



National Library
of Canada

Bibliothèque nationale
du Canada

Canadian Theses Service

Service des thèses canadiennes

Ottawa, Canada
K1A 0N4

NOTICE

The quality of this microform is heavily dependent upon the quality of the original thesis submitted for microfilming. Every effort has been made to ensure the highest quality of reproduction possible.

If pages are missing, contact the university which granted the degree.

Some pages may have indistinct print especially if the original pages were typed with a poor typewriter ribbon or if the university sent us an inferior photocopy.

Previously copyrighted materials (journal articles, published tests, etc.) are not filmed.

Reproduction in full or in part of this microform is governed by the Canadian Copyright Act, R.S.C. 1970, c. C-30.

AVIS

La qualité de cette microforme dépend grandement de la qualité de la thèse soumise au microfilmage. Nous avons tout fait pour assurer une qualité supérieure de reproduction.

S'il manque des pages, veuillez communiquer avec l'université qui a conféré le grade.

La qualité d'impression de certaines pages peut laisser à désirer, surtout si les pages originales ont été dactylographiées à l'aide d'un ruban usé ou si l'université nous a fait parvenir une photocopie de qualité inférieure.

Les documents qui font déjà l'objet d'un droit d'auteur (articles de revue, tests publiés, etc.) ne sont pas microfilmés.

La reproduction, même partielle, de cette microforme est soumise à la Loi canadienne sur le droit d'auteur, SRC 1970, c. C-30.

Effets Photoniques dans les Transistors à Effet-de-Champ au GaAs

Par: Luc Bourbonnais

Dissertation soumise à l'Ecole des Etudes Supérieures comme acquittement partiel des exigences
en vue de l'obtention du diplôme de Maîtrise ès Sciences.

Département de Physique
Faculté des Sciences et du Génie
Université d'Ottawa
Ottawa, Canada

1987

© L.Bourbonnais, Ottawa, Canada, 1987.

Permission has been granted to the National Library of Canada to microfilm this thesis and to lend or sell copies of the film.

The author (copyright owner) has reserved other publication rights, and neither the thesis nor extensive extracts from it may be printed or otherwise reproduced without his/her written permission.

L'autorisation a été accordée à la Bibliothèque nationale du Canada de microfilmer cette thèse et de prêter ou de vendre des exemplaires du film.

L'auteur (titulaire du droit d'auteur) se réserve les autres droits de publication; ni la thèse ni de longs extraits de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation écrite.

ISBN 0-315-40687-9



UNIVERSITÉ D'OTTAWA
UNIVERSITY OF OTTAWA

Sommaire

Des transistors à effet-de-champ (T.E.C.) au GaAs ont été étudiés sous conditions d'éclairement, avec de la lumière monochromatique dont l'énergie photonique se trouvait dans le voisinage de la bande interdite (E_g) du GaAs.

Des spectres de photovoltage (P.V.) entre la grille et la source et de courant photo-induit (C.P.I.) entre le drain et la source du dispositif ont été obtenus, pour différentes conditions de voltages fixes à la grille et au drain. Egalement des mesures du C.P.I. en fonction des voltages à la grille et au drain ont été obtenus pour une longueur d'onde fixe de la lumière incidente sur le dispositif.

De ces mesures nous pouvons: 1) évaluer les changements de température dans le canal du transistor en fonction de la puissance dissipée, 2) observer des pics d'impuretés dans les spectres de P.V. et de C.P.I., et 3) obtenir une meilleure compréhension des mécanismes d'augmentation du courant de drain dû à la lumière dans ces dispositifs.

De ces travaux, plusieurs rapports et articles ont été publiés:

1. L. Bourbonnais, O. Berolo, E. Fortin, "Determination of the active-layer temperature near the channel of GaAs MESFET's", Solid-State Electronics, 27, pp. 1141-1147 (1984).
2. L. Bourbonnais, O. Berolo, E. Fortin, "Photo-transconductance effects in band-gap illuminated GaAs field-effect transistors", Proceedings of the First Canadian Semiconductor Technology Conference, august 1984.
3. Trois mémoires techniques, publiés au C.R.C., par O. Berolo et L. Bourbonnais:
 - "Photon and kilovolt electron interaction at the gate of GaAs field effect transistors"
 - "Optical spectroscopic characterization of GaAs field effect transistors"
 - "MESFET active layer temperature and thermal resistance of the NEC 137 at liquid nitrogen temperature"
4. Une présentation à la conférence de l'A.C.P., en Mai 1983.

Abstract

GaAs field-effect transistor (F.E.T.) devices have been studied under illumination with near band gap monochromatic radiation.

Photovoltaic (P.V.) spectra between the gate and the source of the transistors, and photo-induced current (P.I.C.) spectra between the source and drain were obtained under different bias conditions. Also, P.I.C. measurements as a function of gate and drain biases were done at fixed values of the wavelength of the incident radiation.

From these measurements we can: 1) evaluate near channel temperature variations in the devices as a function of power dissipation, 2) observe impurity peaks in the P.V. and P.I.C. spectra, and 3) acquire a better understanding of the mechanisms of drain current increases as a result of exposing the transistors to near band gap radiation.

From the research, many reports and articles were written:

1. L. Bourbonnais, O. Berolo, E. Fortin, "Determination of the active-layer temperature near the channel of GaAs MESFET's", *Solid-State Electronics*, 27, pp. 1141-1147 (1984).
2. L. Bourbonnais, O. Berolo, E. Fortin, "Photo-transconductance effects in band-gap illuminated GaAs field-effect transistors", *Proceedings of the First Canadian Semiconductor Technology Conference*, august 1984.
3. Three technical memoranda, published at C.R.C., by O. Berolo and L. Bourbonnais:
 - "Photon and kilovolt electron interaction at the gate of GaAs field effect transistors"
 - "Optical spectroscopic characterization of GaAs field effect transistors"
 - "MESFET active layer temperature and thermal resistance of the NEC 137 at liquid nitrogen temperature"
4. A poster presentation given at the C.A.P. conference, in May 1983.

Remerciements

Cette thèse a mis beaucoup de temps à être complétée; je voudrais donc remercier les personnes suivantes pour leur encouragement.

Je remercie d'abord le Dr. O. Berolo, Physicien de Recherche au Centre de Recherches sur les Communications, de m'avoir accueilli au Centre, de m'avoir proposé le projet et de m'avoir fourni l'équipement et le laboratoire nécessaire. J'apprécie grandement la confiance qu'il m'a témoignée et je lui suis reconnaissant de ce plaisant séjour au C.R.C.

Ensuite au Dr. E. Fortin, Professeur au Département de Physique à l'Université d'Ottawa, je dois de sincères remerciements pour m'avoir proposé ce séjour de travail au Centre et d'avoir été mon superviseur de thèse. Non seulement a-t-il eu affaire à un étudiant travaillant à distance, mais aussi un qui ne lui rendait pas visite souvent. Je le remercie pour les bonnes discussions que nous avons eues, et surtout de sa patience.

Merci également à mon épouse, Carole Dignard, qui m'a non seulement encouragé, mais qui a dactylographié une partie de l'ébauche et a corrigé quelques sections de la thèse finale.

And finally, I express equal thanks to the personnel of the C.R.C., for their help and their friendship; and more specifically, to Ken C. Gustafson, for his work on the monochromator mountings, and for his good humor; to James E. Sawtell, for his work on some of the electronic circuits; to Ettore Minkus and Wayne Coyne, who supplied and mounted the F.E.T. samples; and to Julian P. Noad, Jeff May and W. Don Edwards, for their interesting discussions on the subject; and to all the others who made my stay at C.R.C. a pleasant one.

... à la mémoire de *J.-S.-B.* et *J.-G. B.*

Introduction

Bien que le silicium soit utilisé comme matériau de base dans la fabrication de la grande majorité des dispositifs électroniques semiconducteurs, certaines applications ont des exigences qui ne peuvent être satisfaites complètement par les dispositifs au Si présentement disponibles. Le domaine de la communication micro-onde par satellite est un excellent exemple. Pour cette application particulière, les transistors à effet-de-champ (T.E.C.) à barrière de Schottky au GaAs répondent bien à l'appel. Premièrement, la mobilité des porteurs majoritaires (dans ce cas, les électrons) dans le GaAs est d'au moins cinq fois supérieure à celle dans le Si; ainsi, pour une valeur de champ électrique donnée, la vitesse de dérive des électrons dans le GaAs est cinq fois celle dans le Si^Y. Donc les dispositifs au GaAs auront une fréquence d'opération intrinsèque supérieure à celle des dispositifs au Si. Egalement, les circuits intégrés basés sur le GaAs montrent une plus grande tolérance face à des conditions extrêmes de température et de radiations cosmiques^S. Une application de ces propriétés est l'utilisation faite de circuits hybrides à base de T.E.C. au GaAs, comme pré-amplificateurs dans les systèmes de télécommunication micro-onde par satellite.

Un autre exemple est le domaine de la logique à très hautes fréquences (Gigabytes/sec), où les circuits intégrés basés sur le GaAs sont un choix logique. Encore une fois la mobilité supérieure des électrons dans le GaAs est l'atout principal de ces circuits, mais il y a également la haute résistivité intrinsèque du semiconducteur, à cause de l'importance de sa bande

^Y Ceci est vrai pour des valeurs du champ électrique inférieures à 3.3 kV/cm. Pour des valeurs supérieures, la situation se complique (voir section 1.2).

^S Les T.E.C. au GaAs sont des dispositifs à barrière de Schottky et donc toute charge électrique créée par irradiation du semiconducteur sera évacuée par une des trois électrodes. Dans les T.E.C. au Si à grille isolée, l'oxyde de silicium du dispositif peut retenir des charges et apporter des changements permanents aux caractéristiques du dispositif.

interdite (~ 1.42 eV), qui assure l'isolation électrique des dispositifs individuels sur le circuit intégré. En plus, le GaAs étant un semiconducteur à bande interdite directe, des lasers semiconducteurs peuvent être intégrés et couplés optiquement aux dispositifs: c'est le domaine de l'opto-électronique.

Dans la région d'Ottawa, plusieurs institutions sont impliquées dans la recherche et la fabrication des dispositifs semiconducteurs, et des dispositifs au GaAs en particulier. Au Centre de Recherches sur les Communications, des laboratoires de recherche en procédés de manufacture et de recherche en fiabilité des dispositifs au GaAs, sont liés intimement aux projets des satellites canadiens ANIK. Aux laboratoires de la Bell-Northern Research, une ligne de production fabrique des lasers à semiconducteurs et des circuits intégrés à base de GaAs. Le Conseil National de Recherches (C.N.R.) possède l'équipement nécessaire à la croissance et à l'analyse de couches minces de GaAs, et a récemment ouvert une section qui s'intéresse à la recherche et à la fabrication de dispositifs basés sur les semiconducteurs III-V. Il y a également une compagnie, Optotek, qui fabrique des diodes au GaP et des T.E.C. au GaAs. Du côté universitaire, le département de Physique de l'Université d'Ottawa travaille en collaboration avec le C.N.R. et le C.R.C., tandis qu'au département de Génie Électrique à l'Université Carleton, plusieurs étudiants aboutissent à la Northern Telecom Electronics, où ils s'occupent de recherche, de développement et de production de circuits intégrés basés sur le Si.

Dans cette thèse, nous nous sommes intéressés à l'étude des T.E.C. au GaAs sous conditions d'éclairement. Le but de la recherche était de comprendre la nature de l'élévation du courant du drain alors que de la lumière issue d'un monochromateur éclairait la surface entière du dispositif, et que différents voltages étaient imposés aux différentes bornes* (grille et drain) du dispositif à l'étude. En plus, des spectres de photovoltage (P.V.) et de courant photo-induit

* Les T.E.C. sont formés de trois bornes (voir section 2.3), la source, la grille, le drain. La source est mise à terre dans la plupart des cas.

(C.P.I.)[¶] ont été tracés, et ce sous différentes conditions de voltage fixe à la grille et au drain des dispositifs. Finalement, en prenant des mesures sur ces spectres, nous avons remarqué que la valeur de la bande interdite changeait avec les conditions de voltage à la grille et au drain. Quelques mesures nous ont confirmé que la diminution de E_g observée était due à une élévation de température dans le canal du T.E.C. causée par la puissance dissipée dans le dispositif. Nous avons donc pu caractériser chacun des dispositifs étudiés en termes de son élévation en température en fonction de la puissance dissipée.

La thèse est divisée en quatre chapitres. Le premier résume les caractéristiques du GaAs en tant que matériau semiconducteur. Ce chapitre est divisé en trois sections. Dans la première, les caractéristiques semiconductrices du GaAs pur sont revues. Dans la deuxième, les caractéristiques électriques du matériau sont présentées et dans la troisième, les caractéristiques optiques. Dans le deuxième chapitre, les jonctions p-n et les contacts métal-semiconducteur sont introduits. Egalement on y discute du fonctionnement et de la fabrication des T.E.C. au GaAs. Le chapitre 3 présente l'appareillage et le montage utilisé pour prendre les mesures. Le chapitre 4 expose les résultats expérimentaux et en fait la discussion. Cet important chapitre est divisé en trois principales parties: 1) la discussion du C.P.I., 2) l'étude des spectres P.V. et C.P.I., et 3) la caractérisation de l'échauffement des T.E.C.

A la fin de chaque chapitre des notes et des références ont été incluses.

[¶] C.P.I.: c'est-à-dire l'élévation du courant de drain à cause de la lumière

Tables des matières

Sommaire	i
Abstract	ii
Remerciements	iii
Introduction	iv
Tables des matières	vii

Chapitre 1: Caractéristiques du GaAs semiconducteur

•Introduction	1
---------------------	---

1.1 Propriétés semiconductrices

•Introduction	1
---------------------	---

1.1.1 <i>Structure cristalline</i>	1
------------------------------------------	---

1.1.2 <i>Structure des bandes</i>	2
-----------------------------------------	---

1.1.3 <i>Masse efficace des porteurs libres</i>	5
-------------------------------------------------------	---

1.1.4 *Niveaux donneurs et accepteurs*

•Introduction	7
---------------------	---

1.1.4.1 Niveaux donneurs et accepteurs peu profonds	8
-----------------------------------------------------------	---

1.1.4.2 Niveaux donneurs et accepteurs profonds	11
-------------------------------------------------------	----

1.1.4.3 GaAs Semi-isolant	11
---------------------------------	----

1.1.4.4 Cas d'un matériau avec une série de niveaux dans la bande interdite	13
-----------------------------------------------------------------------------------	----

1.1.5 <i>La concentration des porteurs libres à l'équilibre thermodynamique</i>	14
---------------------------------------------------------------------------------------	----

1.1.6 E_g : *variation avec T , \mathcal{E} , et n*

•Introduction	17
---------------------	----

1.1.6.1 Dépendance en température	17
-----------------------------------------	----

1.1.6.2	Dépendance sur le champ électrique	18
1.1.6.3	Dépendance sur la concentration des porteurs libres	19
1.1.7	<i>Conductivité thermique</i>	20
1.2	<u>Propriétés électriques</u>	
	•Introduction	22
1.2.1	<i>Mobilité</i>	22
1.2.2	<i>Courbe de v_d vs E</i>	25
1.2.3	<i>Effet Gunn</i>	27
1.2.4	<i>Surpassement de la vitesse de dérive d'équilibre</i>	29
1.3	<u>Propriétés optiques</u>	
	•Introduction	31
1.3.1	<i>Réflexivité</i>	31
1.3.2	<i>Coefficient d'absorption pour des longueurs d'onde voisines à λ_g</i>	32
1.3.3	<i>Phénomène de génération et de recombinaison des porteurs</i>	
	•Introduction	36
1.3.3.1	Remarques préliminaires au sujet des pièges et des centres de recombinaison	37
1.3.3.2	Matériau pur	38
1.3.3.3	Matériau impur	40
	•Conclusion.....	42
	•Notes et Références du chapitre 1	43

Chapitre 2: Principes de fonctionnement et fabrication

de quelques dispositifs semiconducteurs

	•Introduction	46
2.1	<u>Dispositifs semiconducteurs: comportement à l'obscurité et sous éclaircissement</u>	
	•Introduction	46

2.1.1	<i>Jonctions p-n et n⁺-n</i>	
	•Introduction	46
2.1.1.1	Propriétés électriques	48
2.1.1.2	Propriétés optiques	49
2.1.2	<i>Jonctions métal-semiconducteur: barrières de Schottky</i>	
	•Introduction	50
2.1.2.1	Propriétés électriques	50
2.1.2.2	Propriétés optiques	53
2.1.3	<i>Jonctions métal-semiconducteur: contacts ohmiques</i>	
	•Introduction	54
2.1.3.1	Propriétés électriques	54
2.1.3.2	Propriétés optiques: photoconductivité dans le GaAs	56
2.1.3.3	Effet des pièges à électrons et à trous sur la photoconductivité	56
2.2	<u>Principes de fonctionnement du T.E.C. au GaAs</u>	
	•Introduction	57
2.2.1	<i>Théorie de Shockley</i>	57
2.2.2	<i>Quelques modifications apportées à la théorie de Shockley</i>	
	•Introduction	61
2.2.2.1	Pente de la courbe des caractéristiques I-V en saturation	61
2.2.2.2	Effet de la dépendance de la mobilité sur le champ électrique	63
2.2.2.3	Rapport L/a dans les dispositifs	67
2.2.2.4	Surpassement de la vitesse de dérive à l'équilibre thermique	68
2.2.3	<i>Le T.E.C. sous conditions d'éclairement</i>	
	•Introduction	68
2.2.3.1	Où pénètre la lumière ?	68
2.2.3.2	Effets potentiels de la lumière	70

2.3	<u>Fabrication du T.E.C. et des circuits intégrés basés sur le GaAs</u>	
	•Introduction	72
2.3.1	<i>Eléments du transistor</i>	72
2.3.2	<i>Procédé de manufacture de base</i>	73
	•Conclusion.....	76
	•Notes et Références du chapitre 2.....	77
Chapitre 3: Méthode expérimentale		
	•Introduction	79
3.1	<u>Montage optique</u>	79
3.2	<u>Circuit électrique</u>	
	•Introduction	80
3.2.1	<i>Incorporation des dispositifs dans les circuits</i>	81
3.2.2	<i>Circuit utilisé pour les mesures en lumière hachée</i>	83
3.2.3	<i>Circuit utilisé pour les mesures en lumière non hachée</i>	84
3.3	<u>Détails sur la méthode de mesure des photosignaux</u>	84
	•Conclusion	87
Chapitre 4: Résultats expérimentaux et discussion		
	•Introduction	88
4.1	<u>Variation du C.P.I. avec V_{ds} et V_g</u>	
	•Introduction	89
4.1.1	<i>Description des résultats</i>	
	•Introduction	90
4.1.1.1	Résultats obtenus avec l'A.D.S.	91
4.1.1.2	Résultats obtenus en lumière d'intensité constante	94

4.1.2	<i>Discussion des résultats</i>	
	-Introduction	100
4.1.2.1	Courbure des traces, à faible valeur de V_{ds}	101
4.1.2.2	Nature du C.P.I., et sa disparition à des voltages V_{ds} suffisamment élevés	
	(i) Introduction	103
	(ii) Estimation de la concentration des porteurs créés par la lumière	103
	(iii) Explication possible de la nature du C.P.I. et de sa baisse à $V_{ds} \gg V_p$	
	-Introduction	108
	-Nature du C.P.I.	109
	-Baisse du C.P.I. à des valeurs élevées de V_{ds}	110
4.1.2.3	Dépendance du C.P.I. en V_g	120
4.2	<u>Spectres de P.V. et de C.P.I.; identification d'impuretés dans le GaAs</u>	
	-Introduction	122
4.2.1	<i>Description générale des spectres P.V.</i>	122
4.2.2	<i>Analyse des spectres de P.V. et de C.P.I. pour chaque transistor</i>	
	-Introduction	125
4.2.2.1	N.E.C. 137	126
4.2.2.2	N.E.C. 388	131
4.2.2.3	Plessey Gat 6	132
4.2.2.4	Avantek At-8061	135
4.2.2.5	Dexcel 2502A	137
4.3	<u>Mesure de la température du GaAs près du canal des T.E.C.</u>	
	-Introduction	138
4.3.1	<i>Méthode de mesure de température utilisées pour les dispositifs</i>	139
4.3.2	<i>Méthode utilisée</i>	141

4.3.3 <i>Résultats expérimentaux</i>	142
Notes et Références du chapitre 4.....	152
Conclusion	156

Chapitre 1: Caractéristiques du GaAs semiconducteur

•Introduction

Avant d'aborder le sujet des T.E.C. proprement dit, ou encore même de leur sensibilité à la lumière, le premier chapitre présente la théorie de base du GaAs en tant que matériau semiconducteur. Ce chapitre est écrit avec l'intention de préparer le lecteur aux résultats présentés au chapitre 4 de la thèse.

Le chapitre 1 est divisé en trois sections. Dans la première les caractéristiques semiconductrices sont résumées. Dans la deuxième section, les caractéristiques électriques sont discutées; plus spécifiquement celles reliées aux phénomènes de transport des électrons. La dernière section de ce chapitre traite des propriétés optiques.

La théorie est présentée sous forme de manuel de référence. Les résultats sont introduits sans s'attarder sur les méthodes théoriques ou sur les calculs effectués. Par contre, nous discuterons de la raison pour laquelle nous présentons un résultat particulier, tout en précisant l'application que ce résultat peut entraîner.

1.1 Propriétés semiconductrices

•Introduction

Dans cette section nous nous attarderons surtout sur la structure des bandes et les propriétés qui y sont reliées. Egalement, l'effet des impuretés donneurs sur ces propriétés est présenté. Une attention spéciale est donnée au GaAs semi-isolant (GaAs S.I.). Le GaAs pur et le GaAs de type n sont comparés, et ce pour plusieurs propriétés.

1.1.1 *Structure cristalline*

Le GaAs possède un réseau cristallin cubique du type zinc-blende [1.1], illustré à la figure 1.1. Les atomes de Ga et de As sont liés en coordination quadruple, comme les

semiconducteurs du groupe IV. Les premiers voisins d'un atome de Ga(As) sont quatre atomes de As(Ga). Cet arrangement donne lieu à un cristal formé de deux sous-cristaux monoatomiques à structure cubique à faces centrées. Les deux sous-réseaux sont déplacés un par rapport à l'autre par une distance $(1/4, 1/4, 1/4)$ le long des axes cristallographiques du réseau principal. Une autre façon de visualiser le GaAs est d'affirmer que la cellule cubique à faces centrées possède une molécule de GaAs à chaque point réticulaire. Selon ce point de vue, les atomes de Ga (As) sont situés sur le point réticulaire, avec l'atome de As (Ga) qui l'accompagne déplacé de $(1/4, 1/4, 1/4)$ le long des axes cristallographiques du réseau.

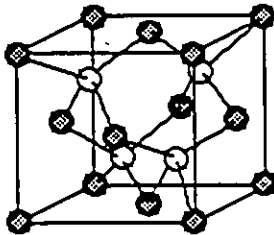


Figure 1.1 Réseau cristallin du GaAs

Dans cette section nous présenterons les propriétés et caractéristiques du GaAs telles la structure des bandes, la masse efficace des porteurs libres, etc. Ces données ont récemment été présentées dans un important article de révision de J.S. Blakemore [1.2]. C'est surtout de cet article dont nous puiserons l'information de cette section.

1.1.2 Structure des bandes

La structure des bandes du GaAs est illustrée à la figure 1.2. Dans cette figure l'énergie E des bandes est tracée en fonction du vecteur d'onde normalisé q . Seulement une portion de la structure des bandes y est illustrée, c'est-à-dire les 3 bandes de valence les plus énergétiques (V_1, V_2, V_3) et la première bande de conduction (C_1). Ce diagramme nous suffit car les propriétés qui nous intéressent peuvent y être discutées et comprises.

Comme on peut voir dans cette figure, le GaAs est un semiconducteur dont la bande interdite E_g est directe; c'est-à-dire que le point maximum en énergie de la bande de valence et le point minimum de la bande de conduction se trouvent à la même valeur du vecteur d'onde q . La valeur de cet écart d'énergie est d'environ 1.42 eV à une température de 300 K. La bande de conduction du GaAs montre également d'autres minima en énergie qui peuvent donner lieu à des transitions électroniques indirectes. Ces deux minima sont respectivement situés aux points $L(1/2 1/2 1/2)$ et $X(1 0 0)$ de la bande de conduction. L'énergie minimum est de 1.71 eV pour la transition du haut de la bande de valence, de Γ_8 à L_6 . L'énergie minimum, pour la transition de Γ_8 à X_6 , est de 1.90 eV. Comme on verra plus tard ces vallées "satellites" de la bande C_1 seront importantes dans la discussion de la vitesse de dérive v_d des électrons libres en fonction du champ électrique \mathcal{E} .

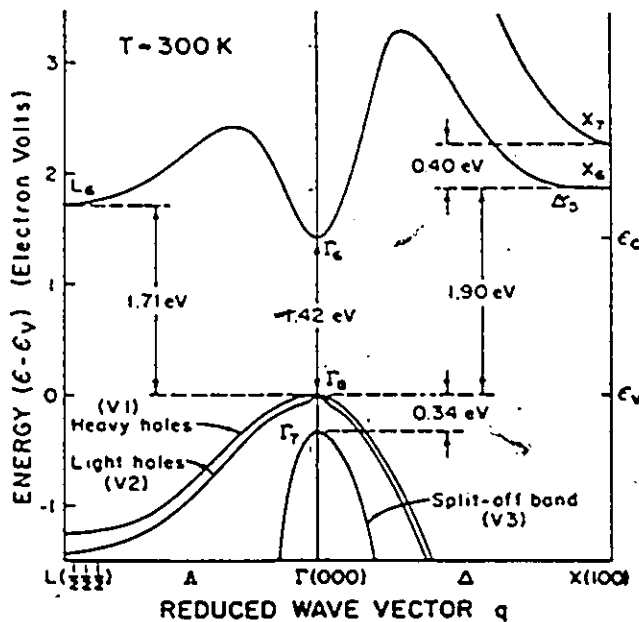


Figure 1.2 Structure des bandes du GaAs
(D'après la référence 1.2)

Un autre aspect important à discuter est la courbure des bandes. La figure 1.3 trace l'énergie des bandes en fonction du carré du vecteur d'onde k^2 . Les quatre bandes illustrées sont encore les mêmes qu'à la figure 1.2. On remarque que ce n'est que tout près de l'origine, au point Γ_6 , que les lignes sont droites. Les bandes sont donc en général nettement non-paraboliques pour le GaAs, d'autant plus que le champ couvert par la figure n'est équivalent qu'à une valeur de k d'environ 1/10 de la zone de Brillouin.

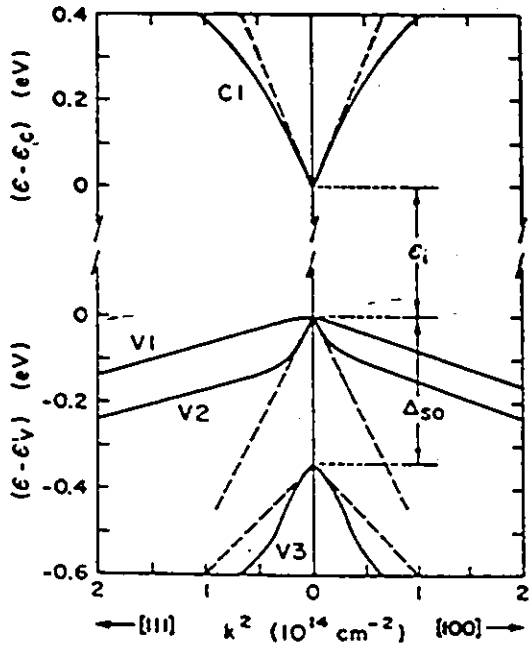


Figure 1.3 Non-parabolicité des bandes
(D'après la référence 1.2)

Ces bandes non-paraboliques affecteront, comme on verra plus loin à la sous-section 1.1.3, les valeurs de masses efficaces des trous et des électrons. Egalement, la non-parabolicité des bandes affectera leur densité d'états efficace (discutée à la section 1.1.5). Les bandes sont non seulement non-paraboliques mais en plus, elles sont anisotropes. Un exemple est la bande de valence V_1 , où la forme de la courbe $E-k$ n'est pas la même dans la direction (100) et la

¶ Le vecteur k est défini comme étant $k = (\pi/a)q$, où a est la longueur du cube primitif cristallin

direction (111) (voir figure 1.3). Un autre exemple est illustré à la figure 1.4. La bande de conduction est non seulement non-parabolique, mais également elle est anisotrope. Ce n'est qu'au bas de la bande qu'il est possible d'approximer C_1 par un paraboloïde de révolution, autour de l'axe d'énergie E . Pour plus de détails sur le diagramme des bandes, le lecteur est renvoyé à la référence 1.3.

La structure des bandes du GaAs nous fournit de l'information sur d'autres propriétés du semiconducteur. Les prochaines sous-section traiteront des propriétés du GaAs qui sont pertinentes à notre étude des T.E.C.

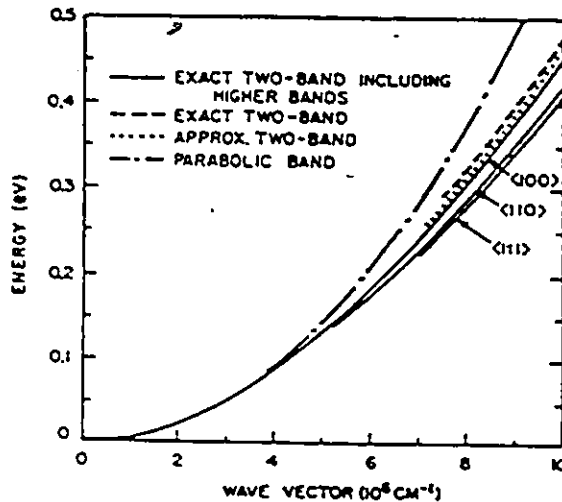


Figure 1.4 Anisotropie des bandes

(D'après la référence 1.2)

1.1.3 Masse efficace des porteurs libres †

La masse efficace est une conséquence de la courbure des bandes. Ce concept est basé sur le comportement des électrons dans le vide, tels que traités en mécanique ondulatoire. Pour le cas d'un électron dans le vide, l'énergie et le vecteur d'onde de la particule sont reliées par l'équation:

† Cette section traite de la masse efficace dite "de densité d'états"

$$E = \hbar^2 |k|^2 / 2m_0 \quad (1.1)$$

où: $\hbar = h/2\pi$, et h est la constante de Planck.

m_0 est la masse de l'électron dans le vide.

Dans un semiconducteur, les électrons (trous) dans la bande de conduction (valence) sont "libres" de se déplacer dans le cristal. Le réseau exerce tout de même son influence sur les porteurs, et ceci se traduit par une relation E-k, telle qu'on a vu à la figure 1.2, qui est bien différente de celle exprimée par l'équation 1.1. Dans les modèles de bande les plus simples, on exprime tout de même la relation E-k par une parabole, c'est-à-dire:

$$E = \hbar^2 |k|^2 / 2m^* \quad (1.2)$$

où: m^* est la masse efficace du porteur libre dans le semiconducteur.

La masse efficace est donc un moyen de conceptualiser l'influence du réseau sur les porteurs libres. La masse efficace est reliée à la courbure de la bande par l'équation suivante, obtenue en dérivant deux fois l'équation 1.2 par rapport à k :

$$m^* = \hbar^2 / (\partial^2 E / \partial |k|^2) \quad (1.3)$$

Pour les cas plus réalistes où l'équation 1.2 n'est pas valable, $E(k)$ n'est pas une parabole. Par contre, la définition de m^* selon l'équation 1.3 tient toujours, sauf que m^* dépend maintenant de l'énergie de l'électron dans la bande de conduction. Pour plus de détails sur la relation E-k pour le GaAs, voir la référence 1.1. Parce que les bandes sont anisotropes et que m^* dépend de E , la masse efficace dépendra également de k .

La dégénérescence des bandes V_1 et V_2 (voir figure 1.2), c'est-à-dire le fait qu'elles soient concordantes sur le graphique de la relation E-k, doit être prise en considération lors du calcul de m^*_v , la masse efficace des trous dans la bande de valence. La masse efficace des trous s'exprime comme suit [1.4]:

$$m^*_v = (m^*_{v1}{}^{3/2} + m^*_{v2}{}^{3/2})^{2/3} \quad (1.4)$$

où: m^*_{v1} est la masse efficace des trous dans la bande V_1 au point Γ_8 .

m^*_{v2} est la masse efficace des électrons dans la bande V_2 au point Γ_8 .

A $T = 300$ K, les masses efficaces des porteurs libres dans le GaAs sont les suivantes [1.5]:

$$\begin{aligned} m^*_c &= .063 m_0 \\ m^*_{v1} &= .50 m_0 \\ m^*_{v2} &= .076 m_0 \end{aligned} \quad (1.5)$$

où: m^*_c est la masse efficace des électrons dans la bande C_1 (au point Γ_6).

D'après l'équation 1.4, la masse des trous dans la bande de valence est donc:

$$m^*_v = .52 m_0 \quad (1.6)$$

Dans la bande de conduction, deux autres minima nous intéressent, soit le point L_6 et le point X_6 . Comme on peut voir à la figure 1.2, les bandes présentent une courbure moins prononcée à ces points. La masse efficace est conséquemment plus élevée à ces points qu'au point Γ_6 . Les résultats sont comme suit [1.6]:

$$m^*_L = .55 m_0 \text{ et } m^*_X = .85 m_0 \quad (1.7)$$

à $T = 300$ K. La masse efficace est un paramètre important des semiconducteurs car la mobilité, comme nous le verrons, est une fonction de la masse efficace.

1.1.4 Niveaux donneurs et accepteurs

•Introduction

La théorie élémentaire des solides prédit à un semiconducteur idéal une bande d'énergie où aucun état électronique n'est présent. Le GaAs est un cristal obtenu de façon synthétique et donc peu importe la méthode de fabrication, on n'obtient forcément pas le cristal pur étudié aux sections précédentes. La pureté initiale des matériaux source de Ga ou de As influencera les concentrations d'impuretés résiduelles dans le cristal de GaAs. D'autres facteurs comme la température de croissance ou la pression de croissance influenceront également cette concentration d'impuretés résiduelles (voir la section 2.2 pour des références à ce sujet).

Les vacances dans le cristal possèdent une énergie d'activation finie et à cause de cela, une certaine concentration y sera présente à l'équilibre thermodynamique. Il est donc à toute fin

pratique impossible de créer un cristal sans défauts et il faut alors s'attendre à ce que les propriétés calculées pour un matériau idéal soient bien différentes de celles mesurées sur des échantillons réels.

Dans cette sous-section, nous porterons notre attention sur les impuretés qui donnent lieu à des niveaux de donneurs ou d'accepteurs dans la bande interdite du GaAs. Ces termes (accepteur et donneur) seront définis sous peu. En plus un cas particulier, celui du GaAs semi-isolant (GaAs S.I.) sera étudié. Enfin, le cas d'un semiconducteur ayant une série de niveaux dans la bande interdite sera discuté.

1.1.4.1 Niveaux donneurs et accepteurs peu profonds

Quand une impureté de substitution s'introduit dans le GaAs, son effet sur le matériau contaminé dépendra de deux facteurs: 1) combien d'électrons de valences fournit l'atome, 2) quel atome (Ga ou As) elle remplace dans le réseau. Par exemple, prenons le cas du Ge, qui appartient au groupe IVA, et qui donc fournit quatre électrons de valence. Si l'atome de Ge remplace un atome de Ga (ayant 3 électrons de valence) dans le réseau, il y aura un électron provenant du Ge en trop. Cet électron n'appartient pas à la bande de valence car il ne participe pas aux liens covalents Ge-As. Par contre, il n'appartient pas à la bande de conduction car il est lié à l'atome de Ge. Il n'y est lié que très faiblement et alors l'introduction de cet atome introduit dans le cristal un niveau électronique, localisé, et situé à une énergie tout juste inférieure au bas de la bande de conduction, d'où le terme "peu profond". Donc en fournissant un peu d'énergie à cet électron qui n'est que faiblement lié à l'atome de Ge, il se trouvera dans la bande de conduction où il sera "libre" de circuler dans le cristal, laissant derrière lui un ion Ge^+ . L'atome de Ge, ainsi introduit dans le GaAs, est appelé "donneur" car il fournit un électron à la bande de conduction.

L'énergie d'ionisation de ces états localisés est prédite (avec plus ou moins de succès) par un modèle très simple qui traite l'impureté comme un atome d'hydrogène [1.7]. L'équation

donnant l'énergie d'ionisation des électrons pour l'hydrogène peut être modifiée de façon à être applicable au GaAs. La masse de l'électron dans le vide est remplacée par la masse efficace de l'électron dans le GaAs. Egalement la constante diélectrique du vide est remplacée par celle du GaAs. L'équation donnant l'énergie est donc:

$$E_I = (\epsilon_0 / \epsilon_s)^2 (m^*/m_0) E_H \quad (1.8)$$

où: E_I est l'énergie d'ionisation de l'état localisé.

$E_H = 13.6$ eV, l'énergie d'ionisation de l'électron pour l'atome d'hydrogène.

ϵ_0 est la constante diélectrique du vide.

ϵ_s est la constante diélectrique du GaAs = $12.85\epsilon_0$ [1.8].

m_0 est la masse de l'électron dans le vide.

m^* est la masse efficace de l'électron dans le GaAs.

D'après ce modèle, l'énergie d'ionisation est donc indépendante de l'espèce d'atome qui constitue l'impureté. En utilisant l'équation 1.8, on trouve une énergie de 0.005 eV pour l'ionisation des niveaux de donneurs. Cette énergie est faible, et à la température de la pièce ces niveaux seront tous ionisés. Ceci implique qu'une concentration nette d'électrons, égale à la concentration N_D des donneurs dans la GaAs, sera présente dans la bande de conduction.

Voyons maintenant ce qui se produit si l'atome de Ge remplace un atome d'As dans le cristal. L'atome d'As fournissait cinq électrons de valence, soit un de plus que le Ge. Ceci veut dire que le Ge apportera 4 électrons de valence et qu'un trou sera présent à la place du cinquième électron manquant. Mais ce trou n'appartient pas à la bande de valence car il est lié au Ge. Ce trou, tout comme l'électron précédemment, est situé dans un état d'énergie localisé. L'énergie de liaison du trou est assez faible et calculable par l'équation 1.8 (mais avec moins de succès que dans le cas des donneurs). Ce calcul donne $E_I = 0.043$ eV pour l'énergie d'ionisation des trous. Encore une fois, cette énergie est comparable à kT (0.026 eV) à température de la pièce et donc une importante partie des niveaux sera ionisée dans la bande de valence, laissant

derrière un ion Ge^- . L'atome de Ge, incorporé sur un site d'As agit donc en tant qu' "accepteur" car quand le niveau est ionisé, un électron quitte la bande de valence pour aboutir au niveau d'énergie localisé.

En se fiant à cette discussion et en se basant plus particulièrement sur les deux facteurs énoncés au début de cette section, il est possible de mieux comprendre le diagramme illustré à la figure 1.5. On remarque que, comme le Ge, des éléments du groupe IVA tels Si et Sn ont un caractère ambivalent, c'est-à-dire qu'ils peuvent être soit accepteur ou donneur. Le carbone, même si ce n'est pas indiqué, pourrait en principe (tout comme le Pb) apporter en plus d'un niveau accepteur, un niveau donneur. Les éléments du groupe VIA forment des donneurs, et ceux du group IIA et IA des accepteurs.

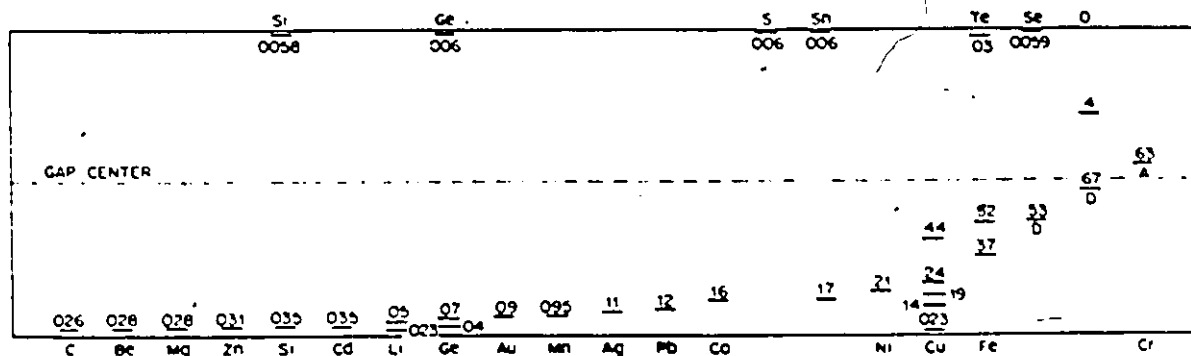


Figure 1.5 Niveaux accepteurs et donneurs dans le GaAs

(D'après la référence 1.4)

Si les deux types d'impuretés sont présents dans le semiconducteur, le phénomène dit de compensation [1.9] se produira: c'est-à-dire que les trous et les électrons créés par l'incorporation des impuretés se recombineront, de sorte qu'à toute fin pratique, un seul type de porteur existera dans le semiconducteur, soit celui provenant de l'impureté s'y trouvant en plus forte concentration. Nous rediscuterons de ce phénomène dans la sous-section sur le GaAs S.I.

1.1.4.2 Niveaux accepteurs et donneurs profonds

L'équation 1.8 donne l'ordre de grandeur de l'énergie d'ionisation des niveaux accepteurs et donneurs peu profonds de façon adéquate. Par contre, tel qu'indiqué à la figure 1.5, des niveaux profonds résultent de l'incorporation d'éléments tels le Cu, Fe, Cr et l'O₂. En plus des éléments il y a également des défauts natifs qui peuvent introduire des niveaux dans la bande interdite. En fait, toute interruption de la périodicité du réseau cristallin risque d'introduire des états localisés dans la bande interdite. Ces niveaux profonds se caractérisent donc par une énergie d'ionisation beaucoup plus grande que la valeur de kT à la température ambiante. Il en résulte que seulement une faible part des niveaux seront ionisés à $T \sim 300$ K.

1.1.4.3 GaAs Semi-isolant

Ce matériau jouit d'une grande importance technologique puisqu'il permet la fabrication de circuits intégrés à partir d'un substrat ayant une très haute résistivité électrique, ce qui permet l'isolation efficace des dispositifs formant les circuits (voir la section 2.3 pour plus de détails sur la fabrication des circuits intégrés).

Le GaAs synthétisé en laboratoire, et non dopé intentionnellement n'est pas, règle générale, un matériau de très haute résistivité. Une concentration nette de porteurs libres (environ 10^{15} cm^{-3}) se trouve dans le substrat, provenant de niveaux peu profonds d'impuretés résiduelles, réduisant de beaucoup les propriétés isolantes du GaAs pur, un semiconducteur à très faible concentration intrinsèque de porteurs libres, à cause de l'importance de la bande interdite (1.42eV). Ces concepts sont étudiés plus en détails dans les sous-sections à venir. Les échantillons contiennent une certaine quantité de donneurs (Si_{Ga}) [1.10] et d'accepteurs (Zn_{As} , C_{As}) [1.11]. La concentration nette des porteurs libres c est donc donnée par:

$$c = |N_d - N_a| \quad (1.9)$$

Or, il est très peu probable que $N_a = N_d$, et une technique est utilisée pour se débarrasser des porteurs libres. Le phénomène de compensation et les caractéristiques des niveaux profonds font

en sorte qu'il est possible de contrer cette présence de niveaux résiduels.

Si les échantillons ont une concentration nette d'électrons, il s'agit d'incorporer dans le semiconducteur un niveau accepteur profond, à des concentrations supérieures à celle des porteurs résiduels. Ces niveaux pourront recevoir, non pas les électrons de la bande de valence, mais ceux de la bande de conduction. Dans le cas contraire où une concentration nette de trous se trouve dans le GaAs, il faut incorporer un niveau donneur profond, encore à des concentrations supérieures à celle des porteurs résiduels. Le niveau profond fera don d'un électron, non pas à la bande de conduction, mais à la bande de valence.

Le type de niveau résiduel que l'on obtient est fonction de la méthode de fabrication des pastilles. Les premiers échantillons fabriqués comprenaient des donneurs résiduels et alors on ajoutait une certaine concentration de chrome dans les pastilles. Le chrome est un élément qui, introduit dans le GaAs, est à l'origine d'un niveau accepteur profond, situé à 0.63 eV du bas de la bande de conduction [1.12]. Le diagramme des bandes se dessine comme à la figure 1.6.

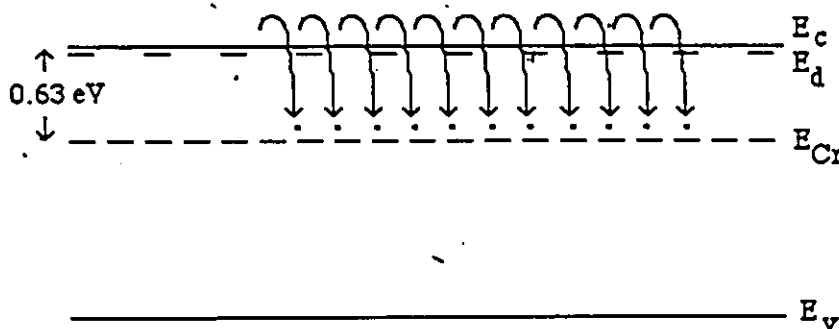


Figure 1.6 Compensation du GaAs par le chrome

De nos jours, les procédés de fabrication des pastilles sont tels que ce sont les accepteurs du GaAs qui y sont majoritaires, et il faut donc un niveau donneur profond. Ce niveau provient d'un défaut natif dans le GaAs, qui est à l'origine du niveau appelé EL2 [1.13]. Encore une fois, les méthodes de fabrication influencent la concentration de ce niveau profond, et une

optimisation des procédés de manufacture des pastilles permet la fabrication de substrats non dopés intentionnellement de très haute résistivité.

1.1.4.4 Cas d'un matériau avec une série de niveaux dans la bande interdite

Il peut arriver dans certains cas qu'une série de niveaux d'impuretés, une mini-bande en somme, soit présente au milieu de la bande interdite. Ceci se produit dans deux cas principaux: 1) à la surface d'un semiconducteur, 2) à l'interface entre deux matériaux [1.14]. Cette haute densité de niveaux (généralement exprimée en $\text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$) est due à une non-stoéchiométrie du semiconducteur, stress dans le réseau, etc.

Le cas qui nous intéresse est le suivant: celui d'un semiconducteur contenant un niveau donneur peu profond et une bande de niveaux accepteurs profonds (figure 1.7). Une partie seulement des niveaux profonds sera ionisée. La démarcation entre les niveaux ionisés et non-ionisés est appelée le niveau de Fermi E_F du semiconducteur. Le niveau de Fermi est discuté plus en détails dans les sous-sections à venir.

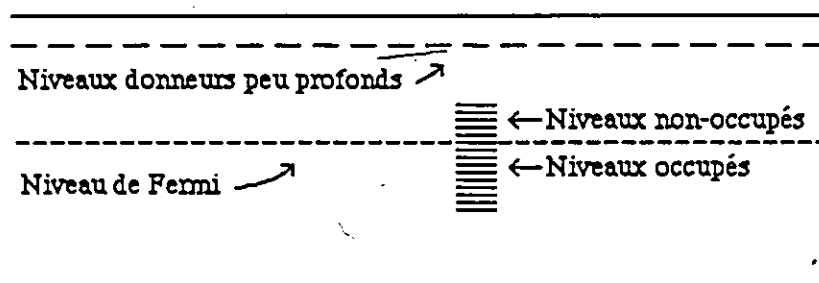


Figure 1.7 Niveaux dans la bande interdite

A cause de la densité relativement élevée des niveaux, ce système a une capacité électrique élevée. Ceci veut dire que tout changement de charge électrique à l'interface, (par irradiation, injection, etc) sera accompagné par un très faible changement du niveau de Fermi. Le niveau de Fermi de ces structures est fixé.

1.1.5 La concentration des porteurs libres à l'équilibre thermodynamique

Les électrons qui participent aux liens covalents entre les divers atomes du réseau sont situés dans la bande de valence. A une température non-nulle et à l'équilibre thermodynamique, une certaine fraction de ces électrons est thermiquement libérée de ses liens et se retrouve dans la bande de conduction, laissant un trou dans la bande de valence. Les porteurs ainsi formés sont libres de circuler dans le cristal. Egalement, comme vu précédemment, les porteurs peuvent provenir de niveaux peu profonds.

