

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**

**MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR  
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

**UNIVERSITE MENTOURI DE CONSTANTINE  
FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR  
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE**

N° d'Ordre :.....

Série :.....

**MEMOIRE DE MAGISTER**

**Présenté Par**

**Mr. LABIOD SAMIR**

**Option : Composants et micro systèmes**

**THEME**

**EFFET D'UN ENVIRONNEMENT MAGNETIQUE INTENSE  
SUR LES CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES D'UN  
TRANSISTOR MOS**

*Soutenu le : 10 /06 /2008*

Examiné Par le Jury :

Président : A.BENGHALIA	Professeur	U. M.C
Rapporteur : S.LASSOUED	Professeur	U. M.C
Examineur : M.BENHABILES	M.C	U. M.C
Examineur : S.BOUHEDJA	M.C	U. M.C

*Année 2008*



## *Remerciements*

Après la finition de ce travail je tiens à présenter mes sincères remerciements à ALLAH qui m'a donné la force et la volonté à fin de réaliser ce mémoire.

Je tiens à remercier profondément mon encadreur : le professeur SAIDA LASSOUED pour la confiance qu'elle m'a accordée, ses encouragements, et ses précieux conseils.

Je suis honoré que monsieur ABDELMADJID BENGHALIA professeur à l'université Mentouri de Constantine de ait accepté de présider mon jury.

Je tiens à remercier MED TOUFIK BENHABILES et SAMIA BOUHEDJA M.C à l'université Mentouri de Constantine, d'avoir examiné mon travail.

Je tiens à exprimer mes vifs remerciements à tous les amis que j'ai côtoyé pendant mon cursus sans oublier l'ensemble des enseignants ayant contribué de près ou de loin à ma formation ainsi que tous les membres du laboratoire LHS pour leur sympathie, pour l'ambiance qu'ils mettaient au labo, pour leur soutien et pour toutes les discussions fructueuses qui ont enrichi ce travail.

Merci encore une fois

# Sommaire

## Chapitre I : Caractéristiques statiques avec et sans environnement magnétique d'un TMOS

I.1. Introduction .....	04
I.2.1. Evolution de la technologie CMOS .....	04
I.2.2. Contraintes pour les générations futures .....	04
I.3. Régimes de fonctionnement .....	07
I.3.1. Régime de forte inversion .....	07
I.3.2. Tension de seuil .....	07
I.3.3. Courant de drain .....	08
I.3.4. Régime linéaire (ohmique) .....	09
I.3.5. Pincement du canal .....	09
I.3.6. Régime de saturation .....	10
I.3.7. Caractéristique de sortie et de transfert : .....	11
I.4. Effet d'un champ magnétique statique sur les caractéristiques électriques : .....	12
I.4.1. Vitesse moyenne des électrons .....	12
I.4.2. Equation de mouvement des électrons .....	13
I.4.3. L'effet HALL .....	13
I.4.4. Résistance longitudinal (Magnétorésistance) .....	16
I.4.5. Model obtenu .....	19
I.5. système d'équations obtenu .....	19
I.6. Conclusion .....	20

## Chapitre II : Effet d'un champ magnétique statique (simulation avec ISE-TCAD)

II.1. Introduction .....	22
II.2. Présentation du logiciel ISE-TCAD.....	22
II.3. Réalisation technologique du composant avec ISE.....	23
II.3.1. MDRAW (Mesh Draw) .....	24
II.3.1.a. Structure considérée .....	24
II.3.1.b. Ajustement de la tension de seuil .....	25
II.3.1.c. Formation du drain et de la source .....	26

II.3.1.d. Le LDD (Lightly Doped Drain).....	26
II.3.1.e. Le poly-silicium de grille .....	28
II.3.1.f. Maillage .....	28
II.3.2. Outil de simulation électrique DESSIS .....	29
II.3.2.a. Modèle physique .....	30
II.3.3. Outils de visualisation .....	31
II.4. Caractéristiques électriques hors champ magnétique.....	32
II.5. Simulation et résultats en présence d'un champ magnétique statique.....	33
II.5.1. Effet de la direction du champ magnétique .....	34
II.5.2. Sensibilité du composant .....	35
II.5.3. Magnéto-résistance du canal .....	36
II.5.4. Tension de seuil correspondante au composant.....	38
II.6. Conclusion.....	39

## **Chapitre III : Développement d'un modèle FDTD**

III.1. Introduction.....	40
III.2. Méthode des différences finies .....	40
III.3. Equations de MAXWELL .....	41
III.3.1. Réduction à deux dimensions .....	42
III.3.2. Discrétisation des équations de l'onde TM.....	43
III.3.4. Conditions de stabilité et dispersion numérique.....	44
III.3.5. Structure étudiée .....	44
III.3.6. L'excitation .....	45
III.3.7. Chronologie du calcul des composantes des champs magnétiques et électriques .....	45
III.4. Résultats obtenus .....	46
III.4.1. Propagation du champ électrique .....	46
III.4.2. Propagation du champ magnétique .....	47
III.5. Résolution des équations de POISSON et de continuité des porteurs .....	48
III.5.1. Equation de POISSON .....	49
III.5.2. Equation de continuité des électrons .....	49
III.5.3. conditions aux limites .....	50
III.5.4. Organigramme de calcul .....	50

III.5.5. Résultats obtenus .....	51
III.6. Couplage des deux modèle .....	52
III.6.1. Résultats obtenus .....	54
III.7. Conclusion .....	54
Annexe A	
Annexe B	

# *Introduction Générale*

## **Introduction Générale**

L'augmentation de la densité d'intégration et l'amélioration des performances sont rendues possibles par la diminution de la taille des transistors. La grandeur caractéristique d'un transistor qui distingue d'une génération à une autre est la longueur de grille  $L_G$ .

La miniaturisation des composants semi-conducteurs, la réduction de leur niveau d'alimentation et l'augmentation de leur vitesse de fonctionnement font que le comportement des circuits intégrés devient de plus en plus complexe. Cette miniaturisation a des effets néfastes sur le comportement de ces composants, elle est devenue par conséquent une source de perturbations telles que le couplage capacitif, le bruit sur les lignes d'alimentation et l'influence électromagnétique. On note, par exemple, dans quelques applications particulières comme celle utilisant la résonance magnétique nucléaire, que la circuiterie CMOS est placée et doit fonctionner dans un champ magnétique intense. Notre étude s'inscrit dans ce contexte.

Nous nous intéressons à l'étude de l'effet d'un champ magnétique intense sur le comportement électrique de TMOS.

De plus, nous avons étudié à l'observation d'une onde EM sur un composant S/C.

En effet, la miniaturisation de composants S/C permet l'apparition de certains phénomènes et effets tels que : effets quantiques et effets dus au champ magnétiques (l'effet Hall et la magnétorésistance).

La découverte de l'effet Hall en 1879 marque une date importante dans l'histoire de la physique des semi-conducteurs. Quand un champ magnétique est appliqué à un conducteur parcouru perpendiculairement par un courant, il apparaît une force électromotrice (f. e .m) dans une direction perpendiculaire au courant et au champ magnétique. La grandeur de la force électromotrice permet de mesurer le nombre de porteurs de charges mobiles qui transportent le courant électrique. Les mesures effectuées au début du siècle ont montré l'existence d'un nombre petit ou très petit de charges mobiles variant d'un échantillon à l'autre ( $10^3$  à  $10^7$  par atome). Le signe de la f.e.m de Hall permet d'autre part de déterminer le signe de la charge transportée par les porteurs. Or dans certains cristaux, on observe un signe positif pour la charge. Ceci conduisait à l'idée que ces charges étaient des cations. Cependant les mobilités observées étaient grandes. Elles correspondaient à celles que l'on observait dans des cristaux apparemment identiques mais où le signe négatif des charges mobiles indiquait la nature électronique

des porteurs. Il s'agit pour nous de prendre en compte les effets dans le comportement électrique du composant considéré.

D'autre part, l'étude de l'influence électromagnétique sur les composants S/C sera notre second souci. Cette étude consiste à résoudre le couple d'équations: "Poisson et continuité" avec celle de MAXWELL en utilisant la méthode des différences finies centrées en temps discret.

L'algorithme FDTD a pour but la résolution des équations de Maxwell en utilisant les différences finies dans le domaine spatial et temporel à la fois. On parle parfois par abus de langage de résolution exacte des équations de Maxwell par opposition à d'autres méthodes basées sur une simplification de celles ci. C'est un algorithme itératif qui calcule à chaque itération, en tout point d'un espace discrétisé, toutes les composantes du champ électromagnétique à un instant (t) en fonction du champ électromagnétique calculé précédemment aux points voisins. La FDTD est basée sur un algorithme présenté en 1966 par Yee.

Ce mémoire s'articulera autour de quatre grands axes :

Le chapitre 1 présente les phénomènes inhérents à l'évolution de la technologie CMOS ainsi que les contraintes prévues pour les futures générations. Nous rappelons le comportement électrique du transistor MOS dans ses différents régimes de fonctionnement lorsqu'il est soumis à une polarisation continue. Nous nous intéressons ensuite au transport électrique en cas de présence et d'absence du champ magnétique ainsi que l'influence de ce dernier sur les propriétés électriques telle que le changement de la résistance en fonction du champ magnétique (magnétorésistance) et l'apparence d'une nouvelle force électromotrice (tension de Hall).

Dans le chapitre 2 nous effectuons des simulations sous le logiciel "ISE-Tcad" car il permet de prendre en compte l'effet d'un champ magnétique fixe dans les équations de transport des charges. Nous étudierons alors la variation des caractéristiques électriques du notre transistor MOS considéré dans un environnement magnétique.

Enfin, dans le chapitre 3, nous nous sommes intéressés à l'effet d'une impulsion EM sur un composant semi-conducteur. Dans une première approche, un barreau S/C de type N a été considéré.

L'étude que nous présentons consiste une première approche dans laquelle, nous avons développé un code FDTD qui permet la résolution des équations de MAXWELL (algorithme de YEE). La résolution des équations de transport du modèle DDM, en utilisant la méthode des différences finis, permet quand a elle de déterminer la

cartographie du champ électrique dû à la polarisation du barreau et la variation des densités de porteurs.

Notre souci a été de développer un couplage, de ces deux types d'équations.

# **Chapitre I**

*Caractéristiques statiques  
avec et sans environnement  
magnétique d'un TMOS*

## **I.1. Introduction :**

Dans ce chapitre nous commençons par présenter un rappel théorique sur le comportement du transistor MOS dans ses différents régimes de fonctionnement lorsqu'il est soumis à une polarisation continue. Pour cela, nous présentons des démarches simples qui ont permis d'aboutir aux différentes expressions du courant de drain dans chaque régime. Nous présentons ensuite le cadre théorique concernant le transport électrique en cas de présence et d'absence du champ magnétique. Une attention particulière sera donnée à l'influence de ce dernier sur les propriétés électriques telles que le changement de la résistance du canal en fonction du champ magnétique (magnétorésistance) et l'apparence d'une nouvelle force électro-matrice (tension de HALL).

### **I.2.1. Evolution de la technologie CMOS :**

Les évidentes considérations économiques et leurs retombées pratiques ne sont pas les seules raisons qui ont poussé à la miniaturisation des transistors. En fait, la diminution de la longueur de grille des dispositifs a deux avantages décisifs pour les fabricants: d'une part, à puissance égale, elle permet de réduire la surface de silicium de la puce, ce qui en termes de coût est bénéfique, et d'autre part, elle permet d'augmenter la fréquence des circuits, cette dernière étant inversement proportionnelle à la longueur de grille.

Tout d'abord, on pourrait penser qu'une simple réduction de toutes ses dimensions d'un même facteur  $\alpha$  suffit pour miniaturiser un transistor. Mais une étude plus poussée fait apparaître des règles précises de miniaturisation, permettant de réduire les dimensions du composant tout en conservant un fonctionnement satisfaisant.

En 1965, constatant déjà la croissance exponentielle du nombre de transistors par circuit intégré, celui qui allait devenir le cofondateur d'Intel émit la célèbre conjecture connue sous le nom de loi de MOORE [1].

Aujourd'hui, des circuits intégrés (IC) comprenant plus de 200 millions de transistors sont produits de façon industrielle (microprocesseurs). La longueur de grille des TMOS utilisés pour ces dernières générations de microprocesseurs est égale à  $0.13\mu\text{m}$  tandis que la surface de la puce varie de  $80$  à  $150\text{ mm}^2$ .

### **I.2.2. Contraintes pour les générations futures :**

A chaque nouvelle génération de transistor, la réalisation du défi lancé par la loi de "MOORE" apparaît comme un "casse-tête" de plus en plus difficile à réaliser. Un compromis

complexe entre la physique, la technologie et la rentabilité concentre ainsi toute l'attention des ingénieurs et des chercheurs. Des paramètres et contraintes souvent contradictoires, tels que la performance, la consommation et la fiabilité sont à prendre en compte. Pour résumer, disons que le jeu consiste à augmenter les performances en diminuant les dimensions, sans trop augmenter la puissance dissipée à l'état bloqué du transistor.

Malgré l'utilisation de nouveau matériel, il sera difficile de maintenir l'augmentation des performances électriques des composants au rythme de la loi de Moore.

Il convient cependant de rappeler que les données du tableau (I.1) sont basées sur de simples projections des progrès passés. Ceci ne garantit pas forcément qu'un dispositif plus court pourra être fabriqué, ni qu'il présentera les mêmes performances [1].

Année	1999	2002	2005	2008	2011	2014
$L_g$ (nm)	180	130	100	70	50	35
$V_{dd}$ (v)	1.5- 1.8	1.2-1.5	0.9-1.2	0.6-0.9	0.5-0.6	0.3-0.6
$V_T$ (v)	0.5	0.4	0.35	0.3	0.25	0.2
$d_{ox}$ (nm)	1.9-2.5	1.5-1.9	1.0-1.5	0.8-1.2	0.6-0.8	0.5-0.6
$N_a$ ( $cm^{-3}$ )	$<10^{18}$	$<10^{18}$	$<10^{18}$	$<10^{18}$	$<10^{18}$	$<10^{18}$
$X_j$ (nm)	45-70	30-50	25-40	20-28	13-20	10-14
$E$ (MV / cm)	$<5$	5	$>5$	$>5$	$>5$	$>5$
$I_{on}$ ( $\mu A / \mu m$ )	750/350	750/350	750/350	750/350	750/350	750/350
$I_{off}$ ( $\mu A / \mu m$ )	5	10	20	40	80	160
$\phi$ du wafer	200	300	300	300	300	450

**Tableau (I.1) : Prévission SIA de l'évolution de la technologie CMOS [1]**

La figure (I.1) illustre graphiquement l'évolution espérée des principales caractéristiques des TMOS, à savoir, la longueur de grille ( $L_g$ ), la tension d'alimentation ( $V_{DD}$ ), l'épaisseur d'oxyde de grille ( $d_{ox}$ ) et les profondeurs de jonctions des extensions de source et drain ( $X_j$ ).

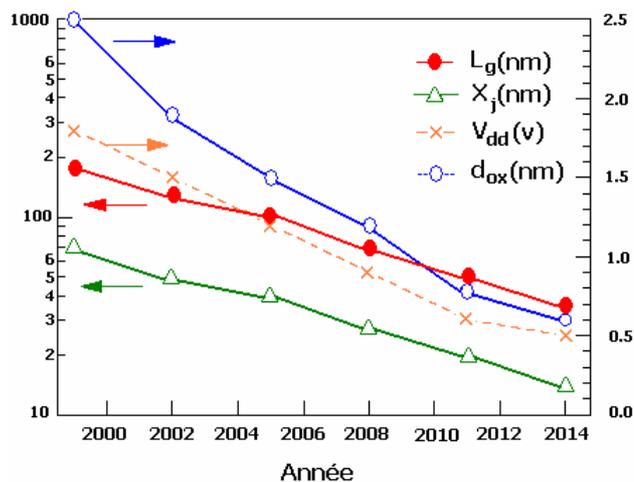


Figure (I.1) : Evolution espérée des principales caractéristiques des TMOS [1]

Une première analyse de ces valeurs permet d'annoncer quelques possibles limitations et freins technologiques à la réduction d'échelle énoncée selon les critères de la SIA :

- En raison de la réduction de la résistance du canal à l'état passant, il faut veiller à ce que les résistances source/drain, placées en série avec celle du canal, soient suffisamment faibles pour ne pas dégrader sérieusement les performances du composant. Cette contrainte impose donc de ne pas choisir des profondeurs de jonctions  $X_j$  trop faibles, et conduit à adopter un très fort dopage de source et de drain. Cela est cependant défavorable du point de vue des effets canaux courts car la réduction des profondeurs de jonctions source/drain permet en fait un meilleur contrôle de la charge du canal à l'état bloqué.
- La tension d'alimentation ne peut que difficilement être réduite en dessous de 0.6 V, en raison de la nécessité du maintien de la tension de seuil ( $V_T$ ) à un niveau suffisant pour garantir des marges de bruit acceptables dans les circuits logiques.
- La réduction de l'épaisseur d'oxyde en dessous de 2 nm induit un important courant tunnel, or vu les épaisseurs annoncées (figure (I.1)) de sérieux problèmes risquent de se poser au niveau de la consommation statique. Il est admis que pour une tension d'alimentation de 1 V, la limite maximale admise pour le courant de fuite de grille est de l'ordre de  $1 \text{ A/cm}^2$ , ce qui situe l'épaisseur minimale d'oxyde aux environs de 1.8 nm. Cependant, on sait que ces courants de fuite ne perturberont pas le fonctionnement élémentaire des transistors MOS de longueur de canal inférieure à  $1 \mu\text{m}$ , mais en revanche, augmenteront la puissance dissipée à l'état bloqué. Par ailleurs, il est clair également que la réduction des dimensions ne peut se faire sans réduire l'oxyde de grille, sous peine de ne plus parvenir à contrôler les effets canaux courts.

### I.3. Régimes de fonctionnement :

Le transistor MOS (TMOS) est essentiellement une structure Metal-Oxyde-Semi-conducteur sur laquelle deux contacts latéraux sont déposés. Ceux-ci sont appelés source et drain, ils sont généralement constitués d'un Semi-conducteur très dopé, de dopage opposé à celui du substrat. Le dispositif est parfaitement symétrique, source et drain peuvent être permutés. L'effet transistor consiste à contrôler le courant source drain par une tension sur la grille.

La structure de base du transistor est représentée sur la figure (I.2)

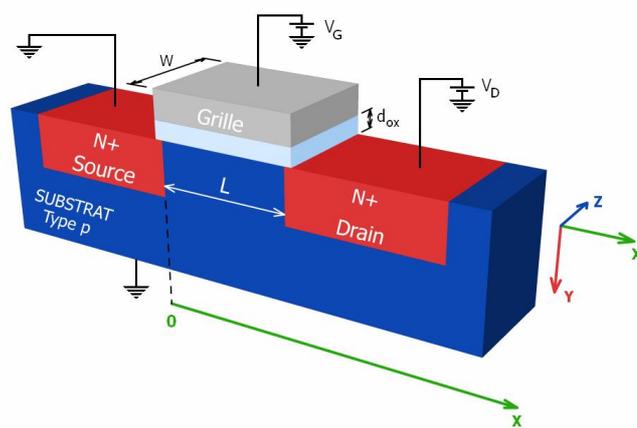


Figure (I.2) : TMOS : éléments géométriques et tensions d'alimentation

#### I.3.1. Régime de forte inversion :

Ce régime est caractérisé par l'apparition d'une couche d'inversion de charge  $Q_s$  suivie d'une zone déserte de charge  $Q_{dep}$ . La création de la couche d'inversion conduit à la création d'un canal qui relie la source au drain le long de l'interface Oxyde/Semi-conducteur, le nombre de porteurs minoritaires (électrons dans le SC type P) à la surface est supérieur au nombre des porteurs majoritaires (trous dans le SC type P). Donc il y a apparition d'une couche d'inversion de charge  $Q_s$  séparée par une zone déserte de charge  $Q_{dep}$  [2].

#### I.3.2. Tension de seuil :

On définit la tension de seuil  $V_T$  de la structure comme la tension de polarisation de l'électrode métallique nécessaire à l'établissement du régime de forte inversion.

C'est donc la valeur de la tension  $V_T$  entraînant  $V_s = 2\phi_{FI}$  compte tenu de la relation

$$V_T = V_s - \frac{Q_{dep}}{C_{ox}} + V_{FB} \quad (I.1)$$

Où  $V_s$  est le potentiel de surface du semi-conducteur.

$\phi_{FI}$  est le potentiel correspond au déplacement du niveau de FERMI.

