

N° d'ordre : 102

50376
1987
189

50376
1987
189

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : Electronique

par

Hervé VERRIÈLE



ETUDE ET REALISATION DE PHOTORECEPTEURS ASSOCIANT EN INTEGRATION MONOLITHIQUE SUR AsGa UNE PHOTODIODE SCHOTTKY ET UN TEC

Soutenu le 7 Mai 1987 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :

MM.	E.	CONSTANT	Président
	D.	DECOSTER	Directeur de Thèse
	B.	de CREMOUX	Rapporteur
	R.	FAUQUEMBERGUE	Rapporteur
	J.	BENOIT	Examineur
	M.	BON	Examineur
	P.	LAGASSE	Examineur

A mes Parents

A mes Grands-Parents

A mes Frères

Ce travail a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs (CHS) de l'Université de Lille, dirigé par Monsieur le Professeur G. SALTER.

Je tiens, tout d'abord, à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur E. CONSTANT qui a bien voulu m'accueillir dans ce Laboratoire et dont la disponibilité et les précieux conseils m'ont toujours extrêmement touché. Il me fait l'honneur de présider la Commission d'examen et je l'en remercie vivement.

Monsieur J. DEASTER, Recteur de Conférences à l'Université de Lille I, m'a proposé le sujet de ce travail et en a assuré la direction. Son aide constante et sa disponibilité m'ont réellement touché. Je désire aussi lui exprimer toute ma reconnaissance pour la confiance dont il a toujours fait preuve à mon égard et pour m'avoir fait partager ses compétences et son formidable dynamisme.

Monsieur B. de CAETLOUX, Chef du Laboratoire d'Optoélectronique appliquée au LCA de Thomson CSF, a toujours manifesté de l'intérêt pour les travaux menés dans l'équipe, tout particulièrement en nous

fournissant des lasers à semiconducteurs. IP me fait l'honneur de juger ce travail : qu'il me soit donc permis de lui exprimer ici ma plus profonde gratitude.

Je tiens à exprimer mes plus sincères remerciements à Monsieur le Professeur R. FAUQUETBERGUE pour la disponibilité et la gentillesse dont il a fait preuve. Je n'oublie pas que grâce à lui j'ai pu effectuer un stage de deux mois aux Etats-Unis à l'Université de Columbia. Sa participation à ce Jury d'Epamen comme rapporteur me touche tout particulièrement.

J'adresse également mes plus vifs remerciements pour leur participation à ce Jury d'epamen, à

- Monsieur J. BENOIT, responsable de la division composants optoélectroniques aux Laboratoires de Marcourio de la CGE.

- Monsieur T. BON, responsable du département microélectronique du CNET Bagnep.

- Monsieur P. LAGASSE, Professeur à l'Université de Gand.

Madame M. CONSTANT, Maître de Conférences à l'Université de Lille I, m'a fait bénéficier de nombreuses études réalisées au laser picoseconde. Sa disponibilité et sa gentillesse ont fait merveille. Je tiens à lui exprimer, ici, toute ma sympathie.

Monsieur J. ZITHEATANN, Directeur de recherches au CNRS, m'a fait bénéficier au cours de nombreuses discussions de ses compétences scientifiques. Il m'a, de plus, témoigné son amitié. Je lui en suis infiniment reconnaissant.

Les diverses réalisations technologiques de cette étude ont été effectuées dans la Centrale de technologie du CHU, dirigée par Monsieur J. VANBAEVEERSEN. Qu'il me soit permis de le remercier ainsi que toute son équipe : Mesdames A. FATTORINI et H. HIENS, Messieurs B. GRIMBERT et A. LEBOY et plus particulièrement Mesdemoiselles P. LEGAIS et S. TAICOT avec lesquelles j'ai travaillé en étroite collaboration.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Madame E. DELOS et Monsieur E. PLAYEZ de l'équipe de Caractérisation pour l'aide constante qu'ils m'ont apportée et j'ai particulièrement appréciée la disponibilité dont

ils ont fait preuve malgré leur lourde tâche.

Plusieurs épitaxies ont été fournies par l'équipe E.J.T. du CHS, dirigée par Monsieur le Professeur L. RACZY ; je lui exprime ici tous mes remerciements. Je ne saurais oublier Monsieur J.L. LORRAUX, ingénieur, pour sa gentillesse, sa disponibilité et l'intérêt qu'il a toujours montré pour ce travail. Qu'il trouve ici l'expression de toute ma sympathie autant pour ses qualités humaines que pour celles de ses épitaxies.

J'adresse mes sincères remerciements à Monsieur A. VANDERSTOEPÉ qui a toujours assuré avec célérité le montage en boîtiers des puces. La qualité de son travail, sa disponibilité et sa gentillesse m'ont profondément touché.

Monsieur P. ARYAND m'a témoigné au cours de ces années, son amitié ; qu'il trouve ici l'expression de ma profonde sympathie.

Durant toutes ces années passées au Laboratoire, j'ai particulièrement apprécié les hautes qualités aussi bien humaines que scientifiques de tous les membres de l'équipe Optoelectronique. Je tiens à les assurer de toute ma sympathie et pour

Pour l'aide qu'ils m'ont apportée, je tiens à citer plus particulièrement Messieurs J. RAHDANI, J.P. GOUY et J.P. VILLOT (chargé de recherche au CNRS). Je ne pourrais également oublier Messieurs A. BOYODI, A. HOUYOU, F. TALLECOT et D. AETIENS.

Je tiens à remercier également Monsieur le Professeur ER. FOSSUM pour m'avoir accueilli dans le département 'Electrical Engineering' de l'Université de Columbia, ainsi que Messieurs A. COLBETH et P. PERRIER pour leur hospitalité lors de mon séjour à New-York. Qu'ils soient tous assurés de ma profonde reconnaissance.

Pour l'aide financière qu'ils m'ont accordée, je remercie le Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) et le Conseil Régional du Nord-Pas de Calais en la personne de son Président, Monsieur N. JOSEPH.

Les remerciements s'adressent également à Mesdames J. CHARVET et J. LECHEN, secrétaires au CHS, à Madame BURLION, responsable de la propreté 3^{ème} cycle et à Monsieur A. RICHARD.

Mesdames D. VANBREHEERSCH et B. DAVID ainsi que Mademoiselle M.V. DANBAE ont assuré la dactylographie de ce mémoire; je leur en suis très

Reconnaissant et les remercie de leur patience
et de la qualité de leur travail.

Monsieur JP. DEHORTEA a assuré la
reproduction de ce manuscrit, je l'en remercie
vivement.

Enfin, que tous les membres du laboratoire
que j'ai côtoyés et grâce auxquels ce travail
a pu être effectué dans une ambiance agréable,
trouvent ici l'expression de ma reconnaissance et de
ma sympathie.

S O M M A I R E

INTRODUCTION	1
--------------------	---

CHAPITRE 1 : PRESENTATION GENERALE

Introduction	12
1.1. Principe de la photodétection	13
1.2. Les détecteurs optiques	15
1.2.1. Le photoconducteur	16
1.2.2. La diode P.I.N.	20
1.2.3. La photodiode à avalanche	25
1.3. La photodiode Schottky	28
1.3.1. Aspect électrique	28
1.3.2. Aspect photodétection	39
Conclusion	52
Bibliographie du chapitre I	53

CHAPITRE II : ASSOCIATION D'UNE PHOTODIODE ET D'UN PREAMPLIFICATEUR. CAS DE LA TRANSMISSION NUMERIQUE PRESENTATION DES TECHNIQUES DE CARACTERISATION DU COMPOSANT

Introduction	57
--------------------	----

2.1. Association d'une photodiode et d'un préamplificateur	57
2.1.1. Considérations générales	58
2.1.2. Le photorécepteur en tête	59
2.1.3. Analyse du bruit	62
2.1.4. Sensibilité du photorécepteur numérique	71
a) Approximation de Gauss	71
b) Calcul de la sensibilité	75
2.1.5. Les structures en tête habituellement utilisées	79
a) Préamplificateur de type haute impédance ou à intégration en tête (avec égaliseur)	79
b) Préamplificateur en liaison directe (sans égaliseur)	82
c) Préamplificateur de type transimpédance	82
2.1.6. Essais d'optimisation en sensibilité	87
2.1.7. Autres caractéristiques	101
2.2. Présentation des techniques de caractérisation du composant	107
2.2.1. Caractérisation en éclairnement continu et impulsionnel dans le domaine du visible	107
a) Méthode de mesure en éclairnement continu	107
b) Méthode de mesure en éclairnement impulsionnel	107
2.2.2. Caractérisation en éclairnement continu, modulé et impul- sionnel en Infra-Rouge proche	109
a) Méthode de mesure en éclairnement continu	109
b) Méthode de mesure en éclairnement modulé	111
c) Méthode de mesure en éclairnement impulsionnel.....	112
2.2.3. Mesures de bruit	114
2.2.4. Caractérisation des TEC	116
Conclusion	117
Bibliographie du chapitre II	118

**CHAPITRE III : PREMIERE REALISATION D'UNE TETE OPTIQUE INTEGREE ASSOCIANT
EN INTEGRATION MONOLITHIQUE SUR ARSENIURE DE GALLIUM, UNE
PHOTODIODE SCHOTTKY "PLANAR" ET UN TRANSISTOR A EFFET DE
CHAMP**

Introduction	120
3.1. Réalisation de la tête optique intégrée	120
3.1.1. Schéma de base	120
3.1.2. Epitaxie utilisée	123
3.1.3. L'échantillon réalisé	123
a) La tête optique intégrée	123
b) la réalisation technologique	125
c) les motifs de test et d'alignement	134
c.1 Echelle de résistances 1	134
c.2 Echelle de résistances 2	138
c.3 Utilisation particulière de l'échelle de résistances 1	140
3.1.4. Aspect des composants terminés	143
3.2. Caractérisation	145
3.2.1. Caractérisation des composants tests	145
3.2.2. Caractérisation de la photodiode	149
a) Caractéristiques électriques de la diode	149
a.1 Caractéristiques statiques I(V)	149
a.2 Mesures capacitives C(V). Détermination des profils de champ et de dopage	149
b) Caractéristiques optoélectroniques	151
b.1 Réponse statique	151
b.2 Réponse impulsionnelle	155
b.2.1. Temps caractéristiques	155
b.2.2. Intensité de la réponse impulsionnelle.	160
b.2.3. Influence de la tension de polarisation et de la puissance lumineuse	162

b.3 Réponse dynamique	166
b.4 Bruit de la photodiode	169
b.4.1. Influence de la fréquence	169
b.4.2. Influence de la tension de polarisation	173
b.4.3. Evaluation de la puissance équivalente de bruit (NEP)	174
3.2.3. Caractérisation des TEC	175
a) Mobilité	179
b) Caractéristiques de grille	179
c) Capacité présentée par le contact Schottky de grille	181
d) Résistance drain source R_{ds}	182
e) Résultats déduits de ces mesures	184
f) transconductance en statique	184
g) caractéristiques dynamiques	186
h) Bruit du TEC de la tête optique	192
3.2.4. Caractérisation de la tête optique intégrée.....	194
a) caractéristiques électriques	194
b) Caractéristiques optoélectroniques	195
b.1 Mesures statiques	195
b.2 Mesures dynamiques	196
b.2.1. Réponse impulsionnelle	196
b.2.2. Réponse fréquentielle	198
b.2.3. Bruit	200
b.2.4. Sensibilité en détection	201
Conclusion	202
Bibliographie du chapitre III	203

**CHAPITRE IV : NOUVELLE STRUCTURE DE LA TETE OPTIQUE INTEGREE SUR AsGa EN
VUE DE L'AMELIORATION DES PERFORMANCES : ASSOCIATION D'UNE
PHOTODIODE SCHOTTKY EN STRUCTURE 'MESA' ET D'UN TEC**

Introduction	205
4.1. Réalisation de la tête optique intégrée	206
4.1.1. Schéma de base	206
4.1.2. Epitaxie utilisée	207
4.1.3. Echantillon réalisé	209
a) La tête optique intégrée	210
b) La réalisation technologique	212
c) Aspects du composant terminé	222
4.2. Caractérisation	227
4.2.1. Caractérisation de la photodiode	227
a) Caractéristiques électriques de la diode	227
a.1 Caractéristiques statiques I(V)	227
a.2 Mesures capacitives C(V) - détermination des profils de champ et de dopage	227
b) Caractéristiques optoélectroniques	231
b.1 Réponse statique	231
b.2 Réponse impulsionnelle	231
b.3 Réponse dynamique	237
b.4 Bruit de la photodiode	239
4.2.2. Caractérisation des TEC	240
a) Premières caractéristiques	241
b) caractéristiques dynamiques	245
c) Bruit du TEC de la tête optique	249
4.2.3. Caractérisation de la tête optique intégrée	251
a) Caractéristiques électriques	251
b) caractéristiques optoélectroniques	252
b.1 Influence de la position du faisceau laser	252
b.2 Mesures dynamiques	253
b.2.1. Réponse impulsionnelle	253
b.2.2. Réponse fréquentielle	255
c) Bruit de la tête optique	257

4.2.4. Evaluation de la sensibilité de la tête optique	259
4.2.5. Comparaison avec d'autres dispositifs	265
Conclusion	266
Bibliographie du chapitre IV	268

**CHAPITRE V : ESSAI DE REALISATION D'UNE TETE OPTIQUE INTEGREE ASSOCIANT
UNE PHOTODIODE SCHOTTKY ET UN TEGFET**

Introduction	269
5.1. Influence de l'utilisation d'un TEGFET sur la sensibilité du photorécepteur	270
5.2. Réalisation technologique du dispositif	275
5.3. Premiers résultats expérimentaux	277
5.3.1. Caractéristiques électriques	277
5.3.2. Caractéristiques optoélectroniques	281
a) Caractérisation statique	281
b) caractérisation impulsionnelle	281
Conclusion	286
Bibliographie du chapitre V	287
CONCLUSION GENERALE	288
ANNEXES	292

Introduction

Le développement des télécommunications optiques à haut débit d'informations, supérieur ou de l'ordre du gigabit par seconde, nécessite la conception et la réalisation de photorécepteurs sensibles dans ce domaine de fréquences. Les premiers efforts ont porté, plus particulièrement, sur l'amélioration des composants optoélectroniques discrets [1-9] tels que laser [10-12], photodiode PIN [13-17], et photodiode à avalanche [17-21]. La tendance actuelle est d'orienter les recherches vers l'intégration monolithique du photodétecteur et du préamplificateur [22-26] dans la mesure où cette voie devrait permettre d'augmenter la rapidité des circuits (diminution des capacités parasites,...) et puisque des progrès sont sans cesse réalisés en matière de technologie [27-29]. L'utilisation des matériaux III.V [30-34] permet d'étendre cette intégration aux sources de lumière (laser [35-37], LED [38]). Les domaines de longueur d'onde explorés correspondent aux fenêtres des fibres optiques, c'est-à-dire 0,8 μm , 1,3 μm et 1,55 μm [39].

En ce qui concerne les télécommunications à 0,8 μm , des premières réalisations de circuits intégrés ont été proposées, associant en intégration monolithique sur Arséniure de Gallium (AsGa) une photodiode PIN [40-41], MSM [42-44] ou un photoconducteur [45-46], avec un préamplificateur à base de MESFET. Pour ce qui nous concerne, nous avons retenu la solution qui consiste à intégrer monolithiquement sur AsGa une photodiode Schottky [47] et un transistor à effet de champ. On peut en effet espérer obtenir avec la photodiode Schottky des temps de réponse très courts [48-51] et en outre, la technologie de ce composant photodétecteur est tout à fait compatible avec

La technologie planar du transistor à effet de champ, bien maîtrisée au laboratoire [52]. Une telle intégration a déjà été proposée par d'autres auteurs [53] mais les résultats expérimentaux n'étaient pas suffisants pour juger des possibilités du dispositif dans le domaine des hautes fréquences ; de plus il n'offrait qu'une intégration monolithique partielle (photodiode Schottky et MESFET sur la même puce mais reliés par des fils de connexion).

L'objet de ce travail est donc de présenter l'étude, la conception, la réalisation et la caractérisation de photorécepteurs associant en intégration monolithique, sur AsGa, une photodiode Schottky et un transistor à effet de champ (TEC).

Le premier chapitre est consacré à une présentation générale dans laquelle nous rappelons brièvement le principe de la photodétection et les principaux détecteurs optiques habituellement utilisés, en insistant plus particulièrement sur la photodiode Schottky sur AsGa qui est le composant photodétecteur à la base des études et des réalisations technologiques qui sont présentées dans ce travail. De ce point de vue, nous effectuons une étude simplifiée des propriétés électriques et optoélectroniques de la photodiode.

Dans le deuxième chapitre, nous tentons, sur la base des travaux de PERSONICK [54-55] d'évaluer en transmission numérique les puissances minimales détectables par une tête optique associant une photodiode et un TEC. Cette analyse tient compte des principales sources de bruit du photorécepteur : résistance de polarisation, courant de fuite, bruit en $1/f$, bruit de canal..., et nous aidera pour définir une structure optimale de photorécepteur et ses conditions de fonctionnement. Nous terminons ce chapitre par la présentation des différentes techniques de mesure que nous avons utilisées pour caractériser nos composants et circuits intégrés.

Les différentes structures que nous proposons sont présentées dans les chapitres suivants.

Le chapitre III est consacré à une première tête de réception, le but de cette réalisation étant d'étudier la faisabilité d'un photorécepteur en tête dont la structure est relativement simple et qui consiste à associer une photodiode Schottky en structure "planar" et un TEC monté en source commune. L'aspect simplifié de ce circuit intégré se situe au niveau de l'épithaxie utilisée puisqu'il s'agit d'une épithaxie classique pour TEC. Nous présentons dans ce chapitre la conception de la puce, les différentes étapes de réalisation technologique et les caractérisations que nous avons effectuées, aussi bien sur la tête de réception que sur les composants de contrôle (photodiode, TEC et échelles de résistances). Chacune de ces caractérisations s'accompagne d'une interprétation des résultats observés afin de mieux définir les limites de ce circuit intégré.

Ces limites nous conduisent à définir une nouvelle structure de tête optique que nous présentons dans le chapitre IV. Elle est réalisée sur une épithaxie spéciale comprenant une couche non intentionnellement dopée (nid) déposée sur couches classiques pour TEC, ces couches étant épithaxiées au laboratoire par épithaxie par jets moléculaires (EJM). La structure de la photodiode est alors de type "semi-planar" mais pour bien la distinguer de la première nous utilisons la terminologie "mésa". Le transistor a, approximativement, les mêmes caractéristiques que celui du circuit intégré précédent. Après avoir présenté la conception et les différentes étapes de réalisation du dispositif nous consacrons la deuxième partie de ce chapitre aux caractérisations de ce circuit intégré et des composants élémentaires qui le constituent. Une interprétation des résultats expérimentaux est proposée en tenant compte des analyses effectuées aux chapitres I et II.

Enfin, dans le but d'augmenter les performances hautes fréquences de la tête de réception, une association de la photodiode Schottky avec un transistor à effet de champ à gaz d'électrons bidimensionnel (TEGFET) [55], est envisagée au chapitre V. Une estimation de l'amélioration possible des performances est tout d'abord présentée avant de décrire la réalisation technologique et les performances obtenues.

BIBLIOGRAPHIE DE L'INTRODUCTION

- [1] "Compound semiconductor photodiodes"
T.P. PEARSALL, M.A. POLLACK
Semiconductors and semimetals, vol. 22, Part. D, Chap. II, 1985
- [2] "A photoconductive detector for high speed fiber communication"
J.C. GAMMEL, G.M. METZE and J.M. BALLANTYNE,
I.E.E.E., vol. ED-28, n° 7, Juillet 1981
- [3] "Diffusion limited transient response of heterojunction photodiodes"
P. POULAIN, B. de CREMOUX.
J.J.A.P., 19, n° 4, P. L-189, 1980
- [4] "High speed GaAlAs/GaAs photodiode on a semi-insulating GaAs substrate"
N.K. BAR CHAIM, Y. LAU, I. URY, A. YARIV
A.P.L., vol. 43, p. 261, 1981
- [5] "Photodiodes à hétérojonction pour télécommunications optiques à très haut débit"
J. BENOIT
Journées nationales microélectroniques III-V, Aussois, 1987.
- [6] "Low-noise $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As} : \text{Fe}$ photoconductive detectors for optical communication"
M.V. RAO, P.K. BHATTACHARYA and C.Y. CHEN
I.E.E.E., vol. ED-33, n° 1, Janvier 1986.
- [7] "Heterostructures in III-V optoelectronic devices"
R. BAETS
US Belgium seminar, Leuven, 1986

- [8] "Photodetectors"
Y. MATSUSHIMA and K. SAKAI
Ga In As P alloy semiconductors, edited by P. PEARSALL, 1982
- [9] "Optical detectors : three contenders"
S.R. FORREST
I.E.E.E. Spectrum, vol. 23, n° 5, mai 1986
- [10] "Quantum well laser-diodes"
B. de CREMOUX
Solid state devices 1985 - Elsevier - 1986
- [11] "Laser diodes and LEDs for fiber optical communication"
H. KRESSEL, M. ETTEBERG, J.P. WITTKKE and I. LADANY
Topics in Applied Physics, vol. 39, Springer Verlag, 1982
- [12] "Optimisation de doubles hétérostructures In Ga As P/In P pour différentes fonctions laser : émetteurs et amplificateurs optiques".
J.P. JICQUEL, P. BROSSON, B. FERMIER, A. PERRONNET, J. BENOIT,
Journées nationales microélectroniques III-V, Aussois, 1987.
- [13] "Small area $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,74}\text{As}$ pin photodiodes"
T.P. LEE, C.A. BURRUS, A.G. DENTAI, K. OGAWA
El. Lett. 16, pp. 155-156, 1980.
- [14] " $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ pin photodiodes for long wavelength fiber optic systems"
R.F. LEHENY, R.E. NAHORY and M.A. POLLACK.
El. Lett. vol. 15, pp. 713-715, 1979
- [15] "Ga In As/In P large bandwidth (>2 GHz) PIN detectors"
T.P. PEARSALL, R.A. LOGAN, C.G. BETHEA
El. Lett., 19, n° 16, p. 611, 1983

- [16] "In Ga As PIN photodiode fabricated on semi insulating InP substrate for monolithic integration"
K. LI, E. REZEK, H.D. LAW
El. Lett., 20, n° 5, p. 196, 1984
- [17] "New ultra-low noise avalanche photodiode with separated electron and hole avalanche regions"
F. CAPASSO
El. Lett. 18, p. 12-13, 1982
- [18] "Photodetectors for fiber transmission systems"
R.G. SMITH
Proceedings of the I.E.E.E., vol. 68, n° 12, 1980.
- [19] "Photodetectors"
D.P. SCHINKE, R.G. SMITH and A.R. HARTMAN
Topics in Applied Physics, vol. 39, Springer Verlag, 1982
- [20] "Proton isolated $\text{In}_{0,2} \text{Ga}_{0,8} \text{As/Ga As}$ strained layer superlattice avalanche photodiode"
G.E. BULMAN et al.
A.P.L. 48(15), avril 1986
- [21] "The $\text{Ga}_{0,47} \text{In}_{0,53} \text{As}$ homojunction photodiode : a new avalanche photo-detector in the near infrared between 1.0 and 1.6 μm "
T.P. PEARSALL and M. PAPUCHON
A.P.L., 33, pp. 640-642, 1978
- [22] "Integrated $\text{In}_{0,53} \text{Ga}_{0,47} \text{As}$ pin FET photoreceiver"
R.F. LEHENY, R.E. NAHORY, M.A. POLLACK
El. Lett., vol. 16, n° 10, mai 1980

- [23] "Monolithic integrated photoreceiver implemented with GaAs/GaAlAs heterojunction bipolar phototransistor and transistors"
H. WANG and D. ANKRI
El. Lett., vol. 22, n° 7, Mars 1986
- [24] "Monolithic integration of InGaAs/InP PIN PD with MISFET on STEPLESS substrate"
K. OHTSUKA et al.,
El. Lett., vol. 22, n° 12, Juin 1986
- [25] "Monolithically integrated InGaAs/InP PIN-JFET photoreceiver"
WAKE and all
El. Lett., vol. 22, n° 13, Juin 1986
- [26] "Planar monolithic integrated photoreceiver for 1.3 - 1.5 μm wavelength applications using GaInAs - GaAs heteroepitaxies"
M. RAZEGHI et al.
A.P.L., vol. 49, n° 4, Juillet 1986
- [27] "Optoelectronic technology and devices in Europe"
R. BAETS
Proc. I.E.E.E. - M.T.T. - S Int. microwave symposium, Baltimore,
pp. 193-196, 1986
- [28] "Characterization of device isolation on GaAs MESFET - circuits by boron implantation"
F. CLAUWAERT, P. VANDAELE, R. BAETS, P. LAGASSE
Proc. SOTAPOCS IV, Boston, 1986
- [29] "Métallisation locale sur micro-circuits par faisceaux de goutelettes métalliques focalisées"
G. BENASSAYAG, P. SUDRAUD, M. BON
Journées nationales microélectroniques III-V, Aussois, 1987.

- [30] "III-V compound semi-conductors devices : optical detectors"
G.E. STILLMAN et all.
I.E.E.E., vol. ED-31, n° 11, Nov. 1984
- [31] "Croissance des matériaux pour Optoélectronique"
J.P. DUCHEMIN, B. de CREMOUX, N.T. LINH
Revue technique THOMSON CSF, vol. 14, n° 2, Juin 1982
- [32] "Selective growth of GaAs-AlGaAs by MOVPE for optoelectronic integrated circuits"
P. DEMEESTER, P. VANDAELE, and R. BAETS
ESSDERC '86
Europhysics conference abstracts, volume 10 G, 1986
- [33] "GaInAs and GaInAsP materials grown by low pressure MOCVD for microwave and optoelectronic applications"
J.P. DUCHEMIN, J.P. HIRTZ, M. RAZEGHI, M. BONNET, S.D. HERSEE
J. Cryst. Growth, 55, pp.64-73, 1981
- [34] "Croissance et caractérisation de l'hétérojonction et de structures à puits quantiques GaInAs-InP obtenues par MOCVD"
M. RAZEGHI
Revue technique Thomson CSF, vol. 16, n° 1, 1984
- [35] "Monolithic optoelectronic integration : a new component technology for lightwave communications"
S.R. FORREST
J.L.T., vol. L T-3, n° 6, Déc. 1985
- [36] "Laser - MESFET Optoelectronic integration GaAs : a simple technological process"
F. BRILLOUET et al.
El. Lett., vol. 22, n° 23, nov. 1986

- [37] "Planar VPE INFILL 1.3 μm integrated Laser/Monitor photodiode with Caribe etched facets"
J.P. WILLIAMS et al.
El.Lett., vol. 22, n° 9, avril 1986
- [38] "Monolithic integration of FETs and LEDs on conductive GaAs Substrate"
M. DESCHLER et al.
ESSDERC' 86
Europhysics conference abstracts, 1986
- [39] "Optical receivers for lightwave communication systems"
M. BRAIN and T.P. LEE
I.E.E.E., vol. ED-32, n° 12, déc. 1985
- [40] "Planar monolithic integration of a photodiode and a GaAs preamplifier"
R.M. KOLBAS et al.
A.P.L. 43(9) Novembre 1983
- [41] "Monolithic PIN/Preamplifier circuit integrated on a GaAs substrate"
O. WADA et al.
El. Lett. vol. 19, n° 24, novembre 1983
autres références : IEEE, EDL-4, pp. 375-376, 1983
A.P.L, 46, pp. 389-390, 1985
A.P.L, 46, pp. 981-983, 1985
- [42] "High speed response characteristics of GaAs optoelectronic integrated receivers"
O. WADA et al.
El. Lett. Vol. 22, n° 9, avril 1986
Autres références : IEEE, vol. EDL-4, n° 10, Oct. 1983
IEEE, vol. EDL-5, n° 12, déc. 1984
IEEE, vol. EDL-6, n° 12, déc. 1985
A.P.L, 47 (11), déc. 1985
El. Lett., n° 17, vol. 22, Août 1986

- [43] "Monolithic integration of a 3 GHz detector/preamplifier using a refractory gate, ion implanted MESFET process",
D.L. ROGERS, Research Report, communication privée, I.B.M. Yorktown, 1986
- [44] "Monolithic GaAs photoreceiver for high speed signal processing applications"
W.S. LEE et al.
El. Lett. Vol. 22, n° 3, 1986
- [45] "Planar monolithic integration of a GaAs photoconductor and a GaAs field effect transistor"
D. DECOSTER et al.
El. Lett. 22, pp. 193-195, 1986
- [46] "Monolithic integration of GaAs photoconductors with a field effect transistor"
D.K.W. LAM, et al.
El. Lett. vol. 22, n° 14, 1986
- [47] "Semiconductor theory of blocking layer and point contact rectifier"
W. SCHOTTKY, Z. PHYSIK, 113, pp. 367-414, 1939
- [48] "Fabrication and characterization of GaAs Schottky barrier photodetectors for microwave fiber optic links"
H. BAUVELT,
A.P.L., 45 (3), Août 1984
- [49] "The DSI diode - a fast large-area optoelectronic detector"
W. ROTH et al.
I.E.E.E., vol. ED-32, n° 6, p. 1034, 1985
- [50] "100 GHz bandwidth planar GaAs Schottky photodiode"
S.Y. WANG et D.M. BLOOM
El. Lett. vol. 19, p. 554, 1983

- [51] "Bipolar - mode Schottky contact and applications to high speed diodes"
Y. AMEMIYA and Y. MIZUSHIMA
I.E.E.E., vol. ED-31, n° 1, 1984
- [52] Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs (CHS)
Rapport d'activité, Juin 1985.
- [53] "Monolithic integration of a photodiode and a field effect transistor
on a GaAs substrate by molecular beam epitaxy"
O. WADA et al.
A.P.L., 42 (4), février 1983
- [54] "Receiver design for digital fiber optic communications systems, I and II",
S.D. PERSONICK, The Bell system technical Journal,
vol. 52, n° 6, 1973
- [55] "Receiver design for optical fiber communications systems"
R.G. SMITH, et S.D. PERSONICK
Semiconductor devices for optical communication in Topics in Applied
Physics, Springer Verlag, 1982
- [56] "Transistor à gaz d'électrons bi-dimensionnel. Application en hyperfréquences
et en logique rapide".
N.T. LINH
dans Applications des transistors à effet de champ en Arséniure de Gallium,
Chap. 10, Editions Eyrolles, 1984.

Chapitre I

PRESENTATION GENERALE

INTRODUCTION

Ce premier chapitre est consacré à une présentation générale dans laquelle nous rappelons brièvement le principe de la photodétection et les principaux détecteurs optiques habituellement utilisés, en insistant plus particulièrement sur la photodiode Schottky sur Arséniure de Gallium qui est le composant photodétecteur à la base des études et des réalisations technologiques qui sont présentées dans ce travail.

Les propriétés électriques et optoélectroniques de ce composant ont été passées en revue, aussi bien pour une structure de type 'planar' que de type 'mésa' puisque ces deux structures ont fait l'objet d'une réalisation technologique. Rappelons que la terminologie 'mésa' utilisée pour qualifier la seconde réalisation, est abusive (c'est en réalité une structure de type 'semi planar') mais nous l'avons adoptée pour insister sur la différence de conception entre les deux dispositifs.

1.1. PRINCIPE DE LA PHOTODETECTION :

Un faisceau lumineux incident sur un matériau semiconducteur peut entraîner dans celui-ci des variations de conductivité appelées photoconductivité. En effet, un photon incident possédant une énergie $h\nu$ supérieure à l'énergie de bande interdite E_g du matériau semiconducteur considéré, peut créer une paire électron-trou en faisant passer un électron de la bande de valence dans la bande de conduction (figure I.1).

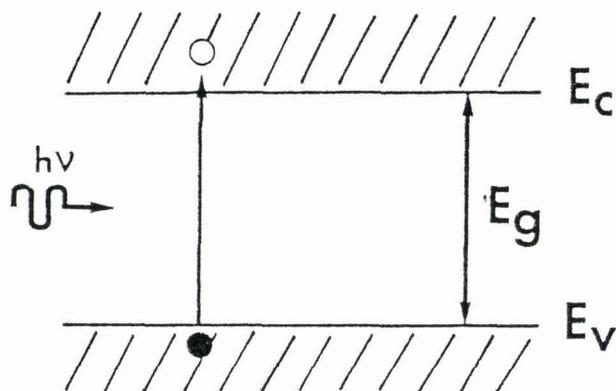


Figure I.1. : Photocréation d'une paire électron-trou.

Sous l'effet d'un champ électrique, les porteurs photocréés sont entraînés et donnent naissance à un photocourant I_{ph} recueilli dans le circuit extérieur; seule une excitation lumineuse de longueur d'onde inférieure à $\lambda_c = 1,24/E_g$ (λ_c : longueur d'onde de coupure) peut alors donner naissance à un photocourant.

L'absorption d'un faisceau lumineux par un matériau suit une loi exponentielle (loi de Lambert) :

$$F = F_0 e^{-\alpha x} \quad (1.1)$$

- F : flux de photons (en nombre de photons / cm^2/s)
- α : coefficient d'absorption.

Le coefficient d'absorption α et la profondeur de pénétration $1/\alpha$ de quelques semiconducteurs couramment employés sont donnés figure I.2.

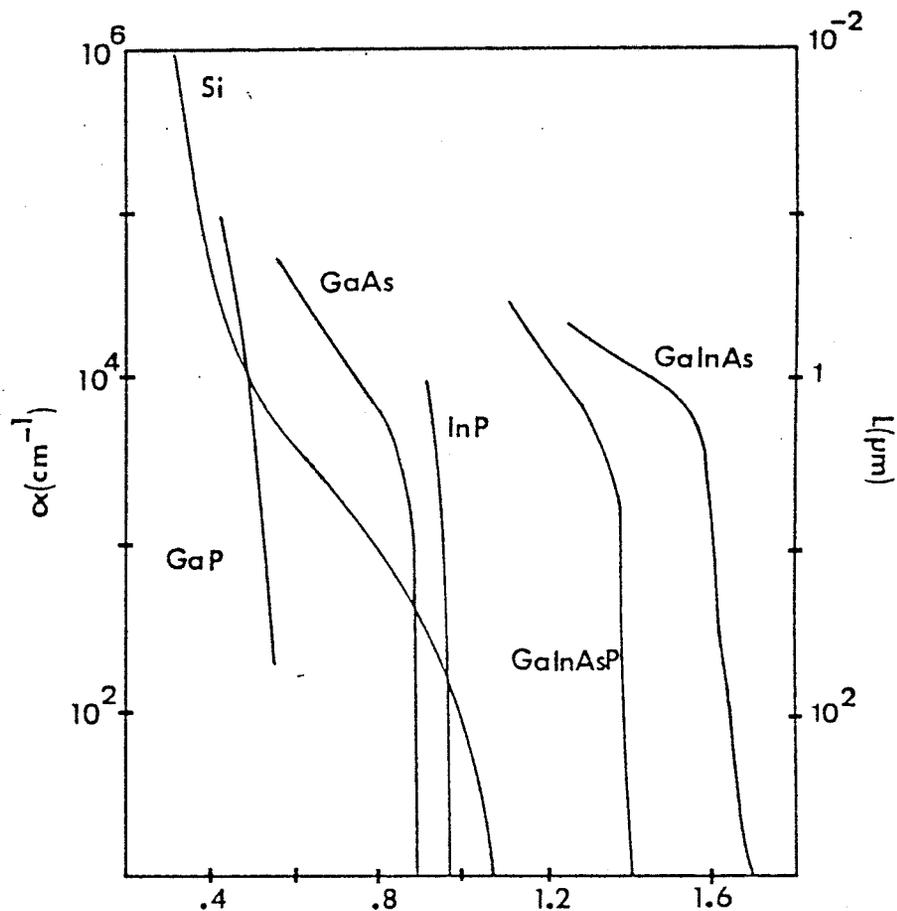


Figure I.2. : Coefficient d'absorption α et profondeur de pénétration L de semiconducteurs utilisés pour la photodétection en fonction de la longueur d'onde [1] .

A la longueur d'onde de $0,8\mu\text{m}$, le coefficient d'absorption de l'Arséniure de Gallium (GaAs) est voisin de 10^4 cm^{-1} , soit une profondeur de pénétration, correspondant à 63% de flux lumineux absorbé, de l'ordre du micron.

Cette profondeur de pénétration peut devenir très faible lorsque la longueur d'onde diminue. Ainsi, si les mécanismes de recombinaison en surface sont rapides comme c'est le cas dans les jonctions P-N en GaAs (vitesse de recombinaison superficielle voisine de 10^6 cm.s^{-1} [2]), alors la photosensibilité décroît rapidement.

Il existe donc une bande spectrale de photodétection limitée pour les grandes longueurs d'onde par la bande interdite du matériau et pour les faibles longueurs d'onde par la vitesse de recombinaison en surface.

1.2. LES DETECTEURS OPTIQUES :

Trois détecteurs optiques sont habituellement utilisés pour la détection directe de signaux numériques en télécommunications optiques: il s'agit du photoconducteur, de la diode P.I.N., et de la photodiode à avalanche [3]. La photodiode Schottky dont les mécanismes se rapprochent beaucoup de la diode P.I.N. fera l'objet d'un paragraphe spécial, puisque ce composant a été plus particulièrement utilisé dans le cadre de cette étude.

Rappelons que le photodétecteur est un composant critique dans tout système de communication par fibres optiques; il reçoit des impulsions de lumière qu'il convertit, avec le moins de pertes possibles, en impulsions électriques qui peuvent être utilisées pour une liaison téléphonique, dans un ordinateur ou par tout autre terminal d'extrémité.

Pour cette utilisation, le détecteur doit satisfaire à un certain nombre de spécificités [3] :

- être très sensible et le moins bruyant possible dans une large bande passante aux impulsions de lumière d'une longueur d'onde donnée.

- être fiable.
- pouvoir être produit avec un faible coût de fabrication.

1.2.1. Le Photoconducteur [4] :

Considérons un photoconducteur en matériau III-V (figure I.3) constitué d'un substrat semi-isolant sur lequel une couche active a été épitaxiée; deux contacts ohmiques sont déposés sur la couche conductrice.

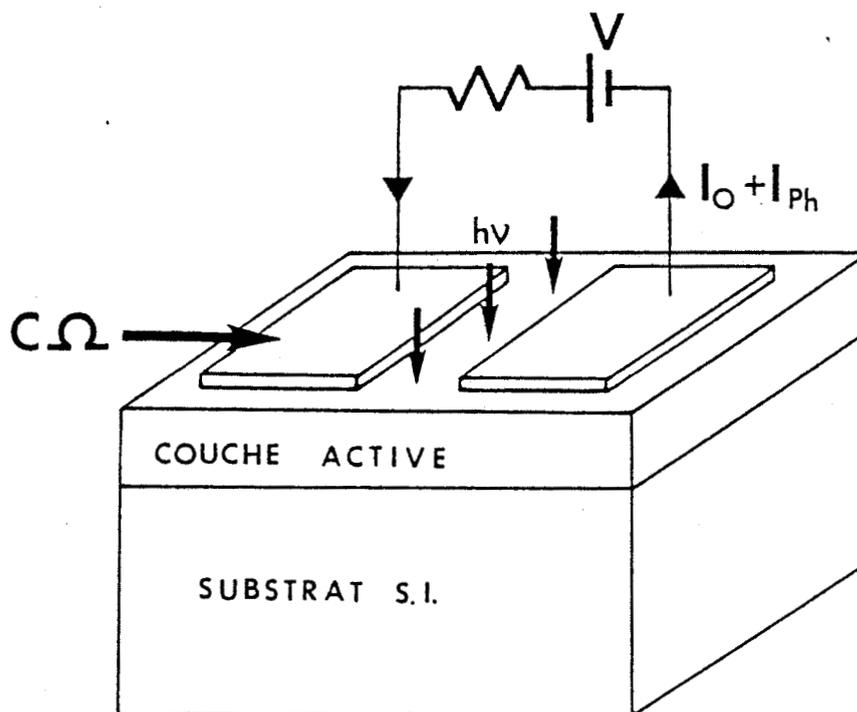


Figure I.3. : Photocourant I_{ph} délivré aux bornes d'un photoconducteur en structure planar.

Lorsque le photoconducteur est illuminé, la lumière absorbée génère des paires électron-trou qui augmentent la conductivité de la couche active. Les porteurs créés sont alors dissociés et collectés à chacun des contacts sous l'effet d'un champ électrique appliqué. Un photocourant I_{ph} peut alors être détecté dans le circuit extérieur (figure I.3).

Plus précisément lorsqu'un électron est collecté par l'un des contacts, il est réemis par l'autre tant que le trou n'est pas collecté ou ne s'est pas recombinié au sein du semiconducteur; la durée de vie de la paire électron-trou est donc régie par des mécanismes de piégeage intrinsèques au matériau.

Le gain statique interne d'une telle structure s'exprime par :

$$G = \frac{\tau_v}{\tau_t} \quad (1.2)$$

avec τ_v : durée de vie des trous
 τ_t : temps de transit des électrons.

G dépend du matériau semiconducteur utilisé et de sa géométrie par :

- La vitesse des porteurs et la distance inter-électrodes qui agissent directement sur le temps de transit τ_t .
- La nature des pièges (interface, surface, volume) qui régissent la durée de vie τ_v .

Pour certaines communications optiques, il est nécessaire de connaître le comportement du dispositif soumis à une suite très rapide d'impulsions optiques représentant l'information codée numériquement en binaire : 1 = lumière, 0 = obscurité.

Le débit d'informations à transmettre est directement lié à la réponse fréquentielle (ou bande passante) du photoconducteur.

Lorsque le photoconducteur est soumis à un signal optique modulé sinusoïdalement, le photocourant est lui aussi modulé; le gain dynamique à la fréquence f est donné par :

$$G(f) = \frac{G}{(1 + 4\pi^2 f^2 \tau_v^2)^{1/2}} \quad (1.3)$$

dans l'hypothèse d'un mécanisme de recombinaison obéissant à une loi de Poisson dont la constante de temps est la durée de vie τ_v des paires électron-trou.

La réponse à une impulsion lumineuse est caractérisée par une décroissance exponentielle (figure I.4) :

$$I_{ph}(t) = \frac{q}{\tau_t} N_e \exp(-t/\tau_v) \quad (1.4)$$

avec N_e quantité de paires électron-trou créées par l'impulsion lumineuse
et q charge de l'électron.

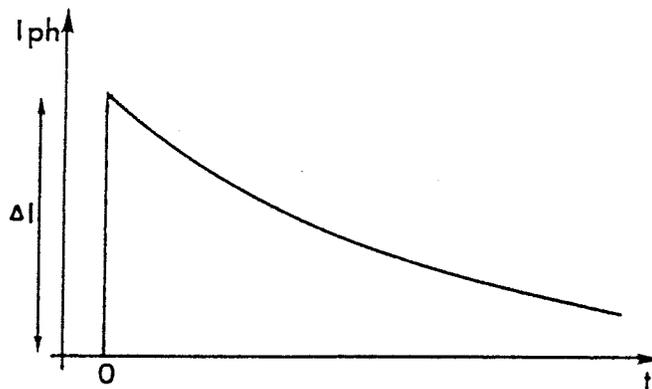


Figure I.4. : Réponse impulsionnelle typique d'un photoconducteur.

Le temps de réponse du dispositif est directement lié à la durée de vie des trous; un photoconducteur à grand gain et temps de réponse court est donc difficilement réalisable. Grande sensibilité et très large bande passante sont difficilement compatibles pour un photoconducteur.

Considérons maintenant les propriétés en bruit d'un photoconducteur. Plusieurs sources de bruit coexistent dans les photoconducteurs :

- le bruit thermique.

Il est dû aux fluctuations thermiques de la résistance d'obscurité du canal et est donné par la relation classique :

$$\overline{i_{th}^2} = \frac{4kTB}{R} \quad (1.5)$$

avec R résistance du photoconducteur

k constante de Boltzmann

T température

B bande passante du dispositif de mesure.

- le bruit de génération - recombinaison.

Il est fonction du nombre de paires photocréées et de leur durée de vie τ_v ; il s'exprime sous la forme :

$$\overline{i_{gr}^2} = \frac{4q I_{ph} G B}{(1 + \omega^2 \tau^2)^{1/2}} \quad (1.6)$$

avec ω pulsation du signal.

Les photoconducteurs GaAs ont été largement étudiés au C.H.S. par l'équipe optoélectronique [4,5,6]. Actuellement ces études se poursuivent sur d'autres matériaux III-V [7] et sur l'intégration de ces dispositifs avec un transistor à effet de champ [8,9] ou un guide optique [10].

1.2.2. La Diode P.I.N. :

Comme la photodiode à avalanche, la diode P.I.N. est dérivée de la diode à jonction P-N dont nous rappelons ici le mécanisme [1,11,12,26]. Au niveau de la jonction P-N, il y a création d'une zone déserte de largeur W à l'intérieur de laquelle règne un champ électrique: une barrière de potentiel eV_B apparaît entre les zones N et P (figure I.5).

L'application d'une tension V_A aux bornes de la diode provoque le passage d'un courant I à travers la jonction selon une loi de la forme

$$I = I_S (\exp (qV_A/k T) - 1) \quad (1.7)$$

où I_S est un courant de minoritaires passant par diffusion, appelé courant de saturation. Ce courant dû à l'agitation thermique est pratiquement indépendant des conditions locales de champ électrique.

- En polarisation directe, $V_A > 0$: la hauteur de barrière est réduite à $V_B - V_A$; le courant croît très rapidement avec la tension.

- En polarisation inverse, $V_A < 0$: la hauteur de barrière augmente; le courant total se réduit alors au courant de diffusion.

En photodétection le composant est polarisé en inverse. Si la paire électron-trou est générée dans la zone de déplétion, elle est

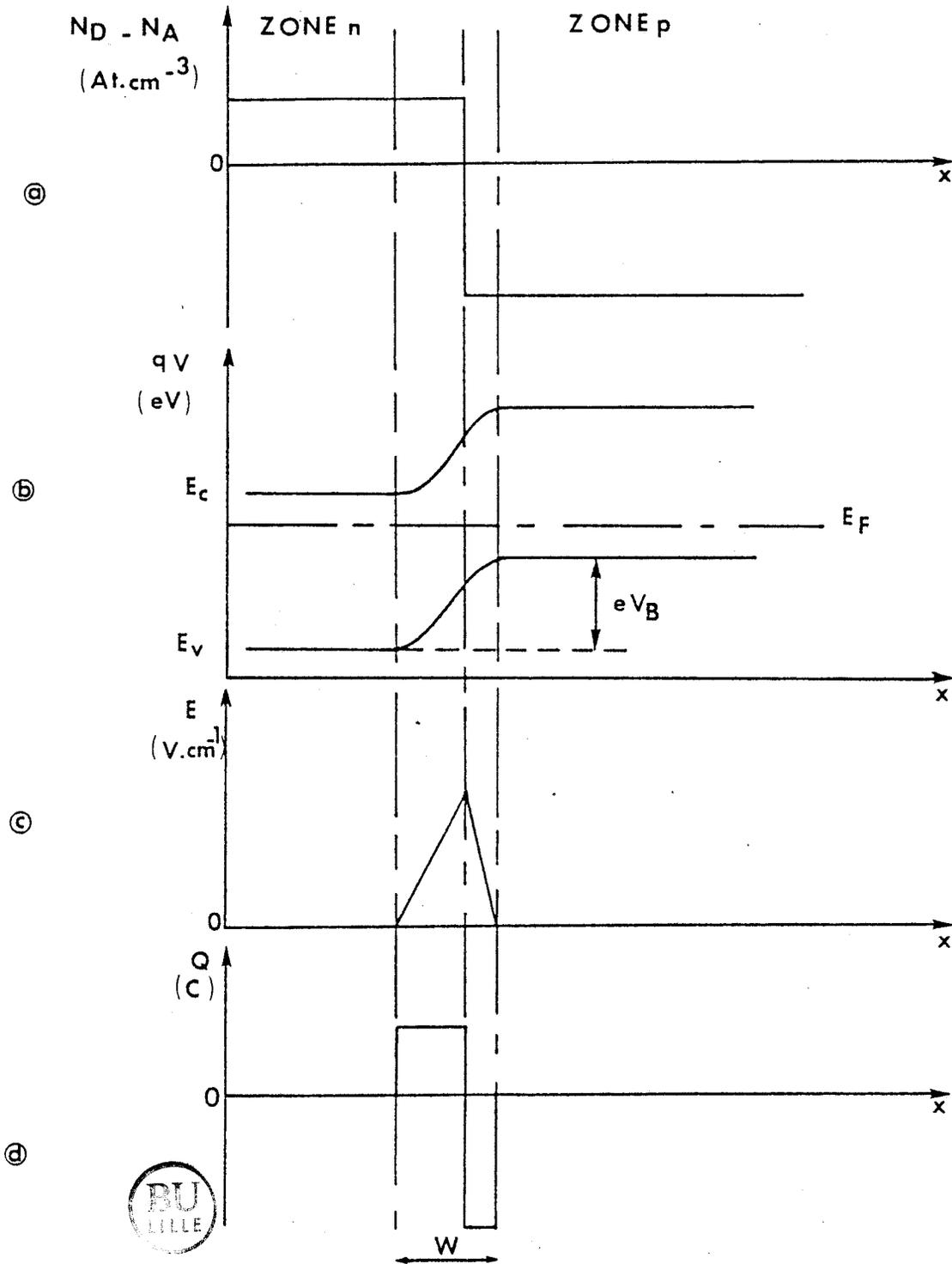


Figure I.5. : La jonction P-N, cas simplifié d'une jonction abrupte
a - profil de dopage
b - diagramme d'énergie
c - carte du champ électrique
d - distribution de la charge d'espace

dissociée et participe au photocourant qui traverse la jonction. Si elle est créée hors de la zone déplétée à moins d'une longueur de diffusion, elle pourra atteindre la zone déplétée et participera aussi au photocourant.

Deux facteurs limitent la rapidité en temps de réponse du photodétecteur : la diffusion des porteurs et le temps de transit dans la zone déplétée. Un troisième facteur intervient, il s'agit de la capacité C de jonction qui introduit une constante de temps RC (R résistance de charge) limitant la bande passante.

Par ailleurs, la jonction empêchant la réinjection des porteurs, le rendement quantique défini comme le nombre de paires électron-trou générées par photon incident et déterminé à l'aide de la relation :

$$\eta = \frac{I_{ph}}{P_L} \cdot \frac{h\nu}{q} \quad (1.8)$$

avec P_L puissance lumineuse incidente

h constante de Planck

ν fréquence

$h\nu$ énergie d'un photon.

est inférieur à 1.

On définit également le coefficient de réponse R du photodétecteur par :

$$R = \frac{I_{ph}}{P_L} \quad (A/W) \quad (1.9)$$

R caractérise le rendement global de conversion de la puissance lumineuse en courant électrique.

Le rendement quantique maximum est obtenu pour une épaisseur de zone déserte W supérieure à la profondeur de pénétration L du flux lumineux, environ $1\mu\text{m}$ à la longueur d'onde $0,8\mu\text{m}$ pour le GaAs. Mais ce résultat est obtenu au détriment de la rapidité du dispositif puisque plus W est grand, plus le temps de transit τ_t des porteurs est long. Cependant, il faut noter qu'en assimilant la jonction à un condensateur plan, l'expression de la capacité de la diode est donnée par :

$$C = \frac{\epsilon S}{W} \quad (1.10)$$

avec S : surface de la jonction

ϵ : permittivité du matériau semiconducteur

$$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$$

ϵ_0 permittivité du vide

ϵ_r permittivité relative du semiconducteur.

Elle montre l'intérêt d'augmenter W pour limiter la constante de temps RC. Un compromis doit donc être réalisé, comme pour le photoconducteur, entre rendement quantique et temps de réponse.

La résolution de l'équation de Poisson conduit, dans le cas d'un profil de jonction abrupt, à :

$$W = \left[2 \epsilon \frac{(N_A + N_D) (V_B + V_R)}{q N_A N_D} \right]^{1/2} \quad (1.11)$$

avec N_D dopage de la zone N

N_A dopage de la zone P

V_B barrière de potentiel

V_R tension de polarisation inverse.

Une manière d'améliorer les performances de la diode à jonction P-N est de réduire le dopage afin d'augmenter W , l'épaisseur de la zone de charge d'espace sans modifier la tension de polarisation [13]. Cette façon de procéder conduit à la diode P.I.N., le photodétecteur le plus couramment employé dans les systèmes de communications optiques à grandes longueurs d'ondes [3].

Elle est réalisée par l'insertion entre les zones N et P d'une zone I quasiment intrinsèque (figure I.6).

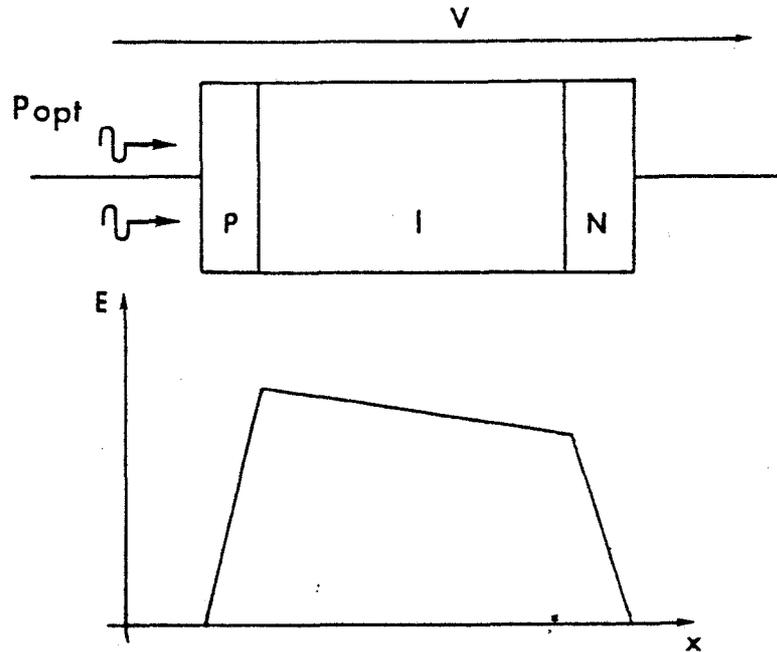


Figure I.6. : Photodiode P.I.N.
Répartition du champ électrique interne.



En fonctionnement, la diode est soumise à une tension inverse suffisante pour appauvrir en porteurs libres la totalité de la zone intrinsèque très large, ce qui conduit à un rendement quantique proche de 1 et à une fréquence de coupure $F_c = 1/2\pi RC$ élevée, en choisissant judicieusement l'épaisseur de la zone I et la surface de la diode. Pour

réduire au maximum les pertes hors de la zone I, on crée la jonction très près de la surface. Si la capacité est suffisamment faible, le temps de transit des porteurs dans la zone déplétée limitera donc la rapidité de la diode. Dans la mesure où le transit des porteurs s'effectue dans du matériau intrinsèque (grande mobilité), la diode P.I.N. est un composant très rapide.

Deux types de bruit interviennent dans la photodiode P.I.N. [13] :

- un bruit dû aux fluctuations statiques de la génération des porteurs. Dans l'hypothèse d'un processus Poissonien et si l'on considère le courant d'obscurité et le photocourant, le courant quadratique moyen est donné par l'expression classique d'un bruit de grenaille :

$$\overline{i_S^2} = 2 q (I_{ph} + I_S) B \quad (1.12)$$

- un bruit thermique dû à la résistance équivalente R_{eq} de la photodiode associée à son circuit de polarisation; il est donné par la relation de Nyquist :

$$\overline{i_T^2} = \frac{4kTB}{R_{eq}} \quad (1.13)$$

1.2.3. LA PHOTODIODE A AVALANCHE :

Une autre manière d'améliorer les performances de la diode à jonction P-N est d'augmenter la tension de polarisation afin de provoquer un phénomène d'avalanche qui donne un gain interne au dispositif [13] : c'est la photodiode à avalanche. Sous l'effet d'un champ électrique suffisamment élevé, un porteur peut gagner assez d'énergie pour ioniser

un atome du réseau cristallin et ainsi créer une paire électron trou. Les porteurs créés vont se déplacer à leur tour dans la zone désertée, gagner de l'énergie sous l'effet du champ électrique et produire d'autres porteurs de charge, les électrons et les trous se déplaçant en sens inverse. C'est le processus cumulatif de la multiplication des porteurs libres que l'on désigne par avalanche [14]. Il y a donc amplification du courant primaire circulant à faible champ :

$$I_{ph,PDA} = M \cdot I_{ph,PIN} \quad (1.14)$$

avec M : gain interne ou facteur de multiplication.

Cependant chaque ionisation est un évènement aléatoire. Le gain instantané m fluctue très rapidement et introduit un bruit en excès caractérisé par un facteur de bruit :

$$F(M) = \frac{\langle m^2 \rangle}{M^2} \quad (1.15)$$

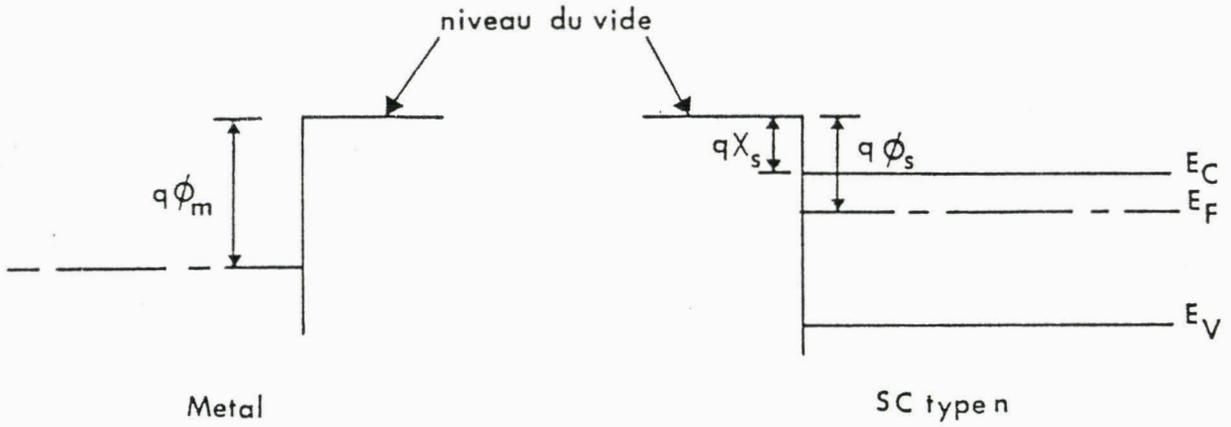
où $M = \langle m \rangle$ est le gain moyen en courant accessible à la mesure.

Le bruit de grenaille est alors donné par :

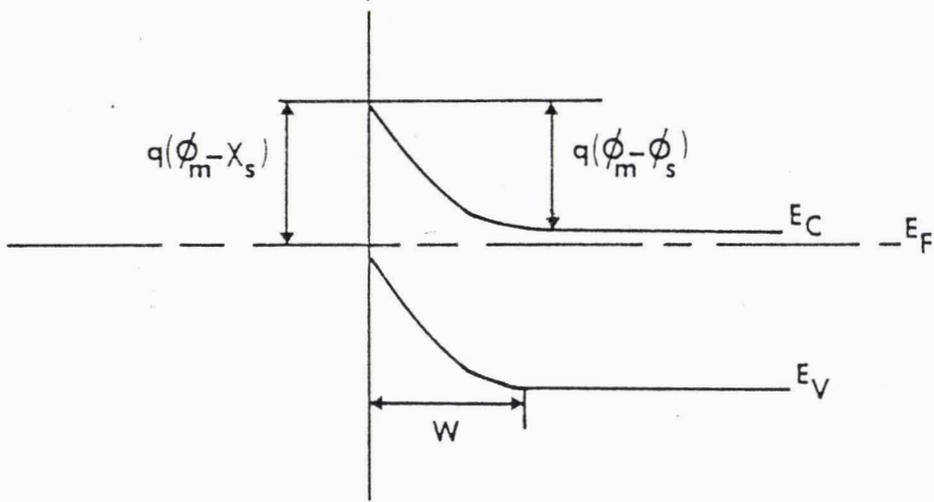
$$\overline{i_S} = 2 q (I_{ph} + I_S) M^2 F(M) B \quad (1.16)$$

Contrairement à la diode P.I.N., la P.D.A. possède donc un gain interne mais elle est caractérisée par un niveau de bruit plus élevé.

La solution pour réaliser des photodiodes à avalanche ayant un faible facteur de bruit en excès est tout d'abord d'utiliser un matériau dont les taux d'ionisation (nombre de paires électron-trou créées par unité de longueur dans le sens du champ électrique par le porteur incident) des électrons et des trous sont aussi inégaux que possible et ensuite de réaliser une structure telle que l'avalanche soit initiée par les porteurs ayant le plus fort taux d'ionisation.



-a-



-b-

Figure I.7. : Diagramme de bande d'énergie d'un contact M-SC avec $\phi_m > \phi_s$ a - avant contact b - après contact à l'équilibre thermique.

1.3. LA PHOTODIODE SCHOTTKY [1-15-16-17-18-19-20]

1.3.1. Aspect électrique :

Lorsque l'on met en contact un métal et un semiconducteur, une barrière de potentiel se forme à l'interface. Si le semiconducteur est dopé uniformément n la zone déplétée qui en résulte est semblable à celle d'une jonction P-N "One Sided" abrupte [1] : c'est le modèle idéal que nous utiliserons.

La barrière de Schottky est un contact métal semiconducteur redresseur, c'est à dire que le potentiel de sortie ϕ_m pour le métal est supérieur au potentiel de sortie ϕ_s pour le SC de type n [15-16]. Les diagrammes de bande du métal et du SC type n sont donnés avant contact (figure I.7.a) et après contact à l'équilibre thermique (alignement des niveaux de Fermi) (figure I.7.b).

L'incurvation des bandes d'énergie traduit l'existence à l'interface d'un potentiel qui repousse les électrons vers l'intérieur du SC, c'est le potentiel de "Built-in" ou de diffusion ψ_0 :

$$\psi_0 = \phi_m - \phi_s \quad (1.17)$$

On a donc une zone désertée d'électrons, chargée positivement et d'épaisseur w .

D'après (13) où on considère $N_D \gg N_A$ et $V_B = \psi_0$ il vient :

$$w = \left[\frac{2 \epsilon (\psi_0 + V_R)}{q N_D} \right]^{1/2} \quad (1.18)$$

La barrière vue par les électrons se dirigeant du métal vers le SC est :

$$q\phi_b = q(\phi_m - \chi_s) \quad (1.19)$$

où χ_s est l'affinité électronique du SC

et ϕ_b la hauteur de barrière Schottky du contact M-SC.

La capacité de la jonction est donnée par :

$$C = \frac{\epsilon S}{W} = \left(\frac{q \epsilon N_D}{2(\psi_0 + V_R)} \right)^{1/2} S \quad (1.20)$$

et la charge d'espace Q_{SC} par :

$$Q_{SC} = q N_D W = S \sqrt{2\epsilon(\psi_0 + V_R) q N_D} \quad (1.21)$$

Pour caractériser la jonction, on exprime (1.20) sous la forme

$$1/C^2 = \frac{2}{q \epsilon N_D S^2} (\psi_0 + V_R) \quad (1.22)$$

ψ_0 et N_D peuvent alors être déduits d'une mesure de $C(V_R)$ (figure I.8).

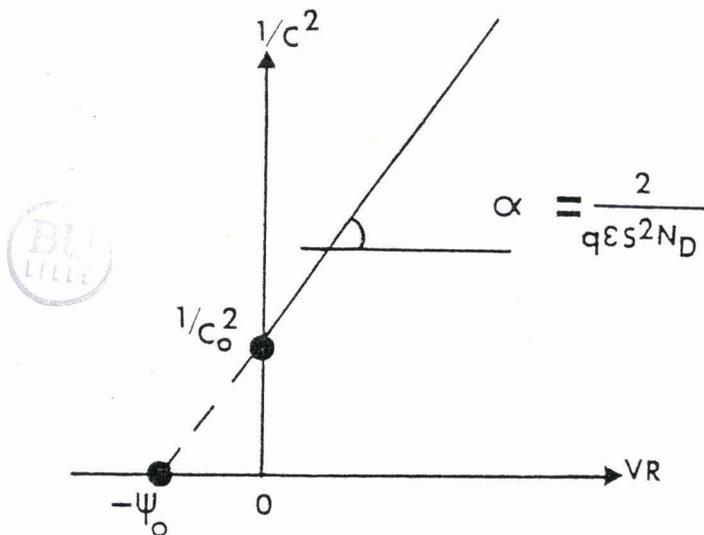


Figure I.8. : Courbe $1/C^2$ en fonction de la tension inverse appliquée
Détermination de ψ_0 et N_D

Pour $V_R = 0$, on déduit ψ_0

$$\psi_0 = \frac{q \epsilon N_D s^2}{2 \epsilon_0^2} \quad (1.23)$$

Connaissant ψ_0 , on peut en déduire ϕ_b à partir de (1.19) :

$$\phi_b = \psi_0 + V_n$$

avec $V_n = \frac{kt}{q} \ln \left(\frac{N_c}{N_D} \right) \quad (1.24)$

où N_c est la densité effective d'états dans la bande de conduction.

En toute rigueur, il faudrait aussi tenir compte, dans l'expression du potentiel de Built-in, de deux termes supplémentaires :

- un terme de la forme kt/q associé à l'énergie thermique des porteurs, qui diminue ψ_0 .
- un terme $\Delta\phi$, provenant de l'effet de force image, qui abaisse ψ_0 lorsque l'on applique un champ extérieur.

$$\Delta\phi = \sqrt{\frac{q E_{ext}}{4 \pi \epsilon}} \quad (1.25)$$

Enfin les états d'interface présentent, en général, une charge Q_{SS} négative qui a pour effet d'abaisser le niveau de Fermi, ce qui entraîne une augmentation de la hauteur de barrière Schottky et un élargissement de la zone déserte.

La caractéristique courant-tension donnée figure I.9, d'une jonction métal semiconducteur est décrite par la relation (1.26) obtenue à partir de la théorie de l'émission thermoionique :

$$I = I_S (\exp(qV/kT) - 1) \quad (1.26)$$

avec I_S courant thermoionique encore appelé courant de saturation et donné par :

$$I_S = S R^* T^2 \exp(-q\phi_b/kT) \quad (1.27)$$

avec S aire de la jonction

R^* constante de Richardson effective :

$$R^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} = 120 \text{ A/K}^2\text{cm}^2 \text{ pour des électrons libres}$$

T température absolue

n facteur d'idéalité

m^* masse effective

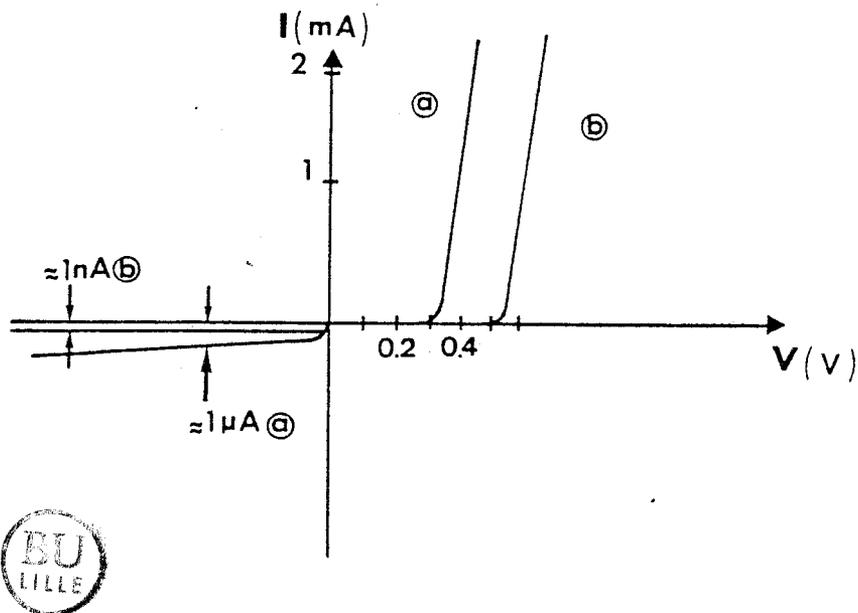


Figure I.9. : Caractéristique $I(V)$ d'une diode à barrière Schottky (a) comparée à une diode à jonction P-N (b) [15]
Cas de deux diodes Si ayant la même surface de jonction.

En polarisation directe : $V > 0$

ψ_0 devient $\psi_0 - V$, l'abaissement du potentiel de Built-in favorise le passage des électrons du SC vers le métal alors que la hauteur de barrière Schottky ϕ_b reste inchangée et que le courant métal-SC est donc constant

$$I_{\text{tot}} = I_S \exp(q \psi_R / kT) \quad (1.28)$$

En polarisation inverse : $V = -V_R < 0$

ψ_0 devient $\psi_0 + V_R$, l'augmentation du potentiel de Built-in limite le courant du SC vers le métal jusqu'à l'annuler pour une polarisation inverse suffisante. Par contre le courant Métal SC reste inchangé. Le courant total sera donc donné par:

$$I_{\text{tot}} = S R^* T^2 \exp(-q\phi_b / kT) \quad \text{à } V_R \text{ élevée} \quad (1.29)$$

Pour tenir compte des écarts relevés entre les caractéristiques en pratique et le cas idéal théorique, un nombre n sans dimension appelé facteur d'idéalité est introduit [20]. La caractéristique $I(V)$ a alors pour expression :

$$I = I_S \exp(qV/nkT) - 1) \quad (1.30) \quad (1.30)$$

$n = 1$ correspond au cas d'une diode Schottky idéale.

n traduit la qualité de l'état de surface avant et pendant la métallisation : la présence d'un oxyde ou une surface bouleversée par une attaque peut entraîner un mauvais coefficient d'idéalité (n plus grand que 1).

Il faut remarquer que l'expérience montre que plus le facteur d'idéalité de la diode est faible, plus sa fiabilité est grande [21].

En toute rigueur, il faudrait aussi tenir compte de la chute de tension dans la résistance série de la diode, V devient alors $V - I \times R$ [20-22-23].

A partir du tracé semi- logarithmique de la caractéristique $I(V)$ en direct (figure I.10) on peut accéder à I_S et n .

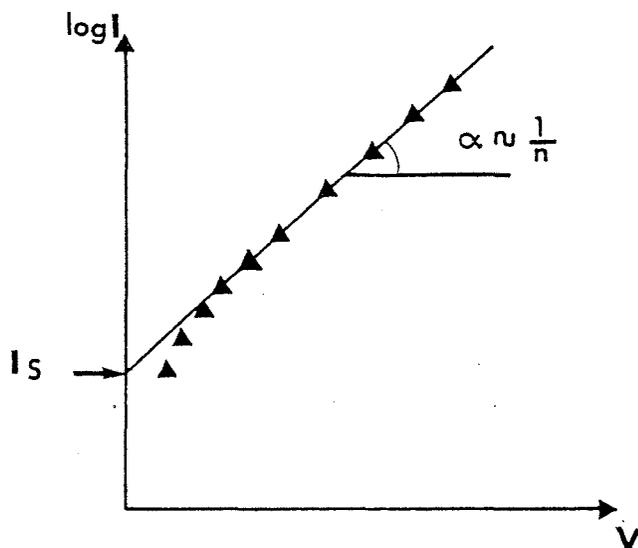


Figure I.10. : Caractéristique $I(V)$ en direct d'une diode Schottky
Tracé semi-logarithmique permettant d'accéder à
 I_S et n

En extrapolant la droite à $V = 0$, on peut obtenir I_S dont la valeur conduit à ϕ_b en utilisant (1.27) :

$$\phi_b = \frac{kT}{q} \ln (R^* T^2 S / I_S) \quad (1.31)$$

La pente de la droite permet d'obtenir n :

$$n = \frac{d_V}{\ln(10) V_T d(\log I)} \quad \text{avec } V_T = \frac{kt}{q} \quad (1.32)$$

Une bonne barrière Schottky est caractérisée par une valeur de n inférieure à 1, 1 [18].

Le courant dû aux porteurs minoritaires, par injection de trous du métal vers le semiconducteur est négligeable devant le courant d'émission thermoionique. A l'inverse de la jonction P-N, la barrière de Schottky est commandée par les porteurs majoritaires [15] : ceci rend la diode Schottky idéale pour des applications en commutation rapide. En effet, dans une jonction P-N la rapidité de commutation est limitée par le stockage des charges que sont les porteurs minoritaires. Lorsque l'on commute une diode Schottky inverse directe, cette limitation n'existe pas, c'est plutôt la constante de temps RC qui limitera la réponse fréquentielle de la diode.

Avant d'aborder l'aspect photodétection, nous présentons figures (I.11a et I.12a) les structures des photodiodes utilisées dans la suite de notre travail, elles sont réalisées sur GaAs. La forme géométrique de base est un carré; elle est rendue polygonale pour éviter des possibilités de claquage dû à des irrégularités de champ. La surface active est de $6200 \mu\text{m}^2$. La structure choisie est de type 'planar' pour la première réalisation et pour la seconde de type 'méssa'. Dans les deux cas le contact ohmique entoure le contact Schottky.

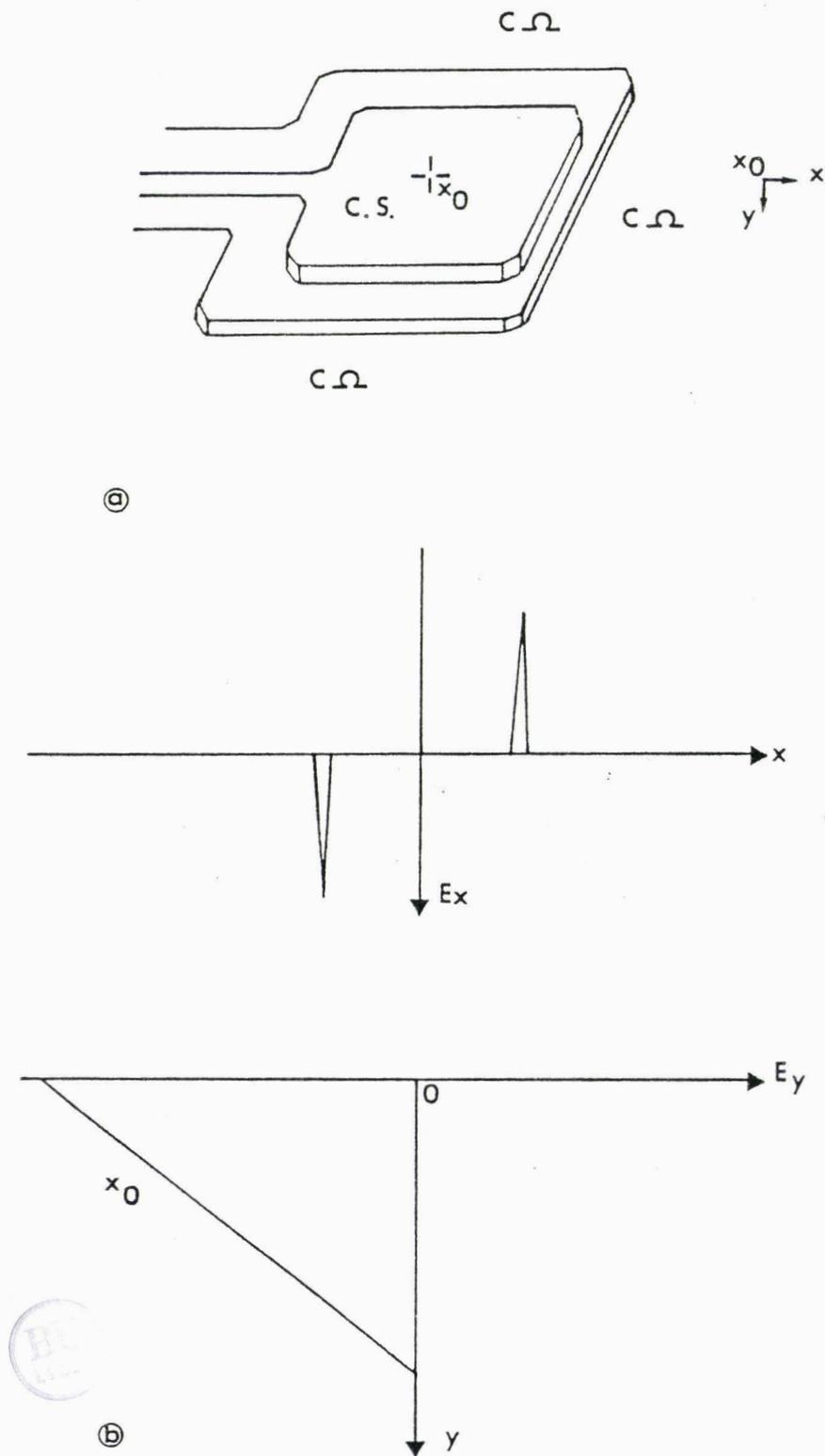


Figure I.11.a. : Structure géométrique de la photodiode Schottky 'planar'
b. : Variations du champ électrique dans la zone déserte, en polarisation inverse.

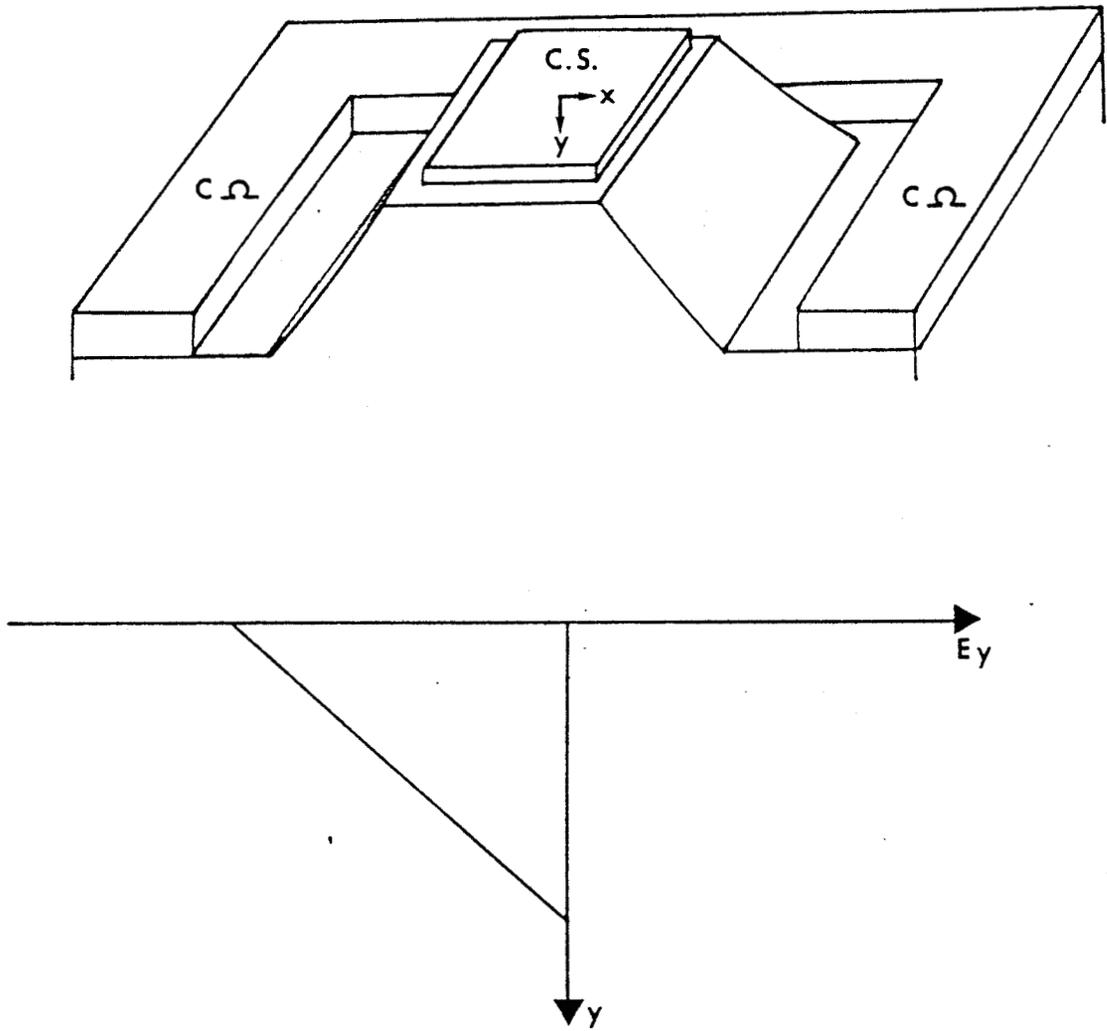


Figure I.12.a : Structure géométrique de la photodiode Schottky 'mésa'
b. : Variations du champ électrique dans la zone déserte
en polarisation inverse .

La figure I.11b représente les variations du champ électrique suivant x et y sous le contact métallique. Si on élimine les bords, le champ transversal est prépondérant mais il varie faiblement en amplitude avec x .

Dans le cas de la structure 'mésa' le contact Schottky, de forme et de composition identique à celui de la structure 'planar', est déposé sur une couche non intentionnellement dopée épitaxiée sur une épitaxie type transistor à effet de champ (figure I.12a). Le champ électrique se limite à une composante transversale dont les variations sont semblables à celles de la structure 'planar' (figure I.12b).

Les équipotentiels des structures 'planar' et 'mésa' sont présentées figure I.13; elles sont obtenues à partir des conditions aux limites; conditions de Dirichlet : un contact métallique est une équipotentielle, conditions de Neumann : un contour non métallisé est une ligne de champ.

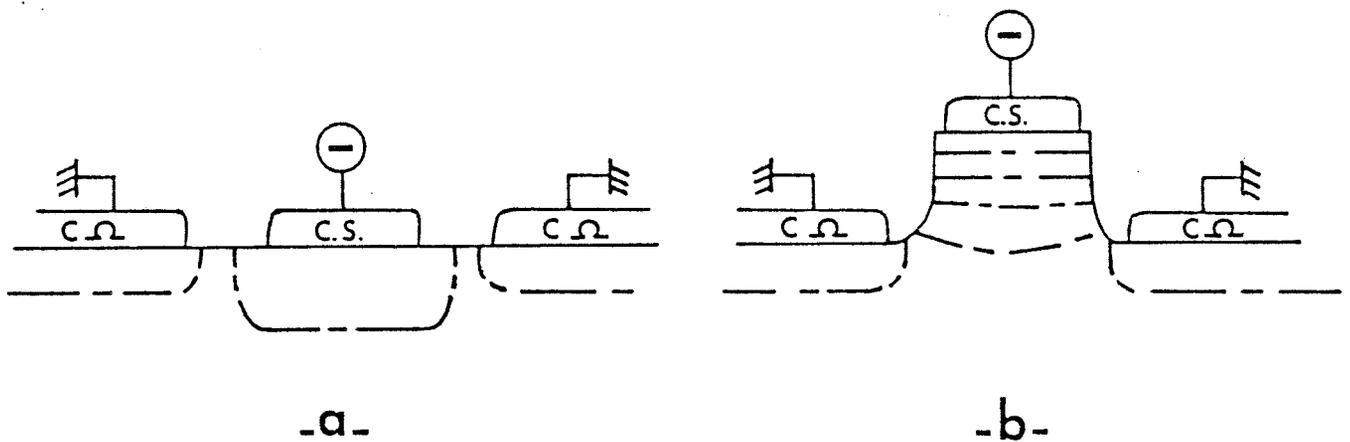


Figure I.13. : Equipotentiels
a - de la structure 'planar'
b - de la structure 'mésa'.

En ce qui concerne la structure 'planar' , le contact Schottky est déposé sur la couche dopée n dont l'épaisseur a, de l'ordre du micron, est très petite devant les dimensions de la photodiode, 80µm de côté (L).

Le profil du champ électrique sous le contact Schottky est obtenu à partir de la résolution de l'équation de Poisson :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (1.33)$$

avec densité de charge volumique.

L'existence d'un axe de symétrie, suivant y, dans la structure utilisée nous conduit à une résolution à deux dimensions avec deux composantes du champ électrique :

- une composante longitudinale E_x
- une composante transversale E_y

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (1.34)$$

a est négligeable devant L, on peut donc se ramener à une résolution à une dimension, suivant y, sauf pour les bords du contact métallique où le potentiel varie très rapidement suivant l'axe x; ce cas ne sera pas traité.

Dans ces conditions [26] :

$$E_y = \frac{q N_D}{\epsilon} (x - l) \quad (1.35)$$

et

$$|E_{\max}| = \frac{q N_D L}{\epsilon} \quad (1.36)$$

1.3.2. Aspect Photodétection

Lorsqu'on illumine le contact métallique transparent (épaisseur 100 à 150 Å) des porteurs sont créés dans le volume par effet photo-électrique. Les porteurs photocréés dans la zone de charge d'espace sont séparés sous l'effet du champ électrique existant et collectés aux contacts:

- les trous à la cathode : métal
- les électrons à l'anode : contact ohmique.

Vérifions que ces porteurs créés ne modifient pas fortement la charge d'espace. Le nombre de charges créées par unité de volume est donné par l'expression suivante :

$$N = \eta \frac{P_L \tau_V \alpha}{h\nu S} \quad (1.37)$$

- avec η rendement quantique interne
- τ_V durée de vie
- α coefficient d'absorption.

Pour des valeurs moyennes de paramètres et si l'on prend comme durée de vie le temps de transit des électrons dans la zone déserte :
 $P_L \approx 100 \mu W$, $\eta \approx 0,5$, $\tau \approx 10 pS$, on trouve $N \approx 10^{12} cm^{-3} \ll N_D$.

Le modèle de la zone déserte utilisé semble donc adapté à notre cas de figure.

Le photocourant total I_{ph} détectable aux bornes de la diode Schottky est la somme des courants de dérive et de diffusion des porteurs générés, respectivement à l'intérieur et hors de la zone de déplétion. En supposant le courant de génération thermique négligeable, le taux de génération des paires électron-trou est alors :

$$G(x) = \phi_0 \alpha \exp(-\alpha x) \quad (1.38)$$

- avec ϕ_0 flux de photons incidents par unité de surface.

$$\phi_0 = \frac{P_L (1-R')}{Sh\nu} \quad (1.39), R' \text{ coefficient de reflexion.}$$

On en déduit l'expression suivante du photocourant :

$$I_{ph} = \frac{q P_L (1-R')}{h \nu} \left(1 - \frac{\exp(-\alpha w)}{1 + \alpha L_p} \right) + q P_{no} \frac{D_p}{L_p} \quad (1.40)$$

avec P_{no} densité de trous à l'équilibre
 L_p longueur de diffusion des trous
 D_p coefficient de diffusion des trous.

En règle générale, le terme en P_{no} dans l'équation précédente peut être négligé et le rendement quantique s'exprime sous la forme :

$$\eta = (1 - R') \left(1 - \frac{\exp(-\alpha w)}{1 + \alpha L_p} \right) \quad (1.41)$$

Pour obtenir un rendement quantique élevé, il faut donc que d'une part, le coefficient de réflexion soit faible et d'autre part, que les conditions $\alpha L_p \gg 1$ et $\alpha w \gg 1$ soient vérifiées. Ces dernières conditions supposent L_p et $w \gg 1/\alpha$, ce qui est difficilement compatible avec la rapidité puisqu'une valeur de w élevée entraîne un temps de transit important.

Considérons maintenant l'effet du temps de transit lorsque le flux lumineux est modulé à fréquences élevées; dans ce cas, le temps de transit introduit un déphasage entre le flux de photons et le photocourant.

Cette différence de phase est caractéristique de l'influence du temps de transit sur la rapidité du composant.

Supposons, pour simplifier, que la tension appliquée est suffisante pour faire transiter les porteurs en régime de saturation de vitesse.

Soit une excitation lumineuse de la forme :

$$P = P_0 (1 + m \exp(i\omega t)) \quad (1.42)$$

avec m taux de modulation
 $\omega/2\pi$ fréquence de modulation
 P_0 puissance moyenne.

Le photocourant est modulé et prend la forme :

$$I_{ph} = I_{ph0} (1+m \exp(i\omega t) \left(\frac{1-\exp(-i\omega t_r)}{i\omega t_r} \right) + \frac{i\omega \epsilon (\psi_0 + V_R) S}{W} \exp(i\omega t)) \quad (1.43)$$

avec t_r temps mis par un porteur pour traverser la zone
 dépletée ($t_r = \frac{W}{v_s}$).

Le premier terme est lié au courant de conduction et le second au courant de déplacement.

Le rendement quantique à la fréquence f défini par [24] :

$$\eta(f) = \frac{\tilde{I}_{ph}}{mP_L} \frac{h\nu}{q} \quad (1.44)$$

a alors pour expression, si l'on néglige l'effet du courant de déplacement :

$$\eta(f) = (1 - R') \exp(i\omega t) \left(\frac{1 - \exp(-i\omega t_r)}{i\omega t_r} \right) \quad (1.45)$$

L'amplitude du rendement quantique dynamique est modulé par la fonction $(1 - e^{-i\omega t_r}) / i\omega t_r$ dont les variations sont représentées sur la figure I.14.

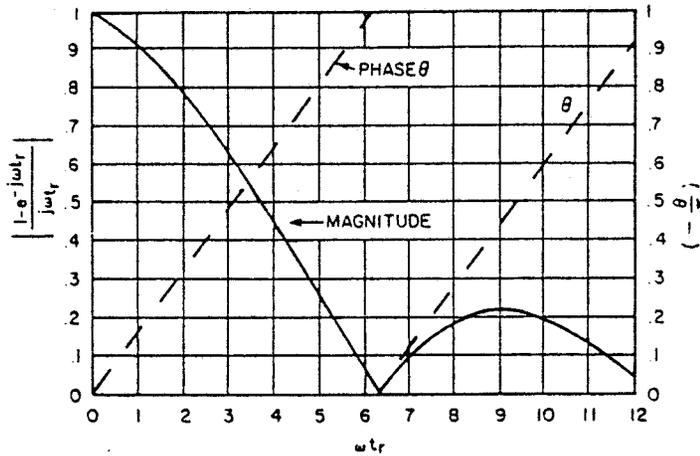


Figure I.14. : Variations de l'amplitude et de la phase de la fonction :

$$\frac{1 - e^{-i\omega t_r}}{i\omega t_r} \quad [1]$$

l'examen de la figure montre que pour $\omega t_r = 2,4$, l'amplitude est divisée par $\sqrt{2}$ soit une diminution du rendement quantique de 3dB. La bande passante qui s'exprime par la fréquence de coupure à 3dB est donc donnée par :

$$f_{-3dB} = \frac{2,4}{2\pi t_r} \approx \frac{0,4 V_S}{W} \quad (1.46)$$

soit pour $W = \frac{1}{\alpha}$

$$f_{-3dB} = 0,4 \alpha V_S \quad (1.47)$$

La figure I.15 présente les variations du rendement quantique interne, $\eta / I_{-R'}$, déterminé à partir de l'équation (1.41) où l'on a négligé la contribution des paires électron-trou créées en dehors de la zone déserte ($L_p \ll 1/\alpha$) :

$$\eta = (1 - R') (1 - \exp(-\alpha W)) \quad (1.48)$$

Ces variations sont données pour une photodiode Schottky sur GaAs en fonction de l'épaisseur de la zone déplétée et de la fréquence de coupure à -3dB en utilisant la relation (I.46). Elles sont présentées pour plusieurs longueurs d'onde et illustrent le compromis nécessaire entre rapidité (fréquence à -3dB) et rendement quantique.

