

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE LARBI BEN M'HIDI – OUM EL BOUAGHI
FACULTE DES SCIENCES EXACTES ET DES SCIENCES
DE LA NATURE ET DE LA VIE
DEPARTEMENT SCIENCES DE LA MATIERE

N° d'ordre:

THESE

PRESENTEE A

L'UNIVERSITE OUM-ELBOUAGHI

Par

HAMMA ISSAM

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

OPTION: MATERIAUX SEMI-CONDUCTEUR

INTITULE

**Contribution à l'étude des propriétés bidimensionnelles des
Composants à effet de champs MESFET GaAs.**

Soutenue le 2014

Devant la commission d'examen formée par :

<u>Président :</u>	C. AZIZI	Prof.	Univ. Oum El Bouaghi.
<u>Rapporteur :</u>	Y. SAIDI	Prof	Univ. Constantine-1
<u>Examineurs :</u>	M. ZAABAT	Prof	Univ. Oum El Bouaghi.
	B. BOUDINE	Prof	Univ. Constantine-1
	M.S. BENBOUZA	M.C.A.	Univ. Hadj Lakhder Batna.

*BISMI ALLAHI ARAHMANI ARAHIMI
ALLAHOMA SALI WA SALAM ALA SAYIDINA
MOHAMMED.*

Je dédie ce modeste travail à :

Mes très chers parents.

Ma chère femme et mes enfants.

Mes frères et soeurs.

Tous mes amis

Hamma Issam

Remerciements

Je remercie d'abord mon Dieu le tout puissant.

*Je tiens à remercier **Mme Yasmina Saidi** mon professeur au département de Physique, Université Constantine-1 pour être mon guide de projet et conseillère. Je lui suis reconnaissant pour son soutien continu et sa précieuse contribution. Ce travail n'aurait pas été possible sans son soutien et ses encouragements. Je tiens également à la remercier pour m'avoir montré quelques exemples qui ont trait à la question de mon projet.*

*Je tien à remercier vivement **Mme Azizi Cherifa**, Professeur au département des sciences de la matière, Université Larbi Ben M'Hidi d'Oum-El-Bouaghi, pour l'intérêt qu'elle a porté à mon travail en me faisant l'honneur d'avoir accepté de présider le jury d'examen.*

*Je tiens à remercier **Mr Mourad Zaabat**, Professeur au département des sciences de la matière, Université Larbi Ben M'Hidi d'Oum-El-Bouaghi, pour son soutien stimulant et d'avoir accepté d'être membre de jury.*

*Mes remerciements vont également à **Monsieur B.Boudine**, Professeur au département de Physique, Université Constantine-1, d'avoir accepté d'être membre de jury.*

*Mes remerciements vont également à **Monsieur M.S. Benbouza**, Maître de conférences A, Université Hadj Lakhder de Batna d'avoir accepté d'être membre de jury.*

Je tiens à exprimer ma gratitude à tous ceux qui m'ont donné la possibilité de compléter ce projet.

D'ailleurs, je tiens à remercier la direction du Département et le groupe de travail de physique qui m'a fourni un bon environnement et des installations pour réaliser ce projet.

Enfin, je remercie, tous mes amis, mes collègues et surtout ma famille qui m'a toujours aidée à bien mener mes travaux de thèse.

Table des matières

Table des matières

Introduction générale	1
Chapitre I: Étude physique du MESFET(OPFET) GaAs	5
I.1) Introduction.....	5
I.2) L'étude de l'arséniure de gallium.....	5
I.2.1) Propriétés physiques de l'arséniure de gallium.....	5
I.2.1.1) Structure électronique des semi conducteurs.....	7
I.2.1.1-a) Transition directe.....	8
I.2.1.1-b) Transition indirect.....	8
I.2.1.2) Mobilité et vitesse des porteurs.....	9
I.3) Diode Schottky et Contact Ohmique.....	10
I.3.1) Diodes Schottky.....	11
I.3.2) Polarisation directe et inverse de la diode Schottky.....	11
I.3.2-a) Polarisation directe.....	11
I.3.2-b) Polarisation inverse.....	11
I.3.3) Contacts ohmiques.....	15
I.3.4) La zone de charge d'espace et la barrière de potentiel.....	16
I.4) État de l'art des transistors à effet de champ.....	17
I.4.1) Le transistor MESFET GaAs	17
I.4.1-a) Structure du MESFET GaAs.....	17
I.4.1-b) Principe de fonctionnement.....	17
I.4.1. c) Structure du MESFET GaAs sous la lumière (photodétecteur).....	20
I.4.1.d) Principe de fonctionnement.....	21
I.4.2) Le HEMT sur GaAs.....	21
I.4.2-a) Principe de fonctionnement.....	23
I.4.2) Le MESFET SiC.....	24
I.5) Généralités sur les photodétecteurs.....	24
I.5.1) L'optoélectronique.....	24
I.5.2) Le photodétecteur.....	24
I.5.2-a) Principe de la photodétection.....	25
I.5.2-b) Caractéristiques d'une photodétection.....	25
I.5.3) Le coefficient d'absorption.....	26
I.5.4) Le rendement quantique.....	26
I.5.5) La sensibilité.....	27
I.6) Effet de bruit.....	27
I.6.1) Bruit de génération-recombinaison (g-r)	28

I.6.2) Le bruit du photodétecteur	28
a) Le bruit de grenaille ou « shot noise »	28
b) Le bruit thermique.....	29
c) Le bruit en 1/f	29
d) Le bruit de courant d'obscurité.....	29

Chapitre II : Modélisation du MESFET(OPFET) GaAs.....30

II) Introduction.....	30
II.1) Mécanismes de transport des porteurs de charge.....	30
II.3) Transistor optique à effet de champ à barrière de Schottky MESFET (OPFET)GaAs.....	31
II.4) Calcul du potentiel et du champ électrique	35
II.5) Équations fondamentales.....	36
II.5.1) Résolution de l'équation de Poisson.....	38
II.5.2) Détermination du terme unidimensionnel du potentiel.....	39
II.5.3) Détermination du terme bidimensionnel du potentiel.....	42
II.5.4) Effet de DIBL(Drain Induced Barrier Lowering).....	44
II.6) Expression du champ électrique.....	45
II.7) Tension de seuil	46
II.8) Zone de charge d'espace.....	47
II.9) La capacité de grille interne avant la région de pincement.....	47
II.9.1) Détermination de la charge stockée dans la zone de déplétion.....	48
II.9.2) Détermination des capacités.....	54
II.9.3) Détermination de l'expression du courant	61
II.9.4). Effet des éléments parasites sur les caractéristiques I-V.....	64
II.9.5). Effet de la mobilité variable sur les caractéristique I-V.....	69
II.10) Conductance et transconductance.....	71
II.11) Calcul de la fréquence de coupure.....	72
II-12) Modélisation de GaAs MESFET RF sous l'effet de la lumière.....	73
II.12-a) Circuit électrique.....	73
II.12-b) Circuit électrique équivalent du MESFET GaAs (OPFET).....	74
II.13) Les propriétés dynamiques du transistor MESFET GaAs	75
II.14) Éléments associés au schéma équivalent.....	75
II.14-a) Les éléments extrinsèques.....	75
II.14-b) Les éléments intrinsèques.....	76
II.15) Paramètres de performance des transistors.....	77

Chapitre III : Résultats et interprétations.....82

III.1) Introduction	82
---------------------------	----

III.2) Logiciel de simulation	82
III.3) Comportement des photodétecteurs.....	85
III.3.1) L'excitation du phototransistor à effet de champ.....	86
III.4) Loi de mobilité et vitesse des porteurs	90
III.5) Caractéristiques statiques (I-V)	92
III.5.1) : Influence de la mobilité des porteurs sur les caractéristiques I-V.....	95
III.5.2) Effet des résistances parasites sur les caractéristiques I-V.....	97
III.5.3) : Influence des paramètres « L », « Nd », « a » et « Z » les caractéristiques I-V.....	99
III.6) Transconductance « gm.op » et Conductance de drain « gd.op».....	104
III.6.1) : Transconductance gm.op	104
III.6.2) : Conductance de drain gd.op.....	106
III.7) : Caractéristiques capacité tension « C-V »	108
III.7.1) : Capacité « Cgs.op » et « Cds.op » et Cdc.op »	110
III.7.2) : Capacité grille-drain « Cgd.op »	111
III.7.3) : Capacité du canal « Cdc.op ».....	114
III.8) Évolution du potentiel et du champ électrique dans le canal	120
III. 8.a) Évolution du potentiel	120
III. 8.b) Évolution du champ électrique Ex et Ey	122
III.8.c) Validité du modèle.....	126
III.8.d) Évolution du potentiel bas.....	127
III.9) : Fréquence de coupure	133
III.10) : Caractéristiques dynamiques	136
III.11) Variation des paramètres [Yij] en fonction de la fréquence	136
Conclusion générale	142
Annexes	144
Références bibliographiques	147

Introduction générale

Introduction générale

Ces dernières décennies, le développement de la téléphonie mobile a conduit à un essor très important du secteur des télécommunications. Le téléphone portable est devenu un outil de communication de plus en plus performant offrant de plus en plus des fonctionnalités (texto, email, photo,...). Le besoin croissant de transmettre des données et d'accéder à un volume important d'informations pour les hommes, où qu'ils soient, a donné lieu à une réflexion sur de nouveaux systèmes et normes de transmission. Ce développement spectaculaire a conduit à une recherche de technologies robustes et fiables que ce soit pour la fabrication des composants, les techniques de codage. Au niveau des composants, ces évolutions ont orienté les recherches vers de nouveaux choix technologiques, entraînant une montée en fréquence et autorisant des densités de puissance plus importantes.

L'industrie des technologies hyperfréquence travaille depuis de nombreuses années avec le transistor **MESFET (Metal Semi Conductor Field Effect Tranistor)**. Celui-ci était jusqu'à présent réalisé principalement en Arséniure de Gallium. Le Silicium comme l'Arséniure de Gallium et d'autres matériaux sont utilisés beaucoup trop près de leurs limites physiques, en particulier au niveau de la densité de puissance fournie. Les semi-conducteurs grands gaps ont alors suscité un intérêt important. Les propriétés physiques et électriques, que leur confère leur largeur de bande interdite, sont très intéressantes pour un grand nombre d'applications de fortes puissances et à très hautes températures.

En 1948 la fabrication du premier dispositif d'amplification par un corps solide le transistor, fabriqué à **BELL** Laboratory par **BARDEEN BRATTAIN** et **SCHOKLEY [1]**, ce qui leur a valu le prix NOBEL en 1956.

Le transistor à effet de champ à grille Schottky à l'arséniure de gallium "MESFET GaAs" a été proposé pour la première fois par **MEAD** en 1966 [2] et réalisé par **HOOPER et LEHERER** en 1967 [3], en utilisant la barrière de potentiel du contact Schottky comme étant la grille, pour moduler la conductivité du canal semi-conducteur, entre deux contacts ohmiques qui jouaient le rôle de la source et du drain.

Ce composé fabriqué à base d'arséniure de gallium a ouvert la voie devant les semi-conducteurs de la catégorie **III-V** et à différentes applications pour l'électronique à très grandes vitesses [4].

Le **MESFET** joue aussi un rôle prépondérant dans la technologie micro-onde (de 1 jusqu'à 30 GHz) aussi bien comme élément discret comme incorporé dans les circuits intégrés. Ils peuvent être utilisés dans les circuits de petits signaux et dans les amplificateurs de puissance (Oscillateur, Commutateur, Mixeur, Atténuateur), ce qui lui permet de constituer l'élément principal dans les ordinateurs modernes surtout dans les mémoires **RAM** [5].

Plus tard, la commande optique **MESFET** a été nommée transistor à effet de champ optique **OPFET**. La photosensibilité du MESFET a ouvert la possibilité de leur utilisation pour une variété d'applications optoélectroniques. À l'heure actuelle les GaAs MESFET sous l'éclairage joue un rôle important dans les technologies de communication pour une large bande multimédia et des applications à haute vitesse. Une idée qui a été largement étudiée récemment pour améliorer le contrôle optique de la fonction et il peut être utilisé pour former un port d'entrée supplémentaire en photonique (**MMIC**) [1], et également attiré beaucoup d'attention en raison de leurs potentiel applications. Comme un certain nombre de recherches théoriques et expérimentales des travaux ont été signalés sur la commande optique MESFET.

Un modèle analytique simple d'un ion implanté GaAs MESFET est utile pour la conception assistée par ordinateur et pour les composants à circuits intégrés (**IC's**). Pour examiner le contrôle optique des caractéristiques GaAs MESFET, il est nécessaire d'utiliser un modèle optiquement fermé photodétecteur **MESFET(OPFET)**, compte tenu de l'effet du canal court.

La recherche dans ce domaine ayant énormément progressé, nous voyons l'émergence d'un grand nombre d'applications diverses telles que le contrôle optique des systèmes micro-ondes, les réseaux d'antenne à commande fibrée, l'électronique d'armement, les oscillateurs hautes performances... L'utilisation des composants ou des systèmes optoélectroniques dans des dispositifs hyperfréquences est donc devenue une réalité commerciale.

Cependant, les performances de ces systèmes dépendent des performances des dispositifs utilisés pour les conversions électrique/optique et optique/électrique, de la

technique de modulation optique choisie, des amplificateurs micro-ondes utilisés, de la qualité de la fibre optique et finalement de la topologie choisie pour réaliser le système entier.

L'objectif de ce travail est de faire une étude sur le transistor **MESFET** à base d'Arséniure de Galium (**GaAs**) avec un canal dopé N et de simuler les propriétés physique du transistor à effet de champ à grille Schottky dans les deux cas à l'état sombre (Normal) et à l'état où le composant soumis à l'éclairage de la lumière connu sous le nom (**OPFET**), par la suite nous faisons une comparaison entre les deux cas en prenant compte l'influence de la lumière sur les propriétés physiques et géométriques du composant .

Le premier chapitre est consacré aux généralités sur le MESFET GaAs, En rappelant les notions de base nécessaires à la compréhension de sa structure et son principe de fonctionnement avec et sans l'influence de la lumière, ses caractéristiques principales en précisant les trois régions linéaire, sous linéaire et saturée. Ensuite la diode grille Schottky et les phénomènes de transport de charge.

Le Deuxième chapitre traite une étude des propriétés statiques bidimensionnelles du MESFET GaAs sous l'influence de la lumière, on développe un modèle de simulation simplifié qui prend en considération l'ensemble des phénomènes physiques régissant l'OPFET où on suppose que la zone de charge d'espace est parfaitement dépeuplée, En suite nous proposons une méthode simple utilisée pour résoudre l'équation de Poisson **2D** par la technique de superposition dans lequel l'équation de Poisson à deux dimension est divisé en **2D** l'équation de Laplace et **1D** l'équation différentielle ordinaire, Ensuite en déterminant le potentiel, le champ électrique et le courant électrique dans la région active ainsi que la conductance et la transconductance et les capacités internes dans les deux régimes linéaire et saturé. Nous avons par la suite proposé un modèle physique en prenant ainsi l'effet des paramètres géométriques et physiques du transistor, finalement un modèle analytique à été développé pour décrire le comportement dynamique du transistor MESFET GaAs (OPFET), ainsi que une présentation de son schéma équivalent. Finalement les paramètres de la matrice admittance **[Y_{ij}]** du composant sont déterminés en fonction des éléments constitutifs de ce schéma ainsi que leur dépendance en fréquence.

Le troisième chapitre présente un logiciel de simulation **MATLAB 7**, élaboré à partir des équations établies dans le deuxième chapitre en présentant l'ensemble des résultats de simulation des caractéristiques statiques et dynamiques des transistors MESFET GaAs dans les deux conditions (éclairage et obscurité). Au cours de cette présentation, l'interprétation des résultats obtenus est faite en détail, avec une comparaison entre les résultats du modèle et ceux faite numériquement en utilisant les fonctions de PDE Toolbox (Les équations aux dérivées partielles).

Chapitre I

Etude Physique du Mesfet (Opfet)

GaAs

I.1) Introduction

Dans ce premier chapitre, nous présentons une étude sur les propriétés physiques et électriques des matériaux semiconducteurs III-V et l'arséniure de gallium GaAs en particulier qui possède des caractéristiques très importantes pour les composants aux hautes fréquences par la suite, nous présentons la jonction Schottky en particulier qui est très utilisée dans tous les dispositifs microélectroniques, en insistant sur les divers mécanismes de conduction et puis les caractéristiques principales du composant **MESFET-GaAs** sous l'incidence de la lumière en précisant la structure **OPFET**, et le principe de fonctionnement. Dans ce chapitre nous présentons quelques généralités sur la photodétection, en se basant sur ses principes de base. Nous exposons aussi la théorie générale des photodétecteurs, avec les équations qui définissent les paramètres déterminant les performances du photodétecteur. L'ensemble des éléments qui interviennent dans le fonctionnement du modèle proposé du transistor sont identifiés et caractérisés, Ensuite en fait un rappel sur les structures métal-semiconducteur en général et la diode Schottky et les différentes familles des transistors à effet de champ (**MESFET** et **HEMT**), nous parlons du dispositif lui même, sa structure, son modes de fonctionnement lors de sons polarisations, des effets parasites, ainsi que l'amélioration de ses structures.

I.2) L'étude de l'arséniure de gallium

I.2.1) Propriétés physiques de l'arséniure de gallium [1], [2]

Le **GaAs** est un matériau semiconducteur **III-V** composé de l'élément gallium (Ga) de la colonne III et de l'élément arsenic (As) de la colonne V du tableau périodique des éléments [6]. Le GaAs a été obtenu par Goldschmidt en 1929, mais les premières propriétés électroniques rapportées des composés III-V comme semiconducteurs ne sont apparues qu'en 1952.

Le GaAs présente une structure cristallographique de la blende de zinc qui se compose de deux réseaux cubiques à face centrée (**CFC**) déplacée par un vecteur $(a_0/4, a_0/4, a_0/4)$, avec a_0 étant la longueur de l'arête du cube élémentaire ($a_0 = 5.653 \text{ \AA}$), le premier réseau se compose entièrement d'atome Ga et l'autre d'atomes As. La figure (**I-1**) présente la structure cristalline du GaAs et sur le **tableau I-1** nous avons reporté les principales propriétés du GaAs à température ambiante.

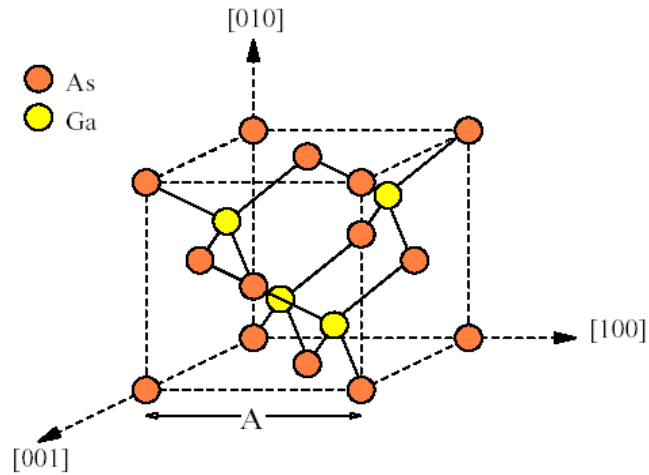


Figure I-1: Structure cristalline du GaAs.

Le **Tableau I-1** présente les principales propriétés du Silicium (Si), de l'Arséniure de gallium (GaAs), de Nitrure de Gallium (GaN) et du Carbure de Silicium (SiC) pour une densité de donneurs N_d de 10^{17} atomes/cm³.

propriétés / Matériau	Silicium Si	Arséniure de gallium GaAs	Carbure de silicium SiC	Nitrure de gallium GaN
Largeur de bande interdite (eV)	1.1	1.4	3.2	3.4
Mobilité des électrons à 300K° (cm².V⁻¹.s⁻¹)	1350	6000	800	1500
Champ critique (MV.cm⁻¹)	0.3	0.4	2	3
Conductivité thermique (W.cm⁻¹K⁻¹)	1.5	0.5	4.9	1.7
Constante diélectrique statique	11.7	12.9	9.7	8.5
Température de fusion. (C°)	1412	1240	3103	2500

Tableau I-1: Comparaison de quelques propriétés physiques de différents semiconducteurs.

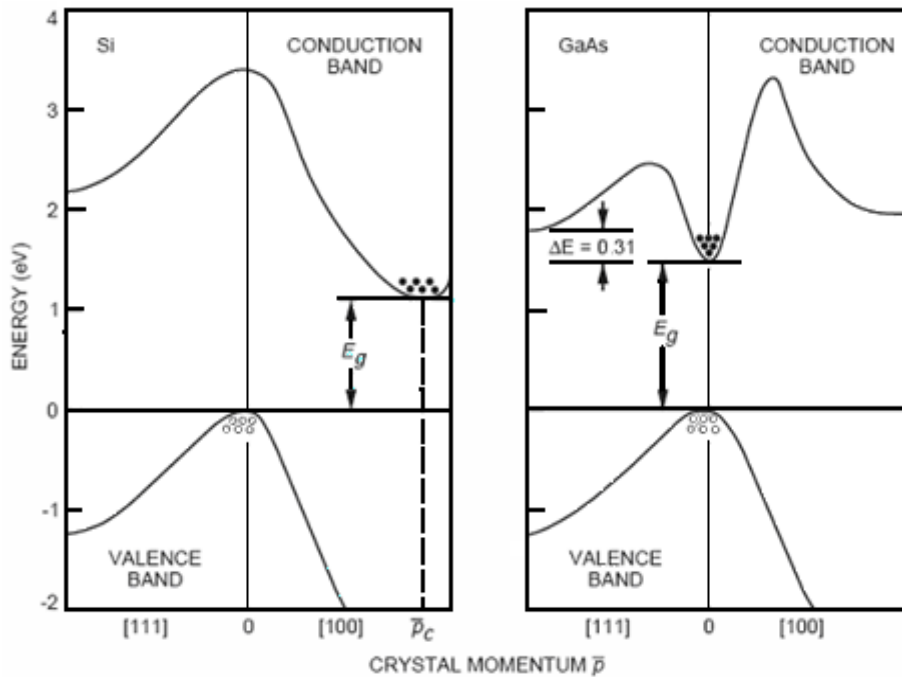


Figure I-2: Les bandes d'énergies du Si et GaAs

	Si	Ge	GaAs	InSb	InP	GaP	InAs
E_g (eV)	1,12 (i)	0,66 (i)	1,42 (d)	0,18 (d)	1,35 (d)	2,26 (i)	0,36 (d)
a (Å)	5,43	5,65	5,65	5,48	5,87	5,45	6,06

Tableau I-2. Largeur de la bande interdite et paramètre cristallin de quelques semiconducteurs à 300 K. d = transition directe, i = transition indirecte.

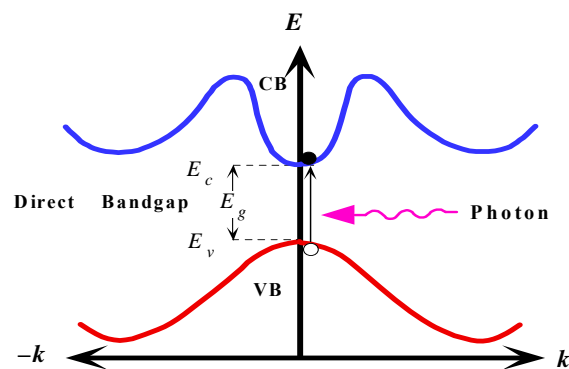
I.2.1.1) Structure électronique des semi conducteurs

Les semiconducteurs sont des matériaux présentant une conductivité électrique intermédiaire entre les métaux et les isolants. Les semiconducteurs sont primordiaux en électronique, car ils offrent la possibilité de contrôler, par divers moyens, aussi bien la quantité de courant électrique susceptible de les traverser, que par la direction que peut prendre ce courant.

La famille des matériaux semiconducteurs, peut être classée en deux familles. Les matériaux à gap direct, comme la plupart des composés issues des colonnes III-V du tableau périodique des élément chimiques et les matériaux à gap indirect comme le silicium (colonne IV).[7]

I.2.1.1-a) Transition directe

On appelle transition directe le passage d'un électron d'un niveau énergétique à un autre sans que sa quantité de mouvement ne soit modifiée. Sur la **figure I-3**, on a représenté la transition directe d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction dans un semiconducteur à bande interdite directe (direct gap), ce même semiconducteur dans lequel le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont caractérisés par le même vecteur d'onde. [8]

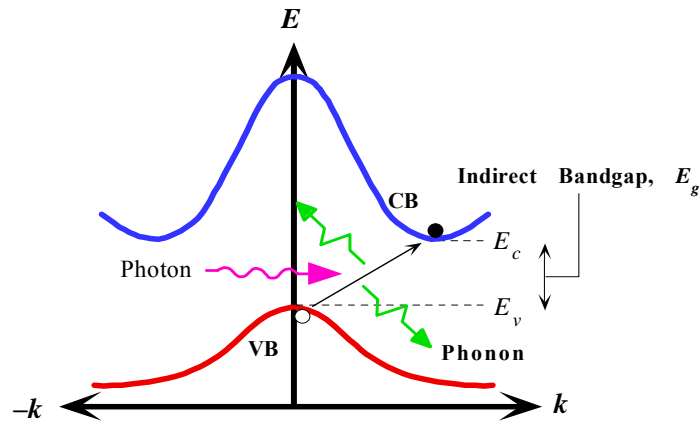


(a) GaAs (Direct bandgap)

Figure I-3: Transition directe.

I.2.1.1-b) Transition indirect

On appelle transition indirecte le passage d'un électron d'un niveau énergétique à un autre nécessitant une modification de sa quantité de mouvement. Sur la **figure I-4**, on a représenté la transition indirecte d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction dans un semiconducteur à bande interdite indirecte (indirect gap), dans lequel le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont caractérisés par des vecteurs d'onde K différents [8].



(b) Si (Indirect bandgap)

Figure I-4: Transition indirecte

I.2.1.2) Mobilité et vitesse des porteurs

La mobilité et la vitesse des porteurs représentent deux grandeurs physiques très intéressantes caractérisant les matériaux semiconducteurs. Nous traçons la vitesse des électrons en fonction du champ électrique appliqué pour quelques semiconducteurs (GaAs, InP, GaInAs), nous obtenons alors les courbes représentées sur la **figure I-5**. Pour les faibles champs électriques, nous vérifions une proportionnalité entre l'augmentation de la vitesse des électrons et celui du champ électrique. Pour les forts champs la vitesse présente une partie de résistance différentielle négative. L'explication simplifiée de ce phénomène est que lorsque le champ électrique devient important, les interactions des porteurs avec les vibrations du réseau entraînent une diminution de la mobilité des électrons. Cette diminution de la mobilité se traduit par une variation non linéaire de la vitesse des électrons.

Si l'on conserve la définition habituelle de la mobilité comme étant le rapport entre la vitesse électronique et le champ électrique.

$$v = \mu(E) \times E \tag{I- 1}$$

Alors la mobilité des électrons n'est pas constante et varie fortement avec l'augmentation du champ électrique.

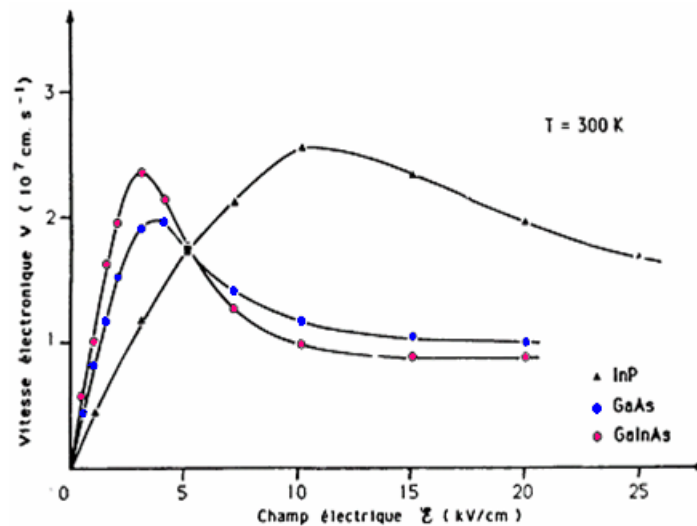


Figure I-5: Caractéristiques vitesse - champ électrique en régime de transport stationnaire pour quelques semiconducteurs à 300 °K [9].

1.3) Diode Schottky et Contact Ohmique

Le contact métal-semiconducteur est le dispositif unipolaire le plus simple à la base d'un nombre considérable de composants électroniques, par exemple des circuits intégrés et des mémoires. Dans un dispositif unipolaire, un seul type de porteurs de charge, les électrons ou les trous, participent de façon prédominante aux phénomènes de conduction électrique et déterminent son fonctionnement. Les dispositifs à contact métal-semiconducteur sont particulièrement bien adaptés à la technologie moderne de l'Arséniure de Galium. Généralement, l'application d'une différence de potentiel à une jonction métal-semiconducteur produit une caractéristique courant/tension qui n'est pas symétrique. Le contact se comporte comme un redresseur. Ce comportement est provoqué par l'établissement d'une barrière de potentiel dont l'origine est une couche de charge d'espace dans le semiconducteur. Ainsi, une jonction métal-semiconducteur qui présente une caractéristique $I(V)$ asymétrique est appelée diode Schottky.

Certains contacts métal-semiconducteur peuvent également présenter une caractéristique courant/tension symétrique, c'est à dire un comportement non redresseur. On parle alors de contacts ohmiques. La maîtrise des contacts ohmiques est capitale pour pouvoir réaliser l'interconnexion des différents dispositifs d'un circuit intégré et d'un système électronique en général. L'origine précise et la hauteur de barrière de potentiel

d'un contact métal-semiconducteur constitue l'un des problèmes les plus difficiles de la physique des solides.

1.3.1) Diodes Schottky.

1.3.2) Polarisation directe et inverse de la diode Schottky

Si on applique une tension extérieure négative V_e sur l'électrode métallique, celle-ci va engendrer une augmentation du champ E_i . La zone de charge d'espace s'étend dans le semiconducteur.

1.3.2-a) Polarisation directe

Par contre, si une tension positive est appliquée, le champ électrique E_i et l'épaisseur de la charge d'espace d diminuent: la jonction est passante (polarisation directe) [10].

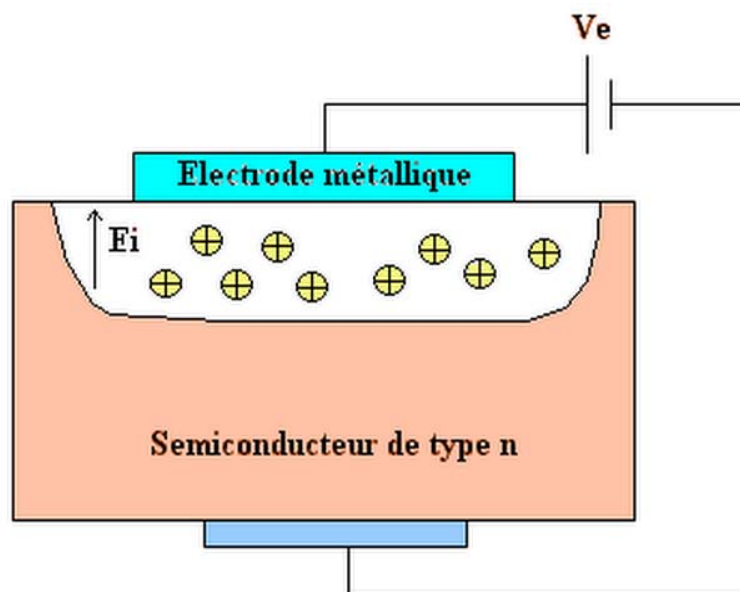


Figure I-6: Polarisation de la jonction Schottky.

1.3.2-b) Polarisation inverse

Lorsque la structure est polarisée par une tension semiconducteur-métal, V_e négative ($V_{SC} - V_m < 0$) (Figure I-6), La bande de conduction du semiconducteur s'élève, Ainsi la barrière semiconducteur-métal diminue alors que la barrière métal - semiconducteur reste inchangée. Les électrons diffusent du semi conducteur vers le

métal et créent un courant du métal vers le semiconducteur. C'est une polarisation directe. En faisant varier V_{ds} pour plusieurs valeurs de tension de grille V_{gs} , on génère un réseau de caractéristiques donnant l'évolution du courant de sortie. Ce réseau des caractéristiques est constitué de deux parties: la zone linéaire et la zone de fonctionnement saturé **figure I-7**

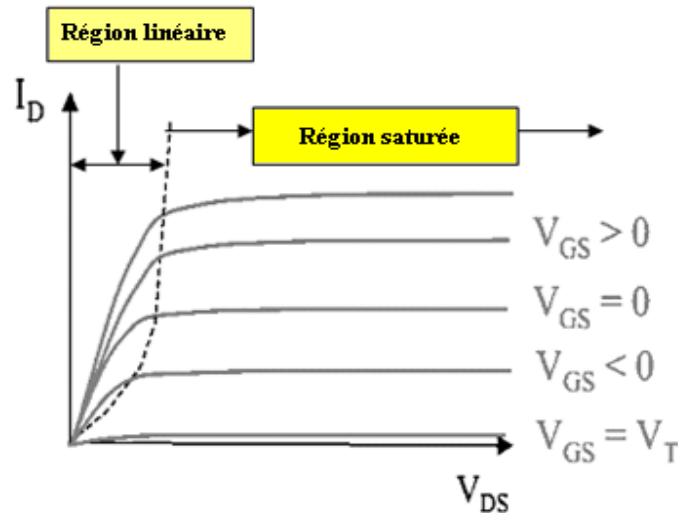


Figure I-7: Réseau de caractéristiques de sortie d'un MESFET GaAs

Dans le cas d'une diode Schottky, pour un matériau normalement dopé, le courant à travers la jonction est dû à un effet thermoionique et s'écrit:

$$J_s = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \quad \text{(I- 2)}$$

Où A^* est la constante de Richardson et ϕ_{Bn} est la hauteur de la barrière de potentiel à l'équilibre. Cette caractéristique est analogue à celle d'une diode, cependant le seuil d'une telle diode est plus faible que pour une jonction PN, de l'ordre de 0,3 à 0,5 V. De plus, du fait qu'il n'existe pas de charge stockée dans la diode, les temps de commutation sont très inférieurs à ceux d'une jonction PN. Ce type de diode est donc utilisé en hautes fréquences comme dispositif de commutation rapide. Elle constitue également le contact de grille dans les transistors à effet de champ de type MESFET.

La différence fondamentale entre les deux composants est que le fonctionnement fait appel aux porteurs majoritaires dans la diode SCHOTTKY alors que ce sont les porteurs minoritaires qui interviennent dans la diode PN.

Lorsque un métal et un semiconducteur sont en contact, il existe à l'interface une barrière de potentiel $q\phi_b$ qui est égale à: $q\phi_b = q\phi_m - q\chi$; où: $q\phi_m$ représente le travail de sortie du métal (travail nécessaire pour arracher un électron du niveau de Fermi du matériau au niveau du vide. $q\chi$ représente l'affinité électronique du semiconducteur. V_{bi} est le potentiel de barrière de la ZCE (la zone de charge d'espace).

Lorsqu'on applique une polarisation direct à la diode Schottky les électrons de la région N vont transiter vers le métal tandis que le niveau de fermi du système est aligné. Le contact métal-semiconducteur est ohmique ou redresseur suivant la différence des travaux de sortie et le type du semiconducteur.

Cas ou $q\phi_m > q\phi_s$

Lors de la mise en contact du métal et du semiconducteur, les électrons du semiconducteur situés près de l'interface possèdent une plus grande énergie que ceux du métal. Ils vont donc transférer vers le métal en laissant derrière eux les atomes donneurs positifs fixes, du côté métal, le surplus d'électrons se concentre avec une densité d'états d'énergie d'ordre 10^{22} cm^{-3} , ce phénomène s'arrête lorsque l'alignement des niveaux de FERMI est réalisé. Une zone désertée (ZCE) apparaît donc dans le semiconducteur d'épaisseur W dans ce cas on parlera d'une barrière métal-semiconducteur ou encore d'une diode SCHOTTKY.

Après le contact sous l'incidence de la lumière il ya une création des paires électrons-trous dans la zone de charge d'espace, les électrons vont passer vers la bande de conduction (E_c) et les trous vont transférer vers le métal sous l'effet d'un champ électrique engendré dans la ZCE, une partie de ses trous se recombinant avec les pièges de surface, une photo tension est développée ce qui diminue la hauteur de la barrière de potentiel $q(V_{bi} - V_{op})$. Cette tension étant polarisée en réduisant la largeur de déplétion de la jonction W .

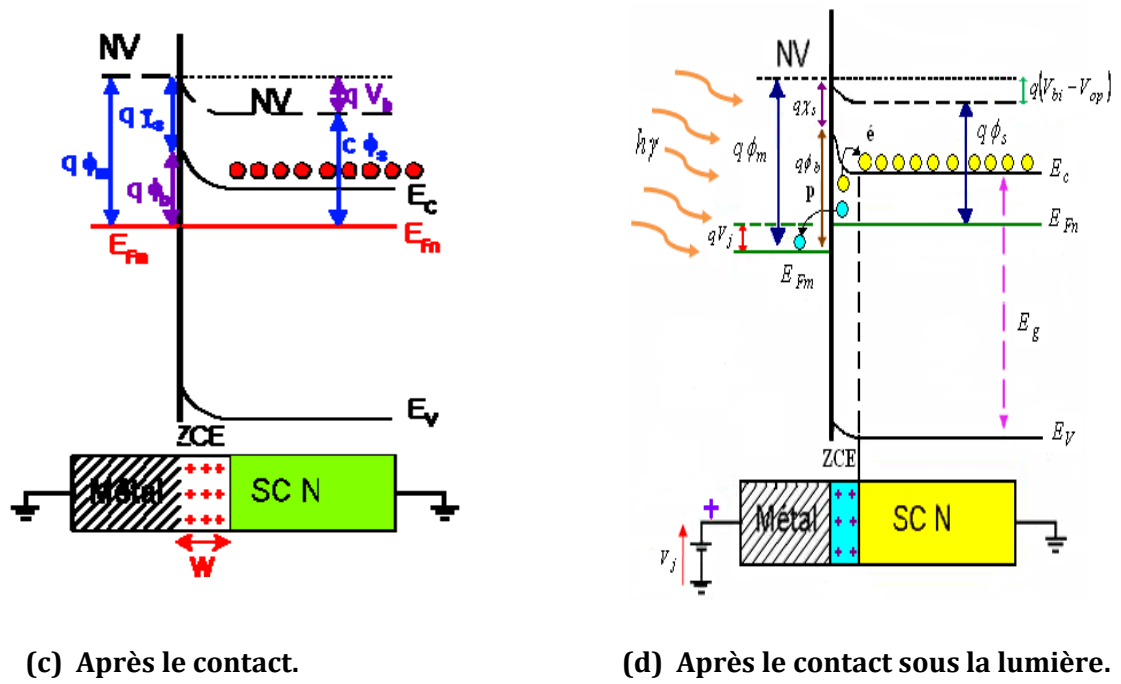
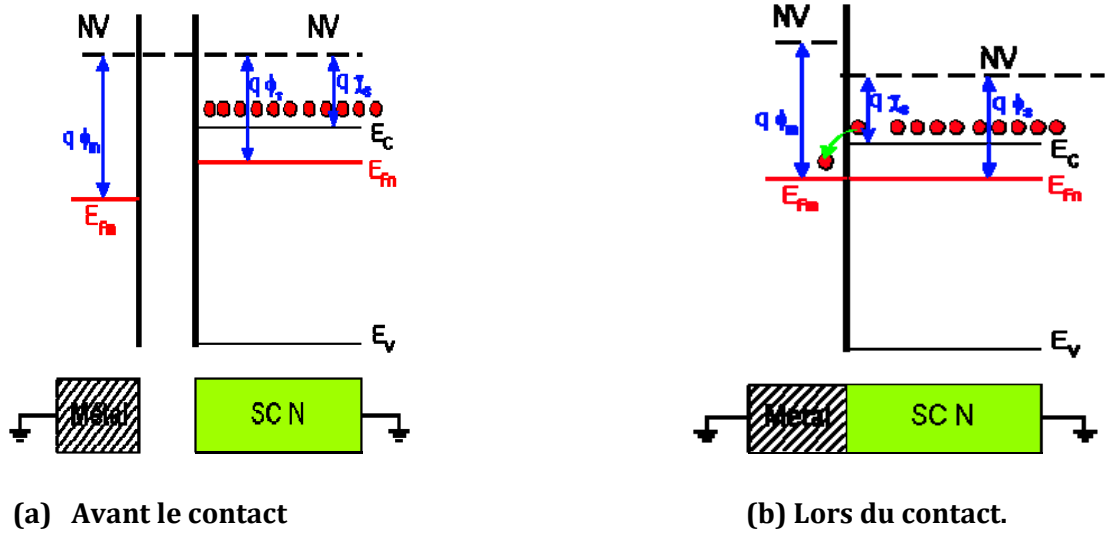
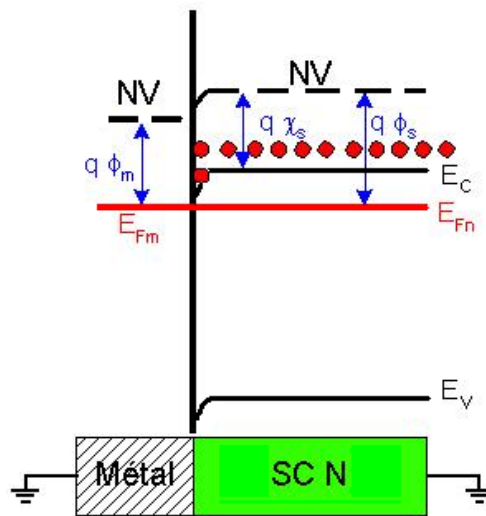


Figure I-8: Contact Schottky

- (a) diagramme énergétique : Avant le contact.
- (b) diagramme énergétique : lors du contact.
- (c) diagramme énergétique : Après le contact.
- (d) diagramme énergétique : Après le contact sous la lumière.

Cas ou $q\phi_m < q\phi_s$

Lors de la mise en contact du métal et du semiconducteur, les électrons du métal situés près de l'interface possèdent une plus grande énergie que ceux du semiconducteur. Ils vont donc transférer vers ce dernier. Il apparaît une zone de déficit de porteurs négatifs dans le métal et une accumulation de porteurs dans le semiconducteur, le niveau de FERMI s'aligne. Pour une application d'une tension en parlera donc d'un contact ohmique.



(d) Après le contact

Figure I-9: diagramme énergétique d'un contact Schottky

1.3.3) Contacts ohmiques.

Pour des applications à hautes fréquences, il est primordial de pouvoir réaliser des contacts ohmiques à faible résistivité. De plus, pour des fonctionnements à hautes températures et à fortes puissances, les contacts ohmiques doivent être fiables et résistants aux conditions extrêmes. Au cours des dernières années, la qualité médiocre de ces contacts constituait la principale entrave au développement technologique des dispositifs sur l'Arséniure de Gallium. Les performances en puissance de certains dispositifs électroniques dépendent fortement des caractéristiques des contacts ohmiques et sont limitées souvent par les valeurs élevées des résistances de ces contacts. Cette limitation se retrouve notamment dans les systèmes réalisés à partir de semiconducteurs à grand gap, compte tenu des fortes hauteurs de barrière Schottky de ces contacts.

I.3.4) La zone de charge d'espace et la barrière de potentiel

Les électrons libres du semiconducteur au voisinage de la jonction métal semiconducteur du contact Schottky migrent vers le métal laissant les atomes donneurs ionisés. Ces atomes forment à l'interface du côté semiconducteur une zone de charge d'espace «ZCE» positive et un champ électrique « E » s'établit [Figure (I-10)]. A l'équilibre thermodynamique, le courant des électrons s'équilibre avec le courant de conduction engendré par E .

La courbure des bandes d'énergie se produit dans une zone d'énergie variant de « qV_{bi} » telle que représenté sur la figure (I-8), « V_{bi} » correspond à la barrière de potentiel que doivent surmonter les électrons de la bande de conduction du semiconducteur pour passer dans le métal. Cette barrière est essentiellement dépendante de la nature des matériaux utilisés pour réaliser la structure et des conditions de fabrication.

Les paramètres supplémentaires chargés des caractéristiques de l'OPFET par rapport à sa structure équivalente MESFET soumis à l'incidence de la lumière à travers une grille sont l'excès des paires électrons-trous générés en raison de l'absorption des photons dans la région d'appauvrissement en dessous de la grille et le nombre de trous recombinaison avec des pièges au niveau de la profondeur de la surface, une phototension V_{op} est développée à travers la barrière de Schottky réduisant la largeur de la zone de charge d'espace donc la courbure des bandes d'énergie varie de « $q(V_{bi} - V_{op})$ ».

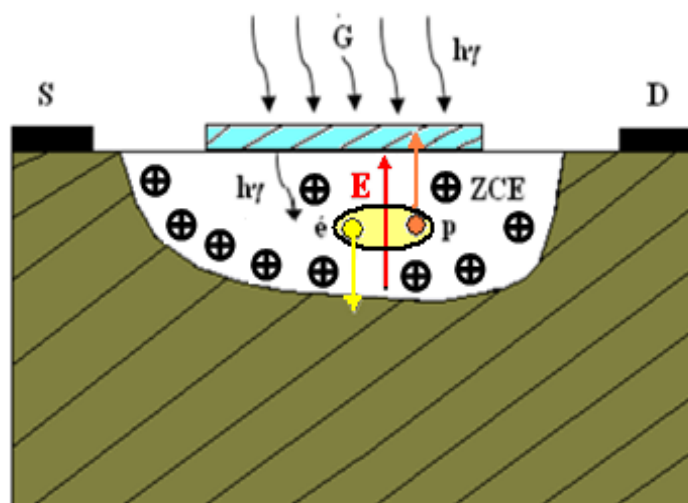


Figure I-10: La Zone de Charge d'Espce (ZCE) sous l'effet de la lumière incidente.

1.4) État de l'art des transistors à effet de champ

1.4.1) Le transistor MESFET GaAs

1.4.1. a) Structure du MESFET GaAs

Le MESFET (MEtal Semi-conducteur Field Effect Transistor) est le premier composant réalisé sur GaAs. IL comporte le plus souvent une couche active de type N, réalisée sur substrat semi-isolant (SI), deux contacts ohmiques (source et drain) et une grille métallique déposée entre source et drain dans des conditions créant une barrière de Schottky vue précédemment.

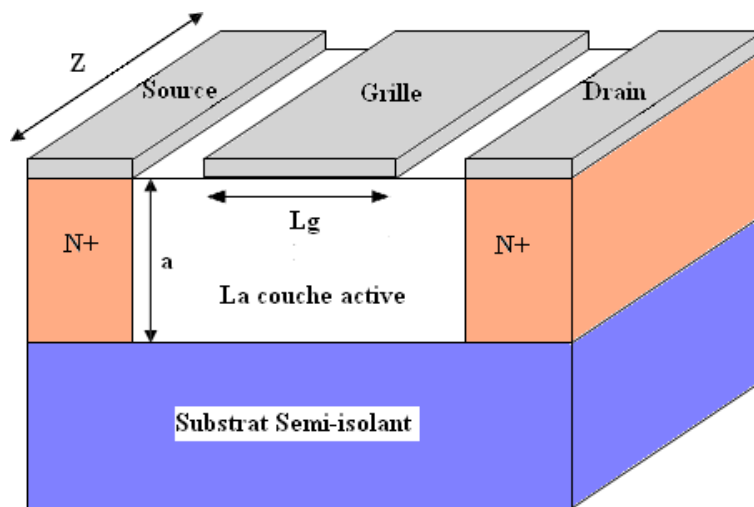


Figure I-11: Vue en coupe de la structure du MESFET

1.4.1.b) Principe de fonctionnement

En fonctionnement normal, la grille est généralement polarisée négativement ($V_{gs} < 0$) par rapport à la source tandis que le drain est polarisé positivement ($V_{ds} > 0$). La présence du contact Schottky crée une zone dépeuplée de porteurs libres sous la grille. La concentration des électrons mobiles est donc maximale dans la fraction restante de la couche conductrice appelée canal conducteur. En effet, lorsqu'on applique une tension (V_{ds}) positive, un flux d'électrons traverse le canal de la source vers le drain correspondant à un courant I_{ds} dans le sens inverse. Or, la section du canal conducteur disponible est limitée à $(a-d)$. Si on diminue V_{gs} , l'épaisseur (d) augmente. Par conséquent le courant I_{ds} diminue. Lorsque (d) atteint la valeur (a), le canal est pincé et I_{ds} s'annule. On se trouve ainsi en mesure de contrôler le passage du courant de sortie par la commande de grille.

Le principe de fonctionnement est représenté sur la **Figure I-12**, sur laquelle est schématisée la zone active du transistor sous différents régimes de polarisation. Lorsque ($V_d \ll V_{dsat}$) la tension drain-source est faible, un courant circule dans le canal entre la source et le drain. La variation relative de la section du canal $\Delta(a - d)/a$ est négligeable, la conductance du canal reste sensiblement constante et le courant de drain varie proportionnellement à la tension drain - source. C'est la région linéaire des caractéristiques.

Lorsque ($V_d \leq V_{dsat}$) quand la tension drain-source augmente, le champ électrique dans le canal augmente et la déformation de ce dernier devient importante, le courant présente une variation sous linéaire avec la tension V_d et amorce une saturation lorsque $V_d = V_{dsat}$. Notons que pour les MESFETs GaAs, la longueur du canal est considérablement réduite, elle est de l'ordre du micron. Il en résulte que le champ électrique longitudinal dans le canal est important, de sorte que la variation de la mobilité des porteurs avec celui-ci devient non négligeable et la vitesse atteint une valeur limite de saturation v_s , lorsque le champ électrique atteint la valeur critique E_c . La saturation du courant de drain est par conséquent modulée par deux facteurs : la saturation de la vitesse des porteurs avec le champ électrique, et le pincement du canal (lorsque la largeur conductrice du canal coté drain devient nulle). Lorsque le canal est suffisamment long, la saturation est modulée par le pincement. Notons aussi que l'injection des porteurs majoritaires dans la zone de charge d'espace sous l'effet du champ électrique dans le canal apporte une contribution non négligeable au courant de drain.

Lorsque ($V_d > V_{dsat}$) le courant de drain est sensiblement constant. Sa faible variation avec la tension drain-source est essentiellement due au flux des porteurs à travers le substrat. Lorsque la tension de polarisation V_g augmente, la largeur conductrice du canal diminue. A partir d'une certaine valeur de V_g , le canal est obturé quelque soit la valeur de V_d , le transistor est alors bloqué et la tension V_g correspondante est la tension de seuil. Dans l'autre sens, la tension de polarisation ne peut aller au delà du zéro (pour un transistor normalement ON), car la jonction Métal-Semi-conducteur de grille se trouve alors polarisée en direct et devient un court circuit [11].

La tension de pincement V_p est la hauteur de barrière électrostatique qui amènerait la zone de charge d'espace située sous la grille à occuper l'épaisseur totale de la couche active. Le transistor est dit « pincé » car le canal est complètement obstrué ne laissant plus passer le courant.

La tension de seuil V_T est définie comme la tension qui, appliquée entre la grille et la couche active, amène la charge d'espace à occuper toute l'épaisseur de la couche.

On a entre les deux tensions la relation suivante :

$$V_T = \phi_D - V_p \quad (\text{I-3})$$

Avec ϕ_D la tension de diffusion de la barrière de Schottky

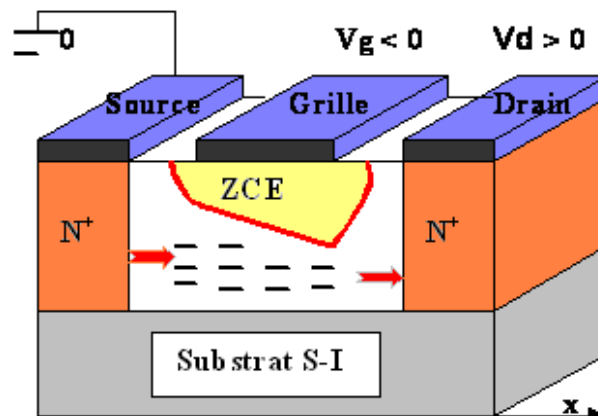


Figure I-12: Principe de fonctionnement du MESFET GaAs.

Pour obtenir de forts courants de sortie dans les MESFET sur GaAs, il faut doper fortement le canal, mais cela se fait au détriment des tensions de claquage. L'une des solutions permettant d'obtenir des MESFETs de puissance est l'utilisation des semiconducteurs grands gaps tels que l'Arséniure de Gallium (GaAs), offrant une très bonne conductivité thermique, une vitesse électronique de saturation importante pour de très fortes tensions de polarisation, ainsi que des tensions d'avalanche impressionnantes.

Les premiers transistors à effet de champs ont été réalisés en silicium. Afin de disposer des composants pouvant fonctionner à des fréquences élevées, le silicium a été remplacé par l'arséniure de gallium (GaAs). Il présente une mobilité électronique (μ_n) six fois plus élevée que le silicium. De plus, en utilisant l'arséniure de gallium, il est possible de réaliser des substrats semi-isolants facilitant la fabrication des circuits intégrés grâce à une bonne isolation entre les différents éléments.

1.4.1. c) Structure du MESFET GaAs sous la lumière (photodétecteur)

Plus tard, le MESFET commande optique a été nommé sur le terrain OPFET (transistor à effet de champ optique). La photosensibilité du MESFET a ouvert la possibilité de leur utilisation pour une variété d'applications optoélectroniques. Actuellement, le MESFET GaAs sous l'éclairage joue un rôle important dans la technologie de la communication pour les multimédias à large bande et les applications à haute vitesse. Une idée qui a été largement étudié récemment pour exécuter des fonctions à commande optique et il peut être utilisé pour former un port d'entrée supplémentaire dans la photonique (MMIC) [12], (Monolithic Microwave Integrated Circuit) qui représentent l'un des éléments essentiels de la charge utile.

A l'étude la structure OPFET GaAs est semblable à celui du classique MESFET GaAs, pour la présente analyse, on suppose que le faisceau optique se concentre verticalement vers le métal de la grille semi-transparente supposé qu'elle est fabriquée d'Indium Tin Oxide (ITO) à cause de sa transmittance optique plus élevé, avec la condition que les coefficients de réflexion et de transmission des interfaces ne dépendent que des caractéristiques correspondantes électromagnétique. On notera qu'en fonction de la géométrie de la structure proposée, le courant entre les bornes de drain et de source s'écoule perpendiculairement à la direction d'incidence du faisceau optique. Par conséquent, le flux de charge se produit dans le sens horizontal. Le rayonnement incident est caractérisé par sa densité de puissance optique P_{opt} en watts par mètre carré (W/m^2), et subir une réflexion à la surface du métal et à l'interface métal-semiconducteur

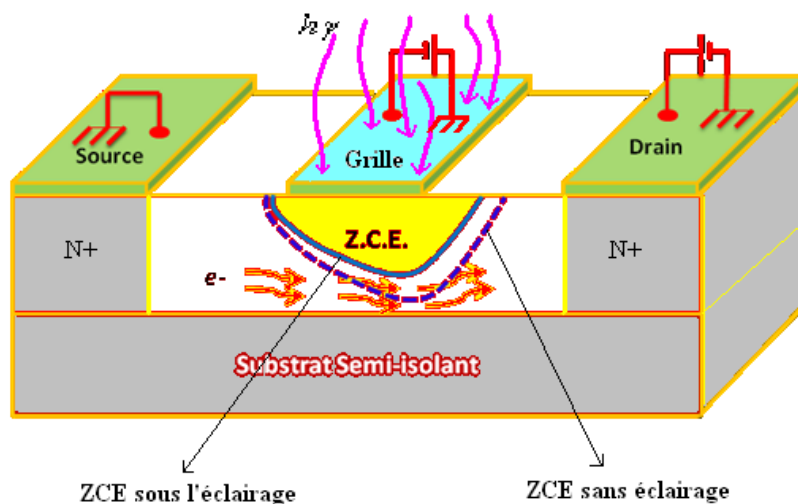


Figure I-13: Structure du MESFET (OPFET) GaAs sous la lumière.

1.4.1.d) Principe de fonctionnement

Le courant drain-source s'écoule le long de la direction $o\vec{x}$ avec un rayonnement lumineux incident à travers le long de la direction $o\vec{y}$ du dispositif. Quand le dispositif est allumé, les photons transmis de la lumière sont absorbés, par conséquent des paires électron-trou sont produits dans la région du canal et dans la zone de charge d'espace de la jonction Schottky. Quand la tension de drain est appliquée les électrons générés optiquement se déplacent dans la direction du canal où ils se contribuent au courant tandis que les trous se déplacent dans la direction opposée où ils se recombinent avec des états de surface. Pour cette raison les électrons traversant la jonction, une phototension est développée. Cette tension étant polarisée en réduisant la largeur de la zone de déplétion [Voir la **figure I-14**].

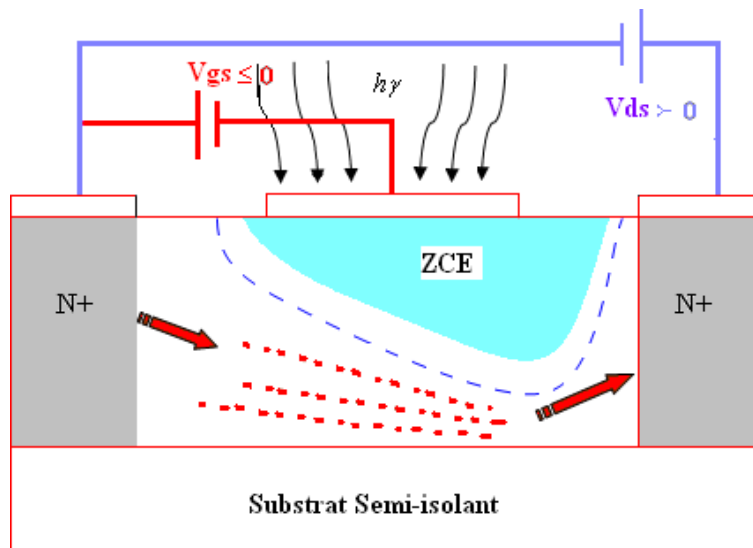


Figure I-14: Principe de fonctionnement du MESFET (OPFET) GaAs sous la lumière.

1.4.2) Le HEMT sur GaAs

Les premiers transistors HEMT (High Electron Mobility Transistor) sont apparus en 1980 (Fujitsu, Thomson). En 1985, le HEMT est présenté comme un composant micro-onde unique ayant les plus faibles caractéristiques en bruit au monde. Initialement, ce transistor était utilisé dans un radiotélescope à Nobeyama, Japon, qui présente un diamètre de 45 mètres. En refroidissant le composant à la température de l'hélium liquide, il est possible de capter un signal provenant d'une molécule interstellaire située à mille années lumières de la terre. Plus tard, le HEMT sera implanté dans des récepteurs de télévision pour capter les signaux des satellites géostationnaires (36000 km d'altitude). Puis petit à petit, ce composant se fera une

place dans notre quotidien. Le HEMT constitue une évolution majeure du MESFET et a pris le pas sur ce dernier depuis le début des années 1990.

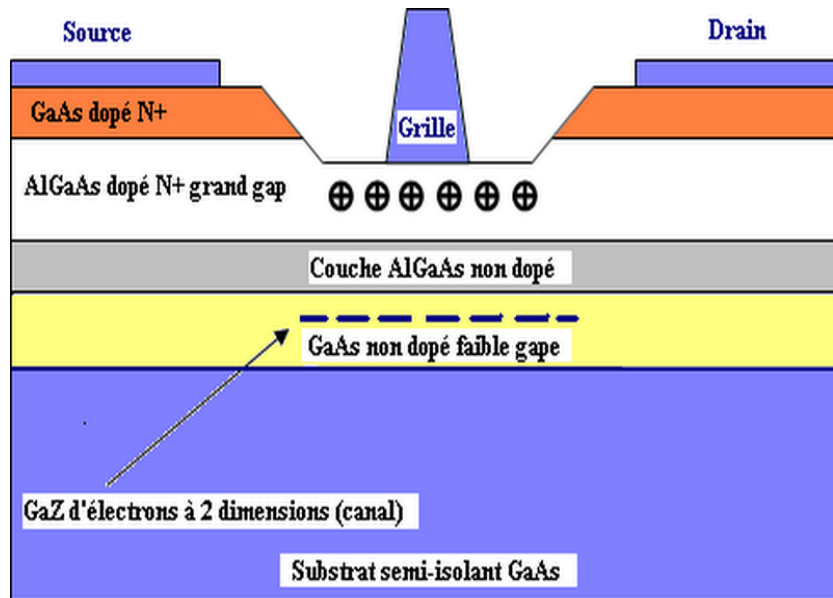


Figure I-16: Structure de principe d'un HEMT classique associée à son diagramme de bande d'énergie.

La **figure (I-16)** représente la structure de couches ainsi que le diagramme de bande d'énergie d'un HEMT classique utilisant le GaAs et l'AlGaAs comme couches actives. La couche de surface utilise l'AlGaAs fortement dopé N avec un grand gap se comportant ainsi comme un isolant. En revanche, le canal, non dopé, est composé d'un matériau à faible gap (GaAs). De ce fait, des électrons libres diffusent de l'AlGaAs vers la couche GaAs laissant la zone N de grand gap déplétée et donc chargée positivement. Ces électrons s'accumulent à l'hétéro interface (grand gap / petit gap) formant ainsi un gaz d'électrons à deux dimensions plus ou moins profond suivant la polarisation de la tension de grille. Les propriétés de transport de ce gaz d'électrons sont considérablement supérieures à celles des électrons libres dans un MESFET classique puisque le canal se situe dans une zone non dopée à très forte mobilité. De plus, les collisions entre électrons n'ont que rarement lieu en raison de défauts peu nombreux. Pour ces différentes raisons, le HEMT est un dispositif à très fort gain et à très faible bruit HF.

1.4.2.a) Principe de fonctionnement

La structure des couches des HEMT est réalisée de façon à séparer physiquement les électrons libres dans le canal des donneurs ionisés, ceci afin d'augmenter la mobilité des électrons par la réduction de la répartition des impuretés ionisées. Ainsi la différence essentielle entre les MESFET's et les HEMT's se situe au niveau du principe même du contrôle du courant dans le canal.

Alors que dans le cas du MESFET, l'électrode de grille contrôle la section du canal disponible pour la conduction, et dans le cas du HEMT, elle contrôle la densité d'un gaz d'électrons libres dans une zone non dopée située sous l'hétéro interface qui constitue le canal du transistor. Le gaz d'électrons étant créé, il est possible de contrôler la densité de porteurs dans le canal par l'intermédiaire de la tension appliquée sur la grille. **La figure I-17** présente les diagrammes de bande de la zone située sous la grille en fonction de la polarisation de grille appliquée. Lorsque la tension V_{gs} augmente, le puits de potentiel devient de plus en plus profond, permettant à un nombre plus grand d'électrons de diffuser dans le GaAs. Comme pour le MESFET, la tension V_{ds} crée un champ électrique dans le canal qui entraîne les électrons de la source vers le drain, formant ainsi un courant I_{ds} (drain-source). Pour des tensions de grille suffisamment négatives, la densité de porteurs dans le canal devient négligeable et aucun courant significatif ne circule dans le canal. Le HEMT est alors pincé. L'évolution du courant de drain en fonction de la tension de drain et pour différentes valeurs de la tension de grille est sensiblement la même que pour le MESFET. De plus, un effet de saturation de courant intervient également pour le HEMT. Il provient de la limite de vitesse des électrons.

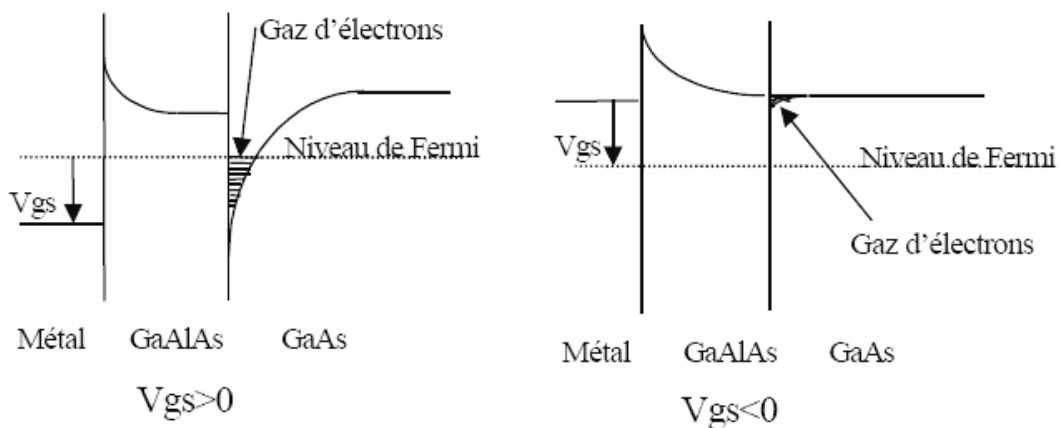


Figure I- 17: Influence de la polarisation de grille sur le diagramme de bande.

1.4.3) Le MESFET SiC

Pour obtenir de forts courants de sortie dans les MESFET sur GaAs, il faut doper fortement le canal, mais cela se fait au détriment des tensions de claquage. L'une des solutions permettant d'obtenir des MESFET's de puissance est l'utilisation de semiconducteurs grand gap tels que le carbure de silicium (SiC), offrant une très bonne conductivité thermique, une vitesse électronique de saturation importante pour de très fortes tensions de polarisation, ainsi que des tensions d'avalanche impressionnantes.

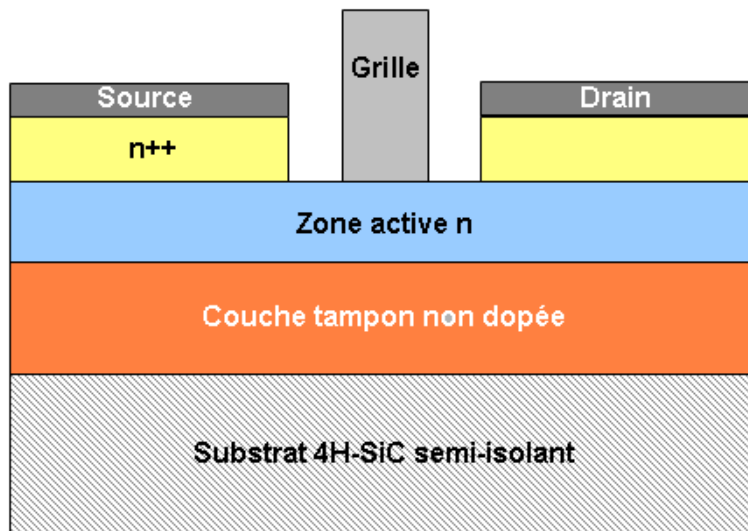


Figure I-15: Vue en coupe du transistor MESFET SiC.

1.5) Généralités sur les photodétecteurs

1.5.1) L'optoélectronique

Concernant les phénomènes optiques en relation avec les porteurs de semiconducteur, les composants optoélectroniques ont pour rôle de transformer la lumière reçue en grandeurs électriques, ce sont les photodétecteurs.

1.5.2) Le photodétecteur

L'interface optique de réception, dans une liaison à fibre optique, est chargée de convertir le signal lumineux en signal électrique. Ce rôle est assuré par le photodétecteur, qui se comporte comme un compteur de photons et un générateur de courant. La première propriété requise est une sensibilité importante pour la longueur d'onde utilisée. La deuxième est la rapidité: il doit être utilisé dans des systèmes fonctionnant à 10 Gbits/s voire même 40 Gbits/s. La troisième propriété demandée est

un rapport signal sur bruit (S/B) maximum. Afin de satisfaire la plupart de ces conditions, le choix se porte sur les photodétecteurs à semi-conducteur qui présentent les avantages d'être très rapides et faciles à utiliser, bien que d'autres dispositifs soient plus sensibles.

1.5.2. a) Principe de la photodétection

Le Principe de base de la photodétection est illustré par la Figure I. dans le cas d'un semiconducteur intrinsèque et extrinsèque. L'absorption d'un photon possédant une énergie au moins égale à la bande interdite E_g caractérisant le semiconducteur, permet de libérer un électron de la bande de valence E_v à la bande de conduction E_c .

Dans cette dernière, les électrons moins liés deviennent libres. Le photon a donc laissé place à une paire électron trou. Une différence de potentiel est appliquée afin d'empêcher les électrons de retomber dans son état le plus stable. Sous l'effet du champ électrique, les deux catégories de porteurs sont séparées et entraînées vers des zones où ils sont majoritaires (nommées P ou N). Les porteurs ainsi générés sont alors recueillis sous forme de photo courant. Le nombre de paires électron trou est égal au nombre de photons absorbés.

1.5.2-b) Caractéristiques d'une photodétection

Tout photon ne subira pas automatiquement la photodétection Tout d'abord, il doit posséder une énergie E_{photon} égale ou supérieure à la hauteur d'énergie interdite E_g pour faire passer l'électron de la bande de valence à la bande de conduction. Cela implique une longueur d'onde de coupure λ_c au-delà de laquelle le matériau devient transparent à ce rayonnement. λ_c est déterminée par l'énergie de bande interdite E_g du semiconducteur selon la relation suivante :

$$E_{\text{photon}} = \frac{hc}{\lambda} \geq E_g \Rightarrow \lambda_c = \frac{hc}{E_g} \quad \text{(I- 4)}$$

Ensuite, il peut traverser le détecteur sans être absorbé. Le coefficient d'absorption du semiconducteur est donc un facteur essentiel qui va déterminer le rendement du photodétecteur.

1.5.3) Le coefficient d'absorption

Dans le domaine de l'optoélectronique, un paramètre essentiel à la compréhension des phénomènes de générations / recombinaisons de porteurs, est la notion du coefficient d'absorption **figure I-19**. Ainsi pour une énergie incidente inférieure à l'énergie de bande interdite, le matériau est "transparent" au rayonnement incident, et le coefficient d'absorption est très faible.

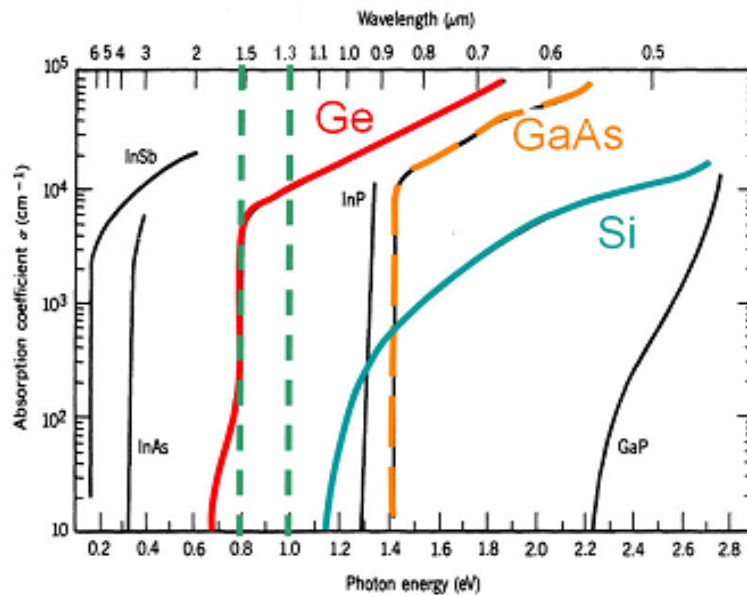


Figure. I-19: Coefficient d'absorption (α) vs l'énergie de photon des matériaux semi-conducteurs [13].

Ce coefficient dépend du matériau utilisé et de la longueur d'onde, mais il y a d'autres propriétés encore qui caractérisent un photodétecteur.

1.5.4) Le rendement quantique

Le rendement quantique (η) qui est le rapport du nombre de paires de porteurs "photo créées et collectées" au nombre de photons incidents. Il ne peut être supérieur à 1 et croît avec l'épaisseur de la zone absorbante **figure I-20**.

$$\eta = \frac{I_{ph} / e}{P_{opt} / h \gamma} \quad (\text{I-5})$$

1.5.5) La sensibilité

La sensibilité (S) de la photodiode exprimée en ampères par watt et définissant le rapport du photocourant I_{ph} au flux énergétique (Puissance optique P_{opt}) reçu. Ces grandeurs sont reliées par les relations suivantes, avec e représentant la charge élémentaire de l'électron, h la constante de Planck, λ la longueur d'onde et c la vitesse de la lumière:

$$S(\lambda) = \frac{I_{ph}}{P_{opt}} = \eta \cdot \frac{q \lambda}{hc} \quad \text{(I- 6)}$$

Le courant créé est proportionnel à la puissance lumineuse, ce qui signifie que la puissance du signal électrique est proportionnelle au carré de la puissance optique. Il s'agit d'une détection quadratique.

1.6) Effet de bruit

L'étude du bruit des semiconducteurs du point de vue expérimental est compliquée à cause des fluctuations multiples. Les bruits additionnels et les instabilités dus aux contacts entre l'échantillon et ses électrodes sont réduits par l'emploi de contacts dont les dimensions sont très grandes par rapport à celui du semiconducteur. La recherche des formes et des technologies appropriées, rendent négligeable le rôle de ces contacts en leur assurant un caractère ohmique prononcé et une faible résistance. L'échantillon est taillé dans un monocristal aussi parfait que possible de façon à supprimer les inhomogénéités dues à des variations accidentelles et résiduelles de la densité de dopage. Dans ces conditions, les résultats de mesures, celle de Van der Ziel, Herzog et Mattson en particulier, conduisent à un facteur de bruit de la forme [14]

$$n = 1 + \frac{I_d^2}{f} + \frac{BI_d^2}{1 + \left(\frac{f}{f_1}\right)^2} \quad \text{(I- 7)}$$

Où n représente le rapport entre la puissance de bruit observée et celle qui serait engendrée par effet thermique.

1.6.1) Bruit de génération-recombinaison (g-r) [14]

IL est associé à la génération aléatoire de paires électron-trou ou à l'ionisation spontanée de centres dopants ou bien encore au phénomène de piégeage- dépiégeage des porteurs sur des centres profonds. Ces centres recombinants, appelés pièges sont induits par des défauts cristallographiques (des polluants ou même des impuretés donatrices ou acceptuses etc.) qui génèrent des niveaux d'énergie situés dans la bande interdite du semiconducteur considéré. Ces pièges vont pouvoir, en fonction de leur taux d'occupation, moduler certaines grandeurs physiques comme le courant ou la tension, qui leur sont appliqués. Les pièges peuvent être en densité variable selon la qualité du cristal vont successivement capturer puis libérer après un certain temps τ soit des électrons, soit des trous, soit alternativement des électrons puis des trous.

Nous remarquons que le bruit de **g-r** est proportionnel au carré du courant et il conviendra de minimiser le courant si on souhaite limiter ce phénomène, la DSP du bruit de g-r est inversement proportionnelle au volume de semiconducteur. Ceci est particulièrement critique car pour améliorer les performances dynamiques des composants actifs on a singulièrement réduit leurs dimensions etc.il faut utiliser un cristal le plus parfait possible pour limiter le bruit g-r.

1.6.2) Le bruit du photodétecteur

Les principales composantes de bruit liées aux récepteurs optiques sont les suivantes: le bruit de grenaille (de l'anglais, « shot noise »), le bruit thermique, le bruit en 1/f et le bruit de courant d'obscurité. Nous allons maintenant définir les caractéristiques de chacune de ces composantes de bruit.

a) Le bruit de grenaille ou « shot noise »

Le bruit associé au passage de porteurs à travers une barrière de potentiel est normalement connu comme bruit de grenaille.

Dans le cas d'un photodétecteur, il est impossible d'effectuer une distinction entre le bruit de grenaille quantique qui dérive des photons détectés par la photodiode et le bruit de grenaille électronique qui dérive du flux de photocourant dans la jonction p-n à l'intérieur de la photodiode. La densité spectrale normalisée du bruit de grenaille en courant s'écrit de la façon suivante:

$$i_n^2(f) = 2qI_{ph} \quad (\text{en } A^2 / Hz) \quad \textbf{(I- 8)}$$

Où: I_{ph} est le photocourant; $q = 1,6 \times 10^{-19} C$ est la charge d'électron.

b) Le bruit thermique

Le bruit thermique, ou bruit Johnson, est le résultat des fluctuations aléatoires des porteurs à l'intérieur d'une résistance par cause de l'agitation thermique et il est tout à fait comparable au mouvement brownien des particules.

La densité spectrale de courant de bruit thermique liée à la résistance de charge de la photodiode est donnée par la relation suivante:

$$i_{th}^2(f) = \frac{4kT}{R} \quad (\text{en } A^2 / Hz) \quad \text{(I- 9)}$$

où : $k = 1,38 \cdot 10^{-23} J/K$ est la constante de Boltzmann ;

T est la température en Kelvin; R est la résistance de charge de la photodiode.

c) Le bruit en 1/f

Les deux types de bruit précédents étaient des bruits blancs, mais il existe d'autres types de bruits fondamentaux dont la densité spectrale n'est pas constante en fréquence. Il s'agit principalement de bruits à basse fréquence. Le plus connu est le bruit « en 1/f », connu aussi par bruit de scintillation (ou flicker noise) [15]. Ce dernier est présent dans tout composant parcouru par un courant et est proportionnel à ce courant à la puissance β .

$$i_{1/f}^2(f) = k \frac{I_0^\beta}{f^\gamma} \quad (\text{en } A^2 / Hz) \quad \text{(I- 10)}$$

Avec $\gamma \approx 1$ et $\beta \approx 2$ suivant les composants et les matériaux.

d) Le bruit de courant d'obscurité

Comme il a été expliqué antérieurement, avec ou sans illumination, le photodétecteur présente un courant de pertes qui dérive dans le cas d'une photodiode de la présence de recombinaison en surfaces et de parcours de fuite dans le matériau massif. Ce type de courant non souhaité et qui doit être de très faible valeur est appelé courant d'obscurité. La densité spectrale normalisée du bruit de courant d'obscurité s'écrit de la façon suivante:

$$i_{obs}^2(f) = 2qI_{obs} \quad (\text{en } A^2 / Hz) \quad \text{(I- 11)}$$

Où I_{obs} est la valeur moyenne du courant d'obscurité, qui circule dans la jonction en l'absence d'éclairement. Ce courant ne provient donc pas des photons transmis par la fibre. Il peut avoir des origines multiples: génération thermique dans la zone intrinsèque, courants de surface, courants de fuite..... Dans la plupart des applications ce courant est négligeable ($I_{obs} < 10nA$). En ce qui concerne le temps de réponse, les meilleurs photodétecteurs actuels sont utilisables jusqu'à plus de 100 GHz [16].

Chapitre II

Modélisation du Mesfet (Opfet)

GaAs

II-Introduction

La détermination de la caractéristique du MESFET (OPFET), donné par la loi $I_{d.op} = f(V_g, V_d)$ est primordiale pour comprendre son comportement. Plusieurs expressions analytiques et empiriques ont été proposées depuis **1952 [17, 18, 19]**.

Dans ce chapitre nous présentons un modèle analytique du MESFET (OPFET) GaAs. Pour déterminer les propriétés statiques de ce composant, données par $I_{ds.op} = f(V_{gs}, V_{ds})$. En prenant compte de l'effet de la lumière sur les propriétés du composant ainsi ces propriétés prennent en considération l'effet des résistances de source et de drain, l'influence des paramètres géométrique, et la variation de la mobilité en fonction du champ électrique.

II.1) Mécanismes de transport des porteurs de charge

Pour des cristaux semiconducteurs isothermes où les flux de chaleurs sont négligeables et en tenant compte des gradients de potentiel et de concentration des porteurs, deux mécanismes peuvent être à l'origine du déplacement des porteurs de charges, c'est-à-dire des courants de la conduction et de la diffusion.

- Pour un champ électrique E qui règne dans le semi-conducteur, il existe une densité de courant $J_n (J_p)$ relative aux électrons et aux trous.

