



HAL
open science

Contribution de la modélisation et du calcul numérique au développement de sources et détecteurs térahertz

Christophe Palermo

► **To cite this version:**

Christophe Palermo. Contribution de la modélisation et du calcul numérique au développement de sources et détecteurs térahertz. Electronique. Université de Montpellier, 2016. tel-01638568

HAL Id: tel-01638568

<https://hal.science/tel-01638568>

Submitted on 2 Feb 2020

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.

Contribution de la modélisation et du calcul numérique au développement de sources et détecteurs térahertz

Christophe Palermo

Mémoire pour l'Habilitation à Diriger les Recherches

Soutenue le 2 décembre 2016 à l'Université de Montpellier
devant le jury composé de :

- M. Arnaud Bournel, Professeur des Universités, Université Paris Sud, Rapporteur
- M. Adriano Cola, Senior Researcher, Université de Lecce (Italie), Rapporteur
- Mme Lucyna Firlej, Professeure des Universités, Université de Montpellier, Examinatrice
- M. Philippe Signoret, Professeur des Universités, Examineur
- M. Jean-Luc Thobel, Chargé de Recherches HDR, CNRS, Université Lille 1, Rapporteur
- M. Luca Varani, Professeur des Universités, Université de Montpellier, Examineur

*À mon épouse,
mes trois enfants.
Mes quatre êtres :
mes essentiels.*

*"Il fallait être Newton pour apercevoir que la lune tombe,
quand tout le monde voit bien qu'elle ne tombe pas."*

Paul Valéry

Table des matières

1	Activités et contexte	1
1.1	Présentation des activités	1
1.1.1	Curriculum Vitae	1
1.1.2	Activité de recherche	3
1.1.3	Activité d'enseignement	18
1.1.4	Responsabilités pédagogiques	22
1.2	Contexte des travaux	23
1.2.1	La thématique térahertz	23
1.2.2	Ressources humaines	24
2	Outils de modélisation du transport électronique	27
2.1	Modèles et mesures	28
2.1.1	La mise en place d'un modèle	28
2.1.2	Expérimentation numérique et conception	30
2.2	Modélisation microscopique du transport électronique	31
2.2.1	Approche statistique	31
2.2.2	Deux grandeurs clés	32
2.2.3	L'équation du transport de Boltzmann	34
2.3	Méthodes de résolution de l'ETB	37
2.3.1	Résolution directe de l'ETB par la méthode Monte Carlo	37
2.3.2	Méthode des moments	45
2.3.3	Éléments de comparaison des approches MC et HD	50
2.4	La méthode hiérarchique	59
2.4.1	Complémentarité des modèles	59
2.4.2	Mise en œuvre de la méthode hiérarchique	60
2.4.3	Application à l'analyse spectrale	61
3	Stratégies (numériques) pour le térahertz	63
3.1	Matériaux et interaction	65
3.1.1	Les matériaux d'intérêt	65
3.1.2	Transport électronique et radiation térahertz	66
3.2	Analyse des stratégies par la simulation numérique	69
3.2.1	Les phénomènes assistés par phonons	69
3.2.2	La stratégie plasmonique	71
3.3	Modes de plasma accordables dans les HEMT	78
3.3.1	Théorie analytique du plasma 2D sous grille (2D+g)	78

TABLE DES MATIÈRES

3.3.2	Analyse Monte Carlo du bruit dans les HEMT	80
3.3.3	Modèle hydrodynamique pour l'étude approfondie du mode $2D+g$	81
3.3.4	Quelques résultats obtenus dans les HEMT	88
3.3.5	Conditions aux limites symétriques	91
3.4	Modes de plasma non-accordables	94
3.4.1	Diodes unipolaires pour l'exploitation du plasma 3D	94
3.4.2	Canaux sans grille pour l'exploitation du plasma 2D	97
4	Projet de recherche	103
4.1	Synergie modélisation-expérimentation	104
4.1.1	Optimisation de la détection de transistors HEMT	104
4.1.2	Contribution à l'analyse des problèmes expérimentaux ouverts	106
4.1.3	Évolution des dispositifs étudiés vers l'InAs	107
4.2	Convergence bio-térahertz : capteurs bio-FET	108
4.2.1	Approche statique	110
4.2.2	Étude de la photoréponse	110
	Bibliographie	111
A	Tirés à part	125
A.1	E. Starikov <i>et al.</i> , J. Phys. : Condens. Matter, vol. 20, p. 384209, 2008	127
A.2	C. Palermo <i>et al.</i> , Journal of Computational Electronics, vol. 14, no. 1, pp. 87-93, 2015.	139
A.3	S. Karishy <i>et al.</i> , Lithuanian Journal of Physics, vol. 55, no. 4, 2016.	147
A.4	H. Marinchio <i>et al.</i> , Journal of Computational Electronics, vol. 9, no. 3-4, pp. 141-145, 2010	157
A.5	H. Marinchio <i>et al.</i> , Journal of Applied Physics, vol. 116, no. 1, p. 013707, 2014	163
A.6	H. Marinchio <i>et al.</i> , Appl. Phys. Lett., vol. 94, p. 192109, 2009	177
A.7	A. Mahi <i>et al.</i> , Electron Device Letters, IEEE, vol. 34, no. 6, pp. 795-797, 2013.	181
A.8	A. Mahi <i>et al.</i> , in Noise and Fluctuations (ICNF), 2015 International Conference on, pp. 1-3, IEEE, 2015.	185
A.9	P. Ziadé <i>et al.</i> , Semicond. Sci. Technol., vol. 25, no. 075012, 2010.	189
A.10	S. Karishy <i>et al.</i> , Physica B : Condensed Matter, vol. 456, pp. 21-25, 2015.	197
A.11	J. F. Millithaler <i>et al.</i> , Phys. Stat. Sol. (c), vol 5, p 249, 2008.	203
A.12	J. F. Millithaler <i>et al.</i> , J. Phys. : Condens. Matter, vol. 20, p. 384210 (2008).	207

Chapitre 1

Activités et contexte

Sommaire

1.1	Présentation des activités	1
1.1.1	Curriculum Vitae	1
1.1.2	Activité de recherche	3
1.1.3	Activité d'enseignement	18
1.1.4	Responsabilités pédagogiques	22
1.2	Contexte des travaux	23
1.2.1	La thématique térahertz	23
1.2.2	Ressources humaines	24

Ce premier chapitre est dédié à la présentation de mes activités d'enseignant-chercheur et à la description du contexte des travaux de recherche présentés dans ce mémoire.

1.1 Présentation des activités

1.1.1 Curriculum Vitae

État civil

Nom : Palermo

Prénoms : Christophe, René, François

Né le 4 décembre 1978 à Béziers (34), 37 ans

Nationalité : Française

Situation familiale : Marié, trois enfants

Position actuelle : Maître de Conférences, classe normale, 5^{ème} échelon.

Établissement d'affectation : Université de Montpellier, 163 rue Auguste Broussonnet, 34090 Montpellier.

— **Enseignement :** IUT de Montpellier-Sète, Département Mesures Physiques, cc 411, 99 avenue d'Occitanie, 34296 Montpellier Cedex 5.

— **Recherche :** IES, Institut d'Electronique et des Systèmes, CNRS UMR 5214, département Photonique et Ondes, 860 rue St Priest, 34095 Montpellier cedex 5.

Section CNU : 63

Contact : 04 67 14 32 22, christophe.palermo@umontpellier.fr

Chapitre 1 – Activités et contexte

Déroulement de carrière

2005–aujourd’hui Maître de Conférences de Classe Normale, *Institut d’Electronique du Sud*, Université de Montpellier : nommé en septembre 2005, titularisé en septembre 2006, à l’échelon 5 depuis septembre 2015.

2004–2005 Attaché Temporaire d’Enseignement et de Recherche (demi-poste), *Centre d’Electronique et de Micro-optoélectronique de Montpellier*, Université Montpellier 2.

2001–2004 Doctorant en électronique, optronique et systèmes, *Centre d’Electronique et de Micro-optoélectronique de Montpellier*, Université Montpellier 2.

Titres et travaux

- **Certificat d’Aptitude à l’Enseignement de l’Aéronautique**, académie de Montpellier.
— obtenu en 2015
- **Doctorat en Électronique** au *Centre d’Electronique et de Micro-optoélectronique de Montpellier (Université des Sciences et Techniques du Languedoc, Montpellier II)* :
— 2001 - 2004 Mention très honorable, obtenu le 29 octobre 2004

Titre de la thèse :

«**Évaluation des effets d’une onde hyperfréquence de forte puissance sur les matériaux à applications optroniques : application au $\text{Hg}_{0.795}\text{Cd}_{0.205}\text{Te}$.**»

Thèse encadrée par le professeur Jean-Claude VAISSIÈRE et le docteur Luca VARANI, au *Centre d’Electronique et de Micro-optoélectronique de Montpellier*, au sein de l’équipe «Modélisation et Génération TeraHertz». Soutenue à Montpellier.

Composition du Jury :

R. ALABEDRA	Professeur, Université Montpellier II	Président du jury
J.-C. VAISSIÈRE	Professeur, Université Montpellier II	Directeur de thèse
F. ANIEL	Professeur, Université Paris Sud	Rapporteur
J.-C. DE JAEGER	Professeur, Université Lille I	Rapporteur
B. AZAÏS	Docteur, Expert DGA – CEG Gramat	Examineur
L. VARANI	Chargé de Rech., Université Montpellier II	Examineur

Financement : Bourse DGA–CNRS.

- **Diplôme d’Etudes Approfondies en Électronique : Composants et Systèmes**, options «Optoélectronique», «Electronique de puissance» et «Conversion photo-voltaïque», *École doctorale Informations, Structures et Systèmes (I2S)*, Université des Sciences et Techniques du Languedoc, Montpellier II :
— 2000 - 2001 obtenu en juin 2001, mention Bien.

Titre du stage :

«**Étude par la méthode de Monte Carlo du transport électronique dans le HgCdTe .**»

Stage encadré par le professeur Jean-Claude VAISSIÈRE et le docteur Luca VARANI, au *Centre d’Electronique et de Micro-optoélectronique de Montpellier*, au sein de l’équipe «Modélisation et Génération TeraHertz».

- **Maîtrise de Physique**, UFR Sciences, Université des Sciences et Techniques du Languedoc, Montpellier II :
— 1999 - 2000 obtenue en juin 2000, mention Assez Bien.

- **Licence** de Physique, UFR Sciences, *Université des Sciences et Techniques du Languedoc, Montpellier II* :
— 1998 - 1999 obtenue en juin 1999, mention *Assez Bien*.
- **Diplôme d'Études Universitaires Générales** Mathématiques, Informatique et Applications aux Sciences (DEUG MIAS), option «Mathématiques et Physique», UFR Sciences, *Université des Sciences et Techniques du Languedoc, Montpellier II* :
— 1997 - 1998 obtenu en juin 1998, mention *Assez Bien*.
— 1996 - 1997 première année, validée.
- **Baccalauréat S**, option Mathématiques, *Lycée Henri IV, Béziers* :
— 1995 - 1996 obtenu en juin 1996, mention *Bien*.

1.1.2 Activité de recherche

1.1.2.1 Participation à des projets de recherche

2012 : Porteur du projet "*Mise en place d'un système d'imagerie champ proche multispectrale pour étude du vivant et de l'environnement*" financé par une action spécifique de l'Institut d'Électronique et des Systèmes à hauteur de 15 000 euros.

2011-2012 : Responsable pour la partie française du partenariat Hubert Curien avec l'Italie PHC GALILEE numéro 25975TD intitulé "*Novel nanowire-based terahertz detectors : design, characterization and optimization*". Financé par Campus France.

2008-2009 : Responsable pour la partie française du partenariat Hubert Curien avec l'Espagne PHC PICASSO numéro 17104TG intitulé "*Synchronization of plasma waves for TeraHertz applications in nanotransistors*", financé par EGIDE.

2008-2009 : Responsable pour la partie française du partenariat Hubert Curien avec l'Italie PHC GALILEE numéro 17448YL "*Synchronization of plasma waves for TeraHertz applications in nanotransistors*", financé par EGIDE.

2007-2010 : Participation à l'ANR BLANC 2007 AITHER "*Amplifying Integrable TeraHertz Emitter of Radiations*" (ANR-07-BLAN-0321) financé par l'Agence Nationale pour la Recherche à hauteur de 360 000 euros.

1.1.2.2 Collaborations

Nous entretenons d'étroites collaborations internationales avec différentes équipes, comme indiqué sur la figure 1.1. Ces collaborations ont donné lieu à des échanges, essentiellement dans le cadre de projets Hubert Curien et Erasmus, et des publications. Ils ont permis en outre aux doctorants d'effectuer des stages de recherche, deux d'entre eux (Jean-François Millithaler et Jérémy Pousset) ayant effectué des séjours post-doctoraux dans les équipes de Lecce et Salamanca.

J'ai à titre personnel effectué deux missions d'une semaine au SPI Vilnius (Lituanie) dans le cadre d'un financement OTAN et trois missions d'une semaine à Lecce (Italie) dans le cadre d'un financement EGIDE.

Chapitre 1 – Activités et contexte

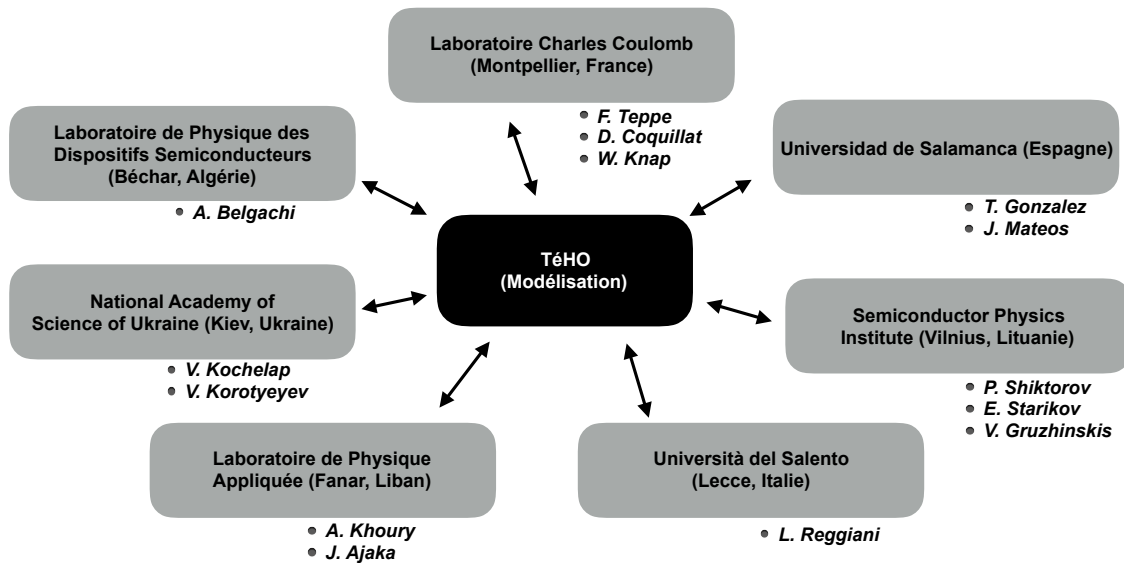


Figure 1.1 – Collaborations dans le cadre de mes activités de modélisation dans le groupe TéHO.

1.1.2.3 Rayonnement

2013 : Membre organisateur (secrétaire de conférence) de la *22nd International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF)* qui s'est tenue du 24 au 28 juin 2013 à Montpellier.

2009 : Membre organisateur (secrétaire de conférence) de la *16th International Conference on Electron Dynamics In Semiconductors, Optoelectronics and Nanostructures (EDISON16)*, anciennement HCIS, qui s'est tenue du 24 au 28 août 2009 à Montpellier.

Relecteur pour les revues internationales *Semiconductor Science and Technology*, *Physica Status Solidi*, *Journal of Computational Electronics* et *Physica Scripta*.

Communications invitées : Co-auteur de 4 **communications invitées** (2 conférences et 2 revues).

Dépôt du logiciel de simulation hydrodynamique : "*STEC-HD : Simulateur de Transistors à Effet de Champ HydroDynamique*" en 2011.

1.1.2.4 Bourses et primes

Titulaire de la Prime d'Excellence Scientifique (PES) depuis décembre 2009.

2006 : Titulaire pour l'année 2006 d'une *bourse d'aide aux projets innovants de jeunes chercheurs nouvellement recrutés* octroyée par le Conseil Scientifique de l'Université Montpellier 2.

2000 : Bourse au mérite de DEA.

1.1.2.5 Responsabilités locales

Depuis décembre 2008 : Membre élu du pool d'experts de la 63^{ème} section de l'Université Montpellier 2. Ce groupe met en œuvre les procédures de recrutement pour la 63^{ème} section dans l'établissement (constitution et participation aux comités de sélection, rapport de dossiers ATER).

Mai 2007 : Membre de la commission mixte d'audition IUT/63 pour le poste 63MCF730.

Mai 2006 : Membre de la commission mixte d'audition IUT/28 pour le poste 28MCF509.

1.1.2.6 Encadrement

• Encadrement de doctorants

J'ai participé, depuis ma nomination, à l'encadrement de 7 doctorants. Tous ces encadrements ont donné lieu à des publications conjointes. Une chronologie est reportée sur la figure 1.2 et le détail donné ci-après.

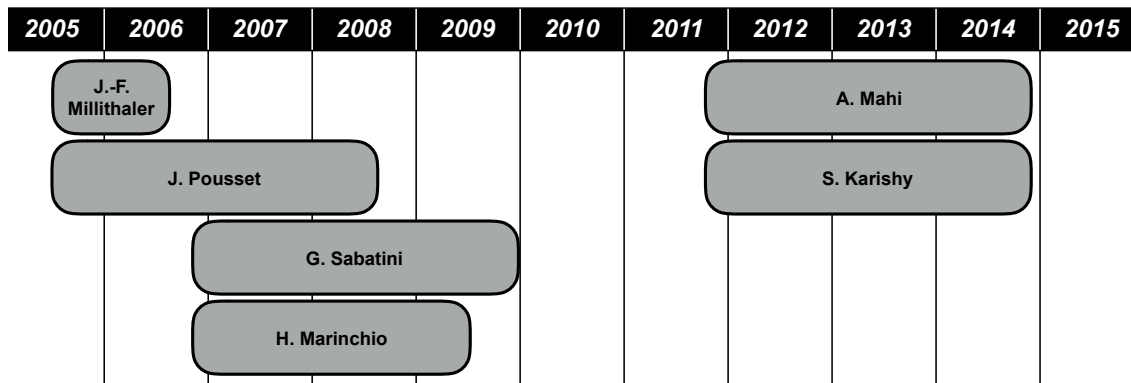


Figure 1.2 – Chronologie des doctorants encadrés depuis mon entrée en fonction.

2011-2014 : Slyman Karishy, *"Theoretical investigation of terahertz collective oscillations in electron devices"*, encadrement à 50 %. Publications conjointes : **1-4**.

2011-2014 : Abdelhamid Mahi, *"Modélisation de transistors à effet de champ pour des applications térahertz"*, encadrement à 50 %. Publications conjointes : **5-10**.

2007-2010 : Pierre Ziadé, *"Simulation de composants électroniques aux fréquences térahertz"*, encadrement 50 %. Publications conjointes : **1, 2, 5-7, 11-21**.

2006-2009 : Giulio Sabatini, *"Etude de nanocomposants pour les applications du domaine TeraHertz"*, encadrement 50 %. Publications conjointes : **1, 13, 14, 17-41**.

2006-2009 : Hugues Marinchio, *"Nanotransistors à ondes de plasma. Applications à la génération et à la détection de radiations térahertz"*, encadrement 40 %. Publications conjointes : **1, 5-10, 12, 13, 15-27, 29-32, 34, 35, 37-58**.

2005-2008 : Jérémie Pousset, *"Etude de nanotransistors pour la génération et la détection d'ondes térahertz"*, encadrement 50 %. Publications conjointes : **12, 14, 15, 26, 28, 33-35, 39-41, 59-62**.

2005-2006 : Jean-François Millithaler, *"Modélisation du transport et du bruit dans les dispositifs nanométriques"*, encadrement 40 % sur cette période. Publications conjointes : **12, 14, 15, 28, 31, 33, 41, 45, 52, 59-71**.

• Stages de Master

Janvier à juin 2006 : *"Étude du transport dans des matériaux à haute mobilité pour les transistors TeraHertz"*, Giulio Sabatini, Master 2.

Janvier à septembre 2005 : *"Simulation de nanotransistors pour la détection et la génération de radiation THz"*, Samuel Rivière, Master 2.

Janvier à septembre 2005 : "Analyse de la mobilité dans les transistors nanométriques", Jérémy Pousset, Master 2.

1.1.2.7 Communications et productions scientifiques

À ce jour, je suis co-auteur de 41 communications dans des revues internationales et 60 conférences internationales avec actes et comité de lecture dont 4 communications invitées. Je suis par ailleurs auteur et co-auteur de deux ouvrages scolaires d'électrotechnique publiés chez Dunod en 2012 et 2015 dans les collections *Sciences Sup* et *Parcours IUT*. J'ai enfin participé à l'édition d'un proceedings de conférences.

La liste détaillée¹ de mes communications est donnée ci-après selon la nomenclature AERES. Les premiers auteurs sont, dans la mesure du possible, les doctorants impliqués dans les travaux publiés.

Articles dans des revues internationales (ACL)

- [ACL1] S. Karishy, P. Ziadé, G. Sabatini, H. Marinchio, C. Palermo, L. Varani, J. Mateos, and T. Gonzalez, "Review of electron transport properties in bulk InGaAs and InAs at room temperature," *Lithuanian Journal of Physics*, vol. 55, no. 4, 2016. **Article invité.**
- [ACL2] C. Palermo, H. Marinchio, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gružinskis, A. Mahi, and L. Varani, "Terahertz electronic noise in field-effect transistors," *Journal of Computational Electronics*, vol. 14, no. 1, pp. 87–93, 2015.
- [ACL3] E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gružinskis, H. Marinchio, C. Palermo, and L. Varani, "Effect of gate-length shortening on the terahertz small-signal and self-oscillations characteristics of field-effect transistors," *Solid-State Electronics*, vol. 114, pp. 141–147, 2015.
- [ACL4] S. Karishy, J. Ajaka, L. Varani, and C. Palermo, "Plasmonic diodes THz response to impulse train and stochastic optical excitations," *Fluctuation and Noise Letters*, vol. 14, no. 03, p. 1550026, 2015.
- [ACL5] F. Z. Mahi, H. Marinchio, C. Palermo, and L. Varani, "Terahertz small-signal response of field-effect transistor channels," *Terahertz Science and Technology, IEEE Transactions on*, vol. 5, no. 4, pp. 584–589, 2015.
- [ACL6] S. Karishy, J. Ajaka, L. Varani, C. Palermo, P. Ziadé, and G. E. H. Moussa, "Current response and gain in plasmonic vertical diodes in the presence of electrical and optical thz excitations," *Physica B : Condensed Matter*, vol. 456, pp. 21–25, 2015.
- [ACL7] H. Marinchio, C. Palermo, A. Mahi, L. Varani, and V. Korotyeyev, "External excitation of hybrid plasma resonances in a gated semiconductor slab : An analytical study," *Journal of Applied Physics*, vol. 116, no. 1, p. 013707, 2014.
- [ACL8] P. Ziade, C. Palermo, A. Houry, R. Habchi, M. Rahal, and L. Varani, "Comparative analysis of nitrides band structures calculated by the empirical pseudopotential method," *Universal Journal of Materials Science*, vol. 2, no. 3, pp. 58–72, 2014.
- [ACL9] A. H. Mahi, H. Marinchio, C. Palermo, A. Belghachi, and L. Varani, "Enhanced thz detection through phase-controlled current response in field-effect transistors," *Electron Device Letters, IEEE*, vol. 34, no. 6, pp. 795–797, 2013.

1. Pour une lecture plus facile, aucun renvoi ne sera fait à cette liste. Les citations se référeront à la bibliographie donnée en fin de mémoire.

- [AcL10] P. Nouvel, J. Torres, S. Blin, H. Marinchio, T. Laurent, C. Palermo, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, F. Teppe, Y. Roelens, A. Shchepetov, and S. Bollaert, "Terahertz emission induced by optical beating in nanometer-length field-effect transistors," *Journal of Applied Physics*, vol. 111, pp. 103707–9 pages, May 2012.
- [AcL11] V. V. Korotyeyev, V. A. Kochelap, A. A. Klimov, G. Sabatini, H. Marinchio, C. Palermo, and L. Varani, "Theory of Ballistic Electron Transport in $n^+ - i - n^+$ diodes. Negative Dynamic Resistance in THz-Frequency Range," *J. Nanoelectron. Optoelectron.*, vol. 6, no. 2, pp. 169–187, 2011.
- [AcL12] F. Z. Mahi, A. R. Helmaoui, L. Varani, C. Palermo, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, "Analytical model of high-frequency noise of Schottky-barrier frequency multipliers," *Fluct. Noise Lett.*, vol. 10, pp. 121–131, March 2011.
- [AcL13] H. Marinchio, J.-F. Millithaler, C. Palermo, L. Varani, L. Reggiani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, "Plasma resonances in a gated semiconductor slab of arbitrary thickness," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 98, p. 203504, 2011.
- [AcL14] S. Boubanga-Tombet, F. Teppe, J. Torres, A. El Moutaouakil, D. Coquillat, N. Dyakonova, C. Consejo, P. Arcade, P. Nouvel, H. Marinchio, T. Laurent, C. Palermo, A. Penarier, T. Otsuji, L. Varani, and W. Knap, "Room temperature coherent and voltage tunable terahertz emission from nanometer-sized field effect transistors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, p. 262108, December 2010.
- [AcL15] H. Marinchio, L. Chusseau, J. Torres, P. Nouvel, L. Varani, G. Sabatini, C. Palermo, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, "Room-temperature terahertz mixer based on the simultaneous electronic and optical excitations of plasma waves in a field effect transistor," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, January 2010.
- [AcL16] H. Marinchio, C. Palermo, G. Sabatini, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, "Pseudo-two-dimensional Poisson equation for the modeling of field-effect transistors," *Journal of Computational Electronics*, vol. 9, no. 3-4, pp. 141–145, 2010.
- [AcL17] J.-F. Millithaler, J. Pousset, L. Reggiani, H. Marinchio, L. Varani, C. Palermo, P. Ziadé, J. Mateos, T. González, and S. Perez, "Transconductance characteristics and plasma oscillations in nanometric InGaAs field effect transistors," *Solid-State Electronics*, vol. 56, p. 116, 2010.
- [AcL18] J. Pousset, J. F. Millithaler, L. Reggiani, P. Ziadé, G. Sabatini, C. Palermo, L. Varani, A. Bournel, and P. Dollfus, "Plasmonic noise in silicon nanolayers," *Journal of Applied Physics*, vol. 107, no. 3, p. 033710, 2010.
- [AcL19] P. Ziadé, H. Marinchio, T. Laurent, G. Sabatini, Z. Kallassy, C. Palermo, and L. Varani, "Hydrodynamic study of terahertz three-dimensional plasma resonances in InGaAs diodes," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 25, no. 075012, 2010.
- [AcL20] H. Marinchio, G. Sabatini, C. Palermo, J. Pousset, J. Torres, L. Chusseau, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, "Hydrodynamic modeling of optically-excited terahertz plasma oscillations in nanometric field effect transistors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, p. 192109, 2009.
- [AcL21] J. F. Millithaler, L. Reggiani, J. Pousset, L. Varani, C. Palermo, W. Knap, J. Mateos, T. González, S. Perez, and D. Pardo, "A Monte Carlo investigation of plasmonic noise in nanometric n -in_{0.53}Ga_{0.47}As channels," *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment*, vol. 2009, no. 01, p. P01040, 2009.
- [AcL22] J. F. Millithaler, L. Reggiani, J. Pousset, L. Varani, C. Palermo, J. Mateos, T. González, S. Perez, and D. Pardo, "Plasmonic noise in nanometric semiconductor layers," *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment*, vol. 2009, no. 02, p. P02030, 2009.

- [ACL23] J. F. Millithaler, J. Pousset, L. Reggiani, P. Ziadé, H. Marinchio, L. Varani, C. Palermo, J. Mateos, T. González, S. Perez, and D. Pardo, "Monte Carlo investigation of terahertz plasma oscillations in gated ultrathin channel of n -InGaAs," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, no. 15, p. 152102, 2009.
- [ACL24] P. Nouvel, H. Marinchio, J. Torres, C. Palermo, D. Gasquet, L. Chusseau, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzhinskis, "Terahertz spectroscopy of optically excited resonant plasma waves in high electron mobility transistor," *J. Appl. Phys.*, vol. 106, no. 013717, 2009.
- [ACL25] C. Palermo, L. Varani, J. C. Vaissiere, E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzhinskis, and B. Azais, "Electron transport properties of bulk mercury-cadmium-telluride at 77 K," *Solid-State Electronics*, vol. 53, no. 1, pp. 70–78, 2009.
- [ACL26] E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzhinskis, L. Varani, C. Palermo, G. Sabatini, H. Marinchio, T. Laurent, and L. Reggiani, "Anomalous behavior of electronic noise related to the onset of current instabilities in n^+nn^+ diodes," *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment*, vol. 2009, no. 01, p. P01035, 2009.
- [ACL27] M. Daoudi, A. Belghachi, L. Varani, and C. Palermo, "Hydrodynamic simulation of electron transport in n -type $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$," *Eur. Phys. J. B*, 2008.
- [ACL28] J. F. Millithaler, L. Varani, C. Palermo, J. Pousset, W. Knap, J. Mateos, T. González, S. Perez, D. Pardo, and L. Reggiani, "Monte Carlo simulation of plasma oscillations in ultra-thin layers," *Phys. Stat. Sol. (c)*, vol. 5, p. 249, 2008.
- [ACL29] J. F. Millithaler, L. Reggiani, J. Pousset, L. Varani, C. Palermo, and W. Knap, "Monte Carlo investigation of terahertz plasma oscillations in ultrathin layers of n -type $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, p. 042113, 2008.
- [ACL30] J. F. Millithaler, L. Reggiani, J. Pousset, G. Sabatini, L. Varani, C. Palermo, J. Mateos, T. González, S. Perez, and D. Pardo, "Terahertz oscillations in ultra-thin n - $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ ungated channels," *J. Phys. : Condens. Matter*, vol. 20, p. 384210, 2008. **Article invité.**
- [ACL31] E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzhinskis, L. Varani, C. Palermo, J. F. Millithaler, and L. Reggiani, "Terahertz generation in nitrides due to transit-time resonance assisted by optical phonon emission," *J. Phys. : Condens. Matter*, vol. 20, p. 384209, August 2008.
- [ACL32] J. Torres, H. Marinchio, P. Nouvel, G. Sabatini, C. Palermo, L. Varani, L. Chusseau, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzhinskis, "Plasma waves subterahertz optical beating detection and enhancement in long-channel high-electron-mobility transistors : Experiments and modeling," *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 14, p. 491, March/April 2008.
- [ACL33] J. Diyadi, L. Hlou, K. Amechnoue, A. Moatadid, L. Varani, C. Palermo, J. F. Millithaler, J. C. Vaissiere, and J. P. Nougier, "An iterative matrix solution of the Boltzmann equation for the calculation of diffusion and noise in semiconductors," *Journal of Computational Electronics*, vol. 5, no. 4, pp. 261–266, 2007.
- [ACL34] P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzhinskis, L. Varani, C. Palermo, J. F. Millithaler, and L. Reggiani, "Frequency limits of THz radiation generated by optical-phonon transit-time resonance in quantum wells and heterolayers," *Physical Review B*, vol. 76, p. 045333, 2007.
- [ACL35] L. Varani, C. Palermo, J. F. Millithaler, J. C. Vaissiere, E. Starikov, P. Shiktorov, J. Mateos, S. Perez, D. Pardo, and T. González, "Numerical modeling of TeraHertz electron devices," *J. Comput. Electron.*, vol. 5, pp. 71–77, 2006.
- [ACL36] E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzhinskis, L. Varani, J. C. Vaissiere, C. Palermo, and L. Reggiani, "Monte Carlo calculations of static and dynamic electron transport in nitrides," *J. Appl. Phys.*, vol. 98, no. 8, p. 083701, 2005.

- [ACL37] E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzinskiis, L. Reggiani, L. Varani, J. C. Vaissiere, and C. Palermo, "Monte Carlo calculations of hot-electron transport and diffusion noise in GaN and InN," *Semicond. Sci. Techn.*, vol. 20, pp. 279–285, 2005.
- [ACL38] E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzinskiis, L. Varani, J. C. Vaissiere, C. Palermo, and L. Reggiani, "Monte Carlo calculation of high frequency mobility and diffusion noise in nitride-based semiconductors," *Acta Phys Polonica A*, vol. 107, no. 2, p. 408, 2005.
- [ACL39] C. Palermo, L. Varani, and J. C. Vaissiere, "Monte Carlo analysis of high-frequency non-equilibrium transport in mercury-cadmium-telluride for infrared detection," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 19, pp. S443–445, 2004.
- [ACL40] E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzinskiis, L. Reggiani, L. Varani, J. C. Vaissiere, and C. Palermo, "Low-field mobility spectrum in nonparabolic compound semiconductors," *J. Phys. : Condens. Matter*, vol. 16, pp. 8267–8273, 2004.
- [ACL41] L. Varani, C. Palermo, J. C. Vaissiere, A. Greiner, and L. Reggiani, "Avoiding spurious velocity overshoots in hydrodynamic simulations of deep submicron devices by a physical modelling of heat transport," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 19, pp. S142–S144, 2004.

Communications dans des conférences internationales avec actes et comité de lecture (C-ACTI)

- [C-ACTI1] V. Gruzinskiis, P. Shiktorov, E. Starikov, H. Marinchio, C. Palermo, and L. Varani, "Drain current noise in gan mosfets at thz generation conditions," in *Noise and Fluctuations (ICNF), 2015 International Conference on*, pp. 1–4, IEEE, 2015.
- [C-ACTI2] A. Mahi, A. Belghachi, H. Marinchio, C. Palermo, and L. Varani, "Hydrodynamic determination of the intrinsic small-signal equivalent circuit of HEMTs," in *Noise and Fluctuations (ICNF), 2015 International Conference on*, pp. 1–3, IEEE, 2015.
- [C-ACTI3] H. Marinchio, V. Korotyeyev, C. Palermo, and L. Varani, "Hybrid plasma modes in transistors : linear and non-linear responses," *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 647, no. 1, p. 012035, 2015.
- [C-ACTI4] V. Gruzinskiis, P. Shiktorov, E. Starikov, H. Marinchio, C. Palermo, J. Torres, and L. Varani, "Stepped current-voltage relation and THz oscillations in GaN mosfet due to optical phonon emission : Monte Carlo simulation," *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 647, no. 1, p. 012034, 2015.
- [C-ACTI5] S. Karishy, J. Ajaka, C. Palermo, and L. Varani, "Vertical diodes response to optical and electrical thz excitations," in *Computational Electronics (IWCE), 2014 International Workshop on*, pp. 1–3, IEEE, 2014.
- [C-ACTI6] V. Gruzinskiis, E. Starikov, P. Shiktorov, H. Marinchio, J. Torres, C. Palermo, and L. Varani, "Gunn effect in n-InP mosfet at positive gate bias and impact ionization conditions," in *Computational Electronics (IWCE), 2014 International Workshop on*, pp. 1–2, IEEE, 2014.
- [C-ACTI7] A. Mahi, A. Belghachi, H. Marinchio, C. Palermo, and L. Varani, "Simulation of plasma oscillation response to thz radiation applied upon high electron mobility transistors," *Computational Electronics (IWCE), 2014 International Workshop on*, pp. 1–2, 2014.
- [C-ACTI8] P. Shiktorov, V. Gruzinskiis, E. Starikov, C. Palermo, J. Torres, and L. Varani, "Monte carlo simulation of low-frequency excess noise in InP MOSFETs/HEMTs at impact ionization conditions," in *Noise and Fluctuations (ICNF), 2013 22nd International Conference on*, pp. 1–3, IEEE, 2013.

Chapitre 1 – Activités et contexte

- [C-ACT19] A. Mahi, A. Belghachi, H. Marinchio, C. Palermo, L. Varani, P. Shiktorov, V. Gruzinskis, and J. Starikov, "Terahertz detection and electronic noise in field-effect transistors," in *Noise and Fluctuations (ICNF), 2013 22nd International Conference on*, pp. 1–4, IEEE, 2013.
- [C-ACT10] P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, J. Torres, P. Nouvel, C. Palermo, and L. Varani, "Modeling of the emission/noise temperature in MOSFET/HEMT structures," in *Noise and Fluctuations (ICNF), 2013 22nd International Conference on*, pp. 1–4, IEEE, 2013.
- [C-ACT11] M. Daoudi, A. Belghachi, L. Varani, and C. Palermo, "Hydrodynamic simulation of drift mobility in n -Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te," *Defect and Diffusion Forum*, vol. 312-315, pp. 122–126, April 2011.
- [C-ACT12] T. Laurent, R. Sharma, J. Torres, P. Nouvel, S. Blin, L. Chusseau, C. Palermo, L. Varani, Y. Cordier, M. Chmielowska, J.-P. Faurie, B. Beaumont, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, "Voltage controlled terahertz transmission enhancement through GaN quantum wells," *Acta Phys. Polonica A*, vol. 119, no. 2, pp. 196–198, 2011.
- [C-ACT13] T. Laurent, R. Sharma, J. Torres, P. Nouvel, S. Blin, C. Palermo, L. Varani, Y. Cordier, M. Chmielowska, J.-P. Faurie, and B. Beaumont, "Measurement of pulsed current-voltage characteristics of AlGa_N/Ga_N HEMTs from room temperature to 15 K," *Acta Phys. Polonica A*, vol. 119, no. 2, pp. 196–198, 2011.
- [C-ACT14] H. Marinchio, G. Sabatini, C. Palermo, P. Nouvel, J. Torres, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, "Plasma oscillations in nanotransistors : Application to THz radiations detection and generation," *Acta Phys. Polonica A*, vol. 119, no. 2, pp. 103–106, 2011. **Article invité.**
- [C-ACT15] E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzinskis, H. Marinchio, P. Nouvel, J. Torres, C. Palermo, L. Chusseau, L. Varani, and P. Ziadé, "Small-signal characterization of FET/HEMT for terahertz applications," *Acta Phys. Polonica A*, vol. 119, no. 2, pp. 203–205, 2011.
- [C-ACT16] V. Gruzinskis, P. Shiktorov, E. Starikov, A. Penot, P. Nouvel, J. Torres, C. Palermo, and L. Varani, "THz emission enhancement in FET/HEMT due to excess electrons in channel-under-gate regions," in *17th International Conference on Electron Dynamics in Semiconductors, Optoelectronics and Nanostructures*, (Santa Barbara), August 7–12 2011.
- [C-ACT17] T. Laurent, R. Sharma, A. Penot, J. Torres, P. Nouvel, S. Blin, C. Palermo, L. Varani, Y. Cordier, M. Chmielowska, S. Chenot, J.-P. Faurie, B. Beaumont, E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzinskis, V. Korotyeyev, and V. A. Kochelap, "Voltage control of terahertz transmission through GaN quantum wells : Experiments and theory," in *17th International Conference on Electron Dynamics in Semiconductors, Optoelectronics and Nanostructures*, (Santa-Barbara), August 5–12 2011.
- [C-ACT18] H. Marinchio, C. Palermo, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, "Suppression of high-frequency electronic noise induced by 2D plasma waves in field-effect and high-electron-mobility transistors," in *21st International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF 2011)* (M. J. Deen and C. H. Chen, eds.), (Toronto (Canada)), pp. 180–183, IEEE, 2011.
- [C-ACT19] H. Marinchio, C. Palermo, L. Varani, J. F. Millithaler, L. Reggiani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, "Hybrid 2D-3D plasmonic noise in a gated semiconductor slab," in *21st International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF 2011)* (M. J. Deen and C. H. Chen, eds.), (Toronto (Canada)), pp. 150–153, IEEE, 2011.
- [C-ACT20] L. Tohme, S. Blin, P. Nouvel, J. Torres, J. Wang, K. Tse, K. Chu, Y. Chan, C. Palermo, and L. Varani, "Long-term memory effects in photo-excited InGaAs High-Electron-Mobility-Transistors," in *17th International Conference on Electron Dynamics in Semiconductors, Optoelectronics and Nanostructures*, (Santa-Barbara), August 7–12 2011.

- [C-ACTi21] J. Torres, F. Teppe, J. P. Nougier, S. Boubanga-Tombet, A. ElMoutouaki, D. Coquillat, N. Dyakonova, C. Palermo, L. Varani, W. Knap, T. Otsuji, E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzhinskis, Y. Roelens, A. Shchepetov, and S. Bollaert, "Terahertz emission from optically excited plasma oscillation in HEMTs," in *17th International Conference on Electron Dynamics in Semiconductors, Optoelectronics and Nanostructures*, August 7–12 2011.
- [C-ACTi22] P. Nouvel, J. Torres, H. Marinchio, T. Laurent, C. Palermo, L. Varani, F. Teppe, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzhinskis, "THz emission induced by an optical beating in nanometer-length high-electron-mobility transistors," *Acta Phys. Polonica A*, vol. 119, no. 2, pp. 199–202, 2010.
- [C-ACTi23] T. Laurent, R. Sharma, J. Torres, P. Nouvel, S. Blin, L. Chusseau, C. Palermo, L. Varani, Y. Cordier, M. Chmielowska, J.-P. Faurie, B. Beaumont, E. Starikov, P. Shiktorov, and V. Gruzhinskis, "Enhanced terahertz transmission of GaN quantum wells," in *International Conference on Infrared, Millimeter and THz Waves*, (Roma - Italy), September 5–10 2010.
- [C-ACTi24] T. Laurent, S. Ginestar, S. Blin, L. Chusseau, J. Torres, P. Nouvel, C. Palermo, and L. Varani, "Frequency stabilization of photo-mixing generated signal using a single Michelson interferometer," in *35th International Conference On Infrared, Millimeter, And Terahertz Waves (IRMMW-THZ 2010)*, 2010. 35th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, Rome, ITALY, SEP 05-10, 2010.
- [C-ACTi25] H. Marinchio, C. Palermo, G. Sabatini, T. Laurent, P. Ziadé, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzhinskis, P. Nouvel, J. Torres, A. Pénarier, S. Blin, L. Chusseau, and L. Varani, "Hydrodynamic simulation of heterodyne terahertz detection in field effect transistor," in *35th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (Roma)*, Proc. International Conference on Infrared, Millimeter and THz Waves, (Roma, Italy), 35th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, 2010.
- [C-ACTi26] H. Marinchio, C. Palermo, G. Sabatini, P. Ziadé, T. Laurent, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzhinskis, P. Nouvel, J. Torres, A. Pénarier, S. Blin, L. Chusseau, and L. Varani, "Hydrodynamic study of electronic, optical and thermal excitation of plasma waves in HEMTs," in *35th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, (Roma, Italy), 2010.
- [C-ACTi27] J. Mateos, H. Marinchio, C. Palermo, L. Varani, and T. Gonzalez, "Plasma-resonant THz detection with HEMTs," in *22nd International Conference On Indium Phosphide And Related Materials (IPRM)*, Japan Soc Applied Phys & IEEE Photon So & IEEE Elect Devic Soc & IEICE Electron Soc Japan & Kagawa Univ, 2010.
- [C-ACTi28] P. Nouvel, J. Torres, H. Marinchio, T. Laurent, S. Blin, L. Chusseau, C. Palermo, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzhinskis, F. Teppe, and D. Coquillat, "Measurements of THz emission from nanometric-size transistors," in *International Conference on Infrared, Millimeter and THz Waves*, (Roma - Italy), 2010.
- [C-ACTi29] G. Sabatini, C. Palermo, P. Ziadé, T. Laurent, H. Marinchio, H. Rodilla, J. Mateos, T. González, R. Teissier, and L. Varani, "Monte Carlo study of ballistic effects in high speed InAs-based quantum hot electron transistor," in *International Conference on Infrared, Millimeter and THz Waves*, (Roma - Italy), 2010.
- [C-ACTi30] P. Ziadé, C. Palermo, H. Marinchio, T. Laurent, G. Sabatini, P. Nouvel, Z. Kallassy, and L. Varani, "Terahertz three-dimensional plasma resonances in InGaAs diodes : A hydrodynamic study," in *Microwave Integrated Circuits Conference (EuMIC), 2010 European*, (Paris, France), pp. 381–384, September 2010.

- [C-ACTI31] M. Daoudi, A. Belghachi, C. Palermo, H. Marinchio, and L. Varani, "Hydrodynamic modelling of electron transport in submicron $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ diodes," *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 193, no. 1, p. 012003, 2009.
- [C-ACTI32] H. Marinchio, G. Sabatini, C. Palermo, J. Torres, L. Chusseau, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, "Electronic, optical and thermal excitation of plasma waves in HEMTs : A theoretical study," *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 193, no. 1, p. 012076, 2009.
- [C-ACTI33] P. Nouvel, H. Marinchio, J. Torres, C. Palermo, L. Chusseau, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, "Room-temperature terahertz spectroscopy of optically excited plasma waves in HEMTs," *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 193, no. 1, p. 012075, 2009.
- [C-ACTI34] J. Pousset, J.-F. Millithaler, L. Reggiani, G. Sabatini, C. Palermo, L. Varani, J. Mateos, T. González, S. Pérez, A. Bournel, and P. Dollfus, "Plasmonic noise in Si and InGaAs semiconductor nanolayers," *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 193, no. 1, p. 012091, 2009.
- [C-ACTI35] G. Sabatini, H. Marinchio, C. Palermo, L. Varani, T. Daoud, R. Teissier, H. Rodilla, T. González, and J. Mateos, "Monte Carlo simulation of ballistic transport in high-mobility channels," *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 193, no. 1, p. 012035, 2009.
- [C-ACTI36] T. Laurent, P. Nouvel, J. Torres, L. Chusseau, C. Palermo, L. Varani, Y. Cordier, J.-P. Faurie, B. Beaumont, E. Starikov, P. Shiktorov, and V. Gruzinskis, "Preliminary results of bench implementation for the study of terahertz amplification in gallium nitride quantum wells," in *16Th International Conference On Electron Dynamics In Semiconductors, Optoelectronics And Nanostructures (EDISON 16)* (C. Palermo and G. Bastard, eds.), vol. 193 of *Journal of Physics Conference Series*, 2009. 16th International Conference on Electron Dynamics in Semiconductors, Optoelectronics and Nanostructures (EDISON 16), Montpellier, FRANCE, AUG 24-28, 2009.
- [C-ACTI37] H. Marinchio, G. Sabatini, L. Varani, C. Palermo, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, P. Ziadé, and Z. Kallassy, "Electronic noise in high electron-mobility transistors under photo-excitation conditions," in *Noise and fluctuations : 20th International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF-2009)* (M. Macucci and G. Basso, eds.), vol. 1129, (Pisa (Italy)), pp. 321–324, AIP, 2009.
- [C-ACTI38] G. Sabatini, H. Marinchio, L. Varani, C. Palermo, J. F. Millithaler, L. Reggiani, H. Rodilla, T. González, S. Perez, and J. Mateos, "Monte Carlo analysis of noise spectra in InAs channels from diffusive to ballistic regime," in *Noise and fluctuations : 20th International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF-2009)* (M. Macucci and G. Basso, eds.), vol. 1129, (Pisa (Italy)), pp. 345–348, AIP, 2009.
- [C-ACTI39] H. Marinchio, J. Torres, G. Sabatini, P. Nouvel, C. Palermo, L. Chusseau, L. Varani, F. Teppe, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, A. Shchepetov, S. Bollaert, and Y. Roelens, "Experimental and theoretical investigation of terahertz optical-beating detection by plasma waves in high electron mobility transistors," *Phys. Stat. Sol. (c)*, vol. 5, no. 1, pp. 257–260, 2008.
- [C-ACTI40] P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, L. Varani, C. Palermo, J. Torres, and L. Chusseau, "Generation of TeraHertz radiation assisted by optical phonons in nitride-based quantum wells and heterolayers," *Phys. Stat. Sol. (c)*, vol. 5, p. 236, 2008.
- [C-ACTI41] H. Marinchio, G. Sabatini, J. Torres, T. Laurent, J. Pousset, C. Palermo, L. Chusseau, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, "Analytical and numerical modelling of optical excitation of THz plasma modes in nanoHEMTs," in *Proc. 17th*

- European Workshop on Heterostructure Technology (HETECH)* (G. Meneghesso, ed.), ISBN 978-88-6129-296-3, (Venice, Italy), November 2008.
- [C-ACT142] G. Sabatini, H. Marinchio, J. Pousset, T. Laurent, C. Palermo, L. Varani, S. Pérez, J. Matéos, and T. González, "Study of electronic transport in high mobility materials : application to InGaAs and InAs," in *Proc. 17th European Workshop on Heterostructure Technology (HETECH)* (G. Meneghesso, ed.), ISBN 978-88-6129-296-3, (Venice, Italy), pp. 61–62, November 2008.
- [C-ACT143] T. Laurent, G. Sabatini, P. Nouvel, J. Torres, C. Palermo, L. Chusseau, L. Varani, Y. Cordier, E. Starikov, P. Shiktorov, and V. Gruzhinskis, "Terahertz generation in GaN quantum wells by amplification of transverse electromagnetic waves," in *Proc. 17th European Workshop on Heterostructure Technology (HETECH)* (G. Meneghesso, ed.), ISBN 978-88-6129-296-3, (Venice, Italy), November 2008.
- [C-ACT144] L. Chusseau, L. Varani, J. Torres, C. Palermo, P. Nouvel, A. Penarier, H. Marinchio, G. Sabatini, T. Laurent, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzhinskis, "THz detection and generation by semiconductor heterostructures using transport properties in InGaAs HEMT and GaN 2D electron gas," in *17th European Workshop on Heterostructure Technology (HETECH)* (G. Meneghesso, ed.), ISBN 978-88-6129-296-3, (Venice, Italy), pp. 155–156, November 2008.
- [C-ACT145] E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzhinskis, C. Palermo, L. Varani, J. Pousset, G. Sabatini, H. Marinchio, J. Torres, L. Chusseau, P. Nouvel, R. Adam, T. Dubois, A. Penarier, S. Jarrix, and D. Gasquet, "Generation of coherent TeraHertz radiation assisted by optical phonons in nitride-based bidimensionnal heterostructures," in *19th International Conference on Hertzian Optic and Dielectrics*, (Valence), September 2007.
- [C-ACT146] H. Marinchio, G. Sabatini, J. Pousset, C. Palermo, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzhinskis, and L. Reggiani, "Modified hydrodynamic approach for the modeling of high-frequency noise in FETs," in *Noise and fluctuations : 19th International Conference on Noise and Fluctuations ; ICNF 2007* (M. Tacano, Y. Yamamoto, and M. Nakao, eds.), vol. 922, (Tokyo (Japan)), pp. 371–374, AIP, 2007.
- [C-ACT147] J. Pousset, J. F. Millithaler, C. Palermo, G. Sabatini, H. Marinchio, L. Varani, J. Mateos, T. González, S. Perez, D. Pardo, E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzhinskis, and L. Reggiani, "Noise analysis of plasma wave oscillations in ingaas channels," in *Noise and fluctuations : 19th International Conference on Noise and Fluctuations ; ICNF 2007* (M. Tacano, Y. Yamamoto, and M. Nakao, eds.), vol. 922, (Tokyo (Japan)), pp. 201–206, AIP, 2007.
- [C-ACT148] P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzhinskis, L. Varani, C. Palermo, and J. F. Millithaler, "Generation of coherent terahertz radiation due to optical-phonon emission assisted transit-time resonance in quantum wells and heterolayers," in *Proceedings of the SPIE : Advanced Optical Materials, Technologies, and Devices*. (S. Asmontas and J. Gradauskas, eds.), vol. 6596 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, p. 65960A, February 2007.
- [C-ACT149] P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzhinskis, L. Varani, C. Palermo, J. Torres, and L. Chusseau, "Generation of coherent terahertz radiation in 2D nitride-based structures," in *IRMMW-THz*, (Cardiff), September 2007.
- [C-ACT150] A. Akwoue Ondo, J. Torres, P. Nouvel, C. Palermo, L. Chusseau, J. Jacquet, and M. Thual, "Analysis of the stable two-mode operation of a 4-sections semiconductor laser for THz generation by photomixing," in *International Symposium on Space Terahertz Technology*, (Paris), pp. 255–258, May 2006.

Chapitre 1 – Activités et contexte

- [C-ACTI51] A. Akwoue Ondo, J. Torres, C. Palermo, L. Chusseau, J. Jacquet, and M. Thual, “Two-mode operation of 4-sections semiconductor laser for THz generation by photomixing,” in *Proc. of SPIE : Millimeter-Wave and Terahertz Photonics* (D. Jaeger and A. Stohr, eds.), vol. 6194, (Strasbourg, France), pp. 164–170, SPIE, 2006.
- [C-ACTI52] J. F. Millithaler, L. Varani, C. Palermo, J. Mateos, T. González, S. Perez, D. Pardo, W. Knap, J. Lusakowski, N. Dyakonova, S. Bollaert, and A. Cappy, “TeraHertz emission from nanometric HEMTs analyzed by noise spectra,” in *Proc. of the 14th Int. Conf. on Nonequilibrium Carrier Dynamics in Semiconductors, July 25-29, 2005, Chicago, USA* (M. Saraniti and U. Ravaioli, eds.), vol. 110 of *Springer Proceeding in Physics*, (New York), pp. 290–294, Springer, 2006.
- [C-ACTI53] L. Varani, E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzhinskis, C. Palermo, J. C. Vaissiere, and J. P. Nougier, “Monte Carlo study of the suppression of diffusion noise,” in *Proc. of the 14th Int. Conf. on Nonequilibrium Carrier Dynamics in Semiconductors, July 25-29, 2005, Chicago, USA* (M. Saraniti and U. Ravaioli, eds.), vol. 110 of *Springer Proceeding in Physics*, (New York), pp. 287–290, Springer, 2006.
- [C-ACTI54] J. F. Millithaler, L. Varani, C. Palermo, J. Mateos, T. González, S. Perez, D. Pardo, W. Knap, J. Lusakowski, N. Dyakonova, S. Bollaert, and A. Cappy, “TeraHertz emission from nanometric HEMTs analyzed by noise spectra,” in *AIP Conf. Proc. 780 : Noise and Fluctuations - ICNF 2005* (T. González, J. Mateos, and D. Pardo, eds.), (Salamanca, Spain), pp. 335–338, August 2005.
- [C-ACTI55] C. Palermo, L. Varani, J. C. Vaissiere, J. F. Millithaler, E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzhinskis, and B. Azaïs, “Monte Carlo calculation of diffusion coefficient, noise spectral density and noise temperature in HgCdTe,” in *AIP Conf. Proc. 780 : Noise and Fluctuations - ICNF 2005* (T. González, J. Mateos, and D. Pardo, eds.), vol. 780 of *AIP Conference Proceedings*, (Salamanca, Spain), pp. 151–154, American Institute of Physics, August 2005.
- [C-ACTI56] S. Perez, T. González, L. Varani, C. Palermo, E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzhinskis, L. Reggiani, and J. C. Vaissiere, “Monte Carlo analysis of nano-scale Schottky diodes for THz generation,” in *EUSPEN : 5th International conference of the European Society for Precision Engineering and Nanotechnology*, (Montpellier, France), p. S8P10, May 2005.
- [C-ACTI57] L. Varani, C. Palermo, C. Devasconcelos, J. F. Millithaler, J. C. Vaissiere, J. P. Nougier, E. Starikov, P. Shiktorov, and V. Gruzhinskis, “Is it possible to suppress noise by noise in semiconductors?,” in *AIP Conf. Proc. 800 : Unsolved Problems of Noise and Fluctuations in Physics, Biology and High Technology* (L. Reggiani, C. Pennetta, V. Akimov, E. Alfinito, and M. Rosini, eds.), vol. 800 of *AIP Conference Proceedings*, (Gallipoli, Italy), pp. 474–479, American Institute of Physics, November 2005. **Article invité.**
- [C-ACTI58] A. Greiner, L. Varani, C. Palermo, J. C. Vaissiere, and L. Reggiani, “Heat transport and spurious velocity overshoots in moment-based simulations of deep submicron devices,” in *Proceedings of the 14th Workshop on Modelling and Simulation of Electron Devices (MSED)* (F. Martin, J. Garcia, J. Sune, X. Oriols, J. Bonache, and D. Jimenez, eds.), (Barcelona, Spain), pp. 5–8, Publications Universitat Autònoma de Barcelona, October 2003.
- [C-ACTI59] C. Palermo, L. Varani, and J. C. Vaissiere, “Monte Carlo and semi-analytical approaches to non-equilibrium high-frequency transport in narrow-gap semiconductors : Application to Mercury-Cadmium-Telluride,” in *Proceedings of the 14th Workshop on Modelling and Simulation of Electron Devices (MSED)* (F. Martin, J. Garcia, J. Sune, X. Oriols, J. Bonache, and D. Jimenez, eds.), (Barcelona, Spain), pp. 37–40, Publications Universitat Autònoma de Barcelona, October 2003.