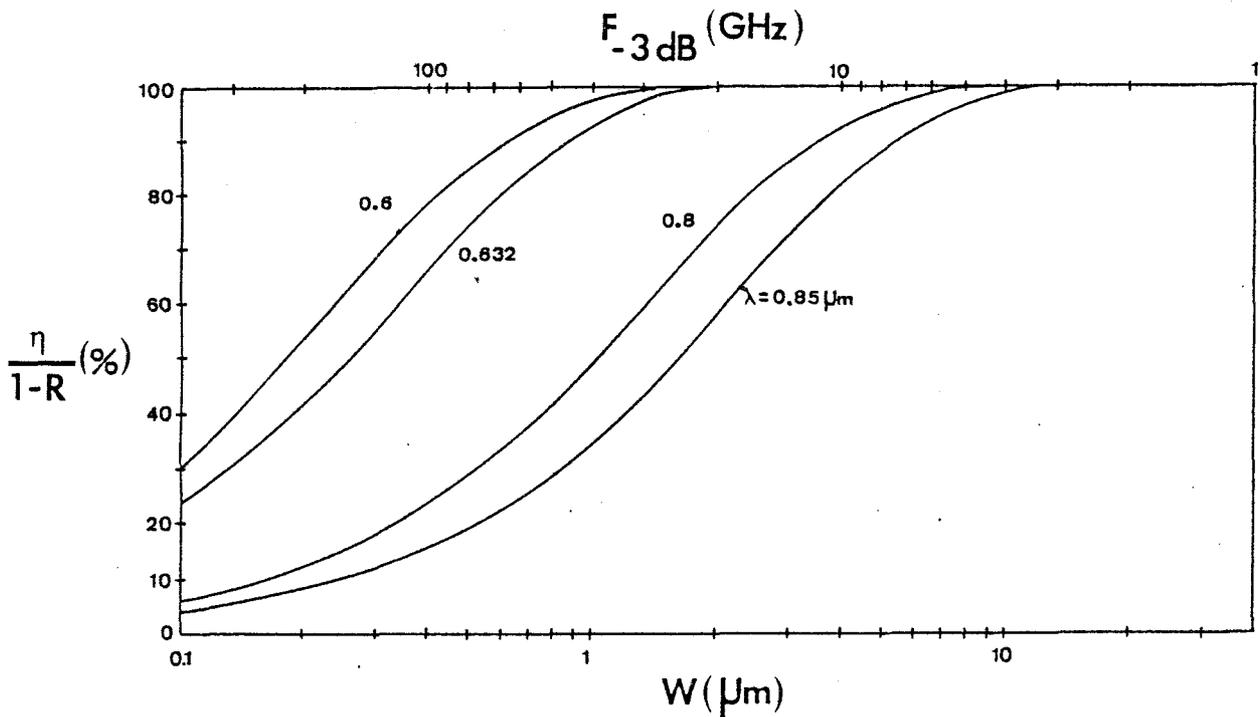


Figure I.15. : Variations du rendement quantique interne avec l'épaisseur de la zone déplétée et la fréquence de coupure à - 3dB pour différentes longueurs d'onde dans l'AsGa. La fréquence de coupure à -3dB est déterminée à partir de la valeur du temps de transit.

Cependant ces calculs ne tiennent compte que de l'effet du temps de transit. Introduisons l'effet de la constante de temps RC dû à la capacité de la photodiode.

Pour cela étudions la réponse de la photodiode à une impulsion brève de la lumière.

Considérons le schéma équivalent de l'ensemble diode-circuit de mesure en régime dynamique figure I.16.

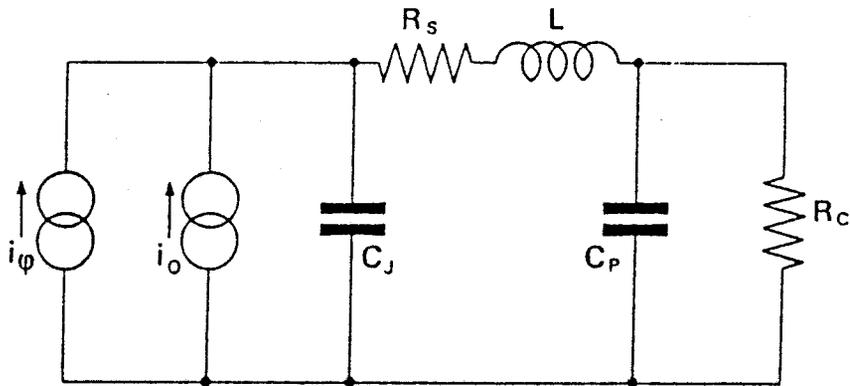


Figure I.16. : Schéma équivalent de l'ensemble diode-circuit de mesure en régime dynamique .

Il comprend les générateurs de courant d'obscurité i_o et de signal i_ψ , la capacité de la zone de charge d'espace C_j , la résistance série R_s de la zone homogène n et des contacts, l'inductance L des fils de contact, la capacité parasite C_p (boîtier+câblage) et la résistance de charge R_c . Pour simplifier, on supposera que l'impédance $L\omega$ et la résistance R_s sont faibles devant R_c et on négligera i_o , ce qui permet d'adopter le schéma simple de la figure I.17.

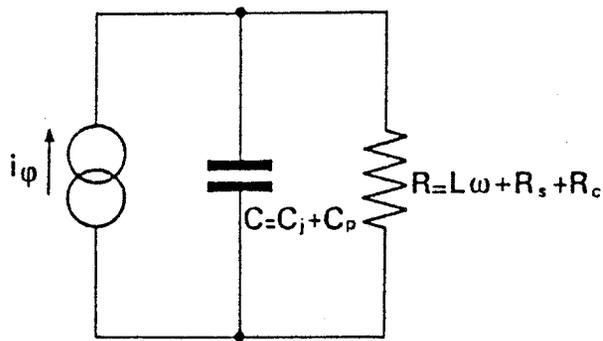


Figure I.17. : Schéma équivalent simplifié de l'ensemble diode-circuit de mesure en régime dynamique.

Calculons alors l'évolution de la tension aux bornes de R. Elle correspond à un signal électrique dont le courant total contient deux composantes : un courant d'électrons et un courant de trous. Si l'on tient compte du profil d'absorption de la lumière dans la zone déserte (loi exponentielle), sa valeur est donnée par l'expression [12] :

$$I(t) = N_0 \frac{q}{W} \{ |v_n| \exp(-\alpha W) [\exp \alpha (W - |v_n| t) - 1] + |v_p| [1 - \exp(-\alpha) (W - |v_p| t)] \} \quad (1.49)$$

avec N_0 nombre de photons incidents
 v_n vitesse des électrons
 v_p vitesse des trous.

Ce résultat ne permet pas de définir de façon simple la constante de temps du phénomène mais montre l'influence du coefficient d'absorption sur la réponse temporelle de la photodiode.

Nous avons simplifié cette expression en admettant une absorption uniforme qui ne conduirait qu'à l'injection d'un seul type de porteurs, les électrons; cette simplification est approchée pour un rayonnement de courte longueur d'onde et suppose vérifiée la condition $v_p \ll v_n$.

Remarquons que déjà dans l'expression (1.49), on néglige le temps relatif à la propagation des porteurs dans la zone n (temps de relaxation diélectrique) et la distribution des longueurs traversées par les porteurs dans la zone déserte. Pour une impulsion lumineuse infiniment courte la diode agit comme un générateur de créneau de courant de durée T et d'amplitude $\Delta I(0)$ inversement proportionnelle à T . Ce temps T vaut W/v_s et correspond au temps de transit des électrons. Une autre constante de temps τ intervient: il s'agit de la constante de temps électrique RC; elle provient des éléments passifs (capacités, résistances notamment) associés au générateur de courant de signal.

Il en résulte que [12] :

$$0 \leq t < T \quad V(t) = R\Delta I(0) (1 - \exp(-t/RC)) \quad (1.50)$$

$$t \geq T \quad V(t) = -R\Delta I(0) (1 - \exp(T/RC)) \exp(-t/RC) \quad (1.51)$$

$$\text{avec } \Delta I(0) = \frac{q N_{ph}}{T}$$

La forme de la réponse est donnée figure I.18.

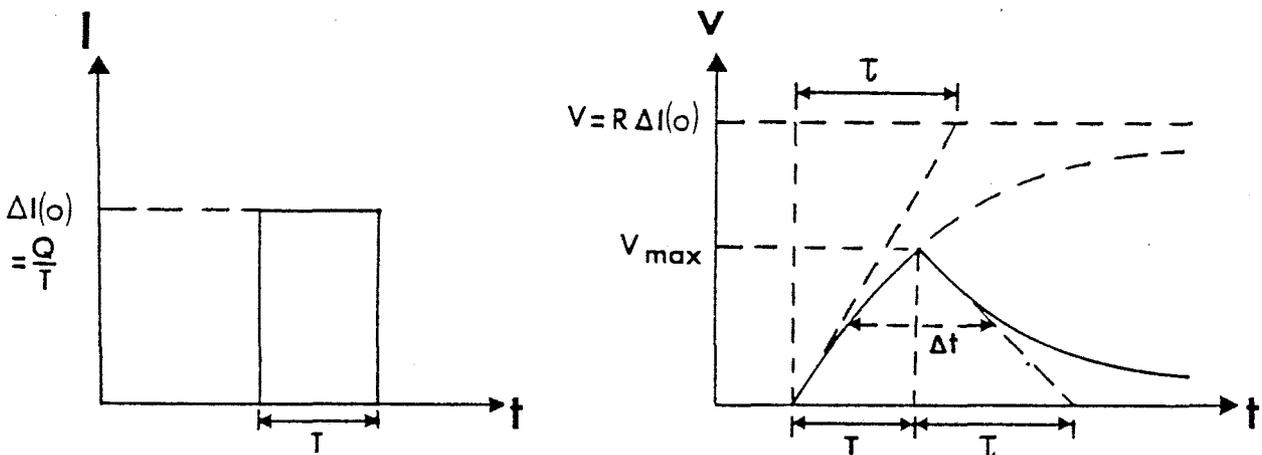


Figure I.18. : Réponse de la photodiode à une impulsion lumineuse.

La valeur maximale atteinte est $V_{\text{Max}} = R\Delta I(0)(1 - e^{-T/\tau})$ (1.52)

Le temps de réponse, que nous définissons comme la largeur à mi hauteur de l'impulsion, est donné par l'expression :

$$\Delta t = T + RC \ln [1 + \exp (-T/RC)] \quad (1.53)$$

en remplaçant T et RC par leurs valeurs en fonction de W, cette relation s'écrit :

$$\Delta t = \frac{W}{V_S} + \frac{R\epsilon S}{W} \ln [1 + \exp (-W^2/V_S S \epsilon R)] \quad (1.54)$$

La valeur optimale de W correspond au minimum de Δt , soit après calcul numérique :

$$W_{\text{opt}} = 0,93 (R\epsilon V_S S)^{1/2} \quad (1.55)$$

alors

$$\Delta t_{\text{min}} = 1,3 \left(\frac{R\epsilon S}{V_S}\right)^{1/2} \quad (1.56)$$

Cette relation qualitative montre que le temps de réponse de la photodiode varie en sens inverse de l'aire de la jonction. Une manière plus simple d'optimiser consiste à considérer que le temps de réponse est approché par l'expression :

$$\Delta t' = T + RC \quad (1.57)$$

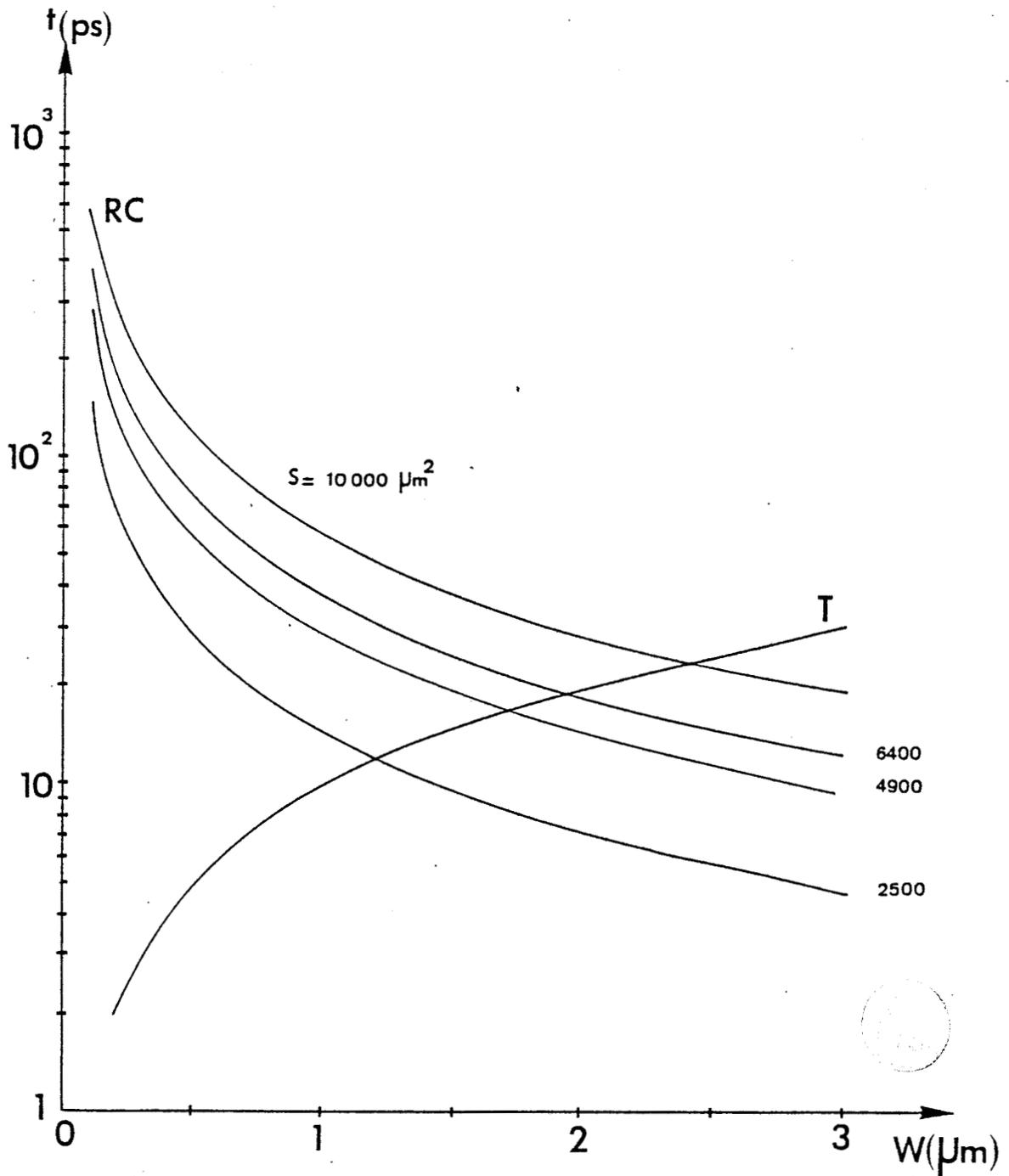


Figure I.19. : Variation des constantes de temps T et RC en fonction de W, pour différentes surfaces de contact Schottky.

Nous pouvons alors tracer sur le même graphe, figure I.19, les variations des deux constantes de temps T et RC , en fonction de W . Le point d'intersection des deux courbes nous donne un temps de réponse minimisé, correspondant à l'optimisation de l'épaisseur de zone déplétée W .

Analytiquement il vient :

$$T = RC$$

soit :
$$W_{opt} = (R \epsilon v_s S)^{1/2} \quad (1.58)$$

et :
$$\Delta t_{min} = 2 \left(\frac{R \epsilon S}{v_s} \right)^{1/2} \quad (1.59)$$

expressions très proches de (1.55) et (1.56).

Le circuit équivalent de la photodiode Schottky, comportant les sources de bruit est semblable à celui de la diode PIN, il est donné figure I.20.

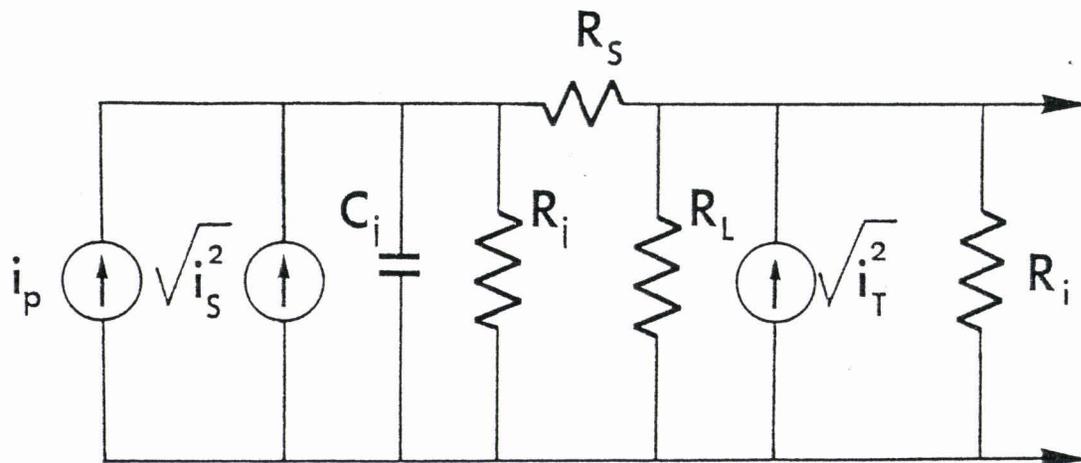


Figure I.20. : Circuit équivalent de la photodiode [1] .

- avec :
- L_T^2 bruit thermique; i_s^2 bruit de grenaille;
 - i_p photocourant moyen; C_j capacité de jonction;
 - R_j résistance de jonction; R_S résistances séries;
 - R_L résistance de charge externe
 - R_i résistance d'entrée du préamplificateur.

Les sources de bruit les plus importantes sont, comme pour la photodiode PIN, de deux types :

- le bruit de grenaille donné par l'expression :

$$\overline{i_s^2} = 2 q (I_D + I_p) B \quad (1.60)$$

où I_D est le courant d'obscurité dû à la génération thermique des paires électron trou dans la zone déplétée et I_p le photocourant moyen. En toute rigueur il faut également tenir compte du photocourant induit par les rayonnements parasites (indépendants du signal optique).

- Le bruit thermique qui s'exprime sous la forme :

$$\overline{i_T^2} = \frac{4kTB}{R_{eq}} \quad (1.61)$$

$$\frac{1}{R_{eq}} = \frac{1}{R_j + R_s} + \frac{1}{R_L} + \frac{1}{R_i}$$

Toutes les résistances contribuent à un bruit thermique; néanmoins, les résistances séries sont en général très petites devant la résistance de jonction et sont négligées.

Considérons un signal optique modulé en amplitude et donné par (1.42) :

$$P = P_o (1 + m \exp(i\omega t))$$

Le photocourant moyen résultant est :

$$I_p = \frac{q \eta P_o}{h\nu} \quad (1.62)$$

Pour un signal optique modulé, la puissance lumineuse efficace reçue est $mP_o/\sqrt{2}$ et le photocourant efficace est donné par :

$$i_p = \frac{q \eta m P_o}{\sqrt{2} h\nu} \quad (1.63)$$

Si $m = 1$ (signal modulé à 100%) le rapport signal sur bruit s'écrit :

$$(S/N)_p = \frac{i_p^2 R_{eq}}{(\overline{i_s^2} + \overline{i_z^2}) R_{eq}} = \frac{1/2 (q) p_o / (h\nu)^2}{2q (I_p + I_D) B + 4kTB/R_{eq}} \quad (1.64)$$

De cette équation, nous tirons le minimum de puissance optique nécessaire pour obtenir un rapport signal sur bruit donné :

$$(P_{opt})_{min} = \frac{2 h\nu B}{\eta} (S/N) \left[1 + \left(1 + \frac{I_{eq}}{qB(S/N)} \right)^{1/2} \right] \quad (1.65)$$

avec $I_{eq} = I_D + \frac{2kT}{q R_{eq}}$

Deux comportements limites apparaissent :

- si $I_{eq} \ll qB (S/N)$ la puissance optique minimale est déterminée par le bruit quantique associé au signal optique.
- si $I_{eq} \gg qB (S/N)$ le bruit thermique de la résistance équivalente et l'influence du courant d'obscurité dominant.

Considérons ce dernier cas limite. La puissance de bruit équivalente : PEB (ou 'noise equivalent power : NEP') est définie comme la puissance lumineuse efficace minimale nécessaire pour que le bruit soit égal au signal ($S/N = 1$) dans une bande passante B de 1 Hz [1]:

$$NEP = \sqrt{2} (h\nu/\eta) (I_{eq}/q)^{1/2} \quad \text{en W/Hz}^{1/2} \quad (1.66)$$

Plus la NEP est faible, plus la puissance nécessaire à l'entrée du détecteur pour obtenir un rapport S/N donné est faible.

Pour améliorer la sensibilité de la photodiode, il apparaît donc que η et R_{eq} doivent augmenter tandis que I_D doit diminuer.

CONCLUSION

Dans ce premier chapitre nous avons brièvement présenté le principe de la photodétection et les principaux détecteurs optiques habituellement utilisés, en insistant plus particulièrement sur la photodiode Schottky GaAs qui est le composant photodétecteur à la base des études et des réalisations technologiques qui sont présentées dans ce travail. Cette photodiode ne présentant pas de gain interne, il convient dans la perspective d'une utilisation en télécommunications optiques, de l'associer à un préamplificateur faible bruit dans une démarche comparable à celle déjà adoptée, par ailleurs, pour le PIN-FET [27-28].

Le chapitre II sera donc consacré à l'association photodiode Schottky - préamplificateur, le préamplificateur étant du type transistor à effet de champ et aux performances potentielles d'un tel dispositif, dans la perspective d'une intégration monolithique sur Arséniure de Gallium.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I

- [1] "Physics of semiconductor devices" (2nd Edition) :
S.M.SZE, J.WILEY & SONS, 1981.

- [2] "Point 80 en optoélectronique - fibres, composants, visualisation"
J.J.CLAIR Coordinateur, technique et documentation.

- [3] "Optical detectors : three contenders",
Stephen R.FORREST, IEEE SPECTRUM, vol.23, n°5, pp.76-84 (1986).

- [4] "Etude des phénomènes de photoconduction dans l'AsGa : Application
à la réalisation d'une tête optique intégrée"
J.P.VILCOT, Thèse de 3ème cycle, Lille, 1984.

- [5] "Noise and dynamical gain studies of GaAs photoconductive
detectors"
J.P.VILCOT, D.DECOSTER, L.RACZY, M.CONSTANT, Electronics Letters,
vol.20, n°7 (1984).

- [6] "Temperature effects on high-gain photoconductive detectors"
J.P.VILCOT, J.L.VATERKOWSKI, D.DECOSTER, M.CONSTANT, Electronics
Letters, vol.20, n°2 (1984).

- [7] "Etude de photoconducteurs sur matériaux III-V et possibilités
d'applications.
A.BOYODI, Thèse de Docteur Ingénieur, Lille, 1987.

- [8] "Contribution à l'étude de photoconducteurs sur matériaux
contraints GaInAs-GaAs. Application à la réalisation de têtes
optiques intégrées pour les longueurs d'onde 1.3-1.55µm"
J.RAMDANI, thèse de doctorat à paraître, 1987.

- [9] "Planar monolithic integrated photoreceiver for 1.3-1.55 μ m wavelength applications using GaInAs-GaAs heteroepitaxies"
M.RAZEGHI, J.RAMDANI, H.VERRIELE, D.DECOSTER, M.CONSTANT and J.VANBREMEERSCH, Applied Physics Letters, vol.49, n°4 (1986).

- [10] "Etude et réalisation d'un modulateur électrooptique sur Arséniure de Gallium"
D.REMIENS, Thèse de 3ème cycle, Lille, 1986.

- [11] "Phénomènes de transport"
Cours de J.ZIMMERMANN, EUDIL ISM, 1983.

- [12] "Photoélectronique rapide"
Acta Electronica, vol.15, n°4 (1972).

- [13] "Optique et Télécommunications : Transmission et traitement optiques de l'information"
A.COZANNET, J.FLEURET, M.MAITRE, M.ROUSSEAU, Eyrolles, 1981.

- [14] "Etude des phénomènes de transport et de création de porteurs par ionisation par choc en régime non stationnaire. Application à la simulation des composants à avalanche et temps de transit millimétriques"
D.LIPPENS, Thèse d'Etat, Lille, 1984.

- [15] "Fundamentals of semiconductor devices, metal semiconductor junctions, chap.5"
E.S.YANG, Mc Graw-Hill Book Company, 1978.

- [16] "Physique des composants"
Cours de R.FAUQUEMBERGUE, EUDIL ISM, 1983.

- [17] "Schottky barrier photodiodes with antireflection coating"
M.V.SCHNEIDER, The Bell System Technical Journal, Nov 1966.

- [18] "Matériaux de la microélectronique"
Cours de L.RACZY, EUDIL ISM, 1983.

- [19] "Technologie des contacts métal-semiconducteur - Application à la réalisation de modulateurs et de limiteurs hyperfréquences sur Arséniure de Gallium"
L.C.YAN, Thèse de 3ème cycle, Lille, 1982.

- [20] "Technologie de composants hyperfréquences"
L.RACZY, J.VANBREMEERSCH, J.L.LORRIAUX, Contrat DRET, 1984.

- [21] J.VANBREMEERSCH : Communication interne.

- [22] "A note on the correlation between the Schottky diode barrier height and the ideality factor as determined from I-V measurements"
L.F.WAGNER, R.W.YOUNG and A.SUGERMAN, IEEE Electron Device Letters Vol.EDL-4, n°9 (1983).

- [23] "The problem of correlating Schottky-diode barrier height with an ideality factor using I-V measurements"
D.P.VERRET, IEEE Electron Devices Letters, vol.EDL-5, n°5 (1984).

- [24] "Photoconducteurs en régime dynamique : mise au point d'un banc de mesure et caractérisation"
D.REMIENS, D.E.A., Lille, 1984.

- [25] "Télécommunications optiques : Fibres multimodes composants actifs"
THOMSON C.S.F., MASSON, 1982.

- [26] "Physique des composants actifs à semiconducteurs"
P.LETURCQ, G.REY, DUNOD UNIVERSITE, 1978.

- [27] "Integrated optics devices for optical communications"
H.KOGELNIK in *Integrated Optics, Physics and Applications*,
S.Martellucci and A.N.Chester, NATO ASI Series, Series B,
vol.91, 1981.

- [28] "Optical receivers for lightwave communication systems"
M.BRAIN and T.P.LEE, *IEEE Transactions on electron devices*,
vol.ED-32, n°12, Dec.1985.

Chapitre II

ASSOCIATION D'UNE PHOTODIODE ET D'UN PREAMPLIFICATEUR. CAS DE LA
TRANSMISSION NUMERIQUE.
PRESENTATION DES TECHNIQUES DE CARACTERISATION DU COMPOSANT.

INTRODUCTION :

Le but de ce chapitre est d'évaluer en transmission numérique, les puissances minimales détectables d'une tête optique associant une photodiode et un TEC. Cette analyse est effectuée, pour un taux d'erreur donné, dans une large gamme de débits d'informations. Elle tient compte de la nature des signaux optiques détectés, des caractéristiques de ce photorécepteur et des différentes sources de bruit qui peuvent y apparaître. Cette analyse est ensuite utilisée pour tenter de définir une structure optimale de photorécepteur et ses conditions de fonctionnement. Nous terminons ce chapitre par une brève présentation des différentes techniques de caractérisation des photorécepteurs que nous avons étudiés.

2.1. ASSOCIATION D'UNE PHOTODIODE ET D'UN PREAMPLIFICATEUR :

Il existe deux types de transmission : numérique ou analogique. La tendance actuelle dans le domaine de la recherche et du développement des liaisons par fibres optiques est d'évoluer vers la numérisation; c'est particulièrement le cas des télécommunications. Il faut cependant noter que les systèmes à bande passante élevée, comme la vidéo, conduisent pour l'instant à des équipements de numérisation complexes et coûteux; dans ce cas la transmission analogique continue de s'imposer

économiquement [1]. Cependant, si l'avantage actuel de la transmission analogique est un coût modéré, la transmission numérique est plus performante grâce à ses avantages intrinsèques tels que :

- bonne immunité aux parasites
- insensibilité aux non linéarités.

2.1.1. Considérations générales [2] :

Dans un système numérique conventionnel, l'information est transmise sous forme d'un train d'impulsions; la présence ou l'absence d'impulsions à intervalles de répétition de période T est caractéristique de l'information à transmettre. $1/T$ représente le débit B d'informations. Le signal optique reçu par le photorécepteur est généralement atténué par son passage dans la fibre, il peut aussi en sortir déformé.

La fonction du photorécepteur numérique est double :

- déterminer la présence ou l'absence de signal
- régénérer l'information avec le minimum d'erreurs possibles.

La qualité d'une liaison numérique est donnée par son taux d'erreur $P(E)$, défini comme le rapport du nombre de bits faux (nombre d'erreurs commises dans l'identification des bits) au nombre total de bits reçus. Typiquement $P(E)$ est compris entre 10^{-6} et 10^{-15} suivant l'application envisagée. La sensibilité du photorécepteur est définie comme la puissance optique minimale conduisant à un taux d'erreur donné, en général 10^{-9} , valeur acceptable pour une liaison téléphonique [1]. Cette puissance est souvent exprimée en dBm, 0dBm correspondant à une puissance lumineuse incidente de 1mW sur le photorécepteur.

En transmission analogique la qualité de la liaison est directement caractérisée par le rapport signal sur bruit du système.

2.1.2. Le photorécepteur en tête :

Le schéma équivalent d'un photorécepteur en tête conventionnel est présenté figure II.1; l'origine des différents éléments du circuit sera donnée en détail un peu plus loin.

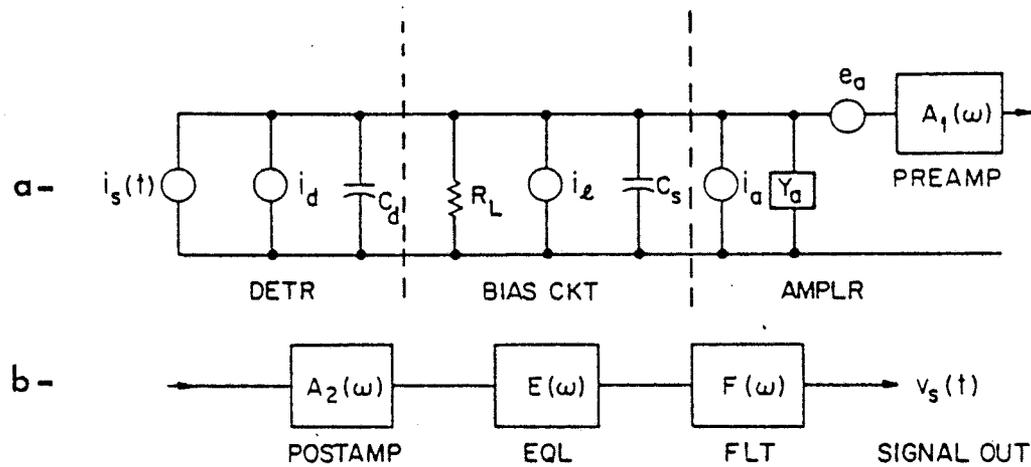


Figure II.1. : Schéma équivalent d'un photorécepteur en tête [2]

Le photocourant généré par le photodétecteur doit être converti en un signal utilisable, cette transformation devant apporter le minimum de bruit possible. Nous définissons ici le préamplificateur comme le premier étage d'amplification qui suit le photodétecteur, c'est cet étage préamplificateur qui aura le plus d'influence sur le rapport signal sur bruit de toute la chaîne d'amplification associée au photodétecteur[2]. Par conséquent la structure du préamplificateur est fondamentale pour la

détermination de la sensibilité du photorécepteur. Le but de ce paragraphe est d'analyser cette partie du photorécepteur constituée du photodétecteur et d'un préamplificateur en tête afin d'étudier les conditions qui permettent de minimiser le bruit. L'amplificateur qui suit amplifie le signal issu du préamplificateur; sa contribution au bruit du photorécepteur est négligeable dans un système bien conçu. Notons qu'en pratique, des fonctions supplémentaires peuvent lui être ajoutées telles que :

- contrôle automatique de niveau pour stabiliser le signal de sortie
- circuit de 'clamp' (ou circuit de comparaison) pour donner au signal une tension de référence.

La fonction de transfert du système, préamplificateur - amplificateur, peut être caractérisée par l'apparition d'une déformation du signal. D'autre part, il se peut que le signal incident soit déjà déformé par les effets de dispersion existant dans les fibres optiques; le rôle de l'égaliseur est de limiter ces effets et fournir une impulsion de forme correcte avant filtrage.

Le filtre, élément final d'un photorécepteur, opère à la fois sur le signal et le bruit; sa fonction principale est de maximiser le rapport signal sur bruit tout en préservant les caractéristiques essentielles du signal. Dans un système analogique sa fonction est de maintenir dans des limites précises, l'amplitude et la phase de la réponse alors que dans un système numérique, elle est de minimiser l'interférence intersymbole.

Enfin notons que dans un système numérique une fonction supplémentaire apparaît en bout de chaîne; il s'agit du circuit de décision dont le rôle est de comparer le signal reçu à un seuil et de décider de la nature de l'information reçue (absence ou présence d'impulsion).

Considérons maintenant le photorécepteur simplifié, constitué d'un photodétecteur et d'un préamplificateur en tête du type transistor à effet de champ monté en source commune, figure II.2.

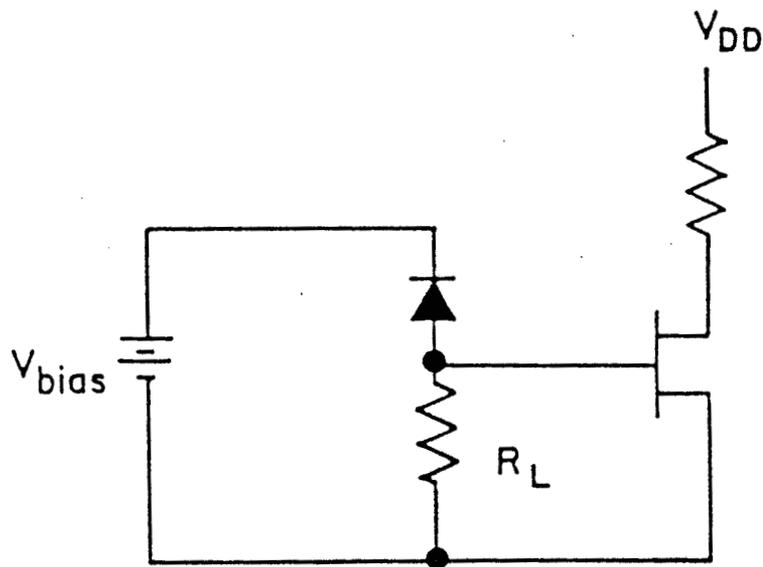


Figure II.2. : Schéma électrique d'un photorécepteur en tête associant une photodiode et un TEC monté en source commune [2]

Le schéma équivalent de ce circuit a été donné figure II.1a, il contient :

- le courant signal $i_s(t)$ généré par la lumière incidente
- la capacité C_d de la zone déserte du photodétecteur
- la capacité parasite C_s associée à la liaison : détecteur-entrée du préamplificateur
- la résistance de polarisation R_L du détecteur et de l'entrée du transistor
- les générateurs i_d , i_l , i_a et e_a qui représentent les différentes sources de bruit du système avec :
 - i_d : contribution du courant d'obscurité du photodétecteur
 - i_l : bruit thermique associé à la résistance de polarisation R_L .
 - i_a et e_a , les sources de bruit du préamplificateur

- i_a : contribution du courant de fuite I_g de la grille du TEC
- e_a : contribution du bruit de canal du TEC et du bruit supplémentaire (bruit de corrélation) induit par la corrélation entre le canal et la grille du TEC.

Nous présentons maintenant brièvement l'analyse de bruit proposée par PERSONICK [2-3], qui permet d'obtenir les expressions analytiques associées à ces différentes sources de bruit.

2.1.3. Analyse du bruit :

Considérons un débit d'informations B et un intervalle de temps de durée $T=B^{-1}$. A chaque intervalle de temps la puissance lumineuse transmise peut prendre au choix deux valeurs discrètes sous la forme d'une impulsion $h_p(t)$. La puissance lumineuse reçue par le détecteur est de la forme :

$$P(t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} b_k h_p(t - kT) \quad (2.1)$$

où k est une variable caractéristique de l'intervalle de temps considéré et b_k peut prendre l'une des deux valeurs discrètes suivantes : $b(0)$ ou $b(1)$, correspondant aux deux états transmis que nous appelons 0 et 1; nous supposons $b(1) > b(0)$.

Le photocourant généré par le photodétecteur soumis à la puissance lumineuse, consiste en une série d'impulsions élémentaires: chacune de ces impulsions est due à la génération d'une paire électron-trou pour un photon absorbé. A l'intérieur d'un intervalle de temps T donné, le nombre de paires électron-trou générées est une variable aléatoire distribuée selon une loi de Poisson et caractérisée par une

valeur moyenne proportionnelle à la puissance incidente moyenne que nous allons évaluer.

Considérons tout d'abord la fonction $h_p(t)$; elle caractérise la forme de l'impulsion et est normalisée de telle manière que :

$$\frac{1}{T} \int_{-\infty}^{+\infty} h(t) dt = 1 \quad (2.2)$$

l'énergie associée à une impulsion reçue est donc $b_k \cdot T$ où la quantité b a les dimensions d'une puissance.

Si l'état 0 est transmis avec la probabilité $P(0)$ et l'état 1 avec la probabilité $P(1)$, la puissance lumineuse incidente moyenne est donnée par :

$$P_m = P(0)b(0) + P(1)b(1) \quad (2.3)$$

Lorsque les deux états sont équiprobables, comme c'est généralement le cas dans les transmissions optiques, alors :

$$P(0) = P(1) = \frac{1}{2} \quad \text{et} \quad P_m = \frac{1}{2} [b(0) + b(1)] \quad (2.4)$$

ou encore

$$P_m = \frac{b(1)}{2} \quad \text{si} \quad b(0) = 0 \quad (2.5)$$

En réponse à la puissance d'entrée $P(t)$, la tension de sortie sera de la forme :

$$v_s(t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} S_k h_{out}(t - kT) + \text{bruit} \quad (2.6)$$

où S_k prend l'une des deux valeurs discrètes suivantes, $S(0)$ et $S(1)$. La forme de l'impulsion de sortie $h_{out}(t)$ est choisie de telle manière que sa valeur soit maximale à $t=0$ et soit égale à 1, on a donc $h_{out}(0) = 1$. Utilisant cette normalisation, la valeur moyenne du signal de sortie à $t=kT$, dû à une seule impulsion à l'entrée, est soit $S(0)$, soit $S(1)$.

Analysons maintenant les différentes sources de bruit qui sont susceptibles d'apparaître dans le photorécepteur; elles peuvent être divisées en deux catégories :

a) les sources qui dépendent du signal optique incident.

Il s'agit de la source de bruit associée au photocourant créé dans le détecteur en réponse au signal optique. L'évaluation du courant de bruit à l'entrée conduit à deux termes :

- le premier terme correspond au bruit de grenaille généré par le signal dans l'intervalle de temps T considéré, il est évalué à $t=0$ par l'expression :

$$\overline{i_{sg}^2} = 2 q I_{sg} B I_1 \quad (2.7)$$

où I_{sg} est le courant signal élémentaire donné par :

$$I_{sg} = \frac{\eta q b}{h\nu} \quad (2.8)$$

avec b la puissance du signal reçu: $b=b(0)$ ou $b(1)$.

et I_1 l'intégrale de transfert de la fonction associée au système. Nous reviendrons plus loin sur la définition de ces intégrales.

- le second terme représente la contribution des autres intervalles de temps. Dans le pire des cas cette contribution correspond à des impulsions de puissance $b(1)$ et s'écrit à $t=0$ sous la forme :

$$\overline{i_{wc}^2} = 2 q \frac{nq}{h\nu} b(1) B (\Sigma_1 - I_1) \quad (2.9)$$

où la prise en compte des contributions des signaux appartenant aux autres intervalles de temps est traduite par l'intégrale de transfert $\bar{\Sigma}_1$ à laquelle on retranche l'intégrale I_1 qui représenterait la contribution d'un signal (état 1) à l'instant $t=0$.

Ce bruit traduit les possibilités d'existence d'un phénomène d'interférence intersymbole.

b) Les sources indépendantes du signal.

Elles sont liées aux contributions de l'amplificateur, du circuit de polarisation et du courant d'obscurité traversant la diode. L'évaluation des courants de bruit associés dans l'hypothèse de bruits blancs (densités spectrales de bruit indépendantes de la fréquence) conduit à trois termes qui correspondent :

- au courant d'obscurité du photodétecteur, c'est un bruit de grenaille qui a pour expression :

$$\overline{i_{obs}^2} = 2 q I_{obs} I_2 B \quad (2.10)$$

avec I_2 intégrale de transfert de la fonction associée au système.

- aux générateurs parallèles i_1 et i_a qui sont respectivement, rappelons le, les contributions du bruit thermique de la résistance de polarisation de grille R_L et du bruit de grenaille associé au courant de fuite de la grille :

$$\overline{i_{\text{par}}^2} = \left(\frac{4kt}{R_L} + 2 q I_{gr} \right) B I_2 \quad (2.11)$$

- au générateur série e_a qui est la conséquence du bruit de canal et du bruit de corrélation :

$$\overline{i_{\text{ser}}^2} = \frac{4kT\Gamma}{g_m} \left(\frac{B I_2}{R_e^2} + (2\pi C_T)^2 B^3 I_3 \right) \quad (2.12)$$

g_m est la transconductance du TEC.

Γ est le facteur d'excès de bruit du canal, les valeurs typiquement rencontrées dans la littérature pour des MESFET AsGa sont 1,1 [2]. Mais il a été récemment montré [4] que si l'on tient compte du bruit induit par la grille et de sa corrélation avec le bruit thermique du canal, ce facteur est supérieur et serait de l'ordre de 1,75 pour un MESFET AsGa de longueur de grille $L_g = 1 \mu\text{m}$.

I_3 est l'intégrale de transfert associée

R_e est la résistance d'entrée du photorécepteur, elle est telle que :

$$\frac{1}{R_e} = \frac{1}{R_j} + \frac{1}{R_L} + \frac{1}{R_a}$$

avec R_j . résistance de jonction de la diode
 R_L résistance de polarisation de grille
 R_a résistance d'entrée du TEC.

Dans le cas d'une utilisation classique du photorécepteur à TEC: $R_j \gg R_L$ et $R_a \gg R_L$ ou encore $R_e \# R_L$.

C_T est la capacité totale d'entrée du photorécepteur, elle est donnée par : $C_T = C_d + C_s + C_a$ où C_a est la somme des capacités grille-source et grille-drain du TEC.

Un générateur de courant de bruit supplémentaire noté i_f qui traduit la contribution du bruit basse fréquence en $1/f$ existant dans le TEC, doit aussi être pris en considération. L'expression du courant de bruit associé à ce générateur est donné d'après [5] par :

$$\overline{i_f^2} = 4 kT \Gamma (2\pi C_T^2) \frac{f_c}{g_m} I_f B^2 \quad (2.13)$$

où f_c est la fréquence d'apparition du bruit en $1/f$, c'est à dire la fréquence à laquelle le bruit en $1/f$ est égal au bruit du canal, typiquement entre 20 et 50MHz pour un TEC AsGa [6].

I_f est l'intégrale de transfert associée.

Le courant de bruit total du photorécepteur est alors donné par:

$$\overline{i_{tot}^2} = \overline{i_{sg}^2} + \overline{i_{wc}^2} + \overline{i_{obs}^2} + \overline{i_{par}^2} + \overline{i_{ser}^2} + \overline{i_f^2} \quad (2.14)$$

Chacun de ces termes fait intervenir une ou plusieurs intégrales de transfert, ces intégrales dépendant uniquement des formes des impulsions d'entrée et de sortie. Elles ont été évaluées par PERSONICK pour plusieurs formes d'impulsion à l'entrée et à la sortie

Dans le choix de la forme de l'impulsion de sortie, il est souhaitable de considérer une fonction qui prenne sa valeur maximale au centre de l'intervalle de temps considéré et une valeur nulle au centre des autres intervalles de temps.

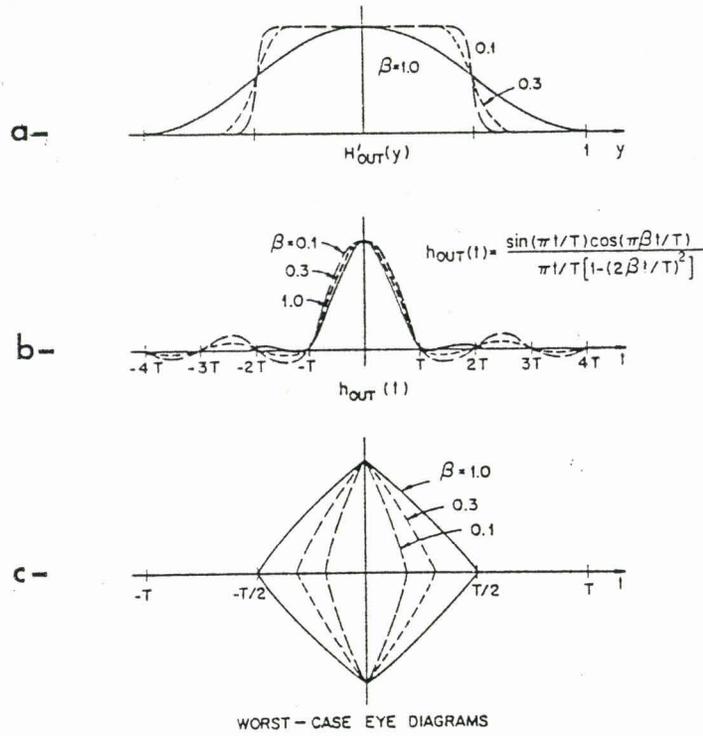


Figure II.3. : Représentation fréquentielle (a) temporelle (b) et diagramme de l'oeil (c) de la famille de fonctions 'raised cosine' [2]

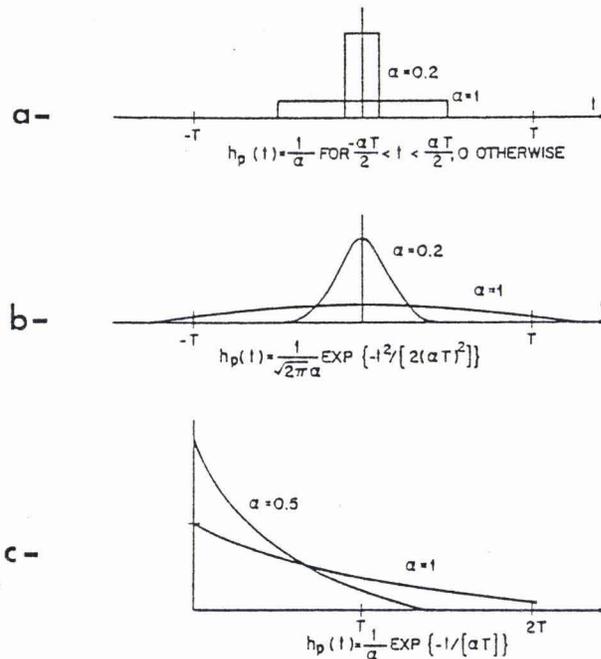


Figure II.4. : Forme des impulsions considérées en entrée [2]

- a - rectangulaire
- b - gaussienne
- c - exponentielle

α représente la fraction d'intervalle de temps, occupée par l'impulsion

Dans ces conditions, le signal de sortie au centre du ième intervalle de temps est dû uniquement à la puissance d'entrée au ième intervalle de temps (ceci n'est pas forcément vrai pour le bruit): il n'y a pas d'interférence intersymbole pour la forme d'impulsion considérée. Une famille de fonctions, appelée 'raised cosine', satisfait au critère précédent et tend, de plus à minimiser le bruit, elle est présentée figure II.3.

D'autre part, trois formes différentes d'impulsion sont habituellement considérées à l'entrée : rectangulaire, gaussienne et exponentielle suivant les cas , figure II.4.

Dans l'hypothèse d'une impulsion étroite à transmettre, une impulsion rectangulaire à l'entrée pourrait correspondre à une fibre n'apportant pas de déformation de signal, l'impulsion gaussienne au cas où les modes de propagation existant dans la fibre interfèrent entre eux et la forme exponentielle à une fibre introduisant de la dispersion sur l'impulsion à transmettre.

Intéressons nous plus particulièrement au bruit du circuit, amplificateur et résistance de polarisation; ce bruit ramené à l'entrée est donné par :

$$\overline{i_c^2} = \overline{i_{par}^2} + \overline{i_{ser}^2} + \overline{i_f^2}$$

ou encore

$$\overline{i_c^2} = \left(\frac{4kT}{R_L} \left(1 + \frac{\Gamma}{g_m R_L} \right) + 2 q I_{gr} \right) I_2 B + 4kT\Gamma \frac{(2\pi C_T)^2}{g_m} (f_c I_f B^2 + I_3 B^3) \quad (2.15)$$

Faisons quelques approximations :

$g_m R_L \gg 1$: utilisation normale du photorécepteur

$I_{gr} \ll$ (sa contribution au bruit est négligeable) : TEC de bonne qualité technologique

(2.15) se réduit alors à :

$$\overline{i_c^2} = \left(\frac{4kT}{R_L}\right) I_2 B + 4kT\Gamma \frac{(2\pi C_T)^2}{g_m} (I_3 B^3 + f_c I_c B^2) \quad (2.16)$$

Le premier terme est la contribution du courant de polarisation, le second celle du dispositif actif.

Le second terme donne le minimum absolu de bruit que le système peut atteindre lorsque R_L tend vers l'infini, soit :

$$\overline{i_{c_{\min}}^2} = 4kT\Gamma \frac{(2\pi C_T)^2}{g_m} I_3 B^3 \left(1 + \frac{f_c}{B} \frac{I_f}{I_3}\right) \quad (2.17)$$

Cette valeur minimale est utilisée pour calculer la limite de sensibilité du photorécepteur à TEC quand R_L est très grand, elle varie avec B^3 et C_T^2 . Un facteur de mérite pour cette structure est donc donné par le rapport : g_m / C_T^2

Donnons maintenant l'expression du rapport signal sur bruit. Pour une liaison numérique il est défini comme suit :

$$(S/N)^2 = \frac{u^2}{\sigma_u^2} \quad (2.18)$$

avec σ_u^2 tension quadratique de bruit
et u tension maximale de signal.

ou encore, avec les notations précédentes :

$$(S/N)^2 = \frac{I^2 \frac{Sg}{i_{\text{tot}}^2}}{\quad} \quad (2.19)$$

2.1.4. Sensibilité du photorécepteur numérique :

a) Approximation de Gauss

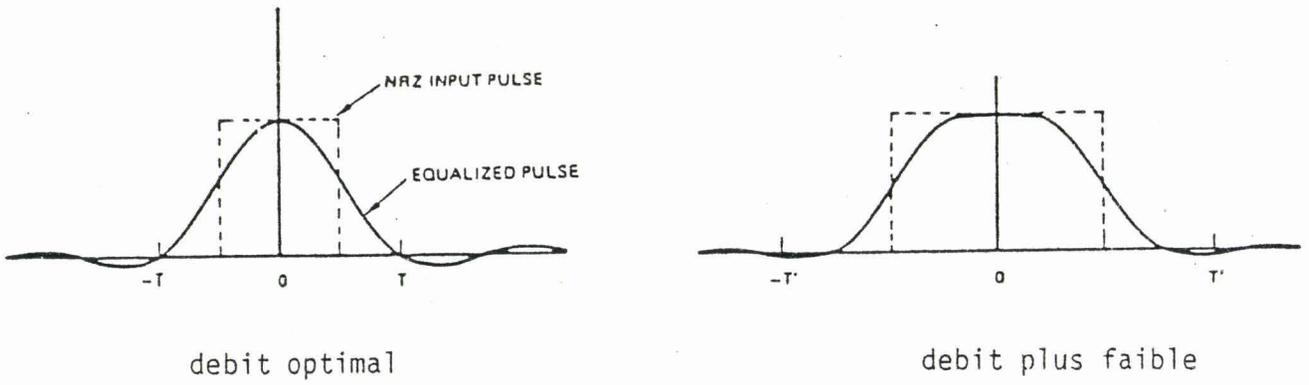
Considérons le photorécepteur simplifié, présenté figure II.2.a et calculons sa sensibilité dans le cas où l'impulsion n'est pas déformée à l'entrée. Plaçons nous dans l'hypothèse où la tension de signal détectée à la sortie du photorécepteur est une variable aléatoire gaussienne, figure II.5b. Cette approximation connue sous le nom d'approximation du rapport signal sur bruit [3] ou approximation de Gauss [2], conduit à des solutions analytiques simples proches des calculs exacts où l'on tient compte des différentes statistiques en présence :

- statistique Poissonnienne pour le signal optique
- statistique Gaussienne pour les sources de bruit thermique et du bruit de grenaille du préamplificateur.

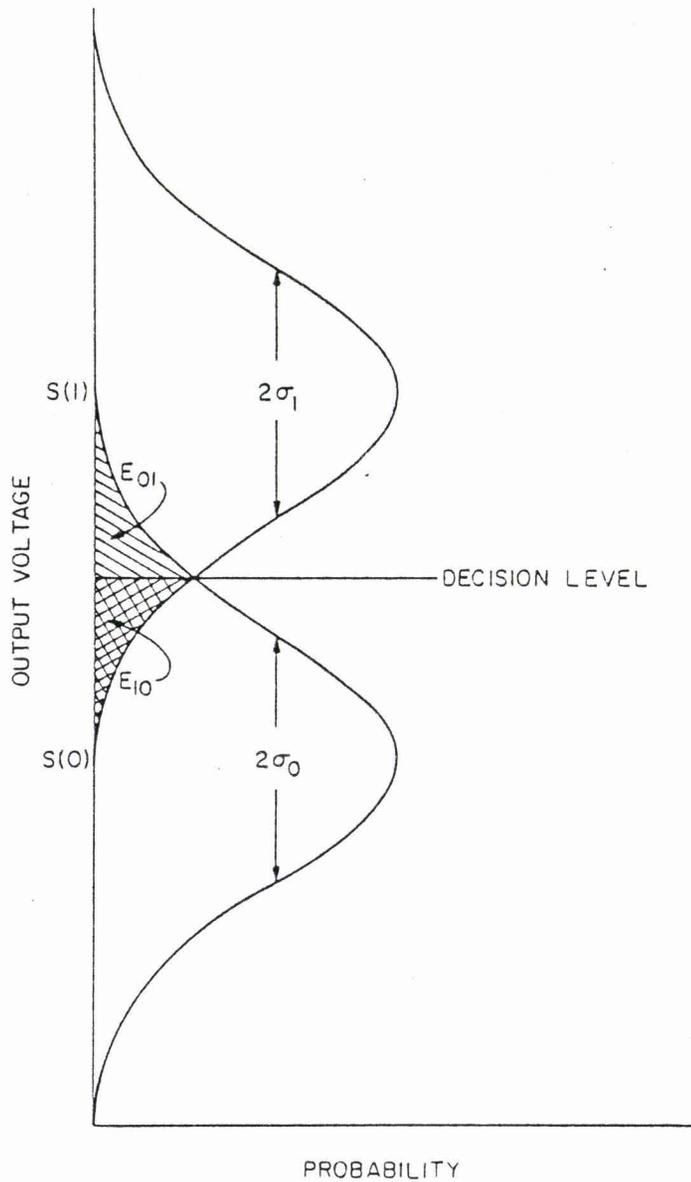
Les valeurs moyennes des signaux dans les deux états transmis sont $S(0)$ et $S(1)$. Supposons que les fonctions de distribution des probabilités de chacun de ces états soient gaussiennes avec des variances respectives σ_0^2 et σ_1^2 ; ces variances sont en général différentes puisque le bruit associé à chacun de ces deux états contient des contributions proportionnelles au signal.

Avec un niveau de décision situé comme sur la figure II.5b, la probabilité d'erreur sur l'identification des deux états transmis est proportionnelle aux aires hachurées :

E_{01} si l'absence de signal à l'entrée, se traduit par la présence d'une impulsion en sortie



- a -



- b -

Figure II.5. : a - impulsion de sortie égalisée en réponse à une impulsion lumineuse NRZ à l'entrée ; influence du débit [6] .
b - diagramme de distribution des tensions de signal en sortie [2]



E_{10} si la présence d'un signal à l'entrée se traduit par l'absence d'impulsion à la sortie.

La probabilité d'erreur est alors donnée par :

$$P(E) = P(0) E_{01} + P(1) E_{10} \quad (2.20)$$

$P(0)$ et $P(1)$ sont respectivement les probabilités d'absence et de présence de signaux à l'entrée.

E_{01} et E_{10} les probabilités d'erreur commise sur les deux états transmis.

Lorsque les statistiques sont supposées gaussiennes, la probabilité d'erreur $P(E)$ s'exprime sous la forme :

$$P(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_Q^{\infty} \exp(-x^2/2) dx \quad (2.21)$$

où

$$Q = \frac{|D - S_i|}{\sigma_i} \quad (2.22)$$

S_i est la valeur attendue du signal
 σ_i la variance associée.

Une expression très approchée de (2.21) est donnée par la relation suivante :

$$P(E) = \frac{1}{Q \sqrt{2\pi}} \exp(-Q^2/2) \quad (2.23)$$

La figure II.6 donne les variations de $P(E)$ avec Q . Nous notons que lorsque Q vaut 6, $P(E)$ est proche de 10^{-9} et qu'une probabilité d'erreur de 10^{-15} correspond à une valeur de Q égale à 7,9.

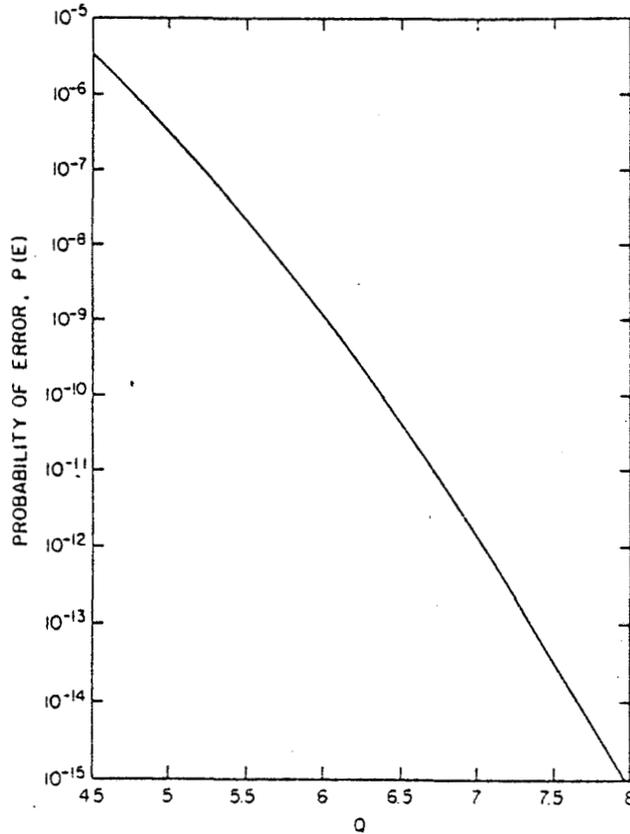


Figure II.6. : Variations de la probabilité d'erreur avec Q [2-3]



La variance σ^2 est donnée, dans le cas d'une statistique gaussienne, par l'expression (2.14).

Une limite existe dans le calcul de la sensibilité maximale d'un photorécepteur numérique. Elle consiste à déterminer le nombre minimum de photoélectrons, nécessaire pour décider si une impulsion a été envoyée, dans le cas limite idéal où :

- le bruit du préamplificateur est nul
- les deux états transmis correspondent à une puissance finie et une puissance nulle.

Pour une probabilité d'erreur égale à 10^{-9} , au minimum 21 photoélectrons doivent, en moyenne être générés dans le détecteur par impulsion transmise. En supposant que la présence et l'absence d'impulsion sont équiprobables, la puissance moyenne reçue vaut :

$$\eta P_m = \frac{21 h\nu B}{2} \quad (2.24)$$

où $h\nu$ est l'énergie d'un photon.

Cette puissance minimale représente la limite quantique. Un calcul plus détaillé est présenté en annexe 1.

b) Calcul de la sensibilité

Les valeurs moyennes des signaux dans chacun des deux états sont :

$$\begin{aligned} I_{sg}(0) &= \left(\frac{nq}{h\nu}\right) b(0) \\ \text{et} \quad I_{sg}(1) &= \left(\frac{nq}{h\nu}\right) b(1) \end{aligned} \quad (2.25)$$

Les courants de bruit i_0^2 et i_1^2 , associés à ces deux états, sont donnés par l'expression (2.14); ils comprennent les contributions du préamplificateur auxquelles viennent s'ajouter les bruits associés au courant d'obscurité et signal du détecteur.

Choisissons un niveau de décision D tel que les probabilités

d'erreur soient égales pour les deux états; c'est le cas lorsque $P(0)=P(1)$. Alors (2.22) devient :

$$D - \left(\frac{\eta q}{h\nu}\right) b(0) = q \sqrt{i_0^2}$$

(2.26)

et

$$\left(\frac{\eta q}{h\nu}\right) b(1) - D = q \sqrt{i_1^2}$$

Dans le cas d'un récepteur numérique conventionnel, les solutions des équations (2.26) montrent que le bruit associé au signal est négligeable devant le bruit du circuit. Une bonne approximation consiste à négliger dans l'expression du bruit total la contribution du signal; alors :

$$\overline{i_0^2} = \overline{i_1^2} = \overline{i_c^2} + \overline{i_{obs}^2} = \overline{i_a^2} \quad (2.27)$$

et il vient d'après (2.26) :

$$D = 1/2 \left(\frac{\eta q}{h\nu}\right) [b(0) + b(1)] \quad (2.28)$$

et

$$\left(\frac{\eta q}{h\nu}\right) [b(1) - b(0)] = 2 q \sqrt{i_a^2} \quad (2.29)$$

D'après (2.28), le niveau de décision est situé au milieu des niveaux de chacun des signaux :

Posons : $r = \frac{b(0)}{b(1)}$

la puissance lumineuse moyenne nécessaire pour atteindre un taux d'erreur donné, traduit par le paramètre Q , est donné d'après (2.4) par :

$$\eta P_m = \frac{(1+r)}{(1-r)} \frac{h\nu}{q} Q \sqrt{i_a^2} \quad (2.30)$$

Dans cette expression le rapport $(1+r / 1-r)$ représente la dégradation de la sensibilité lorsque le niveau $b(0)$ ne correspond pas à une puissance lumineuse nulle. Lorsque ce dernier cas est vérifié, $r=0$ et (2.30) se réduit à :

$$\eta P_m = \left(\frac{h\nu}{q} \right) Q \sqrt{i_a^2} \quad (2.31)$$

avec

$$\begin{aligned} \overline{i_a^2} = & \left(\frac{4kT}{R_l} \left(1 + \frac{\Gamma}{g_m R_l} \right) + 2qI_g \right) I_2 B \\ & + 4kT \frac{(2\pi C_T)^2}{g_m} \left(1 + \frac{I_f f_c}{I_3 B} \right) I_3 B^3 \end{aligned} \quad (2.32)$$

où $I_g = I_{gr} + I_{obs}$

D'autre part d'après (2.29)

$$Q = \frac{1}{2} \left(\frac{\frac{\eta q}{h\nu} b(1)}{\sqrt{i_a^2}} \right) \quad (2.33)$$

où encore :

$$Q = \frac{1}{2} \left(\frac{I_{sg}}{\sqrt{i_a^2}} \right) \quad (2.34)$$

avec $\overline{i_a^2} = \overline{i_o^2} = \overline{i_1^2}$ d'après (2.27)

Nous trouvons que Q est proportionnel au rapport signal sur bruit défini précédemment, relation (2.18).

$$Q = \frac{1}{2} \left(\frac{S}{N} \right) \quad (2.35)$$

Pour un taux d'erreur de 10^{-9} , $Q=6$, il lui correspond donc un rapport signal sur bruit égal à 12 d'après (2.35) : un rapport signal sur bruit d'environ 22dB conduit à un taux d'erreur de 10^{-9} .

Une démonstration plus immédiate consiste à considérer le coefficient de réponse du photodétecteur. Il est donné par la relation classique (1.9) et relie le courant détecté à la puissance lumineuse incidente :

$$i_{ph} = R P_m \quad \text{avec} \quad R = \frac{\eta q}{h\nu}$$

η est le rendement quantique du photodétecteur.

Considérant que les deux états $b(0)$ et $b(1)$ (obscurité ou lumière) sont équiprobables, le courant moyen détecté i_{ph} correspond à la moitié du courant pic i_{sg} :

$$i_{ph} = \frac{i_{sg}}{2} \quad \text{et} \quad \eta P_m = \frac{1}{2} \left(\frac{h\nu}{q} i_{sg} \right) \quad (2.36)$$

Identifions les expressions (2.31) et (2.36), qui donnent la sensibilité en détection du photorécepteur. On aboutit à :

$$Q = \frac{1}{2} \left(\frac{i_{sg}}{\sqrt{i_a^2}} \right) \quad (2.37)$$

Dans l'hypothèse exprimée par la relation (2.27), où la contribution du signal est négligeable dans l'expression du bruit, on retrouve d'après (2.18) :

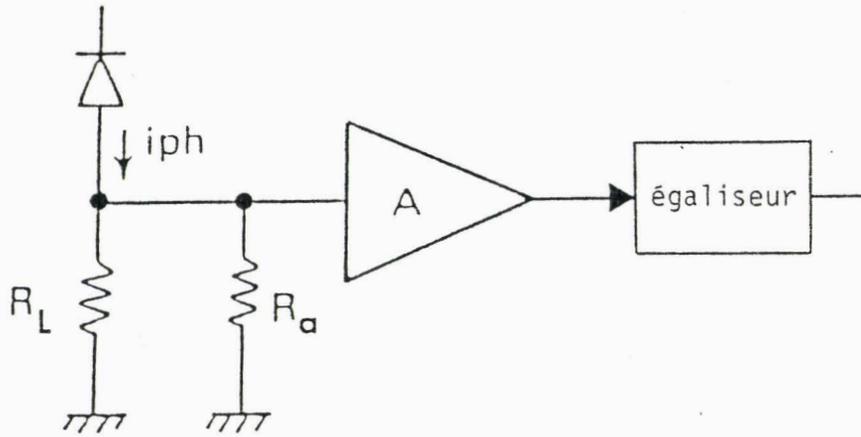
$$Q = \frac{1}{2} \left(\frac{S}{N} \right)$$

2.1.5. Les structures en tête habituellement utilisées :

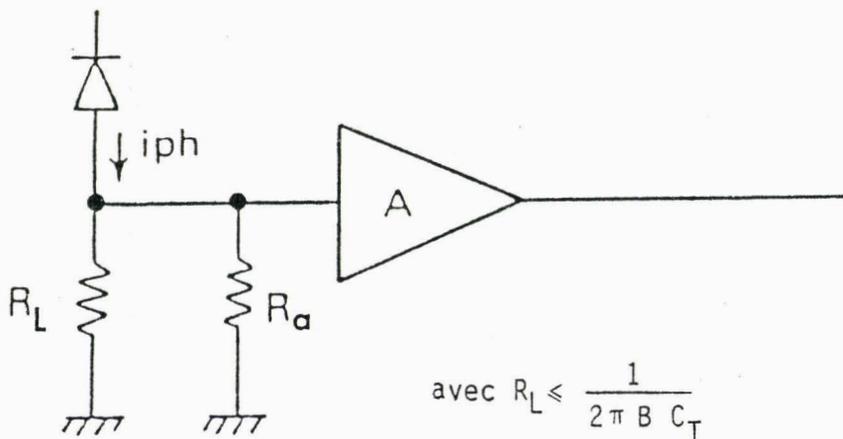
Nous présentons les trois différentes structures qui peuvent être envisagées pour des photorécepteurs de type photodiode + TEC à structure en tête.

- a) Préamplificateur de type haute impédance ou à intégration en tête (avec égaliseur)

La structure correspondante est donnée figure II.7a. Comme le montre la figure II.8, ce type de photorécepteur présente le niveau de bruit le plus faible et une sensibilité en détection élevée. Pour cela on choisit une valeur de résistance de polarisation de grille, R_L , élevée afin de réduire sa contribution au bruit total du récepteur. La résistance d'entrée R_e du photorécepteur est donc élevée, ce qui conduit à limiter la réponse fréquentielle par la constante de temps RC et à intégrer le signal détecté. La présence d'un égaliseur est donc nécessaire dans ce type de structure pour redonner aux impulsions une forme compatible avec un fonctionnement correct du circuit de décision, figure II.9.

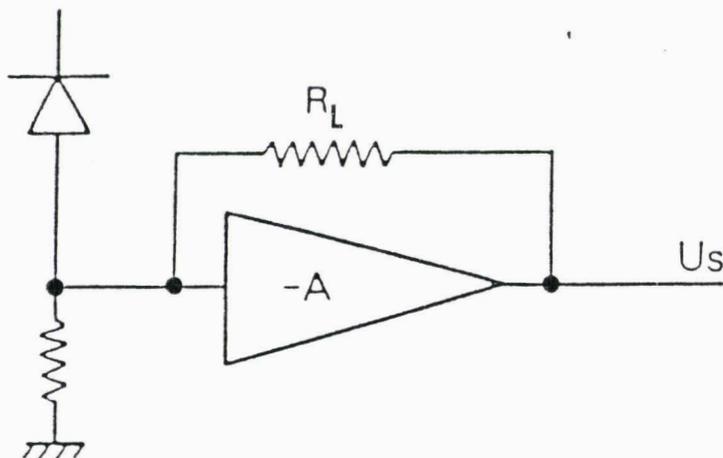


-a-



avec $R_L \leq \frac{1}{2\pi B C_T}$

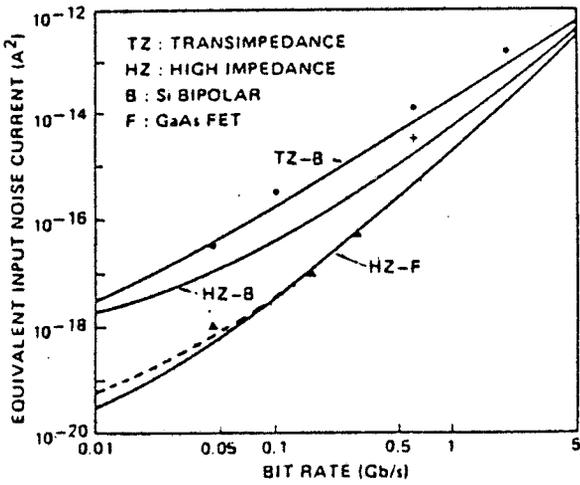
-b-



-c-

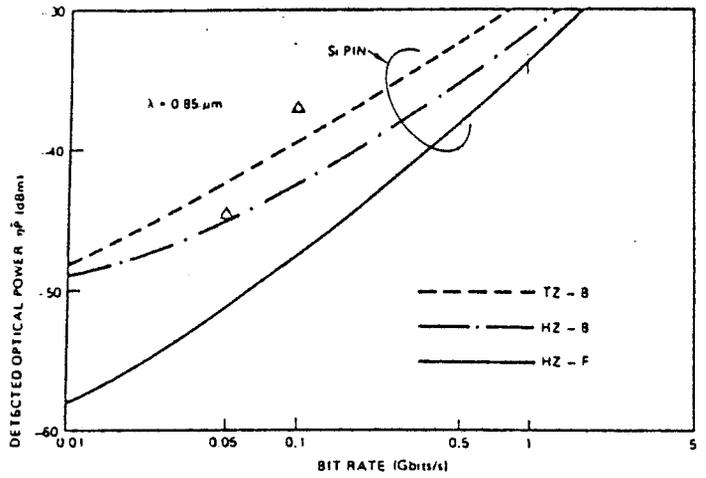


Figure II.7. : Schéma de principe d'une tête optique- préamplificateur
a - de type haute impédance (avec égaliseur)
b - en liaison directe (sans égaliseur)
c - de type transimpédance



— : calcul
 points expérimentaux :
 ▲ HZ-F, + HZ-B, • TZ

- a -



— : calcul
 Δ : points expérimentaux

- b -

Figure II.8. : a - courant de bruit quadratique moyen pour des photorécepteurs récents en fonction du débit [6]
 b - sensibilité interne en détection de récepteurs optiques à 0,85 µm en fonction du débit [6]

valeurs des paramètres, utilisées dans le calcul de la sensibilité :

PIN Si : $C_d + C_s = 0,5 \text{ pF}$, $I_{obs} = 1 \text{ nA}$;

FET GaAs : $g_m = 15 \text{ mS}$, $C_{gs} = 0,2 \text{ pF}$, $I_{gr} = 2 \text{ nA}$, $f_c = 30 \text{ MHz}$;

BJT Si : $\beta = 100$, $C_o = 1,5 \text{ pF}$, $\alpha = 0,6 \text{ pF/mA}$, $r_{bb'} = 20 \Omega$

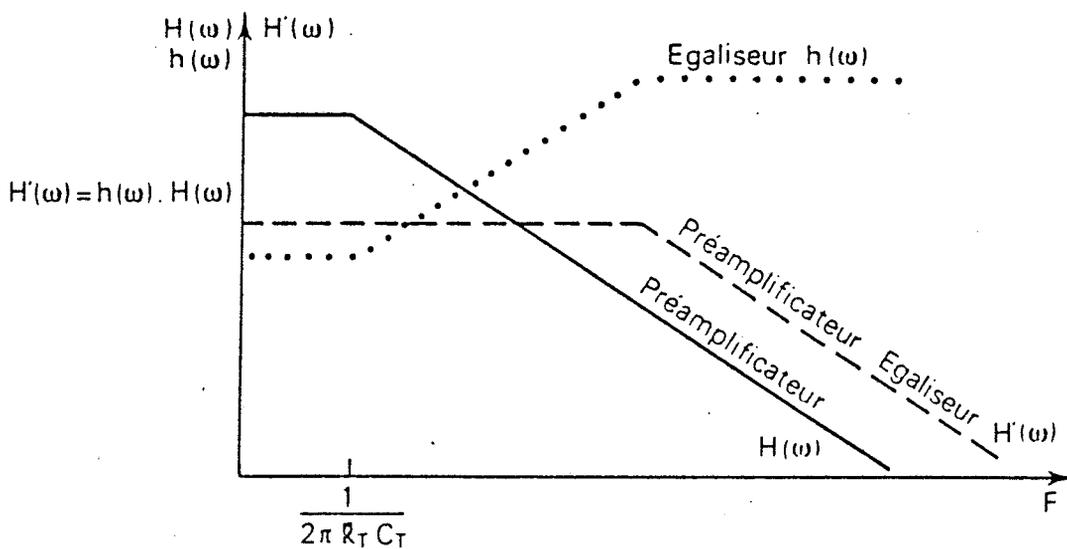


Figure II.9. : Tracé des fonctions de transfert dans le cas où on utilise un égaliseur pour restaurer le signal

b) Préamplificateur en liaison directe (sans égaliseur)

Cette structure, présentée figure II.7b, est la structure de montage la plus simple. Elle consiste à charger l'entrée du préamplificateur avec une résistance de polarisation R_L , de valeur telle qu'en association avec la capacité totale d'entrée (photodiode + TEC), C_T , la bande passante B' présentée par le photorécepteur soit supérieure ou égale au débit d'informations B :

soit :

$$R_L \leq \frac{1}{2\pi B C_T} \quad (2.38)$$

L'avantage principal de ce montage est sa simplicité puisqu'un égaliseur n'est pas nécessaire dans la suite de la chaîne.

c) Préamplificateur de type transimpédance.

Cette structure est celle la plus couramment employée dans les systèmes à fibres optiques. C'est un convertisseur courant-tension dont le schéma de principe est présenté figure II.7c. La structure transimpédance permet d'éviter la limitation en bande passante de la structure haute impédance par un effet de contre réaction qui étend la bande passante du préamplificateur. Cependant, la résistance de contre réaction induit un bruit thermique supplémentaire qui diminue la sensibilité du récepteur.

Pour ces trois types de structure, la sensibilité interne en détection du photorécepteur est donnée par la relation (2.31):

$$\eta P_m = \left(\frac{h\nu}{q} \right) q \sqrt{i_a^2}$$

où $\overline{i_a^2}$ est le courant de bruit du photorécepteur en obscurité donné par :

$$\overline{i_a^2} = \left(\frac{4kT}{R_L} \left(1 + \frac{\Gamma}{g_m R_L} \right) + 2 q I_g \right) I_2 B$$

$$+ 4kT\Gamma \frac{(2\pi C_T)^2}{g_m} I_3 B^3 \left(1 + \frac{I_f}{I_3} \frac{f_c}{B} \right)$$

(d'après 2.32)

R_L : résistance de polarisation de grille pour les structures grande impédance et en liaison directe ou résistance de contre réaction pour la structure transimpédance.

B : débit d'informations ($1/B = T$ intervalle de temps)

I_g : courant de grille du TEC + courant d'obscurité de la photodiode

g_m : transconductance du TEC

C_T : capacité totale du photorécepteur

$C_T = C_d + C_S + C_{gs} + C_{gd}$. $C_S = 0$ dans le cas d'une intégration monolithique, photodiode + TEC, judicieuse.

Γ : facteur d'excès de bruit du canal, $\Gamma = 1,75$.

f_c : fréquence d'apparition du bruit en $1/f$, de 20 à 50MHz pour un MESFET AsGa.

Pour déterminer la valeur des intégrales de transfert, nous considérons le cas d'une modulation par impulsion et codage (MIC) avec un code de transmission NRZ (non retour à zéro) défini dans le tableau de la figure II.10a. Les variations des densités spectrales énergétiques qui correspondent aux différents codes de transmission présentés figure II.10a, sont données figure II.10b. Elles indiquent l'encombrement spectral du message.

La figure II.10b montre la faible bande passante du code NRZ; dans ce cas et pour un photorécepteur à préamplificateur en liaison directe, c'est à dire sans circuit d'égalisation, on peut envisager un débit d'informations $B(B=1/T)$ plus large que la bande passante $B'(B'=f)$ de la chaîne de transmission, émetteur-fibre-récepteur, associée.

- a -

Règle de codage				
Code	Définition	Impulsions représentatives		Largeur de bande à 90 % d'énergie
		«1»	«0»	
NRZ non-retour à zéro	«1» : niveau 1 sur tout l'intervalle. «0» : niveau 0 sur tout l'intervalle.			0,86/T
RZ retour à zéro	«1» : niveau 1 sur la première moitié de l'intervalle. «0» : niveau 0 sur tout l'intervalle.			1,72/T
B1φ-L biphasé-L	«1» : niveau 1 sur la première moitié de l'intervalle. «0» : niveau 1 sur la deuxième moitié de l'intervalle.			2,96/T
B1φ-S biphasé-S	«1» : une transition au début de l'intervalle. «0» : une transition au début et au milieu de l'intervalle.			2,96/T
CMI coded-mark-inversion	«1» : alternativement niveaux 1 et 0 sur tout l'intervalle. «0» : niveau 1 sur la première moitié de l'intervalle.			1,70/T
EP1 électronique photonique-1	«1» : alternativement niveaux 1 et 0 sur tout l'intervalle. «0» : une transition au milieu de l'intervalle.			1,52/T
EP2 électronique photonique-2	«1» : alternativement niveaux 1 et 0 sur tout l'intervalle. «0» : alternativement niveau 1 sur la 1ère et la 2e moitié de l'intervalle.			1,70/T

- b -

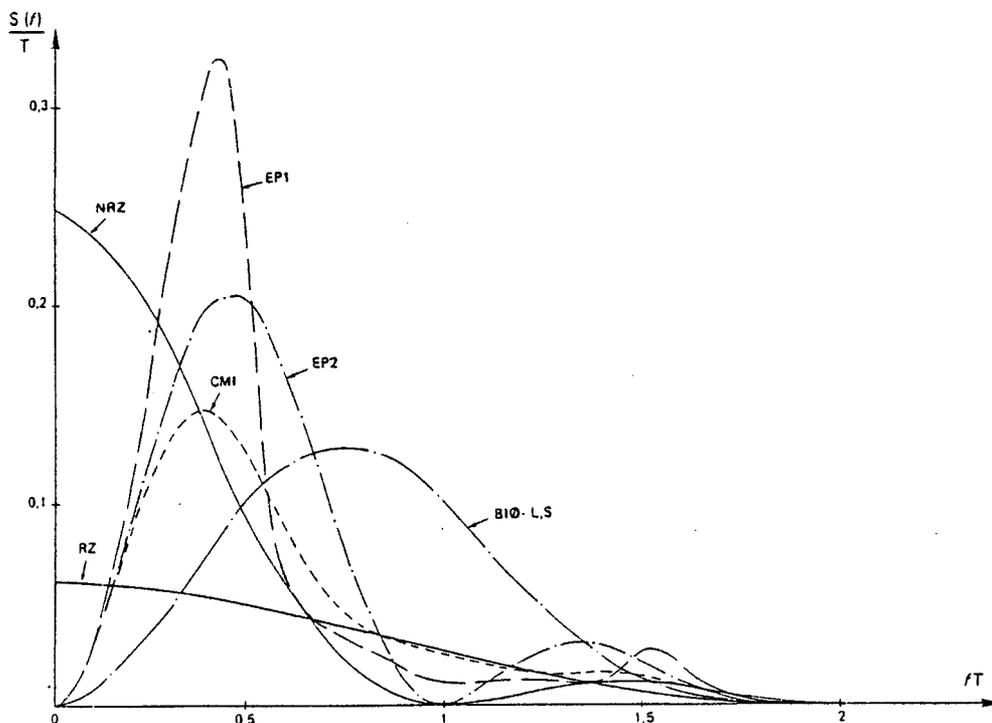


Figure II.10. : a - définition des codes de transmission usuels-règle de codage [1]
b - densité spectrale des principaux codes de transmission [1]

Typiquement un rapport B'/B de l'ordre de 0,7 est envisageable.

Pour un signal codé NRZ, à l'entrée et à la sortie et des impulsions d'entrée et de sortie satisfaisant aux critères définis précédemment, les intégrales de transfert valent [6] :

$$I_2 \simeq 0,562, \quad I_3 \simeq 0,0868, \quad \text{et} \quad I_f \simeq 0,184$$

Plus de précisions sur ces intégrales de transfert et leur détermination sont données en annexe 2.

Dès à présent on constate, d'après les expressions (2.31) et (2.32), qu'il est souhaitable de choisir un photorécepteur ayant les caractéristiques suivantes :

- faible courant de fuite de grille (photodiode + TEC)
- faible capacité d'entrée (photodiode + TEC)
- g_m élevé (TEC)
- faible fréquence d'apparition du bruit en $1/f$ (TEC)

L'utilisation du TEC AsGa comme préamplificateur n'est pas intéressante pour des débits inférieurs à 10 Mbit/s à cause de son bruit en $1/f$. Par contre il est tout à fait adapté aux débits élevés :

- dans le cas d'une structure haute où transimpédance le bruit est dominé par le bruit thermique du canal [6]; la puissance de bruit varie dans ce cas comme le cube du débit et est proportionnelle au carré de la capacité d'entrée. La minimisation de cette capacité est donc critique pour des performances faible bruit.

- pour une structure en liaison directe, le bruit est dominé par le bruit thermique de la résistance de polarisation de grille, R_L . L'optimisation de R_L est donc fondamentale; elle consiste, d'après la relation (2.38), à minimiser la capacité totale du photorécepteur.

Il apparaît donc que, quelle que soit la structure de montage utilisée, la minimisation de la capacité totale d'entrée du photorécepteur est essentielle pour une utilisation du photorécepteur à des débits élevés. Le degré d'importance des autres paramètres du transistor à effet de champ est donné dans le tableau II.1, l'influence de ces paramètres y est également présenté pour d'autres applications possibles [7].

Utilisation Paramètre	Amplification faible bruit en hyperfré- quence	Amplification de puissance	Logique	Préamplification faible bruit pour la photodétection
g_m	****	****	***	***
C_T	****	***	***	****
Contrôle de V_T	*	**	****	*
I inverse	*	*	**	****
R_S	***	***	**	***
R_D	*	**	*	*
R_G	**	**	*	**

l'importance d'un paramètre augmente de * à ****.



Tableau II.1. : Paramètres importants d'un TEC suivant son utilisation [5]

2.1.6. Essais d'optimisation en sensibilité :

Développons la relation (2.31) pour un taux d'erreur de 10^{-9} :

$$\eta P_m = \frac{6hc}{q\lambda} \sqrt{i_a^2} \quad (2.39) \quad \text{avec } \lambda \text{ longueur d'onde en microns}$$

$\overline{i_a^2}$ est le courant de bruit du photorécepteur en obscurité dont l'expression est donnée par la relation (2.32) :

$$\overline{i_a^2} = 4kT \left(\frac{BI_2}{R_L} \left(1 + \frac{\Gamma}{g_m R_L} \right) + \frac{q}{2kT} I_g B I_2 + \Gamma \frac{(2\pi C_T)^2}{g_m} \left(1 + \frac{I_f}{I_3} \frac{f_c}{B} \right) I_3 B^3 \right) \quad (2.40)$$

L'importance de chacun des termes dans la relation précédente est fonction du débit d'informations envisagé. Néanmoins, au niveau du circuit actif (photodiode + préamplificateur) trois facteurs doivent être minimisés :

- le courant inverse total : grille + photodiode
- le rapport du carré de la capacité totale du photorécepteur à la transconductance du TEC : C_T^2/g_m
- la fréquence d'apparition f_c du bruit en $1/f$ du TEC.

Le premier terme de l'expression (2.40) traduit l'influence du circuit de polarisation et du bruit de corrélation sur le bruit total du photorécepteur :

$$\frac{BI_2}{R_L} \left(1 + \frac{\Gamma}{g_m R_L} \right) \quad (2.41)$$

Distinguons les deux cas suivants, photorécepteur avec et sans égaliseur :

photorécepteur sans égaliseur

La structure en liaison directe, présentée figure II.7b permet un tel montage. Un compromis sur la résistance de charge R_L doit être trouvé, il faut qu'elle soit :

- suffisamment élevée pour que son influence soit minimisée dans (2.40) tout en conduisant à un gain correct.

- suffisamment faible pour obtenir une réponse de la tête optique compatible avec le débit envisagé .

Optimisons R_L : la valeur de R_L optimale est fonction du débit d'informations B envisagé. En effet, il faut connaître la bande passante B' minimale de la tête optique compatible avec le débit d'informations; B' est lié à R_L selon l'expression :

$$R_L = \frac{1}{2\pi B' C_T} \quad (2.42)$$

Introduisons le rapport de la bande passante du photorécepteur au débit $x = B'/B$ et remplaçons R_L par l'expression donnée ci-dessus, (2.41) s'écrit alors :

$$2\pi B^2 I_2 x C_T \left(1 + \frac{2\pi \Gamma B x C_T}{g_m}\right) \quad (2.43)$$

Rappelons qu'une valeur de x voisine de 0,7 est envisageable pour un code NRZ.

Le bruit total du photorécepteur s'écrit alors :

$$\overline{i_a^2} = 4kT \left(\frac{q I_g B I_2}{2kT} + 2\pi C_T B^2 \left(\frac{2\pi C_T \Gamma I_f f_c}{g_m} + I_2 x \right) + \frac{\Gamma}{g_m} (2\pi C_T)^2 B^3 (x^2 I_2 + I_3) \right) \quad (2.44)$$

ou encore :

$$\overline{i_a^2} = 4kT (2\pi C_T B^2 I_2 x) + \frac{q I_g B I_2}{2 kT} + \frac{B^3 \Gamma}{g_m} (2\pi C_T)^2 (x^2 I_2 + I_3 + \frac{f_c}{B} I_f) \quad (2.45)$$

photorécepteur avec égaliseur

C'est le cas des structures haute impédance et transimpédance, présentées figures II.7a et c, où la résistance R_L est choisie élevée : $\Gamma/g_m R_L$ devient négligeable devant 1. Alors, en reprenant l'optimisation effectuée précédemment sur R_L , la relation (2.40) s'écrit :

$$\overline{i_a^2} = 4kT \left(\frac{q I_g B I_2}{2kT} + 2\pi C_T B^2 \left(\frac{2\pi C_T \Gamma I_f f_c}{g_m} + I_2 x \right) + \frac{\Gamma (2\pi C_T)^2 B^3 I_3}{g_m} \right) \quad (2.46)$$

L'expression générale du bruit associé au photorécepteur est donnée par les relations (2.45) ou (2.40) suivant que l'on optimise ou pas la résistance de polarisation de grille, R_L , pour tous les débits. Afin d'étudier l'influence de chacune des composantes de ce bruit, nous avons tracé les variations de chacun des termes des équations (2.40) et (2.45) en fonction du débit. Les calculs sont effectués à la température ambiante ($T=293K$) en remplaçant les intégrales de transfert I_2, I_3, I_f et le facteur d'excès de bruit Γ par leurs valeurs respectives données précédemment. Alors nous pouvons écrire les relations (2.40) et (2.45) sous la forme:

$$\overline{i_a^2} = \overline{i_R^2} + \overline{i_g^2} + \overline{i_f^2} + \overline{i_c^2} \quad (2.47)$$

avec $\overline{i_R^2} = \frac{4kT}{R_L} I_2 B = 0,9 \cdot 10^{-20} \frac{B}{R_L}$ en A² (2.48)

$\overline{i_R^2}$ représente le bruit thermique dû à la résistance de charge R_L (relation 2.40). Dans le cas où on optimise R_L pour tous les débits envisagés (relation 2.45), il s'écrit sous la forme :

$$\overline{i_{Ropt}^2} = 8kT\pi C_T B^2 I_2 x = 5,7 \cdot 10^{-20} B^2 x C_T \quad \text{en A}^2 \quad (2.49)$$

$$\overline{i_g^2} = 2 q I_2 B I_g = 18 \cdot 10^{-20} B I_g \quad \text{en A}^2 \quad (2.50)$$

Ce terme correspond au courant de fuite

$$\begin{aligned} \overline{i_f^2} &= \frac{4kT\Gamma}{g_m} (2\pi C_T)^2 I_f f_c B^2 \\ &= 20,6 \cdot 10^{-20} \frac{C_T^2 f_c B^2}{g_m} \quad \text{en A}^2 \quad (2.51) \end{aligned}$$

C'est la contribution du bruit en $1/f$.

$$\begin{aligned} \overline{i_c^2} &= \frac{4kT}{g_m} B \Gamma ((2\pi C_T)^2 I_3 B^2 + \frac{I_2}{R_L^2}) \\ &= \frac{10^{-20}}{g_m} (9,7 C_T^2 B^3 + \frac{1,6 B}{R_L^2}) \quad \text{en A}^2 \quad (2.52) \end{aligned}$$

$\overline{i_c^2}$ représente le bruit thermique du canal et le bruit de corrélation induit par la grille. Comme pour la contribution du bruit thermique de la résistance de polarisation, R_L , dans le cas où on optimise cette résistance (relation 2.45) il peut s'écrire sous la forme :

$$\overline{i_{copt}^2} = \frac{4kT\Gamma}{g_m} B^3 (2\pi C_T)^2 (I_2 x^2 + I_3) = \frac{1,1 \cdot 10^{-20}}{g_m} C_T^2 B^3 (56,2 x^2 + 8,7) \quad \text{en A}^2 \quad (2.53)$$

Considérons tout d'abord la contribution du bruit thermique dû à la résistance de charge R_L ; elle est donnée par la relation (2.48) qui est présentée figure II.11a, en fonction du débit d'informations, B , pour différentes valeurs de résistance. Cette contribution varie proportionnellement à B et diminue lorsque la résistance de polarisation de grille augmente. Cependant, dans cette façon de procéder n'apparaît pas la fréquence de coupure du dispositif qui est liée à la valeur de la résistance de polarisation et à la capacité totale associée au dispositif. C'est pourquoi nous donnons, figure II.11b, les variations du bruit thermique lorsque cette résistance est optimisée quel que soit le débit d'informations envisagé ($R_L = 1/2\pi \times BC_T$), pour différentes valeurs de capacité et différents rapports x ($x = \frac{B.P.}{\text{Débit}}$), de façon à évaluer le niveau du bruit avec ou sans égaliseur. Nous supposons dans ce qui suit que l'égaliseur permet, quel que soit le débit considéré, d'augmenter la bande passante d'un facteur 100, ce qui se traduit dans notre calcul par une valeur de x égale à $0,7 \cdot 10^{-2}$. Cet élargissement de la bande passante peut être effectué par un égaliseur pour des fréquences inférieures à 100MHz [8]; pour des fréquences supérieures, un tel élargissement est certainement plus délicat à obtenir, mais nous conserverons cependant ce facteur 100 afin de bien faire la distinction, avec et sans égaliseur.

