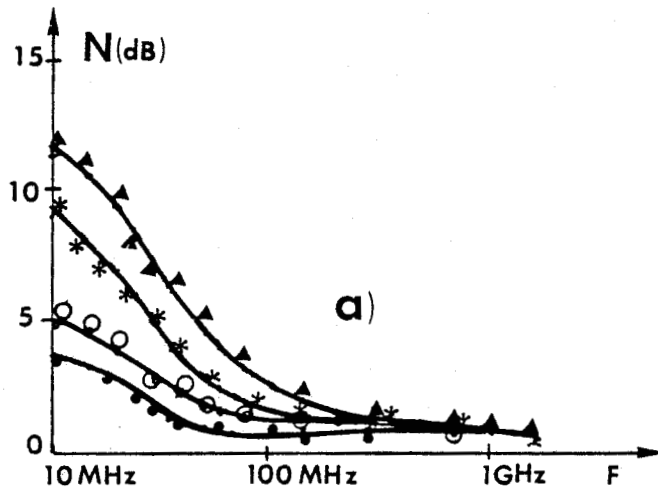


Figure III.15.

Bruit en fonction de la fréquence . $V_{DS} = 2 \text{ V}$; $d = 10 \text{ }\mu\text{m}$; $\lambda = 0,632 \text{ }\mu\text{m}$.

a) GaAs (44-1N) $10 \text{ }\mu\text{m}$... obscurité, ooo $P_L = 0,6 \text{ }\mu\text{W}$, *** $P_L = 1,5 \text{ }\mu\text{W}$,
 $\Delta\Delta\Delta : P_L = 5 \text{ }\mu\text{W}$

b) GaAlAs/GaAs 53-1N. ... obscurité, ooo $P_L = 0,5 \text{ }\mu\text{W}$, $\Delta\Delta\Delta P_L = 5 \text{ }\mu\text{W}$.

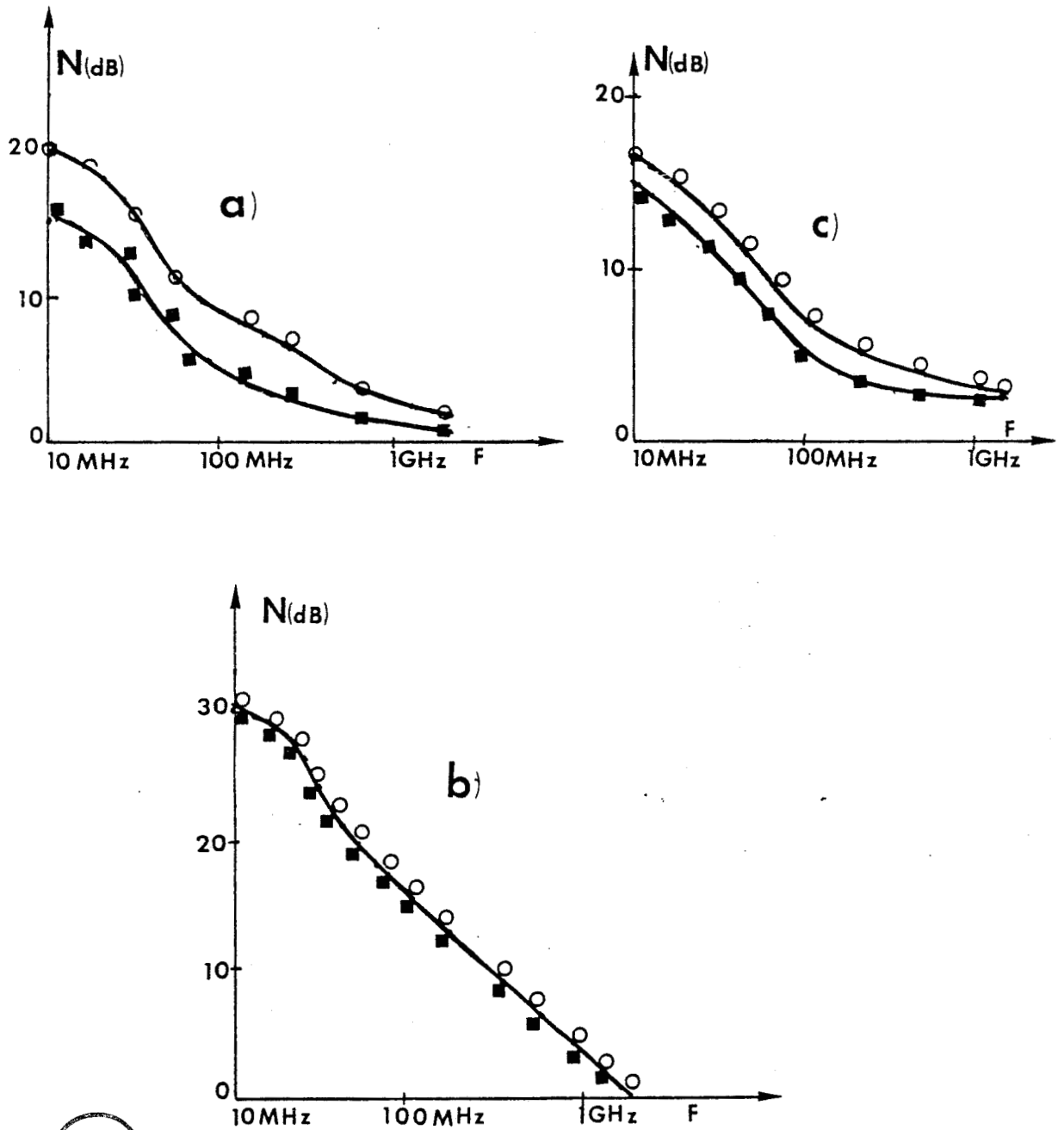


Figure III.16.

Bruit en fonction de la fréquence . $V_{DS} = 2 V$; $d = 10 \mu m$; $\lambda = 0,632 \mu m$
 ■■ obscurité, ooo $P_L = 2,5 \mu W$

a) GaInAs (47-1N)

b) GaInAs/InP (46-1N)

c) GaInAs/InP (85-1N)

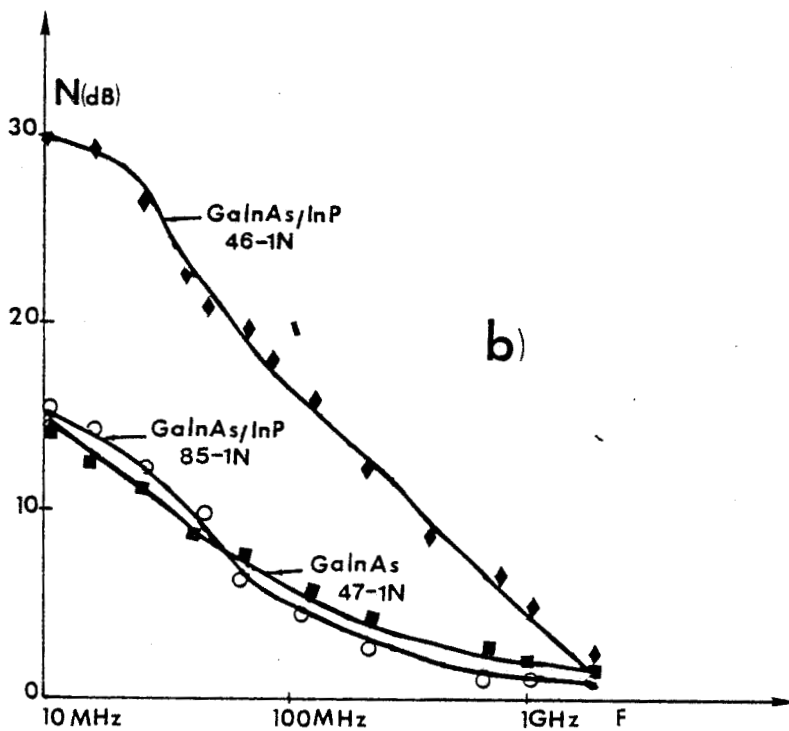
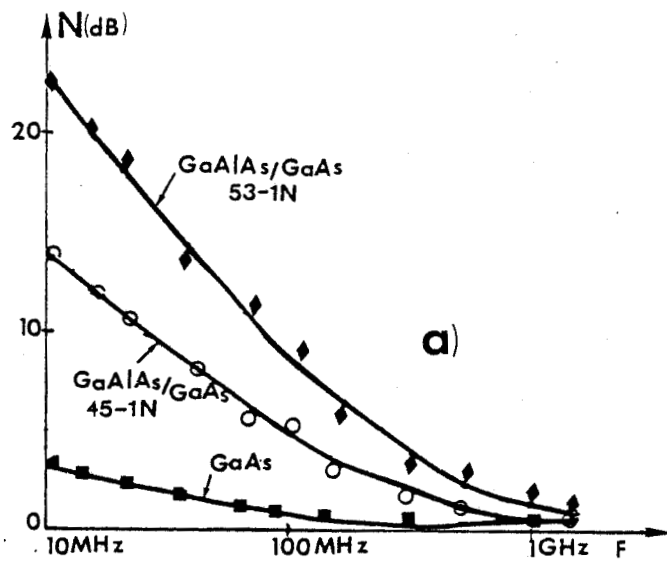


Figure III, 17.



Bruit d'obscurité en fonction de la fréquence. $V_{DS} = 2 V$, $d = 10 \mu m$

a) GaAs (44-1N), $I_{obs} = 42 \text{ mA}$; GaAlAs/GaAs (45-1N), $I_{obs} = 68 \text{ mA}$ et GaAlAs/GaAs (53-1N), $I_{obs} = 10 \text{ mA}$.

b) GaInAs/InP (85-1N), $I_{obs} = 15,2 \text{ mA}$; GaInAs/InP (46-1N), $I_{obs} = 4,2 \text{ mA}$ et GaInAs (47-1N), $I_{obs} = 0,6 \text{ mA}$

tillon 45-1N dont le taux d'aluminium de la couche GaAlAs est de 18 %.

Des études similaires menées sur les échantillons GaInAs et GaInAs/InP montrent que l'échantillon 85-1N ayant le courant d'obscurité le plus élevé a un bruit moins intense que celui du 46-1N mais du même ordre de grandeur que le 47-1N. Notons que la présence d'une interface semble augmenter ce bruit aux plus basses fréquences ; ce résultat est particulièrement net sur les figures III.17a) et b).

Ces observations semblent montrer que le bruit d'obscurité pourrait être fortement lié à la qualité du matériau et en particulier à la quantité de pièges qui y sont présents.

C'est pourquoi nous avons également effectué des mesures de bruit d'obscurité pour plusieurs distances interélectrodes en maintenant le courant d'obscurité constant. A titre d'exemple nous présentons ici les résultats obtenus pour deux types d'échantillons: le GaAs (44-1N) et le GaAlAs/GaAs (45.1N).

Dans la gamme de fréquences 10 MHz - 70 MHz, le bruit d'obscurité augmente de presque 2,5 dB pour le 44 - 1N et de 3 dB pour le GaAlAs/GaAs lorsque la distance interélectrode double comme le montre les figures III.18 a) et b). Le bruit d'obscurité (aux plus basses fréquences) double donc pratiquement lorsque la distance interélectrode double.

Le bruit dans un photoconducteur varie donc proportionnellement au volume du matériau semiconducteur (ou à la surface entre contacts) aux plus basses fréquences. Comme la présence d'une interface tend à augmenter le bruit aux plus basses fréquences, on peut donc penser que ce bruit est dû à la présence de pièges d'interface.

1.2 - Influence de la température.

Afin de tenter de mettre en évidence l'influence d'éventuels phénomènes de piégeage sur les propriétés de bruit, des mesures de bruit d'obscurité, ont été effectuées pour plusieurs températures comprises entre + 80° C et - 100° C et en fonction de la fréquence.

Les résultats sont présentés figures III.19 a) et b) respectivement pour les échantillons GaAs (44-1N) et GaAlAs/GaAs (45-1N). Le bruit est pratiquement constant en hautes fréquences et augmente sensiblement avec la température. Le bruit des photoconducteurs en hautes fréquences est peut être essentiellement d'origine thermique. En basses fréquences, l'effet de la température semble agir dans le même sens mais de façon plus nette. Ces résultats semblent confirmer l'hypothèse selon laquelle, ce bruit est lié à un phénomène de piégeage-dépiégeage exalté par la présence de pièges de surface ou d'interface. La détermination d'une

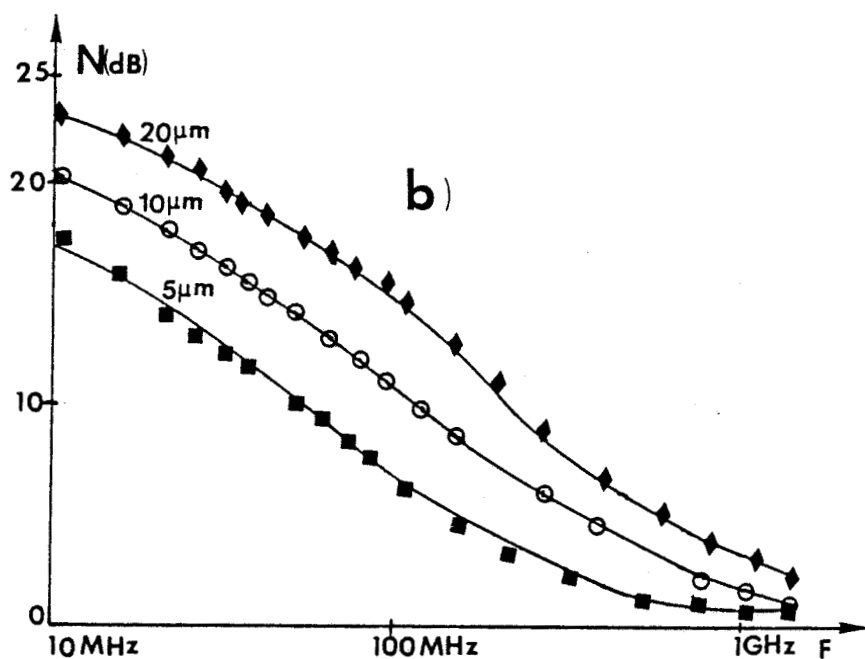
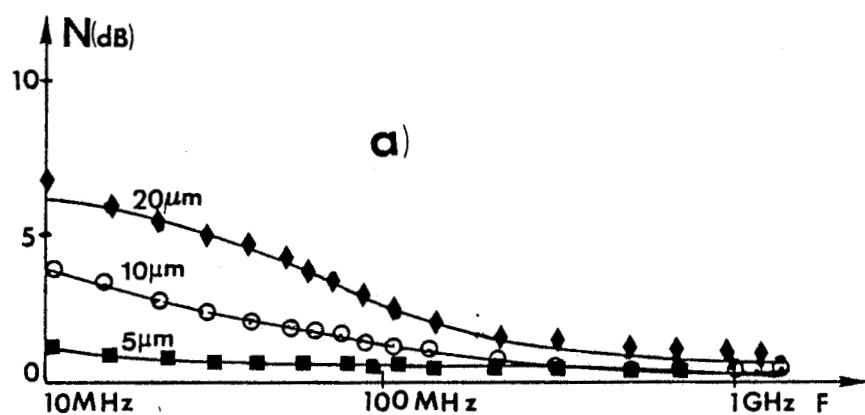


Figure III.18.

Bruit d'obscurité en fonction de la fréquence pour trois distances inter-électrodes à courant constant.

a) GaAs (44-1N), $I_{obs} = 30 \text{ mA}$

b) GaAlAs/GaAs (45-1N) $I_{obs} = 30 \text{ mA}$



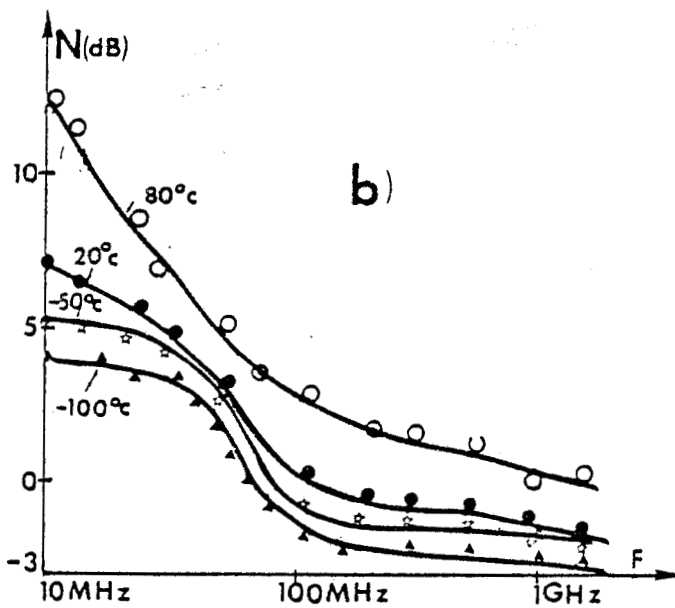
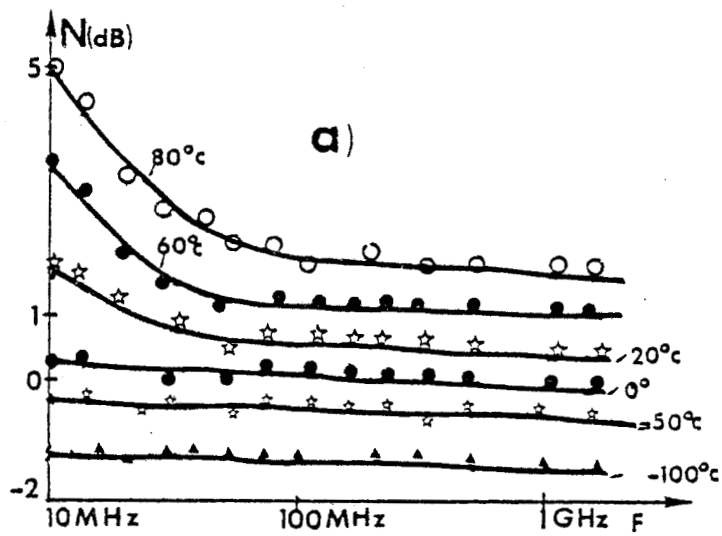


Figure III.19,

Bruit d'obscurité en fonction de la fréquence pour plusieurs températures.

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

$I_{\text{obs}} = 30 \text{ mA}$

a) GaAs (44-1N)

b) GaAlAs/GaAs (45-1N)

énergie d'activation des pièges devrait pouvoir être effectuée en admettant un comportement fréquentiel du type $1/1 + \tau^2 \omega^2$, compatible à un phénomène de génération recombinaison régi selon une loi de Poisson. Nous avons effectué quelques tentatives en ce sens, pour en tirer les fréquences critiques $\frac{1}{2\pi\tau}$ correspondantes et leur évolution en fonction de la température conformément à une loi du type Boltzmann :

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{E}{KT}\right) \quad \text{III.2}$$

où E est l'énergie d'activation du piège.

Cependant le domaine de fréquences exploré semble trop petit et les mécanismes ne semblent pas suffisamment purs pour permettre des investigations quantitatives aisées.*

1.3 - Influence des conditions de polarisation.

Nous avons également étudié l'influence de la polarisation sur le bruit d'obscurité. Les figures III.20 a) et b) montrent l'évolution du bruit d'obscurité avec le courant de polarisation à 10 MHz. Ces mesures ont été effectuées sur les échantillons GaAs, GaAlAs/GaAs (45-1N) et GaInAs/InP (85-1N). Le niveau de bruit d'obscurité exprimé en dB varie proportionnellement avec le courant de polarisation. Des expériences comparables ont été menées à la fréquence de 1,5 GHz. A titre d'exemple, les mesures effectuées à 1,5 GHz sur les échantillons de distance interélectrode 5 μm montrent (figure III.21) pour le GaAlAs/GaAs (45-1N) et le GaInAs/InP (85-1N) qu'au delà de 2,5 V, le bruit tend à augmenter assez fortement. Les caractéristiques I(V) de ces deux échantillons présentées figure III.22 tendent à présenter une saturation pour des tensions supérieures à 2,5 V. Cet effet de saturation de la caractéristique I(V) accompagné d'une forte augmentation de bruit, apparaît à 1,5 V pour le composant GaAs comme le montre la figure III.23.

Le bruit à cette fréquence étant essentiellement d'origine thermique, ce phénomène pourrait être attribué à un transfert des électrons de la vallée Γ vers la vallée L. (6., 7.).

Il existe donc pour un photoconducteur, une tension optimale de polarisation pour laquelle le rapport signal sur bruit est maximal. En effet, le gain d'un photoconducteur augmente linéairement avec la tension de polarisation et peut atteindre un état de saturation. (figures III. 1 et 2).

Un certain nombre de travaux effectués par ailleurs (8) suggèrent que cette tension de polarisation, obtenue sur un échantillon GaInAs de distance interélectrode 4 μm , serait expérimentalement de l'ordre de 1,4 V et vaudrait 2,45 V selon des calculs effectués par ces mêmes auteurs.

Cependant un essai d'interprétation sera donné en annexe 3.

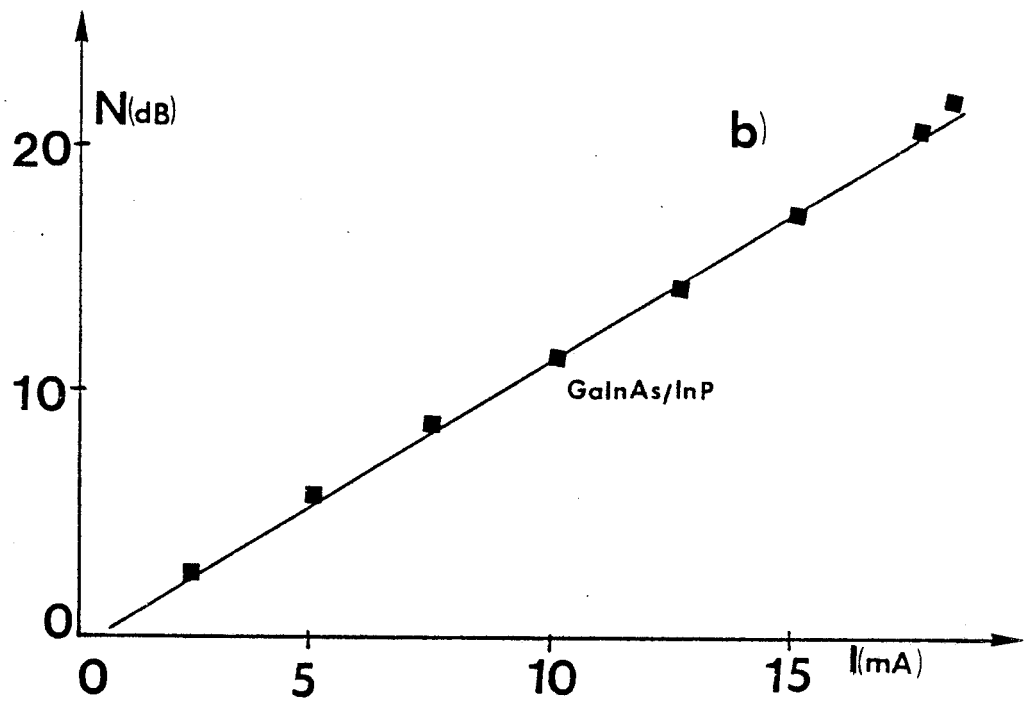
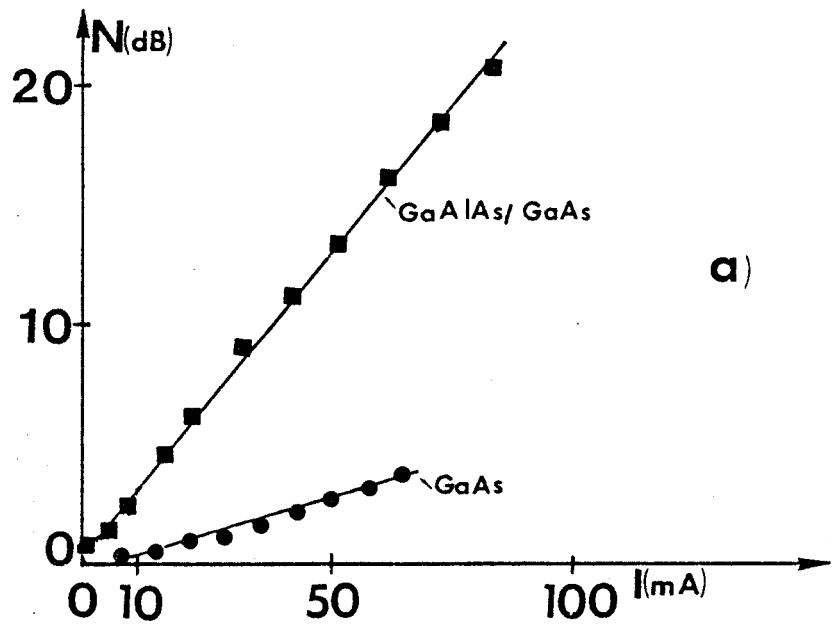


Figure III.20.

Variation du bruit d'obscurité avec le courant de polarisation à $F = 10$ MHz.

a) GaAlAs/GaAs (45-1N) et GaAs (44-1N)

b) GaInAs/InP (85-1N).

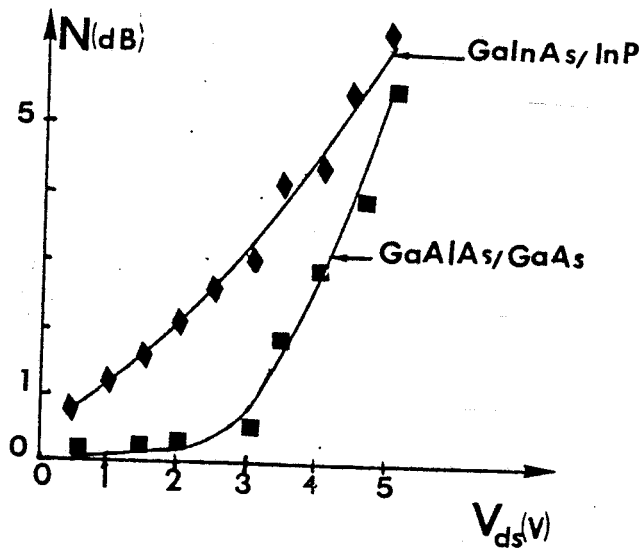


Figure III.21 : Evolution du bruit d'obscurité en fonction de la tension à 1,5 GHz du GaInAs/InP (85-1N) 5 μm et du GaAlAs/GaAs (45-1N) 5 μm .

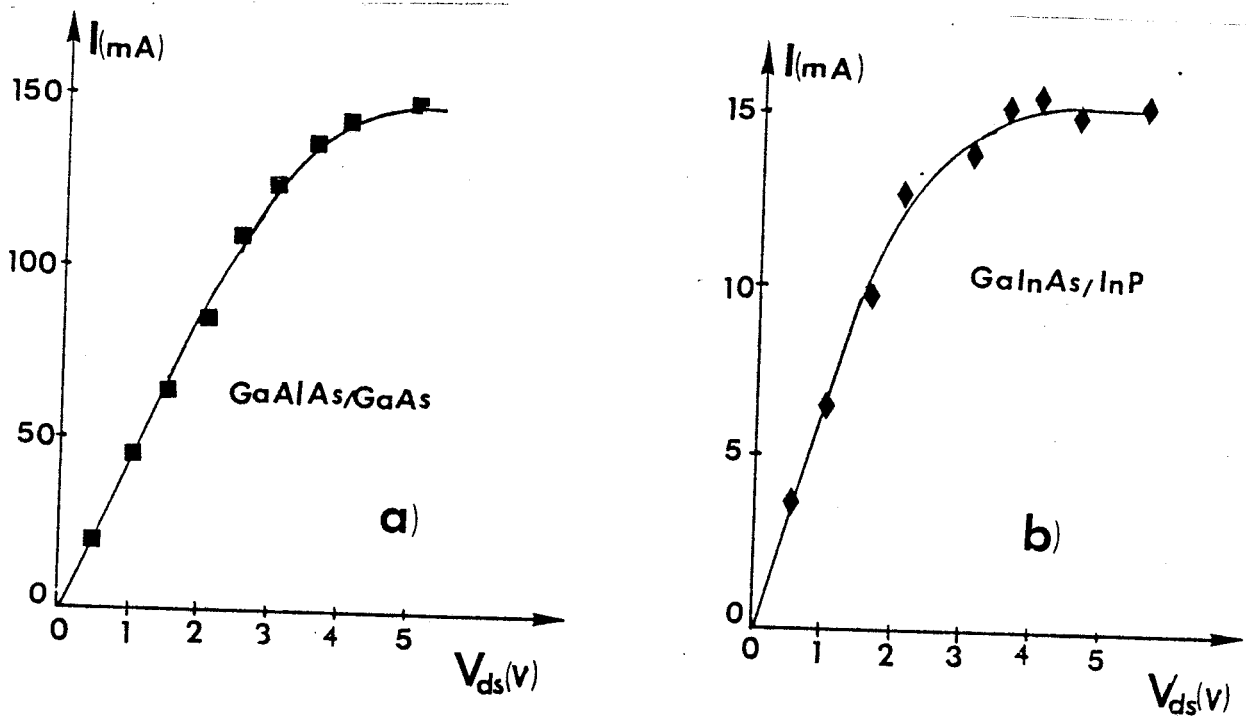


Figure III.22 Caractéristique I(V).

a) GaAlAs/GaAs (45-1N) 5 μm

b) GaInAs/InP (85-1N) 5 μm



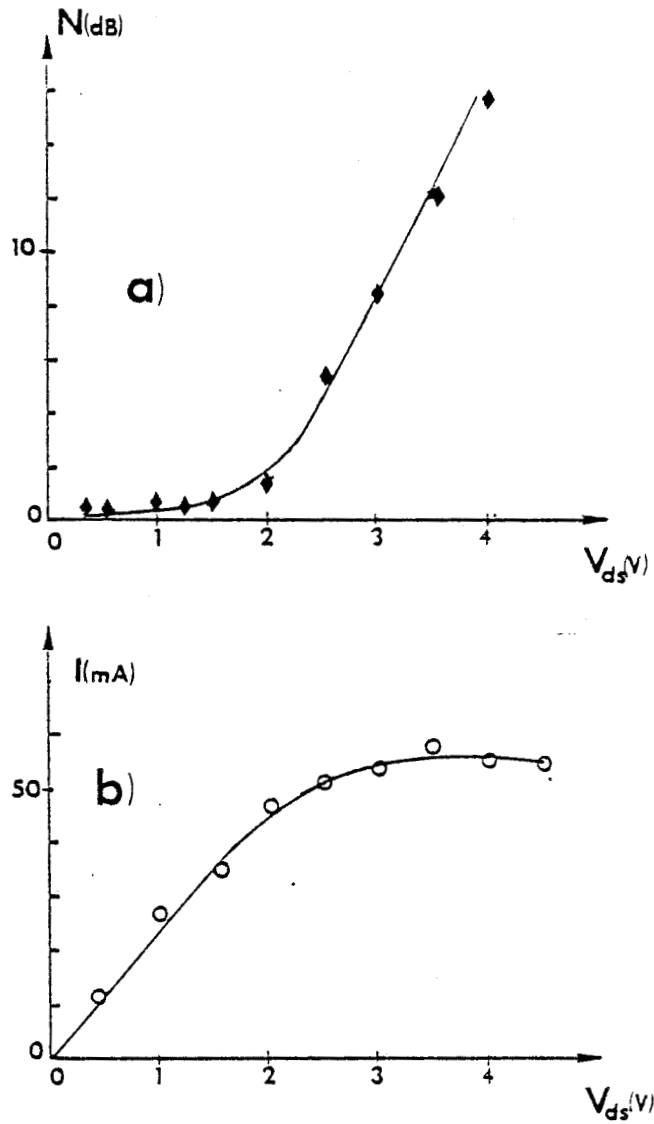


Figure III.23 - Echantillon GaAs (44-1N) 5 μ m.

a) Bruit d'obscurité en fonction de la tension à 1,5 GHz

b) Caractéristique $I(V)$.



