



HAL
open science

Modélisation du transport quasi-balistique pour la simulation de circuits à base de nano-transistor multigrilles.

Sébastien Martinie

► **To cite this version:**

Sébastien Martinie. Modélisation du transport quasi-balistique pour la simulation de circuits à base de nano-transistor multigrilles.. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université de Provence - Aix-Marseille I, 2009. Français. NNT: . tel-00569429

HAL Id: tel-00569429

<https://theses.hal.science/tel-00569429>

Submitted on 25 Feb 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Année 2009

THESE

présentée devant

L'UNIVERSITE DE PROVENCE (AIX-MARSEILLE I)

Par

Sébastien MARTINIE

Ingénieur de l'Ecole Polytechnique Universitaire de Marseille

en vue d'obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR

Ecole doctorale : Mécanique, Physique, Micro- et Nano-électronique

Spécialité : Micro- et Nano-électronique

MODELISATION DU TRANSPORT QUASI-BALISTIQUE POUR LA SIMULATION DE CIRCUITS A BASE DE NANO-TRANSISTORS MULTIGRILLES

Directeur de thèse : Jean-Luc AUTRAN

Co-encadrants : Daniela MUNTEANU et Gilles LE CARVAL

Soutenue le 17 novembre 2009 devant la commission d'examen :

Président	M. Rachid Bouchakour	Professeur, Université de Provence
Rapporteur	M. Philippe Dollfus	Directeur de recherche, Université Paris XI
Rapporteur	M. Thomas Zimmer	Professeur, Université de Bordeaux 1
Examineur	M. Hervé Jaouen	Ingénieur STMicroelectronics Crolles
Examineur	M. Pascal Masson	Professeur, Université de Nice
Directeur de thèse	M. Jean-Luc Autran	Professeur, Université de Provence
Co-encadrant	Mme. Daniela Munteanu	Chargée de recherche CNRS
Co-encadrant	M. Gilles Le Carval	Ingénieur CEA-LETI

Thèse préparée au Laboratoire Electronique et des Technologies de l'Information (CEA-LETI MINATEC) et à l'Institut Matériaux Microélectronique Nanosciences de Provence (IM2NP-CNRS)

*« Si vous ne pouvez expliquer un concept à un enfant de six ans,
c'est que vous ne le comprenez pas complètement. »*

Albert Einstein

Je dédis ce manuscrit à mon arrière Grand-mère
décédée le 15 novembre 2009 à l'âge de 102 ans.
Je dédis aussi ce manuscrit à mon mentor et ami
Sébastien Soliveres décédé le 16 décembre 2009

Remerciements

La rédaction de ma thèse est le seul moment de ma vie que je regretterai le plus, car c'est le seul moment où je pourrai remercier officiellement les acteurs de cette réussite.

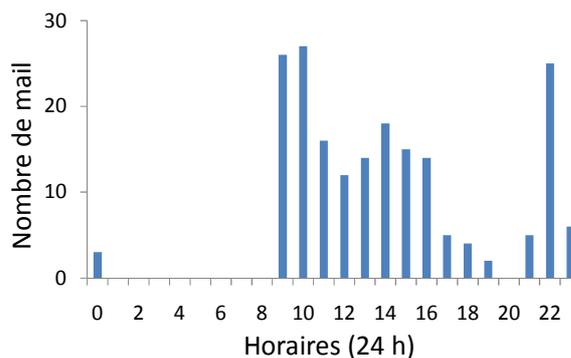
Au bout de 3 années de thèse passée entre le CEA-LETI MINATEC et IM2NP-CNRS, donne une longue liste de remerciements à faire. Je sais par avance que cette partie de la thèse sera la plus lue. Je tiens donc à profondément m'excuser, si par hasard, quelqu'un serait oublié.

Je remercie en premier lieu tous les membres de mon Jury de soutenance :

- Mr Philippe Dollfus qui a toujours suivi mon travail avec la plus grande attention et cela dès mon arrivée au sein du projet ANR MODERN. Ses remarques avisées, nos discussions passionnantes et son rôle en tant que rapporteur de ma thèse ont été déterminants.
- Mr Thomas Zimmer, second rapporteur de ma thèse, ses remarques sur mon travail m'ont beaucoup apportées.
- Mr Rachid Bouchakour, directeur de l'IM2NP-CNRS, pour m'avoir fait l'honneur de présider mon Jury de soutenance de thèse. Je le remercie pour son aide depuis mon intégration au sein de l'école Polytech'Marseille, pour ses précieux conseils lors de mes diverses prises de fonctions, en tant que représentant des étudiants au conseil de département et d'administration de Polytech'Marseille ou de représentant des non-permanents au conseil du laboratoire de l'IM2NP-CNRS.
- Mr Pascal Masson pour avoir accepté d'être examinateur. Il est vrai que sans lui je n'aurais certainement jamais embrassé une carrière de recherche, il m'a à de nombreuses reprises conseillé dans mes orientations professionnelles depuis mon entrée au sein de Polytech'Marseille. Son charisme et son efficacité en tant que directeur des études restera longtemps dans les mémoires des étudiants de Polytech'Marseille.
- Mr Hervé Jaouen pour m'avoir fait l'honneur de participer en tant qu'examinateur. Sa grande connaissance du monde de la microélectronique fut un élément déterminant lors de ma soutenance.

Mes remerciements vont ensuite aux 3 autres acteurs de ce travail de thèse. Je remercie :

- Md Daniela Munteanu pour son aide, sa patience, son efficacité, sa disponibilité et sa gentillesse tout au long de ces trois années. Elle m'a toujours soutenu et conseillé dans mon travail et cela dans les moments les plus critiques de la thèse. Je lui témoigne donc ma plus profonde gratitude.



Pour vous démontrer ses grandes qualités professionnelles et humaines, j'ai réalisé une petite analyse des horaires de réponse à mes nombreux mails. Comme nous pouvons le déduire facilement, Daniela travaille la nuit ! Alors que son thésard (moi bien sur !) dormait profondément.

- Mr Gilles Le Carval, le seul, l'unique ... Véritable légende au sein des simulateurs du monde entier, il a su avec brio me transmettre une partie de son expertise (en espérant que ce soit la « bonne » part). Nos nombreuses discussions politico-économico-socio-perso-micro-nano-électronique resteront des moments forts de ces 3 années. Je suis certain que nous retravaillerons ensemble ... avec un repas au « col vert » cela va de soi.
- Le « grand chef » (directeur de thèse) Mr Jean-Luc Autran pour sa grande expérience, sa modestie et sa pédagogie qui ont été déterminantes au bon déroulement de ma thèse. Il est le parfait mélange du chercheur confirmé et du manager apprécié.

Merci à l'ensemble des personnes que j'ai côtoyé durant ces trois années au LETI. En premier lieu merci à Mr Olivier Demolliens, chef du département D2NT, pour son écoute lors des rares réunions annuelles des thésards et pour m'avoir fait visiter la fameuse salle blanche. Je remercie aussi Mr Fabien Boulanger, chef du LSCE, pour son accueil et les instants inoubliables passés à Boston dans un certain restaurant chinois.

Je remercie bien sur les membres éminents du LSCE partie « simu » :

- Jean-Charles pour ton humour « noir », pour les bons moments passés au Japon et pour ton aide durant ma thèse, en particulier sur un certain b... où tu m'as grandement aidé (... = confidentiel).
- Marie-Anne pour tes fous rires constants, ton aide précieuse durant ma thèse, pour ta patience et surtout tes conseils avisés pour organiser mon manuscrit.
- Sylvain pour ton aide scientifique et pour les bons moments passés. En particulier un certain GDR à Lille dans un petit resto (d'où nous sommes sortis avec la tête plus légère et le pied moins sur).
- Pierrette pour ton soutien indéfectible, ta bonne humeur et tes orangettes. Je regretterai longtemps encore ma « super tutrice » de stage.
- Olga qui a dû supporter (a supporté) mes allées et venues dans son bureau. Il faudra un jour que je t'offre mon « Mathieu ».
- Pascal pour ton humour, pour m'avoir installé dans le bureau de ton ancien thésard, avec qui j'ai passé des instants légendaires. Il faudra que je me syndicalise pour suivre tes traces.
- François T. pour toutes nos discussions sur Green et sur le foot en général. Car n'oublions pas, François est surtout un expert en pronostique footballistique.
- Philippe pour toutes nos discussions honnêtes sur l'avenir du thésard et de la recherche en général.
- François ou plutôt Sir François De Crecy. Je pourrai être fier de dire que je connais personnellement un des membres éminents d'une famille noble.

Je souhaite bonne chance aux thésards Julien et Hadrien. Je pense qu'ils ont toutes les qualités pour devenir de bons thésards. Je remercie aussi les autres membres du LSCE, D2NT ou en général : Mickael, Xavier, Vincent, Luca, Jacques, Fabienne, Allain, Gilles, Etienne, Thierry, Georges, Maud, Simon, Thomas, Bernard, Julien, July, François, Yves (la moitié de Gilles), Véronique R. (madame Brevet), David (Mr Titan), Cyril (2nd Mr Titan) ... Les anciens stagiaires, thésards et Post-Docs : Sébastien, Benoît, Momo, Pierre-Yves, Erwan, Brice, Younes ...

Merci à l'ensemble des personnes (permanents, post-doc et thésards) que j'ai côtoyé durant ces trois années à l'IM2NP-CNRS, dirigé par Mr Rachid Bouchakour. En particulier les membres de l'équipe DUS : Daniela, Jean-Luc, Nicolas, Fabienne, Marc, Didier, Mathieu, Xavier, Olivier, Mélanie, Nicolas P., Selma. Je remercie les quelques autres personnes de l'IM2NP : Corinne (pour tous nos papotages), Rachid, Damien, Romain, Jean-Michel, Jeremy P.P., Patrick. Je souhaite aussi remercier l'ensemble des membres du conseil de laboratoire.

Je remercie aussi les autres personnes qui ont contribué à m'enrichir scientifiquement. Je remercie Sébastien Soliveres, mon « mentor » qui m'a suivi pendant ces trois années et qui a toujours su me faire progresser. Vincent Barral pour toutes nos discussions et son aide dans la compréhension de la caractérisation électrique. Karim Huet pour m'avoir expliqué le Monte Carlo, Olivier Bonno pour toutes nos discussions sur la programmation, Manue pour sa patience et son aide dans ma compréhension du transport quantique, Stéphane pour m'avoir ouvert les yeux sur la difficulté de caractériser des échantillons en TEM.

Je souhaite remercier en particulier les quelques membres du personnel administratif, trop souvent oubliés dans ces pages. Merci à Estelle du LSCE qui fait le travail d'assistante sociale, de gestionnaire, de conseillère culinaire, de psychologue, de critique sportif et bien sur de secrétaire que dis je de super secrétaire !, merci Estelle pour ton dévouement. Je remercie chaleureusement son homologue à l'IM2NP, Christiane. Enfin, je remercie Pascal Campion de l'école doctorale ED 353 pour son professionnalisme et sa gentillesse.

Passons aux copains. Je remercie Sophie dit « Clafouti » par certain, une amie de tout les instants, Ken dit « Kinou le ninja » mon pot, Jean-René l'éternel collègue de promo, Mickael le sportif de haut niveau, Emmanuelle dit Manue, Stéphane l'alsacien, Sébastien B. dit bibi, Brice l'expert en bière, Déborah toujours le sourire, Mathieu et Noémie, Sébastien et Laetitia, Christophe, Elodie, Stéphane D., Fabrice, Benoit, Clément, Germain, Jean-Luc H., Lionel, Lamine.

Je remercie tous les membres de ma famille durant ces nombreuses années de galère, ils m'ont constamment aidé et soutenu malgré mes problèmes de dyslexie. Merci à ma mère de qui j'ai hérité mon caractère contestataire et diplomate, mon père pour m'avoir transmis son esprit cartésien et organisé, Papy pour m'avoir sensibilisé à l'électricité et donc à ma vocation actuelle, Mamy T. pour ses bons petits plats, Henri-Louis, Monique et Christophe pour leurs conseils tout au long de mon cursus scolaire et bien sur le reste de « la bande » Mamy P., Mamy C., Tonton, Yolande, Stéphane ... pour leur soutien. Je terminerai les remerciements par mon petit frère Nicolas, sportif émérite, j'espère qu'il aura moins de difficultés à obtenir ce que j'ai eu tant de mal à avoir.

Table des matières

TABLE DES MATIERES.....	1
PRINCIPALES NOTATIONS ET ACRONYMES	5
AVANT PROPOS	11
<i>Présentation du manuscrit</i>	<i>13</i>
CHAPITRE I : INTRODUCTION AUX PROBLEMATIQUES DE LA NANOELECTRONIQUE.....	15
I.1) UN SYSTEME MICRO, NANO ET POURQUOI PAS SUB-NANOMETRIQUE ?.....	17
<i>I.1.1) Le transistor : une révolution industrielle et culturelle</i>	<i>17</i>
<i>I.1.2) Le transistor d'un point de vue système.</i>	<i>20</i>
<i>I.1.3) La simulation : un investissement pour notre compréhension !</i>	<i>21</i>
I.2) DU CONCEPT AU MOSFET.....	24
<i>I.2.1) Le transistor : bloquant ou passant ?</i>	<i>24</i>
<i>I.2.2) Electrostatique et transport électronique : un combat commun</i>	<i>26</i>
I.3) CONCLUSION	30
CHAPITRE II : MODELISATION SEMI-CLASSIQUE DU TRANSPORT DANS LE TRANSISTOR MOSFET.....	31
II.1) EQUATION DE TRANSPORT DE BOLTZMANN SEMI-CLASSIQUE	33
<i>II.1.1) Définitions</i>	<i>33</i>
<i>II.1.2) ETB : Equation de Transport de Boltzmann</i>	<i>34</i>
<i>II.1.3) Hypothèses supplémentaires.....</i>	<i>35</i>
<i>II.1.4) Les limites de l'ETB semi-classique</i>	<i>36</i>
II.2) FORMALISME DE LA METHODE DES MOMENTS	37
<i>II.2.1) Calculs des moments de l'Equation de Transport de Boltzmann.....</i>	<i>38</i>
II.2.1.1) Intégration simple	38
II.2.1.2) Intégration suivant la vitesse de groupe	39
II.2.1.3) Intégration suivant l'énergie	40
<i>II.2.2) Relations de fermeture</i>	<i>40</i>
II.2.2.1) Relation de fermeture sur w : modèle Dérive Diffusion	41
II.2.2.2) Relation de fermeture sur S : modèle Hydrodynamique.....	43
<i>II.2.3) Discussion</i>	<i>44</i>
II.2.3.1) Différence entre K. Blotekjaer et R. Stratton : modèle Energy Balance	44
II.2.3.2) Limites des approches hydrodynamiques	46
II.3) FORMALISME DE LA METHODE DES FLUX	48
<i>II.3.1) Modélisation analytique du transport quasi-balistique</i>	<i>49</i>
II.3.1.1) De Landauer à la notion de source virtuelle.....	49
II.3.1.2) Modèle en courant de Natori/Lundstrom	51
II.3.1.3) Modélisation du coefficient de réflexion : état de l'art	53
<i>II.3.2) La méthode de McKelvey, Longini et Brody (MLB)</i>	<i>57</i>
II.3.2.1) Calcul du R suivant McKelvey et al [McKelvey]	57
II.3.2.2) Détermination des probabilités de collision r	60
II.3.2.3) Formulation de R avec génération/recombinaison	62
<i>II.3.3) Discussion</i>	<i>64</i>
II.3.3.1) Approche de McKelvey révisée vs l'état de l'art	64

II.3.3.2) Couplage électrostatique/transport électronique : approches « loi de puissance » pour la longueur de la « kT-layer »	66
II.3.3.3) Les limites du « scaling » vues par la méthode des flux	68
II.4) CONCLUSION DU CHAPITRE.....	70

CHAPITRE III : MODELISATION DU TRANSPORT (QUASI-)BALISTIQUE POUR LA SIMULATION NUMERIQUE D'ELEMENTS DE CIRCUIT..... 71

III.1) MODELISATION NUMERIQUE DU TRANSPORT ELECTRONIQUE :ETAT DE L'ART	73
III.1.1) Approche transport quantique	73
III.1.2) Approche particulaire	76
III.1.3) Approche de Natori pour la simulation du transport quantique	78
III.2) APPROCHE MACROSCOPIQUE DU TRANSPORT BALISTIQUE.....	80
III.2.1) La mobilité quasi-balistique.....	81
III.2.1.1) Description de l'approche	81
III.2.1.2) Détails de l'implémentation	83
III.2.2) Mise en évidence du transport balistique.....	85
III.2.3) Simulation du transport quasi-balistique	88
III.2.4) Impact des résistances accés.....	89
III.2.5) Discussion et validation du modèle.....	90
III.3) SIMULATION NUMERIQUE DE CIRCUITS EN REGIME (QUASI-)BALISTIQUE.....	92
III.3.1) Fonctionnement d'un inverseur CMOS.....	93
III.3.2) Cas d'un inverseur CMOS (quasi-)balistique.....	94
III.3.2.1) L'influence des effets canaux court.....	94
III.3.2.2) L'influence des résistances séries.....	95
III.3.3) Impact du transport balistique sur des circuits à base d'inverseurs CMOS	96
III.3.3.1) Etude d'une porte logique.....	96
III.3.3.2) Etude d'une cellule SRAM	98
III.3.4) Impact du transport balistique sur un oscillateur en anneau.....	100
III.4) PERFORMANCES STATIQUES DES INVERSEURS CMOS A BASE D'ARCHITECTURES FDSOI A BOX EPAIS, FDSOI A BOX MINCE ET NANOFIL	102
III.4.1) Position du problème.....	102
III.4.2) Simulations au niveau dispositif.....	104
III.4.3) Simulations au niveau circuit.....	106
III.4) CONCLUSION DU CHAPITRE.....	109

CHAPITRE IV : MODELISATION ANALYTIQUE DE TRANSISTORS MULTIGRILLES (QUASI-)BALISTIQUE : DU DISPOSITIF AU CIRCUIT.....111

IV.1) METHODOLOGIE GENERALE.....	113
IV.2) MODELISATION ANALYTIQUE DE LA TENSION DE SEUIL DU TRANSISTOR DOUBLE-GRILLE	116
IV.2.1) Position du problème	116
IV.2.2) Les effets de canal court.....	118
IV.2.3) Le confinement quantique.....	121
IV.2.4) Résultats/discussion.....	123
IV.3) MODELISATION ANALYTIQUE DU COEFFICIENT DE REFLEXION.....	124
IV.3.1) Position du problème	124
IV.3.2) Approche empirique de la puissance.....	126
IV.3.3) Validation du modèle du coefficient de réflexion.....	129
IV.3.4) Validation/Discussion/Perspectives	133
IV.4) MODELISATION ANALYTIQUE DU TRANSISTOR DOUBLE-GRILLE (QUASI-)BALISTIQUE	135
IV.4.1) Modélisation du libre parcours moyen.....	135
IV.4.2) Simulations/validations au niveau dispositif.....	137
IV.4.3) Simulations/validations au niveau circuit	141
IV.5) DU TRANSISTOR DOUBLE-GRILLE AU TRANSISTOR NANOFIL.....	144
IV.5.1) Tension de seuil analytique du transistor à nanofil.....	144

IV.5.2) <i>Le coefficient de réflexion pour le transistor à nanofil</i>	148
IV.5.3) <i>Simulations/validations au niveau dispositif</i>	149
IV.6) IMPACT DU TYPE DE TRANSPORT, DU CONFINEMENT QUANTIQUE ET DES ELEMENTS PARASITES SUR LE FONCTIONNEMENT D'UN OSCILLATEUR EN ANNEAU A BASE DE TRANSISTOR A NANOFIL	151
IV.7) CONCLUSION DU CHAPITRE	154
CONCLUSION	157
<i>Perspectives</i>	159
ANNEXES :	161
I) RELATIONS IMPORTANTES SUR LES PRODUITS TENSORIELS.....	162
II) PRECISIONS SUR LE FLUX D'ENERGIE	163
III) PROBABILITE DE COLLISION DE FORME EXPONENTIELLE	164
IV) PRECISION SUR LA CHARGE D'INVERSION	166
V) PRECISION SUR LE COEFFICIENT DE REFLEXION.	169
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	171
LISTE DE PUBLICATIONS DE L'AUTEUR	183

Principales notations et acronymes*

A

ATLAS	Simulateur électrique
a	Probabilité d'absorption

B

Bulk	Substrat
BR	Taux de balisticité

C

CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
C_{ox}	Capacité d'oxyde

D

DD	Modèle Dérive-Diffusion
$d\tau_k$	Volume autour de l'état (r,k)
$d\tau_{k'}$	Volume autour de l'état (r',k')
δ	Tenseur unité

E

ETB	Equation de Transport Boltzmann
EB	Modèle « Energy Balance »
\mathbf{E} ou ζ	Champ électrique
E_c	Champ critique (104 V.cm-1 pour le silicium à 30 K)
ε	Energie

* Les notations et acronymes seront redéfinis dans le texte/figure lors de leur 1^{ère} utilisation.

$e_{\mathbf{k}} = \frac{\mathbf{k}}{ \mathbf{k} }$	Vecteur unité
E_{FS}	Le niveau de fermi de la source
E_{FD}	Le niveau de fermi du drain
$\tilde{E}_{l,t}^i$	Niveaux d'énergie
ϵ_{si}	Permittivité du silicium
ϵ_{ox}	Permittivité de l'oxyde de silicium

F

FDSOI	Fully Depleted Silicon On Insulator
FinFET	Architecture vertical de transistor à effet de champ à double grille
f	Fréquence d'oscillation
$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$	Fonction de distribution
\mathbf{F}	Force électrostatique
\mathbf{F}_{int}	Force interne relative aux collisions
$\mathbf{F}_T = \mathbf{F}_{int} + \mathbf{F}$	Force totale appliquée au système
\mathbf{F}_S	Flux provenant de source
\mathbf{F}_D	Flux provenant du drain
$\mathfrak{F}_{1/2}$	Intégrale de Fermi d'ordre $1/2$

H

HD	Modèle HydroDynamique
SHD	Modèle HydroDynamique simplifié (sans la composante temporelle)
\hbar	Constante de Planck réduite

I

I_{on}	Courant de drain pour $V_{GS} = V_{DS} =$ tension d'alimentation
I_{off}	Courant de drain pour $V_{GS} = 0$ V et $V_{DS} =$ tension d'alimentation
\hat{I}	Tenseur identité

J

\mathbf{J}_n Courant d'électrons

K

\mathbf{k} Vecteur d'onde

k_B Constante de Boltzmann

L

L_c Longueur de canal

λ Libre parcours moyen

L_{kT} « kT-Layer »

M

MOSFET Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor

MEMS Micro Electronic Mechanical System

μ_c Mobilité relative aux collisions coulombienne

μ_{ph} Mobilité relative aux collisions avec le réseau (phonons)

μ_{sr} Mobilité relative à la rugosité de surface

μ_{eff} Mobilité à champ faible

μ_n Mobilité

m^* Masse effective

m_t Masse transverse

m_l Masse longitudinale

M Mode de transmission

N

n Densité d'électrons

η_F Niveaux de fermi

O

O	Oxygène
Ω	Facteur de normalisation de l'espace réciproque

P

$\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k}$	Quantité de mouvement
\otimes	Produit tensoriel
$\psi_{(x,y)}$	Potentiel bidimensionnel
ψ_s	Potentiel de surface
ψ_{smin}	Potentiel minimum
$\langle \phi \rangle = \frac{1}{\Omega} \int_{V_k} \phi \cdot f \cdot d^3 k$	Valeur moyenne

Q

Q	Le flux de chaleur
Q_{inv}	Charge d'inversion
q	Charge d'un électron

R

R_{acc}	Résistance d'accès
R_{net}	Coefficient de génération/recombinaison
r	Probabilité de collision
RTA	Relaxation Time Approximation

S

Si	Silicium
SiO ₂	Oxyde de silicium
SOI	Silicon On Insulator
$S(k, k')$	Probabilité de transition entre l'état (r,k) et (r,k')
S	Flux d'énergie
<i>S</i>	Pente sous le seuil

T

TCAD	Technology Computer Aided Design
τ	Temps de propagation
τ_m	Temps de relaxation en moment
τ_ε	Temps de relaxation en énergie
t_{ox}	Epaisseur d'oxyde
t_{si}	Epaisseur de silicium
t_{box}	Epaisseur d'oxyde enterré
\hat{T}	Tenseur de température
T_n	Température des électrons
T_L	Température du réseau
T	Transmission

V

V_{dd}	Tension d'alimentation
V_G ou V_{GS}	Tension Grille Source
V_D ou V_{DS}	Tension Drain Source
V_{DSsat}	Tension Drain Source de saturation
V_T	Tension de seuil
V_{FB}	Tension de bande plate
V_{th}	Tension de seuil canal long
ΔV_{th}	Variation de la tension de seuil due aux effets canaux court
v_{th}	Vitesse thermique

v_{inj}	Vitesse d'injection
v_{sat}	Vitesse de saturation
\mathbf{v}_g	Vitesse de groupe
\mathbf{v}_{moy}	Vitesse moyenne
V_k	Volume de la zone de Brillouin

W

W	Largeur du transistor
w	Energie moyenne

Avant propos

La « recherche » ! Voilà un mot qui fait trépider bon nombre de personnes à travers le monde, ce mot magique est synonyme d'analyse, de connaissance, d'apprentissage et, bien sûr, de découvertes. C'est un concept essentiel nous permettant de transmettre aux générations futures la quintessence de ce que nous comprenons et interprétons, du monde qui nous entoure. D'un point de vue historique, les nombreux travaux de recherche, depuis l'Antiquité, sont uniquement dus à des initiatives isolées, réalisées par des individus savants. L'idée de recherche scientifique (au sens institutionnel) n'existe que depuis le XVI^e siècle, grâce à un « anglais ! », Francis Bacon (1561-1626) qui pose les bases de l'intérêt d'organiser la recherche. Il faut attendre le XVII^e siècle pour voir apparaître les premières institutions, comme la « Royal Society » ou « l'Académie des Sciences ». Mais, le tournant majeur n'arrivera qu'au XX^e siècle, avec la création d'une multitude d'organismes de recherche scientifique et la professionnalisation des chercheurs qui se voient rémunérés pour leurs travaux. Le CNRS (Centre National de la Recherche Scientifique, fondé en 1939) figure au 4^{ème} rang mondial (derrière 3 instituts américains comme la NASA) et au 1^{er} rang européen*. Néanmoins, d'autres organismes français plus spécialisés (mais tout aussi importants) comme le CEA (Commissariat à l'Énergie Atomique), dont le LETI (Laboratoire d'Électronique des Technologies de l'Information) fait partie, sont aussi moteurs de la recherche scientifique de par le monde.

D'un point de vue sociétal, l'impact de la 3^{ème} révolution industrielle, poussée par la recherche scientifique, a changé du tout au tout notre vision du monde et nous a permis de doter notre société de puissants outils. En moins d'un siècle nous maîtrisons l'atome pour nos besoins en énergie, nous communiquons grâce à internet avec n'importe qui sur le globe en temps réel et nous scrutons ou voyageons à travers notre système solaire. Une question se pose : comment imaginer un monde sans chercheurs ? Souvent critiqués pour leurs idées « extravagantes » ou encore leur manque de « productivité », ils sont néanmoins indispensables au progrès. Nous citerons en exemple le « Bell Labs[†] » véritable mélange de recherche et d'innovation, dont les travaux ont largement contribué au développement des télécommunications.

* Selon le classement mondial « Webometrics » qui mesure la visibilité de tels instituts.

† Fondé en 1925 et qui a vu passer les plus grands chercheurs comme J. Bardeen (transistor et supraconductivité), W.B. Shockley (transistor et base de la physique du semi-conducteur), W. Brattain (transistor), C. Shannon (théorie de l'information), H. Nyquist (théorème d'échantillonnage), D. Richie et B. Kernighn (langage C).

Plus particulièrement la recherche en « microélectronique » a connu (et connaîtra encore) un essor fulgurant dont l'éternel symbole, maintes fois cité, est la loi de Moore qui tient plus de la conjoncture économique ; elle prédit l'évolution de la puissance de nos ordinateurs et de son principale constituant : le transistor. Ce fameux transistor devient si petit (en dessous d'une centaine de nanomètres) que le terme « microélectronique » s'est transformé au fils des ans en « nanoélectronique ». Mais, la réduction vertigineuse des longueurs géométriques rend plus difficile la compréhension des phénomènes à l'échelle nanométrique, faisant appel à des notions de physique bien plus complexes à maîtriser et à évaluer au niveau technologique. De ce fait, les recherches scientifiques menées en « micro et nanoélectronique » pour concevoir et comprendre les dispositifs ultimes sont le croisement de la physique fondamentale et de l'ingénierie couramment appelée physique appliquée. Ainsi, bon nombre d'équipes de recherche se fédèrent autour d'une thématique commune : l'optimisation des transistors MOSFET*.

Comme nous le disions, l'échelle nanométrique implique une remise en cause de nos outils d'interprétation. Il est vrai que nous sortons du cadre rassurant de la physique classique (ou on jouait avec des pommes[†] !) pour entrer dans le monde plus complexe de la physique quantique (ou on joue avec des chats[‡] !). Ainsi, l'étude du transport électronique, qui définit les mécanismes régissant le mouvement des particules, est essentielle pour déterminer les performances des transistors de demain. De plus, restreindre l'étude uniquement au transistor MOSFET isolé ne suffit plus pour justifier et quantifier l'impact des mécanismes de transport avancés ; ainsi, il est important de donner à cette action une dimension « système ». Par conséquent, notre travail de recherche portera sur la « modélisation analytique du transport quasi-balistique pour les circuits à base de nano-transistors multigrilles ». Ce travail est réalisé dans le cadre d'une collaboration entre les laboratoires IM2NP-CNRS et CEA-LETI MINATEC et s'est inscrit dans le cadre du projet ANR MODERN (Modélisation de Dispositif Electronique en Régime Nanométrique).

* MOSFET : Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor.

† Cette allusion fait référence aux travaux d'I. Newton célèbre pour ses travaux sur la gravité universelle.

‡ Cette allusion fait référence à l'expérience (imaginée !) du chat de Schrödinger afin de mettre en évidence la problématique de la mesure.

Présentation du manuscrit

Notre travail s'articulera autour de plusieurs chapitres, détaillant les principales étapes du travail réalisé tout au long de ces trois années de thèse.

Le premier chapitre est une présentation synthétique et introductive des thématiques de recherche présentes et futures qui orienteront notre travail. Nous ferons donc un état de l'art de l'évolution des dispositifs MOSFET en faisant le parallèle avec les problématiques au niveau système. Dans un deuxième temps, nous présenterons le cadre général de la simulation en microélectronique et les différentes techniques utilisées à ce jour. Tout particulièrement, nous introduirons les problématiques de la modélisation analytique à travers un exemple simple. Enfin, nous exposerons les grandes lignes de notre travail de recherche.

Le second chapitre se focalisera sur les formalismes théoriques (hypothèses et modélisations associées) utilisés tout au long de cette thèse. Après une présentation de l'Equation de Transports de Boltzmann semi-classique, nous expliquerons en détail la « méthode des moments », base des modélisations de type Dérive-Diffusion et Hydrodynamique. Ensuite, nous exposerons en détail les hypothèses et les équations régissant la « méthode des flux » qui est à la base de nos travaux à la fois en simulation numérique et en modélisation analytique. Enfin, nous démontrerons les possibilités de ce type de formalisme pour la modélisation analytique des transistors ultimes.

A partir des travaux théoriques mis en place dans le second chapitre, le troisième chapitre proposera une solution macroscopique permettant de simuler numériquement le transport quasi-balistique dans un environnement TCAD* (Technology Computer Aided Design), simulation qui sera mise en œuvre à la fois au niveau dispositif et au niveau circuit. Ceci nous permettra d'évaluer l'impact de telles propriétés de transport sur le fonctionnement d'éléments de circuit et cela pour différents types de dispositif (FD SOI, Double-Grille, Nanofil ...). Cette approche deviendra, par la suite, le principal outil de validation de nos travaux en modélisation analytique.

* La dénomination « environnement TCAD » désigne les outils commerciaux : SILVACO/ATLAS (utilisé dans cette thèse) ou SYNOPSIS/Sentaurus Devices.

Enfin, le dernier chapitre présentera une modélisation complète du courant pour des architectures multigrilles symétriques (transistor Double-Grille et transistor à nanofil). Nous prendrons donc en compte de façon totalement explicite les effets de canal court, le confinement quantique et le couplage entre l'électrostatique et le transport électronique à travers une description précise du coefficient de réflexion. Ce modèle sera implémenté dans un environnement Verilog-A* dédié à la simulation de circuits. Ceci nous permettra de simuler un certain nombre d'éléments de circuit et de démontrer l'impact des conditions de transport électronique sur les performances de ces circuits.

* Langage couramment utilisé pour le développement de modélisation compact « physique » [Reyboz] [Diagne].

Chapitre I :

Introduction aux problématiques de la nanoélectronique

Ce premier chapitre aura pour vocation d'introduire les problématiques de la recherche en microélectronique et des futurs challenges qui en découlent. Nous commencerons par un rapide historique du transistor MOSFET pour aboutir sur une analyse critique des possibilités de la recherche en simulation et modélisation du transistor MOSFET. Ensuite, nous insisterons sur l'importance de mettre en place une modélisation physique suffisamment précise pour adresser des analyses allant du dispositif à l'élément de circuit. Pour finir nous présenterons les objectifs principaux de ce travail de thèse.

I.1) UN SYSTEME MICRO, NANO ET POURQUOI PAS SUB-NANOMETRIQUE ?	17
I.1.1) LE TRANSISTOR : UNE REVOLUTION INDUSTRIELLE ET CULTURELLE.....	17
I.1.2) LE TRANSISTOR D'UN POINT DE VUE SYSTEME.	20
I.1.3) LA SIMULATION : UN INVESTISSEMENT POUR NOTRE COMPREHENSION !	21
I.2) DU CONCEPT AU MOSFET.....	24
I.2.1) LE TRANSISTOR : BLOQUANT OU PASSANT ?	24
I.2.2) ELECTROSTATIQUE ET TRANSPORT ELECTRONIQUE : UN COMBAT COMMUN	26
I.3) CONCLUSION	30

I.1) Un système micro, nano et pourquoi pas sub-nanométrique ?

I.1.1) Le transistor : une révolution industrielle et culturelle

L'histoire du transistor prend sa source lors de la découverte du silicium (Si) en 1823 par J. Berzélius et l'obtention de silicium cristallin en 1854 par H. Sainte-Claire Deville. La silice n'est rien d'autre que du sable (SiO_2) et son constituant, le silicium, représente le second élément de la croûte terrestre après l'oxygène (O). En ce qui concerne les débuts de l'électronique, ils sont attribués à J.A. Fleming en 1904 avec la diode portant son nom et qui se base sur les travaux de la lampe à verre de T. Edison. Le concept fut amélioré en 1906 avec la triode de L. De Forest et l'introduction d'une grille contrôlant le déplacement des électrons. En 1910 les travaux de deux chercheurs américains, Dunwoody et Pickard, sur les cristaux aboutirent à l'invention du récepteur à galène et par la même occasion de la première radio. Par la suite, les travaux théoriques de F. Bloch (théorie cohérente de la conduction dans les solides), de Nevill F. Mott (jonction métal-semi-conducteur) ou encore le principe du transistor MOSFET (Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor) énoncé par J.E. Lilienfeld ont mis en évidence que l'avenir de l'électronique résidait dans les semi-conducteurs. Il faudra néanmoins attendre les travaux de J. Bardeen, W. Brattain et W. Shockley en 1947 pour voir apparaître le transistor bipolaire à base de germanium. Il se nomme ainsi car son fonctionnement fait appel à deux types de porteurs de charges opposées : électrons et trous. Son avantage par rapport au MOSFET (lui aussi en germanium), plus performant sur le « papier », réside dans le fait qu'à l'époque il était impossible d'obtenir de bons oxydes de germanium. Ce problème sera résolu en 1960 avec D. Kahng en utilisant du silicium et de l'oxyde de silicium, deux ans après l'invention des circuits intégrés par J. Kilby et sept ans avant l'invention du CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) par F. Wanlass. La sortie du 1^{er} processeur Intel 4004 en 1971 (en technologie CMOS) est le démarrage d'une vertigineuse miniaturisation du transistor MOS qui est à ce jour encore en action.

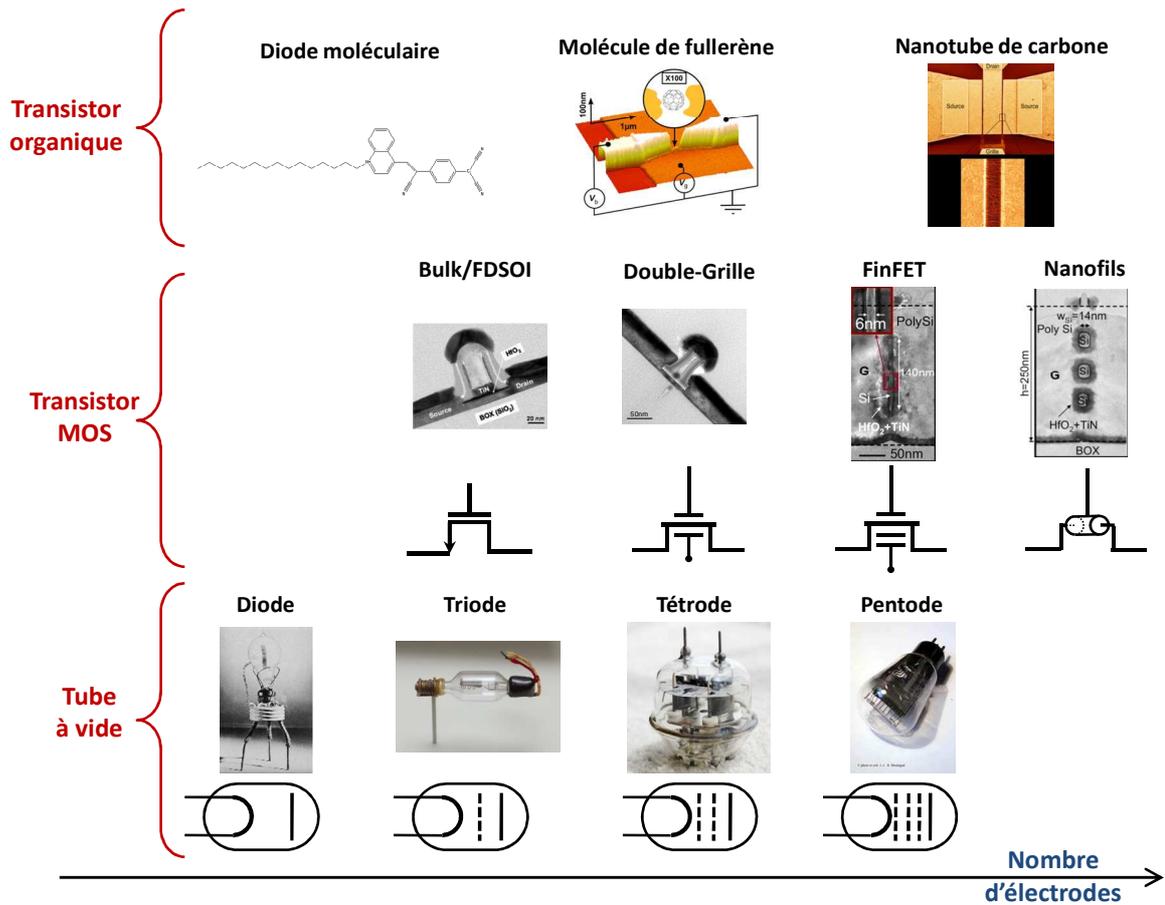


Figure I.1. Evolution des architectures des tubes et des transistors en fonction du nombre d'électrodes.

Ce que nous pouvons conclure de cette rapide bibliographie historique est que l'évolution de la microélectronique actuelle représente surtout l'aboutissement d'efforts colossaux dans le domaine de la recherche fondamentale et technologique. A ce titre, on remarquera aussi certaines similitudes entre l'évolution technologique des tubes à vide et celle des transistors (Figure I.1). Ainsi, l'apparition de nouveaux dispositifs à grille multiple (Double-Grille, nanofil ...) suit la même logique de passage de la triode à la pentode : on cherche toujours à mieux contrôler le flux d'électrons. Cette remarque n'est pas sans conséquences sur certaines conclusions de notre travail : nous verrons plus tard l'importance de bien faire la différence entre « électrostatique » et « transport électronique ». L'électrostatique représente l'influence de l'architecture (nombre de grilles, géométrie du dispositif ...) sur le flux des particules (électrons ou trous) alors que le transport électronique symbolise le comportement des particules dans le canal (interactions électron-électron, électron-phonon ...) de ces mêmes particules. A ce titre, le véritable moteur de la loi Moore (aussi appelée loi de réduction d'échelle) était au début directement lié à l'aspect électrostatique, puisque pour des transistors MOSFET d'une longueur de canal supérieur à $\sim 1 \mu\text{m}$ l'électrostatique prédomine sur le transport électronique. Par conséquent, il était plus

« pratique » de prédire les performances d'un transistor en quantifiant les paramètres majeurs (dimensions, dopages, capacité, courant ...) avec un facteur unique K [Baccarani2] et donc de prédire aisément les performances des futures technologies de transistor.

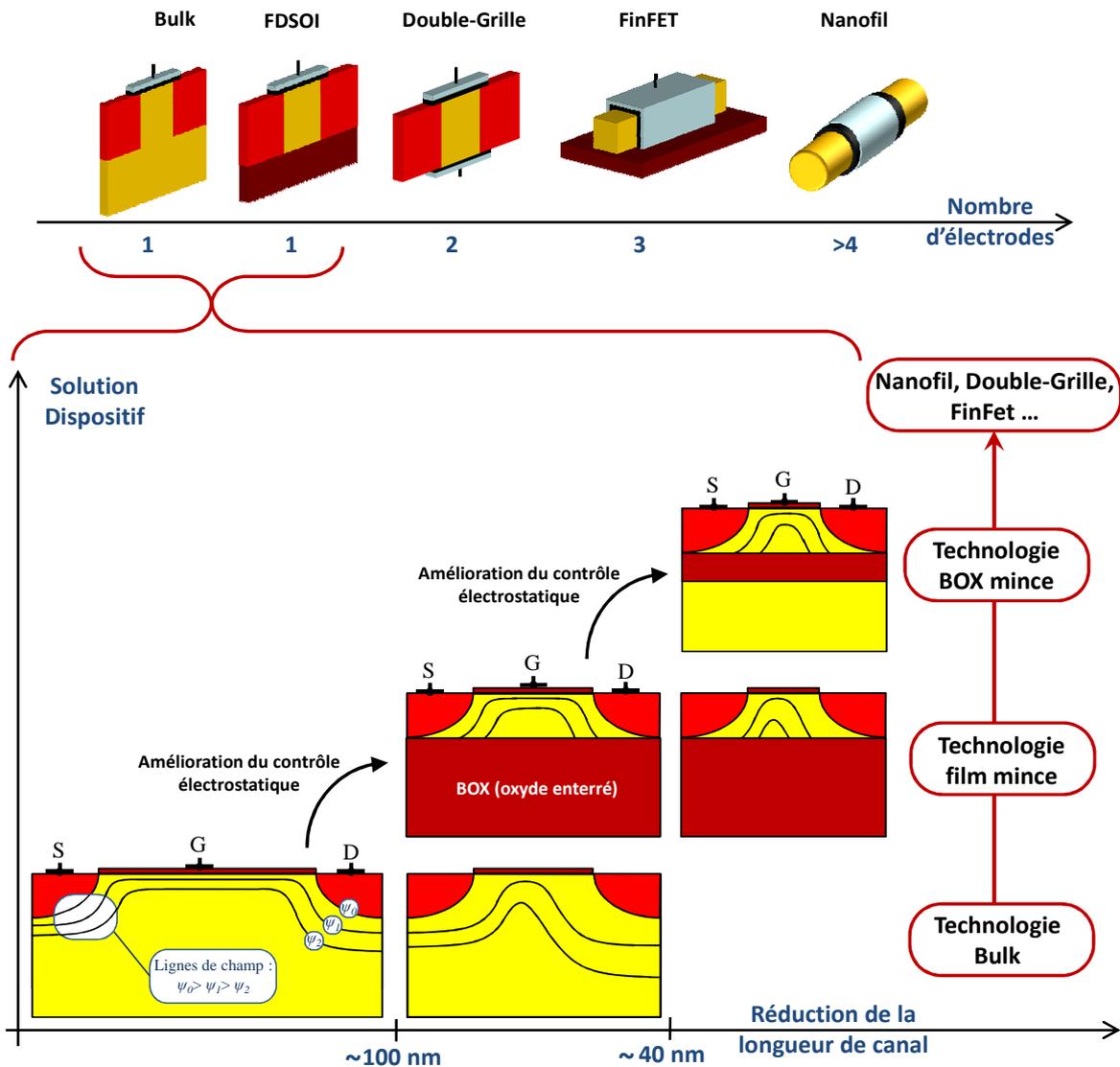


Figure I.2. Evolution des technologies SOI (Silicon On Insulator) d'un point de vue du contrôle électrostatique.

D'un point de vue technologique, l'évolution des architectures MOSFET : bulk, FDSOI, Double-Grille, FinFET ou nanofil est la conséquence des objectifs imposés par la loi de réduction d'échelle (la figure I.2 résume les différentes solutions existantes à ce jour). Prenons par exemple le cas concret de l'élaboration du transistor FDSOI (Fully Depleted Silicon On Insulator) [Andrieu] [Gallon] [Barral]. Historiquement* les technologies SOI sont apparues

* Le développement de ce type d'architecture était jusque dans les années 90 uniquement utilisé dans le domaine l'aérospatial et militaire.

comme une solution au problème de sensibilité des dispositifs bulk aux radiations ionisantes [Munteanu2]. Mais, il a été aussi observé que ce type de structure ayant un oxyde enterré avait un meilleur rendement en termes de puissance dissipée et présentait des capacités parasites plus faibles par rapport aux architectures classiques. Plus particulièrement, les architectures sur isolant totalement désertées (dépendant du dopage et de l'épaisseur de silicium), FDSOI, ont démontré leur très bonne tenue en termes de contrôle électrostatique. De même, la réduction de l'épaisseur de l'oxyde enterré a été aussi retenue comme solution car elle permet d'avoir encore* un très bon contrôle électrostatique pour des grilles plus petites et cela en gardant des structures planaires. La figure I.2 résume l'évolution des architectures sur isolant proposées pour solutionner le problème de la loi de réduction d'échelle.

I.1.2) Le transistor d'un point de vue système.

D'un point de vue économique, le monde de la microélectronique a apporté « une réduction des coûts unique dans l'histoire de l'industrie » [Fanet]. Cette affirmation, directement liée aux règles de « scaling » (la loi de Moore), s'essouffle au fil des ans : par exemple le coût de R&D (recherche et développement) normalisé par rapport au nœud technologique 0.25 μm est multiplié [Matheron] par 3 pour le nœud 0.18 μm , par 9 pour le nœud 0.9 μm et par 12 pour le nœud 0.45 μm . Il est d'ailleurs plus difficile (technologiquement parlant) de concevoir des transistors plus petits et moins chers. Par exemple, l'impact des éléments parasites, comme les résistances ou les capacités, devient incontournable (Figure II.3.a et II.3.b). Ceci s'explique visuellement sur le schéma de la figure II.3.c en comparant le volume du chemin d'accès du transistor, du contact à la jonction du transistor en passant par les vias et les différents niveaux de métallisation, comparé au transistor lui-même. Il est alors évident que les solutions technologiques s'orienteront plus au niveau système ; on citera par exemple l'intégration tri dimensionnelle empilant deux niveaux de transistors [Batude] ou l'apport de nouvelles fonctionnalités au niveau circuit pour le secteur très prometteur des MEMS (Micro Electronic Mechanical System).

* Le contrôle électrostatique d'un transistor FDSOI avec un oxyde enterré mince est comparable à un transistor Double-Grille.

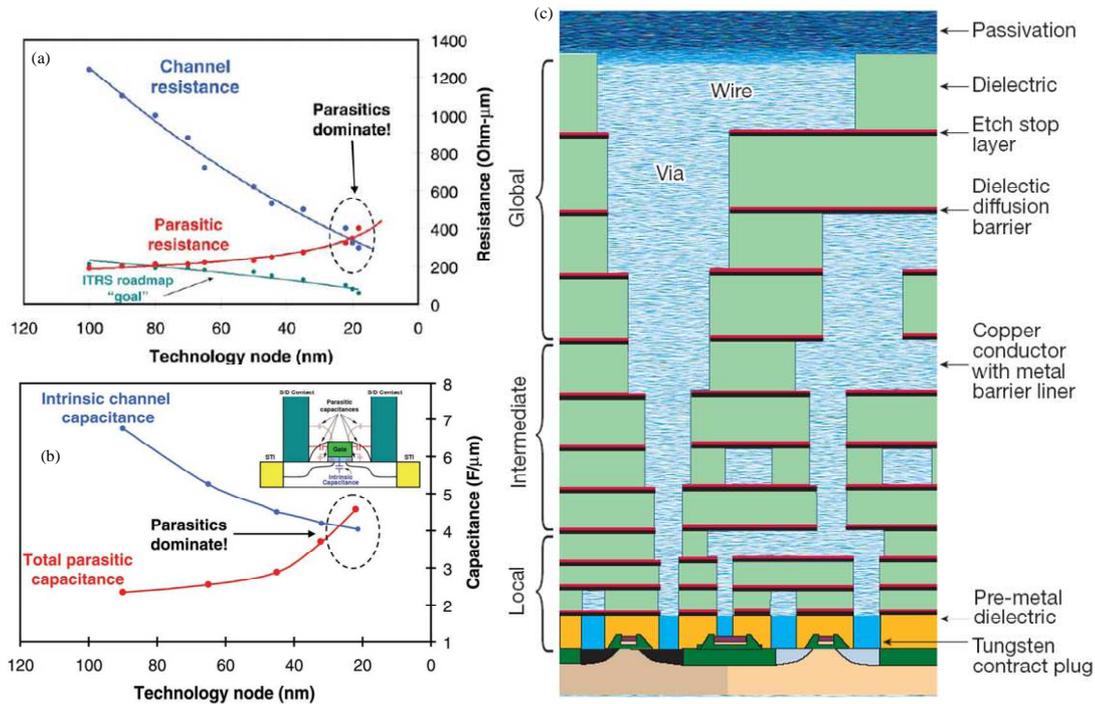


Figure I.3. Variation des résistances parasites (a) et des capacités parasites (b) en fonction du nœud technologique [Thompson] ; (c) dessin schématique du chemin d'accès d'un transistor [Peercy].

Nous arrivons donc au paradoxe suivant : comment continuer d'intégrer de plus en plus de transistors en technologie CMOS alors qu'économiquement et théoriquement parlant les solutions deviennent de plus en plus complexes à mettre en œuvre ? Il est possible que, dans le futur, les efforts de recherche se concentrent moins sur le transistor lui-même, et qu'un investissement plus important soit consacré aux problématiques au niveau système. Néanmoins, le concept du transistor ne disparaîtra pas puisque nous aurons toujours besoin de sa fonctionnalité dans tout système intégrant de nombreux calculs. Mais, il semble cependant évident que le transistor sous sa forme actuelle connaîtra un changement radical (de la même façon que le tube vide), par exemple vers une forme moléculaire. Dans tout les cas, l'étude des futures technologies nécessitera toujours une étude au niveau système.

I.1.3) La simulation : un investissement pour notre compréhension !

L'apparition et l'utilisation de la simulation numérique* sont concomitantes avec le développement des ordinateurs et de la programmation ; elle permet de calculer les divers cas d'un phénomène physique particulier. En d'autres termes, elle nous évite les tâches répétitives et

* Il est couramment admis que la simulation numérique est apparue avec le « projet Manhattan » pendant la 2nd guerre mondiale. Mais la véritable 1^{ère} simulation numérique sur ordinateur est l'expérience de Fermi-Pasta-Ulam.

parfois impossibles d'un calcul à la « main ». La simulation numérique nous permet surtout, si elle est prédictive, d'explorer à moindre coût les diverses possibilités technologiques. Pour finir, elle offre l'opportunité d'analyser les quantités physiques internes des dispositifs lors de son fonctionnement, quantités qui ne peuvent pas de surcroît être mesurées et qui sont facilement disponibles pendant une simulation numérique.

La simulation numérique est avant tout une affaire de modélisation et donc d'équation, que celle-ci soit résolue par des méthodes *ab initio*, stochastique, continue ou analytique ; seules les hypothèses de la théorie utilisée permettent de juger de la pertinence des résultats du modèle. Il est évident que la méthode de résolution des équations conditionne la complexité de la modélisation ainsi que des techniques d'implémentation/résolution sur ordinateur. De ce fait, en pratique, rares sont les simulations numériques reproduisant fidèlement les expériences réelles puisqu'elles seront limitées par la précision physique des équations mises en jeu. Néanmoins, la simulation numérique est un outil puissant qui permette d'évaluer avec une relative précision nos idées et de faire progresser rapidement notre compréhension.

En microélectronique, la simulation nous sert à évaluer l'impact des phénomènes physiques pour l'optimisation, l'amélioration et la création de dispositifs/circuits innovants pour concevoir des systèmes de plus en plus performants. Il est possible, de façon très schématique, de « diviser » le monde de la simulation en plusieurs grandes familles (méthodes) ou niveaux de modélisation (figure I.4) :

1. **Simulation numérique avancée** dédiée à l'étude de phénomènes physiques particuliers demandant une grande précision dans les approches telles que le calcul des structures de bande, le transport quantique ou la modélisation des interactions.
2. **Simulation numérique des composants et procédés technologiques** appliquée au développement et à la prédiction des performances des architectures innovantes.
3. **Simulation analytique/compacte** dédiée principalement à la simulation/conception de circuits à base de dispositifs innovants.

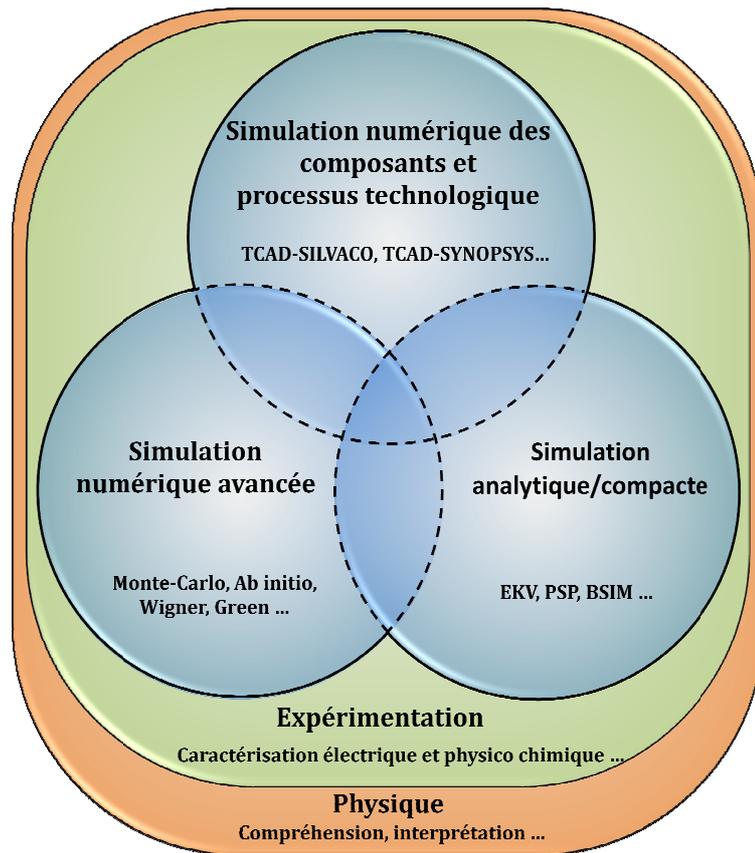


Figure I.4. Les différents niveaux de simulation. Les exemples* font référence à des approches/formalismes ou des noms de logiciel utilisés en microélectronique.

Les modèles relatifs au point 1 ne seront pas détaillés (mais utilisés) dans cette thèse (hormis une courte présentation sur leurs applications pour le transport balistique dans le chapitre III). Des travaux détaillés expliquent ces méthodes [Bescond], [Delerue], [Datta], [Dollfus], [Jaud], [Saint-Matin] ou [Querlioz]. En contre partie, les points 2 et 3 seront largement abordés dans notre travail, puisque nous développerons et utiliserons des modèles s'inscrivant dans le cadre de ces deux niveaux de simulation. Néanmoins, ces trois domaines ne sont pas indépendants, chacun apporte des réponses aux différents problèmes, ce qui nous permet de comprendre et, bien évidemment, de modéliser les différentes problématiques de la microélectronique. Par exemple, pour le transistor MOSFET nous aurons besoin de simulations ab initio pour connaître les paramètres matériaux (formation des interfaces des couches $\text{SiO}_2/\text{HfO}_2$), des approches Monte Carlo pour déterminer le type d'interactions et leurs quantités (électron-électron, électron-phonon ...), de la TCAD pour des études au niveau dispositif (comme l'étude de l'électrostatique), de la modélisation compacte pour quantifier l'impact au

* TCAD= Technology Computer Aided Design (SILVACO et SYNOPSIS sont les sociétés qui développent ce type de logiciel), EKV=modèle compact de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, PSP=modèle compact de la société NXP, BSIM=modèle compact de l'université de Berkeley.

niveau circuit et **(bien sur !)** d'un bon nombre de résultats de caractérisation électrique et physico-chimique pour confirmer/infirmes nos hypothèses. Finalement, la simulation n'est qu'un élément supplémentaire pour comprendre un problème donné ; et même si cette thèse ne présentera pas de résultats relatifs à la « simulation numérique avancée » ou de la « caractérisation », les comparaisons et les discussions vis-à-vis de celles-ci seront toujours réalisées.

I.2) Du concept au MOSFET.

I.2.1) Le transistor : bloquant ou passant ?

Le principe de fonctionnement du MOSFET est présenté dans la figure I.5 : le courant est commandé par deux tensions, la tension grille-source V_{GS} qui influe sur la quantité d'électrons dans le canal (la charge) et la tension drain-source V_{DS} qui entraîne la circulation des électrons dans le canal. Pour un V_{DS} fixé, on parle alors « d'état bloqué » quand la tension V_{GS} est inférieure à la tension de seuil V_T et « d'état passant » quand V_{GS} est supérieur à V_T . Les performances des transistors MOSFET sont généralement définies à partir du ratio entre le courant I_{on} (courant de drain pour $V_{GS}=V_{DS}$ =tension d'alimentation) et le courant I_{off} (courant de drain pour $V_{GS}=0$ V et V_{DS} =tension d'alimentation). Cependant, le courant est limité par les interactions dans le canal (électron-électron, électron-phonon ...) décrites usuellement par un paramètre macroscopique : la mobilité μ_n . Les autres facteurs limitatifs sont souvent dépendants du type d'architecture ou de matériau comme les fuites de grille ou encore les fuites de jonction.

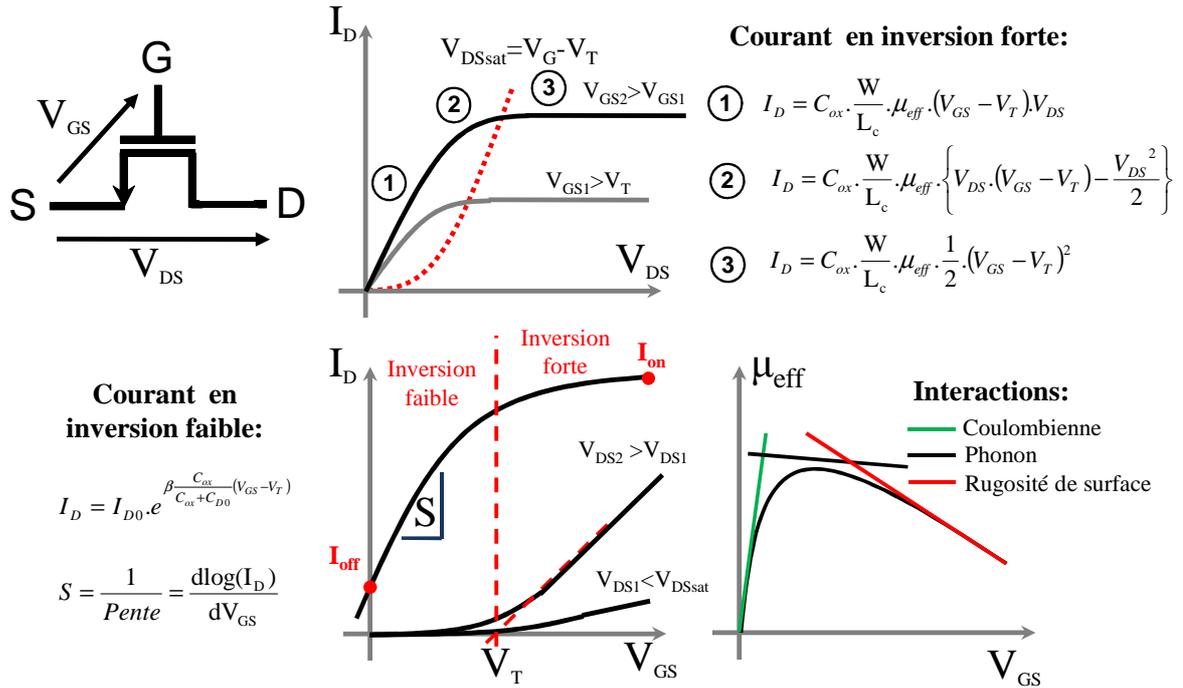


Figure I.5. Schéma équivalent, caractéristiques électriques I_D - V_{DS} et I_D - V_{GS} et mobilité d'un transistor nMOSFET [Mathieu] : 1=régime ohmique/linéaire, 2=régime non ohmique/linéaire et 3=régime de saturation (W est la largeur du transistor, L_c est la longueur du canal et C_{ox} est la capacité d'oxyde).

En absence du champ électrique, les porteurs libres (électrons ou trous) ont un mouvement Brownien et leur déplacement moyen est nul. Lorsque l'on applique un champ électrique \mathbf{E} un certain nombre de collisions auront lieu, collisions décrites par une force de type visqueux ($-\mathbf{f}_r \cdot \mathbf{v}_d$). Lorsqu'on applique le principe fondamental de la dynamique en régime permanent [Masson], on obtient :

$$\mathbf{a} = q \cdot \mathbf{E} / m_0 - \mathbf{v}_d / \tau_r = 0 \Rightarrow \mathbf{v}_d = q \cdot \mathbf{E} \cdot \tau_r / m_0 = \mu_n \mathbf{E} \quad (\text{I.1})$$

où \mathbf{a} est l'accélération et τ_r est le nombre moyen de collisions par unité de temps. Dans la majorité des cas trois mécanismes influent sur la mobilité : les collisions Coulombienne (dopants) correspondant à la mobilité μ_c , les collisions avec le réseau (phonons) correspondant à la mobilité μ_{ph} et les collisions avec la rugosité de surface (interactions avec la surface Si/SiO₂) correspondant à la mobilité μ_{sr} . La mobilité est régie par la loi de Matthiessen (figure I.5) :

$$\mu_{eff}^{-1} = \mu_c^{-1} + \mu_{ph}^{-1} + \mu_{sr}^{-1} \quad (\text{I.2})$$

La relation empirique pour le champ fort s'écrit alors [Sodini] [Canali] [Lombardi] :

$$\mu_n = \frac{\mu_{eff}}{\left(1 + \left(\frac{E}{E_c}\right)^\theta\right)^{1/\theta}} \quad (\text{I.3})$$

où E_c est le champ critique (10^4 V.cm^{-1}) et $\theta=1$ ou 2^* . D'un point de vue transport électronique, lorsque le temps moyen entre deux collisions est sensiblement égal au temps que met un électron pour aller de la source au drain, on parle de transport balistique puisque la probabilité d'avoir une collision est quasi nulle. Pour mieux définir ce transport balistique, on utilise le terme de libre parcours moyen, qui caractérise la distance entre deux collisions (λ ou $l_{pm}=v_{th}.\tau_r$). L'opposé du transport balistique est bien évidemment le transport diffusif qui se caractérise par un grand nombre d'interactions. La définition du transport quasi-balistique est plus floue et nous l'aborderons dans le chapitre II de façon précise.

I.2.2) Electrostatique et transport électronique : un combat commun

Notre but n'étant pas de reprendre les explications détaillant les différents régimes du transistor MOSFET [Mathieu], dans ce paragraphe, nous expliquerons sommairement l'influence de la variation conjointe de la longueur de canal, de la mobilité et des résistances d'accès sur le courant de drain. Pour cela, nous partirons de l'équation en courant dans le régime non-linéaire [Mathieu] [Saint-Matin] [Baccarani] avec une mobilité dépendante du champ électrique parallèle (champ drain-source) considéré comme constant[†] :

$$I_D = C_{ox} \cdot \frac{W}{L_c} \cdot \left\{ \frac{\mu_{eff}}{1 + \mu_{eff} \cdot V_{DS} / (v_{sat} \cdot L_c)} \right\} \cdot \left\{ V_{DS} \cdot (V_{GS} - V_T) - \frac{V_{DS}^2}{2} \right\} \quad (\text{I.4})$$

où W est la largeur du transistor, L_c est la longueur du canal, C_{ox} est la capacité d'oxyde et v_{sat} est la vitesse de saturation du silicium. Pour obtenir une description complète de la caractéristique $I_D V_D$ (courant en fonction de V_{DS}), nous devons déterminer le point de saturation. Il faut pour cela calculer l'extremum de l'équation précédente :

$$\left(\frac{dI_D}{dV_{DS}} = 0 \right)_{V_{DS}=V_{DSsat}} \Rightarrow V_{DSsat} = -\frac{v_{sat}}{\mu_{eff}} \cdot L_c + \sqrt{\left(\frac{v_{sat}}{\mu_{eff}} \cdot L_c \right)^2 + 2 \cdot (V_{GS} - V_T) \cdot \left(\frac{v_{sat}}{\mu_{eff}} \cdot L_c \right)} \quad (\text{I.5})$$

* Le champ critique E_c ainsi que la puissance θ sont des paramètres de calibration qui dépendent du type de matériau et de porteur considéré (électron ou trou). Plus de détails sur cette méthode sont donnés dans la référence Sodini *et al* [Sodini].

[†] Cette équation se retrouve à partir du modèle de transport Dérive-Diffusion que nous définirons par la suite. L'hypothèse du champ constant n'est pas valide pour des longueurs de canal inférieures à 1000 nm, mais elle sera suffisante pour l'étude présente.

Pour obtenir le courant en régime saturé il suffit de calculer I_D pour $V_{DS}=V_{DSsat}$. Dans le cas où le terme $(v_{sat} \cdot L_c / \mu_{eff})$ devient important on retrouve la tension de saturation du cas classique où la dépendance de la mobilité au champ parallèle devient négligeable [Mathieu] : $V_{DSsat}=V_{GS}-V_T$. Nous pouvons aller plus loin en considérant les résistances d'accès [Mathieu] [Saint-Martin] :

$$I_D = C_{ox} \cdot \frac{W}{L_c} \cdot \left\{ \frac{\mu_{eff}}{1 + \mu_{eff} \cdot V'_{DS} / (v_{sat} \cdot L_c)} \right\} \cdot \left\{ V'_{DS} \cdot (V'_{GS} - V_T) - \frac{V'^2_{DS}}{2} \right\} \quad (I.6)$$

où $V'_{DS}=V_{DS}-2 \cdot R_{acc} \cdot I_D$ et $V'_{GS}=V_{GS}-R_{acc} \cdot I_D$ avec $R_{acc}=R_{acc,S}=R_{acc,D}$ les résistances d'accès de source et de drain. Nous calculons ici également le point de saturation. Pour cela, il faut résoudre l'équation (I.6), puis déterminer la tension de saturation de cette solution. Introduisons tout d'abord quelques variables :

$$\eta = V_{GS} - V_T ; \beta = W \cdot C_{ox} \cdot v_{sat} ; \zeta = v_{sat} \cdot L_c / \mu_{eff} \quad (I.7)$$

L'équation (I.5) se réécrit de la façon suivante, en posant $V_{GS}=V_G$, $V_{DS}=V_D$ et $I_D=I$:

$$I = \frac{\beta}{\zeta + (V_D - R_{acc} \cdot I)} \cdot \left\{ (V_D - R_{acc} \cdot I) \cdot \eta - \frac{(V_D - R_{acc} \cdot I)^2}{2} \right\} \quad (I.8)$$

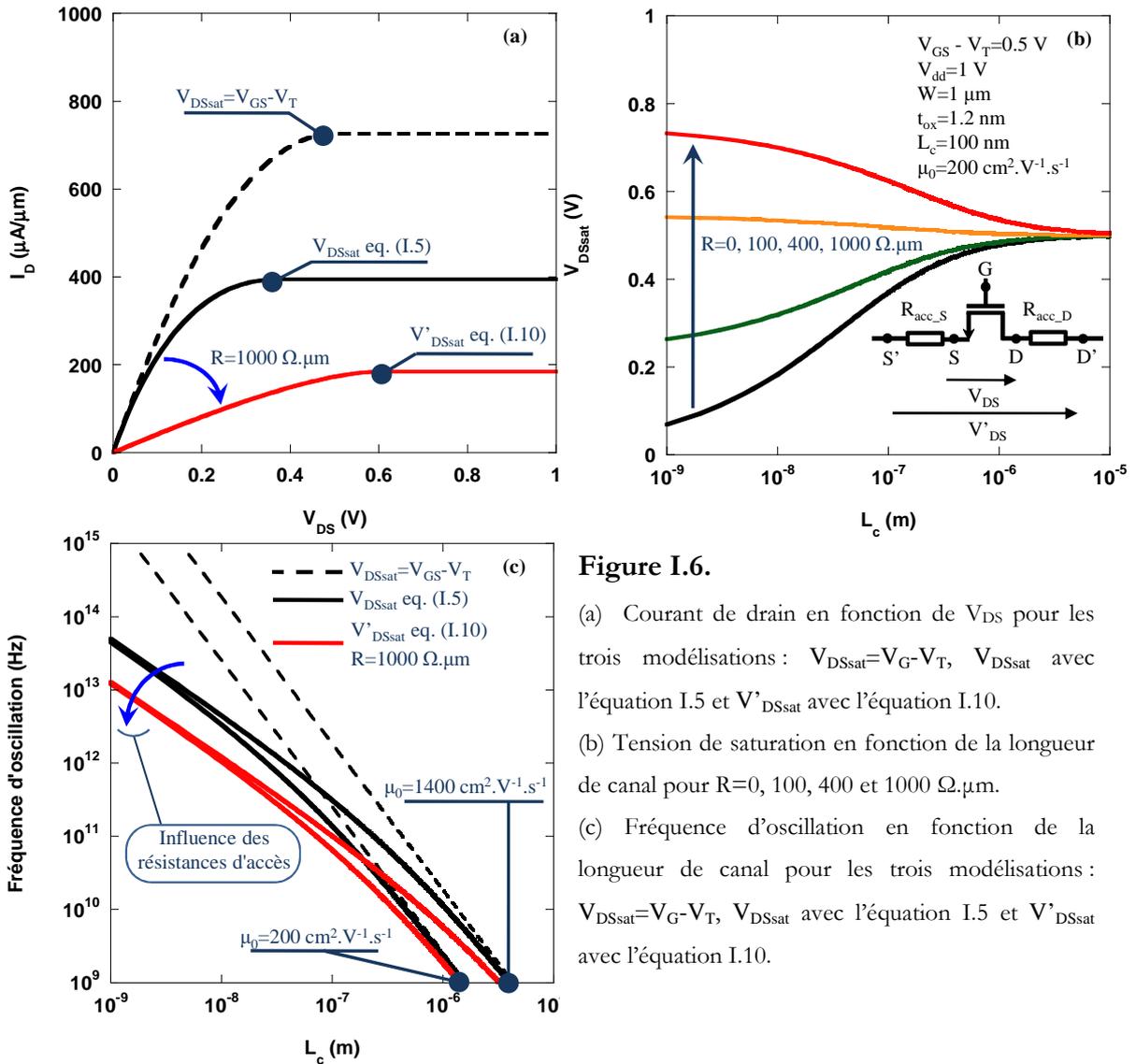
La solution de l'équation précédente est alors :

$$I = \frac{1}{8 \cdot R_{acc}} \cdot \left(\frac{2 \cdot V_D \cdot (1 - \beta \cdot R_{acc}) + 2 \cdot \zeta + 4 \cdot \beta \cdot \eta \cdot R_{acc}}{+ 2 \left(\begin{array}{l} V_D^2 \cdot (1 + 2 \cdot \beta \cdot R_{acc} + 2 \cdot \zeta + \beta^2 \cdot R_{acc}^2) \\ + 2 \cdot V_D \cdot (\zeta - 2 \cdot \eta \cdot \beta \cdot R_{acc} - \zeta \cdot \beta \cdot R_{acc} - 2 \cdot \eta \cdot \beta^2 \cdot R_{acc}^2) \\ + \zeta^2 + 4 \cdot \eta \cdot \zeta \cdot \beta \cdot R_{acc} + 4 \cdot \eta^2 \cdot \beta^2 \cdot R_{acc}^2 \end{array} \right)^{\frac{1}{2}}} \right) \quad (I.9)$$

La tension de saturation est égale à :

$$V'_{DSsat} = \frac{1}{(1 + \beta \cdot R_{acc} \cdot (2 + \beta \cdot R_{acc}))} \cdot \left(\begin{array}{l} -\zeta + \beta \cdot R_{acc} \cdot (2 \cdot \eta \cdot \beta \cdot R_{acc} + 2 \cdot \eta + \zeta) \\ \pm \left(\begin{array}{l} \zeta^2 \cdot (1 - 2 \cdot \beta \cdot R_{acc} + \beta^2 \cdot R_{acc}^2) \\ + 2 \cdot \eta \cdot \zeta \cdot (1 - \beta \cdot R_{acc} - \beta^2 \cdot R_{acc}^2 + \beta^3 \cdot R_{acc}^3) \end{array} \right)^{\frac{1}{2}} \end{array} \right) \quad (I.10)$$

Dans l'équation (I.10), le signe dépend de la valeur de la résistance : si $R_{acc} < I/\beta$ le signe sera négatif et si $R_{acc} > I/\beta$ le signe sera positif. Nous disposons donc d'un modèle très simple (voire scolaire), totalement analytique et prenant en compte l'influence conjointe de la mobilité et des résistances d'accès. Cependant, plusieurs phénomènes sont sciemment ignorés, comme les effets de confinement quantique ou les effets de canal court qui ont un impact important sur le courant. C'est pour cela que les valeurs obtenues ne reflètent certainement pas la réalité des dispositifs expérimentaux, mais nos conclusions n'en seront pas modifiées.