La deuxième contribution, présentée figure II.12, correspond au courant de fuite total du photorécepteur (photodiode + TEC). Ces résultats sont obtenus en utilisant l'expression (2.50); ils sont donnés pour différentes valeurs de courant de fuite comprises entre 1nA et 1 μ A. Conformément à l'expression (2.50), le niveau de bruit varie linéairement avec B et est d'autant plus important que le courant est plus grand.

La troisième contribution est celle du bruit en $1/f$. Elle est donnée figure II.13 et varie, d'après la relation (2.51), comme, le carré du débit, comme le rapport du carré de la capacité totale à la transconductance du TEC et comme la fréquence d'apparition du bruit en $1/f$. Afin de montrer l'influence de chacun de ces paramètres, nous avons tracé ces courbes pour deux valeurs de f_c (20MHz et 100MHz), deux valeurs de capacité (1pF et 4pF) et deux valeurs de transconductance (0,05S et 0,2S). Dans chacun de ces cas nous ne faisons varier qu'un seul paramètre.

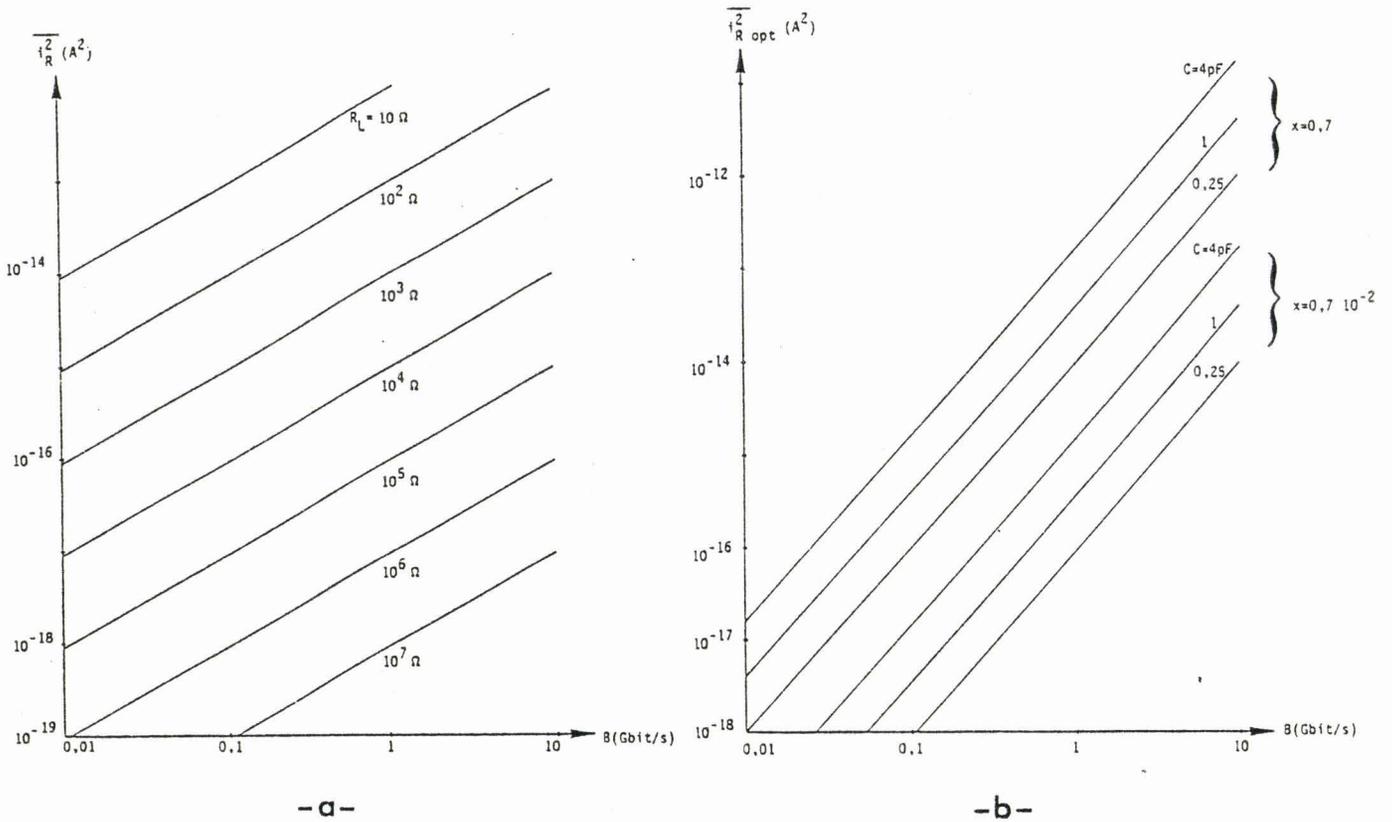


Figure II.11.a : variations du bruit thermique dû à la résistance de polarisation de grille avec le débit d'informations
 b : idem lorsque R_L est optimisé quel que soit le débit d'informations.

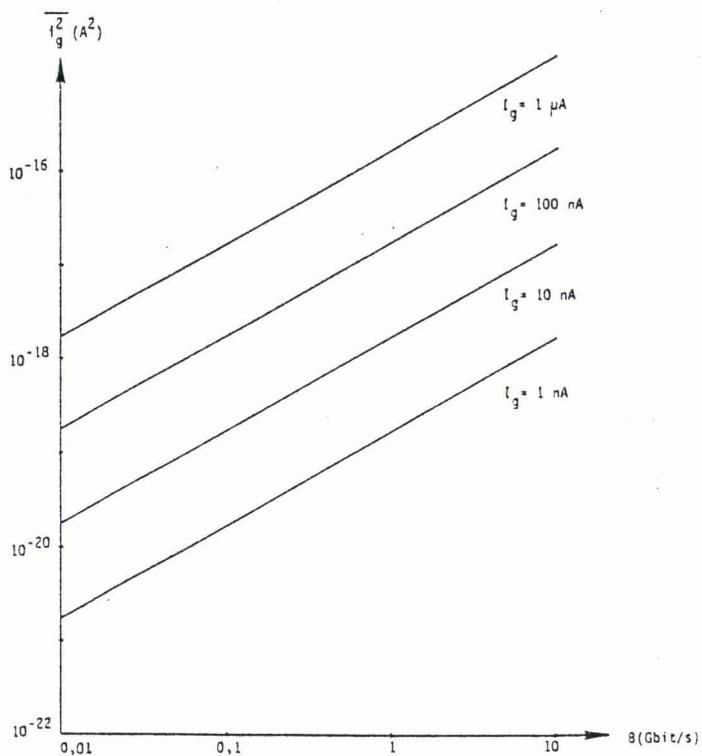


Figure II.12. : Variations du bruit de grenaille dû au courant de fuite totale de la grille du photorécepteur avec le débit d'informations.

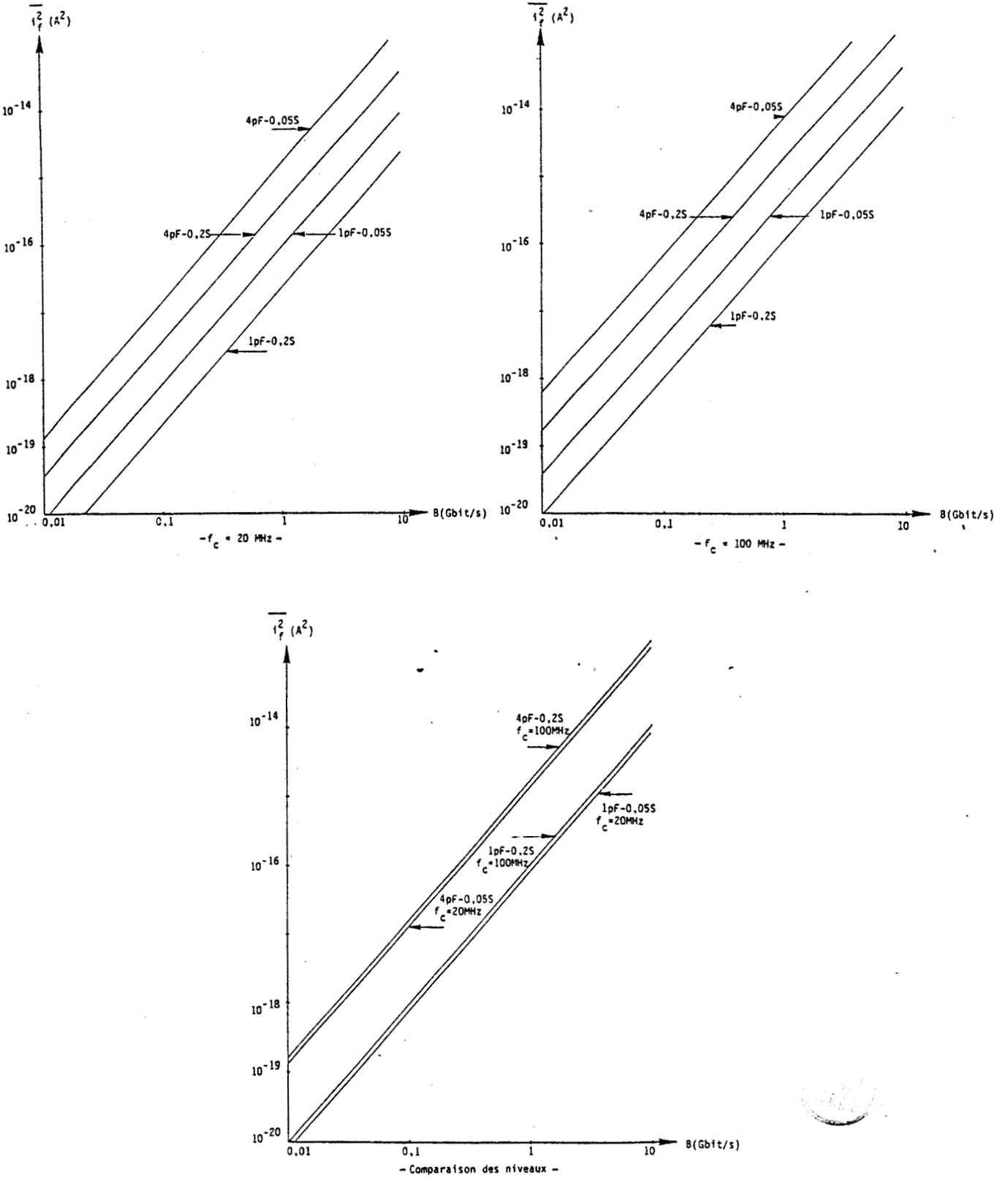


Figure II.13. : Variations du bruit en $1/f$ avec le débit d'informations

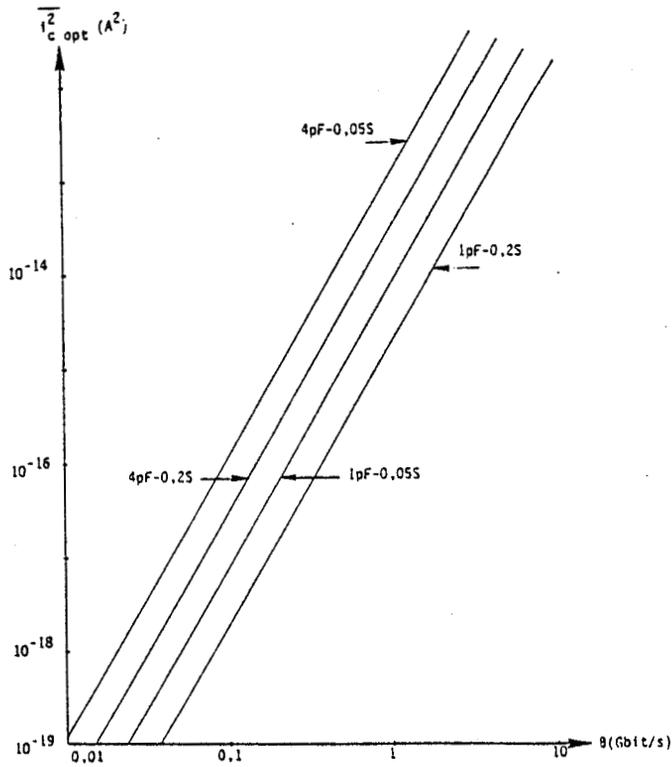
La quatrième et dernière contribution concerne le bruit de canal du TEC et sa corrélation avec la grille. Elle est donnée par les expressions (2.53) et (2.52) selon que l'on optimise ou pas la résistance de polarisation. Cette contribution contient deux termes dont l'un est indépendant de la résistance; ce dernier est prépondérant pour des valeurs élevées de résistance de polarisation. Dans nos calculs, nous tiendrons compte de l'influence des deux termes, mais en nous plaçant dans des conditions telles que la résistance de polarisation soit optimisée quel que soit le débit d'informations (relation 2.53). Les résultats sont présentés figure II.14 pour deux valeurs différentes de x ($0,7$ et $0,7 \cdot 10^{-2}$), correspondant à un fonctionnement sans égaliseur ou avec égaliseur. La relation 2.53 montre que les variations de ce niveau de bruit sont proportionnelles à B^3 et au rapport C_T^2/g_m , c'est pourquoi dans chacun des cas nous présentons les courbes en prenant comme paramètre soit la capacité totale du photorécepteur, soit la transconductance du TEC.

Effectuons maintenant une comparaison entre les contributions des différentes sources de bruit du photorécepteur à partir des résultats que nous venons de présenter. Pour procéder à cette comparaison nous considérons le cas de deux photorécepteurs ayant les caractéristiques communes suivantes :

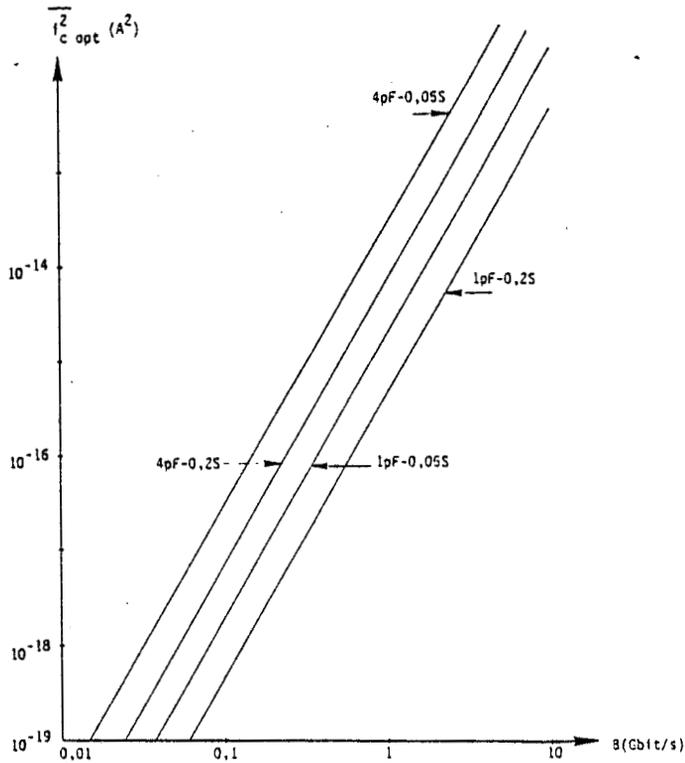
- $g_m = 50\text{mS}$
- $f_c = 20\text{MHz}$
- $I_g = 100\text{nA}$;

elles correspondent à un photorécepteur de qualité moyenne. La différence entre ces deux photorécepteurs se situe au niveau de la capacité, puisque ce paramètre est critique pour la détermination de la puissance minimale détectable par ce dispositif; nous avons choisi les valeurs 1pF et 4pF . Nous considérons les cas d'un dispositif avec égaliseur ($x=0,7 \cdot 10^{-2}$) et sans égaliseur ($x=0,7$). Nous comparons les résultats pour des débits compris entre 10 Mbit/s et 10 Gbit/s dans les tableaux II.2 et II.3.

Considérons tout d'abord le cas d'un photorécepteur présentant une capacité de 4pF dans un montage sans égaliseur (tableau II.2a). Il



- a -



- b -



Figure II.14. : Variations du bruit thermique du canal et du bruit thermique de grille corrélé, avec le débit d'informations
a - sans égaliseur ($x=0,7$)
b - avec égaliseur ($x=0,710^{-2}$)

apparaît que pour des débits inférieurs ou de l'ordre du Gigabit par seconde, la contribution essentielle provient du bruit thermique de la résistance de polarisation; pour des débits supérieurs, la contribution du bruit du canal devient primordiale. Lorsque ce dispositif est utilisé avec un égaliseur (tableau II.2b) la contribution du bruit thermique de la résistance de charge est fortement diminuée (facteur 100) et aux débits voisins de 10 Mbit/s, les bruits dus au courant de fuite et au bruit en $1/f$ deviennent au moins équivalents à cette contribution. Pour des débits plus élevés ($B > 100$ Mbit/s) c'est la contribution du bruit de canal qui devient la plus importante.

C = 4 pF	a- sans égaliseur				b- avec égaliseur			
	0,01	0,1	1	10	0,01	0,1	1	10
(Gbit/s) débit								
$(A^2 \times 10^{-20}) \overline{i_{R\ opt}^2}$	$1,6 \cdot 10^3$ ⁺	$1,6 \cdot 10^5$ ⁺	$1,6 \cdot 10^7$ ⁺	$1,6 \cdot 10^9$	16	$1,6 \cdot 10^3$	$1,6 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^7$
$\overline{i_g^2}$	17	170	$1,7 \cdot 10^3$	$1,7 \cdot 10^4$	17 ⁺	170	$1,7 \cdot 10^3$	$1,7 \cdot 10^4$
$\overline{i_f^2}$	13,7	$13,7 \cdot 10^2$	$13,7 \cdot 10^4$	$13,7 \cdot 10^6$	13,7	$13,7 \cdot 10^2$	$13,7 \cdot 10^4$	$13,7 \cdot 10^6$
$\overline{i_{c\ opt}^2}$	12,9	$12,9 \cdot 10^3$	$12,9 \cdot 10^6$	$12,9 \cdot 10^9$ ⁺	3,1	$3,1 \cdot 10^3$ ⁺	$3,1 \cdot 10^6$ ⁺	$3,1 \cdot 10^9$ ⁺
$\overline{i_a^2}$	$1,64 \cdot 10^3$	$1,74 \cdot 10^5$	$2,9 \cdot 10^7$	$1,45 \cdot 10^{10}$	49,8	$6,2 \cdot 10^3$	$3,4 \cdot 10^6$	$3,13 \cdot 10^9$

 + : contribution la plus importante

Tableau II.2. : Valeurs des différentes contributions au bruit d'un photorécepteur présentant une capacité totale de 4pF, avec et sans égaliseur.

Regardons maintenant l'amélioration apportée par une diminution de capacité. Les résultats sont rassemblés dans le tableau II.3. Lorsque le dispositif ne comprend pas d'égaliseur et pour des débits inférieurs à 1 Gbit/s, le bruit le plus important est dû à la résistance de polarisation de grille; le bruit du canal ne devient prépondérant que pour des débits supérieurs à 5 Gbit/s (voir figures II.11b et II.14).

Lorsque l'on utilise un égaliseur et pour des débits inférieurs à 100 Mbit/s, les contributions des bruits dus à la résistance de polarisation, au courant de fuite et au bruit en $1/f$ sont du même ordre de grandeur avec une prédominance du bruit dû au courant de fuite à 10 Mbit/s et du bruit dû à la résistance à 100 Mbit/s. Aux fréquences supérieures à 200 Mbit/s (voir figures II.11b et II.14) le bruit du canal devient le plus important.

C = 1 pF	a - sans égaliseur				b - avec égaliseur			
	0,01	0,1	1	10	0,01	0,1	1	10
(Gbit/s) débit	0,01	0,1	1	10	0,01	0,1	1	10
$(A^2 \times 10^{-20}) \overline{i_R^2}_{opt}$	400 ⁺	4 10 ⁴ ⁺	4 10 ⁶ ⁺	4 10 ⁸	4	400 ⁺	4 10 ⁴	4 10 ⁶
$\overline{i_g^2}$	17	170	1700	1,7 10 ⁴	17 ⁺	170	1700	1,7 10 ⁴
$\overline{i_f^2}$	0,85	85	8,5 10 ³	8,5 10 ⁵	0,85	85	8,5 10 ³	8,5 10 ⁵
$\overline{i_c^2}_{opt}$	0,81	810	8,1 10 ⁵	8,1 10 ⁸ ⁺	0,19	190	19 10 ⁴ ⁺	19 10 ⁷ ⁺
$\overline{i_a^2}$	419	4,1 10 ⁴	4,8 10 ⁶	1,2 10 ⁹	22	845	2,4 10 ⁵	1,95 10 ⁸

+ : contribution la plus importante

Tableau II.3. : Valeurs des différentes contributions au bruit d'un photorécepteur présentant une capacité totale de 1pF, avec et sans égaliseur.

D'une manière plus générale, l'examen des courbes présentées et des tableaux II.2 et II.3 montre que la présence d'un égaliseur améliore surtout les performances en bruit pour des débits voisins ou inférieurs au Gbit/s alors que la diminution de la capacité améliore surtout les niveaux de bruit pour des débits voisins ou supérieurs au Gigabit/s (voir tableau II.4).

débit (Gbit/s)	0,01	0,1	1	10
C = 4 pF $\frac{\overline{i_a^2}(\text{sans égal.})}{\overline{i_a^2}(\text{avec égal.})}$	33	27,9	8,5	4,6
C = 1 pF $\frac{\overline{i_a^2}(\text{sans égal.})}{\overline{i_a^2}(\text{avec égal.})}$	19	48,5	20	6,1
sans égal. $\frac{\overline{i_a^2}(C = 4 \text{ pF})}{\overline{i_a^2}(C = 1 \text{ pF})}$	3,9	4,2	6	12,1
avec égal. $\frac{\overline{i_a^2}(C = 4 \text{ pF})}{\overline{i_a^2}(C = 1 \text{ pF})}$	2,26	7,3	14,2	16



Tableau II.4. : Comparaison des niveaux de bruit total de photorécepteurs de capacités 1 et 4pF, avec et sans égaliseur.

Dans la perspective de la définition d'une structure de tête optique et de ses conditions optimales de fonctionnement en sensibilité, il convient de rechercher les valeurs des paramètres qui conduisent à un fonctionnement tel que les puissances minimales détectables soient les plus faibles possibles. Une possibilité consiste à utiliser les expressions 2.45 et 2.31 qui conduisent à la puissance minimale détectable et où on tient compte de toutes les sources de bruit du photorécepteur. Pour simplifier la recherche de ces paramètres, il nous a paru opportun d'exprimer cette puissance sous une forme qui soit la plus simple possible. Revenons à l'expression 2.45 qui donne le courant de bruit total de la tête optique; elle peut se mettre sous la forme d'un polynôme du troisième degré en B du type :

$$i_a^2 = 4kTB (\alpha B^2 + \beta B + \gamma) \quad (2.54)$$

avec

$$\alpha = \frac{\Gamma}{g_m} (2\pi C_T)^2 (x^2 I_2 + I_3)$$

$$\beta = 2\pi C_T \left(\frac{2\pi C_T \Gamma I_f f_c}{g} + I_2 x \right)$$

et

$$\gamma = \frac{q I_g I_2}{2kT}$$

et par conséquent sous la forme d'un produit de facteurs du type $B(B-B_1)(B-B_2)$ où B_1 et B_2 sont les solutions du polynôme du second degré, $A_1 B^2 + B_1 B + C_1$, qui sont données par :

$$B_1 = \frac{-\beta - \sqrt{\Delta}}{2 \alpha}$$

$$B_2 = \frac{-\beta + \sqrt{\Delta}}{2 \alpha}$$

avec

$$\Delta = (2\pi C_T)^2 \left[\left(\frac{2\pi C_T \Gamma f_c I_f}{g_m} + I_2 x \right)^2 - 4 \left(\frac{\Gamma}{g_m} \frac{q I_g I_2}{2kT} \right) \right] \quad (2.55)$$

Pour des valeurs de paramètres comparables à celles que nous avons proposé précédemment, il apparaît que le second terme de Δ est négligeable devant le premier et les expressions de B_1 et B_2 sont données par :

$$B_1 \approx \frac{I_2 \times g_m}{\Gamma(2\pi C_T) X} \quad \text{avec } X = x^2 I_2 + I_3$$

et $B_2 \approx 0$

Sans égaliseur ces expressions sont toujours vérifiées avec les paramètres habituellement utilisés. Lorsqu'on utilise un égaliseur ($x < 10^{-2}$), les limites de validité sont données par : $f_c \lesssim 50$ MHz, $I_g \lesssim 10$ nA, $C_T \lesssim 10$ pF et $g_m \lesssim 0,05$ S.

Le courant de bruit du photorécepteur en obscurité s'écrit alors sous la forme :

$$\overline{i_a^2} = 4kTB^2 \frac{\Gamma}{g_m} (2\pi C_T^2) x \left(B + \frac{I_2 \times g_m}{\Gamma(2\pi C_T) x} \right) \quad (2.56)$$

avec $X = x^2 I_2 + I_3$

et la puissance minimale détectable est donnée par :

$$\eta P_m = \frac{4Qhc}{q\lambda} B \pi C_T \sqrt{kT \Gamma \left(\frac{BX}{g_m} + \frac{I_2 x}{\Gamma(2\pi C_T)} \right)} \quad (2.57)$$

avec $Q \approx 6$ pour un taux d'erreur de 10^{-9} .

Nous avons vérifié que cette expression conduit, approximativement, aux mêmes valeurs que celles données par la relation générale (2.45); elle nous permettra soit d'optimiser, soit de définir les conditions optimales de fonctionnement des têtes optiques.

2.1.7. Autres caractéristiques :

Nous avons défini la sensibilité en détection d'un récepteur optique numérique; elle permet de calculer la distance maximale séparant deux récepteurs dans une liaison par fibres optiques. D'autres caractéristiques sont également nécessaires pour définir les possibilités d'utilisation d'un photorécepteur; nous en rappelons ici un certain nombre de façon à introduire la seconde partie de ce chapitre consacrée à la description des bancs de mesure nécessaires pour évaluer les performances du photorécepteur; ces caractéristiques sont notamment :

- la fréquence de coupure à -3dB de la photodiode, $F_{c,ph}$, du TEC, $F_{c,TEC}$, et de la tête optique, $F_{c,TO}$
- le gain en courant dû au TEC, G
- le produit gain-bande passante du TEC, $(G \times B)_{TEC}$ et du TEC associé à la photodiode, $(G \times B)_{TO}$.

Nous les définissons en nous aidant du schéma équivalent simplifié, présenté figure II.15 :

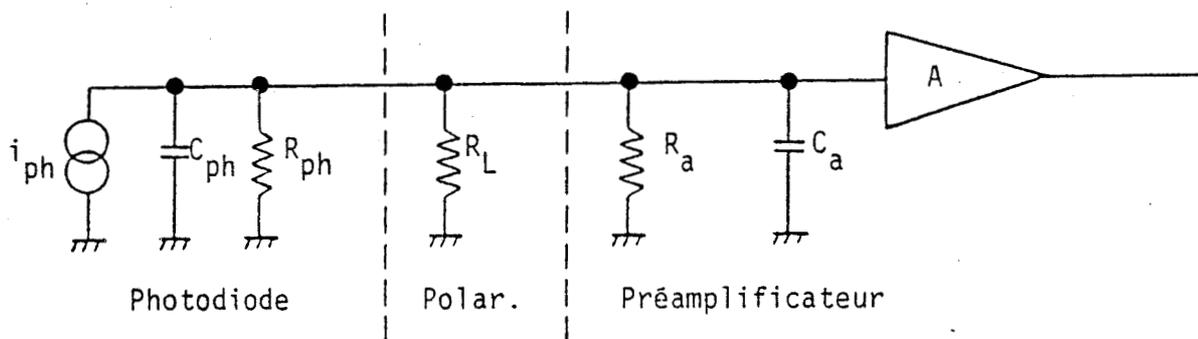


Figure II.15. : Schéma équivalent simplifié du photorécepteur en tête de type haute impédance.

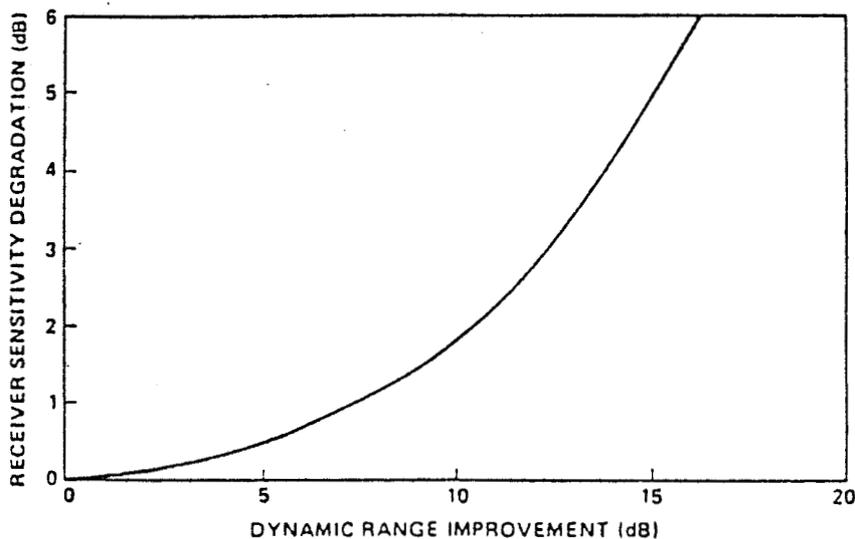


Figure II.16. : Compromis entre sensibilité en détection et dynamique, pour un PIN-FET en montage intégrateur [6].

elles sont données respectivement, dans le cas où $R_L \ll R_a$ et R_{ph} , par :

$$F_{C,ph} = \frac{1}{2\pi R_L C_{ph}} \quad (2.58)$$

$$F_{C,TEC} = \frac{1}{2\pi R_L C_a} \quad (2.59)$$

$$F_{C,TO} = \frac{1}{2\pi R_L (C_{ph} + C_a)} \quad (2.60)$$

$$G = \frac{g_m R_L}{\sqrt{1 + R_L^2 (C_{ph} + C_a)^2 \omega^2}} \quad (2.61)$$

$$(G \times B)_{TEC} = \frac{g_m}{2\pi C_a} \quad (2.62)$$

$$(G \times B)_{TO} = \frac{g_m}{2\pi (C_a + C_{ph})} \quad (2.63)$$

Mais d'autres propriétés peuvent également intervenir pour caractériser les photorécepteurs. C'est le cas de la dynamique qui représente les aptitudes d'un photorécepteur numérique à travailler dans une large gamme de puissances lumineuses; elle est donnée par la différence (en dB) entre le niveau minimum de puissance lumineuse détectable P_m (ou sensibilité en détection) et le niveau maximum de puissance lumineuse permise P_M pour obtenir un taux d'erreur donné (en général inférieur à 10^{-9}). Donnons plus de détails sur cette caractéristique. Tant que la puissance lumineuse reçue augmente au dessus de P_m , le taux d'erreur diminue puisque le rapport signal sur bruit est plus important, ceci jusqu'à saturation du préamplificateur (TEC). Une déformation apparaît alors sur le signal reçu provoquant une augmentation du taux d'erreur par interférence intersymbole. La plage dynamique est directement liée à la valeur de la résistance de polarisation de grille ou résistance de charge R_L ; en effet en régime statique :

$$i_S = g_m R_L i_{ph}, \quad \text{avec } i_{ph} = R P_L$$

Caractéristiques	conséquences	Communications sous-marines	Communications terrestres	Liaisons de données point à point	Réseaux cablés locaux
grande sensibilité en détection	distance maxi entre répéteurs	4	3	2	2
dynamique élevée	configuration du système souple et pratique	2	3	3	4
non dépendance vis à vis du débit	opérations à débits variables	0	0	1	1
non dépendance vis à vis du code de transmission	souplesse d'utilisation	/ / / / /	/ / / / /	1	1
temps d'acquisition de données court	séquence de départ rapide	0	0	3	3

Tableau II.5. : Caractéristiques importantes d'un récepteur et leur relative importance dans différents systèmes typiques de communication par fibre optique [6]
 Le degré d'importance d'une caractéristique augmente de 0 à 4

à courant de sortie i_s donné, une diminution de la valeur de R_L doit s'accompagner d'une augmentation du courant d'entrée i_{ph} donc une augmentation de la puissance lumineuse. Il en résulte que la plage dynamique s'étend; par contre la contribution de R_L au bruit du préamplificateur augmente et entraîne une diminution de la sensibilité du photorécepteur. Un compromis doit donc être trouvé entre dynamique et sensibilité; il est illustré par la courbe présentée figure II.16, pour un PIN FET en montage intégrateur.

Cette courbe présente les variations de la plage dynamique suivant la valeur de la dégradation en sensibilité, elle est indépendante du débit d'informations et du niveau de bruit du photorécepteur. La résistance de charge est choisie de telle manière que sa contribution au bruit entraîne une dégradation en sensibilité du photorécepteur de 0,2dB. Typiquement des plages dynamiques de 15 à 20dB sont obtenus pour des photorécepteurs de type PIN-FET; des valeurs supérieures peuvent être atteintes (environ 40dB) en utilisant une résistance dont la valeur varie avec la différence de potentiel.

On définit aussi la non dépendance du récepteur vis à vis du débit et du code de transmission; ces deux caractéristiques traduisent respectivement l'aptitude du récepteur à travailler dans une large gamme de débits et avec un code de forme quelconque. Enfin le temps d'acquisition de données est le temps qu'il faut au récepteur au repos (pas de puissance lumineuse à l'entrée) pour atteindre son état opérationnel après avoir reçu un train d'impulsions. D'autres exigences existent sur le prix, la taille et la fiabilité du récepteur.

La conception d'un photorécepteur pour une application donnée doit, dans la mesure du possible, tenir compte de ces exigences ou d'un certain nombre d'entre elles en fonction des besoins de l'utilisation, voir tableau II.5.

Après avoir donné les caractéristiques les plus importantes d'un photorécepteur, nous présentons dans la partie qui suit les différentes méthodes de mesure qui permettent d'accéder à un certain nombre d'entre elles.

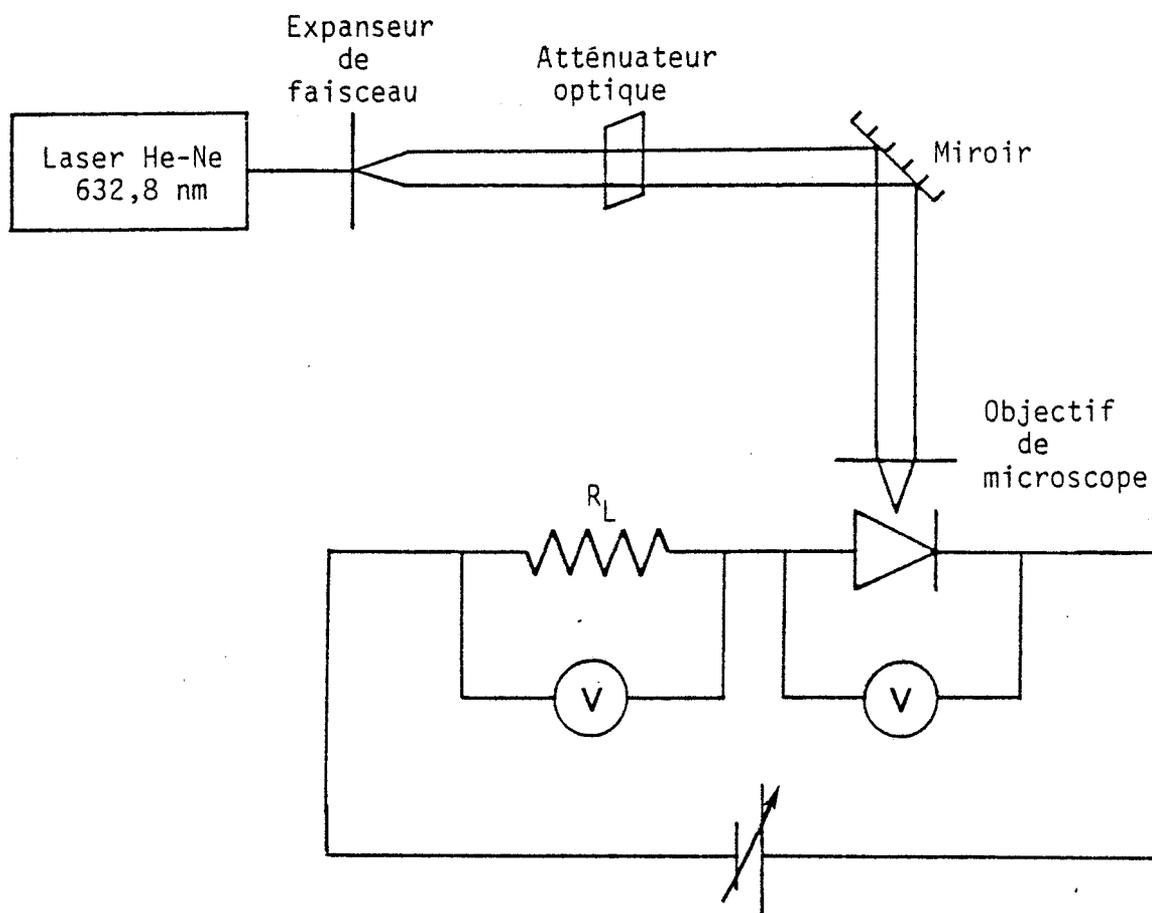


Figure II.17. : Banc de caractérisation en éclairage continu à $0,632\ \mu\text{m}$

2.2. PRESENTATION DES TECHNIQUES DE CARACTERISATION DU COMPOSANT :

2.2.1. Caractérisation en éclairage continu et impulsionnel dans le domaine du visible :

a) Méthode de mesure en éclairage continu.

Le schéma synoptique du banc de mesures est présenté figure II.17. L'échantillon est alimenté par un générateur de tension continue au travers d'une résistance R_S . La source lumineuse est un laser He-Ne à $\lambda = 632\text{nm}$, d'une puissance de 10 mW en continu; l'éclairage de l'échantillon peut être soit uniforme, soit focalisé par un objectif de microscope. Un dispositif de déplacement micrométrique de l'échantillon permet le positionnement de celui-ci. La puissance lumineuse du faisceau est donnée par un mesureur de puissance photodyne 88XLA dont la tête optique en silicium, d'une sensibilité de 1nW, est calibrée pour des longueurs d'onde comprises entre 400nm et 1150nm. On mesure le courant traversant l'échantillon en deux temps, tout d'abord en obscurité puis en éclairage; la différence des deux nous donne le photocourant I_{ph} .

Cette manipulation est effectuée pour différentes tensions appliquées à l'échantillon et à différentes puissances lumineuses grâce aux atténuateurs placés sur le trajet du faisceau. Le jeu de densités optiques permet de balayer la gamme de puissances lumineuses comprises entre le picowatt et la centaine de microwatts.

b) Méthode de mesure en éclairage impulsionnel

Ce banc a été mis au point au laboratoire de Spectroscopie Infra-Rouge et Raman de l'Université de Lille I et est constitué :

- d'un laser argon ionisé à modes bloqués fournissant des impulsions lumineuses de longueur d'onde 514,5nm de durée comprise entre 150 et 200ps à une fréquence de répétition de 80MHz.

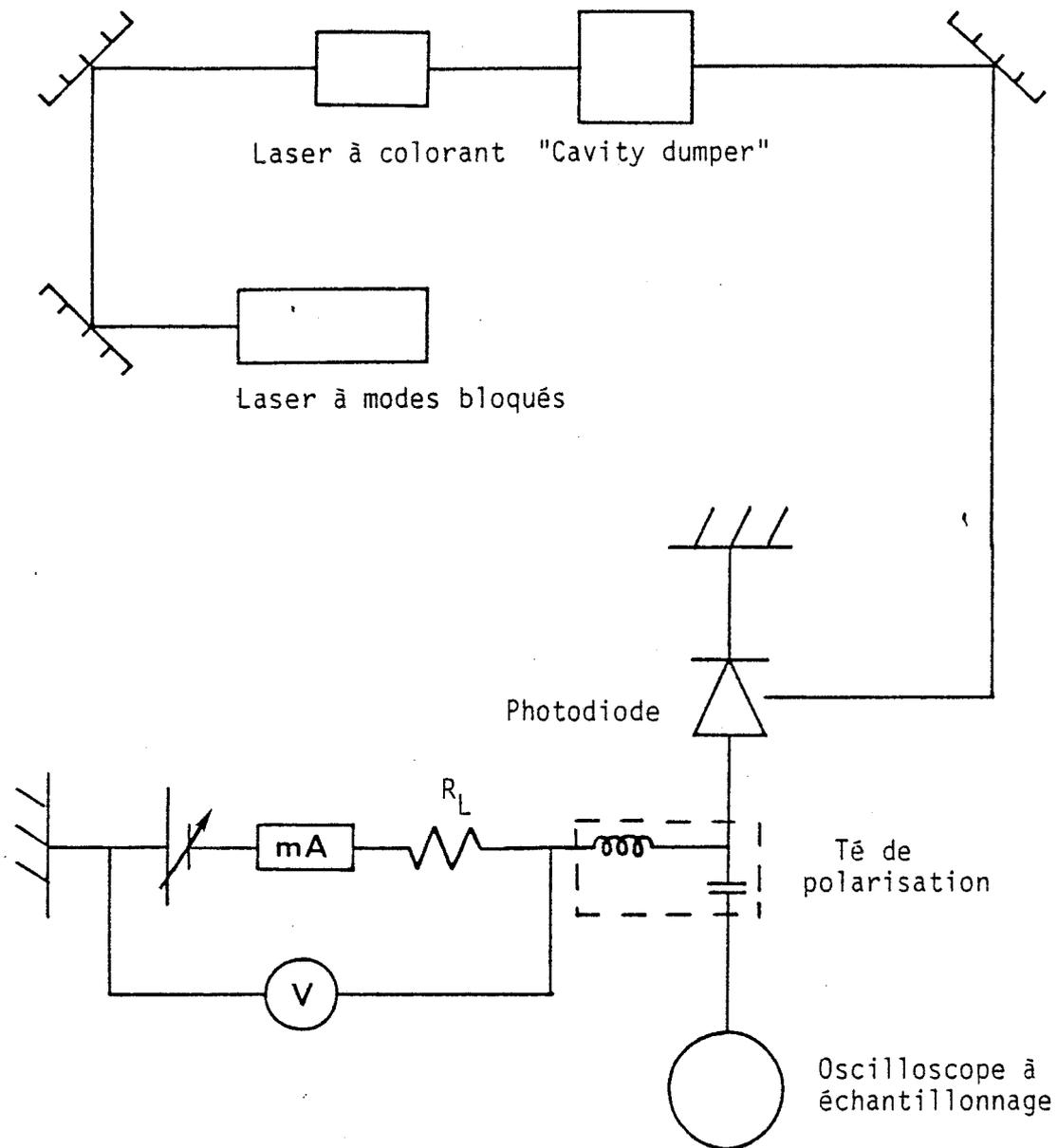


Figure II.18. : Banc de caractérisation en éclairage impulsionnel à $0,58\mu\text{m}$; Schéma de polarisation de la photodiode.

- d'un laser à colorant pompé en synchronisme avec le laser précédent permettant d'obtenir des impulsions de longueur d'onde comprise entre 550nm et 650nm; la durée de ces impulsions est comprise entre 1 et 5ps avec une fréquence de répétition de 80MHz.

- d'un 'cavity dumper' permettant une fréquence de répétition variable entre le coup par coup et 4MHz. La durée des impulsions est alors comprise entre 10 et 20ps.

La figure II.18 donne le schéma d'ensemble de l'installation.

La puissance moyenne des impulsions obtenues est de l'ordre de 50mW, celle ci variant en d'assez grandes proportions suivant le type d'impulsions. L'éclairement peut être soit uniforme, soit ponctuel, la focalisation se faisant, ici aussi, à l'aide d'un objectif de microscope. Un positionnement aisé de l'échantillon est possible à l'aide d'un système de déplacements micrométriques. La réponse impulsionnelle est visualisée sur un oscilloscope à échantillonnage dont la résolution est meilleure que 50ps et le temps de réponse est 25ps.

2.2.2. Caractérisation en éclairement continu, modulé et impulsionnel en Infra-Rouge proche :

a) Méthode de mesure en éclairement continu

Le schéma synoptique de l'installation est identique à celui donné dans le domaine du visible (figure II.17). Le laser utilisé est un laser semi-conducteur à double hétérostructure GaAlAs/GaAs émettant à la longueur d'onde $\lambda = 0,82\mu\text{m}$; il nous a été fourni par Thomson LCR, ses caractéristiques sont présentées en Annexe 3. La valeur du courant de polarisation est comprise entre 40 et 60mA.

Le système optique utilisé est, ici, constitué de deux objectifs de microscope :

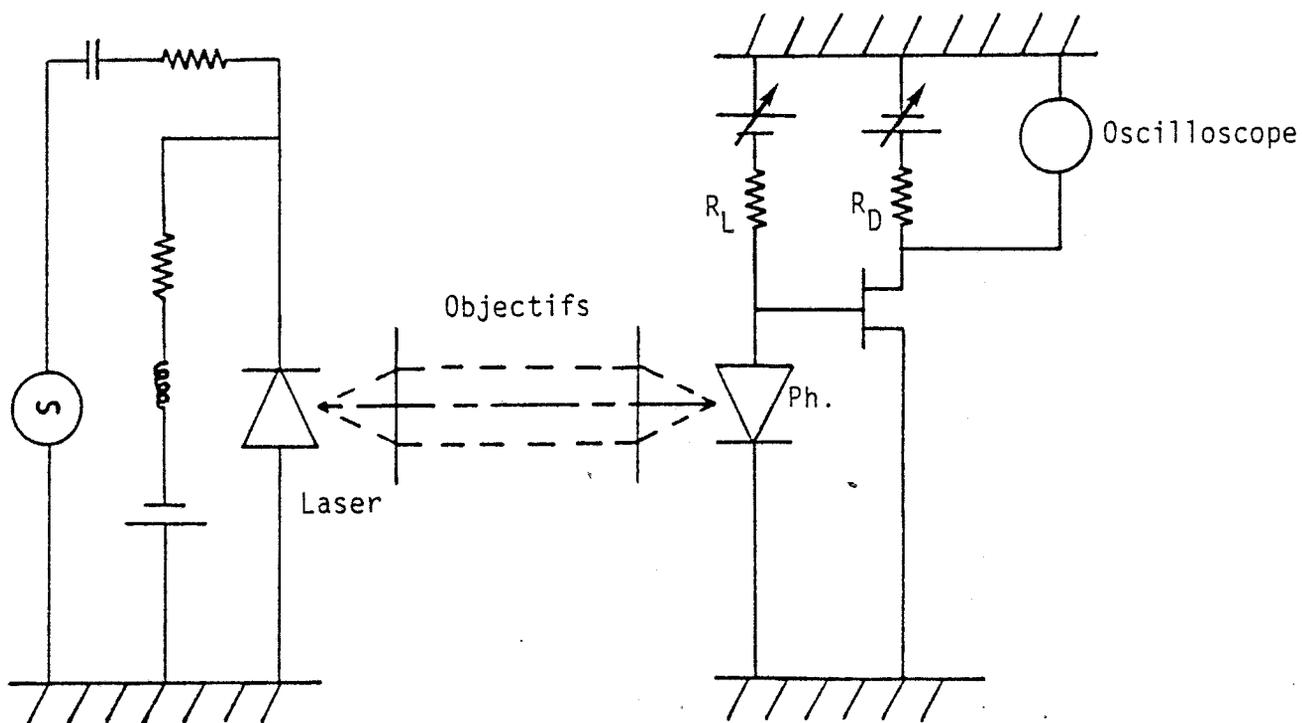


Figure II.19. : Banc de caractérisation en éclairage modulé à $0,82\mu\text{m}$;
Schéma de polarisation de la tête optique..

- le premier objectif rend le faisceau lumineux parallèle
- le second, à grande distance frontale pour ne pas détériorer l'échantillon par d'éventuels contacts mécaniques, focalise le faisceau.

Une autre façon de procéder consiste à injecter la lumière laser dans une fibre optique multimode dont le coeur a un diamètre de 50 μ m.

Les mesures de puissance lumineuse sont effectuées par l'intermédiaire d'une photodiode silicium de type PIN, de diamètre 200 μ m, dont la sensibilité vaut 0,5A/W.

b) Méthode de mesure en éclairage modulé

Un générateur de fréquences variables, HP 33114 pour les basses fréquences et TEKTRONIX type 191 dans la gamme 50kHz - 100MHz, permet de moduler la puissance de la diode laser selon la loi de variation classique :

$$P = P_0 (1 + m \exp(i\omega t))$$

où P_0 est la puissance moyenne

m le taux de modulation

et $\omega = 2\pi f$ la pulsation.

le principe de la modulation sinusoidale d'une diode laser est présenté en Annexe 4.

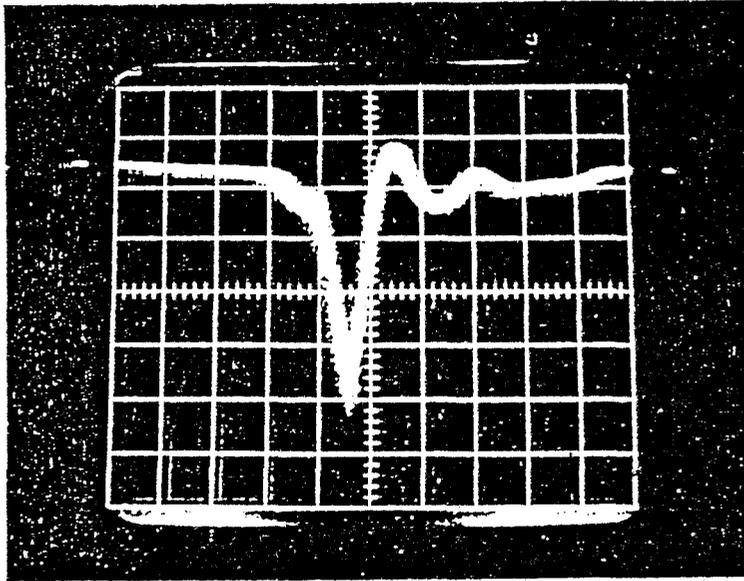
Le circuit de modulation du laser est constitué d'une résistance 50 Ω et d'un condensateur de découplage de valeur dépendant de la gamme de fréquences. Le laser est polarisé en continu au delà de son courant de seuil grâce à une résistance 50 Ω en série avec une self de choc.

La diode laser est montée à l'extrémité d'une ligne 50 Ω . L'ensemble est fixé sur un radiateur. La réponse du photodétecteur peut être lue sur un oscilloscope où à l'aide d'un voltmètre efficace (RACAL DANA 9303).

Le schéma synoptique de l'installation est donné figure II.19.

c) Méthode de mesure en éclairage impulsionnel

La diode laser à $0,82\mu\text{m}$ est associée à un générateur d'impulsions électriques de très courte durée. Le matériel utilisé est un générateur AVTECH de type AVH-S-1-N dont l'impulsion négative a une amplitude maximale de 10 volts et une largeur à mi-hauteur inférieure à 150ps comme le montre la photographie de la figure II.20. La fréquence de répétition est comprise entre 0 et 1 MHz.



Oscilloscope à détection synchrone

2 volts / div. vert.

200 ps / div. hor.

Figure II.20. : Impulsion obtenue à l'aide du générateur AVTECH.



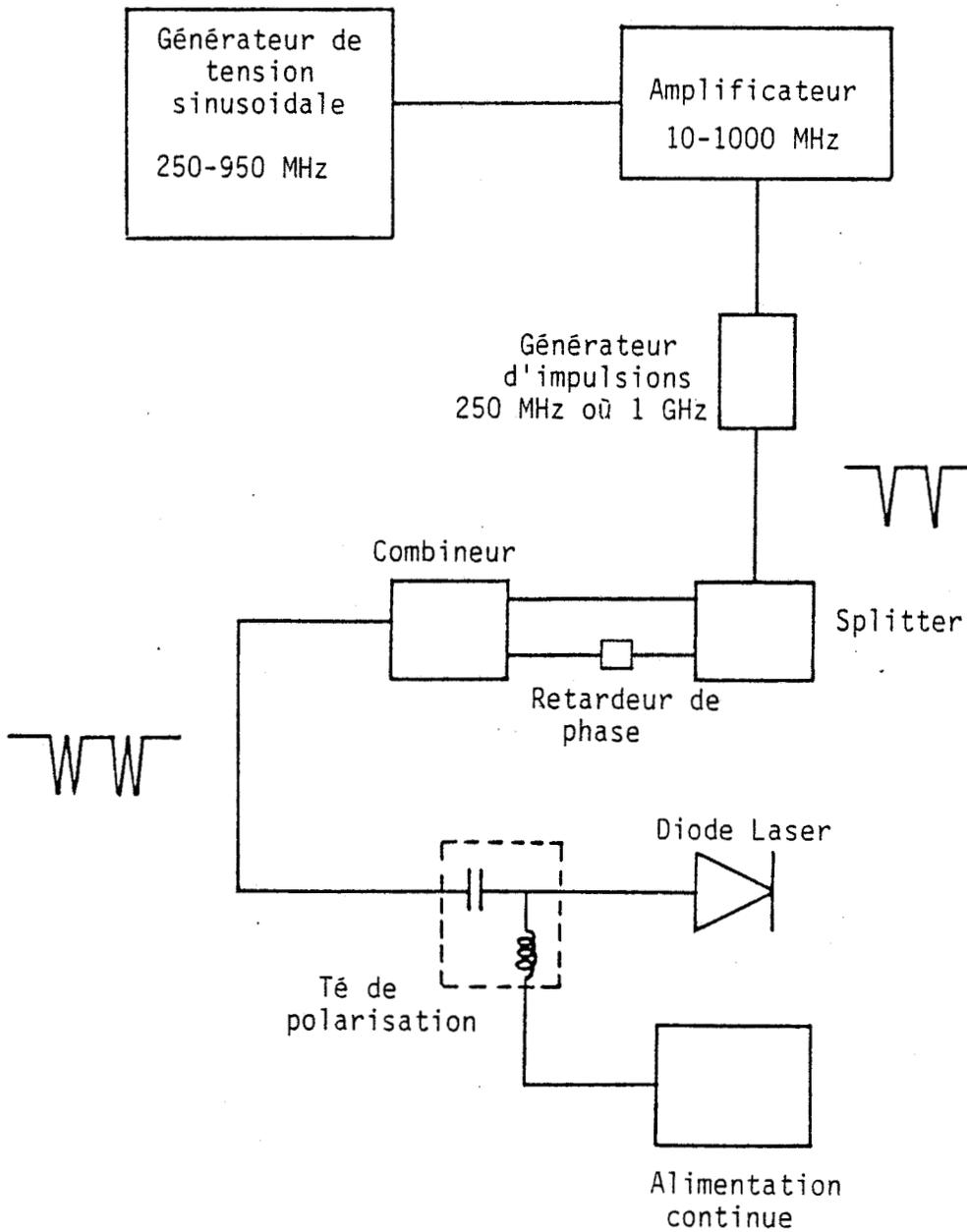


Figure II.21. : Circuit de modulation numérique de la diode laser [9] .

Il est également possible d'effectuer ces caractérisations avec une fréquence de répétition de 250 MHz et 1 GHz, à l'aide du générateur AVTECH. Le schéma synoptique de l'installation est présenté figure II.21. Cette installation devrait conduire à l'étude du 'bit rate error' des photorécepteurs. En effet, elle correspond à l'émission de mots sous forme de successions d'impulsions qui peuvent être interprétées en logique comme un 0 ou un 1 à une fréquence de répétition (ou débit) déterminée. La deuxième étape consistera à déterminer si ces mots sont transmis correctement en sortie du photorécepteur. Une troisième étape consistera à générer ces mots de manière aléatoire.

2.2.3. Mesures de bruit :

Ces mesures sont fondamentales pour évaluer les performances d'un dispositif électronique. Elles ont été effectuées à la centrale de caractérisation du CHS, grâce au mesureur HP 8970A, dans la bande 10 MHz-1,5 GHz. La figure II.22 représente le schéma synoptique du banc de caractérisation. Il comprend entre autres :

- des filtres dont le rôle est de réduire le bruit des appareils d'alimentation
- un té de polarisation qui permet d'alimenter le composant tout en prélevant le bruit
- un atténuateur 3dB pour améliorer le taux d'ondes stationnaires (T.O.S).

On mesure le niveau de bruit du composant en obscurité puis en éclaircissement, ceci pour différentes tensions de polarisation et différentes puissances lumineuses en insérant des atténuateurs sur le trajet du rayon lumineux.

Les résultats de bruit sont fournis en dB. Le niveau 0dB correspond à la puissance de bruit d'une résistance de 50 ohms à la température $T_0 = 293$ K dans une bande de 4 MHz.

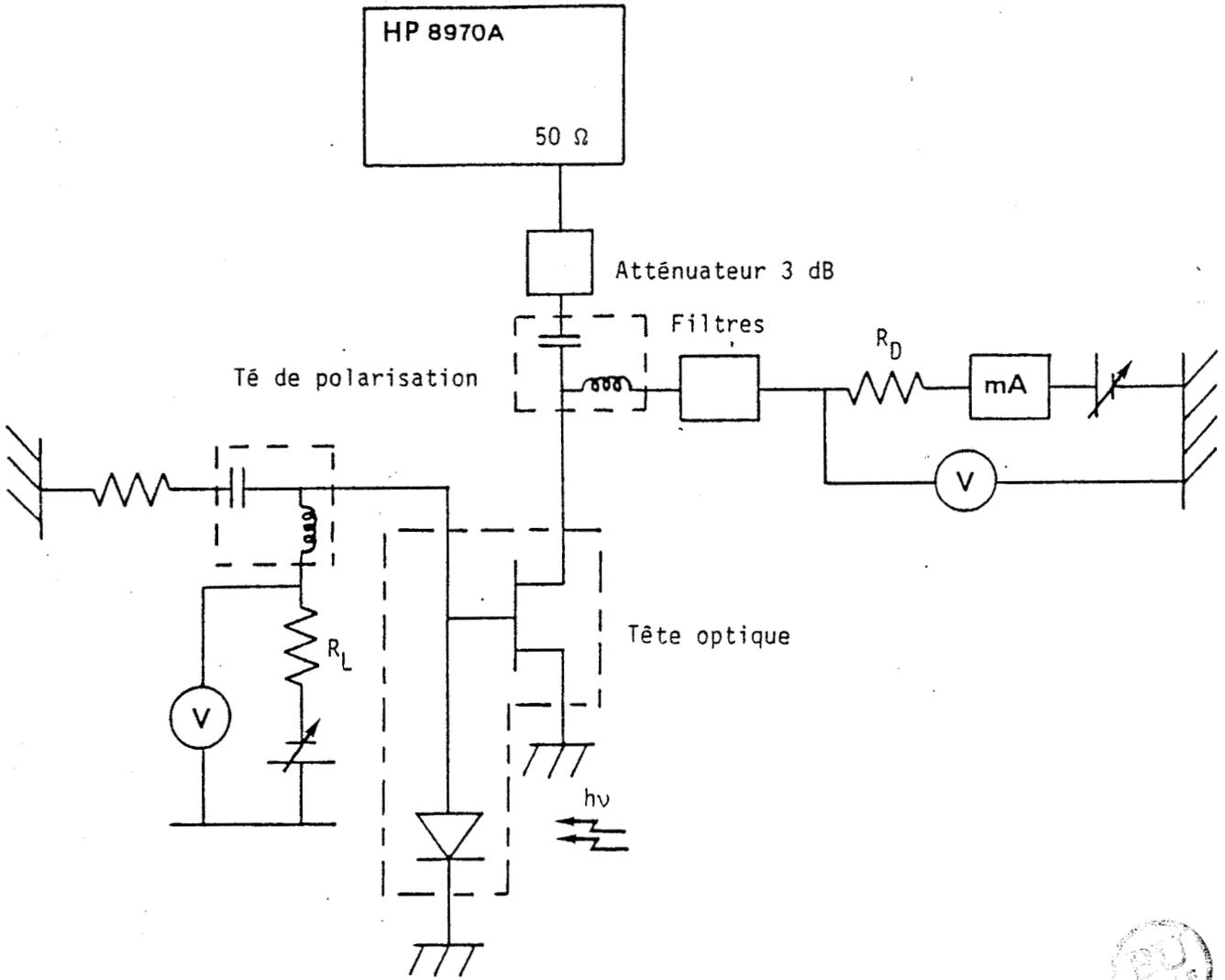


Figure II.22. : Mesures de bruit. Banc de caractérisation de la tête optique.



2.2.4. Caractérisation des TEC :

La caractérisation est effectuée en centrale de caractérisation du CHS, elle consiste à soumettre les transistors à une série de mesures dans un ordre tel que l'on puisse tirer d'une mesure donnée le maximum d'informations. Toutes ces mesures sont automatiques puisque pilotées par des calculateurs de table Hewlett Packard. Cette caractérisation permet de déterminer les éléments du schéma équivalent du transistor, figure II.23. Nous donnons plus de détails sur ces caractérisations lors de la présentation des résultats obtenus avec les dispositifs réalisés.

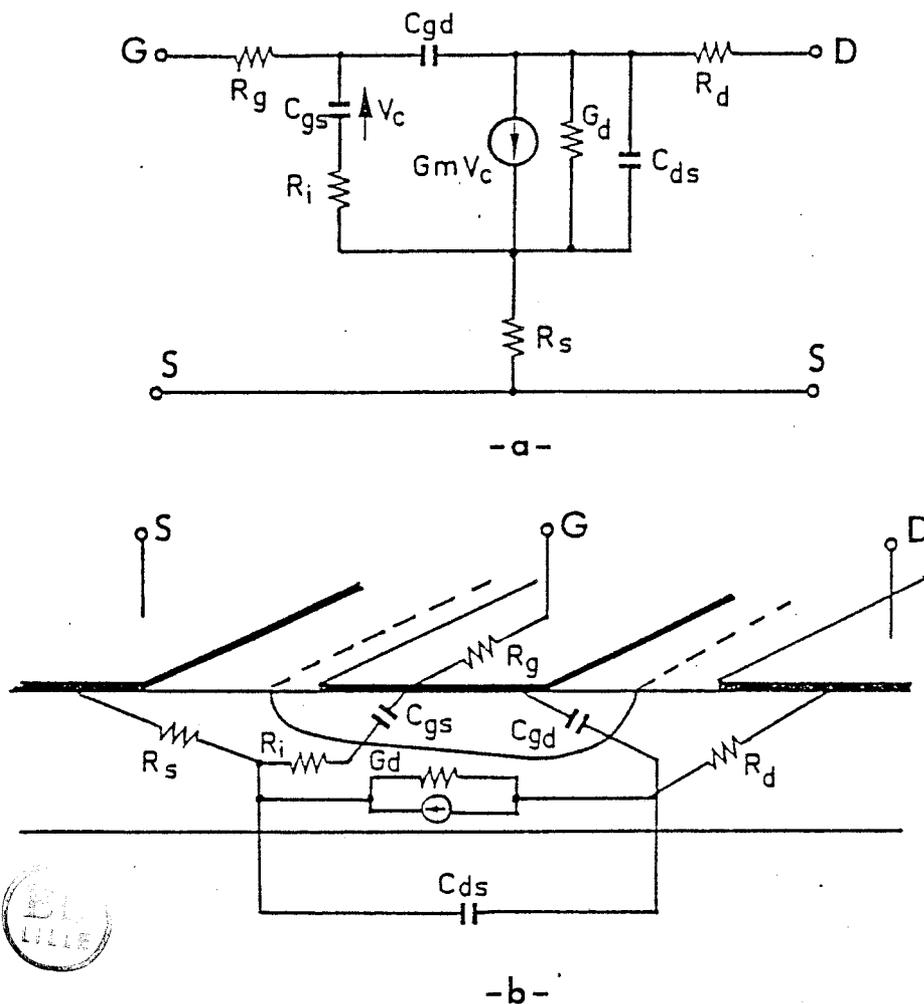


Figure II.23.a. :Schéma équivalent d'un TEC,utilisé en caractérisation.
b. :Localisation des divers éléments dans la structure.

CONCLUSION

Dans la perspective de l'optimisation d'une tête optique de réception associant une photodiode Schottky et un TEC, nous avons analysé les niveaux des différentes sources de bruit de ce dispositif afin d'en déterminer les puissances minimales détectables.

Il apparaît à l'issue de nos différentes simulations que la contribution essentielle du bruit du photorécepteur provient, pour les plus faibles débits d'information, du bruit thermique associé à la résistance de polarisation de grille et aux débits plus élevés supérieurs au gigabit par seconde, du bruit de canal du TEC. Ces différents résultats montrent l'importance que l'on doit accorder à la valeur de la capacité de la photodiode associée à la grille du transistor, quel que soit le débit d'informations envisagé. Les meilleures sensibilités seront obtenues pour des capacités, photodiode - TEC, les plus faibles possibles et des transconductances les plus élevées conformément à l'expression du facteur de mérite du photorécepteur, défini par le rapport : g_m/C_T^2 . Nous avons également présenté les différentes techniques de caractérisation des photorécepteurs que nous avons étudiés.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II

- [1] "Télécommunications optiques fibres multimodes composants actifs systèmes" THOMSON CSF, Masson, 1982.

- [2] "Receiver design for optical fiber communication systems"
R.G.SMITH et S.D.PERSONICK, Semiconductor devices for optical communication in Topics in Applied Physics, Springer Verlag, 1982.

- [3] "Receiver design for digital fiber optic communications systems, I and II"
S.D.PERSONICK, The Bell System Technical Journal, vol.52,n°6, 1973.

- [4] "Noise caused by GaAs MESFETs in optical receivers"
K.OGAWA, The Bell System Technical Journal, vol.60, n°6, Part 1
Juillet-Aout 1981.

- [5] "The sensitivity of photoconductor receivers for long-wavelength optical communications"
Stephen R.FORREST, Journal of Lightwave Technology, vol.LT-3,
n°2 (1985)

- [6] "Receiver design for high speed optical-fiber system"
TRAN VAN MUOI, Journal of Lightwave Technology, vol.LT-2,
n°3 (1984)

- [7] "Etude et réalisation de JFET GaInAs/InP pour applications microoptoélectroniques"
NGUYEN NGOC LIEN, Thèse de Docteur Ingénieur, Université de Paris Sud, Centre d'Orsay, 1986.

- [8] "Caractérisation des têtes optiques de réception"
M.POULAIN, rapport de stage ingénieur EUDIL ISM, RTC Compelec Caen, Décembre 1986.

- [9] "Etude d'une tête optique en Arséniure de Gallium. Caractérisation et mise au point de bancs de mesure"
J.P.GOUY, D.E.A., 1986.

Chapitre III

PREMIERE REALISATION D'UNE TETE OPTIQUE INTEGREE ASSOCIANT EN
INTEGRATION MONOLITHIQUE SUR ARSENIURE DE GALLIUM, UNE PHOTODIODE
SCHOTTKY 'PLANAR' ET UN TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP

L'objet du chapitre précédent a été de définir les conditions d'optimisation d'une tête de réception constituée d'une photodiode et d'un transistor à effet de champ. Avant de procéder à la réalisation d'un tel photorécepteur, il nous a paru utile, dans un premier temps, d'étudier la faisabilité d'un circuit intégré relativement plus simple d'un point de vue technologique et de vérifier la qualité de ses performances dans les limites données par la structure de ce dispositif. Celui-ci est constitué d'une photodiode Schottky en structure 'planar' associée en intégration monolithique, sur Arséniure de Gallium, à un transistor à effet de champ.

L'aspect simplifié de ce circuit intégré consiste à utiliser une épitaxie AsGa classique pour transistors à effet de champ à la fois pour la réalisation du transistor et du photodétecteur.

3.1. REALISATION DE LA TETE OPTIQUE INTEGREE :

3.1.1. Schéma de Base :

Le montage utilisé est du type source commune, figure III.1; il associe en intégration monolithique une photodiode Schottky à un TEC.

L'amplification apportée par le TEC est donnée par l'expression (2.61) :

$$G = \frac{g_m R_L}{\sqrt{1 + R_L^2 (C_{ph} + C_a)^2 \omega^2}}$$

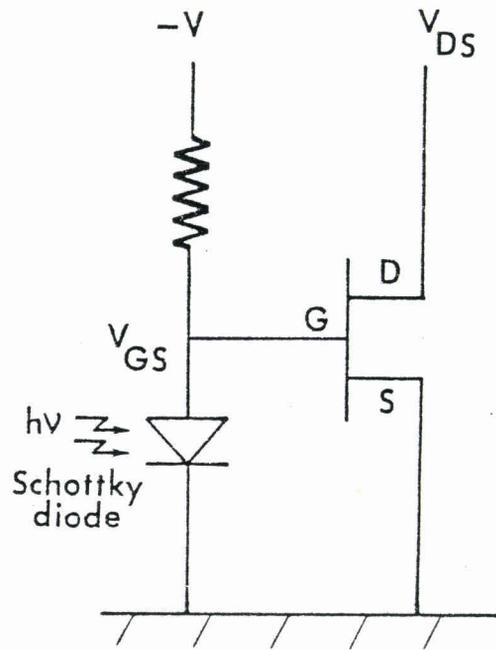
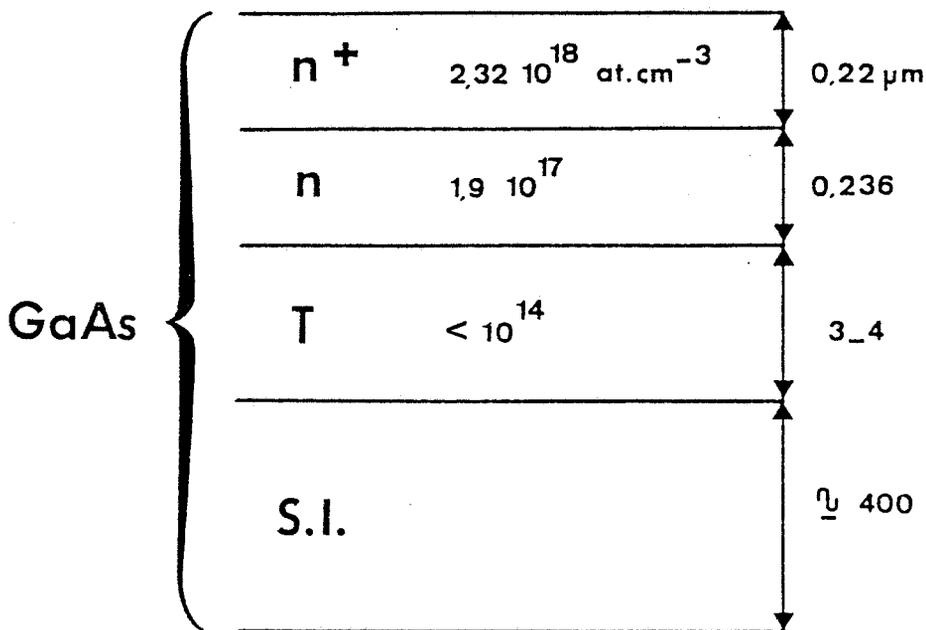


Figure III.1. : Schéma électronique de la tête optique intégrée.





- a -

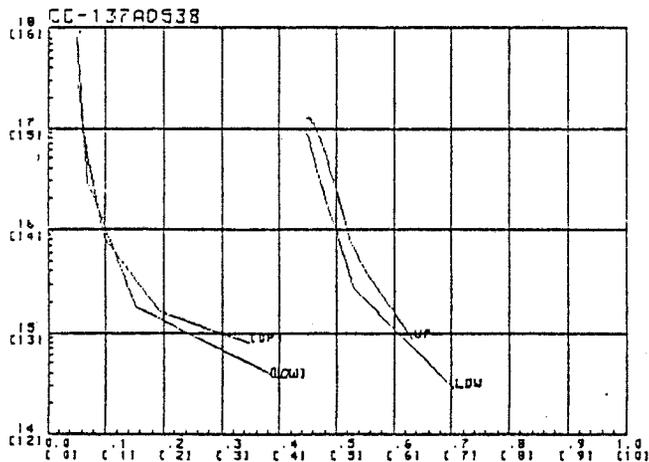
SUMITOMO ELECTRIC INDUSTRY, LTD.
CERTIFICATE

SHIP NO. CC-137A0538
ORDER NO. EY401708-2
USER UNIV. DE LILLE

DATE 84/01/10

	n3	n2	n1	SUB
DOPANT	SI	S	NOH	CrO
CARRIER (cm ⁻³)	.232E+18	.192E+18	<1e14	>1e70nm.cm
THICKNESS	0.2205	0.2360	3.0-4.0	399
MOBILITY				
WAFER NO.				
AREA	12.56 (cm ²)		1.94 (inch ²)	
WEIGHT	2.68 (g)			
SURFACE	GOOD			

(SIGN) *[Signature]*



- b -

Figure III.2. a- Couche épitaxiée utilisée
b- Caractéristiques de la couche

3.1.2. Epitaxie utilisée :

La tête optique a été réalisée en Centrale de Technologie du CHS à partir d'épitaxies classiques pour TEC ; la structure de la plaquette ainsi que ses caractéristiques sont données figure III.2.

3.1.3. L'échantillon réalisé :

Il comporte :

- la tête optique intégrée (association d'une photodiode Schottky et d'un TEC).
- des motifs de test permettant, en particulier, de suivre le processus technologique dans chacune de ses étapes (2 échelles de résistances, 1 TEC 100 μ m, 1 TEC 150 μ m et 1 photodiode test).
- des motifs d'alignement facilitant la superposition des différents masques de réalisation.

Dans ce paragraphe, nous présentons successivement, la tête optique intégrée, la réalisation technologique de l'échantillon (tête optique et motifs de test) et enfin les motifs de test qui permettent de contrôler les différentes étapes de réalisation du circuit intégré.

a) La tête optique intégrée :

Une vue d'ensemble et une coupe transversale du photorécepteur sont données respectivement figures III.3 et III.4.

Le photodétecteur est obtenu par dépôt d'un contact Schottky semi-transparent sur la couche AsGa dopée n; sa surface photosensible est de 80 μ m par 80 μ m pour l'adapter aux dimensions d'une fibre multimode. Ainsi que nous l'avons déjà dit au chapitre II, le TEC joue le rôle de pré-amplificateur. Des simulations effectuées au laboratoire [9] ont montrés que pour des fréquences voisines du GHz, le facteur de bruit est minimal pour des

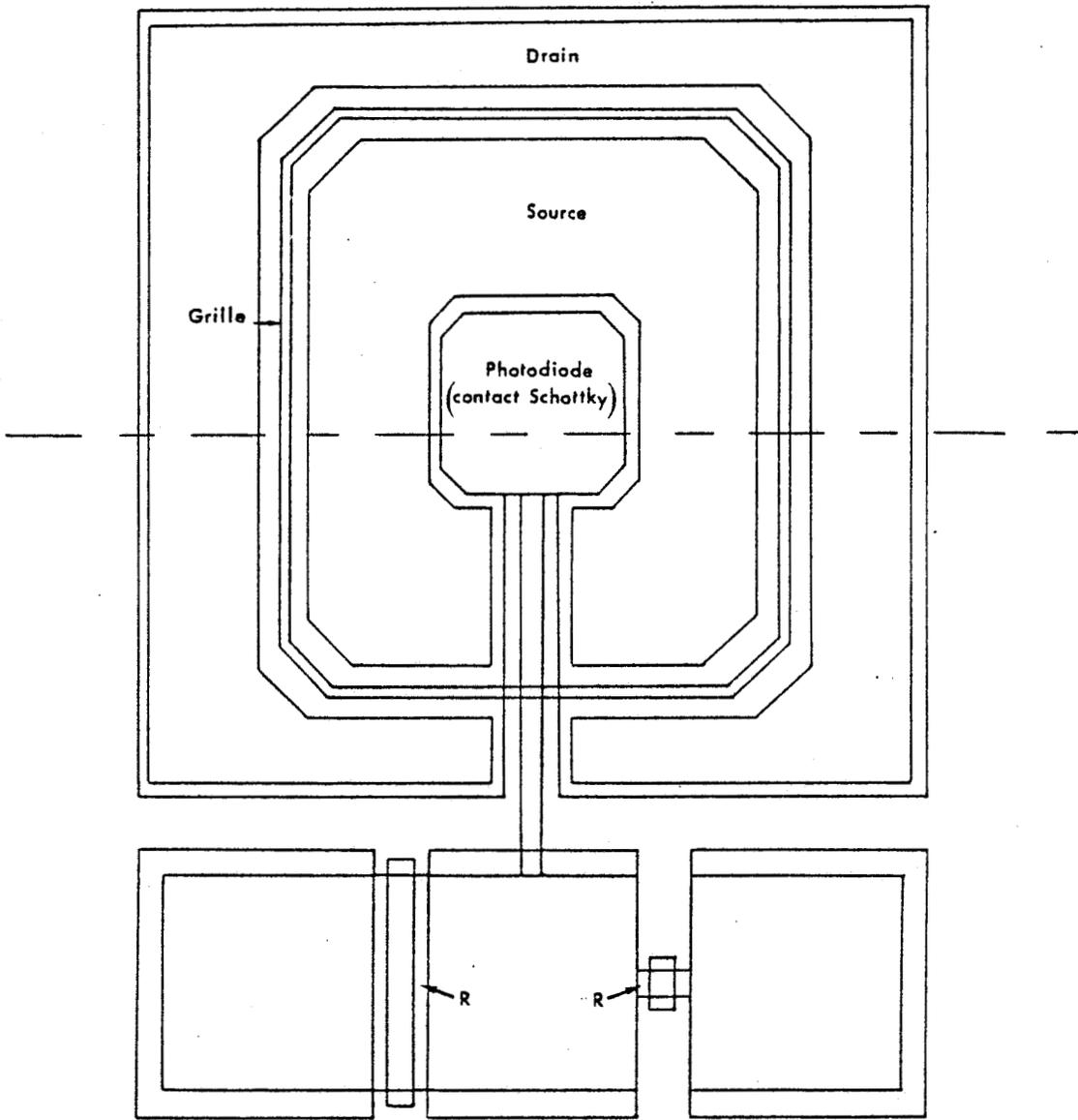


Figure III.3. : Vue d'ensemble de la tête optique

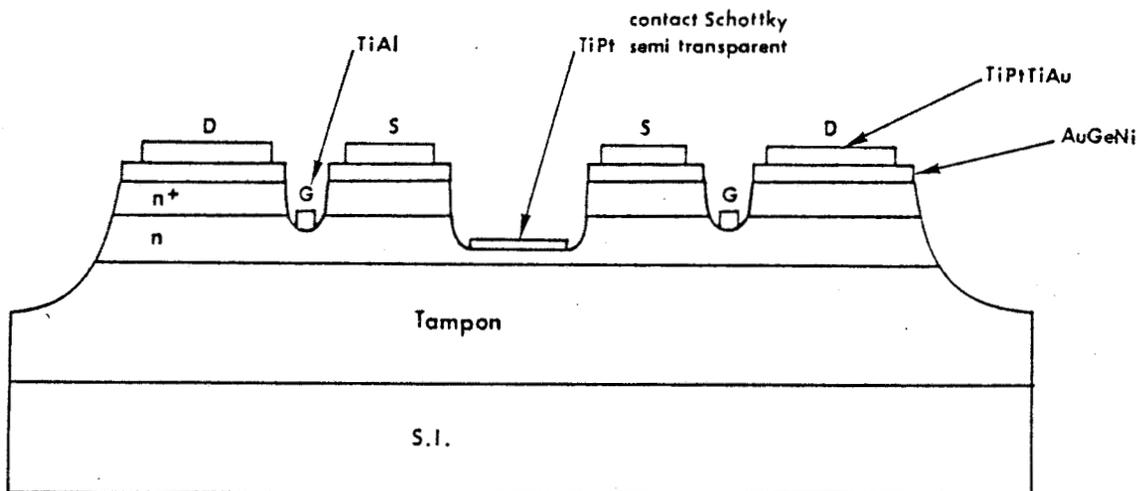


Figure III.4. : Coupe transversale de la tête optique

transistors à grilles larges, environ 1 mm. Dans une utilisation en préamplification cette caractéristique est très importante. Par conséquent, afin d'avoir un bon comportement en amplification à des fréquences voisines du gigahertz, les dimensions de la grille du TEC sont de $1 \mu\text{m}$ par $1100 \mu\text{m}$. Pour obtenir un circuit intégré compact, le TEC entoure la diode Schottky, la source étant le contact ohmique de la photodiode. La réalisation technologique de ce composant est présentée dans le paragraphe qui suit.

b) La réalisation technologique :

L'échantillon précédemment décrit nécessite, lors de sa fabrication, six niveaux de masquage, qui correspondent dans l'ordre :

- à l'attaque de type 'méso' de dégagement.
- au dépôt des contacts ohmiques.
- à une attaque de la couche n^+ .
- au dépôt du contact Schottky de la photodiode.
- au dépôt de la grille des TEC .
- au dépôt des plots d'épaississement.

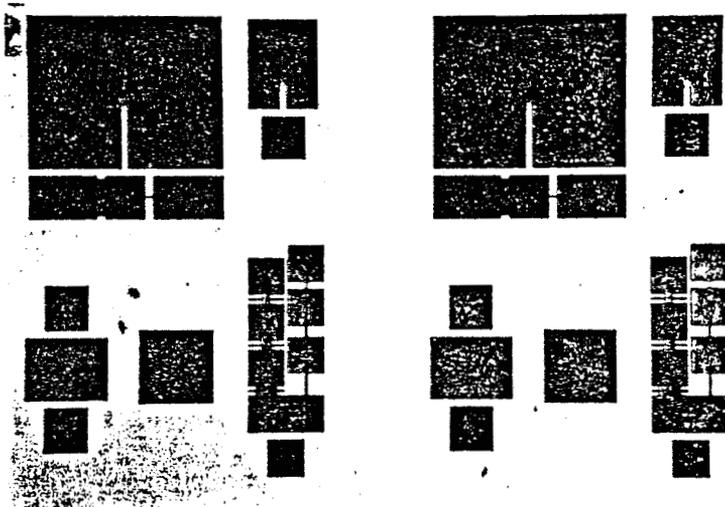
Nous allons maintenant décrire plus en détails chacune de ces opérations :

Tout d'abord les bords de la plaquette sont attaqués avec une solution à base d'acide sulfurique pour permettre un bon contact plan du masque sur la plaquette au moment de l'insolation.

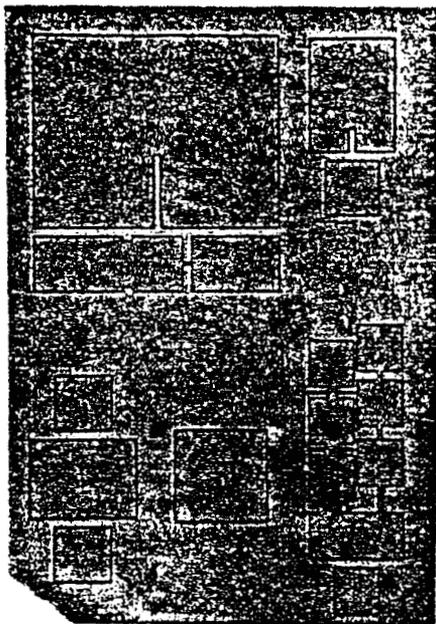
Etape I : Réalisation du 'mésa' de dégagement.

- Photomasquage (résine 1350H)
- Attaque ionique sur une profondeur de $0,9\mu\text{m}$
- Délaquage (acétone et ultra sons).

Cette étape a pour but d'isoler électriquement les différents dispositifs .



Masque n°1

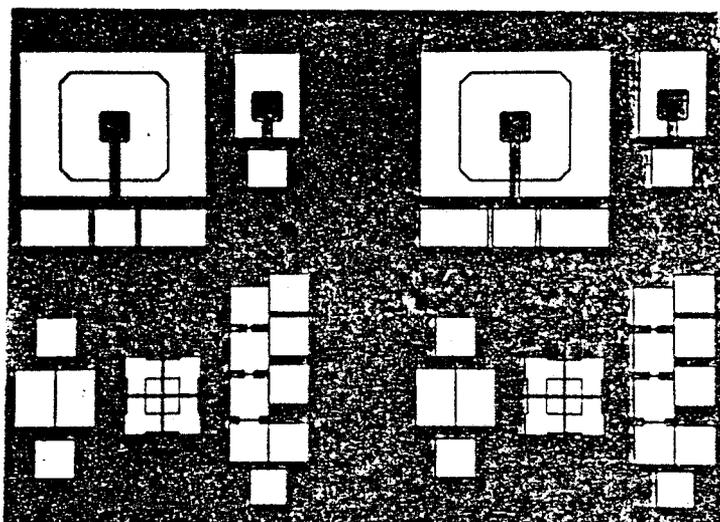


Aspect du composant après
la réalisation du 'mésa'
(microscope optique)

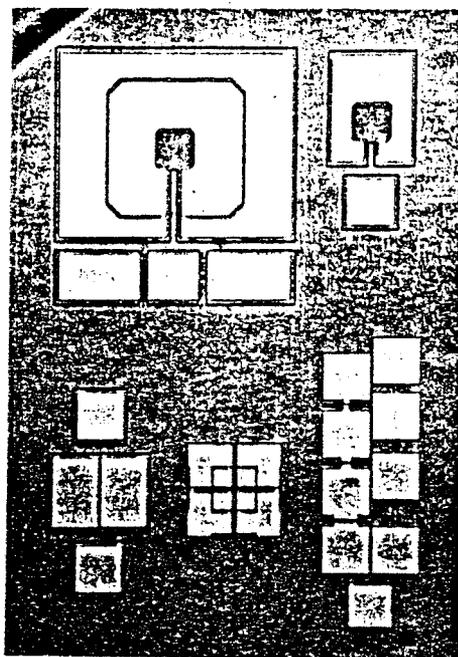


Etape II : Réalisation des contacts ohmiques.

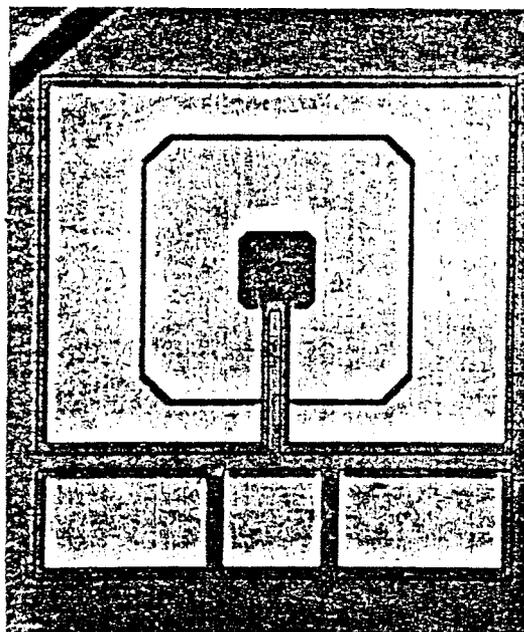
- Photomasquage (résine 1470).
- Désoxydation (HCl - eau D.I. 50%-50%)
- Métallisation des plots de contacts ohmiques
évaporation de 2000 Å d' AuGeNi
pulvérisation de 300 Å de Ni.
- Lift-off (acétone et ultra sons).
- Recuit à 470°C pendant 90s.



Masque n°2



- a -

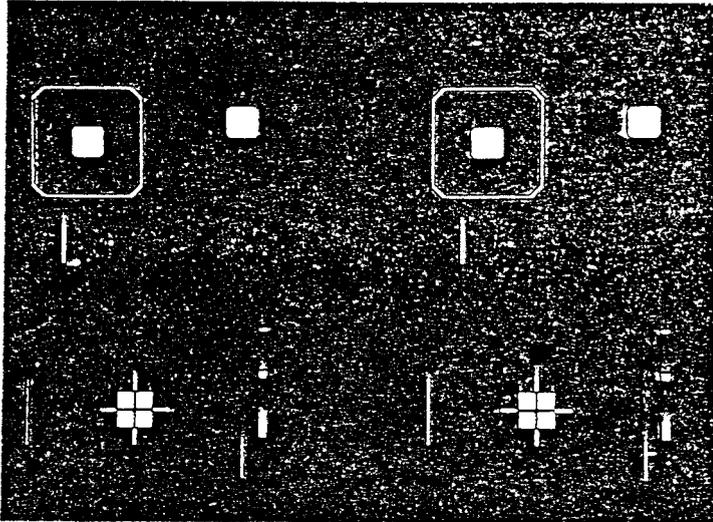


- b -

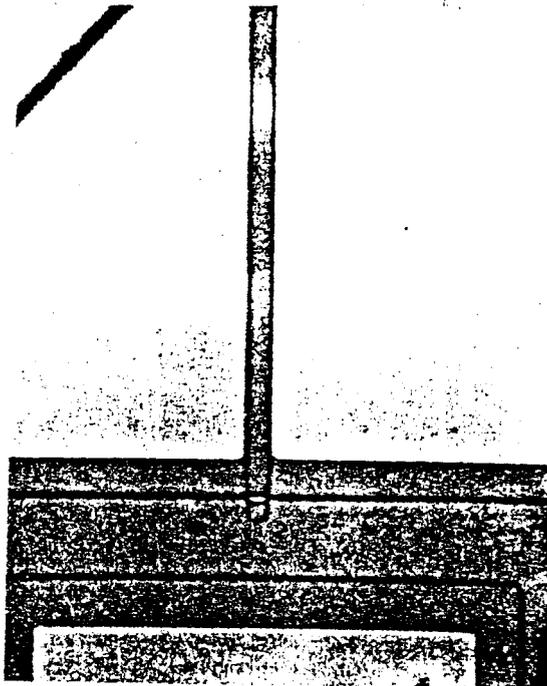
Aspect du composant(a) et de la tête optique intégrée seule(b)
après le dépôt des contacts ohmiques

Etape III : Attaque de la couche n^+

- Photomasquage (résine 1470).
- Usinage ionique (3/4 de la couche).
- Attaque chimique ($\text{NH}_4\text{OH} : \text{H}_2\text{O} : \text{H}_2\text{O}_2$).
- Délaquage 1 100 1



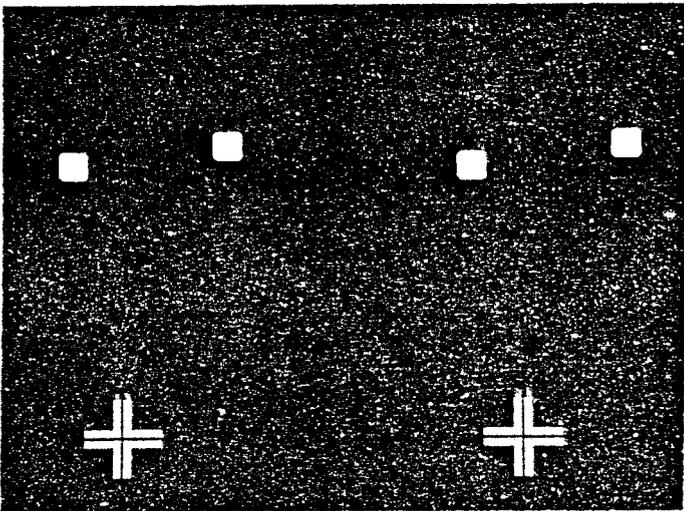
Masque n°3



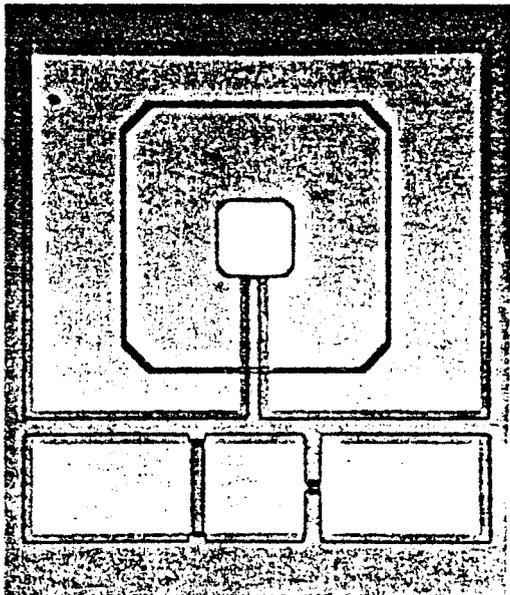
Canal du TEC 150µm

Etape IV : Réalisation du contact de la photodiode

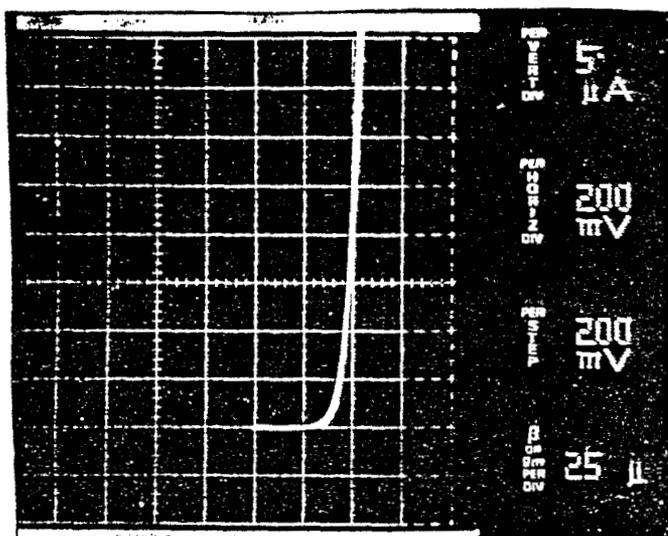
- Photomasquage (résine 1470).
- Métallisation des contacts.
 - Evaporation de 100 \AA de Titane.
 - Evaporation de 150 \AA de Platine.
- Lift-off.
- Recuit à 220°C pendant 10mn.