2°) - BRUIT SOUS ECLAIREMENT.

Le bruit d'obscurité semble donc être fortement lié à la qualité du matériau, notamment à la présence des pièges d'interface et dans l'état actuel des possibilités de croissance épitaxiale, ce bruit d'obscurité est prépondérant pour des fréquences inférieures à 100 MHz. Il pourrait devenir beaucoup plus faible par une amélioration des méthodes de croissance. Dans ce cas, le bruit d'éclairement peut devenir prépondérant.

Un résultat important des études effectuées au laboratoire sur les photoconducteurs GaAs de type n est que le bruit d'éclairement de ce composant est, à gain identique, inférieur, à celui d'une photodiode à avalanche (2). Dans ce travail, nous étudierons également les propriétés du bruit d'éclairement pour tous les photoconducteurs réalisés. Cette analyse sera exposée plus en détails dans le prochain chapitre.

E - CONCLUSION.

Dans ce chapitre, nous avons présenté les principaux résultats expérimentaux relatifs aux photoconducteurs III-V réalisés (gains statique et dynamique, réponse impulsionnelle, bruit d'obscurité et sous éclairage). Il apparaît surtout que ces propriétés sont dépendantes de la nature des épitaxies utilisées, et semblent être reliées à deux principaux mécanismes : les phénomènes de piégeages et le temps de transit des porteurs. Le chapitre suivant est consacré à une interprétation plus quantitative de ces phénomènes.

BIBLIOGRAPHIE.

CHAPITRE III.

- (1) "Contribution à l'étude des phénomènes de conduction dans les photo-résistances planaires en GaAs : application à la conception d'un photo-détecteur de gain élevé", Thèse 3^o cycle, Lille, Mars 1984, M. BERDAI.
- (2) "Etude des phénomènes de photoconduction dans l'AsGa : application à la réalisation d'une tête optique intégrée", Thèse 3^o cycle, Lille, Sept. 1984, J.P. VILCOT,
- (3) "Temperature effects on high gain photoconductive detectors", Electronics letters, vol. 20, n^o 2, pp. 86-88. J.P. VILLOT, J.L. VATERKOWSKI, D. DECOSTER, M. CONSTANT, 1983.
- (4) "Quantum oscillation at a Ga_{0,47}In_{0,53}/InP hétérojunction interface", R.J. NICOLAS, M.A. BRUMMELL, J.C. PORTAL, M. RAZEGHI, M.P. POISSON, Solid State Communications, vol. 43, n^o 11, 1982.
- (5) "Noise and dynamical gain studies of GaAs photoconductive detectors", J.P. VILCOT, D. DECOSTER, L. RACZY, M. CONSTANT. Electronics letters, vol. 20, n^o 7, pp. 274-275, 1984.
- (6) "1,5 GHz operation of an Al_xGa_{1-x}As/GaAs modulation doped photoconductive detector", Electronics letters 1st september 1983, vol. 19, n^o 18, Y.M. PANG, C.Y. GHEN, P.A. GARBINSKI.
- (7) "Modulation doped Ga_{0,47}In_{0,53}As/Al_{0,48}In_{0,52}As planar photoconductive detectors for 1 - 1,55 μ m applications", Appl. Phys. Lett. 43 (1), 1 August 1983, C.Y. CHEN, Y.M. PANG, P.A. GARBINSKI, A.Y. CHO and K. ALAVI
- (8) "Dark noise of Ga_{0,47} + In_{0,53}As photoconductive detectors". Electronics letters 21 st November 1985, vol. 21, n^o 24, J.K.O. SIN, C.A.T. SALAMA.

- (9) "Low-noise $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$: Fe photoconductive detectors for optical communication". I.E.E.E. trans. on Electron. Devices, vol. ED.33, n° 1 January 1986. MULPURI V. RAO, PALLAB K. BHATTACHARYA and CHUNG-YIN-CHEN.
- (10) "Fluctuation phenomena in semi-conductors"; A. VAN DER ZIEL, N.Y. Academic, 1959.

Dans ce chapitre, nous interprétons les résultats expérimentaux que nous avons obtenus sur les photoconducteurs planaires réalisés au laboratoire, Nous tentons de rendre ces interprétations aussi générales que possible pour les appliquer à l'ensemble des photoconducteurs planaires. Une confrontation entre résultats expérimentaux et théoriques sera systématiquement effectuée afin de vérifier les limites de validité de ces modèles.

I - INTERPRETATION DES PHENOMENES DE PHOTOCONDUCTION EN REGIME STATIQUE ET DYNAMIQUE.

Deux phénomènes physiques sont à la base des phénomènes de photoconduction : la durée de vie et le temps de transit des porteurs.

Puisque la durée de vie est gouvernée par des phénomènes de piégeage, ainsi que l'ont montré nos études expérimentales présentées au chapitre précédent, l'influence de la température doit être déterminante sur les valeurs du gain statique de ces composants. Nous commençons donc cette étude par tenter de mettre au point un modèle qui puisse rendre compte des variations expérimentales du gain en fonction de la température. Nous essayerons ensuite de contrôler si cette modélisation est capable de rendre compte d'autres faits expérimentaux tels les variations de gain avec la tension de polarisation, le gain dynamique et le temps de réponse. Les cas du GaAs, GaInAs et des hétérostructures GaInAs/InP et GaAlAs/GaAs seront examinés.

A - INFLUENCE DE LA TEMPERATURE SUR LE GAIN STATIQUE.

1°) - Photoconducteur sur GaAs.

Un modèle permettant de décrire le mécanisme de photoconductivité dans ce composant a déjà été proposé (2) et nous en rappelons les principaux aspects ; nous comparons les résultats théoriques qui en sont issus à nos résultats expérimentaux.

a) Modélisation de la durée de vie τ_v .

De nombreuses études sur le GaAs (1, 2, 15, 18) ont montré que ce matériau est caractérisé en surface par une densité de charge Q_{ss} . Nous appelons par la suite potentiel de surface ϕ , le potentiel dû à cette accumulation de charge en surface. Cette charge Q_{ss} induit au voisinage de la surface une courbure des bandes d'énergie qui, dans le cas du GaAs N, prend l'allure présentée figure IV.1. Cette courbure est caractérisée par une zone déserte Z_d pour les électrons et un puits de potentiel pour les trous que nous assimilons au potentiel de surface ϕ .

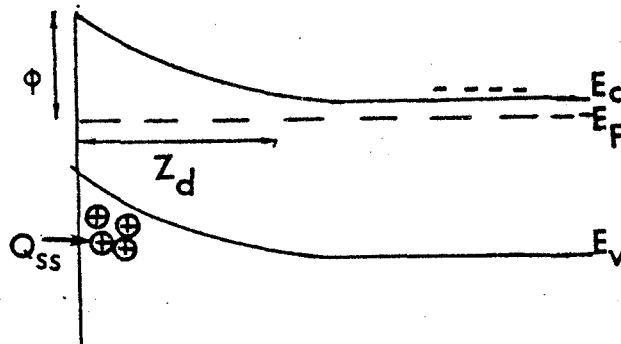


Figure IV.1.

Courbure des bandes d'énergie au voisinage de la surface du GaAs dopé N.

La zone déserte Z_d est donnée par l'expression suivante :

$$Z_d = \frac{Q_{ss}}{qN_D} \quad \text{IV.1}$$

avec Q_{ss} densité de charges en surface.

q charge de l'électron

N_D dopage du matériau.

Le potentiel ϕ est lié à la densité de charge Q_{ss} et au dopage N_D du matériau par la relation

$$\phi = \frac{Q_{ss}^2}{2q\epsilon N_D}$$

IV.2

où ϵ est la permittivité du matériau.

Dans le cadre de cette hypothèse, il y aura séparation spatiale entre électrons et trous photocréés. En effet, il ne pourra y avoir recombinaison entre les électrons et les trous photocréés que dans la mesure où les électrons parviennent à franchir cette barrière de potentiel ϕ , et cela d'autant plus facilement que la température est élevée. Partant d'études expérimentales du gain en fonction de la température, des travaux effectués au laboratoire sur ce type de photoconducteur, ont montré que la durée de vie τ_v dans ce composant peut se mettre sous la forme d'une loi du type Boltzmann, donnée par : (1,2,6)

$$\tau_v = \tau_0 \exp\left(\frac{q\phi}{kT}\right)$$

IV.3

avec k constante de Boltzmann

T température absolue

τ_0 temps moyen nécessaire aux trous pour traverser la zone de charge d'espace par agitation thermique.

Les porteurs photocréés, modifient la répartition des charges en surface et tendent à diminuer le potentiel ϕ . La durée de vie τ_v dépend donc aussi de la puissance lumineuse. L'expression IV.3 devient, pour une puissance lumineuse P_L donnée, et, en tenant compte de l'expression IV.2 qui donne la hauteur de la barrière de potentiel en fonction de la densité de charge de surface :

$$\tau_v = \tau_0 \exp\left[\frac{1}{2\epsilon N_D kT} \left(Q_{ss} - \frac{q\eta P_L \tau_v}{h\nu \cdot S}\right)^2\right]$$

IV.4

avec η rendement quantique

$h\nu$ énergie d'un photon

S surface photosensible de l'échantillon.

Les valeurs de τ_v ont été calculées à l'aide d'un programme basic sur un microordinateur Hewlett Packard en utilisant l'expression IV.3.

b) Gain statique.

A partir de cette expression IV.4 de la durée de vie τ_v , le gain statique du photoconducteur sur GaAs peut être calculé si l'on détermine le temps de transit τ_t des porteurs. En effet, rappelons que ce gain est donné par :

$$G_o = \frac{\tau_v}{\tau_t} \quad \text{IV.15}$$

avec τ_t temps de transit des porteurs.

En introduisant l'expression de τ_v , on obtient :

$$G_o = \frac{\tau_o}{\tau_t} \exp \left[\frac{1}{2eN_DKT} \left(Q_{ss} - \frac{q\eta^p L \tau_v}{h\nu S} \right)^2 \right] \quad \text{IV.6}$$

Le gain statique a été calculé à partir de la relation IV.6, pour trois puissances lumineuses et pour une tension de polarisation de 2 V en tenant compte, pour la détermination du temps de transit, d'une distribution triangulaire du champ électrique et de la caractérisation $v(E)$ et de sa variation avec la température (7 , 8). Les gains statiques ont été calculés à l'aide de ce modèle pour plusieurs températures comprises entre + 70° C et - 140° C. Les résultats ont été obtenus pour trois puissances lumineuses à la longueur d'onde de 0,632 μm et en considérant un échantillon de distance interélectrode 10 μm . Ces résultats et les mesures expérimentales obtenues dans les mêmes conditions électriques et optiques sont présentés figure IV.2. On constate pour toutes les températures explorées et pour les trois puissances lumineuses, un bon accord entre les deux types de résultats. Ceci semble donc montrer que les mécanismes de photoconduction sont régis par les phénomènes de piégeages en surface dans ce composant et que le modèle de la durée de vie τ_v proposé est susceptible de décrire ces phénomènes de piégeage en surface.

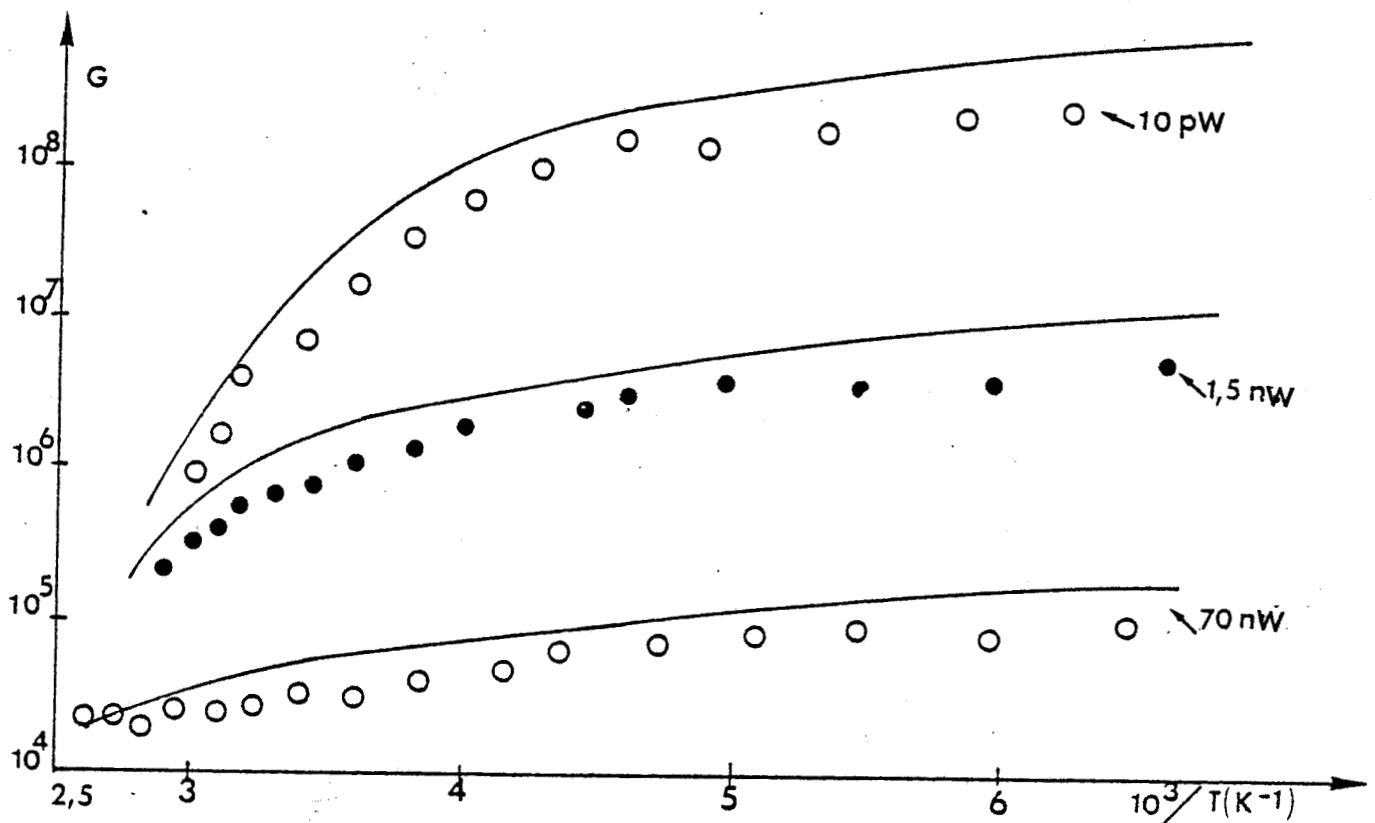


Figure IV.2.

Gain statique en fonction de la température.

... expérience

— théorie ($\phi = 0,6$ eV; $N_D = 10^{17}$ cm^{-3})

GaAs (44-1N) 10 μm ; $V_{DS} = 2V$; $\lambda = 0,632$ μm

2°) - Photoconducteur de type GaInAs.

On peut penser, comme dans le cas du GaAs, que la durée de vie dans ce photoconducteur pourrait être liée à un phénomène de piégeage en surface. Dans cette hypothèse, nous admettons que le GaInAs est caractérisé par une charge de surface faible et donc un potentiel de surface relativement faible.

Cependant, les gains expérimentaux en fonction de la température, présentés figure IV.3, montrent un comportement qui révèle peut-être la coexistence de deux types de mécanismes. Ces deux mécanismes pourraient être :

- un effet de piégeage en surface prépondérant pour des températures supérieures à 250 K.

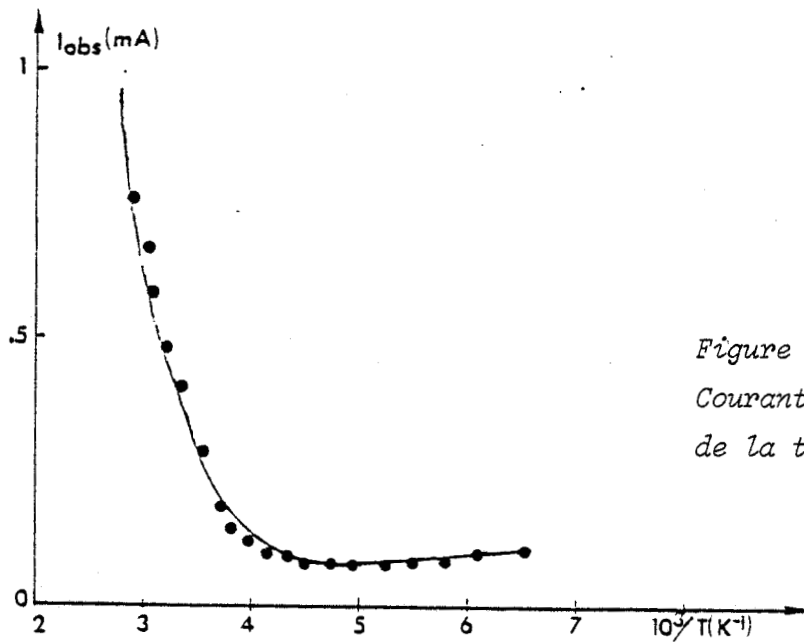
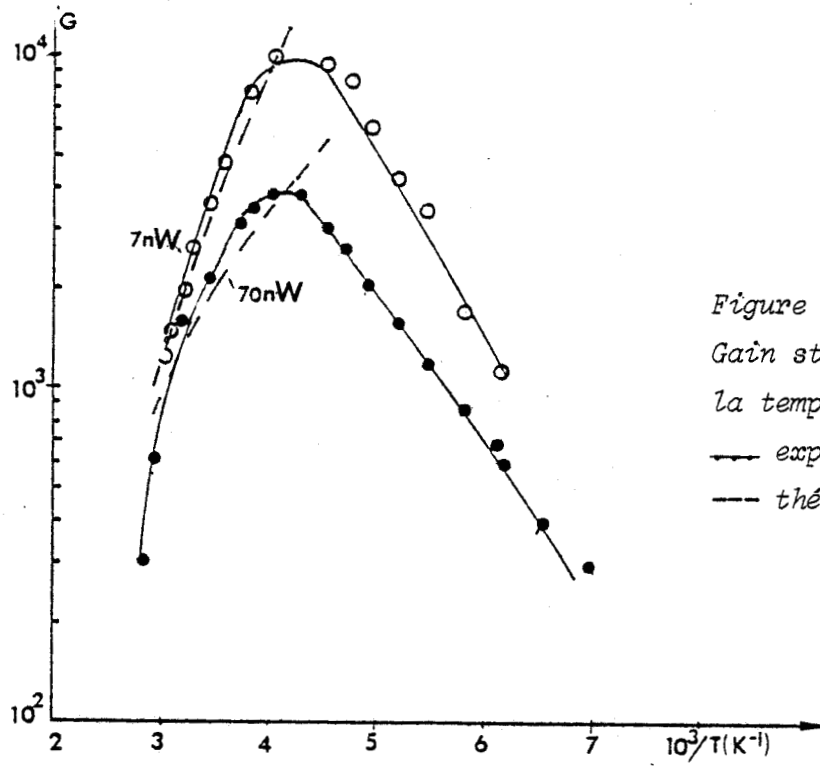
- un effet lié à un phénomène de recombinaison pour des températures inférieures à 250 K et qui serait dépendant de la qualité du matériau.

Ce deuxième effet semble confirmé par la variation du courant d'obscurité avec la température présentée figure IV.4 et qui montre une forte diminution lorsque la température diminue.

Notons cependant que la couche d'InP de ce composant étant enlevée par attaque chimique, les mesures ont été effectuées à 0,632 μm (laser HeNe) et ceci pour faciliter la mise au point du banc de mesure.

Etant donnée la coexistence de deux effets, nous limitons la comparaison entre expérience et théorie pour des températures supérieures à 250 K. On constate figure IV.3 où nous avons aussi présenté les gains calculés à partir de l'expression IV.6 et avec un potentiel de 0,21 eV, un bon accord aux températures les plus élevées entre ces résultats et ceux déduits de l'expérience. L'écart entre les deux types de résultats est plus important au voisinage de 250 K où déjà on ne peut plus négliger l'importance de l'autre phénomène.

Dans le calcul du gain, le temps de transit des porteurs a été déterminé en considérant comme dans le cas du GaAs, une carte de champ électrique triangulaire et la caractéristique $v(E)$ du GaInAs peu dopé. De ce point de vue, nous avons contrôlé les valeurs de mobilité dans ce matériau à l'aide de la méthode de mesure par magnéto-résistance exposée en annexe 1.



Il semble donc délicat d'étendre de façon générale le modèle de piègeage en surface au cas du GaInAs sans tenir compte de l'ensemble des phénomènes de piègeage susceptibles de contribuer au mécanisme de photoconduction et qui peuvent être liés à la qualité du matériau. Les phénomènes de surface, s'ils existent, ne peuvent donc à eux seuls expliquer l'ensemble des résultats observés.

3°) - LES HETEROSTRUCTURES.

Dans le chapitre précédent, une comparaison a été effectuée entre les caractéristiques des photoconducteurs à homostructure et celles des photoconducteurs à hétérostructure. Nous avons constaté :

- pour les deux types de composants, le gain varie de la même manière avec la tension, la puissance lumineuse, la distance interélectrode.

- Le gain du photoconducteur sur GaAs est plus élevé que celui sur GaAlAs/GaAs.

- Le gain de l'échantillon GaInAs est plus faible que celui sur GaInAs/InP. présentant un gaz bidimensionnel d'électrons.

Ces remarques pourraient nous faire penser que les phénomènes de piègeage, liés à un mécanisme de surface pour le GaAs, pourraient être transformés en phénomènes de piègeage à l'interface dans le cas des hétérostructures GaAlAs/GaAs et qu'on pourrait observer un mécanisme semblable dans le cas des hétérostructures GaInAs/InP. Il y aurait alors séparation spatiale entre les électrons et les trous photocréés à cause de l'existence d'un champ électrique d'interface comme le montre la figure IV,5 dans le cas des hétérostructures isotopes N.

Ce mécanisme a déjà été suggéré par d'autres auteurs (24) pour expliquer le phénomène de photoconductivité persistante dans les hétérostructures GaInAs/InP.

L'objet de cette étude est de proposer une expression analytique qui permette de prévoir les valeurs de photocourant et de gain statique de ces photoconducteurs dans l'hypothèse où le mécanisme de piégeage prépondérant est dû à l'existence du champ d'interface.

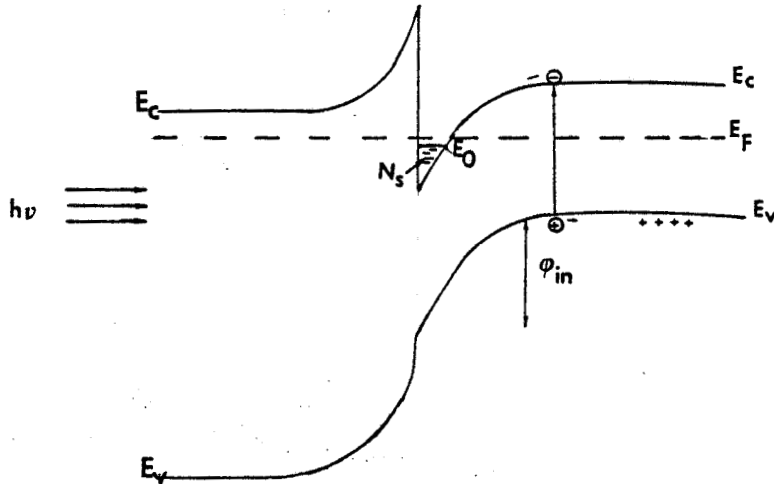


Figure IV.5.

*Structure de bande et photoconduction dans une hétérostructure.
($h\nu < E_g$ du matériau à grand gap).*

La figure IV.5 montre que dans le cas d'une telle hypothèse, il existe un puits de potentiel pour les électrons et une barrière pour les trous. Il n'y aura recombinaison que dans la mesure où le trou surmonte cette barrière ϕ_{in} . Ce phénomène pourrait donc être interprété en termes d'énergie d'activation selon une loi de type Boltzmann. L'expression de la durée de vie se met dans ces conditions sous la forme :

$$\tau_v = \tau_0 \exp\left(\frac{q\phi_{in}}{kT}\right) \quad \text{IV.7}$$

avec ϕ_{in} barrière de potentiel pour les trous, les autres paramètres ayant la même signification que dans l'expression IV.3.

Lorsqu'on éclaire l'échantillon et qu'on crée des paires électron-trous, on modifie la répartition de charges à l'intérieur de la couche photosensible du photoconducteur et à l'interface. Il en résulte un abaissement de la barrière de potentiel à cause des charges supplémentaires créées par la lumière. En toute première approximation, si l'on admet une répartition uniforme des charges supplémentaires dans la couche active, l'abaissement de la barrière sera donné par :

$$\Delta\phi = \frac{q\eta P_L}{2\varepsilon \cdot h\nu \cdot S} \cdot \tau_v \cdot W \quad \text{IV.8}$$

avec q charge de l'électron

η rendement quantique

τ_v durée de vie des porteurs

W profondeur de pénétration (ou épaisseur de la couche si elle est plus faible que la profondeur de pénétration).

ε permittivité du matériau

$h\nu$ énergie d'un photon

S surface photosensible de l'échantillon.

L'expression IV.7 de τ_v à une puissance lumineuse donnée devient alors :

$$\tau_v = \tau_o \exp \left[\frac{q}{kT} (\phi_{in} - \Delta\phi) \right] \quad \text{IV.9}$$

où ϕ_{in} est la barrière de potentiel en obscurité.

a) Application aux hétérostructures GaInAs/InP.

Pour calculer le gain statique, le temps de transit a été déterminé en considérant une carte de champ électrique triangulaire comme dans le cas du GaAs et en prenant pour caractéristique $v(E)$, celle qui est obtenue pour un GaInAs non intentionnellement dopé. Ce choix est dicté par la valeur de la mobilité de $9200 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ à la température ambiante obtenue par la méthode de mesure par magnétorésistance exposée en annexe 1.

Dans l'expression IV.9 la barrière de potentiel ϕ_{in} est une conséquence du dopage du GaInAs et de la densité de charge N_S à l'interface par l'intermédiaire de la position du niveau de Fermi E_F dans le GaInAs.

Une façon de procéder pour calculer le gain, est partant de N_S et du dopage de la couche de GaInAs, de calculer cette barrière de potentiel ϕ_{in} . L'expression classique donnant la position du niveau de Fermi est :

$$E_C - E_F = kT \ln \frac{N_C}{N_D} \quad \text{IV.10}$$

dans le cas d'un matériau dopé N et une expression analogue dans le cas d'un dopage de type P.

- Avec
- E_C énergie du bas de la bande de conduction.
 - E_F niveau de Fermi
 - K constant de Boltzmann
 - N_C densité d'états dans la bande de conduction
 - N_D dopage de la couche GaInAs.

En considérant la relation entre N_S et E_F dans un gaz bidimensionnel, une expression simplifiée de E_F est :

$$E_F = kT \ln \left[\exp \left(\frac{N_S \pi \hbar^2}{m^* kT} \right) - 1 \right] \quad \text{IV.11 (9, 10)}$$

- avec
- N_S densité de charge à l'interface
 - $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ (h : constante de Planck)
 - m^* masse effective de l'électron.

Il faudrait enfin pour déterminer ϕ_{in} , connaître la position de E_0 , premier niveau d'énergie dans le puits triangulaire à l'interface. Une expression semi-empirique de E_0 est donnée par :

$$E_0 = \gamma_0 (N_S)^{2/3} \quad \text{IV.12 (9, 16)}$$

avec,

$$\gamma_0 = \left(\frac{1}{2m_e^*}\right)^{1/3} \left(\frac{eq^2h}{16\epsilon}\right)^{2/3} \quad \text{IV.13 (9)}$$

où m_e^* est la masse effective de l'électron

q la charge de l'électron

h la constante de Planck

ϵ la permittivité du matériau

La valeur de γ_0 est de l'ordre de $2,5 \cdot 10^{-12} \text{ eV} \cdot \text{m}^{4/3}$ dans le cas des hétérostructures GaAlAs/GaAs (9, 15, 16) et de $2,9 \cdot 10^{-12} \text{ eV} \cdot \text{m}^{4/3}$ pour les hétérostructures GaInAs/InP conduisant à une valeur de E_0 de 52 meV pour N_S égal à $3,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, valeur de E_0 conforme à des résultats expérimentaux obtenus par ailleurs (14).

Pour ce qui nous concerne, nous avons préféré une démarche qui consiste, compte tenu des difficultés de détermination précise du dopage résiduel dans le GaInAs, à adopter une valeur de ϕ_{in} qui rende compatibles les gains calculés à ceux que nous avons mesurés et ensuite comparer cette valeur d'énergie d'activation à celle que l'on peut déduire des relations IV.10, 11 et 12.

Nous présentons tout d'abord les mesures effectuées en fonction de la température à $1,06 \mu\text{m}$ obtenues à l'aide d'un laser YAG. Nous avons choisi cette longueur d'onde afin d'éviter les phénomènes d'ionisation dans l'InP. Nous comparons ces résultats expérimentaux aux valeurs de gain calculées en utilisant l'expression IV.9. Les résultats expérimentaux à cette longueur d'onde sont obtenus pour un échantillon GaInAs/InP (85-1N) de distance inter-électrode $5 \mu\text{m}$ et polarisé à 2 V. Les valeurs de gains mesurées et calculées à l'aide de l'expression IV.9 pour trois puissances lumineuses et pour des températures comprises entre $\pm 40^\circ \text{C}$ et -150°C sont présentées figure IV.6. Le meilleur accord est obtenu pour une valeur de ϕ_{in} égale à 0,26 eV qui semble tout à fait compatible avec la valeur déduite des expressions IV.10, 11 et 12. En effet, en considérant une valeur de N_S de l'ordre de $3,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, ces expressions conduisent à une valeur de ϕ_{in} égale à

à 0,23 eV pour N_D égal à 10^{15} cm^{-3} , résultat compatible avec les données expérimentales et qui pourrait même signifier que le dopage résiduel dans le GaInAs est de l'ordre de 10^{15} cm^{-3} . Le résultat obtenu semble donc, dans une certaine mesure pour le GaInAs/InP, prouver la validité du mécanisme physique proposé pour décrire le phénomène de photoconductivité observé. Cette confrontation quantitative tend à confirmer les hypothèses déjà émises par d'autres auteurs concernant le mécanisme de photoconductivité persistante observé dans ces structures. (24)).