Figure I.6.

(a) Courant de drain en fonction de V_{DS} pour les trois modélisations : $V_{DSsat} = V_G - V_T$, V_{DSsat} avec l'équation I.5 et V'_{DSsat} avec l'équation I.10.

(b) Tension de saturation en fonction de la longueur de canal pour $R = 0, 100, 400$ et $1000 \Omega \cdot \mu\text{m}$.

(c) Fréquence d'oscillation en fonction de la longueur de canal pour les trois modélisations : $V_{DSsat} = V_G - V_T$, V_{DSsat} avec l'équation I.5 et V'_{DSsat} avec l'équation I.10.

Considérons d'abord les caractéristiques $I_D - V_D$ d'un transistor nMOSFET présentées dans la figure I.6.a. Dans cette figure 3 cas sont illustrés : le cas classique [Mathieu] (la tension de saturation est égale à $V_G - V_T$), le cas considérant uniquement l'influence sur le courant de la mobilité et le cas prenant en compte l'effet de la mobilité et avec des résistances d'accès de $1000 \Omega \cdot \mu\text{m}$. On remarque clairement que le cas classique donne la valeur de courant la plus forte puisque ce cas ne prend pas en compte la notion de vitesse saturation (équation (I.5)) qui réduit le courant (comme illustré sur la figure I.6.a). Si nous prenons en compte les résistances d'accès, le courant diminue et le point de saturation augmente en V_{DS} . Pour bien mettre en évidence l'impact des résistances d'accès, la figure I.6.b représente la tension de saturation pour plusieurs résistances d'accès en fonction de la longueur de canal. Comme attendu, les résistances d'accès jouent un rôle important sur le courant lorsque la longueur de canal diminue. Ces résultats

montrent aussi que, pour les longueurs de canal inférieures à environ 1 μm , l'influence des résistances d'accès devient plus importante que celle de la mobilité.

Le dernier graphique (figure I.6.c) représente la fréquence d'oscillation ($f=\tau^{-1}$ et $\tau=C_{ox}\cdot W\cdot L_c\cdot V_{dd}/I_D$) en fonction de la longueur de canal pour deux valeurs de mobilité : 200 $\text{cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ et 1400 $\text{cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$, et cela pour les trois cas énumérés précédemment. Ce graphique illustre parfaitement la problématique actuelle en microélectronique et rejoint nos remarques précédentes (figure I.3) : le gain en fréquence (ou gain en courant) n'est que légèrement influencé par la mobilité pour des longueurs de canal extrêmement petites (2 courbes noires ou rouges se rejoignant sur la figure I.6.c). Dans ce cas l'influence des résistances d'accès devient indiscutable ; ce sont alors ces résistances d'accès qu'il faudra prendre en compte dans nos futures modélisations pour reproduire fidèlement les caractéristiques en courant.

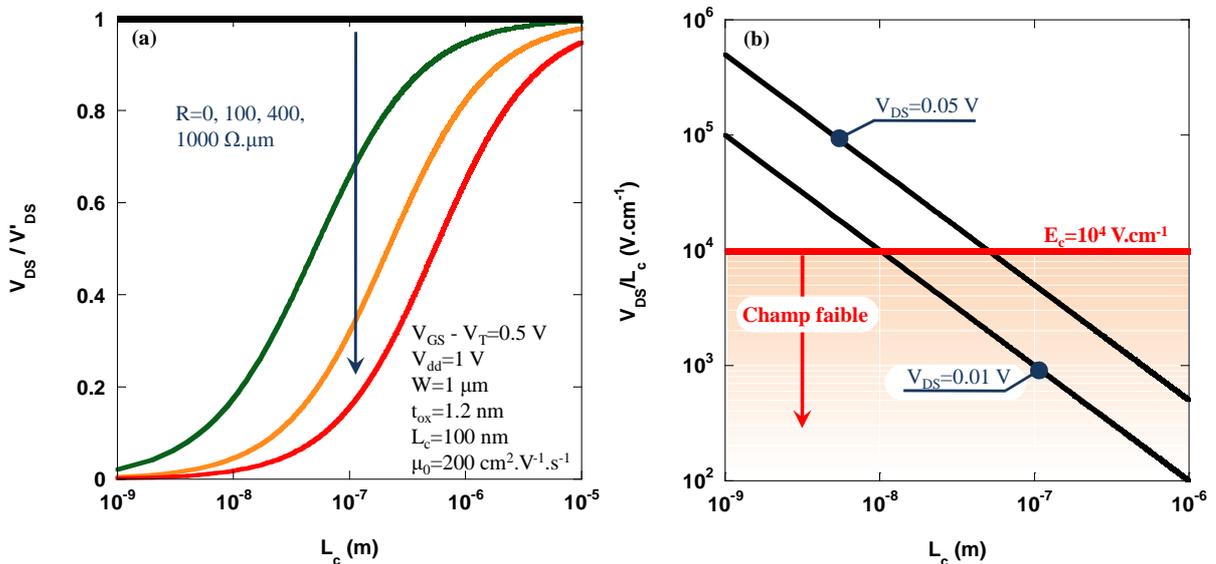


Figure I.7. (a) Tension au bornes du canal (normalisée) en fonction de la résistance d'accès et (b) calcul du champ électrique pour $V_{DS}=0.05 \text{ V}$ et $V_{DS}=0.01 \text{ V}$.

Ce modèle illustre aussi les problématiques de l'extraction de la mobilité à champ faible. En caractérisation électrique, la mobilité à faible champ est extraite à partir des courants de drain mesurés pour un V_{DS} faible [Barral]. Sur la figure I.7.a nous avons tracé la valeur de la tension aux bornes du canal en fonction de la longueur du canal. On identifie clairement que, plus la longueur du canal est faible, plus la chute de la tension aux bornes du canal est fortement dépendante des résistances d'accès. Dans les méthodes d'extraction il devient alors plus difficile d'isoler l'impact

* La valeur des mobilités n'est pas prise au hasard puisque 200 $\text{cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ est la mobilité moyenne des dispositifs ultimes utilisés au LETI [Barral] [Andrieu] [Dupré] et 1400 $\text{cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ est la valeur dans le silicium (massif) non dopé (intrinsèque).

des résistances d'accès [Barral]. Une mobilité « sous-estimée » est extraite lorsque les résistances séries ne sont pas exactement connues. Ceci a des conséquences dramatiques pour l'analyse du transport puisque la mobilité (ou le libre parcours moyen) est l'image de la qualité du transport des porteurs dans le canal. De même, la notion de champ faible ($<E_c$) peut être remise en question : la figure II.7.b montre qu'extraire μ_{eff} pour un $V_{DS}=0.05$ V n'est plus valide pour des longueurs de canal inférieures à 100 nm puisque la condition de champ faible n'est plus remplie. Ce problème a été largement abordé et en grande partie résolu par Barral *et al* [Barral] avec des méthodes d'extraction très performantes pour des $V_{DS}=0.01$ V*.

I.3) Conclusion

Dans ce chapitre nous avons expliqué l'évolution du transistor et ses limites ; dans le cadre actuel une question simple se pose : quelles sont les axes de travail possibles pour le domaine de la simulation/modélisation ? Comme l'un des titres des paragraphes précédant le fait sous-entendre, le niveau « système » joue un rôle crucial : le challenge actuel est donc d'être capable de partir d'une physique « relativement précise » pour modéliser les dispositifs innovants et évaluer leur impact sur des éléments de circuits [Munteanu2]. Cet objectif cadre parfaitement avec la recherche appliquée puisqu'elle permet, dans une certaine mesure, de donner des réponses suffisamment claires pour orienter les choix technologiques. Pour cela il faudra construire un modèle analytique et le valider ; nous développerons donc dans ce travail (cf chapitre II, III et IV) des approches analytiques permettant de décrire précisément les principaux phénomènes physiques du transistor MOSFET. Pour cela notre travail doit prendre en compte plusieurs facteurs. D'une part, il semble fondamental de comprendre les différents formalismes théoriques et les modèles associés en prenant en compte les contraintes des dispositifs actuels et en gardant à l'esprit que ces dispositifs sont utilisés dans un environnement circuit. D'autre part, il faudra impérativement comparer/confronter ce modèle à plusieurs autres approches plus « physiques » ainsi que des résultats de caractérisation électrique pour affirmer/infirmes nos hypothèses. Enfin, dans la mesure du possible nous répondrons à certaines questions de façon quantitative pour démontrer l'impact du transport électronique (ballistique/quasi-ballistique) sur le fonctionnement de quelques dispositifs et éléments de circuit.

* C'est la raison majeure de l'utilisation des excellents résultats expérimentaux pour valider nos approches dans les chapitres III et IV.

Chapitre II :

Modélisation semi-classique du transport dans le transistor MOSFET

Ce second chapitre exposera les hypothèses et les modèles pouvant décrire le transport semi-classique dans le transistor MOS, modèles dédiés aux environnements TCAD et à la modélisation analytique. Nous présenterons d'abord l'Equation de Transport de Boltzmann semi-classique qui est la base physique de la « méthode des moments » et de la « méthode des flux ». Ensuite, nous présenterons le formalisme de la méthode moments qui aboutira sur la présentation critique des hypothèses physiques des modèles Dérive-Diffusion et Hydrodynamique. Enfin, nous détaillerons le formalisme de la méthode des flux (ou méthode de McKelvey), révisé par nos soins, qui démontrera le fort potentiel de ces approches pour la modélisation compacte du transport balistique et quasi-balistique.

II.1) EQUATION DE TRANSPORT DE BOLTZMANN SEMI-CLASSIQUE.....	33
II.1.1) DEFINITIONS	33
II.1.2) ETB : EQUATION DE TRANSPORT DE BOLTZMANN.....	34
II.1.3) HYPOTHESES SUPPLEMENTAIRES	35
II.1.4) LES LIMITES DE L'ETB SEMI-CLASSIQUE.....	36
II.2) FORMALISME DE LA METHODE DES MOMENTS	37
II.2.1) CALCULS DES MOMENTS DE L'EQUATION DE TRANSPORT DE BOLTZMANN	38
II.2.1.1) <i>Intégration simple</i>	38
II.2.1.2) <i>Intégration suivant la vitesse de groupe</i>	39
II.2.1.3) <i>Intégration suivant l'énergie</i>	40
II.2.2) RELATIONS DE FERMETURE	40
II.2.2.1) <i>Relation de fermeture sur w : modèle Dérive Diffusion</i>	41
II.2.2.2) <i>Relation de fermeture sur S : modèle Hydrodynamique</i>	43
II.2.3) DISCUSSION	44
II.2.3.1) <i>Différence entre K. Blotekjaer et R. Stratton : modèle Energy Balance</i>	44
II.2.3.2) <i>Limites des approches hydrodynamiques</i>	46
II.3) FORMALISME DE LA METHODE DES FLUX	48
II.3.1) MODELISATION ANALYTIQUE DU TRANSPORT QUASI-BALISTIQUE	49
II.3.1.1) <i>De Landauer à la notion de source virtuelle</i>	49
II.3.1.2) <i>Modèle en courant de Natori/Lundstrom</i>	51
II.3.1.3) <i>Modélisation du coefficient de réflexion : état de l'art</i>	53
II.3.2) LA METHODE DE MCKELVEY, LONGINI ET BRODY (MLB).....	57
II.3.2.1) <i>Calcul du R suivant McKelvey et al [McKelvey]</i>	57
II.3.2.2) <i>Détermination des probabilités de collision r</i>	60
II.3.2.3) <i>Formulation de R avec génération/recombinaison</i>	62
II.3.3) DISCUSSION.....	64
II.3.3.1) <i>Approche de McKelvey révisée vs l'état de l'art</i>	64
II.3.3.2) <i>Couplage électrostatique/transport électronique : approches « loi de puissance » pour la longueur de la « kT-layer »</i>	66
II.3.3.3) <i>Les limites du « scaling » vues par la méthode des flux</i>	68
II.4) CONCLUSION DU CHAPITRE.....	70

II.1) Equation de Transport de Boltzmann semi-classique

II.1.1) Définitions

Le système que nous étudions est un gaz classique dilué contenant N porteurs de charge (dans la suite nous nous intéresserons uniquement aux électrons) identiques contenus dans une boîte de volume V . La seule force qui agit sur ce système est la force électromagnétique (dans la suite nous considérerons uniquement le champ électrique) et le rapport $n=N/V$ représente la densité d'électrons. Le mouvement des électrons consiste en une succession de vols libres sous l'effet du champ électrique, interrompus par des interactions. Les collisions jouent un rôle important dans le retour à l'équilibre du gaz en redistribuant l'énergie des électrons. Ces collisions sont considérées comme instantanées, localisées spatialement et à deux corps. Elles sont décrites par la mécanique quantique, tandis que les trajectoires des porteurs entre les collisions sont décrites par la mécanique classique.

A l'instant $t=0$ précédant l'application d'une force extérieure les électrons occupent les états permis correspondant à une fonction de distribution $f(\mathbf{r},\mathbf{p},t)$. Par définition, $f(\mathbf{r},\mathbf{p},t).d\mathbf{r}.d\mathbf{p}$ représente le nombre d'électrons qui, à l'instant t , ont une position dans un élément de volume $d\mathbf{r}$ centré en \mathbf{r} et une quantité de mouvement dans un élément de volume $d\mathbf{p}$ centré en \mathbf{p} ; ou, en d'autres termes, $f(\mathbf{r},\mathbf{p},t).d\mathbf{r}.d\mathbf{p}$ représente la probabilité de trouver un électron dans le volume $[\mathbf{r}, \mathbf{r}+d\mathbf{r}]$ de l'espace réel et $[\mathbf{p}, \mathbf{p}+d\mathbf{p}]$ de l'espace réciproque (espace des phases). La définition des principales quantités qui sont accessibles à partir de la fonction de distribution sont la concentration de porteurs, la vitesse moyenne, l'énergie moyenne et le flux d'énergie :

$$n = \frac{1}{\Omega} \int_{V_k} f . d^3k ; \mathbf{v}_{moy} = \frac{1}{n.\Omega} \int_{V_k} \mathbf{v}_g . f . d^3k ; w = \frac{1}{n.\Omega} \int_{V_k} \varepsilon . f . d^3k ; \mathbf{S} = \frac{1}{n.\Omega} \int_{V_k} \mathbf{v}_g . \varepsilon . f . d^3k \quad (\text{II.1})$$

où Ω est le facteur de normalisation ($8.\pi^3$), \mathbf{v}_g est la vitesse de groupe et ε est l'énergie.

II.1.2) ETB : Equation de Transport de Boltzmann

Nous pouvons maintenant évaluer l'équation d'évolution temporelle de la fonction de distribution. La différentielle totale de la fonction par rapport au temps s'écrit [Kiréev] :

$$\frac{d}{dt} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} \cdot \frac{d\mathbf{r}}{dt} + \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} \cdot \frac{d\mathbf{p}}{dt} \quad (\text{II.2})$$

Compte tenu des définitions de la vitesse de groupe $\mathbf{v}_g = d\mathbf{r}/dt$ et de la force totale $\mathbf{F}_T = d\mathbf{p}/dt$ on peut écrire :

$$\frac{d}{dt} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \frac{\partial}{\partial t} f + \mathbf{v}_g \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f + \mathbf{F}_T \cdot \nabla_{\mathbf{p}} f = 0 \quad (\text{II.3})$$

En posant $\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k}$ et en développant $\mathbf{F}_T = \mathbf{F}_{\text{int}} + \mathbf{F}$ (\mathbf{F}_{int} force interne relative aux collisions et \mathbf{F} force électrostatique), donc en scindant la force totale en somme des forces internes plus des forces externes, nous obtenons l'Equation de Transport de Boltzmann (ETB) semi-classique qui est également appelée équation cinétique de Boltzmann [Kiréev] [Pottier]:

$$\frac{\partial}{\partial t} f + \mathbf{v}_g \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f + \frac{\mathbf{F}}{\hbar} \cdot \nabla_{\mathbf{k}} f = \left(\frac{\partial}{\partial t} f \right)_{\text{coll}} \quad \text{avec} \quad \frac{\mathbf{F}_{\text{int}}}{\hbar} \cdot \nabla_{\mathbf{k}} f = - \left(\frac{\partial}{\partial t} f \right)_{\text{coll}} \quad (\text{II.4})$$

Le terme de droite de l'équation précédente représente la variation de la fonction de distribution due aux seules collisions. Déterminons maintenant l'expression du terme de collision ; pour cela on considère que lors d'une collision la particule passe d'un état (r, k) (relatif au volume $d\tau_k$) à un état (r', k') (relatif au volume $d\tau_{k'}$) et désignons par $S(k, k')$ la probabilité de transition par unité de temps ; $S(k, k')$ est indépendante de r et r' puisque nous avons fait l'hypothèse que les collisions étaient localisées. En tenant compte du nombre d'états initialement occupés et d'états libres subsistant après une collision (principe de Pauli) on obtient la variation totale du nombre d'états occupés sur tout le volume de la zone de Brillouin (V_k) pendant le temps dt [Kiréev] [Pottier] :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} f \right)_{\text{coll}} = \frac{1}{\Omega} \int_{V_k} (S(k', k) \cdot f(r, k') [1 - f(r, k)] - S(k, k') \cdot f(r, k) [1 - f(r, k')]) d^3 k \quad (\text{II.5})$$

En considérant que la probabilité entre (r, k') et (r, k) est la même qu'entre (r, k) et (r, k') , puisque nous avons posé l'hypothèse que les collisions étaient instantanées, nous obtenons :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} f \right)_{\text{coll}} = \frac{1}{\Omega} \int_{V_k} S(k, k') \cdot [f(r, k') - f(r, k)] d^3 k \quad (\text{II.6})$$

II.1.3) Hypothèses supplémentaires

En plus des hypothèses considérées précédemment, un certain nombre d'approximations supplémentaires rentreront en jeu pour la mise en place des deux formalismes : la méthode des moments et la méthode des flux.

Approximation des bandes paraboliques.

L'énergie et la vitesse de groupe seront données par :

$$\mathcal{E} = \frac{\hbar^2 k^2}{2.m^*} \text{ et } \mathbf{v}_g = \frac{1}{\hbar} \nabla_{\mathbf{k}} \mathcal{E} = \frac{\hbar \mathbf{k}}{m^*} \quad (\text{II.7})$$

Approximation de la fonction de distribution « diffusion approximation »

On considère que la fonction de distribution se comporte comme une Maxwellienne déplacée (f_{MD}) qui sera approximée par une somme de deux fonctions, une fonction symétrique isotopique (f_s) et une fonction antisymétrique (f_{AS}) [Gritsch]. La forme générique d'une Maxwellienne déplacée est :

$$f_{MD}(k) = A e^{-\frac{\hbar^2 (\mathbf{k}-\mathbf{K}_i)^2}{2.m^*.k_B.T_e}} = e^{a+\mathbf{b}\cdot\mathbf{k}-c.k^2} \quad (\text{II.9})$$

où k_B est la constante de Boltzmann, T_e la température des électrons, m^* la masse effective, \hbar la constante de Planck et \mathbf{K}_i , \mathbf{a} , \mathbf{b} et c des constantes. L'hypothèse « diffusion approximation » postule que la partie antisymétrique joue un rôle mineur comparée à la partie symétrique. Au 1^{er} ordre [Gritsch] :

$$f_{MD}(\mathbf{k}) = e^{a+\mathbf{b}\cdot\mathbf{k}-c.k^2} \approx f_M(|\mathbf{k}|)(1 + \mathbf{b}\cdot\mathbf{k}) = f_s(|\mathbf{k}|) + f_{AS}(\mathbf{k}) \quad (\text{II.10})$$

Il en découle que toute intégration sur l'espace des phases d'un moment d'ordre pair (respectivement impair) avec la partie antisymétrique de la fonction de distribution (respectivement symétrique) est nulle. De même, la valeur moyenne des deux moments d'ordre impair par rapport à la fonction symétrique (qui est isotope) est égal à* :

$$\int_{V_k} (\mathbf{k} \otimes \mathbf{k}) \cdot f_s(|\mathbf{k}|) \cdot d^3k = \frac{1}{3} \int_{V_k} k^2 \cdot f_s(|\mathbf{k}|) \cdot d^3k \quad (\text{II.11})$$

*La justification de cette relation ne sera pas développée ici ; pour plus de détails mathématiques on peut se reporter à la référence [Gritsch].

Explicitation du terme de collision par l'approximation du temps de relaxation (« Relaxation Time Approximation », RTA)

La complexité de l'expression (II.6) nous impose de considérer une approximation supplémentaire sur le terme de collision. Sachant que les collisions assurent le retour à l'état d'équilibre, l'hypothèse la plus simple pour décrire ce phénomène de relaxation est de considérer que la vitesse de rétablissement est proportionnelle à l'écart entre $f(r,k',t) - f_0(r,k',t)$, en considérant l'état (r,k) comme l'état d'équilibre et f_0 la fonction de distribution à l'équilibre. Nous nous plaçons donc dans l'approximation du temps de relaxation (RTA=Relaxation Time Approximation) [Kiréev] :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} f \right)_{coll} = - \frac{f(r,k',t) - f_0(r,k',t)}{\tau_f} \tag{II.12.a}$$

où τ_f est la grandeur qui caractérise le rétablissement de l'état d'équilibre perturbé par le champ électrique, appelée temps de relaxation. Dans le cas général [Gritsch] :

$$\int_{V_k} \phi_j \cdot \left(\frac{\partial}{\partial t} f \right)_{coll} \cdot d^3k \approx - \frac{\langle \phi_j \rangle - \langle \phi_j \rangle_0}{\tau_{\phi_j}} \tag{II.12.b}$$

où τ_{ϕ_j} représente la constante de temps caractéristique de retour à l'état d'équilibre ou temps de relaxation associé à la quantité moyennée. De plus, sachant que la fonction f_0 est une fonction symétrique, la valeur moyenne de toute quantité d'ordre impair sera nulle [Gritsch].

La RTA sera souvent utilisée pour décrire les différents moments de l'Equation de Transport de Boltzmann ce qui nous permettra d'introduire les significations physiques des différents temps de relaxation associés aux valeurs moyennes des différentes relations d'ordre.

II.1.4) Les limites de l'ETB semi-classique

Il est important de noter que L'ETB semi-classique ne s'applique que suivant certaines hypothèses qui constitueront également les limites des modèles exposés dans les paragraphes suivants. Dans l'approche semi-classique que nous avons considérée, les propriétés ondulatoires des électrons sont donc négligées et la fonction de distribution décrit entièrement le système [Kiréev] [Pottier] ; dans ce cadre :

- La mécanique classique (loi de Newton) décrit les trajectoires entre les collisions.
- La mécanique quantique décrit uniquement la structure de bandes et les collisions.
- Les collisions sont binaires (un électron interagit avec un électron), instantanées et localisées.

- Il n'y a aucune corrélation entre les porteurs puisque nous nous plaçons dans une description à une particule.
- On ne respecte pas le principe d'incertitude d'Heisenberg puisque la position et le vecteur d'onde sont connus à tout moment.

En théorie, ce genre de formalisme ne prend pas en compte les problématiques du transport quantique ou les notions de fuite par effet tunnel (entre le canal et la grille ou entre la source et le drain). Des corrections peuvent être mises en place pour améliorer la plage d'utilisation des modèles, mais elles sont discutables. Les deux paragraphes suivants exposeront les deux principaux formalismes utilisés dans cette thèse, pour la simulation numérique (TCAD) et la modélisation analytique.

II.2) Formalisme de la méthode des moments

Pour relier les quantités n , \mathbf{v}_{moy} , w et \mathbf{S} entre elles nous allons intégrer l'ETB pour pouvoir obtenir des relations d'ordre [Grasser]. Dans notre cas nous calculerons les moments d'ordre 0, 1 et 2, donc nous intégrerons l'ETB sur l'espace des phases suivant : 1 , \mathbf{v}_g et ε . Ces différentes étapes d'intégration sont développées dans la littérature suivant deux méthodes : celle de K. Blotekjaer [Blotekjaer] ou celle de R. Stratton [Stratton]. Les deux méthodes se distinguent dans la façon d'aborder la dépendance du temps de relaxation en fonction de l'énergie. Pour K. Blotekjaer la RTA est appliquée pour chaque ordre d'intégration faisant apparaître un temps de relaxation indépendant de l'énergie. Par exemple pour le moment d'ordre 1 et le moment d'ordre 2 nous avons, respectivement, le temps de relaxation en moment, τ_m , et le temps de relaxation en énergie, τ_ε . A contrario, R. Stratton applique uniquement la RTA pour décrire le terme de collision de l'ETB semi-classique, puis intègre en gardant un seul temps de relaxation, τ_f , définissant le retour à l'état d'équilibre de la fonction de distribution. Ainsi, les termes de relaxation en moment et en énergie seront dépendants du premier temps de relaxation (lui-même relié par une relation microscopique à l'énergie [Stratton]).

La discussion est alors portée sur la signification physique des notions de temps de relaxation en moment et en énergie, puisque dans le cas de la méthode de R. Stratton τ_m est inexistant. Il est vrai que dans le cadre du silicium à 300 K et pour des longueurs de canal supérieures à 100 nm, on peut supposer que la relaxation de la vitesse (\mathbf{v}_{moy}) due aux collisions est indépendante de l'énergie. Ainsi, nous associons à ces collisions un temps « moyen » de retour à l'équilibre qui n'est autre que τ_m , le temps de relaxation en moment (variation de l'angle du

vecteur d'onde) et τ_e , temps de relaxation en énergie* (variation du module du vecteur d'onde). La signification physique cachée dans τ_m et τ_e , ainsi que la façon d'aborder l'intégration de l'ETB semi-classique, sont la base des différences entre les modèles Hydrodynamique et Energy Balance. Nous n'aborderons pour l'intégration que l'approche K. Blotekjaer, néanmoins pour une pleine compréhension nous verrons ultérieurement les principales différences avec l'approche de R. Stratton.

Dans notre présentation, afin de simplifier les calculs et d'optimiser la compréhension des hypothèses mises en jeu, on considérera un calcul tridimensionnel qui utilise directement les relations tensorielles expliquées ultérieurement en annexe I. Mais, pour plus de détails on pourra se reporter à la référence [Pottier] ou [Gritsch] qui développe d'une façon rigoureuse et mathématique l'intégration des moments jusqu'à l'ordre 6†.

II.2.1) Calculs des moments de l'Equation de Transport de Boltzmann

II.2.1.1) Intégration simple

L'intégration simple de l'ETB donne (en posant R_{net} , le coefficient de génération recombinaison comme étant l'intégrale du terme de collision et $\mathbf{p}=\hbar.\mathbf{k}$) :

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle 1 \rangle + \nabla_{\mathbf{r}} \cdot \langle \mathbf{v} \rangle + \frac{\mathbf{F}}{\hbar} \cdot \langle \nabla_{\mathbf{k}} 1 \rangle = -R_{net} \quad (\text{II.13})$$

Le terme $\langle \nabla_{\mathbf{k}} 1 \rangle$ revient à calculer l'intégrale de la dérivée d'un scalaire qui est, dans ce cas, nul. Par rapport à l'annexe I.1 cela revient à être dans le cas 2 qui postule que si nous sommes en présence d'un scalaire, il suffit de faire une dérivée classique. En considérant la définition de la concentration des porteurs et de la vitesse moyenne on obtient le moment d'ordre 0 [Gritsch] :

$$\frac{\partial}{\partial t} n + \nabla_{\mathbf{r}} \cdot (n \cdot \mathbf{v}_{moy}) = -R_{net} \quad (\text{II.14})$$

Cette relation constitue l'équation de conservation de la matière ou, par analogie, la seconde loi de Fick, qui permet de décrire l'évolution temporelle de la concentration en espèce diffusante en un point donné [Pottier].

* Rappelons que le temps de relaxation en énergie est de l'ordre de la pico seconde et que $\tau_m < \tau_e$.

† Nous discuterons ce point dans le paragraphe II.2.3.2.

II.2.1.2) Intégration suivant la vitesse de groupe

L'intégration simple de l'ETB suivant la vitesse de groupe s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \mathbf{v}_g \rangle + \nabla_r \langle \mathbf{v}_g \otimes \mathbf{v}_g \rangle + \frac{\mathbf{F}}{\hbar} \cdot \langle \nabla_k \otimes \mathbf{v}_g \rangle = \left\langle \mathbf{v}_g \cdot \frac{\partial}{\partial t} 1 \right\rangle_{coll} \quad (\text{II.15})$$

Le terme $\langle \nabla_k \otimes \mathbf{v}_g \rangle$ fait apparaître un produit de tenseurs entre le gradient et la vitesse de groupe. On se place donc dans le cas 1 de l'annexe I.1, ce qui revient à utiliser $A(k) = \mathbf{v}_g = \hbar \cdot \mathbf{k} / m^*$ et appliquer la relation du cas 1 (équation A.I.3) :

$$\nabla_k \otimes \left(\frac{\hbar \cdot \mathbf{k}}{m^*} \right) = \frac{\hbar}{m^*} \left[\delta + (\mathbf{k} \otimes \mathbf{k}) \cdot \left(\frac{d1}{dk} \cdot \frac{1}{k} \right) \right] = \frac{\hbar}{m^*} \cdot \delta \quad (\text{II.16})$$

La valeur moyenne du tenseur unité correspond à la densité de porteurs ($\langle \delta \rangle = n$) et le terme $\langle \mathbf{v}_g \otimes \mathbf{v}_g \rangle$ est égal à :

$$\langle \mathbf{v}_g \otimes \mathbf{v}_g \rangle = \left(\frac{\hbar}{m^*} \right)^2 \langle \mathbf{k} \otimes \mathbf{k} \rangle = 1/3 \langle v_g^2 \rangle \quad (\text{II.17})$$

L'apparition du facteur 1/3 dans le second terme est due aux approximations que nous faisons sur la fonction de distribution et au fait que l'intégration d'un moment d'ordre pair avec la partie symétrique s'annule. Or, comme nous avons considéré l'approximation des bandes paraboliques, nous pouvons relier la vitesse de groupe à l'énergie :

$$\frac{1}{3} \langle v_g^2 \rangle = \frac{2}{3 \cdot m^*} \langle \mathcal{E} \rangle \quad (\text{II.18})$$

En considérant les définitions de la vitesse moyenne et de l'énergie moyenne et en appliquant la RTA, on obtient le moment d'ordre 1 [Gritsch] :

$$\frac{\partial}{\partial t} (n \cdot \mathbf{v}_{moy}) + \frac{2}{3 \cdot m^*} \nabla_r (n \cdot w) + \frac{\mathbf{F}}{m^*} n = - \frac{n(\mathbf{v}_{moy} - \mathbf{v}_{moy0})}{\tau_m} \quad (\text{II.19})$$

où τ_m le temps de relaxation du moment. Cette relation est aussi appelée équation de conservation de la vitesse ou équation de Navier-Stockes [Pottier].

II.2.1.3) Intégration suivant l'énergie

L'intégration simple de l'ETB suivant l'énergie s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \mathcal{E} \rangle + \nabla_{\mathbf{r}} \langle \mathcal{E} \cdot \mathbf{v}_g \rangle + \frac{\mathbf{F}}{\hbar} \cdot \langle \nabla_{\mathbf{k}} \mathcal{E} \rangle = \langle \mathcal{E} \cdot \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)_{coll} \rangle \quad (\text{II.20})$$

Le terme $\langle \nabla_{\mathbf{k}} \mathcal{E} \rangle$ correspond au calcul de l'intégrale de la dérivée d'un scalaire. Par rapport à l'annexe I.1, on se place dans le cas 2 qui postule que si nous sommes en présence d'un scalaire il suffit de faire une dérivée classique. Dans notre cas la dérivée correspond à :

$$\nabla_{\mathbf{k}} \mathcal{E} = \hbar \cdot \mathbf{v}_g \quad (\text{II.21})$$

En considérant les définitions de la concentration de porteurs, de la vitesse moyenne et de l'énergie moyenne et en appliquant la RTA, on obtient le moment d'ordre 2 [Gritsch] :

$$\frac{\partial}{\partial t} (n \cdot w) + \nabla_{\mathbf{r}} (n \cdot \mathbf{S}) - \mathbf{F} \cdot n \cdot \mathbf{v}_{\text{moy}} = -n \cdot \frac{w - w_0}{\tau_{\mathcal{E}}} \quad (\text{II.22})$$

où $\tau_{\mathcal{E}}$ est le temps de relaxation en énergie. Par analogie à la mécanique des fluides, cette équation est semblable à celle de la diffusion thermique en considérant que la vitesse moyenne est nulle [Pottier].

II.2.2) Relations de fermeture

Les différents ordres d'intégration de l'ETB nous amènent à un système de i équations avec $i+1$ inconnues. Nous avons donc un système composé des équations suivantes : (II.14)=moment d'ordre 0, (II.19)=moment ordre 1 et (II.22)=moment ordre 2. Il faut donc fermer ce système à l'ordre $i+1$ en approximant ce moment ($i+1$ inconnues) par des considérations physiques. Le modèle Dérive-Diffusion (DD) sera fermé à l'ordre 2 et le modèle HydroDynamique (HD) à l'ordre 3, respectivement sur l'énergie moyenne et sur le flux d'énergie.

II.2.2.1) Relation de fermeture sur w : modèle Dérive Diffusion

Dans le cas d'un semiconducteur (silicium à 300K) non dégénéré soumis à des champs électriques faibles et homogènes, si nous multiplions les moments d'ordre 0 et 1 par la charge d'un électron (q), nous obtenons :

$$q \cdot \frac{\partial n}{\partial t} + \nabla_r \cdot \mathbf{J}_n = -q \cdot R_{net} \quad (\text{II.23})$$

$$\frac{\partial \mathbf{J}_n}{\partial t} + \frac{2 \cdot q}{3 \cdot m^*} \nabla_r \cdot (n \cdot w) + \frac{q^2 \cdot \mathbf{E}}{m^*} n = - \frac{q \cdot n (\mathbf{v}_{moy} - \mathbf{v}_{moy0})}{\tau_m} \quad (\text{II.24})$$

où $\mathbf{J}_n = -q \cdot n \cdot \mathbf{v}_{moy}$ est le courant d'électrons et $\mathbf{F} = q \cdot \mathbf{E}$. Nous allons fermer notre système à l'ordre 2 (sur l'énergie moyenne) en supposant que la température des électrons est égale à celle du réseau et que le tenseur température est approximé par un scalaire [Meinerzhagen] [Grasser]. Cette hypothèse se traduit sur le tenseur température :

$$\hat{T} = \frac{m^*}{k_B \cdot n} \langle \mathbf{c} \otimes \mathbf{c} \rangle \approx T_n \cdot \hat{I} \quad (\text{II.25.a})$$

$$T_n = T_L \quad (\text{II.25.b})$$

où T_n est la température des électrons, T_L la température du réseau et I le tenseur identité. D'après la définition de l'énergie moyenne et de la vitesse de groupe $\mathbf{v}_{moy} = \mathbf{c} + \mathbf{v}_{moy}$, l'énergie moyenne s'exprime :

$$w = \frac{1}{n} \langle \mathcal{E} \rangle = \frac{m^*}{2 \cdot n} \langle v_g^2 \rangle = \frac{m^*}{2 \cdot n} \langle c^2 \rangle + \frac{m^*}{2} \cdot v_{moy}^2 \quad (\text{II.26})$$

Or, le terme $\langle c^2 \rangle$ est relié à $\langle \mathbf{c} \otimes \mathbf{c} \rangle$ par la relation $\langle \mathbf{c} \otimes \mathbf{c} \rangle = (1/3) \cdot \langle c^2 \rangle$ (défini dans l'annexe I.2). La nouvelle expression de l'énergie moyenne est alors * :

$$\langle c^2 \rangle = \frac{3 \cdot k_B \cdot n}{m^*} T_L \Rightarrow w = \frac{3}{2} \cdot k_B T_L + \frac{m^*}{2} \cdot v_{moy}^2 \quad (\text{II.27})$$

Si on évalue la partie « drift » $m^* \cdot v_{moy}^2 / 2$ et le terme $3 \cdot k_B \cdot T_L / 2$ (dans le silicium à 300 K) en faisant une application numérique simple, on obtient que $(m^* \cdot v_{moy}^2 / (3 \cdot k_B \cdot T_L)) < 1/10^\dagger$. L'énergie moyenne devient alors :

$$w = \frac{3}{2} \cdot k_B T_L + \frac{m^*}{2} \cdot v_{moy}^2 \approx \frac{3}{2} \cdot k_B T_L \Rightarrow w = \frac{3}{2} \cdot k_B T_L \quad (\text{II.28})$$

* Le facteur 1/3 provient du caractère tridimensionnel du système en considérant une fonction de distribution isotopique [Gritsch].

† M.A. Stettler a montré que cette approximation a ses limites pour des transistors MOS inférieurs à 1 μm [Stettler]

L'équation précédente est appelée relation de fermeture à l'ordre 2 ; elle traduit le fait que $T_n = T_L$. De plus, comme le temps de relaxation en moment est de l'ordre de $1/\tau_m = 10^{13}$ Hz, on négligera donc la variation temporelle de la densité de courant dans l'équation (II.24) [Grasser], puisque cette valeur est fortement supérieure à la cadence actuelle des processeurs ($\sim 10^9$ Hz) *. Nous obtenons ainsi une nouvelle forme du moment ordre 1 :

$$\frac{k_B \cdot T_n}{m^*} \nabla_r n + \frac{q \cdot q \cdot \mathbf{E}}{m^*} n = \frac{\mathbf{J}_n}{\tau_m} \quad (\text{II.29})$$

Si nous multiplions par le temps de relaxation les deux membres de l'équation précédente et nous définissons la mobilité des électrons et le coefficient de diffusion comme étant : $\mu_n = q \cdot \tau_m / m^*$ et $D_n / \mu_n = k_B \cdot T_L / q$. Nous obtenons les deux équations du modèle Dérive-Diffusion :

$$q \cdot \frac{\partial n}{\partial t} + \nabla_r \mathbf{J}_n = -q \cdot R_{net} \quad (\text{II.30})$$

$$\mathbf{J}_n = q \cdot D_n \cdot \nabla_r n + q \cdot n \cdot \mu_n \cdot \mathbf{E} \quad (\text{II.31})$$

Les hypothèses du modèle DD sont :

- Approximation des bandes paraboliques.
- La fonction de distribution est une Maxwellienne déplacée qui est scindée en une partie symétrique et une partie antisymétrique.
- Les temps de relaxation sont constants par rapport à l'énergie.
- L'énergie moyenne néglige la partie de « drift » par rapport à la partie thermique.
- La variation temporelle de la densité de courant est négligée.
- **La température des électrons est égale à celle du réseau (relation de fermeture).**

* Pour les transistors MOSFET usuels.

II.2.2.2) Relation de fermeture sur S : modèle Hydrodynamique

Dans le cas du modèle HydroDynamique (HD) la température électronique n'est plus considérée comme égale à celle du réseau. Néanmoins, nous considérons les mêmes hypothèses pour l'énergie moyenne en ce qui concerne la simplification de la partie « drift » et nous prenons en compte le fait que la température est approximée par un scalaire. La relation de fermeture porte sur le flux d'énergie qui se décompose en une partie relative à la fonction symétrique (partie diffusive) et une partie relative à la fonction antisymétrique (partie « drift ») [Gritsch] (les calculs sont développés dans l'annexe II) :

$$n.\mathbf{S} = \langle \mathbf{v}_g . \mathcal{E} \rangle = \langle (\mathbf{c} + \mathbf{v}_{moy}) . \mathcal{E} \rangle = -\frac{5.k_B.T_n}{2.q} . \mathbf{J}_n + n.\mathbf{Q} \quad (\text{II.32})$$

où \mathbf{Q} est le flux de chaleur. L'approximation porte sur la partie diffusive du flux d'énergie (\mathbf{Q}), qui est exprimé par la loi Fourier, d'une part, et par la loi Wiedermann-Frantz, d'autre part, pour expliciter le terme de conductivité thermique κ_n [Blotekjaer] :

$$n.\mathbf{Q} = -\kappa_n . \nabla_r T_n \text{ avec } \kappa_n = -\left(\frac{5}{2} + v_n\right) \frac{k_B^2}{2} \mu_n . n . T_n \quad (\text{II.33})$$

Le terme de conductivité thermique v_n doit être considéré avec précaution [Apanovich]. Celui-ci est égal à 0 [Apanovich] [Gritsch] dans le cas présent du modèle hydrodynamique, mais devient un paramètre correctif pour le modèle Energy Balance (EB) que nous aborderons dans le paragraphe suivant. Le couple d'équations précédentes est appelé relation de fermeture à l'ordre 3. Ainsi, le modèle HD est la combinaison des moments d'ordre 0, 1 et 2* :

$$q . \frac{\partial n}{\partial t} + \nabla_r . \mathbf{J}_n = -q . R_{net} \quad (\text{II.34})$$

$$\mathbf{J}_n = \mu_n . k_B \left(\nabla_r (n.T_n) + \frac{q}{k_B} . \mathbf{E} . n \right) - \tau_m . \frac{d\mathbf{J}_n}{dt} \quad (\text{II.35})$$

$$\frac{3.k_B}{2} . \frac{\partial (n.T_n)}{\partial t} + \nabla_r . (n.\mathbf{S}) - \mathbf{E} . \mathbf{J}_n = -\frac{3.k_B}{2} . \frac{n(T_n - T_L)}{\tau_\varepsilon} \quad (\text{II.36})$$

Les hypothèses du modèle HD sont :

- Approximation des bandes paraboliques.
- La fonction de distribution est une Maxwellienne déplacée qui est scindée en une partie symétrique et une partie antisymétrique.

*Si la dérivée par rapport au temps dans l'expression du moment d'ordre 1 est négligée (comme pour le modèle DD) le modèle est appelé « Simplified HydroDynamic » (SHD). Néanmoins, il est important de noter que dans de nombreux travaux SHD est appelé HD.

- Les temps de relaxation sont constants par rapport à l'énergie.
- L'énergie moyenne néglige la partie de « drift » par rapport à la partie thermique.
- La variation temporelle de la densité de courant est négligée.
- La température des électrons n'est pas égale à celle du réseau.
- **La partie diffusive du flux de d'énergie est exprimée par la loi de Fourier et la loi Wiedermann-Frantz (relation de fermeture).**

II.2.3) Discussion

II.2.3.1) Différence entre K. Blotekjaer et R. Stratton : modèle Energy Balance

Jusqu'à présent nous avons considéré des modèles qui supposent que le temps de relaxation est constant par rapport à l'énergie ; de ce fait pour chaque intégration de l'ETB nous définissons un nouveau temps de relaxation. Ceci donne lieu à deux approches appelées couramment la méthode de K. Blotekjaer (celle développée jusqu'à présent) et la méthode de R. Stratton qui considère qu'il y a une relation microscopique qui relie le temps de relaxation à l'énergie. Pour cela il faut reprendre l'ETB en régime permanent en appliquant la RTA* :

$$\mathbf{v}_g \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f + \mathbf{F} \cdot \nabla_{\mathbf{p}} f = \left(\frac{\partial}{\partial t} f \right)_{coll} \quad \text{avec} \quad \left(\frac{\partial}{\partial t} f \right)_{coll} = - \frac{f_{AS}(\mathbf{k})}{\tau_f(\mathcal{E})} \quad (\text{II.37})$$

avec $\mathbf{p} = \hbar \cdot \mathbf{k}$ la quantité de mouvement, $f_{AS}(\mathbf{k})$ la partie antisymétrique de la fonction de distribution et $\tau_f(\mathcal{E})$ le temps de relaxation définissant le retour à l'état d'équilibre de la fonction de distribution[†]. Nous ferons les calculs en reportant le temps de relaxation dans la partie gauche de l'expression précédente :

$$\tau_f(\mathcal{E}) \cdot \mathbf{F} \cdot \nabla_{\mathbf{p}} f + \tau_f(\mathcal{E}) \cdot \mathbf{v}_g \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f = -f_{AS}(k) \quad (\text{II.38})$$

La méthode générale est sensiblement équivalente au calcul du moment d'ordre 1, à la différence près que les valeurs moyennes sont réalisées sur l'énergie. Nous intégrons le premier terme de l'équation (II.38) en ayant préalablement exprimé la dérivée de la fonction de distribution par rapport à l'énergie :

$$\mathbf{F} \cdot \int_{V_k} (\tau_f \cdot \mathbf{v}_g \cdot \nabla_{\mathbf{p}} f_S) \cdot d\mathcal{E} = \mathbf{F} \cdot \int_{V_k} \left(\tau_f \cdot \frac{\mathbf{v}_g \otimes \mathbf{p}}{m^*} \cdot \nabla_{\mathcal{E}} f_S \right) \cdot d\mathcal{E} = \frac{2}{3} \cdot \frac{\mathbf{F}}{m^*} \cdot \int_{V_k} \left(\tau_f \cdot \mathcal{E}^2 \cdot \nabla_{\mathcal{E}} f_S \right) \cdot d\mathcal{E} \quad (\text{II.39})$$

* On suppose que les interactions sont élastiques, donc que seule la partie antisymétrique de la fonction de distribution intervient dans le terme de collision.

[†] Cf paragraphe II.1.3.

Nous considérons la relation suivante pour la définition de la mobilité* :

$$n.\mu_n = \frac{2}{3} \cdot \frac{q}{m^*} \cdot \int_{V_k} \left(\tau_f \cdot \mathcal{E}^2 \cdot \nabla_{\mathcal{E}} f_S \right) d\mathcal{E} \quad (\text{II.40})$$

Pour l'intégration du second terme nous considérons :

$$n.D_n = \frac{2}{3.m^*} \cdot \int_{V_k} (\tau_f \cdot \mathcal{E} \cdot f_S) d\mathcal{E} \quad (\text{II.41})$$

En intégrant le 3^{ème} terme on obtient le courant. Ainsi, en utilisant la relation d'Einstein, nous obtenons l'expression intrinsèque de la seconde équation du modèle suivant l'approche de Stratton :

$$\mathbf{J}_n = k_B \nabla_{\mathbf{r}} (\mu_n \cdot n \cdot T_n) + q \cdot \mu_n \cdot \mathbf{E} \cdot n \quad (\text{II.42})$$

Après avoir développé et réarrangé les termes de l'équation précédente, on obtient un nouveau modèle, appelé Energy Balance (EB), et qui, de la même façon que le modèle HD, s'exprime par une combinaison des moments d'ordre 0, 1 et 2 :

$$q \cdot \frac{\partial n}{\partial t} + \nabla_{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{J}_n = -q \cdot R_{net} \quad (\text{II.43})$$

$$\mathbf{J}_n = \mu_n [k_B \cdot (T_n \cdot \nabla_{\mathbf{r}}(n) + n \cdot \nabla_{\mathbf{r}}(T_n) \cdot (1 + \nu_n)) + q \cdot \mathbf{E} \cdot n] \text{ avec } \nu_n = \frac{T_n \cdot \nabla_{\mathbf{r}}(\mu_n)}{\mu_n \cdot \nabla_{\mathbf{r}}(T_n)} \quad (\text{II.44})$$

$$\frac{3.k_B}{2} \cdot \frac{\partial(n.T_n)}{\partial t} + \nabla_{\mathbf{r}} \cdot (n \cdot \mathbf{S}) - \mathbf{E} \cdot \mathbf{J}_n = -\frac{3.k_B}{2} \cdot \frac{n(T_n - T_L)}{\tau_{\mathcal{E}}} \quad (\text{II.45})$$

Le temps de relaxation en énergie a une définition semblable à la méthode de K. Blotekjaer et traduit le fait que nous avons appliqué la RTA et omis la dépendance en énergie de $\tau_{\mathcal{E}}$ dans l'intégration du moment d'ordre 2. Le terme ν_n est couramment utilisé comme un paramètre correctif[†] qui traduit la dépendance en température du paramètre mobilité. Pour $\nu_n = 0$ on retrouve le modèle HD, pour $\nu_n = -1$ le terme de diffusion thermique disparaît et $\nu_n = -0.5$ signifie que l'on assume des interactions avec les phonons acoustiques [Apanovich]. La relation de fermeture est alors [Apanovich] :

$$n \cdot \mathbf{S} = -\frac{k_B \cdot T_n}{q} \cdot \left(\frac{5}{2} + \nu_n \right) \cdot \mathbf{J}_n + n \cdot \mathbf{Q} \quad (\text{II.46})$$

Pour conclure, la figure I.1 résume les hypothèses des modèles DD, HD et EB des paragraphes précédents.

La mobilité est donc liée à l'énergie par l'intermédiaire du temps relaxation qui traduit le retour à l'état d'équilibre de la fonction de distribution. Elle n'est donc plus égale à sa définition simple : $q \cdot \tau_m / m^$.

[†]Notons qu'il y a un certain flou sur ce paramètre et son influence sur le terme flux énergie [Gritsch].

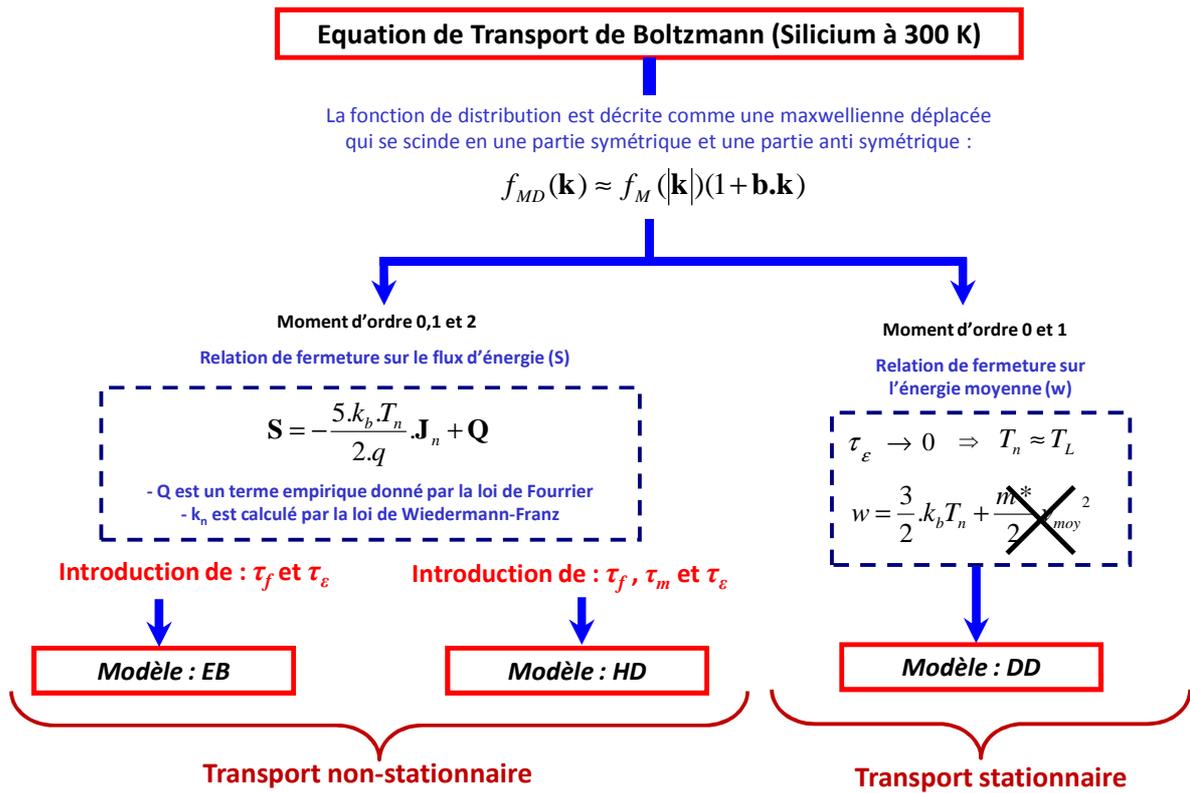


Figure II.1. Synthèse des approches hydrodynamiques.

II.2.3.2) Limites des approches hydrodynamiques

D'un point de vue « physique » la différence entre le transport stationnaire (modèle DD) et le transport non-stationnaire (modèle HD ou EB) se caractérise par un retard de la réponse en vitesse par rapport à la variation du champ électrique (cf figure II.2.a). On peut regarder cela par rapport au temps de relaxation en énergie : dans le cas d'un transport stationnaire celui-ci est nul ce qui implique que l'énergie des porteurs est supposé être en équilibre avec le champ électrique (cas d'un système homogènes en espace et en temps). A contrario, le transport non-stationnaire considère que les phonons ne peuvent plus absorber instantanément l'énergie créée par les interactions et laisse apparaître une survitesse (cela vient du fait que $T_n \neq T_L$ donc que les électrons n'arrivent pas à relaxer leur énergie). Ainsi, la différence principale entre les modèles DD et HD consiste dans le fait que la dépendance du champ électrique existant en DD ne permet pas de prendre en compte les effets non-stationnaires tandis que ces effets sont pris en compte dans HD. Dans le cas d'une modélisation avec le modèle DD la vitesse sera toujours sous estimée, ce qui changera significativement la valeur du courant pour une gamme de longueurs de canal (dépendant du type du matériau, autour 100 nm pour le silicium) où le transport non-stationnaire devient prédominant [Fuchs]. Les figures II.2.b et IV.2.c illustrent (pour le cas du silicium et du

germanium) l'influence du type de matériaux sur la variation de la vitesse moyenne en fonction du champ électrique et du temps [Soliveres2].

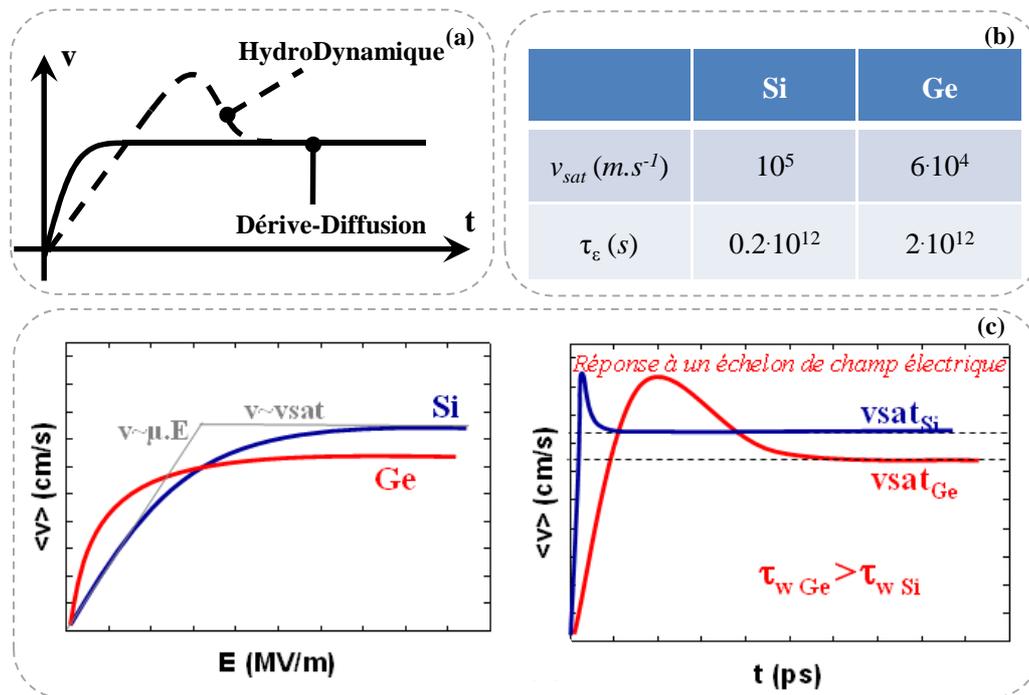


Figure II.2. Simulations de dispositifs MOSFET usuels : (a) Différence entre DD et HD concernant la réponse en vitesse à un échelon de champ électrique, (b) vitesse de saturation et de temps de relaxation en énergie pour le silicium et germanium et (c) allures de l'évolution de la vitesse en fonction du champ électrique ou du temps pour le silicium et le germanium [Soliveres2].

Les travaux de l'équipe de Purdue [Stettler] ont montré les limitations des relations de fermeture, comme le fait de simplifier la partie « drift » par rapport à la partie thermique (équation II.28), ou encore le fait de modéliser le flux de chaleur par la loi de Fourier (équation II.33). Ceci remet en question la physique même des modèles hydrodynamiques. Néanmoins, le problème n'est pas de savoir si ces modèles marcheront en dehors de ces limites, mais bien de comprendre le cadre de leur application. A ce titre, les relations de fermeture réalisées sur l'énergie moyenne ou le flux d'énergie ne considèrent que trois moments. Le laboratoire de Vienne [Gritsch] a démontré (avec des comparaisons Monte Carlo) qu'en allant jusqu'à l'ordre 6 ou en modifiant la forme de la fonction de distribution par une somme de fonctions exponentielles, les conclusions restent les mêmes : il est difficile de décrire précisément par ces modèles les nouveaux phénomènes de transport électronique dans des dispositifs ultimes (notamment le transport quantique). Finalement, la pertinence des modèles présentés est bien évidemment liée aux hypothèses de l'ETB semi-classique, mais dépend surtout de la forme particulière de la fonction

de distribution. Car comme nous l'avons expliqué, scinder la fonction de distribution en une partie symétrique et une partie asymétrique est la clé pour obtenir mathématiquement les différents moments et relations de fermeture du système. Mais il est possible d'étendre les capacités de ces modèles en apportant des corrections comme les effets de confinement avec le modèle Density Gradient [Ancona], l'introduction des effets non-stationnaires dans les modèle de type DD [Kampen] ou encore, la prise en compte des effets de confinement quantique dans une approche dérive diffusion (approche dérive diffusion quantique) [Munteanu2].

II.3) Formalisme de la méthode des flux

Dans les années 50-60 McKelvey *et al* [McKelvey] posèrent un nouveau formalisme, ou plutôt une solution alternative au problème de modélisation du transport électronique, basé sur de précédents travaux d'optique de [Coltman] [Longini]. Cette solution était présentée comme l'alternative de l'approche classique connue (de nos jours) sous de nom de dérive-diffusion et proposée par Van Roosbroeck* [Van Roosbroeck]. Il est vrai qu'introduire les notions de flux et de coefficients réflexion/transmission pour décrire le fonctionnement de dispositif était alors à l'époque totalement inédite ; Shockley lui-même a réalisé une revue de la méthode de McKelvey en la comparant à l'approche dérive-diffusion [Shockley]. Ce faisant, les travaux de McKelvey sont passés pratiquement inaperçus au profit des approches de type dérive-diffusion†. Il faudra attendre les années 90 avec la publication annonciatrice de Vaidyanathan *et al* [Vaidyanathan] ou encore les travaux de Tanaka et Lundstrom [Tanaka] sur la méthode de McKelvey appliquée au transistor bipolaire. Par la suite, l'équipe de l'Université de Purdue réalisera un nombre impressionnant d'études en utilisant toujours la méthode de McKelvey : d'un point de vue temporel avec [Alam], appliquée au MOSFET [Lundstrom] [Lundstrom2] [Lundstrom3] ou encore utilisée pour les dispositifs nanométriques [Lundstrom4].

Durant les années 90/2000 d'autres chercheurs se sont penchés sur cette méthode pour expliquer/modéliser le transport électronique [Lundstrom] [Chen] [Barral] [Jiménez] [Palestri] [Clerc] [Saint-Matin] [Ferrier] [Fuchs] [Mugnaini] ... Nous citerons plus particulièrement les travaux de Gidenblat *et al* [Gidenblat] [Wang] qui ont pour la première fois utilisés la méthode de McKelvey dans une application concrète de simulation de circuit. D'autres travaux ont étendu le domaine d'utilisation de la méthode des flux aux niveaux énergétiques [McKinnon]. Mais le

* Van Roosbroeck faisait partie du « Bell Telephone Laboratories » et a aussi travaillé avec Shockley [Van Roosbroeck2].

† Présentées largement dans le paragraphe II.2.

véritable renouveau de la méthode des flux est lié à la définition même de la physique mésoscopique qui trouve son application pour des transistors qui ont des dimensions de l'ordre du libre parcours moyen [Datta] *. McKelvey avait déjà souligné ce point fondamental en 1964 : “the flux method, unlike simplest form of the diffusion theory, is directly applicable to systems whose physical thickness is of the order of or smaller than the scattering- and absorption-free-path lengths”.

II.3.1) Modélisation analytique du transport quasi-balistique

II.3.1.1) De Landauer à la notion de source virtuelle

Un transistor balistique est un transistor pour lequel les porteurs libres (électrons ou trous) ne subissent aucune interaction durant leur parcours de la source au drain. Leur trajectoire dépend uniquement des conditions initiales à l'entrée du canal (position, énergie, vitesse) ; normalement la résistance d'un tel transistor est nulle. En réalité c'est différent, puisque les résultats expérimentaux de [Van Wees] et la théorie émise par [Landauer] ont démontré que la résistance[†] dépendait du nombre de modes permettant la propagation des porteurs. Ces modes de transmissions représentent les possibilités qu'ont les électrons à se placer sur les niveaux d'énergie[‡] lorsqu'ils passent du continuum d'énergie de la source au canal. En supposant que les contacts thermalisent parfaitement les électrons en les absorbant sans qu'il n'y ait d'interactions, le courant à l'intérieur du canal (ou la formule généralisée de Landauer) est la somme des contributions du drain et de la source pondérées par un nombre de modes de transmission et par un coefficient de transmission [Bescond] [Soliveres] [Delerue] [Datta] :

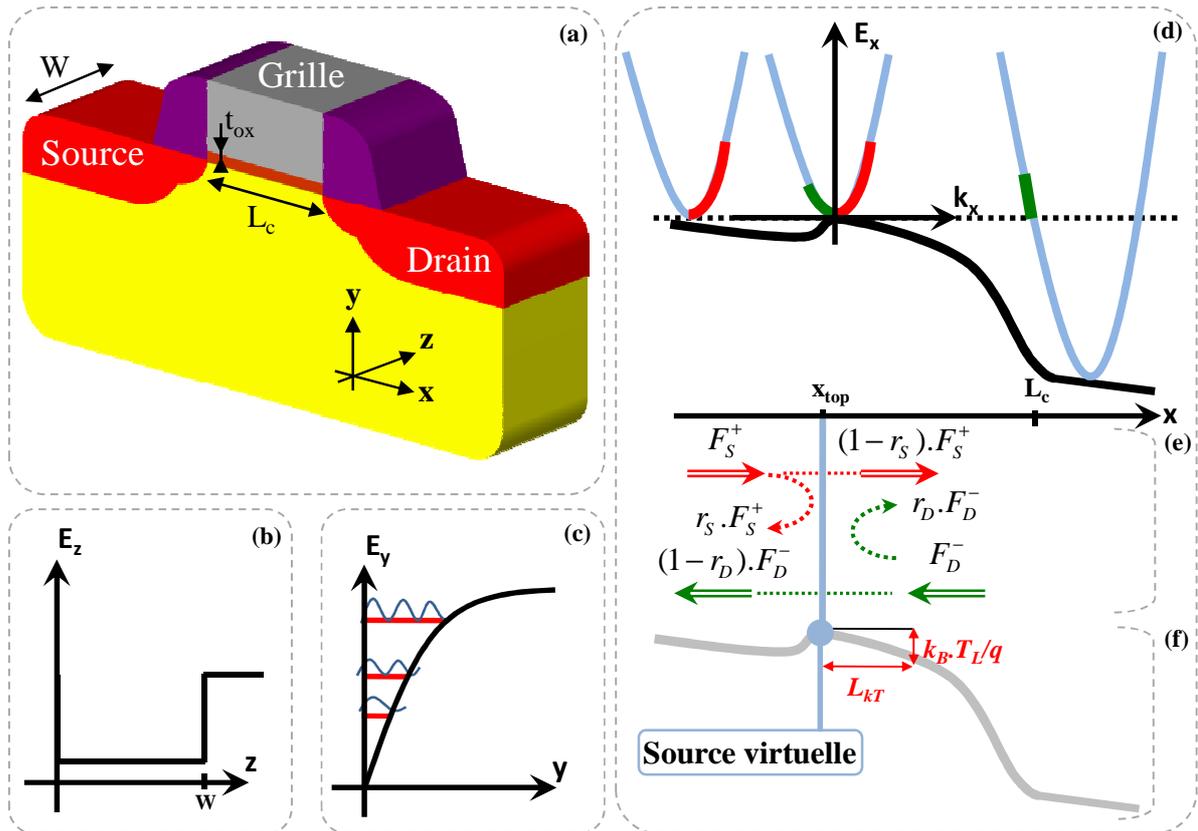
$$I = -\frac{q}{h} \int_{-\infty}^{+\infty} M(\varepsilon) \cdot T(\varepsilon) \cdot (f_F(\varepsilon - E_{FS}) - f_F(\varepsilon - E_{FS} - q \cdot V_{DS})) \cdot d\varepsilon \quad (\text{II.47})$$

où ε représente l'énergie, E_{FS} le niveau de Fermi de la source, f_F la fonction de Fermi, M le nombre de modes et T le coefficient de transmission. Landauer pose alors pour la 1^{ère} fois une théorie de transport électronique basée sur un coefficient de transmission, nous avons donc : 1 pour un transport balistique et proche de 0 pour un transport diffusif. Les formules en courant associées et les détails théoriques de cette approche sont présentés dans [Bescond] [Soliveres] [Delerue] [Datta].

* Si nous prenons comme référence le libre parcours moyen des électrons dans le silicium massif à 300 K (=10 nm), la physique mésoscopique prend toute son importance pour des transistors avec des longueurs de canal < 100 nm.

[†] Nous rappelons que la conductance d'un canal balistique avec un mode transverse est égale à $(12.9 \text{ k}\Omega)^{-1}$.

[‡] Ceci est directement liée à la géométrie du canal et donc à la discrétisation des niveaux d'énergies [Datta].


Figure II.3. :

- (a) Représentation schématique d'un transistor MOSFET sur silicium massif.
- (b) Profils d'énergie potentielle suivant l'axe z .
- (c) Bande de conduction et niveaux quantiques suivant y (l'origine correspond à l'interface Si/SiO₂).
- (d) Peuplement des états au niveau de la source virtuelle lors de l'application d'un champ électrique.
- (e) Illustration de la méthode des flux [Lundstrom] [Barral] F_S (respectivement F_D) représente le flux injecté dans le sens source drain (respectivement drain source), r_S et r_D sont les réflexions associées aux flux injectés.
- (f) Définition graphique de la « source virtuelle » et de la « kT -Layer » [Lundstrom].
- (Nb : Le schéma de la méthode des flux ainsi que les variables utilisées (notamment la signification physique de r_S et r_D) seront redéfinis dans le paragraphe II.3.2)

Du point de vue de la modélisation du dispositif, Natori [Natori] a développé un modèle original en partant du formalisme initié par Landauer et a mis en place un modèle analytique du courant balistique pour le transistor MOSFET. Ce modèle repose sur le concept de « source virtuelle » [Lundstrom] (figure II.3) ; cette appellation est directement liée au comportement du transport électronique dans le canal puisque les porteurs (électrons ou trous) qui franchissent cette barrière contribueront au courant. En se plaçant à la source virtuelle dans l'espace réciproque (figure II.3), les porteurs avec $k_x > 0$ (respectivement $k_x < 0$) représentent la contribution de la source (respectivement du drain) [Ren]. Nous pouvons alors introduire le concept de réflexion comme étant le ratio du flux de porteurs rétrodiffusés et du flux de porteurs injectés

dans le canal. Néanmoins, en plus des limitations énoncées dans le paragraphe II.1.4, la position exacte de la « source virtuelle » et les conditions d'injection sont fortement dépendantes du profil de la jonction source/drain ce qui, en modélisation analytique, pose un problème à ce jour non résolu*.

II.3.1.2) Modèle en courant de Natori/Lundstrom

Bien que Natori ait développé le premier modèle analytique de transport balistique, Lundstrom l'a généralisé/formalisé pour le transport quasi-balistique en introduisant le terme de rétrodiffusion [Lundstrom] [Rahman]. Ce modèle constituera la base de notre modèle analytique qui sera développé dans les chapitres suivants.

Dans le cadre des hypothèses de l'ETB semi-classique et en se plaçant à la « source virtuelle », nous pouvons écrire que le flux total des contributions du drain et de la source est [Barral] [Ferrier] [Lundstrom] (figure II.3) :

$$F_S^- = r_S \cdot F_S^+ + (1 - r_D) \cdot F_D^- \quad (\text{II.48})$$

F_S^- (respectivement F_D^-) est le flux injecté par la source (respectivement par le drain) en considérant des contacts idéaux[†]. Si nous considérons que les vitesses moyennes du gaz de porteurs venant de la source ou du drain sont identiques et en considérant l'approximation $r_S = r_D = R$, les expressions de la charge d'inversion et du courant sont :

$$Q_{inv} = \frac{q}{v_{th}} \cdot (F_S^- + F_S^+) \quad (\text{II.49.a})$$

$$I_D = q \cdot W \cdot (F_S^+ - F_S^-) \quad (\text{II.49.b})$$

En utilisant donc les équations (II.48), (II.49.a) et (II.49.b) nous pouvons exprimer le courant comme :

$$I_D = W \cdot Q_{inv} \cdot v_{th} \cdot \left(\frac{1 - R}{1 + R} \right) \cdot \left(\frac{1 - \frac{F_D^-}{F_S^+}}{1 + \left(\frac{1 - R}{1 + R} \right) \cdot \frac{F_D^-}{F_S^+}} \right) \quad (\text{II.50})$$

* Très peu de travaux proposent des solutions analytiques pour modéliser l'impact de la jonction sur le transport [Sakamoto].

[†] Hypothèse discutable puisque la source virtuelle s'ajuste en fonction de la rétrodiffusion [Lundstrom] [Barral].