- [C-ACT160] L. Varani, C. Palermo, J. C. Vaissiere, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzhinskis, L. Reggiani, S. Perez, and T. González, "A Monte Carlo approach to current fluctuations under high-frequency large-amplitude cyclostationary conditions," in *Proceedings of the 14th Workshop on Modelling and Simulation of Electron Devices (MSED)* (F. Martin, J. Garcia, J. Sune, X. Oriols, J. Bonache, and D. Jimenez, eds.), (Barcelona, Spain), pp. 81–84, Publications Universitat Autònoma de Barcelona, October 2003.

Communications dans des conférences nationales avec actes et comité de lecture (C-ACTN)

- [C-ACTN1] T. Laurent, H. Marinchio, G. Sabatini, J. Torres, L. Chusseau, C. Palermo, and L. Varani, "Utilisation des phonons optiques pour la génération d'ondes térahertz dans le GaN," in *Proc. Journées Nationales Du Réseau Doctoral de Micro-électronique (JNRDM)*, May 2008.
- [C-ACTN2] G. Sabatini, H. Marinchio, J. Pousset, T. Laurent, C. Palermo, and L. Varani, "Etude microscopique des propriétés de transport électronique dans l'InGaAs à température ambiante," in *Proc. Journées Nationales Du Réseau Doctoral de Micro-électronique (JNRDM)*, (Bordeaux), May/May 2008.
- [C-ACTN3] H. Marinchio, J. Torres, G. Sabatini, J. Pousset, C. Palermo, L. Varani, and L. Chusseau, "Conversion optoélectronique terahertz par nanotransistors HEMTs à ondes de plasma : simulations hydrodynamiques et expériences," in *Proc. Journées Nationales Du Réseau Doctoral de Micro-électronique (JNRDM)*, (Bordeaux), May/May 2008.
- [C-ACTN4] H. Marinchio, G. Sabatini, J. Pousset, C. Palermo, L. Varani, and L. Chusseau, "Modélisation hydrodynamique de la synchronisation optique des oscillations de plasma TeraHertz dans les nanotransistors," in *Journées Nationales Du Réseau Doctoral de Micro-électronique (JNRDM)*, (Lille, France), May 2007.
- [C-ACTN5] J. Pousset, J. F. Millithaler, G. Sabatini, H. Marinchio, C. Palermo, L. Varani, J. Mateos, S. Perez, T. González, and D. Pardo, "Etude microscopique des oscillations THz dans des systèmes en InGaAs," in *Journées Nationales Du Réseau Doctoral de Micro-électronique (JNRDM)*, (Lille, France), May 2007.
- [C-ACTN6] J. Pousset, J. F. Millithaler, C. Palermo, L. Varani, and P. Dollfus, "Analyse de la mobilité dans les transistors MOS nanométriques," in *Journées Nationales Du Réseau Doctoral de Micro-électronique (JNRDM)*, (Rennes, France), May 2006.
- [C-ACTN7] S. Perez, T. González, E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzhinskis, L. Reggiani, L. Varani, C. Palermo, and J. C. Vaissiere, "Etude Monte Carlo de diodes Schottky nanométriques pour la génération TeraHertz," in *22èmes Journées Nationales D'Optique Guidée (JNOG)*, (Valence, France), November 2003.
- [C-ACTN8] C. Palermo, L. Varani, and J. C. Vaissiere, "Modélisation semi-analytique de la mobilité hyperfréquence en régime de porteurs chauds : Application au HgCdTe," in *Journées Nationales Micro-ondes (JNM)*, (Lille), May 2003.

Communications orales dans des conférences nationales ou internationales sans actes (C-COM)

- [C-COM1] M. Chmielowska, S. Chenot, Y. Cordier, T. Laurent, P. Nouvel, J. Torres, C. Palermo, L. Chusseau, L. Varani, and B. Beaumont, "Regrowth of GaN quantum wells on GaN substrates for TeraHertz generation by amplification of transverse electromagnetic waves," in *18th European Workshop on Heterostructure Technology (HETECH)*, (Ulm, Germany), 2009.

Chapitre 1 – Activités et contexte

- [C-COM2] P. Nouvel, H. Marinchio, J. Torres, C. Palermo, L. Chusseau, L. Varani, E. Starikov, P. Shiktorov, and V. Gruzhinskis, "Coupled experimental and numerical investigations of resonant plasma waves oscillations in HEMTs," in *GDR-I TeraHertz*, 2009.

Communications par affiches dans des conférences nationales ou internationales sans actes (C-AFF)

- [C-AFF1] P. Nouvel, H. Marinchio, J. Torres, C. Palermo, G. Sabatini, L. Chusseau, L. Varani, E. Starikov, P. Shiktorov, and V. Gruzhinskis, "Oscillations de plasma résonantes dans les transistors HEMT pour la détection térahertz : une étude expérimentale et numérique," in *Assemblée Générale du GDR Ondes*, (Paris, France), November 2009.
- [C-AFF2] T. Laurent, L. Chusseau, J. Torres, P. Nouvel, C. Palermo, and L. Varani, "Spectroscopie continue d'éléments optiques pour une expérience cryogénique terahertz," in *5e Journées TéraHertz*, (Lille), June 2009.
- [C-AFF3] P. Nouvel, H. Marinchio, J. Torres, C. Palermo, L. Chusseau, L. Varani, A. Shchepetov, Y. Roelens, S. Bollaert, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzhinskis, "Spectroscopie terahertz des ondes de plasma excitées par battement optique dans les transistors HEMTs," in *5e Journées TéraHertz*, (Lille), June 2009.
- [C-AFF4] H. Marinchio, G. Sabatini, T. Laurent, J. Pousset, C. Palermo, J. Torres, L. Varani, L. Chusseau, Y. Roelens, and S. Bollaert, "Experimental and theoretical investigation of optically excited THz plasma waves in submicron InGaAs HEMTs," in *EOS Annual Meeting*, EOS Annual Meeting, 2008.
- [C-AFF5] J. Torres, P. Nouvel, H. Marinchio, C. Palermo, L. Varani, L. Chusseau, F. Teppe, A. Shchepetov, and S. Bollaert, "Conversion opto-électronique 0-600 ghz dans des nanotransistors HEMTs," in *15èmes Journées Nationales Micro-ondes (JNM)*, (Toulouse, France), May 2007.
- [C-AFF6] J. Pousset, J. F. Millithaler, G. Sabatini, H. Marinchio, C. Palermo, and L. Varani, "Etude des oscillations thz dans des systèmes en InGaAs," in *4èmes Journées THz*, (Bombannes, France), May 2007.
- [C-AFF7] H. Marinchio, J. Torres, P. Nouvel, G. Sabatini, C. Palermo, J. Pousset, L. Chusseau, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzhinskis, "Etude théorique et expérimentale de la réponse à un battement optique de transistors HEMT à onde de plasma," in *4èmes Journées TeraHertz*, (Bombannes, France), May 2007.
- [C-AFF8] H. Marinchio, J. Torres, P. Nouvel, G. Sabatini, J. Pousset, C. Palermo, L. Chusseau, and L. Varani, "Numerical simulation of thz optical-beating detection by plasma-waved hemts : comparison with experiments," in *Groupe De Recherche Nanoélectronique*, (Lille, France), 2007.
- [C-AFF9] H. Marinchio, G. Sabatini, J. Pousset, C. Palermo, and L. Varani, "Etudes microscopique et macroscopique du transport électronique dans l'InGaAs pour les applications TeraHertz," in *GDR TeraHertz*, (Montpellier), December 2006.
- [C-AFF10] P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzhinskis, L. Varani, C. Palermo, J. Pousset, and J. F. Millithaler, "Generation of coherent TeraHertz radiation assisted by optical phonons in nitride-based quantum wells and heterolayers and," in *GDR TeraHertz*, (Montpellier), December 2006.
- [C-AFF11] C. Palermo, L. Varani, G. Sabatini, H. Marinchio, J. Pousset, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzhinskis, and L. Reggiani, "Modified hydrodynamic approach to FETs modeling for THz frequency applications," in *GDR TeraHertz*, (Montpellier), December 2006.

- [C-AFF12] A. Akwoue Ondo, J. Torres, P. Nouvel, C. Palermo, L. Chusseau, J. Jacquet, and M. Thual, "Etude et caractérisation d'une source laser bimode pour la génération THz par photomélangement à 1,55 μm ," in *XIe Journées Nano-Micro Electronique et Optoélectronique (JNMO)*, (Aussois, France), April 2006.
- [C-AFF13] J. F. Millithaler, J. Pousset, C. Palermo, L. Varani, J. Mateos, S. Perez, T. González, and D. Pardo, "Oscillations de plasma dans des canaux à haute mobilité," in *Les Journées Thématiques du Club EEA : la Nanoélectronique*, (Villeneuve d'Ascq, France), March 2006.
- [C-AFF14] A. Akwoue Ondo, J. Torres, C. Palermo, L. Chusseau, J. Jacquet, and M. Thual, "Laser à 4-sections 1.55 μm bimode pour la génération THz par photomélangement," in *Les Horizons de l'Optique*, (Chambéry, France), November 2005.
- [C-AFF15] J. F. Millithaler, L. Varani, C. Palermo, J. Mateos, T. González, S. Perez, D. Pardo, W. Knap, J. Lusakowski, N. Dyakonova, S. Bollaert, A. Cappy, and Y. Roelens, "Analyse du spectre de bruit de transistors HEMTs nanométriques pour l'émission TeraHertz," in *3èmes Journées TeraHertz*, (Aussois, France), March 2005.
- [C-AFF16] L. Varani, C. Palermo, and J. C. Vaissiere, "A Monte Carlo approach to electronic noise in cyclostationary conditions," in *Action Spécifique Bruit*, (La Grande Motte, France), June 2004.
- [C-AFF17] X. T. Tran, J. F. Millithaler, C. Palermo, J. C. Vaissiere, and L. Varani, "Calcul du bruit de diffusion par la méthode monte carlo full band," in *Action Spécifique Bruit*, (La Grande Motte, France), June 2004.
- [C-AFF18] C. Palermo, L. Varani, and J. C. Vaissiere, "Etude hydrodynamique de l'influence des micro-ondes sur les processus de génération-recombinaison dans le HgCdTe," in *Xèmes Journées Nationales de la Microélectronique et de l'Optoélectronique (JNMO)*, (La Grande Motte, France), June 2004.
- [C-AFF19] C. Devasconcelos, C. Palermo, J. F. Millithaler, J. C. Vaissiere, and L. Varani, "Modélisation microscopique du transport dans les semiconducteurs à petits gaps utilisés en optoélectronique : Application au Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te," in *Action Spécifique Bruit*, (La Grande Motte, France), June 2004.
- [C-AFF20] E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzinskiis, L. Varani, J. C. Vaissiere, C. Palermo, and L. Reggiani, "Monte Carlo simulations of velocity noise in bulk nitrides," in *Action Spécifique Bruit*, (La Grande Motte, France), June 2004.
- [C-AFF21] E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzinskiis, L. Varani, C. Palermo, J. C. Vaissiere, and L. Reggiani, "Modélisation de la génération TeraHertz dans les dispositifs à base de nitrures," in *22èmes Journées Nationales D'Optique Guidée (JNOG)*, (Valence, France), November 2003.
- [C-AFF22] C. Palermo, L. Varani, and J. C. Vaissiere, "Méthodes de simulation de l'ionisation par impact et de la multiplication électronique dans les semiconducteurs à applications optoélectroniques : Application au Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te," in *Journées Nationales Du Réseau Doctoral de Micro-électronique (JNRDM)*, (Toulouse, France), May 2003.

Direction d'ouvrages (DO)

- [Do1] L. Varani, C. Palermo, and G. Bastard, eds., *16th International Conference on Electron Dynamics In Semiconductors, Optoelectronics and Nanostructures (EDISON 16)*, vol. 193. 2009.

Production de livres scientifiques (OS)

- [os1] C. Palermo et J. Torres, *Électricité IUT*, Parcours IUT, ISBN : 978-2-10-071140-6, Paris : Dunod, 2015.
- [os2] C. Palermo et J. Torres, *Précis d'électricité*, Sciences Sup, ISBN : 978-2-10-072470-3, Paris : Dunod, 2015.
- [os3] A. Mahi, C. Palermo, H. Marinchio, G. Sabatini, A. Belgachi, and L. Varani, *Plasma Wave Excitation by Terahertz Electric Signal in High Electron Mobility Transistors*, vol. Advances in Semiconductor Research : Physics of Nanosystems, Spintronics and Technological Applications, ch. 11. Nova Science Publishers, 2014.
- [os4] C. Palermo, *Électrotechnique IUT*. Parcours IUT, ISBN : 978-2-10-057607-4, Paris : Dunod, 2012.
- [os5] C. Palermo, *Précis d'Électrotechnique*. Sciences Sup, ISBN : 978-2-10-057960-0, Paris : Dunod, 2012.
- [os6] L. Hlou, K. Amechnoue, J. Diyadi, A. Achachi, M. Samri, J.-P. Nougier, J.-C. Vaissière, L. Varani, C. Palermo, and J.-F. Millithaler, *The scattered packet method for the simulation of transport phenomena in semiconductors*, Recent research developments in science and technology of semiconductors, pp. 95–119, 2004.

Brevets (BRE)

- [BRE1] H. Marinchio, C. Palermo, and L. Varani, "STEC-HD : Simulateur de Transistors à Effet de Champ HydroDynamique," 2011.

1.1.3 Activité d'enseignement

Mon activité d'enseignement se déroule à l'Institut Universitaire de Technologie (IUT) de Montpellier-Sète. Elle se partage entre les départements Mesures Physiques (environ 75 % des heures enseignées) et Chimie (environ 25 %). J'interviens essentiellement en première année et participe aux enseignements d'électricité, de mathématiques et d'électrotechnique. La répartition moyenne de mes enseignements sur les quatre dernières années est reportée sur la figure 1.3. L'effectif moyen d'une promotion est d'environ 100 étudiants, répartis en 4 groupes de travaux dirigés (TD) et 8 groupes de travaux pratiques (TP).

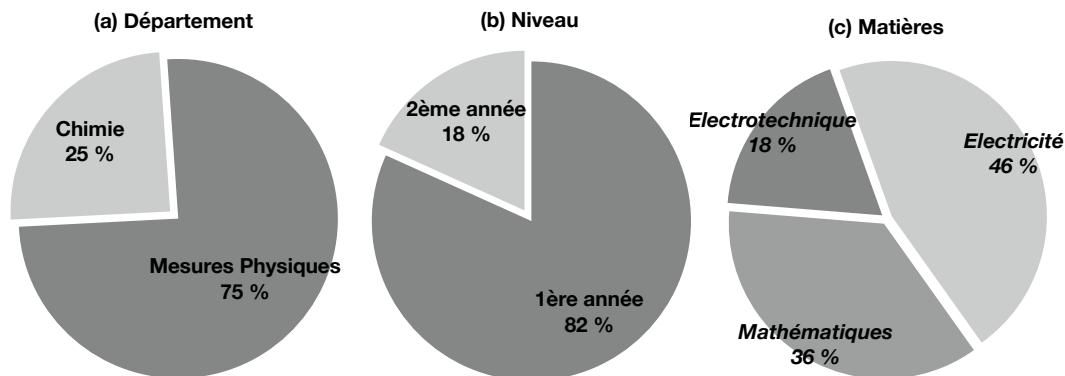


Figure 1.3 – Répartition moyenne des enseignements effectués en DUT Mesures Physiques et Chimie, IUT de Montpellier-Sète.

Enseignement d'électricité

• *Description*

L'enseignement d'électricité se déroule sur deux semestres et décrit les régimes continu, transitoire et alternatif. Il s'agit de donner aux étudiants les outils permettant de résoudre un problème d'électricité et de les préparer à suivre les modules plus spécialisés d'électronique et d'électrotechnique de la seconde année. Cet enseignement s'adresse à un public n'étant pas familiarisé avec cette matière, et ne demande de fait aucun pré-requis.

• *Déroulement*

L'enseignement se déroule en 5 chapitres. Au total, le volume horaire pour un étudiant de Mesures Physiques est de 20h de cours magistraux (CM), 30h de TD et 40h de TP, répartis sur les deux semestres. Pour un étudiant de chimie, la charge horaire est renforcée de 20h de TD supplémentaires.

1. *Électricité en régime continu.* Il s'agit dans ce premier chapitre d'introduire les différentes grandeurs électriques (potentiel, tension, courant, résistance) et leurs liens. La loi d'Ohm est abordée, et le fonctionnement des outils de représentation des tensions et des courants est étudié.
2. *Réseaux linéaires en régime continu.* Ce second chapitre introduit les différentes lois de l'électricité, depuis celles de Kirchhoff jusqu'aux théorèmes du dipôle linéaire, en passant par le théorème de Millman et le principe de superposition.
3. *Du régime variable au régime alternatif sinusoïdal.* Une fois les outils du continu acquis, les autres régimes de fonctionnement sont décrits, depuis le régime variable dans le temps jusqu'au régime alternatif sinusoïdal. Une attention particulière est portée à la définition des différentes composantes qui constituent un signal périodique.
4. *Réseaux linéaires en régime alternatif sinusoïdal.* Ce chapitre a pour objectif de généraliser les lois du continu au régime alternatif sinusoïdal. Pour ce faire, les notions de phaseurs et d'impédances sont introduites, ainsi que les diagrammes de Fresnel.
5. *Régime transitoire.* L'enseignement se finit par une description du régime transitoire, menée essentiellement en travaux pratiques, dans le but de permettre aux étudiants une plus grande compréhension du fonctionnement des composants réactifs abordés au chapitre précédent.

Tout au long de l'enseignement, l'accent est mis sur les méthodes de mesure des différentes grandeurs. Chaque fois que cela est possible, les différentes erreurs et incertitudes de mesures sont mises en évidence, les travaux pratiques donnant une part à leur quantification.

• *Mon implication*

Je suis responsable de l'enseignement pour le premier semestre, c'est-à-dire pour tout ce qui concerne le régime continu. J'assume ainsi depuis plusieurs années les CM sur les deux départements, et fixe le cap pédagogique à suivre. J'interviens de plus dans l'enseignement du second semestre, c'est-à-dire pour tout ce qui concerne le régime dépendant du temps. J'assume régulièrement des TD même si, sur les 4 dernières années, je suis aussi intervenu de manière plus ponctuelle en cours et en TP.

Chapitre 1 – Activités et contexte

• *Publication*

Cet enseignement a donné lieu à un ouvrage publié chez Dunod en 2015, dans deux collections différentes, en collaboration avec Jérémie Torres, responsable du second module. Il est intitulé *Électricité IUT* dans la collection *parcours IUT*, et *Précis d'électricité* dans la collection *Sciences Sup.* [72, 73].

Enseignement d'électrotechnique

• *Description*

L'enseignement d'électrotechnique se déroule sur le 4^{ème} semestre du DUT Mesures Physiques et aborde les trois grands thèmes que sont la production, le transport et l'utilisation de l'énergie électrique. Il fait suite aux deux modules d'électricité de la première année et se veut leur application concrète dans le domaine de la puissance. Il s'adresse aux étudiants spécialisés en techniques instrumentales (2 groupes de TD et 4 groupes de TP). Il se déroule sur 8h de CM, 15h de TD et 20h de TP.

• *Déroulement*

Les trois grands thèmes sont déclinés en cinq chapitres.

1. *La machine à courant continu.* Les modes moteur et génératrice sont abordées et permettent de ré-introduire le modèle de Thévenin. Le fonctionnement de la machine et sa technologie sont décrits, qui permettent d'aborder la notion de collecteur et de commutation et les problèmes de coût qu'elles impliquent. Les pertes et le rendement ainsi que les méthodes permettant de les mesurer sont décrites.
2. *Le transformateur monophasé.* Le transformateur est introduit au travers de la nécessité de réduire les pertes en ligne lors du transport de puissance, tout en assurant la sécurité des usagers à la distribution. Le diagramme de Fresnel-Kapp est étudié et les différents essais permettant de mesurer un rendement sont détaillés.
3. *Systèmes triphasés.* Le troisième chapitre introduit les systèmes triphasés au travers de leur grand intérêt dans les trois thèmes (production, transport, utilisation). La ligne et les récepteurs sont étudiés en théorie et en pratique. Les deux modes de couplage, l'étoile et le triangle, sont analysés.
4. *Alternateur synchrone.* Le quatrième chapitre aborde la production de puissance électrique au travers de l'alternateur synchrone. Le diagramme de Behn-Eschenbourg est décrit ainsi que les mesures permettent de déterminer le rendement, les caractéristiques interne et externe et la réactance synchrone. La notion de régulation de la tension est abordée.
5. *Moteur asynchrone triphasé.* L'enseignement se termine sur le moteur asynchrone. L'accent est mis sur la simplicité de fabrication du moteur et son intérêt en terme de coût de fabrication et d'entretien. Le principe de fonctionnement est décrit, et les travaux pratiques permettent de faire des mesures de puissances électriques et mécaniques ainsi que de pertes. La méthode des deux wattmètres est appliquée dans ce chapitre.

• *Mon implication*

Responsable de ce module, j'assure la totalité des enseignements en CM ainsi que la moitié des TD et des TP.

- **Publication**

Cet enseignement a donné lieu à un ouvrage publié chez Dunod en 2012 dans deux collections différentes. Il est intitulé *Électrotechnique IUT* dans la collection *parcours IUT*, et *Précis d'électrotechnique* dans la collection *Sciences Sup.*[74, 75].

Enseignement de mathématiques

- **Description**

J'interviens dans l'enseignement de mathématiques en première année de DUT Mesures Physiques. Il est uniquement constitué de CM et de TD. Il s'agit de donner aux étudiants les outils mathématiques utiles aux différentes matières de la physique, de la métrologie et de l'instrumentation, qui constituent la formation.

- **Déroulement**

L'enseignement de mathématiques de première année de DUT Mesures Physiques est divisé en trois modules, les deux premiers ayant lieu au premier semestre et le troisième au second semestre. Les modules sont les suivants :

1. *Outils mathématiques : analyse, trigonométrie et nombres complexes.* Il s'agit dans ce premier module de maîtriser les propriétés des fonctions usuelles utilisées dans les sciences physiques, en particulier leur dérivation et leur intégration. Les limites et les comportements asymptotiques sont étudiés. Les fonctions de plusieurs variables et la notion de dérivées partielles sont par la suite introduites. Les nombres complexes ainsi que leurs applications au calcul trigonométrique ont toute leur place dans ce module.
2. *Outils mathématiques : géométrie - équations différentielles.* Ce module a pour objectif la maîtrise des outils de la géométrie dans le plan et dans l'espace, ainsi que la résolution des équations différentielles utilisées dans les autres modules scientifiques et techniques de la formation. Les vecteurs ainsi que leurs produits scalaire et vectoriel sont étudiés, en même temps que les équations de droites et de plans. Les différents systèmes de coordonnées sont décrits, et le barycentre est abordé. Enfin, les équations linéaires et non-linéaires du premier ordre sont étudiées. Le module aborde ensuite les équations différentielles du deuxième ordre en se limitant au cas linéaire et à coefficients constants.
3. *Outils mathématiques : analyse et algèbre linéaire.* Le troisième module a pour objectif de compléter les deux premiers. Il s'agit de permettre aux étudiants de résoudre les problèmes abordés dans les modules scientifiques et techniques de la formation (à l'exception toutefois des outils mathématiques spécifiques au traitement du signal et aux probabilités qui ne sont étudiés qu'au 3^{ème} semestre). Pour ce faire, les formes différentielles sont tout d'abord introduites dans le cadre de l'apprentissage de la résolution des intégrales curvilignes. Les intégrales multiples sont ensuite étudiées et appliquées au calcul des moyennes continues. Le thème des courbes paramétrées est ensuite abordé. Enfin, le chapitre d'algèbre linéaire introduit les espaces vectoriels, les applications linéaires, les matrices ainsi que le déterminant. L'inversion de matrice est appliquée à la résolution de systèmes d'équations.

- **Mon implication**

Je prends en charge un groupe de TD sur l'année entière ainsi que l'enseignement en cours magistraux du module intitulé. J'ai en outre participé en 2012 au comité chargé de refondre le programme pédagogique national de mathématiques pour le DUT Mesures Physiques.

Chapitre 1 – Activités et contexte

• *Perspectives*

J'envisage à courts termes de proposer aux étudiants des travaux d'initiation aux méthodes numériques. En effet, un travail sur les notions de dérivation et d'intégration numériques leur permettrait de s'approprier et de mieux comprendre ces notions mathématiques, tout en prenant un premier contact avec la numérisation d'équations.

Brevet d'Initiation à l'Aéronautique

• *Description*

Titulaire du Certificat d'Aptitude à l'Enseignement de l'Aéronautique (CAEA) depuis juin 2015, j'ai mis en place avec le soutien de la direction de l'IUT un enseignement théorique de l'aéronautique à destination de tous les étudiants de l'institut. Dans un contexte de fusion avec la région de Toulouse, et à l'heure où le secteur aéronautique est l'un des plus porteurs en France, il s'agit de préparer les étudiants à l'épreuve du Brevet d'Initiation à l'Aéronautique. L'objectif de cette démarche est d'offrir aux étudiants brevetés de plus grandes chances en termes d'intégration professionnelle et de poursuites d'études.

• *Mon implication*

Outre la mise en place du module, j'assure la majeure partie des enseignements ainsi que la coordination des intervenants. Je travaille en ce moment à des partenariats avec les clubs de la région afin d'ajouter une partie pratique à l'enseignement.

1.1.4 Responsabilités pédagogiques

Depuis ma prise de fonction à l'IUT en septembre 2015, je prends une part importante dans la vie pédagogique et administrative de l'institut. J'ai ainsi assumé différentes fonctions de responsable de module qui m'ont amené, en particulier, à mettre en place différents travaux pratiques en électricité et électrotechnique et à écrire deux ouvrages pédagogiques.

J'ai par ailleurs assuré des responsabilités de direction des études et suis aujourd'hui élu et chargé de mission.

• *Direction des études*

J'ai été directeur des études pour les étudiants de première et de seconde année de DUT Mesures Physiques de 2007 à 2009, puis pour les étudiants de seconde année de 2013 à 2015. Ma mission était d'organiser les groupes et d'accompagner les étudiants dans leur apprentissage et dans leurs poursuites d'études ou leur réorientation. J'ai lors de la seconde période eu la charge de la gestion des notes et ai mis en place une interface de gestion venant en support d'Apogée. Au total, j'ai assumé cette responsabilité pédagogique durant quatre années.

• *Mission pour la Vie Étudiante*

Je suis depuis janvier 2015 *chargé de mission à la Vie Étudiante* pour les campus de Montpellier et de Sète de l'IUT de Montpellier-Sète. Ma mission consiste à organiser la vie étudiante en coordonnant les différents départements d'enseignement, les associations et les élus étudiants. L'objectif est de faciliter la cohésion au travers de l'organisation de manifestations sportives, culturelles et de santé.

- *Membre du conseil d'IUT*

Je suis membre élu du conseil d'IUT depuis 2009 (ré-élu en 2013).

1.2 Contexte des travaux

1.2.1 La thématique térahertz

1.2.1.1 Le groupe TéHO

Depuis ma prise de poste, je suis membre de l'une des équipes constituant à présent le groupe TéHO, dont le nom décrit les champs de compétence *Térahertz, Hyperfréquences et Optique*. Né en 2012 de la fusion de trois équipes de l'*Institut d'Electronique et des Structures*, ce groupe de recherche faisant partie du département *Photonique et Ondes* rassemble 12 enseignants-chercheurs et 1 ingénieur d'étude, aux compétences variées. À ce titre, il présente une expertise large spectre dans les domaines des mesures hyperfréquences, de la génération/détection d'ondes térahertz par voie électronique, de la conception de sondes de champ proche optique et de l'instrumentation bas bruit associée à la physique du laser. Aujourd'hui, TéHO s'inscrit dans une volonté de convergence, et cherche à mettre à profit sa richesse thématique pour ancrer son savoir-faire dans les thèmes scientifiques associés à la conception et au développement de sources et de capteurs THz et à l'instrumentation qui leur est associée.

Mon activité est centrée sur l'étude des nouveaux composants électroniques pour la génération et la détection THz. Dans ce cadre, je développe des modèles et mets en œuvre des simulations numériques ayant pour objet la description du transport électronique dans les matériaux et dispositifs semiconducteurs. L'objectif est d'analyser leurs comportements en fréquence et leurs aptitudes à interagir avec la radiation térahertz. L'activité numérique du groupe, menée en tandem, trouve sa richesse au travers de l'interaction avec les membres expérimentateurs et d'une collaboration active à l'international.

1.2.1.2 La problématique du térahertz

Le domaine des radiations térahertz, aussi appelées rayons T [76], correspond à la partie du spectre électromagnétique située entre les ondes millimétriques et l'infrarouge lointain, qui s'étend de fait sur la plage de fréquences allant de 100 GHz à 10 THz, pour des longueurs d'ondes comprises entre 3 mm et 30 μm . Ce rayonnement présente de nombreuses propriétés physiques intéressantes à exploiter, parmi lesquelles nous pouvons mettre en avant :

- (i) la *capacité de pénétrer* les matériaux organiques comme non-organiques et de se réfracter aux interfaces de corps ayant différents indices, pouvant être mise à profit pour réaliser une analyse non-invasive et non-destructive et une détection d'objets non-métalliques tels que la céramique ou encore les plastiques ;
- (ii) une *haute résolution* associée aux valeurs des longueurs d'ondes, ce qui rend possible une imagerie sub-millimétrique ainsi qu'une imagerie 3D à fort contraste associée à une grande capacité de différenciation ;
- (iii) des *pouvoirs spectroscopiques*, dans la mesure où de nombreux solides et de nombreuses substances présentent des caractéristiques spectrales (c'est-à-dire des raies d'absorption ou d'émission) dans le spectre THz ;

Chapitre 1 – Activités et contexte

- (iv) une nature *non-ionisante* du fait des faibles énergies des photons associés, permettant un contrôle non-destructif et non-invasif et constituant à faibles puissances ($\sim 1 \mu\text{W}$) une alternative médicale inoffensive aux rayons X ;
- (v) et, enfin, des *hautes fréquences électroniques associées* qui permettent d’appréhender les ondes térahertz comme des super-hyperfréquences, avec tout ce que cela implique en terme de bande passante.

Aussi, la radiation THz laisse entrevoir un grand nombre d’applications potentielles dans différents domaines technologiques qui peuvent être déclinés en deux axes :

- le THz pour les *télécommunications* ;
- le THz pour *l’analyse et l’observation*.

Du fait de sa position de frontière dans le spectre électromagnétique, c’est-à-dire entre deux différents domaines de la physique impliquant différentes technologies que sont l’électronique et l’optique, le domaine des fréquences THz est la source de difficultés pour concevoir des émetteurs et des détecteurs aux technologies transférables au monde industriel. Aujourd’hui encore, il s’agit d’une zone du spectre électromagnétique difficile à exploiter.

1.2.1.3 Le cahier des charges

Eu égard aux possibilités offertes par le spectre térahertz, la réalisation d’émetteurs et de détecteurs répondant au cahier des charges de l’optoélectronique constitue un défi que TÉHO se propose de relever. Il s’agit de développer des dispositifs à l’état solide faible coût, fiables, rapides, spectralement résolus, fonctionnant à température ambiante, compacts et intégrables dans les filières technologies maîtrisées. Pour ce faire, dans le cadre d’une approche théorique, les outils numériques décrits au chapitre suivant sont utilisés afin d’exploiter les phénomènes physiques présents dans les dispositifs semiconducteurs abordés au chapitre 3.

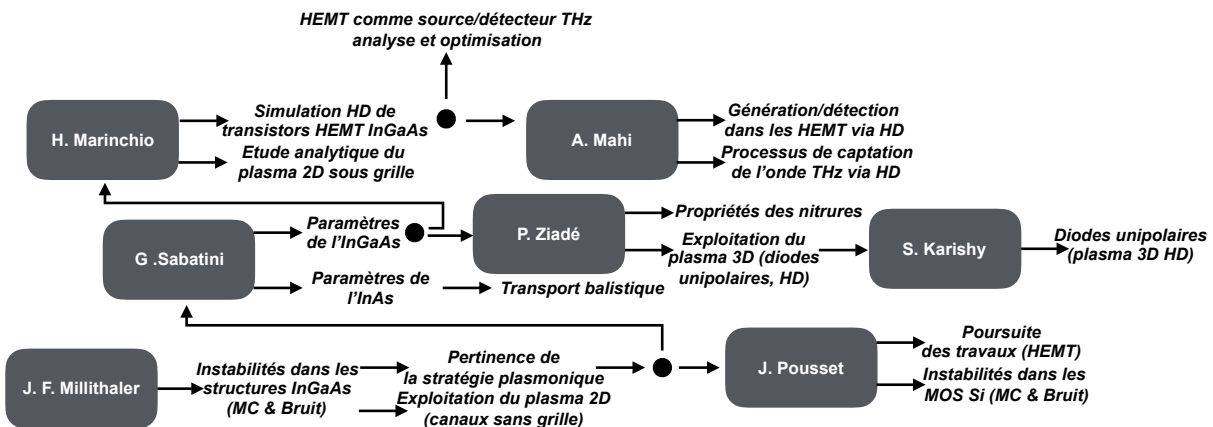


Figure 1.4 – Schéma simplifié de l’organisation des travaux de recherche et de l’interaction scientifique des doctorants encadrés.

1.2.2 Ressources humaines

On peut décrire les activités de simulation comme des *expérimentations numériques*. Le banc de manipulation est constitué d’un modèle qu’il s’agit de construire, mettre en place, modifier et optimiser si nécessaire. Il exige à ce titre des compétences multiples de *modélisateur*, pour dresser

les équations, de *numéricien*, pour les rendre solubles par un ordinateur, et de *simulateur* pour réaliser des études systématiques. Ce savoir-faire s'acquiert tout au long de la thèse, puis il se bonifie, se transmet et se valorise aux termes de celle-ci.

La formation par la recherche et la participation au développement technologique sont deux des missions d'un enseignant-chercheur. L'encadrement de doctorants dans une thématique à l'état de l'art telle que la nôtre permet à mon sens de s'épanouir pleinement dans cette tâche. L'interaction scientifique des doctorants impliqués dans ces travaux de recherche est décrite dans la figure 1.4. En effet, l'approche numérique utilisée au sein de TéHO, nommée méthode hiérarchique et décrite à la section 2.4 (page 59) implique un travail d'équipe coordonné.

Chapitre 2

Outils de modélisation du transport électronique

Sommaire

2.1	Modèles et mesures	28
2.1.1	La mise en place d'un modèle	28
2.1.2	Expérimentation numérique et conception	30
2.2	Modélisation microscopique du transport électronique	31
2.2.1	Approche statistique	31
2.2.2	Deux grandeurs clés	32
2.2.3	L'équation du transport de Boltzmann	34
2.3	Méthodes de résolution de l'ETB	37
2.3.1	Résolution directe de l'ETB par la méthode Monte Carlo	37
2.3.2	Méthode des moments	45
2.3.3	Éléments de comparaison des approches MC et HD	50
2.4	La méthode hiérarchique	59
2.4.1	Complémentarité des modèles	59
2.4.2	Mise en œuvre de la méthode hiérarchique	60
2.4.3	Application à l'analyse spectrale	61

Ce chapitre est le premier des deux consacrés à l'analyse des travaux de recherche. Après avoir placé la modélisation dans un contexte général, la notion d'expérimentation numérique est introduite. Nous nous intéressons ensuite à la modélisation du transport électronique dans les matériaux et dispositifs semiconducteurs et présentons pour cela les approches physiques exploitées dans le groupe TêHO. Une attention particulière est portée aux modèles Monte Carlo et hydrodynamique et aux cadres d'application de ces deux méthodes qui, bien que microscopiques, considèrent le gaz électronique à des niveaux d'observation différents. Les grandeurs physiques d'intérêt sont présentées, en prenant des exemples dans les travaux de thèse encadrés. Une mise en lumière des différents points forts des deux modèles permet enfin de justifier l'utilisation de la méthode hiérarchique. Celle-ci vise en effet à tirer partie des avantages des deux approches en les faisant travailler de concert.

2.1 Modèles et mesures

Dans bien des domaines, nous tirons notre inspiration de la nature, nous cherchons à la comprendre pour mieux l'imiter. Notre appréhension du monde est essentiellement fondée sur des analogies. Confrontée à une situation nouvelle, notre réflexion prend ses racines dans notre expérience : elle cherche à la comparer à ce qu'elle connaît, à la projeter dans un domaine qu'elle maîtrise.

On décrit l'inconnu en prenant un modèle. Puis ensuite, lorsque les différents mécanismes sont percés à jour, on peut appréhender ce que nos sens ne perçoivent pas. Bien souvent, l'étape qui suit la compréhension d'un phénomène est la conception d'un système visant à l'exploiter. Puis, l'optimisation et l'expérience aidant, on outrepassa dans bien des cas les capacités de l'objet initialement observé.

Dans le monde des sciences, le modèle est mathématique. Le raisonnement analogique consiste à mettre en lumière les grandeurs pertinentes et à créer des applications numériques qui vont en modifier les valeurs, les faire évoluer, les amener à s'influencer les unes les autres, ou au contraire les laisser invariantes. Une fois mis en place, le modèle se substitue à la réalité dans le sens où il permet de simuler diverses situations avec une totale maîtrise des paramètres, en s'affranchissant des limites, et sans que cela ne puisse avoir de conséquences négatives. Il rend possible une expérimentation numérique.

2.1.1 La mise en place d'un modèle

À l'image de toute démarche scientifique, l'exploitation d'un modèle analytique ou numérique suit différentes étapes, faisant intervenir un raisonnement à la fois inductif, pour la mise en équation, et déductif, lorsqu'elles sont résolues. Je résumerais le processus aboutissant à la

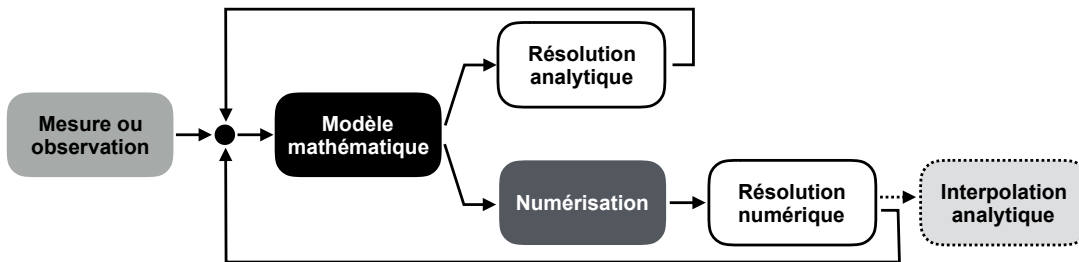


Figure 2.1 – Schéma de mise en place d'un modèle optimal.

mise en place d'un modèle optimal par le synoptique reporté sur la figure 2.1.

2.1.1.1 Le triptyque

Si le point de départ est la mesure ou l'observation d'un phénomène, la démarche de simulation n'est pas immédiate, et limiter les compétences d'un théoricien à la seule simulation numérique serait quelque peu restrictif. Il convient en effet de décomposer la démarche en trois parties, chacune ayant ses spécificités et, surtout, sa technicité.

- La phase de modélisation, tout d'abord, consiste à choisir le niveau d'observation (du plus microscopique au plus macroscopique), à mettre en place les équations et à appliquer les hypothèses simplificatrices pertinentes. Elle constitue un savoir-faire en elle-même, et

permet d'acquérir le recul nécessaire pour l'exploitation d'un simulateur. Ce n'est en effet que par la connaissance du modèle que l'on peut interpréter correctement les résultats du simulateur et appréhender ses limites de validité. Ainsi, l'exploitation de logiciels commerciaux, ou développés par des collaborateurs, ne peut se faire correctement qu'après avoir pris pleinement connaissance du modèle utilisé.

- La phase de numérisation intervient lorsque le modèle est trop dense pour être résolu analytiquement. Cette phase demande une grande compétence technique pour éviter l'apparition de phénomènes numériques, et non physiques, dans les résultats des calculs.
- Enfin, la phase de simulation numérique (ou de résolution analytique lorsque les équations le permettent) consiste à déterminer par le calcul les grandeurs mises en jeu par le modèle, ou à décrire leur évolution. Il s'agit, de plus, d'interpréter les résultats obtenus.

2.1.1.2 Modèle optimal

Modéliser, c'est en quelques sortes effectuer une projection de la réalité dans un espace mathématique :

- d'un point de vue strictement rigoureux, un modèle est par nature toujours plus ou moins faux, et il s'agit de faire en sorte qu'il soit le plus vrai possible ;
- mais d'un point de vue plus pragmatique, la résolution d'équations est associée à un effort de calcul et, de fait, à une capacité à le fournir.

L'idéal serait de disposer d'un modèle réaliste faisant intervenir des équations solubles analytiquement. En effet, une approche analytique présente des résultats sous la forme d'expressions mathématiques, qui permettent par conséquent d'établir des liens précis entre les différentes grandeurs impliquées, de déterminer leurs influences et sensibilités réciproques, et de décrire des allures sur de larges spectres de valeurs. Elle donne ainsi accès sous forme compacte à une importante quantité d'information, offrant une grande capacité de compréhension et de prévision des phénomènes physiques. En quelques sortes, une seule formule analytique contient de manière implicite les résultats qui seraient obtenus par une infinité de calculs numériques systématiques. Mais plus le modèle est fin et fidèle à la réalité, plus il fait intervenir de grandeurs, et plus les opérations mises en jeu sont nombreuses et complexes. Utiliser une méthode numérique constitue alors une alternative au calcul analytique, qui se révèle de plus en plus inévitable à mesure que le modèle devient dense.

Devant une situation donnée, la tâche du modélisateur consiste à discriminer ce qui doit être impérativement décrit de ce qui peut être ignoré. Il doit trouver le juste compromis entre une représentation de la réalité la plus fidèle possible, et un temps de calcul que ses capacités d'analyse ou les flops¹ dont il dispose rendent acceptable.

Le *modèle optimal* peut mener à une résolution analytique ou numérique, mais se doit d'être suffisamment réaliste dans l'enveloppe de puissance de calcul disponible pour sa résolution.

2.1.1.3 Validation d'un modèle

L'étape indispensable précédant l'utilisation d'un modèle dans le cadre d'expérimentations numériques est de s'assurer de sa crédibilité. On réalise alors un bouclage entre les résultats (analytiques ou numériques) qu'il permet d'obtenir et ceux issus de mesures ou, le cas échéant,

1. Le flops (*F*loating-*p*oint *O*perations per *S*econd) est une unité de mesure de vitesse de calcul (assimilable à la puissance de calcul).

de simulations obtenues en exploitant d'autres modèles. La procédure idéale consiste à confronter des grandeurs mesurables et mesurées et à affiner le modèle pour se rapprocher autant que possible de ces-dernières. Bien entendu, cela ne peut se faire au détriment du réalisme des phénomènes décrits, et se résume la plupart du temps à une levée d'incertitudes sur des grandeurs d'entrée, à des corrections techniques sur le simulateur (par exemple la modification des maillages spatiaux ou temporels), ou à l'introduction de phénomènes précédemment négligés.

2.1.1.4 Interpolation analytique

Dans le cadre de simulations numériques, il peut être intéressant de fournir l'ensemble des résultats obtenus dans le cadre d'une étude systématique sous une forme condensée. Il s'agit alors de procéder à une interpolation analytique des points obtenus, les régressions linéaires et polynomiales constituant des exemples possibles.

2.1.2 Expérimentation numérique et conception

La modélisation et la simulation constituent un banc de manipulation numérique donnant accès à des grandeurs mesurables mais aussi à des quantités non-mesurables. Le processus

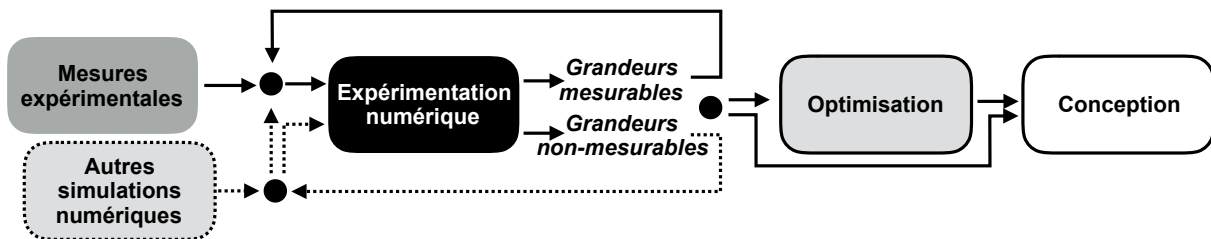


Figure 2.2 – Schéma de principe d'une expérimentation numérique.

d'expérimentation numérique, schématisé sur la figure 2.2, détaille plus précisément que celui précédemment décrit la phase de validation. L'utilisation de simulations numériques issues de modèles différents de celui qui est exploité permet de consolider la crédibilité du simulateur ou de pallier l'absence de mesures expérimentales, soit parce que les grandeurs à comparer ne sont pas mesurables, soit parce que les données ne sont pas disponibles. Un exemple de validation est reporté sur la figure 2.3 obtenue dans le cadre de la thèse de Giulio Sabatini pour éprouver le simulateur Monte Carlo du transport électronique mis en œuvre dans l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ et l' InAs massifs. Le bon accord des calculs avec les différents résultats théoriques et expérimentaux autorise et légitime la poursuite du processus. La confiance portée au code de simulation lui permet de faire jeu égal avec la mesure et de l'épauler pour interpréter ses résultats. La maîtrise du modèle offre en quelques sortes la possibilité d'entrer dans le dispositif et d'appréhender ce qu'il s'y passe : l'activation et la désactivation artificielles de certains mécanismes physiques permet d'évaluer leurs impacts et de comprendre leurs rôles. S'ouvre ainsi la phase d'optimisation, durant laquelle un jeu d'aller-retour entre les calculs et les manipulations guide les investigations de part et d'autre. Enfin, parce qu'elle donne accès à des conditions qui ne sont pas directement réalisables en situation réelle, la simulation permet de concevoir de nouveaux dispositifs.

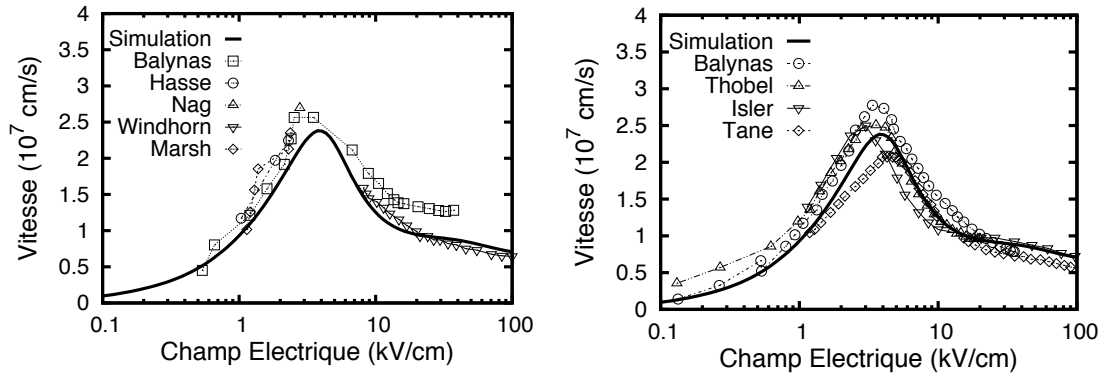


Figure 2.3 – Vitesse de dérive en fonction du champ électrique pour l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ comparée à plusieurs résultats expérimentaux [77–82] (à gauche) et de simulations MC présents dans la littérature [81–85] (à droite), avec $N_D = 10^{16}\text{cm}^{-3}$. Les lignes pointillées sont des guides pour les yeux. Thèse de G. Sabatini.

2.2 Modélisation microscopique du transport électronique

Le travail de modélisation et de simulation que nous menons dans le groupe TéHO s'inscrit dans un effort de recherche, de conception et d'optimisation de sources et de détecteurs du spectre térahertz à base de semiconducteurs. Il est centré sur l'étude du transport électronique différentes structures et dispositifs, dans le but d'exploiter différents mécanismes ultra-rapides et de comprendre les processus de génération et de détection.

Nous utilisons trois grandes techniques de modélisation du transport électronique sont utilisées dans le groupe TéHO. Il s'agit des méthodes Monte Carlo, hydrodynamique et, dans une moindre mesure, dérive-diffusion. Permettant des approches à des échelles d'observation différentes, elles donnent accès à un large panel de grandeurs électriques qui peuvent être mesurables ou non-mesurables, et décrivent le comportement électronique de dispositifs ou matériaux semi-conducteurs. Toutes trois dérivent pourtant d'une seule et même théorie statistique : leur but commun, malgré leurs différences, est la résolution de manière directe ou indirecte de l'équation de Boltzmann.

2.2.1 Approche statistique

D'une façon quelque peu naïve, on peut chercher dans un premier temps à analyser le transport électronique de manière classique : la dynamique de chaque particule de masse effective m^* (supposée constante) et de charge q est alors décrite à chaque instant t par sa position $\mathbf{r}(t)$ et sa vitesse $\mathbf{v}(t)$. Sous l'action d'un champ électrique \mathbf{E} , et en l'absence de collisions, la trajectoire de chaque porteur ($\mathbf{r}(t), \mathbf{v}(t)$) doit satisfaire aux équations de Newton :

$$\frac{d}{dt}\mathbf{r}(t) = \mathbf{v}(t) ; \frac{d}{dt}\mathbf{v}(t) = \frac{q\mathbf{E}}{m^*} \quad (2.1)$$

Or, dans un semiconducteur, le nombre d'électrons N qu'il faut considérer est associé à des densités importantes et peut donc devenir gigantesque. Le nombre de degrés de liberté à prendre en compte est six fois plus grand puisqu'il faut décrire, pour chaque porteur, trois coordonnées pour la position et trois composantes pour la vitesse. La résolution des $6N$ équations

issues des relations (2.1) demande un temps de calcul rédhibitoire, même avec les machines actuelles, de sorte qu'il faut aborder le problème du transport électronique dans les structures semiconductrices sous un angle statistique. Deux possibilités sont alors envisageables :

- la première consiste à ne prendre en compte qu'un nombre réduit de particules. On constitue alors un échantillon, et chaque porteur simulé représente plusieurs charges réelles au travers de ce que l'on appelle un *équivalent particulaire*. C'est cette approche qui est utilisée dans la modélisation Monte Carlo que nous décrivons plus loin ;
- la seconde consiste à ne plus considérer les charges électriques comme un ensemble de masses ponctuelles, mais à les identifier à un gaz chargé. Par cette analogie, on dispose de tous les outils de la physique statistique, et en particulier de la fonction de distribution.

Cette seconde approche, nous allons le voir, se révèle extrêmement puissante. En outre, elle permet de développer différents modèles pour le transport électronique dans les matériaux et dispositifs semiconducteurs, pouvant être microscopiques ou macroscopiques, plus ou moins réalistes, mais aussi plus ou moins simples à mettre en œuvre. Remarquons qu'à condition de considérer un échantillon suffisamment grand, les deux approches statistiques (petit échantillon de porteurs ou gaz de charges) se rejoignent.

2.2.2 Deux grandeurs clés

2.2.2.1 Le potentiel électrostatique

Le potentiel électrostatique, que nous notons V dans ce mémoire, conditionne complètement la dynamique de groupe des porteurs et constitue, par conséquent, une première grandeur clé pour le transport de charges. Dans un dispositif électronique, il dépend des conditions aux limites, qui représentent la tension appliquée aux électrodes. Mais il est aussi fortement lié à la distribution des charges, qu'il influence et dont il subit les effets.

À titre d'illustration, prenons l'exemple d'une jonction pn . Hors équilibre thermodynamique, le profil du potentiel cristallin pousse les charges libres de la structure à se déplacer. Dans le cadre d'une analogie gazeuse, le potentiel électrostatique joue le même rôle que la pression statique, ses variations induisant un déplacement de matière chargée tout comme le ferait une différence de pressions. À son tour, la topologie des charges influence le potentiel, au même titre qu'une accumulation de matière dans un gaz crée une surpression locale. L'équilibre dans la jonction est donc atteint lorsque le déplacement des porteurs de charge dans la structure compense les variations intrinsèques du potentiel cristallin, de sorte que l'on observe une zone de charge d'espace aux abords de la jonction.

Potentiel électrique et densité de charges ont donc une *action réciproque* qu'il est nécessaire de prendre en compte quel que soit le modèle choisi :

- les effets du potentiel sur la dynamique électronique et, indirectement, sur le profil spatial de la charge électrique sont décrits par les effets accélérateurs du champ électrique sur les charges ou sur le fluide ;
- l'influence du profil de la densité de charges n sur le potentiel électrostatique V est décrite localement par l'équation de Poisson

$$\Delta V(\mathbf{r},t) = -\frac{n(\mathbf{r},t)}{\kappa\kappa_0} \quad (2.2)$$

où κ est la constante diélectrique du milieu où évoluent les charges et κ_0 la permittivité du vide.

Remarquons que, dans les approches microscopiques, le potentiel et ses variations conditionnent la nature des collisions subies par les charges puisque, comme nous le verrons à la section 2.2.3.3, les probabilités d'occurrence des transitions d'états dépendent de la règle d'or de Fermi.

2.2.2.2 La fonction de distribution

Dans le cadre de l'analogie gazeuse, le transport électronique dans un semiconducteur est décrit au travers de la fonction de distribution **semi-classique** $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ qui décrit la densité de probabilité d'occupation des états. Dans ces conditions, le nombre de charges dN situées à l'instant t dans le volume $d\mathbf{r}d\mathbf{v}$ de l'espace des phases est donné par

$$dN = f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{r}d\mathbf{v} \quad (2.3)$$

et la densité de charges localisées en \mathbf{r} à l'instant t se calcule en intégrant la fonction de distribution sur toutes les vitesses :

$$n(\mathbf{r}, t) = \int_{\mathbf{v}} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (2.4)$$

L'un des avantages de l'approche semi-classique est de permettre la description du flux de charges au travers de grandeurs moyennes. En effet, la valeur moyenne locale de n'importe quelle quantité Q (pouvant représenter par exemple la vitesse, l'énergie ou la masse efficace) se calcule *via* l'expression :

$$\bar{Q}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{n(\mathbf{r}, t)} \int_{\mathbf{v}} Q(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \cdot f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \cdot d\mathbf{v} \quad (2.5)$$

où $n(\mathbf{r}, t)$ vérifie la relation (2.4). À ce titre, la fonction de distribution permet la détermination de n'importe quel paramètre de transport [86], que nous classons en deux catégories :

- la première catégorie concerne les grandeurs de groupe obtenues en moyennant une seule grandeur microscopique, par exemple la vitesse de dérive, l'énergie moyenne ou encore la masse effective moyenne. Ces grandeurs s'éloignent de la description microscopique du gaz, mais le restent toutefois suffisamment pour permettre une compréhension des phénomènes locaux. Elles permettent de plus de décrire les qualités électroniques du matériau mais il est délicat de les mesurer ;
- la seconde catégorie concerne les grandeurs impliquant plusieurs paramètres microscopiques comme, par exemple, le courant électrique (vitesse et densité), la conductivité électrique (densité et mobilité) ou encore la conductivité thermique (vitesse et énergie). D'autres quantités telles que les coefficients de Hall ou de Seebeck font aussi partie de cette seconde catégorie. Il s'agit de paramètres plus macroscopiques que ceux de la première, mais qui présentent l'avantage d'être plus facilement mesurables. Ainsi, ils permettent une confrontation entre les résultats numériques et expérimentaux.

La détermination de la fonction de distribution permet donc une description aussi fine qu'on le souhaite du transport électronique. Elle donne accès, en fonction de l'échelle de modélisation qui est d'autant plus macroscopique que les grandeurs sont moyennées, à des informations inaccessibles par la mesure et à des quantités permettant de valider le modèle utilisé. En ce sens, f constitue le *graal électronique*.

2.2.3 L'équation du transport de Boltzmann

Eu égard à l'importance de la fonction de distribution pour décrire le transport électronique, nous la mettons à présent en équation. Nous envisageons tout d'abord le cas d'un transport électronique sans collisions, puis considérons ces-dernières dans un second temps.

2.2.3.1 Équation de Liouville, sans collisions

La fonction de distribution peut être déterminée en résolvant une équation intégral-différentielle : l'équation du transport de Boltzmann (ETB). Nous proposons dans cette section de dériver cette équation en partant du fait que f constitue une densité de probabilités. Ainsi, en l'absence de processus de collision et en accord avec le théorème de Liouville, la fonction de distribution f se conserve dans l'espace des phases, de sorte que

$$\frac{df}{dt} = 0 \quad (2.6)$$

Cette relation se ramène, en écrivant la différentielle de f , à l'expression

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} \frac{dt}{dt} + \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} \frac{d\mathbf{r}}{dt} + \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} \frac{d\mathbf{v}}{dt} = 0 \quad (2.7)$$

Dans la mesure où les collisions sont absentes, toutes les particules se comportent de la même manière. Les grandeurs *a priori* indépendantes position \mathbf{r} et temps t sont alors liées par l'expression

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v} \quad (2.8)$$

De plus, dans la mesure où toutes les charges q de masse efficace m^* sont accélérées par le même champ électrique \mathbf{E} , et si l'on néglige les effets du champ magnétique, la variation temporelle de la grandeur \mathbf{v} correspond à la variation temporelle de la vitesse d'un porteur, de sorte que

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{q\mathbf{E}}{m^*} \quad (2.9)$$

On calcule ainsi la dérivée particulaire de f . La relation (2.7) devient alors l'ETB *sans collision*, ou équation de Liouville :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla_{\mathbf{r}} + \frac{q\mathbf{E}}{m^*} \nabla_{\mathbf{v}} \right) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = 0 \quad (2.10)$$

Cette équation est valable en conditions d'équilibre comme hors-équilibre. Toutefois, elle est peu réaliste hormis dans le cas où le transport se fait de façon purement balistique.