Cette hypothèse de séparation spatiale entre électrons et trous photo-crés due à un champ électrique à l'interface a aussi été retenue dans le cas des photoconducteurs planaires à hétérostructures du type $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}/\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ (12, 13).

Cet accord théorie et expérience est d'autant mieux vérifié que la présence de pièges particuliers dans la couche d'InP (type "DX" pour le GaAlAs) n'a jamais été évoquée. (24).

Notons que des mesures effectuées à $0,632 \mu\text{m}$ (laser HeNe) avec un échantillon GaInAs/InP (85-1N) de distance interélectrode $10 \mu\text{m}$ conduisent à des valeurs de gain qui sont comparables à celles obtenues à $1,06 \mu\text{m}$ et qui sont compatibles aux valeurs calculées avec l'expression IV.9 avec la même valeur de ϕ_{in} de 0,26 eV. Ces résultats sont présentés figure IV.7.

b) Application aux hétérostructures GaAlAs/GaAs.

Dans le cas de ces hétérostructures, un grand nombre de travaux ont montré l'importance des pièges "DX" dans le phénomène de photoconductivité persistante pour un taux d'aluminium supérieur à 20 % et pour des températures inférieures à 150 K (10, 11, 15).

On peut cependant penser qu'un mécanisme de piègeage lié à l'existence du champ électrique d'interface peut contribuer de manière importante aux mécanismes de photoconductivité dans les hétérostructures GaAlAs/GaAs.

C'est pourquoi nous avons tenté tout d'abord d'essayer de contrôler l'importance de ces pièges dans le photocourant relevé à des températures supérieures à 150 K. Dans ce but nous avons éclairé l'échantillon en évitant

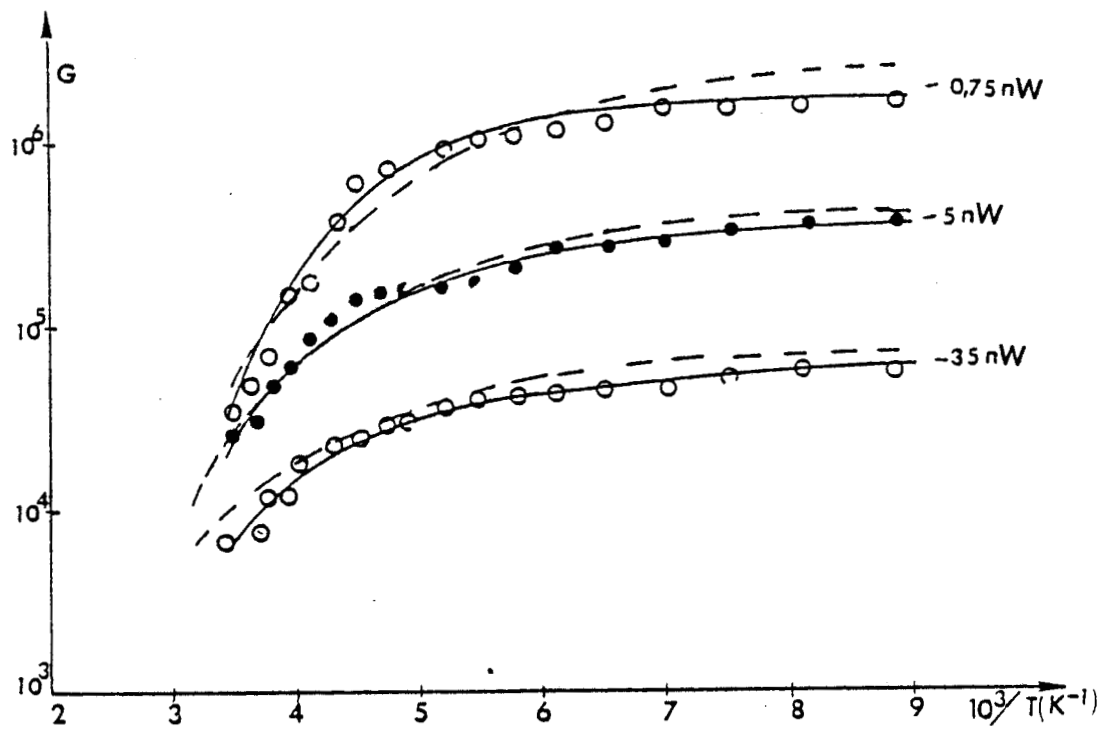


Figure IV.6.

Gain statique en fonction de la température. GaInAs/InP (85-1N) $5 \mu\text{m}$, $V_{DS}=2 \text{ V}$
 $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$. — expérience
 --- théorie $\phi_{in} = 0,26 \text{ eV}$

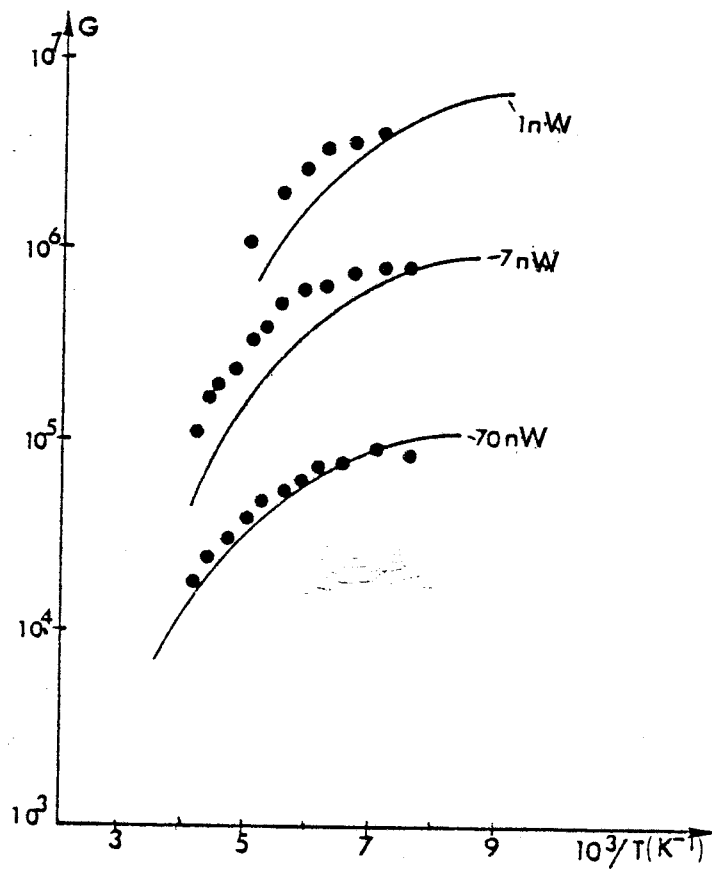


Figure IV.7.

Gain statique en fonction de la température GaInAs/InP (85-1N) 10 μm
 $V_{DS} = 2\text{V}$, $\lambda = 0,632\ \mu\text{m}$,

... : expérience

— : théorie $\phi_{in} = 0,26\ \text{eV}$

d'ioniser le GaAs mais en cherchant à dépiéger les porteurs des centres "DX" présents dans le GaAlAs et dont les plus profonds pourraient se situer à 140 meV par rapport au bas de la bande de conduction du GaAlAs (11, 15). Nous avons donc éclairé un échantillon GaAlAs/GaAs (49-1N) de distance interélectrode 10 μm à l'aide d'un laser YAG à 1,06 μm . Les résultats sont fournis tableau IV.1 et comparés aux valeurs du photocourant obtenues dans les mêmes conditions en éclairant le même échantillon à 0,85 μm .

	+ 20°	0° C	-20° C	-40° C	-50° C	-60° C	-80° C	-100° C	-120° C
I _{ph} à 1,06 μm (mA)	0,1	0,2	0,3	0,4	0,3	0,22	0,13	0,08	0,10
I _{ph} à 0,85 μm (mA)	2,78	3,11	3,24	3,70	2,9	3,11	4,20	5,20	7,70

Tableau IV.1,

Valeurs de photocourant à 1,06 μm et à 0,85 μm pour plusieurs températures GaAlAs/GaAs 49-1N, 10 μm , $V_{ds} = 2 \text{ V}$, $P_L = 100 \text{ nW}$.

Nous constatons que le photocourant obtenu à 1,06 μm est beaucoup plus faible que celui obtenu à 0,85 μm . Ce résultat pourrait signifier que la contribution des pièges "DX" au photocourant mesuré est relativement faible pour des températures supérieures à - 120° C.

Nous avons cherché à interpréter les mesures de gains en fonction de la température à l'aide du modèle de piègeage dû au champ d'interface en utilisant l'expression IV.9,

Les mesures expérimentales ont été menées à la longueur d'onde 0,85 μm pour trois puissances lumineuses. Elles ont été effectuées en faisant varier la température de 60° C à - 150° C. L'échantillon a une distance interélectrode de 10 μm . Il est polarisé à 2 V.

Les résultats obtenus sont présentés figure IV.8. Le temps de transit a été déterminé en considérant ici aussi une carte de champ électrique

triangulaire et en admettant que la caractéristique $v(E)$ des électrons est celle du GaAs non intentionnellement dopé.

Comme dans le cas du GaInAs/InP, le calcul de ϕ_{in} peut être effectué à l'aide des expressions II.10, 11 et 12 à partir des caractéristiques de l'hétérostructure,

Si les expériences permettent de déterminer N_S , il est difficile de connaître le dopage résiduel du GaAs souvent attribué à un dopage de type p- dans le cas des hétérostructures GaAlAs/GaAs obtenues par épitaxie par jet moléculaire (E.J.M.).

Nous procédons donc comme dans le cas du GaInAs/InP en considérant la barrière ϕ_{in} comme un paramètre que nous choisissons et dont nous discutons la valeur lors de la confrontation expérience-théorie.

Les résultats calculés pour ϕ_{in} égal à 0,45 eV et présentés figure IV.8 montrent un bon accord entre ces résultats et ceux mesurés. Cette valeur d'énergie d'activation est trop différente comparée à la position des centres profonds "DX" dans la bande interdite du GaAlAs. En général, il est admis que ces centres profonds se situent à 140 meV par rapport au bas de la bande de conduction. C'est pourquoi, cette valeur de ϕ_{in} qui permet un accord entre les résultats calculés et mesurés semble confirmer un piègeage à l'interface par le champ électrique d'interface. Il faut cependant tempérer cette affirmation dans la mesure où les couches de GaAs de ces hétérostructures sont généralement de type p-. Dans ces conditions, on devrait, compte tenu des expressions IV.10, 11 et 12, obtenir une valeur de ϕ_{in} plus importante et par conséquent le mécanisme proposé semble donc insuffisant pour décrire les phénomènes observés. Il faudrait donc tenir compte de l'existence des pièges "DX" et peut être d'autres phénomènes tel un mécanisme de piègeage à l'interface GaAs tampon et S.I. comme l'ont suggéré d'autres auteurs (11).

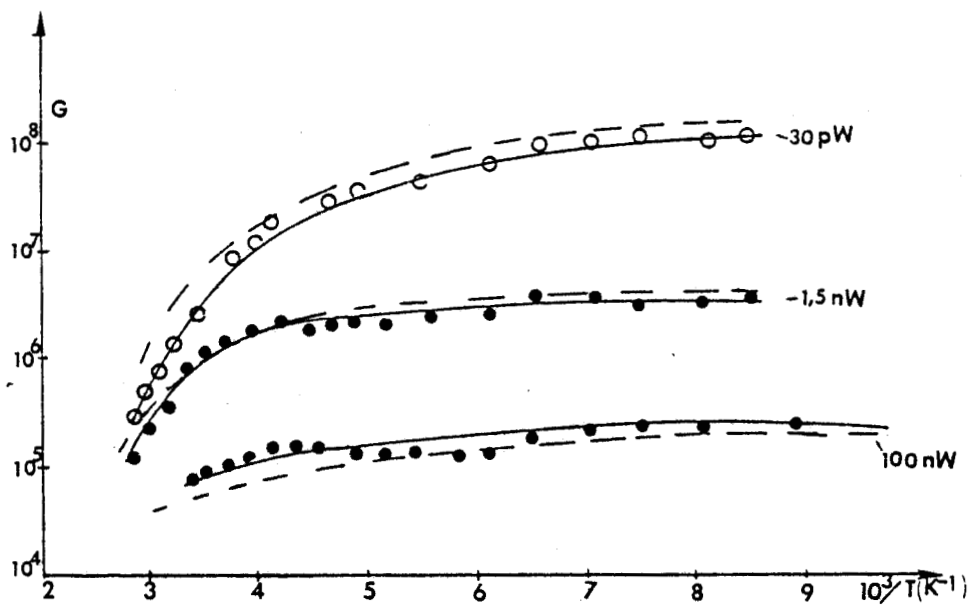


Figure IV.8.

Gain statique en fonction de la température. GaAlAs/GaAs (49-1N) 10 μm
 $V_{DS} = 2 \text{ V}$, $\lambda = 0,85 \mu\text{m}$.

— : expérience.

--- : théorie. $\phi_{in} = 0,45 \text{ eV}$

B) INFLUENCE DE LA TENSION DE POLARISATION SUR LE GAIN STATIQUE.

Cette influence est une diminution du temps de transit des porteurs jusqu'à obtention d'un effet de saturation de leur vitesse.

La détermination du temps de transit τ_t s'effectue comme dans les expressions IV.6 et IV.9 en utilisant une carte de champ électrique triangulaire et la caractéristique $v(E)$ du matériau étudié.

Un autre effet de la tension de polarisation peut être la diminution de la durée de vie τ_v consécutif à l'échauffement de la couche active. Cet échauffement est lié à la résistance thermique de l'échantillon. Cet effet n'apparaît que dans la mesure où le courant d'obscurité est suffisamment élevé.

Dans ce cas, à la température T intervenant dans les expressions IV.6 et IV.9, s'ajoute la quantité ΔT donnée par :

$$\Delta T = R_{th} \cdot V \cdot I \quad \text{IV.14}$$

avec R_{th} résistance thermique
 V tension de polarisation
 I courant traversant le composant.

Nous présentons successivement l'influence de la tension de polarisation pour les photoconducteurs GaAs, GaInAs, GaInAs/InP et GaAlAs/GaAs.

1°) - Le GaAs. (44-1N)'

Nous présentons les résultats pour une puissance lumineuse de 60 nW. Les calculs de gain ont été effectués à l'aide de l'expression IV.6, pour plusieurs tensions et en utilisant les méthodes déjà citées pour la détermination du temps de transit. La confrontation entre ces résultats calculés et expérimentaux est présentée figure IV.9 a). On constate un bon accord entre expérience et théorie. Pour des tensions faibles, on remarque l'effet du temps de transit. Pour des tensions élevées, l'accord entre les deux types de résultats n'a été possible qu'en tenant compte de l'effet de l'échauffement de la couche active. La valeur de la résistance thermique adoptée est de $450 \text{ } ^\circ \text{C/W}$, valeur qui est conforme à d'autres travaux déjà effectués au laboratoire (1, 2).

2°) - Le photoconducteur GaInAs. (17-11)

Les mesures ont été effectuées à la puissance lumineuse de 60 nW. Les valeurs de gain ont été calculées à l'aide de l'expression IV.6 comme dans le cas de l'étude de l'influence de la température sur le gain et en utilisant un potentiel ϕ de 0,21 eV.

Les gains calculés et mesurés présentés figure IV.9b) montrent un bon accord. On remarque que pour cet échantillon, le gain présente un effet de saturation pour les tensions les plus élevées, résultat compatible avec la faible valeur du courant d'obscurité qui limite l'effet de l'échauffement.

3°) Le photoconducteur GaInAs/InP (85-1N).

Les gains calculés et mesurés pour une puissance de 60 nW et en fonction de la tension de polarisation sont présentés figure IV.10a). ($\phi_{in} = 0,26$ eV) On remarque un bon accord entre les deux types de résultats. Ici aussi l'augmentation du gain lorsque la tension de polarisation augmente est due à la diminution du temps de transit des porteurs. En outre le courant d'obscurité étant peu élevé, on constate un effet de saturation du gain consécutif à la saturation de la vitesse des électrons.

4°) Le photoconducteur GaAlAs/GaAs (49-1N).

Nous avons relevé la variation du gain en fonction de la tension pour une puissance lumineuse de 90 nW et à 0,85 μ m. Les valeurs de gain ont été calculées en utilisant l'expression IV.9 comme dans le cas de l'étude de la variation du gain avec la température et avec un potentiel ϕ_i de 0,45 eV.

L'ensemble des résultats présenté figure IV.10b), montre un bon accord entre expérience et théorique. Le courant d'obscurité étant élevé, nous avons tenu compte de l'effet de l'échauffement de la couche active en adoptant 450 °/W pour la résistance thermique du composant.

C) - GAIN DYNAMIQUE.

Si l'on admet que les phénomènes de recombinaison sont régis par une loi de Poisson dont le temps caractéristique est la durée de vie des paires électron-trou, le gain est donné par la relation :

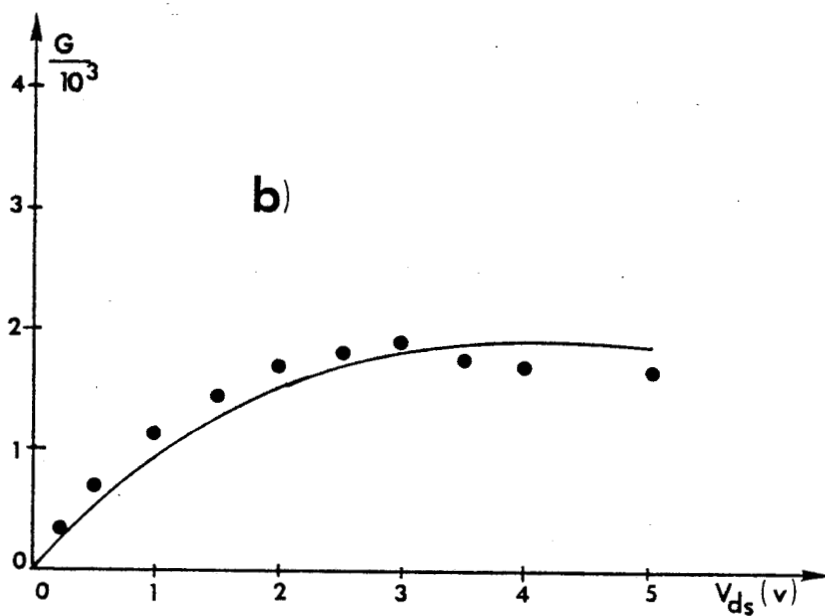
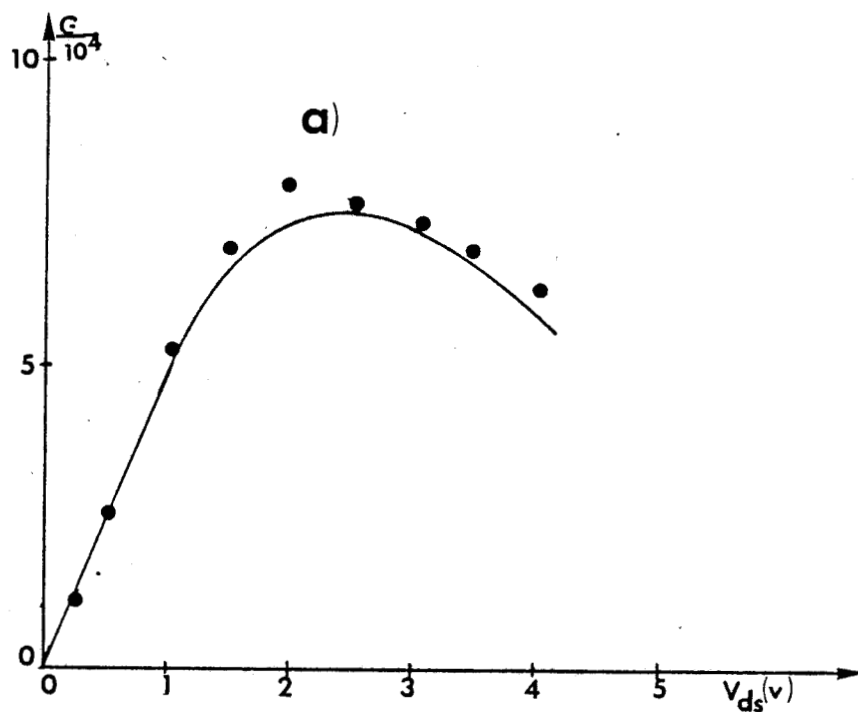


Figure IV.9.

Gain statique en fonction de la tension. ... expérience

— théorie

a) GaAs (44-1N) 10μ ; $\lambda = 0,85 \mu m$

b) GaInAs (47-1N) $10 \mu m$ $\lambda = 1,3 \mu m$.

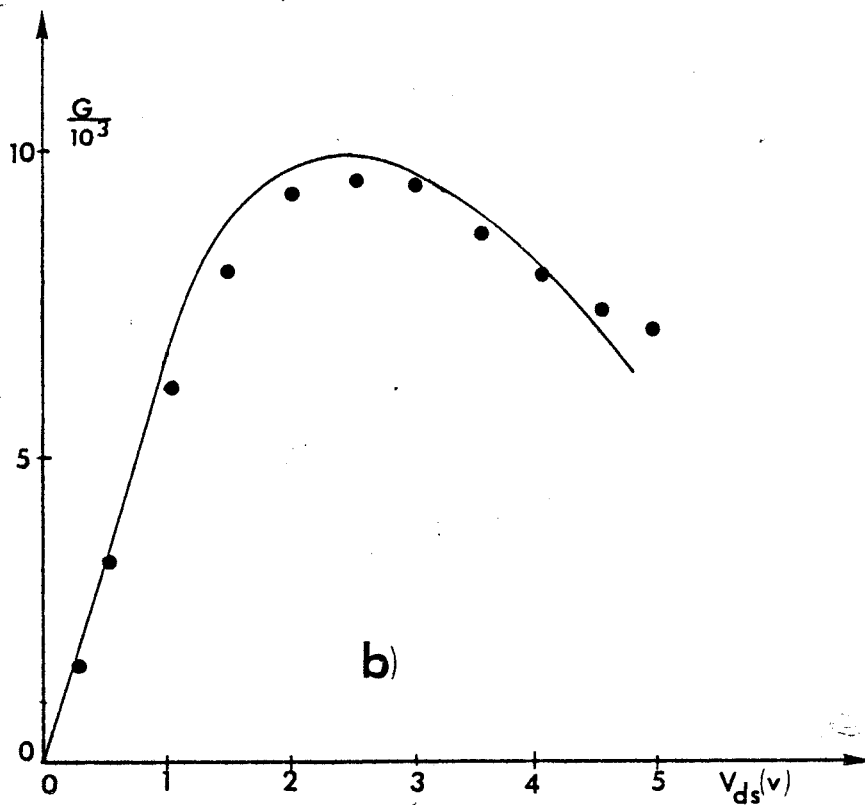
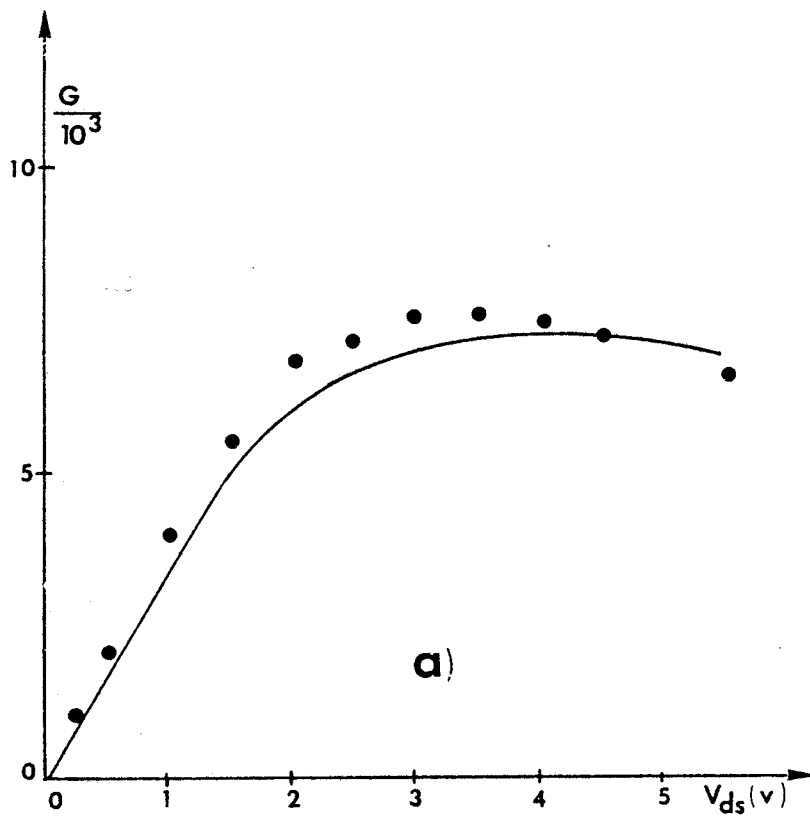


Figure IV.10.

Gain statique en fonction de la tension... .. expérience
 ——— théorie

a) GaInAs/InP (85-1N) 10 μm $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$

b) GaAlAs/GaAs (49-1N) 10 μm $\lambda = 0,85 \mu\text{m}$.

$$G(f) = \frac{G_0}{(1+4\pi^2 f^2 \tau_v^2)^{1/2}} \quad \text{IV.15}$$

En introduisant dans cette relation l'expression du gain statique G_0 , on obtient

$$G(f) = \frac{\tau_v}{\tau_t} \cdot \frac{1}{(1+4\pi^2 f^2 \tau_v^2)^{1/2}} \quad \text{IV.16}$$

Le comportement en hautes fréquences est dicté par le temps de transit τ_t des porteurs.

La valeur de la durée de vie τ_v est obtenue à l'aide des relations IV.6 ou IV.9 selon la nature de l'épitaxie (conf-paragraphes I.A et A.3). Le temps de transit τ_t pour chaque échantillon est déterminé par les méthodes précédemment présentées en utilisant toujours une carte de champ électrique triangulaire et en s'appuyant sur la caractéristique $v(E)$ des électrons du matériau considéré.

Les résultats expérimentaux ont été obtenus en modulant sinusoïdalement un laser semiconducteur à double hétérostructure soit à $0,85 \mu\text{m}$, soit à $1,3 \mu\text{m}$. Les échantillons de distance interélectrode $10 \mu\text{m}$ sont polarisés à 2 V .

Les gains calculés à l'aide de l'expression IV.16 et mesurés sont présentés figures IV.11 a et b pour le GaAs et le GaInAs et IV.12 a et b pour le GaInAs/InP (85-1N) et GaAlAs/GaAs (49-1N).

Tous ces résultats montrent dans leur ensemble :

- un bon accord entre les gains calculés et mesurés,
- en hautes fréquences des gains indépendants de la puissance lumineuse et donc de la durée de vie, régis par le temps de transit τ_t et variant en $1/f$ conformément à la relation IV.16.

En résumé le gain des photoconducteurs en basses fréquences est gouverné par le gain statique G_0 et en hautes fréquences par le temps de transit τ_t des porteurs.

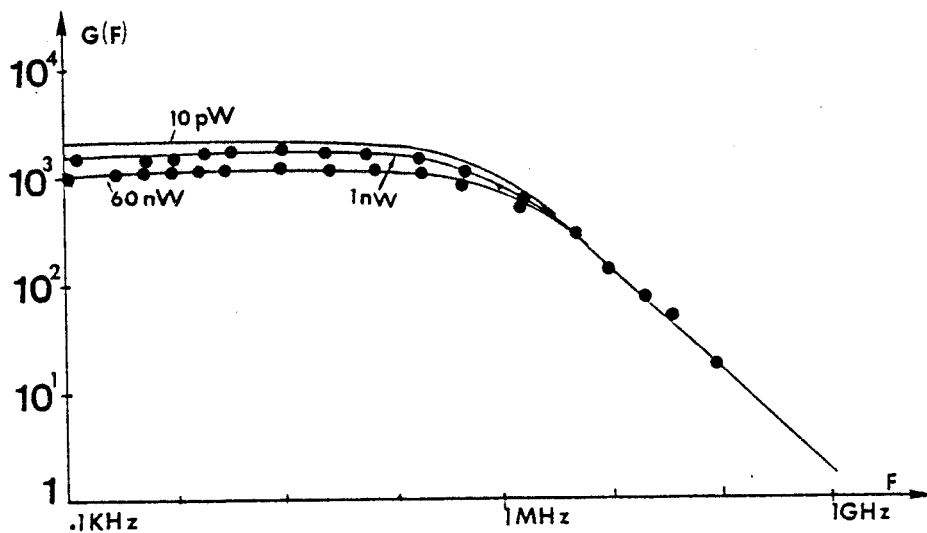
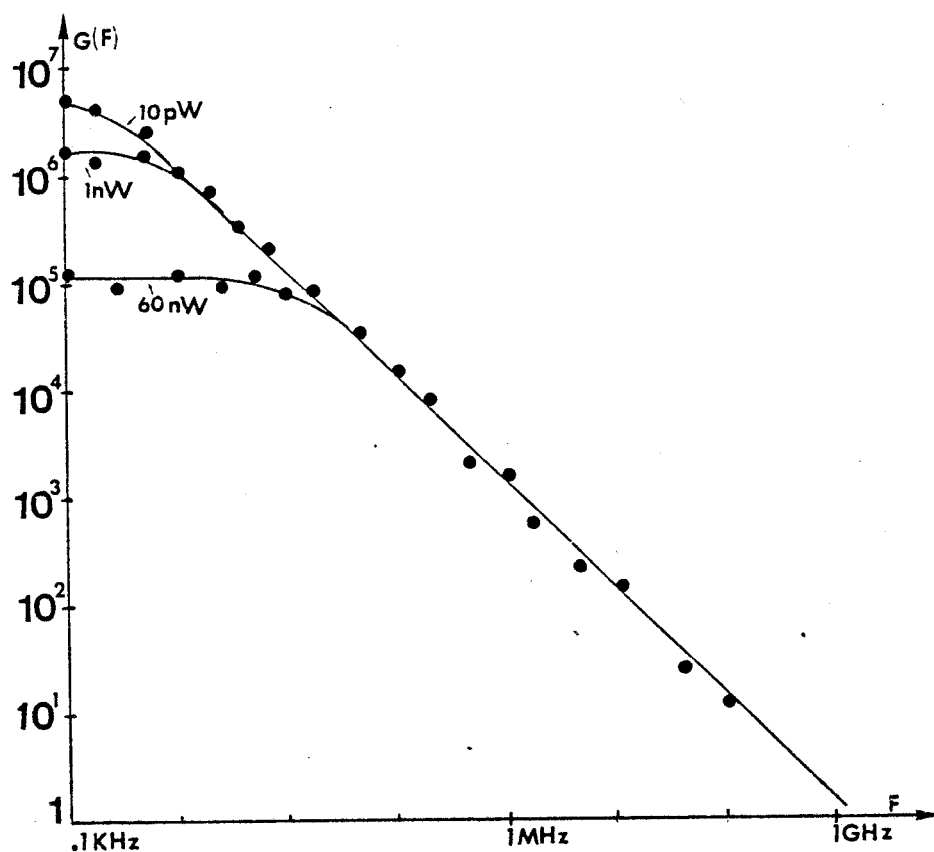


Figure IV.11.

Gain dynamique.