$Q_{dep}(x)$  représente la charge de déplétion.

$C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{d_{ox}}$  représente la capacité de l'oxyde par unité de surface.

$V_{FB}$  est la tension qu'il faut placer aux bornes du condensateur MOS pour neutraliser les deux potentiels  $\frac{Q_0}{C_{ox}}$  et  $\phi_{ms}$  [3], on l'appelle tension de bandes plats (flat band voltage)

Dans la mesure où le seuil de forte inversion correspond au régime pour lequel les charges d'inversion deviennent dépendantes [2, 4].

On a :

$$Q_{dep} = (2eN_a \epsilon_s V_s)^{1/2} \quad (I.2)$$

La tension de seuil  $V_T$  de la structure est donnée par la valeur de  $V_G$  pour  $V_s = 2\phi_{FI}$  soit :

$$V_T = 2\phi_{FI} + \frac{1}{C_{ox}} (4eN_a \epsilon_s \phi_{FI})^{1/2} + V_{FB} \quad (I.3)$$

Dans le cas idéal  $\phi_{ms} = 0$  et  $Q_0 = 0$

Alors :

$$V_T = 2\phi_{FI} + \frac{1}{C_{ox}} (4eN_a \epsilon_s \phi_{FI})^{1/2} \quad (I.4)$$

### I.3.3. Courant de drain :

Pour calculer le courant de drain nous supposons que la capacité MOS est en régime de bandes plates à polarisation nulle, c'est-à-dire que la différence des travaux de sortie du métal et du semi-conducteur est nulle  $\phi_{ms} = 0$ , nous considérons le cas du régime de forte inversion et le cas où les porteurs ont une mobilité  $\mu_n$  dans la zone d'inversion [2].

Après un développement mathématique, on obtient une relation qui donne la loi de variation du courant de drain avec la tension drain-source  $V_D$  et la tension  $V_G$  grille-source [2].

$$I_d = \frac{W\mu C_{ox}}{L} \left[ \left( V_G - \frac{V_D}{2} - 2\phi_{FI} \right) V_D - \frac{2}{3} \frac{(2eN_a \epsilon_s)^{1/2}}{C_{ox}} (2\phi_{FI})^{3/2} \left( \left( 1 + \frac{V_D}{2\phi_{FI}} \right)^{3/2} - 1 \right) \right] \quad (I.5)$$

Où  $W$  est la dimension transversale du transistor MOS.

La variation de la tension de drain et la tension de la grille entraîne l'apparition des différents régimes

### I.3.4. Régime linéaire (ohmique) :

Dans la gamme des faible valeurs de  $V_D$  c'est-à-dire pour  $V_D \ll 2\phi_{FI}$  on peut d'une part négliger le terme quadratique en  $V_D$  et d'autre part développer le terme en

$$\left( 1 + \frac{V_D}{2\phi_{FI}} \right)^{3/2} = 1 + \frac{3}{2} \frac{V_D}{2\phi_{FI}}$$

Et d'après l'équation (I.4) On obtient :

$$I_d = \frac{W\mu C_{ox}}{L} (V_G - V_T) V_D \quad (I.6)$$

On obtient donc un régime linéaire, dans lequel le courant de drain  $I_d$  varie proportionnellement à la tension drain –source  $V_D$  [4], (figure (I.3)).

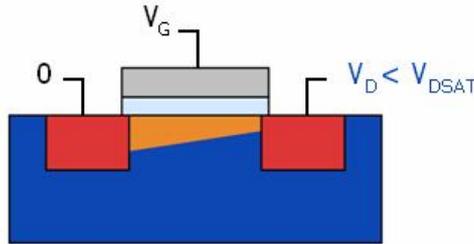


Figure (I.3): Régime linéaire

### I.3.5. Pincement du canal :

Quand la tension drain–source augmente au-delà du régime linéaire, la densité superficielle de porteurs libres  $Q_s(x)$  décroît au voisinage du drain [2], (figure (I.4)).

On obtient la tension de saturation  $V_{Dsat}$  en écrivant que pour  $V_D = V_{Dsat}$ ,  $Q_s(x) = 0$  en  $x=L$

On écrit alors :

$$0 = -C_i (V_G - V_{Dsat} - 2\phi_{FI}) + (2eN_a \epsilon_s)^{1/2} (V_{Dsat} + 2\phi_{FI})^{1/2} \quad (I.7)$$

Après un développement algébrique et dans le cas réaliste où le semi-conducteur est peu dopé ( $N_a$  petit) et la couche d'oxyde est très mince ( $C_{ox}$  grand) [4], la tension et le courant de saturation s'écrivent :

$$V_{Dsat} = V_G - 2\phi_{FI} \quad (I.8)$$

$$I_{dsat} \approx \frac{W\mu C_{ox} V_{Dsat}^2}{2L} \quad (I.9)$$

C'est donc un régime quadratique.

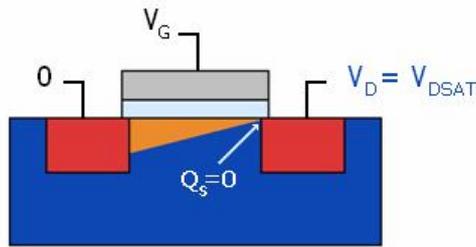


Figure (I.4) : Pincement du canal

### I.3.6. Régime de saturation :

Lorsque la tension drain -source est égale à la tension de saturation  $V_{Dsat}$  le point de pincement se situe au contact du drain et le courant de drain est  $I_d = I_{dsat}$ . Lorsque  $V_D$  augmente au – delà de  $V_{Dsat}$ , le point de pincement P se déplace vers la source (figure (I.5)) [2], la longueur du canal diminue de  $\Delta L$ . La tension  $V_p - V_s = V_p$  reste constante et égale à  $V_{Dsat}$ . Il en résulte que le courant de drain  $I_d$  augmente légèrement au –delà de  $I_{dsat}$ .

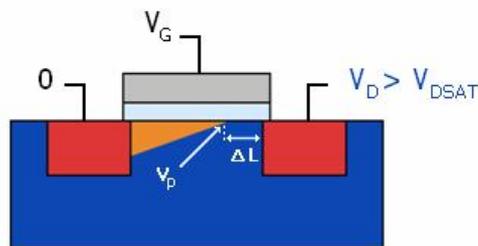


Figure (I.5): Régime saturé

On peut en définir la forme du courant de drain en régime de saturation :

$$I_d = I_{dsat} \frac{L}{L - \Delta L} \quad (I.10)$$

Où  $\Delta L$  représente la longueur de la zone de déplétion d'un élément de semi-conducteur soumis à une différence de potentiel  $\Delta V = V_d - V_{Dsat}$ . On calcule cette longueur tout simplement en intégrant l'équation de Poisson et on obtient :

$$\Delta L = \left( \frac{2\epsilon_s}{eN_a} (V_D - V_{Dsat}) \right)^{1/2} \quad (I.11)$$

Sachant que  $\Delta L$  est très inférieure à  $L$ , il en résulte que:  $\frac{1}{1 - \frac{\Delta L}{L}} \approx 1 + \frac{\Delta L}{L}$

Alors l'expression (I.10) s'écrit alors :

$$I_d = I_{dsat} \left( 1 + \left( \frac{2\epsilon_s}{eN_a L^2} \right)^{1/2} (V_D - V_{Dsat})^{1/2} \right) \quad (I.12)$$

### I.3.7. Caractéristique de sortie et de transfert :

Les figures  $(I_D(V_D))$  et  $(I_D(V_G))$  résument le comportement du courant de drain lors de l'application des tensions de drain et de grille respectivement.

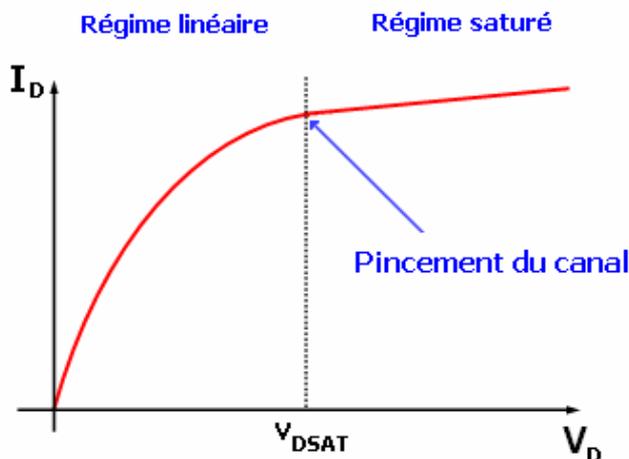


Figure (I.6) : Caractéristiques de sortie

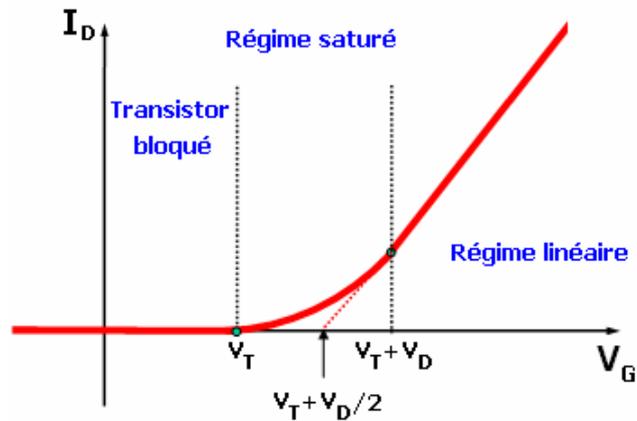


Figure (I.7) : Caractéristique de transfert

## I.4. Effet d'un champ magnétique statique sur les caractéristiques électriques :

### I.4.1. Vitesse moyenne des électrons :

La notion de désordre est un aspect important dans l'étude des phénomènes de transport électrique.

Dans les systèmes réels, l'écoulement du courant se trouve limité par la présence de défauts (atomes d'impuretés, dislocations...). Des collisions sur les défauts se produisent et opposent une résistance au passage du courant électrique.

Le modèle de Drude présente le déplacement des porteurs libres à l'équilibre [5]. Le champ électrique appliqué entraîne une dérive des électrons, leur vitesse moyenne peut être aisément calculée en résolvant les équations de la quantité de mouvement moyenne par électron [6].

$$\frac{d\langle \vec{p} \rangle}{dt} + \frac{\langle \vec{p} \rangle}{\tau} = \vec{F} = q\vec{E} \quad (\text{I.13})$$

Où  $q$  est la charge des particules et  $\tau$  le temps moyen entre deux collisions.

En régime stationnaire :

$$\langle \vec{v} \rangle = \frac{q\tau}{m} \vec{E} \quad (\text{I.14})$$

La mobilité  $\mu = \frac{q\tau}{m}$  des particules est le coefficient de proportionnalité entre leur vitesse et

la valeur du champ électrique. La conductivité s'écrit  $\sigma_0 = qn\mu$  on en déduit :

$$\sigma_0 = \frac{nq^2\tau}{m} \quad (\text{I.15})$$

#### I.4.2. Equation de mouvement des électrons:

Les deux résultats mentionnés ci-dessus peuvent être déduits de l'équation de la quantité de mouvement moyenne par électron, que nous notons  $\langle p(t) \rangle$ . Pour cela, calculons la valeur moyenne de  $\langle p(t + dt) \rangle$  pour un gaz d'électrons qui évolue sous l'influence d'une force  $F(t)$ , correspondant à une force de type magnétique ou électrique [7]. La variation de la quantité de mouvement moyenne entre le temps  $t$  et  $t + dt$  est la somme de deux termes, elle s'écrit :

$$\langle p(t + dt) \rangle = \left(1 - \frac{dt}{\tau}\right) [\langle p(t) \rangle + F(t)dt + o(dt^2)] + \frac{dt}{\tau} [\langle p_0 \rangle + F(t)dt + o(dt^2)] \quad (\text{I.16})$$

Le premier terme correspond aux électrons qui n'ont pas subi de collision entre les temps  $t$  et  $t + dt$ ,  $(1 - dt/\tau)$  représente la fraction des électrons sans collision,  $F(t)dt$  est l'accroissement d'impulsion sous l'effet de la force  $F(t)$ . Le deuxième terme correspond à la fraction  $dt/\tau$  des électrons qui ont subi une collision.

La valeur moyenne  $\langle p_0 \rangle$  de la quantité de mouvement juste après la collision est nulle, le seul terme qui subsiste est proportionnel à  $dt^2$ , ce qui permet de le négliger par rapport aux termes en  $dt$ , Il reste donc en développant (I.16).

$$\langle p(t + dt) \rangle - \langle p(t) \rangle = dt \left[ F(t) - \frac{\langle p(t) \rangle}{\tau} \right]$$

Soit :

$$\frac{d\langle p(t) \rangle}{dt} = F(t) - \frac{\langle p(t) \rangle}{\tau} \quad (\text{I.17})$$

Qui est l'équation de mouvement recherchée.

#### I.4.3. L'effet HALL :

Supposons que l'on soit en présence d'un barreau semi-conducteur infiniment long, de largeur  $L$  et d'épaisseur  $h$  dans lequel circule un courant  $\vec{j} = (j_x, 0, 0)$ . Sous l'action d'un champ magnétique  $\vec{B} = (0, 0, B_z)$  perpendiculaire au plan de la nappe de courant, les porteurs en mouvement subissent la force de LORENTZ  $\vec{F}_L = -q\vec{v} \wedge \vec{B}$  dans la direction  $y$  (figure (I.8)). Cette force tend à dévier les porteurs et à leur donner une composante de vitesse  $v_y$  non nulle. La circulation du courant dans la direction  $y$  étant impossible, des charges positives

vont s'accumuler sur une des faces latérales du barreau et des charges négatives vont s'accumuler sur l'autre face, un champ électrique transversal  $E_y$  s'établit donc au fur et à mesure que les charges s'accumulent, jusqu'à ce que la force électrostatique  $\vec{F}_y = -q\vec{E}_y$  subie par les porteurs compense exactement la force de LORENTZ [8].

Nous ne considérons ici que le cas d'un matériau de type N. Les porteurs sont donc des électrons et la densité de courant dans la direction longitudinale s'écrit :

$$j_x = -nqv_x = qn\mu_n E_x$$

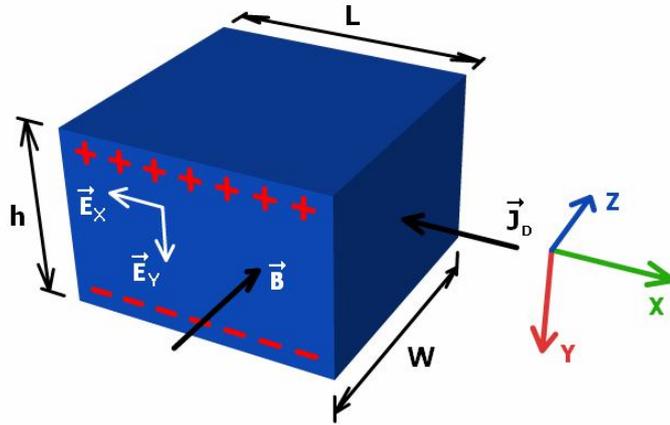


Figure (I.8) : Barreau semi-conducteur soumis à un champ magnétique [8]

Dans la direction y, les porteurs subissent la force de LORENTZ et la force due au champ de HALL :

$$F_y = -qE_y + qv_x B_z = -q(E_y - \mu_n E_x B_z) \quad (I.18)$$

La densité de courant transversale est donc donnée par :

$$j_y = -n\mu_n F_y = qn\mu_n (E_y - \mu_n E_x B_z) \quad (I.19)$$

Or cette densité de courant transversale ne peut qu'être nulle :

$$j_y = 0 \Rightarrow E_y = \mu_n E_x B_z \quad (I.20)$$

Il est généralement plus intéressant d'exprimer le champ de HALL  $E_y$ , comme une fonction de la densité de courant :

$$E_y = \frac{j_x}{qn} B_z \quad (I.21)$$

Or :

$$I_x = j_x W h \quad (\text{I.22})$$

D'autre part, en intégrant le champ de HALL suivant l'axe y, on obtient la tension de HALL selon :

$$v_H = -E_y h \quad (\text{I.23})$$

Il est donc possible d'exprimer cette différence de potentiel  $v_H$  comme une fonction du courant de polarisation :

$$v_H = \frac{R_H}{W} B_z I_x \quad (\text{I.24})$$

Où  $R_H = -\frac{1}{qn}$  est le coefficient de HALL. Si les porteurs étaient des trous, l'équation (I.24)

resterait vraie mais dans ce cas le coefficient de HALL vaudrait  $R_H = \frac{1}{qp}$  où p est la densité de trous.

Cette modélisation a été faite en supposant que tous les porteurs ont la même vitesse de dérive. Malheureusement, cela n'est pas vrai : la vitesse de dérive considérée est une valeur moyenne. On peut montrer que la distribution des vitesses des porteurs se traduit par une correction de  $R_H$  [8].

$$R_H = -\frac{r}{qn} \quad (\text{I.25})$$

$$r = \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2} \quad (\text{I.26})$$

Où r est la constante de HALL encore appelée facteur de dispersion. Si on considère que le temps entre deux collisions est indépendant de la vitesse et que tous les porteurs ont la même vitesse, alors  $r = 1$ . Si la relaxation des porteurs est dominé par les interactions avec le réseau cristallin, on peut montrer que  $r = 3\pi/8 \approx 1.178$ . En revanche, si cette relaxation est dominée par les collisions avec les impuretés, alors  $r = 315\pi/512 \approx 1.933$ . Le cas réel se situant entre l'un de ces deux cas extrêmes, une valeur comprise entre 1.2 et 1.5 pour cette constante est souvent utilisée dans le cas du silicium [8].

Nous pouvons donc définir la quantité  $\mu_H$  qui a les dimensions d'une mobilité par la relation:

$$|R_H| \sigma = \mu_H \quad (I.27)$$

Où  $\mu_H$  est la mobilité de HALL. C'est donc dire que la mobilité  $\mu_n$  définie à partir de la conductivité est reliée à  $\mu_H$  par la relation :

$$\mu_H = r\mu_n = \frac{e\tau}{m} \quad (I.28)$$

#### I.4.4. Résistance longitudinal (Magnétorésistance) :

La figure (I.9) illustre une coupe latérale d'un transistor MOS soumis à un champ magnétique perpendiculaire au plan (x, y), quelques électrons sont déviés vers le substrat, ce qui entraîne un changement de la résistance du canal [9].

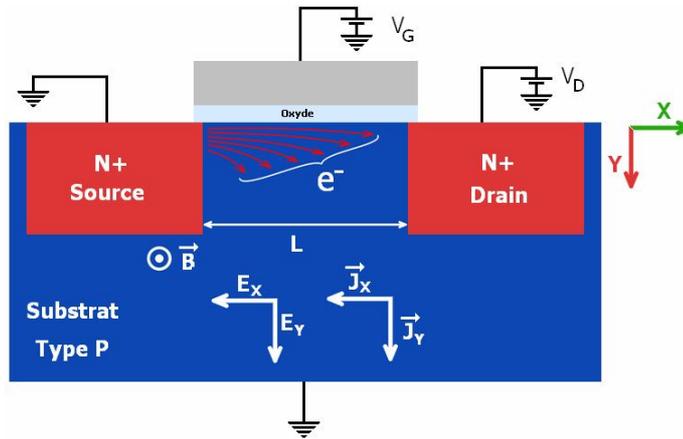


Figure (I.9) : Coupe latérale d'un MOS soumis à un champ magnétique perpendiculaire au plan (x, y) [9]

Pour calculer la magnétorésistance il faut déterminer les densités de courant  $J_x$  et  $J_y$  en présence de  $B = (0,0,B_z)$ . Pour cela nous utilisons l'équation (I.17) qui s'écrit dans ce cas :

$$\frac{d\langle \vec{P} \rangle}{dt} = -e \left[ E + \frac{\langle \vec{P} \rangle}{m} \wedge \vec{B} \right] - \frac{\langle \vec{P} \rangle}{\tau} \quad (I.29)$$

Dans l'état stationnaire, (I.29) devient :

$$\begin{cases} 0 = -eE_x - \omega_c \langle P_y \rangle - \frac{\langle P_x \rangle}{\tau} \\ 0 = -eE_y + \omega_c \langle P_x \rangle - \frac{\langle P_y \rangle}{\tau} \end{cases} \quad (I.30)$$

La fréquence cyclotronique  $\omega_c$  est la fréquence angulaire de révolution d'un électron libre en présence d'un champ magnétique B [7]. L'équation de mouvement classique de celui-ci s'écrit en effet :

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{v} \wedge \vec{B} \quad (\text{I.31})$$

Elle correspond à un mouvement circulaire, dans le plan perpendiculaire à B, de fréquence angulaire  $\omega = \omega_c$ . elle est donnée par :

$$\omega_c = \frac{eB}{m} \quad (\text{I.32})$$

Alors :  $r\omega_c\tau = \mu_H B$

$E_x$  et  $E_y$  sont les composants du champ électriques dans le plan  $(x, y)$ .