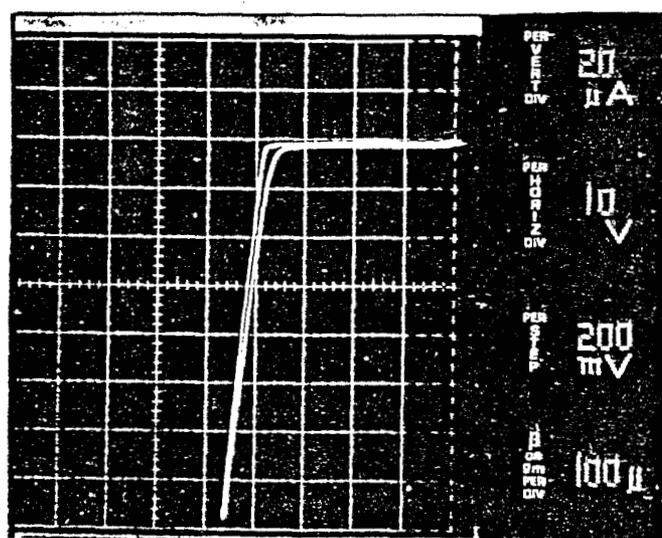
Masque n°4



Aspect de la tête optique (TO) après le dépôt du contact Schottky de la photodiode



- direct -

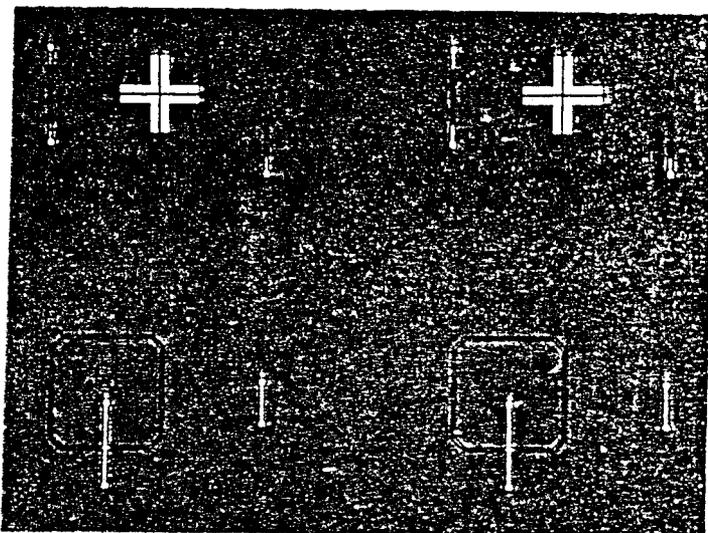


- inverse -

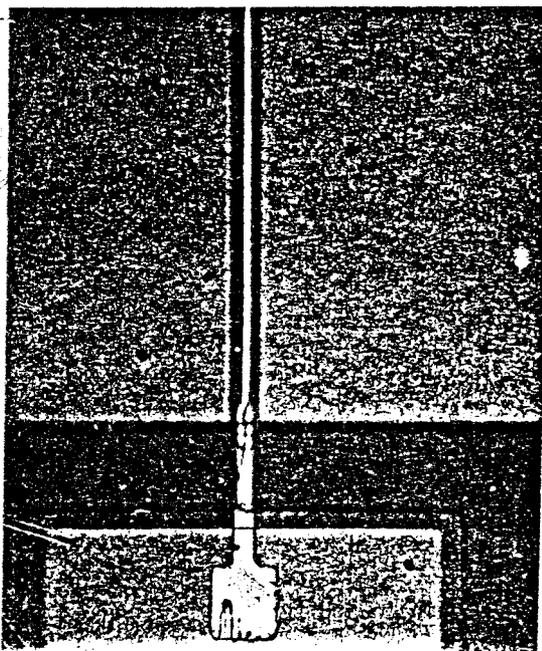
Caractéristiques I(V) de la diode Schottky, relevées au traceur de courbes.

Etape V : Réalisation de la grille des TEC

- Photomasquage (résine 1470).
- Métallisation des grilles.
 - Evaporation de 500Å de Titane.
 - Evaporation de 1500Å d'Aluminium.
- Lift-off.
- Recuit à 220°C pendant 30mn.



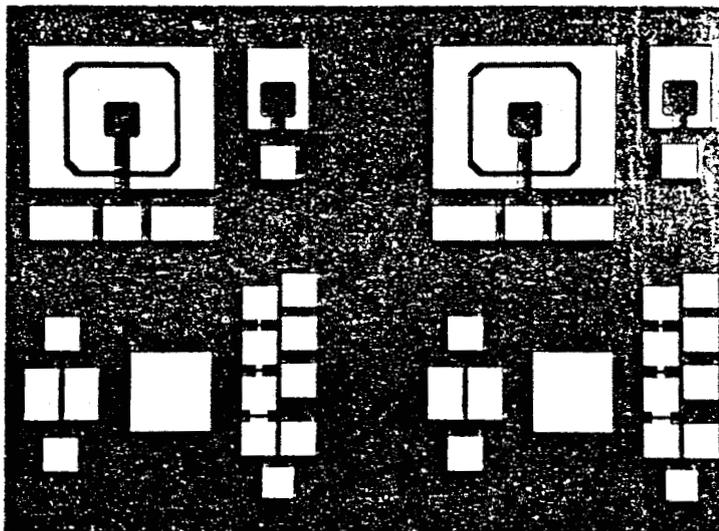
Masque n°5



Grille du TEC 100µm

Etape VI : Réalisation des plots d'épaissement

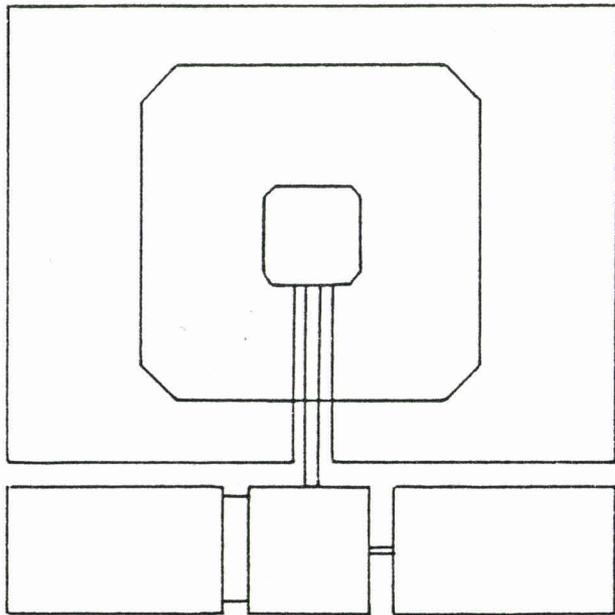
- Photomasquage (résine 1470).
- Métallisation des plots.
 - Evaporation de 500\AA de Titane.
 - Pulvérisation de 500\AA de Platine.
 - Evaporation de 500\AA de Titane.
 - Pulvérisation de 2000\AA d'Or.
- Lift-off.
- Recuit à 300°C pendant 30 mn.



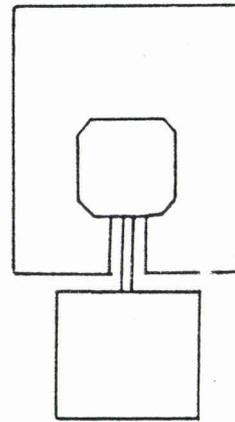
Masque n°6



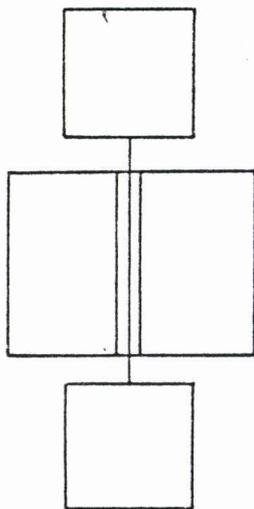
Après découpe, la puce est montée dans un boîtier BMH 60 ou un boîtier T08, selon son utilisation.



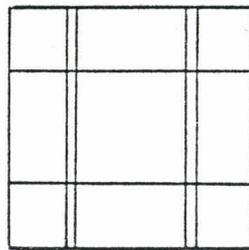
- Tête optique intégrée -



- Photodiode -

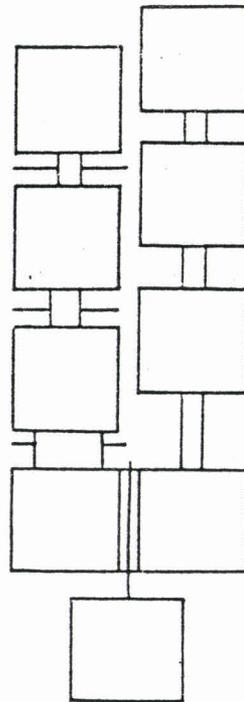


- TEC 150 μm -



- Motif d'alignement -

- ER 2 -



- ER 1 -

- TEC 100 μm -

ER : Echelle de Résistances

Figure III.5. : Les motifs de test et d'alignement - la puce complète.

c) Les motifs de test et d'alignement :

Une vue d'ensemble donnant la disposition des différents éléments constituant la puce est présentée figure III.5.

Les motifs de test comprennent :

- une photodiode Schottky 'planar' ayant la même structure que celle du circuit intégré; elle permet la caractérisation du photodétecteur seul.

- deux transistors à effet de champ de largeurs de grille respectives, 100 et 150 μ m, qui permettent la vérification:

- du creusement du canal de la grille
- du fonctionnement du transistor.

- deux échelles de résistances. Elles sont disposées côte à côte afin d'utiliser deux plots de contact ohmique en vis à vis pour réaliser le TEC de 100 μ m.

Etant donné leurs particularités, nous donnons un peu plus de détails sur ces échelles dans ce qui suit.

c.1 Echelle de résistances 1 :

Une première échelle de résistances est conçue de manière à minimiser les résistances des contacts ohmiques devant la résistance de la couche active. Dans ce but, la section de la couche active est réduite devant les dimensions du contact ohmique, figure III.6.

Cette particularité permet de mesurer la résistance carrée de la couche n^+ ainsi que celle de la couche n après attaque de la couche n^+ .

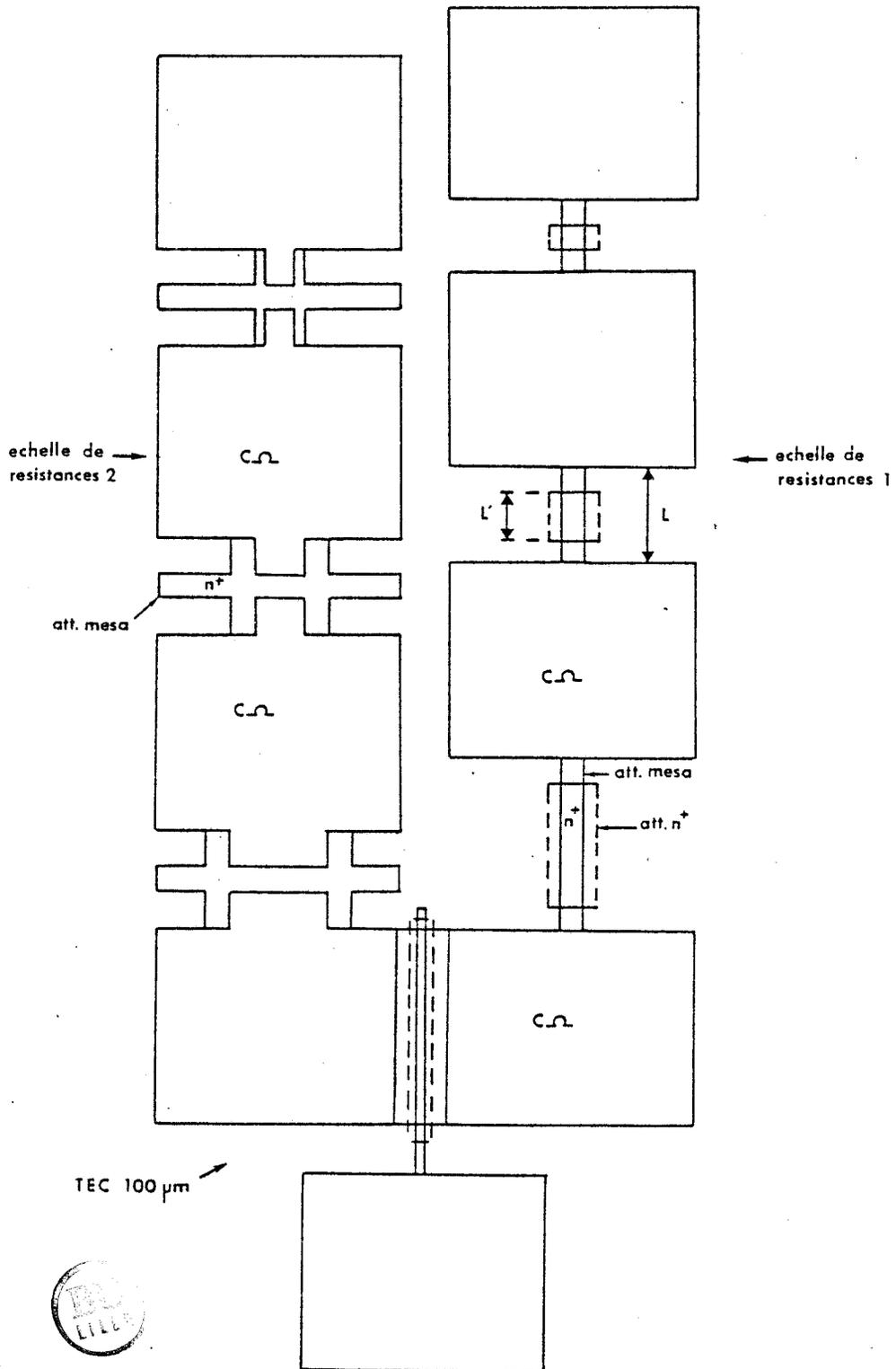
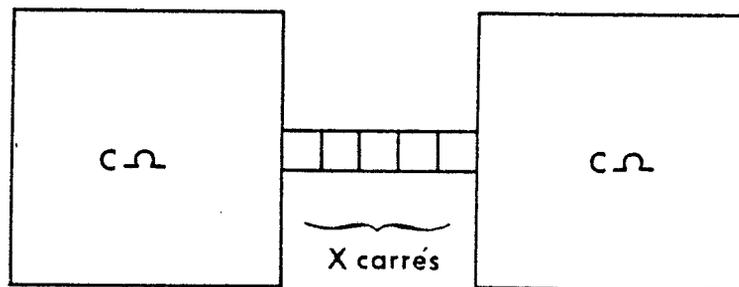


Figure III.6. : Vue d'ensemble du dispositif test constitué des échelles de résistances 1 et 2 et du TEC 100 μm.

L'échelle 1 permet également de contrôler (numéro 1):

- la hauteur du 'méso' de dégagement.
- la profondeur d'attaque lors de la réalisation des résistances.
- l'ohmicité des contacts lors de la réalisation de l'eutectique.

Etant donnée la structure de cette échelle de résistances, il est exclu de tenter de déterminer les résistances de contact par la méthode classique de variation de la résistance en fonction de la distance interélectrodes et extrapolation à distance interélectrodes nulle. Par contre, cette structure nous semble bien adaptée à une détermination assez précise de la mobilité du matériau à partir de la valeur de la résistance carrée. Cette résistance carrée est obtenue par le rapport de la résistance mesurée entre deux contacts au nombre de carrés élémentaires constituant la surface de la couche active, figure III.7.



$$R_{\square} = \frac{R_{\text{mesurée}}}{X}$$



Figure III.7. : Détermination de la résistance carrée de la couche active.

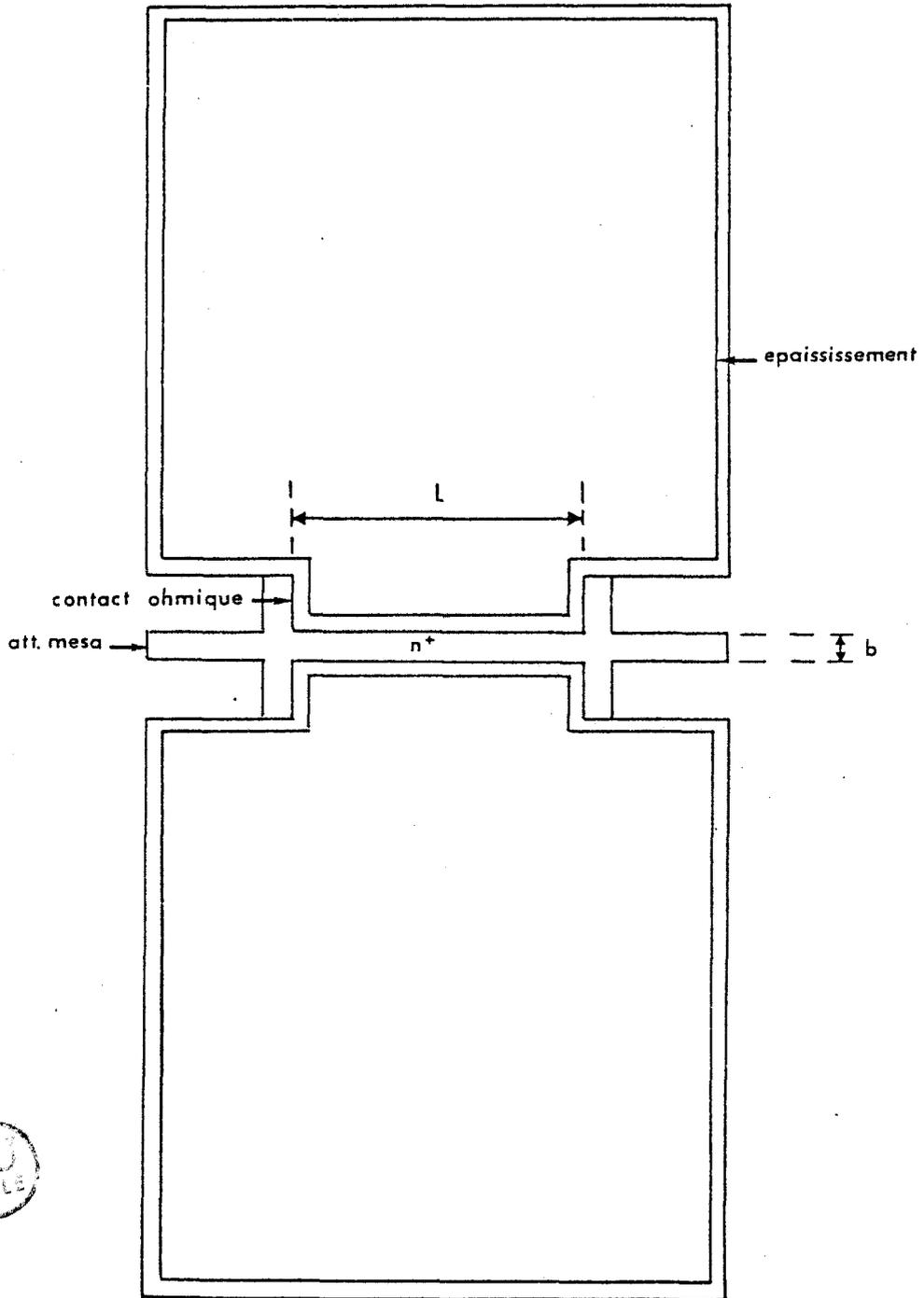


Figure III.8. : Détail de l'échelle de résistances²
-L: largeur de l'extrémité des contacts ohmiques
-b: distance entre deux extrémités

En disposant de plusieurs distances interélectrodes, on peut vérifier la validité de la mesure et minimiser les erreurs éventuelles.

La valeur de la mobilité de la couche n^+ ou la couche n se déduit directement de l'expression suivante :

$$\mu = \frac{1}{R_{\square} q N_D a} \quad (3.1)$$

où a est l'épaisseur de la couche.

Dans tous les cas, pour déterminer l'épaisseur de la couche active dans laquelle s'effectue le transport de charges, il convient de tenir compte de l'épaisseur W de la zone déserte due au potentiel de surface ψ de l'AsGa. En prenant une valeur de 0,59ev, valeur généralement admise dans la littérature [1] , on obtient une valeur de W de l'ordre de 190Å pour l'AsGa dopé à $2,32 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (dopage de la couche n^+) et de 670Å pour l'AsGa dopé à $1,9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (dopage de la couche n) à l'aide de la relation :

$$W = \sqrt{\frac{2 \epsilon \psi}{q N_D}} \quad (3.2)$$

c.2 Echelle de résistances 2 :

Une seconde échelle de résistance est conçue de manière à diminuer, dans la mesure de résistance, l'importance de la couche active devant les contacts ohmiques, figure III.8.

La résistance mesurée, outre la résistance des contacts ohmiques et celle des pointes, se comporte comme trois résistances en parallèle dont l'une correspond à la partie de la couche active insérée entre les deux extrémités des contacts ohmiques et les deux autres aux deux parties de couche active situées de part et d'autre de l'axe de symétrie du contact ohmique, figure III.9.

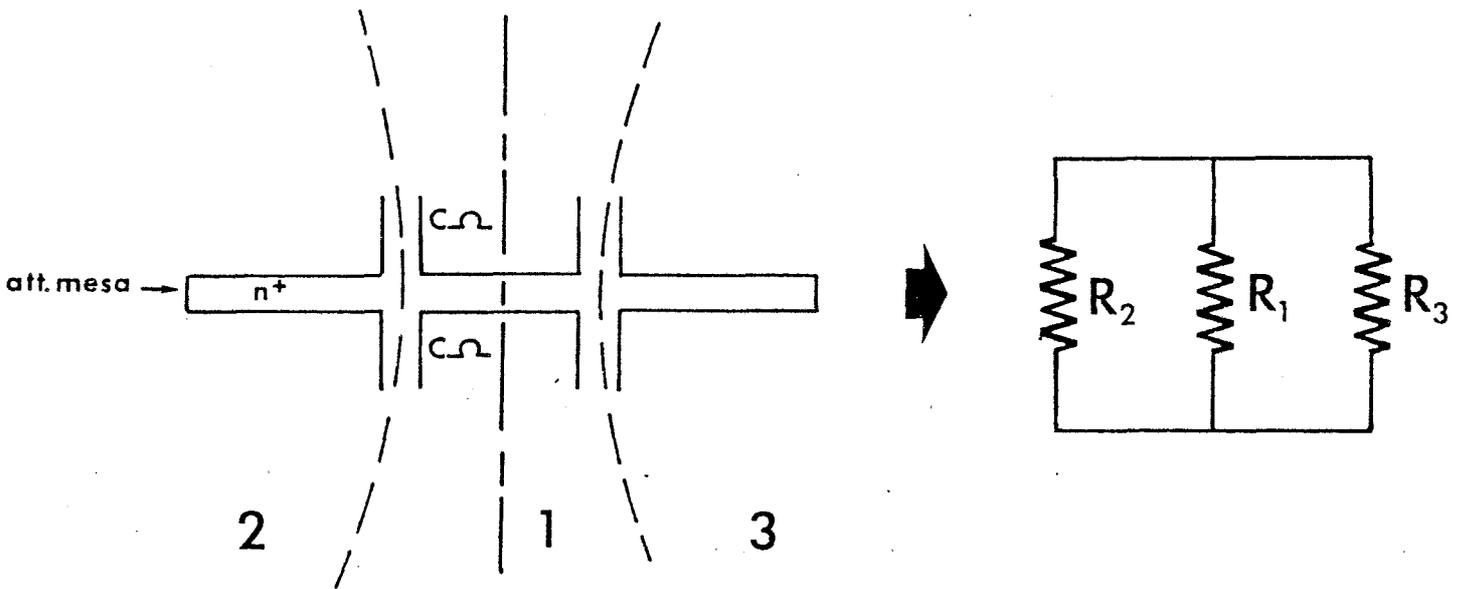


Figure III.9. : Distribution des résistances apportées par la couche active
- - - - : axe de symétrie

Si l'on tient compte des surfaces respectives des couches actives correspondant à chacune de ces résistances, en incluant les effets de bord, une estimation de la résistance des contacts ohmiques

peut être déduite de la valeur de la résistance carrée de la couche n^+ à l'aide de l'expression :

$$2 R_C = R_{\text{mesurée}} - R_P - \frac{R_{\square n^+}}{\frac{L+5}{b} + 2(1,5)} \quad (3.3.)$$

avec R_P résistance des pointes

L et b en μm

où la résistance carrée a été déterminée par la méthode précédente.

Une vérification de la validité de cette méthode a été menée par la mesure pour différentes valeurs de l . Cette valeur de résistance a ensuite été ramenée à des contacts pour lesquels l vaut $300\mu\text{m}$, dimension compatible avec celle des TEC .

c.3 Utilisation particulière de l'échelle de résistances 1

Outre la possibilité de déterminer la résistance carrée des couches actives, cette échelle de résistances permet également un contrôle des attaques effectuées, étapes délicates dans la réalisation d'un circuit intégré. Au cours de ces attaques, une comparaison est effectuée entre les valeurs mesurées et calculées des résistances et courants de saturation.

D'une manière générale, puisqu'une couche n et une couche n^+ interviennent, figure III.10, le courant mesuré sera la somme des courants traversant chacune de ces couches.

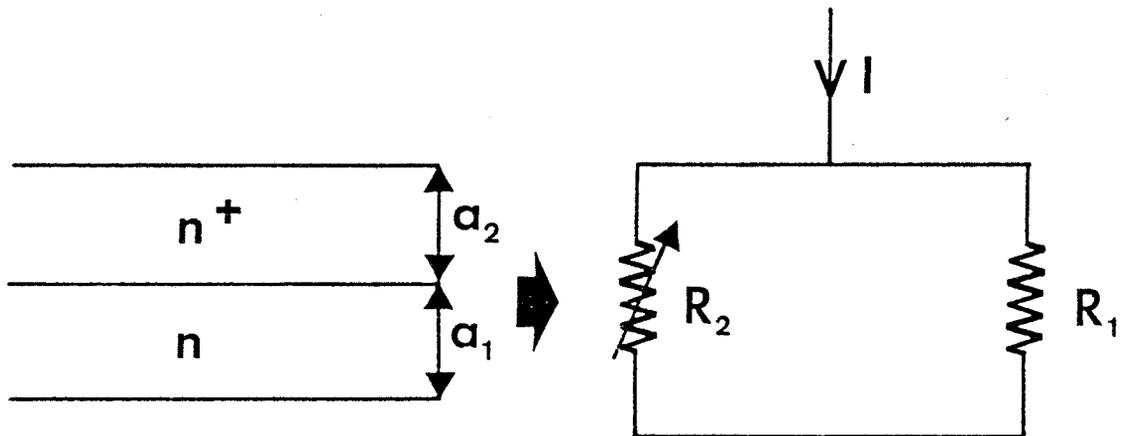
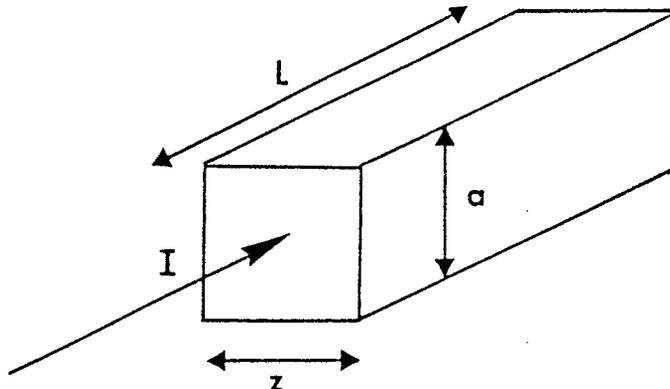


Figure III.10 : Profil des couches - modélisation de l'attaque n⁺

Chacun de ces courants est donné par une expression de la forme

$$I = q N_D a v z \quad (3.4)$$

où a , z et N_D sont respectivement l'épaisseur, la largeur et le dopage de la couche.



Lorsqu'on mesure le courant de saturation, la vitesse est la vitesse de saturation des électrons, soit 10^7 cm/s. Lorsqu'on mesure la résistance, la vitesse des électrons est donnée par leur mobilité ($v = \mu E$); dans ce cas, le schéma équivalent est celui de deux résistances en parallèle, figure III.10, dont les valeurs se déduisent des caractéristiques des couches n et n⁺ à l'aide de la relation classique :

$$R = \frac{1}{q N_D \mu} \times \frac{L}{a z} \quad (3.5)$$

Les valeurs de mobilité que nous avons utilisées sont respectivement $4000 \text{ cm}^2/\text{vs}$ et $1300 \text{ cm}^2/\text{vs}$ pour les couches n et n⁺; ces valeurs sont celles couramment employées dans la littérature [2-3] et sont en accord avec les valeurs déduites des mesures de résistance carrée.

Une seule attaque de la couche n⁺ (Etape III) est effectuée à la fois pour les photodiodes Schottky et les TEC. Il faut cependant que les épaisseurs attaquées soient telles que, dans les conditions de fonctionnement, le transistor de la tête optique ne soit pas normally-off, alors que pour la photodiode Schottky la couche n devrait être complètement désertée. De ce point de vue, on peut espérer bénéficier de différences de vitesse d'attaque, compte tenu des dimensions respectives de chacun des composants.

Notons qu'un contrôle précis de la couche active du transistor peut être obtenu en dernier lieu par attaque supplémentaire en utilisant le masque de grille; cette attaque est décisive pour ajuster la valeur de la tension de pincement donnée par l'expression :

$$V_p = \frac{q N_D a^2}{2 \epsilon} \quad (3.6)$$

l'épaisseur de la couche active est déduite de cette relation :

$$a = \sqrt{\frac{2 \epsilon (V_G + 0,6)}{q N_D}} \quad (3.7)$$

où V_G représente la tension de polarisation de grille et 0,6 le potentiel de surface en volts.

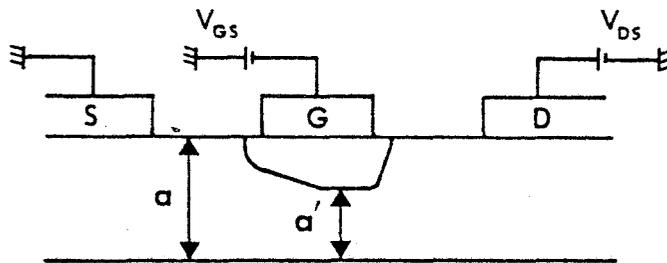
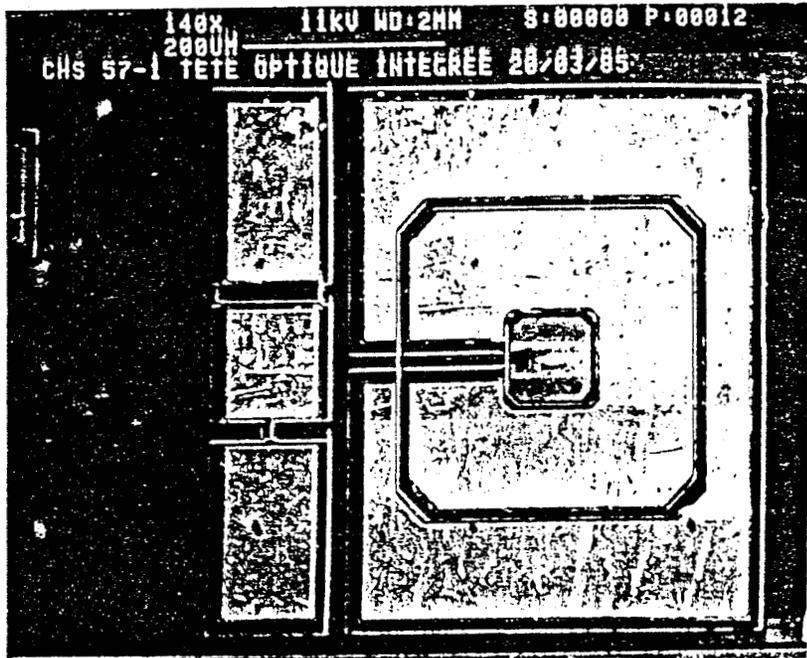


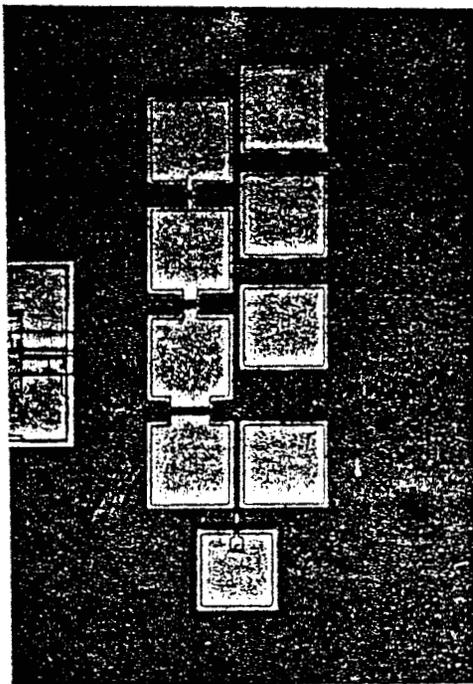
Figure III.11. : Coupe de la zone active d'un TEC [4]



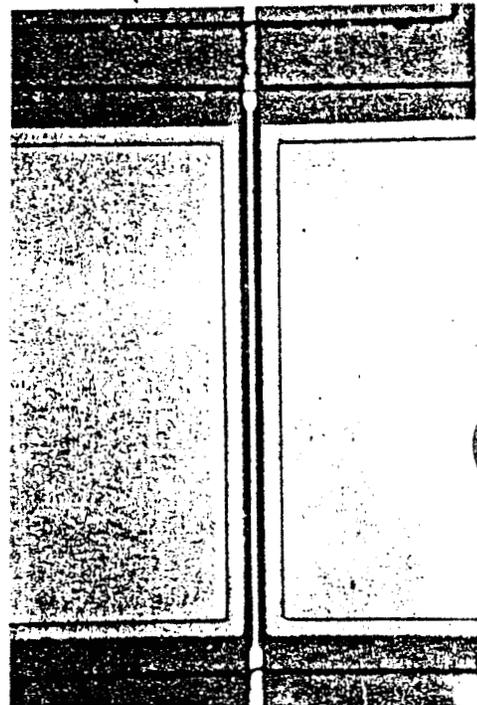
3.1.4. Aspect des composants terminés



Vue générale de la tête optique, prise au microscope électronique.



-a-



-b-

Vue du dispositif constitué des échelles de résistances et du TEC 100µm (a), et de la grille du TEC 150µm (b)



3.2. CARACTERISATION :

Cette caractérisation a été effectuée non seulement sur le circuit intégré proprement dit, mais aussi sur les composants tests qui comprennent outre la photodiode et les transistors à effet de champ, les échelles de résistances précédemment présentées.

3.2.1. Caractérisation des composants tests :

Les résultats des mesures de courants et de résistances effectuées sur ces échelles nous ont conduit à mettre en place l'équivalent d'une cartographie présentée en annexe 5.

Les écarts observés sur les valeurs obtenues sont de l'ordre de 30% et nous donnent une information sur la dispersion des résultats.

La comparaison entre les résistances des barrettes, calculées à l'aide de la relation (3.5) où l'on suppose que seule la couche n^+ a été attaquée, et celles mesurées, conduit à des écarts relatifs d'autant plus importants que la surface attaquée est plus petite, tableau III.1.:

	résistance calculée à l'aide de (3.5)	moyenne des résistances mesurées	écart relatif
$l = 10\mu\text{m}$	440 Ω	2640 Ω	5
$l = 20\mu\text{m}$	880 Ω	4120 Ω	3,6
$L = 50\mu\text{m}$	2200 Ω	8480 Ω	2,8

Tableau III.1.

Le résultat confirme qu'une partie de la couche n a été attaquée.

Cette comparaison a été également effectuée sur les courants de saturation des TEC 100 et 150 microns, tableau III.2.:

	courant calculé à l'aide de (3.4)	moyenne des courants mesurés	écart relatif
TEC 100 μ m	56 mA	30 mA	0,47
TEC 150 μ m	84 mA	49 mA	0,41

Tableau III.2.

Bien que la différence soit moins nette, les écarts relatifs sont d'autant plus importants que le canal du transistor est moins large.

Un ordre de grandeur des profondeurs d'attaque peut être donné en comparant les valeurs mesurées et calculées.

On a :

$$\frac{R_{calc}}{R_{exp}} = \frac{I_{s_{exp}}}{I_{s_{calc}}} = \frac{a'}{a} \quad (3.8)$$

où a est l'épaisseur de la couche n épitaxiée
et a' l'épaisseur de la couche n après attaque.

Les valeurs moyennes des rapports a'/a pour différents composants test sont données dans le tableau suivant :

	TEC 150 μm	TEC 100 μm	résistance 50 μm	résistance 20 μm	résistance 10 μm
pourcentage moyen de couche restante	64%	58%	33%	27%	22%

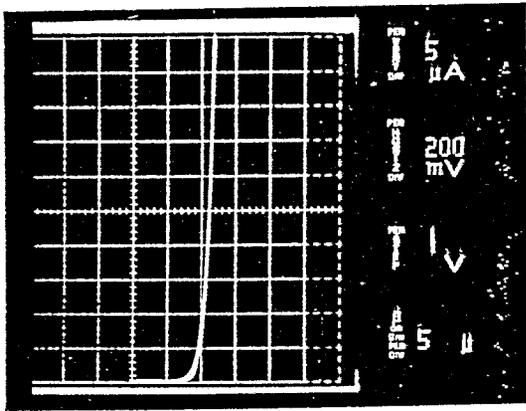
Tableau III.3.

Nous notons qu'à surface quasiment égale, la résistance $l = 20\mu\text{m}$ est deux fois plus attaquée que le TEC $100\mu\text{m}$; la géométrie de la surface attaquée influe sur la profondeur de l'attaque.

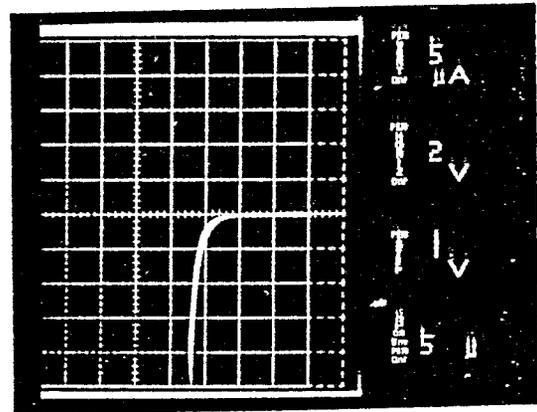
Ces résultats laissent prévoir, compte tenu des différences de géométrie, une attaque plus importante pour la photodiode que pour le canal du transistor de la tête optique, confirmant le choix des masques adoptés qui a permis d'en réduire le nombre. Ce résultat a été vérifié lors de la caractérisation des photodiodes et TEC $100\mu\text{m}$.

En plus de la cartographie, les mesures effectuées conduisent aux valeurs des résistances carrées des couches n^+ et n : les valeurs moyennes sont respectivement de l'ordre de 80Ω pour la couche n^+ et 467Ω pour la couche n . Les valeurs moyennes de mobilité déduites sont de $1680\text{ cm}^2/\text{V.s}$ pour la couche n^+ et $3680\text{ cm}^2/\text{V.s}$ pour la couche n .

Enfin nous avons trouvé à l'aide de (3.3), une valeur moyenne des résistances de contact ohmique de $0,75\Omega$ pour $300\mu\text{m}$.



-a-



-b-

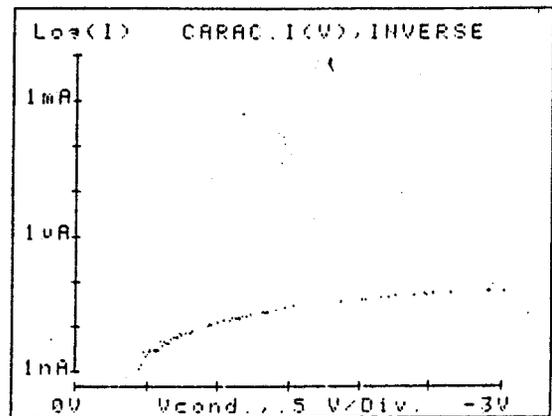
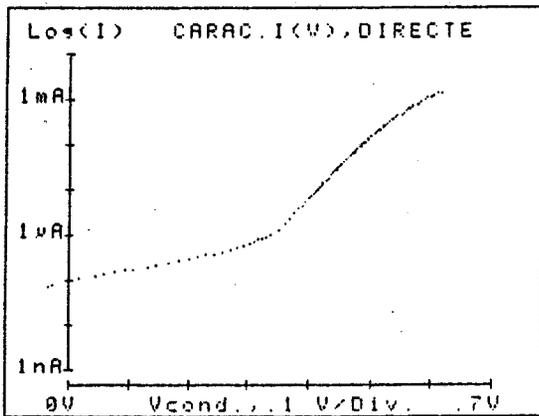


Figure III.12. : Caractéristiques I(V)
a - polarisation directe
b - polarisation inverse

3.2.2. Caractérisation de la photodiode :

a) Caractéristiques électriques de la diode

a.1. Caractéristiques statiques I(V)

La figure III.12. présente un échantillon typique en polarisation inverse et directe. Les mesures ont été effectuées en salle blanche à l'aide d'un traceur de courbes Tektronix type 576, et en centrale de caractérisation à l'aide d'un système d'acquisition de données 3497 A piloté par une HP 85.

A partir de ces tracés, nous pouvons déduire le coefficient d'idéalité et la tension de Built-in de la photodiode qui valent à $T=300K$ respectivement 1,1 et 0,76V. A -2V, nous observons un courant inverse voisin de 10nA pour une surface active de diode de $6200\mu m^2$. Ces valeurs ne sont pas trop éloignées de celles obtenues dans le cas d'un contact Schottky Ti - GaAs n idéal [5].

Il apparaît donc que la finesse de la métallisation TiPt ne dégrade pas trop la qualité de la diode Schottky.

a.2 Mesures capacitives C(V) - Détermination des profils de champ et de dopage

Les mesures de capacité ont été effectuées à l'aide d'un pont réflectométrique automatique 4191A piloté par une HP 87 XM, à la fréquence 500MHz pour s'affranchir d'éventuels phénomènes de piègeage.

Les variations de capacité* en fonction de la tension de polarisation sont données figure III.13.; à 0V, nous observons une capacité de l'ordre de 10pF, valeur que nous pouvons prévoir à l'aide de la relation (1.10).

La capacité diminue lorsque la tension de polarisation augmente, comme on pouvait s'y attendre d'après l'expression (1.20)

* nous avons noté une assez forte dispersion des valeurs de capacité d'une photodiode à l'autre, très certainement liée à des différences dans les profondeurs d'attaque.

- C (V) -

25/11/85

Diode: CHS 57-1-Ph3 Mat. : AsGa Type: H.L. S.Drift

Freq : 500 MHz

Sgeom: 6400 microns carres

Temp : 20 oC (293 K)

Seffe: 6400 microns carres

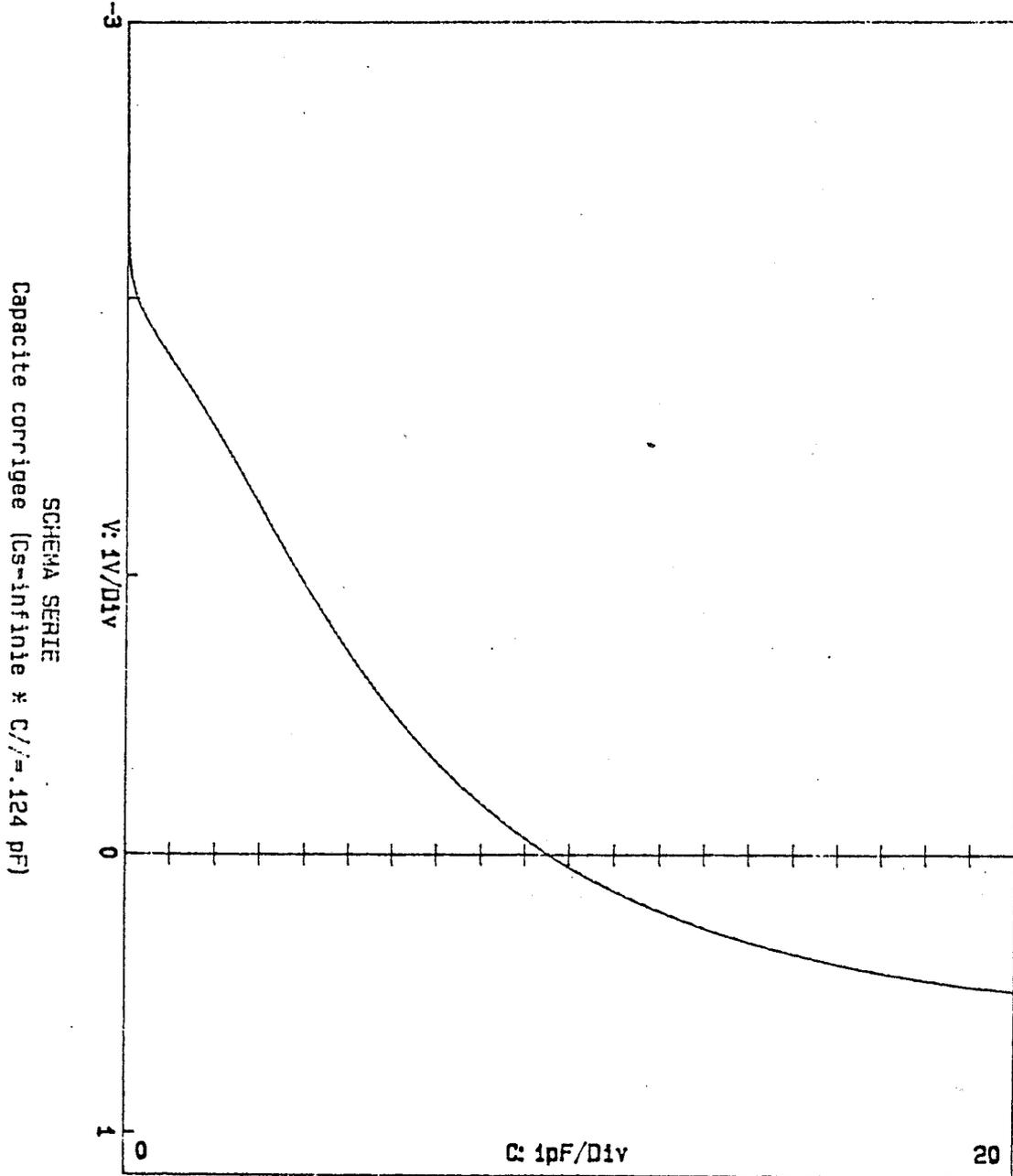


Figure III.13. : Mesures C(V)

Le profil de dopage est déduit de ces variations à l'aide de la relation :

$$N_D(x) = \frac{-C^3}{q \epsilon S^2} \left(\frac{dV}{dC} \right) \quad (3.9)$$

$$\text{avec } x = \frac{\epsilon S}{C}$$

et le profil de champ à l'aide de la relation:

$$E(x) = \frac{1}{\epsilon S} \int_{V_{av}}^V C dV \quad (3.10)$$

$$\text{avec } x(V) = \frac{\epsilon S}{C(V)}$$

Ces profils sont donnés figure III.14.

Le champ électrique est maximum sous le Schottky et vaut 110kV/cm à tension de polarisation nulle correspondant à une zone déserte de 780Å, son dopage moyen vaut alors $1,2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

b) Caractéristiques optoélectroniques

b.1. Réponse statique

Des mesures du coefficient de réponse statique ont été effectuées en polarisation inverse jusque -4V; nous observons, figure III.15b, que cette réponse varie entre 0,1 et 0,4 A/W et qu'elle dépend de la longueur d'onde de la lumière. Il est probable que ces variations soient directement liées à l'épaisseur de la zone déserte comparée à la profondeur de pénétration $1/\alpha$ de la lumière. Pour vérifier cette

Figure III.14. : Profils de champ (a) et de dopage (b) déduits des mesures C(V)

-N (x) - 25/11/85

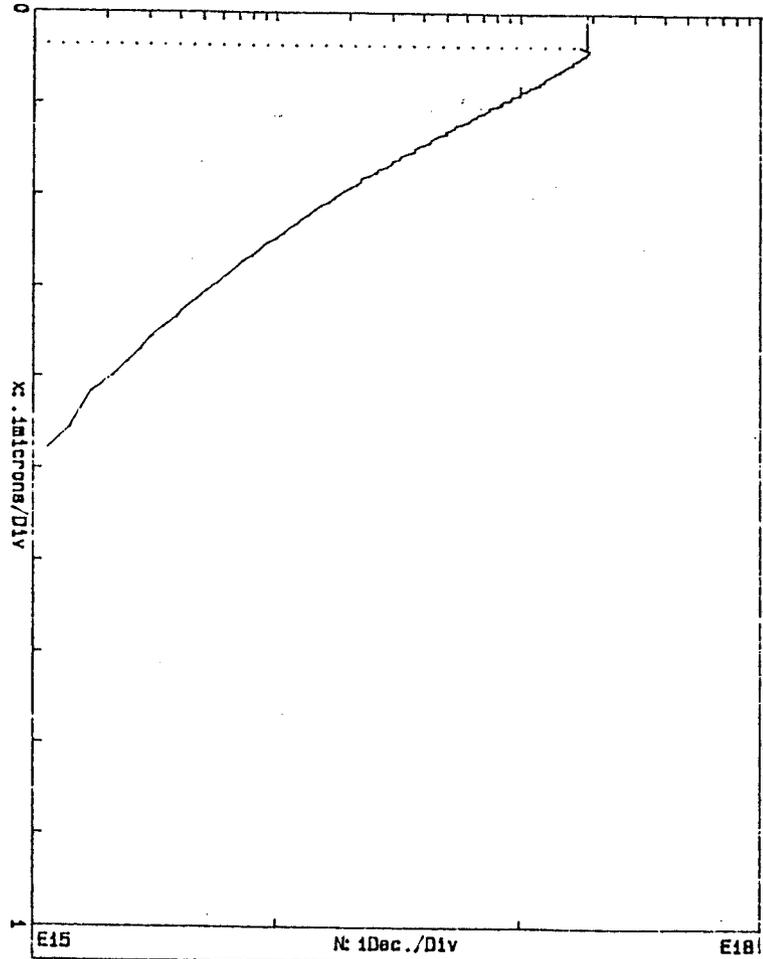
Diode: CHS 57-1-Ph3 Mat.: AsGa Type: H.L. S.Drift

Freq: 500 MHz

Sgeom: 6400 microns carres

Temp: 20 oC (293 K)

Seffc: 6400 microns carres



-E (x) - 25/11/85

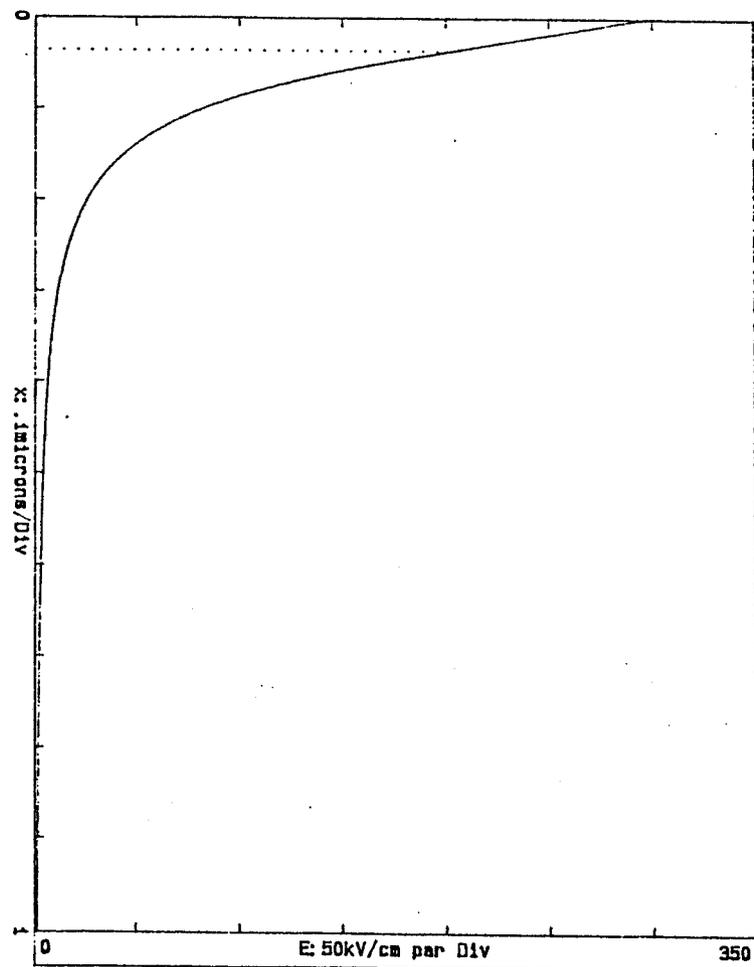
Diode: CHS 57-1-Ph3 Mat.: AsGa Type: H.L. S.Drift

Freq: 500 MHz

Sgeom: 6400 microns carres

Temp: 20 oC (293 K)

Seffc: 6400 microns carres



hypothèse, nous avons calculé le coefficient de réponse du photodétecteur à partir de l'équation (1.48) :

$$R = \frac{I_{ph}}{P_L} = \frac{q(1-R')}{h\nu} [1 - \exp(-W(V)\alpha)] \quad (3.11)$$

où $W(V)$ est déduit à partir des mesures de capacité $C(V)$ effectuées sur cette diode (figure III.15a), à l'aide de l'expression $W = \epsilon S/C$.

La figure III.15b, montre un bon accord entre les résultats expérimentaux et les valeurs de R calculées en introduisant un coefficient de réflexion R' pour l'AsGa de 0,33 [6].

La figure III.16, présente les variations du coefficient de réponse statique avec la puissance lumineuse. Les résultats expérimentaux montrent les propriétés de linéarité, satisfaisantes pour la photodiode.

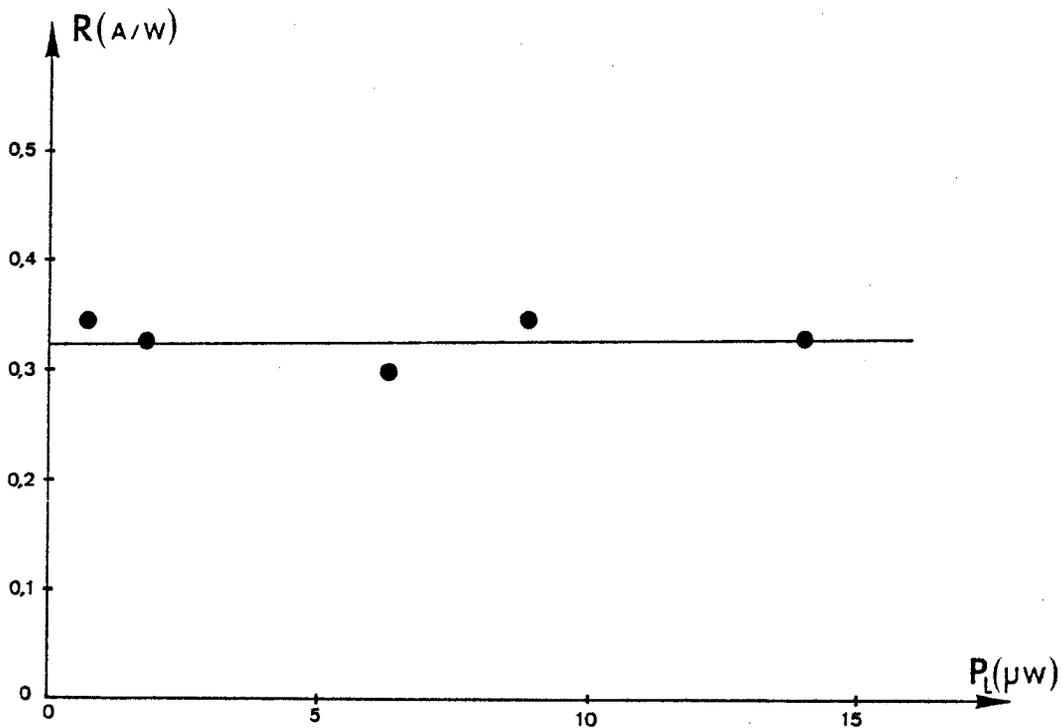
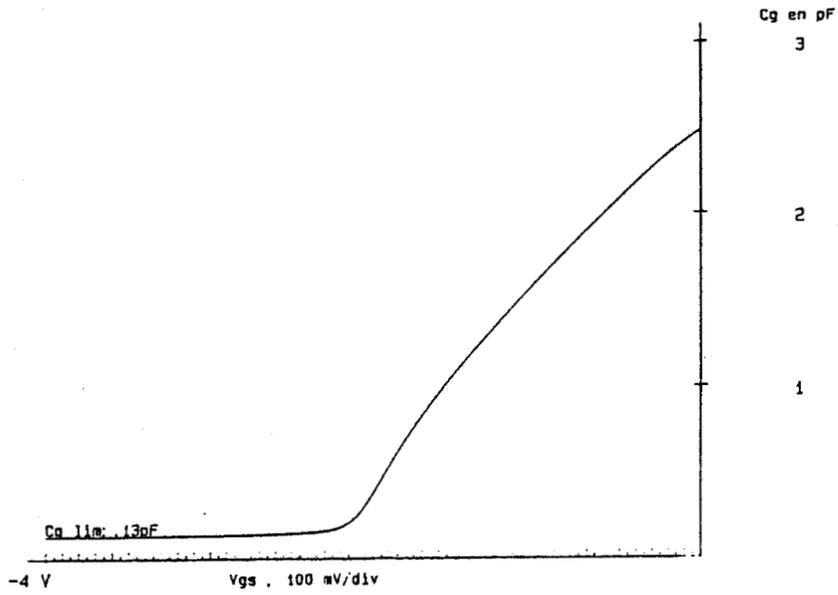
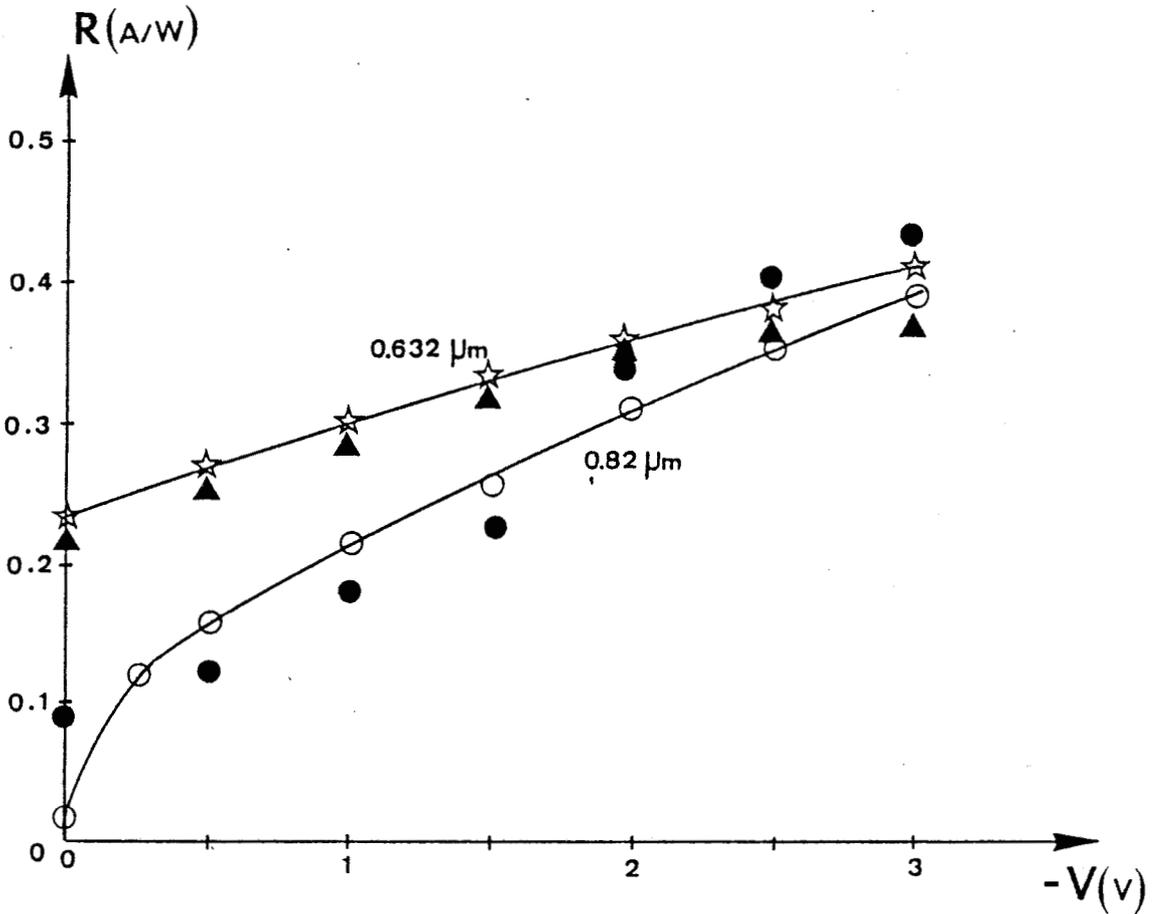


Figure III.16. : Variations du coefficient de réponse statique avec la puissance lumineuse
 $\lambda = 0,632 \mu m, V_R = 2V$



- a -



- b -

Figure III.15 a : Mesures $C(V)$ effectuées sur une photodiode
 b : Tracé du coefficient de réponse statique de cette photodiode en fonction de la tension de polarisation inverse, mesuré et calculé pour différentes longueurs d'onde.
 $P_L = 1,2 \mu\text{W}$

points expérimentaux	$0,632 \mu\text{m}$	☆ ☆
	$0,82 \mu\text{m}$	○ ○
points déduits de la mesure	$0,632 \mu\text{m}$	▲ ▲
$C(V)$	$0,82 \mu\text{m}$	● ●

b.2. Réponse impulsionnelle

b.2.1. Temps caractéristiques

La réponse picoseconde d'une photodiode est présentée figure III.17 à différentes tensions de polarisation inverse.

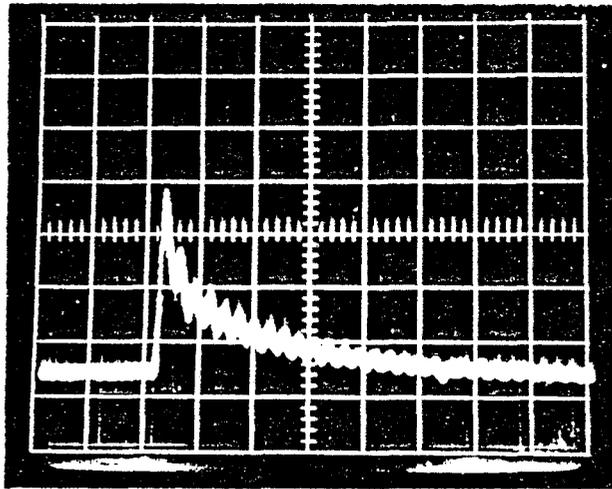
Cette réponse peut être divisée en deux parties, correspondant respectivement au temps de montée T_R et au temps de descente T_F .

1ère Partie :

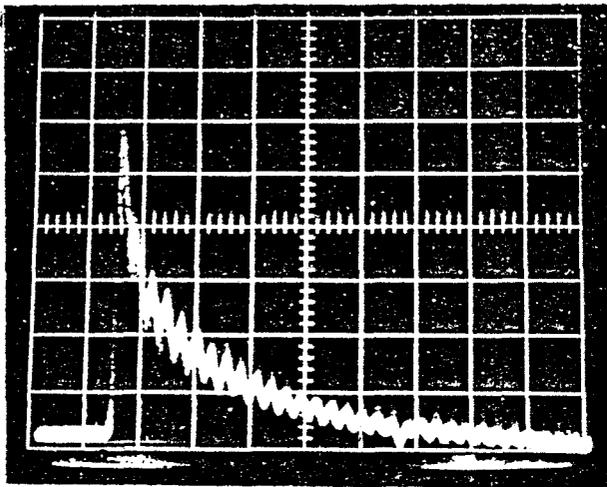
Temps de montée de la photodiode ou temps de charge de la capacité. Sa valeur est voisine de 250ps, figure III.17a. D'après l'analyse effectuée au chapitre I (§ 1.3.2), il est directement relié au temps de transit des porteurs.

2ème Partie :

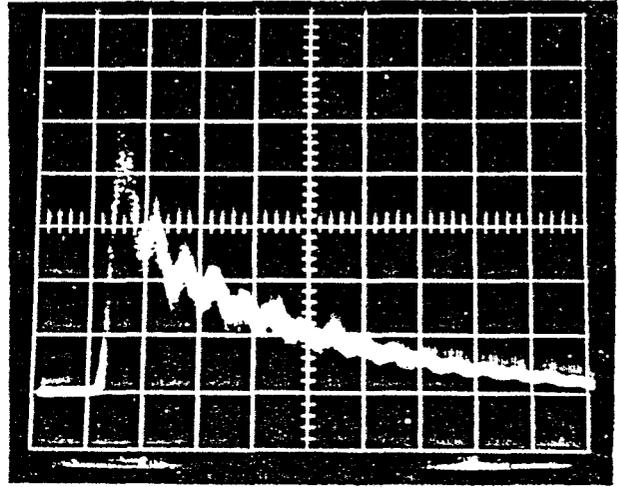
Temps de descente de la photodiode ou temps de décharge de la capacité dans la résistance équivalente associée. L'analyse de la figure III.18 montre l'existence pour la photodiode considérée, de deux temps caractéristiques correspondant à deux décroissances d'allures exponentielles. Pour d'autres photodiodes, la décroissance ne présente qu'un seul temps caractéristique (voir figure III.44); ces écarts s'expliquent très probablement par la dispersion des profondeurs d'attaque au moment de la réalisation des dispositifs (voir § 3.2.1). Malgré ces écarts nous essaierons d'être le plus quantitatif possible. Considérons la réponse présentée figure III.18 : la première partie présente un temps T_F de 250ps et correspond à plus de la moitié de l'amplitude de l'impulsion, elle est suivie d'une seconde partie caractérisée par une réponse plus lente ou trainée dont l'amplitude est plus faible.



$V_R = 1 \text{ V}$
5 mV / div. vert.
1 ns / div. hor.

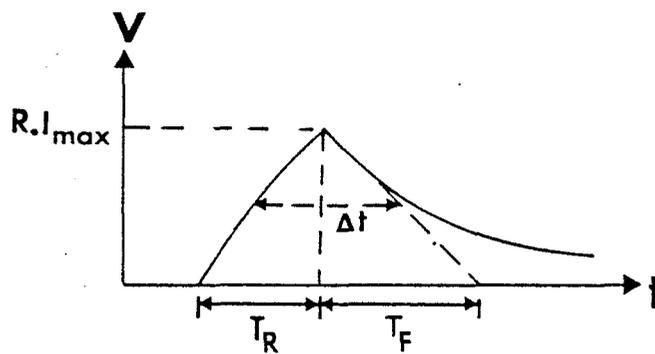


$V_R = 2 \text{ V}$, 5 mV / div. vert.
1 ns / div. hor.



$V_R = 3 \text{ V}$, 10 mV / div. vert.
500 ps / div. hor.

- a -



- b -

Figure III.17. a : Réponses picosecondes de la photodiode Schottky à différentes tensions de polarisation inverse $\lambda = 0,58 \mu\text{m}$, $F = 800 \text{ kHz}$, $P_L = 9 \mu\text{W}$

b - Analyse simplifiée de ces réponses

T_R : temps de montée

T_F : temps de descente, déterminé par l'intersection de la tangente au photocourant maximum, I_{max} , avec l'axe des temps.

Δt : temps de réponse (largeur à mi hauteur)

Comparons ces valeurs expérimentales aux valeurs que l'on peut déduire de l'analyse proposée au chapitre I. Dans cette analyse, le temps T_R est assimilé au temps de transit des porteurs dans la zone déserte, puisque l'on néglige le temps de relaxation diélectrique qui est de l'ordre de 10^{-16} s pour l'AsGa dopé n.

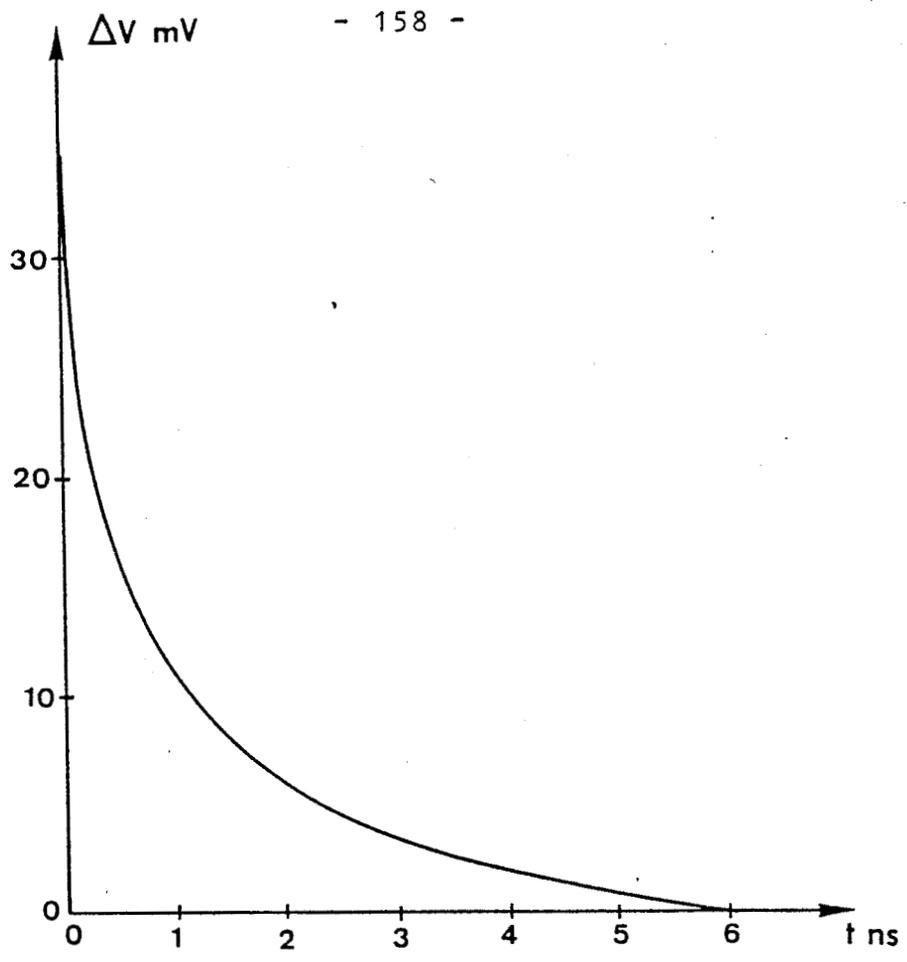
Pour atteindre le contact ohmique, l'électron photocréé doit se déplacer parallèlement au contact Schottky. Lorsque ce déplacement s'effectue dans la zone déserte, la vitesse maximale de déplacement est donnée par la vitesse de saturation v_s : $v_s = 10^7$ cm/s.

Dans le cas où les porteurs se déplacent dans la couche tampon après avoir quitté la zone déserte, le champ électrique étant nul, ils sont alors soumis à un phénomène de diffusion beaucoup plus lent qui pourrait expliquer la trainée de la réponse impulsionnelle.

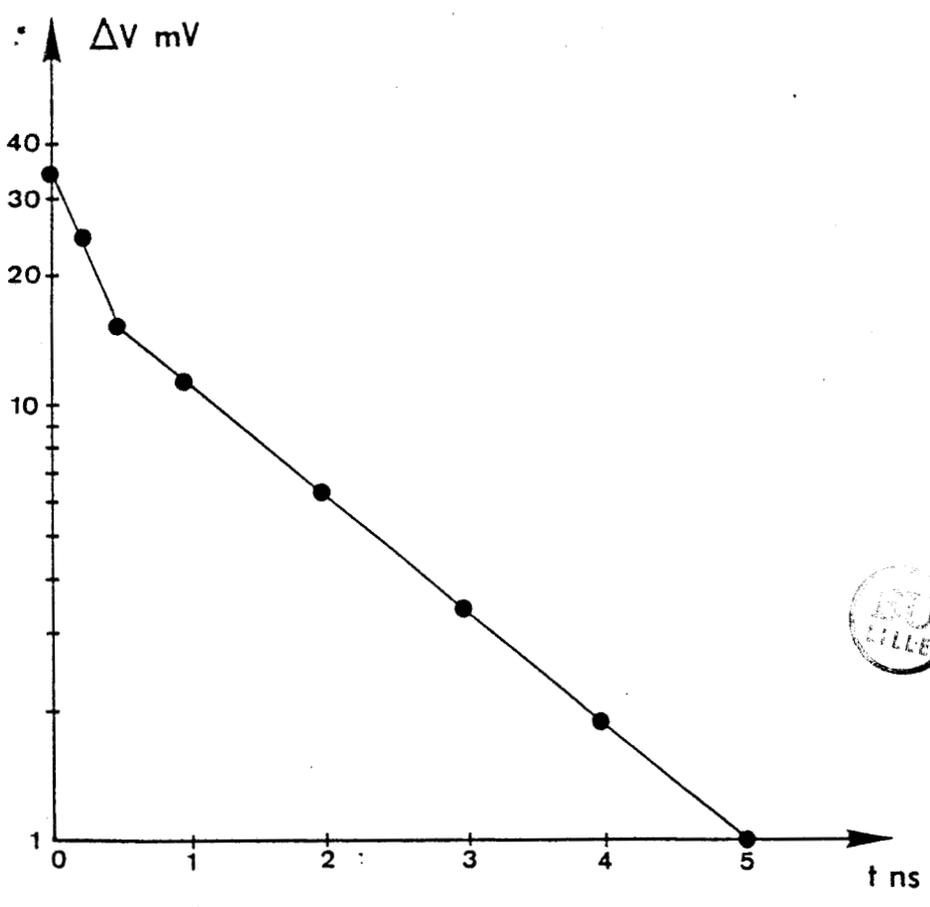
La vitesse maximale des électrons sera donc v_s et concernera seulement une fraction des électrons photocréés. Le parcours moyen de déplacement des électrons sera approximativement de $25\mu\text{m}$, compte tenu de la géométrie et des dimensions du contact Schottky. Le temps de transit correspondant vaut donc : $T = v_s/L = 250\text{pS}$ valeur trouvée expérimentalement, ce qui semble prouver la validité des hypothèses avancées.

En ce qui concerne le temps de descente T_F , dans l'analyse du chapitre I (§ 1.3.2), il est assimilé à la constante de temps RC du circuit électrique, où R est la résistance équivalente associée et C la capacité de la photodiode à laquelle viennent s'ajouter les capacités parasites éventuelles.

Pour la photodiode dont nous présentons la réponse figure III.18, nous assimilerons cette constante de temps RC au premier temps caractéristique, bien qu'il soit difficile d'affirmer si cette constante de temps est liée au premier temps, au second ou à une combinaison des deux. L'idéal serait d'effectuer les mesures de capacité de la photodiode dans les conditions de fonctionnement en régime impulsionnel et de les relier au temps de descente de la photodiode. Nous avons préféré, compte tenu de la dispersion des résultats, déduire du temps de descente l'ordre



-a-



-b-

Figure III.18.: Décroissance temporelle de la réponse impulsionnelle à $V_R = 2V$:
a - tracé linéaire
b - tracé semilogarithmique



de grandeur des capacités qui devraient lui être associées. Dans le cas de l'expérience donnée figure III.18, nous trouvons une capacité de l'ordre de 5pF ou 10pF selon que l'on considère le premier ou le deuxième temps caractéristique. Comparons ces valeurs à celles déduites des mesures de $C(V)$; on peut constater que les valeurs de capacité déduites des temps de descente sont dans la même fourchette que celles que l'on peut mesurer directement à 500MHz.

Un autre mécanisme peut également intervenir dans la valeur du temps de descente. Il s'agit de la modification de la capacité en régime d'éclairement. En effet considérons le nombre de charges par unité de volume, créées dans la zone déserte par une impulsion lumineuse dans les conditions expérimentales. En admettant que l'impulsion lumineuse, assimilée à un pic de Dirac, crée un nombre de paires électron-trou identique au nombre de photons incidents, la densité des porteurs supplémentaires créés par l'impulsion de lumière est de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} pour une puissance lumineuse moyenne de $9 \mu\text{W}$, avec une fréquence de répétition de 800kHz à la longueur d'onde de $0,580 \mu\text{m}$. Pour effectuer ce calcul, nous avons supposé que les paires électron-trou sont créées de manière uniforme dans une couche d'épaisseur égale à la profondeur de pénétration de la lumière ($0,2 \mu\text{m}$ à $\lambda = 0,58 \mu\text{m}$).

Cette variation n'a probablement aucun effet pour des dopages voisins de 10^{17} cm^{-3} . Pour des dopages plus faibles, elle peut induire une augmentation instantanée du dopage apparent et par là même introduire une variation de l'épaisseur de la zone déserte et conduire ainsi à une augmentation temporaire de la capacité de la photodiode. Ceci est d'autant mieux vérifié que l'épaisseur de la couche n sous le contact Schottky est relativement faible, figure III.14b. A titre d'exemple, un dopage moyen de $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ est atteint pour une épaisseur de 1900 Å.

Un ordre de grandeur de la variation de la capacité due à l'impulsion lumineuse, peut être obtenu à partir de l'expression (1.20) modifiée :

$$C = S \sqrt{\frac{q \epsilon (N_D + N)}{2 (\psi_0 + V_R)}} \quad (3.12)$$

où N_D représente le dopage moyen de la zone déserte et N la densité de charges supplémentaire.

A titre d'exemple, dans les conditions de l'expérience et pour un dopage moyen de 10^{16} la valeur de la capacité se verrait multipliée d'un facteur 1,4 .

Ceci ne représente bien sur qu'une estimation; en toute rigueur il faudrait tenir compte, entre autre, du profil exact de dopage.

Une grandeur caractéristique du composant est le temps de réponse qui peut être défini comme la largeur de l'impulsion à mi hauteur (chapitre I, §1.3.2).

Nos mesures conduisent à des largeurs à mi hauteur de l'ordre de 350ps pour la photodiode présentée .

b.2.2. Intensité de la réponse impulsionnelle

Expérimentalement, figure III.18, cette intensité vaut 0,7mA pour une puissance lumineuse P_L de $9\mu W$, une fréquence de répétition de 800 KHz et une tension inverse de - 2V.

Dans l'analyse du chapitre I, elle est donnée par l'expression analytique (1.52):

$$I_{\max} = \Delta I(o) (1 - \exp (-t/\tau))$$

avec $\tau = R C$

et $\Delta I(o) = \frac{Q}{T}$

où Q est la charge totale créée par l'impulsion lumineuse ($Q=N_{ph} \times q$).

Cette relation conduit à une valeur environ 10 fois plus élevée que les valeurs expérimentales.

Pour être sûr que le nombre de porteurs récoltés dans le circuit extérieur est compatible avec le coefficient de réponse de la photodiode, nous avons relevé simultanément à cette réponse impulsionnelle, le photocourant continu associé. Le coefficient de réponse déduit de ces mesures est donné figure III.19.

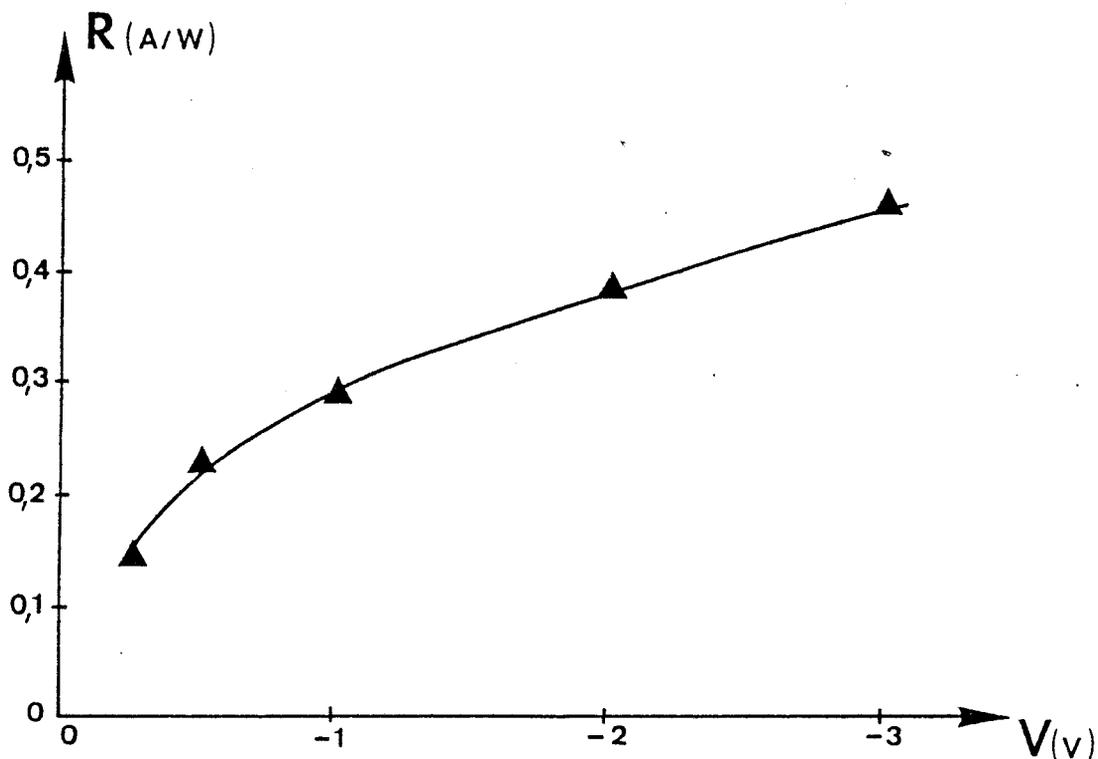


Figure III.19. : Coefficient de réponse déduit des valeurs de photocourant continu relevé simultanément à la réponse picoseconde.

Nous constatons que ce coefficient de réponse est tout à fait comparable à celui obtenu en éclairage continu, figure III.15. On trouve en particulier une variation en \sqrt{V} , compatible avec les relations (3.11) et (3.12) à faible tension de polarisation.

C'est donc qu'une partie des porteurs photocréés ne participe pas à la génération de l'impulsion électrique (90% environ). Ce résultat pourrait être expliqué, comme nous l'avons déjà suggéré, par l'existence d'un phénomène de diffusion des électrons dans la couche tampon avant d'être collecté par les contacts ohmiques.

Nous verrons un peu plus loin (§ 3.2.2.b.3) que ce résultat est compatible avec la réponse dynamique obtenue en modulation sinusoidale, pour laquelle on constate que le coefficient de réponse basse fréquence est environ 10 fois plus grand que le coefficient de réponse haute fréquence.

b.2.3. Influence de la tension de polarisation et de la puissance lumineuse :

Il est difficile de tirer des lois générales lorsque l'on fait varier la tension de polarisation et la puissance lumineuse, dans la mesure où 90% des porteurs photocréés ne participent pas au mécanisme qui conduit à la génération de l'impulsion lumineuse. En particulier, une variation de tension ou de puissance lumineuse peut modifier la fraction de porteurs qui génèrent cette réponse impulsionnelle. Il paraît donc difficile d'envisager dès à présent une comparaison expérience-théorie.

Nous présentons figure III.20, l'influence de la tension de polarisation sur la décroissance temporelle.

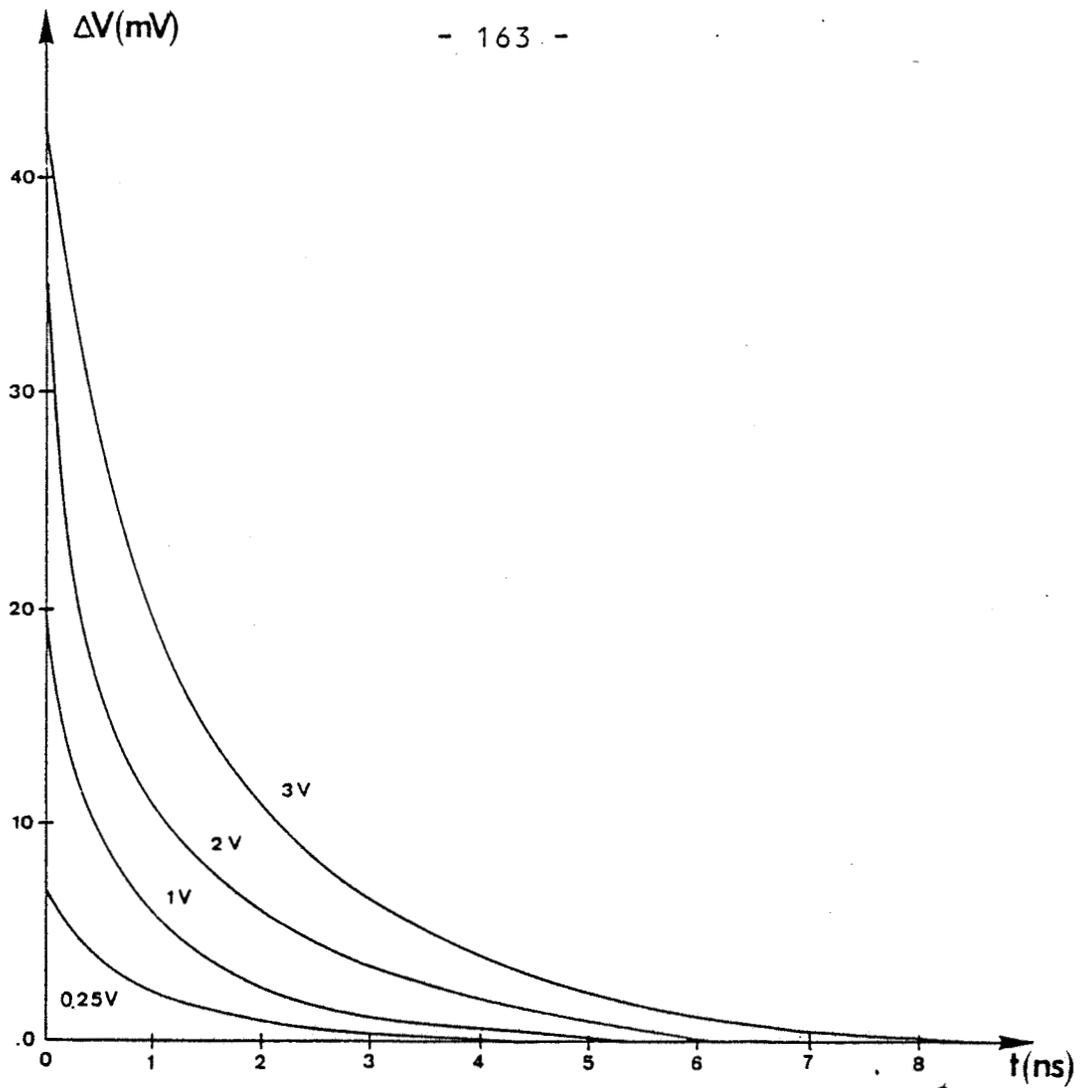


Figure III.20. : Décroissance temporelle de la réponse impulsionnelle à différentes tensions de polarisation inverse
 $\lambda = 0,58 \mu\text{m}$, $F = 800 \text{kHz}$, $P_L = 9 \mu\text{W}$

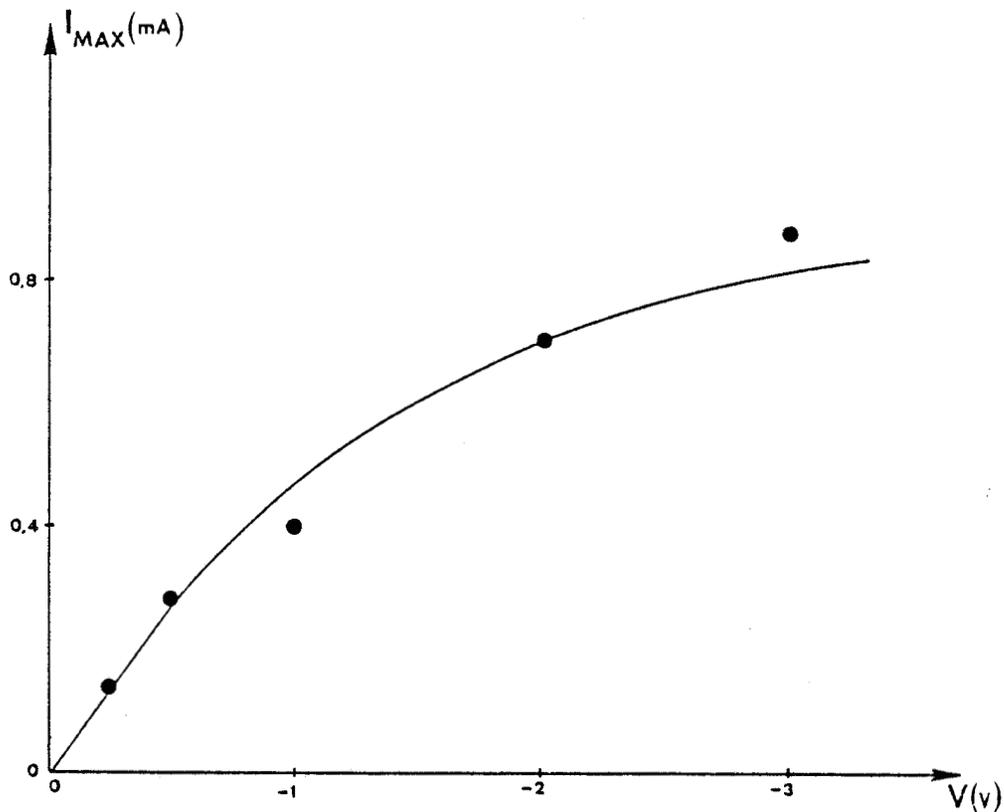


Figure III.21. : Variations du courant impulsionnel maximum I_{max} avec la tension de polarisation inverse.