 $V_{DS} = 2 \text{ V}$... expérience

— théorie

a) GaAs (44-1N) $10 \text{ } \mu\text{m}$ $\lambda = 0,85 \text{ } \mu\text{m}$. ($\phi = 0,6 \text{ eV}$)b) GaInAs (47-1N) $10 \text{ } \mu\text{m}$ $\lambda = 1,3 \text{ } \mu\text{m}$. ($\phi = 0,21 \text{ eV}$)

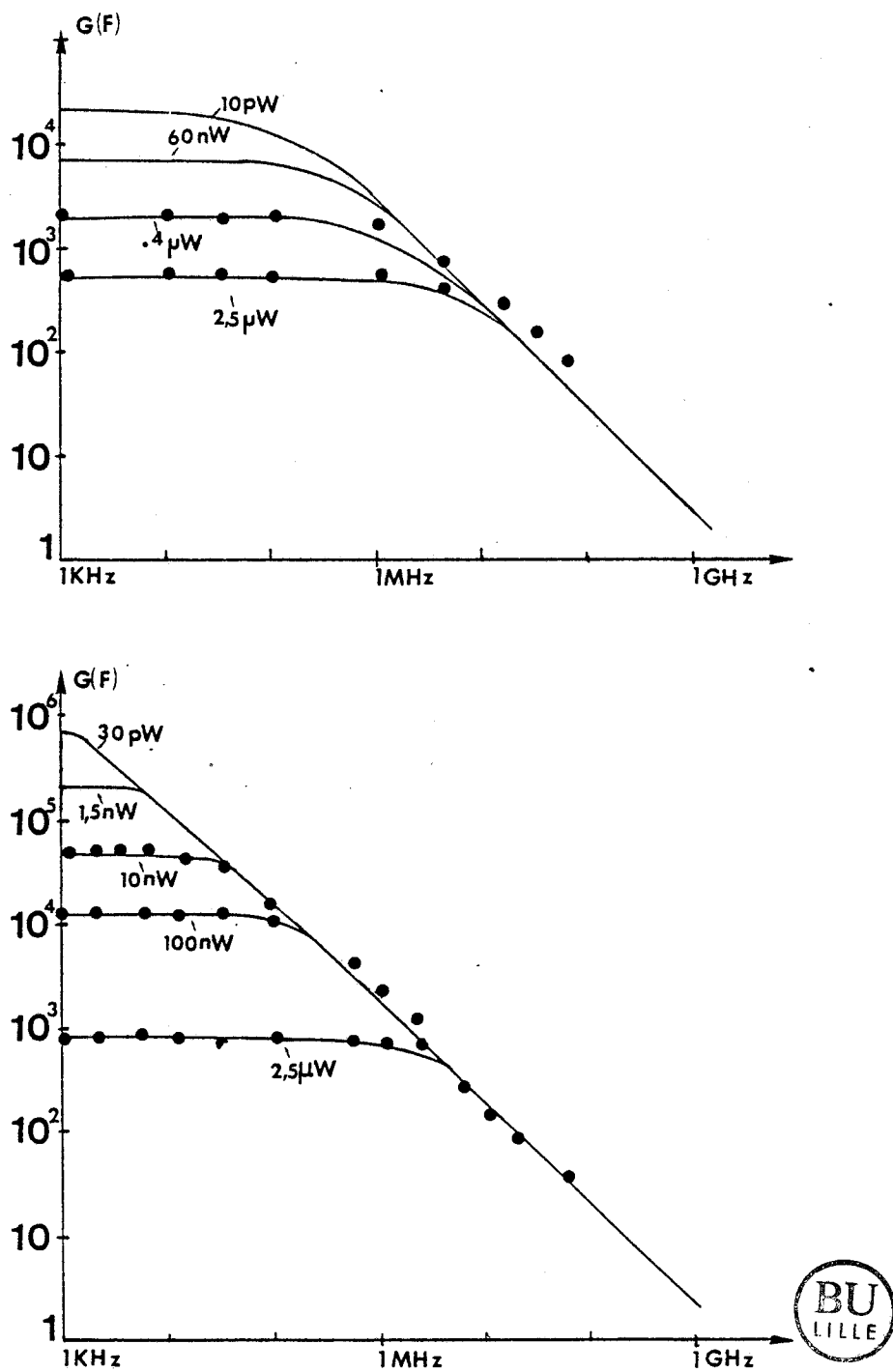


Figure IV.12.

Gain dynamique.

 $V_{DS} = 2V$ expérience

— théorie

- a) GaInAs/InP (85-1N) $10 \mu\text{m}$ $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$. ($\phi_{in} = 0,26 \text{ eV}$)
 b) GaAlAs/GaAs (49)1N) $10 \mu\text{m}$ $\lambda = 0,85 \mu\text{m}$. ($\phi_{in} = 0,45 \text{ eV}$)

II - REPONSE IMPULSIONNELLE.

Lorsqu'une impulsion lumineuse, crée une quantité N_e de paires électron-trou, celle-ci entraîne un photocourant donné par le théorème de Ramo-Schokley. Si l'on admet l'existence d'un phénomène de recombinaison obéissant à la loi de Poisson dont le temps caractéristique est la durée de vie τ_v , l'évolution temporelle de ce photocourant est donnée par :

$$I_{ph}(t) = \frac{q}{\tau_t} N_e e^{-\frac{t}{\tau_v}} \quad \text{IV.17}$$

avec q charge de l'électron

τ_t temps de transit des porteurs.

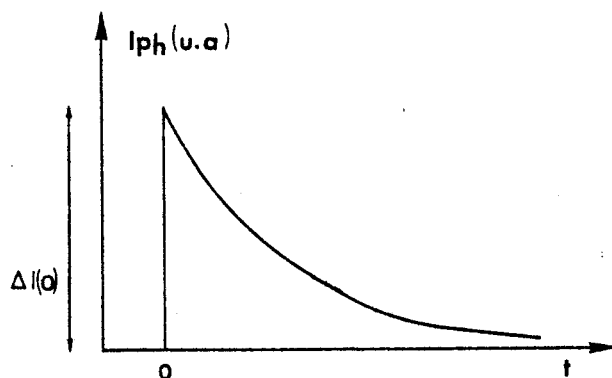


Figure IV.13.

Evolution temporelle du photocourant dû à une impulsion lumineuse dans un photoconducteur.

Le courant initial $\Delta I(0)$ est donné par la quantité $\frac{q}{\tau_t} N_e$. Au chapitre précédent (paragraphe C-2), nous avons vérifié expérimentalement que cette quantité augmente avec la puissance lumineuse et la tension de polarisation pour des tensions pour lesquelles le régime de saturation de vitesse des électrons n'est pas atteint. Nous présentons tableaux IV.2 et IV.3, les valeurs expérimentales et calculées de cette quantité $\Delta I(0)$ respectivement pour le GaAs et le GaInAs/InP (85-1N) et pour deux puissances lumineuses.

P_L	$\Delta I(o)$ (Eq IV-17)	$\Delta I(o)$ (exp)
130 μ W	2,4 mA	1,3 mA
14 μ W	260 μ A	200 μ A

Tableau IV.2

Amplitude de $\Delta I(o)$ du photocourant

$$V_{DS} = 7 \text{ V, Fréq} = 80 \text{ KHz}$$

GaAs 10 μ m

$$\lambda = 514,5 \text{ nm}$$

P_L	$\Delta I(o)$ (Eq IV-17)	(exp)
50 nW	70 μ A	55 μ A
5 nW	15 μ A	10 μ A

Tableau IV.3

Amplitude de $\Delta I(o)$ du photocourant

$$V_{DS} = 5 \text{ V, Fréq} : 100 \text{ KHz}$$

GaInAs/InP (85-1N) 10 μ m

$$\lambda = 1,55 \text{ } \mu\text{m.}$$

Les valeurs mesurées et calculées sont du même ordre de grandeur. Toutefois des écarts peuvent être observés. La modélisation trop sommaire ne tenant pas compte, de la recombinaison aux temps trop courts et de la durée de l'impulsion lumineuse, pourrait être à l'origine de ces écarts entre les deux types de résultats. Notons par ailleurs que l'équation IV-17 n'est valable que si le nombre de porteurs en excès est faible devant le nombre de porteurs à l'équilibre.

La représentation du photocourant dû à une impulsion lumineuse en fonction du temps dans un système de coordonnées semi-logarithmique, permet d'effectuer une comparaison entre la durée de vie τ_v expérimentale et théorique. Cette représentation est donnée figure IV.14 pour l'échantillon GaInAs/InP (85-1N). Il apparaît en observant cette figure, une constante de temps correspondant à des phénomènes de recombinaison aux temps courts ; ceci met en évidence les limites de notre modèle. Pour des temps supérieurs à quelques dizaines de nanosecondes il y a quasi concordance entre les valeurs expérimentales et calculées.

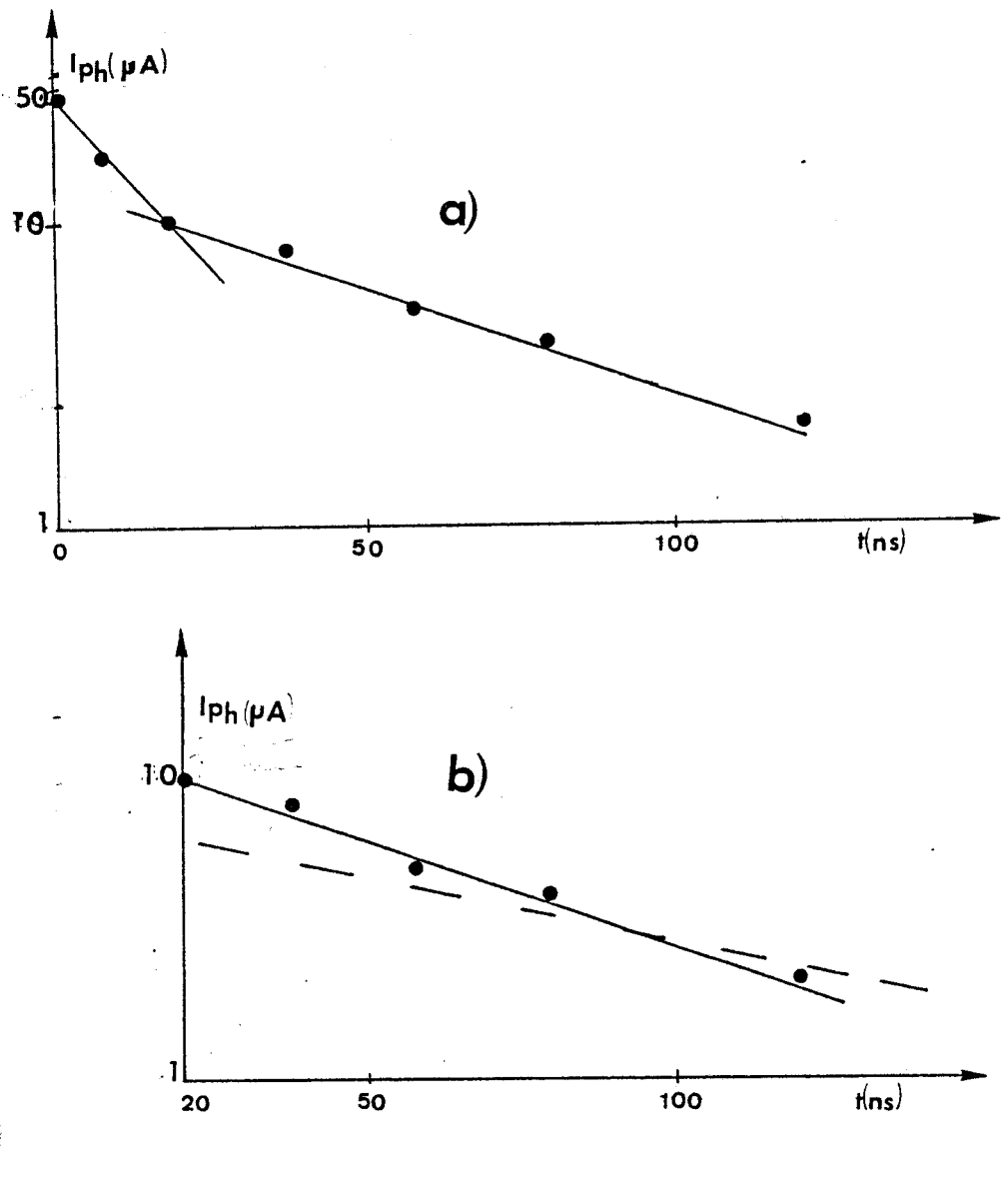


Figure IV.14.

Photocourant impulsif: GaInAs/InP (85-1N) $10 \mu m$

a) Mesures expérimentales

b) Comparaison entre mesures expérimentales et théoriques pour des temps "longs".

— expérience
 --- théorie

Ces remarques ont déjà été mises en évidence dans le cas du composant GaAs. Il faut cependant noter que pour ce composant, l'accord entre les mesures et les valeurs calculées n'est réalisé que pour des temps supérieurs à la microseconde (2).

III - INTERPRETATION DES MESURES DE BRUIT EN REGIME D'ECLAIREMENT.

Les mesures de bruit en régime d'éclairement ont montré une variation avec le niveau de la puissance lumineuse, et avec la fréquence. C'est un bruit essentiellement de type génération-recombinaison. Dans l'hypothèse où le mécanisme de recombinaison est un processus de Poisson, l'expression de bruit est donnée par :

$$\bar{i}_{GR}^2 = 4q I_{ph} \frac{\tau_v}{\tau_t} \cdot \frac{1}{1+4\pi^2 f^2 \tau_v^2} \cdot B \quad \text{IV.18 (17)}$$

En introduisant dans cette expression celle du gain statique, on obtient :

$$\bar{i}_{GR}^2 = 4 \cdot q \cdot I_{ph} \cdot \frac{G^2(f)}{G_o} \cdot B \quad \text{IV.19}$$

Le niveau de bruit en régime d'éclairement est donc relié à la valeur du gain dynamique. Afin de vérifier cette expression, nous comparons le gain dynamique obtenu à partir des mesures de bruit et en utilisant l'expression IV.20 au gain dynamique mesuré. En effet notons que le gain dynamique peut être déterminé à partir des mesures de bruit par l'expression :

$$G(f) = \sqrt{\frac{G_o \bar{i}_{GR}^2(f)}{4q \cdot I_{ph} \cdot B}} \quad \text{IV.20}$$

Les résultats présentés figure IV.15 et 16 montrent un bon accord entre les deux types de résultats et ceci aussi bien pour le GaAs que pour le GaAlAs/GaAs, le GaInAs/InP et GaInAs.

L'ensemble de ces résultats montre donc que l'expression IV.18 est valable pour tous les photoconducteurs de structure planaire que nous avons étudiés.

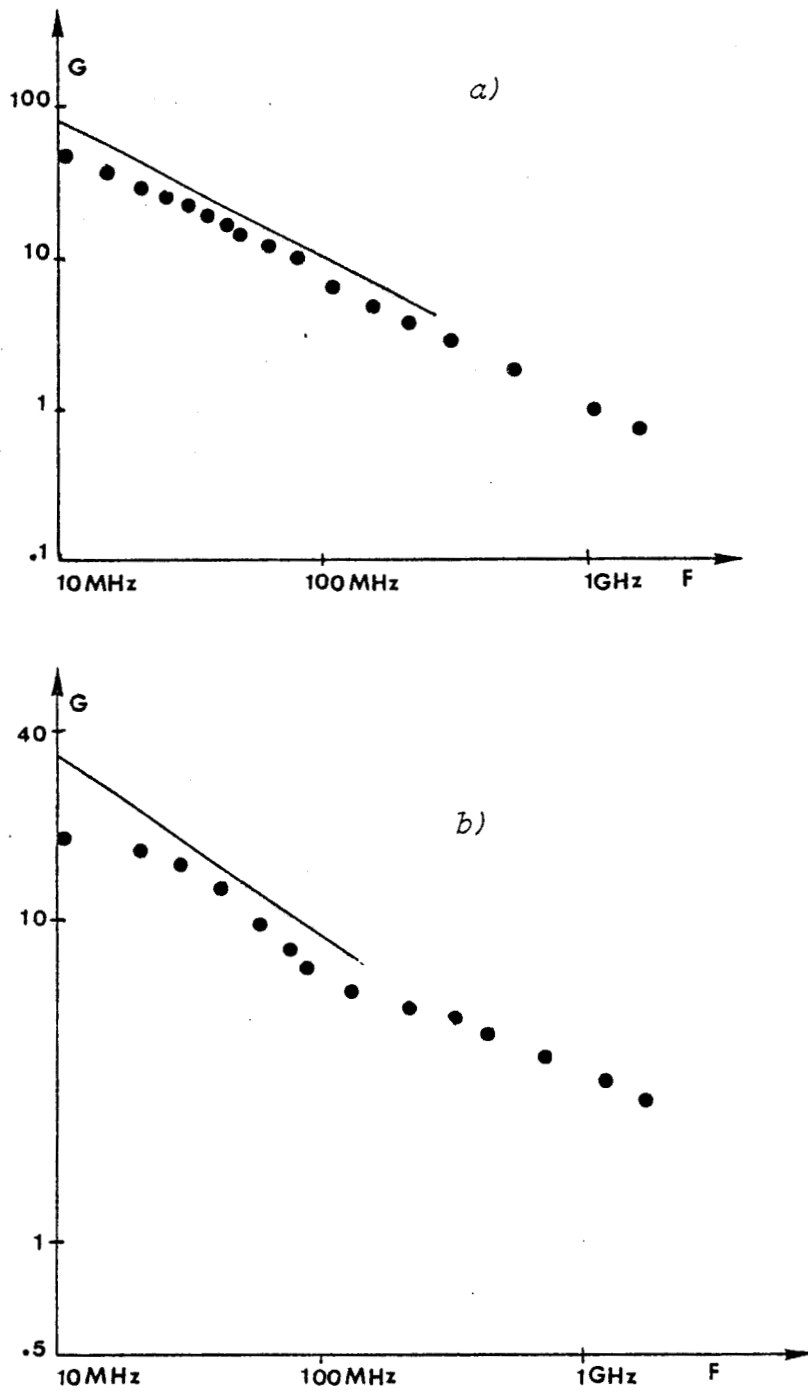


Figure IV.15.

Gain dynamique.

$$V_{DS} = 2V$$

—mesures en modulation sinusoïdale

... résultats déduits des mesures de bruit.

a) GaAs (44-1N)

b) GaAlAs/GaAs (49-1N)

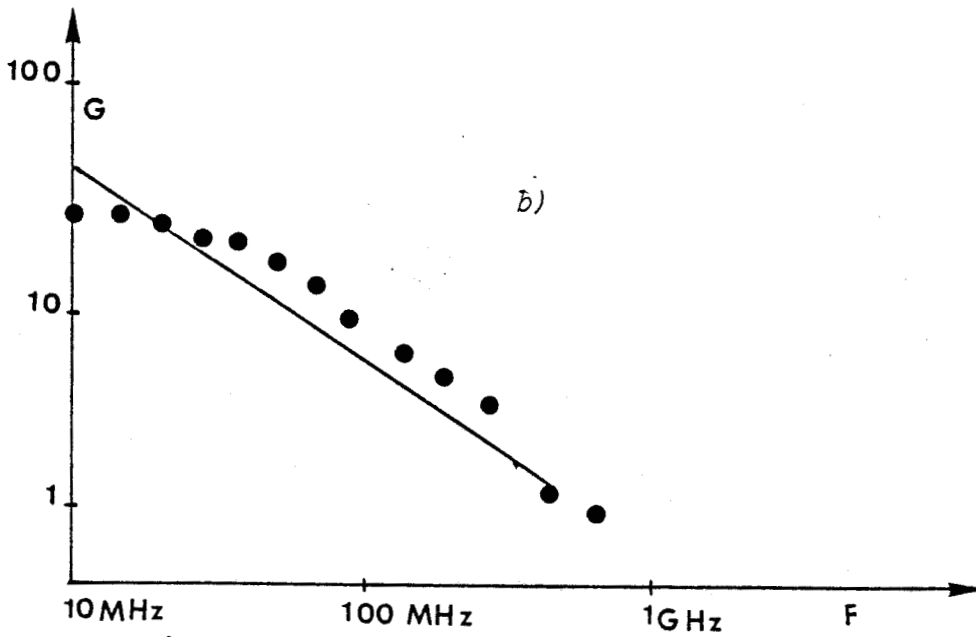
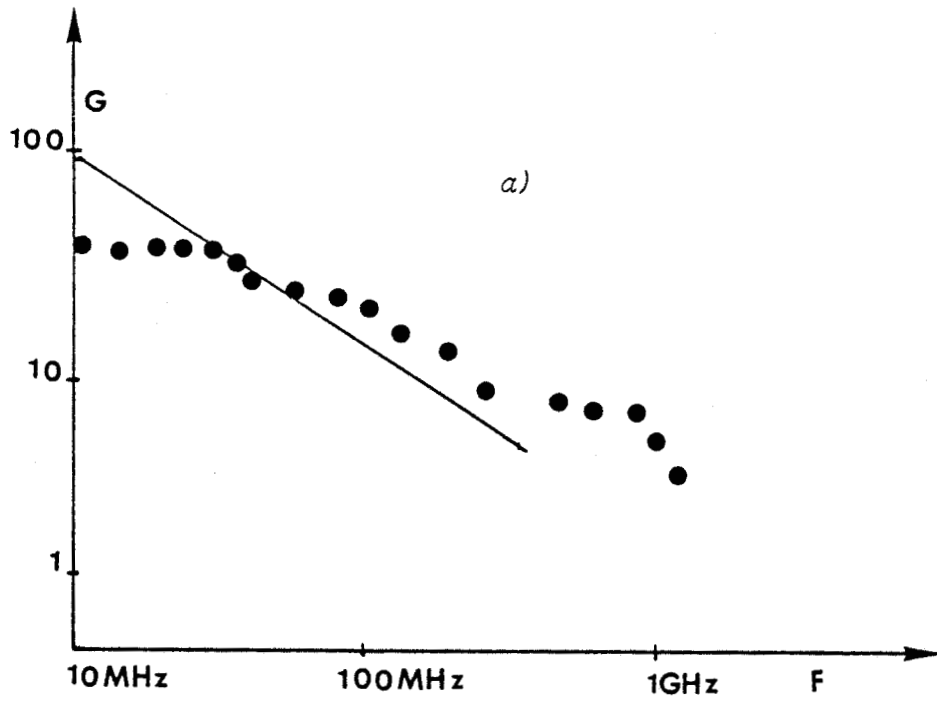


Figure IV.16.

Gain dynamique.

$$V_{DS} = 3 V_{\frac{1}{2}}$$

— mesures en modulation sinusoïdale

... résultats déduits des mesures de bruit

Si l'on compare l'expression du bruit d'éclairement d'un photoconducteur à celle caractéristique d'une photodiode à avalanche qui est donnée par l'expression IV.21, on remarque que ces deux expressions sont semblables au facteur d'excès de bruit près.

En effet le bruit d'éclairement d'une photodiode est rappelons le donné par :

$$\overline{i_a^2}(f) = 2q \cdot I_{ph} \cdot \frac{M^2(f)}{M_0} F(M) \cdot B \quad \text{IV.21}$$

avec $M(f)$ gain dynamique

$F(M)$. facteur d'excès de bruit.

Les expressions IV.21 et IV.18 sont identiques lorsque le facteur d'excès de bruit de la photodiode est égal à 2, c'est à dire lorsque le "taux" d'ionisation par trous est nul. Le bruit d'éclairement d'un photoconducteur est donc comparable à celui d'une photodiode à avalanche idéale, ayant un taux d'ionisation par trous nul. A gain identique, le bruit d'éclairement d'un photoconducteur est donc toujours inférieur à celui d'une photodiode à avalanche.

CONCLUSION.

Dans ce chapitre nous avons tenté d'interpréter et de modéliser les principaux résultats que nous avons obtenus et présentés dans le chapitre précédent. Partant d'un calcul du temps de transit et de la durée de vie τ_v , nous avons déterminé les gains statiques en fonction de la température, de la puissance lumineuse et de la tension de polarisation, les gains dynamiques et la réponse impulsionnelle des photoconducteurs. Plus précisément, pour déterminer cette durée de vie τ_v , nous avons admis l'hypothèse d'un phénomène de piégeage en surface pour le GaAs et GaInAs et à l'interface pour les hétérostructures GaAlAs/GaAs et GaInAs/InP. Si les calculs de photocourant effectués dans le cadre de ces hypothèses peuvent reproduire assez fidèlement les résultats expérimentaux dans le cas du GaAs et du GaInAs/InP (85-1N), des mécanismes supplémentaires devraient être pris en compte dans le cas de GaInAs et du GaAlAs/GaAs ; on peut penser en particulier aux pièges "DX" pour les hétérostructures GaAlAs/GaAs.

Un autre aspect intéressant qui ressort de cette étude est que le niveau de bruit d'éclairement de ces photoconducteurs est, à gain identique, inférieur à celui d'une photodiode à avalanche. Il faut cependant moduler cette conclusion

dans la mesure où le bruit d'obscurité est très dépendant de la qualité du matériau et peut être notablement plus important que le bruit d'éclairement en particulier dans le cas des hétérostructures. La modélisation de ce bruit d'obscurité nous a paru néanmoins assez délicate compte tenu des spectres partiels dont nous disposons alors que plusieurs mécanismes peuvent contribuer au bruit basses fréquences.* Toutefois les informations obtenues à partir de ces mesures de bruit nous permettront dans le prochain chapitre de calculer les puissances minimales détectables dans une utilisation en télécommunications optiques.

* Un essai d'interprétation sera cependant donné en annexe 3.

BIBLIOGRAPHIE.

CHAPITRE IV.

- (1) "Temperature effects on high gain photoconductive detectors".
J.P. VILCOT, J.L. VATERKOWSKI, D. DECOSTER, M. CONSTANT. Electronics Letters, vol. 20, n° 2, pp. 86-88, 1983.
- (2) "Etude des phénomènes de photoconduction dans l'AsGa : application à la réalisation d'une tête optique intégrée". J.P. VILCOT, Thèse 3e cycle, Lille, Sept 1984.
- (3) "noise and dynamical gain studies of GaAs photoconductive detectors".
J.P. VILCOT, D. DECOSTER, L. RACZY, M. CONSTANT, Electronics Letters, vol. 20, n° 7, pp. 274-275, 1984.
- (4) "Structure à hétérojonction pour la conception de diodes à avalanche et temps de transit a très haut rendement". J.C. DE JAEGER, Thèse d'Etat, Lille, 1985.
- (5) "Etude des niveaux profonds à l'interface GaInAs/InP. Influence sur le courant d'obscurité de photodiodes réalisées par MOCVD", P. PHILIPPE, thèse 3e cycle, Lille, 1985.
- (6) "Détection optique à circuits intégrés monolithiques à semiconducteurs III.V". Rapport de contrat, DAI I., J.P. VILCOT, D. DECOSTER, M. CONSTANT S. LAVAL. Fin 1984.
- (7) "Méthode de détermination expérimentale de la vitesse électronique dans les composés semi-conducteurs III.V : application au GaAs et GaInAs", M.H. EVANNO, Thèse de Docteur Ingénieur, Lille, 1983.
- (8) "Temperature dependence of the electron mobility in GaAs-GaAlAs heterostructures". E.E. MENDEZ, P.J. PRICE, and M. HEIBLUM, Appl. Phys.lett. 45(3), 1 August 1984.
- (9) "Extension of approximate two-dimensional electrogas formulation".
R.F. PIERRET, I.E.E.E transaction of electron devices, vol. ED-32, n° 7, July 1985.

- (10) "Concentration of electrons in selectively doped GaAlAs/GaAs heterojunction and its dependance on spacer-layer thickness and gate elective fields". K. HIRAKAWA, H. SAKAKI, and J. YOSHIMO, Appl. Phys. Lett. 45(3) 1 August 1984.
- (11) "Photoconductivity in selectively n and p doped $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ hétérostructures" E.F. SCHUBERT, A. FISCHER, Solid State Electronics, Vol. 29, n° 2, pp. 173-180, 1984.
- (12) "Modulation doped $Ga_{0,47}In_{0,53}As/Al_{0,48}In_{0,52}As$ planar photoconductive detectors for 1, - 1.55 μm applications" C.Y. CHEN, Y.M. PANG, P.A. GARBINSKI, A.Y. CHO, and K. ALAVI. Appl. Phys. Lett. 43 (3) 1 August 1983.
- (13) "Interdigitated $Al_{0,48}In_{0,52}As/Ga_{0,47}In_{0,53}As$ photoconductive detectors C.Y. CHEA, Y.M. PANG, K. ALAVI, A.Y. CHO and P.A. GARBINSKI, Appl. Phys. Lett; 44(1) 1 January 1984.
- (14) "Quantum oscillations at $Ga_{0,47}In_{0,53}As/InP$ hétérojunction interface". R.J. NOCHOLAS, M.A. BRUMMEL, J.C. PORTAL, M. RAZEGHI and M.A. POISSON. Solid State Communications, vol. 43, n° 11, pp. 525-528, 1982.
- (15) "Propriétés physiques et performances potentielles des composants submicro-niques à effet de champ: Structures conventionnelles et à gaz d'électrons bidimensionel". A. CAPPY, Thèse d'état, Lille, Dec. 1986.
- (16) "Applications des transistors à effet de champ en arseniure de Gallium". R. SOARES, J. OBREGON et J. GRAFFEUIL. EYROLLES
- (17) "Physics of semiconductor devices" 2nd edition 1981, S.M. SZE. J. WILLEY & SONS
- (18) "Surface and interface depletion corrections to free carrier-density determinations by hall measurements", A. CHANDRA, E.C. COLIN WOOD, D.W. WOODARD, and L.F. CASTMAN.
- (19) "2 DEG III.V photoconductive detectors : an attractive device for photo-receiver applications", D. DECOSTER, J.P. VILCOT, A. BOYODI, J. RAMDANI and M. CONSTANT. Inst. Phys. Conf. Ser. n° 14 : chapter 6, 1984.

- (20) "Origin of "residual" persistent photoconductive in selectively doped GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterojunctions". T.N. THEIS and S.L. WRIGHT. Appl. Phys. Lett. 48 (20), 19 may 1986.
- (21) "New minority hole sinked photoconductive detector", C.Y. CHEN, Y.M. PANG, A.Y. CHO, and P.A. GARBINSKI. Appl. Phys. Lett. 43(12), 15 december 1983.
- (22) "Spatially modulated photoconductivity at N-AlGaAs/GaAs heterojunctions and formation of persistent charge patterns with submicro dimensions". K. TSUBAKI, H. SAKAKI, J. YOSHINO, and Y. SEKIGUCHI. Appl. Phys. Lett. 45 (6) 15 september 1984.
- (23) "Interface states in GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterostructures grown by organo metallic vapor phase epitaxy. T. MATSUMOTO, P.K. BHATTA CHARYA, and M.J. LUDOWISE, APL PHYS. Lett. 42(1), 1 January, 1983.
- (24) "Persistent photoconductivity and the quantized hall effect in In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP hétérostructures", H.P. WEI and D.C. TSUI, M. RAZEGHI Appl. Phys. Lett., 45 (6), 15 september 1984.