En multipliant par  $ne\tau/m$  et en introduisant la densité de courant par la relation (I.30), on obtient :

$$\begin{cases} \sigma_0 E_x = J_x + \omega_c \tau J_y \\ \sigma_0 E_y = -\omega_c \tau J_x + J_y \\ \sigma_0 E_z = j_z \end{cases} \quad (\text{I.33})$$

Où  $\sigma_0$  est la conductivité statique en absence du champ magnétique.

Ces équations conduisent alors à l'expression du tenseur de résistivité  $[\rho]$  tel que :

$$\vec{E} = [\rho] \vec{j} \quad [10, 6]$$

$$[\rho] = \begin{bmatrix} \frac{1}{\sigma_0} & \frac{\omega_c \tau}{\sigma_0} & 0 \\ -\frac{\omega_c \tau}{\sigma_0} & \frac{1}{\sigma_0} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\sigma_0} \end{bmatrix} \quad (\text{I.34})$$

Où  $1/\sigma_0$  est la résistivité longitudinale et  $\omega_c \tau / \sigma_0$  est la résistivité transverse.

On en déduit alors, en inversant la matrice  $[\rho]$  l'expression du tenseur de conductivité  $[\sigma]$  tel que  $\vec{j} = [\sigma] \vec{E}$

$$[\sigma] = \begin{bmatrix} \frac{\sigma_0}{1 + (\omega_c \tau)^2} & -\frac{\sigma_0 \omega_c \tau}{1 + (\omega_c \tau)^2} & 0 \\ \frac{\sigma_0 \omega_c \tau}{1 + (\omega_c \tau)^2} & \frac{\sigma_0}{1 + (\omega_c \tau)^2} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{bmatrix} \quad (\text{I.35})$$

A partir de l'équation (I.33) l'équation de la densité de courant des électrons soumis à un champ magnétique perpendiculaire au plan de conduction est donnée par :

$$\begin{cases} j_x = \sigma_{xx} E_x + \sigma_{xy} E_y \\ j_y = -\sigma_{xy} E_x + \sigma_{xx} E_y \end{cases} \quad (\text{I.36})$$

$\sigma_{xx}$  et  $\sigma_{xy}$  sont les composants de la conductivité.

La variation en champ magnétique est donnée par :

$$\begin{cases} \sigma_{xx} = \sigma_0 / (1 + (\mu_H B)^2) \\ \sigma_{xy} = \sigma_0 \mu_H B / (1 + (\mu_H B)^2) \end{cases} \quad (\text{I.37})$$

Dans le cas d'une géométrie de HALL ( $L \gg W$ ), le courant suivant y est nul donc  $j_y = 0$ . A partir des équations (I.36) et (I.37) on trouve que  $E_x = j_x / \sigma_0$ . La conductivité ne dépend donc pas du champ magnétique. Par contre dans le cas d'un dispositif court et large ( $W \gg L$ ) le champ électrique dans la direction y est nul ( $E_y = 0$ ) et  $j_x = \sigma_{xx} E_x$  [11].

$$\text{On écrit :} \quad E_x = j_x (1 + (\mu_H B)^2) / \sigma_0 \quad (\text{I.38})$$

$$\text{Alors :} \quad R_{SD} = R_0 (1 + (\mu_H B)^2) \quad (\text{I.39})$$

On observe donc un comportement linéaire en  $B^2$  de la résistance du canal. Le trajet moyen parcouru par un porteur étant rallongé, cela se traduit électriquement par une augmentation de la résistance du canal. Cet effet magnétorésistif est quadratique vis-à-vis du champ magnétique et l'on montre que la variation relative de la conductance  $\sigma(B)/\sigma(0)$  est donnée par [12] :

$$\frac{\sigma(B)}{\sigma(0)} = 1 - (\mu_H B)^2 \quad (\text{I.40})$$

#### I.4.5. Model obtenu:

Le modèle utilisé dans ce cas-là est basé sur la déviation de la diffusion des électrons ou des trous sous l'effet de la force de LORENTZ. L'augmentation ou la diminution de la résistance du canal dépend de la direction du champ magnétique. A partir de l'équation (I.38), on a pu constater que la conductivité dépend du champ magnétique ce qui permet d'ajouter à l'équation de transport un autre terme qui dépend de B.

L'équation générale de la densité de courant comprenant un effet magnétique peut être considéré sous la forme suivante [13] :

$$\vec{j}_{(n,p)}^B = -\sigma_{(n,p)} \vec{\nabla} \phi_\alpha - \sigma_{(n,p)} \frac{1}{1 + (\mu_H B)^2} \left[ \mu_H \vec{B} \wedge \vec{\nabla} \phi_\alpha + \mu_H \vec{B} \wedge (\mu_H \vec{B} \wedge \vec{\nabla} \phi_\alpha) \right] \quad (I.41)$$

Où :  $\alpha = n, p$

$\sigma_{n,p}$  Représente la conductivité électrique des porteurs type n ou p

$\mu_H$  Représente la mobilité de HALL

$\phi$  Représente le potentiel de fermi

#### I.5. système d'équations obtenu :

La description du comportement électrique d'un semi-conducteur peut se faire à l'aide de trois ensembles d'équations permettant de calculer le potentiel ainsi que la densité de charges en tout point du dispositif [13].

L'équation de poisson relie le potentiel électrostatique à la densité de charge d'espace

$$\text{Div}(\overrightarrow{\text{grad}v}) = \frac{-\rho}{\epsilon_{S/C}} \quad (I.42)$$

Avec :  $\rho = q[p(x, y) - n(x, y) + n_d(x, y) - n_a(x, y)]$

Où :  $n(x, y)$  et  $p(x, y)$  sont les densités d'électrons et trous respectivement.

$n_d(x, y)$  et  $n_a(x, y)$  sont les densités d'atomes donneurs et accepteurs.

Et à partir de l'équation de transport on peut considérer la densité de courant comme étant la somme de leurs composantes de diffusion et conduction.

$$\begin{cases} \vec{J}_n(x, y) = \vec{J}_n^B + qD_n \vec{\nabla} n(x, y) \\ \vec{J}_p(x, y) = \vec{J}_p^B - qD_p \vec{\nabla} p(x, y) \end{cases} \quad (I.43)$$

Où :  $D_n$  représentent la constante de diffusion des électrons.

L'équation de continuité de porteurs illustre le principe de conservation de la charge électrique dans un élément de volume tel que [13]:

$$\begin{cases} \text{Div} \vec{J}_n(x, y) - q \frac{\partial n}{\partial t} = qR \\ \text{Div} \vec{J}_p(x, y) + q \frac{\partial p}{\partial t} = -qR \end{cases} \quad (\text{I.44})$$

Où : R décrit les phénomènes de génération/recombinaison des électrons.

En calculant les trois composantes de la densités de courant dans notre structure, l'équation (I.41) peut être divisée comme suit (voir annexes) :

$$\begin{cases} J_{(n,p)X}^B = -\sigma_{(n,p)} \frac{\partial \phi_\alpha}{\partial x} + \frac{\sigma_{(n,p)} \mu_H}{1 + (\mu_H B_X)^2} \left[ B_Z \frac{\partial \phi_\alpha}{\partial y} + \mu_H B_Z \left( \frac{\partial \phi_\alpha}{\partial x} B_Z \right) \right] \\ J_{(n,p)Y}^B = -\sigma_{(n,p)} \frac{\partial \phi_\alpha}{\partial y} - \frac{\sigma_{(n,p)} \mu_H}{1 + (\mu_H B_Y)^2} \left[ (B_Z \frac{\partial \phi_\alpha}{\partial x}) - \mu_H B_Z (B_Z \frac{\partial \phi_\alpha}{\partial y}) \right] \\ J_{(n,p)Z}^B = 0 \end{cases} \quad (\text{I.45})$$

On suppose que  $n(x, y)$  et  $p(x, y)$  ne dépendent pas du temps et que la génération et la recombinaison des électrons trous sont nulles [14] :

$$\begin{cases} \frac{\partial J_{nX}^B}{\partial x} + \frac{\partial J_{nY}^B}{\partial y} + \text{Div}(qD_n \vec{\nabla} n) = 0 \\ \frac{\partial J_{pX}^B}{\partial x} + \frac{\partial J_{pY}^B}{\partial y} - \text{Div}(qD_p \vec{\nabla} p) = 0 \end{cases} \quad (\text{I.46})$$

On aboutit alors à un système de trois équations fondamentales qui nous permet de prendre en considération la plupart des phénomènes électriques au niveau du composant. Pour le résoudre, cela on adoptera une méthode numérique adéquate qui permet de déterminer la solution  $(n, p, v)$  pour une structure donnée [15].

## I.6. Conclusion :

L'étude théorique du TMOS nous a permis d'observer l'effet de ses paramètres physiques sur son comportement électrique.

L'application d'une tension positive sur la grille du transistor à substrat p entraîne l'apparition d'un champ électrique dirigé vers le substrat qui va attirer les minoritaires  $e^-$  à

l'interface ox/sc. Pour des valeurs supérieures à la valeur de seuil, le canal devient conducteur (régime d'inversion) et pour une tension drain-source donnée on obtient un courant sur le drain.

A partir de l'équation générale du courant de drain on peut constater que pour de faibles valeurs de la longueur du canal, le courant de drain augmente légèrement avec  $V_D$ . D'autre part, la diminution de l'épaisseur de l'oxyde de grille fait augmenter le champ électrique  $\vec{E}_y$ , ce qui permet d'avoir le régime d'inversion pour des valeurs faibles de  $V_G$  et vis versa pour des épaisseurs grandes.

On peut en déduire que la diminution des dimensions d'un TMOS conduit à une faible consommation d'énergie et l'augmentation de la densité d'intégration de ces composants mais elle impose également une recherche constante des meilleurs procédés et architecture, afin de s'affranchir des phénomènes d'instabilité qui peuvent apparaître.

Pour terminer le chapitre, nous nous sommes intéressés à l'étude théorique du comportement des porteurs dans un semi-conducteur sous l'effet d'un champ magnétique statique. En effet, ceci permet d'aboutir à un modèle électrique comprenant tous les magnétiques (effet de HALL et l'effet magnétorésistif).

# **Chapitre II**

*Effet d'un champ*

*magnétique statique*

*(Simulation avec ISE-TCAD)*

## **II.1. Introduction :**

Dans ce chapitre nous nous intéressons à l'étude du comportement du TMOS sous l'effet d'un champ magnétique statique. Pour cela nous utilisons le logiciel "ISE-TCAD". En effet ce simulateur propose une option de couplage des équations de transport de charges avec le champ magnétique. Les équations implémentées dans le simulateur ne sont pas les équations de Maxwell, mais seulement une correction des équations de transport de charges qui tiennent compte, de façon approchée, de l'influence du champ magnétique. Notons cependant, que cette approche constitue une bonne approximation pour les valeurs de champ magnétiques considérés. Nous allons utiliser le module MDRAW du logiciel ISE-TCAD pour définir la structure TMOS à étudier et les profils de dopage y relatifs, ceux-ci sont visualisés à l'aide de l'outil de visualisation tridimensionnel TECPLOT. Les simulations électriques sont effectuées grâce au module DESSIS du même logiciel.

## **II.2. Présentation du logiciel ISE-TCAD:**

Le logiciel ISE-TCAD est un ensemble d'outils interdépendants permettant la simulation technologique et électrique de dispositifs et de systèmes électroniques. Résultant de plusieurs coopérations et projets internationaux, il a été conçu à partir de 1993 par la société ISE (Integrated Systems Engineering), fournisseur mondial de produit logiciel TCAD (Technology Computer Aided Design).

Les outils du logiciel ISE-TCAD permettent de simuler toutes les étapes technologiques de fabrication des composants semi-conducteurs et de décrire physiquement par des modèles macroscopiques, leur comportement statique et dynamique lorsqu'ils sont soumis notamment à des perturbations physiques. Il est possible d'étudier également des systèmes électroniques (prise en compte d'un modèle physique du composant dans un circuit électronique), grâce à la possibilité de réaliser des simulations mixtes (physiques et électriques). Dans cette partie, nous nous limitons à une description du logiciel sous l'angle utilisé lors de ce travail [16-21].

Dans GENESISe le projet est d'abord défini par l'interface de simulation TOOLFlow editor. On définit ainsi les différentes séquences et phases de simulation à exécuter, les options ainsi que les paramètres.

Il faut noter qu'il est possible de créer des macros (personnaliser un process par l'insertion de condition if par exemple dans l'arbre de simulation)

Pour effectuer une simulation, on commence par lancer TOOL FLOW, l'interface se divise en deux parties (figure (II.1)) :

- A droite des outils de maillage 2D et 3D, de simulation électrique, Optoélectronique ou thermique. Les outils de visualisation des résultats sont disponibles (c'est donc une bibliothèque d'outils).
- A gauche se trouve l'arbre de simulation.

On construit les différentes étapes de simulation en sélectionnant les outils voulus, et en insérant entre START et END (ceci se fait par transport via la souris des icônes de la bibliothèque) [17]

A la fin de la construction de l'arbre de simulation on l'enregistre.

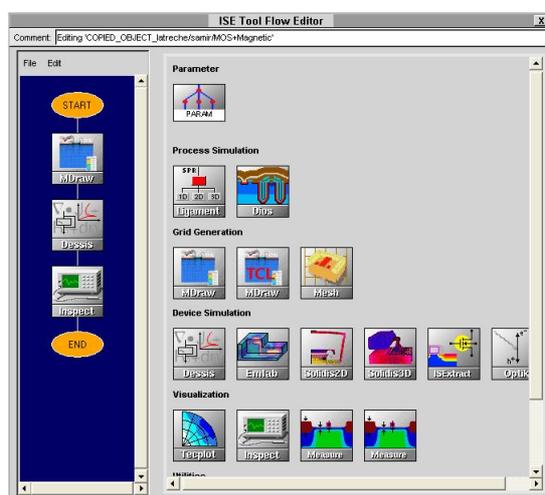


Figure (II.1) : Construction d'une simulations

### II.3. Réalisation technologique du composant avec ISE :

Afin de réaliser des simulations électriques, nous suivons les étapes de l'organigramme présentées sur la figure (II.2) [18].

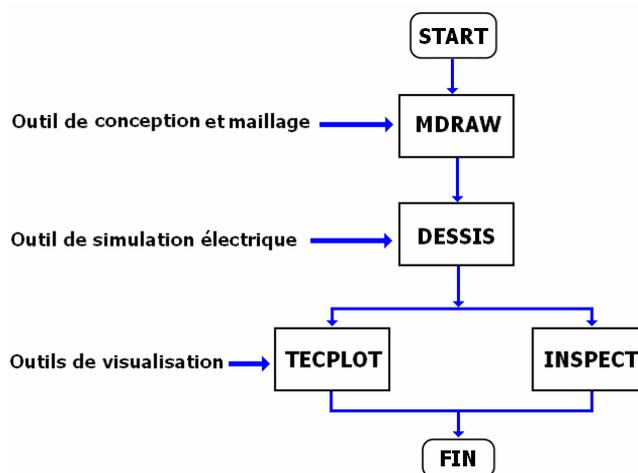


Figure (II.2) : Présentation des étapes de simulations électriques

### II.3.1. MDRAW (Mesh Draw) :

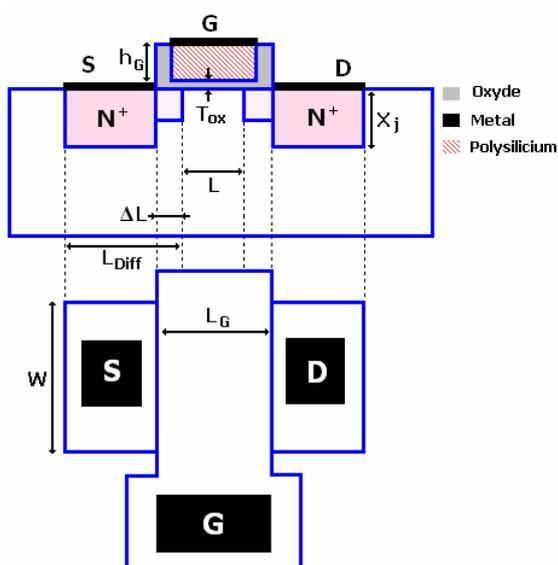
Le lancement du module **MDRAW** produit l'apparition à l'écran d'une interface graphique apte à décrire n'importe quelle structure en 2D. Il permet d'élaborer la géométrie, les profils de dopage et le maillage et de définir les matériaux et les régions composants le dispositif pour les structures à deux dimensions (figure II.4) [19]. Le module MDRAW est un module mixte, dans le sens où il peut être utilisé sous forme d'interface graphique interactive ou en programmation à l'aide d'un éditeur de texte LINUX.

Dans les deux cas, les informations principales à définir sont les suivantes [20] :

- La géométrie du composant est déterminée dans un repère orthonormé direct. Chaque région est discrétisée à l'aide de l'instruction MESH qui permet de générer un maillage approprié en respectant certaines consignes de tolérance. Le résultat est ensuite directement utilisable pour la simulation par éléments finis.
- Le maillage représente le découpage de la structure en plusieurs éléments reliés entre eux par des noeuds. Au niveau de chacun de ces noeuds les équations des modèles physiques liés au composant sont résolues.

#### II.3.1.a. Structure considérée :

Avec l'outil MDRAW, nous avons modélisé la structure 2D d'un transistor NMOS réalisé en techno CMOS  $0.18\mu m$ , avec les paramètres physiques et technologiques inscrits dans le tableau de la figure (II.3).



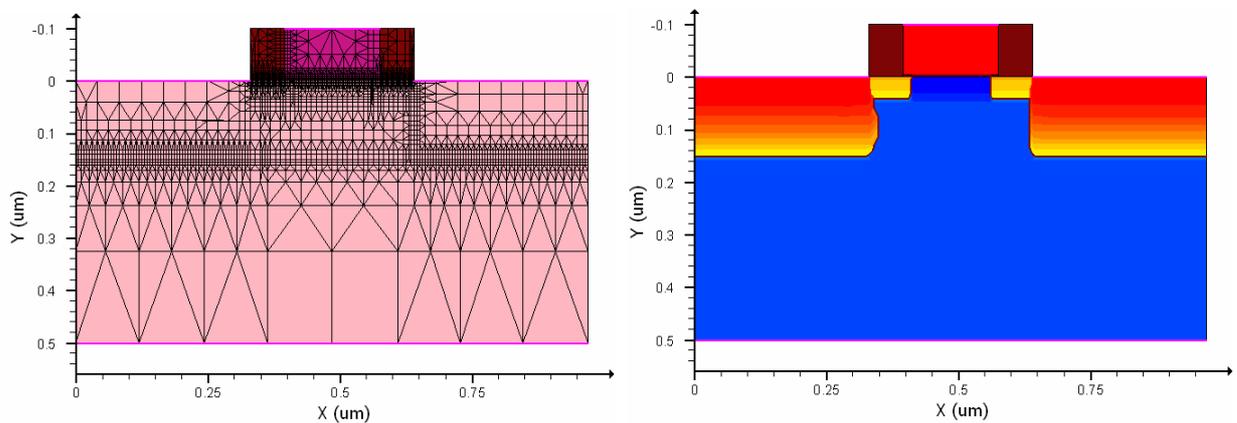
Longueur de Grille $L_G$	$0.18\mu m$
Diffusions latérales $\Delta L$	$0.04\mu m$
Longueur du canal $L$	$0.15\mu m$
Longueur des diffusions $L_{Diff}$	$0.41\mu m$
Epaisseur de l'oxyde de grille $T_{ox}$	$4nm$
Profondeur des jonctions $X_j$	$0.15\mu m$
Largeur du transistor $W$	$1\mu m$
Hauteur de grille $h_G$	$0.096\mu m$

Figure (II.3) : Paramètres du NMOS utilisés dans la simulation

Nous rappelons ici qu'à l'aide du paramètre AREAFACOR de DESSIS, nous pouvons contrôler la largeur de la grille  $W$  qui est par défaut égale à  $1\mu m$  [21].

Le profil de dopage est constant suivant l'axe  $Z$ , ceci revient à réduire le problème tridimensionnel à seulement deux dimensions, Dans notre cas, le substrat choisi est du silicium dopé Bore avec une concentration de  $5.10^{16}cm^{-3}$ . C'est donc un substrat de type "P".