Nous pouvons en tirer :

- les variations de I_{\max} présentées figure III.21.
 I_{\max} augmente avec la tension de polarisation inverse.
- Les variations de T_F présentées dans le tableau qui suit:

V(V)	- 1	- 2	- 3
T_F (ps)	450	300	200

Tableau III.4.

Valeurs de T_F pour différentes tensions de polarisation inverse.

Le tableau III.4 montre que les valeurs de T_F diminuent lorsque la tension de polarisation augmente conformément à (3.12). On peut vérifier que les rapports des temps de descente : $T_{F,V_1} / T_{F,V_2}$ sont donnés approximativement par: $\sqrt{\psi_0 + V_2} / \sqrt{\psi_0 + V_1}$, où V_1 et V_2 sont deux tensions de polarisation inverse, semblant ainsi confirmer l'analyse du temps de descente en termes de capacité liée à la zone déserte sous le contact Schottky.

Nous présentons maintenant, figure III.22, l'influence de la puissance lumineuse sur la décroissance temporelle. Nous pouvons en tirer :

- les variations de I_{\max} présentées figure III.23.

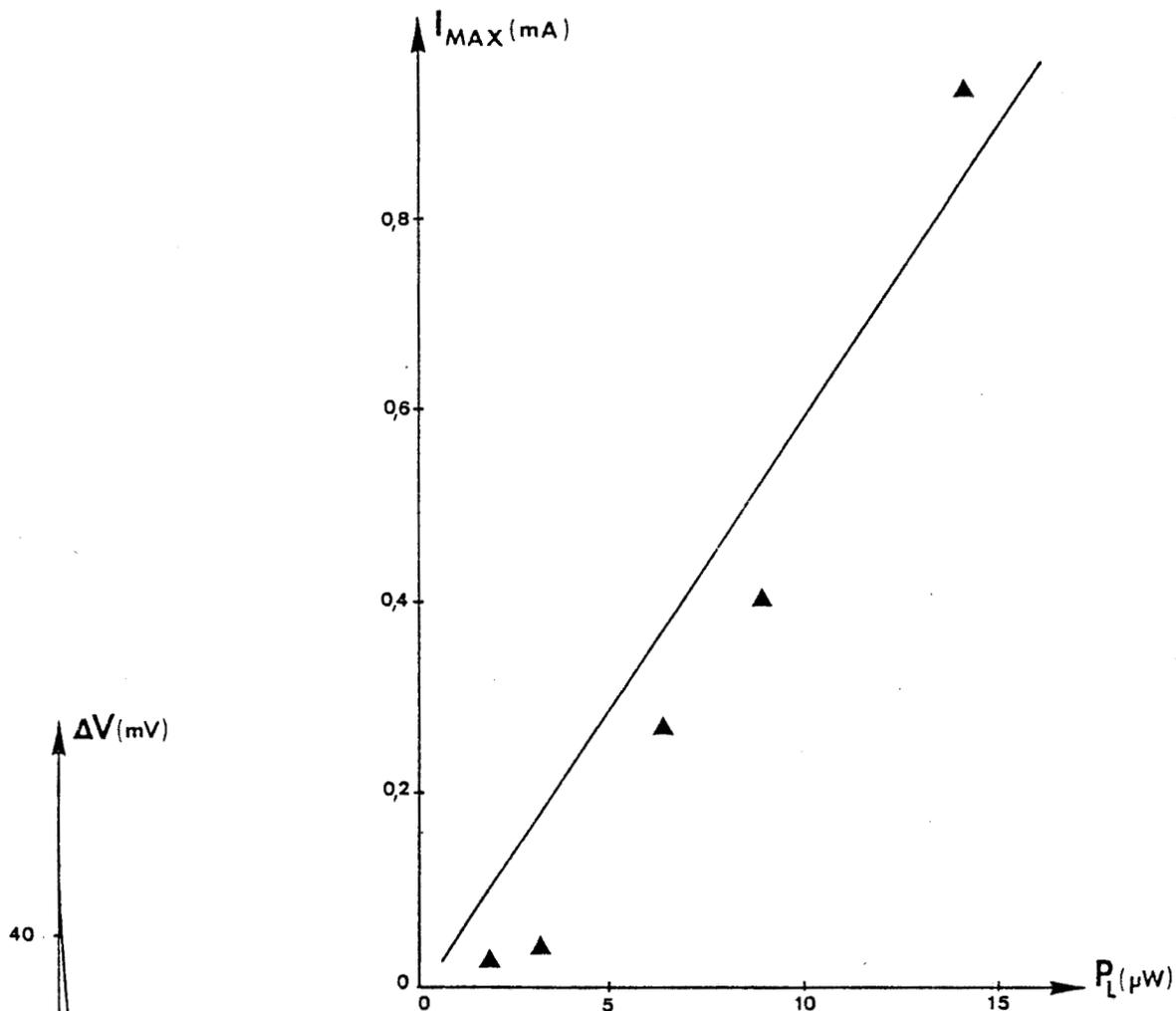


Figure III.23. : Variations du courant impulsionnel maximum I_{max} avec la puissance lumineuse.

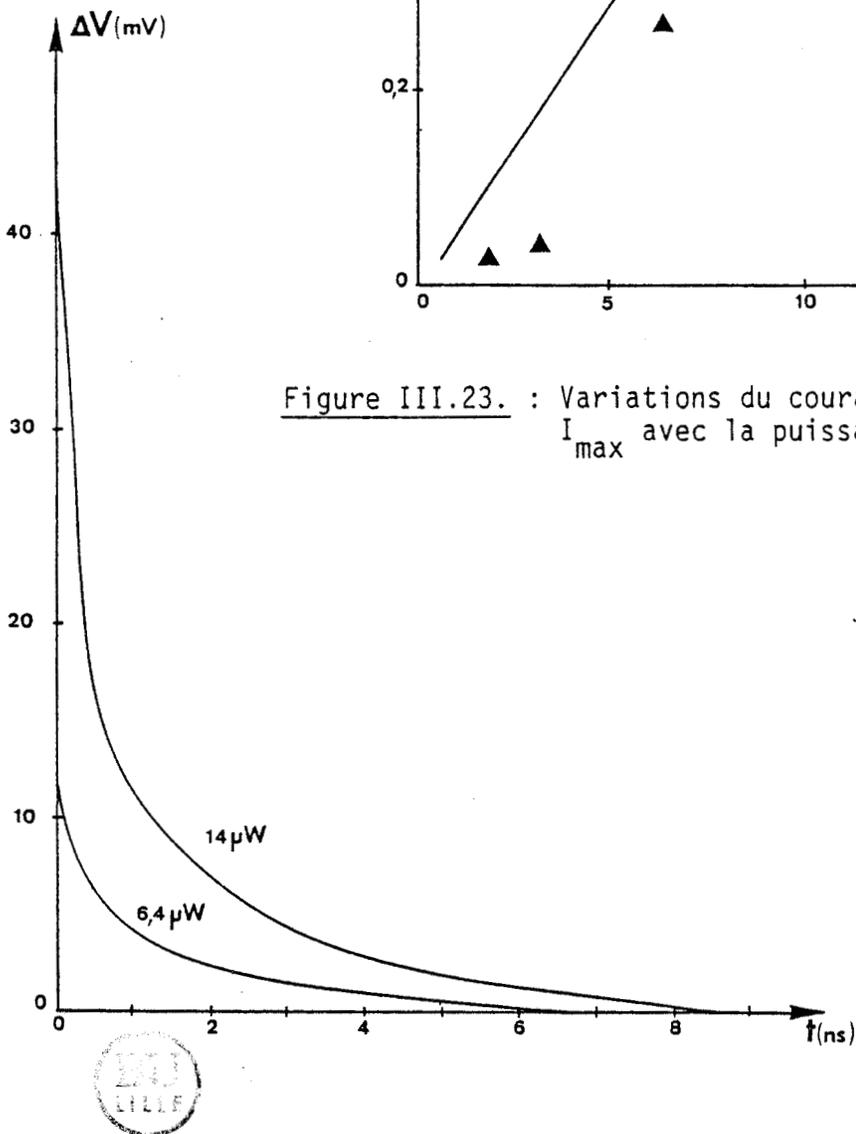


Figure III.22. : Décroissance temporelle de la réponse impulsionnelle pour différentes puissances lumineuses
 $\lambda = 0,58 \mu\text{m}$, $F = 800 \text{kHz}$, $V_R = 1\text{V}$

Comme on pouvait s'y attendre, cette valeur augmente quasi linéairement avec la puissance lumineuse.

- les variations du temps de descente, présentées tableau III.5

$P_L (\mu W)$	6,4	14
$T_F (ps)$	425	600

Tableau III.5.

Valeurs de T_F pour différentes puissances lumineuses.

Nous avons suggéré précédemment que lorsqu'on éclaire le photodétecteur avec une puissance lumineuse suffisamment intense, la capacité instantanée pourrait augmenter temporairement.

On peut donc s'attendre à ce que le temps de descente augmente lorsque la puissance lumineuse augmente. Les résultats présentés tableau III.5 semblent confirmer cette prévision.

b.3. Réponse dynamique

La figure III.24, présente le rendement quantique dynamique d'une photodiode en modulation sinusoïdale pour des fréquences comprises entre 1kHz et 100MHz .

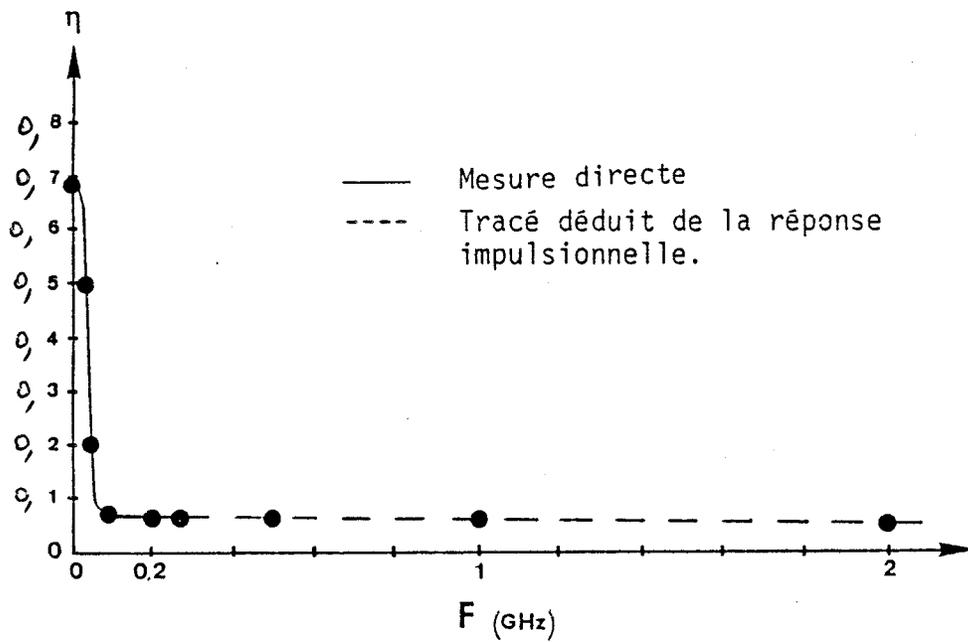


Figure III.24. : Mesures dynamiques du rendement quantique de la photodiode $\lambda = 0,82\mu\text{m}$, $P_L = 9\mu\text{W}$, $V_R = 2\text{V}$

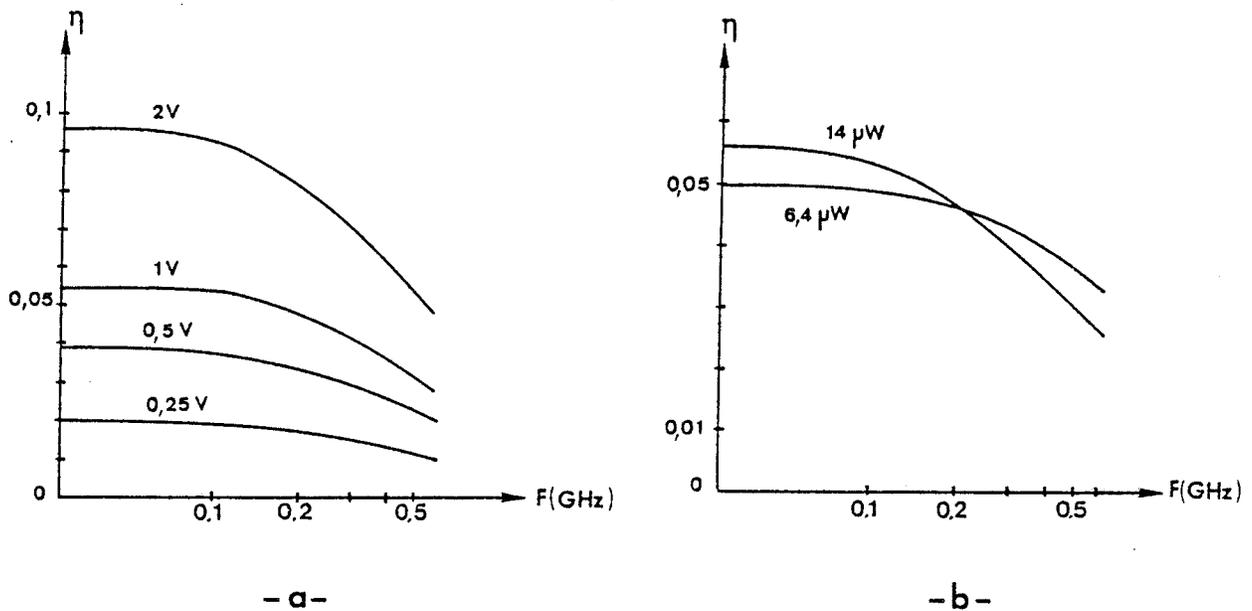


Figure III.25. : Rendement quantique dynamique déduit de la réponse impulsionnelle. ($\lambda = 0,58\mu\text{m}$, $F = 800\text{kHz}$)
a - pour plusieurs tensions de polarisation inverse $P_L = 9\mu\text{W}$
b - à différentes puissances lumineuses $V_R = 1\text{V}$

Ces résultats montrent, pour une résistance de charge de 50 que le coefficient de réponse basse fréquence ($F \leq 30\text{MHz}$) est proche du coefficient de réponse statique et peut être calculé à partir de la relation classique (3.11). Par contre pour des fréquences supérieures à 30MHz, nos mesures montrent que la réponse dynamique décroît pour atteindre une valeur environ dix fois plus faible que la réponse basse fréquence, confirmant nos observations relatives à la réponse impulsionnelle.

Rappelons que cet effet a été interprété en termes de phénomène de diffusion de porteurs photocréés dans la couche tampon, avant d'être collectés par les contacts ohmiques.

Dans cette hypothèse, la coupure observée à la fréquence de 30MHz pourrait être déduite de la valeur du coefficient de diffusion des électrons dans l'AsGa non dopé en régime de champ faible, soit : $D_n \simeq 200\text{cm}^2/\text{s}$ [7], et de la distance moyenne entre les points où les électrons quittent la zone déplétée, et les contacts ohmiques. Une première estimation conduit à :

$$\Delta x = \sqrt{\tau D_n} \quad \text{ou encore} \quad \tau = \frac{\Delta x^2}{D_n}$$

avec $\Delta x = 25 \mu\text{m}$
et $D_n = 200 \text{cm}^2/\text{s}$

τ est la durée de vie des porteurs durant le phénomène de diffusion, la fréquence correspondante est proche de 30MHz.

Les résultats donnés figure III.24 présentent également le rendement quantique dynamique de cette photodiode déduit de la réponse impulsionnelle .

Il est obtenu en admettant que la réponse impulsionnelle est de forme exponentielle avec un temps de montée nul correspondant à l'hypothèse très simplifiée d'une photodiode assimilable à un générateur de courant qui aurait la forme d'un Pic de Dirac.

Dans ce cas:

$$I_{ph} = I_{max} \exp(-t/\tau') \quad (3.13)$$

et $R(f) = \frac{q}{h\nu} \left(\frac{Q(t')}{qN_{ph}} \right)$

où $Q(t')$ est la charge recueillie dans le circuit extérieur. Elle est donnée par :

$$Q(t') = \int_0^{t'} I_{ph} dt$$

$$\text{et } f \approx \frac{1}{2\pi\tau'}$$

On peut constater, figure III.24, qu'il est en accord avec la réponse sinusoidale.

L'influence de la puissance lumineuse et de la tension de polarisation sur le rendement quantique dynamique sont données figure III.25.

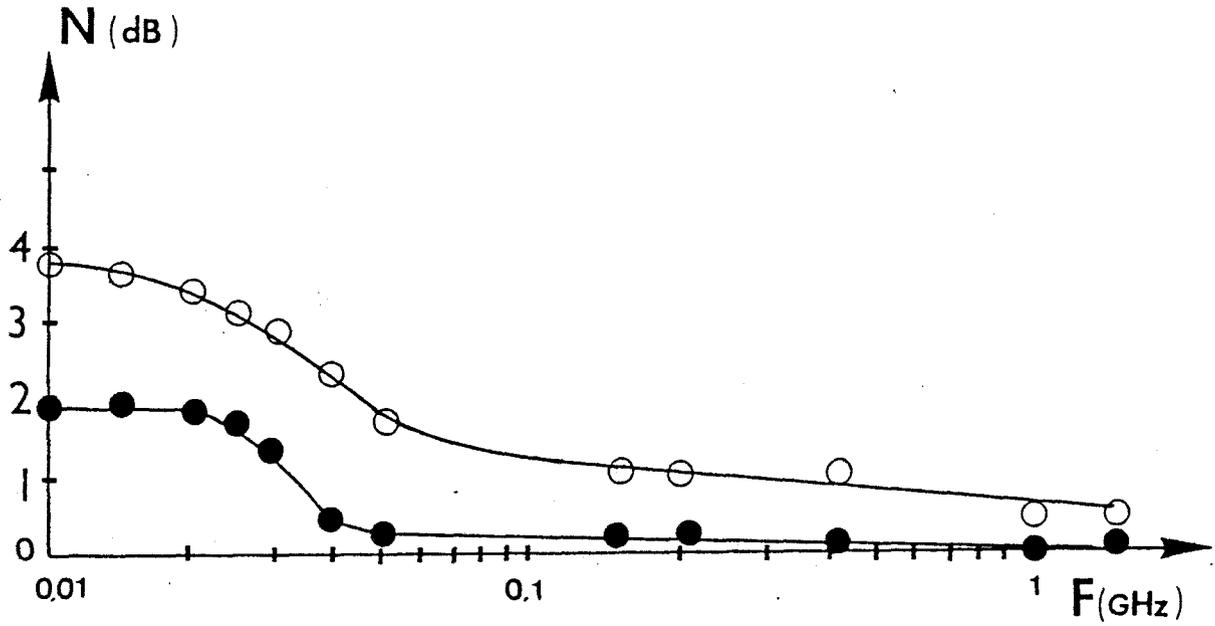
Il apparaît que dans tous les cas la fréquence de coupure à -3dB est inférieure au gigahertz (pour le domaine des fréquences supérieures à 30MHz).

b.4. Bruit de la photodiode

b.4.1. Influence de la fréquence :

Des mesures de bruit ont été effectuées en obscurité et sous éclaircissement dans la gamme 10MHz - 1,5GHz.

Les résultats sont donnés figure III.26:



Dans cette mesure, le niveau 0dB correspond au bruit d'une résistance de 50 Ω à T=300 K.

Figure III.26. : Variations du niveau de bruit de la photodiode avec la fréquence

$V_R = 2V$

●● obscurité

○○ éclairage

$\lambda = 0,632\mu m, P_L = 300\mu W$

Pour des fréquences inférieures à 30MHz, on constate une augmentation du bruit d'obscurité et d'éclairement. Cette augmentation pourrait être liée au mécanisme de diffusion des porteurs dans la couche tampon, déjà cité (§3.2.2.b.2.1).

Pour des fréquences supérieures à 30MHz, le niveau de bruit relevé devrait correspondre à la superposition:

- d'un bruit thermique dû à la résistance équivalente R_{eq} de la diode polarisée:

$$\overline{i_{th}^2} = \frac{4kTB}{R_{eq}} \quad \text{d'après (1.61)}$$

avec B bande passante du système de mesure.

et - d'un bruit de grenaille donné par:

$$\overline{i_s^2} = 2 q I B \quad \text{d'après (1.60)}$$

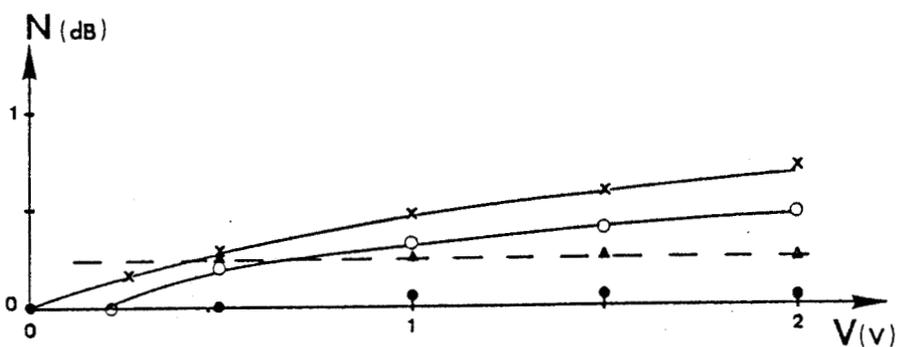
où I représente la somme des courants d'obscurité et d'éclairement.

Effectuons une comparaison entre les niveaux mesurés et ceux déduits de ces expressions.

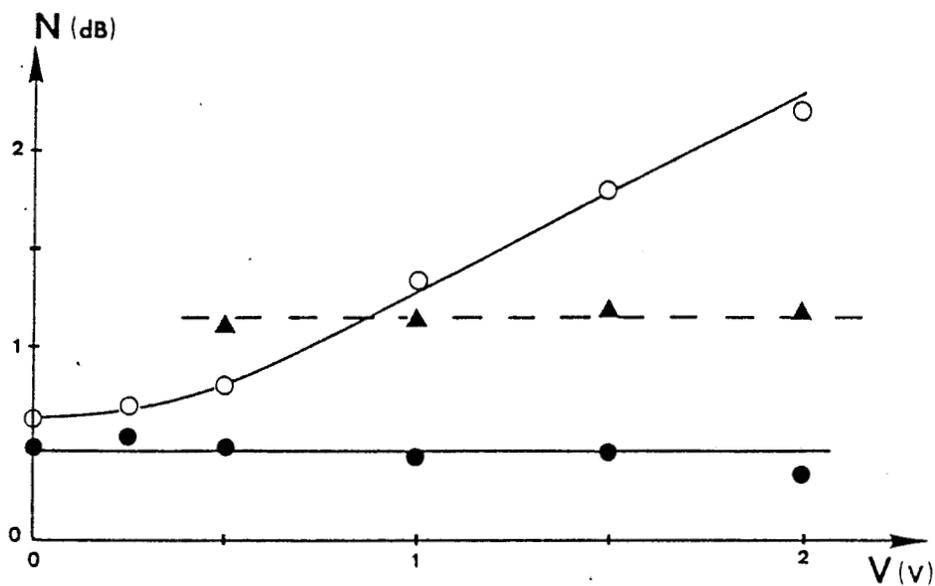
En régime d'obscurité, le courant d'obscurité I_D étant faible (# 10nA), le bruit de grenaille est négligeable devant le bruit thermique et donc:

$$\overline{i_{tot}^2} = \frac{4kTB}{R_{eq}} \quad \text{avec } R_{eq} = \frac{1}{R_j + R_s} + \frac{1}{R_L}$$

où R_j représente la résistance de la jonction polarisée en inverse
 R_s les résistances séries associées
et R_L la résistance de charge.



-b-



-a-



Figure III.27. Variations du niveau de bruit de la photodiode avec la tension de polarisation inverse à plusieurs fréquences de mesure

a - $F = 50\text{MHz}$

b - $F = 1\text{GHz}$

● ● obscurité

○ ○ éclairciment, $\lambda = 0,632\mu\text{m}$, $P_L = 400\mu\text{W}$

▲ ▲ $N/I_{ph} \times 10^{-4}$ mesuré

x x N calculé

Lorsque R_L vaut 50Ω le terme $1/R_J + R_S$ est négligeable devant $1/R_L$ et le niveau calculé est 0 dB, valeur relevée expérimentalement.

Sous éclairage, si la puissance lumineuse est suffisante le bruit de grenaille n'est plus négligeable devant le bruit thermique. Le bruit total est alors donné par:

$$\overline{i_{\text{tot}}^2} = 2 q (I_D + I_p) B + \frac{4kTB}{R_{\text{eq}}} \quad (3.14)$$

avec $R_{\text{eq}} = R_L$ pour une résistance de polarisation de 50Ω .

Lorsque $I_D \ll I_p$ (3.14) se met sous la forme :

$$\overline{i_{\text{tot}}^2} = 2 q I_p B + \frac{4kTB}{R_{\text{eq}}} \quad (3.15)$$

Pour un photocourant de $130 \mu\text{A}$ correspondant aux conditions de l'expérience ($V = -2\text{V}$, $P_L = 0,3\text{mW}$) le niveau calculé est de 0,5dB; cette valeur correspond à la mesure effectuée.

b.4.2. Influence de la tension de polarisation :

Elle a été étudiée à 50MHz et 1GHz afin de s'affranchir du bruit observé à des fréquences inférieures à 30MHz, que nous appelons bruit B.F.

Ces résultats sont présentés figure III.27.

On constate que le bruit augmente avec la tension de polarisation, cette augmentation étant plus importante à 50MHz qu'à 1GHz. On constate également, aux erreurs de mesures près, une relation de proportionnalité entre le niveau (en dB) mesuré et le photocourant relevé expérimentalement. Nous avons vérifié qu'à la fréquence de 1GHz ces variations sont compatibles avec l'existence d'un bruit de grenaille, nous avons calculé, dans cette hypothèse, le niveau de bruit correspondant aux différentes valeurs de photocourant mesuré ($I_{ph} \ll 180\mu A$) en utilisant l'expression $10 \log (1 + 2qIR/4kT)$.

Il apparaît un bon accord entre ces valeurs et les résultats de mesures. Ce résultat semble conforter l'hypothèse de l'existence du bruit de grenaille prédominant à cette fréquence dans le bruit dû à l'éclairement. Par contre à 50MHz les niveaux mesurés sont beaucoup plus grands que les valeurs calculées dans l'hypothèse d'un bruit de grenaille Il est donc probable qu'à cette fréquence, le bruit B.F. a encore une influence. La proportionnalité observée à 50MHz laisse penser que le bruit d'éclairement B.F. est proportionnel au courant d'éclairement.

Pour vérifier de manière encore plus significative que le bruit dû à l'éclairement est essentiellement un bruit de grenaille, il faudrait pouvoir effectuer des comparaisons à des niveaux de puissance lumineuse plus faibles. Ceci nécessite une méthode de mesure plus sophistiquée [8] en cours de montage [10].

b.4.3. Evaluation de la puissance équivalente de bruit (NEP) :

Pour des fréquences supérieures à 30MHz, les mesures de bruit effectuées précédemment montrent un bon accord avec l'hypothèse d'une superposition d'un bruit thermique et d'un bruit de grenaille. On peut alors évaluer la NEP, à partir de la relation (1.66) donnée au chapitre I, en utilisant les mesures effectuées :

$$NEP = \sqrt{2} \left(\frac{h\nu}{\eta} \right) \left(\frac{I_{eq}}{q} \right)^{1/2} \quad \text{en W}/\sqrt{\text{Hz}} \quad \text{avec } I_{eq} = I_D + \frac{2kT}{q_{eq}}$$

A la longueur d'onde $\lambda = 0,82\mu\text{m}$, pour une puissance lumineuse incidente de $9\mu\text{W}$ et une tension de polarisation inverse de 2V, nous avons trouvé un rendement quantique, à la fréquence $F=100\text{MHz}$, de l'ordre de 0,1. Le courant d'obscurité mesuré dans les mêmes conditions de polarisation est voisin de 100nA.

La figure III.28 donne les variations de la puissance équivalente de bruit de la photodiode avec la résistance de polarisation pour des fréquences comprises entre 30MHz et la fréquence de coupure de la photodiode.

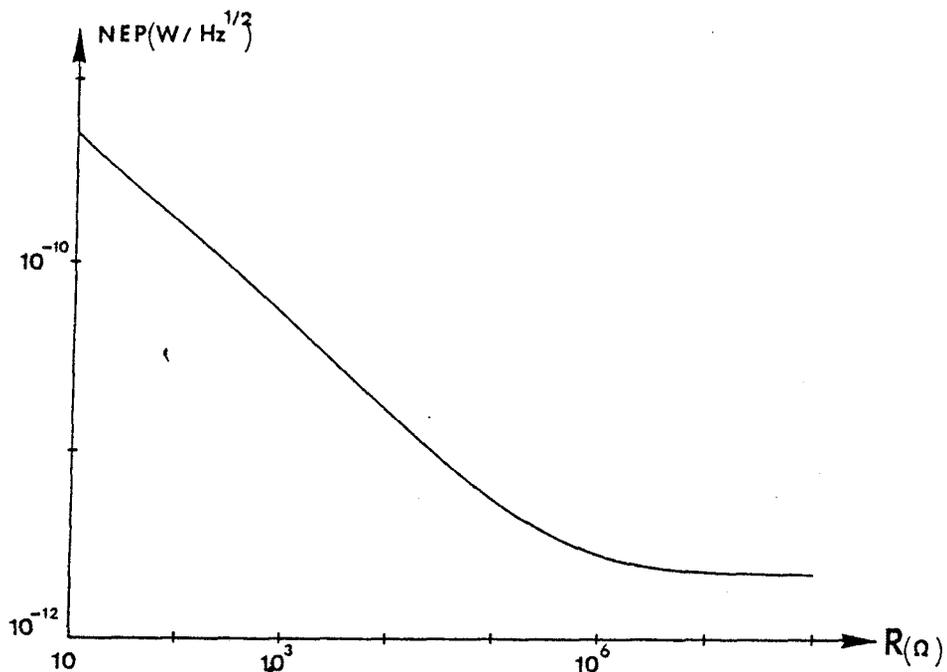
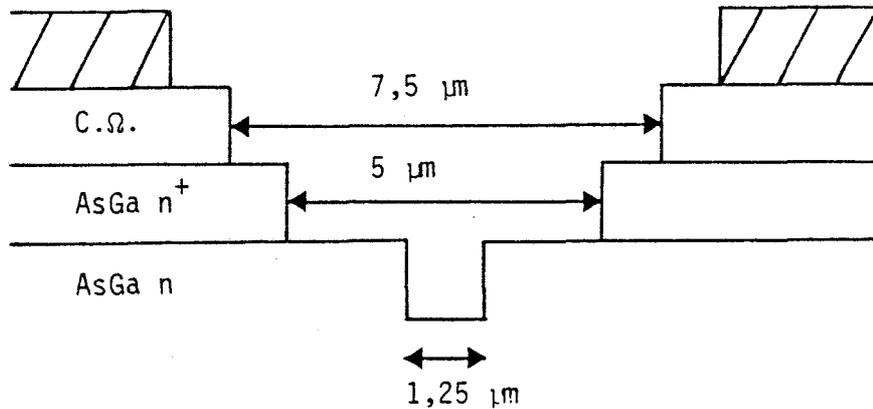


Figure III.28. : Calcul des variations de la puissance équivalente de bruit de la photodiode avec la résistance de polarisation, à partir des mesures effectuées.



3.2.3. Caractérisation des TEC

Trois transistors peuvent être caractérisés sur la puce, la figure III.29 donne une vue schématique d'une coupe transversale de ces TECs:



les dimensions sont celles prévues par les masques.

Figure III.29. : Vue schématique en coupe transversale des TEC

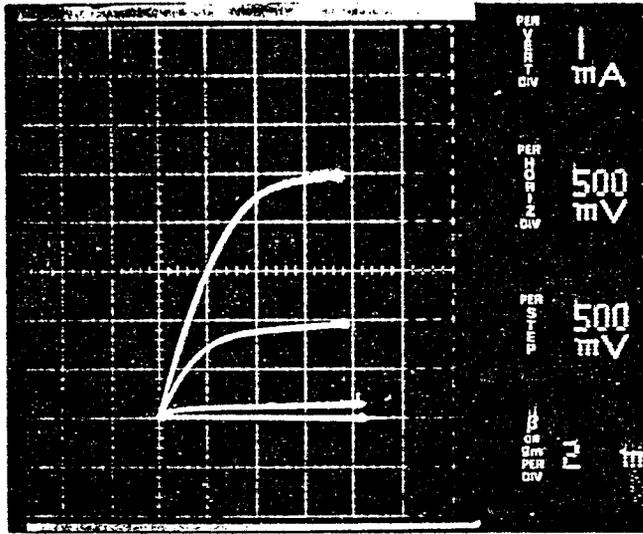
- deux transistors de Test de largeurs de grille respectives $z=100\mu\text{m}$ et $z=150\mu\text{m}$.

- le transistor de la tête optique, de largeur $z=1100\mu\text{m}$, peut lui aussi être caractérisé seul, si l'on coupe la métallisation le reliant au photodétecteur.

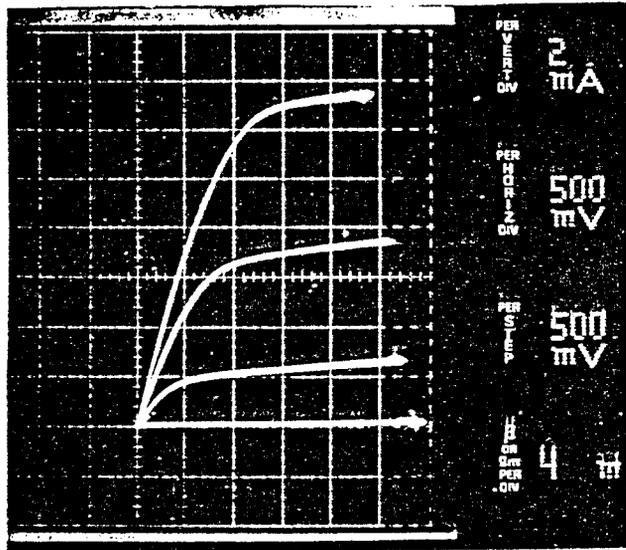
Rappelons que le choix des dimensions du transistor de la tête optique a été guidé par plusieurs impératifs :

- largeur de grille égale à 1,1mm : bon comportement en amplification pour des fréquences de l'ordre du gigahertz.
- longueur du canal égale à $5\mu\text{m}$: diminuer la difficulté que constitue la réalisation technologique d'une telle grille.

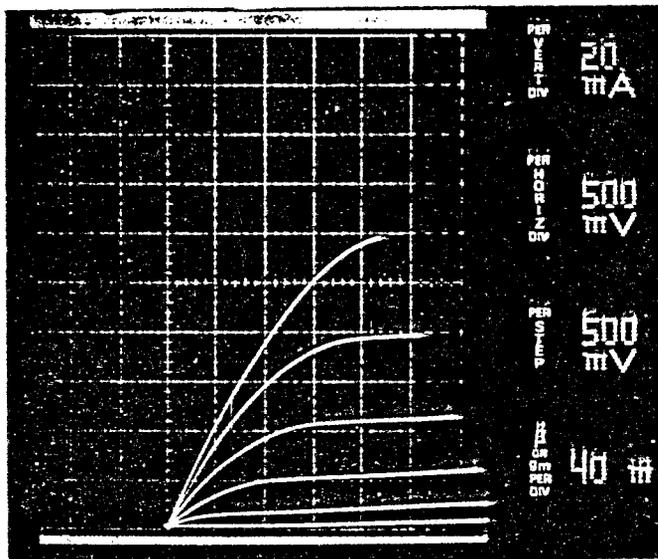
Nous avons évité les coins carrés puisque nous ne connaissons pas le comportement d'un TEC constitué d'une grille à angles droits (possibilité de claquage dû à des champs élevés au niveau des angles).



- a -



- b -



- c -

Figure III.30. : Caractéristiques $I_{ds} = f(V_{ds})$ pour différentes valeurs de V_{gs} des TEC $100 \mu\text{m}$ (a) $150 \mu\text{m}$ (b) et $1100 \mu\text{m}$ (c) d'une puce.

De plus pour limiter les possibilités de coupure de grille aux angles, nous l'avons allongée.

D'une manière générale, le choix des TEC caractérisés (caractérisations statique, dynamique et en bruit) n'est fixé que par la qualité des caractéristiques statiques relevées sous pointes.

Mais le transistor le plus intéressant à caractériser est le TEC 1100 μm ; le nombre de ces TEC caractérisés est évidemment limité en nombre puisque chaque fois, il correspond à la destruction d'une tête optique. Le choix du circuit intégré à détruire est fonction des caractéristiques statiques sous pointes sans que la coupure ait été effectuée, mais ces caractéristiques reflètent les propriétés du transistor et de la diode. Il est donc très difficile avant cette opération de savoir si le transistor obtenu sera un transistor de très bonne qualité; il n'est pas question non plus de détruire un nombre important de circuits intégrés pour cette caractérisation. C'est pourquoi, les résultats expérimentaux qui sont présentés peuvent être considérés comme ceux d'un transistor de qualité moyenne parmi tous ceux qui ont été réalisés.

A titre d'exemple nous présentons figure III.30, les caractéristiques statiques mesurées sous pointes au traceur de courbes, de différents transistors d'une même puce.

Les valeurs relevées de transconductance sont respectivement de: 7,10 et 80mS pour les transistors de largeur 100,150 et 1100 μm , ce qui correspond à une transconductance moyenne de 70 mS/mm.

Une fois le transistor choisi, les caractéristiques statiques et dynamiques des TEC sont effectuées en Centrale de Caractérisation selon un ordre donné ci-dessous. Les résultats sont présentés pour un TEC 150 μm et un TEC 1100 μm .

a) Mobilité

La mesure de la résistance totale entre drain et source fonction de la tension V_{gs} à une fréquence de 100MHz, en présence d'un champ magnétique B de 1 Tesla puis en l'absence de ce champ, permet grâce à la formule :

$$R_{ds}(B) = R_{ds}(0) * (1 + \mu_0^2 B^2) \quad (3.16)$$

de déterminer la mobilité μ_0 du matériau.

Un exemple de résultat obtenu est donné figure III.31.

La courbe en trait plein représente l'évolution en fonction de V_{gs} de la mobilité moyenne du canal, soit $4200 \text{cm}^2/\text{V.s}$, tandis que la courbe en trait pointillé représente la mobilité différentielle à l'extrémité de la zone déserte. Cette valeur est compatible avec celle déduite des mesures de résistance carrée (§ 3.2.1.). C'est une valeur classique pour un dopage voisin de 10^{17}at/cm^3 .

b) Caractéristiques de grille

Elles sont présentées sous la forme $I_{gs} = f(V_{gs})$ et $I_{gd} = f(V_{gd})$, figure III.32, pour le transistor de la tête optique. En relevant en même temps la tension V_{ds} lorsque I_{gs} devient important et la tension V_{ds} lorsque I_{gd} devient important on déduit :

$$R_s + R_i = \frac{V_{ds}}{I_{gs}} \quad (3.17) \quad \text{et} \quad R_d + R_i = \frac{V_{ds}}{I_{gd}} \quad (3.18)$$

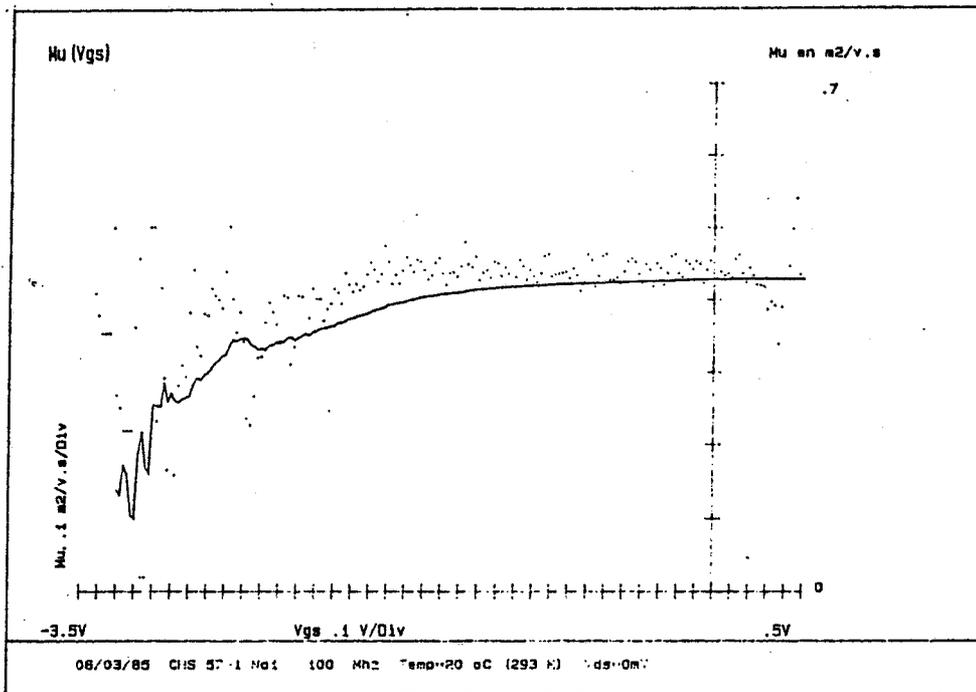
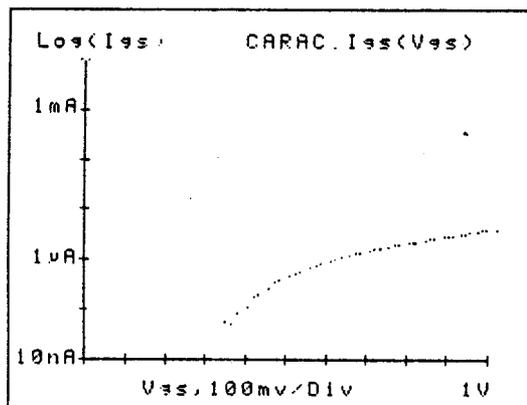


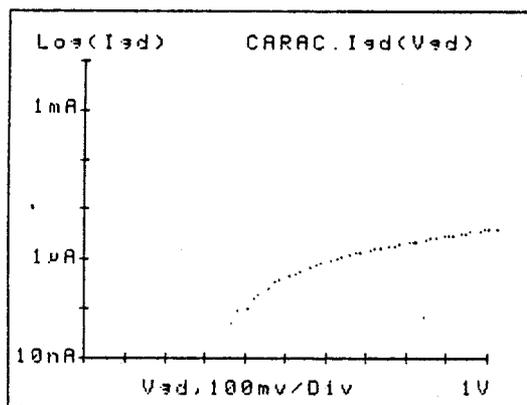
Figure III.31. : Détermination de la mobilité par magnéto-résistance, en fonction de la tension grille source

DATE : 11:03:16:41:21
 TEC : CHS 57-1-N3
 CARAC. I_{gs}(V_{gs}) ; D en l'air



-a-

DATE : 11:03:16:47:10
 TEC : CHS 57-1-N3
 CARAC. I_{gd}(V_{gd}) ; S en l'air



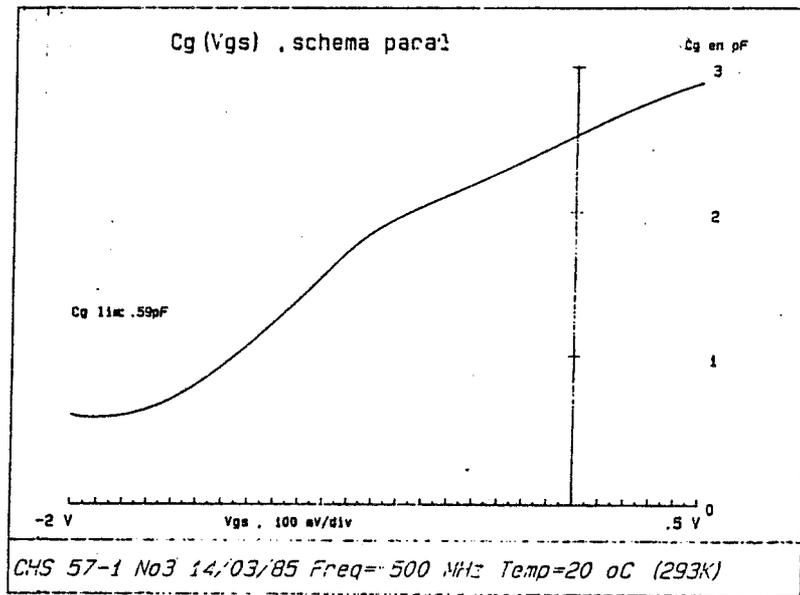
-b-



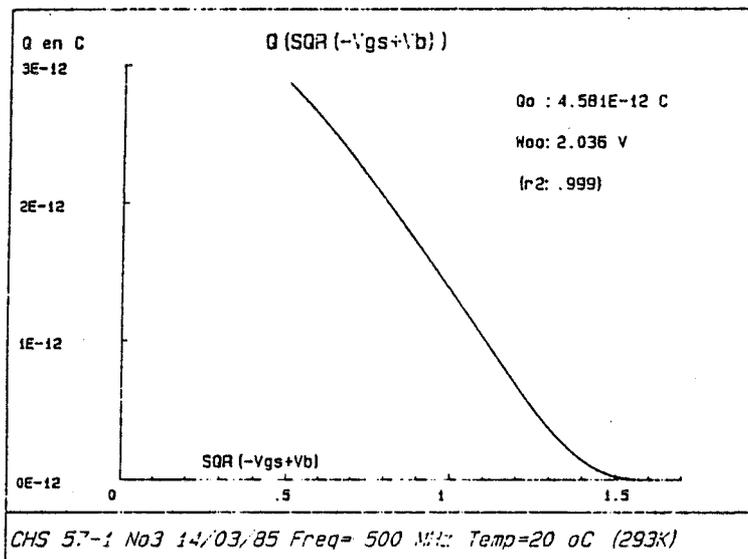
Figure III.32. : Caractéristiques de grille en direct d'un transistor 1100 μ m
 a - $I_{gs} = f(V_{gs})$
 b - $I_{gd} = f(V_{gd})$

c) Capacité présentée par le contact Schottky de grille

Ces mesures sont effectuées à une fréquence de 500MHz. La figure III.33a présente les variations de la capacité grille-source C_{gs} en fonction de la tension grille-source V_{gs} . Elles permettent de déterminer la quantité de charges sous la grille en fonction de V_{gs} figure III.33b.



- a -



- b -

Figure III.33. : a - Capacité présentée par le contact Schottky en fonction de V_{gs}
b - Charge sous la grille en fonction de V_{gs}



Par extrapolation à $Q=0$, on détermine la tension de pincement W_{oo} et à $V_b - V_{gs} = 0$, la quantité totale de charges sous la grille, Q_o . V_b est la tension de Built-in déterminée précédemment.

d) Résistance drain source R_{ds}

Ces mesures sont effectuées à la fréquence de 10MHz; elles permettent de dissocier la résistance du canal sous la grille R_o , des résistances de contact ($R_d + R_s$).

On a effet :

$$R_{ds} = R_d + R_s + A \times R_o \quad (3.19)$$

avec :

$$R_o = \frac{1}{q \mu_o N_D} \times \frac{L_g}{az} \quad (3.20)$$

où a est l'épaisseur de la couche active sous la grille.

et :

$$A = \frac{1}{1 - \left(\frac{V_o - V_{gs}}{W_{oo}}\right)^{1/2}} \quad (3.21)$$

où W_{oo} est la tension de pincement que l'on vient de déterminer.

De la courbe $R_{ds} = f(V_{gs})$ donnée figure III.34a, on déduit la courbe $R_{ds} = f(A)$, figure III.34b, qui permet d'obtenir $R_d + R_s$ et R_o .

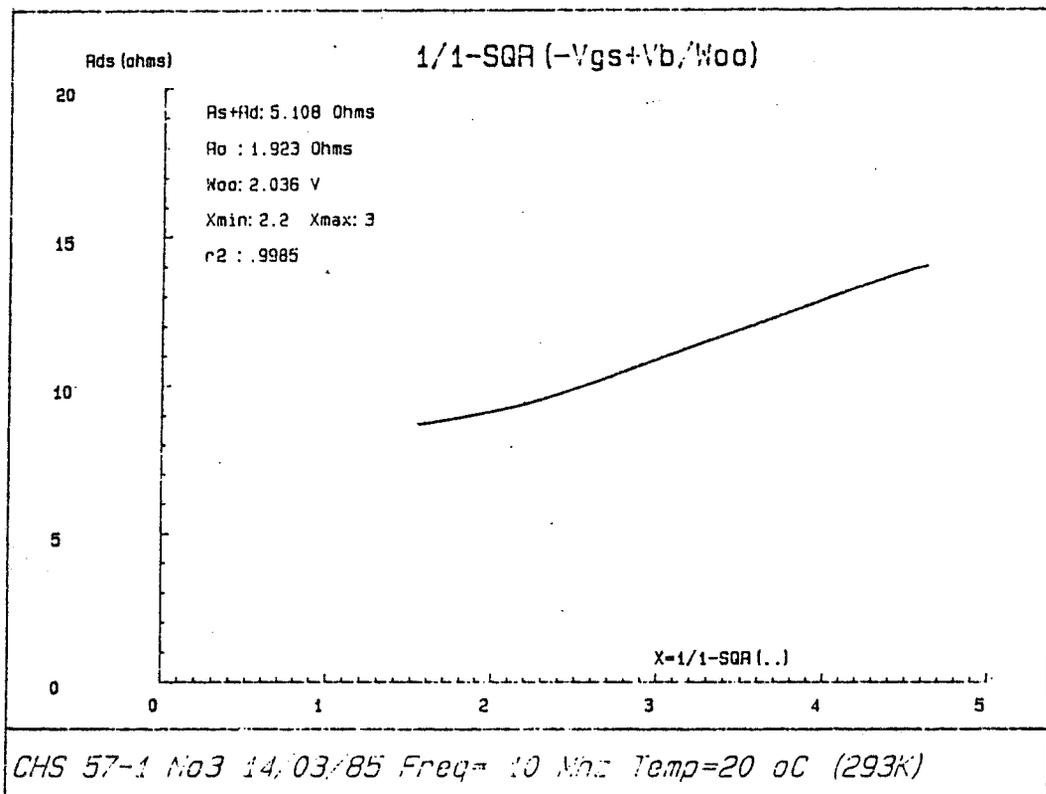
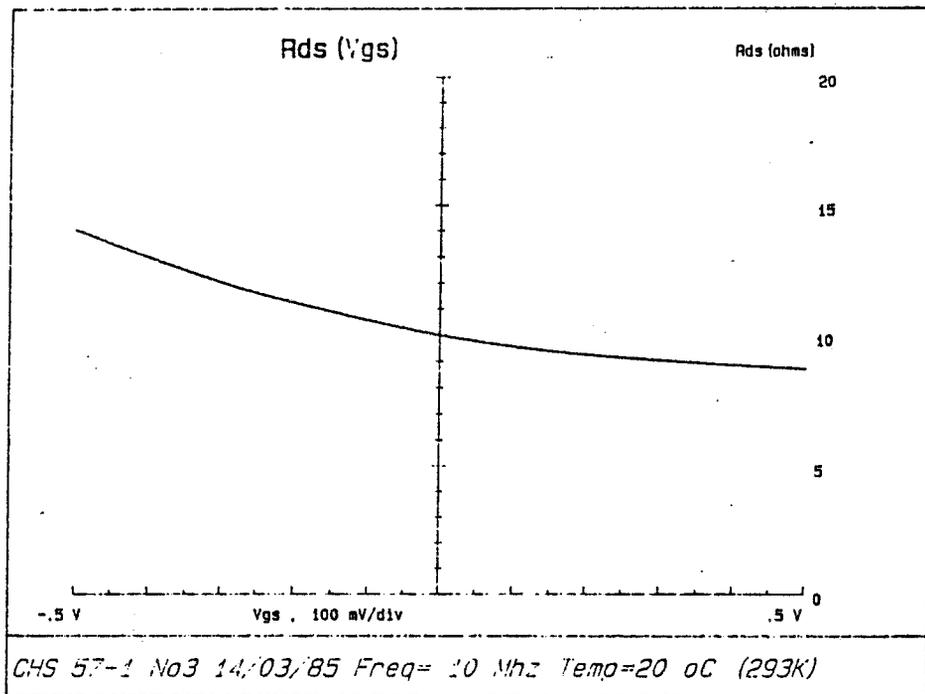


Figure III.34. a : Résistance totale entre plots de drain et de source lorsque V_{gs} varie
 b : Exploitation de la courbe précédente(a) pour la détermination de $R_S + R_D$ et R_0

e) Résultats déduits de ces mesures

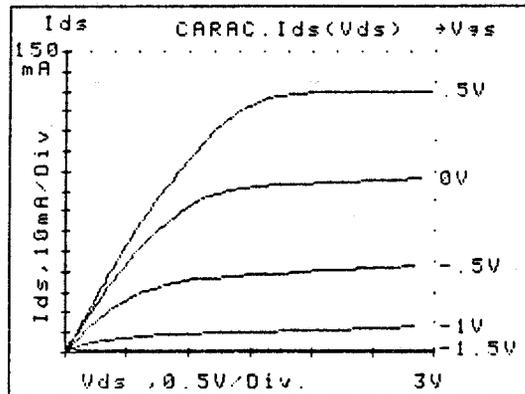
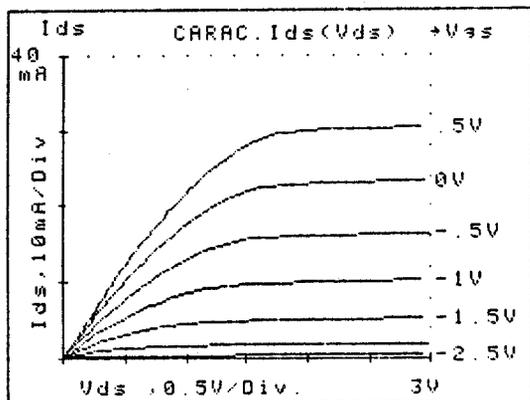
A partir des valeurs de $R_o + R_d$, $R_i + R_d$, $R_o + R_i$, on peut déduire les valeurs de R_s, R_d et R_i . Par ailleurs si l'on connaît Q_0 , R_0 , μ_0 et W_{00} , on peut déterminer connaissant la largeur Z du composant, les valeurs de L_g , a et N_D . Ces résultats sont présentés tableau III.6.

FET : CHS 57-1 No3	
DATE : 14/03/85 17h20mn	
Parametres mesures:	
-	$W_{00}=2.036 \text{ V}$ ($V_b=.75\text{V}$ $V_p=-1.286\text{V}$)
-	$Q_0=4.581\text{E}-12 \text{ C}$
-	$R_0=1.9 \text{ Ohms}$
Parametres fixes:	
-	$Z=1100 \text{ microns}$
-	$MU_0=.42 \text{ m}^2/\text{V/S}$
Parametres deduits:	
-	$L_g=1.91 \text{ microns}$
-	$a=.235 \text{ micron}$
-	$N_d=5.27\text{E}22 \text{ At/m}^3$
-	$MU_0=.42 \text{ m}^2/\text{V/S}$
	**

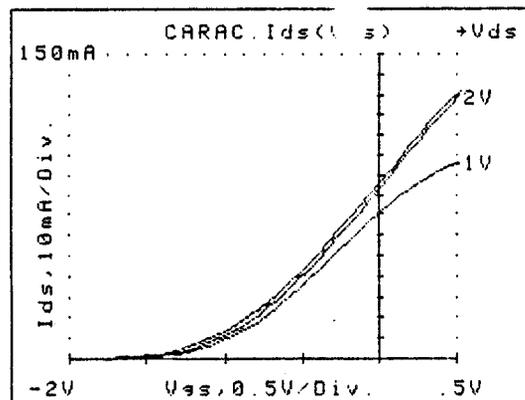
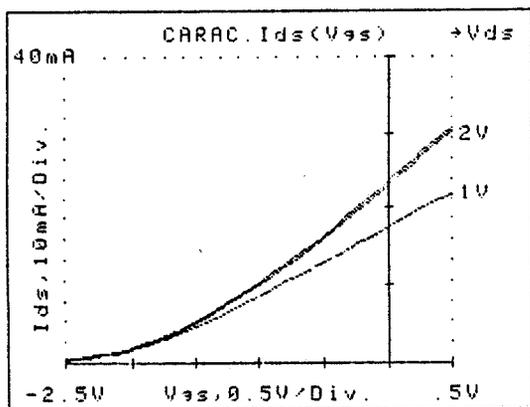
Tableau III.6. : Valeurs obtenues pour un TEC $1100\mu\text{m}$

f) Transconductance en statique

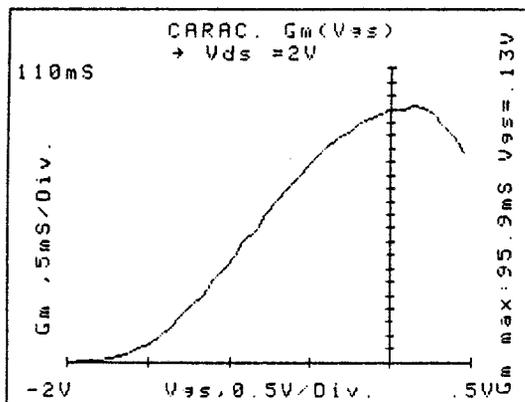
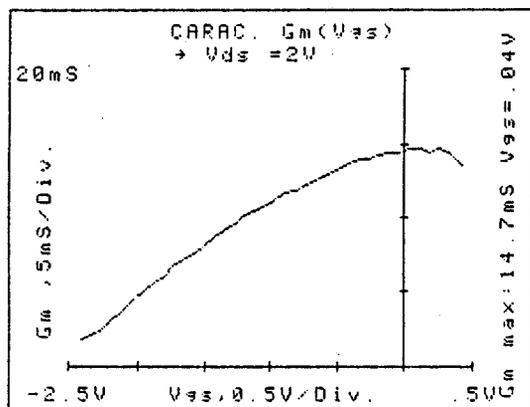
Le tracé des caractéristiques $I_{ds}=f(V_{ds})$ à V_{gs} constant, figure III.35a, et $I_{ds}=f(V_{gs})$ à V_{ds} constant, figure III.35b, permet de déduire $g_m=f(V_{gs})$ pour différentes tensions V_{ds} , figure III.35c.



-a-



-b-



-c-



Figure III.35. a - Caractéristiques $I_{ds} = f(V_{ds})$ pour différentes valeurs de V_{gs}
 b - Caractéristiques $I_{ds} = f(V_{gs})$ pour différentes valeurs de V_{ds}
 c - Evolution de g_m en fonction de V_{gs} lorsque V_{ds} est constant et égal à 2V

Rappelons qu'il faut prendre ces résultats avec précaution puisque les TEC caractérisés résultent d'un choix très limité. Toutefois le g_m mesuré est comparable à celui attendu aussi bien pour le TEC 150 μ m que pour le TEC 1100 μ m. En effet pour un TEC (à grille longue), il est donné par l'expression simplifiée suivante [11] :

$$\frac{\epsilon z v}{a}$$

soit 67 mS/mm pour : $a = 1500 \text{ \AA}$ et $v = 10^7 \text{ cm/s}$

g) Caractéristiques dynamiques

Afin de compléter le schéma équivalent et pour connaître le comportement du composant en hyperfréquences, les paramètres S_{ij} ont été déterminés pour des fréquences variant de 100MHz à 4GHz.

Les résultats sont présentés figure III.36.

La fréquence de transition f_t du TEC, définie comme la fréquence à laquelle son gain vaut 1, est donnée d'après l'expression (2.62) par :

$$f_t = \frac{g_{m0}}{2\pi C_{gs}} \quad (3.22)$$

Expérimentalement nous observons une fréquence de transition d'environ 6GHz et une fréquence de coupure à - 3dB de 1,2GHz.

Partant des valeurs de g_m et C_{gs} mesurées, (§ c et f) l'expression (3.22) conduit à une fréquence de transition identique.

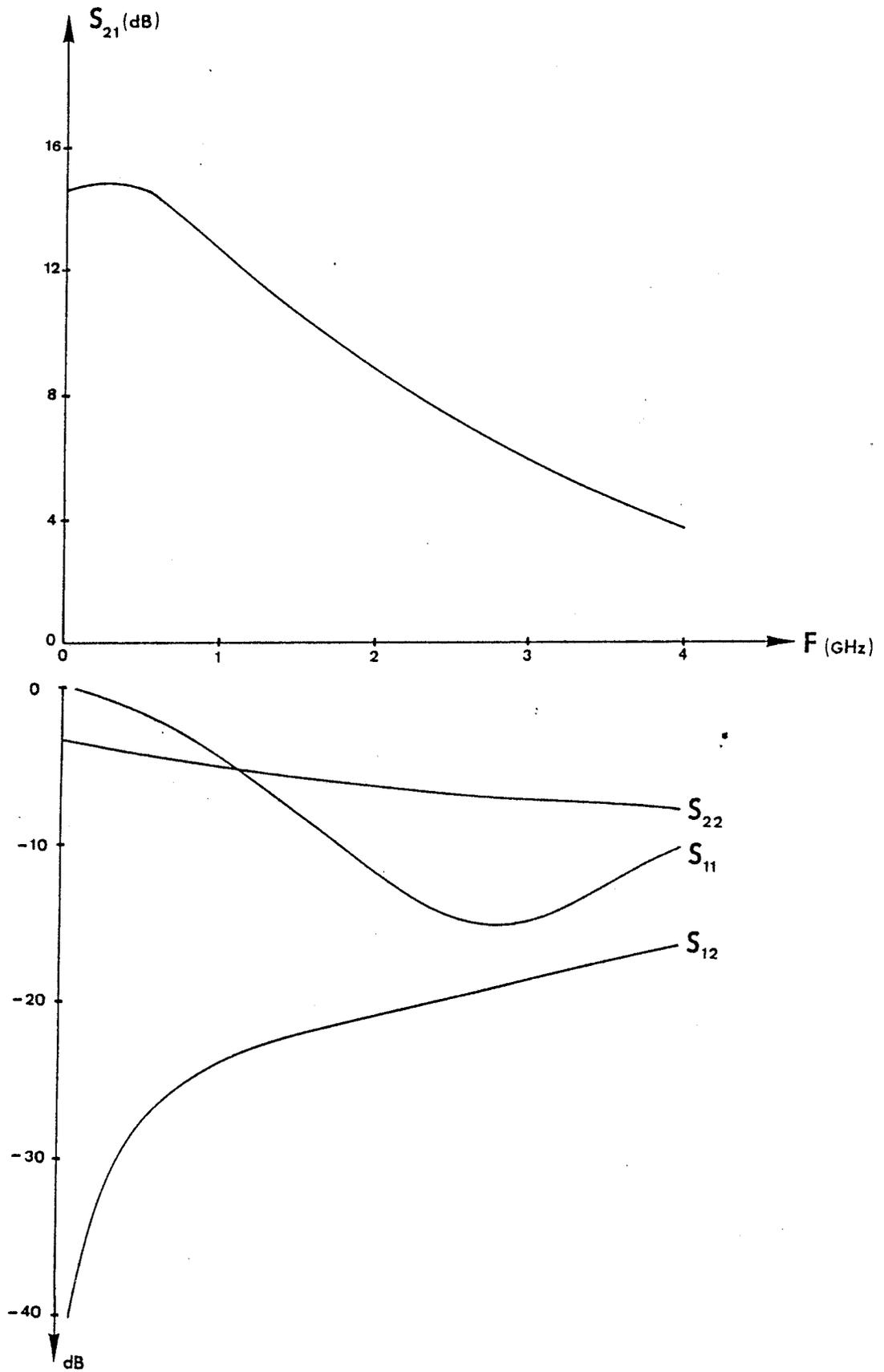


Figure III.36. : Evolution des paramètres S_{ij} en fonction de la fréquence de 100 MHz à 4 GHz
 $V_{gs} = 0V$, $V_{ds} = 3V$
a - S_{21}
b - S_{11} , S_{22} , S_{12}

De ces mesures, on peut déduire l'évolution de g_m , g_d , C_{gd} , C_{gs} avec la fréquence en utilisant les relations suivantes [4,9] :

$$g_m = \frac{1}{2} Y_o |S_{21}| (1 + g_d/Y_o) \quad (3.23)$$

$$g_d = Y_o \left(\frac{1 - |S_{22}|}{1 + |S_{22}|} \right) \quad (3.24)$$

$$C_{gd} = \frac{1}{2\omega} Y_o |S_{12}| (1 + g_d/Y_o) \quad (3.25)$$

$$C_{gs} = - \left(\frac{Y_o/2\omega \text{ Ang}|S_{11}| + C_{gd}(1 + g_d/Y_o + g_m/Y_o)}{1 + g_d/Y_o} \right) \quad (3.26)$$

A titre d'exemple les variations de g_m et g_d sont données figure III.37.

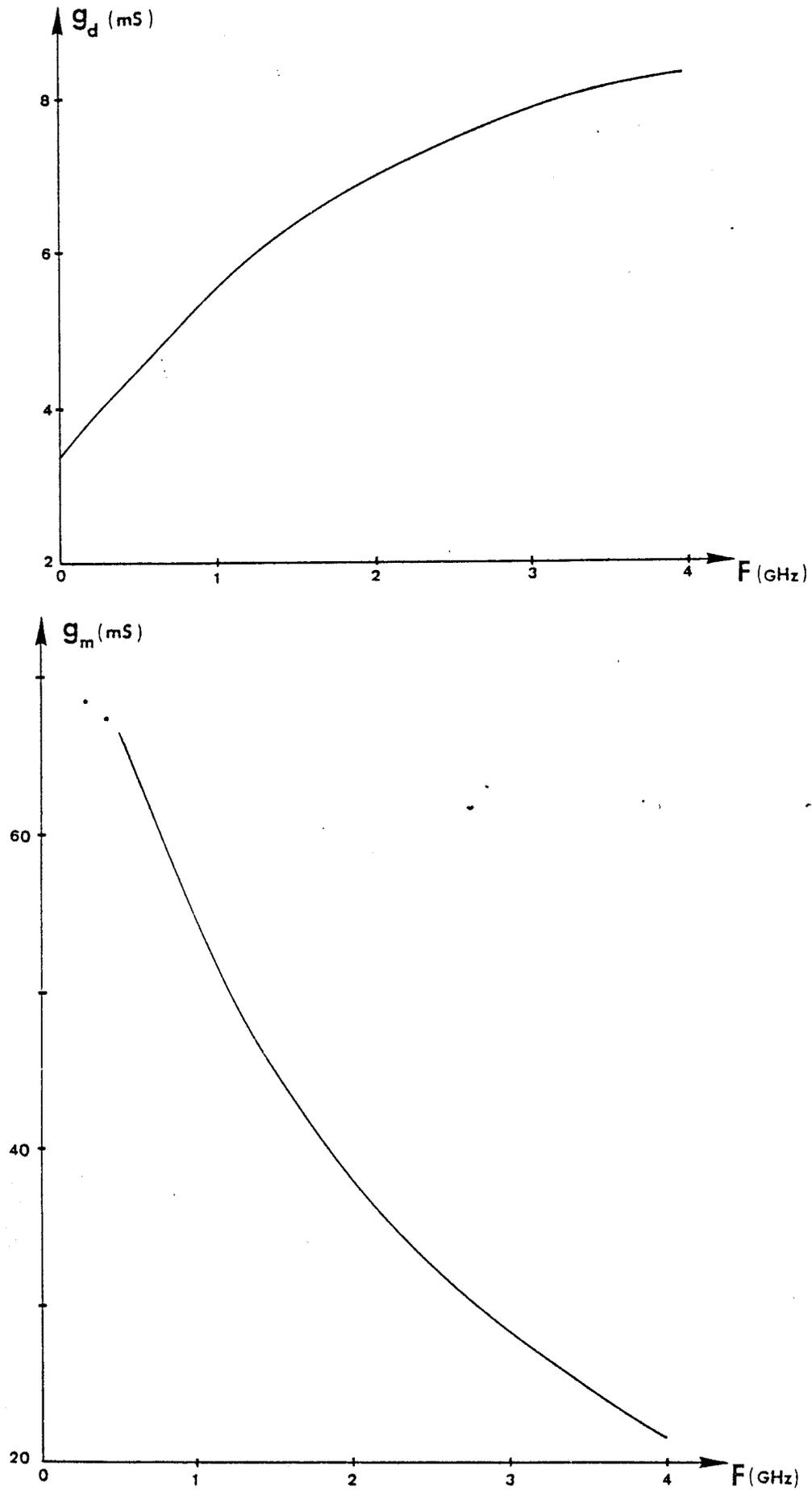
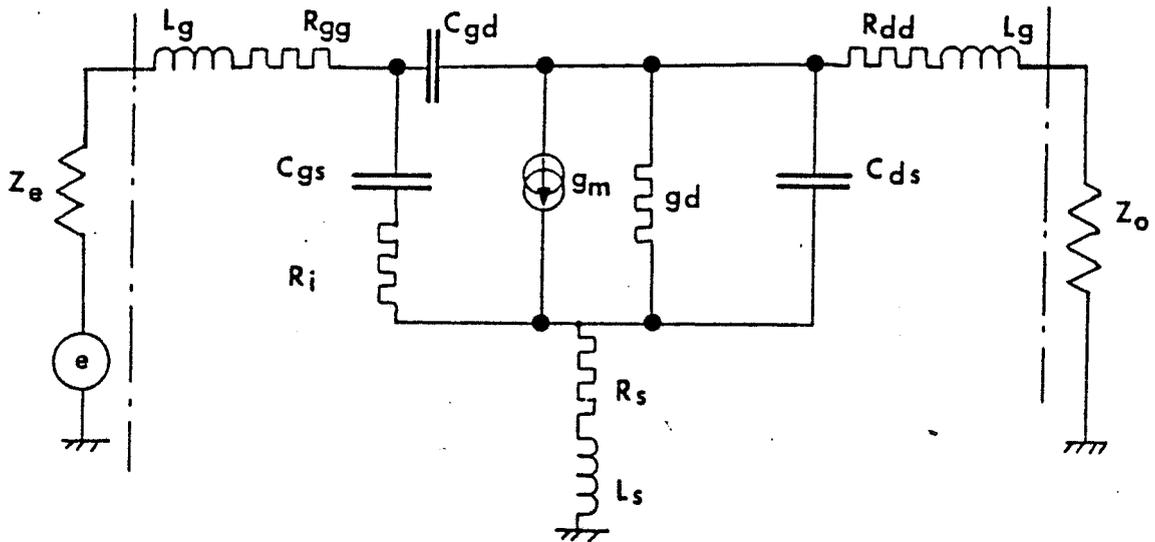


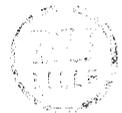
Figure III.37. : Variations de g_m et g_d avec la fréquence, déduites de la mesure des paramètres S_{ij}

Nous pouvons déduire de ces résultats le schéma équivalent du TEC, donné figure III.38.



$R_{gg} = 16 \Omega$	$C_{gs} = 2,6 \text{ pF}$	$L_g = 0,4 \text{ nH}$	$g_m = 80 \text{ mS}$
$R_{dd} = 4,5 \Omega$	$C_{gd} = 0,2 \text{ pF}$	$L_s = 0,52 \text{ nH}$	$g_d = 3,5 \text{ mS}$
$R_s = 1,5 \Omega$	$C_{ds} = 0,2 \text{ pF}$	$L_d = 0,24 \text{ nH}$	$R_i = 4,5 \Omega$

Figure III.38. : Schéma équivalent du transistor 1100 m, déduit de la caractérisation



Partant de ce schéma équivalent, les performances du transistor ont été calculées sur IBM PC à l'aide du logiciel TOUCHSTONE. Les résultats déduits de cette simulation montrent un accord satisfaisant avec ceux donnés par la mesure, figure III.39.

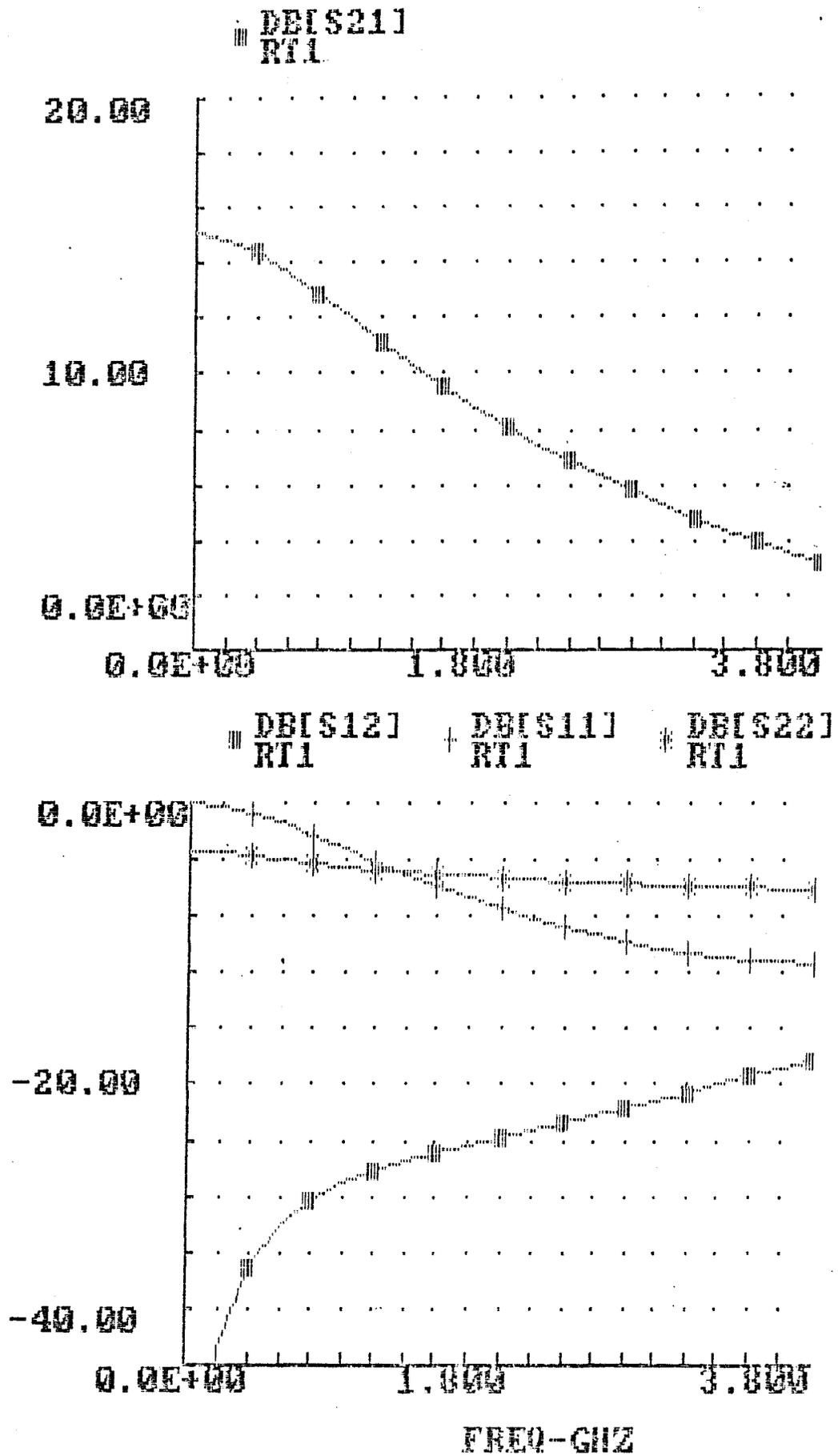


Figure III.39. : Paramètres S_{ij} déterminés à l'aide du logiciel de CAO TOUCHSTONE

h) Bruit du TEC de la tête optique

Les mesures sont présentées figure III.40.

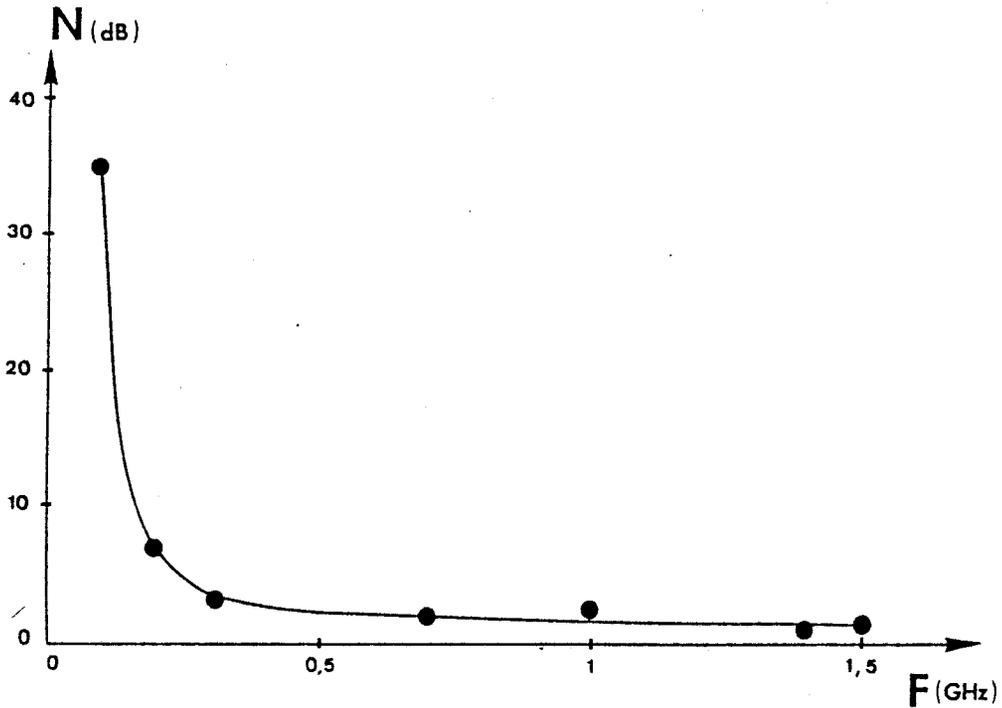
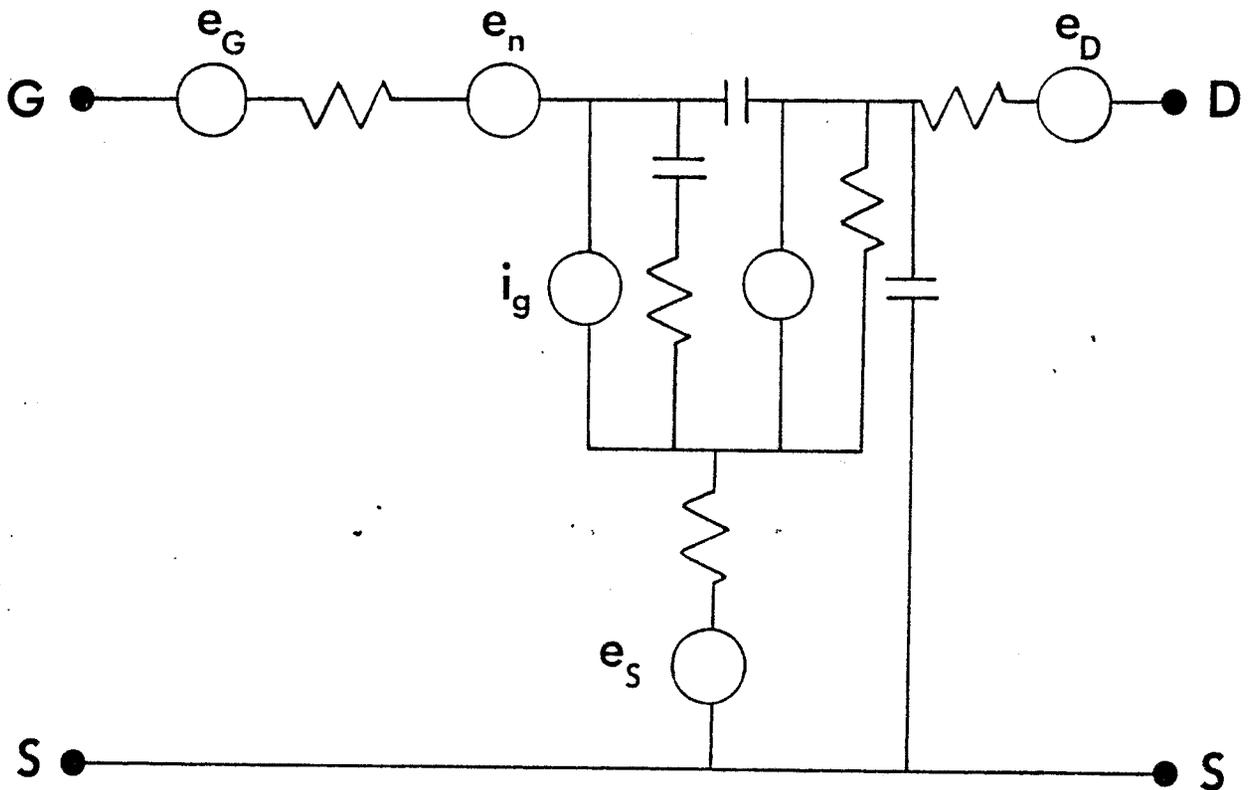


Figure III.40. : Niveau de bruit du TEC de la tête optique $V_{gs} = -2V$
 $V_{ds} = 1V$

Comme on pouvait s'y attendre, en basses fréquences un bruit important en $1/f$ apparaît. Pour des fréquences supérieures à quelques centaines de Mégahertz, ce bruit en $1/f$ n'intervient plus et le niveau de bruit peut être considéré comme la contribution des sources de bruit suivantes :

- Bruit thermique du canal $\overline{i_d^2}, \overline{e_n^2}$
- Bruit thermique de grille $\overline{i_g^2}$
- Bruit de grenaille de grille $\overline{i_{g0}^2}$
- Bruit thermique des résistances séries $R_g, R_s, R_d : \overline{e_R^2}$.

L'évaluation de l'importance de chacun de ces termes est délicate, en dehors de l'estimation théorique déjà présentée au chapitre II. Nous nous limiterons à rappeler dans cette partie, le schéma équivalent du transistor incluant les sources de bruit ainsi que leurs expressions théoriques figure III.41.



$$\overline{e_n^2} = \frac{4kTP}{g_{mo}} \Delta f$$

$$\overline{e_R^2} = 4kTR \Delta f$$

$$\overline{i_g^2} = 4kT\omega^2 C_{gs}^2 R \Delta f / g_{mo}$$

avec $R \approx 0,5 \text{ à } 300 \text{ K}$

$$\overline{i_{go}^2} = 2 q I_g \Delta f$$

$$\overline{i_d^2} = 4kTg_m P \Delta f \quad \text{avec } 1 < P < 3$$

Figure III.41. : Schéma équivalent du transistor incluant les sources de bruit

3.2.4. Caractérisation de la tête optique intégrée

a) Caractéristiques électriques

Nous présentons, figure III.42, la photographie d'une caractéristique typique de la tête optique $I_{ds} = f(V_{ds})$ pour plusieurs tensions de grille V_{gs} .

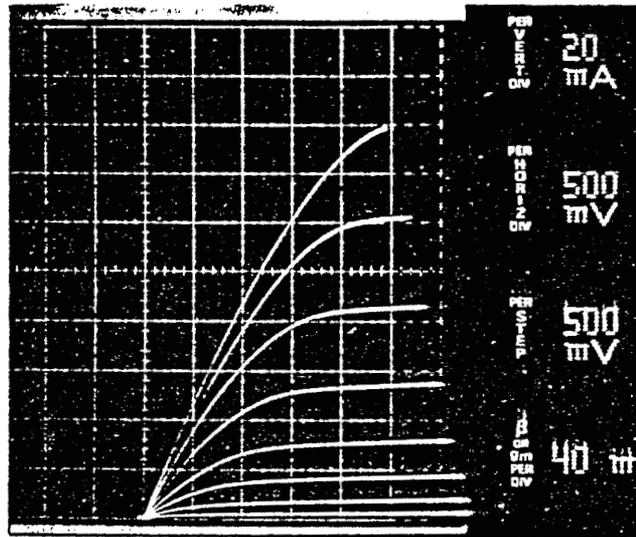


Figure III.42. : Caractéristique typique $I_{ds} = f(V_{ds})$ de la tête optique pour plusieurs tensions de grille V_{gs} .

On constate que l'association photodétecteur-TEC ne modifie pas l'allure générale des caractéristiques du TEC.

b) Caractéristiques optoélectroniques

b.1) Mesures statiques

L'effet d'amplification du transistor sur le photocourant issu de la photodiode a tout d'abord été mis en évidence en mesurant la variation du courant drain-source sous éclairage et en régime d'obscurité et en le comparant au photocourant. Cette expérience a été effectuée pour plusieurs valeurs de la résistance de polarisation de grille R_g . Les valeurs de gain en courant obtenues sont reportées dans le tableau qui suit :

R_g	30 Ω	300 Ω	3000 Ω
$G_{exp.}$	2	20,5	270
$G_{cal.}$	2.6	26	260

Tableau III.7

Valeurs de gain en courant, mesurées et calculées pour différentes résistances de polarisation de grille

Les valeurs relevées sont en accord avec l'expression du gain en courant, $G = g_m \times R_g$, où g_m est la transconductance du TEC (de l'ordre de 80mS).

b.2 Mesures dynamiques

b.2.1. Réponse impulsionnelle

Les réponses impulsionnelles de la photodiode et du circuit intégré sont présentées figure III.43.

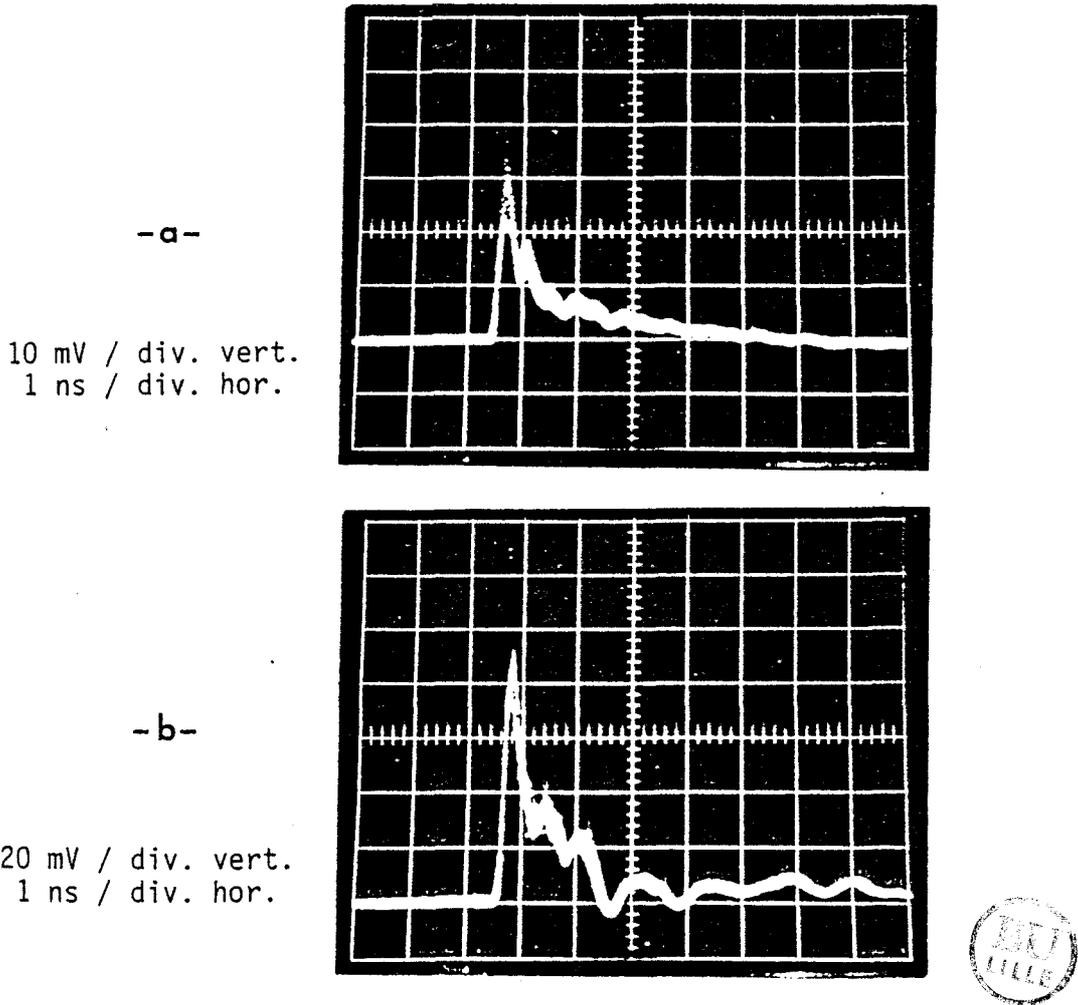


Figure III.43. : Réponses impulsionnelles de
a - la photodiode $V_R = 2V$
b - la tête optique $V_{gs} = -2V, V_{ds} = 2V$
 $\lambda = 0,58\mu m, F = 800KHz, P_L = 9\mu W$

Il apparaît tout d'abord un gain d'amplification de l'impulsion de la photodiode, voisin de 3 pour une résistance de polarisation de 30Ω . Cette valeur est ici aussi en accord avec l'expression classique du gain en courant $g_m \times R$.

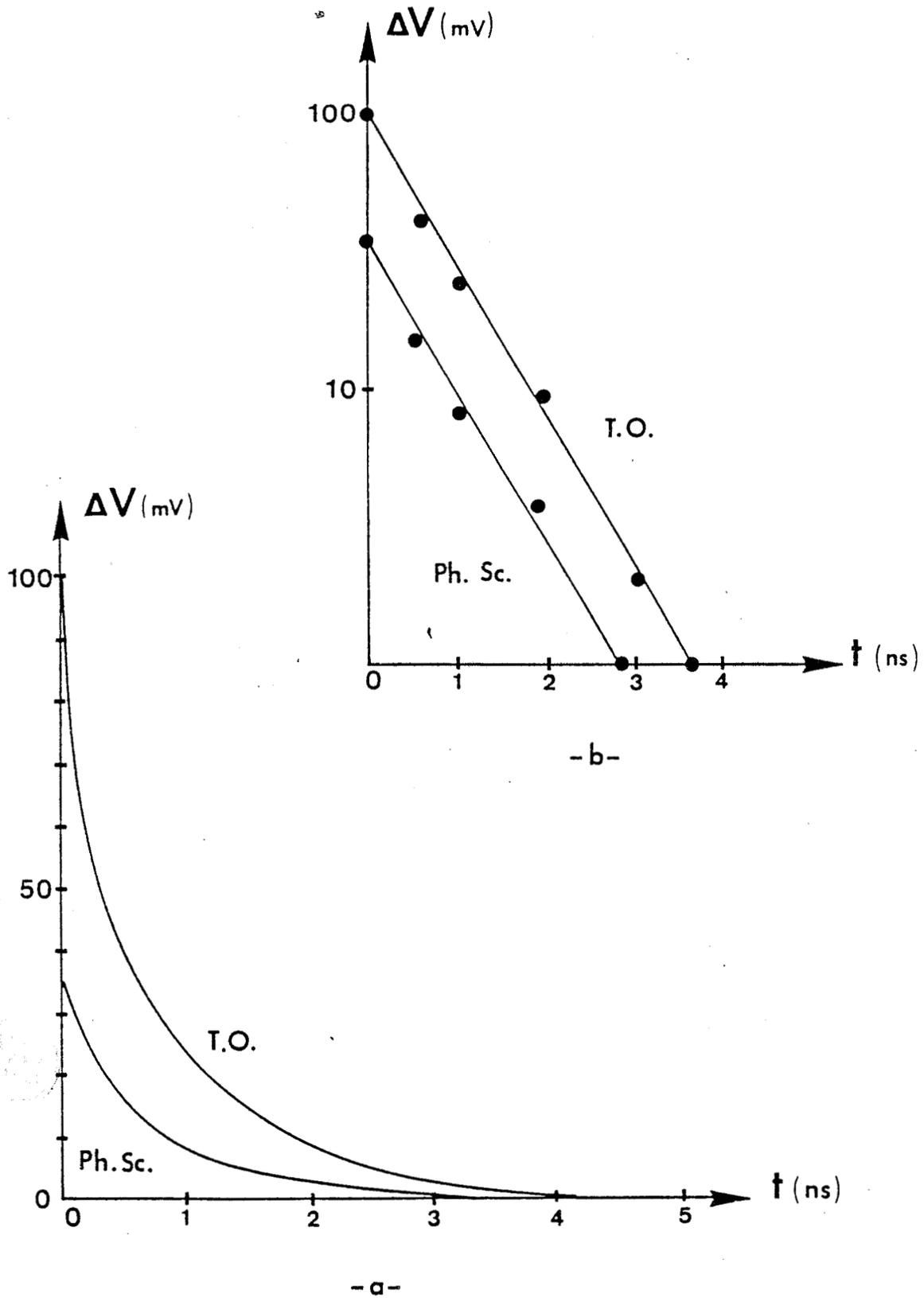


Figure III.44. Décroissance temporelle des réponses impulsionnelles de la photodiode et de la tête optique
a - tracé linéaire
b - tracé semilogarithmique

Le transistor à effet de champ ne modifie pratiquement pas l'allure de la réponse impulsionnelle de la photodiode. Plus précisément les temps de montée sont identiques et la comparaison, présentée figure III.44, montre que les temps de descente sont également très voisins : ils sont de l'ordre de 500ps. Ce dernier résultat peut s'expliquer par la valeur de la capacité du TEC relativement faible devant celle de la photodiode. Pour effectuer ces études comparatives, nous avons considéré une photodiode et un circuit intégré d'une même puce.