2.2.3.2 Équation de Boltzmann (avec collisions)

Stricto sensu, si les collisions sont prises en compte, le théorème de Liouville ne peut pas être appliqué. Nous ramenons alors le taux de variation de la fonction de distribution à un terme de collision $C(f)$, ce qui s'écrit sous la forme

$$\frac{df}{dt} = C(f) \quad (2.11)$$

et revient à considérer que les processus de dérive et de convection sont compensés par les collisions. L'expression de $C(f)$, rendant compte des effets des différentes collisions sur la

2.2 Modélisation microscopique du transport électronique

fonction de distribution, s'exprime de façon plus ou moins complexe selon que l'on cherche à modéliser le transport de manière microscopique (c'est-à-dire en considérant le gaz électronique comme un ensemble de particules) ou macroscopique (c'est-à-dire en s'intéressant aux seules grandeurs d'ensemble du fluide chargé).

Les hypothèses ayant permis de passer de l'équation (2.7) à l'équation de Liouville ne sont plus valables, et la fonction de distribution n'est plus conservée dans l'espace des phases. Si l'on s'intéresse à l'effet des seules collisions sur la fonction de distribution, la variation de celle-ci s'écrit

$$df = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} dt + \left(\frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} \right)_{coll} d\mathbf{r} + \left(\frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} \right)_{coll} d\mathbf{v} \quad (2.12)$$

Le fait de considérer la nature quantique des collisions au travers de la théorie des perturbations sous-entend que les transitions d'état se produisent de manière instantanée. Ainsi, une particule positionnée en \mathbf{r} avec une vitesse \mathbf{v} peut basculer soudainement dans l'état $(\mathbf{r}, \mathbf{v}')$. La fonction de distribution varie alors de façon subite, et les valeurs des éléments $d\mathbf{r}$ et $d\mathbf{v}$ associées à ces variations sont, de fait, nulles. Aussi,

$$\left(\frac{df}{dt} \right)_{coll} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} \quad (2.13)$$

Le terme de collision correspond à une relaxation temporelle de la fonction de distribution, et s'écrit donc

$$C(f) = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} \quad (2.14)$$

On établit alors l'ETB, valable en conditions d'équilibre et hors-équilibre,

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla_{\mathbf{r}} + \frac{q\mathbf{E}}{m^*} \nabla_{\mathbf{v}} \right) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} \quad (2.15)$$

On remarque que celle-ci peut être décomposée, afin de décrire la variation dans le temps de la fonction de distribution pour un état (\mathbf{r}, \mathbf{v}) donné, sous la forme

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{drv} + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{cvn} + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} \quad (2.16)$$

le terme

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{drv} = -\frac{q\mathbf{E}}{m^*} \nabla_{\mathbf{v}} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \quad (2.17)$$

décrivant les effets du champ électrique sur le gaz électronique, et

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{cvn} = -\mathbf{v} \nabla_{\mathbf{r}} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \quad (2.18)$$

les phénomènes de convection. Nous portons ci-après une attention particulière à l'expression du terme $\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll}$.

2.2.3.3 Modélisation microscopique des collisions

D'un point de vue microscopique, l'état d'une charge, que l'on peut faire correspondre dans une vision semi-classique à son mouvement, dépend du potentiel du milieu dans lequel celle-ci évolue. Ainsi, un porteur se trouvant dans un réseau cristallin parfaitement périodique n'est

pas amené à changer d'état [87], c'est-à-dire d'un point de vue corpusculaire à dévier de sa trajectoire. Un tel potentiel, correspondant à un matériau totalement homogène ne subissant aucune agitation thermique, n'est pas envisageable, ne serait-ce qu'à cause de la température du réseau et de la dimension finie des composants. D'un autre côté, il n'est pas possible de localiser avec précision, en un instant donné, la position et la valeur des fluctuations du potentiel. On procède alors de manière statistique, en évaluant en tout point la probabilité que les impuretés, l'agitation thermique, ou toute autre phénomène rompant la périodicité du réseau, vienne perturber le potentiel moyen dans lequel la charge évolue. Cette approche revient à appliquer la théorie quantique des perturbations, le hamiltonien du potentiel H se décomposant en

$$H = H_0 + H' \quad (2.19)$$

où H_0 correspond au potentiel périodique, et $H' \ll H$ est associé à un mécanisme de collision faisant basculer les charges d'un état propre de H_0 à un autre.

La probabilité de transition $W(\mathbf{v}, \mathbf{v}')$ depuis (\mathbf{r}, \mathbf{v}) vers $(\mathbf{r}, \mathbf{v}')$, deux états propres à H_0 , sous l'effet de la perturbation H' s'exprime au travers de la règle d'or de Fermi [88–91]. En considérant l'état $(\mathbf{r}, \mathbf{v}')$ disponible,

$$W(\mathbf{v}, \mathbf{v}') = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \mathbf{v} | H' | \mathbf{v}' \rangle|^2 \delta [\epsilon(\mathbf{v}') - \epsilon(\mathbf{v}) \pm \hbar\omega_\varphi] \quad (2.20)$$

où $\pm \hbar\omega_\varphi$ représente l'énergie éventuellement mise en jeu lors de la transition, et où δ est la fonction de Dirac. Considérons à l'instant t l'état (\mathbf{r}, \mathbf{v}) et regardons comment évolue dans le temps, sous l'effet des collisions, la valeur de la fonction de distribution pour cet état-là. Cela revient à considérer la dérivée partielle $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll}$, c'est-à-dire le terme de collision de l'ETB $C(f)$, que nous écrivons comme la somme

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{in} - \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{out} \quad (2.21)$$

- Le terme $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{in}$ décrit la variation temporelle de la fonction de distribution pour l'état (\mathbf{r}, \mathbf{v}) sous l'effet des collisions entrantes, c'est-à-dire faisant basculer des charges depuis n'importe quel état $(\mathbf{r}, \mathbf{v}')$ vers (\mathbf{r}, \mathbf{v}) . Cette variation dépend par conséquent de la probabilité de transition $W(\mathbf{v}', \mathbf{v})$, et de la probabilité que l'état $(\mathbf{r}, \mathbf{v}')$ soit occupé et l'état (\mathbf{r}, \mathbf{v}) disponible $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}', t)[1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)]$. Ainsi,

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{in} = C_{in}(f) = \frac{\mathcal{V}}{8\pi^3} \int_{\mathbf{v}' \neq \mathbf{v}} W(\mathbf{v}', \mathbf{v}) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}', t) [1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)] d\mathbf{v}' \quad (2.22)$$

où \mathcal{V} est le volume du réseau et le terme $8\pi^3$ est associé à la densité d'états.

- Le terme $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{out}$ décrit la variation temporelle de la fonction de distribution pour l'état (\mathbf{r}, \mathbf{v}) sous l'effet des collisions sortantes, c'est-à-dire faisant basculer des charges depuis (\mathbf{r}, \mathbf{v}) vers n'importe quel état $(\mathbf{r}, \mathbf{v}')$. Cette variation dépend donc de la probabilité de transition $W(\mathbf{v}, \mathbf{v}')$ et de la probabilité que l'état (\mathbf{r}, \mathbf{v}) soit occupé et l'état $(\mathbf{r}, \mathbf{v}')$ disponible $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)[1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{v}', t)]$. Ainsi,

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{out} = C_{out}(f) = \frac{\mathcal{V}}{8\pi^3} \int_{\mathbf{v}' \neq \mathbf{v}} W(\mathbf{v}, \mathbf{v}') f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) [1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{v}', t)] d\mathbf{v}' \quad (2.23)$$

Finalement, le terme de collision s'écrit, dans le cadre d'une approche microscopique semi-classique,

$$C(f) = \frac{\mathcal{V}}{8\pi^3} \left[\int_{\mathbf{v}' \neq \mathbf{v}} W(\mathbf{v}', \mathbf{v}) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}', t) [1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)] d\mathbf{v}' - \int_{\mathbf{v}' \neq \mathbf{v}} W(\mathbf{v}, \mathbf{v}') f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) [1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{v}', t)] d\mathbf{v}' \right] \quad (2.24)$$

2.2.3.4 Génération-recombinaison

Les phénomènes de génération-recombinaison viennent, au même titre que les collisions, modifier la fonction de distribution des porteurs de charge. À ce titre, on ajoute à la relation (2.16) un terme de génération-recombinaison

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{gr} = g(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) [1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)] - r(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \quad (2.25)$$

où les termes g et r dépendent du type de processus envisagé et, par conséquent, de la structure de bandes du matériau considéré.

2.3 Méthodes de résolution de l'ETB

Abordons à présent les méthodes de résolution de l'ETB. Nous envisageons dans le groupe TéHO deux axes principaux qui se situent à différents niveaux d'observation du gaz de charges : la résolution directe par la méthode de Monte Carlo et l'utilisation de la méthode des moments.

2.3.1 Résolution directe de l'ETB par la méthode Monte Carlo

Résoudre **directement** l'ETB consiste à déterminer la fonction de distribution f quand les termes de collision et de génération-recombinaison sont exprimés sous leurs formes microscopiques, c'est-à-dire au travers des eqs. (2.24) et (2.25), respectivement. Différentes méthodes peuvent être envisagées, auxquelles l'équipe de simulation de TéHO a, par le passé, eu recours. On peut citer à cet égard, outre la résolution directe de l'équation de Boltzmann, la méthode des packets répartis (*Scattered Packet Method*), qui a la particularité d'avoir été développée par les Montpelliérains Jean-Paul Nougier et Jean-Claude Vaissière [92], ou encore la méthode Monte Carlo, utilisée dans différents domaines scientifiques, qui est celle qui nous intéresse plus particulièrement dans ce mémoire.

La méthode de Monte Carlo (MC) appliquée au transport de charges dans les matériaux et composants semiconducteurs est l'un des piliers de notre savoir-faire. Historiquement, le recours à MC s'est imposé presque naturellement du fait d'un thème resté phare pendant très longtemps au laboratoire : le bruit électronique. En effet, la nature à la fois particulière et stochastique de la méthode de Monte Carlo permet de simuler de façon naturelle le bruit associé au déplacement ou à la génération-recombinaison des charges électroniques. Cette méthode est le support, pour notre groupe, d'une étroite collaboration avec les équipes de Lino Reggiani, de l'*Università del Salento* (Lecce, Italie), de Pavel Shiktorov, du *Semiconductors Physics Institute* de Vilnius (Lituanie) et de Tomás González de l'*Universidad de Salamanca* (Espagne).

2.3.1.1 Modèle Monte Carlo et liens avec l'ETB

La méthode de MC a été inventée au cours de la seconde guerre mondiale dans le cadre du projet Manhattan [93], dans le but de rendre possibles les calculs liés aux réactions nucléaires en profitant de la puissance de calcul naissante des premiers calculateurs. Publiée pour la première fois en 1949 [94], elle est alors présentée comme une méthode stochastique visant à résoudre les équations différentielles ou intégro-différentielles rencontrées dans de nombreux domaines de la science. Pour cela, chacun des termes de l'équation à résoudre est interprété en fonction de l'influence qu'il a sur les objets simulés (diffusion, multiplication, marche au hasard de particules, etc.).

Dans le domaine du transport électronique, la méthode MC consiste à considérer le déplacement de chacune des charges constituant le gaz électronique comme un ensemble de vols libres entrecoupés de processus de collision [95]. La fonction de distribution $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ est alors déterminée en recensant le nombre de charges $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{r} d\mathbf{v}$ contenues dans le volume de l'espace des phases $d\mathbf{r} d\mathbf{v}$ au travers d'un maillage de ce-dernier. Il est alors possible d'évaluer la variation temporelle de la fonction f pour chaque état (\mathbf{r}, \mathbf{v}) et de faire, comme dans l'article fondateur, un parallèle entre l'équation de Boltzmann, que l'on couple à l'équation de Poisson (2.2), et les phénomènes subis par les charges simulées.

• Le terme de dérive

Le terme de dérive $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{drv}$ donné par l'éq. (2.17) décrit l'effet des forces électriques sur les charges électroniques. La contribution de ce terme à la variation temporelle de la fonction de distribution pour un état donné est non-nulle si la force accélératrice est présente et si, pour une valeur arbitraire mais petite $d\mathbf{v}$, $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \neq f(\mathbf{r}, \mathbf{v} + d\mathbf{v}, t)$. Par conséquent, la variation de f dans le temps sous l'effet des forces de dérive est maximale, dans une région donnée, lorsque les charges électroniques ont des vitesses similaires.

Cela se vérifie d'un point de vue microscopique en appliquant un champ électrique homogène et en observant la dynamique de chaque charge. En l'absence des termes de diffusion, de collision et de génération-recombinaison, tous les porteurs subissent la même force et adoptent la même vitesse. Si l'on ne met pas en jeu les phénomènes de collision, tout le paquet se déplace en effet vers les zones de l'espace des phases où $\nabla_{\mathbf{v}} f \neq 0$, c'est-à-dire vers des vitesses de plus en plus importantes.

Dans un modèle MC, la prise en compte d'une force accélératrice agissant sur chacune des charges au travers du principe fondamental de la dynamique suffit donc à rendre compte des phénomènes de dérive. C'est ce qui est, par exemple, fait dans les simulateurs de type *bulk* pour lesquels on considère un matériau homogène et, donc, où seul l'espace des vitesses est pris en compte. Ceci permet entre autres choses de simplifier les calculs puisqu'il n'est pas nécessaire dans ce cas de résoudre l'équation de Poisson.

• Le terme de convection

Le terme de convection $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{con}$ donné par l'éq. (2.18) apparaît dès lors qu'il existe une variation de la fonction de distribution dans l'espace réel (c'est-à-dire lorsque la répartition des charges n'est pas homogène) associée à un champ de vitesse.

D'un point de vue microscopique, un paquet de particules en mouvement agit sur la distribution du champ électrique qui, en retour, accélère les charges au travers du terme de dérive. L'évolution

dans le temps de la fonction de distribution pour un état donné étant plus importante pour les forts gradients de f , le paquet a tendance à s'étaler, de sorte qu'un phénomène de diffusion accompagne la convection.

Dans un modèle MC, la convection des charges est réalisée par le biais d'un calcul, à chaque instant, du profil de potentiel électrique, suivi d'une action de ce dernier sur le mouvement des porteurs. L'équation de Poisson est alors résolue de manière auto-consistante, l'algorithme de résolution devant permettre une mise à jour très régulière des valeurs du potentiel.

- **Le terme de collision**

Le terme de collision $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll}$ est, comme nous l'avons dit plus haut, de nature stochastique, et sa prise en compte sous sa forme microscopique justifie à elle seule l'utilisation de la méthode Monte Carlo. Pour un état (\mathbf{r}, \mathbf{v}) donné, le terme de collision est composé d'un terme d'entrée et d'un terme de sortie représentant respectivement la probabilité qu'une transition s'opère vers et depuis (\mathbf{r}, \mathbf{v}) . Pour chacun des états considérés, il est donc nécessaire d'évaluer les deux composantes $C_{in}(f)$ et $C_{out}(f)$ pour déterminer la fonction de distribution. En revanche, si l'on ne s'intéresse plus aux états mais aux particules les unes après les autres, il suffit de considérer les probabilités de transition de chaque porteur d'un état à un autre, et la disponibilité des états d'arrivée, pour balayer l'ensemble des termes d'entrée et de sortie des états impliqués. Il s'agit par conséquent de ne prêter attention, pour chaque particule, qu'au terme de sortie.

On peut décomposer le terme de sortie C_{out} de la façon suivante :

$$C_{out}(f) = \frac{\mathcal{V}}{8\pi^3} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \int_{\mathbf{v}' \neq \mathbf{v}} W(\mathbf{v}, \mathbf{v}') [1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{v}', t)] d\mathbf{v}' = \frac{\mathcal{V}}{8\pi^3} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) P(\mathbf{v}) \quad (2.26)$$

où la grandeur $P(\mathbf{v})$ est la probabilité qu'une particule se trouvant à l'état (\mathbf{r}, \mathbf{v}) subisse une collision quelconque et bascule vers n'importe quel état $(\mathbf{r}, \mathbf{v}')$. L'une des difficultés du calcul de l'intégrale réside dans la dégénérescence et le fait que la fonction de distribution n'a pas la même valeur pour tous les états d'arrivée. La mise en place d'un modèle Monte Carlo commence en constatant que la dégénérescence, si elle n'est pas négligeable, a tendance à minimiser les probabilités de transition. En comparant la probabilité $P(\mathbf{v})$ au cas non-dégénéré pour lequel $[1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{v}', t)] \approx 1$, on établit alors que

$$P(\mathbf{v}) \leq \int_{\mathbf{v}' \neq \mathbf{v}} W(\mathbf{v}, \mathbf{v}') d\mathbf{v}' \quad (2.27)$$

On introduit ce faisant un temps caractéristique à l'ensemble des collisions, le temps de relaxation $\tau(\mathbf{v})$ exprimé comme

$$\frac{1}{\tau(\mathbf{v})} = \int_{\mathbf{v}'} W(\mathbf{v}, \mathbf{v}') d\mathbf{v}' \quad (2.28)$$

Le taux de transition W ne différencie pas les différentes collisions impliquées dans la transition d'état. Pour ce faire, on le ré-écrit sous la forme d'une somme de i taux de transition, chacun étant associé à un type de collision particulier, $W = \sum_i W_i$. Dans ces conditions, l'intégrale (2.28) se décompose comme

$$\int_{\mathbf{v}'} W(\mathbf{v}, \mathbf{v}') d\mathbf{v}' = \int_{\mathbf{v}'} \sum_i W_i(\mathbf{v}, \mathbf{v}') d\mathbf{v}' = \sum_i \int_{\mathbf{v}'} W_i(\mathbf{v}, \mathbf{v}') d\mathbf{v}' = \sum_i \frac{1}{\tau_i(\mathbf{v})} \quad (2.29)$$

et fait apparaître les temps de relaxation associés à chacune des collisions impliquées dans la transition depuis l'état (\mathbf{r}, \mathbf{v}) vers $(\mathbf{r}, \mathbf{v}')$. Le rapport $1/\tau_i(\mathbf{v})$ représente le taux de probabilité

qu'une particule dans l'état (\mathbf{r}, \mathbf{v}) subisse une collision de type i . En pratique, on associe à chaque collision un taux de collision $P_i(\epsilon) = 1/\tau_i(\mathbf{v})$ dont l'unité est la s^{-1} que l'on indexe, pour simplifier les calculs, non pas sur la vitesse mais sur l'énergie.

Dans un modèle Monte Carlo, un premier tirage au sort est donc fait pour savoir, grâce aux valeurs de $P_i(\epsilon)$, à quel moment une particule dont l'énergie vaut ϵ subit une collision, et quel est le type de cette dernière. Par la suite, l'état après collision est déterminé au travers de l'expression de $W(\mathbf{v}, \mathbf{v}')$. En effet, les collisions peuvent avoir différents effets sur l'énergie des porteurs mais aussi sur leur vitesse, en fonction de leur élasticité et de leur isotropie. Enfin, puisque la probabilité $P(\epsilon)$ majore les probabilités de transition réelles en négligeant la dégénérescence, on ré-introduit cette dernière au travers d'un algorithme adapté tel que, par exemple, celui de Lugli et Ferry [96]. Celui-ci consiste à remplacer la collision par un vol libre si l'état final est déjà occupé, l'évaluation de la disponibilité se faisant en impliquant le terme $[1 - f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)]$ dans un tirage au sort.

Nous référençons dans les deux premières branches de l'arbre reporté sur la Fig. 2.4 les différentes collisions subies par les porteurs de charge du fait des caractéristiques du réseau cristallin. Les mécanismes de la troisième branche sont abordés dans la section suivante. Remarquons

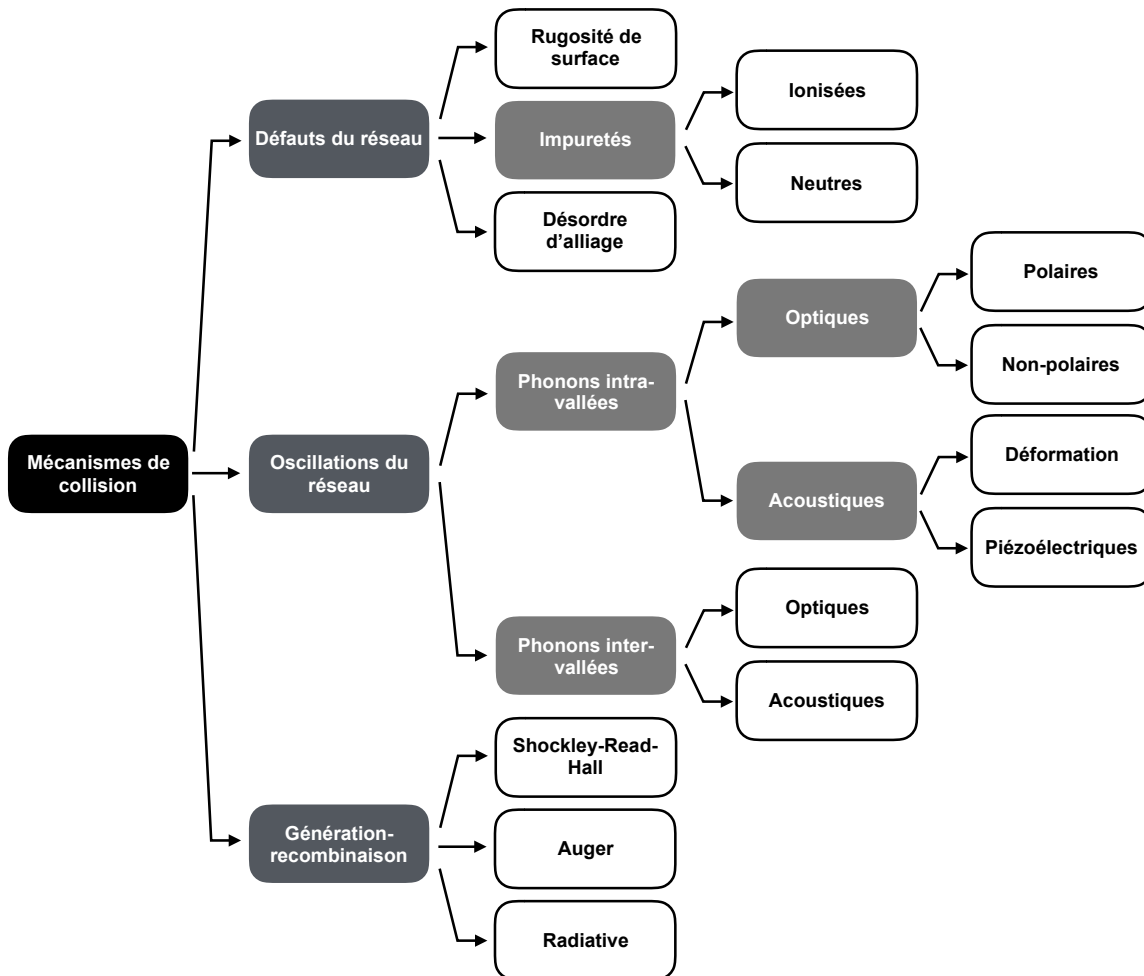


Figure 2.4 – Mécanismes de collision typiques dans un semi-conducteur.

de plus que l'interaction électron-électron à deux paires implique des calculs importants, soit parce que le terme de collision est dense (dans le cas d'une approche analytique) soit parce

que le nombre de collisions à simuler est trop grand (dans le cadre d'une approche numérique microscopique). Dans la plupart des cas, son influence est jugée comme faible sur les paramètres de transport du premier ordre (c'est-à-dire ceux qui ne décrivent pas le bruit du matériau) [95]. En effet, lors d'une collision entre deux porteurs de charge, l'énergie totale et la quantité de mouvement sont conservées, de sorte que la collision n'a d'influence que sur la forme de la fonction de distribution, mais finalement pas sur les grandeurs moyennes. En première approximation, nous choisissons de ne pas la prendre en considération en tant que collision à deux pairs. L'interaction coulombienne est toutefois introduite au travers de ses effets à longue distance par le biais de l'équation de Poisson. De plus, l'effet d'écran que les charges occasionnent sur les impuretés ionisées est pris en compte dans le calcul des probabilités de collision avec ces-dernières.

- **Le terme de génération-recombinaison**

Le terme de génération-recombinaison $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{gr}$ est modélisé en MC de la même manière qu'un terme de collision, c'est-à-dire par le biais d'un taux de probabilités dépendant de l'énergie et de la détermination d'un état après collision pour la ou les particules impliquées. Nous avons reporté dans la troisième branche de la figure 2.4 les trois principaux mécanismes de génération-recombinaison pouvant être pris en compte dans un modèle MC.

Nous avons utilisé cette approche dans le cadre de la thèse de Giulio Sabatini [97]. En effet, Giulio a réalisé une étude minutieuse du transport des électrons [1, 35] et des trous dans l'InAs pour laquelle il lui a été nécessaire de prendre en compte les phénomènes d'ionisation par impact au travers du modèle de Keldysh [98–100]. Les taux de collision associés à ce modèle ne se calculent pas, comme dans le cas des collisions classiques, par le biais de paramètres cristallographiques. Ils ne peuvent être obtenus que par le biais de comparaisons avec des données expérimentales ou d'autres données théoriques dans une démarche semblable à celle reportée sur la figure 2.5.

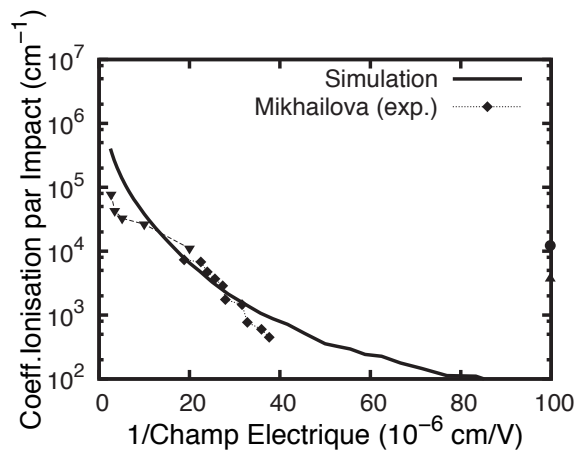


Figure 2.5 – Coefficient d'ionisation par impact en fonction de l'inverse du champ électrique dans l'InAs calculé dans le cadre de la thèse de G. Sabatini pour une concentration d'impuretés ionisées $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. La ligne continue représente la simulation et les symboles les données expérimentales de la référence [101].

Remarquons toutefois que les temps caractéristiques des phénomènes de génération-recombinaison sont bien plus longs que ceux des collisions, le facteur pouvant être de l'ordre

de 1000. Aussi, une simulation de ces processus allonge de manière considérable les temps de calcul. Il peut alors être intéressant d'adopter une approche dite hiérarchique, visant à prendre en compte au travers de deux modèles différents le transport de charges et les phénomènes de génération-recombinaison. Celle-ci est décrite à la section 2.4.

2.3.1.2 Analyse MC du bruit dans les semiconducteurs

Le bruit microélectronique est resté pendant très longtemps le thème de prédilection du Centre d'Électronique de Montpellier, devenu aujourd'hui l'Institut d'Électronique et des Structures (IES). Son étude par la méthode de MC constitue à ce titre un savoir-faire historique de notre groupe.

Même si le bruit ne constitue plus à ce jour l'un des thèmes prioritaires de l'IES, il demeure un outil précieux pour l'étude des performances de transport des dispositifs et l'analyse fine des phénomènes physiques mis en jeu dans les semiconducteurs. La méthode MC est un allié idéal des études de bruit, car elle permet de mettre en place un formalisme de corrélation. Comme l'indique la figure 2.6, les données temporelles extraites du simulateur présentent

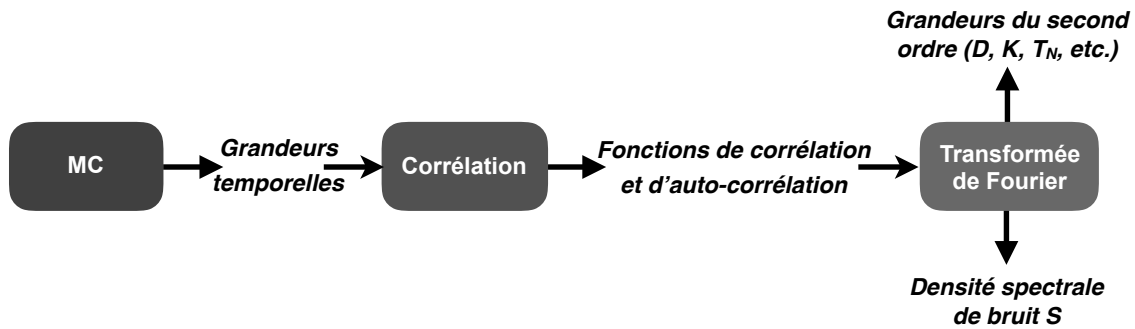


Figure 2.6 – Schéma de principe du calcul des paramètres de bruit via la méthode MC et un formalisme de corrélation.

des fluctuations dont les corrélations sont calculées. La densité spectrale, mais aussi d'autres paramètres macroscopiques tels que le coefficient de diffusion D , la conductivité thermique K ou encore la température de bruit T_N , sont ensuite déterminées par le biais de la transformation de Fourier [102, 103].

• Étude du rapport signal-sur-bruit

Le calcul du rapport signal-sur-bruit est probablement l'application la plus évidente de l'étude des fluctuations. Il permet en effet d'évaluer la possibilité d'extraire un signal généré par une source térahertz ou un multiplicateur de fréquences. Nous avons par exemple travaillé sur les diodes Schottky [66, 104] dont la non-linéarité est exploitée pour constituer des étages de multiplication de fréquences en faisant apparaître des harmoniques d'ordres élevés dans le domaine térahertz. Ceux-ci ne sont exploitables que lorsque leurs intensités s'élèvent au dessus du niveau du bruit.

• Détermination de paramètres de transport

L'étude du bruit dans les semiconducteurs donne accès à des paramètres de transport inaccessibles par une étude dite au premier ordre, c'est-à-dire menée au travers d'un algorithme MC classique tel que celui décrit dans la référence [95]. En ce sens, l'analyse des fluctuations

des différentes grandeurs permet d'approfondir l'étude des qualités de transport du matériau. Certains de ces paramètres dits du *second ordre* constituent de plus les données d'entrée de simulateurs physiques basés sur des modèles plus macroscopiques que nous aborderons à la section 2.3.2.

Le coefficient de diffusion D est un excellent représentant de ces paramètres. On le retrouve dans les modèles les plus simples permettant de décrire le transport de charges [87] tels que le modèle dérive-diffusion, décrit à la section 2.3.2.2. Si, en régime ohmique, ce coefficient est directement lié à la mobilité ohmique au travers de la relation d'Einstein [105], il n'en est pas de même en régime hors-équilibre, et D doit faire l'objet d'un calcul dédié ou d'une mesure expérimentale. Nous avons reporté sur la figure 2.7 un exemple de

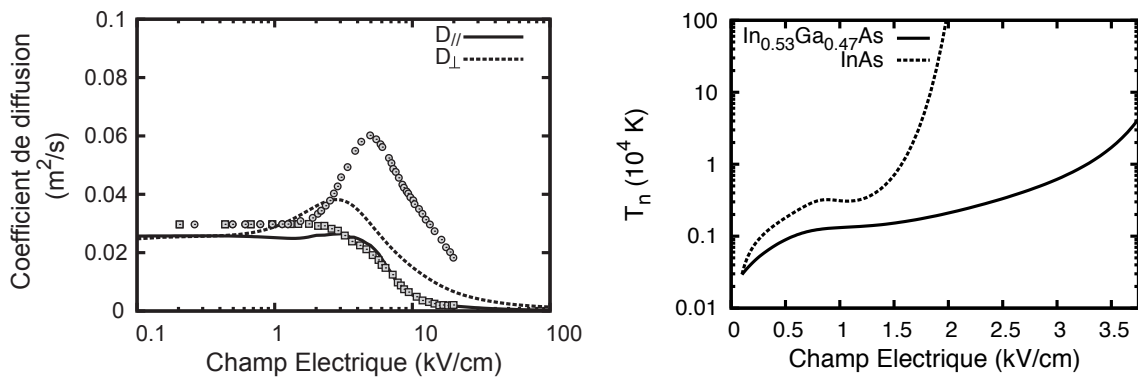


Figure 2.7 – Paramètres macroscopiques de matériaux semi-conducteurs déterminés par une analyse de bruit MC. À gauche : coefficients de diffusion parallèle D_{\parallel} et perpendiculaire D_{\perp} en fonction du champ électrique calculé par MC dans l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ (courbes) et comparaison avec les résultats numériques de la référence [106] (symboles). À droite : température de bruit T_N en fonction du champ électrique dans l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ et l' InAs . Thèse de G. Sabatini.

résultats obtenus par Giulio Sabatini dans le cadre de sa thèse, au travers du formalisme de corrélation, pour les grandeurs que nous venons de décrire.

Remarquons que le coefficient de diffusion est un paramètre pertinent dans d'autres disciplines de la physique. L'équipe expérimentatrice de TÉHO est par exemple impliquée dans une collaboration visant à comprendre, par le biais de mesures térahertz, l'interaction de bio-molécules. L'évolution de ces dernières est en partie décrite par le coefficient de diffusion, calculé au travers d'une procédure MC semblable à celle que nous utilisons pour le transport électronique [107].

La conductivité thermique K est un autre exemple intéressant de paramètre accessible au travers d'une étude de bruit. Outre la description du transport de chaleur dans le matériau, nous avons montré par le passé qu'un calcul adéquat de cette grandeur permet d'améliorer sensiblement le réalisme d'un simulateur hydrodynamique [108, 109]. Le calcul de cette quantité, tel que celui reporté dans la figure 2.8, constitue par conséquent une information précieuse.

Les variances et co-variances de la vitesse et de l'énergie sont un exemple de grandeurs utiles aux simulateurs hydrodynamiques, comme nous le montrerons dans la section 2.3.2.3. Étant donné qu'elles ne sont pas mesurables expérimentalement, leur extraction par le biais du formalisme de corrélation associé à la simulation MC se révèle une étape indispensable. Nous revenons sur cet aspect dans le cadre de l'approche hiérarchique, décrite à la section 2.4, et un exemple de calcul de ces grandeurs est reporté sur la figure 2.11, page 52.

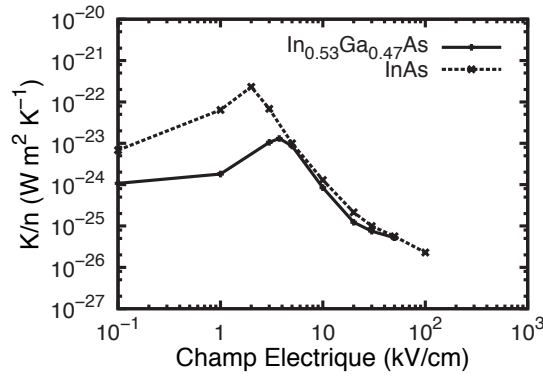


Figure 2.8 – Paramètres de transport du second-ordre de matériaux semi-conducteurs déterminés par une analyse de bruit MC. Conductivité thermique K en fonction du champ électrique pour l' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ et l' InAs . Thèse de G. Sabatini.

• *Analyse des temps caractéristiques et des phénomènes associés*

L'analyse du bruit dans les dispositifs semiconducteurs permet enfin de calculer deux grandeurs importantes qui sont les densités spectrales de bruit en tension S_V et en courant S_I . Ces grandeurs permettent de mettre en lumière les phénomènes physiques influençant le transport de charges dans les structures semiconductrices. En effet, si l'on se place dans le cadre très simplifié d'un barreau semiconducteur homogène en conditions ohmiques et en régime petit-signal, et si l'on utilise le modèle de Drude, on obtient les expressions analytiques [102]

$$S_V(\omega) \propto \frac{1}{(1 - \omega^2\tau_p^2)^2 + \omega^2\tau_d^2} \quad (2.30)$$

et

$$S_I(\omega) \propto \frac{1}{1 + \omega^2\tau_m^2} \quad (2.31)$$

où τ_d est le temps de relaxation diélectrique, τ_p le temps caractéristique du plasma et τ_m le temps de relaxation du moment des charges.

Même si elles ne sont valables que dans une enveloppe donnée de conditions, ces expressions constituent un guide théorique aux résultats numériques obtenus par le formalisme de corrélation, qui permet d'identifier les phénomènes physiques en présence par le biais de leurs signatures fréquentielles. Lorsque l'on sort des conditions du modèle analytique, d'autres temps caractéristiques peuvent entrer en jeu, enrichissant ainsi la structure du spectre. Nous avons fait grand usage de cette technique dans le cadre des thèses de Jérémy Pousset [110] et de Jean-François Millithaler [111] qui ont mené une analyse des instabilités exploitables pour la génération et la détection térahertz dans les différentes zones des structures semiconductrices de types MOSFET et HEMT. À titre d'exemple, nous avons reporté sur la figure 2.9 les densités spectrales des fluctuations du potentiel calculées dans les différentes zones d'un transistor MOS fonctionnant en régime ohmique. Les calculs ont été réalisés à l'aide du logiciel MONACO, développé par le *Computational Electronics Research Group* de l'*Institut d'Electronique Fondamentale (IEF)* de l'Université Paris-Sud. Les pics à haute fréquence (environ 35 THz) sont associés aux oscillations plasma 3D du silicium constituant la source. Les pics à plus basses fréquences (environ 1,2 THz) peuvent être imputés au phénomène de *retour de porteurs* [112]. Celui-ci se caractérise par un retour en arrière des porteurs ne réussissant pas à franchir la barrière de potentiels d'une jonction, assimilable à un effet rebond. Ces pics se retrouvent dans le substrat.

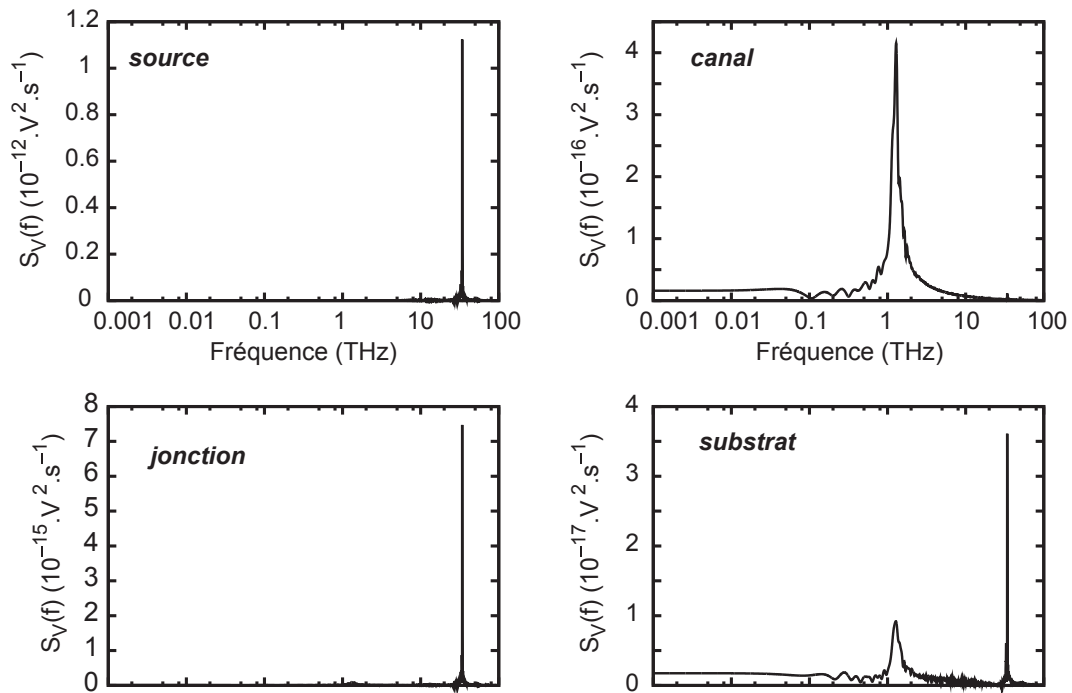


Figure 2.9 – Densité spectrale des fluctuations de la tension calculée par le simulateur MONACO dans les diverses zones d'un transistor MOS en régime ohmique. Thèse de J. Pousset.

Une analyse MC de bruit plus détaillée est développée dans le cadre de l'étude des canaux bidimensionnels à la section 3.4.2 du chapitre 3.

2.3.2 Méthode des moments

Fiable, intuitive et réaliste, donnant accès à de nombreux paramètres du premier et du second ordre, la méthode de Monte Carlo bénéficie à juste titre d'une excellente réputation et se révèle outil précieux dans le domaine de la simulation du transport de charges. Sa nature stochastique et particulière impose toutefois un choix entre une simulation bruitée, quand le nombre de particules simulées est trop faible (c'est-à-dire quand l'équivalent particulaire est trop important), et des temps de calculs très importants, quand l'équivalent particulaire est abaissé dans le but d'obtenir des courbes de résultats plus lisses. De plus, lorsque l'échelle temporelle des phénomènes à prendre en compte est grande devant celle des collisions, par exemple dans le cas d'une perturbation à basses fréquences du champ électrique ou encore de phénomènes de génération-recombinaison impactant grandement le courant, les temps de calculs peuvent se révéler rédhibitoires. Dans certaines conditions, nous lui préférons donc des méthodes moins microscopiques, s'inscrivant dans l'analogie gazeuse et l'utilisation des outils de la physique statistique. Il s'agit de résoudre l'ETB non plus de façon directe, mais indirecte.

Résoudre l'ETB de manière *indirecte* consiste à simplifier le second membre de l'expression (2.24) afin de faciliter la résolution de l'éq. (2.15). Les approches développées chez TéHO sont basées sur la *méthode des moments*. Le gaz électronique n'est dans ce cas plus considéré comme un ensemble de particules occupant des états, mais comme un fluide dont le comportement local est décrit par des grandeurs macroscopiques correspondant à des moyennes de groupe. L'approche

statistique cherchant à déterminer la fonction de distribution cède alors sa place à l'étude dynamique d'un fluide chargé dont on calcule les valeurs locales de la densité, la vitesse de dérive ou encore l'énergie. Ce sont des approches phénoménologiques par opposition aux méthodes cinétiques dans le sens où l'on ne s'intéresse plus à la nature des collisions mais à leurs conséquences globales sur les grandeurs macroscopiques. Il s'agit des méthodes *hydrodynamique et dérive-diffusion*.

2.3.2.1 Approches (phénoménologiques) basées sur les moments de l'ETB

La première étape nécessaire à la mise en place des approches basées sur les moments de l'ETB est de faire ce que l'on appelle *l'approximation du temps de relaxation* (ATR). On considère alors que les collisions, indépendamment de leurs natures, n'ont d'autre effet que celui de ramener la fonction de distribution vers son expression à l'équilibre f^0 , et ce avec un temps caractéristique τ . Dans ces conditions, le terme de collision s'exprime comme

$$C(f) = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} = - \frac{f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) - f^0(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\tau(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)} \quad (2.32)$$

Le terme $1/\tau(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ est dans cette approche un taux obtenu en intégrant les probabilités de collision sur tous les états finaux $(\mathbf{r}, \mathbf{v}')$. Remarquons que si l'on connaît les taux de relaxation dus à chaque type de collision, le temps global $\tau(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ se déduit de la relation

$$\frac{1}{\tau(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)} = \sum_{coll} \frac{1}{\tau_{coll}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)} \quad (2.33)$$

L'ATR permet de supprimer la partie intégrale de l'équation intégréo-différentielle (2.15) et de ramener cette-dernière à l'équation aux dérivées partielles² (EDP) :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla_{\mathbf{r}} + \frac{q\mathbf{E}}{m^*} \right) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = - \frac{f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) - f^0(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\tau(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)} \quad (2.34)$$

En dépit de la simplification offerte par l'ATR, la détermination de la fonction de distribution au travers de l'EDP n'est toujours pas triviale et d'autres considérations doivent être faites. Dans le cadre de la simulation de dispositifs électroniques, les grandeurs présentant un intérêt sont des paramètres de transport correspondant à des moyennes locales tels que la vitesse moyenne $\bar{v}(\mathbf{r}, t)$, l'énergie moyenne $\bar{e}(\mathbf{r}, t)$, la densité de porteurs libres $n(\mathbf{r}, t)$ ou, dans un cadre plus macroscopique, le courant $I(\mathbf{r}, t)$. N'extraire que de tels paramètres en lieu et place de la fonction de distribution tout entière constitue une solution intéressante dans la mesure où ils permettent une description du transport électronique aussi proche de la réalité qu'on le souhaite tout en ne représentant qu'une infime partie des informations contenues dans f .

Le passage de l'équation (2.34) à des équations aux paramètres locaux moyens se fait au travers de la méthode des moments qui consiste à faire apparaître dans l'EDP la valeur moyenne des moments de la vitesse. Concrètement, l'équation (2.34) est multipliée par la quantité \mathbf{v}^p , où p est un entier, avant d'être intégrée sur le domaine des vitesses \mathbf{v} . On peut alors choisir le nombre d'équations à considérer, mais il faut souligner que, pour n'importe quelle valeur de p , la p^e équation met en jeu le $(p+1)^e$ moment qui, du fait de l'absence d'une $(p+1)^e$ relation, ne peut pas être déterminé et doit donc être évalué à part. Le choix plus ou moins arbitraire qui est offert

2. On vérifie bien que seul le phénomène de relaxation de f est décrit, la cinétique des différentes collisions étant absente de l'EDP, justifiant le terme d'*approche phénoménologique*.

pour l'approximation du dernier paramètre de transport est appelé le problème de fermeture des équations aux moments de l'ETB, la solution la plus simple mais souvent la moins réaliste consistant à considérer le paramètre de fermeture comme constant.

Le *problème de fermeture* est d'autant plus critique que la valeur de p est choisie petite. Autrement dit, le système d'équations et le modèle associé sont plus fiables et plus réalistes lorsque p est plus grand. En effet, par exemple, le choix $p = 0$ implique une simplification sur \mathbf{v} amputant le problème de la dynamique des charges. Le choix $p = 1$ induit une simplification sur ϵ menant à ignorer les effets de l'inertie. Le choix $p = 2$ demande quant à lui une approximation plus souple puisque portant sur la conductivité thermique ϵv .

Dans un monde parfait, il faudrait faire tendre p vers l'infini. Toutefois, cela se révèle impossible, pour des raisons liées à la disponibilité des données et aux temps de développement et d'exécution de la simulation :

- d'une part, à mesure que p augmente, la grandeur de fermeture devient de plus en plus exotique et de moins en moins mesurable. Il devient alors vite difficile de trouver des données expérimentales ou numériques la décrivant ;
- d'autre part, de grandes valeurs de p entraînent des temps de calcul plus importants. Dans le cadre d'une résolution numérique, le temps CPU nécessaire devient très vite rédhibitoire ;
- à cela s'ajoutent des problèmes de divergence numérique qui se répercutent sur le temps nécessaire au numérisateur pour développer le simulateur.

Aussi, dans la pratique, les valeurs les plus souvent choisies pour p sont $p = 1$ et $p = 2$. En allégeant des notations relatives à \mathbf{r} et t , on aboutit alors aux équations de conservation de la densité d'électrons

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla(n\bar{\mathbf{v}}) = 0, \quad (2.35)$$

de la vitesse

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{v}}}{\partial t} + \bar{\mathbf{v}}\nabla\bar{\mathbf{v}} + \frac{1}{n}\nabla\left[n\left(\overline{\mathbf{v}^2} - \bar{\mathbf{v}}^2\right)\right] - \frac{q\mathbf{E}(\mathbf{r},t)}{m^*} = -\frac{\bar{\mathbf{v}}}{\tau_v}, \quad (2.36)$$

et de l'énergie

$$\frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial t} + \bar{\mathbf{v}}\nabla\bar{\epsilon} + \frac{1}{n}\nabla\left[n\left(\overline{\epsilon\mathbf{v}} - \bar{\epsilon}\bar{\mathbf{v}}\right)\right] - q\mathbf{E}\bar{v} = -\frac{\bar{\epsilon} - \epsilon_0}{\tau_e} \quad (2.37)$$

où τ_v et τ_e sont les temps de relaxation de la vitesse et de l'énergie, respectivement.

La résolution de tout ou partie de ces équations par voie numérique correspond aux approches dérive-diffusion et hydrodynamique.

2.3.2.2 Approche dérive-diffusion

L'approche dérive-diffusion (DD) consiste à résoudre de manière numérique le modèle issu des équations (2.35) et (2.36) constituant les deux premiers moments de l'ETB. Le problème de fermeture se concentre sur la valeur de $\overline{\mathbf{v}^2}$, qui est directement proportionnelle à l'énergie cinétique. L'énergie électronique est alors supposée constante dans le temps et en tout point du dispositif : elle est égale à l'énergie d'agitation thermique $\frac{3}{2}k_B T$ où k_B est la constante de Boltzmann et T la température du réseau. En remarquant que, de façon triviale, $\bar{\mathbf{v}} \ll \overline{\mathbf{v}^2}$, le terme $\nabla\left[n\left(\overline{\mathbf{v}^2} - \bar{\mathbf{v}}^2\right)\right]$ se réécrit $k_B T \cdot \nabla n$. La *première simplification* de l'approche DD revient donc tout simplement à négliger les phénomènes de porteurs chauds ainsi que leurs effets sur la vitesse électronique.

L'utilisation des méthodes numériques est indiscernable des performances des CPU et, de fait, l'approche dérive-diffusion, plus simple, a été la première à être implémentée dans les simulateurs commerciaux et académiques. Dans les composants longs, les premiers à avoir été étudiés, le terme de convection de la vitesse $\bar{\mathbf{v}}\nabla\bar{\mathbf{v}}$ peut être négligé au profit des seuls termes de dérive et de diffusion. *La seconde simplification* de l'approche DD consiste donc à négliger cette grandeur, rendant d'emblée la méthode non-pertinente dans le cas de composants courts (c'est-à-dire sub-microniques) ou subissant de forts champs électriques, dans lesquels la divergence de $\nabla\bar{\mathbf{v}}$ influence la valeur de $\bar{\mathbf{v}}$ elle-même.

Enfin, l'accélération et le ralentissement d'une particule sont associés à des variations de l'énergie. Dans la mesure où l'énergie électronique est supposée constante et où les effets des porteurs chauds ne sont pas pris en compte, le phénomène transitoire ne peut être décrit correctement. *La dernière simplification* de l'approche DD consiste alors à ne s'intéresser qu'au régime permanent, en posant $\partial\mathbf{v}/\partial t = 0$. Une telle approche est possible si l'on considère que le régime stationnaire est atteint dans des temps suffisamment courts pour suivre une variation de la polarisation. Elle est donc utilisable en régime continu et en régime petit-signal basse fréquence.

Pour le cas des électrons, en introduisant la densité de courant $\mathbf{J}(\mathbf{r},t) = -en(\mathbf{r},t)\mathbf{v}(\mathbf{r},t)$, on arrive aux équations dérive-diffusion

$$\frac{\partial n(\mathbf{r},t)}{\partial t} = \frac{1}{e}\nabla\mathbf{J} \quad (2.38)$$

et

$$\mathbf{J}(\mathbf{r},t) = e n(\mathbf{r},t) \mu(\mathbf{r},t) \mathbf{E}(\mathbf{r},t) + e D\nabla n(\mathbf{r},t) \quad (2.39)$$

dans laquelle apparaissent un terme de dérive impliquant la mobilité μ et un terme de diffusion mettant en jeu le coefficient de diffusion D . Un raisonnement similaire est fait pour les trous.

Dans son plus grand raffinement, l'approche DD fait appel à l'*approximation du champ local* (ACL)³ selon laquelle la valeur d'une grandeur physique ne dépend que de l'intensité du champ électrique. Ainsi, on considère qu'une grandeur prend en un point \mathbf{r} où règne un champ local d'intensité E la même valeur que celle qu'elle prendrait dans un matériau massif soumis à un champ homogène E . Eu égard à la philosophie du modèle (composants longs et effets de porteurs chauds inexistants), il est de coutume de prendre comme données d'entrée des valeurs ohmiques. Dans ces conditions, le seul *paramètre d'entrée* est la mobilité ohmique, le coefficient de diffusion se déduisant de la relation d'Einstein

$$\frac{D}{\mu} = \frac{k_B T}{e} \quad (2.40)$$

Remarquons que l'utilisation de cette dernière relation revient à considérer un taux de relaxation de la vitesse constant et, donc, à supposer que l'effet des collisions ne dépend pas de la polarisation, ce qui n'est vrai qu'à faibles champs.

2.3.2.3 Le modèle hydrodynamique

À l'énoncé des différentes simplifications ayant permis de mettre en place l'approche DD, il est évident qu'en dépit de ses qualités pédagogiques, elle n'est pas en mesure de décrire des situations faisant intervenir de forts champs électriques (ce qui va souvent de pair avec de petites géométries) ou des phénomènes ultra-rapides associés, par exemple, aux fréquences

3. *Local mean energy approximation (LMEA).*

téraherz. Elle n'est par conséquent pas adaptée aux thèmes de recherche actuels du groupe TéHO.

La méthode hydrodynamique (HD), sans être parfaite, vient combler les nombreuses lacunes du modèle DD dans la simulation des composants courts, des phénomènes transitoires, du transport hors-équilibre et, plus généralement, des effets de porteurs chauds. Pour commencer, la convection de la vitesse $\bar{\mathbf{v}}\nabla\bar{\mathbf{v}}$ est réintroduite. Ensuite, une troisième équation est prise en compte, décrivant la conservation de l'énergie afin de permettre à celle-ci de quitter sa valeur à l'équilibre thermodynamique.

Le problème de fermeture ne se pose plus pour $\bar{\mathbf{v}}^2$ mais est reporté sur la valeur de $\bar{\epsilon\mathbf{v}}$, assimilable à un flux énergétique : la conductivité thermique. Une approximation inadéquate de cette grandeur mène à un calcul inexact de la vitesse électronique se traduisant par l'apparition d'un pic factice à l'arrivée des charges sur l'anode du dispositif [113]. Nous avons montré [108] qu'un calcul de la conductivité thermique au travers d'un formalisme de corrélation permet de balayer ce problème, le terme $(\bar{\epsilon\mathbf{v}} - \bar{\epsilon}\bar{\mathbf{v}})$ de l'éq. (2.37) cédant sa place à la co-variance des fluctuations de l'énergie et de la vitesse $\overline{\delta\mathbf{v}\delta\epsilon}$. Au vu de leurs précisions, les calculs de corrélation sont aussi mis à profit pour alléger les calculs en remarquant que le terme $(\bar{\mathbf{v}}^2 - \bar{\mathbf{v}}^2)$ n'est autre que la co-variance des fluctuations de la vitesse $\overline{\delta v^2}$.

Finalement, les équations HD qui doivent être numérisées dans un simulateur de ce type sont

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla(n\bar{\mathbf{v}}) = 0 \quad (2.41)$$

pour la densité électronique,

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{v}}}{\partial t} + \bar{\mathbf{v}}\nabla\bar{\mathbf{v}} + \frac{1}{n}\nabla(n\overline{\delta\mathbf{v}^2}) - \frac{q\mathbf{E}}{m^*} = -\frac{\bar{\mathbf{v}}}{\tau_v} \quad (2.42)$$

pour la vitesse et

$$\frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial t} + \bar{\mathbf{v}}\nabla\epsilon + \frac{1}{n}\nabla[n\overline{\delta\mathbf{v}\delta\epsilon}] - q\mathbf{E}\bar{\mathbf{v}} = -\frac{\bar{\epsilon} - \epsilon_0}{\tau_e} \quad (2.43)$$

pour l'énergie. À ces trois relations il faut ajouter l'équation de Poisson qui permet de déterminer en tout point du dispositif les valeurs du potentiel et du champ électrique. Nous verrons au chapitre 3 toute l'importance d'une prise en compte adéquate de l'équation de Poisson.