Dans le cas non dégénéré [Lundstrom] [Barral] (statistique de Boltzmann), le flux de porteurs provenant du drain est égal à :

$$F_D^- = F_S^+ \cdot e^{-\frac{q \cdot V_{DS}}{k_B \cdot T_L}} \quad (\text{II.51})$$

Le courant quasi-balistique dans le cas non dégénéré est :

$$I_D = W \cdot Q_{inv} \cdot v_{th} \cdot \left(\frac{1-R}{1+R} \right) \cdot \left(\frac{1 - e^{-\frac{q \cdot V_{DS}}{k_B \cdot T_L}}}{1 + \left(\frac{1-R}{1+R} \right) \cdot e^{-\frac{q \cdot V_{DS}}{k_B \cdot T_L}}} \right) \quad (\text{II.52})$$

Dans le cas dégénéré (statistique de Fermi), les flux de courant issus de la source et du drain s'expriment comme étant des produits de la charge d'inversion et de la vitesse d'injection [Datta] :

$$F_S^+ = N_{2D} \cdot \mathfrak{S}_0(\eta_F) \cdot v_{injS}^+ \quad \text{avec} \quad v_{injS}^+ = \left(v_{th} \cdot \frac{\mathfrak{S}_{1/2}(\eta_F)}{\mathfrak{S}_0(\eta_F)} \right) \quad (\text{II.53.a})$$

$$F_D^- = N_{2D} \cdot \mathfrak{S}_0\left(\eta_F - \frac{q \cdot V_{DS}}{k_B \cdot T_L}\right) \cdot v_{injD}^- \quad \text{avec} \quad v_{injD}^- = \left(v_{th} \cdot \frac{\mathfrak{S}_{1/2}\left(\eta_F - \frac{q \cdot V_{DS}}{k_B \cdot T_L}\right)}{\mathfrak{S}_0\left(\eta_F - \frac{q \cdot V_{DS}}{k_B \cdot T_L}\right)} \right) \quad (\text{II.53.b})$$

La charge d'inversion dans le cas dégénéré est donnée par [Ferrier] [Barral] :

$$Q_{inv} = q \cdot \left(\frac{(1+R) \cdot F_S^+}{v_{injS}^+} + \frac{(1-R) \cdot F_D^-}{v_{injD}^-} \right) \quad (\text{II.54})$$

En introduisant la densité d'état :

$$Q_{inv} = q \cdot N_{2D} \cdot \left((1+R) \cdot \mathfrak{S}_0(\eta_F) + (1-R) \cdot \mathfrak{S}_0\left(\eta_F - \frac{q \cdot V_{DS}}{k_B \cdot T_L}\right) \right) \quad (\text{II.55})$$

nous obtenons donc le courant de drain en régime dégénéré [Rahman] :

$$I_D = W \cdot Q_{inv} \cdot \frac{\mathfrak{S}_{1/2}(\eta_F)}{\ln(1 + e^{\eta_F})} \cdot v_{th} \cdot \left(\frac{1-R}{1+R} \right) \cdot \left(\frac{1 - \frac{\mathfrak{S}_{1/2}\left(\eta_F - \frac{q \cdot V_{DS}}{k_B \cdot T_L}\right)}{\mathfrak{S}_{1/2}(\eta_F)}}{\ln\left(1 + e^{-\frac{\eta_F - \frac{q \cdot V_{DS}}{k_B \cdot T_L}}}{1 + e^{\eta_F}}\right)} \right) \quad (\text{II.56})$$

où η_F représente le niveau de Fermi, v_{th} étant la vitesse des porteurs injectés dans le canal, $\mathfrak{S}_{1/2}$ est l'intégrale de Fermi d'ordre $1/2$ [Lundstrom] et $Q_{inv} = C_{ox} \cdot (V_{GS} - V_T)$. La modélisation de Q_{inv} est

dépendante de la valeur de la tension de grille, mais aussi de l'électrostatique et du confinement quantique du dispositif (dans le cas où on le prend en compte^{*}).

Cette expression est très utile puisqu'elle permet de facilement relier le transport balistique au transport diffusif avec un paramètre de transport unique qui est le coefficient de réflexion. Indépendamment des limites des hypothèses exposées dans le paragraphe II.1, la notion de source virtuelle implique certaines limitations notamment sur la notion de vitesse d'injection et sa variation en fonction du coefficient de réflexion [Tsuchiya] [Barral]. Il est vrai que nos hypothèses d'injection sont fortement dépendantes des résistances d'accès ou plus précisément du profil de jonction source drain.

En plus des nombreux travaux réalisés par Lundstrom et son équipe, beaucoup de travaux récents sur la modélisation analytique du transport balistique/quasi-balistique basés sur l'approche en courant de l'équation (II.56) développent de nouvelles fonctionnalités pour prendre en compte les nouveaux phénomènes physiques. Nous citerons les travaux de Ferrier *et al* [Ferrier] qui développent un modèle original pour prendre en compte la quantification des niveaux d'énergie via les fonctions d'Airy améliorée par le concept de « champ effectif par sous bande », mais ces travaux ne s'intéressent pas à la modélisation du coefficient de réflexion. Dans un registre différent, Fuchs *et al* [Fuchs] ont développé un modèle semi-analytique permettant de prendre en compte, avec une grande précision, les interactions par l'introduction du concept de « libre parcours moyen dynamique » (« Dynamical mean free path »).

II.3.1.3) Modélisation du coefficient de réflexion : état de l'art

Indépendamment de la modélisation en courant que nous avons présentée dans le paragraphe précédent, la vraie difficulté est de modéliser le coefficient de réflexion qui est l'élément essentiel dans la modélisation du transport quasi-balistique. Nombreux travaux ont « cherché, cherchent et chercheront » à l'extraire (en caractérisation électrique) ou à le modéliser (par simulation numérique ou analytique) [Lundstrom] [Chen] [Barral] [Jiménez] [Palestri] [Saint-Matin] [Ferrier] [Fuchs] [Mugnaini]... Néanmoins, la base commune de tous ces travaux repose sur la notion de distance critique ou communément appelée « kT -Layer » (la définition graphique est détaillée sur la figure II.3). La définition de cette distance est basée sur une hypothèse forte concernant le comportement du flux d'électron dans le canal : on considère que la grande majorité des interactions se situe sur une distance correspondant à une chute de potentiel de

^{*} Une modélisation de la tension de seuil incluant les effets de canal court et le confinement quantique sera présentée dans le chapitre IV.

$k_B \cdot T_L / q$ à partir du haut de la barrière de potentiel. Cette approche est basée sur les conditions de Bethe [Bertz] et a été partiellement vérifiée dans de nombreux travaux* [Lundstrom] [Palestri].

La définition/modélisation usuelle du coefficient de réflexion à faible et fort champ électrique[†] d'après Lundstrom *et al* [Lundstrom] et redémontrée plus tard par Clerc *et al* [Clerc] est (pour un champ constant) :

$$R = \frac{L_c}{\lambda + L_c} \quad (\text{II.57.a})$$

$$R = \frac{L_{kT}}{\lambda + L_{kT}} \quad (\text{II.57.b})$$

où L_c est la longueur de canal, λ est le libre parcours moyen et $L_{kT} = L_c \cdot (k_B \cdot T_L / (q \cdot V_{DS}))$ la longueur de la « kT-Layer ». En ce qui concerne le libre parcours moyen, les modélisations sont très diverses, certains le considèrent comme constant[‡] [Lundstrom], d'autres le rattachent à la valeur de la mobilité à champ faible [Rahman] [Palestri2]. Dans la mesure du possible nous calibrerons notre modèle avec des caractérisations électriques comme celles de [Barral] (nous détaillerons ce point dans le chapitre IV).

Actuellement, de très nombreux travaux traitent le problème de la modélisation analytique du coefficient de réflexion ; nous les présentons sommairement dans la suite :

Travaux de l'Université de Purdue [Rahman] [Lundstrom] :

Lundstrom et l'équipe de l'Université de Purdue ont développé beaucoup de modèles basés sur la théorie des flux initiée par McKelvey [McKelvey]. Par conséquent, ils sont les premiers à avoir mis en place une méthodologie d'analyse des performances des transistors MOS à partir du coefficient de réflexion. Dans les versions les plus abouties de la modélisation analytique du coefficient de réflexion, ils ont émis l'hypothèse qu'introduire une expression de la « kT-Layer » sous la forme d'une loi en puissance liée au type de transport électronique était la solution analytique la plus adaptée. Le paramètre L_{kT} est alors donné par [Rahman] :

$$L_{kT} = L_c \cdot \left(\frac{k_B \cdot T_L}{q \cdot V_{DS}} \right)^{\frac{1}{\alpha}} \quad (\text{II.58})$$

Le paramètre α est calibré en fonction du type de transport (1.5 pour un transport diffusif et 1.75 pour les cas particuliers de simulation considérés dans [Rahman]). Néanmoins, le

* A condition de se placer toujours dans les hypothèses d'une Maxwellienne déplacée (« diffusion approximation ») comme expliqué dans le paragraphe II.1.3.

† Le terme de champ électrique correspond au champ parallèle à l'interface Si/SiO₂.

‡ La valeur utilisée est le libre parcours moyen du silicium à 300 K qui est égal à 10 nm.

problème reste entier car il n'y a pas de vraie formulation analytique du paramètre α (qui est dépendant du couplage électrostatique/transport électronique). De plus, la formulation analytique utilisée pour le coefficient de réflexion n'a pas réellement de fonction de raccord entre les champs électriques faibles et forts [Lundstrom].

Travaux de l'Université de Chiao Tung [Chen] :

Chen et l'équipe de l'Université Chiao Tung ont initié la première méthode de caractérisation électrique du transport balistique dédiée aux transistors nanométriques [Chen]. Cette méthode sera remise en question (à juste titre !) plus tard par [Barral] qui soulignera le manque de pertinence et de précision de cette méthode du fait d'une modélisation simpliste de la « kT-layer » pour la caractérisation électrique. Chen et son équipe ont aussi développé des modèles analytiques basés essentiellement sur les approches de [Lundstrom] [Clerc]. Dans la dernière version, ce modèle suppose que le potentiel est parabolique (α égale à 2) [Chen2] [Clerc]. Le coefficient de réflexion est donné par :

$$R = \frac{1 - e^{-\frac{L_c}{L_{kT}}}}{1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\lambda}{L_{kT}} - e^{-\frac{L_c}{L_{kT}}}} \quad (\text{II.59})$$

Indépendamment de modélisation parabolique de R qui est un résultat prouvé théoriquement pour un potentiel parabolique [Clerc], la validation des résultats de ce modèle ainsi que ses hypothèses contredisent largement le comportement même du transistor MOSFET [Chen3] puisque considérer un potentiel parabolique quelque soit la longueur de canal est « discutable » d'un point de vue physique.

Travaux de l'Université de Tarragona [Hamdy] :

L'équipe de l'Université de Tarragona a construit, pour la première fois sur le transistor MOSFET, un modèle de coefficient de réflexion reliant les champs électrique faibles et forts [Hamdy] [Jiménez]:

$$R = \frac{L'_{kT}}{\lambda + L'_{kT}} \quad (\text{II.60.a})$$

$$L'_{kT} = \frac{L_{kT}}{\left(1 + \left(\frac{L_{kT}}{L_c}\right)^m\right)^{1/m}} \quad (\text{II.60.b})$$

où $m=3$ est un paramètre de calibration*. Si V_{DS} est faible (inférieur à quelque $k_B.T_L/q$), L'_{kT} est égal à L_c ; si V_{DS} est fort (supérieur à quelque $k_B.T_L/q$), L_{kT} tend vers $L_c.(k_B.T_L/(q.V_{DS}))$. Avec cette définition de la « kT-Layer » un modèle de coefficient de réflexion continu en V_{DS} est obtenu, modèle qui unifie les équations (II.57.a) et (II.57.b). Cette fonction de raccord, fondamentale pour une modélisation compacte, n'est cependant pas la solution exacte qui existait déjà dans la théorie initiale de [McKelvey] et que nous présenterons dans la suite de ce chapitre.

Le principal problème des modélisations présentées ci-dessus se situe au niveau de la modélisation de la « kT-Layer » qui varie en fonction des conditions d'électrostatiques[†] (les paramètres géométriques) et du type de transport (représenté par le libre parcours moyen). Malgré les nombreuses présentations didactiques de Lundstrom *et al* [Lundstrom] sur la modélisation analytique, certains points ont été oubliés comme par exemple le raccord entre les champs faibles et forts ou encore la définition intrinsèque de la « kT-Layer ». Ce problème est résolu en reprenant le développement mathématique et les hypothèses physiques de la méthode des flux, ce qui permettra d'obtenir le coefficient de réflexion.

* Cette fonction est similaire à la dépendance de la mobilité en fonction du champ parallèle [Sodini] [Lombardi].

[†] Nous aborderons largement ce point dans le chapitre IV pour aboutir sur une nouvelle modélisation de la « kT-Layer » et par conséquent du R.

II.3.2) La méthode de McKelvey, Longini et Brody (MLB)*

En 1947 Coltman *et al* [Coltman] modélisaient les phénomènes d'interaction à travers un matériau en utilisant la notion de réflexion/transmission[†]. Par la suite, la méthode de McKelvey (que nous appellerons méthode des flux dans la suite de ce document) est partie de cette base pour modéliser le transport dans un matériau homogène. Donc, dans le cadre des hypothèses du paragraphe II.1, les flux \mathbf{F}_S et \mathbf{F}_D dans un élément de matériau dx sont transmis ou réfléchis en fonction de leur probabilité de collision ($=r$) et leur probabilité d'absorption ($=a$). Si x est considéré comme un « morceau » de matériau (ou « slab size » en anglais) le coefficient de réflexion sera vu comme une quantité globale représentant l'ensemble des interactions sur x dont la nature est directement liée à r et à a . La probabilité r est elle-même dépendante du champ électrique et donc de la position dans le canal. Il y a alors plusieurs voies possibles pour la définition du coefficient de réflexion :

- En considérant que le champ est constant (les probabilités seront donc indépendantes de x). Nous chercherons donc une équation différentielle sur le coefficient de réflexion [McKelvey2]. Ce cas sera nommé « hypothèse champ constant ».
- En considérant que le champ est non constant (les probabilités seront donc dépendantes de x). Nous chercherons donc l'expression de \mathbf{F}_S fonction de x [Pulver]. Ce cas sera nommé « hypothèse champ non constant ».

II.3.2.1) Calcul du R suivant McKelvey *et al* [McKelvey]

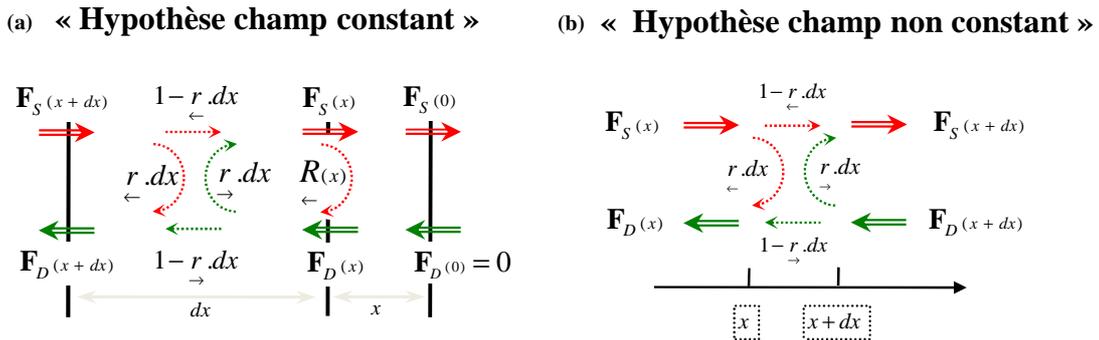


Figure II.4. Méthode de McKelvey à un flux sur une tranche de silicium de largeur dx . \mathbf{F}_S et \mathbf{F}_D sont les flux provenant de la source et du drain et r est la probabilité de collision.

* C'est le nom originel [McKelvey] de la méthode des flux aussi appelée dans la littérature théorie des flux, méthode à 1 flux ou méthode de McKelvey.

[†] D'ailleurs l'équation (2.3) et la figure 7 de la référence [Coltman] montrent des résultats très proches de ce que nous montrerons pour le MOSFET dans la suite : le calcul du coefficient de réflexion en fonction de x .

Hypothèse champ constant :

En partant de la figure II.4.a, nous pouvons écrire les relations suivantes (les définitions des notations sont indiquées sur la figure II.4.a) :

$$\mathbf{F}_S(x) = \mathbf{F}_S(x+dx) \cdot (1 - r \cdot dx) + \mathbf{F}_D(x) \cdot (r \cdot dx) \quad (\text{II.61.a})$$

$$\mathbf{F}_D(x+dx) = \mathbf{F}_D(x) \cdot (1 - r \cdot dx) + \mathbf{F}_S(x+dx) \cdot (r \cdot dx) \quad (\text{II.61.b})$$

$$\mathbf{F}_D(x) / \mathbf{F}_S(x) = R(x) \quad (\text{II.61.c})$$

En utilisant les équations (II.61.a), (II.61.b) et (II.61.c) on obtient :

$$R(x+dx) = \frac{\mathbf{F}_D(x) \cdot (1 - r \cdot dx) \cdot (1 - r \cdot dx) + (\mathbf{F}_S(x) - \mathbf{F}_D(x) \cdot (r \cdot dx)) \cdot (r \cdot dx)}{\mathbf{F}_S(x) - \mathbf{F}_D(x) \cdot (r \cdot dx)} \quad (\text{II.62})$$

On utilise l'équation (II.61.c) et on multiplie le terme de droite de l'équation (II.62) par :

$$R(x+dx) = \frac{R(x) \cdot (1 - r \cdot dx) \cdot (1 - r \cdot dx) + (1 - R(x) \cdot (r \cdot dx)) \cdot (r \cdot dx)}{1 - R(x) \cdot (r \cdot dx)} \cdot \frac{1 + R(x) \cdot (r \cdot dx)}{1 + R(x) \cdot (r \cdot dx)} \quad (\text{II.63})$$

On développe à l'ordre 1 (on élimine les termes dx^2 , dx^3 ...) :

$$R(x+dx) = R(x) \cdot (1 - (r+r) \cdot dx) + r \cdot dx + R^2(x) \cdot (r \cdot dx) \quad (\text{II.64})$$

Nous obtenons donc l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dR(x)}{dx} = \frac{dR}{dx} = r - (r+r) \cdot R + r \cdot R^2 \quad (\text{II.65})$$

En considérant que le champ électrique est constant* :

$$\int_0^R \frac{1}{r - (r+r) \cdot R + r \cdot R^2} dR = \int_0^R \frac{1}{-r \cdot (R - R_1) \cdot (R - R_2)} dR = \int_0^x dx \quad (\text{II.66.a})$$

$$R_{1,2} = \frac{(r+r) \pm \sqrt{(r+r)^2 - 4 \cdot r \cdot r}}{2 \cdot r} \quad (\text{II.66.b})$$

En appliquant la condition initiale $R(0)=0$ on obtient :

$$\left| \ln(R - R_1) - \ln(R - R_2) \right|_0^R = \ln \left(\frac{R - R_1}{R - R_2} \cdot \frac{R_2}{R_1} \right) = -r \cdot x \cdot (R - R_1) \quad (\text{II.67})$$

* Ce qui revient à dire que les probabilités de collision sont indépendantes de x.

En réarrangeant les termes de l'équation (II.67) on obtient :

$$R = \frac{2 \cdot r \cdot \left(1 - e^{x \cdot \sqrt{\left(\frac{r+r}{\leftarrow \rightarrow}\right)^2 - 4 \cdot r \cdot r}} \right)}{\left(\left(\frac{r+r}{\leftarrow \rightarrow}\right) - \sqrt{\left(\frac{r+r}{\leftarrow \rightarrow}\right)^2 - 4 \cdot r \cdot r} - \left(\frac{r+r}{\leftarrow \rightarrow}\right) + \sqrt{\left(\frac{r+r}{\leftarrow \rightarrow}\right)^2 - 4 \cdot r \cdot r} \right) \cdot e^{x \cdot \sqrt{\left(\frac{r+r}{\leftarrow \rightarrow}\right)^2 - 4 \cdot r \cdot r}}} \quad (\text{II.68})$$

Pour être en accord avec la formulation de McKelvey, nous réarrangeons une dernière fois l'équation (II.68) en introduisant la fonction cosinus hyperbolique [McKelvey] :

$$R = \frac{r}{\sqrt{r^2 - r \cdot r} \cdot \coth\left(x \cdot \sqrt{r^2 - r \cdot r}\right) + r} ; r = \frac{r+r}{2} \quad (\text{II.69})$$

Hypothèse champ non constant :

En partant de la figure II.4.b, nous pouvons écrire les relations suivantes (les définitions des notations sont indiquées sur la figure II.4.b) :

$$\mathbf{F}_S(x+dx) = \mathbf{F}_S(x) \cdot (1 - r \cdot dx) + \mathbf{F}_D(x+dx) \cdot (r \cdot dx) \quad (\text{II.70.a})$$

$$\mathbf{F}_D(x) = \mathbf{F}_D(x+dx) \cdot (1 - r \cdot dx) + \mathbf{F}_S(x) \cdot (r \cdot dx) \quad (\text{II.70.b})$$

A partir de l'équation (II.70.a) à l'ordre 1 :

$$\mathbf{F}_D(x+dx) = \frac{\mathbf{F}_D(x) - \mathbf{F}_S(x) \cdot (r \cdot dx)}{1 - r \cdot dx} \cdot \frac{1 + r \cdot dx}{1 + r \cdot dx} = \mathbf{F}_D(x) \cdot (1 + r \cdot dx) - \mathbf{F}_S(x) \cdot (r \cdot dx) \quad (\text{II.71})$$

En remplaçant l'équation (II.71) dans la (II.70.a) à l'ordre 1, nous obtenons :

$$\mathbf{F}_S(x+dx) = \mathbf{F}_S(x) \cdot (1 - r \cdot dx) + \mathbf{F}_D(x) \cdot (r \cdot dx) \quad (\text{II.72})$$

En faisant le même calcul sur \mathbf{F}_D on obtient le couple d'équations [Rhew] :

$$\frac{d\mathbf{F}_D(x)}{dx} = r \cdot \mathbf{F}_D(x) - r \cdot \mathbf{F}_S(x) \quad (\text{II.73.a})$$

$$\frac{d\mathbf{F}_S(x)}{dx} = r \cdot \mathbf{F}_D(x) - r \cdot \mathbf{F}_S(x) \quad (\text{II.73.b})$$

Le but est toujours de relier le coefficient de réflexion aux probabilités de collision. En l'absence de génération/recombinaison, le flux $\mathbf{F}_t = \mathbf{F}_S - \mathbf{F}_D$ est constant, nous obtenons donc :

$$\frac{d\mathbf{F}_D(x)}{dx} - \left(\underset{\rightarrow}{r} - \underset{\leftarrow}{r} \right) \cdot \mathbf{F}_D(x) = - \underset{\leftarrow}{r} \cdot \mathbf{F}_t(x) \quad (\text{II.74.a})$$

$$\frac{d\mathbf{F}_S(x)}{dx} - \left(\underset{\rightarrow}{r} - \underset{\leftarrow}{r} \right) \cdot \mathbf{F}_S(x) = - \underset{\rightarrow}{r} \cdot \mathbf{F}_t(x) \quad (\text{II.74.b})$$

Nous résolvons l'équation précédente avec la méthode de la « variation des constantes » et en appliquant les conditions initiales $\mathbf{R}_{(0)}=0$ et $\mathbf{F}_{D(0)}=0$ [Pulver] :

$$\mathbf{F}_S(x) = \frac{e^{\int_0^x \left(\underset{\rightarrow}{r} - \underset{\leftarrow}{r} \right) dx}}{1 + \left(\int_0^x \underset{\rightarrow}{r} \cdot e^{-\int_0^x \left(\underset{\rightarrow}{r} - \underset{\leftarrow}{r} \right) dx'} \cdot dx \right) \cdot e^{\int_0^x \left(\underset{\rightarrow}{r} - \underset{\leftarrow}{r} \right) dx}} \cdot \mathbf{F}_S(0) + \frac{\left(\int_0^x \underset{\rightarrow}{r} \cdot e^{-\int_0^x \left(\underset{\rightarrow}{r} - \underset{\leftarrow}{r} \right) dx'} \cdot dx \right) \cdot e^{\int_0^x \left(\underset{\rightarrow}{r} - \underset{\leftarrow}{r} \right) dx}}{1 + \left(\int_0^x \underset{\rightarrow}{r} \cdot e^{-\int_0^x \left(\underset{\rightarrow}{r} - \underset{\leftarrow}{r} \right) dx'} \cdot dx \right) \cdot e^{\int_0^x \left(\underset{\rightarrow}{r} - \underset{\leftarrow}{r} \right) dx}} \cdot \mathbf{F}_D(x) \quad (\text{II.75.a})$$

$$\mathbf{F}_S(x) = \left(1 - \underset{\leftarrow}{R}(x) \right) \cdot \mathbf{F}_S(0) + \underset{\rightarrow}{R}(x) \cdot \mathbf{F}_D(x) \quad (\text{II.75.b})$$

Si on considère un champ constant, les probabilités de collision seront indépendantes de x et nous retrouverons l'équation (II.69)*. D'ailleurs, toujours dans le cas champ constant, nous retrouvons aussi la formule de Lundstrom (équation 9.29 de la référence [Lundstrom]). La principale difficulté est d'exprimer la forme des probabilités de collision en fonction des paramètres de transport (champ électrique et libre parcours moyen).

II.3.2.2) Détermination des probabilités de collision r

L'origine des formulations des probabilités de collision n'est que très peu expliquée par Pulver et McKelvey [Pulver]. Nous allons simplement expliquer leur dépendance en fonction du champ électrique et du libre parcours moyen. Pour cela nous nous appuyerons sur les travaux de Rhew *et al* [Rhew] qui ont su donner une explication suffisamment claire en faisant le parallèle entre la méthode des moments et la méthode des flux. Pour cela il est nécessaire de reprendre l'ETB (unidimensionnel) en régime permanent en appliquant un champ électrique à notre système :

$$v_x \cdot \frac{\partial f}{\partial x} - q \cdot E_x \cdot \frac{\partial f}{\partial p_x} = \left(\frac{\partial}{\partial t} f \right)_{coll} \quad (\text{II.76})$$

avec $\mathbf{p}=(p_x, p_y, p_z)$ la quantité de mouvement, v_x la vitesse de groupe projetée sur x et E_x le champ électrique parallèle à la direction source/drain. Pour trouver les expressions des probabilités de

* Dans la référence [Lundstrom], il n'est pas fait état du cas « solution champ non constant ».

collision, nous allons réaliser une valeur moyenne « partielle » sur deux domaines distincts : V_+ désignant les $p_x > 0$ pour les flux allant de la source au drain et V_- désignant les $p_x < 0$ pour les flux allant de drain à la source*. La valeur moyenne pour le cas V_- du premier terme de l'équation II.76 est :

$$\left\langle v_x \cdot \frac{\partial}{\partial x} \right\rangle \Big|_{V_-} = \frac{d\mathbf{F}_D(x)}{dx} \quad (\text{II.77})$$

La fonction de distribution étant une Maxwellienne déplacée et compte tenu de l'approximation des bandes paraboliques (cf paragraphe II.1.3), le terme suivant peut être exprimé sous la forme [Rhef] :

$$\frac{\partial f}{\partial p_x} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial p_x} \cdot \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} = v_x \cdot f \cdot \frac{1}{f} \cdot \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} = -\frac{1}{k_B \cdot T_L} \cdot v_x \cdot f \quad (\text{II.78})$$

La valeur moyenne du second terme de l'équation (II.76) sera donc [Rhef] :

$$\left\langle q \cdot E_x \cdot \frac{\partial}{\partial p_x} \right\rangle \Big|_{V_-} = \left\langle -\frac{q \cdot E_x}{k_B \cdot T_L} \cdot v_x \right\rangle \Big|_{V_-} = -\frac{q \cdot E_x}{k_B \cdot T_L} \cdot \mathbf{F}_D(x) \quad (\text{II.79})$$

En considérant les définitions du flux total ($\mathbf{F}_t = v_{th} \cdot n$), du libre parcours moyen ($\lambda = v_x \cdot \tau$) et en appliquant la RTA, la valeur moyenne du terme de collision est :

$$\left\langle \left(\frac{\partial}{\partial t} f \right)_{coll} \right\rangle \Big|_{V_-} = -\frac{n}{\tau} = -\frac{\mathbf{F}_t(x)}{\lambda} \quad (\text{II.80})$$

Nous obtenons pour un champ électrique négatif (nMOS) [Rhef] :

$$\frac{d\mathbf{F}_D(x)}{dx} + \frac{q \cdot E_x}{k_B \cdot T_L} \cdot \mathbf{F}_D(x) = \frac{\mathbf{F}_t(x)}{\lambda} \quad (\text{II.81})$$

Il est alors possible de déduire l'expression mathématique des probabilités de collision [Rhef] [Pulver] par identification avec l'équation (II.74.a) :

$$r_{\leftarrow} = \lambda^{-1} \quad (\text{II.82.a})$$

$$r_{\rightarrow} = \lambda^{-1} - \frac{q \cdot E_x}{k_B \cdot T_L} \quad (\text{II.82.b})$$

Dans le cas d'un champ positif (pMOS), les probabilités sont inversées : l'expression (II.82.a) devient (II.82.b) et vice versa. La forme de ces probabilités de collision s'explique aussi de façon qualitative : il est vrai (pour un nMOS) que le flux injecté à la source sera entraîné par le champ électrique, alors que le flux provenant du drain est, lui, repoussé par le champ électrique d'où l'apparition du champ électrique dans l'expression (II.82.b). Dans la littérature, il n'y pas réellement d'étude qui fait état de l'influence de cette probabilité de collision sur le comportement

* Le domaine total étant l'union de ces deux sous domaines : $V_k = V_+ \cup V_-$.

du coefficient de réflexion [Pulver]. A notre connaissance, seul Pulver *et al* [Pulver] ont émis une forme différente (exponentielle) de ces probabilités de collision dans le cas d'un champ électrique fort (approche développée* en annexe III).

II.3.2.3) Formulation de R avec génération/recombinaison

(a) « Hypothèse champ constant » (b) « Hypothèse champ non constant »

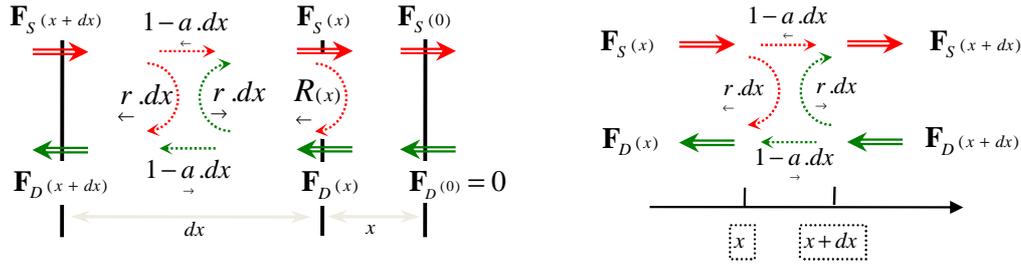


Figure II.5. Méthode de McKelvey à un flux sur une tranche de silicium de largeur dx . \mathbf{F}_S et \mathbf{F}_D sont les flux provenant de la source et du drain. r est la probabilité de collision et a la probabilité d'absorption.

Hypothèse du champ électrique constant :

En partant de la figure II.5.a, nous pouvons écrire les relations suivantes (les définitions des notations sont indiquées sur la figure II.5.a) :

$$\mathbf{F}_S(x) = \mathbf{F}_S(x+dx) \cdot (1 - a \cdot dx) + \mathbf{F}_D(x) \cdot (r \cdot dx) \quad (\text{II.83.a})$$

$$\mathbf{F}_D(x+dx) = \mathbf{F}_D(x) \cdot (1 - a \cdot dx) + \mathbf{F}_S(x+dx) \cdot (r \cdot dx) \quad (\text{II.83.b})$$

$$\mathbf{F}_D(x) / \mathbf{F}_S(x) = R(x) \quad (\text{II.83.c})$$

En utilisant la même méthode que pour la « hypothèse champ constant » et en supposant que l'absorption est indépendante de x , nous obtenons l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dR(x)}{dx} = \frac{dR}{dx} = r - (a + a) \cdot R + r \cdot R^2 \quad (\text{II.84})$$

Par la suite nous obtenons le coefficient de réflexion en fonction de l'absorption [McKelvey][†] :

$$R = \frac{r}{\sqrt{a^2 - r \cdot r} \cdot \coth\left(x \cdot \sqrt{a^2 - r \cdot r}\right) + a} ; a = \frac{a + a}{2} \quad (\text{II.85})$$

Hypothèse du champ électrique non constant :

* Nous avons intégré cette nouvelle probabilité [Martinie4] de collision pour obtenir une nouvelle expression du coefficient de réflexion afin d'évaluer son impact sur le courant de drain d'un transistor MOS (Annexe III).

† Par analogie au cas sans absorption il suffit de remplacer « a » par « r ».

En partant de la figure II.5.b, nous pouvons écrire les relations suivantes (les définitions des notations sont indiquées sur la figure II.5.b) :

$$\mathbf{F}_S(x+dx) = \mathbf{F}_S(x) \cdot (1 - a_{\leftarrow} \cdot dx) + \mathbf{F}_D(x+dx) \cdot (r_{\rightarrow} \cdot dx) \quad (\text{II.86.a})$$

$$\mathbf{F}_D(x) = \mathbf{F}_D(x+dx) \cdot (1 - a_{\rightarrow} \cdot dx) + \mathbf{F}_S(x) \cdot (r_{\leftarrow} \cdot dx) \quad (\text{II.86.b})$$

A partir de l'équation (II.86.a) à l'ordre 1 :

$$\mathbf{F}_D(x+dx) = \frac{\mathbf{F}_D(x) - \mathbf{F}_S(x) \cdot (r_{\leftarrow} \cdot dx)}{1 - a_{\rightarrow} \cdot dx} \cdot \frac{1 + a_{\leftarrow} \cdot dx}{1 + a_{\rightarrow} \cdot dx} = \mathbf{F}_D(x) \cdot (1 + a_{\rightarrow} \cdot dx) - \mathbf{F}_S(x) \cdot (r_{\leftarrow} \cdot dx) \quad (\text{II.87})$$

En remplaçant l'équation (II.87) dans la (II.86.a) à l'ordre 1, nous obtenons :

$$\mathbf{F}_S(x+dx) = \mathbf{F}_S(x) \cdot (1 - a_{\leftarrow} \cdot dx) + \mathbf{F}_D(x) \cdot (r_{\rightarrow} \cdot dx) \quad (\text{II.88})$$

En faisant le même calcul sur \mathbf{F}_D on obtient le couple d'équations suivant [Pulver] :

$$\frac{d\mathbf{F}_D(x)}{dx} = a_{\rightarrow} \cdot \mathbf{F}_D(x) - r_{\leftarrow} \cdot \mathbf{F}_S(x) \quad (\text{II.89.a})$$

$$\frac{d\mathbf{F}_S(x)}{dx} = r_{\rightarrow} \cdot \mathbf{F}_D(x) - a_{\leftarrow} \cdot \mathbf{F}_S(x) \quad (\text{II.89.b})$$

Le but est, comme dans le cas précédent, de relier le coefficient de réflexion aux probabilités de collision. Le flux $\mathbf{F}_t = \mathbf{F}_S - \mathbf{F}_D$ est constant, nous obtenons donc en soustrayant les équations (II.89.b) et (II.89.a) :

$$\frac{d\mathbf{F}_t(x)}{dx} = (r_{\rightarrow} - a_{\rightarrow}) \cdot \mathbf{F}_D(x) + (r_{\leftarrow} - a_{\leftarrow}) \cdot \mathbf{F}_S(x) \quad (\text{II.90})$$

Résoudre ce système n'est facile si nous ne supposons pas une forme particulière des probabilités d'absorption. Pulver *et al* ont supposé que celles-ci pouvaient être la somme de la probabilité de collision et d'un terme d'absorption constant [Pulver] :

$$a_{\leftarrow} = r_{\leftarrow} + a_0 \quad (\text{II.91})$$

avec $a_0 = (v_{th} \cdot \tau_0)$ où τ_0 représente la durée de vie des porteurs. Si nous faisons le parallèle avec la méthode des moments et la première équation du modèle DD (cf paragraphe II.2.2.1), l'équation (II.90) devient (avec $n = (\mathbf{F}_D(x) + \mathbf{F}_S(x)) / v_{th}$):

$$\frac{d\mathbf{F}_t(x)}{dx} = a_0 \cdot (\mathbf{F}_D(x) + \mathbf{F}_S(x)) = a_0 \cdot n \cdot v_{th} \equiv R_{net} \quad (\text{II.92})$$

Or, nous savons que le terme de génération/recombinaison n'est pas indépendant de x [Shockley2], l'approximation de Pulver *et al* [Pulver] est donc discutable. Mais même en admettant cette hypothèse il est difficile d'obtenir une forme simple du coefficient de réflexion [Pulver]. D'ailleurs il est couramment admis, dans le cadre du transistor MOSFET, que le terme a_0 est

négligeable dans le coefficient de réflexion puisque $a_0 \sim 10^7$ nm $\gg \lambda \sim 10$ nm (pour une durée de vie des électrons égale à : $\tau_0 = 10^{-7}$ s). Ce résultat n'est pas sans nous rappeler que la mobilité est aussi considérée comme indépendante de la génération/recombinaison [Lombardi] [McKelvey] puisque la durée de vie des porteurs est négligeable devant les taux d'interaction. Cependant, le résultat de ce développement pourrait être appliqué à d'autres architectures où les phénomènes de génération/recombinaison jouent un rôle prépondérant dans le fonctionnement (comme les cellules photovoltaïques [McKelvey3]).

II.3.3) Discussion

II.3.3.1) Approche de McKelvey révisée vs l'état de l'art

Le paragraphe II.3.2 nous a permis de recalculer avec exactitude le coefficient de réflexion. Nous obtenons donc un « nouveau »* coefficient de réflexion (pour un champ constant ($E = V_{DS}/L_c$)) en couplant les équations (II.69), (II.82.a) et (II.82.b) :

$$R = R = \frac{\lambda^{-1}}{\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{L_c} \cdot \left(\frac{q \cdot V_{DS}}{k \cdot T} \right) \left(1 + \coth \left(\frac{x}{2} \cdot \frac{1}{L_c} \cdot \frac{q \cdot V_{DS}}{k \cdot T} \right) \right) + \lambda^{-1}} \quad (\text{II.93})$$

ou encore sous une forme plus proche de l'approche de Lundstrom *et al* [Lundstrom]:

$$R = \frac{L'_{kT}}{\lambda + L'_{kT}} \quad (\text{II.94.a})$$

$$L'_{kT} = \left[\frac{1}{2 \cdot L_c} \cdot \left(\frac{q \cdot V_{DS}}{k \cdot T} \right) \left(1 + \coth \left(\frac{x}{2 \cdot L_c} \cdot \frac{q \cdot V_{DS}}{k \cdot T} \right) \right) \right]^{-1} = \left[\frac{1}{2 \cdot L_{kT}} \cdot \left(1 + \coth \left(\frac{x}{2 \cdot L_{kT}} \right) \right) \right]^{-1} \quad (\text{II.94.b})$$

L'introduction de cette « nouvelle » longueur de la « kT-Layer » permet de relier les équations (II.57.a) et (II.57.b) ou, en d'autres termes, permet d'avoir une équation continue entre les champs électriques faible et fort [Lundstrom3] (comme illustré sur la figure II.6.a). L'équation (II.94.b) permet aussi d'introduire une dépendance en fonction de la position x (cf figure II.6.c), ce qui apporte de nombreuses possibilités en termes de modélisation analytique, puisque nous pourrions évaluer l'influence conjointe du champ électrique et du libre parcours moyen sur R et cela en fonction de la position. On notera que Clerc *et al* [Clerc] avait, en partant de la résolution de l'ETB unidimensionnelle, retrouvé un cas particulier de l'équation (II.94.a) pour x égal à la longueur de canal. On compare maintenant avec le modèle de [Hamdy] que nous avons présenté

* Le terme nouveau est discutable vu que l'équation (II.68) avait déjà été trouvée par McKelvey *et al*. [McKelvey].

précédemment (paragraphe II.3.1) : la figure II.6.b illustre l'erreur introduite par la solution de l'équation (II.60.a) [Hamdy] par rapport à la formulation plus générale de l'équation (II.93).

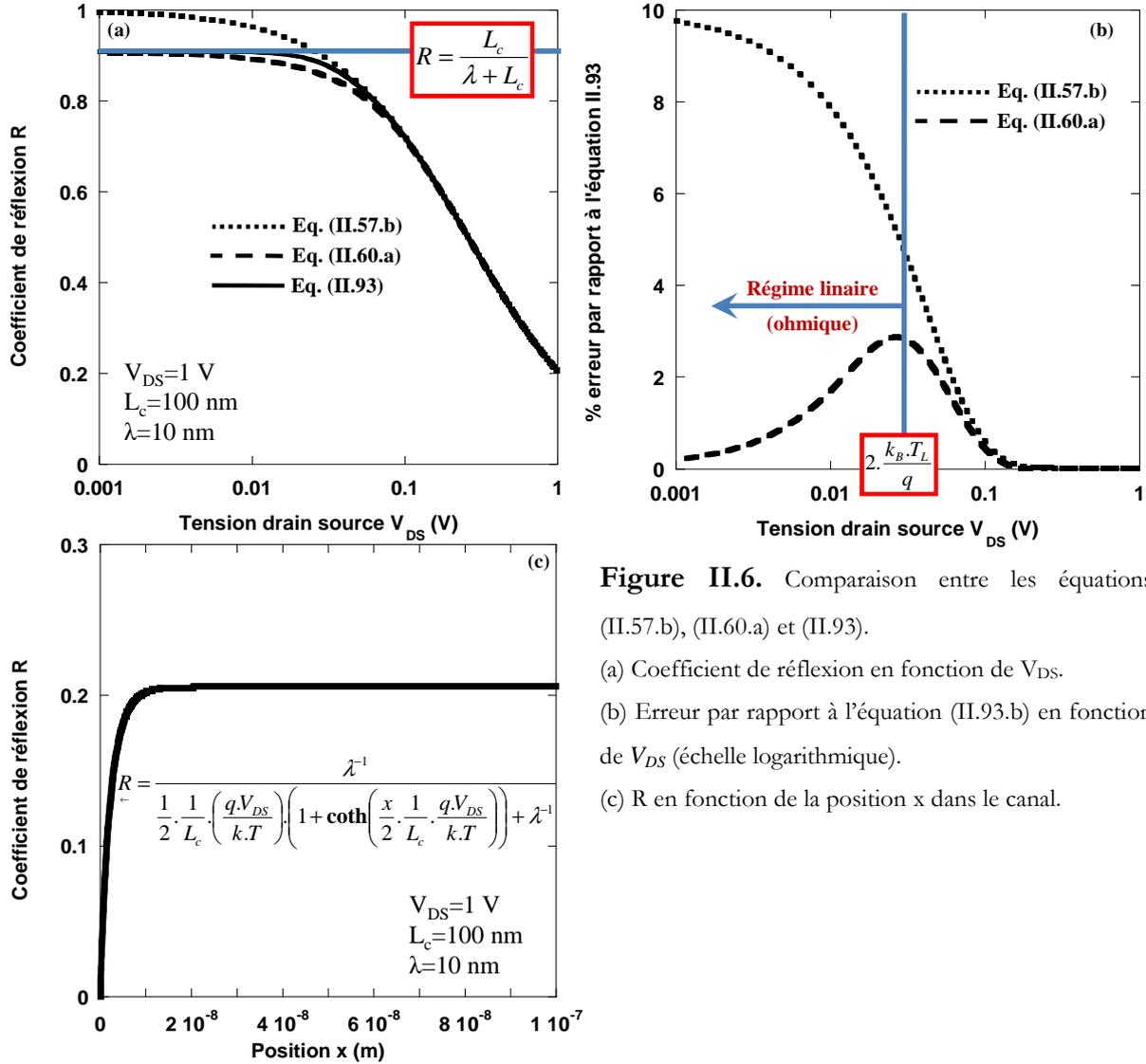


Figure II.6. Comparaison entre les équations (II.57.b), (II.60.a) et (II.93).

(a) Coefficient de réflexion en fonction de V_{DS} .

(b) Erreur par rapport à l'équation (II.93.b) en fonction de V_{DS} (échelle logarithmique).

(c) R en fonction de la position x dans le canal.

A partir du formalisme mis en place dans le paragraphe II.3.2, nous pouvons calculer le courant de drain. Ce calcul est fait de façon analogue au développement présenté dans le paragraphe II.3.1.2, mais en ne faisant plus l'hypothèse $r_S=r_D=R$. L'expression du courant dans le cas non-dégénéré est alors (figure II.7) * :

$$I_D = W \cdot Q_{inv} \cdot v_{th} \cdot \left(\frac{(1-R)_{\leftarrow} - (1-R)_{\rightarrow} \cdot e^{\frac{q \cdot V_{DS}}{k_B \cdot T_L}}}{(1+R)_{\leftarrow} + (1-R)_{\rightarrow} \cdot e^{\frac{q \cdot V_{DS}}{k_B \cdot T_L}}} \right) \quad (\text{II.95})$$

* Les deux termes R_{\leftarrow} et R_{\rightarrow} (ou par analogie au paragraphe II.3.2, r_S et r_D) sont déterminés analytiquement à partir de la relation (II.75.b).

La figure II.7 compare l'expression (II.52) ($r_S=r_D=R$) et (II.95) ($r_S \neq r_D \neq R$) ; on remarque une très légère différence en régime linéaire qui s'accroît lorsque le libre parcours moyen augmente. Néanmoins, l'approximation $r_S=r_D=R$ reste convenable ; alors, nous ne tiendrons pas compte des conditions $r_S \neq r_D \neq R$ pour la suite de nos modélisations.

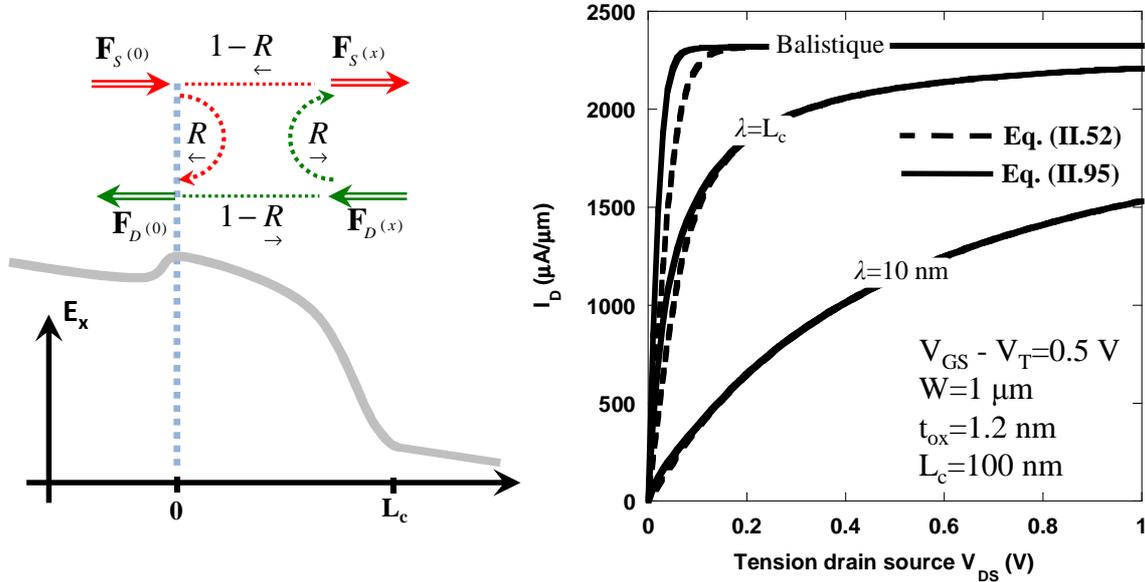


Figure II.7. Test de validité de l'hypothèse $r_S=r_D=R$: comparaison entre l'équation (II.52) et (II.95).

II.3.3.2) Couplage électrostatique/transport électronique : approches « loi de puissance » pour la longueur de la « kT-layer »

La grande majorité des modèles actuels [Chen] [Ferrier] [Fuchs] [Lundstrom] essaie de mettre en place une modélisation plus poussée de la « kT-Layer ». Comme nous l'avons décrit dans le paragraphe II.3.1.2, Rahman *et al* [Rahman] ont proposé de relier la « kT-Layer » à la forme du potentiel. Or, leur solution analytique n'est exacte que pour un profil de potentiel linéaire (champ électrique constant) ou parabolique (champ électrique linéaire) [Clerc]. Mais, nous pouvons obtenir des solutions semi-analytiques à partir des équations (II.75.a) et (II.75.b), en considérant :

$$V_{(x)} = V_{DS} \cdot \left(\frac{x}{L_c} \right)^\alpha \quad (\text{II.96.a})$$

$$R_{(x)} = 1 - \frac{e^{\frac{q \cdot V_{(x)}}{k_B \cdot T_L}}}{1 + \left(\int_0^x \left(\lambda^{-1} + \frac{q}{k_B \cdot T_L} \cdot \frac{dV_{(x)}}{dx} \right) \cdot e^{\frac{q \cdot V_{(x)}}{k_B \cdot T_L}} \cdot dx \right) \cdot e^{\frac{q \cdot V_{(x)}}{k_B \cdot T_L}}} \quad (\text{II.96.b})$$

La figure II.8.a et II.8.b représentent le coefficient de réflexion calculé avec l'approche de McKelvey (équation (II.96.b)) en fonction de la longueur de canal et en fonction de x pour $L_c=100$ nm. Nous avons choisi de représenter trois profils de potentiel : linéaire ($\alpha=1$), diffusif [Lundstrom] ($\alpha=1.5$) et parabolique ($\alpha=2$). On remarque une augmentation de la rétrodiffusion lorsque le paramètre α augmente et cela pour une même valeur de libre parcours moyen. Or, nous savons* que la forme du profil de potentiel est le résultat des influences conjointes de l'électrostatique et du transport électronique. Malheureusement, ces résultats ne nous donnent aucune indication sur ce point et la variation de la forme du profil de potentiel en fonction de la longueur du canal et/ou de la valeur du libre parcours moyen nous est inconnue. Même si Rahman *et al* [Rahman] ont prouvé qu'il y avait une augmentation de la puissance α lorsque la longueur de canal diminue (pour un même libre parcours moyen), ils n'ont en aucun cas proposé un modèle généralisé† pour α .

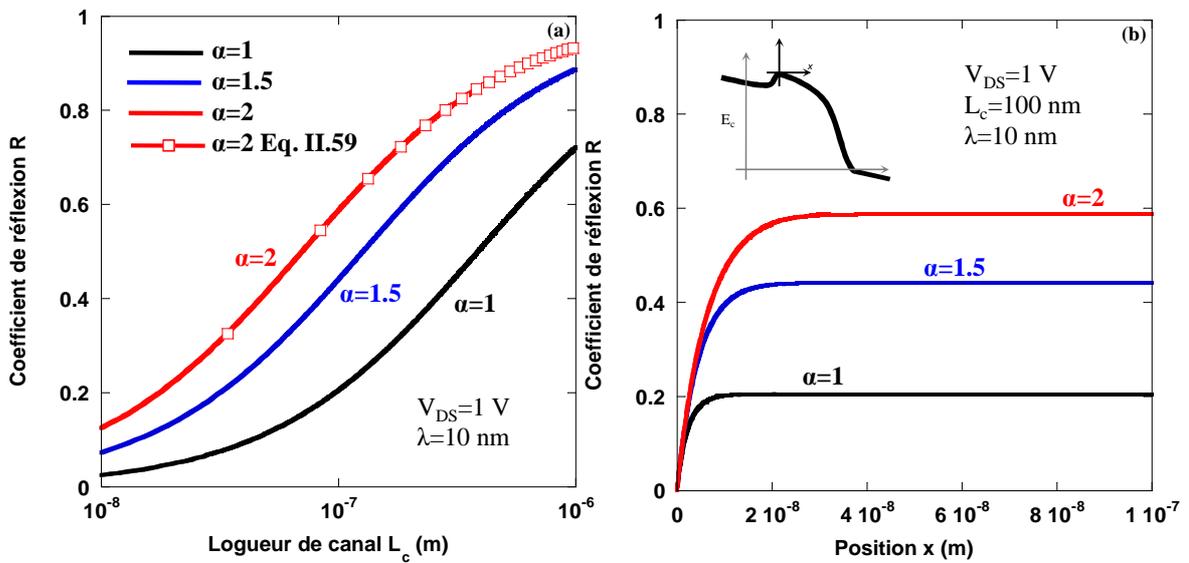


Figure II.8. Coefficient de réflexion en fonction de la longueur de canal (a) et de la position (b) pour différents type de potentiel.

* Nous illustrerons cette remarque dans le chapitre III.

† Nous proposerons dans le chapitre IV une solution pour le coefficient α .

II.3.3.3) Les limites du « scaling » vues par la méthode des flux

Les performances des transistors sont souvent analysées à partir de paramètres caractéristiques tels que le courant en régime linéaire/saturation, la tension de seuil, la mobilité ... La méthode des flux en introduit un nouveau paramètre représentatif qui est « taux de balisticité » (« Ballistic Rate ») :

$$I_{Dsat} = Q_{inv} \cdot BR \cdot v_{th} \quad (\text{II.97.a})$$

$$BR = \frac{I_{on_réel}}{I_{on_ballistic}} = \frac{1 - R}{1 + R} \quad (\text{II.97.b})$$

Ce paramètre nous permet de donner une définition « relative » [Ferrier] du transport diffusif, quasi-balistique et balistique. La figure II.9.a représente la variation du taux de balisticité en fonction de la longueur de canal ; nous définissons donc :

- le transport diffusif lorsque BR est proportionnel à $1/L_c$ (comme le modèle en courant présenté dans le chapitre I figure I.6).
- le transport balistique lorsque le BR est égal à 1.
- Le transport quasi-balistique comme étant la zone intermédiaire.

Toutefois, certaines études récentes [Barral] [R.Wang] font état d'une saturation du taux de balisticité aux alentours de 50 % pour des longueurs de canal inférieures à 100 nm. Cette limitation peut s'expliquer par plusieurs facteurs comme par exemple les défauts neutres qui réduisent la valeur du libre parcours moyen (et font donc saturer BR) ou encore les résistances d'accès qui viennent « parasiter » l'extraction des paramètres de transport. Nous pourrions aussi relier ceci aux phénomènes de réflexion quantique [Munteanu2] qui limitent la transmission des porteurs pour de très faibles longueurs de canal. La modélisation de la transmission pour une barrière Heaviside est [Cohen-Tannoudji] :

$$T_{rq}(\varepsilon > 0) = \frac{4 \cdot \sqrt{\varepsilon / (\varepsilon + q \cdot V_{DS})}}{\left(1 + \sqrt{\varepsilon / (\varepsilon + q \cdot V_{DS})}\right)^2} \quad (\text{II.98})$$

Si nous concaténons l'équation (II.93) et l'équation (II.98) avec la formule suivante* [Datta] [Pulver] nous pouvons « très grossièrement » évaluer l'influence de la réflexion quantique sur le taux de balisticité :

$$R_T = 1 - \frac{T_{rq} \cdot (1 - R)}{1 - (1 - T_{rq}) \cdot R} \quad (\text{II.99})$$

* Pulver *et al* [Pulver] avait déjà construit une technique itérative pour le calcul du R.

Il est important de noter que ce modèle n'est pas assez précis, puisque approximer la barrière de potentiel avec une simple « marche » n'est pas exact surtout pour des longueurs de canal supérieures à 10 nm. De ce fait, la figure II.9.b illustre seulement qualitativement l'effet des phénomènes de réflexion quantique sur la saturation du taux de balisticité pour des petites longueurs de canal.

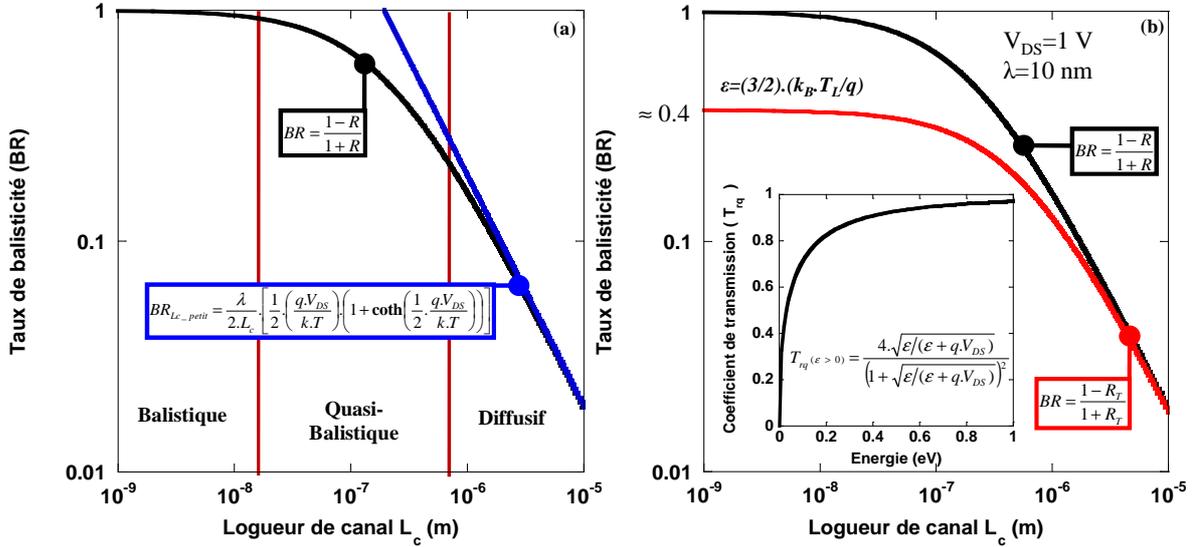


Figure II.9. Coefficient de réflexion en fonction de la longueur de canal ; (a) définition du transport quasi-balistique et (b) influence des phénomènes de réflexion quantique.

Pour revenir sur les considérations présentées dans le chapitre I et sur les règles de « scaling », le facteur unique K de [Baccarani2] s'explique aisément avec l'asymptote de BR (figure II.9.a). Par exemple si nous passons d'une longueur de canal de 10 μm à une longueur de 1 μm le BR varie de ~ 0.02 à ~ 0.2 , ce qui correspond à un facteur $K=10\mu\text{m}/1\mu\text{m}=10$ ($BR_{1\mu\text{m}}$ est bien égal à $10 \cdot BR_{10\mu\text{m}}$). Malheureusement, ce genre d'approche n'est plus valable pour $L_c < 100$ nm puisque L_c est de l'ordre du libre parcours moyen et, par conséquent, l'effet du champ électrique n'est plus prédominant par rapport à l'influence du type de transport électronique dans le canal. De plus, l'apparition de nouveaux phénomènes physiques comme la réflexion quantique ou le courant tunnel source drain*, nous laisse penser qu'il faudra inclure ces nouveaux phénomènes dans de futures modélisations afin de prévoir les performances des transistors nanométriques. Effectivement, avec la réduction des dimensions dans le domaine sub déca nanométrique nous glissons peu à peu des phénomènes de transport classique/semi-classique vers des phénomènes de transport quantique.

* Nous détaillerons ce point dans le chapitre suivant.

II.4) Conclusion du chapitre

Ce chapitre a synthétisé un grand nombre de résultats fondamentaux sur la modélisation semi-classique du transport électronique dans les architectures MOSFET. Nous avons tout d'abord redémontré la hiérarchie complète des modèles de type Dérive Diffusion et HydroDynamique ce qui nous a permis de discuter de la signification physique des temps de relaxation en moment et en énergie. Cependant, nous n'avons pas présenté les nombreuses modélisations relatives à la mobilité basée sur les travaux de Lombardi *et al* [Lombardi] et Canali *et al* [Canali]. Cet aspect sera abordé dans les chapitres suivants puisque nous serons amenés à construire une modélisation précise des interactions dans le canal du transistor. Cette présentation détaillée nous a aussi permis de comprendre les limitations des approches de type Dérive Diffusion pour les transistors nanométriques, puisque, comme nous l'avons déjà dit, les notions de transport quantique ne peuvent être prises en compte uniquement en terme correctif (modèle Density Gradient, ...). Il en est de même d'un point de vue modélisation compacte puisque de nombreux travaux [Baccarani] [Reyboz] [Diagne] utilisent les approches Dérive Diffusion pour construire des modèles analytiques/compactes.

La redécouverte de la méthode de McKelvey appliquée au transistor MOSFET a permis d'expliquer, de clarifier et de synthétiser l'ensemble des travaux concernant la modélisation analytique du transport balistique/quasi-balistique. Nous avons donc :

- présenté les hypothèses de la méthode des flux.
- explicité ses liens avec la méthode des moments.
- recalculé la solution explicite/analytique pour un champ constant.

Ce travail bibliographique précis a démontré la capacité de la méthode des flux à modéliser le transport dans les transistors de taille nanométrique [McKelvey] [Vaidyanathan] [Lundstrom]. Toutefois, les phénomènes qui constituent des limitations des modèles analytiques (confinement quantique, effets de canal court ...) seront toujours difficiles à prendre en compte, même avec la méthode des flux. Cependant, la modélisation de la « kT -layer » par l'intermédiaire d'une loi en puissance semble être une piste pertinente pour résoudre la problématique du couplage entre électrostatique et transport électronique. Pour finir, l'un des avantages majeurs de la méthode des flux réside dans sa capacité à intégrer n'importe quel mécanisme physique pourvu que celui-ci soit exprimé sous forme d'une transmission/réflexion (ce qui est le cas pour beaucoup d'approches de la littérature concernant, par exemple, les phénomènes de réflexion quantique sur la barrière source-drain [Munteanu2]).

Chapitre III :

Modélisation du transport (quasi-)ballistique pour la simulation numérique d'éléments de circuit.

Nous expliquerons dans ce troisième chapitre les différentes options pour modéliser numériquement le transport (quasi-)ballistique. Ainsi, nous présenterons les différentes approches qui permettent de considérer un canal sans interactions (formalisme des fonctions de Green, ...) ou un canal avec des interactions (approche Monte-Carlo, méthode de l'équation de Wigner, ..). Nous présenterons également des approches permettant d'intégrer dans un même formalisme la notion de transport quantique considérant par exemple les effets tunnel (principalement courant tunnel entre la source et le drain) et le confinement quantique. Après cette présentation synthétique de l'état de l'art, nous aborderons la problématique du rapprochement entre la méthode des flux et la méthode des moments, ce qui nous permettra d'apporter une solution à la simulation du transport ballistique/quasi-ballistique dans un environnement de type TCAD* (Technology Computer Aided Design). Nous proposerons donc une nouvelle approche qui permettra de simuler le transport (quasi-)ballistique dans un environnement TCAD, dans le but d'aller jusqu'à la simulation au niveau circuit†. Nous validerons notre approche et nous illustrerons l'intérêt de cette dernière par la simulation numérique de différents éléments de circuit : inverseur, oscillateur en anneau et cellule SRAM. Ceci nous permettra d'identifier clairement l'influence du transport ballistique ou quasi-ballistique sur le fonctionnement d'éléments de circuits, ainsi que l'impact des éléments parasites, tels que les résistances d'accès ou les capacités parasites. Enfin, l'approche proposée sera également utilisée dans le chapitre IV pour la validation de la modélisation analytique du courant quasi-ballistique, validation qui sera réalisée sur des résultats de simulation obtenus à la fois au niveau dispositifs et au niveau circuit.

* Nous rappelons que la dénomination « environnement TCAD » désigne les outils commerciaux : SILVACO/ATLAS (utilisé dans cette thèse) ou SYNOPSIS/Sentaurus Devices.

† Objectif qui ne peut pas être atteint actuellement avec les approches usuelles de simulation du transport (quasi-)ballistique ou quantique (approches Monte-Carlo, équation de Wigner, formalisme des fonctions de Green, ...).

III.1) MODELISATION NUMERIQUE DU TRANSPORT ELECTRONIQUE : ETAT DE L'ART	73
III.1.1) APPROCHE TRANSPORT QUANTIQUE	73
III.1.2) APPROCHE PARTICULAIRE.....	76
III.1.3) APPROCHE DE NATORI POUR LA SIMULATION DU TRANSPORT QUANTIQUE	78
III.2) APPROCHE MACROSCOPIQUE DU TRANSPORT BALISTIQUE.....	80
III.2.1) LA MOBILITE QUASI-BALISTIQUE	81
<i>III.2.1.1) Description de l'approche.....</i>	<i>81</i>
<i>III.2.1.2) Détails de l'implémentation</i>	<i>83</i>
III.2.2) MISE EN EVIDENCE DU TRANSPORT BALISTIQUE.....	85
III.2.3) SIMULATION DU TRANSPORT QUASI-BALISTIQUE	88
III.2.4) IMPACT DES RESISTANCES ACCES	89
III.2.5) DISCUSSION ET VALIDATION DU MODELE.....	90
III.3) SIMULATION NUMERIQUE DE CIRCUITS EN REGIME (QUASI-)BALISTIQUE.....	92
III.3.1) FONCTIONNEMENT D'UN INVERSEUR CMOS.....	93
III.3.2) CAS D'UN INVERSEUR CMOS (QUASI-)BALISTIQUE	94
<i>III.3.2.1) L'influence des effets canaux court</i>	<i>94</i>
<i>III.3.2.2) L'influence des résistances séries.</i>	<i>95</i>
III.3.3) IMPACT DU TRANSPORT BALISTIQUE SUR DES CIRCUITS A BASE D'INVERSEURS CMOS.....	96
<i>III.3.3.1) Etude d'une porte logique</i>	<i>96</i>
<i>III.3.3.2) Etude d'une cellule SRAM</i>	<i>98</i>
III.3.4) IMPACT DU TRANSPORT BALISTIQUE SUR UN OSCILLATEUR EN ANNEAU	100
III.4) PERFORMANCES STATIQUES DES INVERSEURS CMOS A BASE D'ARCHITECTURES FDSOI A BOX EPAIS, FDSOI A BOX MINCE ET NANOFIL	102
III.4.1) POSITION DU PROBLEME	102
III.4.2) SIMULATIONS AU NIVEAU DISPOSITIF.....	104
III.4.3) SIMULATIONS AU NIVEAU CIRCUIT	106
III.4) CONCLUSION DU CHAPITRE.....	109

III.1) Modélisation numérique du transport électronique : état de l'art

L'étude des transistors nanométriques (de longueur de canal inférieure à quelques dizaines de nanomètres) a démontré les limites des formalismes semi-classiques fondés sur la méthode des moments de l'équation de transport de Boltzmann (présentés au chapitre II) qui suppose un transport où les interactions sont dominantes. Cependant, dans un transistor de longueur de canal de quelques nanomètres le nombre d'interactions diminue fortement. Quel formalisme faut-il alors choisir pour décrire le transport lorsque les porteurs ne subissent que « quelques interactions » ?

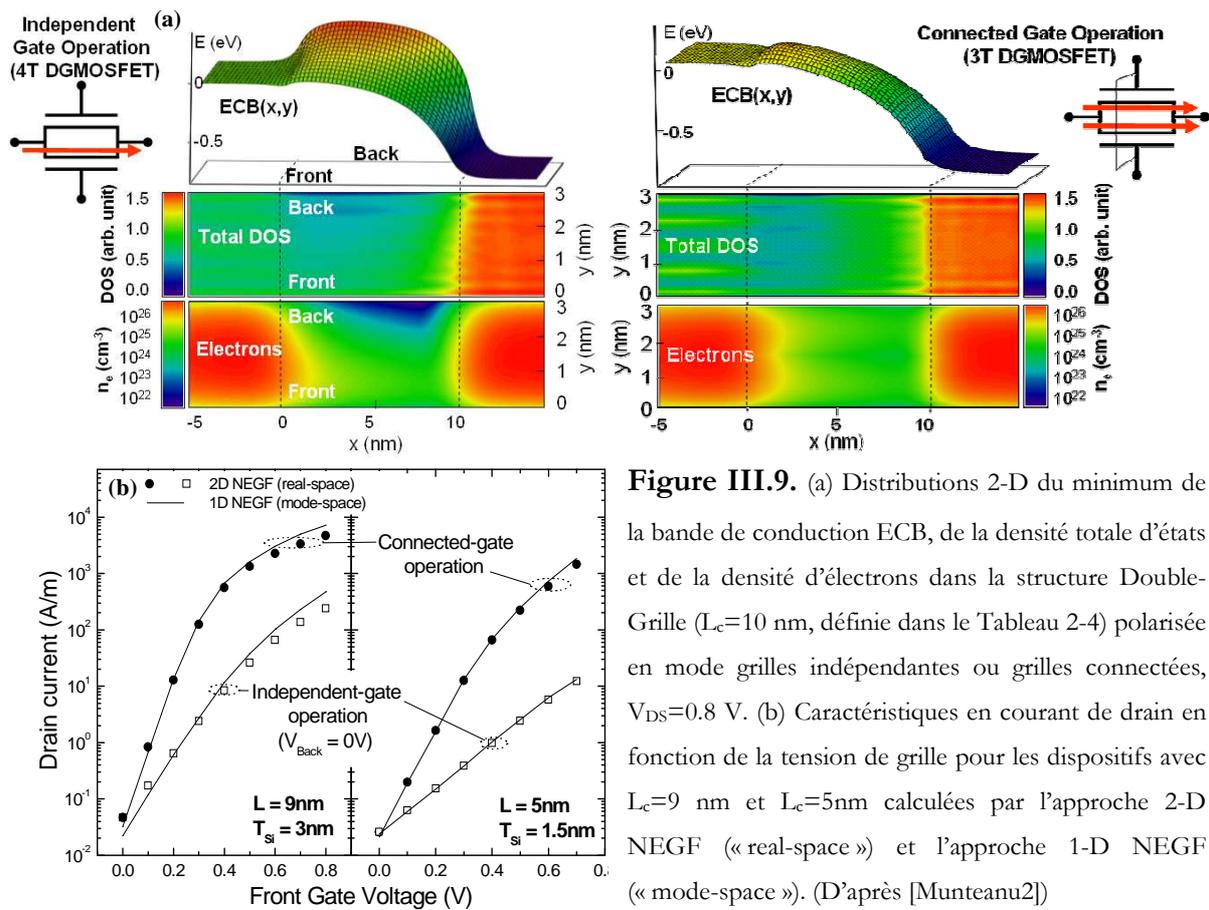
Dans le chapitre II nous avons présenté en détail les modèles basés sur la méthode des moments de l'Equation de Transport de Boltzmann. Ces approches ne prennent pas en compte le caractère ondulatoire des électrons (transport quantique), la dégénérescence des porteurs (la fonction de distribution étant une Maxwellienne déplacée) ou la description précise du terme d'interaction. Ces problèmes sont en partie résolus en utilisant des approches plus physiques comme le formalisme des fonctions de Green ou encore les approches particulière (type Monte Carlo). Malheureusement, il est techniquement très difficile d'utiliser ces formalismes pour simuler de petits éléments de circuits, à cause notamment du temps de calcul très important. Ainsi, nous proposerons dans le paragraphe suivant une solution plus abordable en termes de temps de calcul qui sera utilisable pour la simulation d'éléments de circuit.

III.1.1) Approche transport quantique

Parmi les approches quantiques utilisées pour simuler des dispositifs de taille nanométrique, nous citerons le formalisme des fonctions de Green hors équilibre et l'équation de transport de Wigner. Le formalisme des fonctions de Green hors équilibre [Delerue] [Datta] [Munteanu2] [Bescond] (NEGF= « Non-Equilibrium Green's Function ») est l'outil le plus utilisé pour adresser la problématique de la simulation du transport quantique. Cette approche considérant l'électron comme une onde, il est possible « d'adresser » des problématiques tels que le transport tunnel à travers la barrière source drain ou les réflexions quantiques, que les modèles classiques sont incapables de traiter. Nous ne détaillerons pas les équations et les hypothèses, mais nous allons présenter quelques résultats [Autran4] [Munteanu2] qui illustrent les possibilités de cette approche. Les résultats présentés ici sont des simulations issues d'un code de transport quantique développé à l'IM2NP-CNRS [Autran4] [Munteanu2]. Dans ces simulations aucune interaction n'est prise en compte. Néanmoins, le formalisme des fonctions de Green permet de prendre en compte des interactions comme les impuretés [Martinez] ou la rugosité de surface

[Poli]. Malheureusement, la description précise des phénomènes physiques considérés se fait au détriment du temps de simulations qui devient considérable*.

Les résultats de la figure II.1 illustrent l'impact du transport quantique sur des dispositifs Double-Grilles à grilles indépendantes pour une longueur de grille de 10 nm et en considérant un régime purement balistique. Le traitement 2-D du transport quantique dans de tels dispositifs a permis de mettre en évidence les différences entre les régimes de fonctionnement en termes de distribution de charge, de transparence de la barrière et de courant. Dans ce travail [Autran4] [Munteanu2] deux approches distinctes sont considérées : transport quantique 1-D décrit par le formalisme des fonctions de Green 1-D (approche « Mode Space ») et transport quantique 2-D décrit par le formalisme des fonctions de Green 2-D (approche « Real Space »). Ainsi Autran *et al* [Autran4] [Munteranu2] démontre que pour des dispositifs ultra-minces (1.5 nm), le traitement « Mode Space » conduit à des résultats sensiblement identiques à ceux obtenus par l'approche « Real Space ».