Remarquons qu'aucune influence notable de la résistance de polarisation de grille n'a pu être décelée sur l'amplitude de la réponse impulsionnelle issue du circuit intégré. On peut expliquer ce résultat en examinant les expressions analytiques des réponses impulsionnelles de la photodiode et du circuit intégré. Dans l'hypothèse déjà présentée au § b.3 (photodiode assimilable à un générateur de courant qui aurait la forme d'un pic de Dirac), on peut montrer qu'elles sont données par :

$$\Delta I_{ds} = (g_m Q/C) \cdot \exp(-t/\tau) \quad \text{et} \quad \Delta I_{gs} = (Q/RC) \cdot \exp(-t/\tau)$$

avec un gain en courant donné par :

$$\frac{\Delta I_{ds}}{\Delta I_{gs}} = g_m \cdot R$$

b.2.2. Réponse fréquentielle

Les rendements quantiques de la tête optique et de la photodiode seule, sont présentés en fonction de la fréquence, figure III.45.

On note l'effet d'amplification du transistor dans toute la gamme de fréquence explorée et une fréquence de coupure à -3dB, aux fréquences supérieures à 30MHz, du même ordre de grandeur (inférieure au GHz) aussi bien pour le circuit intégré que pour la photodiode sur la figure III.46.

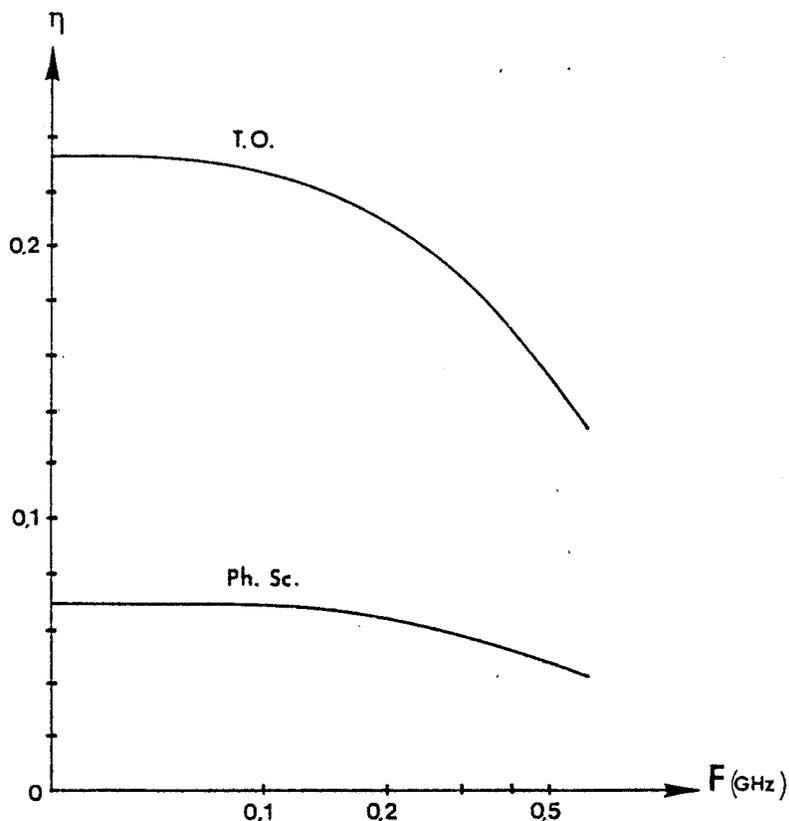


Figure III.46. : Rendement quantique dynamique de la photodiode et de la tête optique, déduit de la réponse impulsionnelle.

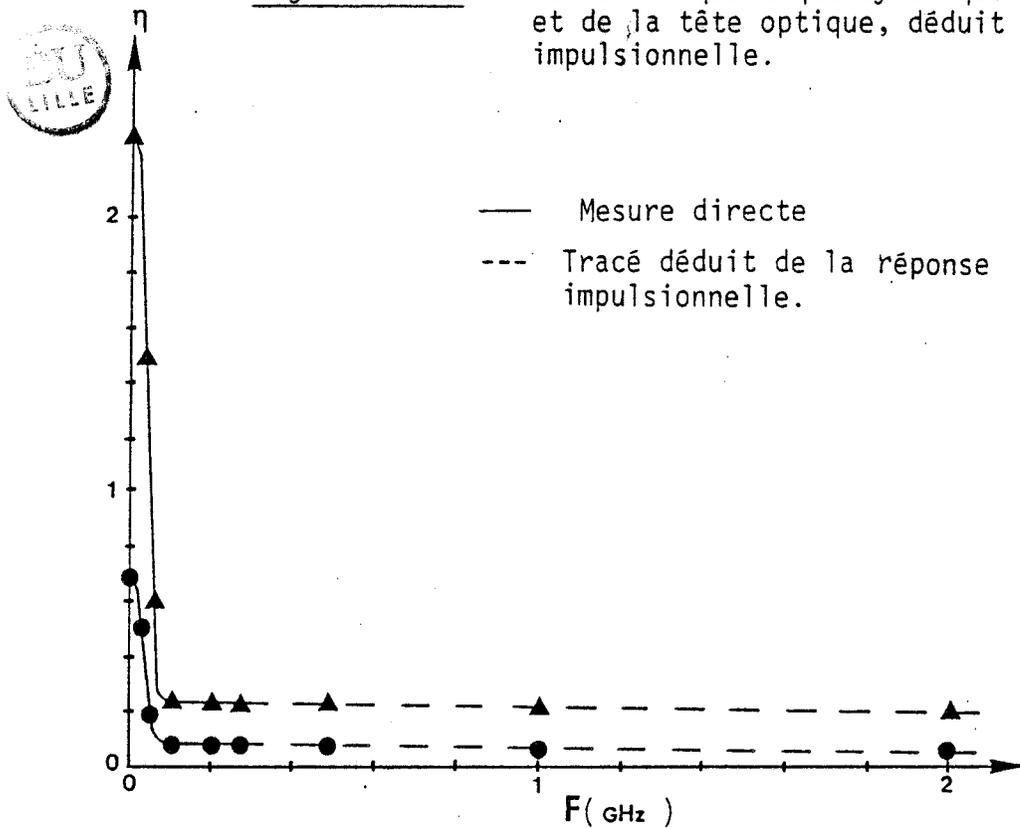


Figure III.45. : Rendement quantique en fonction de la fréquence

$\lambda = 0,82\mu\text{m}$, $P_L = 9\mu\text{W}$

● ● photodiode $V_R = 2V$

▲ ▲ tête optique $V_R = -2V$, $V_{ds} = +2V$

b.2.3. Bruit

Nous avons effectué des mesures de bruit dans la gamme 10MHz-1,5GHz, figure III.47, en obscurité et sous éclairement.

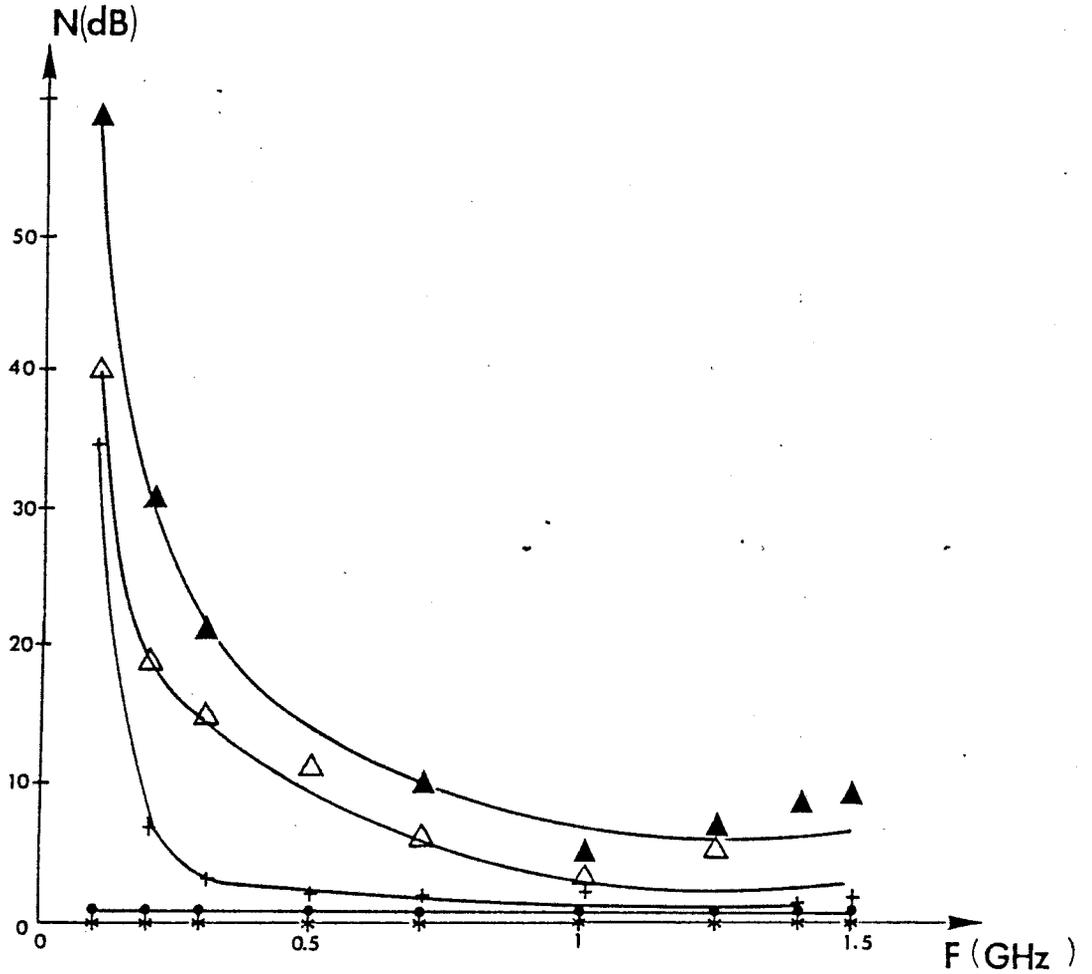


Figure III.47. : Variations du niveau de bruit en fonction de la fréquence

a - photodiode $V_R = 2V$

* * obscurité

● ● éclairement

$\lambda = 0,632\mu m, P_L = 300\mu W$

b - TEC +++

$V_{gs} = -2V, V_{ds} = 1V$

c - tête optique

$V_{gs} = -2V, V_{ds} = 1V$

△△ obscurité

▲▲ éclairement, $\lambda = 0,632\mu m, P_L = 300\mu W$

Sur cette même figure sont rappelés les niveaux de bruit de la photodiode et du TEC de la tête optique. Comme pour ce dernier, la tête optique est caractérisée par un bruit en $1/f$ important, apparaissant pour des fréquences inférieures à 100MHz. Pour des fréquences supérieures, le niveau de bruit de la tête optique est approximativement donné par le bruit de la photodiode amplifié par le gain du TEC et augmenté du bruit du TEC.

b.2.4. Sensibilité en détection

Bien que la réalisation de ce dispositif avait surtout pour but d'étudier un essai de faisabilité de photorécepteur intégré monolithiquement et que sa structure n'ait fait l'objet d'aucune optimisation, nous avons cherché à évaluer la puissance maximale détectable par ce circuit intégré. Pour un taux d'erreur de 10^{-9} , elle est donnée par la relation (2.39) où les sources de bruit contribuant à i_a^2 ont été calculées en utilisant les valeurs moyennes mesurées des paramètres du TEC 1100 μ m et de la photodiode. Dans les conditions de polarisation suivantes de la tête optique : $V_{ds}=3V$, $V_{gs}=0V$ et considérant un code NRZ à 140 Mbits/s; ces paramètres valent :

$$g_m = 65mS$$

$$C_T \# 8,6pF \quad (6pF \text{ pour la photodiode, } 2,6pF \text{ pour le TEC)}$$

$$I_g \leq 1nA$$

$$f_c \# 100MHz$$

On obtient à 140Mbit /s une sensibilité interne de -30,8dBm pour un montage optimisé sans égaliseur ($x=0,7$) et de -35,9dBm avec égaliseur ($x = 5,9 \cdot 10^{-3}$).

CONCLUSION :

Nous avons présenté dans ce chapitre une tête optique associant en intégration monolithique, sur Arséniure de Gallium, une photodiode Schottky et un TEC. Ce premier photorécepteur a été réalisé sur une couche classique pour TEC et avait surtout pour but d'étudier la faisabilité de ce type de dispositif.

A l'issue de cette réalisation et des caractérisations qui ont été menées, il apparaît un certain nombre de limites que nous rappelons ci-dessous et qui vont nous permettre de définir une structure plus adaptée à la détection de signaux numériques aux débits élevés. Ces limites sont principalement :

- une forte valeur de la capacité de la photodiode Schottky puisqu'elle a été directement réalisée sur la couche de type n
- un phénomène de diffusion des porteurs photocréés qui réduit considérablement le rendement quantique aux fréquences élevées
- enfin nous avons pu noter une assez forte dispersion des résultats expérimentaux, liée aux différences de profondeurs d'attaque et aux différences de valeurs de capacité qui en résultent.

Il convient donc de proposer une structure qui améliorera les performances du photodétecteur (diminution de la capacité, disparition du phénomène de diffusion). Le prochain chapitre est consacré à la présentation de ce nouveau dispositif.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III

- [1] "Photoelectric properties of cleaved GaAs, GaSb, InAs and InSb surfaces, comparison with Si and Ge"
G.W.GOBELI and F.G.ALLEN, Physical Review, vol.137, n°1A (1965)
- [2] "Physics of semiconductor devices" (2nd Edition):
S.M.SZE, J.WILEY & SONS, 1981
- [3] "Semiconductors and semimetals" vol.10 transport phenomena
R.K.WILLARDSON and A.C.BEER Editors Academic Press NY 1975
- [4] "Applications des transistors à effet de champ en Arséniure de Gallium"
R.SOARES, J.OBREGON, J.GRAFFEUIL, Collection technique et scientifique des télécommunications. EYROLLES 1984
- [5] "Schottky barrier height of ideal metal contacts to GaAs"
J.R.WALDROP, Applied Physics Letters 44(10) p.1002-1004 (1984)
- [6] "Properties of Gallium Arsenide"
EMIS Data reviews series n°2, INSPEC, London and New York, 1986.
- [7] "Etude des phénomènes de transport dans les matériaux semiconducteurs par les méthodes de Monte Carlo. Application à l'Arséniure de Gallium de type N"
Anne KASZYNSKI, thèse de Docteur Ingénieur, Lille, 1979.
- "Diffusion and the power spectral density and correlation functions of velocity fluctuation for electrons in Si and GaAs by Monte Carlo methods"
R.FAUQUEMBERGUE, J.ZIMMERMANN, A.KASZYNSKI and E.CONSTANT. J.Appl. Phys. 51 (1980) pp.1065-1071.

- [8] "Mesures de bruit en photodétection"
Note technique, D.BURLLOT, C.BOISROBERT, M.ROBINET, I.JOINDOT, CNET
LANNION B
- [9] "Conception et réalisation en circuit intégré monolithique AsGa
d'un radiomètre microonde miniature"
H.FARHAT, Thèse de Docteur Ingénieur, Lille, 1984.
- [10] J.P.GOUY, Thèse à paraître, Lille.
- [11] "Propriétés physiques et performances potentielles des composants
submicroniques à effet de champ : structures conventionnelles
et à gaz d'électrons bidimensionnel"
A.CAPPY, Thèse d'état, Lille, 1986.

Chapitre IV

**NOUVELLE STRUCTURE DE LA TÊTE OPTIQUE INTEGEE
SUR AsGa EN VUE DE L'AMELIORATION DES PERFORMANCES :
ASSOCIATION D'UNE PHOTODIODE SCHOTTKY EN STRUCTURE 'MESA'
ET D'UN TEC**

INTRODUCTION

Nous avons montré au chapitre précédent, la faisabilité d'une tête de réception associant en intégration monolithique, sur AsGa, une photodiode Schottky à un TEC. Toutefois, cette photodiode réalisée sur une couche AsGa de type n est caractérisée par :

- une forte capacité ;
- une dégradation du rendement quantique aux fréquences élevées, due à un phénomène de diffusion des porteurs.

Ces deux caractéristiques contribuent à diminuer fortement la sensibilité du dispositif puisqu'une analyse effectuée au chapitre II montre que la puissance minimale détectable par un photorécepteur conventionnel, pour un débit d'informations donné, peut être donnée par la relation simplifiée suivante :

$$P_m = \frac{4Qhc}{\pi q \lambda} B (\pi C_T) \sqrt{k\pi \frac{BX}{g_m} + \frac{I_2 x}{\Gamma(2\pi C_T)}} \quad (\text{d'après 2.57})$$

$$\text{avec } X = x^2 I_2 + I_3 \quad \text{et } x = \frac{B'}{B}$$

L'objet de ce chapitre est de présenter une tête de réception dont la structure permet une diminution de la capacité de la photodiode et une diminution, voir une disparition, du phénomène de diffusion. Dans ce but, le contact Schottky de la photodiode est déposé sur une couche de GaAs non intentionnellement dopée (nid), que l'on a fait croître sur des couches classiques pour TEC, la couche de GaAs de type n^+ jouant le rôle d'électrode collectrice du photocourant (voir Figure IV.3). Cette couche spéciale a été épitaxiée au laboratoire par épitaxie par jets moléculaires (E.J.M.). Dans ce chapitre, nous donnons le procédé de réalisation technologique, les caractérisations effectuées et les performances obtenues.

4.1. REALISATION DE LA TETE OPTIQUE INTEGREE

4.1.1. Schéma de base

Le schéma électrique utilisé, présenté figure IV.1, est identique à celui de la tête optique précédente, il s'agit du montage classique en source commune :

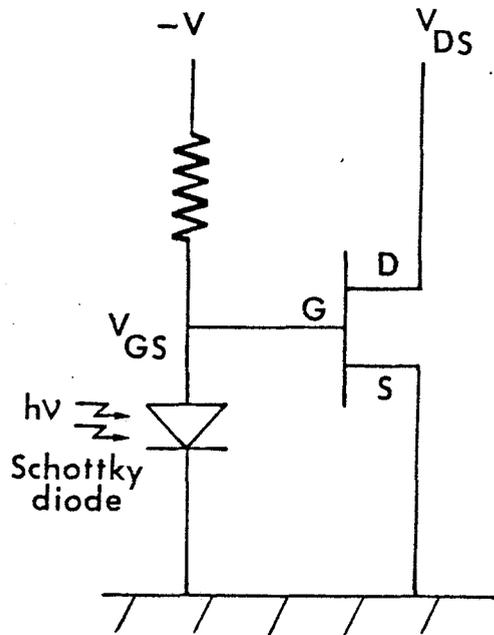


Figure IV.1 : Schéma électronique de la tête optique intégrée

4.1.2. Epitaxie utilisée

La tête optique a été réalisée en Centrale de technologie du CHS à partir de couches spéciales à base d'Arséniure de Gallium, épitaxiées par jets moléculaires dans le bâti E.J.M. du C.H.S. Cette homoépitaxie réalisée sur substrat semi-isolant est présentée figure IV.2.

Nous distinguons les couches dopées de type n et n⁺ pour la réalisation du transistor et la couche nid qui servira à la photodétection. La photodiode réalisée est de type 'semi-planar', sa structure est présentée figure IV.3.

Dans cette structure l'épaisseur de un micron devrait permettre de réaliser un compromis entre rendement quantique et temps de réponse, sans trop augmenter les difficultés de réalisation technologique. En effet :

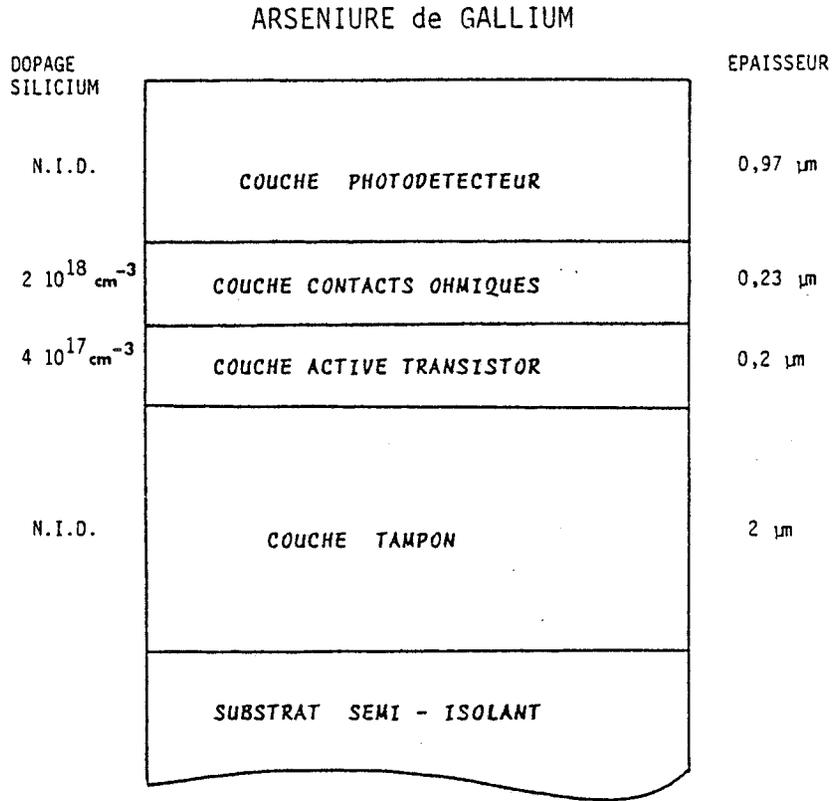


Figure IV.2 : Matériau utilisé
Couches épitaxiées par jets moléculaires

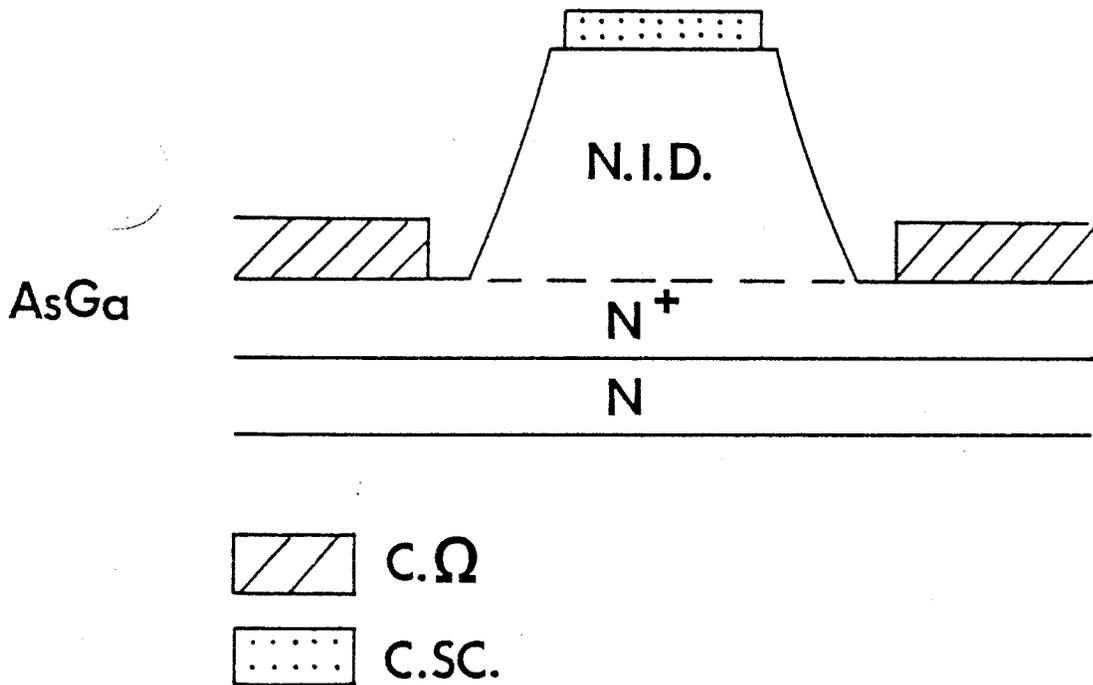


Figure IV.3 : Structure de la photodiode réalisée

- la profondeur de pénétration dans l'AsGa à la longueur d'onde de $0,8 \mu\text{m}$ est proche de $1 \mu\text{m}$.
- L'épaisseur de $1 \mu\text{m}$ détermine directement le temps de réponse du photodétecteur : la photodiode étant en structure 'mésa' et la couche non intentionnellement dopée, cette épaisseur devrait permettre de concilier un temps de transit court des porteurs et une constante électrique RC faible. En outre, on devrait s'affranchir des phénomènes de diffusion observés dans le dispositif précédent.

4.1.3. Echantillon réalisé

Il comporte, comme pour la réalisation précédente :

- la tête optique intégrée (association d'une photodiode Schottky et d'un TEC) ;
- des motifs de contrôle (une photodiode possédant exactement les mêmes caractéristiques géométriques que celle intégrée dans la tête optique, et un TEC $150 \mu\text{m}$)
- des motifs d'alignement.

Une vue d'ensemble de la puce est présentée figure IV.4.

Tête Optique

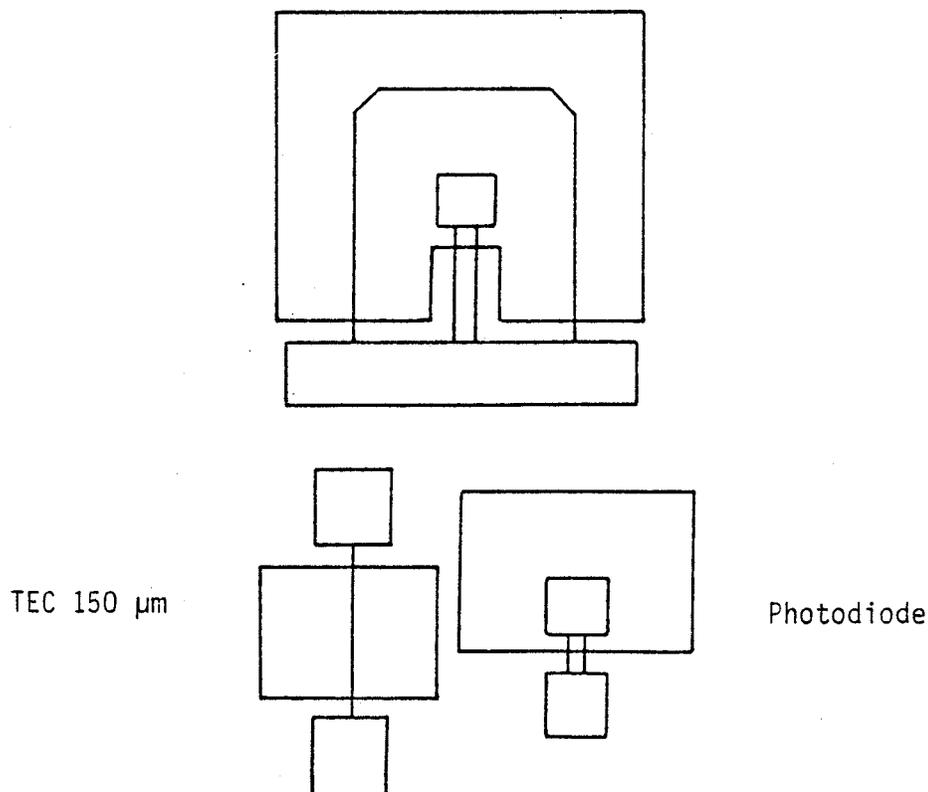
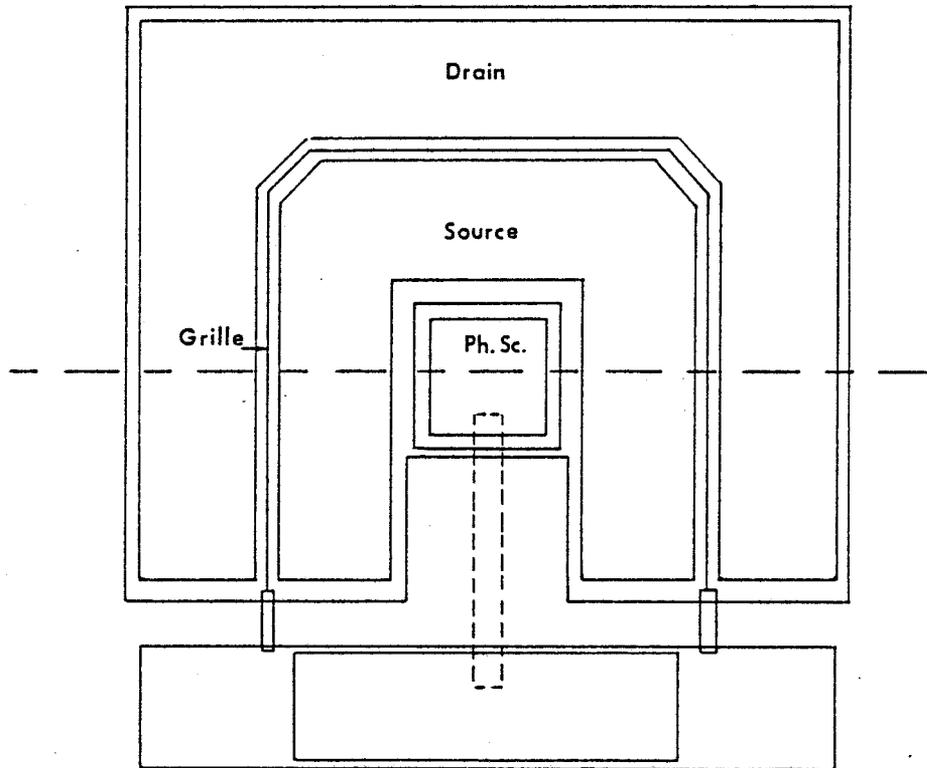


Figure IV.4 : Disposition des éléments constituant la puce

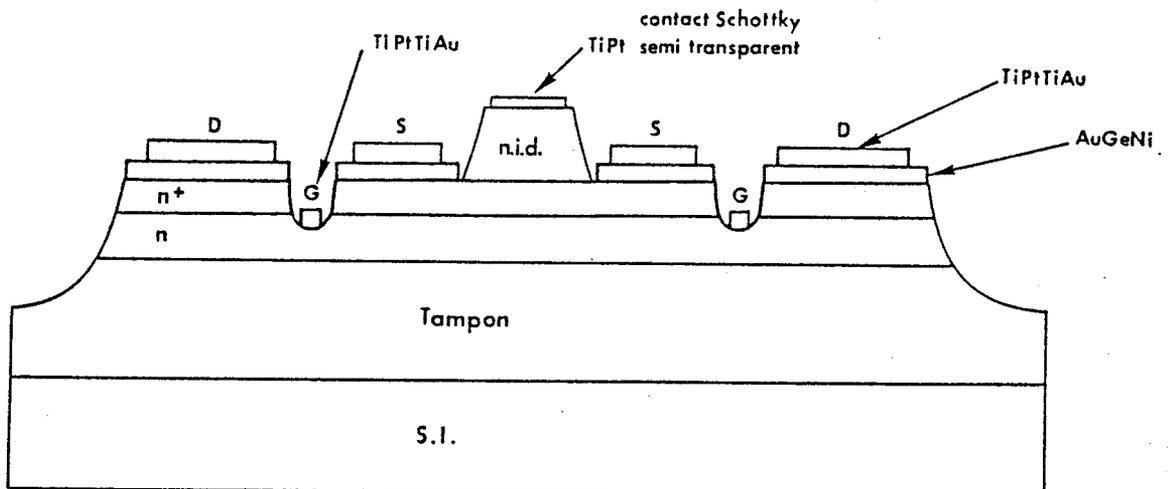
a) La tête optique intégrée

Une vue d'ensemble et une coupe transversale du photorécepteur sont données figure IV.5.

Le photodétecteur est obtenu par dépôt d'un contact Schottky semi-transparent sur la couche AsGa nid attaquée jusque la couche de type n^+ à l'exception de la surface correspondant au contact métallique. Les dimensions de la surface photosensible sont identiques à celles de la première réalisation ($80 \mu\text{m}$ par $80 \mu\text{m}$). Le TEC entoure la photodiode ; le drain correspond au contact ohmique externe et les dimensions de la grille du TEC sont de $2,5\mu\text{m}$ par $900 \mu\text{m}$. La couche dopée n^+ agit comme une électrode et collecte le photocourant dans la source du TEC, qui est aussi le contact ohmique de la photodiode. Le TEC est réalisé sur les couches AsGa dopées n^+ et n et les interconnexions entre le TEC et la photodiode Schottky sont réalisées par l'intermédiaire de ponts en polyimide.



- a -



- b -

Figure IV.5 : Vue d'ensemble (a) et coupe transversale (b) de la tête optique

b) La réalisation technologique

L'échantillon précédemment décrit nécessite lors de sa fabrication huit niveaux de masquage, soit deux niveaux de plus que pour la première réalisation ; ils correspondent dans l'ordre :

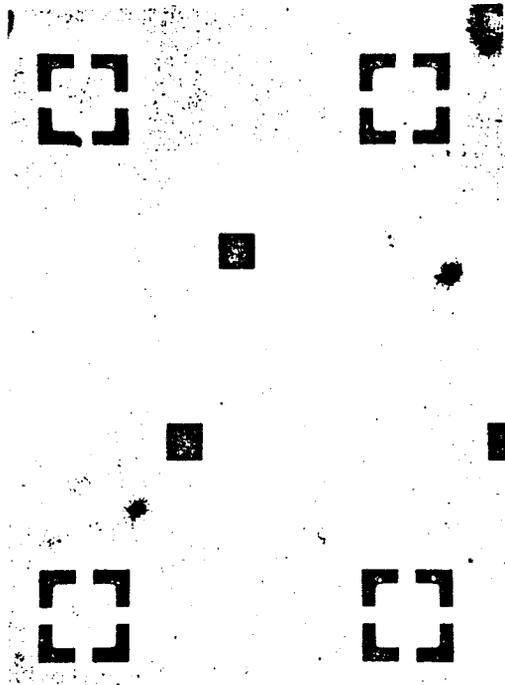
- à une première attaque de type 'mésa' de dégagement de la photodiode ;
- à une seconde attaque de type 'mésa' pour séparer les différents dispositifs ;
- au dépôt des contacts ohmiques ;
- à une attaque de la couche n^+ ;
- au dépôt de la grille des TEC ;
- au dépôt du contact Schottky de la photodiode ;
- à l'attaque du polyimide ;
- au dépôt des plôts d'épaississement.

L'opération technologique enregistrée est présentée en Annexe 6.

Nous allons maintenant décrire plus en détails chacune de ces opérations.

Etape I : Réalisation du 'méso' de dégagement de la photodiode

- Photomasquage (résine 1470)
- Usinage ionique sur une profondeur de 1,1 μm
- Délaquage.

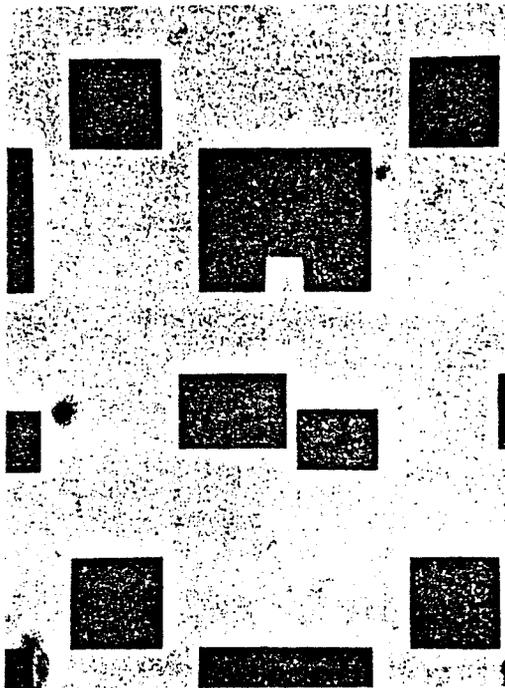


Masque n°1



Etape II : Réalisation du 'mésa' de dégagement qui isole électriquement les différents dispositifs.

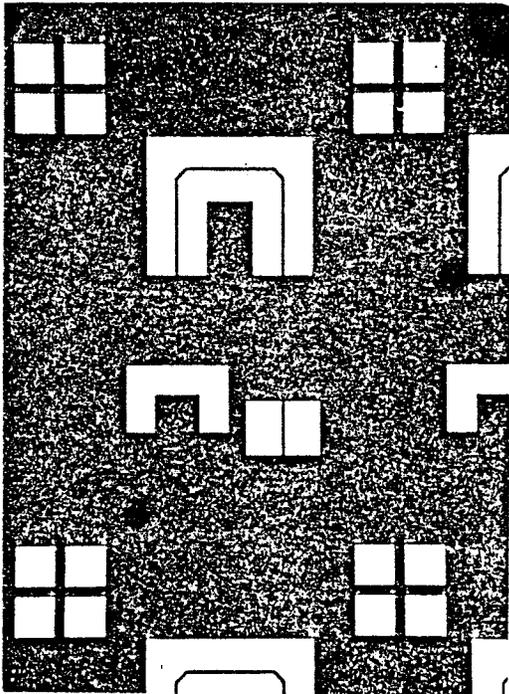
- Photomasquage (résine 1470)
- Attaque ionique sur une profondeur de 0,85 μm
- Délaquage.



Masque n°2

Etape III : Réalisation des contacts ohmiques

- Photomasquage (résine 1470)
- Désoxydation
- Métallisation des plôts de contact ohmique
 - Evaporation de 2000 Å d'AuGeNi
 - Pulvérisation de 300 Å de Ni
- Lift-off
- Recuit à 470 °C pendant 90 s

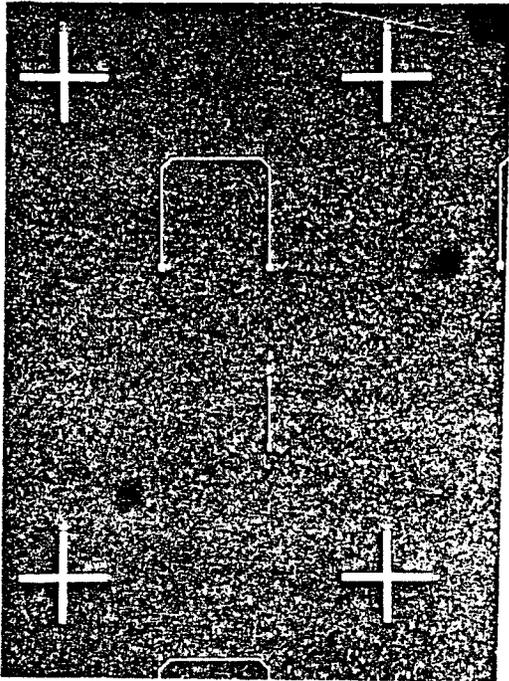


Masque n°3



Etape IV : Attaque de la couche n⁺

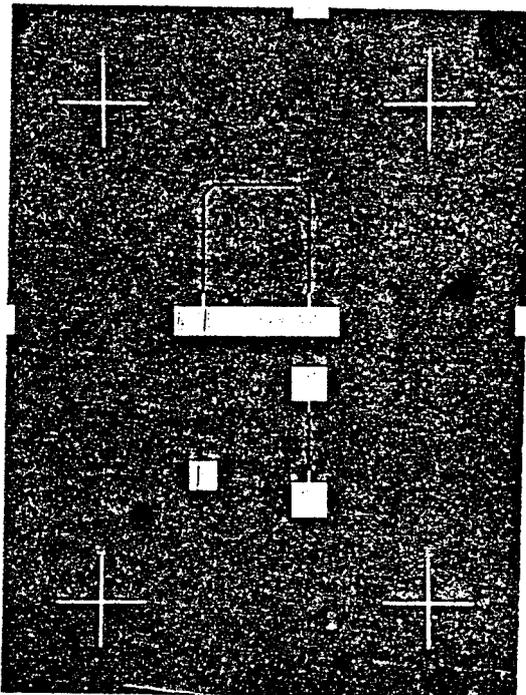
- Photomasquage (résine 1470)
- Attaque chimique ($\text{NH}_4\text{OH} : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O}$) de 600 Å
1 - 1 - 200
- Délaquage.



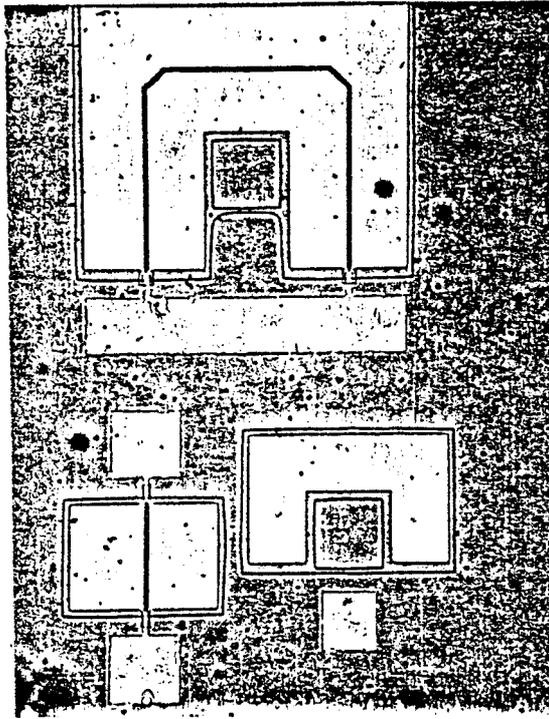
Masque n°4

Etape V : Réalisation de la grille des TEC

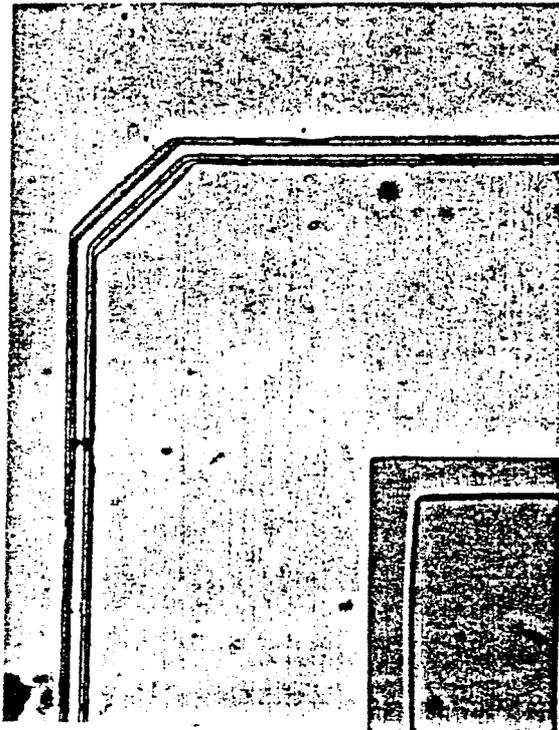
- Photomasquage (résine 1470)
- Attaque de la couche n (recess de grille)
 attaque chimique ($\text{NH}_4\text{OH} : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O}$) de 100 Å
 1 - 1 - 200
- Métallisation des grilles
 Evaporation de 300 Å de Titane
 Evaporation de 300 Å de Platine
 Evaporation de 300 Å de Titane
 Evaporation de 2100 Å d'Or.
- Lift-off
- Recuit à 280 °C pendant 20 mn.



Masque n°5



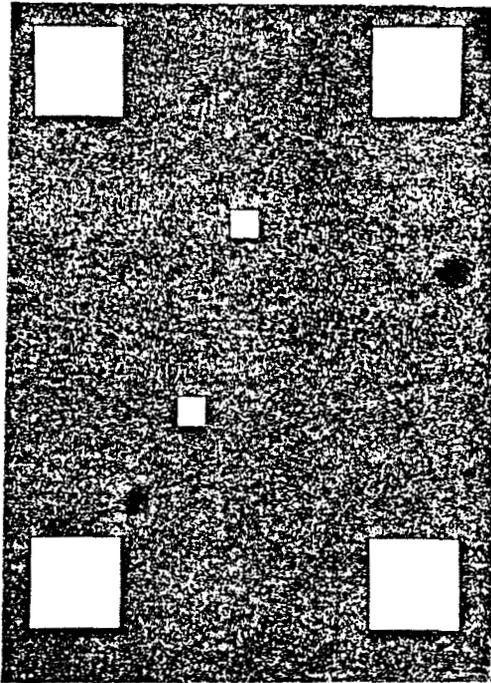
Aspect du composant après
la métallisation des grilles:



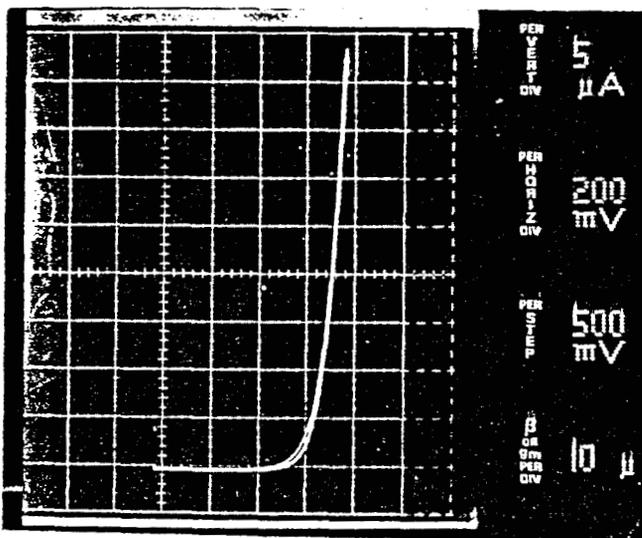
Détail de la grille du TEC
de la tête optique.

Etape VI : Réalisation du contact de la photodiode

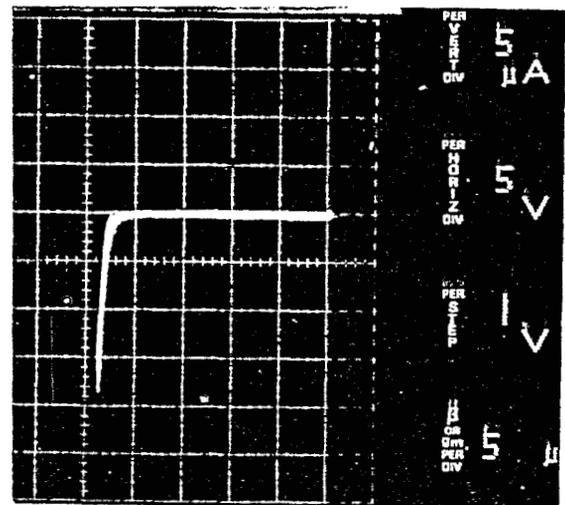
- Photomasquage (résine 1470)
- Métallisation des contacts :
 - Evaporation de 100 Å de Titane
 - Evaporation de 150 Å de Platine
- Lift-off
- Recuit à 240 °C pendant 10 mn.



Masque n°6



- directe -

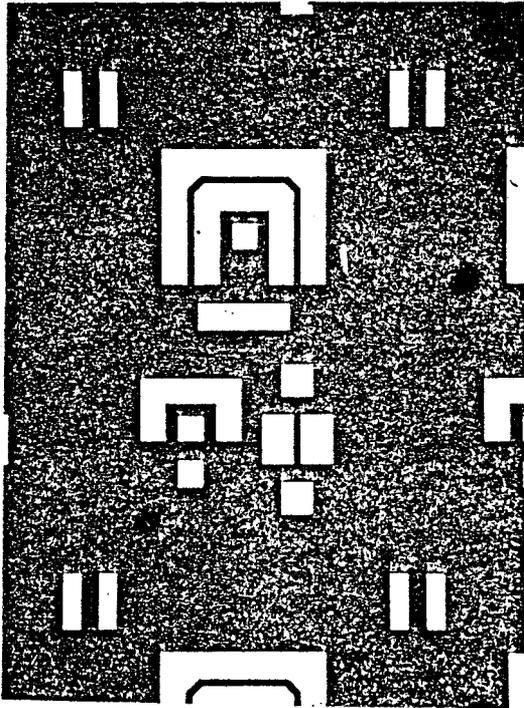


- inverse -

Caractéristiques I(V) de la diode Schottky, relevées au traceur de courbes.

Etape VII : Attaque de l'isolant (polyimide)

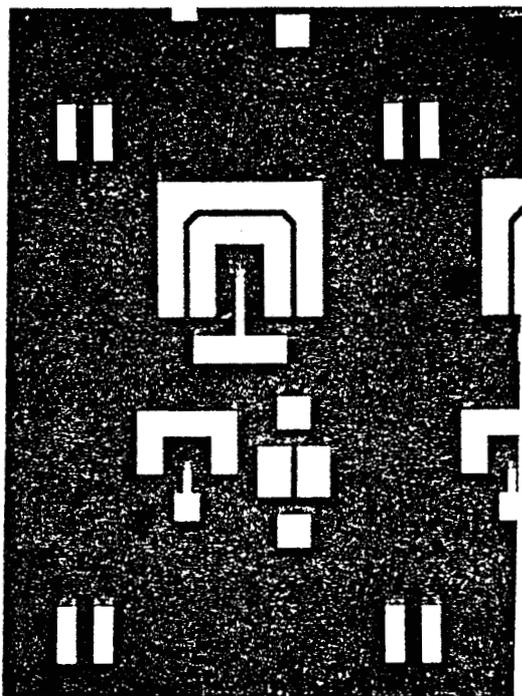
- Dépôt d'isolant :
Polyimide type PI 2555 et diluant 9035
Séchage
Recuit
- Photomasquage
- Gravure ionique réactive (GIR), plasma d'air.



Masque n°7

Etape VIII : Réalisation des plôts d'épaissement

- Photomasquage (résine 1470)
- Métallisation des plôts
 - Evaporation de 300 Å de Titane
 - Evaporation de 300 Å de Platine
 - Evaporation de 300 Å de Titane
 - Pulvérisation de 1000 Å d'Or
 - Evaporation de 1500 Å d'Or.
- Lift-off.

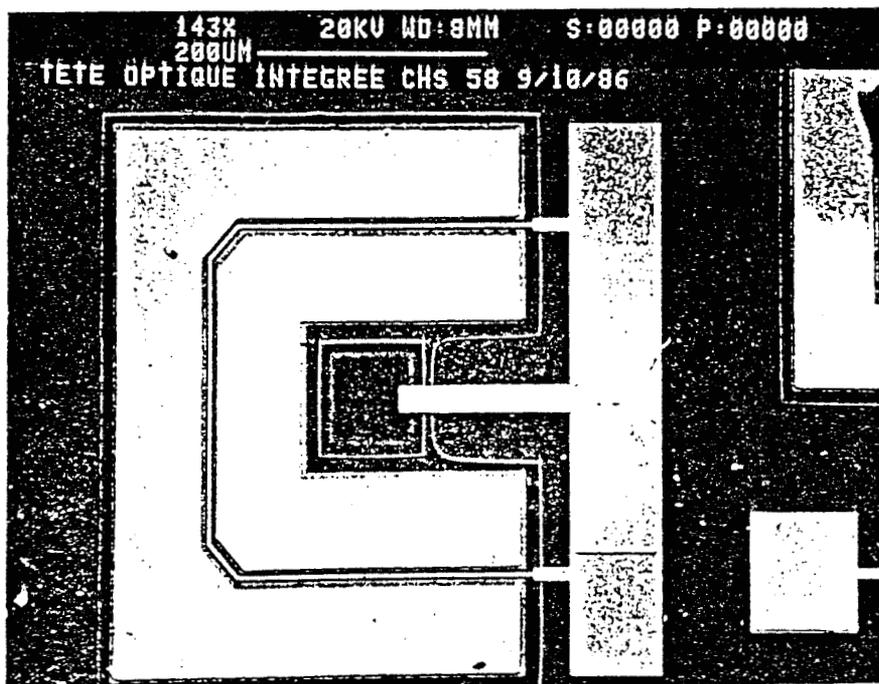


Masque n°8

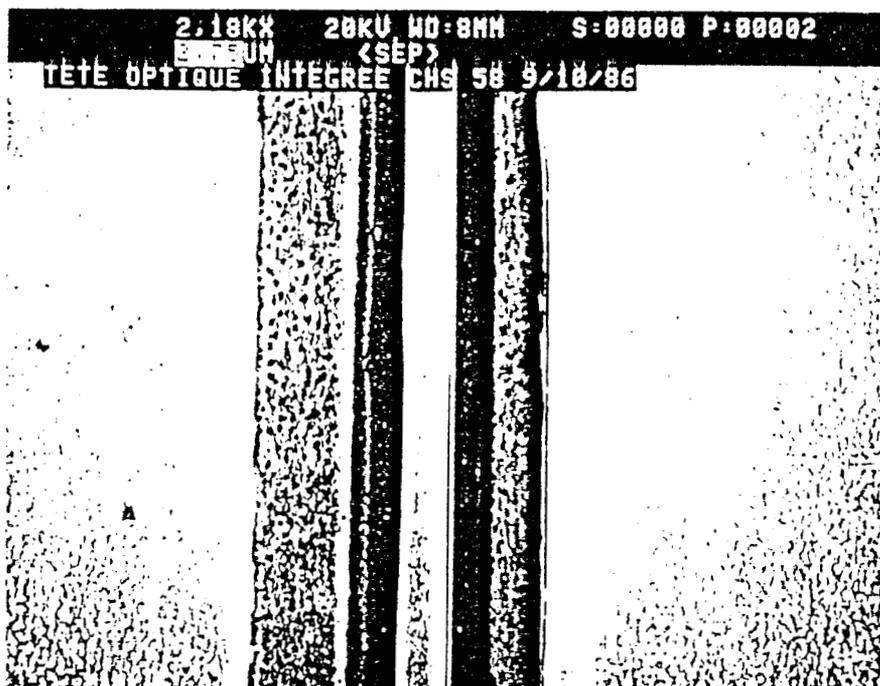
Après découpe la puce est montée dans un boitier BMH 60 ou un boitier TO 8 selon son utilisation.

c) Aspects du composant terminé

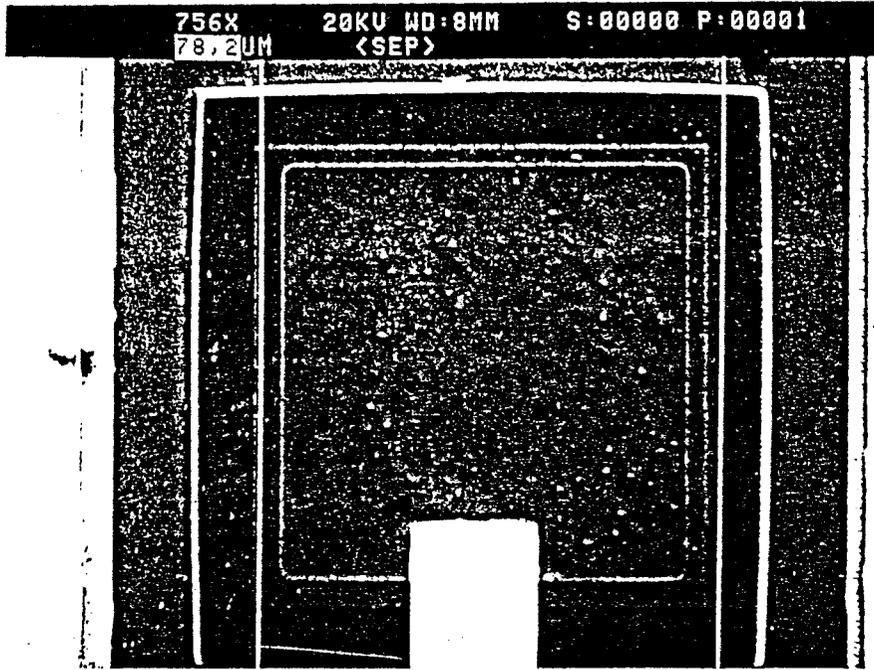
Nous présentons, ici, quelques vues prises au microscope électronique, du composant terminé.



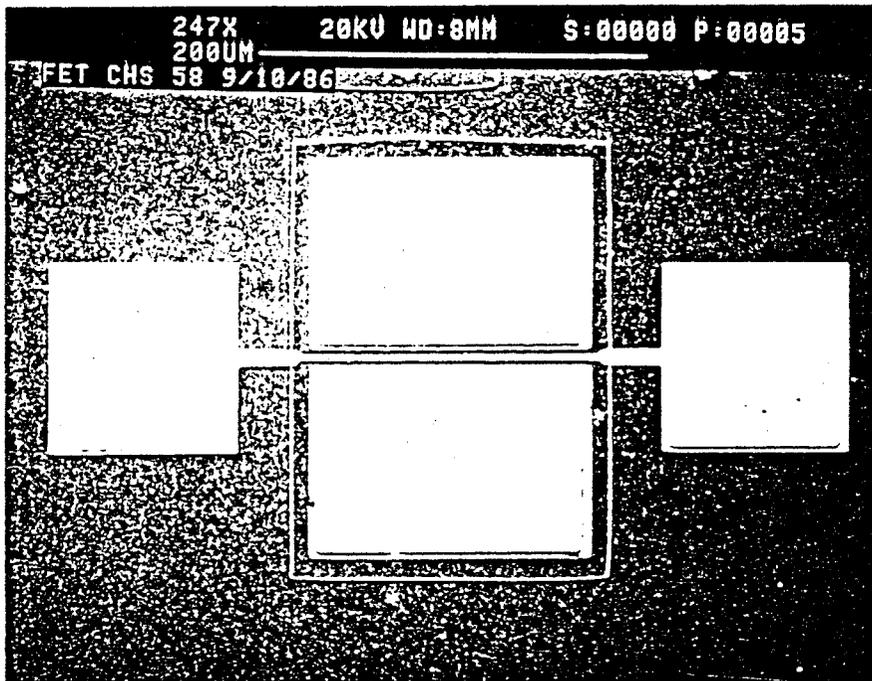
Vue générale de la tête optique.



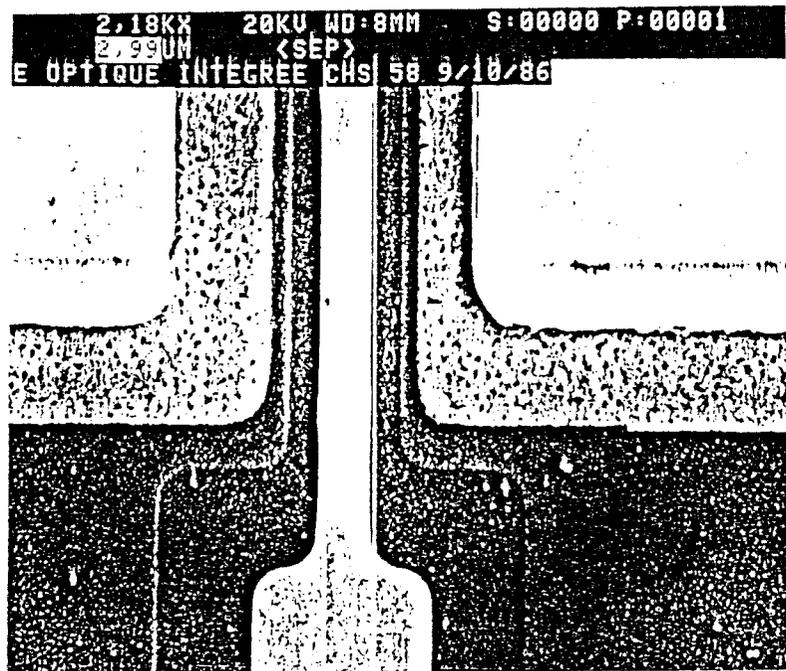
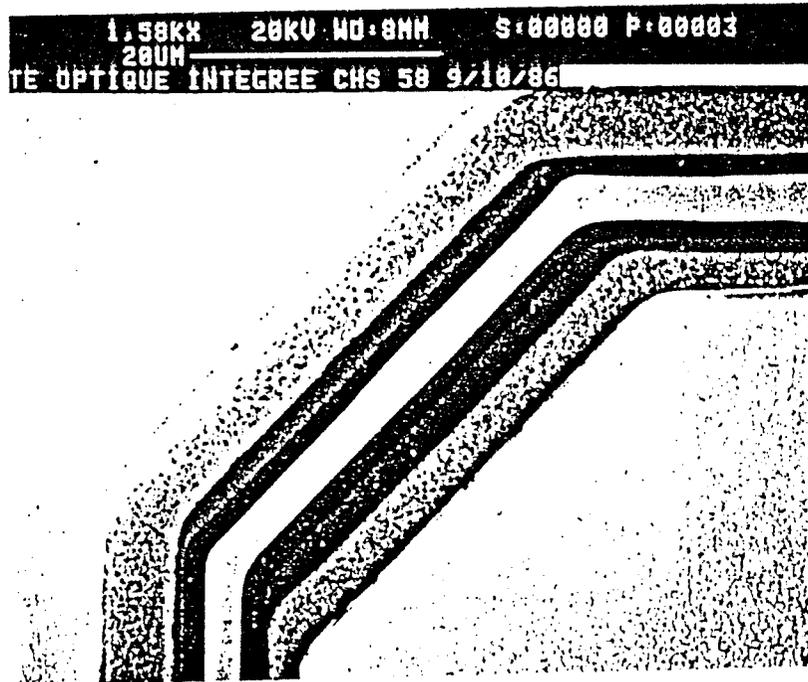
Détail de la grille:
longueur mesurée: 2,75 μ m.



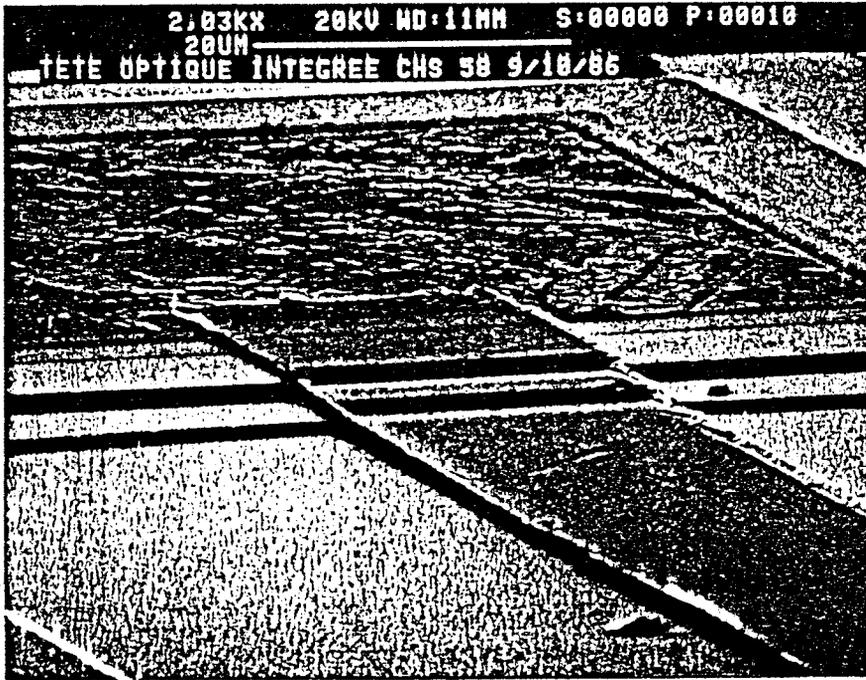
Vue du contact Schottky de la photodiode;
longueur mesurée: 78,2 μm



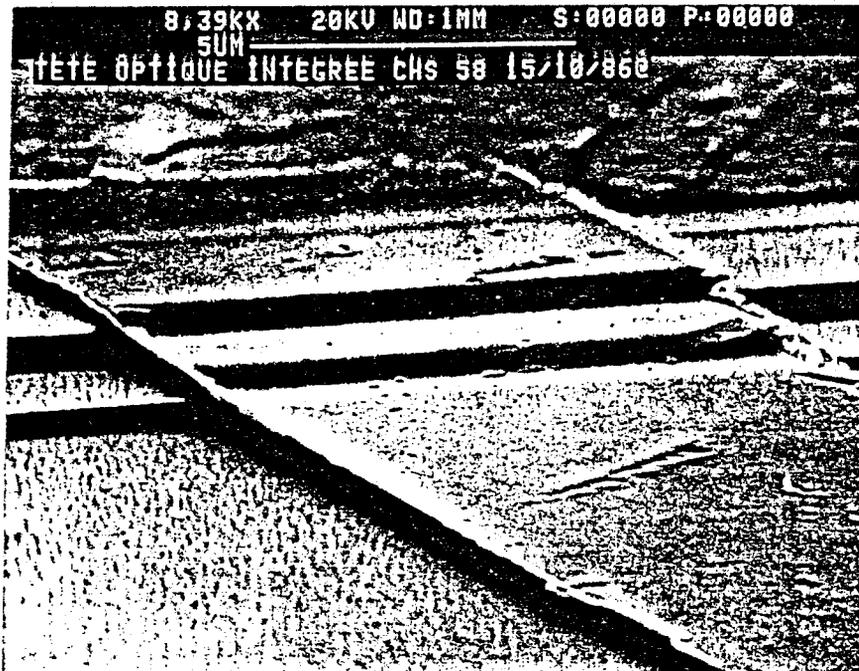
Le TEC 150 μm



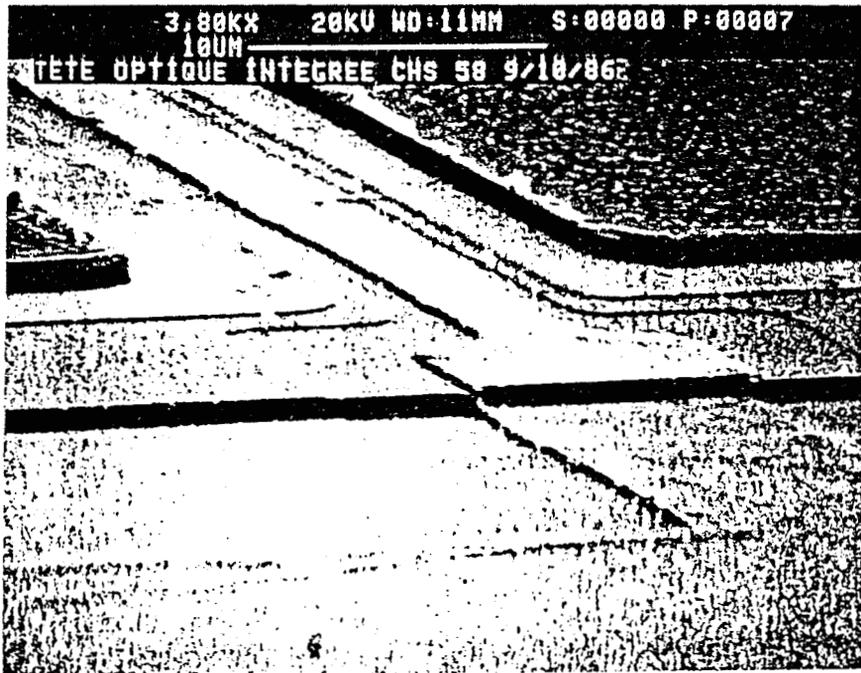
Détails de la grille du TEC de la tête optique:



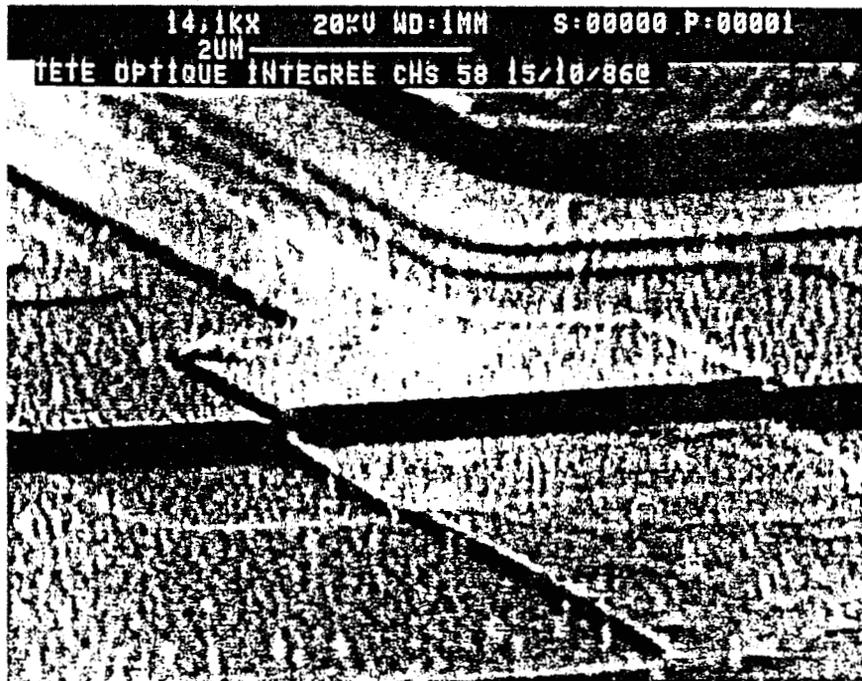
Métallisation reliant le contact
Schottky de la photodiode à la
grille du TEC



Détail de la liaison: TEC-Photodiode;
montée des 'mésas' 1 et 2.



-a-



-b-

Descente de grille: a- vue générale.
b- détail.

4.2. CARACTERISATION

Cette caractérisation a été effectuée non seulement sur le circuit intégré proprement dit, mais aussi sur les composants de test qui sont la photodiode et le TEC 150 μm .

4.2.1. Caractérisation de la photodiode

a) Caractéristiques électriques de la diode

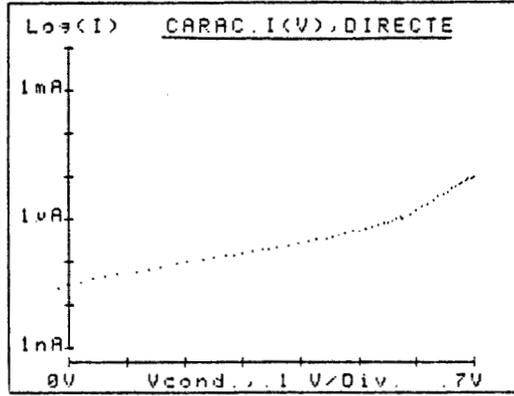
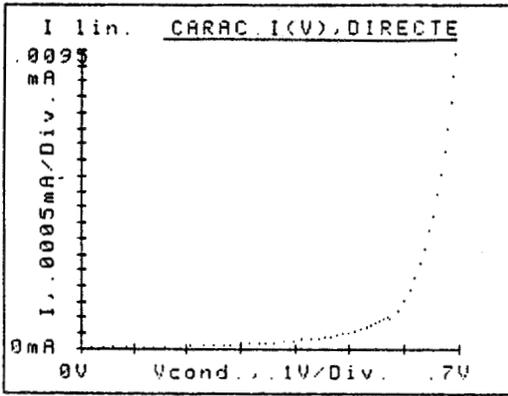
a.1. Caractéristiques statiques I(V)

La figure IV.6 présente un échantillon typique en polarisation inverse et directe.

A partir de ces tracés, nous pouvons déduire le coefficient d'idéalité et la tension de Built-in de la photodiode qui valent respectivement à 300 K 2 et 0,75 V. Le coefficient d'idéalité de la photodiode est caractéristique d'un contact Schottky de qualité moyenne ; par contre les valeurs de courant inverse sont satisfaisantes compte tenu de la surface de la photodiode (10 nA à - 3 V pour une surface de 6 200 μm^2). Nous présentons aussi, figure IV.7, une caractéristique inverse typique I(V) d'une photodiode poussée jusqu'au claquage. On note que le courant inverse à la tension de claquage, - 25 V environ, est de l'ordre du microampère.

a.2. Mesures capacitives C(V) - détermination des profils de champ et de dopage

Les variations de capacité en fonction de la tension de polarisation sont données, figure IV-8. On constate tout d'abord que les valeurs de capacité mesurées sont de l'ordre du picofarad, elles sont largement inférieures à celles relevées pour la photodiode de la première réalisation. Les profils de champ et de dopage, déduits de ces mesures sont présentés figure IV.9.



EXPLOITATION DE LA PARTIE LIN

-V1 = 0 V
-V2 = 0.7 V

Pente de la partie lin.
A = 8.309 Dec./V

Origine de la partie lin.
Io = 1.57E+001 pA

Correlation dans partie lin.
r2 = .9999 sur 13 Pts
Repartis sur .7 Decades

CALCUL TENSION BUILT-IN

Avec : - T = 300 K
et : - S = 6400 μm^2

Tension de built-in
Vb = 0.748 V

Coef. d' Idealite (eta)
n = 2.009

(nkVb = 1.502 V)

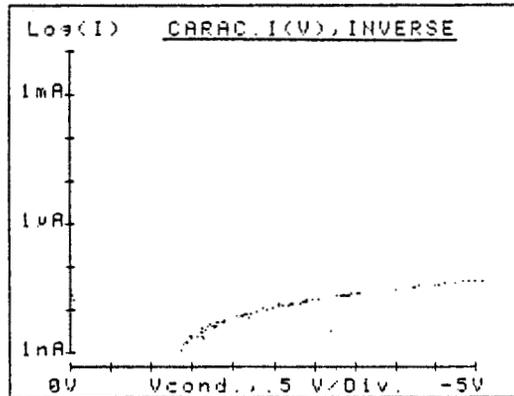


Figure IV.6 : Caractéristiques I(V)
a. Polarisation directe
b. Polarisation inverse

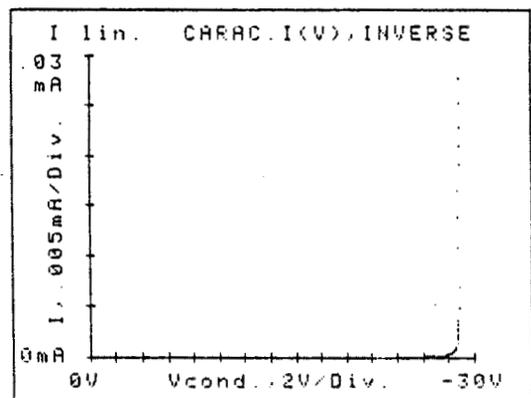
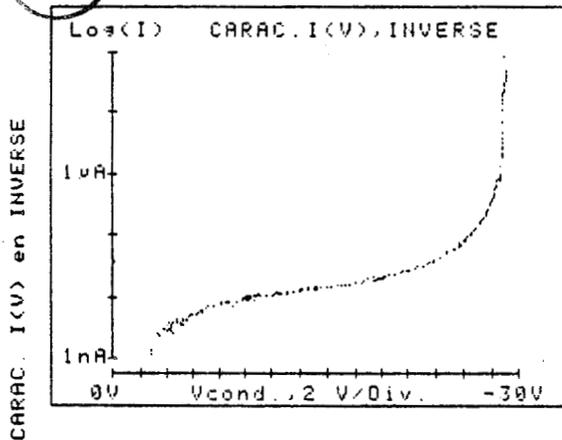


Figure IV.7 : Caractéristiques inverses I(V) au voisinage du claquage

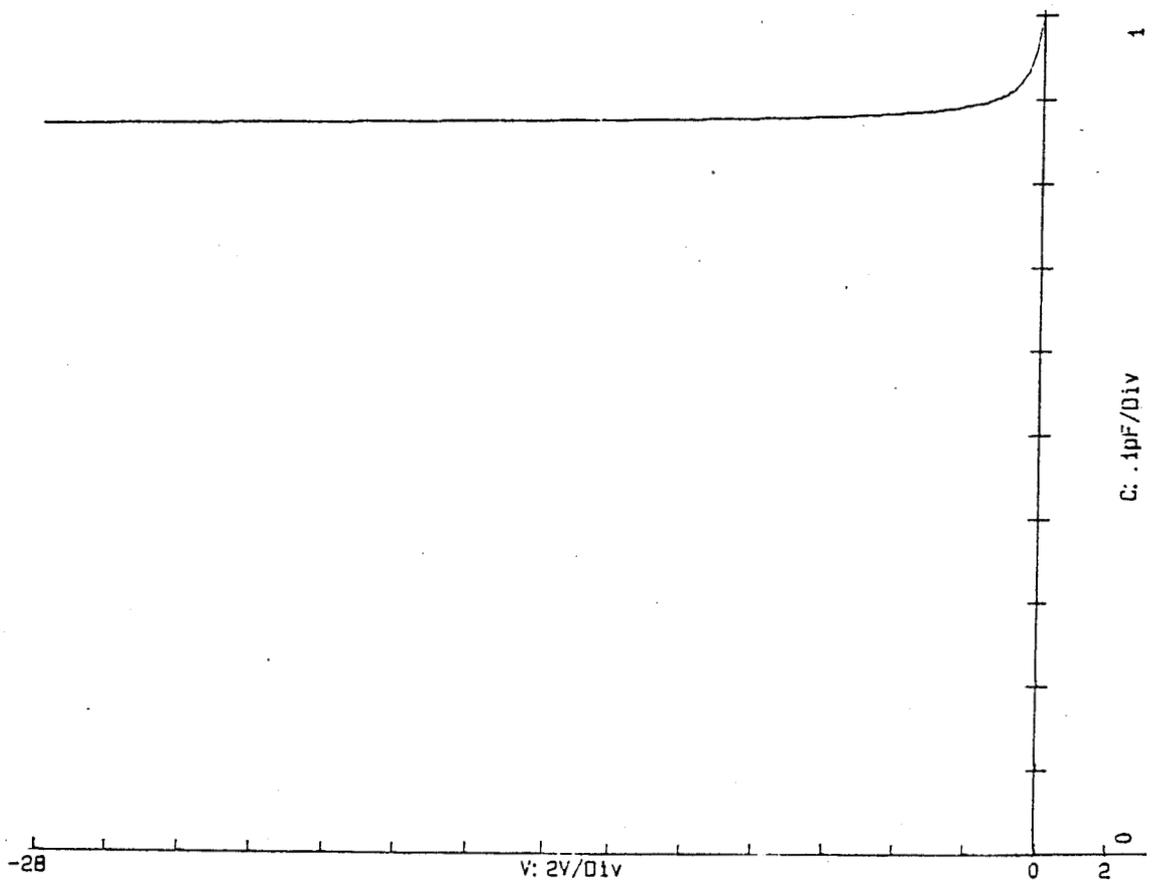
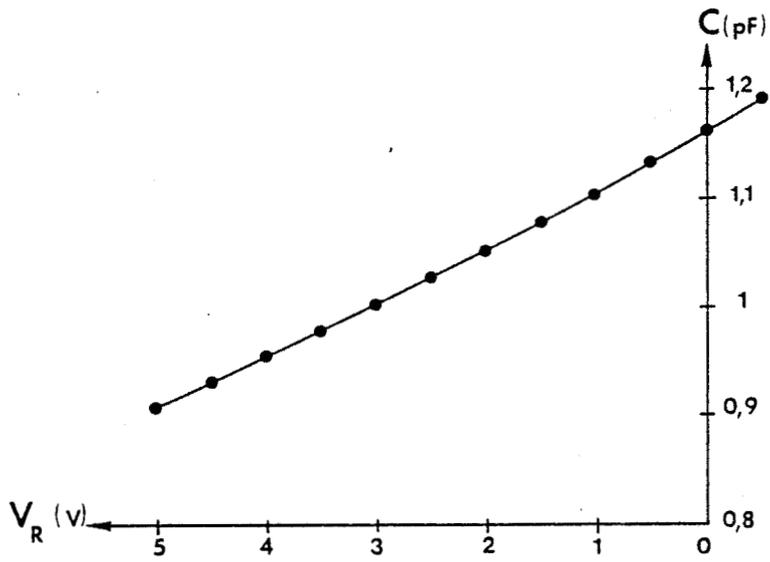
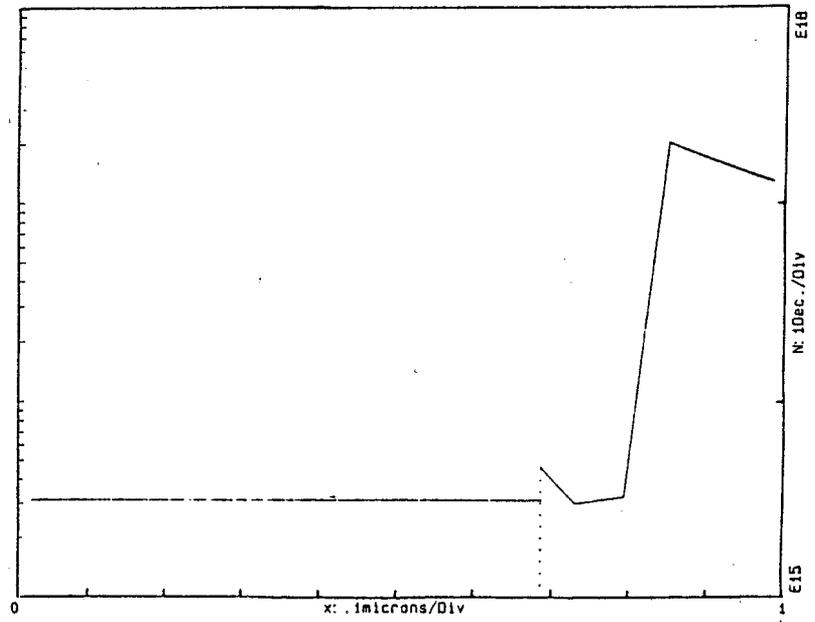


Figure IV.8 : Mesures C(V)

$N(x)$



$E(x)$

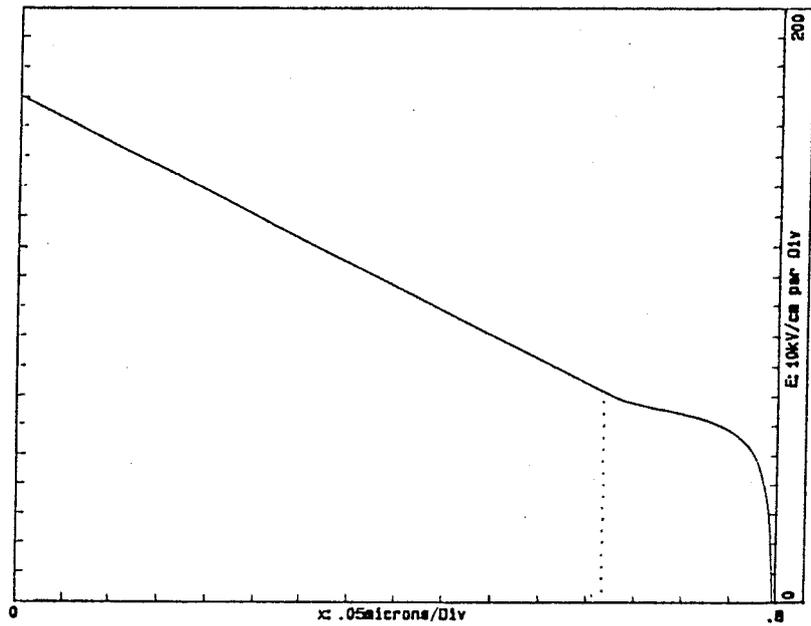


Figure IV.9 : Profils de dopage et de champ déduits des mesures $C(V)$

Le champ électrique est maximum sous le schottky. Le profil de dopage correspond à celui attendu pour la structure mais il laisse apparaître une épaisseur de couche nid de l'ordre de 0,8 μm alors que nous espérions 1 μm . Nous pouvons donc, dès à présent, envisager une dégradation du coefficient de réponse de la photodiode.

b) Caractéristiques optoélectroniques

b.1. Réponse statique

Des mesures de réponse statique ont été effectuées en polarisation inverse jusque - 3 V, aux longueurs d'onde 0,632 μm et 0,82 μm .

Nous observons figure IV.10, que cette réponse varie entre 0,1 A/W et 0,3 A/W et qu'elle dépend de la longueur d'onde de la lumière. Ces faibles valeurs de coefficient de réponse sont certainement dues à une épaisseur de la couche épitaxiée inférieure au micron ainsi que nous venons de le déduire des mesures C(V).

Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons calculé le coefficient de réponse du photodétecteur en tenant compte de l'épaisseur de la zone déserte comparée à la profondeur de pénétration, $1/\alpha$, de la lumière à partir de l'équation (1.48)

$$R(V) = \frac{q(1 - R')}{h\nu} (1 - \exp[-W(\nu)\alpha])$$

où apparaît l'épaisseur de zone déserte, W, déduite des mesures de capacité C(V) (Figure IV.8)

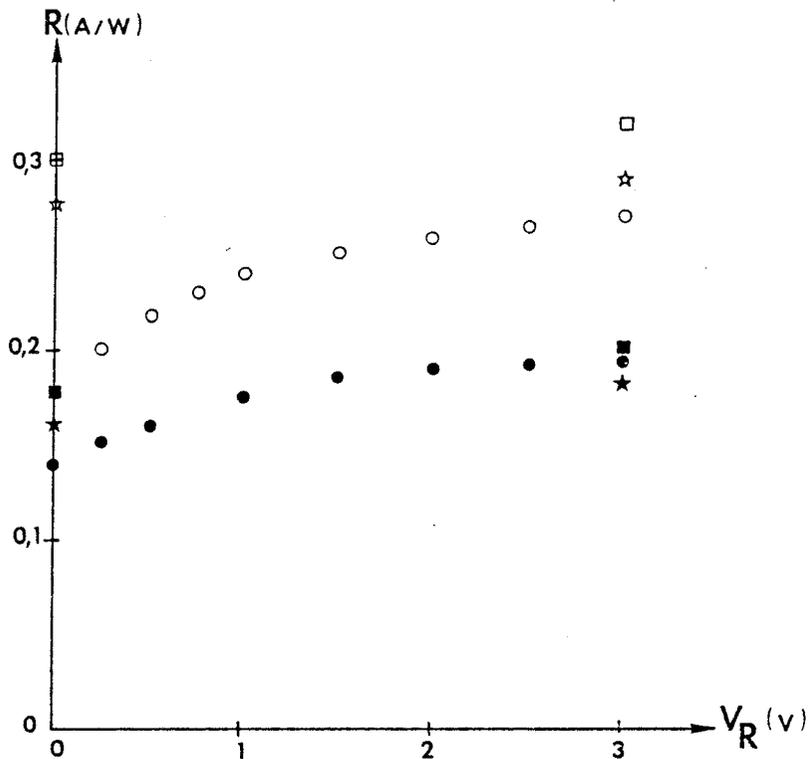


Figure IV.10 : Tracé du coefficient de réponse statique, mesuré et calculé pour différentes longueurs d'onde, en fonction de la tension de polarisation inverse. $P_L = 200 \mu\text{W}$

Points expérimentaux : $0,632 \mu\text{m}$ ○ ○
 $0,82 \mu\text{m}$ ● ●

Points déduits de la mesure $C(V)$:
 $R' = 0,33$ $0,632 \mu\text{m}$ □ □
 $0,82 \mu\text{m}$ ■ ■
 $R' = 0,4$ $0,632 \mu\text{m}$ ☆ ☆
 $0,82 \mu\text{m}$ ★ ★

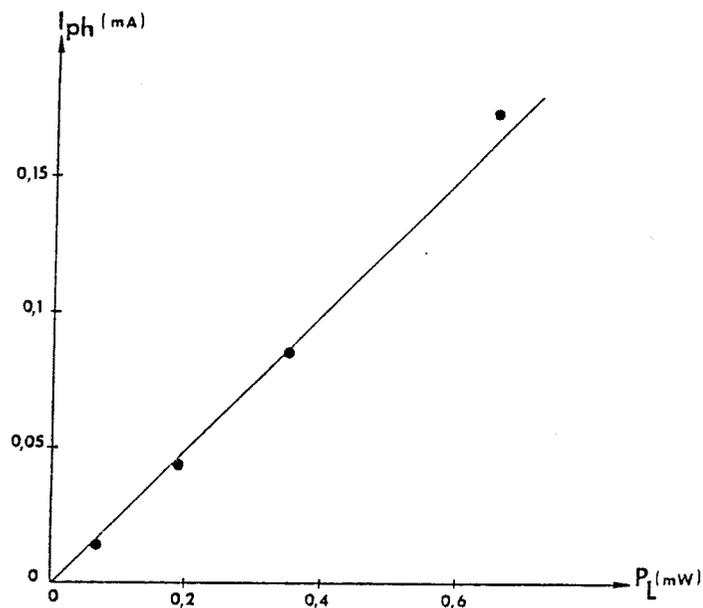


Figure IV.11 : Variations du photocourant avec la puissance lumineuse
 $\lambda = 0,632 \mu\text{m}$, $V_R = 3 \text{ V}$

La Figure IV.10 montre un écart entre les résultats expérimentaux et les valeurs de R calculées en introduisant un coefficient de réflexion, R' , pour l'AsGa de 0,33 [1]. Une valeur de R' supérieure ($R' = 0,4$) conduit à un bon accord, ce qui semble montrer que l'épaisseur de métallisation dégrade légèrement les performances optoélectroniques de la diode.

La Figure IV.11 présente les variations du photocourant mesuré, avec la puissance lumineuse. Les résultats expérimentaux montrent que la photodiode possède de bonnes propriétés de linéarité.

b.2. Réponse impulsionnelle

La réponse picoseconde de la photodiode est présentée figure IV.12.