- Lorsque les porteurs libres ne sont pas uniformément distribués dans le cristal, ils subissent un processus de diffusion caractérisé par un gradient de concentration des porteurs. Lorsque dans un semiconducteur les deux mécanismes sont présents, les équations de base de transport des porteurs de charge sont données par :

$$J_n = qn\mu_n E + qD_n \nabla n \quad \text{Pour les électrons} \quad \text{(II-1)}$$

$$J_p = qp\mu_p E - qD_p \nabla p \quad \text{Pour les trous} \quad \text{(II-2)}$$

Avec μ_n , μ_p sont les mobilités des porteurs et D_n et D_p sont les coefficients de diffusion des électrons et des trous reliés par la relation d'Einstein :

$$D_n = \frac{KT\mu_n}{q}, \quad D_p = \frac{KT\mu_p}{q} \quad \text{(II-3)}$$

Ainsi les équations de transport des porteurs de charge sont données par les équations de continuité:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla J_n - G_n - R_n \quad \text{Pour les électrons} \quad \text{(II-4)}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{-1}{q} \nabla J_p - G_p - R_p \quad \text{Pour les trous} \quad \text{(II-5)}$$

G_n est le taux de génération recombinaison supposé identique pour les électrons et les trous: c'est la différence entre le nombre de porteurs générés ou créés et ceux qui disparaissent ou capturés pendant l'unité de temps et dans l'unité de volume:

$$G = g_n(p) - r_n(p) \quad \text{(II-6)}$$

II.3) Transistor optique à effet de champ à barrière de Schottky MESFET (OPFET) GaAs

Comme un certain nombre de recherches de travaux théoriques et expérimentaux ont été signalés sur la commande optique MESFET. Un modèle analytique simple d'un ion implanté MESFET GaAs est utile pour la conception assistée par ordinateur de composants et circuits intégrés (IC). Examiner les caractéristiques optiques contrôlées de MESFET GaAs est nécessaire d'utiliser un modèle de grille éclairé photodétecteur MESFET et compte tenu de l'effet du canal court [Voir **Figure II-1**].

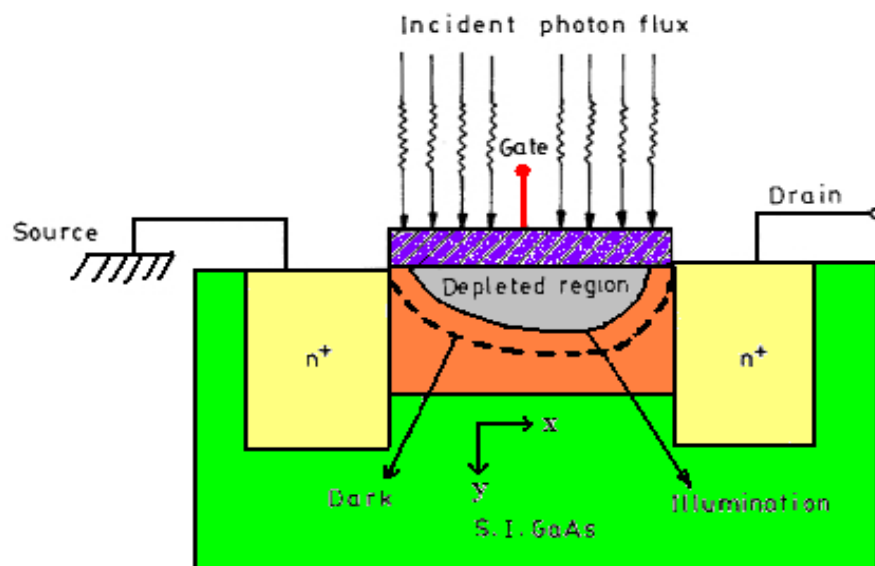


Figure II-1 : Structure schématique du transistor MESFET GaAs avec un profil de canal actif sous sombre ($P_{opt} = 0$) et les conditions lumineuses.

Dans la présente analyse, le rayonnement incident a été caractérisé en termes de densité de puissance incidente optique P_{opt} (W/m²) qui subit une réflexion à la surface du métal ainsi qu'à l'interface métal-semiconducteur. En supposant que la densité de puissance optique pour diminuer de façon exponentielle avec la profondeur de pénétration dans le semiconducteur, les porteurs en excès générés par unité de volume à l'intérieur du semiconducteur peuvent être s'écrit comme [20].

$$\Delta n = G_{op} \cdot \tau_L = \frac{(1 - R_m)(1 - R_s)P_{opt}\tau_L}{ah\gamma} (1 - \exp(-\alpha.a)) \quad \text{(II-7)}$$

où G_{op} est le taux de génération optique par unité de volume, α est le coefficient d'absorption optique, τ_L est la durée de vie des porteurs minoritaires dans la condition d'illumination, R_m et R_s , sont les coefficients de réflexion des surfaces métalliques et semiconducteurs, respectivement, à la longueur d'onde de fonctionnement λ [21], a est la largeur de la zone active, h est la constante de Planck γ est la fréquence de fonctionnement.

Les porteurs en excès générés dans la région en dessous de la grille de GaAs affectent la durée de vie des porteurs minoritaires. La durée de vie des porteurs minoritaires dans les conditions lumineux τ_L peut être obtenue à partir de:

$$\tau_L = \left(\frac{n_i}{ni + \Delta n} \right) \tau_p \quad \text{(II-8)}$$

Où n_i est la concentration intrinsèque des porteurs dans le semiconducteur, τ_p est la durée de vie des porteurs minoritaires à l'équilibre et Δn sont les porteurs photo excédentaires générées dans le semiconducteur.

Une façon d'exprimer τ_L est en pleine expansion d'équation (II-8), en les associant avec l'équation (II-7) en arrivant au résultat suivant [22]. Leur déduction est à l'annexe B.

Où:

$$\tau_L = \frac{\left\{ 1 + \frac{4(1 - R_m)(1 - R_s)}{an_i h \gamma} P_{opt} \tau_p (1 - \exp(-\alpha \cdot a)) \right\}^{1/2} - 1}{\frac{2(1 - R_m)(1 - R_s)}{an_i h \gamma} P_{opt} (1 - \exp(-\alpha \cdot a))} \quad \text{(II-9)}$$

Grâce à un éclairage direct sur la grille, il ya un développement d'une phototension V_{op} , au contact de grille Schottky qui réduit efficacement la polarisation inverse appliquée sur la grille V_g . Cependant, la tension photo-induite est fortement influencée par la recombinaison de surface et la durée de vie des porteurs minoritaires dans la condition éclairée et la résistance présentée dans le circuit externe de polarisation de grille. Les modèles précédents [23], [24], [25] ne tiennent pas compte de l'effet de la recombinaison de surface et la modification de la durée de vie des porteurs minoritaires sur la tension photo induite.

Le présent modèle calcule la phototension en considérant la recombinaison de surface et la durée de vie des porteurs minoritaires dans l'état lumineux (τ_L), qui a été jugée significativement différente de celle la durée de vie des porteurs minoritaires en équilibre τ_p . Les paires électron-trou générées dans la zone d'appauvrissement sont séparés par le champ électrique existant dans la région. Les électrons se déplacent vers le canal tandis que les trous se déplacent vers la surface où ils se recombinent à travers les pièges de surface. Les résultats de recombinaison de surface dans un courant de fuite qui affecte la phototension qui à son tour, donne un effet de contre-réaction, soit par la source ou le substrat [26], et l'excès dans l'état lumineux à l'état d'équilibre. Ces deux effets ont tendance à réduire la magnitude de la phototension V_{op} . Il a été observé que pour une très haute résistance de grille externe, l'effet photovoltaïque est dominant [23].

Dans notre analyse, nous avons supposé une très haute résistance à être présent dans la grille du circuit. Cette approximation de la photo tension développée est égale à la tension en circuit ouvert de la phototension (V_{op}) qui affecte la polarisation de grille appliquée à la présence d'illumination. En circuit ouvert la phototension généré à la grille Schottky en présence de la recombinaison de surface peut être obtenue comme:

$$V_{op} = \left(\frac{\eta k T}{q_e} \right) \ln \left(\frac{q_e G_{op} \sqrt{(k T / q_e) \mu_p \tau_L} - R q_e}{J_s} \right) \quad \text{(II-10)}$$

Où T est la température absolue, k est la constante de Boltzmann ($k = 1,38 \times 10^{23} \text{J/K}$), q est la charge électronique, η est la constante dépendant du semi-conducteur, μ_p est la mobilité des trous pour le GaAs et R est le taux de la surface de recombinaison, J_s est la densité du courant de saturation du métal-semiconducteur dite contact Schottky. Pour un semiconducteur à haute mobilité comme GaAs, la densité de courant J_s peut être approximé par l'émission thermoïnique et peut être exprimé [voir l'équation (I-2)]:

D'après les équations de Fresnel [27], le coefficient de réflexion du champ sur toute l'interface de deux milieux dépend de la différence entre leurs indices de réfraction. Si l'épaisseur de l'un des moyens est finie. Ils doivent être pris en compte également un facteur associé à des réflexions multiples dans la moyenne et un facteur associé au signal d'absorption. Ceci est le résultat d'une atténuation dans un environnement non nulle de conductivité. Cette analyse considère que l'incidence du faisceau optique est normale à la surface d'entrée. En général, lorsque la conductivité est élevée, la correction de la valeur finale du coefficient de réflexion associé au facteur d'absorption n'est pas calculée en raison de l'erreur introduite qui est très faible [28]. Par conséquent, comme le coefficient de réflexion de puissance est égal au module du champ carré du coefficient de réflexion, la valeur utiliser dans l'équation de taux de génération pour les coefficients de réflexion optique R_s sur la surface de GaAs est calculée par: [29].

$$R_s = \frac{(1 - n_r)^2 + K^2}{(1 + n_r)^2 + K^2} \quad \text{(II-11)}$$

Où n_r est l'indice de réfraction obtenue par la racine carrée du produit de la permittivité relative ϵ_r de l'arséniure de gallium et sa perméabilité relative μ_r . Une fois que le semiconducteur est un matériau non magnétique, la partie réelle de l'indice

de réfraction est déterminée uniquement par la constante diélectrique du matériau. Le paramètre K est lié au facteur d'atténuation du milieu par:

$$K = \frac{\alpha \lambda_{op}}{4\pi} \quad \text{(II-12)}$$

λ_{op} : La longueur d'onde optique de la lumière incidente.

II.4) Calcul du potentiel et du champ électrique

La modélisation du MESFET exige plusieurs hypothèses simplificatrices dû aux problèmes imposés par les conditions de bord [30,31]. Notre première simplification consiste à restreindre la modélisation à la région active du canal.

Pour calculer le potentiel et le champ électrique, en se basant sur la structure représentée dans la figure (II-1), d'où les axes $O\bar{x}$ et $O\bar{y}$ représentent les axes longitudinaux et transversaux de la structure, l'origine est prise côté source. La largeur totale du canal est « a », supposée constante.

La largeur de la zone de déplétion en un point d'abscisse x est représentée par le paramètre $h(x)$. Nous placerons dans l'hypothèse du canal graduel. Le potentiel le long du canal et par la suite la hauteur $h(x)$ dans la zone de charge d'espace varient graduellement entre la source et le drain.

Notre démarche de modélisation consiste dans un premier temps à déterminer l'équation analytique de la principale non-linéarité du MESFET, à savoir la source de courant de drain $I_{ds,op}$ commandée par les deux tensions V_{gs} et V_{ds} . Plusieurs étapes intermédiaires de calculs sont alors nécessaires :

- ❖ Résolution de l'équation de Poisson (II-14) afin d'extraire les expressions analytiques du potentiel électrostatique $\psi(x, y)$.
- ❖ Détermination du champ électrique $E(x, y)$ à partir de l'équation (II-43) ainsi les composantes $E_x(x, y)$ et $E_y(x, y)$, suivant les deux axes $O\bar{x}$ et $O\bar{y}$ dans le canal.

Nous illustrerons notre démarche de modélisation physique à partir des paramètres physiques et électriques d'un transistor MESFET (OPFET) sur l'arséniure de galium d'un doigt de grille.

En fait pour des raisons liées aux techniques de fabrications le dopage est homogène dans le plan de la structure, mais peut varier dans la direction perpendiculaire de la structure de sorte que $N_D = N_D(y)$. D'autre part, nous admettons que tous les donneurs sont ionisés à la température ambiante, ainsi la densité de charge dans le semiconducteur sous la grille s'écrit:

$$y < h(x) \quad \rho(x, y) = q[N_D(y) - n(x, y)]$$

(II-13)

$$y > h(x) \quad \rho(x, y) = 0$$

Où

$n(x, y)$ est la densité de charge libre dans la zone de charge d'espace sous la grille. En ce qui concerne le potentiel, nous pouvons écrire, pour des raisons de symétrie qu'il est constant dans la direction z de sorte que $\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0$

D'autre part, dans la mesure où la longueur du canal est plus petite que l'épaisseur h de la zone de charge d'espace; la variation du champ électrique est alors beaucoup plus importante dans la direction longitudinale que dans la direction perpendiculaire à la structure. Ce qui permet de ramener l'équation de Poisson à deux dimensions

II.5) Équations fondamentales

Le développement de nouvelles technologies de transistors se fait actuellement en parallèle avec la mise au point de modèles non linéaires de ces composants. Il est donc très intéressant de disposer d'un modèle dont les principaux paramètres sont directement liés aux caractéristiques physiques et géométriques du composant.

La structure schématique du dispositif MESFET (OPFET) est montrée dans la figure II-2.

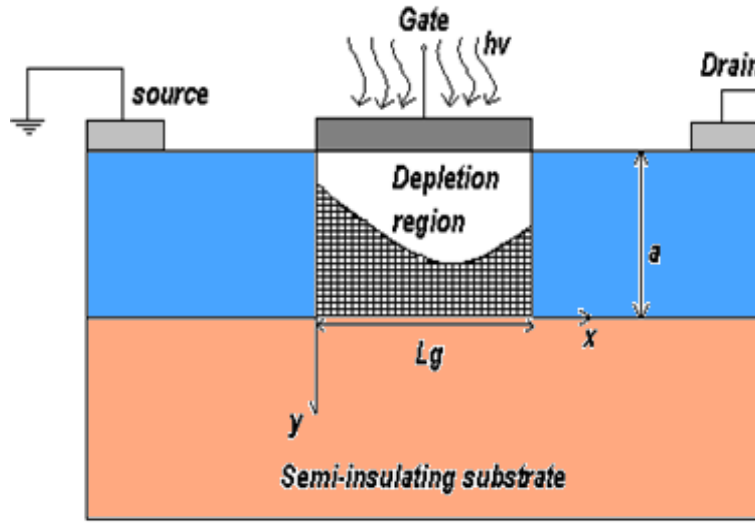


Figure II-2: Schéma du MESFET sous l'éclairage.

La grille transparente est faite d'Indium Tin Oxide (ITO), un matériau pour former un contact Schottky redresseur avec un bon revêtement antireflet et tous les paramètres optiques et électriques de ce modèle sont supposés être le cas idéal.

C'est dans cette optique que nous avons développé un modèle analytique de transistor MESFET sur GaAs (OPFET), basé sur la résolution de l'équation de Poisson à deux dimensions [32, 33]. Peut être écrite comme:

$$\frac{d^2\psi(x, y)}{dx^2} + \frac{d^2\psi(x, y)}{dy^2} = -\frac{q}{\epsilon} \left(N_d(y) - G\tau_n - \frac{r_s\tau_p}{a} \right) \quad (\text{II-14})$$

L'équation (II-14) a été résolue dans la section sous la grille qui représente la région d'appauvrissement où $\psi(x, y)$ est la distribution du potentiel à deux dimensions dans la couche active, $N_d(y) = N_d$ correspond aux atomes donneurs (densité de dopage uniforme), q est la charge électrique, ϵ est la permittivité du GaAs. r_s est le taux de recombinaison de surface, τ_n et τ_p sont la durée de vie des électrons et des trous respectivement. Pour des raisons liées aux techniques de fabrication, le dopage $N_d(y)$ est homogène dans le plan de la structure mais peut varier dans la direction perpendiculaire.

Due aux rayonnements lumineux incidents, les porteurs sont générés dans le matériau semiconducteur. Les électrons générés se déplacent vers la région du canal et les trous se déplacent vers la surface où ils se recombinent avec des pièges de surface. La concentration nette $N_D(y)$ dans le canal actif peut être exprimée comme:

$$N_D(y) = N_d(y) + G\tau_n - \frac{r_s\tau_p}{a} \quad (\text{II-15})$$

Les porteurs photo générés à l'état d'équilibre sont calculés par l'équation suivante [34]:

$$G\tau_n = \alpha\phi\tau_n \exp(-\alpha y) \quad (\text{II-16})$$

Où: ϕ est la densité de flux des photons

$$\left(\phi = \frac{(1 - R_s)(1 - R_m)P_{opt}}{h\gamma}\right) \quad (\text{II-17})$$

α est le coefficient d'absorption optique du semiconducteur à la longueur d'onde de fonctionnement, (R_s, R_m) sont des coefficients de réflexion à l'entrée et au niveaux contact métal-semiconducteur, P_{opt} est la densité de puissance optique incidente, h est la constante de Planck, γ est la fréquence du rayonnement incident, τ_L est la durée de vie moyenne des porteurs minoritaires dans les conditions d'éclairage [35].

II.5.1) Résolution de l'équation de Poisson.

Une méthode simple utilisée pour résoudre l'équation de Poisson 2D est la technique de superposition dans lequel l'équation de Poisson à 2D est divisé en 2D l'équation de Laplace et 1D l'équation différentielle ordinaire, donc, la solution de l'équation (II-14) peut être écrite comme :

$$\psi(x, y) = U(y) + \phi(x, y) \quad (\text{II-18})$$

Où:

$$\frac{d^2U(y)}{dy^2} = \frac{-q}{\epsilon} \left(Nd(y) - G\tau_n - \frac{r_s\tau_p}{a} \right) \quad (\text{II-19})$$

Avec les conditions limites suivantes:

$$U(y)|_{y=0} = V_{bi} - V_{gs} - V_{op} \quad \text{(II-20)}$$

$$\left. \frac{\partial U(y)}{\partial y} \right|_{y=0} = 0 \quad \text{(II-21)}$$

Maintenant, le $\phi(x, y)$ peut être obtenue par l'équation de Laplace suivante:

$$\frac{d^2 \phi(x, y)}{dx^2} + \frac{d^2 \phi(x, y)}{dy^2} = 0 \quad \text{(II-22)}$$

Pour trouver une solution de l'équation de Poisson, nous séparons les deux termes précédents. On cherche une solution unidimensionnelle du premier terme (équation II-19), et ensuite une solution bidimensionnelle du deuxième terme (équation II-22).

II.5.2 Détermination du terme unidimensionnel du potentiel

La modélisation du MESFET exige plusieurs hypothèses simplificatrices dues aux problèmes imposés par les conditions de bord [36]. Notre première simplification consiste à restreindre la modélisation à la région active du canal.

La détermination de ce terme est effectuée dans la plupart des modèles unidimensionnels [37],[38],[39],[40], Ces modèles prennent en considération l'hypothèse du canal graduel présenté sur la **figure II-3**, le champ électrique, le potentiel et par la suite la largeur « $h(x)$ » de charge d'espace varie graduellement entre la source et le drain.

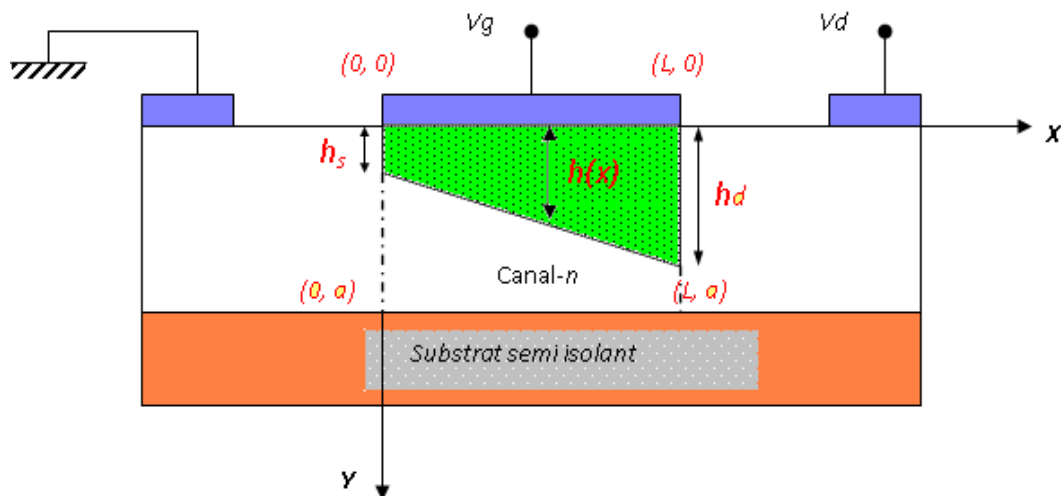


Figure II-3: Structure idéalisée du MESFET GaAs

On intègre les deux membres de **(II-19)** entre $h(x)$ et y , avec la condition $\frac{dU(y)}{dy} = 0$

En $y = h(x)$, on obtient:

$$\begin{aligned} \frac{dU(y)}{dy} &= \frac{1}{\varepsilon} \left[\int_0^{h(x)} qN_D(y) dy - \int_0^y qN_D(y') dy' \right] \\ &= \frac{1}{\varepsilon} [Q(h(x)) - Q(y)] \end{aligned} \quad \text{(II-23)}$$

Intégrons encore une fois de $h(x)$ à y l'équation **(II-23)**. Le premier membre s'écrit alors:

$$\begin{aligned} \int_{h(x)}^y dU(y) &= \int_0^y dU(y) - \int_0^{h(x)} dU(y) \\ &= U(y) - U(h(x)) \end{aligned} \quad \text{(II-24)}$$

Et le second membre s'écrit:

$$\begin{aligned} &\frac{1}{\varepsilon} \int_{h(x)}^y [Q(h(x)) - Q(y)] dy = \\ &= \frac{1}{\varepsilon} \int_0^y [Q(h(x)) - Q(y')] dy' - \frac{1}{\varepsilon} \int_0^{h(x)} [Q(h(x)) - Q(y)] dy \\ &= \frac{1}{\varepsilon} \int_0^y [Q(y) - Q'(y')] dy' + \frac{1}{\varepsilon} \int_0^y [Q(h(x)) - Q(y)] dy' - \frac{1}{\varepsilon} \int_0^{h(x)} [Q(h(x)) - Q(y)] dy \end{aligned}$$

On utilise le passage:

$$\int_0^h [Q(h) - Q(y)] dy = \int_0^h y \rho(y) dy$$

Pour le premier et le dernier terme, le second terme est simple, Il devient:

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{\varepsilon} \int_{h(x)}^y [Q(h(x)) - Q(y')] dy' = \\
& = \frac{1}{\varepsilon} \int_0^y qN_D(y') y' dy' + \frac{1}{\varepsilon} y \int_y^{h(x)} qN_D(y') dy' - \frac{1}{\varepsilon} \int_0^{h(x)} qN_D(y) y dy \\
& = \frac{1}{\varepsilon} \int_0^y qN_D(y') y' dy' + \frac{1}{\varepsilon} y \int_y^{h(x)} qN_D(y') dy' - U(h(x)) + U(y=0) \quad \text{(II-25)}
\end{aligned}$$

Par identification entre **(II-24)** et **(II-25)** avec la condition $U(0) = V_{bi} - V_{gs} - V_{op}$, on obtient:

$$U(y) = \frac{1}{\varepsilon} \int_0^y qN_D(y') y' dy' + \frac{1}{\varepsilon} y \int_y^{h(x)} qN_D(y') dy' + V_{bi} - V_{gs} - V_{op} \quad \text{(II-26)}$$

$$\frac{dU(y)}{dy} = 0 \quad \text{en} \quad y = h(x) \quad \text{On obtient : } U(y)$$

En intégrant l'équation **(II-26)** de zéro à y , nous avons déterminé le terme de $U(y)$, et nous avons obtenu:

$$U(y) = \frac{q}{\varepsilon} \left(\int_0^y N_D(y') y' dy' + y \int_y^{h(x)} N_D(y') dy' \right) + V_{bi} - V_{gs} - V_{op}$$

Après la substitution de la concentration $N_D(y)$ [voir l'équation **(II-15)**] dans **(II-26)**, on trouve l'équation finale de $U(y)$:

$$U(y) = \frac{qNd}{2\varepsilon} y^2 - \frac{qr_s \tau_p}{2\varepsilon} y - \frac{q\phi \tau_n}{2\varepsilon} \left(y + \frac{1}{\alpha} \right) \exp(-\alpha y) + \frac{q\phi \tau_n}{\alpha \varepsilon} + V_{bi} - V_{gs} - V_{op} \quad \text{(II-27)}$$

L'extension de la zone de déplétion à jonction Schottky dans le canal est mesurée à partir de la surface sous l'éclairage est donné par:

$$h(x) = \left[\frac{2\varepsilon}{qN_d} (V_{bi} + V(x) - V_{gs} - V_{op}) \right]^{\frac{1}{2}} \quad \text{(II-28)}$$

Et la largeur d'appauvrissement coté source et coté drain aux extrémités respectivement donnés par:

$$h_s = \left[\frac{2\varepsilon}{qN_d} (V_{bi} - V_{gs} - V_{op}) \right] \quad \text{(II-29)}$$

$$h_d = \left[\frac{2\varepsilon}{qN_d} (V_{bi} + V_{ds} - V_{gs} - V_{op}) \right] \quad \text{(II-30)}$$

V_{bi} : est la tension de diffusion de la jonction, l'expression de cette tension est donnée par:

$$V_{bi} = \frac{KT}{q} \ln \left(\frac{N_d}{n_i} \right) \quad \text{(II-31)}$$

II.5.3) Détermination du terme bidimensionnel du potentiel

Dans cette étude nous avons utilisé la technique des fonctions de Green dans un milieu homogène et pour résoudre la fonction (II-22) avec cette technique, on utilise les conditions limites suivantes:

Les conditions aux limites liées à l'équation de Poisson sont tirés de [41, 42].

$$\begin{aligned} \psi(x, 0) &= V_{gs} + V_{op} - V_{bi} \\ \psi(0, y) &= V_{bi} \\ \psi(L, y) &= V_{bi} + V_{ds} \\ \psi(x, a) &= 0 \end{aligned} \quad \text{(II-32)}$$

Où :

V_{gs} est la tension grille-source, V_{ds} est la tension drain-source, V_{bi} est la tension built in voltage à la barrière grille-Schottky.

L'expression de $\varphi(x, y)$ peut être écrite comme suit:

$$\varphi(x, y) = \sum_m \left[A_m^s \frac{\sinh(k_m(L_g - x))}{\sinh(k_m L_g)} + A_m^d \frac{\sinh(k_m x)}{\sinh(k_m L_g)} \right] \sin(k_m y) \quad \text{(II-33)}$$

Avec: $k_m = \left(m - \frac{1}{2}\right) \frac{\pi}{a}$

A_m^s et A_m^d : sont des coefficients de Fourier côtés source et drain respectivement où :

$$A_m^s = \frac{2}{a} \int_0^a [\psi(0, y) - U(0, y)] \sin(k_m y) dy \quad \text{(II-34)}$$

$$A_m^d = \frac{2}{a} \int_0^a [\psi(L, y) - U(L, y)] \sin(k_m y) dy \quad \text{(II-35)}$$

Dans cette étude, nous utilisons seulement le premier terme de la série de Fourier pour trouver une solution acceptable de cette fonction, parce que les autres termes décroissent rapidement et on peut les négliger.

L'expression (II-33) devient comme suit:

$$\varphi(x, y) = A_1^s \frac{\sinh(k_1(L_g - x))}{\sinh(k_1 L_g)} + A_1^d \frac{\sinh(k_1 x)}{\sinh(k_1 L_g)} \quad \text{(II-36)}$$

Avec:

$$k_1 = \frac{\pi}{2.a}$$

ET

$$A_1^s = \frac{2}{a} \int_0^a [\psi(0, y) - U(0, y)] \sin(k_1 y) dy \quad \text{(II-37)}$$

$$A_1^d = \frac{2}{a} \int_0^a [\psi(L, y) - U(L, y)] \sin(k_1 y) dy \quad \text{(II-38)}$$

Les expressions des coefficients précédentes « A_s et A_d » sont très complexes [43], elles sont liées essentiellement aux tensions de polarisations « V_d, V_g » et la

distribution des charges dans la zone active, pour un dopage uniforme « $N_d(y) = N_d$ », ces coefficients sont écrits comme suit :

$$A_1^s = V_p \left[a_1 + b_1 \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} - V_1 - V_{op}}{V_p} - c_1 \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (\text{II-39})$$

$$A_1^d = V_p \left[a_1 + b_1 \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} - V_1 + V_{ds} - V_{op}}{V_p} - c_1 \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (\text{II-40})$$

A_s et A_d sont les premiers coefficients de Fourier pour les parois latérales excédentaires éventuelles au niveau des côtés de source et de drain de la grille, respectivement. Les coefficients ci-dessus sont utilisées pour le cas de profil uniforme, ces coefficients peuvent être dérivées comme suit: $a_1 = -0.77, b_1 = 1.26, c_1 = 0.33, V_1 = 0.67V_p$ [44].

Ainsi, l'expression obtenue à partir de la fonction du potentiel à 2D, corresponde aux équations (II-27) et (II-33), après la résolution de l'équation de poisson, le potentiel du canal peut être s'écrit par:

$$\begin{aligned} \psi(x, y) = & \frac{qNd}{2\varepsilon} y^2 - \frac{qr_s \tau_p}{2\varepsilon} y - \frac{q\phi\tau_n}{\varepsilon} \left(y + \frac{1}{\alpha} \right) \exp(-\alpha y) \\ & + \frac{q\phi\tau_n}{\alpha\varepsilon} + A_1^s \frac{\sinh(k_1(L_g - x))}{\sinh(k_1 L_g)} + A_1^d \frac{\sinh(k_1 x)}{\sinh(k_1 L_g)} + V_{bi} - V_{gs} - V_{op} \end{aligned} \quad (\text{II-41})$$

Le potentiel bas $\psi(x, y = a)$ par rapport au potentiel de source s'écrit sous la forme suivante:

$$\begin{aligned} \psi(x, a) = & \frac{qNd}{2\varepsilon} a^2 - \frac{qr_s \tau_p}{2\varepsilon} a - \frac{q\phi\tau_n}{\varepsilon} \left(a + \frac{1}{\alpha} \right) \exp(-\alpha a) \\ & + \frac{q\phi\tau_n}{\alpha\varepsilon} + A_1^s \frac{\sinh(k_1(L_g - x))}{\sinh(k_1 L_g)} + A_1^d \frac{\sinh(k_1 x)}{\sinh(k_1 L_g)} - V_{gs} + V_{bi} - V_{op} \end{aligned} \quad (\text{II-42})$$

II.5.4) L'effet de DIBL (Drain Induced Barrier Lowering).

L'effet de **DIBL** du canal court MESFETs GaAs (OPFET) peut être démontré par l'observation du potentiel bas $\psi(x, y = a)$ donnée en (II-42). Étant donné que le courant de fuite sous le seuil se produit souvent à la position minimum du canal de potentiel bas, l'effet de **DIBL** sur le comportement du dispositif dans la région de sous-

seuil peut être caractérisé par la surveillance du potentiel bas minimum $\psi_{\min} = \psi(x_{\min}, a)$. La position minimum du potentiel bas x_{\min} peut être obtenue en résolvant l'équation suivante:

$$\frac{\partial \psi(x, a)}{\partial x} = 0 \quad \text{à} \quad x = x_{\min} \quad \text{(II-43)}$$

En utilisant les équations (II-41) et (II-42), x_{\min} peut être donné approximativement par:

$$\frac{\cosh(k_1(Lg - x_{\min}))}{\cosh(k_1 x_{\min})} = \frac{A_1^d}{A_1^s} \quad \text{(II-44)}$$

Pour les dispositifs à canal court avec des valeurs modérées de L_g nous pouvons utiliser les approximations suivantes pour les fonctions hyperboliques (II-43).

$$\cosh(k_1(Lg - x_{\min})) \approx \left(\frac{1}{2}\right) \exp(k_1(Lg - x_{\min})) \quad \text{et}$$

$$\cosh(k_1 x_{\min}) \approx \left(\frac{1}{2}\right) \exp(k_1 x_{\min})$$

$$x_{\min} \approx \frac{L_g}{2} - \frac{1}{2k_1} \ln\left(\frac{A_1^d}{A_1^s}\right) \quad \text{(II-45)}$$

Ainsi le potentiel bas minimal peut être obtenu en remplaçant l'équation (II-45) en (II-42), on obtient:

$$\begin{aligned} \psi(x_{\min}, a) = & \frac{qNd}{2\varepsilon} a^2 - \frac{qr_s \tau_p}{2\varepsilon} a - \frac{q\phi\tau_n}{\varepsilon} \left(a + \frac{1}{\alpha}\right) \exp(-\alpha a) \\ & + \frac{q\phi\tau_n}{\alpha\varepsilon} + A_1^s \frac{\sinh(k_1(Lg - x_{\min}))}{\sinh(k_1 L_g)} + A_1^d \frac{\sinh(k_1 x_{\min})}{\sinh(k_1 L_g)} - V_{gs} + V_{bi} - V_{op} \end{aligned} \quad \text{(II-46)}$$

II.6) Expression du champ électrique

Le champ électrique \vec{E} est obtenu du potentiel par la relation suivante :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}(\Psi) \quad (\text{II-47})$$

Ou

$$\vec{E} = \vec{E}_x + \vec{E}_y \quad (\text{II-48})$$

Les composants longitudinaux et transversaux du champ électrique sont:

$$E_x(x, y) = -\frac{\partial U(y)}{\partial x} - \frac{\partial \phi(x, y)}{\partial x} \quad (\text{II-49})$$

$$E_y(x, y) = -\frac{\partial U(y)}{\partial y} - \frac{\partial \phi(x, y)}{\partial y} \quad (\text{II-50})$$

Avec

$$|E(x, y)| = \sqrt{E_x(x, y)^2 + E_y(x, y)^2} \quad (\text{II-51})$$

II.7) Tension de seuil

La tension de seuil est l'un des principaux paramètres de conception pour un dispositif MESFET (OPFET). On sait que la tension de seuil de longueur de grille courte du MESFET est différente que d'un dispositif de longueur de grille longue en raison des effets 2D.

Cependant, les traitements mathématiques de la partie 2D équations différentielles telles que l'équation de Poisson, et les équations de continuité actuels sont complexes et font le développement difficile d'un modèle analytique simple. Par conséquent, la compréhension des effets 2D est très importante pour développer un modèle analytique simple. Dans cette section, une solution analytique de l'équation de Poisson 2D basée sur la solution technique de la fonction de Green.

La tension de seuil d'un transistor MESFET optiquement polarisée a été obtenue sous la forme [3].

$$V_{th} = V_{th}^0 - KA_1^s \quad (\text{II-52})$$

Où, V_{th}^0 est la tension de seuil le long du canal optiquement biaisé, K est le paramètre utilisé pour décrire la longueur courte de grille, il est défini comme:

$$K = \sec h \left(\frac{k_1 L_g}{2} \right) \quad \text{(II-53)}$$

$$V_{th}^0 = V_{bi} - V_{op} - \left(\frac{qNd}{2\varepsilon} a^2 - \frac{qr_s \tau_p}{2\varepsilon} a - \frac{q\phi\tau_n}{\varepsilon} \left(a + \frac{1}{\alpha} \right) \exp(-\alpha a) + \frac{q\phi\tau_n}{\alpha\varepsilon} \right) \quad \text{(II-54)}$$

II.8) Zone de charge d'espace

Considérons la **figure II-4** dont la zone de charge d'espace est divisée en trois régions principales:

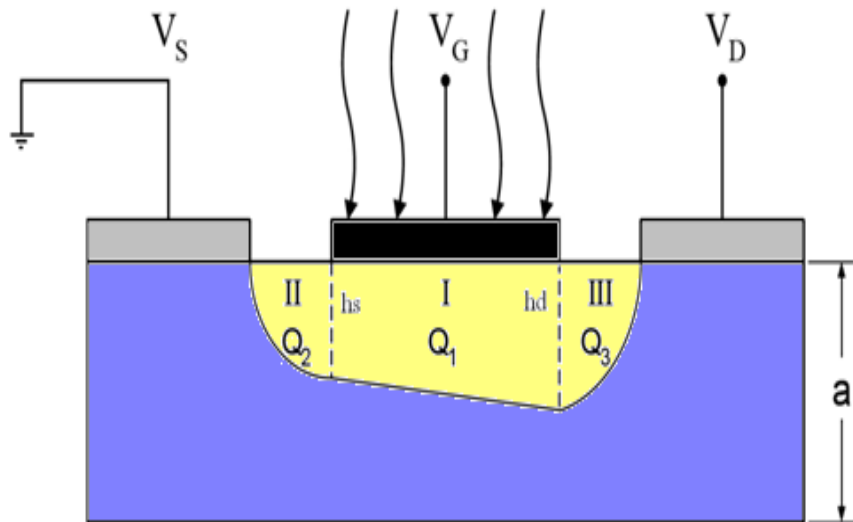


Figure II-4. La distribution interne de la charge d'espace avant la région de pincement.

II.9) La capacité de grille interne avant la région de pincement.

La distribution de la charge d'espace dans la région de déplétion de grille dans un **OPFET** est calculée sur la base de la distribution des charges représentées sur la **figure II-4**. Afin de montrer les effets d'éclairages optiques sur la capacité de grille, la charge d'espace dans la zone d'appauvrissement de la grille de l'OPFET est divisée en trois sections définies I, II et III portant des charges Q_1 , Q_2 et Q_3 respectivement. Le processus de simulation de la capacité de grille repose sur trois charges pour les différentes régions de grille avant l'état de pincement est en bon accord avec les analyses bidimensionnelles pour le MESFET à canal court [45].

La région (1) au-dessous de la grille directement, est dite région contrôlée par la grille.

Nous utilisons les hypothèses suivantes pour calculer la largeur de cette zone:

$$\text{Pour } x=0 ; \psi(0, u_s) = V_{bi} - V_g - V_{op} \quad \text{(II-55)}$$

$$\text{Pour } x=L ; \psi(L, u_d) = V_d + V_{bi} - V_g - V_{op} \quad \text{(II-56)}$$

Pour: $0 \leq x \leq L$; nous nous placerons dans l'hypothèse du canal graduel.

$$\text{ET: } \psi(L, h(x)) = V_x + V_{bi} - V_g - V_{op} \quad \text{(II-57)}$$

Avec: V_g et V_d sont les tensions de polarisations en régime intrinsèque côté source et côté drain respectivement.

u_s , u_d et u_x : les extensions de la zone de charge d'espace, par ordre : côté source, côté drain et dans un point « x » entre les deux cotés.

A partir des équations précédentes, les expressions de u_s , u_d deviennent comme suit:

$$u_s = \left[\frac{2\varepsilon}{qN_d} (V_{bi} - V_{gs} + V_s - V_{op}) \right]^{1/2} \quad \text{(II-58)}$$

$$u_s = a \left[\left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + V_s - V_{op}}{V_p} \right) \right]^{1/2}$$

$$u_d = \left[\frac{2\varepsilon}{qN_d} (V_{bi} - V_{gs} + V_d - V_{op}) \right]^{1/2} \quad \text{(II-59)}$$

$$u_d = a \left[\left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + V_d - V_{op}}{V_p} \right) \right]^{1/2}$$

II.9.1) Détermination de la charge stockée dans la zone de charge d'espace

Pour déterminer les capacités « $C_{gs.op}$ » et « $C_{gd.op}$ », nous devons tout d'abord déterminer les expressions de la charge stockée dans les différentes régions de la zone de charge d'espace, aux différents régimes de fonctionnement. L'expression de la charge stockée dans la zone de charge d'espace est donnée simplement comme suit:

$$Q = q_e N_d Z S \quad (\text{II-60})$$

Où: S est la surface de la coupe longitudinale de la zone de charge d'espace.

Pour calculer cette expression dans les deux régimes de fonctionnement linéaire et saturé, il faut déterminer tout d'abord la surface de la coupe longitudinale de la zone dépeuplée [46], [47].

Régime linéaire

Dans ce régime, la zone de charge d'espace est divisée en trois régions comme il est montré dans la **figure II-5**:

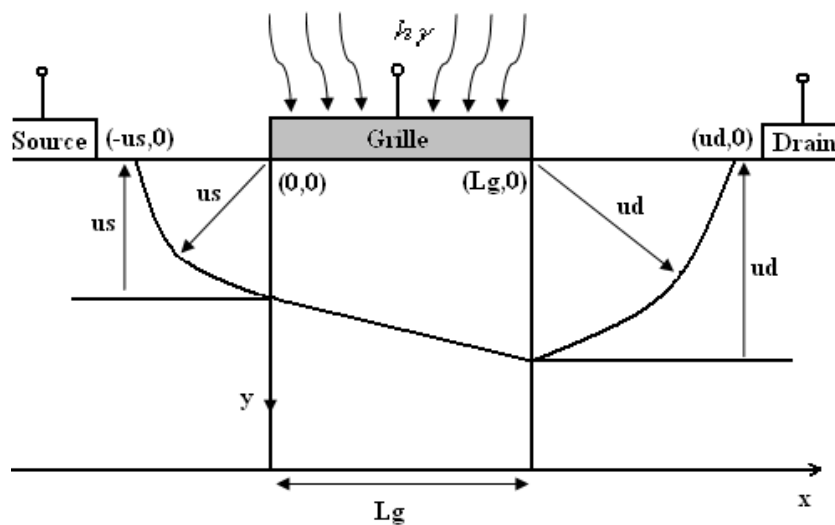


Figure II-5: La configuration de la région d'appauvrissement en régime linéaire

La région « 1 » côté source, est une portion de cercle de rayon « u_s » (expression II-58). La surface de cette région est donnée comme suit:

$$S_1 = \frac{\pi}{4} u_s^2 \quad (\text{II-61})$$

La région « 2 » au dessous de la grille directement, on utilise dans cette région l'approximation du canal graduel. La surface de cette région est donnée comme :

$$S_2 = L_g \frac{u_s + u_d}{2} + \frac{P_{opt}}{h\gamma} \tau_L L_g (1 - R_m)(1 - R_s)(1 - \exp(-\alpha u_s)) - \frac{RL_g \tau_L}{N_d} \quad (\text{II-62})$$

La région « 3 » côté drain, est une portion du cercle de rayon « u_d » (expression II-59).

La surface de cette région est donnée comme suit:

$$S_3 = \frac{\pi}{4} u_d^2 \quad \text{(II-63)}$$

La région « 4 » au dessous de la grille côté source et côté drain est le taux de porteurs en excès de génération à tout point de surface du semiconducteur

La charge totale stockée dans la zone de charge d'espace dans ce régime, peut être calculée à partir de l'expression suivante:

$$Q_{sl.op} = Q_1 + Q_2 + Q_3 \quad \text{(II-64)}$$

Donc:

$$Q_{sl.op} = q_e N_d Z (S_1 + S_2 + S_3) \quad \text{(II-65)}$$

Par la substitution des termes S_1 et S_2 et S_3 dans $Q_{sl.op}$, on trouve:

$$Q_{sl.op} = q_e N_d Z \left[L_g \frac{u_s + u_d}{2} + \frac{\pi}{4} (u_s^2 + u_d^2) + \frac{P_{opt}}{h\gamma} \frac{\tau_L L_g}{N_d} (1 - R_s)(1 - R_m)(1 - \exp(-\alpha u_s)) - \frac{R L_g \tau_L}{N_d} \right] \quad \text{(II-66)}$$

A partir des expressions précédentes (II-58), (II-59) cette expression devient:

$$Q_{sl.op} = \frac{q_e N_d Z L_g a}{2} \left[\left(\frac{V_{bi} - V_g + V_s - V_{op}}{V_p} \right)^{1/2} + \left(\frac{V_{bi} - V_g + V_d - V_{op}}{V_p} \right)^{1/2} \right] + \frac{q_e P_{opt}}{h\gamma} (1 - R_m)(1 - R_s) \tau_L Z L_g \left\{ 1 - \exp \left[-\alpha \left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} \left(\frac{V_{bi} - V_g + V_s - V_{op}}{V_p} \right)^{1/2} \right) \right] \right\} + \frac{\pi}{4} a^2 q_e N_d Z \left(\frac{V_{bi} - V_g + V_s - V_{op}}{V_p} \right) - (q_e R Z L_g \tau_L) + \frac{\pi}{4} a^2 q_e N_d Z \left(\frac{V_{bi} - V_g + V_d - V_{op}}{V_p} \right) \quad \text{(II-67)}$$

La charge totale de la zone de déplétion est:

$$Q_{dep.op} = q_e N_d Z \left[L_g \frac{u_s + u_d}{2} \right] + \frac{q_e P_{opt}}{h\gamma} \tau_L Z L_g (1 - R_m)(1 - R_s)(1 - \exp(-\alpha u_s)) - (q_e R Z L_g \tau_L) \quad \text{(II-68)}$$

La charge du canal due au dopage et la génération des porteurs optiques prenant en considération l'effet de la recombinaison de surface et à partir des expressions précédentes, l'expression de la charge du canal devient:

$$Q_{c.op} = Q(a) - Q_{dep.op} \quad \text{(II-69)}$$

$Q(a)$: est la charge totale du canal due au dopage avant l'application d'aucune polarisation

$$Q_{c.op}(V_x) = \frac{q_e Z L_g N_d}{2} \left[2a - \left(\frac{2\varepsilon}{q N_d} \right)^{1/2} (V_{bi} - V_g + V_x - V_{op})^{1/2} \right] + \frac{P_{opt}}{h\gamma} q_e \tau_L Z L_g \times (1 - R_m)(1 - R_s)(1 - \exp(-\alpha \cdot a)) - (q_e R \tau_L Z L_g) \quad \text{(II-70)}$$

Donc l'expression de la charge totale du canal est:

$$Q_{c.op}(V_x) = q_e Z L_g N_d a - \frac{q_e Z L_g N_d}{2} \left[\left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} \right)^{1/2} (V_{bi} - V_g + V_x - V_{op})^{1/2} \right] + \frac{P_{opt}}{h\gamma} q_e \tau_L Z L_g \times (1 - R_m)(1 - R_s)(1 - \exp(-\alpha \cdot a)) - (q_e R \tau_L Z L_g) \quad \text{(II-71)}$$

Régime de saturation

Dans le régime de saturation, la zone de charge d'espace est divisée en quatre régions comme le montre la **figure II-6**, La configuration du transistor est représentée sur cette figure où l'on voit clairement que la zone intrinsèque est subdivisée en deux parties. Dans la première partie, le rapprochement progressif du canal demeure toujours valable, alors que dans la seconde partie, l'effet de bord est constant, pour une valeur invariable de la tension de drain [48].

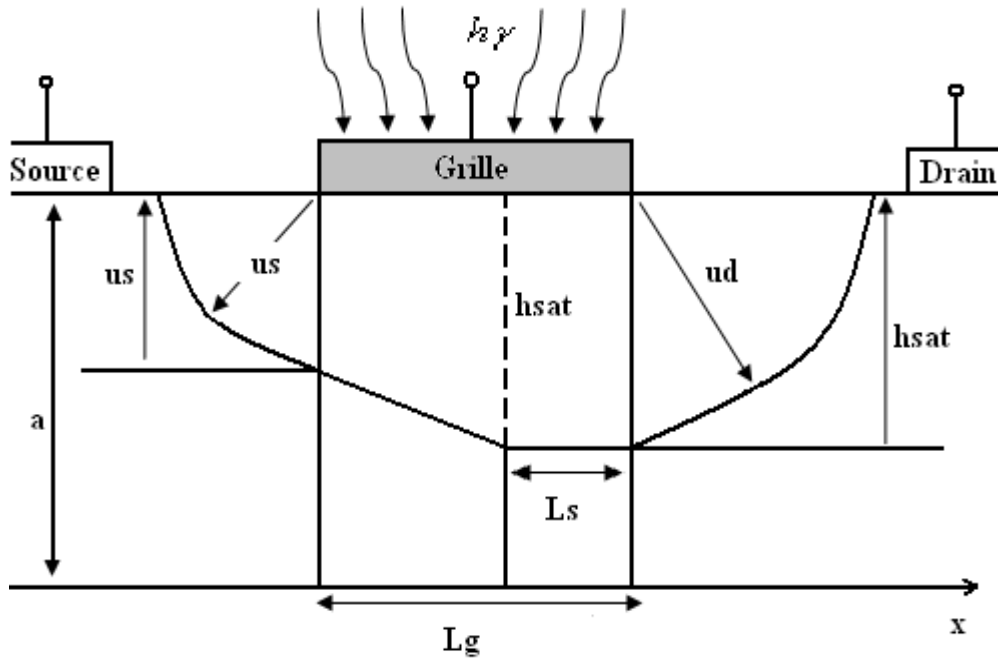


Figure II-6 : La configuration de la région d'appauvrissement en régime de saturation

La région « 1 » côté source, est une portion de cercle de rayon « u_s ». L'expression (II-61) reste toujours valable pour calculer la surface de cette région.

La région « 2 » au dessous de la grille directement, elle est de longueur « $L_g - L_s$ ». L'expression de la surface de cette région est donné par :

$$S_2 = \left(\frac{L_g - L_s}{2} \right) \left\{ \frac{u_s + u_d}{2} \right\} + \frac{P_{opt}}{h\gamma} \tau_L (L_g - L_s) (1 - R_m) (1 - R_s) (1 - \exp(-\alpha u_s)) - R(L_g - L_s) \tau_L \quad (\text{II-72})$$

La région « 3 », au dessous de la grille directement, elle est de longueur « L_s ». La surface de cette région est donné par :

$$S_3 = L_s \cdot h_{sat} + \frac{P_{opt}}{h\gamma} \tau_L L_s (1 - R_m) (1 - R_s) (1 - \exp(-\alpha u_s)) - R L_s \tau_L \quad (\text{II-73})$$

La région « 4 » côté drain, est une somme de deux parties, une portion de cercle de rayon « u_d » et un triangle rectangulaire [Voir la **figure II-6**]. L'expression de la surface de cette région.

$$S_4 = \frac{1}{2} h_{sat} \sqrt{u_d^2 - h_{sat}^2} + \frac{u_d^2}{2} \sin^{-1} \left(\frac{h_{sat}}{u_d} \right) \quad (\text{II-74})$$

La charge totale stockée dans la zone de charge d'espace dans ce régime $Q_{ss.op}$, peut être calculée à partir de l'expression suivante :

$$Q_{ss.op} = q_e N_d Z (S_1 + S_2 + S_3 + S_4) \quad (\text{II-75})$$

A partir des expressions précédentes, cette expression devient comme suit :

$$Q_{ss.op} = q_e N_d Z \left(\left(\frac{L_g - L_s}{2} \right) \left\{ \frac{u_s + u_d}{2} \right\} + L_s \cdot h_{sat} + \frac{\pi}{4} u_s^2 + \frac{1}{2} h_{sat} \sqrt{u_d^2 - h_{sat}^2} + \frac{u_d^2}{2} \sin^{-1} \left(\frac{h_{sat}}{u_d} \right) + \left(\frac{P_{opt}}{h\gamma} \frac{\tau_L L_g}{N_d} (1 - R_s)(1 - R_m)(1 - \exp(-\alpha \cdot u_s)) - \frac{RL_g \tau_L}{N_d} \right) \right) \quad (\text{II-76})$$

Avec L_s est la longueur de la partie constant, son expression est donnée par la relation suivante [49, 50]:

$$L_s = \frac{2a}{\pi} \sinh^{-1} \left\{ \frac{\pi K_d (V_d - V_{sat})}{2aE_s} \right\} \quad (\text{II-77})$$

Où: K_d est un paramètre de domaine, exprimé comme suit [51]:

$$K_d = \frac{\Delta V}{\Delta V + V_{dom}} \quad (\text{II-78})$$

Ou': ΔV : est la chute de tension dans la partie saturée intrinsèque au dessous de la grille;

V_{dom} est la chute de tension dans la zone dépeuplée non contrôlée par la grille coté drain.

Dans les composants ou' les extensions de la charge d'espace sont ignorées, le paramètre du domaine devient égale à l'unité car la tension V_{dom} s'annulera. C'est ce que Pucel [50] a proposé dans son model.

Dans notre cas, en se basant sur des simulations numériques [52], nous avons choisi la valeur: $K_d = 0.1$.

E_s : "Champ de saturation" est la valeur du champ électrique longitudinal lorsque les électrons atteignent leur vitesse limite.

V_{sat} est la tension drain-source minimum nécessaire pour l'apparition de la saturation en vitesse donnée par [53].

$$V_{sat} \approx \frac{(V_g - V_{bi} + V_p)E_s L_g}{E_s L + V_g - V_{bi} + V_p} \quad \text{(II-79)}$$

II.9.2) Détermination des capacités

Par définition, les capacités grille-source « $C_{gs.op}$ » et grille-drain « $C_{gd.op}$ » sont respectivement le résultat des variations de la charge d'espace par rapport à la tension de grille, lorsque la tension de drain est constante et par rapport à la tension de drain quand la tension de grille est constante. Dans le paragraphe suivant, nous avons déterminé les expressions analytiques de ces capacités qui décrivent les caractéristiques capacité-tension «C-V» dans les différents régimes de fonctionnement du transistor, en prenant en considération les différentes expressions de la charge établies précédemment et en utilisant quelques approximations afin de résoudre les équations différentielles et d'obtenir des expressions simples en s'est basant sur l'hypothèse du canal graduel.

Régime linéaire

A partir de l'expression de la charge totale dans le régime linéaire (II-66) et l'expression fondamentale de la capacité « $C_{gs.op}$ », et après quelques dérivations simples, on peut écrire l'expression de la capacité grille source dans ce régime comme suit :

$$C_{gs.op} = \left(\frac{\partial Q_{sl.op}}{\partial V_g} \right)_{V_d=cst} = -qN_d Z \left[\begin{aligned} & \frac{L_g}{2} \left(\left. \frac{\partial u_s}{\partial V_g} \right|_{V_d=cst} + \left. \frac{\partial u_d}{\partial V_g} \right|_{V_d=cst} \right) + \\ & \frac{\pi}{4} \left(2u_s \cdot \left. \frac{\partial u_s}{\partial V_g} \right|_{V_d=cst} + 2u_d \cdot \left. \frac{\partial u_d}{\partial V_g} \right|_{V_d=cst} \right) + \\ & \frac{qP_{opt}}{h\gamma} (1-R_m)(1-R_s)\tau_L Z L_g \alpha \times \\ & \left[\exp(-\alpha u_s) \times \left(\left. \frac{\partial u_s}{\partial V_g} \right|_{V_d=cst} \right) + \exp(-\alpha u_d) \times \left(\left. \frac{\partial u_d}{\partial V_g} \right|_{V_d=cst} \right) \right] \end{aligned} \right] \quad (\text{II-80})$$

Avec

$$\left. \frac{\partial u_s}{\partial V_g} \right|_{V_d} = \frac{-a^2}{2V_p} \frac{1}{u_s} \quad (\text{II-81})$$

$$\left. \frac{\partial u_d}{\partial V_g} \right|_{V_d} \approx \frac{-a^2}{2V_p} \frac{1}{u_d} \quad (\text{II-82})$$

L'expression de la capacité « $C_{gs.op}$ » dans le régime linéaire devient comme suit:

$$C_{gs.op} = qN_d Z \left[\frac{a^2}{2V_p} \right] \left[\begin{aligned} & \frac{L_g}{2} \left(\frac{1}{u_s} + \frac{1}{u_d} \right) + \frac{\pi}{2} + \frac{qP_{opt}}{h\gamma} (1-R_m)(1-R_s)\tau_L Z L_g \alpha \times \exp(-\alpha u_s) \times \\ & \left(\left. \frac{\partial u_s}{\partial V_g} \right|_{V_d=cst} \right) \end{aligned} \right] \quad (\text{II-83})$$

La capacité optique total grille-source dans le régime linéaire a été obtenu sous forme

de:

$$C_{gs.op} = ZL_g \sqrt{\frac{q_e N_d \varepsilon}{8}} \left[\frac{1}{(V_{bi} - V_g + V_s - V_{op})^{1/2}} + \frac{1}{(V_{bi} - V_g + V_d - V_{op})^{1/2}} \right] + \frac{q_e P_{opt} (1 - R_m)(1 - R_s)}{2h\gamma} \times (\tau_L ZL_g \alpha) \times \exp \left\{ -\alpha \left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} (V_{bi} - V_g + V_s - V_{op})^{1/2} \right) \right\} \times \left[\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} \left(\frac{1}{(V_{bi} - V_g + V_s - V_{op})} \right) \right]^{1/2} + \frac{\pi \cdot \varepsilon \cdot Z}{2} \quad \text{(II-84)}$$

A partir des expressions de la charge totale **(II-66)** et de la capacité « $C_{gd.op}$ », on peut déterminer l'expression de la capacité grille drain dans ce régime:

$$C_{gd.op} = \left(\frac{\partial Q_{sl.op}}{\partial V_d} \right)_{V_g=cst} = -qN_d Z \left[\frac{L_g}{2} \left(\frac{\partial u_s}{\partial V_d} \Big|_{V_g=cst} + \frac{\partial u_d}{\partial V_d} \Big|_{V_g=cst} \right) + \frac{\pi}{4} \left(2u_s \cdot \frac{\partial u_s}{\partial V_d} \Big|_{V_g=cst} + 2u_d \cdot \frac{\partial u_d}{\partial V_d} \Big|_{V_g=cst} \right) + \frac{qP_{opt}}{h\gamma} (1 - R_m)(1 - R_s) \tau_L ZL_g \alpha \times \left[\exp(-\alpha u_s) \times \left(\frac{\partial u_s}{\partial V_d} \Big|_{V_g=cst} \right) + \exp(-\alpha u_d) \times \left(\frac{\partial u_d}{\partial V_d} \Big|_{V_g=cst} \right) \right] \right] \quad \text{(II-85)}$$

Avec:

$$\frac{\partial u_s}{\partial V_g} \Big|_{V_g} \approx 0 \quad \text{(II-86)}$$

$$\frac{\partial u_d}{\partial V_g} \Big|_{V_g} = \frac{-a^2}{2V_p} \frac{1}{u_d} \quad \text{(II-87)}$$

Par la suite l'expression générale de la capacité « C_{gdop} » est donnée par:

$$C_{gd.op} = qN_d Z \left[\frac{a^2}{2V_p} \right] \left[\frac{L_g}{2} \left(\frac{1}{u_d} \right) + \frac{\pi}{2} + \frac{qP_{opt}}{h\gamma} (1-R_m)(1-R_s) \tau_L Z L_g \alpha \times \exp(-\alpha.u_d) \times \left(\frac{\partial u_d}{\partial V_d} \Big|_{V_g=cst} \right) \right] \quad (\text{II-88})$$

Donc:

$$C_{gd.op} = ZL_g \sqrt{\frac{qN_d \varepsilon}{8}} \left[\frac{1}{(V_{bi} - V_g + V_d - V_{op})^{1/2}} \right] + \frac{q_e P_{opt} (1-R_m)(1-R_s)}{2h\gamma} \times (\tau_L Z L_g \alpha) \times \exp \left\{ -\alpha \left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} (V_{bi} - V_g + V_d - V_{op})^{1/2} \right) \right\} \times \left[\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} \left(\frac{1}{(V_{bi} - V_g + V_d - V_{op})} \right) \right]^{1/2} + \frac{\pi.\varepsilon.Z}{2} \quad (\text{II-89})$$

La capacité « feedback » $C_{dc.op}$ traduit les variations de la charge d'accumulation dans le canal dues à la chute de potentiel aux bornes de la zone de saturation. Lorsque le canal est pincé, la zone saturée présente une résistance plus élevée que celle de la zone linéaire. Par conséquent, on peut assimiler la tension aux bornes de la zone saturée à la tension V_d et la capacité drain-canal $C_{dc.op}$ de l'appareil dans les conditions lumineuses peut être obtenue en prenant la dérivée de la charge totale du canal à l'état éclairé par rapport à la tension de drain. La capacité drain-canal à l'état éclairé peut être obtenue sous forme de:

$$C_{dc.op} = \left(\frac{\partial Q_{c.op}}{\partial V_d} \right)_{V_g=cst} \quad (\text{II-90})$$

Après la dérivation de la charge totale du canal $Q_{c.op}$ on trouve l'équation suivante:

$$C_{dc.op} = \frac{(q_e N_d)^2 Z L_g}{4} \left[\frac{2\varepsilon}{(V_{bi} - V_g + V_d - V_{op})^{1/2}} \right] \quad (\text{II-91})$$

Régime de saturation

Dans ce régime, la capacité grille-source notée « $C_{gss.op}$ » est alors égale à la dérive de la charge totale $Q_{ss.op}$ par rapport à la relation V_g

$$C_{gss.op} = \left(\frac{\partial Q_{ss.op}}{\partial V_g} \right)_{V_d=cst} \quad (\text{II-92})$$

A partir de la relation:

$$Q_{ss.op} = q_e N_d Z \left(\left(\frac{L_g - L_s}{2} \right) \left\{ \frac{u_s + u_d}{2} \right\} + L_s h_{sat} + \frac{\pi}{4} u_s^2 + \frac{1}{2} h_{sat} \sqrt{u_d^2 - h_{sat}^2} + \frac{u_d^2}{2} \sin^{-1} \left(\frac{h_{sat}}{u_d} \right) + \frac{P_{opt}}{h\gamma} \frac{\tau_L L_g}{N_d} (1 - R_s)(1 - R_m)(1 - \exp(-\alpha u_s)) - \frac{RL_g \tau_L}{N_d} \right) \quad (\text{II-93})$$

On trouve par la suite:

$$C_{gss.op} = \left(\frac{\partial Q_{ss.op}}{\partial V_g} \right)_{V_d=cst} = -q N_d Z \left[\left(\frac{L_g - L_s}{2} \right) \left(\frac{1}{2} \frac{\partial u_s}{\partial V_g} \Big|_{V_d} + \frac{1}{2} \frac{\partial u_d}{\partial V_g} \Big|_{V_d} \right) - \frac{1}{2} \frac{\partial L_s}{\partial V_g} \Big|_{V_d} \left(\frac{u_s + u_d}{2} \right) + \frac{\partial L_s}{\partial V_g} \Big|_{V_d} h_{sat} + \frac{\pi}{4} \left(2 u_s \frac{\partial u_s}{\partial V_g} \Big|_{V_d} \right) + \frac{\partial}{\partial V_g} \left(\frac{1}{2} h_{sat} \sqrt{u_d^2 - h_{sat}^2} + \frac{u_d^2}{2} \sin^{-1} \left(\frac{h_{sat}}{u_d} \right) \right) + \frac{q P_{opt}}{h\gamma} (1 - R_m)(1 - R_s) \tau_L Z L_g \alpha \times \left[\exp(-\alpha u_s) \times \left(\frac{\partial u_s}{\partial V_g} \Big|_{V_d} \right) + \exp(-\alpha u_d) \times \left(\frac{\partial u_d}{\partial V_g} \Big|_{V_d} \right) \right] \right] \quad (\text{II-94})$$

$$\frac{\partial u_s}{\partial V_g} \Big|_{V_d} = \frac{-a^2}{2.V_p} \frac{1}{u_s} \quad (\text{II-95})$$

$$\frac{\partial u_d}{\partial V_g} \Big|_{V_d} = \frac{-a^2}{2.V_p} \frac{1}{u_d} \quad (\text{II-96})$$

$$\left. \frac{\partial L_s}{\partial V_g} \right|_{V_d} \approx 0 \quad (\text{II-97})$$

$$\frac{\partial}{\partial V_g} \left(\frac{1}{2} h_{sat} \sqrt{u_d^2 - h_{sat}^2} + \frac{u_d^2}{2} \sin^{-1} \left(\frac{h_{sat}}{u_d} \right) \right) \Big|_{V_d} + \frac{\pi}{4} \left(2 u_s \cdot \left. \frac{\partial u_s}{\partial V_g} \right|_{V_d} \right) \approx - \frac{a^2}{2 V_p} \pi \quad (\text{II-98})$$

L'expression de la capacité « $C_{gss.op}$ » dans le régime de saturation devient comme suit :

$$C_{gss.op} = -q N_d Z \left[- \frac{a^2}{2 V_p} \left[\left(\frac{L_g - L_s}{2} \right) \left(\frac{1}{u_s} + \frac{1}{u_d} \right) + \pi \right] + \frac{q P_{opt}}{h \gamma} (1 - R_m)(1 - R_s) \tau_L Z L_g \alpha \times \left[\begin{array}{l} \exp(-\alpha u_s) \times \left(\left. \frac{\partial u_s}{\partial V_g} \right|_{V_d} \right) + \\ \exp(-\alpha u_d) \times \left(\left. \frac{\partial u_d}{\partial V_g} \right|_{V_d} \right) \end{array} \right] \right] \quad (\text{II-99})$$

$$C_{gss.op} = Z(L_g - L_s) \sqrt{\frac{q_e N_d \varepsilon}{8}} \left[\frac{1}{(V_{bi} - V_g + V_s - V_{op})^{1/2}} + \frac{1}{(V_{bi} - V_g + V_d - V_{op})^{1/2}} \right] + \frac{q_e P_{opt} (1 - R_m)(1 - R_s)}{2 h \gamma} \times (\tau_L Z L_g \alpha) \times \left[\begin{array}{l} \exp \left\{ -\alpha \left(\frac{2 \varepsilon}{q_e N_d} (V_{bi} - V_g + V_s - V_{op})^{1/2} \right) \right\} \times \\ \left[\frac{2 \varepsilon}{q_e N_d} \left(\frac{1}{(V_{bi} - V_g + V_s - V_{op})} \right) \right]^{1/2} + \\ \exp \left\{ -\alpha \left(\frac{2 \varepsilon}{q_e N_d} (V_{bi} - V_g + V_d - V_{op})^{1/2} \right) \right\} \times \\ \left[\frac{2 \varepsilon}{q_e N_d} \left(\frac{1}{(V_{bi} - V_g + V_d - V_{op})} \right) \right]^{1/2} \end{array} \right] + \pi \cdot \varepsilon \cdot Z \quad (\text{II-100})$$

A partir de l'expression **(II-76)**, on peut obtenir l'expression de la capacité grille drain dans ce régime comme suit :

$$C_{gds.op} = \left(\frac{\partial Q_{ss.op}}{\partial V_g} \right)_{V_d=cst} = -qN_d Z \left[\begin{aligned} & \left(\frac{L_g - L_s}{2} \right) \left(\frac{1}{2} \frac{\partial u_s}{\partial V_g} \Big|_{V_d} + \frac{1}{2} \frac{\partial u_d}{\partial V_g} \Big|_{V_d} \right) - \frac{1}{2} \frac{\partial L_s}{\partial V_g} \Big|_{V_d} \left(\frac{u_s + u_d}{2} \right) + \\ & \frac{\partial L_s}{\partial V_g} \Big|_{V_d} h_{sat} + \frac{\pi}{4} \left(2u_s \cdot \frac{\partial u_s}{\partial V_g} \Big|_{V_d} + 2u_d \cdot \frac{\partial u_d}{\partial V_g} \Big|_{V_d} \right) + \\ & \frac{\partial}{\partial V_g} \left(\frac{1}{2} h_{sat} \sqrt{u_d^2 - h_{sat}^2} + \frac{u_d^2}{2} \sin^{-1} \left(\frac{h_{sat}}{u_d} \right) \right) + \\ & \frac{qP_{opt}}{h\gamma} (1 - R_m)(1 - R_s) \tau_L Z L_g \alpha \times \left[\begin{aligned} & \exp(-\alpha u_s) \times \left(\frac{\partial u_s}{\partial V_g} \Big|_{V_d} \right) + \\ & \exp(-\alpha u_d) \times \left(\frac{\partial u_d}{\partial V_g} \Big|_{V_d} \right) \end{aligned} \right] \end{aligned} \right] \quad \text{(II-101)}$$

Avec :

$$\frac{\partial u_s}{\partial V_g} \Big|_{V_d} = 0 \quad \text{(II-102)}$$

$$\frac{\partial u_d}{\partial V_g} \Big|_{V_d} = \frac{-a^2}{2.V_p} \frac{1}{u_d} \quad \text{(II-103)}$$

$$\frac{\partial L_s}{\partial V_g} \Big|_{V_d} = 0 \quad \text{(II-104)}$$

$$\frac{\partial}{\partial V_g} \left(\frac{1}{2} h_{sat} \sqrt{u_d^2 - h_{sat}^2} + \frac{u_d^2}{2} \sin^{-1} \left(\frac{h_{sat}}{u_d} \right) \right) \Big|_{V_d} + \frac{\pi}{4} \left(2u_d \cdot \frac{\partial u_d}{\partial V_g} \Big|_{V_d} \right) \approx -\frac{a^2}{2.V_p} \pi \quad \text{(II-106)}$$

L'expression de la capacité « $C_{gds.op}$ » dans le régime de saturation devient comme suit :

$$C_{gds.op} = -qN_d Z \left[-\frac{a^2}{2V_p} \left[\left(\frac{L_g - L_s}{2} \right) \left(\frac{1}{u_d} \right) + \pi \right] + \frac{qP_{opt}}{h\gamma} (1-R_m)(1-R_s)\tau_L Z L_g \alpha \times \left[\exp(-\alpha u_s) \times \left(\frac{\partial u_s}{\partial V_g} \Big|_{V_d} \right) + \exp(-\alpha u_d) \times \left(\frac{\partial u_d}{\partial V_g} \Big|_{V_d} \right) \right] \right] \quad \text{(II-107)}$$

On substitue les relations de u_s et u_d dans l'équation (II-107), l'expression de $C_{gds.op}$ devient comme suit:

$$C_{gds.op} = Z(L_g - L_s) \sqrt{\frac{q_e N_d \varepsilon}{8}} \left[\frac{1}{(V_{bi} - V_g + V_d - V_{op})^{1/2}} + \frac{q_e P_{opt} (1-R_m)(1-R_s)}{2h\gamma} \times (\tau_L Z L_g \alpha) \times \left[\exp \left\{ -\alpha \left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} (V_{bi} - V_g + V_d - V_{op})^{1/2} \right) \right\} \times \left[\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} \left(\frac{1}{(V_{bi} - V_g + V_d - V_{op})} \right) \right]^{1/2} \right] + \pi \cdot \varepsilon \cdot Z \right] \quad \text{(II-108)}$$

La concentration des porteurs par unité de surface dans le canal en présence d'un éclairage à l'état d'équilibre peut être obtenu sous forme de:

$$\rho_{c.op}(V_x) = \frac{N_d}{2} \left[2a - \left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} \right)^{1/2} (V_{bi} - V_g + V_x - V_{op})^{1/2} \right] + \frac{P_{opt}}{h\gamma} \tau_L (1-R_m)(1-R_s)(1 - \exp(-\alpha a)) - (R\tau_L) \quad \text{(II-109)}$$

II.9.3) Détermination de l'expression du courant

Pour trouver la relation courant-tension ($I-V$) du dispositif, l'effet photovoltaïque et l'effet photoconducteur doivent être pris en considération à la fois, dans le modèle précédent. Les caractéristiques courant-tension de l'appareil peuvent être obtenues en intégrant la charge totale dans la région du canal non appauvrie sous l'illumination. L'excès des paires d'électrons-trous générées dans le canal est modulé la conductivité, la tension photoélectrique développée aux bornes de la barrière de Schottky réduit la largeur de la région d'appauvrissement. Ainsi, à la fois la conductivité du canal et la conductance du canal sont affectés à l'état d'illumination. Cet état enfaite entraîne un changement important sur le courant drain-source sous

l'illumination. Cependant, la surface de recombinaison GaAs MESFET tend à réduire cet effet dans une certaine mesure.

Pour obtenir l'expression du courant de drain sous l'éclairage, nous intégrons la concentration des porteurs par unité de surface sur toute la section conductrice du canal.

$$I_{d.op} = \frac{q\mu_n Z}{L_g} \int_0^{V_{ds}} \rho_{c.op}(V_x) dV_x \quad (\text{II-110})$$

En remplaçant la valeur $\rho_{c.op}(V_x)$ de l'équation (II-109) et en intégrant sur l'intervalle [0, Vds], nous obtenons:

$$I_{d.op} = \frac{q\mu_n Z N_d}{2L_g} \int_0^{V_{ds}} \left\{ \left[2a - \left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} \right)^{1/2} (V_{bi} - V_g + V_x - V_{op}) \right]^{1/2} \right\} dV_x + \frac{q_e \mu_n Z}{L_g} \int_0^{V_{ds}} \left\{ \left[\frac{P_{opt}}{h\gamma} \tau_L (1 - R_m)(1 - R_s)(1 - \exp(-\alpha \cdot a)) - R \tau_L \right] \right\} dV_x \quad (\text{II-111})$$

A partir de la solution approximative de l'équation de Poisson, l'épaisseur de la largeur de la zone de charge d'espace u_x est donnée par:

$$u_x = \left[\frac{2\varepsilon}{qN_d} (V_{bi} - V_g + V_x - V_{op}) \right]^{1/2} \quad (\text{II-112})$$

V_x est le potentiel au point considéré, on définit la tension de pincement $V_p = V_{bi} - V_g - V_{op}$ lorsque la valeur de u_x est maximale ($u_x = a$), a est l'épaisseur de la zone active du canal.

V_p : La tension de pincement du canal représente l'écart entre la barrière de potentiel (V_{bi}) du contact Schottky et la tension de seuil (V_{th}).

La tension V_{th} représente la tension de grille pour laquelle l'extension de la zone de charge d'espace dépeuplée de porteurs s'effectue dans tout le semi conducteur.

$$V_{th} = V_{bi} - V_p - V_{op} \quad (\text{II-113})$$

V_{bi} : est appelé la tension de la barrière Schottky ou interne supportée par la zone de déplétion.

$$I_{d.op} = \frac{q_e Z \mu_n N_d}{2L_g} \left\{ 2aV_d - \frac{2}{3} \left[\left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} \right)^{1/2} \left((V_{bi} - V_g + V_d - V_{op})^{3/2} - (V_{bi} - V_g - V_{op})^{3/2} \right) \right] \right\} + \frac{q_e \mu_n Z}{L_g} \left[\frac{P_{opt}}{h\gamma} \tau_L (1 - R_m)(1 - R_s)(1 - \exp(-\alpha.a)) - (R\tau_L) \right] V_{ds} \quad (\text{II-114})$$

En posant:

$$I_p = \frac{(q_e N_d)^2 \mu_n Z a^3}{2\varepsilon L_g} \quad \text{et} \quad V_p = \frac{q_e N_d a^2}{2\varepsilon} \quad (\text{II-115})$$

Ainsi, l'expression finale du courant $I_{ds.op}$ est:

$$I_{d.op} = I_p \left\{ \frac{V_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left[\left(\frac{V_{bi} - V_g + V_d - V_{op}}{V_p} \right)^{3/2} - \left(\frac{V_{bi} - V_g - V_{op}}{V_p} \right)^{3/2} \right] \right\} + \frac{q_e \mu_n Z}{L_g} \left[\frac{P_{opt}}{h\gamma} \tau_L (1 - R_m)(1 - R_s)(1 - \exp(-\alpha.a)) - (R\tau_L) \right] V_d \quad (\text{II-116})$$

Cependant, cette équation qui détermine la variation du courant de drain en fonction des deux tensions de polarisation se réécrit différemment, selon le régime de fonctionnement du transistor et qui dépend essentiellement de la valeur de la tension de drain V_d . Ces régimes sont:

- Le régime linéaire, où le courant de drain varie linéairement avec la tension de drain V_d .
- Le régime de saturation, le courant se sature à la valeur $I_{dsat.op}$. Cette région de caractéristiques est connue comme étant la région de saturation.

Dans ce qui suit, nous allons à partir de l'équation **(II-116)**, déterminer les équations correspondantes aux deux régimes:

Régime linéaire

Lorsque la tension de drain est faible et vérifie la condition suivante:

$$V_d \ll V_{bi} - V_g - V_{op} \quad (\text{II-117})$$

Ainsi, l'équation (II-116), se réécrit:

$$I_{d.op} = \frac{I_p}{V_p} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_g - V_{op}}{V_p}} \right\} V_d + \frac{q_e \mu_n Z}{L_g} \left[\frac{P_{opt}}{h\gamma} \tau_L (1 - R_m)(1 - R_s)(1 - \exp(-\alpha.a)) - (R\tau_L) \right] V_d \quad (\text{II-118})$$

Régime saturé

Le courant dans ce cas peut être évalué à partir de l'équation (II-116), en évaluant le courant de drain au point de pincement, soit en posant: $V_p = V_{bi} - V_g - V_{op}$

$$I_{dsat.op} = I_p \left\{ \frac{1}{3} - \left(\frac{V_{bi} - V_g - V_{op}}{V_p} \right) - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_g - V_{op}}{V_p} \right)^{\frac{2}{3}} \right\} + \frac{q_e \mu_n Z}{L_g} \left[\frac{P_{opt}}{h\gamma} \tau_L (1 - R_m)(1 - R_s)(1 - \exp(-\alpha.a)) - (R\tau_L) \right] V_{dsat} \quad (\text{II-119})$$

La tension de drain de saturation correspondante est donnée par:

$$V_{dsat} = V_p + V_g - V_{bi} + V_{op} \quad (\text{II-120})$$

II.9.4) Effet des éléments parasites sur les caractéristiques I-V

Les caractéristiques que nous avons présentées sont celles des grandeurs internes ou intrinsèques ($I_{d.op}, V_d, V_g$). Pour obtenir les caractéristiques externes ou extrinsèques du composant ($I_{ds.op}, V_{ds}, V_{gs}$), il suffit de prendre en considération l'effet des résistances parasites d'accès de source R_s et de drain R_d , et aussi l'effet de la résistance R_p parallèle au canal sur les valeurs des tensions de polarisations (figure II-7).

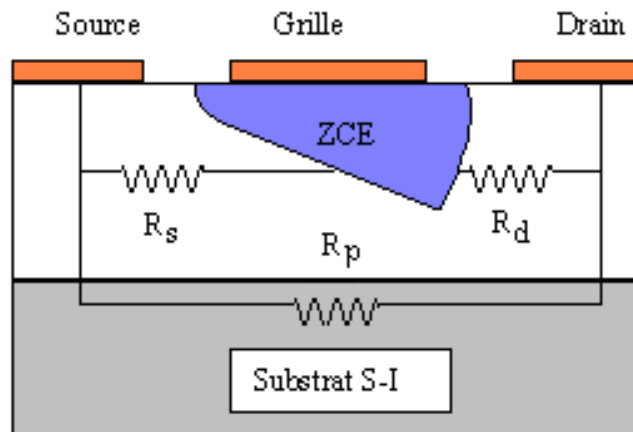


Figure II-7: Résistances parasites dans le MESFET GaAs.

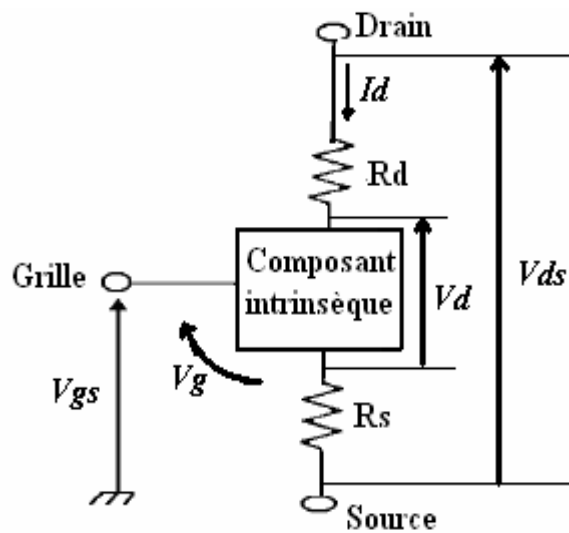


Figure II-8: Circuit du MESFET GaAs contenant des résistances parasites.

Les résistances de source R_s et de drain R_d traduisent l'effet résistif des contacts ohmiques situés entre les électrodes externes de source ou de drain et la zone active du canal. Pour obtenir les expressions réelles des caractéristiques ($I_{ds.op}$, V_{ds} , V_{gs}), il suffit de remplacer les termes intrinsèques par les termes extrinsèques dans toutes les relations précédentes.