* Plusieurs jours pour une caractéristique en courant.

Cependant, la véritable difficulté n'est pas de prendre en compte l'impact du confinement sur la répartition des électrons (qui peut également être inclut par une résolution Poisson/Schrödinger bidimensionnelle) mais de pouvoir évaluer avec précision la valeur du courant en fonction de la nature et du nombre de collisions (qui sont quantifiées à partir d'approches de type Monte Carlo). Or, comme nous l'avons expliqué précédemment, dans le présent exemple le transport est totalement balistique, le courant à l'état passant (I_{on}) est donc une limite supérieure du courant que l'on pourra obtenir dans les architectures simulées. Néanmoins, la rigueur de l'approche nous donne des informations essentielles sur le transport quantique que seul ce type de modélisation permet de réaliser [Bescond] [Munteanu2]. La pente sous le seuil, le niveau de courant sous le seuil (à l'état bloqué I_{off}) ou encore la transmission en fonction de l'énergie sont typiquement des paramètres de transport fidèlement reproduits avec ce formalisme. A ce titre, les courbes en courant de la figure II.1.c pourraient être considérées comme référence pour la validation d'autres approches telles que les modèles compacts ou les approches TCAD.

Une autre approche qui permet de modéliser le transport quantique est la résolution de l'équation de transport de Wigner [Wigner] [Querlioz]. En mécanique quantique, c'est la matrice densité qui joue le rôle de la fonction de distribution [Cohen-Tannoudji]. La fonction de Wigner est alors définie comme la transformée de Fourier de la matrice densité [Jaud] ; on obtient l'équation de transport de Wigner :

$$\frac{\partial f_w(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t)}{\partial t} + \mathbf{v}_g \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f_w(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) + Qf_w(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) = \left[\frac{\partial f_w(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t)}{\partial t} \right]_{coll} \quad (III.1)$$

où le 3^{ème} terme de la partie gauche décrit l'évolution de la fonction de Wigner en fonction du potentiel, qui est donnée par :

$$Qf_w(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int V_w(\mathbf{r}, \mathbf{k}) f_w(\mathbf{r}, \mathbf{k} + \mathbf{k}', t) d\mathbf{k}' \quad (III.2)$$

avec le potentiel de Wigner V_W défini comme la transformée de Fourier de la différence du potentiel du dispositif autour du point central \mathbf{r} et f_W est la fonction de distribution de Wigner. L'équation de transport de Wigner présente des similitudes avec l'Equation de Transport de Boltzmann (expliquée dans le chapitre II). D'ailleurs, on peut résoudre l'équation de Wigner de manière déterministe ou par une approche Monte Carlo (approche couramment utilisée pour la résolution de l'équation de transport de Boltzmann). D'ailleurs, pour les structures MOS, il semblerait qu'il soit plus « facile » d'intégrer les interactions avec l'approche de l'équation de transport de Wigner que par des approches de type Green [Querlioz].

III.1.2) Approche particulière

L'approche particulière dite « de Monte Carlo » est une méthode qui permet de résoudre exactement l'équation de transport de Boltzmann*. C'est une méthode statistique qui consiste à déterminer le mouvement de chaque particule dans les l'espace des phases et l'espace réel. Cette simulation appliquée à un grand nombre de particules permet d'obtenir un mouvement d'ensemble des particules, de reconstruire facilement la fonction de distribution et d'en extraire les caractéristiques macroscopiques telles que la vitesse et la densité. Elle permet par exemple d'étudier des phénomènes fortement non-stationnaires comme le transport balistique.

De façon pratique, le mouvement de chaque porteur (électron ou trou) est décrit comme une succession de vols libres entrecoupés d'interactions qui sont considérées comme instantanées. Le temps de vol libre, l'interaction subie et l'état de la particule après interaction sont déterminés par des « tirages au sort » [Saint-Martin] [Dollfus] [Barraud]. Cette modélisation prend en compte les interactions avec les phonons, les impuretés ionisées ou encore la rugosité de surface [Saint-Martin] [Dollfus] par des approches perturbatrices limitées au premier ordre. Le champ électrostatique est réactualisé à chaque pas de temps par la résolution de l'équation de Poisson.

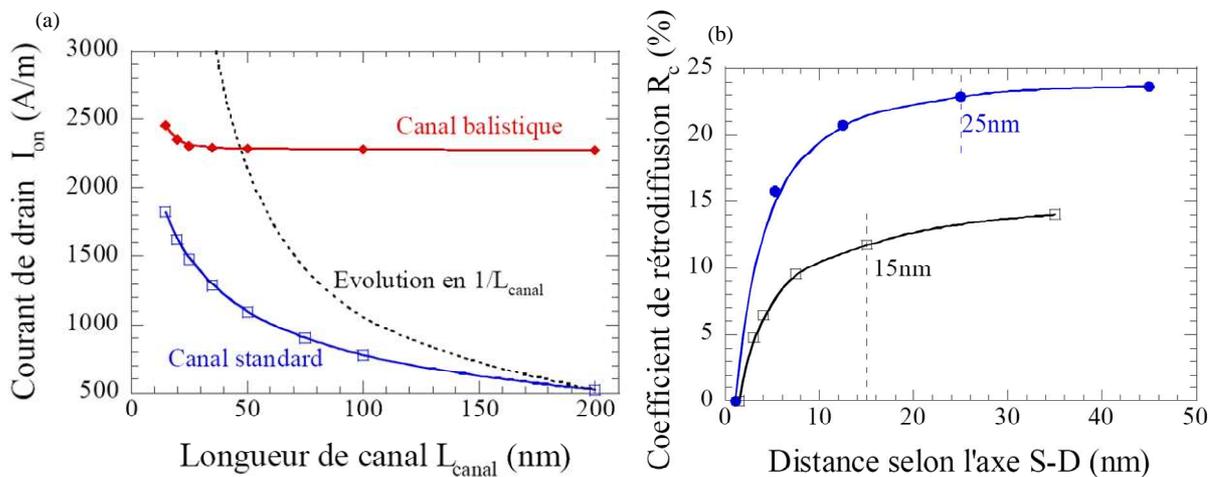


Figure III.2. Influence du transport balistique ou diffusif sur un dispositif Double-Grille : (a) Courant à l'état passant (I_{on}) en fonction de la longueur de canal dans le cas balistique/diffusif et (b) évolution du coefficient de réflexion le long de l'axe source drain dans un Double-Grille intrinsèque (canal non dopé) pour un $t_{si}=10$ nm et $t_{ox}=1.2$ nm (d'après [Saint-Martin]).

* La méthode des moments présentée dans le chapitre II est une résolution approchée à cause des hypothèses considérées sur la forme de la fonction de distribution et sur la description particulière du terme de collision (approximation RTA).

L'approche Monte-Carlo [Saint-Martin] [Huet] sert de référence notamment pour calibrer les modèles de mobilité des approches macroscopiques des simulateurs électriques de type TCAD (Atlas [ATLAS]). Néanmoins, le nombre limité de porteurs qui interviennent sous le seuil peut conduire à des résultats bruités. Cela limite l'utilisation de cette l'approche pour la détermination du courant sous le seuil (pente sous le seuil, courant I_{off} , ...) [Saint-Martin]. La figure III.2.a présente les résultats de simulation d'une structure Double-Grille dans le cas balistique et diffusif en utilisant le simulateur Monte Carlo du laboratoire IEF-CNRS*. Nous insisterons particulièrement sur la figure III.2.b qui montre l'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de la position dans le canal ; ce résultat est essentiel pour analyser les propriétés de transport[†] d'un transistor (ballistique, quasi-ballistique ou diffusif).

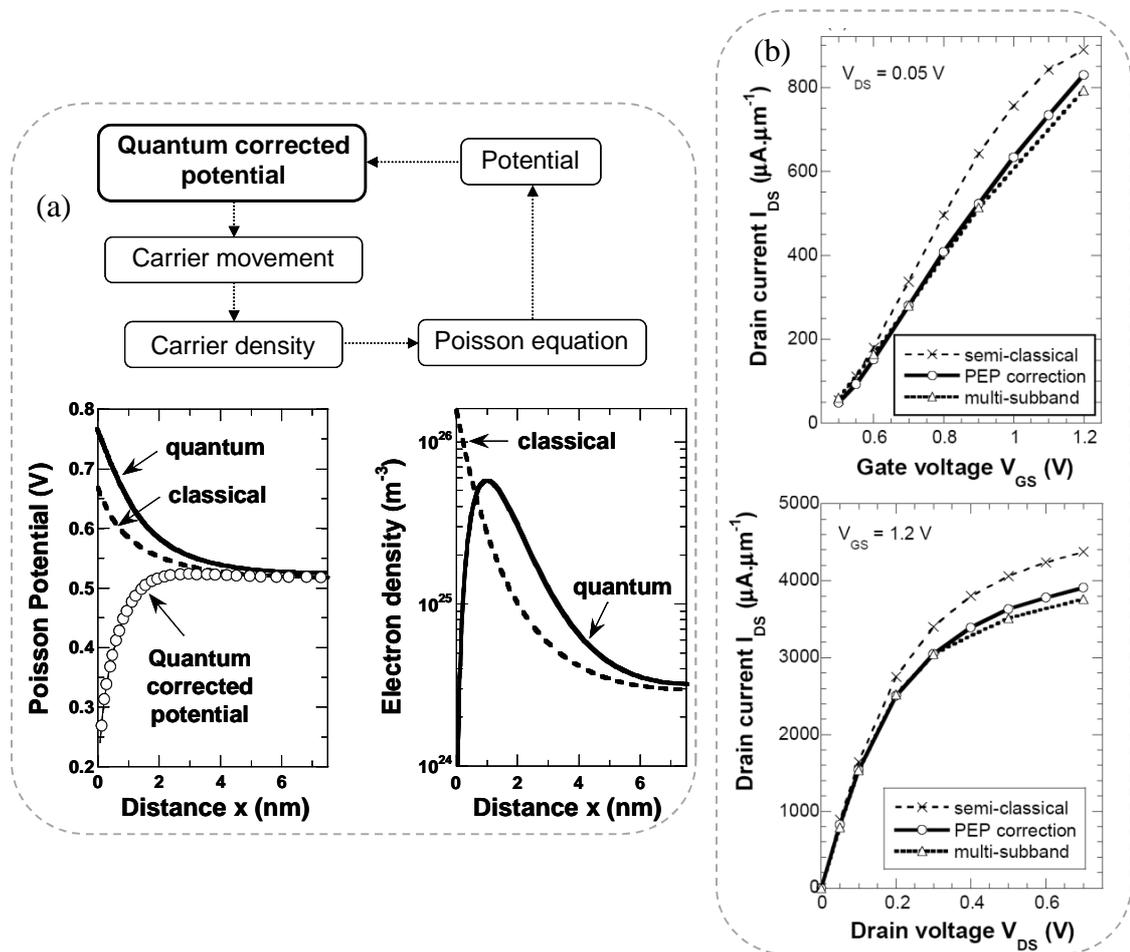


Figure III.3. Influence du confinement quantique sur un dispositif Double-Grille : (a) Principe de la méthode de prise en compte du confinement quantique par correction du potentiel électrostatique et (b) validation du modèle au niveau du courant des électrons [Jaud] (les simulations multi sous bande sont reprises de [Saint-Martin3]) (d'après [Jaud]).

* MONACO est un code universitaire développé et régulièrement mis à jour au sein du laboratoire IEF-CNRS.

[†] Nous avons démontré dans le paragraphe II.3 que le coefficient de réflexion détermine à lui seul la qualité du transport dans une architecture donnée.

Il est possible d'inclure le confinement quantique dans cette approche semi-classique soit en résolvant l'équation de Schrödinger par tranche le long du canal [Saint-Martin] (approche multi sous bande), soit par une correction du potentiel électrostatique [Jaud] (PEP=Potentiel Effectif de type Pearson). La figure III.3.a explique simplement le principe de cette implémentation*. La figure III.3.b montre un exemple de comparaison entre les caractéristiques en courant pour le cas classique, le cas multi sous bande et le cas de la correction quantique.

III.1.3) Approche de Natori pour la simulation du transport quantique

Dans le cas du transport classique, les porteurs passant de la source au drain subissent de nombreuses collisions. Le transport dans le canal est considéré comme purement balistique lorsque les porteurs ne subissent aucune interaction. Ceci devient possible lorsque la longueur de canal d'un dispositif est typiquement du même ordre de grandeur ou inférieure au libre parcours moyen des porteurs [Lundstrom] (10 nm pour le silicium à 300 K). Si un tel transport est prédominant, le fonctionnement du dispositif est alors exclusivement contrôlé par la transmission des porteurs à travers la barrière de potentiel entre la source et le drain. Ainsi, les porteurs ayant une énergie supérieure au maximum de la barrière (la figure III.4.a représente la bande de conduction dans le canal) sont transmis de la source au drain par émission thermoïonique, tandis que les porteurs d'énergie inférieure peuvent traverser le canal uniquement par effet tunnel à travers la barrière source-canal-drain. Ce dernier phénomène [Munteanu] a un impact significatif pour des longueurs de canal de l'ordre de 10 nm puisque la largeur de la barrière de potentiel dans le canal diminue fortement.

Aussi, toujours dans l'objectif de simuler le transport balistique, Munteanu *et al* [Munteanu] présente un code de simulation (BALMOS), basé sur l'approche de Natori [Natori], permettant de simuler l'impact du confinement, du transport balistique et des effets tunnel source-drain sur le fonctionnement des transistors Double-Grille. Pour cela, le code BALMOS résout de façon auto-cohérente (schéma de la figure III.4.b) les équations de Poisson 2-D et de Schrödinger 1-D[†]. Ces dernières sont couplées avec l'équation du courant en considérant le coefficient de transmission de la barrière de potentiel source-drain donnée par (dans l'approximation WKB) :

* Cette approche est très similaire à [Ancona] qui est aussi une correction du potentiel pour prendre en compte le confinement des porteurs aux interfaces.

† La pénétration des fonctions d'onde dans l'oxyde de grille est prise en compte puisque le domaine de simulation comprend le canal, les régions de source et de drain, les couches d'oxyde de grille et les électrodes

$$T_{(E_x)} = \exp\left(-2 \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2.m_t.(E_1 - E_x)/\hbar^2} .dE_x\right) \quad (\text{III.3})$$

où x_1 et x_2 correspondent aux abscisses « d'entrée » et de « sortie » de la barrière (points tournants). Ainsi deux cas peuvent être considérés pour le calcul du courant :

- Emission thermoïonique pour $E_x > E_{\max}$ et $T_{(E_x)}=0$ pour $E_x < E_{\max}$ (E_{\max} représentant le maximum de la bande de conduction), cas qui néglige le courant tunnel.
- Emission thermoïonique pour $E_x > E_{\max}$ et effet tunnel quantique avec $T_{(E_x)}$ donnée par l'approximation WKB pour $E_x < E_{\max}$.

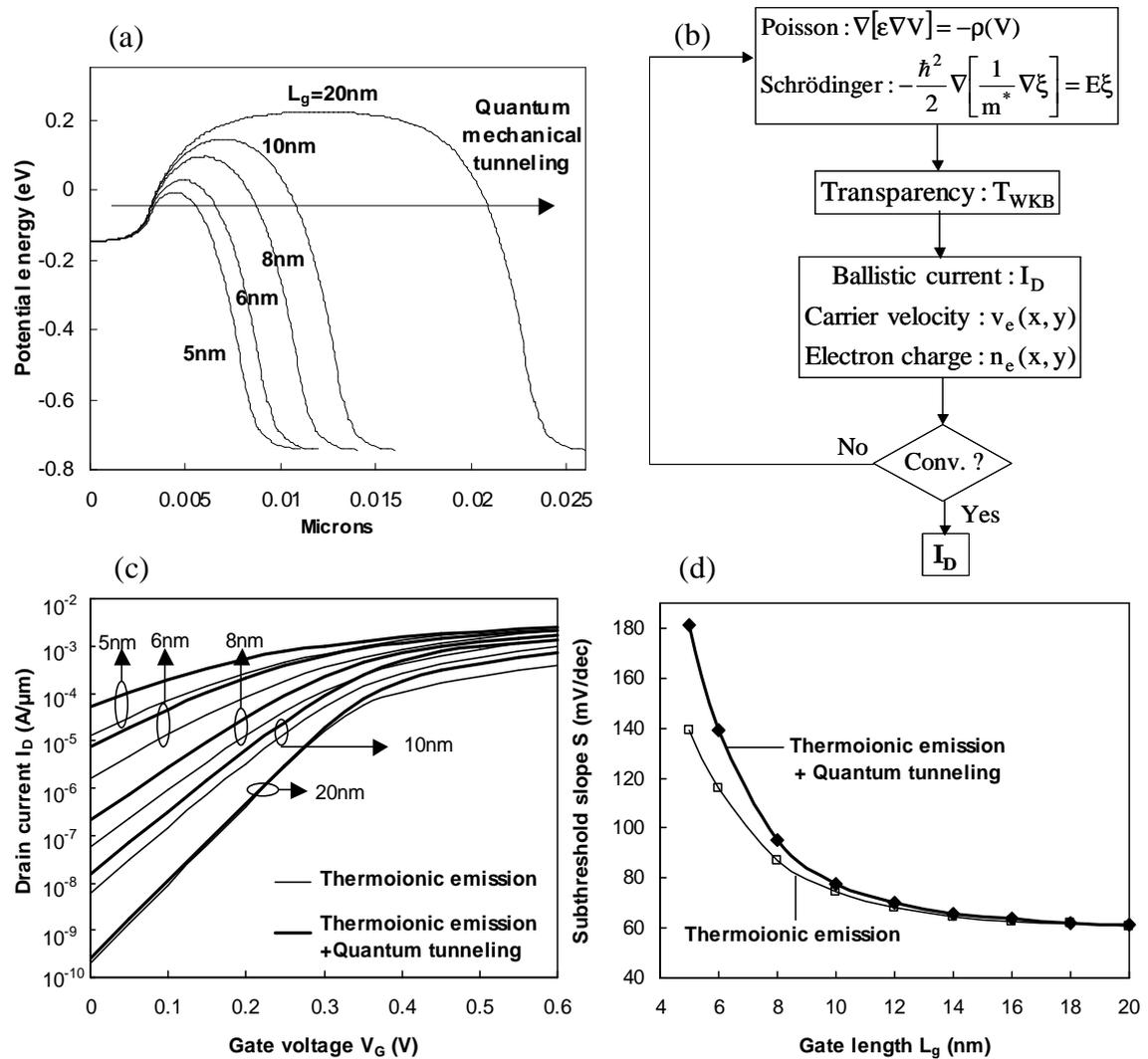


Figure III.4. Influence du courant tunnel sur les performances des dispositifs Double-Grille fonctionnant en régime balistique : (a) variation de l'énergie potentielle dans le canal lorsque la longueur de canal diminue ($V_{GS}=0$ V, $V_{DS}=0.6$ V), (b) algorithme du code BALMOS développé pour le calcul des caractéristiques balistiques du courant de drain incluant à la fois l'émission thermoïonique et l'effet tunnel, (c) courant de drain en fonction de la tension de grille et (d) pente sous le seuil en fonction de la longueur de canal. D'après [Munteanu2].

Les caractéristiques électriques de la figure III.4.c démontrent l'impact significatif de l'effet tunnel lorsque la longueur de canal diminue. Dans le régime sous le seuil, la partie thermoionique du courant est faible puisque la hauteur de la barrière source drain est importante. De ce fait, l'effet tunnel prédomine et augmente beaucoup le niveau de courant sous le seuil (I_{off}). Les résultats de la figure III.4.d illustrent très bien l'impact « néfaste » du courant tunnel sur la pente sous le seuil pour des longueurs de canal inférieures à 10 nm.

III.2) Approche macroscopique du transport balistique*

Comme nous venons de l'expliquer, la modélisation du transport balistique peut se voir sous différents angles suivant le domaine de simulation que l'on souhaite « adresser » et surtout la précision physique qui sera mise en jeu. Les approches les plus physiques sont réalisées avec le formalisme des fonctions de Green hors équilibre ou l'équation de transport de Wigner. Ces approches sont complémentaires pour l'étude du point de vue du transport électronique et pourraient être utilisées pour valider ou calibrer les approches moins physiques comme les modélisations compactes (utilisées par les concepteurs) ou les approches TCAD. Néanmoins, ces simulations sont très gourmandes en temps de calcul et ne peuvent pas être utilisées pour adresser la simulation de petits éléments de circuit qui est l'un de nos objectifs dans ce travail. Nous chercherons donc une solution physiquement « moins précise » (plus applicative), mais qui couvrira les problématiques de la simulation du transport balistique/quasi-ballistique à la fois au niveau du dispositif et au niveau du circuit.

Nous avons choisi une solution consistant à intégrer le transport (quasi-)ballistique dans un environnement TCAD[†]. La majeure partie des phénomènes physiques sont représentés via la mobilité et le temps de relaxation en moment ou en énergie[‡]. L'avantage de l'environnement TCAD est qu'il permet de facilement modifier les équations régissant la mobilité, en utilisant des fonctions prédéfinies dans la librairie du code. Nous avons démontré précédemment (chapitre II) qu'il était possible de faire le parallèle entre méthode des flux et méthode des moments puisque ces méthodes sont toutes deux issues de l'ETB. Nous calculerons donc une mobilité qui nous

* Pour toutes les courbes représentées dans ce chapitre, lorsque nous parlerons de transport balistique ou quasi-ballistique cela correspondra à des modélisations réalisées pendant cette thèse. En contre partie, lorsque nous parlerons de transport diffusif cela correspondra à l'utilisation de modélisations préexistantes dans les logiciels TCAD.

[†]Le simulateur TCAD résout de façon auto cohérente l'équation de Poisson couplée avec les moments de l'Equation de Transport de Boltzmann (cf chapitre II).

[‡]On notera que les modèles de mobilité qui sont à notre disposition dans les logiciels commerciaux sont tous calibrés sur des mesures électriques ou sur des approches plus physiques telles que les simulations Monte Carlo.

permettra de décrire de façon macroscopique le courant en régime balistique ou quasi-balistique, mobilité qui sera implémentée par la suite dans la librairie du simulateur TCAD.

III.2.1) La mobilité quasi-balistique

III.2.1.1) Description de l'approche

Cette approche, que nous appellerons « mobilité quasi-balistique », a déjà été abordée par l'équipe de l'Université de Purdue [Rhew] qui s'est basé sur le travail de McKelvey *et al* [McKelvey] (présenté dans le chapitre II). Soit deux flux incidents \mathbf{F}_S et \mathbf{F}_D définis positivement qui traversent une région de largeur dx à laquelle on associe les probabilités de collision r (comme illustré sur la figure III.5).

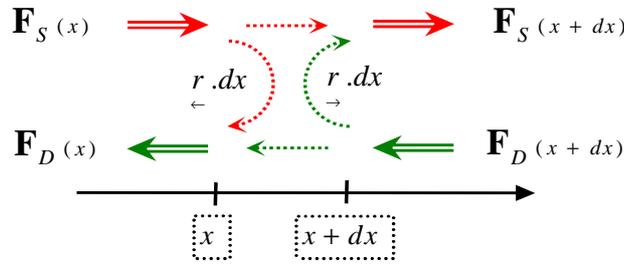


Figure III.5 Méthode de McKelvey à un flux [Rhew] sur une tranche de silicium de largeur dx . \mathbf{F}_S et \mathbf{F}_D sont les flux provenant de la source et du drain et r est la probabilité de collision.

La mise en équation du système représenté sur la figure III.4, dans le cadre des hypothèses du paragraphe II.1, donne :

$$\frac{d\mathbf{F}_D(x)}{dx} = r \cdot \mathbf{F}_D(x) - r \cdot \mathbf{F}_S(x) \quad (\text{III.4})$$

$$\frac{d\mathbf{F}_S(x)}{dx} = r \cdot \mathbf{F}_D(x) - r \cdot \mathbf{F}_S(x) \quad (\text{III.5})$$

En additionnant et en soustrayant les équations précédentes avec $\mathbf{F}_t = \mathbf{F}_D - \mathbf{F}_S$ et $n = (\mathbf{F}_D + \mathbf{F}_S) / v_{th}$ (v_{th} étant la vitesse thermique) nous obtenons :

$$\frac{d\mathbf{F}_t}{dx} = \frac{d(\mathbf{F}_D - \mathbf{F}_S)}{dx} = 0 \quad (\text{III.6})$$

$$\mathbf{F}_t = \left(\begin{array}{c} r - r \\ \leftarrow \rightarrow \\ r + r \\ \rightarrow \leftarrow \end{array} \right) \cdot v_{th} \cdot n + \frac{v_{th}}{r + r} \cdot \frac{dn}{dx} \quad (\text{III.7})$$

Par analogie avec l'approche Dérive-Diffusion :

$$D_n \equiv \frac{v_{th}}{\begin{matrix} r+ & r \\ \rightarrow & \leftarrow \end{matrix}} \quad (III.8)$$

$$\mu_n \cdot \mathbf{E} \equiv \left(\begin{matrix} r- & r \\ \leftarrow & \rightarrow \\ r+ & r \\ \rightarrow & \leftarrow \end{matrix} \right) \cdot v_{th} \quad (III.9)$$

Nous pouvons aussi considérer la relation d'Einstein :

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{k \cdot T}{q} \Rightarrow \frac{\mathbf{E}}{\begin{matrix} r- & r \\ \leftarrow & \rightarrow \end{matrix}} \equiv \frac{k_b \cdot T_L}{q} \quad (III.10)$$

Il est alors possible de déduire l'expression mathématique des probabilités de collision [Rhew] et [Pulver] ; nous obtenons donc dans le cas des électrons :

$$r_{\leftarrow} = \lambda^{-1}; \quad r_{\rightarrow} = \lambda^{-1} - \frac{q \cdot \mathbf{E}}{k_b \cdot T_L} \quad (III.11)$$

Les équations (III.6) et (III.7) sont fortement similaires au modèle Dérive-Diffusion, mais avec une nouvelle définition de la mobilité [Rhew] que nous appellerons mobilité quasi-ballistique [Martinie] :

$$\mu_{qb} = \frac{v_{th}}{2 \cdot \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{k_b \cdot T_L}{q} + |E(x)|} \quad (III.12)$$

Cette mobilité quasi-ballistique est certes « simpliste » par rapport aux approches de simulation que nous avons présentées dans les paragraphes III.1.1, III.1.2 et III.1.3. Mais elle est un très bon compromis entre physique, temps de calcul et portabilité*. D'ailleurs nous insisterons sur ce dernier point puisque c'est la raison majeure de l'utilisation de ce modèle pour la simulation de petits éléments de circuit. Pour cela nous utiliserons l'outil Mixed Mode [Mixed Mode][†] qui est un simulateur de circuit dans lequel le fonctionnement de chaque transistor est obtenu numériquement avec le simulateur Atlas [ATLAS]. Ceci nous permet d'évaluer sans difficulté, avec un temps de calcul raisonnable et une description de la physique acceptable[‡] (pour nos futurs besoins en simulation compacte) l'impact du transport balistique sur le

* L'environnement TCAD est l'outil le plus utilisé en microélectronique que ce soit pour la recherche universitaire ou industrielle.

[†] Mixed Mode est un simulateur de circuits (SPICE) dédié à la simulation numérique de quelques transistors (nombre inférieur à 10). Cette approche est relativement gourmande en temps de calculs mais permet de simuler avec précision l'impact de l'électrostatique sur le fonctionnement du circuit. Elle est d'ailleurs de plus en plus utilisée pour valider rapidement les solutions innovantes des concepteurs qui n'ont pas à développer leurs propres modèles analytiques [Thomas3].

[‡] Il est vrai que si nous pouvions simuler des circuits avec une approche de type Wigner, notre développement de l'approche macroscopique serait inutile. Mais actuellement ceci semble très difficile, voire impossible, due aux temps de simulation considérable.

fonctionnement de petits circuits de moins de dix transistors (limite variant en fonction du nombre de maille).

Puisqu'il est possible de rapprocher la méthode des moments et la méthode des flux, nous pouvons aussi faire le parallèle entre la mobilité quasi-ballistique et le coefficient de réflexion. Comme expliqué dans le chapitre II, le coefficient de réflexion analytique est relié au champ électrique (considéré comme constant) par l'intermédiaire de la longueur de la « kT-Layer ». Dans le cas présent, pour introduire le concept de coefficient de réflexion, il suffit d'introduire une « kT-Layer dynamique » (L'_{kT}), qui dépend du champ électrique local :

$$L'_{kT} = \frac{k_B \cdot T_L}{q \cdot |E(x)|} \quad (\text{III.13.a})$$

$$R' = \frac{L'_{kT}}{L'_{kT} + \lambda} \quad (\text{III.13.b})$$

$$\mu_{qb} = \frac{v_{th}}{|E(x)|} \cdot \frac{1 - R'}{1 + R'} \quad (\text{III.13.c})$$

L'équation précédente explique la dépendance entre le coefficient de rétrodiffusion, tel que défini dans [Lundstrom], et la mobilité quasi-ballistique calculée à l'aide du champ électrique local [Lundstrom]. Cette formulation met également en évidence l'importance de décrire les propriétés de transport incluses dans la mobilité quasi-ballistique par l'intermédiaire du coefficient de réflexion.

III.2.1.2) Détails de l'implémentation

Le modèle de mobilité quasi-ballistique a été implémenté* dans un simulateur TCAD (Atlas [ATLAS]). Le schéma présenté dans la figure III.6 résume notre approche. Le principal intérêt de cette approche réside dans le fait que le modèle a été implémenté à l'aide d'une fonction « C-interpreter » décrivant la relation entre la mobilité et le champ électrique parallèle (équation III.12). Toutes les autres quantités (comme le potentiel électrostatique, le champ électrique, la concentration de porteurs, les densités de courant) sont calculées par le simulateur Atlas [ATLAS], en résolvant l'équation de Poisson couplée à l'équation de transport de Dérive-Diffusion. D'autres raffinements, telles que les dépendances de la mobilité avec le niveau de dopage ou avec le champ électrique transversal (impact de la rugosité de surface ou phénomènes d'interaction comme les interactions coulombienne distantes), peuvent être pris en compte†.

* A notre connaissance, ce travail est la première implémentation/utilisation de la mobilité quasi-ballistique dans un environnement de simulation allant du dispositif au circuit.

† Ces points seront abordés dans le paragraphe III.4.

D'un point de vue technique, l'implémentation dans un environnement TCAD via des descriptions en « C- interpreter » offrent de nombreux avantages notamment sur le fait que cette plateforme est couramment utilisée dans l'étude du fonctionnement des dispositifs ultimes. Par exemple Kampen *et al* [Kampen] ont eu recours à une méthodologie similaire pour prendre en compte la problématique des survitesses. En termes de temps de calcul, au niveau dispositif et circuit, cette simulation est identique à une simulation classique puisque nous résolvons toujours le même nombre d'équations (ici DD avec la mobilité quasi-balistique). Seule la simulation au niveau circuit dans le cas du transport balistique est plus complexe. Comme nous le verrons plus loin, les conditions particulières de ce transport impliquent une convergence plus difficile qui demande un temps de calcul* important.

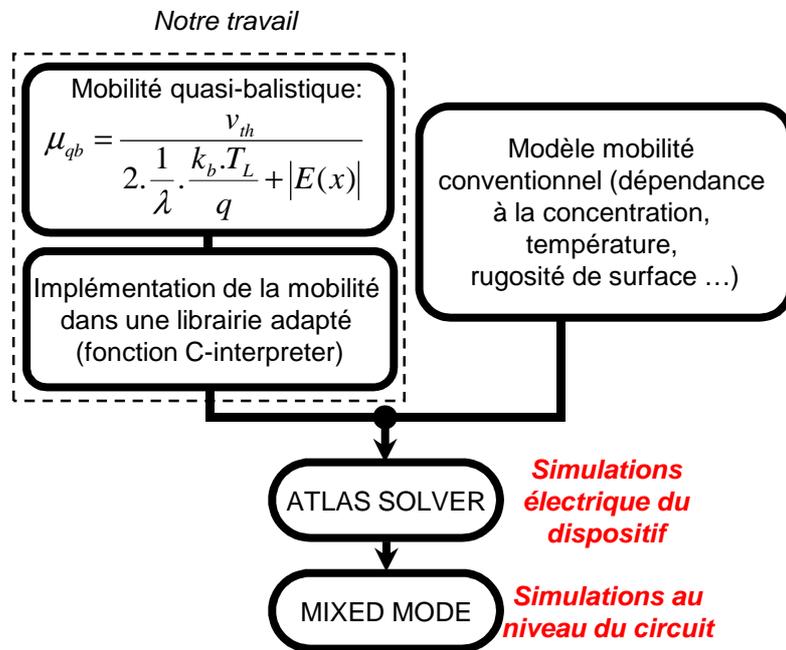


Figure III.6. Algorithme d'implémentation du transport balistique/quasi-balistique dans un environnement de type TCAD.

* En moyenne un facteur 10 à 20 par rapport au cas classique quels que soient les moyens de calcul utilisés.

III.2.2) Mise en évidence du transport ballistique.

Dans la suite nous étudierons le transport ballistique/quasi-ballistique grâce à des simulations effectuées sous Atlas [ATLAS]. Les dispositifs étudiés dans cette partie sont des transistors Double Grille (figure III.7) dont le schéma ainsi que les dimensions géométriques sont conforme aux spécifications* de l'ITRS 2007 [ITRS]. Les dispositifs ont une longueur de canal L_c variable entre 20 à 200 nm, une épaisseur de film t_{si} de 5 nm ou 10 nm, des épaisseurs d'oxydes de grille t_{ox} de 1.2 nm, un canal intrinsèque et enfin des dopages dans les régions de source et de drain de $5 \cdot 10^{19}$ atome/cm³ ou 10^{20} atome/cm³ avec des longueurs d'accès de 30 nm. Les jonctions sont supposées abruptes et la tension d'alimentation V_{DD} est fixée à 0.7 V. Lorsque nous parlerons de transport diffusif, cela correspondra à l'utilisation du modèle de Lombardi *et al* [Lombardi] intégré dans Atlas [ATLAS] et qui prend en compte l'ensemble des interactions sur les impuretés, les phonons et la rugosité de surface. Dans le cas quasi-ballistique nous utiliserons le modèle de mobilité quasi-ballistique (équation III.12). Dans ce cas on spécifiera à chaque fois la valeur du libre parcours moyen utilisé dans le calcul de la mobilité quasi-ballistique.

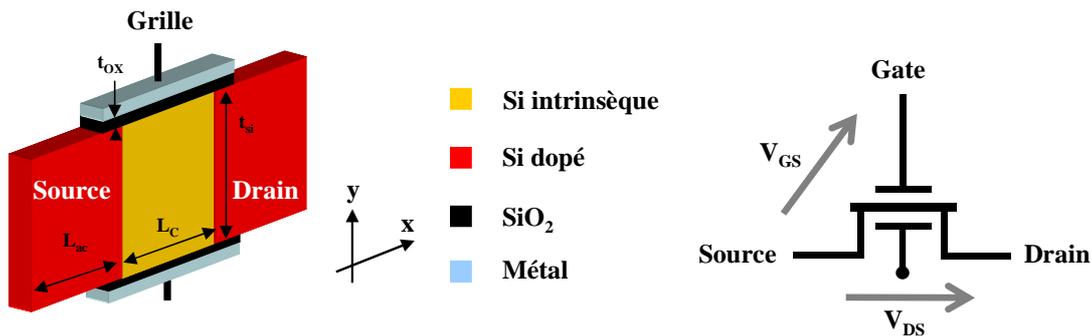


Figure III.7. Illustration schématique du transistor Double-Grille simulé et définition des paramètres géométriques et électriques.

Comme nous le verrons dans le chapitre IV, il est bien connu que le courant de drain ballistique est indépendant de la longueur de canal [Natori] [Lundstrom] sauf en présence des effets de canal court qui modifient le partage de charge sous la grille entre les jonctions et le canal. Pour bien comprendre ce phénomène nous avons tracé le profil de la bande de conduction en fonction de la distance source drain pour deux types de transport, diffusif et ballistique, avec une polarisation source-drain faible ($V_{DS}=0.05$ V). Comme on peut le constater sur la figure III.8, dans le cas diffusif le maximum de la bande de conduction évolue en fonction de la longueur de canal. Par contre, pour le transport ballistique, ce maximum est moins important et n'est modifié

* Spécification en accord avec celle du projet ANR MODERN.

que pour des longueurs de canal inférieures à 20 nm, ce qui correspond à l'apparition des effets de canal court. Or, si le maximum de la bande de conduction reste constant, il en sera de même pour la charge et pour le courant.

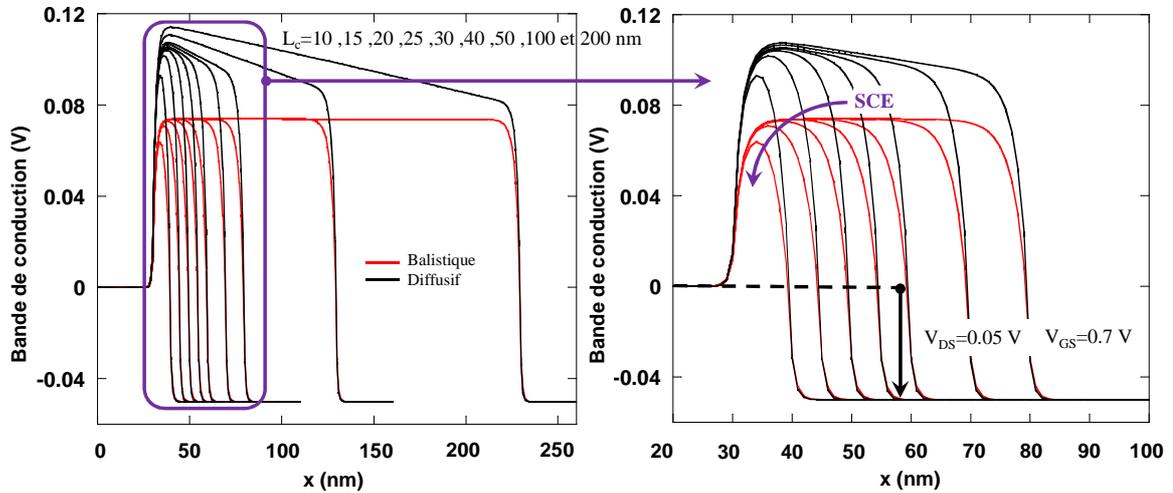


Figure III.8. Simulations d'un transistor Double-Grille non dopé pour un transport balistique et diffusif : profil de la bande de conduction suivant l'axe source/drain au milieu du film d'un transistor Double-Grille fonctionnant en régime balistique et diffusif : $V_{DS}=0.05$ V, $t_{si}=5$ nm, $t_{ox}=1.2$ nm, $L_{ac}=30$ nm et $L_c=10, 15, 20, 25, 30, 40, 100$ et 200 nm pour un dopage des régions source/drain de 5.10^{19} cm⁻³.

Les figures III.9.a et III.9.b représentent le courant de drain en fonction de la tension de grille pour le transport diffusif et balistique pour des tensions de drain faible (0.05 V) et forte (0.7 V). Dans le cas balistique le courant en régime sous le seuil est identique pour $L_c=50$ nm et 100 nm, contrairement au cas diffusif. Pour expliquer ce comportement, nous constatons que, dans l'approximation du transport diffusif (modèle Dérive-Diffusion conventionnel), la vitesse des porteurs est presque constante et égale à la vitesse de saturation due aux forts champs électriques ($E_{sat} \gg 10^6$ V/m) tout le long du canal. En outre, pour le silicium à 300 K, cette vitesse de saturation est presque équivalente à la vitesse thermique de notre modèle balistique ($v_{sat} \sim v_{th}$ qui est de l'ordre de 10^5 m.s⁻¹). Etant donné que les vitesses sont similaires, nous devons analyser le profil de la concentration des porteurs. Nos résultats (encart de la figure II.9.b) indiquent que la concentration des porteurs pour un transport balistique est la même pour $L_c=100$ nm et $L_c=50$ nm, contrairement au cas du transport diffusif. Ceci explique pourquoi le courant balistique dans le régime sous le seuil est le même pour $L_c=100$ nm et $L_c=50$ nm (canaux longs). Pour $L_c=25$ nm

et en-dessous, les effets de canal court (SCE* = Short Channel Effect et DIBL† = Drain Induced Barrier Lowering) deviennent importants ce qui a pour effet d'augmenter le courant sous le seuil.

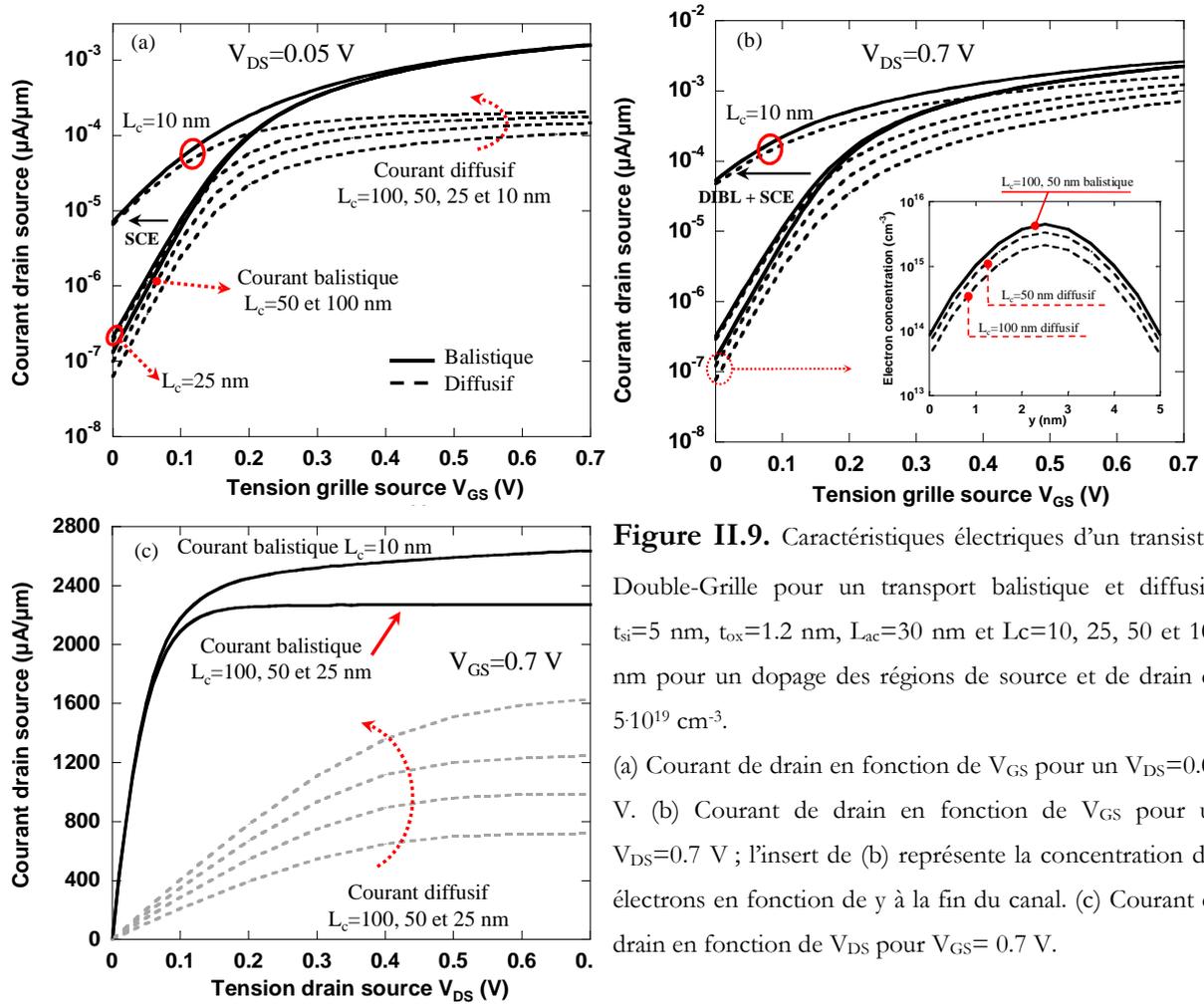


Figure II.9. Caractéristiques électriques d'un transistor Double-Grille pour un transport balistique et diffusif : $t_{si} = 5$ nm, $t_{ox} = 1.2$ nm, $L_{ac} = 30$ nm et $L_c = 10, 25, 50$ et 100 nm pour un dopage des régions de source et de drain de $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

(a) Courant de drain en fonction de V_{GS} pour un $V_{DS} = 0.05$ V. (b) Courant de drain en fonction de V_{GS} pour un $V_{DS} = 0.7$ V ; l'insert de (b) représente la concentration des électrons en fonction de y à la fin du canal. (c) Courant de drain en fonction de V_{DS} pour $V_{GS} = 0.7$ V.

Les résultats de la figure III.9.c confirment nos remarques du début de ce chapitre : le courant est indépendant de la longueur de canal dans le cas d'un transport balistique, excepté pour de faibles longueurs de canal (10 nm) où les effets de canal court sont prépondérants ce qui a pour conséquence de réduire la tension de seuil. La comparaison avec le cas classique du transport diffusif démontre que le transport balistique a deux avantages majeurs : un courant à l'état passant très élevé due à l'absence d'interactions dans le canal et une limite faible entre le régime linéaire et le régime de saturation qui correspond à une tension de saturation de quelques $k_B T_L / q$. Ce point est une caractéristique fondamentale du transport balistique et explique

* Le SCE traduit l'augmentation de la charge de déplétion contrôlée par les jonctions source-canal et canal-drain dans la charge de déplétion totale (et la perte de contrôle de la grille sur la charge de déplétion dans le canal), pour une polarisation V_{DS} faible.

† Le DIBL traduit l'augmentation de la charge de déplétion contrôlée par les jonctions source-canal et canal-drain dans la charge de déplétion totale, pour une polarisation V_{DS} forte.

pourquoi le courant ballistique atteint plus rapidement sa valeur maximale que le courant diffusif. D'ailleurs lors de nos simulations de circuit (cf paragraphe III.3) nous expliquerons l'impact d'une telle saturation et les avantages que cela offre au niveau de la marge de bruit d'un inverseur.

III.2.3) Simulation du transport quasi-ballistique

Comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe III.1.2, il est possible de modifier la valeur du libre parcours moyen pour simuler le cas du transport quasi-ballistique. En se basant sur l'approche de [Fuchs], nous avons calculé le libre parcours moyen dans le cas d'un canal intrinsèque en ne considérant pas les interactions relatives à la rugosité de surface ; ceci correspond à un libre parcours moyen de 27 nm [Martinie]. Ainsi, la figure III.10 représente la comparaison entre les courants de drain obtenus pour un transport ballistique, diffusif et quasi-ballistique. Comme on pouvait s'y attendre, le transport quasi-ballistique a un comportement similaire au transport diffusif : plus le libre parcours moyen est petit plus le courant diminue et plus la limite entre le régime linéaire et le régime de saturation augmente*.

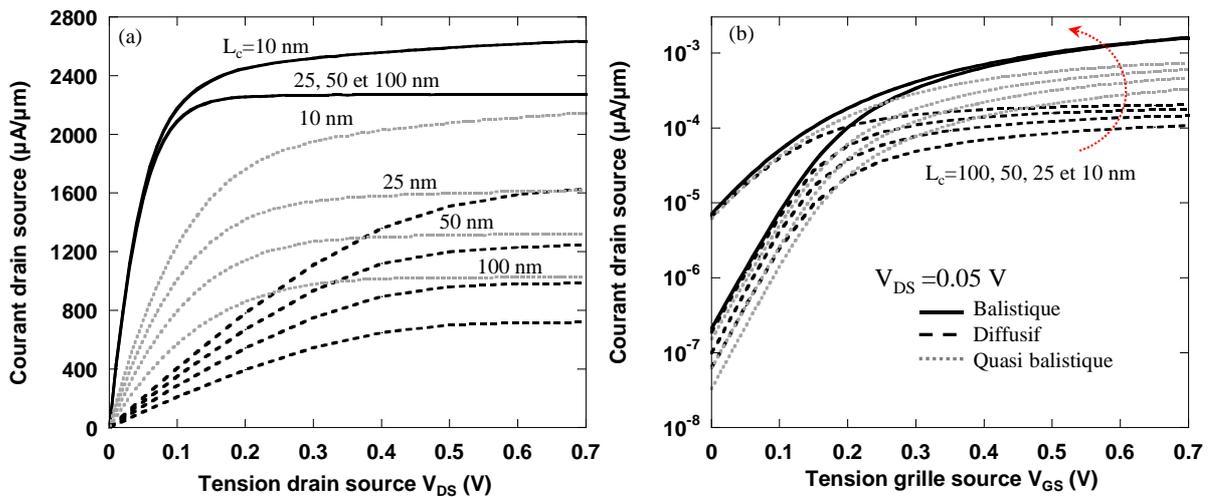


Figure III.10. Caractéristiques électriques d'un transistor Double-Grille pour un transport ballistique, quasi-ballistique et diffusif : $t_{si}=5$ nm, $t_{ox}=1.2$ nm, $L_{ac}=30$ nm et $L_c=10, 25, 50$ et 100 nm pour un dopage des régions de source/drain de $5 \cdot 10^{19}$ cm⁻³. Courant de drain en fonction de V_{DS} (a) et V_{GS} (b).

* Nous chiffrerons la différence entre le cas ballistique et quasi-ballistique en calculant la marge de bruit dans le paragraphe III.3.2.1.

III.2.4) Impact des résistances accès

Les résistances d'accès peuvent être prises en compte dans notre modèle si l'on décrit les régions de source et de drain comme diffusives en termes de transport. Les résistances séries dépendent du niveau de dopage et de la surface des régions de source et de drain. En même temps, nous conservons la possibilité de choisir le type de transport dans le canal : diffusif, quasi-balistique ou balistique.

La figure III.11.a représente le courant pour les trois types de transport : balistique, quasi-balistique et diffusif en considérant les résistances d'accès ; on constate la forte détérioration du niveau de courant et l'augmentation du point de saturation* par rapport au cas où les résistances séries ne sont pas considérées. Cet impact peut simplement s'expliquer en représentant le profil de potentiel le long de l'axe source drain : dans la figure III.11.b on remarque aisément que la chute de potentiel dans les zones d'accès est importante pour le cas où les résistances d'accès sont prises en compte, ce qui diminue le potentiel effectif aux bornes du canal. Enfin, il est important de noter que le gain attendu en transport balistique par rapport au cas diffusif ou quasi-balistique diminue fortement et devient négligeable, en particulier pour les canaux courts ($L_c=10$ nm) puisque les résistances d'accès contrôlent totalement le courant.

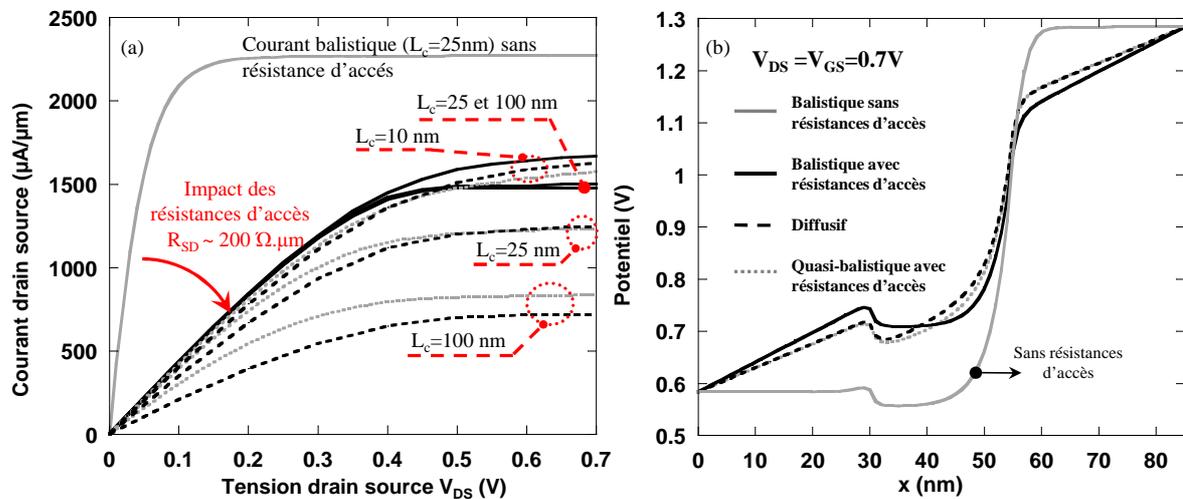


Figure III.11. Caractéristiques électriques d'un transistor Double-Grille pour un transport balistique, quasi-balistique et diffusif : $t_{si}=5$ nm, $t_{ox}=1.2$ nm, $L_{ac}=30$ nm et $L_c=10, 25$ et 100 nm pour un dopage des régions de source/drain de 5^{19} cm^{-3} . (a) Courant de drain en fonction de V_{DS} et (b) profil du potentiel au milieu du film le long du canal.

* Comme nous l'avons déjà expliqué avec modèle simplifié du chapitre I.

III.2.5) Discussion et validation du modèle.

Après avoir montré qu'il était possible de mettre en place une modélisation macroscopique du transport balistique/quasi-balistique, nous confrontons dans la suite nos résultats de simulation avec des simulations Monte Carlo [Saint-Martin] *. La figure III.12.a représente les comparaisons entre notre approche et les données Monte Carlo [Saint-Martin] pour un transport balistique et diffusif. Dans le cas particulier du transport diffusif la mobilité à champ faible a été préalablement calibrée de façon à avoir le même courant que celui obtenu dans les simulations Monte Carlo. A contrario, pour le cas balistique aucun paramètre de calibration n'entre en jeu. La figure III.12.a montre une bonne concordance entre nos résultats de simulation et les données Monte-Carlo ; ceci confirme la pertinence de notre approche notamment pour le cas balistique où aucun paramètre de calibration n'a été utilisé.

On notera qu'un travail plus amont portant sur l'analyse de la vitesse des électrons le long du canal entre notre modèle et la simulation Monte Carlo pourrait être abordé. Cette problématique a déjà été détaillée dans de nombreux travaux [Csontos] [Saint-Martin] [Ferrier] en analysant l'impact du transport balistique sur la vitesse des porteurs dans le canal. Mais ce genre d'étude est difficilement réalisable à partir d'une approche simple basée sur un modèle de type Dérive-Diffusion intégré dans un environnement TCAD, puisque notre modélisation est une approche macroscopique du transport balistique. En outre, il est important de noter ici que seule la vitesse d'injection au début du canal contrôle le courant, ce qui est l'une des caractéristiques essentielles du transport balistique. Ce point a été largement mis en évidence dans la littérature [Lundstrom2] et vérifié expérimentalement dans de nombreux travaux [Barral] [Csontos].

Il est aussi possible d'extraire le taux de balisticité (BR= « Balistic Rate ») en faisant le simple ratio du courant quasi-balistique et balistique (comme montré dans le paragraphe II.3.3.3). La figure III.12.b compare des données expérimentales [Barral2] [Chen] [Lochtefeld] avec les extractions correspondantes qui nous permettent de situer notre modélisation, mais aussi de visualiser l'impact des résistances d'accès sur le taux de balisticité.

* Nous rappelons que le transport balistique dans [Saint-Martin] est simulé en utilisant la résolution de l'Equation de Transport Boltzmann balistique.

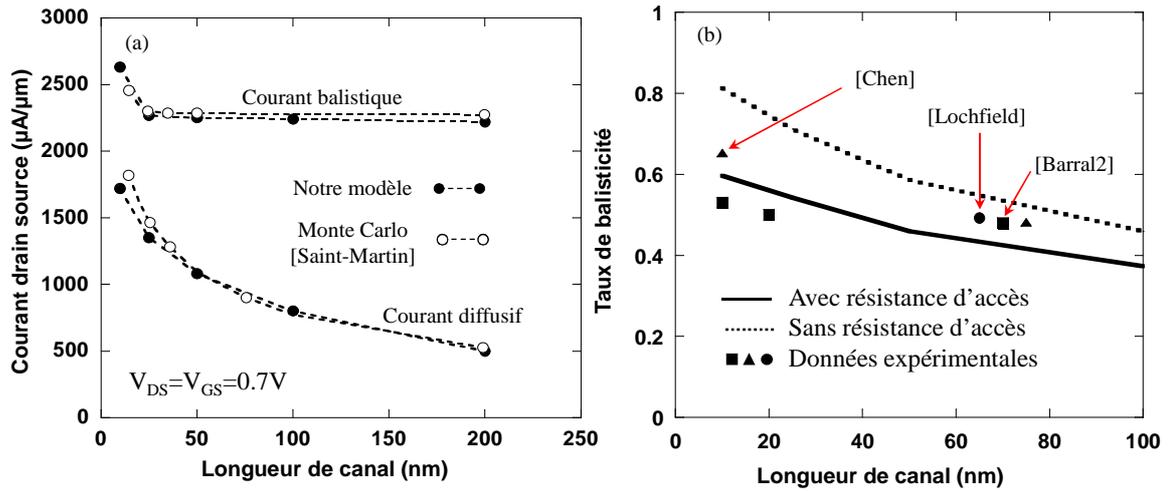


Figure III.12. Simulations d'un transistor Double-Grille non dopé : (a) courant à l'état passant en fonction de la longueur de canal, comparaison entre simulations Monte Carlo et notre modèle et (b) taux de balisticité en fonction de la longueur de canal, comparaison entre données expérimentales et notre modèle.

Le tableau de la figure III.13 présente les valeurs de la longueur de la « kT -Layer » et du coefficient de réflexion (avec ou sans résistance d'accès) pour différentes longueurs de canal. On remarque que le ratio entre la « kT -Layer » et la longueur de canal est à peu près le même pour toutes les longueurs de canal. Ceci est directement lié aux effets conjoint de l'électrostatique et du transport électronique. Nous expliquerons plus tard (dans le chapitre IV) que l'évolution de la « kT -Layer » est fortement dépendante du profil de potentiel, lui-même dépendant de la valeur du libre parcours moyen.

L_c (nm)	L_{kT} (nm)	R (sans résistance d'accès)	R (avec résistance d'accès)
10	2	0.10	0.25
25	6	0.17	0.30
50	11	0.26	0.37
100	17	0.37	0.46
200	29	0.50	0.56

Figure III.13. Simulations d'un transistor Double-Grille non dopé : tableau récapitulatif des valeurs de la longueur de la « kT -Layer » et des coefficients de réflexion pour différentes longueurs de canal.

Pour conclure, il est intéressant de noter que l'extension des équations de la méthode des flux en 3D pourrait être une perspective intéressante. Cette question n'a pas encore été abordée dans le cadre des dispositifs actuels, et, serait probablement une tâche difficile. De plus, la mise en œuvre dans un simulateur TCAD d'une telle approche 3D pour des simulations au niveau circuit sera très coûteuse en temps de calcul. Dans un registre différent, certains travaux avant-gardistes [McKinnon] étendent les possibilités de la méthode des flux en intégrant les aspects énergétiques, il sera donc intéressant pour des travaux futurs d'inclure cette approche à nos simulations pour analyser leur impact au niveau circuit.

III.3) Simulation numérique de circuits en régime (quasi-)ballistique.

Comme nous l'avons dit précédemment dans le chapitre I, la simulation numérique d'élément de circuit via l'environnement TCAD est un élément indissociable de la démarche d'analyse des phénomènes physiques des dispositifs ultimes (figure I.4). En plus de la simulation d'un dispositif unique, l'environnement TCAD offre l'avantage d'étendre la simulation à de petits éléments de circuits avec l'outil Mixed Mode [Mixed Mode]. Dans cette approche, tous les transistors contenus dans un circuit sont simulés numériquement (avec l'approche Dérive Diffusion par exemple). Le principal avantage par rapport à la modélisation compacte* est que les approches physiques considérées pour la simulation numérique sont bien plus précises et surtout indépendantes de l'architecture de dispositif considérée (puisque l'équation de Poisson est résolue numériquement). Par contre, le temps de calcul est plus long, mais il est possible de facilement prendre en compte l'impact de phénomènes physiques particuliers (transport ballistique dans notre cas) et cela pour tous les types de dispositifs.

* Dans la modélisation compacte il n'y a pas de résolution auto-cohérente de l'équation de Poisson et des équations de transport. Dans les modèles compacts toutes les équations sont explicites. Il est alors nécessaire, pour chaque architecture de dispositif, de modéliser de façon explicite (par une approche potentiel de surface, par exemple) le couplage entre l'électrostatique et le transport électronique. Nous expliquerons dans le chapitre IV les enjeux et les difficultés de la mise en œuvre d'un modèle compact.

III.3.1) Fonctionnement d'un inverseur CMOS.

Un inverseur CMOS (Complementary MOS) est constitué de deux transistors (pMOS et d'un nMOS) ; sa fonction est d'inverser l'état de l'entrée. Pour comprendre la caractéristique de transfert de l'inverseur CMOS (tension de sortie en fonction de celle d'entrée, $V_{out}=f(V_{in})$) représentée sur la figure III.14 dans le cas équilibré*, nous ferons le parallèle entre les caractéristiques électriques des transistors (trait plein pour le nMOS et pointillé pour le pMOS) et le type de transport balistique ou quasi-balistique. Ainsi, tant que V_{in} est inférieur à la tension de seuil V_{tn} du transistor nMOS celui-ci reste bloqué tandis que le pMOS sera à l'état passant en régime linéaire (ou ohmique) correspondant au point A sur la figure III.14. Lorsque que V_{in} dépasse le V_{tn} du transistor nMOS, le transistor pMOS est en régime linéaire tandis que le transistor nMOS, en régime de saturation, fait légèrement diminuer la tension de sortie, ce qui correspond au point B. Lorsque la tension d'entrée V_{in} est égale à la tension $V_{dd}/2$ la contribution en courant des deux transistors est la même et la tension de sortie est égale à $V_{dd}/2$ (point C de la figure III.14). Enfin lorsque V_{in} dépasse $V_{dd}/2$ le comportement des transistors est inversé : le nMOS passera progressivement du régime non-linéaire au régime linéaire et le pMOS en régime de saturation passera de l'état passant à l'état bloqué.

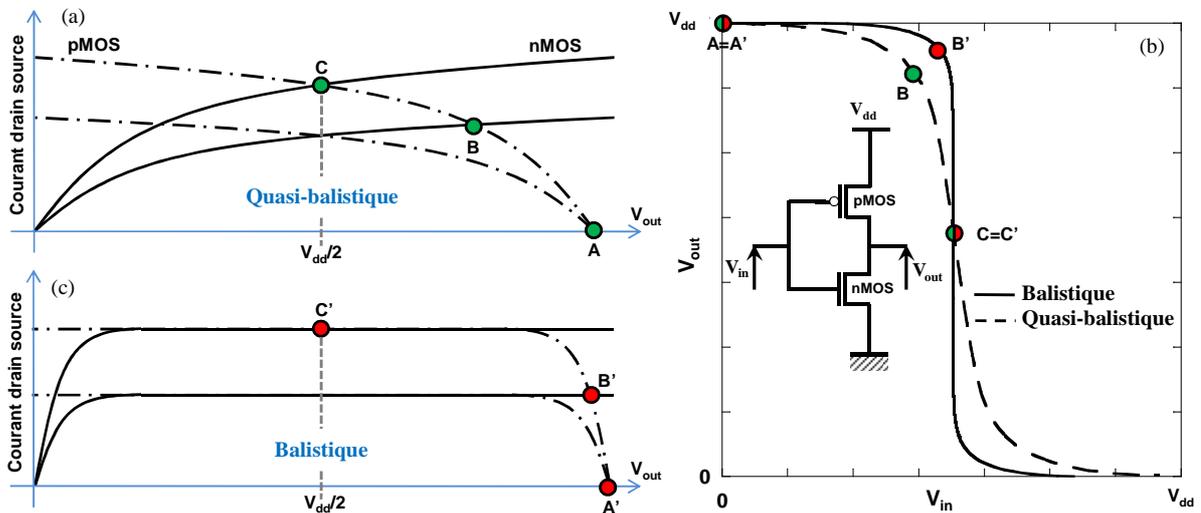


Figure III.14. Illustration des caractéristiques électriques d'un inverseur CMOS pour un transport balistique et quasi-balistique. Courant de drain en fonction de V_{DS} pour un transistor nMOS et un transistor pMOS pour le cas quasi-balistique (a) et balistique (b). Tension d'entrée V_{in} en fonction de la tension de sortie V_{out} dans le cas balistique et quasi-balistique.

* Qui correspond à un ratio de courant $I_{on_pMOS}/I_{on_nMOS} \sim 1$.

L'influence du transport balistique sur la caractéristique de transfert par rapport à celle du transport quasi-ballistique ne s'explique pas par le niveau de courant plus élevé en transport balistique, mais à partir du comportement du transistor entre le régime linéaire et le régime de saturation. Ainsi, dans le cas balistique la tension de saturation est très faible ce qui à pour conséquence de faire passer les transistors plus rapidement du régime linéaire à celui de saturation et par conséquent d'avoir plus longtemps une tension de sortie égale à V_{dd} (illustré sur la figure III.14 avec les points B et B'). En fait le transport balistique conduit à un fonctionnement quasi-parfait de l'inverseur et donc une caractéristique plus abrupte que le cas quasi-ballistique.

III.3.2) Cas d'un inverseur CMOS (quasi-)ballistique

III.3.2.1) L'influence des effets canaux court

Dans le but de construire des inverseurs CMOS, des transistors à canal p doivent être implémentés. Nous supposons ici que la description du transport (pour les cas balistique et quasi-ballistique) des trous est symétrique à celle des électrons, avec un unique changement concernant la valeur de la vitesse thermique en conditions non-dégénérées [Assad] (comme illustré dans le tableau de la figure III.16).

Nous avons étudié un certain nombre de cas nous permettant d'illustrer par des simulations numériques les principales problématiques qui entrent en jeu [Martinié2] dans les transistors Double-Grille. Indépendamment du type de transport qui améliore (pour le cas balistique) ou détériore (pour le cas quasi-ballistique) la commutation de l'inverseur, les conditions électrostatiques sont tout aussi importantes. Comme on peut le remarquer sur les figures III.15.a et III.15.b la commutation dans les deux cas balistique et quasi-ballistique est fortement dégradée lorsque l'on passe d'une longueur de canal de 100 nm à une longueur de 20 nm. Ceci est directement lié au comportement du courant dans le régime de saturation qui n'est plus constant (qui était le cas pour $L_c > 40$ nm), mais qui augmente fortement (pour $L_c < 40$ nm). En effet, l'apparition des effets de canal court est un facteur à ne pas négliger puisqu'il augmente fortement la marge de bruit de l'inverseur CMOS (figure II.15.c) et par conséquent la stabilité en rétention et en lecture des cellules SRAM (point détaillé plus loin dans ce chapitre).

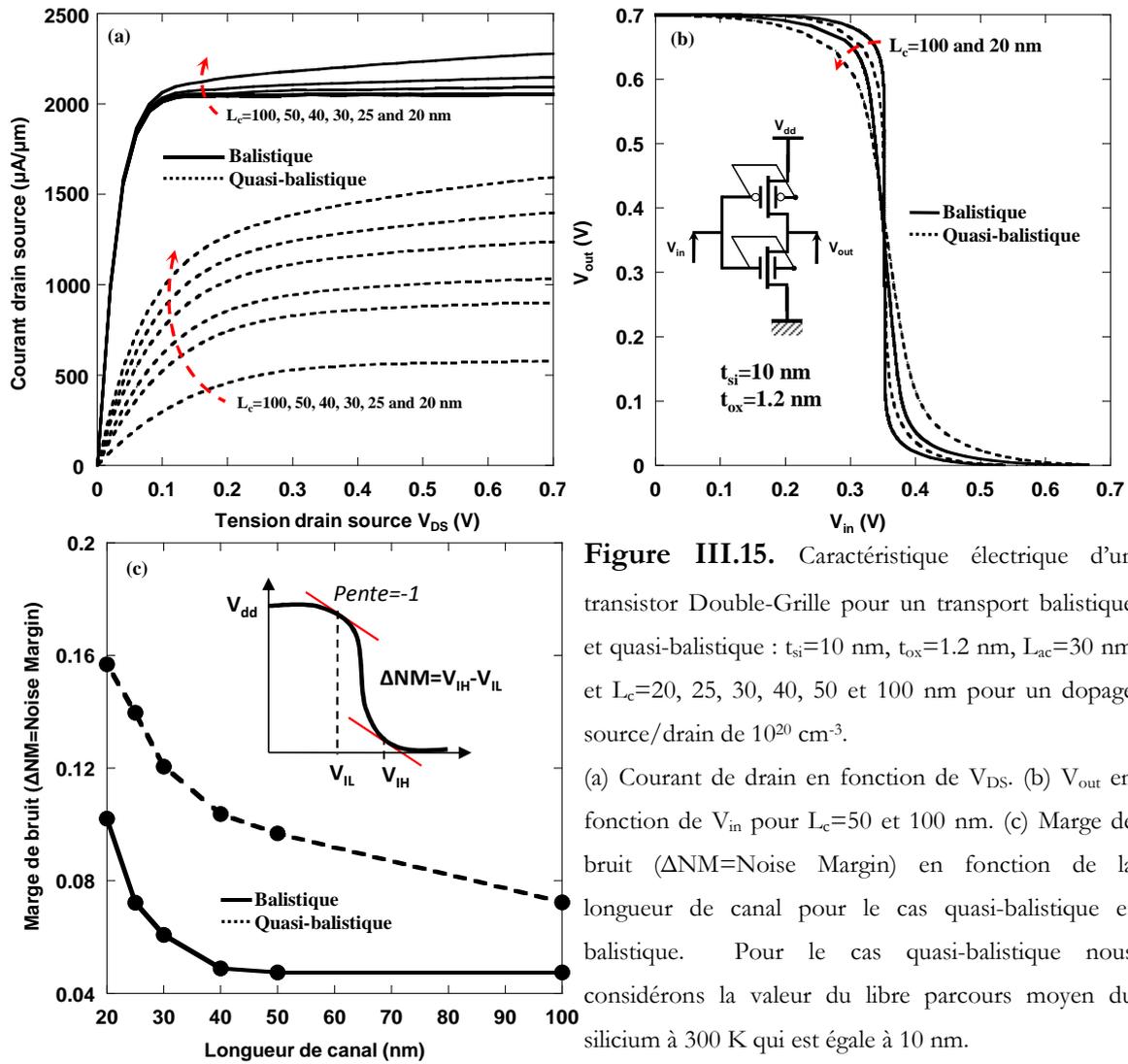


Figure III.15. Caractéristique électrique d'un transistor Double-Grille pour un transport balistique et quasi-balistique : $t_{si}=10$ nm, $t_{ox}=1.2$ nm, $L_{ac}=30$ nm et $L_c=20, 25, 30, 40, 50$ et 100 nm pour un dopage source/drain de 10^{20} cm^{-3} . (a) Courant de drain en fonction de V_{DS} . (b) V_{out} en fonction de V_{in} pour $L_c=50$ et 100 nm. (c) Marge de bruit ($\Delta\text{NM}=\text{Noise Margin}$) en fonction de la longueur de canal pour le cas quasi-balistique et balistique. Pour le cas quasi-balistique nous considérons la valeur du libre parcours moyen du silicium à 300 K qui est égale à 10 nm.

III.3.2.2) L'influence des résistances séries.

Dans le cas particulier des simulations de la figure III.9, pour une longueur de canal de 25 nm, nous avons calculé la caractéristique de transfert d'un inverseur diffusif, balistique sans résistance d'accès et balistique avec résistance d'accès [Martinie]. Comme nous l'avons expliqué précédemment, le cas balistique sans résistances d'accès correspond au meilleur cas en termes de niveau de courant et passage abrupt entre le régime linéaire et le régime de saturation ; à contrario, le transport diffusif a une caractéristique moins abrupte ou une marge de bruit plus importante. Si l'on regarde maintenant les caractéristiques de transfert de l'inverseur CMOS (illustrées sur la figure III.16), le fort impact des résistances d'accès sur le fonctionnement du transistor balistique détériore tellement la courbe en courant que les caractéristiques du cas diffusif et celle du cas balistique avec résistance d'accès se confondent. Ceci s'explique assez simplement par le fait que les résistances séries influencent beaucoup le régime linéaire et donc

les positions des points B et B' de la figure III.14 (et ceci quelle que soit la valeur du courant). Ceci montre clairement que l'existence de résistances d'accès réduit, voire élimine, tout le gain que l'on pourrait attendre pour la commutation de l'inverseur CMOS en considérant un transport balistique au lieu d'un transport diffusif.