Il est important de noter que les expressions des équations HD dépendent de la stratégie choisie pour fermer le système, et qu'il en existe par conséquent d'autres formes. Les trois relations (2.41)-(2.43) décrivent ce que l'on pourrait nommer la *stratégie HD du groupe TéHO*. On y dénombre trois inconnues et cinq paramètres d'entrée qui sont les temps de relaxation de la vitesse et de l'énergie, respectivement τ_v et τ_e , la masse effective moyenne m^* et les co-variances $\overline{\delta\mathbf{v}^2}$ et $\overline{\delta\epsilon\delta\mathbf{v}}$. Du fait de la prise en compte du transport hors-équilibre, il n'est plus pertinent d'indexer les grandeurs sur le champ local comme dans l'ACL et il faut préférer une indexation sur l'énergie : on parle alors d'*approximation de l'énergie moyenne locale*⁴ (AEML). Dans l'AEML, on considère qu'une grandeur prend en un point \mathbf{r} où l'énergie moyenne locale vaut $\bar{\epsilon}$ la même valeur que dans un matériau homogène où les électrons ont une énergie moyenne d'ensemble $\bar{\epsilon}$. Il peut donc arriver que, pour une énergie moyenne donnée, le champ local du dispositif et le champ homogène du matériau massif diffèrent : c'est d'ailleurs ce qu'il se passe à coup sûr lorsque le transport se fait en régime de porteurs chauds. Une application immédiate de l'AEML

4. *Local mean energy approximation (LMEA).*

permet d'obtenir les expressions des temps τ_v et τ_ϵ par l'annulation des les dérivées temporelles et spatiales dans les équations (2.42) et (2.43), de sorte que

$$\tau_v = \frac{\bar{v}m^*}{qE} \quad (2.44)$$

et

$$\tau_\epsilon = \frac{\bar{\epsilon} - \epsilon_0}{qE\bar{v}} \quad (2.45)$$

où les grandeurs \bar{v} et ϵ_0 , respectivement la vitesse de dérive et l'énergie moyenne à champ nul en conditions stationnaires et homogènes.

La nécessité de mettre en œuvre un simulateur hydrodynamique du transport électronique dans les dispositifs semiconducteurs s'est révélée à l'issue de mes travaux de thèse, qui avaient pour objectif d'évaluer les effets d'une onde hyperfréquence sur un matériau de type II-VI destiné à des applications optroniques dans l'infrarouge lointain. Les phénomènes d'ionisation par impact, très présents dans le $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$, et la perturbation de la polarisation par un champ hyperfréquence, font en effet intervenir des temps caractéristiques pouvant être jusqu'à un million de fois plus grands que le pas temporel d'un simulateur MC typique [114]. Dès lors, la puissance de calcul peut se révéler insuffisante, et l'étude du matériau doit être poursuivie dans le cadre d'une approche plus macroscopique telle que HD.

La thèse d'Hugues Marinchio [115] marque le début du développement de modèles HD adaptés à des composants électroniques au sein de TéHO. Entièrement développé dans le groupe, le simulateur de transistors à haute mobilité électronique (*High Electron Mobility Transistor*, HEMT) a fait l'objet d'un dépôt à l'Agence pour la Protection des Programmes [116]. Son développement s'est par ailleurs poursuivi dans le cadre de la thèse d'Abdelhamid Mahi [117].

2.3.3 Éléments de comparaison des approches MC et HD

Les modèles MC et HD diffèrent fondamentalement dans leurs descriptions du gaz électronique. En effet, le premier appréhende le transport électronique au travers du mouvement de chacune des charges dans le cadre d'une approche statistique particulière. Le second, plus macroscopique, assimile l'ensemble des porteurs à un fluide chargé dont on suit l'évolution dans une démarche déterministe. Les deux niveaux d'observation qui leurs sont associés sont différents, comme l'illustre la figure 2.10. Les conditions de mise en œuvre et d'exploitation des deux méthodes diffèrent à bien des égards, de sorte qu'elles n'ont pas exactement les mêmes champs de compétence. Nous proposons dans cette section de donner quelques éléments de comparaison des approches MC et HD.

2.3.3.1 Paramètres d'entrée

Abordons tout d'abord les paramètres d'entrée des deux modèles. **Dans le cas de MC**, ils sont constitués par les taux de probabilités de collision, indexés sur l'énergie des porteurs de charge. Ces taux se calculent à partir de paramètres associés au réseau cristallin tels que la constante diélectrique, les énergies des phonons ou encore les proportions de l'alliage. Ces grandeurs cristallographiques sont généralement disponibles dans la littérature. Lorsque ce n'est pas le cas, une approche empirique peut être faite, le modèle étant alors calibré sur des données expérimentales. Aussi, les données d'entrées ne constituent pas un verrou particulier à la mise en œuvre de l'approche MC.

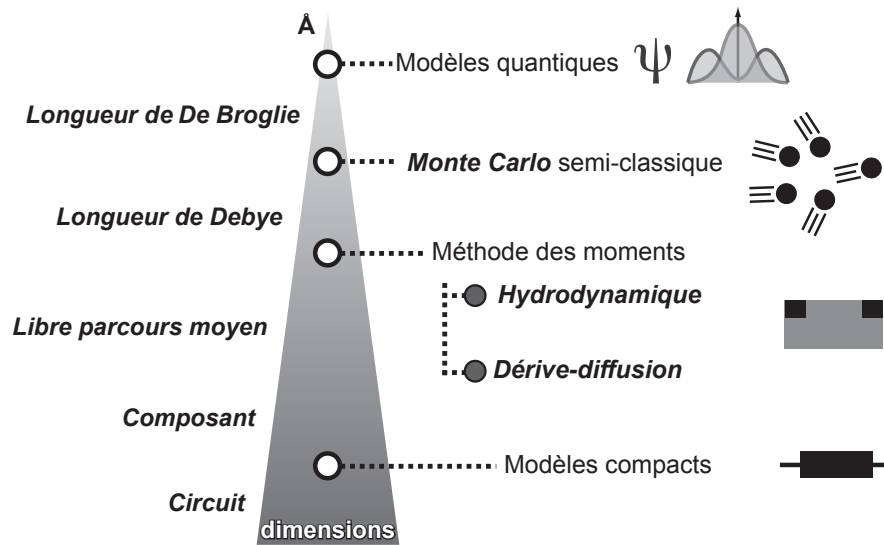


Figure 2.10 – La place des modèles MC et HD dans l'échelle d'observation des différentes approches utilisées en électronique.

Il n'en va pas de même dans **le cas du modèle HD**, dont l'utilisation peut être rendue difficile par la collecte des paramètres d'entrée. En effet, contrairement à la mobilité ohmique qui peut suffire à nourrir un simulateur DD, les grandeurs nécessaires au bon fonctionnement du modèle HD peuvent se montrer très délicates voire impossible à obtenir. De plus, le comportement de ces grandeurs doit être décrit en fonction de l'énergie du gaz électronique, qui est en soi une grandeur dont la détermination expérimentale est délicate.

L'une des possibilités pour contourner le problème de la disponibilité des paramètres d'entrée consiste à procéder à quelques simplifications afin de leur substituer des grandeurs plus faciles à déterminer. Cela peut cependant avoir des conséquences sur le réalisme de la simulation et engendrer des artefacts [108]. Une autre solution consiste à mener une étude préliminaire MC. Ce faisant, on calcule les taux de relaxation et la masse effective par le biais d'une étude au premier ordre, les variance et co-variance étant déterminées au travers d'une étude de bruit telle que celle que nous avons décrite à la section 2.3.1.2. C'est cette démarche que nous suivons chez TéHO, et sur laquelle nous revenons au paragraphe 2.4.

À titre d'illustration, nous avons reporté sur la figure 2.11 les différents paramètres d'entrée du modèle HD, calculés pour de l'InAs par Giulio Sabatini dans le cadre de sa thèse. Ces grandeurs sont représentées en fonction du champ électrique pour plus de clarté. Elle sont ré-indexées par l'algorithme sur l'énergie moyenne des porteurs au travers de la relation décrite par la figure 2.12.

2.3.3.2 Conditions aux limites

La description des conditions aux limites est toujours un problème intéressant quel que soit le modèle mis en place. Ce-dernier n'oppose toutefois pas la même difficulté dans le cas d'une approche particulière et d'une analogie fluide.

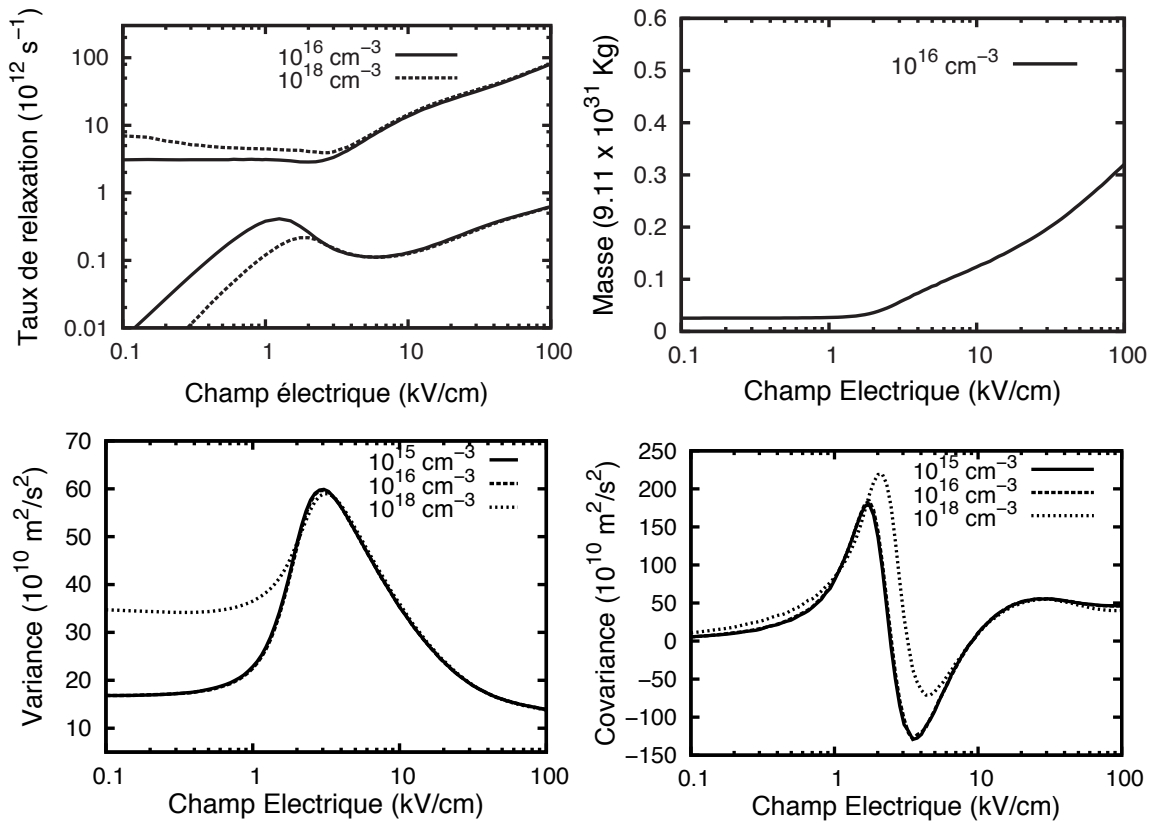


Figure 2.11 – Paramètres d’entrée d’un simulateur HD d’InAs calculés par une simulation MC associée à une étude du bruit. Les grandeurs sont calculées dans l’InAs pour des densités de donneurs indiquées en légende. Les taux de relaxation sont les grandeurs inverses des temps de relaxation. Thèse de G. Sabatini.

Lorsque les grandeurs de groupe telles que, par exemple, la densité électronique $n(\mathbf{r},t)$, apparaissent de façon directe dans les équations résolues numériquement, les conditions aux limites se fixent en imposant les valeurs adéquates. Leur prise en compte dans une **simulation HD** consiste donc à contrôler les valeurs des grandeurs numériques moyennes au bord de la structure, soit par le biais de la description de Dirichlet, soit en s’y ramenant par le biais d’algorithmes numériques tels que la méthode du tir [118]. Cette approche simple des conditions aux limites se révèle suffisante dès lors que les zones actives des matériaux sont suffisamment importantes pour que la thermalisation des charges ait lieu et que la statistique d’injection des porteurs n’ait plus d’importance. C’est le cas des structures sub-microniques que nous étudions à l’aide du modèle HD au chapitre 3.

Dans le cas d’une **simulation MC**, la démarche est plus délicate : un modèle doit souvent être développé pour imposer les conditions aux limites. En effet, on ne peut agir sur les valeurs moyennes des grandeurs qu’en agissant sur les particules, c’est-à-dire indirectement. Aussi, les conditions doivent être ré-interprétées afin que les groupes de charges situés proches des limites adoptent les comportements d’ensemble que l’on souhaite fixer.

Ce qui constitue une difficulté technique peut dans le même temps se révéler un avantage colossal pour la compréhension des phénomènes physiques et donner un grand intérêt au modèle MC. Si l’on reprend l’exemple de la densité électronique, on peut chercher à décrire le cas des contacts ohmiques, pour lesquels il est nécessaire de maintenir constante la densité

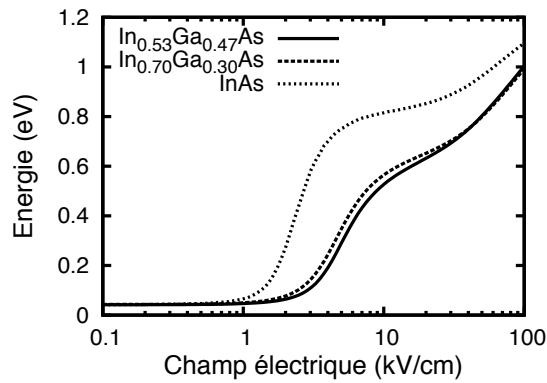


Figure 2.12 – Énergie moyenne des électrons en fonction du champ électrique pour l' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$, l' $\text{In}_{0,70}\text{Ga}_{0,30}\text{As}$ et l' InAs . Les calculs MC ont été faits pour une densité de donneurs 10^{16} cm^{-3} . Thèse de G. Sabatini.

et de contrôler les états et fréquences d'injection des porteurs. Différents modèles sont envisageables [119], et nous avons mené une étude approfondie dans le cadre de la thèse de Giulio Sabatini. Si, dans des composants longs les états d'injection n'ont pas d'influence particulière sur le comportement électronique du dispositif du fait de la thermalisation des charges injectées, ils déterminent complètement les paramètres de transport des composants balistiques. Nous

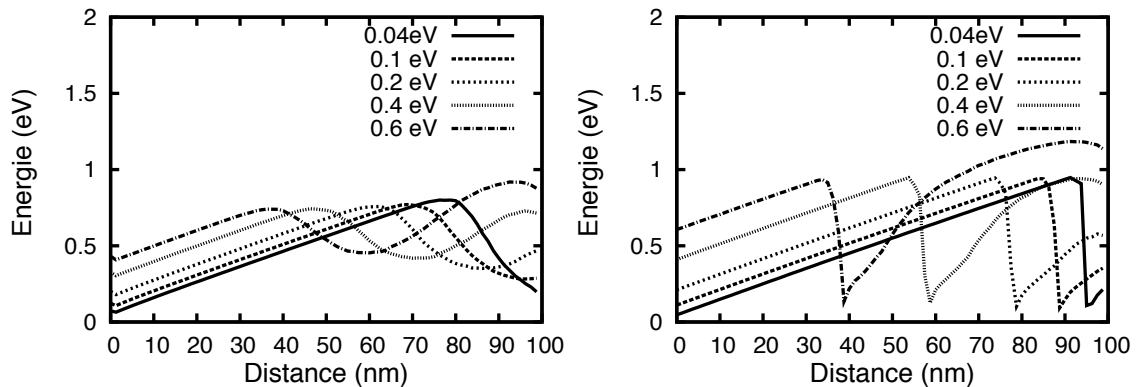


Figure 2.13 – Énergie moyenne en fonction de la distance par rapport à la cathode pour plusieurs énergies d'injection dans des barreaux d' InAs de 100 nm, pour deux modèles d'injection différents. Les électrons sont injectés selon une distribution constante (à gauche), ou maxwellienne hors-équilibre (à droite). Thèse de G. Sabatini.

pouvons par exemple observer sur la figure 2.13 que le comportement énergétique des électrons dans un barreau d' InAs , et par conséquent les collisions contrôlant leur transit, diffère littéralement pour deux modèles d'injection différents.

2.3.3.3 Enveloppes de validité

Les enveloppes de validité des deux approches, ainsi que les phénomènes qu'elles permettent de prendre en considération, ne sont pas les mêmes.

Le **modèle MC** tel que nous l’avons décrit reste valable tant qu’il est possible d’appréhender le gaz électronique au travers de l’approche semi-classique menant à l’écriture de l’ETB. La limite basse (en terme de dimensions) est de fait atteinte lorsque le principe d’incertitude reprend ses droits, ce qui se produit lorsque la taille de la structure devient comparable à la longueur d’onde de de Broglie, ou encore lorsque la présence d’un champ électrique trop intense ne permet plus de négliger le temps de collisions devant la durée de vol libre. La limite haute du modèle est, quant à elle, plutôt liée aux temps de calculs associés soit à la description d’une structure complexe ou de grande dimension, soit à la prise en compte de phénomènes lents.

En dépit de longueurs de zone active atteignant la centaine de nanomètres, les structures que nous étudions (et que nous présentons au chapitre 3) se situent loin de ces limites, et l’approximation semi-classique demeure valide. Dans ces conditions, le modèle MC décrit fidèlement des phénomènes hors-équilibre et transitoires. Il permet à ce titre d’analyser les phénomènes de sur-vitesse ainsi que les effets de porteurs chauds, qui mènent à l’activation de différents mécanismes, tels que les transferts inter-vallées ou encore l’ionisation par impact. La recherche des conditions permettant la mise en place d’un transport électronique se faisant en l’absence de collisions est aussi possible, de sorte que la méthode MC permet l’étude microscopique du transport balistique.

L’approche particulière MC permet notamment d’étudier les mécanismes associés à la dynamique des charges dans l’espace des phases, puisque les informations de vitesse et d’énergie sont disponibles pour chacun des porteurs simulés. Elle est donc idéale pour étudier les conditions de mise en place d’instabilités telles que l’effet Gunn [120], l’activation de ce-dernier étant liée à l’apparition de transferts inter-vallées dans la bande de conduction. D’autres effets peuvent aussi être décrits : les travaux MC menés dans le groupe en collaboration avec le Semiconductor Physics Institute de Vilnius ont permis de mettre en évidence la présence d’un phénomène original dans les nitrures, appelé *Optical Phonon Transit Time Resonance (OPTTR)*⁵. Il consiste en

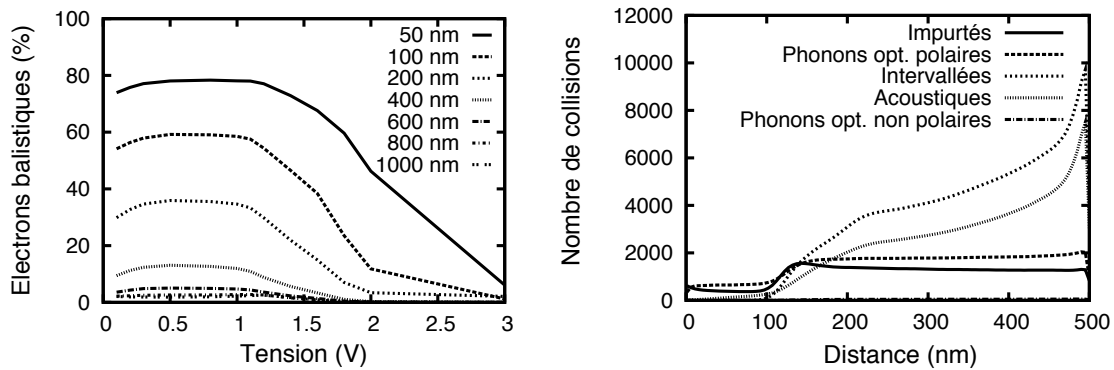


Figure 2.14 – Pourcentage d’électrons balistiques en fonction de la tension appliquée à un barreau d’InAs pour plusieurs longueurs du dispositif (à gauche). Nombre de collisions subies par les porteurs, selon le type de transition et en fonction de la distance d’injection dans un barreau d’InAs de 500 nm (à droite). Thèse de G. Sabatini.

une synchronisation de la dynamique des charges dans le diagramme des phases par le biais de l’émission de phonons optiques, qui peut être exploitée pour la fabrication de MASER et de diodes émettrices. Le phénomène ainsi que ses possibles exploitations pour la génération térahertz sont détaillés dans la référence [63] donnée en annexe (A.1 page 127). Remarquons

5. Traduire en français par *résonance du temps de transit assistée par phonon optique*.

que les travaux théoriques sur l'OPTTR ont mené au design et à l'étude d'un composant à base de nitrure nommé *AITHER* (pour *Amplifying Integrated TeraHertz Emitter of Radiations*⁶) dans le cadre du projet ANR éponyme ANR-07-BLAN-0321.

La structure de MC permet enfin de suivre l'histoire de chaque charge, comme si elles étaient marquées au fer rouge. Dans cet esprit, nous avons mené une étude du transport balistique dans l'InAs afin d'étudier la possibilité d'utiliser ce matériau pour le développement d'une électronique térahertz [20]. Nous avons obtenu des données non-mesurables telles que, par exemple, le pourcentage d'électrons balistiques en fonction de la polarisation, ou le nombre de collisions subies en fonction de la distance parcourue après injection. Les courbes reportées sur la figure 2.14 ont été obtenues par Giluio Sabatini dans le cadre de ses travaux de thèse.

Dans le cas de l'**approche HD**, la mise à disposition des temps de relaxation, l'indexation des grandeurs sur l'énergie moyenne des charges ainsi que le calcul de cette-dernière tout au long du processus de simulation permettent de garantir la prise en compte des effets transitoires et hors-équilibre liés à l'inertie des charges et aux phénomènes de porteurs chauds. Ainsi,

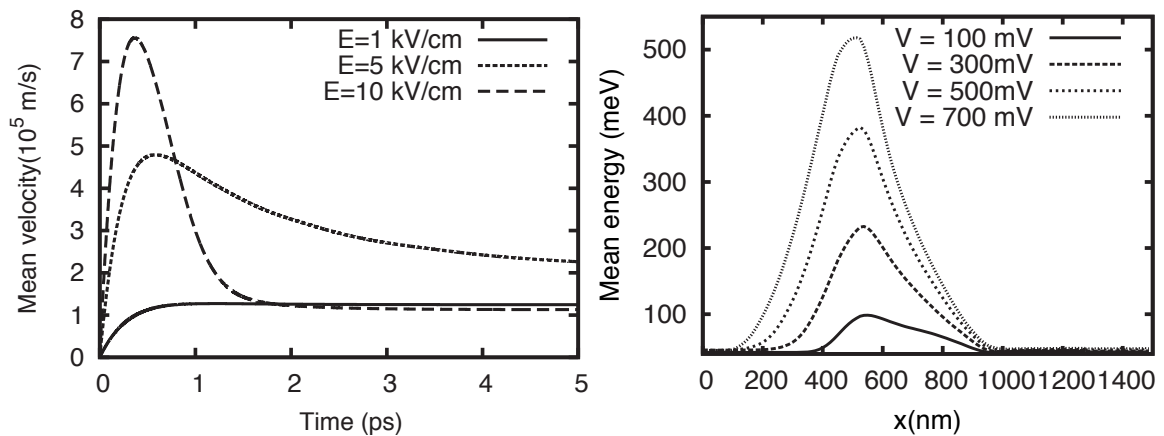


Figure 2.15 – Réponse de la vitesse de dérive à la mise en polarisation d'un matériau d' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ calculé par un simulateur HD *bulk* par Hugues Marinchio (à gauche). Énergie moyenne des électrons dans une diode unipolaire n^+n^+ de 1400 nm de longueur à base d' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ calculé par un simulateur HD par Pierre Ziadé (à droite).

les effets de sur-vitesse, l'ionisation par impact ou encore le déphasage de la réponse du gaz électronique à une perturbation à très hautes fréquences sont bien décrits par le modèle HD. Nous avons reporté sur la figure 2.15 deux calculs issus des thèses d'Hugues Marinchio et de Pierre Ziadé [121], qui ont tous deux travaillé sur le modèle HD. Sur le volet de gauche, on observe la description adéquate des effets de survitesse dans un matériau d' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$. Sur le volet de droite, l'application de champs élevés dans une diode unipolaire constituée du même semiconducteur fait apparaître un échauffement des charges.

La limite de validité du modèle HD est toutefois atteinte dans les situations où la notion de relaxation de la vitesse ou de l'énergie n'est plus présente ou lorsque l'AEML ne peut plus être faite : c'est le cas du transport balistique.

6. Traduire en français par *émetteur et amplificateur de radiations THz intégré*.

2.3.3.4 Bruit des grandeurs simulées et simulation du bruit

Les deux approches diffèrent fortement vis-à-vis du bruit, leurs comportements pouvant constituer un avantage ou un inconvénient selon l'étude envisagée.

La **méthode MC** est une méthode statistique liée à deux aspects du bruit.

- D'un côté, puisque les collisions subies par les porteurs de charge sont tirées au sort selon une statistique réaliste, les grandeurs calculées pour chaque particule fluctuent dans le temps, laissant apparaître un *bruit physique*. Celui-ci donne accès à de nombreuses informations sur les matériaux et dispositifs semiconducteurs. En effet, il permet de calculer des grandeurs telles que le coefficient de diffusion ou la conductivité thermique, ou encore de mettre en évidence les phénomènes physiques en présence dans le gaz électronique par le biais de leurs signatures spectrales. Cet aspect du bruit est précieux et confère à MC une grande utilité.
- D'un autre côté, elle décrit le comportement d'un gaz de charges en simulant le mouvement d'un nombre limité de porteurs, laissant apparaître dans les grandeurs moyennes qu'elle calcule un *bruit numérique*. Ces fluctuations artificielles peuvent se révéler gênantes pour le traitement des résultats, en particulier dans le cadre d'opération de dérivation.

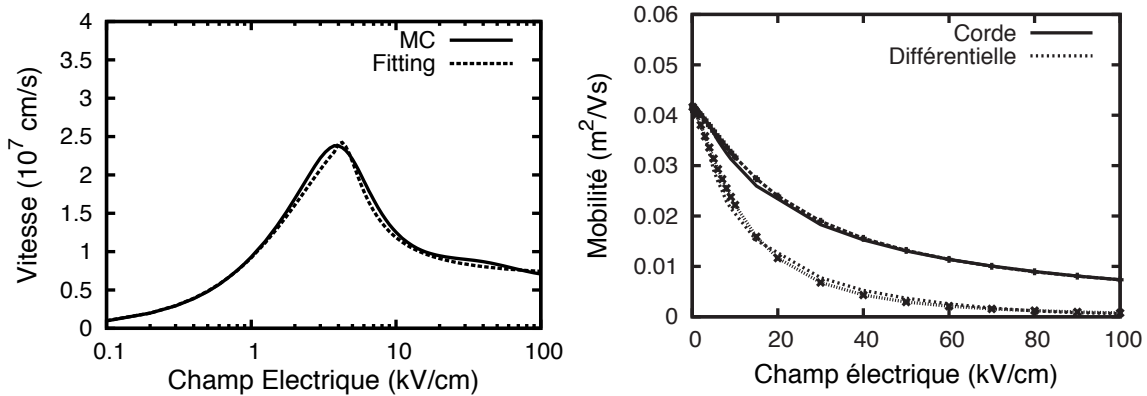


Figure 2.16 – Vitesse de dérive (à gauche) et mobilités de corde et différentielle (à droite) des trous en fonction du champ électrique dans l' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$. Les lignes avec les symboles représente le fit analytique, et les symboles les calculs MC. Les formules analytiques sont disponibles dans la référence [1]. Thèse de G. Sabatini.

Outre l'augmentation du nombre de porteurs simulés, l'un des remèdes consiste à approcher les courbes des résultats par des formules analytiques, comme illustré par la figure 2.16 où nous avons reporté des travaux d'approximation faits dans le cadre de la thèse de Giulio Sabatini.

L'**approche HD** est déterministe : elle consiste à résoudre numériquement des équations analytiques en adoptant un maillage spatial et un pas temporel adéquats. Les courbes d'évolution temporelle issues d'un tel simulateur sont de fait exemptes de bruit numérique, comme le montre la figure 2.17 décrivant la réponse de vitesse de dérive à un champ de polarisation. Cela présente un intérêt particulier dans le cadre d'une étude petit-signal puisqu'aucune fluctuation numérique ne vient cacher la variation de la grandeur étudiée. En revanche, et cela est plutôt un inconvénient, le bruit physique que décrit MC est absent des résultats HD. L'analyse de bruit dans le cadre du formalisme de corrélation décrit à la section 2.3.1.2 n'est donc pas possible.

Pour mener une étude de bruit en HD, on peut toutefois recourir à la méthode du *champ d'impédance* qui consiste à observer dans quelle mesure une source de bruit locale se propage dans le dispositif. Il s'agit d'introduire dans l'équation de conservation de la vitesse une source de

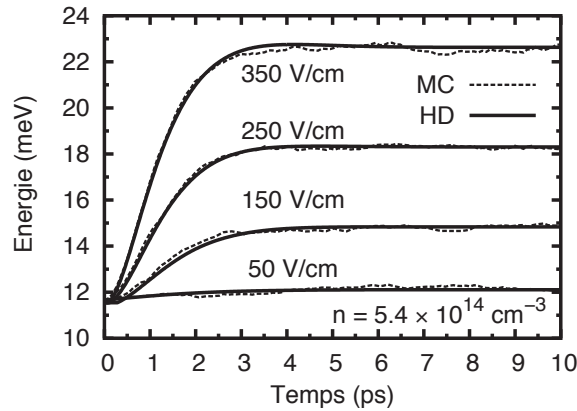


Figure 2.17 – Évolution de la vitesse de dérive électronique dans du $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$ en réponse à une mise en polarisation du matériau calculée avec un modèle MC et un modèle HD.

fluctuations, appelée force de Langevin, dont la densité spectrale peut être exprimée analytiquement ou calculée à partir de données MC du matériau. L'approche *HD-Langevin* est décrite dans l'article [5] disponible en annexe (A.2 page 139). Nous avons reporté sur la figure 2.18 la densité spectrale des fluctuations du courant de drain calculée dans le cas d'un HEMT $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ de longueur de grille 400 nm. Ce travail, réalisé dans le cadre de la thèse d'Hugues Marinchio,

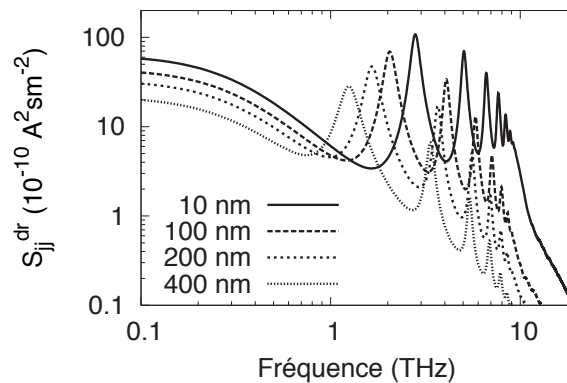


Figure 2.18 – Densité spectrale du courant de drain pour un HEMT $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ de longueur de grille $L_g = 400$ nm et pour différentes longueurs des zones non-couvertes. Ces-dernières sont disposées symétriquement de part et d'autre de la grille. Thèse de H. Marinchio.

permet de mettre en évidence les modes plasma excités thermiquement (c'est-à-dire uniquement du fait de la présence de bruit thermique) en fonction de la longueur de canal non-recouverte par la grille côté drain et côté source. Nous revenons plus en détail sur l'exploitation des ondes de plasma dans les HEMT pour la génération et la détection de radiations térahertz dans le chapitre 3.

2.3.3.5 Temps de calcul

La nécessité de limiter le bruit numérique fait que le temps de calcul associé à une **approche MC** est relativement long. En effet, pour chaque particule simulée, les différentes grandeurs que sont la vitesse, l'énergie, et la position, doivent être mises à jour à intervalle régulier. Typiquement, le pas sur le temps est de l'ordre de la femtoseconde. Pour cette raison, MC n'est pas la méthode la plus adaptée pour décrire les phénomènes lents.

Remarquons toutefois que l'aspect corpusculaire, responsable de la nécessité de faire un compromis entre le bruit numérique et le temps de calcul, offre à l'utilisateur d'un simulateur MC une interprétation intuitive des résultats. En effet, dans le cas du transport électronique, la mise en œuvre du modèle repose sur la décomposition de la dynamique des charges et la description de chacune des étapes du mouvement. La possibilité de recenser et de comprendre les différents événements permet d'établir le lien entre les grandeurs calculées et les phénomènes physiques impliqués.

Par ailleurs, le réalisme de la simulation repose sur une description correcte des taux de probabilités associés à chacune des étapes de la simulation, ainsi que sur la qualité du générateur de nombres aléatoires. La pertinence des paramètres d'entrée peut donc être aisément vérifiée. De fait, en dépit d'une puissance CPU nécessaire importante, MC est une méthode très fiable qui bénéficie, à juste titre, d'une grande crédibilité. Cet aspect est particulièrement important lorsque le travail de simulation est mené en l'absence de données expérimentales.

La rapidité d'exécution des calculs est en revanche l'une des grandes forces du **modèle HD**. Dans cette approche, les charges ne sont pas discernables, le gaz électronique forme un fluide. Ainsi, là où MC calcule l'ensemble des paramètres de chaque charge simulée avant de faire une moyenne pour déterminer des valeurs locales, HD discrétise en amont l'espace et travaille directement sur les quantités moyennes en ne faisant les calculs qu'aux nœuds du maillage. L'ordre de grandeur du pas spatial peut dépasser la longueur de Debye, de sorte que le processus de simulation HD est associé à des pas temporels supérieurs à ceux usuellement nécessaires à une simulation MC. En d'autres termes, pour un problème donné, le temps simulé s'écoule plus vite en HD qu'en MC.

L'une des conséquences est la possibilité d'introduire dans la méthode HD des phénomènes physiques dont les temps caractéristiques sont bien plus grands que la picoseconde caractéristique de la dynamique électronique tels que, par exemple, les effets de génération-recombinaison Shockley-Read-Hall (SRH), radiative ou Auger (ionisation par impact).

2.3.3.6 Stabilité numérique

La fiabilité de l'**approche MC** est en partie due à sa stabilité numérique. En effet, les problèmes d'instabilité interviennent dès lors que l'on cherche à exécuter des opérations de dérivation, en particulier quand les pas temporels ou spatiaux prennent des valeurs relativement faibles. Ce n'est pas le cas d'un simulateur MC dont le procédé consiste à faire évoluer continûment à chaque instant la vitesse, l'énergie et la position de chacune des particules simulées, et à procéder à des modifications ponctuelles de certaines de ces grandeurs lorsque le tirage au sort l'impose. Ainsi, d'une part, le pas sur le temps n'influence que le tirage au sort des durées de vol libre, et le choix d'un pas trop petit ne peut aboutir qu'à une augmentation de la durée de simulation du fait d'un nombre de calculs associés aux trajectoires en vol libre inutilement élevé. D'autre part, le maillage spatial n'influence pas le déplacement des charges dans la mesure où

il ne le quantifie pas. Il n'entre en jeu que lorsque les valeurs des grandeurs moyennes sont calculées et l'équation de Poisson résolue.

Si le formalisme différentiel du **modèle HD** permet de s'affranchir du bruit, il induit en revanche une grande instabilité numérique. En effet, alors que le choix d'un pas temporel ou spatial trop grand donne des résultats inexacts, celui de pas trop petits peut entraîner une divergence des calculs de dérivation. Une grande partie du travail de thèse d'Hugues Marinchio a été consacrée à la convergence des équations HD. Celle-ci s'est effectuée en étroite collaboration avec nos collègues du SPI de Vilnius, la solution retenue consistant entre autres choses à recourir à deux maillages entrelacés : un premier dédié à la densité électronique, et un second pour indexer les autres grandeurs.

2.3.3.7 Valorisation

Pour finir cette analyse comparative des deux approches MC et HD, arrêtons-nous sur un dernier aspect, plutôt lié à la formation par la recherche. En effet, il m'apparaît important de faciliter l'intégration professionnelle des étudiants après la thèse en leur permettant d'acquérir un savoir-faire valorisable non-seulement dans le domaine de la micro-électronique, mais aussi au-delà de celui-ci.

L'esprit de la **simulation MC** va complètement dans ce sens, la méthode étant facilement transposable à différents domaines. En effet, à partir du moment où l'on peut ramener le calcul d'une grandeur à un ensemble d'événements dont les occurrences suivent des densités de probabilités, elle peut être mise en place. C'est bien entendu le cas des problèmes stochastiques, tels que par exemple l'étude du trafic routier [122], la météorologie [123] ou encore la détermination des incertitudes dans une chaîne de mesure [124]. Mais Monte Carlo constitue aussi une solution pertinente pour calculer des grandeurs non-stochastiques, puisqu'elle est adaptée au calcul d'intégrales. À titre d'illustration, je citerais le calcul de π que l'on effectue par le biais d'un calcul de surface et qui est l'une des applications pédagogiques les plus mises en avant pour l'apprentissage de cette approche.

La mise en œuvre de la **méthode HD** demande quant à elle une grande technicité, en particulier à cause de sa propension à être numériquement instable. Réalisant une analogie du gaz électronique avec un fluide, elle permet à un étudiant d'acquérir un grand savoir-faire dans la résolution des systèmes d'équations aux dérivées partielles, valorisable dans différents domaines de la physique et des sciences de l'ingénieur.

2.4 La méthode hiérarchique

2.4.1 Complémentarité des modèles

En dépit de leurs différences, dont un récapitulatif succinct est fait dans le tableau 2.1, MC et HD constituent deux approches complémentaires pour l'étude du transport électronique dans les structures et dispositifs semiconducteurs.

- D'une part, l'approche HD, parce qu'elle est rapide et permet une description fidèle des effets transitoires et hors-équilibre, constitue une solution intéressante pour résoudre le problème du transport électronique dans les dispositifs nanométriques. Elle permet d'extraire des grandeurs globales telles que le courant ou la tension aux bornes du

	Monte Carlo	Hydrodynamique
Paramètres d'entrée	Grandeurs cristallographiques	Paramètres de transport du matériau
Analogie	Particules	Fluide
Grandeurs modélisées	Etats et positions des charges	Densité, vitesse et énergie moyennes locales
Régime hors-équilibre et composants courts	Décrits	Décrits
Limitations physiques	Forts effets quantiques	Transport purement balistique
Bruit	Pris en compte naturelle	Naturellement absent
Etude petit-signal	Rendue plus difficile par la présence de bruit	Méthode adaptée
Limitations	Temps de simulation des phénomènes rares	Description des phénomènes de l'espace des phase
Conditions aux limites	Modèle à adapter	Prise en compte intrinsèque
Stabilité numérique	Oui	Non

Tableau 2.1 – Comparaison succincte des méthodes HD et MC.

dispositif, et offre une description non bruitée des valeurs locales de la vitesse, de l'énergie, de la densité électronique et du potentiel. Cependant, ses paramètres d'entrée sont des grandeurs difficilement ou non mesurables indexées sur l'énergie moyenne, et peuvent se révéler des éléments limitants.

- D'autre part, l'approche MC permet une modélisation plus complète des phénomènes microscopiques et donne accès à plus de paramètres de transport. Elle permet une étude fiable et approfondie des matériaux semi-conducteurs. À partir de quantités aisément calculables car se déduisant des caractéristiques cristallographiques des matériaux, elle rend possible la détermination d'un grand nombre de paramètres de transport du premier et du second ordre, en particulier les grandeurs d'entrée de la méthode HD.

Toutefois, pour un groupe de taille modeste telle que l'équipe théorique du groupe TêHO, le développement d'un simulateur MC adapté à chaque dispositif étudié (HEMT, MOSFET, diodes unipolaires, Self Switching Devices, etc.) ne semble pas raisonnable. En particulier, le développement des modèles décrivant les conditions aux limites et la puissance de calcul nécessaire est un facteur limitant.

De plus en plus, le choix de TêHO se tourne vers une démarche consistant à faire travailler les deux méthodes MC et HD de concert, en réservant chacune d'entre elles aux domaines où elle est simple à mettre en œuvre et où elle excelle. Cette approche est appelée *méthode hiérarchique*.

2.4.2 Mise en œuvre de la méthode hiérarchique

La possibilité de mettre en œuvre la méthode hiérarchique est due à la considération de l'AEML. En effet, dès lors que les paramètres d'entrée dépendent de l'énergie locale et ont la même valeur que dans un matériau massif, il est possible de calculer les paramètres d'entrée d'un

simulateur HD avec un simulateur MC. Dans ces conditions, l'étude d'un dispositif électronique peut être faite en deux étapes, comme le décrit la figure 2.19.

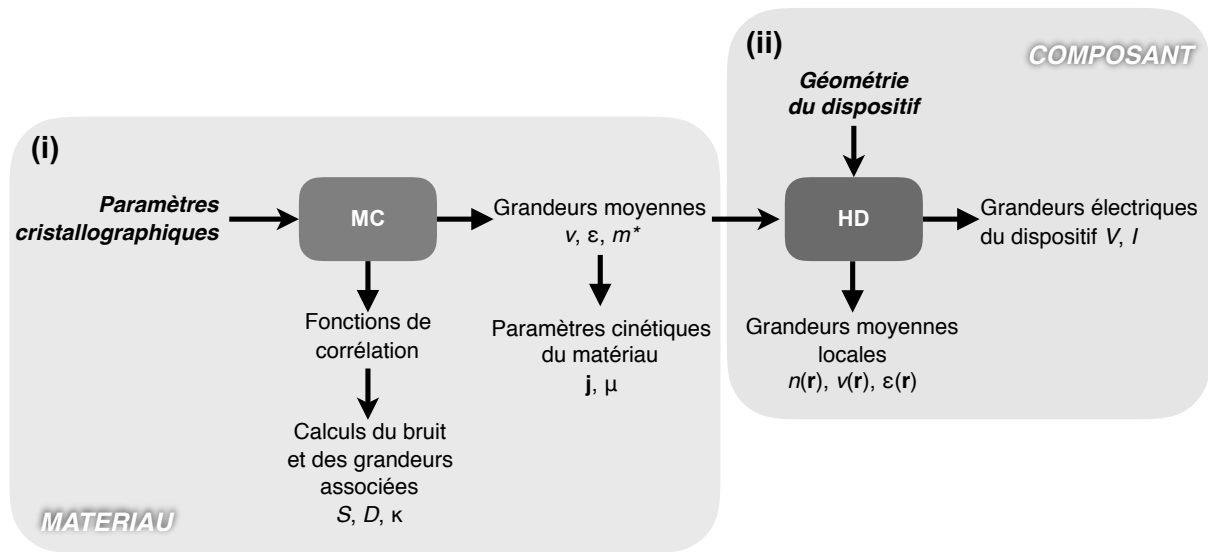


Figure 2.19 – Schéma de mise en œuvre de la méthode hiérarchique.

- (i) Les spécificités du matériau sont tout d'abord étudiées *via* une simulation MC du matériau dans laquelle les éventuelles perturbations, et plus généralement tous les phénomènes rares, ne sont pas pris en compte. Les cinq paramètres d'entrée des équations HD sont alors calculés par une étude au premier ordre pour τ_v , τ_e et m^* , et par une étude de bruit pour les co-variances $\overline{\delta v^2}$ et $\overline{\delta \epsilon \delta v}$.
- (ii) Le relais est ensuite passé au simulateur HD qui se charge des problèmes de géométrie, d'imposer les conditions aux limites, ou encore de rendre compte des phénomènes rares tels que, par exemple, les phénomènes de génération-recombinaison consécutifs à une irradiation.

L'approche hiérarchique se révèle très adaptée à l'étude du transport électronique des dispositifs semiconducteurs soumis à différentes perturbations telles que des agressions hyperfréquences, l'excitation par un champ térahertz ou encore une illumination par un battement optique. L'introduction d'un circuit externe résonant, particulièrement intéressant dans le cadre d'une étude en émission/détection, est elle-aussi facilitée puisque les conditions aux limites qu'elle engendre peuvent être traitées par HD. Nous avons adopté la démarche hiérarchique pour mener à bien les thèses d'Hugues Marinchio, Pierre Ziadé, Abdelhammid Mahi et Slyman Karishy. L'ensemble des calculs pour l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ a été fait en amont par Giulio Sabatini qui a réalisé, de fait, un travail de fond indispensable.

Notons qu'une telle approche est aussi d'un grand secours lorsque l'on cherche à étudier les influences de la géométrie ou du profil de dopage sur le bruit d'un dispositif. La philosophie est alors la même qu'au premier ordre : les sources de bruit nécessaires sont calculées en MC et leur propagation est analysée via la méthode du champ d'impédance.

2.4.3 Application à l'analyse spectrale

Les performances en fréquence des semiconducteurs peuvent être étudiées au travers d'une analyse spectrale de la mobilité différentielle dynamique $\underline{\mu}_\omega$ [125]. Cette grandeur petit-signal

se présente sous la forme d'un phaseur, c'est-à-dire un nombre complexe rendant compte de l'intensité de la réponse du fluide électronique à l'excitation et du déphasage de cette réponse. Elle est par conséquent caractéristique de la capacité du matériau à amplifier un signal électromagnétique. Le gain du semiconducteur est lié à la partie réelle de $\underline{\mu}_\omega$ au travers de la relation de proportionnalité [126]

$$\alpha \propto -\text{Re}(\underline{\mu}_\omega) \quad (2.46)$$

Le balayage du spectre en fréquence se fait par le biais d'une réponse impulsionnelle. La réponse de la vitesse de dérive des porteurs à un pic de champ électrique est évaluée selon le formalisme de convolution décrit dans la référence [127]. L'application d'une impulsion n'étant pas un problème numérique trivial, c'est techniquement la dérivée de la réponse à un échelon qui est évaluée. Dans le cadre d'une simulation MC, cette démarche se révèle délicate du fait du bruit numérique qui ne peut jamais être totalement supprimé, et l'utilisation de la méthode hiérarchique se justifie pleinement.

Dans la mesure où l'on s'intéresse au régime petit-signal, il est possible de linéariser les équations HD (2.42) et (2.43) afin de résoudre le problème de manière analytique. Outre l'économie de développement d'un simulateur HD, cette démarche permet d'identifier clairement les processus influençant la mobilité étudiée. Elle introduit en effet la notion de taux de relaxation généralisés dont les valeurs sont réelles dans le cas d'un amortissement et complexes pour les processus oscillants [128]. La figure 2.20 montre les résultats obtenus par Giulio Sabatini dans le cadre de

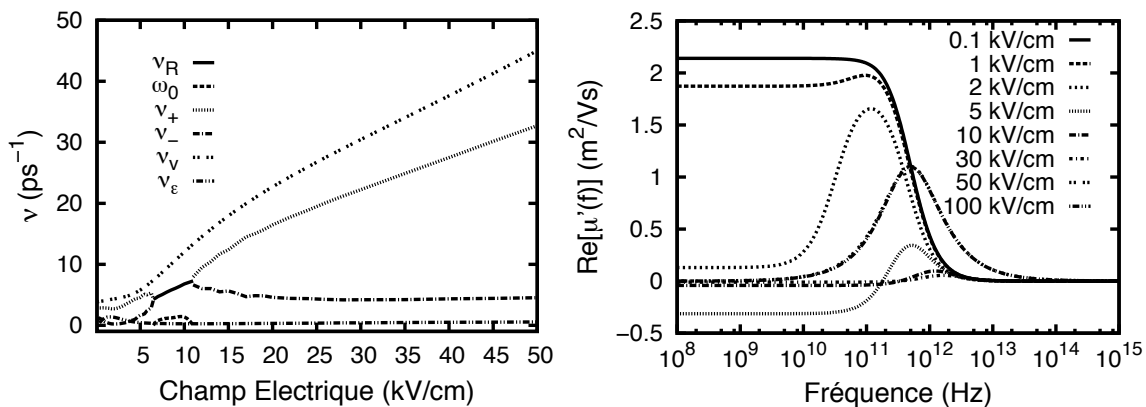


Figure 2.20 – Taux de relaxation généralisés (à droite) et réelle de la mobilité différentielle dynamique dans l'InAs massif pour différentes valeurs du champ électrique (à droite). Thèse de G. Sabatini.

son étude du matériau InAs. On remarque que l'apparition de taux de relaxation généralisés complexes entre 5 et 10 kV/cm est potentiellement associée à un effet d'oscillation, détecté par une valeur négative de $\text{Re}(\underline{\mu}_\omega)$ jusqu'à 200 GHz, et pouvant être attribué à des effets de synchronisation.

Chapitre 3

Stratégies (numériques) pour le térahertz

Sommaire

3.1	Matériaux et interaction	65
3.1.1	Les matériaux d'intérêt	65
3.1.2	Transport électronique et radiation térahertz	66
3.2	Analyse des stratégies par la simulation numérique	69
3.2.1	Les phénomènes assistés par phonons	69
3.2.2	La stratégie plasmonique	71
3.3	Modes de plasma accordables dans les HEMT	78
3.3.1	Théorie analytique du plasma 2D sous grille (2D+g)	78
3.3.2	Analyse Monte Carlo du bruit dans les HEMT	80
3.3.3	Modèle hydrodynamique pour l'étude approfondie du mode 2D+g	81
3.3.4	Quelques résultats obtenus dans les HEMT	88
3.3.5	Conditions aux limites symétriques	91
3.4	Modes de plasma non-accordables	94
3.4.1	Diodes unipolaires pour l'exploitation du plasma 3D	94
3.4.2	Canaux sans grille pour l'exploitation du plasma 2D	97

La conception de dispositifs électroniques d'émission et de détection de radiations térahertz est liée à l'exploitation de mécanismes physiques microscopiques ultra-rapides s'exprimant dans les structures semiconductrices. La compréhension des conditions leur permettant de s'exprimer du mieux possible est par conséquent une étape cruciale. Ce n'est toutefois pas la seule car, une fois le dispositif dessiné, parfois même fondu, il arrive que les conditions suffisantes ne puissent être toutes réunies, ou que des phénomènes inattendus viennent perturber la fête. L'étape d'optimisation consiste alors à se rapprocher le plus possible de ces conditions suffisantes, et à évincer du mieux possible les effets indésirables. Elle passe nécessairement par une étude systématique visant à analyser l'influence de l'ensemble des paramètres structurels et environnementaux.

La modélisation et la simulation numérique jouent un rôle capital tout au long de cette démarche, car elle constitue une ligne directrice permettant d'encadrer le processus expérimental. Dans ce chapitre, je propose d'utiliser les modèles numériques exposés au chapitre précédent pour analyser les différentes stratégies d'approche du domaine térahertz par voie électronique mises en place au sein du groupe TêHO. En les recensant par le biais des phénomènes physiques

qu’elles mettent en jeu, on peut les classer comme indiqué sur la figure 3.1. Nous n’abordons pas

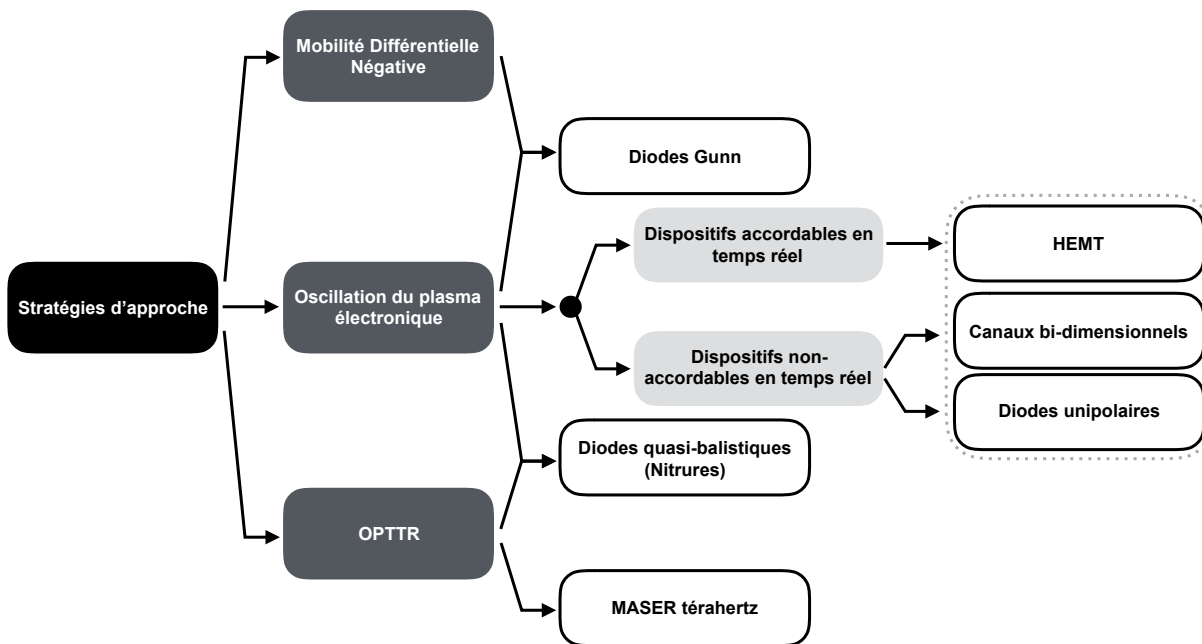


Figure 3.1 – Stratégies d’approche du domaine térahertz par voie électronique exploitées par l’équipe de simulation du groupe TéHO.

dans ce mémoire les stratégies consistant à faire de la multiplication de fréquences au travers de l’utilisation de diodes Schottky ou de diodes varactors à hétérostructures [104].

L’utilisation de la **mobilité différentielle négative** des matériaux III-V, liée aux transferts électroniques dans les vallées à grandes masses effectives sous l’effet des phonons, peut être mise à profit pour exploiter l’effet Gunn dans des diodes. Notre tâche consiste en premier lieu à déterminer si les instabilités de courant qui lui sont associées peuvent atteindre, dans les dispositifs que nous considérons, le spectre térahertz.

Les oscillations du **plasma électronique** sont un effet de groupe lié à l’interaction coulombienne des charges. Nous verrons plus loin dans ce chapitre que les semiconducteurs modernes tels que l’ $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ et l’ InAs sont liés à des fréquences d’oscillation dans le domaine térahertz. L’exploitation des différents modes de plasma est associée à divers dispositifs, et nous explorerons les possibilités de disposer de composants accordables en fréquence à la demande ou à la conception.

Le focus de ce mémoire sera mis plus particulièrement sur cette stratégie qui a constitué le fil conducteur des thèses que j’ai encadrées.

L’**OPTTR**¹ est un phénomène associé à ce que l’on pourrait schématiser par un mouvement saccadé et coordonné des électrons, conduisant à l’apparition d’une partie réelle négative de la mobilité différentielle dynamique. Il peut être mis à profit pour provoquer une amplification électromagnétique et concevoir des masers térahertz. Par ailleurs, une conception appropriée de diodes permet d’associer ce phénomène à l’interaction coulombienne afin de créer de fortes variations de la vitesse électronique associées à des instabilités de courant. La nécessité de procéder à une émission de phonon à haute énergie fait des nitrures (semiconducteurs de type III-N) les matériaux les plus favorables à l’exploitation de ce mécanisme.

1. *Optical Phonon Transit Time Resonance*

3.1 Matériaux et interaction

Avant de montrer dans quelle mesure la simulation nous a permis d'évaluer la pertinence des différentes stratégies, positionnons le contexte de travail en précisant les matériaux utilisés dans les dispositifs étudiés et la manière dont nous appréhendons l'interaction de ces derniers avec la radiation térahertz.

3.1.1 Les matériaux d'intérêt

Les dispositifs que nous considérons dans les travaux synthésés dans ce mémoire sont à base d'InGaAs et, dans une moindre mesure, d'InAs. La raison de ce choix est multiple :

- tout d'abord, il s'agit de matériaux aux technologies maîtrisées, dont l'utilisation pour la fabrication des dispositifs que nous allons aborder est réelle ou réaliste ;
- ensuite, ces matériaux présentent d'excellentes propriétés de transport. Ils sont rapides, du fait de la masse effective des électrons, comme le montrent les courbes de la vitesse et de la mobilité différentielle reportées sur la figure 3.2. Ils sont par ailleurs propices

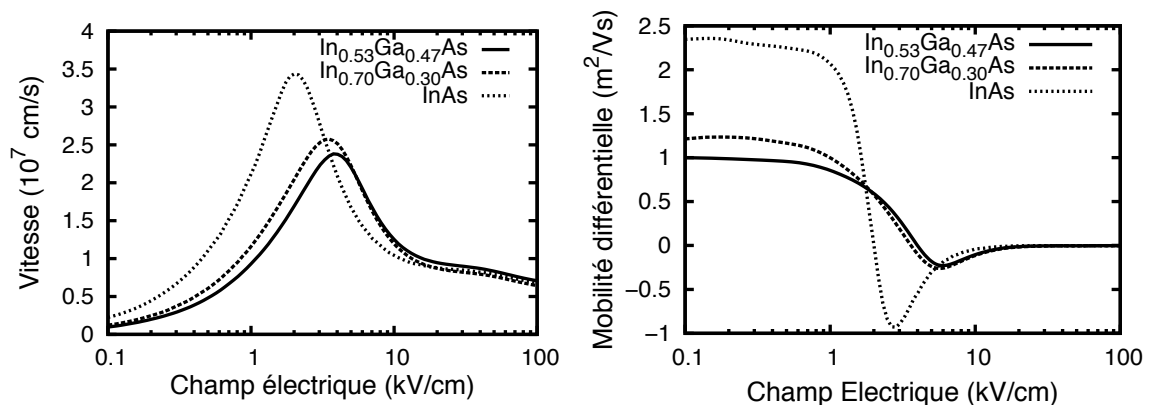


Figure 3.2 – Vitesse de dérive et mobilité différentielle en fonction du champ électrique calculées par MC. Thèse de G. Sabatini.