Les photoconducteurs que nous avons étudiés sont des composants possédant un gain basses fréquences relativement élevé pour de faibles puissances lumineuses, et, à gain identique, un bruit dû à l'éclairement plus faible que celui d'une photodiode à avalanche. En outre, les produits gain-bande passante peuvent atteindre 10 GHz pour des distances interélectrodes de l'ordre du micromètre. Enfin un intérêt non négligeable de ces composants est l'aspect faible coût de fabrication. Deux types d'applications peuvent donc être envisagés

Dans le domaine basses fréquences, le gain élevé de ces photoconducteurs peut conduire à des utilisations en instrumentation scientifique. Des travaux récents (1) ont notamment montré la possibilité de les utiliser comme détecteur optique en spectrométrie Raman en remplacement des photomultiplicateurs.

Dans le domaine hautes fréquences, les produits gain-bande passante élevés qui peuvent être obtenus, associés à un bruit d'éclairement relativement faible peuvent également conduire à utiliser ces composants comme détecteurs pour les télécommunications optiques. C'est ainsi que deux types de circuits intégrés pour les télécommunications à $0,8 \mu\text{m}$ et $1,3 - 1,5 \mu\text{m}$ ont été réalisés et étudiés au laboratoire ; ces photorécepteurs intégrés sont présentés par ailleurs ((3),(4)) Ils associent, en intégration monolithique, un photoconducteur et un transistor à effet de champ sur AsGa.

Dans ce chapitre, nous montrons tout d'abord la possibilité d'utiliser les photoconducteurs AsGa pour la spectrométrie Raman multicanal, en réalisant un premier essai de barrette de photoconducteurs. Nous terminons enfin en essayant de chiffrer les puissances minimales détectables par ces photoconducteurs, dans une utilisation en télécommunications optiques.

I - REALISATION D'UN PHOTODETECTEUR RAMAN MULTICANAL.

Des travaux récents développés par Mme M. Constant ont montré les possibilités de remplacer le photomultiplicateur d'un spectromètre Raman conventionnel par un photoconducteur AsGa (1). Le rôle du photomultiplicateur est illustré figure V.2. Des essais ont en effet montré que des performances comparables sont obtenues pour les deux dispositifs : rapport signal sur bruit, intensités relatives des raies Raman. On peut noter par ailleurs les avantages du photoconducteur par rapport au photomultiplicateur tels : encombrement moindre, faible tension de polarisation (1,5 V), signal de sortie utilisable sans amplification, faible coût de

fabrication, possibilité de réaliser un circuit intégré....

Il nous a paru intéressant d'exploiter les propriétés de ce type de photoconducteur pour réaliser une barrette de photoconducteurs pour la détection Raman multicanal.

Nous présentons tout d'abord brièvement un rappel des principes de la spectrométrie Raman, de l'installation Raman conventionnel et d'une installation Raman disposant d'un détecteur multicanal. Nous présentons ensuite la réalisation technologique de la barrette de photoconducteurs et enfin quelques caractéristiques du composant obtenu.

A) - NOTIONS DE SPECTROMETRIE RAMAN.

1°) - Rappel..

Lorsqu'on éclaire un milieu avec une radiation excitatrice monochromatique de fréquence ν_0 , il diffuse dans toutes les directions un rayonnement de faible intensité. L'analyse de la lumière diffusée, montre une composante relativement intense de même fréquence ν_0 appelée raie de Rayleigh et aussi des composantes de fréquences différentes $\nu_0 + \nu_i$ et $\nu_0 - \nu_i$. Les fréquences ν_i sont caractéristiques des espèces moléculaires présentes dans la substance diffusante. On peut relier de façon précise ce changement de fréquence aux rotations et aux vibrations des molécules constituant la matière. On parle de raies Raman "Stockes" pour les fréquences $\nu_0 - \nu_i$ et de raies Raman "anti-stockes" pour les fréquences $\nu_0 + \nu_i$. En général, la position d'une raie Raman est déterminée par l'écart exprimé en cm^{-1} (ν_i) par rapport à la raie Rayleigh. La figure V.1 présente l'enregistrement d'un spectre Raman.

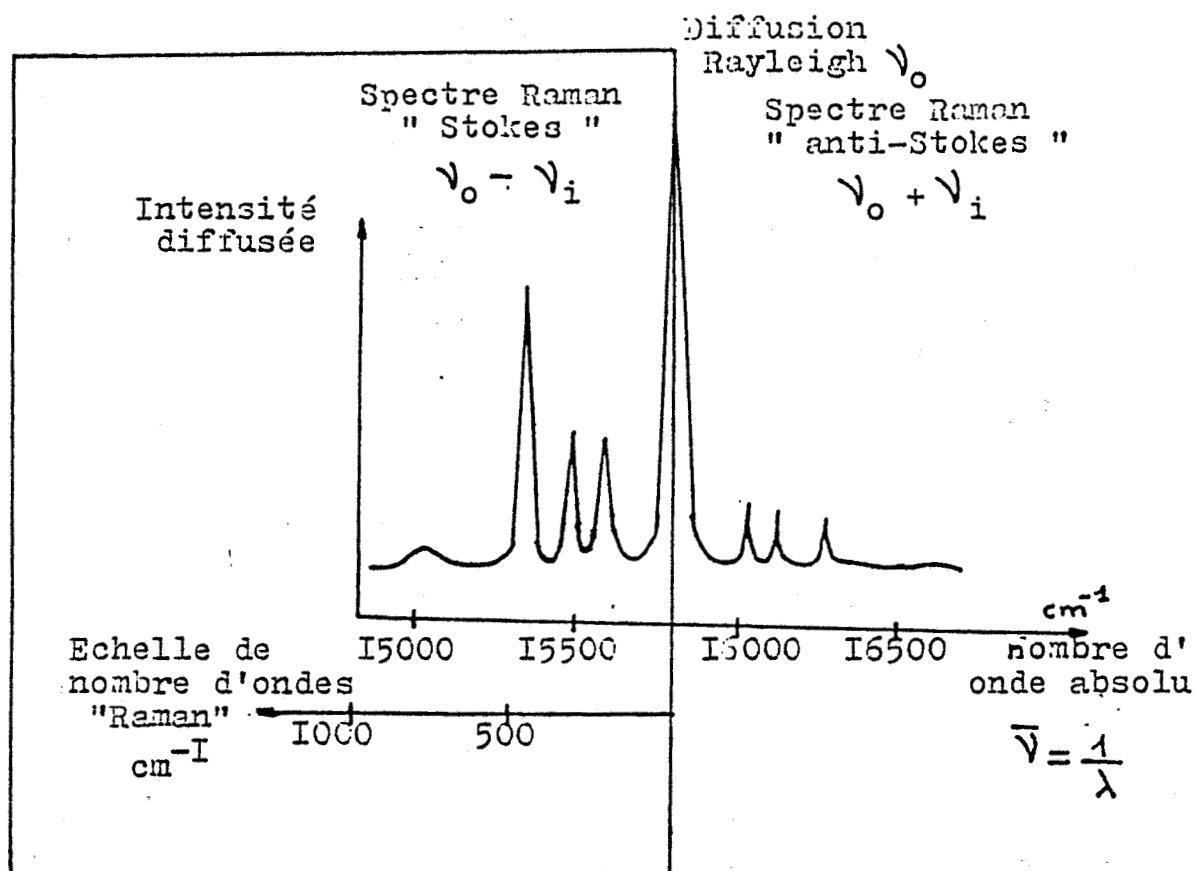


Figure V.1.
Spectre Raman typique.

2°) Installation Raman conventionnelle.

La figure V.2 présente un spectromètre Raman conventionnel. La lumière diffusée est focalisée sur la fente d'entrée d'un monochromateur à l'aide d'un objectif de transfert. Une étroite bande spectrale est isolée par le monochromateur. Le flux lumineux sortant est mesuré par un photomultiplicateur. Les mesures effectuées par Mme M. Constant qui a montré la possibilité de remplacer le photomultiplicateur par un photoconducteur AsGa à canal creusé sont présentées figure V.3 (1).



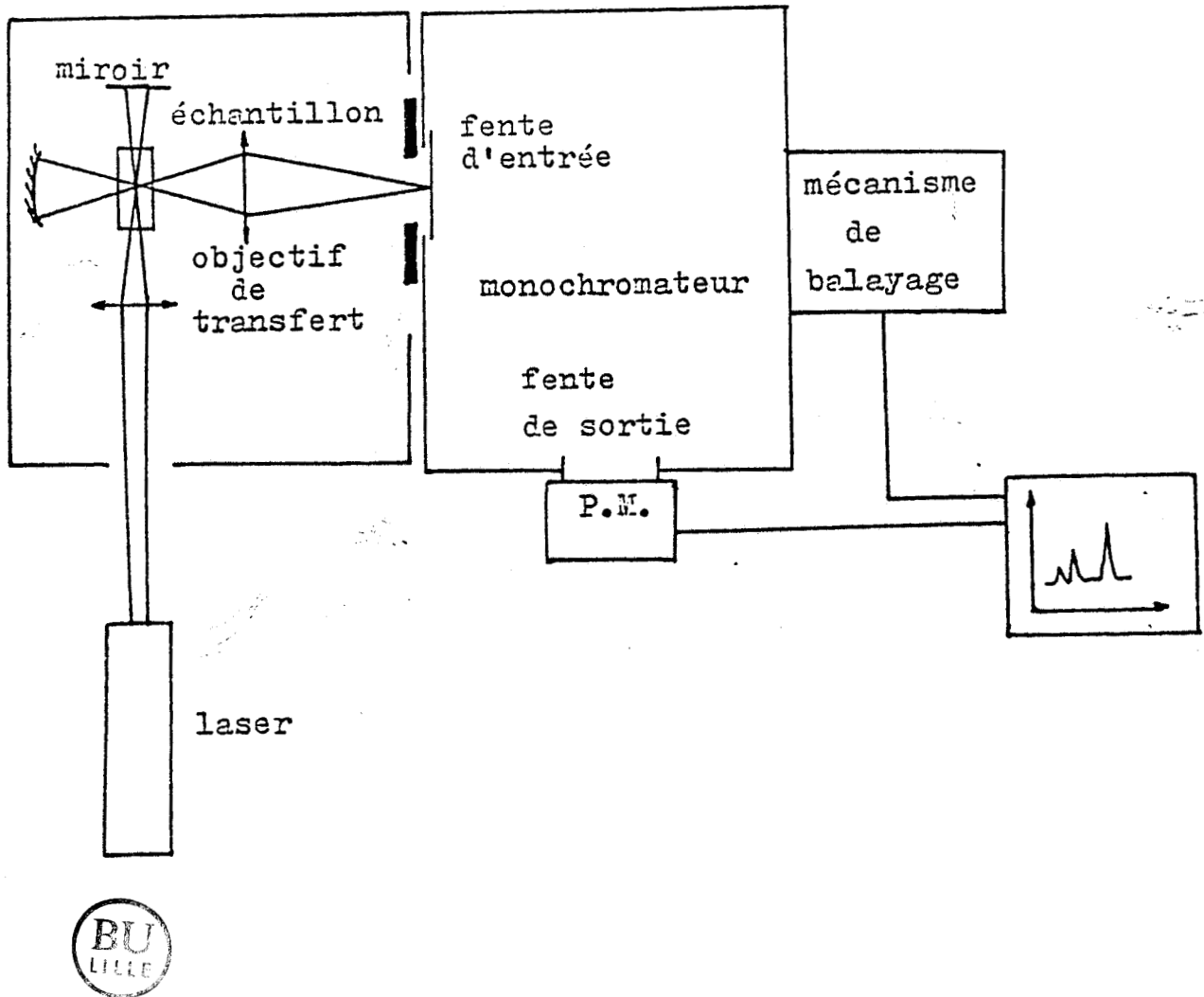
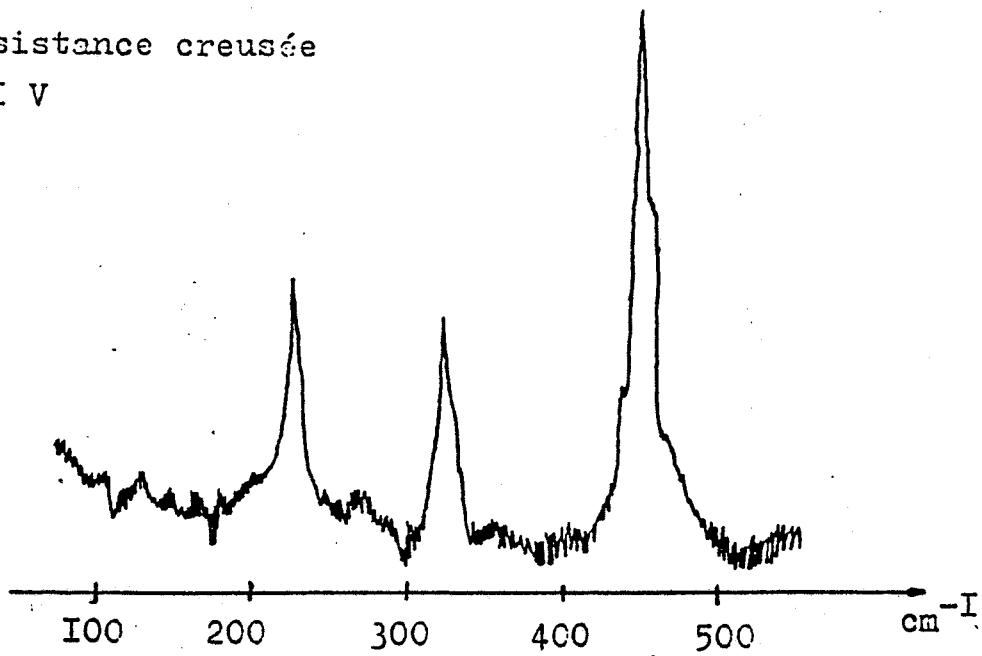


Figure V.2.
Spectromètre Raman conventionnel.

Photorésistance creusée

$V_{\text{pol}} = 1 \text{ V}$



Photomultiplicateur

$V_{\text{PM}} = -950 \text{ V}$

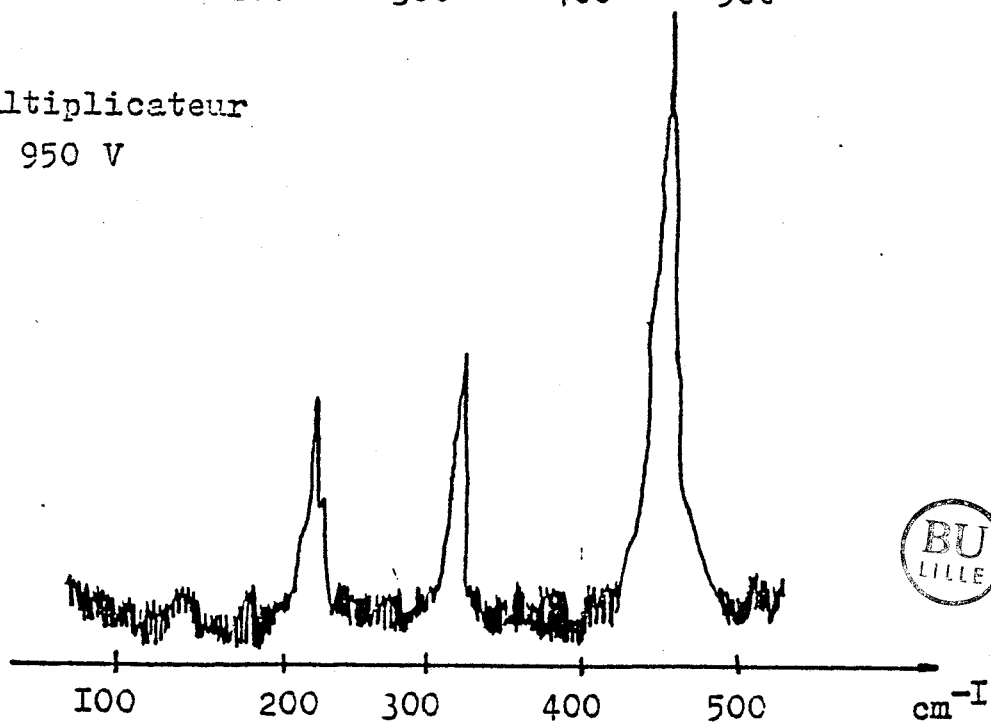


fig. I Spectres Raman du CCl_4

Figure V.3.

Spectres Raman du CCl_4 . D'après (1)

3°) Installation Raman disposant d'un détecteur multicanal.

La figure V.4 présente l'installation Raman multicanal. La mise en place du détecteur multicanal apporte des modifications au niveau de la disposition du monochromateur et du système de lecture du spectre. Le réseau est figé dans une position où tous les rayons diffractés sont reçus par le détecteur multicanal. Un système d'adressage permet de lire l'information détenue par chaque canal (ou zone photosensible).

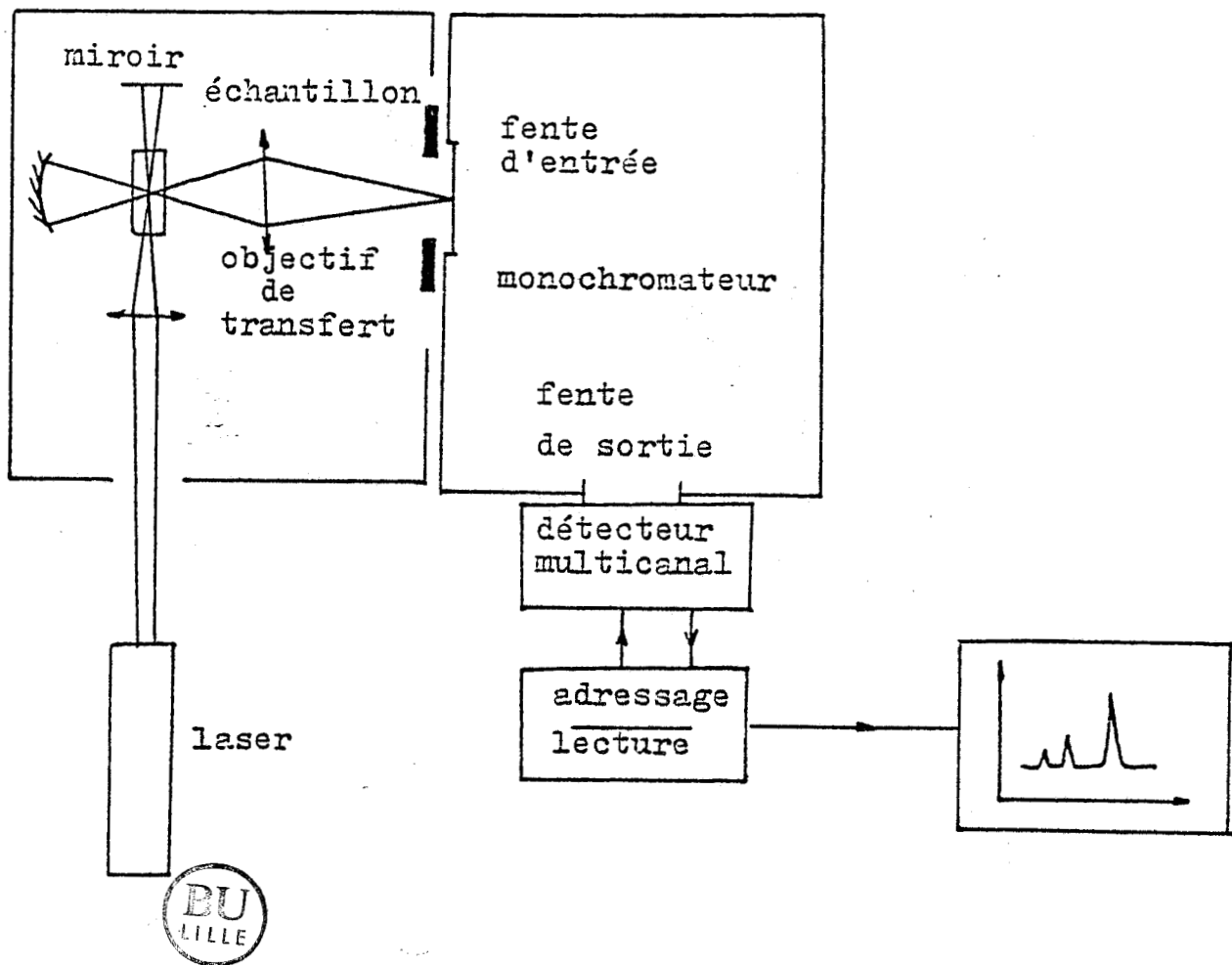


Figure IV.4.

Spectromètre Raman disposant d'un détecteur multicanal.

B) - LA BARRETTE DE PHOTOCONDUCTEURS.

1°) Conception.

La puce comprend trois barrettes de 5, 20 et 50 éléments photosensibles ainsi que des résistances de test.

Chaque barrette est constituée d'une série de contacts ohmiques en forme de doigts, de largeur $10\ \mu\text{m}$ et de longueur $100\ \mu\text{m}$. La distance interdoigts est de $10\ \mu\text{m}$, définissant ainsi une zone photosensible de $10 \times 100\ \mu\text{m}^2$ et réalisant l'équivalent d'une fente. Les dimensions ont été choisies en tenant compte des résultats des études que nous avons effectuées (chapitre 3) et de manière à limiter les difficultés technologiques.

Le photocourant est collecté par les doigts qui servent d'électrodes et comportent à leurs extrémités un plot de contact permettant une soudure par thermocompression. La figure V.5 présente de façon schématique un élément d'une barrette.

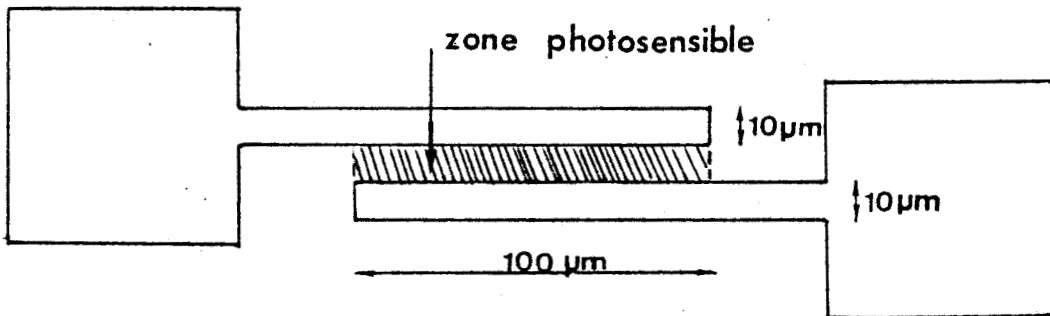


Figure V.5.

Schéma d'une photorésistance élémentaire d'une barrette.

2°) Réalisation du composant.

2,1 - Matériau.

La structure des couches épitaxiées GaAs utilisées a été déjà décrite dans le deuxième chapitre ; elle est rappelée figure V.6.

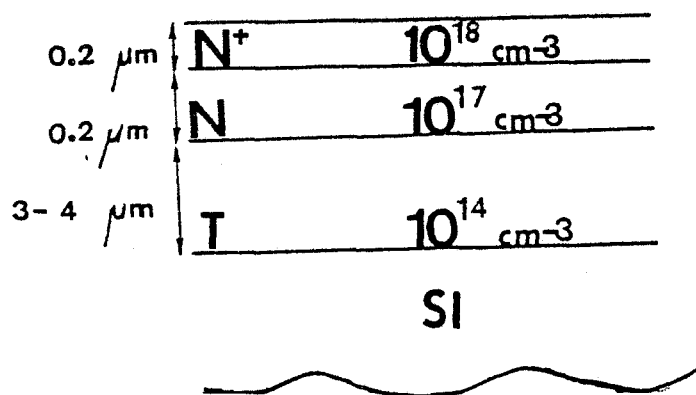


Figure V.6.

Epitaxie GaAs.

2.2 - Technologie.

La réalisation de ce composant nécessite quatre niveaux de masquage.

a) Mésa.

Un mésa de dégagement permet d'isoler électriquement les différents éléments. Cette étape comporte deux parties :

- premier mésa présenté figure V.7 et creusé jusqu'à la couche tampon. Les parties sombres correspondent aux zones protégées par la résine et donc non attaquées.

- deuxième mésa reprenant la même géométrie et permettant de creuser dans le tampon (1100 Å) pour assurer un isolement électrique total.

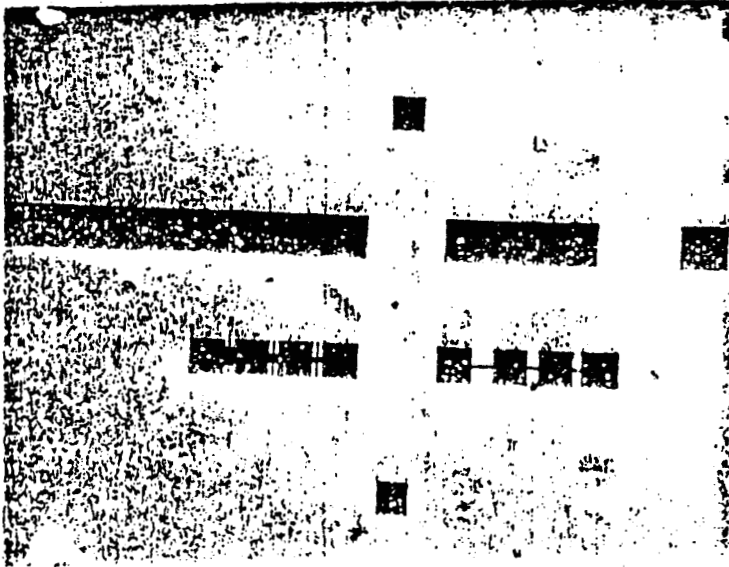


Figure V.7.
Premier méso.

b) Contacts ohmiques.

- Dépôt d' AuGeNi en évaporation 2000 \AA .
- Pulvérisation de Ni pendant 3 mn; recuit à 470° C pendant 1 m 30s.

La figure V.8 présente une vue du composant après cette étape.

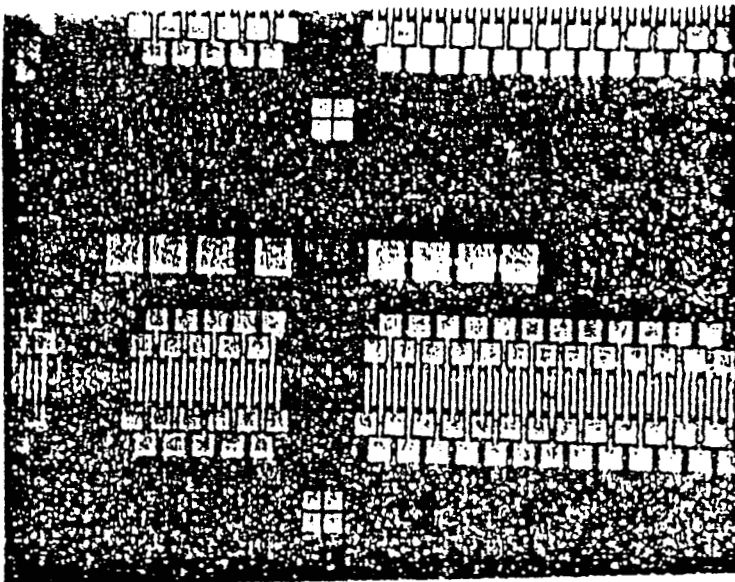
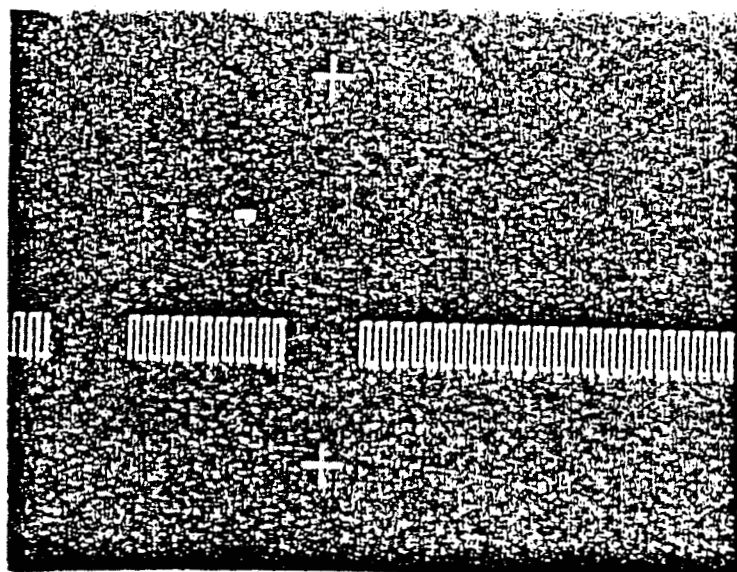


Figure V.8.
Aspect du composant après réalisation des contacts ohmiques.

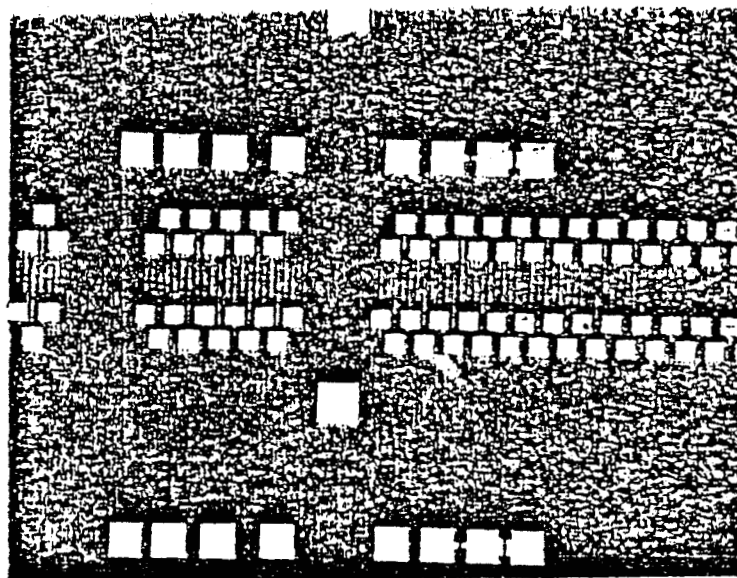
c) Recess ; attaque de la couche N^+ .

- attaque ionique des 3/4 de la couche N^+ (durée 3 mn 30 s)
- attaque chimique de 1/4 de la couche N^+ pendant 30 s en utilisant la solution $NH_4OH + H_2O_2 + H_2O$ (1:1:200),
- rinçage dans NH_3 dilué à 10 % dans eau DI.

La figure V.9 a), montre les zones attaquées correspondant aux parties claires et la figure V.9 b) présente l'aspect du composant après recess.



a



b



Figure V.9.

- a) *Contraste entre zones attaquées (claires) et protégées.*
 b) *Aspect du composant après recess.*

d) Plots d'épaississement.

Une couche d'or est déposée pour épaissir les contacts ohmiques afin de diminuer les résistances de contact et de permettre les soudures par thermo-compression.

Epaississement TiPtTiAu :

- Titane évaporé 500 Å.
- pulvérisation de platine 500 Å.
- titane évaporé 500 Å.
- pulvérisation d'or 2000 Å.
- recuit à 250 ° C pendant 30 mn.

L'aspect du composant, technologie terminée, est présenté figure V.10.