Donc:

$$\begin{cases} I_{d.op} = I_{ds.op} - (V_d / R_p) \\ V_g = V_{gs} - R_s I_{d.op} \\ V_d = V_{ds} - (R_s + R_d) I_{d.op} \end{cases} \quad \text{(II-121)}$$

Les valeurs des résistances « R_s et R_d » sont obtenues à partir des expressions suivantes:

$$R_s = \frac{L_{gs}}{q_e \cdot N_d \cdot \mu_0 \cdot Z \cdot a} + R_{os} \quad \text{(II-122)}$$

$$R_d = \frac{L_{gd}}{q_e \cdot N_d \cdot \mu_0 \cdot Z \cdot a} + R_{od} \quad \text{(II-123)}$$

Où: L_{gs} est la distance entre la grille et la source, L_{gd} la distance entre la grille et le drain.

R_{os} est la résistance du contact ohmique de la source.

R_{od} est la résistance du contact ohmique de drain.

➤ L'équation générale

$$I_{dsop} = I_p A_1 \left\{ \frac{V_{ds} - (R_s + R_d) I_{dsop}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{ds} + V_{bi} - V_{gs} - V_{op} + R_d I_{dsop}}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} - V_{op} + R_s I_{dsop}}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right\} + \frac{q_e \mu_n Z}{L_g} \left[\frac{P_{opt}}{h\gamma} \tau_L (1 - R_m)(1 - R_s)(1 - \exp(-\alpha a)) - (R\tau_L) \right] V_{ds} \quad \text{(II-124)}$$

❖ régime linéaire

$$I_{dsop} = I_p \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_{gs} - V_{op}}{V_p}} \right\} \left\{ \frac{V_{ds} - (R_s + R_d) I_{dsop}}{V_p} \right\} + \frac{q_e \mu_n Z}{L_g} \left[\frac{P_{opt}}{h\gamma} \tau_L (1 - R_m)(1 - R_s)(1 - \exp(-\alpha a)) - (R\tau_L) \right] V_{ds} \quad \text{(II-125)}$$

❖ régime saturé

$$I_{dsop} = I_p \left\{ \frac{1}{3} - \frac{V_{bi} - V_{gs} - V_{op} + R_s I_{dsop}}{V_p} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} - V_{op} + R_s I_{dsop}}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right\} + \frac{q_e \mu_n Z}{L_g} \left[\frac{P_{opt}}{h\gamma} \tau_L (1 - R_m)(1 - R_s)(1 - \exp(-\alpha a)) - (R\tau_L) \right] V_{dsat} \quad (\text{II-126})$$

➤ Première loi:

❖ l'équation générale

$$I_{dsop} = I_p A_1 \left\{ \frac{V_{ds} - (R_s + R_d) I_{dsop}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{ds} + V_{bi} - V_{gs} - V_{op} + R_d I_{dsop}}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} - V_{op} + R_s I_{dsop}}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right\} + \frac{q_e \mu_n Z}{L_g} \left[\frac{P_{opt}}{h\gamma} \tau_L (1 - R_m)(1 - R_s)(1 - \exp(-\alpha a)) - (R\tau_L) \right] V_{ds} \quad (\text{II-127})$$

❖ régime linéaire

$$I_{dsop} = I_p A_2 \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_{gs} - V_{op}}{V_p}} \right\} \left\{ \frac{V_{ds} - (R_s + R_d) I_{dsop}}{V_p} \right\} + \frac{q_e \mu_n Z}{L_g} \left[\frac{P_{opt}}{h\gamma} \tau_L (1 - R_m)(1 - R_s)(1 - \exp(-\alpha a)) - (R\tau_L) \right] V_{ds} \quad (\text{II-127. a})$$

❖ régime saturé

$$I_{dsat.op} = I_p A_3 \left\{ \frac{1}{3} - \frac{V_{bi} - V_{gs} - V_{op} + R_s I_{dsop}}{V_p} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} - V_{op} + R_s I_{dsop}}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right\} + \frac{q_e \mu_n Z}{L_g} \left[\frac{P_{opt}}{h\gamma} \tau_L (1 - R_m)(1 - R_s)(1 - \exp(-\alpha a)) - (R\tau_L) \right] V_{dsat} \quad (\text{II-127. b})$$

Où:

$$\begin{cases} A_1 = \frac{\mu_1(E)}{\mu_n} = \frac{1}{1 + \frac{V_{ds} - (R_s + R_d)I_{ds.op}}{LE_c}} \\ A_2 = 1 \\ A_3 = A_1. \end{cases} \quad \text{(II-127. c)}$$

➤ **Deuxième loi:**

❖ **L'équation générale**

$$I_{dsop} = I_p B_1 \left\{ \frac{V_{ds} - (R_s + R_d)I_{dsop}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{ds} + V_{bi} - V_{gs} - V_{op} + R_d I_{dsop}}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} - V_{op} + R_s I_{dsop}}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right\} + \frac{q_e \mu_n Z}{L_g} \left[\frac{P_{opt}}{h\gamma} \tau_L (1 - R_m)(1 - R_s)(1 - \exp(-\alpha a)) - (R\tau_L) \right] V_{ds} \quad \text{(II-128)}$$

❖ **régime linéaire**

$$I_{dsop} = I_p B_2 \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_{gs} - V_{op}}{V_p}} \right\} \left\{ \frac{V_{ds} - (R_s + R_d)I_{dsop}}{V_p} \right\} + \frac{q_e \mu_n Z}{L_g} \left[\frac{P_{opt}}{h\gamma} \tau_L (1 - R_m)(1 - R_s)(1 - \exp(-\alpha a)) - (R\tau_L) \right] V_{ds} \quad \text{(II-128.a)}$$

❖ **régime saturé**

$$I_{dsat.op} = I_p B_3 \left\{ \frac{1}{3} - \frac{V_{bi} - V_{gs} - V_{op} + R_s I_{dsop}}{V_p} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} - V_{op} + R_s I_{dsop}}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right\} + \frac{q_e \mu_n Z}{L_g} \left[\frac{P_{opt}}{h\gamma} \tau_L (1 - R_m)(1 - R_s)(1 - \exp(-\alpha a)) - (R\tau_L) \right] V_{dsat} \quad \text{(II-128.b)}$$

Où:

$$B_1 = \frac{\mu_2(E)}{\mu_n} = \frac{1 + \frac{v_s (V_{ds} - (R_s + R_d) I_{ds.op})^3}{\mu \eta L^3 E_c^4}}{1 + \left(\frac{V_{ds} - (R_s + R_d) I_{ds.op}}{L E_c} \right)^4}; \quad \text{(II-128.c)}$$

$$B_2 = 1;$$

$$B_3 = B_1.$$

II.9.5) Effet de la mobilité variable sur les caractéristique I-V

Le MESFET a été réalisé pour mettre à profit la rapidité de la diode Schottky, résultant de l'absence de stockage de porteurs minoritaires. Des transistors à effet de champ à barrière de Schottky GaAs, présentant des fréquences de coupure de l'ordre de 50 GHz, ont été réalisés.

Pour mettre à profit dans les meilleures conditions la vitesse de réponse de la diode Schottky, la longueur du canal est en outre considérablement réduite par rapport au transistor à effet de champ à jonction PN ; cette longueur L est de l'ordre du micron. IL en résulte que pour des tensions de polarisation drain-source comparables, le champ électrique longitudinal dans le canal est considérablement plus important dans le MESFET GaAs. Par conséquent, la mobilité des porteurs dans le canal n'est plus constante.

Ce phénomène doit être pris en considération dans l'étude des transistors à effet de champ à canal court et en particulier des transistors à effet de champ à barrière de Schottky.

Dans le domaine des faibles champs électriques, les porteurs libres sont en équilibre thermodynamique avec le réseau et leur vitesse moyenne est proportionnelle au champ électrique. En d'autres termes, la mobilité des porteurs est indépendante du champ électrique et la vitesse de dérive s'écrit simplement:

$$\vec{v} = \pm \mu_0 \vec{E} \quad \text{(II-129)}$$

Avec:

$$\mu_0 = \frac{q\tau}{m^*} \quad \text{(II-130)}$$

τ : Temps de relaxation et m^* : masse effective.

Lorsque le champ électrique devient important, les interactions des porteurs avec les vibrations de réseau, phonons acoustiques d'abord, phonons optiques ensuite, entraînent une diminution de mobilité des porteurs. Cette diminution de mobilité se traduit par une variation sous-linéaire de la vitesse de dérive des porteurs:

$$\vec{v} = \pm \mu(E) \vec{E} \quad \text{(II-131)}$$

La mobilité des électrons (μ_n) et des trous (μ_p) sont des paramètres physiques prépondérants pour les dispositifs microondes. En particulier, ils influent sur les performances RF, la transconductance optique (gm_{op}) et le gain en puissance des transistors MESFET's.

La loi de variation de la mobilité avec le champ électrique varie d'un matériau à l'autre, en fonction de la nature des bandes du semiconducteur.

La mobilité des électrons en fonction du champ électrique dans L'arséniure de gallium il n'existe pas de loi exacte pour cela nous proposons des lois :

Notre choix s'est porté sur les lois suivantes [29]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_1(E) = \frac{\mu_n}{1 + \left(\frac{E}{E_c}\right)} \\ \mu_2(E) = \frac{\mu_n + v_s \left(\frac{E^3}{E_c^4}\right)}{1 + \left(\frac{E}{E_c}\right)} \\ \mu_3(E) = \frac{v_s}{E} \tanh\left(\frac{\mu_n E}{v_s}\right) \end{array} \right. \quad \text{(II-132)}$$

$E_c = v_s / \mu_n$, où μ_n est la mobilité des électrons à faible champ électrique, et v_s leur vitesse de saturation.

II.10) Conductance et transconductance

L'expression de la transconductance optique est définie à partir de l'équation du courant de drain $I_{d.op}$:

$$I_{d.op} = \frac{q_e Z \mu_n N_d}{2L_g} \left\{ 2aV_d - \frac{2}{3} \left[\left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} \right)^{1/2} \left((V_{bi} - V_g + V_d - V_{op})^{3/2} - (V_{bi} - V_g - V_{op})^{3/2} \right) \right] \right\} + \frac{q_e \mu_n Z}{L_g} \left[\frac{P_{opt}}{h\gamma} \tau_L (1 - R_m)(1 - R_s)(1 - \exp(-\alpha.a) - (R\tau_L)) \right] V_d \quad \text{(II-133)}$$

L'expression de $dI_{d.op}(V_g, V_d)$ permet de calculer les deux paramètres fondamentaux du transistor qui sont la transconductance $g_{m.op}$ et la conductance du canal appelée conductance de drain $g_{d.op}$.

Lorsque le transistor est polarisé à un point de fonctionnement donné par les tensions statiques V_g et V_d le courant de drain est $I_{d.op}$. La variation du courant de drain résultant à des variations des tensions de grille et de drain s'écrit:

$$dI_{d.op} = \left(\frac{\partial I_{d.op}}{\partial V_g} \right) dV_g + \left(\frac{\partial I_{d.op}}{\partial V_d} \right) dV_d \quad \text{(II-134)}$$

Ce qui permet de linéariser le fonctionnement du transistor autour d'un point de polarisation par l'expression

$$I_{d.op} = g_{m.op} V_g + g_{d.op} V_d \quad \text{(II-135)}$$

Où $I_{d.op}$, V_g et V_d représentent respectivement le courant de drain optique et les tensions de polarisations grille et drain.

L'expression de la transconductance optique est:

$$g_{m.op} = \left(\frac{\partial I_{d.op}}{\partial V_g} \right)_{V_d = cst} \quad \text{(II-136)}$$

Finalement la transconductance est donnée par:

$$g_{m.op} = \frac{q_e \mu_n Z N_d}{2 L_g} \left(\frac{2 \varepsilon}{q_e N_d} \right)^{1/2} \left[(V_{bi} - V_g + V_d - V_{op})^{1/2} - (V_{bi} - V_g - V_{op})^{1/2} \right] \quad (\text{II-137})$$

D'autre part la relation qui donne l'expression de la conductance optique est:

$$g_{d.op} = \left(\frac{\partial I_{d.op}}{\partial V_d} \right)_{V_g = cst} \quad (\text{II-138})$$

Donc on trouve l'expression de la conductance optique comme suit:

$$g_{d.op} = \frac{q_e Z \mu_n N_d}{2 L_g} \left[2 a - \left(\frac{2 \varepsilon}{q_e N_d} \right)^{1/2} (V_{bi} - V_g + V_d - V_{op})^{1/2} \right] + \frac{q_e \mu_n Z \tau_L}{L_g} \times \frac{P_{opt}}{h \gamma} (1 - R_m)(1 - R_s)(1 - \exp(-\alpha . a)) - (R \tau_L) \quad (\text{II-139})$$

La résistance drain-source à une tension de grille constante appliqué en présence d'illumination optique est obtenue par:

$$R_{ds.op} = \left(\frac{\partial I_{ds.op}}{\partial V_{ds}} \right)_{V_g = cst}^{-1} \quad \text{Ou':} \quad (\text{II-140})$$

$$R_{ds.op} = \frac{1}{g_{d.op}} \quad (\text{II-141})$$

II.11) Calcul de la fréquence de coupure

Malgré ce fonctionnement plus complexe, les MESFET's en GaAs, à cause de leurs grilles très étroite, présentent des tensions de fonctionnement faibles (donc des puissances consommées), et des fréquences de coupure qui peuvent atteindre les 100 GHz. La fréquence de coupure est un paramètre caractéristique important pour le MESFET GaAs. Elle correspond à la fréquence maximale d'utilisation du transistor comme un amplificateur de puissance. Cette fréquence de coupure à l'état illuminé, f_C est définie comme la fréquence à laquelle le courant à travers $C_{gs.op}$, est égale à celle du générateur de courant $gmop.V_{gs}$, dans le MESFET intrinsèque [Voir la figure II-9], il est donnée par :

$$f_c = \frac{g_{m.op}}{2\pi \cdot (C_{gs.op})}$$

(II-142)

Où: $C_{gs.op}$ est la capacité interne de grille-source, elle est définie par:

$$C_{gs.op} = \left(\frac{\partial Q_{sop}}{\partial V_g} \right)_{V_d=cst} \quad \text{(II-143)}$$

$g_{m.op}$ est la transconductance du transistor elle est donnée par :

$$g_{m.op} = \left(\frac{\partial I_{ds.op}}{\partial V_g} \right)_{V_d=cst} \quad \text{(II-144)}$$

II.12) Modélisation de GaAs MESFET RF sous l'effet de la lumière

II.12-a) Circuit électrique

Le circuit électrique comporte:

- ✓ Une résistance d'adaptation en entrée RG placée entre grille et source
- ✓ Le transistor sous test
- ✓ Une résistance au drain RD.
- ✓ Une résistance de source Rs
- ✓ Une capacité de découplage de l'alimentation Cs.

Le schéma du circuit électrique est représenté sur la **figure II.9**.

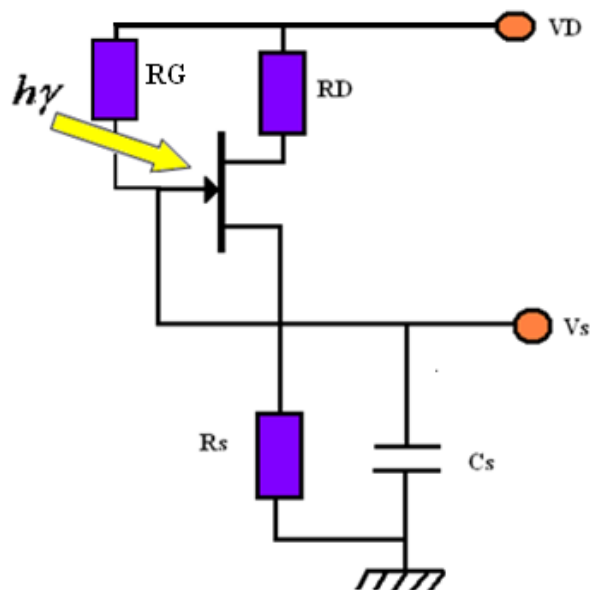


Figure II-9: Circuit électrique équivalent du MESFET GaAs sous la lumière.

II.12-b) Circuit électrique équivalent du MESFET GaAs (OPFET).

La topologie du circuit équivalent du transistor à modéliser est une topologie classique du transistor à effet de champ optique. Le schéma équivalent du transistor est représenté sur la figure II-10 qui est constitué des éléments suivants:

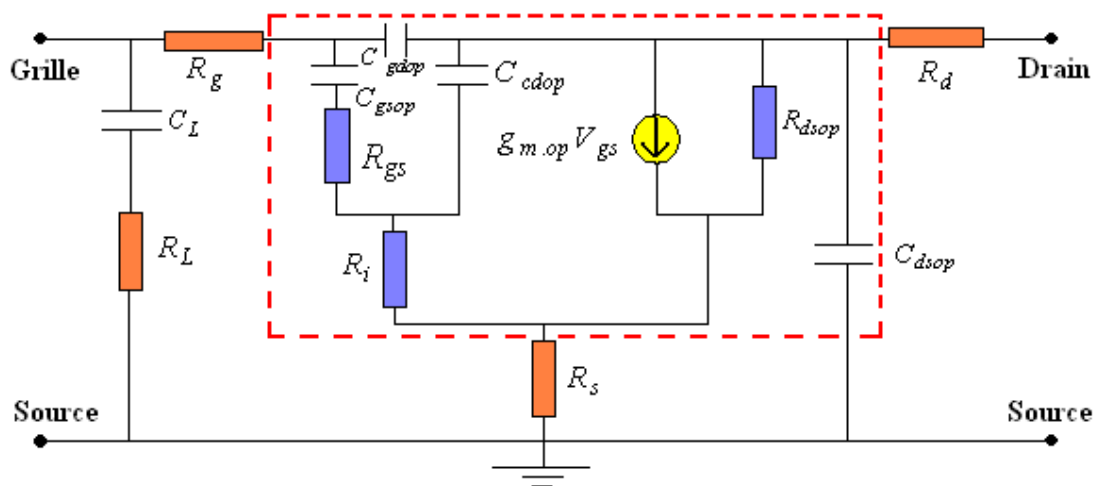


Figure II-10: Circuit équivalent du MESFET (OPFET) [36]

Dans cette figure, les éléments du circuit ont leurs origine entrent dans le comportement physique du dispositif dans les régimes statiques et dynamiques.

En régime dynamique, R_g est la résistance du contact de grille, R_L et C_L sont la résistance et la capacité dynamique intrinsèque équivalente au borne de la grille ("pad"), respectivement [36]. Plusieurs autres effets résistifs et capacitifs du circuit sont identifiées l'état d'incidence du faisceau optique. Sélectionner le paramètre $C_{gs.op}$ qui représente la capacité entre la grille et la source et $C_{gd.op}$ la capacité entre la grille et le drain. Le processus d'accumulation de charges et le transfert ultérieur dans le chemin canal-drain apparaît comme la capacité $C_{dc.op}$, qu'en appelle la capacité du canal, il existe aussi la capacité entre le drain et la source nommé $C_{ds.op}$, et la résistance dynamique entre ces deux bornes $R_{ds.op}$, ce qui démontre l'effet de la différence de potentiel entre eux sur le courant de drain.

II.13) Les propriétés dynamiques du transistor MESFET GaAs

Comme le montre la figure (II-11), l'analyse en coupe de la structure du transistor à effet de champ permet de faire apparaître les éléments localisés d'un schéma équivalent électrique simple en petit signal. Nous pouvons alors à présent faire la description de chaque élément associé au schéma équivalent.

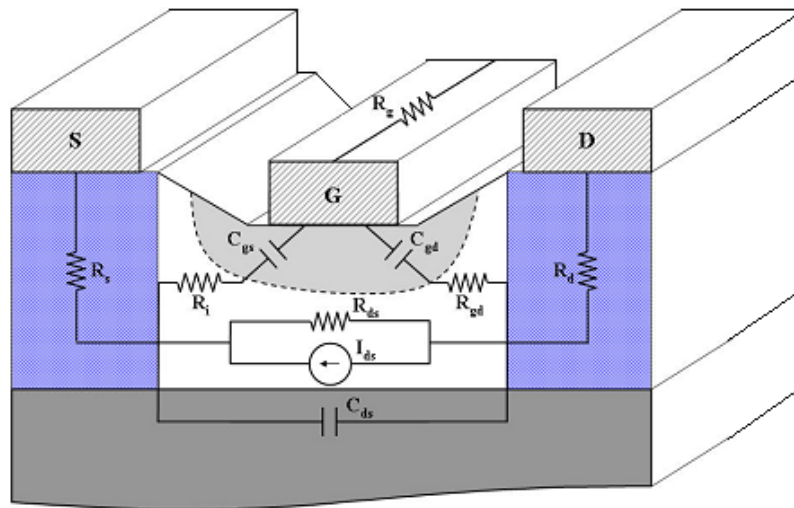


Figure II-11. Origine physique du schéma équivalent d'un transistor à effet de champ

II.14) Eléments associés au schéma équivalent

Le schéma électrique équivalent petit signal possède des éléments qui peuvent être classés selon deux types: ceux qui sont intrinsèquement liés au transistor et en particulier au point de polarisation, et ceux qui appartiennent à la partie extrinsèque du transistor, considérés alors comme des éléments parasites.

A l'aide de la **figure II-10**, nous pouvons mettre en évidence l'origine physique de chaque élément du schéma équivalent.

II.14-a) Les éléments extrinsèques

Ces éléments sont des éléments parasites et sont indépendants de la polarisation et de la fréquence:

- L_g , L_s , L_d sont des inductances parasites dues aux métallisations d'accès,
- R_g est une résistance qui résulte de la métallisation de la grille,

- R_s et R_d représentent les résistances d'accès aux composants intrinsèques. Elles sont liées à la fois aux contacts ohmiques de source et de drain, ainsi qu'à la résistance du semiconducteur situé entre le contact et le canal situé sous la grille.

R_L et C_L est égale aux résistances et capacités dynamique (Pad), (L_g, L_d) et (C_{pg}, C_{pd}).

II.14-b) Les éléments intrinsèques

Pour un point de fonctionnement donné, les paramètres Y sont obtenus à partir de l'analyse de Fourier du dispositif à réponse transitoire aux perturbations de l'étape de tension à l'électrode de drain et de grille.

La **figure II-12** montre le circuit équivalent petit signal du FET intrinsèque, Pour un point de polarisation donné, les éléments de ce circuit équivalent intrinsèque peuvent être obtenus à partir du paramètre Y complexe correspondant à ce point. Ces éléments sont indépendants de la fréquence mais sont dépendants du point de polarisation :

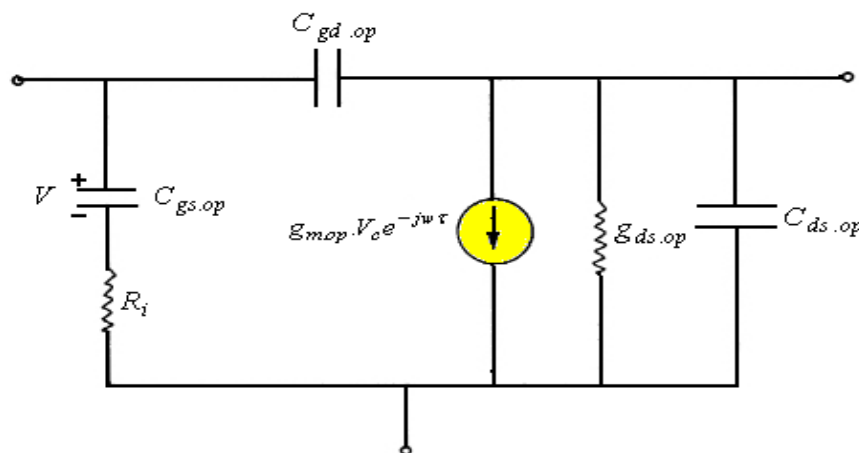


Figure II-12: Circuit du MESFET intrinsèque.

- $C_{ds.op}$ Permet de tenir compte des effets capacitifs entre les électrodes de source et de drain,
- $C_{gs.op}$ et $C_{gd.op}$ représentent les capacités induites (côté source et côté drain) par les variations de la charge accumulée dans la zone dépeuplée du canal, et engendrées par la commande en tension de la grille,

- R_i est la résistance du canal.

D'autres paramètres interviennent également au niveau du schéma équivalent:

- La transconductance optique $g_{m.op}$ rend compte de la variation du courant de drain, autour du point de polarisation, en fonction de la tension de grille donc elle correspond au mécanisme de contrôle du courant dans le canal par la tension de grille. Elle traduit donc l'effet fondamental d'amplification. Son expression est:

$$g_{m.op} = \left. \frac{\partial I_{ds.op}}{\partial V_{gs}} \right|_{V_{ds}=Constante} \quad \text{(II-145)}$$

- τ est le temps de transit des électrons dans le canal ; il traduit le temps de réponse de la transconductance à une variation de la tension de grille et est à l'origine du déphasage entre $I_{ds.op}$ et V_{gs} .

- La conductance optique $g_{d.op}$ exprime la variation du courant de drain en fonction de la tension à ses bornes elle traduit les effets d'injection des électrons dans le canal sous influence d'une tension V_{gs} constante. Son expression est :

$$g_{d.op} = \left. \frac{\partial I_{ds.op}}{\partial V_{ds}} \right|_{V_{gs}=Constante} \quad \text{(II-146)}$$

Le courant total de drain qui caractérise le fonctionnement du transistor s'écrit alors :

$$i_{d.op}(t) = g_{m.op} \cdot v_g(t - \tau) + g_d \cdot v_d(t) \quad \text{(II-147)}$$

II.15) Paramètres de performance des transistors

Cette section décrit comment le circuit intrinsèque qui est montré sur la figure (II-12) est exprimé en termes de paramètres Y . Se rappeler que le circuit intrinsèque est le dispositif MESFET à l'exclusion des éléments parasites. Les éléments de circuit équivalent peuvent être exprimés en termes des paramètres Y . La figure (II-13) montre une représentation des paramètres Y de réseau de trois ports avec un port (la source) étant commun à l'entrée et à la sortie. Dans la figure, le Y_{11} et le Y_{22} représentent des admittances de shunt, et Y_{12} et Y_{21} représentent une source de

courant commandé par tension. On peut écrire les équations suivantes qui décrivent le réseau des paramètres Y :

$$\begin{aligned} I_1 &= Y_{11}V_1 + Y_{12}V_2 \\ I_2 &= Y_{21}V_1 + Y_{22}V_2 \end{aligned} \quad \text{(II-148)}$$

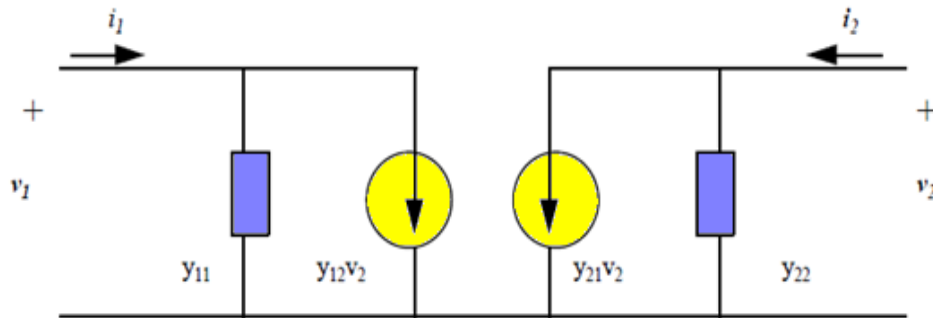


Figure II-13: Réseau des paramètres Y

L'étape suivante consiste à déterminer la matrice admittance du composant intrinsèque $[Y]_{int}$. La connaissance ainsi déduite de la matrice admittance $[Y]_{int}$ qui permet alors de remonter jusqu'aux valeurs des éléments du composant intrinsèque, puisque ces éléments sont liés à $[Y]_{int}$ par les relations suivantes:

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} \quad \text{(II-149)}$$

Les valeurs des différents paramètres peuvent être obtenues dans le cas sombre, en supposant $P_{opt} = 0W / m^2$.

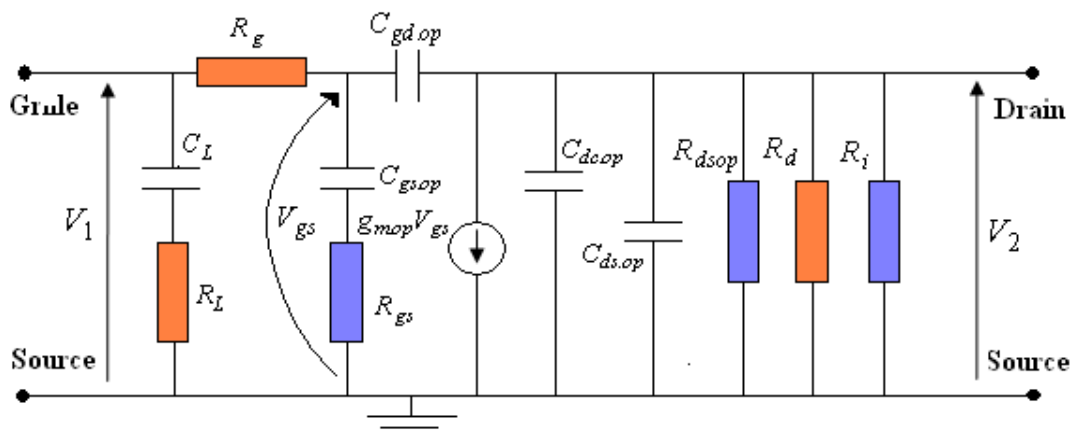


Figure II-15: Modèle simplifié de circuit définissant les paramètres Y du transistor.

D'après la **Figure II-15**, les équations sont déterminées par rapport au courants I_1 et

I_{R_g} (courant sur la résistance R_g) et I_2

I_1 est le courant d'entrée sur la résistance R_g .

I_2 est le courant de sortie.

Donc:

$$I_1 = \frac{V_1}{R_L + 1/i\omega C_L} + \frac{V_1 - V_{gs}}{R_g} \quad (\text{II-150})$$

Le courant I_{R_g} sera la différence de potentiel entre V_1 et V_{gs} divisé par la résistance du contact de grille. Par conséquent, le modèle de circuit d'entrée est s'écrit:

$$\frac{V_{gs} - V_1}{R_g} + \frac{V_{gs}}{R_{gs} + 1/i\omega C_{gs.op}} + \frac{V_{gs} - V_2}{1/i\omega C_{gd.op}} = 0 \quad (\text{II-151})$$

D'où on peut obtenir la valeur de V_{gs} décrites par:

$$V_{gs} = \frac{V_1}{\left\{ 1 + \frac{i\omega C_{gs.op} R_g}{1 + i\omega C_{gs.op} R_{gs}} + i\omega C_{gd.op} R_g \right\}} + \frac{i\omega C_{gd.op} V_2}{\left\{ \frac{1}{R_g} + \frac{i\omega C_{gs.op}}{1 + i\omega C_{gs.op} R_{gs}} + i\omega C_{gd.op} \right\}} \quad (\text{II-152})$$

Maintenant, nous obtenons le courant I_2 , qui influe la capacité $C_{eq.op}$ qui représente la somme des capacités $C_{dc.op}$ et $C_{ds.op}$ est déjà étudiés par ailleurs dans ce développement.

Le paramètre $R_{eq.op}$ est la résistance équivalente des résistances parallèles obtenus impliquant $R_{ds.op}$ et R_i .

Donc:

$$G_{eq.op} = \frac{1}{R_{ds.op}} + \frac{1}{R_i} \quad (\text{II-153})$$

$$R_{eq.op} = \frac{1}{G_{eq.op}} \quad (\text{II-154})$$

Ainsi ;

$$I_2 = \frac{V_2}{R_{eq.op}} + \frac{V_2}{1/i\omega C_{eq.op}} + g_{m.op} V_{gs} + \frac{V_2 - V_{gs}}{1/i\omega C_{gd.op}} \quad (\text{II-155})$$

En substituant (II-152) dans (II-150) , nous avons:

$$I_1 = \left\{ \frac{i\omega C_L}{1 + i\omega C_L R_L} + \frac{1}{R_g} - \left[R_g \left(1 + \frac{i\omega C_{gs.op} R_g}{1 + i\omega C_{gs.op} R_{gs}} + i\omega C_{gd.op} R_g \right) \right]^{-1} \right\} V_1 -$$

$$- i\omega C_{gd.op} \left(1 + \frac{i\omega C_{gs.op} R_g}{1 + i\omega C_{gs.op} R_{gs}} + i\omega C_{gd.op} R_g \right)^{-1} V_2 \quad (\text{II-156})$$

De (II-156), et conformément avec (II-148), les paramètres Y_{11} et Y_{22} sont obtenus pour faciliter la représentation des équations D appelées résultats d'exploitation.

$$D = 1 + \frac{i\omega C_{gs.op} R_g}{1 + i\omega C_{gs.op} R_{gs}} + i\omega C_{gd.op} R_g \quad (\text{II-157})$$

Ainsi, les paramètres mentionnés sont les suivants:

$$Y_{11} = \frac{1}{R_g} \left(1 - \frac{1}{D} \right) + \frac{i\omega C_L}{1 + i\omega C_L R_L} \quad (\text{II-158})$$

$$Y_{12} = - \frac{i\omega C_{gd.op}}{D} \quad (\text{II-159})$$

De même, les paramètres restant se trouvent dans (II-155) et (II-152), ce qui entraîne les chutes de tensions.

$$I_2 = \left\{ \frac{1}{R_{eq.op}} + i\omega (C_{eq.op} + C_{gd.op}) \right\} V_2 + (g_{m.op} - i\omega C_{gd.op}) \times$$

$$\left\{ \frac{V_1}{D} + \frac{i\omega C_{gd.op}}{D(1/R_g)} V_2 \right\} \quad (\text{II-160})$$

Ainsi :

$$Y_{21} = \frac{(g_{m.op} - i\omega C_{gd.op})}{D} \quad \text{(II-161)}$$

$$Y_{22} = \left\{ \frac{1}{R_{eq.op}} + i\omega(C_{eq.op} + C_{gd.op}) + \frac{(g_{m.op} - i\omega C_{gd.op})i\omega C_{gd.op}}{D(1/R_g)} \right\} \quad \text{(II-162)}$$

Suite à des procédures standard [54], nous allons analyser l'influence de l'intensité de la lumière incidente sur le MESFET GaAs, à partir de l'équation (II-148) mise au point en tenant compte de la tension aux bornes de l'impédance de charge R_d ou son équivalent et l'admittance Y_D insérés au niveau des bornes de sortie. La combinaison de la relation entre I_2 et V_2 et Y_D dans (II-148) nous donne:

$$I_2 = -Y_D V_2 = Y_{21} V_1 + Y_{22} V_2 \quad \text{(II-163)}$$

D'où en fait sortir le gain en tension de la relation entre V_1 et V_2 .

Les résultats sont les suivants:

$$V_2 = \frac{Y_{21} V_1}{Y_{22} + Y_D} \quad \text{(II-164)}$$

L'expression de gain en tension peut se simplifier de la manière suivante:

$$G_v = \frac{V_2}{V_1} = - \frac{Y_{21}}{Y_{22} + Y_D} \quad \text{(II-165)}$$

Nous n'observons que ce gain de cette tension se rapportant au signal de sortie à la borne d'entrée qui en résulte. Donc, ne prennent pas en compte l'impédance interne de la source d'excitation et leur variations avec la fréquence il est associée seulement avec les éléments qui décrivent le modèle du transistor. Nous avons opté pour cette forme d'analyse de vérifier la performance de l'élément actif, avec ou sans faisceau optique appliquée.

III.1) Introduction

Pour mettre en évidence les avantages et les inconvénients des diverses équations et formules analytiques du chapitre II, Ce chapitre présente les résultats de simulation des propriétés statiques et dynamiques du transistor MESFET GaAs (OPFET) que donne celle-ci. Pour cet effet, nous avons mis au point un logiciel de simulation. Cette présentation est effectuée par une interprétation des résultats obtenus avec une comparaison entre les résultats du modèle à l'état d'éclairage (l'effet optique) et ceux à l'état sombre (sans l'existence de la lumière), pour les caractéristiques statiques du courant-tension ($I-V$) en décrivant avec précision les logiciels que nous avons mis au point pour cet effet.....

III.2) Logiciel de simulation

Le logiciel de simulation qui est conçu et réalisé en MATLAB 7 est une application directe des formules et expressions établies au chapitre II. Les résultats numériques obtenus sont regroupés dans des fichiers, puis utilisés pour tracer les différentes courbes.

Ce logiciel est interactif avec l'utilisateur, il est composé de deux parties:

Dans la première partie de ce logiciel, nous déterminons à partir des équations obtenues lors de la détermination du comportement des phototransistors à effet de champ.

- ❖ La variation de taux de génération optique G_{opt} avec la densité de puissance optique P_{opt} ;
- ❖ La variation de la durée de vie des porteurs minoritaires, τ_L en fonction de la densité de puissance optique P_{opt} ;
- ❖ La variation de la photo tension V_{op} développée au niveau du contact Schottky avec la densité de puissance optique P_{opt} ;
- ❖ La variation de la transconductance $g_{m.op}$ et la résistance optique $R_{ds.op}$ en fonction de la puissance optique incidente P_{opt} .

Dans la deuxième partie de ce logiciel, nous déterminons à partir des équations obtenues lors de la détermination des caractéristiques du courant de drain en fonction des tensions de polarisations et des paramètres physiques et géométriques du composant et l'évolution du potentiel et du champ électrique.

- ❖ La vitesse et la mobilité des électrons en fonction du champ électrique;
- ❖ Le courant de drain $I_{ds.op}$ et sa variation avec V_d et V_g au régime linéaire et saturé;
- ❖ L'effet des résistances parasites sur les caractéristiques $I-V$;
- ❖ L'effet de la mobilité sur les caractéristiques $I-V$;
- ❖ L'effet des paramètres physiques et géométriques (L, Z, N_D, a) sur les caractéristiques $I-V$;
- ❖ La transconductance optique $g_{d.op}$ et la conductance optique $g_{m.op}$ et ses variations avec les tensions de polarisation $(V_d$ et $V_g)$.
- ❖ Les caractéristiques capacités tension $C-V$ dans les différents régimes de fonctionnement du transistor.
- ❖ Les variations du potentiel et du champ électrique dans le canal conducteur avec les différents régimes de fonctionnement.
- ❖ Les variations du potentiel bas en fonction de la longueur normalisée (x/L_g) et ses variations avec la polarisation V_d et les paramètres physiques et géométriques (N_D, a)
- ❖ La variation de la tension de seuil V_{th} avec la longueur du canal (Lg) pour différentes valeurs de P_{opt} ;
- ❖ Les variations de la fréquence de coupure « f_C » en fonction de la tension de grille-source et en fonction de la densité de puissance optique P_{opt} ;
- ❖ La variation des paramètres $[Y_{ij}]$ normalisés en fonction de la fréquence.

Chaque élément est alors calculé pour toute une série de tension de polarisation de grille et de drain.

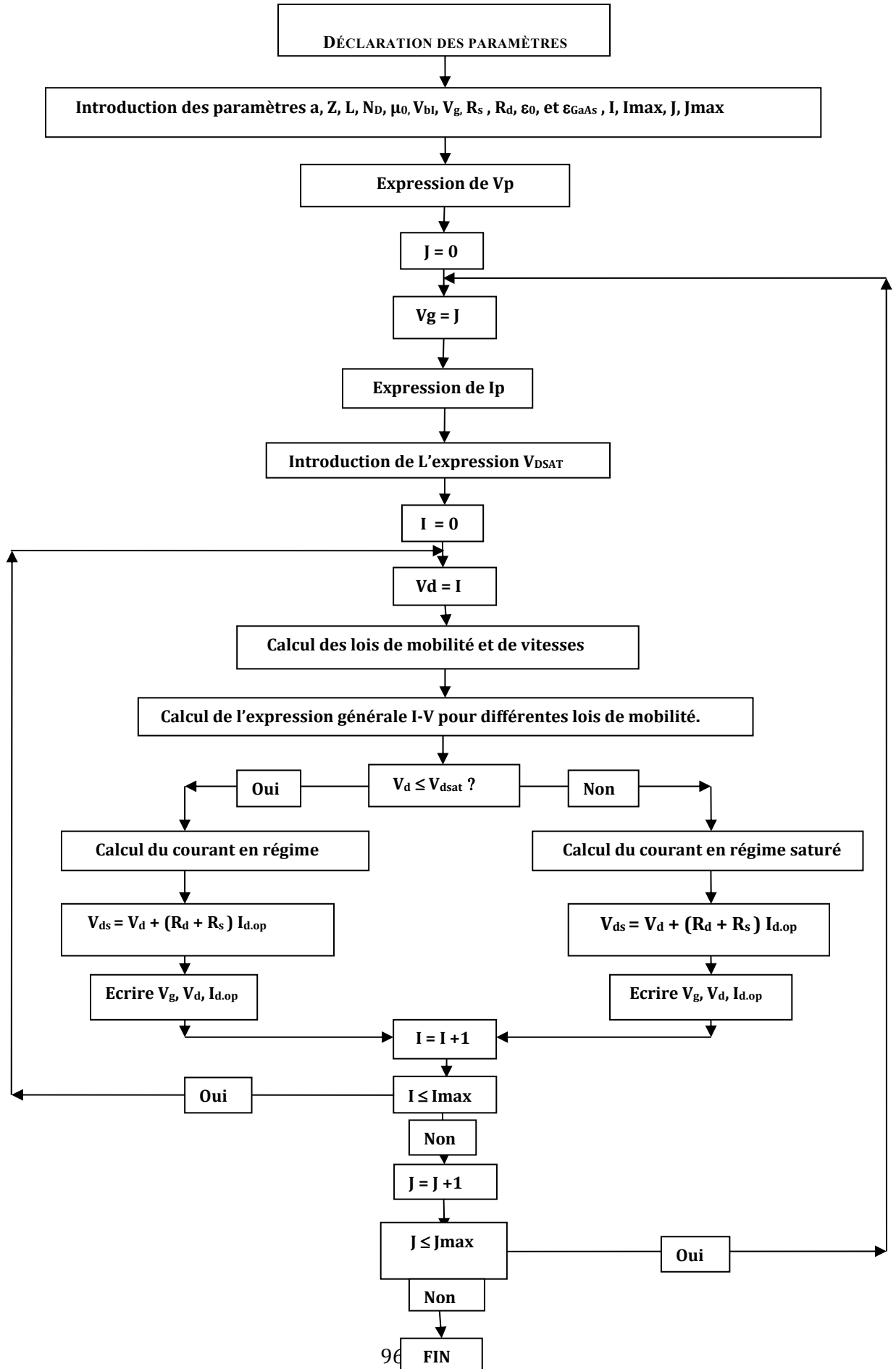


Figure III -1 : Organigramme de calcul des caractéristiques statique I-V

Les résultats de simulation obtenus sont regroupés et stockés dans des fichiers puis utilisés à l'aide du logiciel Matlab7, pour tracer les différentes séries de courbes.

III.3) Comportement des photodétecteurs

Les paramètres typique de simulation d'un OPFET utilisé expérimentalement [55].est représentés dans le tableau III-1 :

Paramètres	Valeurs
Coefficient d'absorption α	$10^6 / \text{m}$
La durée de vie des porteurs minoritaires, τ_l	10^{-8}s
La durée de vie des porteurs minoritaires en équilibre τ_p	10^{-8}s
Concentration en porteurs intrinsèque, n_i	$1.79 \times 10^{12} \text{ A / m}$
Puissance optique incidente, P_{opt}	$0.1, 0.2, 0.5 \text{ W/m}^2$
Coefficient de réflexion à l'entrée, R_m	$10\% \text{ of Pop}$
Coefficient de réflexion à contact métallique, R_s	$10\% \text{ of Pop}$
Built-in voltage de grille Schottky, V_{bi}	0.85 v
Température, T	300 K
Mobilité de l'électron μ_n	$8500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$
Vitesse des porteurs v_s	$0.9 \times 10^7 \text{ cm/s}$
Champ de saturation ES	3 kV/cm
La permittivité $\epsilon_0 \cdot \epsilon_r$	$1.1 \times 10^{-12} \text{ F/cm}$
Densité de courant de saturation J_s	0.1826 mA/m^2
Facteurs qui dépend de la semi-conducteur n	1.4
La longueur d'onde optique incidente	$0.8 \mu\text{m}$

Tableau III-1 : Paramètres de simulation des phototransistors MESFET GaAs.

III.3.1) L'excitation du phototransistor à effet de champ

Sur la **figure III-2**, il est possible d'observer le développement de la relation (II-9), Les porteurs générés en excès dans la région en dessous de la grille de GaAs affecte la durée de vie des porteurs minoritaires qui diminue au fur et à mesure que la densité de puissance optiques incidente P_{opt} , augmente. C'est parce que le processus de transfert entre la bande de valence et la bande de conduction se produit en moins de temps c'est-à-dire que le libre parcours moyen diminue et donc la durée de vie des porteurs minoritaires diminue. Cette information est d'importance car il va y avoir des effets sur la réponse en fréquence du composant.

La **figure III-3** présente l'augmentation de taux de génération optique G_{opt} avec l'augmentation de la densité de puissance optique incidente P_{opt} en raison de la réduction de la durée de vie des porteurs minoritaires, ce qui limite l'excès de photo génération sous un éclairage intense.

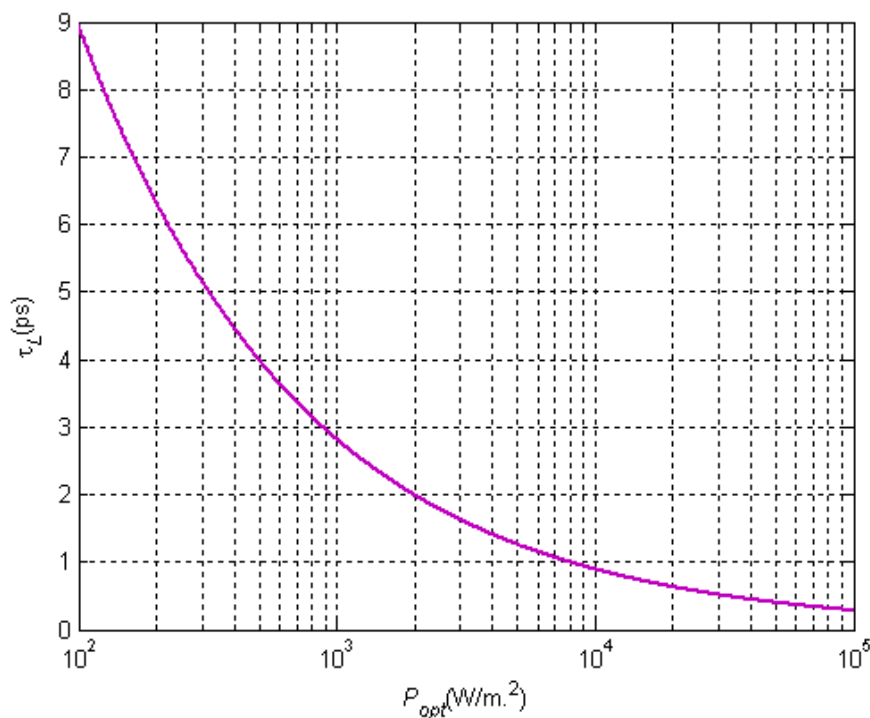


Figure III-2: La variation de la durée de vie des porteurs minoritaires, τ_L en fonction de la densité de puissance optique P_{opt} , pour le **MESFET2**.

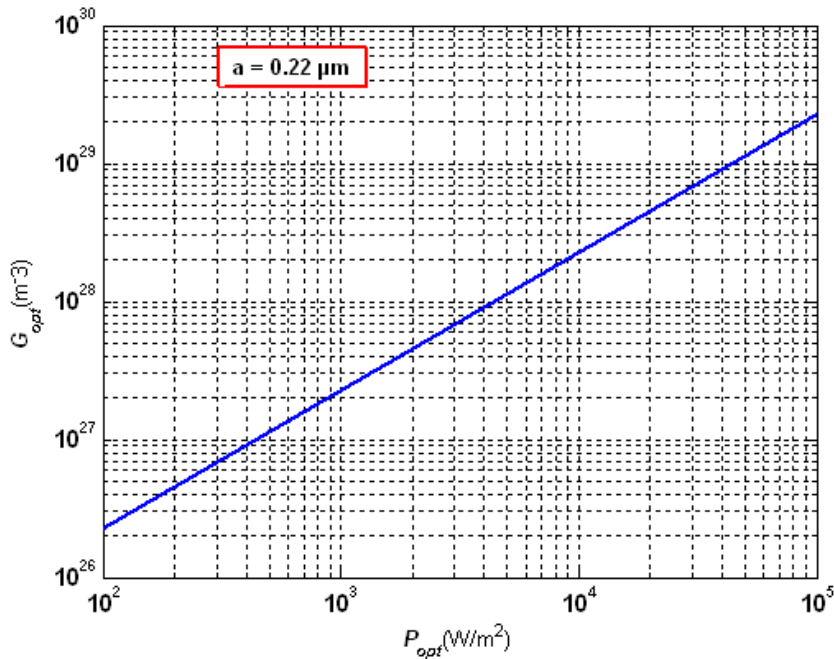


Figure III-3: La variation de taux de génération optique G_{opt} avec la densité de puissance optique P_{opt} pour le **MESFET2**.

La **figure III-4** illustre bien La phototension développée à la jonction grille-Schottky V_{op} qui augmente avec l'augmentation de la densité de puissance optique incidente P_{opt} . La recombinaison de surface n'a pas été prise en compte $R = 0$.

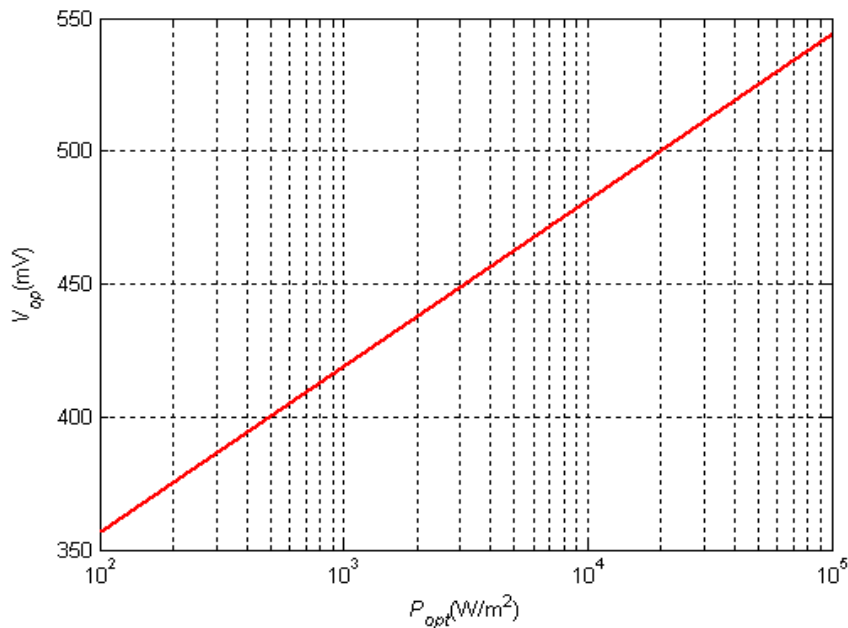


Figure III-4: La variation de la phototension V_{op} développée au niveau du contact Schottky avec la densité de puissance optique P_{opt} pour le **MESFET2**.

Sur la **figure III-5** On voit clairement que la transconductance $g_{m,op}$ augmente avec l'augmentation de la puissance optique incidente P_{opt} et tend finalement à saturer à des valeurs plus élevées de P_{opt} , Nous constatons aussi que la transconductance diminue avec l'augmentation de la tension inverse grille-source V_{gs} .

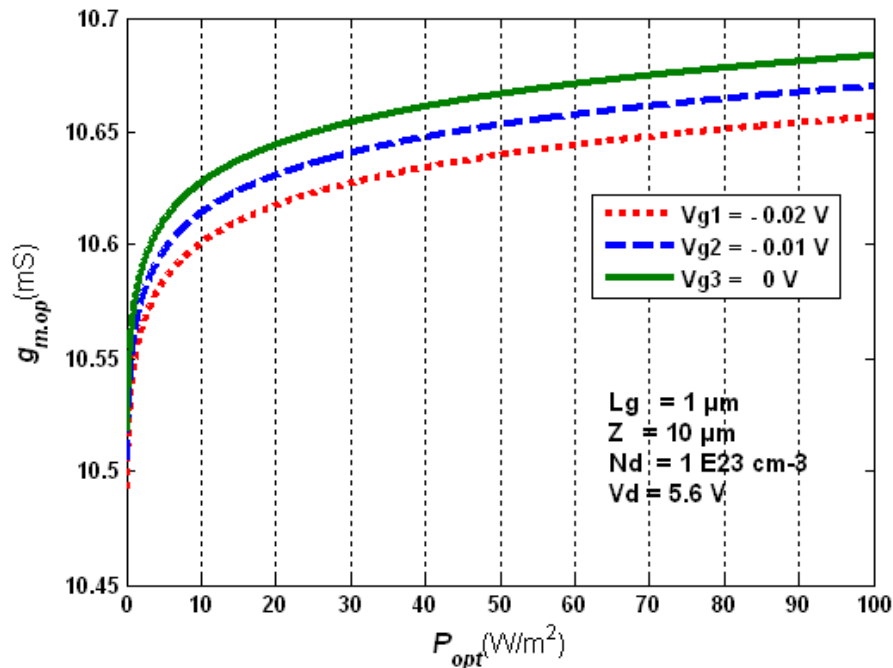


Figure III-5: Variation de la transconductance optique en fonction de la puissance optique incidente P_{opt} .

La **figure III-6** illustre bien le comportement de la résistance $R_{ds,op}$ pour le MESFET GaAs en fonction de la tension V_{gs} , dans les conditions d'éclairage et d'obscurité, on voit clairement que la résistance diminue avec l'augmentation des valeurs de polarisation V_{gs} ce qui explique la diminution de la hauteur de la barrière Schottky résultant de l'écart de paires électron-trou en excès qui module sa conductivité. La phototension V_{op} développée à travers la barrière de Schottky réduit la largeur de la zone de charge d'espace autant que la conductance du canal augmente dans les conditions d'éclairage, ce qui entraîne un grand changement dans le courant de drain. Toutefois, dans le MESFET GaAs la recombinaison de surface tend à réduire cet effet.

Sur **La figure III-7** on montre les variations du courant de drain $I_{ds.op}$ et la résistance drain-source $R_{ds.op}$, en fonction de la densité de puissance optique incidente P_{opt} , sans recombinaison en surface $R = 0$. On peut voir sur la figure qu'avec l'augmentation de la valeur de P_{opt} , le courant de drain augmente alors que la résistance drain-source diminue. L'augmentation de la valeur de la phototension V_{op} et le nombre des électrons en excès dans le canal pour les valeurs plus élevées de P_{opt} sont responsables de ces variations. La relation entre le courant et la tension du phototransistor, étant donné les effets photoconducteur ou photovoltaïque, détermine la résistance $R_{ds.op}$ entre les bornes de drain et de source du transistor MESFET sous l'illumination. L'effet photoconducteur se manifeste dans l'évolution de la conductivité du matériau due au rayonnement incident. L'énergie de rayonnement provoque la rupture des liaisons covalentes dans le matériau semiconducteur, et créer ainsi des lacunes dans la couche d'appauvrissement paires électrons-trous [31]. L'augmentation résultante des porteurs de courant diminue la résistance du matériau.

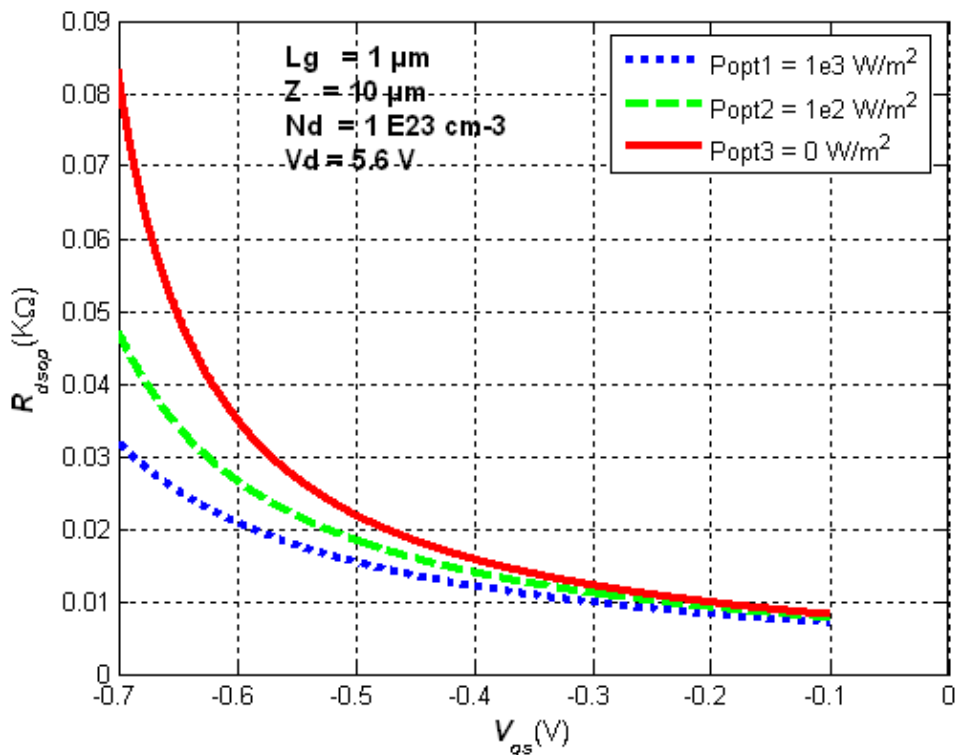


Figure III-6: La variation de la résistance drain source $R_{ds.op}$ avec la tension grille source V_{gs} à l'état sombre et sous l'illumination.

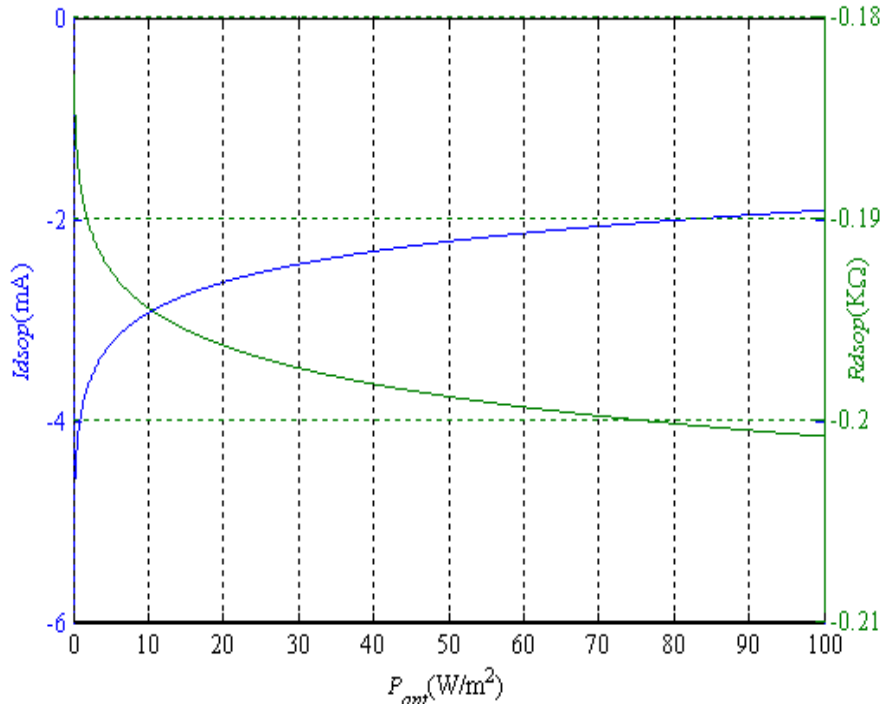


Figure III-7: Variation du courant $I_{ds,op}$ et du résistance $R_{ds,op}$ pour des valeurs élevées de la densité de puissance optique incidente P_{opt} .

III.4) Loi de mobilité et vitesse des porteurs

La mobilité est le point crucial de la simulation. Nous avons déjà vu que deux approches étaient possibles, soit μ_n dépend de l'énergie des porteurs libres, soit μ_n est une fonction du champ électrique. Comme l'énergie des électrons est une fonction monotone qui croît avec le champ électrique, les deux descriptions sont compatibles pour beaucoup d'applications.

En ce qui concerne l'arséniure de galium, nous avons représenté sur la **figure (III-8.a)** la mobilité des électrons en fonction du champ électrique qui montre que la mobilité des porteurs diminue avec l'augmentation du champ électrique. Lorsque ce dernier devient important les interactions avec les vibrations de réseau, les phonons, entraînent une diminution de la mobilité des porteurs. Pour un même champ électrique, la valeur de la mobilité μ_2 est supérieure à celle de la mobilité μ_1 .

La **figure (III-8.b)** montre la variation de la vitesse des électrons avec le champ électrique. Nous constatons que la vitesse v_1 augmente avec l'augmentation du champ

électrique jusqu'à la vitesse limite, pour la loi de vitesse v_2 il existe un maximum, suivi d'une pente négative.

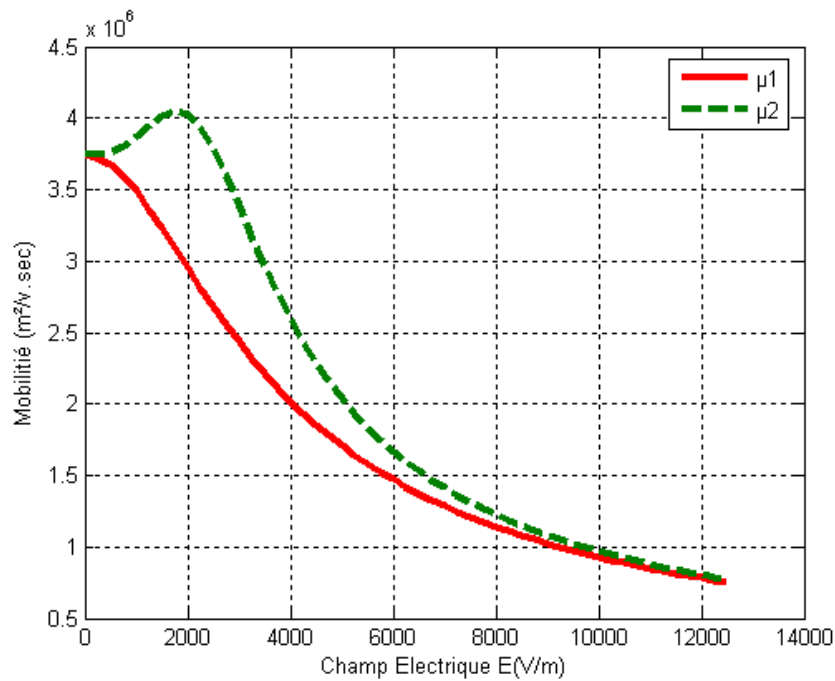


Figure III-8.a: Mobilités des électrons dans l'AsGa en fonction du champ électrique.

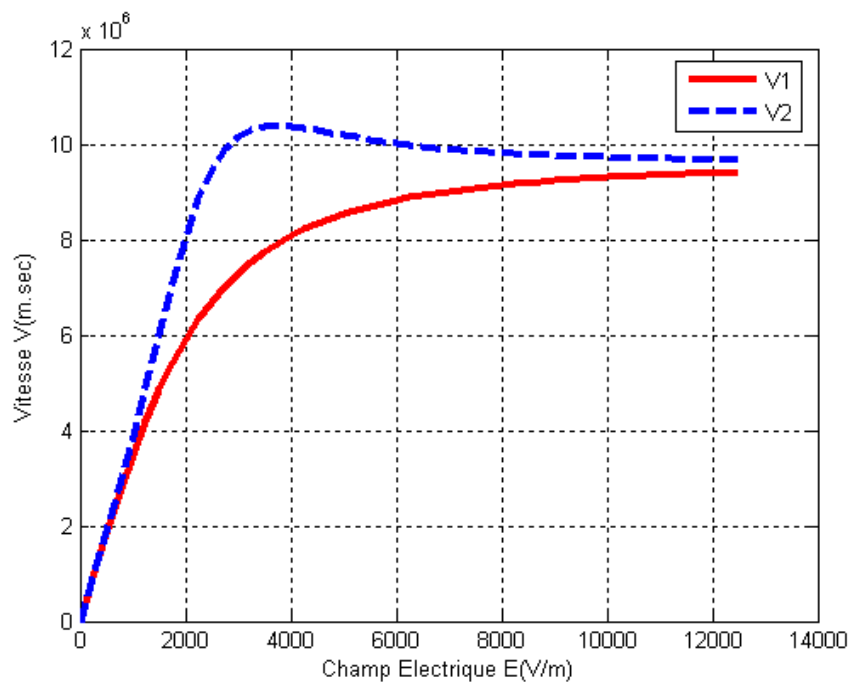


Figure III-8.b: Vitesses de déplacement des électrons en fonction du champ électrique dans l'AsGa

III.5) Caractéristiques statiques (I-V)

Pour le calcul numérique du courant de drain en fonction des tensions de polarisation on dispose aux expressions établies dans le chapitre II. L'organigramme de calcul est schématisé sur la **figure III-1**. On utilise les paramètres des transistors donnés dans le **tableau III-1**.

Les caractéristiques des échantillons d'étude sont regroupées dans le **Tableau III-1**.

MESFET	L (μm)	a (μm)	Z (μm)	Nd (Cm^{-3})	$\mu_0(\text{Cm}^2/\text{V.s})$	V_s (m/s)
1	1	0,16	300	$2 \cdot 10^{17}$	3740	$3,6 \cdot 10^5$
2	1	0.22	360	$5.8 \cdot 10^{16}$	3700	$7,1 \cdot 10^5$
MESFET	V_{bi} (V)	V_P (V)	R_s (Ω)	R_d (Ω)	R_P (Ω)	
1	0.80	1.95	4,0	3,6	2000	
2	0.77	1.93	3,3	2,9	1000	

Tableau III-1: Paramètres géométriques et technologiques des transistors « MESFET1 » et « MESFET 2 ».

La **figure (III-9)** présente les caractéristiques statiques ($I-V$) de l'échantillon pour différentes valeurs de la tension de grille V_g , le courant de drain augmente linéairement avec V_d c'est le régime linéaire puis sous linéairement à une valeur limite où il devient le courant constant c'est le régime de saturation dans le cadre de l'hypothèse de la mobilité constante, même si la tension de drain est encore augmentée. Nous constatons aussi que le courant électrique I_{ds} augmente avec l'augmentation des valeurs de polarisation V_g .

Les **figures (III-9.a), (III-9.b)** montrent la variation du courant de drain $I_{ds.op}$ avec la tension appliquée de drain V_d pour différentes valeurs de tension de grille V_g aux conditions d'éclairage et d'obscurité ($P_{opt} = 0,2W/m^2, 0W/m^2$). Nous remarquons que le courant de drain à l'état d'éclairage est plus élevé que à l'état sombre, et que l'écart entre les caractéristiques du courant pour les deux composants MESFET1 et MESFET2 croît avec la diminution de la hauteur de la barrière du potentiel ce qui réduit la zone de charge d'espace et faire augmenté le courant de drain. Nous observons aussi d'après les deux figures que le point de pincement de la caractéristique du MESFET2 se déplace vers la source lorsque V_d augmente par rapport à la caractéristique du MESFET1 cela et dû à la largeur du canal active a du MESFET2 qui est supérieur à celle du composant MESFET1 selon l'expression de la tension de pincement **(II-115)** .et que la valeur du courant de drain du composant MESFET1 pour une tension de grille $V_g = 0V$ est supérieur à celle du courant de drain du MESFET2 cela et dû à la densité des atomes donneurs qui est supérieur dans le MESFET1 que dans le MESFET2.

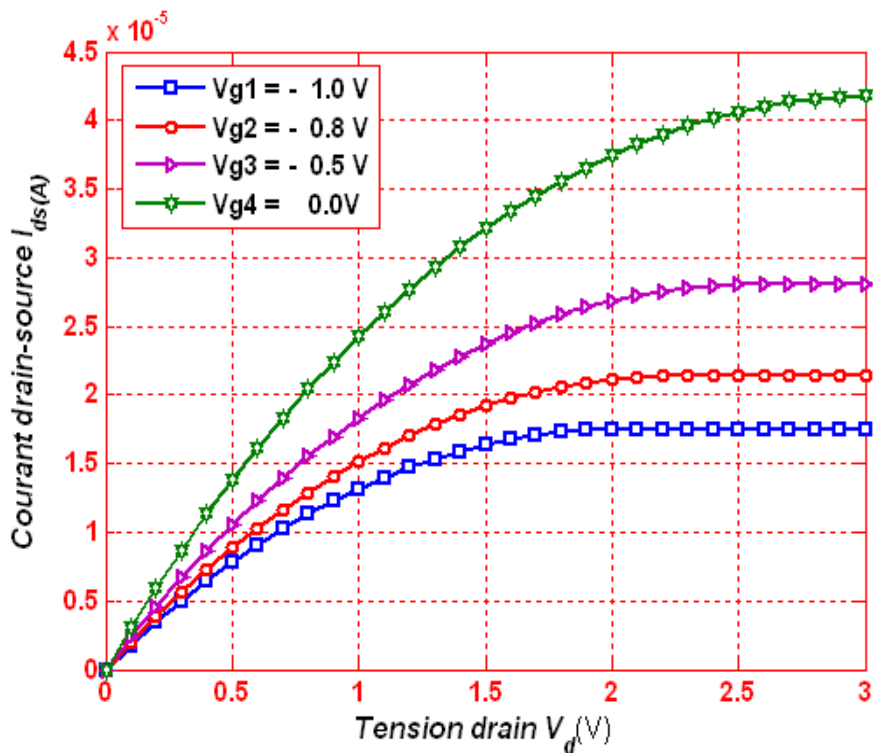
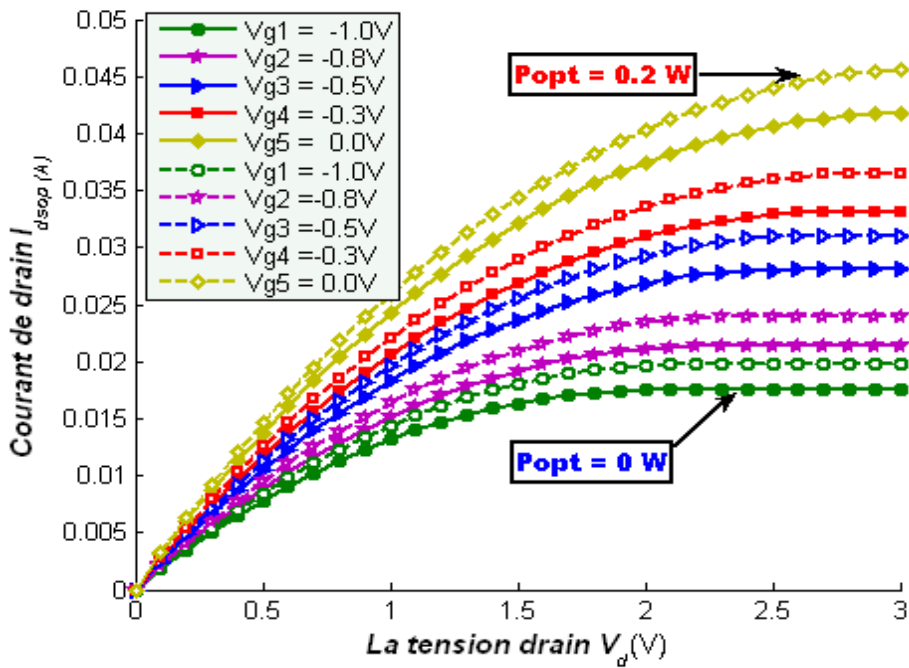
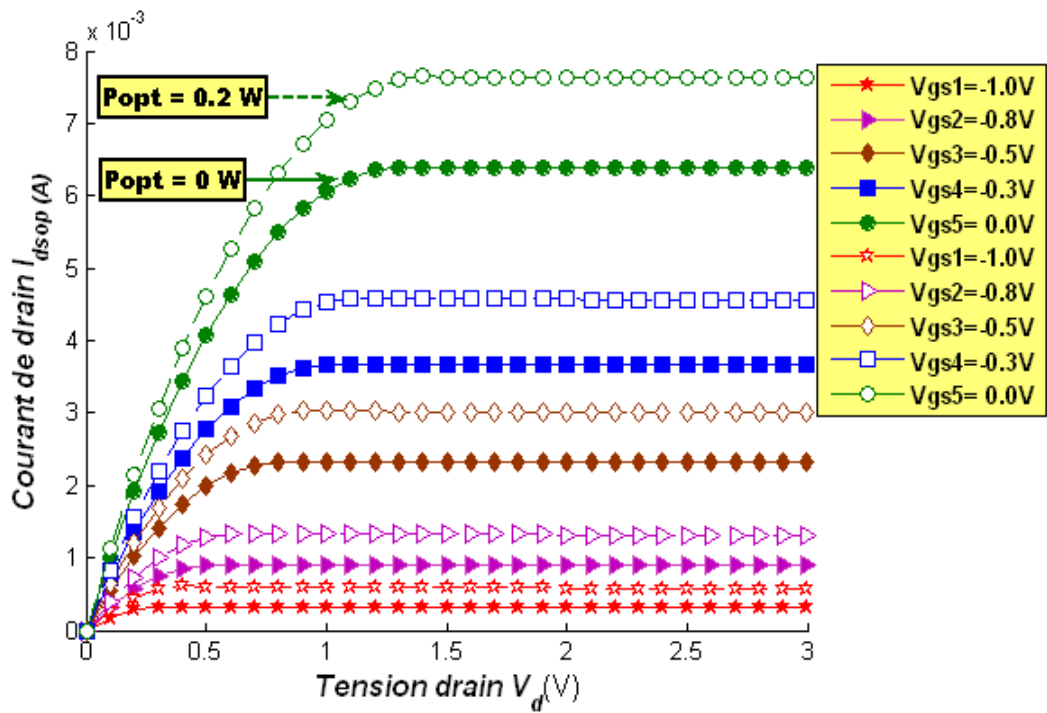


Figure III-9 Variation du courant de drain I_{ds} en fonction de la tension de drain V_d pour différentes valeurs de V_g obtenues pour le **MESFET1**.



La Figure (III-9.a) Variation du courant de drain $I_{ds,op}$ en fonction de la tension de drain V_d pour différentes valeurs de V_g pour le MESFET 1.



La Figure (III-9.b) Variation du courant de drain $I_{ds,op}$ en fonction de la tension de drain V_d pour différentes valeurs de V_g obtenues pour le transistor pour le MESFET2

III.5.1) Influence de la mobilité des porteurs sur les caractéristiques I-V

Les effets des pièges et des défauts cristallins sont particulièrement nombreux et difficiles à les contrôler dans un matériau comme le GaAs, l'interface couche active-substrat semi isolant induit des défauts par la rupture de la périodicité. Ces défauts peuvent diminuer la mobilité des porteurs dans le canal. Généralement la loi de la variation de la mobilité avec le champ électrique varie d'un matériau à un autre en fonction de la nature de la structure de bandes du semiconducteur.

Les **figures (III-10.a) (III-10.b) (III-10.c)** présentent les caractéristiques statiques ($I-V$) de l'échantillon pour différentes valeurs de mobilité (μ_1, μ_2, μ_3). Nous remarquons également que l'augmentation de la valeur initiale de la mobilité entraîne une augmentation de la vitesse de dérive des électrons et par conséquent une augmentation du courant de drain, ceci montre l'importance de l'utilisation des semiconducteurs de GaAs à mobilité initiale élevée. Pour des faibles tensions de polarisation de drain V_d , nous remarquons dans les figures **(III-10.a) (III-10.b)** de bonne coïncidence entre les valeurs de différentes lois de mobilité dans la région du régime linéaire ce qui illustre bien l'indépendance de la mobilité des électrons du champ électrique. Cependant pour des valeurs importantes de polarisation du drain nous remarquons un écart clair entre les résultats simulés de différentes mobilités qui augmente au fur et à mesure à l'augmentation de la tension de drain qui devient supérieur à la tension de saturation.

Sur la figure **(III-10.c)** l'effet de la lumière incidente sur les caractéristiques du courant de drain $I_{ds.op}$ est claire car il ya une augmentation du courant de drain à l'état éclairé par rapport à l'état sombre ça est due essentiellement à l'effet phototension induit aux bornes de la résistance de polarisation de grille, qui superpose lui même sur une tension de grille de polarisation inverse appliquée de l'extérieur. Cependant, cette efficacité de la phototension tente de polariser la jonction grille-Schottky, par conséquent diminue la région d'appauvrissement, ce qui augmente la hauteur du canal active et ainsi l'augmentation du courant de drain.

Pour ces trois lois de mobilité, nous remarquons une diminution du courant de drain après la saturation cela due aux effets des mobilités sur les caractéristiques $I-V$.

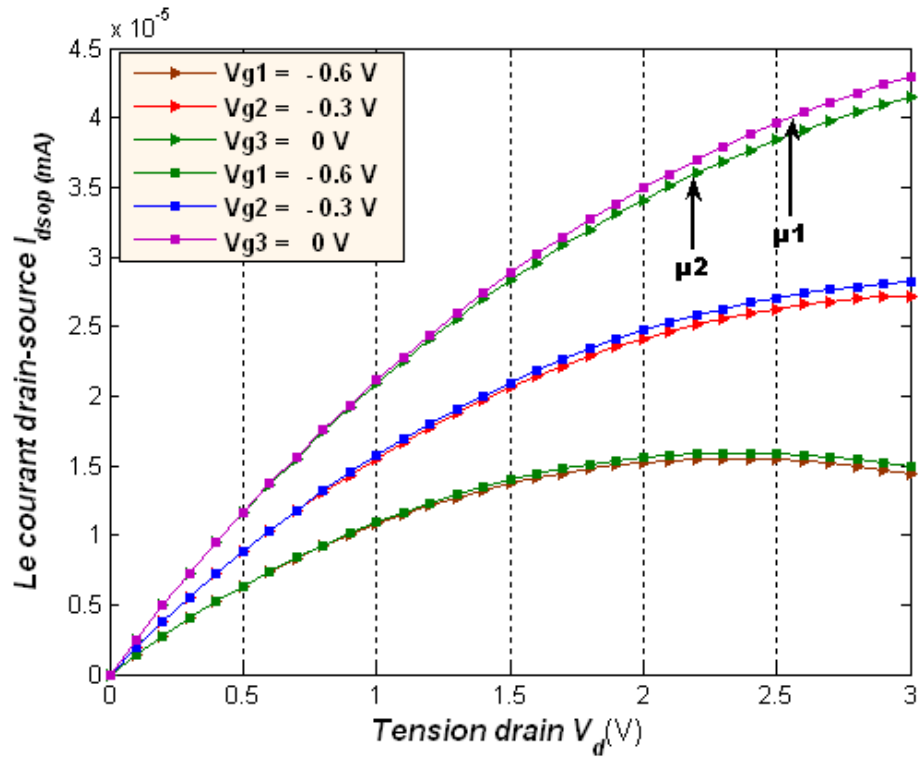


Figure III-10.a: Effet de la loi de mobilité sur les caractéristiques $I-V$ à l'état sombre $P_{opt} = 0mW / m^2$ du transistor « MESFET 1 ».