- aux effets de survitesse, comme indiqué par les résultats de la figure 3.3. Cela revêt un intérêt particulier pour les performances en fréquences, notamment dans les composants sub-millimétriques, puisque la vitesse des charges conditionne le temps de transit des charges dans la zone active, lui même associé à la fréquence de coupure des transistors ;
- par ailleurs, la présence d'une mobilité différentielle négative visible dans le volet de droite de la figure 3.2, est prometteuse, celle-ci ayant fait ses preuves pour la génération et la détection d'ondes hyperfréquences [129] ;
 - enfin, nous le verrons dans la section 3.2.2.1, les propriétés électroniques et diélectriques de ces matériaux en font de bons candidats pour l'exploitation des différents modes d'oscillation du plasma.

C'est à cet égard, et dans le but d'utiliser la méthode hiérarchique, que nous avons mené un ensemble de travaux visant à étudier les propriétés de transport de $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ et de $InAs$ dans le cadre de la thèse de Giulio Sabatini. Quelques résultats ont déjà été publiés et sont disponibles dans la référence [1] donnée en annexe (A.3 page 147).

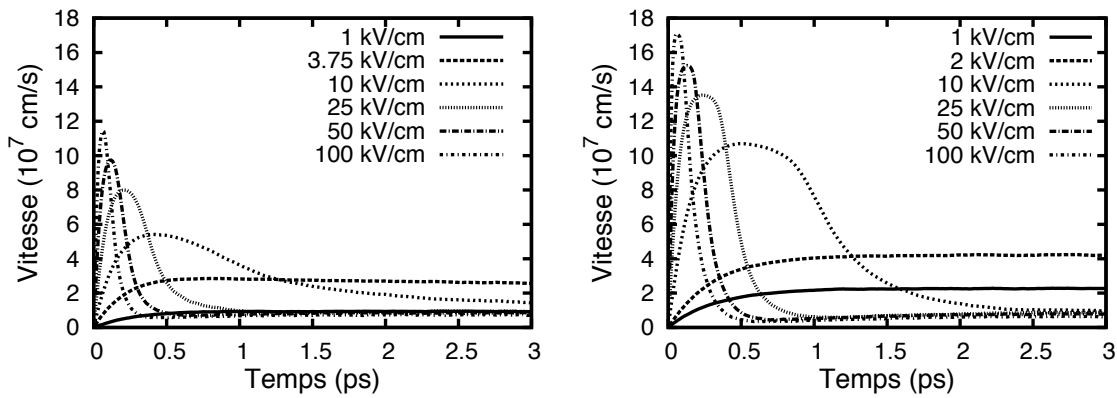


Figure 3.3 – Vitesse en fonction du temps calculée par MC dans les matériaux In_{0.53}Ga_{0.47}As et InAs pour différentes valeurs du champ électrique. Thèse de G. Sabatini.

3.1.2 Transport électronique et radiation térahertz

L'interaction entre les charges et le rayonnement électromagnétique peut être vue de différentes façons, selon le domaine de fréquences dans lequel on se place.

- **Le térahertz, c'est de l'optique !**

Partons du domaine des infrarouges et augmentons la longueur d'ondes. La fréquence diminue alors, et l'énergie du photon associé suit la même dynamique. Aux fréquences THz correspondent des photons de près de 3 meV, faisant du térahertz la limite haute des longueurs d'ondes optiques.

Dans ce domaine de l'optique, l'électron et le photon interagissent en tant que corpuscules, l'échange énergétique est alors inélastique et l'électron bascule d'un état à un autre sous l'effet de l'émission ou de l'absorption d'un photon (térahertz). Dans des conditions idéales, c'est-à-dire pour des températures proches du zéro absolu, on peut imaginer contraindre les électrons à émettre ou absorber n'importe quel photon, à condition de disposer des bandes énergétiques permettant les transitions d'états adéquates. En revanche, lorsque la température du milieu augmente, l'agitation thermique vient concurrencer puis supplanter les transitions énergétiques de faible énergie. À la température ambiante, l'énergie d'agitation thermique se situe autour de 25 meV, et elle reste d'environ 7 meV à l'azote liquide.

- **Le térahertz, ce sont des micro-ondes !**

Si l'on se place dans le domaine des micro-ondes et que l'on augmente la fréquence, on s'approche du domaine térahertz que l'on atteint à partir de 100 GHz. Il constitue donc la limite haute des fréquences de l'électronique.

Dans le domaine de l'électronique et des micro-ondes, l'interaction corpusculaire menant à une transition d'état énergétique se retrouve au niveau cristallin où phonons optiques et électrons peuvent échanger de l'énergie mécanique sous forme inélastique. Dans le cadre d'une interaction électromagnétique, le schéma est tout autre et l'électron voit son mouvement modifié sous l'effet accélérateur des champs électriques et magnétiques, ce mouvement électronique perturbant en retour l'environnement électromagnétique. Eu égard à l'inertie des électrons, on peut aisément concevoir que l'onde perd de son influence sur la dynamique de ces-derniers à mesure que sa

fréquence augmente. Il y a donc une limite fréquentielle à la capacité de l'onde à perturber la dynamique d'un électron ou bien, d'un autre point de vue, à la capacité de l'électron à suivre la fréquence qui lui est imposée. Ceci se vérifie sur la figure 3.4 où nous avons reporté le module

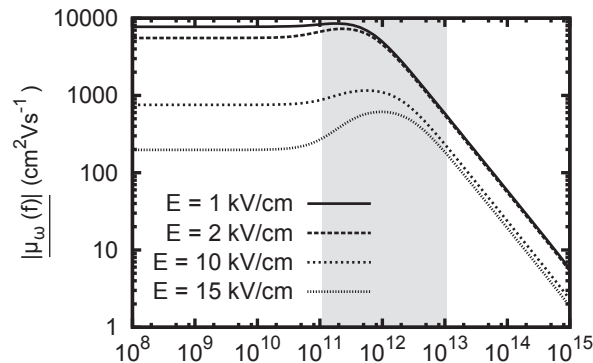


Figure 3.4 – Module de la mobilité différentielle dans l'InGaAs massif en fonction de la fréquence pour différentes valeurs du champ électrique.

de la mobilité différentielle dynamique, décrite à la section 2.4.3, en fonction de la fréquence. Cette grandeur évaluant la réponse dynamique des électrons au champ électrique, une chute de celle-ci revient à une perte d'influence de l'onde sur les porteurs. Cette décroissance s'opère aux fréquences THz, qui constituent de fait la limite d'action de l'onde sur le mouvement de chaque électron.

• Le choix de l'approche

Le spectre THz se trouve dans une situation frontière entre deux domaines bien maîtrisés et aux modèles totalement différents que sont l'électronique et les hyperfréquences d'un côté, l'optique et la photonique de l'autre. Pour atteindre ces fréquences, il y a donc deux stratégies possible :

- l'approche par la *voie optique*, qui consiste à exploiter des transitions à courtes longueurs d'ondes dans des dispositifs tels qu'un laser à cascade quantique [130] ;
- l'approche par la *voie électronique*, qui utilise des phénomènes d'oscillation ou de résonance du gaz électronique à hautes fréquences.

C'est dans le cadre de l'approche par voie électronique que se situe l'ensemble des modèles et travaux que nous développons ci-après.

• Interaction et voie électronique

Les radiofréquences térahertz sont associées à un transport électronique picoseconde et, par conséquent, à des phénomènes ultra-rapides pour lesquels notre équipe de simulation et ses collaborateurs ont acquis un savoir-faire et une expertise mondialement reconnues. Lorsque la thématique térahertz a émergé à Montpellier, l'équipe dont je fais partie était fortement impliquée dans les communautés scientifiques étudiant les effets des porteurs chauds et le bruit. Historiquement, et encore aujourd'hui, nous sommes présents dans les comités des conférences HCIS², devenue EDISON³, et ICNF⁴, que nous avons toutes deux organisées à Montpellier (en 2009 et 2013 respectivement).

La quasi-totalité du travail que nous menons à présent se place dans le prolongement des ces activités et de ce savoir-faire, puisqu'il s'agit de modéliser et de simuler le transport électronique

2. *Hot Carriers In Semiconductors*.

3. *Electron Dynamics In Semiconductors Optoelectronics and Nanostructures*.

4. *International Conference on Noise and Fluctuations*.

dans les dispositifs à base de semi-conducteurs, dans le but d'étudier l'aptitude de ces derniers à jouer un rôle de source ou de récepteur d'ondes térahertz. Il est donc nécessaire de s'arrêter sur la manière dont nous lions le transport de charges et la radiation.

Idéalement, l'interaction entre les charges électriques et le rayonnement électromagnétique devrait être décrite au travers des équations de Maxwell, qu'il conviendrait de résoudre en même temps que l'équation de Boltzmann. Techniquement, une telle approche, appelée *Maxwell-Boltzmann (MB)* se révèle difficile à mettre en œuvre, ne serait-ce qu'à cause des problèmes de maillage du dispositif, et demande une puissance de calcul importante. Ainsi, on trouve au sein de l'équipe TéHO :

- d'un côté des simulateurs électromagnétiques, tels que *CST-Microwaves*, qui permettent de décrire de manière précise la topologie des champs électriques et magnétiques sur un composant, sans pour autant en déduire leur influence sur le transport électronique ;
- de l'autre côté des simulateurs du transport électronique de type MC et HD, qui ne sont pas en mesure de faire le lien avec la topologie du champ électromagnétique capté ou émis par le composant.

Dans la mesure où l'on cherche à analyser les *capacités intrinsèques* d'un dispositif à détecter ou émettre des rayons T, une approche mixte de type MB se révèle dans un premier temps sur-dimensionnée. En fait, celle-ci ne montre un intérêt suffisant au regard des efforts de modélisation et de calcul qu'elle demande que dans le cadre d'une optimisation de la structure d'un dispositif ayant montré tout son intérêt, pour mener à bien une étude de l'implantation des contacts, ou encore pour dimensionner et positionner les antennes permettant d'améliorer la captation ou l'émission de l'onde. L'ensemble des travaux que nous menons actuellement ne se fait pas dans le cadre de l'approche MB, qui constitue toutefois une perspective intéressante maintenant que nous avons montré tout l'intérêt des structures étudiées (nous revenons sur ce point dans le chapitre chapitre 4 dédié au projet de recherche).

Pour simuler l'interaction entre le rayonnement THz et les charges actives d'un semiconducteur, nous faisons un certain nombre de simplifications ayant pour objectif la mise en place d'un modèle simplifié mais suffisamment réaliste. La première étape consiste à négliger l'action du champ magnétique, en ne prenant pas en compte la force de Lorentz dans les équations de Liouville et de Boltzmann (2.10) et (2.15) (pages 34 et 35, respectivement).

L'excitation du gaz de charges par la radiation ne peut se faire, dans ces conditions, qu'au travers du champ électrique accélérateur. Dans la mesure où les contacts sont métalliques, nous faisons le choix de modéliser la radiation térahertz comme une tension venant se superposer à la polarisation du dispositif. Pour un matériau massif, la polarisation est remplacée par un champ électrique homogène. On considère ce faisant qu'il n'y a pas d'absorption et que la totalité du champ influence la zone active du composant.

Les capacités du dispositif à **émettre des rayons T** sont évaluées au travers de son aptitude à générer un champ électrique térahertz. Aussi, selon que le composant est polarisé en courant ou en tension, nous prêtons attention au comportement de la tension ou à celui des variations du courant [131]. De ce fait, nous supposons en première approximation que la puissance présente dans la zone active est en mesure de sortir du composant.

3.2 Analyse des stratégies par la simulation numérique

3.2.1 Les phénomènes assistés par phonons

En guise de résultats préliminaires, arrêtons-nous sur l'analyse rapide des phénomènes assistés par phonons dans l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ et l' InAs . Ces mécanismes, l'effet Gunn et l'OPTTR, sont en effet à la source de deux stratégies d'approche.

- **L'effet Gunn**

L'effet Gunn [120] est généralement présent dans les matériaux semiconducteurs de types III-V, et est largement exploité pour la fabrication d'émetteurs micro-ondes. Il a donc constitué le point de départ de notre réflexion, et nous avons cherché à évaluer sa présence et sa signature fréquentielle.

Si les accumulations de charges dues à l'effet Gunn peuvent se décrire à l'aide d'un modèle DD, l'explication de sa mise en place est microscopique. L'analyse en amont des propriétés des matériaux est faite dans le cadre d'une simulation MC associée le cas échéant à une étude de bruit au travers du formalisme de corrélation. Jean-François Millithaler a, dans le cadre

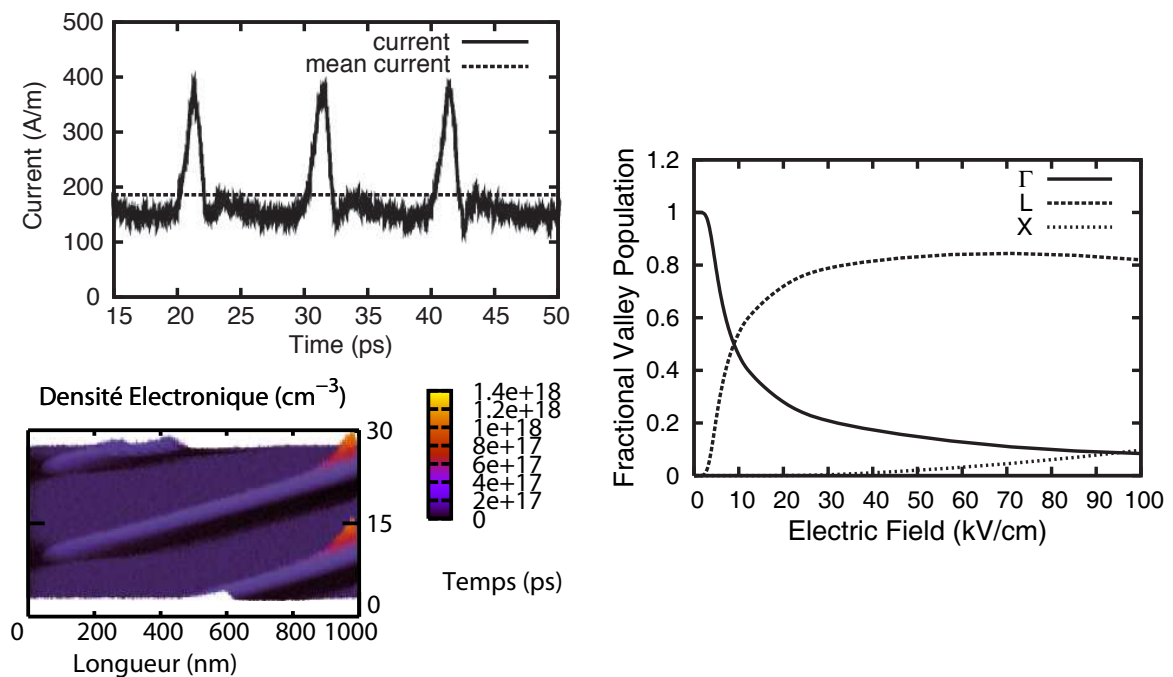


Figure 3.5 – À gauche : Évolution temporelle du courant (en haut) et de la densité de charges (en bas) dans un barreau d' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ de $1\ \mu\text{m}$ soumis à une tension de 2 V. À droite : Population des vallées de la bande de conduction en fonction du champ électrique dans ce même matériau. Thèse de J.-F. Millithaler.

de sa thèse, étudié le comportement du gaz électronique dans un barreau d' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, et mis en évidence une instabilité du courant due au déplacement de domaines d'accumulation, comme indiqué sur le volet gauche de la figure 3.5. Les populations des vallées de la bande de conduction reportées sur le volet de droite montrent bien la responsabilité de l'effet Gunn dans l'apparition de ces domaines. Comme reporté sur la figure 3.6, le transfert de charges dans les vallées supérieures de la bande de conduction fait augmenter la masse effective des électrons qui

deviennent de fait moins sensibles à la force accélératrice du champ électrique. L'étude de bruit

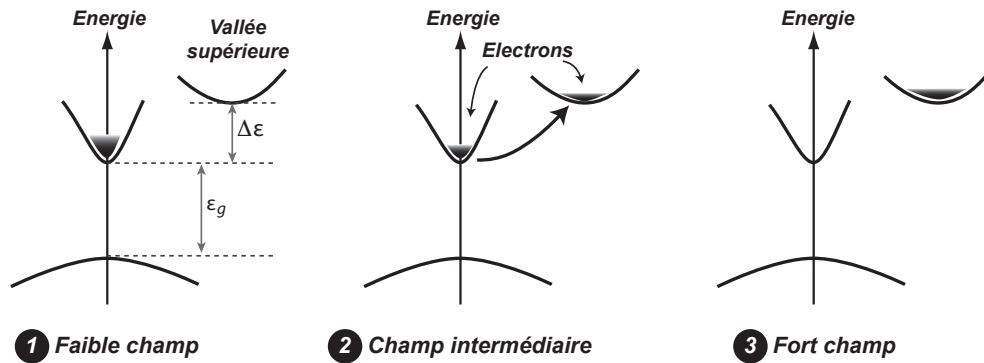


Figure 3.6 – Schéma de principe des transferts intervallés responsables dans les matériaux à mobilité différentielle négative de la mise en place de l'effet Gunn par augmentation de la masse efficace moyenne des électrons.

menée sur le même dispositif est en accord avec les observations au premier ordre et montre une activation progressive de l'oscillation Gunn aux alentours de 100 GHz, devenant prépondérante à mesure que la polarisation augmente. Remarquons que l'analyse au second ordre montre la

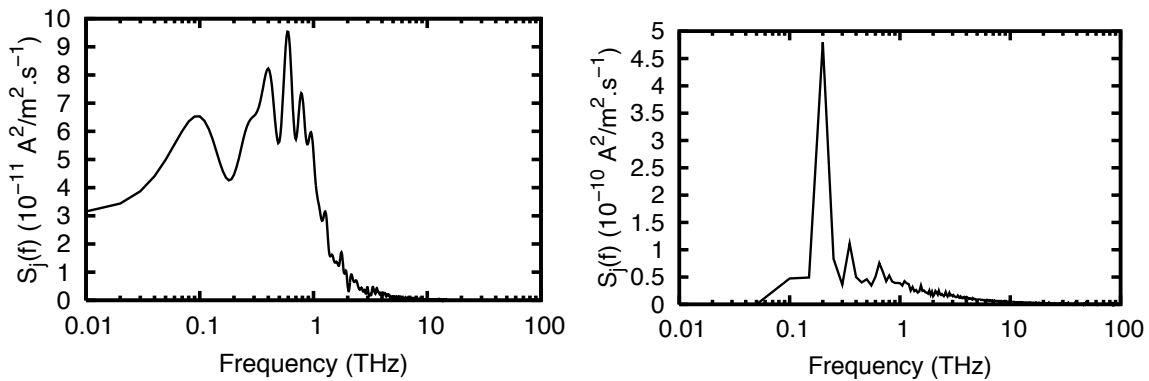


Figure 3.7 – Densité spectrale de bruit en courant dans un barreau d' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ de longueur $1 \mu\text{m}$ pour des tensions de 0,3 et 1 V. Thèse de J.-F. Millithaler.

propension de l'effet Gunn à apparaître avant même que cela ne soit visible dans le courant, ce qui illustre le fort intérêt du bruit en tant qu'indicateur sensible de l'apparition d'instabilités.

Nous avons de plus mis en évidence la présence d'oscillations Gunn dans un barreau d' InAs de type n . Les résultats reportés sur la figure 3.8 sont une illustration des travaux menés par Giulio Sabatini et permettent d'analyser l'influence réciproque du champ électrique et des domaines d'accumulation de charge menant à l'installation de l'instabilité Gunn. L'analyse de la densité spectrale des fluctuations du courant traversant le dispositif permet de mettre en évidence les fréquences des instabilités de type Gunn. Comme le montrent les courbes de la figure 3.9, celles-ci se situent autour de quelques dizaines de gigahertz.

En dépit des possibilités d'activation de l'effet Gunn dans les dispositifs à base d' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ et d' InAs , nous avons montré que celui-ci n'est pas exploitable pour la génération d'ondes térahertz dans les structures classiques que nous avons considérées. En effet, sa signature fréquentielle se situe, dans les cas les plus favorables, à la centaine de gigahertz.

3.2 Analyse des stratégies par la simulation numérique

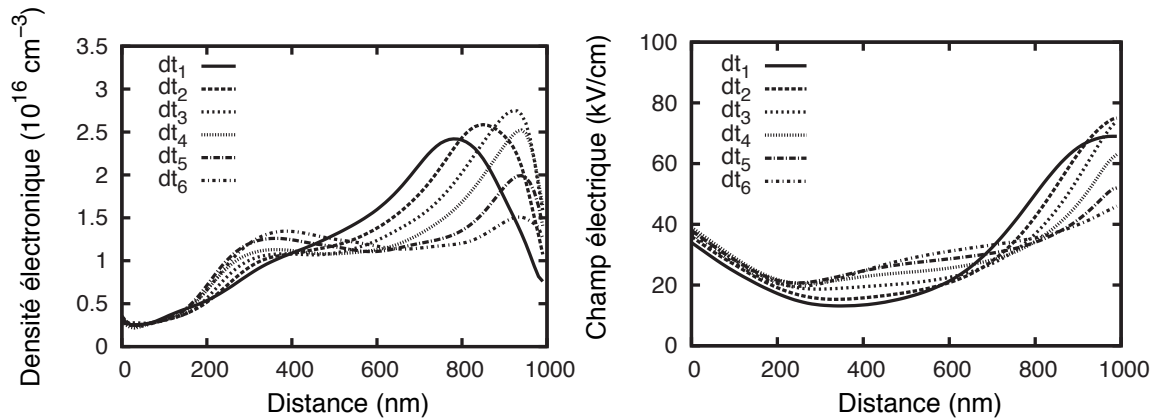


Figure 3.8 – Densité électronique (à gauche) et champ électrique (à droite) en fonction de la distance après injection et à différents instants dans un barreau d'InAs de 1000 nm sous une polarisation de 3 V. Les instants dt_i sont séparés de 1 ps. Thèse de G. Sabatini.

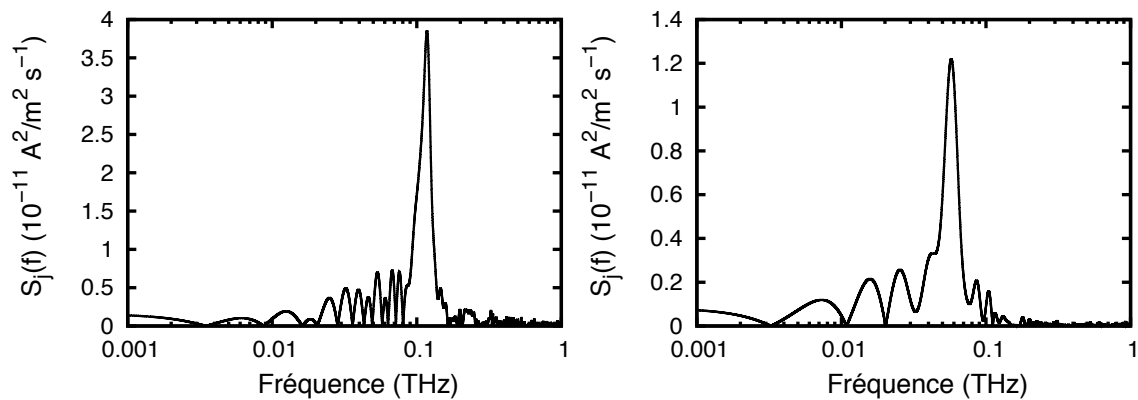


Figure 3.9 – Densité spectrale de bruit en courant traversant un barreau d'InAs de 1000 nm sous une polarisation de 3 V (à gauche) et de 10 V (à droite). Thèse de G. Sabatini.

3.2.1.1 L'OPTTR

Les études MC et HD que nous avons menées n'ont pas permis de mettre en évidence la présence significative d'OPTTR dans l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ et l'InAs. L'absence de phonons optiques suffisamment énergétiques dans les arséniures ne permet pas de poursuivre la stratégie OPTTR pour la génération térahertz.

Le mécanisme ne sera donc pas abordé plus en détail dans ce mémoire. La référence [63], donnée en annexe (A.1 page 127), permet toutefois de prendre connaissance des caractéristiques et de l'intérêt de ce phénomène dont l'exploitation peut se révéler très pertinente dans les matériaux III-V à base de nitrure.

3.2.2 La stratégie plasmonique

Si les premières évaluations de l'effet Gunn sur l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ laissent espérer des fréquences générées à la centaine de GHz, l'utilisation d'un autre phénomène physique promet de

placer la fréquence d'utilisation plus haut dans le spectre térahertz : les oscillations du plasma électronique. Il s'agit de mettre à profit l'interaction coulombienne et la dynamique de groupe du gaz électronique dans des dispositifs semiconducteurs adaptés. La *stratégie plasmonique* est mise en œuvre dans le groupe TÉHO par le biais de différents dispositifs, allant des transistors à effets de champ aux diodes unipolaires massives, dans le but d'exploiter les différents modes d'oscillation du plasma électronique. Ce mécanisme est en outre le fil conducteur de l'ensemble des travaux de thèse que j'ai encadrés.

Appréhender le gaz électronique en tant que plasma revient à se positionner dans le cadre de *l'approche du térahertz par voie électronique* et à analyser les oscillations du gaz de charges dans son ensemble. En effet, si pris séparément chaque porteur n'est pas capable de répondre pleinement à une onde de fréquence trop élevée, le plasma électronique est pour sa part en mesure de le faire. À titre de comparaison, les oscillations du plasma sont aux charges ce que les vagues de l'océan sont aux molécules d'eau qui les composent : les unes peuvent parcourir des centaines de kilomètres pendant que les autres ne se déplacent que de quelques mètres. Un autre exemple, plus proche du domaine de l'électronique et ne posant par conséquent pas les mêmes limites en terme de compressibilité et de charge du fluide, est le courant alternatif. En effet, alors que l'énergie électrique se déplace à la vitesse de la lumière dans les lignes à haute-tension, les charges ne parcourent pour leur part qu'une distance négligeable, se contenant de faire ce que l'on peut modéliser par des aller-retour localisés.

Dans ces conditions, l'onde électromagnétique, que nous appréhendons par le biais de son champ électrique, n'agit pas sur le support de l'oscillation (c'est-à-dire les charges) mais sur l'onde de plasma elle-même. Aussi, la fréquence de fonctionnement d'un dispositif profitant de cette interaction dépend des caractéristiques du plasma, en particulier sa relation de dispersion, et n'est plus limitée par le temps de transit des porteurs de charges. L'intérêt de ce travail est de mettre en place les conditions pour que les oscillations du plasma, ou *ondes de Langmuir*, inscrivent leurs fréquences propres dans le spectre THz.

3.2.2.1 Plasma et matériaux semiconducteurs modernes

L'interaction entre la radiation et le plasma électronique est d'autant plus efficace et exploitable qu'elle se fait à la fréquence propre de ce-dernier, ou bien de ses harmoniques. L'avènement et la maîtrise de matériaux rapides et à faibles masses effectives tels que l'InGaAs, associés à une réduction nanométrique des dispositifs électroniques et à l'utilisation de puits de potentiel permettant d'accroître la pureté des canaux, ont focalisé l'intérêt de nombreuses études sur les composants semiconducteurs, en particulier les transistors à effets de champ. Par un simple calcul, on montre en effet que les modes propres du plasma associés à l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, utilisé dans les composants nanométriques modernes de la filière InP, sont situés dans le spectre THz. Dans le cas d'un barreau semiconducteur, les modes de plasma sont des modes 3D. La relation de dispersion s'exprime en se plaçant en régime petit-signal, en négligeant les collisions électroniques (autres que l'interaction coulombienne à longue portée) et en considérant que toutes les charges se meuvent à une vitesse moyenne v_0 . Dans ce cas, la pulsation fondamentale est donnée par la relation [132]

$$\omega_0^{3D} = \sqrt{\frac{e^2 n_0^{3D}}{m_0 m^* \kappa \kappa_0}} \quad (3.1)$$

où e est la charge élémentaire, n_0^{3D} la concentration moyenne 3D, m_0 la masse de l'électron libre, m^* la masse effective électronique, κ la constante diélectrique du milieu et κ_0 la permittivité du

vide. Dans le cas de l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, pour lequel $m^* = 0,042 \cdot m_0$ et $\kappa = 13.88$, on calcule une fréquence d'oscillation comprise entre 1,17 THz et 11,7 THz pour des densités électroniques allant respectivement de $n_0^{3D} = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ à $n_0^{3D} = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Cette fréquence ne dépend que des paramètres du matériau et en aucun cas du vecteur d'onde. Si l'on se replace dans l'optique de développer des détecteurs et des sources térahertz, l'approche 3D ouvre la voie à des dispositifs monochromatiques. Techniquement, pour les matériaux actuels, les conditions 3D sont atteintes pour des dimensions suffisamment importantes de la zone active (de l'ordre de 100 nm). Cette approche est mise à profit à la section 3.4.1 où l'utilisation de diodes massives unipolaires de type n^+nn^+ est décrite.

3.2.2.2 Excitation du plasma électronique et modèles associés

Nous décrivons dans les sections 3.3, 3.4.1 et 3.4.2 les différentes techniques envisagées, et les structures semiconductrices qui leur sont associées, pour placer les fréquences d'oscillation du plasma dans le spectre térahertz. Mais avant cela, il est nécessaire de décrire les deux stratégies que nous mettons en œuvre dans le groupe TéHO, aussi bien de manière théorique qu'expérimentale, pour exciter le plasma électronique.

D'une manière générale, le plasma décrit un état de la matière constituée de particules chargées, ces particules pouvant être dans le domaine de l'électronique des ions ou des électrons. La nature purement électrostatique de l'interaction entre les charges constituant le plasma engendre en tout point de l'espace une étroite relation entre leur densité n et le champ électrique E . La perturbation locale de la densité ou du champ électrique peut alors amener ces deux grandeurs à osciller autour de leurs valeurs stationnaires, faisant apparaître une fréquence de résonance que l'on appelle *résonance plasma*.

La perturbation locale de la densité et du champ électrique d'un plasma peut soit s'évanouir soit se propager. L'onde de plasma ainsi créée obéit à une relation de dispersion $\omega(\mathbf{k})$ dépendant de la dimensionnalité du système et de la densité de charges constituant le plasma. Que ce soit pour modéliser la détection ou pour lutter contre les effets d'amortissement qui tendent à atténuer cette onde, on peut entrevoir deux stratégies d'excitation :

- l'une consiste à agir sur le champ électrique, et toute la difficulté consiste à savoir comment est captée l'onde ;
- l'autre consiste à agir sur la densité électronique locale, et nous proposons pour cela l'utilisation de battements optiques dans des semiconducteurs photosensibles.

• *Excitation par oscillation de la tension d'une électrode*

L'excitation électrique correspond à la captation de l'onde térahertz incidente sous la forme d'un champ électrique venant superposer une polarisation alternative à celle déjà imposée. L'hypothèse est en effet faite qu'en présence de contacts métalliques, le champ électrique n'a pas la possibilité de pénétrer directement dans la zone semiconductrice.

Dans le cas d'un composant à trois contacts tels que les transistors, la question de l'électrode captant la polarisation est posée. Pour un HEMT, lorsque les conditions de polarisation sont adaptées, les tensions de grille V_{GS} ou de drain V_{DS} peuvent osciller, de sortes que l'on peut envisager trois possibilités :

- (i) le champ électrique peut n'être capté que par l'une des deux électrodes ;
- (ii) le champ électrique peut être capté par les deux électrodes de manière similaire, c'est-à-dire sans induire de différence de phases ;

(iii) le champ électrique être capté par les deux électrodes mais avec induction d'une différence de phases.

Nous avons mené sur ce thème une étude approfondie dans le cadre de la thèse d'Abdelhamid Mahi. Elle est exposée à la section 3.3.5, page 91.

• *Excitation uniforme par battements optiques*

L'excitation par battements optiques consiste à forcer la densité électronique à osciller à une fréquence térahertz par le biais de la génération radiative. Il s'agit d'illuminer le matériau à une fréquence à laquelle il est photosensible et dont la puissance est pulsée à la fréquence souhaitée [133–135]. Elle a pour objectif d'exciter les oscillations de plasma, ce qui permet en particulier de les entretenir dans le cas où les collisions sont trop importantes. Elle repose sur le phénomène de détection quadratique : l'action sur la population de charges du détecteur se fait par le biais de la puissance optique, et non du champ électrique. Par conséquent, dans le cadre de l'excitation par battements optiques, ce n'est pas l'excitation qui se fait aux fréquences térahertz mais la réponse du matériau stimulé optiquement.

Le battement térahertz est réalisé au travers de deux fréquences optiques très proches. Du point de vue du champ électrique, on ne crée en aucun cas un champ térahertz. Par contre, on fait apparaître une oscillation de puissance à la fréquence térahertz qui, si elle se situe hors de la bande passante du détecteur, va pouvoir être exploitée.

Pour illustrer nos propos, supposons qu'un récepteur rectiligne soit irradié sous incidence normale par deux ondes planes progressives monochromatiques TEM polarisées identiquement, de pulsations ω et $\omega + \Delta\omega$, et déphasées de $\Delta\varphi$. Dans notre cas, puisque nous cherchons à créer des ondes térahertz à partir de fréquences optiques, nous nous plaçons dans le cas où $\Delta\omega \ll \omega$. Les deux champs électriques s'expriment en tout point du récepteur au travers des relations

$$\mathbf{E}_1 = E_1 \cos(\omega t) \cdot \mathbf{t} \quad (3.2)$$

et

$$\mathbf{E}_2 = E_2 \cos[(\omega + \Delta\omega)t + \Delta\varphi] \cdot \mathbf{t} \quad (3.3)$$

où E_1 et E_2 représentent les amplitudes des champs électriques et où \mathbf{t} est un vecteur unitaire tangent au récepteur. En tout point du détecteur, le champ électrique incident s'écrit comme la somme des deux champs sous la forme $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2$. Si l'on s'intéresse à l'allure temporelle de $\mathbf{E}(t)$, on voit apparaître une onde sinusoïdale à amplitude modulée, le cas le plus évident étant celui pour lequel $E_1 = E_2$ où apparaissent clairement une porteuse à la fréquence $\frac{2\omega + \Delta\omega}{2}$ et $\frac{\Delta\omega}{2}$. Toutefois, lorsque l'on regarde la signature spectrale du champ, on retrouve les pulsations ω et $\omega + \Delta\omega$ de sorte que le mélange ne modifie pas la nature du champ incident et que le récepteur n'est soumis à aucune autre fréquence que celles présentes initialement dans les deux champs. En ce sens, faire du photo-mélange de deux ondes de l'infra-rouge distantes spectralement d'une fréquence du térahertz ne crée pas un champ térahertz. Concrètement, un semi-conducteur à gap direct qui sera photo-sensible à la pulsation ω ne détectera que les deux fréquences très proches.

Toutefois, s'il n'y a pas de champ térahertz créé à chaque instant, la puissance incidente sur le récepteur n'en est pas moins affectée par le mélange et va présenter une variation temporelle fortement dépendante de la nature de celui-ci. Cette variation peut, en fonction de la façon dont le signal va être perçu, et donc en fonction des caractéristiques du détecteur, être exploitée. Pour s'en convaincre, il suffit de prendre en exemple le cas bien connu des battements acoustiques

dans le domaine de la musique. Cet artéfact a été et est encore largement utilisé pour accorder les instruments puisque, lorsque deux sons ont des fréquences très proches, l'auditeur perçoit une variation de l'amplitude sonore d'autant plus lente que les notes se rapprochent. La disparition de cette variation temporelle correspond alors à l'accord des deux notes. Ce phénomène peut être facilement vérifié à l'aide d'un logiciel de génération de signaux sonores⁵ en générant par exemple le *La 440* du diapason [137] (c'est-à-dire un signal sinusoïdal de fréquence 440 Hz) en même temps qu'un autre sinus de fréquence très proche, par exemple un *La 442*. En faisant de la sorte, on perçoit un *La* dont l'amplitude sonore oscille deux fois par secondes. En mélangeant un *La 440* et un *La 441*, la variation ne se fait cette fois-ci que toutes les secondes. On remarque alors que le mélange de deux ondes ayant deux fréquences suffisamment proches aboutit à une variation de l'amplitude sonore dont la fréquence correspond à la différence de fréquences des deux notes. Cette expérience peut paraître simple, mais elle nous aide dans la mise en œuvre du modèle associé à l'excitation par battements optique.

La variation d'amplitude sonore expérimentée dans le cas des battements acoustiques laisse supposer qu'il existe une modification dans le temps de la puissance du son, et que cette variation temporelle est fortement influencée par la fréquence des battements. Pour analyser ce qu'il se passe, revenons au cas qui nous intéresse dans ce travail, c'est-à-dire celui des battements térahertz issus de fréquences optiques. Dans le cas d'une onde électromagnétique, la puissance du signal s'évalue au travers du vecteur de Poynting qui s'exprime comme

$$\mathbf{\Pi} = \frac{\mathbf{E} \wedge \mathbf{B}}{\mu_m} \quad (3.4)$$

où μ_m est la perméabilité magnétique du milieu. Or, dans le cas d'une onde plane, le champ magnétique \mathbf{B} et le champ électrique \mathbf{E} sont liés par le produit vectoriel

$$\mathbf{B} = \frac{1}{c} \mathbf{n} \wedge \mathbf{E} \quad (3.5)$$

où c est la vitesse de propagation de l'onde électromagnétique, et où \mathbf{n} est un vecteur unitaire à la normale au récepteur (c'est-à-dire, dans notre cas, dans la direction de propagation des ondes). Aussi,

$$\mathbf{\Pi} = \frac{\mathbf{E} \wedge (\mathbf{n} \wedge \mathbf{E})}{\mu_m c} = \frac{(\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}) \cdot \mathbf{n} - (\mathbf{E} \cdot \mathbf{n}) \cdot \mathbf{E}}{\mu_m c} \quad (3.6)$$

Dans le cas d'un champ électrique de polarisation transverse, comme nous le supposons ici, $\mathbf{E} \cdot \mathbf{n} = 0$ de sorte que le vecteur de Poynting vérifie

$$\mathbf{\Pi} = \frac{\mathbf{E}^2}{\mu_m c} \mathbf{n} \quad (3.7)$$

La puissance instantanée reçue par le récepteur s'exprime alors comme

$$p(t) = \frac{\mathbf{E}^2}{\mu_m c} \quad (3.8)$$

avec $\mu_m c \simeq 377 \Omega$ dans le vide. Dans notre cas, le champ incident est une somme vectorielle. Après développement, la puissance électromagnétique instantanée s'exprime comme

$$p(t) = \frac{E_1^2 + E_2^2 + E_1^2 \cos(2\omega t) + E_2^2 [\cos(2(\omega + \Delta\omega)t + 2\Delta\varphi)]}{\mu_m c} + \frac{E_1 E_2 \cos(2\omega t + \Delta\omega t + \Delta\varphi) + E_1 E_2 \cos(\Delta\omega t + \Delta\varphi)}{2\mu_m c} \quad (3.9)$$

5. Le logiciel libre *Audacity* [136] permet de générer des signaux sonores à partir de fonctions mathématiques.

et, puisque $\Delta\omega \ll \omega$, on peut approcher la puissance optique instantanée au travers de la somme :

$$p(t) = p_0 + f(\Delta\omega t) + f(2\omega t) \quad (3.10)$$

c'est-à-dire d'une valeur continue p_0 et de deux fonctions alternatives du temps, l'une de fréquence $\Delta\omega$, et l'autre de fréquence 2ω , comme illustré sur le volet gauche de la figure 3.10. D'ores est déjà, nous voyons apparaître dans la puissance un terme en $\Delta\omega$ qui traduit l'influence du battement sur la puissance du signal.

La suite du processus dépend complètement du détecteur. Dans le cas d'un semiconducteur photo-sensible, il est évident que $\Delta\omega$ se situe bien en dessous de la bande passante. Par ailleurs, si l'on évalue la puissance optique reçue pendant une période T de signal (c'est-à-dire correspondant à $T = 2\pi/\omega$), on peut évaluer la puissance moyenne P , de sorte que :

$$P \propto \int_0^{T=2\pi/\omega} [p_0 + f(\Delta\omega t) + f(2\omega t)] dT \quad (3.11)$$

L'intégration de p_0 et de $f(2\omega t)$ ne pose pas de problèmes dans le sens où la première est constante et la seconde nulle. En revanche, l'intégration de $f(\Delta\omega t)$ fait apparaître une variable temporelle, puisque l'aire située sur sous la courbe de cette fonction et correspondant à une durée d'une période T varie en fonction du temps. En effet, nous remarquons sur le volet droit de la figure 3.10 que les aires repérées par les nombres 1, 2, et 3 ne sont pas les mêmes mais reviennent périodiquement. Aussi, la puissance reçue par le détecteur durant une période

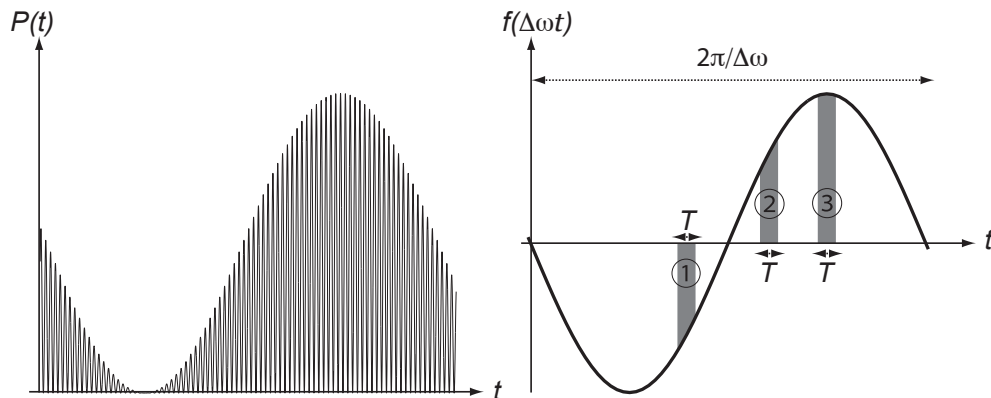


Figure 3.10 – À gauche : Illustration la puissance instantanée des battements optiques. À droite : Intégration de la composante alternative de la puissance du battement sur une durée T inférieure à la période du signal $2\pi/\Delta\omega$.

$T = 2\pi/\omega$ s'exprime en fonction du temps au travers de la relation :

$$P = P(t) = P_0 + F(\Delta\omega t) \quad (3.12)$$

où P_0 est une constante et où F est une fonction sinusoïdale du temps de fréquence $\Delta\omega$. Dans le cas qui nous intéresse, la puissance optique (pulsation infra-rouge ω) reçue par le photo-récepteur va osciller dans le temps à une fréquence térahertz (pulsation térahertz $\Delta\omega$).

Pour résumer, nous pouvons dire que si la fréquence détectée est contrôlée par le champ électrique, l'amplitude de l'irradiation dépend quant à elle de la puissance optique et de la bande passante (ou du temps d'intégration) du détecteur. Ainsi, du point de vue d'un matériau

3.2 Analyse des stratégies par la simulation numérique

semi-conducteur photo-sensible, subir une irradiation par deux ondes infra-rouge couplées dont la différence de fréquences se situe dans le spectre térahertz revient à être exposé à un spot infra-rouge présentant un scintillement à la fréquence térahertz.

Pour exprimer le taux de génération optique, faisons à nouveau le parallèle avec les battements acoustiques : dans le cas de l'oreille humaine, la note perçue est contrôlée par la pression acoustique alors que l'amplitude dépend de la puissance sonore qui évolue comme le carré de la pression acoustique. La fréquence des battements que nous avons considérés est bien en dessous de celle des notes (1 à 2 Hz de battements sur une note à 440 Hz) et en deçà de la bande passante de l'oreille humaine (20 Hz – 20 kHz). On peut alors tenir un raisonnement similaire à celui que nous avons mené pour les ondes optiques, et comprendre pourquoi l'auditeur perçoit une oscillation de l'amplitude de la note à la différence de fréquence. Tout d'abord, l'écoute simultanée des *La 440* et *La 441* (ou *La 442*) qui composent le spectre de la pression acoustique est perçue par l'auditeur comme un *La* unique. En effet, pour donner un modèle simple de l'oreille humaine, on peut dire que celle-ci réalise une transformée de Fourier de la pression acoustique ; par suite, les caractéristiques de l'oreille humaine font que les deux fréquences présentes sont trop proches pour être discernées l'une de l'autre. En revanche, la transformation de Fourier est faite sur un certain intervalle de temps qui correspond au temps d'intégration du détecteur, et le poids des fréquences extraites dépend de la puissance du signal acoustique dans l'intervalle temporel considéré. Comme dans le cas de nos ondes optiques, la puissance sonore varie plus lentement que le temps d'intégration du détecteur, et l'auditeur perçoit le battement comme une variation temporelle de l'amplitude de la note. Cette variation temporelle est par conséquent ce que l'on pourrait qualifier d'*illusion acoustique*, en ce sens qu'elle dépend complètement du détecteur. En effet, si l'on décale les fréquences des deux notes de plus de 20 Hz (par exemple un *La 440* et une fréquence de 460 Hz), la variation de puissance entre dans la bande passante de l'oreille et la sensation de battement n'est plus présente.

Si dans le cas de l'oreille humaine la pression acoustique se traduit par la perception des fréquences audibles qui la composent, dans le cas du photo-détecteur, les champs électriques optiques vont générer des paires électron-trou qui vont perturber le courant, et l'on trouvera dans la bande de conduction des électrons photo-générés aux énergies ϵ et $\epsilon + \Delta\epsilon$, avec $\epsilon = \hbar\omega$, où \hbar est la constante réduite de Planck, et avec $\Delta\epsilon$ très petit. L'oscillation de la puissance optique va moduler cette génération de porteurs : les électrons photo-générés seront donc envoyés en bande de conduction à une fréquence térahertz, de sorte que le taux de génération optique peut être modélisé par une fonction sinusoïdale du temps

$$G(t) = G_0 [1 + \cos(\Delta\omega t + \varphi)] \quad (3.13)$$

où G_0 est une constante dépendant de l'absorption du matériau, de la puissance d'irradiation et de ω [27], et où $\Delta\omega$ se situe dans le domaine térahertz. Par la suite, pour simplifier les notations, et puisque nous ne considérerons que la fréquence f_b du battement optique, nous noterons

$$G(t) = G_0 [1 + \cos(2\pi f_b t + \varphi)] \quad (3.14)$$

avec f_b dans le spectre térahertz.

Ce phénomène d'irradiation pulsée, s'il se produit aux fréquences adéquates, peut exciter le plasma électronique et provoquer la propagation d'ondes de Langmuir.

3.3 Modes de plasma accordables dans les HEMT

Au premier regard, la relation (3.1) laisse entrevoir la possibilité de contrôler la fréquence propre de l'oscillation en jouant sur la densité électronique. Même si la relation de dispersion du plasma dans un semiconducteur sous l'influence d'une grille métallique sera différente de celle associée au mode 3D, on peut en première intention chercher à tirer partie de l'effet qu'a la grille d'un transistor à effet de champ sur le canal : le contrôle de la densité électronique.

3.3.1 Théorie analytique du plasma 2D sous grille ($2D+g$)

Dans le cas d'un HEMT, outre le fait que le canal est à densité électronique variable, il faut considérer l'effet électrostatique de la grille sur le gaz, et le fait que ce dernier est bi-dimensionnel (cas $2D+g$). Ce faisant, la *théorie analytique de Dyakonov et Shur* (TDS) [138, 139] sur laquelle nous revenons ci-après dans le but de souligner les simplifications qu'elle implique, permet de relier le plasma d'un transistor aux ondes hydrauliques que l'on peut observer dans des eaux peu profondes : si ces ondes atteignent comme prévu des vitesses bien supérieures à celles de leur support, ces vitesses dépendent localement de la profondeur de l'eau.

Le modèle analytique de la TDS suppose que le gaz électronique dans le canal bidimensionnel sous grille du HEMT est très concentré, et que les charges mobiles ne subissent aucune autre collision que l'interaction coulombienne à longue portée, ce qui nous place par conséquent dans le cadre d'un transport balistique. Cette hypothèse, si elle est très forte, reste acceptable en première approximation dans la mesure où le canal du HEMT est formé par un puits quantique situé loin des impuretés donneuses. Par ailleurs, en dépit de la quantification inhérente d'un tel canal et de la grande densité de charges, le principe de Pauli n'est pas pris en compte, et le gaz électronique est supposé non-dégénéré. Pour simplifier les calculs analytiques, le canal est considéré comme uni-dimensionnel de sorte que l'approche faite ne tient compte que des modes de plasma longitudinaux. Le contact Schottky de grille du HEMT est appréhendé de la même manière qu'un contact métal-oxyde-semiconducteur (MOS), comme indiqué dans la Fig. 3.11. Cette approximation est pertinente si l'on considère que le rôle de la grille consiste uniquement

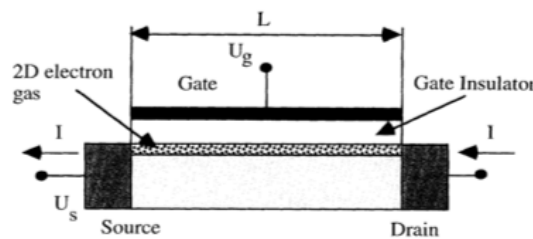


Figure 3.11 – Schéma du HEMT simplifié utilisé dans la théorie de Dyakonov-Shur.

à influencer la concentration électronique du canal.

L'*approximation du canal graduel* (ACG) est ensuite faite, considérant que le potentiel du canal $V(x)$ ne varie que très légèrement le long du canal, et peut donc être supposé constant sur une longueur correspondant à la distance grille-canal d . Dans ces conditions, la tension de drain V_{DS} est considérée comme négligeable devant la tension de grille V_{GS} ($V_{DS} \ll V_{GS}$) et le transistor opère dans la zone linéaire de sa caractéristique courant-tension, de sorte que les différentes grandeurs physiques (vitesse, champ électrique, concentration, etc.) demeurent constantes le long du canal. La densité électronique est de plus supposée entièrement contrôlée par la grille

qui couvre la totalité du canal *via* un effet capacitif. Techniquement, cela revient à ne pas calculer l'équation de Poisson dans l'axe longitudinal du composant, qui est pourtant le seul à être pris en compte par le modèle. Si l'on ne considère que la vitesse électronique moyenne, négligeant ainsi tout gradient de vitesse dans le canal, on montre que le gaz électronique $2D+g$ se comporte comme le support d'ondes de plasma dont la pulsation vérifie

$$\omega_0^{2D+g} = \sqrt{\frac{e^2 n^{2D} dk^2}{m_0 m^* \kappa_0 \kappa_d}} \quad (3.15)$$

où

$$n^{2D} = \int_{d-\delta/2}^{d+\delta/2} n^{3D}(y) dy \quad (3.16)$$

est la concentration 2D moyenne associée à l'épaisseur δ du canal mesurée le long de la direction y , κ_d la constante diélectrique du diélectrique placé entre la grille et le canal, et où k est le vecteur d'ondes de l'oscillation plasma. En exprimant l'effet capacitif de la grille, on peut réécrire la pulsation plasma (3.15) sous la forme

$$\omega_0^{2D+g} = \sqrt{\frac{eV_0}{m_0 m^*}} k \quad (3.17)$$

puisque

$$n_0^{2D} = \frac{V_0 C_{gc}^S}{e} \quad (3.18)$$

où $V_0 = V_{GS} - V_{th}$ est la *tension de swing* du transistor avec V_{th} la tension de seuil mesurable expérimentalement. La quantité $C_{gc}^S = \kappa_0 \kappa_{diel} / d$ est la capacité grille-canal ramenée à l'unité de surface. Remarquons que la relation plasma est, dans ce cas, *non-dispersive*, puisque les vitesses de groupe et de phase ont la même valeur, de sorte que la vitesse s de l'onde de plasma vérifie la relation

$$s = \frac{d\omega_0^{2D+g}}{dk} = \frac{\omega_0^{2D+g}}{k} = \sqrt{\frac{eV_0}{m_0 m^*}} \quad (3.19)$$

Comme attendu, la fréquence plasma peut être contrôlée par la tension de grille. En affinant le modèle afin de prendre en compte la vitesse de dérive v_0 des électrons, la relation de dispersion (3.17) est modifiée en

$$\omega_0^{2D+g} = (v_0 \pm s)k \quad (3.20)$$

Cette dernière relation met en évidence la présence dans le canal de deux différentes ondes : l'une voyageant dans le sens du flux électronique à la vitesse $v_0 + s$, l'autre voyageant en sens inverse à la vitesse $v_0 - s$. Elle peut de plus être comparée à la relation de dispersion des ondes en eaux peu profondes

$$\omega^{SW} = (v_e \pm \sqrt{gh})k \quad (3.21)$$

où v_e est la vitesse de l'eau, h sa profondeur et g la constante gravitationnelle terrestre. Par analogie, on observe que le rôle de h est tenu, dans le cas du plasma $2D+g$, par la tension de grille, les autres paramètres dépendant du matériau tout comme g dépend de la planète.

• Conditions aux limites asymétriques pour l'amplification

Le canal du HEMT peut être comparé à une ligne de transmission hyperfréquences, dans le sens où les longueurs d'ondes des oscillations de plasma sont en deçà de ses dimensions. À ce titre, la mise en place de conditions aux limites induisant une réflexion totale des ondes de plasma

Chapitre 3 – Stratégies (numériques) pour le térahertz

aux contacts de drain et de source permet l'apparition d'ondes stationnaires, la sélection des modes d'oscillation dépendant directement de la géométrie de la cavité que constitue le HEMT. Le canal du transistor devient alors un oscillateur, et l'énergie de la polarisation continue est transférée dans les oscillations stationnaires du plasma.

La mise en place du processus d'amplification de l'onde de plasma est réalisé en maintenant nulles les composantes alternatives de la tension de source et du courant de drain, afin que la partie oscillante du potentiel électrique y présente respectivement des nœuds et des ventres. De plus, afin de permettre aux ondes progressives de parcourir le canal dans les deux sens, on se place dans le cas où la vitesse de l'onde de plasma s est supérieure à celle de son support électronique v_0 ($s > v_0 > 0$). Enfin, le drain est connecté à un générateur de courant continu afin d'alimenter le processus d'amplification.

Je voudrais souligner le fait que, d'un point de vue expérimental, la mise en place des conditions aux limites que nous venons de décrire n'est pas un problème trivial, des instabilités dans le domaine hyperfréquence venant perturber le fonctionnement au THz et pouvant même entraîner la destruction des échantillons. Toutefois, grâce à son expertise et son savoir-faire dans le domaine des micro-ondes, l'équipe expérimentatrice de TéHO a développé un protocole adapté décrit dans la référence [47].

Lorsque toutes les conditions énoncées sont réunies, le plasma devient *instable* et les modes propres de l'oscillation $2D+g$ sont extraits au travers d'une analyse petit-signal

$$\omega_p = \omega_0^{2D+g}(1 + 2p) \quad (3.22)$$

où p est un entier naturel et où $\omega_0^{2D+g} = 2\pi f_0^{2D+g}$ avec la fréquence plasma

$$f_0^{2D+g} = \frac{s}{4L} \left(1 - \frac{v_0^2}{s^2} \right) \quad (3.23)$$

Les oscillations spontanées apparaissant dans le canal sont constituées d'une superposition des modes plasma ω_p , le coefficient d'amplification dépendant quant à lui du rapport entre les vitesses $M = v_0/s$ au travers de la relation

$$\Gamma = \frac{s}{2L} (1 - M^2) \ln \left| \frac{1 + M}{1 - M} \right| \quad (3.24)$$

L'amplification maximale se produit pour un nombre de Mach $M = v_0/s \approx 0,65$.

Une approche plus réaliste consiste à remplacer l'absence de collisions par une condition de balisticité impliquant la longueur du canal L et le taux de relaxation de la vitesse τ_v . La condition d'instabilité s'écrit alors

$$\tau_v > \frac{L}{2v_0} \quad (3.25)$$

Dans les matériaux rapides tels que l' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$, cette condition est atteinte pour des canaux de transistors inférieurs à 100 nm.

3.3.2 Analyse Monte Carlo du bruit dans les HEMT

La TDS a permis de mettre en lumière le potentiel des HEMT pour les applications térahertz. En revanche, les simplifications qu'elle met en jeu ne permettent pas de décrire toutes les conditions de fonctionnement du transistor, en particulier le régime hors-équilibre qui est,

comme nous l'avons montré dans différents travaux [24, 26], celui pour lequel le plasma montre les résonances plasma les plus fortes. De plus, et cela constitue une limitation majeure de la TDS, l'hypothèse de balisticité et l'ACG sont incompatibles, puisqu'il est contradictoire de supposer un champ longitudinal accélérateur négligeable en même temps qu'un transport de charges à très hautes vitesses.