Le calcul de la concentration des électrons n_i (égal à la concentration des trous p_i) présents dans le GaAs pur à l'équilibre thermodynamique se fait à l'aide des équations habituelles [1.15]:

$$n_i = p_i = (N_c N_v)^{1/2} \exp[-E_g/2kT] \quad (1.10)$$

où: N_c est la densité d'états efficace au bas de la bande de conduction.

N_v est la densité d'états efficace au bas de la bande de valence.

Les valeurs de N_v et N_c à $T = 300$ K sont [1.16]:

$$N_c = 4.209 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3} \quad (1.11)$$

$$N_v = 9.509 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

En utilisant l'équation 1.10, on arrive à une valeur de $n_i = 2.25 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Cette valeur est beaucoup plus faible que dans le cas du Si ($1.45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) ou encore du Ge ($2.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) [1.17]. Donc, à cause de la valeur élevée de la bande interdite du GaAs, la concentration intrinsèque des porteurs libres à l'équilibre est presque nulle si on la compare, par exemple, aux concentrations électroniques de 10^{17} cm^{-3} employées dans les couches actives de T.E.C. au GaAs. Cette valeur élevée de E_g nous permet d'obtenir un matériau possédant une très haute résistivité intrinsèque.

Quand des impuretés donneurs comme le S ou le Se sont incorporées dans le cristal, une importante partie des électrons attachés à ces atomes sera ionisé thermiquement et n augmentera de façon radicale. Par la loi d'action de masse, la concentration des trous diminuera car la plus

grande concentration en électrons augmente les chances de recombinaison.

Pour des bandes paraboliques, une équation qui donne la concentration des porteurs libres est:

$$n = N_d^{+} + p \quad (1.12)$$

$$N_c \exp(\eta_c) = N_d / \{1 + 2\exp[(E_F - E_d)/kT]\} + N_v \exp(\eta_v) \quad (1.13)$$

où: $\eta_c = (E_F - E_c)/kT$

$$\eta_v = (E_v - E_F)/kT$$

N_d^{+} est la concentration des donneurs ionisés.

E_d est la position énergétique du niveau donneur dans la bande de conduction.

Ces équations sont valides si le niveau de Fermi est éloigné d'une énergie d'au moins $3kT$ du bas de la bande de conduction ou du haut de la bande de valence, ce qui est le cas pour des valeurs de n inférieures à $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. L'équation 1.13 permet de trouver implicitement le niveau de Fermi, puis de calculer n , qui est donné par $N_c \exp(\eta_c)$. Encore une fois, ces équations ne s'appliquent donc au GaAs que pour des valeurs limitées du niveau de Fermi.

La figure 1.18 illustre la dépendance de n en fonction de la température pour une valeur de N_d et de E_d fixe. Cet exemple illustré est pour le Si [1.18], mais des courbes similaires pour le GaAs peuvent être dérivées. A basse température, n augmente alors qu'un nombre croissant d'atomes donneurs deviennent ionisés. A une certaine température tous les donneurs sont ionisés et n reste constant. Ensuite à une température plus élevée, l'ionisation thermique des électrons de la bande de valence à la bande de conduction est initiée. Dans cet écart de température, la condition $n, p \gg N_d$ est satisfaite. La ligne pointillée indique la valeur de n_i (équation 1.10) en fonction de la température. Ce graphique nous renseigne sur deux notions importantes. Premièrement, comme nous avons vu à la sous-section 1.1.4, la faible énergie d'ionisation des donneurs (par rapport à E_g) nous permet d'obtenir des concentrations d'électrons libres $\sim N_d$, c'est-à-dire habituellement supérieures à n_i par plusieurs ordres de

grandeur, à des températures voisines à 300 K. Deuxièmement, à des températures élevées (dans la figure 1.18, supérieures à 500 K pour le Si), la concentration des donneurs devient négligeable par rapport à la concentration des porteurs libres n et p . On a alors affaire à un semiconducteur intrinsèque et le fait d'avoir dopé le semiconducteur n'influence en rien n ou p .

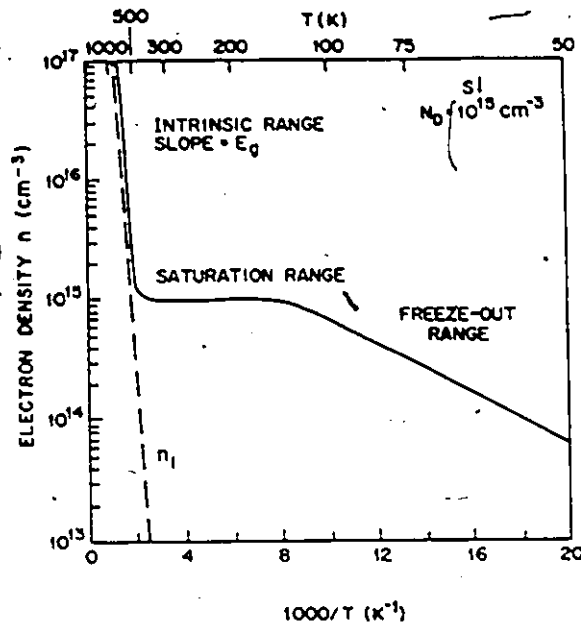


Figure 1.8 Dépendance de n sur la température

(D'après la référence 1.4)

Cette dernière remarque est assez importante car elle impose une limite de température d'opération aux dispositifs basés sur un semiconducteur. Cette limite est déterminée par la valeur de la bande interdite. Le GaAs est donc avantage par rapport au Si dans ce domaine, à cause de la valeur supérieure de sa bande interdite. A titre d'exemple, prenons le cas d'une diode formée d'un jonction p-n (voir section 2.1). Si la température de la diode augmente à un point tel que $n, p \gg N_D$ ou N_A (N_A est la concentration d'accepteurs dans le semiconducteur de type p) alors nous n'aurons plus affaire à une diode p-n, mais à un semiconducteur intrinsèque. Un exemple plus pertinent serait celui de la couche active des T.E.C. au GaAs déposée sur un substrat de GaAs S.I. A température élevée, le substrat perdrait le caractère semi-isolant qu'il a

par rapport à la couche active à cause d'une augmentation de la concentration des porteurs libres. Cet effet ruinerait le fonctionnement des dispositifs.

La valeur élevée de la bande interdite est donc un atout, non seulement à cause de la faible valeur de n_i impliquée, mais également à cause de la haute température d'opération (~ 250 °C [1.19]), ce qui permet d'utiliser les dispositifs à des niveaux de puissance assez élevés.

1.1.5 E_g : variation avec T , \mathcal{E} , et n

Introduction

La valeur de la bande interdite E_g est la séparation en énergie entre le bas de la bande de conduction (point Γ_6 , figure 1.2) et le haut de la bande de valence (point Γ_8 , figure 1.2). Elle peut également être définie comme l'énergie minimale qu'on doit fournir à un électron dans la bande de valence pour effectuer la transition de cette bande à la bande de conduction. La transition est directe et la valeur de E_g déterminera la longueur d'onde de la lumière à laquelle le GaAs devient un matériau absorbant. E_g dépend de plusieurs facteurs. Ceux qui nous intéressent sont la température T du GaAs, le champ électrique \mathcal{E} présent dans le semiconducteur, et la concentration des électrons n dans la bande de conduction.

1.1.5.1 Dépendance en température

La bande interdite E_g diminue quand la température augmente. Varshni [1.20] a étudié ce sujet pour plusieurs semiconducteurs et a trouvé une équation empirique qui s'ajuste très bien aux données expérimentales. Cette équation prend la forme suivante:

$$E_g = E_g(0) - \alpha T^2 / (T + \beta) \quad (1.14)$$

où: $E_g(0)$ est la valeur de la bande interdite à $T = 0$ K.

α et β sont des paramètres ajustables positifs.

T est exprimée en degrés Kelvin.

E_g est la bande interdite, exprimée en eV.

Comme on voit d'après l'équation 1.14, E_g est plus élevée à $T = 0$ K. Pour $T \ll \beta$, E_g diminue de façon quadratique avec T . Pour $T \gg \beta$, E_g diminue de façon linéaire avec T . Au cours des années, les paramètres initiaux de Varshni ($E_g(0) = 1.5216$ eV, $\alpha = 8.871 \times 10^{-4}$ eV/K, $\beta = 572$ K) ont été modifiés pour mieux s'ajuster aux valeurs de $E_g(T)$ obtenues avec de plus en plus de précision. Thurmond [1.21] a finalement trouvé que l'équation:

$$E_g = 1.519 - (5.405 \times 10^{-4} T^2)/(T + 204) \quad (1.15)$$

s'ajustait à ses mesures de E_g avec une déviation standard de 3 meV pour des valeurs de T de 0 à 1000 K. Dans la section 4.3, nous nous servirons de cette dépendance de E_g pour mesurer la température de nos dispositifs. L'équation utilisée, tirée de l'équation 1.14 est:

$$T = (E_g(0) - E_g)/\alpha + [(E_g(0) - E_g)/2\alpha + (E_g(0) - E_g)\beta/\alpha]^{1/2} \quad (1.16)$$

Donc pour une valeur donnée de E_g , T peut être calculée.

1.1.5.2 Dépendance sur le champ électrique

Le champ électrique dans un semiconducteur influence également la valeur de E_g de celui-ci; c'est l'effet Franz-Keldysh [1.22]. Plusieurs chercheurs ont vérifié expérimentalement l'existence de ce phénomène sur des jonctions p-n sous polarisation inverse [1.23], pour plusieurs semiconducteurs. Moss [1.24] a été le premier (à notre connaissance) à étudier ce phénomène pour le GaAs et il a trouvé une équation propre à ce semiconducteur, qui relie le changement de E_g en fonction du champ électrique interne. La bande interdite est proportionnelle au carré du champ électrique \mathcal{E} , soit:

$$E_g - E_{g0} = b |\mathcal{E}|^2 \quad (1.17)$$

où: E_{g0} est la valeur de E_g quand le champ électrique interne est nul.

$b = 9 \times 10^{-16}$ eV/(V/cm)², est la constante de proportionnalité.

On se rend compte d'après la valeur de b que cet effet ne sera pas facilement observable. La précision du monochromateur avec lequel nous avons obtenu nos spectres (section 4.2) est d'environ 1 meV, de sorte qu'il faut un changement de E_g d'au moins 1 meV pour observer

l'effet. Ceci correspond à un champ électrique de 10^6 V/cm. La valeur de E est rarement supérieure à 10^5 V/cm dans un T.E.C. au GaAs [1.25]. Nous avons d'ailleurs vérifié expérimentalement à la section 4.3 que les champs électriques présents dans les dispositifs n'affectaient pas E_g de façon observable.

1.1.5.3 Dépendance sur la concentration des porteurs libres

La bande interdite mesurée par absorption optique augmente avec la concentration des porteurs libres. Cet effet n'est remarquable qu'à des valeurs élevées ($> 10^{17}$ cm⁻³) de n , et est connu sous le nom de déplacement "Burnstein-Moss". Le déplacement de E_g est une conséquence de la forme de la vallée centrale de la bande de conduction. En effet la faible valeur de masse efficace des électrons à proximité de Γ_6 dans le diagramme des bandes de la figure 1.2 fait que la densité d'états efficace est faible à ce point. Alors quand la concentration des donneurs (et donc des porteurs libres) augmente, le niveau de Fermi, qui détermine essentiellement l'occupation des niveaux d'énergie par les électrons, se situera à une énergie de plus en plus élevée. Pour le GaAs intrinsèque, le niveau de Fermi se situe près du milieu de la bande interdite. Pour le GaAs de type n , le niveau s'approche du bas de la bande de conduction et pour des valeurs encore plus élevées de n , le niveau de Fermi sera situé dans la bande de conduction. Les états électroniques qui ont leur énergie inférieure au niveau de Fermi sont occupés par un électron. La faible densité d'états dans la bande interdite fait en sorte que le niveau de Fermi est fortement influencé par n . Alors la lumière ne peut induire des transitions électroniques de Γ_6 à Γ_8 , au bas de la bande de conduction, car les niveaux y sont occupés. Le GaAs n'absorbera la lumière qu'à des valeurs de $h\nu$ plus élevées, ce qui explique le déplacement de E_g avec n .

L'augmentation des donneurs aura également un autre effet sur E_g . En plus de l'effet "Burnstein-Moss", l'augmentation des donneurs augmentera la densité des états électroniques, dans la bande interdite, près du haut de la bande de valence et du bas de la bande de conduction.

C'est l'effet de "Bandtailing" qui aura tendance à diminuer la valeur de la bande interdite (voir la figure 1.9). Cet effet limitera donc l'importance de l'effet "Burnstein-Moss".

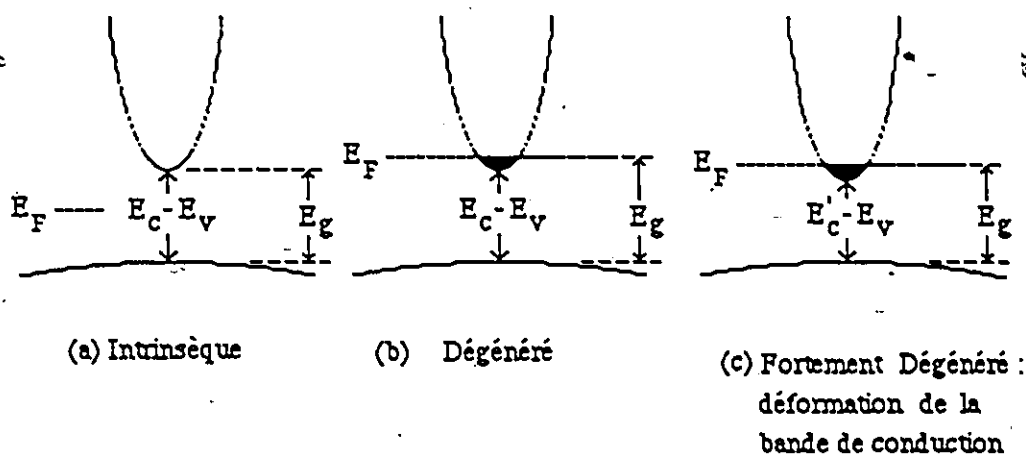


Figure 1.9 Changements de E_g avec n

1.1.7 Conductivité thermique

La conductivité thermique du GaAs est une mesure de la capacité du réseau du semiconducteur à transporter, par le biais des phonons, l'énergie calorifique d'un point du matériau à l'autre. Si par exemple, une différence de température, ΔT , est imposée aux extrémités d'un échantillon de GaAs sous forme de parallépipède de longueur l et d'aire A , la puissance dissipée dans le matériau est [1.26]:

$$dQ/dt = K_T (A/l) \Delta T \quad (1.18)$$

où: K_T est la conductivité thermique du GaAs.

dQ/dt est la puissance dissipée d'une extrémité à l'autre de l'échantillon.

La figure 1.10 montre, pour le GaAs, la dépendance de K_T sur la température. Pour fins de comparaison la conductivité thermique du cuivre est illustrée. Le cuivre est considéré comme

un des meilleurs conducteur de chaleur et on voit que le GaAs offre une bien piètre performance. Cette faiblesse du GaAs doit être prise en considération et certaines précautions spéciales doivent être adoptées lors de la conception des T.E.C. au GaAs. La diminution de K_T est une conséquence de la réduction du parcours libre moyen des phonons qui diminue avec T.

A des niveaux de dopage comparable aux niveaux présents dans les couches actives, le libre parcours moyen des phonons est diminué par rapport au GaAs pur car les impuretés présentes dans le réseau dispersent les phonons en plus porteurs libres. Les dispositifs doivent donc être montés dans un circuit de façon à se débarrasser de la meilleure façon possible de la chaleur dissipée dans la couche active du transistor. Nous verrons au chapitre 3 de quelle façon les transistors ont été montés et une évaluation du montage, en ce qui a trait à l'échauffement des dispositifs, sera fait à la section 4.3 du chapitre 4.

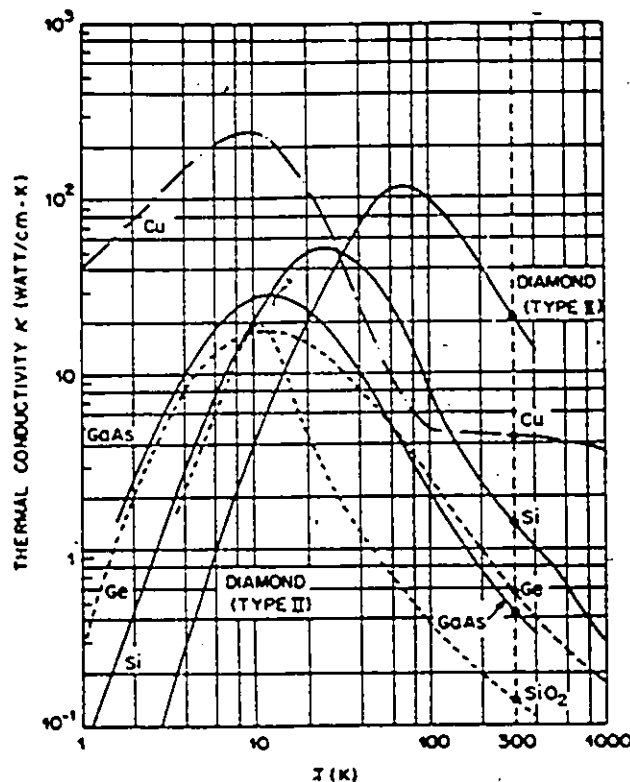


Figure 1.10 Conductivité thermique du GaAs

(D'après la référence 1.4)

Ceci termine cette section sur les propriétés semiconductrices du GaAs. Nous avons présenté la structure des bandes et discuté de l'effet des impuretés accepteurs et donneurs sur la concentration des porteurs libres. Une attention spéciale a été portée sur le GaAs S.I. En plus, nous avons discuté d'autres propriétés du semiconducteur: valeur de la bande interdite, conductivité thermique, masse efficace. La prochaine section exposera les propriétés électriques du GaAs.

1.2 Propriétés électriques

Introduction

Cette section traite des propriétés électriques du GaAs. Il sera question de la mobilité des porteurs, plus spécifiquement celle des électrons. Nous discuterons également de la dépendance de la vitesse de dérive des électrons en fonction du champ électrique. Cette vitesse de dérive est la vitesse à laquelle les porteurs se déplacent en moyenne, sous l'action d'un champ électrique dans le semiconducteur. Nous parlerons ensuite de l'effet Gunn, qui est une conséquence de la dépendance particulière de la vitesse de dérive sur le champ électrique. Finalement le phénomène de surassement de la vitesse de dérive d'équilibre sera présenté. Cet effet vaut la peine d'être présenté car il en sera question lors de la discussion des principes de fonctionnement des T.E.C., à la section 2.2.

1.2.1 Mobilité

Les électrons situés au point Γ_6 ont une mobilité élevée, et c'est en partie pour cette raison que le GaAs est utilisé comme matériaux à T.E.C. micro-ondes. La mobilité est définie comme étant la vitesse de dérive des porteurs libres v_d par unité de champ électrique E . Sous l'influence d'un champ électrique uniforme, les porteurs se déplacent donc en groupe avec une vitesse moyenne v_d . La mobilité μ d'un porteur libre est exprimée de façon très générale par l'équation suivante:

$$\mu = |v_d|/|E| = q\tau/m^* \quad (1.19)$$

où: τ est le temps de relaxation du porteur.

q est la charge du porteur.

Le temps de relaxation est une mesure du temps moyen entre chaque collision que subissent les porteurs. Ce temps τ n'est pas une constante, dépendant entre autre de l'énergie des porteurs, de la température, et de la concentration des impuretés dans le réseau. Il y a plusieurs mécanismes responsables des collisions. Les principaux sont [1.27]: 1) l'interaction entre les électrons et les phonons, 2) l'interaction entre les électrons et les impuretés ionisées.

Chaque mécanisme analysé séparément, contribue à sa façon à la mobilité des porteurs. Par exemple, la mobilité due au phénomène 1) pour les phonons acoustiques s'exprime de la façon suivante:

$$\mu_1 \sim (m^*)^{-5/2} T^{-3/2} \quad (1.20)$$

La mobilité due aux impuretés ionisées est:

$$\mu_2 \sim (m^*)^{-1/2} N_I^{-1} T^{3/2} \quad (1.21)$$

où: N_I est la concentration des impuretés ionisées.

La faible masse efficace des électrons contribuera à leur haute mobilité dans la bande de conduction à Γ_6 . Mais la masse efficace n'est pas le seul facteur qui influence la mobilité, comme on l'a mentionné plus haut.

La mobilité n'est donc pas une constante et ceci veut dire que le graphique de v_d vs E ne sera pas une ligne droite (voir la prochaine sous-section). Pour des valeurs de E inférieures à 3.3 kV/cm, la mobilité des électrons dans le GaAs pur ($T = 300$ K) est presque constante et est égale à ~ 8500 cm²/V.s. Cette valeur est environ 6 fois plus élevée que celle du Si [1.28]. La mobilité des trous pour ces mêmes conditions n'est par contre que de 320 cm²/V.s. C'est pour cette raison que le GaAs de type p n'est pas utilisé comme la couche active des T.E.C. (voir section 2.3). La mobilité détermine en partie la fréquence nominale d'opération des dispositifs [1.29]. On réalise alors le potentiel qu'a le GaAs de compléter le Si comme matériau

propice aux dispositifs opérant dans les fréquences micro-ondes. C'est ce besoin en dispositifs pouvant amplifier des signaux ou osciller dans ce domaine de fréquence qui a contribué à leur développement.

La mobilité μ dépend beaucoup de la concentration des impuretés dans le réseau. Les impuretés ionisées feront obstacle aux porteurs libres et la mobilité diminuera avec l'augmentation de leur concentration dans le réseau. Dans le GaAs S.I. (sous-section 1.1.4.3) les impuretés neutres (dont le niveau d'énergie est près du milieu de la bande interdite) qui y sont présentes contribuent également à réduire la mobilité.

La figure 1.11 illustre la mobilité des porteurs libres dans le GaAs en fonction de la concentration en impuretés dans le matériau. La valeur élevée de la masse efficace des trous fait que leur mobilité est diminuée par rapport à celle des électrons. Les deux courbes ont donc la même allure générale, mais la mobilité des électrons est plus de dix fois supérieure à celle des trous. L'accord entre la figure 1.11 et l'équation 1.21 n'est que qualitatif en ce sens que la mobilité diminue avec N_I , mais pas comme N_I^{-1} , ce que prédit l'équation. Evidemment cette équation ne considère que les impuretés ionisées alors que d'autres mécanismes entrent en jeu. En fait pour des concentrations d'impuretés moyennes (10^{14} cm^{-3}), la mobilité varie de façon beaucoup moins importante que pour des niveaux élevés de dopage (10^{16} - 10^{19} cm^{-3}). Le détail important à retenir de cette figure est que pour les concentrations typiques ($\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) utilisées dans la couche active des T.E.C., la mobilité est réduite d'un facteur de ~ 1.7 par rapport à la valeur $8500 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ généralement attribuée au GaAs intrinsèque. Cette mobilité réduite ($\sim 5000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$) est tout de même plus élevée que dans le cas du Si pur ($1500 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$).

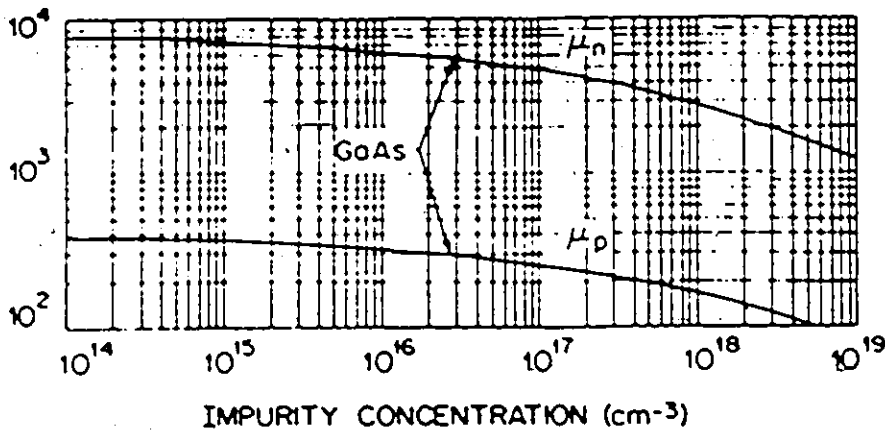


Figure 1.11 Mobilité en fonction de la concentration des impuretés

(D'après la référence 1.4)

1.2.2 Courbe de v_d vs \mathcal{E}

Comme on vient tout juste de le mentionner à la sous-section précédente, la mobilité des électrons dans le GaAs dépendra du champ électrique. La figure 1.12 illustre la dépendance de la vitesse de dérive v_d des électrons en fonction du champ électrique. A faible valeur de \mathcal{E} , la relation v_d - \mathcal{E} est essentiellement linéaire. La pente de la droite, dans cette région du graphique, représente la mobilité des électrons. Quand \mathcal{E} augmente, les électrons se "réchauffent", c'est-à-dire que leur distribution Maxwellienne dans le domaine des vitesses n'est plus à la même température que celle du réseau, alors la mobilité des porteurs diminue [1.30]. Ceci explique le changement de pente dans la courbe v_d vs \mathcal{E} pour des valeurs de \mathcal{E} tout juste inférieure à la valeur de \mathcal{E}_{\max} (3.3 kv/cm), la valeur de \mathcal{E} à laquelle v_d est maximale (2×10^7 cm/s).

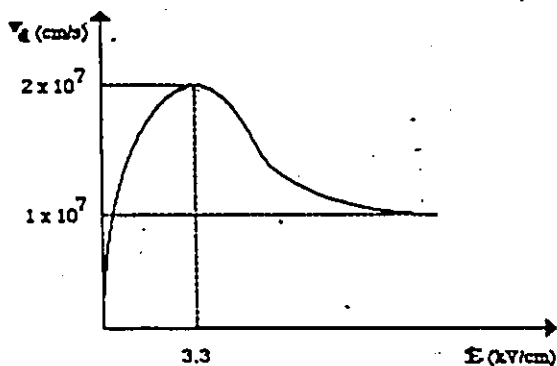


Figure 1.12 Vitesse de dérive des électrons en fonction du champ électrique

Cet aplatissement de la courbe v_d vs \mathbf{E} , pour des valeurs de $\mathbf{E} \leq \mathbf{E}_{\max}$, n'est pas du tout surprenant. On observe cela même dans le cas du Si, où v_d se sature à une valeur de 10^7 cm/s pour des valeurs de $\mathbf{E} > 10^5$ V/cm. Ce qu'il y a de différent dans le cas du GaAs c'est que pour $\mathbf{E} > \mathbf{E}_{\max}$, la vitesse de dérive des électrons diminue jusqu'à une valeur de 6×10^6 cm/s. Une équation empirique a été formulée pour cette courbe [1.31,1.32]:

$$v(\mathbf{E}) = A \mathbf{E} (1 + \beta (\mathbf{E}/\mathbf{E}_0)^3) / (1 + (\mathbf{E}/\mathbf{E}_0)^4) \quad (1.22)$$

$$\text{où: } A = 6771.765 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$$

$$\beta = .315$$

$$\mathbf{E}_0 = 3516 \text{ V/cm}$$

Cette dépendance particulière de v_d sur \mathbf{E} est le résultat de la forme de la bande de conduction du GaAs. Il faut se rappeler que deux autres minima en énergie sont présents dans la bande de conduction. Comme on a vu, dans ces "vallées satellites" la mobilité des électrons est plus faible qu'au point Γ_6 . Quand le champ est suffisamment élevé les électrons acquièrent assez d'énergie pour franchir la barrière de potentiel entre le point Γ_6 et L_6 (figure 1.2). Cette barrière de potentiel $\Delta_{\Gamma L}$ est égale à 0.28 eV à $T = 300$ K. Plus le champ électrique augmente plus important est le nombre d'électrons qui, à l'équilibre, se retrouvent au point L_6 . Ceci diminue donc la mobilité des électrons, car il faut maintenant tenir compte du nombre de plus en plus

important d'électrons au point L_6 , où la mobilité est inférieure à celle des électrons à Γ_6 . Il en résulte la courbe de v_d vs \mathbf{E} observée à la figure 1.12.

Les concentrations d'impuretés dans la couche active des T.E.C. sont telles que la courbe de la vitesse de dérive v_d des électrons en fonction du champ électrique \mathbf{E} sera différente du cas du GaAs pur que nous venons de traiter. La figure 1.13 est tirée de la référence 1.2. La courbe a essentiellement la même allure que celle de la figure 1.12. Par contre, pour un semiconducteur dont la concentration en impuretés est d'environ 10^{17} cm^{-3} , la mobilité sera réduite par rapport au GaAs pur. La valeur du champ maximum critique \mathbf{E}_{max} est légèrement plus élevée pour ces échantillons dopés à des concentrations de $\sim 10^{16}-10^{17} \text{ cm}^{-3}$ par rapport au GaAs pur.

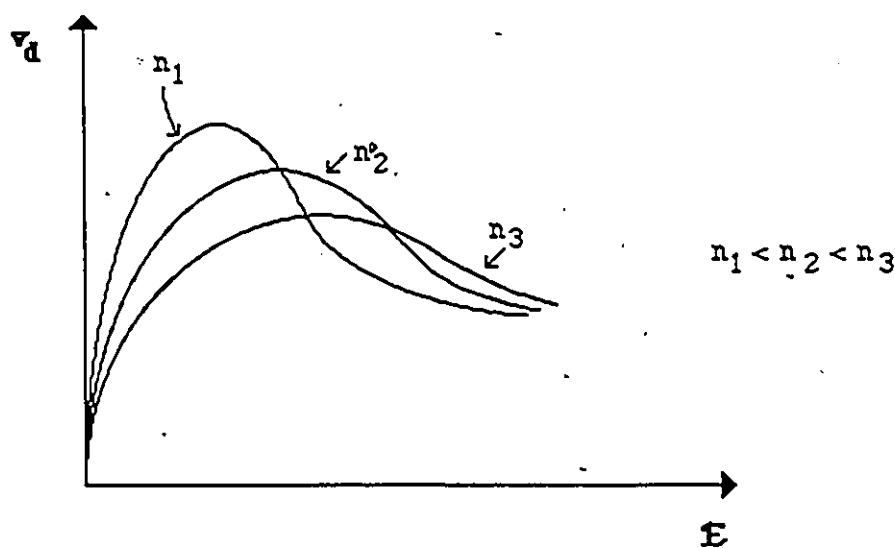


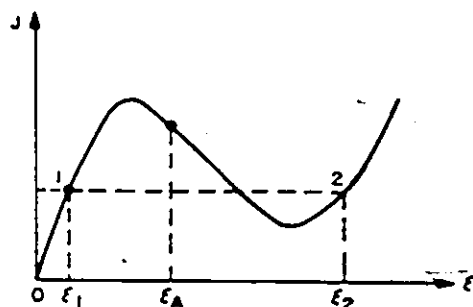
Figure 1.13 Dépendance de la relation v_d - \mathbf{E} sur la concentration des donneurs

1.2.3 Effet Gunn

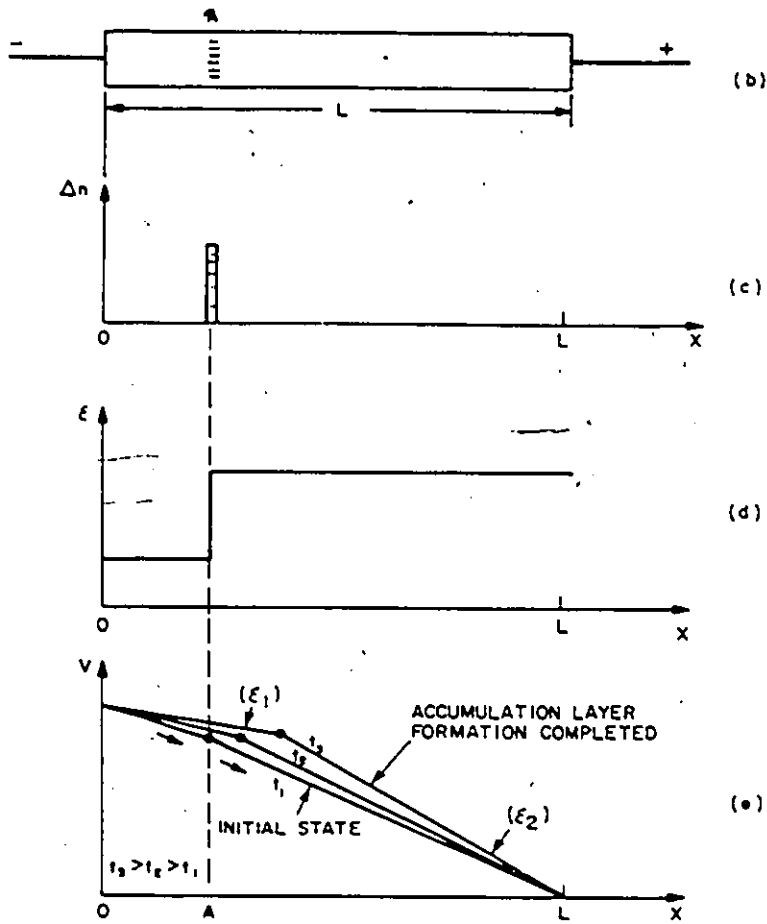
La forme particulière de la courbe v_d - \mathbf{E} fera en sorte qu'à des champs électriques supérieurs à 3.3 kV/cm , des instabilités dans le courant électrique amèneront des oscillations dans un échantillon de GaAs. En effet, la courbe de la relation v_d - \mathbf{E} montre une région de

résistivité différentielle négative entre les valeurs de E de 3.3 et 8.0 kV/cm [1.33]. Dans ce cas, toute fluctuation locale dans le champ électrique peut entraîner une accumulation de charge d'espace qui va en s'amplifiant. La figure 1.14, tirée de la référence 1.4, explique le mécanisme. Supposons qu'un voltage soit appliqué à un échantillon tel que le point d'opération soit le point E_2 de la figure 1.14a. Si une fluctuation locale en concentration d'électrons libres se produit (figure 1.14 b et c) il en résulte une distribution de champ électrique telle qu'illustrée à la figure 1.14d. Dans un cas normal où la résistivité différentielle est positive, cette charge d'espace accumulée serait éliminée éventuellement car la vitesse des porteurs à gauche de la démarcation serait inférieure à celle des porteurs à droite de la démarcation. Par contre, dans un cas de résistivité différentielle négative, la vitesse des porteurs à gauche de la démarcation est supérieure à celle des porteurs à droite. Il en résulte un accroissement de cette charge accumulée, ce qui en plus augmente l'écart de champ électrique entre les deux régions. Ce processus s'amplifie de cette façon jusqu'à ce que les deux valeurs de champ électrique (E_1 et E_2 de la figure 1.14a) soient telles que la vitesse des porteurs est égale des deux cotés de la démarcation. L'accumulation de charge d'espace voyage alors à travers le semiconducteur, et le processus recommence.

Des oscillations dont la fréquence se situe dans le domaine des microondes peuvent être générées grâce à ces dispositifs. La fréquence d'oscillation dépend entre autres des dimensions de l'échantillon. Egalement, la concentration des porteurs, ainsi que le volume de l'échantillon doivent être tels qu'un nombre suffisant de porteurs soit disponible pour former cette charge d'espace accumulée. Plus de détails sont donnés dans la référence 1.34.



(a)



— Figure 1.14 Formation d'une charge d'espace pour un échantillon dont la résistivité différentielle est négative
(D'après la référence 1.4)

1.2.4 Surpassement de la vitesse de dérive d'équilibre

La discussion de la vitesse de dérive des électrons en fonction du champ électrique a jusqu'à présent supposé que v_D s'ajustait et se stabilisait de façon instantanée après tout changement de champ électrique.

La réalité n'est pas tout à fait ainsi. L'équation 1.19 définissant la mobilité indique que cette dernière dépend de τ , le temps de relaxation à l'équilibre des porteurs. Quand un champ électrique est imposé à un semiconducteur, les porteurs sont accélérés, puis dispersés par une

impureté, un phonon, etc. Le temps de relaxation τ est en quelque sorte une moyenne statistique du temps pendant lequel le porteur est accéléré. Le courant circulant à travers un semiconducteur est donc le résultat de porteurs qui sont accélérés par \mathbf{E} pendant un très court temps ($\sim 10^{-12}$ s) pendant que d'autres sont dispersés. Sur une échelle macroscopique, cet effet se traduit par un courant électrique constant, résultant de la vitesse moyenne à laquelle les porteurs se déplacent en groupe. Ceci prévaut pour des échantillons semiconducteurs dont le temps de transit des porteurs est long par rapport à τ . Le temps de transit est défini comme étant $l / |v_d|$, où l est la longueur de l'échantillon. Par contre, si les dimensions du dispositifs sont telles que τ est comparable à $l / |v_d|$, alors les conditions d'équilibre $v_d \cdot \mathbf{E}$ ne sont plus valables.

La figure 1.15 montre, pour le Si et le GaAs, le changement de vitesse de dérive des électrons en fonction du temps, alors que le champ électrique est augmenté d'une certaine valeur E_1 à une autre E_2 [1.35]. On remarque qu'à une échelle microscopique, la vitesse ne passe pas de v_1 à v_2 instantanément mais prend un certain temps fini pour se stabiliser. L'effet est plus important pour le GaAs. Non seulement la vitesse met plus de temps à se stabiliser que pour le cas du Si, mais en plus, il y a surpassement de la vitesse d'équilibre (avant la relaxation à l'équilibre). Ce dernier effet n'est pratiquement pas observé dans le cas du Si.

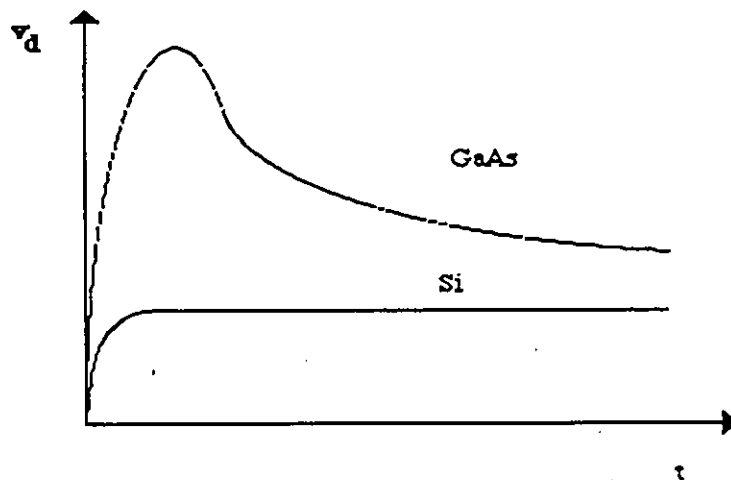


Figure 1.15 Vitesse de dérive en fonction du temps pour le GaAs et le Si

Pour le GaAs, cet effet se produit quand les porteurs passent d'une zone de faible champ électrique dans l'échantillon (≤ 3.3 kV/cm) à une zone où le champ est élevé (≥ 3.3 kV/cm). Dans les T.E.C. au GaAs où la longueur de la grille est inférieure à $3 \mu\text{m}$, les champs électriques peuvent être assez élevés et le temps de transit des électrons assez court, et alors ce phénomène se produit dans ces dispositifs. Les dispositifs que nous avons étudiés avaient des grilles longues de $0.5 \mu\text{m}$. L'effet de ce phénomène sur les caractéristiques courant-voltage des T.E.C. au GaAs sera étudié à la section 2.2.

Ceci complète cette section sur les propriétés électriques du GaAs semiconducteur. Nous nous sommes attardés sur la mobilité des électrons et de la relation $v_d - E$ de ces derniers. En plus, l'effet Gunn et le phénomène de surpassement de la vitesse d'équilibre ont été présentés. La prochaine section traite des propriétés optiques du GaAs.

1.3 Propriétés optiques

•Introduction

Dans cette section, nous discutons de la variation du coefficient d'absorption $\alpha(\lambda)$ avec la longueur d'onde. Il sera alors question de dépendance spectrale, ou encore de spectres de $\alpha(\lambda)$. Mais avant d'aborder le sujet de l'absorption optique du GaAs, nous discutons brièvement la réflectivité R du matériau. Enfin, la section conclue avec une discussion des phénomènes de génération et de recombinaison des porteurs dans un semiconducteur sous conditions d'éclairement.

1.3.1 *Réflectivité*

La réflectivité, R , est une mesure du pouvoir réfléchissant d'une surface. Elle est définie comme le rapport de l'intensité lumineuse réfléchie sur l'intensité incidente. La réflectivité peut être définie pour n'importe quel angle d'incidence, mais en général il sera question de lumière perpendiculaire à la surface.

Nous parlons ici de la réflectivité du GaAs car il est important de réaliser que 30% de la lumière incidente sur la surface du semiconducteur sera réfléchi. Ce n'est donc pas une fraction négligeable, et ce fait nous sera utile à la section 4.1 alors qu'on fera une estimation de la concentration des porteurs présents sous conditions stables, quand les dispositifs sont exposés à la lumière.

La dépendance spectrale de R est surtout remarquable dans l'ultra-violet et dans l'infra-rouge lointain. Pour nos besoins, il est suffisant de faire l'approximation que R est constant et que sa valeur est de 30% pour λ variant de 850 à 925 nm. Pour plus de détails, le lecteur est renvoyé à la référence 1.2.

1.3.2 Coefficient d'absorption pour des longueurs d'onde voisines à λ_g

λ_g est définie comme étant la longueur d'onde (dans le vide) de la lumière à laquelle l'énergie des photons est égale à E_g . Autrement dit:

$$E_g = hc/\lambda_g = h\nu_g \quad (1.23)$$

où: ν_g est la fréquence de la lumière dont l'énergie photonique est égale à E_g .
 c est la vitesse de la lumière dans le vide.

Au voisinage de λ_g (~ 870 nm à 300 K), l'énergie des photons est suffisante pour permettre aux électrons se trouvant au point Γ_g de franchir la barrière minimale de potentiel, E_g , qui les sépare de la bande de conduction où ils sont libres de se déplacer dans le semiconducteur. L'électron aboutit au point Γ_g , laisse derrière lui un trou dans la bande de valence, et la lumière a alors injecté dans le semiconducteur deux porteurs "chauds", c'est-à-dire des porteurs créés par d'autres moyens que l'ionisation thermique. Au voisinage de E_g , le principal mécanisme d'absorption est donc la formation de paires électron-trou. Ces paires électron-trou sont des porteurs libres de conduire l'électricité. Les photo-signaux qui seront analysés au chapitre 4 sont donc une conséquence de cette création de porteurs libres dans le semiconducteur. La concentration des porteurs sous conditions stables dépendra de l'intensité de la lumière et de la

durée de vie de ces derniers.

Le coefficient d'absorption est une mesure, non seulement du pouvoir absorbant du semiconducteur, mais également une mesure de la distribution spatiale des photons absorbés dans le semiconducteur. En effet, chaque photon, lorsqu'il pénètre dans le semiconducteur, a une certaine probabilité d'être absorbé. Ceci implique que le taux de diminution d'intensité lumineuse dans le matériau sera proportionnel à l'intensité lumineuse elle-même, donc:

$$dI/dx = -\alpha(\lambda) I \quad (1.24)$$

où: I est l'intensité de la lumière.

(proportionnelle au nombre de photons/cm²).

x est la distance dans le semiconducteur, à partir de sa surface.

L'intensité lumineuse variera donc de la façon suivante:

$$I = I_0 e^{-\alpha(\lambda)x} \quad (1.25)$$

où: I_0 est l'intensité lumineuse à la surface
du semiconducteur ($x = 0$).

La dépendance spectrale de $\alpha(\lambda)$ pour le GaAs pur est illustrée à la figure 1.16. L'absorption est faible ($\alpha(\lambda) \sim 10 \text{ cm}^{-1}$) pour des énergies de photon d'environ 1.36 eV. Le coefficient d'absorption augmente à partir de cette énergie jusqu'à une valeur de 10^4 cm^{-1} quand $h\nu \sim E_g$. Pour des valeurs d'énergie supérieures à E_g , $\alpha(\lambda)$ augmente moins rapidement jusqu'à une valeur maximale de $\sim 2 \times 10^6 \text{ cm}^{-1}$, valeur qu'il atteint pour $h\nu \sim 5 \text{ eV}$.

Comment cette courbe se compare-t-elle avec la théorie? Pour une transition directe (et permise) comme dans le cas du GaAs, la plus simple des théories prédit la dépendance spectrale suivante [1.36]:

$$\alpha(h\nu) = (\xi/h\nu) (h\nu - E_g)^{1/2}, h\nu \geq E_g \quad (1.26)$$

où: ξ est un paramètre dépendant des masses efficaces
des porteurs et de l'élément de matrice interbande.

Cette équation n'est pas valide dans le cas du GaAs. Deux caractéristiques du matériau sont

responsables pour ce fait. Premièrement, cette équation a été formulée en supposant des bandes paraboliques, ce qui n'est pas le cas pour le GaAs, comme on a vu à la sous-section 1.1.2. Deuxièmement, l'attraction électrique entre le trou et l'électron, donnant lieu à la formation d'excitons à basse température, est négligée dans ce calcul. Selon l'équation 1.26, $\alpha(h\nu)$ tendra vers zéro quand $h\nu \rightarrow E_g$. La figure 1.16 n'indique pas du tout cela car $\alpha(h\nu)$ est encore de l'ordre de 8000 cm^{-1} pour $h\nu \sim 1.42 \text{ eV}$, et ce n'est que pour des valeurs de $h\nu < 1.42 \text{ eV}$ que $\alpha(h\nu)$ commence à diminuer.

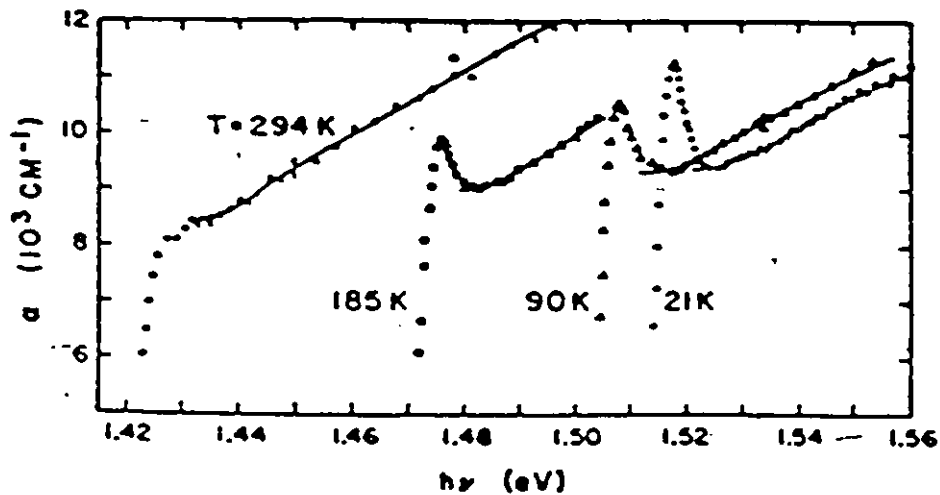


Figure 1.16 Dépendance spectrale de $\alpha(\lambda)$

(D'après la référence 1.2)

Un autre fait doit être signalé, concernant la baisse de $\alpha(h\nu)$ pour $h\nu \leq 1.42 \text{ eV}$. Cette baisse n'est pas particulièrement rapide, $\alpha(h\nu)$ variant de 8000 à 10 cm^{-1} pour une baisse de $h\nu$ de 50 meV . En fait, pour une gamme de valeurs de $h\nu < E_g$, $\alpha(h\nu)$ varie de façon exponentielle avec $h\nu$. A la figure 1.17, on peut observer cela en particulier à la température ambiante. Par contre à plus faible température, cette dépendance exponentielle, proposée par Urbach, n'est pas suivie aussi fidèlement. Redfield a tenté d'expliquer ce phénomène en proposant que la valeur de la bande interdite E_g soit une quantité qui fluctue à l'échelle microscopique, et que E_g soit une

fonction de la position dans le cristal [1.37]. Les fluctuations seraient causées par des fluctuations du champ électrique local dans le cristal, à cause d'impuretés, de défauts, etc. On verra que cette explication est en accord avec la dépendance du seuil d'absorption avec le niveau de dopage dans le GaAs.