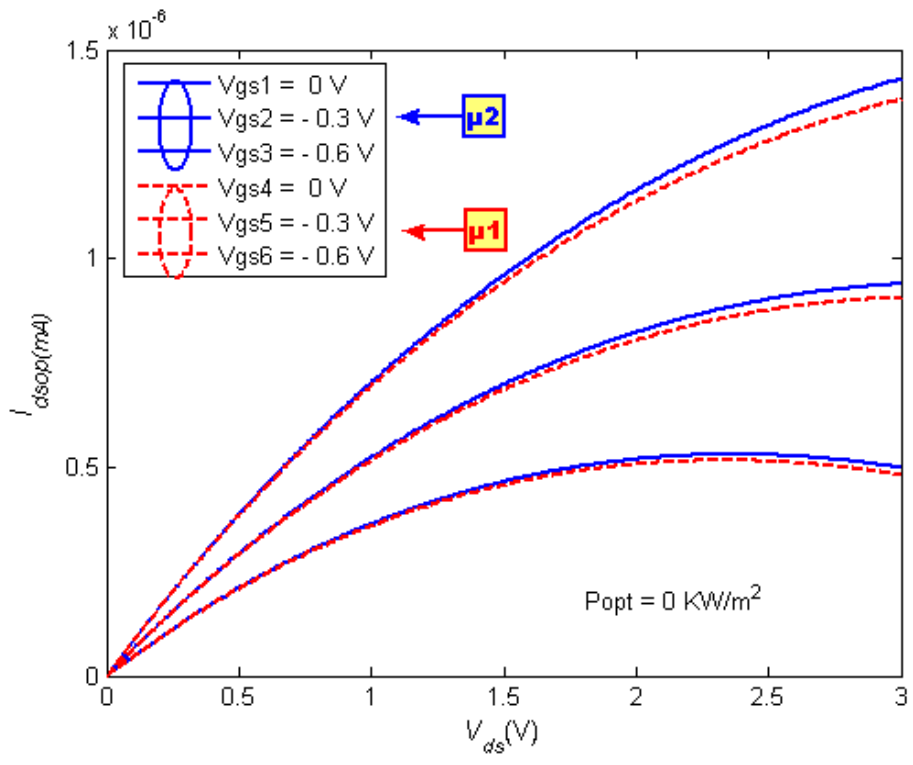


Figure III-10.b: Effet de la loi de mobilité sur les caractéristiques $I-V$ à l'état sombre $P_{opt} = 0mW / m^2$ du transistor « MESFET 2 ».

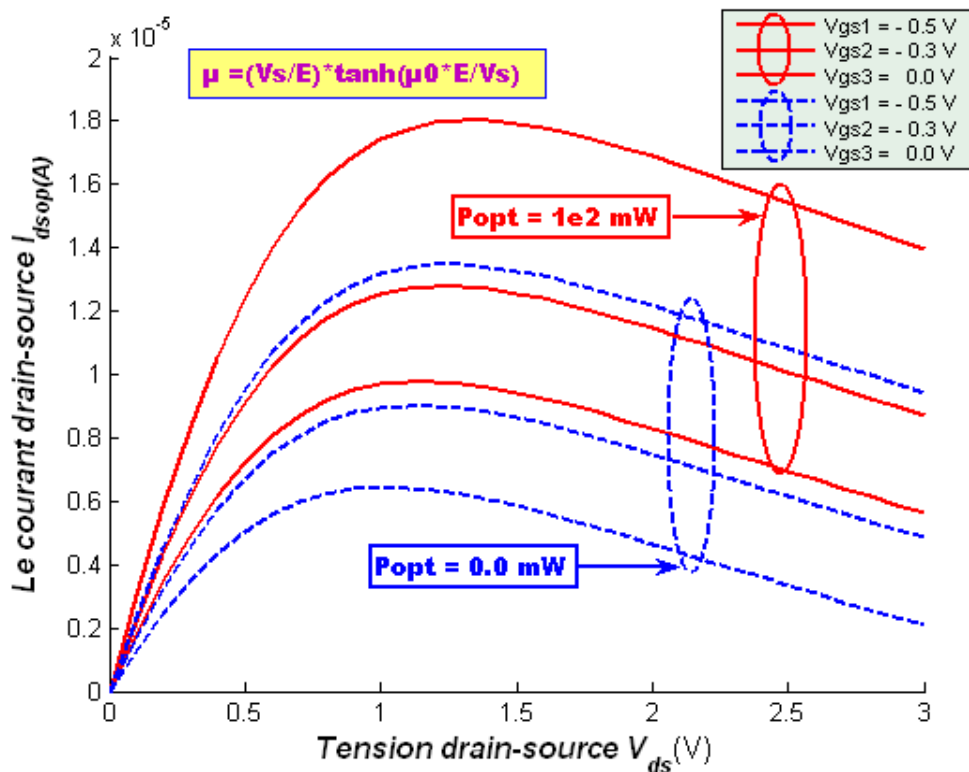


Figure III-10.c: Effet de la loi de mobilité μ_3 sur les caractéristiques $I-V$ du transistor « MESFET 2 » à l'état sombre et lumineux.

III.5.2) Effet des résistances parasites sur les caractéristiques I-V

Pour montrer l'effet des résistances parasites sur les caractéristiques ($I-V$), nous avons comparé les résultats obtenus avec et sans les résistances parasites, comme présentés sur les **figures (III.11.a),(III.11.b)**, pour une tension de grille nulle et une série de valeurs des résistances parasites de source R_s et de drain R_d supposés égales.

Nous remarquons que l'écart est important, et qu'il diminue quand la tension de grille-source V_{gs} augmente en valeur absolue, ceci est dû au fait que la résistance du canal augmente quand V_{gs} diminue. Les effets des résistances R_s et R_d sont négligeables devant la résistance du canal lorsque la tension de grille-source V_{gs} diminue, Nous remarquons aussi que le courant de drain $I_{ds.op}$ est très important dans la **figure (III.11.b)** que dans **la figure (III.11.a.)** cela est du essentiellement au fait de la lumière.

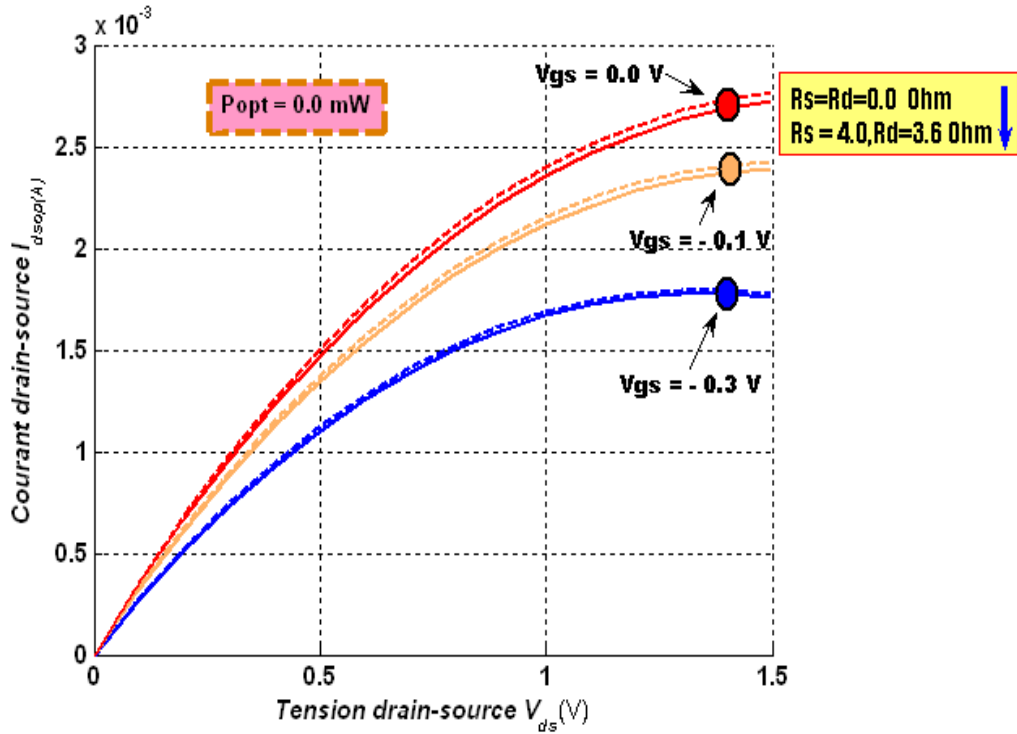


Figure III-11.a: Comparaison de la variation de $I_{ds.op}$ (V_{ds}) pour différentes valeurs de résistances R_s et R_d pour le transistor « **MESFET 1** » à l'état sombre.

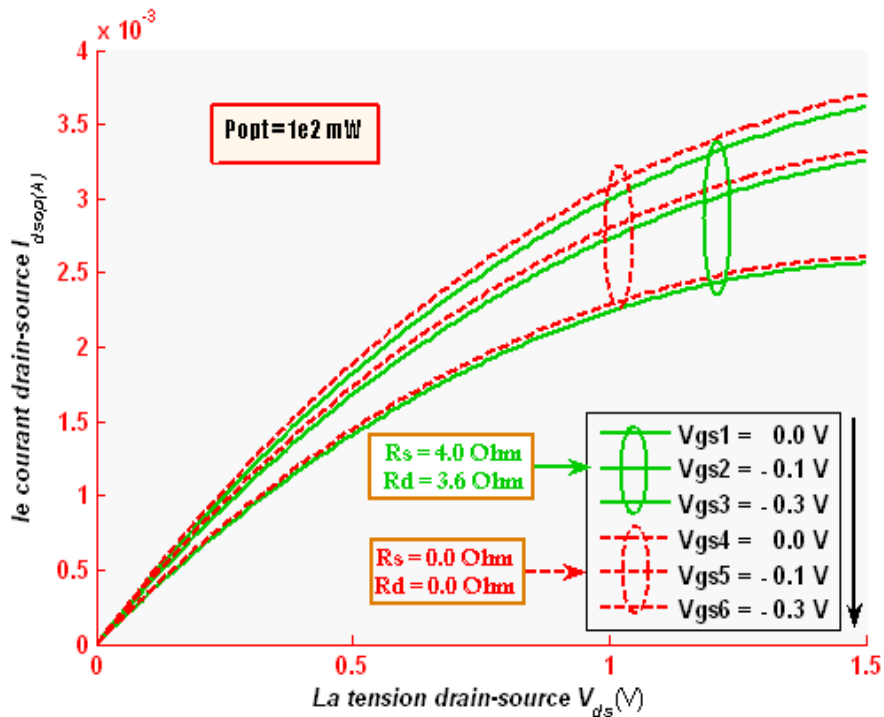


Figure III-11.b: Comparaison de la variation de $I_{ds.op}$ (V_{ds}) pour différentes valeurs de résistances R_s et R_d pour le transistor « **MESFET 2** » à l'état lumineux.

III.5.3) Influence des paramètres géométriques et physiques « L_g », « N_d », « a » et « Z ».

Dans cette partie, nous présentons l'influence des paramètres, L_g , a , Z et N_d sur le courant de drain. Les performances des structures sont liées étroitement au choix de ces paramètres.

Les figures (III-12.a), (III-12.b) présentent respectivement la variation du courant de drain $I_{ds.op}$ en fonction de la tension de drain V_d pour différentes valeurs de longueur de grille L_g , nous remarquons qu'il y'a une croissance du courant de drain au fur et à mesure que la longueur de grille L_g décroît. En effet, l'extension latérale de la zone des charges d'espace conduit à un allongement du canal conducteur tout en s'amincissant, ce qui limite le passage des électrons. Cela veut dire que plus la grille est longue, plus le contrôle par la grille est efficace; par contre ceci provoque une augmentation de la capacité C_{gs} et par conséquent une dégradation des performances en terme de fréquences f_{max} et f_t . Ce qui illustre bien l'importance d'éclairage qui permet le contrôle du courant de drain par l'augmentation de la capacité $C_{gs.op}$. Ce résultat est très important dans la technologie des MESFET GaAs pour les constructeurs qui cherchent à réduire la longueur de grille.

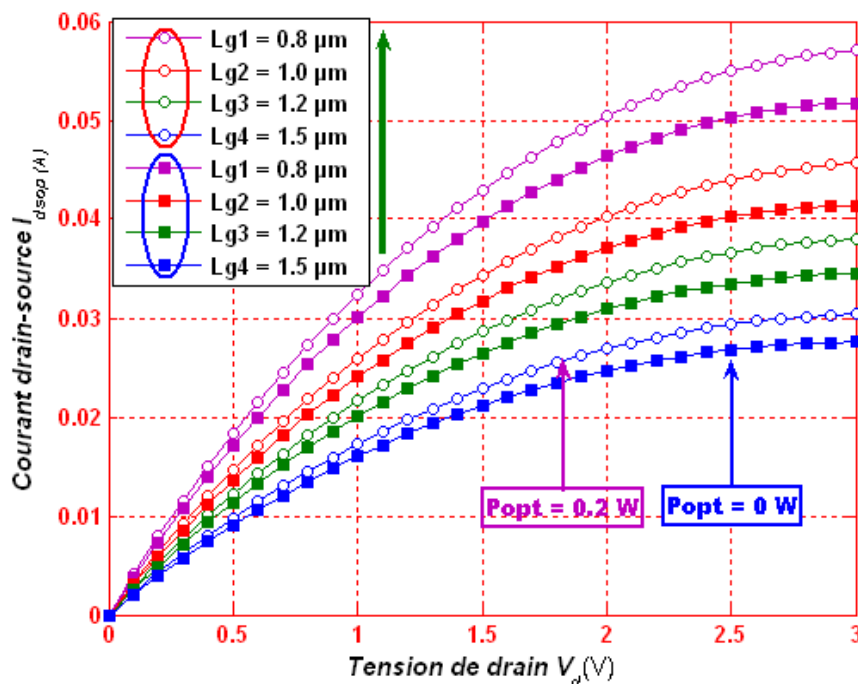


Figure III-12.a: Influence de la longueur de grille « L_g » sur les caractéristiques $I - V$ du transistor « MESFET 1 ».

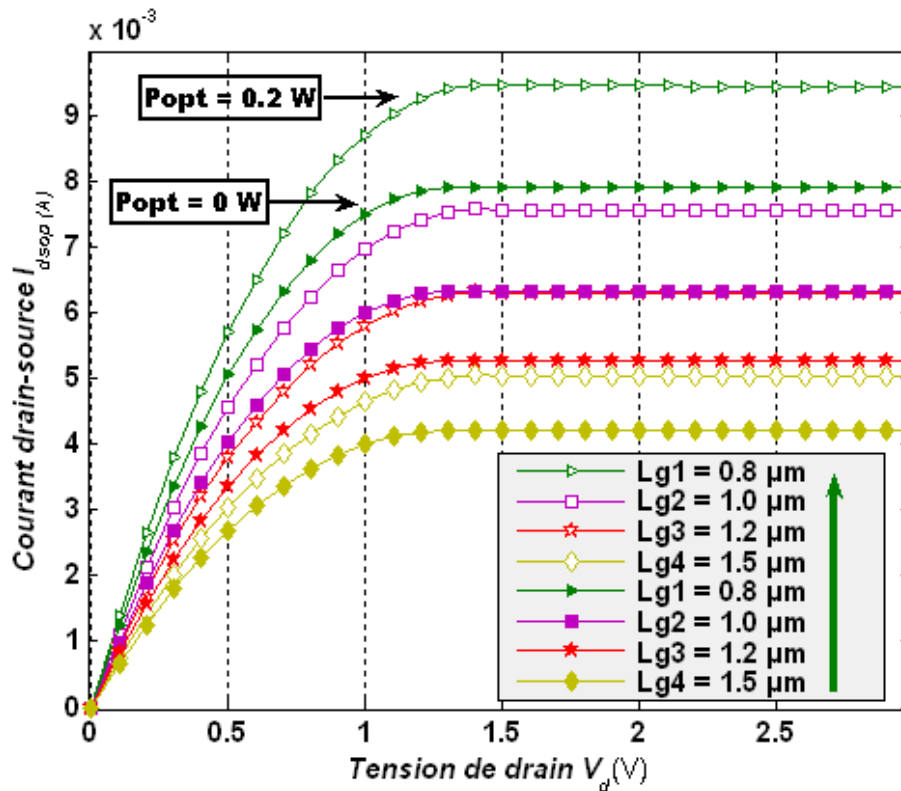


Figure III-12.b: Influence de la longueur de grille « L_g » sur les caractéristiques $I - V$ du transistor « MESFET 2 ».

Sur les figures (III-13.a),(III-13.b), et (III-14.a),(III-14.b) et (III-15.a),(III-15.b), nous exposons l'influence des paramètres a , Nd , Z sur le courant de drain pour le MESFET1 et MESFET2. Nous constatons une augmentation du courant de drain avec l'augmentation de ces paramètres, conformément à l'expression du courant (II-116), on peut constater l'effet de ces paramètres. Les performances des structures sont liées étroitement au choix de ces paramètres. Nous remarquons que le courant « $I_{ds.op}$ » augmente avec l'augmentation de ces paramètres. Il augmente lorsque la résistivité du semiconducteur diminue avec l'augmentation de la concentration du dopage des porteurs « Nd », et il augmente aussi avec l'augmentation de la largeur du canal « Z » et de l'épaisseur de la couche active « a » lorsque l'augmentation de ces paramètres entraîne une augmentation de la conductance $g_{d.op}$.

Nous remarquons un écart entre les caractéristiques de courant $I_{ds.op}$ dans l'obscurité et sous illumination. De façon générale quand la densité de puissance optique augmente par une valeur sensiblement petite le courant de drain augmente, ceci

est dû au fait que les électrons qui passe à travers le canal contribuent à cette augmentation, ce qui est vérifié dans les cas du «MESFET1» et «MESFET2».

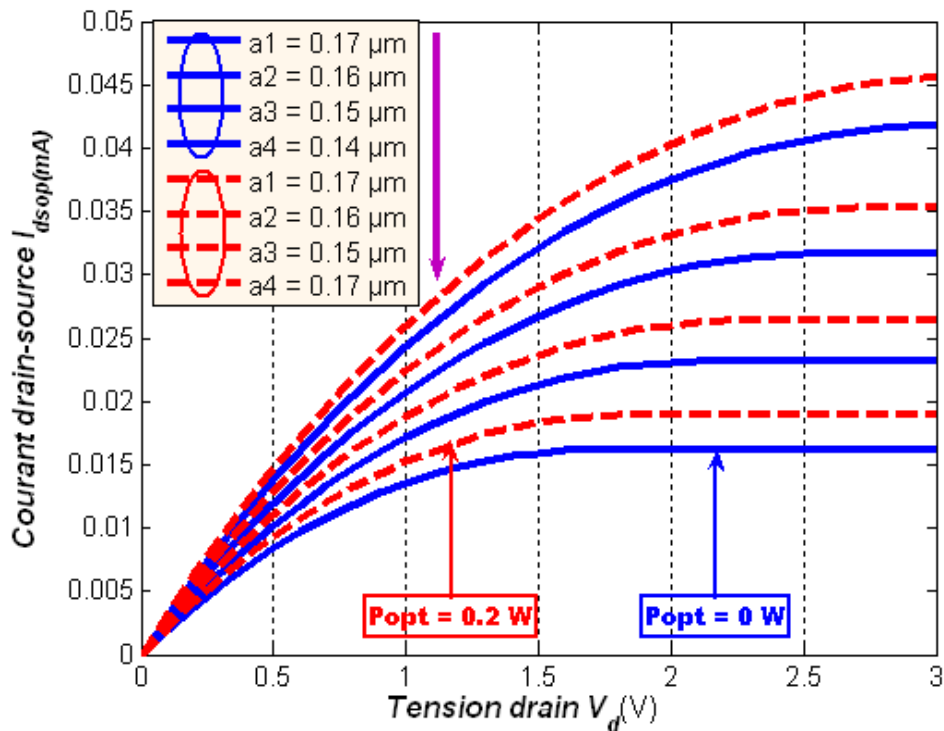


Figure III-13.a: Influence de l'épaisseur de la couche active « a » sur les caractéristiques $I-V$ du transistor « MESFET 1 ».

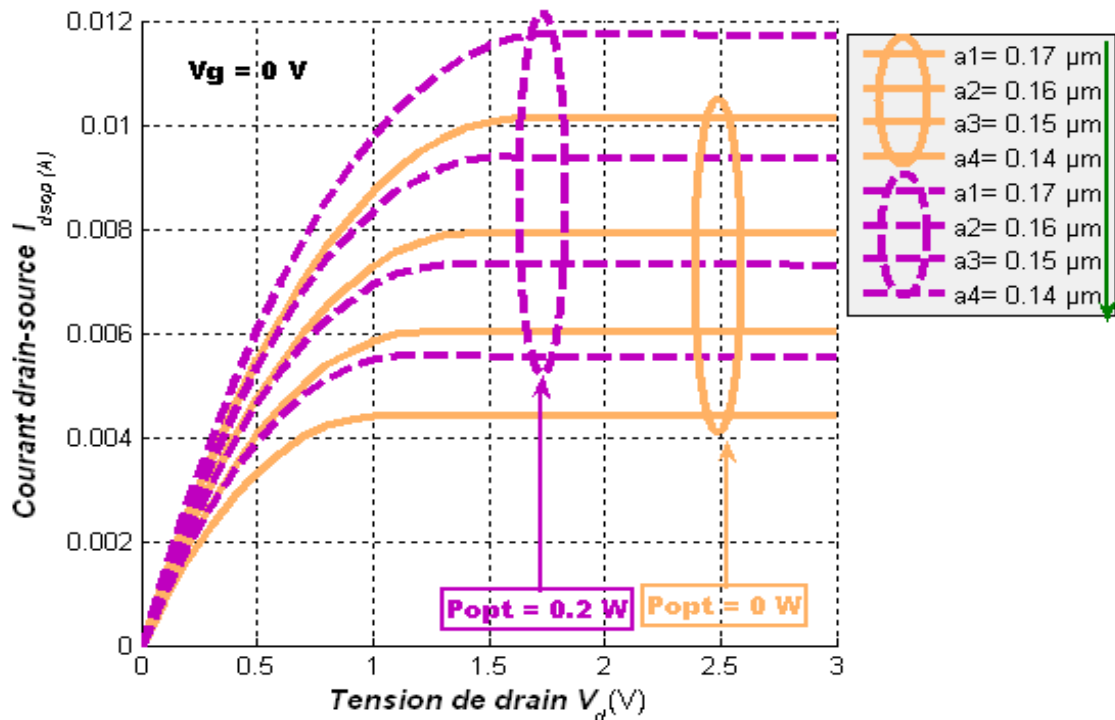


Figure III-13.b: Influence de l'épaisseur de la couche active « a » sur les caractéristiques $I-V$ du transistor « MESFET 2 ».

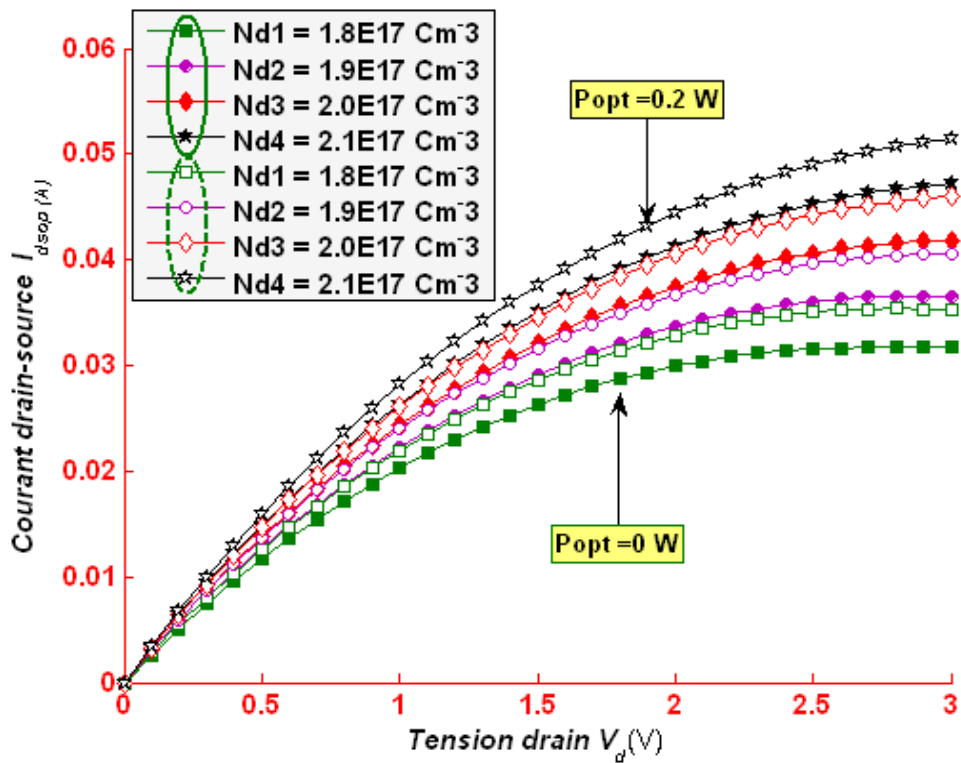


Figure III-14.a: Influence de la concentration du dopage des porteurs « N_d » sur les caractéristiques $I-V$ du transistor pour le « MESFET1 ».

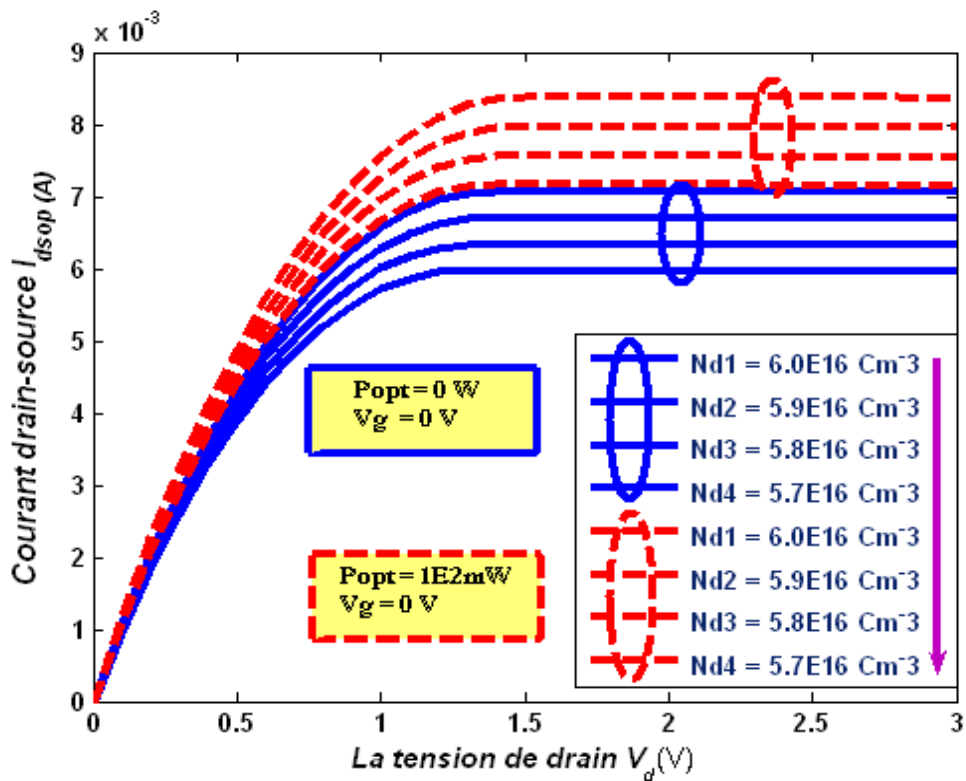


Figure III-14.b: Influence de la concentration du dopage des porteurs « N_d » sur les caractéristiques $I-V$ du transistor pour le « MESFET 2 ».

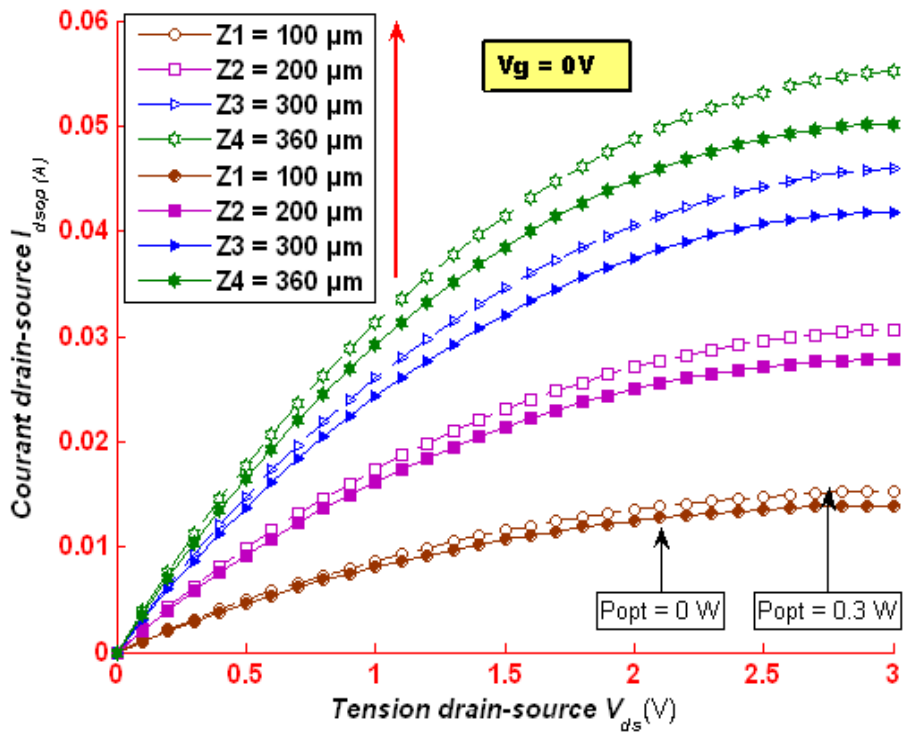


Figure III-15.a : Influence de la largeur du canal conducteur « Z » sur les caractéristiques $I-V$ du transistor « MESFET 1 ».

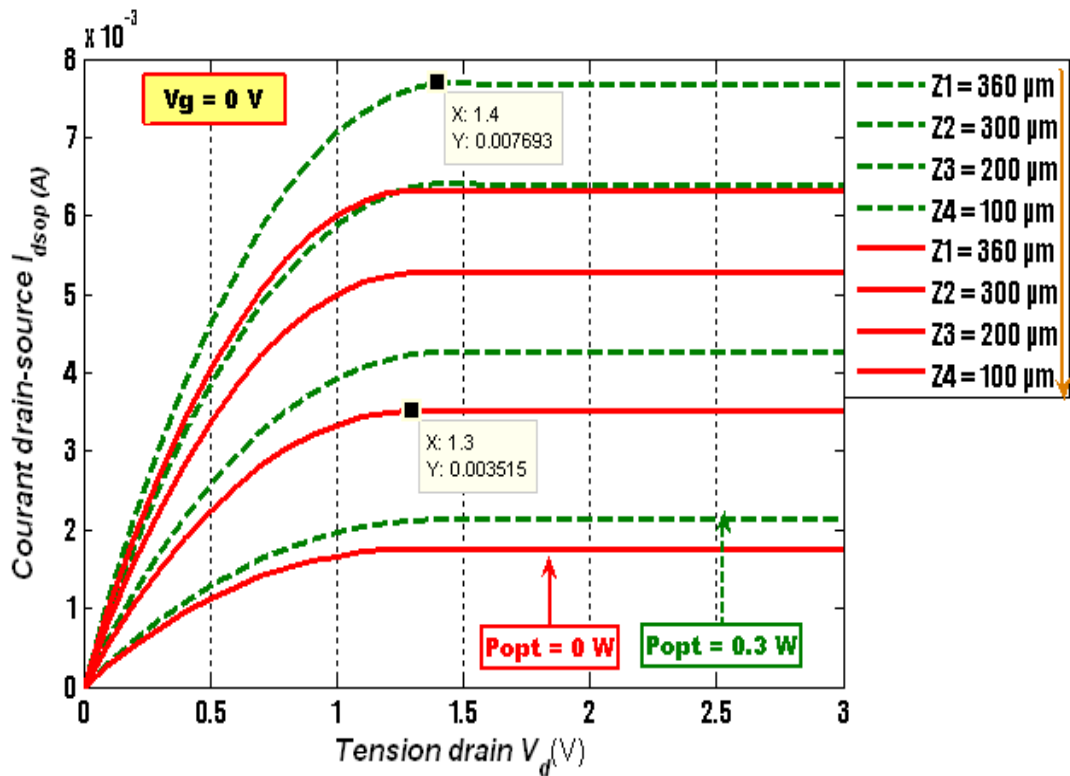


Figure III-15.b : Influence de la largeur du canal conducteur « Z » sur les caractéristiques $I-V$ du transistor « MESFET 2 ».

III.6) Transconductance $g_{m.op}$ et Conductance de drain $g_{d.op}$

III.6.1) Transconductance $g_{m.op}$

La transconductance « $g_{m.op}$ » est une quantité importante pour les composants à effet de champ, elle traduit le contrôle du courant intrinsèque de drain « $I_{d.op}$ » par la tension de grille « V_g », c'est l'un des indicateurs les plus importants de la qualité pour des applications de micro-ondes de l'appareil. Lorsque toutes les autres caractéristiques sont identiques, un dispositif à transconductance élevée fournira des gains élevés et des performances de haute fréquence supérieure. Cette quantité est obtenue à partir de l'expression **(II-137)**, selon le régime de fonctionnement du transistor.

Sur la **figure (III-16)** qui représente la variation de la transconductance en fonction de la tension de drain V_{ds} et la tension de grille V_{gs} pour le « MESFET1 » Nous remarquons que la transconductance croît avec la diminution de la valeur absolue de la tension de grille et avec l'augmentation de la tension de drain. Nous constatons que la transconductance augmente avec l'augmentation de la puissance de densité optique incidente P_{opt} .

Sur la **figure (III-17)**, nous avons remarqué que la transconductance augmente d'une part au fur et à mesure que la valeur absolue de la tension de grille « V_g » diminue, et d'autre part avec l'augmentation de la tension de drain « V_d » jusqu'au régime de saturation où la transconductance se sature. On note aussi que la transconductance prend sa valeur maximale quand la tension de grille est nulle et la tension de drain égale ou supérieur à la tension de saturation, mais elle prend sa valeur minimale quand la tension de grille se rapproche de la tension de seuil.

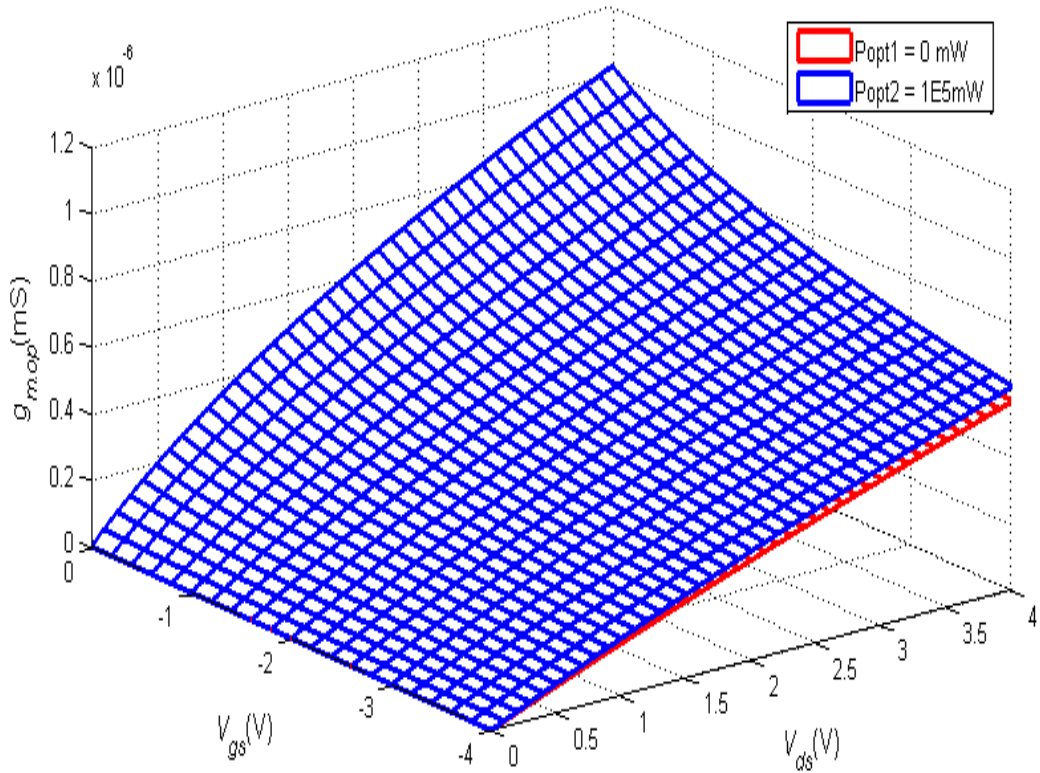


Figure III-16: Variation de la transconductance en fonction de la tension de drain et la tension de grille pour le « MESFET 1 ».

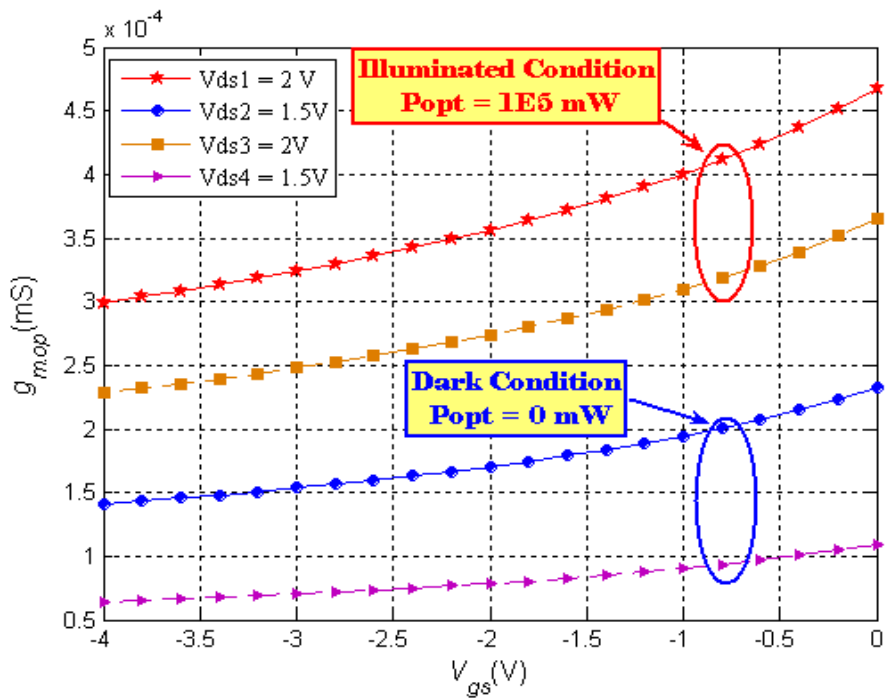


Figure III-17: Variation de la transconductance en fonction de la tension de grille pour le MESFET1.

III.6.2) Conductance de drain $g_{d.op}$

La conductance de sortie de drain « $g_{d.op}$ » est un paramètre important des transistors à effet de champ, elle permet de rendre compte de la possibilité de contrôler le courant de drain « $I_{d.op}$ » en fonction de la tension « V_d ». Ce paramètre est obtenu à partir de l'expression (II-139), selon le régime de fonctionnement du transistor.

Sur les figures (III-18), (III-18.a) et (III-18.b), nous présentons les variations de la conductance optique de sortie en fonction des tensions de polarisation intrinsèques « V_{ds} » et « V_{gs} » pour le transistor MESFET1 à l'état lumineux et à l'état sombre. Nous remarquons que la conductance de drain diminue d'une part au fur et à mesure que la tension de drain augmente et d'autre part lorsque la valeur absolue de la tension de grille augmente, elle prend sa valeur maximale en régime linéaire, et s'annule en régime de saturation. Nous remarquons aussi dans les deux dernières figures la croissance de la conductance à la condition d'éclairage par rapport à la condition d'obscurité en raison de rétrécissement de la zone de charge d'espace causé par le développement de la phototension V_{op} à travers la grille-Schottky ainsi la diminution de la hauteur de barrière du potentiel ($V_{bi} - V_g + V_d - V_{op}$) qui subit une augmentation de la conductance du canal.

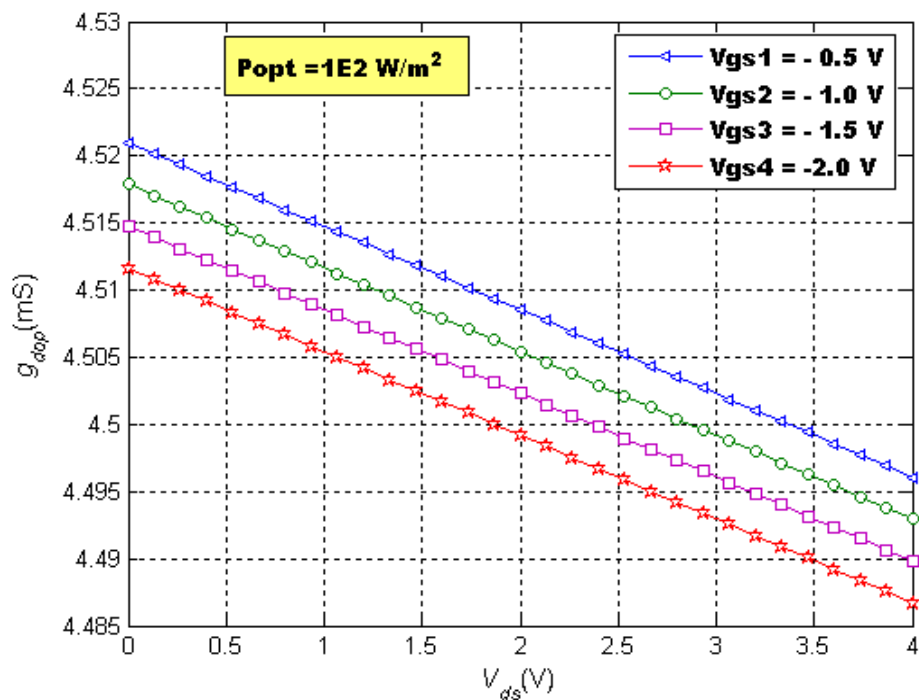


Figure III-18: Les variations de la conductance de drain en fonction de la tension de drain-source à l'état d'illumination pour le MESFET1.

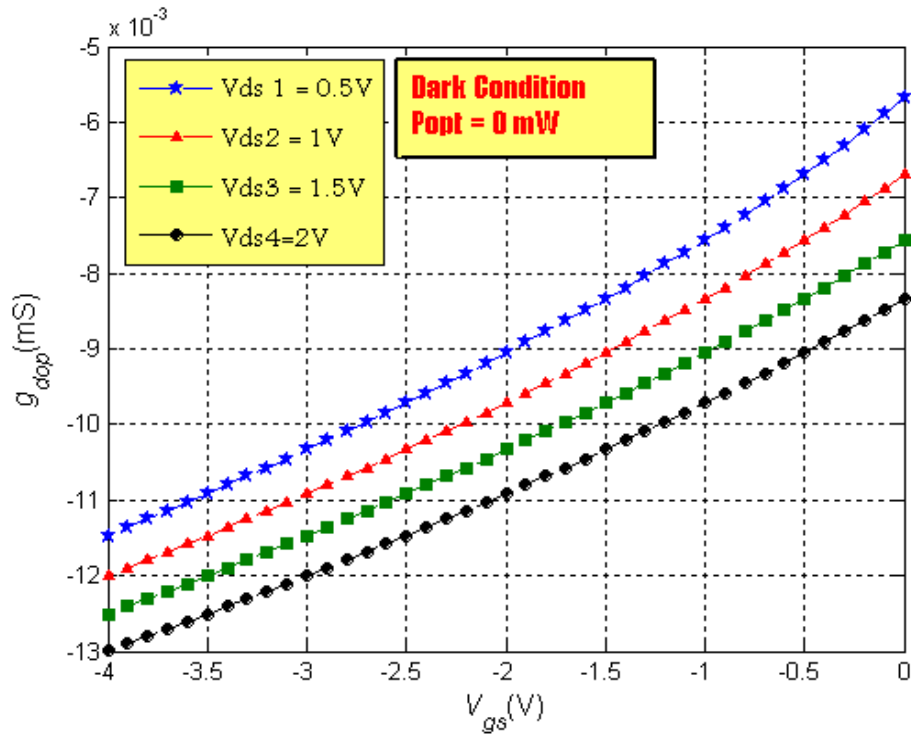


Figure III-18.a: Variation de la conductance de drain en fonction de la tension de grille-source pour le MESFET1 à l'état sombre.

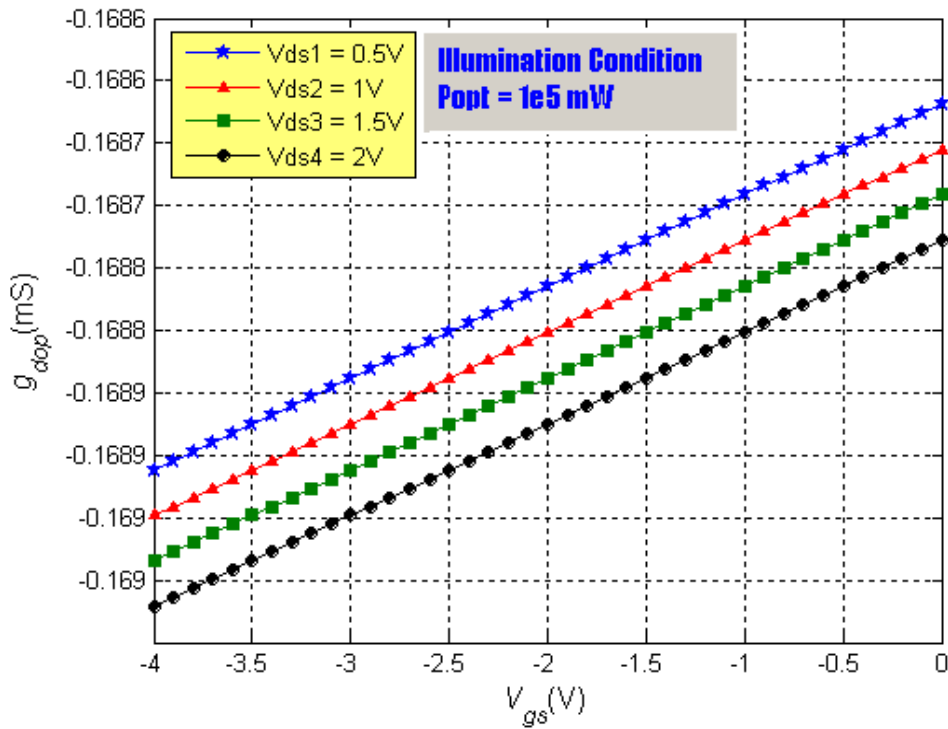


Figure III-18.b: Variation de la conductance de drain en fonction de la tension de grille-source pour le MESFET1 à l'état d'illumination.

III.7) Caractéristiques capacité tension « C-V »

Dans la détermination des capacités totales grille-source et grille-drain au régime linéaire et saturé, nous avons décomposé chacune d'elles en deux parties :

La partie intrinsèque due principalement à la région intrinsèque de la zone de déplétion et située directement en dessous de la grille et une autre partie extrinsèque due aux extensions de la zone de charge d'espace. Sur la base des expressions analytiques de ses composants, nous avons établi un programme dont l'algorithme de calcul est représenté sur la **figure III-19**.

La variation de ces capacités en fonction des tensions de polarisation a été effectuée pour les transistors MESFET's (OPFET's)

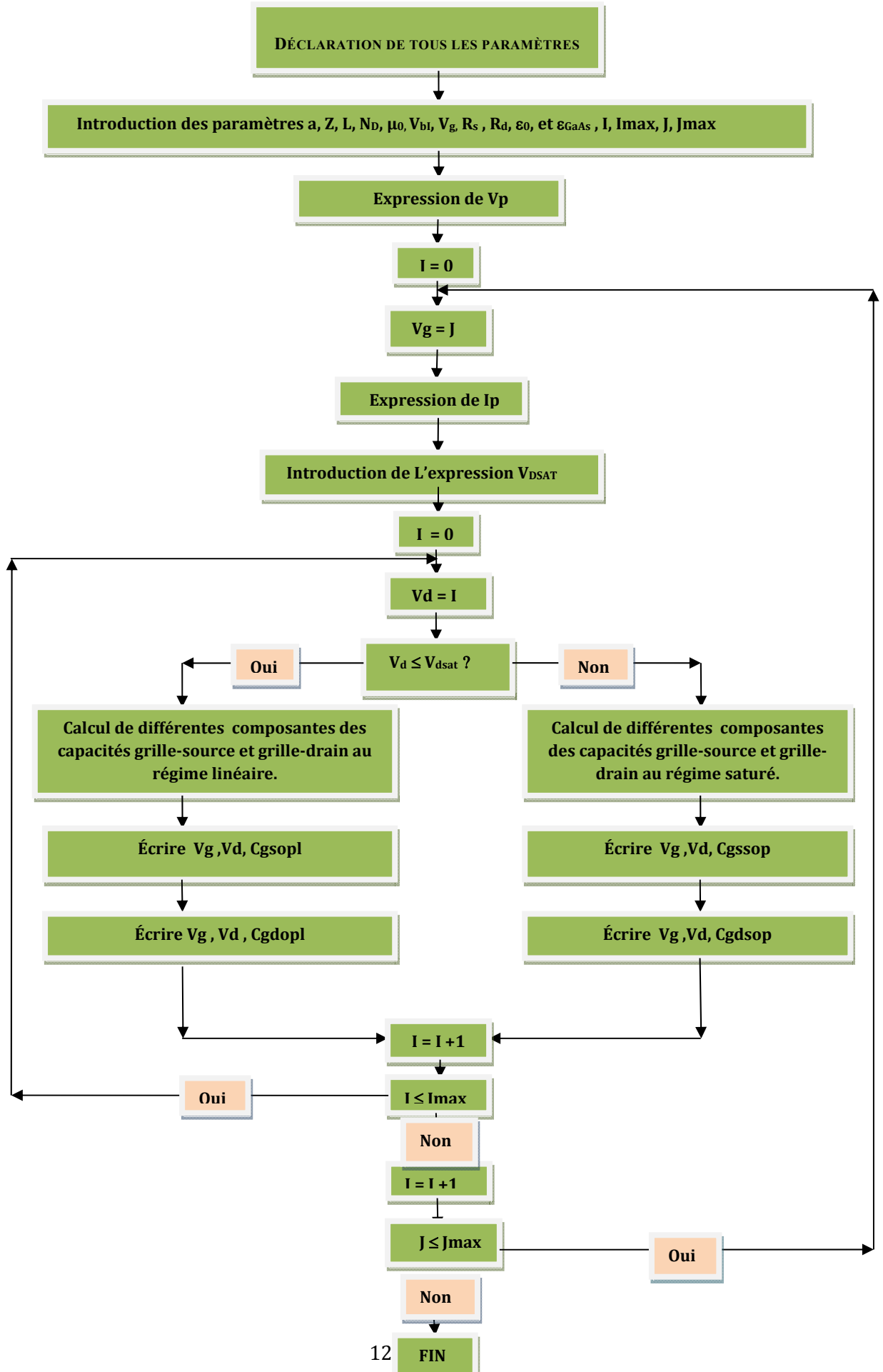


Figure III -19 : Organigramme de calcul des capacités

III.7.1) Capacités grille-source « $C_{gs.op}$ » et grille-drain « $C_{gd.op}$ » et drain-canal « $C_{dc.op}$ »

Sur la **figure III-20** nous avons présenté les variations de la capacité grille-source « $C_{gs.op}$ » et la capacité drain-canal « $C_{dc.op}$ » en fonction de la polarisation grille-source « V_{gs} » en régime linéaire, à la fois en présence et en l'absence de la lumière, pour le composant « MESFET 1 ». Nous remarquons d'une part la croissance de « $C_{gs.op}$ » et « $C_{dc.op}$ » avec l'augmentation de la polarisation « V_{gs} », D'autre part, En revanche, pour une valeur donnée V_{gs} ($V_{gs} = -0,3V$), la capacité augmente significativement en présence de la lumière. Ceci est dû au fait que, lors de l'alimentation du transistor optiquement, la phototension V_{op} se développe dans le contact grille-Schottky qui réduit la tension inverse de grille, ce qui fait augmenter les deux capacités $C_{gs.op}$ et $C_{dc.op}$.

Sur la **figure III-21**, la capacité $C_{gs.op}$ diminue en régime linéaire au fur et à mesure que la tension V_d augmente et diminue avec la croissance de tension de polarisation V_g en valeur absolue, à la fois en présence et en l'absence de la lumière. En revanche, pour une valeur donnée de V_d ($V_d = 1,5V$), la capacité augmente significativement en présence de la lumière.

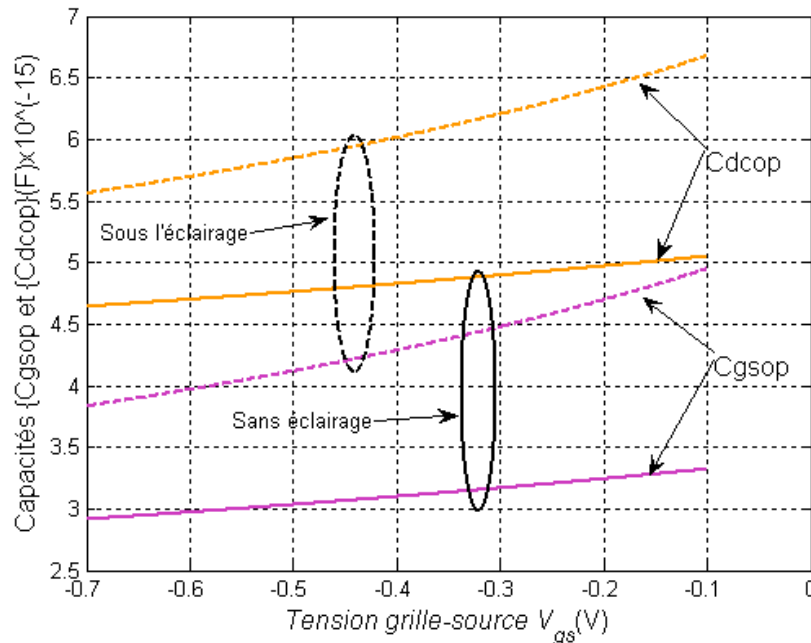


Figure III-20: La variation de la capacité optique grille-source $C_{gs.op}$ et la capacité optique drain-canal $C_{dc.op}$ avec la polarisation V_{gs} testé dans l'obscurité et pour différentes puissances lumineuses ($P_{opt1} = 0W/m^2$, $P_{opt2} = 1E5W/m^2$).

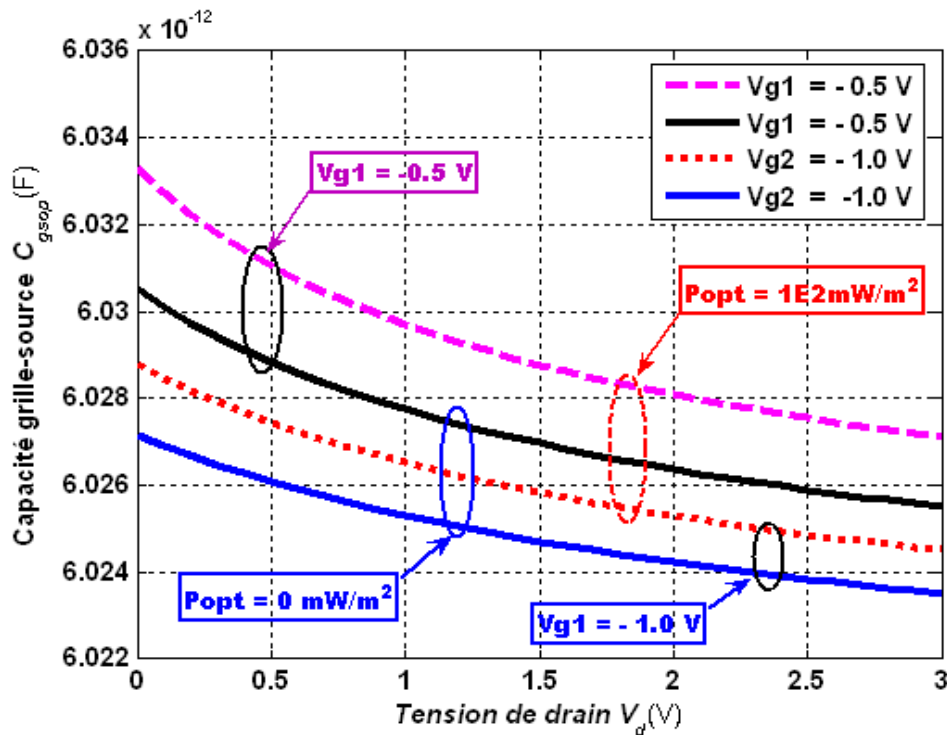


Figure III-21: La variation de la capacité optique grille-source $C_{gs.op}$ en fonction de la polarisation V_d à l'état sombre et éclairage pour le **MESFET1**.

III.7.2) Capacité grille-drain « $C_{gd.op}$ »

Sur les figures (III-22.a) et (III-22.b), nous avons présenté les variations de la capacité grille-drain optique « $C_{gd.op}$ » en fonction de la tension de drain « V_d », pour une valeur fixe de la tension de grille $V_g = -0.5V$ et pour différentes valeurs de la densité de puissance optique incidente P_{opt} . [Voir les expressions (II-89), et (II-108)], pour les composants « MESFET1 » et « MESFET2 » successivement, Nous remarquons la décroissance de la capacité $C_{gd.op}$ avec l'augmentation de la tension de drain V_d . Cette décroissance s'affaiblit avec la diminution de la densité de puissance optique incidente P_{opt} . Un grand écart important de la capacité optique grille-drain $C_{gd.op}$ entre les conditions d'éclairage et d'obscurité à faible tension V_d se produit en raison de la charge supplémentaire développée par la tension photo-induite V_{op} , qui est un contributeur majeur, mais en revanche si la tension V_d augmente on observe que l'écart diminue ce qui traduit l'augmentation de la barrière du potentiel donc la

décroissance de la conductance ainsi que la croissance de la résistivité qui affaiblit à son tour le passage de la charge supplémentaire dans le canal conducteur.

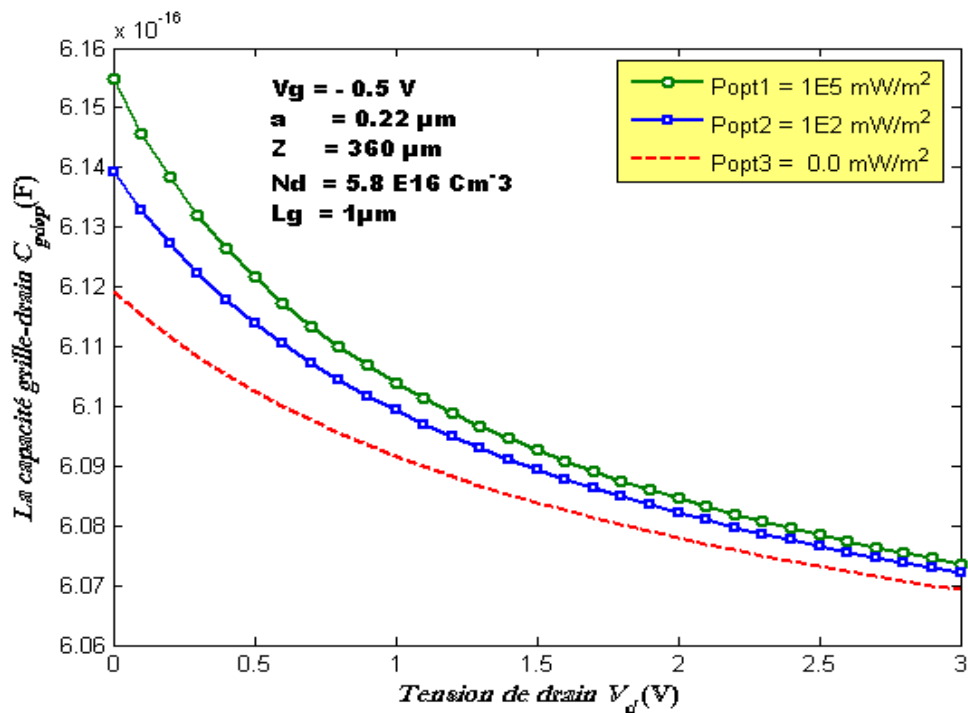


Figure III-22.a: La variation de la capacité optique grille-source $C_{gd.op}$ en fonction de la polarisation V_d à l'état sombre et éclairage pour le MESFET1.

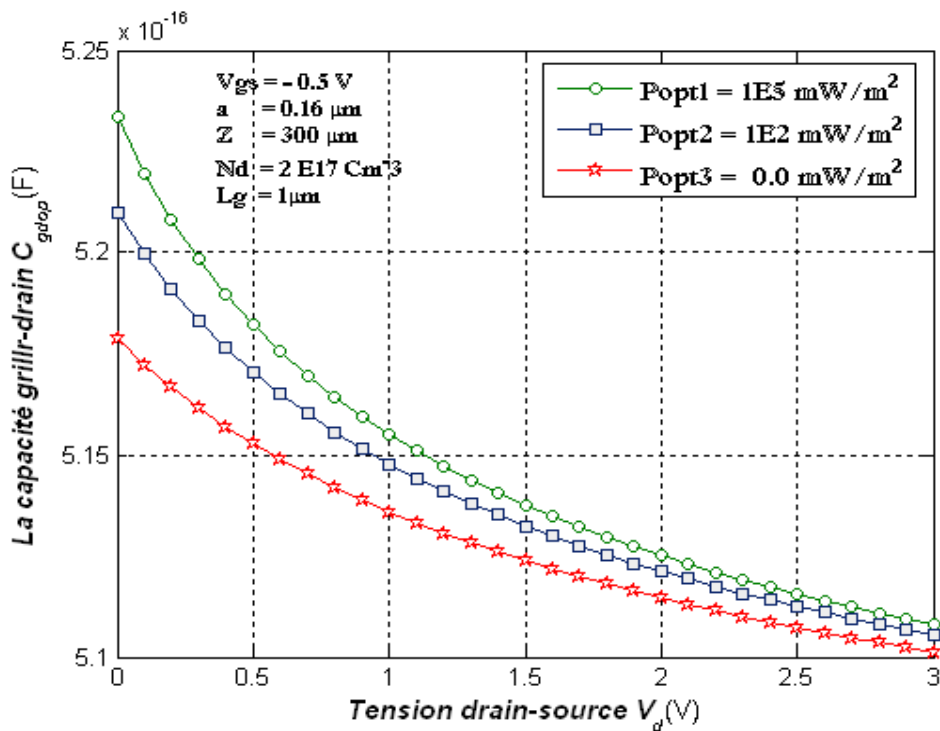


Figure III-22.b: La variation de la capacité optique grille-source $C_{gd.op}$ en fonction de la polarisation V_d à l'état sombre et éclairage pour le MESFET2.

Pour valider les résultats de simulation théoriques obtenus pour la capacité $C_{gd.op}$, nous les avons comparés avec les mesures expérimentales effectuées sur le composant prises dans la littérature [38]. Les paramètres du composant utilisés sont présentés dans le tableau suivant:

TRANS.	a (μm)	Z (μm)	L (μm)	μ_0 ($m^2V^{-1}s^{-1}$)	V_s (ms^{-1})	E_s ($V.m^{-1}$)	V_p (V)	V_t (V)	N_d (cm^{-3})
MESFET3	7.10^{-2}	35	0.5	33.10^{-2}	10^5	33.10^3	1.75	-1	5.10^{23}

Tableau III-2: Paramètres du composant utilisé pour la validation.

Sur la **figure (III-22.c)**, nous avons présenté la capacité grille-drain pour le transistor **MESFET3** [38], en fonction de la tension de drain à une valeur nulle de la tension de grille $V_g = 0V$. Sur cette figure, nous avons tracé la courbe expérimentale ainsi que les courbes calculées des capacités intrinsèque grille-drain C_{gd} pour les modèles [47] et [38], ainsi que notre modèle à l'état sombre $P_{opt} = 0mW / m^2$ et à l'état lumineux ($P_{opt} = 1E5mW / m^2$). Nous remarquons également que la courbe de $C_{gd.op}$ ainsi que la courbe expérimentale ont le même comportement envers la tension de drain et coïncident bien, notamment aux valeurs élevées de la tension de drain V_d .

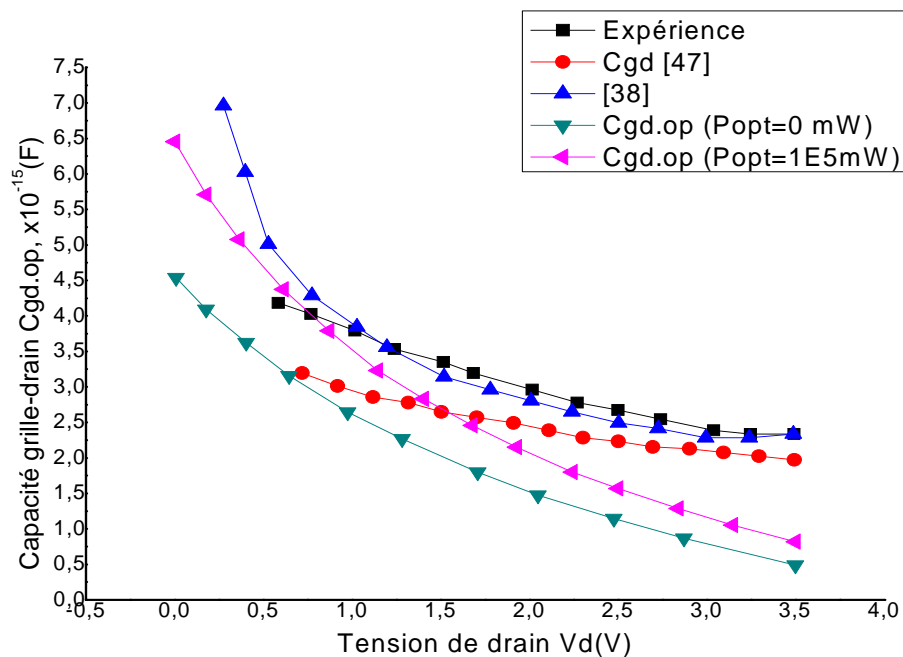


Figure III-22.c: Comparaison théorique et expérience pour le **MESFET3**.

III.7.3) Capacité du canal « $C_{dc.op}$ »

Dans les figures (III-23.a) et (III-23.b), nous avons présenté les variations de la capacité drain-canal optique « $C_{dc.op}$ » en fonction de la tension de drain « V_d ». Pour une valeur fixe de la tension de grille $V_g = -0.5V$ et pour différentes valeurs de la densité de puissance optique incidente P_{opt} . [Expressions (II-91)], Nous constatons que la capacité $C_{dc.op}$ diminue avec l'augmentation de la tension V_d et augmente avec la croissance de P_{opt} , cela est dû au fait qu'en présence d'illumination, la tension photoélectrique V_{op} développée aux bornes du contact grille-Schottky fait réduire la tension de grille inverse qui à son tour améliore les capacités drain-canal.

La figure (III-23.c) montre la variation de la capacité drain-canal $C_{dc.op}$ en fonction de la tension V_d pour différentes valeurs de V_g pour le composant « MESFET1 », au-dessous du pincement à l'état éclairé la densité de puissance optique incidente a été supposé $P_{opt} = 1E5mW/m^2$, On voit que $C_{dc.op}$ diminue avec l'augmentation de la tension inverse de grille.

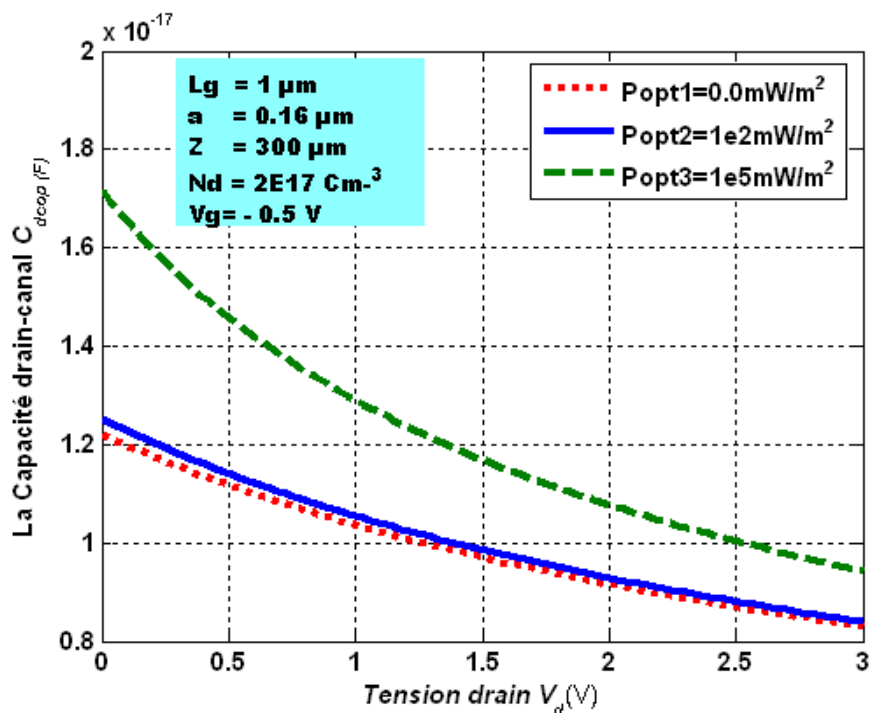


Figure III-23.a La variation de la capacité optique du drain-canal $C_{dc.op}$ en fonction de la tension V_d à l'état sombre et éclairage pour le MESFET1.

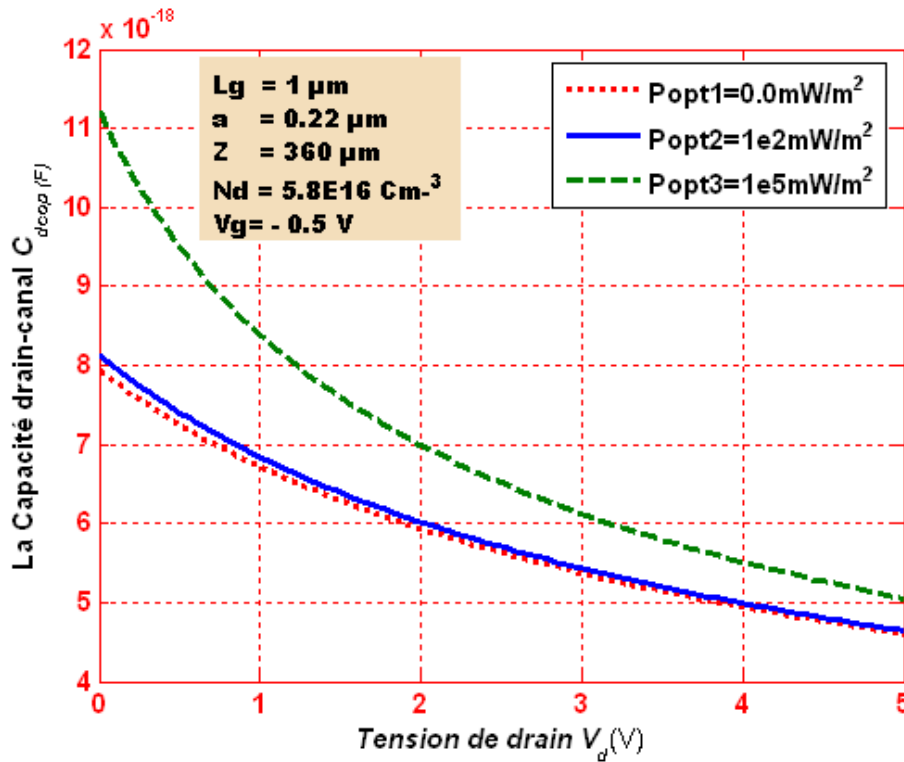


Figure III-23.b La variation de la capacité optique du drain-canal $C_{dc.op}$ en fonction de la tension V_d à l'état sombre et éclairage pour le **MESFET 2**.

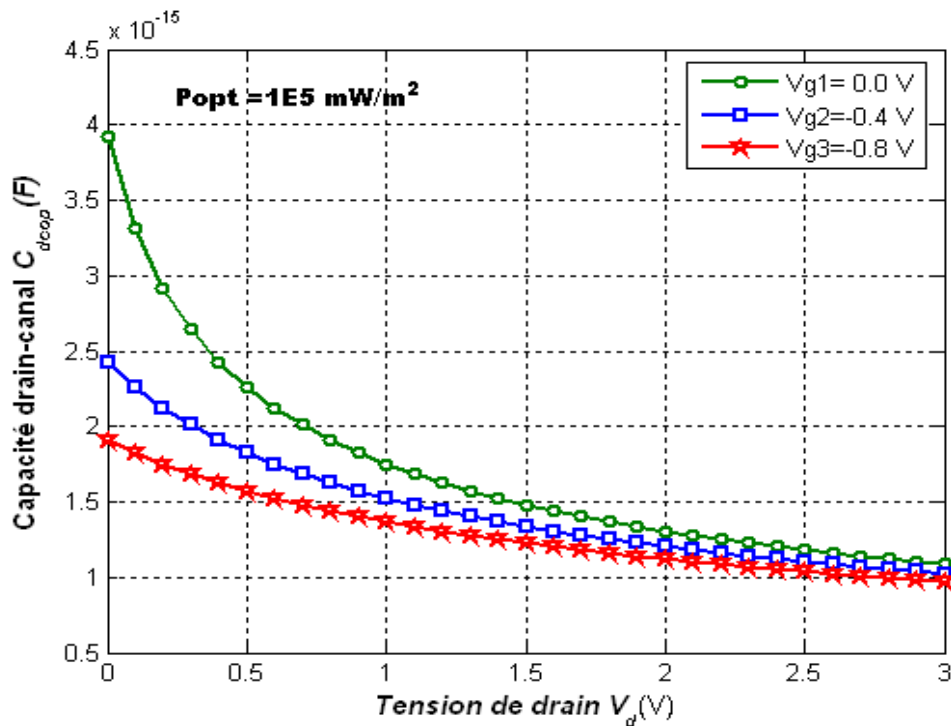


Figure III-23.c: La variation de la capacité drain-canal « $C_{dc.op}$ » en fonction de la tension V_d pour différentes valeurs de V_g pour le composant « **MESFET1** ».

Sur les figures (III-24.a) et (III-24.b), nous présentons la capacité totale grille-source dans les deux régimes de fonctionnement. Comme nous l'avons vu précédemment, cette capacité diminue légèrement avec la croissance de la tension de drain dans le régime linéaire, alors qu'elle est presque invariante dans le régime saturé. Nous notons également la transition discontinue entre les deux régimes de fonctionnement, et la variation brusque de la capacité du régime linéaire au régime de saturation. Nous signalons aussi que pour une tension de grille fixe la capacité augmente avec l'augmentation de la densité de puissance optique P_{opt} . Cela peut être expliqué par le fait que la largeur de la région de déplétion se réduit sous la condition d'illumination.

Sur la **figure III-25** nous présentons la capacité totale grille-drain dans les deux régimes de fonctionnement pour la même série des valeurs de tension de polarisation de grille. Comme nous l'avons vu précédemment, cette capacité diminue légèrement avec la tension de drain dans le régime linéaire, alors qu'elle est presque invariante dans le régime de saturation. Comparativement à la capacité grille-source totale, la capacité grille-drain totale pour une seule valeur de V_g est inférieure à celle de la capacité grille-source pour le MESFET2.

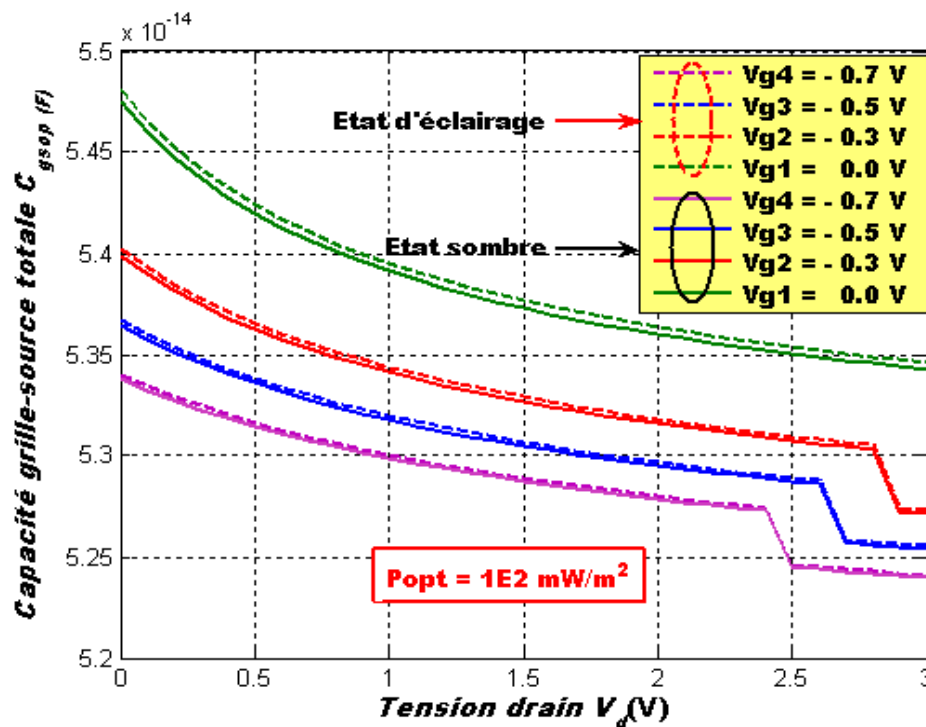


Figure III-24.a: La variation de la capacité optique grille-source totale $C_{gs.op}$ en fonction de la polarisation V_d pour le MESFET1.

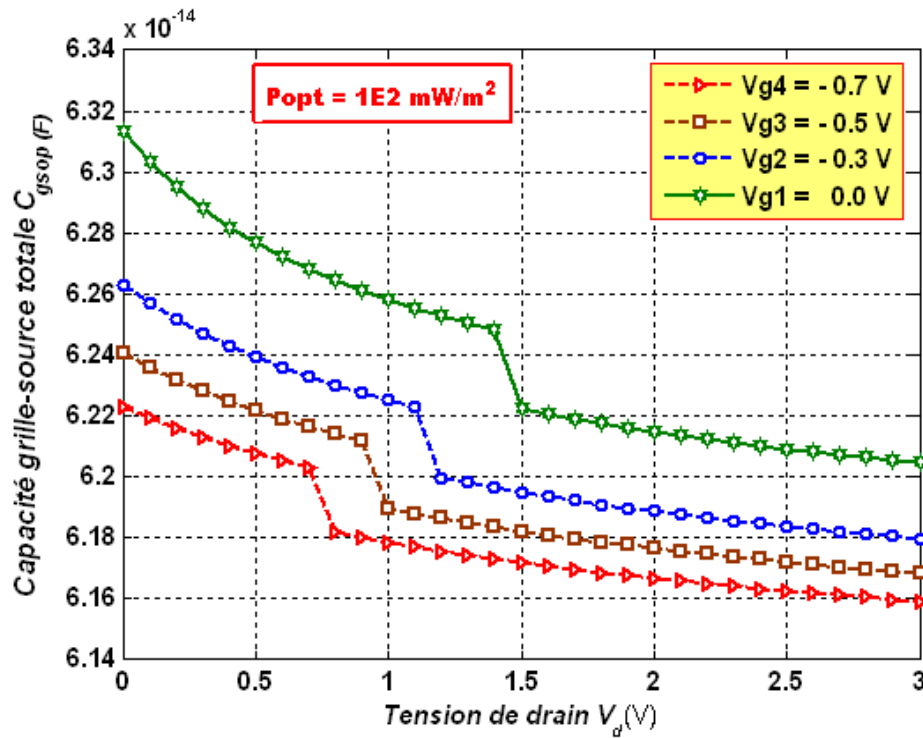


Figure III-24.b: La variation de la capacité optique grille-source totale $C_{gs,op}$ en fonction de la polarisation V_d , pour le MESFET2.