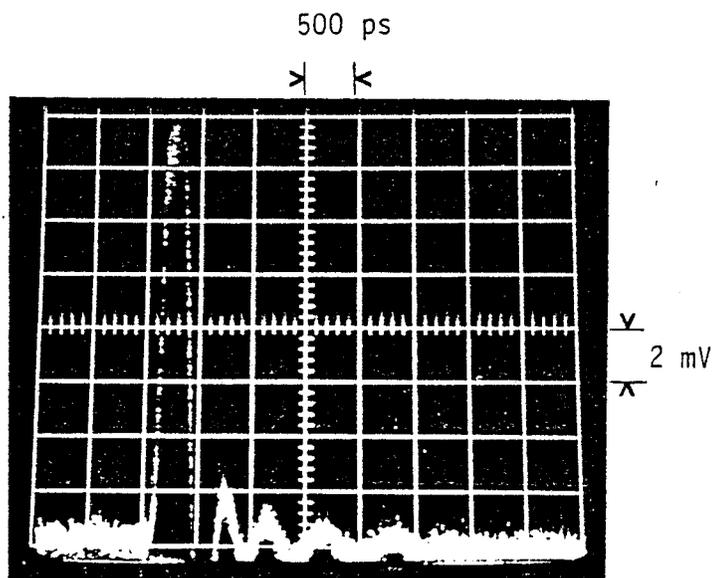


Figure IV.12 : Réponse de la photodiode à un éclairage impulsionnel
 $\lambda = 0,58 \mu\text{m}$, $F = 80 \text{ kHz}$, $P_L = 100 \text{ nW}$, $V_R = 3 \text{ V}$

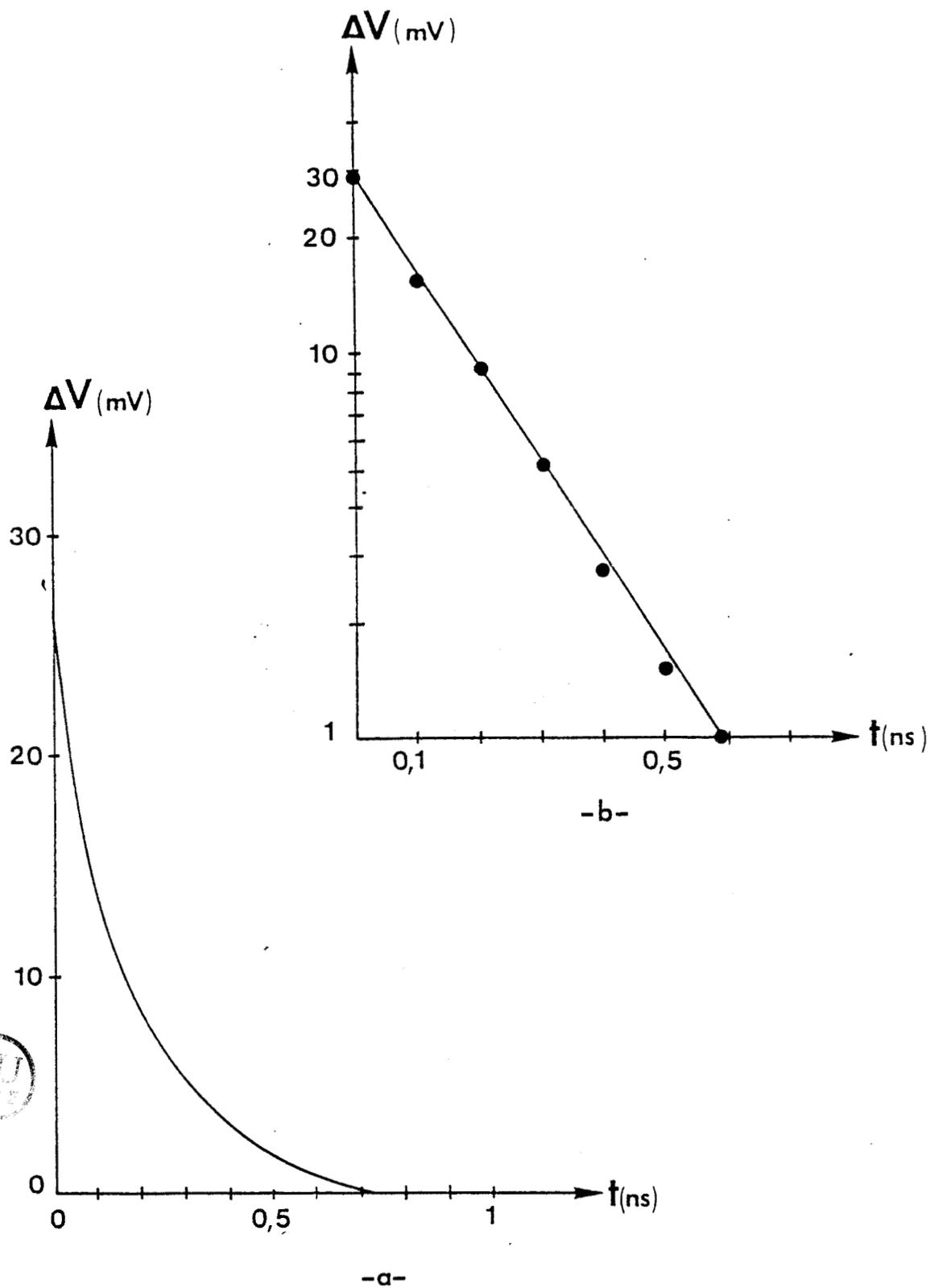


Figure IV.13 : Décroissance temporelle de la réponse impulsionnelle
a. Tracé linéaire
b. Tracé semi-logarithmique.

On constate, ainsi qu'on pouvait l'espérer, que cette réponse est beaucoup plus courte que celle de la photodiode de la réalisation précédente. Décrivons cette réponse.

1ère partie :

Temps de montée de la photodiode, $T_R \approx 50\text{ps}$

2ème partie :

Temps de descente de la photodiode, T_F . La décroissance temporelle de la réponse impulsionnelle est donnée figure IV.13. ; elle est conforme à l'analyse simplifiée présentée au chapitre I, §1.3.2., avec une variation exponentielle. $T_F \sim 150\text{ ps}$

Comparons ces valeurs expérimentales aux valeurs que l'on peut déduire de l'analyse proposée au chapitre I. D'après cette analyse :

$$- T_R = \tau_t \text{ avec } \tau_t = \frac{v_s}{L}$$

En considérant une vitesse v_s de 10^7 cm.s^{-1} et une épaisseur de couche active de $1\text{ }\mu\text{m}$, le temps de transit des porteurs vaut 10 ps . Si de plus, on prend en compte le temps de montée de l'oscilloscope à échantillonnage ($\sim 25\text{ps}$) et la largeur de l'impulsion lumineuse ($\sim 15\text{ ps}$), il apparaît que la valeur de T_R mesurée pourrait être très proche de celle donnée par τ_t .

$$- T_F = RC$$

Les valeurs de capacité mesurées par $C(V)$ dans les mêmes conditions de polarisation que la réponse picoseconde ($\sim 1\text{ pF}$ à -3 V) conduisent à des temps de l'ordre de 50 ps pour une charge de $50\text{ }\Omega$. Si l'on tient compte du temps de montée de l'oscilloscope à échantillonnage, les valeurs expérimentales de T_F sont du même ordre de grandeur que celles obtenues à partir des valeurs mesurées de capacité.

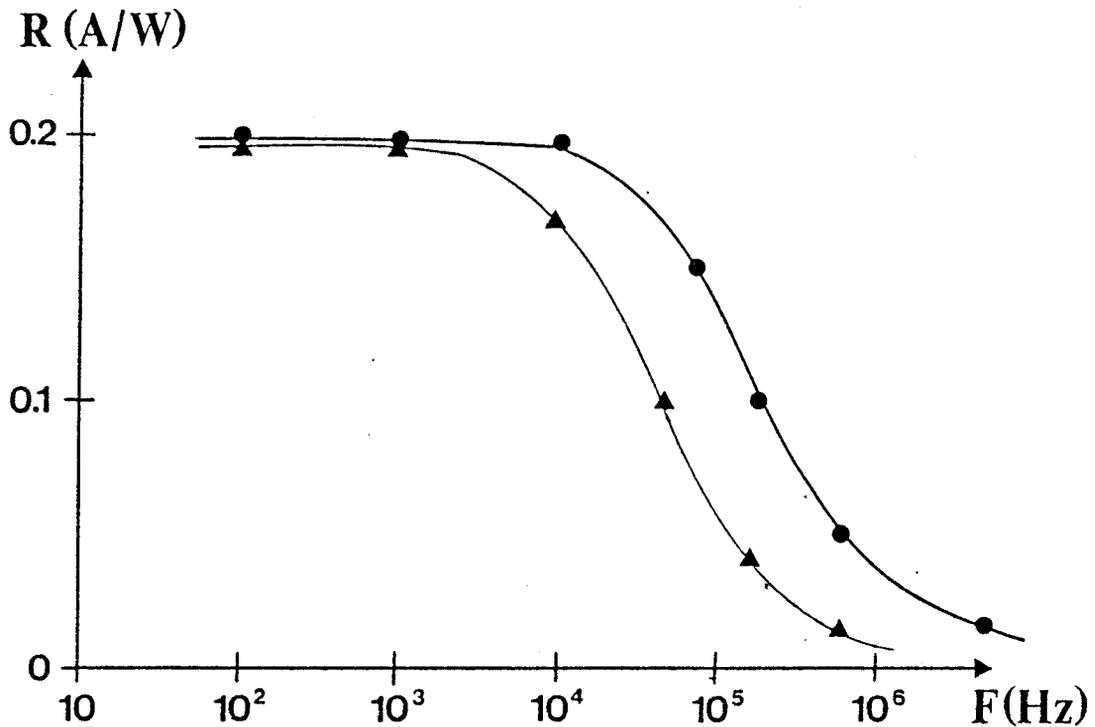


Figure IV.14 : Mesures dynamiques du coefficient de réponse de la photodiode pour plusieurs résistances de polarisation.

$\lambda = 0,82 \text{ }\mu\text{m}$, $P_L = 9 \text{ }\mu\text{W}$, $V_R = 3 \text{ V}$

- • • $R_L = 600 \text{ k}\Omega$
- ▲ ▲ ▲ $R_L = 2,85 \text{ M}\Omega$

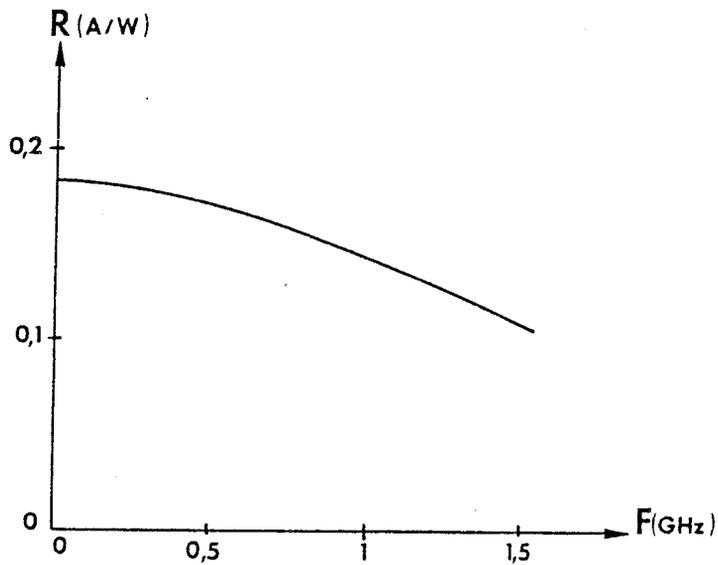


Figure IV.15 : Coefficient de réponse dynamique déduit de la réponse impulsionnelle ($R_L = 50 \text{ }\Omega$)

Une grandeur caractéristique du composant est le temps de réponse Δt que nous définissons dans ce travail comme la largeur de l'impulsion à mi-hauteur. Nos mesures conduisent à des largeurs à mi-hauteur inférieures à 150 ps, auxquelles il faut déduire le temps de réponse total de l'oscilloscope à échantillonnage.

Nous avons également effectué des mesures de réponse impulsionnelle à l'aide d'un laser à 0,82 μm . Cependant, compte tenu de la largeur de l'impulsion électrique qui génère l'impulsion lumineuse (voir chapitre II, figure II.20), celle-ci a une largeur à mi-hauteur d'au moins 100 ps ; compte tenu des réponses impulsionnelles de la photodiode qui sont du même ordre de grandeur, il nous a paru plus opportun d'effectuer dans ce cas, la plupart de nos caractérisations à l'aide du laser picoseconde afin d'éviter d'entacher nos réponses d'une erreur systématique.

b.3. Réponse dynamique

La figure IV.14 présente le coefficient de réponse dynamique du photodétecteur en modulation sinusoïdale pour différentes résistances de polarisation.

Les résultats obtenus sont très voisins de ceux que l'on pouvait prévoir (relation 2.58), ils montrent que le coefficient de réponse basse fréquence ($F < F_{c,ph}$) est proche du coefficient de réponse statique et peut être calculé à partir de la relation classique 1.48. Ceci traduit le fait que la plupart des électrons créés par la lumière, sont collectés par la couche GaAs dopée n^+ . Le coefficient de réponse dynamique déduit de la réponse impulsionnelle de cette photodiode en supposant comme dans le chapitre III, § b.3., que cette réponse a la forme d'une exponentielle décroissante, est présenté figure IV.15. On peut constater qu'il est compatible avec les mesures effectuées en modulation sinusoïdale, et surtout que l'on n'observe pas de chute de la valeur du coefficient de réponse dynamique pour des fréquences supérieures à 30 MHz, comme on l'avait observé avec la réalisation précédente (figure III.24) ; ce résultat justifie ainsi la structure adoptée pour la tête optique puisque l'un des objectifs était de s'affranchir des phénomènes de diffusion des porteurs photocréés.

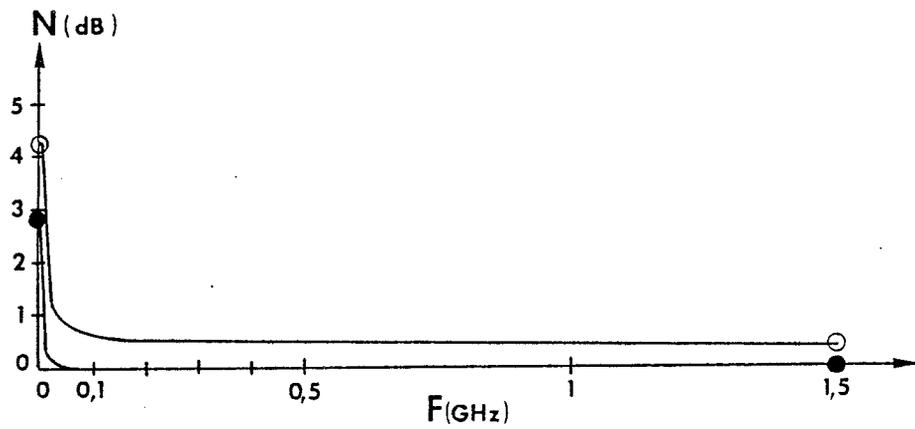


Figure IV.16 : Variations du niveau de bruit de la photodiode avec la fréquence
 $V_R = 4 \text{ V}$
● ● ● Obscurité
○ ○ ○ éclaircissement $\lambda = 0,632 \mu\text{m}$, $P_L = 255 \mu\text{W}$

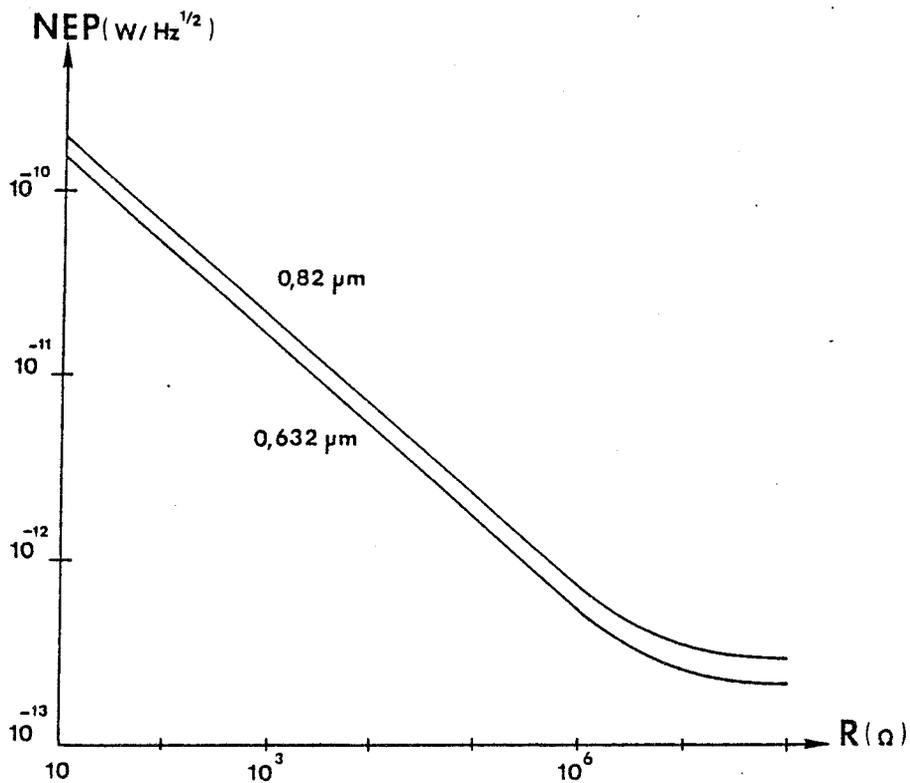


Figure IV.17 : Variations de la puissance équivalente de bruit de la photodiode avec la résistance de polarisation à partir des mesures effectuées.

En outre la fréquence de coupure à - 3 dB de la photodiode polarisée par une résistance de 50 Ω , est cette fois supérieure au GigaHertz ; elle est voisine de celle donnée par la relation (2.58) où C est déduit de la mesure C(V), figure IV.8. On constate dès à présent, l'amélioration apportée par une diminution de la valeur de la capacité par rapport au dispositif précédent.

b.4. Bruit de la photodiode

Des mesures de bruit ont été effectuées en obscurité et sous éclairage dans la gamme 10 MHz - 1.5GHz . Les résultats sont donnés figure IV.16.

Ils sont compatibles avec l'hypothèse présentée au chapitre I, § 1.3.2., d'une superposition d'un bruit thermique et d'un bruit de grenaille.

- en obscurité le niveau de bruit calculé est proche de 0 dB
- en éclairage, pour un photocourant de 70 μ A, correspondant aux conditions de l'expérience ($V_p = -4$ V, $P_L = 0,255$ mW), le niveau calculé vaut 0,3 dB.

Dans cette hypothèse, nous pouvons évaluer la puissance équivalente de Bruit (NEP) de la photodiode à partir des mesures effectuées, à l'aide de l'expression (1.66) donnée au chapitre I.

$$NEP = \sqrt{2} \left(\frac{h\nu}{\eta} \right) \left(\frac{I_{eq}}{q} \right)^{1/2} \quad \text{en W/ } \sqrt{\text{Hz}}$$

Les valeurs mesurées à - 2 V du rendement quantique, à 0,632 μ m et 0,82 μ m, sont respectivement de 0,51 et 0,29. Le courant d'obscurité, dans les mêmes conditions de polarisation, vaut 10 nA.

La figure IV.17 donne les variations de la NEP avec la résistance de polarisation R_L , pour des fréquences où la valeur du rendement quantique dynamique peut être assimilée à celle du rendement quantique statique

4.2.2. Caractérisation des TEC

Deux transistors peuvent être caractérisés sur la puce :

- le transistor de la tête optique, $z \approx 900 \mu\text{m}$
- le transistor de contrôle, $z = 150 \mu\text{m}$

La figure IV.18 donne une vue schématique d'une coupe transversale de ces TEC

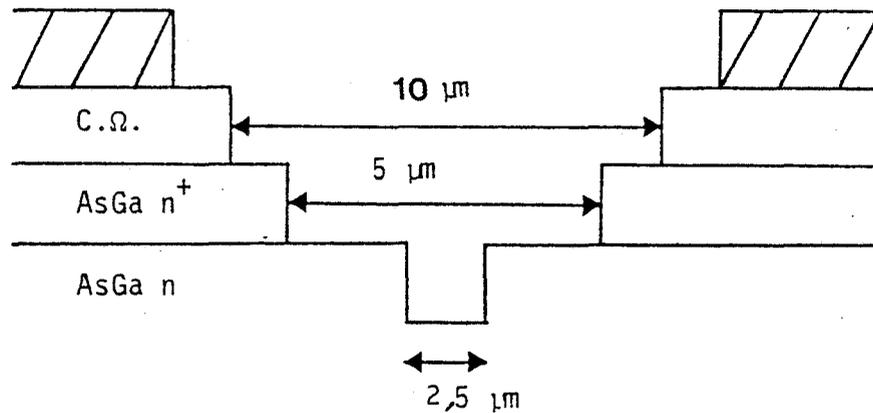


Figure IV.18 : Vue schématique en coupe transversale des TEC
Les dimensions sont celles prévues par les masques

Le choix des TEC caractérisés est guidé par les mêmes impératifs que dans le chapitre précédent, § 3.2.2.. A titre d'exemple, nous présentons, figure IV.19, les caractéristiques statiques, mesurées sous pointes au traceur de courbes, de deux transistors.

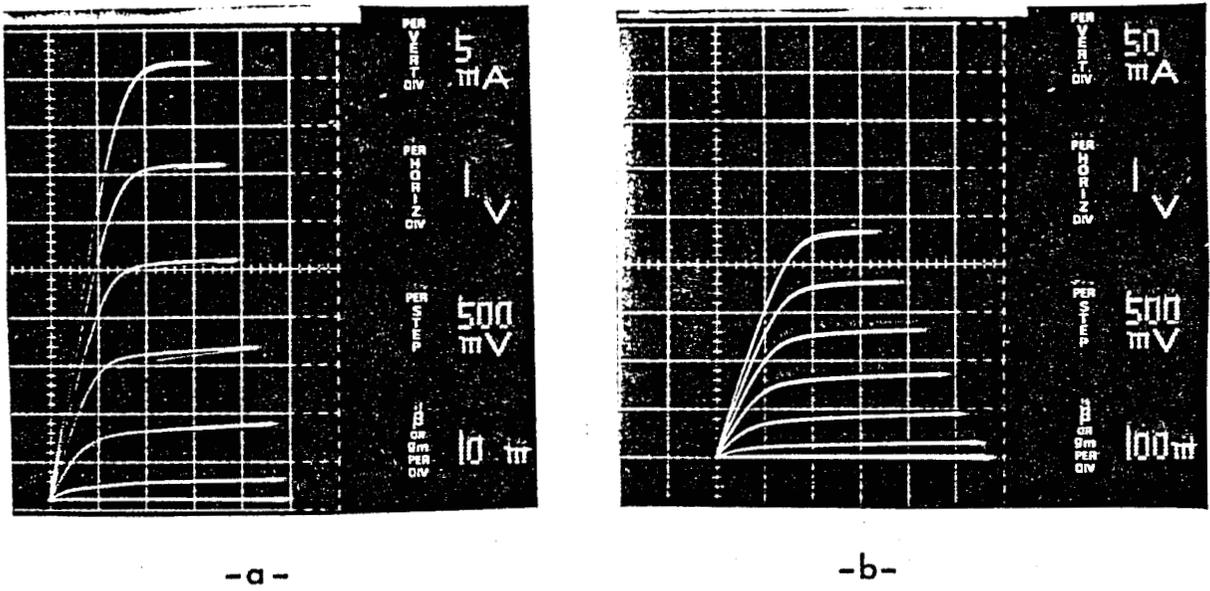


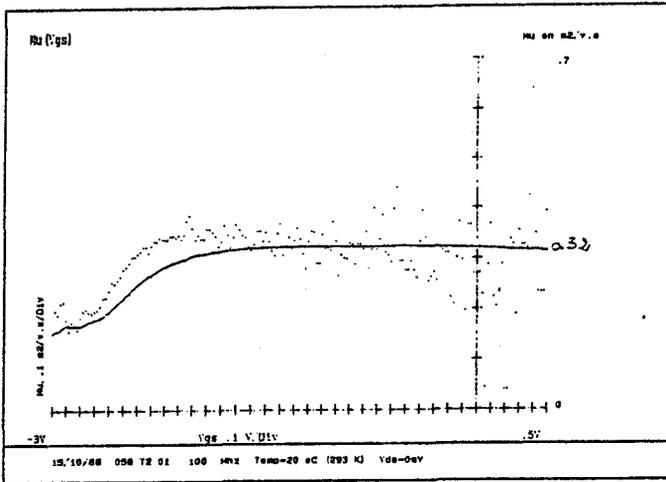
Figure IV.19 : Caractéristiques $I_{ds} = f(V_{ds})$ pour différentes valeurs de V_{gs} , des TEC 150 μm (a) et 900 μm (b)

Nous ne détaillerons pas la démarche utilisée puisqu'elle a déjà été exposée au chapitre précédent. Les résultats sont présentés pour un transistor de la tête optique.

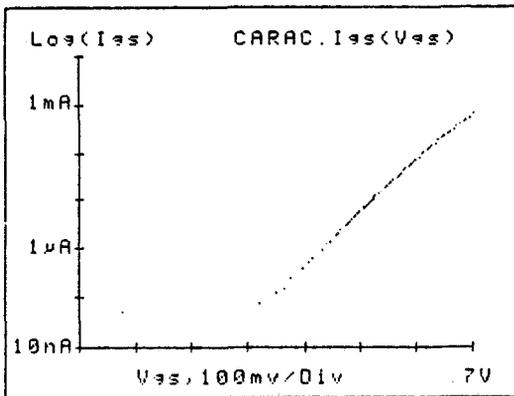
a) Premières caractéristiques

Le détail des premières mesures effectuées est présenté figure IV.20 pour un TEC 900 μm . Les résultats déduits de ces mesures sont donnés, figure IV.21.

La figure IV.22 présente le tracé des caractéristiques conduisant à la transconductance en statique d'un TEC 900 μm . Pour ce transistor, on note une valeur maximale de transconductance statique de 94,1 mS jusqu'à une tension de polarisation de grille V_{gs} d'environ -1,5 V (voir c) pour V_{ds} égal à 2 V



Détermination de la mobilité en fonction de V_{gs} .



Détermination de V_b et n .

EXPLOITATION DE LA PARTIE LIN.

$T = 300 \text{ K}$ $S = 2520 \text{ } \mu\text{m}^2$

$V_{min} = .450 \text{ V}$

$V_{max} = .550 \text{ V}$

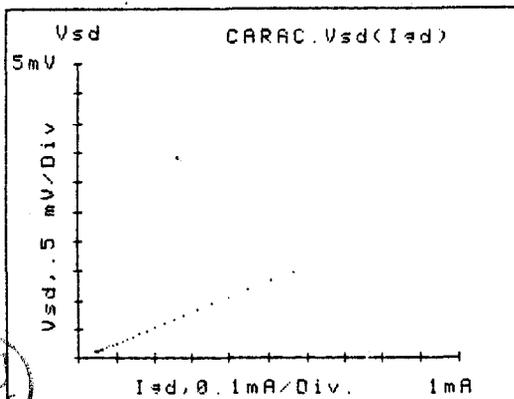
Correlation dans la partie lin.
 $\sigma^2 = .99998$ (sur 26 Pts)

Cour. Lim. $I_{gs0} = 1.80E+001 \text{ pA}$

Coef. Ideal. $n = 1.52E+000$

Tens. Built. $V_b = .721 \text{ V}$

(eta * V_b) $n * V_b = 1.093 \text{ V}$



Détermination de $R_d + R_j$.

EXPLOITATION DE $V_{sd}(I_{sd})$

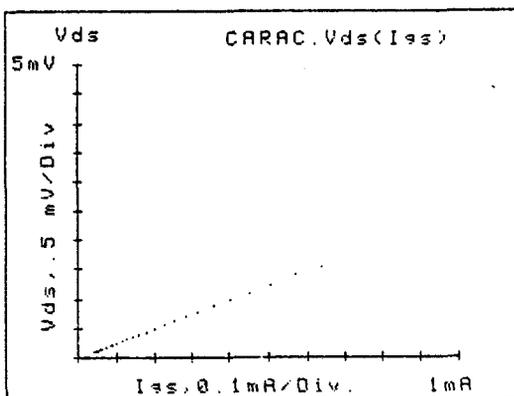
$I_{min} = .050 \text{ mA}$

$I_{max} = .562 \text{ mA}$

Correlation dans la partie lin.
 $\sigma^2 = 1$ (sur 22 Pts)

La droite calculée coupe
l'axe V_{sd} en $-5.99E-003 \text{ mV}$

RES. ($R_d + R_i$) = $2.7 \text{ } \Omega$
 $+0.1 \text{ } \Omega$



Détermination de $R_s + R_j$.

EXPLOITATION DE $V_{ds}(I_{gs})$

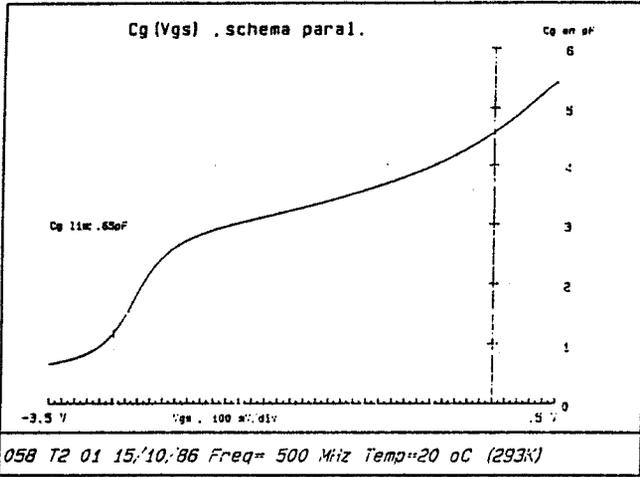
$I_{min} = .050 \text{ mA}$

$I_{max} = .634 \text{ mA}$

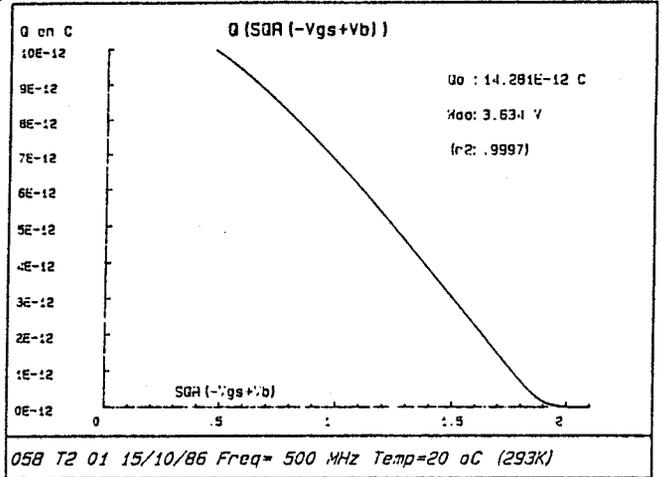
Correlation dans la partie lin.
 $\sigma^2 = .99998$ (sur 23 Pts)

La droite calculée coupe
l'axe V_{ds} en $5.38E-003 \text{ mV}$

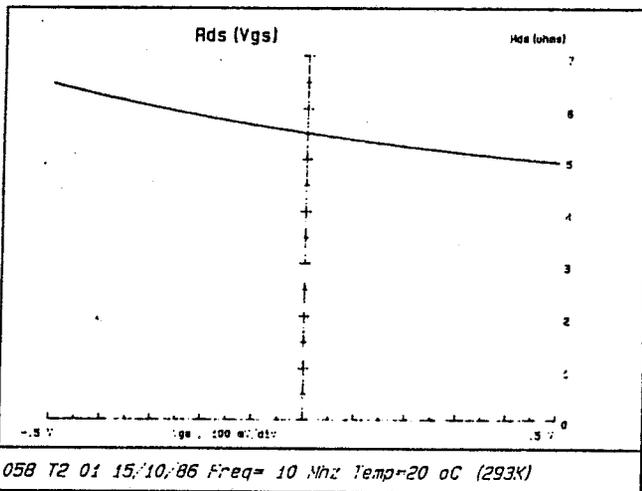
RES. ($R_s + R_i$) = $2.5 \text{ } \Omega$
 $+0.1 \text{ } \Omega$



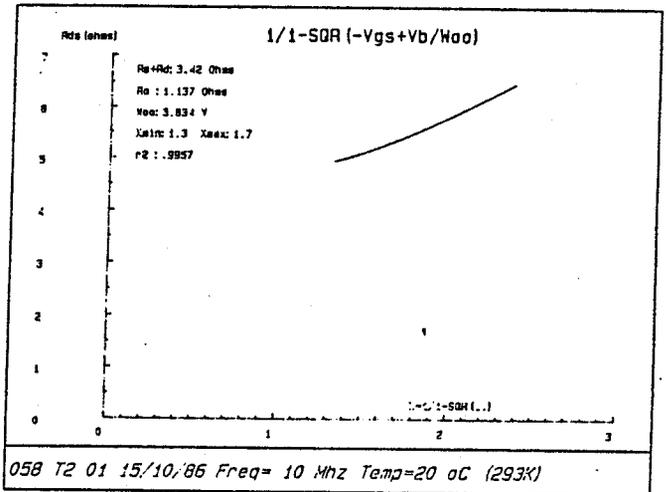
Capacité présentée par le contact Schottky lorsque V_{gs} varie.



Quantité de chargessous la grille lorsque V_{gs} varie.



Résistance totale entre plots de drain et de source lorsque V_{gs} varie.



Exploitation de la courbe $R_{ds} = f(V_{gs})$ pour la détermination de $R_s + R_d$ et R_o .

Figure IV.20 : Première série de mesures effectuées sur le TEC 900 μm

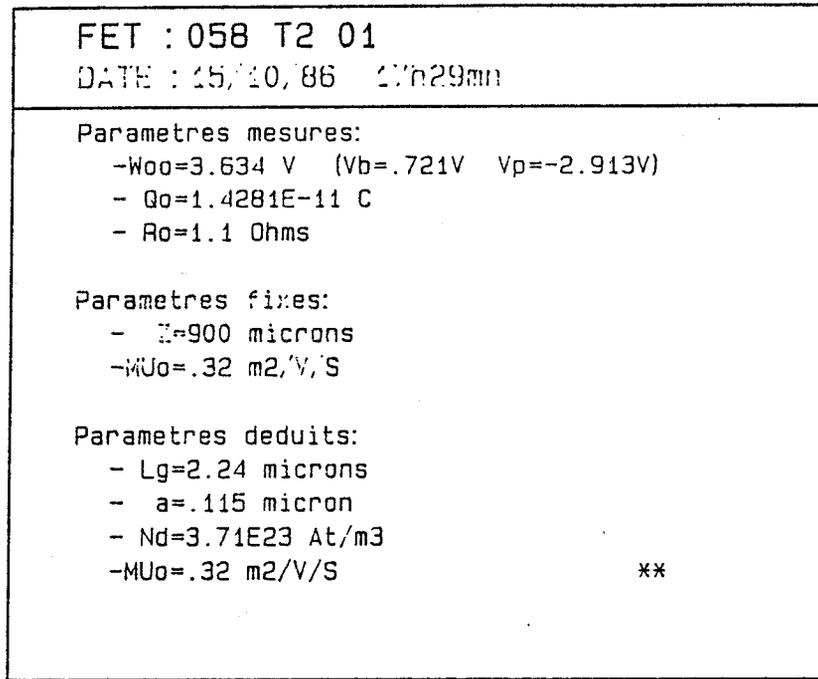


Figure IV.21 : Résultats déduits de l'exploitation des mesures effectuées

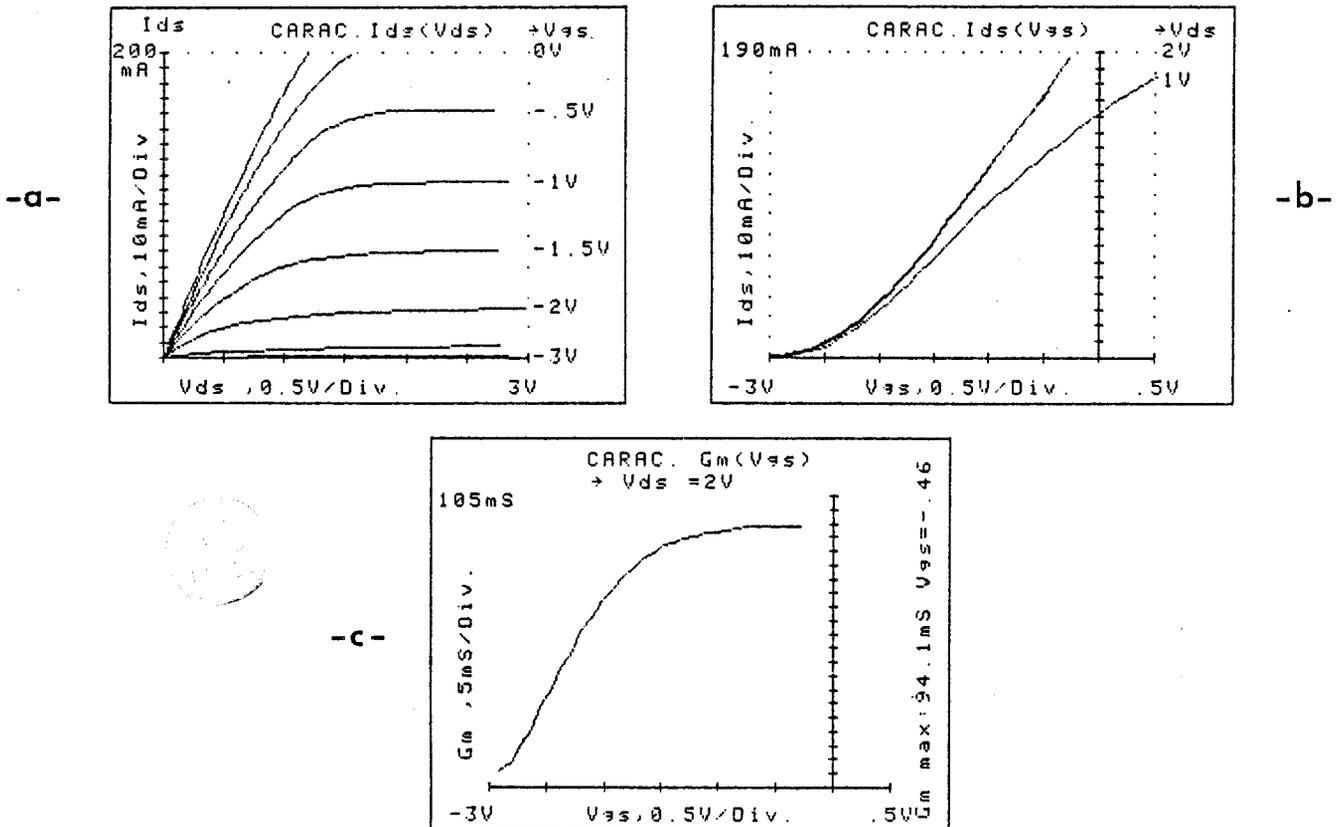


Figure IV.22 : Caractéristiques conduisant à la transconductance en statique du TEC 900 μm

b) Caractéristiques dynamiques

Afin de compléter le schéma équivalent du transistor de la tête optique et pour connaître le comportement du composant en hyperfréquences, les paramètres S_{ij} ont été déterminés pour des fréquences variant de 1,5 à 25,6 GHz.

Les résultats sont présentés figure IV.23 pour un TEC 900 μm dans les conditions de polarisation correspondant à une valeur maximale du gain du transistor : $V_{gs} = -1,5 \text{ V}$, $V_{ds} = 3 \text{ V}$.

Il apparaît que dans ces conditions, le coefficient de stabilité K du quadripole est strictement supérieur à 1. On peut alors calculer le gain maximal disponible ou MAG défini comme étant le gain maximal lorsque les impédances chargeant le quadripole actif sont optimales [2]. Ses variations sont présentées sur la figure IV.23, où nous notons une fréquence de transition de 6 GHz pour le TEC 900 μm

De ces mesures, nous pouvons déduire l'évolution de g_m, g_d, C_{gd}, C_{gs} avec la fréquence en utilisant les relations données au chapitre III, § 3.2.3. g. A titre d'exemple, les variations de g_m et g_d sont présentées figure IV.24.

Nous donnons également figure IV.25, l'évolution des principaux paramètres du TEC 900 μm en fonction de la tension de grille V_{gs} .

Les performances obtenues, en caractérisation hyperfréquences, sont rassemblées dans le tableau IV.1, pour le TEC 900 μm et un TEC 150 μm

Nous pouvons déduire de ces résultats le schéma équivalent du TEC de la tête optique. Il est donné figure IV.26.

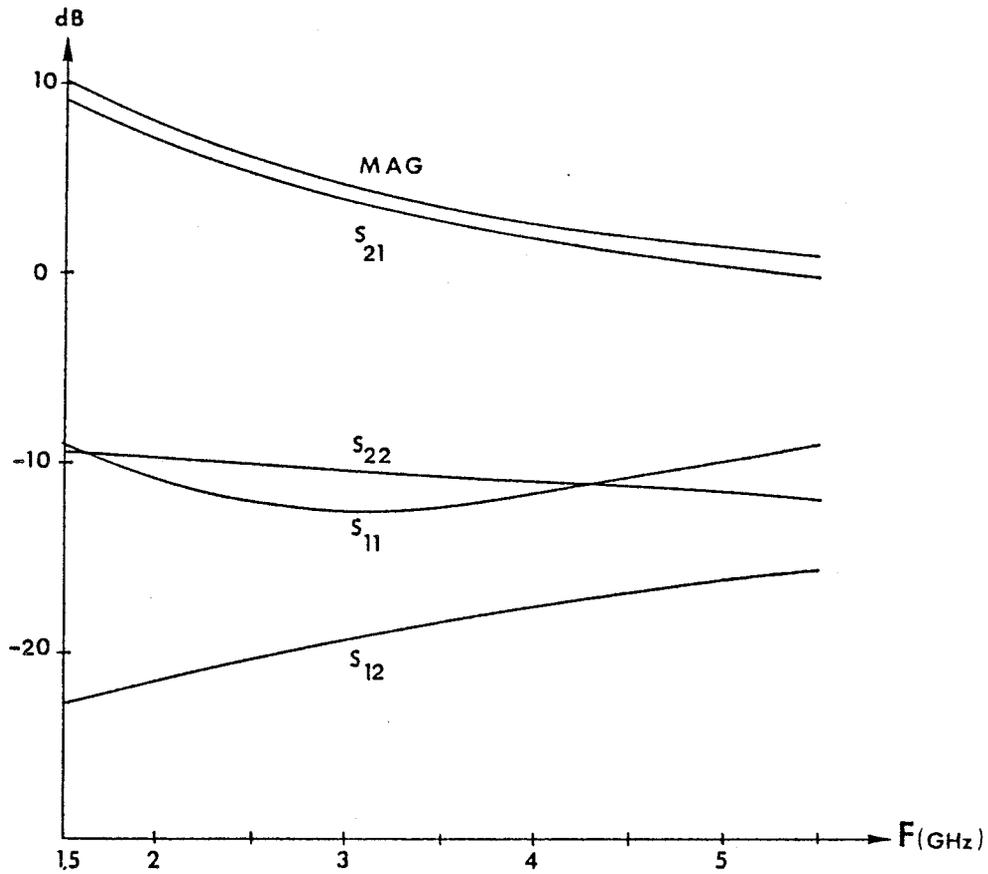


Figure IV.23 : Evolution des paramètres S_{ij} et du MAG du TEC 900 μm à des fréquences supérieures à 1,5 GHz dans les conditions de polarisation correspondant à une valeur maximale de son gain :
 $V_{ds} = 3 \text{ V}$, $V_{gs} = -1,5 \text{ V}$

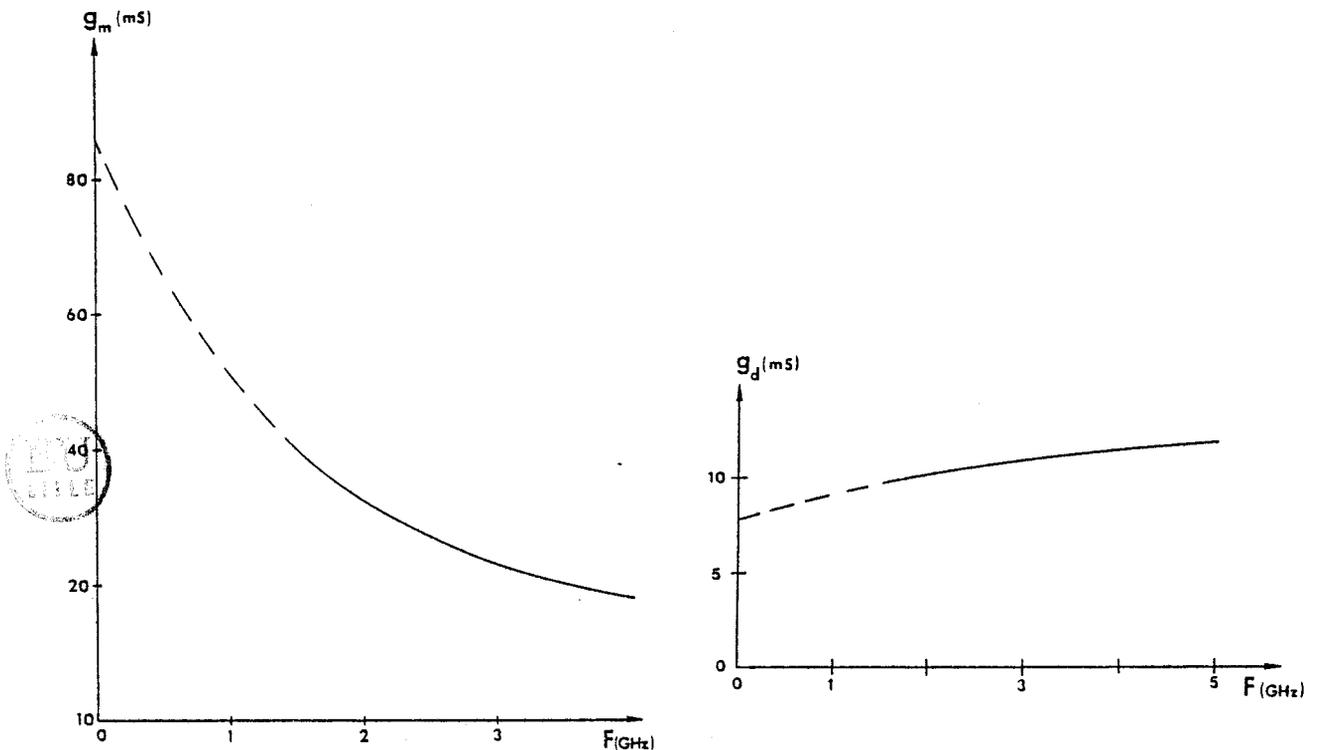


Figure IV.24 : Variations de g_m et g_d avec la fréquence, déduites de la mesure des paramètres S_{ij}

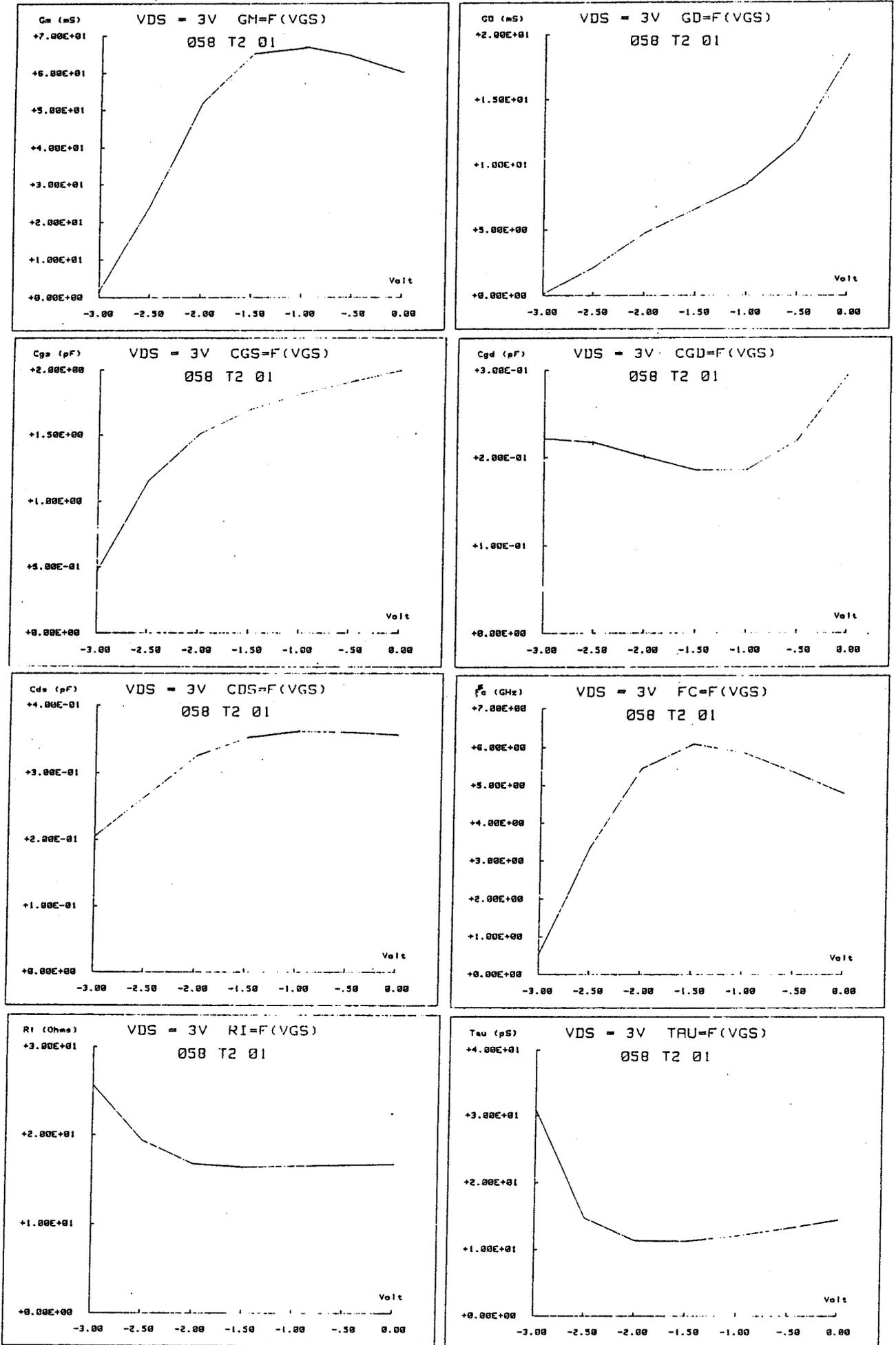
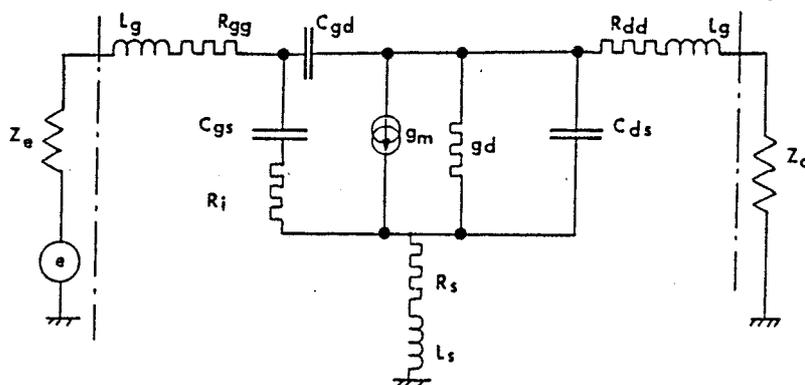


Figure IV.25 : Evolution des principaux paramètres du TEC 900 μm en fonction de la tension de grille V_{gs}

C.H.S.	0581101	0581201			C.H.S.
Technicien:	Patricia	Patricia			Technicien:
Chercheur:	CONSTANT	VERRIELE			Chercheur:
Reçu le:	04-23-1986	10-27-1986			Reçu le:
Nd (el7)	4.000	4.000	0.000	0.000	Nd (el7)
Lg (micron)	2.500	2.500	0.000	0.000	Lg (micron)
Zg (micron)	150.000	900.000	0.000	0.000	Zg (micron)
Népitaxie	1191.000	1191.000	0.000	0.000	Népitaxie
C Vb (volt)	0.703	0.721	0.000	0.000	C Vb (volt)
O ste	1.420	1.517	0.000	0.000	O ste
N Ra (ohm)	2.460	1.100	0.000	0.000	N Ra (ohm)
T Rd (ohm)	5.260	1.300	0.000	0.000	T Rd (ohm)
I Ri (ohm)	3.740	1.400	0.000	0.000	I Ri (ohm)
N Ro (ohm)	12.000	1.560	0.000	0.000	N Ro (ohm)
U gm (mS)	18.000	90.000	0.000	0.000	U gm (mS)
Vgs (volt)	0.320	-1.100	0.000	0.000	Vgs (volt)
I Mobil. mes.	3400.000	3200.000	0.000	0.000	I Mobil. mes.
- Mobil. est.	0.000	0.000	0.000	0.000	- Mobil. est.
I Cg limite	0.218	0.659	0.000	0.000	I Cg limite
0 OC (0 Volt)	1.020	3.911	0.000	0.000	0 OC (0 Volt)
0 Gg (pC)	3.350	14.200	0.000	0.000	0 Gg (pC)
0 Voo (volt)	3.371	3.634	0.000	0.000	0 Voo (volt)
M Ro (ohm)	12.060	1.140	0.000	0.000	M Ro (ohm)
h Rs+Rd (ohm)	9.610	3.420	0.000	0.000	h Rs+Rd (ohm)
z at (micron)	0.108	0.112	0.000	0.000	z at (micron)
Ll (micron)	3.242	2.218	0.000	0.000	Ll (micron)
Ro utilisée	9.226	1.077	0.000	0.000	Ro utilisée
Vds=3U, Vgs=	-1.500	-1.000	0.000	0.000	Vds=3U, Vgs=
Ls (nH)	0.689	0.431	0.000	0.000	Ls (nH)
Ld (nH)	0.628	0.393	0.000	0.000	Ld (nH)
Lg (nH)	0.041	0.490	0.000	0.000	Lg (nH)
Rg (ohm)	9.300	10.300	0.000	0.000	Rg (ohm)
Z gm (mS)	13.400	67.000	0.000	0.000	Z gm (mS)
- gd (mS)	1.170	8.600	0.000	0.000	- gd (mS)
4 Ri (ohm)	20.000	16.500	0.000	0.000	4 Ri (ohm)
6 fc (Ghz)	3.540	5.800	0.000	0.000	6 fc (Ghz)
h Cgs (pF)	0.464	1.820	0.000	0.000	h Cgs (pF)
z Cgd (pF)	0.077	0.186	0.000	0.000	z Cgd (pF)
Cds (pF)	0.078	0.362	0.000	0.000	Cds (pF)
Cag (pF)	0.138	0.000	0.000	0.000	Cag (pF)
P F1 (Ghz)	2.000	2.000	0.000	0.000	P F1 (Ghz)
A S21	0.450	6.800	0.000	0.000	A S21
R Meg	11.500	7.300	0.000	0.000	R Meg
A K	0.862	2.300	0.000	0.000	A K
M F2 (Ghz)	10.000	10.000	0.000	0.000	M F2 (Ghz)
E S21	-3.780	-4.700	0.000	0.000	E S21
T Meg	-1.300	-2.700	0.000	0.000	T Meg
R K	1.959	1.700	0.000	0.000	R K
E F3 (Ghz)	10.000	10.000	0.000	0.000	E F3 (Ghz)
S S21	-3.330	-4.700	0.000	0.000	S S21
Meg	-2.000	-2.600	0.000	0.000	Meg
S K	1.164	1.150	0.000	0.000	S K
MZ1	4.100	9.300	0.000	0.000	MZ1

Tableau IV.1 : Valeurs des différents paramètres caractérisant les TEC 150 μm et 900 μm



$$\begin{aligned}
 R_{gg} &= 10,3 \, \Omega & C_{gs} &= 1,82 \, \text{pF} & L_g &= 0,49 \, \text{nH} & g_m &= 67 \, \text{mS} \\
 R_{dd} &= 1,3 \, \Omega & C_{gd} &= 0,186 \, \text{pF} & L_s &= 0,431 \, \text{nH} & g_d &= 8,6 \, \text{mS} \\
 R_s &= 1,1 \, \Omega & C_{ds} &= 0,362 \, \text{pF} & L_d &= 0,393 \, \text{nH} & R_i &= 16,6 \, \Omega
 \end{aligned}$$

Figure IV.26 : Schéma équivalent du TEC de la tête optique, déduit de la caractérisation à $V_{ds} = 3 \text{ V}$, $V_{gs} = -1,5 \text{ V}$

c) Bruit du TEC de la tête optique

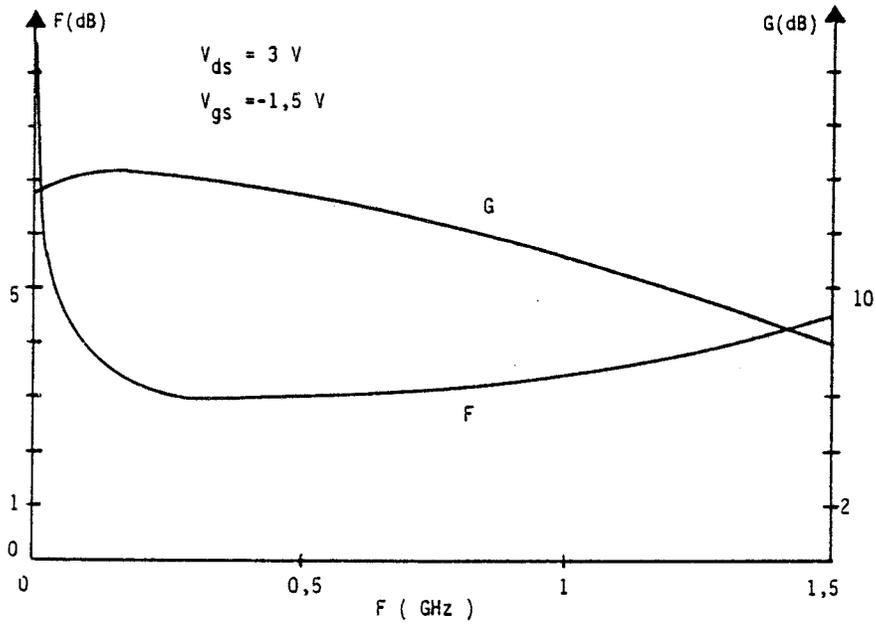
Nous avons effectué des mesures de niveau absolu de bruit en sortie, de facteur de bruit, et de Gain sur le transistor de la tête optique, dans la bande 10 MHz - 1,5 GHz à l'aide du mesureur HP 8970 A.

Nous présentons figure IV.26*, les variations du facteur de bruit et du gain du TEC 900 μm , avec la fréquence, la tension de polarisation de grille V_{gs} et la tension de polarisation de drain V_{ds} .

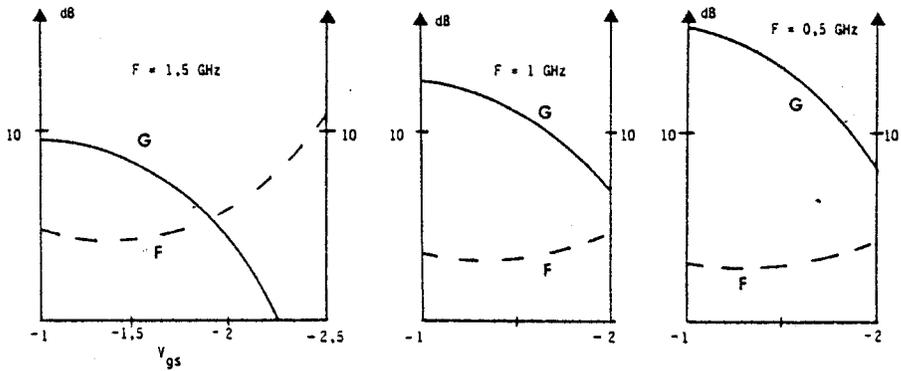
Il apparaît que, aux basses fréquences, le facteur de bruit du transistor est élevé à cause de la présence du bruit en $1/f$ et aux fréquences les plus élevées qu'il augmente à cause de la diminution du gain du TEC. Ce facteur de bruit est minimum et voisin de 3 dB pour des fréquences comprises entre 100MHz et 1 GHz.

Le facteur de bruit du transistor est minimum dans une gamme de fréquences qui correspondrait aux fréquences d'utilisation de la tête optique, ainsi qu'on pouvait l'espérer avec le choix des dimensions du transistor [3].

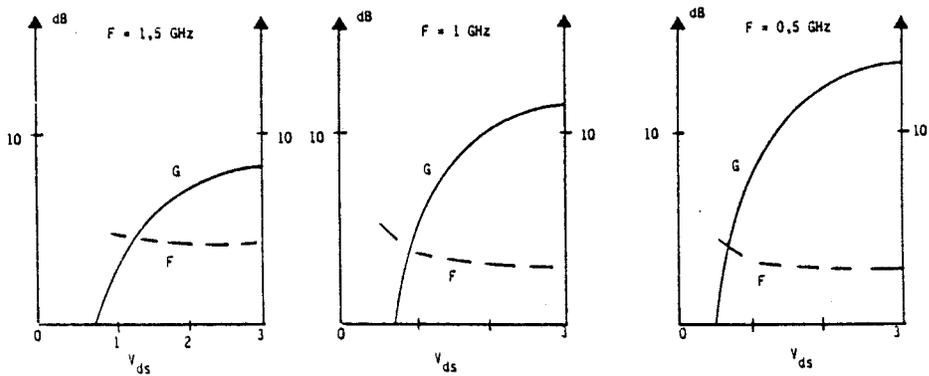
Les variations du facteur de bruit et du gain sont également présentées figure IV.26* avec la tension V_{gs} et la tension V_{ds} ; elles permettent de connaître les conditions de polarisation optimales du TEC.



- a -



- b -



- c -

Figure IV.26.* : Variations du facteur de bruit et du gain avec
 a- la fréquence
 b- la tension V_{gs} ($V_{ds} = 3 \text{ V}$)
 c- la tension V_{ds} ($V_{gs} = 1,5 \text{ V}$)

4.2.3. Caractérisation de la tête optique intégrée

a) Caractéristiques électriques

Nous présentons, figure IV.27, la photographie d'une caractéristique typique de la tête optique $I_{ds} = f(V_{ds})$ pour plusieurs tensions de grille V_{gs} .

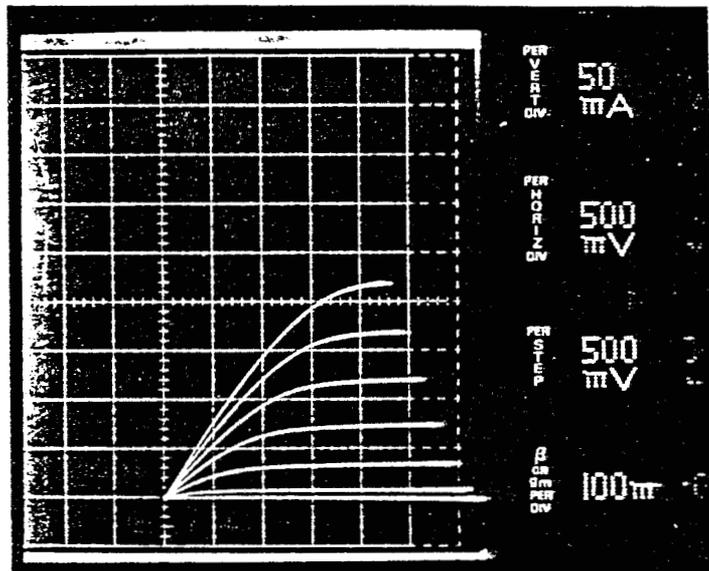


Figure IV.27 : Caractéristique $I_{ds} = f(V_{ds})$ de la tête optique pour différentes valeurs de V_{gs} .

On constate que l'association photodétecteur-TEC, ne modifie pas l'allure générale des caractéristiques du TEC.

Nous présentons aussi les caractéristiques du contact Schottky de la tête optique, photodiode-grille du TEC. La figure IV.28 présente un circuit intégré typique en polarisation inverse et directe. A partir de ces tracés, nous pouvons déduire le coefficient d'idéalité et la tension de Built-in du contact Schottky, qui valent à $T = 300$ K respectivement 1,7 et 0,2 V

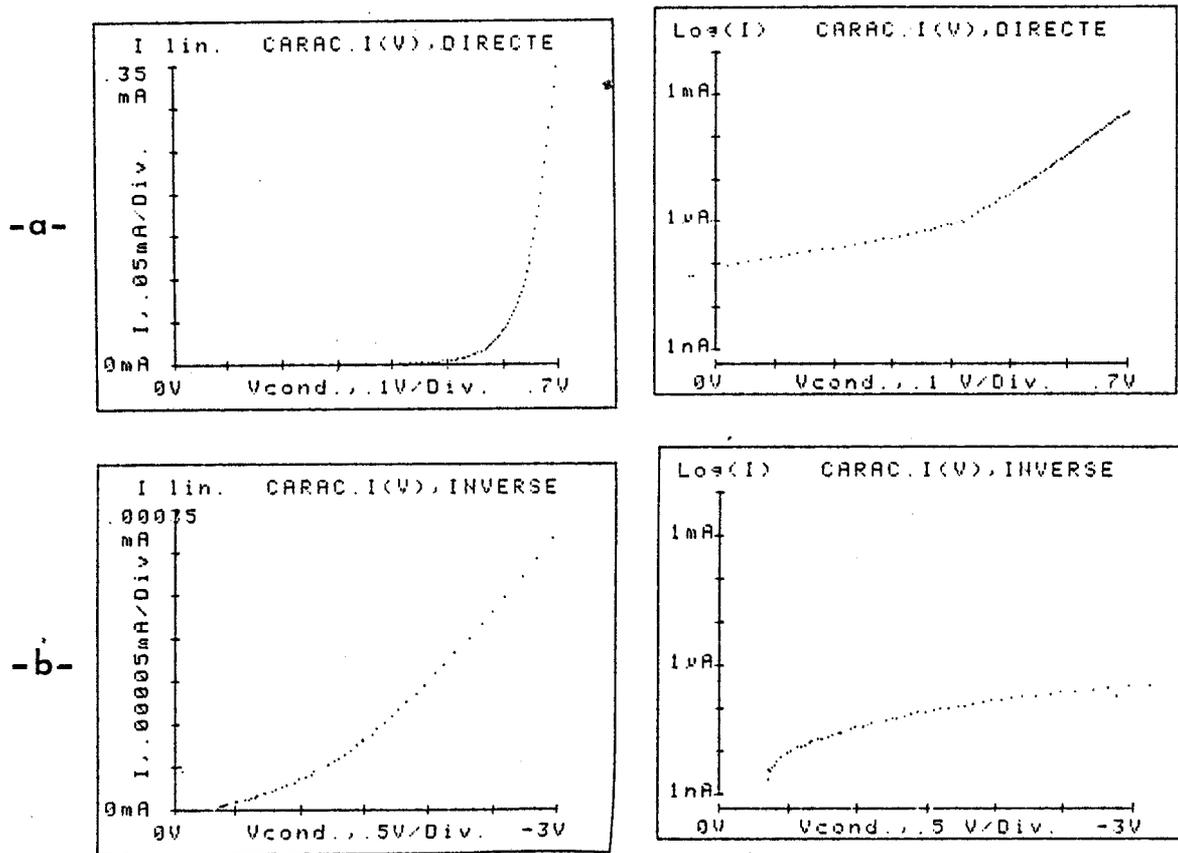


Figure IV.28 : Caractéristiques statiques I(V) du contact schottky, photodiode + grille, de la tête optique
a. Polarisation directe
b. Polarisation inverse.

Ces mesures montrent que le coefficient d'idéalité du contact Schottky de la tête optique intégré est meilleur que celui de la photodiode de test, et que l'association photodiode-grille du TEC, ne dégrade pas les caractéristiques électriques du photodétecteur. Les mesures effectuées au traceur de courbes confirment ce résultat.

b) Caractéristiques optoélectroniques

b.1. Influence de la position du faisceau laser

Intéressons nous tout d'abord, à l'influence de la position du faisceau laser sur la tête optique. Pour cela, nous avons mesuré le photocourant généré en balayant la surface de la tête optique avec le spot laser, suivant les axes x et y. Ces variations sont présentées figure IV.29.

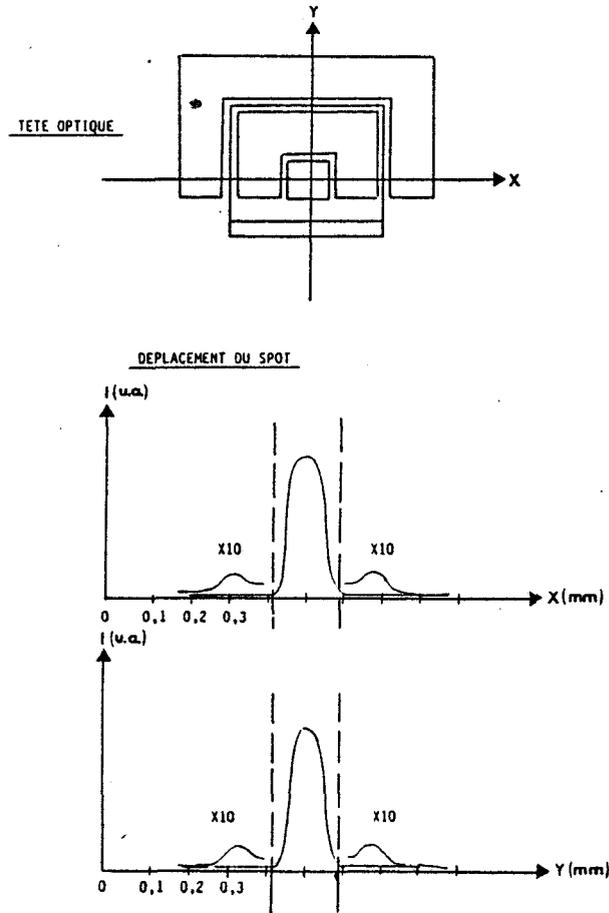


Figure IV.29 : Influence de la position du faisceau laser sur la tête optique. Etude qualitative.

Le déplacement du spot sur le circuit intégré montre l'existence d'un photocourant provenant de l'éclairement du canal du transistor. Cependant, il apparaît qu'il est négligeable devant le photocourant généré par la photodiode.

b.2. Mesures dynamiques

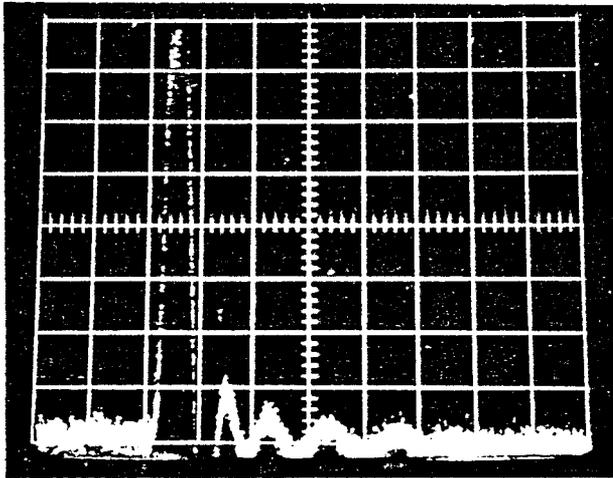
b.2.1. Réponse impulsionnelle

Les réponses impulsionnelles de la photodiode et du circuit intégré sont présentées, figure IV.30.

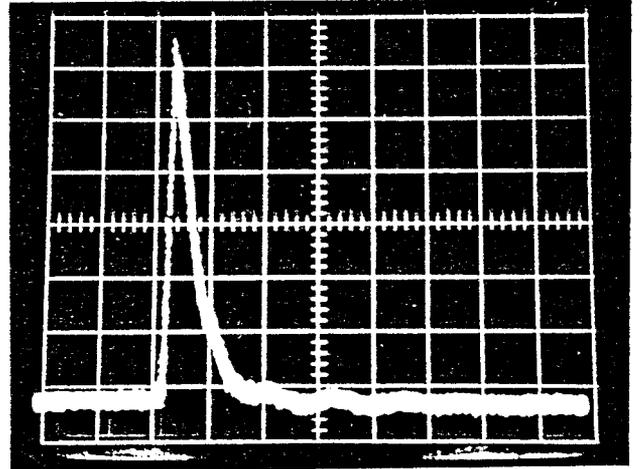


2 mV / div. vert.
500 ps / div. hor.

5 mV / div. vert.
500 ps / div. hor.



-a-



-b-

Figure IV.30 : Réponses impulsionnelles de :

a. La photodiode : $V_R = 3 \text{ V}$

b. la tête optique intégrée : $V_{ds} = 3 \text{ V}$, $V_{gs} = -3 \text{ V}$,

$\lambda = 0,58 \text{ }\mu\text{m}$, $F = 80 \text{ kHz}$, $P_L = 100 \text{ nW}$

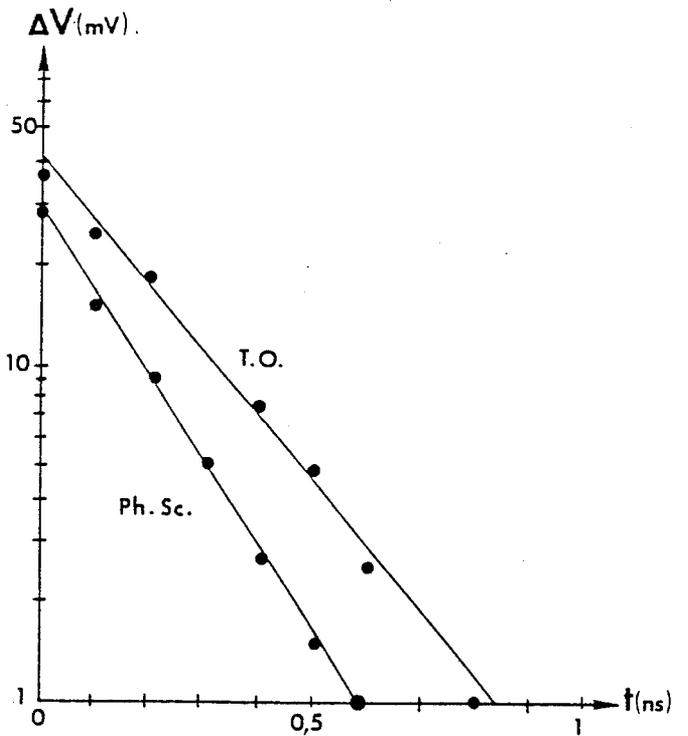
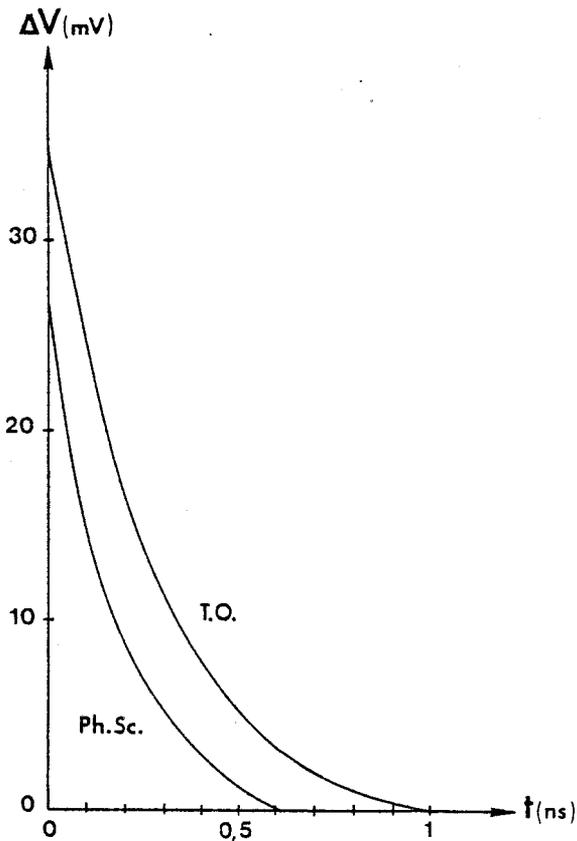


Figure IV.31 : Décroissance temporelle des réponses impulsionnelles de la photodiode et de la tête optique.

a. Tracé linéaire

b. Tracé semi-logarithmique

Le gain d'amplification apporté par le transistor à effet de champ est voisin de 2, pour une résistance de polarisation de 50Ω . Si l'on considère l'expression classique d'amplification du photocourant par le TEC, $g_m R$, une résistance de 50Ω conduirait à une transconductance dynamique de 40 mS , ce qui est compatible avec le tracé de la figure IV.22 c dans les conditions de polarisation de la tête optique en éclairage impulsionnel.

Les temps de montée sont identiques, environ 50 ps , et la comparaison présentée figure IV.31a montre des temps de descente voisins respectivement de 175 ps et 225 ps , pour la photodiode et la tête optique intégrée. Cette augmentation du temps de descente pourrait être due à l'augmentation de capacité provenant de l'association du TEC ($C = 1,5 \text{ pF}$ à -3 V) avec la photodiode ($C = 1 \text{ pF}$ à -3 V).

Les tracés semi-logarithmique des décroissances impulsionnelles de la photodiode et du CI, présentées figure IV.31b, sont conformes à l'analyse simplifiée du chapitre I avec une décroissance temporelle exponentielle de la réponse impulsionnelle.

D'autre part, d'après nos mesures, le temps de réponse (largeur à mi-hauteur de l'impulsion) de la tête optique est de l'ordre de 150 ps , déduction faite du temps de réponse total de l'oscilloscope à échantillonnage. Le temps de réponse de la photodiode seule est inférieur à 100 ps .

b.2.2. Réponse fréquentielle

Le coefficient de réponse de la tête optique, en fonction de la fréquence, est présenté figure IV.32, pour différentes valeurs de résistance de polarisation de grille.

On note les bonnes performances de la tête optique. Elles sont liées à l'amplification apportée par le transistor, effet qui varie selon la valeur de la résistance de polarisation de grille.

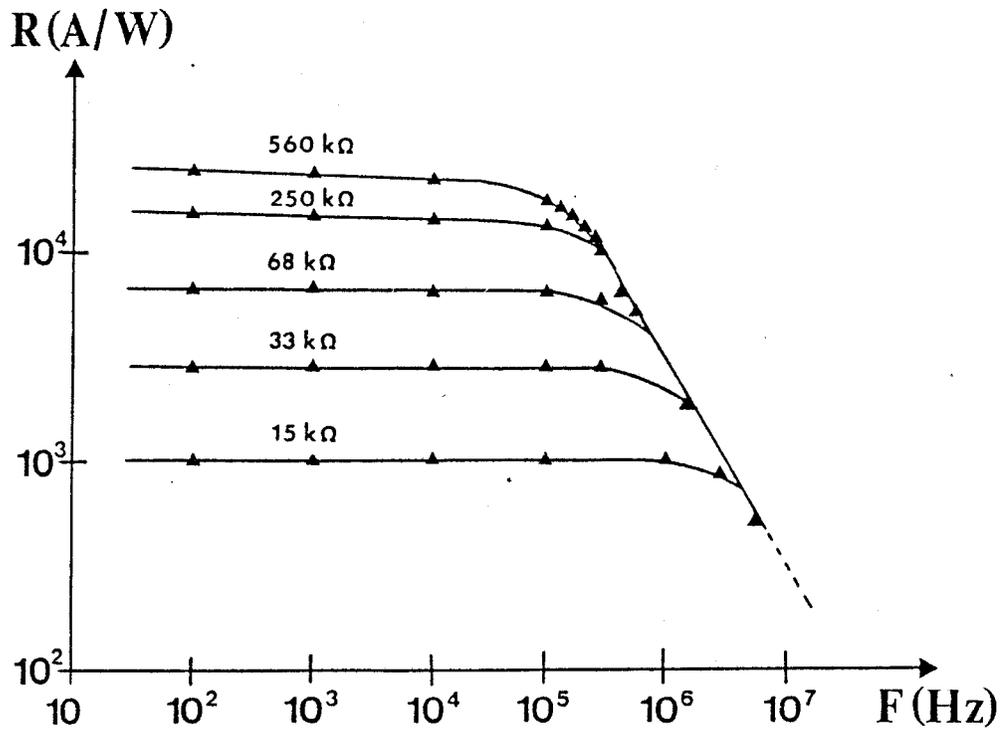


Figure IV.32 : Coefficient de réponse en éclairage modulé, de la tête optique pour différentes valeurs de résistance de polarisation de grille

$\lambda = 0,82\ \mu\text{m}$, $P_L = 9\ \mu\text{W}$, $V_{ds} = 3\text{ V}$, $V_{gs} = -2\text{ V}$

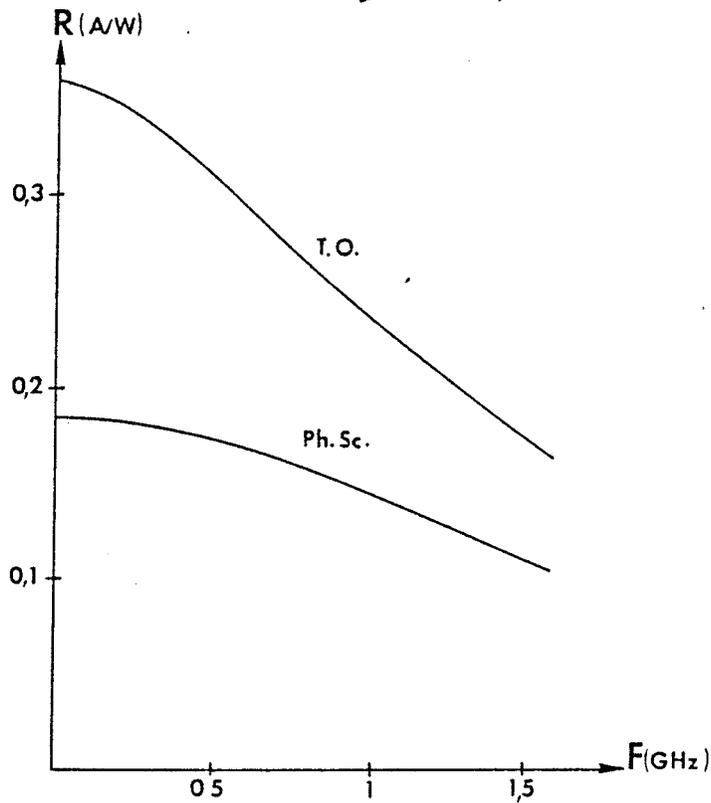


Figure IV.33 : Coefficient de réponse dynamique de la photodiode et de la tête optique, déduit de la réponse impulsionnelle.

Le coefficient de réponse peut être supérieur à 10^4 A/W selon la valeur de cette résistance, R_L , conformément à l'expression (2.61)

$$G = \frac{g_m R_L}{\sqrt{1 + R_L^2 C_T^2 \omega^2}} \quad \text{avec } C_T = C_{ph} + C_a$$

Le coefficient de réponse de la tête optique intégrée, en dynamique est donc donné par

$$\eta_{TO} = \frac{g_m R_L \eta_{ph}}{\sqrt{1 + R_L^2 C_T^2 \omega^2}}$$

où η_{ph} est le coefficient de réponse statique de la photodiode.

Le produit Gain-Bande passante de la tête optique, que nous avons défini au chapitre II, relation 2.63, comme :

$$(G \times B)_{TO} = \frac{g_m}{2\pi(C_a + C_{ph})}$$

est voisin du Gigahertz.

On note figure IV.33, que la fréquence de coupure à - 3 dB du circuit intégré, est inférieure à celle de la photodiode. Contrairement à la réalisation précédente, l'effet de la capacité de grille du TEC n'est pas négligeable devant celui de la photodiode.

c) Bruit de la tête optique

Nous avons effectué des mesures de bruit dans la gamme 10 MHz - 1,5 GHz, figure IV.34, en obscurité et sous éclairement.

Sur cette même figure sont présentés les niveaux de bruit mesurés sur la photodiode et le TEC de la tête optique. Comme pour ce dernier, on constate un important bruit en 1/f pour des fréquences inférieures à 500 MHz, ce bruit tendant à disparaître pour des fréquences supérieures. Ces courbes tendent à montrer que le bruit total de la tête optique est essentiellement

dû au transistor a effet de champ, ce qui est compatible avec les mesures de facteur de bruit, F , effectuées sur le transistor a effet de champ seul dans le même bande de fréquence et où nous avons relevé des valeurs de F supérieures ou égales à 3 dB (§ 4.2.2.c)

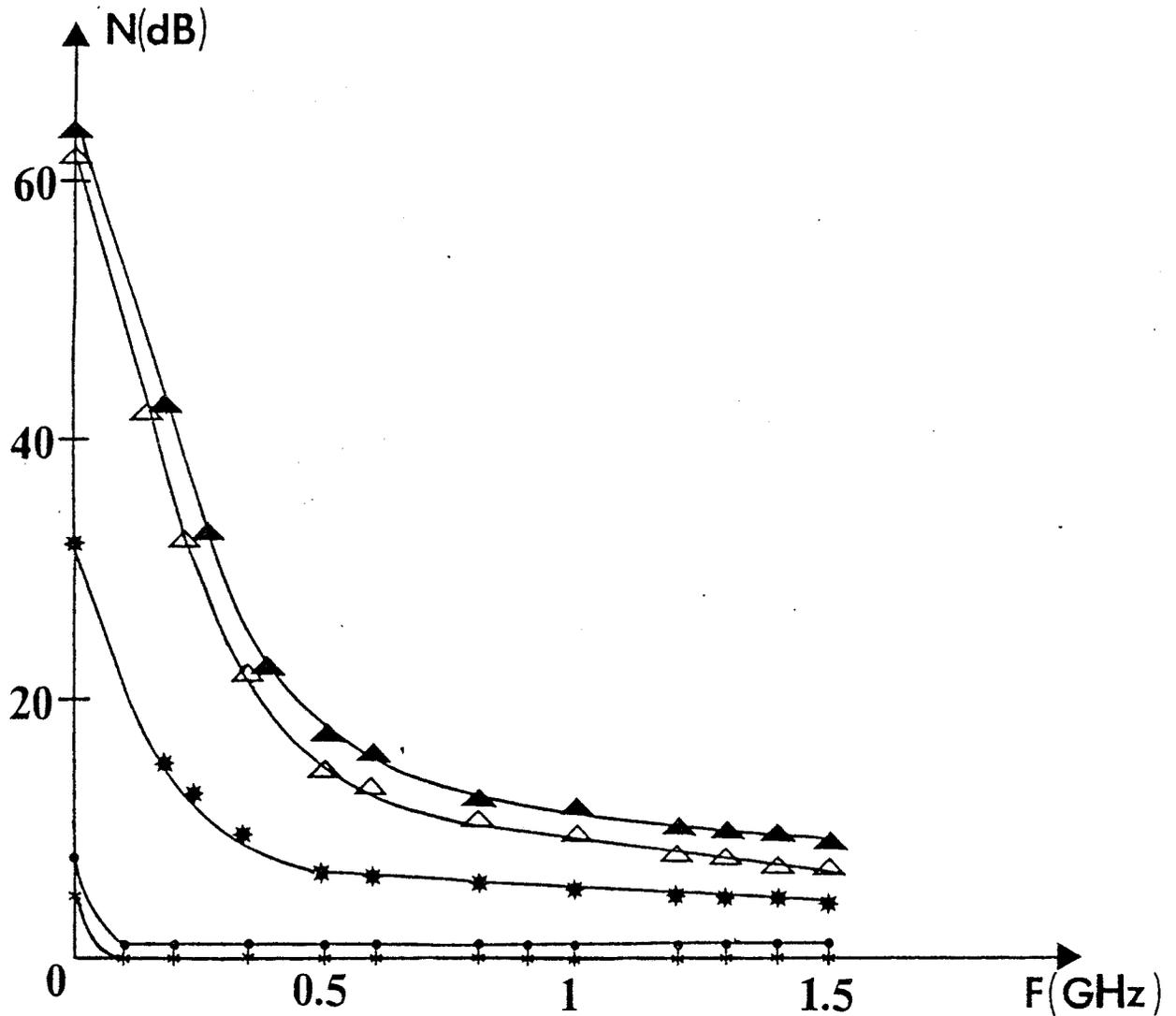


Figure IV.34 : Variations du niveau de bruit en fonction de la fréquence.

a. Photodiode $V_R = 4 V$

*** Obscurité

••• éclairage $\lambda = 0,632\mu m, P_L = 255 \mu W$

b. TEC **

$V_{gs} = -1V, V_{ds} = 4V$

c. Tête optique

$V_{gs} = -1V, V_{ds} = 4V$

△△△ Obscurité

▲▲▲ éclairage $\lambda = 0,632 \mu m, P_L = 255\mu W$

4.2.4. Evaluation de la sensibilité de la tête optique

L'évaluation de la sensibilité de la tête optique est effectuée à $0,85 \mu\text{m}$, en fonction du débit d'informations, pour un montage avec égaliseur ($x = 5,910^{-3}$) et sans égaliseur ($x = 0,7$)

Pour un taux d'erreur de 10^{-9} , elle est donnée par la relation (2.39) où les sources de bruit qui contribuent au bruit de la tête optique, $\overline{i_a^2}$, ont été calculées en utilisant les valeurs mesurées des paramètres de la photodiode et du TEC $900 \mu\text{m}$.

1er cas : gain maximum

Nous évaluons tout d'abord cette sensibilité sans tenir compte des variations du gain avec la fréquence; nous utilisons donc dans les calculs, le g_m statique mesuré noté g_{m0} et la capacité mesurée à 500 MHz.

Les conditions de polarisation correspondant à un gain maximal du TEC, sont d'après § 4.2.2.b :

$$V_{ds} = 3 \text{ V}, V_{gs} = -1,5 \text{ V}$$

Les valeurs mesurées des paramètres dans ces conditions de polarisation sont :

$$g_{m0} = 90 \text{ ms}, I_g = 100 \text{ nA}, C_T = 3 \text{ pF}, f_c = 50 \text{ MHz}$$

Les résultats sont présentés figure IV.35

2ème cas : capacité minimale

Cette fois, les conditions de polarisation sont choisies de manière à ce que la capacité totale de la tête optique soit minimale; elles correspondent d'après la figure IV.25 à :

$$V_{ds} = 3 \text{ V}, V_{gs} = -3 \text{ V}$$

Les paramètres sont alors donnés par :

$$g_{m0} = 10 \text{ mS}, I_g = 300 \text{ nA}, C_T = 1,7 \text{ pF}, f_c = 50 \text{ MHz}$$

Les variations de la sensibilité, dans ces conditions de polarisation, sont données figure IV.35; ici aussi nous n'avons pas tenu compte des variations du gain avec la fréquence.