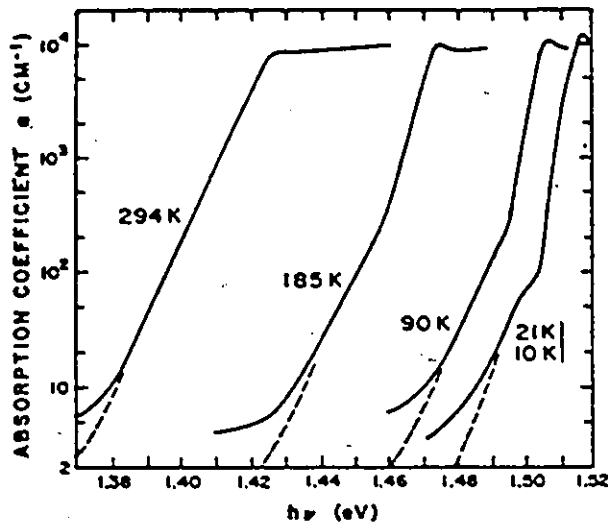


Figure 1.17 Dépendance exponentielle de $\alpha(\lambda)$

(D'après la référence 1.2)

La figure 1.18 montre l'effet de la concentration des porteurs libres sur le coefficient d'absorption du GaAs. On remarque deux détails: premièrement, la montée du coefficient d'absorption au voisinage de E_g ne se fait pas de façon aussi prononcée que pour le cas du GaAs de haute pureté et, deuxièmement, la valeur de la bande interdite, telle que mesurée par le spectre d'absorption du semiconducteur, augmente pour des valeurs croissantes de porteurs libres. La montée moins prononcée de la courbe du coefficient d'absorption est attribuable à la présence de champs électriques internes dans le réseau. Ces champs électriques, causés par des inhomogénéités dans le cristal ou encore des stress internes, font que la valeur de la bande interdite fluctuera dans le réseau. Cet effet contribue alors à "rendre flou" le seuil d'absorption.

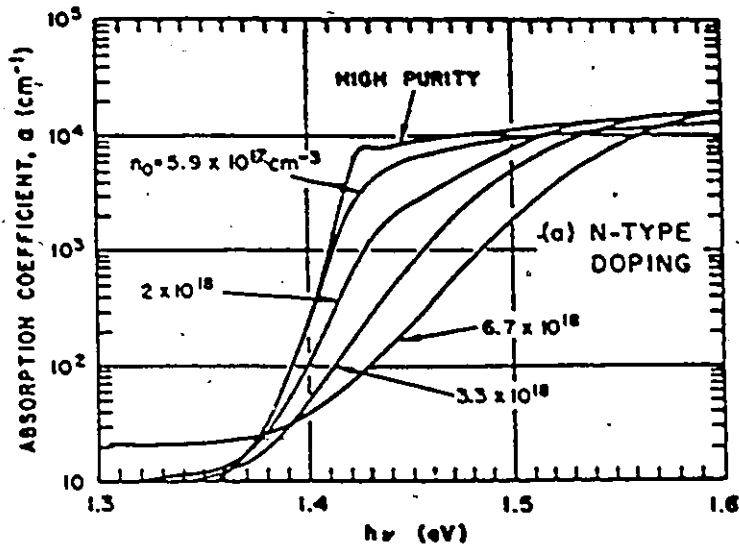


Figure 1.18 Effet de la concentration des porteurs libres sur les spectres de $\alpha(\lambda)$

(D'après la référence 1.2)

1.3.3 Phénomène de génération et de recombinaison des porteurs

Introduction

Quand le GaAs est exposé à la lumière dont l'énergie photonique est $\geq E_g$, il résulte une création de paires électron-trou, à un taux proportionnel au flux de photons atteignant le semiconducteur. En même temps, un mécanisme de recombinaison est déclenché pour contrer cette augmentation des porteurs libres. Il en résulte une situation, non pas d'équilibre thermodynamique, mais d'état stable. Si l'échantillon est tel que des niveaux d'impuretés se trouvent dans la bande interdite, alors ces niveaux participeront au phénomènes de génération et de recombinaison. Dans cette sous-section, nous discuterons de différents cas particuliers de génération-recombinaison. Cette sous-section est générale, dans ce sens que ce qui est énoncé vaut pour n'importe quel semiconducteur.

1.3.3.1 Remarques préliminaires sur les pièges et les centres de recombinaison

Les niveaux d'énergie dans la bande interdite peuvent se comporter comme un piège (à électrons ou à trous) ou comme un centre de recombinaison. En général les niveaux situés près du centre de la bande interdite se comporteront comme des centres de recombinaison et les niveaux près de la bande de conduction (valence) comme des pièges à électrons (trous). En fait, le critère qui détermine de façon définitive les propriétés d'un niveau peut être expliqué par l'exemple suivant: supposons qu'un niveau situé à une énergie E du bas de la bande de conduction capture un électron (figure 1.19). Dans cette situation, deux possibilités peuvent survenir: l'électron peut être réémis thermiquement dans la bande de conduction ou le niveau peut capturer un trou pour neutraliser l'électron avant qu'il ne soit réémis dans la bande de conduction. Chaque possibilité peut se produire avec une certaine probabilité, soit p_1 pour la première possibilité et p_2 pour la deuxième. Le niveau est donc un piège si:

$$p_1 \gg p_2 \quad (1.27)$$

ou un centre de recombinaison si:

$$p_1 \ll p_2 \quad (1.28)$$

De façon plus mathématique, p_1 et p_2 s'expriment comme suit [1.38]:

$$p_1 = n_I \sigma_n v N_c \exp(-E/kT) \quad (1.29)$$

où: n_I est la concentration des niveaux ayant capturé un électron.

σ_n est l'aire de capture du niveau pour un électron libre.

v est la vitesse moyenne des électrons dans le cristal.

E est la différence d'énergie entre le niveau d'impureté et le bas de la bande de conduction.

$$p_2 = n_I p v \sigma_p \quad (1.30)$$

où: σ_p est l'aire de capture, pour un trou, d'un niveau contenant déjà des électrons.

p est la concentration des trous libres dans le cristal.

La dépendance de p_1 sur E indique que les niveaux du milieu de la bande interdite seront des centres de recombinaisons, car p_1 diminuera très rapidement avec E . En fait, à une certaine valeur d'énergie E_c , p_1 et p_2 seront égaux. Cette énergie est donnée par:

$$E_c = E_F - kT \ln(\sigma_p p / \sigma_n n) \quad (1.31)$$

où: E_F est le niveau de Fermi dans le semiconducteur.

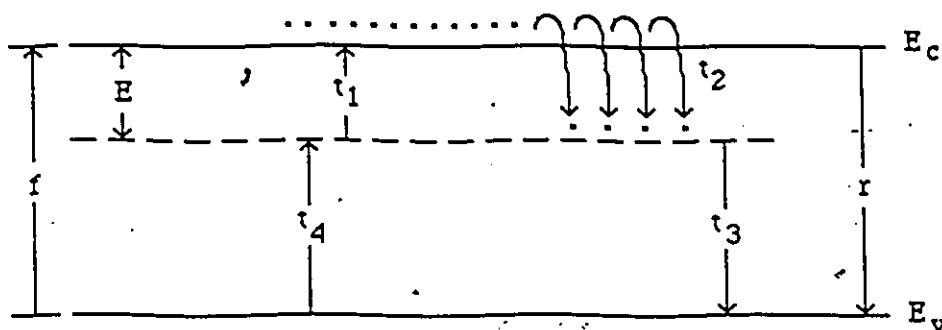


Figure 1.19 Cas de la présence d'un niveau dans la bande interdite

Sous conditions d'éclairement, où l'on devra plutôt parler d'état stable que d'équilibre thermodynamique, la notion de probabilité d'émission, de capture, etc, est encore valide. Par contre, le niveau de Fermi n'est plus une quantité unique, pouvant déterminer n et p selon l'équation 1.13. A cause de l'augmentation de n et de p , il faut maintenant deux quantités, appelées quasi-niveaux de Fermi, pour décrire n et p correctement. Voyons ceci pour le cas d'un matériau pur.

1.3.3.2 Matériau pur

Dans le GaAs pur où théoriquement aucun niveau d'énergie se trouve dans la bande interdite, la concentration des électrons libres est égale à celle des trous libres à l'équilibre thermodynamique. Conséquemment le niveau de Fermi se situe près du milieu de la bande interdite. Dans ce cas, les équations 1.12 et 1.13 peuvent être utilisées pour calculer n et p :

$$n = N_C \exp((E_F - E_C)/kT) \quad (1.32)$$

$$p = N_V \exp((E_V - E_F)/kT) \quad (1.33)$$

Puisque $n = p$, alors l'équation 1.32 = l'équation 1.33:

$$E_F = (E_C + E_V)/2 + 1/2 kT \ln(N_V/N_C) \quad (1.34)$$

Si $E_V = 0$, et $E_C = E_g$, alors:

$$E_F = E_g/2 + 1/2 kT \ln(N_V/N_C) \quad (1.35)$$

Cette équation peut être dérivée d'une autre façon, celle-là plus fondamentale, à l'aide des notions de génération et de recombinaison. Pour plus de détails, le lecteur est renvoyé à la référence 1.38. L'équilibre thermodynamique est atteint quand le taux de création (en $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$) de paires électron-trou est égal à leur taux de recombinaison (recombinaison bande-à-bande).

Pour les conditions d'éclairement, n et p sont tous les deux augmentés. Donc pour les décrire de façon précise, il faut redéfinir n et p en utilisant une variante sur les équations 1.32 et 1.33:

$$n^* = N_C \exp[(E_{Fn} - E_C)/kT] \quad (1.36)$$

$$p^* = N_V \exp[(E_{Fp} - E_V)/kT] \quad (1.37)$$

où: n^* est la concentration des électrons à l'état stable.

p^* est la concentration des trous à l'état stable.

E_{Fn} est le quasi-niveau de Fermi pour les électrons.

E_{Fp} est le quasi-niveau de Fermi pour les trous.

Parce que n (et p) est augmenté sous conditions d'éclairement, l'équation 1.36 (et 1.37) nous indique que le quasi-niveau de Fermi des électrons (trous) est plus rapproché de la bande de conduction (valence) que le niveau de Fermi sous conditions d'équilibre. Il y a donc séparation du niveau de Fermi en deux quasi-niveaux. Les quantités n^* et p^* sont calculables à l'aide des quasi-niveaux.

1.3.3.3 Matériau impur

Le prochain cas étudié est celui où un niveau d'énergie est présent dans la bande interdite. Le niveau est situé à une énergie E du bas de la bande de conduction, donc à une énergie $E_g - E$ du haut de la bande de valence. La figure 1.19, comme nous l'avons déjà brièvement vu, illustre les transitions qui, à l'équilibre thermodynamique, s'effectuent entre les bandes et les niveaux d'impuretés.

Les transitions f et r sont les transitions que l'on vient d'étudier à la sous-section 1.3.3.2. Le taux de génération des paires électron-trou dû à la transition f dépend du facteur $\exp(-E_g/kt)$. Donc la transition f sera beaucoup plus faible que t_1 , par exemple, qui dépend d'un facteur comme $\exp(-E/kt)$, ou $t_4 \sim \exp((E_g - E)/kt)$. Egalement si la concentration des niveaux d'impuretés est suffisamment élevée, la recombinaison se fera via ces niveaux d'énergie [1.39], et on peut donc négliger r par rapport à t_2 ou t_3 .

A l'équilibre thermodynamique donc, les concentrations d'électrons dans la bande de conduction et de trous dans la bande de valence seront constantes. Les équations illustrant ce processus d'équilibre sont [1.40]:

$$dn/dt = 0 = t_1 - t_2 \quad (1.38)$$

$$dp/dt = 0 = t_4 - t_3 \quad (1.39)$$

Les quatre taux sont des fonctions de la concentration des niveaux d'énergie dans la bande interdite. Le taux t_1 sera proportionnel à la concentration des niveaux occupés par un électron:

$$t_1 = e_n (N_t f) \quad (1.40)$$

où: f est la probabilité que le niveau soit occupé par un électron.

N_t est la concentration des niveaux d'impuretés dans la bande interdite.

e_n , la constante de proportionnalité, est la probabilité d'émission (exprimée en s^{-1}) des électrons.

Le taux t_2 sera proportionnel à la concentration des niveaux d'impuretés non occupés par des électrons et à la concentration des électrons libres.

$$t_2 = v \sigma_n n N_t (1-f) \quad (1.41)$$

où: $v \sigma_n$, la constante de proportionnalité, est le produit de:

σ_n l'aire de capture d'un électron par un niveau non occupé, et

v la vitesse thermique $((3kT/m^*)^{1/2})$ des électrons.

Par analogie avec t_2 , t_3 s'écrit:

$$t_3 = v \sigma_p p N_t f \quad (1.42)$$

où: σ_p est l'aire de capture d'un trou par un niveau occupé par un électron.

Finalement, t_4 , comme t_1 , s'écrit comme suit:

$$t_4 = e_p N_t (1-f) \quad (1.43)$$

où: e_p , la constante de proportionnalité, est la probabilité d'émission des trous (exprimée en s^{-1}).

Les probabilités e_n et e_p peuvent s'exprimer en fonction des paramètres connus, c'est-à-dire la température, la position énergétique du niveau, etc. Pour trouver les expressions, il faut noter qu'à l'équilibre thermodynamique:

$$t_1 = t_2 \quad (\text{car } dn/dt = 0) \quad (1.44)$$

et

$$t_3 = t_4 \quad (\text{car } dp/dt = 0) \quad (1.45)$$

En substituant dans ces équations les taux t_1, t_2, t_3, t_4 , (équations 1.40 à 1.43) et en utilisant les équations 1.32 et 1.33 pour n et p respectivement, nous obtenons:

$$e_n = v \sigma_n N_c \exp[-(E_c - E_t)/kT] \quad (1.46)$$

$$e_p = v \sigma_p N_v \exp[-(E_t - E_v)/kT] \quad (1.47)$$

Ces expressions pour e_n et e_p nous indiquent que t_1 et t_4 dépendent directement de la position énergétique du niveau d'impureté dans la bande interdite. C'est cette propriété de t_1 et t_4 qui fera que le niveau se comportera comme un piège ou comme un centre de recombinaison.

Sous conditions d'éclairement donc, le niveau de Fermi se sépare en deux quasi-niveaux. La concentration des porteurs libres sous conditions stables dépendra des valeurs relatives des

taux t_1 à t_4 , de la position énergétique du niveau, etc.

• Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes familiarisés avec les principales propriétés du GaAs en tant que matériau semiconducteur. Nous avons premièrement étudié les propriétés semiconductrices du GaAs. La structure des bandes a été résumée. L'effet des impuretés a également été discuté. Le GaAs S.I. a été étudié en particulier. Dans la deuxième section, les propriétés électriques ont été discutées. Nous nous sommes concentrés sur la mobilité et sur la courbe de la relation v_d - E . Nous avons également parlé de l'effet Gunn et du phénomène de dépassement de la vitesse d'équilibre des porteurs. Finalement, la troisième section s'est intéressée aux propriétés optiques du GaAs, et la notion de pièges et centres de recombinaison a été introduite.

Le prochain chapitre discutera maintenant des caractéristiques principales des dispositifs basés sur un semiconducteur, avec une attention spéciale apportée au GaAs. Diodes, contacts métal-semiconducteur, et transistors à effet-de-champ seront alors à l'étude. Également, les procédés de fabrication des T.E.C. seront introduits.

Notes et Références du chapitre 1

- 1.1 Voir par exemple, O. Madelung, *Physics of III-V compounds*, (Wiley, New York, 1964).
- 1.2 J.S. Blakemore, "Semiconducting and other major properties of Gallium Arsenide.", *J. Appl. Phys.*, **53(10)**, R123 (1982).
- 1.3 Il y a plusieurs articles sur le diagramme des bandes du GaAs, voir entre autres:
F.H. Pollak, C.W. Higginbotham, and M. Cardona, *J. Phys. Soc. Jpn. Suppl.*, **21**, 20 (1966).
- 1.4 L'équation 1.4 est l'équation pour la masse efficace dite "de densité d'états", voir:
S.M. Sze, *Physics of semiconductor devices*, 2^{ème} éd., (Wiley, New York, 1981) p: 18.
- 1.5 Référence 1.2, p: R159, table XII.
- 1.6 Référence 1.2, p: R163 et R164.
- 1.7 C. Kittel, *Introduction to solid-state physics*, 5^{ème} éd., (Wiley, New York, 1976) p: 232.
- 1.8 Référence 1.2, p: R175, table XV.
- 1.9 A.S. Grove, *Physics and technology of semiconductor devices*, (Wiley, New York, 1967) p: 104.
- 1.10 Si_{Ga}: un atome de silicium remplaçant un atome de Ga dans le réseau cristallin, voir:
A.P. Roth et al., "Déposition de couches minces de GaAs par réaction en phase vapeur de composés organométalliques.", *Comptes rendus de la première conférence canadienne sur la technologie des semiconducteurs*, Conseil National de recherche du Canada, 1982.
- 1.11 Ces exemples de donneurs et d'accepteurs s'appliquent à la méthode de déposition par organométalliques.
- 1.12 Voir entre autres, référence 1.4, p: 21.
- 1.13 D.E. Holmes et al., "EL2 distributions in doped and undoped liquid encapsulated Czochralski GaAs.", *Appl. Phys. Lett.*, **42(5)**, 419 (1983).

- 1.14 Voir par exemple, référence 1.4, p: 271, figure 15.
- 1.15 Référence 1.9, p:101.
- 1.16 Référence 1.2, p: R175, table XV.
- 1.17 Référence 1.4, p: 850.
- 1.18 Référence 1.4, p: 26.
- 1.19 P. Robinson, "GaAs Chips.", *BYTE*, Nov. 1984.
- 1.20 Y.P. Varshni, "Temperature dependance of the energy gap in semiconductors.", *Physica*, 34, 149 (1967).
- 1.21 C.D. Thurmond, *J.Electrochem. Soc.*, 122, 1133 (1975).
- 1.22 W. Franz, *Z. Naturforsch.*, 13a, 484 (1958).
L.V. Keldysh, *Soviet Phys. JETP*, 7, 788 (1958).
- 1.23 Voir par exemple:
A. Frova et P. Handler, *Phys. Rev.*, 137, A1857 (1965).
- 1.24 T.S. Moss, "Optical absorption edge in GaAs and its dependence on electric field.", *J. Appl. Phys. Supp.*, 32(10), 2136 (1961).
- 1.25 Voir par exemple:
T. Wada et J. Frey, "Physical basis of short-channel MESFET operation.", *IEEE Trans. Electron Dev.*, ED-26(4), 476 (1979) p: 486. ou:
K. Yamaguchi et al., "Two-dimensional numerical analysis of stability criteria of GaAs FET's.", *IEEE Trans. Electron Dev.*, ED-23(12), 1283 (1976) p: 1286.
- 1.26 Référence 1.9, p: 237.
- 1.27 Référence 1.4, p: 28.
- 1.28 Référence 1.4, p: 851.
- 1.29 P.L. Hower et al., "The GaAs field-effect transistor", dans *Semiconductors and Semimetals*, vol. III chapitre 3, R.K. Willardson et A.C. Beer, éd. (Academic, New York, 1970) p: 152.

- 1.30 Pour plus de détails voir: L.F. Eastman, "The limits of electron ballistic motion in compound semiconductor transistors.", *Inst. Phys. Conf. Ser. no. 63*, 245 (1982).
- 1.31 H.W. Thim, "Computer study of bulk GaAs devices with random one-dimensional doping fluctuations.", *J. Appl. Phys.*, **39**, 3897 (1968).
- 1.32 C.J. Wei et al., "A study on the photoresponse in GaAs n-channel optical detectors.", *IEEE Trans. Electron Dev.*, **ED-29(9)**, 1442 (1982).
- 1.33 Référence 1.2, p: 171, figure 57.
- 1.34 H. Kroemer, "Theory of the Gunn effect.", *Proc. IEEE*, **52**, 1736 (1964).
- 1.35 J.G. Rush, "Electron dynamics in short channel field-effect transistors.", *IEEE Trans. Electron Dev.*, **ED-19(5)**, 652 (1972).
- 1.36 Référence-1.2, p: R147.
- 1.37 Référence 1.2, p:R148 et R149.
- 1.38 R.H. Bube, *Photoconductivity of solids*, (Wiley, New York, 1960) p: 53, 64.
- 1.39 Référence 1.9, p: 133, équation 5.41.
- 1.40 Référence 1.9, p:132.

Chapitre 2: Principes de fonctionnement et fabrication de quelques dispositifs semiconducteurs

•Introduction

Ce deuxième chapitre est écrit dans le but de familiariser le lecteur avec les diodes, contacts métal-semiconducteur, et les T.E.C. au GaAs. La première section discute des principes de fonctionnement des dispositifs semiconducteurs, à l'obscurité et sous conditions d'éclairage. Dans la deuxième section nous résumons le fonctionnement des T.E.C. La troisième section renseigne le lecteur sur les méthodes de fabrication des circuits intégrés basés sur le GaAs; un procédé de manufacture typique sera décrit.

2.1 Dispositifs semiconducteurs: comportement à l'obscurité et sous éclairage

•Introduction

Après avoir discuté du GaAs en tant que matériau semiconducteur, la prochaine étape à l'étude traite des jonctions électriques que le GaAs forme avec d'autres matériaux. Egalement, il est question de la jonction p-n. Les propriétés électriques et optiques de cette jonction sont étudiées. Il est important de discuter ce sujet car on doit réaliser qu'un dispositif semiconducteur est formé par des jonctions p-n, des contacts métal-semiconducteur, etc. Dans les transistors que nous avons étudiés ces jonctions (p^+-n ou n^+-p) ne sont pas présentes proprement dites. Des jonctions n-i (intrinsèque) forment plutôt le dispositif, mais la connaissance des jonctions p^+-n ou n^+-p est tout de même utile pour mieux comprendre les dispositifs.

2.1.1 *Jonctions p-n et n^+-n* §

•Introduction

Ces jonctions ont une importance fondamentale dans le domaine des dispositifs électroniques semiconducteurs. Le GaAs, comme tout autre semiconducteur pouvant avoir des

§ Cette sous-section traitera des jonctions p-n en général, sans considérer le GaAs spécifiquement

donneurs et des accepteurs, peut former des jonctions p^+-n ou n^+-p .

La figure 2.1 montre le diagramme des bandes d'un semiconducteur de type p et de type n. La caractéristique qui différencie les deux moitiés du semiconducteur est la position du niveau de Fermi dans la bande interdite. Ceci est dû à la distribution des électrons dans le semiconducteur, qui est différente pour les deux moitiés p et n.

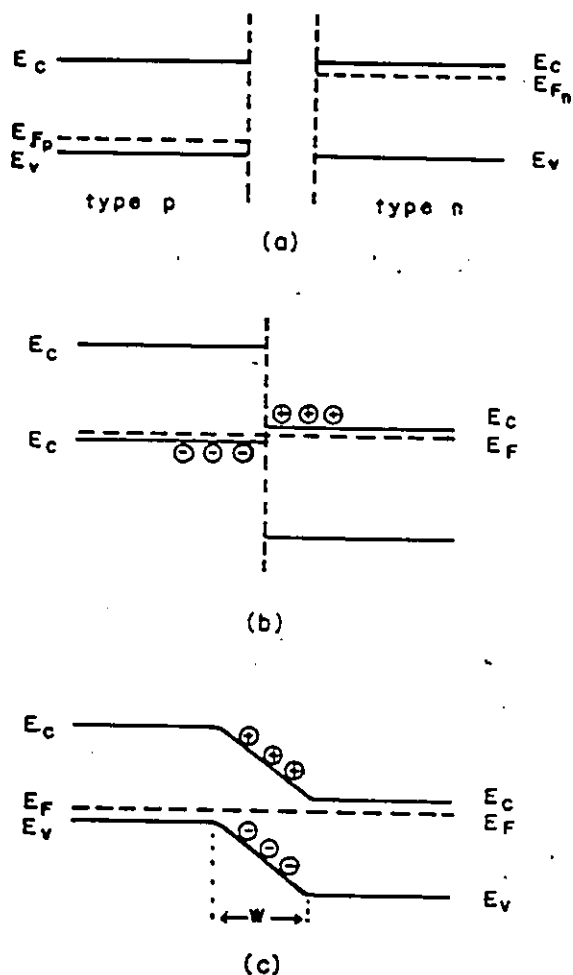


Figure 2.1 Formation d'une jonction p-n

La jonction se forme au "contact" des deux parties n et p. Il y a plusieurs façons de former des jonctions p-n, soit par déposition, diffusion ou implantation d'ions [2.1]. Quand il y

a contact, l'équilibre thermodynamique exige que les deux niveaux de Fermi soit égaux (figure 2.1b). Ceci implique qu'un transfert de charge (dû à l'énorme gradient d'électrons et de trous) doit avoir lieu. Il en résulte une charge d'espace formée par les accepteurs et donneurs ionisés. Enfin ceci donne lieu à un champ électrique à la jonction, d'où la courbure des bandes d'énergie (figure 2.1c). Le champ électrique empêche la diffusion complète des porteurs de charge.

2.1.1.1 Propriétés électriques

Les propriétés électriques de ces structures sont assez connues. On se souvient des caractéristiques courant-voltage de la diode. Le dispositif a la propriété de permettre le passage d'un courant électrique assez élevé dans un sens et plutôt limité dans l'autre. Quand il existe un voltage plus positif à la région p qu'à la région n, un courant assez élevé est produit par l'injection des porteurs majoritaires vers la région où ils sont minoritaires. Quand la polarité du voltage est inversée, le champ électrique à la jonction est augmenté. Donc toute contribution au courant électrique par les porteurs majoritaires est à toutes fins pratiques éliminée. Par contre, un certain courant électrique proviendra des porteurs minoritaires se trouvant à une longueur de diffusion de la région de champ électrique élevé, et transférant d'une région à l'autre. Cette source de porteurs est alimentée par la création de paires électrons-trous, selon le phénomène décrit à la section 1.3. La relation courant-voltage pour une jonction p⁺-n (ou n⁺-p) est [2.2]:

$$I = I_s (e^{(qV/nkT)} - 1) \quad (2.1)$$

où: I_s est le courant de saturation, c'est-à-dire la valeur du courant électrique quand un voltage négatif élevé est appliqué à la région p de la diode.

n est un facteur qui varie entre 1 et 2:

$n = 1$ correspond à un courant de diffusion.

$n = 2$ correspond à un courant de recombinaison.

2.1.1.2 Propriétés optiques

L'effet de la lumière sur ces jonctions peut être étudié comme suit: la lumière augmente le taux de création des paires électron-trou, ce qui entrainera une hausse de courant électrique, I_{photo} , dans le même sens que le courant de saturation. L'équation 2.1 devient donc:

$$I = I_S (e^{(qV/nkT)} - 1) - I_{\text{photo}} \quad (2.2)$$

Si les deux bornes de la diode sont mis en contact l'un avec l'autre, alors, $V = 0$ et l'équation devient alors:

$$I_{\text{court-circuit}} = I_{\text{photo}} \quad (2.3)$$

L'équation 2.2 s'écrit donc généralement:

$$I = I_S (e^{(qV/nkT)} - 1) - I_{\text{CC}} \quad (2.4)$$

où: I_{CC} est le courant électrique sous condition d'éclairement, quand les deux bornes de la diode sont court-circuitées.

Par contre, sous condition de circuit ouvert, aucun courant ne peut circuler à travers le dispositif. La jonction présente donc un voltage positif. En utilisant l'équation 2.4 et en imposant $I = 0$, le voltage V_{CO} (voltage sous condition de circuit ouvert) s'écrit comme suit:

$$V_{\text{CO}} = n (kT/q) \ln[(I_{\text{CC}}/I_S) + 1] \quad (2.5)$$

I_{CC} augmentera avec l'intensité de la lumière et donc le voltage sous condition de circuit ouvert augmentera également. Cet effet est appelé l'effet photovoltaïque, et il est à la base de la technologie des cellules solaires. Entre les conditions de circuit ouvert et court-circuit, une résistance variable branchée aux électrodes du dispositif permet d'obtenir des voltages de V_{CO} à 0 et des courants de 0 à I_{CC} (voir figure 2.2).

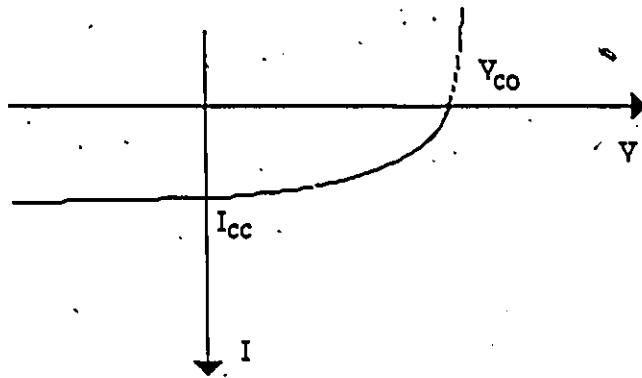


Figure 2.2 Caractéristiques I-V de la diode sous éclairnement

2.1.2 Jonctions métal-semiconducteur: barrières de Schottky §

-Introduction

Les jonctions métal-semiconducteur peuvent être classées en deux catégories; contacts ohmiques et barrières de Schottky. Ces dernières montrent des caractéristiques très similaires aux jonctions p-n. Cette structure peut donc être également employée comme une diode. Les contacts ohmiques seront vus dans l'autre sous-section.

2.1.2.1 Propriétés électriques

Comme dans le cas de la jonction p-n, un diagramme des bandes sert de base pour comprendre le comportement de cette structure. La figure 2.3 nous montre un tel diagramme pour un semiconducteur de type n. Pour obtenir une diode Schottky, un semiconducteur dopé légèrement ($N_d \leq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) est utilisé avec un métal dont le niveau de Fermi est inférieur au niveau de Fermi du semiconducteur. Au contact des deux couches, l'équilibre thermodynamique est atteint quand des électrons de la bande de conduction du semiconducteur sont transférés dans la bande de conduction du métal (les niveaux de Fermi s'équilibrent, figure 2.4). Un champ électrique est établi à la jonction, formé par la charge de surface négative dans le métal, et la charge d'espace positive dans le semiconducteur. La courbure des bandes à la surface du

§ Cette sous-section traitera des barrières de Schottky en général, sans considérer le GaAs spécifiquement

semiconducteur illustre ce champ électrique. Comme dans le cas de la jonction p-n, une zone d'épuisement existe, et à l'extrémité de cette zone, le champ électrique devient nul.

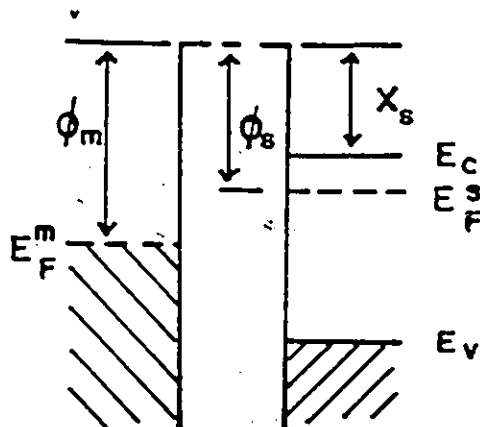


Figure 2.3 Formation de la barrière de Schottky

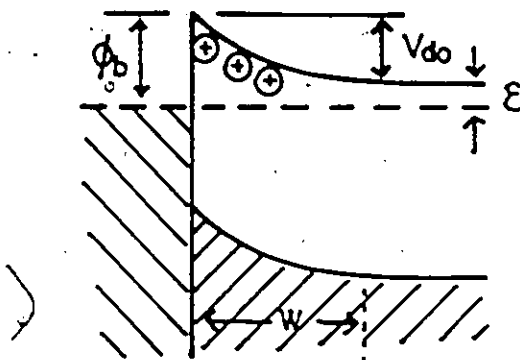


Figure 2.4 Contact et équilibre entre le métal et le semiconducteur

Les caractéristiques courant-voltage de ces dispositifs sont dérivées de façon semblable à celles des jonctions p-n. Il existe une différence fondamentale, cependant. La conduction électrique dans les barrières de Schottky n'est à toutes fins pratiques que l'affaire des porteurs majoritaires, i.e. des électrons pour un semiconducteur de type n. La part du courant attribuable aux porteurs minoritaires n'est significative qu'en régime de haut voltage (i.e. $V \gg kT/q$). Et

encore, même à ces voltages, leur contribution n'est que de 5% [2.3].

De façon qualitative, les caractéristiques courant-voltage s'expliquent à l'aide des figures 2.5a et 2.5b. Dans la figure 2.5a un voltage positif est appliqué à l'électrode de métal par rapport au semiconducteur. Cette différence de potentiel entre les deux électrodes se traduit par un changement dans la courbure des bandes du semiconducteur. Ceci résulte en un abaissement de la barrière d'énergie imposée aux électrons. Un courant électrique dû aux électrons transférant du semiconducteur au métal est ainsi établi. Si par contre un voltage négatif est appliqué au métal par rapport au semiconducteur, la figure 2.5b nous montre que la barrière imposée aux électrons dans le semiconducteur augmente. La barrière imposée aux électrons dans le métal n'a pas changé et demeure ϕ_{Bn} . Alors un courant proportionnel à $\exp(\phi_{Bn}/kT)$ circulera à travers la diode. Le courant est l'équivalent du courant de saturation pour le cas des jonctions p-n.

De façon quantitative, l'expression illustrant la relation courant-voltage dans les barrière de Schottky est similaire à celle applicable aux jonctions p-n. L'expression est la suivante:

$$I = I_s (e^{(qV/kT)} - 1) \quad (2.6)$$

où: I_s est le courant de saturation, c'est-à-dire le courant présent quand le voltage appliqué à l'électrode de métal est négatif:

$$I_s = A^{**} T^2 \exp(-q\phi_{Bn}/nkT) \quad (2.7)$$

où: A^{**} est la constante modifiée de Richardson.

T est la température absolue.

ϕ_{Bn} est la hauteur de la barrière imposée aux électrons dans le métal.

n est le facteur d'idéalité de la diode.

L'équation 2.6 est dérivée en combinant deux modèles [2.4] le premier est basé sur la théorie d'émission thermoionique appliquée à ces structures; la deuxième s'apparente plus à celui utilisé dans le cas des diodes p-n et est basé sur la théorie de diffusion des porteurs majoritaires. Pour plus de détails, la référence 2.4 est suggérée.

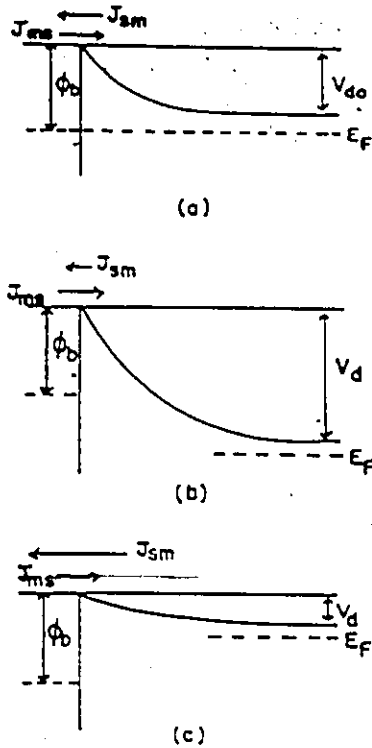


Figure 2.5 La barrière de Shottky sous polarisation positive et négative
(D'après la référence 2.1)

2.1.2.2 Propriétés optiques

Tout comme pour le cas des jonctions p-n, la lumière de longueur d'onde adéquate aura pour effet d'augmenter le courant de saturation de la diode selon la figure 2.6; l'équation 2.7 devient alors:

$$I = I_S (e^{(qV/kT)} - 1) - I_{CC} \quad (2.8)$$

où: I_{CC} est la densité de courant circulant à travers la diode sous conditions d'éclairement quand les deux bornes sont mises en contact.

Pour la condition de circuit ouvert, comme précédemment à la sous-section 2.1.1.2, le courant au travers de la diode doit être nul, et ainsi un voltage positif apparaît à la jonction:

$$V_{CO} = (kT/q) \ln[(I_{CC}/I_S) + 1] \quad (2.9)$$

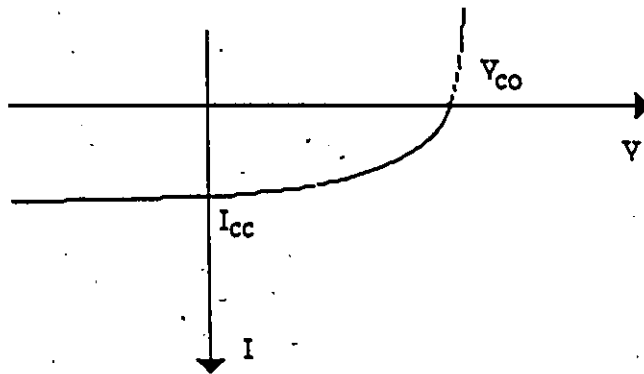


Figure 2.6 Propriétés optiques de la barrière de Schottky

En conclusion, nous venons de voir que pour les diodes p-n et les barrières de Schottky, la lumière a pour effet d'augmenter le courant de saturation des jonctions et d'apporter un changement de potentiel à la barrière d'énergie présente entre les deux parties (p-n ou métal-semiconducteur) formant la structure.

2.1.3 Jonctions métal-semiconducteur: contacts ohmiques

-Introduction

Les contacts ohmiques sont un autre genre de contact métal-semiconducteur. Ces structures ont la propriété de permettre le passage d'un courant électrique proportionnel au voltage appliqué dans les deux polarités, d'où leur nom.

2.1.3.1 Propriétés électriques

Il y a deux principales façons de fabriquer des contacts ohmiques sur un semiconducteur de type n. La première consiste à utiliser un métal dont le niveau de Fermi est supérieur à celui du semiconducteur (figure 2.7). La deuxième méthode, plus courante, consiste à doper la surface du semiconducteur, où le contact doit se faire, à des niveaux de 10^{18} - 10^{20} cm^{-3} . La structure ainsi formée (et illustrée à la figure 2.8) est en fait une barrière de Schottky avec une

zone d'épuisement très mince ($\sim 10^{-2} \mu\text{m}$) [2.5]. La principale propriété des contacts ohmiques est que leur résistance est de beaucoup inférieure à la résistance de la structure à laquelle ils sont associés. Il en découle que les caractéristiques courant-voltage d'une structure quelconque ne seront pratiquement pas influencées par la présence de ces contacts.

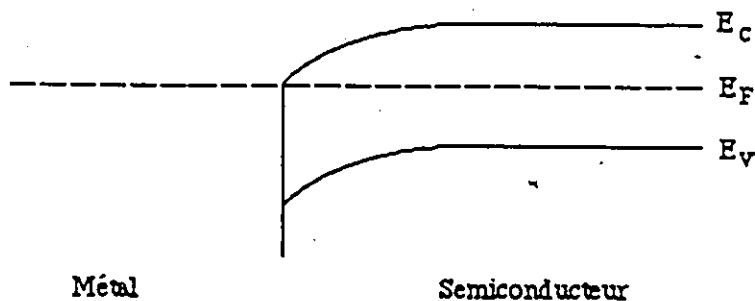


Figure 2.7 Contact ohmique de type 1

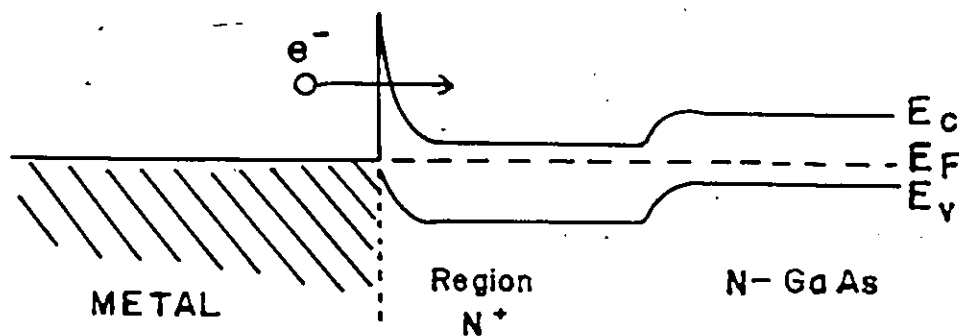


Figure 2.8 Contact ohmique de type 2

Dans la structure de la figure 2.8 la barrière de Schottky est mince au point d'être transparente aux porteurs majoritaires (i.e. les électrons dans le cas d'un semiconducteur de type n). Donc, dans un sens ou dans l'autre, la barrière n'existe à toutes fins pratiques pas et une très faible chute de potentiel est établie aux bornes de la structure. A cause de la très faible barrière de potentiel, et parce que cette structure permet le passage du courant électrique dans les deux sens, le "courant de saturation" de la "barrière" est très élevé. Ceci implique que la lumière n'induir

pas de photovoltage aux bornes de la structure, d'après l'équation 2.9.

2.1.3.2 Propriétés optiques: photoconductivité dans le GaAs

Le phénomène de photoconductivité est, comme son nom l'indique, le changement de conductivité électrique d'un matériau causé par l'absorption de lumière par ce dernier. A l'équilibre thermodynamique, le taux de création de paires électrons-trous est tout juste balancé par le taux de recombinaison. Dans le cas du GaAs, il s'agit de recombinaison bande-à-bande qui se fait de façon directe pour des concentrations de porteurs élevées et par le biais de centres de recombinaison pour des concentrations de porteurs plus modestes [2.6].

Si le semiconducteur est illuminé avec une lumière appropriée, le taux de création de paires électron-trou sera augmenté. Il s'en suivra donc, sous condition stable, d'une augmentation de la concentration des électrons et des trous. Pour un matériau comme le GaAs, la mobilité des électrons est de beaucoup supérieure à celle des trous. Si Δn est l'augmentation des électrons dans le semiconducteur à l'état stable, la photoconductivité s'écrira comme suit:

$$\Delta\sigma = \mu_n \Delta n e \quad (2.10)$$

où: $\Delta\sigma$ est le changement de conductivité électrique.

μ_n est la mobilité des électrons.

e est la charge électrique de l'électron.

L'augmentation en courant électrique sera donc de:

$$\Delta I = A \Delta\sigma (V/d) \quad (2.11)$$

où: A est la surface en coupe de l'échantillon.

V est la différence de potentiel électrique entre les deux bornes de l'échantillon semiconducteur.

2.1.3.3 Effet des pièges à électrons et à trous sur la photoconductivité

Les impuretés ou défauts qui peuvent s'introduire (de façon intentionnelle ou non) dans un

matériau semiconducteur durant le procédé de fabrication peuvent donner lieu à des niveaux d'énergie dans la bande interdite. Ces différents niveaux peuvent agir comme pièges à électrons ou à trous, comme nous avons vu à la section 1.3. Lors de la création des paires électrons-trous, la présence des pièges dans le semiconducteur augmentera la durée de vie de la paire en piégeant un des deux porteurs. Ceci augmentera donc la concentration des paires électron-trou, créées à l'état stable. La photoconductivité s'en trouvera donc augmentée.

Ceci complète cette première section, dans laquelle nous avons revu les principales propriétés électriques et optiques des dispositifs semiconducteurs simples. Portons maintenant notre attention sur les principes de fonctionnement des T.E.C. au GaAs, à l'obscurité et sous conditions d'éclairement.

2.2 Principes de fonctionnement du T.E.C. au GaAs

• Introduction

Dans cette sous-section, nous nous attarderons sur les principes de fonctionnement des transistors à effet-de-champ. Nous commencerons par la théorie simple de Shockley pour parler ensuite de ses limitations quand il est question des T.E.C. au GaAs. Un résumé des différentes modifications apportées au modèle original sera fait.

2.2.1 *Théorie de Shockley*

Il y a plus de 30 ans que Shockley publiait son article [2.7] sur sa théorie des T.E.C. à jonction. Ce modèle nous sert de base, bien que la grille des T.E.C. au GaAs soit une barrière de Schottky et que la structure originale à l'étude utilisait une jonction n^+p . La figure 2.9 nous montre la structure originale. A noter les axes de coordonnées. Une barre de semiconducteur de type p est flanquée sur deux faces opposées par des diffusions n^+ . Ces diffusions forment des jonctions n^+p dont les zones d'épuisement s'étendent dans le canal, limitant les dimensions de ce

dernier. Les diffusions p^+ forment les contacts ohmiques.

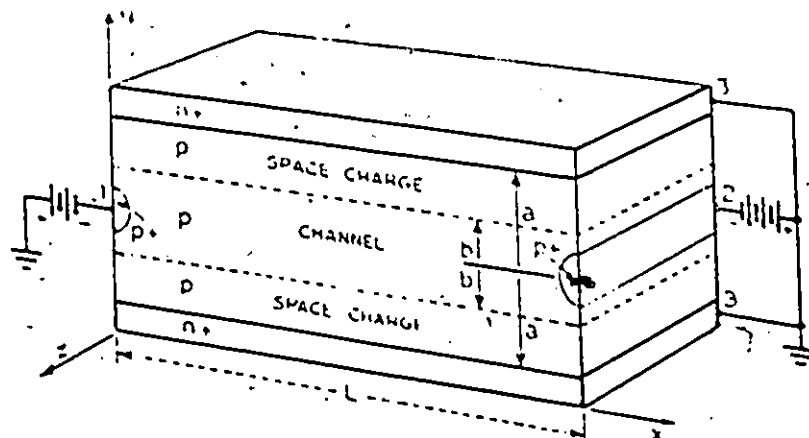


Figure 2.9 T.E.C. à jonctions

(D'après la référence 2.7)

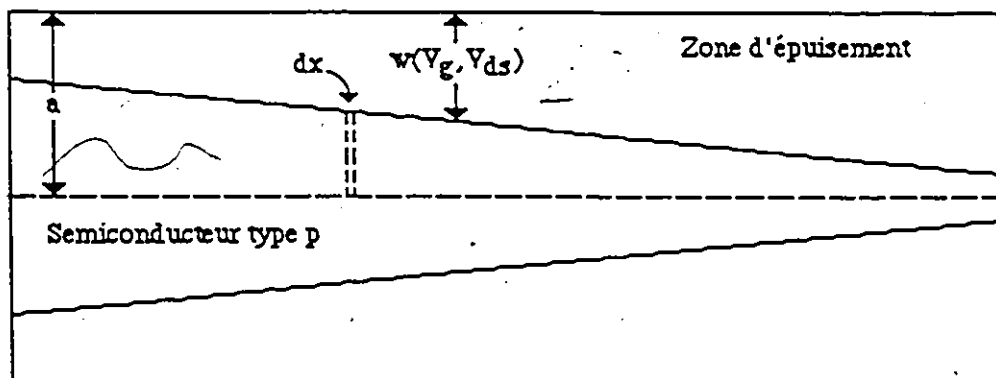


Figure 2.10 vue plus détaillée du canal

Pour dériver les équations reliant le courant et les voltages aux électrodes portons notre attention à la figure 2.10. La source est mise à terre, un faible voltage positif est appliqué au drain, et un voltage négatif est appliqué à la grille. Le dispositif est vu comme une résistance

dont l'aire de la surface en coupe est variable selon l'axe x (voir la figure). Cette variation en fonction de x est due au faible voltage appliqué au drain, qui est distribué dans le canal de la source ($= 0$) au drain ($= V_{ds}$). Ce changement graduel de voltage dans le canal induit donc des variations de la largeur de la zone d'épuisement, cette dernière étant une fonction locale de la différence de potentiel entre la grille et le canal.

La figure 2.10 donc montre le canal et en particulier, une longueur infinitésimale dx de la résistance. La résistance électrique de cette section est:

$$dR = (\rho dx / A) = \rho dx / \{W [a - w(V_g, V_{ds})]\} \quad (2.12)$$

où: W est largeur du transistor (direction z).

a est l'épaisseur de la couche active.

ρ est la résistivité du semiconducteur.

$w(V_g, V_{ds})$ est la largeur de la zone d'épuisement.

$w(V_g, V_{ds})$, la largeur de la zone d'épuisement de la grille, peut s'écrire comme suit [2.8]:

$$w(V_g, V_{ds}) = [2K\epsilon_0(V_{ds} - V_g + \phi_{Bn}) / qN_d]^{1/2} \quad (2.13)$$

où: K est la constante diélectrique du semiconducteur.

V_g est le voltage (négatif) à la grille.

V_{ds} est le voltage entre la source et le drain.

ϕ_{Bn} est le voltage interne de la barrière (grille).

N_d est la concentration des porteurs libres.

Cette expression obtenue pour $w(V_g, V_{ds})$ est basée sur l'approximation de zone d'épuisement.