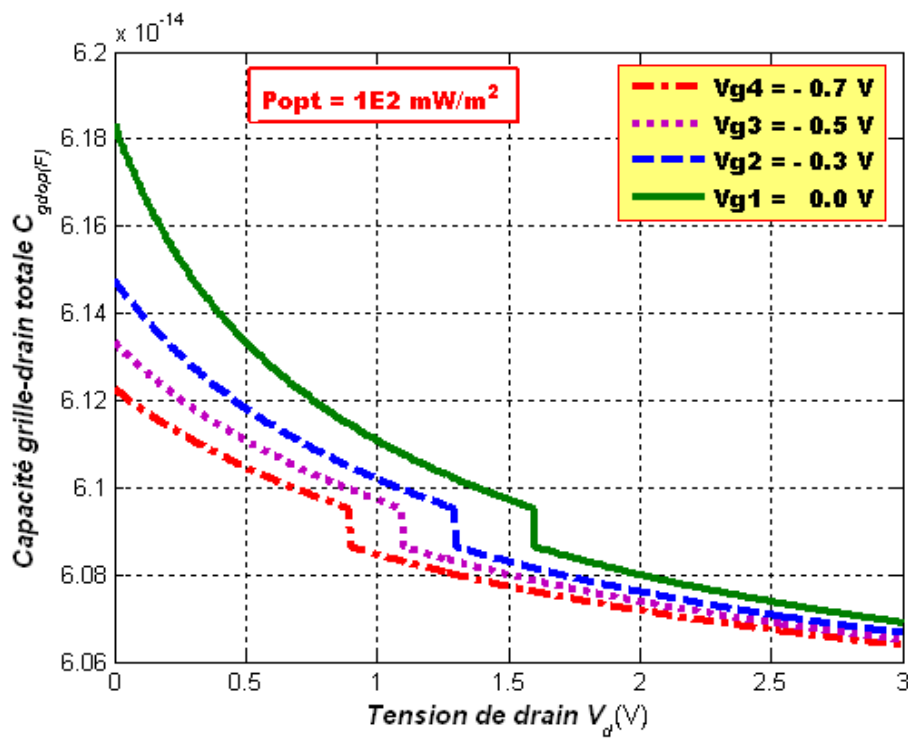


Figure III-25: La variation de la capacité optique grille-drain totale $C_{gd,op}$ en fonction de la polarisation V_d , pour le MESFET2.

En terminant cette analyse, nous présentons sur la figure III-26, la variation de la capacité grille totale, qui est la somme totale de la capacité grille-drain « $C_{gd.op}$ » et la capacité grille-source « $C_{gs.op}$ ». Nous notons que la transition abrupte entre le régime linéaire et le régime de saturation devient de plus en plus faible lorsque la valeur absolue de la tension de grille augmente.

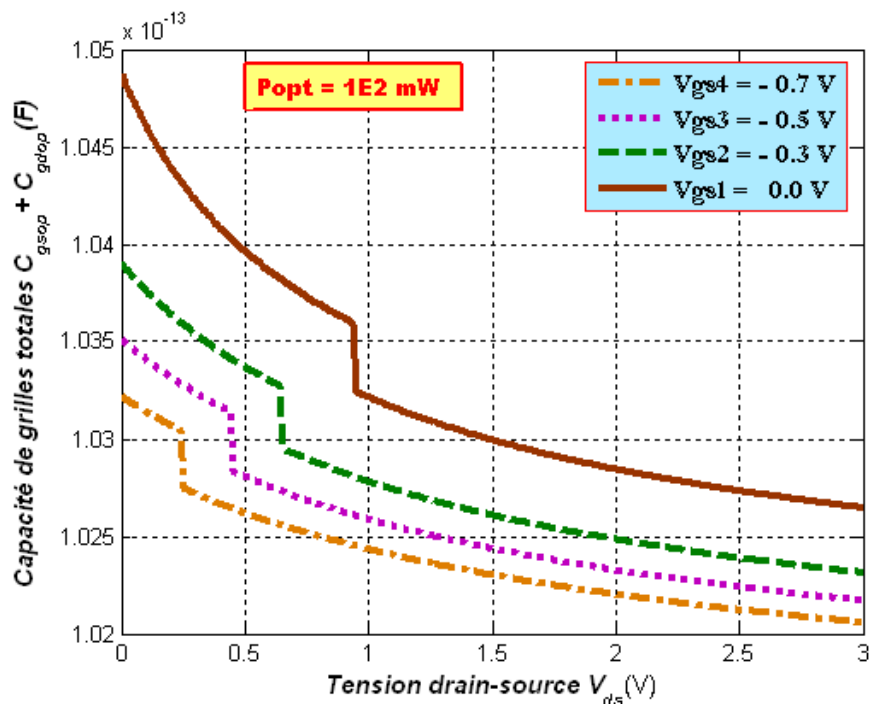


Figure III-26: La variation de la capacité optique totale (grille/drain+grille/source) $C_{gt.op}$ en fonction de la polarisation V_{ds} , pour le MESFET2.

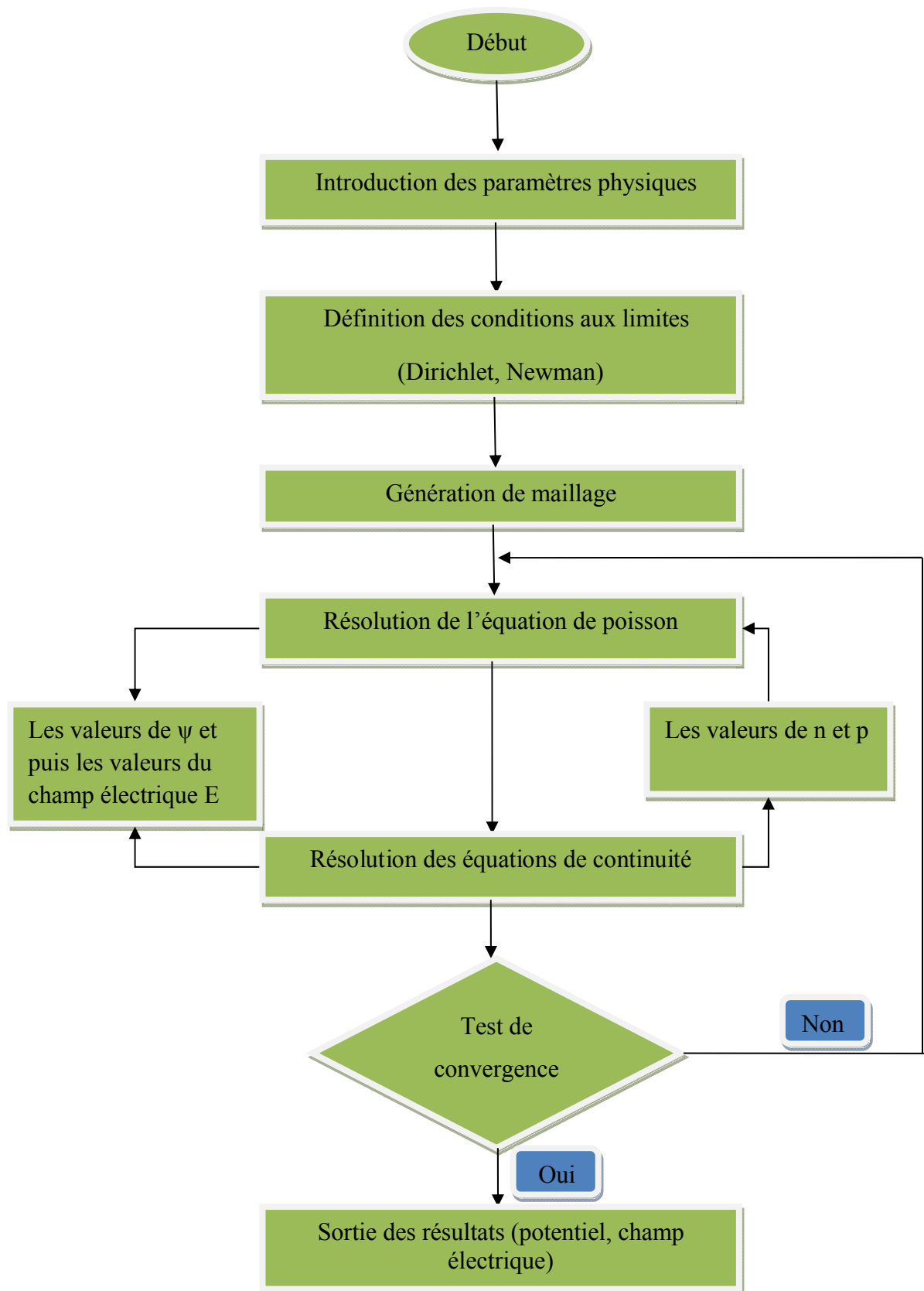


Figure III-27: Organigramme de résolution de l'équation de poisson

III.8) Évolution du potentiel et du champ électrique dans le canal

La variation du potentiel et du champ électrique avec les deux dimensions x et y en fonction des tensions de polarisations dans le cas d'éclairage et d'obscurité a été effectuée pour le transistor **MESFET4** (OPFET) dont les paramètres sont donnés dans le tableau suivant:

Paramètres du Transistor	L (μm)	a (μm)	Z (μm)	Nd (Cm^{-3})	μ_0 ($\text{Cm}^2/\text{V.s}$)	V_s (m/s)	Vbi (μm)
MESFET 4	1	0,16	10	$1.17.10^{23}$	8500	$3,6.10^5$	0.80

Tableau III-3: Paramètres du transistor MESFET4 (OPFET).

III. 8.a) Évolution du potentiel

Sur les **figures (III-27.a) et (III-27.b)** nous présentons la distribution du potentiel dans les conditions d'obscurité et d'illumination à deux dimensions et une seule dimension en fonction de la longueur normalisée du canal x/L , pour un canal uniformément dopé. On constate que la distribution du potentiel augmente au coté drain que du coté source c'est parce que la polarisation est appliquée sur le côté de drain, Nous remarquons aussi qu'il y'a une augmentation du potentiel à l'état d'illumination par rapport à l'état d'obscurité cela est due essentiellement à la photogénération des porteurs et les effets externes photovoltaïques qui augmente la conductivité et ainsi le potentiel dans le canal.

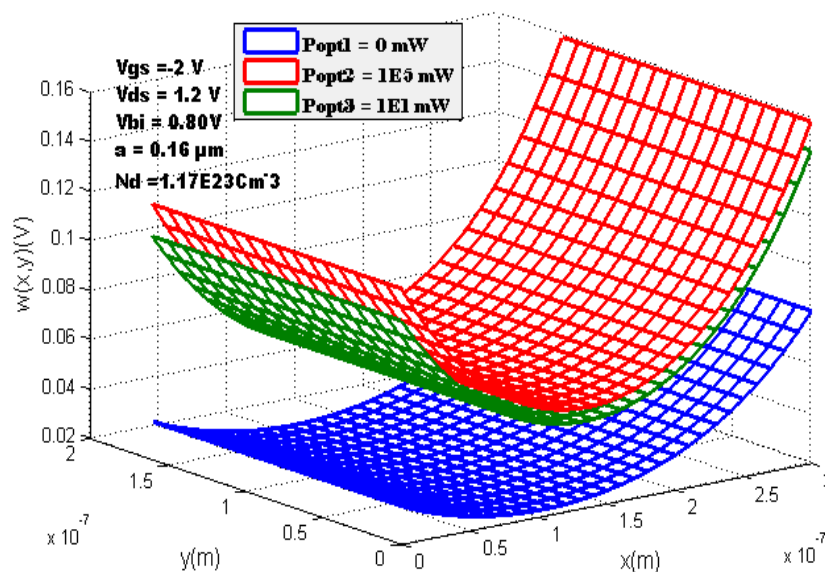


Figure III-27.a Variation à 3D du potentiel dans les conditions d'obscurité et d'illumination pour le **MESFET4**.

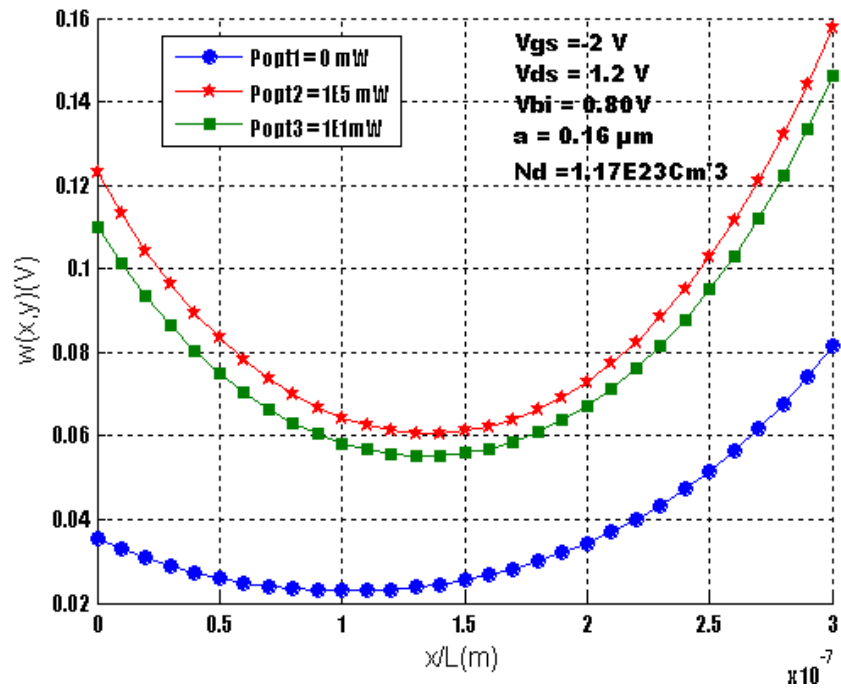


Figure III-27.b La variation du potentiel avec la longueur normalisé du canal (x/L) dans les conditions d'obscurité et d'éclairage pour le **MESFET4**.

La figure (III-28) montre la variation du potentiel de canal active avec les deux dimensions suivantes $\bar{o}x$ et $\bar{o}y$ pour différentes valeurs de la tension V_{ds} . Cela montre que le potentiel du canal augmente avec l'augmentation de la tension drain-source V_{ds} .

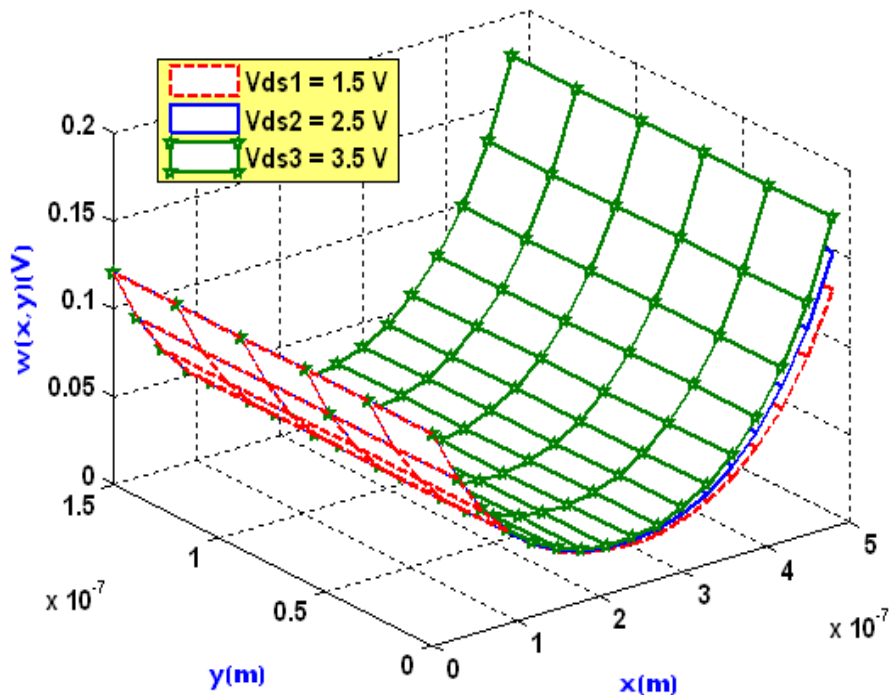


Figure III-28: Variation à 3D du potentiel $\psi(x, y)$, pour différentes valeurs de la tension drain-source V_{ds} pour le **MESFET4**.

III.8.b) Évolution du champ électrique E_x et E_y

La figure III-29.a montre la variation du champ électrique E_x en fonction de la position « x » dans le canal, pour certains valeurs de polarisation $V_{ds} = (5V, 7V, 9V)$ et $V_{gs} = -3.5V$, nous constatons que le champ électrique longitudinal E_x augmente d'abord linéairement jusqu'au voisinage du pincement puis il va décroître rapidement coté drain et croît aussi avec la croissance de la valeur de tension drain-source V_{ds} . Cela est dû au fait que la densité des porteurs près de l'extrémité du drain présente une diminution rapide de la concentration de surface, qui appelle à une augmentation rapide du champ électrique afin de maintenir le courant de drain constant. L'origine des abscisses est placée au début de l'électrode métallique de grille côté source.

La figure III-29.b montre l'évolution du champ électrique E_y en fonction de la position « y » dans le canal pour différentes valeurs de la tension drain-source V_{ds} pour le MESFET4, nous constatons que le champ électrique E_y augmente d'abord linéairement jusqu'au voisinage du pincement puis il va décroître près du drain et qu'il augmente aussi avec l'augmentation de la tension du drain V_{ds} .

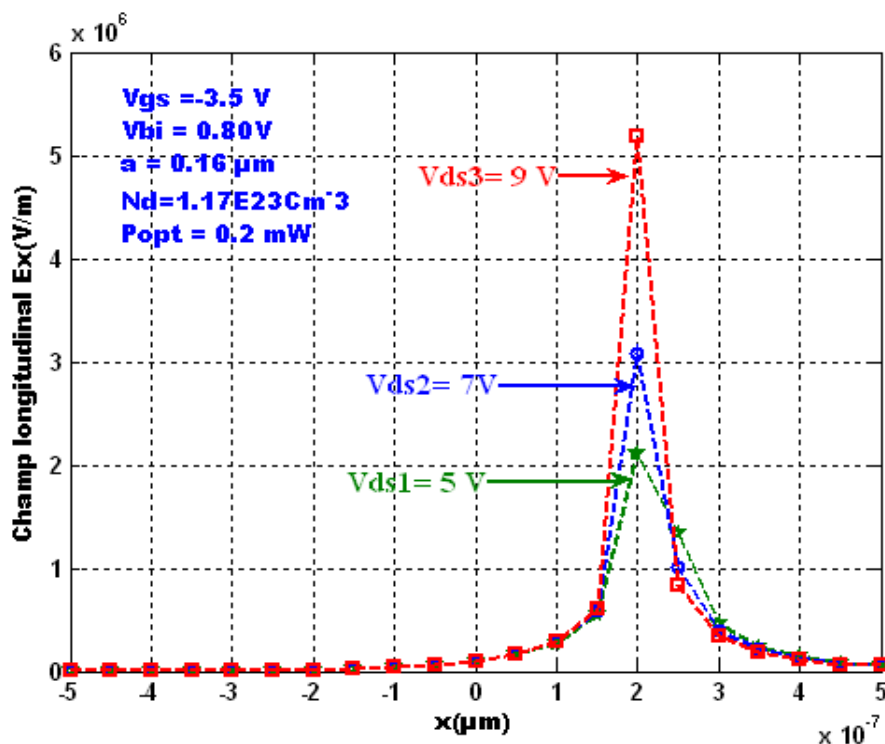


Figure III-29-a : Évolution longitudinale du champ électrique E_x dans le canal pour différentes valeurs de la tension drain-source V_{ds} pour le MESFET4.

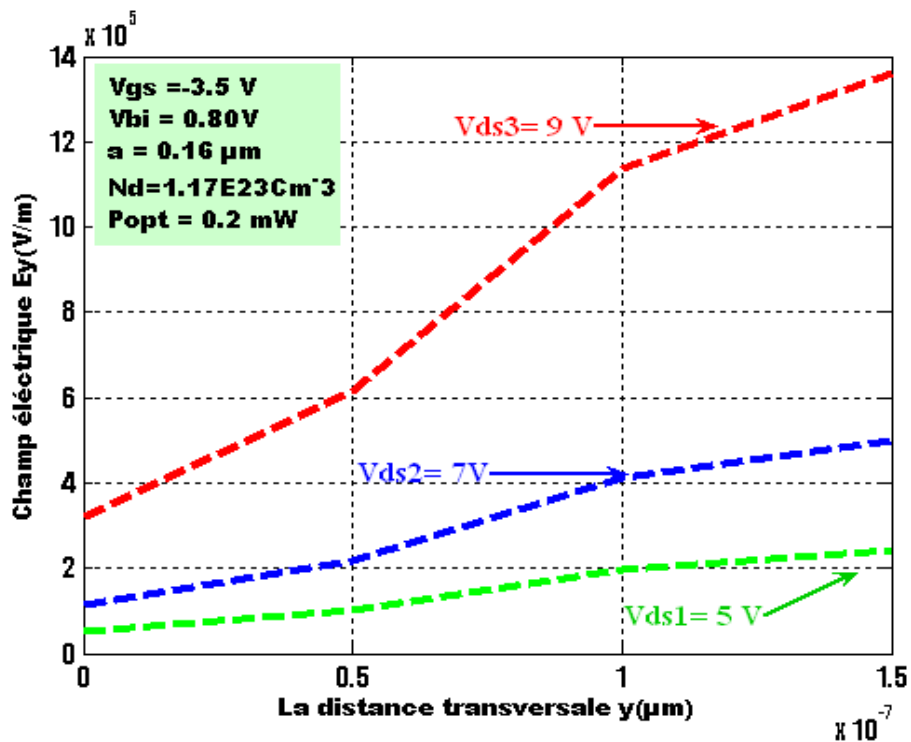


Figure III-29-b : Évolution transversale du champ électrique E_y dans le canal pour différentes valeurs de la tension drain-source V_{ds} pour le MESFET4.

Le champ électrique dans la direction $o\vec{x}$ avec les conditions lumineuses et obscurités est représenté sur Les figures (**figure III-30.a** et **figure III-30.b**) pour le MESFET1 et le MESFET2, Lorsque l'appareil est allumé, le champ électrique le long de la longueur du canal se diminue au fur et à mesure que la puissance optique incidente P_{opt} augmente en raison de la réduction de la résistance du canal due essentiellement à la diminution de la zone de charge d'espace et enfin l'augmentation de la conduction du canal

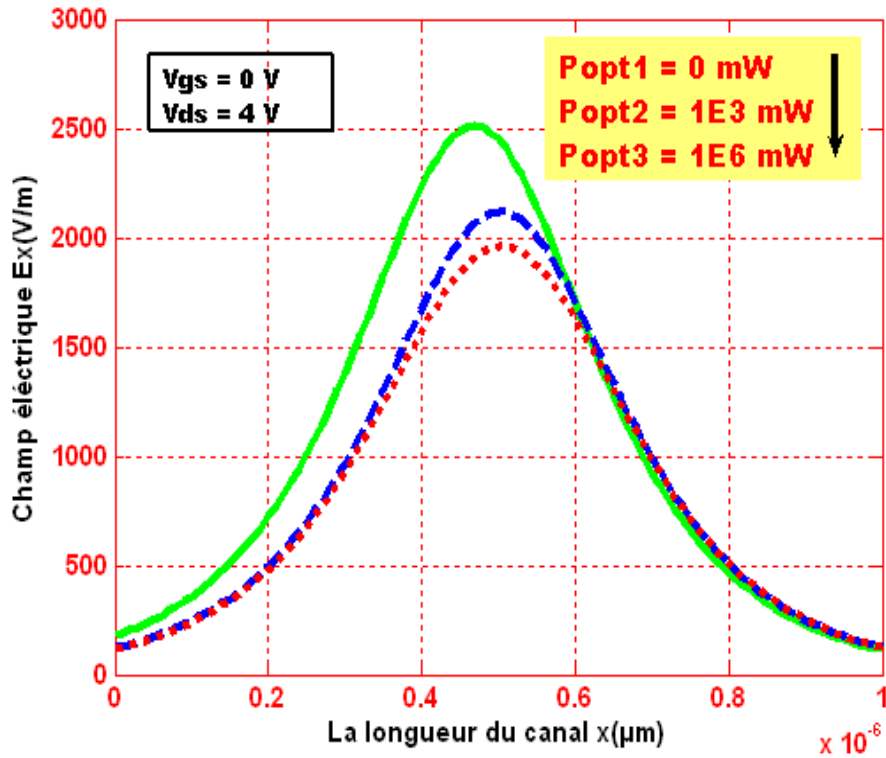


Figure III-30.a : Évolution longitudinale du champ électrique E_x dans le canal pour différentes valeurs de puissance optique incidente, P_{opt} pour le MESFET1.

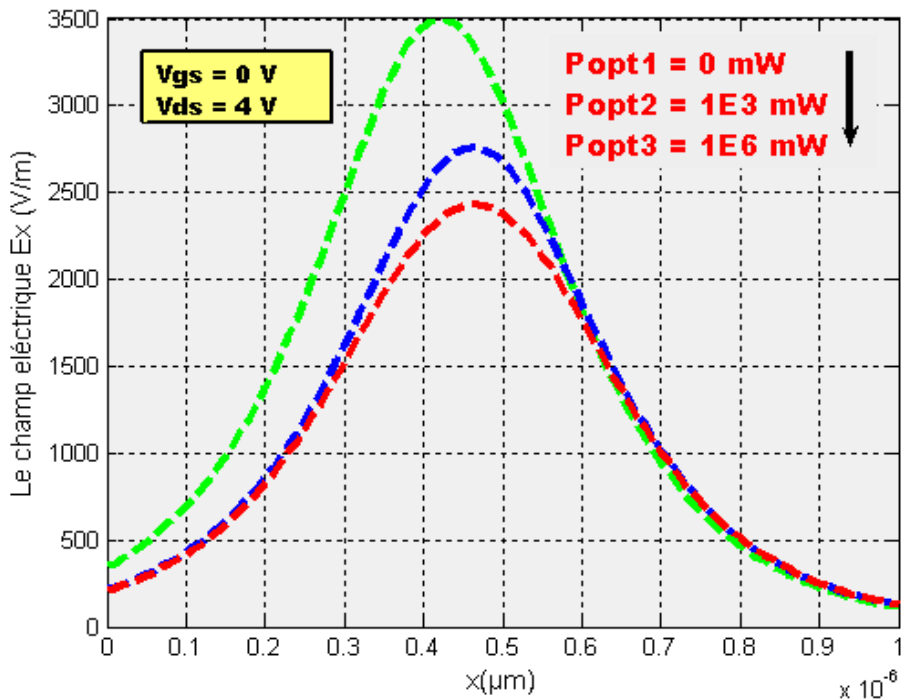


Figure III-30.b : Évolution longitudinale du champ électrique E_x dans le canal pour différentes valeurs de puissance optique incidente, P_{opt} pour le MESFET2.

La figure III-31 présente la variation du champ électrique E_y en fonction de la position «y» dans le canal, pour certains valeurs de polarisation $V_{ds} = 4V$ et $V_{gs} = -0,5V$, nous constatons que le champ électrique transversal E_y dans le canal, (perpendiculaire au trajet source-drain), augmente d'abord linéairement jusqu'au voisinage du pincement puis il va décroître près du drain, pour les conditions lumineuses ($P_{opt2} = 1e3mW$ et $P_{opt3} = 1e6mW$), cela est due essentiellement au resserrement de la zone de charge d'espace donc une augmentation du champ électrique E_y , par contre nous remarquons que le champ électrique à l'état sombre ($P_{opt1} = 0mW$) est presque égale à zéro ($E_y = 0V/m$) cela peut être expliqué par l'augmentation maximale du champ électrique longitudinal du canal suivant $O\vec{x}$ qui est très supérieur que celle du champ électrique transversal suivant $O\vec{y}$; ($E_y \ll E_x$).

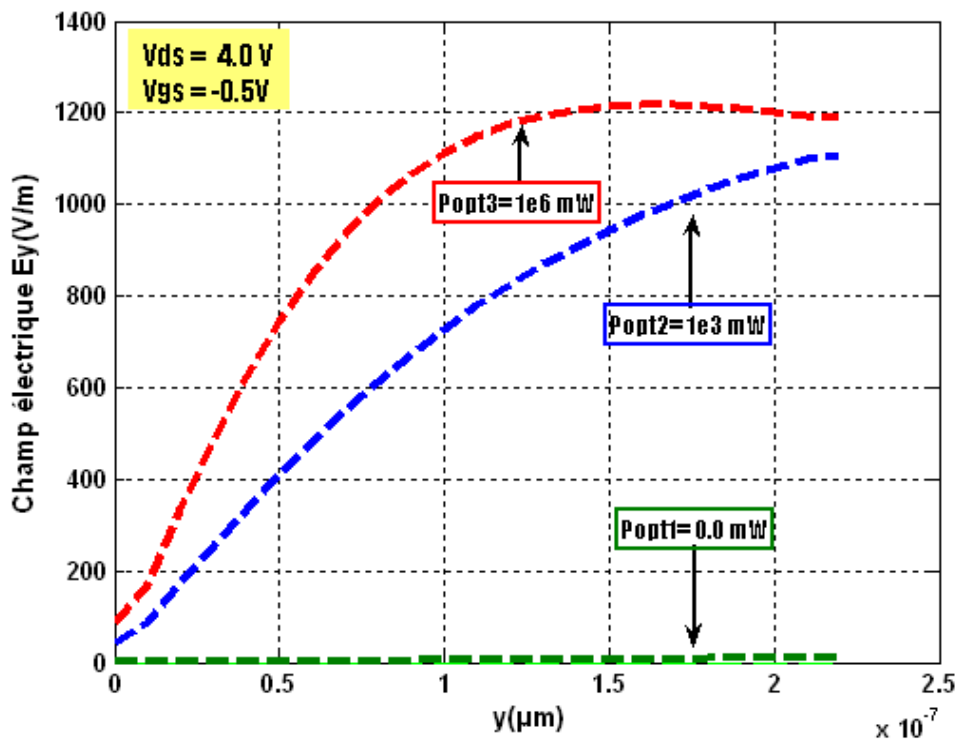


Figure III-31 : Évolution transversale du champ électrique E_y dans les conditions d'obscurité et d'illumination pour le MESFET2.

III.8.c) Validité du modèle

Pour valider les résultats de simulation nous les avons comparés avec les mesures expérimentales effectuées sur le composant prises dans la littérature [44]. Les paramètres du composant utilisés sont présentés dans le tableau suivant:

MESFET	L [μm]	a [μm]	Z [μm]	Nd [At/m^3]	μ_0 [$\text{m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$]	v_s [m/s]
5	0,5	0,143	300	$1,31 \cdot 10^{23}$	0,4000	$7,1 \cdot 10^5$
MESFET	Vbi [V]	Vp [V]	Rp [Ω]			
5	0,85	1,93	1000			

Avec les coefficients de Fourier suivant:

MESFET	a₁	b₁	c₁
5	- 0,06	0,12	0,10

Afin d'examiner la validité du modèle exposé, nous avons comparé les résultats de simulation théoriques obtenus pour le champ électrique longitudinal E_x avec ceux d'autres modèles existants en référence [54] pour le transistor précédent **MESFET5** à « $V_{gs} = 0V$ » et « $V_{ds} = 1,8V$ ».

La figure (III-32) illustre la comparaison entre les résultats de simulation de notre modèle et ceux du théorique Réf [54] pour le composant « MESFET 5 ». Le champ électrique longitudinal E_x dans le canal augmente d'abord linéairement jusqu'au voisinage du pincement puis il va décroître rapidement coté drain, nous remarquons également que les résultats théoriques et ceux de la simulation avec et sans l'influence de la lumière ont le même comportement envers la tension drain-source dans le régime linéaire et coïncident bien, notamment jusqu'au voisinage de pincement où ils vont décroître rapidement coté drain.

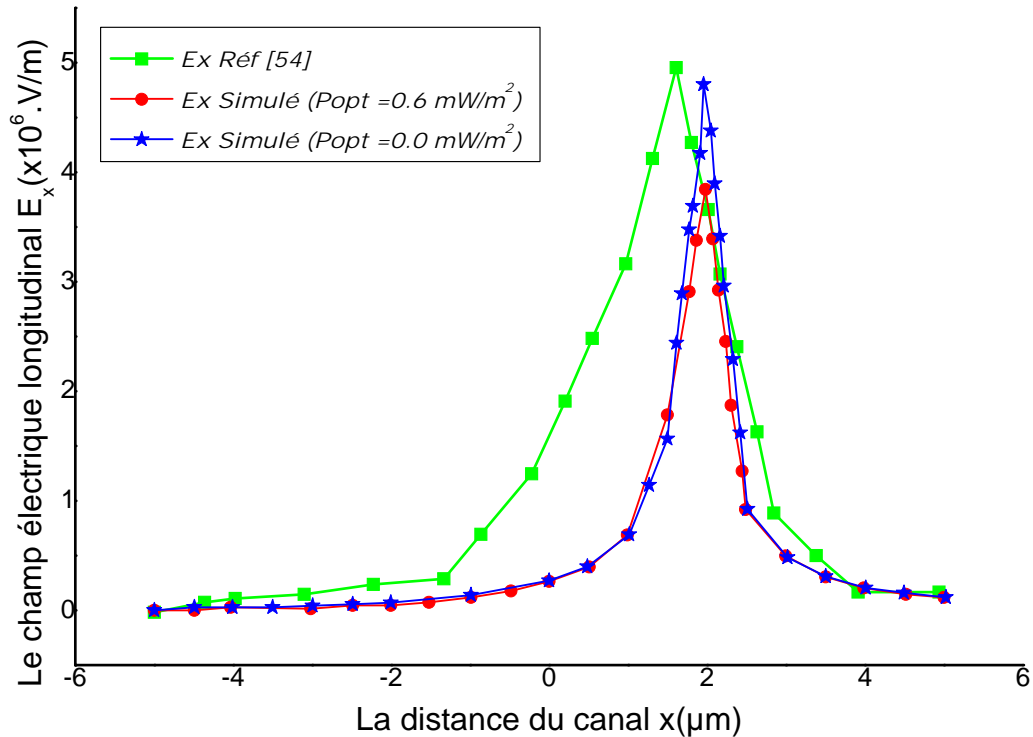


Figure III-32 : Évolution longitudinale du champ électrique E_x .

III.8.d) Évolution du potentiel bas

Sur les figures (III-33) et (III-34), Nous illustrons le potentiel bas $\psi(x, y = a)$ en fonction de la longueur de grille normalisée (x/L_g) dans les deux conditions d'éclairage et d'obscurité au niveau de la couche GaAs /substrat semi-insolant. Pour différentes valeurs de longueurs de grille avec une valeur fixe de la tension drain-source $V_{ds} = 1,2V$, on constate que le potentiel bas croît avec la diminution de la longueur de grille. En outre on voit clairement que le potentiel bas à l'état lumineux est un peu plus élevé que dans l'état sombre et que la position minimum du potentiel bas est particulièrement décalée vers la source au fur et à mesure que la longueur de grille L_g diminue, Nous remarquons également cet effet qu'on l'appelle DIBL (Drain Induced Barrier Lowering), il est plus dominant pour la longueur de grille $L_g = 0.3\mu m$ que celle pour $L_g = 0.5\mu m$ et $L_g = 0.7\mu m$, qui indique que le DIBL est l'effet le plus répandu dans le régime de fonctionnement submicrométrique des transistors MESFET.

Afin de valider le modèle du potentiel bas que nous allons utiliser l'expression analytique (II-42), nous présentons une comparaison des variations du potentiel bas, il y'a une meilleure concordance entre les résultats théoriques et ceux qui ont été faits numériquement par l'utilisation des méthodes numériques de PDE tools de MATLAB7 sous l'illumination.

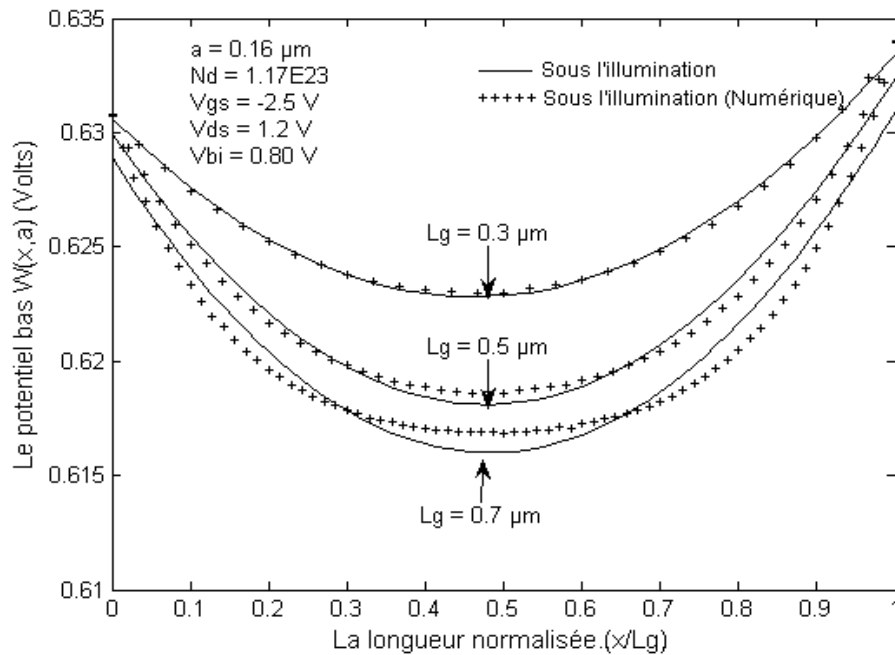


Figure III-33: Variation du potentiel bas par rapport à la longueur normalisée pour différentes longueurs de grille à l'état d'éclairage.

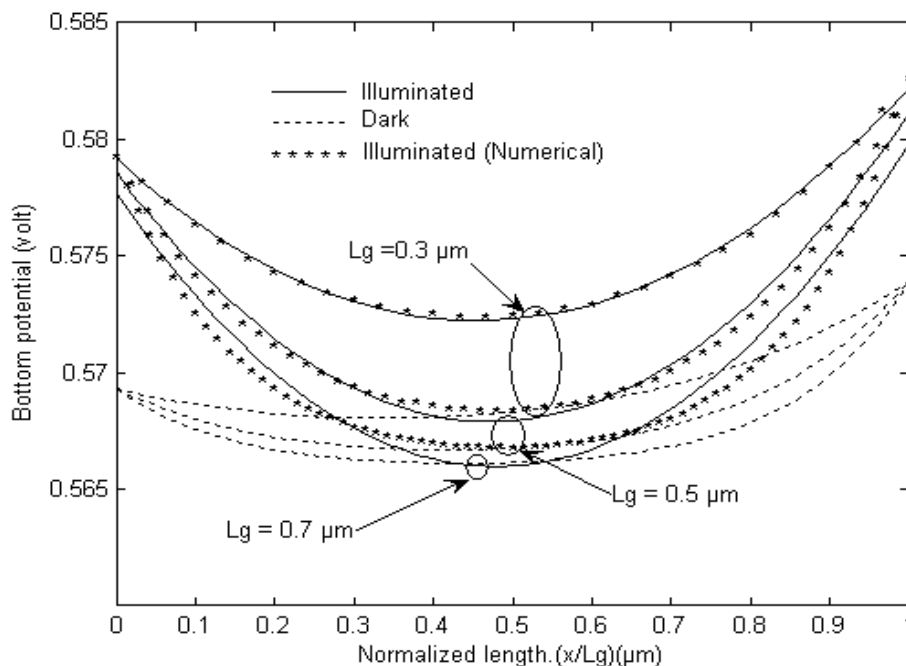


Figure III-34: Variation du potentiel bas par rapport à la longueur normalisée dans l'obscurité et l'éclairage pour différentes valeurs de longueurs de grille.

Dans les **figures (III-35), (III-36)**, On observe que lorsque la tension drain-source V_{ds} augmente pour une valeur fixe de $V_{gs} = -2,5V$, le potentiel bas augmente au côté du drain, alors que l'augmentation de V_{ds} dégrade la barrière FET du canal court donc cet effet est connu sous le nom DIBL, mais on constate que l'excédent de la densité de puissance optique incidente affecte le potentiel bas pour augmenter, entraînant la diminution significative de la barrière du canal. On voit que, le potentiel bas à l'état d'illumination est plus élevé par rapport à l'état d'obscurité, car lorsque le rayonnement lumineux est autorisé à tomber sur le contact grille-Schottky, une tension photoélectrique V_{op} est développée aux bornes de la jonction, ce qui permet de réduire efficacement la hauteur de la barrière du potentiel, et ainsi diminue la largeur de la zone de déplétion, et accroître également la largeur du canal active. Pour $V_{ds} = 0V$, la position du potentiel bas minimum se trouve presque inchangé pour $L_g = 0.5\mu m$, il est déplacé vers la source lorsque la tension drain-source augmente.

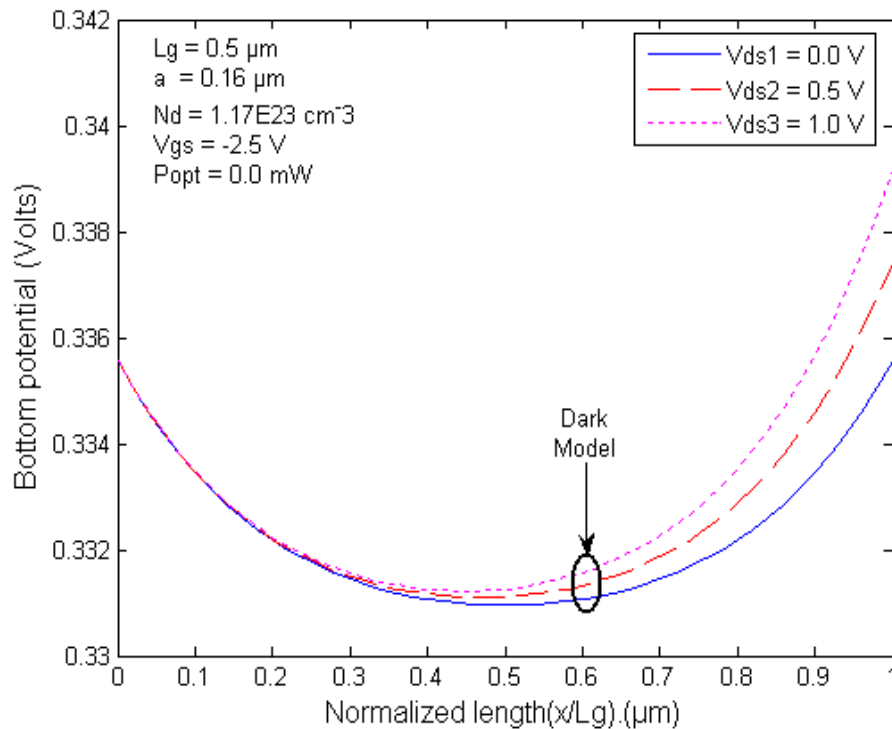


Figure III-35: La variation du potentiel bas versus la longueur normalisée (x/L_g), pour différentes valeurs de polarisation drain-source sans éclairage

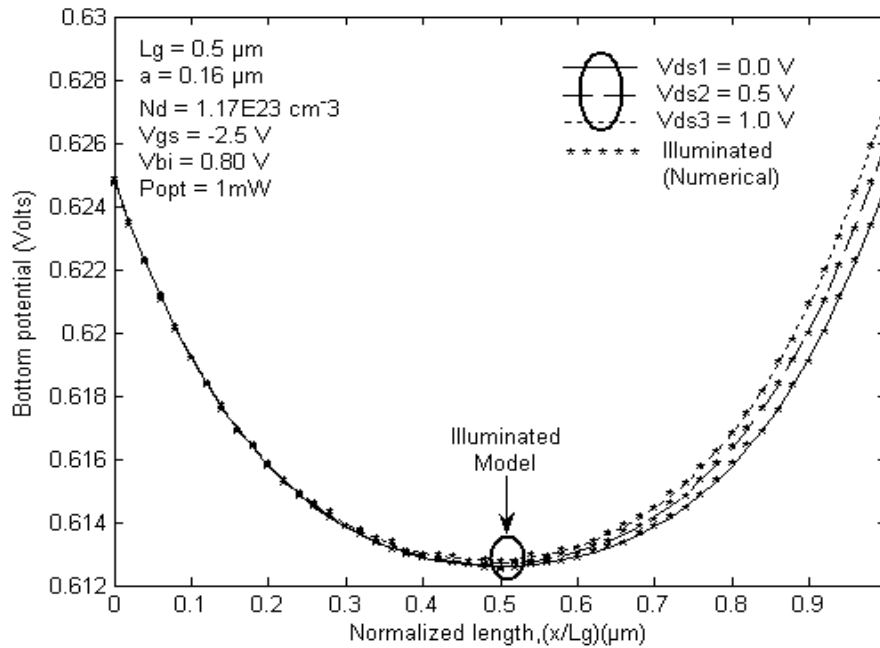


Figure III-36: La variation du potentiel bas versus la longueur normalisée (x/L_g), pour différentes valeurs de polarisation drain-source dans la condition d'éclairage.

Dans la **figure III-37**, nous avons présenté respectivement les effets de l'épaisseur de la couche active a , sur le potentiel bas. On observe que pour une longueur de grille fixe $L_g = 0.5\mu m$, le potentiel bas augmente d'une part au fur et à mesure que la largeur du canal active a augmente, cela signifie que les effets du canal court en raison de la réduction de la longueur de grille L_g peut être réduit au minimum par la réduction de l'épaisseur du canal active a . Ceci suggère que l'augmentation du potentiel bas en raison de la courte longueur de grille L_g peut être minimisé en réduisant l'épaisseur du canal actif. On voit que le potentiel bas dans le cas éclairée est plus élevé que dans le cas d'obscurité cet écart est dû au rayonnement lumineux lorsqu'il est autorisé à tomber sur le contact de grille -Schottky, une tension photoélectrique est développée à travers la jonction, ce qui réduit efficacement la hauteur de barrière et diminue la largeur de la couche de déplétion, qui à son tour accroît également la largeur du canal. Comme la longueur de grille diminue, la partie centrale de distribution du potentiel bas augmente, Il s'agit de la région responsable de la commande du courant de drain.

La **figure III-38** montre la dépendance du potentiel bas au profil de dopage, on constate que le potentiel bas augmente avec l'augmentation du profil de dopage N_d . de même on voit que le potentiel bas en croissance sous l'éclairage que dans l'obscurité.

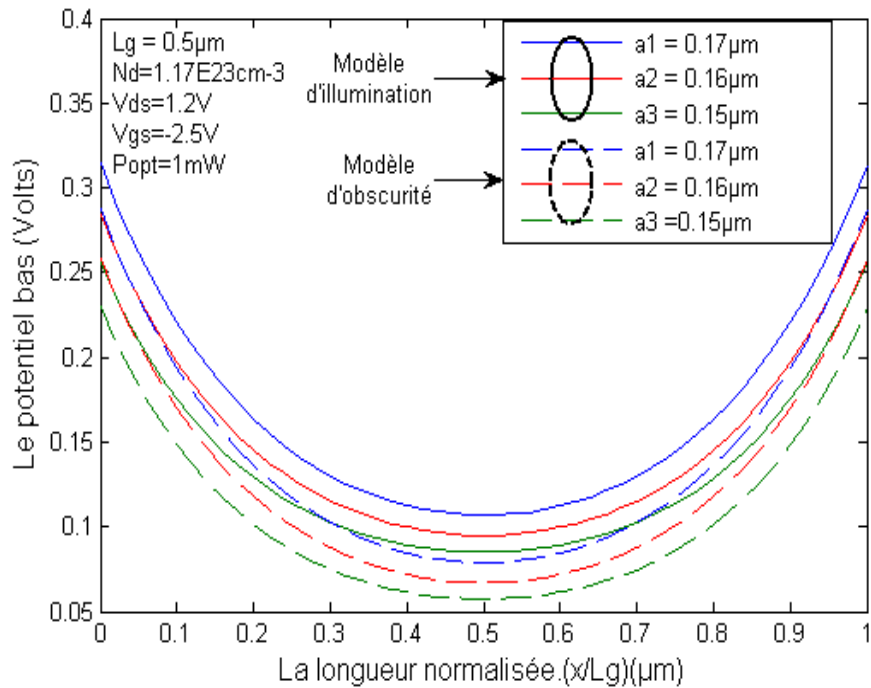


Figure III-37: Représentation graphique du potentiel bas par rapport à la longueur normalisée pour différentes valeurs de l'épaisseur du canal a .

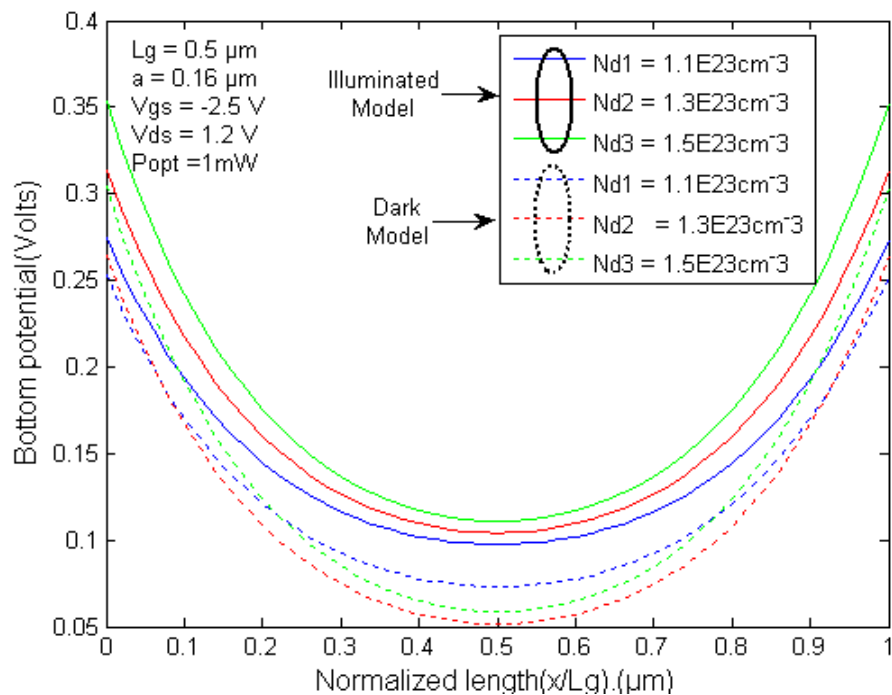


Figure III-38: Variation du potentiel bas avec une longueur normalisée pour différents profils de dopage N_d dans les états sombres et lumineux.

La **figure III-39** présente la variation de la tension de seuil avec la longueur du canal L_g pour différentes valeurs de tensions grille-source à l'état lumineux. L'effet de la tension grille-source V_{gs} sur la tension de seuil V_{th} a été présenté car on observe que pour une valeur fixe de V_{gs} , La tension de seuil V_{th} est dégradée lorsque la longueur de grille L_g est réduite et puis elle devient constante lorsque L_g est accroît et. est toujours croissante avec la croissance de la tension grille-source. Le décalage de la tension de seuil vers les valeurs négatives est la dérive la plus souvent observée pour les FET's à conduction volumique, ce phénomène est attribué à la réduction de la profondeur de la zone d'appauvrissement sous la grille sous l'effet de piégeage des trous générés et par la suite de dépiégeages d'électrons activés par le champ électrique. Pour les FET's à conduction dans un canal bidimensionnel, le piégeage de porteurs sous la grille peut changer la tension de contrôle de la densité électronique du canal et, par conséquent, induire un décalage de la tension de seuil du transistor.

La **figure III-40** montre la variation de la tension de seuil avec la longueur du canal L_g pour différentes valeurs de la densité de puissance optique incidente P_{opt} , Nous constatons que la tension de seuil V_{th} diminue au fur et à mesure que la densité de puissance optique incidente P_{opt} diminue.

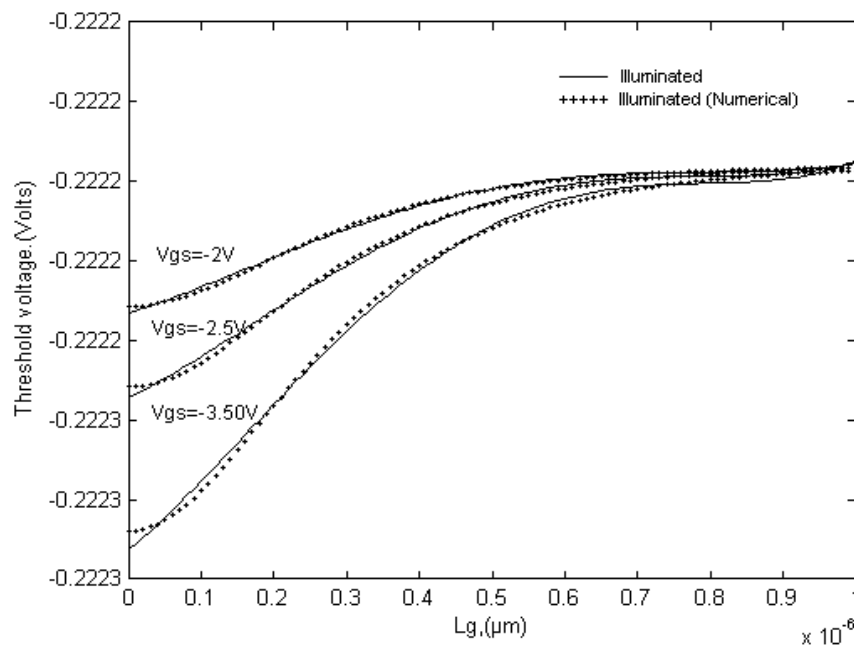


Figure III-39: La variation de la tension de seuil avec la longueur de canal L_g pour différentes valeurs des tensions drain-source à l'état lumineux de calcul: $P_{opt} = 2mW / m^2$, $N_d = 1.17E23Cm^{-3}$, $a = 0,16\mu m$, $L_g = 0,5\mu m$, $V_{ds} = 1,2V$.

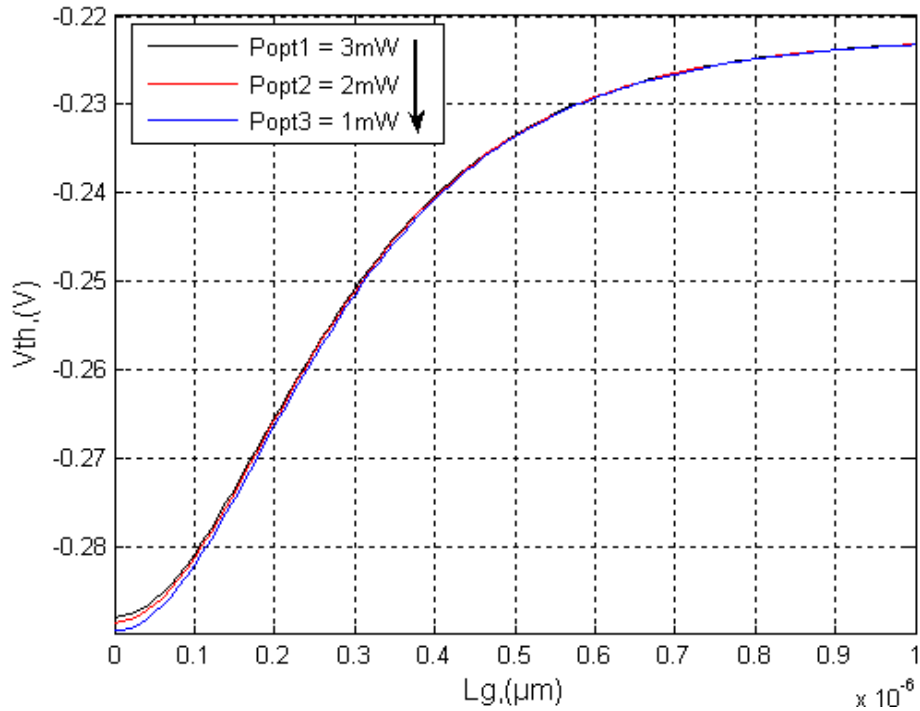


Figure III-40: Variation de la tension de seuil V_{th} avec la longueur du canal L_g pour différentes valeurs d'éclairages.

III.9) Fréquence de coupure

Pour calculer la fréquence de coupure pour le transistor MESFET3, nous utilisons les expressions **(II-142)**, **(II-143)**, **(II-144)** établies dans le deuxième chapitre.

La **figure III-41** montre les variations de la constante de temps RC et la fréquence de coupure f_C avec la densité de puissance optique incidente (sans recombinaison $R = 0$). On voit que la constante de temps RC diminue tandis que la fréquence de coupure augmente avec l'augmentation de la densité de puissance optique incidente P_{opt} . La diminution de la constante de temps RC pourrait être dû au fait que le taux de diminution de la résistance en présence d'illumination est supérieure à l'augmentation correspondante à la capacité en présence d'éclairage.

La **figure III-42** montre la variation de la fréquence de coupure avec la tension grille-source. Les schémas (plots) ont été calculés à une valeur de la tension de

drain $V_d = 4V$. La fréquence de coupure f_c augmente généralement avec l'augmentation de la tension de grille V_g . Donc la concentration des porteurs augmente jusqu'à la valeur d'équilibre puis elle commence à se saturer. Après les porteurs se déplacent dans une région à un champ élevé, où ils sont affectés par divers mécanismes de diffusion, ce qui diminue la fréquence de coupure. Nous observons aussi que la fréquence de coupure augmente avec l'augmentation de la densité de puissance optique P_{opt} pour des valeurs de polarisation inverse V_{gs} importante et diminue pour des valeurs très faibles de V_{gs} .

Sur la **figure III-43** les performances fréquentielles de ces transistors sont fonction de la longueur de grille L_g qui constitue le chemin parcouru par les électrons pour atteindre le drain. En réduisant cette longueur de grille, par conséquent en diminuant le temps de transit et enfin on améliore les fréquences de coupure des composants.

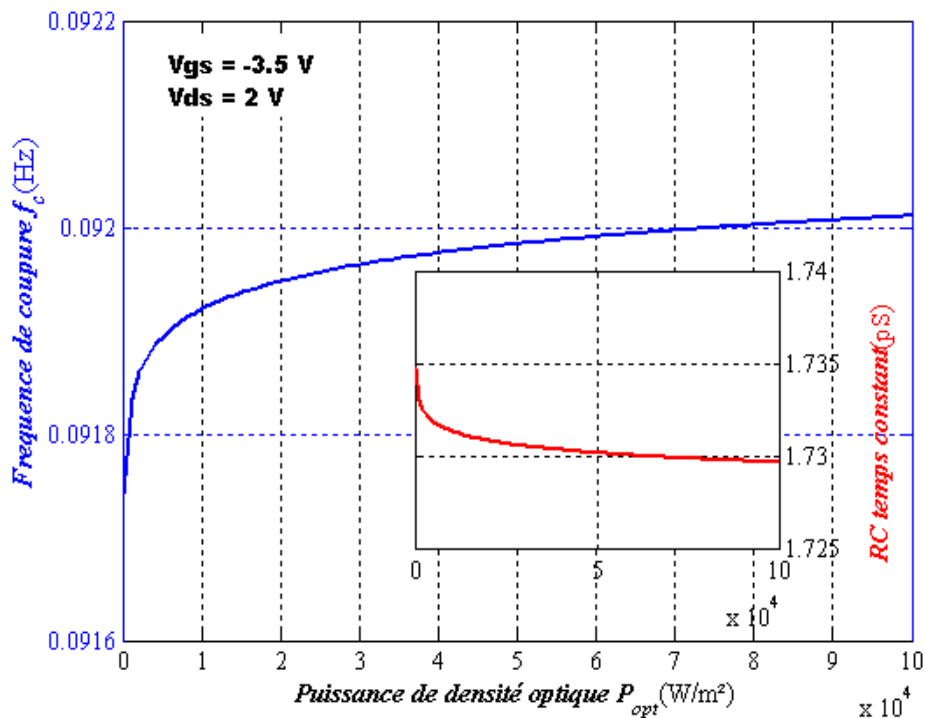


Figure III-41: La variation de la fréquence de coupure f_c et le temps constant RC avec la densité de puissance optique P_{opt} , pour le **MESFET3**.

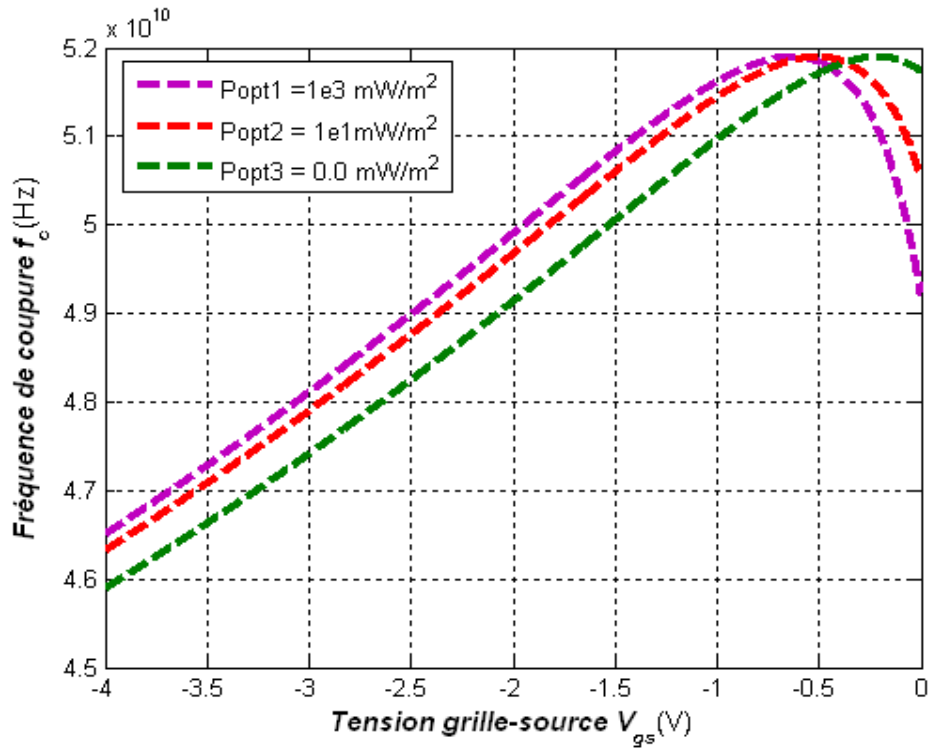


Figure III-42 : la variation de la fréquence de coupure avec la tension grille-source V_{gs} à une tension de drain $V_d = 4V$ pour différentes valeurs de la densité de puissance optique P_{opt} , pour le **MESFET3**.

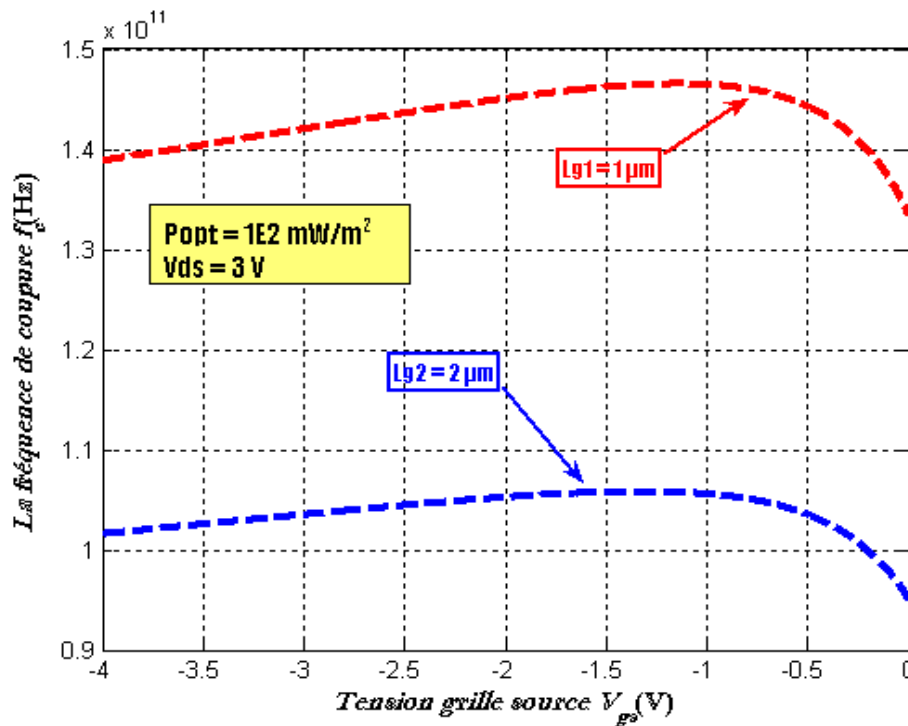


Figure III-43 : La variation de la fréquence de coupure f_c avec la tension grille-source V_{gs} pour différentes valeurs de longueurs de grille pour le **MESFET3**.

III.10) Caractéristiques dynamiques

III.11) Variation des paramètres $[Y_{ij}]$ normalisés en fonction de la fréquence

Les figures présentées ci-dessous montrent la variation des paramètres d'admittance avec la fréquence à l'état sombre et lumineux. On remarque que les parties réelles sont sensiblement constantes aux basses fréquences (Y_{21}, Y_{22}), ou évoluent comme le carré de la fréquence (Y_{12}, Y_{11}) alors que les parties imaginaires évoluent comme la pulsation « ω » ; ceci est en bon accord avec ce qui était prédit par les expressions (II-158) et (II-162). Les figures; (III-43.a) et (III-43.b) montrent que dans l'état lumineux, Y_{11} s'améliore lorsque l'appareil est exposé à un rayonnement lumineux et qu'une phototension est développée à travers la jonction Schottky qui permet de réduire efficacement la hauteur de la barrière du potentiel, et en même temps diminue la largeur de la couche d'appauvrissement. La largeur du canal augmente la réduction de la résistance ainsi l'augmentation de la conductance du canal. La même tendance est observée dans d'autres paramètres- Y . Le paramètre Y_{21} , qui détermine principalement le gain de l'appareil, indique une amélioration significative lorsqu'il est éclairé, comme le montre la figure III- 45.a.

Nous observons sur les figures (III-44.a), (III-46.a), seulement des changements plus importants aux niveaux des paramètres d'admittance $\text{Re}(Y_{21})$ et $\text{Re}(Y_{22})$, les altérations ont été plus importantes dans la représentation graphique du module de gain en tension.

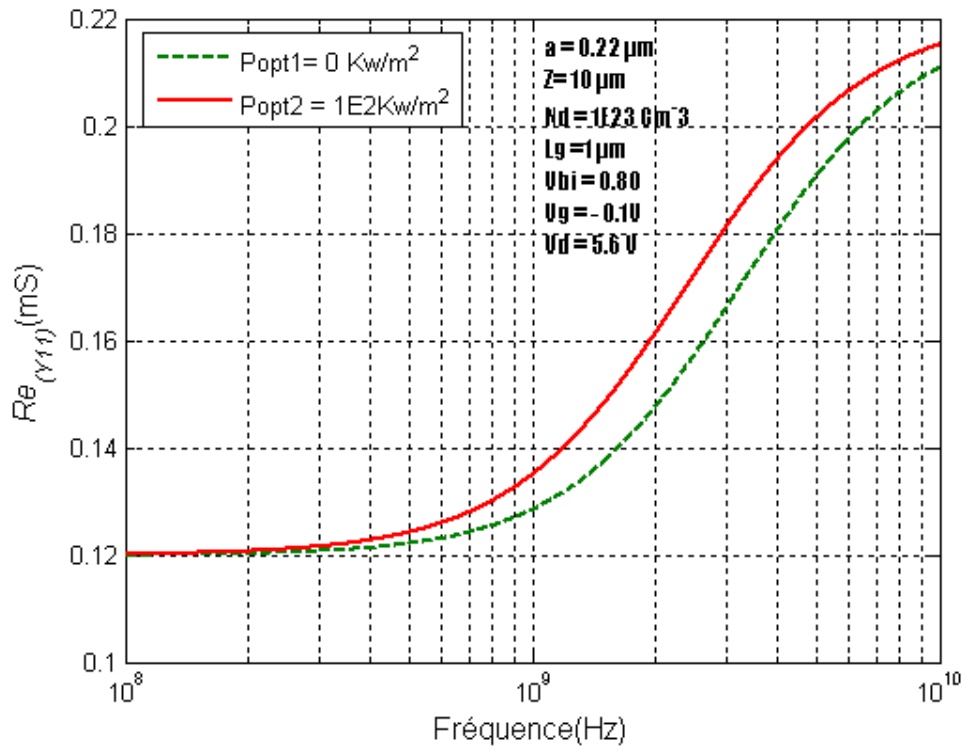


Figure III-43 .a: Partie réelle de Y_{11} .

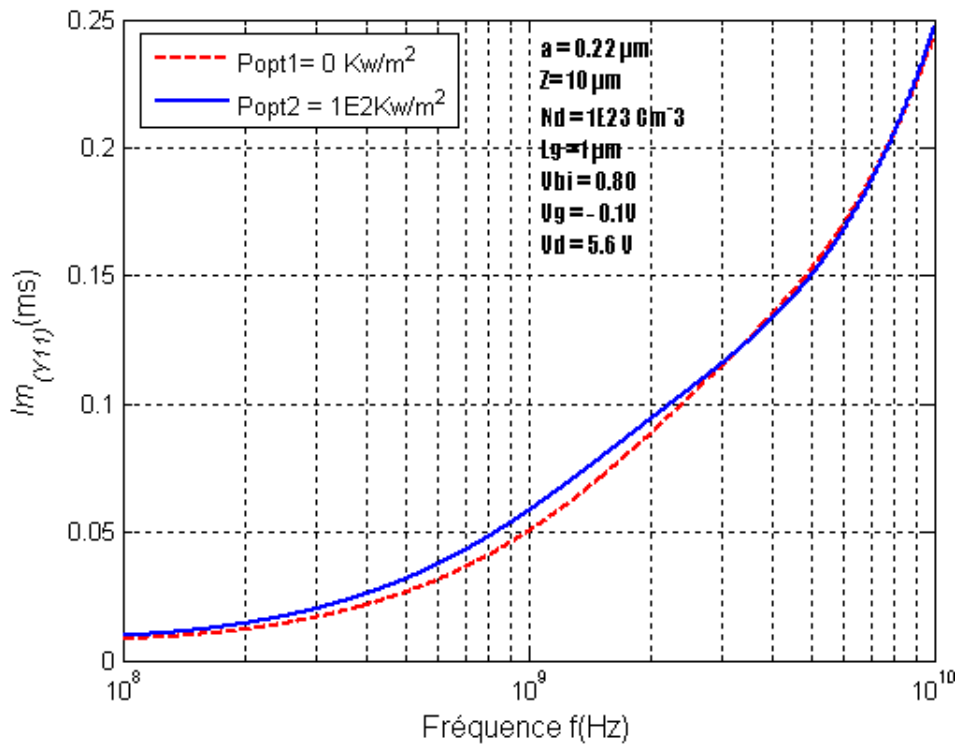


Figure III- 43.b: Partie imaginaire de Y_{11} .

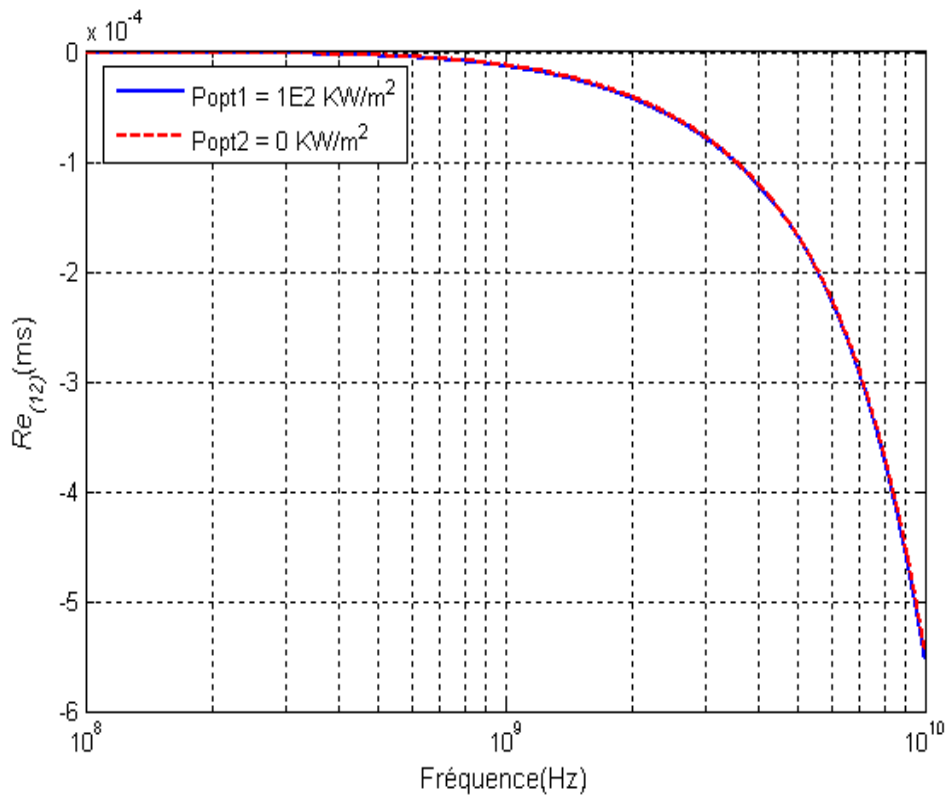


Figure III- 44.a: Partie réelle de Y_{12} .

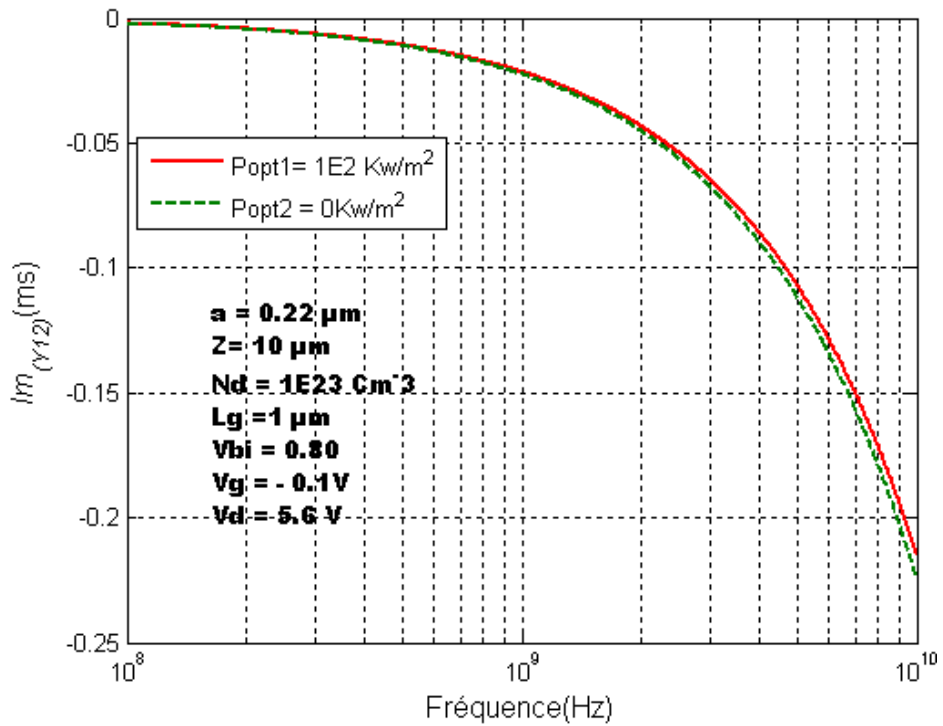


Figure III- 44.b: Partie imaginaire de Y_{12} .

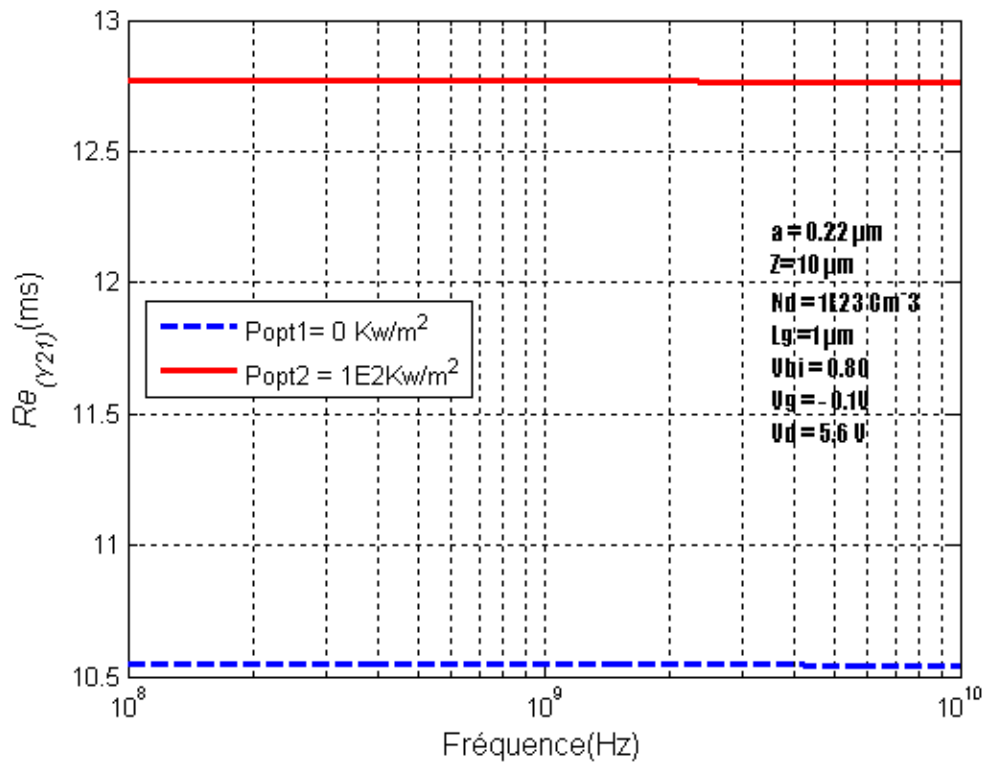


Figure III- 45.a: transfert des variations de paramètres d'admittance Y_{21} . Partie réelle avec la fréquence sous l'état sombre et lumineux.

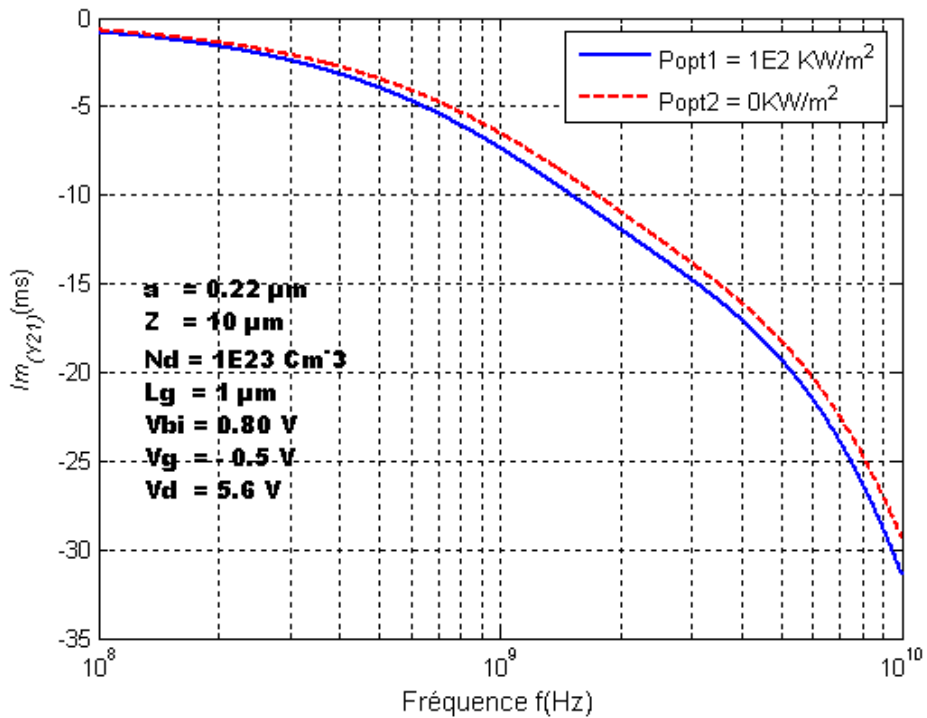


Figure III- 45.b: la variation de paramètre de sortie d'admittance Y_{21} , Partie imaginaire avec la fréquence sous l'état sombre et lumineux.