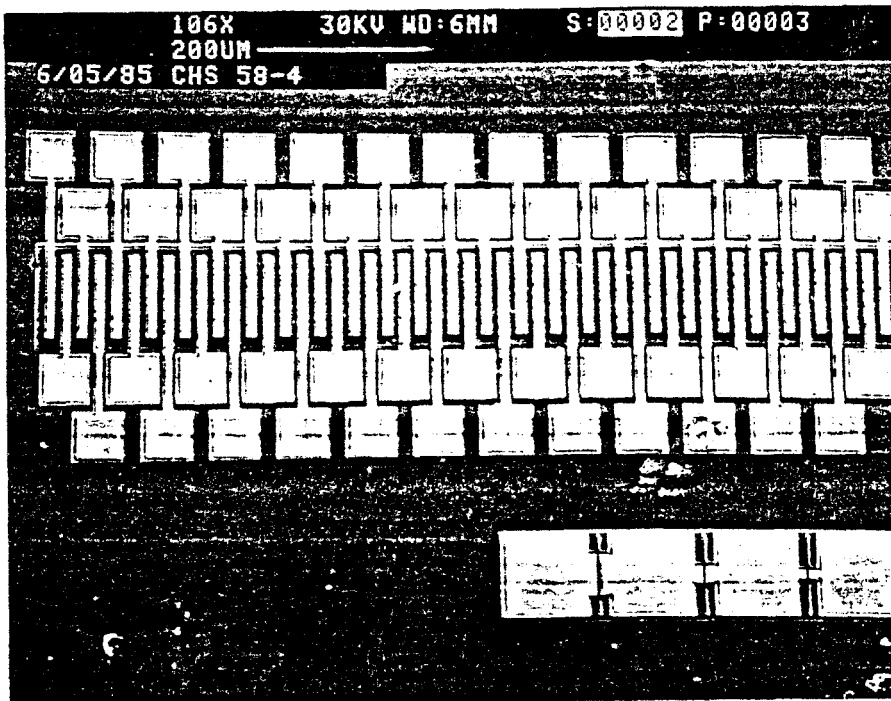


Figure V.10.
Aspect du composant après technologie.

3°) Montage du composant.

La barrette après technologie est collée sur un support d'alumine spécialement réalisé pour ce composant et présenté figure V.11. Chaque plot

est ensuite relié par un fil d'or soudé par thermocompression à une piste conductrice de cette plaque d'alumine. La barrette de 50 éléments, montée sur un support d'alumine est présentée figure V.12,

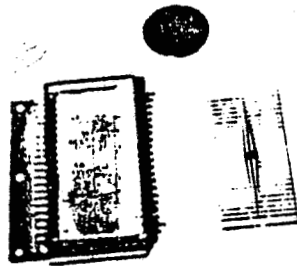


Figure V.11
Plaque d'alumine et son boîtier.

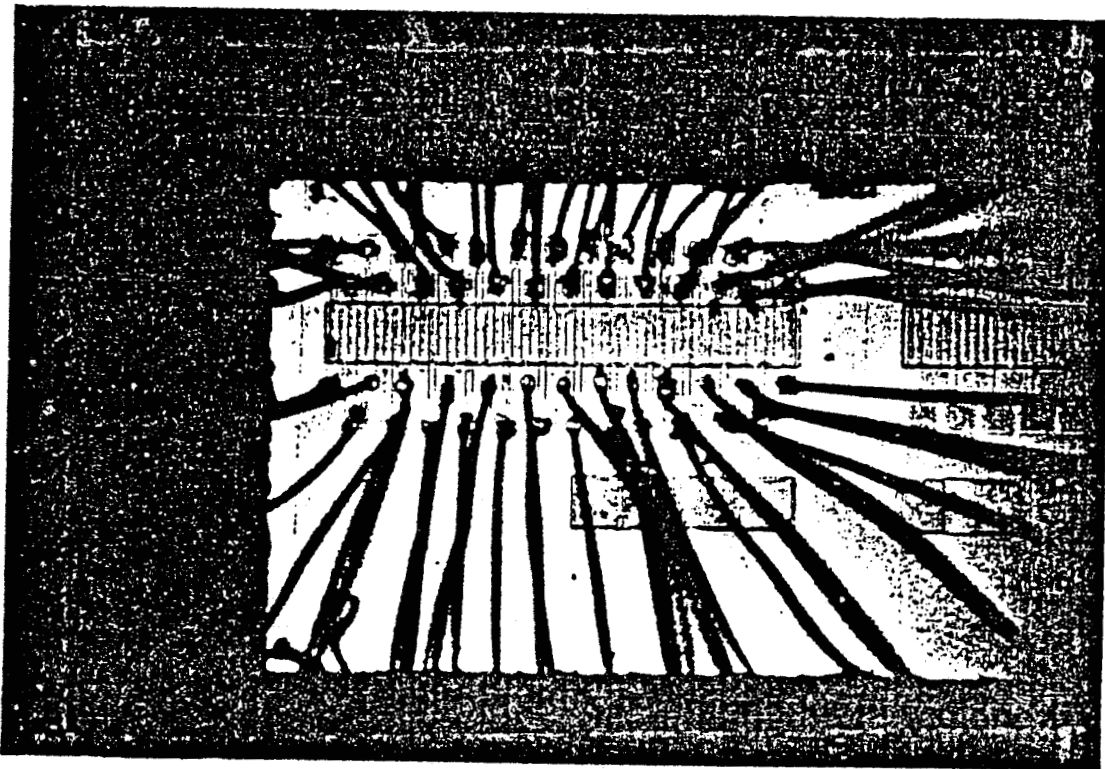


Figure V.12.

Barrette de 50 éléments montée sur un support en alumine.

C) - CARACTERISATION DU COMPOSANT.

1°) Caractéristiques d'un élément.

Les gains statiques ont été mesurés pour un élément photosensible d'une barrette de 5 éléments. Ces mesures sont effectuées en focalisant un faisceau laser à $0,632 \mu\text{m}$ (HeNe) sur l'élément. La figure V.13 présente les résultats obtenus. Ces gains sont du même ordre de grandeur que ceux obtenus pour un photoconducteur GaAs (44-1N) $10 \mu\text{m}$ à élément unique. Ceci montre que les performances du photoconducteur ne sont pas dégradées par la multiplicité des doigts.

2°) Essai d'imagerie.

Le photocourant a été relevé à plusieurs endroits d'une barrette de 5 éléments sous un éclairement non focalisé. Les résultats obtenus sont présentés figure V.14 et montrent que les photocourants sont sensiblement les mêmes quelles que soient les zones photosensibles considérées ; ils sont compatibles avec un éclairement quasi-uniforme.

Le faisceau lumineux a été ensuite focalisé soit aux extrémités du composant, soit au centre. Les résultats sont présentés respectivement figures V.15 et 16. Ici encore les photocourants relevés sont compatibles avec un éclairement focalisé sur le composant.

L'ensemble de ces résultats montre les possibilités d'utilisation de la barrette en imagerie et constitue une première étape dans la définition d'une structure pour la détection Raman multicanal. Les étapes suivantes auront pour objet simultanément l'amélioration du composant et la mise au point d'un système d'adressage.

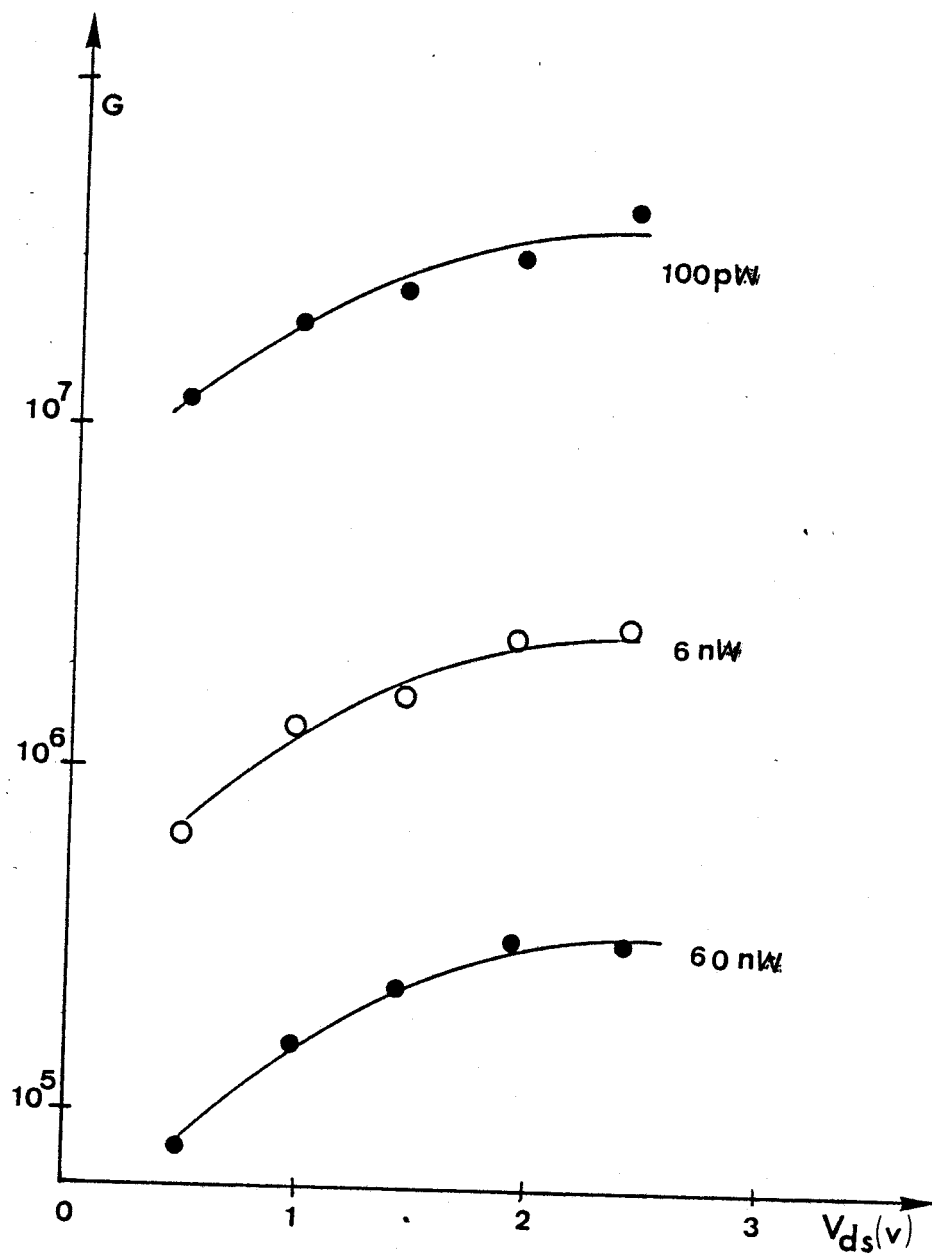


Figure V.13.

Gain continu en fonction de la tension de polarisation d'un élément de la barrette de 5 éléments.



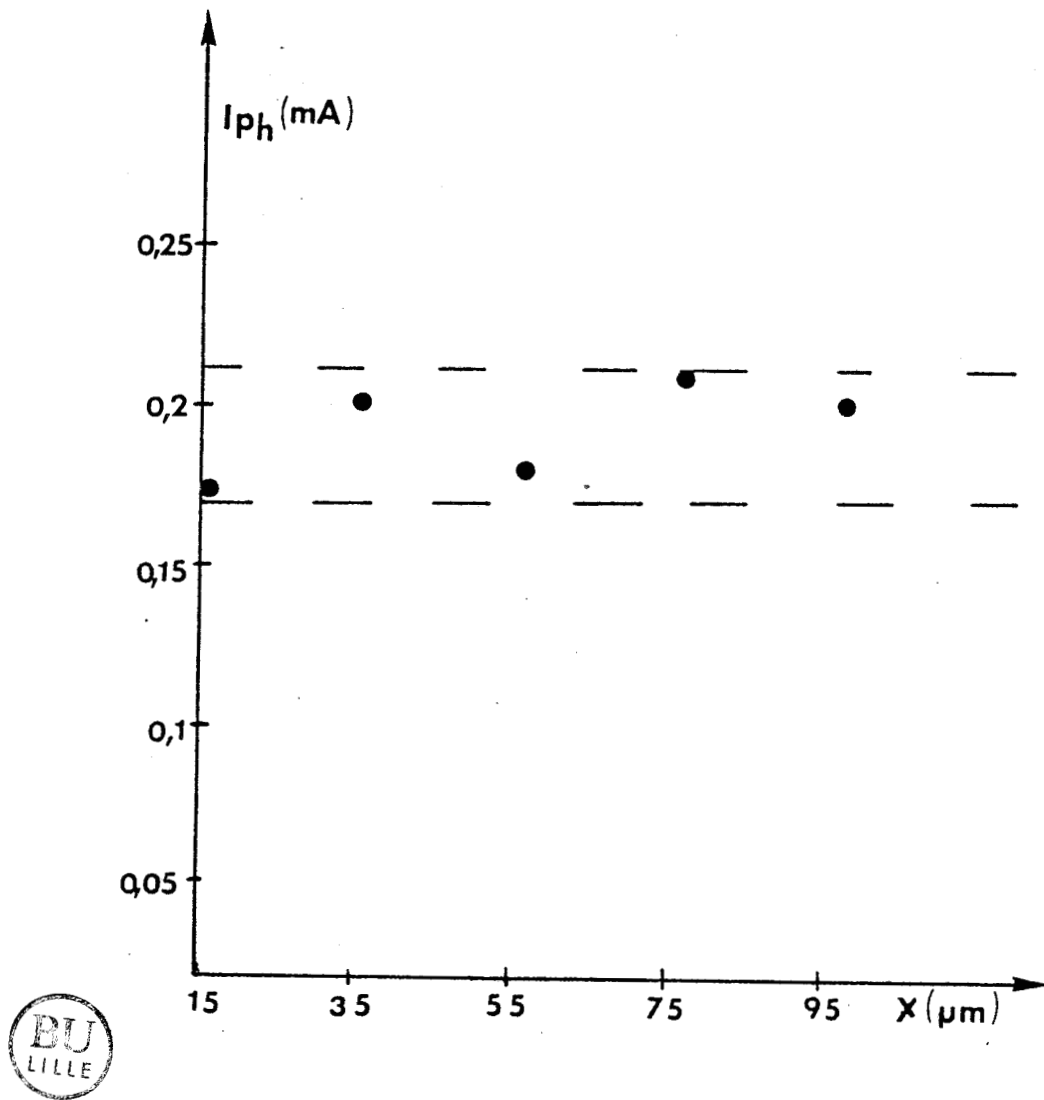


Figure V.14.

Caractéristique du photocourant en fonction des zones photosensibles pour un faisceau non focalisé.

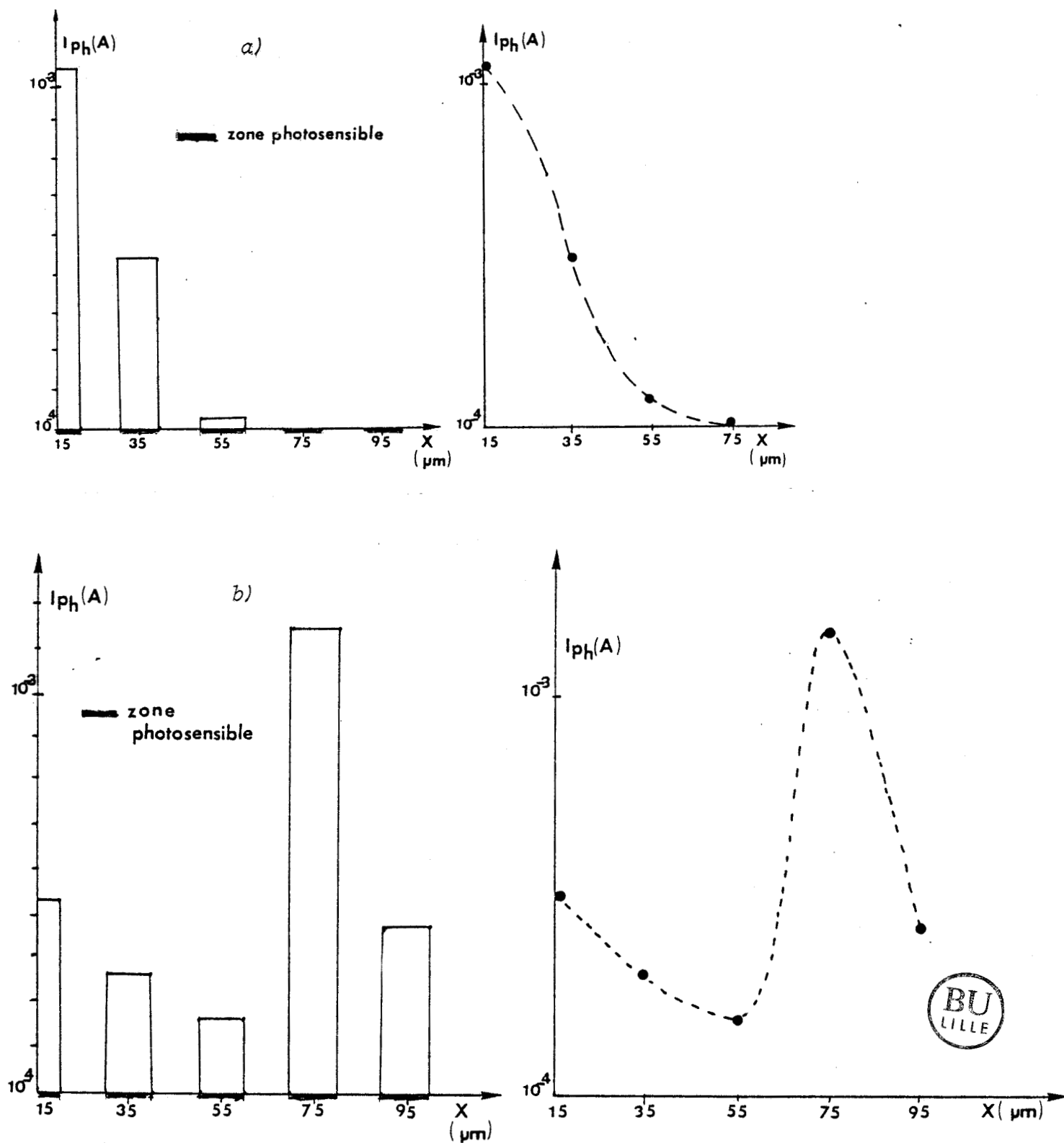


Figure V.15,

Image d'un faisceau focalisé aux extrémités de la barrette. Photocourant en fonction des zones photosensibles de la barrette.

a) Une extrémité.

b) Deuxième extrémité.

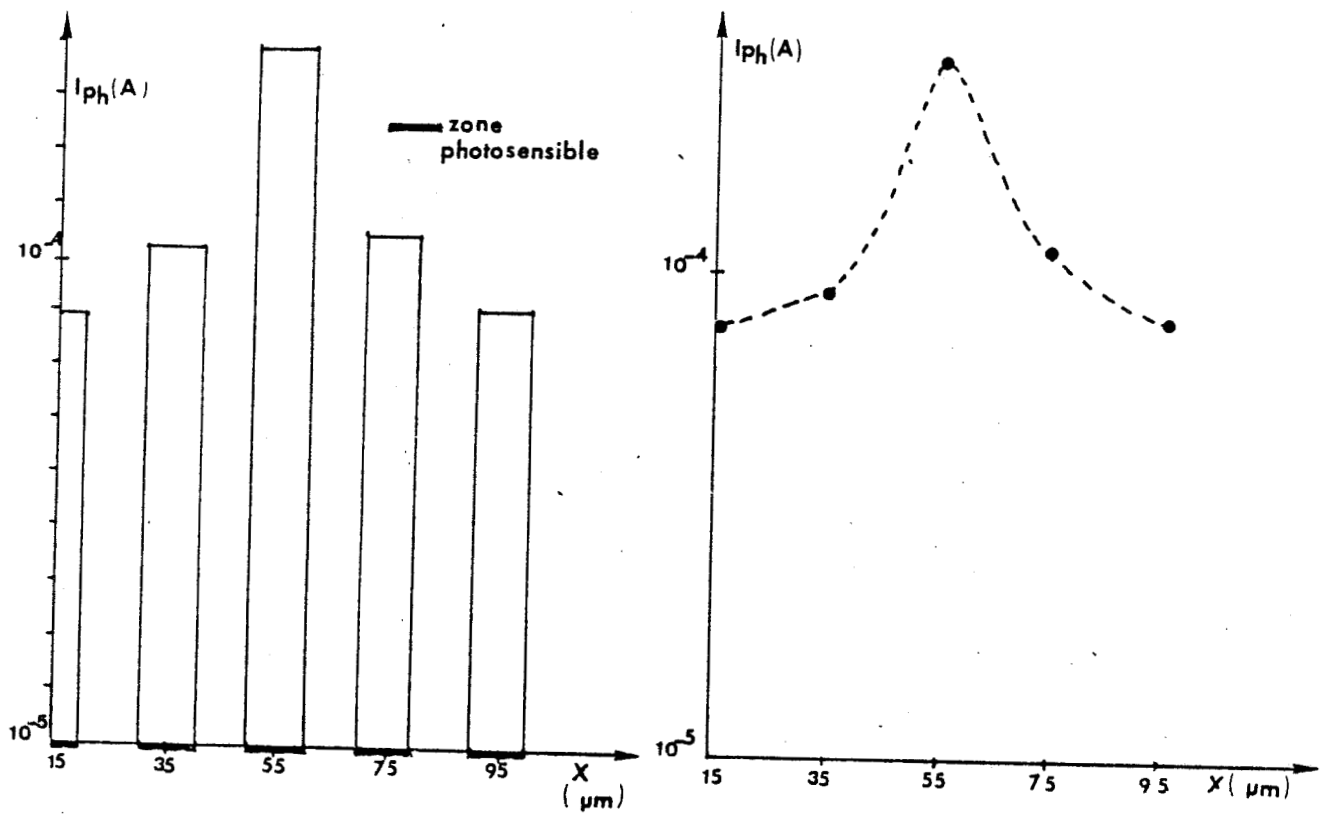


Figure V.16.

Image d'un faisceau focalisé au centre de la barrette photocourant en fonction des zones photosensibles de la barrette.

D) - CONCLUSION.

En vue d'une application en spectrométrie Raman multicanal, nous avons réalisé des barrettes de photoconducteurs. Les premières caractérisations effectuées montrent que les performances des photoconducteurs ne sont pas dégradées par la multiplicité des doigts. Elles montrent aussi les possibilités d'une utilisation en imagerie. Cependant le courant d'obscurité apparaît relativement élevé ; une amélioration possible du composant serait peut-être de le réaliser à partir d'une épitaxie de GaAs spéciale ; cette épitaxie serait caractérisée par un profil de dopage tel qu'il y ait réduction du courant d'obscurité tout en conservant les effets de gain dus au potentiel de surface. Cette amélioration doit bien sûr s'accompagner de la définition d'un système d'adressage adapté au composant.

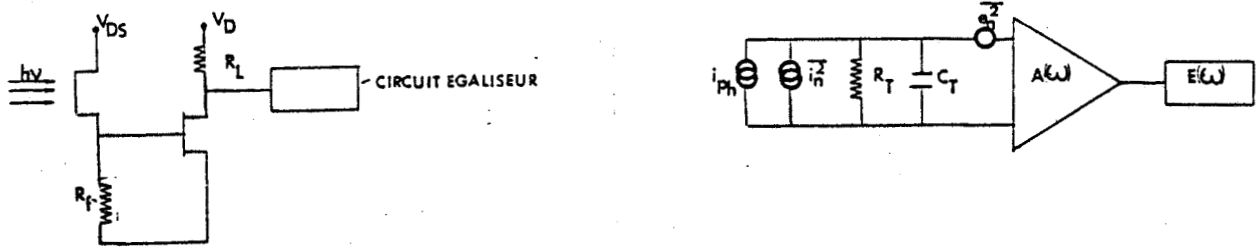
II - ESTIMATION DE LA PUISSANCE MINIMALE DETECTABLE EN TRANSMISSION NUMERIQUE, POUR UN TAUX D'ERREUR DONNE .

Les études que nous avons effectuées sur les photoconducteurs que nous avons réalisés, nous ont permis de chiffrer les gains, les niveaux de bruit et le temps de réponse de ces composants. Dans la perspective d'une application en télécommunications optiques, il serait intéressant de connaître les puissances minimales détectables avec ces dispositifs, en fonction du débit d'information. Ce type d'estimation a été développé théoriquement par Forrest ((5)). Nous reprenons ce calcul en introduisant les données relatives aux photoconducteurs que nous avons étudiés, données qui correspondent à nos résultats expérimentaux .

1°) Structure d'un photorécepteur à base de photoconducteurs et bruit associé.

a) Structure.

Le photorécepteur se compose d'un photoconducteur suivi d'un préamplificateur à impédance d'entrée élevée; généralement il s'agit d'un transistor à effet de champ. Pour ce qui nous concerne, nous considérons le cas d'un transistor à effet de champ sur AsGa. Nous admettons également que le préamplificateur est muni d'un circuit égaliseur pour tenir compte et améliorer la forme de la réponse dynamique. Un tel photorécepteur est schématisé figure V.17a) et le circuit électrique équivalent est présenté figure V.17 b).



a) Photorécepteur dont l'élément détecteur est un photoconducteur.

b) Schéma équivalent d'un photorécepteur dont l'élément détecteur est un photoconducteur.

Figure V.17.

b) Bruit associé.

Nous récapitulons ci-dessous les différentes sources de bruit qui contribuent au bruit total. Ces différentes sources de bruit sont :

- le bruit thermique ou de Johnson.

Son expression classique est :

$$\frac{\overline{di_j^2}}{df} = \frac{4kT}{R_T} \quad \text{V.1}$$

où R_T est la résistance équivalente de la résistance R_f de polarisation de la grille en parallèle sur la résistance R_D du photoconducteur. L'optimisation est obtenue lorsque R_f est égale à R_D ((5)), dans ce cas l'expression V.1 devient :

$$\frac{\overline{di_j^2}}{df} = \frac{8kT}{R_D} \quad \text{V.2} \quad (5)$$

- le bruit de génération-recombinaison.

Il est donné par la relation suivante :

$$\frac{\overline{di_{gr}^2}}{df} = \frac{4 \cdot q \cdot I_{ph} \cdot G_o}{1 + (2\pi f \tau_v)^2} \quad \text{V.3}$$

$$\text{avec } G_o = \frac{\tau_v}{\tau_t}$$

C'est un bruit dépendant de la fréquence.

- Le bruit dû au courant de fuite de la grille du transistor

C'est un bruit de type grenaille ; il est donné par :

$$\frac{\overline{di_g^2}}{df} = 2qI_g \quad \text{V.4}$$

avec I_g le courant de fuite de grille.

- Le bruit du canal du transistor.

La densité spectrale du bruit de canal d'un transistor à effet de champ est généralement donnée par la relation :

$$\frac{\overline{di_c^2}}{df} = \frac{4kT\Gamma(2\pi C_T)^2 f^2}{g_m} \quad \text{V.5 (5)}$$

avec C_T capacité totale à l'entrée du transistor

g_m transconductance du transistor

Γ facteur de bruit du transistor

Dans le cas du photorécepteur présenté figure V.17, C_T est la capacité C_{gs} de grille du transistor augmentée des capacités supplémentaires du photo-détecteur et des connexions. Le bruit du canal varie donc comme le cube de la fréquence et par conséquent risque d'être prépondérant en très hautes fréquences.

- En dessous d'une certaine fréquence f_c , il faut tenir compte du bruit en $1/f$. La fréquence f_c est la fréquence pour laquelle ce type de bruit est égal au bruit du canal. Son expression classique en tenant compte de la contribution supplémentaire du bruit en $1/f$ du transistor que l'on suppose identique au bruit $1/f$ du photoconducteur est :

$$\frac{\overline{di_f^2}}{df} = \frac{8kT\Gamma(2\pi C_T)^2(f_c \cdot f)}{g_m} \quad \text{V.6 (5)}$$

- En transmission numérique, un bruit supplémentaire dû à l'interférence intersymbole peut également intervenir si le temps de réponse impulsionnel du détecteur est relativement long. En effet l'interférence entre symbole peut être une source d'erreurs pour le circuit de décision. On montre que la densité spectrale de ce type de bruit est donnée par :

$$\frac{\overline{di_{isi}^2}}{df} = \frac{4qG_0}{1+(2\pi fT_v)^2} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} I_{ph}(t-mT) \quad \text{V.7 (5)}$$

où T est la période séparant deux éléments binaires.

m est entier relatif ($m = 0$ correspond à l'état présent de décision et $m < 0$ correspond aux instants futurs de décision).

Ces divers types de bruit sont en général statiquement indépendants les uns des autres ; la densité spectrale de bruit de courant totale $\frac{\overline{di_n^2}}{df}$ est donc la

Somme de toutes ces densités spectrales.

$$\frac{\overline{di_n^2}}{df} = \frac{\overline{di_j^2}}{df} + \frac{\overline{di_{gr}^2}}{df} + \frac{\overline{di_g^2}}{df} + \frac{\overline{di_c^2}}{df} + \frac{\overline{di_f^2}}{df} + \frac{\overline{di_{isi}^2}}{df} \quad \text{V.8}$$

Le calcul du bruit total dans une bande passante s'effectue en intégrant $\frac{\overline{di_n^2}}{df}$ après l'avoir pondéré par la fonction de transfert du système définie par

$$H_T(\omega) = \frac{H_o(\omega)}{H_i(\omega)} \quad \text{V.9}$$

où $H_o(\omega)$ est la transformée de Fourier du signal en sortie et $H_i(\omega)$ celle du signal à l'entrée du préamplificateur. Il en résulte que le bruit total i_n^2 peut se mettre sous la forme :

$$\overline{i_n^2} = \frac{4kTI_2 B}{R_T} + 4qI_{ph} G I_1 B + 2qI_g I_2 B + \frac{4kT\Gamma(2\pi C_T)^2 I_3 B^3}{g_m} + \frac{8kT\Gamma(2\pi C_T)^2 f_c I_f B^2}{g_m} + 4qI_{ph} G(\Sigma_1 - I_1) B \quad V.10 \quad (5)$$

où I_1, I_2, I_3, I_f et Σ_1 sont des intégrales définies par Forrest (5) et dont les valeurs dépendent de la forme du signal de sortie et de la réponse du photoconducteur, et donc de la fonction de transfert $H_T(\omega)$, ces valeurs sont données en annexe 2.

B est la bande passante.

En posant

$$\overline{i_x^2} = \frac{4kTI_2 B}{R_T} + 2qI_g I_2 B + \frac{4kT\Gamma(2\pi C_T)^2 I_3 B^3}{g_m} + \frac{8kT\Gamma(2\pi C_T)^2 f_c I_f B^2}{g_m} \quad V.11$$

correspondant au bruit total indépendant de la puissance lumineuse incidente, l'expression V.10 devient

$$\overline{i_n^2} = \overline{i_x^2} + 4qI_{ph} G B \Sigma_1 \quad V.12$$

2°) Calcul de la puissance minimale détectable.

Appellons D, le photocourant seuil de décision, c'est à dire la valeur du photocourant au-dessus de laquelle, le circuit de décision distingue l'élément binaire "1" émis de l'élément "0".