Pour obtenir I_{ds} , le courant de drain, en fonction de V_{ds} et V_g , il s'agit d'appliquer la loi d'Ohm à la longueur infinitésimale dx :

$$dV = I_{ds} dR \quad (2.14)$$

En insérant l'équation 2.12 dans 2.14 nous obtenons:

$$dV = I_{ds} \rho dx / \{W [a - w(V_g, V_{ds})]\} \quad (2.15)$$

En intégrant cette équation 2.15 et en faisant varier V de 0 à V_{ds} et x de 0 à L , la longueur du

canal, nous obtenons [2.9]:

$$I_{ds} = (4qa\mu_n N_d / L) \left\{ V_{ds} - \frac{2}{3} (8K\epsilon_0 / qa^2 N_d)^{1/2} [(V_{ds} + \phi_{Bn} - V_g)^{3/2} - (\phi_{Bn} - V_g)^{3/2}] \right\} \quad (2.16)$$

Cette équation est l'équation de Shockley pour un dispositif très long, valide pour la condition $V_{ds} + V_g < V_p$, où V_p est le voltage de pincement du transistor. Ce voltage de pincement est égal à:

$$V_p = (qa^2 N_d / 8K\epsilon_0) - \phi_{Bn} \quad (2.17)$$

Ce voltage correspond au voltage qu'il faut appliquer à la grille pour que les deux zones d'épuisement se touchent.

Quand le voltage au drain est augmenté, les zones d'épuisements de la grille du côté du drain sont élargies, pour finalement se toucher. Ceci se produit quand $V_{ds} - V_g = V_p$. Le courant se sature à ce point car toute augmentation de voltage V_{ds} est absorbée par la zone d'épuisement qui s'élargit et le voltage au point de pincement demeure V_p . Quand un voltage de plus en plus négatif est appliqué à la grille, les zones d'épuisement s'élargissent, se rapprochent donc une de l'autre, et le pincement et la saturation du courant ont lieu à des valeurs de V_{ds} de plus en plus faibles. Cette valeur de saturation de V_{ds} devient éventuellement égale à zéro. Ceci se produit quand $V_g + \phi_{Bn} = V_p$.

Ceci est, en résumé, la théorie simple de Shockley. La figure 2.11 nous montre les caractéristiques I-V dérivées de l'équation 2.16. voyons maintenant les contraintes de cette théorie appliquée au T.E.C. GaAs, et revoyons les changements qui y ont été apportés au cours des années.

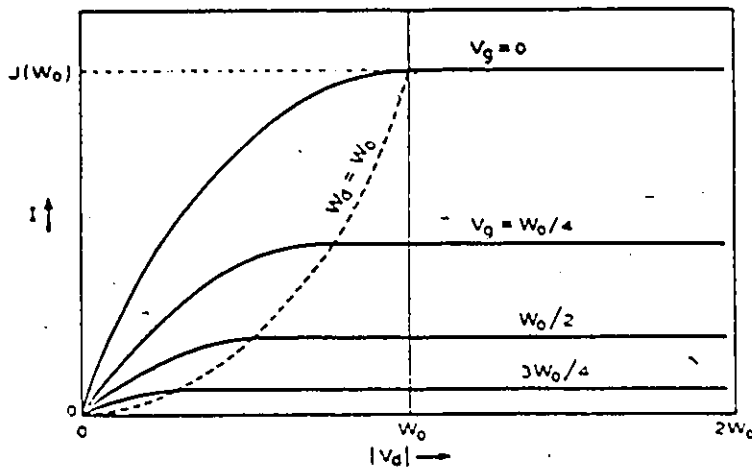


Figure 2.11 Caractéristiques I-V du T.E.C. de Shockley, référence 2.7

2.2.2 Quelques modifications apportées à la théorie de Shockley

•Introduction

La théorie de Shockley donne une idée générale de ce qui se produit dans ces dispositifs. Par contre, plusieurs détails ont été omis. Dans cette sous-section, voyons les modifications apportés à la théorie simple de Shockley. Il est intéressant de noter que, malgré sa simplicité, la théorie fournit quand même l'essentiel des caractéristiques du dispositif. La liste suivante indique les propriétés dont on doit tenir compte quand il s'agit d'apporter des changements à la théorie. Ces changements sont nécessaires quand il s'agit de décrire de façon précise les caractéristiques des T.E.C. au GaAs dont les dimensions ont été réduites au cours des années:

- (i) pente des caractéristiques I-V en saturation.
- (ii) dépendance de la mobilité sur le champ électrique.
- (iii) rapport L/a des dispositifs.
- (iv) le phénomène de surpassement de vitesse de dérive des électrons.

2.2.2.1 Pente de la courbe des caractéristiques I-V en saturation

La théorie de Shockley affirme que lorsque le voltage au drain est augmenté, la zone

d'épuisement se déforme jusqu'au pincement du canal (figure 2.12). Par la suite, toute augmentation de voltage au drain n'est pas imposée au canal, mais plutôt à la zone entre le point de pincement et le drain. Pour des dispositifs très longs, cet effet se traduit par une saturation du courant électrique, à une valeur de I_{dsat} .

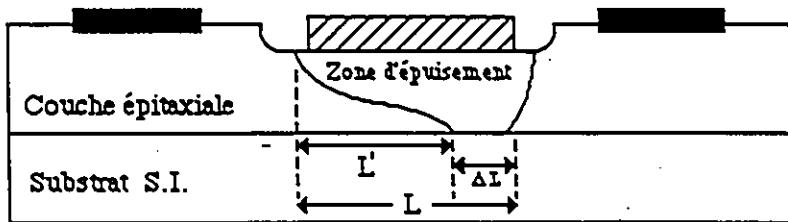


Figure 2.12 Le canal du T.E.C. après pincement

Dans les transistors dont la longueur de la grille est plus courte, le pincement du canal est suivi par une diminution de la longueur du canal quand le voltage au drain est augmenté. Ceci a déjà été expliqué par Yang [2.10]. En effet, quand le voltage au drain est augmenté au-delà du pincement du canal, la zone d'épuisement continue d'augmenter en largeur du côté du drain, ce qui diminue la longueur du canal (à noter "L" et "ΔL" à la figure 2.12). Dans les transistors longs, cette diminution est une très faible fraction de la longueur du canal. Par contre dans les dispositifs plus courts, cette diminution de la longueur du canal devient relativement importante. On a vu que le canal soutient le voltage de pincement. Si donc, après pincement, la longueur de ce canal diminue, le champ électrique s'en trouvera augmenté et ainsi la vitesse des porteurs et donc le courant, augmenteront. Un des effets de réduire la longueur de la grille est donc de rendre la pente de la courbe courant-voltage non-nulle après pincement du canal (voir figure 2.13).

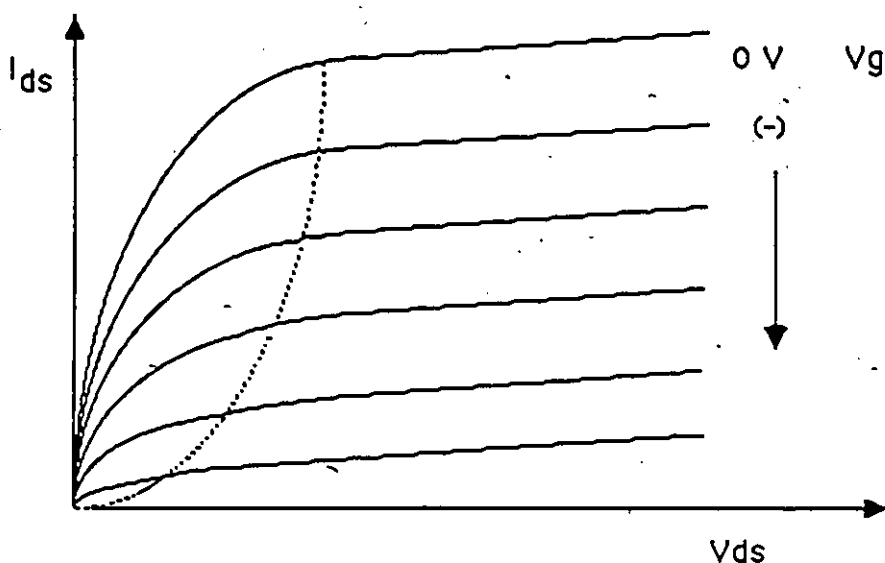


Figure 2.13 Caractéristiques I-V après pincement pour un T.E.C. dont la longueur de grille est finie.

2.2.2.2 Effet de la dépendance de la mobilité sur le champ électrique

Cet effet n'a pas été considéré dans la théorie de Shockley, mais il est d'une très grande importance. Pour la plupart des semiconducteurs, la relation vitesse de dérive-champ électrique est linéaire pour des valeurs peu élevées de champ électrique, puis non-linéaire pour des valeurs de \mathbf{E} plus élevées (voir la section 1.2). Pour le silicium, on observe une saturation de la vitesse de dérive, alors que pour le GaAs la vitesse atteint un maximum à $\mathbf{E}_{\max} = 3.36 \text{ V/cm}$ pour ensuite baisser et se saturer à une valeur de $\sim 10^7 \text{ cm/s}$ (voir figure 1.12). Dans les dispositifs commerciaux, les longueurs de grille sont telles que les champs électriques sont de beaucoup supérieurs à \mathbf{E}_{\max} .

Pour étudier cet effet plus en détail, considérons en premier lieu un dispositif basé sur un semiconducteur dont les caractéristiques $v_d\text{-}\mathbf{E}$ s'apparentent à celles du Si (voir la figure 2.14). Cette discussion qui suit est une adaptation de [2.11] et [2.12]. Une des conséquences de la dépendance de la mobilité sur le champ électrique est que, sous certaines conditions, le courant

électrique se saturera avant que le pincement du canal (comme à la figure 2.12) ne s'effectue. Ceci est illustré à la figure 2.15. Dans le premier dessin, un dispositif sans grille est utilisé. Un voltage entre la source et le drain est appliqué et la structure se comporte comme une résistance. A une certaine valeur de V_{ds} le courant se sature, de façon proportionnelle à la relation $v_d(\mathcal{E})$, le champ électrique étant constant de la source au drain.

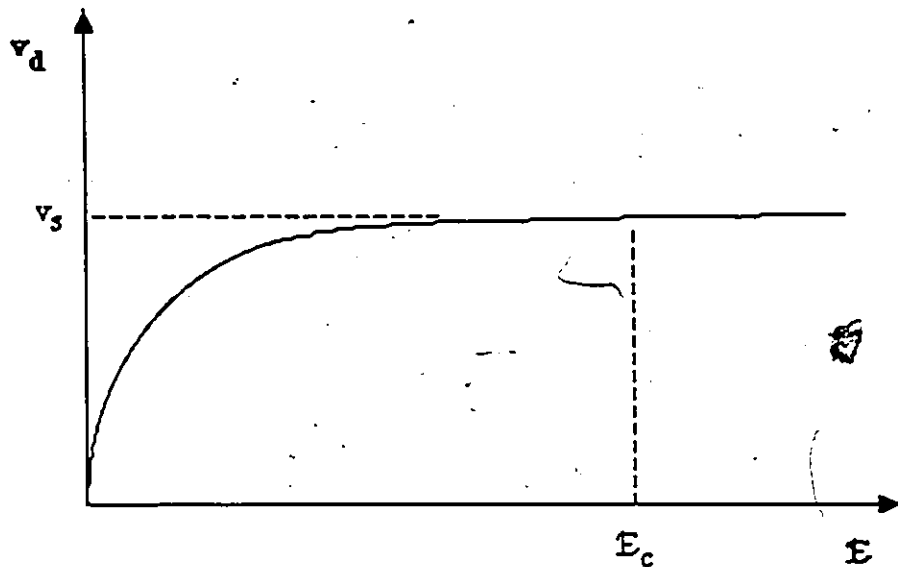


Figure 2.14 Caractéristiques v_d - \mathcal{E} similaires à celles du Si

Dans le second dessin, une grille est ajoutée entre source et drain. La grille est branchée à la source. La zone d'épuisement, présente à cause de la barrière de Schottky, fait en sorte que le canal a une plus petite aire de surface en coupe. Le courant électrique résultant du voltage V_{ds} sera donc plus faible que dans le cas du premier schéma. Quand V_{ds} est augmenté, la zone d'épuisement se déforme, s'élargissant du côté du drain. Le champ électrique n'est donc pas uniforme de la source au drain, tout comme dans le cas de la théorie de Shockley. A une certaine valeur de V_{ds} , le champ électrique sous la grille (près du drain) où le canal est au plus mince sera égal à \mathcal{E}_c , où la vitesse se sature (figure 2.14). A cette valeur de V_{ds} , le courant électrique

commence à se saturer et ce, même si le pincement du canal n'a pas encore eu lieu.

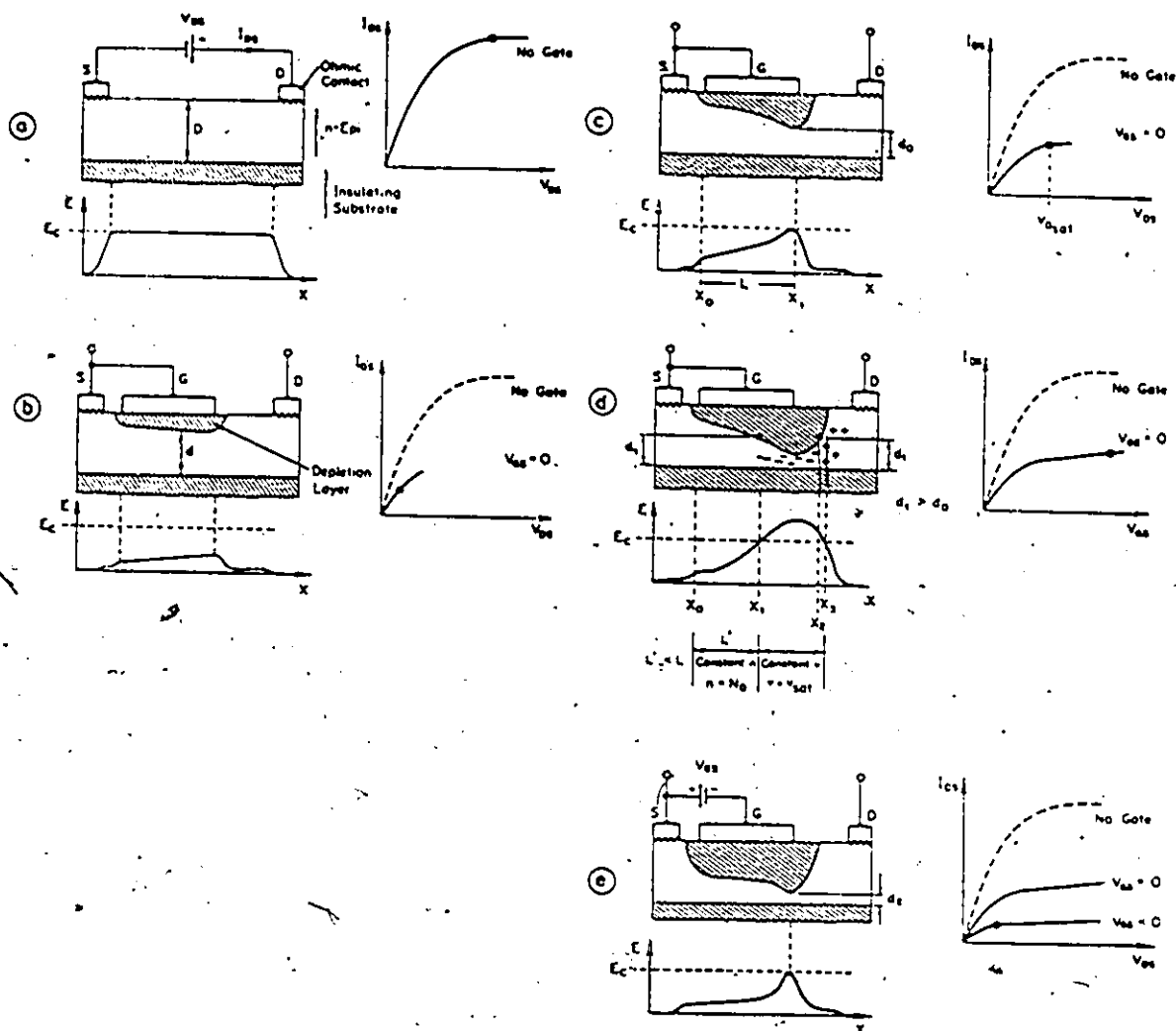


Figure 2.15 Vue en détail du canal du T.E.C. similaire au Si

(D'après la référence 2.11)

Si V_{DS} est augmenté encore plus (figure 2.15c), le champ électrique augmente en tous points dans le canal et le point X_1 sur la figure 2.15b (où le champ électrique est égal à E_c) est déplacé vers la source. Le voltage à ce point sera donc plus faible qu'au point X_1 de la figure 2.15b car le champ électrique demeure E_c alors que X_1 se rapproche de la source. Si le voltage à X_1 est plus faible, la largeur de la zone d'épuisement sera moindre et le canal moins étroit. Cet élargissement du canal entraîne une injection plus forte d'électrons dans la zone où la vitesse de

dérive est saturée. Le courant ne se sature donc pas, et ce à cause de la plus grande injection de porteurs dans la zone à vitesse constante. Dans cette zone le canal devient de plus en plus étroit, et la vitesse de dérive est saturée. Les conditions de continuité du courant électrique [2.13] exigent alors qu'une charge d'espace négative soit établie entre le point X_1 et X_2 de la figure 2.15c. Entre le point X_2 et X_3 , la vitesse est encore saturée, mais le canal s'élargit, et donc une charge d'espace positive est établie, causée par un épuisement partiel des électrons. Un dipole stable est donc créé à des valeurs de V_{ds} au delà du seuil de "saturation" du courant électrique.

Dans un dispositif au GaAs, la situation se complique pour deux raisons: la relation $v_d - E$, illustrée à la figure 1.12, comporte une région où la vitesse diminue avec le champ électrique, pour se saturer à une valeur v_s ; deuxièmement, pour des dispositifs avec des longueurs de grille en deça des $3 \mu\text{m}$, la relation $v_d - E$ ne peut être utilisée comme précédemment car les conditions d'équilibre $v_d - E$ n'existent plus (voir section 1.2). En d'autres mots, un changement de champ électrique ne correspondra pas à un changement instantané de vitesse v_d .

Himsworth [2.14] a étudié à fond les caractéristiques du T.E.C. au GaAs en considérant, sous condition d'équilibre (i.e., longueur de la grille $> 3 \mu\text{m}$), la relation $v_d - E$ de la figure 1.12. Ses résultats sont essentiellement les mêmes que dans le cas des dispositifs ayant des caractéristiques $v_d - E$ similaires au silicium. Un dipole est établi dans le canal, où les champs électriques sont plus élevés que E_{max} , la valeur du champ pour laquelle la vitesse est maximale. Le dipole est créé encore une fois par les exigences de continuité du courant électrique. En effet, au-delà du point X_1 de la figure 2.16a, le canal devient de plus en plus étroit et la vitesse des porteurs diminue. Une zone d'accumulation est donc créée, suivie d'une zone d'épuisement partiel. Cet épuisement est dû à l'élargissement du canal et à l'augmentation de la vitesse des porteurs.

Donc réduire la longueur du dispositif fait également en sorte qu'on doit considérer la relation $v_d - E$ particulière du GaAs, à cause de l'importance des champs électriques présents dans ces dispositifs aux dimensions réduites.

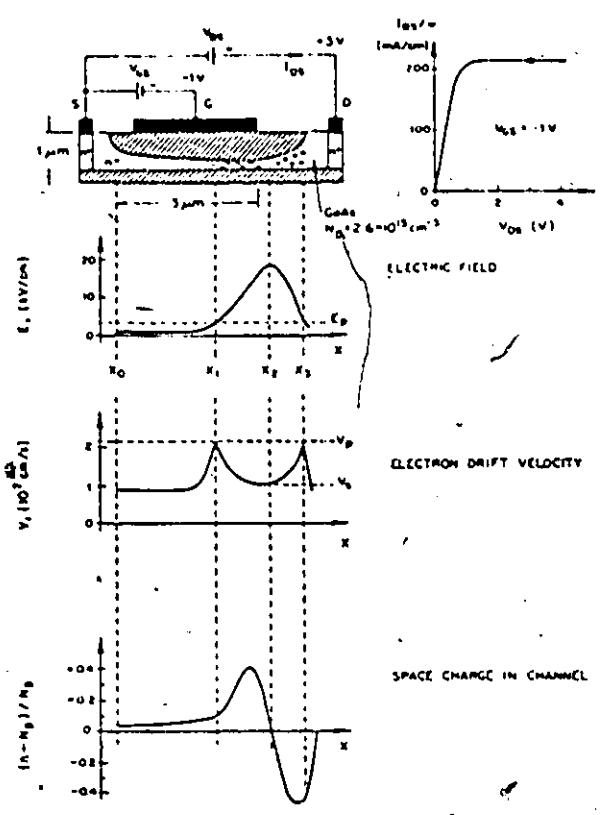


Figure 2.16 Vue en détail du canal du T.E.C. au GaAs
(D'après la référence 2.11)

2.2.2.3 Rapport L/a dans les dispositifs

Le rapport L/a du dispositif déterminera de quelle façon le courant de drain I_{ds} se "saturera". Pour un dispositif où L/a est petit, les porteurs atteindront une vitesse saturée avant que le canal ne soit pincé par la zone d'épuisement. Pour un dispositif où L/a est plus grand, le canal sera pincé avant que les porteurs n'atteignent cette vitesse saturée. La pente des caractéristiques I-V en "saturation" dépendra donc de ce rapport. Pour plus de détails, la référence 2.15 est suggérée.

2.2.2.4 Surpasserment de la vitesse de dérive à l'équilibre

Dans l'analyse précédente, pour le Si et pour le GaAs, les porteurs libres se rendent de la source au drain en traversant des zones où le champ électrique varie constamment. Les résultats obtenus supposent que la vitesse des porteurs libres s'ajuste instantanément à tout changement de champ électrique. En réalité les porteurs soumis à des changements de champ électrique prennent un certain temps, appelé temps de relaxation à l'équilibre, avant de changer de vitesse (voir sous-section 1.2.4). Rappelons nous la discussion sur la mobilité, étudiée à la sous-section 1.2.1. Ce temps de relaxation à l'équilibre est très court, et dans les cas étudiés précédemment, ce temps est négligeable par rapport au temps de transit entre la source et le drain. Par contre, à mesure que les dimensions des dispositifs sont réduites et que les temps de transit deviennent de plus en plus courts, le temps de relaxation à l'équilibre d'un porteur ne sera plus à négliger et les conditions d'équilibre $v_d - E$ ne peuvent plus être supposées.

La mobilité des électrons est plus grande dans ces dispositifs où la longueur de la grille est inférieure à $3 \mu\text{m}$, donc la fréquence maximale d'opération du dispositif sera plus élevée. Ce phénomène de surpasserment de la vitesse d'équilibre fera également en sorte que le dipole formé dans le canal se déplacera vers le drain.

2.2.3 Le T.E.C. sous condition d'éclairement

•Introduction.

Nous allons maintenant examiner de plus près les effets potentiels qu'aura la lumière sur le dispositif. Nous commencerons par déterminer où pénétrera la lumière, pour ensuite discuter des effets de celle-ci.

2.2.3.1 Où pénètre la lumière ?

La figure 2.17 nous montre une vue du haut du transistor. Dans notre montage expérimental particulier (voir chapitre 3), la surface entière de la puce était éclairée. Malgré cela,

la lumière ne pénétrera que dans certaines parties de la couche active. La vue en coupe de la figure 2.18 indique l'endroit où pénétrera la lumière. Les contacts source-drain ainsi que la grille sont d'une épaisseur telle qu'ils sont opaques à la lumière, dans la région d'intérêt du spectre [2.16]. La lumière pénètre donc entre les contacts source-grille et grille-drain. Il y aura également pénétration de la lumière dans le substrat semi-isolant, autour du dispositif.

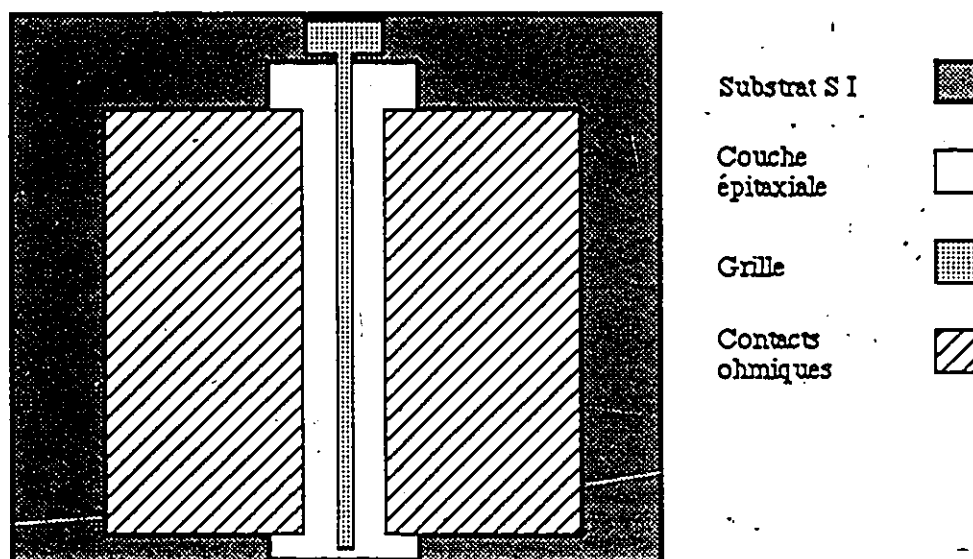


Figure 2.17 Vue du haut du transistor

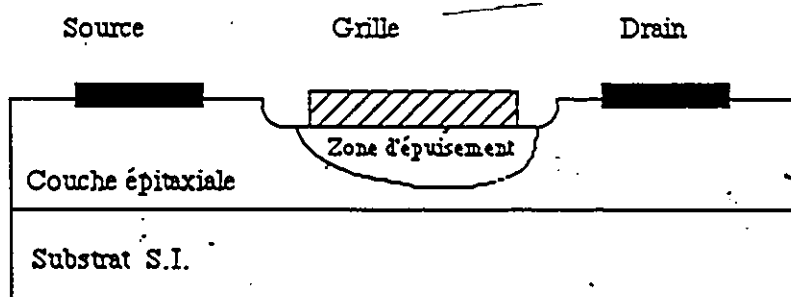


Figure 2.18 Vue en coupe du transistor

2.2.3.2 Effets potentiels de la lumière

Dans la région de longueur d'onde d'intérêt (850 nm), le coefficient d'absorption est de 10^4 cm^{-1} . Ceci implique que la lumière pénètre, de façon effective, jusqu'à une profondeur de $1.0 \mu\text{m}$. La couche active ayant une épaisseur typique de $0.5 \mu\text{m}$ au maximum, il y aura donc une partie de la lumière qui éclairera la jonction couche active-substrat, et une partie de la lumière sera absorbée dans le substrat semi-isolant.

Le dispositif est en fait un ensemble de jonctions, à savoir:

grille: forme une barrière de Schottky avec la couche active

couche active: forme une jonction n-i avec le substrat [2.17]

source-drain: contacts ohmiques à la couche active.

Après absorption de la lumière il y a formation de paires électrons-trous, et diffusion subséquente des porteurs (voir figure 2.19). Des gradients de concentration latéraux assez importants seront présents, à cause, de l'opacité des contacts ohmiques et de la grille. Les porteurs auront donc tendance à diffuser rapidement sous la grille et les contacts source-drain.

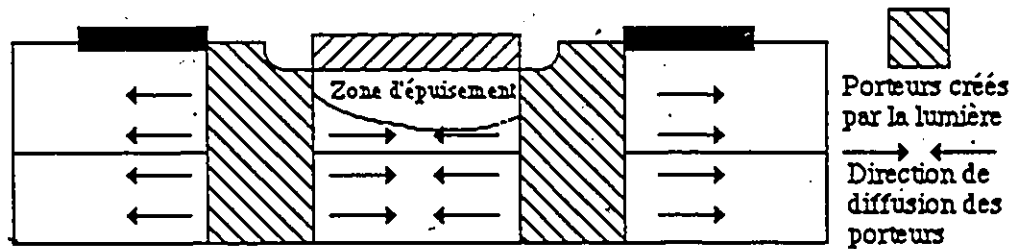


Figure 2.19 Pénétration de la lumière dans le T.E.C.

Une des conséquences évidentes de l'absorption de lumière sera la plus grande concentration des porteurs libres pouvant contribuer à la conduction dans le canal. Mais les effets ne s'arrêtent pas là. Les champs électriques présents dans le dispositif à cause des deux jonctions grille-couche active et couche active-substrat influenceront le comportement des paires électron-trou. La première jonction attirera les trous formés dans le semiconducteur qui ont

diffusé ou ont été créés dans les environs de la zone d'épuisement, à une longueur de diffusion L_p ou moins ($L_p \sim 5 \mu\text{m}$). Ceci induira un photocourant et/ou un photovoltage entre la grille et le semiconducteur. La deuxième jonction peut être visualisée comme une jonction n-i avec une très haute résistance en série, formée par le corps du substrat et le contact entre la puce et la base cuivrée sur laquelle elle repose. Cette jonction est essentiellement sous condition de circuit ouvert, et donc un photovoltage sera induit quand les porteurs seront attirés par le champ électrique présent. Egalement la lumière peut modifier la population dans les pièges présents à la jonction (voir section 1.3 pour plus de détails). L'importance de ce dernier effet dépend évidemment de la qualité de l'interface et des conditions dans lesquelles la couche active a été formée. Ces effets photovoltaïques aux deux jonctions diminueront la largeur des deux zones d'épuisement, soit celle de la grille et celle de la jonction couche active-substrat. Le canal du transistor s'en trouvera donc agrandi, ce qui apportera une augmentation de courant, dû à cet élargissement.

On s'attend donc à ce que la lumière amène une augmentation de courant entre la source et le drain du transistor. Deux effets contribueront à cette augmentation: le premier sera un effet du type photoconducteur, c'est-à-dire l'augmentation des porteurs libres dans le canal, et le second sera un effet du type photovoltaïque, qui fera en sorte que le canal devienne plus large, diminuant ainsi la résistance du dispositif.

Dans cette section, nous avons revu les principes de fonctionnement de base des T.E.C. au GaAs, et de l'effet potentiel qu'aura la lumière sur les dispositifs. Dans la prochaine section, nous décrirons les méthodes de fabrication des circuits intégrés basés sur le GaAs.

2.3 Fabrication du T.E.C. et des circuits intégrés basés sur le GaAs

•Introduction

Dans cette section, il sera question de la fabrication du T.E.C. et des circuits basés sur le GaAs. A l'heure actuelle, des procédés manufacturiers existent permettant la fabrication de circuits intégrés complets, à échelle d'intégration moyenne et grande [2.18, 2.19]. Portes logiques, bascules, amplificateurs opérationnels, etc, peuvent être fabriqués sur le GaAs.

Quand il est question d'intégrer plusieurs dispositifs pour former un circuit électronique, un des avantages qu'a le GaAs sur le Si est la haute résistivité électrique du substrat. Ceci assure l'isolation électrique des dispositifs et ce, de façon assez simple. Simple car, par contraste, les technologies basées sur le silicium exigent des couches isolantes entre les interconnexions métalliques et le substrat, ce dernier ayant une résistivité de $5 \Omega\text{-cm}$, typiquement. Dans le cas des circuits utilisant le GaAs, la résistivité de $\sim 10^7\text{-}10^8 \Omega\text{-cm}$ du substrat permet que des interconnexions soit déposées directement sur ce dernier.

2.3.1 *Eléments du transistor*

Avant de se familiariser avec les procédés de fabrication, voyons ce dont un transistor est constitué. Le transistor à effet-de-champ au GaAs est un dispositif formé de trois électrodes, la source, la grille et le drain. Le dispositif permet le passage d'un courant électrique entre la source et le drain, et ce courant est contrôlé par le voltage appliqué à la grille. C'est le fonctionnement de base de ce transistor, et d'ailleurs le fonctionnement de base des transistors à effet-de-champ.

Les figures 2.17 et 2.18 montrent une vue de haut, et une vue en coupe du dispositif dans le sens de la longueur de la grille. La base du dispositif est formée par le substrat semi-isolant de GaAs. Sur cette base, une couche active est présente, couche dans laquelle le courant électrique circulera. Les contacts à la couche active sont formés de deux contacts ohmiques (source et

drain) et d'une barrière de Schottky (grille). Le tout sera généralement recouvert d'une couche de diélectrique. Voyons maintenant plus en détails la manufacture de chaque composante du dispositif.

2.3.2 Procédé de manufacture de base

Les figures 2.20 à 2.26 illustrent les étapes principales d'un procédé général de fabrication. Les pastilles de GaAs semi-isolant sont la base des circuits intégrés (figure 2.20). Comme on a vu à la section 2.1, le GaAs devient semi-isolant si des niveaux profonds de pièges se trouvent dans la bande interdite. Ces niveaux proviennent soit du chrome (qui est ajouté intentionnellement) ou du niveau EL2 (qui dépend de la méthode de formation de la pastille).

Si le fournisseur de pastille ne l'a pas déjà fait, la couche active doit ensuite être formée sur le substrat semi-isolant (figure 2.21). Cette couche peut être une couche épitaxiale, déposée selon différents procédés, à savoir: M.B.E.[2.20], V.P.E.[2.21], O.M.C.V.D.[2.22], ou encore L.P.E.[2.23] §. Cette couche aura une épaisseur typique de 5000 Å. Chacune des méthodes a ses avantages et désavantages en ce qui a trait à la facilité du procédé et à la qualité des couches épitaxiales (concentration d'accepteurs résiduels, concentration des défauts natifs à l'interface couche épitaxiale-substrat, etc). La couche active peut également être formée par implantation d'ions donneurs dans le substrat [2.24], ce qui crée en surface une couche de type n. L'épaisseur de la couche peut être contrôlée de façon précise par cette méthode, en variant l'énergie des ions implantés.

Par photolithographie, le futur emplacement des dispositifs est défini, et la couche mince est attaquée jusqu'au substrat (figure 2.22): Il ne reste donc que des îlots de couche active. Ceci permet l'isolation électrique des dispositifs. Les contacts ohmiques source-drain sont ensuite formés (figure-2.23). Une façon typique de fabriquer ces contacts est de déposer une mince couche de nickel, et ensuite un alliage Au-Ge et de soumettre la structure à un cycle thermique à ~ 450 °C dans un atmosphère de N₂/H₂ (80/20) pendant 30 minutes [2.25]. Le nickel est

§ M.B.E. Molecular Beam Epitaxy V.P.E. Vapour Phase Epitaxy

O.M.C.V.D. Organo-Metallic Chemical Vapour Deposition L.P.E. Liquid Phase Epitaxy

employé pour accroître la fiabilité du dispositif. Le nickel empêche la migration des atomes entre les contacts ohmiques et la couche active. L'alliage Au-Ge forme le contact ohmique. Le Ge dope le GaAs jusqu'à une concentration de 10^{19} cm^{-3} , et l'Au forme la mince barrière de Schottky avec le GaAs (voir section 2.1.3).

Avant de déposer la grille d'aluminium, la couche active doit être traitée chimiquement (figure 2.24). Cette opération consiste à attaquer le GaAs de la couche mince. Ceci est fait pour les raisons suivantes: (1) la tension de pincement du transistor est alors réglée à sa valeur finale et la surface du GaAs où sera déposée la grille est "nettoyée". Les caractéristiques de la barrière de Schottky (constante effective de Richardson, ϕ_{Bn}) dépendent de la densité d'états de surface du semiconducteur. Les solutions d'attaques sont connues pour leur capacité de diminuer ces densités et d'ainsi rendre plus stables les caractéristiques de la grille [2.26]. Également, en déposant la grille dans la tranchée produite (par l'action de la solution d'attaque) dans la couche active, les porteurs passant sous la grille ne sont pas influencés par les champs électriques présents à la surface du GaAs non traitée par la solution. Ces champs électriques sont une conséquence de la présence des états de surface. Ainsi, la résistance parasitique en série est diminuée quand la surface n'influence pas les porteurs. On obtient un transistor dont le courant circule sous (et loin de) la surface de la couche active.



Substrat S I

Figure 2.20



Couche épitaxiale ou implantée

Figure 2.21

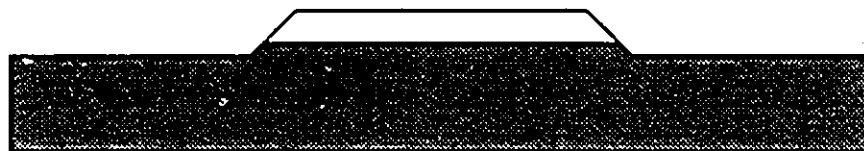
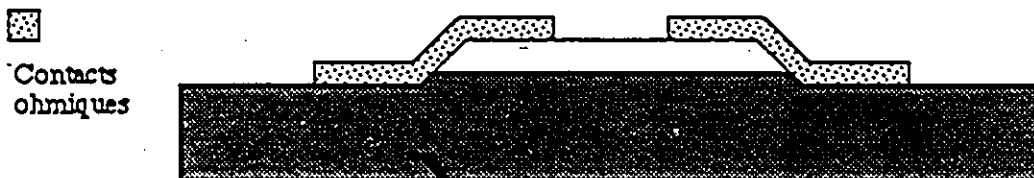


Figure 2.22

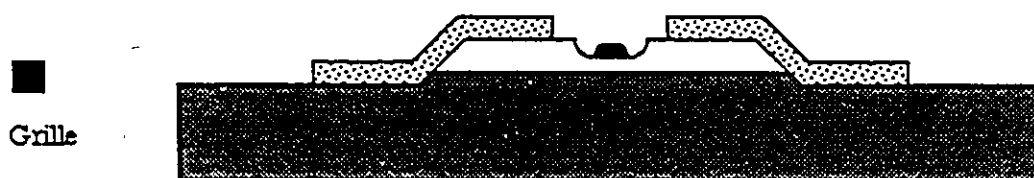


Contacts ohmiques

Figure 2.23

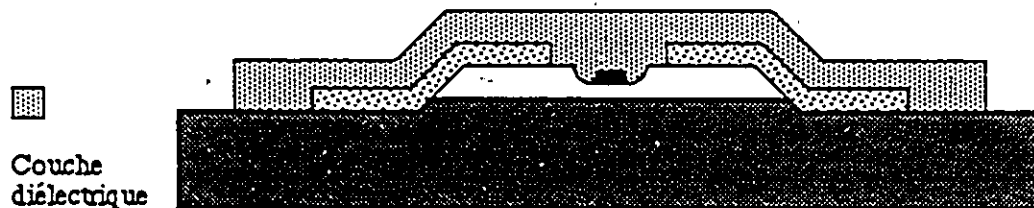


Figure 2.24



Grille

Figure 2.25



Couche diélectrique

Figure 2.26

Figures 2.20 à 2.26 Principales étapes d'un procédé manufacture de base

La grille du T.E.C., qui pour les premiers échantillons était fabriquée d'aluminium, est de nos jours constituée d'or, ou d'alliages Au-TiW. Le métal est déposé par évaporation ou éclaboussement cathodique et est ensuite défini. La grille forme une barrière de Schottky avec la couche active (figure 2.25). La zone d'épuisement aura une épaisseur d'environ $0.1\mu\text{m}$.

Les interconnexions métalliques, reliant les dispositifs entre eux, sont typiquement formés d'aluminium. Le dispositif ainsi formé sera couvert d'une mince couche (~ 5000 à 10000 Å) de Si_3N_4 ou de SiO_2 , afin de le protéger contre des dommages mécaniques ou chimiques (corrosion). Cette couche mince de protection (figure 2.26) est déposée par une méthode analogue à celles décrites précédemment en rapport avec la couche active.

Pour faire contact avec le "monde extérieur", le circuit est muni de points de contacts, et la couche de diélectrique doit être attaquée à ces endroits pour permettre une connection entre circuits intégrés.

Conclusion

Ceci termine ce chapitre dans lequel nous avons revu les principes de fonctionnement des dispositifs semiconducteurs, à l'obscurité et sous conditions d'éclairement. Diodes, contacts métal-semiconducteur, contacts ohmiques, et T.E.C. ont été étudiés. Ensuite, un procédé typique de manufacture de circuits intégrés a été brièvement décrit. Le prochain chapitre présentera le montage expérimental que nous avons utilisés pour faire nos mesures de signal P.V. et C.P.I.

Notes et Références du chapitre 2

- 2.1 S.M. Sze, *Physics of semiconductor devices*, (Wiley, New York, 1981) p: 64.
- 2.2 A.S. Grove, *Physics and technology of semiconductor devices*, (Wiley, New York, 1967) p: 189.
- 2.3 Référence 2.1, p: 270.
- 2.4 Référence 2.1, p: 254ff, en particulier pp: 259-262.
- 2.5 Référence 2.1, p: 78-79.
- 2.6 J.S. Blakemore, "Semiconducting and other major properties of Gallium Arsenide.", *J. Appl. Phys.*, **53**(10), R123 (1982), p: R124.
- 2.7 W. Shockley, "A unipolar "field-effect" transistor.", *Proc. I.R.E.*, **40**, 1365 (1952).
- 2.8 Référence 2.2, p: 248.
- 2.9 Référence 2.2, p: 249.
- 2.10 E.S. Yang, *Fundamentals of semiconductor devices*, (McGraw-Hill, New York, 1978).
- 2.11 C.Liechti, "Microwave field-effect transistors - 1976", *IEEE Trans. mic. theory tech.*, **MTT-24**(6), 279 (1976) p: 285ff.
- 2.12 Référence 2.1, p: 334ff.
- 2.13 Equation (1) de la référence 2.11.
- 2.14 B.Himsworth, "A two-dimensional analysis of Gallium Arsenide junction field-effect transistors with long and short channels.", *Solid-State Elec.*, **15**, 1315 (1972).
- 2.15 G.F. Neumark et E.S. Rittner, " Transition from pentode- to triode-like characteristics in field-effect transistors.", *Solid-State Elec.*, **10**, 299 (1967).
- 2.16 Dans le mémoire technique cité dans la préface, intitulé "Photon and kilovolt electron interactions at the gate of GaAs field-effect transistors.", les auteurs démontrent que 500 Å d'un métal tel l'aluminium peut absorber toute la lumière infra-rouge ($\lambda \sim 850$ nm) qui lui est incidente.

- 2.17 E. Fortin et al., "Photovoltaic study of the substrate-layer interface for Sn-doped GaAs grown by metalorganic vapor phase epitaxy", *J. Appl. Phys.*, **56**(4), 1141 (1984).
- 2.18 B.M. Welch et Yie-der Shen, "The manufacturability of GaAs integrated circuits.", *IEEE proceedings of the 1982 GaAs symposium*, p: 162.
- 2.19 B.M. Welch et al., "LSI processing technology for planar GaAs IC's.", *IEEE Trans. Electron Dev.*, **ED-27**(6), 116 (1980).
- 2.20 A.Y. Cho, "Recent developments in molecular beam epitaxy.", *J. Vac. Sci. Tech.*, **16**, 275 (1979).
- 2.21 J.R. Knight et al., *Solid-State Elec.*, **8**, 178 (1975).
- 2.22 A.P. Roth, S. Charbonneau, D.F. Williams, "Déposition de couches minces de GaAs par réaction en phase vapeur de composés organométalliques.", *Comptes rendus de la première conférence canadienne sur la technologie des semiconducteurs*, Conseil National de recherche du Canada, 1982.
- 2.23 C.S. Kang et P.E. Greene, *Appl. Phys. Lett.*, **11**, 171 (1967).
- 2.24 Par exemple, voir:
K.A. Pichar, "Ion implantation in Silicon—Physics, Processing, and Microelectronic devices.", dans *Applied solid-state science*, R. Wolfe, éd., vol. 5, (Academic Press, New York, 1975).
- 2.25 M. Heiblum et al., "Characteristics of AuGeNi ohmic contacts to GaAs.", *Solid-state Elec.*, **25**(3), 185 (1982).
- 2.26 Voir par exemple:
E. Huber et H.L. Hartnagel, "XPS analysis of (100) GaAs surfaces after applying a variety of technology etchants.", *Solid-state Elec.*, **27**(6), 589 (1984).

Chapitre 3: Méthode Expérimentale

-Introduction

Ce chapitre décrit les techniques adoptées et les instruments utilisés pour mesurer les signaux C.P.I. et P.V. La première partie traite de l'équipement optique et de ses composantes. Dans la deuxième partie, le circuit électrique dans lequel le transistor a été incorporé est décrit.

3.1 Montage optique

Un schéma simplifié de l'équipement optique est illustré à la figure 3.1. La lumière émanant d'une lampe quartz-iode est focalisée sur la fente d'entrée d'un monochromateur McPherson (focale de 1 mètre). La lumière de sortie du monochromateur est concentrée sur toute la surface du dispositif par un miroir sphérique et une lentille en quartz. Devant la fente d'entrée, un stroboscope mécanique Optikon opérant à environ 850 hz permet de moduler l'intensité de la lumière. La variation d'intensité de la lumière en fonction du temps, mesurée avec un photomultiplicateur (temps de montée ~ 1ns), est d'ailleurs illustrée à la figure 3.2. Un filtre placé devant la fente de sortie élimine la lumière due aux diffractions de deuxième ordre du réseau holographique. Ce réseau possède 1200 traits au mm. Une dispersion latérale de 0.833 nm/mm à la fente de sortie est spécifiée dans le manuel d'opération du spectromètre. Le spectre d'intensité de la lumière émanant de la fente de sortie a été mesuré avec un détecteur pyroélectrique à détectivité constante (Laser Precision Corp.). Le résultat est illustré à la figure 3.3. Dans la région qui nous intéresse (800 à 900 nm), l'intensité de la lumière variait très peu, et donc les spectres mesurés n'ont pas été corrigés pour les variations d'intensité.

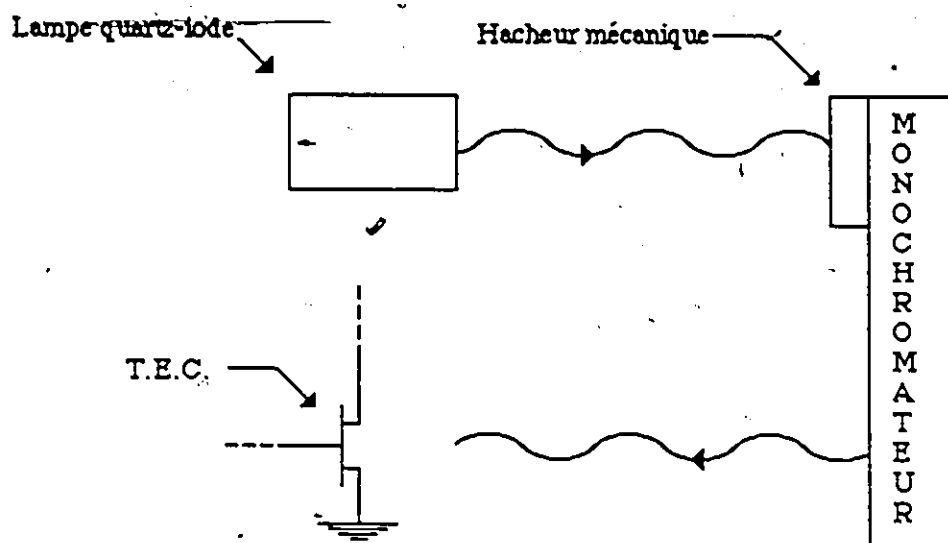


Figure 3.1 Schéma de l'équipement optique

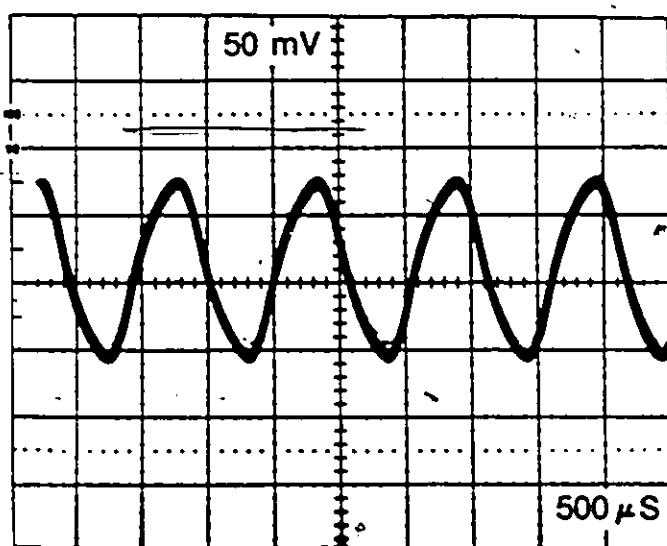


Figure 3.2 Intensité lumineuse émanant du monochromateur, en fonction du temps

3.2 Circuit électrique

•Introduction

Pour les expériences, deux circuits électriques ont été adoptés: le premier, plus utilisé, a

été employé dans des conditions de lumière hachée. Quelques expériences ont été effectuées dans des conditions de lumière non hachée, et un autre circuit électrique s'est alors avéré utile. Avant de décrire en détails les circuits électriques, l'incorporation des transistors dans ces circuits doit être discutée.