L'interface graphique du module MDRAW possède deux modes. Un mode alloué à la définition de la géométrie ("Boundary") et l'autre à l'élaboration des profils de dopage et du maillage ("Doping"). Ces deux modes permettent de créer les deux fichiers nécessaires au module MDRAW pour construire la structure et le maillage associé. Le premier fichier possède l'extension "bnd" et comporte tous les éléments propres à la description des régions, matériaux et contacts. La définition des profils de dopage (forme, type, spécificité) sont agencés dans le deuxième fichier. Ce dernier possède l'extension "cmd" [20].



*Figure (II-4) : Présentation du maillage et du dopage associés à un TMOS*

### II.3.1.b. Ajustement de la tension de seuil :

La figure (II.5) présente le profil de dopage du canal, cette implantation augmente légèrement le dopage en surface afin d'ajuster la tension de seuil du transistor. La valeur de concentration qui permet d'obtenir un bon réglage de la tension du seuil est de l'ordre de  $10^{18}cm^{-3}$ .

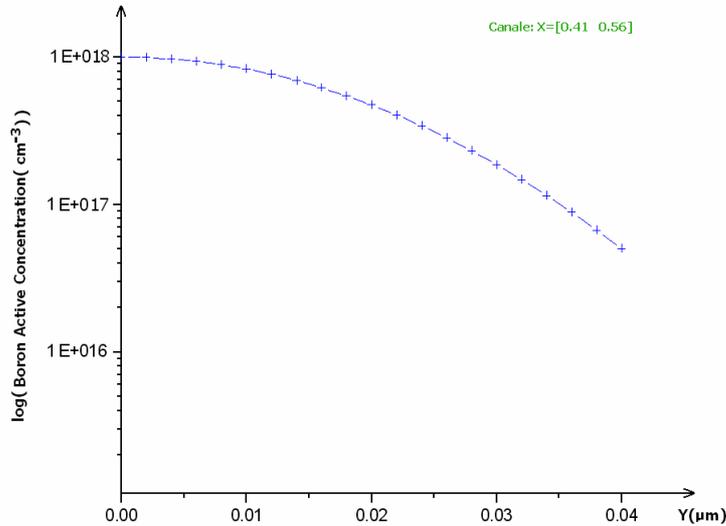


Figure (II.5) : Profil de dopage du canal

### II.3.1.c. Formation du drain et de la source :

Le drain et la source sont formés par une implantation d'Arsenic, avec une concentration en surface de  $5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$

Sur la figure suivante nous représentons le profil de dopage de drain et de la source (figure (II.6)) :

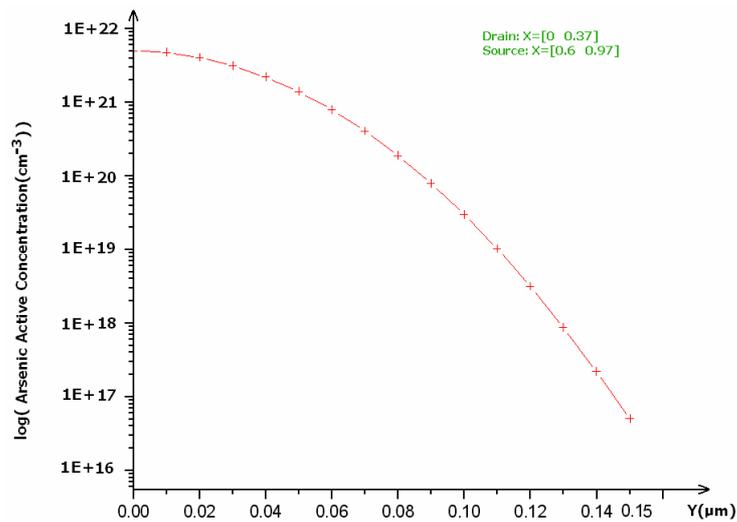


Figure (II.6) : Profil de dopage de drain/source

### II.3.1.d. Le LDD (Lightly Doped Drain):

En vue de garder une tension de drain relativement élevée tout en diminuant la taille des transistors, il a été nécessaire d'introduire à proximité des source et drain une zone « tampon »

dopée N : Structure LDD (Lightly Doped Drain) du MOS mais avec une concentration en atome donneur plus faible que celle de la source et du drain (Figure (II.7)).

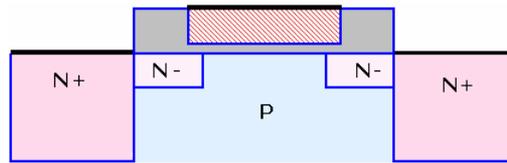


Figure (II.7) : Structure LDD MOS

La présence de ces régions peu dopées près du canal autour des diffusions de drain et de source permet une meilleure répartition des zones de déplétion et donc du champ dans la structure. Les porteurs ne seront plus suffisamment accélérés pour engendrer le phénomène d'ionisation par impact [23]. En effet, la ZCE pourra alors s'étendre principalement dans les régions de contact et non plus exclusivement dans le canal (figure (II.8)) [24].

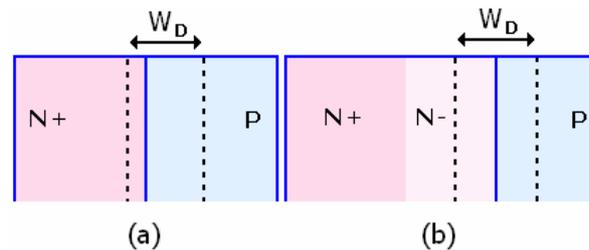


Figure (II.8) : Zone de charge d'espace d'un TMOS et d'un LDDMOS

La concentration choisie du phosphore est de  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , correspondant au profil de dopage de la (figure (II.9))

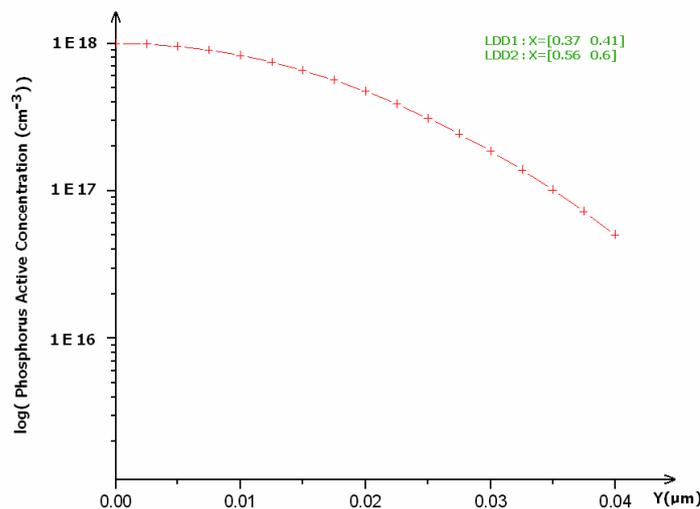


Figure (II.9) : Profil de dopage LDD

### **II.3.1.e. Le poly-silicium de grille:**

Le poly-silicium qui constitue la grille est dopé arsenic avec une concentration de  $10^{21} \text{cm}^{-3}$  sur l'intervalle  $X = [0.395 \quad 0.575]$ . Le dopage N du polysilicium réduit la résistance d'accès de la grille et garantit une répartition homogène du potentiel appliqué sur l'ensemble de la surface en contact avec l'oxyde.

### **II.3.1.f. Maillage :**

La figure (II.10) représente le maillage et le profil de dopage de la structure considéré ici. Nous considérons un nombre mailles de 2208.

Pour les simulateurs de type éléments finis (ISE-TCAD), la résolution est essentiellement spatiale, à deux dimensions.

Notre maillage est fait de la façon suivante:

- dans les régions où le profil de dopage varie d'une manière faible, nous utilisons maillage lâche. La largeur des mailles est de  $0.1 \mu\text{m}$ .
- dans les zones de charges d'espaces, nous utilisons un maillage plus dense avec un pas de  $0.01 \mu\text{m}$  à cause de la variation brutale du profil de dopage.
- le transport des porteurs libres se situe le canal, pour cela nous considérons un maillage fin dans cette région avec un pas de  $0.002 \mu\text{m}$ .

Notons que le passage d'une région à une autre se fait avec une adaptation du pas de maillage. Il n'y a donc pas de variation brutale du pas de maillage. Ceci permet d'éviter des divergences liées à ce problème.

Il apparaît alors comme naturel de concentrer les points de maillage dans les zones où le dopage varie fortement (à proximité des jonctions par exemple). Cette loi empirique permet d'automatiser la génération d'un maillage à partir d'un profil de dopage donné. Il est cependant nécessaire de forcer un maillage plus fin dans toute la zone de canal pour obtenir de bons résultats.

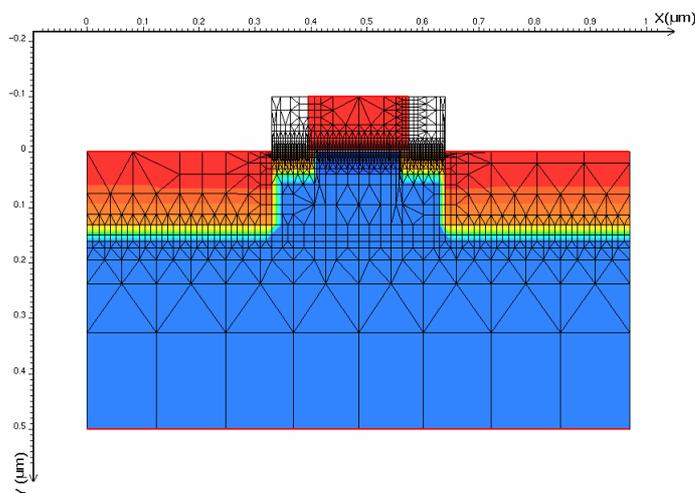


Figure (II.10) : Maillage spatial fixe de la structure (en rouge: dopage N et en bleu: dopage P)

### II.3.2. Outil de simulation électrique DESSIS :

DESSIS simule les caractéristiques électriques, thermiques, et optiques des dispositifs à semi-conducteur. Il permet la manipulation des géométries 1D, 2D, et 3D. La simulation de circuit en "mixed-mode" incluant des modèles compacts et des dispositifs numériques peut être également envisagée. Il contient un ensemble complet de modèles physiques qui peuvent être appliqués à tous les dispositifs à semi-conducteur. Il tient compte du couplage qui existe entre les équations de transport de charges dans les semi-conducteurs qui sont respectivement l'équation de POISSON et les équations de continuité des électrons et des trous. Les conditions aux limites de ces équations et les polarisations appliquées sont prises en compte selon les conditions de Newman et Dirichlet. Le simulateur évalue numériquement la résolution de ces équations à chaque nœud du maillage considéré [21].

Le module DESSIS ne possède pas d'interface graphique, la création du fichier de commande ("des.cmd") se fait à partir d'un éditeur de texte classique sur LINUX. Ce fichier est structuré en blocs (appelés sections) et son langage de programmation est proche du langage C [20].

Ces différents blocs tiennent compte des éléments suivants :

- Conditions initiales sur les éventuels courants et tensions appliqués aux composants ou aux circuits (section "Electro").

- Noms de fichiers propres à la simulation (section "File").

- Modèles de résolution numérique utilisés (section "Math").

- Modèles physiques de paramètres des composants (section "Physics").

- Équations mises en jeu dans la physique des semi-conducteurs (section "Solves").

Variables à extraire et à visualiser (section "Plot")

### II.3.2.a. Modèle physique :

Le modèle physique considéré est le modèle dérive diffusion, communément appelé " Drift Diffusion Modèle (DDM) ".

Ce modèle ne tient pas compte des effets de la température, il est basé sur la résolution des équations de POISSON et de continuité des porteurs.

L'équation de Poisson s'exprime par :

$$\Delta V = -\frac{q}{\varepsilon}(p - n + N_D - N_A).$$

Où :

$V$  : est le potentiel

$N_D, N_A$  : représentent la concentration en atomes donneur et accepteurs respectivement

$n$  : densité des porteurs libres d'électrons.

$p$  : densité des porteurs libres des trous.

Les équations de continuité des porteurs dépendent de l'environnement dans lequel se situe le composant considéré.

a) Hors champ magnétique statique :

Ces équations de continuité des porteurs s'expriment par :

$$\text{Pour les électrons : } \frac{dn}{dt} - \text{Div} \frac{\vec{j}_n}{q} = G_n - R_n$$

$$\text{Pour les trous : } \frac{dp}{dt} + \text{Div} \frac{\vec{j}_p}{q} = G_p - R_p$$

Où :

$j_n, j_p$  : densité de courant des électrons et des trous respectivement

$G_{n,p}, R_{n,p}$  sont la génération recombinaison des électrons trous.

Avec :

$$\vec{j}_n = q(-n \mu_n \nabla \Phi_n + D_n \vec{\nabla} n)$$

$$j_p = q(-p \mu_p \nabla \Phi_p - D_p \vec{\nabla} p)$$

Où:  $\phi_n, \phi_p$  sont les pseudo-niveau de FERMI.

b) Sous champ magnétique statique :

Sous l'action d'un champ magnétique  $\vec{B}$ , les porteurs en mouvement subissent la force de LORENTZ. La densité de courant se trouve alors modifiées (cf. chapitre I paragraphe I.4.5)

Les équations de continuité des porteurs s'expriment alors par [22] :

$$\text{Pour les électrons : } \frac{dn}{dt} - \frac{\partial J_{nX}^B}{\partial x} - \frac{\partial J_{nY}^B}{\partial y} - \text{Div}(qD_n \vec{\nabla} n) = G_n - R_n$$

$$\text{Pour les trous : } \frac{dp}{dt} + \frac{\partial J_{pX}^B}{\partial x} + \frac{\partial J_{pY}^B}{\partial y} - \text{Div}(qD_p \vec{\nabla} p) = G_n - R_n$$

Avec :

$$\vec{J}_{(n,p)}^B = -\sigma_{(n,p)} \vec{\nabla} \phi_\alpha - \sigma_{(n,p)} \frac{1}{1 + (\mu_H B)^2} \left[ \mu_H \vec{B} \wedge \vec{\nabla} \phi_\alpha + \mu_H \vec{B} \wedge (\mu_H \vec{B} \wedge \vec{\nabla} \phi_\alpha) \right]$$

Ou :  $\alpha = n, p$

### II.3.3. Outils de visualisation:

Des outils de visualisation graphique permettent de présenter les résultats obtenus et de les analyser pour optimiser la structure considérée :

Le module INSPECT permet de visualiser et d'analyser les courbes bidimensionnelles. Il est possible de créer et de manipuler des courbes de façon interactive ou de concevoir un script (fichier de commande) permettant la visualisation automatique des grandeurs souhaitées. Ce module permet aussi l'extraction et le traitement de paramètres (résistance dynamique d'une caractéristique tension-courant, intégration d'une grandeur, application de formules mathématiques sur une ou plusieurs grandeurs ...) à partir des résultats des simulations [20].

Une bibliothèque de fonctions mathématiques permet aux utilisateurs de calculer à partir des courbes, de manœuvrer et d'extraire des données à partir des simulations. Les valeurs extraites peuvent être retournées à l'environnement de GENESISe pour d'autres applications [17].

Le module TECPLOT permet d'afficher en deux dimensions le composant semi-conducteur simulé. Il est ainsi possible de visualiser la distribution de dopage ou de vitesse, à l'intérieur du dispositif. Il permet également de visualiser les lignes de courant ou de champ électrique. Parmi les caractéristiques de ce module, on peut noter encore la possibilité de tracer des coupes suivant une direction choisie à l'intérieur du dispositif. Il s'adapte aux exigences particulières de la simulation sous l'environnement d'ISE [17].

## II.4. Caractéristiques électriques hors champ magnétique :

La figure (II.11) représente l'évolution des caractéristiques électriques de sortie pour des différentes tensions de grille  $V_G = 1v$ ,  $V_G = 1.5v$ ,  $V_G = 2v$ , et la figure (II.12) représente la caractéristique de transfert pour  $V_D = 1.5v$

Les caractéristiques permettent de déterminer essentiellement

- La tension de seuil  $V_T$  qui vaut  $V_T = 0.16v$ .
- La mobilité des porteurs libres dans le canal  $\mu_n = 273cm^2 / s.v$  pour  $V_D = V_G = 1.5v$

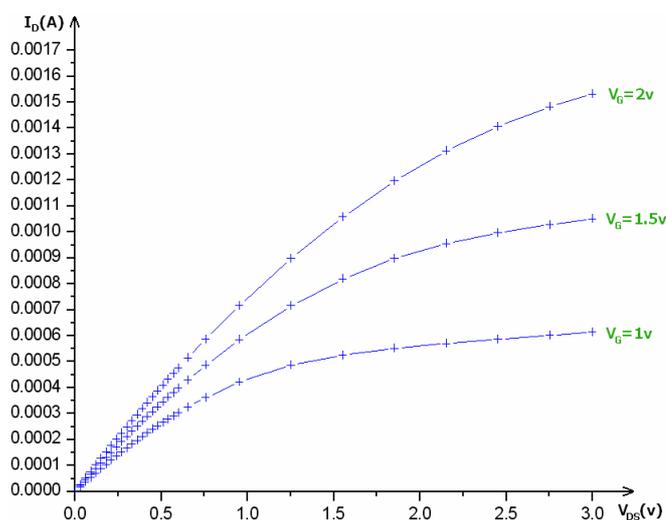


Figure (II.11) : Caractéristique de sortie

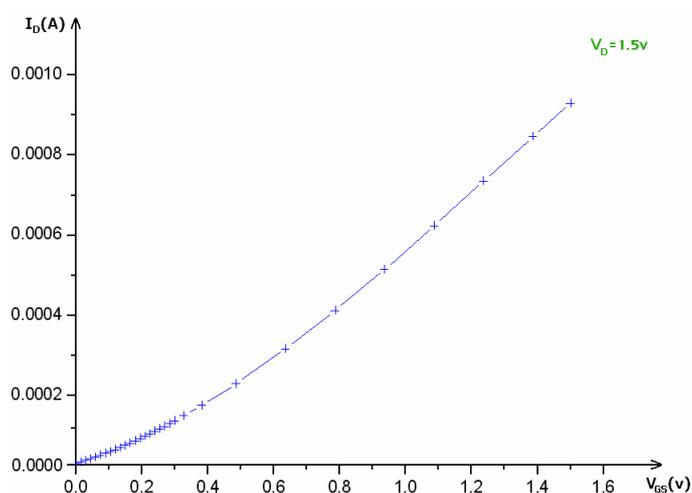


Figure (II.12) : Caractéristique de transfert ( $V_{DS} = 1.5v$ )

## II.5. Simulation et résultats en présence d'un champ magnétique statique:

### II.5.1. Effet de la direction du champ magnétique :

Pour mener à bien l'organisation des simulations, nous avons commencé par faire des simulations tests afin de connaître les ordres de grandeurs des effets des trois composantes du champ magnétique suivant les trois axes X, Y, Z, nous avons choisit un poins de fonctionnement défini par,  $V_D = V_G = 1.5v$  et  $I_D = 8.07735 E^{-4}$  .

Les résultats obtenus sont présentés sur la figure (II.13).