Posons

$$Q = \frac{(D-i)}{(\overline{i_n^2})^{1/2}} \quad V.13$$

où i est le photocourant c'est à dire i_1 dans le cas de l'élément binaire "1" et i_0 dans le cas de l'élément binaire "0". Dans l'hypothèse où nous considérons que i_0 est nul et que D vaut la moitié de i_1 , comme c'est généralement le cas (10), alors Q représente la moitié du rapport signal sur bruit en courant. Dans cette hypothèse, nous avons

$$4Q^2 = \frac{S}{B} \quad \text{V.14}$$

avec $\frac{S}{B}$ rapport signal sur bruit (en puissance).

Lorsque le bruit dans le photoconducteur peut être statistiquement considéré comme un signal gaussien, hypothèse généralement admise (8), alors Q est égal à 6 pour un taux d'erreur de 10^{-9} . (5), (6), (8), (10).

Dans l'hypothèse où i_0 est nul et en faisant apparaître \bar{P} , puissance moyenne incidente égale à la moitié de la puissance maximale P_1 , alors de l'expression V.13 nous tirons deux relations :

$$2\eta\bar{P}\left(\frac{q}{h\nu}\right) G - D = Q[\bar{i}_x^2 + 8\eta\bar{P}\left(\frac{q}{h\nu}\right)G^2\Sigma_1 B]^{1/2} \quad \text{V.15}$$

$$D = Q[\bar{i}_x^2 + 8\eta\bar{P}\left(\frac{q}{h\nu}\right)G^2(\Sigma_1 - I_1)B]^{1/2} \quad \text{V.16}$$

La résolution des équations V.15 et 16 où l'on considère \bar{P} comme une inconnue, conduit à une expression du type :

$$\eta\bar{P} = Q\left(\frac{h\nu}{q}\right)\frac{1}{G}[\bar{i}_x^2 + 16q^2Q^2G^2\Sigma_1(\Sigma_1 - I_1)B^2]^{1/2} + 2h\nu Q^2(2(\Sigma_1 - I_1))B \quad \text{V.17}$$

La plupart du temps, on peut considérer que pratiquement le bruit dû à l'éclairement est négligeable devant le bruit en régime d'obscurité c'est à dire le bruit indépendant du signal, hypothèse que nous avons déjà vérifiée expérimentalement; alors l'expression V.17 se simplifie et devient :

$$\eta\bar{P}_{PC} = Q\left(\frac{h\nu}{q}\right) \frac{(\bar{i}_x^2)^{1/2}}{G} \quad \text{V.18} \quad (5, 8)$$

L'expression V.18 montre que pour augmenter la sensibilité d'un tel photorécepteur, il faut :

- que le gain G soit élevé, cependant pour des valeurs de la durée de vie τ_v (et donc du gain) élevées, la contribution du bruit \bar{i}_x^2 et du bruit dépendant du signal (\bar{i}_{iSi}^2 et \bar{i}_{gr}^2), peut augmenter de manière importante.

- réduire $(\bar{i}_x^2)^{1/2}$ qui dépend des qualités du transistor et du photoconducteur. Il faudra notamment des transistors à faible facteur de bruit Γ et à faible capacité C_{gs} . De même la résistance R_D du photoconducteur doit être la

la plus élevée possible. Il faut donc un matériau peu dopé et une faible épaisseur de la couche active. Cette épaisseur ne doit cependant pas être inférieure à la profondeur de pénétration de la lumière dans le matériau pour éviter de dégrader le rendement quantique η .

3°) - APPLICATION AUX PHOTOCONDUCTEURS ETUDIÉS.

L'expression de la puissance minimale détectable \bar{P}_{PC} en fonction de la fréquence de répétition $\frac{1}{T}$ des impulsions lumineuses et pour un taux d'erreur donné, ayant été établie au paragraphe précédent, nous allons tenter maintenant de l'appliquer au cas des photoconducteurs que nous avons étudiés. Les différents paramètres qui caractérisent le photorécepteur et dont il faut tenir compte dans l'expression. V, 18 sont :

- pour le transistor à effet de champ, la transconductance g_m , la capacité de la grille C_{gs} , le facteur de bruit Γ , le courant de fuite de la grille I_g et le bruit en $1/f$ caractérisé par la fréquence f_c au-delà de laquelle le bruit de canal du transistor devient prépondérant (corner frequency dans la terminologie anglo-saxonne).

- pour le photoconducteur, la résistance d'obscurité R_D (nous supposons qu'elle est égale à la résistance de polarisation R_f de la grille et que la résistance totale R_T vaut $\frac{R_D}{2}$), le gain G du photoconducteur et le bruit en $1/f$ caractérisé lui aussi par une fréquence f_c que nous choisissons arbitrairement comme la fréquence au-delà de laquelle le bruit $1/f$ devient inférieur au bruit de canal d'un transistor à effet de champ GaAs.

Dans la démarche qui nous préoccupe, il importe surtout de connaître l'influence des caractéristiques des photoconducteurs étudiés sur le minimum de puissance détectable. Nous admettons donc que, dans tous les cas, les caractéristiques du transistor (GaAs) sont les mêmes, alors que les caractéristiques des photoconducteurs sont issues des études expérimentales que nous avons effectuées. Toutes ces valeurs sont rassemblées dans les tableaux V.1 et 2. Celles concernant le transistor à effet de champ AsGa correspondent aux caractéristiques typiques mesurées de transistors GaAs qui ont été réalisés au laboratoire, et associés en intégration monolithique, à des photodétecteurs. Ces valeurs sont choisies une fois pour toutes et sont les mêmes quels que soient les photoconducteurs envisagés.

La figure V.18 présente la contribution des différentes sources de bruit en fonction de la fréquence de répétition $\frac{1}{T}$ des impulsions pour un photoconducteur GaInAs/InP (85-1N). Elle montre que la contribution la plus importante au bruit total est le bruit Johnson du photoconducteur et de la résistance de polarisation de grille, pour des fréquences inférieures à 5 GHz, mais pour des fréquences supérieures à 5 GHz le bruit de canal du transistor à effet de champ devient prépondérant.

La figure V.19 présente la puissance de bruit détectable pour un taux d'erreurs de 10^{-9} en fonction de la fréquence de répétition pour tous les photoconducteurs étudiés. Ces résultats montrent que la puissance minimale détectable est d'autant plus faible que la résistance du photoconducteur est élevée. Tous ces calculs ont été effectués pour une température de 300 K.

g_m	C_{gs}	I_g	Γ (dB)	f_c
50 ms	1,5 pF	10 nA	3	50 MHz

Tableau V.1 - Valeurs typiques des caractéristiques d'un transistor AsGa réalisé, associé en intégration monolithique avec un photodétecteur. (3, 4, 13).

Photoconducteurs	GaAs		GaInAs		GaInAs/InP			GaAlAs/GaAs	
	N° des échantillons	44-1N	47-1N	46-1N	85-1N	45-1N	49-1N	53-1N	
G à 1 GHz *		2,5	2	2	4	4	4	4	
R_D (Ω)		60	$4 \cdot 10^3$	10^3	250	35	150	225	
f_c (MHz)		40	600	$1.3 \cdot 10^3$	270	350	300	10^3	

Tableau V.2 : Caractéristiques des différents photoconducteurs étudiés.

* Les valeurs sont données à titre de comparaison. Dans le calcul il a été tenu compte de la variation du gain avec la fréquence.

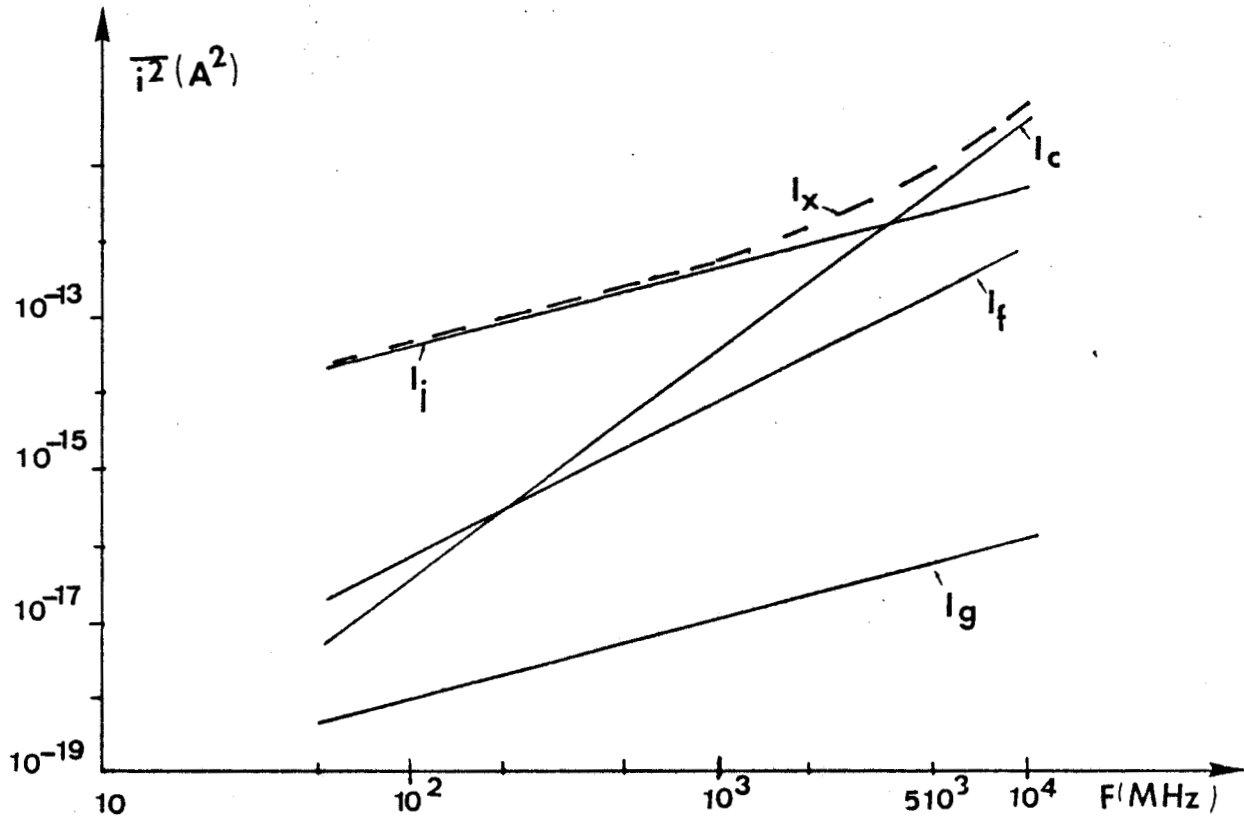


Figure V.18.

Niveau des différentes sources de bruit: photoconducteur GaInAs/InP (10 μm) 85-1N

I_j (\bar{i}_j^2) bruit Johnson

I_f (\bar{i}_f^2) bruit en $1/f$

I_c (\bar{i}_c^2) bruit de canal

I_g (\bar{i}_g^2) bruit dû au courant de fuite de grille

I_x (\bar{i}_x^2) bruit total indépendant du signal.



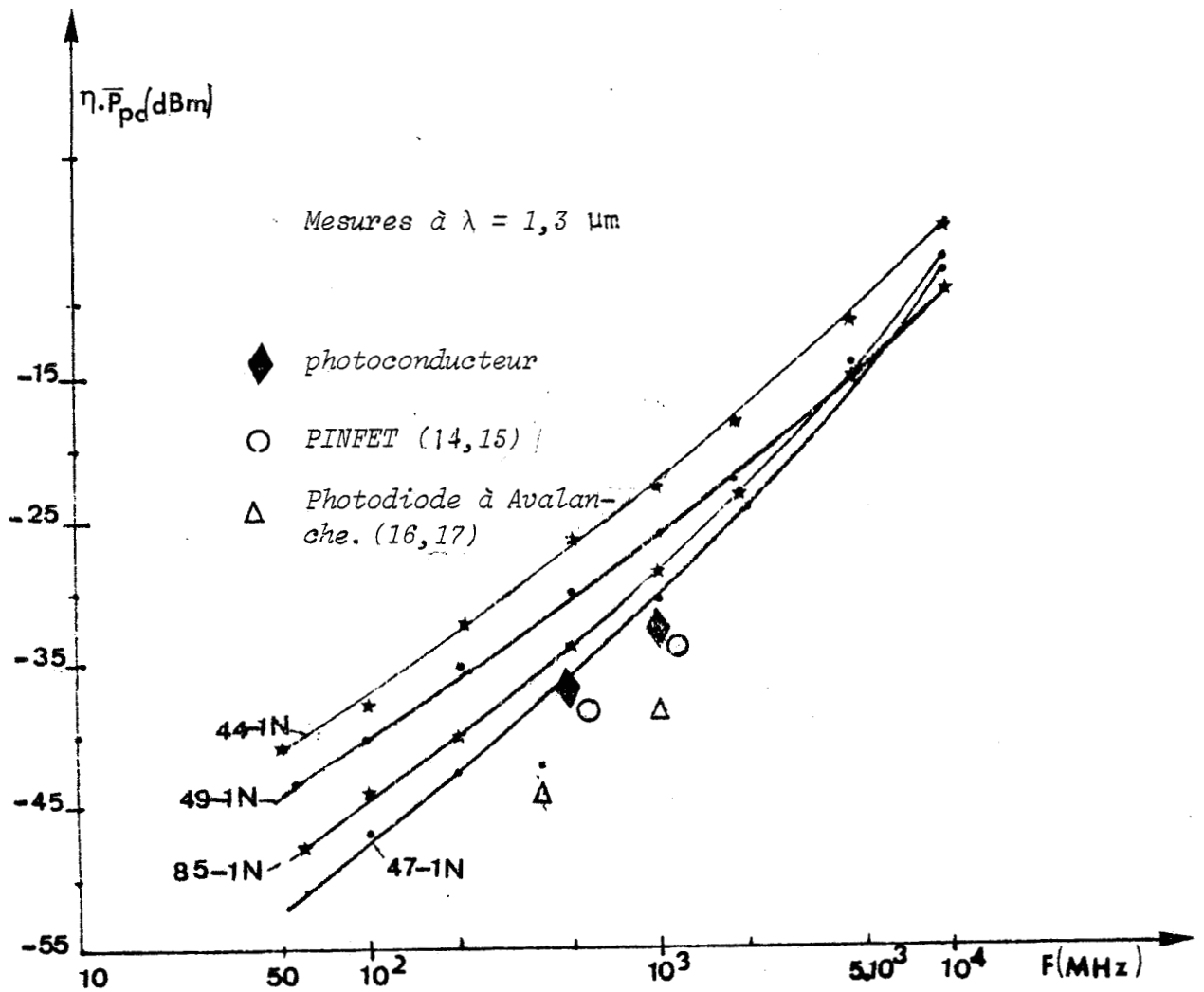


Figure V.19.

— Puissance minimale détectable des différents photoconducteurs.

44-1N (GaAs)

49-1N (GaAlAs/GaAs)

85-1N GaInAs/InP

47-1N GaInAs

CONCLUSION

Il apparaît donc que pour une utilisation en télécommunication optiques, les puissances minimales détectables seront d'autant plus faibles que la résistance R_D du photoconducteur est grande lorsque les fréquences sont inférieures à 5 GHz. Pour des fréquences supérieures à 5 GHz, c'est le bruit de canal qui devient prépondérant et dans ces conditions, pour des débits très élevés, on aurait intérêt à avoir des capacités les plus faibles aussi bien du point de vue du transistor que des capacités parasites associées aux connexions. Ce résultat semble montrer les avantages possibles de l'intégration monolithique photodétecteur-transistor à effet de champ. Un autre résultat qui ressort de cette étude est que pour ces fréquences élevées, la contribution du bruit en $1/f$ ne semble pas dominant tant que la fréquence caractéristique f_c ("corner frequency") est inférieure à 1 GHz. Enfin, il faut souligner que les meilleurs résultats seront obtenus pour des temps de transit τ_t les plus courts possibles. En conséquence, si l'on pouvait imaginer un matériau idéal qui permette les meilleures performances possibles, il faudrait surtout, de toute évidence, un matériau le plus pur possible (dopage résiduel très faible) et d'épaisseur la plus faible possible sans toutefois être inférieure à la profondeur de pénétration de la lumière pour ne pas dégrader le rendement quantique η . Cette façon de procéder aurait pour effet d'augmenter la résistance R_D du photoconducteur. La pureté du matériau permettrait également d'obtenir des vitesses des électrons les plus grandes possibles afin de diminuer le temps de transit τ_t . Quant au bruit en $1/f$ relié à la densité de pièges dans le matériau, son importance ne semble toutefois pas essentielle.

BIBLIOGRAPHIE.

CHAPITRE V.

- (1) "Utilisation d'impulsions lumineuses picosecondes pour l'étude de photodétecteurs en GaAs : application à la détection optique en spectrometric Raman". B. HOMBERT, Thèse 3e cycle, Lille, 1983.
- (2) "Conception et réalisation d'un détecteur multicanal en GaAs pour la spectrométrie Raman". A. OLIVIER, DEA, Lille, 1985
- (3) Thèse de Doctorat, Lille, à paraître, J. RAMDANI
- (4) "Etude des phénomènes de photoconduction dans l'AsGa. Application à la réalisation d'une tête optique intégrée". J.P. VILCOT. Thèse 3° cycle Lille, 1984.
- (5) "The sensitivity of photoconductor receivers for long wavelength optical communications", S.R. FORREST, Journal of Lightwave technology vol. LT-3, n° 2, April 1985.
- (6) "Receiver design for digital fiber optic communication". S. PERSONICK, Bell Syst. Techn. J. Vol. 52, p. 843, 1973.
- (7) "Bit rate dependence of receiver sensitivities in $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ photoconductive detectors". C.Y. CHEN, P.A. GARBINSKI, B.L. KASPER, Electronics letters, 28 th March, 1985, vol. 21, n° 7.
- (8) "Dark noise of $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ photoconductive detectors". A. ANTREASYAN, C.Y. CHEN, P.A. GARBINSKI. Electronics Letters 21 st November 1985, vol. 21, n° 24.

- (9) "High sensitivity $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ photoconductive detectors prepared by vapor phase epitaxy". C.Y. CHEN, B.L.KASPER, H.M. COX. Appl. Phys. Lett. 44 (12), 15 june 1984.
- (11) "Optique et Télécommunications : transmission et traitement de l'information". A. COZANNET, J. FLEURET, H. MAITRE, M. ROUSSEAU (Eyrolles).
- (12) " $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ Ultra high gain, high sensitivity photoconductors grown by chloride vapor phase epitaxy". A. ANTREASYAN, P.A. GARBINSKI, V.D. MATTERA, Jr. N.A. OLOSSON, H. TEMKIN, à paraître dans App. Phys. Lett.
- (13) Thèse de Doctorat, Lille à paraître H. VERRIELLE
- (14) D.R. Smith, R.C. Hooper, P.P. Smyth, and D. Wake, Electron. Lett. 18, 953 (1982).
- (15) P.P. Smythe, P.J. Chidgey, M.C. Brain, B.R. White, R.C. Hooper and D.R. Smith, 10th Eur. Conf. on Optical Fiber Comm., Stuttgart, Germany 1984, pap. 118-5.
- (16) J.C. Campbell, A.G. Dentai, W.S. Holden, and B.L. Kasper, Tech. Dig. Int. Electron. Devices Meet., 464, Washington, D.C. Dec. 1983.
- (17) C.Y. Chen, B.L. Kasper, and H.M. Cox, Appl. Phys. Lett., 44, 1142 (1984)

CONCLUSION GENERALE

-

Dans la perspective de la définition d'un photodétecteur à faible coût de fabrication, à performances comparables à celles des photodétecteurs usuels et aisément intégrable avec des transistors à effet de champ, nous avons entrepris une étude systématique des phénomènes de photoconduction dans les photoconducteurs en structure planaire sur épitaxies de GaAs, GaInAs, GaAlAs/GaAs et GaInAs/InP. Les principaux résultats obtenus sont les suivants :

- un gain statique élevé supérieur à 10^6 pour le GaAs, qui a tendance à diminuer dans le cas d'une hétérojonction GaAlAs/GaAs.

- un gain statique plus faible pour le GaInAs (de l'ordre de 10^3), qui a tendance à augmenter dans le cas d'une hétérojonction GaInAs/InP. Ces résultats montrent surtout l'influence de l'hétérojonction sur le gain du photodétecteur.

En dynamique, le produit gain-bande passante de ces composants apparaît relativement élevé, de l'ordre du gigahertz pour une distance interélectrode de 10 microns, et varie inversement proportionnel à la distance interélectrode.

Enfin, le bruit d'éclairement de ces structures, est, à gain identique, inférieur au bruit des photodiodes à avalanche.

Ces résultats ont été interprétés en termes de piégeage en surface ou à l'interface pour expliquer les gains continus élevés, et en terme de temps de transit pour expliquer les produits gain-bande passante de ces composants. Cette interprétation s'appuie notamment sur une confrontation entre résultats issus d'une modélisation et ceux issus de mesures de gain en tenant compte de l'influence de la température, de la puissance lumineuse, de la tension de polarisation et de la fréquence de modulation. Une comparaison sur les réponses impulsionnelles a également été effectuée.

Si l'interprétation en termes de phénomènes de piégeage et de séparation géométrique des paires électron-trou photocréées par un champ de surface ou d'interface permet de bien rendre compte des résultats expérimentaux pour le GaAs et les hétérostructures à gaz bidimensionnel GaInAs/InP, elle semble insuffisante pour rendre compte des résultats des expériences dans le cas des hétérostructures GaAlAs/GaAs où il semble qu'il faille tenir compte également de l'influence des pièges "DX".

Enfin un autre résultat qui ressort de cette étude est la relative augmentation du bruit en $1/f$ lorsque le composant comprend une hétérojonction. L'idée qui consiste à tenter de maîtriser les performances du dispositif par la présence d'une hétérojonction, semble donc également dépendante de la qualité du matériau, dans la mesure où celle-ci influence notablement sur le niveau de bruit en $1/f$, et donc pourrait dégrader le rapport signal sur bruit du photodétecteur.

Dans le souci d'utiliser au mieux les informations apportées par cette étude, compte tenu des gains statiques élevés obtenus avec les photoconducteurs GaAs, des premiers essais effectués par ailleurs (5) et montrant la possibilité de remplacer le photomultiplicateur dans un spectromètre Raman conventionnel, par un photoducteur GaAs, compte tenu également de la possibilité offerte par les structures des photoconducteurs de réaliser des structures plus complexes de type circuits intégrés, nous avons réalisé une première barrette de photoconducteurs pour la spectrométrie Raman multicanal. Les premiers résultats sont assez encourageants et confirment les utilisations possibles en imagerie. Cependant des améliorations devraient encore être apportées pour diminuer le courant d'obscurité et concevoir un circuit assurant un système d'adressage.

Le deuxième type d'applications concerne les télécommunications optiques. Compte tenu des produits gain-bande passante relativement élevés dont l'intérêt pourrait être limité par le bruit d'obscurité en $1/f$ élevé des hétérostructures, il nous a paru intéressant d'évaluer, au moins par calcul les puissances minimales détectables en fonction du débit d'information, pour un taux d'erreur donné, et en tenant compte de toutes les sources de bruit possible, y compris dans le préamplificateur à transistor à effet de champ sur AsGa. Il apparaît, dans les limites du calcul, et pour des fréquences inférieures à 5 GHz que c'est surtout la résistance d'obscurité qui détermine le niveau de puissance minimale détectable.

La poursuite de ce travail pourrait envisager :

- l'étude des photoconducteurs à base de nouveaux matériaux conduisant à une maîtrise plus complète des performances (réglage du gain, diminution du temps de transit, diminution du bruit en $1/f$, ...)

- mais aussi en proposant des structures intégrées dont certaines font l'objet d'études menées en parallèle au laboratoire (2), (3) (4) caractérisées par exemple par une association : photoconducteur-TEC ou même photoconducteur-guide optique, voire photoconducteur-guide optique-TEC.

BIBLIOGRAPHIE.

-

CONCLUSION.

-

- (1) "Etude des phénomènes de photoconduction dans l'AsGa : application à la réalisation d'une tête optique intégrée" J.P. VILCOT, Thèse 3e cycle, Lille, Septembre 1984.
- (2) Thèse de Docteur, Lille, à paraître. J. RAMDANI
- (3) Thèse de Docteur, Lille, à paraître, F. MALLECOT
- (4) "Etude et réalisation d'un modulateur électro-optique sur arséniure de Gallium", D. REMIENS, Thèse 3e cycle, Lille, Nov. 1986.
- (5) Thèse de 3e cycle, Lille, 1983, B. HOMBERT.

ANNEXE I. (1)

MESURE DE MOBILITE PAR LA METHODE DE MAGNETORESISTANCE.

L'effet de la magnéto-résistance est l'augmentation de la résistance d'un composant à comportement ohmique en présence d'un champ magnétique.

L'équation du mouvement d'une particule de charge q soumise à un champ électrique E et magnétique B s'obtient en appliquant le principe fondamental de la dynamique :

$$\frac{d(mv)}{dt} = m^* \vec{\Gamma} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \quad A_1-1$$

m^* est la masse effective moyenne.

Dans un repère orthonormé (o, x, y, z) , si le champ électrique E est dirigé suivant ox et le champ B selon oz , la résolution de l'équation A_1-1 après projection conduit à :

$$\begin{cases} x(t) = \frac{m^* E}{qB^2} (\cos \omega t - 1) \\ y(t) = \frac{qE}{m^*} \sin \omega t \end{cases} \quad A_1-2 \quad (1)$$

Définissons V_d comme la moyenne temporelle de la composante de vitesse colinéaire au champ électrique E .

Compte tenu du fait que la fonction de distribution $g(t)$ des temps de libre parcours moyen est de la forme

$$g(t) = \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} \quad A_1-3 \quad (1)$$

alors on a :

$$v_d(\vec{B}) = \int_0^{\infty} \frac{\partial \kappa(t)}{\partial t} g(t) dt = - \int_0^{\infty} \frac{m^* E}{qB^2} \sin \omega t e^{-t/\tau} \frac{dt}{\tau}$$

Soit :

$$v_d(\vec{B}) = \frac{q\tau}{m^*} \frac{E}{1 + \left(\frac{q\tau}{m^*}\right)^2 B^2} \quad A_1-4 \quad (51)$$

En absence de champ magnétique B, un calcul analogue conduit à :

$$v(0) = \frac{q\tau E}{m^*} \quad A_1-5$$

Pour des valeurs du champ magnétique B faibles (inférieures à 3T) on peut considérer que τ est indépendant de B et on a :

$$v_d(B) = \frac{v_d(0)}{1 + \left(\frac{v(0)}{E}\right)^2 B^2} \quad A_1-6$$

Si dans un composant, le champ électrique E et le nombre de porteurs libres n de charge q sont spatialement uniformes, alors en vertu du théorème de Ramo-Schokley le courant est donné par :

$$I = \frac{qn v(E)}{L} \quad A_1-7$$

où L est la longueur de la zone active du composant.

Selon les équations A₁-6 et A₁-7, l'application d'un champ magnétique B orthogonal à la surface du composant induit une diminution de courant à tension de polarisation constant?

Le rapport des courants I_B à B non nul et à B nul et à tension constante, est donné par :

$$\frac{I(\vec{B})}{I(\vec{0})} = \frac{1}{1 + \mu_s^2 B^2} \quad A_1-8$$

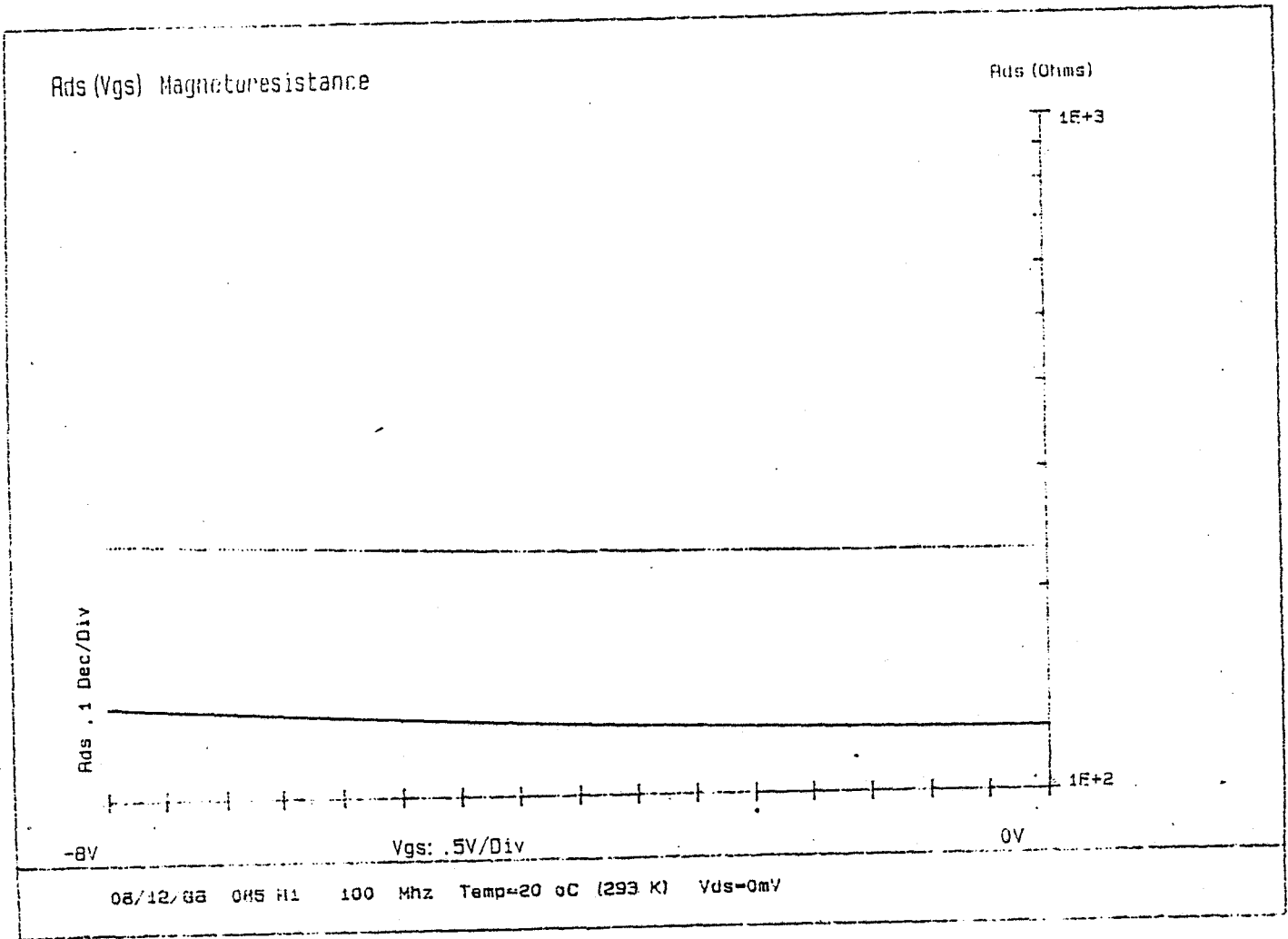
où μ_s est la mobilité sécante.

De l'équation A₁-8 on obtient :

$$\mu_s = \frac{1}{B} \left(\frac{I(o)}{I(B)} - 1 \right)^{1/2} \quad A_1-9$$

Nos mesures de μ_s ont été faites pour un champ magnétique B de 1T et en fonction de la température.