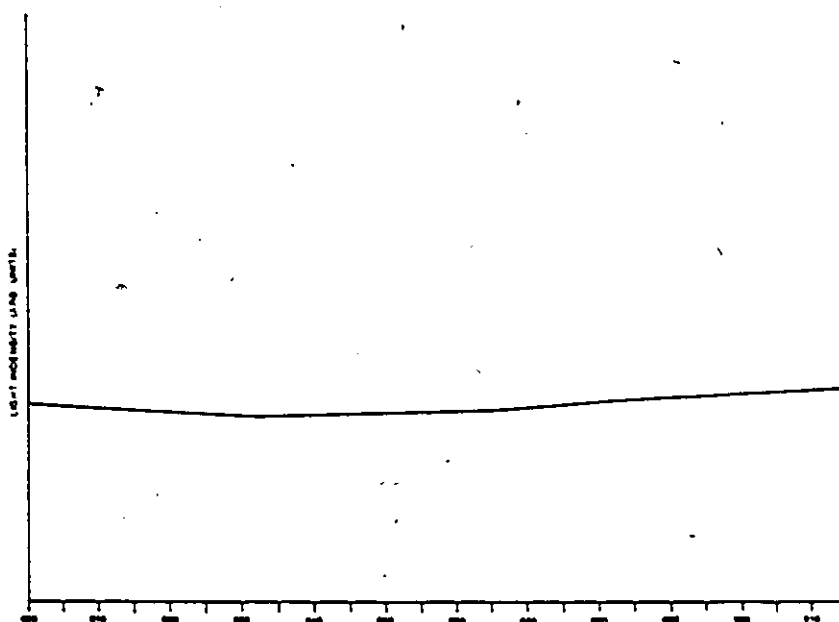


Figure 3.3 Intensité lumineuse émanant du monochromateur, en fonction de λ

3.2.1 Incorporation des dispositifs dans les circuits

Les T.E.C. furent incorporés dans un support pour dispositifs à micro-ondes. Ces supports sont formés d'un bloc de cuivre sur lequel était fixée une couche de matériel isolant, du Al_2O_3 ou du "duroid". Deux minces couches d'Au, en forme de ruban, furent déposées sur l'isolant. Le transistor fut fixé sur le bloc de cuivre avec de la colle d'époxie (voir la figure 3.4). Les contacts électriques ont été faits avec de minces fils d'or. La source a été branchée au bloc de cuivre, et la grille et le drain aux rubans d'or. Des connecteurs latéraux de type SMA, employés spécialement pour les dispositifs micro-ondes, ont été attachés sur les cotés du bloc de

cuivre où ils reposaient sur les rubans d'or (voir la figure 3.5). De cette façon, le transistor opère en configuration "source commune". Ce tout reposait sur une base stable d'aluminium, sur laquelle étaient également montés deux "T" de polarisation, utilisés dans les circuits électriques. Une vue en coupe des "T" de polarisation est illustrée à la figure 3.6.

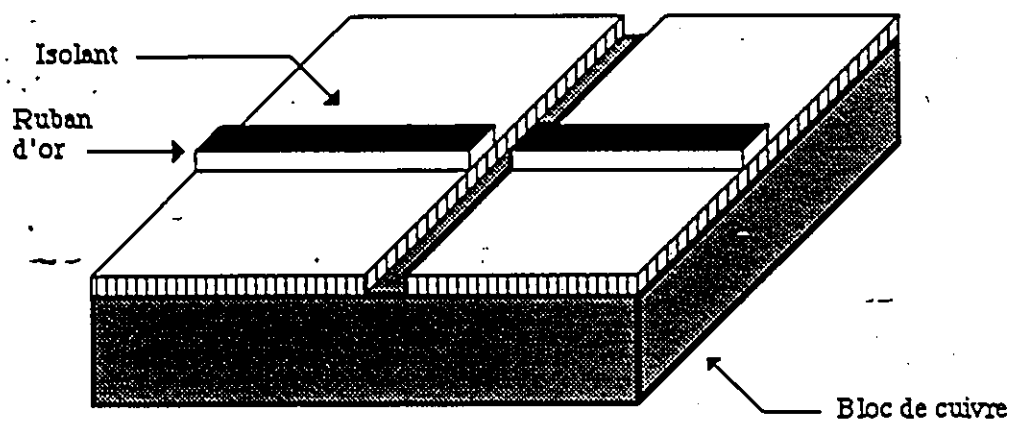


Figure 3.4 Montage du transistor sur le bloc de cuivre

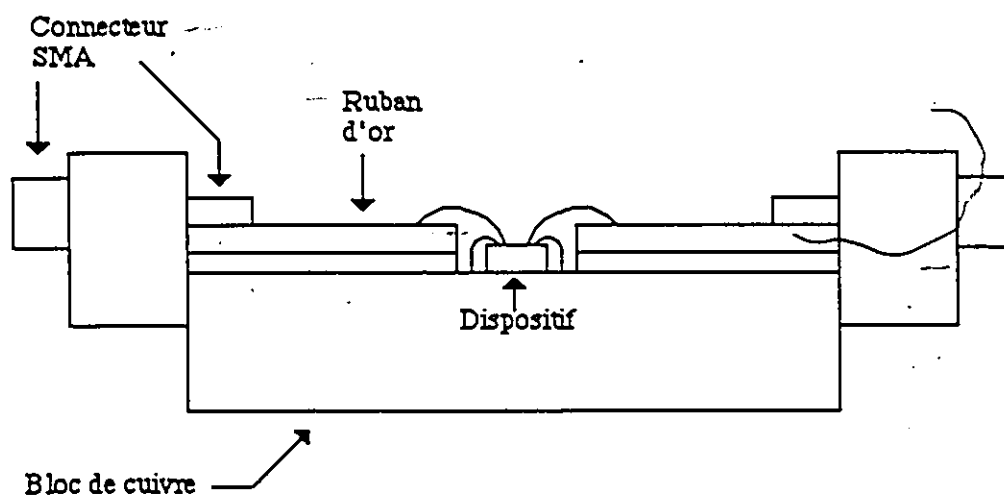


Figure 3.5 Montage des connecteurs SMA

3.2.2 Circuit utilisé pour les mesures en lumière hachée

Le circuit utilisé pour les mesures en lumière hachée est illustré à la figure 3.7. Toute mesure ou voltage appliqué est fait par rapport à la source. Les cercles indiquent où les voltages

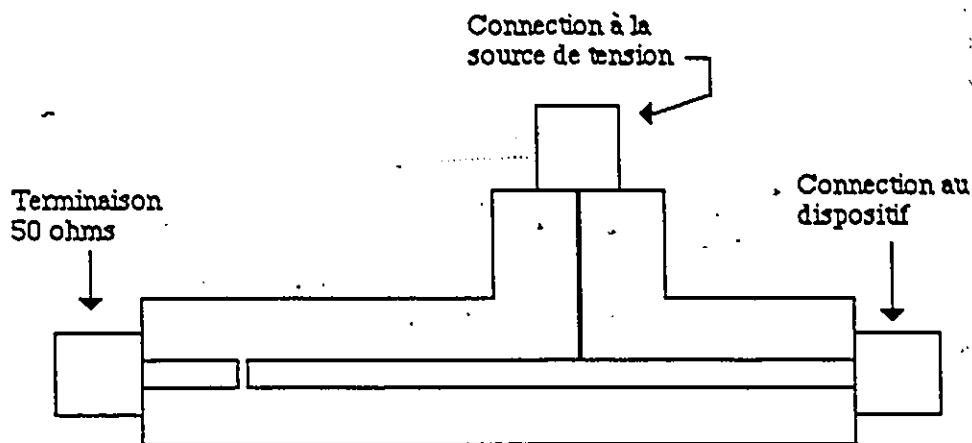


Figure 3.6 Vue en coupe des "T" de polarisation

ont été appliqués et les flèches, d'où les photo-signaux ont été pris. Un amplificateur à détection synchrone (A.D.S.) P.A.R.C. HR-8, avec impédance d'entrée de $10\text{ M}\Omega$, était utilisé pour détecter les photo-signaux, à la grille ou au drain. Pour les photo-signaux à la grille (P.V.), la valeur de la résistance variable influence la valeur du photovoltage, et donc, cette résistance variable fut ajustée de la façon suivante: on branche la grille directement sur l'A.D.S. et un spectre est effectué; ensuite, la source de tension (H.P.) est incorporée dans le circuit avec la résistance variable en série (figure 3.7a) qui est alors ajustée pour obtenir la même hauteur de signal qu'avant, et un second spectre est effectué. La réponse spectrale n'était pas affectée. Les deux sources de tension pouvaient être mises à terre ou être "flottantes". Un multimètre digital Fluke fut utilisé pour mesurer les valeurs de voltage D.C. L'enregistreur graphique utilisé (H.P.) était muni d'une option chronométrée pour l'axe des x. Le monochromateur était

contrôlé par micro-processeur, et la variation de la longueur d'onde s'effectuait habituellement à un taux de 10nm/min.

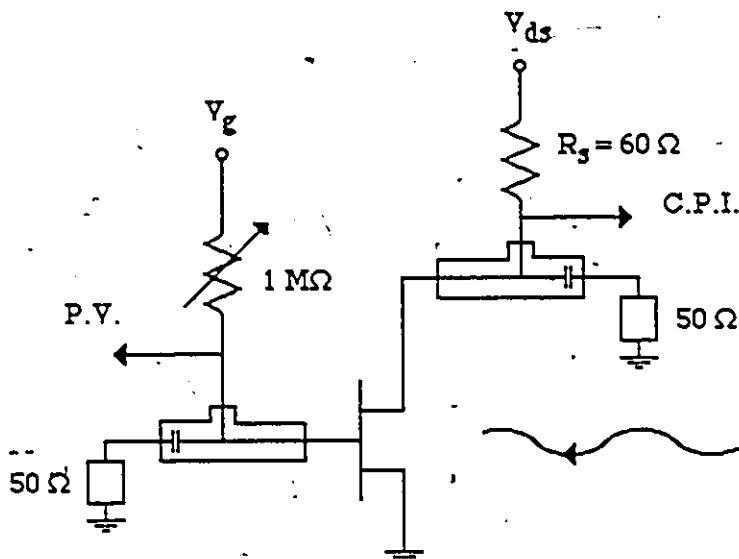


Figure 3.7 Circuit utilisé pour les mesures en lumière hachée

3.2.3 Circuit employé pour les mesures en lumière non hachée

Des mesures ont également été effectuées dans les conditions de lumière non hachée, donc d'intensité constante. Le circuit fut modifié quelque peu pour incorporer un ampèremètre, et est illustré à la figure 3.8. L'ampèremètre H.-P. utilisé avait une sortie analogue et une impédance d'entrée d'au plus 3 ohms. Pour mesurer l'intensité de la lumière, un détecteur photovoltaïque Coherent, au silicium, calibré pour la région 440 nm à 1.1μm, était utilisé. Ce wattmètre mesure la puissance totale du faisceau lumineux, et donc une mesure de la surface illuminante donne l'intensité de la lumière à ce point.

3.3 Détails sur la méthode de mesure des photo-signaux

Comme il a été vu au chapitre précédent, exposer le transistor à la lumière apporte une

augmentation de conductivité électrique du canal, donc une augmentation du courant électrique. Un photovoltage induit à la grille pourra également être observé. L'analyse qui suit traite de l'effet de la lumière hachée sur les courants et voltages existant dans le circuit. Par simplicité, on peut supposer que l'intensité de la lumière varie selon la forme d'une onde carrée de sorte que pendant une demi-période, le transistor est éclairé, et pendant la demi-période qui suit, le transistor est à l'obscurité.

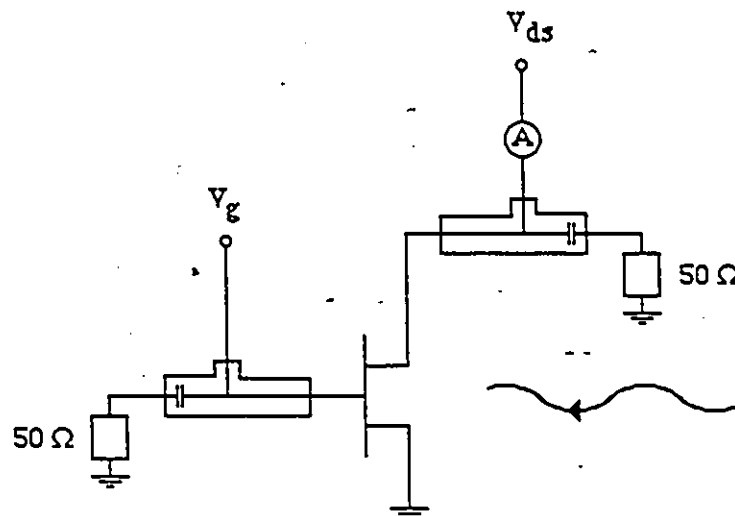


Figure 3.8 Circuit utilisé pour les mesures en lumière non hachée

Dans le circuit de la figure 3.7, le transistor et la résistance de 60 ohms se partagent, selon leur résistance respective, le voltage appliqué V_B . Quand le transistor est éclairé, une diminution de résistance dans le dispositif s'opère, et le courant dans le circuit augmente. Donc, le voltage au drain diminuera, car maintenant la tension électrique à travers la résistance de 60 ohms est augmentée proportionnellement avec le courant électrique.

L'illustration à la figure 3.9 montre graphiquement ce qui se produit quand le transistor est éclairé par de la lumière hachée avec la forme d'une onde carré, et qu'en plus, le transistor répond quasi instantanément à la lumière. La courbe no.1, montre, pour un voltage donné à la

grille, la variation du courant I_{ds} en fonction de V_{ds} , avec le transistor à l'obscurité. La courbe no. 2 nous illustre la même chose mais avec le transistor éclairé avec une lumière d'intensité constante. La ligne droite coupant les courbes 1 et 2 est la droite de charge du circuit, décrite par l'équation:

$$I_{ds} = -V_{ds}/R_s + V_B/R_s \quad (3.1)$$

où: R_s est la valeur de la résistance variable en série.

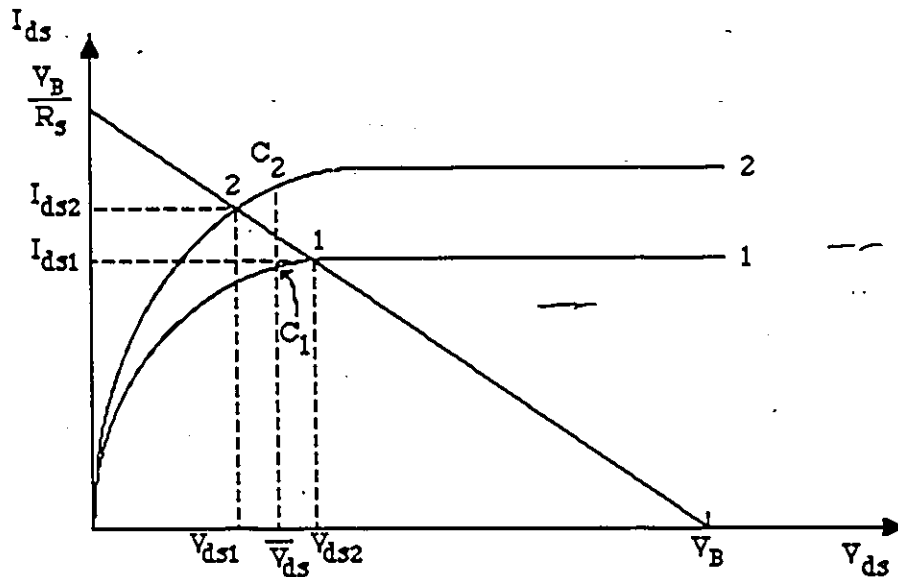


Figure 3.9 Action de la lumière sur le point de fonctionnement statique des circuits

Quand le transistor est éclairé par la lumière hachée, le point de fonctionnement statique passe du point 1 au point 2 de la figure, à la même fréquence que la fréquence de hachage. Par la figure, on voit que le changement de voltage du drain du transistor est proportionnel au changement de courant dans le circuit. La constante de proportionnalité est $-R_s$, le signe négatif indiquant clairement qu'une augmentation de courant électrique dans le circuit implique une baisse de voltage au drain. C'est ce changement de voltage que l'A.D.S. détecte: le signal de sortie de l'instrument est un voltage D.C., proportionnel à la valeur R.M.S. du voltage (proportionnel au courant) A.C. d'entrée. Donc les mesures au drain sont une mesure de l'augmentation de

courant apportée par la lumière. Le multimètre digital mesure la moyenne, V_{ds} , entre les deux voltages V_{ds1} , et V_{ds2} . Cette augmentation de courant mesurée par l'A.D.S. ne se fait donc pas à voltage constant sur le drain. Donc on doit plutôt parler de "courant photo-induit" plutôt que de photo-courant, qui serait la différence de courant entre les courbes 2 et 1 à voltage fixe (voir ligne c_1-c_2 , figure 3.9). Le courant photo-induit dépend de la valeur de R_s et n'est égal au photo-courant que quand R_s tend vers zéro, c'est-à-dire lorsque la droite de charge est verticale.

La grille, qui, comme déjà vu, est un contact Schottky, peut être utilisée comme détecteur photovoltaïque. La différence de voltage à la grille, entre les conditions d'éclairement et d'obscurité, est le signal P.V. détecté par l'A.D.S. Le multimètre mesure, comme pour le cas précédent, la moyenne entre le voltage à la grille à l'obscurité, et quand le T.E.C. est éclairé.

Conclusion

Ceci termine la description du montage expérimental. Nous avons revu les montages optiques et électriques. Nous avons également présenté l'équipement utilisé pour prendre nos mesures, sous condition d'éclairement par de la lumière hachée et non-hachée. Le prochain chapitre à l'étude présentera les résultats de nos expériences ainsi que la discussion de ces résultats.

Chapitre 4: Résultats Expérimentaux et Discussion

Introduction

En se fiant à ce qui a été présenté aux chapitres 1 et 2 en rapport avec les pièges et les niveaux dans la bande interdite, il est évident que les transistors étudiés ne seront pas identiques en ce qui a trait à la qualité des matériaux sur lesquels ils sont fabriqués. On sait déjà [4.1] que la qualité des matériaux a une influence sur les propriétés micro-ondes de ces dispositifs. Nos résultats présentés dans ce chapitre indiquent que les caractéristiques optiques varient également de dispositif en dispositif. La méthode de mesure que nous avons utilisée, décrite au chapitre 3, a donc du potentiel comme sonde non destructive. La qualité des dispositifs, en ce qui a trait à l'échauffement du canal et des niveaux d'impuretés dans la couche active ou dans le substrat, peut-être évaluée en analysant les spectres en P.V. ou en C.P.I. Egalement, une analyse du C.P.I. indique que la photosensibilité du transistor utilisé comme détecteur optique est fonction des voltages appliqués à la source et au drain. L'analyse nous permet de mieux comprendre le fonctionnement du transistor comme dispositif en plus de son fonctionnement comme détecteur optique, et de faire un lien entre cette photosensitivité et les caractéristiques du matériau.

Le premier sujet abordé portera donc sur cette variation du C.P.I. avec V_{ds} et V_g . La deuxième partie portera sur l'analyse des spectres de P.V. et de C.P.I., en ce qui a trait à l'identification possible de niveaux peu profonds dans la bande interdite. La troisième partie présentera une application intéressante, qui est issue d'une étude que nous faisons sur la dépendance des spectres P.V. et C.P.I. sur V_{ds} . Il s'agit d'une technique simple de mesurer la température du GaAs près du canal du T.E.C. L'utilité de cette méthode pour mesurer la résistance thermique des dispositifs sera discutée. Chaque sujet sera introduit, puis décrit. Ensuite, une discussion des phénomènes observés suivra.

4.1 Variation du C.P.I. avec V_{ds} et V_g

-Introduction

Plusieurs chercheurs ont étudié le phénomène d'augmentation du courant au drain du T.E.C. due à la lumière [4.2] ou encore un jet d'électrons [4.3, 4.4]. Ce phénomène est intéressant car il implique une considération des divers processus de photoconduction et d'effet photovoltaïque à la grille et à la jonction couche active-substrat S.-I. (grille arrière). Par contre, les dimensions réduites de ces dispositifs font qu'il devient difficile de "séparer", pour ainsi dire, les différents phénomènes se produisant en même temps, et contribuant simultanément à l'augmentation de courant de drain quand le transistor est exposé à la lumière d'un faisceau lumineux.

Quand la lumière monochromatique éclaire la surface du transistor, une partie (30%) en est réfléchiée par la surface du GaAs. La lumière, comme il a été vu à la sous-section 2.2.3, est absorbée dans le semiconducteur, dans l'espace entre la source et la grille, et la grille et le drain. L'intensité de cette lumière absorbée variera de façon exponentielle avec la distance dans le semiconducteur. La lumière absorbée crée des paires électron-trou dont le mouvement sera influencé par les champs électriques locaux dans le dispositif. Au dessus de la bande interdite, pour des valeurs de $\lambda = 850$ nm, le coefficient d'absorption est de l'ordre de 10^4 cm⁻¹, de sorte qu'une bonne partie des porteurs est créée en deçà d'une distance de 1 μ m environ. Avec des couches épitaxiales de 0.3 μ m, cela implique que seulement une partie, soit environ 25% [4.5], des photons absorbés forme des paires électron-trou dans la couche épitaxiale. Donc une importante part des porteurs sont créés dans le substrat. Il y a donc possibilité d'induire un courant dans le substrat, en plus du courant induit dans la couche active, car des champs électriques relativement élevés pourraient y être présents [4.5]. En plus, des effets de jonction auront lieu quand les porteurs (électrons et trous) seront séparés par la grille arrière ou la grille avant. L'importance relative de chacun des phénomènes, en ce qui a trait à leur contribution à l'augmentation du courant au drain, dépendra de facteurs tels l'épaisseur de la couche active, les

champs électriques présents dans le substrat, etc.

Les T.E.C. au GaAs sont reconnus comme photodétecteurs rapides [4.6] et ayant un haut gain en photoconductivité [4.7]. Le gain est très élevé à basse fréquence de hachage de la lumière, et baisse jusqu'à une valeur d'environ 3 à haute (>200MHz) fréquence [4.8]. Il existe par contre une controverse en ce qui a trait à la nature du photocourant et du gain en photoconductivité. Certains auteurs considèrent que le photocourant provient du changement de conductivité du canal par la création des paires électron-trou: le gain proviendrait de la différence entre les temps de transit entre le trou et l'électron [4.9]. A basse fréquence de hachage, le haut gain serait dû à des pièges dans la couche active [4.2], qui augmentent la durée de vie des électrons. Un autre point de vue [4.10] stipule que les changements de largeur de la zone d'épuisement de la grille avant et de la grille arrière, causés par la lumière, sont responsables de l'augmentation du courant. L'effet de la lumière serait donc le même que celui d'appliquer un voltage plus positif, à la grille ou au substrat. Récemment [4.8] une étude sur la photosensibilité des T.E.C., c'est-à-dire cette augmentation du courant apportée par la lumière, concluait que l'effet de gain en photocourant à basse fréquence de hachage était dû aux effets de jonction, et qu'à haute fréquence (>200MHz), l'effet était dominé par le mécanisme de temps de transit, mentionné précédemment. Un autre article [4.2] paru récemment stipule tout à fait le contraire: on apprécie donc la complexité du problème, face à tant de résultats et/ou interprétations contradictoires.

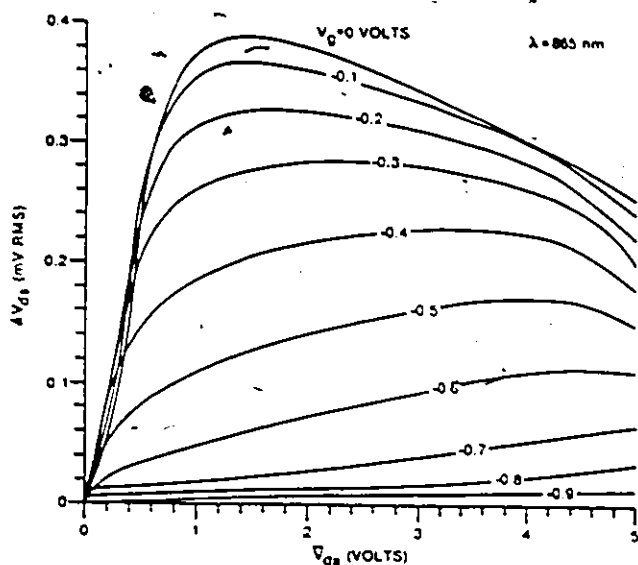
4.1.1 Description des résultats

•Introduction

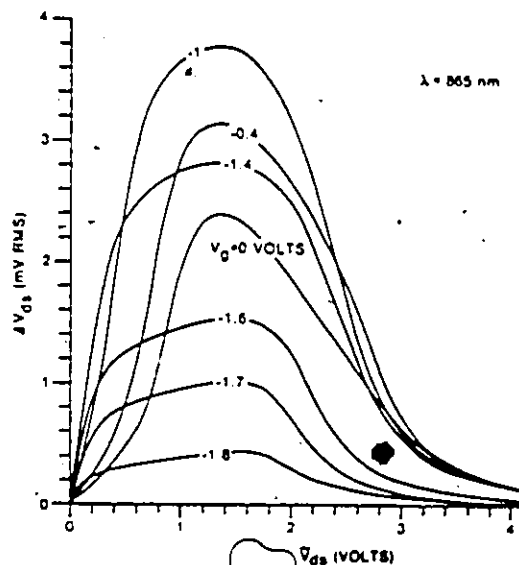
Cette sous-section décrit les résultats obtenus en mesurant le C.P.I. en fonction de V_{ds} , et en utilisant V_g comme paramètre. Premièrement, les résultats obtenus avec l'A.D.S. seront présentés, et ensuite les résultats en lumière D.C.

4.1.1.1 Résultats obtenus avec l'A.D.S.

Les résultats qui suivent sont nos mesures de C.P.I., obtenus à 850 Hz à l'aide du circuit de la figure 3.7. Le C.P.I. a été mesuré (figure 4.1) en fonction de V_{ds} et V_g , à une longueur d'onde dont l'énergie des photons est supérieure à la valeur de la bande interdite. Des résultats similaires ont été obtenus pour des longueurs d'onde sous la bande interdite, mais le signal était moins fort à cause du plus faible coefficient d'absorption.



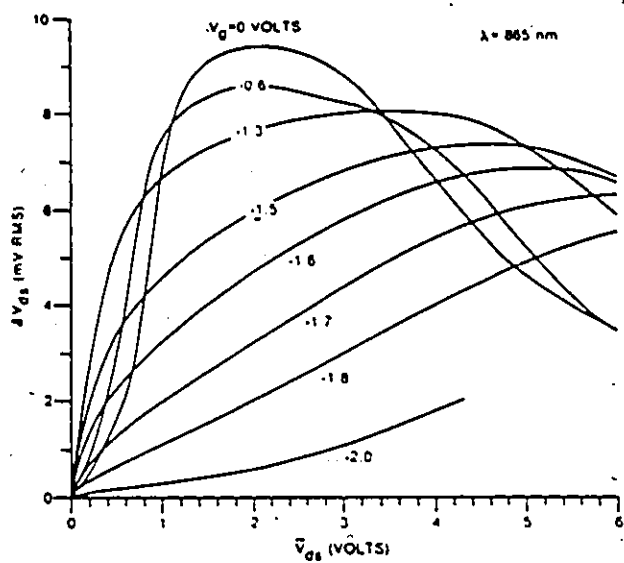
(a) N.E.C. 137



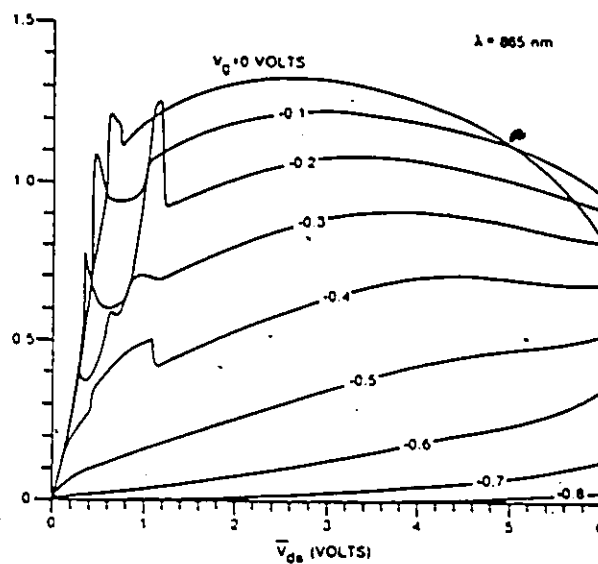
(b) Avantek AT-8061

Figure 4.1 C.P.I. en fonction de V_g et V_{ds}

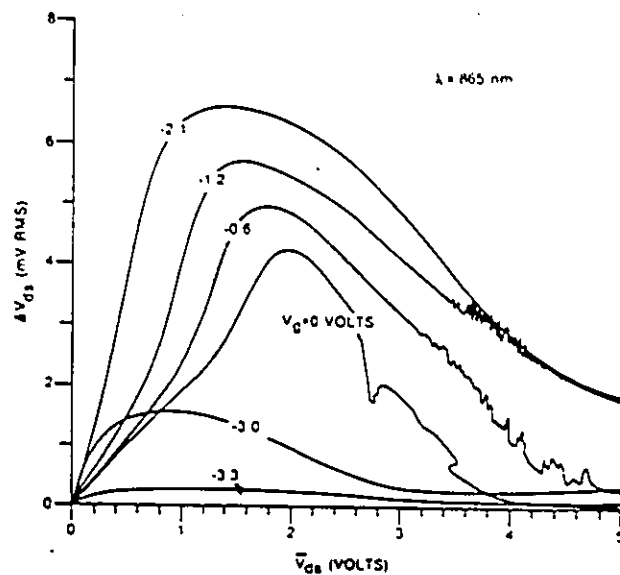
(a) N.E.C. 137 (b) Avantek AT-8061 (c) Plessey Gat 6 (d) N.E.C. 388 (e) Dexcel 2502A



(c) Plessey Gat 6



(d) N.E.C. 388



(e) Dexcel 2502A

Figure 4.1 C.P.I. en fonction de V_g et V_{ds}

(a) N.E.C. 137 (b) Avantek AT-8061 (c) Plessey Gat 6 (d) N.E.C. 388 (e) Dexcel 2502A

En comparant les familles de courbes de C.P.I. vs V_{ds} , à la figure 4.1, on se rend compte que la dépendance du C.P.I. en V_g et V_{ds} n'est pas la même pour les cinq dispositifs. Avant de parler des différences entre les dispositifs, voyons ce qu'il y a de commun entre eux:

- (1) A faible voltage V_{ds} et à $V_g \sim 0$, le graphique du C.P.I. en fonction de V_{ds} présente une courbure qui disparaît à V_g plus négatif.
- (2) Pour toutes les valeurs de V_g fixe, le C.P.I. en fonction de V_{ds} augmente, puis passe par un maximum avant de tendre vers zéro à V_{ds} suffisamment élevé.
- (3) Tous les T.E.C. cessent d'être sensibles à la lumière pour des valeurs de V_g suffisamment négatives.

Nous avons classés les T.E.C. en 2 catégories, d'après la forme des courbes de C.P.I. en fonction de V_{ds} , avec V_g comme paramètre. Dans la première catégorie sont inclus les deux dispositifs N.E.C. et le Plessey Gat 6. Le Dexcel et l'Avantek appartiennent à la deuxième catégorie. Les dispositifs de la première catégorie montrent une baisse continue du C.P.I. avec V_g plus négatif. Dans la même séquence, le maximum en C.P.I. se déplace vers des valeurs de plus en plus grande de V_{ds} . Les dispositifs de la deuxième catégorie voient leur C.P.I., à V_{ds} fixe, augmenter, passer par un maximum, puis finalement tendre vers zéro à des valeurs de V_g suffisamment négatives. Dans cette même séquence, c'est-à-dire quand V_g passe de zéro à une valeur plus négative que la tension de pincement, la valeur de V_{ds} qui maximise le C.P.I. (sur la courbe où V_g est fixe) ne varie pas de façon aussi prononcée que pour les T.E.C. de la première catégorie.

Nous avons également pris des mesures en lumière D.C. pour un spécimen de chaque catégorie, soit le N.E.C. 137 et l'Avantek At-8061. Ces résultats seront présentés avant d'entreprendre la discussion. Les résultats en lumière D.C. pour l'Avantek sont présentés en premier et ensuite, ceux du N.E.C. 137.

4.1.1.2 Résultats obtenus en lumière d'intensité constante

La figure 4.2 montre un graphique du courant de drain de l'Avantek, pour des conditions d'obscurité et d'éclairement, en fonction de V_{ds} . Les traces sont répétées pour trois valeurs fixes de V_g . Ce résultat a été obtenu à l'aide du circuit de la figure 3.8. L'intensité de la lumière était de 0.4 mW/cm^2 , à $\lambda = 850 \text{ nm}$. Ces résultats confirment la dépendance du photocourant en V_{ds} et en V_g observée à la figure 4.1.

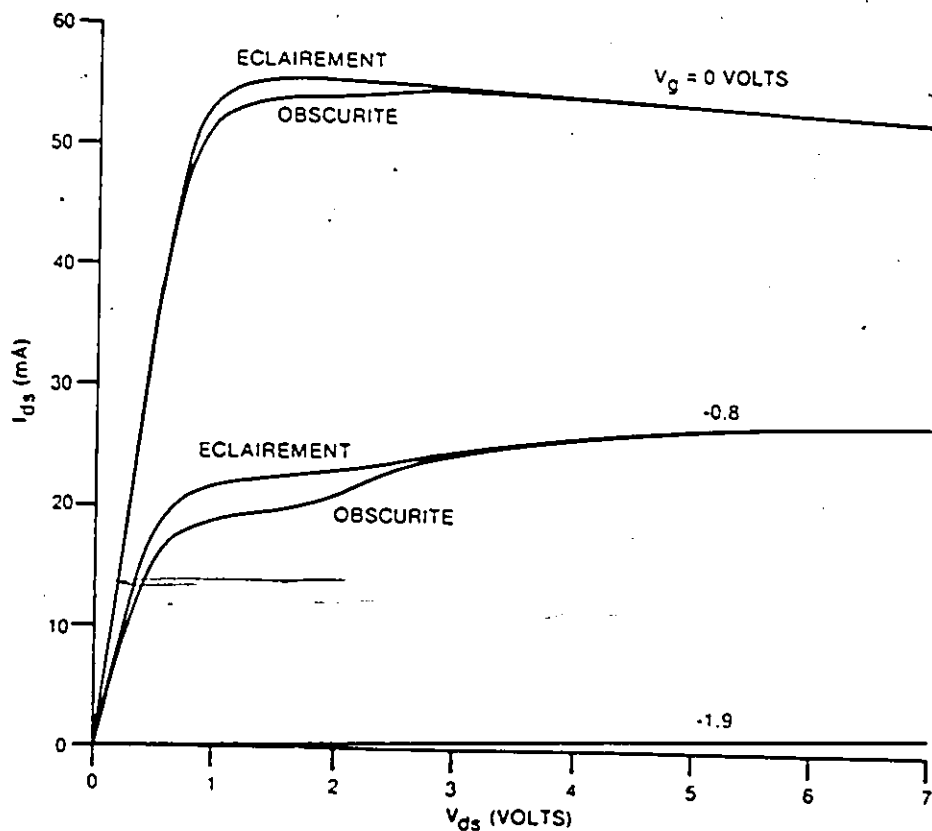


Figure 4.2 I_{ds} en fonction de V_{ds} , à l'obscurité et sous éclairement

La figure 4.3 présente un graphique de I_{ds} vs V_g à $V_{ds} = 0.050 \pm 0.005$ volts, et ce pour différentes valeurs d'intensité lumineuse [4.11]. Ce graphique est très utile car on peut en tirer beaucoup d'information. Premièrement, la tension de pincement (obtenue de la façon indiquée sur la figure 4.3) varie de façon logarithmique (figure 4.4) avec l'intensité de la lumière, et ce pour au moins deux ordres de grandeur en intensité. La pente de la ligne droite est de 0.021 V (voir la discussion qui suit pour l'explication de ce résultat). Deuxièmement, la transconductance du dispositif, c'est-à-dire la dépendance du courant de drain en V_g pour une valeur fixe de V_{ds} , à l'obscurité, se comporte de façon inusitée en fonction de V_g (figure 4.5). En effet, la transconductance passe par un maximum alors que V_g est varié de 0 à $V_g = V_p$. Les points expérimentaux sur cette figure représentent la différence, ΔI_{ds} , (en unités arbitraires) du courant de drain entre les conditions d'éclairement ($I = I_0$) et d'obscurité. Nous répétons que cette augmentation du courant dû à la lumière est définie comme étant la photosensibilité du transistor, ou du moins y est proportionnelle. A la figure 4.6, nous avons tracé le courant du drain, à $V_g = -1.33$ V, en fonction de l'intensité lumineuse. La figure 4.3 a encore été utilisée pour obtenir ce dernier résultat.

Les résultats du N.E.C. 137 sont quelques peu différents. On voit à la figure 4.7 que la photosensibilité est plus faible que dans le cas de l'Avantek, et ce pour la même intensité lumineuse. Ces mesures en lumière d'intensité constante confirment celles obtenue en lumière A.C. (lumière hachée) avec l'A.D.S. car on remarque à la figure 4.7 que, comme pour la figure 4.1(a), le photocourant tend vers zéro pour des valeurs de V_{ds} suffisamment élevées. Le voltage à la grille, comme on peut voir, a également son influence. La figure 4.8 montre, pour le N.E.C. 137, le courant de drain, à $V_{ds} = 0.050 \pm 0.005$ volts, en fonction de V_g . Les deux traces correspondent à deux valeurs d'intensité lumineuse, soit $I = 0$, et $I = 0.4$ mW/cm². A la figure 4.9, nous avons tracé la transconductance, en fonction de V_g et également, la différence (en unités arbitraires) de courant de drain apporté par la lumière (points) en se basant sur la

figure 4.8. Comme pour l'Avantek, la transconductance montre un maximum en fonction de V_g . Egalement comme l'Avantek, la photosensibilité se comporte comme la transconductance en fonction de V_g .

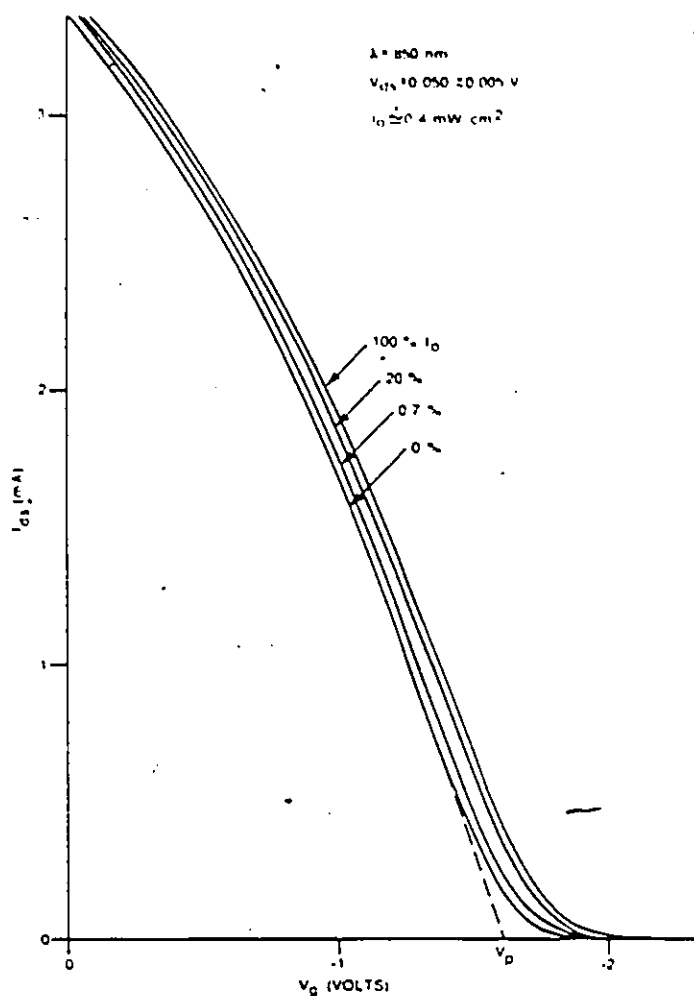


Figure 4.3 Courant de drain en fonction de V_g pour une faible valeur de V_{ds}

Bref, les mesures en lumière D.C. (intensité constante) confirment ce qui a été observé en lumière A.C., à 850 Hz. La validité de la méthode A.C. est donc confirmée. En fait, cette méthode se prête mieux à l'étude du C.P.I. à cause de la sensibilité de l'A.D.S. Egalement, la

tension de pincement de l'Avantek varie de façon logarithmique avec l'intensité de la lumière.

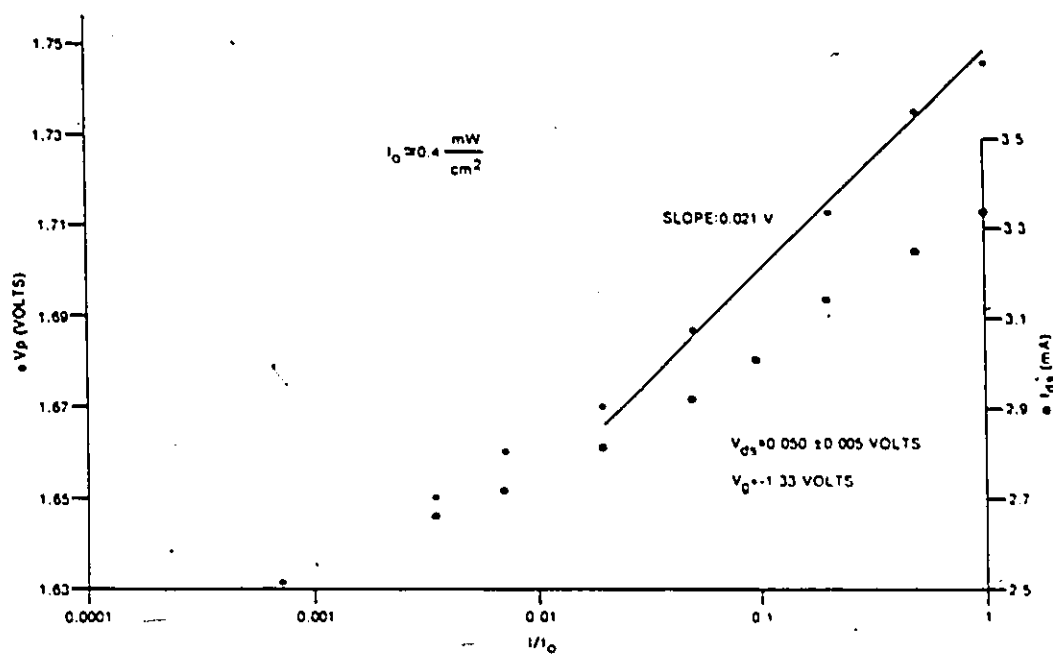


Figure 4.4 Tension de pincement en fonction de l'intensité lumineuse

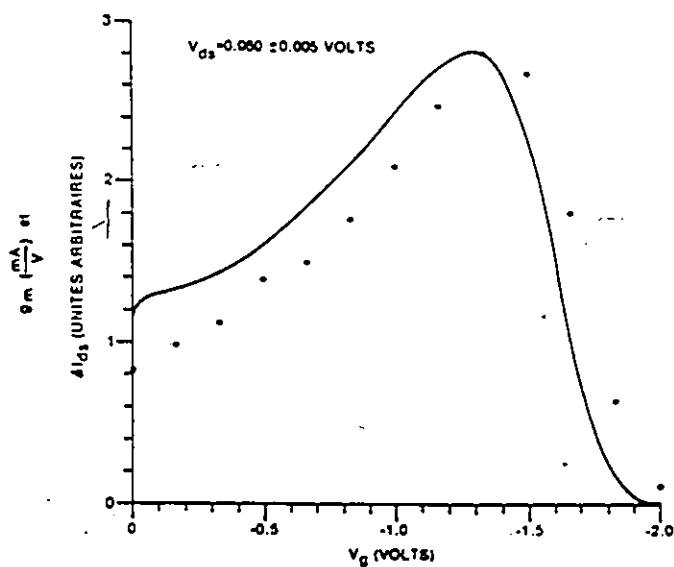


Figure 4.5 Transconductance en fonction de V_g

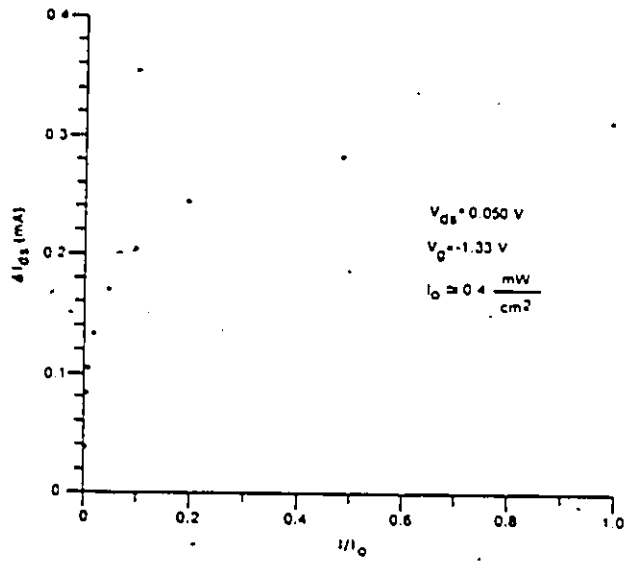


Figure 4.6 Courant de drain I_{DS} en fonction de l'intensité lumineuse

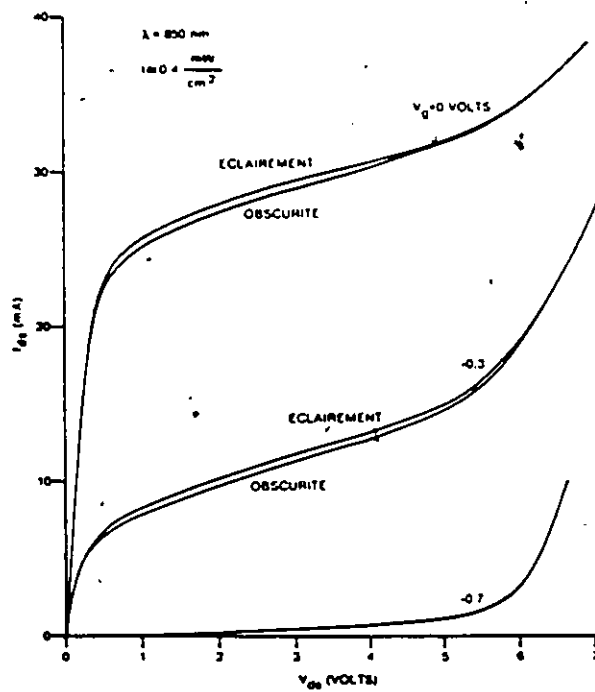


Figure 4.7 I_{DS} en fonction de V_{DS} et de V_G pour le N.E.C. 137

Finalement, il est observé que la photosensibilité se comporte, en fonction de V_g , comme la transconductance du dispositif.