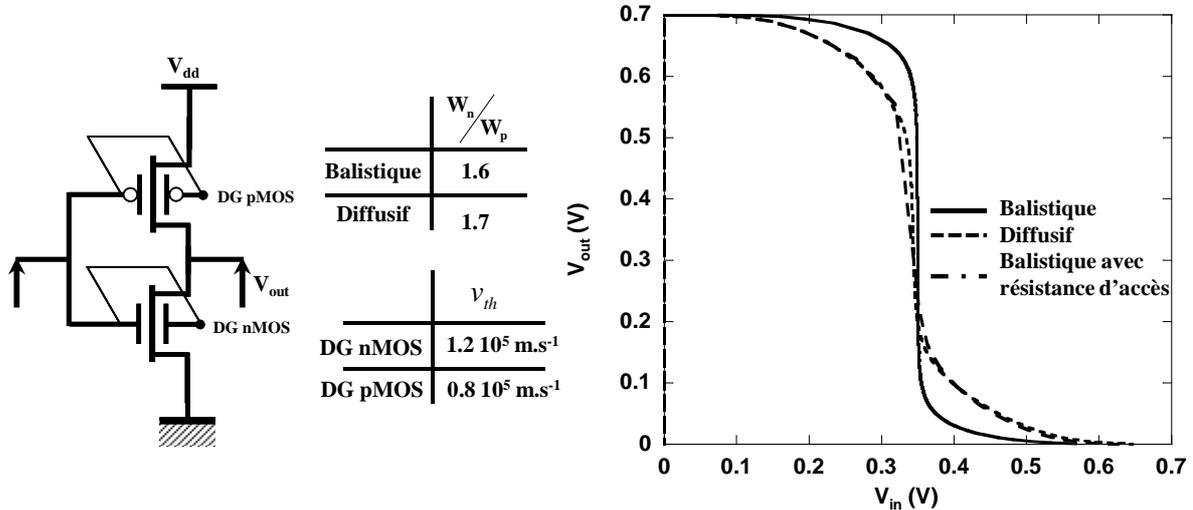


Figure III.16. Caractéristiques de transfert d'un inverseur CMOS composé de transistors Double-Grille fonctionnant en régime balistique, diffusif et balistique avec résistance d'accès : $t_{si}=5 \text{ nm}$, $t_{ox}=1.2 \text{ nm}$, $L_{ac}=30 \text{ nm}$ et $L_c=25 \text{ nm}$ pour un dopage des régions de source/drain de $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

III.3.3) Impact du transport balistique sur des circuits à base d'inverseurs CMOS

III.3.3.1) Etude d'une porte logique

Nous avons aussi analysé les effets du transport balistique sur le fonctionnement d'une porte logique « OU exclusif » (XOR en logique) [Martinie] qui est communément utilisé pour l'addition de deux entrées dans les architecture de type boucle à verrouillage de phase. La solution simple pour décrire cette fonctionnalité est basée sur une architecture de huit transistors [Bui] ; mais nous utiliserons ici une solution plus économique utilisant quatre transistors, solution appelée « powerless XOR » ou « P-XOR ». Cette porte contient deux inverseurs CMOS où la fonction logique est réalisée en connectant l'entrée du premier (respectivement du second) avec l'alimentation du second inverseur V_A (respectivement du premier V_B) et en connectant la sortie du premier inverseur avec la masse du second (schéma de la figure III.17). Cette porte XOR n'a

pas directement d'alimentation puisque ce sont les tensions d'entrée qui alimentent les inverseurs, ce qui optimise la consommation et le temps de propagation du signal [Bui] *.

Les résultats de simulation de cette porte sont présentés dans la figure III.17 [Martinie]. Ces résultats sont semblables à ceux obtenus pour l'inverseur CMOS : la commutation est fortement améliorée pour le cas du transport balistique par rapport au cas diffusif. De plus, nous constatons aussi que le « glitch » observé lors de la commutation est réduit pour le cas balistique (figure III.17.b, région 1). Ceci est dû également à une marge de bruit moins importante dans le cas balistique. Finalement ces observations démontrent encore une fois qu'un transport purement balistique permet d'avoir une meilleure transmission du signal à travers une porte logique complexe.

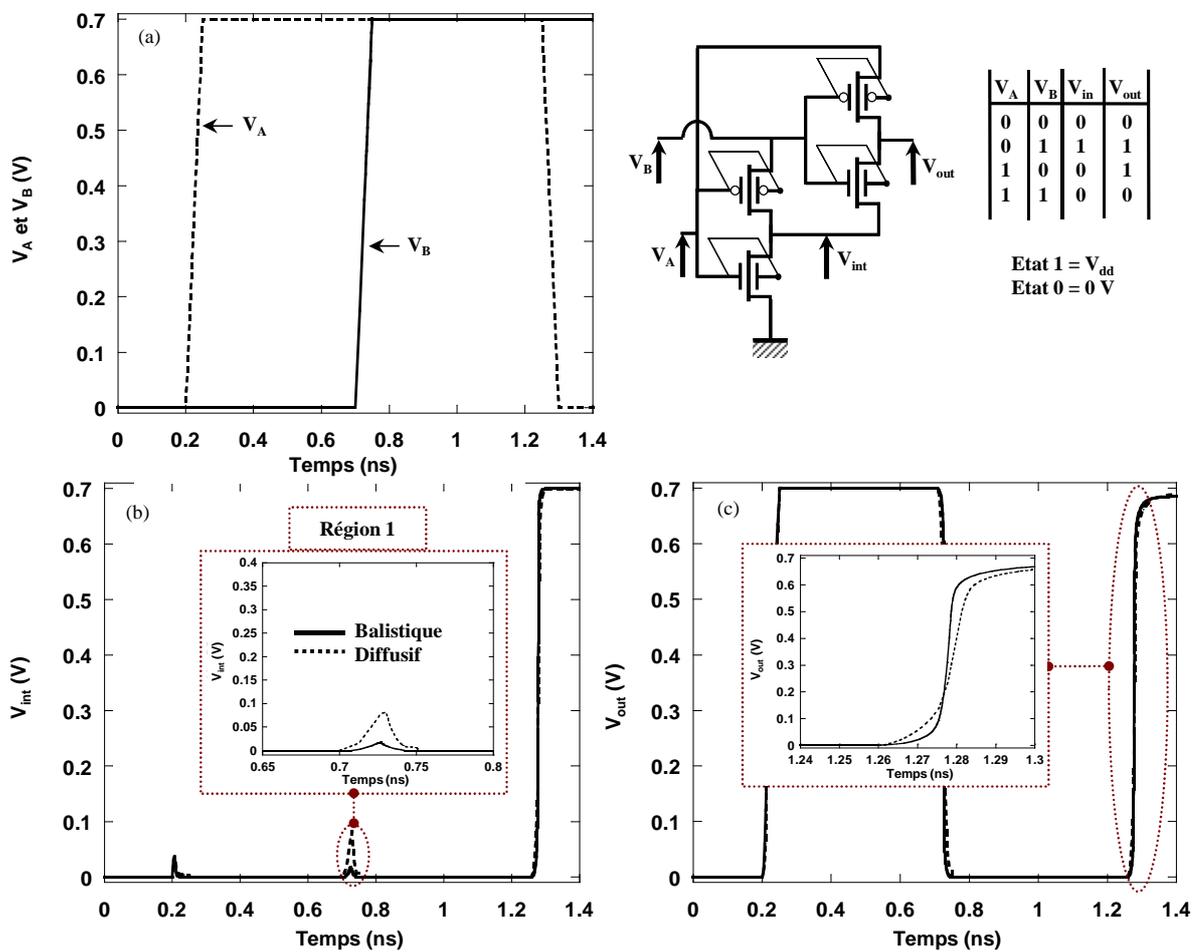


Figure III.17. Caractéristiques électriques d'une porte XOR composée de transistors Double-Grille fonctionnant en régime balistique et diffusif : $t_{si}=10$ nm, $t_{ox}=1.2$ nm, $L_{ac}=30$ nm et $L_c=25$ nm pour un dopage des régions de source/drain de $5 \cdot 10^{19}$ cm⁻³. (a) tension d'entrées V_A et V_B , (b) tension interne V_{in} et tension de sortie V_{out} en fonction du temps.

* Cette solution est, d'après Bui *et al* [Bui], le meilleur compromis entre encombrement (4 transistors) et qualité de transmission du signal.

III.3.3.2) Etude d'une cellule SRAM

Puisque le transistor Double-Grille a un meilleur contrôle électrostatique, ce dispositif pourrait être un candidat possible pour les mémoires volatiles tels que la mémoire SRAM (Static Random Access Memory). Une cellule mémoire (ou point mémoire) SRAM à six transistors (6T) se compose de deux inverseurs (composés des transistors ML_L , MD_L , ML_R , MD_R) rétro-couplés et de deux transistors d'accès (MA_L , MA_R) qui sont connectés aux lignes de bit (BL_L , BL_R) et commandés par une ligne de mot (WL), comme l'illustre le schéma de la figure III.18.

Le fonctionnement d'une cellule mémoire est constitué de trois modes opératoires [Thomas]:

- Le mode rétention : L'information mémorisée est maintenue tant que l'alimentation est active (V_{dd}).
- Le mode lecture/écriture : Les transistors d'accès sont activés et l'information stockée dans la cellule est transmise/imposée à travers les lignes de bit.

Pour analyser les performances d'une telle cellule plusieurs critères d'analyse sont à envisager [Thomas2], mais nous n'étudierons ici que l'impact du type de transport sur la RNM (Read Noise Margin=marge de bruit en écriture) et sur la SNM (Static Noise Margin=marge de bruit statique). Le principe d'extraction de ces deux paramètres caractéristiques repose sur la mesure de la tension de sortie d'un inverseur par rapport à la tension d'entrée pour des configurations différentes de polarisation des WL et BL (comme illustré sur la figure III.18). Les paramètres géométriques des transistors qui constituent la mémoire SRAM 6T sont choisis comme suit [Thomas] : $ML : L_c = 50 \text{ nm} / W = 80 \text{ nm}$, $MA : L_c = 60 \text{ nm} / W = 145 \text{ nm}$, $MD : L_c = 50 \text{ nm} / W = 215 \text{ nm}$.

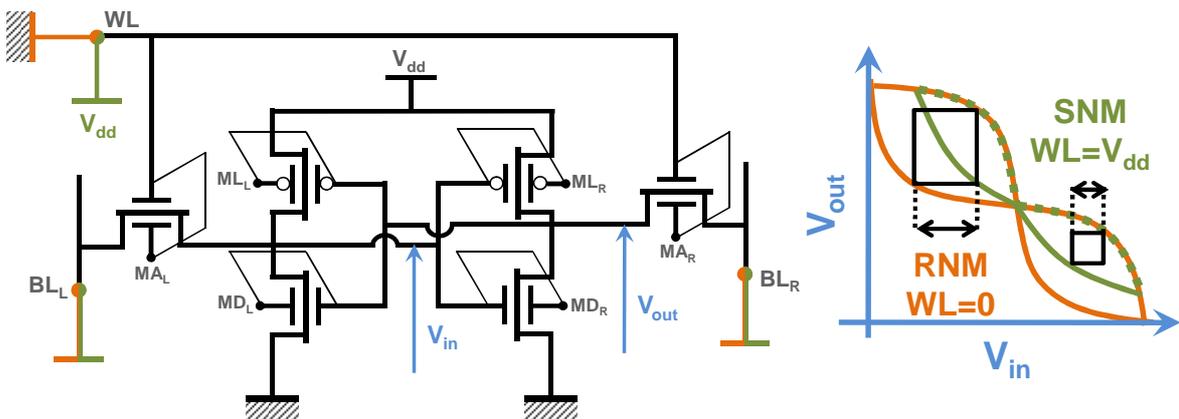


Figure III.18. (a) Schéma d'une cellule SRAM 6T avec les conditions de polarisation et (b) définition schématique des SNM ($BL_L=BL_R=V_{dd}$ et $WL=V_{dd}$ en vert) et RNM ($BL_L=BL_R=V_{dd}$ et WL à la masse en orange).

L'impact du transport balistique sur la SNM et sur la RNM est très faible comme on peut le voir sur les figures III.19.a et III.19.b : la SNM et la RNM n'augmentent que de quelques mV. Dans le cas de la caractéristique RNM ceci est en correspondance avec la marge de bruit mesurée sur la figure III.16. A contrario, la caractéristique SNM dépend du ratio en courant des transistors MD_R et MA_R [Thomas2]. Or, ces transistors ayant les mêmes caractéristiques en courant*, le ratio en courant n'est que faiblement modifié, ce qui se traduit par une faible amélioration de la SNM.

Pour conclure il semble que l'existence d'un transport balistique ne conduit pas forcément à un gain de performances pour ce type de circuit. Mais, une telle conclusion doit être modérée puisque l'étude présentée ici n'est pas complète. Il faudrait analyser les caractéristiques dynamiques de notre cellule SRAM pour identifier si la forte augmentation du courant dans le cas balistique représente un avantage ou pas†.

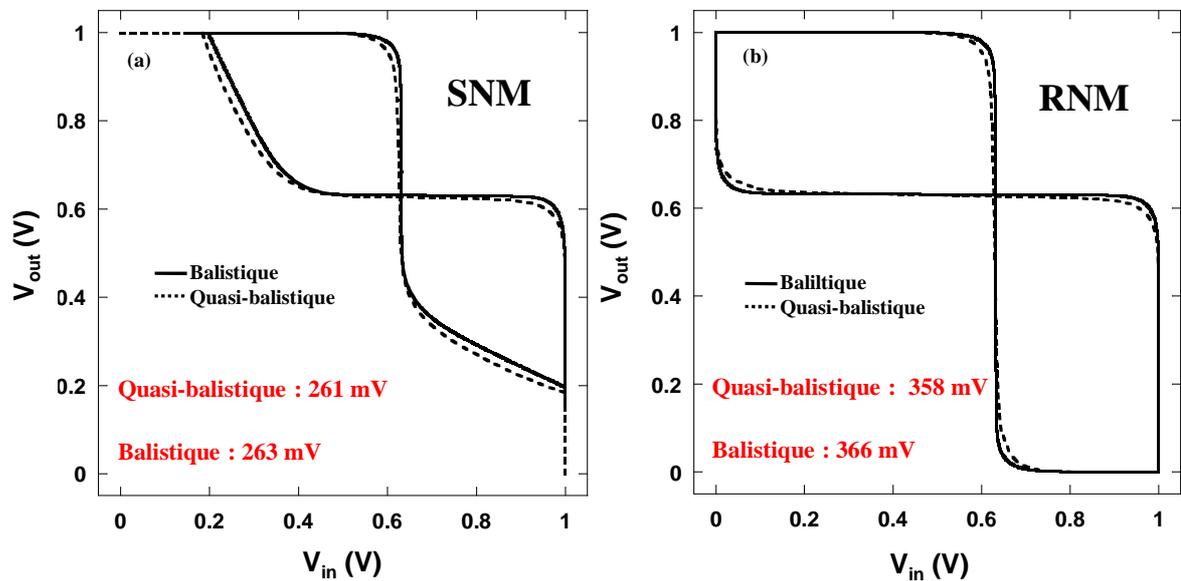


Figure III.19. V_{out} en fonction de V_{in} d'une cellule SRAM 6T constituée de transistors Double-Grille fonctionnant en régime balistique et quasi-balistique : $t_{si}=10$ nm, $t_{ox}=1.2$ nm. (a) Représentation de la SNM et (b) représentation de la RNM. Pour le cas quasi-balistique un libre parcours moyen égal à celui du silicium à 300 K (10 nm) est considéré.

* Puisque les transistors MD_R et MA_R sont des transistors Double-Grille nMOS fonctionnant en régime balistique.

† Une étude approfondie montrerait que l'amélioration de la SNM pourrait venir d'une amélioration des performances du transistor d'accès.

III.3.4) Impact du transport balistique sur un oscillateur en anneau

Pour montrer l'impact au niveau dynamique du transport balistique et diffusif, nous avons pris comme cas d'étude l'oscillateur en anneau (illustré sur la figure II.20). Ce type de circuit est un des constituants des boucles à verrouillage de phase (PLL=phase Locked Loop) qui sert à la modulation ou la démodulation des signaux utilisés pour de nombreuses applications : synthétiseurs de fréquence, récepteurs de télévision ... Dans notre cas la fréquence de l'oscillateur représente le temps de propagation d'une chaîne d'inverseurs, qui est directement influencé par les propriétés de transport. Nous considérons dans la suite un oscillateur en anneau à trois étages avec trois capacités de charge identiques. Les transistors qui composent cet oscillateur (nMOS et pMOS) ont les mêmes caractéristiques que dans les paragraphes précédents.

La figure III.20 représente les résultats de simulation d'un oscillateur en anneau à trois étages pour trois types de transport : diffusif, balistique et balistique avec résistance d'accès. La première constatation concerne l'augmentation de la fréquence dans le cas balistique par rapport au cas diffusif, augmentation due au niveau de courant plus fort dans le cas balistique, qui réduit le temps de propagation. De même, on remarque la forte dépendance de la fréquence en fonction des capacités parasites : plus celles-ci sont élevées plus la fréquence diminue puisque le temps de propagation du signal entre les inverseurs dépend du temps de charge de ces capacités.

Pour une analyse plus poussée, nous calculons le rapport entre les fréquences dans les différents cas (diffusif et balistique avec résistances d'accès) et la fréquence du cas idéal balistique ; nous obtenons $f_{diff}/f_B=0.4$ et $f_{B_Rac}/f_B=0.49$ où f_{diff} est la fréquence diffusif, f_B est la fréquence balistique et f_{B_Rac} est la fréquence balistique avec les résistances séries. Ce rapport (appelé également facteur de forme) est semblable aux taux de balisticité (BR) avec la différence majeure que BR est un ratio de courants à l'état passant alors que le facteur de forme est un ratio d'intégrales de courant. Ceci peut être expliqué en utilisant la définition classique du temps de propagation qui est bien sur lié à la fréquence d'oscillation :

$$\tau_p = \frac{1}{2}(\tau_R + \tau_F) = C \cdot \int_{0.1V_{dd}}^{0.9V_{dd}} \frac{1}{I} dV_{DS} = \frac{1}{2 \cdot N_{CMOS} \cdot f_{osc}} \quad (III.13)$$

où τ_R et τ_F sont respectivement les temps de montée et descente, N_{CMOS} est le nombre d'inverseur (trois dans le cas présent) et f_{osc} la fréquence d'oscillation.

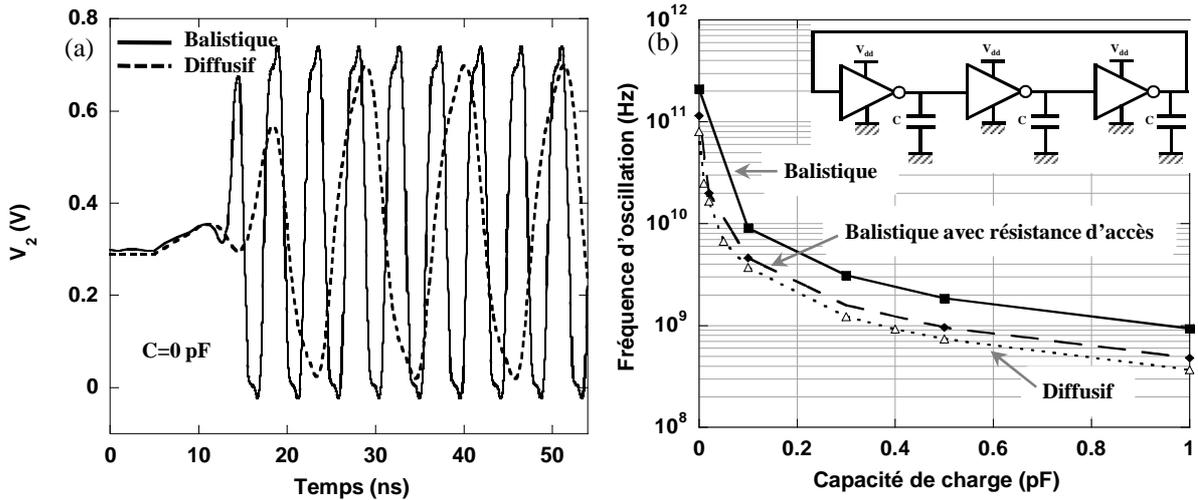


Figure III.20. Fréquence d'oscillation d'un oscillateur en anneau à trois étages composé de transistors Double-Grille : $t_{si}=5$ nm, $t_{ox}=1.2$ nm, $L_{ac}=30$ nm et $L_c=25$ nm pour un dopage des régions de source/drain de $5 \cdot 10^{19}$ cm $^{-3}$. Fréquence d'oscillation en fonction du temps (a) et de la capacité de charge (b) pour le cas balistique et diffusif (tension d'alimentation $V_{dd}=0.7$ V).

Ainsi, même si la courbe de transfert de l'inverseur dans le cas balistique avec des résistances séries est identique à celle du cas diffusif, cela ne veut pas dire que les fréquences d'oscillation seront les mêmes. Sur la figure III.20 nous remarquons clairement que le cas balistique avec résistances d'accès a une fréquence plus importante que le cas diffusif due au courant de drain plus fort que pour le cas diffusif (ce que l'on visualise sur les courbes en courant de la figure II.9). En fait, la caractéristique de transfert du CMOS nous donne uniquement des informations sur la forme du courant de drain en fonction des polarisations, l'influence du niveau de courant ne se voit que sur la simulation d'un oscillateur. Les résultats présentés dans ce chapitre montrent donc clairement que même en présence d'un canal parfait (sans interaction, balistique) les éléments parasites* jouent un rôle plus important que le transport lui-même (remarque déjà abordée dans le chapitre I sur la problématique de réduction des dimensions des transistors).

* Les solutions technologiques permettant de réduire la valeur des résistances d'accès sont nombreuses [Barral]. Par exemple Barral *et al* [Barral] démontre clairement qu'avoir un canal contraint diminue de moitié la valeur de ces résistances d'accès dû à l'augmentation de la mobilité à champ faible dans les zones de source et de drain.

III.4) Performances statiques des inverseurs CMOS à base d'architectures FDSOI à BOX épais, FDSOI à BOX mince et nanofil

III.4.1) Position du problème

Dans le contexte de la réduction des dimensions du transistor MOSFET à l'échelle déca nanométrique, le transistor Double-Grille semblait être une solution viable, comparée aux architectures planaire, en raison de son excellent immunité aux effets de canal court. Toutefois, il n'est pas certain que le transistor Double-Grille soit un jour industrialisé notamment à cause des problèmes d'alignement des grilles [Widiez]. De ce fait, de récentes études [Barral] [Gallon] [Dupré2] démontrent les avantages des nouvelles architectures FDSOI à film mince, FDSOI à film et oxyde enterré minces et transistor à nanofil en termes de mobilité et de contrôle électrostatique. Nous essayerons donc à partir des méthodologies mises en place jusqu'ici, de comparer ces trois architectures en termes de marge de bruit (NM= Noise Margin). Pour cela nous nous baserons sur les géométries et les valeurs des mobilités utilisées dans les références [Barral] pour le FDSOI et [Dupré] pour le nanofil.

Comme nous le verrons dans le chapitre IV, l'utilisation d'un empilement en $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$ [Barral] fait apparaître de nouveaux mécanismes couramment appelés interactions coulombiennes distantes [Barraud] (RCS=Remote Coulomb Scattering limited mobility). Malheureusement, ce type d'interactions n'est pas modélisé dans Atlas [ATLAS]. Nous développerons donc, de la même façon que pour la mobilité quasi-ballistique, une modélisation complète (implémentée ensuite en « C-interpret ») qui décrira les interactions avec les phonons, les impuretés, la rugosité de surface et le RCS :

$$\mu_{0tot}^{-1} = \left(\mu_{min} + \frac{\mu_{max} - \mu_{min}}{1 + (N/N_{ref})^{\theta_{imp}}} \right)^{-1} + \left(\frac{\mu_{0rcs}}{\left(\frac{E_{eff}}{\gamma_1 (q \cdot N_{fix})^{\gamma_2}} \right)^{\theta_{rcs}}} \right)^{-1} + \left(\frac{\mu_{0ph}}{E_{eff}^{\theta_{ph}}} \right)^{-1} + \left(\frac{\mu_{0sr}}{E_{eff}^{\theta_{sr}}} \right)^{-1} \quad (\text{III.13})$$

où γ_1 , γ_2 , μ_{min} , μ_{max} , N_{ref} , μ_{0ph} , μ_{0sr} , θ_{imp} , θ_{rcs} et θ_{sr} sont des paramètres de calibration, E_{eff} est le champ effectif ou champ perpendiculaire (dénomination dans Atlas [ATLAS]). A l'exception du modèle de RCS qui a été réalisé en collaboration avec S. Barraud (à partir des résultats de la référence [Barraud]), la modélisation est largement inspirée du modèle CVT d'Atlas [ATLAS], modèle issu des travaux Lombardi *et al* [Lombardi]. Nous disposons donc deux types de transport : ballistique (paragraphe II.2) et quasi-ballistique (équation (III.13)).

L'implémentation et la calibration du modèle de mobilité à champ faible ne pose pas de problème majeur, puisque les hypothèses physiques utilisées sont équivalentes à celle mises en œuvre pour les modèles existants dans le simulateur Atlas [ATLAS]. Ce travail montre surtout les potentialités des fonctions de type « C-interpret » qui permettent d'introduire de nouveaux phénomènes physiques dans des simulateurs de type TCAD. Cependant, ce travail ne peut pas être mené à terme sans, au préalable, avoir parfaitement vérifié les hypothèses et les modèles associés (ce qui a été largement abordé dans le chapitre II).

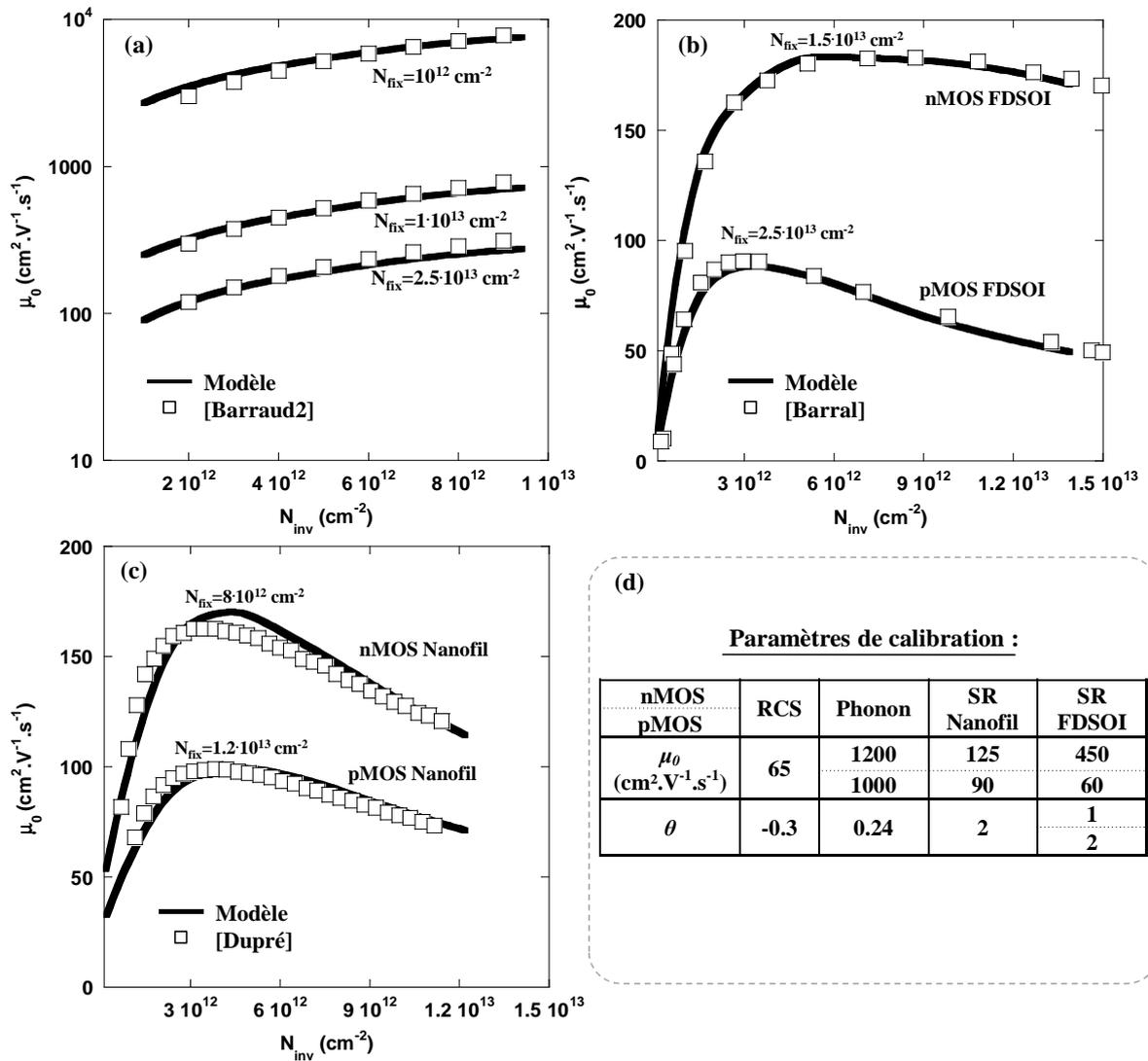


Figure III.21. Mobilité à champ faible en fonction de la charge d'inversion : (a) mobilité RCS seule calibrée sur les données de [Barraud], (b) mobilité d'un transistor FDSOI avec $t_{\text{si}}=8$ nm et (c) mobilité d'un transistor à nanofil avec $t_{\text{si}}=15$ nm. (d) résumé des paramètres de calibration du modèle pour les différents dispositifs.

Les figures III.21.a, III.21.b et III.21.c montrent respectivement les calibrations de la mobilité RCS, de la mobilité des transistors FDSOI nMOS/pMOS et de la mobilité des transistors à nanofil nMOS/pMOS. Les paramètres de calibration sont résumés dans le tableau de la figure III.22.d. Il est important de noter que nous prendrons la même description de la mobilité pour les deux types de transistors FDSOI (oxyde enterré épais et oxyde enterré mince).

III.4.2) Simulations au niveau dispositif

A partir des modèles en mobilité développés dans le paragraphe précédent nous avons simulé les architectures présentées schématiquement sur la figure III.22. Nous avons donc considéré les dispositifs suivants :

- Des transistors FDSOI avec $t_{si}=8$ nm et $t_{box}=145$ nm.
- Des transistors FDSOI avec $t_{si}=8$ nm et $t_{box}=10$ nm.
- Des transistors nanofil avec $t_{si}=15$ nm.

De plus, pour visualiser l'impact du profil de dopage des jonctions source-canal et canal-drain, nous avons supposé deux cas : un profil de dopage abrupt et un profil de dopage gaussien*.

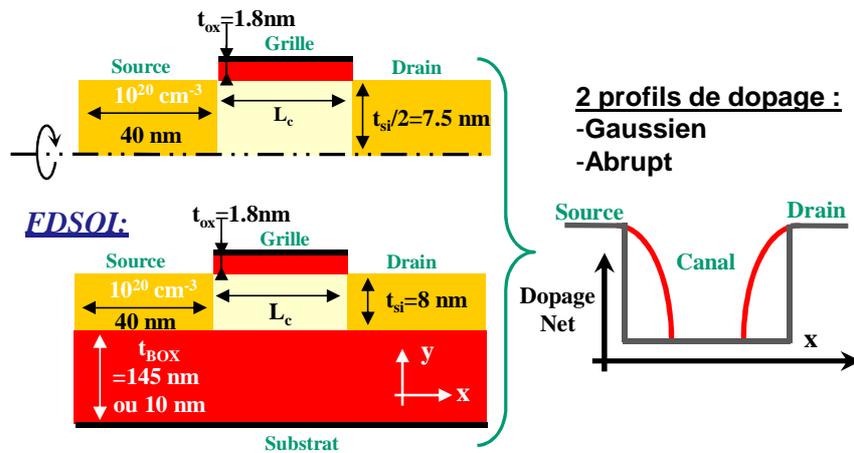


Figure III.22. Illustration schématique des transistors à nanofil et FDSOI simulé et définition des paramètres géométriques et électriques.

Les figures III.23.a, III.23.b et III.23.c représentent les caractéristiques en courant en fonction de la tension V_{DS} pour l'ensemble des cas considérés. Nous remarquons clairement que le courant des transistors FDSOI à BOX mince (oxyde enterré mince) est inférieur au cas des transistors FDSOI à BOX épais. Ceci est dû au meilleur contrôle électrostatique (quel que soit le type de transport) dû à la réduction de l'épaisseur d'oxyde enterré qui rapproche l'électrode de

* Le profil de dopage gaussien correspond au paramètre « lat.char=0.005 » dans le simulateur Atlas [ATLAS].

substrat*. Comme attendu, les caractéristiques des transistors à nanofil montrent le meilleur contrôle électrostatique puisque les valeurs en courant balistique sont identiques quelle que soit la longueur de canal.

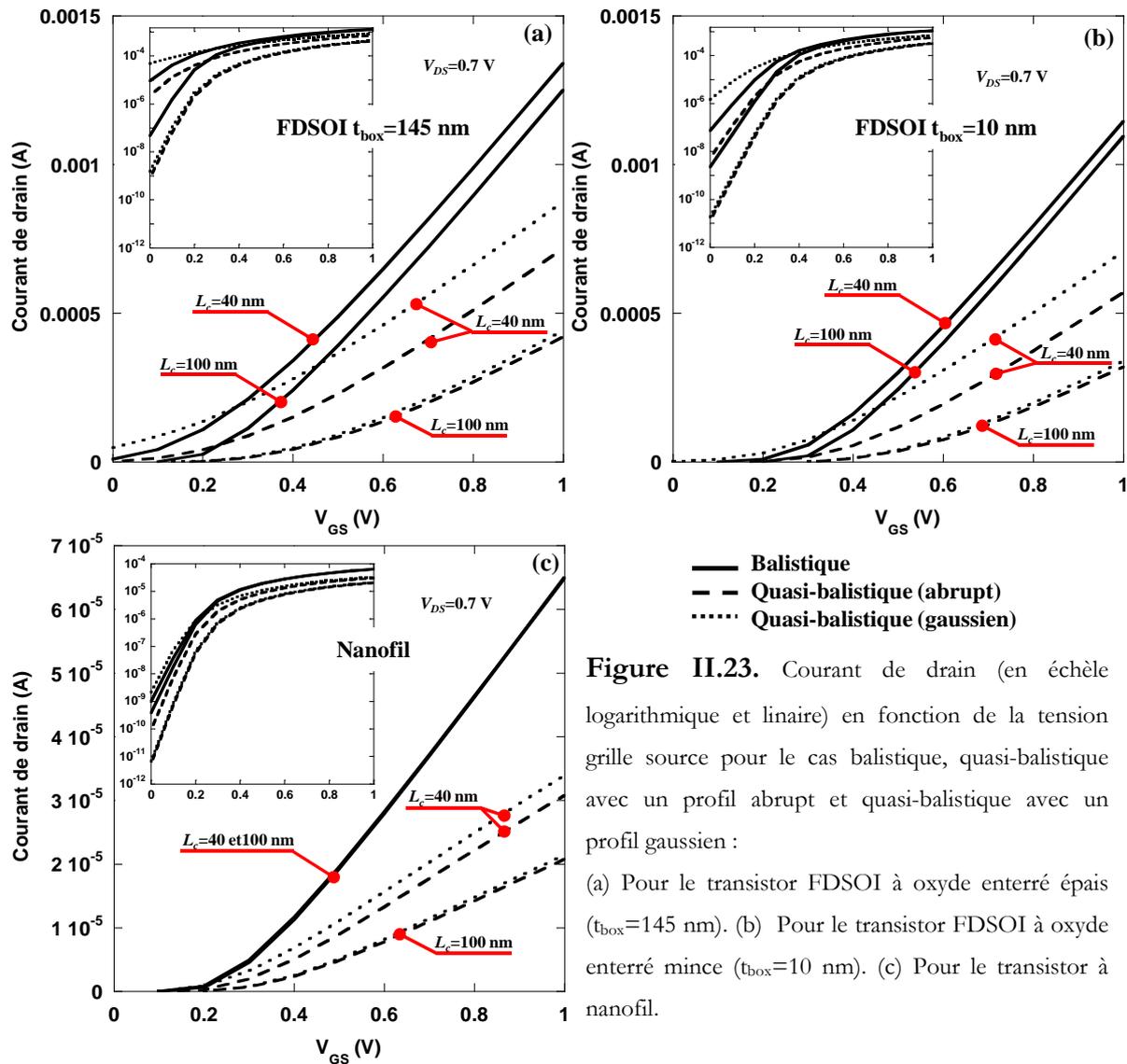


Figure II.23. Courant de drain (en échelle logarithmique et linéaire) en fonction de la tension grille source pour le cas balistique, quasi-balistique avec un profil abrupt et quasi-balistique avec un profil gaussien :

(a) Pour le transistor FDSOI à oxyde enterré épais ($t_{box}=145$ nm). (b) Pour le transistor FDSOI à oxyde enterré mince ($t_{box}=10$ nm). (c) Pour le transistor à nanofil.

Enfin, pour bien illustrer l'intérêt des transistors FDSOI à BOX mince [Gallon] (point déjà abordé dans le chapitre I), nous avons représenté sur la figure III.24 la cartographie de potentiel dans le cas balistique et quasi-balistique pour un $t_{box}=145$ nm et $t_{box}=10$ nm. Pour un transistor FDSOI à BOX épais, le point selle (« saddle point ») ou point col [Fenuillet-Beranger] est plus « étalé » dans le cas balistique que quasi-balistique puisque le potentiel le long du canal est plus abrupt dans le cas balistique. Cependant pour un BOX mince, le couplage latéral des lignes de champ diminue entre la source et le drain. Ceci a pour conséquence d'améliorer considérablement le contrôle électrostatique et de faire disparaître le point col. Ce contrôle est,

* Pour que notre étude soit complète il faudrait considérer également une structure de type « Ground Plane » qui impose un pseudo potentiel sur l'interface arrière [Gallon].

bien sûr, modulé par l'épaisseur de BOX avec un optimum à 10 nm [Gallon] [Fenouillet-Beranger] (pour une épaisseur de film autour de 10 nm).

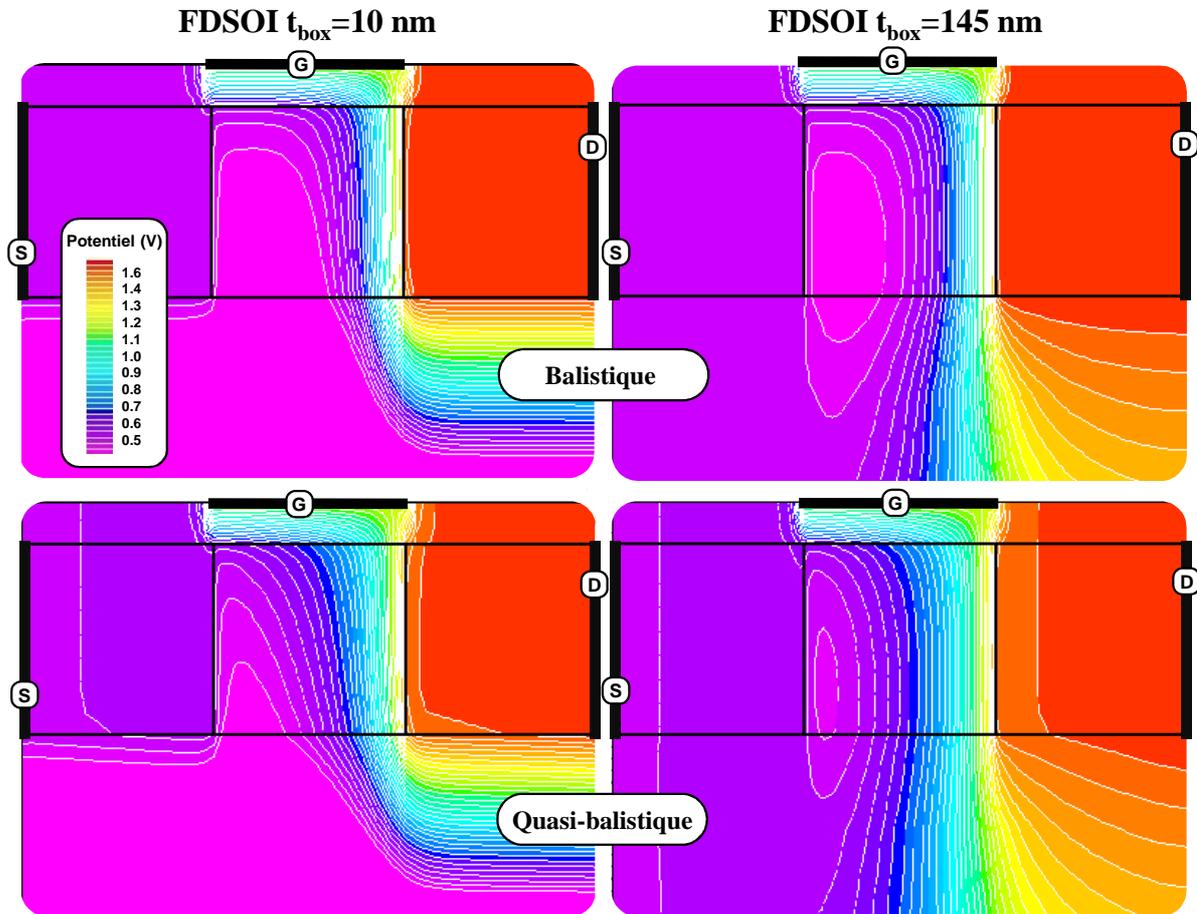


Figure III.24. Représentation bidimensionnelle des lignes d'iso-potential dans les transistors FDSOI à BOX épais ($t_{\text{box}}=145$ nm) et mince ($t_{\text{box}}=10$ nm) pour un transport balistique et quasi-balistique : $t_{\text{si}}=8$ nm, $t_{\text{ox}}=1.8$ nm, $L_c=40$ nm, $V_{\text{DS}}=1.0$ V et $V_{\text{GS}}=1.0$ V.

III.4.3) Simulations au niveau circuit

Pour étudier l'impact des propriétés de transport et du contrôle électrostatique de chaque dispositif au niveau d'un circuit simple, nous avons simulé un inverseur CMOS. Les figures III.25.a, III.25.b et III.25.c représentent l'extraction de la marge de bruit pour les différents cas présentés dans le paragraphe III.4.2. Comme nous l'avons déjà expliqué, le transport balistique améliore la caractéristique de transfert de l'inverseur (diminue la marge de bruit), mais cette caractéristique est toujours fortement dépendante des effets de canal court. Dans le cas quasi-balistique, la marge de bruit augmente lorsque la longueur de canal diminue, ce qui est aussi le cas pour le profil gaussien dont la marge de bruit est toujours supérieure au cas d'un profil de dopage abrupt. Effectivement, la forme de profil gaussien peut être vue comme une augmentation de la

résistance série ce qui « aplati » la caractéristique de transfert et augmente la marge de bruit (comme expliqué au paragraphe III.3.2.2).

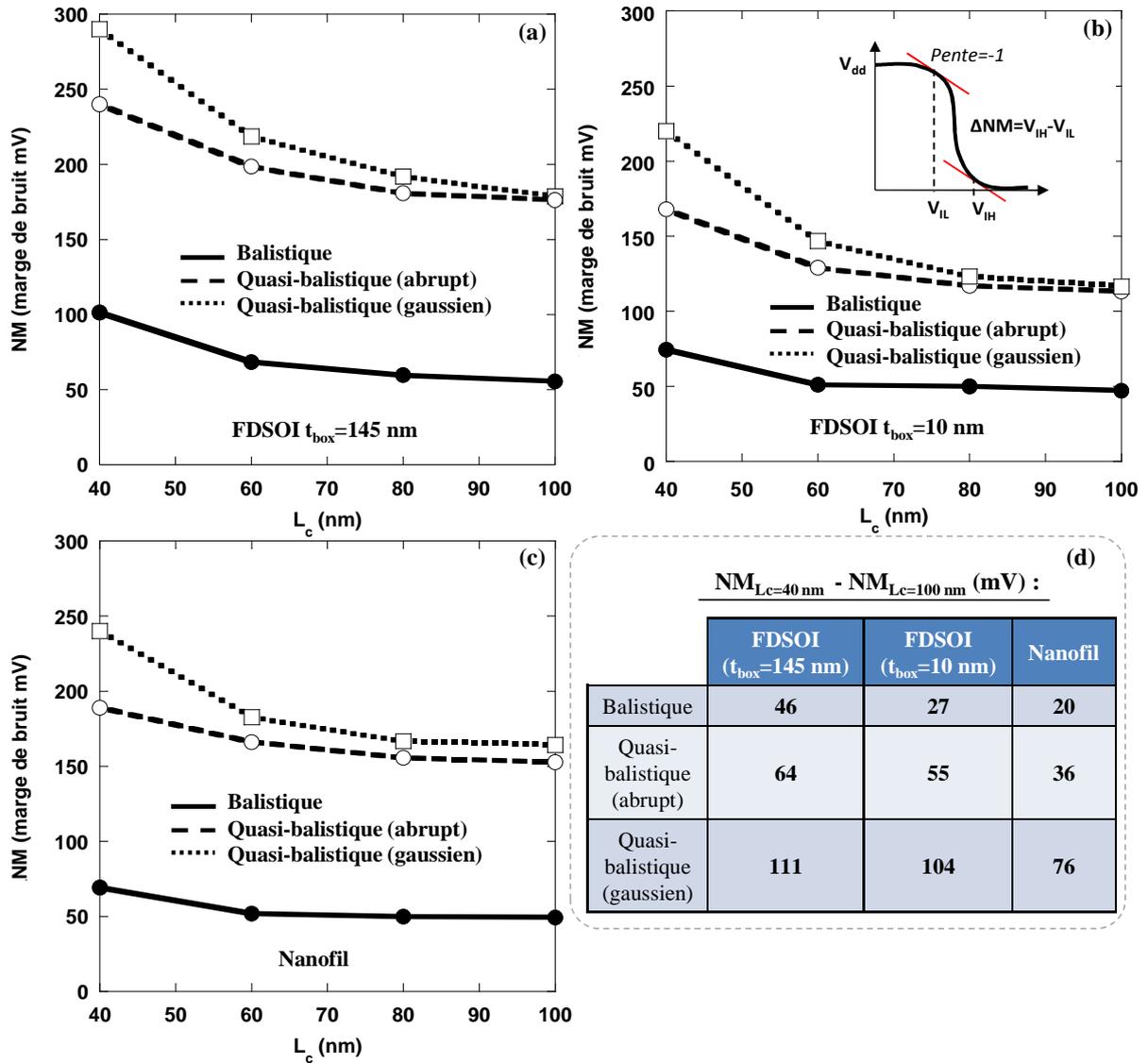


Figure III.25. Marge de bruit (NM) en fonction de la longueur de canal (L_c) pour le cas balistique, quasi-balistique avec un profil abrupt et gaussien : (a) pour le transistor FDSOI à oxyde enterré épais ($t_{\text{box}}=145$ nm), (b) pour le transistor FDSOI à oxyde enterré mince ($t_{\text{box}}=10$ nm) et (c) pour le transistor nanofil.

Le tableau III.25.d représente la différence des marges de bruit obtenue pour une longueur de canal de 100 nm et de 40 nm. Ce calcul simple permet de mettre en évidence l'immunité d'une architecture en termes de contrôle électrostatique. Sur ce point, le transistor à nanofil est la meilleure solution puisqu'il a l'augmentation la moins importante et cela quel que soit le type de transport ou de profil de dopage. Ce résultat est directement lié au caractère cylindrique de la grille qui, enrobant le film de silicium, contrôle de façon optimale le potentiel (le

flux d'électron) dans le canal. Cependant, l'architecture FDSOI à BOX mince a toujours la plus petite marge de bruit. Ceci peut être expliqué par le comportement de la mobilité : comme illustré sur les figures III.21.b et III.21.c, la composante en rugosité de surface est plus importante dans le cas du transistor à nanofil que dans le cas d'un transistor FDSOI. Il semble donc évident que la marge de bruit en soit affectée.

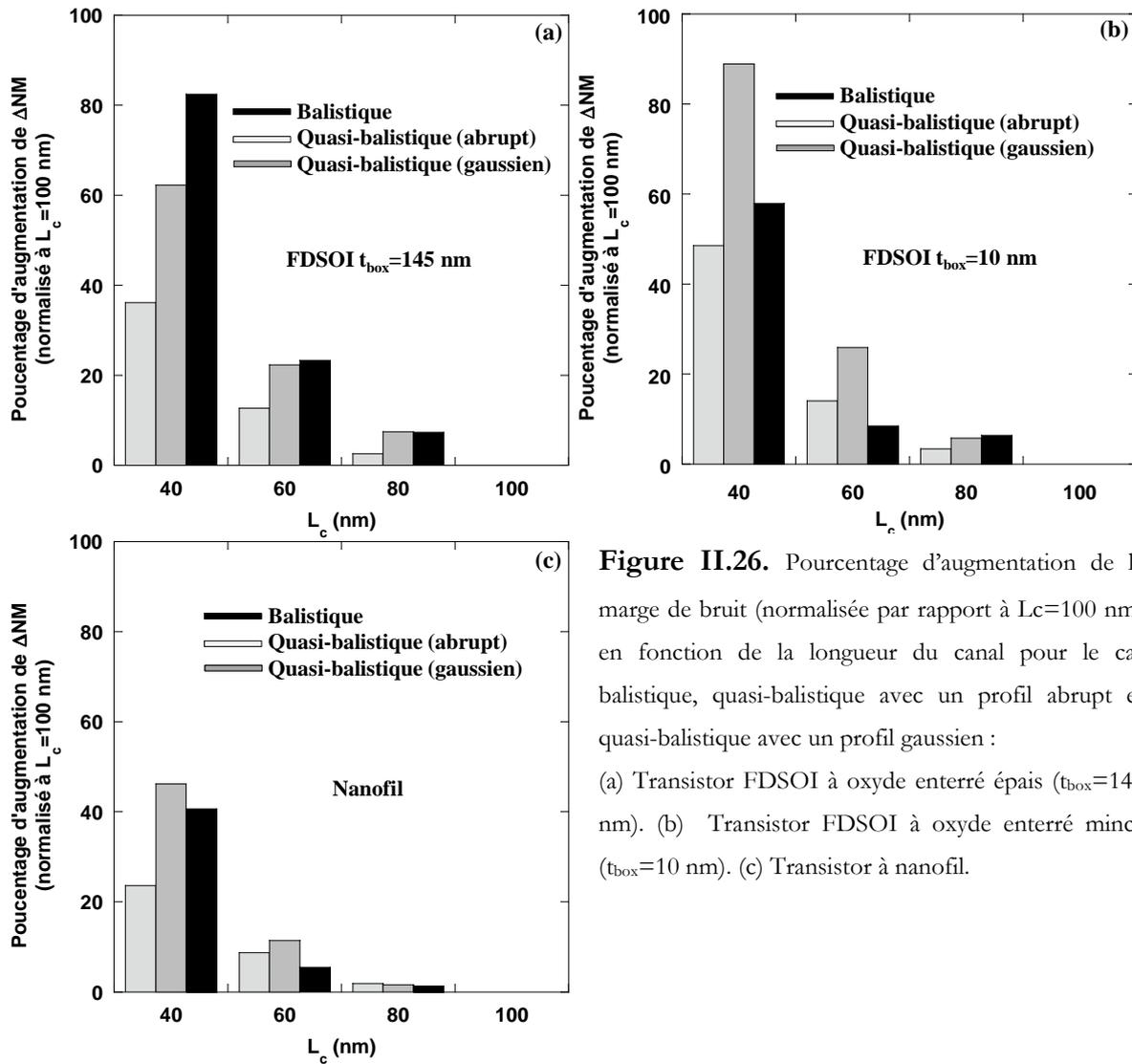


Figure II.26. Pourcentage d'augmentation de la marge de bruit (normalisée par rapport à $L_c=100$ nm) en fonction de la longueur du canal pour le cas balistique, quasi-balistique avec un profil abrupt et quasi-balistique avec un profil gaussien :
 (a) Transistor FDSOI à oxyde enterré épais ($t_{\text{box}}=145$ nm). (b) Transistor FDSOI à oxyde enterré mince ($t_{\text{box}}=10$ nm). (c) Transistor à nanofil.

La figure III.26 illustre le pourcentage d'augmentation de la marge de bruit normalisée à $L_c=100$ nm pour chaque dispositif considéré. Cette approche nous permet de quantifier l'augmentation de la marge de bruit en fonction du transport et surtout en fonction du profil de dopage. Le cas balistique ne fait que confirmer nos conclusions : plus il y a de grilles, meilleure sera la marge de bruit. Cependant, pour le cas quasi balistique, même si le FDSOI à BOX mince à une augmentation de la marge de bruit moins importante que le FDSOI à BOX épais,

l'augmentation relative est plus importante par rapport à la marge de bruit initiale ($L_c=100$ nm). Donc le pourcentage d'augmentation dans le cas quasi-ballistique sera toujours supérieur pour un BOX mince que pour un BOX épais, que se soit pour un profil gaussien ou abrupt. Enfin même avec ce critère d'analyse, le transistor à nanofil reste encore la meilleure solution.

Pour conclure, le calcul des performances statiques de ces différents inverseurs ont démontré les avantages d'une structure FDSOI à BOX mince par rapport au BOX épais, du transistor à nanofil par rapport au BOX mince et a permis d'étudier l'influence du profil de dopage (qui reflète en partie l'impact des résistances d'accès).

Ces travaux ont surtout démontré qu'un transistor à nanofil, même avec un film deux fois plus épais, offre le meilleur compromis entre transport électronique, électrostatique et marge de bruit comparé à un FDSOI à BOX mince.

III.4) Conclusion du chapitre.

Ce chapitre nous a permis de faire un point rapide sur les différentes approches de la modélisation du transport ballistique. Le formalisme des fonctions de Green hors équilibre ou l'approche de Wigner sont, sans aucun doute, les méthodes numériques les plus adaptées, mais il est clair qu'elles ne peuvent pas « adresser » la simulation au niveau du circuit. Le code BALMOS semble être un bon compromis entre physique et temps de simulation, mais il n'est pas utilisable pour la simulation d'éléments de circuit. Nous avons alors proposé une nouvelle solution qui consiste à utiliser le formalisme de la méthode des flux pour intégrer une mobilité quasi-ballistique dans un environnement TCAD. Nous avons tout d'abord validé notre modélisation par une analyse complète du comportement des transistors en fonction du type de transport, ballistique ou diffusif, puis nous l'avons confrontée à des résultats Monte-Carlo et des résultats expérimentaux. Ce modèle n'est pas parfait, mais il nous permet de simuler facilement le transport ballistique ou quasi-ballistique du dispositif jusqu'à l'élément de circuit. Il est néanmoins important de noter que l'ensemble tous les modèles intégrés dans ce type d'environnement sont des approches semi-empiriques comprenant plusieurs paramètres de calibration. De ce fait, notre approche macroscopique du transport ballistique « respecte » cette logique et offre l'opportunité d'obtenir une valeur assez précise du courant de drain avec une représentation fidèle du comportement du transistor.

Nous avons ensuite utilisé cette description pour analyser en simulation numérique l'impact du transport balistique sur le fonctionnement d'éléments de circuit. La simulation de l'inverseur nous a démontré la forte influence du transport balistique sur la marge de bruit qui dépend du point de saturation ou plutôt du passage du régime linéaire au régime de saturation du transistor. De même, nous avons mis en évidence l'impact des effets de canal court et du type de transport sur d'autres éléments de circuit comme une porte logique XOR ou une cellule SRAM. Nous avons également abordé le cas de l'oscillateur en anneau démontrant que, même avec un transport parfait dans le canal, l'impact des éléments parasites (résistance d'accès ou capacité d'interconnexion) est prépondérant sur les performances du circuit, surtout pour des transistors de petites dimensions. Enfin, nous avons comparé au niveau dispositif et au niveau circuit les performances des architectures FDSOI et nanofil et cela en fonction du type de transport (ballistique ou quasi-ballistique), du profil de dopage et de la marge de bruit.

Les modélisations de ce chapitre seront utilisés dans la suite pour valider les diverses modélisations analytiques du courant (quasi-)ballistique. Nous validerons notamment la variation du potentiel de surface donné par le modèle analytique en fonction du libre parcours moyen ou en d'autres termes la dépendance du coefficient de réflexion en fonction du type de transport. Pour finir, les outils mis en place ici seront également utilisés dans le chapitre IV pour la validation de la modélisation analytique au niveau de la simulation de circuit.

Chapitre IV :

Modélisation analytique de transistors multigrilles (quasi-)balistique : du dispositif au circuit.

Dans le chapitre précédent nous avons mis en évidence par simulation numérique l'influence du type de transport balistique/quasi-balistique sur le comportement au niveau circuit et cela en fonction du type d'architecture. Ce chapitre présente nos travaux sur la modélisation analytique d'architectures multigrilles (transistor Double-Grille et à nanofil) pour la simulation de circuit. L'intérêt du formalisme de la méthode des flux pour la modélisation analytique a été déjà démontré dans le chapitre II. Nous présenterons ici un nouveau modèle en courant basé sur la méthode des flux. Ce modèle prendra en compte les effets de canal court, le confinement quantique et utilisera une description précise du coefficient de réflexion. Pour chaque étape de modélisation nous comparerons et validerons notre approche avec des résultats à l'état de l'art de la littérature. Par la suite, ces équations « explicites » seront introduites dans un environnement dédié à la simulation de circuit. Ceci nous permettra de valider l'approche analytique avec les simulations numériques réalisées à la fois au niveau dispositif et au niveau circuit ; pour cela nous utiliserons l'environnement TCAD et l'approche mobilité quasi-balistique présentée dans le chapitre III). Pour finir, nous analyserons qualitativement le cas particulier d'un transistor à nanofil en considérant les résistances d'accès, le confinement quantique et le transport (quasi-)balistique.

IV.1) METHODOLOGIE GENERALE	113
IV.2) MODELISATION ANALYTIQUE DE LA TENSION DE SEUIL DU TRANSISTOR DOUBLE-GRILLE	116
IV.2.1) POSITION DU PROBLEME	116
IV.2.2) LES EFFETS DE CANAL COURT	118
IV.2.3) LE CONFINEMENT QUANTIQUE	121
IV.2.4) RESULTATS/DISCUSSION	123
IV.3) MODELISATION ANALYTIQUE DU COEFFICIENT DE REFLEXION.....	124
IV.3.1) POSITION DU PROBLEME	124
IV.3.2) APPROCHE EMPIRIQUE DE LA PUISSANCE	126
IV.3.3) VALIDATION DU MODELE DU COEFFICIENT DE REFLEXION.....	129
IV.3.4) VALIDATION/DISCUSSION/PERSPECTIVES	133
IV.4) MODELISATION ANALYTIQUE DU TRANSISTOR DOUBLE-GRILLE (QUASI-)BALISTIQUE	135
IV.4.1) MODELISATION DU LIBRE PARCOURS MOYEN.....	135
IV.4.2) SIMULATIONS/VALIDATIONS AU NIVEAU DISPOSITIF	137
IV.4.3) SIMULATIONS/VALIDATIONS AU NIVEAU CIRCUIT.....	141
IV.5) DU TRANSISTOR DOUBLE-GRILLE AU TRANSISTOR NANOFIL.....	144
IV.5.1) TENSION DE SEUIL ANALYTIQUE DU TRANSISTOR A NANOFIL	144
IV.5.2) LE COEFFICIENT DE REFLEXION POUR LE TRANSISTOR A NANOFIL.....	148
IV.5.3) SIMULATIONS/VALIDATIONS AU NIVEAU DISPOSITIF	149
IV.6) IMPACT DU TYPE DE TRANSPORT, DU CONFINEMENT QUANTIQUE ET DES ELEMENTS PARASITES SUR LE FONCTIONNEMENT D'UN OSCILLATEUR EN ANNEAU A BASE DE TRANSISTOR A NANOFIL	151
IV.7) CONCLUSION DU CHAPITRE	154

IV.1) Méthodologie générale

Dans le domaine de la modélisation compacte [Reyboz] [Diagne] [Taur] [Tintori] [Fuchs] [Hamid], un nombre important de modèles sont développés dans le but de décrire analytiquement le courant des transistors MOSFET. L'aspect analytique joue un rôle fondamental puisque ces modèles sont dédiés à la simulation de circuits*. Il faut donc mettre en place une modélisation explicite, la plus « simple » et la plus « physique », de façon à obtenir très rapidement le résultat (quelques secondes). Les modèles analytiques les plus connus sont† : BSIM [Xi] [BSIM] de l'Université de Berkeley, PSP [PSP] ou encore EKV [Sallèse] [EKV] de l'EPFL (Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne).

Ces modèles ou formalismes, de la même façon que les modèles développés dans des environnements TCAD, sont très orientés vers les applications industrielles et il est difficile de faire des développements additionnels pour prendre en compte la ballisticité ou la notion de coefficient de réflexion par exemple‡. Pour notre part, la modélisation du transport balistique/quasi-balistique sera basée sur le formalisme de la méthode des flux ; d'ailleurs, nous avons montré précédemment les possibilités intéressantes de cette approche basée sur la réflexion/transmission pour la modélisation de phénomènes physiques des transistors sub 20 nm (cf chapitre II). Néanmoins, les développements qui seront présentés ne sont pas éloignés des approches usuelles de la littérature [Taur] [Reyboz] [Cousin], notamment sur la notion de potentiel de surface qui est le formalisme le plus prometteur et le plus utilisé pour la modélisation compacte.

La principale problématique de la simulation de transistor MOSFET en modélisation analytique est de décrire le couplage entre électrostatique et transport électronique ou en d'autres termes, d'exprimer de façon totalement analytique le résultat du couplage entre l'équation de Poisson et les équations de transports (Dérive-Diffusion par exemple). Ce problème peut être résolu par une modélisation analytique de l'équation en courant [Rahman] [Lundstrom] [Fuchs] (paragraphe II.3.1.2) :

* Ces modèles ou approches sont utilisés dans les simulateurs de circuits de type SPICE faisant intervenir plusieurs milliers de transistors.

† Nous n'expliquerons pas ces formalismes particuliers, mais le lecteur pourra se reporter aux références [Reyboz] [Diagne] qui détaillent partiellement ces approches.

‡ Bien que certains utilisent ces approches comme base pour leur modélisation ([Diagne] avec EKV), donnant ainsi une portée « industrialisable » à leur travail.

$$I_D = C_G \cdot (V_{GS} - V_T) \cdot \frac{\mathfrak{S}_{1/2}(\eta_F)}{\ln(1 + e^{\eta_F})} \cdot v_{th} \cdot \left(\frac{1-R}{1+R} \right) \cdot \left(\frac{1 - \frac{\mathfrak{S}_{1/2}\left(\eta_F - \frac{q \cdot V_{DS}}{k_B \cdot T_L}\right)}{\mathfrak{S}_{1/2}(\eta_F)}}{\ln\left(1 + e^{\frac{\eta_F - \frac{q \cdot V_{DS}}{k_B \cdot T_L}}{\ln(1 + e^{\eta_F})}}\right)} \right) \quad (IV.1)$$

avec C_G la capacité d'oxyde ($2 \cdot C_{ox}$ pour un transistor Double-Grille), V_T la tension de seuil, R le coefficient de réflexion, η_F le niveau de Fermi (décrit d'une façon équivalente à [Rahman] [Natori] cf Annexe IV), v_{th} la vitesse des porteurs injectés dans le canal et $\mathfrak{S}_{1/2}$ est l'intégrale de Fermi d'ordre $1/2$ [Lundstrom] (décrite analytiquement dans la référence [Selberherr], cf Annexe IV). A partir de cette équation générique, nous pouvons mettre en place une modélisation analytique de n'importe quelle architecture à la condition de construire une modélisation précise (figure IV.1) des quantités suivantes :

- Tension de seuil pour introduire les effets de canal court et le confinement quantique, ce que nous présenterons dans le paragraphe IV.2 (pour le transistor Double-Grille) et dans le paragraphe IV.5.1 (pour le transistor à nanofil).
- Coefficient de réflexion qui prendra aussi en compte la variation de la « kT-Layer » en fonction des polarisations ; cette modélisation sera détaillée dans le paragraphe IV.3 (pour le transistor Double-Grille) et dans le paragraphe IV.5.2 (pour le transistor à nanofil).

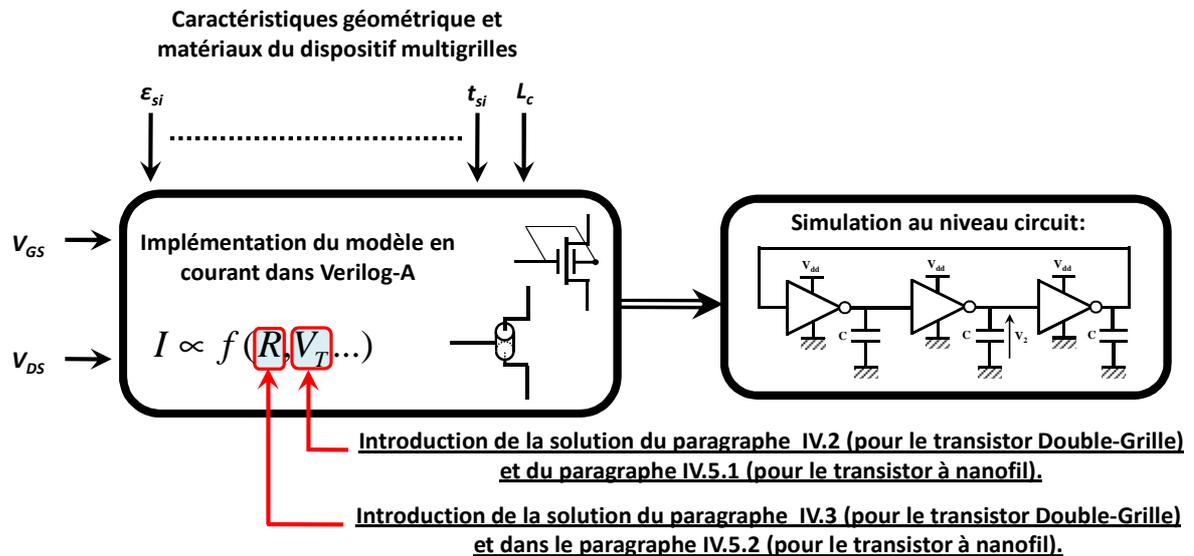
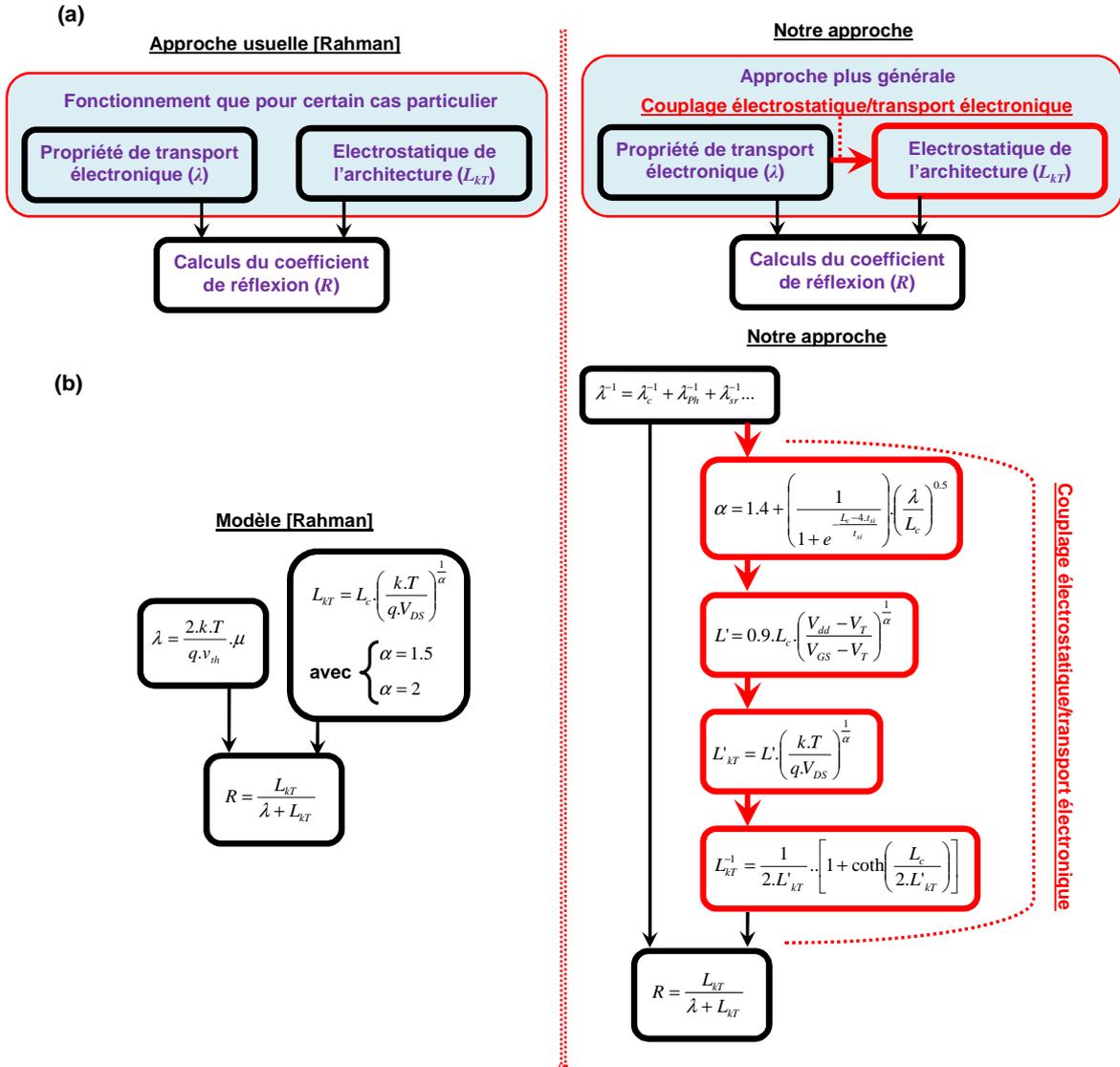


Figure IV.1. Présentation générale de la méthodologie d'implémentation de notre modélisation analytique utilisée dans cette thèse.

La figure IV.2.a illustre le cadre général de notre développement pour la modélisation du coefficient de réflexion. On remarque clairement que notre approche (plus générale par rapport à Rahman *et al* [Rahman]) met l'accent sur le couplage entre l'électrostatique et le transport électronique (cas réel de fonctionnement du transistor MOSFET). Nous avons également résumé dans la figure IV.2.b les principales équations du modèle analytique du coefficient de réflexion. Cette approche sera largement détaillée dans le paragraphe IV.3.



Modèle [Rahman]

$$\lambda = \frac{2 \cdot k \cdot T}{q \cdot v_{th}} \cdot \mu$$

$$L_{KT} = L_c \cdot \left(\frac{k \cdot T}{q \cdot V_{DS}} \right)^{\frac{1}{\alpha}}$$

avec $\begin{cases} \alpha = 1.5 \\ \alpha = 2 \end{cases}$

$$R = \frac{L_{KT}}{\lambda + L_{KT}}$$

Notre approche

$$\lambda^{-1} = \lambda_c^{-1} + \lambda_{ph}^{-1} + \lambda_{sr}^{-1} \dots$$

$$\alpha = 1.4 + \frac{1}{1 + e^{-\frac{L_c - 4 \cdot L_d}{L_u}}} \cdot \left(\frac{\lambda}{L_c} \right)^{0.5}$$

$$L' = 0.9 \cdot L_c \cdot \left(\frac{V_{dd} - V_T}{V_{GS} - V_T} \right)^{\frac{1}{\alpha}}$$

$$L_{KT} = L' \cdot \left(\frac{k \cdot T}{q \cdot V_{DS}} \right)^{\frac{1}{\alpha}}$$

$$L_{KT}^{-1} = \frac{1}{2 \cdot L_{KT}} \cdot \left[1 + \coth \left(\frac{L_c}{2 \cdot L_{KT}} \right) \right]$$

$$R = \frac{L_{KT}}{\lambda + L_{KT}}$$

Figure IV.2. Détail des équations de notre approche et de l'approche existante dans la littérature [Rahman]. L'équation du paramètre α correspond à celle du transistor Double-Grille. λ , λ_c , λ_{ph} , et λ_{sr} représentent respectivement les libres parcours moyens « correspondants » aux interactions coulombiennes, avec les phonons et avec la rugosité de surface.