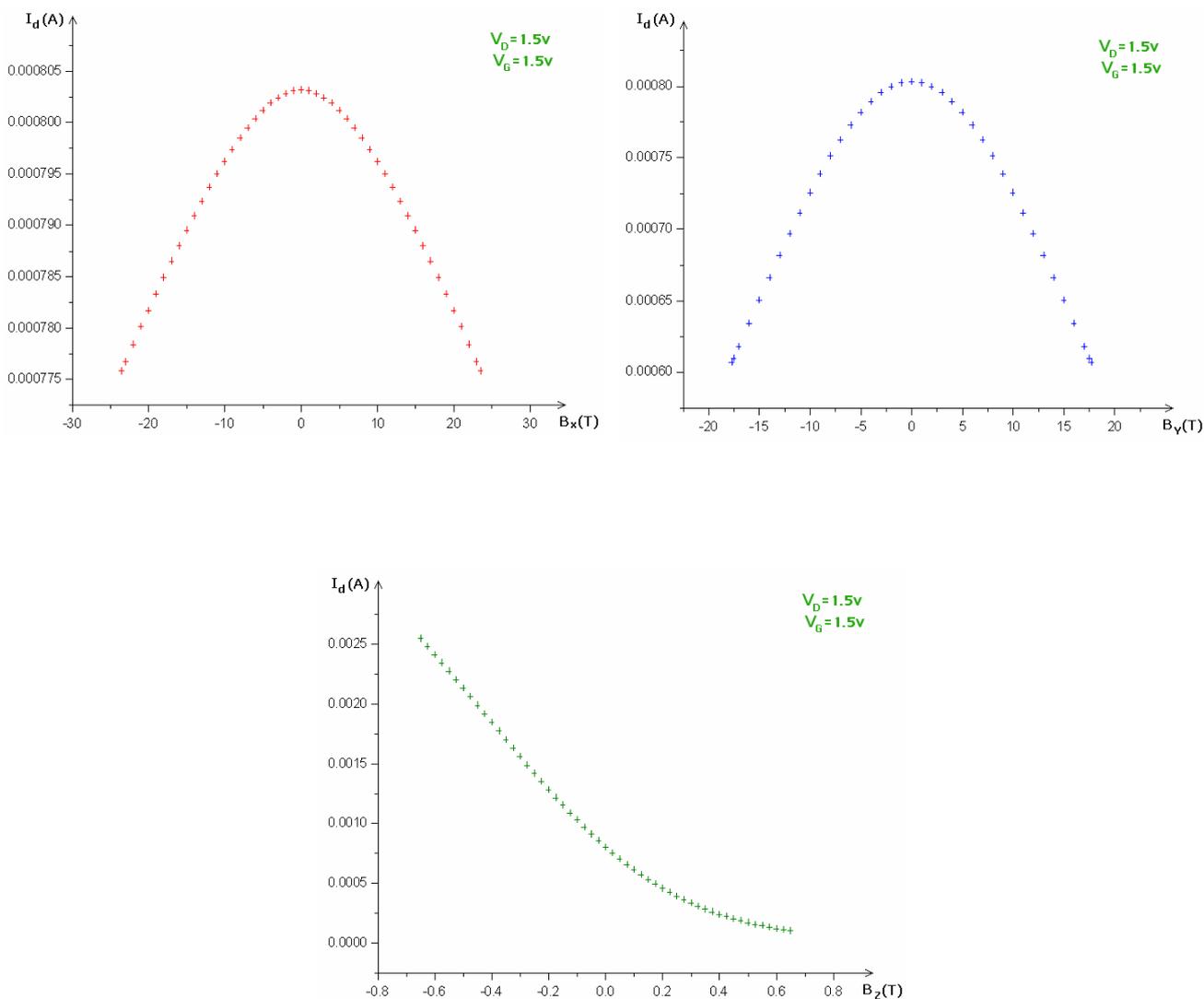


Figure (II.13) : Variation de  $I_D$  en fonction de l'induction magnétique appliquée suivant les axes X, Y, Z

Le tableau suivant rassemble les pourcentages de diminution du courant de drain en fonction de la variation de l'induction magnétique suivant les trois axes X, Y, Z.

Axes	$\Delta B(T)$	Diminution du courant de drain en %
X	23.5	3.41
Y	17.7	24.46
Z	0.65	87.31

Tableau (II.1) : Pourcentages de diminution de  $I_D$  pour  $\Delta B$  suivant les axes X, Y, Z

**a) B est suivant X :**

La direction des composantes du champ magnétique et la vitesse des porteurs est la même, alors le produit vectorielle  $\vec{F}_L = -q\vec{v} \wedge \vec{B}$  est presque nulle, ce qui explique bien que la structure exposée à un champ magnétique parallèle à son axe X présente la plus faible sensibilité.

**b) B est suivant Y :**

Les électrons en mouvement subissent la force de LORENTZ dans la direction z. Cette force tend à dévier les porteurs et à leur donner une composante de vitesse  $v_z$  non nulle. Par la suite, des charges positives s'accumulent sur l'une des faces latérales et des charges négatives vont s'accumuler sur l'autre face ce qui freine légèrement le mouvement des électrons dans le canal.

**c) B est suivant Z :**

Les électrons du canal subissent la force de LORENTZ dans la direction positive du l'axe y, c'est-à-dire cette force va repousser les électrons vers le substrat, d'où la diminution du nombre des électrons arrivés au drain.

**d) faite un angle de 30° par rapport au plan (Z, X) :**

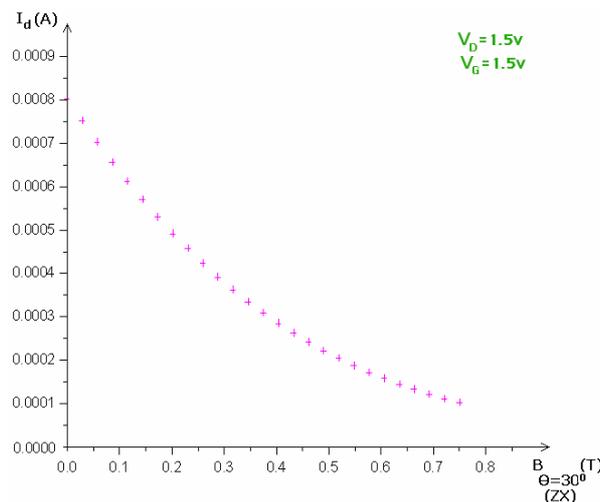


Figure (II.14) : Variation de  $I_D$  en fonction de l'induction magnétique faite un angle de 30° par rapport au plan (Z, X)

L'application d'un champ magnétique faisant un angle  $\theta$  par rapport au plan (X, Z) engendre un comportement représenté la caractéristique de la figure (II.14) dans le cas où  $\theta = 30^\circ$ .

La sensibilité du composant à ce champ s'explique par le fait que celui-ci peut être décomposé en deux composantes  $B_y$  et  $B_z$

$$\vec{B}(\theta = 30^\circ) = B_y \vec{j} + B_z \vec{k}.$$

Les variations observées sont donc essentiellement dues à la composante  $B_z$

### II.5.2. Sensibilité du composant :

La sensibilité du composant est définie par la relation suivante [25] :

$$S(B) = \frac{I_{DS}(B \neq 0) - I_{DS}(B = 0)}{BI_{DS}(B = 0)}$$

Les variations de la sensibilité en fonction de la tension de drain et la tension de grille sont représentées respectivement sur les figures (II.15) et (II.16).

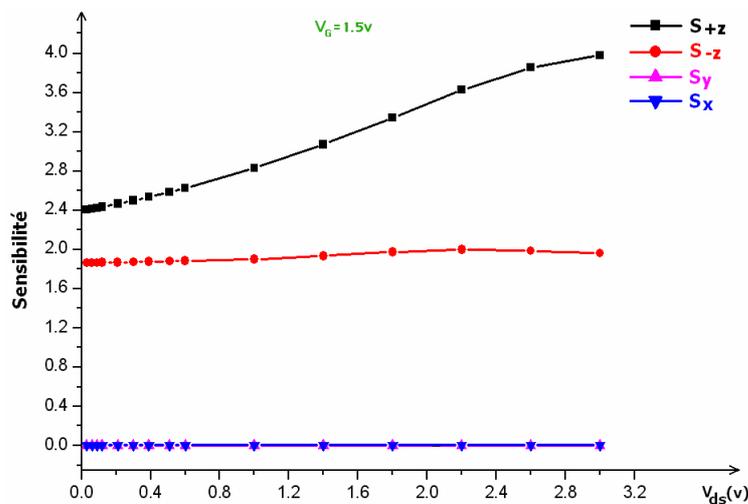


Figure (II.15) : Variation de la sensibilité avec la tension de drain

Les caractéristiques de la sensibilité en fonction de la tension de drain sont obtenues pour différentes directions du champ magnétique.

- En appliquant B suivant Z, la sensibilité augmente avec  $V_{DS}$ .

- En appliquant B au sens inverse de Z, la sensibilité du composant reste presque constante à la valeur 1.85.
- En appliquant B suivant X ou Y, la sensibilité est pratiquement nulle.

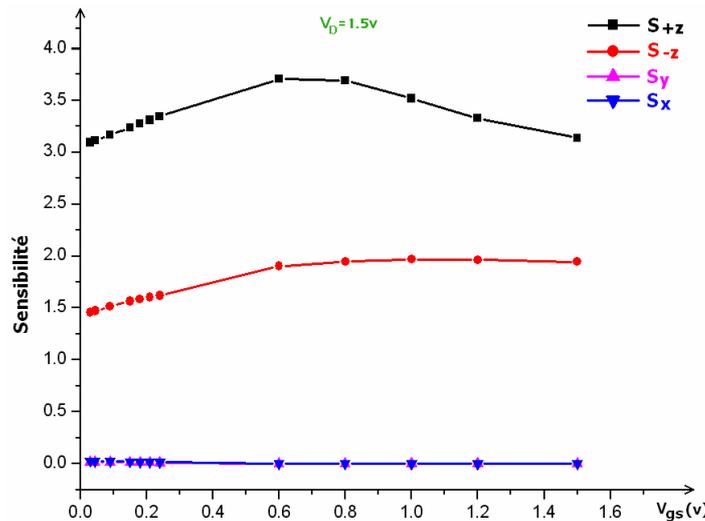


Figure (II.16) : Variation de la sensibilité avec la tension de grille

Les caractéristiques de la sensibilité en fonction de la tension de grille sont obtenues pour différentes directions du champ magnétique.

- En appliquant B suivant Z, la sensibilité prend sa valeur maximale à (0.6V), ensuite elle diminue progressivement.
- En appliquant B au sens inverse de Z, la sensibilité prend sa valeur maximale à 0.6V, puis reste presque constante.
- En appliquant B suivant X ou Y, la sensibilité est presque nulle.

### II.5.3. Magnéto-résistance du canal :

Nous nous intéressons à présent à la détermination de la variation de la résistance du canal en fonction du champ magnétique appliqué (Cf. chapitre 1).

On applique un champ magnétique suivant l'axe Z, et on calcule la résistance du canal pour différentes valeurs de  $B^2$

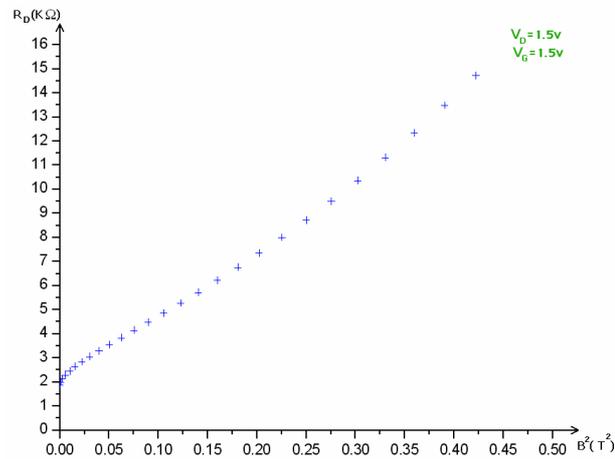


Figure (II.17) : Variation de la résistance du canal en fonction du carré du champ magnétique

On observe donc un comportement presque linéaire en  $B^2$  de la résistance du canal (figure (II.17)). La linéarité de la résistance du canal avec  $B^2$  confirme la validité de l'analyse de la magnétorésistance effectuée le chapitre I. L'utilisation de valeurs élevées de  $B$ , change typiquement la résistance du canal à cause du changement de la mobilité et le déplacement de la couche d'inversion (mouvement circulaire avec une pulsation  $\omega_c$ ) voir les figures (II.18) et (II.19).

La mobilité de HALL a été extraite à partir de la pente de cette équation  $R_{SD} = R_0(1 + (\mu_H B)^2)$  et sa valeur  $\mu_H$  vaut  $390.9 \text{ cm}^2 / \text{s.v}$ .

Nous remarquons que la mobilité est plus importante dans ce cas que dans le cas hors champ. En effet, celle-ci est multipliée par le facteur  $r$  qui représente la constante de HALL.

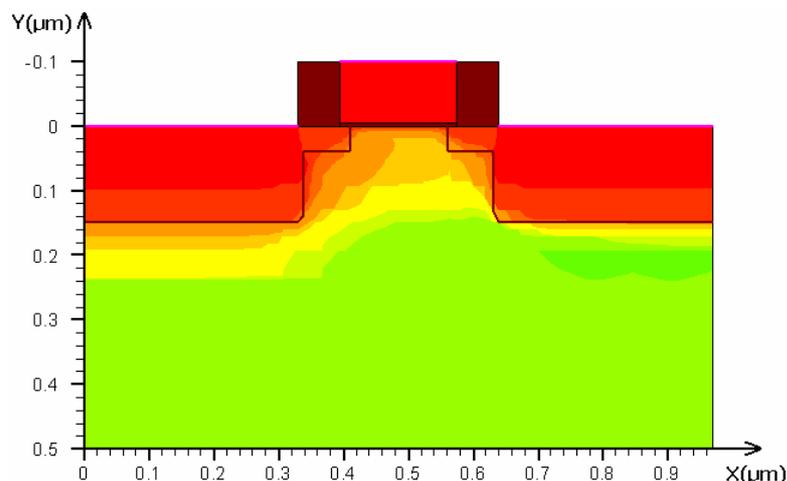


Figure (II.18) : Concentration des électrons dans toute la structure sans application du champ magnétique

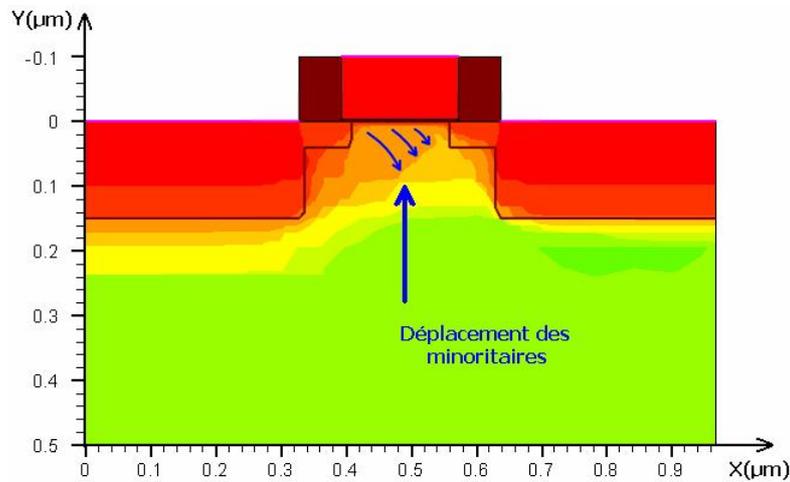


Figure (II.19) : Concentration des électrons dans toute la structure en appliquant un champ magnétique sur le plan (x, y)

#### II.5.4. Tension de seuil correspondante au composant :

Le transistor MOS est placé dans un environnement de champ magnétique appliqué dans le plan (x, y) pour  $V_G = 1.5$  et  $V_D = 1.5$  v . On calcule la tension de hall pour différentes valeurs de l'induction magnétique, les résultats obtenus sont présentés sur la figure (II.20).

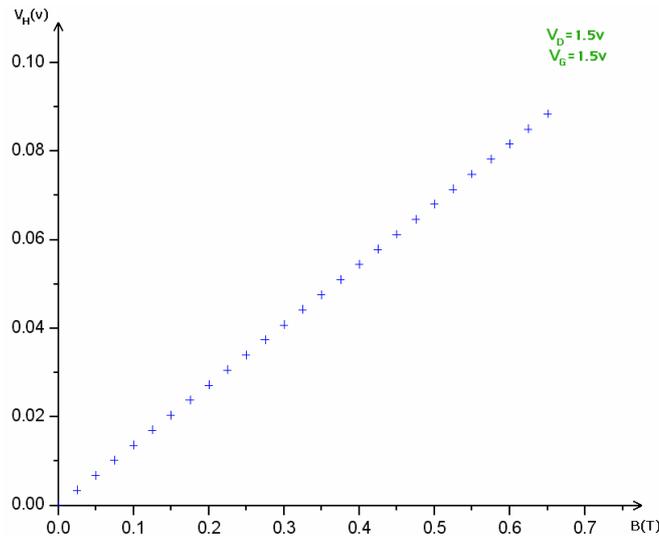


Figure (II.20) : Variation de la tension de HALL en fonction de l'induction magnétique appliquée dans le plan (x, y)

On observe donc un comportement linéaire de la tension de HALL en fonction de l'induction magnétique  $B_z$  (figure (II.20)).

La figure (II.21) représente les variations de la tension de seuil en fonction de l'induction magnétique.

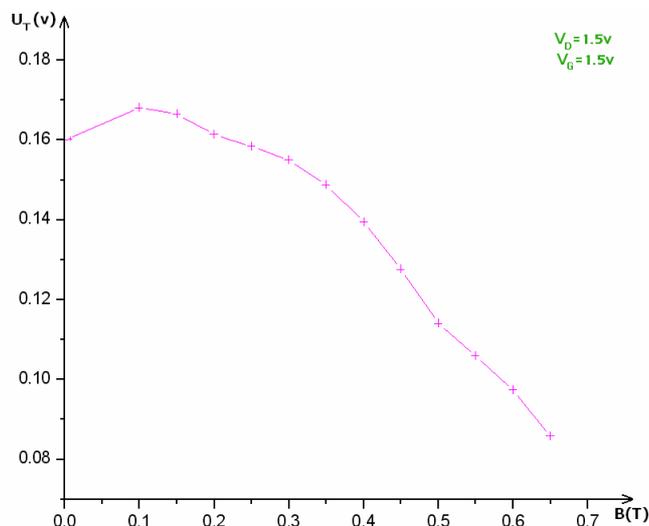


Figure (II.21) : Variation de la tension de seuil en fonction de l'induction magnétique appliqué dans le plan (x, y)

La force de LORENTZ est compensée par la tension de HALL qui est développée verticalement dans le composant. Les porteurs restent en équilibre électrostatique.

Par contre, l'effet du champ  $B_z$  introduit grâce à la tension de HALL, un terme supplémentaire sur la tension de seuil du composant [26] :

$$V_T = 2\phi_{FI} + \frac{1}{C_{ox}} (4eN_a \epsilon_s \phi_{FI})^{1/2} - V_H$$

Ce qui explique bien le résultat présenté sur la figure (II.21).

## II.6. Conclusion:

D'après les résultats obtenus, nous avons constaté que :

- Le degré de la sensibilité évolue avec l'intensité du champ magnétique, Aussi le transistor MOS est beaucoup plus sensible lorsque on applique un champ magnétique suivant la direction Z contrairement aux autres directions.
- La sensibilité du composant au champ magnétique évolue avec la tension de drain et atteint sa valeur maximale pour une tension de grille  $V_{GS} = 0.6V$ .
- La déviation des électrons sous l'effet de la force de LORENTZ réduit le nombre des électrons ce qui explique l'augmentation de la résistance du canal et le déplacement du point de fonctionnement (diminution ou évolution de courant de drain).
- L'effet de la force de LORENTZ engendre une force électromotrice, cette dernière entraîne une augmentions ou diminution de la tension du seuil.

# **Chapitre III**

## ***Développement d'un modèle FDTD***

### III.1. Introduction :

Dans ce chapitre nous allons étudier l'effet d'une impulsion électromagnétique sur un barreau de silicium de type N polarisé avec une tension  $v_d$  en utilisant l'environnement MATLAB. Pour cela, nous utilisons la méthode FDTD (Finite Difference Time Domain) pour discrétiser les deux équations de MAXWELL afin de calculer les valeurs des composantes du champ électromagnétique sur tout les points de la structure. La connaissance des profils de porteurs et du potentiel dans le barreau est déterminée en résolvant le système d'équation de POISSON et de continuité des porteurs. La méthode des différences finies est également retenue pour discrétiser l'espace afin de résoudre le système d'équations obtenu.

### III.2. Méthode des différences finies :

La méthode des différences finies est basée sur la mise en forme approximative d'un opérateur différentiel ou intégral.

Une approche plus généralisée est basée sur l'utilisation des séries de Taylor [26] :

$$f(x_0 + \Delta x) = f(x_0) + \Delta x f'(x_0) + \frac{1}{2!} (\Delta x)^2 f''(x_0) + \frac{1}{3!} (\Delta x)^3 f'''(x_0) + \dots \quad (\text{III.1})$$

et

$$f(x_0 - \Delta x) = f(x_0) - \Delta x f'(x_0) + \frac{1}{2!} (\Delta x)^2 f''(x_0) - \frac{1}{3!} (\Delta x)^3 f'''(x_0) + \dots \quad (\text{III.2})$$

En ajoutant les deux expressions (IV.1) et (IV.2) membre à membre, nous obtenons :

$$f(x_0 + \Delta x) + f(x_0 - \Delta x) = 2f(x_0) + (\Delta x)^2 f''(x_0) + o(\Delta x)^4 \quad (\text{III.3})$$

Où  $o(\Delta x)^4$  représente l'erreur de discrétisation, elle représente un terme négligeable devant les autres.