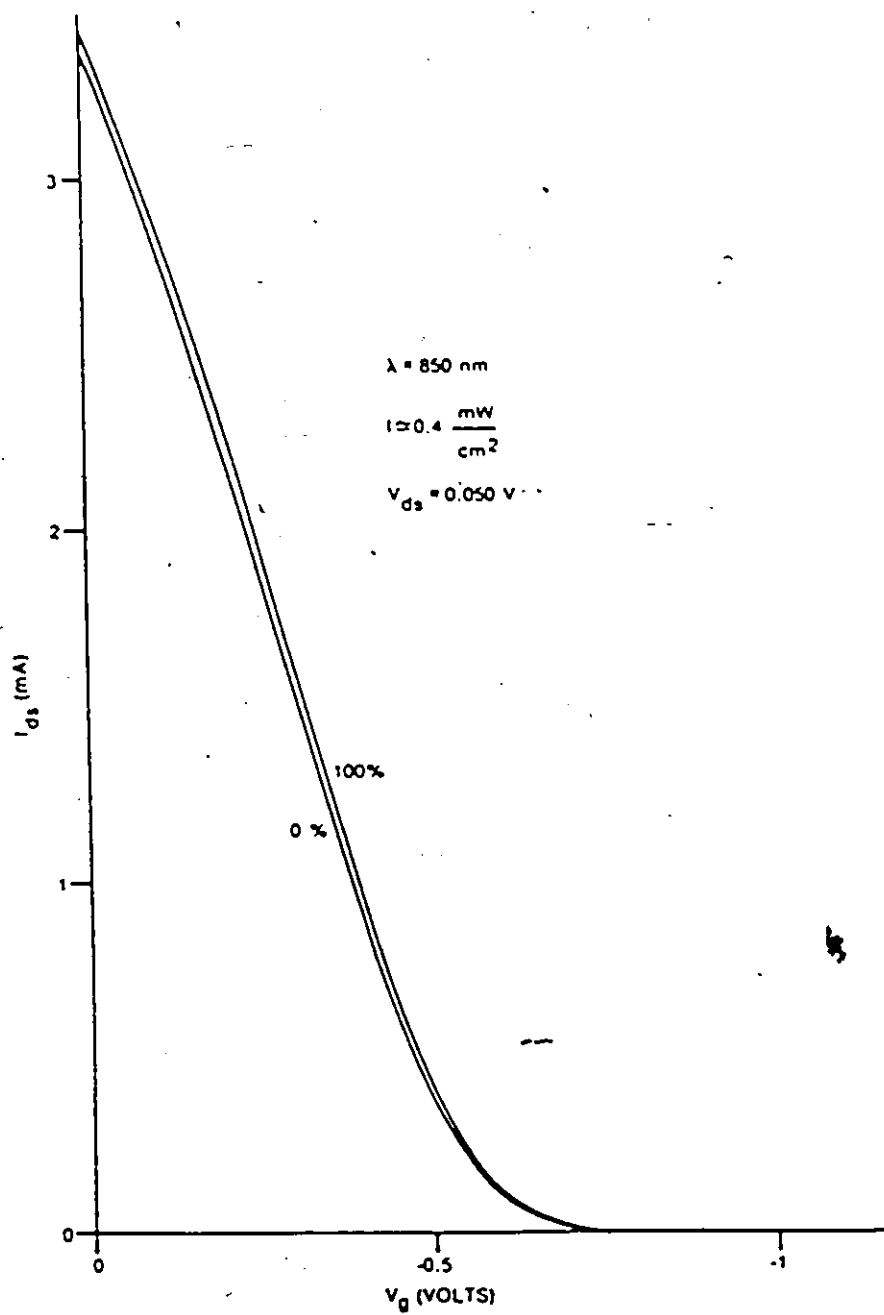


Figure 4.8 Courant de drain en fonction de V_g pour le N.E.C. 137

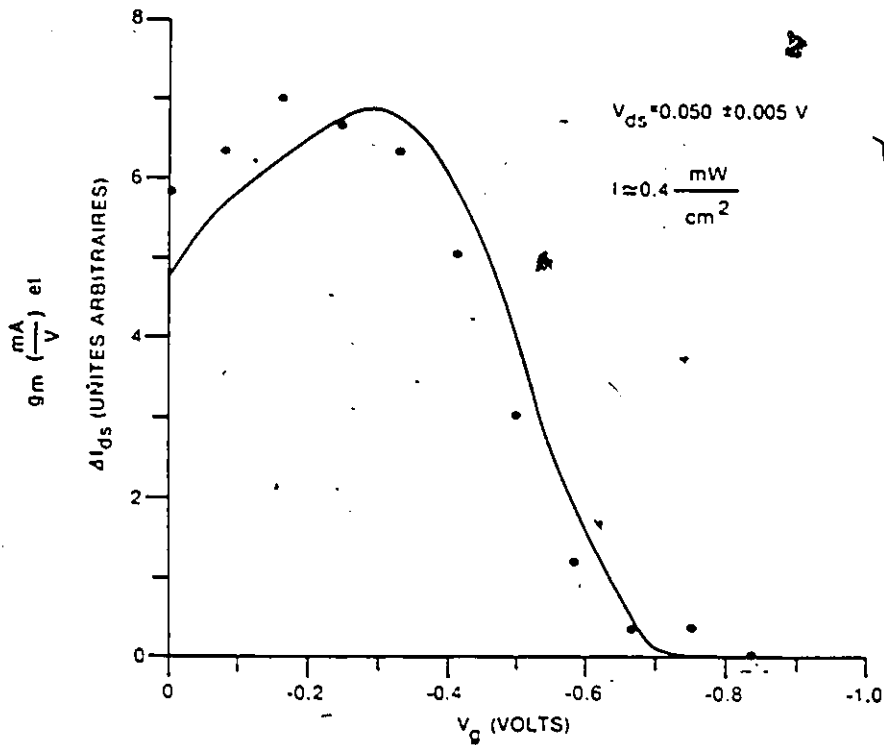


Figure 4.9 Transconductance en fonction de V_g pour le N.E.C. 137

4.1.2 Discussion des résultats

Introduction

Dans le but d'expliquer le mécanisme par lequel le courant de drain augmente dû à l'exposition du dispositif à la lumière, la discussion qui suit portera sur trois aspects des courbes du C.P.I. vs V_{ds} : (1) la courbure des traces, à faible valeur de V_{ds} ; (2) la baisse (vers zéro) en photocourant à V_{ds} élevé, pour chaque valeur de V_g ; (3) la variation du P.C. avec V_g , à V_{ds} fixe.

4.1.2.1 Courbure des traces, à faible valeur de V_{ds}

La courbure observée à faible valeur de V_{ds} (dans la région linéaire des caractéristiques $I_{ds} - V_{ds}$ du T.E.C. dans les traces du C.P.I. n'est normalement pas présente [4.11, 4.12]. La lumière absorbée augmente la conductance du canal et un modèle simple, basé sur les équations de Shockley (section 2.2) prédit que l'augmentation de courant due à la lumière (tracée à la figure 4.9) devrait varier de façon linéaire avec V_{ds} , pour la condition $V_{ds} \ll V_p$.

Cette courbure dans les caractéristiques est facilement explicable si on se souvient que le C.P.I. est inférieur au P.C., en particulier dans la région linéaire (voir la figure 3.11). Le C.P.I. et P.C. sont égaux quand $R_s \sim 0 \Omega$, ou autrement dit, quand la résistance du T.E.C., définie comme étant $R_{ds}(V_{ds}) = V_{ds} / I_{ds}(V_{ds})$, est de beaucoup supérieure à R_s . Dans notre cas, avec $R_s = 60 \Omega$ et une résistance typique de $1V / 30mA \sim 33 \Omega$ pour le T.E.C. à V_g près de zéro, la condition n'est pas remplie et la courbure dans la trace du C.P.I. vs V_{ds} est observée. A V_g près de V_p , la résistance du T.E.C. augmente et $R_s < R_{ds}$, faisant ainsi disparaître la courbure.

Pour bien illustrer ce dernier point, nous avons effectué des traces de C.P.I. vs V_{ds} pour des valeurs de R_s différentes (voir figure 4.10) et on voit que quand $R_s \rightarrow 0$, la courbure disparaît. Dans la région saturée des caractéristiques $I_{ds} - V_{ds}$, le C.P.I. n'est pas affecté par les changements de R_s car le parallélisme des courbes fait en sorte que C.P.I. \sim P.C. pour la région saturée (voir figure 4.11). L'avantage d'utiliser une valeur de R_s relativement élevée est que le signal détecté est plus fort, et qu'il n'est donc pas nécessaire d'utiliser les échelles plus sensibles (et plus bruyantes) de l'amplificateur à détection synchrone.

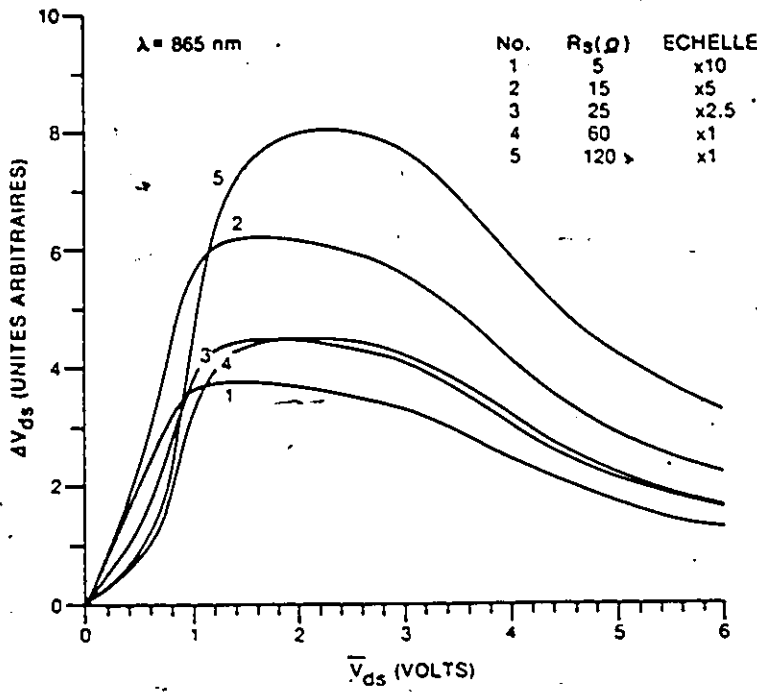


Figure 4.10 C.P.I. vs V_{ds} pour des valeurs de R_s différentes

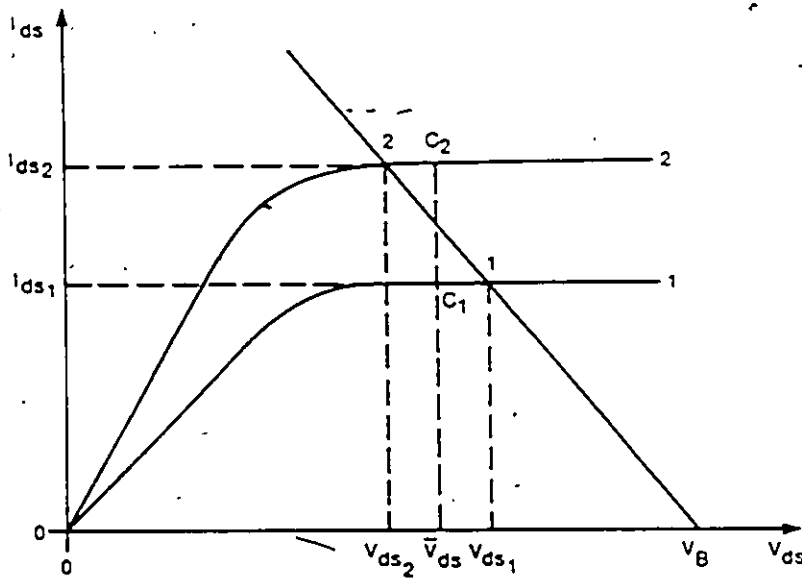


Figure 4.11 I_{ds} vs V_{ds} , à l'obscurité et sous conditions d'éclaircissement

4.1.2.2 Nature du C.P.I., et sa disparition à des voltages V_{ds} suffisamment élevés

(i) Introduction

Le prochain aspect des courbes de C.P.I. à discuter est sa nature et sa baisse vers zéro à voltage V_{ds} suffisamment élevé. On voit aux figures 4.2 et 4.7 que les courbes de courant de drain pour les conditions d'obscurité et d'éclairement se joignent et qu'éclairer le transistor n'affecte pas le courant de drain à ces voltages V_{ds} suffisamment élevés. Ce résultat est surprenant car si la lumière apporte une augmentation du courant de drain, que se passe-t-il à valeur de V_{ds} élevée pour que cette augmentation disparaisse ? A cause de cet effet quelque peu inusité, nous sommes portés à nous poser des questions sur la nature du photocourant. Plusieurs auteurs l'ont déjà fait, comme nous l'avons vu à l'introduction, et nous avons vu les possibles causes de l'augmentation du courant de drain dû à la lumière.

Avant même d'analyser en détail la nature du C.P.I., il est possible d'affirmer ceci: une application suffisamment négative du voltage à la grille, pour tous les transistors, réussit à éliminer le C.P.I. De ceci, on peut conclure que l'augmentation du courant de drain due à la lumière a lieu dans le canal du transistor, et que le photocourant dans le substrat est un effet secondaire par rapport à l'augmentation de courant dans le canal. Cet argument a déjà été fait par Forrest et alii [4.2], et nous sera utile pour la discussion qui suit.

(ii) Estimation de la concentration des porteurs sous conditions stables

Commençons par estimer la concentration des électrons qui sont créés par la lumière. Ce calcul n'est pas facile à effectuer de façon exacte car il faut tenir compte du taux de génération des paires électron-trou qui varie de façon exponentielle, et de la diffusion subséquente des porteurs. Un calcul approximatif [4.12] est possible, et c'est celui que nous utiliserons.

Le coefficient d'absorption du GaAs, au-dessus de la bande interdite (c'est-à-dire autour de $\lambda = 850$ nm) est d'environ 10^4 cm⁻¹, ce qui implique qu'environ 60% de la lumière est

absorbée en deçà d'un micron. L'épaisseur des couches épitaxiales utilisées pour les T.E.C. est d'environ $0.3 \mu\text{m}$, de sorte que l'intensité de la lumière y est plus ou moins uniforme (100% à la surface, 75% à $0.3 \mu\text{m}$ de profondeur). L'équation utilisée pour estimer la concentration des porteurs créés est l'équation de continuité:

$$\frac{dn}{dt} = \nabla \cdot \mathbf{J} + G - (n - n_0)/\tau_n \quad (4.1)$$

où: n est la densité totale d'électrons.

\mathbf{J} est la densité de courant dans le dispositif.

G est le taux de création de paires électron-trou.

n_0 est la densité d'électrons à l'obscurité.

τ_n est la durée de vie des photoélectrons.

L'approximation utilisée suppose que le premier terme de droite de l'équation 4.1 est négligeable par rapport au deux autres. Donc sous conditions stables ($dn/dt = 0$), l'équation devient:

$$0 = G - (n - n_0)/\tau_n \quad (4.2)$$

et finalement:

$$n - n_0 = G\tau_n \quad (4.3)$$

La densité d'électrons sous conditions stables est donc $G\tau_n$. Si on suppose que toute la lumière est absorbée de façon uniforme dans le canal, alors le taux de génération des porteurs est:

$$G = \eta \alpha I/h\nu \quad (4.4)$$

où: η est l'efficacité quantique (un nombre entre 0 et 1).

α est le coefficient d'absorption du GaAs.

$h\nu$ est l'énergie de chaque photon.

I est l'intensité de la lumière.

La densité d'électrons créés par la lumière est donc donnée approximativement par l'équation suivante:

$$n - n_0 = (\eta \alpha I/h\nu) \tau_n \quad (4.5a)$$

Pour estimer $n - n_0$, les paramètres suivants sont utilisés: $\eta = 1$, $\alpha = 10^4 \text{ cm}^{-1}$, $I = 0.4 \text{ mW/cm}^2$, $h\nu = 2.334 \times 10^{-19} \text{ J}$. Donc:

$$n - n_0 = 1.71 \times 10^{19} \tau_n \text{ cm}^{-3} \quad (4.5b)$$

Il n'est pas facile d'apposer une valeur réaliste à τ_n . La durée de vie des photoélectrons dépend de la qualité du matériau utilisé, de la température, de la densité des donneurs et des pièges (voir la section 1.3). Quand le matériau est de bonne qualité les pièges sont présents à de faibles concentrations et alors la durée de vie des porteurs minoritaires et majoritaires est du même ordre de grandeur. Pour le GaAs, la durée de vie est alors de l'ordre de 10^{-8} s [4.13]. Si des pièges sont présents, par exemple des pièges à trous, la durée de vie des porteurs majoritaires (électrons dans notre cas) est augmentée au profit des porteurs minoritaires. Des durées de vie de l'électron de l'ordre de 10^{-5} s ont déjà été mesurées [4.14] pour des échantillons de type n. En incorporant ces valeurs extrêmes ($10^{-8} - 10^{-5} \text{ s}$) de durée de vie dans l'équation 4.5b, la densité d'électrons créés par la lumière est de l'ordre de 2×10^{11} à $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Cette concentration est beaucoup plus faible que les concentrations utilisées (10^{17} cm^{-3}) dans le canal des dispositifs.

A partir de cette augmentation en porteurs libres il est possible d'estimer l'augmentation en courant qui devrait se produire. Pour ce faire, on se fie sur les figures 4.3 et 4.8, où le voltage V_{ds} est tel que le transistor opère dans la région linéaire. La conductance K_{ds} du canal est exprimée comme suit:

$$K_{ds} = \sigma A/l \quad (4.6)$$

où: l est la longueur efficace du canal.

A est la surface en coupe efficace du canal.

σ est la conductivité du GaAs dans le canal.

Si on suppose que l et A ne sont pas affectés de façon appréciable par la lumière, le changement de résistance apporté par la lumière se fera au niveau de la conductivité du GaAs qui s'exprime comme suit:

$$\sigma = e \mu \cdot n \quad (4.7)$$

où: e est la charge élémentaire.

μ est la mobilité des porteurs.

n est la concentration des porteurs.

Si la concentration des porteurs passe de n à $n + \Delta n$, il est clair que $\Delta\sigma$, le changement de conductivité, sera relié à n par:

$$\Delta\sigma = e \mu \Delta n \quad (4.8)$$

Il en découle donc que le changement, en pourcentage, de la conductance du canal dans la région linéaire est:

$$\Delta K_{ds}/K_{ds} = \Delta n/n \quad (4.9)$$

Supposons que, dans des conditions extrêmes, la concentration des porteurs dans les dispositifs soit de $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et que la lumière crée 2×10^{14} porteurs par cm^3 (correspondant à $\tau_n = 10^{-5} \text{ s}$). L'équation 4.9 nous montre que $\Delta K_{ds}/K_{ds}$ sera au plus égal à 0.4%. Cette hausse de conductance se traduit par une augmentation de courant, exprimée comme suit:

$$\Delta I_{ds}/I_{ds} = \Delta n/n \quad (4.10)$$

Pour l'Avantek (figure 4.3) et le N.E.C. 137 (figure 4.8), $\Delta I_{ds}/I_{ds}$ à $V_g = 0$ est de l'ordre de 3% et 2% respectivement. Pour d'autres valeurs de V_g , de plus faibles valeurs de I_{ds} et de plus grandes valeurs de ΔI_{ds} augmentent ce pourcentage.

La conclusion à tirer à ce point est que la lumière ne crée pas suffisamment de porteurs pour expliquer complètement la hausse de courant de drain par un changement de conductivité $\Delta\sigma$ du canal, d'autant plus que la valeur de $\Delta I_{ds}/I_{ds}$ de 0.4% est certainement la valeur maximale que l'on puisse calculer. Ceci est parce que la valeur de τ_n utilisée (10^{-5} s) est typique d'un matériau contenant une concentration importante de pièges. Les couches épitaxiales utilisées pour fabriquer les dispositifs ne sont certes pas parfaites, mais en se fiant à la référence 4.13, il est plus probable que τ_n soit de l'ordre de 10^{-8} s , ce qui réduirait la concentration des porteurs encore plus, et donc, la fraction de I_{ds} due à ce changement de concentration en

porteurs dans la couche épitaxiale.

Comme il a été vu, d'autres phénomènes peuvent entraîner une augmentation du courant électrique dans le canal. Ce courant est en effet influencé par les zones d'épuisements qui sont présents à cause de la grille, un contact Schottky, et de l'interface couche active-substrat S.-I. (la grille arrière) qui est similaire à une jonction p-n (voir la section 2.1). Il y a également la surface du GaAs où une zone d'épuisement est présente et qui peut limiter le courant jusqu'à un certain point. Ces trois zones d'épuisement sont sujettes à être influencées par la lumière, et alors le courant de drain le sera également par l'ouverture du canal causée par une diminution de ces zones d'épuisement.

Les mesures de la figure 4.1 ont été obtenues à l'aide du circuit de la figure 3.7, modifié de façon à ce que la grille soit branchée directement à la source de tension. Quand la lumière éclaire le transistor, un photocourant circulera entre la source et la grille. Par contre, aucun changement de voltage à la grille (c'est-à-dire un photovoltage) n'aura lieu car la tension à la grille est fixée par la source de tension qui a une très faible impédance d'entrée. Ça ne veut pas dire pour autant qu'il n'y aura pas de changement de largeur de zone d'épuisement (et donc de changement de courant de drain) apporté par la lumière. Comme il a été vu à la section 2.2 (voir en particulier la figure 2.12) la largeur de la zone d'épuisement dépend du voltage entre le canal et la grille. La lumière peut changer de façon significative la largeur de la zone d'épuisement de la jonction Schottky, car la résistance en série entre la source et la grille fait en sorte que le voltage entre la grille et le canal deviendra plus positif, ce qui aura pour effet de diminuer la largeur de la zone d'épuisement. Le courant de drain s'en trouvera donc diminué, via les caractéristiques de transconductance (dI_{ds}/dV_g) du dispositif.

Les deux autres possibilités, en ce qui a trait à la photosensibilité des dispositifs, seraient la modulation de la largeur de la zone d'épuisement à la surface du GaAs, présente à cause de niveaux dans la bande interdite, et la modulation de la largeur de la zone d'épuisement de la grille arrière. A cause de la structure des T.E.C., c'est-à-dire des dispositifs dont la grille est déposée

dans une tranchée formée dans la couche épitaxiale (voir section 2.3), il est peu probable que la surface du GaAs aie son influence sur le courant de drain. Ceci dépend évidemment de la profondeur de la tranchée dans laquelle se situe la grille. Pour ce qui est de la grille arrière, la lumière peut créer un photovoltage qui réduira la largeur de la zone d'épuisement s'étendant dans la couche active. Le voltage au substrat n'est fixé d'aucune façon et est donc sujet à être influencé par la lumière.

(iii) Explication possible de la nature du C.P.I. et de sa baisse à valeurs élevées de V_{ds}

-Introduction

Bien que les expériences que nous avons effectuées ne soient pas suffisantes pour être certain à 100% de la nature du C.P.I. et de sa baisse subséquente à V_{ds} élevé, la recherche extensive en littérature que nous avons entreprise complémente bien nos mesures et nous permet de présenter la raison la plus probable du phénomène observé.

Cette baisse en C.P.I. a déjà été observée par plusieurs chercheurs [4.7, 4.15 à 4.17]. Par contre, elle y est peu ou pas discutée, sauf dans un des articles [4.7]. Ces articles en général traitaient de l'effet de la qualité de l'interface arrière sur les propriétés des T.E.C.; entre autres, la photosensibilité. On sait qu'un dispositif dont l'interface couche active-substrat S.-I. possède des défauts, des pièges à trous, à électrons, bref, des niveaux d'énergie dans la bande interdite, est beaucoup plus sensible à la lumière qu'autrement. Ceci est parce que la jonction arrière crée une zone d'épuisement dans la couche active dont l'extension dépend en partie [4.18] de l'état d'ionisation des pièges se situant à l'interface. La lumière, en faisant des modifications sur ces état d'ionisation, affecte la largeur de la zone d'épuisement, et ainsi le courant de drain.

Ceci ne nous donne a priori pas plus d'information sur la baisse du photocourant. Le seul article qui en parlait en plus de détail était un article portant sur les T.E.C. M.O.S. [4.19]. Un autre article [4.20], basé sur le précédent mais appliqué aux T.E.C. au GaAs, est très révélateur et permet de mieux comprendre la baisse du photocourant à V_{ds} élevé. Donc à l'aide

de ces deux articles et de nos résultats expérimentaux, nous sommes en mesure de discuter de la nature et de la baisse en C.P.I.

- Nature du C.P.I.

Pour l'Avantek, le courant de drain varie de façon logarithmique avec l'intensité de la lumière. Egalement la tension de pincement varie de façon logarithmique avec l'intensité lumineuse, et la pente que la ligne V_p en fonction de $\ln(I/I_0)$ est de 0.021 volts (se rappeler la figure 4.3, et l'analyse qui en découle). Cette variation de la tension de pincement avec l'intensité a déjà été observée et expliquée en termes de changements de tension interne à la grille à cause du déplacement de la zone d'épuisement. L'analyse se fait comme suit [4.21]: la lumière sépare le niveau de Fermi en deux quasi-niveaux selon les équation suivante:

$$p_0 + \Delta p_0 = p_0 \exp((E_F - E_{FP})/kT) \quad (4.11a)$$

$$n_0 + \Delta n_0 = n_0 \exp((E_{FN} - E_F)/kT) \quad (4.11b)$$

où: p_0 (n_0) est la concentration des trous (électrons) à l'obscurité.

Δp_0 (Δn_0) est la concentration de trous (électrons) apportés par la lumière.

E_F est le niveau de Fermi à l'obscurité.

E_{FP} (E_{FN}) est le quasi-niveau de Fermi des trous (électrons) sous l'influence de la lumière.

Pour un semiconducteur de type n, $E_{FN} \sim E_F$ et c'est le changement du niveau de Fermi des trous qui entraîne le changement de tension interne. Donc on doit se rappeler que $V_p + V_i = qN_d a^2$ (équation 2.17). Donc $E_{FN} \sim E_F$ car $n_0 + \Delta n_0 \sim n_0$ [4.21]:

$$\Delta V_p = \Delta V_i = kT/q \ln(\Delta p_0/p_0) \quad (4.12)$$

où: ΔV_p est le changement de tension de pincement.

ΔV_i est le changement de tension interne.

Si on suppose que le changement de concentration des porteurs est proportionnel à l'intensité lumineuse (voir l'équation 4.5a), l'équation 4.12 indique que le changement de tension

de pincement devrait être proportionnel au logarithme naturel de l'intensité lumineuse, et qu'en plus, la pente devrait être égale à $kT = 0.026 \text{ V}$ à $T=300\text{K}$. Nos résultats expérimentaux indiquent qu'effectivement la tension de pincement varie de façon logarithmique avec l'intensité lumineuse, et que la pente est de 0.021 V , ce qui est en accord raisonnable avec la théorie. L'écart de 20% de la pente peut être expliqué par la simplicité de la théorie, car d'autres processus d'augmentation du courant peuvent avoir lieu, comme il sera vu plus tard. Egalement, la façon utilisée d'évaluer la tension de pincement n'est qu'approximative, comme l'a déjà noté Fukui [4.22]. Finalement, la proportionnalité entre Δp_0 et I n'est qu'une approximation, même si cette supposition est raisonnable.

Le fait que le courant varie, comme la tension de pincement, de façon logarithmique avec l'intensité lumineuse est déjà une indication que la cause majeure de cette augmentation en courant de drain est un effet d'ouverture du canal dû à un effet photovoltaïque à une des jonctions. Le voltage à la grille avant (ou arrière) devient plus positif par rapport au canal lorsqu'exposé à la lumière monochromatique, ce qui a pour effet de diminuer la largeur des zones d'épuisement qui s'étendent dans le canal, et d'augmenter le courant de drain et la tension de pincement.

-Baisse du C.P.I. à des valeurs élevées de V_{ds}

La baisse du C.P.I. à V_{ds} élevé est également expliquée par un effet de jonction. En observant attentivement les caractéristiques $I_{ds} - V_{ds}$ de l'Avantek (figure 4.2), et en se fiant aux références 4.19 et 4.20, on remarque qu'en plus d'augmenter le courant de drain, la lumière élimine une caractéristique des courbes à l'obscurité. Portons notre attention, à la figure 4.2, sur la courbe où $V_g = -0.8 \text{ V}$. La courbe de courant de drain, à l'obscurité, montre une saturation du courant, vers $V_{ds} \sim 0.8 \text{ V}$. Cette saturation est suivie d'une augmentation de I_{ds} à $V_{ds} \sim 1.9 \text{ V}$, puis d'une deuxième saturation, à $V_{ds} = 2.4 \text{ V}$. On voit que l'augmentation du courant entre 1.7 et 2.5 V n'a pas lieu sous conditions d'éclairage (ou presque pas), et c'est ce qui fait que le

C.P.I. baisse entre ces deux valeurs de V_{ds} . Cette augmentation à l'obscurité a déjà été observée pour les T.E.C. au GaAs et pour les T.E.C.M.O.S. [4.19]. Le courant de drain augmente et se resature (voir figure 4.12) comme si un changement graduel de voltage à la grille (vers une valeur plus positive) s'effectuait. Ce changement (à l'obscurité, nous le répétons) de voltage est dû au fait que le substrat est "flottant", dans ce sens qu'aucune électrode est placée directement sur le substrat près de l'interface pour fixer le voltage. Ce voltage au substrat dépend du courant qui circule dans le canal, comme suit: à bas voltage V_{ds} , le voltage du substrat près de l'interface est presque égal à celui de la source, et très peu de courant, seulement le courant de recombinaison, circule à travers la diode couche active-substrat S.-I. Par contre, à plus haut voltage V_{ds} , les champs électriques dans le dispositif sont tels que des électrons sont injectés dans le substrat et un courant circule alors du drain à la source via ce substrat. Dans les T.E.C. M.O.S. à canal de type n, le substrat est de type p et l'interface est une jonction p-n conventionnelle. Le changement de courant à travers la diode est accompagné d'un changement de voltage au substrat, suivant les caractéristiques I-V de la jonction. Ce changement de voltage au substrat diminue la largeur de la zone d'épuisement de la jonction et ouvre le canal, ce qui entraîne l'augmentation observée du courant de drain.

Pour les T.E.C. au GaAs, les travaux de Gorokin et Vaitkus [4.20] nous renseignent sur les mécanismes qui sont responsables de l'augmentation de I_{ds} . Les électrons injectés dans le substrat, sous l'influence des hauts champs électriques, ionisent par impact des électrons qui se trouvent dans des pièges situés dans le substrat, près de l'interface. Donc avec quelques électrons injectés, l'ionisation par impact à champs électriques suffisamment élevés entraîne une augmentation du courant entre la source et le substrat qui comme dans le cas des T.E.C. M.O.S., rend le voltage du substrat plus positif par rapport au canal, diminue la largeur de la zone d'épuisement, et ainsi permet une augmentation du courant de drain. Parce que le substrat est semi-isolant, le courant de recombinaison est faible et il ne faut pas que le courant entre la source et le substrat augmente de beaucoup pour qu'un changement de voltage important à

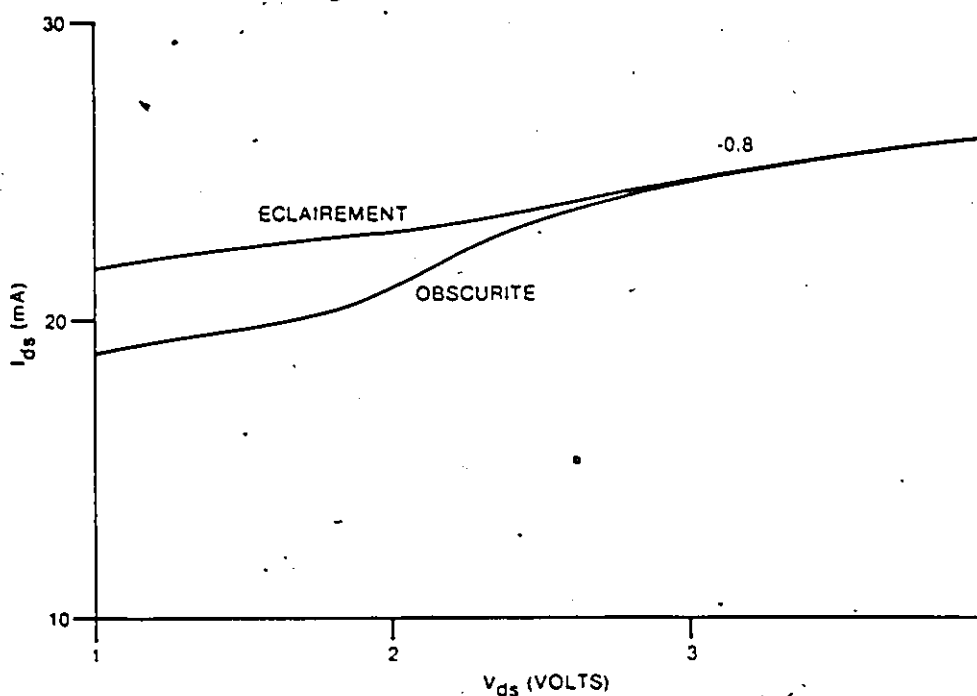


Figure 4.12 Une vue plus en détails du courant de drain vs V_{DS} pour l'Avantek

travers la diode aie lieu. Le courant se resature (à $V_{DS} = 2.5$ volts, $V_g = -0.8$ V pour l'Avantek) quand le voltage au substrat cesse d'augmenter, ceci à cause de la forme particulière des caractéristiques I-V de la diode. Si les pièges se situent à un niveau unique dans la bande, l'augmentation de I_{DS} se produira très rapidement (à une valeur fixe du champ électrique [4.20]). Dans notre cas, l'augmentation se fait entre $V_{DS} = 1.9$ et 2.5 volts, et ceci nous suggère que les pièges sont distribués énergétiquement dans la bande interdite. L'augmentation de I_{DS} entre 1.9 et 2.5 volts est absente (ou du moins, pas aussi évidente) sous conditions d'éclairement, et ceci nous indique qu'en plus d'induire un photovoltage au substrat, la lumière vide en partie les électrons qui étaient dans les pièges, empêchant ce phénomène d'augmentation de courant entre 1.9 et 2.5 volts de se produire.

Une explication plausible, faite à l'aide d'un diagramme de bandes, est avancée: voyons

ce qui se produit si on éclaire le transistor avec de la lumière dont l'énergie photonique est supérieure à la bande interdite. Comme on a constaté précédemment par l'observation du changement de tension de pincement, la lumière crée des porteurs et le niveau de Fermi des trous se déplace selon l'équation 4.11a. Ce déplacement affecte, comme on peut voir à la figure 4.13, la population des pièges à l'interface et donc, le changement de voltage qui devra s'effectuer au substrat à cause de l'ionisation par impact des électrons présents dans ces pièges. La lumière fait en sorte que l'augmentation de I_{ds} soit minimisée quand les champs électriques deviennent suffisamment élevés. On observe en plus que le voltage auquel I_{ds} commence à augmenter est plus élevé sous condition d'éclairement qu'il ne l'est à l'obscurité. Ceci est en accord avec le fait que les électrons qui sont énergétiquement le plus près de la bande de conduction seront les premiers ionisés, selon la figure 4.13. A l'obscurité donc, les électrons seraient plus rapprochés énergétiquement du bas de la bande de conduction, ce qui explique la plus faible valeur de V_{ds} à laquelle l'augmentation en courant a lieu. Pour l'Avantek, ce qui vient d'être discuté explique bien ce qui est observé. A l'obscurité, une certaine augmentation du courant de drain s'effectue à cause de l'ionisation par impact des pièges à électrons du côté du substrat qui rend le voltage du substrat plus positif. Sous condition d'éclairement, un photovoltage induit à la grille arrière diminue la résistance du canal et en même temps diminue la concentration des électrons dans les pièges. Ceci alors explique la nature du C.P.I., et sa baisse subséquente à V_{ds} élevé.

Parce que la baisse du C.P.I. est explicable en partie par un changement de voltage au substrat, la photosensibilité du dispositif est donc liée à la transconductance de la grille arrière. Pour une faible valeur de changement de voltage au substrat V_{bg} , l'équation suivante est vérifiée:

$$\Delta I_{ds} = g_{bs} \Delta V_{bs} \quad (4.13)$$

où: g_{bs} est la transconductance du substrat.

ΔV_{bs} est le changement de voltage entre la source et le substrat.

La figure 4.14 est tirée de la référence 4.20 et montre le courant de drain en fonction de V_{ds} .

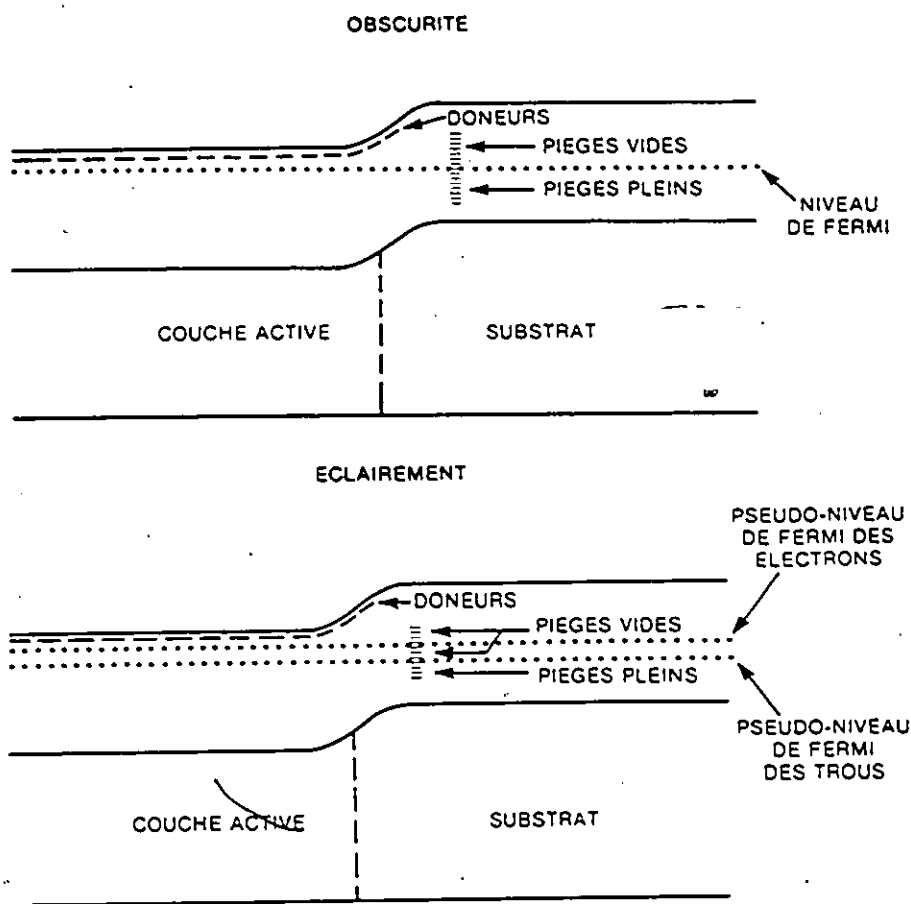


Figure 4.13 Diagramme des bandes expliquant le C.P.I. mesuré pour l'Avantek

pour différentes valeurs de voltage appliquées au substrat. Ce sont en fait les courbes de transconductance de la grille arrière. Un voltage de plus en plus négatif appliqué au substrat diminue le courant de drain comme dans le cas de la grille avant. Par contre, la transconductance de la jonction arrière est fortement affectée par la valeur de V_{dS} . Comme il est vu sur la figure 4.14, passé une certaine valeur de V_{dS} (dans ce cas $V_{dS} = 7$ volts) le courant de drain est pratiquement indépendant de V_{bS} , c'est-à-dire que la transconductance de la jonction arrière est pratiquement nulle. Ce phénomène (déjà observé ailleurs [4.15, 4.23]) est encore expliqué par

le changement de voltage du substrat qui est amené par un accroissement de V_{DS} , donc des champs électriques, donc de l'augmentation du courant entre la source et le substrat dû à l'ionisation par impact des pièges à électrons. Pour une valeur de voltage appliqué à l'électrode arrière, le courant se sature quand le volage au substrat (près de l'interface) devient égal à la valeur qu'il était à $V_{BS} = 0$. La transconductance de la grille arrière devient alors nulle. Dans notre cas, la lumière change optiquement le voltage efficace appliqué au substrat, le rendant positif. Quand la transconductance devient nulle à V_{DS} élevé, le changement de courant exprimé selon l'équation 4.13 devient nul même si le changement de voltage au substrat est non nul.

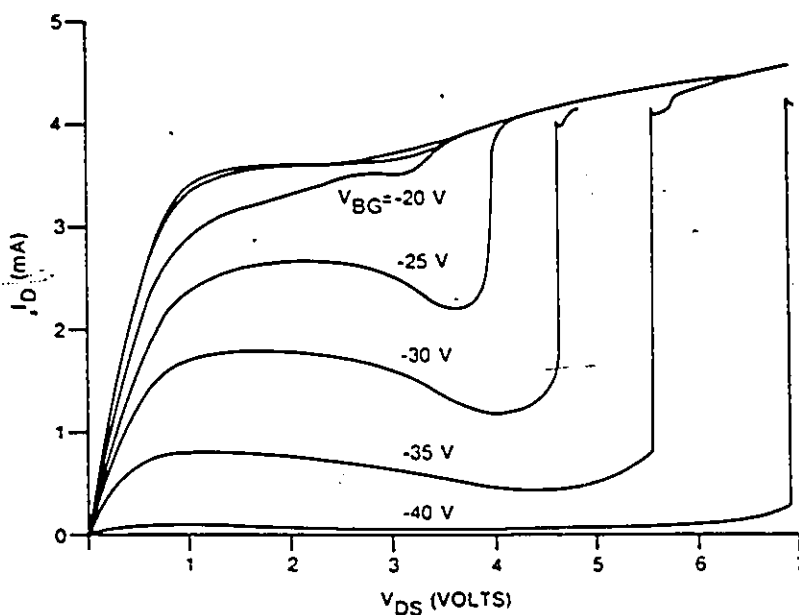


Figure 4.14 I_{DS} vs V_{DS} pour différents voltages au substrat

(D'après la référence 4.20)

Est-il plausible de supposer que des pièges existent à la grille arrière? Entre la couche active et le substrat, il y a bien souvent une couche épitaxiale de GaAs non dopée intentionnellement de 1 à 3 μm d'épais (voir la section 2.3). Ces couches épitaxiales constituent des matériaux de qualité, mais rien n'exclut la présence de pièges dans ces couches. Si des

pièges sont présentes dans la couche active et la couche non dopée intentionnellement, nous en sommes réduits à la situation déjà analysée à la référence [4.20]; les pièges dans la couche active n'affecteront pas beaucoup le courant de drain à cause de leur faible concentration par rapport à la concentration des donneurs, mais celles dans la couche non dopée pourraient faire une différence. Mitonneau et alii [4.24] ont tabulé une longue liste des pièges à trous et à électrons qui peuvent exister dans le GaAs. Ces pièges ont été mesurés non seulement dans des échantillons pris dans le corps, mais également dans des couches épitaxiales. Rien n'exclut donc que des pièges soient présentes à la grille arrière de nos dispositifs. En fait, un article [4.25] fait mention que cette interface peut en fait promouvoir la présence de ces niveaux aux interfaces entre les couches de GaAs.

L'augmentation de I_{dS} à l'obscurité que nous avons observé pour l'Avantek a été observée pour le Dexcel et également pour le Plessey. Il faut ajouter que le Plessey, comme les deux dispositifs N.E.C., montre une conductance du drain fortement positive après la saturation du courant dans ses caractéristiques $I_{dS} - V_{dS}$ à l'obscurité. Par contre, les courbes de C.P.I., s'ils montrent des similarités à celles des dispositifs N.E.C., ont un point commun avec l'Avantek et le Dexcel en ce qui a trait à la baisse du C.P.I. à V_{dS} élevé. C'est-à-dire qu'elle se fait rapidement, contrairement aux dispositifs N.E.C. qui montrent une baisse assez lente en C.P.I. à V_{dS} élevé (voir figure 4.1). L'augmentation de I_{dS} à l'obscurité (à cause de l'ionisation par impact) est donc reliée à une baisse rapide du C.P.I. avec V_{dS} .

Cette augmentation du courant de drain n'est pas une caractéristique qui est normalement observée dans les traces $I_{dS} - V_{dS}$ des T.E.C., et ce pour deux raisons:

- (1) Les caractéristiques des T.E.C., mesurées sur un traceur de courbes, s'obtiennent alors que le dispositif (non-encapsulé) est exposé à la lumière de la pièce, et à ce moment (voir figure 4.15) nous n'observons pas (ou presque pas) l'augmentation de courant entre 1.9 et 2.5 volts.

(2) Les pièges présents dans les dispositifs n'y sont évidemment pas incorporés volontairement. En effet, les pastilles de GaAs semi-isolants sur lesquels sont construits les dispositifs ne sont pas parfaites, et une certaine concentration de dislocations y sont présentes. Les dislocations ne sont pas réparties uniformément sur le substrat [4.25] et certains dispositifs, dépendant d'où ils proviennent sur la pastille, pourraient présenter plus de dislocations ou défauts que d'autres.

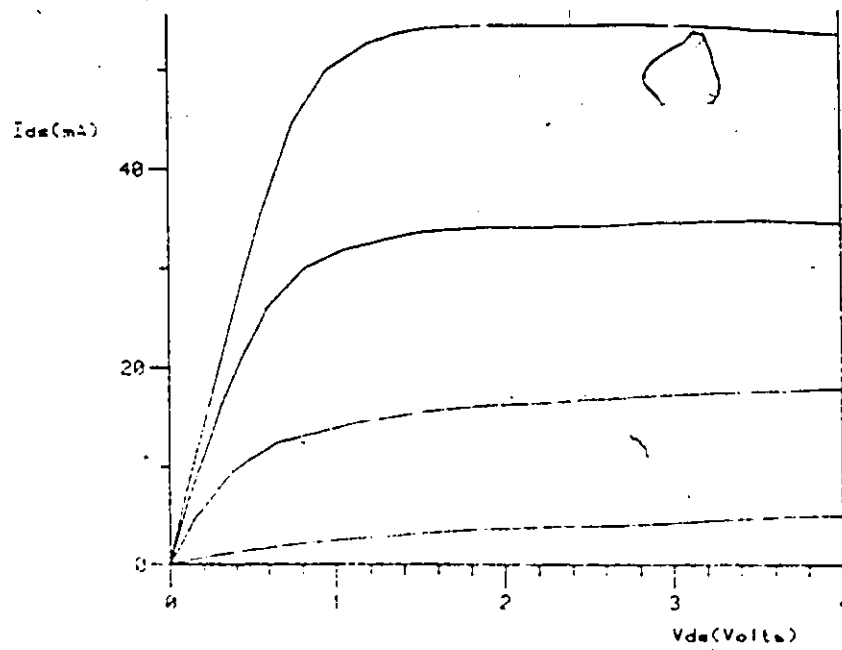


Figure 4.15 Caractéristiques I_{ds} - V_{ds} de l'Avantek obtenues sur un traceur de courbes

Bref, le simple fait que cette augmentation de I_{ds} ne s'observe pas toujours est en soi une bonne indication qu'elle est due à quelque irrégularité des matériaux sur et avec lesquels sont construits les dispositifs. Ces irrégularités influencent leurs caractéristiques électriques et optiques. Réciproquement, l'analyse détaillée de ces caractéristiques nous renseigne sur la qualité des matériaux.

Pour revenir aux caractéristiques de l'Avantek, concluons en affirmant que si l'intensité

de la lumière est telle que tout juste tous les pièges sont ionisés, alors la courbe $I_{DS} - V_{DS}$ (sous condition d'éclairement) ne devrait montrer aucune élévation de I_{DS} (entre 1.9 et 2.5 volts pour le cas spécifique de l'Avantek). A plus haute intensité lumineuse, le courant devrait augmenter à cause de l'ouverture du canal par l'effet photovoltaïque aux grilles avant et arrière qui est toujours présent, et à cause également de l'augmentation des porteurs dans le canal. A la figure 4.16, nous avons éclairé le transistor avec une intensité de plus en plus grande pour observer que l'augmentation de I_{DS} due à l'ionisation des pièges disparaissait effectivement à une certaine valeur d'intensité. Après cela, le courant augmente et "l'anomalie" est éliminée. la conductance du canal est par contre affectée par la lumière, de sorte qu'à V_{DS} encore plus élevé qu'avant, les lignes de courant se rejoignent quand même.