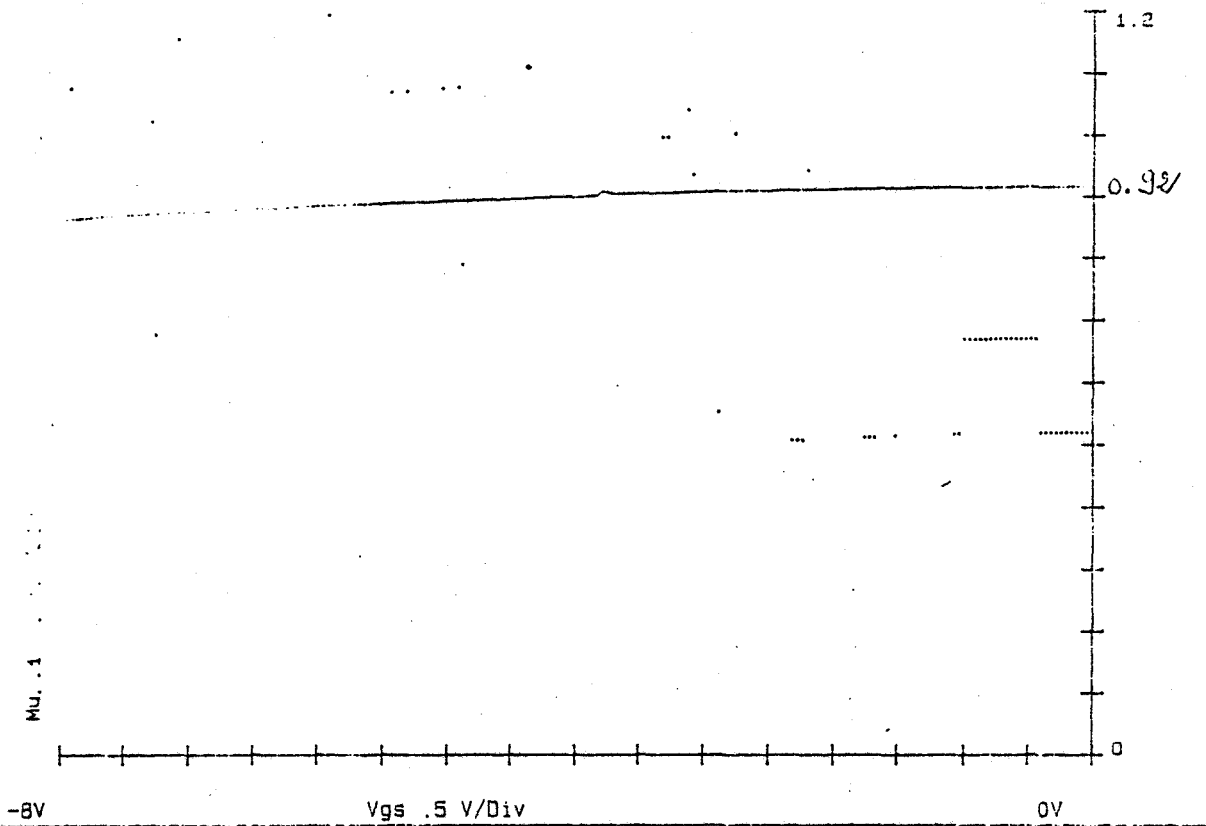
Nous présentons les résultats de deux échantillons obtenus à la température ambiante (échantillons 47-1N et 85-1N).



Résultats de mesures de magnétoresistances (85-1N)

μ (Vgs)

μ en $m^2/v.s$



08/12/86 085 R1 100 Mhz Temp=20 °C (293 K) Vds=0mV

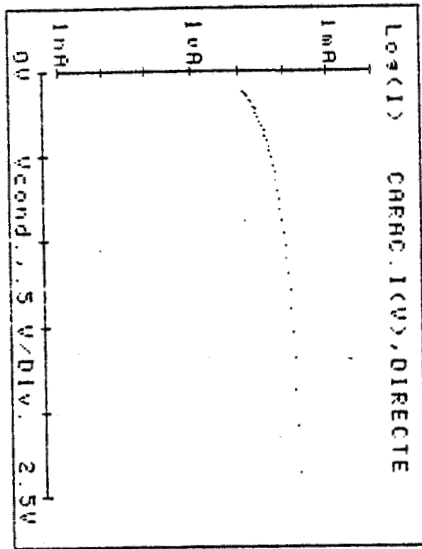


Résultats de mesures de magnétorésistance (85-1N)

Résultats de mesures de magnéto-résistance GaInAs (47-1N)

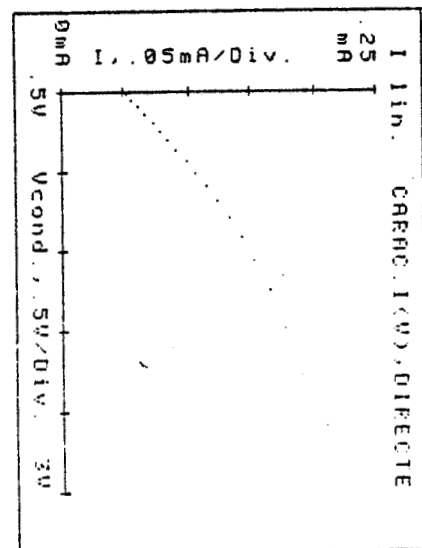
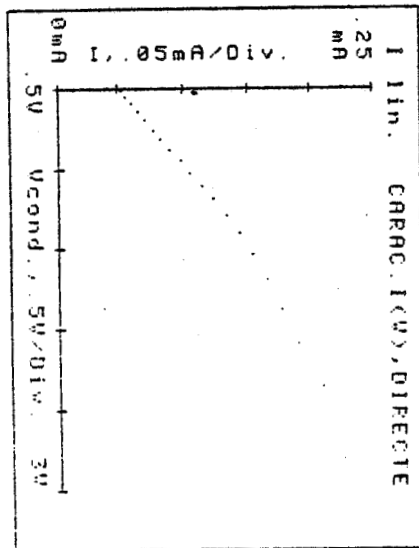
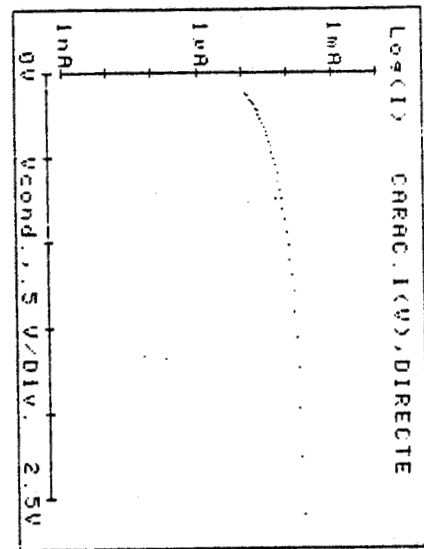
CHS R47-N1 T=20 °C B=1T

CARAC. I(V) en DIRECT



CHS R47-N1 T=20 °C B=0T

CARAC. I(V) en DIRECT



T=20°C

B=1T

Vcond. en V

I en A

+00.5142	5.22E-005
+00.5542	5.63E-005
+00.5993	6.11E-005
+00.6505	6.64E-005
+00.7031	7.18E-005
+00.7606	7.79E-005
+00.8196	8.41E-005
+00.8852	9.09E-005
+00.9582	9.84E-005
+01.0272	1.06E-004
+01.1068	1.14E-004
+01.1935	1.22E-004
+01.2950	1.32E-004
+01.4076	1.42E-004
+01.5371	1.53E-004
+01.6898	1.65E-004
+01.8726	1.77E-004
+02.0925	1.91E-004
+02.3601	2.11E-004
+02.6945	2.26E-004

T=20°C

B=0T

Vcond. en V

I en A

+00.5108	5.24E-005
+00.5506	5.66E-005
+00.5958	6.14E-005
+00.6456	6.68E-005
+00.6979	7.22E-005
+00.7488	7.77E-005
+00.8074	8.39E-005
+00.8715	9.07E-005
+00.9427	9.82E-005
+01.0154	1.06E-004
+01.1009	1.14E-004
+01.1904	1.23E-004
+01.2943	1.32E-004
+01.4136	1.42E-004
+01.5661	1.53E-004
+01.7455	1.65E-004
+01.9781	1.77E-004
+02.2695	1.91E-004

ANNEXE 2 (2)

Dans le cinquième chapitre, nous avons montré que les différents termes du bruit total \bar{i}_n^2 dépendent des paramètres I_1, I_2, I_3, I_f et Σ_1 dont les valeurs sont liées à la forme des signaux en entrée et en sortie du préamplificateur et donc de la fonction de transfert $H_T(\omega)$.

On suppose généralement que le signal en sortie du préamplificateur du photorécepteur a une forme illustrée par la figure A₂-1 et souvent appelé, dans la terminologie anglo-saxonne "raised-cosine". La fonction définissant cette forme est de type :

$$h_o(t) = \frac{\sin \frac{\pi t}{T} \cos \left(\frac{\pi z t}{T} \right)}{\frac{\pi t}{T} \left[1 - \left(\frac{2z t}{T} \right)^2 \right]} \quad A_2-1$$

* z étant un paramètre pouvant prendre des valeurs comprises entre 0 et 1.

- Si y est la fréquence normalisée par rapport à $B = \frac{1}{T}$, alors la transformée de Fourier et $h_o(t)$ conduit à :

$$\begin{aligned} - H_o(y) &= 1 \text{ pour } 0 < |y| < \left(\frac{1-z}{2} \right) \\ &= \frac{1}{2} \left[1 - \sin \left(\frac{\pi y}{z} - \frac{\pi}{2} \right) \right] \text{ pour } \frac{1-z}{2} < |y| < \frac{1+z}{2} \quad A_2-2 \\ &= 0 \text{ pour } |y| > \frac{1+z}{2} . \end{aligned}$$

La caractéristique de la réponse d'un photoconducteur soumis à un créneau est illustrée figure A₂-2 où a est égal à $\frac{T_V}{T}$. L'évolution temporelle de ces caractéristiques est donnée par la fonction.

$$\begin{aligned} h_1(t) &= \frac{1}{\gamma} \text{ pour } \frac{-T}{n} < t < \frac{T}{n} \quad A_2-3 \\ &= \frac{1}{\gamma} \left\{ \exp \left[-\left(t - \frac{T}{n} \right) / a T \right] \right\} \text{ pour } t > \frac{T}{n} \end{aligned}$$

avec $\gamma = \frac{2}{n} + a$ (n valant 2 dans le cas des signaux NRZ).

La transformée de Fourier de $h_i(t)$ est donnée par :

$$H_i(y) = \frac{1}{\gamma} \left[\frac{\sin(\pi y)}{\pi y} + \frac{a e^{-i\pi y}}{1+i(2\pi)a} \right] \quad A_2-4$$

y étant la fréquence normalisée.

En posant $H_T(y) = \frac{H_o(y)}{H_i(y)}$. Les valeurs de I_2 , I_f , I_3 , I_1 et Σ_1 sont données par les relations suivantes :

$$I_2 = \int_0^{\infty} |H_T(y)|^2 dy$$

$$I_f = \int_0^{\infty} |H_T(y)|^2 y dy \quad A_2-5$$

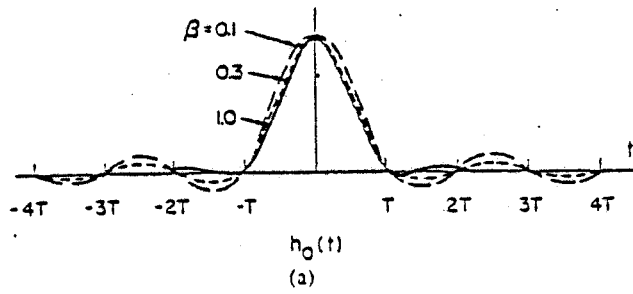
$$I_3 = \int_0^{\infty} |H_T(y)| y^2 dy$$

$$I_1 = \text{Re} \int_0^{\infty} H_i(y) [H_T(y) * H_T(y)] dy$$

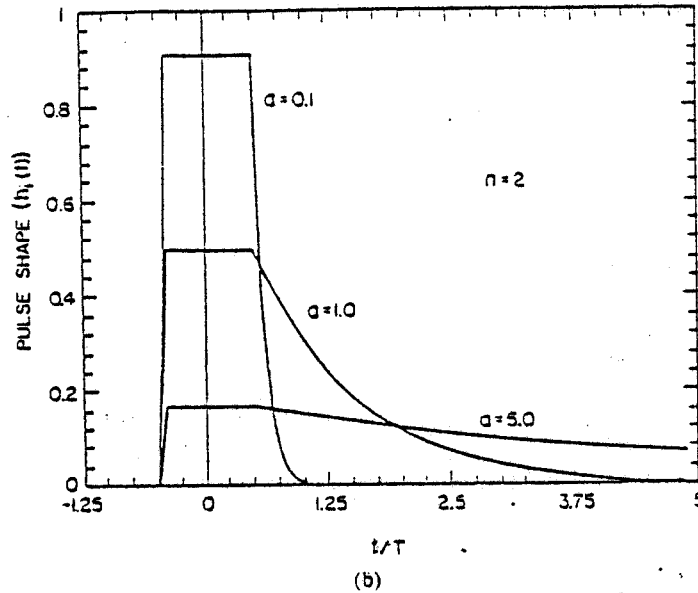
$$\Sigma_1 = \frac{1}{2} \sum_{-\infty}^{\infty} H_i(m) [H_q(m) * H_T(m)]$$

où * est le produit de convolution.

Les évolutions de I_2 , I_f , I_3 , I_1 et Σ_1 en fonction de a avec β comme paramètre sont données par les figures A₂-3, 4, 5 et 6.



A-1



A-2

Fig. 2. (a) Raised-cosine output-pulse family. Here, $T = 1/B$ is the bit time slot. (b) Square-exponential input-pulse family characteristic of photoconductive detectors.

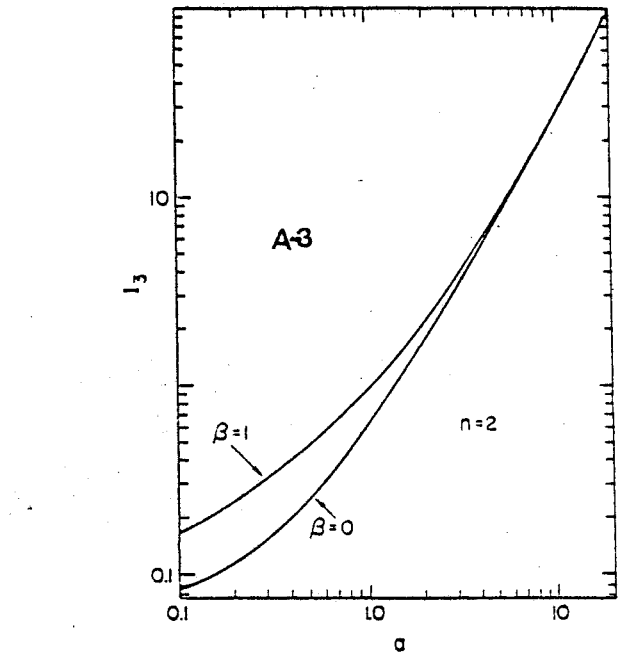
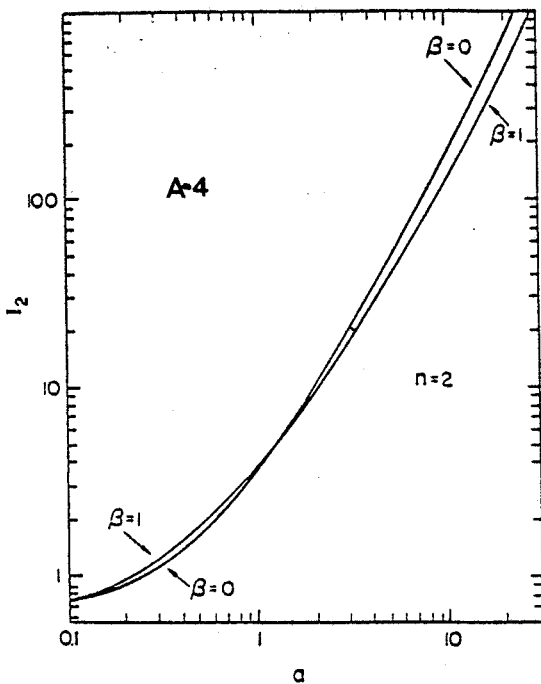


Fig. 6. Cubic transform integral I_3 for the square-exponential input-pulse family.

Fig. 4. Linear transform integral I_2 for the square-exponential input-pulse family.

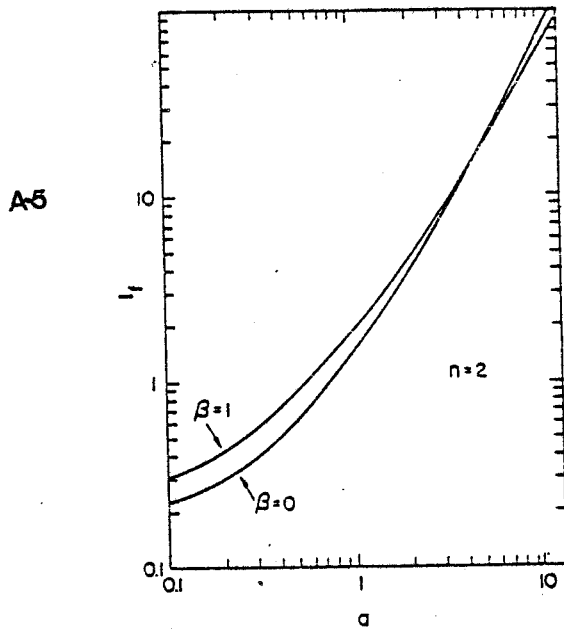


Fig. 5. Quadratic transform integral I_f for the square-exponential input-pulse family.

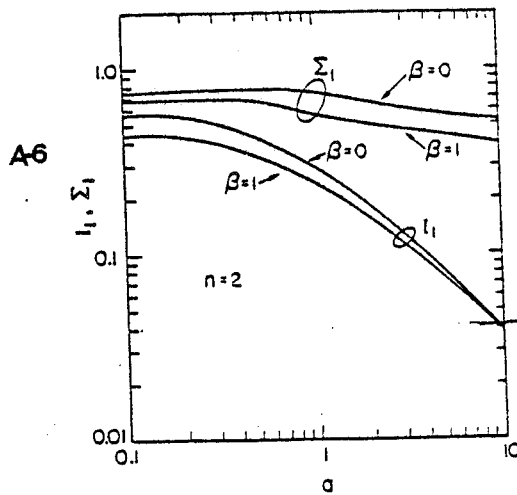


Fig. 3. Signal-dependent transform integrals I_1 , Σ_1 for the square-exponential input-pulse family.



Ces courbes sont extraites de l'article en référence (2)

ANNEXE 3.

ESSAI D'INTERPRETATION DU BRUIT D'OBSCURITE
DES PHOTOCONDUCTEURS EN STRUCTURE PLANAIRE.

Dans le bruit d'obscurité, apparaît le terme classique du bruit thermique Johnson auquel peut s'ajouter le bruit de génération-recombinaison. Dans la mesure où l'on admet que ce bruit de génération-recombinaison est dû aux phénomènes de piègeage en surface ou à l'interface et que ce mécanisme est simple, une expression classique est de la forme : (4, 5, 6, 7)

$$\bar{i}^2 = \left[\frac{I_0^2}{N} \cdot \frac{\tau}{1+\tau\omega^2} \cdot \frac{N_t}{N} \right] \quad A_3-1$$

où N_t représente la quantité de pièges en surface ou à l'interface.

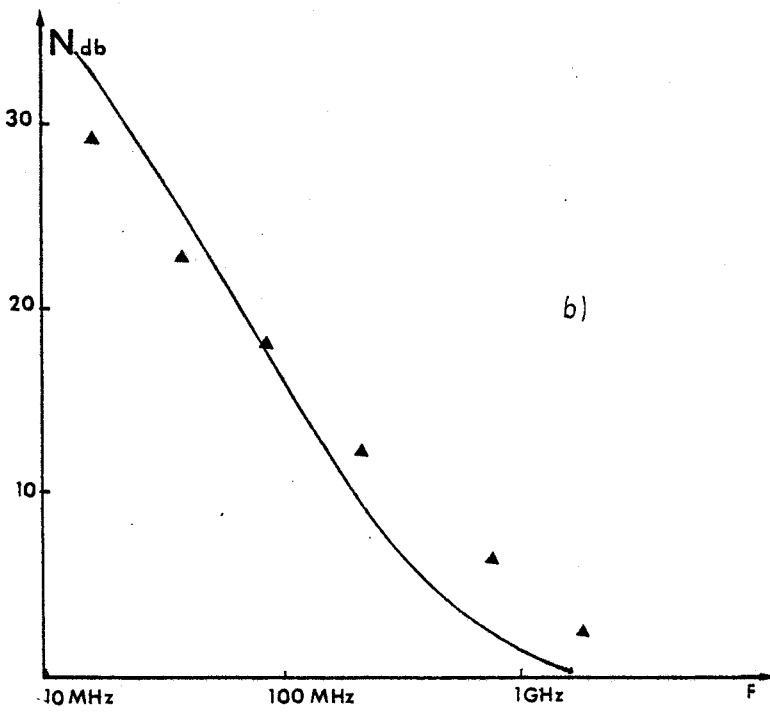
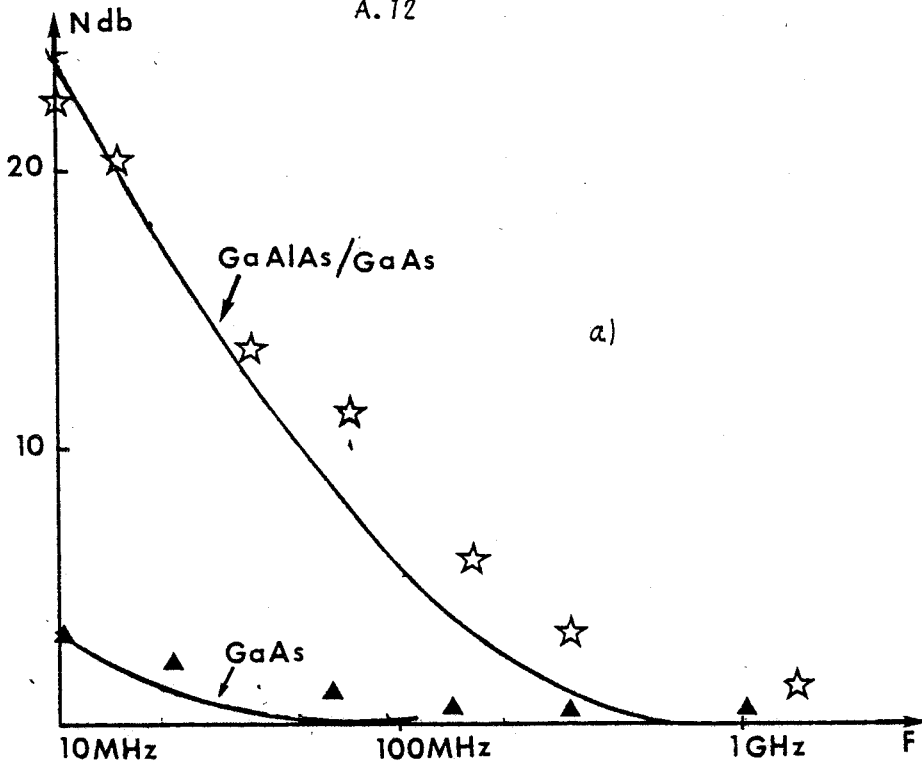
N le nombre de porteurs susceptibles de participer à la conduction. Cette expression classique a déjà été utilisée pour interpréter les phénomènes de bruit en $1/f$ dans les MOSFET (4) et nous l'appliquons aux photoconducteurs étudiés dans ce travail.

Nous admettons que le temps caractéristique du phénomène de piègeage est celui donné par l'expression IV.3 ou IV.17 selon que l'on a à faire à des phénomènes de surface ou d'interface, et que la densité de charge Q_{SS} à la surface est donnée par la relation IV.2 ; Dans le cas des interfaces, nous admettrons pour simplifier qu'elle est identique à N_s du gaz bidimensionnel. Partant de ces hypothèses, nous avons calculé les spectres de bruit et nous les avons comparé aux spectres expérimentaux. Il apparaît figure A_3-1 qui présente, à titre d'exemple, les résultats obtenus pour le GaAs (44-1N), le GaAlAs/GaAs (53-1N) et GaInAs/InP (46-1N) que l'accord est assez satisfaisant compte tenu des hypothèses simplificatrices que nous avons admises.

Les variations du niveau de bruit avec le courant d'obscurité calculées dans le cadre de cette hypothèse sont également voisines de celles que l'on peut trouver expérimentalement (figure A_3-2).

Ces quelques comparaisons entre niveaux de bruit calculé et mesuré, semblent montrer l'importance des phénomènes de piègeage de surface ou d'interface. Il faut cependant prendre ces résultats avec précautions, dans la mesure où d'autres phénomènes pourraient intervenir avec des effets comparables, et dans la mesure où une comparaison bruit mesuré et calculé sur une large bande spectrale

peut s'avérer nécessaire s'il y a plusieurs types de mécanismes en présence. Les calculs effectués ici ne sont donc présentés qu'à titre tout à fait indicatif.

Figure A₃-1.

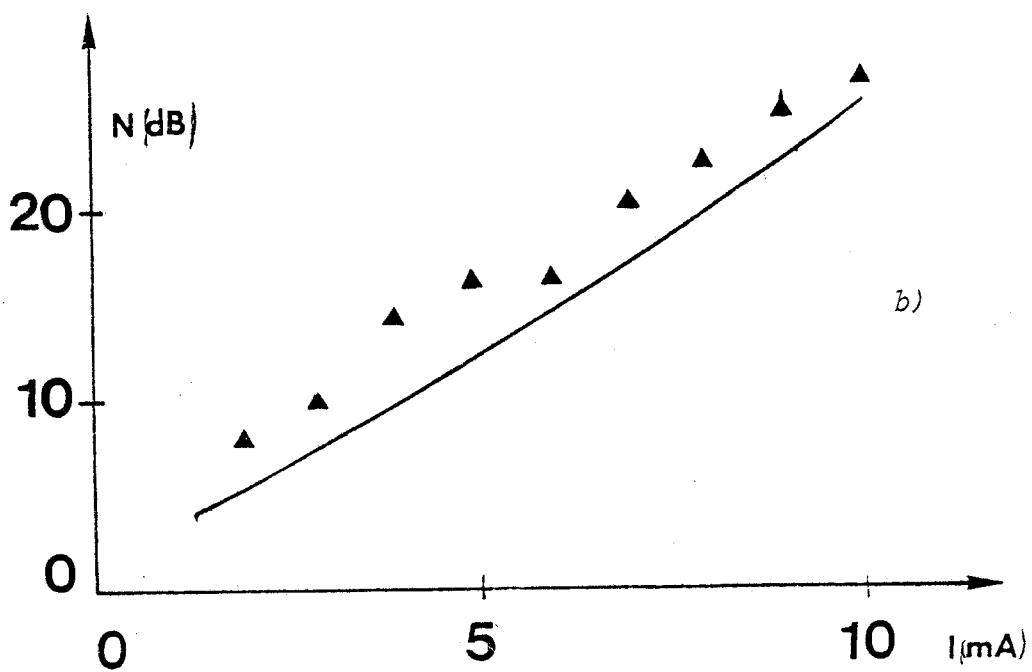
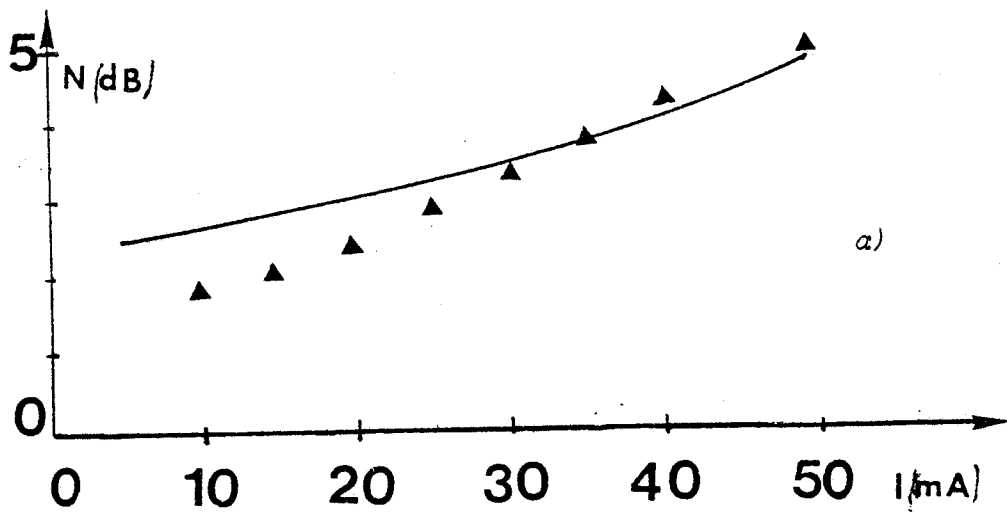
Bruit d'obscurité en fonction de la fréquence

☆ ▲ ▲ mesurés

— calculés

a) GaAs (44-1N), 10 μm , $I_{obs} = 40 \text{ mA}$; GaAlAs/GaAs (53-1N), 10 μm ,
 $I_{obs} = 10 \text{ mA}$.

b) GaInAs/InP (46-1N), 10 μm , $I_{obs} = 4,2 \text{ mA}$.

Figure A₃-2

Bruit d'obscurité en fonction du courant de polarisation :

$$F = 10 \text{ MHz} \quad d = 10 \text{ } \mu\text{m}$$

a) GaAs (44-1N)

b) GaAlAs/GaAs (53-1N)

▲ ▲ mesurés

— calculés

BIBLIOGRAPHIE.

ANNEXES

- (1) "Méthodes de détermination expérimentale de la vitesse électronique dans les composées semiconducteurs III.V : application au GaAs et GaInAs". M.H. EVANNO. Thèse Docteur-Ingénieur Lille, 1983.
- (2) "The sensitivity of photoconductor receivers for long-Wavelength optical communications". S.R. FORREST, Journal of Lightwave technology, vol. LT-3, n° 2, April 1985.
- (3) "Receiver design for digital fiber optic communications systems". S.D. PERSONICK. B.S.T.J., July-August 1973, pp. 843-856.
- (4) "Study of 1/f noise in N-MOSFET's : Linear Regim Zeynep Celik and Thomas Y. Ssiang. IEEE Transactions of Electron Devices, vol. ED-32, n° 12, Decembre 1985
- (5) "Fluctuation phénomèna in semi-conductors" A. Van der Ziel, N.Y. Academic, 1959.
- (6) "Recherches sur le bruit de conversion dans les dispositifs hyperfréquences au GaAs". A. MIRCEA. Rapport de contrat : n° 72 7 0551 00 221 75 '01, Février 1974.
- (7) "Low Frequency Noise in MOS Transistors", S. Christensson, I. Lundström and S. Svensson. Solid-State Electronics, Vol. 11, pp. 797-812, 1968.