Alors les opérateurs de dérivée première et deuxième peuvent être exprimés en différences finies selon :

$$f'(x_0) \approx \frac{f(x_0 + \Delta x) - f(x_0 - \Delta x)}{2\Delta x} \quad (\text{III.4})$$

$$f''(x_0) \approx \frac{f(x_0 + \Delta x) - 2f(x_0) + f(x_0 - \Delta x)}{(\Delta x)^2} \quad (\text{III.5})$$

### III.3. Equations de MAXWELL :

J. C. MAXWELL [27] décrit ses équations il y'a de cela environ 130 ans, elle décrivent les phénomènes de l'électromagnétisme et elle sont universelles, en tout cas, jusqu'à présent.

Elles sont même invariantes à travers les transformations de LORENTZ et cela avant l'avènement de la théorie de la relativité.

Initialement, rares étaient les cas où l'on savait leur donner une solution: seuls quelques systèmes simples permettaient d'aboutir à une solution analytique.

Avec l'avènement des techniques numériques et l'ère des ordinateurs puissant, on a pu efficacement appliquer celles-ci à de nombreux systèmes :

Les équations de MAXWELL dans un milieu isotrope sont déterminées par [28]:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = 0 \quad (\text{III.6})$$

$$-\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J} \quad (\text{III.7})$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (\text{III.8})$$

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad (\text{III.9})$$

Où  $\vec{B}$  est l'induction magnétique,  $\vec{E}$  est le champ électrique,  $\vec{D}$  représente le déplacement électrique,  $\vec{H}$  est le champ magnétique,  $\vec{J}$  est la densité de courant,  $\varepsilon$  est la permittivité électrique du milieu,  $\mu$  est la perméabilité magnétique du milieu.

Là où  $J$ ,  $\mu$  et  $\varepsilon$  sont supposés être en fonctions d'espace et de temps.

Dans un système du même rang rectangulaire, les équations (III.6) et (III.7) sont équivalentes au système d'équations suivant, qui sont des équations scalaires [28]:

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{\partial B_x}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \\ -\frac{\partial B_y}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \\ -\frac{\partial B_z}{\partial t} = \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \end{array} \right. \quad (\text{III.10})$$

$$\begin{cases} \frac{\partial D_x}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - J_x \\ \frac{\partial D_y}{\partial t} = \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - J_y \\ \frac{\partial D_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - J_z \end{cases} \quad (\text{III.11})$$

### III.3.1. Réduction à deux dimensions :

Pour illustrer la méthode de résolution, nous considérons un problème de dispersion à deux dimensions. Nous supposons que les composantes du champ ne dépendent pas de  $z$ . En outre, nous considérons des milieux isotropes donc  $\varepsilon$  et  $\mu$  sont constantes et  $J = 0$ . La seule source excitatrice dans ce cas est donc l'onde "incidente". Davantage de simplifications peuvent être obtenues si nous observons le fait que dans les coordonnées cylindriques, nous pouvons décomposer n'importe quel champ électromagnétique en "champs magnétique transverse" et "champs électrique transverse" si  $\varepsilon$  et  $\mu$  sont des constantes. Les deux modes considérés dans ce cas sont caractérisés par [29, 30] :

#### a) Transverse électrique wave (TE) :

$$H_x = H_y = 0, E_z = 0$$

$$-\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (\text{III.12})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} \quad (\text{III.13})$$

$$-\frac{\partial H_z}{\partial x} = \varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} \quad (\text{III.14})$$

#### b) Transverse magnétique wave (TM) :

$$E_x = E_y = 0, H_z = 0$$

$$\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (\text{III.15})$$

$$\mu \frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (\text{III.16})$$

$$\mu \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (\text{III.17})$$

### III.3.2. Discrétisation des équations de l'onde TM :

Nous présentons dans ce paragraphe la discrétisation relative à une onde TM. Les structures considérées sont en général de dimensions plus petites que celles de la longueur de l'onde incidente [30].

Pour la discrétisation des équations de l'onde TM nous avons opté pour la méthode de LEAP-FROG qui est basée sur un décalage d'un demi pas entre les composantes du champ magnétique et électrique pour la dérivée spatiale et la dérivée temporelle.

Le champ EM doit donc être discrétisé dans l'espace et le temps. Soit  $\delta$  le pas spatial et  $\Delta t$  le pas temporel de discrétisation. Le champ électrique sera évalué aux instants  $n.\Delta t$ .

Le champ magnétique, quand à lui sera évalué aux instants  $(n+1/2).\Delta t$  avec  $n$  entier (Figure (III.1.b)). Ceci est dû au déphasage existant entre les 2 champs.

De la même manière les discrétisations spatiales des composantes du champ électrique et magnétique seront décalées de  $\delta/2$  (Figure (III.1.a)).

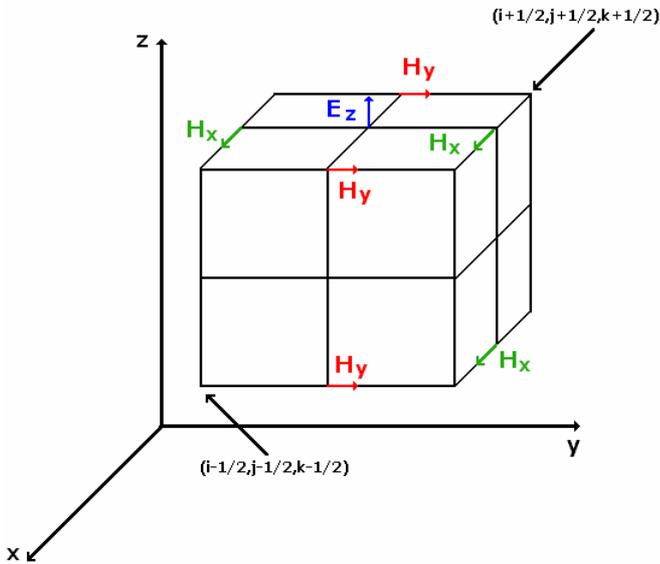


Figure (III.1.a) : Discrétisation spatiale [29]

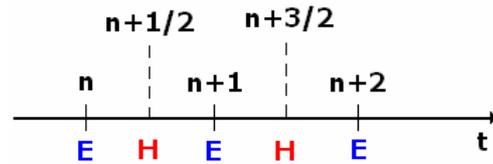


Figure (III.1.b) : Discrétisation temporelle [29]

Nous pouvons ainsi obtenir la discrétisation des équations considérées pour l'onde TM (annexe B). La méthode de discrétisation spatiale retenue est celle des différences finies [28].

$$E_z^{n+1}(i, j) = E_z^n(i, j) + Z \frac{\Delta \tau}{\Delta x} \left[ H_y^{n+1/2}(i+1/2, j) - H_y^{n+1/2}(i-1/2, j) \right] - Z \frac{\Delta \tau}{\Delta y} \left[ H_x^{n+1/2}(i, j+1/2) - H_x^{n+1/2}(i, j-1/2) \right] \quad (\text{III.18})$$

$$H_x^{n+1/2}(i, j+1/2) = H_x^{n-1/2}(i, j+1/2) - \frac{1}{Z} \frac{\Delta \tau}{\Delta y} \left[ E_z^n(i, j+1) - E_z^n(i, j) \right] \quad (\text{III.19})$$

$$H_y^{n+1/2}(i+1/2, j) = H_y^{n-1/2}(i+1/2, j) - \frac{1}{Z} \frac{\Delta\tau}{\Delta x} [E_z^n(i+1, j) - E_z^n(i, j)] \quad (\text{III.20})$$

### III.3.4. Conditions de stabilité et dispersion numérique:

Le premier problème à régler pour éviter l'instabilité numérique est le fait qu'en une itération temporelle, un point quelconque d'une onde ne doit pas pouvoir traverser plus d'une cellule FDTD. En effet, l'algorithme ne peut propager l'onde que d'un nœud vers un nœud adjacent. Le pas d'échantillonnage temporel devra donc être choisis suffisamment petit pour éviter cette erreur. Le critère suivant a été démontré (critère de stabilité de Courant - Friedrichslewy) [31].

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \quad (\text{III.21})$$

$\Delta x, \Delta y, \Delta z$  représentent les pas de discrétisations de l'espace de modélisation.

$c$  la vitesse de propagation d'une onde plane dans le milieu

$\Delta t$  le pas d'échantillonnage temporel.

### III.3.5. Structure étudiée :

Notre structure ou dispositif est constituée d'un barreau de silicium dopé N avec des contacts ohmiques porté à des potentiels 0V et  $V_D$ , placé dans un repère orienté x, y, z selon la figure ci-dessous, pour des considérations de programmation à laide du logiciel MATLAB (les valeurs externes des matrice doivent être finies) et pour éviter les réflexions et les interférences, on délimite le barreau du silicium par une zone fictive constituée par de l'air entourant tout le barreau comme cela est illustré par le schématique de la figure (III.2).

Le maillage du barreau du silicium et de la zone fictive est à pas régulier tel que  $\Delta x = \Delta y = 1 \mu m$ .

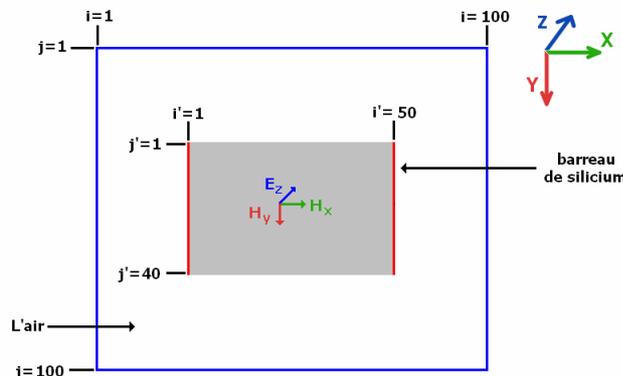


Figure (III.2) : Structure étudiée

### III.3.6. L'excitation :

Pour que l'algorithme fonctionne, il est nécessaire d'exciter électromagnétiquement la structure à étudier. On envoie dans la structure une impulsion de courte durée au milieu du dispositif, appliquée dans la direction z du champ électrique ( $E_z$ ) de type (differential Gaussian pulse) [32]. Le choix de la forme de l'impulsion a été guidé par :

$$F(t) = E_0 \cdot \frac{t-t_0}{\tau} \cdot \exp\left(-\left(\frac{n \cdot \Delta t - t_0}{\tau}\right)^2\right) \quad (\text{III.22})$$

Où :

$n$  est le nombre d'itérations.

$\Delta t$  est le pas temporel.

$t_0$  désigne le retard par rapport à l'instant  $t = 0$ .

$\tau$  est proportionnelle à la largeur à mi-hauteur de la gaussienne.

Nous avons considéré dans nos simulations les valeurs suivantes :

$$\Delta t = 2.3115 \cdot 10^{-15} \text{ s}$$

$$E_0 = 2 \text{ v/m}$$

$$t_0 = 1.0612 \cdot 10^{-13} \text{ s}$$

$$\tau = 0.2653 \cdot 10^{-14} \text{ s}$$

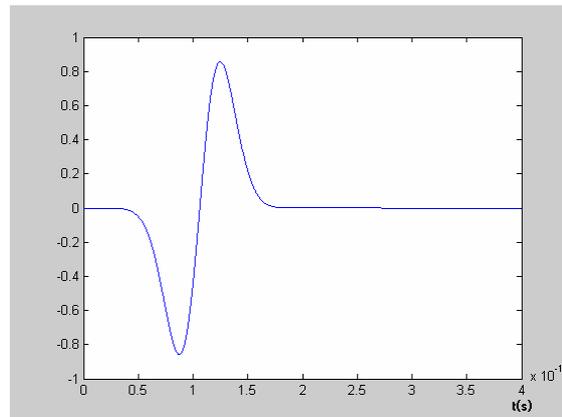


Figure (III.3) : Impulsion appliquée

### III.3.7. Chronologie du calcul des composantes des champs magnétiques et électriques :

Elle permet d'éviter le stockage des anciennes valeurs du champ (Figure (III.4)). En raison de limitations, tant en puissance de calcul qu'en capacité mémoire, on préfère souvent travailler en 2D [33].

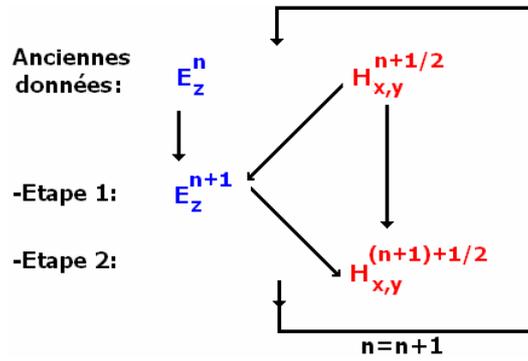


Figure (III.4) : Chronologie du calcul des composantes du champ [33]

### III.4. Résultats obtenus :

Les simulations effectuées nous ont permis d'aboutir à des résultats assez réalistes.

Nous commençons par présenter d'abord la propagation de la composante du champ électrique  $E_z$  dans la structure considérée.

Dans un second temps, nous nous intéresserons aux résultats relatifs à cette propagation dans une structure polarisée (couplage des équations de Maxwell et EM).

#### III.4.1. Propagation du champ électrique :

En mode TM, la seule composante du champ électrique considérée est  $E_z$ .

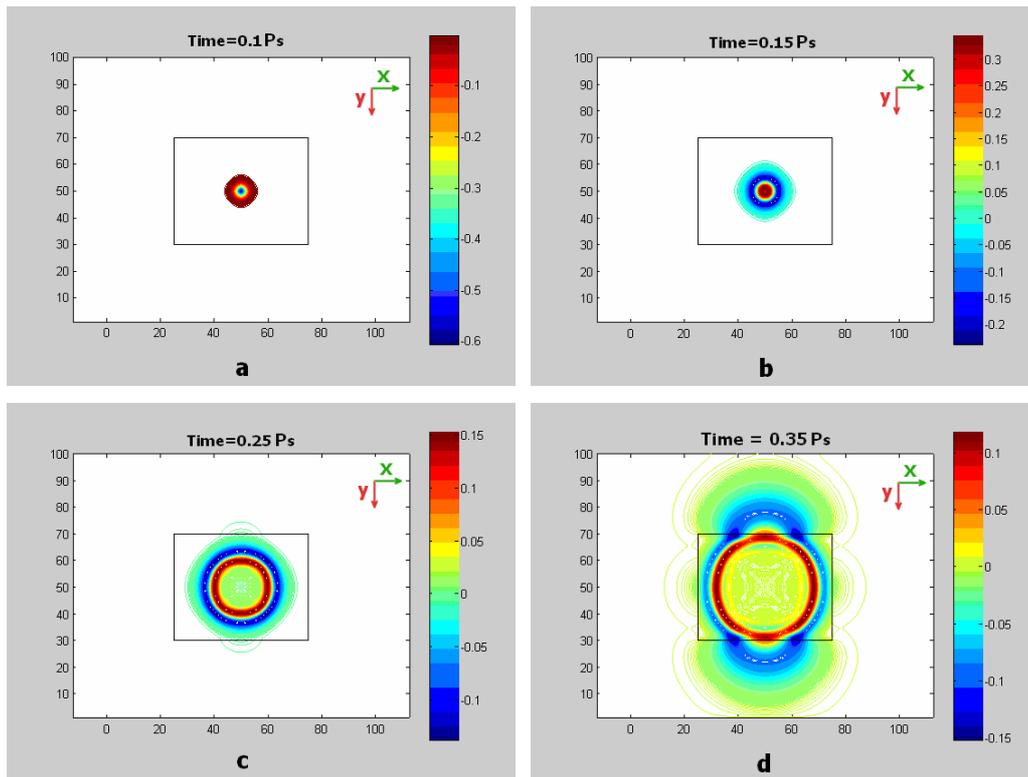


Figure (III.5) : Expansion de la composante  $E_z$  dans la structure en fonction du temps

Quant à la propagation des celle du champ magnétique  $H_x$  et  $H_y$ , elle sont représentés par les figures ci-après :

La figure (III.6) représente l'évolution de celle-ci en temps réel sur le barreau semi-conducteur considéré.

Les figures (III.6) a, b et c représentent la propagation de l'impulsion dans le S/C. sur la figure d, on observe la propagation de celle-ci dans l'air. La direction Y est privilégiée par rapport à X à cause des dimensions du barreau, l'onde arrive en premier aux frontière (Y) de celle-ci.

### III.4.2.Propagation du champ magnétique :

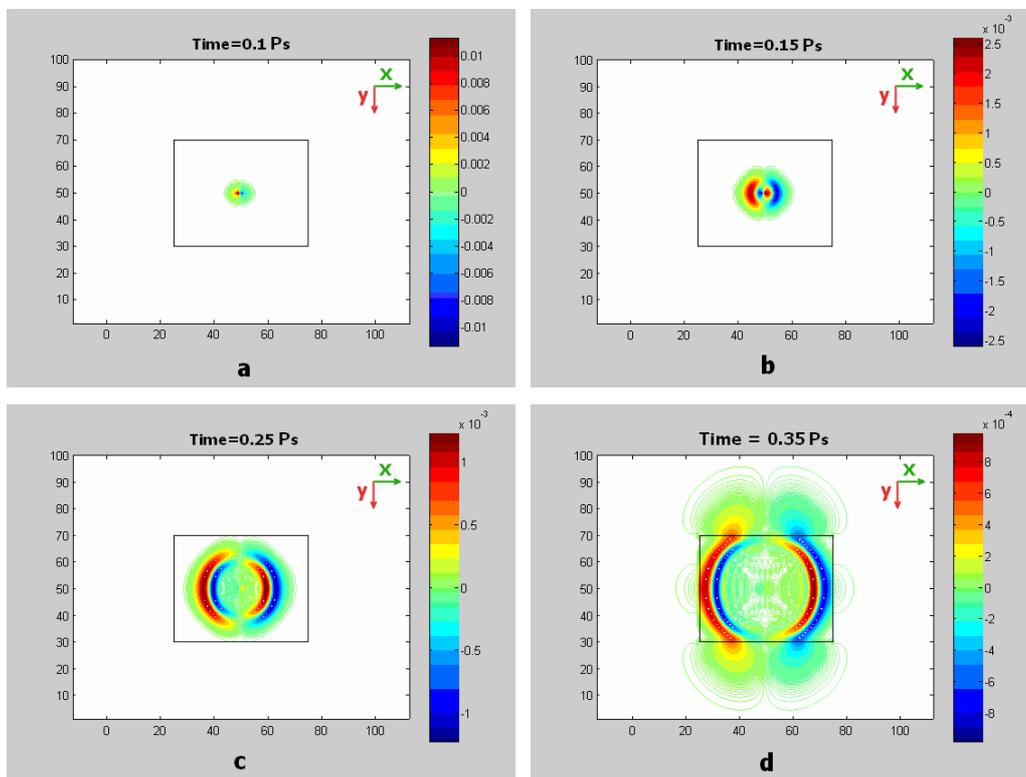


Figure (III.6) : Expansion de la composante  $H_x$  dans la structure en fonction du temps

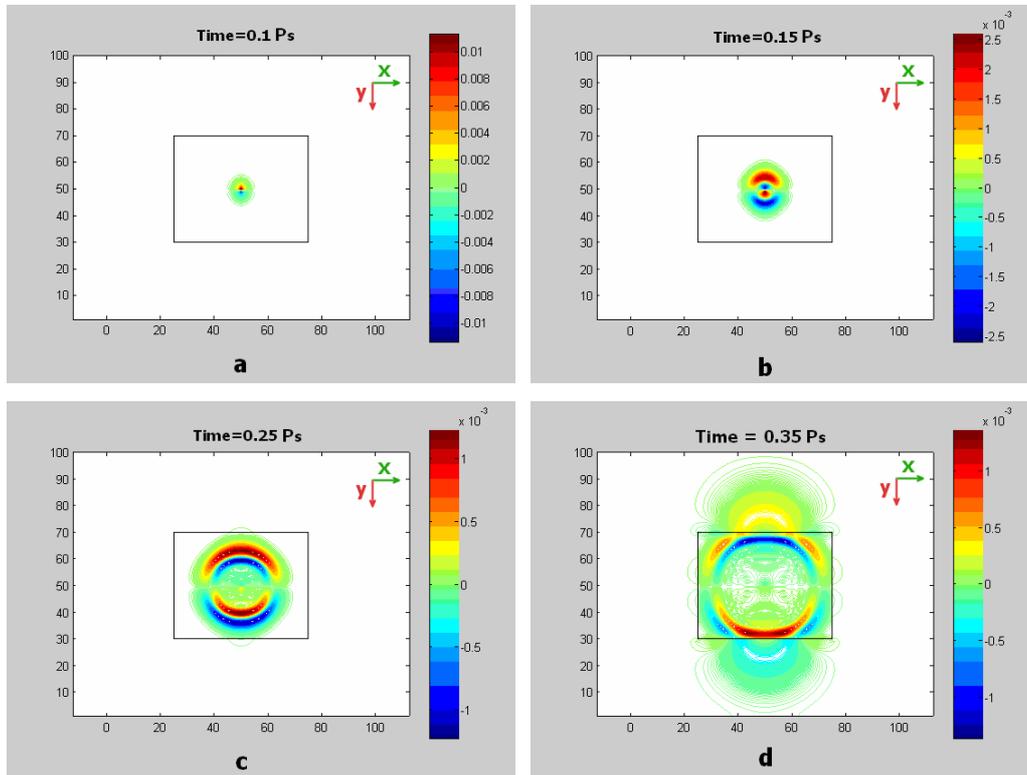


Figure (III.7) : Expansion de la composante  $H_y$  dans la structure en fonction du temps

Les figures (III.7) et (III.8) montrent l'évolution du champ magnétique en mode TM dans la structure considérée.