Le besoin de recourir à un certain nombre d'hypothèses simplificatrices pose la question de la fiabilité du modèle analytique. La réponse à donner tient dans une modélisation plus fidèle, conduisant par conséquent à une résolution numérique. La première étape permettant de vérifier les capacités du transistor à laisser s'exprimer des fréquences plasma dans le domaine térahertz est une étude de bruit (voir la section 2.3.1.2). Celle-ci a fait l'objet d'une partie des travaux de thèse de Jean-François Millithaler et de Jérémy Pousset. Nous avons en effet travaillé en collaboration avec l'équipe de Salamanca, qui a développé un simulateur MC de HEMT [140] sur la base duquel nous avons mis en œuvre un formalisme de corrélation. D'un point de vue technique, le simulateur considère les trois vallées sphériques non-paraboliques Γ , L et X . Les collisions prises en compte sont les interactions avec les impuretés ionisées, les phonons optiques polaires et non-polaires, les phonons acoustiques, ainsi que les transferts intervallées et, enfin, le désordre d'alliage. L'équation de Poisson est résolue dans un cadre bi-dimensionnel par un solveur 2D.

La structure considérée pour mener l'étude de bruit est reportée sur la figure 3.12. Elle est simplifiée afin de se rapprocher de celle de la TDS. Les densités spectrales de bruit en tension

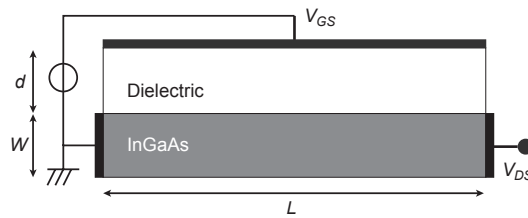


Figure 3.12 – Schéma simplifié du HEMT considéré dans l'étude de bruit menée via MC. Le canal est constitué d' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ avec $W = 10$ nm.

sont calculées au milieu du canal pour différentes longueurs de ce-dernier et reportées sur la figure 3.13. On observe que la présence d'une discontinuité de la constante diélectrique entre le canal ($\kappa = 13,88 \cdot \kappa_0$) et la zone isolante sous grille est indispensable, du fait la nature électrostatique du phénomène. Dans ces conditions, la présence de deux pics traduisent la présence des modes plasma $3D$ (pour la fréquence la plus haute) et $2D+g$. La figure 3.14 synthétise les valeurs calculées pour la fréquence des pics $2D+g$ en fonction de la longueur du canal et, dans l'encart, de la distance grille-source. Les résultats MC sont comparés avec l'éq. (3.15) en considérant que $n_{2D} = n_{3D}/\delta$ et montrent un bon accord.

L'étude en bruit, en accord avec la TDS analytique et la validant de fait, constitue le point de départ d'investigations plus poussées sur les oscillations de plasma dans les gaz 2D sous grille, en particulier dans les HEMT à base d' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$.

3.3.3 Modèle hydrodynamique pour l'étude approfondie du mode $2D+g$

L'étude en bruit ayant montré la pertinence d'utiliser le plasma dans les transistors à effet de champ, elle ouvre la porte à une analyse plus poussée des propriétés électriques du dispositif

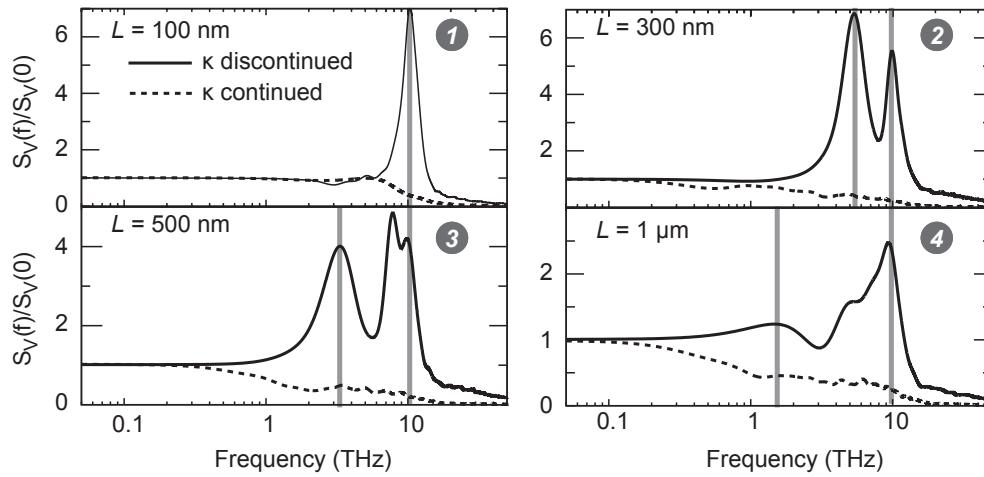


Figure 3.13 – Densité spectrale des fluctuations de la tension calculée au milieu d'un canal de différentes longueurs L . Calculs MC dans le cadre d'une étude de bruit. Les courbes en traits pleins et en pointillés sont respectivement obtenues en présence et en l'absence d'une discontinuité diélectrique entre grille et canal. Thèse de J.-F. Millithaler.

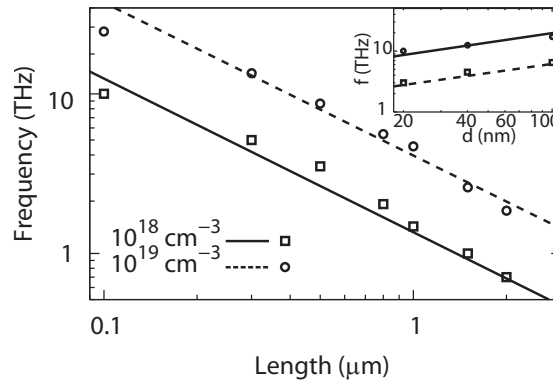


Figure 3.14 – Fréquence du pic $2D+g$ en fonction de la longueur du canal pour des densités de porteurs de 10^{18} et 10^{19} cm^{-3} . L'encart décrit la même grandeur en fonction de la distance grille-canal. Les simulations MC (symboles) à la TDS (lignes) au travers de l'éq. (3.15)

pour comprendre et optimiser l'interaction entre le gaz électronique et la radiation térahertz. Il s'agit de mettre en place un banc de *manipulations numériques*, en mesure de prendre en compte le plus de paramètres possibles. La nature collective du plasma et la nécessité de modifier le modèle à l'environnement nous pousse assez naturellement vers le modèle HD. La possibilité d'appliquer la méthode hiérarchique, du fait de notre connaissance de l'ensemble des paramètres de transport nécessaires pour considérer les matériaux constituant le dispositif, est déterminante dans ce choix.

3.3.3.1 Hypothèse de balisticité et excitation du plasma

Avant d'aborder le modèle, revenons sur la condition de balisticité. Nous avons mené durant la thèse de Giulio Sabatini une étude de la balisticité des charges dans des canaux en InAs [20] et InGaAs [97]. S'il est évident qu'aux faibles polarisations l'hypothèse de balisticité n'est pas réaliste, nous avons montré que l'application d'une polarisation trop importante induit, dans ces matériaux où la bande de conduction rend possible les transferts inter-vallées, un ralentissement des charges par augmentation de la masse effective moyenne. Cela se vérifie sur la figure 3.15, où l'analyse du nombre moyen de collisions par électron et de la vitesse de transit permet de vérifier une chute de la balisticité aux fortes polarisations. On peut ainsi supposer que, dans des

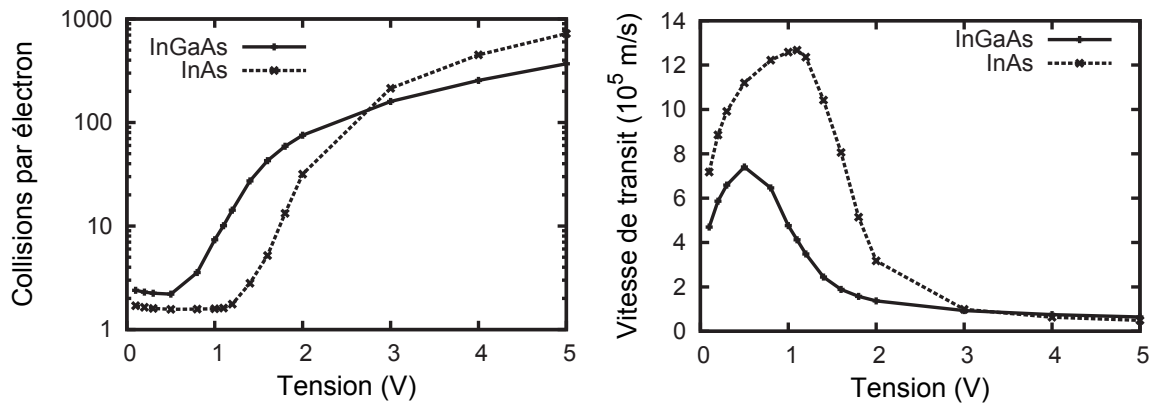


Figure 3.15 – Valeurs moyennes du nombre de collisions (à gauche) et de la vitesse de transit (à droite) en fonction de la tension pour un barreau de longueur 100 nm en $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ et InAs. L'ionisation par impact n'est pas prise en compte et les valeurs les plus élevées de tension sont volontairement peu réalistes. Calculs MC, thèse de G. Sabatini.

HEMT à base d'InGaAs, le transport n'est que rarement balistique.

Dans la TDS, la condition de mise en place de l'instabilité est donnée en présence de collisions par la relation (3.25). Lorsque cette condition n'est pas réalisée, l'amplification ne peut avoir lieu, les collisions venant atténuer les oscillations du plasma électronique : on parle alors de *damping plasma waves* et de *fonctionnement non-résonnant*. Cette condition reste limitative dans le cadre d'une modélisation HD, qui impose un cadre encore plus contraignant aux oscillations du plasma.

La présence de collisions n'hypothèque toutefois pas nécessairement les chances de voir fonctionner le HEMT comme une source ou un détecteur térahertz. En effet, les modes plasma sont associés à des phénomènes de résonance du gaz électronique qu'il est possible d'exciter soit par le biais d'un champ électrique, soit par un battement optique, comme indiqué dans la section 3.2.2.2.

3.3.3.2 Grandeurs d'intérêt

Outre les fréquences d'oscillation du plasma, les grandeurs d'intérêt ont trait à la photo-réponse du transistor lorsque celui-ci est excité. Les quantités permettant de décrire cette réponse diffèrent selon les conditions de polarisation du transistor.

• *Photoréponse en tension*

Si l'on cherche à se placer au plus près des conditions de la TDS, il est nécessaire d'imposer des conditions aux limites asymétriques et de polariser le transistor par le biais du courant de drain. C'est dans ces conditions, et en présence d'un battement optique, que les mesures permettant de réaliser une spectroscopie des ondes de plasma dans les HEMT ont été réalisées par l'équipe expérimentatrice du groupe [27, 46, 47].

De manière générale, sous l'effet d'une excitation térahertz, la tension de drain $V_{DS}(t)$ peut être décomposée sous la forme

$$V_{DS}(t) = V_{DS}^{dark} + \Delta V_{DS}^{opt} + \overline{\Delta V_{DS}^{opt}(f)} + \delta V(f) \cos[2\pi ft + \varphi_V(f)] \quad (3.26)$$

où f est, selon la nature de l'excitation, la fréquence du champ électrique ou du battement optique. Cette équation laisse apparaître deux groupes de grandeurs.

Le premier groupe correspond aux composantes continues qui ne sont pas liées à l'excitation térahertz et qui, par conséquent, ne constituent pas des grandeurs pertinentes pour évaluer les performances térahertz du composant. Il s'agit d'une part de V_{DS}^{dark} , qui représente la composante continue de la tension drain-source due à la polarisation en courant du transistor en l'absence de toute perturbation térahertz et, d'autre part, de V_{DS}^{opt} , qui correspond dans le cas d'une excitation par battements optiques à la composante continue du taux génération contenue dans l'éq. (3.14). Cette dernière quantité est nulle dans le cas d'une excitation électrique.

Le second groupe de grandeurs est lié à la réponse du gaz électronique à l'excitation térahertz qui se traduit par l'apparition d'une oscillation de la tension drain-source. Elles constituent par conséquent deux grandeurs d'intérêt de la simulation.

- D'un côté, $\overline{\Delta V_{DS}^{opt}(f)}$ correspond au redressement de l'oscillation de tension sous l'effet de la non-linéarité des phénomènes impliqués dans le transport électronique et porte le nom de *photoréponse continue*. Cette quantité, liée aux capacités de détection du transistor, est facilement mesurable expérimentalement, et permet de faire le lien entre les expérimentations et les simulations.
- De l'autre côté, $\delta V(f) \cos[2\pi ft + \varphi_V(f)]$ correspond à la réponse harmonique de la tension. La *photoréponse harmonique* $\delta V(f)$ est liée à la capacité d'amplification et d'émission du transistor. Si elle donne des informations précieuses, elle est très difficile à mesurer et donne un intérêt supplémentaire à l'utilisation de la simulation.

Nous généralisons la notion de photoréponse au cas de l'instabilité de plasma décrite par la TDS même si, dans ce cas, on ne peut pas en toute rigueur parler de réponse puisqu'il n'y a pas d'autre excitation que la polarisation du transistor. Dans ces conditions, seule la composante harmonique est pertinente, et est associée à la génération THz.

Nous synthétisons dans la figure 3.16 les différentes fonctions du HEMT qui peuvent être associées aux deux composantes de la photoréponse.

• *Photoréponse en courant*

Dans le cadre d'une étude de détection, il n'est plus possible de respecter les conditions asymétriques de la TDS [6, 7]. En effet, dans la mesure où les effets de la radiation sont appréhendés sous la forme de champs électriques harmoniques se superposant à la polarisation en tension du transistor, on ne peut plus, comme précédemment, imposer le courant de drain pour mesurer V_{DS} .

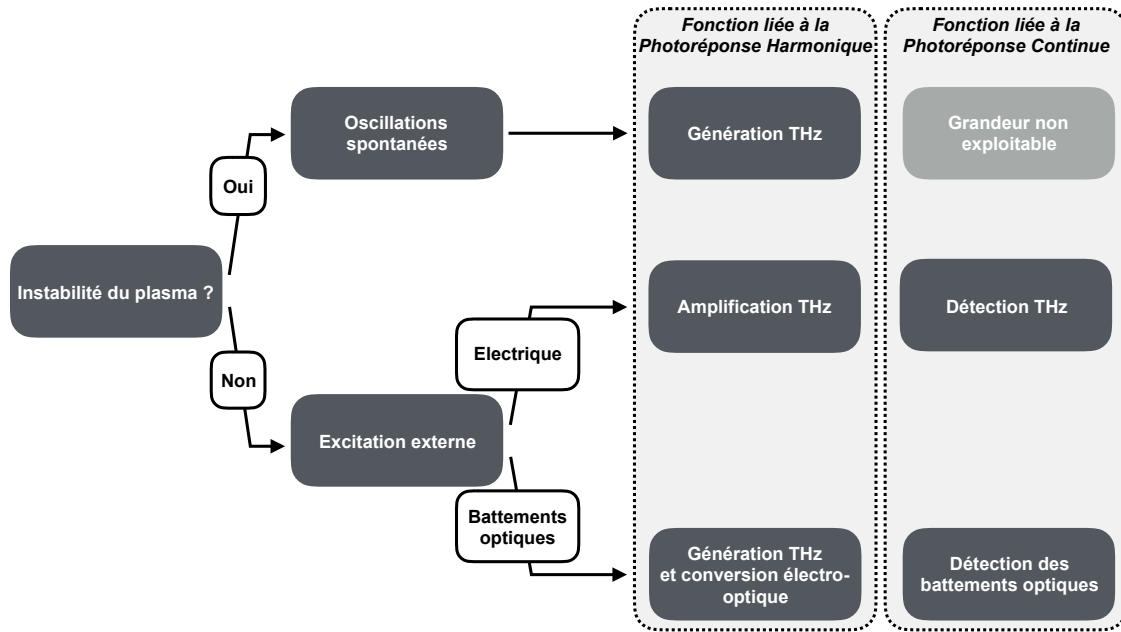


Figure 3.16 – Fonctions associées aux deux composantes de la photoréponse du HEMT.

Dans ces conditions, la photoréponse du transistor s'exprime par le biais du courant de drain au travers de la relation

$$I_d(t) = I_{d_0} + \overline{\Delta I_d(f)} + \delta I_d(f) \cos[2\pi ft + \varphi_I(f)] \quad (3.27)$$

L'interprétation des quantités impliquées est similaire à celle faite pour l'éq. (3.26). Ainsi, les grandeurs pertinentes sont $\overline{\Delta I_d(f)}$ et $\delta I_d(f)$, qui représentent respectivement la réponse continue et harmonique du composant.

3.3.3.3 Approche unidimensionnelle

La symétrie du transistor rend complètement pertinente une description bi-dimensionnelle du composant. Toutefois, celle-ci pose d'importants problèmes de convergence numérique. Dans les FET, et *a fortiori* dans les HEMT, on peut raisonnablement considérer que le transport électronique se fait essentiellement dans l'axe du canal, revêtant ainsi un comportement quasi uni-dimensionnel. Nous préférons donc, en première intention, résoudre les équations hydrodynamiques sous leur forme uni-dimensionnelle. Ce faisant, nous ne nous intéressons qu'aux modes longitudinaux du plasma [141], ce qui constitue sans doute l'une des limitations de notre modèle et ouvre par là-même des perspectives d'évolution de celui-ci. Techniquement, dans le cadre d'une modélisation HD, une telle simplification permet de s'affranchir des problèmes numériques inhérents à une modélisation 2D en ne considérant qu'une seule variable spatiale dans les équations, les nablans devenant ainsi des dérivées partielles en x , plus simples à appréhender. On ne considère alors que la composante longitudinale du vecteur densité de courant.

3.3.3.4 Équation de Poisson pseudo-bidimensionnelle (P2D)

- *Nécessité d'un modèle pseudo-2D*

L'un des points faibles de la TDS est la prise en compte du seul effet transverse de la grille et l'hypothèse de son contrôle absolu de la densité de porteurs [142, 143]. Ce point est d'autant plus critique que les oscillations du plasma sont contrôlées par l'interaction coulombienne. Par ailleurs, une telle démarche évince de fait d'autres effets physiques tels que le phénomène de porteurs chauds et plus généralement les effets dus aux forts champs. Ignorer l'influence de la polarisation de drain revient de fait à négliger l'inhomogénéité de la charge et de la vitesse de dérive tout au long du canal.

La prise en compte des effets longitudinaux du champ est indispensable. Toutefois, ne considérer qu'une équation de Poisson unidimensionnelle, ignorant cette fois-ci l'axe transverse, serait plonger dans l'excès inverse. Il n'est en effet pas possible de passer outre le positionnement orthogonal des électrodes polarisées et la structure planar du composant. Les couches superposées au canal, telles que la grille, les cap-layers ou le plan de dopage, dans lesquelles le flux électronique ne circule pas, perturbent fortement la distribution du potentiel et doivent de fait être prises en compte.

Enfin, la TDS suppose que la grille recouvre la totalité du canal, ce qui n'est en général pas le cas des HEMT, qui présentent une grille en forme de T [144] et des zones non-couvertes.

Dans le cadre de la thèse d'Hugues Marinchio, nous avons souhaité re-dériver l'équation de Poisson afin d'en donner une formulation la plus réaliste possible mais conduisant à une difficulté de numérisation et des temps de calcul raisonnables [23, 145]. Le modèle développé, appelé modèle de Poisson pseudo-bidimensionnel (P2D), décrit à la fois les composantes longitudinale et transversale du champ électrique dans un cadre uni-dimensionnel [146, 147]. La justification de cette approche tient dans le fait que les distributions des potentiels appliqués et des densités de dopage contrôlant le transport électronique sont placées sur des couches planaires par rapport au canal : il s'agit donc, en quelques sortes, de projeter leurs effets sur l'axe du canal.

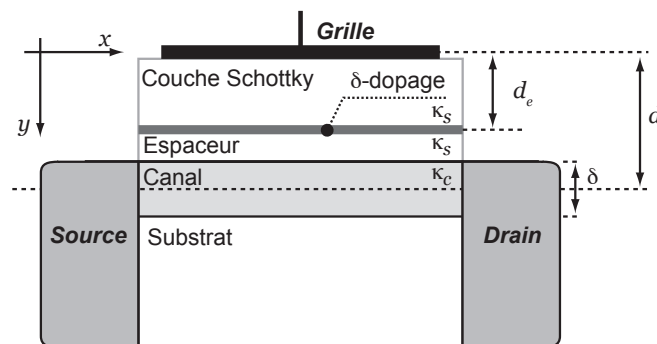


Figure 3.17 – Schéma du HEMT considéré pour la mise en place de l'approximation P2D avec, de haut en bas : la grille, la couche Schottky (d'épaisseur d_e et de constante diélectrique κ_s), le plan de dopage δ (avec une densité surfacique de donneurs N_+^{2D}), l'espaceur (de constante diélectrique κ_s), le canal (d'épaisseur δ , de constante diélectrique κ_c , de concentration de dopants n_+^{3D} et de densité volumique d'électrons libres n) et le substrat. La distance entre la grille et le centre du canal (distance grille-canal) est notée d et la largeur du transistor, dimension non-représentée dans la figure, W .

Le modèle P2D permet la simulation de structures complexes par le biais d'un ensemble restreint de paramètres, tels que la distance grille-canal, la densité de dopage, l'épaisseur du canal, *etc.*. La référence [23] donnée en annexe (A.4 page 157) décrit la mise en place de l'équation dans un transistor HEMT tel que le dispositif planar reporté sur la figure 3.17. Si l'on note V_{GS} la tension de grille, κ_c et κ_s les constantes diélectriques à l'intérieur et à l'extérieur du canal d'épaisseur δ , d et d_e les distances de la grille au canal et au plan de dopage, N_+^{2D} la densité surfacique de donneurs du plan, n_+^{3D} la concentration de dopants du canal et $n(x)$ la densité volumique d'électrons libres, le potentiel $V(x)$ s'exprime comme

$$\kappa_0 \kappa_c \frac{\partial^2}{\partial x^2} V(x) + \kappa_0 \kappa_s \frac{V_{GS} - V(x)}{\delta d} = e \left[n(x) - n_+^{3D} - \frac{d_e}{\delta d} N_+^{2D} \right] \quad (3.28)$$

Cette dernière équation peut être adaptée à différentes structures et, en particulier, à chaque zone du transistor. En effet :

- pour un HEMT sans plan de dopage, en posant $N_+^{2D} = 0$, on aboutit à la relation

$$\kappa_0 \kappa_c \frac{\partial^2}{\partial x^2} V(x) + \kappa_0 \kappa_s \frac{V_{GS} - V(x)}{\delta d} = e \left[n(x) - n_+^{3D} \right] \quad (3.29)$$

- dans les zones sans grille, ou pour un dispositif sans grille, en considérant que $d_e \rightarrow \infty$ et que $d \rightarrow \infty$, on établit que

$$\kappa_0 \kappa_c \frac{\partial^2}{\partial x^2} V(x) = e \left[n(x) - n_+^{3D} - \frac{N_+^{2D}}{\delta} \right] \quad (3.30)$$

- si l'on a affaire à une structure sans plan de dopage et sans grille, on retombe dans le cas d'une structure 1D et l'on retrouve l'équation de Poisson 1D

$$\kappa_0 \kappa_c \frac{\partial^2}{\partial x^2} V(x) = e \left[n(x) - n_+^{3D} \right] \quad (3.31)$$

- enfin, si l'on multiplie l'Eq. (3.28) par δ et que l'on fait $\delta \rightarrow 0$, il apparaît une quantité de surface $n(x)\delta = n^{2D}(x)$ qui, en tant que telle, conserve une valeur finie. Ceci décrit la situation peu réaliste où la grille, au contact du canal, contrôle à elle-seule la densité. Elle permet toutefois de faire le lien avec la TDS puisque l'équation de Poisson est ramenée dans ce cas à l'ACG, très utilisée dans les modèles analytiques de FET [148] :

$$\kappa_0 \kappa_s \frac{V_{GS} - V(x)}{d} = e \left[n^{2D}(x) - \frac{d_e}{d} N_+^{2D} \right] \quad (3.32)$$

L'application du modèle HD-P2D sur un HEMT constitué d'un canal 700 nm entouré de zones d'accès (cap-layers) de 200 nm et sous l'influence d'une grille de 300 nm permet d'obtenir les résultats reportés sur la figure 3.18. Les trois premiers volets montrent une bonne prise en compte de l'effet de la polarisation de grille et de la tension drain-source tout au long du canal. Les phénomènes de saturation dus en particulier au pincement du canal dont l'asymétrie est bien décrite sont observables sur la courbe de courant du volet (d).

• Théorie analytique P2D

Dans le cadre d'une approche petit-signal, le modèle P2D peut être mis à profit pour mener un développement analytique similaire à celui de la TDS, en le substituant à l'ACG. Une telle démarche a été effectuée et est consultable dans la référence [6] donnée en annexe (A.5 page 163). Cette théorie permet de prendre en compte les effets de la géométrie du canal et de considérer à la fois les conditions asymétriques (nœud de tension à la source et de courant au drain) et

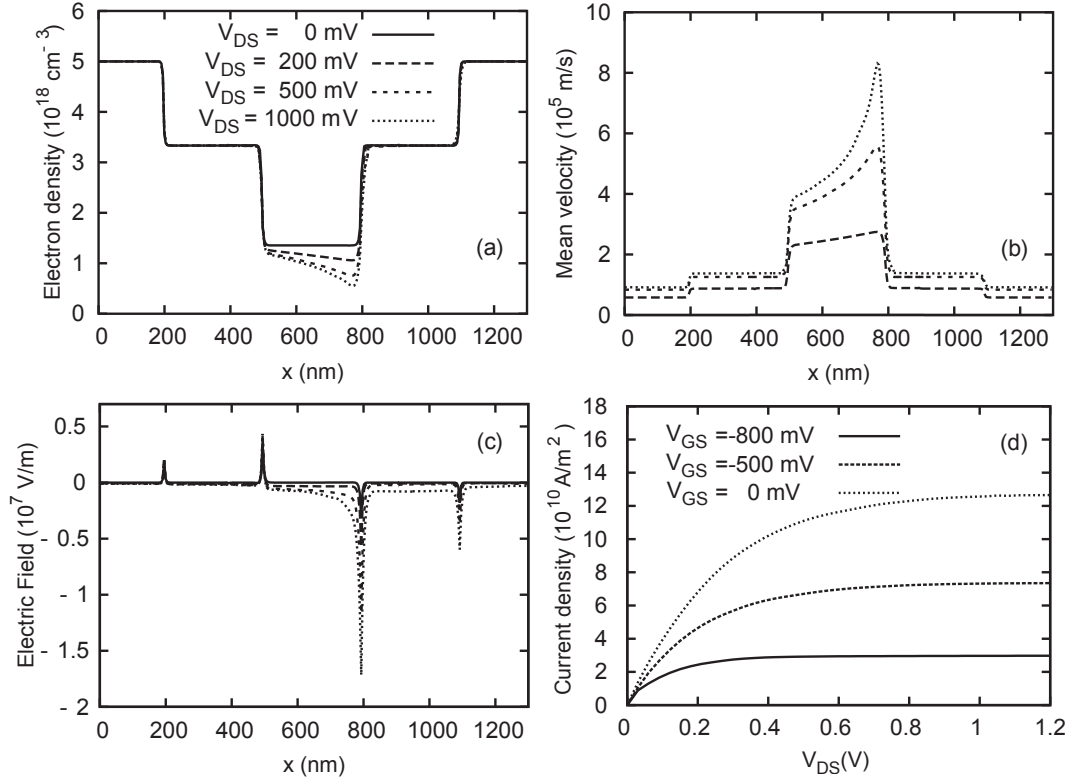


Figure 3.18 – Profil dans la direction source-drain de la densité électronique (a), de la vitesse moyenne (b) et du champ électrique (c). Densité de courant de drain en fonction de la tension drain-source pour différentes polarisations de grille (d). Calculs HD avec le modèle P2D, thèse de H. Marinchio.

symétriques (nœuds de tension à la source et au drain). Les modes $2D+g$ exprimés dans le cadre de la TDS se précisent alors selon l'expression :

$$\omega_p^{2D} = \omega_0^{3D} \frac{p\pi/2}{\sqrt{1/\gamma^2 + (p\pi/2)^2}} = \omega_0^{2D+g} \frac{p}{\sqrt{1 + \left(\frac{p\gamma\pi}{2}\right)^2}} \quad (3.33)$$

où ω_0^{3D} et ω_0^{2D+g} sont les pulsations propres des modes $3D$ et $2D+g$ données par les éqs. (3.1) et (3.20). Le nombre p est un entier impair dans le cas asymétrique et pair dans le cas symétrique. La quantité γ représente le rapport des capacités drain-source C_{ds} et grille canal C_{gc} avec

$$\gamma = \sqrt{\frac{C_{ds}}{C_{gc}}} = \sqrt{\frac{\kappa_c \delta d}{\kappa_s L^2}} \quad (3.34)$$

de sorte que l'éq. (3.22) de la TDS se retrouve en appliquant les conditions d'un canal très long devant la distance entre grille et canal $d \ll L$.

3.3.4 Quelques résultats obtenus dans les HEMT

Pour terminer cette section sur l'exploitation du mode $2D+g$, présentons quelques résultats obtenus dans les HEMT.

3.3.4.1 Conditions aux limites asymétriques

Les premières études menées sur les HEMT dans le groupe l'ont été fait pour des conditions aux limites asymétriques, puisque ce sont celles-ci qui sont décrites dans la TDS. L'analyse de la photoréponse du transistor à un battement optique a permis de faire une spectroscopie des ondes de plasma [47] et une analyse des effets des différents paramètres.

- **Influence de la tension de drain**

L'influence de la tension de drain V_{DS} étant négligée dans la TDS, il est particulièrement intéressant de remarquer qu'elle a un effet notable sur les oscillations du plasma et sur la photoréponse. Les résultats reportés sur la figure 3.19 montrent en effet qu'une augmentation de la tension drain-source et un passage du transistor à un régime de saturation abaisse légèrement la fréquence du plasma mais, surtout, augmente la valeur des pics. Les courbes des deux photo-

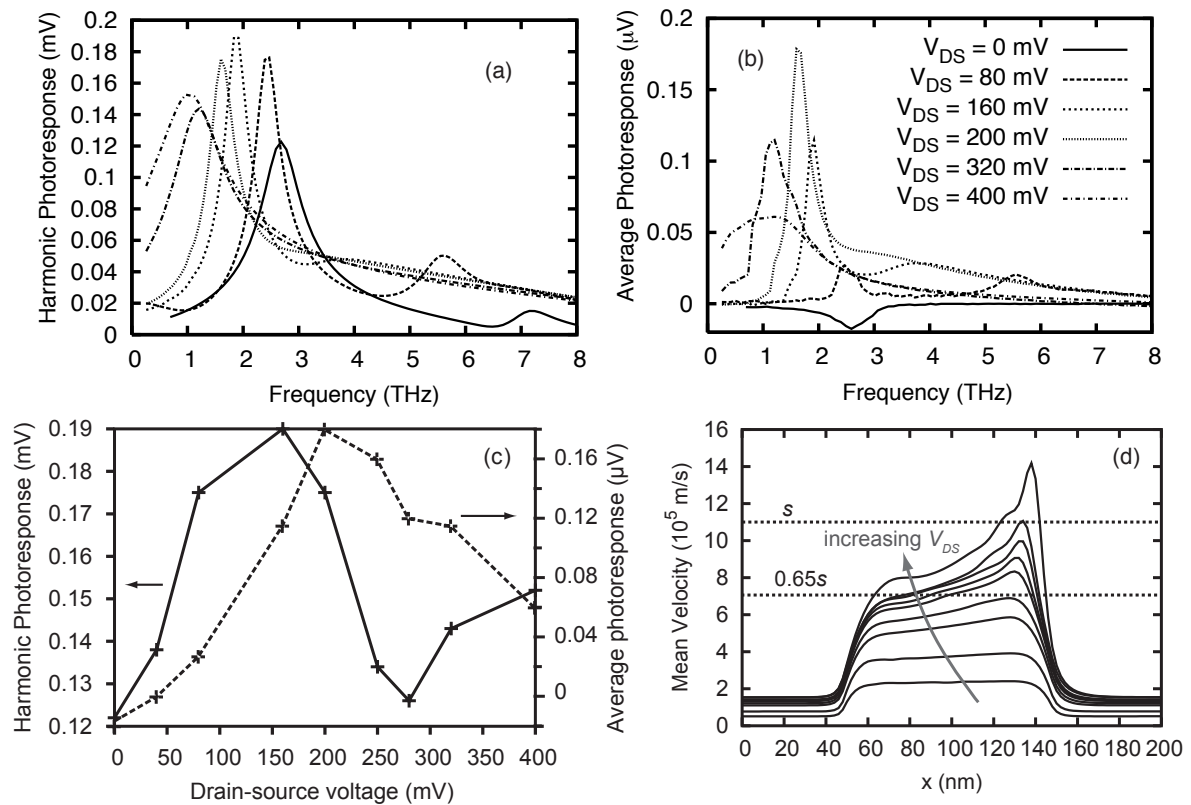


Figure 3.19 – Analyse HD des oscillations de plasma dans un HEMT $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ ayant une grille de 100 nm entourée de deux zones non-couvertes de 50 nm. Phtoréponse harmonique (a) et moyenne (b) en fonction de la fréquence. Amplitude des pics des photoréponses en fonction de la tension drain-source (c). Profil de la vitesse de dérive dans le canal (d). Thèse de H. Marinchio.

réponses montrent des maxima au milieu de la bande de tension considérée. Le volet (d) de la figure permet de rapprocher cet effet de la non-linéarité induite par la convection de la vitesse $v\nabla v$, la limite étant atteinte quand les électrons dépassent la vitesse de l'onde plasma et ne permettent plus à celle-ci de créer des ondes stationnaires. Une présentation plus détaillée de ces résultats est disponible dans la référence [26] donnée en annexe (A.6 page 177).

• *Influence des cap-layers et longueur de grille effective*

Les cap-layers sont des zones fortement dopées ayant pour but de favoriser l’injection des porteurs en limitant la résistance des contacts du transistor. Le problème de leur influence s’est posé lorsque l’équipe expérimentatrice, manipulant des HEMT à cap-layers de dimensions comparables à la longueur de grille, a obtenu des fréquences différentes de celles que l’éq. (3.23) laissait espérer. Le dopage élevé des cap-layers est à l’origine de l’idée de modéliser ces zones

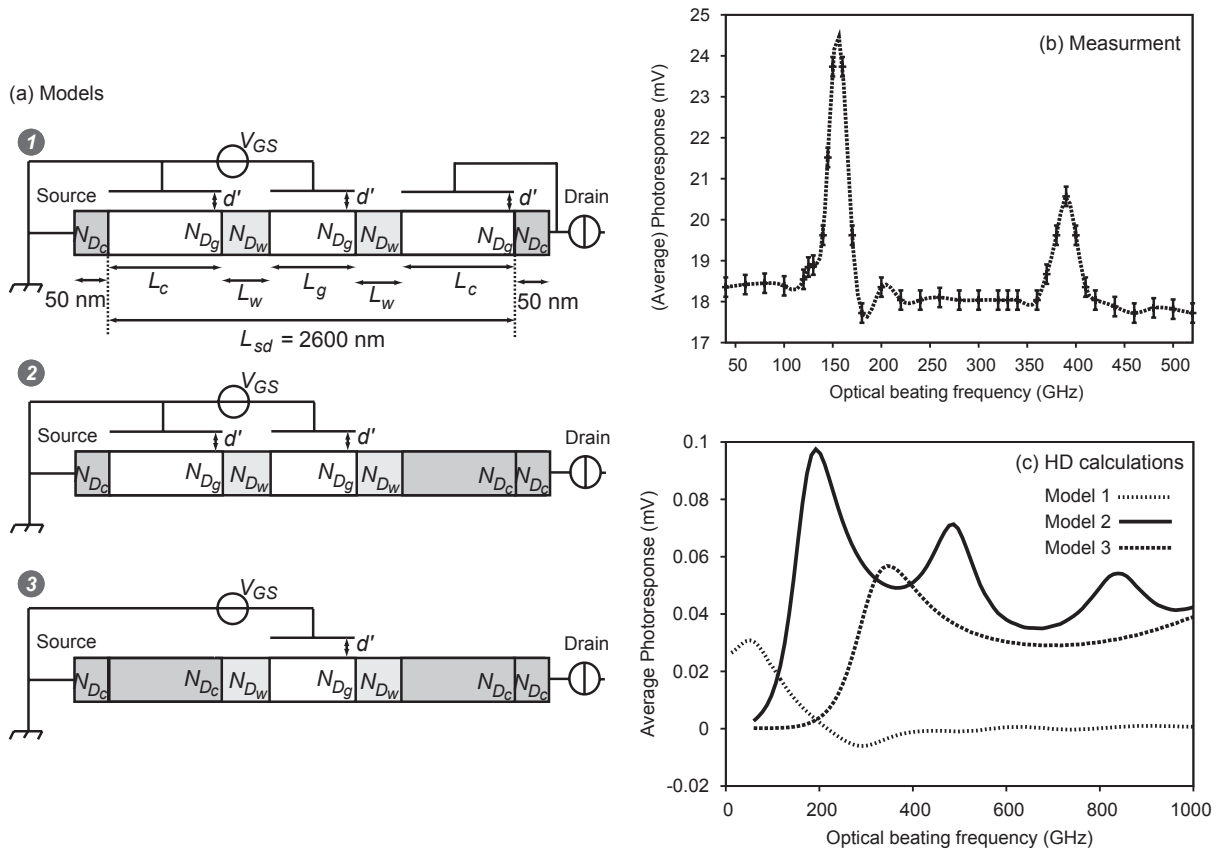


Figure 3.20 – Étude HD de l’influence des cap-layers. Différents modèles pour le transistor HEMT (a). Photoréponse mesurée sous battements optiques en fonction de la fréquence de ces derniers (b) et calculs réalisés dans les mêmes conditions et par les trois modèles (c). Thèse de H. Marinchio.

sous la forme de grilles supplémentaires portées aux potentiels des contacts. Parmi les différents modèles envisagés dans le volet (a) de la figure 3.20, seul le modèle 2 permet aux calculs HD du volet (c) de concorder avec les résultats expérimentaux obtenus dans les mêmes conditions et reportés dans le volet (b). L’accord avec la TDS ne se fait qu’à condition de définir une longueur effective prenant en compte la grille et le cap-layer de source. L’effet négligeable du cap layer de drain s’explique par le pincement du canal sur lequel l’onde de plasma se réfléchit.

• *Transition 2D-3D*

L’ensemble des études théoriques et expérimentales menées dans le cas d’un gaz 2D+g indique la présence d’un pic haute fréquence, appelé pic plasma 3D, que la TDS n’explique pas et qui ne dépend pas des paramètres géométriques du canal. *A contrario*, aucune fréquence supérieure au pic 3D n’a pu être observée jusqu’à présent dans les canaux de HEMT [15, 45]. Si l’on revient

sur les résultats MC reportés sur la figure 3.13, page 82, on retrouve le comportement que nous venons de décrire. On peut toutefois interpréter ces résultats à la lumière de l'équation (3.33) :

- pour les modes les plus bas, la longueur d'onde associée est comparable à la longueur du canal, ce qui induit un comportement de type $2D+g$. Et en effet, si $p \rightarrow 1$ alors ω_p^{P2D} tend vers ω_0^{2D+g} d'autant plus vite que γ est petit ;
- pour les modes les plus élevés, la longueur d'onde devient très petite devant la longueur du canal. Elle est plutôt comparable à son épaisseur et l'on ne peut alors plus considérer que l'onde se trouve dans une situation $2D+g$. On vérifie dans l'équation que si $p \rightarrow \infty$ alors $\omega_p^{P2D} \rightarrow \omega_0^{3D}$. En quelques sortes, l'onde est trop petite pour voir la différence de dimensions entre les axes longitudinal et transversal. Cela explique aussi la raison de l'absence d'oscillations au dessus du pic $3D$;
- la transition entre les modes $2D+g$ et $3D$ se fait par le biais de *modes hybrides*. Elle dépend de la valeur de γ , c'est-à-dire du rapport entre l'axe transverse et l'axe longitudinal du dispositif.

Une analyse MC des fluctuations de la tension de drain montre des résultats en phase avec l'approche analytique P2D. La figure 3.21 montre bien la transition, et permet d'appréhender le pic $3D$ comme une accumulation d'harmoniques d'ordres élevés.

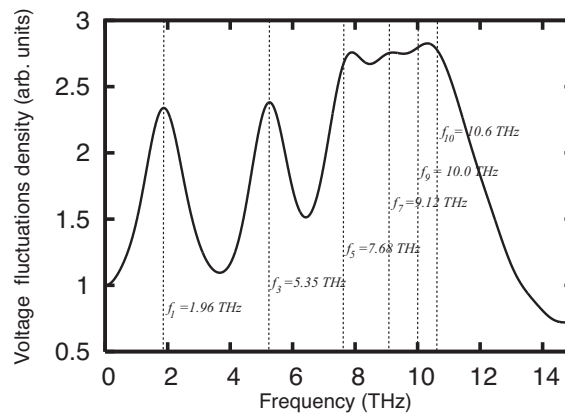


Figure 3.21 – Calculs MC de la densité spectrale des fluctuations de la tension de drain pour un HEMT de 500 nm. Les lignes indiquent les modes calculés avec l'équation (3.33).

3.3.5 Conditions aux limites symétriques

Les conditions aux limites symétriques ont été appliquées dans le cadre d'une étude de la détection. Rappelons que cela revient à contrôler les tensions de la source et du drain, ce qui permet de modéliser la radiation THz sous la forme d'une perturbation alternative de ces grandeurs.

- **Détection térahertz et contrôle des phases**

Le processus de captation de la radiation térahertz par le transistor est mal connu. Dans le cadre des travaux de thèse d'Abdelhamid Mahi [117], nous avons cherché à analyser l'influence de la radiation sur les oscillations du plasma en fonction de l'électrode impliquée dans sa détection. L'objectif de ce travail est de comprendre le processus de détection, mais aussi de trouver les conditions permettant de l'améliorer.

Le modèle HD associé au solveur de Poisson P2D ont été adaptés aux conditions, et l'analyse de la photoréponse s'est portée sur le courant de drain. Différentes situations correspondant à une captation de la radiation par le drain, par la grille, ou encore à une détection simultanée par les deux électrodes ont été considérées. Un résultat intéressant correspondant à cette dernière

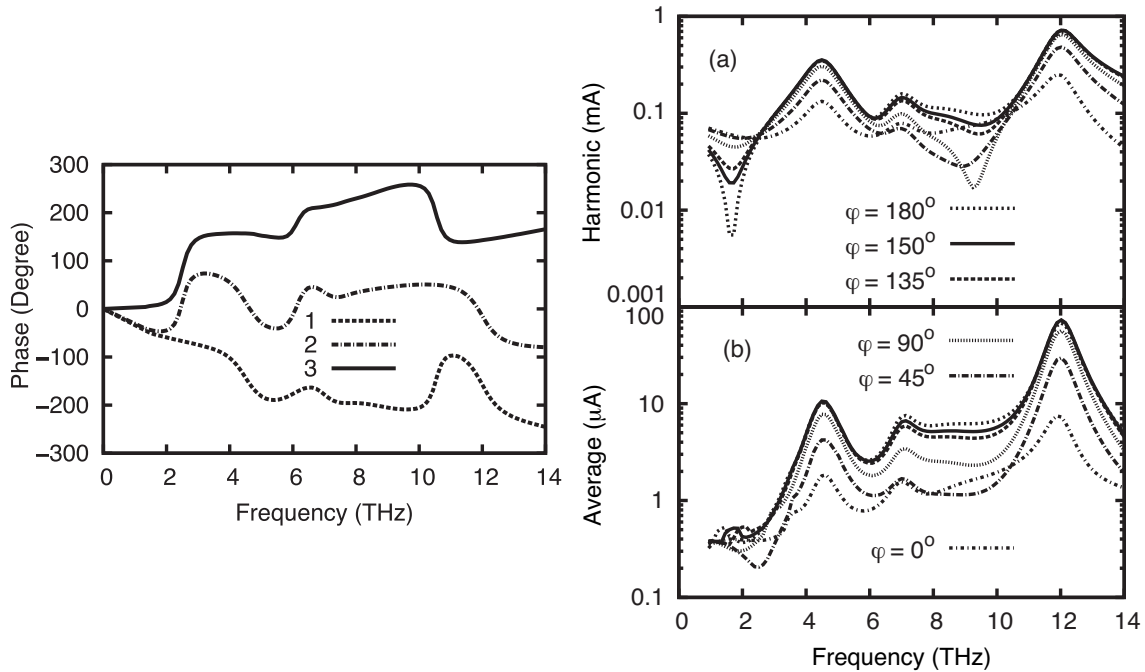


Figure 3.22 – À gauche : Déphasage entre la photoréponse harmonique (courant de drain) et la tension d'excitation en fonction de la fréquence de celle-ci pour une captation par le drain (1) et par la source (2). La courbe (3) représente le déphasage entre ces deux réponses. À droite : Photo-réponses harmonique (a) et moyenne (b) du courant de drain en fonction de la fréquence d'excitation pour différentes valeurs du déphasage φ entre la tension de drain et la tension de grille. Calculs HD (thèse d'A. Mahi).

possibilité est exposé sur la figure 3.22. En effet, les courbes (1) et (2) du volet de gauche décrivent les déphasages entre la composante harmonique de la photo-réponse et la tension d'excitation, et montrent qu'il existe un déphasage entre ces deux réponses, inhérent à la nature du transistor, et dont l'allure est décrite par la courbe (3). En jouant sur le déphasage φ entre les excitations de drain et de grille, il est alors possible d'amener les deux perturbations à interférer de manière constructive et d'accroître la photoréponse du transistor. Comme le montre le volet de droite, la situation la plus favorable est atteinte pour une valeur de 150° , c'est-à-dire en se rapprochant de l'opposition de phase. Plus de détails sur ces travaux sont disponibles dans la référence [7] donnée en annexe (A.7 page 181).

Ce travail a permis de montrer que la détection de l'onde n'est pas exclusive à l'une des deux électrodes et que, bien au contraire, une excitation simultanée réalisée avec un déphasage contrôlé est la plus efficace. Si cette possibilité se révèle techniquement réalisable, elle améliorera de façon conséquente les performances de détection du transistor. La réalisation pratique du déphasage des champs captés constitue une perspective intéressante pour le groupe, puisqu'il s'agit de mener un travail sur le guidage de l'onde, qui constitue l'une des spécialités de TêHO. Je reviendrai sur ce point au chapitre 4 dédié au projet de recherche.

• *Circuit équivalent petit-signal : un prolongement de la méthode hiérarchique*

Pour finir cette sélection de travaux sur le HEMT, présentons l'extraction des paramètres petit-signal du transistor aux fréquences sub-téraherz, effectuée dans le cadre de la thèse d'Abdelhamid Mahi. L'un des intérêts de cette démarche est qu'elle donne la possibilité au modèle HD de passer le relais à une simulation électrique et prolonge par là-même la dynamique de la méthode hiérarchique, décrite à la section 2.4, page 59. En effet, même si les modèles compacts ne font pas partie des compétences de l'équipe modélisatrice de TÉHO, ils peuvent être d'une aide précieuse dans le cadre d'une étude du comportement en charge du HEMT, ou encore pour optimiser l'adaptation d'antennes au transistor.

Le schéma équivalent petit-signal intrinsèque du transistor est reporté dans le volet (a) de la figure 3.23 [149]. Chaque élément représente un effet physique, de sorte que sont décrits les effets capacitifs, la conductance du canal g_{DS} ainsi que sa résistance dans l'axe source-grille R_i , et enfin la transconductance continue g_{m0} , τ représentant le temps nécessaire au canal pour répondre à un signal appliqué sur la grille. La détermination de ces grandeurs se fait au travers d'une analyse de la réponse petit-signal des courants de drain et de grille à des perturbations des tensions de ces-mêmes contacts [150] selon la démarche synthétisée dans la référence [151]. Les valeurs obtenues par le biais des calculs HD sont reportées sur la figure 3.23 et sont peu

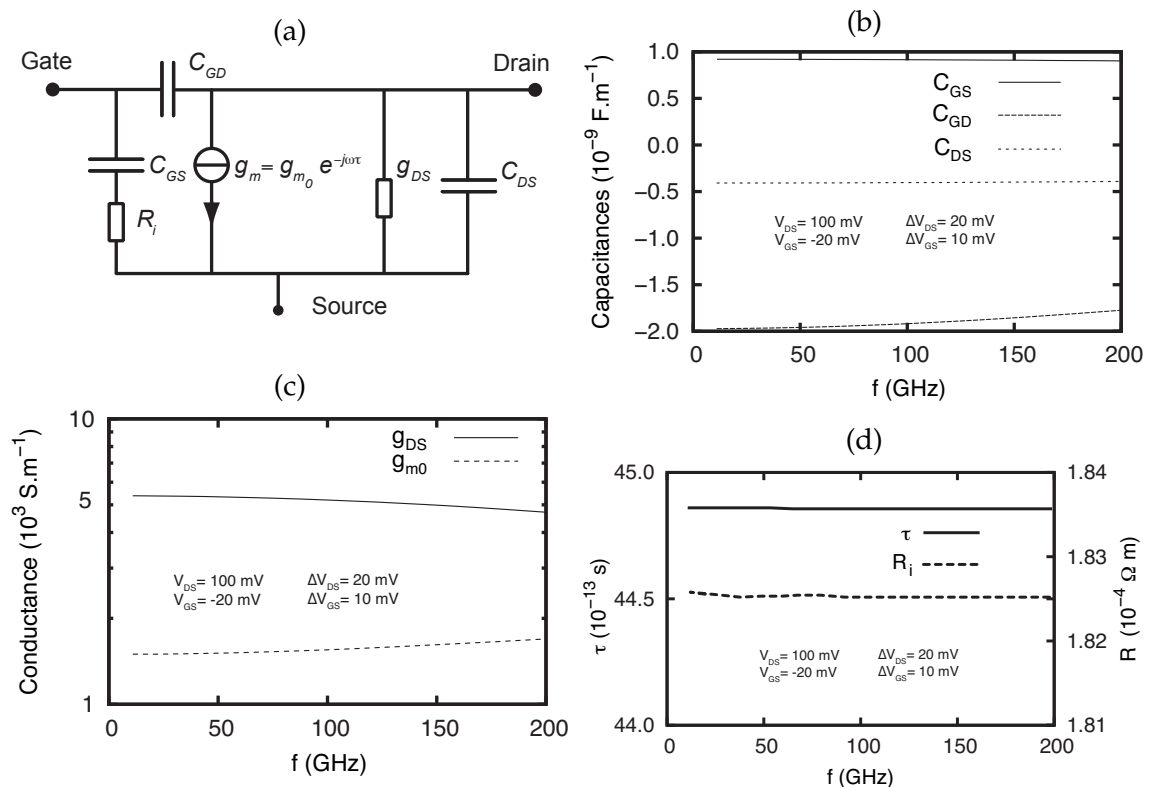


Figure 3.23 – Schéma électrique équivalent petit-signal intrinsèque du HEMT (a) et paramètres petit-signal intrinsèques du transistor HEMT calculés par HD (b, c, d, thèse d'A. Mahi).

sensibles à la fréquence pour les conditions de polarisation considérées. Remarquons que plus de détails sur ce travail sont disponibles dans la référence [8] donnée en annexe (A.8 page 185).

3.4 Modes de plasma non-accordables

3.4.1 Diodes unipolaires pour l'exploitation du plasma 3D

La stratégie plasmonique dans le mode $2D+g$ se révèle une voie très prometteuse à la fois pour la détection et la génération d'ondes THz. Elle présente de plus le grand avantage d'une accordabilité en fréquence réalisable de façon simple, en jouant sur les tensions de polarisation de la grille et du drain. Aussi, la possibilité d'utiliser des ondes de plasma 3D pour arriver au même résultat n'a reçu que très peu d'attention dans la littérature, si l'on compare les communications autour des systèmes 3D à la quantité de travaux dédiés aux systèmes 2D. Il faut toutefois remarquer que le choix du mode $2D+g$ impose l'utilisation de systèmes de faibles dimensions non seulement en épaisseur (pour créer le gaz bidimensionnel) mais aussi en longueur. En effet, d'une part, la dépendance de la fréquence fondamentale envers la géométrie impose des longueurs de grilles sub-millimétriques. D'autre part, l'utilisation de canaux trop longs va contre la condition d'instabilité (3.25) et l'entretien des oscillations du plasma, dégradant ainsi la possibilité de générer ou détecter du térahertz même sous excitation optique. Or, de faibles dimensions affectent nécessairement la puissance d'émission et la sensibilité de détection d'un dispositif. Cet état de fait est donc à même de limiter les performances de génération et de détection térahertz des dispositifs $2D+g$, et de mettre un bémol à l'enthousiasme engendré par les HEMT.

Ce problème ne se pose pas dans le cas 3D puisque la fréquence des ondes de plasma ne dépend pas du tout de la géométrie du dispositif. Si la notion d'accordabilité est *a priori* perdue, le gain en puissance d'émission et en sensibilité de détection promet d'en valoir la peine. Remarquons tout de même que l'intérêt porté au mode plasma 3D puise en partie sa source dans le savoir-faire et l'histoire de TéHO et de ses collaborateurs. En effet, dans de précédents travaux, nous avons pu montrer la présence d'oscillations plasma 3D aux fréquences THz dans des diodes n^+nn^+ à base de Si et d'InP [152, 153] ainsi que dans des transistors et des couches ultra-fines à base d'InGaAs [15, 61, 154] ou encore de GaN [155, 156]. Par ailleurs, la possibilité de détecter des radiations THz *via* l'excitation des modes plasma 3D d'un barreau de GaAs a été démontrée expérimentalement [157]. C'est dans ce contexte que nous avons mené une investigation de la présence et du comportement des oscillations plasma dans des dispositifs 3D à base d' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$. Ce travail constitue la partie centrale des travaux de thèse de Pierre Ziadé et de Slyman Karishy [158].

3.4.1.1 Modèle numérique pour l'utilisation du mode plasma 3D dans l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$

L'étude du plasma 3D dans les diodes unipolaires n^+nn^+ à base d' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ se fait à l'aide d'un modèle HD dans le cadre de la méthode hiérarchique, comme décrit dans la référence [13] donnée en annexe (A.9 page 189). L'absence de grille ne crée pas d'asymétrie dans la zone active, et les proportions des dimensions du dispositif n'imposent pas de contrainte particulière sur l'équation de Poisson. Les équations sont donc résolues dans un cadre unidimensionnel.

La diode, à température ambiante, est soumise à une polarisation et à une irradiation optique, selon le protocole reporté sur la figure 3.24 permettant la simulation d'une perturbation électrique ou par battements. Différentes grandeurs sont calculées, mais notre attention se porte particulièrement d'une part sur le comportement au milieu de chaque zone du champ électrique

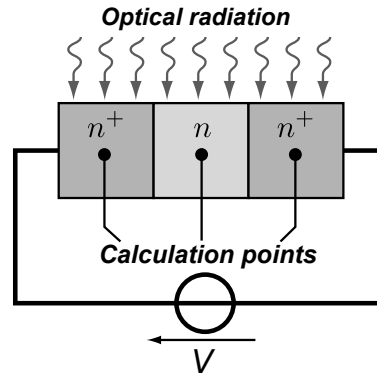


Figure 3.24 – Protocole numérique utilisé pour l'étude HD des modes de plasma 3D dans les diodes unipolaires $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ de type n^+nn^+ . Thèses de P. Ziadé et de S. Karishy.

et la mobilité différentielle dynamique telle que définie à la section 2.4.3 (page 61), et d'autre part sur la réponse en courant de la diode unipolaire.

3.4.1.2 Résultats importants

- *Mélange de modes*

L'analyse de la réponse fréquentielle du champ électrique, menée dans le cadre de la thèse de Pierre Ziadé, montre un comportement identique sous l'effet d'une perturbation électrique ou par battements optiques térahertz. Nous avons pu mettre en évidence un mélange des modes s'opérant dans la zone n que l'on peut observer sur les deux volets de la figure 3.25. En effet,

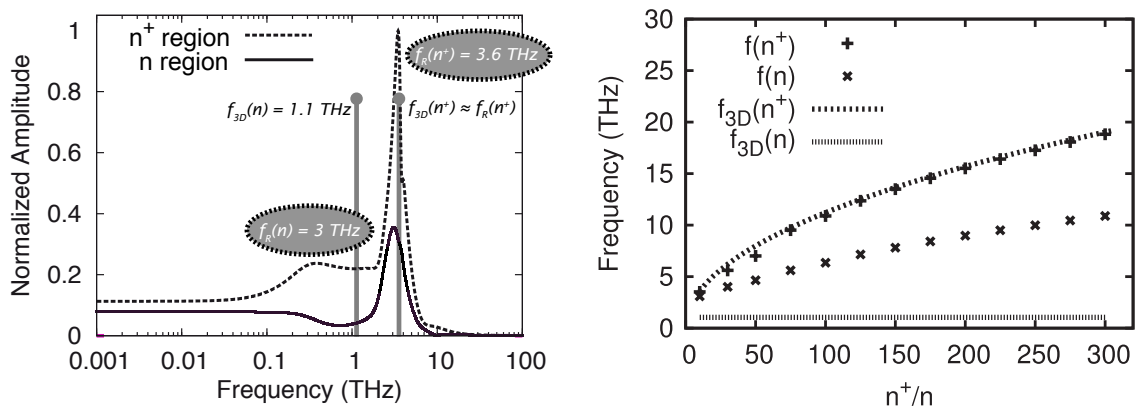


Figure 3.25 – À gauche : Amplitude de la réponse du champ électrique à une perturbation par battement optique en fonction de la fréquence de celui-ci dans les régions n et n^+ d'une diode $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ de longueur 3×500 nm avec $n^+/n = 10$ et $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. À droite : amplitude du pic en fonction du rapport n^+/n . Thèse de P. Ziadé.

alors que le pic plasma de la zone n^+ est conforme à la prévision de l'éq. (3.1), celui de la zone n se positionne au-dessus de sa valeur théorique. Cet effet de *redshift* est d'autant plus marqué que le rapport n^+/n est important et que le rapport de longueur des zones n^+ et de la région n est élevé. En effet, les travaux de simulation systématique ont permis d'extraire l'expression

analytique empirique pour la fréquence du pic plasma de la région n

$$f(n) = f_{3D}(n) \frac{L(n)}{L(n) + 2L(n^+)} + f_{3D}(n^+) \frac{2L(n^+)}{L(n) + 2L(n^+)} \quad (3.35)$$

valable pour le cas $n^+ / n = 10$.