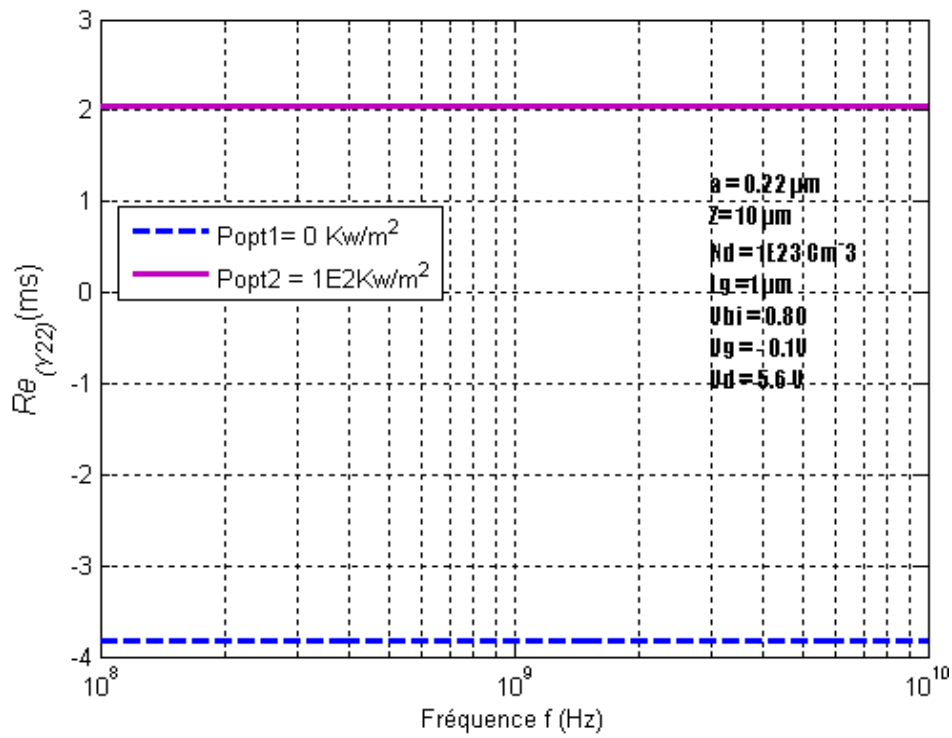


Figure III- 46.a: Partie réelle de Y_{22} .

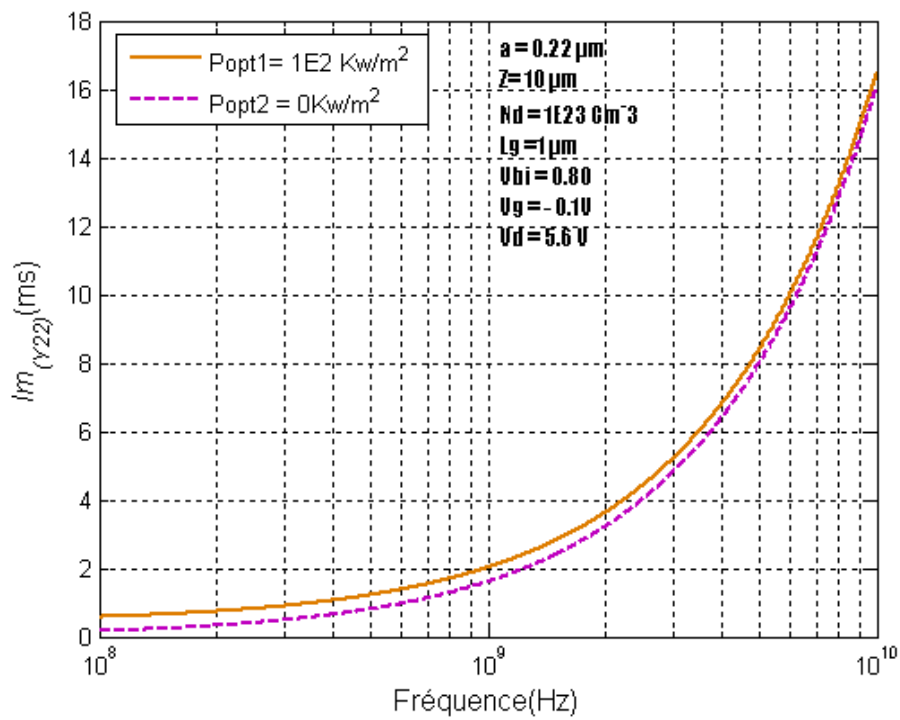


Figure III- 46.b: Partie imaginaire de Y_{22} .

On voit sur la figure **(III-47)** la représentation graphique du module de gain de tension, qu'à partir d'une fréquence donnée, il existe une certaine réduction de la valeur de gain, même pendant que le dispositif est soumis à la densité de puissance optique incidente. Cette même approche constatée que la résistance dynamique entre le drain et la source a une influence considérable sur la grandeur du gain en tension, en tenant compte de leurs petites modifications causées par des densités de puissance optique incidente élevée.

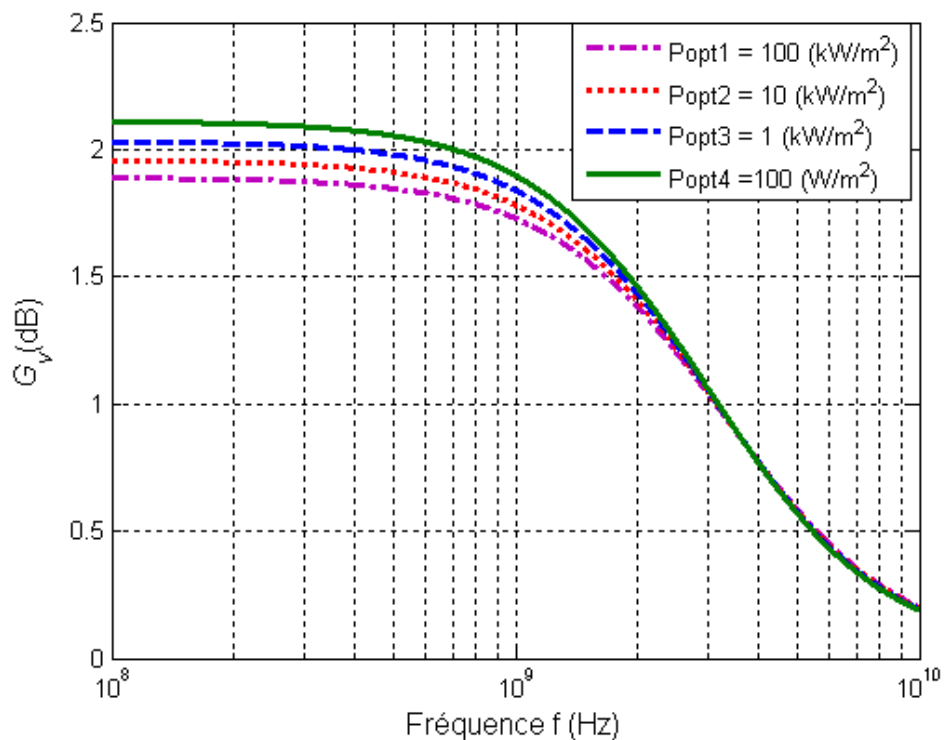


Figure III-47: Le module du gain en tension en décibels pour différents niveaux de densité de puissance optique incidente. Les résultats ont été obtenus à partir de l'équation **(II-165)**.

Chapitre III

Résultats Et

Interprétations

III.1) Introduction

Pour mettre en évidence les avantages et les inconvénients des diverses équations et formules analytiques du chapitre II, Ce chapitre présente les résultats de simulation des propriétés statiques et dynamiques du transistor MESFET GaAs (OPFET) que donne celle-ci. Pour cet effet, nous avons mis au point un logiciel de simulation. Cette présentation est effectuée par une interprétation des résultats obtenus avec une comparaison entre les résultats du modèle à l'état d'éclairage (l'effet optique) et ceux à l'état sombre (sans l'existence de la lumière), pour les caractéristiques statiques du courant-tension (I-V) en décrivant avec précision les logiciels que nous avons mis au point pour cet effet.....

III.2) Logiciel de simulation

Le logiciel de simulation qui est conçu et réalisé en MATLAB 7 est une application directe des formules et expressions établies au chapitre II. Les résultats numériques obtenus sont regroupés dans des fichiers, puis utilisés pour tracer les différentes courbes.

Ce logiciel est interactif avec l'utilisateur il est composé de deux parties: Dans la première partie de ce logiciel, nous déterminons à partir des équations obtenues lors de la détermination du comportement des photodétecteurs à effet de champ par l'excitation de ce dernier.

- ❖ La variation de taux de génération optique G_{opt} avec la densité de puissance optique P_{opt} ;
- ❖ La variation de la durée de vie des porteurs minoritaires, τ_L en fonction de la densité de puissance optique P_{opt} ;
- ❖ La variation de la phototension V_{op} développée au niveau du contact Schottky avec la densité de puissance optique P_{opt} ;
- ❖ La variation de la transconductance g_{mop} et la résistance optique R_{dsop} en fonction de la Puissance optique incidente, P_{opt} .

Dans la deuxième partie de ce logiciel, nous déterminons à partir des équations obtenues lors de la détermination des caractéristiques du courant de drain en fonction des tensions de polarisations et des paramètres physiques et géométriques du composant

- ❖ La vitesse et la mobilité des électrons en fonction du champ électrique;
- ❖ Le courant de drain I_{dsop} et sa variation avec V_d et V_g aux régimes linéaire et saturé;
- ❖ L'effet des résistances parasites sur les caractéristiques I-V ;
- ❖ L'effet de la mobilité sur les caractéristiques I-V;
- ❖ L'effet des paramètres physiques et géométriques (L, Z, N_D, a) sur les caractéristiques I-V;
- ❖ La transconductance optique g_{dop} et la conductance optique g_{mop} et ses variations avec les tensions de polarisation (V_d et V_g).
- ❖ Les caractéristiques capacités tension C-V dans les différents régimes de fonctionnement du transistor.
- ❖ Les variations du potentiel et du champ électrique dans le canal conducteur avec les différents régimes de fonctionnement.
- ❖ Les variations du potentiel bas en fonction de la longueur normalisée (x/L_g) et ses variations avec la polarisation V_d et les paramètres physiques et géométriques (N_D, a)
- ❖ La variation de la tension de seuil avec longueur de canal (L_g) pour différentes valeurs de P_{opt} ;
- ❖ Les variations de la fréquence de coupure « f_c » en fonction de la tension de grille-source et en fonction de la densité de puissance optique P_{opt} ;
- ❖ La variation des paramètres $[Y_{ij}]$ normalisés en fonction de la fréquence.

Chaque élément est alors calculé pour toute une série de tension de polarisation de grille et de drain.

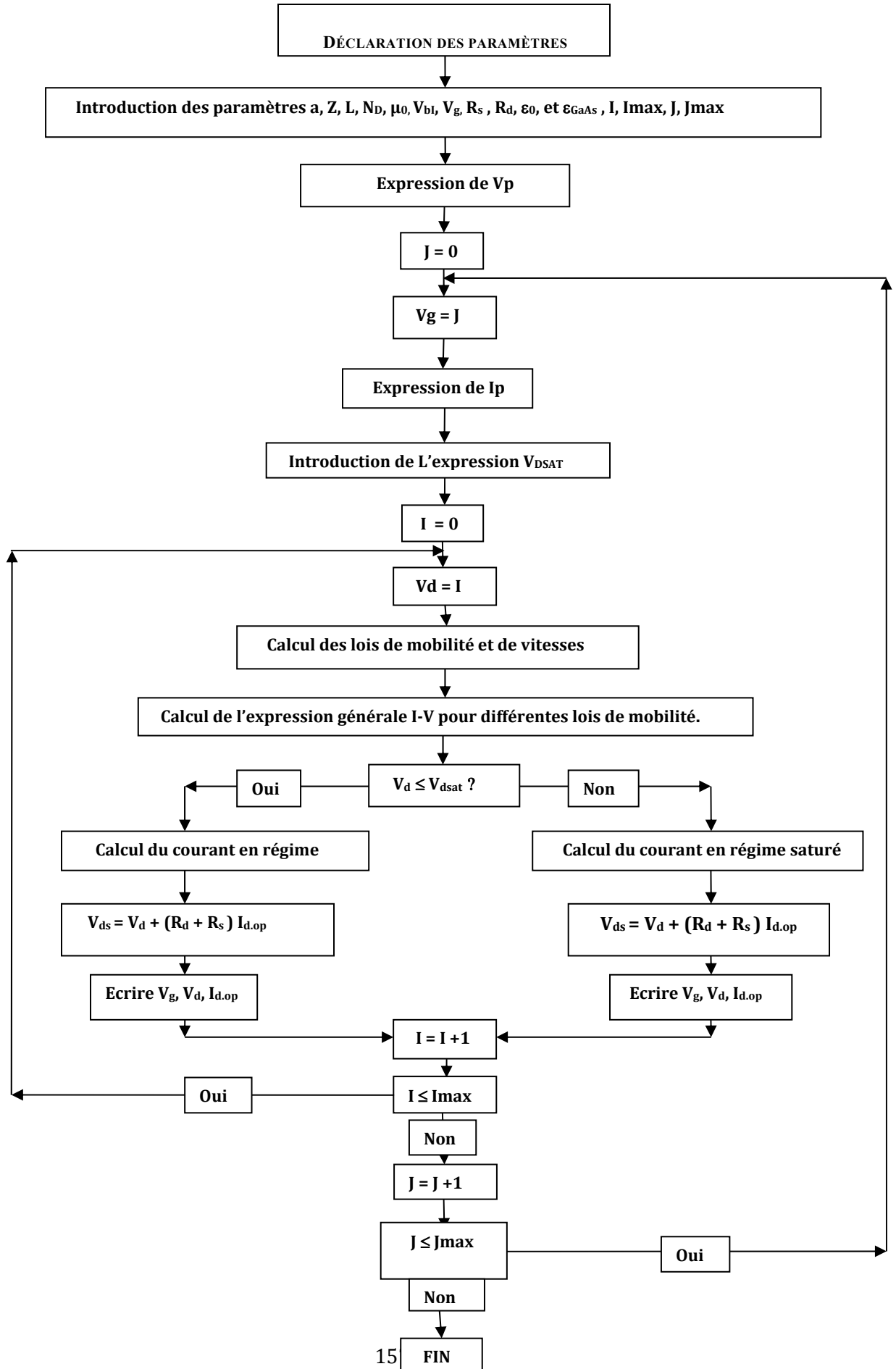


Figure III -1 : Organigramme de calcul des caractéristiques statique I-V

Les résultats de la simulation obtenus sont regroupés et stockés dans des fichiers puis utilisés à l'aide de Matlab7, pour tracer les différentes séries de courbes.

III.3) Comportement des photodétecteurs

Les paramètres de simulation des photodétecteurs OPFETs connu sous le nom (optical field effect transistor) est représentés dans le tableau III-1 :

Paramètres	Valeurs
Coefficient d'absorption α	$10^6 / \text{m}$
La durée de vie des porteurs minoritaires, τ_L	10^{-8}s
La durée de vie des porteurs minoritaires en équilibre τ_p	10^{-8}s
Concentration en porteurs intrinsèque, n_i	$1.79 \times 10^{12} \text{ A /m}$
Puissance optique incidente, P_{opt}	0.1, 0.2, 0.5 W/m ²
Coefficient de réflexion à l'entrée, R_m	10% of P_{opt}
Coefficient de réflexion à contact métallique, R_s	10% of P_{opt}
Built-in voltage de grille Schottky, V_{bi}	0.85 v
Température, T	300 K

Tableau III-1 : Paramètres de simulation des phototransistors MESFET GaAs (OPFET).

III.3.1) L'excitation du phototransistor à effet de champ

Sur la **figure III-2**, il est possible d'observer le développement de la relation (II-9), Les porteurs en excès générés dans la région en dessous de la grille de GaAs affecte la durée de vie des porteurs minoritaires qui diminue au fur et à mesure que la densité de puissance optiques incidente (P_{opt}) augmente. C'est parce que le processus de transfert entre la bande de valence et la bande de conduction se produit en moins de temps c'est-à-dire que le libre parcours moyen diminue et donc la durée de vie des porteurs minoritaires diminue. Cette information est d'importance car il va y avoir des effets sur la réponse en fréquence du composant.

La **figure III-3** présente l'augmentation de taux de génération optique (G_{opt}) avec l'augmentation de la densité de puissance optique incidente (p_{opt}) en raison de la

réduction de la durée de vie des porteurs minoritaires, ce qui limite l'excès de photogénération sous un éclairage intense.

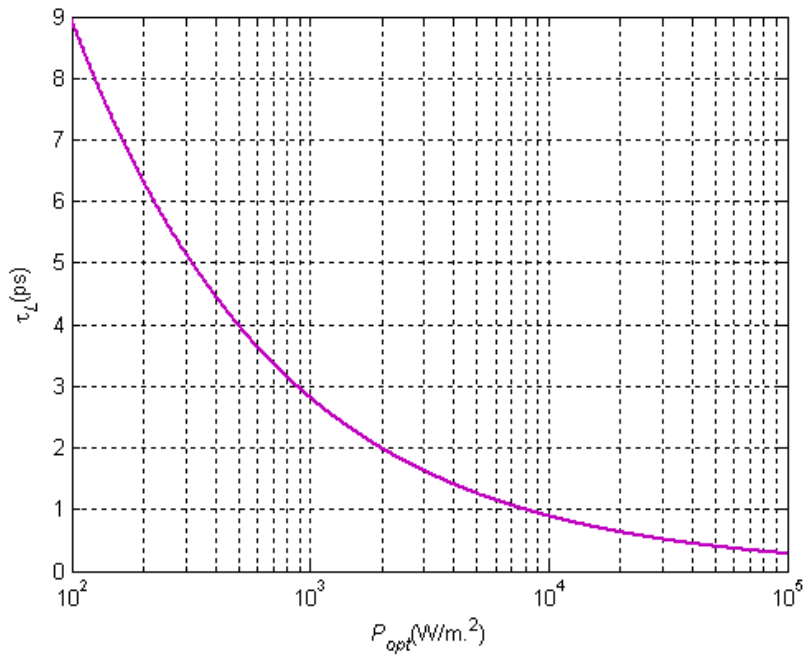


Figure III-2: La variation de la durée de vie des porteurs minoritaires, τ_L en fonction de la densité de puissance optique P_{opt} , pour MESFET2 [Voir tableau III-1]

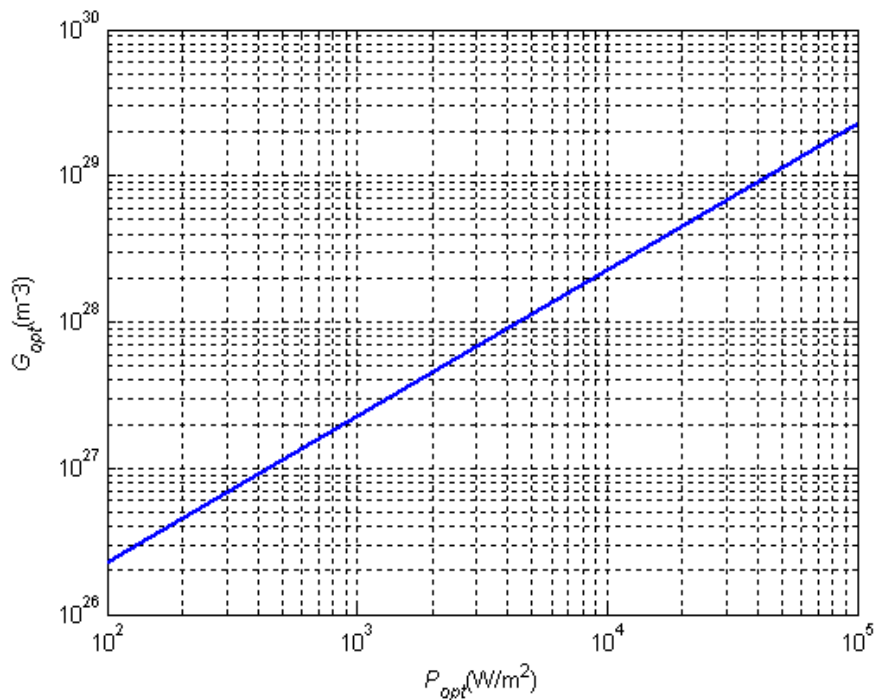


Figure III-3: La variation de taux de génération optique G_{opt} avec la densité de puissance optique P_{opt} pour le MESFET2.

La **figure III-4** illustre bien La phototension développée à la jonction grille-schottky V_{op} qui augmente avec l'augmentation de la densité de puissance optique incidente P_{opt} . La recombinaison de surface n'a pas été prise en compte $R=0$.

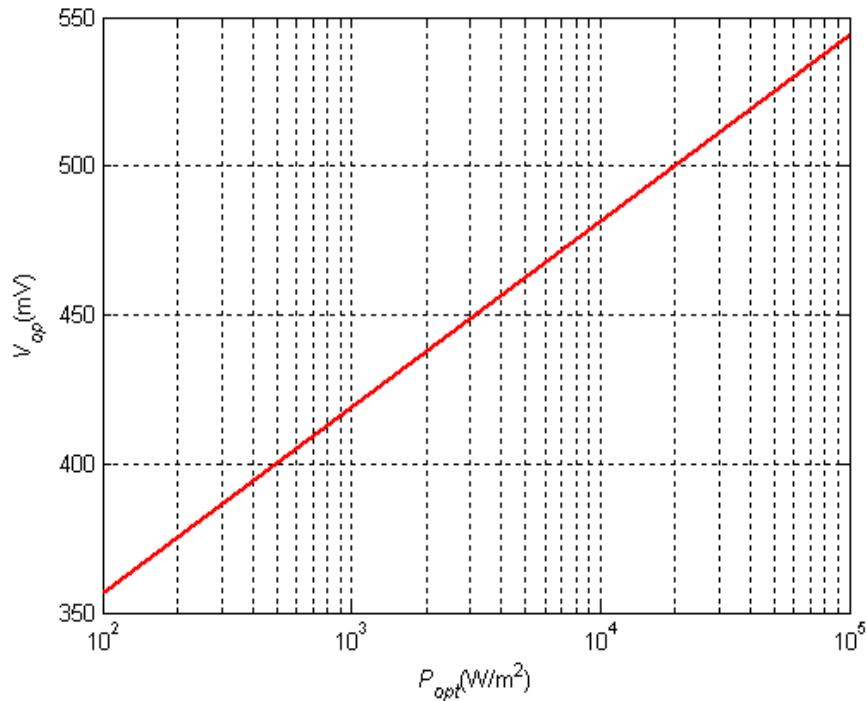


Figure III-4: La variation de la phototension V_{op} développée au niveau du contact Schottky avec la densité de puissance optique P_{opt} pour le MESFET2.

Sur la **figure III-5** On voit clairement que la transconductance augmente avec l'augmentation de la puissance optique incidente (P_{opt}) et tend finalement à saturer à des valeurs plus élevées de P_{opt} , Nous constatons aussi que la transconductance diminue avec l'augmentation de la tension inverse grille-source (V_{gs}).

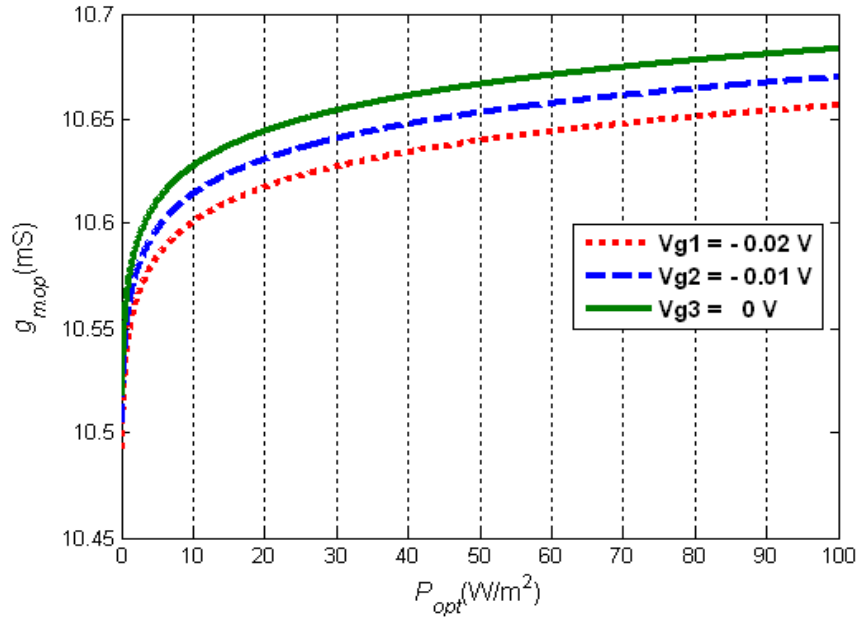


Figure III-5: Variation de la transconductance optique en fonction de la Puissance optique incidente, P_{opt} pour le MESFET2 GaAs .

La **figure III-6** illustre bien le comportement de la résistance $R_{ds,op}$ pour le MESFET GaAs en fonction de la tension V_{gs} , dans les conditions d'éclairage et d'obscurité, on voit clairement que la résistance diminue avec l'augmentation des valeurs de polarisation V_{gs} ce qui explique la diminution de la hauteur de la barrière shottky résultant de l'écart de paires électron-trou en excès qui module sa conductivité. La phototension V_{op} développée à travers la barrière de Schottky réduit la largeur de la zone de charge d'espace autant que la conductance du canal augmente dans les conditions d'éclairage, ce qui entraîne un grand changement dans le courant de drain. Toutefois, dans le MESFET GaAs la recombinaison de surface tend à réduire cet effet.

Sur **La figure III-7** on montre les variations du courant de drain $I_{ds,op}$ et la résistance drain-source $R_{ds,op}$, en fonction de la densité de puissance optique incidente P_{opt} , sans recombinaison en surface $R=0$. On peut voir sur la figure qu'avec l'augmentation de la valeur de P_{opt} , le courant de drain augmente alors que la résistance drain-source diminue. L'augmentation de la valeur de la phototension V_{op} et le nombre des électrons en excès dans le canal pour les valeurs plus élevées de P_{opt} sont responsables de ces variations. La relation entre le courant et la tension du phototransistor, étant donné les effets photoconducteur ou photovoltaïque, détermine la résistance ($R_{ds,op}$) entre les bornes de drain et de source du transistor MESFET sous

l'illumination. L'effet photoconducteur se manifeste dans l'évolution de la conductivité du matériau due au rayonnement incident. L'énergie de rayonnement provoque la rupture des liaisons covalentes dans le matériau semi-conducteur, et créer ainsi des lacunes dans la couche d'appauvrissement paires électrons-trous [31]. L'augmentation résultante des porteurs de courant diminue la résistance du matériau.

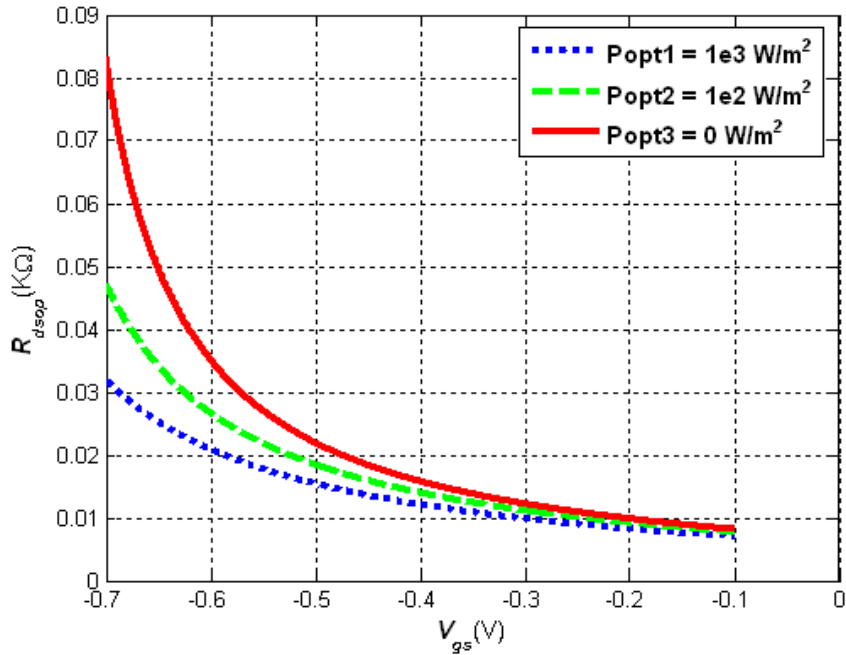


Figure III-6: La variation de la résistance drain source ($R_{ds.op}$) avec la tension grille source (V_{gs}), à l'état sombre et sous l'illumination pour MESFET2.

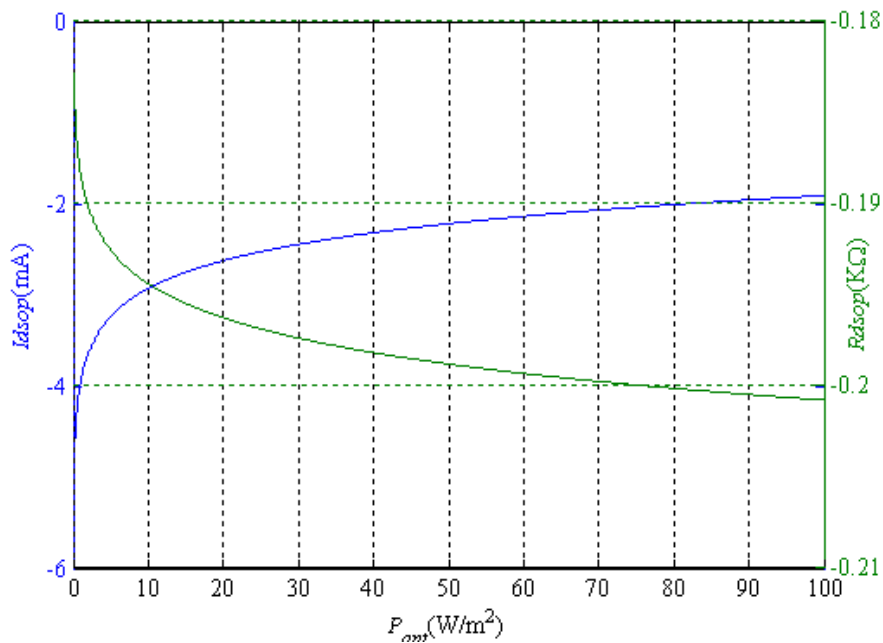


Figure III-7: Variation du courant I_{dsop} et du résistance R_{dsop} pour des valeurs élevées de la densité de puissance optique incidente P_{opt} .

III.4) Loi de mobilité et vitesse des porteurs

La mobilité est le point crucial de la simulation. Nous avons déjà vu que deux approches étaient possibles, soit μ_n dépend de l'énergie des porteurs libres, soit μ_n est une fonction du champ électrique. Comme l'énergie des électrons est une fonction monotone qui croît avec le champ électrique, les deux descriptions sont compatibles pour beaucoup d'applications.

En ce qui concerne l'arséniure de gallium, nous avons représenté sur la **figure (III-8.a)** la mobilité des électrons en fonction du champ électrique qui montre que la mobilité des porteurs diminue avec l'augmentation du champ électrique. Lorsque ce dernier devient important les interactions avec les vibrations de réseau, les phonons, entraînent une diminution de la mobilité des porteurs. Pour un même champ électrique, la valeur de la mobilité μ_2 est supérieur à celle de la mobilité μ_1 .

La figure (III-8.b) montre la variation de la vitesse des électrons avec le champ électrique. Nous constatons que la vitesse v_1 augmente avec l'augmentation du champ électrique jusqu'à la vitesse limite, pour la loi de vitesse v_2 il existe un maximum, suivi d'une pente négative.

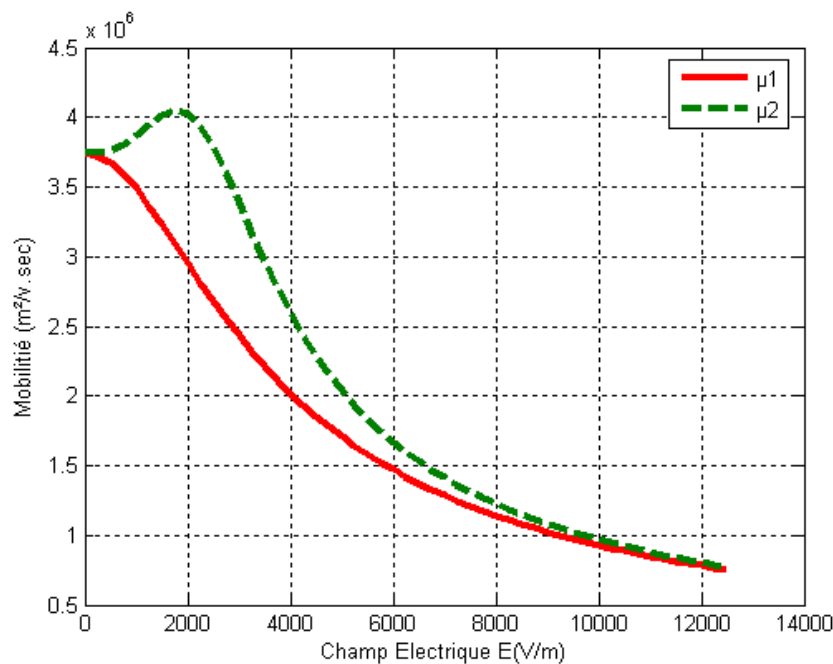


Figure III-8.a: Mobilités des électrons dans l'AsGa en fonction du champ électrique

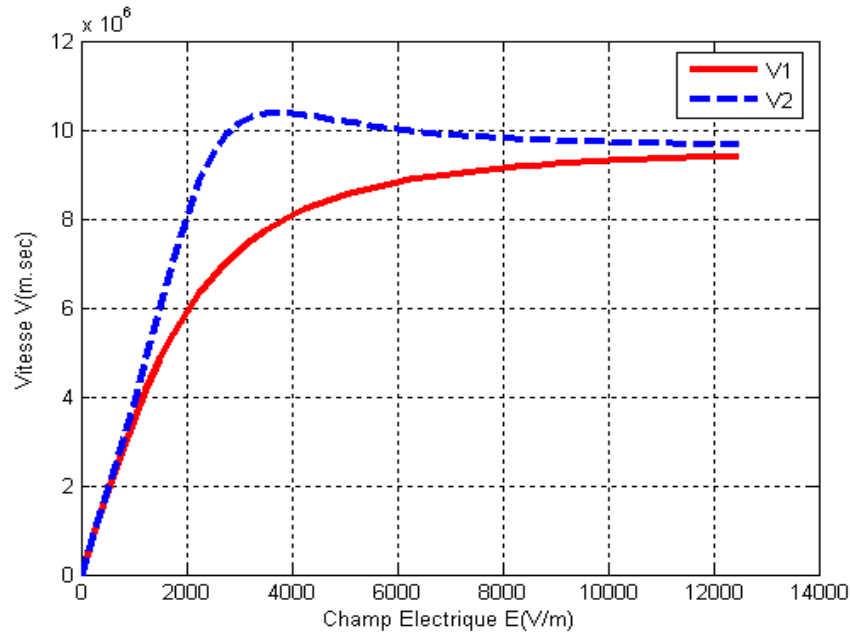


Figure III-8.b: Vitesses de déplacement des électrons en fonction du champ électrique dans l'AsGa

III.5) Caractéristiques statiques (I-V)

Pour le calcul numérique du courant de drain en fonction des tensions de polarisation on dispose aux expressions établies dans le chapitre II. L'organigramme de calcul est schématisé sur la **figure III-1**. On utilise les paramètres des transistors donnés dans le **tableau III-1**.

Les caractéristiques des échantillons d'étude sont regroupés dans le **Tableau III- 1**.

MESFET	L (μm)	a (μm)	Z (μm)	Nd (Cm ⁻³)	μ ₀ (Cm ² /V.s)	V _s (m/s)
1	1	0,16	300	2. 10¹⁷	3740	3 ,6.10⁵
2	1	0.22	360	5.8. 10¹⁶	3700	7,1.10⁵
MESFET	V _{bi} (V)	V _P (V)	R _s (Ω)	R _d (Ω)	R _P (Ω)	
1	0.80	1.95	4,0	3,6	2000	
2	0.77	1.93	3,3	2,9	1000	

Tableau III-1: Paramètres géométriques et technologiques des transistors « MESFET1 » et « MESFET 2 ».

La **figure (III-9)** présente les caractéristiques statiques (I-V) de l'échantillon pour différentes valeurs de la tension de grille V_{gs} , le courant de drain augmente linéairement avec V_{ds} c'est le régime linéaire puis sous linéairement à une valeur limite où il devient le courant constant c'est le régime de saturation dans le cadre de l'hypothèse de la mobilité constante, même si la tension de drain est encore augmentée. Nous constatons aussi que le courant électrique $I_{ds.op}$ augmente avec l'augmentation des valeurs de polarisation V_{gs} .

La variation du courant de drain ($I_{ds.op}$) avec la tension appliquée drain-source (V_{ds}) est montré sur les **figures (III-9.a), (III-9.b)** pour différentes valeurs de tension grille-source V_{gs} pour l'état éclairé $P_{opt} = 0.2W$ et l'état sombre $P_{opt} = 0 W$. Le point de pincement se déplace vers la source lorsque V_{ds} augmente ce qui a été observé bien sur le transistor MESFET2, effectivement réduire la longueur de grille, donc le champ électrique devient plus fort dans la région comprise entre la source et le point de pincement et la vitesse des porteurs augmente significativement. Ainsi en raison de génération des porteurs en excès le courant de drain $I_{ds.op}$ augmente dans les conditions d'éclairage.

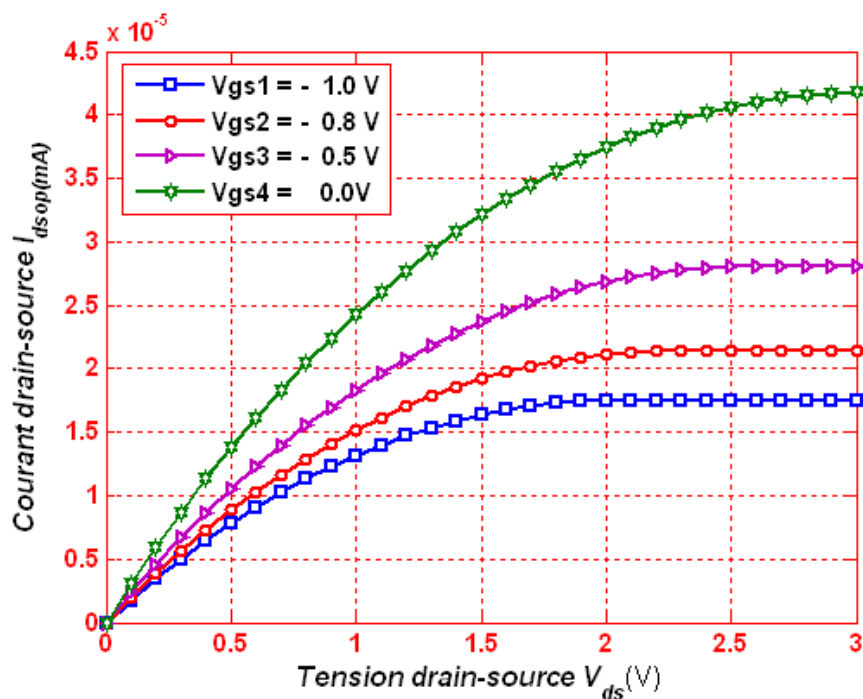
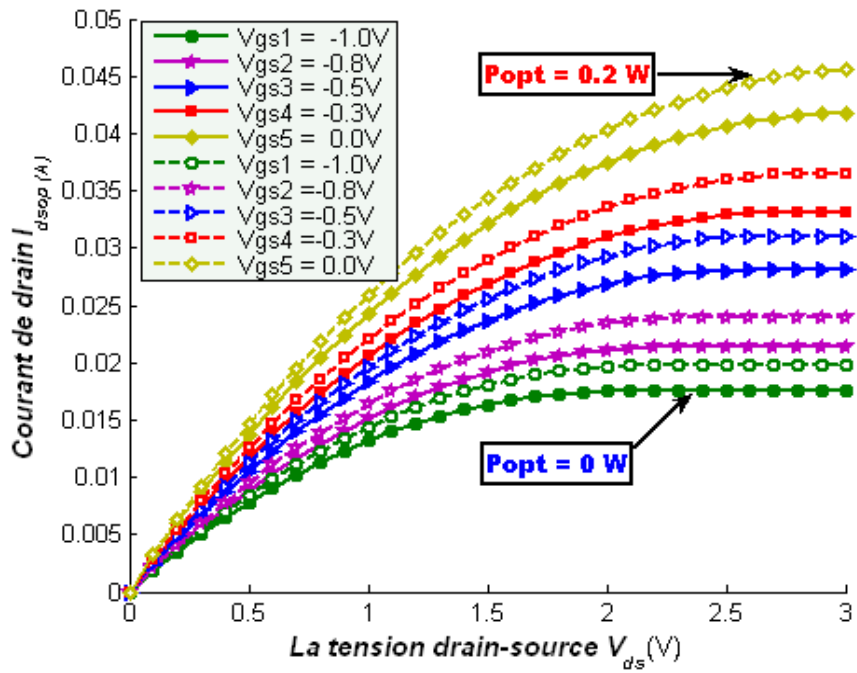
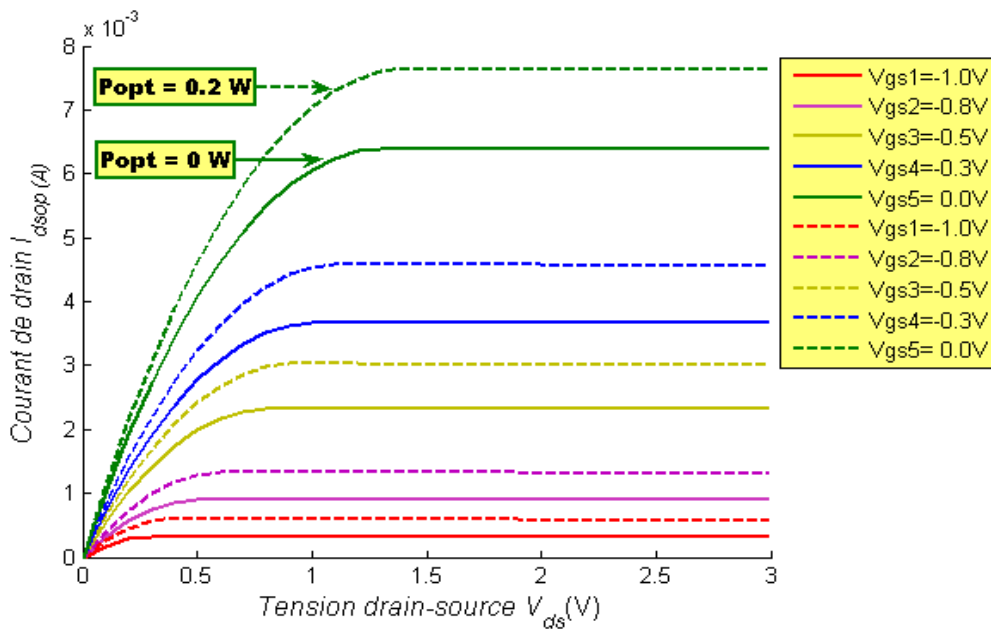


Figure III-9 Variation du courant de drain $I_{ds.op}$ en fonction de la tension de drain V_{ds} pour différentes valeurs de V_{gs} obtenues pour le transistor à mobilité constante à l'état sombre pour le **MESFET1**.



La Figure (III-9.a) Variation du courant de drain $I_{ds.op}$ en fonction de la tension de drain V_{ds} pour différentes valeurs de V_{gs} obtenues pour le transistor à mobilité constante à l'état sombre ($P_{opt}=0mW$)et optique($P_{opt}=0.2mW$) pour le **MESFET 1**.



La Figure (III-9.b) Variation du courant de drain $I_{ds.op}$ en fonction de la tension de drain V_{ds} pour différentes valeurs de V_{gs} obtenues pour le transistor à mobilité constante à l'état sombre ($P_{opt}=0mW$)et optique($P_{opt}=0.2mW$) pour le **MESFET 2**.

III.5.1) Influence de la mobilité des porteurs sur les caractéristiques I-V

Les effets des pièges et des défauts cristallins sont particulièrement nombreux et difficiles à les contrôler dans un matériau comme le GaAs, l'interface couche active-substrat semi isolant induit des défauts par la rupture de la périodicité. Ces défauts peuvent diminuer la mobilité des porteurs dans le canal. Généralement la loi de la variation de la mobilité avec le champ électrique varie d'un matériau à un autre en fonction de la nature de la structure de bandes du semi-conducteur.

Les **figures (III-10.a) (III-10.b) (III-10.c)** présentent les caractéristiques statiques (I-V) de l'échantillon pour différentes valeurs de mobilité (μ_1, μ_2, μ_3). nous remarquons également que l'augmentation de la valeur initiale de la mobilité entraîne une augmentation de la vitesse de dérive des électrons et par conséquent une augmentation du courant de drain, ceci montre l'importance de l'utilisation des semiconducteurs à mobilité initiale élevée comme le GaAs. Pour des faibles tensions de polarisation de drain (V_d), nous remarquons dans les figures **(III-10.a) (III-10.b)** de bonne coïncidence entre les valeurs de différentes lois de mobilité dans la région du régime linéaire ce qui illustre bien l'indépendance de la mobilité des électrons du champ électrique. Cependant pour des valeurs importantes de polarisation du drain nous remarquons un écart clair entre les résultats simulés de différentes mobilités qui augmente au fur et à mesure à l'augmentation de tension de drain qui devient supérieur à la tension de saturation.

Sur la figure **(III-10.c)** l'effet de la lumière incidente sur les caractéristiques du courant drain-source $I_{ds.op}$ est claire car il ya une augmentation du courant de par rapport à l'état sombre ça est due essentiellement à l'effet phototension induit aux bornes de la résistance de polarisation de grille, qui superpose lui-même sur une tension de grille de polarisation inverse appliquée de l'extérieur. Cependant, cette efficacité de phototension tente de polariser la jonction grille-Shottky, par conséquent diminuer la région d'appauvrissement, ce qui augmente la hauteur du canal active et ainsi l'augmentation du courant de drain.

Pour ces trois lois de mobilité, nous remarquons une diminution du courant de drain apres la saturation cela due aux effets des mobilités sur les caractéristiques (I-V).

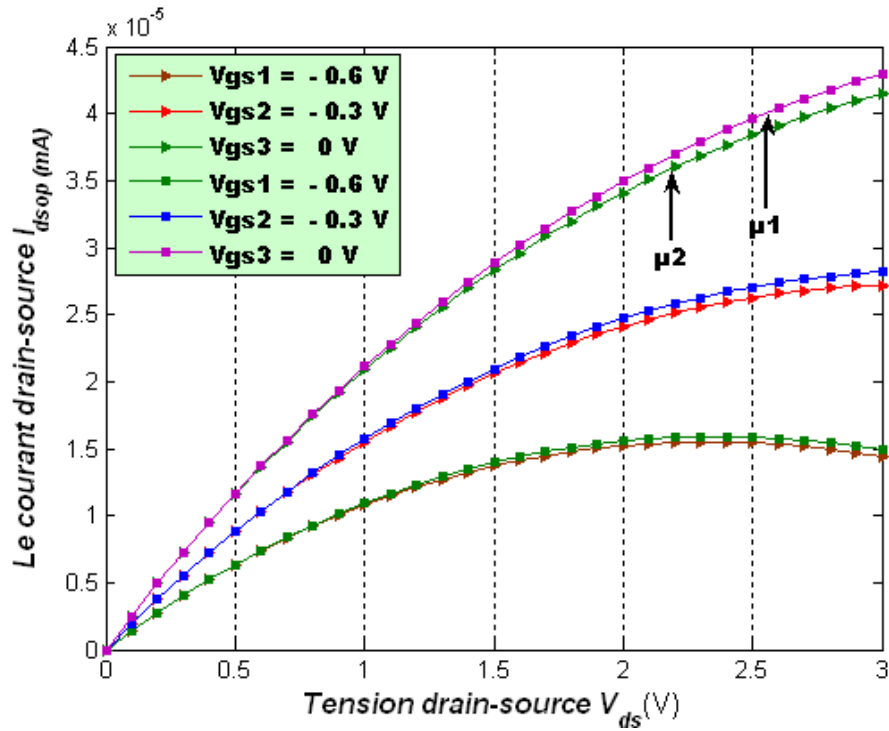


Figure III-10.a: Effet de la loi de mobilité sur les caractéristiques I-V à l'état sombre ($P_{opt}=0mW$) du transistor « MESFET 1 ».

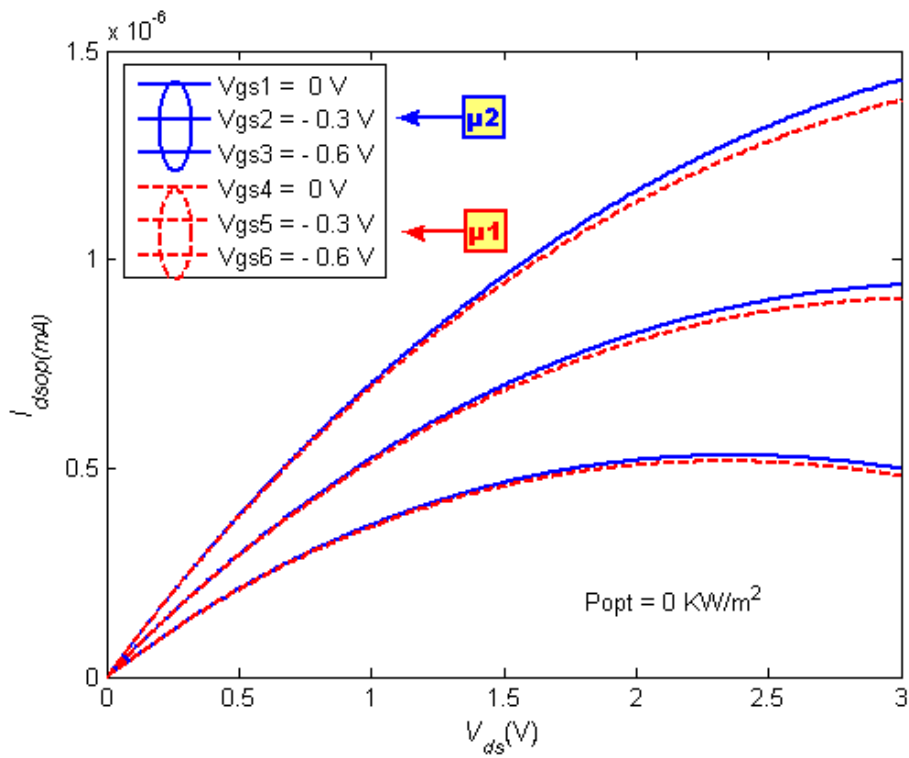


Figure III-10.b: Effet de la loi de mobilité sur les caractéristiques I-V à l'état sombre ($P_{opt}=0mW$) du transistor « MESFET 2 ».

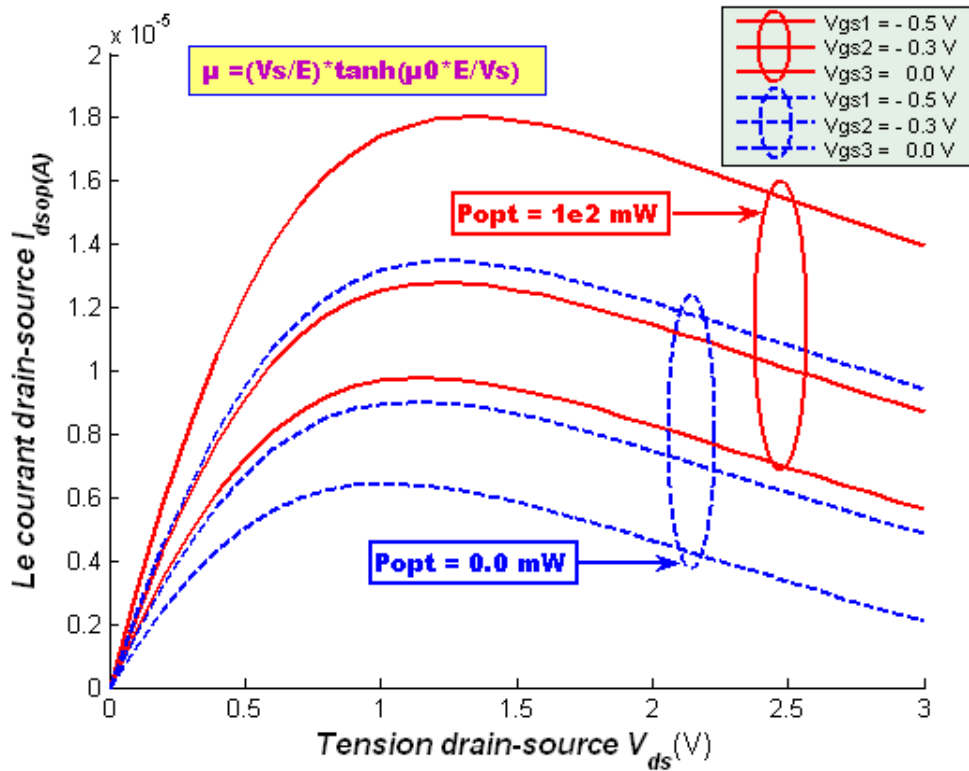


Figure III-10.c: Effet de la loi de mobilité μ_3 sur les caractéristiques I-V du transistor « MESFET 2 » à l'état sombre et lumineux.

III.5.2) Effet des résistances parasites sur les caractéristiques I-V

Pour montrer l'effet des résistances parasites sur les caractéristiques (I-V), nous avons comparé les résultats obtenus avec et sans les résistances parasites, comme présentés dans les **figures (III.11a.), (III.11.b)**, pour une tension de grille nulle et une série de valeurs des résistances parasites de source R_s et de drain R_d supposés égaux.

Nous remarquons que l'écart est important, et qu'il diminue quand la tension de grille V_g augmente en valeur absolue, ceci est dû au fait que la résistance du canal augmente quand V_g diminue. Les effets des résistances R_s et R_d sont négligeables devant la résistance du canal lorsque la tension de grille V_g diminue.

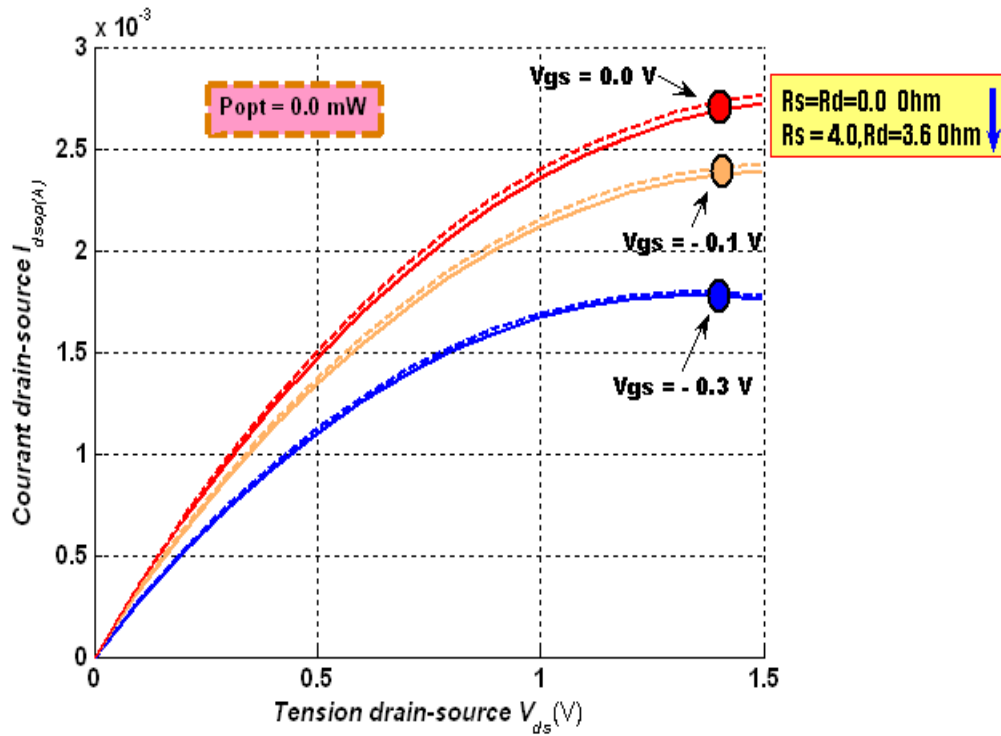


Figure III-11.a: Comparaison de la variation de $I_{ds.op}$ (V_{ds}) pour différentes valeurs de résistances R_s et R_d pour le transistor « MESFET 1 » à l'état sombre.

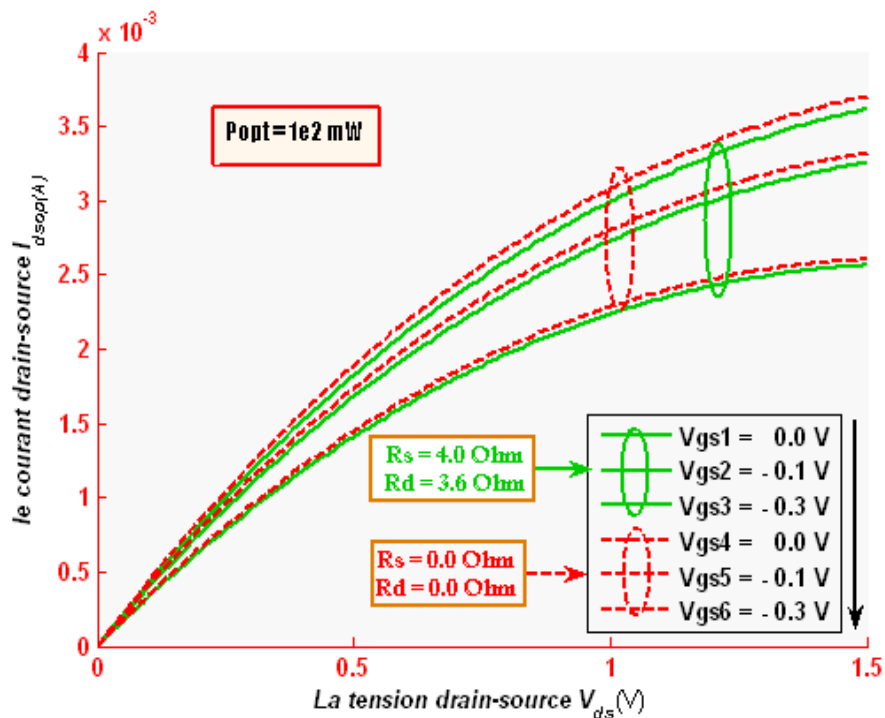


Figure III-11.b: Comparaison de la variation de $I_{ds.op}$ (V_{ds}) pour différentes valeurs de résistances R_s et R_d pour le transistor « MESFET 2 » à l'état lumineux.

III.5.3) Influence des paramètres géométriques et physiques « L », « Nd », « a » et « Z »

Dans cette partie, nous présentons l'influence des paramètres, L , a , Z et Nd sur le courant de drain. Les performances des structures sont liées étroitement au choix de ces paramètres.

Les figures (III-12.a) ,(III-12.b) présentent les variations du courant de drain $I_{ds.op}$ en fonction de la tension de drain V_{ds} pour différentes valeurs de longueur de grille L_g , nous remarquons qu'il y a une croissance du courant de drain au fur et à mesure que la longueur de grille L_g décroît. En effet, l'extension latérale de la zone de charge d'espace conduit à un allongement du canal conducteur tout en s'amincissant, ce qui limite le passage des électrons. Ce résultat est très important dans la technologie des MESFET GaAs pour les constructeurs qui cherchent à réduire la longueur de grille.

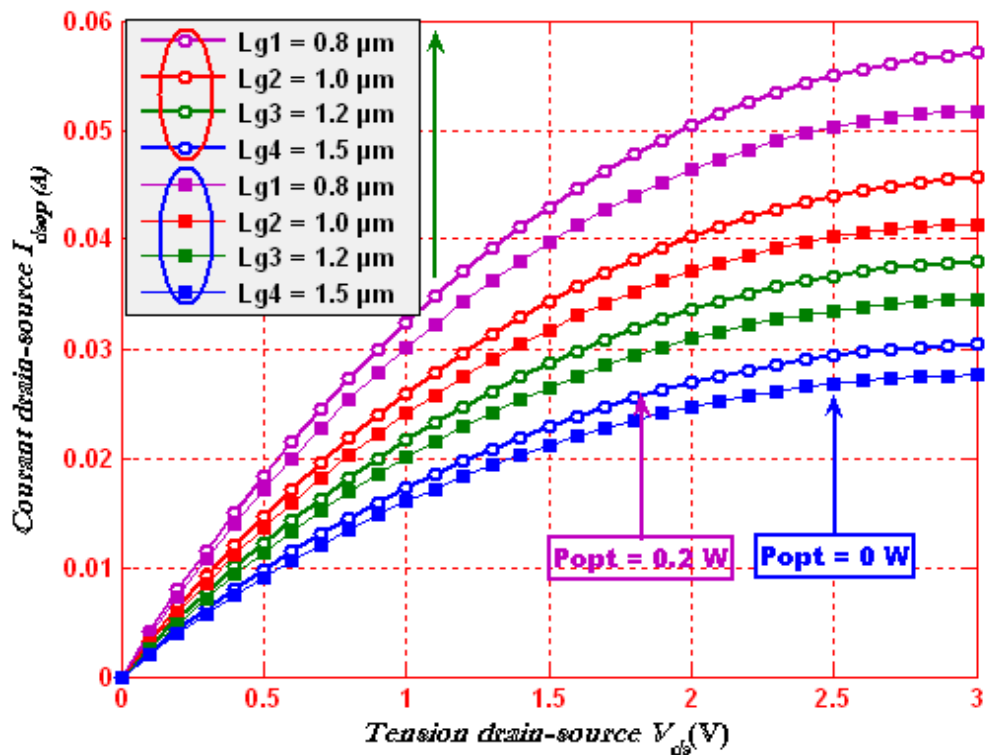


Figure III-12.a: Influence de la longueur de grille « Lg » sur les caractéristiques I-V du transistor « MESFET 1 ».

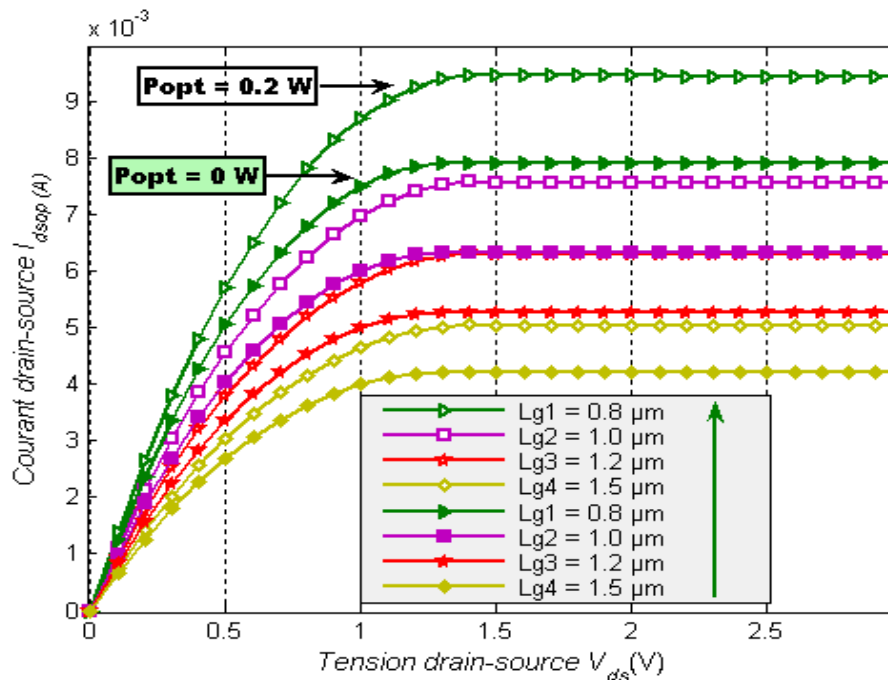


Figure III-12.b: Influence de la longueur de grille « Lg » sur les caractéristiques I-V du transistor « MESFET 2 ».

Sur les figures (III-13.a),(III-13.b), et (III-14.a),(III-14.b) et (III-15.a),(III-15.b), nous présentons l'influence des paramètres a , Nd et Z sur le courant de drain. Nous constatons une augmentation du courant avec l'augmentation de ces paramètres, conformément à l'expression (II-116) du courant on peut constater l'effet de ces paramètres. Les performances des structures sont liées étroitement au choix de ces paramètres. Nous remarquons que le courant « $I_{ds.op}$ » augmente avec l'augmentation de ces paramètres. Il augmente avec le dopage lorsque la résistivité du semiconducteur diminue avec l'augmentation de la concentration des porteurs « Nd », et il augmente avec l'augmentation de la largeur du canal « Z » et de l'épaisseur de la couche active « a » lorsque l'augmentation de ces paramètres entraîne une diminution de la transconductance.

Nous remarquons que l'écart entre les cas (avec et sans l'effet de la lumière) quand la densité de puissance optique P_{opt} augmente par une valeur sensiblement petite le courant de drain augmente, ceci est dû au fait que les électrons qui passe à travers le canal contribue à cette augmentation, ce qui est vérifié dans les cas du «MESFET1» et «MESFET2».

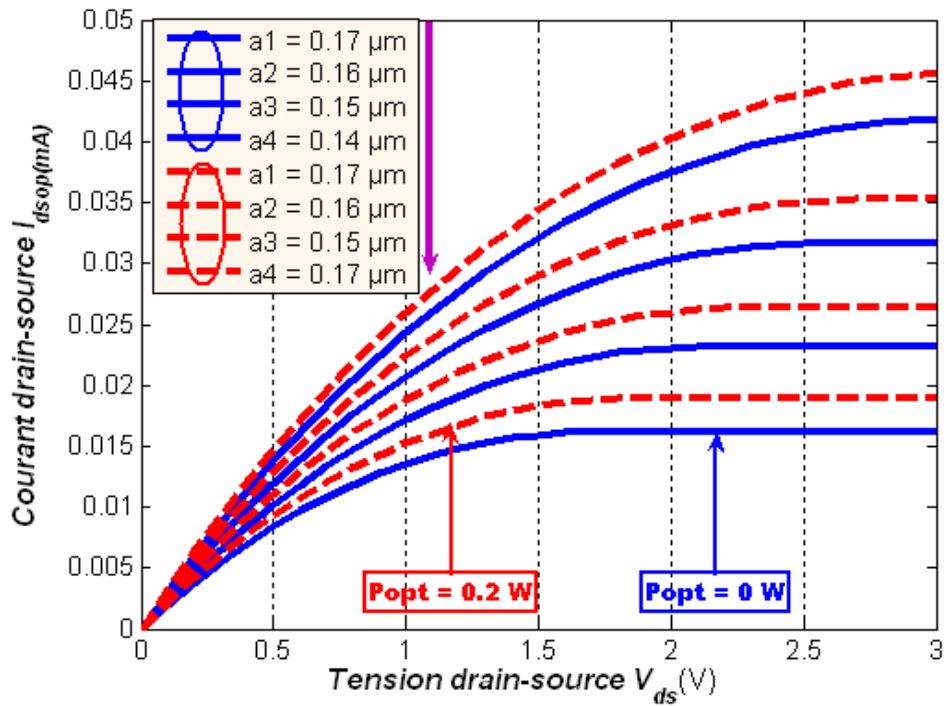


Figure III-13.a: Influence de l'épaisseur de la couche active « a » sur les caractéristiques I-V du transistor « MESFET 1 ».

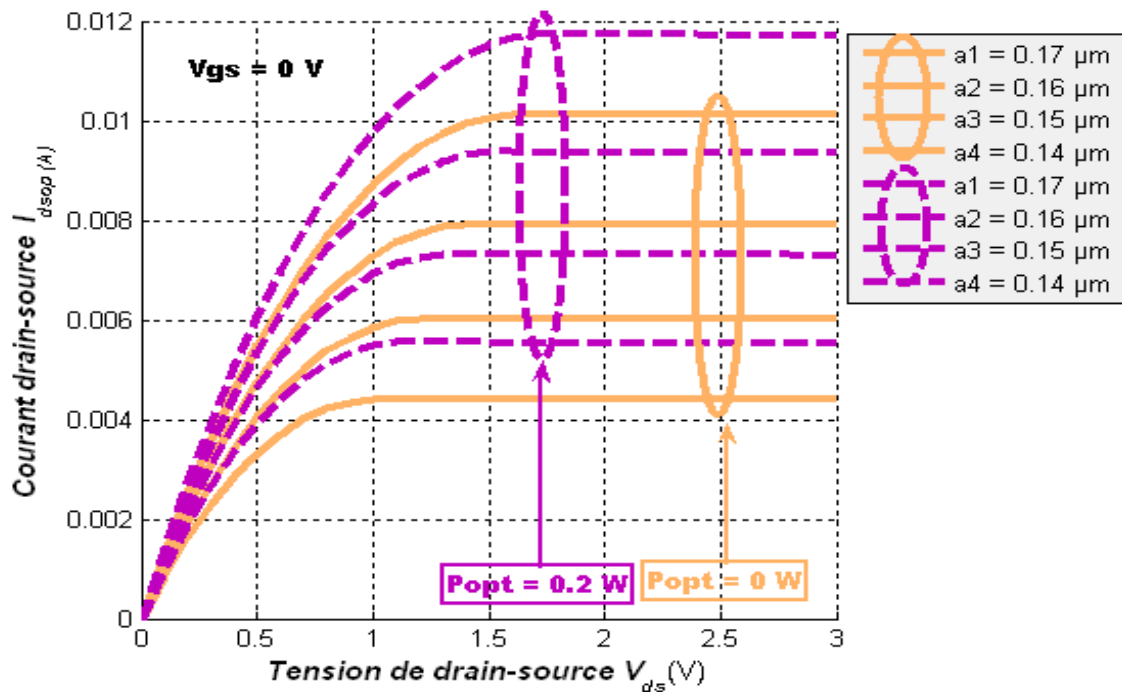


Figure III-13.b: Influence de l'épaisseur de la couche active « a » sur les caractéristiques I-V du transistor « MESFET 2 ».

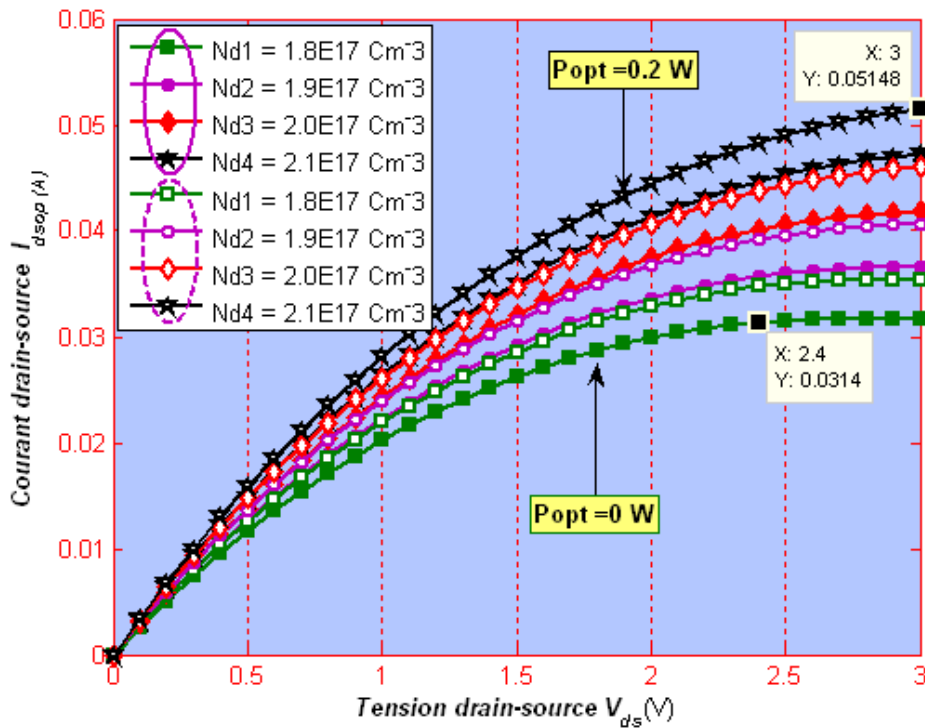


Figure III-14.a: Influence de la concentration du dopage des porteurs « Nd » sur les caractéristiques I-V du transistor pour le « MESFET 1 ».

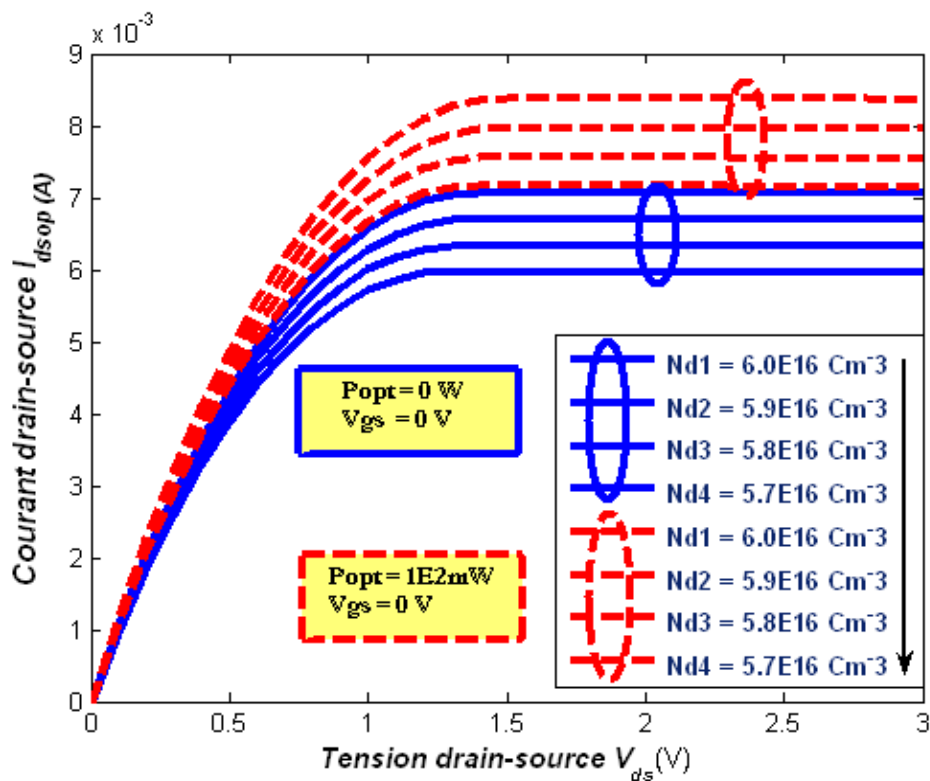


Figure III-14.b: Influence de la concentration du dopage des porteurs « Nd » sur les caractéristiques I-V du transistor pour le « MESFET 2 ».

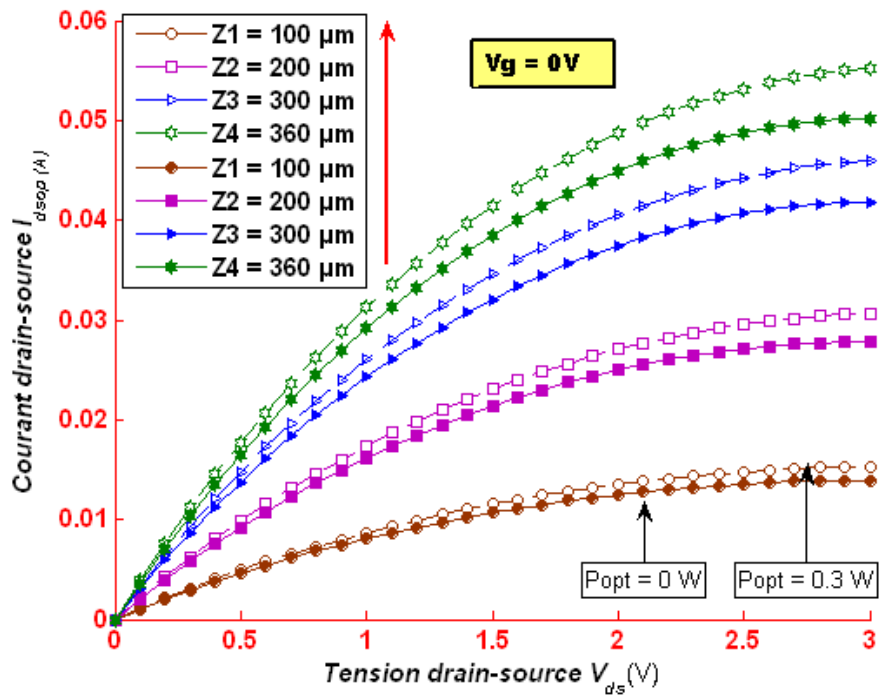


Figure III-15.a : Influence de la largeur du canal conducteur « Z » sur les caractéristiques I-V du transistor « MESFET 1 ».

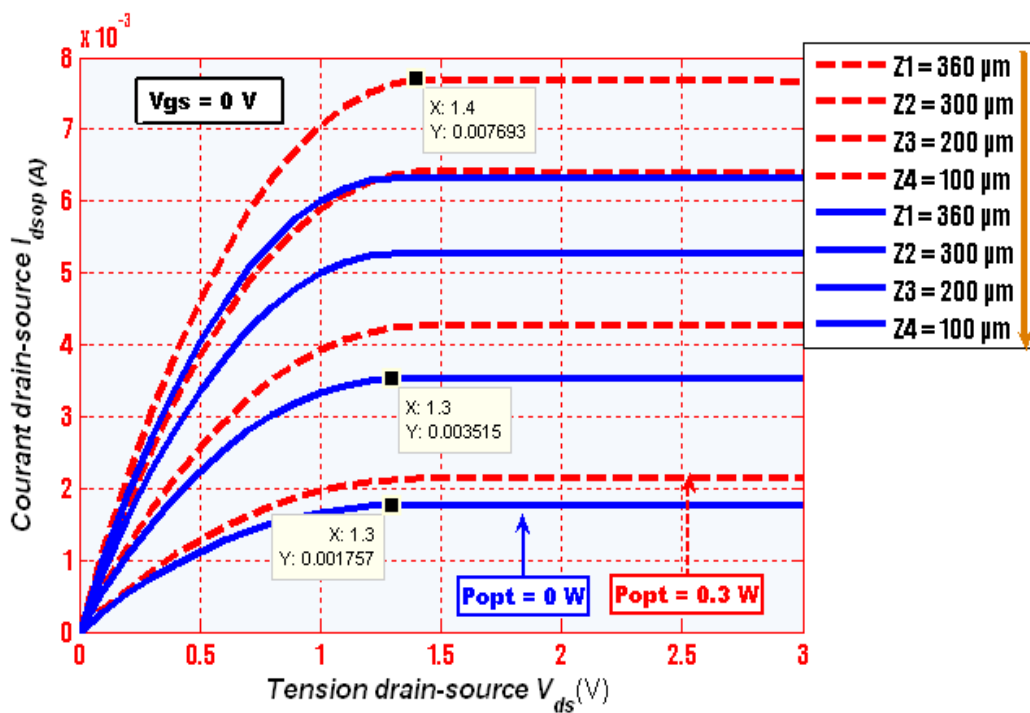


Figure III-15.b : Influence de la largeur du canal conducteur « Z » sur les caractéristiques I-V du transistor « MESFET 2 ».