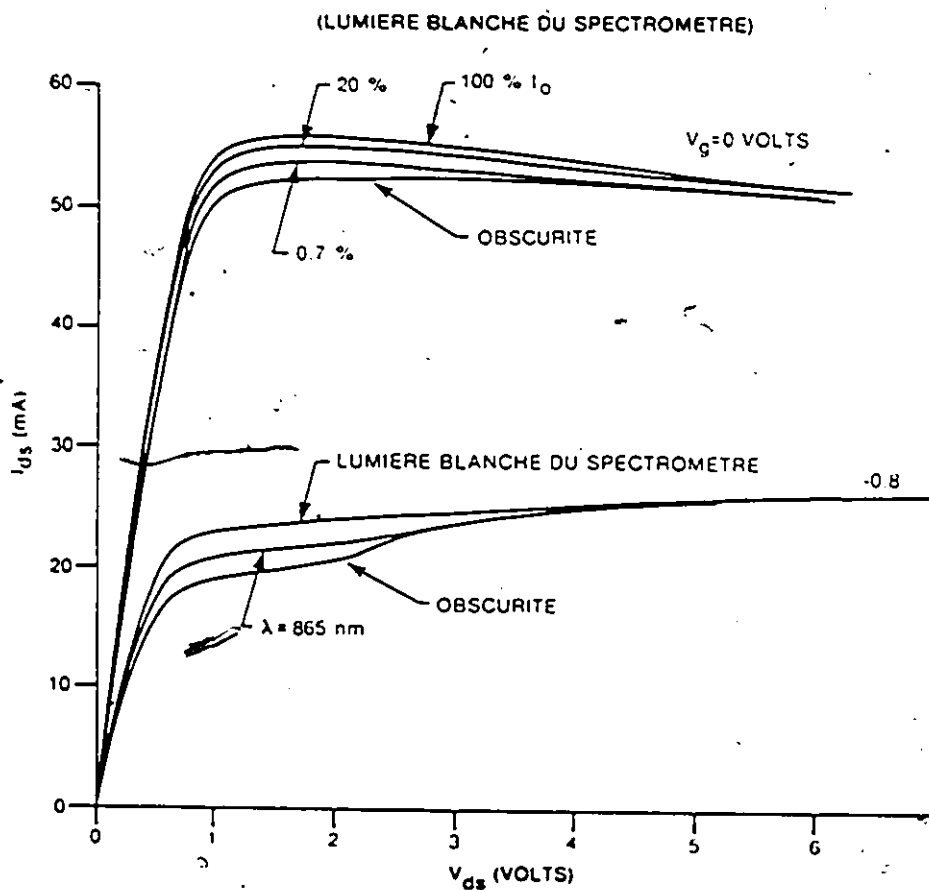


Figure 4.16 Caractéristiques $I_{DS} - V_{DS}$ de l'Avantek pour différentes conditions d'éclairement

L'augmentation de I_{ds} observée (en saturation, à l'obscurité) pour l'Avantek et le Dexcel n'est pas observée pour le N.E.C. 137. La réponse en C.P.I. (fig 4.1a) de ce dispositif en est d'ailleurs différente, les mesures D.C. effectuées sur le N.E.C. 137 confirment la baisse en photocourant à plus haute valeur de V_{ds} que sur l'Avantek et le Dexcel. On se rend compte que pour le N.E.C. 137 (figure 4.7) les deux courbes (obscurité et éclairement) $I_{ds} - V_{ds}$ ne se rejoignent définitivement que dans la région d'avalanche des caractéristiques $I_{ds} - V_{ds}$. A la figure 4.17, la courbe pour $V_g = 0$ montre par contre que le C.P.I. a déjà commencé à baisser vers $V_{ds} = 1.0$ volt. Il est déjà connu que la transconductance des dispositifs M.O.S. se dégrade dans la région d'avalanche [4.26, 4.27]. Si l'augmentation de courant est due à une ouverture quelconque du canal, éclairer le transistor est donc équivalent à changer (de peu) le voltage efficace à la grille. Il n'est donc pas surprenant de voir les deux courbes (obscurité et éclairement, à V_g fixe) se rejoindre, si la transconductance du dispositif se dégrade dans ce régime d'avalanche. La baisse en photocourant pour des voltages V_{ds} beaucoup plus faible que les voltages d'avalanche ($V_{ds} = 1$ V pour $V_g = 0$) est alors due à un autre phénomène; notamment, l'influence de la lumière sur la valeur de la conductance du canal, discutée précédemment pour l'Avantek. La plus faible réponse en photocourant de ce dispositif par rapport à l'Avantek est une indication de la plus faible concentration de pièges. La baisse en C.P.I. observée pour les T.E.C. N.E.C. 137 et 388, (baisse également observée à la figure 4.16 pour l'Avantek en plus de la baisse soudaine explicable par la présence de pièges dans le substrat), pour des valeurs de V_{ds} de plus en plus élevées est due à un autre phénomène, possiblement la grille Schottky du dispositif.

Bref, nos résultats indiquent que, pour les conditions expérimentales qui nous sont propres, l'augmentation du courant de drain due à la lumière s'explique en majeure partie par une ouverture du canal due à un effet photovoltaïque des jonctions. Dans le cas de l'Avantek, la nature, et la dépendance du C.P.I. en V_{ds} (V_g fixe) est en partie explicable par un effet de la grille arrière qui ouvre le canal. Dans le cas du N.E.C. 137, les expériences que nous avons

effectuées ne nous permettent pas de dire avec certitude laquelle des grilles est responsable de l'augmentation de I_{DS} . Pour le N.E.C. 137, il semble que le phénomène d'avalanche soit en partie responsable de la baisse en C.P.I.

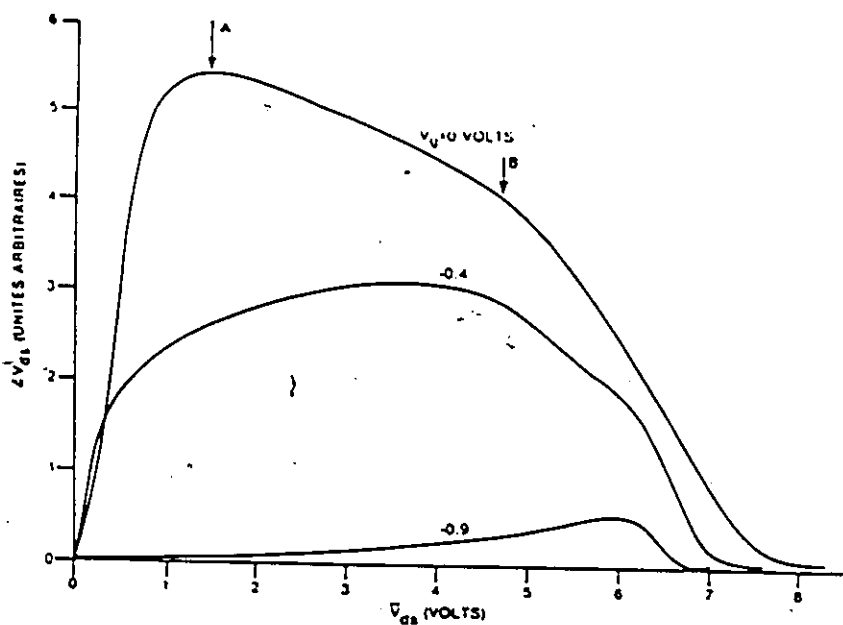


Figure 4.17 Une vue plus en détails du C.P.I. en fonction de V_{DS}

4.1.2.3. Dépendance du C.P.I. sur V_g

Finalement le dernier aspect à discuter est la dépendance du C.P.I., sur la valeur du voltage à la grille V_g . Comme il a été vu à la section précédente, la lumière induit un voltage aux jonctions avant et/ou arrière. Ce changement de voltage permet un changement de courant, I_{DS} , qui dépend de la transconductance des jonctions. Aux figures 4.5 et 4.9 nous avons vu que la réponse des dispositifs à la lumière suit de très près la transconductance de ces derniers, ce qui expliquerait la dépendance du C.P.I. en fonction de V_g [4.28]. C'est-à-dire que la photosensibilité des dispositifs, de par sa nature, est un reflet de la transconductance des

dispositifs. Ceci est un autre point en faveur de l'ouverture du canal par un effet photovoltaïque pour expliquer l'augmentation de I_{ds} .

La forme particulière des courbes de transconductance en fonction de V_g est explicable par la dépendance de R_{SO} , la résistance de la source, sur la valeur de V_g . D'après cette interprétation, ceci impliquerait que la résistance en série entre la source et le canal, résistance due à la présence d'une zone d'épuisement à la surface de la couche épitaxiale, est plus élevée dans le cas de l'Avantek que dans le cas du N.E.C. 137. La zone d'épuisement est due à des charges emmagasinées dans des pièges situés dans la bande interdite, à la surface du semiconducteur entre la source et la grille.

Il peut sembler un peu inusité que la photosensibilité, qui dans le cas de l'Avantek est reliée à la grille arrière, suive de très près la transconductance de la grille avant. Il faut toutefois préciser que la valeur de V_{ds} de 0.05 V est nettement inférieure aux valeurs de voltage auxquelles la transconductance de la grille arrière se dégrade. Donc, rien n'exclut dans ces conditions que les deux grilles aient, sinon la même transconductance, au moins la même dépendance en V_g . Après tout, les grilles influencent le même canal, le même courant de drain, par un changement de largeur de zone d'épuisement (dans ce canal) qui dépend du voltage à l'une des deux grilles.

Donc pour conclure, la dépendance du photosignal avec V_g peut être expliquée, de façon qualitative du moins, par la transconductance du dispositif qui varie avec V_g selon les figures 4.5 et 4.9. La transconductance est affectée par V_g de cette façon à cause de la résistance en série R_{SO} entre la source et le canal.

En conclusion à cette section, la dépendance du C.P.I. sur V_g et V_{ds} est explicable par l'ouverture du canal due à des effets photovoltaïques à la grille avant et/ou arrière. La conclusion que nous tirons n'est valable que pour nos conditions expérimentales d'intensité de la lumière, de coefficient d'absorption et de fréquence de hachage; ce ne sont que quelques facteurs qui

déterminent quels mécanismes seront présents ou lequel prévaudra sur les autres, en ce qui a trait à l'augmentation du courant de drain dû à la lumière.

4.2 Spectres en P.V. et en C.P.I.: identification d'accepteurs résiduels dans le GaAs.

-Introduction

Dans la section 4.1, toutes les mesures ont été prises dans des conditions de lumière dont la longueur d'onde était fixe. Dans cette section, la dépendance du C.P.I. et du P.V. (le photosignal à la grille) avec la longueur d'onde de la lumière est examinée. Nous examinerons l'effet particulier du voltage à la grille sur les spectres en P.V. et en C.P.I.

Les résultats de cette section seront analysés comme suit: une description générale des spectres P.V. sera suivie d'une étude indépendante de chaque transistor. Pour chaque spécimen, les spectres P.V. et C.P.I. et leur particularité seront présentés et discutés.

4.2.1 *Description générale des spectres P.V.*

Pour se familiariser avec ce que nous étudierons dans cette section 4.2, commençons par examiner le spectre, P.V. pour chaque transistor. Le signal P.V. est sondé sur la grille, à l'aide du circuit de la figure 3.7.

La figure 4.18 nous montre des spectres obtenus pour les dispositifs. Les courbes ont une allure similaire. Aux longueurs d'onde dont l'énergie photonique est inférieure à la valeur de la bande interdite ($E_g = 1.423$ eV ou $\lambda_g = 871.1$ nm à $T = 298$ K) le GaAs n'est pas très absorbant (par exemple, $\alpha = 3$ cm⁻¹ pour $\lambda = 925$ nm) et conséquemment, le signal P.V. ne

sera pas très élevé. Quand $\lambda = 900$ nm l'augmentation du coefficient d'absorption fait que le signal augmente. Le signal se sature entre $\lambda = 873$ et 872 nm (indiqué par la flèche sur chaque figure), ce qui correspond à une énergie photonique de 1.420 et 1.423 eV respectivement. Pour des longueurs d'ondes plus courtes que 872 nm, le signal est plus ou moins constant.

On voit d'après ce qui vient d'être décrit que la flèche (où le P.V. se sature) est située très près de la valeur de la bande interdite. En général la détermination de E_g se fait [4.29] en prenant la longueur d'onde à laquelle le signal P.V. est diminué de moitié par rapport à sa valeur maximale. Notre critère pour mesurer E_g , bien qu'arbitraire, est simple et suffisamment précis (~ 3 meV). La figure 4.18 montre également une structure à des longueurs d'ondes supérieures à λ_g . Finalement, on observe souvent dans les spectres que pour la condition $\lambda < \lambda_g$, le signal P.V. ou C.P.I. est inférieur à sa valeur à $\lambda \sim \lambda_g$. Ceci peut être une indication de la mauvaise qualité de la surface des matériaux [4.30]. En effet pour la condition $\lambda < \lambda_g$, une importante partie de la lumière est absorbée en surface, où la durée de vie des porteurs est inférieure à celle des porteurs dans le corps du semiconducteur. Ceci explique la baisse du signal pour $\lambda < \lambda_g$ car la plus courte durée de vie des porteurs implique que moins de porteurs seront créés, donc le signal sera plus faible. Dans le cas des T.E.C. la longueur d'absorption l_α est toujours supérieure à l'épaisseur de la couche active pour les valeurs de λ qui nous concernent (800 à 900 nm, ex: $l_\alpha = 1.4 \mu\text{m}$ pour $\lambda = 850$ nm). On ne peut donc parler strictement "d'effet de surface", dans le cas des T.E.C. que nous avons étudiés mais le signal constant observé pour certains des spectres, pour $\lambda < \lambda_g$ est un indice d'uniformité dans la qualité des matériaux.

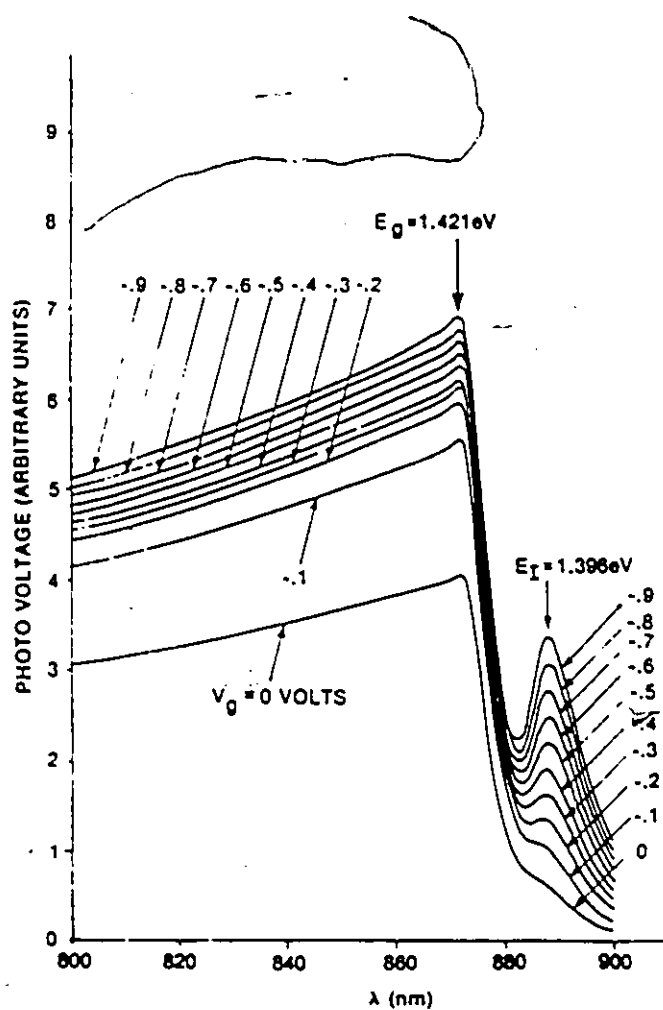


figure 4.18a Spectre P.V. obtenu pour le N.E.C. 137

Nous analyserons maintenant chaque dispositif plus en détails et en particulier, étudierons la forme des spectres pour différentes valeurs de V_g . Nous porterons une attention spéciale aux structures présentes à des longueurs d'ondes supérieures à λ_g .

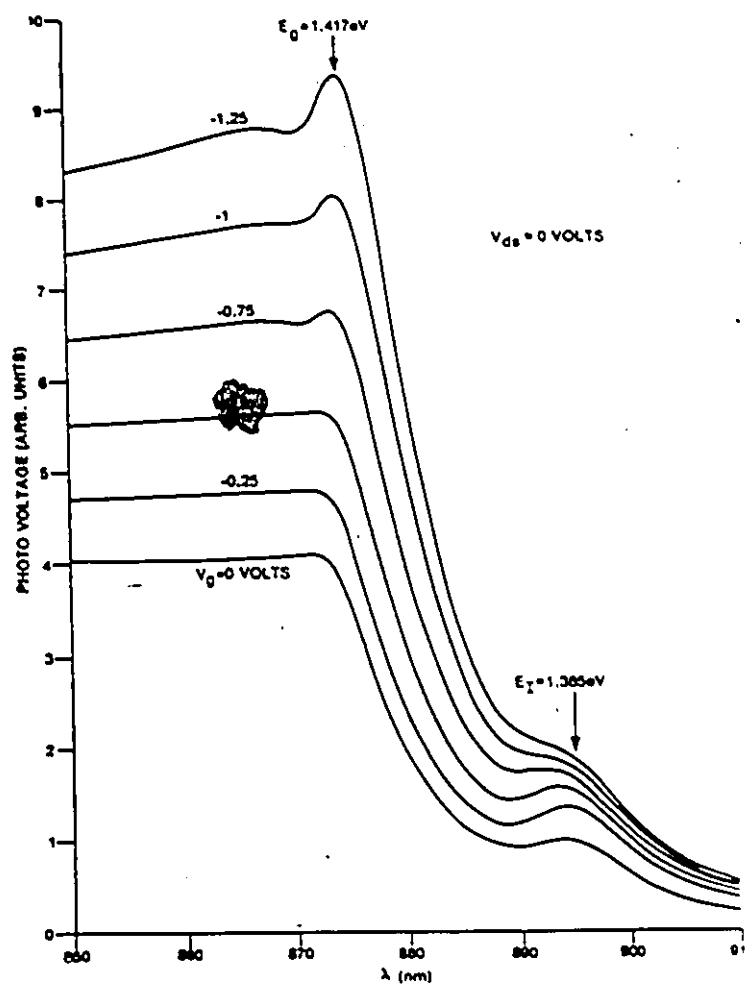


figure 4.18b Spectre P.V. obtenu pour le Plessey Gat 6

4.2.2 Analyse des spectres de P.V. et de C.P.I. pour chaque transistor

-Introduction

Les spectres de chaque type de transistor que nous avons étudié seront analysés en ce qui a trait aux structures observées en deçà du seuil d'absorption.

4.2.2.1 N.E.C. 137

Le spectre P.V. de la figure 4.18a a été répété pour plusieurs valeurs de V_g (à $V_{ds} = 0$).

On remarque certains aspects des courbes quand V_g devient plus négatif:

- 1) le signal du spectre P.V. augmente en général avec V_g plus négatif.
- 2) la forme de la courbe, pour $\lambda < \lambda_g$, reste essentiellement inchangée.
- 3) E_g n'est pas une fonction de V_g .
- 4) le signal de la structure pour $\lambda > \lambda_g$ augmente plus vite, pour des valeurs de V_g plus négatives, que le signal de fond. Autrement dit, le pic observé à $\lambda > \lambda_g$ devient de plus en plus important par rapport au signal de fond, pour des valeurs de V_g de plus en plus négatives.

Le signal P.V. augmente avec V_g plus négatif, car quand V_g est changé de zéro à une valeur de plus en plus négative, l'extension de la zone d'épuisement de la barrière de Schottky augmente. Plus de porteurs (des trous) sont récoltés, ce qui augmente le photocourant à travers la barrière. Donc, la différence de potentiel à travers la jonction causée par la lumière augmente. Le photocourant provient des trous créés par la lumière qui sont récoltés par la grille.

Quand V_g devient plus négatif, le champ électrique dans la zone d'épuisement augmente (voir section 2.1, barrières de Schottky). D'après les spectres de la figure 4.18a on voit que les champs électriques présents sous ces conditions ne sont pas suffisamment élevés pour changer de façon observable la valeur de E_g (se rappeler l'effet Franz-Keldysh étudié au chapitre 1, section 1.1). Également, aucun échauffement du matériau ne se produit, ce qui diminuerait la valeur de E_g .

La structure intéressante, observée à $\lambda = 888$ nm, correspond à un niveau d'impureté dont l'énergie d'ionisation serait de 0.025 eV. Cette valeur est très proche de l'énergie d'ionisation obtenue pour le carbone [4.31], c'est-à-dire 0.026 eV. On sait en plus que le carbone est un des principaux accepteurs résiduels [4.32] dans le GaAs. Il n'est pas donc pas surprenant d'observer cette structure dans nos spectres.

Ce qu'il y a de surprenant, c'est la dépendance de la hauteur du pic avec le voltage V_g . On voit à la figure 4.19 que le pic augmente encore, et ce pour des valeurs de V_g supérieures de beaucoup à la tension de pincement V_p ($V_p \sim -0.75$ volts). A ces valeurs de $V_g \sim -3.0$ volts, la zone d'épuisement est étendue à travers une bonne partie de la couche intermédiaire et/ou du substrat semi-isolant, dépendamment de l'épaisseur de cette couche intermédiaire.

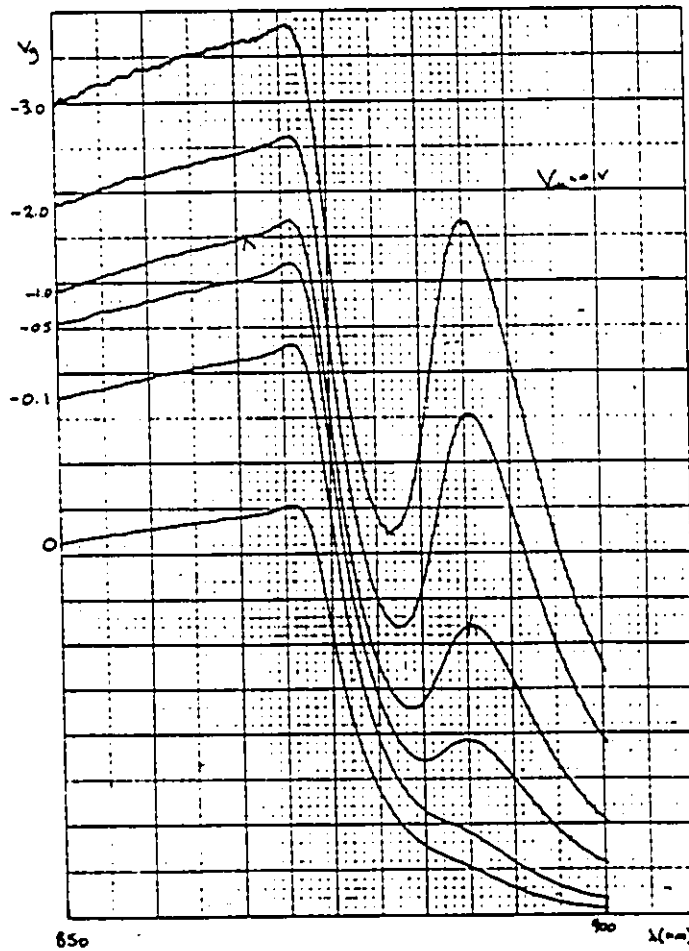


Figure 4.19 Une vue plus détaillée du pic d'impuretés, pour le N.E.C. 137

Une explication possible pour justifier cette dépendance de la hauteur du pic pour le N.E.C. 137 serait que les impuretés ne sont pas distribuées de façon uniforme. A la figure 4.20 une distribution d'impuretés est suggérée pour expliquer les spectres observés. Un autre argument pourrait expliquer cette accroissement soudain du pic: la figure 4.21a nous montre comment l'application d'un voltage de plus en plus négatif change de diagramme des bandes dans le dispositif. On se rend compte (figure a) que la grille arrière (c'est-à-dire la jonction couche active-substrat S.-I.) constitue un obstacle aux trous et les empêche d'être récoltés par la barrière de Shottky. Par contre, dans le cas où $V_g = V_p$ (figure 4.21b), cet obstacle est éliminé et les trous sont libres de diffuser vers la zone d'épuisement. La longueur de diffusion des trous est d'environ $3 \mu\text{m}$ dans le GaAs [4.33]. A des voltages plus négatifs que V_p , la plus faible concentration des porteurs ($\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) dans la zone intermédiaire fait que la zone d'épuisement augmente assez rapidement, ce qui permettra à une plus grande concentration de trous d'être récoltés par la grille.

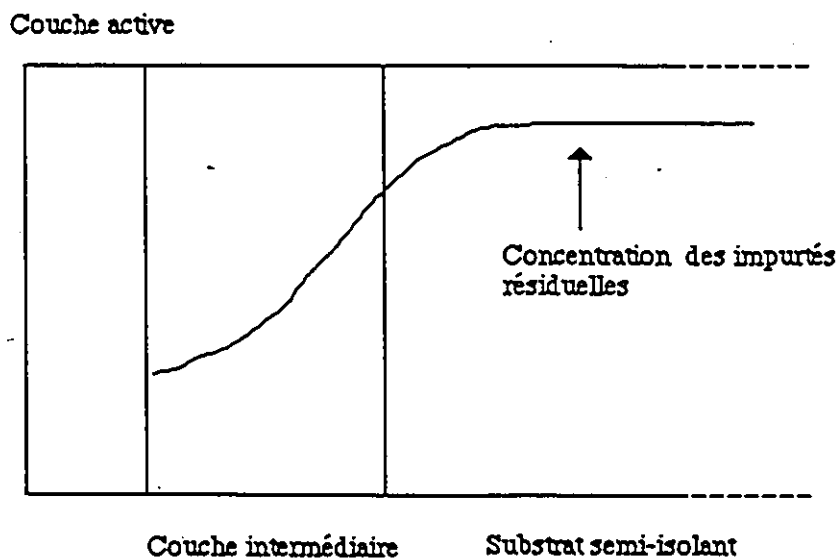


Figure 4.20 Distribution d'impuretés expliquant le pic observé pour l'échantillon N.E.C. 137 étudié

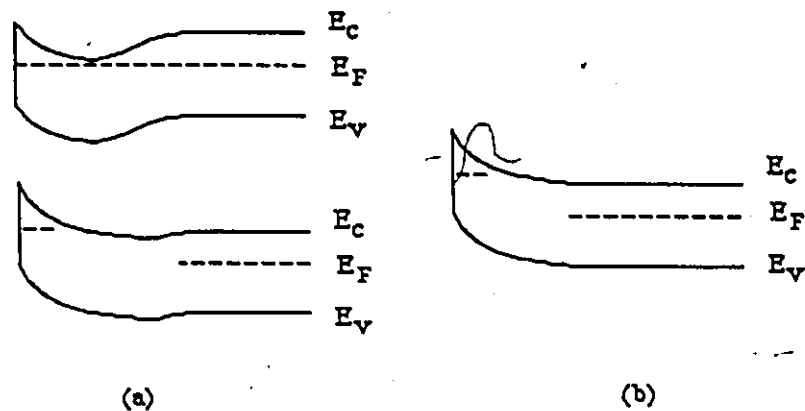


Figure 4.21 Comportement du diagramme des bandes pour différentes valeurs de V_g

Le pic a également été observé dans les spectres de C.P.I., à la même énergie. L'importance relative du pic par rapport au signal à $\lambda < \lambda_g$ n'est pas aussi élevée pour ces spectres qu'il ne l'est pour les spectres en P.V. On ne peut évidemment pas mesurer des spectres en C.P.I. pour des valeurs de $V_g < V_p$ car, comme on a vu à la section 4.1, les transistors sont insensibles à la lumière pour ces valeurs de V_g . Comme on a vu à la section 4.1, la région qui est responsable du C.P.I. est la région des grilles avant ou arrière. Ce n'est pas dans ces régions où les accepteurs se trouveraient, si on croit à l'explication des figures 4.20 et 4.21; ceci explique la plus faible hauteur du pic en C.P.I. qu'en P.V. Les mesures en C.P.I. ont dues être évidemment prises à $V_{ds} \neq 0$. Ce dernier détail ne s'avère pas trop important car la hauteur relative du pic n'est pas beaucoup affectée par la valeur de V_{ds} . On verra également que la position énergétique du pic n'est pas influencée par la température du dispositif de façon aussi importante que la valeur de E_g (voir la figure 4.32 à la section 4.3 de ce chapitre). Ce dernier détail nous montre que le pic nous provient d'accepteurs situés dans une région du dispositif qui ne subit pas une forte élévation en température; par exemple, dans le substrat S.I. ou la couche intermédiaire.

Enfin, le pic et sa dépendance en V_g n'a pas été observé pour tous les dispositifs N.E.C. 137 étudiés. Un spécimen en particulier (figure 4.22) ne montrait pratiquement aucune structure pour $\lambda > \lambda_g$. Comme à la section précédente le simple fait que certains transistors de même modèle aient des caractéristiques optiques différentes est une bonne indication que la qualité et les propriétés des matériaux peuvent être étudiées à l'aide des spectres P.V. et C.P.I. Les accepteurs résiduels dans un matériau qui doit être dopé type n sont vraiment indésirables car ces impuretés dans la couche active diminuent la mobilité des électrons, et limitent sévèrement les capacités en fréquences des dispositifs fabriqués sur de telles couches.

Bref notre méthode s'avère utile pour identifier les accepteurs résiduels et d'avoir qualitativement une idée de leur distribution spatiale dans les couches épitaxiales. Les résultats obtenus à la section 4.3 sur le comportement des pics avec la température nous donnent de l'information additionnelle sur l'emplacement des sources de ces structures. Voyons ce que nous obtenons avec les autres dispositifs.

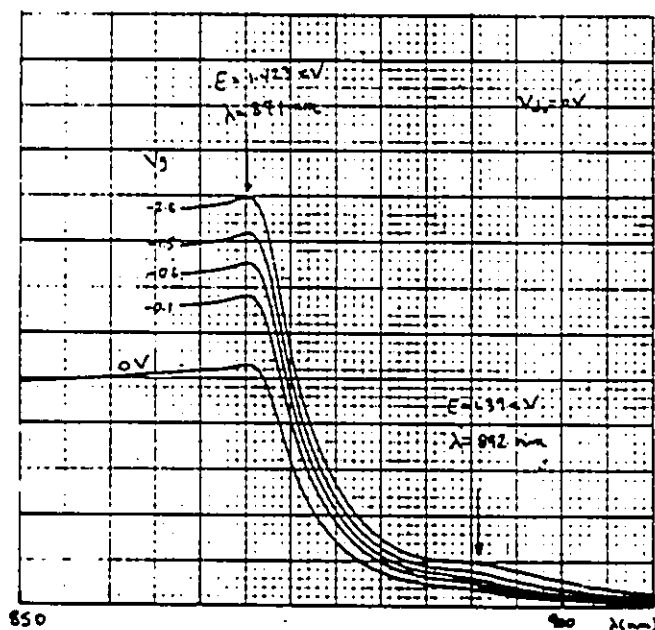


Figure 4.22 Spectre P.V. pour un autre échantillon N.E.C. 137

4.2.2.2 N.E.C. 388

A la figure 4.23, les spectres en P.V. du N.E.C. 388 sont présentés. Comme on peut voir, la structure que nous avons observée dans le cas du N.E.C. 137 se retrouve également pour le N.E.C. 388. La structure se comporte essentiellement de la même façon que le N.E.C. 137 pour sa dépendance sur le voltage à la grille. La structure correspond à un niveau dont l'énergie de liaison tel que mesuré sur la figure 4.23 est de 24 meV. Encore une fois, le carbone peut être associé à ce niveau.

Le N.E.C. 388 provient de la même compagnie que le 137 et alors il est tentant d'expliquer la présence de carbone et l'augmentation de la structure avec V_g de la façon suivante:

- 1- les-substrats S.-I. sur lesquels ont été fabriqués des dispositifs auraient une haute teneur en carbone. Alors, quand la couche intermédiaire, puis la couche épitaxiale sont déposées sur le substrat, les atomes de carbone se redistribuent dans ces couches tel qu'illustré à la figure 4.20;
- 2- Le processus de fabrication des dispositifs qu'adopterait la compagnie serait responsable de l'introduction du carbone entre le substrat semi-isolant la couche intermédiaire. Peut-être que lors de la déposition de la couche intermédiaire, les matériaux utilisés contenaient une haute teneur en carbone, ce qui fait que cet élément était introduit en quantité importante entre ce substrat semi-isolant et la couche intermédiaire.

Comme on a vu à la figure 4.22, un des N.E.C. 137 étudiés ne montrait pas de structure d'impuretés de plus en plus importante à mesure que V_g devenait négatif. Ceci serait donc dû à l'utilisation de matériaux et/ou d'un substrat de meilleure qualité c'est-à-dire un ne contenant pas autant d'impuretés. En fait, si on observe attentivement la figure 4.22, on se rend compte que la faible structure a une énergie d'activation de 34 meV, ce qui ne correspond pas du tout au carbone mais plutôt au silicium ou au cadmium [4.31] sur un site d'arsenic. Si la structure est due au Si, ceci voudrait dire que les couches épitaxiales de ce dispositif ont été déposées par la méthode d'épitaxie en phase liquide [4.34]. Ce dernier argument nous indique le potentiel de cette méthode comme outil de caractérisation des couches minces qui forment les dispositifs.

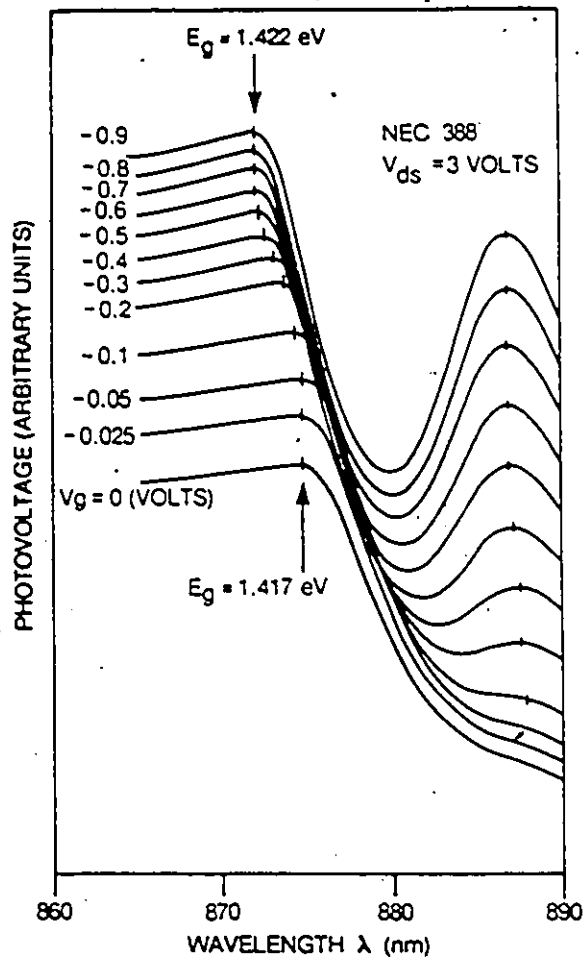


Figure 4.23 Spectre de P.V. pour le N.E.C. 388

4.2.2.3 Plessey Gat 6

A la figure 4.24 les spectres en P.V. du Plessey Gat 6 sont présentés. La structure, située à 34 meV sous la bande interdite est la même que celle observée à la figure 4.22. Elle est donc associée au silicium, ce qui impliquerait que ce dispositif aurait également été fabriqué sur des

couches déposées par la méthode d'épitaxie en phase liquide.

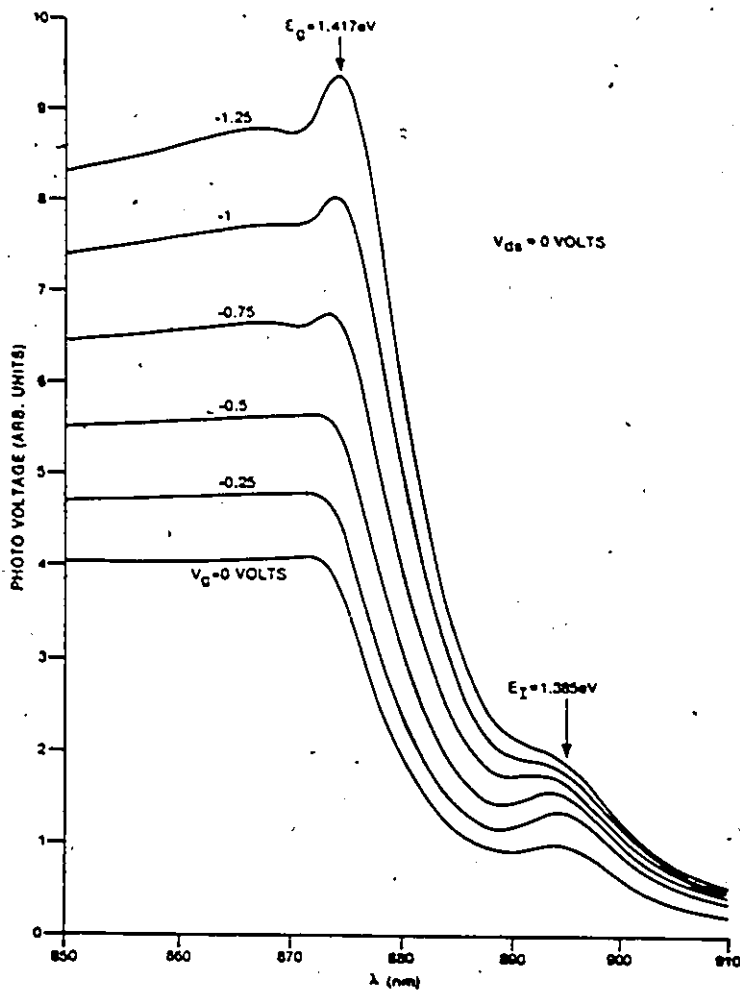


Figure 4.24 Spectre de P.V. pour le Plessey Gat 6

Une autre structure est observée près de la bande interdite, située à $\lambda = 874.6 \text{ nm}$. Ce pic se comporte en fonction de V_g de la même façon que le pic associé au carbone pour les dispositifs N.E.C. Il n'est par contre pas observé dans les spectres de C.P.I. (figure 4.25).

L'argument suivant explique la nature et le comportement du pic: ce dernier serait dû à un donneur résiduel, situé dans la couche intermédiaire, et distribué de la façon illustrée à la figure 4.26. Le pic n'est pas observé dans les spectres en C.P.I. car, comme vu à la section 4.1, la source de C.P.I. est la grille arrière ou avant. Les niveaux de donneurs dans le GaAs sont situés (sauf le Te) à 6 meV de la bande de conduction. Cet argument est supporté par le fait que comme dans le cas du N.E.C. 137, nous avons trouvé un spécimen où le pic n'apparaissait pas. Ceci indiquerait que des mesures appropriées pour faire disparaître ces donneurs auraient été prises par le fabricant des dispositifs. Comme pour le cas du N.E.C. 137, cette distribution non-uniforme des donneurs résiduels (Si ou S) pouvait être causée par 2 phénomènes: 1- la présence de ces donneurs en quantité importante dans le substrat S.-I. qui, au moment de la déposition des couches épitaxiales, diffuseraient dans la couche intermédiaire; 2- le processus de fabrication qui serait alors responsable de la présence de ces donneurs résiduels à l'interface couche intermédiaire-substrat S.-I.

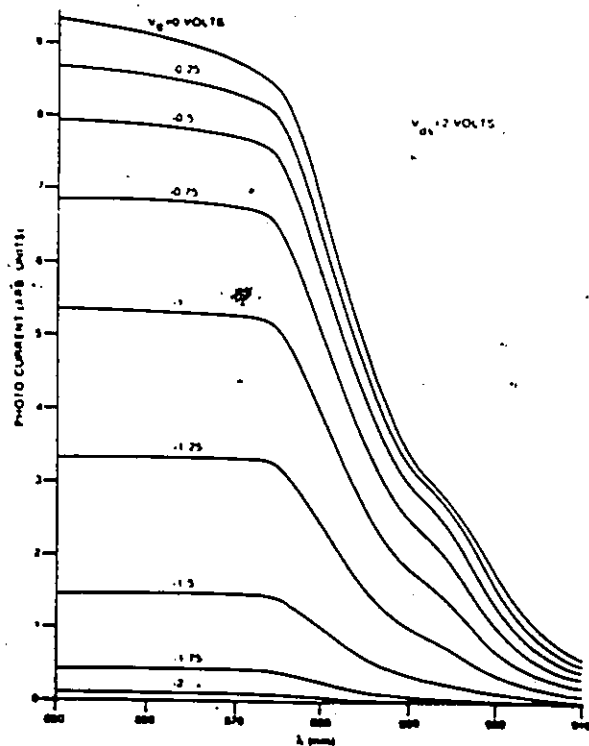


Figure 4.25 Spectres de C.P.I. pour le Plessey Gat 6

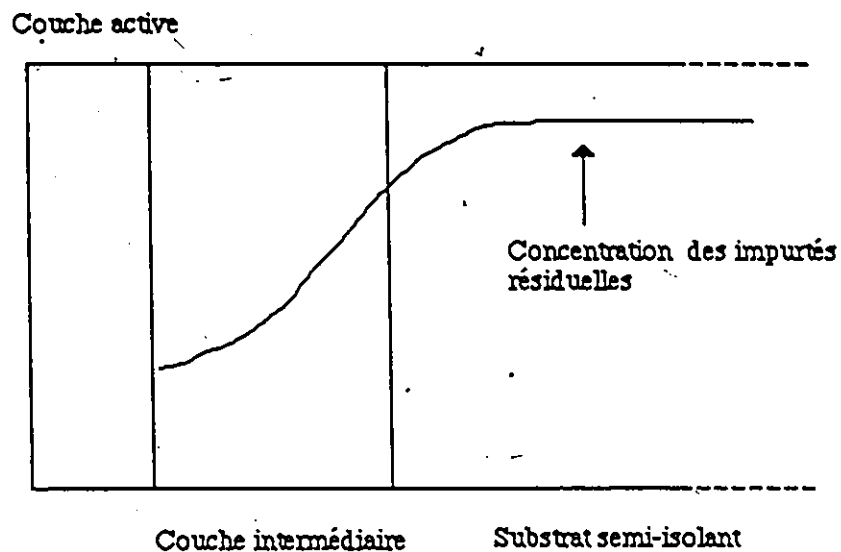


Figure 4.26 Distribution possible d'un donneur résiduel pour le Plessey Gat 6

4.2.2.4 Avantek At-8061

Pour l'Avantek, les spectres de P.V. (figure 4.27) et de C.P.I. (figure 4.28) nous montrent une structure située à $\lambda = 891.7$ nm. Cette structure pourrait correspondre au Zn, un accepteur dont l'énergie d'ionisation est de 30 meV, ou au Te, un donneur possédant la même énergie d'ionisation.

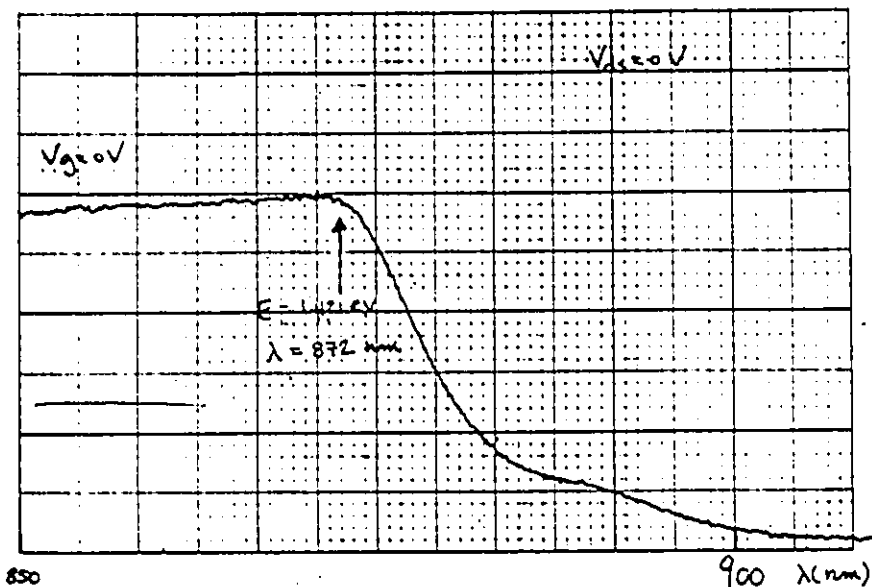


Figure 4.27 Spectres de P.V. pour l'Avantek At-8061

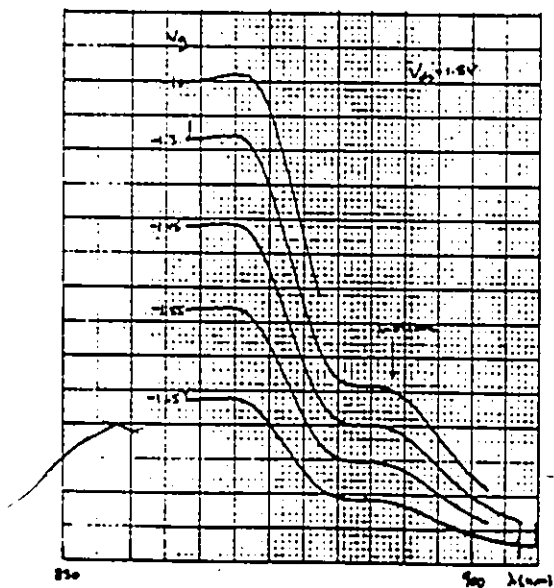


Figure 4.28 Spectres de C.P.I. pour l'Avantek

Dans les spectres en C.P.I., la valeur non nulle de V_{ds} (1.5 V) fait en sorte que la bande interdite varie avec V_g car, comme nous le verrons à la section suivante, un échauffement du dispositif causé par la puissance électrique qui y est dissipée (puissance que V_g peut établir, en asservissant le courant de drain du dispositif) fait en sorte que E_g changera avec la température. Ceci voudrait dire que les accepteurs résiduels sont situés dans les couches épitaxiales, près de la grille arrière, car la structure se déplace avec la bande interdite.

4.2.2.5 Dexcel 2502A

Les spectres P.V. (figure 4.29) et C.P.I. du Dexcel, nous montrent une structure correspondant à un niveau d'accepteur aux environs de 30 meV. Ceci correspond, comme dans le cas de l'Avantek At-8061, au Zn. Il est intéressant de noter que le niveau est observé de façon plus évidente dans le cas des spectres en C.P.I. qu'il ne l'est pour les spectres P.V.

La position énergétique du pic se déplace avec la bande interdite à cause du changement de température à proximité du canal, ce qui indique que, comme dans le cas de l'Avantek-8061, les accepteurs sont situés dans les couches épitaxiales, où la température a augmenté p/r à l'air ambiant au dispositif.

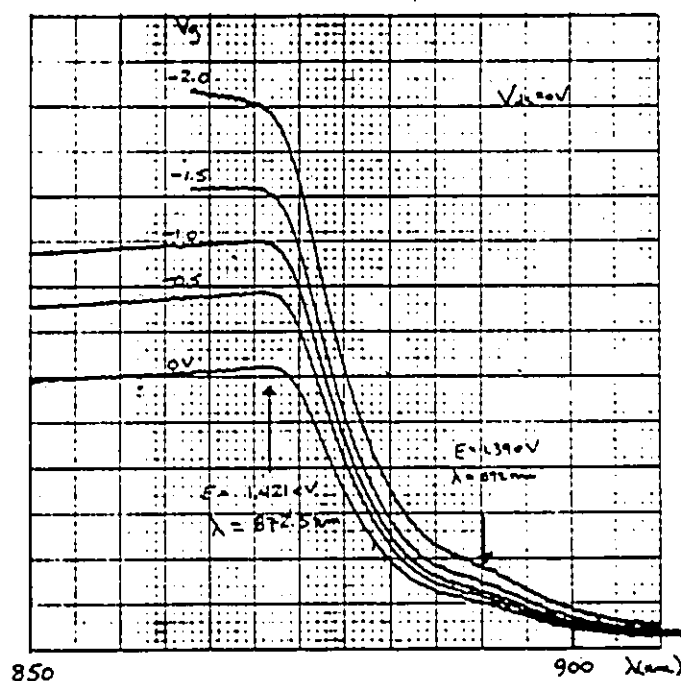


Figure 4.29 Spectres de P.V. pour le Dexcel 2502A

Ceci complète cette section où nous avons analysé, pour les spécimens de chaque fabricant, les caractéristiques des spectres P.V. et C.P.I. Cette méthode s'avère un outil qui complèterait bien d'autres méthodes d'identification d'impuretés. Egalement la méthode pourrait être utilisée dans des études de caractérisation de procédés de fabrication des dispositifs. Dans la prochaine et dernière sous-section, nous allons présenter une méthode pour déterminer la température moyenne des dispositifs, utilisant la dépendance de E_g en température comme "thermomètre".