Ce travail a permis de mettre en évidence un mixage des modes 3D dans la zone active n . Dans un dispositif *a priori* non accordable, cela ouvre la possibilité de fixer en amont la fréquence de fonctionnement du dispositif autrement que par les paramètres intrinsèques du matériau constituant la zone active.

• **Capacité d'amplification**

La capacité du dispositif à amplifier une onde térahertz a été montrée au travers d'une étude de la mobilité différentielle dynamique. Celle-ci a été menée dans le cadre de la thèse de Slyman Karishy, par le biais d'une analyse de la réponse impulsionnelle. Pour ce faire, la réponse de la vitesse électronique à un échelon de tension de faible amplitude a été étudiée aux points de calcul des zones, comme décrit dans la référence [2] donnée en annexe (A.10 page 197). Les

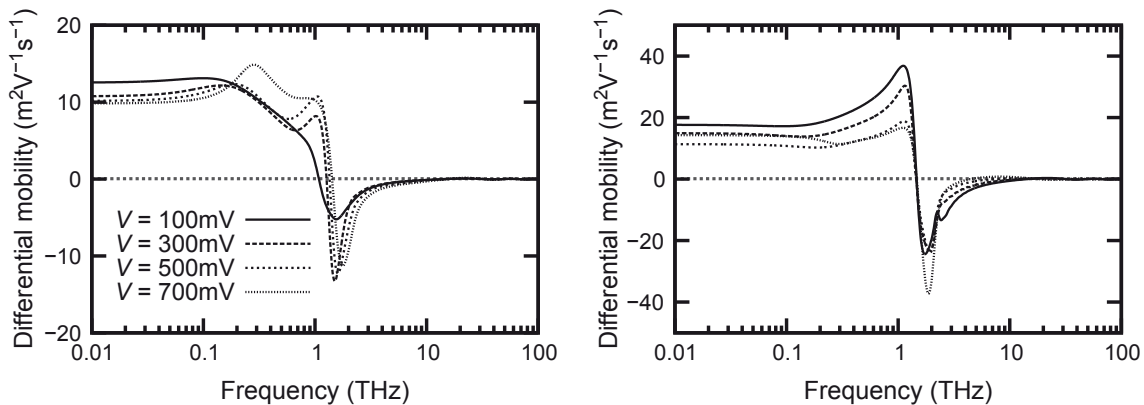


Figure 3.26 – Partie réelle de la mobilité différentielle dynamique en fonction de la fréquence calculée par HD au milieu des régions n (à gauche) et n^+ (à droite) pour différentes valeurs de la tension de polarisation. Les trois régions en $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ ont une longueur de 500 nm, avec $n^+ / n = 10$ et $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Thèse de S. Karishy.

résultats reportés sur la figure 3.26 décrivent le comportement de la partie réelle de μ_ω , qui prend des valeurs négatives autour du térahertz pour les différentes tensions de polarisation considérées.

Ce résultat confirme la propension du dispositif à amplifier les ondes térahertz et, de fait, à fonctionner comme un émetteur. Cette propriété est d'autant plus forte que les zones amplificatrices de la diode sont volumineuses.

• **Conversion opto-électrique**

Pour terminer cette présentation de la stratégie 3D dans les diodes unipolaires, notre attention se porte sur la réponse de la densité de courant δj à une perturbation optique, et nous nous plaçons dans deux situations distinctes.

- La première correspond à une irradiation sur le gap par battements optiques. Le volet gauche de la figure 3.27 décrit alors le gain en courant, qui laisse apparaître un pic négatif

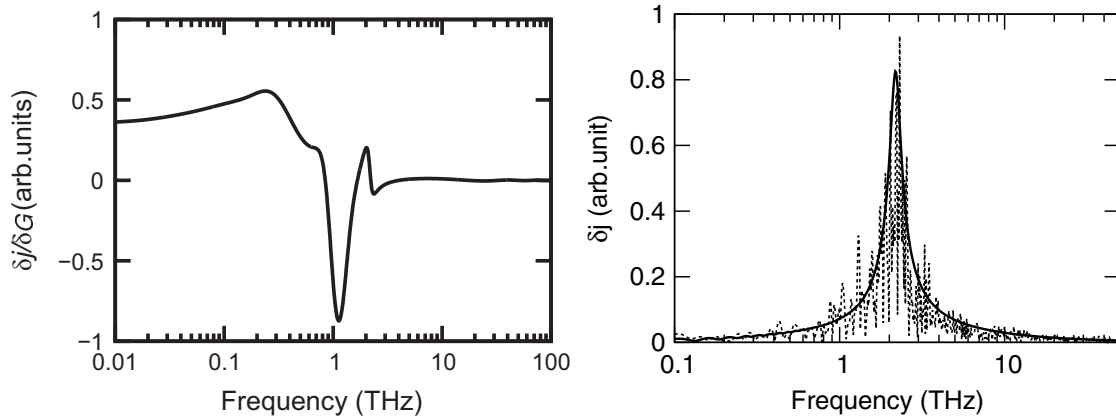


Figure 3.27 — À gauche : Gain en courant pour une excitation par battements optiques. À droite : Réponse du courant à une excitation optique stochastique. La courbe en train plein correspond à la réponse impulsionnelle. Les trois régions en $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ ont une longueur de 500 nm, avec $n^+/n = 10$ et $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Thèse de S. Karishy.

autour de 1 THz. Ce pic montre les qualités de conversion électro-optique du dispositif dans la place de fréquences considérées. De plus, sa valeur négative dénote une réponse du courant déphasée avec la perturbation, confirmant les prédispositions du dispositifs à amplifier cette bande de fréquences.

- La seconde situation correspond à une irradiation aléatoire. La simulation est faite dans le cadre d'un bruit blanc, et permet de calculer un courant dont la distribution fréquentielle est reportée sur le volet droit de la figure. En dépit de l'aspect uniforme de l'excitation stochastique, la réponse en courant se fait essentiellement autour de 2 THz.

3.4.2 Canaux sans grille pour l'exploitation du plasma 2D

Les canaux sans grille constituent une troisième structure destinée à exploiter les oscillation du plasma. Ce sont des dispositifs non-accordables à la demande, au même titre que les diodes unipolaires. Ils sont assez semblables aux canaux de transistors HEMT, si ce n'est qu'ils ne sont pas couverts et ne subissent donc pas l'effet électrostatique du contact de grille. Destinés à exploiter les modes $2D$, leur intérêt réside dans la possibilité de fixer la fréquence de fonctionnement par le biais de la longueur de la zone active. L'exploitation des modes $2D$ ayant été envisagée après celle des modes $2D+g$, la situation est référencée dans la littérature en tant que *ungated 2D*, c'est-à-dire $2D$ sans grille, même si cela peut sembler au premier abord constituer une précision inutile.

Remarquons qu'une description détaillée du comportement des canaux sans grille peut aider à comprendre celui des zones non-couvertes des canaux de HEMT.

3.4.2.1 Théorie analytique de Dyakonov et Shur

On considère une couche d'électrons soumise à la seule interaction coulombienne à longue distance. Celle-ci est repérée dans le plan xz , comme reporté sur la figure 3.28. Le canal ainsi formé est enrobé dans l'axe z par un diélectrique de constante κ_d .



Figure 3.28 – Dispositif considéré dans la simulation MC des canaux 2D. La couche d' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ est enrobée dans un diélectrique.

• **Théorie analytique**

La théorie analytique est dérivée, comme dans le cas sous grille, dans un cadre uni-dimensionnel [138] en régime petit-signal. L'ACG est remplacée par l'*approximation du champ planaire*, de sorte que l'équation de Poisson est ré-écrite sous la forme :

$$\Delta U(x,y,z) = \frac{en^{2D}(x,y)}{\kappa_0\kappa_d} \delta(z) \tag{3.36}$$

où δ est la fonction de Dirac et Δ l'opérateur Laplacien. La densité surfacique n^{2D} se calcule par le biais de l'éq. (3.16), page 79. On se place alors, en l'absence de collisions, dans le cas d'un canal où la densité et la vitesse électronique sont uniformes et le potentiel V nul. Ces grandeurs subissent de petites perturbations qui se propagent le long du canal sous la forme d'une onde plane de nombre d'onde k et de pulsation ω . Dans ces conditions, La pulsation propre du mode 2D vérifie la relation

$$\omega_0^{2D}(k) = kv_0 + \sqrt{\frac{n^{2D}e^2|k|}{2m_0m^*\kappa_0\kappa_d}} \tag{3.37}$$

Cette relation, qui correspond à une situation *dispersive*, est analogue à celle que vérifient les ondes hydrodynamiques en eau profonde. Le terme kv_0 est assimilable à un décalage Doppler : lorsqu'il est négligeable devant ω , la vitesse de l'onde de plasma vérifie

$$s(\omega) = \frac{n^{2D}e^2}{4m_0m^*\kappa_0\kappa_d\omega} \tag{3.38}$$

• **Conditions aux limites**

Les conditions aux limites considérées sont les mêmes que dans le cas sous grille : on applique pour les composantes alternatives un nœud de tension à la source et un nœud de courant au drain. Dans ces conditions, les modes 2D s'écrivent

$$\omega_p^{2D}(k) = \sqrt{\frac{\pi n^{2D}e^2}{m_0m^*\kappa_0\kappa_d L} (2p + 1)} \tag{3.39}$$

et les ondes de plasma se révèlent naturellement instables. Remarquons qu'en présence de collisions, la condition d'instabilité est la même que celle que nous avons donnée pour le cas sous grille au travers de l'équation (3.25).

3.4.2.2 Modèle numérique et résultats

Dans une démarche identique à celle menée dans le cas du mode $2D+g$, le dispositif a été modélisé en MC dans le but d'assouplir les hypothèses du modèle analytique, qui sont relativement fortes. La résolution a été faite dans les deux dimensions représentées sur la figure 3.28 dans le cadre des thèses de Jean-François Millithaler puis de Jérémey Pousset. Le simulateur MC utilisé est celui que nous avons déjà présenté à la section 3.3.2, page 80.

• Rôle du diélectrique

Nous avons pu montrer le rôle prépondérant du diélectrique dans le cas du HEMT. La figure 3.29 décrit l'influence de la permittivité du diélectrique κ_d sur la fréquence d'oscillation du plasma à l'équilibre, lorsque les conditions asymétriques de la théorie analytique sont vérifiées. La

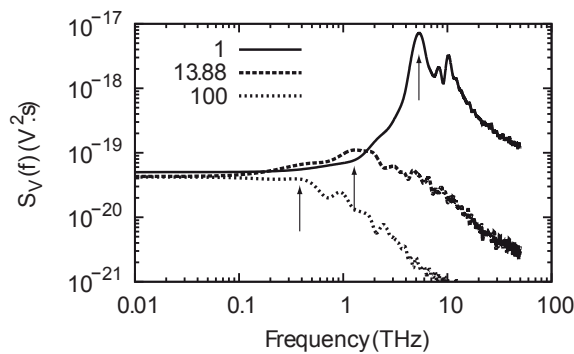


Figure 3.29 – Densité spectrale des fluctuations du potentiel au milieu du canal pour différentes valeurs de la constante diélectrique κ_d de l'isolant. La constante diélectrique de l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ est $\kappa_c = 13,88$. Thèse de J.-F. Millithaler.

grandeur analysée est la densité spectrale des fluctuations du potentiel calculé au centre du canal. Dans les trois cas, on observe la présence du pic plasma $2D$. Ce dernier, s'il est bien visible pour $\kappa_d = 1$, perd en intensité et se décale vers les plus basses fréquences à mesure que κ_d augmente. Pour la plus grande valeur considérée, le pic s'évanouit et le phénomène d'oscillation disparaît. Le détail de ce travail est rapporté dans la référence [62] donnée en annexe (A.11 page 203).

Ce résultat, similaire à celui obtenu dans le cas du HEMT, met en évidence l'importance du diélectrique et la nécessité de disposer d'un isolant capable de confiner au maximum le champ électrique dans le canal. Nous abordons dans la projet de recherche une utilisation de cette propriété dans le cas de transistors à effets de champ biologiques (voir page 108).

• Signatures fréquentielles et épaisseur de transition

L'analyse des signatures fréquentielles dans les canaux très fins a mis en évidence des résonances plasma correspondant à celles attendues. En outre, les collisions, négligées dans la théorie analytique, n'ont pas d'influence sur la fréquence d'oscillation du gaz. Toutefois, une transition est observée entre les modes $2D$ et $3D$ en fonction du rapport longueur/épaisseur L/W .

Les travaux que nous avons effectués sur ce thème, dans le cadre de la thèse de Jérémey Pousset, sont illustrés par les résultats reportés sur la figure 3.30. On observe que, pour les faibles épaisseurs, la fréquence plasma correspond à la fréquence $2D$ prévue analytiquement. En revanche, à mesure que l'épaisseur augmente, le mode s'éloigne de celui prévu par la théorie pour se rapprocher du mode $3D$. L'étude systématique a permis de mettre en place la formule

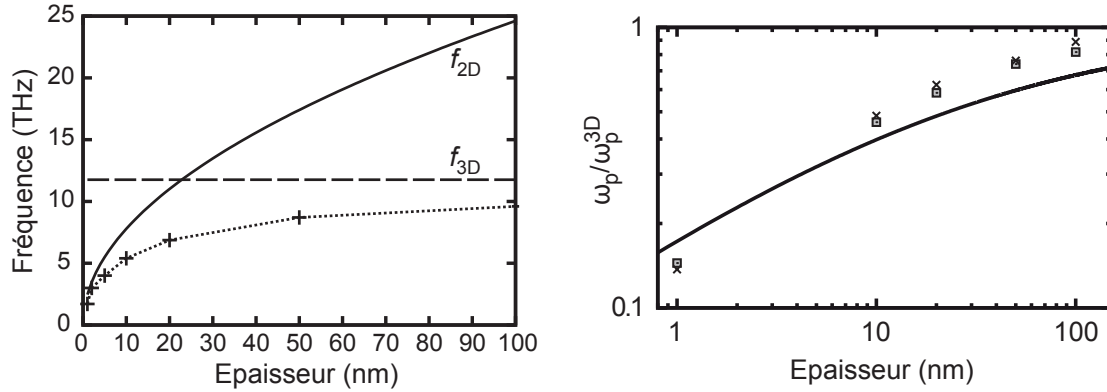


Figure 3.30 – À gauche : fréquence d’oscillation du plasma électronique en fonction de l’épaisseur du canal 2D pour une densité d’électrons libres de 10^{18} cm^{-3} . Les symboles représentent les calculs MC et les courbes les valeurs de fréquences calculées par les formules analytiques (3.1) et (3.39). À droite : Rapport entre le mode d’oscillation et le mode 3D. Les symboles sont obtenus pour des densités d’électrons libres de 10^{17} cm^{-3} (croix) et 10^{18} cm^{-3} (carrés). La courbe est un tracé de la formule empirique (3.40). Dans les deux cas, le canal a une longueur de $1 \mu\text{m}$ et la grandeur analysée est la fréquence du pic de la densité spectrale des fluctuations du potentiel au centre du canal. Thèse de J. Pousset.

empirique [62]

$$f_0 = \frac{f_0^{2D} \cdot f_0^{3D}}{f_0^{2D} + f_0^{3D}} = f_0^{3D} \frac{\sqrt{W/W_0}}{1 + \sqrt{W/W_0}} \quad (3.40)$$

décrivant la fréquence d’oscillation f_0 en fonction de l’épaisseur W du canal et introduisant une épaisseur de transition W_0 . Celle-ci correspond à la dimension pour laquelle les modes 2D et 3D ont même fréquence, de sorte que

$$W_0 = \frac{L \kappa_d}{\pi \kappa_c} \quad (3.41)$$

Cette valeur permet de quantifier l’épaisseur limite distinguant une structure 2D d’une structure 3D.

• **Transition plasma-Gunn**

Nous finirons cette partie en présentant l’étude de la transition entre le mode d’oscillation de plasma et la mise en place de l’effet Gunn. Dans ce but, le composant est asservi en tension ce qui, remarquons-le, ne correspond pas aux conditions aux limites énoncées par la théorie analytique. On se place dans le cadre du critère de Kroemer [159] qui, dans le cas de l’ $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, prédit l’apparition de domaines Gunn à partir d’un produit densité volumique-longueur de canal $n_0^{3D} \cdot L \simeq 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. La figure 3.31 montre l’évolution de la densité de bruit en tension calculée au centre du dispositif à l’équilibre (à gauche) et en régime de saturation (à droite). On observe une transition du phénomène prédominant du dispositif, glissant des oscillations de plasma 2D dont la signature se trouve autour de 1 THz, à une instabilité de type Gunn caractérisée par des fréquences à la centaine de GHz. L’effet Gunn vient donc concurrencer les oscillations du plasma électronique jusqu’à la supplanter dans des conditions de forts champs électriques propices à l’apparition des domaines. Ces travaux sont explicités de manière plus complète dans la référence [28] donnée en annexe (A.12 page 207).

Nous avons montré par ailleurs que l’ajout d’une grille courte ne joue qu’un rôle modeste sur les oscillations Gunn. À défaut d’une optimisation adéquate de la structure [160], celui-ci est

3.4 Modes de plasma non-accordables

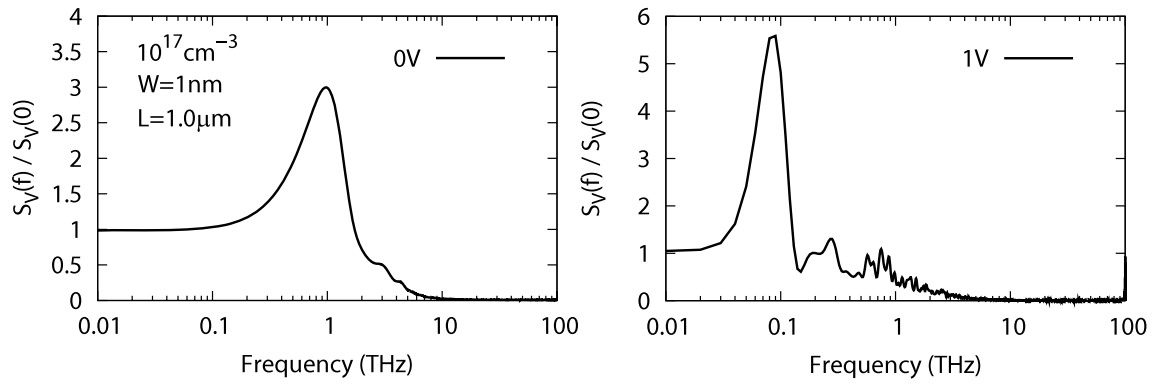


Figure 3.31 — Densité spectrale de bruit en tension (normalisée à sa valeur statique) pour un canal de longueur $1 \mu\text{m}$ et d'épaisseur 1 nm . La densité de porteurs libres est de 10^{17} cm^{-3} . Thèse de J. Pousset.

donc en mesure de compromettre l'utilisation des ondes de plasma dans les HEMT, éloignant la fréquence de fonctionnement du dispositif du domaine térahertz.

Chapitre 4

Projet de recherche

Sommaire

4.1	Synergie modélisation-expérimentation	104
4.1.1	Optimisation de la détection de transistors HEMT	104
4.1.2	Contribution à l'analyse des problèmes expérimentaux ouverts	106
4.1.3	Évolution des dispositifs étudiés vers l'InAs	107
4.2	Convergence bio-térahertz : capteurs bio-FET	108
4.2.1	Approche statique	110
4.2.2	Étude de la photoréponse	110

Ma vision de la modélisation et du calcul numérique se rapproche de celle d'un banc de manipulation modifiable à l'envi, permettant un contrôle total des paramètres, et donnant accès à des grandeurs parfois inaccessibles par la mesure. Mais avec un champ des possibles quasiment infini, le principal défi que doit relever la simulation est peut-être, finalement, de se montrer crédible. Les résultats théoriques ne se révèlent en effet jamais plus pertinents que lorsqu'ils s'accordent avec la mesure. Le modèle guide alors l'expérimentateur dans l'élaboration des protocoles et l'exploitation des résultats, permet une mise en lumière des mécanismes impliqués, et éclaircit le chemin vers la conception et l'optimisation des dispositifs. Il devient même possible d'imaginer les composants du futur, fonctionnant sur la base de phénomènes physiques nouveaux. Je suis tenté de dire qu'un groupe de recherche ne s'épanouit jamais plus que lorsqu'il peut allier le modèle et la mesure.

C'est dans cette optique que j'axe mon projet de recherche, dont le plan est donné sur la figure 4.1. Prenant ses racines dans les thèmes de mon groupe, il aspire à projeter le savoir-faire acquis autour de la modélisation et des techniques de calcul dans des thématiques d'avenir.

Les deux volets qui composent ce projet se positionnent, chacun à leur manière, comme comme un prolongement de mes activités numériques :

- le premier se concentre essentiellement sur une synergie modélisation-expérimentation des différents travaux de recherche actuels du groupe TéHO, et sur les perspectives à courts et moyens termes qui peuvent leur être données ;
- le second, plus prospectif, prolonge les connaissances et les savoir-faire théoriques et expérimentaux du groupe dans une dynamique de convergence vers les bio-capteurs axée sur la caractérisation des transistors à effets de champ biologiques : les bio-FET.

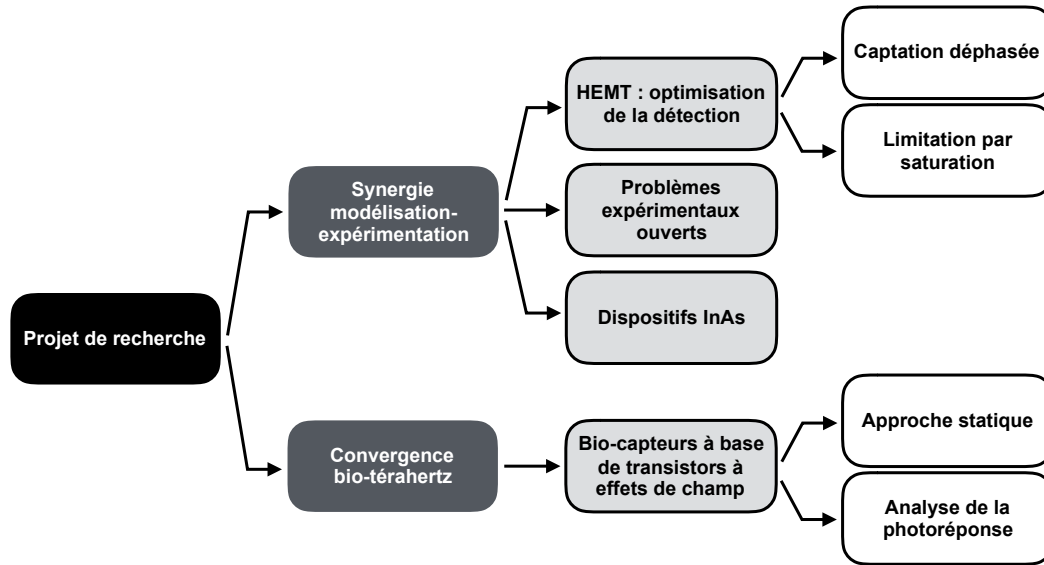


Figure 4.1 – Plan général de mon projet de recherche.

4.1 Synergie modélisation-expérimentation

Dans un premier temps, développons le volet visant à mettre les savoir-faire expérimentaux et numériques du groupe TÉHO au service de projets communs. Il s’agira d’adapter, et de faire évoluer, les différents moyens et modèles.

4.1.1 Optimisation de la détection de transistors HEMT

Les travaux de simulation menés sur les HEMT InGaAs/InAlAs/InP ont permis de valider tout l’intérêt de ces composants pour la détection et l’émission d’ondes térahertz. L’optimisation de la détection de l’onde térahertz, dont l’étude a été initiée par les travaux sur l’influence du déphasage des signaux captés par le drain et la grille, constitue l’une des prochaines étapes.

4.1.1.1 Étude de la captation déphasée

Dans les montages en source commune que nous avons envisagés, nous avons montré que les perturbations électriques de la tension de grille et de la tension de drain entraînent des oscillations du plasma électronique dans les mêmes gammes de fréquences. Il est par conséquent tout aussi pertinent d’envisager une captation de l’onde térahertz par l’électrode de grille que par le contact de drain. Du fait de la structure du transistor et des effets réactifs intrinsèques, la captation simultanée de ces deux signaux peut cependant entraîner une interférence destructive, et provoquer de fait une diminution des capacités de détection. Un contrôle du déphasage entre les deux signaux devrait toutefois corriger le problème et même, en se rapprochant de l’opposition de phases, améliorer de façon importante les capacités de détection du HEMT (voir la figure 3.22, page 92).

- **Mise en place d'un banc de mesure et optimisation du modèle**

La prochaine étape de ce travail consiste en la vérification expérimentale de l'influence du déphasage sur les capacités de détection du dispositif. Il s'agira de mettre en place au sein même du groupe TÉHO un protocole basé sur les recommandations théoriques, en s'appuyant sur l'expertise de l'équipe expérimentatrice dans le domaine des micro-ondes, pour dans un premier temps contrôler précisément le déphasage entre les deux électrodes.

L'interaction entre les résultats expérimentaux et les simulations permettra d'améliorer à la fois le banc de mesure et le modèle dans le but de mieux comprendre et de maîtriser le processus de captation de la radiation térahertz.

- **Modèle pseudo-3D**

Si les résultats théoriques sont vérifiés expérimentalement et montrent l'intérêt attendu, il sera nécessaire de disposer d'un modèle numérique plus précis, permettant d'étudier l'interaction entre le gaz électronique peuplant le canal et un rayonnement incident sur la surface du dispositif. Il s'agira alors de considérer une structure simulée plus fidèle à celle du transistor, en positionnant la caméra au dessus du dispositif pour mener une simulation au moins bidimensionnelle. Dans un premier temps, l'approche de Poisson P2D sera étendue à cette seconde dimension dans le cadre d'une approche pseudo-3D. Dans le même temps, cela permettra de répondre aux interrogations posées sur l'influence des modes obliques du plasma et sur les effets liés à la largeur du canal, non-simulée dans nos modèles actuels. En parallèle, des simulations électromagnétiques pourront être menées par l'équipe micro-ondes de TÉHO pour optimiser le positionnement et la valeur efficace des perturbations de tension.

- **Approche Maxwell-Boltzman (MB)**

La dernière étape vers un modèle plus réaliste consistera à résoudre les équations de Maxwell en même temps que celle de Boltzmann, dans le cadre d'une simulation HD des trois dimensions de l'espace. Il s'agira de faire travailler de concert les deux types de simulation : d'un côté, la distribution du champ électrique issue des simulations électromagnétiques sera utilisée pour polariser le transistor dans le cadre de la simulation du transport électronique. D'un autre côté, les paramètres de transport calculés en HD seront utilisés pour dresser la cartographie électromagnétique du composant.

Afin de contourner les difficultés liées à une approche MB complète, les deux types de simulation ne travailleront pas, du moins dans un premier temps, de manière auto-consistante. Nous nous placerons dans le cadre d'une approche intermédiaire visant à utiliser les paramètres de sortie de l'un comme paramètres d'entrée de l'autre.

4.1.1.2 Saturation de la détection

En parallèle de nos études d'optimisation par introduction d'un déphasage, de récentes expériences menées par nos collaborateurs du Laboratoire Charles Coulomb (L2C) ont montré une saturation de la photoréponse au delà d'une certaine densité de puissance d'irradiation [161], comme le montre le volet de gauche de la figure 4.2. Le protocole expérimental suppose une captation par la grille dépourvue d'antenne, et l'on observe une saturation à partir de $1,1 \text{ kW/mm}^2$, ce qui correspond à une puissance d'environ $1 \mu\text{W}$ ramenée sur une surface de $1 \mu\text{m}^2$. Dans le cas d'une captation par le biais d'une antenne, il n'est pas impossible, même pour des émetteurs modestes, d'atteindre des densités de puissance comparables, et il apparaît de fait opportun

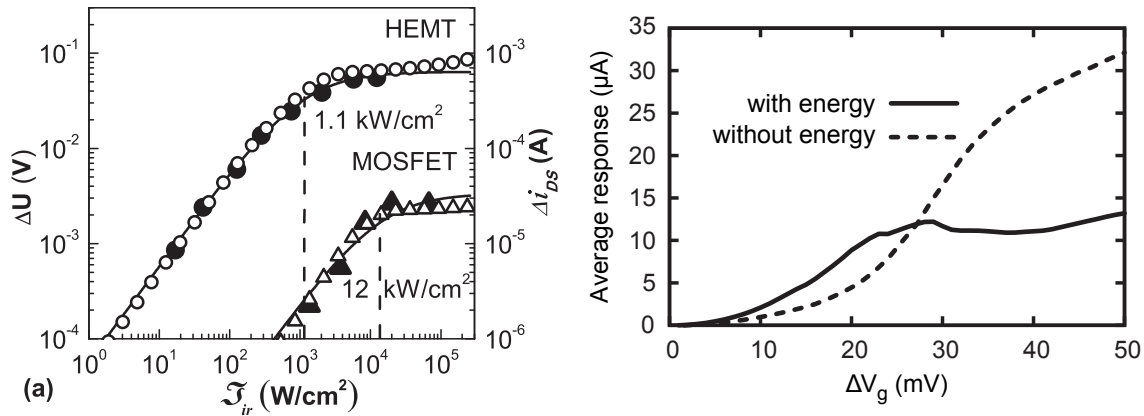


Figure 4.2 – À gauche : photoréponse en fonction de la densité de puissance térahertz captée par la grille (résultats expérimentaux extraits de la référence [161]). À droite : photoréponse simulée en fonction de la tension de grille. Le simulateur HD procède dans un cas au calcul de l'énergie électronique (with energy) et dans un autre la considère comme constamment égale à l'énergie à l'équilibre (without energy).

de comprendre le processus de saturation afin qu'il ne se révèle pas un facteur limitant pour la détection.

De premières modélisations, dont un résultat est reporté sur le volet de droite de la figure, permettent de mettre en évidence le rôle de l'énergie électronique moyenne dans le processus de saturation, ce qui paraît désigner la responsabilité de l'effet des porteurs chauds. Ce résultat encore préliminaire, s'il vient à se confirmer, ouvre le champ à une réflexion sur les stratégies, essentiellement en terme de design du composant, permettant de limiter l'échauffement des porteurs afin d'augmenter les qualités de détection du dispositif. Cette étude pourra se faire au travers d'un protocole numérique et de simulations systématiques qu'il s'agira de mener, dans un premier temps avec le modèle dont nous disposons et, ensuite, en faisant évoluer celui-ci comme décrit précédemment.

4.1.2 Contribution à l'analyse des problèmes expérimentaux ouverts

Divers travaux expérimentaux du groupe TéHO posent, soit en amont, soit du fait des résultats obtenus, le problème de la compréhension des mécanismes impliqués. L'une des réponses à apporter est la mise en place de modèles et leur résolution par voie numérique, ce qui s'inscrit dans la continuité du savoir-faire exposé dans les deux précédents chapitres.

Ma projection à plus court terme concerne la description du mécanisme de détection de la radiation térahertz par des transistors bipolaires à double hétérojonction à base d'InP (InP DHBT). Celle-ci constitue en effet l'une des questions ouvertes par l'équipe expérimentatrice de TéHO et nos collaborateurs du L2C. Ces dispositifs constituent en effet l'un des sujets du projet ANR P2N NADIA "Integrated NAno-Detectors for terahertz Applications" (ANR-13-NANO-0008) qui vise à étudier le potentiel de détection des dispositifs térahertz. C'est dans ce cadre que la capacité des DHBT à détecter, à température ambiante, des fréquences allant jusqu'à 3 THz a été mise en évidence [162], dépassant de loin les performances théoriques du composant.

Le lien entre le mécanisme de détection et le plasma électronique, s'il existe, n'est pas le même que dans les HEMT. En l'absence de grille et de gaz bidimensionnel, le modèle analytique de la TDS ne peut être utilisé, même en première approximation. Pour l'heure, seules des

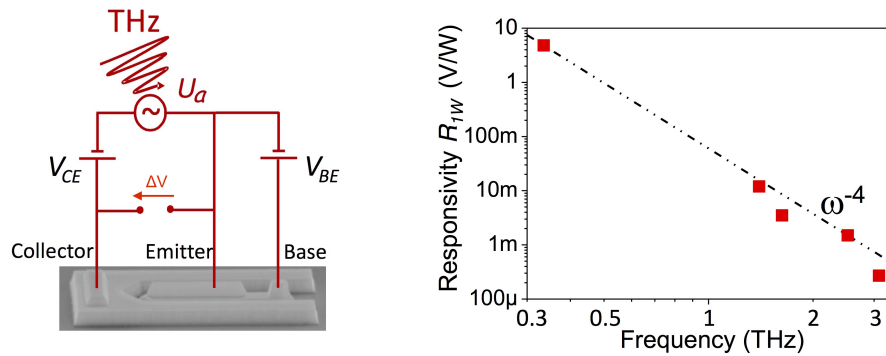


Figure 4.3 – Mesure de la sensibilité du DHBT InP sous test. À gauche : schéma de principe de la mesure. La grandeur mesurée ΔV est la composante continue de la tension V_{CE} sous irradiation (photo-réponse continue). À droite : Sensibilité (rapport entre la photoréponse ΔV et la puissance de la radiation térahertz) en fonction de la fréquence de la radiation. Les figures sont issues de la référence [162].

simulations électriques ont été mises en œuvre : par nature, elles se limitent à une description des paramètres macroscopiques du composant [163]. De plus, elles ne sont pas en mesure de décrire la décroissance en ω^{-4} dans le spectre térahertz de la réponse du transistor reportée sur le volet droit de la figure 4.3.

Je propose de mettre en place un modèle microscopique, basé sur les méthodes présentées au chapitre 2, afin de tirer partie des possibilités qu'elles offrent pour la description et la compréhension des phénomènes physiques de ces derniers. Les résultats expérimentaux déjà disponibles et les mesures à venir seront confrontés aux résultats théoriques, ce qui permettra d'affiner le modèle en même temps que de guider les procédures expérimentales.

D'autres problèmes ouverts par les manipulations menées dans le groupe TéHO impliquent des dispositifs de l'optique ou de l'optoélectronique, tels que des fibres optiques dopées erbium ou des cristaux optiques non-linéaires. Dans le cas des fibres, par exemple, les recherches actuelles s'articulent autour de la guérison par voie optique de guides ayant subi une détérioration sous l'effet de radiations X ou γ . Si les structures s'éloignent de celles que j'ai pu étudier précédemment, les techniques de modélisation ne diffèrent que peu. Les modèles actuellement utilisés pour ces dispositifs mettent essentiellement en jeu des équations de population [164], et bénéficieraient d'une modélisation plus microscopique des phénomènes impliqués.

4.1.3 Évolution des dispositifs étudiés vers l'InAs

Les HEMT et les diodes n^+nn^+ à base d' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ que nous avons étudiés ont montré de réelles potentialités pour les applications térahertz. Néanmoins, avec une masse effective quasiment diminuée de moitié et une constante diélectrique légèrement supérieure, l'InAs massif présente des pulsations plasma supérieures associées à des performances en fréquences encore plus élevées. En effet, l'éq. (3.1) (page 72) permet d'évaluer la fréquence plasma 3D de l'InAs entre 1,5 et 15 THz pour des densités d'électrons libres comprises entre 10^{16} et 10^{18} cm^{-3} .

Aujourd'hui, avec la maturité de la filière antimoniure, les structures à base d'InAs/AlSb rendent possible une évolution de ces dispositifs, comme l'indique la figure 4.4 extraite de la référence [165]. Elles ouvrent le champ à des applications faible bruit et peu consommatrices en même temps que haute-fréquence [166].

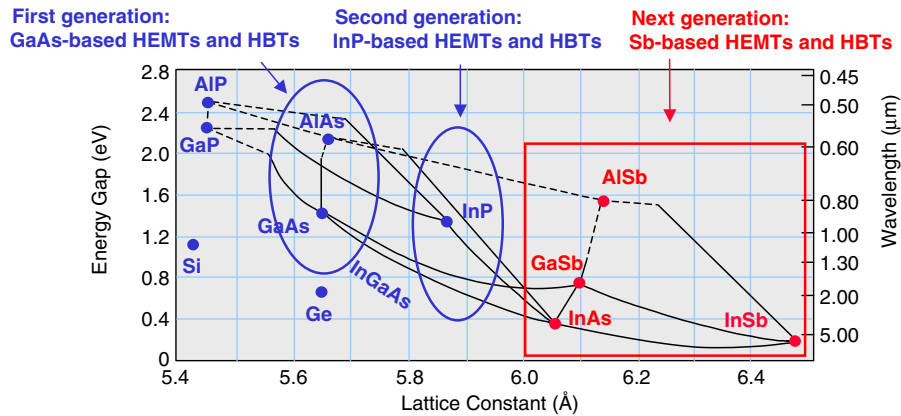


Figure 4.4 – Gaps et paramètres de mailles de différents composés III-V. Evolution temporelle des transistors. La figure est extraite de la référence [165].

Dans le cas des HEMT, la modélisation de canaux en InAs me paraît constituer une perspective naturelle, d’autant plus que nous avons déjà fait le travail d’extraction de l’ensemble des paramètres de transport et du second ordre du matériau.

Dans le cas des diodes unipolaires, l’intérêt pour l’InAs est renforcé par la possibilité d’activer le phénomène d’ionisation par impact pour des tensions de polarisation raisonnables. Ce mécanisme est en mesure d’augmenter de façon substantielle la réponse en courant du dispositif, ce qui pourrait être mis à profit, par exemple, dans le processus de conversion électro-optique pour la génération térahertz. Par ailleurs, une évolution vers l’InAs peut constituer un point de convergence non seulement pour les équipes théorique et expérimentatrice du groupe, mais aussi pour les deux groupes TêHO et NanoMIR¹. Ce-dernier possède en effet un savoir-faire et une expertise reconnus sur les antimoniures. Une collaboration serait de fait envisageable à l’intérieur du département : il s’agirait pour NanoMIR d’intervenir dans le processus de fabrication des échantillons, et pour TêHO de procéder aux caractérisations expérimentales et numériques visant à optimiser le dispositif.

4.2 Convergence bio-térahertz : capteurs bio-FET

Le second volet de mon projet de recherche, plus prospectif, s’associe à l’intérêt croissant porté aux propriétés des protéines dans le domaine térahertz, spectre dans lequel ces molécules complexes présentent des résonances associées à des modes de vibration [167–169]. Il s’inspire de travaux récents menés par l’équipe expérimentatrice de TêHO sur l’interaction entre une protéine, l’albumine, et les rayons T. Les premiers résultats obtenus dans le cadre de mesures en champ proche, montrent une influence de la radiation sur les propriétés électriques de la protéine, avec une résonance autour de 320 GHz. Au regard des différentes recherches que nous avons menées sur les transistors à effet de champ, l’utilisation de la protéine pour moduler la tension de grille et/ou modifier la permittivité du diélectrique enrobant le canal se révèle particulièrement intéressante.

Pour mener cette étude, les deux dispositifs reportés sur la figure 4.5 [170, 171] peuvent être considérés. Il s’agit dans les deux cas de transistors à effets de champ (FET). Actuellement, les dispositifs fondus ont des canaux constitués de nano-fils de Silicium, ce qui permet de profiter

1. Le département *Photonique et Ondes* de l’IES est constitué des groupes TêHO et NanoMIR.

4.2 Convergence bio-térahertz : capteurs bio-FET

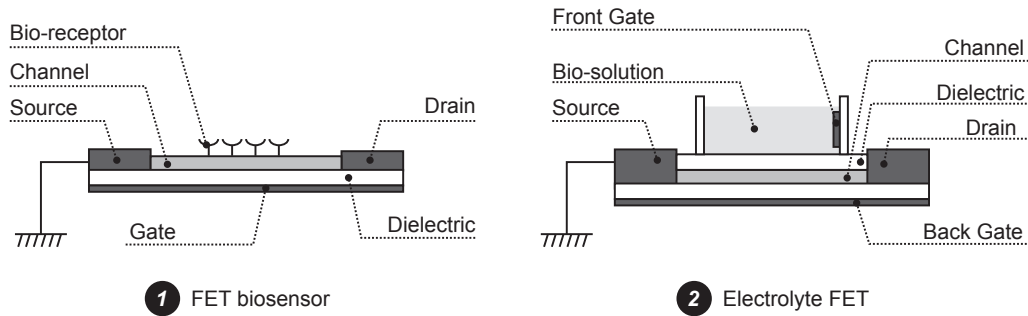


Figure 4.5 – Transistors à effet de champ avec capteurs bio-sensibles (à gauche) et grille liquide (à droite).

de la grande maîtrise de la filière. À la différence des FET classiques, la grille est constituée de deux parties :

- un contact situé au-dessous du canal assure le contrôle de la conductivité de celui-ci par le biais d'une tension, au même titre que la grille d'un MOSFET ou d'un HEMT ;
- une zone de bio-contact située au-dessus du canal permet de fixer un agent biologique qui entre de fait en interaction avec les charges du canal. Cette zone peut être constituée de récepteurs se trouvant directement au contact des molécules (dispositif de gauche) ou d'une micro-cuvette permettant de déposer une solution (dispositif de droite) et dans laquelle baigne une seconde électrode de grille. Dans les deux cas, les propriétés électriques de l'élément déposé viennent se superposer à la polarisation, modifiant de fait la conductance du canal. Cette-dernière devient alors caractéristique de l'élément déposé, et permet de fait une détermination des agents biologiques par voie électrique.

Le dispositif qui sera mis dans un premier temps à la disposition du groupe est le FET à grille liquide (volet de droite de la figure).

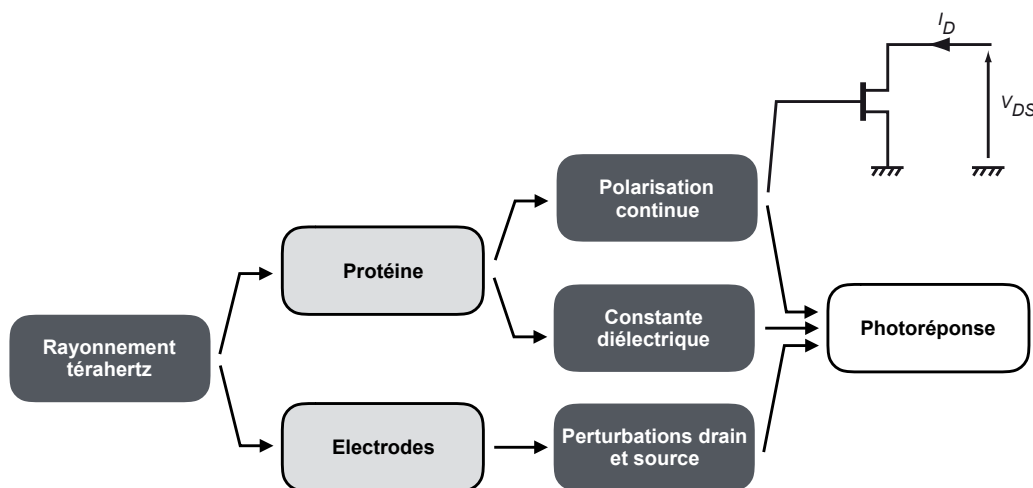


Figure 4.6 – Stratégies d'utilisation des bio-transistors à effet de champ pour la détection d'ondes térahertz : approche statique et étude de la photoréponse.

Nous envisageons deux approches différentes, reportées sur la figure 4.6, visant à exploiter, en plus des propriétés du transistor, la sensibilité au rayonnement térahertz de deux grandeurs physiques de la protéine :

Chapitre 4 – Projet de recherche

- une première approche vise à utiliser les modifications de la distribution des charges sous l'effet du rayonnement, et ses conséquences sur la conductance du transistor en régime continu ;
- une seconde approche vise à analyser la photoréponse térahertz du transistor sous l'effet conjugué des modifications de la répartition des charges et de la constante diélectrique de la solution.

4.2.1 Approche statique

L'approche statique consiste à utiliser la protéine comme capteur, et le transistor comme conditionneur. En effet, sous l'effet de la radiation térahertz, l'orientation des dipôles électrostatiques vient modifier la configuration des charges au bord du canal, agissant de fait sur la tension de grille. C'est ainsi à la protéine que revient la charge de ramener la puissance de la radiation à un potentiel de grille.

Au regard des faibles signaux impliquées, l'analyse au premier ordre sera associée à une étude des fluctuations afin d'évaluer le rapport signal-sur-bruit.

4.2.2 Étude de la photoréponse

Il sera nécessaire d'aller au-delà de l'étude statique. En effet, considérer que l'onde térahertz n'agit que sur la protéine n'est valable qu'en première approximation : les effets de la radiation sur l'ensemble du composant électronique doivent aussi être considérés. L'analyse du processus passera nécessairement par une évaluation des valeurs de fond de la photoréponse, étudiant le comportement du FET dans différentes configurations : sous et hors radiation, avec et sans protéine.

D'un autre côté, l'interaction entre la protéine et le composant peut jouer un rôle important dans la photo-réponse du dispositif, l'ensemble protéine-HEMT assurant cette fois-ci conjointement la fonction de capteur. En effet, nous avons montré dans l'ensemble de nos travaux, que la tension de grille et la constante diélectrique aux abords du canal jouent un rôle important dans la photoréponse.

Il sera par conséquent nécessaire de procéder, comme nous l'avons fait pour les HEMT à base d'InGaAs, à l'analyse conjointe de la photoréponse du dispositif par voie expérimentale et numérique.

Bibliographie

- [1] S. Karishy, P. Ziadé, G. Sabatini, H. Marinchio, C. Palermo, L. Varani, J. Mateos, and T. Gonzalez, "Review of electron transport properties in bulk InGaAs and InAs at room temperature," *Lithuanian Journal of Physics*, vol. 55, no. 4, 2016.
- [2] S. Karishy, J. Ajaka, L. Varani, C. Palermo, P. Ziadé, and G. E. H. Moussa, "Current response and gain in plasmonic vertical diodes in the presence of electrical and optical thz excitations," *Physica B : Condensed Matter*, vol. 456, pp. 21–25, 2015.
- [3] S. Karishy, J. Ajaka, L. Varani, and C. Palermo, "Plasmonic diodes thz response to impulse train and stochastic optical excitations," *Fluctuation and Noise Letters*, vol. 14, no. 03, p. 1550026, 2015.
- [4] S. Karishy, J. Ajaka, C. Palermo, and L. Varani, "Vertical diodes response to optical and electrical thz excitations," in *Computational Electronics (IWCE), 2014 International Workshop on*, pp. 1–3, IEEE, 2014.
- [5] C. Palermo, H. Marinchio, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gružinskis, A. Mahi, and L. Varani, "Terahertz electronic noise in field-effect transistors," *Journal of Computational Electronics*, vol. 14, no. 1, pp. 87–93, 2015.
- [6] H. Marinchio, C. Palermo, A. Mahi, L. Varani, and V. Korotyeyev, "External excitation of hybrid plasma resonances in a gated semiconductor slab : An analytical study," *Journal of Applied Physics*, vol. 116, no. 1, p. 013707, 2014.
- [7] A. H. Mahi, H. Marinchio, C. Palermo, A. Belghachi, and L. Varani, "Enhanced thz detection through phase-controlled current response in field-effect transistors," *Electron Device Letters, IEEE*, vol. 34, no. 6, pp. 795–797, 2013.
- [8] A. Mahi, A. Belghachi, H. Marinchio, C. Palermo, and L. Varani, "Hydrodynamic determination of the intrinsic small-signal equivalent circuit of hemts," in *Noise and Fluctuations (ICNF), 2015 International Conference on*, pp. 1–3, IEEE, 2015.
- [9] A. Mahi, A. Belghachi, H. Marinchio, C. Palermo, and L. Varani, "Simulation of plasma oscillation response to thz radiation applied upon high electron mobility transistors," *Computational Electronics (IWCE), 2014 International Workshop on*, pp. 1–2, 2014.
- [10] A. Mahi, A. Belghachi, H. Marinchio, C. Palermo, L. Varani, P. Shiktorov, V. Gruzinskis, and J. Starikov, "Terahertz detection and electronic noise in field-effect transistors," in *Noise and Fluctuations (ICNF), 2013 22nd International Conference on*, pp. 1–4, IEEE, 2013.
- [11] P. Ziade, C. Palermo, A. Khoury, R. Habchi, M. Rahal, and L. Varani, "Comparative analysis of nitrides band structures calculated by the empirical pseudopotential method," *Universal Journal of Materials Science*, vol. 2, no. 3, pp. 58–72, 2014.

BIBLIOGRAPHIE

- [12] J.-F. Millithaler, J. Pousset, L. Reggiani, H. Marinchio, L. Varani, C. Palermo, P. Ziadé, J. Mateos, T. González, and S. Perez, "Transconductance characteristics and plasma oscillations in nanometric InGaAs field effect transistors," *Solid-State Electronics*, vol. 56, p. 116, 2011.
- [13] P. Ziadé, H. Marinchio, T. Laurent, G. Sabatini, Z. Kallassy, C. Palermo, and L. Varani, "Hydrodynamic study of terahertz three-dimensional plasma resonances in InGaAs diodes," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 25, no. 075012, 2010.
- [14] J. Pousset, J. F. Millithaler, L. Reggiani, P. Ziadé, G. Sabatini, C. Palermo, L. Varani, A. Bournel, and P. Dollfus, "Plasmonic noise in silicon nanolayers," *Journal of Applied Physics*, vol. 107, no. 3, p. 033710, 2010.
- [15] J. F. Millithaler, J. Pousset, L. Reggiani, P. Ziadé, H. Marinchio, L. Varani, C. Palermo, J. Mateos, T. González, S. Perez, and D. Pardo, "Monte Carlo investigation of terahertz plasma oscillations in gated ultrathin channel of n -InGaAs," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, no. 15, p. 152102, 2009.
- [16] E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzhinskis, H. Marinchio, P. Nouvel, J. Torres, C. Palermo, L. Chusseau, L. Varani, and P. Ziadé, "Small-signal characterization of FET/HEMT for terahertz applications," *Acta Phys. Polonica A*, vol. 119, no. 2, pp. 203–205, 2011.
- [17] P. Ziadé, C. Palermo, H. Marinchio, T. Laurent, G. Sabatini, P. Nouvel, Z. Kallassy, and L. Varani, "Terahertz three-dimensional plasma resonances in InGaAs diodes : A hydrodynamic study," in *Microwave Integrated Circuits Conference (EuMIC), 2010 European*, (Paris, France), pp. 381–384, September 2010.
- [18] H. Marinchio, C. Palermo, G. Sabatini, T. Laurent, P. Ziadé, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzhinskis, P. Nouvel, J. Torres, A. Pénarier, S. Blin, L. Chusseau, and L. Varani, "Hydrodynamic simulation of heterodyne terahertz detection in field effect transistor," in *35th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (Roma)*, Proc. International Conference on Infrared, Millimeter and THz Waves, (Roma, Italy), 35th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, 2010.
- [19] H. Marinchio, C. Palermo, G. Sabatini, P. Ziadé, T. Laurent, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzhinskis, P. Nouvel, J. Torres, A. Pénarier, S. Blin, L. Chusseau, and L. Varani, "Hydrodynamic study of electronic, optical and thermal excitation of plasma waves in HEMTs," in *35th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, (Roma, Italy), 2010.
- [20] G. Sabatini, C. Palermo, P. Ziadé, T. Laurent, H. Marinchio, H. Rodilla, J. Mateos, T. González, R. Teissier, and L. Varani, "Monte Carlo study of ballistic effects in high speed InAs-based quantum hot electron transistor," in *International Conference on Infrared, Millimeter and THz Waves*, (Roma - Italy), 2010.
- [21] H. Marinchio, G. Sabatini, L. Varani, C. Palermo, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzhinskis, P. Ziadé, and Z. Kallassy, "Electronic noise in high electron-mobility transistors under photo-excitation conditions," in *Noise and fluctuations : 20th International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF-2009)* (M. Macucci and G. Basso, eds.), vol. 1129, (Pisa (Italy)), pp. 321–324, AIP, 2009.
- [22] V. V. Korotyeyev, V. A. Kochelap, A. A. Klimov, G. Sabatini, H. Marinchio, C. Palermo, and L. Varani, "Theory of Ballistic Electron Transport in n^+i-n^+ diodes. Negative Dynamic Resistance in THz-Frequency Range," *J. Nanoelectron. Optoelectron.*, vol. 6, no. 2, pp. 169–187, 2011.

- [23] H. Marinchio, C. Palermo, G. Sabatini, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzhinskis, "Pseudo-two-dimensional Poisson equation for the modeling of field-effect transistors," *Journal of Computational Electronics*, vol. 9, no. 3-4, pp. 141–145, 2010.
- [24] H. Marinchio, L. Chusseau, J. Torres, P. Nouvel, L. Varani, G. Sabatini, C. Palermo, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzhinskis, "Room-temperature terahertz mixer based on the simultaneous electronic and optical excitations of plasma waves in a field effect transistor," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, January 2010.
- [25] E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzhinskis, L. Varani, C. Palermo, G. Sabatini, H. Marinchio, T. Laurent, and L. Reggiani, "Anomalous behavior of electronic noise related to the onset of current instabilities in n^+nn^+ diodes," *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment*, vol. 2009, no. 01, p. P01035, 2009.
- [26] H. Marinchio, G. Sabatini, C. Palermo, J. Pousset, J. Torres, L. Chusseau, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzhinskis, "Hydrodynamic modeling of optically-excited terahertz plasma oscillations in nanometric field effect transistors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, p. 192109, 2009.
- [27] J. Torres, H. Marinchio, P. Nouvel, G. Sabatini, C. Palermo, L. Varani, L. Chusseau, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzhinskis, "Plasma waves subterahertz optical beating detection and enhancement in long-channel high-electron-mobility transistors : Experiments and modeling," *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 14, p. 491, March/April 2008.
- [28] J. F. Millithaler, L. Reggiani, J. Pousset, G. Sabatini, L. Varani, C. Palermo, J. Mateos, T. González, S. Perez, and D. Pardo, "Terahertz oscillations in ultra-thin $n\text{-In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ ungated channels," *J. Phys. : Condens. Matter*, vol. 20, p. 384210, 2008.
- [29] H. Marinchio, G. Sabatini, C. Palermo, P. Nouvel, J. Torres, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzhinskis, "Plasma oscillations in nanotransistors : Application to THz radiations detection and generation," *Acta Phys. Polonica A*, vol. 119, no. 2, pp. 103–106, 2011.
- [30] H. Marinchio, G. Sabatini, C. Palermo, J. Torres, L. Chusseau, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzhinskis, "Electronic, optical and thermal excitation of plasma waves in HEMTs : A theoretical study," *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 193, no. 1, p. 012076, 2009.
- [31] G. Sabatini, H. Marinchio, L. Varani, C. Palermo, J. F. Millithaler, L. Reggiani, H. Rodilla, T. González, S. Perez, and J. Mateos, "Monte Carlo analysis of noise spectra in InAs channels from diffusive to ballistic regime," in *Noise and fluctuations : 20th International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF-2009)* (M. Macucci and G. Basso, eds.), vol. 1129, (Pisa (Italy)), pp. 345–348, AIP, 2009.
- [32] G. Sabatini, H. Marinchio, C. Palermo, L. Varani, T. Daoud, R. Teissier, H. Rodilla, T. González, and J. Mateos, "Monte Carlo simulation of ballistic transport in high-mobility channels," *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 193, no. 1, p. 012035, 2009.
- [33] J. Pousset, J.-F. Millithaler, L. Reggiani, G. Sabatini, C. Palermo, L. Varani, J. Mateos, T. González, S. Pérez, A. Bournel, and P. Dollfus, "Plasmonic noise in Si and InGaAs semiconductor nanolayers," *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 193, no. 1, p. 012091, 2009.