III.6) Transconductance $g_{m.op}$ et Conductance de drain $g_{d.op}$

III.6.1) Transconductance $g_{m.op}$

La transconductance « $g_{m.op}$ » est une quantité importante pour les composants à effet de champ, elle traduit le contrôle du courant intrinsèque de drain « $I_{d.op}$ » par la tension de grille « V_g », c'est l'un des indicateurs les plus importants de la qualité pour des applications de micro-ondes de l'appareil. Lorsque toutes les autres caractéristiques sont identiques, un dispositif à transconductance élevée fournira des gains élevés et des performances de haute fréquence supérieure. Cette quantité est obtenue à partir de l'expression (II-137), selon le régime de fonctionnement du transistor.

Sur la **figure (III-16)** qui représente la variation de la transconductance en fonction de la tension de drain V_{ds} et la tension de grille V_{gs} pour le « MESFET 1 » Nous remarquons que la transconductance croît avec la diminution de la valeur absolue de la tension de grille et avec l'augmentation de la tension de drain. nous constatons que la transconductance augmente avec l'augmentation de la puissance de densité optique incidente P_{opt} .

Sur la **figure (III-17)**, nous avons remarqué que la transconductance augmente d'une part au fur et à mesure que la valeur absolue de la tension de grille « V_g » diminue, et d'autre part avec l'augmentation de la tension de drain « V_d » jusqu'au régime de saturation où la transconductance se sature. On note aussi que la transconductance prend sa valeur maximale quand la tension de grille est nulle et la tension de drain égale ou supérieur à la tension de saturation, mais elle prend sa valeur minimale quand la tension de grille se rapproche de la tension de seuil.

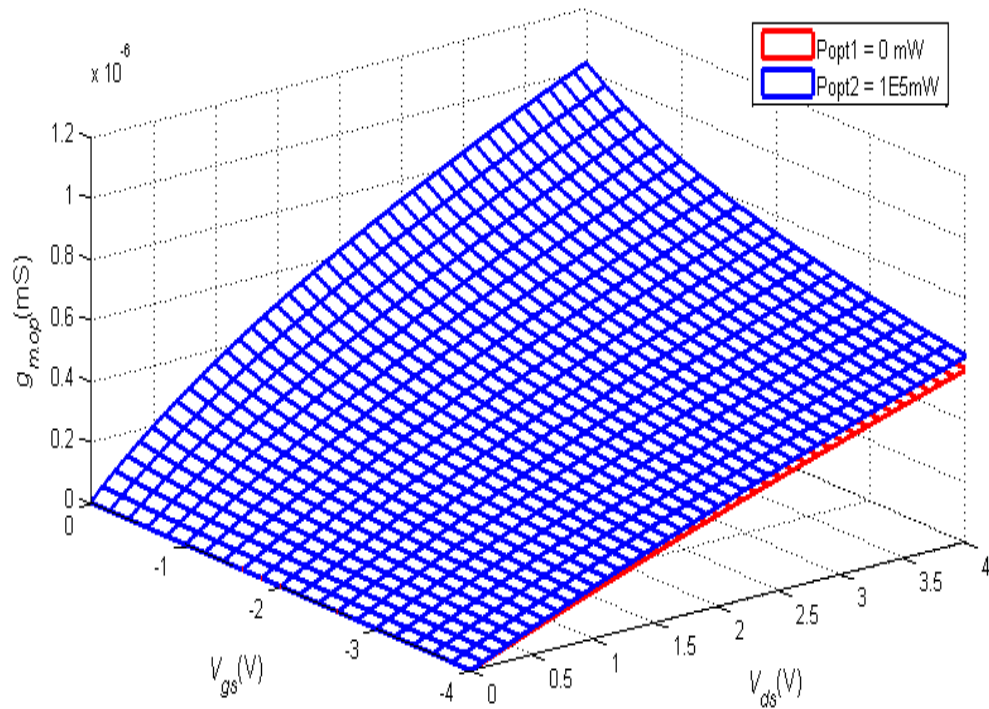


Figure III-16: Variation de la transconductance en fonction de la tension de drain et la tension de grille pour le « MESFET 1 ».

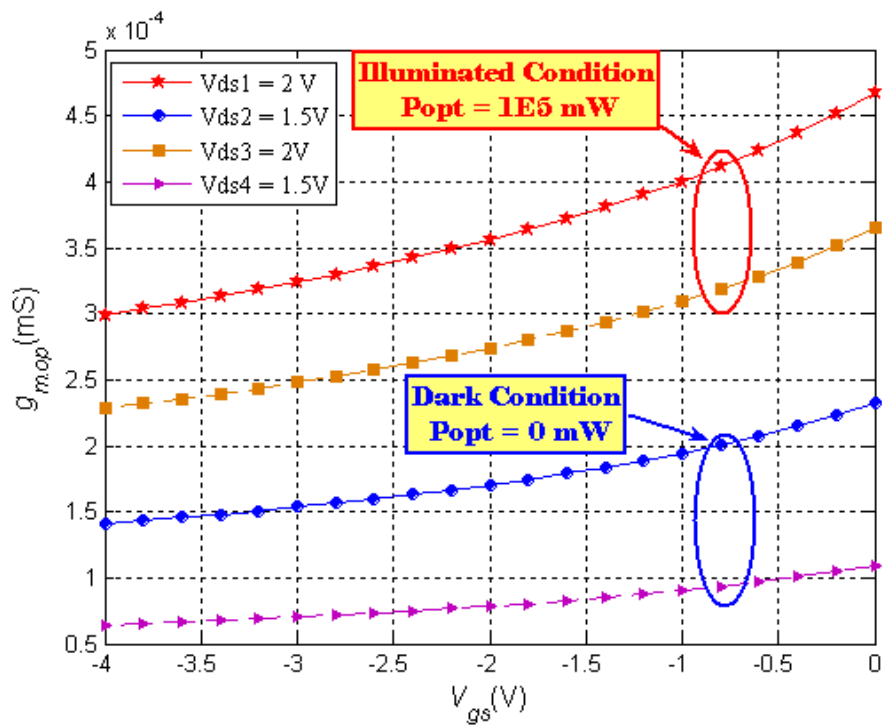


Figure III-17: Variation de la transconductance en fonction de la tension de grille pour le MESFET1.

III.6.2) Conductance de drain $g_{d.op}$

La conductance de sortie de drain « $g_{d.op}$ » est un paramètre important des transistors à effet de champ, elle permet de rendre compte de la possibilité de contrôler le courant de drain « $I_{d.op}$ » en fonction de la tension « V_d ». Ce paramètre est obtenu à partir de l'expression (II-139), selon le régime de fonctionnement du transistor.

Sur les figures (III-18), (III-18.a) et (III-18.b), nous présentons les variations de la conductance optique de sortie en fonction des tensions de polarisation intrinsèques « V_d » et « V_g » pour le transistor MESFET1 à l'état lumineux et sombre. Nous remarquons que la conductance de drain diminue d'une part au fur et à mesure que la tension de drain augmente et d'autre part lorsque la valeur absolue de la tension de grille augmente, elle prend sa valeur maximale en régime linéaire, et s'annule en régime de saturation.

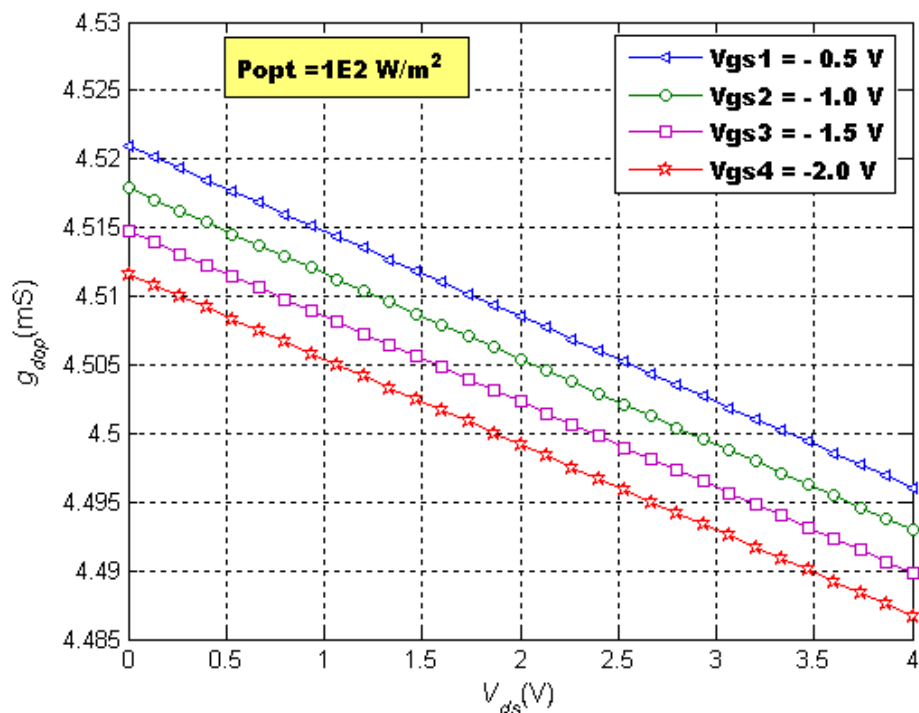


Figure III-18: Les variations de la conductance de drain en fonction de la tension de drain-source à l'état d'illumination pour le MESFET1.

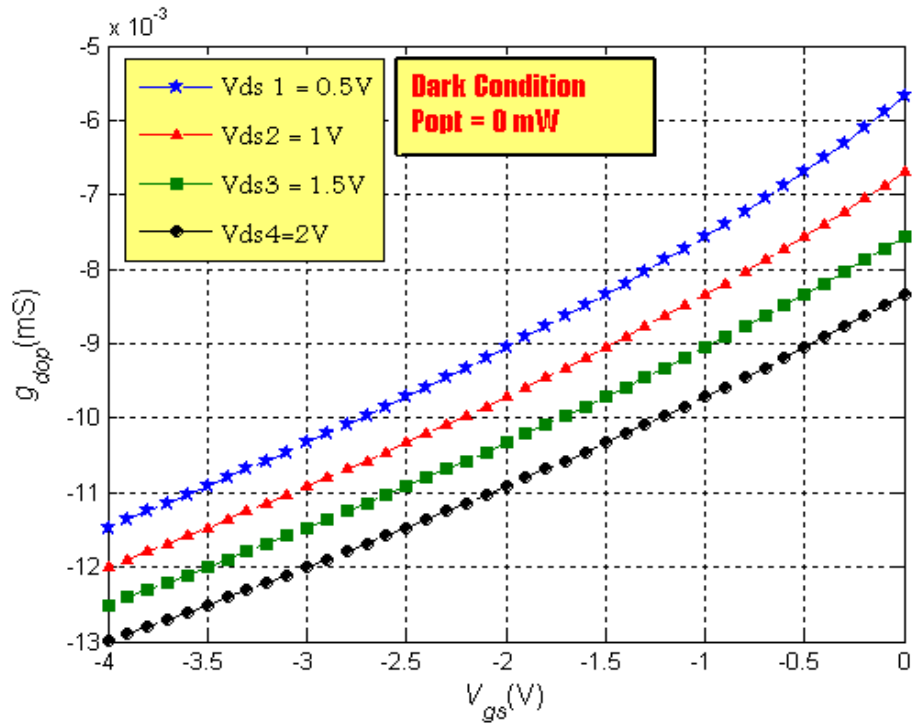


Figure III-18.a: Variation de la conductance de drain en fonction de la tension de grille-source pour le MESFET1 dans les conditions sombre.

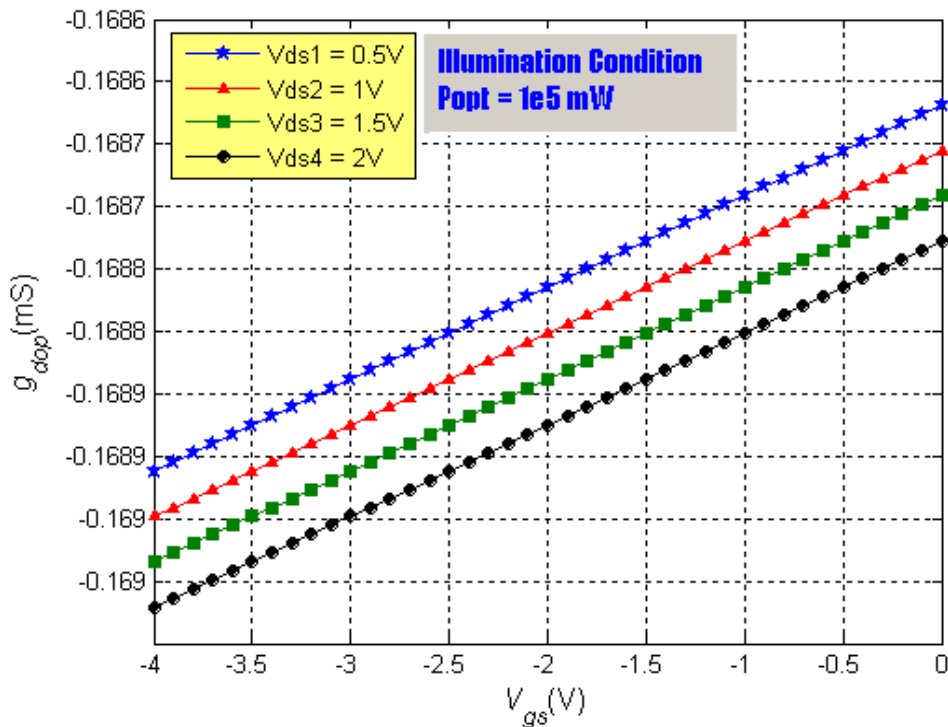


Figure III-18.b: Variation de la conductance de drain en fonction de la tension de grille-source pour le MESFET1 dans les conditions d'illumination.

III.7) Caractéristiques capacité tension « C-V »

Dans la détermination des capacités totales grille-source et grille-drain au régime linéaire et saturé, nous avons décomposé chacune d'elles en deux parties :

La partie intrinsèque due principalement à la région intrinsèque de la zone de déplétion et située directement en dessous de la grille et une autre partie extrinsèque due aux extensions de la zone de charge d'espace. Sur la base des expressions analytiques de ses composants, nous avons établi un programme dont l'algorithme de calcul est représenté sur la **figure III-19**.

La variation de ces capacités en fonction des tensions de polarisation a été effectuée pour les transistors MESFET's (OPFET's)

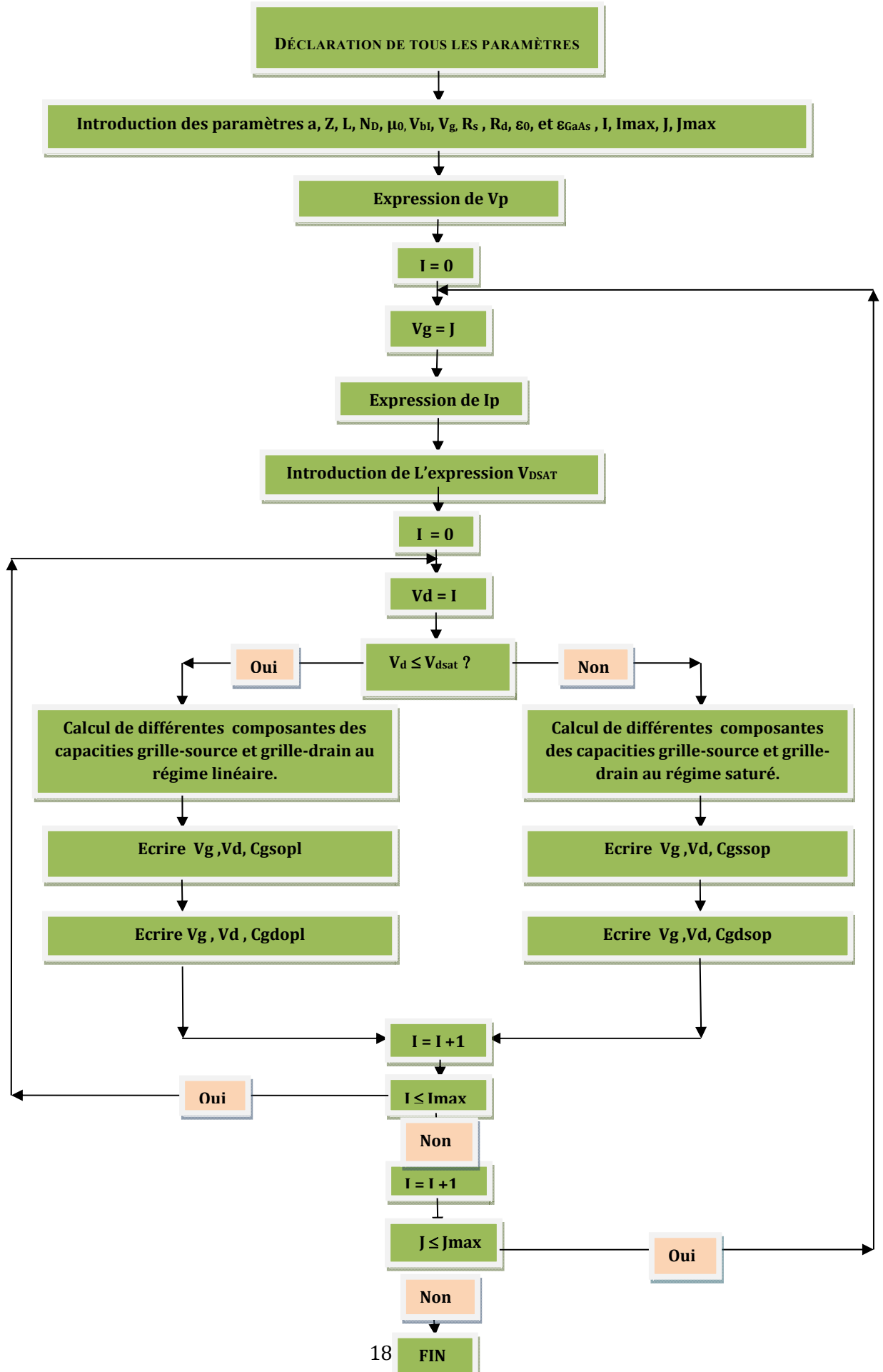


Figure III -19 : Organigramme de calcul des capacités

III.7.1) Capacités grille-source « Cgs.op » et grille-drain « Cgd.op » et drain-canal « Cdc.op »

Sur la **figure III-20** nous avons présenté les variations de la capacité grille-source « Cgs.op » et capacité drain-canal « Cdc.op » en fonction de la polarisation grille-source « Vgs » en régime linéaire, à la fois en présence et en l'absence de la lumière, pour le composant « MESFET 1 ». Nous remarquons d'une part la croissance de « Cgs.op » et « Cdc.op » avec l'augmentation de la polarisation « Vgs », D'autre part, En revanche, pour une valeur donnée Vgs (Vgs = -0.3 V), la capacité augmente significativement en présence de la lumière. Ceci est dû au fait que, lors de l'alimentation du transistor optiquement, la phototension Vop développée par contact réduit la tension inverse de Schottky entre la grille et la source, ce qui augmente la capacité.

Sur la **figure III-21**, la capacité Cgsop, est diminuée en régime linéaire au fur et à mesure que la tension Vd augmente, à la fois en présence et en l'absence de la lumière. En revanche, pour une valeur donnée de Vd (Vd = 1.5 V), la capacité augmente significativement en présence de la lumière.

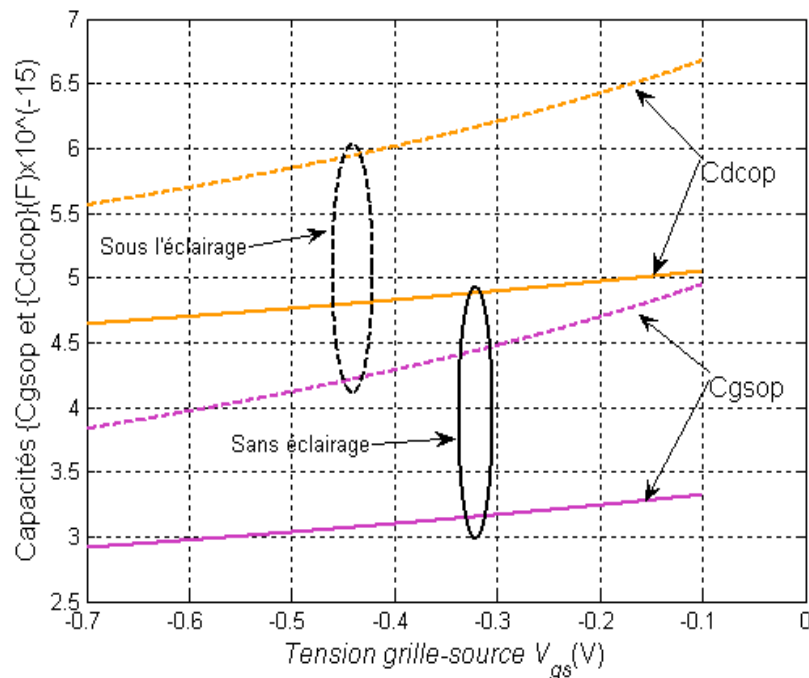


Figure III-20: La variation de la capacité optique grille-source Cgsop et la capacité optique drain-canal Cdcop avec la polarisation Vgs dans l'état sombre et éclairage (Popt1 = 0W/m2, Popt2 = 1E5W/m2).

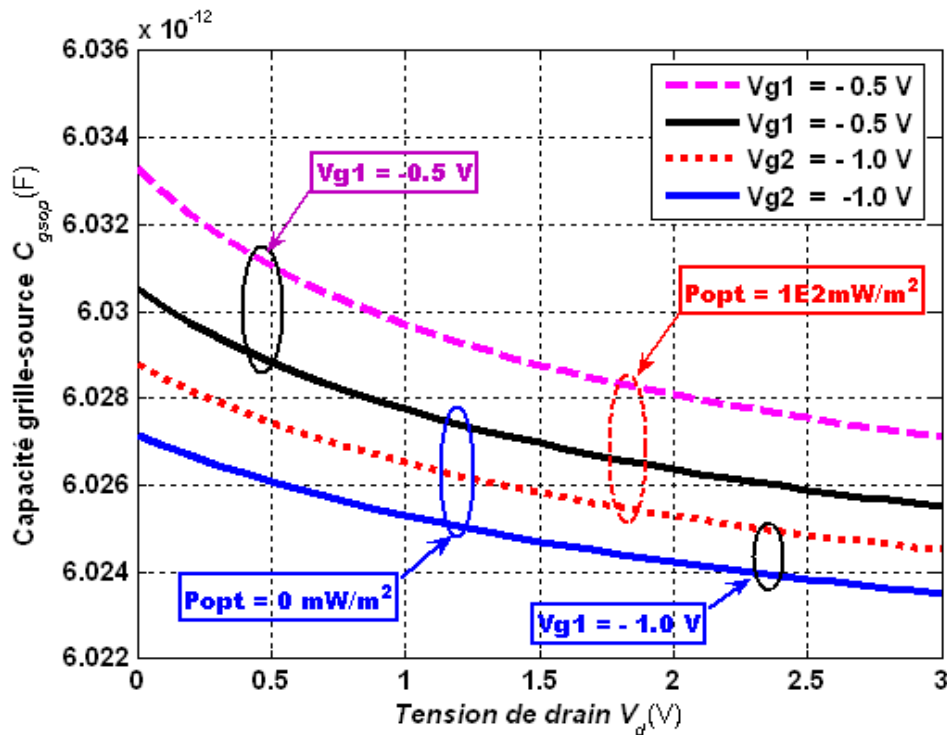


Figure III-21: La variation de la capacité optique grille-source C_{gsop} en fonction de la polarisation V_d à l'état sombre et éclairage pour le MESFET1.

III.7.2) Capacité grille-drain « $C_{gd.op}$ »

Sur les figures (III-22.a) et (III-22.b), nous avons présenté les variations de la capacité grille-drain optique « C_{gdop} » en fonction de la tension de drain « V_d » pour une valeur fixe de la tension de grille $V_g = -0.5V$ et pour différentes valeurs de la densité de puissance optique incidente P_{opt} . [Expressions II-81, et II-99], pour les composants « MESFET 1 » et « MESFT 2 » successivement. Nous remarquons la décroissance de la capacité C_{gdop} avec l'augmentation de la tension de drain V_d . Cette décroissance s'affaiblit avec la diminution de la densité de puissance optique incidente P_{opt} . La grande différence de la capacité grille-drain optique C_{gdop} entre les conditions d'éclairage et les conditions d'obscurité à faible tension V_d se produit en raison de la charge supplémentaire développée par la tension photo-induite V_{op} , qui est un contributeur majeur.

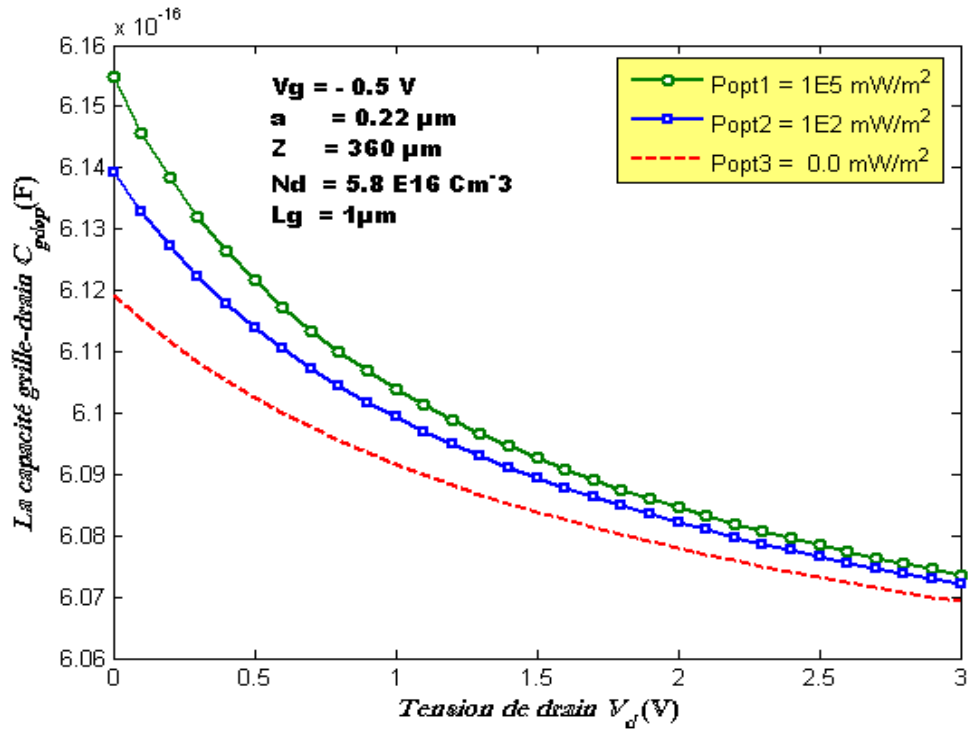


Figure III-22.a: La variation de la capacité optique grille-source C_{gdop} en fonction de la polarisation V_d à l'état sombre et éclairage pour le MESFET1.

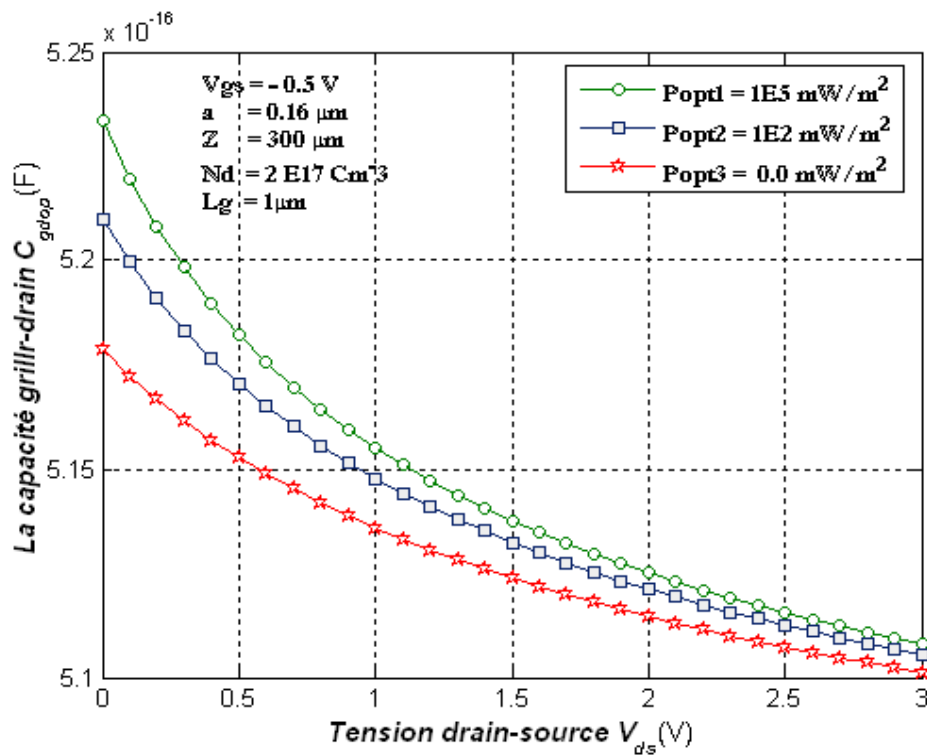


Figure III-22.b: La variation de la capacité optique grille-source C_{gdop} en fonction de la polarisation V_d à l'état sombre et éclairage pour le MESFET2.

Pour valider les résultats de simulation théoriques obtenus pour la capacité $C_{gd.op}$, nous les avons comparés avec les mesures expérimentales effectuées sur le composant prises dans la littérature [55]. Les paramètres du composant utilisés sont présentés dans le tableau suivant:

TRANS.	$a, \mu m$	$Z, \mu m$	$L, \mu m$	$\mu_0, m^2 V^{-1} s^{-1}$	V_s, ms^{-1}	$E_s, V.m^{-1}$	V_p, V	V_b, V	N_d, cm^{-3}
MESFET3	$7 \cdot 10^{-2}$	35	0.5	$33 \cdot 10^{-2}$	10^5	$33 \cdot 10^3$	1.75	-1	$5 \cdot 10^{23}$

Tableau III-2: Paramètres du composant utilisé pour la validation.

Sur la **figure (III-22.c)**, nous avons présenté la capacité grille-drain pour le transistor **MESFET3**[55] en fonction de la tension de drain à une valeur nulle de la tension de grille $V_g = 0V$. Sur cette figure, nous avons tracé la courbe expérimentale ainsi que les courbes calculées des capacités intrinsèque grille-drain C_{gd} pour les modèles [64] et [55], ainsi que notre modèle à l'état sombre ($P_{opt}=0mW$) et à l'état lumineux ($P_{opt}=1E5mW$). Nous remarquons également que la courbe de $C_{gd.op}$ ainsi que la courbe expérimentale ont le même comportement envers la tension de drain et coïncident bien, notamment aux valeurs élevées de la tension de drain V_d .

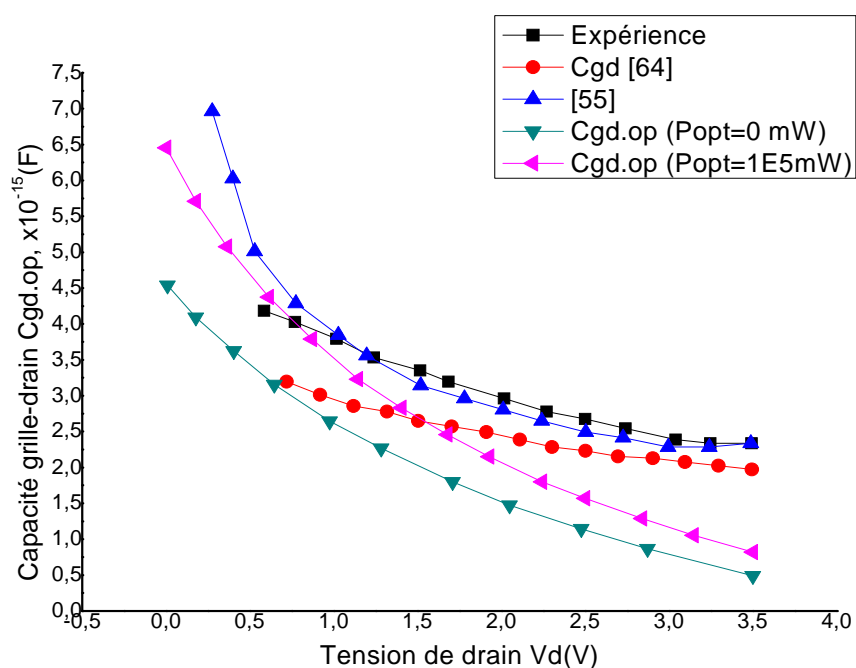


Figure III-22.c: Comparaison théorie et expérience pour le MESFET4.

III.7.3) Capacité du canal « Cdc.op »

Dans les figures (III-23.a) et (III-23.b), nous avons présenté les variations de la capacité drain-canal optique « Cdcop » en fonction de la tension de drain « Vd » pour une valeur fixe de la tension de grille $V_g = -0.5V$ et pour différentes valeurs de la densité de puissance optique incidente Popt. [Expressions II-83], Nous constatons que la capacité Cdcop diminue avec l'augmentation de la tension Vd et augmente avec la croissance de Popt, cela est dû au fait que, en présence d'illumination, la tension photoélectrique Vop développée aux bornes du contact Schottky réduire la tension de grille inverse qui à son tour améliore les capacités.

La figure (III-23.c) montre la variation de la capacité drain-canal Cdcop en fonction de la tension Vd pour différentes valeurs de Vg pour le composant « MESFET1 », au-dessous du pincement à l'état éclairé la densité de puissance optique incidente a été supposé $P_{opt} = 1E5mw/m^2$, On voit que Cdcop diminue avec l'augmentation de la tension inverse de grille.

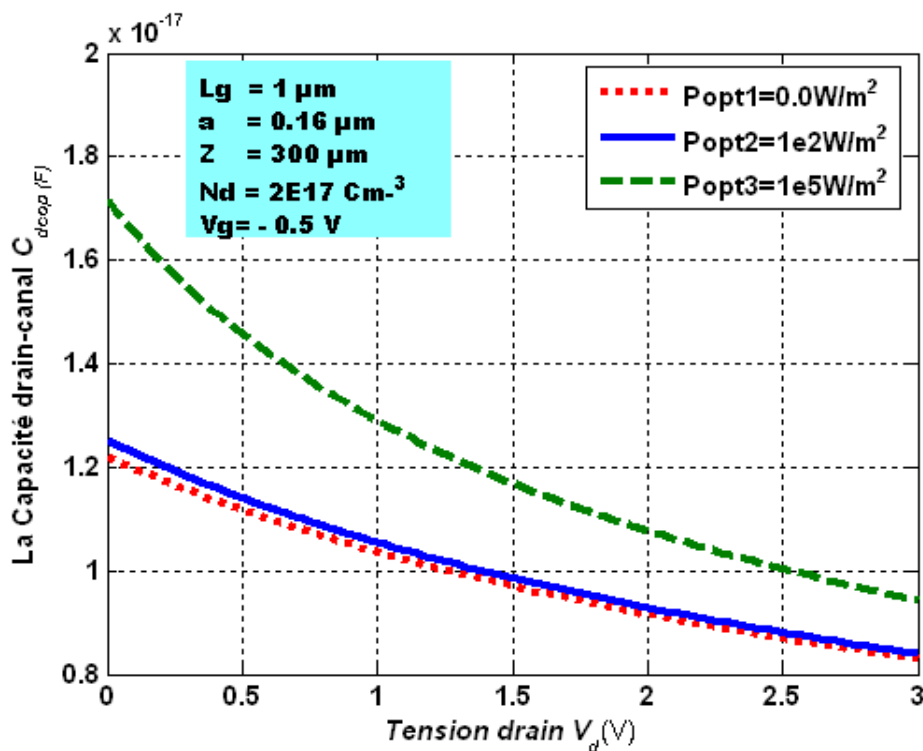


Figure III-23.a La variation de la capacité optique du drain-canal C_{dcop} en fonction de la tension V_d à l'état sombre et d'éclairage pour le le MESFET1.

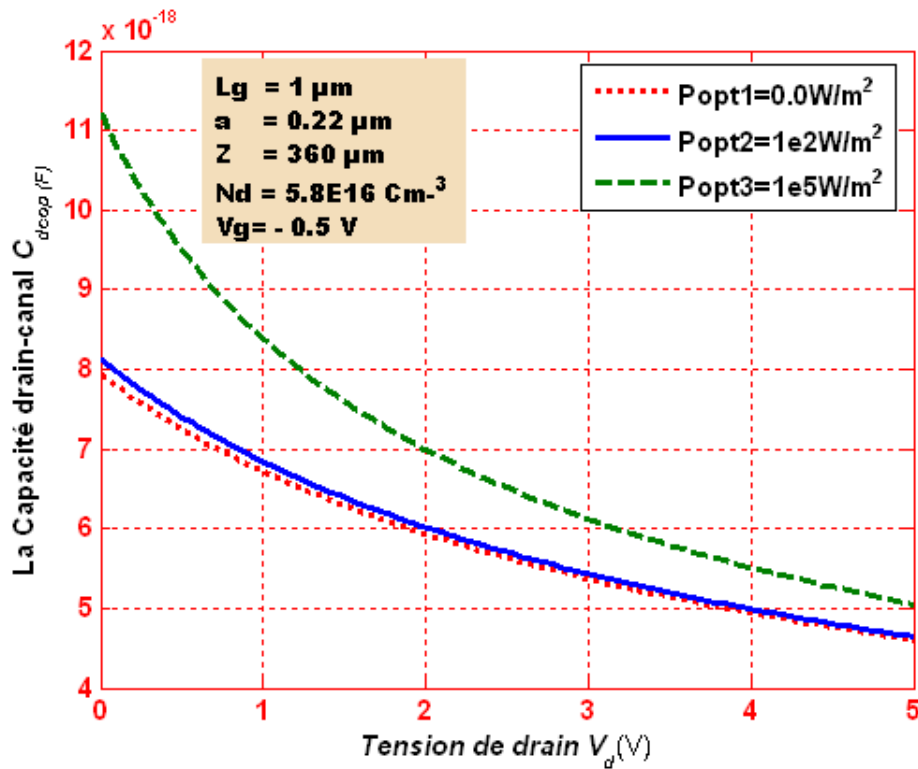


Figure III-23.b La variation de la capacité optique du drain-canal C_{dcop} en fonction de la tension V_d à l'état sombre et d'éclairage pour le MESFET 2.

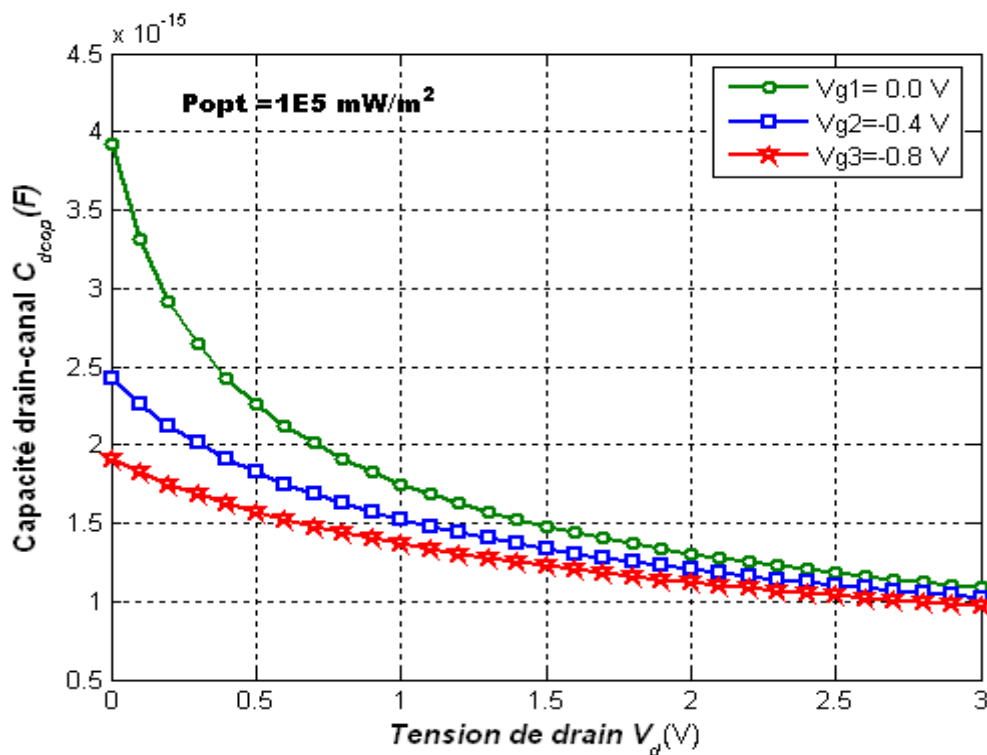


Figure III-23.c: La variation de la capacité drain-canal « Cdcop » en fonction de la tension V_d pour différentes valeurs de V_g le composant « MESFET1 ».

Sur la **figure III-24.a**, et la **figure III-24.b** nous présentons la capacité totale grille-source dans les deux régimes de fonctionnement. Comme nous l'avons vu précédemment, cette capacité diminue légèrement avec la croissance de la tension de drain dans en régime linéaire, alors qu'elle est presque invariante dans le régime de saturation. Nous notons également la transition discontinue entre les deux régimes de fonctionnement, et la variation brusque de la capacité du régime linéaire au régime de saturation. NOUS signalons aussi que pour une tension de grille fixe la capacité augmente avec l'augmentation de la densité de puissance optique P_{opt} . Cela peut être expliqué par le fait que la largeur de la région de déplétion se réduit sous la condition d'illumination.

Sur la **figure III-25** nous présentons la capacité totale grille-drain dans les deux régimes de fonctionnement pour la même série de valeurs des tensions de polarisation de grille. Comme nous l'avons vu précédemment, cette capacité diminue légèrement avec la tension de drain dans le régime linéaire, alors qu'elle est presque invariante dans le régime de saturation. Comparativement à la capacité grille-source totale, la capacité grille-drain totale pour une seule valeur de V_g est inférieure à celle de la capacité grille-source pour le MESFET2.

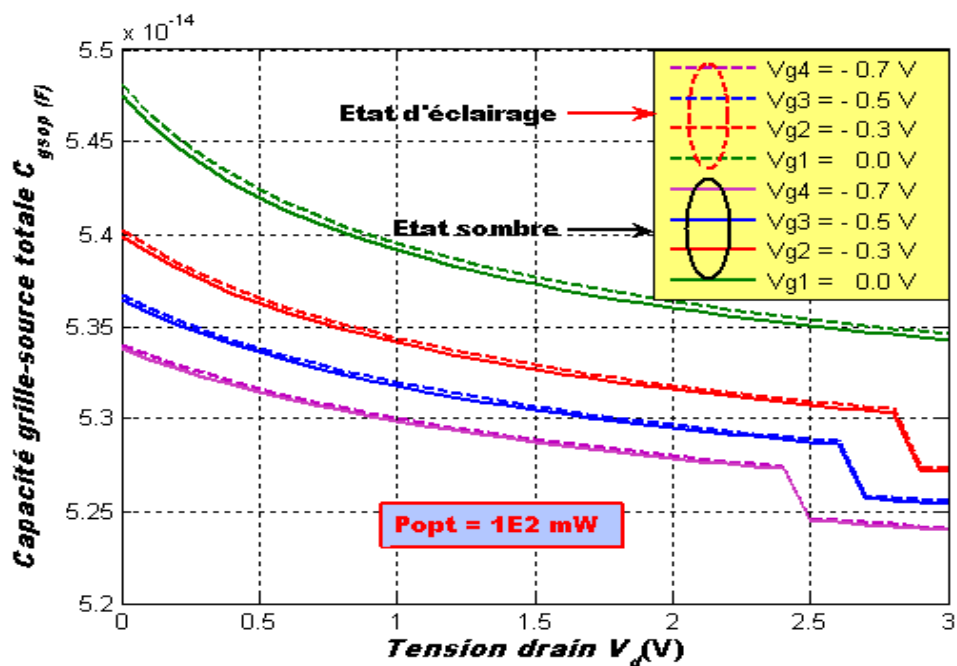


Figure III-24.a: La variation de la capacité optique grille-source totale C_{gsop} en fonction de la polarisation V_d dans pour le MESFET1

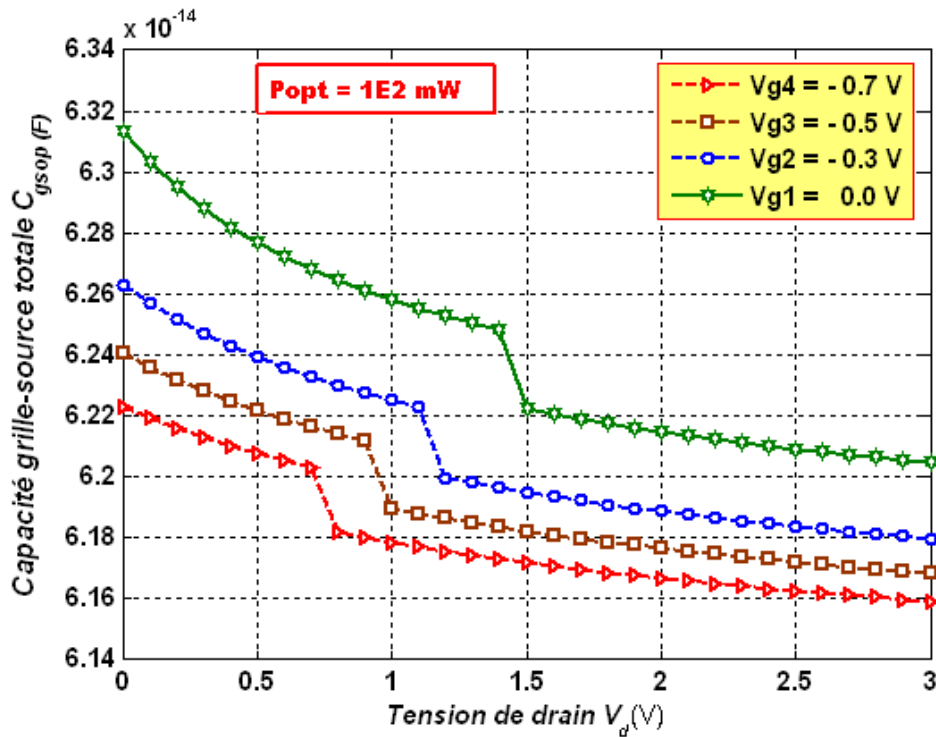


Figure III-24.b: La variation de la capacité optique grille-source totale C_{gsop} en fonction de la polarisation V_d , pour le MESFET2

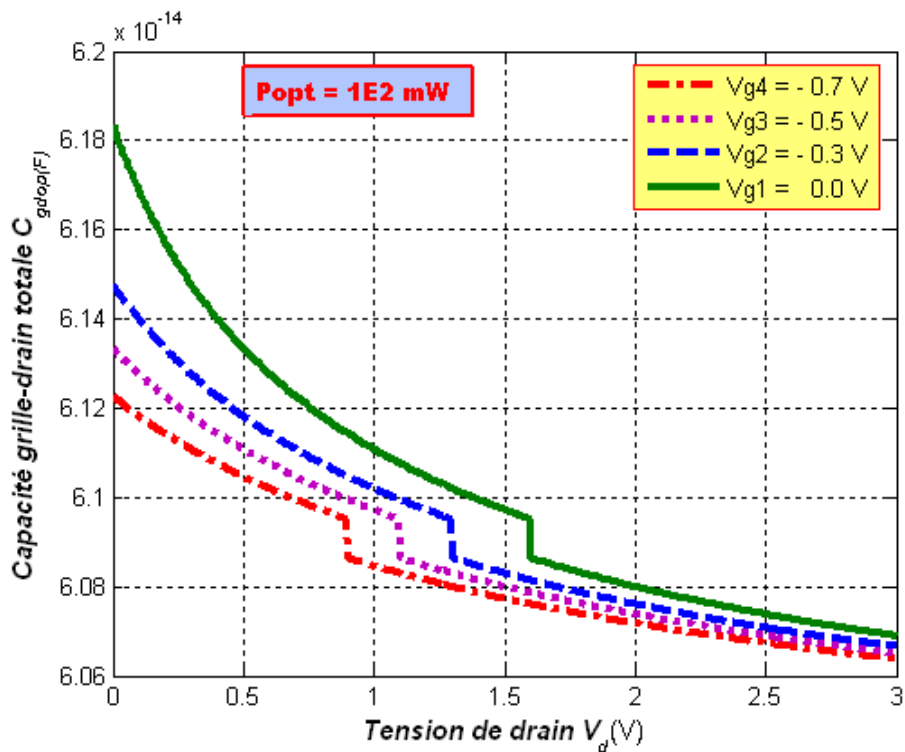


Figure III-25: La variation de la capacité optique grille-drain totale C_{gdop} en fonction de la polarisation V_d , pour le MESFET2.

En terminant cette analyse, nous avons présenté sur la **figure (III-26)** la variation de la capacité de grille totale, qui est la somme totale de la capacité grille-drain « $C_{gd.op}$ » et la capacité grille-source « $C_{gs.op}$ ». Nous notons que la transition abrupte entre le régime linéaire et le régime de saturation devient de plus en plus faible que la valeur absolue de la tension de grille augmente. On peut voir que la capacité grille totale devient plus grande pour l'état éclair

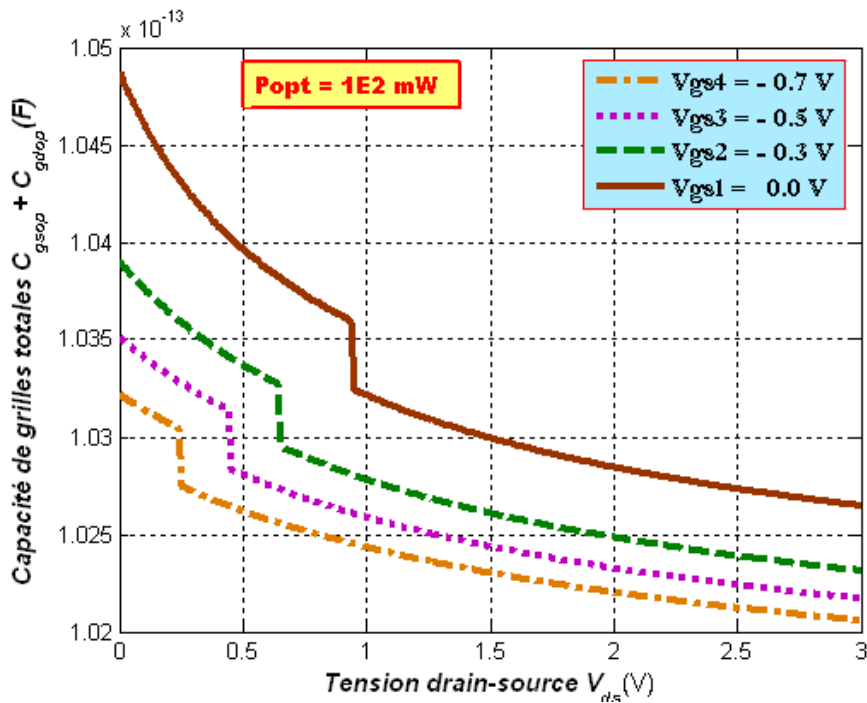


Figure III-26: La variation de la capacité optique totale (grille-drain+grille-source) C_{gtop} en fonction de la polarisation V_{ds} à l'état d'éclairage ($P_{opt} = 1E2$ mW), pour le MESFET2.

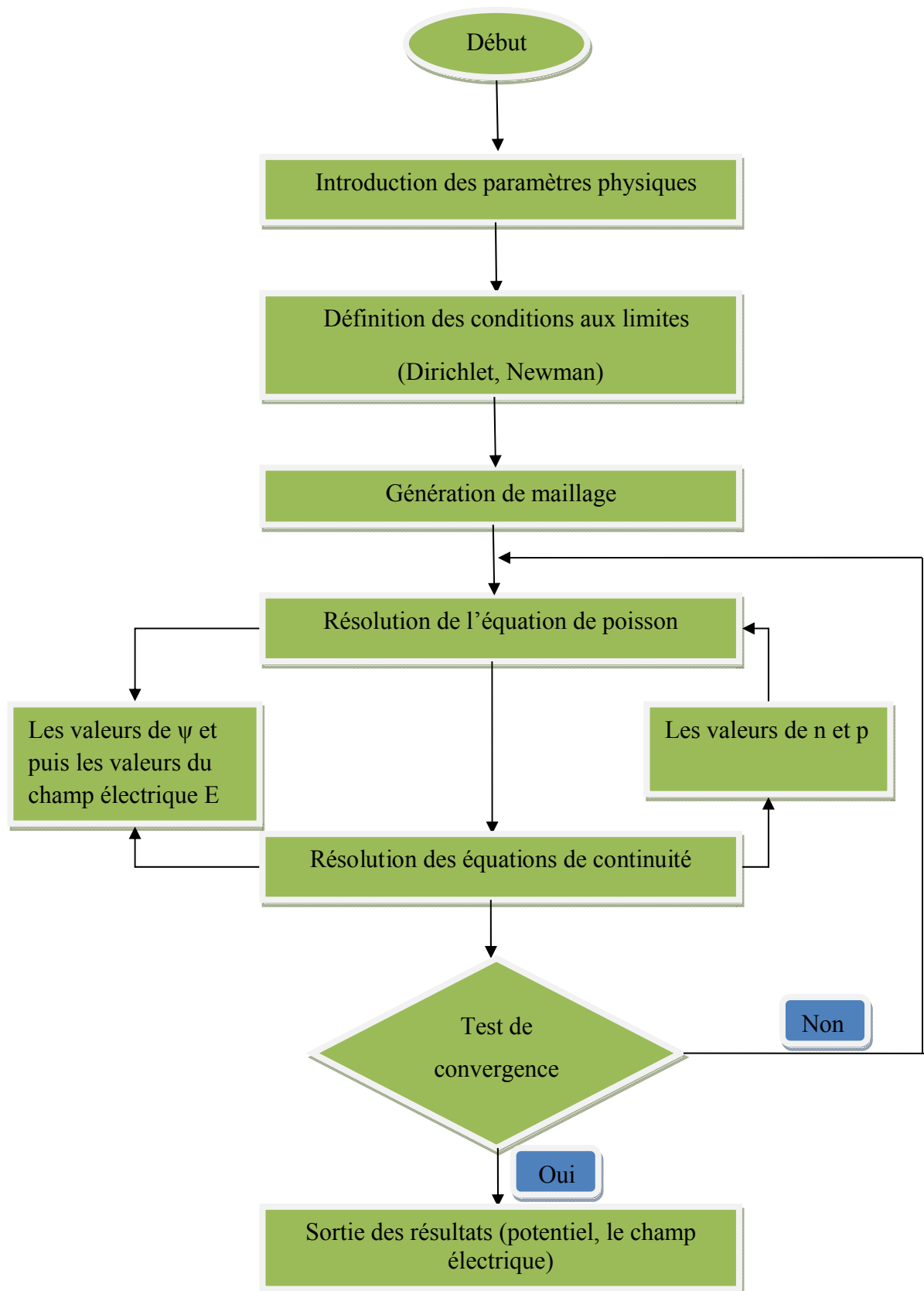


Figure III-27: Organigramme de résolution de l'équation de poisson

III.8) Evolution du potentiel et du champ électrique dans le canal

La variation du potentiel et du champ électrique avec les deux dimensions x et y en fonction des tensions de polarisations dans le cas d'éclairage et d'obscurité a été effectuée pour le transistor **MESFET4** (OPFET) dont les paramètres sont donnés dans le tableau suivant:

Paramètres du Transistor	L (μm)	a (μm)	Z (μm)	Nd (Cm^{-3})	μ_0 ($\text{Cm}^2/\text{V.s}$)	V_s (m/s)	Vbi (μm)
MESFET 4	1	0,16	10	$1.17.10^{23}$	8500	$3,6.10^5$	0.80

Tableau III-3: Paramètres du transistor MESFET4 (OPFET).

III. 8.a) Evolution du potentiel

Sur les figures (III-27.a) et (III-27.b) nous présentons la distribution du potentiel dans les conditions sombres et lumineux à deux dimensions et une seule dimension successivement, pour un canal non-uniformément dopé. On constate que la distribution du potentiel augmente au coté drain que du coté source c'est parce que la polarisation est appliquée sur le côté de drain alors qu'il y a une augmentation du potentiel dans l'état d'éclairage par rapport à l'état sombre cela est due essentiellement à la photogénération des porteurs et les effets externes photovoltaïques qui augmentent la conductivité du canal et ainsi le potentiel dans le canal.

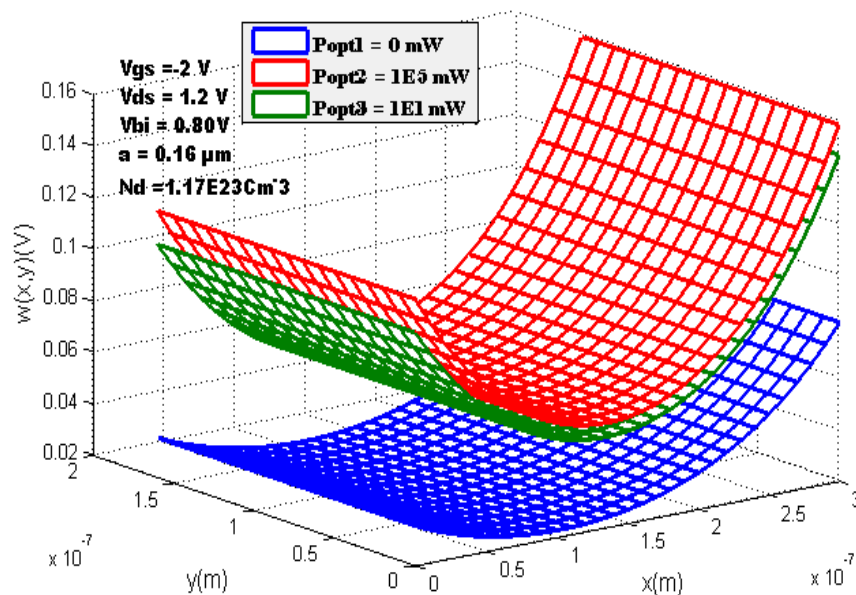


Figure III-27.a Mesh plot 3D du potentiel dans les conditions sombre et illumination pour le MESFET4.

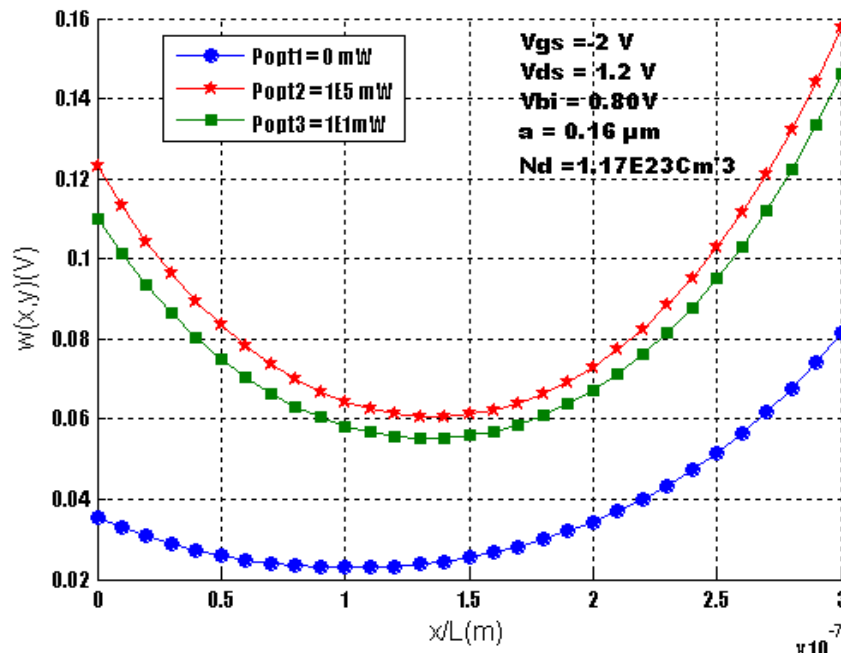


Figure III-27.b La variation du potentiel avec la longueur normalisé du canal (x/L) dans les conditions d'obscurité et d'éclairage pour le MESFET4.

La figure (III-28) montre la variation du potentiel de canal sur les deux dimensions suivant $\vec{o}\bar{x}$ et $\vec{o}\bar{y}$ pour différentes valeurs de la tension V_{ds} . Cela montre que le potentiel du canal augmente avec l'augmentation de la tension drain-source V_{ds} .

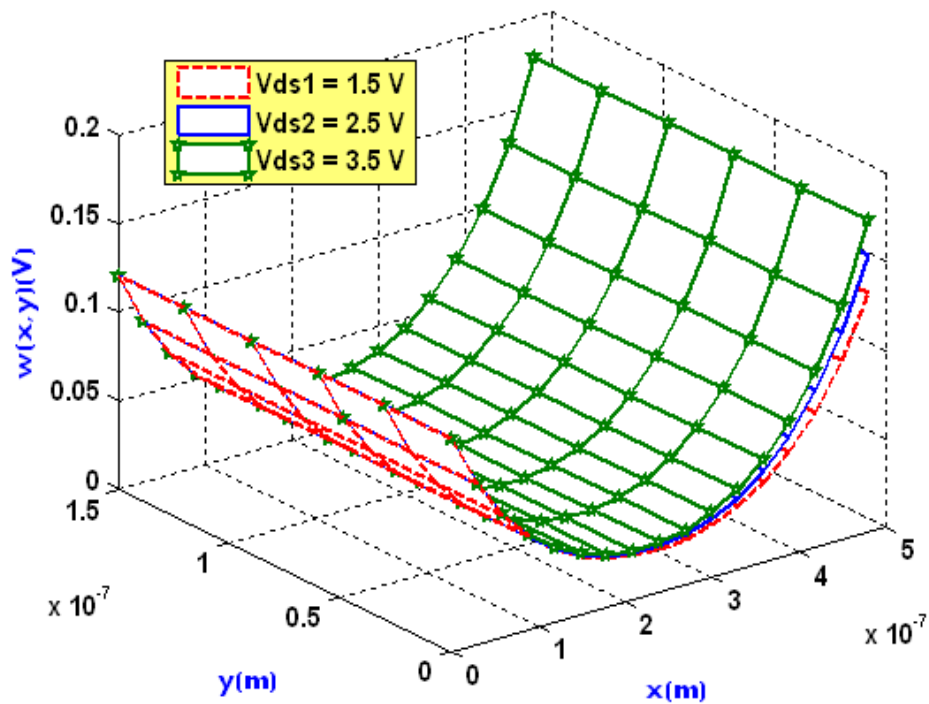


Figure III-28: 3D Plot du potentiel $W(x,y)$, pour différentes valeurs de la tension drain-source (V_{ds}) pour le MESFET4.

III.8.b) Evolution du champ électrique Ex et Ey

La figure III-29.a montre la variation du champ électrique Ex en fonction de la position « x » dans le canal, pour certains valeurs de polarisation $V_{ds} = (5V, 7V, 9V)$ et $V_{gs} = -3.5V$, nous constatons que le champ électrique longitudinal dans le canal, (parallèle au trajet source-drain), augmente d'abord linéairement jusqu'au voisinage du pincement puis il va décroître rapidement coté drain. Nous remarquons que le champ longitudinal Ex augmente avec l'augmentation de la valeur de la tension drain-source Vds. L'origine des abscisses est placée au début de l'électrode métallique de grille côté source.

La figure III-29.b montre l'évolution du champ électrique Ey en fonction de la position « y » dans le canal pour différentes valeurs de la tension drain-source Vds pour le MESFET4, nous constatons que le champ électrique Ey augmente d'abord linéairement jusqu'au voisinage du pincement puis il va décroître près du drain et qu'il augmente aussi avec l'augmentation de la tension du drain Vds.

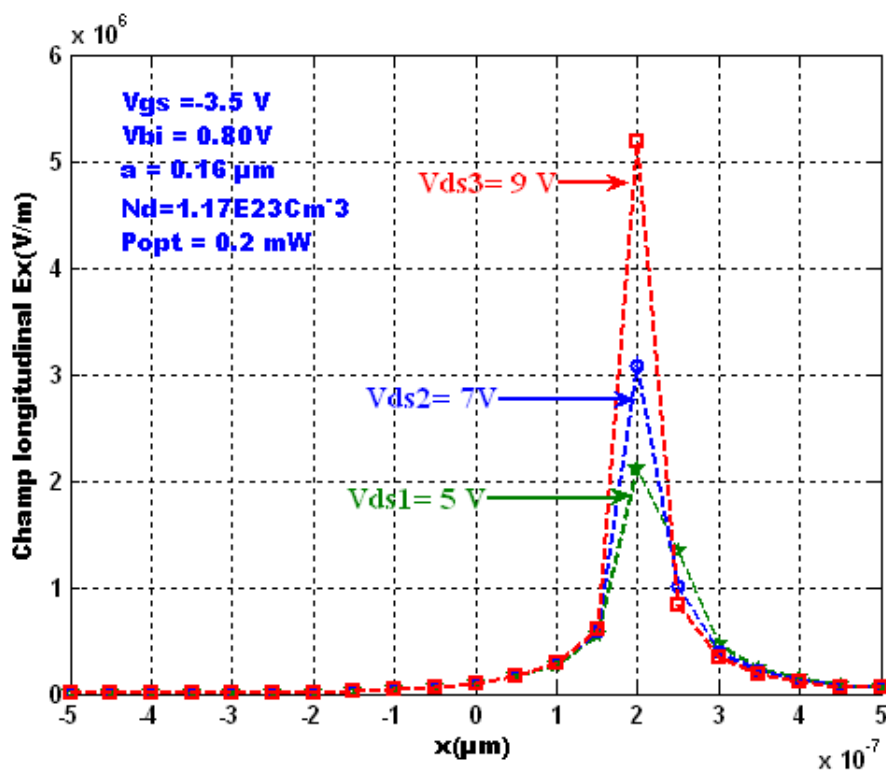


Figure III-29-a : Evolution longitudinale du champ électrique dans le canal pour différentes valeurs de la tension drain-source Vds pour le MESFET4.

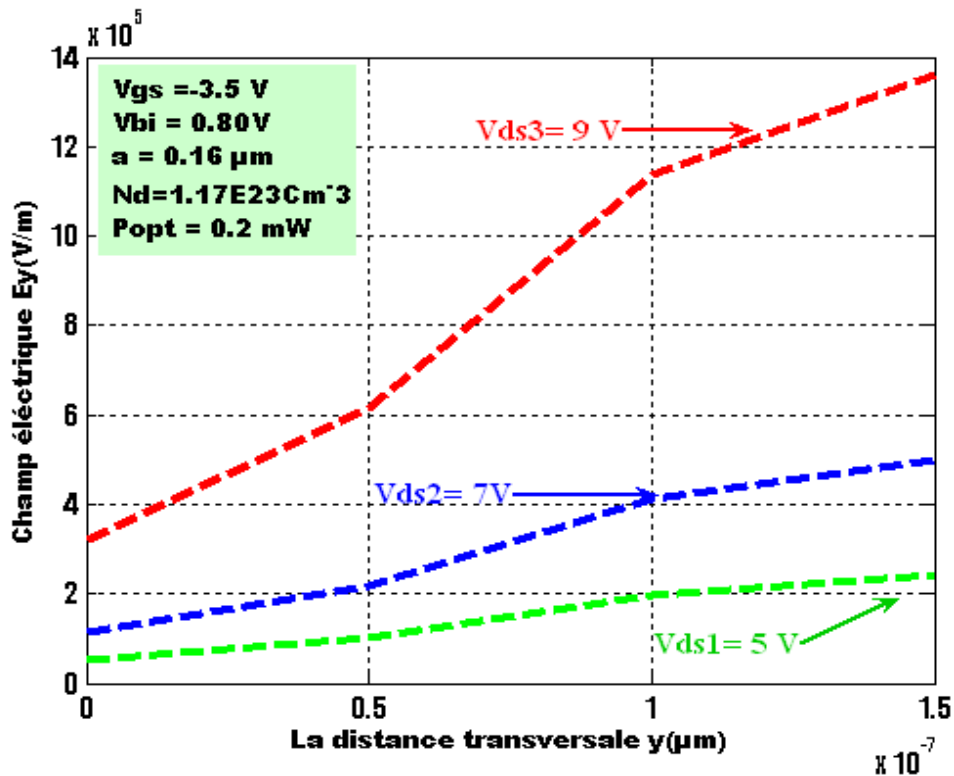


Figure III-29-b : Evolution transversale du champ électrique E_y dans le canal pour différentes valeurs de la tension drain-source V_{ds} pour le MESFET4.

Le champ électrique dans la direction $o\vec{x}$ avec les conditions lumineux et non lumineux est représenté sur Les figures (**figure III-30.a** et **figure III-30.b**) pour le MESFET1 et le MESFET2, Lorsque l'appareil est allumé, les champ électrique le long de la longueur du canal se diminue au fur et à mesure que la puissance optique incidente P_{opt} augmente en raison de la réduction de la résistance du canal due essentiellement à la diminution de la zone de charge d'espace et enfin l'augmentation de la conduction du canal

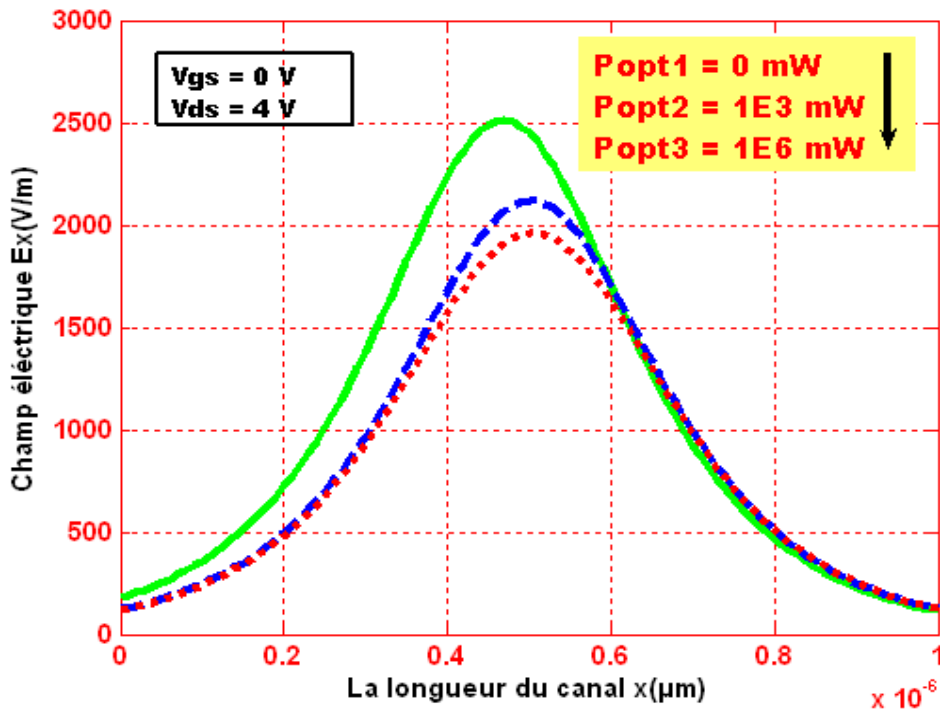


Figure III-30.a : Evolution longitudinale du champ électrique dans le canal pour différentes valeurs de puissance optique incidente, P_{opt} pour le MESFET1.

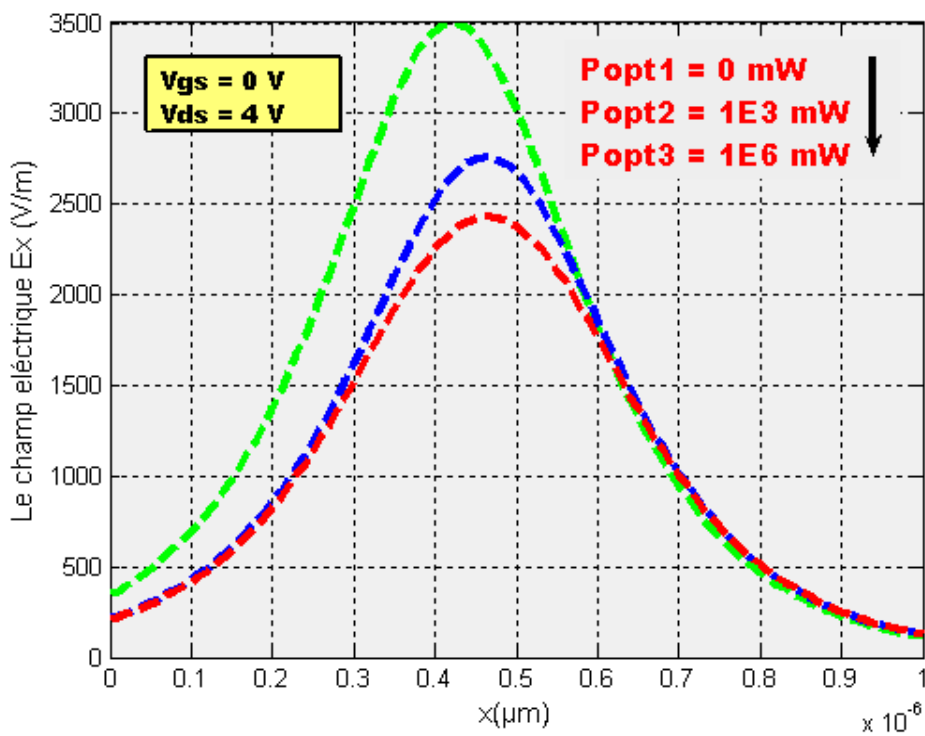


Figure III-30.b : Evolution longitudinale du champ électrique dans le canal pour différentes valeurs de puissance optique incidente, P_{opt} pour le MESFET2.

La figure III-31 présente la variation du champ électrique E_y en fonction de la position « y » dans le canal, pour certains valeurs de polarisation $V_{ds} = 4V$ et $V_{gs} = -0.5V$ nous constatons que le champ électrique transversal E_y dans le canal, (perpendiculaire au trajet source-drain), augmente d'abord linéairement jusqu'au voisinage du pincement puis il va décroître près du drain, pour les conditions lumineuses $P_{opt2}=1e3mW$ et $P_{opt3}=1e6mW$ cela est due essentiellement a la diminution de la zone de charge d'espace donc une augmentation du champ électrique E_y suivant oy par contre nous remarquons que le champ électrique à l'état sombre $P_{opt1}=0mW$ est presque égale à zero ($E_y=0V/m$) cela peut être expliqué par l'augmentation maximale du champ électrique longitudinal du canal suivant ox qui est très supérieur que celle du champ électrique transvesal suivant oy ($E_y \ll E_x$).

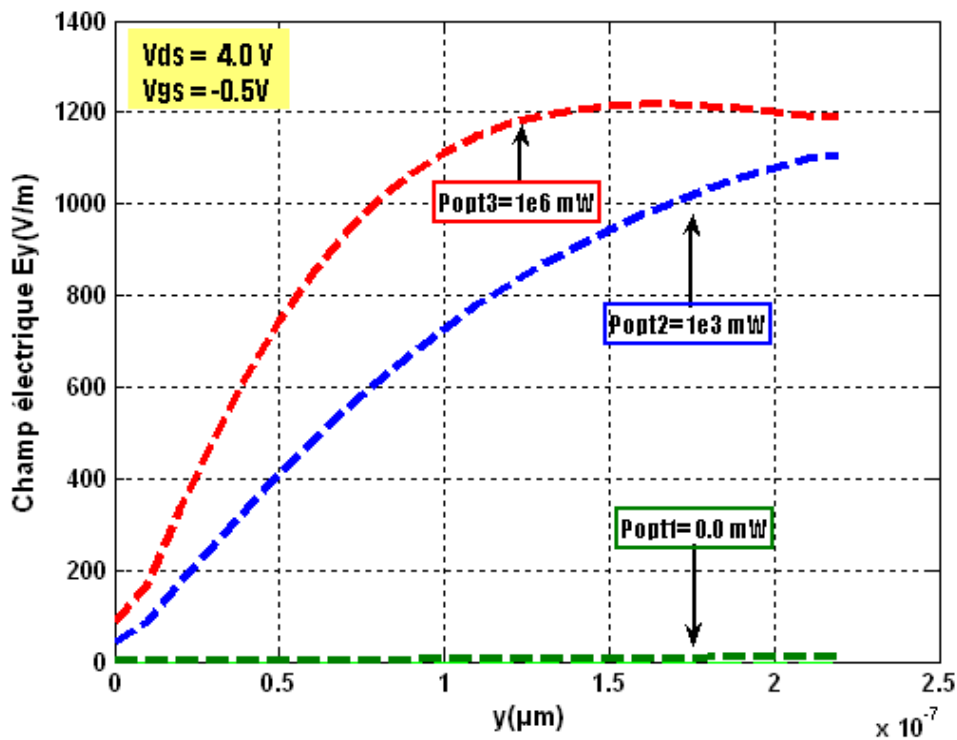


Figure III-31 : Evolution transversale du champ électrique E_y dans les conditions d'obscurité et d'illumination pour le MESFET2.

III.8.c) Validité du modèle

Pour valider les résultats de simulation nous les avons comparés avec les mesures expérimentales effectuées sur le composant prises dans la littérature [61]. Les paramètres du composant utilisés sont présentés dans le tableau suivant:

MESFET	L [μm]	a [μm]	Z [μm]	Nd [At/m^3]	μ_0 [$\text{m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$]	v_s [m/s]
5	0,5	0,143	30	$1,31 \cdot 10^{23}$	0,4000	$7,1 \cdot 10^5$
MESFET	Vbi [V]	Vp [V]	Rp [Ω]			
5	0,85	1,93	1000			

Avec les les coefficients de Fourier suivant:

MESFET	a₁	b₁	c₁
5	- 0,06	0,12	0,10

Afin d'examiner la validité du modèle exposé, nous avons comparé les résultats de simulation théoriques obtenus pour le champ électrique longitudinal E_x avec ceux d'autres modèles existants en référence [71] pour le transistor précédent **MESFET5** à « $V_{gs} = 0 \text{ V}$ » et « $V_{ds} = 1,8 \text{ V}$ ».

La figure (III-32) illustre la comparaison entre les résultats de simulation de notre modèle et ceux du théorique Réf [71] pour le composant « MESFET 5 » le champ électrique longitudinal E_x dans le canal, augmente d'abord linéairement jusqu'au voisinage du pincement puis il va décroître rapidement coté drain,nous remarquons également que les résultats théoriques et ceux de la simulation avec et sans effet de la lumière ont le même comportement envers la tension de drain-source dans le régime linéaire et coïncident bien, notamment jusqu'au voisinage de pincement ou ils vont décroître rapidement coté drain.