Indépendamment de ces deux modélisations (tension de seuil et coefficient de réflexion), qui sont la « clé de voute » de notre approche, nous relient le régime sous le seuil au régime au dessus du seuil avec une fonction de raccord basée sur la pente sous le seuil S (cf Annexe IV) *. Enfin, les interactions sont introduites par l'intermédiaire du libre parcours moyen avec une fonction de calibration que nous présenterons dans le paragraphe IV.4.1 pour la modélisation du transistor Double-Grille et dans le paragraphe IV.5.1 pour le transistor à nanofil. Enfin, la modélisation analytique complète est implémentée suivant le schéma de la figure IV.1 (dans notre cas nous utiliserons le langage Verilog-A) afin de réaliser des simulations d'éléments de circuit.

IV.2) Modélisation analytique de la tension de seuil[†] du transistor Double-Grille

IV.2.1) Position du problème

La figure IV.3 montre le schéma d'un transistor Double-Grille, ainsi que les principales définitions des paramètres électriques et géométriques que nous utiliserons tout au long de ce développement. Le formalisme utilisé ici a été développé pour la modélisation analytique du fonctionnement des transistors Double-Grille à grilles symétriques [Munteanu] [Munteanu2] [Munteanu3] [Autran2] [Autran3]. La modélisation analytique de la tension de seuil canal long en considérant le confinement quantique a été réalisée dans Harrison *et al* [Harrison] et Trivedi *et al* [Trivedi].

* Fonction de raccord également décrite analytiquement (les détails de calcul seront présentés dans le paragraphe IV.2.2).

† Les approches présentées ici sont le résultat des travaux effectués à l'IM2NP-CNRS depuis 2000 [Harrison] [Tintori] [Loussier] [Munteanu2].

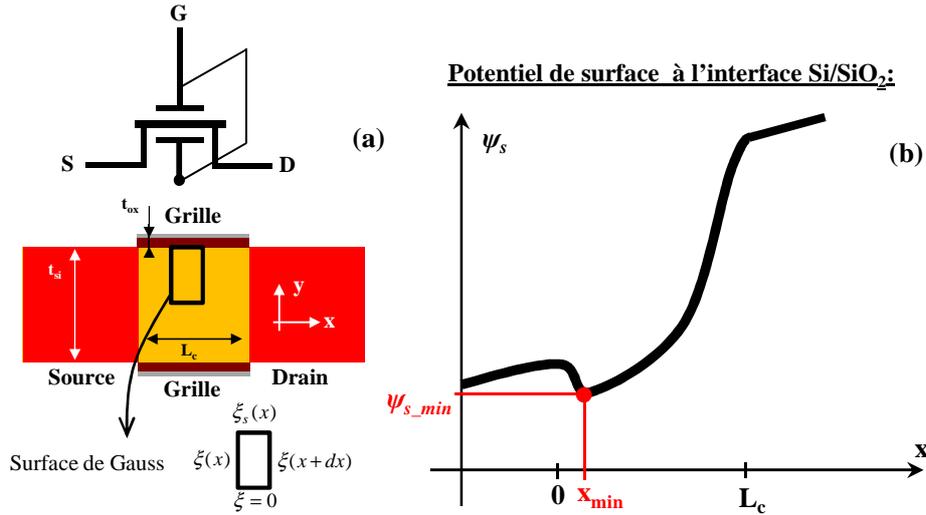


Figure IV.3. (a) Représentation schématique d'un transistor Double-Grille et (b) variation du potentiel de surface en fonction de la position dans le canal.

La 1^{ère} hypothèse est de considérer un potentiel parabolique dans le sens perpendiculaire à l'interface Si/SiO₂ [Munteanu3] :

$$\psi(x, y) = \psi_s(x) - \beta(x) \cdot t_{si} \cdot y + \beta(x) \cdot y^2 \quad (IV.2)$$

avec $\psi(x, y)$ le potentiel bidimensionnel du film de canal, $\psi_s(x)$ le potentiel de surface, t_{si} l'épaisseur de silicium et $\beta(x)$ un paramètre du modèle que nous détaillerons plus tard. Les conditions à l'interface Si/SiO₂ étant* :

$$V_{GS} - V_{FB} = \frac{\epsilon_{si}}{\epsilon_{ox}} \cdot t_{ox} \cdot \xi_s + \psi_s + \phi_F \quad (IV.3)$$

avec ξ_s le champ électrique en surface, V_{FB} la tension de bande plate[†], ϵ_{si} la permittivité du silicium, ϵ_{ox} la permittivité de l'oxyde, t_{ox} l'épaisseur d'oxyde et $\phi_F = (k_B \cdot T_L / q) \cdot \ln(N_A / n_i)$. Le potentiel et la charge dans le film de silicium sont reliés par l'équation de Poisson :

$$\frac{d^2 \psi}{dy^2} = -\frac{d\xi}{dy} = \frac{q}{\epsilon_{si}} \cdot \left(N_A + n_i \cdot e^{\frac{q \cdot \psi}{k_B \cdot T_L}} \right) \quad (IV.4)$$

* La dépendance en x du potentiel de surface et les dépendances en (x, y) du potentiel bidimensionnel et des champs électriques seront souvent omises pour des raisons de clarté ($\psi(x, y) = \psi$; $\psi_s(x) = \psi_s$; $\xi(x, y) = \xi$; $\xi_s(x) = \xi_s$; $\xi(x, y=0) = \xi_s$).

† Nous rappelons que la notion de « grilles symétriques » signifie d'avoir les mêmes travaux de sorties pour les deux grilles et les mêmes épaisseurs des oxydes de grille. Donc le courant total sera la somme des courants des deux canaux de conduction ayant les mêmes propriétés de transport.

En combinant les équations (IV.2), (IV.3) et (IV.4), nous obtenons :

$$\xi \Big|_{y=0} - \xi \Big|_{y=t_{si}} = 2 \cdot \beta \cdot t_{si} = \frac{q \cdot N_A \cdot t_{si} + Q_i}{\epsilon_{si}} \quad (\text{IV.5.a})$$

$$Q_i = \int_0^{t_{si}} q \cdot n_i \cdot e^{\frac{q \cdot \psi}{k_B \cdot T_L}} \cdot dy \quad (\text{IV.5.b})$$

où Q_i est la charge d'inversion exprimée ici dans le cas classique (sans effets de confinement) dans le cadre de la statistique de Boltzmann. Pour obtenir une modélisation analytique de la tension seuil, il faut considérer une hypothèse supplémentaire sur la charge Q_i . Munteanu *et al* [Munteanu3] posent la condition suivante* : autour du seuil la charge d'inversion est égale à $Q_{ith} = (k_B \cdot T_L / q) \cdot C_{ox}$. Donc, en couplant les équations (IV.5.a) et (IV.5.b) :

$$\xi_S = \beta \cdot t_{si} \quad (\text{IV.6.a})$$

$$\beta = \frac{q \cdot N_A}{2 \cdot \epsilon_{si}} + \frac{k_B \cdot T_L \cdot C_{ox}}{2 \cdot q \cdot \epsilon_{si} \cdot t_{si}} \quad (\text{IV.6.b})$$

Nous obtenons donc la formulation générale de la tension de seuil en couplant les équations (IV.6.a) et (IV.3) :

$$V_{th} = V_{FB} + \frac{\epsilon_{si}}{\epsilon_{ox}} \cdot t_{ox} \cdot t_{si} \cdot \beta + \psi_S + \phi_F \quad (\text{IV.7})$$

Munteanu *et al* [Munteanu3] proposent une version analytique de la tension de seuil basée sur la fonction erreur (Erf) et qui montre un excellent accord entre théorie et résultats expérimentaux [Harrison] [Munteanu3]. Il nous « reste » donc, à inclure une description analytique des effets de canal court et du confinement quantique.

IV.2.2) Les effets de canal court

Pour obtenir une modélisation analytique des effets de canal court, il est nécessaire d'avoir une description explicite du minimum du potentiel de surface (figure IV.3.b). Effectivement, comme nous l'avons illustré dans le chapitre III, d'un point de vue électrostatique le contrôle du courant est déterminé par le maximum de la bande de conduction, qui correspond au minimum du potentiel de surface. L'approche développée ici suit dans les grandes lignes la méthodologie proposée par Suzuki *et al* [Suzuki] et revue par Autran *et al* [Autran2].

* La limite entre un canal de conduction ouvert et fermé correspond au plus petit écart entre V_{GS} et V_T . Or, dans le cadre des hypothèses de l'ETB semi-classique, la valeur physiquement la plus petite est $k_B \cdot T_L / q$.

Nous appliquons tout d'abord la loi de Gauss sur la surface indiquée dans la figure IV.3.a [Autran2] :

$$-\xi_{(x)} \frac{t_{si}}{2} + \xi_{(x+dx)} \cdot \frac{t_{si}}{2} - \xi_{s(x)} \cdot dx = -\frac{q \cdot N_A \cdot t_{si}}{2 \cdot \epsilon_{si}} \cdot dx \quad (IV.8)$$

où le champ électrique est approximé par l'expression suivante :

$$\xi \approx -\frac{1}{\eta} \frac{d\psi_s}{dx} \quad (IV.9)$$

Dans l'équation (IV.9) η est un paramètre de calibration qui inclut les effets de la variation du champ électrique latéral [Banna] [Munteanu3] [Harrison], paramètre qui dépend du dopage, de l'épaisseur du film et de l'épaisseur de l'oxyde. Comme démontré dans [Banna], η est plus petit que 1 en dessous du seuil et plus grand que 1 au dessus du seuil*. Après quelques étapes de calcul, nous obtenons l'équation différentielle suivante [Munteanu3] :

$$\frac{d^2\psi_s}{dx^2} - 2 \cdot \frac{\eta \cdot C_{ox}}{\epsilon_{si} \cdot t_{si}} \cdot \psi_s = \frac{\eta}{\epsilon_{si} \cdot t_{si}} \cdot [q \cdot N_A \cdot t_{si} - 2 \cdot C_{ox} \cdot (V_{GS} - V_{FB} - \phi_F)] \quad (IV.10)$$

La solution analytique de l'équation précédente est [Autran2] [Munteanu3] :

$$\psi_s = K_1 \cdot e^{\gamma \cdot x} + K_2 \cdot e^{-\gamma \cdot x} - K_3 / \gamma^2 \quad (IV.11)$$

où les coefficients K_1 , K_2 , K_3 et γ sont donnés par [Autran2] [Munteanu3] :

$$K_1 = \frac{(1 - e^{-\gamma \cdot L_c}) \cdot (\phi_S + K_3 / \gamma^2) + V_{DS}}{2 \cdot sh(\gamma \cdot L_c)} \quad (IV.12.a)$$

$$K_2 = \frac{(1 - e^{+\gamma \cdot L_c}) \cdot (\phi_S + K_3 / \gamma^2) + V_{DS}}{2 \cdot sh(\gamma \cdot L_c)} \quad (IV.12.b)$$

$$K_3 = \frac{\eta}{\epsilon_{si} \cdot t_{si}} \cdot [q \cdot N_A \cdot t_{si} - 2 \cdot C_{ox} \cdot (V_{GS} - V_{FB} - \phi_F)] \quad (IV.12.c)$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{2 \cdot \eta \cdot C_{ox}}{\epsilon_{si} \cdot t_{si}}} \quad (IV.12.d)$$

Pour trouver le potentiel minimum, il faut calculer la position dans le canal de ce minimum, x_{\min} :

$$\frac{d\psi_s}{dx} = 0 \Leftrightarrow x_{\min} = \frac{1}{2 \cdot \gamma} \cdot \ln \left(\left| \frac{K_2}{K_1} \right| \right) \quad (IV.13)$$

L'expression explicite du potentiel minimum est alors :

$$\psi_{s \min}(x = x_{\min}) = 2 \cdot \sqrt{K_1 \cdot K_2} - K_3 / \gamma^2 \quad (IV.14)$$

* Pour des transistors à canal dopé [Banna].

Par déduction et analogie avec l'approche de Suzuki *et al* [Suzuki], le premier terme représente la variation de la tension de seuil due aux effets de canal court. On doit alors résoudre l'équation suivante :

$$\Delta V_T = 2 \cdot \sqrt{K_1 \cdot K_2} \quad (\text{IV.15})$$

avec $\Delta V_T = V_{th} - V_T$ la variation de la tension de seuil due aux effets de canal court. Après plusieurs manipulations nous obtenons dans le cas intrinsèques une solution explicite (analytique) pour ΔV_T :

$$\Delta V_T = \frac{-K_2' + \sqrt{K_2'^2 - 4 \cdot K_1' \cdot K_3'}}{2 \cdot K_1'} \quad (\text{IV.16.a})$$

$$K_1' = sh^2(\gamma \cdot L_c) + 2 \cdot [1 - ch(\gamma \cdot L_c)] \quad (\text{IV.16.b})$$

$$K_2' = 2 \cdot [1 - ch(\gamma \cdot L_c)] \cdot [2 \cdot K_4' + V_{DS}] \quad (\text{IV.16.c})$$

$$K_3' = 2 \cdot K_4' \cdot [1 - ch(\gamma \cdot L_c)] \cdot [K_4' + V_{DS}] + V_{DS}^2 \quad (\text{IV.16.d})$$

$$K_4' = \phi_S - V_{th} + \phi_F + V_{FB} \quad (\text{IV.16.e})$$

De la même façon que Suzuki *et al* [Suzuki], il est très simple d'obtenir une équation explicite pour l'expression de pente sous le seuil, en appliquant la définition de S :

$$S = \frac{k_B \cdot T_L}{q} \cdot \ln(10) \cdot \left(\frac{d\psi_s(x_{\min})}{dV_{GS}} \right)^{-1} \quad (\text{IV.17})$$

Nous obtenons donc une expression explicite de S pour $V_{GS}=0$ V :

$$S = \frac{k_B \cdot T_L}{q} \cdot \ln(10) \cdot \left(1 + \frac{[1 - ch(\gamma \cdot L_c)] \cdot [2 \cdot \phi_S + V_{DS} + K_3/\gamma^2]}{2 \cdot [sh(\gamma \cdot L_c)]^2 \cdot \sqrt{K_1 \cdot K_2}} \right)^{-1} \quad (\text{IV.18})$$

Les figures IV.4.a et IV.4.b montrent l'évolution du ΔV_T et de S en fonction de la longueur de canal pour plusieurs tensions drain source pour un transistor Double-Grille avec un $t_{si}=10$ nm et $t_{ox}=1.2$ nm. On remarque une chute de ΔV_T (augmentation de ΔV_T en valeur absolue) et une augmentation de S lorsque la longueur de canal diminue*. Cette variation traduit la perte de contrôle électrostatique due au recouvrement des zones de déplétion des jonctions source-canal et drain-canal, qui a pour conséquence d'augmenter le courant I_{ON} (due à la chute du ΔV_T qui fait diminuer la tension de seuil) et le courant I_{off} (due en partie à l'augmentation de S).

* S=60 mV pour un canal long.

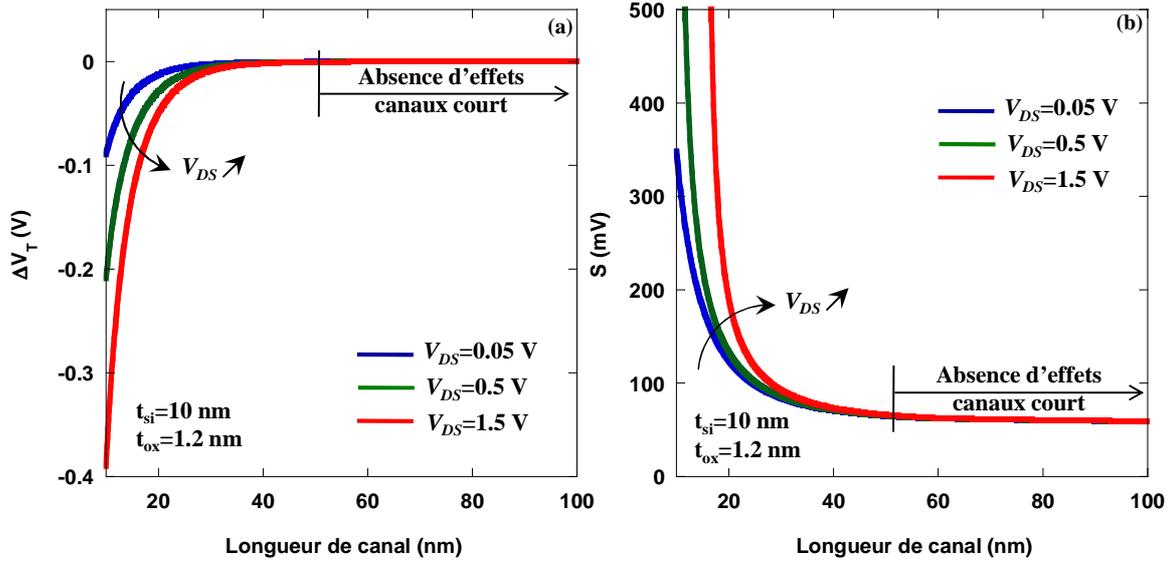


Figure IV.4. Variation en fonction de la longueur du canal du ΔV_T (a) et S (b) d'un transistor Double-Grille symétrique à canal non dopé avec un $t_{si}=10$ nm, $t_{ox}=1.2$ nm et $V_{DS}=0.05, 0.5$ et 1.5 V.

IV.2.3) Le confinement quantique

La réduction, à l'échelle nanométrique des épaisseurs d'oxyde ou/et de film des transistors MOSFET, implique un confinement des porteurs aux interfaces Si/SiO₂. Les porteurs dans la couche d'inversion se comportent alors comme dans un gaz à deux dimensions (au lieu d'un gaz à trois dimensions ou continuum d'énergie dans le cas classique). Ceci a pour conséquences de décaler le maximum de la densité de porteurs, à quelques dixièmes de nanomètres de l'interface oxyde/silicium, à l'intérieur du silicium (au lieu d'un maximum à l'interface oxyde/silicium dans le cas d'une approche classique). Ces effets de confinement ont donc des conséquences sur l'électrostatique et le transport électronique [Jaud] [Saint-Martin]. Le problème est de pouvoir inclure une expression explicite de ces effets, dans l'expression du courant. Trivedi *et al* [Trivedi] ou Harrison *et al* [Harrison] ont développé une modélisation analytique de la tension de seuil en considérant l'effet du confinement.

La charge d'inversion quantique est égale à :

$$Q_{iq} = \frac{q \cdot k_B \cdot T_L}{\pi \cdot \hbar^2} \sum_{l,t} \sum_i m_{2D}^{l,t} \cdot g_{l,t} \cdot \ln \left(1 + e^{-\frac{q}{k_B \cdot T_L} \left(\tilde{E}_{l,t}^i + \frac{E_g}{2} - \psi_s \right)} \right) \quad (IV.19)$$

avec \hbar est la constante Planck, E_g est le gap du silicium, $m_{2D}^{l,t} = m_l$, $m_{2D}^{l,t} = \sqrt{m_t \cdot m_l}$, $g_l=2$, $g_t=4$, m_t est la masse transverse et m_l la masse longitudinale.

Pour une structure Double-Grille symétrique et intrinsèque, le potentiel dans le film de silicium est proche de celui d'un puits de potentiel rectangulaire infini quelle que soit l'épaisseur du film de silicium. Les niveaux d'énergie sont alors la somme [Munteanu2] des niveaux d'énergie d'un puits rectangulaire infini $E_{l,t}^i$ plus une correction ΔE^i due au caractère parabolique du potentiel électrostatique (ψ) au fond du puits (équation (IV.2)). Cette dernière correction est déterminée, en utilisant une méthode des perturbations au premier ordre [Ge], par la relation suivante :

$$\Delta E^i = \langle \varphi^i | H | \varphi^i \rangle \quad (IV.20)$$

où $H = -q \cdot (\beta \cdot t_{si} \cdot y + \beta \cdot y)$ est l'Hamiltonien de la perturbation et φ^i sont les fonctions d'onde associées aux niveaux d'énergie $E_{l,t}^i$:

$$\varphi^i(y) = \sqrt{\frac{2}{t_{si}}} \sin\left(\frac{i \cdot \pi \cdot y}{t_{si}}\right) \quad (IV.21)$$

Nous obtenons donc [Munteanu3] [Harrison] la solution suivante :

$$\Delta E^i = \int_0^{t_{si}} [\varphi^i(y)]^2 \times [-q(t_{si} \cdot \beta \cdot y + \beta \cdot y^2)] dy = \frac{\beta \cdot t_{si}^2}{6} \cdot \left(1 + \frac{3}{(\pi \cdot i)^2}\right) \quad (IV.22.a)$$

$$\tilde{E}_{l,t}^i = E_{l,t}^i + \Delta E^i = \frac{(\hbar \cdot \pi \cdot i)^2}{2 \cdot q \cdot m_{l,t} \cdot t_{si}^2} + \frac{\beta \cdot t_{si}^2}{6} \cdot \left(1 + \frac{3}{(\pi \cdot i)^2}\right) \quad (IV.22.b)$$

La seconde simplification porte sur la « forme » de la charge quantique (équation (IV.19)). Autour de la tension de seuil la charge peut être simplifiée au premier ordre de la façon suivante* [Harrison]:

$$Q_{iq} \approx Q^* \cdot e^{\frac{q \cdot \psi_s}{k_B \cdot T_L}} \quad (IV.23.a)$$

$$Q^* = \frac{q \cdot k_B \cdot T_L}{\pi \cdot \hbar^2} \sum_{l,t} \sum_i m_{2D}^{l,t} \cdot g_{l,t} \cdot e^{-\frac{q}{k_B \cdot T_L} \cdot \left(\tilde{E}_{l,t}^i + \frac{E_g}{2}\right)} \quad (IV.23.b)$$

La tension de seuil est toujours calculée avec la condition $Q_{ith} = (k_B \cdot T_L / q) \cdot C_{ox}$. Nous obtenons donc une expression analytique du potentiel de surface prenant en compte les effets de confinement quantique :

$$\psi_{sq} = \frac{k_B \cdot T_L}{q} \cdot \ln\left(\frac{Q_{ith}}{Q^*}\right) \quad (IV.24)$$

Cette expression est introduite dans l'équation (IV.7) pour obtenir la tension de seuil quantique qui intervient directement dans l'expression du courant (équation IV.1).

* Cette approximation est semblable à la limite de l'intégral de Fermi, lorsque les porteurs sont considéré comme non-dégénéré.

IV.2.4) Résultats/discussion

La figure IV.5.a compare le ΔV_T donné par le modèle analytique et celui extrait d'après les simulations numériques TCAD pour un transistor Double-Grille à canal intrinsèque avec un $t_{si}=5, 10$ et 20 nm, un $t_{ox}=1.2$ nm. Nous obtenons un bon compromis entre la simulation numérique TCAD et notre modèle analytique pour $\eta \sim 2$. La figure IV.4.b illustre la variation avec t_{si} de la tension de seuil canal long avec* et sans effets quantiques. Nous observons clairement une forte augmentation de la tension de seuil quantique lorsque l'épaisseur du film diminue [Munteanu2] [Barral] [Andrieu]. La figure IV.5.b montre également la comparaison entre notre modèle et le modèle analytique de Trivedi *et al* [Trivedi]. Une très bonne concordance est trouvée entre les deux modèles.

Cette approche unifiée de la tension de seuil permet d'avoir un modèle analytique complet décrivant conjointement les effets de canal court et le confinement quantique. Elle inclut un certain nombre d'approximations. D'une part, nous avons encore un coefficient de calibration η inhérent à la description parabolique du potentiel suivant y . D'autre part, nous considérons que le confinement quantique influence uniquement la tension de seuil†. Cependant, notre modèle offre l'avantage d'être basé sur un formalisme **unifié** avec des équations explicites et applicables à d'autres architectures‡. Si nous comparons avec d'autres travaux [Reyboz] [Diagne], très peu de modèles compacts basés sur une approche en potentiel de surface prennent en compte l'influence conjointe du confinement et des effets de canal court. Notons également que le domaine de validité de notre approche est limité en longueur de canal, les équations divergent en dessous de $L_c \sim t_{si}$ pour le cas du transistor Double-Grille§.

* Le nombre de niveaux d'énergie pour le calcul de la tension de seuil est de 5 [Jaud].

† Nous ne prenons pas en compte les notions de transport quantique.

‡ Ce point sera expliqué plus tard dans le cadre de la modélisation des transistors à nanofil.

§ Néanmoins, cette limitation n'est pas importante puisque pour une longueur de canal inférieure à $2.t_{si}$ les effets de canal court sont trop importants pour que de telles architectures soient utilisables.

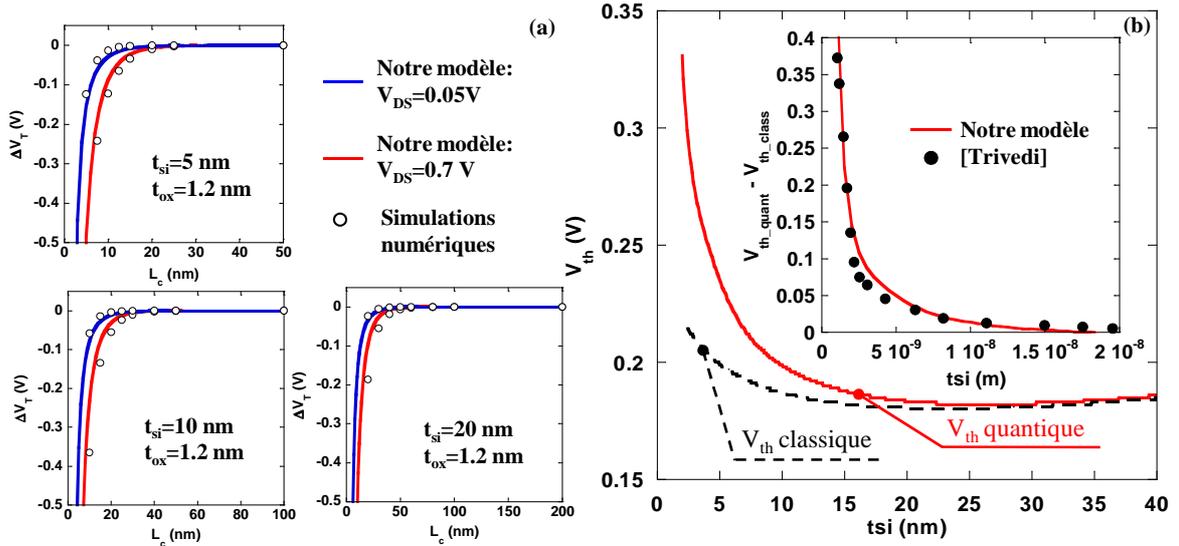


Figure IV.5. Simulation d'un transistor Double-Grille symétrique à canal non dopé : (a) ΔV_T en fonction de la longueur de canal et (b) tension de seuil canal long (V_{th}) en fonction de t_{si} . (inset : comparaison de la différence de la variation de la tension de seuil canal long classique (V_{th_quant}) et quantique (V_{th_class}) en fonction de t_{si}).

IV.3) Modélisation analytique du coefficient de réflexion

IV.3.1) Position du problème

Dans le chapitre II nous avons expliqué de façon précise comment déterminer le coefficient de réflexion en fonction de la probabilité de collision (cf paragraphe II.3.2.1) :

$$R_{\leftarrow}(x) = 1 - \frac{\int_0^x (r_{\rightarrow\leftarrow}) \cdot dx}{1 + \left(\int_0^x r_{\rightarrow} \cdot e^{-\int_0^x (r_{\rightarrow\leftarrow}) \cdot dx'} \cdot dx \right) \cdot e^{\int_0^x (r_{\rightarrow\leftarrow}) \cdot dx}} \quad (\text{IV.25})$$

Or, les expressions des probabilités de collision sont connues, nous pouvons alors réécrire l'équation précédente en fonction du potentiel de surface :

$$R_{\leftarrow}(x) = 1 - \frac{e^{\frac{q \cdot \psi_s(x)}{k_B \cdot T_L}}}{1 + \left[\int_0^x \left(\lambda^{-1} + \frac{q}{k_B \cdot T_L} \cdot \frac{d\psi_s(x)}{dx} \right) \cdot e^{-\frac{q \cdot \psi_s}{k_B \cdot T_L}} \cdot dx \right] \cdot e^{\frac{q \cdot \psi_s(x)}{k_B \cdot T_L}}} \quad (\text{IV.26})$$

En considérant le libre parcours moyen comme constant le long du canal*, nous obtenons une expression relativement « compacte » qui relie le coefficient de réflexion au potentiel de surface :

$$R = \frac{\lambda^{-1}}{\lambda^{-1} + \left(\int_0^x e^{\frac{q\psi_s}{k_B T_L}} dx \right)^{-1}} \quad (\text{IV.27.a})$$

$$\text{avec } \int_0^x \left(\frac{q}{k_B T_L} \cdot \frac{d\psi_s}{dx} \cdot e^{\frac{q\psi_s}{k_B T_L}} \right) dx = 1 - e^{-\frac{q\psi_s}{k_B T_L}} \quad (\text{IV.27.b})$$

Cette équation est bien sûr équivalente à l'équation (II.93) du paragraphe II.3.3.1 si le champ électrique est constant ou à l'équation (II.59) du paragraphe II.3.1.3 si le potentiel est parabolique [Clerc]. Malheureusement, le problème reste entier, car pour obtenir une modélisation en accord avec les simulations numériques et/ou les caractérisations électriques, il faudrait pouvoir disposer d'une modélisation très précise de la forme du potentiel, à l'image d'une résolution numérique auto-cohérente entre l'électrostatique et le transport électronique. Comme nous l'avons largement présenté dans le chapitre II, les références [Rahman] [Lundstrom] ont abordé ce point sans pour autant apporter une solution analytique à ce problème. Nous essayerons donc de mettre en place une modélisation analytique à partir de l'outil de simulation développé dans le chapitre III (mobilité quasi-ballistique), qui nous offre la possibilité de faire varier le libre parcours moyen afin d'extraire une modélisation plus précise du potentiel et du coefficient de réflexion. Nous supposons donc que notre nouveau coefficient de réflexion a la forme suivante :

$$R_{(x)} = \frac{\lambda^{-1}}{\frac{1}{2.L'} \cdot \left(\frac{q.V_{DS}}{k.T} \right)^{\frac{1}{\alpha}} \cdot \left[1 + \coth \left(\frac{x}{2.L'} \cdot \left(\frac{q.V_{DS}}{k.T} \right)^{\frac{1}{\alpha}} \right) \right]} + \lambda^{-1} \quad (\text{IV.28.a})$$

$$L_{kT} = L' \cdot \left(\frac{k.T}{q.V_{DS}} \right)^{\frac{1}{\alpha}} \quad (\text{IV.28.b})$$

$$L' = 0.9.L \cdot \left(\frac{V_{dd} - V_T}{V_{GS} - V_T} \right)^{\frac{1}{\alpha}} \quad (\text{IV.28.c})$$

* A fortiori c'est loin d'être le cas, puisque les porteurs ont un comportement qui va être fonction de l'énergie gagnée/perdue due à leurs interactions le long du canal. Cette hypothèse est néanmoins valide si nous considérons une longueur de canal suffisamment grande pour que les porteurs aient le temps de se relaxer en énergie.

L'expression de L' est très proche de celle proposée par [Chen2] et module le pré-facteur de la « kT-Layer » en fonction de la tension grille-source pour obtenir une continuité dans l'expression de R en fonction de V_{GS} (cf Annexe V). Comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, α est le paramètre clé pour inclure les effets du transport balistique, quasi-balistique ou diffusif sur la « kT-Layer » et, par conséquent, sur la précision de la modélisation du courant.

IV.3.2) Approche empirique de la puissance

Pour mettre en place notre modélisation du α , l'architecture simulée sera un transistor Double-Grille intrinsèque représentée sur la figure IV.2. Les zones de source et de drain sont fortement dopées (10^{20} cm^{-3}) et les jonctions source-canal et canal-drain sont considérées comme abruptes. Ainsi, pour simuler et évaluer l'impact du transport balistique ou quasi-balistique sur α , nous partirons des nombreux résultats issus de notre travail d'implémentation du modèle de mobilité quasi-balistique dans un environnement TCAD [Martinie] (cf chapitre III) *.

Nous avons tout d'abord analysé les effets conjoints de la valeur du libre parcours moyen et des conditions d'électrostatiques sur l'évolution du potentiel. Nous savons que la majorité des interactions se situe entre le pic de la bande de conduction et le point où le potentiel chute de $k_B T_L / q$ [Lundstrom] [Bethe], ce qui correspond à la « kT-Layer ». Il semble alors évident que restreindre la modélisation du potentiel uniquement sur cette distance suffit à avoir une bonne reproduction de couplage entre l'électrostatique et le transport électronique. La figure IV.6.a représente la variation du potentiel au milieu du film de silicium dans la direction du transport pour plusieurs valeurs de libre parcours moyen. On remarque clairement que la « kT-Layer » augmente avec le libre parcours moyen. Cependant, en présence des effets de canal court, l'influence des régions de déplétion des jonctions de source et de drain sur le contrôle du potentiel devient importante (la grille contrôle moins le potentiel dans le canal). Ceci a pour conséquence de diminuer l'influence du libre parcours moyen sur la « kT-Layer » (encart de la figure IV.6.a). Ces observations suggèrent que :

- La forme arrondie du potentiel au début du canal (sur la zone de la « kT-Layer ») pourrait être modélisée par une loi en puissance du potentiel.
- La forme du potentiel en présence d'effets de canal court est quasiment équivalente au cas d'un canal diffusif.
- L'évolution du paramètre α dépend fortement du ratio λ/L_c .

* Par défaut, le terme « simulation numérique » dans les légendes des figures correspond aux résultats de simulation numérique utilisant le modèle de mobilité quasi-balistique présenté dans le chapitre III.

De plus, nous savons que dans le cas d'un transport purement diffusif en canal long, le paramètre α est égal à $3/2$ [Rahman] [Lundstrom]. Nous proposons donc une formule empirique pour α , qui tend vers $3/2$ pour le cas d'un canal long et diffusif ou lors de l'apparition des effets de canal court, mais augmentant avec le libre parcours moyen (en accord avec l'évolution du profil de potentiel) :

$$V_{(x)} = V_{DS} \cdot \left(\frac{x}{L_c} \right)^\alpha \quad (\text{IV.29.a})$$

$$\alpha = 1.4 + \left(\frac{1}{1 + e^{-\frac{L_c - 4 \cdot t_{si}}{t_{si}}}} \right) \cdot \left(\frac{\lambda}{L_c} \right)^{0.5} \quad (\text{IV.29.b})$$

Ainsi, α tend vers $3/2$ (correspondant à $\alpha = 1.4 + (1/100)^{0.5}$) quand $L_c \gg \lambda$ ($L_c = 1 \mu\text{m}$ et $\lambda = 10 \text{ nm}$) et augmente en $(\lambda/L_c)^{0.5}$; l'apparition des effets de canal court limite/diminue la valeur de α (illustrée sur la figure IV.6.b) à travers la fonction exponentielle. La figure IV.6.c compare le potentiel donné par le modèle analytique de l'équation (IV.29.a) et celui obtenu par simulation numérique. Nous obtenons un bon accord entre les deux approches sur la distance de la « kT-Layer » au début du canal, correspondant à la zone sensible. Ceci est suffisant pour obtenir une valeur correcte du coefficient de réflexion. Notons que la validité de notre modèle est limitée sur une plage correspondante à : $2 \cdot t_{si} < L_c < 1 \mu\text{m}$.

Enfin, pour confirmer notre approche, nous avons aussi comparé la valeur de la « kT-Layer » extraite des simulations numériques et celle calculée par le modèle analytique. La figure IV.6.d montre cette comparaison pour différentes longueurs de canal et valeurs du libre parcours moyen ; le modèle proposé est validé uniquement pour des libres parcours moyens inférieurs à la longueur de canal. Néanmoins, pour un libre parcours moyen supérieur à la longueur de canal, une description précise de la « kT-Layer » n'est pas nécessaire car l'erreur induite sur le coefficient de réflexion est moins importante puisque la valeur même du libre parcours moyen est fortement supérieure à la « kT-Layer ».

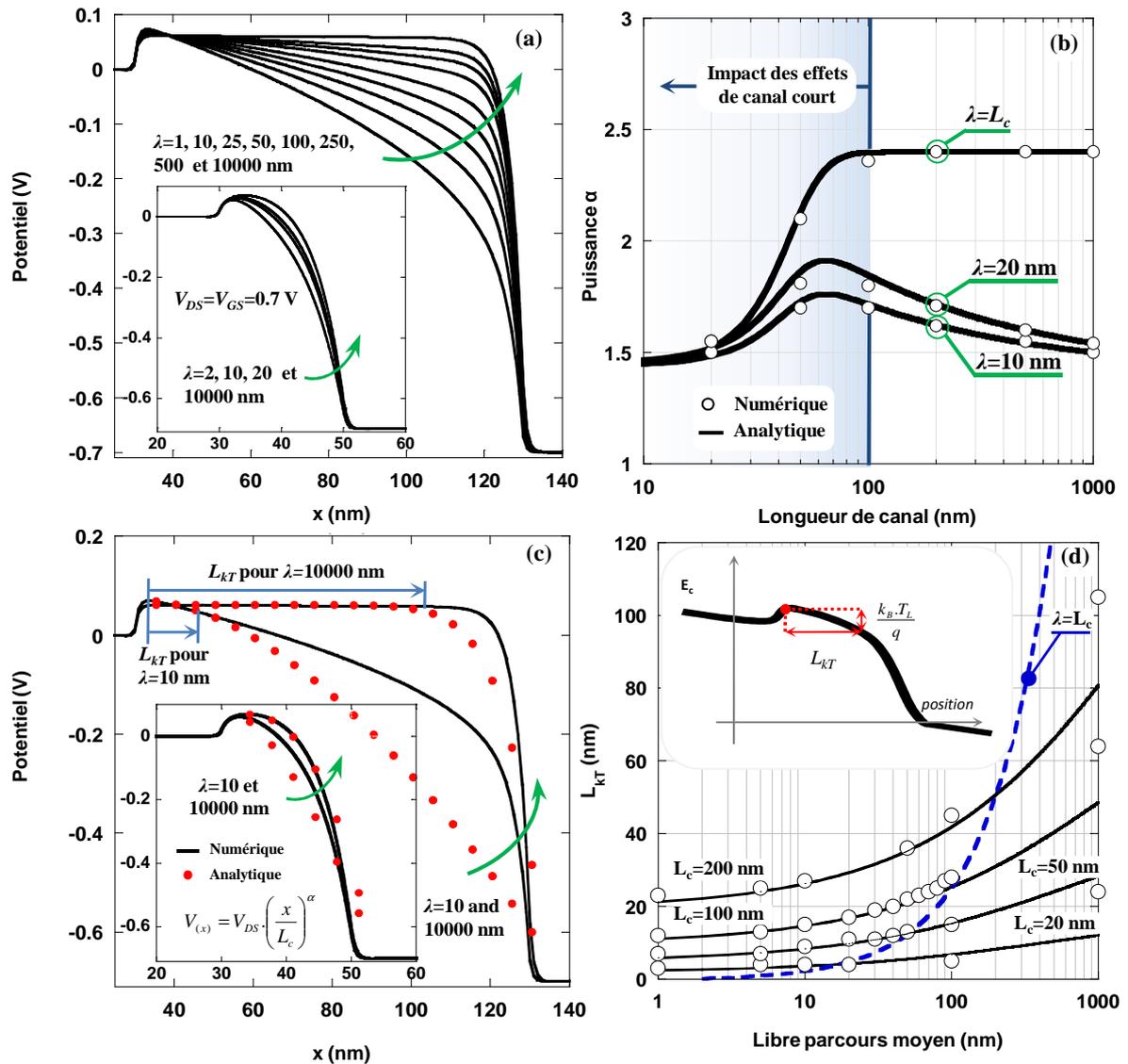


Figure IV.6. Simulation d'un transistor Double-Grille symétrique à canal non dopé : $t_{si}=10$ nm, $t_{ox}=1.2$ nm et $V_{DS}=V_{GS}=0.7$ V.

(a) Simulation numérique (mobilité quasi-balistique du chapitre II) du profil de potentiel dans une coupe au milieu du canal dans la direction du transport pour $\lambda=1$ à 10000 nm et $L_c=20$ et 100 nm.

(b) paramètre α en fonction de la longueur du canal pour un $\lambda=10$ et 20 nm et $\lambda=L_c$ comparaison entre le modèle analytique et l'extraction numérique.

(c) comparaison entre la simulation numérique et le modèle analytique du potentiel pour $\lambda=10$ et 10000 nm.

(d) « kT-Layer » en fonction du libre parcours moyen et comparaison entre l'extraction numérique et le modèle analytique. La « kT-Layer » numérique est extraite à partir du profil de potentiel comme expliqué dans l'encart de (d).

IV.3.3) Validation du modèle du coefficient de réflexion

En introduisant les équations (IV.29.a) et (IV.29.b) dans (IV.28.a), (IV.28.b) et (IV.28.c), nous obtenons une nouvelle formulation du coefficient de réflexion qui prend en compte les conditions électrostatiques, les effets de canal court et le transport électronique (à travers la valeur du libre parcours moyen). Pour valider notre approche, nous comparons le modèle analytique avec les simulations numériques pour plusieurs épaisseurs de films, de libre parcours moyen et pour des champs électriques faibles ($V_{DS}=0.05$ V) et forts ($V_{DS}=0.7$ V). Le coefficient de réflexion considéré dans cette partie est $R(x=L_c)$, ce qui correspond à la totalité des interactions le long du canal en considérant des résistances d'accès nulles et des jonctions abruptes.

La figure IV.7 représente la comparaison entre le coefficient de réflexion donné par le modèle analytique et celui obtenu par simulation numérique*. Comme expliqué précédemment, pour un libre parcours moyen plus grand que la longueur de canal, l'erreur éventuelle dans le calcul de la « kT-Layer » n'influence pas le coefficient de réflexion ; ce point est illustré sur la figure IV.7 pour un V_{DS} de 0.07 V. Pour une tension drain-source faible†, le coefficient de réflexion tend vers l'expression $L_c/(L_c+\lambda)$ [Datta] puisque la « kT-Layer » tend à être égale à la longueur de canal. En accord avec le fonctionnement classique du MOSFET, lorsque V_{DS} diminue, le coefficient de réflexion augmente ce qui a pour conséquence de faire diminuer le courant. La comparaison de notre approche, avec les simulations numériques démontre la bonne prédiction du paramètre α en fonction de la géométrie et des conditions de polarisation.

* La valeur extraite d'après la simulation numérique est obtenue à partir du ratio en courant (cf paragraphe II.3.3.3).

† Les extractions de taux de balisticité en dessous de 0.05 V sont impossibles puisque l'on est dans le bruit numérique.

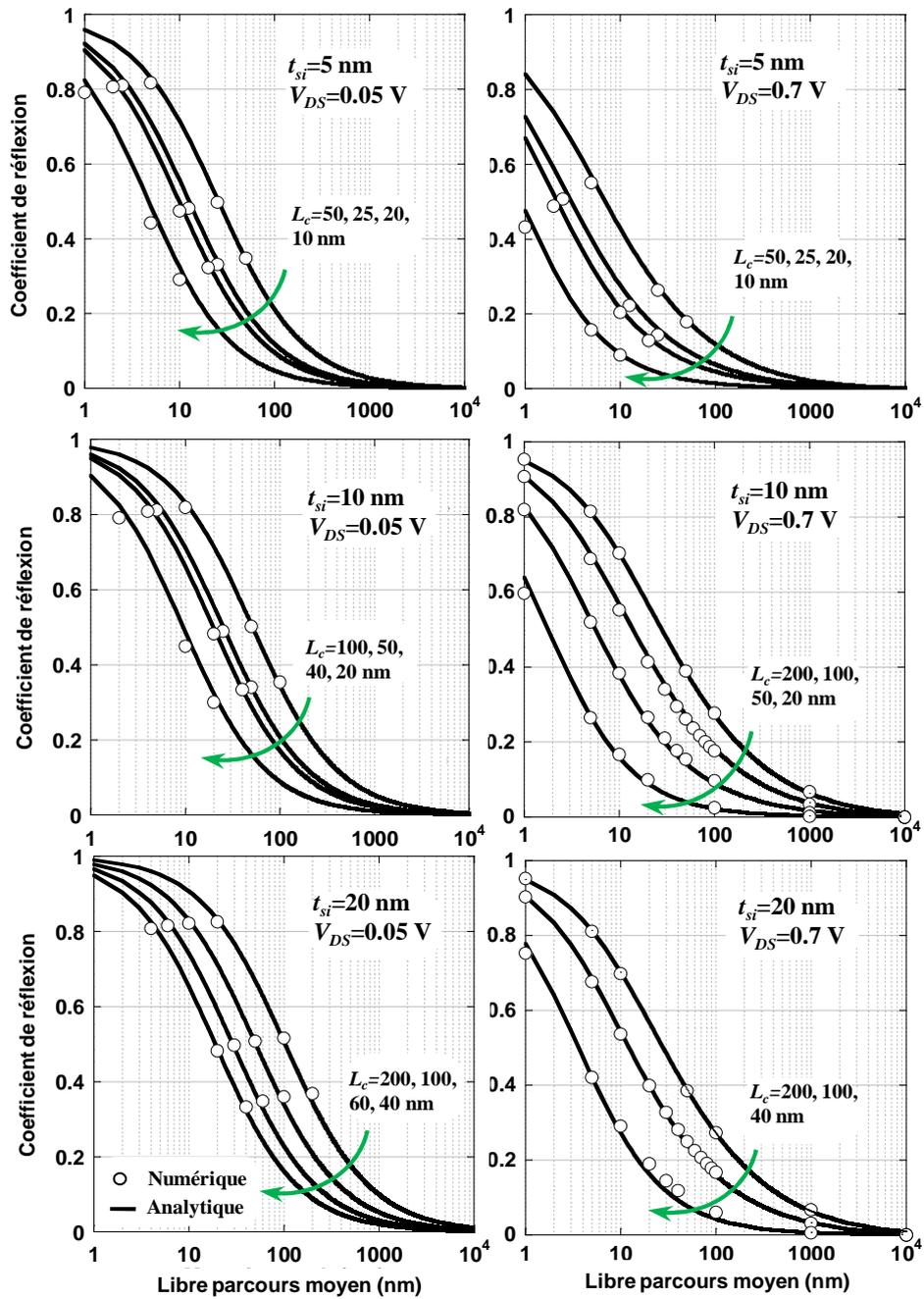


Figure IV.7. Comparaison entre le coefficient de réflexion extrait des simulations numériques (mobilité quasi-balistique du chapitre II) et celui calculé par le modèle analytique d'un transistor Double-Grille symétrique à canal non dopé pour différentes épaisseurs de film, longueurs de canal et tensions drain-source ($t_{ox}=1.2$ nm et $V_{GS}=0.7$ V).

Nous avons aussi comparé notre modèle aux autres approches de la littérature telles que celles qui supposent un profil de potentiel linéaire [Lundstrom3] ou un profil parabolique [Chen3] pour calculer le coefficient de réflexion. Pour cela nous traçons un nouveau type de courbe qui représente le coefficient de réflexion en fonction du ratio de λ/L_c^* (figure IV.8.a). Ce type de courbe est très utile puisque, pour une condition de polarisation donnée, les courbes sont superposées ($L_c=200$ et 100 nm sur la figure IV.8.b) sauf en présence des effets de canal court qui réduisent le coefficient de réflexion ($L_c=50$ et 20 nm sur la figure IV.8.b). La figure IV.8.c compare le résultat de notre modélisation avec des modèles de la littérature à l'état l'art. Ces modèles, ne prenant pas en compte l'évolution du profil de potentiel, surestiment ou sous-estiment la rétrodiffusion dans le canal. Ces approches sont donc discutables par rapport au fonctionnement du transistor puisque l'impact des effets de canal court n'est pas pris en compte.

Cependant, en utilisant la relation empirique de α , il est possible de déterminer les cas (les ratios λ/L_c) pour lesquels le profil du potentiel a une forme parabolique. Il suffit de résoudre l'équation $\alpha=2$; ceci correspond à un ratio $\lambda/L_c \sim 0.36$ en l'absence d'effets de canal court.

La figure IV.8.d représente le coefficient de réflexion en fonction de la longueur de canal pour un libre parcours moyen fixé. Pour bien montrer l'impact des effets de canal court, nous avons évalué la valeur du coefficient de réflexion pour plusieurs épaisseurs de films jusqu'au cas limite où le contrôle électrostatique du canal est optimal (film très mince ~ 1 nm). La diminution non négligeable du coefficient de réflexion en fonction du t_{si} , par rapport au cas sans effets de canal court, traduit la forme en « cloche » de la courbe du paramètre α (très bien illustrée sur la figure IV.5.b pour un libre parcours moyen de 10 nm[†]).

* Ce ratio est aussi appelé paramètre de Knudsen.

† Si, par exemple, nous devions retracer la courbe de la figure IV.5.b pour $t_{si}=20$ nm et $\lambda=10$ nm, l'extremum se situera aux alentours de ~ 120 nm.

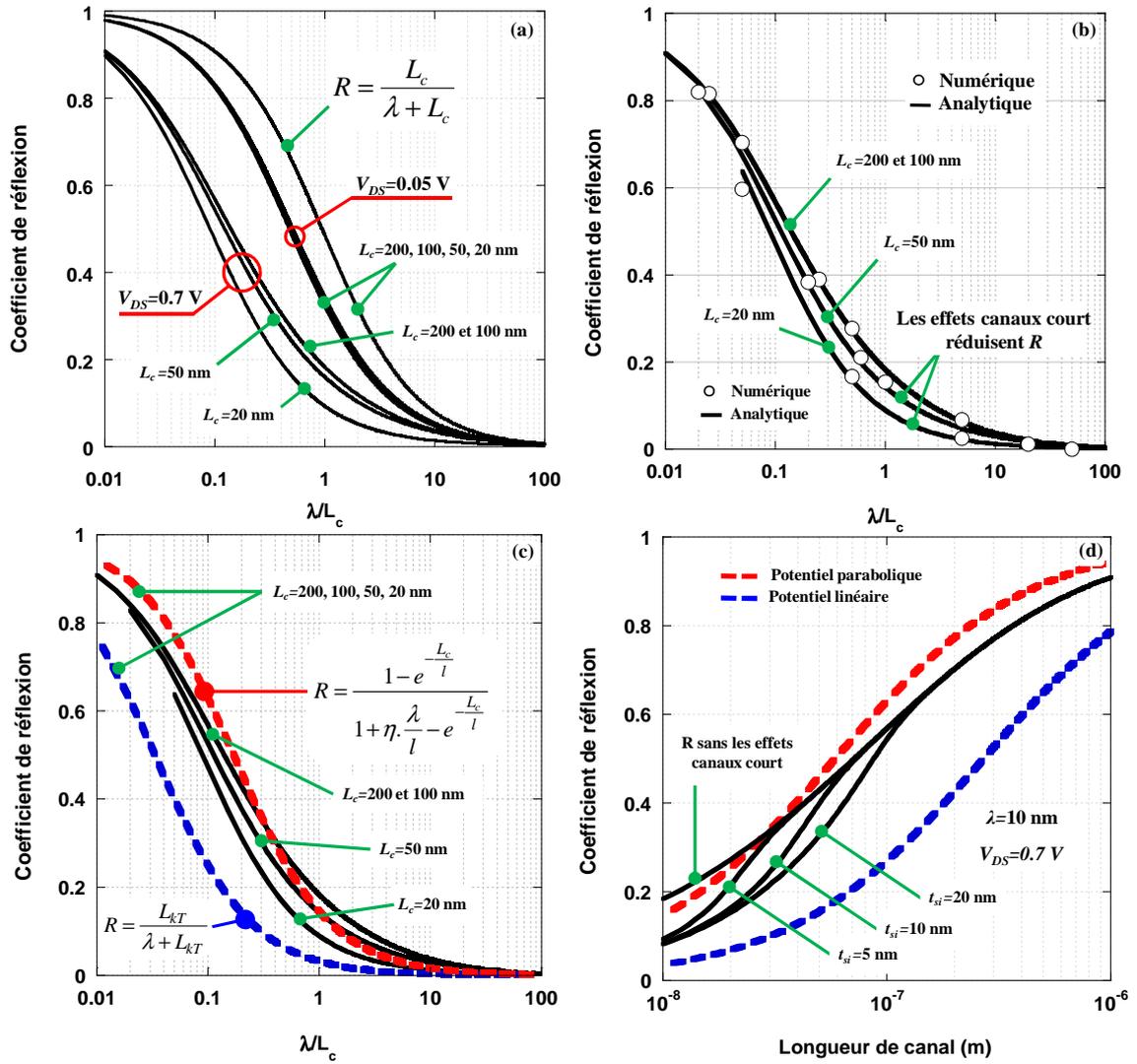


Figure IV.8. Coefficient de réflexion en fonction du ratio λ/L_c pour un $V_{GS}=0.7$ V, (a) calcul pour le cas analytique seul avec $t_{si}=10$ nm, (b) comparaison avec les simulations numériques et (c) comparaison avec l'état de l'art pour $V_{DS}=0.7$ V : $L_{kT} = L_c \cdot (k_B \cdot T_L / q \cdot V_{DS})$, $l = L_c \cdot (k_B \cdot T_L / q \cdot V_{DS})^{0.5}$ and $\eta = 2/\pi^{0.5}$ comme indiqué dans [Chen3] [Lundstrom3].

(d) Coefficient de réflexion en fonction de la longueur de canal et comparaison entre notre modèle et les résultats de la littérature [Chen3] [Lundstrom3] pour plusieurs t_{si} avec $V_{DS}=0.7$ V et $\lambda=10$ nm. Transistor Double-Grille symétrique à canal non dopé.

IV.3.4) Validation/Discussion/Perspectives

Nous avons réalisé une comparaison entre les résultats obtenus avec notre modèle analytique et les résultats issus des simulations Monte Carlo avec le code MONACO [Saint-Martin2]. La figure IV.9.a compare le coefficient de réflexion le long du canal donné par la formulation analytique et celui obtenu par extraction des simulations numériques Monte Carlo*. Nous considérons dans cette figure un transistor Double-Gille nMOS symétrique non dopé avec $t_{\text{si}}=10$ nm, $t_{\text{ox}}=1.2$ nm et deux longueurs de canal 15 et 25 nm. Les courbes analytiques sont obtenues pour un libre parcours moyen de 10 nm, correspondant à la valeur du silicium à 300 K. Le bon accord entre notre modèle et les simulations Monte Carlo est une première étape vers une validation plus quantitative.

Nous avons aussi comparé notre modèle avec les données expérimentales extraites en utilisant une nouvelle méthodologie d'extraction [Barral5] [Barral6] pour déterminer le libre parcours moyen et le coefficient de réflexion. Cette méthode d'extraction a été utilisée pour des dispositifs de type FDSOI à BOX épais avec un canal non dopé, $t_{\text{si}}=3.8$ à 11.8 nm, un diélectrique d'épaisseur équivalente 1.7 nm et une large gamme de longueurs de canal ($L_c=20$ nm à 10 μm). La figure IV.9.b illustre la comparaison entre notre modèle et les données expérimentales. Dans notre modèle nous utilisons les valeurs de libre parcours moyen extraites dans [Barral7]. Nous obtenons un bon accord entre le modèle et les données expérimentales sauf pour des longueurs de canal inférieures à 20 nm. Cette différence est certainement due au fait que nous ne prenons pas en compte la forme exacte du profil de la jonction, qui joue un rôle très important pour de très faibles longueurs de canal. Effectivement, la notion de source virtuelle détaillée dans le paragraphe II.3.1.1 est fortement dépendante des conditions d'injections. Notons également que les incertitudes d'extraction du libre parcours moyen augmentent lorsque la longueur de canal diminue (la notion de champ faible détaillée dans paragraphe I.2.2). Ces incertitudes, sont aussi dues à l'apparition de phénomènes d'interaction mal pris en compte dans nos simulations tels que les interactions sur les impuretés neutres [Barral].

* Pour les simulations Monte Carlo, le coefficient de réflexion est calculé entre la surface d'entrée au pic de la barrière de potentiel et la surface localisée à une distance x du pic [Saint-Martin2].

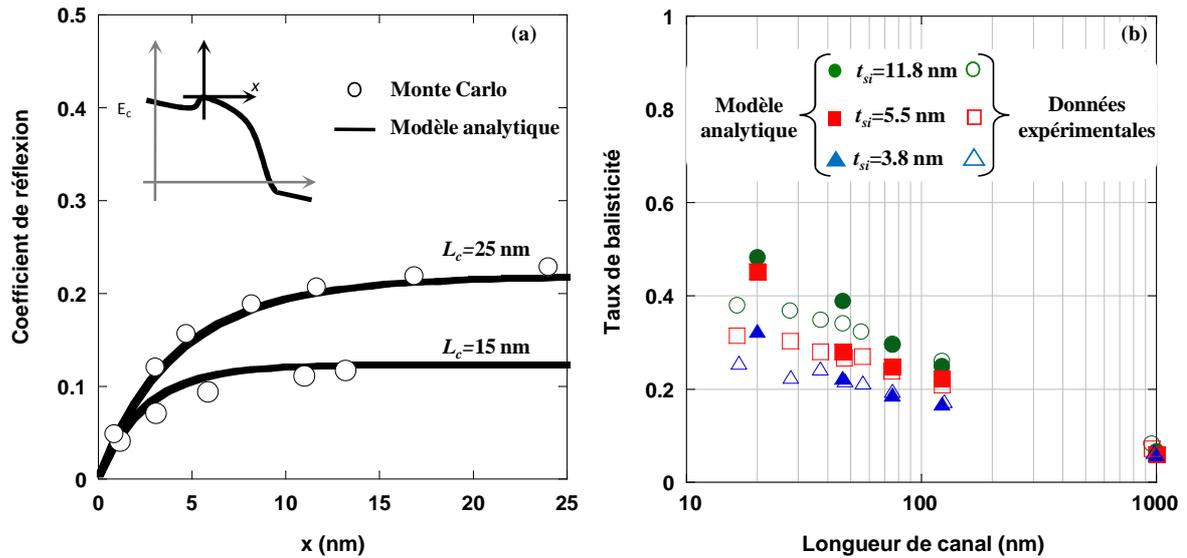


Figure IV.9. (a) Coefficient de réflexion en fonction de la position dans le canal ($t_{Si}=10$ nm, $t_{ox}=1.2$ nm, $V_{DS}=V_{GS}=0.7$ V, $L_c=25$ et 15 nm) : comparaison entre le calcul analytique et les résultats de simulation Monte Carlo avec le code MONACO [Saint-Martin2] ; (b) taux de balisticité en fonction de la longueur de canal pour différentes épaisseurs de film : comparaison entre le modèle analytique (utilisant les libres parcours moyens extrait dans [Barral7]) et les données expérimentales.

Pour compléter cette étude, il serait intéressant de modéliser l'impact du coefficient de réflexion sur le spectre en vitesse à l'entrée du canal [Tsuchiya] ou encore démontrer l'impact des phénomènes de transports quantiques (réflexion quantique, transparence de barrière ...) sur le coefficient de réflexion le long du canal. Il serait aussi fondamental de prendre en compte la raideur du profil de dopage, pour quantifier son impact sur le coefficient de réflexion, ou en d'autres termes, sur la « source virtuelle ». Enfin, une étude précise des possibilités d'extension du formalisme de la méthode des flux aux niveaux énergétiques [McKinnon] serait une perspective intéressante pour construire de nouvelles modélisations analytiques.

Nous avons donc mis en place, pour la première fois, une modélisation analytique précise du coefficient de réflexion prenant en compte le couplage entre l'électrostatique et le transport électronique [Martinié9]. Dans un premier temps cette modélisation est utilisée pour le transistor Double-Grille, mais elle sera étendue plus loin (dans le paragraphe IV.5.2) aux transistors à nanofils. Nous introduisons aussi la notion de rétrodiffusion le long du canal*, optimisant donc les possibilités des modélisations conventionnelles du coefficient de réflexion.

* Pour une modélisation analytique du MOSFET.

IV.4) Modélisation analytique du transistor Double-Grille (quasi-)ballistique

IV.4.1) Modélisation du libre parcours moyen

Des travaux expérimentaux et théoriques récents démontrent que la variation du libre parcours moyen, extrait sur une large gamme de longueur de canal et d'épaisseurs de films, est centrée sur 10 nm. Les figures IV.10.a et IV.10.b représentent la variation du libre parcours moyen extraits dans des transistors FDSOI à BOX épais [Barral7] : on remarque une chute importante du libre parcours moyen lorsque la longueur de canal et l'épaisseur de films diminuent. Les causes de cette diminution sont apparemment [Barral] [Barral7] dues aux défauts (ou impuretés) neutres aux bords des zones sources et drains qui deviennent prédominantes pour des longueurs de canal ou/et des épaisseurs de films très faibles* ($L_c < 40$ nm et $t_{si} < 8$ nm). Notons que cette explication semble la plus pertinente puisque la méthodologie d'extraction mise en place est reconnue comme la plus fiable à ce jour pour les dispositifs planaires sur isolant [Barral].

Du point de vue de la simulation, de nombreux travaux ont mis en place des modélisations précises du libre parcours moyen (ou de la mobilité) [Poli] [Martinez] pour prendre en compte les nouveaux phénomènes d'interaction, tels que les interactions coulombiennes distantes (RCS=Remote Coulomb Scattering limited mobility). Les références [Barraud] [Bono] [Sarrazin] ont présenté un formalisme Kubo-Greenwood permettant de décrire l'ensemble des interactions intervenant dans les structures planaires sur isolant. Ces résultats sont résumés sur la figure IV.10.c pour un empilement de grille $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$. Ces données seront prises comme référence pour construire/calibrer nos modèles analytiques.

* Plus récemment [Sarrazin] à mis en évidence sur les nanofils la forte réduction de la mobilité avec l'épaisseur de film due principalement au changement de la forme de la structure de bande pour de faible t_{si} . Ces résultats pourraient en partie expliquer la chute du libre parcours en fonction de l'épaisseur du film pour les structures planaires.

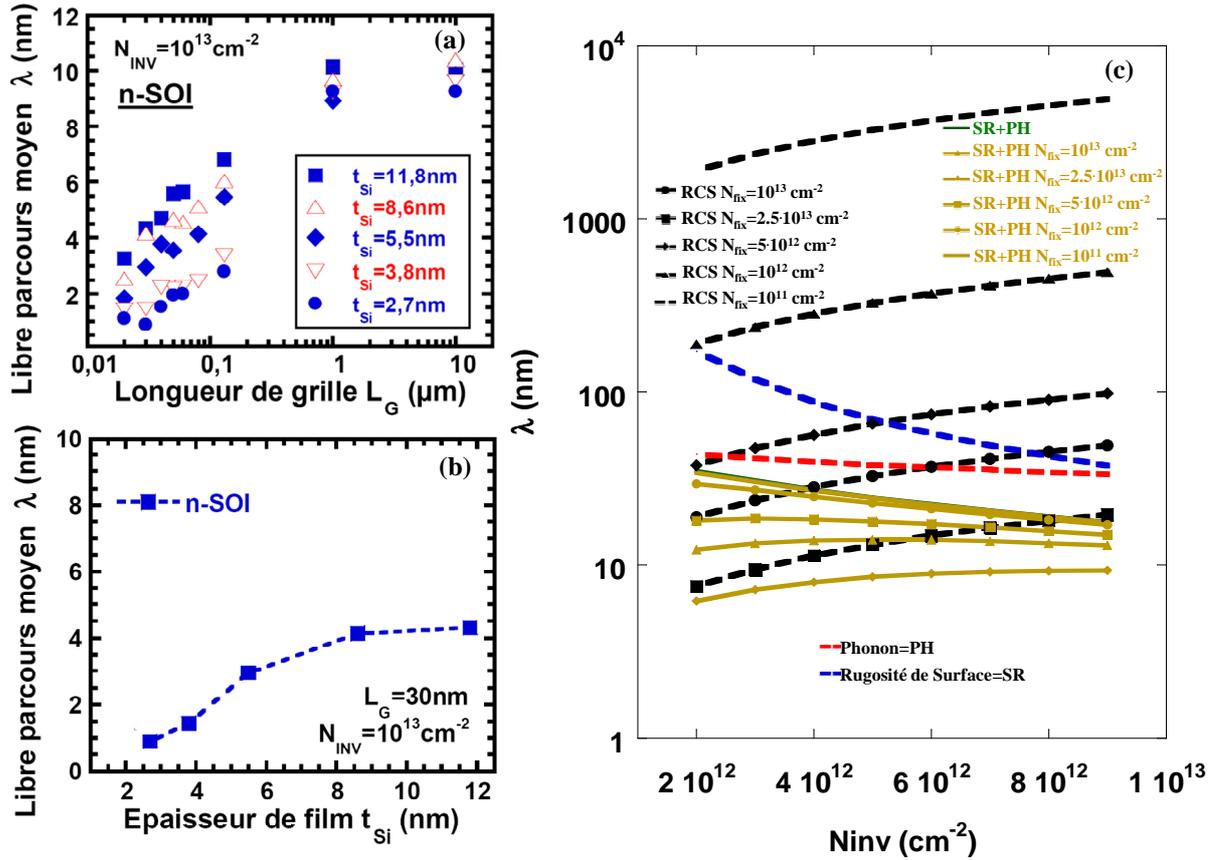


Figure IV.10. (a) Variation du libre parcours moyen des porteurs en fonction de la longueur de canal pour différentes épaisseurs de films de silicium [Barral7], (b) variation du libre parcours moyen en fonction de l'épaisseur de silicium pour une longueur de canal de 30 nm [Barral7] et (c) extraction numérique des libres parcours moyens en fonction de la charge d'inversion pour différents mécanismes d'interaction [Barraud2]. (N_{fix} représente la densité de charge à l'interface $\text{SiO}_2/\text{HfO}_2$).

La précision de notre modélisation sera donc optimisée en substituant la valeur du libre parcours moyen par une nouvelle quantité appelée libre parcours moyen dynamique (dfp). Nous introduisons donc l'ensemble des interactions par l'intermédiaire d'une fonction semblable à la règle de Matthiessen :

$$dfp_{\text{tot}} = \frac{2 \cdot k_B \cdot T_L / q \cdot v_{\text{inj}}}{\left[\left(\frac{\mu_{\text{Orcs}}}{\left(\frac{E_{\text{eff}}}{\gamma_1 (q \cdot N_{\text{fix}})^{\gamma_2}} \right)^{\theta_{\text{rcs}}}} \right)^{-1} + \left(\frac{\mu_{\text{Oph}}}{E_{\text{eff}}^{\theta_{\text{ph}}}} \right)^{-1} + \left(\frac{\mu_{\text{Osr}}}{E_{\text{eff}}^{\theta_{\text{sr}}}} \right)^{-1} \right]} \quad (\text{IV.30})$$

où γ_1 , γ_2 , μ_{Oph} , μ_{Osr} , θ_{rcs} et θ_{sr} sont des paramètres de calibration, E_{eff} est le champ effectif dépendant de la charge d'inversion [Suzuki] : $E_{\text{eff}} = C_{\text{ox}} \cdot (V_{\text{GS}} - V_T) / \epsilon_{\text{Si}}$ et N_{fix} représentent les charges localisées entre la couche de HfO_2 et celle de SiO_2 . La figure IV.11.a représente la calibration de notre modèle sur les données théoriques [Barraud2] en considérant uniquement les effets des

interactions coulombiennes distantes (RCS). Enfin, la figure IV.11.b montre la calibration de notre modèle avec les données expérimentales [Barraud3] ; dans le modèle analytique nous faisons varier N_{fix} pour montrer l'importance du RCS par rapport aux autres mécanismes d'interaction.

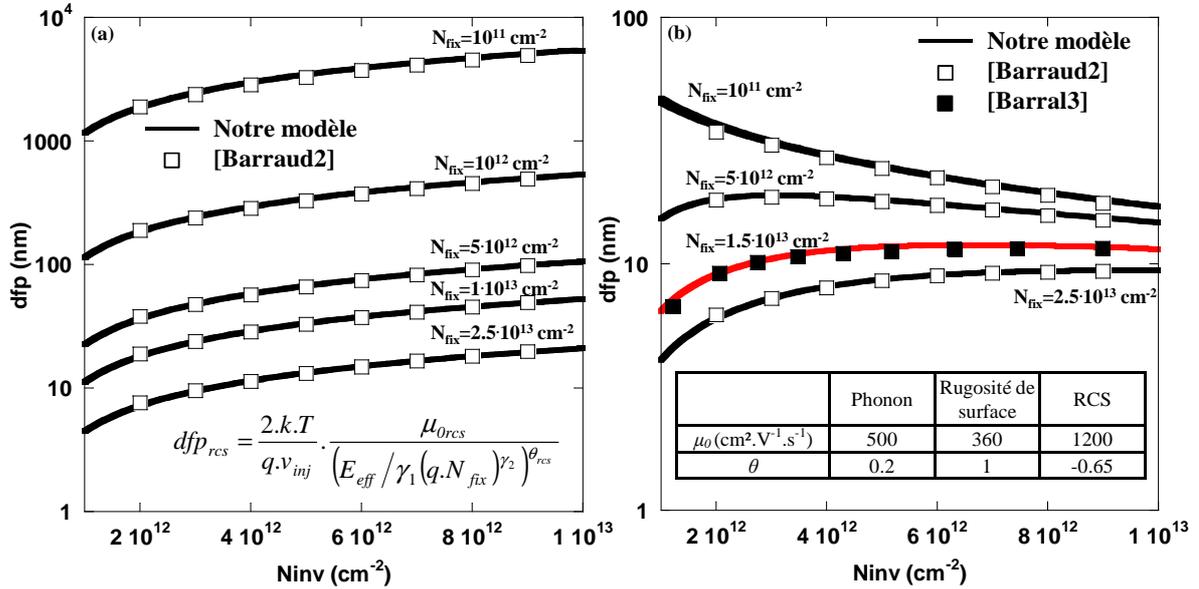


Figure IV.11. Libre parcours moyen dynamique en fonction de la charge d'inversion (N_{inv}) pour plusieurs charges fixes entre la couche de HfO₂ et celle de SiO₂ [Barraud2] pour une épaisseur de HfO₂=3 nm et de SiO₂=2 nm. Comparaison entre le modèle analytique et les données numériques [Barraud2] : (a) en considérant uniquement les interactions coulombiennes et (b) en incluant l'ensemble des interactions. La comparaison/calibration sur les données expérimentales de [Barraud3] est également montrée dans (b).

IV.4.2) Simulations/validations au niveau dispositif

Nous utilisons l'expression classique du courant drain (équation (IV.1)) développée par Lundstrom *et al* [Lundstrom] (basé sur la formulation de [Natori]) que nous implémentons ensuite dans un environnement Verilog-A* (dédié à l'implémentation d'approches analytiques pour la simulation au niveau du circuit). La figure IV.1 résume sous forme d'un schéma l'implémentation réalisée. Nous insisterons sur le fait que le modèle est totalement analytique (les équations sont explicites) et que nous n'avons donc aucune résolution auto-cohérente d'équations à l'instar des travaux présentés dans [Fuchs] [Tintori] [Taur] [Munteanu4].

La figure IV.12 compare notre approche analytique avec les simulations numériques† [Martinie] pour un t_{si} =10 nm et L_c =20, 50 et 100 nm pour les cas balistique et quasi-balistique. Comme attendu [Natori] [Lundstrom] [Ferrier] [Fuch] [Munteanu2] [Martinie5], le courant

* D'autres environnements ou langages dédiés à l'implémentation de modèles analytiques existent, mais nous ne les présenterons pas ici.

† Par défaut, le mot « numérique » dans les légendes des figures correspond aux résultats de simulation numérique utilisant le modèle de mobilité quasi-balistique présenté dans le chapitre III.

balistique est indépendant de la longueur de canal sauf en présence d'effets de canal court (par exemple $L_c=20$ nm sur la figure IV.12.a). Contrairement au transport balistique, le cas quasi-balistique est, dans son comportement, équivalent au transport diffusif : le courant varie avec la longueur de canal dû à la présence d'interactions dans le canal (figures IV.12.b et IV.12.c).