Les mêmes constatations observées sur le champ électrique sont observées dans ce cas également.

### III.5. Résolution des équations de POISSON et de continuité des porteurs :

En réalité le barreau semi-conducteur est polarisé, donc il est intéressant de connaître, au préalable, la cartographie de la distribution du potentiel et de la densité des porteurs. Pour cela, il est nécessaire de résoudre les équations de POISSON et continuité des porteurs.

Le barreau du semi-conducteur est de type N, alors on écrit l'équation de POISSON Sous cette forme (nous négligeons les trous devant les électrons):

$$\nabla^2 \phi = \frac{q}{\epsilon_{sc}} (N_D - n) \quad (\text{III.23})$$

Où  $\phi$  est le potentiel

$$N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

$N_D$  : la concentration en atomes donneurs.

$n$  : la densité des porteurs (électrons) libres

$\varepsilon_{sc}$  : la permittivité du semi-conducteur

Dans notre étude nous supposons que la génération et la recombinaison des électrons trous sont nulles.

Alors L'équation de continuité des électrons s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \text{Div} \frac{\vec{j}_n}{q} = 0 \quad (\text{III.24})$$

$$\text{Où } \vec{j}_n = q(-n \mu_n \nabla \Phi_n + D_n \vec{\nabla} n)$$

$D_n$  : constante de diffusion des électrons

$\mu_n$  : mobilité des électrons

Afin de résoudre ces deux équations de transport nous allons les discrétiser pour avoir un système implicite à résoudre de la forme  $A.X = b$

### III.5.1. Equation de POISSON :

La discrétisation de l'équation de POISSON par la méthode des différences finis (cf. Annexes B)

Alors selon (III.5), l'équation (III.23) s'écrit sous la forme suivante (annexe B) :

$$\phi_{i+1,j} + \phi_{i-1,j} + \phi_{i,j+1} + \phi_{i,j-1} - 4\phi_{i,j} = \frac{h^2 q}{\varepsilon_{sc}} (N_D - n_{i,j}) \quad (\text{III.25})$$

### III.5.2. Equation de continuité des électrons :

$$\nabla(n \nabla \phi - \frac{D_n}{\mu_n} \nabla n) = 0 \quad (\text{III.26})$$

En utilisant (III.4) et (III.5), La discrétisation de cette équation donne (annexe B) :

$$(a - 4cst)n_{i+1,j} - (a + 4cst)n_{i-1,j} + (b - 4cst)n_{i,j-1} - (b + 4cst)n_{i,j+1} + (c + 4cst)n_{i,j} = 0 \quad (\text{III.25})$$

Où :

$$a = \frac{1}{4} (\phi_{i+1,j} + \phi_{i+1,j})$$

$$b = \frac{1}{4} (\phi_{i,j-1} - \phi_{i,j+1})$$

$$c = \phi_{i,j-1} + \phi_{i,j+1} + \phi_{i,j-1} + \phi_{i,j+1} - 4\phi_{i,j}$$

$cst$  représente la grandeur  $\frac{D_n}{\mu_n}$

### III.5.3. conditions aux limites :

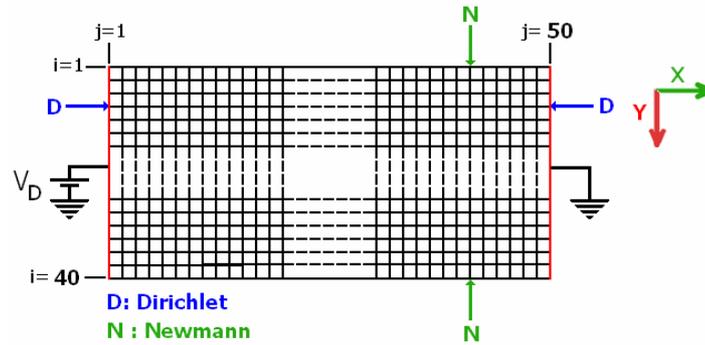


Figure (III.8) : Maillage et condition aux limites

Nous avons considéré un maillage constant sur toute la structure tel que  $\Delta x = \Delta y = h = 1\mu m$ .

Les conditions de limites sont de deux types :

a) Condition de Dirichlet :

Ce sont les conditions à appliquer sur des contacts ohmiques

Le potentiel le long de ces limites est donné par :  $\phi_{i,j} = V_D + U_T \ln\left(\frac{N_D}{n_i}\right)$

$V_D = 3v$  étant le potentiel appliqué.

Où  $U_T = 0.026v$

$n_i$  représente la concentration intrinsèque qui est égale  $10^{10} cm^{-3}$

Concernant les porteurs libres pour un contact ohmique on a  $n_{i,j} = N_D$

Où  $N_D = 10^{18} cm^{-3}$ .

b) Condition de Newman :

Ces conditions sont relatives à tous les autres types de frontières.

La considération des lignes de champ perpendiculaire à la structure permet d'écrire que la dérivée selon la normale est nulle.

Nous écrivons alors :

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = 0 \Rightarrow \phi_{i,j+1} = \phi_{i,j-1}$$

$$\frac{\partial n}{\partial y} = 0 \Rightarrow n_{i,j+1} = n_{i,j-1}$$

### III.5.4 Organigramme de calcul :

Les deux équations précédentes (III.23) et (III.25) sont couplées (dépendent de  $n$  et  $\phi$ ).

Nous avons choisit alors une méthode itérative pour résoudre ce problème (voir l'organigramme ci-dessous).

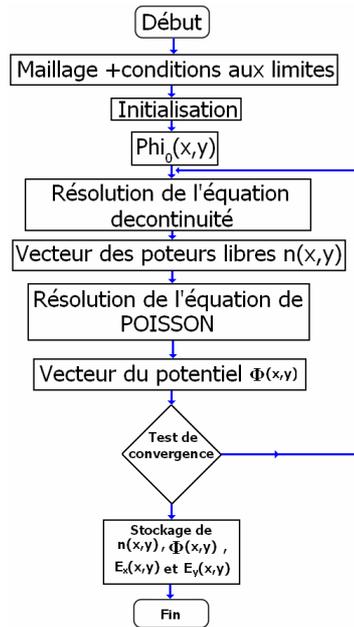


Figure (III.9) : Résolution des équations de POISSON et continuité des porteurs

**III.5.5. Résultats obtenus :**

Nous allons maintenant présenter les résultats portant sur la variation du potentiel électrostatique et la densité des électrons en absence d'une excitation par une onde électromagnétique.

En utilisant la formule  $\vec{E} = -\overrightarrow{grad}(\phi)$ , nous avons obtenu la variation des deux composantes du champ électrique  $E_x, E_y$  dans les mêmes conditions :

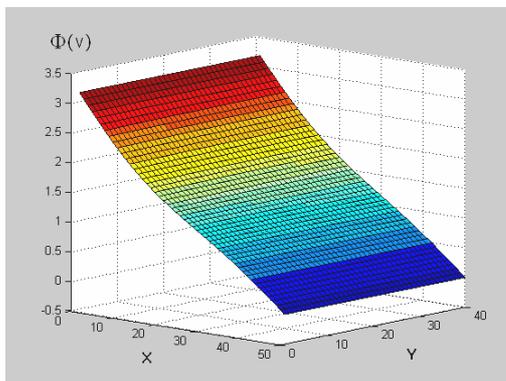


Figure (III.10) : Le potentiel dans le plan (xy)

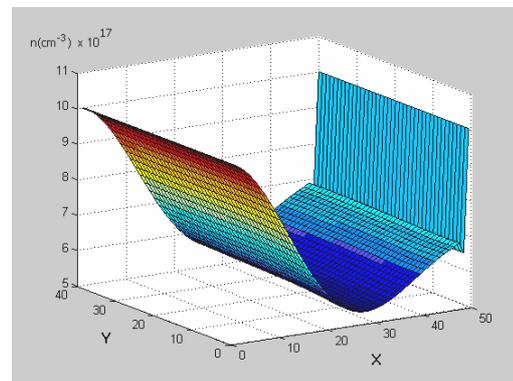


Figure (III.11) : Densité des électrons dans le plan (xy)

Nous représentons dans la figure III.10, l'évolution du potentiel sur toute la structure en fonction du maillage.

La figure III.11, quand elle permet de voir le transport des électrons dans le barreau. Le barreau étant de type N et polarisé sous 3Volts, un régime d'accumulation de porteurs en surface s'installe et on a formation d'une jonction de type N+/N (fig. III-11). Il ya alors une lèdère décroissance de la densité de porteurs en allant de la surface du barreau vers le substrat.

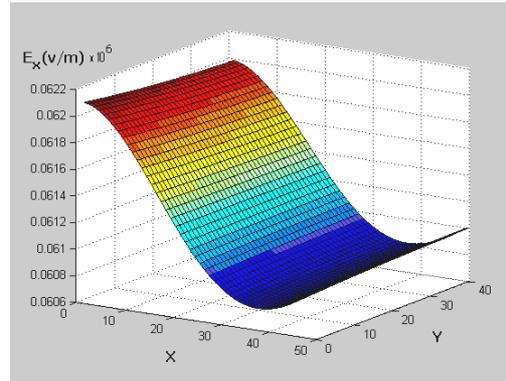


Figure (III.12) : Le champ électrique  $E_x$  sur le plan  $(xy)$

Il était intéressant pour nous d'aboutir à la cartographie du champ électrique (figure III.12) afin d'étudier l'effet d'une onde électromagnétique sur celui-ci.

Les figures citées montrent que la polarisation  $V_D$  influe sur la variation du champ  $E_x$ .

Le champ  $E_y$  est très faible devant  $E_x$  et pratiquement constant.

### III.6. Couplage des deux modèle :

Le concept clef du couplage entre le modèle DDM et le modèle EM est l'interaction entre les valeurs du champ électromagnétique  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  et les valeurs de l'élément localisé U (potentiel de la cellule) et  $I_{DC}$  (courant due aux porteurs libres) (figure (III.14)).

Les éléments localisés peuvent être pris en compte en considérant la densité de courant de l'élément localisé  $J_{tot}$  [21]

$$\nabla \wedge \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \vec{J}_{tot}(\vec{E}) \quad (\text{III.26})$$

Où la conductivité électrique est incorporée dans  $\vec{J}_{tot}$ . Cela mène à un échelonnement différent du temps pour la valeur du champ électrique à l'emplacement de l'élément.

La distribution des composantes du champ électromagnétique dans le domaine temporel s'écrit sous la forme suivante [34] :

$$\nabla \wedge \vec{H} = \nabla \wedge \vec{H}^{AC} + \vec{J}^{DC} \quad (\text{III.27})$$

$$\text{Où : } \vec{J}_{DC} = \sigma \vec{E}$$

Alors :

$$\varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \vec{J}^{tot} = \nabla \wedge \vec{H}^{AC} + \vec{J}^{DC} \quad (\text{III.28})$$

Les composantes du champ magnétique sont toutes prises aux instants  $(n+1/2).\Delta t$  pour les éléments linéaires.

La relation  $\vec{J}^{tot\ n+1/2}(E_z)$  peut être évaluée à l'instant  $(n+1/2).\Delta t$  par une semi implicite approximation :

$$\vec{J}^{n+1/2} = \vec{J} \left( \frac{1}{2} [E_z^{n+1} + E_z^n] \right)$$

Nous supposons que  $I_H = S.(\nabla \wedge H^{AC}) + I^{DC}$

Tel que S représente la surface de l'élément A

Alors on peut écrire l'équation (III.28) sous la forme :

$$I_H = C \frac{dU}{dt} + I_{tot}(U) \quad (\text{III.29})$$

Où  $I_H$  représente le courant passant à travers la cellule, C est la capacité de la cellule et U la différence de potentiel à travers la cellule :

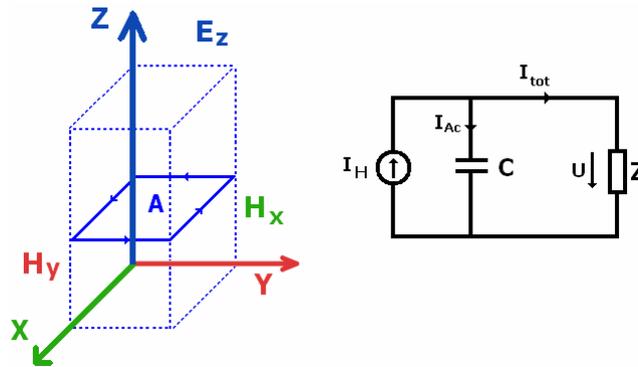


Figure (III.14) : Couplage de la cellule FDTD et circuit équivalent

Cependant, dans le couplage des équations (qui ne représente qu'une première approche), nous avons simplifié le concept en considérant que l'onde EM n'influe pas sur la densité de porteurs qui est figée par rapport à la polarisation considérée. Ceci, bien sûr, constitue une simplification du problème. En toute rigueur, il faut considérer, dans le modèle DDM, les variations temporelles de la densité de porteurs.

### III.6.1. Résultats obtenus :

Nous allons maintenant présenter la densité de courant le long du barreau en temps réel mais après l'envoi de l'onde électromagnétique. La valeur max de 4000 A/m<sup>2</sup> correspond à une valeur du courant de 1μA.

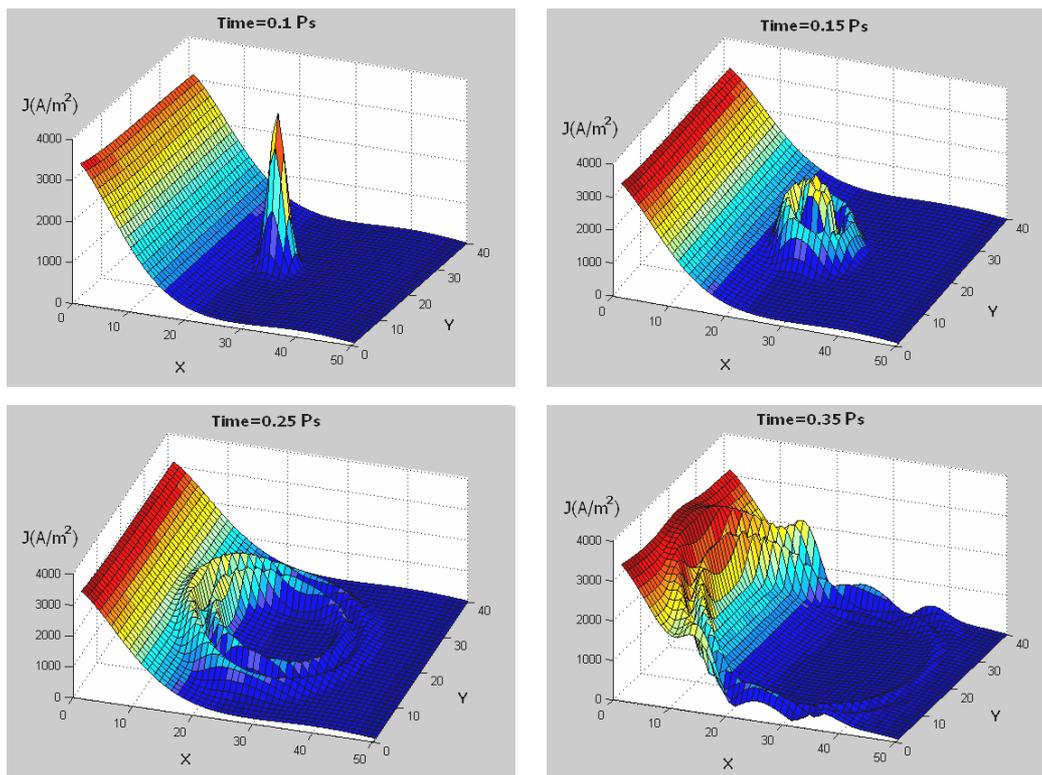


Figure (III.16) : Effet de l'impulsion EM sur la distribution de la densité de courant en temps réel

Les figures ci-dessus représentent l'influence de l'onde électromagnétique sur la densité de courant en temps réel.

On observe que l'influence de la composante du champ électrique  $E_z$  est près dominante.

### III.7. Conclusion :

Dans cette dernière partie, nous avons appliqué notre outil de modélisation FDTD à un barreau du silicium polarisé.

La résolution des équations de MAXWELL a été faite par la méthode de LEAP-FROG qui est basée sur la supposition des champs magnétique et électrique. Ceux-ci sont séparés par un demi-pas dans l'espace et dans le temps.

Afin de résoudre les deux équations de transport nous avons les discrétiser pour avoir un système implicite.

Ce travail a permis d'observer l'évolution d'une impulsion électromagnétique en temps réel dans un barreau de silicium préalablement polarisé.

# *Conclusion Générale*

## **Conclusion Générale**

Cette étude portait sur l'effet d'un champ magnétique fixe sur les caractéristiques électriques d'un transistor MOS. Nous nous sommes particulièrement intéressé à l'étude des porteurs minoritaires (les électrons) dans le canal en appliquant un champ magnétique constant en régime d'inversion.

Notre approche du problème a débuté par une étude théorique concernant le transport électrique en cas de présence et d'absence du champ magnétique ainsi que l'influence de ce dernier sur les propriétés électriques. Nous avons pu aboutir aussi à l'obtention d'un modèle qui tient en compte de tous les effets induits par un champ magnétique tel que l'effet Hall et la magnéto-résistance....

Des simulations électrique ont aussi été effectuées en utilisant le logiciel ISE-TCAD nous avons aussi pu mettre en évidence les principaux résultats suivants :

Notre souci a été ensuite de généraliser notre étude afin d'observer l'effet d'une onde électromagnétique sur le comportement électrique de composant semi-conducteur.

Nous avons commencé par nous intéresser à un barreau semi-conducteur de type N.

Pour cela, nous nous sommes intéressons donc, à résoudre numériquement les équations de MAXWELL couplées avec le modèle DDM (le couple POISSON et continuité des porteurs).

La méthode de discrétisation retenue est celle des différences finies en temps discret (FDTD).

Le mode de propagation considéré a été le mode TM.

Les premiers résultats présentés sont relatifs à la discrétisation de couple POISSON et continuité des porteurs de tel manière obtenir un système implicite.

Ceci a permis d'avoir les variations des densités de porteurs dans le barreau considéré et la cartographie du champ électrique correspondant.

D'autre part une résolution des équations de MAXWELL, en considérant la cellule de YEE, a permis d'observer la propagation d'une onde EM dans un barreau S/C non polarisé.

Afin de considérer le couplage des deux modèles (EM et DDM) des codes de calcul ont été générés en se basant sur la méthode FDTD.

Les premiers résultats ont permis d'observer la propagation d'une onde EM sur un barreau polarisé.

Notons que ceci reste une première approche et ouvre des perspectives de travaux intéressants quand à l'étude de la propagation EM sur des composants S/C. En effet, il faudra :

- 1) Développement de l'algorithme de résolution du problème discret par la méthode de NEWTON RAPHSON sur un transistor MOS et prend en compte tous les paramètres.
- 2) Le couplage fait entre le couple (POISSON /continuité des porteurs) et les équation de MAXWELL a été fait selon une première approche.

Elle consistait à considérer la cartographie du champ électrique  $\vec{E}$  et des densités de porteurs figés avec la polarisation considérée.

En réalité, l'onde EM agit sur ces deux paramètres et il faut en tenir compte en considérant les variations temporelles de ces deux paramètres.