3ème cas : facteur de mérite maximum

Les calculs sont effectués, en choisissant les conditions de polarisation conduisant à une valeur maximale du facteur de mérite, g_{m0} / C_T^2

Dans ce but, les variations du facteur de mérite g_{m0} / C_T^2 ont été déterminées pour différentes valeurs de tension de grille en tenant compte de l'évolution de la transconductance et des capacités, à une tension V_{ds} de 3 V puisque cette tension correspond à un niveau maximum du g_{m0} pour une tension V_{gs} donnée. Ces variations sont présentées dans le tableau qui suit :

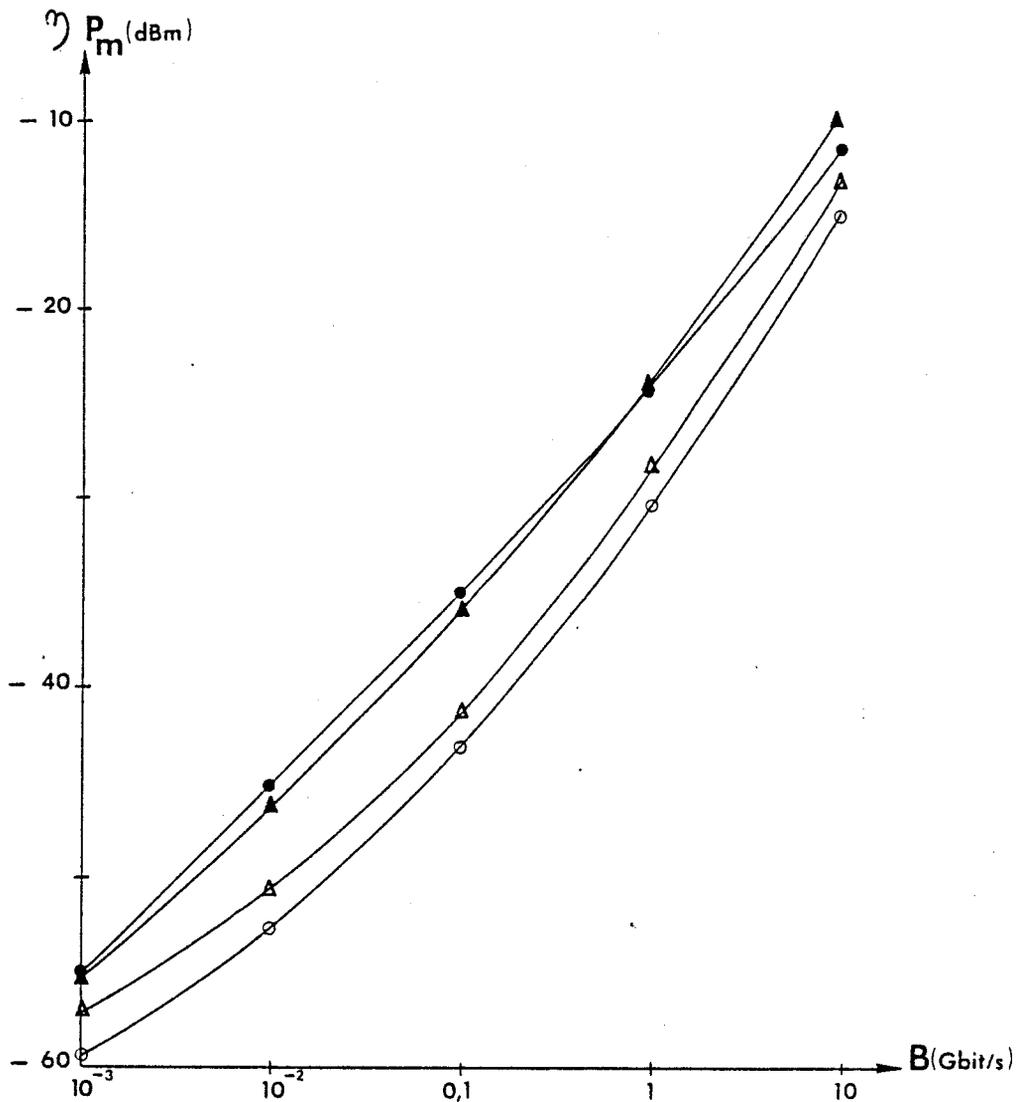


Figure IV.35 : Variations de la sensibilité de la tête optique avec le débit d'informations, sans tenir compte des variations du gain avec la fréquence.

$\lambda = 0,85 \mu\text{m}$, $Q = 6$

- Cas Gain maximum ● ● ● $x = 0,7$ (sans égaliseur)
 ○ ○ ○ $x = 5,910^{-3}$ (avec égaliseur)
- Cas Capacité minimale ▲ ▲ ▲ $x = 0,7$
 △ △ △ $x = 5,910^{-3}$

V_{gs} (V)	- 0,5	- 1	- 1,5	- 2	- 2,5	- 3
g_{mo} (mS)	82	90	86	68	33	10
C_{gd} (pF)	0,22	0,19	0,19	0,2	0,22	0,22
C_{gs} (pF)	1,9	1,8	1,71	1,5	1,16	0,5
C_{ph} (pF)	1,15	1,13	1,1	1,08	1,05	1,03
C_T (pF)	3,27	3,12	3	2,78	2,43	1,75
$g_{mo}/C_T^2 (10^{21})$	7,7	9,3	9,6	8,8	5,6	3,3

Tableau IV.2 : Variations du facteur de mérite g_{mo}/C_T^2 avec la tension de grille à $V_{ds} = 3$ V

Les résultats montrent qu'un facteur de mérite maximum est obtenu dans les conditions de polarisation correspondant à une valeur maximale de la transconductance statique du TEC : $V_{gs} = - 1,5$ V. Ce cas est semblable au premier.

4ème cas : gain maximal dépendant de la fréquence

Nous avons tenu compte dans ce calcul des variations de g_m avec la fréquence, elles sont rappelées tableau IV.3. En tout rigueur, il faudrait également tenir compte des variations de capacité avec la fréquence, celles-ci étant faibles nous les avons négligées.

F (GHz)	0	0,01	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8
g_m (mS)	86	86	82	77,5	73,5	70	66,2	63,5	62,2	57,5
F (GHz)	0,9	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4	4,5	5
g_m (mS)	55	52	41,7	33,2	27,7	23,9	21,2	19,1	17,5	16,1

Tableau IV.3 : Variations de la transconductance avec la fréquence
 $V_{ds} = 3 \text{ V}$, $V_{gs} = - 1,5 \text{ V}$

Les résultats sont présentés figure IV.36.

Dans tous les cas de figure, il apparaît surtout une amélioration de sensibilité d'environ 10 dBm par rapport à la tête précédente. Ce résultat, justifie une fois de plus, la réalisation d'une tête optique pour laquelle la capacité de la photodiode a été diminuée et les phénomènes de diffusion parasite n'interviennent plus.

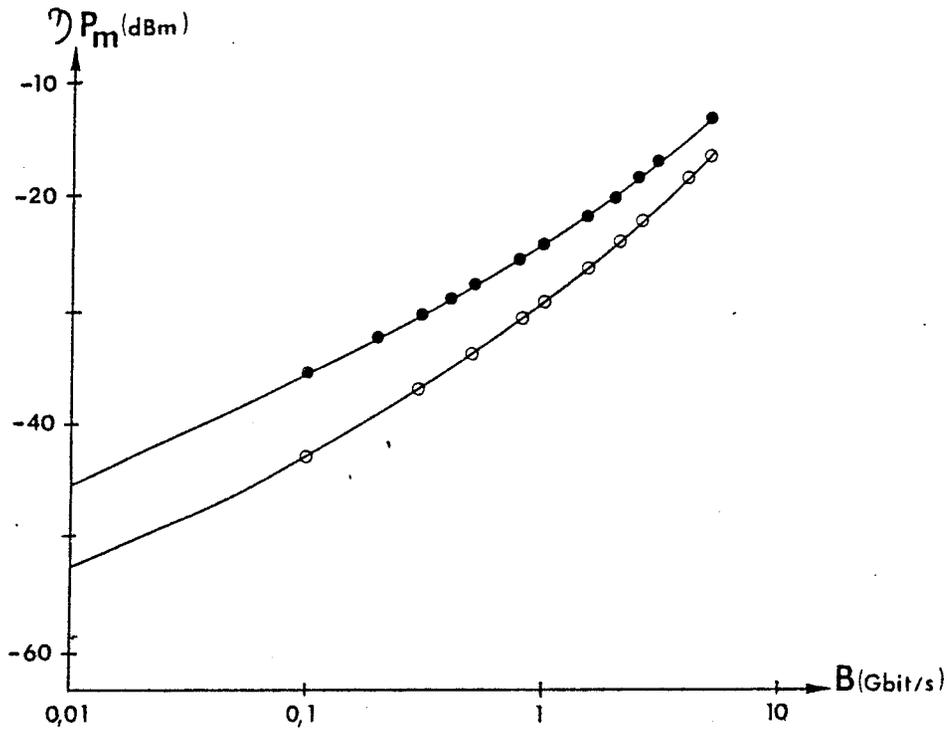


Figure IV.36 : Variations de la sensibilité de la tête optique avec le débit d'informations, en tenant compte des variations du gain avec la fréquence.
 $\lambda = 0,85 \mu\text{m}$, $Q = 6$

Cas Gain maximum ● ● ● $x = 0,7$ (sans égaliseur)
○ ○ ○ $x = 5,910^{-3}$ (avec égaliseur)



4.2.5. Comparaison avec d'autres dispositifs

Compte tenu des performances correctes obtenues avec cette tête optique, nous avons effectué une comparaison entre les niveaux de sensibilité que l'on peut espérer obtenir avec le dispositif et des valeurs expérimentales de la littérature, aussi bien pour des structures de type PIN-FET que photoconducteur FET (PC FET) ou que photodiode à avalanche (PDA) [4-6].

Cette comparaison montre que les sensibilités de notre tête optique sont du même ordre de grandeur, voir supérieures à celles qui ont été obtenues pour d'autres dispositifs.

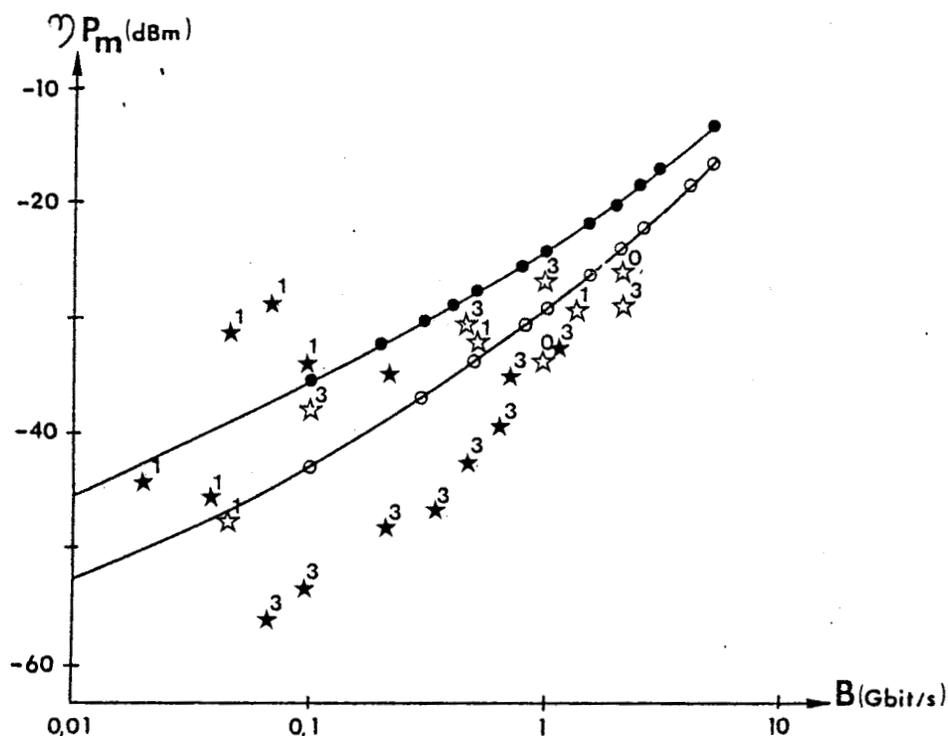


Figure IV.37. : Comparaison du niveau de sensibilité de la tête optique avec d'autres dispositifs

0,85 μ m : \star^3 Si APD, \star^1 Si PIN

1,33 μ m - 1,55 μ m : \star^0 InGaAs PC, \star^3 Ge APD,

\star^1 InGaAs PIN.

CONCLUSION

Nous avons présenté dans ce chapitre une deuxième réalisation de tête optique associant en intégration monolithique sur AsGa une photodiode Schottky et un TEC. Compte tenu des enseignements apportés par les études que nous avons effectuées sur la première réalisation présentée au chapitre III, nous avons proposé une structure dont l'originalité réside essentiellement dans la croissance d'une couche de GaAs non intentionnellement dopée sur une couche classique pour TEC. Cette couche a été réalisée au laboratoire par épitaxie par jets moléculaires. A l'issue de la réalisation technologique et des caractérisations que nous avons effectuées il apparaît que les objectifs que nous nous étions fixés, à savoir :

- diminution de la capacité associée à la photodiode ;
- disparition du phénomène de diffusion des porteurs photocréés.

ont été correctement atteints. Ces améliorations se sont traduites par une réduction du temps de réponse du dispositif, une augmentation de sa fréquence de coupure et une valeur de son coefficient de réponse dynamique qui ne se dégrade pas jusqu'à la fréquence de coupure. De manière plus générale, cette amélioration se traduit par une augmentation de la sensibilité du dispositif.

Le tableau qui suit rassemble des éléments de comparaison entre les résultats obtenus avec les deux dispositifs.

t(ps)	T_R	T_F	Δt
T0 1	250	500	350
T0 2	50	225	150

Tableau IV.4 : Comparaison des caractéristiques des deux dispositifs réalisés.

Caractéristiques impulsionnelles.

Même si des améliorations peuvent être encore obtenues au niveau du photodétecteur, en tentant d'augmenter son rendement quantique et de réduire encore sa capacité, une autre façon de procéder consiste à associer cette photodiode à un TEGFET de manière à obtenir un facteur de mérite, g_m/C_T^2 , le plus élevé possible.

C'est pourquoi, le dernier chapitre de ce travail est consacré à la présentation d'une tête optique intégrée associant en intégration monolithique, une photodiode Schottky de structure identique à celle que l'on vient de réaliser et un TEGFET.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV

- [1] "Properties of Gallium Arsenide"
EMIS Data reviews series n° 2, INSPEC, London and New York, 1986
- [2] "Applications des transistors à effet de champ en Arséniure de Gallium"
R. SOARES, J. OBREGON, J. GRAFFEUIL,
Collection Technique et scientifique des télécommunications, Eyrolles, 1984
- [3] "Conception et réalisation en circuit intégré monolithique AsGa d'un radiomètre microonde miniature"
H. FARHAT,
Thèse de Docteur Ingénieur, Lille, 1984.
- [4] "Optical receivers for light wave communication systems"
M. BRAIN and T.P. LEE
I.E.E.E., Vol ED-32, n° 12, déc. 1985
- [5] Receiver Design for high speed optical - Fiber Systems"
TRAN VAN MUOI
Journal of lightwave technology, vol. LT-2, n° 3, Juin 1984
- [6] "Optical detectors : three contenders",
S.R. FORREST
I.E.E.E. Spectrum, vol. 23, n° 5, mai 1986

Chapitre V

ESSAI DE REALISATION D'UNE TETE OPTIQUE
INTEGREE ASSOCIANT UNE PHOTODIODE SCHOTTKY ET UN TEGFET

INTRODUCTION

On peut se demander si l'utilisation d'un TEGFET [1-2] plutôt que d'un MESFET ne permettrait pas d'augmenter les performances de la tête optique intégrée, aux débits d'information élevés [3]. En effet, les fréquences de transition, $g_m/2\pi C_{gs}$, obtenues avec des TEGFET sont généralement plus élevées que celles obtenues avec des MESFET dans le mesure où la transconductance est plus élevée sans qu'elle s'accompagne d'une forte augmentation de la capacité. La première partie de ce chapitre est donc consacrée à une évaluation de la sensibilité d'une tête optique, constituée d'une photodiode Schottky associée à un TEGFET. Dans une deuxième partie, nous présentons la réalisation technologique correspondante et enfin, dans une dernière partie, quelques premiers résultats expérimentaux obtenus avec ce dispositif.

5.1. INFLUENCE DE L'UTILISATION D'UN TEGFET SUR LA SENSIBILITE DU PHOTORECEPTEUR

Nous effectuons les calculs de sensibilité en fonction du débit d'informations en considérant une photodiode et un MESFET qui sont ceux de la tête optique réalisée au chapitre IV, et un TEGFET dont les caractéristiques ont été déduites après examen de valeurs provenant, soit de la littérature (Thomson CSF, LEP,...) soit de résultats obtenus au laboratoire.

Les valeurs dont nous nous sommes inspirées dans cette estimation, sont rassemblées dans le tableau ci-dessous où nous présentons également des caractéristiques de MESFET réalisés au laboratoire, par souci de comparaison [4].

	MESFET		TEGFET		
	CHS z = 150 μm L _g = 1 μm		CHS* z = 150 μm L _g = 1 μm	autres + z = 200 μm L _g = 0,55 μm	
	61-1-N1	108 t 207	112 t 201	502 t 102	502 t 201
g _m (mS) (2-4GHz)	25,9	41,6	38,9	99,4	80,7
C _{gs} (pF)	0,356	0,345	0,436	0,444	0,309
C _{gd} (pF)	0,037	0,053	0,033	0,022	0,03
f _c (GHz)	11,6	17,8	13,3	35,6	40,3

Tableau V.1

* Les résultats concernant les TEGFET réalisés au CHS sont présentés à titre indicatif et correspondent aux premiers composants réalisés au laboratoire
 + Les valeurs de paramètres présentées ont été mesurées en Centrale de Caractérisation du CHS

Nous avons surtout fait apparaître dans ce tableau les différences qui existent entre le MESFET et le TEGFET au niveau de la transconductance et de la capacité. En ce qui concerne la simulation nous avons supposé que le passage du MESFET au TEGFET s'accompagne d'une forte augmentation de transconductance et d'une augmentation de capacité plus faible. Les valeurs utilisées dans cette simulation sont présentés ci-dessous

	MESFET	TEGFET
g_m (mS)	90	300
C_{gs} (pF)	2	2,5

Tableau V.2 : Valeurs des paramètres g_m et C_{gs} utilisées dans notre simulation

Pour les autres paramètres : C_{ph} , f_c , I_g , Γ , nous reprenons les valeurs du chapitre IV, qui valent respectivement 1 pF, 50 MHz, 100 nA, 1,75, de façon à n'étudier que l'influence des variations de g_m et de capacité.

Les résultats sont présentés, figure V.1, où nous avons considéré les deux cas :

- sans égaliseur, $x = 0,7$
- avec égaliseur, $x = 5,9 \cdot 10^{-3}$

On constate que l'amélioration apportée par l'utilisation d'un TEGFET dont les caractéristiques seraient celles du tableau V.2 apparaît pour des débits d'information élevés ($B > 1$ Gbit/s) aussi bien pour le montage avec égaliseur que sans égaliseur. Cette amélioration est due essentiellement à une réduction du bruit de canal du transistor, bruit prépondérant à ces fréquences.

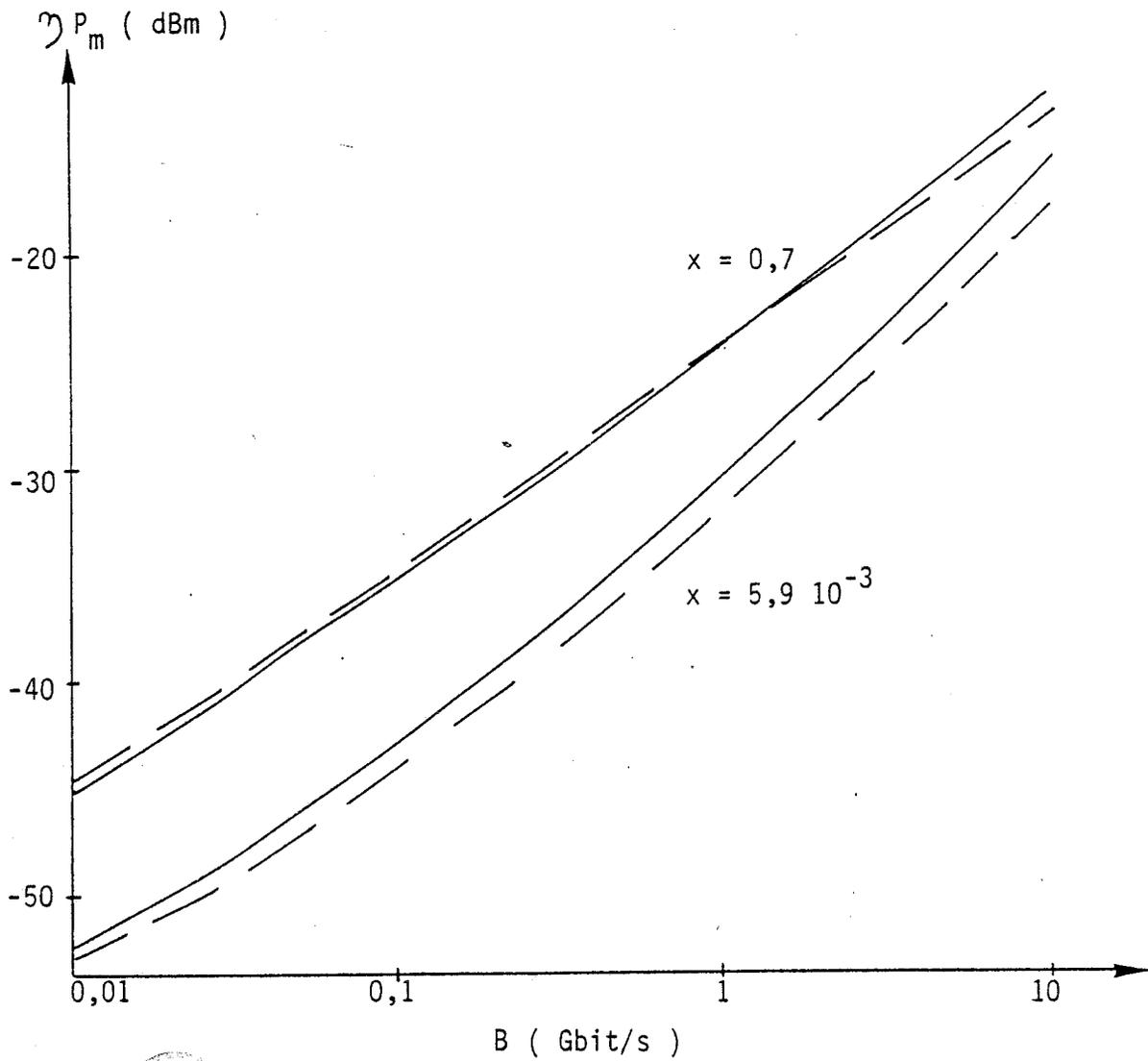


Figure V.1. : Comparaison des niveaux de sensibilité d'un MESFET et d'un TEGFET;

———— : MESFET
----- : TEGFET

Nous avons également effectué des simulations avec d'autres valeurs pour la capacité de grille du TEGFET, sans modifier les autres paramètres du MESFET et du TEGFET. Il apparaît que lorsque la capacité de grille augmente dans les mêmes proportions que la transconductance la sensibilité du dispositif se dégrade quelque soit le débit d'informations envisagé (< 1,2dBm). Nous avons pris en considération ce cas puisque des expressions théoriques simplifiées de la capacité grille-source, C_{gs} , et de la transconductance, g_m , sont données selon [5] par :

$$g_m = \alpha \frac{\epsilon z v_{\hat{a}}}{A} \quad \text{et} \quad C_{gs} = \alpha \frac{\epsilon z (L_g + 2A)}{A}$$

ou A représente :

- l'épaisseur de la couche active GaAs dans le cas d'un MESFET (1000 à 1500 Å)
- l'épaisseur de la couche GaAs dans le cas d'un TEGFET (400 à 600 Å)

Ces expressions montrent que g_m et C_{gs} devraient être plus importants, approximativement dans les mêmes proportions pour un MESFET que pour un TEGFET.

Il n'y aura donc augmentation des performances de la tête optique, que dans la mesure où l'augmentation de transconductance ne s'accompagne que d'une faible augmentation de capacité du transistor. Ce résultat montre une fois de plus, l'importance de la valeur de la capacité sur la sensibilité du dispositif.

Compte tenu des améliorations possibles, nous avons tenté de réaliser une nouvelle tête de réception associant en intégration monolithique une photodiode Schottky et un TEGFET. L'objet du paragraphe suivant est de présenter les principales étapes de la réalisation technologique de ce dispositif.

Dopage		Epaisseur
	GaAs n.i.d.	1 μm
$2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	GaAs n^+	0,2 μm
$3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	GaAlAs n^+ x=0,2	500 \AA
	GaAlAs n.i.d. x=0,2	50 \AA
	GaAs n.i.d.	1 μm
	GaAs S.I.	

Figure V.2. ; Matériau utilisé
(couches épitaxiées par jets moléculaires)

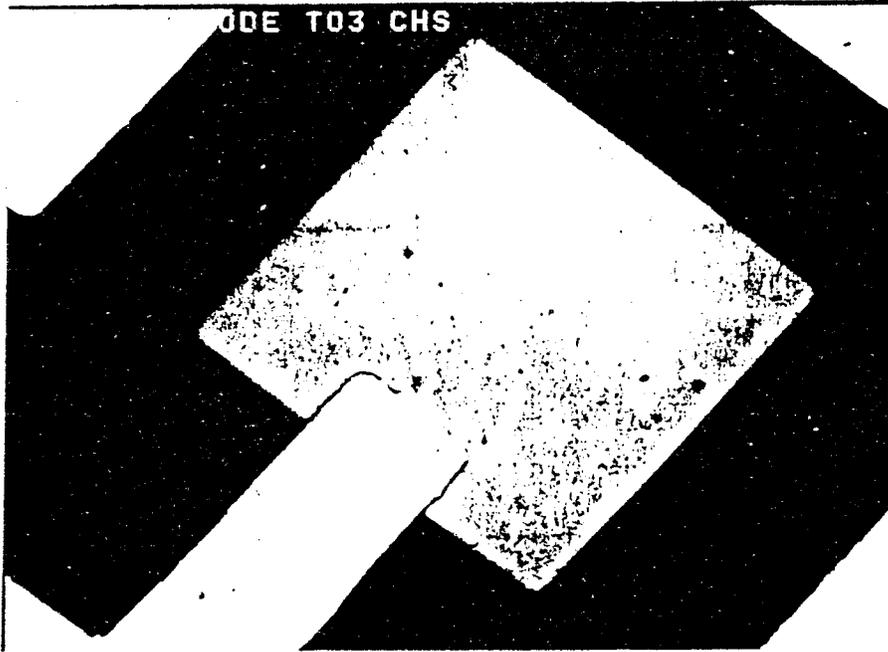
5.2. REALISATION TECHNOLOGIQUE DU DISPOSITIF

Le nombre d'étapes (8) et les masques correspondant sont identiques à ceux de la réalisation précédente. L'épitaxie utilisée est différente, les couches de GaAs pour TEC étant remplacées par des couches GaAlAs/GaAs pour TEGFET. La structure de de matériau est présenté, figure V.2, où on distingue :

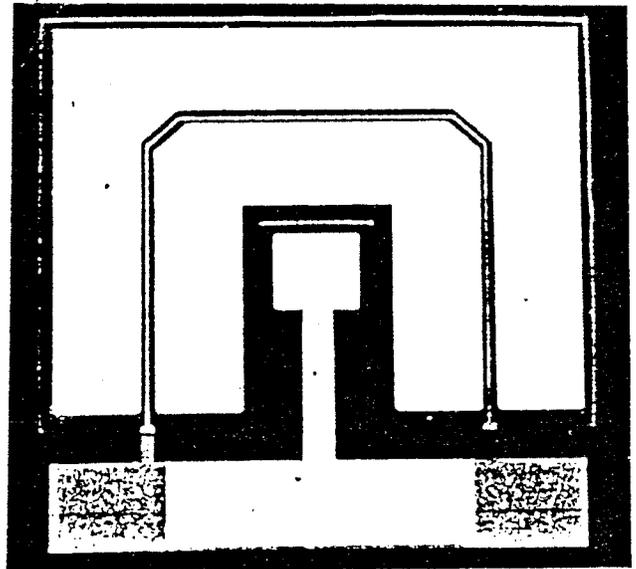
- une couche GaAs nid, pour la détection optique ;
- une couche GaAs dopée n^+ , qui joue le rôle d'électrode collectrice de photocourant et permet la réalisation de bons contacts ohmiques ;
- une couche GaAlAs dopée n^+ ;
- une couche GaAlAs, nid, très fine (spacer) ;
- une couche GaAs, nid.

Les différentes étapes de la réalisation technologique de ce circuit intégré sont toutes identiques à celles de la réalisation précédente, à l'exception de l'attaque correspondant au recess de grille du TEGFET. Elles sont résumées ci-dessous :

- attaque 'mésa' de la couche GaAs nid (environ 1 μm)
- attaque 'mésa' de dégagement
- métallisation des contacts ohmiques : AuGe 2000 Å
Ni 300 Å
- attaque du canal de la grille
- métallisation de la grille : Ti 300 Å^o
Pt 300 Å^o
Ti 300 Å^o
Au 2100 Å^o
- métallisation du contact Schottky de la photodiode :
Ti : 100 Å^o - Pt : 150 Å^o
- dépôt et attaque du polyimide
- métallisation des plôts d'épaississement : Ti 300 Å^o
Pt 300 Å^o
Ti 300 Å^o
Au 2500 Å^o



Contact Schottky de
la photodiode.



Vue d'ensemble de
la tête optique.



Descente de grille

Figure V.3. : Aspects du composant terminé

En ce qui concerne l'attaque du canal de la grille du TEGFET (Etape IV), elle est effectuée par voie chimique; la solution utilisée est une solution sélective qui attaque la couche GaAs n⁺ et une petite épaisseur (100 Å) de la couche Ga Al As n⁺.

Quelques photographies prises au microscope électronique à balayage montrent, figure V.3, l'aspect de la tête optique terminée et quelques détails correspondant à la descente de grille et au contact Schottky de la photodiode.

5.3. PREMIERS RESULTATS EXPERIMENTAUX

5.3.1. Caractéristiques électriques

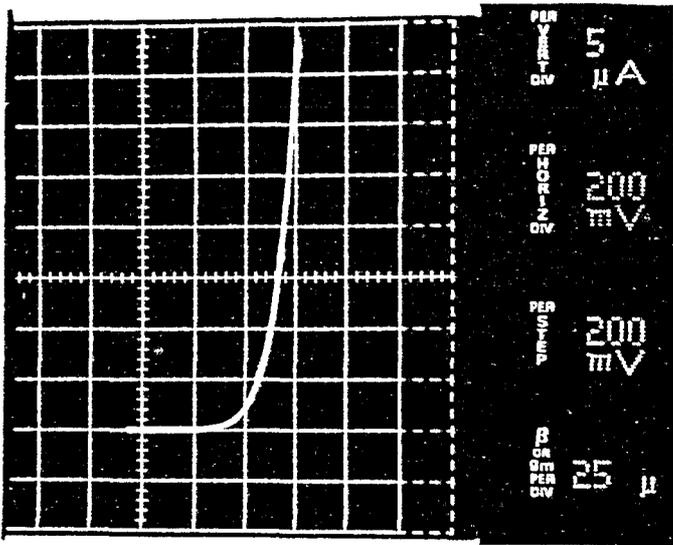
Malgré le très bon aspect optique des échantillons, nous avons pu constater un pourcentage de réussite beaucoup plus faible que dans le cas de la réalisation précédente, et une forte dispersion des résultats obtenus. Nous donnons à titre d'exemple figure V.4, quelques caractéristiques I(V) relevées au traceur de courbes, de la photodiode de test, du TEGFET et de la tête optique intégrée.

Les premières caractérisations montrent que :

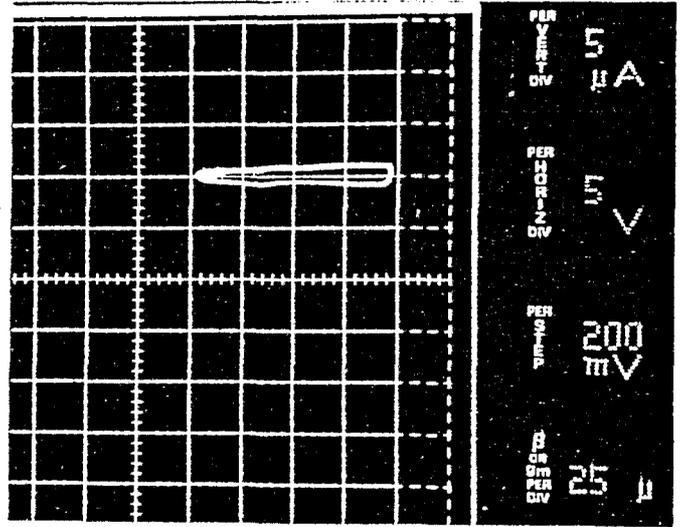
- le contact Schottky de la photodiode de test présente des caractéristiques assez semblables à celles de la photodiode de la réalisation précédente.
- la transconductance du TEGFET n'est pas supérieure à celle du MESFET de la tête optique précédente (T0 2).
- L'association de la photodiode et du TEC ne modifie pas les caractéristiques $I_{ds} = f(V_{ds})$, du TEC.

Compte tenu des objectifs que l'on espérait atteindre, en particulier une augmentation de la transconductance, nous pouvons dès à présent prévoir que les performances de la tête optique ne seront pas améliorées dans les proportions que pouvaient laisser espérer la simulation effectuée dans la première partie de ce chapitre.

- a -

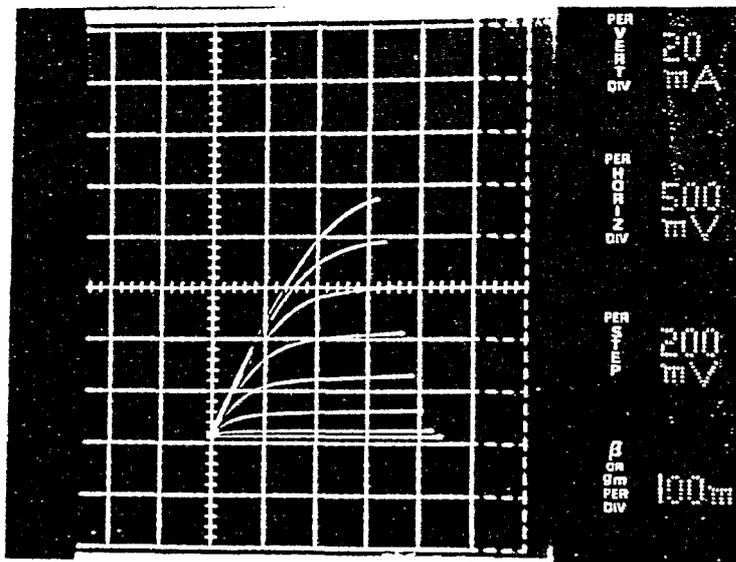


- b -



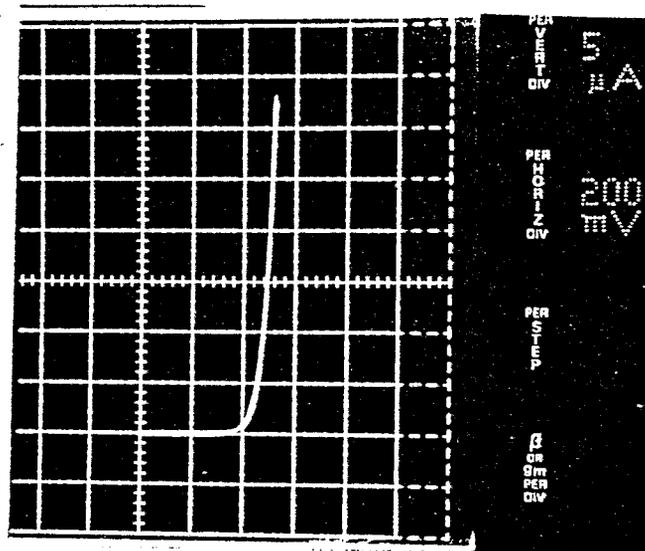
Photodiode Schottky

Caractéristiques I(V) : a- polarisation directe
b- polarisation inverse.

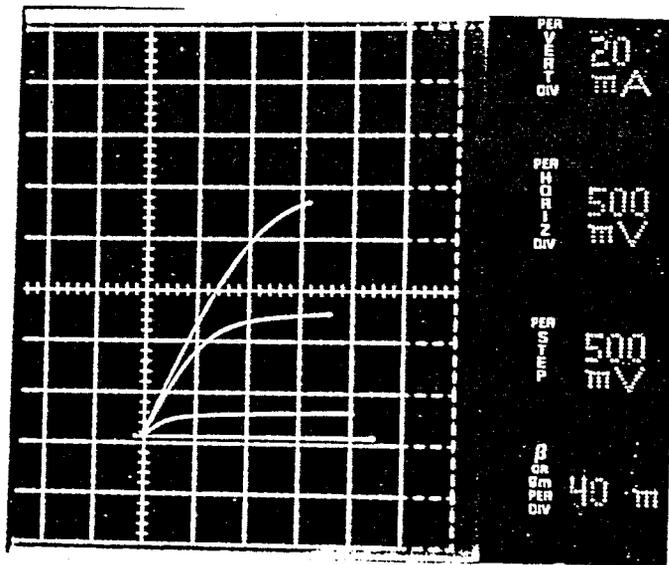


TEGFET

Caractéristiques $I_{ds} = f(V_{ds})$ pour différentes valeurs de V_{gs}



- a -



- b -

Tête Optique

- a- Barrière en direct du contact: grille-photodiode.
- b- Caractéristiques $I_{ds} = f(V_{ds})$ pour différentes valeurs de V_{gs} .

Figure V.4. : Caractéristiques I(V) relevées au traceur de courbes

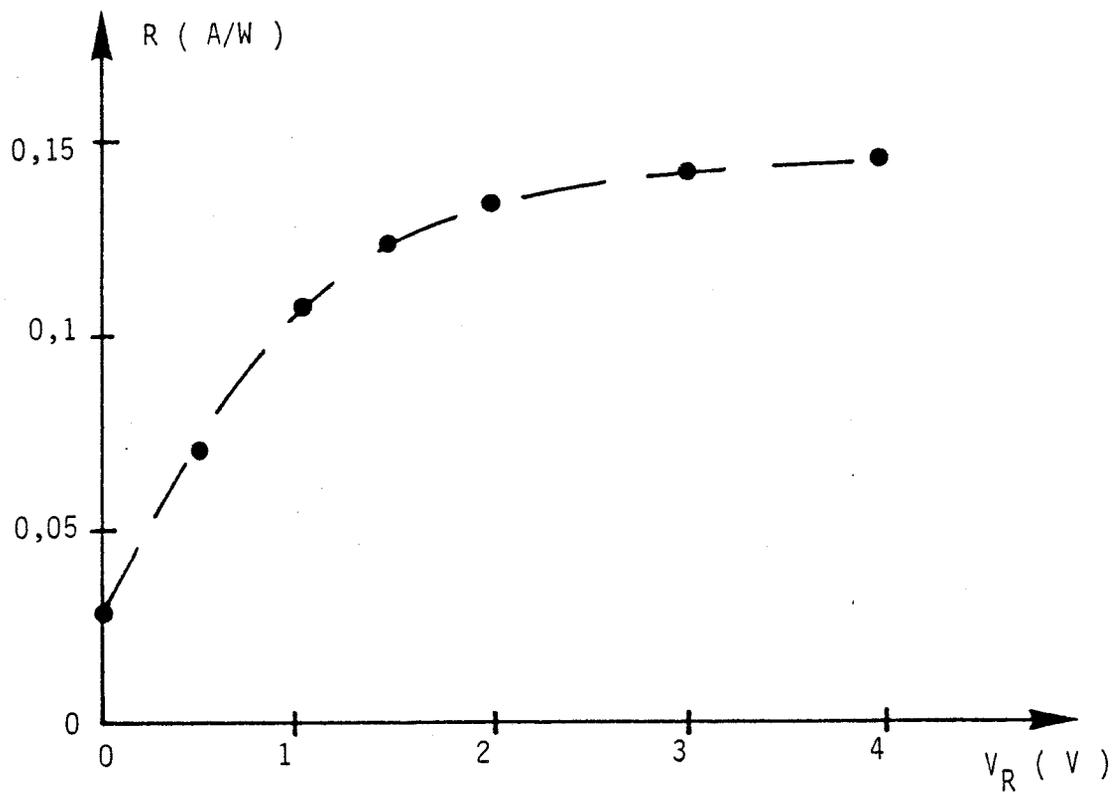


Figure V.5. : Variations du coefficient de réponse statique avec la tension de polarisation inverse, V_R
 $\lambda = 0,82 \mu\text{m}$, $P_L = 380 \mu\text{W}$

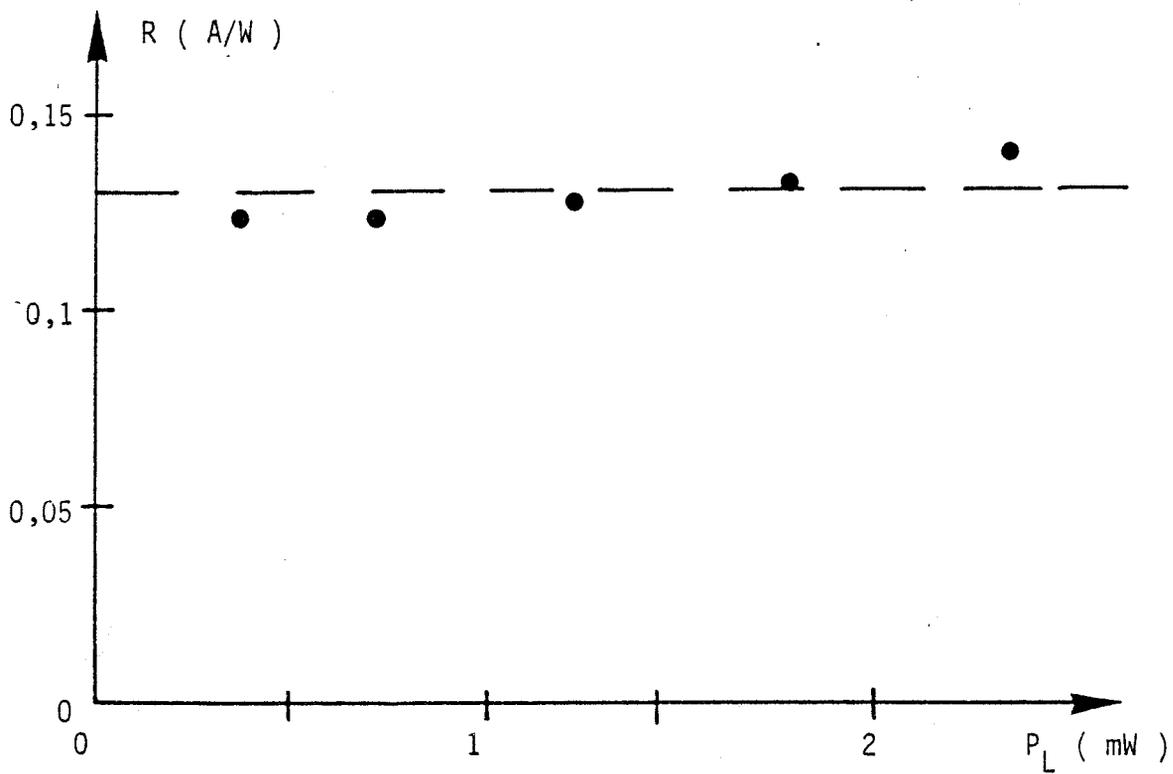


Figure V.6. : Variations du coefficient de réponse statique avec la puissance lumineuse
 $\lambda = 0,82 \mu\text{m}$, $V_R = 4 \text{ V}$

5.3.2. Caractéristiques optoélectroniques

a) Caractérisation statique

Nous avons effectué des mesures du coefficient de réponse statique de la photodiode, à la longueur d'onde $\lambda = 0,82 \mu\text{m}$, à l'aide d'un laser à semiconducteur Thomson CSF. Les résultats sont présentés en fonction de la tension de polarisation inverse, V_R , figure V.5., et pour différentes puissances lumineuses figure V.6. On constate que les valeurs de coefficient de réponse aux plus faibles tensions de polarisation inverse sont inférieures à celles obtenues avec la photodiode de la seconde réalisation, avant d'atteindre des valeurs comparables. Ce résultat pourrait être dû à l'existence d'une zone déserte dont l'épaisseur est inférieure à celle de la couche GaAs nid et à celle de la zone déserte de la photodiode de la réalisation précédente dans les mêmes conditions de polarisation. Ce phénomène pourrait être la conséquence d'un dopage résiduel de la couche GaAs photodéetectrice, supérieur à celui de la couche utilisée pour la deuxième réalisation.

La figure V.6. montre les bonnes propriétés de linéarité de la photodiode.

b) Caractérisation impulsionnelle

Nous présentons maintenant la réponse impulsionnelle de la photodiode. Cette expérience a été effectuée à la longueur d'onde $0,82 \mu\text{m}$ à l'aide d'un laser à semiconducteur. La fréquence de répétition des impulsions électriques est de 250 MHz. Cette valeur a été choisie de manière à s'approcher le plus possible des conditions de transmission numérique à haut débit d'informations pour la longueur $0,82 \mu\text{m}$.

Bien que cette réponse impulsionnelle soit compatible avec la fréquence de répétition des impulsions figure V.7, il apparaît que le temps de réponse (largeur à mi-hauteur) de la photodiode est notablement plus important que celui obtenu avec la photodiode de la réalisation précédente.

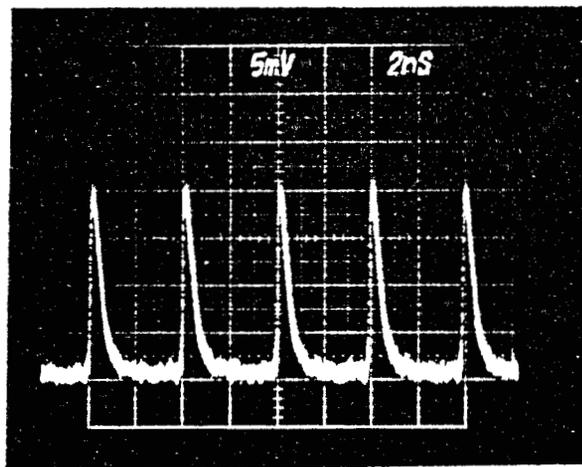
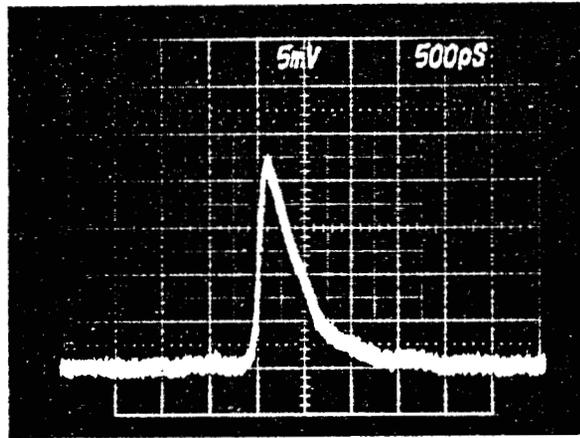


Figure V.7. : Réponse impulsionnelle de la photodiode

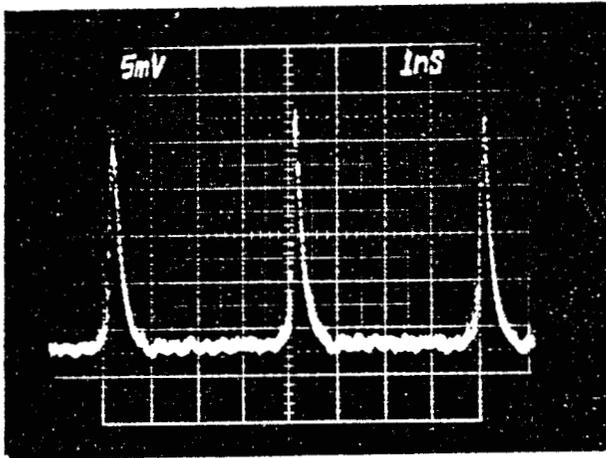
$\lambda = 0,82 \mu\text{m}$, $F_R = 250 \text{ MHz}$
 $V_R = 4 \text{ V}$

Afin de s'assurer que cette augmentation de la largeur de l'impulsion n'est pas due au laser à semi-conducteur, nous avons mené la même expérience avec une photodiode de la deuxième réalisation. La comparaison est présentée figure V.8., où l'on constate que le temps de réponse est due essentiellement à une augmentation du temps de descente de l'impulsion (200 ps pour la photodiode 2 et 600 ps pour la photodiode 3) alors que les temps de montée sont sensiblement du même ordre de grandeur (environ 100 ps).

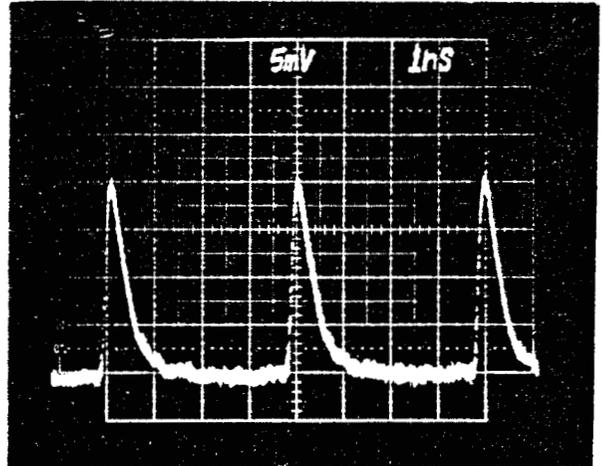
En ce qui concerne le temps de montée, sa valeur est compatible avec l'analyse du chapitre I et liée au temps de transit des porteurs dans la structure. Il n'est donc pas surprenant de trouver des valeurs identiques puisque les épaisseurs de couche active GaAs des deux photodiodes sont très voisines. La comparaison des temps de montée obtenues, pour les deux photodiodes, avec le laser à semiconducteur et le laser picoseconde montre une augmentation dans le cas du premier : elle pourrait provenir du temps de réponse du laser à semiconducteur.

En ce qui concerne le temps de descente dans l'analyse proposée au chapitre I il est relié à la capacité de la photodiode. On peut donc penser que cette augmentation du temps de descente provient d'une augmentation de la capacité de la photodiode, probablement due à une diminution de la zone déserte sous le contact Schottky et donc à un dopage résiduel relativement important. Le résultat est compatible avec l'analyse proposée pour les variations du coefficient de réponse aux plus faibles tensions de polarisation inverse, V_R .

Cette analyse est encore confirmée par les variations que nous avons pu observer sur l'impulsion : une augmentation de l'intensité de l'impulsion et une diminution du temps de descente lorsque V_R augmente. Par contre ces deux effets n'ont pu être relevés lors de la caractérisation impulsionnelle de la photodiode 2. Ces deux phénomènes sont ici encore, probablement, la conséquence d'un dopage résiduel plus élevé pour la couche de la troisième réalisation que pour la couche de la deuxième réalisation.



- a -



- b -

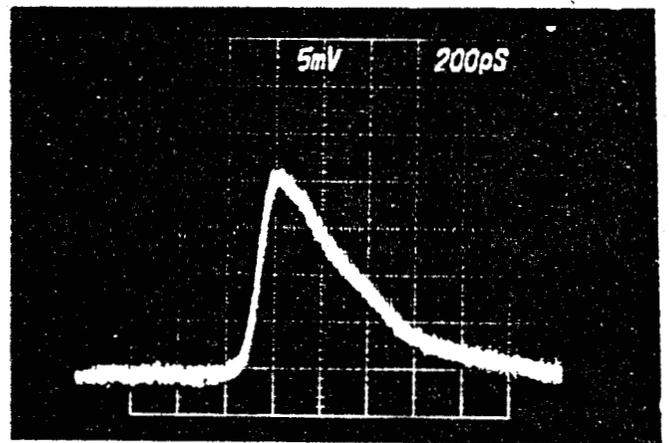
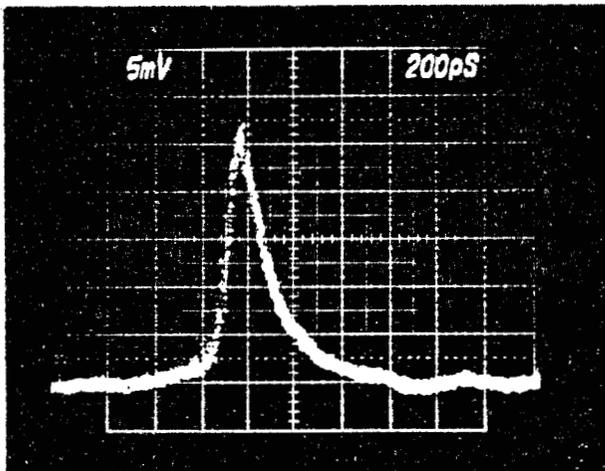


Figure V.8. : Comparaison des réponses impulsionnelles des photodiodes TO 2 et TO 3

$\lambda = 0,82 \mu\text{m}$, $F_R = 250 \text{ MHz}$, $V_R = 4 \text{ V}$

- a. Photodiode TO 2
- b. Photodiode TO 3

Bien que les performances en temps de réponse de cette photodiode soient plus modestes que celles de la photodiode 2, nos mesures effectuées à 250 Mbit/s montrent que son utilisation est encore envisageable sans interférence intersymbole, pour des débits de l'ordre de 750 Mbit/s. Cette limite est bien sur repoussée à des débits bien supérieurs, de l'ordre de 1,25 Gbit/s d'après la figure V.9. pour la photodiode 2. Des valeurs plus élevées pourraient probablement être atteintes, sans dégradation du taux d'erreur : 1,5 Gbit/s et 2,5 Gbit/s respectivement avec un code NRZ.

Compte tenu des performances plutôt moyennes de la photodiode, aussi bien en caractérisation statique qu'en caractérisation dynamique, qui sont probablement corrélées à une valeur de la capacité de la diode, relativement forte, il est illusoire avec un TEGFET dont la transconductance ne dépasse pas celle du MESFET de la réalisation précédente, d'espérer obtenir un circuit intégré dont les performances soient meilleures. On peut estimer que la capacité de la photodiode serait trois fois plus élevée que celle du circuit précédent et par conséquent, pour un TEC présentant les mêmes caractéristiques on doit s'attendre à obtenir une dégradation de la sensibilité de plusieurs dBm (environ -2dBm à 1 Gbit/s). Nous avons donc limité nos caractérisations à la photodiode.

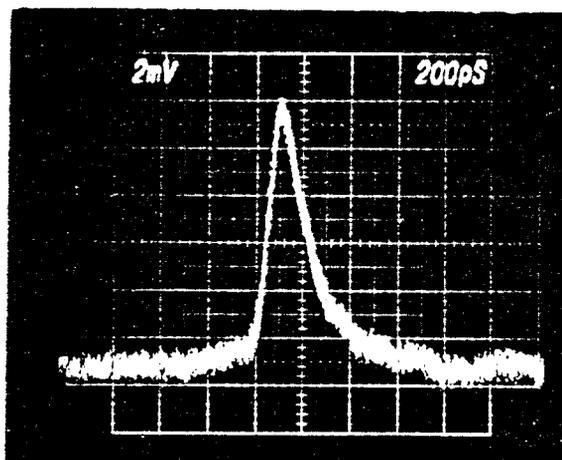
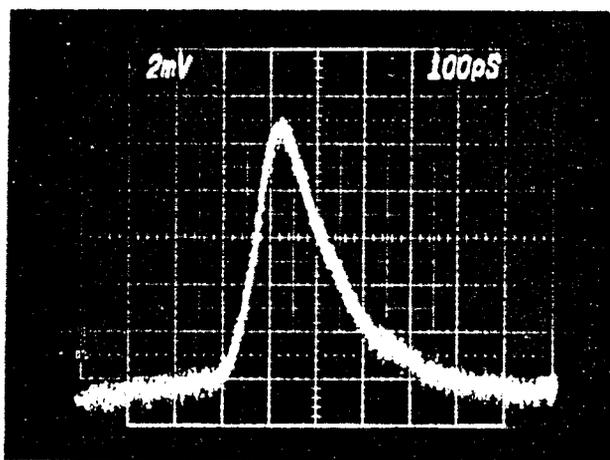


Figure V.9. : Autres réponses impulsionnelles obtenues avec la photodiode de la tête optique 2 (T O 2) ;

$$\lambda = 0,82 \mu\text{m} , F_R = 250 \text{ MHz}.$$

CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons tout d'abord montré dans quelle mesure l'utilisation d'un TEGFET permettrait d'améliorer les performances d'une tête de réception. Il apparaît que l'association d'une photodiode Schottky et d'un TEGFET ne peut se concevoir que dans la mesure où l'accroissement de la transconductance du transistor ne s'accompagne pas d'une forte augmentation de la capacité grille - source.

Nous avons ensuite présenté une première réalisation d'un tel circuit intégré et procédé à quelques caractérisations statiques et dynamiques qui montrent que cette tête optique (T0 3) ne présente pas des performances du niveau de celles qu'on pouvait espérer et en tout cas qui ne sont pas meilleures que celles de la tête optique précédente (T0 2).

Cependant, à notre avis, ces performances assez modestes ne mettent pas du tout en cause la structure proposée puisque deux photodiodes de conception identique ont conduit à des résultats très différents selon qu'elles proviennent de la seconde ou de la troisième réalisation.

La voie de l'intégration monolithique d'une photodiode à un TEGFET pourrait donc être retenue dans les limites énoncées dans ce chapitre.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE V

- [1] "Two dimensionnal electron gas MESFET structure"
D. DELAGEBEAUDEUF et al.
El. Lett., vol. 6, p. 667-668, 1980
- [2] "A new field effect transistor with selectively doped GaAs/n - AlGaAs heterojunction"
T. MIMURA et al.
J.J.A.P., vol. 19, n° 5, p. 225-227, 1980
- [3] "Transistor à gaz d'électrons bi-dimensionnel : application en hyperfréquences et en logique rapide"
N.T. LINH
Applications des transistors à effet de champ en Arséniure de Gallium,
Chap. 10, Editions Eyrolles, 1984.
- [4] Centre Hypertréquences et semiconducteurs (C.H.S.)
Rapport d'activité, Juin 1985.
- [5] "Propriétés physiques et performances potentielles des composants submicro-
niques à effet de champ : structures conventionnelles et à gaz d'électrons
bi-dimensionnel"
A. CAPPY,
Thèse d'Etat, Lille, 1986.

Conclusion

Dans la recherche de la définition d'un photorécepteur qui soit le plus sensible possible pour des débits d'informations élevés (supérieurs ou de l'ordre du gigabit par seconde) à la longueur d'onde de $0,8 \mu\text{m}$, nous avons proposé une solution qui consiste à associer en intégration monolithique sur Arséniure de Gallium, une photodiode Schottky et un transistor à effet de champ monté en source commune.

Avant d'entreprendre une réalisation technologique proprement dite, nous avons estimé les performances en sensibilité qui pouvaient être attendues pour un tel dispositif, cette estimation se fondant sur les travaux de S.D. PERSONICK. Il apparaît à l'issue de nos différentes simulations que la contribution essentielle du bruit du photorécepteur provient, pour les plus faibles débits d'informations, du bruit thermique associé à la résistance de polarisation de grille et aux débits plus élevés, supérieurs au Gbit/s, du bruit de canal du TEC. Ces différents résultats montrent l'importance que l'on doit accorder à la valeur de la capacité de la photodiode associée à la grille du transistor, quel que soit le débit d'informations envisagé. Les meilleures sensibilités seront obtenues pour des capacités, photodiode - TEC, les plus faibles possibles et des transconductances les plus élevées conformément à l'expression du facteur de mérite du photorécepteur, défini par le rapport : g_m / C_T^2

Nous avons ensuite procédé à la réalisation d'un premier circuit intégré, associant une photodiode Schottky et un TEC, sur une épitaxie classique pour TEC, cette première réalisation ayant pour but d'étudier la faisabilité de ce type de dispositif. Les résultats obtenus à l'issue des caractérisations effectuées, ont montré deux limites importantes : une forte valeur de la capacité de la photodiode Schottky puisqu'elle a été réalisée sur une couche de type n et un phénomène de diffusion des porteurs photocréés qui réduit considérablement le rendement quantique aux fréquences élevées. Malgré une valeur correcte de la transconductance du TEC (≈ 80 ms), il en résulte des performances relativement modestes du photorécepteur qui se traduisent par : un temps de réponse assez long ($\Delta t \approx 350$ ps), une fréquence de coupure à - 3 dB inférieure au Giga-hertz, un rendement quantique dynamique voisin de 0,25 pour des fréquences comprises entre 30 MHz et 300 MHz et une valeur estimée de la sensibilité interne à 140 Mbit/s de 30,8 dBm dans le meilleur des cas, sans égaliseur.

Compte tenu des enseignements apportés, à la fois par cette première réalisation et par la simulation que nous avons effectuée nous avons ensuite proposé une nouvelle structure de tête de réception, associant en intégration monolithique une photodiode Schottky en structure 'méso' et un transistor à effet de champ. Ce circuit intégré a été réalisé sur couches spéciales épitaxiées au laboratoire par EJM ; elle est constituée d'une couche nid déposée sur des couches classiques pour TEC. Nos résultats expérimentaux ont montré que les objectifs que nous nous étions fixés, à savoir : diminution de la capacité associée à la photodiode et disparition du phénomène de diffusion des porteurs photocréés, ont été correctement atteints. Ces améliorations se sont traduites par une réduction du temps de réponse du dispositif (≈ 150 ps), une augmentation de sa fréquence de coupure (≈ 1 GHz) et une valeur de son coefficient de réponse dynamique qui ne se dégrade pas jusqu'à la fréquence de coupure. De manière plus générale, nous avons estimé la sensibilité du dispositif et comparé à des valeurs de sensibilité obtenues avec des dispositifs réalisés dans d'autres laboratoires (PINFET, Photoconducteur FET, PDA). Nos estimations montrent que les améliorations en sensibilité qui sont obtenues avec cette structure sont de 7 dBm par rapport à la structure précédente, les niveaux de sensibilité deviennent dans ce cas, comparables à ceux obtenus avec des dispositifs plus classiques

Nous nous sommes alors demandé si, pour améliorer encore les sensibilités, notamment aux hautes fréquences de répétition, une solution ne consistait pas à remplacer le TEC conventionnel par un TEC à gaz d'électrons bi-dimensionnel. En effet, on peut espérer dans ce cas là obtenir des valeurs de transconductance plus élevées sans que la valeur de la capacité de grille ne soit trop augmentée, et ainsi obtenir un facteur de mérite, g_m/C_T^2 , plus élevé de façon à diminuer le bruit de canal du TEC qui est prépondérant aux hautes fréquences. Cette hypothèse a été vérifiée par simulation dans la mesure où la variation de capacité est très faible et nous avons procédé à un premier essai de réalisation d'un tel type de circuit intégré. A l'issue de nos différentes caractérisations, il apparaît que les performances du dispositif ne sont pas à la hauteur de celles que l'on pouvait espérer. Cependant, nous avons pu constater que les performances assez modestes obtenues n'étaient pas dues à la structure même du circuit intégré et on peut donc penser qu'une telle conception serait une solution intéressante pour la photoréception à débit d'informations élevé.

Ces dispositifs ont été conçus de manière à réaliser une fonction de photoréception, avec éclairage par le dessus. Cependant, même si on peut envisager améliorer de manière très nette le dispositif d'amplification associé au photodétecteur, afin d'augmenter la sensibilité du photorécepteur dans le domaine des fréquences de répétition très élevées, il apparaît des limites liées au photodétecteur proprement dit et qui sont :

- temps de transit des porteurs photocréés ;
- capacité de la photodiode.

Dans une structure de type 'mésa' avec un éclairage par le dessus, il semble difficile de concilier un temps de transit court et une faible valeur de la capacité puisque la diminution du temps de transit s'accompagne d'une augmentation de capacité et inversement ; en outre, une diminution du temps de transit passe la plupart du temps par une réduction de l'épaisseur de la couche active et donc du rendement quantique. Pour palier à ces différents inconvénients, une solution serait peut-être de réaliser des photodétecteurs qui puissent être éclairés par la tranche, le photodétecteur étant réalisé en association avec un guide optique. Déjà, des premiers dispositifs ont été réalisés [1-3] et on peut envisager l'association en intégration monolithique, photodiode - guide optique et transistor à effet de champ voire TEGFET.

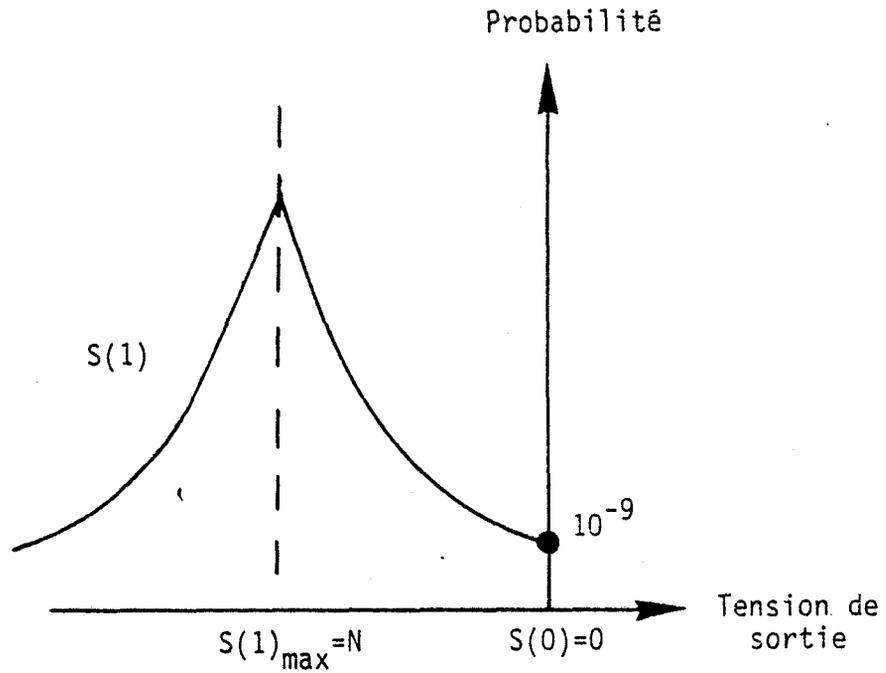
BIBLIOGRAPHIE DE LA CONCLUSION

- [1] "Monolithic integrated $\text{In}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}$ Schottky-barrier waveguide photodetector"
G.E. STILLMAN, C.M. WOLFE and I. MELNGAIUS
Appl. Phys. Lett., vol. 25, n° 1, Juillet 1974
- [2] "Intégration monolithique d'un photoconducteur GaInAs - GaAs sur guide
optique n^-/n^+ Ga As"
F. MALLECOT, D. REMIENS, J.P. VILCOT, D. DECOSTER
Huitièmes journées nationales d'optique guidée
Montpellier, Avril 1987
- [3] "Utilisation de l'épitaxie en phase vapeur pour la réalisation de
composants d'optique intégrée"
R. JARRY et al.
Huitièmes journées nationales d'optique guidée
Montpellier, Avril 1987

Annexes

ANNEXE I

CALCUL DE LA LIMITE QUANTIQUE DE LA PUISSANCE MINIMALE DETECTABLE



- Le signal $S(1)$ suit une statistique Poissonnienne en $\exp(-x)$;
- $S(0) = 0$.

Pour une impulsion contenant N paires électron-trou, il faut déterminer N tel que : $\exp(-N) = 10^{-9}$, soit $N = 21$.

Si $P(0) = P(1)$ et $b(0) = 0$, d'après (2.5) il vient $P_m = \frac{b(1)}{2}$; de plus d'après (2.8) le courant signal est donné par l'expression:

$$I_{sg} = \frac{\eta q}{h\nu} \cdot b(1)$$

Pour un débit d'informations B , on aboutit à : $P_m = (21/2)h\nu B$

ANNEXE II

PRECISIONS SUR LES INTEGRALES DE TRANSFERT ET LEUR DETERMINATION

Dans le deuxième chapitre, nous avons montré que chacun des termes contribuant au bruit total, i_{tot}^2 , du photorécepteur (2.14) fait intervenir une ou plusieurs intégrales de transfert: $I_1, \Sigma_1, I_2, I_3, I_f$, dont les valeurs dépendent des signaux en entrée et en sortie du photorécepteur et donc de la fonction de transfert du système, qui peut être donnée par:

$$H_T(\omega) = \frac{H_{out}(\omega)}{H_p(\omega)}$$

où $H_{out}(\omega)$ et $H_p(\omega)$ représentent les transformées de Fourier respectives de $h_{out}(t)$ et $h_p(t)$.

Considérons la fréquence normalisée comme suit: $y = \frac{f}{B}$, où B est le débit d'informations ($B = \frac{1}{T}$); ce changement de variables nous permet de définir deux nouvelles fonctions:

$$H'_p(y) = \frac{1}{T} \cdot H_p\left(\frac{2\pi y}{T}\right)$$

$$H'_{out}(y) = \frac{1}{T} \cdot H_{out}\left(\frac{2\pi y}{T}\right)$$

et donc une nouvelle fonction de transfert donnée par:

$$H'_T(y) = \frac{H'_{out}\left(\frac{2\pi y}{T}\right)}{H'_p\left(\frac{2\pi y}{T}\right)}$$

où y est la fréquence normalisée.

Rappelons que le signal en sortie du préamplificateur, peut être représenté par la famille de fonctions "raised cosine" qui est de la forme:

$$h_{out}(t) = \left[\sin\left(\frac{\pi t}{T}\right) \cos\left(\frac{\pi \beta t}{T}\right) \right] \left[\frac{\pi t}{T} \left(1 - \left(\frac{2\beta t}{T}\right)^2\right) \right]^{-1}$$

β est un paramètre dépendant de la forme du signal; il peut prendre des valeurs comprises entre 0 et 1.

Avec la normalisation précédente ($y = \frac{f}{B}$), la transformée de Fourier de $h_{out}(t)$ est donnée par:

$$\begin{aligned}
 H_{out}(y) &= 1 \quad \text{pour} \quad 0 < |y| < \frac{1-\beta}{2} \\
 H_{out}(y) &= 1/2(1 - \sin(\frac{\pi y}{\beta} - \frac{\pi}{2\beta})) \quad \text{pour} \quad \frac{1-\beta}{2} < |y| < \frac{1+\beta}{2} \\
 H_{out}(y) &= 0 \quad \text{pour} \quad |y| > \frac{1+\beta}{2}
 \end{aligned}$$

Les définitions précédentes conduisent aux expressions suivantes pour les intégrales de transfert:

$$\begin{aligned}
 I_2 &= \int_0^{\infty} |H_T^1(y)|^2 dy \\
 I_3 &= \int_0^{\infty} |H_T^1(y)|^2 y^2 dy \\
 I_1 &= \text{Re} \int_0^{\infty} H_p^1(y) [H_T^1(y) * H_T^1(y)] dy \\
 \Sigma_1 &= 1/2 \sum_{k=-\infty}^{+\infty} H_p^1(k) [H_T^1(k) * H_T^1(k)] dy \\
 \Sigma_f &= \int_0^{\infty} |H_T^1(y)|^2 y dy
 \end{aligned}$$

ou * est le produit de convolution.

Les variations de I_2 , I_3 , I_1 , Σ_1 (d'après la référence [2] du Chap.II) et de I_f (réf.[5], Chap.II) sont données ci-après, en fonction de α et β , où α est un paramètre qui représente la fraction d'intervalle de temps, occupée par le signal à l'entrée de forme rectangulaire, gaussienne ou exponentielle.

Fig. 4.6. Rectangular family I_1 vs α and β (Copyright 1973 (1978) AT & T Co.)

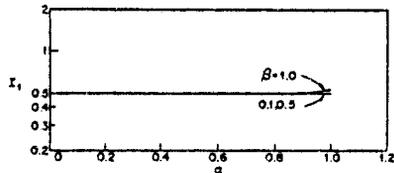


Fig. 4.6

Fig. 4.7. Rectangular family Σ_1 vs α and β (Copyright 1973 (1978) AT & T Co.)

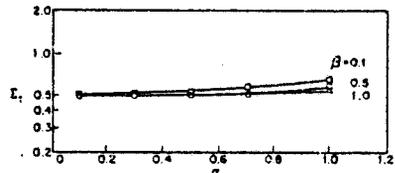


Fig. 4.7

Fig. 4.8. Rectangular family I_2 vs α and β

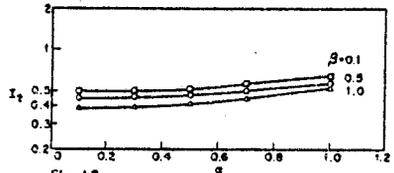


Fig. 4.8

Fig. 4.9. Rectangular family I_3 vs α and β

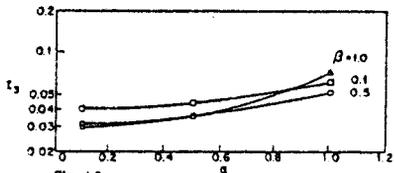


Fig. 4.9

Fig. 4.10. Gaussian family I_1 vs α and β

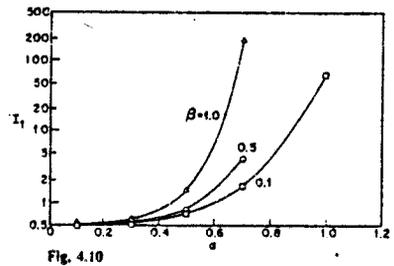


Fig. 4.10

Fig. 4.11. Gaussian family Σ_1 vs α and β

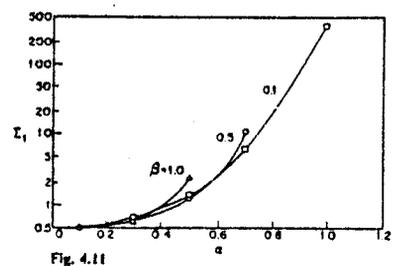


Fig. 4.11

Fig. 4.12. Gaussian family I_2 vs α and β

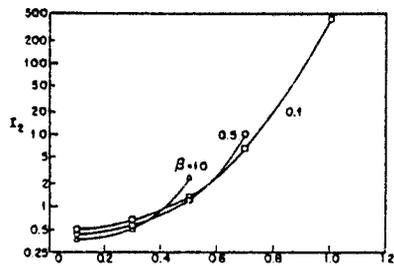


Fig. 4.12

Fig. 4.13. Gaussian family I_3 vs α and β

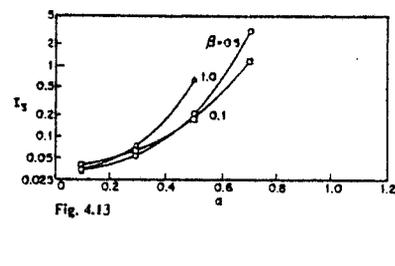


Fig. 4.13

Fig. 4.14. Exponential family I_1 vs α and β

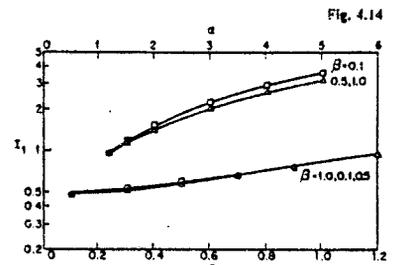


Fig. 4.14

Fig. 4.15. Exponential family Σ_1 vs α and β

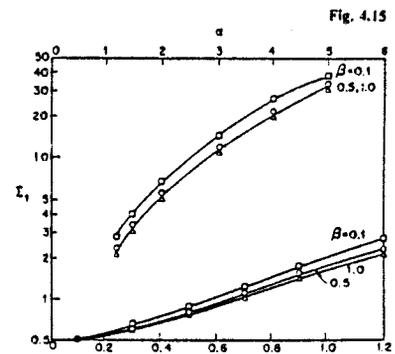


Fig. 4.15

Figs. 4.12-15. Copyright 1973 (1978) AT & T Co.

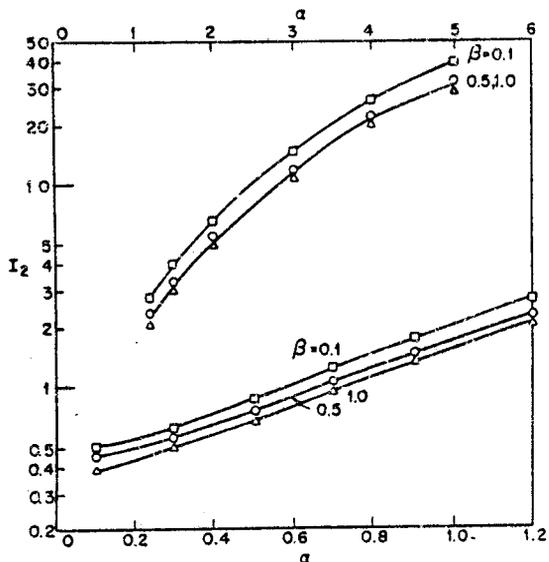


Fig. 4.16. Exponential family I_2 vs α and β (Copyright 1973 (1978) AT & T Co.)

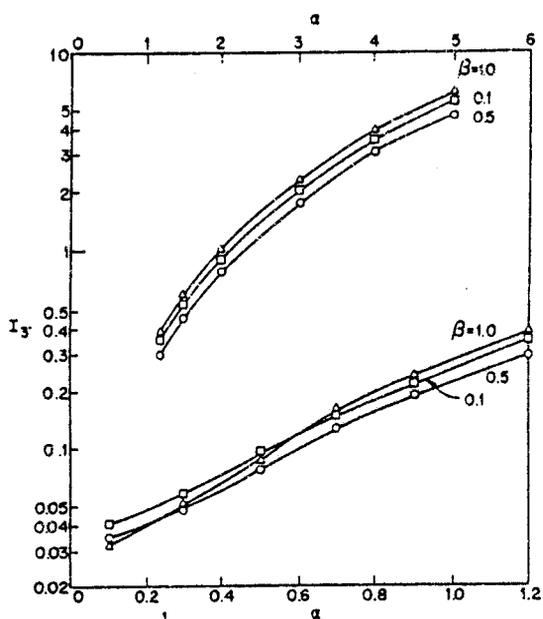


Fig. 4.17. Exponential family I_3 vs α and β (Copyright 1973 (1978) AT & T Co.)

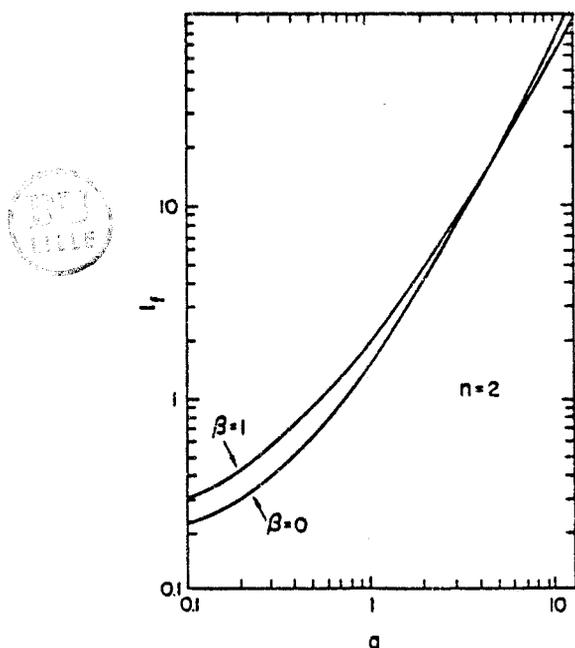
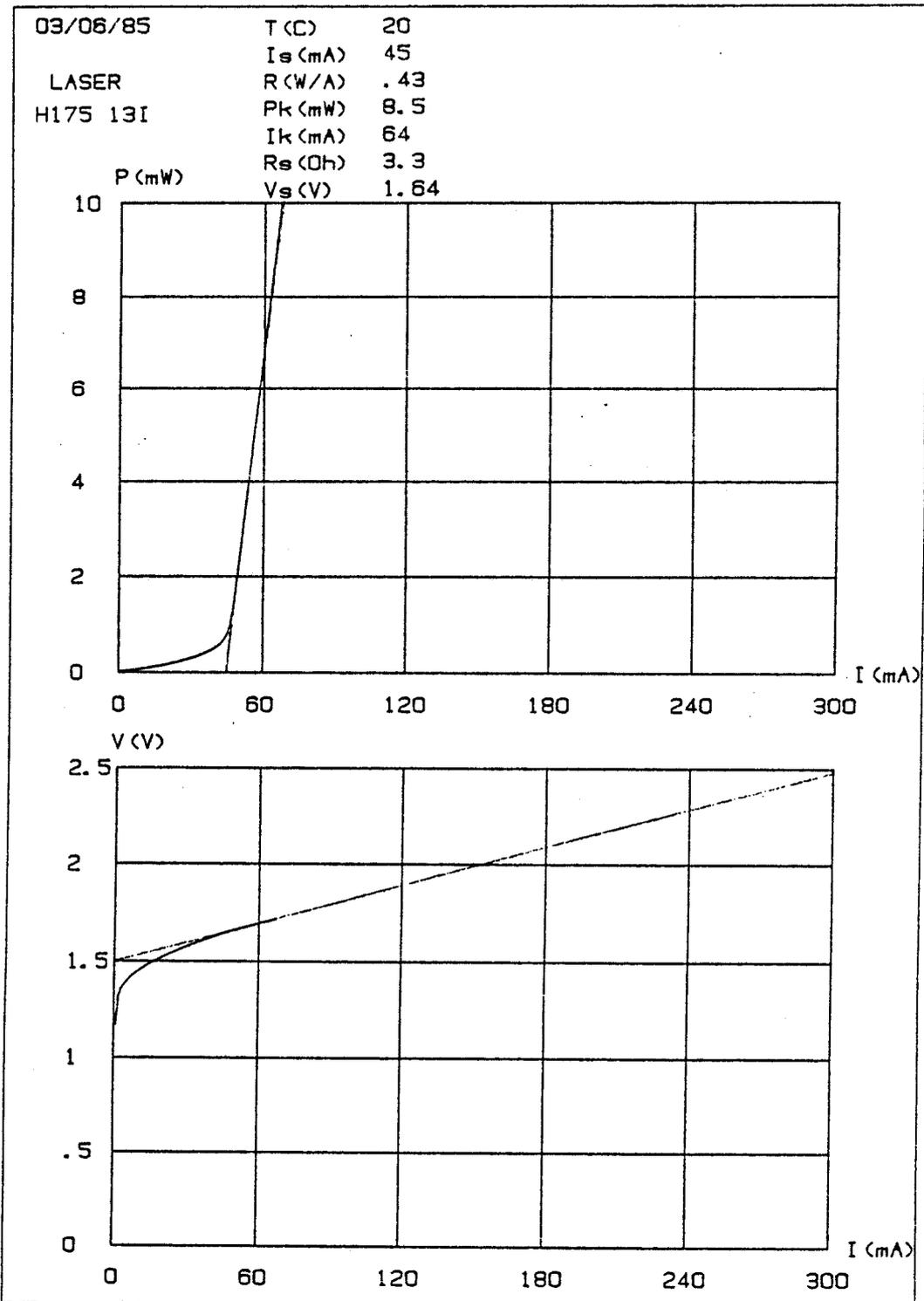


Fig. 5. Quadratic transform integral I_f for the square-exponential input-pulse family.

ANNEXE III

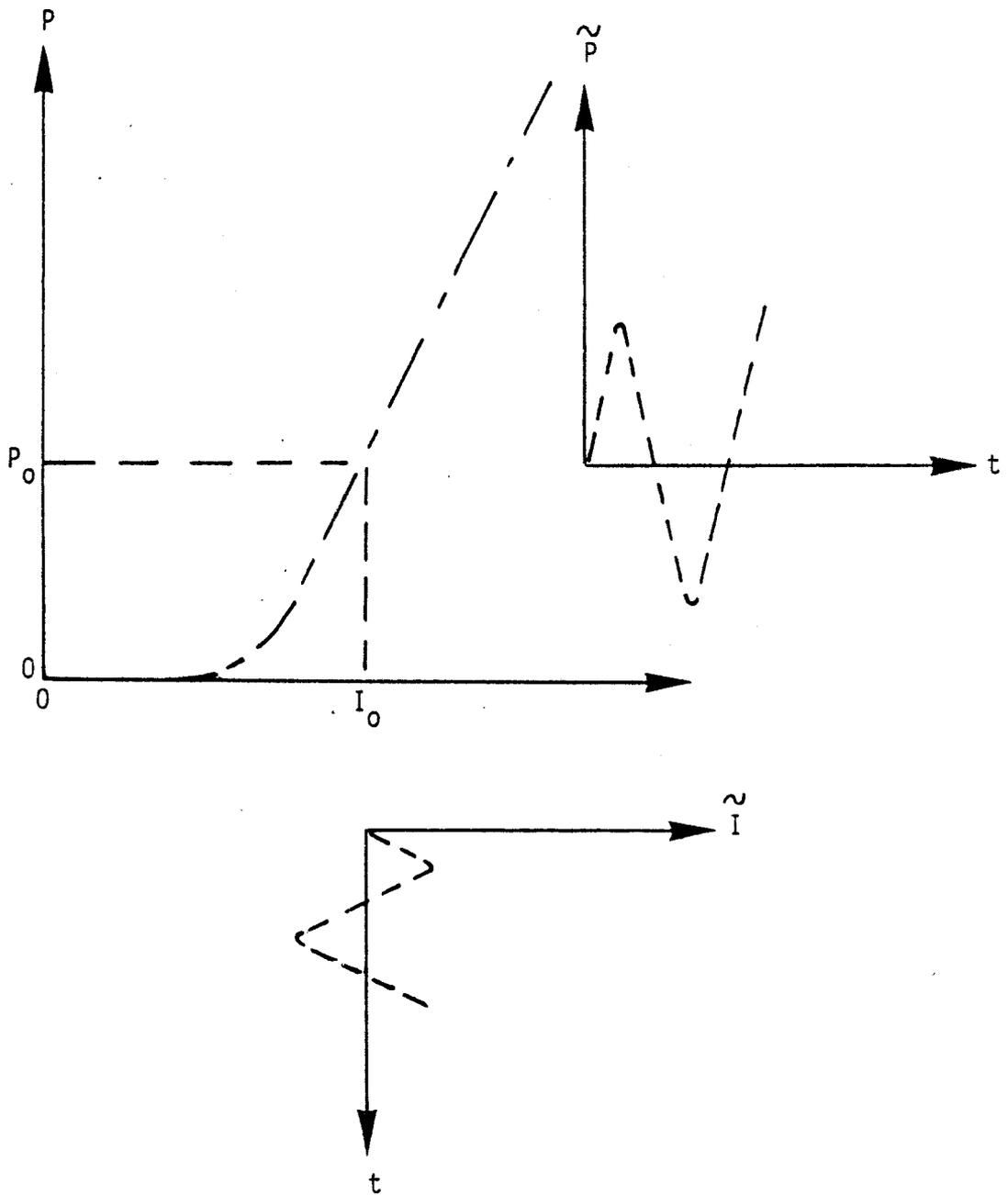
CARACTERISTIQUES DU LASER A SEMICONDUCTEURS

Nous donnons les caractéristiques, $P(I)$ et $V(I)$, du Laser à semi-conducteurs émettant à $0,82 \mu\text{m}$ (Thomson-LCR).



ANNEXE IV

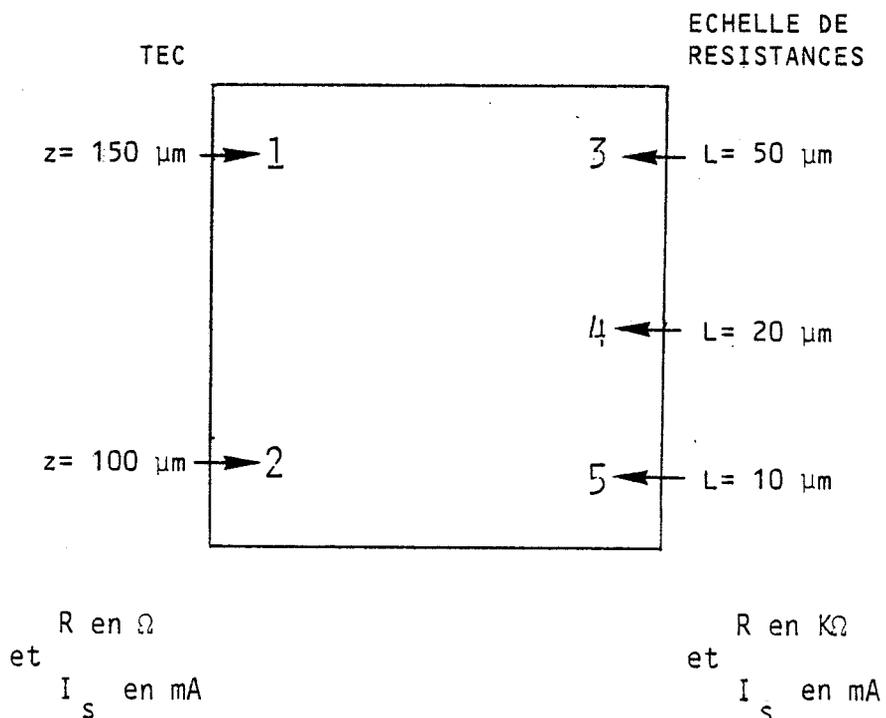
PRINCIPE DE MODULATION SINUSOIDALE D'UNE DIODE LASER



ANNEXE V

CARTOGRAPHIE DES COURANTS ET RESISTANCES MESURES SUR LA PLAQUETTE

Les deux tableaux qui suivent, rassemblent les résultats des mesures de résistances (tableau A.I) et de courants de saturation (tableau A.II), effectuées sur les composants de contrôle de 20 puces réparties sur toute la surface de la plaquette. Nous avons pris soin de faire correspondre à chaque case, l'emplacement géographique d'une puce sur la plaquette et d'y rassembler les valeurs mesurées, suivant la disposition donnée ci-dessous :



Rappelons que ces mesures ont été effectuées après l'étape correspondant à l'attaque de la couche n^+ .

15										
14	333 55,5	17,86 10 6,25			277 367	39 1,7 1,51				
13										
12			34 55,5	6,25 4,57 3,67			284 41,6	7,35 3,41 1,87		
11										
10				26,7 62,5	12,5 5,68 3,41					
9	40 67,5	10,27 6,58 3,12			37,5 63,5	12,8 5,21 3,29		297 45,4	6,25 2,97 1,74	
8										
7		43,4 73,5	11,36 5,68 4,16			41,6 59,5 69,4	13,8 5,21 4,23	31,2 47,6	5,43 3 1,66	
6										
5			44,4 69,4	7,81 3,57 2		44,4 69,4	6,25 3,57 2,94	34,2 50	5,88 2,5 1,33	
4	44,4 75	9,52 4,16 2,94								
3			41,6 69,4	7,64 3,3 1,82			37,5 66,6	6,25 2,63 1,43		
2	43,4 71,4	5 2,66 2,5						35,7 54	6,25 2,43 1,33	
1					37,5 80	6,58 2,63 1,47				
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10

TABLEAU A. I

15									
14	60 35	0,37 0,36		70 50	3,2 2				
13									
12		56 33	1 0,6		68 40	1,5 1,5			
11									
10			48 30	0,65 0,65					
9	44 26	0,55 0,75		44 28	0,8 0,7		60 40	1,6 1,6	
8									
7	40 24	0,7 0,55		42 24	0,7 0,6		58 35	1,5 1,75	
6									
5		40 25	1,4 1,4	40 25	1,5 0,8		54 35	2 2	
4	38 22	1,2 1,1							
3		42 24	1,5 1,7		44 26	2 2			
2	37 25	2,1 1,3					50 30	2,1 2,1	
1				44 22	2 2				
	1	2	3	4	5	6	7	8	9



TABLEAU A.II

RESUME

Le développement des télécommunications optiques à haut débit d'informations suppose la conception et la réalisation de dispositifs photorécepteurs caractérisés par une haute sensibilité dans ce domaine de fréquences.

L'objet de ce travail est de présenter les possibilités offertes, par l'association en intégration monolithique sur Arséniure de Gallium, d'une photodiode Schottky et d'un transistor à effet de champ (TEC).

Après avoir décrit dans une première partie, les principaux photodétecteurs utilisés et leurs performances, l'auteur tente de prévoir dans une seconde partie les sensibilités qui pourraient être obtenues à l'aide du dispositif envisagé. L'influence des différents paramètres (résistance de polarisation, courant de fuite, bruit de canal, bruit en $1/f...$) est étudié en fonction du débit d'informations envisagé.

A l'issue de cette simulation, une première réalisation ayant l'avantage d'une conception compacte, est proposée sur couches classiques pour TEC. Après avoir mesuré les performances de cette tête de réception, les limites dues essentiellement à la forte capacité du photorécepteur sont mises en évidence et l'auteur propose une deuxième réalisation sur couche GaAs spéciale obtenue par épitaxie par jets moléculaires.

Cette seconde tête optique à l'avantage d'associer un TEC aux qualités comparables à la réalisation précédente et une photodiode possédant une capacité beaucoup plus faible. Les améliorations en sensibilité sont mises en évidence par l'auteur qui propose enfin une dernière réalisation associant un TECFET à la photodiode Schottky. L'intérêt de ce dispositif est également discuté.