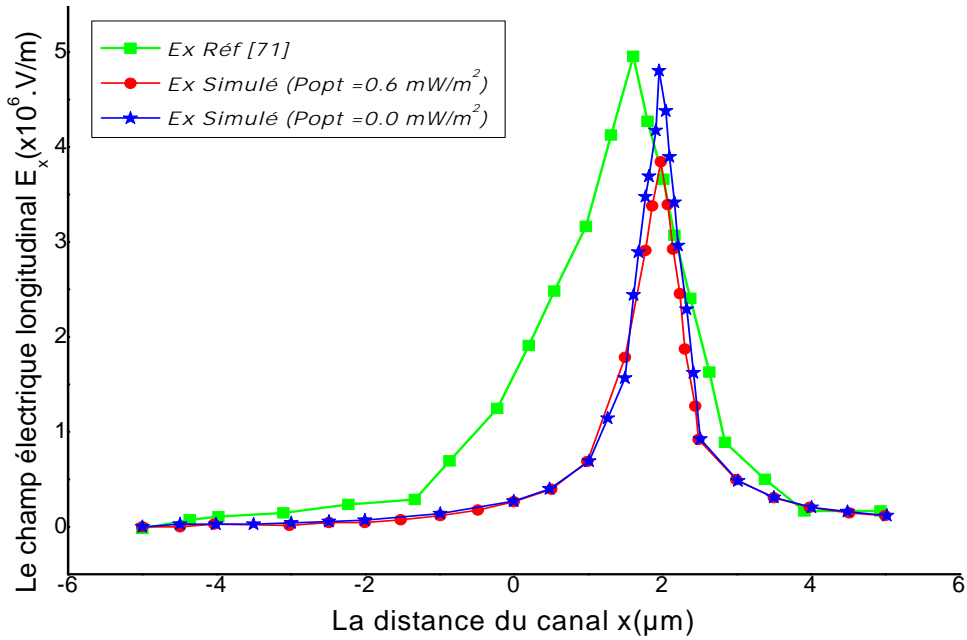


Figure III-32 : Evolution longitudinale du champ électrique E_x

III.8.d) Evolution du potentiel bas

Sur les figures (III-33) et (III-34) , Nous avons illustré le potentiel bas $\psi(x, y = a)$ en fonction de la longueur de grille normalisée (x/L_g) dans les deux conditions d'éclairage et d'obscurité au niveau de la couche GaAs / substrat semi-isolant. Pour différentes valeurs de longueurs de grille avec une valeur fixe de la tension drain-source $V_{ds} = 1,2\text{V}$,on constate que le potentiel bas croît avec la diminution de la longueur de grille. En outre on voit clairement que le potentiel bas à l'état lumineux est un peu élevé que dans l'état sombre et que la position minimum du potentiel bas est également décalée vers la source au fur et à mesure que la longueur de grille L_g diminue, Nous remarquons également cet effet qu'on l'appelle DIBL (Drain Induced Barrier Lowering), il est plus dominant pour la longueur de grille $L_g = 0,3\mu\text{m}$ que celle pour $L_g = 0,5\mu\text{m}$ et $L_g = 0,7\mu\text{m}$, qui indique que le DIBL est l'effet le plus répandu dans le régime de fonctionnement submicrométrique des transistors MESFET.

Afin de valider le modèle du potentiel bas que nous allons utiliser l'expression analytique (II-39), nous présentons une comparaison des variations du potentiel bas, il y a une meilleure concordance entre les résultats théoriques et ceux qui ont été faits numériquement par l'utilisation des méthodes numériques de PDE tools de MATLAB7 dans la condition d'éclairage

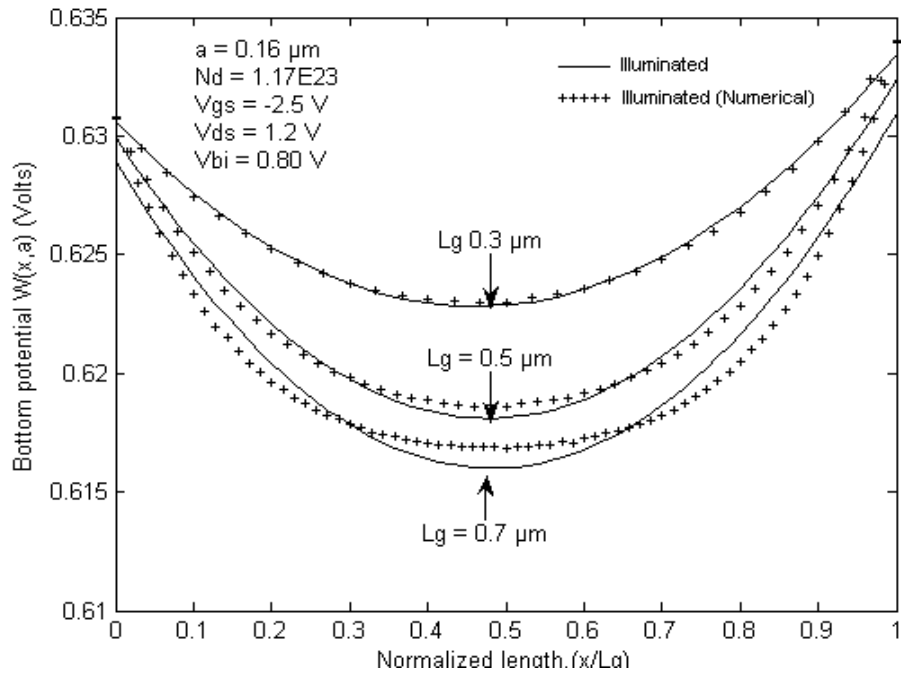


Figure III-33: Variation du potentiel bas par rapport à la longueur normalisée pour différentes longueurs de grille à l'état d'éclairage.

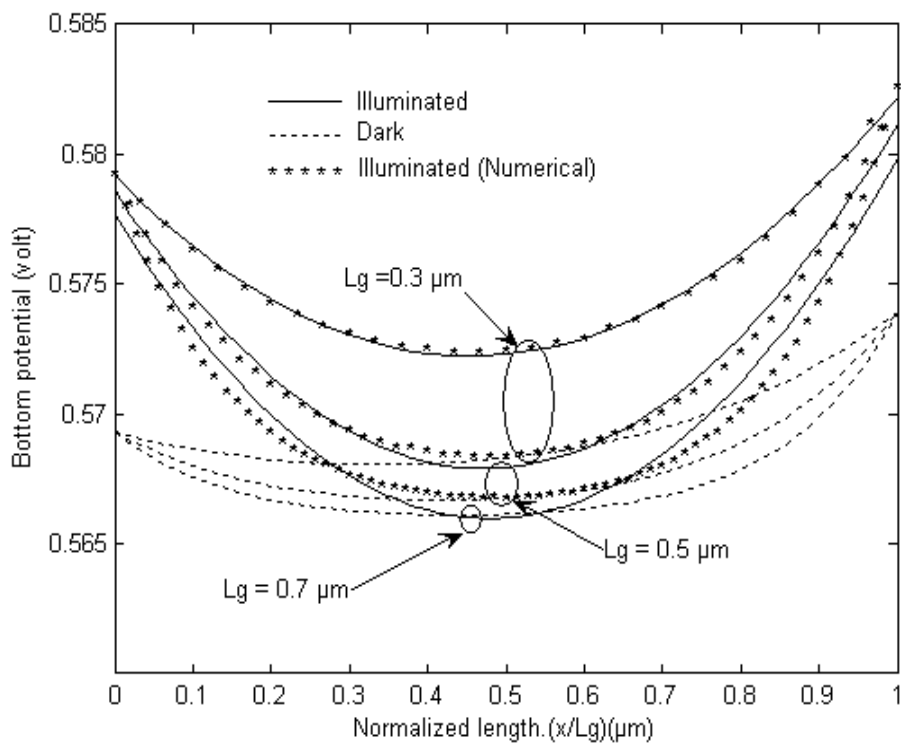


Figure III-34: Plot du potentiel bas par rapport à la longueur normalisée dans l'obscurité et l'éclairage pour différentes valeurs de longueurs de grille.

Dans les **figures (III-35), (III-36)**, On observe que lorsque la tension drain-source V_{ds} augmente pour une valeur fixe de $V_{gs} = -2,5V$, le potentiel bas augmente au côté du drain, alors que l'augmentation de V_{ds} dégrade la barrière FET du canal court connue sous le nom DIBL, mais on constate que l'excédent de la densité de puissance optique incidente affecte le potentiel bas pour augmenter, entraînant la diminution significative de la barrière du canal. On voit que, le potentiel bas à l'état d'illumination est plus élevé par rapport à l'état d'obscurité, car lorsque le rayonnement lumineux est autorisé à tomber sur le contact grille-Schottky, une tension photoélectrique V_{op} est développée aux bornes de la jonction, ce qui permet de réduire efficacement la hauteur de la barrière du potentiel, et ainsi diminue la largeur de la zone de depletion, et accroître également la largeur du canal active. Pour $V_{ds} = 0V$, la position du potentiel bas minimum se trouve presque inchangé pour $L_g = 0,5 \mu m$, il est déplacé vers la source lorsque la tension drain-source augmente.

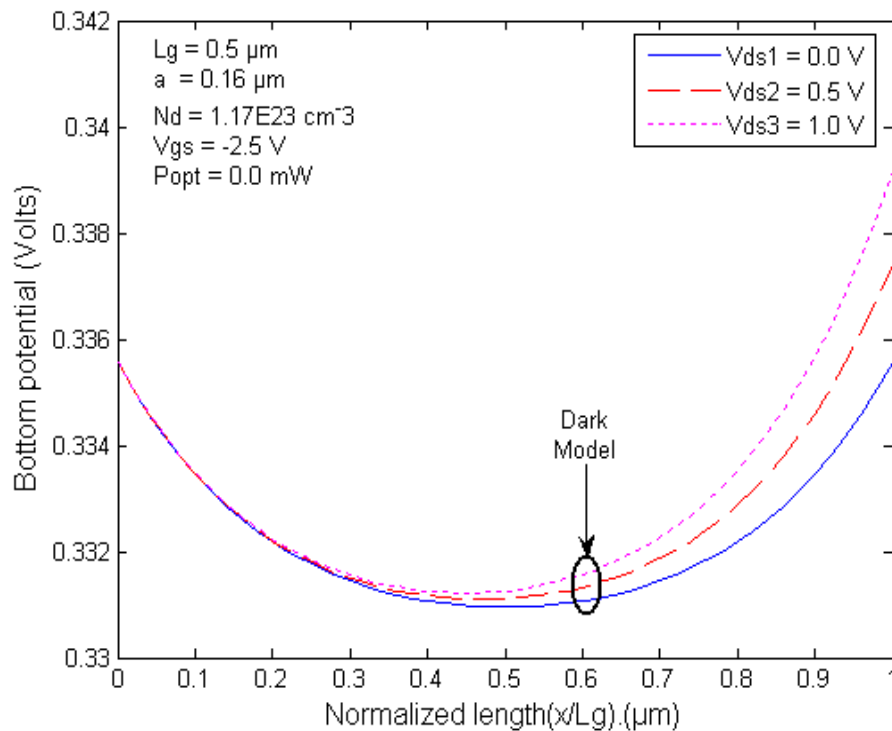


Figure III-35: La variation du potentiel bas versus la longueur normalisée (x / L_g), pour différentes valeurs de polarisation drain-source dans la condition sans éclairage.

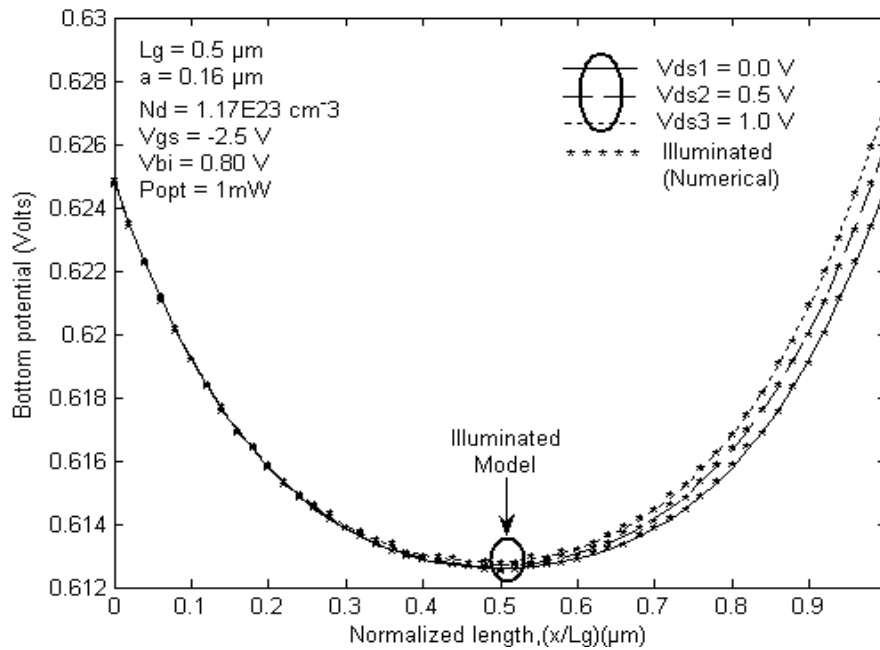


Figure III-36: La variation du potentiel bas versus la longueur normalisée (x / L_g), pour différentes valeurs de polarisation drain-source dans la condition d'éclairage.

Dans la **figure III-37**, nous avons présenté respectivement les effets de l'épaisseur de la couche active a , sur le potentiel bas. On observe que pour une longueur de grille fixe $L_g=0.5\mu\text{m}$, le potentiel bas augmente d'une part au fur et à mesure que la largeur du canal active a augmente, cela signifie que les effets du canal court en raison de la réduction de la longueur de grille L_g peut être réduit au minimum par la réduction de l'épaisseur du canal active a . Ceci suggère que l'augmentation du potentiel bas en raison de la courte longueur de grille L_g peut être minimisé en réduisant l'épaisseur du canal actif. On voit que le potentiel bas dans le cas éclairée est plus élevé que dans le cas d'obscurité cet écart est dû au rayonnement lumineux lorsqu'il est autorisé à tomber sur le contact de grille de Schottky, une tension photoélectrique est développée à travers la jonction, ce qui réduit efficacement la hauteur de barrière, et diminue la largeur de la couche de déplétion, qui à son tour accroît également la largeur du canal. Comme la longueur de grille diminue, la partie centrale de distribution du potentiel bas augmente, Il s'agit de la région responsable de la commande du courant de drain. [Voir l'Eq (II-42)].

La dépendance du potentiel bas au profil de dopage a été montré sur la **figure III-38** on constate que le potentiel bas augmente avec l'augmentation du profil de

dopage Nd., On voit que le potentiel bas en croissance sous l'éclairage que dans l'obscurité.

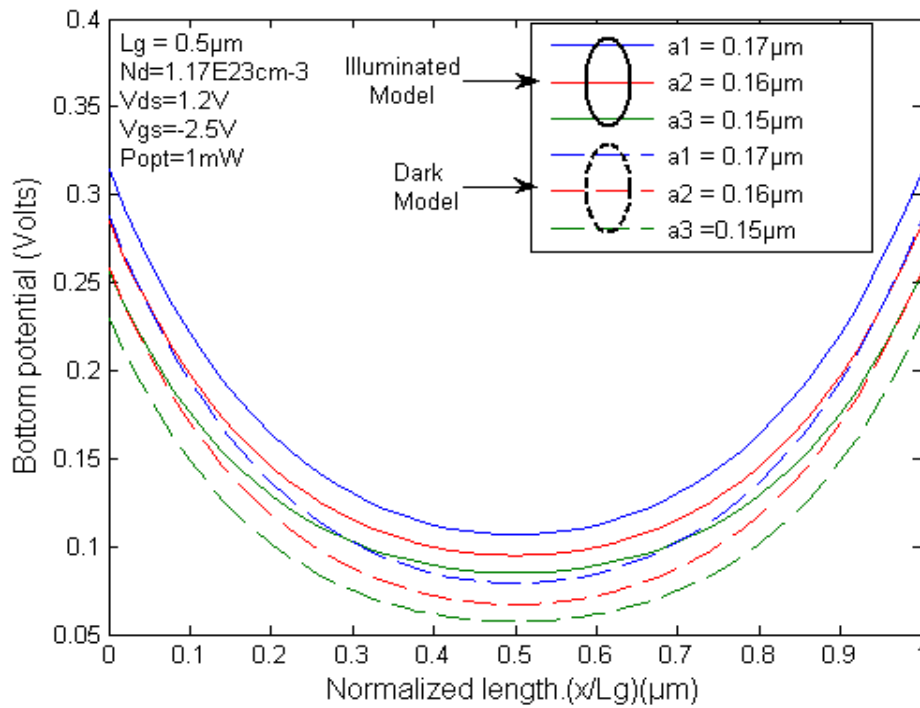


Figure III-37: Représentation graphique du potentiel bas par rapport à la longueur normalisée pour différentes valeurs de l'épaisseur du canal.

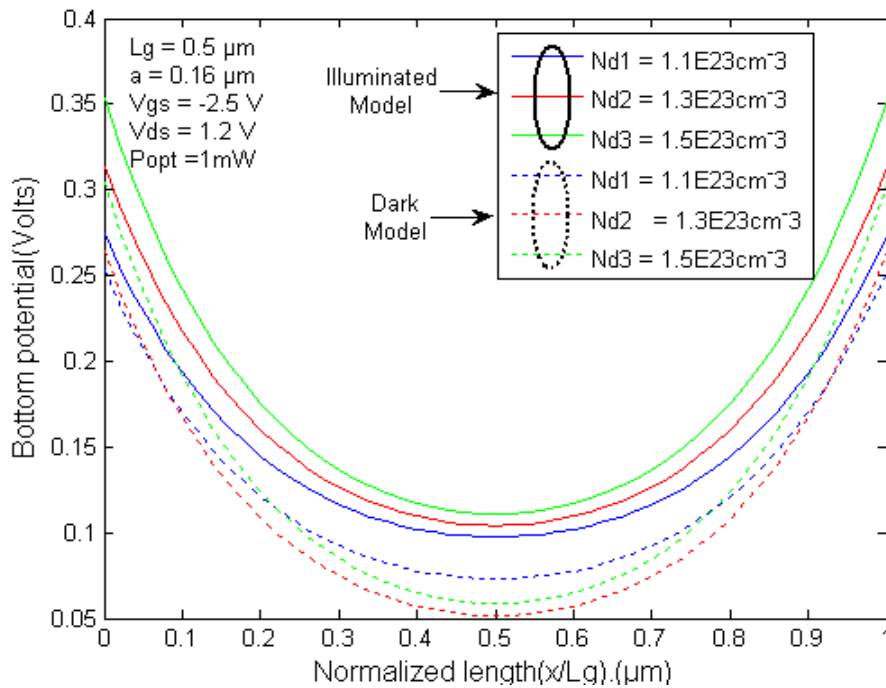


Figure III-38: Variation du potentiel en bas avec une longueur normalisée pour différents profils de dopage Nd dans les états sombres et lumineux.

La **figure III-39** présente la variation de la tension de seuil avec la longueur du canal L_g pour différentes valeurs de tensions grille-source à l'état limuneux. L'effet de la tension grille-source V_{gs} sur la tension de seuil V_{th} a été présenté car on observe que pour une valeur fixe de V_{gs} , la tension de seuil est dégradée lorsque la longueur de grille L_g est réduite et puis elle devient constante, pour une valeur fixe de la longueur de grille ' L_g ' la tension de seuil ' V_{th} ' augmente lorsque la tension grille-source augmente. Le décalage de la tension de seuil vers les valeurs négatives est la dérive la plus souvent observée pour les FETs à conduction volumique, ce phénomène est attribué à la réduction de la profondeur de la zone déplétée sous la grille sous l'effet de piégeage des trous générés par le champ électrique. Pour les FETs à conduction dans un canal bidimensionnel, le piégeage de porteurs sous la grille peut changer la tension de contrôle de la densité électronique du canal et par conséquent, induire un décalage de la tension de seuil du transistor.

La **figure III-40** montre la variation de la tension de seuil avec la longueur du canal L_g pour différentes valeurs de la densité de puissance optique incidente P_{opt} , Nous constatons que la tension de seuil V_{th} diminue au fur et à mesure que la densité de puissance optique incidente P_{opt} diminue.

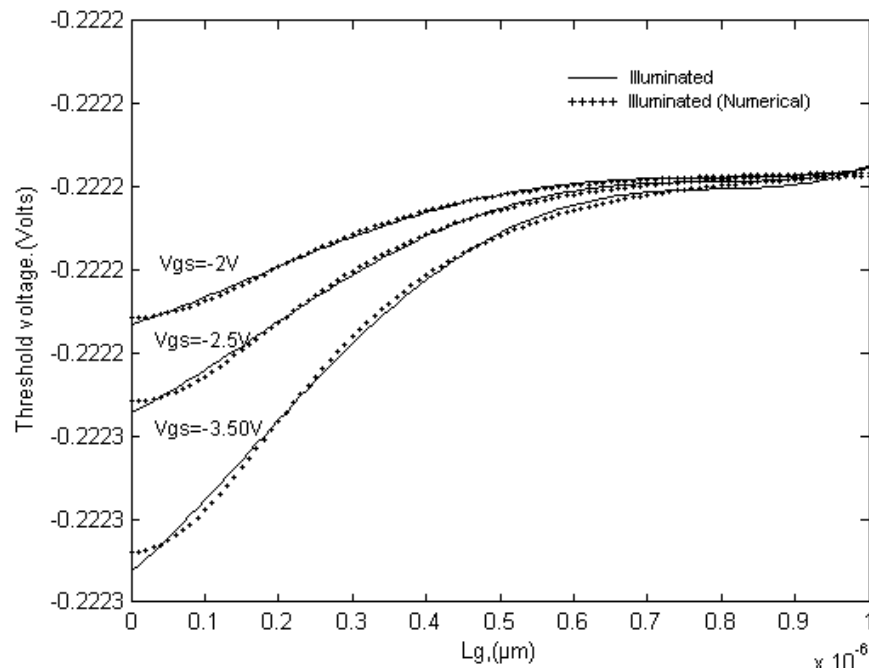


Figure III-39: La variation de la tension de seuil avec la longueur de canal (L_g) pour différentes valeurs des tensions drain-source à l'état limuneux de calcul: $P_{opt} = 2\text{mW}$, $N_d = 1.17\text{E}23\text{cm}^{-3}$, $a = 0.16\mu\text{m}$, $L_g = 0.5\mu\text{m}$, $V_{ds} = 1.2\text{V}$.

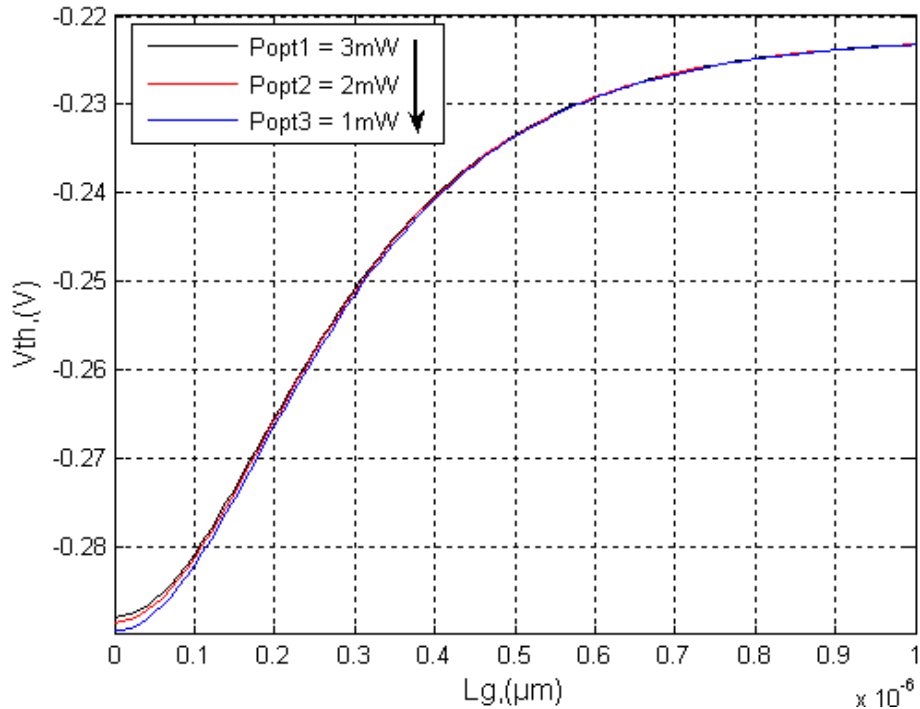


Figure III-40: Variation de la tension de seuil V_{th} avec la longueur du canal (L_g) pour différentes valeurs d'éclairages.

III.9) Fréquence de coupure

Pour calculer la fréquence de coupure pour le transistor MESFET3, nous utilisons les expressions (II-142), (II-143), (II-144) établies dans le deuxième chapitre.

La **figure III-42** montre les variations de la constante de temps RC et la fréquence de coupure f_c avec la densité de puissance optique incidente (sans recombinaison $R=0$), On voit que la constante de temps RC diminue tandis que la fréquence de coupure augmente avec l'augmentation de la densité de puissance optique incidente P_{opt} . La diminution de la constante de temps RC pourrait être dû au fait que le taux de diminution de la résistance en présence d'illumination est supérieure à l'augmentation correspondante à la capacité en présence d'éclairage.

La **figure III-43** montre la variation de la fréquence de coupure avec la tension grille-source. Les schémas (plots) ont été calculées à une valeur de la tension de drain $V_d=4v$. La fréquence de coupure f_c augmente généralement avec l'augmentation

de la tension de grille V_g . Donc la concentration des porteurs augmente jusqu'à la valeur d'équilibre puis elle commence à se saturer. Après, ils se déplacent dans une région à un champ élevé, où ils sont affectés par divers mécanismes de diffusion, ce qui diminue la fréquence de coupure. Nous observons aussi que la fréquence de coupure augmente avec l'augmentation de la densité de puissance optique P_{opt} pour des valeurs de polarisation inverse V_{gs} importante et diminue pour des valeurs très faibles de V_{gs} .

Sur la **figure III-44** les performances fréquentielles de ces transistors sont fonction de la longueur de grille (L_g) qui constitue le chemin parcouru par les électrons pour atteindre le drain. En réduisant cette longueur de grille, par conséquent en diminuant le temps de transit et enfin on améliore les fréquences de coupure des composants.

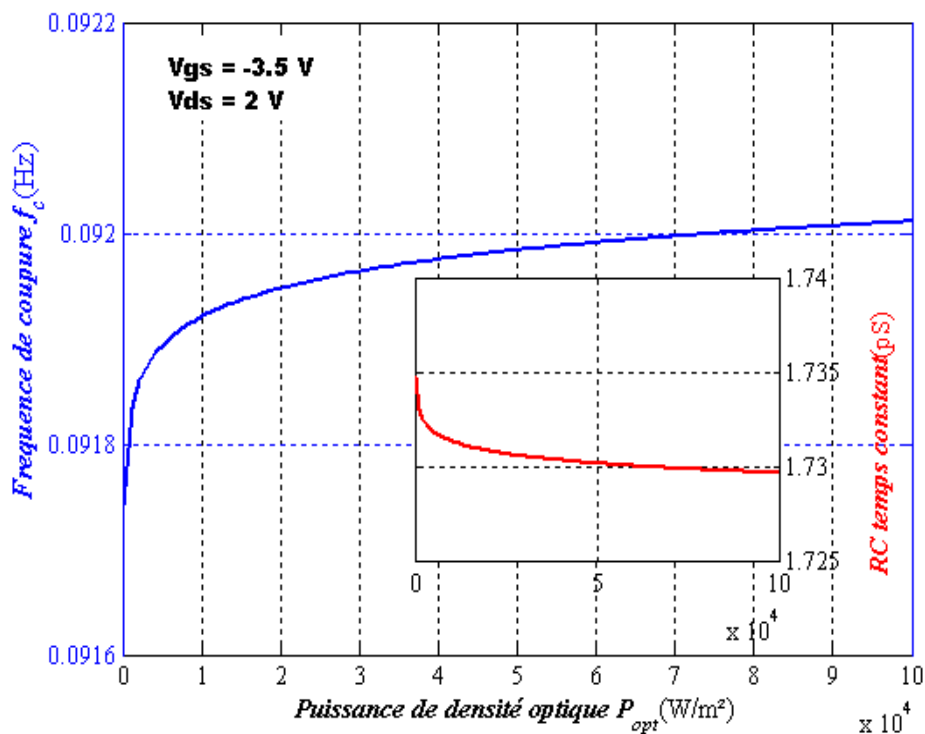


Figure III-42: La variation de la fréquence de coupure f_c et le temps constant RC avec la densité de puissance optique P_{opt} , pour le MESFET3.

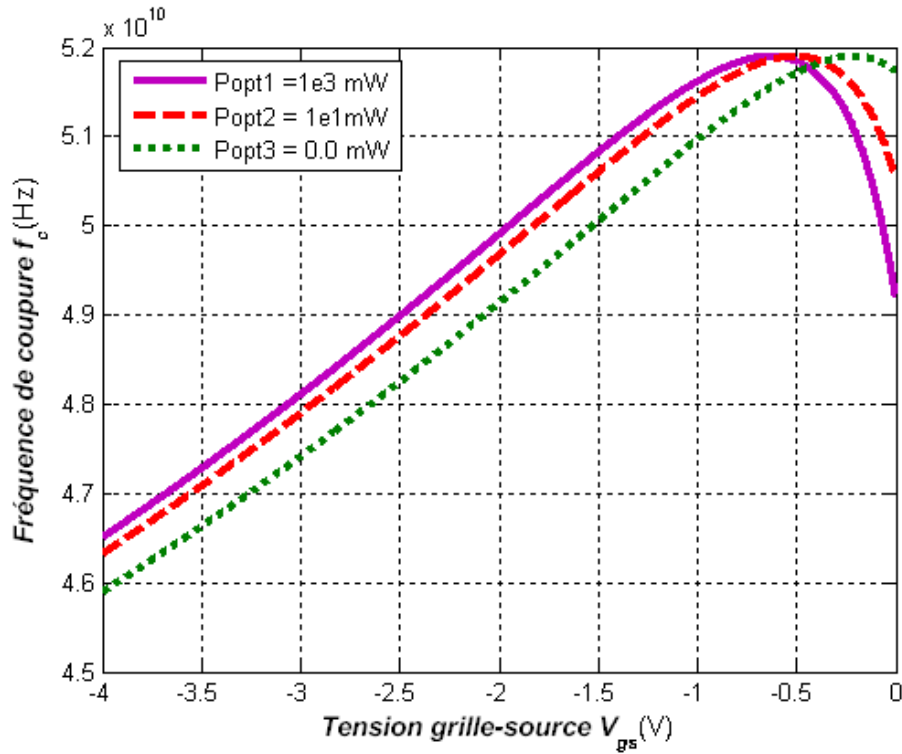


Figure III-43 : la variation de la fréquence de coupure avec la tension grille-source V_{gs} à une tension de drain $V_d = 4$ v pour différentes valeurs de la densité de puissance optique P_{opt} , pour le **MESFET3**.

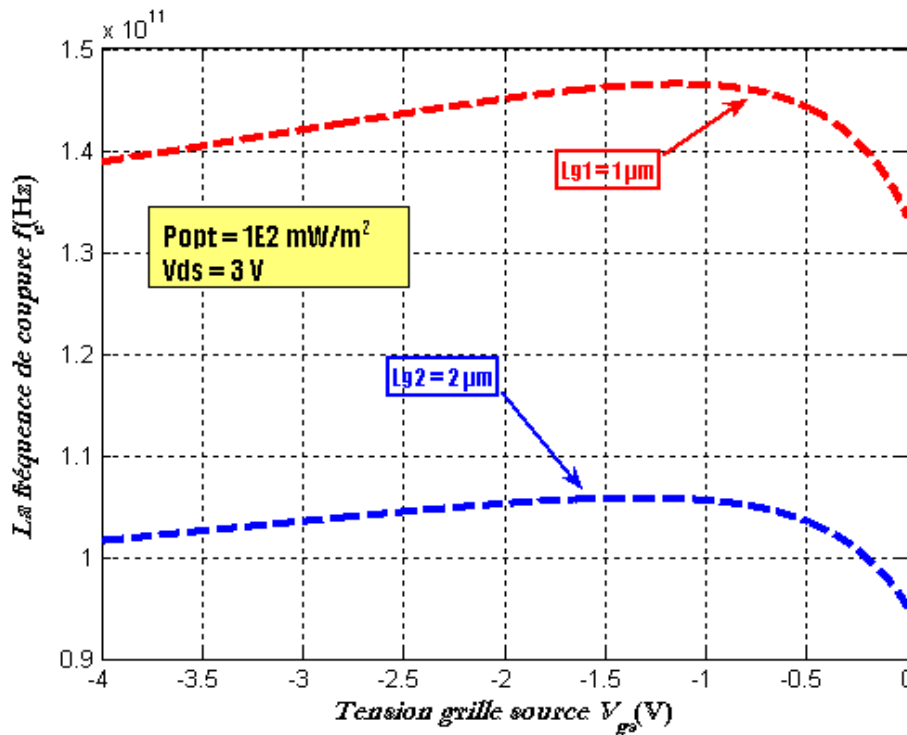


Figure III-44 : la variation de la fréquence de coupure f_c avec la tension grille-source V_{gs} pour différentes valeurs de longueurs de grille pour le **MESFET3**.

III.10) Caractéristiques dynamiques

III.11) Variation des paramètres $[Y_{ij}]$ normalisés en fonction de la fréquence

Les figures présentées ci-dessous montrent la variation des paramètres d'admittance avec la fréquence à l'état sombre et à l'état lumineux. On remarque que les parties réelles sont sensiblement constantes aux basses fréquences (Y_{12}, Y_{22}), ou évoluent comme le carré de la fréquence (Y_{12}, Y_{11}) alors que les parties imaginaires évoluent comme la pulsation ω . La **figure III-43.a** et la **figure III-43.b** montrent que dans l'état lumineux, Y_{11} s'améliore lorsque l'appareil est exposé à un rayonnement lumineux et qu'une phototension est développée à travers la jonction Schottky qui permet de réduire efficacement la hauteur de la barrière du potentiel, et en même temps diminue la largeur de la couche d'appauvrissement. La largeur du canal augmente la réduction de la résistance du canal ainsi l'augmentation de la conductance du canal. La même tendance est observée dans d'autres paramètres- Y . Le paramètre Y_{21} , qui détermine principalement le gain de l'appareil, indique une amélioration significative lorsqu'il est éclairé, comme le montre la **figure III-45.a**.

Il a été observé sur les **figures (III-44.a), (III-46.a)** dans les paramètres d'admittance (Y) que dans $\text{Re}(Y_{12})$ et $\text{Re}(Y_{22})$ les altérations ont été plus importantes dans la représentation graphique de la tension de gain,

On voit dans la **Figure III-47** que à partir d'une fréquence donnée, il existe une réduction de la valeur de gain, même pendant que le dispositif est soumis à la densité de puissance optique incidente. Cette même approche, constaté que la résistance dynamique entre le drain et la source a une influence considérable sur la grandeur du gain en tension, en tenant compte de leurs petites modifications causées par des densités de puissance optique incidente élevée.

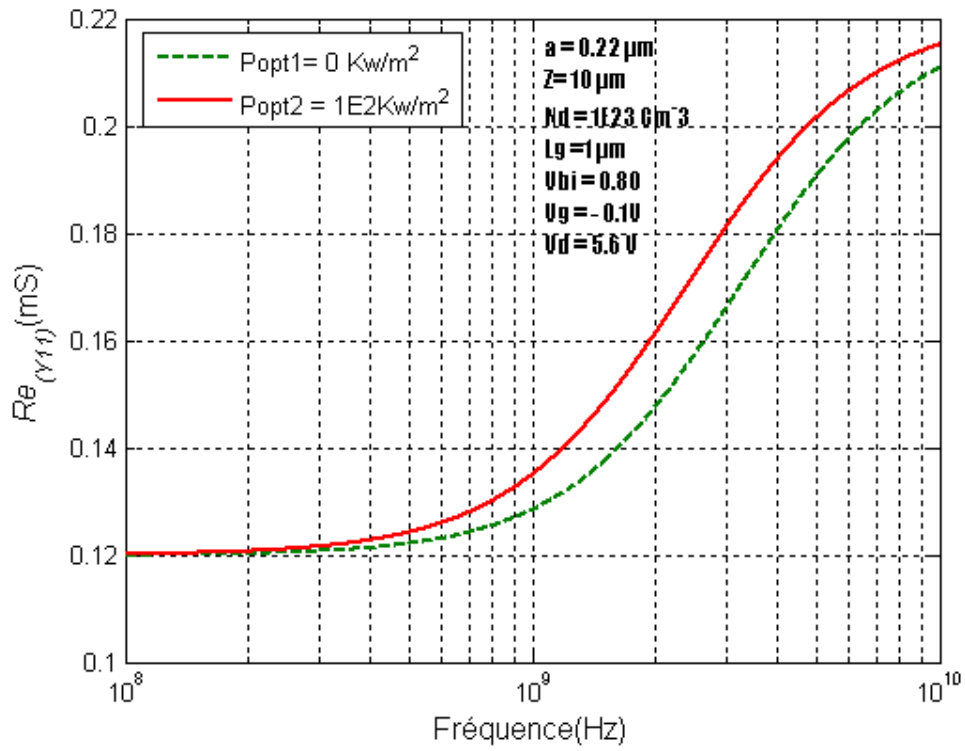


Figure III-43 .a: Partie réelle de Y11.

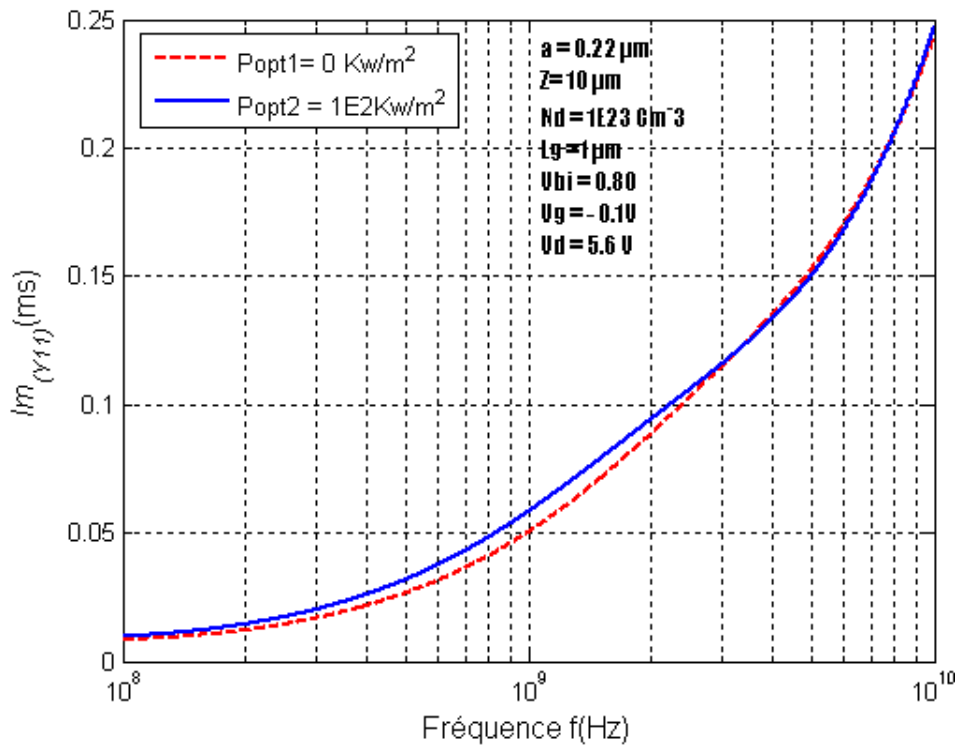


Figure III- 43.b: Partie imaginaire de Y11.

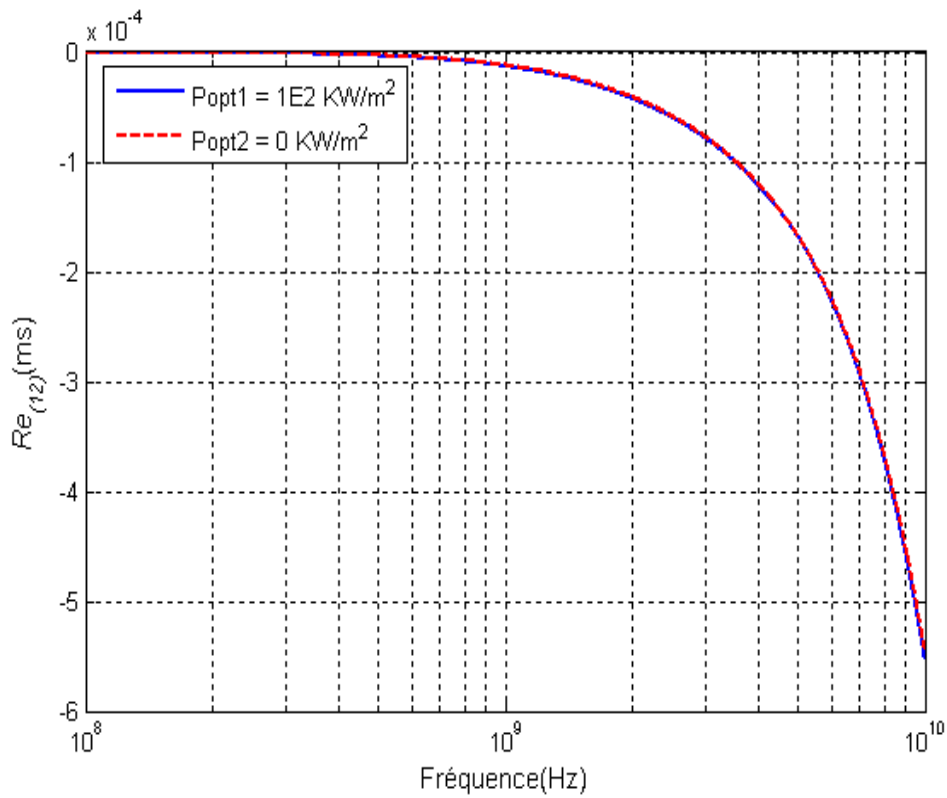


Figure III- 44.a: Partie réelle de Y12.

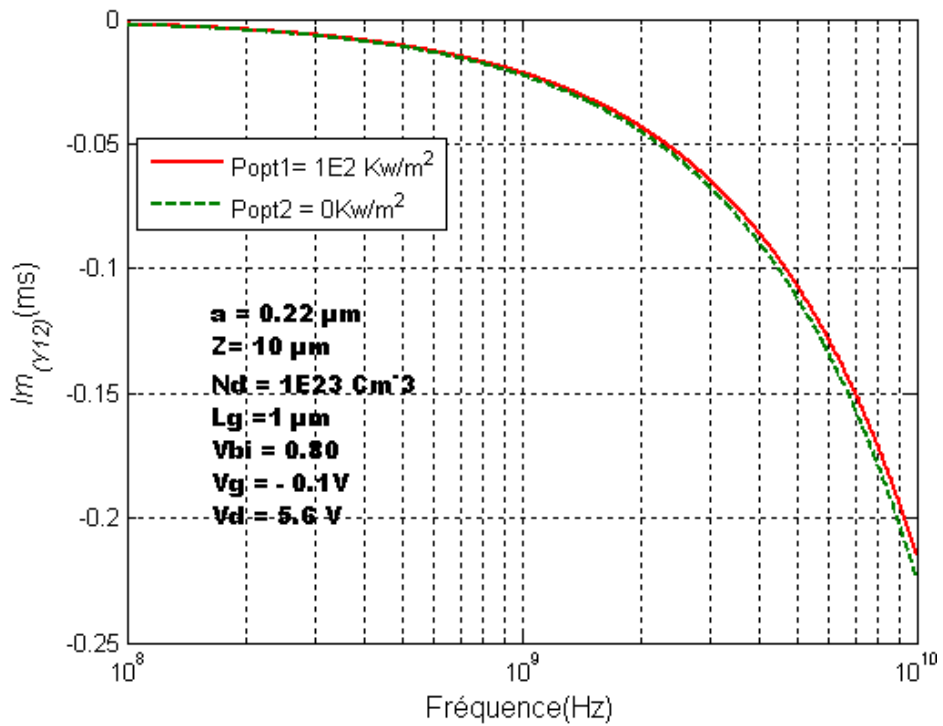


Figure III- 44.b: Partie imaginaire de Y12.

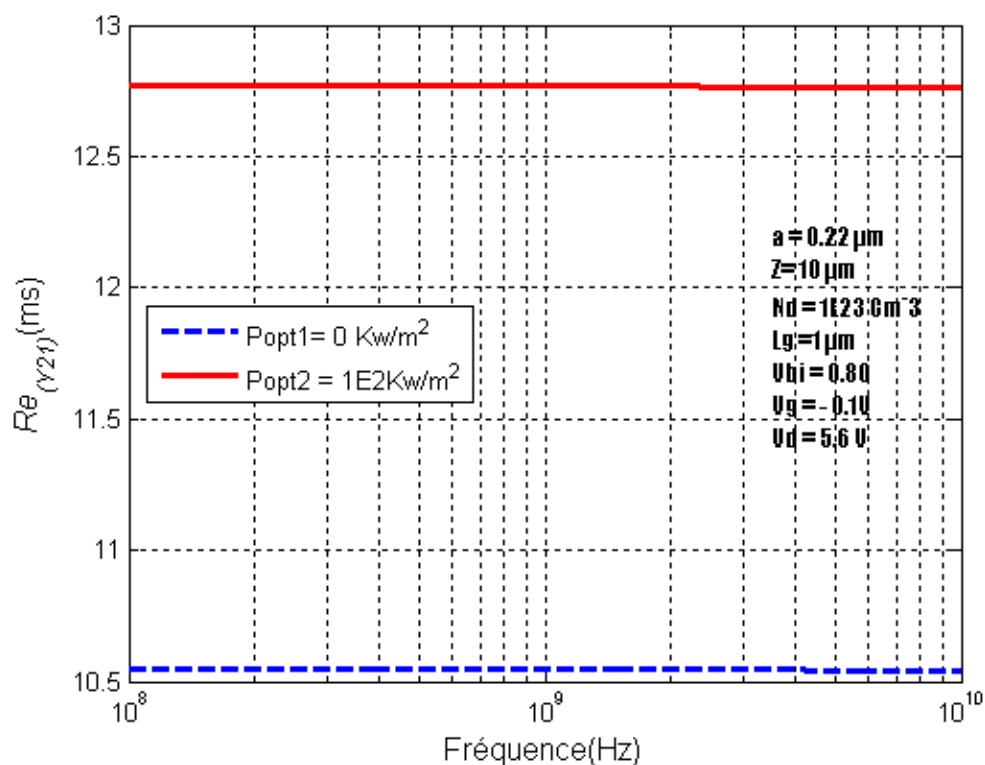


Figure III- 45.a: transfert des variations de paramètres d'admittance **Y21**. Partie réelle avec la fréquence sous l'état sombre et lumineux.

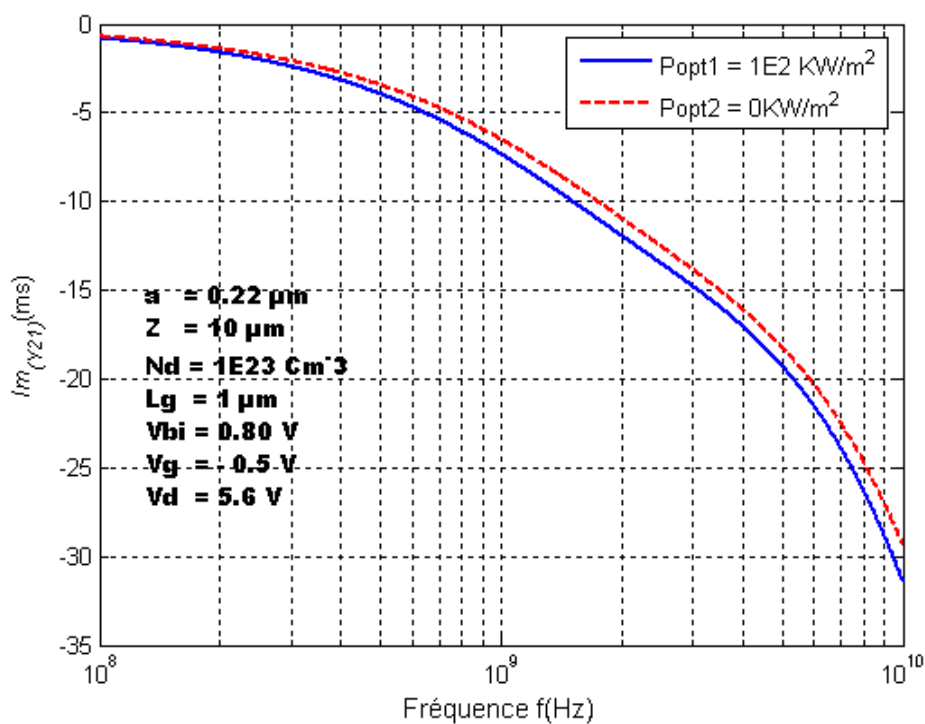


Figure III- 45.b: la variation de paramètre de sortie d'admittance **Y21** Partie imaginaire avec la fréquence sous l'état sombre et lumineux.

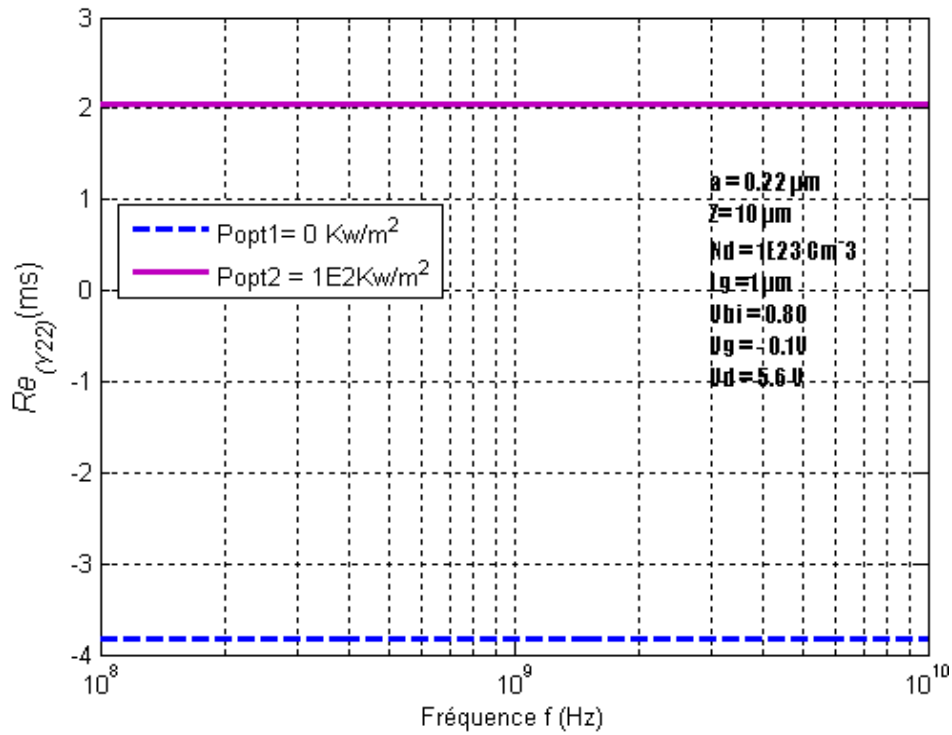


Figure III- 46.a: Partie réelle de Y22.

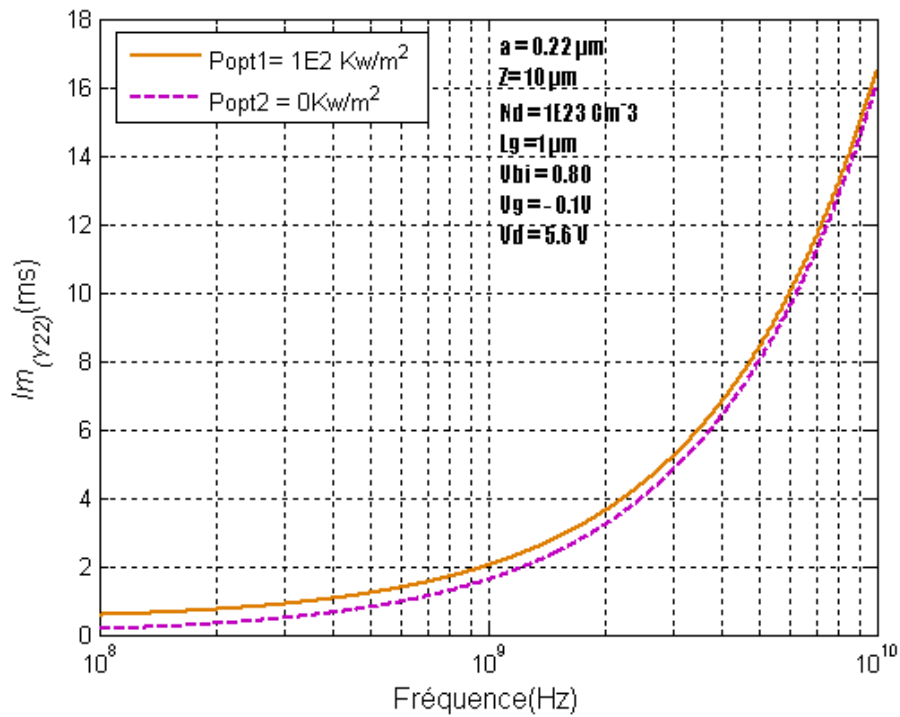


Figure III- 46.b: Partie imaginaire de Y22.

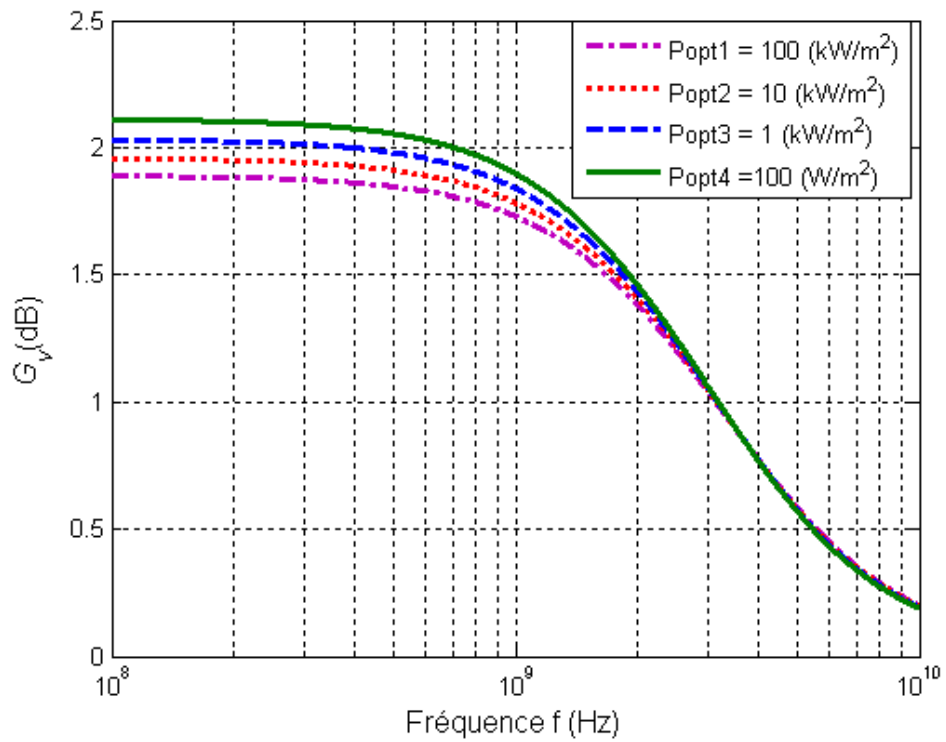


Figure III-47: Le module du gain en tension en décibels pour différents niveaux de densité de puissance optique incidente. Les résultats ont été obtenus à partir de L'équation (II-165).

Conclusion générale

Conclusion générale.

L'objectif de cette thèse a consisté à étudier les propriétés statiques du MESFET à base GaAs, le résumé du bilan de ce mémoire se fait par la présentation des trois chapitres principales de notre contribution.

Dans le premier chapitre de ce mémoire, nous avons fait un rappel de structure et de principe de fonctionnement ainsi que les phénomènes physiques qui régissent ses performances.

Dans le deuxième chapitre, nous avons présenté un modèle analytique bidimensionnelle pour décrire les propriétés statiques du MESFET GaAs, sous l'incidence de la lumière nommé (OPFET) et à l'état normale (sans éclairage de la lumière) et pour obtenir les expressions du courant de drain en fonction des tensions de polarisation de grille et de drain avec et sans l'effet des résistances parasites, la variation de la mobilité en fonction du champ électrique, l'effet des paramètres physiques et géométriques. Ainsi la conductance de drain et la transconductance. Et afin de faire progresser la modélisation on travaille souvent avec les approximations simplificatrices; une zone de charge graduelle et vide des porteurs qui sont des approximations introduit généralement dans la conception et la simulation des MESFETs.

Dans le troisième chapitre, nous avons présenté l'étude numérique du composant avec la mise au point d'un logiciel de simulation. On a procédé à la vérification de la validité des différentes expressions obtenues dans le deuxième chapitre. On a présenté la variation du courant de drain $I_{ds,op}$ en fonction de la tension V_{ds} , de l'effet des résistances parasites (R_s et R_d), de l'effet de la mobilité (μ) en fonction du champ électrique (E), des variations des paramètres géométriques (a, Z, L) et des paramètres physiques (Nd, μ). Une comparaison est faite sur les éléments constituant le MESFET dans les deux conditions (éclairage et obscurité), la conductance « $g_{d,op}$ » et la transconductance « $g_{m,op}$ », les capacités intrinsèques et extrinsèques « $C_{gs,op}$ » grille-source et « $C_{gd,op}$ » grille-drain, et « $C_{dc,op}$ » drain-canal et « $C_{ds,op}$ » drain-source, et puis nous avons présenté la fréquence de coupure « f_C » les résultats ont été obtenues pour différentes structures du MESFET GaAs. Les caractéristiques

dynamiques du transistor ont été aussi présentées. Les variations des différents éléments de la matrice admittance $[Y_{ij}]$ en fonction de la fréquence ont été obtenues et comparées dans les deux états d'éclairage et d'obscurité. nous avons traité un problème bidimensionnel par la résolution de l'équation de poisson par la technique de Green en tenant compte des conditions aux limites pour avoir les lignes de champ électrique longitudinal (E_x) à travers le canal et le champ électrique transversal (E_y) à travers la largeur du canal ainsi que les caractéristiques du potentiel $\psi(x, y)$ et les caractéristiques du potentiel bas $\psi(x, y = a)$ pour différentes valeurs des paramètres physiques et géométriques dans les conditions sombres et lumineuses.

Nous constatons que ce travail de modélisation et de simulation des caractéristiques statiques et dynamiques du transistor à effet de champ à grille Schottky à l'arséniure de gallium dit MESFET GaAs (OPFET) est une étude importante qui prend en compte l'influence de la lumière sur toutes les phénomènes physiques spécifiques à ce composant et permet d'avoir une amélioration sur le comportement du phototransistor jouant le rôle d'un détecteur. Des expressions mathématiques simplifiées, sont bien adaptées au traitement numérique, et seront utilisées pour la conception assistée par ordinateur des circuits logiques et analogiques à base de ce composant.

Annexes

Annexe A

$$I_{dsop} = M \int_0^{V_{ds}} \rho_{cop1}(V_x) dV_x + \rho_{cop2}(V_x) dV_x + \rho_{cop3}(V_x) dV_x + \rho_{cop4}(V_x) dV_x \quad (F.1)$$

$$\int_0^{V_{ds}} \rho_{cop}(V_x) = \int_0^{V_{ds}} N_d a dV_x - \frac{N_d}{2} \left(\frac{2\varepsilon}{qN_d} \right)^{1/2} \left[\int_0^{V_{ds}} (V_{bi} - V_g + V_s - V_{op})^{1/2} dV_x + \int_0^{V_{ds}} (V_{bi} - V_g + V_x - V_{op})^{1/2} dV_x \right] + \int_0^{V_{ds}} \frac{P_{opt}}{h\gamma} \tau_L (1 - R_m)(1 - R_s) \times (1 - \exp(-\alpha a)) dV_x \quad (F.2)$$

$$\int_0^{V_{ds}} \rho_{cop1}(V_x) = \int_0^{V_{ds}} N_d a dV_x = N_d a V_x \Big|_0^{V_{ds}} = N_d a (V_{ds} - 0) = N_d a V_{ds} \quad (F.3)$$

$$\int_0^{V_{ds}} \rho_{cop2}(V_x) = -\frac{N_d}{2} \left(\frac{2\varepsilon}{qN_d} \right)^{1/2} \int_0^{V_{ds}} (V_{bi} - V_g + V_s - V_{op})^{1/2} dV_x \quad (F.4)$$

$$= -\frac{N_d}{2} \left(\frac{2\varepsilon}{qN_d} \right)^{1/2} \left[\frac{2}{3} (V_{bi} - V_g + V_s - V_{op})^{3/2} \Big|_0^{V_{ds}} \right]$$

$$\int_0^{V_{ds}} \rho_{cop3}(V_x) dV_x = \int_0^{V_{ds}} \frac{P_{opt}}{h\gamma} \tau_L (1 - R_m)(1 - R_s) \times (1 - \exp(-\alpha a)) dV_x \quad (F.5)$$

$$= \frac{P_{opt}}{h\gamma} \tau_L (1 - R_m)(1 - R_s) \times (1 - \exp(-\alpha a)) V_x \Big|_0^{V_{ds}}$$

$$= \frac{P_{opt}}{h\gamma} \tau_L (1 - R_m)(1 - R_s) \times (1 - \exp(-\alpha a)) V_{ds}$$

$$\int_0^{V_{ds}} \rho_{cop}(V_x) = N_d a V_{ds} - \frac{N_d}{2} \left(\frac{2\varepsilon}{qN_d} \right)^{1/2} \left\{ (V_{bi} - V_g + V_s - V_{op})^{1/2} V_{ds} + \frac{2}{3} \left[(V_{bi} - V_g + V_{ds} - V_{op})^{3/2} - (V_{bi} - V_g - V_{op})^{3/2} \right] \right\} + \frac{P_{opt}}{h\gamma} \tau_L (1 - R_m)(1 - R_s) \times (1 - \exp(-\alpha a)) V_{ds} \quad (F.6)$$

La mise en place des paramètres $N_d / 2$ et V_{ds} en preuve, l'équation (F.6) est donnée par:

$$\int_0^{V_{ds}} \rho_{cop}(V_x) dV_x = \frac{N_d}{2} \left\{ 2aV_{ds} - \frac{2}{3} \left(\frac{2\varepsilon}{qN_d} \right)^{1/2} x \left[(V_{bi} - V_g + V_{ds} - V_{op})^{3/2} - (V_{bi} - V_g - V_{op})^{3/2} \right] \right\} + \quad (F.7)$$

$$\frac{P_{opt}}{h\gamma} \tau_L (1 - R_m)(1 - R_s) \times (1 - \exp(-\alpha a)) V_{ds}$$

Enfin, insérez (F.7) dans (F.1) et effectuer la multiplication par la constante M , défini plus tôt cette annexe. Bientôt

$$I_{ds.op} = \frac{q_e Z \mu_n N_d}{2L_g} \left\{ 2aV_{ds} - \frac{2}{3} \left[\left(\frac{2\varepsilon}{q_e N_d} \right)^{1/2} \left((V_{bi} - V_g + V_{ds} - V_{op})^{3/2} - (V_{bi} - V_g - V_{op})^{3/2} \right) \right] \right\} +$$

$$\frac{q_e \mu_n Z}{L_g} \left[\frac{P_{opt}}{h\gamma} \tau_L (1 - R_m)(1 - R_s) (1 - \exp(-\alpha .a)) - (R \tau_L) \right] V_{ds}$$

(F.8)

Annexe B

$$\tau_L = \frac{n_i \tau_p}{ni + \Delta n} \quad (C.1)$$

$$\tau_L = \frac{n_i \tau_p}{ni + G_{op} \tau_L} \quad (C.2)$$

$$\tau_L = \frac{n_i \tau_p}{ni + \frac{(1 - R_m)(1 - R_s)}{ah \gamma} P_{opt} (1 - \exp(-\alpha . a)) \tau_L} \quad (C.3)$$

$$n_i \tau_L + \frac{(1 - R_m)(1 - R_s)}{ah \gamma} P_{opt} (1 - \exp(-\alpha . a)) \tau_L^2 = n_i \tau_p$$

$$\frac{(1 - R_m)(1 - R_s)}{ah \gamma} P_{opt} (1 - \exp(-\alpha . a)) \tau_L^2 + n_i \tau_L - n_i \tau_p = 0 \quad (C.4)$$

L'équation originaire du 2^{èm} degré (C.4) est résolue par la formule quadratique.

Alors

$$\tau_L = \frac{-n_i \pm \sqrt{n_i^2 + \frac{4(1 - R_m)(1 - R_s)}{ah \gamma} P_{opt} (1 - \exp(-\alpha . a)) \times n_i \tau_p}}{\frac{2(1 - R_m)(1 - R_s)}{ah \gamma} P_{opt} (1 - \exp(-\alpha . a))} \quad (C.5)$$

Placer le second paramètre n_i^2 évident dans la racine présenté comme :

$$\tau_L = \frac{-n_i \pm \sqrt{n_i^2 \left(1 + 4 \times \frac{(1 - R_m)(1 - R_s)}{ah \gamma n_i} P_{opt} (1 - \exp(-\alpha . a)) \times \tau_p \right)}}{\frac{2(1 - R_m)(1 - R_s)}{ah \gamma} P_{opt} (1 - \exp(-\alpha . a))} \quad (C.6)$$

Références bibliographiques

Références bibliographiques

- [1] **W.Schokly**, Proc .IEEE, 40, 1365 (1952).
- [2] **C.A. Mead** " Schottky barrier gate field – effect transistor ".
- [3] **W.W. Hooper and W. L. Lehrer** «An epitaxial GaAs field effect transistor
- [4] **S.M. SZE** «Physics of semiconductor devices and technology",New York: John Wiley, 2nd Edition 1981.
- [5] **R. H. Dawson** «Equivalent circuit of the Schottky barrier field effect transistor at microwave frequencies".
- [6] **A. Nouri** "Influence des traitements calorifiques sur les substrats de GaAs "Thèse magistère, Univ Constantine (1993).
- [7] <http://fr.wikipedia.org/wiki/Semi-conducteur>.
- [8] **H. Mathieu**, physique des semi-conducteur et des composants électroniques, 3^{ème} édition Masson (1996).
- [9] **D. K. Ferry** « Gallium Arsenide Technology », Volume II, Edi Howard, W.Sams and Company, Indiana, 1990.
- [10] **P. GEORGE, K. HUI, P.K. KO, C. HU** "The Reduction of Backgating in GaAs MESFET's by Impact Ionization",IEEE Electron Device Letters, vol. 11, n°10, pp. 434-462, Octobre 1990.
- [11] **C Azizi , J Graffeuil , et P Rossel** ," Le transistor à effet de champ à grille Schottky au GaAs. Analyse et modèle de fonctionnement avec la grille en polarisation directe"Revue de physique appliquée, N°. 16, pp 303-315, (1983).
- [12] **Nandita Saha Roy, B.B.Pal and R.U.Khan**,“Frequency dependent characteristics of an ion implanted GaAs MESFET with opaque gate under illumination”, Journal of Lightwave Technology, **18**, 221-229 (2000).
- [13] "**Les techniques de l'ingénieur**", Techniques de l'ingénieur, Paris, 1999.
- [14] **J.P. Teyssier, R. Quéré et J. Obregon**,"Accurate Non-linear Characterization of Microwave Semi-Conductor Devices using Pulse Measurement Technique", IEEE MTT Workshop, Ratingen (Allemagne), 1991, pp. 208-212.
- [15] **Enrico Sacchi**, «Building Blocks for Highly Integrated CMOS-RF Receiver "Thèse docteur, Universita Degli Studi Di Pavia (1999).

- [16] **CHAKRABARTI, P., SHRESTHA, S. K., SRIVASTAVA, A., SAXENA, D.** Switching Characteristics of on Optically Controlled GaAs-MESFET. *IEEE Trans.Microwave Theory Tech.*, v. 42, n. 3, p. 365-375, Mar., 1994.
- [17] **K.KANDIAH** "Radom telegraph singnal currents and low frequency noise in junction field effect transistor". *IEEE Transactions on electron devices*, vol. 41, n° 11, Nov.1994, p2006-2015.
- [18] **L.K.J.VANDAMME** "Noise as diagnostic tool for quality and reliability of electronic devices". *IEEE Transactions on electron devices*, vol. 41, n° 11, Nov.1994, p2006-2015
- [19] **CHAKRABARTI, P., TIWARI, B. N., KUMAR, S.** Noise Behavior of an Optically Controlled GaAs MESFET. *Journal of Lightwave Technology*, v. 22, n. 2, p. 534-542, Feb., 2004.
- [20] **P. Chakrabarti, S. K. Shrestha, A. Srivastava, and D. Saxena.** Abstract- The switching characteristics of an optically controlled Metal Semiconductor Field Effect Transistor.*IEEE Trans.Microwave Theory Tech.*,v.42,n.3,p.365-375,Mar.,1994.
- [21] **S. M. Sze**, *Physics of Semiconductor Devices*. New Delhi: Wiley Eastem Ltd., 1987.
- [22] **CHAKRABARTI, P., SHRESTHA, S. K., SRIVASTAVA, A., SAXENA, D.** Switching Characteristics of on Optically Controlled GaAs-MESFET. *IEEE Trans.Microwave Theory Tech.*, v. 42, n. 3, p. 365-375, Mar., 1994.
- [23] **A. A. De Salles**, "Optical control of GaAs MESFET's," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-31, pp. 812-820, 1983.
- [24] **R. N. Simons and K. B. Bhasin**, "Analysis of optically controlled microwave/millimeter-wave device *structme.*" *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*, vol. MTI-34, pp. 1349-1355, 1986.
- [25] **R. B. Darling and J. P. Uyemura**, "Optical gain and large-signal characteristics of illuminated GaAs MESFET's," *IEEE J. Quantum Electron*, vol. QE-23. pp. 1160-1171. 1987.
- [26] **S. Mishra, V. K Singh, and B. B. Pal**, 'Effect of radiation and surface recombination on the characteristics of an ion-implanted GaAs MESFET,' *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. ED-37, pp. 2-10,1990.
- [27] **RAMO, S., WHINNERY, J. R.; VAN DUZER, T.** *Fields and waves in communication electronics*. 3rd. ed. New York: John Wiley, 1994.
- [28] **LIAO, S. Y.** *Microwave devices and circuits*. Englewood Cliffs: Prentice-Hall,1980. p. 44-62.
- [29] **SZE, S. M., NG, K. K.** *Physics of Semiconductor Devices*. 3rd. ed. New Jersey: John Wiley & Sons, 2007.

- [30] **Khatibzdeh M.A.**, “Large signal modeling of Gallium Arsenide Field Effect Transistor”.PHD thesis 1983, Morth corolina state university Raleigh.
- [31] **Khatibzdeh M.A.**, and **Trew RJ**, “A Large signal analytic model for the GaAs MESFET’s”.IEEE Trans Microwave, 1987.
- [32] **Dr B.K.Mishra, Lochan Jolly, and Kalawati Patil**, “Two dimensional modeling of non-uniformly doped MESFET under illumination”, International Journal of VLSI Design & Communication Systems. **1**, 23-35 (2010).
- [33] **Madheswaran Muthusamy and Kalaiarasi Kuppusamy**, “Numerical simulation of GaAs MESFET photodetector for OEIC receivers”, Proc. of SPIE **5881**, 2005.
- [34] **S. M. Sze**, «Physic of Semiconductor Devices», 2nd ed. INC. John.Willy and Sons, New York 1981.
- [35] **P. Chakrabarti, N. L.Shrestha, S. Srivastava, and V. Khemba**, “ An improved model of an ion-implanted OPFET ” IEEE Trans.Electron Device,vol. 39,pp. 2050-2059, Sept. 1992.
- [36] **YASMINA SAIDI** " Propriétés statiques et dynamiques du MESFET GaAs ". Thèse de Doctorat d'état, Univ. Constantine (2004).
- [37] **H. Mathieu** « Physique des semiconducteurs et des composants électroniques », 4eme Edition, Masson, Paris 1998.
- [38] **S. M. Sze** « semiconductor devices physics and technology » Edi J. Willy and sons, New York 1985.
- [39] **S. D.Agostino, A.B. Berutto**, Physics based Expressions for non-linear Capacitance of the MESFET equivalent circuitd // IEEE Trans. On M.T.T., 42(3), pp. 403-406, (1994).
- [40] **K. Shenai, R. W. Dutton** « Low field electron transport mechanisme in GaAs MESFET » IEEE Trans Elec Dev, Vol 35, N°5, 1988.
- [41] **A. Baric, P. J. McNally**, « A simple one-dimensional model for the explantation and analysis of GaAs MESFET behavior », IEEE Trans on Education, Vol 41, No 3, pp 219- 223, 1998.
- [42] **S. P. Chin, G. Y. We**, “A new two dimensional model for the potential distribution of short gate lenght MESFET’s and its applications” IEEE Trans. Elec. Dev, **39**, 1928-1937, (1992).
- [43] **J. D. Marshall and J. D. Meindl**, “An analytical two dimensional model for silicon MESFET’s,” *IEEE Trans.Electron Devices*, **35**, 373 (1988).

- [44] **S.P.Chin, G.Y.We** « A new I-V model for short gate length MESFET's », IEEE Tran. Elec Dev, Vol 40, N° 4, pp 712- 720, 1993.
- [45] **Shan-Ping Chin and Ching-Yuan Wu**, "A New I-V Model for Short Gate-Length MESFET's", IEEE Trans. on Electron. **40**, 712-720 (1993).
- [46] **T. Takada, K. Yokoyama, et.al.** "A MESFET variable capacitance model for GAAs integrated circuit simulation," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol.MTT-30, No.5, pp.719-724, 1982.
- [47] **N. Merabtine, S. Amourache, Y. Saidi, M. Zaabt, C. Kenzai**, « New non-linear model to determine Cgs and Cgd capacities MESFET », Semiconductor Physics Quantum Electronics, Vol 6, No 3, pp 404- 410, 2003.
- [48] **A. Giorgio, A. G. Perri**, « An improved C-V mode of GaAs MESFETs for CAD of high speed circuits and broadband amplifiers », 5th European GaAs and related III-V compounds applications symposium, Bologna, Italy, 1997.
- [49] **T.A. Fjeldly, A. Paulsen, F. Tensen**, A GaAs MESFET small signal equivalent circuit including transmission line effects // IEEE Trans. On Elect. Devices, 36, pp. 1557-1563 (1989).
- [50] **2. T.H. Chen, M.S. Shur**, A capacitance model for GaAs MESFET.s // IEEE Trans. On Elect. Devices, 32, p. 5 (1985).
- [51] **S. D.Agostino, G. D.Inzeo, P. Marietti**, Analytic physics-based expressions for the empirical parameters of the Staz -Pucel MESFET model // IEEE Trans. On M. T. T., 40(7) pp. 1576-1581, (1992).
- [52] **M.S. Shur**, Analytical models of GaAs FET.s // IEEE Trans.On Elect. Devices, 32, p. 1 (1985).
- [53] **V. L. N. M. Neti and S. Jit**, "Analytical modeling of photo-effects on the S-parameters of GaAs MESFETs," Microwave and Optical Technology Letters, 48,150, (2006).
- [54] **S. Khemissi** « modélisation et simulation des transistors MESFEDT GaAs », Mémoire de magister, Université Mentouri de Constantine 2003.
Theory Tech., v. 3, n. 10, p. 812-820, Oct., 1983.

Titre : Modélisation non linéaire des composants optoélectroniques à effet de champ

Résumé

L'objectif de ce travail rentre dans le cadre de la modélisation et la simulation destinée à l'étude des composants optoélectroniques à effet de champ optique à l'arséniure de gallium dit « MESFET GaAs » et des méthodes d'optimisations permettant d'en tirer encore plus de profit.

En premier lieu nous avons rappelé brièvement les propriétés physiques de la diode Schottky et du matériau semiconducteur arséniure de gallium « GaAs », nous présentons la structure et le principe de fonctionnement des composants à effet de champ « MESFET, MESFET SiC et HEMT », ainsi que les phénomènes physiques qui régissent leurs performances. en caractérisant tous les éléments constituant les composants.

Ce travail traite les simulations du MESFET GaAs avec un canal à dopage homogène, un modèle analytique est proposée pour un Semiconducteur MESFET à l'arséniure de gallium optiquement contrôlée à grille submicronique, connu comme Transistor à effet de champ optique (OPFET) compte tenu de la distribution bidimensionnelle du potentiel et du champ électrique sous la zone de charge d'espace, ainsi que l'effet des éléments parasites et des paramètres physiques spécifiques à ce composant. . Ensuite une modélisation mathématique du comportement dynamique de la zone active du transistor a été développée, ainsi que une présentation de son schéma équivalent et la détermination des paramètres de la matrice admittance $[Y_{ij}]$.

Finalement ces résultats permettent la mise au point d'un logiciel de simulation basé sur les expressions analytiques obtenues précédemment qui ont été présentés, discutés et comparés avec des méthodes numériques de résolution bidimensionnelles connues PDE Toolbox utilisées en logiciel MATLAB.

Le modèle développé dans cette étude sera très utile au vu des résultats obtenus pour comprendre le comportement et le contrôle optique de l'appareil en régime submicronique pour des applications futures.

Mots clés : Transistor MESFET GaAs, La jonction Schottky, L'Optoélectroniques, Photodétecteurs.

Abstract

The objective of this work is within the scope of modeling and simulation for the study of optoelectronic components to optical field effect in gallium arsenide said " GaAs MESFET " and methods of optimizations to make even more profit.

First we have summarized the physical properties of the Schottky diode and the semiconductor material gallium arsenide «GaAs», we present the structure and principle of operation of the components field effect " MESFET, HEMT and MESFET SiC " and physical phenomena that govern their performance. Characterizing all the elements constituting the components.

This work deals with the simulation of GaAs MESFET with a uniform channel doping, an analytical model is proposed for Semiconductor MESFET GaAs optically controlled submicron gate, known as effect transistor optical field (OPFET) given two-dimensional distribution of the potential and electric field in the space charge zone , and the effect of the parasitic elements and the specific physical parameters to this component. Then a mathematical model of the dynamic behavior of the active area of the transistor was developed, as well as a presentation of the equivalent circuit and the determination of the parameters of admittance matrix [Yij].

Eventually these resulting allow the development of a simulation based on analytical expressions obtained previously were presented, discussed and compared with numerical methods for solving two-dimensional known PDE Toolbox used MATLAB software.

The model developed in this study will be very useful in light of the results to understand the behavior and the optical device Control in submicron regime for future applications.

Mots clés : MESFET GaAs, Schottky Junction, Optoelectronics, Photodetectors

نمذجة غير الخطية من الأجهزة البصرية الالكترونية ذات تأثير الحقل

ملخص :

الهدف من هذا العمل يدخل ضمن نطاق النمذجة والمحاكاة لدراسة المكونات البصرية الالكترونية لتأثير الحقل البصري يقال " MESFET GaAs " وطرق أمثل لجعل المزيد من الربح.

أولا علينا تلخيص الخصائص الفيزيائية من الصمام الثنائي شوتكي ومواد أشباه الموصلات لزرنيخ الغاليوم "GaAs"، فإننا نقدم هيكل و مبدأ التشغيل من مكونات مجال تأثير " MESFET ، HEMT، MESFET SiC " و الظواهر الفيزيائية التي تحكم أدائها مع تمييز جميع العناصر التي

تؤلف المكونات.
هذا العمل يعالج محاكاة MESFET GaAs مع قناة مطعمة بتجانس ، ويقترح نمودجا تحليليا لأشبه الموصلات MESFET لزرنيخ الغاليوم متحكم فيه بصريا لبوابة دون ميكرونية ، والمعروفة باسم تأثير مجال الترانزستور الضوئي (OPFET) نظرا لتوزيع ثنائي الأبعاد للحقل الكهربائي و الكمون في منطقة شحنة الفضاء ، وتأثير العناصر الطفيلية و المعلمات المادية المحددة لهذا العنصر . ثم تم تطوير نموذج رياضي للسلوك الديناميكي للمنطقة النشطة من للترانزستور ، فضلا عن عرض رسم بياني مكافئ وتحديد المعلمات لمصفوفة القبول [Yij]

في نهاية المطاف هذه النتيجة تسمح بوضع برنامج محاكاة على أساس عبارات تحليلية تم الحصول عليها و عرضها سابقا ، مناقشتها ومقارنتها مع الطرق العددية لحل ثنائي الأبعاد يستخدم برنامج المعروف MATLAB PDE Toolbox.

النموذج المطور في هذه الدراسة سوف يكون مفيدا جدا في ضوء النتائج المتحصل عليها لفهم السلوك و التحكم بجهاز البصري في النظام دون الميكرونية من اجل التطبيقات المستقبلية .

كلمات مفتاح : صمام العبور، زرنيخ الغاليوم، مفرق شوتكي ، الإلكترونيات الضوئية ، الاستشعار البصري