Les principaux éléments qui ressortent de ce travail sont les suivants:

- Le degré de la sensibilité évolue avec l'intensité du champ magnétique, Aussi le transistor MOS est beaucoup plus sensible lorsque on applique un champ magnétique suivant la direction Z.
- La sensibilité du composant au champ magnétique évolue avec la tension de drain et atteint sa valeur maximale pour une tension de grille  $V_{GS} = 0.6V$  .
- La déviation des électrons sous l'effet de la force de LORENTZ réduit le nombre des électrons ce qui explique l'augmentation de la résistance du canal et le déplacement du point de fonctionnement.
- L'effet de la force de LORENTZ engendre une force électromotrice, cette dernière varie la valeur (augmente ou diminue) de la tension du seuil.

## Annexe A

$$\vec{J}_{(n,p)}^B = -\sigma_{(n,p)} \vec{\nabla} \phi - \sigma_{(n,p)} \frac{1}{1 + (\mu_H B)^2} \left[ \mu_H \vec{B} \wedge \vec{\nabla} \phi + \mu_H \vec{B} \wedge (\mu_H \vec{B} \wedge \vec{\nabla} \phi) \right]$$

On a :

$$\vec{\nabla} \phi = \begin{pmatrix} \frac{\partial \phi}{\partial x} \\ \frac{\partial \phi}{\partial y} \\ \frac{\partial \phi}{\partial z} \end{pmatrix} = -\vec{E} \quad \text{et} \quad \vec{B} \wedge \vec{\nabla} \phi = \begin{pmatrix} (B_y \frac{\partial \phi}{\partial z} - B_z \frac{\partial \phi}{\partial y}) \\ (B_z \frac{\partial \phi}{\partial x} - B_x \frac{\partial \phi}{\partial z}) \\ (B_x \frac{\partial \phi}{\partial y} - B_y \frac{\partial \phi}{\partial x}) \end{pmatrix}$$

Alors :

$$\vec{B} \wedge \vec{B} \wedge \vec{\nabla} \phi = \begin{pmatrix} B_y (B_x \frac{\partial \phi}{\partial y} - B_y \frac{\partial \phi}{\partial x}) - B_z (B_z \frac{\partial \phi}{\partial x} - B_x \frac{\partial \phi}{\partial z}) \\ B_z (B_y \frac{\partial \phi}{\partial z} - B_z \frac{\partial \phi}{\partial y}) - B_x (B_x \frac{\partial \phi}{\partial y} - B_y \frac{\partial \phi}{\partial x}) \\ B_x (B_z \frac{\partial \phi}{\partial x} - B_x \frac{\partial \phi}{\partial z}) - B_y (B_y \frac{\partial \phi}{\partial z} - B_z \frac{\partial \phi}{\partial y}) \end{pmatrix}$$

Par substitution obtient les trois composantes de la densité de courants suivantes :

$$J_{(n,p)X}^B = \sigma_{(n,p)} E_X + \frac{\sigma_{(n,p)} \mu_H}{1 + (\mu_H B_X)^2} \left[ (B_Y E_Z - B_Z E_Y) + \mu_H (B_Y (B_X E_Y - B_Y E_X) - B_Z (E_X B_Z - B_X E_Z)) \right]$$

$$J_{(n,p)Y}^B = \sigma_{(n,p)} E_Y + \frac{\sigma_{(n,p)} \mu_H}{1 + (\mu_H B_Y)^2} \left[ (B_Z E_X - B_X E_Z) + \mu_H (B_Z (B_Y E_Z - B_Z E_Y) - B_X (E_Y B_X - B_Y E_X)) \right]$$

$$J_{(n,p)Z}^B = \sigma_{(n,p)} E_Z + \frac{\sigma_{(n,p)} \mu_H}{1 + (\mu_H B_Z)^2} \left[ (B_X E_Y - B_Y E_X) + \mu_H (B_X (B_Z E_X - B_X E_Z) - B_Y (E_Z B_Y - B_Z E_Y)) \right]$$

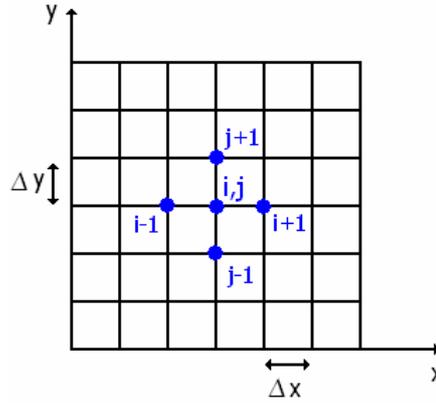
Alors dans le cas où  $B_x = B_y = 0$  et  $E_z = 0$  on a :

$$\begin{cases} J_{(n,p)X}^B = -\sigma_{(n,p)} \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\sigma_{(n,p)} \mu_H}{1 + (\mu_H B_X)^2} \left[ B_Z \frac{\partial \phi}{\partial y} + \mu_H B_Z \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} B_Z \right) \right] \\ J_{(n,p)Y}^B = -\sigma_{(n,p)} \frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{\sigma_{(n,p)} \mu_H}{1 + (\mu_H B_Y)^2} \left[ -\left( B_Z \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \mu_H B_Z \left( B_Z \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) \right] \\ J_{(n,p)Z}^B = 0 \end{cases}$$

## Annexe B

En appliquant les différences finies centrées (voir figure ci-dessous) sur l'équation de POISSON

$$\nabla^2 \phi = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = \frac{q}{\epsilon_{sc}} (N_D - n)$$



Alors :

$$\frac{\phi_{i+1,j} + \phi_{i-1,j} - 2\phi_{i,j}}{(\Delta x)^2} + \frac{\phi_{i,j+1} + \phi_{i,j-1} - 2\phi_{i,j}}{(\Delta y)^2} = \frac{q}{\epsilon_{sc}} (N_D - n_{i,j})$$

Pour  $\Delta x = \Delta y = h$  :

$$\phi_{i+1,j} + \phi_{i-1,j} + \phi_{i,j+1} + \phi_{i,j-1} - 4\phi_{i,j} = \frac{h^2 q}{\epsilon_{sc}} (N_D - n_{i,j})$$

Concernant l'équation de continuité on a :

$$\nabla(n\nabla\phi - \frac{D_n}{\mu_n} \nabla n) = 0$$

Alors :

$$\nabla n \nabla \phi + n \nabla^2 \phi - \frac{D_n}{\mu_n} \nabla^2 n = 0$$

En appliquant les différences finies centrées sur l'équation de continuité :

$$\left( \frac{n_{i+1,j} - n_{i-1,j}}{2h} \cdot \frac{\phi_{i+1,j} - \phi_{i-1,j}}{2h} \right) + \left( \frac{n_{i,j+1} - n_{i,j-1}}{2h} \cdot \frac{\phi_{i,j+1} - \phi_{i,j-1}}{2h} \right) + n_{i,j} \left( \frac{\phi_{i+1,j} + \phi_{i-1,j} + \phi_{i,j+1} + \phi_{i,j-1} - 4\phi_{i,j}}{h^2} \right) - \frac{D_n}{\mu_n} \left( \frac{n_{i+1,j} + n_{i-1,j} + n_{i,j+1} + n_{i,j-1} - 4n_{i,j}}{h^2} \right)$$

Alors :

$$\frac{1}{4h^2} [(n_{i+1,j} - n_{i-1,j})(\phi_{i+1,j} - \phi_{i-1,j}) + (n_{i,j+1} - n_{i,j-1})(\phi_{i,j+1} - \phi_{i,j-1})] + \frac{1}{h^2} n_{i,j} (\phi_{i+1,j} + \phi_{i-1,j} + \phi_{i,j+1} + \phi_{i,j-1} - 4\phi_{i,j}) - \frac{1}{h^2} \frac{D_n}{\mu_n} (n_{i+1,j} + n_{i-1,j} + n_{i,j+1} + n_{i,j-1} - 4n_{i,j}) = 0$$

On pose :

$$a = \frac{1}{4} (\phi_{i+1,j} + \phi_{i-1,j})$$

$$b = \frac{1}{4} (\phi_{i,j-1} - \phi_{i,j+1})$$

$$c = \phi_{i,j-1} + \phi_{i,j+1} + \phi_{i,j-1} + \phi_{i,j+1} - 4\phi_{i,j}$$

$$cst = \frac{D_n}{\mu_n}$$

On aura finalement :

$$(a - 4cst)n_{i+1,j} - (a + 4cst)n_{i-1,j} + (b - 4cst)n_{i,j-1} - (b + 4cst)n_{i,j+1} + (c + 4cst)n_{i,j} = 0 \quad (\text{III.25})$$

Concernant les équations de MAXWELL on discrétise sur l'espace et sur le temps :

$$\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}$$

On applique les différences finis en temps discret on trouve :

$$\varepsilon \frac{E_z^{n+1}(i,j) - E_z^n(i,j)}{\Delta t} = \frac{H_y^{n+1/2}(i+1/2,j) - H_y^{n+1/2}(i-1/2,j)}{\Delta x} - \frac{H_x^{n+1/2}(i,j+1/2) - H_x^{n+1/2}(i,j-1/2)}{\Delta y}$$

Alors :

$$E_z^{n+1}(i,j) - E_z^n(i,j) = \frac{\Delta t}{\Delta x \varepsilon} [H_y^{n+1/2}(i+1/2,j) - H_y^{n+1/2}(i-1/2,j)] - \frac{\Delta t}{\Delta y \varepsilon} [H_x^{n+1/2}(i,j+1/2) - H_x^{n+1/2}(i,j-1/2)]$$

On pose que  $\Delta \tau = \sqrt{\frac{1}{\mu \varepsilon}} \Delta t$  et  $Z = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$  on aura :

$$E_z^{n+1}(i,j) = E_z^n(i,j) + Z \frac{\Delta \tau}{\Delta x} [H_y^{n+1/2}(i+1/2,j) - H_y^{n+1/2}(i-1/2,j)] - Z \frac{\Delta \tau}{\Delta y} [H_x^{n+1/2}(i,j+1/2) - H_x^{n+1/2}(i,j-1/2)]$$

Pour la deuxième composante on a :

$$\mu \frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{\partial E_z}{\partial y}$$

$$\frac{H_x^{n+1/2}(i, j+1/2) - H_x^{n-1/2}(i, j+1/2)}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu \Delta y} [E_z^n(i, j+1) - E_z^n(i, j)]$$

Soit :

$$H_x^{n+1/2}(i, j+1/2) = H_x^{n-1/2}(i, j+1/2) - \frac{1}{Z} \frac{\Delta \tau}{\Delta y} [E_z^n(i, j+1) - E_z^n(i, j)]$$

Et on fait le même développement pour la troisième composante on trouve :

$$H_y^{n+1/2}(i+1/2, j) = H_y^{n-1/2}(i+1/2, j) + \frac{1}{Z} \frac{\Delta \tau}{\Delta x} [E_z^n(i+1, j) - E_z^n(i, j)]$$

**Références :**

- [1] F. PREGALDINY. "Etude et modélisation du comportement électrique des transistors MOS fortement submicroniques", thèse de doctorat, Université Louis Pasteur, Décembre, 2003.
- [2] H. MATHIEU. "Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques", paris, 1998.
- [3] Y. TSIVIDIS, P. ANTOGNETTI. "Design of MOS VLSI circuits for telecommunications". McGraw-Hill Book Company, 1985.
- [4] Y. TSIVIDIS, P. "Operation and modeling of the MOS transistor", oxford university press, second edition, 2003.
- [5] N. POTTIER. "Physique statistique hors équilibre: équation de Boltzmann, réponse linéaire". Notes de cours DEA physique des Solides, université paris 7-Denis Diderot, 2006.
- [6] V. RENARD. "Corrections quantiques à la conductivité dans les systèmes d'électrons bidimensionnels : effet de l'interaction électron- électron", thèse de doctorat, école doctorale de physique de Toulouse, 2005.
- [7] H. Brune. "Physique du Solide", école polytechnique fédéral de LAUZANNE, 2006.
- [8] J.B.KAMMERER. "Modélisation et conception d'un microsystème sur silicium pour la mesure de champs magnétiques", rapport de stage au LEPSI, Université Louis Pasteur Strasbourg1, 2001.
- [9] G. GARUNTU, M. DRAGULINESCU. "The noise-equivalent magnetic induction spectral density of magneto-transistors", proceedings IEEE, P451-454, 2005.
- [10] E. DELEPORTE, Y.DUMEIGE. "Effet hall dans les semi-conducteurs", Ecole Normale Supérieure de Cachan, 2002.
- [11] Y. MEZIANI, J. CESSO, J. LUSAKOWSKI, F. TEPPE, N. DVAKONOVA, and W. KNAP. "Nouvelle méthode de mesure de mobilité par magnétorésistance sur des transistors MOSFET de taille nanométrique", Université Montpellier, 2004.
- [12] Y. M. MEZIANI, J. ŁUSAKOWSKI, W. Knap, N. DYAKONOVA, and F. TEPPE. "Magnetoresistance characterization of nanometer Si metal-oxide-semiconductor transistors", journal of applied physics, vol 96, N°10, P5761-5765, 2004.
- [13] C. RICCOBENE, G. WACHUTKA, J. BURGLER, H. BALTES. "Operating Principle of Dual Collector Magnetotransistors Studied by Two-Dimensional Simulation", IEEE transaction on electron devices, vol 41, N°7, P1136-1148, 1994.

- [14] W. ALEGRETTO, A. NATHAN, H. BALTES, "Numerical analysis of magnétique – field-sensitive bipolar devices", IEEE transaction on computer-aided design, vol 10, N°4, P501-511, 1991.
- [15] S. PITTET. "Modélisation physique d'un transistor de puissance IGBT traînée en tension a l'enclenchement", thèse de doctorat, école polytechnique fédéral de LAUZANNE, 2005.
- [16] T. CONTARET. " Modélisations électrique et physique du bruit de fond dans les transistors MOS submicroniques Simulations avec les logiciels ELDO et ISE-TCAD", thèse de doctorat, Centre d'Electronique et de Micro-optoélectronique de Montpellier, 2003.
- [17] Integrated Systems Engineering, GENESISe Optim ISE LIGAMENT INSPECT TECPLOT– ISE Utilities 8.0, User's manual, 2002.
- [18] F.NICOLAS, A.CHEDRI, M.R. BEGHOUL. Rapport de stage, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2001.
- [19] Integrated Systemes Engineering, MDRAW MESH DIP, User's manual, 2002
- [20] Integrated Systemes Engineering, DESSIS 8.0, User's manual, 2002
- [21] Y. BENALIA. "Simulation du fonctionnement du transistor MOS sous champ magnétique intense", rapport de stage en laboratoire, laboratoire de physique de la matière de l'I.N.S.A de lyon, juin 2005.
- [22] A. Hassein–Bey "Modelisation physique du vieillissement et methodes d'extraction des paramètres des transistors MOS sumicroniques sur silicium massif et SIO", thèse de doctorat, Institut National polytechnique de Grenoble, Juillet,1993.
- [23] <http://www.ele.UCL.ac.be/Enseignement/ELEC2550/submicron>
- [24] B. ONODIPE, M. GUVENCH. "Transverse magnetic field effects on GaAS MESFET'S", proceedings IEEE, Eighth Biennral University-Government-Industry Symposium, P213-218, 1989.
- [25] T. GABARA. "LORENTZ force MOS transistor", proceedings IEEE, P291-294, 1997.
- [26] MATTEW N. O. SADIKU. "Numerical techniques in electromagnetics", CRC press Boca Raton London New York Washington, second edition, 2001.
- [27] De BARROS. O. " Caractérisation électrique des défauts induits lors de l'intégration de la base d'un transistor bipolaire à hétérojonction SiGe en technologie BiCMOS", thèse, institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1997.

- [28] K. YEE. "Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media", IEEE transaction on antennas and propagation, vol 14, N°3, P302-307, 1966.
- [29] A. TAFLOVE. "Computational electrodynamics the finite-difference time-domain method", artech house boston-london, 1995.
- [30] DENNIS M, SULLIVAN. "Electromagnetic simulation using the FDTD method", IEEE press series on RF and microwave technology, 2000.
- [31] G. POITAU. "Contribution au développement d'un isolateur coplanaire à résonance par la méthode des différences finies dans le domaine temporel", thèse de doctorat, l'institut national des sciences appliquées de lyon, 2002.
- [32] L. LU. "Characterisation and Application of Left-Handed Meta-materials Using the Dispersive Finite-Difference Time-Domain Method", thèse de doctorat, University of London United Kingdom, 2006.
- [33] L. SYLVAIN. "Principes de la FDTD", rapport de stage à ENSPS, école nationale supérieure de physique de Strasbourg, 2004.
- [34] M. ALSUNAIDI, S. IMTIAZ, S. EL-GHAZALY. "Electromagnetic wave effects on microwave transistors using a full-wave time-domain model", IEEE transaction on microwave theory and techniques, vol 44, N°6, P799-808, 1996.

## **Résumé :**

La miniaturisation continue des composants de la microélectronique a des effets néfastes sur leur sensibilité aux diverses sources de perturbation qui pendant longtemps ne représentaient un problème significatif que pour les circuits intégrés situés dans des environnements sévères. Parmi ces sources, nous nous sommes intéressé dans ce travail à l'influence d'un champ magnétique fixe sur les caractéristiques d'un transistor MOS et l'influence d'un champ électromagnétique sur un barreau de semi-conducteur.

Les différentes simulations effectuées avec (ISE-TCAD) ont montré que la présence du champ magnétique influe sur le comportement du transistor MOS. On note le déplacement du point de fonctionnement (réduction ou évolution du courant de drain) et la diminution de la tension de seuil, nous avons montré également que le transistor est beaucoup plus sensible au champ magnétique perpendiculaire à la structure du transistor (suivant l'axe Z) qu'au champ parallèle à la structure (suivant les axes X, Y).

L'étude de l'influence d'un champ électromagnétique sur un barreau semi-conducteur est effectuée sous MATLAB. Nous avons développé un outil de modélisation de type FDTD (Finite Difference Time Domain) pour résoudre les équations de MAXWELL, et la méthode des différences finies pour résoudre le couple d'équations POISSON / Equations de continuité des porteurs.

## Abstract :

The continued miniaturization of micro-electronics components has harmful effects on their sensitivity to the various sources of perturbation which for a long time represented a significant problem only for integrated circuits located in severe environments.

Among these sources, we were interested in this work in the influence of a fix magnetic field on the characteristics of a MOS transistor and the influence of an electromagnetic field on a semiconductor bar.

The various simulations carried out with (ISE-TCAD) showed that the presence of the magnetic field influences the behavior of MOS transistor. We quote the displacement of the operating point (reduction or evolution of the drain current) and the reduction in threshold voltage. We also showed that the transistor is much more sensitive to the magnetic field perpendicular to the structure of the transistor (along axis Z) than the field parallel to the structure (along X, Y axes).

The study of the influence of an electromagnetic field on a bar of semiconductor is carried out with MATLAB. We have developed a tool of modeling FDTD (Finite Difference Time Domain) to solve the Maxwell's equations, and the finite differences method to solve the couple POISSON / Equations of continuity of carriers.

## ملخص:

التناقص المستمر لأحجام المركبات لإلكترونية له تأثيرات سلبية علي حساسية هذه المركبات اتجاه منابع تشويش خارجية, كانت لوقت قريب لا تشكل مشاكل حقيقية إلا لدارات مدمجة موضوعة في مجالات خاصة.

من بين هذه المنابع انصب اهتمامنا في هذا العمل على دراسة تأثير حقل مغناطيسي ثابت على مميزات ترانزستور MOS و تأثير حقل كهرومغناطيسي على قضيب مكون من معدن نصف ناقل (سيليسيوم).

المحاكاة التي قمنا بها بواسطة البرنامج (ISE-TCAD) بينت أن للحقل المغناطيسي تأثيرات على سلوك الترانزستور MOS.

من بينها انتقال نقطة التشغيل (زيادة و نقصان في شدة التيار), و نقصان توتر العتبة.

بيننا كذلك أن الترانزستور شديد الحساسية اتجاه حقل مغناطيسي عمودي على تركيبة الترانزستور (بالنسبة للمحور Z) بالمقارنة مع حقل موازي للتركيبة (بالنسبة للمحورين X, Y).

في نفس السياق قمنا بدراسة تأثير الحقل المغناطيسي على قضيب مكون من معدن نصف ناقل باستعمال برنامج

(MATLAB) و ذلك بتطبيق طريقة الفروق المنتهية في فضاء زمني (FDTD) لحل معادلات "مكسوال "

(MAXWELL) والمعادلات الخاصة بالنصف الناقل (POISSON / Equations de continuité des porteurs.)