4.3 Mesure de la température du GaAs près du canal des T.E.C.

•Introduction

Cette section 4.3 expose une méthode que nous avons employée pour mesurer la température des transistors, près du canal. Nous verrons comment la valeur de E_g , la bande

interdite, nous permet d'évaluer la résistance thermique des dispositifs. Comme on a vu à la section 1.1, la bande interdite est une fonction de la température. Un dispositif en opération s'échauffe, car une certaine puissance électrique $P_{ds} (= V_{ds}I_{ds})$ y est dissipée. Alors, la relation la plus simple que l'on puisse formuler entre ΔT , l'élévation de température du dispositif et P_{ds} , est [4.35]:

$$\Delta T = T - T_0 = R_{th} P_{ds} \quad (4.14)$$

où: T_0 est la température du GaAs quand $P_{ds} = 0$.

R_{th} est la résistance thermique du dispositif, exprimée en $^{\circ}C/W$.

R_{th} dépendra non seulement de la conductivité thermique du GaAs et des matériaux sur et avec lesquels le dispositif est fixé dans un circuit (voir section 3.1), mais également de la géométrie des dispositifs. C'est-à-dire que la proximité des contacts métalliques (source, grille, drain) par rapport au canal et l'épaisseur du substrat semi-isolant qui détermine la distance entre le canal et le bloc de laiton sur lequel repose le dispositif, seront également des facteurs qui détermineront la valeur de R_{th} .

4.3.1 Méthodes de mesure de température utilisées pour les dispositifs

La détermination de la température du canal des T.E.C. n'est évidemment pas chose facile. Il faut se rappeler que la distance typique entre la source et le drain est de $3 \mu m$. En plus, le canal, qui est l'endroit où la plus forte élévation de température aura lieu, est situé sous un contact (la grille) qui est $0.5 \mu m$ de long. La méthode utilisée demande donc une résolution de l'ordre de $1 \mu m$ environ. En général, pour mesurer la température des dispositifs, on utilise la valeur d'un paramètre, propre au dispositif, qui dépend de la température d'une façon connue. Dans la littérature, on a fait mention de plusieurs techniques pour mesurer la température:

- 1) Microscopie infra-rouge [4.36].
- 2) Cristaux liquides [4.37].

- 3) Spectroscopie transitoire des niveaux profonds dans la bande interdite [4.38].
- 4) Caractéristiques I - V de la barrière de Schottky [4.39].
- 5) Micro-photoluminescence [4.40].

La résolution spatiale de la méthode 1 est d'environ 25 μm , ce qui est nettement insuffisant, compte tenu des dimensions des T.E.C. décrites précédemment. La méthode 2, bien que plus précise que la première, n'offre pas mieux que 5 μm de résolution. En plus, les 2 techniques sont basées sur des suppositions relatives à l'émissivité thermique du GaAs, qui n'est qu'estimée.

La méthode 3 est beaucoup plus précise car le signal obtenu provient du GaAs qui subit la plus forte élévation de température dans le dispositif: c'est-à-dire la GaAs qui constitue la zone d'épuisement de la barrière de Schottky et également, celui situé dans la couche active, au voisinage de la zone d'épuisement. Par contre, la technique requiert que le dispositif contienne une concentration suffisante de pièges profonds dans sa couche active (voir la référence 4.39 pour les détails de la technique). Pour le cas des T.E.C., il est bien entendu possible, mais pas garanti, que cette condition soit remplie. Si elle ne l'est pas, il devient alors nécessaire de créer artificiellement ces pièges, ce qui rend le transistor inopérant.

La méthode 4 exploite la dépendance en température du modèle d'émission thermoionique des diodes Schottky polarisées en D.C. Cette technique fait la supposition, pas toujours vérifiée, que le facteur d'idéalité de la diode (voir section 2.1) est indépendant de la température. Egalement, en opérant la diode en D.C., on doit prendre soin de limiter le courant de grille pour minimiser l'échauffement. En effet, le T.E.C. en opération normale est utilisé avec $V_g \leq 0$, et dans ce cas le courant de grille est faible. La résolution de cette méthode est toutefois très bonne, comparable à celle de la méthode 3.

La dernière méthode, la micro-photoluminescence, est celle qui se rapproche le plus de ce

qui est proposé. Par contre, en micro-photoluminescence, un rayon laser est utilisé pour induire les transitions électroniques, et le laser opère à des niveaux de puissance d'au moins 2 mW [4.40]. Même si l'échauffement des T.E.C. dû au laser n'est pas élevé, il peut être comparable à celui dû à la puissance dissipée P_{ds} . Ceci peut alors introduire des erreurs dans l'évaluation de la température du dispositif.

4.3.2 Méthode utilisée

La méthode qui est proposée dans cette thèse pour mesurer la température du T.E.C. exploite la dépendance en température de la valeur de la bande interdite E_g . Comme on a vu à la section 1.1, la bande interdite du GaAs varie en fonction de T de la façon suivante:

$$E_g = 1.1519 - (5.405 \times 10^{-4} T^2) / (T + 204) \quad (4.15)$$

T est exprimée en degrés Kelvin et E_g en eV. Cette équation est la courbe de calibration dont nous nous sommes servi pour faire la correspondance entre E_g et T. L'équation 4.15 est en quelque sorte l'échelle de notre thermomètre.

Nous avons évalué E_g à la section 4.2 à l'aide des spectres en P.V. ou en C.P.I. Il est à noter que E_g variait avec V_g (par exemple, figure 4.23) quand $V_{ds} \neq 0$ et que ce phénomène n'était pas observé pour les spectres en P.V. quand $V_{ds} = 0$ (figure 4.18). Comme nous le verrons plus tard en détail, ceci est justement dû à la dépendance de E_g en T. On verra également sous peu que les spectres en P.V. peuvent également montrer ce déplacement de E_g avec V_g , si $V_{ds} \neq 0$. Les spectres en P.V. ou en C.P.I. seront donc utilisés pour évaluer E_g .

La méthode utilisée exploite donc le photosignal à la grille ou au drain des T.E.C. Comme pour la méthode 3 décrite précédemment, les signaux employés pour évaluer la température ont leur origine dans les matériaux qui proviennent de la couche active et de l'interface couche active-couche intermédiaire (la grille arrière). Dans ces régions du dispositifs, nous le répétons, le GaAs subit les plus fortes élévations de température, ce qui illustre la précision de notre méthode.

On a vu au chapitre 3 que tout le dispositif était éclairé car aucune précaution spéciale n'était prise pour bien concentrer la lumière. Contrairement à la photoluminescence, ceci ne réduit pas la résolution car les signaux P.V. et C.P.I. proviennent des intervalles sources-grille et grille-drain du T.E.C., au niveau des deux grilles (avant et arrière).

4.3.3 Résultats Expérimentaux

Les premières observations du déplacement de E_g ont été constatées sur les spectres de P.V. du N.E.C. 137. A la figure 4.30, deux familles de courbes, pour $V_g = 0$ et -0.9 volt, sont illustrées. Cette dernière valeur de $V_g = -0.9$ V est plus négative que $V_p = -0.75$ volt, le voltage de pincement du transistor. Pour chaque valeur fixe de V_g , les spectres sont répétés pour différentes valeurs de V_{ds} . Pour des valeurs croissantes de V_{ds} , les spectres se déplacent vers les longueurs d'onde plus élevées, ce qui veut dire que E_g diminue. Par contre l'importance du déplacement en fonction de V_{ds} dépend de la valeur de V_g , car on voit qu'il ne dépend plus de V_{ds} à $V_g = -0.9$ V. A cette valeur de V_g , aucune puissance n'est dissipée dans le T.E.C. car la condition $V_g < V_p$ est satisfaite.

Il faut se rappeler que E_g dépend théoriquement de la valeur des champs électriques présents dans le dispositif (effet Franz-Keldysh, voir section 1.1). Les champs électriques doivent tout de même être très élevés, comme on a vu à la section 1.1. Pour s'assurer que le déplacement des spectres n'était pas en partie un effet de champ électrique élevé, nous avons mesuré les spectres (P.V. ou C.P.I.) pour différentes valeurs de V_{ds} , I_{ds} et V_g sous condition de puissance dissipée constante. L'expérience est illustrée à la figure 4.31, pour le N.E.C. 388. A la figure 4.31a, les caractéristiques $I_{ds} - V_{ds}$ du dispositif sont illustrées, avec, superposées par-dessus, des hyperboles de puissance constante ($P_{ds} = V_{ds} I_{ds} = Cte = 20$ mW ou 34.8 mW). A la figure 4.31b, les spectres de P.V. (N.E.C. 388) sont tracés pour les différentes valeurs de V_g utilisés. Pour chaque courbe, V_{ds} a été ajusté pour toujours satisfaire la condition $P_{ds} = 20$ mW. On voit que la valeur de la bande interdite, telle que mesurée à la figure 4.31b

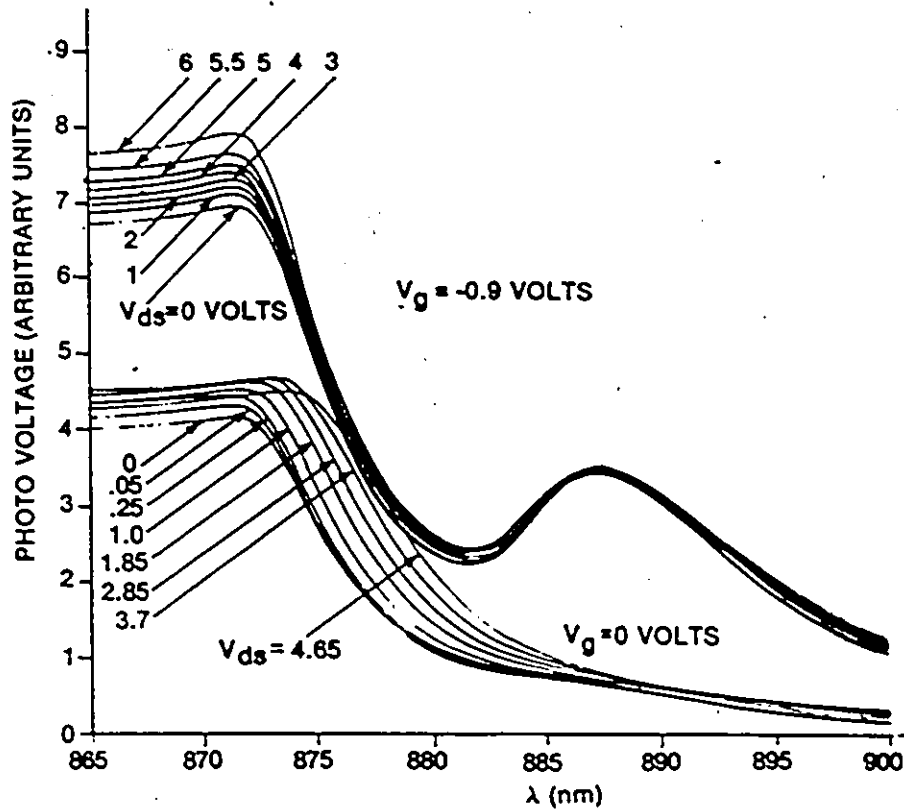


Figure 4.30 Spectre de P.V. (N.E.C. 137) pour deux valeurs de V_g

reste inchangée. Un résultat similaire, à une plus faible valeur de E_g , a été obtenu pour la condition $P_{ds} = 34.8$ mW. Pourtant, les conditions de champ électrique sont différentes pour chacune des courbes. Cette expérience montre que la valeur de E_g est déterminée par la puissance électrique dissipée et donc la température dans le canal, et que les champs électriques présents dans le dispositif n'influencent pas de façon mesurable la valeur de E_g telle qu'évaluée par la méthode.

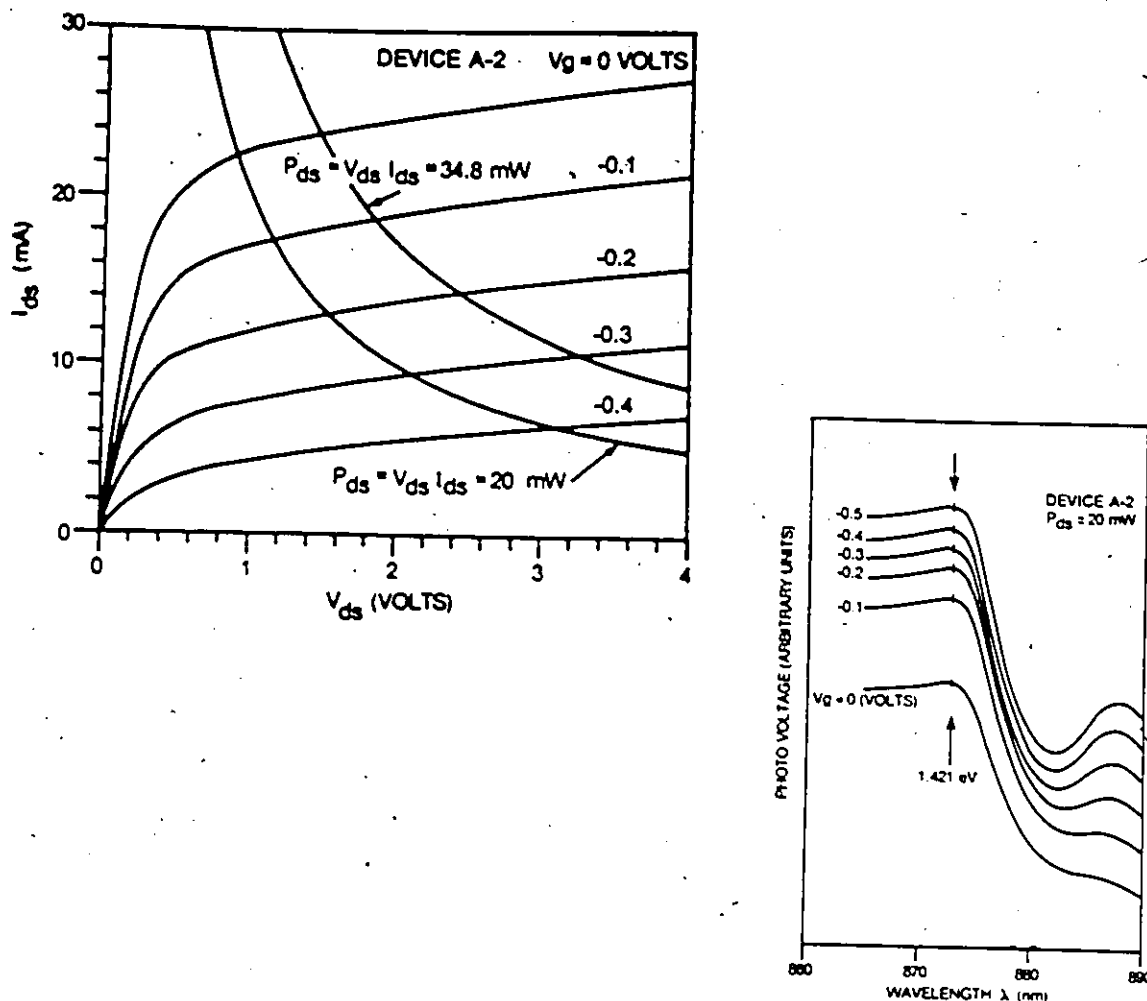


Figure 4.31 Spectres P.V. sous conditions de puissance dissipée constante

Nous avons tracé, à une valeur fixe de V_{ds} , les spectres (P.V. ou C.P.I.) pour différentes valeurs de V_g . V_g a été varié de 0 à une valeur voisine de V_p (soit supérieure ou inférieure). V_g règle le courant (et donc P_{ds} et T) dans le transistor. De cette façon, la variation de la puissance permet, selon l'équation 4.14, de mesurer R_{th} , à condition de mesurer T , ce que nous ferons tel qu'expliqué à la section 4.3.2. Le résultat de l'expérience décrite ci-haut est illustré à la figure 4.35, pour le N.E.C. 388. (A remarquer en passant que la structure observée auparavant à $\lambda = 888$ nm est encore présente à $V_{ds} \neq 0$). La valeur de E_g à $V_g = 0$ est plus faible pour $V_{ds} = 3$ volts que pour $V_{ds} = 0$ (figure 4.32) à cause de la puissance dissipée qui réchauffe

le T.E.C. Quand la valeur de V_g s'approche de V_p , le courant, et donc P_{ds} , diminuent et E_g augmente car la température diminue dans le transistor. La valeur de la bande interdite en fonction de V_g (à $V_{ds} = 3V$) est illustrée à la figure 4.33 telle qu'obtenue sur les spectres en P.V. du Plessey Gat 6. On voit dans cette figure que la bande interdite augmente de $V_g = 0$ à $V_g = V_p$, puis pour V_g plus négatif que V_p , E_g reste constant. Cette dernière figure illustre bien comment le voltage à la grille V_g règle le courant de drain I_{ds} . Quand la condition $V_g < V_p$ (< 0) est satisfaite, la puissance dissipée ne peut être diminuée (car $I_{ds} = 0$ pour $V_g < V_p$) et la valeur de E_g demeure constante. La température du T.E.C. est alors essentiellement égale à la température de la pièce. Il existe donc une correspondance biunivoque entre T et P_{ds} .

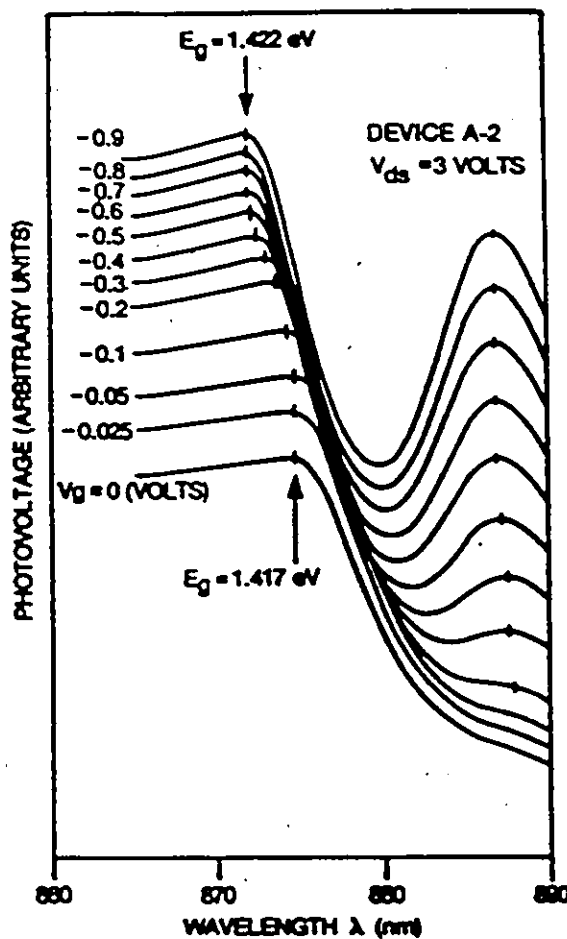


Figure 4.32 Spectres de P.V. (N.E.C. 388) à V_{ds} fixe, pour différentes valeurs de V_g

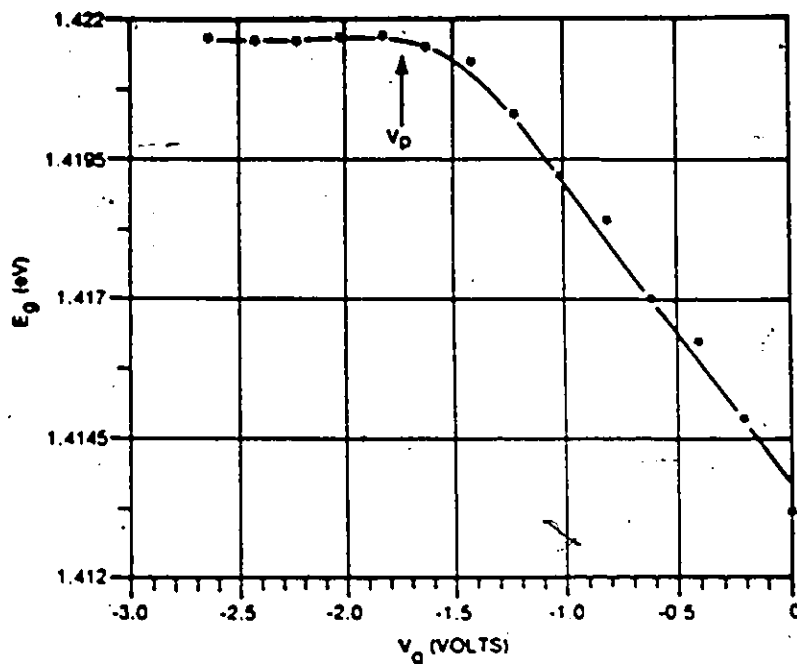


Figure 4.33 E_g en fonction de V_g , à V_{ds} fixe (Plessey Gat 6)

Aux figures 4.34 et 4.35 nos résultats expérimentaux sur quatre des six dispositifs étudiés sont présentés. Le sixième dispositif, soit dit en passant, est un T.E.C. fabriqué par implantation d'ions. La figure 4.34 montre la variation de valeur de E_g en fonction de P_{ds} . Les points décrivent les données expérimentales. E_g a été mesuré, nous le répétons, sur les spectres de P.V. ou de C.P.I. P_{ds} est le produit de V_{ds} , qui est constant ($= 3$ V), avec I_{ds} , mesuré pour chaque valeur de V_g . Comme la figure 4.34 l'indique, E_g ne varie pas de façon linéaire avec P_{ds} et donc le ligne solide a été ajustée aux points expérimentaux. La courbe peut être représentée par l'équation empirique:

$$E_g(P_{ds}) = E_g(0) - [\beta P_{ds}^2 / (P_{ds} + \gamma)] - \delta \exp[-\epsilon(P_{ds} - P_0)^2] \quad (4.16)$$

où: $E_g(0), \beta, \gamma, \delta, \epsilon$ et P_0 sont des paramètres ajustables.

$E_g(o)$ est à peu de choses près la valeur de E_g pour $P_{ds} = 0$.

Le tableau 4.1 expose les paramètres employés dans l'équation 4.16 pour chacun des dispositifs employés.

DEVICE PARAMETER	E_g eV	δ eV (mW) ⁻² $\times 10^{-5}$	γ mW	δ eV $\times 10^{-3}$	C_2 mW ⁻² $\times 10^{-4}$	P_o mW
N.E.C. 137	1.423	5.7367	1.500	.8209	6.00	30.0
N.E.C. 388	1.422	5.9253	3.870	.376	2.440	57.1
Avantek	1.425	7.1970	12.64	-.524	7.367	15.03
Dexcel	1.421	16.65	32.2	-1.63	11.90	70.00
Plessey	1.422	5.037	2.61	0.277	11.20	29.0
CRC I-I	1.425	4.345	0	1.10	13.90	68.00

Tableau 4.1 Paramètres utilisés dans l'équation 4.16 pour les dispositifs étudiés

A la figure 4.35, la température est tracée en fonction de P_{ds} . Encore une fois, les points représentent nos résultats expérimentaux. La ligne solide a été tracée à l'aide de la relation entre E_g et P_{ds} , décrite pour chaque transistor par l'équation 4.16 et le tableau 4.1, et la relation entre T et E_g , donnée par l'équation 1.16. La ligne pointillée à la figure 4.35 représente la droite qui serait obtenue si la valeur de la résistance thermique des dispositifs correspondait à celle spécifiée par le fabricant.

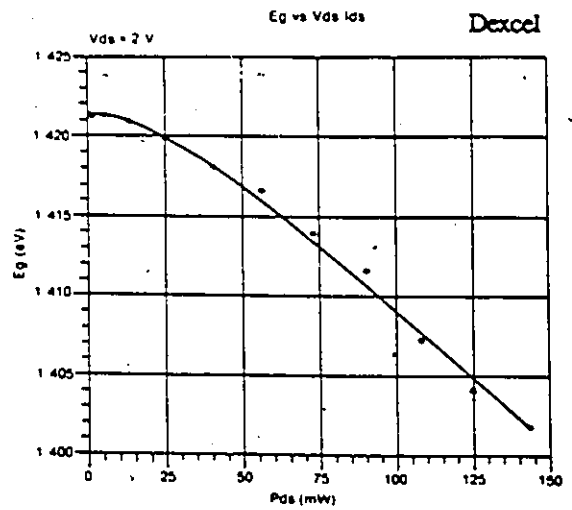
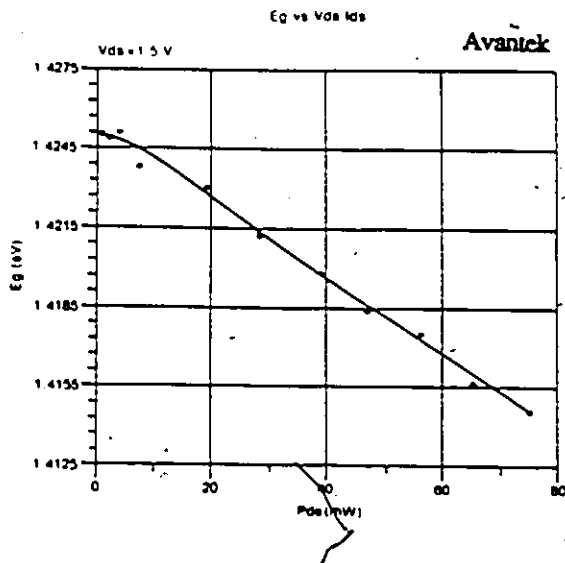
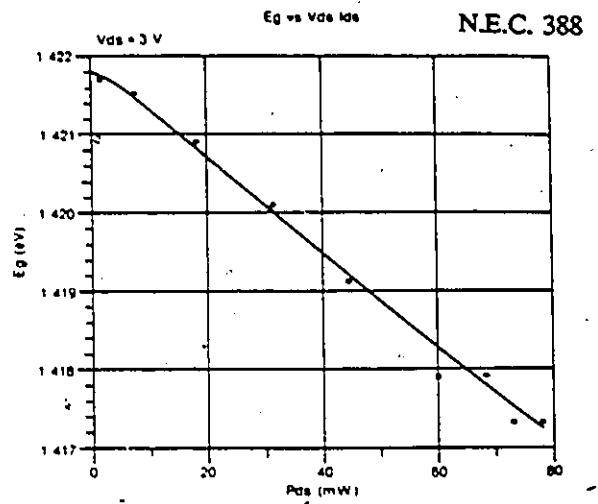
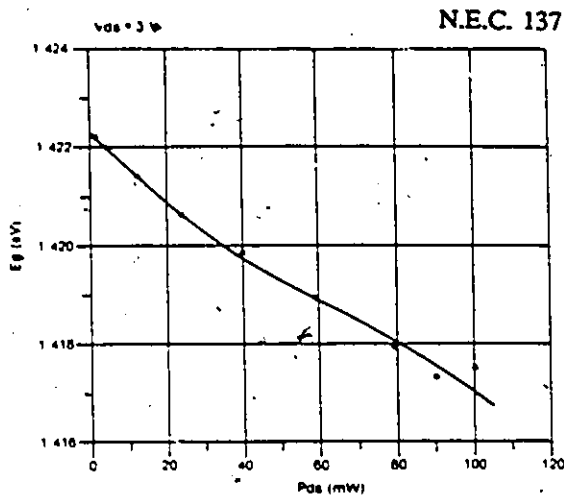


Figure 4.34 E_g en fonction de la puissance dissipée

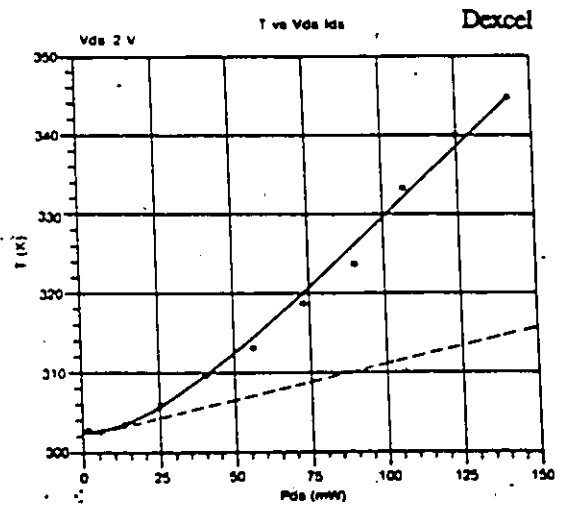
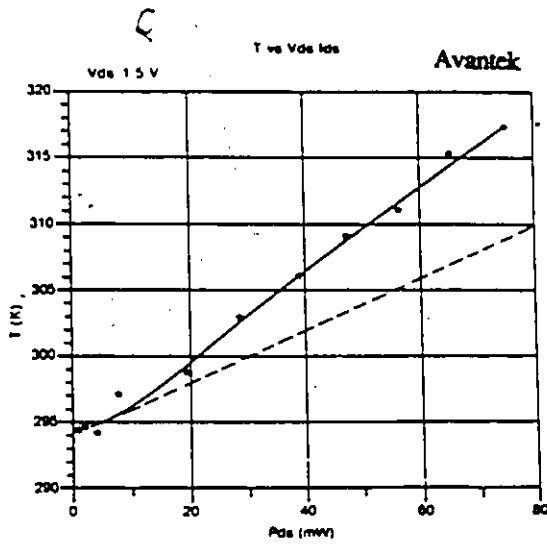
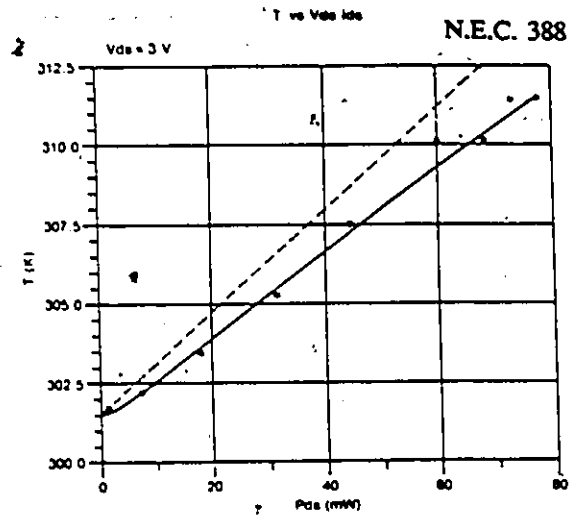
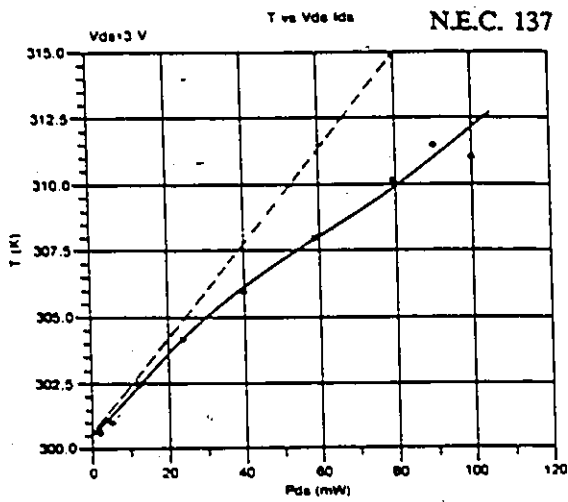


Figure 4.35 Température du dispositif en fonction de P_{ds}

On réalise d'après la figure 4.35 que les 2 dispositifs N.E.C. opèrent à une plus faible température que celle spécifiée (à un niveau de puissance donné) par le fabricant. Ceci est une indication de l'efficacité avec laquelle la chaleur est transférée hors de la couche active des transistors. Comme on a vu au chapitre 3, les dispositifs ont été fixés à un bloc de laiton par de l'époxie conductrice de chaleur. Cette méthode de fixer les T.E.C. semble donc efficace pour réduire l'échauffement.. On se rend compte par contre que l'Avantek et le Dexcel opèrent à une température supérieure (pour un niveau de puissance donné) à celle spécifiée par le fabricant. Ceci est parce que pour l'Avantek et le Dexcel, les spécifications données par le fabricant sont applicables à des dispositifs emballés par la compagnie, et l'efficacité de leur méthode par rapport à la nôtre est ainsi mise en évidence. Le niveau de qualité des transistors contribue également à l'échauffement, et si les transistors dont nous disposions étaient de qualité inférieure à la moyenne, ils s'échaufferaient plus. Il n'est pas toutefois possible d'évaluer la fraction de l'échauffement explicable par le niveau de qualité du dispositif, et la fraction due à l'efficacité du montage.

Les résultats expérimentaux présentés dans cette section témoignent bien de la simplicité, la précision et de l'utilité de notre méthode de mesure de la température des dispositifs. La technique est simple car les spectres de P.V. ou de C.P.I. s'obtiennent par des méthodes conventionnelles de spectroscopie. Elle est précise car les signaux obtenus trouvent leur origine aux environs du canal du T.E.C., soit près de la grille avant et/ou de la grille arrière, là où la température est la plus élevée dans le dispositif. L'utilité de la méthode a été démontrée car elle permet d'évaluer les dispositifs (et la façon qu'ils sont montés physiquement dans un circuit) du point de vue échauffement et température d'opération. La méthode est également non-destructive et en plus, il est possible d'évaluer un dispositif alors qu'il est en opération dans un circuit. On doit alors utiliser un faible niveau d'intensité lumineuse pour ne pas influencer les propriétés

micro-ondes des transistors (voir les références 4.3 et 4.11).

La méthode proposée a évidemment des limites. La température du dispositif n'est pas uniforme entre la source et le drain, et nous ne sommes même pas assurés qu'elle le sera dans le sens de la largeur de la grille. Or, la mesure de température effectuée est une moyenne des températures entre les intervalles source-grille et grille-drain. Egalement, en éclairant tout le dispositif, nous faisons une moyenne des températures dans le sens de la largeur de la grille. Cette méthode nous assure une résolution spatiale minimale, égale (de par sa nature), à la surface de la région active du dispositif. Par contre, si on focalisait de façon plus précise le faisceau lumineux, il serait alors possible d'évaluer la température en fonction de la position du faisceau lumineux sur la surface du transistor.

Un dernier point reste à être soulevé: pour faire correspondre une valeur de température à la valeur de E_g évaluée à chaque spectre P.V. ou C.P.I. nous avons utilisé l'équation 1.16. Or, il aurait été préférable de calibrer indépendamment la valeur de E_g pour des températures données, à cause des différentes valeurs de E_g que nous obtenons pour chaque transistor (mesurées sur les spectres de P.V. pour la condition $V_{ds} = V_g = 0$):



En conclusion, cette méthode de mesure de la température des T.E.C. est très attrayante par sa simplicité, son aspect non-destructif et sa précision. En focalisant la lumière de façon plus précise dans les intervalles source-grille et grille-drain, la résolution de notre technique augmenterait et les variations possibles de température dans le sens de la largeur de la grille pourraient être observées. Employée de la façon décrite dans cette section, nous avons démontré que cette méthode est utile pour évaluer la résistance thermique des T.E.C.

Notes et références du chapitre 4**4.1** Entre autres, voir:

R.S. Butlin et al., "Correlation between device characteristics and material quality in low-noise GaAs FET's.", *Proc. Sixth Int. Symp. GaAs and Related Compounds*, (Inst. of Phys. Conf. ser. no. 33a), 1977, p: 237.

A.A. Immorlica et al., "The effect of materials properties on the RF performance of GaAs FET's.", *Proc. Eight Int. Symp. GaAs and related Compounds*, (Inst. of Phys. Conf. Ser. no. 56), 1981, p: 423.

4.2 J.R. Forrest et al., "The microwave MESFET optical detector.", *Int. Elec. Dev. Meeting*, 1982, paper 19.2, p: 529. Voir également les références de cet article.**4.3** D.S. Newman et D.K. Ferry, "Electron beam induced current in GaAs field-effect transistors.", *Appl. Phys. Lett.*, **41**(2), 169 (1982).**4.4** L.D. Flesner et al., "Investigation of GaAs field-effect transistor interfaces using pulsed electron beam excitation.", *J. Vac. Sci. Tech.*, **21**(2), 463 (1982).**4.5** J.C. Gammel et J.M. Ballantyne, "Comments on 'High speed photoresponse mechanism of a GaAs MESFET'", *Jap. J. Appl. Phys.*, **19**(5), L273 (1980).**4.6** C. Baack et al., "GaAs MESFET: A high speed optical detector.", *Elec. Lett.*, **12**(7), 193 (1977).**4.7** R.I. Macdonald, "High gain optical detection with GaAs field-effect transistors.", *Appl. Optics*, **20**(4), 591 (1981).**4.8** J.P. Noad et al., "FET photodetectors: A combined study using optical and electron-beam stimulation.", *IEEE Trans. Elec. Dev.*, **ED-29**(11), 1792 (1982).**4.9** J.C. Gammel et J.M. Ballantyne, "The Opfet: a new high speed optical detector.", *Int. Elec. Dev. Meeting*, 1978, p: 120.

- 4.10 T. Sugeta et Y. Mizushima, "High speed photoresponse mechanism of a GaAs MESFET.", *Jap. J. Appl. Phys.*, **19(1)**, 127 (1980).
- 4.11 J.R. Forrest et A.A. Salles, "Optics control microwaves.", *MSN*, june 1981, p: 112.
- 4.12 A.A. Salles et J.R. Forrest, "Theory and experiment for the GaAs MESFET under optical illumination.", *Proc. 11th Euro. Microwave conf.*, sept. 1981, Amsterdam.
- 4.13 H.J. Hovel, "Solar cells", dans *Semiconductors and semimetals*, R.K. Willardson et A.C. Beer, éds., vol. 11 (Academic, New York, 1979).
- 4.14 C. Hilsum et B. Holeman, "Carrier lifetime in GaAs.", *Proc. Conf. Semicon. Phys.*, (Prague), 1960, p: 962.
- 4.15 H. Goronkin et al., "Backgating and light sensitivity in ion implanted GaAs integrated circuits.", *IEEE Trans. Elec. Dev.*, **ED-29(5)**, 845 (1982).
- 4.16 I. Crossley et al., "Growth and characteristics of high-quality epitaxial GaAs for microwave FET's.", *GaAs and Related Compounds 1976*, (Inst. Phys. Conf. Ser. no 33b), p: 289.
- 4.17 I.R. Sanders et al., "Selenium ion implanted GaAs MESFET's.", *Semi-Insulating III-V Materials*, Nottingham, 1980, p: 349.
- 4.18 H.M. Young et G.L. Pearson, "Deep trapping effects at the GaAs-GaAs:Cr interface in GaAs FET structures.", *J. Appl. Phys.*, **49(6)**; 3348 (1978).
- 4.19 J. Tihanyi et H. Schötterer, "Influence of the floating substrate potential on the characteristics of ESFI MOS transistors", *Solid-State Elec.*, **18**, 309 (1975). Voir en particulier la figure 4(a).
- 4.20 H. Goronkin et R.L. Vaitkus, "Impact ionisation of traps in ion implanted GaAs MESFET's.", *Proc. Ninth Int. Symp. GaAs and Related Compounds*, (Inst. Phys. Conf. Ser. no. 63), 1982, p: 287.
- 4.21 J. Graffeuil et al., "Light-induced effects in GaAs FET's.", *Electron. Lett.*, **15(14)**, 439 (1979).

- 4.22 H. Fukui, "Determination of the basic parameters of a GaAs MESFET.", *Bell Sys. Tech. Journal*, 58(3), 771 (1979).
- 4.23 N. Yokoyama et al., "Electrical properties of the interface between an n-GaAs epitaxial layer and a Cr-doped substrate.", *Proc. Sixth Int. Symp. GaAs and Related Compounds*, (Inst. Phys. Conf. Ser. no.33b), 1977, p: 201.
- 4.24 G.M. Martin et al., "Electron traps in bulk and epitaxial GaAs crystals.", *Elec. Lett.*, 13(7), 191 (1977).
- A. Mitonneau et al., "Hole traps in bulk and epitaxial GaAs crystals.", *Elec. Lett.*, 13(22), 666 (1977).
- 4.25 A.P. Roth, S. Charbonneau, D.F. Williams, "Déposition de couches minces de GaAs par réaction en phase vapeur de composés organométalliques.", *Comptes rendus de la première conférence canadienne sur la technologie des semiconducteurs*, Conseil National de recherche du Canada, 1982.
- 4.26 K. Yamaguchi, "A mobility model for carriers in the MOS inversion layer.", *IEEE Trans. Elec. Dev.*, ED-30(6), 658 (1983).
- 4.27 E. Takeda et al., "An As-P($n^+ - n^-$) double diffused drain MOSFET for VLSI's.", *IEEE Trans. Elec. Dev.*, ED-30(6), 652 (1983).
- 4.28 A.S. Grove, *Physics and technology of semiconductor devices*, (Wiley, New York, 1967), p: 256.
- 4.29 T.S. Moss, "Photoconduction in III-V Compounds.", *Semiconductors and semimetals*, R.K. Willardson et A.C. Beer, éd., vol. 2, chapitre 9.
- 4.30 E. Fortin, "Effect of a magnetic field on the photoconductivity of semi-insulating GaAs." *Proceedings of the third photoconductivity conference*, E.M.Pell, éd., Pergamon, 1971. p: 41.
- 4.31 S.M. Sze, *Physics of semiconductor devices*, (Wiley, New York, 1981), 2^{ième} éd. p: 21.
- 4.32 Voir par exemple, la référence 4.25.

- 4.33 Voir la référence 4.15, p: 849.
- 4.34 L'appareillage en quartz utilisé pour cette méthode constitue la source de Si impureté.
Voir la référence 4.25 pour plus de détails.
- 4.35 Voir par exemple:
B.S. Siegal, "Electrical testing puts quality in GaAs FET systems.", *MSN*, (1981)
p: 108.
- 4.36 J.V.D. Lorenzo et al., *IEEE Trans. Mic. Theo. Tech.*, MTT-27, 367 (1979).
- 4.37 C.E. Stephens et F.N. Sinnadurai, *J. Phys. E: Sci. Instr.*, 7, 641 (1974).
- 4.38 J.L. Piasard et al., *Solid-State Elec.*, 24, 551 (1981).
- 4.39 H. Fukui, *IEEE Conf. Elec. Dev.*, IEEE cat. no. CH1616-2/80, 118 (1980).
- 4.40 V. König et V. Langmann, *IEEE Trans. Elec. Dev.*, ED-25(1), 125 (1978).

Conclusion

Les propriétés semiconductrices, électriques et optiques du GaAs semiconducteur ont été discutées au chapitre 1. Dans le second chapitre, le fonctionnement de certains dispositifs semiconducteurs (l'accent ayant été mis sur ceux qui constituaient la base des T.E.C.) a été présenté. Le montage expérimental qui fut utilisé, ainsi que la méthode de mesure des photosignaux ont été exposés au chapitre 3. Les résultats expérimentaux ainsi que leur discussion sont l'affaire du chapitre 4.

Des mesures de C.P.I. ont été faites, à des valeurs fixes de la longueur d'onde de la lumière, et les traces du C.P.I. en fonction des voltages à la grille et au drain ont été discutés à fond. La grande partie des traits caractéristiques des courbes du C.P.I. a été expliquée de façon qualitative. Pour nos conditions spéciales de fréquence de hachage, d'intensité lumineuse, et de longueur d'onde de la lumière, nos résultats indiquent que le principal mécanisme d'augmentation du courant de drain est dû à un élargissement du canal, à cause d'un effet de jonction avant et/ou de jonction arrière. Notre approche expérimentale ne nous permet pas d'évaluer la contribution de chacun des mécanismes. Par contre, la méthode a beaucoup de potentiel, et combinée avec des structures appropriées, elle nous semble prometteuse.

Des spectres de C.P.I. et de P.V. ont été tracés, à différentes valeurs de V_{ds} et de V_g . Ces spectres renseignent sur la présence possible d'accepteurs ou de donneurs résiduels. Les principales impuretés retrouvées semblent être le carbone et le silicium, et ceci tend à confirmer les résultats obtenus dans d'autres travaux. Par contre, les conclusions qui ont été tirés à propos de ces spectres sont pour le moins spéculatives et demandent à être vérifiées. Un exemple est l'explication du pic (observé à la figure 4.18a pour le N.E.C. 137) par le diagramme de la figure 4.20 qui devra être confirmée en essayant de reproduire le problème pour vérifier l'hypothèse de distribution d'impureté dans la couche intermédiaire ou dans le substrat semi-isolant. Egalement,

la méthode ne nous renseigne pas sur la concentration des impuretés présentes, ni sur leur distribution spatiale.

La méthode de mesure de température du canal des T.E.C. qui a été proposée à la section 4.3 pourrait s'avérer fort utile si quelques raffinements y étaient apportés. Par exemple, il s'agirait de calibrer la courbe de E_g vs T pour chaque dispositif, ou au moins pour différents types de dispositifs, à savoir: dispositifs avec différents substrats ou couche active, différentes géométries, etc. Egalement, il serait utile de savoir si l'élévation en température du canal est effectuée de façon uniforme dans le sens de la largeur de la grille. Ceci pourrait s'effectuer en focalisant la lumière de façon précise sur le dispositif et en balayant le faisceau lumineux dans le sens de la largeur de la grille.

Quels travaux sont à prévoir pour continuer les recherches entreprises dans cette thèse? En général, les recherches à venir devront comporter des résultats qui sont plus quantitatifs, et plus définitifs.

Pour les résultats en C.P.I. présentés à la section 4.1, d'autres mesures devront être faites en variant des paramètres qui sont demeurés constant ou qui n'ont presque pas variés lors de nos expériences. Il s'agira par exemple de varier la fréquence de hachage de la lumière, car comme il a déjà été mentionné à la section 4.1, ce paramètre affecte le comportement des dispositifs en ce qui a trait à leur sensibilité à la lumière. Egalement la longueur d'onde de la lumière devra être variée sur une plus grande gamme de valeurs. En variant la longueur d'onde sur une grande échelle, il est possible de varier le coefficient d'absorption $\alpha(\lambda)$, et donc l_α , la longueur d'absorption du GaAs. Ceci veut dire que la distribution spatiale des porteurs créés sera modifiée, et son effet sur le C.P.I. étudié. Finalement, il serait intéressant de tenter de focaliser la lumière à des endroits plus précis sur les dispositifs, tels entre la source et la grille, ou la grille et le drain. En adoptant cette technique, il sera alors possible de séparer les deux effets photovoltaïques qui ont lieu de chaque côté de la grille, et d'ainsi mieux comprendre le

comportement des dispositifs.

Pour les travaux de la section 4.2, il s'agira, nous le répètons, de vérifier les hypothèses proposées dans cette section par des expériences contrôlées. Par exemple, il serait possible d'incorporer intentionnellement des impuretés pour vérifier la sensibilité de la méthode à les détecter et essayer de relier la concentration des impuretés ajoutées à la hauteur du signal P.V. ou C.P.I. Egalement, on pourra vérifier si une distribution d'impuretés telle qu'illustrée à la figure 4.20 permet d'expliquer les spectres P.V. observés à la figure 4.18a.

Les résultats qui ont été obtenus à la section 4.3 pourraient être plus précis si une calibration des dispositifs en ce qui a trait à leur courbe E_g vs T était effectuée. Cette calibration devient nécessaire quand on réalise que différents dispositifs, avec différentes géométries, différents matériaux, etc, ont des valeurs de bande interdite (telles qu'évaluées par notre méthode – voir par exemple la figure 4.30) différentes pour une même température des dispositifs. En fait, la valeur mesurée de la bande interdite importe peu, car c'est un changement de température en fonction de la puissance dissipée qui nous intéresse. Il suffit donc de comprendre la relation entre la baisse de E_g observée et la véritable augmentation en température du dispositif. Cette augmentation devra être évaluée de façon indépendante.

Les différentes expériences proposées dans cette conclusion sont réalisables dans notre région. En effet, comme on l'a mentionné dans l'introduction de la thèse, plusieurs instituts s'occupent de recherche et de développement de dispositifs et circuits intégrés semiconducteurs. Ils ont donc l'équipement nécessaire à la fabrication et à l'évaluation des structures pour mener à bien les expériences suggérées.