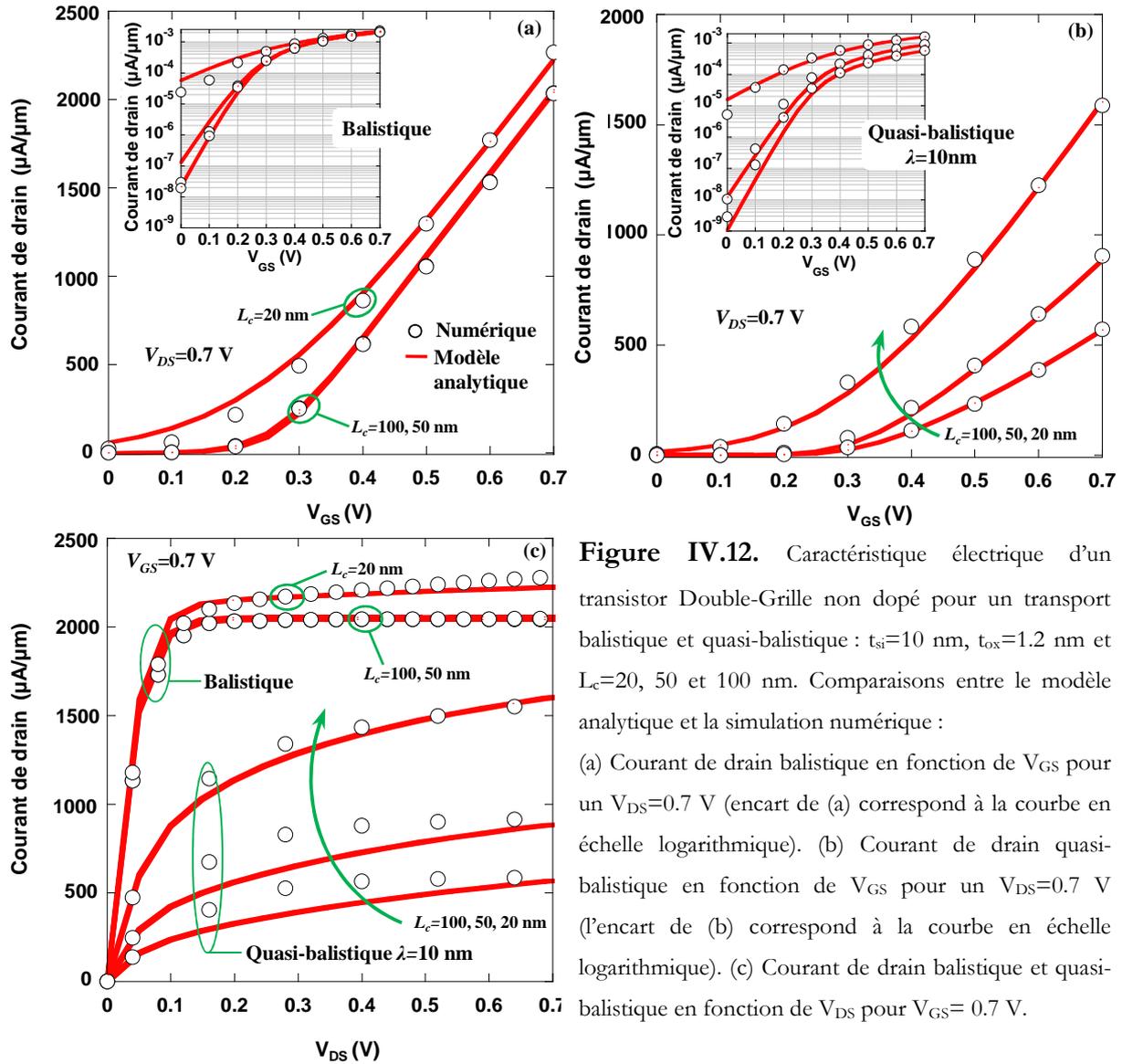


Figure IV.12. Caractéristique électrique d'un transistor Double-Grille non dopé pour un transport balistique et quasi-balistique : $t_{si}=10$ nm, $t_{ox}=1.2$ nm et $L_c=20, 50$ et 100 nm. Comparaisons entre le modèle analytique et la simulation numérique :

(a) Courant de drain balistique en fonction de V_{GS} pour un $V_{DS}=0.7$ V (encart de (a) correspond à la courbe en échelle logarithmique). (b) Courant de drain quasi-balistique en fonction de V_{GS} pour un $V_{DS}=0.7$ V (l'encart de (b) correspond à la courbe en échelle logarithmique). (c) Courant de drain balistique et quasi-balistique en fonction de V_{DS} pour $V_{GS}=0.7$ V.

Nous avons également comparé les conductances [Tintori] de grille (transconductance $gm=dI_D/dV_{GS}$) ou de drain ($gd=dI_D/dV_{DS}$) calculées numériquement et analytiquement. Les figures IV.13.a et IV.13.b (respectivement IV.12.c) représentent le ratio gm/I_D (respectivement gd/I_D) dans le cas balistique et quasi-balistique en fonction de V_{GS} (respectivement V_{DS}) pour $L_c=20$ nm et 100 nm. Le gm/I_D diminue (gm sature) lorsque V_{GS} augmente ce qui signifie que le transistor passe de l'état bloqué à l'état passant. Cette diminution est accentuée dans le cas

balistique comme illustré sur la figure IV.13.d puisque l'absence d'interactions améliore la conduction du transistor. De même, le rapport gm/I_D (figure IV.13.c) du cas balistique arrive plus rapidement à un minimum que le cas quasi-balistique, pour une même longueur de canal (20 nm sur la figure IV.13.c).

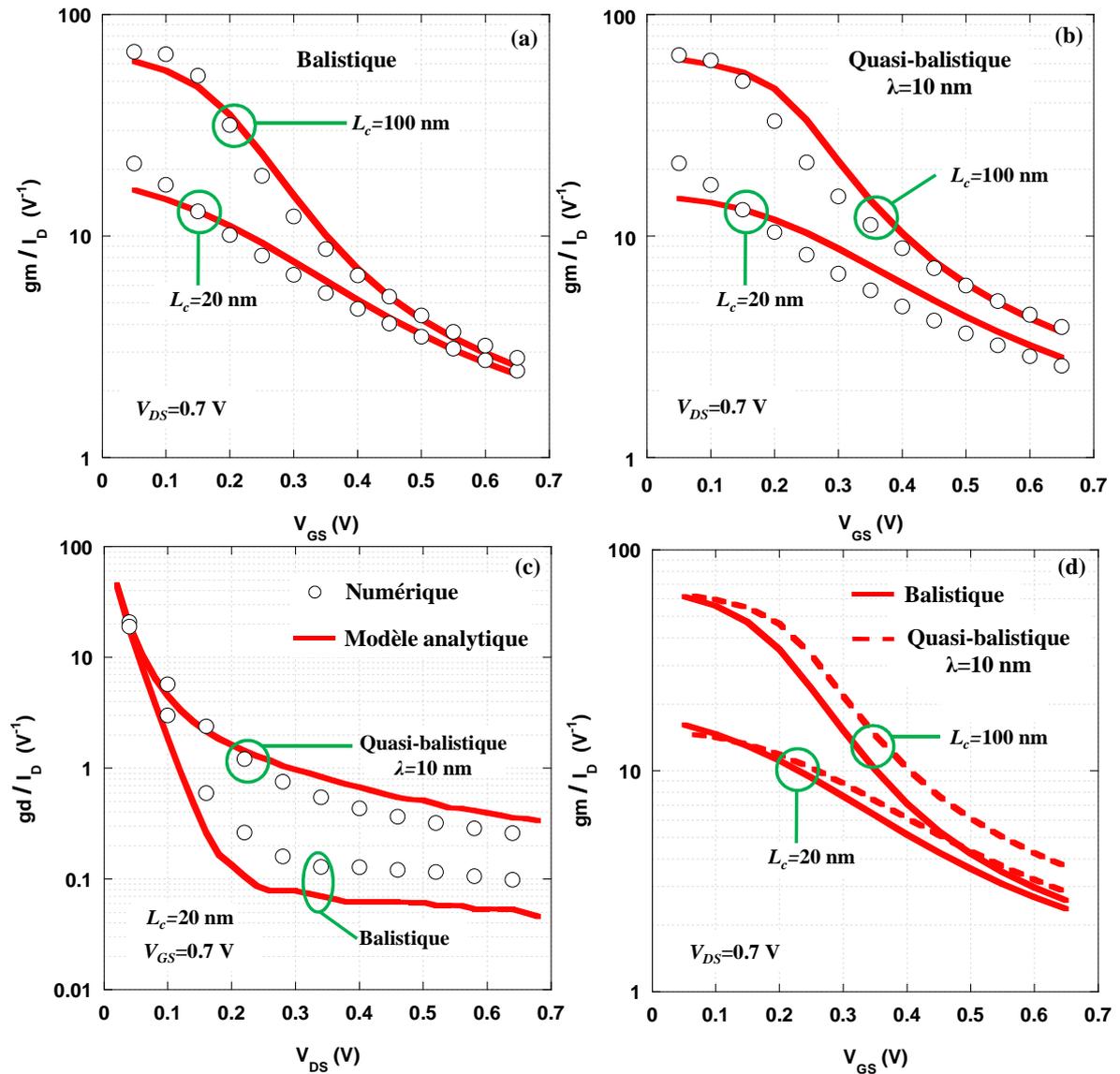


Figure IV.13. Caractéristiques électriques d'un transistor Double-Grille non dopé dans le cas balistique et quasi-balistique : $t_{si}=10$ nm, $t_{ox}=1.2$ nm et $L_c=20, 50$ et 100 nm.

- (a) gm/I_D balistique en fonction de V_{GS} pour un $V_{DS}=0.7$ V.
- (b) gm/I_D quasi-balistique en fonction de V_{GS} pour un $V_{DS}=0.7$ V.
- (c) gd/I_D balistique et quasi-balistique en fonction de V_{DS} pour $V_{GS}=0.7$ V.
- (d) gm/I_D balistique et quasi-balistique en fonction de V_{GS} pour $L_c=20$ et 100 nm.

Pour finir, nous avons confronté notre modèle aux résultats de la littérature à l'état de l'art [Martinié8]. Les figures IV.14.a et IV.14.b montrent une bonne concordance entre notre modèle et les simulations numériques utilisant le formalisme des fonctions de Green de [Rahman] pour le cas balistique et le modèle semi-analytique* de [Rahman] [Lundstrom2] pour le cas quasi-balistique. La figure IV.14.c représente la comparaison de notre modèle avec des résultats de caractérisation électrique de [Barral2]. Pour cette dernière comparaison, nous avons pris en compte dans le modèle analytique la valeur du libre parcours moyen correspondante à la longueur de canal calculée en utilisant les abaques de la référence [Barral7].

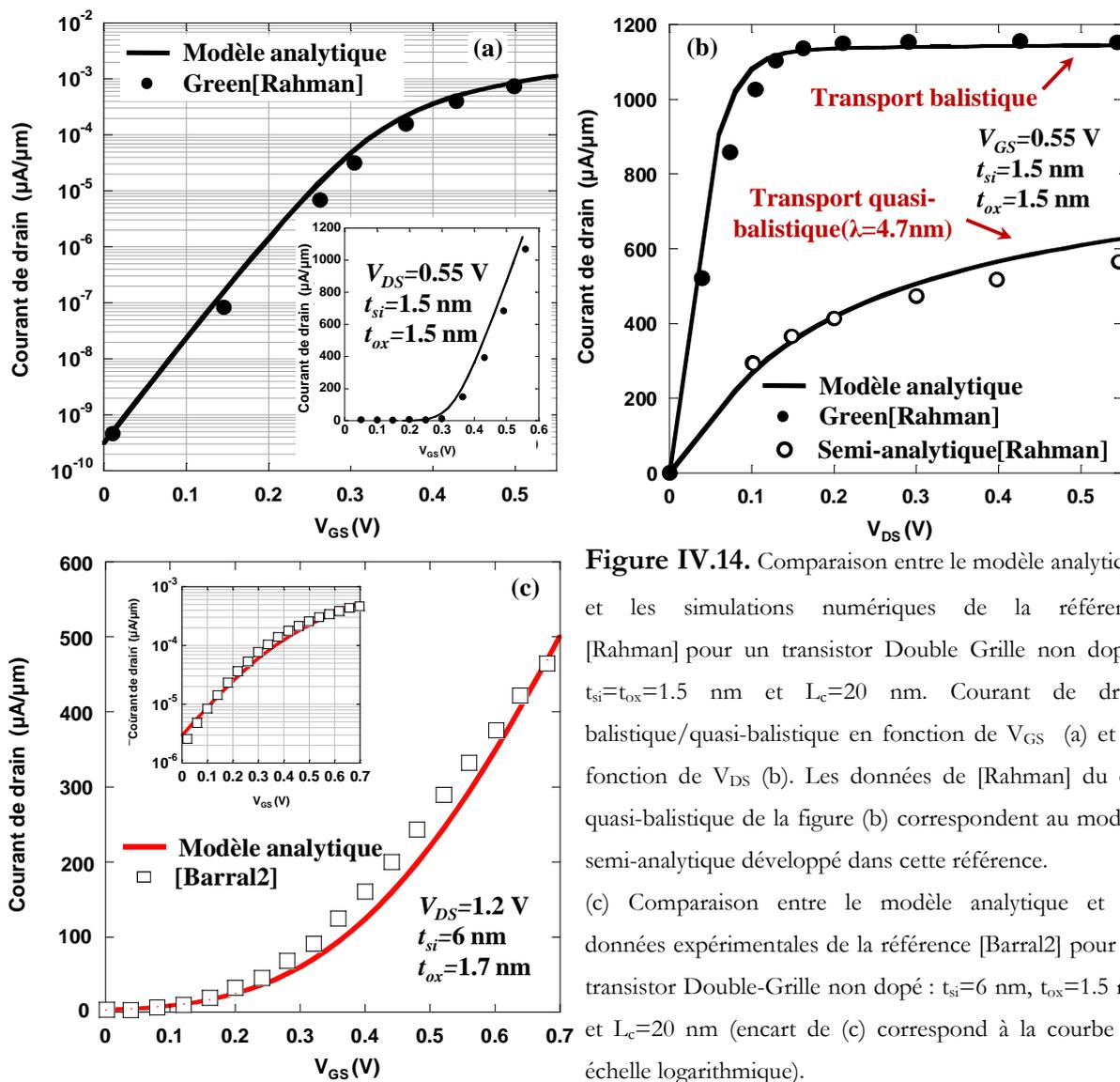


Figure IV.14. Comparaison entre le modèle analytique et les simulations numériques de la référence [Rahman] pour un transistor Double Grille non dopé : $t_{si}=t_{ox}=1.5$ nm et $L_c=20$ nm. Courant de drain balistique/quasi-balistique en fonction de V_{GS} (a) et en fonction de V_{DS} (b). Les données de [Rahman] du cas quasi-balistique de la figure (b) correspondent au modèle semi-analytique développé dans cette référence. (c) Comparaison entre le modèle analytique et les données expérimentales de la référence [Barral2] pour un transistor Double-Grille non dopé : $t_{si}=6$ nm, $t_{ox}=1.5$ nm et $L_c=20$ nm (encart de (c) correspond à la courbe en échelle logarithmique).

* Dans [Rahman], il s'agit d'un modèle semi-analytique puisqu'il inclut une résolution numérique d'équations afin de déterminer la charge en fonction de V_{GS} . Dans notre approche ce problème a été résolu en introduisant la fonction de raccord, ce qui rend notre modèle complètement analytique.

Pour conclure, le bon accord entre l'approche analytique développée dans ce chapitre et les simulations numériques/données expérimentales résulte de la description précise du coefficient de réflexion. Néanmoins, l'écart observé au niveau de la conductance démontre les limites de notre modèle notamment sur la description du régime non-linéaire (entre le régime linéaire et le régime de saturation). L'origine de cette limitation provient de l'hypothèse « source virtuelle » indispensable pour déterminer la forme analytique de l'équation (IV.1). Il sera alors judicieux, pour des travaux futurs, d'avoir une réflexion plus approfondie sur cette équation.

IV.4.3) Simulations/validations au niveau circuit

A travers le codage de notre modèle en Verilog-A et l'utilisation de l'environnement SPICE, nous simulons un certain nombre d'éléments circuit. Nous décrivons ici le transport balistique et quasi-balistique pour les trous avec le même modèle utilisé pour les électrons dans lequel nous changeons juste la valeur de la vitesse thermique [Assad] (cf chapitre III).

Le modèle de charge est basé sur l'approximation quasi-statique [Tsividis] [Munteanu4]. Nous pouvons vérifier si l'approche quasi-statique est adaptée pour notre étude. La limite d'une telle approche est déterminée [Tsividis]^{*} par l'inégalité suivante :

$$t_R > C_{onst} \cdot \left| \frac{Q_{inv}}{I_D} \right| \quad (IV.31)$$

avec t_R le temps de montée caractéristique des signaux d'entrée et C_{onst} une constante comprise entre 15 et 25 [Tsividis]. Dans notre cas ceci donne :

$$t_R > C_{onst} \cdot \left| \frac{L_c}{v_{th} \cdot BR} \right| \quad (IV.32)$$

Pour une longueur de canal comprise entre 20 à 100 nm pour une même tension d'alimentation (0.7 V), le facteur de droite de l'équation (IV.32) est compris entre 4 à 40 ps ce qui est largement inférieur au temps de montée des technologies 22 nm (de l'ordre de quelques dizaines de ps) ; ceci confirme que l'approche quasi-statique est justifiée pour les longueurs de canal visées dans ce travail.

Le principal problème pour l'implémentation du modèle de charge vient de l'évaluation du partage de charge entre la source et drain [Tintori] :

$$Q_{inv} = Q_S + Q_D \quad (IV.33)$$

^{*} Cf chapitre 7 de la référence [Tsividis], en particulier le paragraphe 7.6.

avec Q_{inv} la charge inversion dans le canal, Q_S la charge vue de la source et Q_D la charge vue du drain. Toutefois, il est couramment admis [Ward] [Tintori] que dans le cas d'un canal long ($L_c=1000$ nm) et diffusif* le partage suivant peut être considéré : 60% pour la source et 40% pour le drain. Toutefois, pour le cas balistique, la charge est répartie uniformément sur tout le canal puisque il n'y a pas interaction entre l'entrée (injection) et la sortie du canal ce qui correspond à un partage 50%-50% entre la source et drain. Nous supposons donc ce dernier cas de partage de charge dans notre implémentation. Il faut noter que l'approximation quasi-statique et la valeur exacte du partage charge en fonction du couplage électrostatique et transport électronique sont peu souvent abordés dans la littérature [Ward] [Tintori] [Muntanu3] [Tividis].

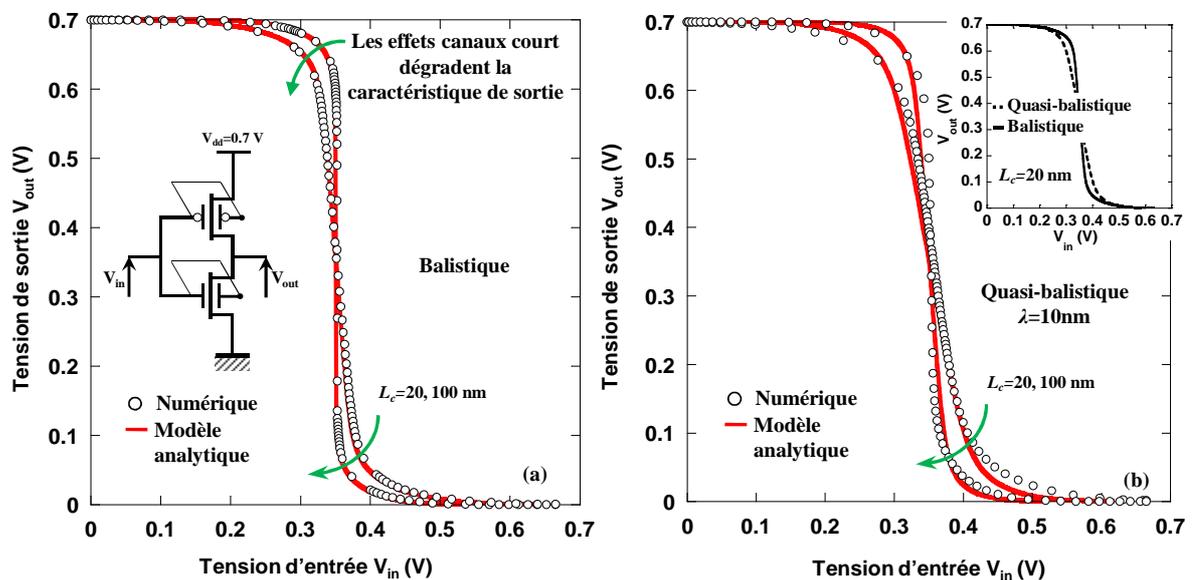


Figure IV.15. Caractéristiques de transfert d'un inverseur composé de transistors Double-Grille à canal intrinsèque : $t_{si}=10$ nm, $t_{ox}=1.2$ nm et $L_c=20$ ou 100 nm. Comparaison entre le modèle analytique et la simulation numérique de circuit : tension de sortie en fonction de la tension d'entrée : (a) cas balistique et (b) cas quasi-balistique (encart de (b) correspond à la comparaison de la caractéristique de transfert dans le cas balistique et le cas quasi-balistique pour $L_c=20$ nm).

Les figures IV.15.a et IV.15.b représentent les caractéristiques de transfert d'une structure Double-Grille balistique et quasi-balistique pour deux longueurs de canal : 20 et 100 nm. Comme nous l'avons démontré dans le chapitre III, la caractéristique de transfert est améliorée dans le cas balistique, puisque le passage entre le régime linéaire et le régime de saturation est plus abrupte que dans le cas quasi-balistique. Cependant, l'impact des effets de canal court dégrade cette caractéristique et l'avantage du cas balistique est amoindri. Le bon accord entre la simulation

* Tintori *et al* [Tintori] suppose une mobilité constante dans le canal.

numérique* et le modèle analytique est dû à la bonne description du coefficient de réflexion. Les légères différences entre le modèle et la simulation numérique sur la caractéristique quasi-balistique sont dues au manque de précision de notre modèle analytique dans le régime non-linéaire (cf figure IV.12.c).

Nous avons également simulé un oscillateur en anneau à trois étages (cf figure IV.16.a) en régime balistique (figure IV.16.b) et quasi-balistique (figure IV.16.c). La figure IV.16.d représente la fréquence d'oscillation en fonction de la capacité de charge pour deux longueurs de canal : 20 nm et 100 nm. Comme attendu, la fréquence d'oscillation est réduite lorsque la capacité de charge augmente, puisque le temps de propagation entre deux inverseurs augmente. La fréquence d'oscillation est plus importante dans le cas balistique que dans le cas quasi-balistique, mais l'écart† entre la fréquence balistique et quasi-balistique est fortement réduit lorsque les effets de canal court apparaissent ($L_c=20$ nm sur la figure IV.16.d). Enfin, nous comparons le cas balistique prédit par le modèle analytique avec les résultats numériques [Martinie] ; un bon accord est obtenu entre les deux courbes (encart de la figure IV.16.d).

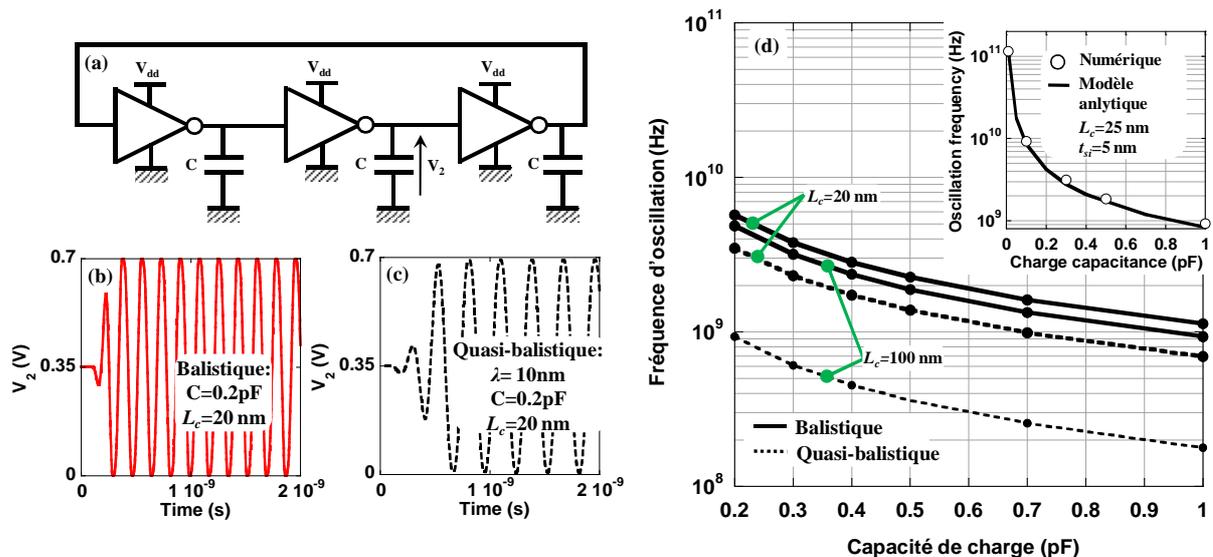


Figure IV.16. (a) Schéma d'un oscillateur en anneau à trois étages, (b) tension V_2 en fonction du temps dans le cas balistique, (c) tension V_2 en fonction du temps dans le cas quasi-balistique et (d) variation de la fréquence d'oscillation en fonction de la capacité de charge pour le cas balistique et quasi-balistique (encart de (d) correspond à la comparaison entre le modèle analytique et la simulation numérique). Simulation d'un oscillateur en anneau à trois étages composé de transistor Double-Grille à canal non dopé : $t_{si}=10$ nm, $t_{ox}=1.2$ nm et $L_c=20$ ou 100 nm.

* Nous rappelons que les simulations numériques de circuit font référence aux simulations utilisant le modèle de mobilité quasi-balistique avec l'outil Mixed Mode (cf chapitre III).

† Puisque le contrôle électrostatique (la déplétion des zones de source et drain) prédomine sur le transport.

Finalement, il est important de noter que la robustesse de notre implémentation pourrait être améliorée en éprouvant notre modèle avec des algorithmes de test*. Néanmoins, pour le travail de cette thèse, l'approche présente peut être considérée comme « suffisamment fiable » puisque notre objectif n'est pas de réaliser de la simulation de gros circuit mais de prendre en compte des phénomènes physiques complexes dans les dispositifs ultimes et d'étudier leurs influence sur le fonctionnement de petits éléments de circuit.

IV.5) Du transistor Double-Grille au transistor nanofil.

En utilisant la méthodologie présentée dans le paragraphe IV.1, nous mettons en place dans la suite une modélisation analytique du transistor à nanofil basée sur la modélisation réalisée pour le transistor Double-Grille. Nous présenterons d'abord une modélisation analytique de la tension seuil qui prendra en compte les effets de canal court et le confinement quantique. Ensuite, nous adapterons la modélisation du coefficient de réflexion présentée dans le paragraphe IV.3 au cas du transistor à nanofil. Enfin, nous réaliserons plusieurs comparaisons avec des résultats de simulation numérique pour valider notre approche.

IV.5.1) Tension de seuil analytique du transistor à nanofil

Par analogie avec ce qui a été présenté dans les paragraphes IV.2, nous construisons une modélisation analytique de la tension de seuil pour le transistor à nanofil. Ainsi, nous considérons que la tension de seuil canal long est toujours décrite par l'équation IV.7 en changeant uniquement la capacité d'oxyde du facteur β :

$$\beta = \frac{q \cdot N_A}{2 \cdot \epsilon_{si}} + \frac{k_B \cdot T_L \cdot c_{ins}}{2 \cdot q \cdot \epsilon_{si} \cdot t_{si}} \quad (\text{IV.34.a})$$

$$c_{ins} = \frac{\epsilon_{ox}}{\frac{t_{si}}{2} \cdot \ln \left(2 \cdot \frac{t_{ox}}{t_{si}} + 1 \right)} \quad (\text{IV.34.b})$$

* Le test de symétrie de Gummel [Tintori] pourrait être utilisé de manière à vérifier la continuité de notre modèle.

Nous appliquons tout d'abord la loi de Gauss sur la surface indiquée dans la figure IV.17.a [Autran2] [Autran3] :

$$-\xi_{(x)} \cdot \pi \cdot \frac{t_{si}^2}{4} + \xi_{(x+dx)} \cdot \pi \cdot \frac{t_{si}^2}{4} - \xi_{s(x)} \cdot 2 \cdot \pi \cdot \frac{t_{si}}{2} \cdot dx = -\frac{q \cdot N_a}{\epsilon_{si}} \cdot \pi \cdot \frac{t_{si}^2}{4} \cdot dx \quad (IV.35.a)$$

$$-\xi_{(x)} \cdot \frac{t_{si}}{2} + \xi_{(x+dx)} \cdot \frac{t_{si}}{2} - \xi_{s(x)} \cdot 2 \cdot dx = -\frac{q \cdot N_a}{\epsilon_{si}} \cdot \frac{t_{si}}{2} \cdot dx \quad (IV.35.b)$$

Si on compare l'équation précédente avec l'équation (IV.8), il suffit de remplacer t_{si} par $t_{si}/2$ pour obtenir l'équation (IV.33.b). Par conséquent, les équations relatives à la modélisation analytique des effets de canal court et de la pente sous le seuil seront identiques au cas du transistor Double-Grille du paragraphe IV.2.2 en changeant uniquement la variable suivante :

$$\gamma = \sqrt{\frac{4 \cdot \eta \cdot c_{ins}}{\epsilon_{si} \cdot t_{si}}} \quad (IV.36)$$

La figure IV.17.b compare le ΔV_T calculé par le modèle analytique et celui extrait de la simulation numérique pour un transistor à nanofil intrinsèque avec un $t_{si}=5, 10$ et 20 nm, un $t_{ox}=1.2$ nm. De même que pour le transistor Double-Grille, pour un $\eta \sim 2$ nous obtenons un bon compromis entre les simulations numériques et notre approche analytique.

La formulation analytique des effets de confinement quantique est sensiblement différente de celle réalisée pour le transistor Double-Grille dû au caractère tridimensionnel de l'architecture nanofil. Néanmoins, la méthode mise en place dans le paragraphe IV.2.3 peut être transposée au cas du transistor à nanofil. Le point de départ est toujours l'expression de la charge quantique, mais en considérant une densité d'état unidimensionnelle puisque dans le cas d'un transistor à nanofil :

$$Q_{iq} = \sum_j \sum_i \left(\frac{2}{\pi} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot m_{1D}}{\hbar^2}} \right) \cdot \sqrt{q \cdot k_B \cdot T_L} \cdot \int_0^\infty \frac{y^{-0.5}}{1 + e^{\frac{y - \frac{q}{k_B \cdot T_L} \cdot \left(\tilde{E}_j^i + \frac{E_g}{2} - \psi_s \right)}}}{dy} \quad (IV.37)$$

avec m_{1D} la masse de densité d'états unidimensionnelle ($m_{1D} = m_t$ pour $j=1,2$ et $m_{1D} = m_l$ pour $j=3$) et E_g le gap du silicium. Nous supposons donc au premier ordre :

$$Q_{iq} \approx Q^* \cdot e^{\frac{q \cdot \psi_s}{k \cdot T}} \quad (IV.38.a)$$

$$Q^* = \sum_j \sum_i \left(\frac{2}{\pi} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot m_{1D}}{\hbar^2}} \right) \cdot \sqrt{q \cdot k_B \cdot T_L} \cdot \sqrt{\pi} \cdot e^{-\frac{q}{k_B \cdot T_L} \cdot \left(\tilde{E}_j^i + \frac{E_g}{2} \right)} \quad (IV.38.b)$$

Pout un transistor à nanofil intrinsèque et en utilisant la méthodologie présentée dans le paragraphe IV.2.3, les niveaux d'énergie sont la somme [Autran3] des niveaux d'énergie d'un puits rectangulaire infini $\varepsilon_{1,t}^i$ plus une correction ΔE^i due au caractère parabolique du potentiel électrostatique (ψ) au font du puits (équation (IV.2)). Cette correction est calculée par une méthode des perturbations au premier ordre [Autran3], [Ge] :

$$\varepsilon_{1,2}^i = \frac{(\hbar.\pi.i)^2}{2.q.t_{si}^2} \cdot \left(\frac{1}{m_t} + \frac{1}{m_l} \right) ; \varepsilon_3^i = \frac{(\hbar.\pi.i)^2}{q.t_{si}^2} \cdot \frac{1}{m_t} \quad (\text{IV.39.a})$$

$$\tilde{E}_j^i = \varepsilon_j^i + (\beta.t_{si}^2/6) \cdot (1 + 3/(\pi^2.i^2)) \quad (\text{IV.39.b})$$

La tension de seuil étant toujours calculée avec la condition $Q_{ith} = (k_B.T_L/q).c_{ins}$, nous obtenons une expression analytique du potentiel de surface prenant en compte les effets de confinement quantique (équation (IV.24)). La figure IV.17.c représente le shift dû au confinement quantique en fonction de l'épaisseur de film, dans le cas du transistor Double-Grille et du transistor à nanofil. Comme attendu, le confinement dans un transistor nanofil est beaucoup plus important et apparait pour des épaisseurs de film plus grandes, comparé au transistor Double-Grille. Par exemple pour un t_{si} de 10 nm, le fonctionnement du transistor Double-Grille est faiblement influencé par le confinement quantique, puisque l'augmentation de la tension de seuil (~ 20 mV) est inférieure à $k_B T_L/q$; il est d'ailleurs couramment admis que les effets de confinement quantique deviennent important dans le transistor Double-Grille pour un $t_{si} < 10$ nm. A contrario, l'augmentation de la tension de seuil pour un $t_{si} = 10$ nm* dans le cas du transistor à nanofil est nettement supérieure (~ 65 mV) à $k_B T_L/q$. Par conséquent, il est absolument nécessaire d'inclure une modélisation analytique[†] précise du confinement quantique pour obtenir une description précise du fonctionnement du transistor à nanofil. Enfin, en ce qui concerne la variation de la tension de seuil due aux effets de confinement quantique, la figure IV.17.d présente la comparaison entre les valeurs extraites des simulations numériques Poisson-Schrödinger et calculées par notre modèle analytique ; un très bon accord est obtenu entre le modèle analytique et la simulation numérique.

* La limite supérieure de l'impact du confinement sur le courant est $t_{si} = 20$ nm pour le cas du nanofil.

† D'autres travaux basés sur une approche en potentiel de surface ont intégré l'effet du confinement quantique [Cousin].

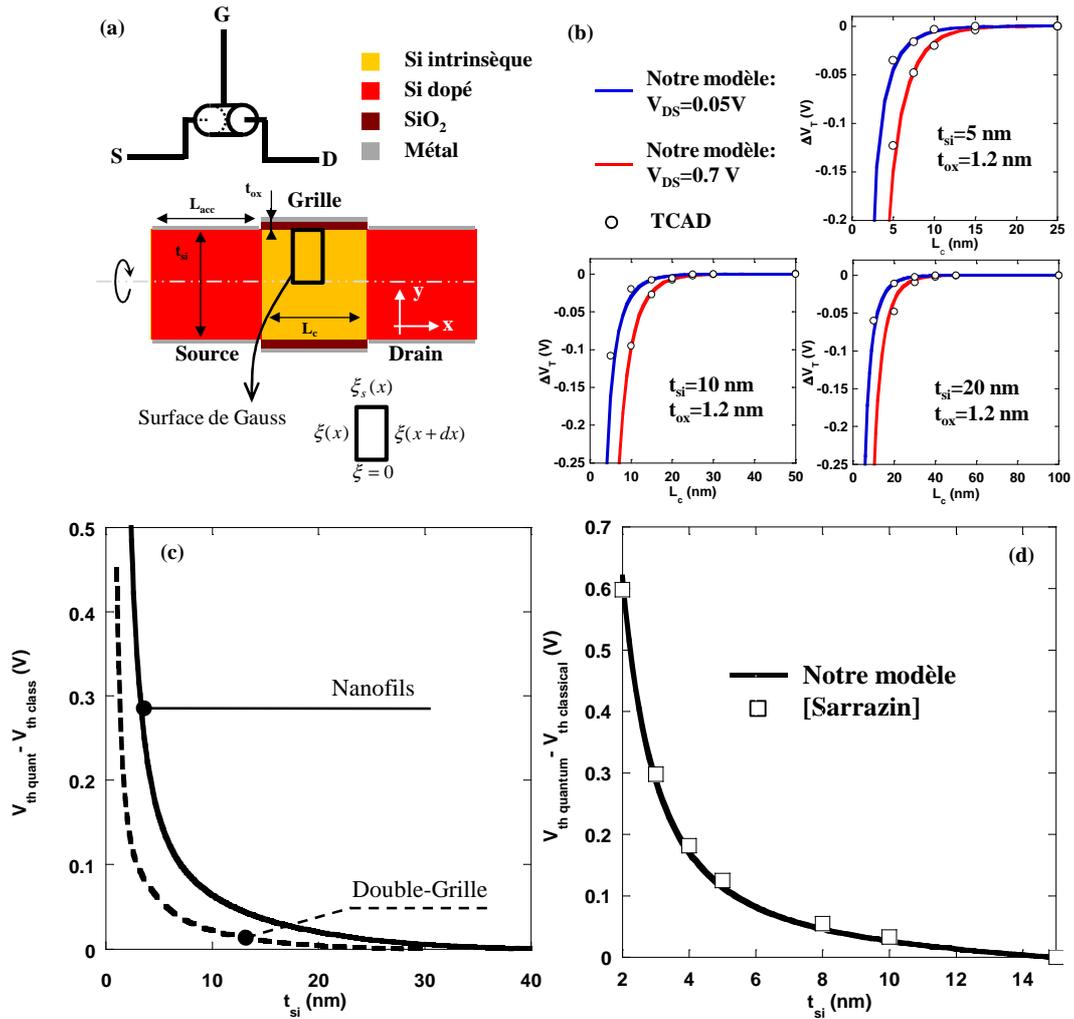


Figure IV.17. (a) Représentation schématique d'un transistor à nanofil cylindrique, (b) ΔV_T en fonction de la longueur de canal pour différents t_{si} et V_{DS} , (c) différence entre la tension de seuil canal long classique (V_{th_class}) et celle quantique (V_{th_quant}) en fonction de t_{si} et (d) comparaison entre le modèle analytique et les résultats extraits de la simulation numérique [Sarrazin] pour un transistor à nanofil non dopé avec une épaisseur équivalente d'oxyde de grille de 2.6 nm.

IV.5.2) Le coefficient de réflexion pour le transistor à nanofil

Dans le paragraphe IV.3, nous avons détaillé la modélisation analytique du coefficient de réflexion applicable au cas du transistor Double-Grille. La principale innovation, par rapport à l'état de l'art, était de proposer une formule empirique de la puissance α en accord avec les simulations numériques. Une partie du problème était de transposer l'impact des effets de canal court sur cette loi en puissance. Pour cela, nous avons introduit une fonction exponentielle dont le rôle était de faire diminuer la valeur de la puissance en fonction de l'épaisseur de film afin de prendre en compte ces effets de canal court. Or, comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe précédent pour la modélisation de la tension seuil, l'équation relative au théorème de Gauss pour le nanofil (équation (IV.33.b)) est identique à celle du transistor Double-Grille en divisant par 2 l'épaisseur du film. Par conséquent nous appliquerons la même méthode pour calculer le coefficient de réflexion :

$$\alpha_{Double-Grille} = 1.4 + \left(\frac{1}{1 + e^{-\frac{L_c - 4 \cdot t_{si}}{t_{si}}}} \right) \cdot \left(\frac{\lambda}{L_c} \right)^{0.5} \quad (IV.40.a)$$

$$\alpha_{nanofil} = 1.4 + \left(\frac{1}{1 + e^{-\frac{L_c - 2 \cdot t_{si}}{t_{si}}}} \right) \cdot \left(\frac{\lambda}{L_c} \right)^{0.5} \quad (IV.40.b)$$

Le reste de l'implémentation est identique aux équations relatives au coefficient de réflexion, en changeant bien sûr la description de la tension de seuil. La figure IV.18.a représente la comparaison entre le coefficient de réflexion analytique et celui extrait de la simulation numérique pour plusieurs longueurs de canal (50, 20 et 10 nm) et tensions de drain-source ($V_{DS}=0.05$ V et 0.7 V). Le bon accord valide le raisonnement utilisé pour le développement de notre approche analytique de α .

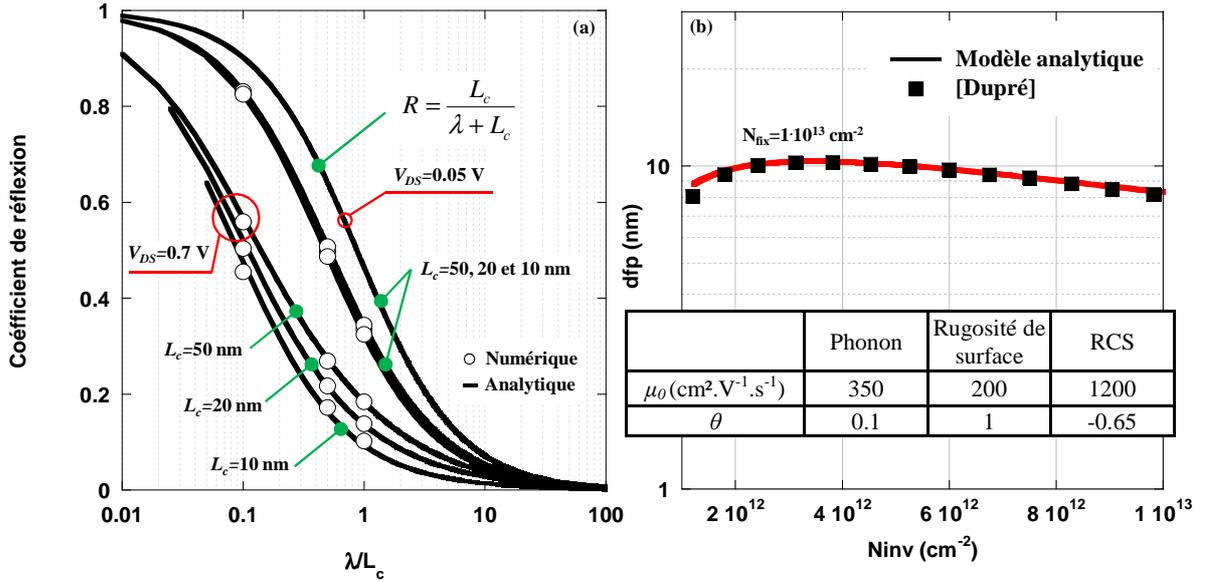


Figure IV.18. Simulation d'un transistor à nanofil à canal non dopé : (a) coefficient de réflexion en fonction du ratio λ/L_c pour $V_{GS}=0.7$ V et $t_{si}=10$ nm ; comparaison entre le modèle analytique et la simulation numérique et (b) calibration du d_{fp} sur les données expérimentales [Dupré] pour un $t_{si}=15$ nm.

En conservant la même approche que l'équation (IV.28), la figure IV.18.b montre la calibration de notre modèle de libre parcours moyen sur des valeurs expérimentales [Dupré]. Le libre parcours moyen du silicium est proche de 10 nm, comme les caractérisations des structures planaires présentées sur la figure IV.10.a [Barral]. Cette constatation est logique car les transistors à nanofils ayant une épaisseur de film supérieure à 10 nm, sont apparentés à des structures planaires. Néanmoins, Sarrazin *et al* [Sarrazin2] démontrent que la réduction de l'épaisseur du film dégrade considérablement la mobilité des transistors à nanofils. Effectivement le taux d'interaction est très dépendant de la structure de bande. Ainsi, pour une meilleure prédiction des valeurs en courant, il faudrait prendre en compte ce phénomène physique intrinsèque au transistor à nanofil.

IV.5.3) Simulations/validations au niveau dispositif

Nous utiliserons dans la suite l'expression classique du courant de drain (équation (IV.1)) en introduisant les différentes modélisations développées dans les paragraphes IV.4.2.1 et IV.4.2.2. La capacité d'oxyde équivalente pour un transistor à nanofil cylindrique est [Lundstrom4] :

$$C_{ins} = \frac{2 \cdot \pi \cdot \epsilon_{ox}}{\ln(2 \cdot t_{ox} / t_{si} + 1)} \quad (IV.41)$$

Les figures IV.19.a et IV.19.b comparent le modèle analytique avec les résultats des simulations numériques [Martinie] pour un $t_{si}=10$ nm ou $t_{si}=20$ nm et $L_c=20, 50$ et 100 nm, en considérant un transport balistique. Dans tout les cas, nous avons une parfaite continuité entre le régime au dessus et en dessous du seuil. On observe aussi que le courant balistique est toujours indépendant de la longueur canal sauf lorsque les effets de canal court deviennent importants. Néanmoins, contrairement au transistor Double-Grille, l'épaisseur du film a un impact très important sur le courant, puisque la capacité d'oxyde n'est plus planaire mais cylindrique. Pour finir, nous calculons sur la figure IV.19.c le rapport CV/I (délai) dans les cas balistique et quasi-balistique. Comme attendu, le transport balistique réduit le temps de propagation dû à la forte augmentation du courant à l'état passant.

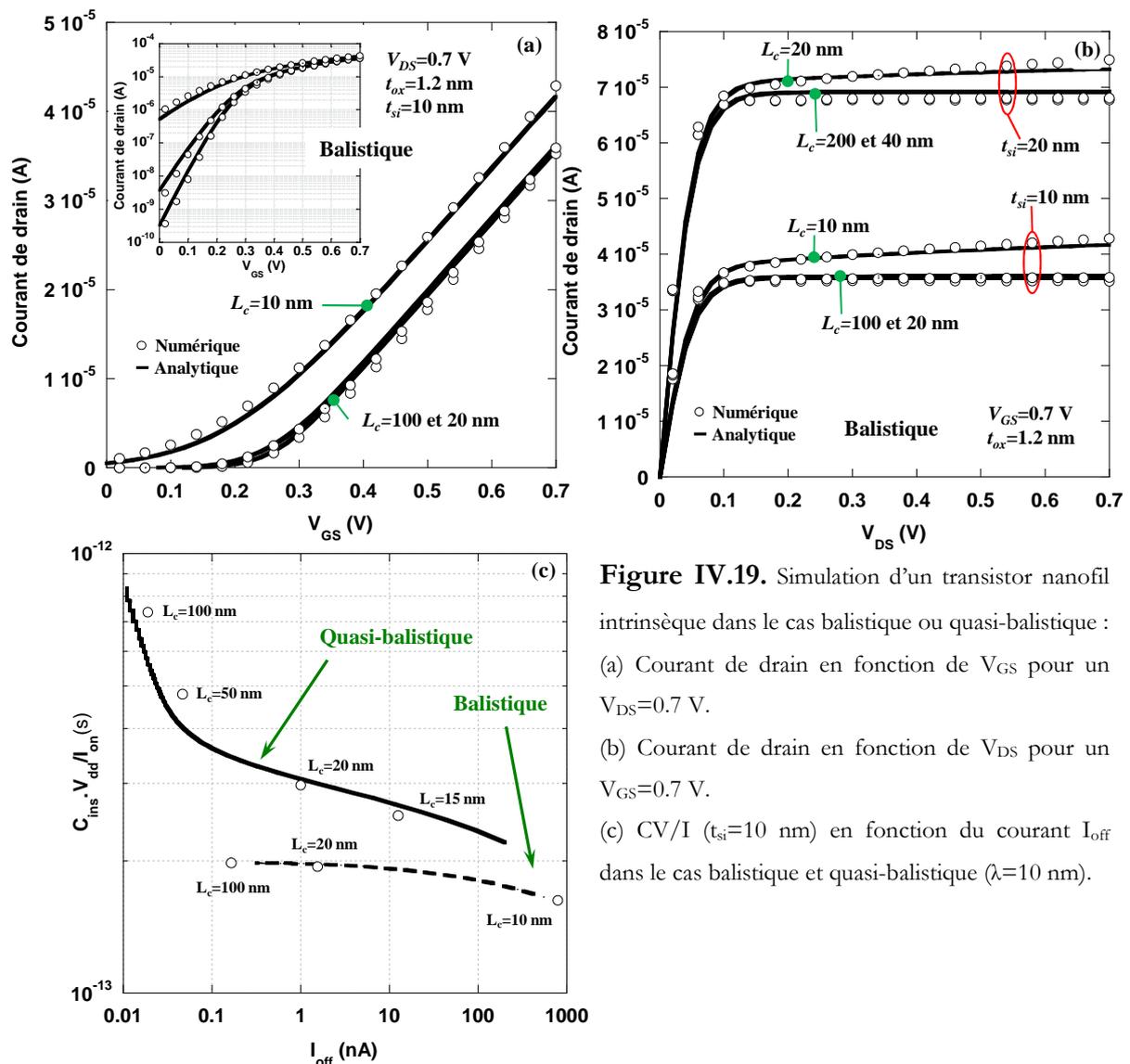


Figure IV.19. Simulation d'un transistor nanofil intrinsèque dans le cas balistique ou quasi-balistique : (a) Courant de drain en fonction de V_{GS} pour un $V_{DS}=0.7$ V. (b) Courant de drain en fonction de V_{DS} pour un $V_{GS}=0.7$ V. (c) CV/I ($t_{si}=10$ nm) en fonction du courant I_{off} dans le cas balistique et quasi-balistique ($\lambda=10$ nm).

IV.6) Impact du type de transport, du confinement quantique et des éléments parasites sur le fonctionnement d'un oscillateur en anneau à base de transistor à nanofil

L'influence du type de transport est prépondérante sur le fonctionnement du transistor. Cependant, l'impact des éléments parasites est aussi un élément essentiel qui modifie fortement sur les caractéristiques électriques des transistors. Nous considérons donc dans notre modélisation une résistance totale* de $\sim 160 \Omega \cdot \mu\text{m}$ qui correspond à la somme des résistances des deux zones dopées de source et de drain ($t_{si}=30 \text{ nm}$ et un dopage de 10^{20} cm^{-3}) :

$$R_{acc} = 2 \cdot \frac{L_{acc}}{\pi \cdot \left(\frac{t_{si}}{2}\right)^2} \cdot \frac{t_{si}}{q \cdot N_{sc} \cdot \mu_0} \quad (\text{IV.42})$$

avec L_{acc} la largeur, N_{sc} le dopage et μ_0 la mobilité à champ faible des zones de source et drain en considérant uniquement les interactions coulombienne ($\sim 60 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ pour un dopage de 10^{20} cm^{-3}). Les figures IV.20.a et IV.20.b représentent le courant de drain en fonction de la tension drain source et grille source pour les cas ballistique, quasi-ballistique et quasi-ballistique en considérant les résistances d'accès. Pour les trois cas, nous avons une bonne concordance entre les simulations utilisant le modèle analytique et les simulations numériques. De même, l'encart de la figure IV.20.b montre la bonne prédiction de la « kT-Layer » en comparant le profil de potentiel analytique et numérique. Comme attendu, le courant est majoritairement contrôlé par les accès, ce qui a pour conséquence de faire diminuer le courant et déplacer le point de saturation à des V_{DS} plus fort.

* Normalisé par rapport au diamètre du nanofil.

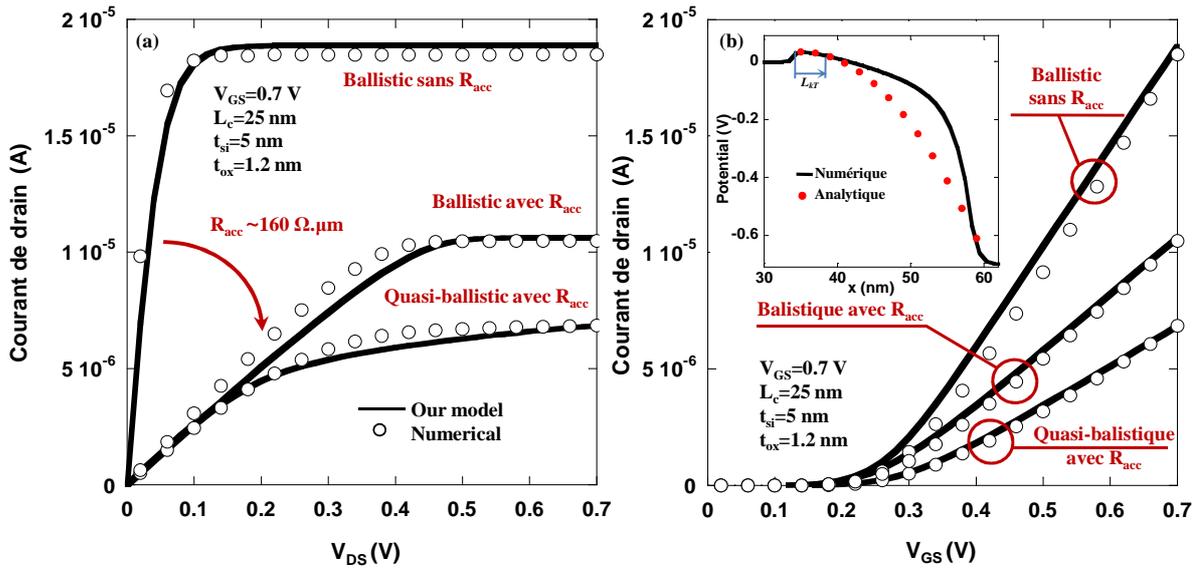


Figure IV.20. Simulation d'un transistor à nanofil intrinsèque dans les cas balistique, quasi-balistique et quasi-balistique avec les résistances d'accès : (a) courant de drain en fonction de V_{DS} pour un $V_{GS}=0.7$ V et (b) courant de drain en fonction de V_{GS} pour un $V_{DS}=0.7$ V. (l'encart représente le profil de potentiel analytique et numérique au centre du canal en fonction de la position x).

Pour estimer l'impact du transport balistique ou quasi-balistique couplé au confinement quantique et aux résistances d'accès sur la simulation de circuit élémentaire, nous avons simulé un inverseur et un oscillateur en anneau, adressant donc les problématiques d'un point de vue à la fois statique et dynamique. Les figures IV.21.a et IV.21.b comparent les résultats de simulations utilisant le modèle analytique et les simulations numériques d'un inverseur CMOS et d'un oscillateur à trois étages à base de transistor à nanofil. Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre III, l'impact des résistances d'accès modifie le point de saturation et donc détériore la caractéristique de transfert de l'inverseur CMOS par rapport au cas balistique sans résistances d'accès (figure IV.21.a). De même, la forte réduction du courant due aux résistances d'accès et/ou au transport quasi-balistique diminue fortement la fréquence d'oscillation quelle que soit la capacité de charge (figure IV.21.b). Enfin, pour démontrer clairement l'impact de l'architecture du transistor à nanofil sur le fonctionnement des petits circuits, nous comparons sur la figure IV.21.c la fréquence d'oscillations dans le cas d'un transport balistique avec/ou sans confinement quantique et quasi-balistique en considérant le confinement quantique avec/ou sans les résistances d'accès. Ces résultats [Martinie10] montrent (quelle que soit la valeur de la capacité de charge) le fort impact du confinement quantique, des résistances d'accès et du transport quasi-balistique sur la fréquence d'oscillation. Ces résultats illustrent également l'importance de bien prendre en compte les paramètres extrinsèques (résistances séries, forme du profil de jonction,

capacités parasites ...) qui jouent un rôle fondamental pour les futurs nœuds technologiques (cf chapitre I figure I.3).

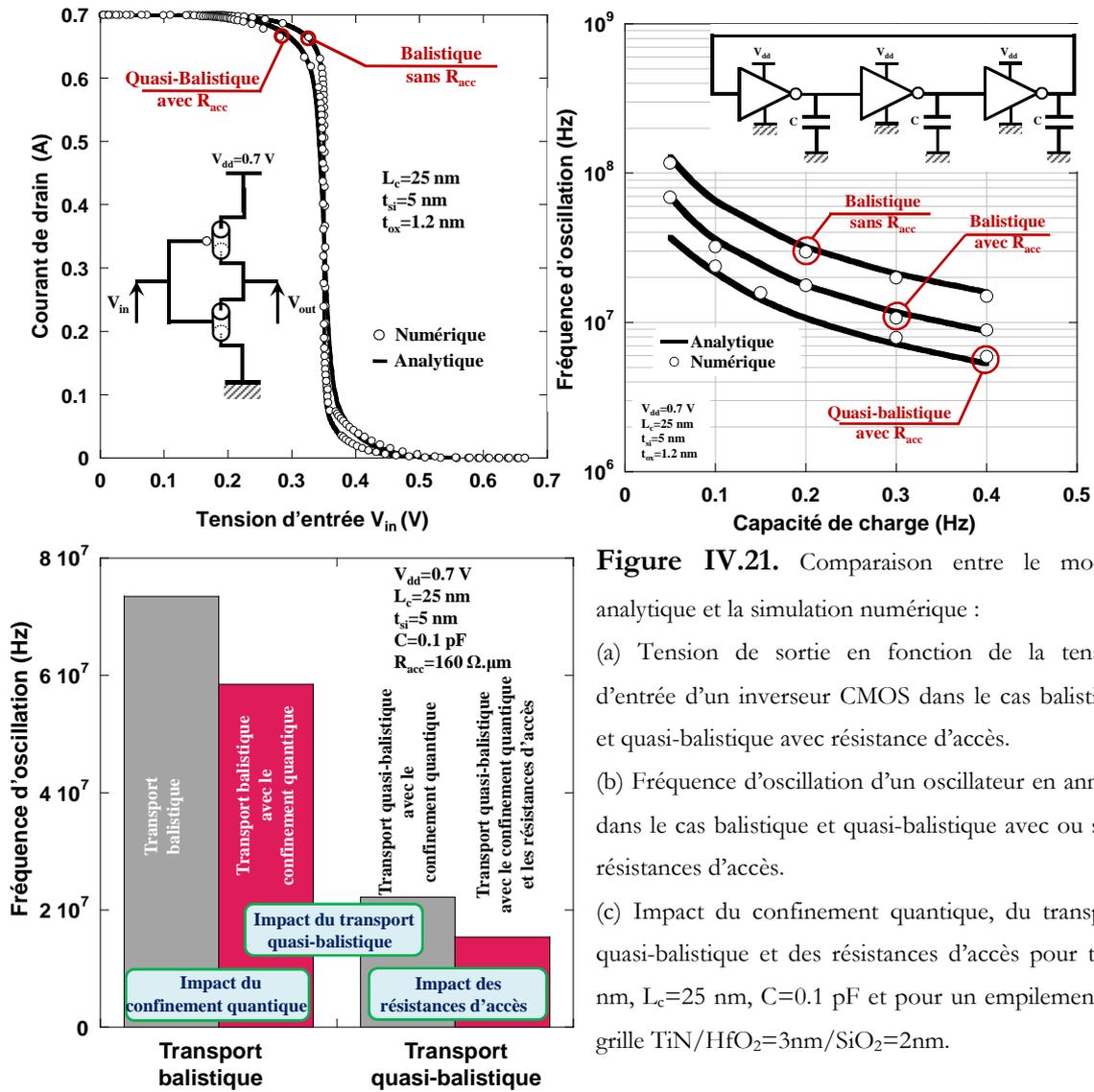


Figure IV.21. Comparaison entre le modèle analytique et la simulation numérique :

(a) Tension de sortie en fonction de la tension d'entrée d'un inverseur CMOS dans le cas balistique et quasi-balistique avec résistance d'accès.

(b) Fréquence d'oscillation d'un oscillateur en anneau dans le cas balistique et quasi-balistique avec ou sans résistances d'accès.

(c) Impact du confinement quantique, du transport quasi-balistique et des résistances d'accès pour $t_{si}=5$ nm, $L_c=25$ nm, $C=0.1$ pF et pour un empilement de grille TiN/HfO₂=3nm/SiO₂=2nm.

IV.7) Conclusion du chapitre

Ce chapitre a présenté la mise en place d'une modélisation complète et totalement explicite du transport balistique/quasi-balistique pour les architectures Double-Grille et nanofil, modélisation basée sur le formalisme de la méthode des flux. Pour cela nous avons développé :

- Une modélisation de la tension de seuil couplant les effets de canal court et le confinement quantique.
- Une méthodologie de calibration du libre parcours moyen nous permettant d'introduire l'ensemble des phénomènes d'interactions existants dans les transistors ultimes.
- Une approche empirique du coefficient de réflexion prenant en compte les conditions d'électrostatiques.

Concernant ce dernier point, la nouvelle modélisation du coefficient de réflexion présentée dans ce chapitre, modélisation valide sur une large gamme de longueurs de canal, a permis :

- De généraliser les approches actuellement utilisées ([Lundstrom] [Chen] [Rahman]).
- De prendre en compte le couplage entre l'électrostatique et le transport électronique.
- De prédire avec une marge d'erreur raisonnable les performances des transistors nanométriques.

Cette modélisation a été basée sur la formulation analytique de la loi en puissance de la « kT-Layer » validée avec différentes approches plus précises, telles que des résultats expérimentaux ou des simulations numériques (Monte Carlo et mobilité quasi-balistique).

Par la suite nous avons introduit cette modélisation dans un environnement Verilog-A pour simuler des éléments de circuit, tels que des inverseurs CMOS ou des oscillateurs en anneau. Enfin, nous avons systématiquement validé nos approches en les comparant aux travaux/modèles à l'état de l'art de la littérature ou à nos propres simulations numériques et cela à la fois au niveau dispositif et au niveau circuit.

L'ensemble des résultats a démontré l'impact important du transport balistique/quasi-balistique sur le fonctionnement du circuit. Nous avons ainsi démontré l'intérêt de l'étude du transport à la fois au niveau dispositif et au niveau système. Nos résultats montrent clairement l'impact des conditions de transport électronique sur les performances de circuit et soulignent aussi l'intérêt et la difficulté de bien coupler l'électrostatique et le transport électronique en modélisation analytique. Nous avons également pu, à partir de notre approche, quantifier « aisément » l'impact d'un phénomène physique particulier, le confinement quantique. D'un point de vue plus technique, nous avons aussi montré le grand intérêt d'utiliser des approches numériques plus précises (mobilité quasi-balistique, simulation Monte-Carlo ou approche Kubo-Greenwood) pour valider les points clés de notre approche (coefficient de réflexion, libre parcours moyen, ...).

Conclusion

Le travail de cette thèse a consisté à évaluer l'influence des propriétés du transport électronique des dispositifs émergents sur les performances des éléments de circuit. Ces travaux se devaient de modéliser les phénomènes physiques émergents en fonction du type d'architecture et cela dans une perspective d'analyser leur influence au niveau circuit. Il s'agissait, en particulier, d'étudier et prendre en compte dans la modélisation les phénomènes de transport balistique/quasi-balistique qui sont prédominants pour les futurs dispositifs MOSFET [ITRS]. Nombreuses études en simulation fin* [Huet] [Sarrazin] [Jaud] [Fuch] [Bescond] [Saint-Martin] [Querlioz] et en caractérisation électrique [Barral] [Gallon] [Harrison] ont justifié l'émergence de ces nouveaux phénomènes de transport, étroitement liés à la réduction des dimensions du transistor MOSFET. Certaines études [Lundstrom] [Munteanu2] [Chen] [Clerc] [Rahman] [Fuchs] [Ferrier] [Tintori] avaient déjà mis en place des modélisations analytiques ou semi-analytiques pour décrire, au niveau dispositif, l'influence des propriétés de transport sur le fonctionnement du dispositif. Cependant très peu d'études avaient, à notre connaissance, introduit ces modélisations dans un environnement circuit et analysé l'impact du transport (quasi-)balistique sur le fonctionnement d'élément de circuits.

La physique appliquée peut être définie comme « l'art du compromis » ; dans le monde de la simulation ce compromis réside dans l'élaboration d'un modèle (ensemble d'équations) cohérent avec les phénomènes physiques étudiés. Tout le problème réside dans la précision que nous souhaitons obtenir, qui est bien sûr dépendante des hypothèses physiques. Ce point est largement abordé dans le chapitre I de la thèse, qui fait également un court historique du transistor MOS et de l'évolution des architectures innovantes.

Notre travail consistant à évaluer l'impact des propriétés de transport électronique, nous expliquons en détail, dans le chapitre II, les modélisations courantes des simulateurs utilisés durant cette thèse. La présentation exhaustive de la méthode des moments et de la méthode des flux basé sur l'Equation de Transport de Boltzmann semi-classique, nous a permis d'introduire les concepts de temps de relaxation (en moment ou en en énergie), de mobilité ou encore la notion de taux de balisticité (ou coefficient de réflexion).

* Monte-Carlo, Green ou Wigner.

Au début de cette thèse, nous nous sommes rapidement heurtés à une difficulté majeure : comment expliquer précisément le fonctionnement d'éléments de circuit en fonction du type de transport. Nous savions d'un point de vue comportemental (à partir des études de la littérature) comment le transport influencerait les performances des circuits, mais il nous manquait un outil fiable permettant de quantifier cet impact. Le rapide état de l'art sur les différentes modélisations du transport balistique (approche Green, Wigner, Monte Carlo ...) a démontré qu'il était techniquement très difficile d'adresser la simulation d'éléments de circuit avec ces approches. Nous avons alors construit une modélisation appelée « mobilité quasi-balistique », issue du rapprochement entre la méthode des moments et la méthode des flux [Rhew] permettant de décrire le transport (quasi-)balistique de façon macroscopique et d'inclure cette description dans un environnement TCAD pour réaliser des simulations de circuit. Cet outil a été validé de façon comportementale par une analyse exhaustive des résultats et par comparaison avec des approches de type Monte-Carlo. Nous avons aussi montré l'utilité des outils du type « C-interpreter » pour modéliser de nouveaux phénomènes d'interaction (comme le RCS dans le chapitre III). Par la suite, la simulation de différentes architectures (Double-Grille, FDSOI BOX épais ou mince et nanofil) au niveau circuit, et cela pour différents types de transport, a montré plusieurs résultats fondamentaux concernant l'influence du transport (quasi-)balistique. Nous avons démontré que la marge bruit ou la fréquence d'oscillation, bien qu'améliorées dans le cas balistique, sont surtout limitées par les éléments parasites (capacités d'interconnexion ou résistances d'accès).

L'ensemble des résultats du chapitre III nous a dirigé dans la construction de nos modélisations analytiques du chapitre IV. Nous avons mis en place une modélisation analytique du courant (quasi-)balistique basée sur les travaux de Natori [Natori] et de Lundstrom [Lundstrom]. Pour cela, nous avons repris dans son intégralité le formalisme de la méthode des flux émis par McKelvey *et al* [McKelvey] de façon à maîtriser parfaitement les hypothèses et les équations qui en découlent. Nous avons donc construit, pas à pas, cette modélisation analytique en adaptant ou en créant de nouvelles approches pour prendre en compte les divers effets des dispositifs nanométriques : le confinement quantique, la description des interactions, le coefficient de réflexion ... Des expressions explicites du courant et du coefficient de réflexion ont été donc développées. Pour cela, nous avons mis en place une modélisation analytique des effets de canal court et du confinement quantique en partant des formalismes initiés par Munteanu *et al* [Munteanu] [Munteanu2]. Puis, nous avons construit une modélisation semi-empirique de la « kT-Layer » et du libre parcours moyen de façons à décrire précisément le coefficient de réflexion qui prend maintenant en compte le couplage entre électrostatique et transport électronique. L'implémentation de notre modèle en courant (pour le transistor Double-

Grille et le transistor nanofil) dans un environnement Verilog-A, via un simulateur de type SPICE, a permis de démontrer l'impact significatif du type de transport (ballistique ou quasi-ballistique), du contrôle électrostatique (géométrie des dispositifs Double-Grille ou nanofil) et du confinement quantique sur le fonctionnement d'inverseurs CMOS et d'oscillateurs en anneau. A la fin du chapitre IV nous avons réalisé une comparaison des fréquences d'oscillation en considérant les divers phénomènes physiques. Cette comparaison nous a permis de démontrer que le confinement quantique et les résistances d'accès jouent un rôle déterminant sur les performances dynamiques de telles architectures.

En utilisant les différentes modélisations développées durant cette thèse, nous avons pu quantifier l'impact des propriétés de transport électronique sur le fonctionnement d'éléments de circuit et cela en fonction du type d'architecture. Cependant, comme tout travail de recherche, l'expertise acquise tout au long de cette thèse nous permet de proposer des objectifs pour la suite de ce travail. Ainsi, le paragraphe suivant dressera quelques perspectives de ce travail.

Perspectives

Ce travail de recherche a mis en avant l'intérêt d'aborder la problématique de la modélisation du transport (quasi-)ballistique jusqu'à la simulation au niveau circuit. Vu du transistor MOSFET, le formalisme de la méthode des flux semble être la solution la plus prometteuse pour la modélisation des phénomènes physiques basés sur des approches de type réflexion/transmission. Cependant, l'utilisation d'une approche unique pour modéliser les phénomènes physiques n'est pas envisageable. Dans notre cas, nous avons bénéficié des études précédentes [Munteanu2] [Barral] [Reyboz] [Saint-Martin] [Sarrazin] [Lundstrom] [Datta] qui nous ont permis d'identifier, d'un point de vue technique et théorique, les points bloquants de la modélisation compacte.

Comme nous l'avons introduit dans le chapitre II paragraphe II.3.3.3, l'intérêt de la méthode des flux, d'un point de vue modélisation compacte, est d'introduire différents phénomènes physiques par l'intermédiaire du terme de probabilité de collision. Cette méthode semble donc pertinente pour des longueurs de l'ordre du libre parcours moyen. Gnani *et al* [Gnani] a d'ailleurs récemment utilisé cette méthode pour expliquer le transport dans les architectures ultimes. La suite logique de notre travail serait d'incorporer ces raisonnements à notre modélisation.

Sarrazin *et al* [Sarrazin] ou Nehari *et al* [Nehari] ont mis en place diverses modélisations dans le but d'étudier le transport dans des transistors à nanofil. Ces travaux quantifient l'impact d'une structure de bandes unidimensionnelle sur la caractéristique en courant. En particulier,

Sarrazin *et al* [Sarrazin] illustre très bien cette influence en montrant l'augmentation des valeurs des masses effective transverse et longitudinale en fonction de l'épaisseur de film. Ainsi, dans la continuité de notre travail de modélisation du transistor à nanofil, il serait intéressant de prendre en compte ces effets de basse dimensionnalité prédominants dans les architectures tridimensionnelles comme le transistor à nanofil. Pour cela, il est possible de prendre comme base les équations développées pour la modélisation de la tension de seuil du chapitre IV et d'intégrer l'évolution de ces masses via une description analytique [Nehari]. Cependant, pour une description correcte du courant, il faudrait aussi répercuter ces effets sur les autres paramètres physiques de notre équation en courant : vitesse d'injection, coefficient de réflexion, pente sous le seuil et libre parcours moyen. Pour finir, il serait aussi intéressant d'introduire ce travail dans des environnements de type TCAD en utilisant les méthodologies mises en place durant cette thèse (fonction de type « C-interpreter »).

Enfin, beaucoup de travaux se sont penché récemment [C.Wang] [Xu] sur la problématique de la modélisation compacte des canaux contraints. La précision de ces modèles repose sur leur capacité à reproduire fidèlement le champ de contrainte. Cette problématique est très similaire à la modélisation analytique des profils des jonctions source-canal et canal-drain. Récemment Sakamoto *et al* [Sakamoto] propose une solution intéressante pour modéliser la raideur des jonctions. Ainsi, il serait intéressant d'utiliser cette approche pour intégrer dans notre modélisation les propriétés spécifiques des canaux contraints.

Annexes :

I) RELATIONS IMPORTANTES SUR LES PRODUITS TENSORIELS.....	162
II) PRECISIONS SUR LE FLUX D'ENERGIE	163
III) PROBABILITE DE COLLISION DE FORME EXPONENTIELLE	164
IV) PRECISION SUR LA CHARGE D'INVERSION	166
V) PRECISION SUR LE COEFFICIENT DE REFLEXION.	169

I) Relations importantes sur les produits tensoriels

I.1) Relation sur la « dérivation » de fonctions dépendantes du vecteur d'onde

Pour l'élaboration des relations d'ordre nous serons amenés à évaluer $\nabla_{\mathbf{k}} A(\mathbf{k})$ [Gritsch], avec $A(\mathbf{k})$ représentant un scalaire ou un vecteur qui est fonction de k . Par exemple, dans le cas d'un scalaire, la relation se développe :

$$\nabla_{\mathbf{k}} k = e_{\mathbf{k}} = \frac{\mathbf{k}}{k} \quad (\text{A.I.1})$$

avec $e_{\mathbf{k}}$ vecteur unité. Dans le cas d'un vecteur la relation se développe :

$$\nabla_{\mathbf{k}} \otimes \mathbf{k} = \delta \quad (\text{A.I.2})$$

avec δ tenseur unité. Dans le cas général, deux cas se présentent pour l'évaluation du gradient de k d'une quantité dépendante de k :

1 - Si $A(\mathbf{k}) = \mathbf{k}.a(k)$ avec $a(k)$ un scalaire fonction de k^i et $i=0, 2, 4, 6, \dots$ entier. Nous obtenons la formule suivante :

$$\nabla_{\mathbf{k}} \otimes (\mathbf{k}.a(k)) = a(k).\nabla_{\mathbf{k}} \otimes \mathbf{k} + \mathbf{k} \otimes \nabla_{\mathbf{k}} a(k) = a(k).\delta + (\mathbf{k} \otimes \mathbf{k}).\left(\frac{da(k)}{dk} \cdot \frac{1}{k}\right) \quad (\text{A.I.3})$$

2 - Si $A(\mathbf{k}) = a(k)$ est un scalaire fonction de k^i et $i=0, 2, 4, 6, \dots$, on fait une dérivée classique suivant k .

I.2) Relation sur la partie aléatoire de la vitesse de groupe

Sachant que la vitesse de groupe peut se décomposer [Grasser] en une partie aléatoire de valeur moyenne nulle \mathbf{c} et une vitesse moyenne $\mathbf{v}_{\text{moy}} = \langle \mathbf{v}_g \rangle / \langle 1 \rangle$:

$$\mathbf{v}_g = \mathbf{c} + \mathbf{v}_{\text{moy}} \quad (\text{A.I.4})$$

et que la vitesse moyenne est un moment d'ordre impair, son intégration sur l'espace des phases avec la partie symétrique est nulle. De même, la partie aléatoire \mathbf{c} est un moment d'ordre pair, où seule la partie symétrique (qui est supposée isotopique) sera retenue. Nous obtenons donc une relation sur \mathbf{c} et uniquement sur \mathbf{c} [Grasser] :

$$\langle \mathbf{c} \otimes \mathbf{c} \rangle = 1/3 \langle c^2 \rangle \quad (\text{A.I.5})$$

II) Précisions sur le flux d'énergie

Pour mieux comprendre sur quelle quantité a été appliquée la relation de fermeture, nous développerons le flux d'énergie pour retrouver la définition du flux de chaleur \mathbf{Q} (qui devrait s'exprimer uniquement en fonction de la partie aléatoire de la vitesse de groupe). La partie aléatoire de la vitesse de groupe traduit la partie symétrique de la fonction de distribution (il en est de même pour la vitesse moyenne avec la partie anti symétrique) puisque sa valeur moyenne sur la partie anti symétrique est nulle.

A partir de cette approche, nous chercherons à trouver un terme qui ne dépend que de la partie aléatoire ou, d'une autre façon, de la partie symétrique de la fonction de distribution qui est la partie diffusive du flux d'énergie. Par définition :

$$\mathbf{S} = \frac{1}{n} \langle \mathbf{v}_g \cdot \mathcal{E} \rangle = \frac{1}{n} \langle (\mathbf{c} + \mathbf{v}_{moy}) \cdot \mathcal{E} \rangle = \frac{1}{2n} m^* \langle (\mathbf{c} + \mathbf{v}_{moy}) \cdot (\mathbf{c}^2 + 2\mathbf{c} \cdot \mathbf{v}_{moy} + \mathbf{v}_{moy}^2) \rangle \quad (\text{A.II.1})$$

On développe suivant \mathbf{c} et \mathbf{v}_{moy} , en tenant compte du fait que \mathcal{E} est un scalaire :

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2n} m^* \langle \mathbf{c} \cdot \mathbf{c}^2 + 2\mathbf{c} \otimes \mathbf{c} \cdot \mathbf{v}_{moy} + \mathbf{c} \cdot \mathbf{v}_{moy}^2 + \mathbf{v}_{moy} \cdot \mathbf{c}^2 + \mathbf{v}_{moy} \otimes \mathbf{v}_{moy} \cdot \mathbf{c} + \mathbf{v}_{moy} \cdot \mathbf{v}_{moy}^2 \rangle \quad (\text{A.II.2})$$

En distribuant la valeur moyenne on retrouve une partie dépendant uniquement de la partie aléatoire de la vitesse de groupe. Sachant que le produit de tenseur sur la vitesse moyenne n'a plus lieu d'être puisque celui-ci est « sorti » de la valeur moyenne :

$$\begin{aligned} \mathbf{S} &= \frac{1}{2n} m^* \langle \mathbf{c} \cdot \mathbf{c}^2 \rangle \\ &+ \frac{1}{2n} m^* \left[2\mathbf{v}_{moy} \cdot \langle \mathbf{c} \otimes \mathbf{c} \rangle + \mathbf{v}_{moy}^2 \langle \mathbf{c} \rangle + \mathbf{v}_{moy} \cdot \langle \mathbf{c}^2 \rangle + \mathbf{v}_{moy}^2 \cdot \langle \mathbf{c} \rangle + \mathbf{v}_{moy}^3 \right] \end{aligned} \quad (\text{A.II.3})$$

Sachant que la valeur moyenne de la partie aléatoire est nulle on obtient :

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2n} m^* \langle \mathbf{c} \cdot \mathbf{c}^2 \rangle + \frac{1}{2n} m^* \left[2\mathbf{v}_{moy} \cdot \langle \mathbf{c} \otimes \mathbf{c} \rangle + \mathbf{v}_{moy} \cdot \langle \mathbf{c}^2 \rangle + \mathbf{v}_{moy}^3 \right] \quad (\text{A.II.4})$$

En utilisant la relation (A.I.5) sur la partie aléatoire de la vitesse de groupe on obtient le facteur 1/3 :

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2n} m^* \langle \mathbf{c} \cdot \mathbf{c}^2 \rangle + \frac{1}{2n} m^* \cdot \mathbf{v}_{moy} \cdot \left[\frac{5}{3} \langle \mathbf{c}^2 \rangle + \mathbf{v}_{moy}^2 \right] \quad (\text{A.II.5})$$

On remplace $\langle \mathbf{c}^2 \rangle$:

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2n} m^* \langle \mathbf{c} \cdot \mathbf{c}^2 \rangle + \frac{1}{2n} m^* \cdot \mathbf{v}_{moy} \cdot \left[\frac{5}{3} \cdot \frac{3 \cdot k_B \cdot T_n \cdot n}{m^*} + \mathbf{v}_{moy}^2 \right] \quad (\text{A.II.6})$$

On introduit le facteur $m^*/2n$ dans l'accolade de façon à retrouver l'expression de l'énergie moyenne w :

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2n} m^* \langle \mathbf{c} \cdot \mathbf{c}^2 \rangle + \mathbf{v}_{moy} \cdot \left[k_B \cdot T_n + \frac{3}{2} \cdot k_B \cdot T_n + \frac{1}{2} \cdot m^* \cdot \mathbf{v}_{moy}^2 \right] \quad (\text{A.II.7})$$

Par définition de l'énergie moyenne :

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2n} m^* \langle \mathbf{c} \cdot \mathbf{c}^2 \rangle + \mathbf{v}_{moy} \cdot [k_B \cdot T_n + w] \quad (\text{A.II.8})$$

On retrouve bien [Grasser] le fait que le flux se scinde en une partie diffusive et une partie « drift » en utilisant juste la notion de vitesse aléatoire (qui représente la partie symétrique de la fonction de distribution).

En multipliant par n et en utilisant les définitions du flux de chaleur $\mathbf{Q} = (m^*/2n) \langle \mathbf{c} \cdot \mathbf{c}^2 \rangle$, de l'énergie moyenne $w = (3/2) \cdot k_B \cdot T_L$ et de la densité de courant $\mathbf{J}_n = -q \cdot n \cdot \mathbf{v}_{moy}$ on retrouve l'équation (II.32) :

$$n \cdot \mathbf{S} = n \cdot \mathbf{Q} + n \cdot \mathbf{v}_{moy} \cdot \left[k_B \cdot T_n + \frac{3}{2} \cdot k_B \cdot T_L \right] = -\frac{5 \cdot k_B \cdot T_n}{2 \cdot q} \cdot \mathbf{J}_n + n \cdot \mathbf{Q} \quad (\text{A.II.9})$$

III) Probabilité de collision de forme exponentielle

Comme nous l'avons largement abordé d'un point de vue théorique dans le chapitre II et technique dans le chapitre IV, la forme de la probabilité de collision est essentielle dans l'évaluation du coefficient de réflexion. Jusqu'ici nous avons supposé une forme linéairement dépendante au champ électrique :

$$R_{\leftarrow}(x) = \frac{\lambda^{-1}}{\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{L_c} \cdot \left(\frac{q \cdot V_{DS}}{k \cdot T} \right) \cdot \left(1 + \coth \left(\frac{x}{2} \cdot \frac{1}{L_c} \cdot \frac{q \cdot V_{DS}}{k \cdot T} \right) \right)} + \lambda^{-1} \quad (\text{A.III.1})$$

Mais en présence de champ électrique fort*, il semble qu'une relation linéaire ne suffise pas à décrire de façon macroscopique l'évolution du coefficient de réflexion. Comme le dit Pulver *et al* [Pulver] pour un système obéissant à la statistique de Boltzmann, un tel champ électrique implique que le courant de dérive domine largement la partie diffusive ($\mu_0 \cdot E \gg v_{th}$). En d'autres termes, les probabilités de collision doivent respecter les conditions suivantes : $r_{\rightarrow} \cdot dx \rightarrow 1$ et $r_{\leftarrow} \cdot dx \rightarrow 0$. Cela suggère donc une forme exponentielle [Pulver] pour la description des probabilités de collision :

* Régime appelé également régime de porteurs chauds.

$$\vec{r} = \lambda^{-1} \cdot e^{\pm \varepsilon}; \quad \varepsilon = \frac{q \cdot \lambda \cdot |E|}{2 \cdot k_B \cdot T_L} \quad (\text{A.III.2})$$

Supposons maintenant un champ électrique constant ($E=V_{DS}/L_c$). Nous obtenons l'expression analytique du coefficient de réflexion en utilisant la même démarche que dans le paragraphe II.3.2.1 mais avec une probabilité de collision de forme exponentielle :

$$R_{\leftarrow}(x) = \frac{e^{-\varepsilon}}{\left(\sqrt{\left(\frac{e^{-\varepsilon} + e^{\varepsilon}}{2} \right)^2 - 1} \right) \cdot \coth \left(\frac{x}{\lambda} \cdot \sqrt{\left(\frac{e^{-\varepsilon} + e^{\varepsilon}}{2} \right)^2 - 1} \right) + \left(\frac{e^{-\varepsilon} + e^{\varepsilon}}{2} \right)} \quad (\text{A.III.3})$$

Cette expression dépend elle aussi de la position x et tend vers $R=L_c/(\lambda+L_c)$ pour de faible V_{DS} (illustré sur l'encart de la figure A.III.a). Comme attendu, pour de grandes longueurs de canal ($\sim 1 \mu\text{m}$) les deux expressions (probabilité de collision classique et exponentielle) convergent vers la même valeur puisque les probabilités sont équivalente (illustré sur la figure A.III.a).

Pour expliquer clairement l'impact d'une telle probabilité de collision sur le courant, nous avons simulé une architecture Double-Grille à canal intrinsèque. Pour cela nous utiliserons l'approche classique de l'expression en courant développée dans le chapitre II [Martinie4] :

$$I_D = 2 \cdot W \cdot Q_{inv} \cdot \frac{\mathfrak{S}_{1/2}(\eta_F)}{\ln(1 + e^{\eta_F})} \cdot v_{th} \cdot \left(\frac{1-R}{1+R} \right) \cdot \left(\frac{1 - \frac{\mathfrak{S}_{1/2}\left(\eta_F - \frac{q \cdot V_{DS}}{k_B \cdot T_L}\right)}{\mathfrak{S}_{1/2}(\eta_F)}}{1 + \left(\frac{1-R}{1+R} \right) \cdot \frac{\ln\left(1 + e^{\eta_F - \frac{q \cdot V_{DS}}{k_B \cdot T_L}}\right)}{\ln(1 + e^{\eta_F})}} \right) \quad (\text{A.III.4})$$

où η_F représente le niveau de Fermi, v_{th} étant la vitesse des porteurs injectés dans le canal, $\mathfrak{S}_{1/2}$ est l'intégrale de Fermi d'ordre $1/2$ [Lundstrom] et $Q_{inv} = C_{ox} \cdot (V_{GS} - V_T)^*$. La valeur du libre parcours moyen est directement extraite des données Monte-Carlo de Huet *et al* [Huet2].

La figure A.III.b représente le courant de drain en fonction de la tension V_{DS} pour deux configurations : $L_c=1 \mu\text{m}$ avec $\lambda=10 \text{ nm}$ et $L_c=20 \text{ nm}$ avec $\lambda=20 \text{ nm}$. Dans le cas du canal long, le courant de drain est le même pour les deux cas puisque les probabilités de collision sont équivalentes. A contrario, pour le cas du canal court, la probabilité de collision exponentielle tend plus rapidement vers une valeur nulle ce qui mène à un courant balistique. D'un point de vue empirique, ceci revient à dire qu'un très fort champ électrique parallèle implique une forte augmentation du courant.

* La modélisation de la tension de seuil utilisée ici est celle de Suzuki *et al* [Suzuki] [Martinie4].

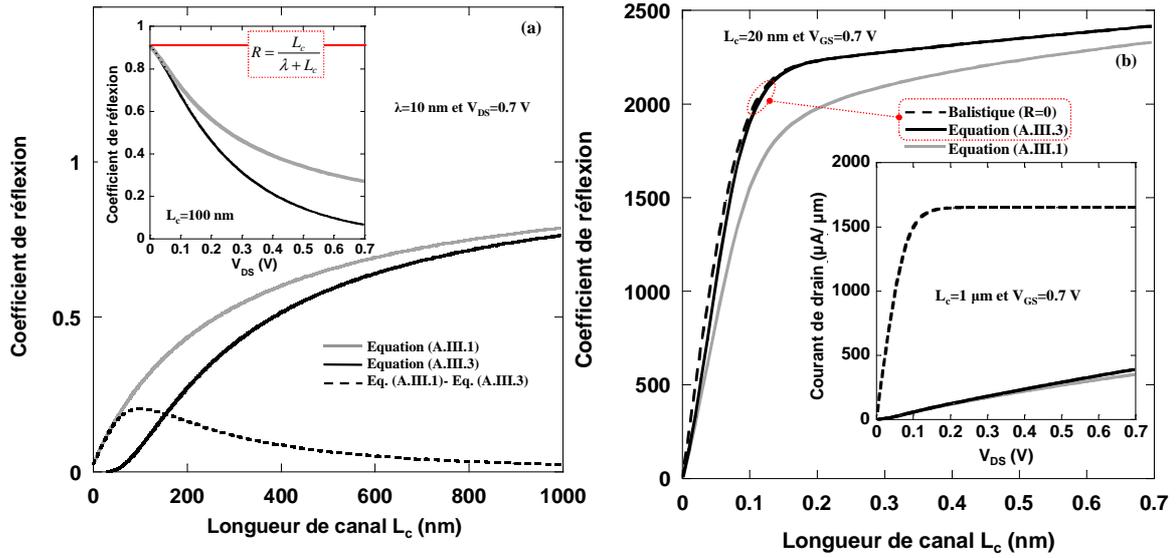


Figure A.III. Simulation d'un transistor Double-Grille symétrique à canal non dopé : $t_{si}=10$ nm, $t_{ox}=1.2$ nm et $V_{GS}=0.7$ V. (a) Coefficient de réflexion en fonction de la longueur de canal pour $V_{DS}=0.7$ V (l'encart représente la variation du coefficient de réflexion en fonction de V_{DS}) et (b) courant de drain en fonction de la tension V_{DS} pour $L_c=20$ nm et $L_c=1 \mu m$.

Pour conclure, ce développement nous a permis d'identifier la problématique de la forme des probabilités de collision et de la méthodologie associée pour obtenir une modélisation analytique de celles-ci. Malheureusement, cela ne résout pas la question des formes des probabilités de collision pour prendre en compte des phénomènes physiques spécifiques.

IV) Précision sur la charge d'inversion

La description explicite des intégrales et du niveau de fermi se basent sur les travaux respectifs de Selberherr *et al* [Selberherr] et Rahman *et al* [Rahman]. Pour cela il faut introduire une fonction de raccord permettant de relier le régime sous le seuil au régime au dessus du seuil pour exprimer la charge en fonction de V_{GS} .

L'intégrale de Fermi d'ordre $1/2$ se décompose analytiquement de la façon suivante [Selberherr] :

$$\mathfrak{S}_{1/2}(X) = \int_0^{+\infty} \frac{Y^{1/2}}{1 + e^{Y-X}} \cdot dY = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{1}{c(X) + e^{-X}} \quad (\text{A.IV.1})$$

$$C(X) = \frac{3 \cdot \sqrt{\frac{\pi}{2}}}{\left[2.13 + X + \left((X - 2.13)^{12/5} + 9.6 \right)^{5/12} \right]^{3/2}} \quad (\text{A.IV.2})$$

avec $X = \eta_F - q \cdot V_{DS} / k_B \cdot T_L$, la différence entre le niveau de Fermi et la tension drain source normalisée. Or, d'après Rahman *et al* [Rahman], le niveau de Fermi s'exprime de la façon suivante :

$$\eta_F = \ln \left(e^{\frac{Q_{inv}}{q \cdot (1+R) \cdot N_{2D}}} - 1 \right) \quad (\text{A.IV.3})$$

avec N_{2D} est la densité d'état effective bidimensionnelle, R le coefficient de réflexion analytique et $Q_{inv} = C_G \cdot (V_{GS} - V_T)$ la charge d'inversion. Il faut maintenant exprimer la charge d'inversion en fonction de V_{GS} sous et au dessus du seuil. Pour cela nous créerons une fonction de raccord qui dépendra de la tension de seuil et de la pente sous le seuil (dont la description analytique est expliquée dans le paragraphe IV.2) :

$$Q_{inv} = C_G \cdot (V_{GS} - V_T) \cdot f_{raccord} \quad (\text{A.IV.4.a})$$

$$f_{raccord} = \frac{1}{1 - e^{-A \cdot (V_{GS} - V_T)}} \quad (\text{A.IV.4.b})$$

L'expression de A se détermine à partir de la définition de la pente sous le seuil pour $V_{GS} = 0$:

$$\frac{1}{S} = \left. \frac{d \log(I_D)}{dV_{GS}} \right|_{V_{GS}=0} = \left. \frac{d \log(Q_{inv})}{dV_{GS}} \right|_{V_{GS}=0} = \frac{-1}{\ln(10)} \cdot \left(\frac{1}{V_T} + \frac{A}{e^{-A \cdot V_T} - 1} \right) \quad (\text{A.IV.5})$$

En considérant un canal long (on néglige le terme exponentiel), nous obtenons une expression explicite de A :

$$A = \frac{\ln(10)}{S} + \frac{1}{V_{th}} \quad (\text{A.IV.6})$$

La charge d'inversion s'écrit alors :

$$Q_{inv} = \frac{C_G \cdot (V_{GS} - V_T)}{1 - e^{-\left(\frac{\ln(10)}{S} + \frac{1}{V_{th}} \right) \cdot (V_{GS} - V_T)}} \quad (\text{A.IV.7})$$

Cette fonction est indéterminée en $V_{GS} = V_T$ mais n'est pas discontinue, puisqu'il existe une limite finie. Pour cela nous poserons la condition suivante : lorsque $V_{GS} = V_T$ nous remplacerons la valeur indéterminée par la moyenne de la charge d'inversion en $V_{GS} = V_T + \delta$ et $V_{GS} = V_T - \delta$ (arbitrairement nous avons pris un $\delta = 10$ mV). Cette fonction de raccord est donc utilisée pour l'expression du courant et du niveau de Fermi, en utilisant également les autres

modélisations mises en place pour la tension de seuil et le coefficient de réflexion dans les paragraphes IV.2 et IV.3.

La figure A.IV.a trace l'erreur entre la valeur exacte et la valeur analytique de la fonction de Fermi d'ordre $\frac{1}{2}$; l'erreur relative est inférieure à 1 % [Selberherr]. La figure A.IV.b compare la valeur exacte de la pente sous le seuil donnée par la formulation analytique du paragraphe IV.2.2 et l'extraction obtenue à partir de la fonction de raccord. Enfin, la figure A.IV.c représente le calcul de la charge d'inversion avec la fonction de raccord, ainsi que sa dérivée première et seconde. Comme attendu, nous n'avons pas de discontinuité ce qui valide l'approche utilisée pour notre fonction de raccord.

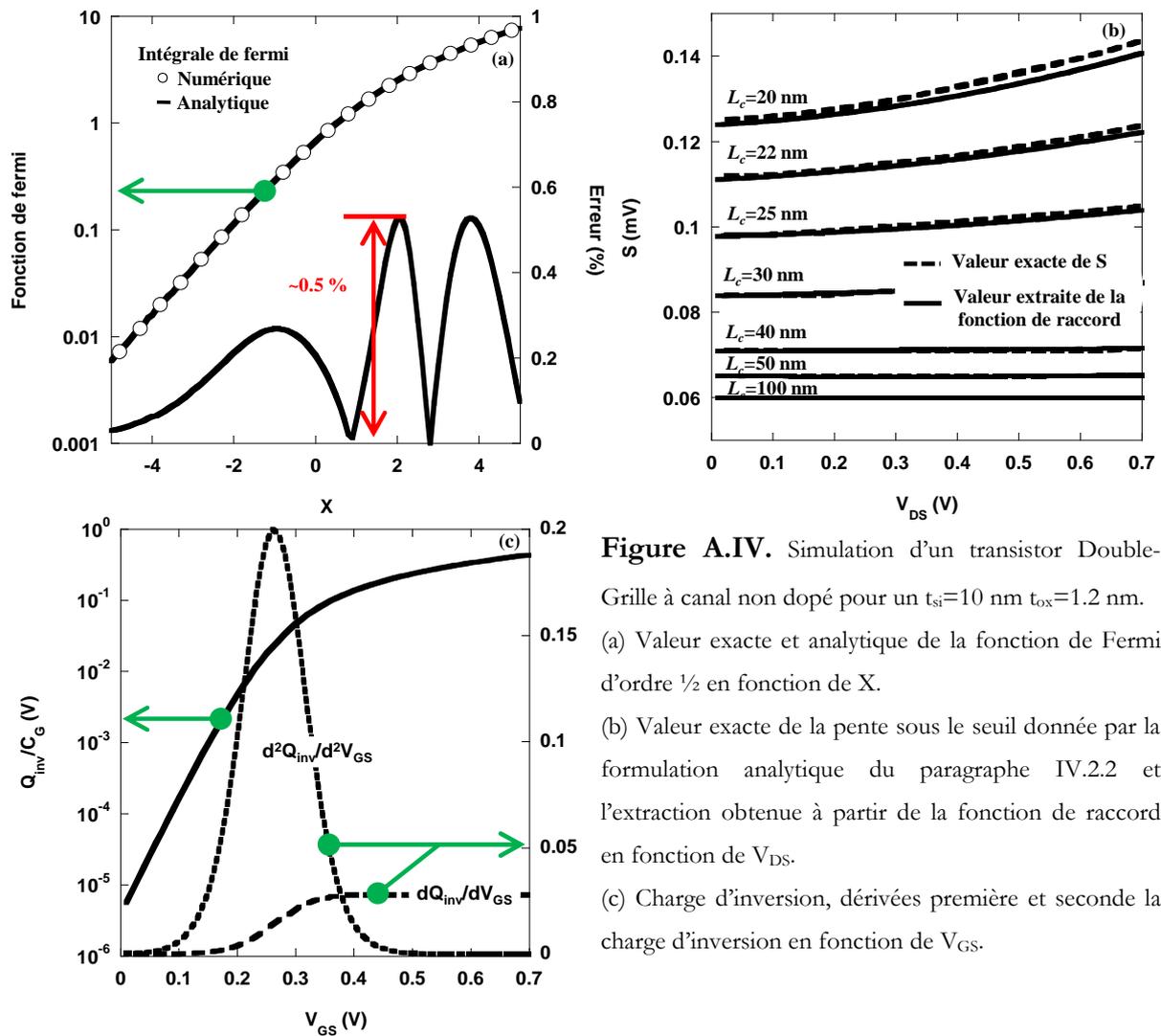


Figure A.IV. Simulation d'un transistor Double-Grille à canal non dopé pour un $t_{si}=10$ nm $t_{ox}=1.2$ nm.
 (a) Valeur exacte et analytique de la fonction de Fermi d'ordre $\frac{1}{2}$ en fonction de X .
 (b) Valeur exacte de la pente sous le seuil donnée par la formulation analytique du paragraphe IV.2.2 et l'extraction obtenue à partir de la fonction de raccord en fonction de V_{DS} .
 (c) Charge d'inversion, dérivées première et seconde la charge d'inversion en fonction de V_{GS} .

V) Précision sur le coefficient de réflexion.

Comme nous l'avons présenté dans le paragraphe IV.3.1, nous avons introduit une formulation analytique permettant de décrire le coefficient de réflexion en approximant le potentiel par une loi de puissance :

$$R_{(x)} = \frac{\lambda^{-1}}{L_{kT}^{-1} + \lambda^{-1}} \quad (\text{A.V.1.a})$$

$$L_{kT}^{-1} = \frac{1}{2.L'} \cdot \left(\frac{q.V_{DS}}{k.T} \right)^{\frac{1}{\alpha}} \cdot \left[1 + \coth \left(\frac{x}{2.L'} \cdot \left(\frac{q.V_{DS}}{k.T} \right)^{\frac{1}{\alpha}} \right) \right] \quad (\text{A.V.1.b})$$

$$L' = 0.9.L \cdot \left(\frac{V_{dd} - V_T}{V_{GS} - V_T} \right)^{\frac{1}{\alpha}} \quad (\text{A.V.1.c})$$

$$\alpha = 1.4 + \left(\frac{1}{1 + e^{-\frac{L_c - 4.t_{si}}{t_{si}}}} \right) \cdot \left(\frac{\lambda}{L_c} \right)^{0.5} \quad (\text{A.V.1.d})$$

L'expression de L' est très proche de celle proposée par [Chen2] et module le pré facteur de la « kT-Layer » en fonction de la tension grille source ; ainsi, le coefficient de réflexion évolue en fonction de la tension grille source. La figure A.V.a compare le taux de balisticité extrait d'après les simulations numériques et celui calculé par le modèle analytique. La divergence entre les cas numérique et analytique, lorsque la tension V_{GS} est faible, est directement liée à la définition du coefficient de réflexion. En effet, pour de faibles charges d'inversion, il est difficile d'associer une « kT-Layer » décrivant les interactions d'un canal de conduction quasi-inexistant.

La figure A.V.b présente la longueur de la « kT-Layer » en fonction de V_{GS} . Nous remarquons une saturation de L_{KT} de la autour du seuil. Cette saturation reflète l'évolution classique du potentiel en fonction de V_{GS} : plus V_{GS} est faible plus le potentiel s'arrondi (quel que soit V_{DS}). Là encore il faut noter qu'associer une « kT-Layer » autour et sous le seuil est en contradiction avec la définition de celle-ci. Heureusement, pour ce régime de fonctionnement c'est la fonction de raccord qui relie la caractéristique en courant au dessus du seuil à la caractéristique en courant en dessous du seuil par l'intermédiaire de la pente sous le seuil S .

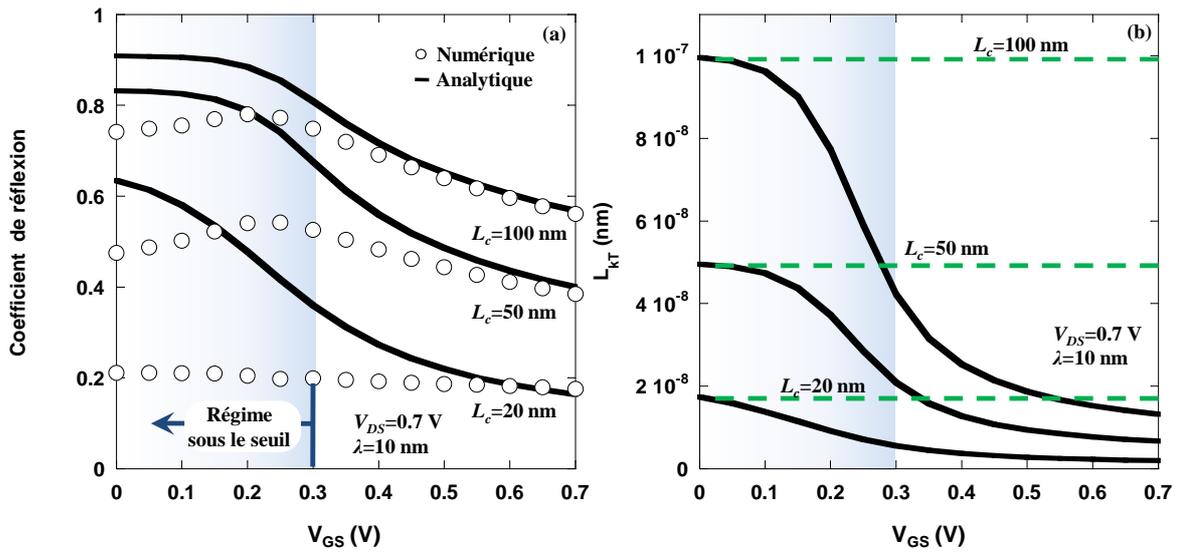


Figure A.V. Simulation d'un transistor Double-Grille symétrique à canal non dopé : $t_{si} = 10$ nm, $t_{ox} = 1.2$ nm, $V_{DS} = 0.7$ V, $\lambda = 10$ nm et $L_c = 20, 50$ et 100 nm. (a) Comparaison entre les simulations numérique [Martinie] et le modèle analytique du coefficient de réflexion en fonction de V_{GS} et (b) longueur de la « kT-Layer » en fonction de V_{GS} pour différentes longueurs de canal.

Références bibliographiques

A

[Alam] M. A. Alam, S. Tanaka, M. S. Lundstrom, “A Small-Signal, One-Flux Analysis of Short-Base Transport”, *Solid-State Electronics*, vol. 38, pp. 177-182, Jan. 1995.

[Andrieu] F. Andrieu, « Transistors CMOS Decananometriques a Canaux Contraints sur Silicium Massif ou sur SOI – Fabrication, Caracterisation et Etude du Transport », *Thèse de Doctorat*, Institut National Polytechnique de Grenoble (INPG), 2005.

[Apanovich] Y. Apanovich, E. Lyumkis, B. Polsky, A. Shur, P. Blakey, “Steady-state and transient analysis of submicron devices using energy balance and simplified hydrodynamic models”, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 13, no. 6, pp. 702-710, June 1994.

[Ancona] M.G. Ancona, Z. Yu, W.-C. Lee, R.W. Dutton, P.V. Voorde, “Density-gradient Simulations of Quantum Effects in Ultra-Thin-Oxide MOS Structures”, International Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices, SISPAD '97, p. 97, 1997.

[Assad] F. Assad, Z. Ren, S. Datta, M. Lundstrom and P. Bendix, “Performance limits of silicon MOSFETs”, *IEEE IEDM Tech. Dig.*, pp. 547-550, Dec. 1999.

[Autran] J.L. Autran, « Simulation de nanodispositifs sur silicium », présentation à OMNT le 22 juin 2006.

[Autran2] J.L. Autran, D. Munteanu, O. Tintori, E. Decarre, A.M. Ionescu, “An analytical subthreshold current model for ballistic quantum-nanowire double-gate MOS transistor”, *Molecular Simulation*, vol. 31, no 2-3, pp. 179-183, Oct. 2004.

[Autran3] J.L. Autran, K. Nehari, D. Munteanu, “Compact modeling of the threshold voltage in silicon nanowire MOSFET including 2D-quantum confinement effects”, *Molecular Simulation*, vol. 31, no 12, pp. 839-843, Oct. 2005.

[Autran4] J.L. Autran and D. Munteanu, "Simulation of electron transport in nanoscale independent-gate double-gate devices using a full 2D Green's function approach", *Journal of Computational and Theoretical Nanoscience*, vol. 5, p. 1120–1127, 2008.

[ATLAS] ATLAS Users Manual, SILVACO.

B

[Baccarani] G. Baccarani, S. Reggiani, “A Compact Double-Gate MOSFET Model Comprising Quantum-Mechanical and Nonstatic Effects”, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 46, no. 8, pp. 1656-1666, August 1999.

[Baccarani2] G. Baccarani, M.R. Wordeman, R. Dennard, “Generalized scaling theory and its application to a $\frac{1}{4}$ Micrometer MOSFET Design”, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-31, no. 4, pp. 452-462, April 1984.

[Banna] S.R. Banna, P.C.H. Chan, P.K. Ko, C.T. Nguyen, C. Mansun, “Threshold voltage model for deep-submicrometer fully depleted SOI MOSFET’s”, *IEEE Trans. Electron Devices*, no. 11, pp. 1949-1955, nov. 1995.

[Batude] P. Batude, M.-A. Jaud, O. Thomas, L. Clavelier, A. Pouydebasque, M. Vinet, S. Deleonibus and A. Amara, “3D CMOS Integration: Introduction of Dynamic coupling and Application to compact and Robust 4T SRAM”, in *Proc. IEEE ICICDT*, pp. 281-284, Grenoble, France, Mai 2008.

[Barraud] S. Barraud, “Modélisation des effets quantiques dans les dispositifs sub-100 nm”, rapport GED interne CEA-LETI MINATEC.

[Barraud2] S. Barraud, O. Bonno, M. Cassé, “The influence of remote centers located in $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$ gate stacks on the effective electron mobility”, *J. Appl. Phys.*, vol. 104, 073725, Oct. 2008.

[Barral] V. Barral, « Etude, simulation et caractérisation du transport quasi-balistique dans les dispositifs nanométrique », *Thèse de doctorat*, Université de Provence, 2008.

[Barral2] V. Barral, T. Poroux, M. Vinet, J. Widiez, B. Previtali, P. Grosgeorges, G. Le Carval, S. Barraud, J. L. Autran, D. Munteanu and S. Deleonibus “Experimental determination of the channel backscattering coefficient on 10-70 nm-metal-gate Double-Gate transistors”, *Solid-State Electronics*, vol. 51, no. 4, pp. 537-542, Apr. 2007.

[Barral3] V. Barral, T. Poiroux, F. Andrieu, C. Buj-Dufournet, O. Faynot, T. Ernst, L. Brévard, C. Fenouillet-Beranger, D. Lafond, J.M. Hartmann, V. Vidal, F. Allain, N. Daval, I. Cayrefourq, L. Tosti, D. Munteanu, J.L. Autran and S. Deleonibus, “Strained FDSOI CMOS technology scalability down to 2.5nm film thickness and 18nm gate length with a TiN/HfO_2 gate stack”, *IEDM Tech. Dig.*, pp. 61-64, Dec. 2007.

[Barral4] V. Barral, T. Poiroux, F. Rochette, M. Vinet, S. Barraud, O. Faynot, L. Tosti, F. Andrieu, M. Casse, B. Previtali, R. Ritzenthaler, P. Grogeorges, E. Bernard, G. LeCarval, D. Munteanu, J.L. Autran and S. Deleonibus, “Will strain be useful for 10nm quasi-ballistic FDSOI devices? An experimental study”, *Symp. VLSI Tech. Dig.*, pp.128- 129, June 2007.

[Barral5] V. Barral, T. Poiroux, J. Saint-Martin, D. Munteanu, J.L. Autran et S. Deleonibus, “Experimental Investigation on the Quasi-Ballistic Transport: Part I-Determination of a New Backscattering Coefficient Extraction Methodology”, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 56, no. 3, pp. 408-419, March 2009.

[Barral6] V. Barral, T. Poiroux, D. Munteanu, J.L. Autran et S. Deleonibus, “Experimental Investigation on the Quasi-Ballistic Transport: Part II-Backscattering Coefficient Extraction and Link With the Mobility”, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 56, no. 3, pp. 420-430, March 2009.

[Barral7] V. Barral, T. Poiroux, S. Barraud, F. Andrieu, O. Faynot, D. Munteanu, J.L. Autran and S. Deleonibus, “Evidences on the Physical Origin of the Unexpected Transport Degradation in Ultimate n-FDSOI Devices”, *IEEE Trans. Nanotechnol.*, vol. 8, no. 2, pp. 167-173, March 2009.

[Bescond] M. Bescond, “Modelisation et simulation du transport quantique dans les transistors MOS nanométrique”, *Thèse de doctorat*, Université de Provence, 2004.

[Bertz] F. Bertz, “the Bethe condition for thermionic emission near an absorbing boundary”, *Solid-State Electron.* **28**, 1007 1985.

[Blotekjaer] K. Blotekjaer, « transport equations for electrons in two-valley semiconductors », IEEE, transaction on electron devices, vol. ED-17, no. 1, jan 1970.

[Bonno] O. Bonno, S. Barraud, D. Mariolle, F. Andrieu, “Effect of strain on the electron effective mobility in biaxially strained silicon inversion layers: an experimental and theoretical analysis via atomic force microscopy measurements and Kubo-Greenwood mobility calculations”, *J. Appl. Phys.*, vol. 103, 063715, March 2008.

[BSIM] BSIMSOI4.0 MOSFET model, Users’ Manual <http://wwwdevice.eecs.berkeley.edu/~bsimsoi/>, 2005.

[Bui] Hung Tien Bui, AK. Al-Sheraidah and Y. Wang, et al, “Design analysis of low-power 10-transistor full adders using novel xor-xnor gates”, *IEEE Transactions on Circuits and Systems*, vol. 49, no. 1, pp. 25-30, Jan. 2002.

C

[Canali] C. Canali, C. Jacoboni, F. Nava, G. Ottaviani and A. Alberigi-Quaranta, “Electron drift velocity in silicon”, *Phys. Rev. B*, vol 12, no 4, pp. 2265-2284, Aug. 1975.

[Clerc] R. Clerc, P. Palestri, L. Selmi, “On the Physical Understanding of the kT -layer Concept in Quasi-Ballistic Regime of Transport in Nanoscale Devices”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 53 (7), Juil. 2006.

[Cohen-Tannoudji] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloë, “Mécanique quantique I et II”, *Hermann*, 1995.

[Coltman] J. W. Coltman, E. G. Ebbighausen, W. Altar, “Physical Properties of Calcium Tungstate X-Ray Screens”, *Journal of Applied Physics*, vol. 18, pp. 530-544, Juin 1947.

[Cousin] B. Cousin, O. Rozeau, M.-A. Jaud, J. Jomaah, “Compact modeling of quantization effects for cylindrical gate-all-around MOSFETs”, *ULIS 2009*, pp. 269-272, March 2009.

[Chen] M.J. Chen, H.T Huang, K.C Huang, P.N Chen and C.S Chang, “Temperature dependent channel backscattering coefficients in nanoscale MOSFETs”, *IEEE IEDM Tech..Dig*, pp. 39-42, Dec. 2002.

[Chen2] M-J. Chen and L-F. Lu “A Parabolic Potential Barrier-Oriented Compact Model for the $k_B T$ Layer’s Width in Nano-MOSFETs”, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 55, no. 5, pp. 1265-1268, May. 2008.

[Chen3] M-J. Chen, L-F. Lu and C-Y. Hsu, “On the mean free path for backscattering in $k_B T$ layer of bulk nano-MOSFETs”, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 55, no. 12, pp. 3594-3598, Dec. 2008.

[Csontos] D. Csontos and S. E. Ulloa, “Crossover from diffusive to quasi-ballistic transport”, *J. Appl. Phys.*, vol. 101, 033711, Feb. 2007.

D

[Datta] S. Datta « Electronic transport in mesoscopic systems », Cambridge University Press, 1995.

[Delerue] C. Delerue, M. Lannoo, « Nanostructures Theory and Modelling », Springer, 2004.

[Diagne] B. Diagne, « Etude et modélisation compacte d’un transistor MOS SOI double-grille dédié à la conception », *Thèse de doctorat*, 2007.

[Dollfus] P. Dollfus, “Etudes théorique de structures pour l’électronique rapide et contribution au développement d’un simulateur particulaire Monte Carlo”, *Habilitation à Diriger des Recherches*, 1999.

[Dupré] C. Dupré, A. Hybert, S. Bécu, M. Jublot, V. Maffini-Alvaro, C. Vzioz, F. Aussenac, C. Arvet, S. Barnola, J.-Hartmann, G. Garnier, F. Allain, J.-P. Colonna, M. Rivoire, L. Baud, S. Pauliac, V. Loup, T. Chevolleau, P. Rivallin, B. Guillomot, G. Ghibaudo, O. Faynot, T. Ernst, S. Deleonibus, “15nm-diameter 3D stacked nanowires with independent gates operation : Φ FET”, in *Proc. IEDM*, pp. 749-752, Dec. 2008.

[Dupré2] C. Dupré, « Transistor MOSFET a Nanofils empilés en 3D avec possibilité de fonctionnement indépendant des grilles (Φ FET) : fabrication et propriété de transport », *Thèse de doctorat*, 2008.

E

[EKV] The EPFL-EKV MOSFET Model Equations for Simulation, Technical Report, http://legwww.epfl.ch/ekv/pdf/ekv_v262.pdf, Juil. 1998.

F

[Fanet] H. Fanet, “Nano-électronique, impact sur les architectures et le logiciel”, presentation Midi-MINATEC 2008.

[Fenouillet-Beranger] C. Fenouillet-Beranger, T. Skotniki, S. Monfray, N. Carriere, F. Bœuf, “Requirements for ultra-thin-film devices and new materials for the CMOS roadmap”, *Solid-State Electronics*, vol. 51, no. 4, pp. 537-542, Apr. 2007.

[Ferrier] M. Ferrier, « Modélisation analytique du transport balistique et quasi-balistique dans les MOSFETs avancées », *Thèse de doctorat*, 2007.

[Fuchs] E. Fuchs, P. Dollfus, S. Barraud, D. Villanueva, F. Salvetti and T. Skotniki, “A new bascatattering model giving a description of the quasi-ballistic transport in Nano-MOSFET”, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 52, no. 10, pp. 2280-2289 Oct. 2005.

G

[Gallon] C. Gallon, « Architecture avancées de transistors CMOS SOI pour le nœud 32 nm et en deçà : films ultra-fins, contraintes mécaniques, BOX mince et plan de masse », *Thèse de Doctorat*, Institut National Polytechnique de Grenoble (INPG), 2007.

[Ge] L. Ge and J. Fossum, "A novel compact model of quantum effects in scaled SOI and double-gate MOSFETs", *Proc. International SOI Conference*, p. 114-115, 2000.

[Gildenblat] G. Gildenblat, "One-flux theory of a nonabsorbing barrier", *J. Appl. Phys.*, vol. 91, no. 12, pp. 9883-9886, June 2002.

[Gnagni] E. Gnagni, A. Gnudi, S. Regianni, G. Bacarani, "Quasi-ballistic Transport in Nanowire Field-Effect Transistors", *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 55, no. 11, pp. 2918-2930, Nov. 2008.

[Grasser] T. Grasser, Ting-Wei Tang, H. Kosina, S. Selberherr, "A review of hydrodynamic and energy-transport models for semiconductor device simulation", *IEEE* vol 91 n°2, Feb 2003.

[Gritsch] M.Gritsch, "Numerical modeling of silicon-on-insulator MOSFETs", PhD, 2002.

H

[Hamdy] Hamdy Abd-Elhamid, "Compact Modeling of multiple gate MOS devices", Phd, 2007.

[Harrison] S. Harrison, « Dispositifs GAA en technologie SON : conception, caractérisation et modélisation en vue de l'intégration dans les nœuds CMOS avancés », *Thèse de doctorat*, Université de Provence, 2005.

[Huet] K. Huet, « Modélisation du transport sous contrainte mécanique dans les transistors sub-65 nm pour la microélectronique CMOS », *Thèse de doctorat*, 2009.

[Huet2] K. Huet, J. Saint-Martin, A. Bournel, G. Ghibaudo and M. Mouis, "Monte Carlo study of apparent mobility reduction in nano-MOSFETs", *Proc. ESSDERC 2007*, pp. 382-385.

I

[ITRS] 2007 International Technology Roadmap for Semiconductors. Available online: <http://public.itrs.net>.

J

[Jaud] M-A. Jaud, "Approche du potentiel effectif pour la simulation Monte-Carlo du transport électronique avec effets de quantification dans les dispositifs MOSFETs", *Thèse de doctorat*, 2006.

[Jiménez] D. Jiménez, J. J. Sáenz, B. Iñíguez, J. Suñé, L. F. Marsal and J. Pallarès, "A unified compact model for the ballistic quantum wire and quantum well MOSFET", *J. Appl. Phys.*, vol. 94, no. 2, pp. 1061-1068, Jul. 15, 2003.

K

[Kampen] C. Kampen, A. Burenkov, J. Lorenz, H. Ryssel, V. Aubry-Fortuna, “ An application-driven improvement of the drift-diffusion model for carrier transport in decanano-scaled CMOS devices ”, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 55, no. 11, pp. 3227-3235, Nov. 2008.

[Kiréev] P. Kiréev, “ Physique des semiconducteurs ”, Traduction française Editiond MIR Moscou 1975.

L

[Landauer] R. Landauer, *IBM J. Res. Dev.* 1, 223 (1957).

[Lombardi] C. Lombardi, S. Manzani, A. Saporito and M. Vanzi, “A physically based mobility for numerical simulation of non-planar devices”, *IEEE Trans. on CAD*, vol. 7, no. 11, pp. 1164-1171, Nov. 1988.

[Longini] R. L. Longini, “Optical characteristics of sheets of scattering material”, *Journal of Applied Physics*, vol. 39, no. 7, pp. 551-553, Jan. 1949.

[Loussier] X. Loussier, « Modélisation et simulation analytique et numérique des nano-transistors multi-grille : du dispositif au circuit intégré », *Thèse de doctorat*, Université de Provence, 2008.

[Lundstrom] M. Lundstrom, “Fundamentals of Carrier Transport”, 2nd ed., Cambridge University Press, 2000.

[Lundstrom2] M. Lundstrom, Z. Ren, “Essential physics of carrier transport in nanoscale MOSFETs”, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 49, no. 1, pp. 131-141, Jan. 2002.

[Lundstrom3] M. Lundstrom, “Elementary scattering theory of the Si MOSFET”, *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 18, no 7, pp. 361-363, Jul. 1997.

[Lundstrom4] M. Lundstrom and J. Guo, “Nanoscale transistors, devices physics, modeling and simulation”, Springer, 2006.

[Lochtefeld] A. Lochtefeld and D.A Antoniadis, “On the experimental determination of carrier velocity in deeply scaledNMOS: how close to the thermal limit?”, *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 22, no. 2, pp. 95-97, Feb. 2005.

M

[Martinez] A. Martinez, M. Bescond, J.R. Barker, A. Svizhenko, M.P. Anantram, C. Millar, A. Asenov, “A Self-Consistent Full 3-D Real-Space NEGF Simulator for Studying Nonperturbative Effects in Nano-MOSFETs”, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 54, no. 9, pp. 2213-2222, Sept. 2007.

[Martinie] S. Martinie, G. Le Carval, D. Munteanu, S. Soliveres, J.L. Autran, “Impact of ballistic and quasi-ballistic transport on performances of Double-Gate MOSFET-based circuits”, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 55, no. 9, pp. 2443-2453, Sept. 2008.

[Martinie2] S. Martinie, M-A. Jaud, D. Munteanu, O. Thomas, G. Le Carval, J.L. Aufran, “Performance study of Ballistic and Quasi-Ballistic on Double-Gate MOSFETs 6T SRAM cell”, *NSTI-Nanotech MSM*, ISBN 978-1-4398-1784-1 Vol. 3, pp. 359-362, Houston, Mai 2009.

[Martinie3] S. Martinie, S. Vedraïne, D. Munteanu, G. Le Carval, V. Barral, J. L. Aufran, “Numerical simulation of quasi-ballistic transport in fully-depleted SOI and double-gate MOSFETs: application to the analysis of circuit performances”, in *Proc. Fringe-ESSDERC*, Edinburgh, Scotland, Sep. 2008.

[Martinie4] S. Martinie, D. Munteanu, G. Le Carval, J.L. Aufran, “New unified analytical model of backscattering coefficient from low to high field conditions in quasi-ballistic transport”, *IEEE Electron Device Letters*, vol. 29, no. 12, pp. 1392-1394, Dec. 2008.

[Martinie5] S. Martinie, D. Munteanu, G. Le Carval, J.L. Aufran, “Analytical modelling and performance analysis of Double-Gate MOSFET-based circuit including ballistic/quasi-ballistic effects”, *Molecular Simulation*, DOI: 10.1080/08927020902769836, Janvier 2009.

[Martinie6] S. Martinie, G. Le Carval, D. Munteanu, M-A. Jaud, J.L. Aufran, “A simple compact model to analyze the impact of ballistic and quasi-ballistic transport on ring oscillator performance”, in *Proc. IEEE ICICDT*, pp. 273-276, Grenoble, France, May 2008.

[Martinie7] S. Martinie, D. Munteanu, G. Le Carval, M-A. Jaud, J.L. Aufran, “Analytical modelling and performance analysis of Double-Gate MOSFET-based circuit including ballistic/quasi-ballistic effects”, *NSTI-Nanotech WCM*, Boston, May 2008, ISBN 978-1-4200-8505 Vol. 3, pp. 837-840.

[Martinie8] S. Martinie, D. Munteanu, G. Le Carval, J.L. Aufran, “A New Unified Compact Model for Quasi-Ballistic Transport: Application to the Analysis of Circuit Performances of a Double-Gate Architecture”, in *Proc. SISPAD*, pp. 377–380, Hakone, Japan, Sep. 2008.

[Martinie9] S. Martinie, D. Munteanu, G. Le Carval, J.L. Aufran, “Physics-based analytical modeling of quasi-ballistic transport in Double-Gate MOSFETs: from device to circuit operation”, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 56, no. 11, Nov. 2009, in press.

[Martinie10] S. Martinie, E. Sarrazin, D. Munteanu, S. Barraud, G. Le Carval and J.L. Aufran, “Compact Modeling of Quasi-Ballistic Transport and Quantum Mechanical Confinement in Nanowire MOSFETs: Circuit Performances Analysis”, in *Proc. SISPAD*, pp. 139-142, San-Diego, USA, Sep. 2009.

[Masson] P. Masson, “Physique des semi-conducteurs”, Cours de l’Ecole Polytechnique Universitaire de Marseille.

[Mathieu] H. Mathieu, “Physique des semiconducteurs et des composants électronique”, 5^e édition DUNOD.

[Matheron] G. Matheron, “Concevoir et produire des semiconducteurs en Europe: une Utopie?”, Midi-MINATEC, Avril 2009.

[McKelvey] J. P. McKelvey, R. L. Longini and T. R. Brody, “Alternative approach to the solution of added carrier transport problems in semiconductors”, *Phys. Rev.*, vol 123, no 1, pp. 2736-2743, Jul. 1961.

[McKelvey2] J.P.McKelvey and J.C. Balogh, “Flux method for the analysis of transport problems in semiconductors in the presence of electric fields”, *Phys. Rev.*, vol 137 no A5, pp. A1555-A1561, Mar. 1965.

[McKelvey3] J.P.McKelvey, “Analysis of semiconductor p-n junctions and junction devices by flux method”, *J. Appl. Phys.*, vol. 33, no. 3, pp. 985-991, March 1962.

[McKinnon] W.R. McKinnon, “Fokker-Plank approach to extending the one-flux method of carrier transport in semiconductors to variable energies”, *J. Appl. Phys.*, vol. 94, no. 8, pp. 4986-4994, Oct. 2003.

[Meinerzhagen] B. Meinerzhagen, W. L. Engl, “the influence of the thermal equilibrium approximation on the accuracy of classical two-dimensional numerical modelling of silicon submicrometer MOS transistor”, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol 35, no. 5, may 1988.

[Mixed Mode] Mixed Mode Users Manual, SILVACO.

[Mugnaini] G. Mugnaini and G. Iannaccone, “Physics-based compact model of nanoscale MOSFETs—Part I: Transition from drift-diffusion to ballistic transport,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 52, no. 8, pp. 1795–1801, Aug. 2005.

[Munteanu] D. Munteanu, J.L. Autran, “Two-dimensional Modeling of Quantum Ballistic Transport in Ultimate Double-Gate SOI Devices”, *Solid-State Electron.*, vol. 47, no. 7, p. 1219-1225, 2003.

[Munteanu2] D. Munteanu, “Nano-transistors Multi-Grilles sur Silicium : modélisation, simulation et caractérisation”, *Habilitation à Diriger des Recherche*, Université de Provence, 2008.

[Munsteau3] D. Munteanu, J.L. Autran, S. Harrison, K. Nehari, O. Tintori, T. Skotniki, “Compact model of the quantum short-channel threshold voltage in symmetric Double-Gate MOSFET”, *Molecular Simulation*, vol. 31, no 12, pp. 831-837, Oct. 2005.

[Munteanu4] D. Munteanu, J.L. Autran, X. Loussier, S. Harrison, R. Cerutti and T. Skotnicki, “Quantum short-channel compact modelling of drain-current in Double-Gate MOSFET”, *Solid-State Elec.*, vol. 50, no. 4, pp.680-686, 2006.

N

[Natori] K. Natori, “Ballistic metal-oxide-semiconductor field effect transistor “, *J. Appl. Phys.*, vol. 76, no. 8, pp. 4879-4890, Oct. 1994.

[Nehari] K. Nehari, “Influence of band structure on electron ballistic transport in silicon nanowire MOSFET’s: An atomistic study”, *Solid-State Electronics*, vol. 50, pp. 716-721, March 2006.

P

[Palestri] P. Palestri, D. Esseni, S. Eminentè, C. Fiegna, E. Sangiorgi and L. Selmi, “Understanding Quasi-Ballistic Transport in Nano-MOSFETs: Part I-Scattering in the Channel and in the Drain”, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 52, no. 12, pp. 2727-2735, Dec. 2005.

[Palestri2] M. Zilli, P. Palestri, D. Esseni, L. Selmi, “On the experimental determination of channel back-scattering in nanoMOSFETs”, *IEDM Tech. Dig.*, pp. 105-108, Dec. 2007.

[Peercy] S. Peercy, “The drive to miniaturization”, *Nature*, vol. 406, pp. 1023-1026, Aug. 2000.

[Poli] S. Poli, M.G. Pala, T. Poiroux, S. Deleonibus, G. Baccarani, “Size dependence of surface-roughness limited mobility in silicon-nanowire FETs”, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 55, no. 11, pp. 2968-2976, Nov. 2008.

[Pottier] N. Pottier, “Physique statistique hors équilibre”, Edp Sciences 2007.

[PSP] PSP MODEL, 102.1, <http://pspmodel.asu.edu/>, Oct. 2006.

[Pulver] E.F. Pulver and J.P. McKelvey, “Flux method for transport problems in solids with nonconstant electric fields”, *Phys. Rev.*, vol. 149, no. 2, pp. 617-623, Sep. 1966.

Q

[Querlioz] D. Querlioz, J. Saint-Martin, K. Huet, A. Bournel, V. Aubry-Fortuna, C. Chassat, S. Galdin-Retailleau, P. Dollfus « On the ability of the particule Monte Carlo Tehcnique to include quantum effects in Nano-MOSFET Simulation”, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 54, no. 9, pp. 2232-2241, Sept. 2007.

R

[Rahman] A. Rahman and M. Lundstrom, “A Compact Scattering Model for the Nanoscale Double-Gate MOSFET”, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 49, no. 3, pp. 481-489, Mars 2002.

[Ren] Z. Ren, “Nanoscale MOSFETS: physics, simulation and design”, Phd, 2001.

[Reyboz] M. Reyboz, « Modélisation analytique de transistors double grille à effet de champ en technologie sub-45 nm », *Thèse de doctorat*, 2007.

[Rhew] J-H. Rhew and M. S. Lundstrom, “Drift-diffusion equation for ballistic transport in nanoscale metal-oxide-semiconductor field effects transistor”, *J. Appl. Phys.*, vol. 92, no. 9, pp. 5196-5202, Nov. 2002.

S

[Saint-Martin] J. Saint-Martin, « Etude par Simulation Monte Carlo d’architectures de MOSFET ultracourts a grille multiple sur SOI », *Thèse de doctorat*, 2005.

[Saint-Martin2] J. Saint-Martin, A. Bournel, P. Dollfus, “On the ballistic transport in nanometer scaled DGMOSFET”, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 51, no. 7, pp. 1148-1155, Jul. 2004.

[Saint-Martin3] J. Saint-Martin, A. Bournel, F. Monsef, C. Chassat, P. Dollfus, “Multi sub-band Monte Carlo simulation of an ultra-thin double-gate MOSFET with 2D electron gas”, *Semiconductor Science and Technology*, vol. 21, L29-L31, 2006.

[Sallèse] J. M. Sallèse, F. Krummenacher, F. Prégaldiny, C. Lallement, A.S. Roy, C.C. Enz, “A Design Oriented Charge-Based Current Model for DG MOSFET and its Correlation with the EKV Formalism”, *Solid-State Electronics*, vol. 49, n°3, Mar. 2005.

[Sakamoto] H. Sakamoto, K. Watanabe, H. Arimoto, M. Tanizawa, S. Kumashiro, “surface potential model for bulk MOSFET which accurately reflects channel doping profile expelling fitting parameters”, in *Proc. SISPAD*, pp. 273-276, Sep. 2008.

[Sarrazin] E. Sarrazin, « Etudes du transport électronique dans un nanofil de silicium », *Thèse de doctorat*, 2009.

[Sarrazin2] E. Sarrazin, S. Barraud, F. Triozon, A. Bournel, “A self consistent calculation of band structure in silicon nanowires using a tight-binding model”, in *Proc. SISPAD*, pp. 349-352, Sep. 2008.

[Selberherr] S. Selberherr, “Analysis and simulation of semiconductor devices”, Springer-Verlag Wien New-York, p. 26 and following, 1984.

[Shockley] W. Shockley, “Diffusion and drift of minority carriers in semiconductors for comparable capture and scattering mean free paths”, *Phys. Rev.*, vol. 125, no 5, pp. 1570-1576, Mar. 1962.

[Shockley2] W. Shockley, W.T. Read Jr., “Statistics of the recombination of holes and electrons”, *Phys. Rev.*, vol. 87, no 5, pp. 835-842, April 1952.

[Sodini] C.G. Sodini, P.K. Ko, J.L. Moll, “The Effect of High Fields on MOS Device and Circuit Performance”, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 31, no. 10, pp. 1386-1393, Oct. 1984.

[Soliveres] S. Soliveres, “Caractérisation de la conduction et du bruit basse fréquence dans des macro et nano structures à base de nanotube de carbone”, *Thèse de doctorat*, 2006.

[Soliveres2] S. Soliveres, « Analyse du comportement électrique des transistors GeOI par la simulation TCAD », rapport GED interne CEA-LETI MINATEC.

[Stettler] M.A. Stettler, M.A. Alam, M.S. Lundstrom, “A critical examination of the assumptions underlying macroscopic transport equations for silicon devices”, *IEEE*, vol 40 n°4 April 1993.

[Stratton] R.Stratton, “diffusion of hot and cold electrons in semiconductor barriers”, *Phys.Rev*, vol 126, pp. 2002-2014, 1962.

[Suzuki] K. Suzuki, Y. Tosaka and T. Sugii, “Analytical threshold voltage for short channel n+-p+ double-gate SOI MOSFETs”, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 43, no. 5, pp. 732-738, May 1996.

[Suzuki2] K. Suzuki, S. Satoh, T. Tanaka, S. Ando, “Analytical model for symmetric thin-film Double-Gate Silicon-On-Insulator Metal-Oxide-Semiconductor-Field-Effect-Transistor”, *Jap. J. Appl. Phys.*, vol. 32, no. 11A, pp. 4916-4922, Nov. 1993.

T

[Tanaka] S.I. Tanaka, M. S. Lundstrom, “A Flux-Based Study of Carrier Transport in Thin-Base Diodes and Transistors”, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 42 (10), pp. 1806-1815, Oct. 1995.

[Taur] Y. Taur, X. Liang, W. Wang, H. Lu, “A Continuous, Analytical Drain-Current Model for DG MOSFETs”, *IEEE Electron Device Letters*, vol.25, n°2, Feb. 2004.

[Thomas] O. Thomas, M. Reyboz, M. Belleville, “Sub-1 V, Robust and compact 6T SRAM cell in Double Gate MOS technology”, *IEEE IRCAS*, pp. 2778-2781, New Orlean, USA, May 2007.

[Thomas2] O. Thomas, “Etude de la faisabilité de circuits mémoire SRAM ultra basse tension en technologie SOI partiellement-déserté », *Thèse de doctorat*, 2004.

[Thomas3] O. Thomas, J.-P. Noel, “circuit integers realize en SOI présentant des transistors à tensions de seuil distinctes”, BREVET CEA-LETI MINATEC, dépôt janvier 2009.

[Thompson] S.E. Thompson, S. Parthasarathy, “Moore’s law: the future of Si microelectronics”, *materials today Elsevier*, vol. 6, no. 6, pp. 20-25, June 2006.

[Tintori] O. Tintori, « Modélisation et simulation des transistors Double-Grille : du dispositif au circuit intégré », *Thèse de doctorat*, Université de Provence, 2006.

[Trivedi] V.P. Trivedi, J.G. Fossum, “Quantum-mechanical effects on the threshold voltage of undoped double-gate MOSFETs”, *IEEE Electron Device Letters*, vol. 26, no. 8, pp. 579-582, Aug. 2005.

[Tsvividis] T. Tsvividis, *Operation and Modeling of the MOS Transistor*. Mc Graw-Hill, New York, 1987.

[Tsuchiya] H. Tsuchiya, K. Fujii, T. Mori, “A quantum-Corrected Monte Carlo Study on Quasi-Ballistic Transport in Nanoscale MOSFETs”, *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 53, no. 12, pp. 2965-2971, Dec. 2006.

V

[Vaidyanathan] M. Vaidyanathan and D.L. Pulfrey, “An appraisal of the one-flux method for treating carrier transport in modern semiconductor devices”, *Solid-State Electronics*, vol. 39, no. 6, pp. 827-832, Oct. 1995.

[Van Roosbroeck] W. V. Van Roosbroeck, “The Transport of Added Current Carriers in a Homogeneous Semiconductor”, *Physical Review*, vol. 91 (2), pp. 282-289, Jul. 1952.

[Van Roosbroeck2] W. V. Van Roosbroeck, W. Shockley, “Photon-radiation recombinaison of electrons and holes in germanium”, *Physical Review*, vol. 94 (6), pp. 1558-1560, Feb. 1954.

[Van Wees] B.J. Van Wees, “Quantized conductance of point contacts in a two dimensional electron gas”, *Phys. Rev. Lett.*, 60 848 (1988).

W

[Wang] H. Wang, G. Gildenblat, “Scattering Matrix Based Compact MOSFET Model”, *IEDM Tech. Dig.*, pp. 125-128, Dec. 2002.

[C.Wang] C.C. Wang, W. Zhao, F. Liu, M. Chen, Y. Cao, “Compact modeling of stress effects in scaled CMOS”, in *Proc. SISPAD*, pp. 131-134, San-Diego, USA, Sep. 2009.

[R.Wang] R. Wang, J. Zhuge, C. Liu, R. Huang, D.-W. Kim, D. Park, Y. Wang, “Experimental Study on Quasi-Ballistic Transport in Silicon Nanowire Transistors and the Impact of Self-Heating Effects”, *IEDM Tech. Dig.*, pp. 753-755, Dec. 2008.

[Ward] D.E. Ward, R.W. Dutton, “A charge-oriented model for MOS transistor capacitances”, *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. sc-13, no. 5, oct. 1978.

[Widiez] J. Widiez, “Etude, Fabrication et Caractérisation de Transistors CMOS Double-Grille Planaires Deca-Nanometriques”, *Thèse de Doctorat*, Institut National Polytechnique de Grenoble (INPG), 2005.

[Wigner] E. Wigner, “On the quantum correction for thermodynamic equilibrium”, *Physical Review*, vol. 40, p. 749-759, 1932.

X

[Xi] X. Xi, “BSIM5 MOSFET Model”, in *Proc. Solid-State and Integrated Circuits Technology*, Oct. 2004.

[Xu] N. Xu, X. Sun, L. Wang, A. Neureuther, T-J. King Liu, “predictive compact modeling of strain effects in nanoscale transistors”, in *Proc. SISPAD*, pp. 135-138, San-Diego, USA, Sep. 2009.

Liste de publications de l'auteur

Articles dans des revues internationales à comité de lecture

- [1] **S. Martinie**, G. Le Carval, D. Munteanu, S. Soliveres, J.L. Autran, "Impact of ballistic and quasi-ballistic transport on performances of Double-Gate MOSFET-based circuits", *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 55, no. 9, pp. 2443-2453, Septembre 2008.
- [2] **S. Martinie**, D. Munteanu, G. Le Carval, J.L. Autran, "New unified analytical model of backscattering coefficient from low to high field conditions in quasi-ballistic transport", *IEEE Electron Device Letters*, vol. 29, no. 12, pp. 1392-1394, Décembre 2008.
- [3] **S. Martinie**, D. Munteanu, G. Le Carval, J.L. Autran, "Analytical modelling and performance analysis of Double-Gate MOSFET-based circuit including ballistic/quasi-ballistic effects", *Molecular Simulation*, DOI: 10.1080/08927020902769836, Janvier 2009.
- [4] **S. Martinie**, D. Munteanu, G. Le Carval, J.L. Autran, "Physics-based analytical modeling of quasi-ballistic transport in Double-Gate MOSFETs: from device to circuit operation", *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 56, no. 11, pp. 2692-2702, Novembre 2009.

Articles dans des conférences internationales

- [1] **S. Martinie**, G. Le Carval, D. Munteanu, M.-A. Jaud, J.L. Autran, "A simple compact model to analyze the impact of ballistic and quasi-ballistic transport on ring oscillator performance", in *Proc. IEEE ICICDT*, pp. 273-276, Grenoble, France, Mai 2008.
- [2] **S. Martinie**, D. Munteanu, G. Le Carval, M.-A. Jaud, J.L. Autran, "Analytical modelling and performance analysis of Double-Gate MOSFET-based circuit including ballistic/quasi-ballistic effects", *NSTI-Nanotech WCM*, ISBN 978-1-4200-8505 Vol. 3, pp. 837-840, Boston, Mai 2008.
- [3] **S. Martinie**, D. Munteanu, G. Le Carval, J.L. Autran, "A New Unified Compact Model for Quasi-Ballistic Transport: Application to the Analysis of Circuit Performances of a Double-Gate Architecture", in *Proc. SISPAD*, pp. 377-380, Hakone, Japan, Septembre 2008.
- [4] **S. Martinie**, S. Vedraïne, D. Munteanu, G. Le Carval, V. Barral, J.L. Autran, "Numerical simulation of quasi-ballistic transport in fully-depleted SOI and double-gate MOSFETs: application to the analysis of circuit performances", in *Proc. Fringe-ESSDERC*, Edinburgh, Scotland, Septembre 2008.
- [5] **S. Martinie**, D. Munteanu, G. Le Carval, M.-A. Jaud, J.L. Autran, "Analytical modelling of Ballistic and Quasi-Ballistic Nanowires: validation and application to CMOS architecture", *NSTI-Nanotech WCM*, ISBN 978-1-4398-1784-1 Vol. 3, pp. 570-573, Houston, Mai 2009.

[6] **S. Martinie**, M.-A. Jaud, D. Munteanu, O. Thomas, G. Le Carval, J.L. Autran, "Performance study of Ballistic and Quasi-Ballistic on Double-Gate MOSFETs 6T SRAM cell", *NSTI-Nanotech WCM*, ISBN 978-1-4398-1784-1 Vol. 3, pp. 359-362, Houston, Mai 2009.

[7] **S. Martinie**, E. Sarrazin, D. Munteanu, S. Barraud, G. Le Carval, J.L. Autran, "Compact Modeling of Quasi-Ballistic Transport and Quantum Mechanical Confinement in Nanowire MOSFETs: Circuit Performances Analysis", *SISPAD*, pp. 139-142, San-Diego, USA, Sep. 2009.

[8] **S. Martinie**, D. Munteanu, G. Le Carval, E. Sarrazin, S. Barraud, M.-A. Jaud, J.L. Autran, "Numerical simulation of ballistic/quasi-ballistic transport in FDSOI and Nanowire MOSFETs: analysis of CMOS inverter static performances", in *Proc. Fringe-ESSDERC*, Athens, Greece, Septembre 2009.

Autres communications

[1] **S. Martinie**, D. Munteanu, G. Le Carval, « Modélisation du transport balistique dédiée à la simulation de petits circuits à base de transistors MOS Double-Grille », *GDR simulations multi physique Lilles*, Décembre 2007.

[2] **S. Martinie**, D. Munteanu, G. Le Carval, « Modélisations analytiques du transport électronique dans les dispositifs avancés », *JNRDM 2007*, Mai 2007.

[3] **S. Martinie**, G. Le Carval, D. Munteanu, S. Soliveres, J.L. Autran, « Impact of ballistic transport on circuit performances », Journée de l'ED 353, 27 février 2008.

[4] **S. Martinie**, D. Munteanu, G. Le Carval, J.L. Autran, " Impact du transport balistique et quasi-balistique sur les performances de circuit à base de transistor MOS Double-Grille ", *JNRDM 2008*, Mai 2008.

[5] **S. Martinie**, D. Munteanu, G. Le Carval, J.L. Autran, "Impact of ballistic transport on circuit performances", Journée de l'ED 353, 25 novembre 2008.

[6] **S. Martinie**, D. Munteanu, G. Le Carval, J.L. Autran, "Unified Compact Model for Quasi-Ballistic Transport: Application to the Analysis of Circuit Performances of a Double-Gate Architecture", *Workshop TCAD ST-LETI*, Décembre 2008.

[7] **S. Martinie**, D. Munteanu, G. Le Carval, J.L. Autran, " Impact du transport balistique/quasi-balistique sur la simulation d'éléments de circuits à base de transistor Double-Grille ", *GDR nanoélectronique à Paris : De la réalité et de l'intérêt du transport balistique dans les composants nanoélectroniques*, 5 Mai 2009.

Titre : Modélisation du transport quasi-balistique pour la simulation de circuits à base de nano-transistor multigrilles.

Résumé :

Le transistor MOSFET atteint aujourd'hui des dimensions déca nanométriques pour lesquelles les effets de balisticité ne peuvent plus être négligés. Le challenge actuel est d'être capable d'introduire le transport (quasi-)balistique dans la modélisation des dispositifs innovants et d'évaluer son impact au niveau système. Dans ce contexte, notre travail porte sur l'introduction du transport (quasi-)balistique dans une modélisation analytique des transistors MOS multigrilles pour la simulation d'éléments de circuit. Dans un premier temps, la redécouverte de la méthode de McKelvey appliquée au transistor MOSFET a permis de synthétiser l'ensemble des travaux concernant la modélisation analytique du transport balistique/quasi-balistique. Nous avons alors construit une modélisation appelée « mobilité quasi-balistique » (à partir des travaux de Rhew *et al*), issue du rapprochement entre la méthode des moments et la méthode de McKelvey permettant de décrire le transport (quasi-)balistique de façon macroscopique dans un environnement TCAD. L'ensemble des résultats issus de cette première modélisation nous a dirigé dans la construction de notre modèle analytique de courant (quasi-)balistique en adaptant ou en créant de nouvelles approches pour prendre en compte les divers effets des dispositifs nanométriques : les effets de canal court, le confinement quantique et la description des interactions. Nous avons donc pu quantifier l'impact des propriétés de transport électronique sur le fonctionnement d'éléments de circuit et cela en fonction du type d'architecture.

Mots clés : Transport quasi-balistique, Double-Grille, Nanofil, Modélisation analytique.

Title: Modeling of Quasi-ballistic transport in multigate MOSFET for circuit simulations.

Abstract:

Today, the MOSFET transistor reaches decanometer dimensions for which the effects of ballistic transport can no longer be neglected. The challenge is therefore to be able to introduce (quasi-)ballistic transport in the modeling of new devices and evaluates its impact at the circuit level. In this context, our work focuses on the introduction of (quasi-)ballistic transport in compact model of multigate transistor for the simulation of circuit elements. Firstly, the McKelvey's method applied to MOSFET has been used to synthesize existing works on analytical modeling of ballistic/quasi-ballistic transport. Then, we built a macroscopic model called "quasi-ballistic mobility" (starting from pioneering work of Rhew *et al*), following the comparison between the moment method and the McKelvey method to describe (quasi-)ballistic transport in TCAD environment. Secondly, results from this first model have led us to build our (quasi-)ballistic current by adapting or creating new approaches to take into account various effects of nanoscale devices: short-channel effects, quantum confinement and scattering mechanisms. Finally, our work investigates the impact of the transport properties on the performances of circuit operation.

Keywords: Quasi-ballistic transport, Double-Gate, Nanowire, Analytical modeling.