BIBLIOGRAPHIE

- [34] H. Marinchio, G. Sabatini, J. Torres, T. Laurent, J. Pousset, C. Palermo, L. Chusseau, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gružinskis, "Analytical and numerical modelling of optical excitation of THz plasma modes in nanoHEMTs," in *Proc. 17th European Workshop on Heterostructure Technology (HETECH)* (G. Meneghesso, ed.), ISBN 978-88-6129-296-3, (Venice, Italy), November 2008.
- [35] G. Sabatini, H. Marinchio, J. Pousset, T. Laurent, C. Palermo, L. Varani, S. Pérez, J. Matéos, and T. González, "Study of electronic transport in high mobility materials : application to InGaAs and InAs," in *Proc. 17th European Workshop on Heterostructure Technology (HETECH)* (G. Meneghesso, ed.), ISBN 978-88-6129-296-3, (Venice, Italy), pp. 61–62, November 2008.
- [36] T. Laurent, G. Sabatini, P. Nouvel, J. Torres, C. Palermo, L. Chusseau, L. Varani, Y. Cordier, E. Starikov, P. Shiktorov, and V. Gružinskis, "Terahertz generation in GaN quantum wells by amplification of transverse electromagnetic waves," in *Proc. 17th European Workshop on Heterostructure Technology (HETECH)* (G. Meneghesso, ed.), ISBN 978-88-6129-296-3, (Venice, Italy), November 2008.
- [37] L. Chusseau, L. Varani, J. Torres, C. Palermo, P. Nouvel, A. Penarier, H. Marinchio, G. Sabatini, T. Laurent, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gružinskis, "THz detection and generation by semiconductor heterostructures using transport properties in InGaAs HEMT and GaN 2D electron gas," in *17th European Workshop on Heterostructure Technology (HETECH)* (G. Meneghesso, ed.), ISBN 978-88-6129-296-3, (Venice, Italy), pp. 155–156, November 2008.
- [38] H. Marinchio, J. Torres, G. Sabatini, P. Nouvel, C. Palermo, L. Chusseau, L. Varani, F. Teppe, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, A. Shchepetov, S. Bollaert, and Y. Roelens, "Experimental and theoretical investigation of terahertz optical-beating detection by plasma waves in high electron mobility transistors," *Phys. Stat. Sol. (c)*, vol. 5, no. 1, pp. 257–260, 2008.
- [39] E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzinskis, C. Palermo, L. Varani, J. Pousset, G. Sabatini, H. Marinchio, J. Torres, L. Chusseau, P. Nouvel, R. Adam, T. Dubois, A. Penarier, S. Jarrix, and D. Gasquet, "Generation of coherent TeraHertz radiation assisted by optical phonons in nitride-based bidimensionnal heterostructures," in *19th International Conference on Hertzian Optic and Dielectrics*, (Valence), September 2007.
- [40] H. Marinchio, G. Sabatini, J. Pousset, C. Palermo, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, and L. Reggiani, "Modified hydrodynamic approach for the modeling of high-frequency noise in FETs," in *Noise and fluctuations : 19th International Conference on Noise and Fluctuations ; ICNF 2007* (M. Tacano, Y. Yamamoto, and M. Nakao, eds.), vol. 922, (Tokyo (Japan)), pp. 371–374, AIP, 2007.
- [41] J. Pousset, J. F. Millithaler, C. Palermo, G. Sabatini, H. Marinchio, L. Varani, J. Mateos, T. González, S. Perez, D. Pardo, E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzinskis, and L. Reggiani, "Noise analysis of plasma wave oscillations in ingaas channels," in *Noise and fluctuations : 19th International Conference on Noise and Fluctuations ; ICNF 2007* (M. Tacano, Y. Yamamoto, and M. Nakao, eds.), vol. 922, (Tokyo (Japan)), pp. 201–206, AIP, 2007.
- [42] E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gružinskis, H. Marinchio, C. Palermo, and L. Varani, "Effect of gate-length shortening on the terahertz small-signal and self-oscillations characteristics of field-effect transistors," *Solid-State Electronics*, vol. 114, pp. 141–147, 2015.
- [43] F. Z. Mahi, H. Marinchio, C. Palermo, and L. Varani, "Terahertz small-signal response of field-effect transistor channels," *Terahertz Science and Technology, IEEE Transactions on*, vol. 5, no. 4, pp. 584–589, 2015.

- [44] P. Nouvel, J. Torres, S. Blin, H. Marinchio, T. Laurent, C. Palermo, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, F. Teppe, Y. Roelens, A. Shchepetov, and S. Bollaert, "Terahertz emission induced by optical beating in nanometer-length field-effect transistors," *Journal of Applied Physics*, vol. 111, pp. 103707–9 pages, May 2012.
- [45] H. Marinchio, J.-F. Millithaler, C. Palermo, L. Varani, L. Reggiani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, "Plasma resonances in a gated semiconductor slab of arbitrary thickness," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 98, p. 203504, 2011.
- [46] S. Boubanga-Tombet, F. Teppe, J. Torres, A. El Moutaouakil, D. Coquillat, N. Dyakonova, C. Consejo, P. Arcade, P. Nouvel, H. Marinchio, T. Laurent, C. Palermo, A. Penarier, T. Otsuji, L. Varani, and W. Knap, "Room temperature coherent and voltage tunable terahertz emission from nanometer-sized field effect transistors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, p. 262108, December 2010.
- [47] P. Nouvel, H. Marinchio, J. Torres, C. Palermo, D. Gasquet, L. Chusseau, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, "Terahertz spectroscopy of optically excited resonant plasma waves in high electron mobility transistor," *J. Appl. Phys.*, vol. 106, no. 013717, 2009.
- [48] V. Gruzinskis, P. Shiktorov, E. Starikov, H. Marinchio, C. Palermo, and L. Varani, "Drain current noise in gan mosfets at thz generation conditions," in *Noise and Fluctuations (ICNF), 2015 International Conference on*, pp. 1–4, IEEE, 2015.
- [49] H. Marinchio, V. Korotyeyev, C. Palermo, and L. Varani, "Hybrid plasma modes in transistors : linear and non-linear responses," *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 647, no. 1, p. 012035, 2015.
- [50] V. Gruzinskis, P. Shiktorov, E. Starikov, H. Marinchio, C. Palermo, J. Torres, and L. Varani, "Stepped current-voltage relation and thz oscillations in gan mosfet due to optical phonon emission : Monte carlo simulation," *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 647, no. 1, p. 012034, 2015.
- [51] V. Gruzinskis, E. Starikov, P. Shiktorov, H. Marinchio, J. Torres, C. Palermo, and L. Varani, "Gunn effect in n-inp mosfet at positive gate bias and impact ionization conditions," in *Computational Electronics (IWCE), 2014 International Workshop on*, pp. 1–2, IEEE, 2014.
- [52] H. Marinchio, C. Palermo, L. Varani, J. F. Millithaler, L. Reggiani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, "Hybrid 2D-3D plasmonic noise in a gated semiconductor slab," in *21st International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF 2011)* (M. J. Deen and C. H. Chen, eds.), (Toronto (Canada)), pp. 150–153, IEEE, 2011.
- [53] H. Marinchio, C. Palermo, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, "Suppression of high-frequency electronic noise induced by 2D plasma waves in field-effect and high-electron-mobility transistors," in *21st International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF 2011)* (M. J. Deen and C. H. Chen, eds.), (Toronto (Canada)), pp. 180–183, IEEE, 2011.
- [54] P. Nouvel, J. Torres, H. Marinchio, T. Laurent, S. Blin, L. Chusseau, C. Palermo, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, F. Teppe, and D. Coquillat, "Measurements of THz emission from nanometric-size transistors," in *International Conference on Infrared, Millimeter and THz Waves*, (Roma - Italy), 2010.

BIBLIOGRAPHIE

- [55] J. Mateos, H. Marinchio, C. Palermo, L. Varani, and T. Gonzalez, "Plasma-resonant THz detection with HEMTs," in *22nd International Conference On Indium Phosphide And Related Materials (IPRM)*, Japan Soc Applied Phys & IEEE Photon So & IEEE Elect Devic Soc & IEICE Electron Soc Japan & Kagawa Univ, 2010.
- [56] P. Nouvel, J. Torres, H. Marinchio, T. Laurent, C. Palermo, L. Varani, F. Teppe, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, "THz emission induced by an optical beating in nanometer-length high-electron-mobility transistors," *Acta Phys. Polonica A*, vol. 119, no. 2, pp. 199–202, 2010.
- [57] M. Daoudi, A. Belghachi, C. Palermo, H. Marinchio, and L. Varani, "Hydrodynamic modelling of electron transport in submicron $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ diodes," *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 193, no. 1, p. 012003, 2009.
- [58] P. Nouvel, H. Marinchio, J. Torres, C. Palermo, L. Chusseau, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, "Room-temperature terahertz spectroscopy of optically excited plasma waves in HEMTs," *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 193, no. 1, p. 012075, 2009.
- [59] J. F. Millithaler, L. Reggiani, J. Pousset, L. Varani, C. Palermo, W. Knap, J. Mateos, T. González, S. Perez, and D. Pardo, "A Monte Carlo investigation of plasmonic noise in nanometric n -in $_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ channels," *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment*, vol. 2009, no. 01, p. P01040, 2009.
- [60] J. F. Millithaler, L. Reggiani, J. Pousset, L. Varani, C. Palermo, J. Mateos, T. González, S. Perez, and D. Pardo, "Plasmonic noise in nanometric semiconductor layers," *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment*, vol. 2009, no. 02, p. P02030, 2009.
- [61] J. F. Millithaler, L. Reggiani, J. Pousset, L. Varani, C. Palermo, and W. Knap, "Monte Carlo investigation of terahertz plasma oscillations in ultrathin layers of n -type $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, p. 042113, 2008.
- [62] J. F. Millithaler, L. Varani, C. Palermo, J. Pousset, W. Knap, J. Mateos, T. González, S. Perez, D. Pardo, and L. Reggiani, "Monte Carlo simulation of plasma oscillations in ultra-thin layers," *Phys. Stat. Sol. (c)*, vol. 5, p. 249, 2008.
- [63] E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzinskis, L. Varani, C. Palermo, J. F. Millithaler, and L. Reggiani, "Terahertz generation in nitrides due to transit-time resonance assisted by optical phonon emission," *J. Phys. : Condens. Matter*, vol. 20, p. 384209, August 2008.
- [64] J. Diyadi, L. Hlou, K. Amechnoue, A. Moatadid, L. Varani, C. Palermo, J. F. Millithaler, J. C. Vaissiere, and J. P. Nougier, "An iterative matrix solution of the Boltzmann equation for the calculation of diffusion and noise in semiconductors," *Journal of Computational Electronics*, vol. 5, no. 4, pp. 261–266, 2007.
- [65] P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, L. Varani, C. Palermo, J. F. Millithaler, and L. Reggiani, "Frequency limits of THz radiation generated by optical-phonon transit-time resonance in quantum wells and heterolayers," *Physical Review B*, vol. 76, p. 045333, 2007.
- [66] L. Varani, C. Palermo, J. F. Millithaler, J. C. Vaissiere, E. Starikov, P. Shiktorov, J. Mateos, S. Perez, D. Pardo, and T. González, "Numerical modeling of TeraHertz electron devices," *J. Comput. Electron.*, vol. 5, pp. 71–77, 2006.

- [67] P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, L. Varani, C. Palermo, and J. F. Millithaler, "Generation of coherent terahertz radiation due to optical-phonon emission assisted transit-time resonance in quantum wells and heterolayers," in *Proceedings of the SPIE : Advanced Optical Materials, Technologies, and Devices*. (S. Asmontas and J. Gradauskas, eds.), vol. 6596 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, p. 65960A, February 2007.
- [68] J. F. Millithaler, L. Varani, C. Palermo, J. Mateos, T. González, S. Perez, D. Pardo, W. Knap, J. Lusakowski, N. Dyakonova, S. Bollaert, and A. Cappy, "TeraHertz emission from nanometric HEMTs analyzed by noise spectra," in *Proc. of the 14th Int. Conf. on Nonequilibrium Carrier Dynamics in Semiconductors, July 25-29, 2005, Chicago, USA* (M. Saraniti and U. Ravaioli, eds.), vol. 110 of *Springer Proceeding in Physics*, (New York), pp. 290–294, Springer, 2006.
- [69] L. Varani, C. Palermo, C. Devasconcelos, J. F. Millithaler, J. C. Vaissiere, J. P. Nougier, E. Starikov, P. Shiktorov, and V. Gruzinskis, "Is it possible to suppress noise by noise in semiconductors?," in *AIP Conf. Proc. 800 : Unsolved Problems of Noise and Fluctuations in Physics, Biology and High Technology* (L. Reggiani, C. Pennetta, V. Akimov, E. Alfinito, and M. Rosini, eds.), vol. 800 of *AIP Conference Proceedings*, (Gallipoli, Italy), pp. 474–479, American Institute of Physics, November 2005. Invited.
- [70] C. Palermo, L. Varani, J. C. Vaissiere, J. F. Millithaler, E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzinskis, and B. Azais, "Monte Carlo calculation of diffusion coefficient, noise spectral density and noise temperature in HgCdTe," in *AIP Conf. Proc. 780 : Noise and Fluctuations - ICNF 2005* (T. González, J. Mateos, and D. Pardo, eds.), vol. 780 of *AIP Conference Proceedings*, (Salamanca, Spain), pp. 151–154, American Institute of Physics, August 2005.
- [71] J. F. Millithaler, L. Varani, C. Palermo, J. Mateos, T. González, S. Perez, D. Pardo, W. Knap, J. Lusakowski, N. Dyakonova, S. Bollaert, and A. Cappy, "TeraHertz emission from nanometric HEMTs analyzed by noise spectra," in *AIP Conf. Proc. 780 : Noise and Fluctuations - ICNF 2005* (T. González, J. Mateos, and D. Pardo, eds.), (Salamanca, Spain), pp. 335–338, August 2005.
- [72] C. Palermo and J. Torres, *Électrotechnique IUT. Parcours IUT*, ISBN : 978-2-10-071140-6, Paris : Dunod, 2015.
- [73] C. Palermo and J. Torres, *Précis d'Électricité. Sciences Sup*, ISBN : 978-2-10-072470-3, Paris : Dunod, 2015.
- [74] C. Palermo, *Électrotechnique IUT. Parcours IUT*, ISBN : 978-2-10-057607-4, Paris : Dunod, 2012.
- [75] C. Palermo, *Précis d'Électrotechnique. Sciences Sup*, ISBN : 978-2-10-057960-0, Paris : Dunod, 2012.
- [76] D. Mittleman, *Sensing with Terahertz radiation*. Berlin : Springer Series of Optical Science, 2003.
- [77] M. A. Hasse, N. Robbins, N. Tabatabaie, and G. E. Stillmann, "Subthreshold electron velocity-field characteristics of GaAs and $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$," *Solid-State Electronics*, vol. 43, pp. 1813–1816, 1999.
- [78] J. H. Marsh, "Effects of compositional clustering on electron transport in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$," *Applied Physics Letters*, vol. 41(8), pp. 732–734, 1982.

BIBLIOGRAPHIE

- [79] T. H. Windhorn, L. W. Cook, and G. E. Stillman, "The Electron Velocity-Field Characteristic for n-In_{0.53}Ga_{0.47}As at 300K," *IEEE Devices Letters*, vol. EDL-3, pp. 18–20, 1982.
- [80] W. Ng, C. Tan, J. P. R. David, P. A. Houston, M. Yee, and J. S. Ng, "Temperature depend low-field electron multiplication in In_{0.53}Ga_{0.47}As," *Applied Physics Letter*, vol. 83(14), pp. 2820–2822, 2003.
- [81] M. A. Littlejohn, K. W. Kim, and H. Tian, *High-field transport in InGaAs and related heterostructures, Properties of Lattice-matched and strained indium gallium arsenide*. London, U.K. : P. Bhattacharya(INSPEC), 1993.
- [82] V. Balynas, A. Krotkus, A. Stalnionis, A. Gorelionok, N. Shmidt, and J. Tellefsen, "Time-resolved, hot-electron conductivity measurement using an electro-optic sampling technique," *Applied Physics Letter*, vol. 51(4), pp. 357–360, 1990.
- [83] J. L. Thobel, L. Baundry, A. Cappy, P. Bourel, and R. Fauquembergue, "Electron transport properties of strained In_xGa_{1-x}As," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, pp. 346–348, 1990.
- [84] C. H. Tan, G. J. Rees, P. A. Houston, J. S. Ng, W. K. Ng, and J. P. R. David, "Temperature dependence of electron impact ionisation in In_{0.53}Ga_{0.47}As," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, p. 2322, 2004.
- [85] M. Isler, "Phonon-assisted impact ionization of electron in In_{0.53}Ga_{0.47}As," *Physical Review B*, vol. 63, pp. 115209–1,8, 2001.
- [86] S. Li, *Semiconductor physical electronics. Microdevices : Physics and Fabrication Technologies*, Springer, 2006.
- [87] N. Ashcroft and N. Mermin, *Physique des solides*. EDP Sciences, 2002.
- [88] W. Fawcett, A. D. Boardman, and S. Swain, "Monte carlo determination of electron transport properties in gallium arsenide," *J. Phys. Chem. Solids*, vol. 31, p. 1963, 1970.
- [89] C. Hamaguchi, *Basic Semiconductor physics*. Berlin : Springer-Verlag, 2001.
- [90] L. Reggiani, *Topics in Applied Physics. Hot-Electron Transport in Semiconductors*. Berlin : Edition Springer-Verlag, 1985.
- [91] D. Ridley, *Quantum processus in semiconductors*. New York, USA : Oxford University Press, 4 edition, 1999.
- [92] J. C. Vaissiere, L. Hlou, J. P. Nougier, and A. Achachi, "Noise obtained from the scattered packet method," *AIP Conference Proceedings*, vol. 285, no. 1, pp. 73–76, 1993.
- [93] N. Metropolis, "The beginning of the monte carlo method," *Los Alamos Science*, Jan 1987.
- [94] S. U. Nicholas Metropolis, "The monte carlo method," *Journal of the American Statistical Association*, vol. 44, no. 247, pp. 335–341, 1949.
- [95] C. Jacoboni and L. Reggiani, "The monte carlo method for the simulation of charge transport in semiconductors with applications to covalent materials," *Reviews of Modern Physics*, vol. 55, no. 3, p. 645, 1983.
- [96] P. Lugli and D. K. Ferry, "Degeneracy in the ensemble Monte Carlo method for high-field transport in semiconductors," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-32 (11), p. 2431, 1985.

- [97] G. Sabatini, *Etude Monte Carlo des matériaux et composants électroniques à haute mobilité pour les applications térahertz*. PhD thesis, Université Montpellier 2, 2009.
- [98] M. V. Fischetti, "Monte Carlo Simulation of Transport in Technologically Significant Semiconductors of the Diamond and Zinc-Blende Structures - Part I : Homogeneous Transport," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 38, pp. 634–649, 1991.
- [99] G. M. Dunn, G. J. Rees, J. P. R. David, S. A. Plimmer, and D. C. Herbert, "Monte Carlo simulation of impact ionization and current multiplication in short GaAs p^+in^+ diodes," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 12, p. 111, 1997.
- [100] B. G. Vasallo, J. Mateos, D. Pardo, and T. González, "Monte Carlo study of kink effect in short channel InAlAs/InGaAs high electron mobility transistors," *J. Appl. Phys.*, vol. 94, p. 4096, 2003.
- [101] M. P. Mikailova, A. A. Rogachev, and I. N. Yassievich, "Impact ionization and auger recombination in inas," *Sov. Phys. Second.*, vol. 10 (8), pp. 866–871, 1976.
- [102] L. Varani and L. Reggiani, "Microscopic theory of electronic noise in semiconductor unipolar structures," in *La rivista del nuovo cemento*, vol. 17 of 3, 1994.
- [103] E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzinskis, L. Reggiani, L. Varani, J. C. Vaissiere, and C. Palermo, "Monte Carlo calculations of hot-electron transport and diffusion noise in GaN and InN," *Semicond. Sci. Techn.*, vol. 20, pp. 279–285, 2005.
- [104] F. Z. Mahi, A. R. Helmaoui, L. Varani, C. Palermo, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, "Analytical model of high-frequency noise of Schottky-barrier frequency multipliers," *Fluct. Noise Lett.*, vol. 10, pp. 121–131, March 2011.
- [105] H. Mathieu, *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*. Enseignement de la physique, Masson, 1987.
- [106] P. Bourel, J. L. Thobel, K. Bellahsni, M. Pemisek, and R. Fauquembergue, "Etude theorique du transport électronique et du contrôle de charge dans $Al_{0,48}In_{0,52}As/Ga_{0,47}In_{0,53}As/InP$. applications à la realisation de HEMT.," *J. Phys. III France*, vol. 1, no. 4, pp. 511–520, 1991.
- [107] I. Nardecchia, L. Spinelli, J. Preto, M. Gori, E. Floriani, S. Jaeger, P. Ferrier, and M. Pettini, "Experimental detection of long-distance interactions between biomolecules through their diffusion behavior : Numerical study," *Phys. Rev. E*, vol. 90, p. 022703, Aug 2014.
- [108] L. Varani, C. Palermo, J. C. Vaissiere, A. Greiner, and L. Reggiani, "Avoiding spurious velocity overshoots in hydrodynamic simulations of deep submicron devices by a physical modelling of heat transport," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 19, pp. S142–S144, 2004.
- [109] A. Greiner, L. Varani, C. Palermo, J. C. Vaissiere, and L. Reggiani, "Heat transport and spurious velocity overshoots in moment-based simulations of deep submicron devices," in *Proceedings of the 14th Workshop on Modelling and Simulation of Electron Devices (MSED)* (F. Martin, J. Garcia, J. Sune, X. Oriols, J. Bonache, and D. Jimenez, eds.), (Barcelona, Spain), pp. 5–8, Publications Universitat Autònoma de Barcelona, October 2003.
- [110] J. Pousset, *Etude de nanotransistors pour la génération et la détection d'ondes térahertz*. PhD thesis, Université Montpellier 2, Montpellier, France, 2008.
- [111] J.-F. Millithaler, *Modélisation du transport et du bruit dans les dispositifs nanométriques*. PhD thesis, Université Montpellier 2, Montpellier, France, 2006.

BIBLIOGRAPHIE

- [112] D. Pardo, J. Grajal, S. Pérez, B. Mencía, J. Mateos, and T. González, "Analysis of noise spectra in GaAs and GaN Schottky barrier diodes," *Semiconductor Science and Technology*, vol. 26, no. 5, p. 055023, 2011.
- [113] T. Grasser, H. Kosina, and S. Selberherr, "Investigation of spurious velocity overshoot using Monte Carlo data," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, pp. 1900–1902, SEP 17 2001.
- [114] C. Palermo, L. Varani, J. C. Vaissière, E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzinskis, and B. Azais, "Electron transport properties of bulk mercury-cadmium-telluride at 77 K," *Solid-State Electronics*, vol. 53, no. 1, pp. 70–78, 2009.
- [115] H. Marinchio, *Nanotransistors à ondes de plasma. Applications à la génération et à la détection de radiations térahertz*. PhD thesis, Université Montpellier 2, 2009.
- [116] H. Marinchio, C. Palermo, and L. Varani, "STEC-HD : Simulateur de Transistors à Effet de Champ HydroDynamique," 2011.
- [117] A. Mahi, *Modélisation de transistors à effet de champ pour des applications térahertz*. PhD thesis, Université Montpellier 2, Montpellier, France, 2014.
- [118] J. Nougier, *Méthodes de calcul numérique*. Masson, 1983.
- [119] T. González, J. Mateos, D. Pardo, L. Varani, and L. Reggiani, "Injection statistics simulator for dynamic analysis of noise in mesoscopic devices," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 14, p. L37, 1999.
- [120] J. Gunn, "Microwave oscillations of current in III-V semiconductors," *Solid State Communications*, vol. 1, no. 4, pp. 88 – 91, 1963.
- [121] P. Ziade, *Simulation de composants électroniques aux fréquences térahertz*. PhD thesis, Université Montpellier 2, Montpellier, France, septembre 2010.
- [122] Y. Du, Y. Geng, and L. Sun, "Simulation model based on monte carlo method for traffic assignment in local area road network," *Frontiers of Architecture and Civil Engineering in China*, vol. 3, no. 2, pp. 195–203, 2009.
- [123] C. E. Leith, "Theoretical skill of monte carlo forecasts," *Monthly Weather Review*, vol. 102, pp. 409–418, 2016/03/14 1974.
- [124] F. Hennebelle and T. Coorevits, "Propagation des distributions. détermination des incertitudes par la méthode de Monte Carlo," *Techniques de l'ingénieur : capteurs et méthodes de mesure*, vol. base documentaire : TIB419DUO, no. ref. article : r288, 2013.
- [125] H. L. Grubin, D. K. Ferry, and C. Jacoboni, eds., *The Physics of Submicron Semiconductor Devices*. New York : Plenum, 1988.
- [126] E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzinskis, L. Reggiani, L. Varani, J. C. Vaissière, and J. H. Zhao, "Monte Carlo simulation of terahertz generation in nitrides," *J. Phys. : Condens. Matter*, vol. 13, p. 7159, 2001.
- [127] V. Gruzinskis, E. Starikov, P. Shiktorov, L. Reggiani, M. Saratini, and L. Varani, "Hydrodynamic analysis of DC and AC hot-carrier transport in semiconductors," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 8, pp. 1283–1290, 1993.

- [128] C. Palermo, L. Varani, and J. C. Vaissiere, "Monte Carlo analysis of high-frequency non-equilibrium transport in mercury-cadmium-telluride for infrared detection," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 19, pp. S443–445, 2004.
- [129] B. K. Ridley and T. B. Watkins, "The Possibility of Negative Resistance Effects in Semiconductors," *Proceedings of the Physical Society*, vol. 78, no. 2, pp. 293–304, 1961.
- [130] G. Scalari, C. Walther, M. Fischer, R. Terazzi, H. Beere, D. Ritchie, and J. Faist, "THz and sub-THz quantum cascade lasers," *Laser and Photonics Reviews*, vol. 3, no. 1-2, pp. 45–66, 2009.
- [131] P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gružinskis, L. Varani, and L. Reggiani, "Modeling of THz - electro-optical sampling measurements," *Acta Physica Polonica A*, vol. 113, p. 913, Mar. 2008.
- [132] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*. Wiley New York, 1996.
- [133] V. Ryzhii, I. Khmyrova, A. Satou, P. O. Vaccaro, T. Aida, and M. Shur, "Plasma mechanism of terahertz photomixing in high-electron mobility transistor under interband photoexcitation," *J. Appl. Phys.*, vol. 92, pp. 5756–5760, 2002.
- [134] V. Ryzhii, I. Khmyrova, and M. Shur, "Terahertz photomixing in quantum well structures using resonant excitation of plasma oscillations," *J. Appl. Phys.*, vol. 91, no. 4, pp. 1875–1881, 2002.
- [135] T. Otsuji, M. Hanabe, and O. Ogawara, "Terahertz plasma wave resonance of two-dimensional electrons in InGaP/InGaAs/GaAs high-electron-mobility transistors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, no. 11, pp. 2119–2121, 2004.
- [136] "Audacity : Logiciel libre d'enregistrement et de montage audio, <http://audacity.sourceforge.net>."
- [137] "Norme ISO 16 :1975 Acoustics–standard tuning frequency (standard musical pitch)."
- [138] M. Dyakonov and M. S. Shur, "Current instability and plasma waves generation in ungated two-dimensional electron layers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, p. 111501, 2005.
- [139] M. Dyakonov and M. Shur, "Plasma wave electronics for terahertz applications," in *NATO Science Series, II. Mathematics, Physics and Chemistry*, vol. 27, pp. 187–207, Kluwer Academic, Boston, 2001.
- [140] J. Mateos, T. González, D. Pardo, V. Höel, H. Happy, and A. Cappy, "Improved monte carlo algorithm for the simulation of δ -doped AlInAs/GaInAs HEMTs," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 47, no. 1, pp. 250–253, 2000.
- [141] A. Shchepetov, C. Gardès, Y. Roelens, A. Cappy, S. Bollaert, S. Boubanga-Tombet, F. Teppe, D. Coquillat, S. Nadar, N. Dyakonova, H. Videlier, W. Knap, D. Seliuta, R. Vadoklis, and G. V. sis, "Oblique modes effect on terahertz plasma wave resonant detection in InGaAs/InAlAs multichannel transistors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, p. 242105, 2008.
- [142] M. Dyakonov and M. Shur, "Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor : New mechanism of plasma wave generation by dc current," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 71, pp. pp 2465–2468, 1993.

BIBLIOGRAPHIE

- [143] D. Veksler, F. Teppe, A. P. Dmitriev, V. Y. Kachorovskii, W. Knap, and M. S. Shur, "Detection of terahertz radiation in gated two-dimensional structures governed by dc current," *Phys. Rev. B*, vol. 73, p. 125328, 2006.
- [144] J. Mateos, T. González, D. Pardo, V. Hoel, and A. Cappy, "Effect of the T-gate on the performance of recessed HEMTs. A Monte Carlo analysis," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 14, pp. 864–870, 1999.
- [145] A. Mahi, C. Palermo, H. Marinchio, G. Sabatini, A. Belgachi, and L. Varani, *Plasma Wave Excitation by Terahertz Electric Signal in High Electron Mobility Transistors*, vol. Advances in Semiconductor Research : Physics of Nanosystems, Spintronics and Technological Applications, ch. 11. Nova Science Publishers, 2014.
- [146] P. Sandborn, J. East, and G. Haddad, "Quasi-two-dimensional modeling of GaAs MES-FET's," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 34, no. 5, pp. 985–991, 1987.
- [147] R. Drury and C. Snowden, "A quasi-two-dimensional HEMT model for microwave cad applications," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 42, pp. 1026–1032, June 1995.
- [148] S. Selberherr, *Analysis and Simulation of Semiconductor Devices*. Springer-Verlag, 1984.
- [149] M. Berroth and R. Bosch, "Broad-band determination of the fet small-signal equivalent circuit," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 38, pp. 891–895, Jul 1990.
- [150] S. E. Laux, "Techniques for small-signal analysis of semiconductor devices," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 32, pp. 2028–2037, Oct 1985.
- [151] T. Gonzalez and D. Pardo, "Monte carlo determination of the intrinsic small-signal equivalent circuit of MESFET's," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 42, pp. 605–611, Apr 1995.
- [152] V. Gruzinskis, E. Starikov, P. Shiktorov, L. Reggiani, and L. Varani, "Linear and nonlinear analysis of microwave power generation in submicrometer n^+nn^+ InP diodes," *J. Appl. Phys.*, vol. 76, pp. 5260–5271, 1994.
- [153] L. Varani, T. Kuhn, L. Reggiani, and Y. Perlès, "Current and number fluctuations in submicron n^+nn^+ structures," *Solid State Electron.*, vol. 36, p. 251, 1993.
- [154] J. Lusakowski, W. Knap, N. Dyakonova, L. Varani, J. Mateos, T. Gonzalez, Y. Roelens, S. Bollaert, A. Cappy, and K. Karpierz, "Voltage tuneable terahertz emission from a ballistic nanometer InGaAs/InAlAs transistor," *Journal of Applied Physics*, vol. 97, no. 6, p. 064307, 2005.
- [155] V. Gružhinskis, P. Shiktorov, E. Starikov, L. Reggiani, L. Varani, and J. Vaissière, "Free-carrier grating and terahertz generation from InN n^+nn^+ structures under streaming plasma instability," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 19, no. 4, pp. S173–S175, 2004.
- [156] E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gružhinskis, L. Reggiani, and L. Varani, "Coherent terahertz radiation generation due to carrier interaction with low-temperature optical phonons in semiconductors : Achievements and perspectives," *Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics*, vol. 2, no. 1, pp. 11–35, 2007.

- [157] S. Kim, J. Zimmerman, P. Focardi, A. Gossard, D. Wu, and M. Sherwin, "Room temperature terahertz detection based on bulk plasmons in antenna-coupled GaAs field effect transistors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, no. 25, p. 253508, 2008.
- [158] S. Karishy, *Theoretical investigation of terahertz collective oscillations in electron devices*. PhD thesis, Université Montpellier 2, Montpellier, France, 2014.
- [159] H. Kroemer, "Theory of the gunn effect," *Proceedings of the IEEE*, vol. 52, pp. 1736–1736, Dec 1964.
- [160] J. Mateos, S. Perez, D. Pardo, T. Gonzalez, and T. González, "Ultra fast Gunn effect at THz frequencies in HEMTs," in *Indium Phosphide and Related Materials Conference Proceedings, 2006 International Conference on*, pp. 313–316, 2006.
- [161] D. B. But, C. Drexler, M. V. Sakhno, N. Dyakonova, O. Drachenko, F. F. Sizov, A. Gutin, S. D. Ganichev, and W. Knap, "Nonlinear photoresponse of field effect transistors terahertz detectors at high irradiation intensities," *Journal of Applied Physics*, vol. 115, p. 164514, apr 2014.
- [162] D. Coquillat, V. Nodjiadjim, A. Konczykowska, N. Dyakonova, C. Consejo, S. Ruffenach, F. Teppe, M. Riet, A. Muraviev, A. Gutin, M. Shur, J. Godin, and W. Knap, "InP double heterojunction bipolar transistor for broadband terahertz detection and imaging systems," *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 647, no. 1, p. 012036, 2015.
- [163] V. Vassilev, H. Zirath, V. Furtula, Y. Karandikar, and K. Eriksson, "140-220 GHz imaging front-end based on 250nm InP/InGaAs/InP DHBT process," 2013.
- [164] F. Mady, J.-b. B. Duchez, Y. Mebrouk, and M. Benabdesselam, "Equilibrium Degradation Levels in Irradiated and Pumped Erbium-Doped Optical Fibers," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 62, no. 6, pp. 2948–2955, 2015.
- [165] B. R. Bennett, R. Magno, J. B. Boos, W. Kruppa, and M. G. Ancona, "Antimonide-based compound semiconductors for electronic devices : A review," *Solid-State Electronics*, vol. 49, no. 12, pp. 1875–1895, 2005.
- [166] M. Malmkvist, E. Lefebvre, M. Borg, L. Desplanque, X. Wallart, G. Dambrine, S. Bollaert, and J. Grahn, "Electrical characterization and small-signal modeling of InAs/AlSb HEMTs for low-noise and high-frequency applications," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 56, no. 12, pp. 2685–2691, 2008.
- [167] J. Pokorny and T.-M. Wu, *Biophysical Aspects of Coherence and Biological Order*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1998.
- [168] A. Markelz, S. Whitmire, J. Hillebrecht, and R. Birge, "THz time domain spectroscopy of biomolecular conformational modes.," *Physics in medicine and biology*, vol. 47, no. 21, p. 3797, 2002.
- [169] D. A. Turton, H. M. Senn, T. Harwood, A. J. Laphorn, E. M. Ellis, and K. Wynne, "Terahertz underdamped vibrational motion governs protein-ligand binding in solution.," *Nature communications*, vol. 5, p. 3999, 2014.
- [170] K.-I. Chen, B.-R. Li, and Y.-T. Chen, "Silicon nanowire field-effect transistor-based biosensors for biomedical diagnosis and cellular recording investigation," *Nano Today*, vol. 6, pp. 131–154, apr 2011.

BIBLIOGRAPHIE

- [171] S. Pud, J. Li, V. Sibiliev, M. Petrychuk, V. Kovalenko, A. Offenhausser, and S. Vitusevich, "Liquid and back gate coupling effect : Toward biosensing with lowest detection limit," *Nano Letters*, vol. 14, no. 2, pp. 578–584, 2014.

Annexe A

Tirés à part

Terahertz generation in nitrides due to transit-time resonance assisted by optical phonon emission

E Starikov¹, P Shiktorov¹, V Gružinskis¹, L Varani², C Palermo²,
J-F Millithaler³ and L Reggiani³

¹ Semiconductor Physics Institute, A Goštauto 11, 01108 Vilnius, Lithuania

² Institut d'Électronique du Sud (CNRS UMR 5214), Université Montpellier 2,
Place Eugène Bataillon, 34095 Montpellier Cedex 5, France

³ Dipartimento di Ingegneria dell'Innovazione and CNISM, Università del Salento,
Via Arnesano s/n, I-73100 Lecce, Italy

E-mail: jane@pav.pfi.lt (J-F Millithaler)

Received 25 March 2008, in final form 6 May 2008

Published 21 August 2008

Online at stacks.iop.org/JPhysCM/20/384209

Abstract

The conditions for THz radiation generation caused by electron transit-time resonance in momentum and real spaces under optical phonon emission are analyzed for nitride-based materials and their structures. It is shown that such a mechanism provides a unique possibility to realize sub-THz and THz radiation generation at the border between the electro-optical and electronic techniques by using two alternative approaches: (i) amplification of transverse electromagnetic waves in 3D bulk materials and 2D quantum wells, and (ii) longitudinal current-field instabilities in sub-micron and micron n^+nn^+ diodes. Estimations of frequency regions, output power and efficiency of the generation demonstrate that nitrides are promising materials for THz radiation generation.

1. Introduction

It is well known that THz represents a frequency at the border between regions exploiting two different ways for achieving electromagnetic radiation generation, namely: from below, ultra-high frequency electronics and, from above, far-infrared photonics. In the former case, the generation is due to *longitudinal electrical waves* instabilities (as in Gunn-devices, IMPATT-diodes, etc) which exploit static negative differential conductivity (NDC) of the N- or S-type, which starts from zero frequency and ends at some cutoff frequency. In the latter case, generation is due to amplification of *transverse electromagnetic waves* (as in quantum cascade lasers, hot-carrier p-Ge lasers, etc) which exploit population inversion between some energy states. Here, the amplification/generation process is usually described in terms of the amplification coefficients (or dynamical NDC) which take place in restricted regions near certain resonant frequencies. In each of these ways, the generation efficiency decreases significantly when trying to extend into the THz region. Therefore, identifying the physical mechanisms which lead to THz generation making use of both ways is a

mandatory issue. The aim of this work is to show that the electron transit-time resonance in momentum and real spaces under low-temperature optical phonon emission is an effective mechanism to address such an issue. To support this conjecture we shall review recent theoretical predictions on THz generation due to transit-time resonance assisted by optical phonon emission in nitride-based three-dimensional (3D) bulk materials, two-dimensional (2D) quantum heterostructures, and sub-micron or micron n^+nn^+ diodes.

The content of the paper is organized as follows. Section 2 briefly reviews the concept and properties of the transit-time resonance. Section 3 considers the amplification and generation of transverse electromagnetic waves in bulk semiconductors and 2D structures. Section 4 is devoted to current instabilities in n^+nn^+ structures induced by excitation of longitudinal electric waves. Major conclusions are presented in section 5.

2. Transit-time resonance: concept and properties

At sufficiently low lattice temperatures, when the mechanism of absorption of optical phonons with energy $\hbar\omega_0$ by free

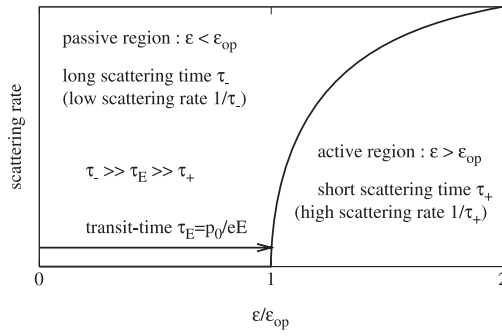


Figure 1. Schematic representation of the momentum space subdivision into a passive and an active region with respect to optical phonon energy.

carriers is practically absent so that $T \ll \hbar\omega_0/k_B$ (with k_B being the Boltzmann constant), the threshold onset for optical phonon emission subdivides the momentum space, \mathbf{p} , into two regions, the so called passive and active ones. In the *passive* region, where the carrier energy $\varepsilon(\mathbf{p})$ is less than $\hbar\omega_0$, optical phonon emission is absent and carriers undergo only weak quasi-elastic scatterings caused by deformation and piezoelectric acoustic phonons, as well as impurity ions with combined characteristic momentum relaxation time τ_- . In the *active* region, where $\varepsilon(\mathbf{p}) > \hbar\omega_0$ spontaneous emission of optical phonons with the characteristic scattering time

$$\tau_+ \ll \tau_- \quad (1)$$

is switched on. Such a situation is schematically represented in figure 1.

With a dc electric field E being applied to the semiconductor structure, in the passive region a carrier can move (quasi-)ballistically up to the optical phonon boundary if τ_- satisfies the condition:

$$\tau_E \ll \tau_- \quad (2)$$

where $\tau_E = p_0/eE$ is the transit-time necessary for a carrier starting from the origin of momentum space to reach its boundary at $p_0 = \sqrt{2m_0m^*\hbar\omega_0}$. Here, within a simple spherical and parabolic band, p_0 is the radius of the optical phonon sphere in momentum space, m_0 and m^* the free and effective electron mass, respectively.

By supposing that the condition (2) is fulfilled, the electron penetration into the active region can display the following scenario. If the penetration is sufficiently small, that is:

$$\delta\varepsilon \ll \hbar\omega_0 \quad (3)$$

$\delta\varepsilon$ being the penetration energy, a carrier quickly emits an optical phonon and comes back near the center of the passive region. In terms of the characteristic times, this condition is usually formulated as:

$$\tau_+ \ll \tau_E. \quad (4)$$

As a consequence, when the conditions (2) and (4) are satisfied, carrier motion in momentum space takes the well-known cyclic character. Starting from the center of the passive

region it moves quasi-ballistically during time τ_E , then it quickly emits an optical phonon and returns back to the center of the passive region, thus starting the next cycle. In real space, such a periodic process in momentum space corresponds to a generally forward motion consisting of free accelerations in the field direction followed by stops occurring when the carrier, after emitting an optical phonon, takes a near to zero velocity. The spatial period of such an acceleration-stop motion is determined by the real-space path which is necessary for a carrier to achieve the optical phonon energy $\hbar\omega_0$ due to the acceleration in the dc electric field:

$$l_0 = \frac{eE}{m_0m^*} \frac{\tau_E^2}{2} = \frac{\hbar\omega_0}{eE}. \quad (5)$$

In the following, such a motion in momentum and real space will be referred as OPTTR, a short acronym for optical phonon emission assisted transit-time resonance.

Let us stress that equations (2) and (4) merely describe conditions necessary for the OPTTR realization in momentum space. They are insufficient for the OPTTR to manifest itself in real space as effects directly related with a spatial periodicity of optical phonon emissions by each single carrier (with the period l_0). Spatial manifestation of OPTTR will take place only if there exists a possibility to create, in some restricted region of real space, a carrier stream with the velocity spread

$$\delta v \ll \frac{p_0}{m^*m_0}. \quad (6)$$

Usually, such a condition can be easily realized at the source contact by using, for example, n^+n , n^+n^-n homojunctions with a sharp electric field which prevents carriers from entering into the n -region where the OPTTR conditions are fulfilled. In the case of contacts with a wide velocity spread of entering carriers any spatial effects of the OPTTR will be suppressed.

Under stationary conditions, in momentum space such a cyclic motion leads to the so called *streaming distribution* [1–4], i.e. a carrier distribution elongated along the electric field direction. In real space, the periodic motion of carriers can lead to formation of a free-carrier grating [5–8] and associated kinks in the current–voltage (I – U) characteristics when the applied voltage corresponds to an integer number of optical phonons which can be emitted by a carrier crossing the diode [8].

Under dynamical conditions, such a cyclic motion with the transit-time frequency $f_E = 1/\tau_E$ produces a variety of quite important physical phenomena. For example, the transit-time frequency manifests itself in: (i) damping oscillations of the carrier velocity and energy during a transient response of the carrier ensemble under a step-like switching of the dc electric field [9], (ii) resonant enhancement of the current noise spectrum at a frequency close to f_E [10–12], (iii) a bunching of carriers in momentum space [13–15], (iv) noise upconversion effects [16] under alternating (ac) electric field, etc.

Apart from the above mentioned effects, the most important manifestation of the OPTTR is the possibility of having microwave power generation in the sub-THz and THz frequency regions. As predicted theoretically, such a

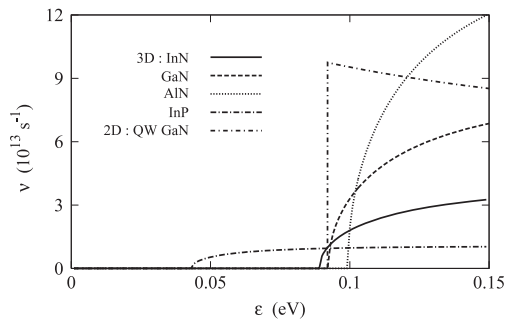


Figure 2. Scattering rate of polar-optical-phonon emission as function of carrier energy in 3D bulk materials and 2D GaN 5 nm QW.

generation can be related to:

- (i) the transverse electromagnetic wave amplification in bulk materials [17–20], and
- (ii) the longitudinal current instabilities in diode structures [21, 22].

In the former case, the microwave power generation in the frequency range 50–300 GHz was observed experimentally in InP samples by the Vorob'jev group of Saint-Petersburg [23]. In the latter case, a direct observation of the OPTTR induced generation is still absent. However, some manifestations of the OPTTR as kinks at the I – U characteristics were experimentally observed in InSb [24], GaAs [25], InGaAs [26] and InP [27] structures at cryogenic temperatures.

Both the theoretical considerations and the experimental data mentioned above show the possibility of a practical realization of the OPTTR and of its exploitation as a mechanism for generation. Moreover, they indicate the possibility of two different ways to achieve generation near the transit-time frequency. These ways are based on the instability of the transverse electromagnetic waves (analog of quantum laser systems) and longitudinal electrical waves accompanied by the formation of certain spatial structures.

Since the OPTTR frequency $f_E = eE/p_0$ is proportional to the applied dc electric field E , to increase the generation frequency one needs to increase E . For a given material, the increase of E eventually leads to a deterioration in the OPTTR as expressed by condition (4). Therefore, an increase of the OPTTR frequency can be expected in semiconductors with a carrier–phonon interaction stronger than in standard III–V compounds, so that shorter values of τ_+ could be achieved. Such a requirement is satisfied by wide-band nitride materials where the electron–phonon interaction is several times stronger [28] than in standard III–V compounds [29]. This is illustrated by figure 2 which presents the electron scattering rate of optical phonon emission for zincblende InP and wurtzite nitrides.

However, nitride materials in the form of bulk samples are not readily available at the present time. Available samples are mostly n^+nn^+ homostructures and heterostructures with 2D electron transport such as quantum wells (QWs) and heterolayers (HLs). In this context, it is worthwhile emphasizing that transport in 2D exhibits two main advantages

with respect to that in 3D, namely: (i) the possibility of increasing the maximum generation frequency because of a more abrupt threshold of the optical phonon emission scattering rate (see figure 2), (ii) the possibility to use high carrier densities whilst avoiding impurity scattering in the passive region due to an increase of τ_- , since donors are usually remotely placed outside the 2D channel.

3. Generation of transverse electromagnetic waves

In this section we shall consider excitation and generation of the transverse electromagnetic waves in bulk nitrides and their 2D channels. It is supposed that the OPTTR conditions are only satisfied in the momentum space and the longitudinal electrical spatial waves are not excited, i.e. the condition given by equation (6) is invalid. The propagation peculiarity of the electromagnetic transverse modes is the absence of interactions with plasma excitations in the semiconductor volume, so that the spatial homogeneity of carrier distribution is not violated. The description of a process of bulk generation for such modes coincides entirely with that of quantum laser systems when the frequency dependence of an amplification coefficient (or dynamic negative differential mobility (DNDM)) of the active medium is supposed to be known. Therefore, here the main attention will be to determine: (i) the frequency regions of generation (i.e. DNDM), (ii) the magnitude of the small- and large-signal amplification coefficient, (iii) the influence of material parameters and external conditions, such as amplitude of the applied dc electric fields, lattice temperature, etc. Estimations of the expected output power and generation efficiency of laser systems based on semiconductor volume in the presence of the DNDM caused by the OPTTR will be given.

The main features of the DNDM under OPTTR conditions will be illustrated by Monte Carlo (MC) calculations performed for nitride-based materials (InN, GaN, AlN). MC simulations of bulk materials include electron scattering by ionized impurities, deformation and piezoelectric acoustic phonons, and polar optical phonons with parameters taken from [28]. The modeling of band structure and scattering mechanisms in 2D QWs and HLs mainly follows [30–33]. For 2D QWs, deformation acoustic and polar optical phonon scatterings are considered [33]. The differential mobility and amplification spectra are calculated in the framework of a small-signal analysis by using averaging over before- and after-scattering ensembles as described in [11, 12, 34]. The characteristic features of generation are calculated in the framework of the large-signal operation as described in [34–36]. To distinguish the electron mobilities obtained under the small- and large-signal operations we shall refer to them as $\mu(f)$ and μ_ω , respectively.

3.1. Dynamic negative differential mobility

In a set of pioneering papers [17–20], it was predicted that, under the fulfillment of the OPTTR conditions (2) and (4), by superimposing a small ac field to a high dc field the oscillating dynamics leads to a carrier bunching in momentum space. The corresponding negative phase shift $\varphi > \pi/2$, with respect to the ac electric field, can produce DNDM near the

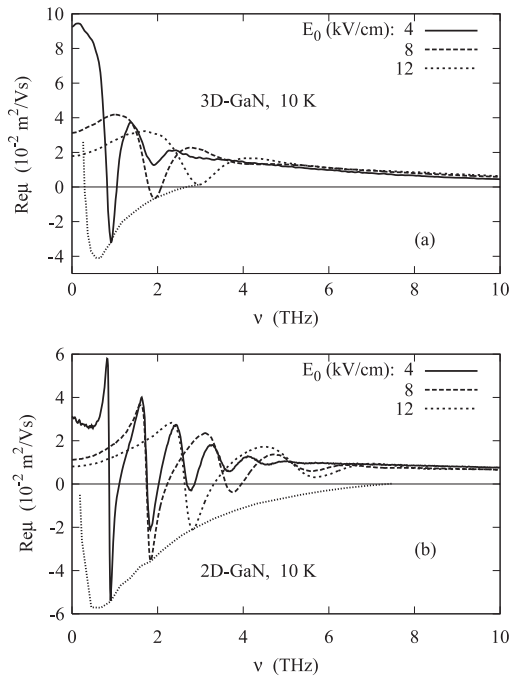


Figure 3. Real part of the differential mobility spectrum calculated by the Monte Carlo method for GaN: (a) bulk material, and (b) 5 nm QW structure. The dotted lines refer to the maximum value of the DNDM as a function of frequency.

OPTTR frequency due to:

- (i) the forward directional character of *polar* optical phonon emission in momentum space,
- (ii) the decrease, with electron energy increase, of the scattering rate in the passive region, as it takes place for ionized impurity and piezoelectric phonon scattering (assuming the validity of the condition expressed by (2)).

To illustrate the general trends of the DNDM behavior in 3D materials and 2D structures, figure 3 shows the real part of the differential mobility spectrum, $\text{Re}[\mu(f)]$, calculated by the MC method for bulk GaN with a donor concentration $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ and 5 nm GaN QW (figures 3(a) and (b), respectively) at the same values of the applied dc electric field. As follows from figure 3, the general behavior of the mobility spectrum is the same in both 3D and 2D cases. The OPTTR manifests itself as a series of $\text{Re}[\mu(f)]$ minima at the transit-time frequency and its higher harmonics. Negative values of $\text{Re}[\mu(f)]$ (that is the DNDM) correspond to frequency regions where amplification and generation is possible (the so called generation bands). The magnitude of the first DNDM minimum at the resonant frequency as a function of the applied dc field E is given by the dotted lines that illustrate the total frequency range of possible amplification/generation for the given material or 2D structure.

Figure 4 summarizes the state-of-the-art and compares results of MC simulations of the OPTTR generation frequency band as function of the applied dc field for various 3D [34–39] and 2D [33, 40, 41] semiconductor structures. Points show the generation frequency obtained experimentally by Vorob’ev

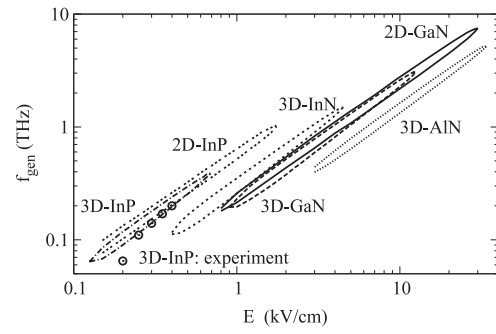


Figure 4. Generation bands (frequency regions where the real part of the differential mobility is negative) as a function of applied dc field calculated by Monte Carlo method for bulk materials as well as 12 nm InP and 5 nm GaN QW structures at 10 K. Points refer to the generation frequency obtained experimentally by Vorob’ev *et al* [23].

et al [23] in InP 54 mm × 8 mm × 7 mm samples in the geometry corresponding to the transverse electromagnetic waves generation. The low-frequency cutoff of generation (lower ends of the generation bands in figure 4 and left wing of the dotted lines in figure 3) is related to the violation of the quasi-ballistic motion of electrons in the passive region (equation (2)). The high-frequency cutoff (upper ends of the generation bands in figure 4 and right wing of the dotted lines in figure 3) is related to the increasing penetration of electrons into the active region (equation (4)). As evident from figure 4, the electric field regions and, hence, the generation bands cover a rather wide frequency range, which strongly depends on semiconductor material and transport type (2D or 3D). Furthermore, all the generation bands exhibit a similar behavior, thus indicating the existence of some general rules at the basis of their formation.

An universal description of the OPTTR assisted generation band for sub-THz and THz radiation was developed in [33] in the framework of a 3D transport in bulk materials and 2D transport in QWs and HLs. The model is based on quantitative estimations of the qualitative constraints given by conditions (2) and (3) for the streaming conditions obtained from numerical calculations of the OPTTR DNDM by MC simulations performed for different bulk materials and 2D structures. It was found that:

- (i) the low-frequency (LF) cutoff of the DNDM at OPTTR takes place when the average momentum relaxation rate in the passive region $1/\tau_-$, which includes all the scatterings, increases up to critical values comparable with the transit-time frequency f_E :

$$\frac{1}{\tau_-} \sim f_E \begin{cases} 1/2, & 3\text{D} \\ 1, & 2\text{D}. \end{cases} \quad (7)$$

- (ii) independently of 3D or 2D transport type, the high-frequency (HF) cutoff appears at the same value of average penetration depth

$$\langle \delta \varepsilon \rangle_{\text{cut}} \approx (0.14-0.15) \hbar \omega_0. \quad (8)$$

As a consequence, for the HF cutoff of the DNDM it was found that:

- (i) in going from 3D to 2D transport, for the same material the change of the energy dependence of the density-of-states is responsible of an extension of the maximum generation frequency for up to a factor of five times.
- (ii) the effective constant of polar optical (po) phonon emission scattering rate given by:

$$\Lambda_{po} = \frac{e^2 (\hbar\omega_0 2m_0 m^*)^{1/2}}{4\pi \hbar^2 \kappa_0} \left[\frac{1}{\kappa_\infty} - \frac{1}{\kappa_s} \right] \quad (9)$$

with κ_0 the vacuum permittivity and κ_s, κ_∞ the static and high-frequency relative dielectric constant, respectively, allows one to provide an universal presentation of the generation band associated with the OPTTR for various 3D materials and their 2D structures on the basis of some relevant physical quantities, namely: the carrier effective mass, the optical phonon energy, and the po coupling strength.

Figure 5 reports the results of available calculations and experiments for various bulk materials and 2D structures already shown in figure 4 in terms of universal material-independent generation bands. Such a universal representation is obtained when the electric field E and the generation frequency f_{gen} are normalized, respectively, to the effective electric field of po-phonon emission

$$E_{po}^i = \frac{1}{e} p_0 v_{po}^i \quad (10)$$

and the po-phonon effective scattering rate given by:

$$v_{po}^i = \begin{cases} \Lambda_{po}, & i = 3D \\ \Lambda_{po} G_{po}^{2D}(\varepsilon = \hbar\omega_0), & i = 2D \end{cases} \quad (11)$$

where the second line in equation (11) simply gives the po-phonon emission scattering rate at $\varepsilon = \hbar\omega_0$ (see [33] for more details). As follows from figure 5, such an approach allows us to reduce the variety of calculations presented in figure 4 to the two main cases of 3D and 2D transport, respectively. Such a unified description provides an effective way for a simple estimation of possible generation bands in the case of 3D and 2D transport in various materials.

In essence, the model developed in [33] gives the ‘upper’ estimate of the HF-limit of the generation band primarily determined by the parameters of a bulk material and a 2D structure. For the LF-limit, equation (7) gives a reasonable estimate by supposing that all low-energy scattering rates are incorporated into an average momentum relaxation time in the passive region τ_- as $1/\tau_- = 1/\tau_{da} + 1/\tau_{imp} + 1/\tau_{ee}$. For example, such a procedure was used to estimate τ_- in the experimental observation of the OPTTR generation in bulk InP [23]. These estimations give $\tau_- \approx \tau_E$ which is reasonably close to the values estimated above.

In concluding this subsection let us note that more detailed MC results on the DNDM induced by OPTTR and associated features can be found in [11, 12, 33–39, 46] for the 3D case and [33, 40–46] for the 2D case.

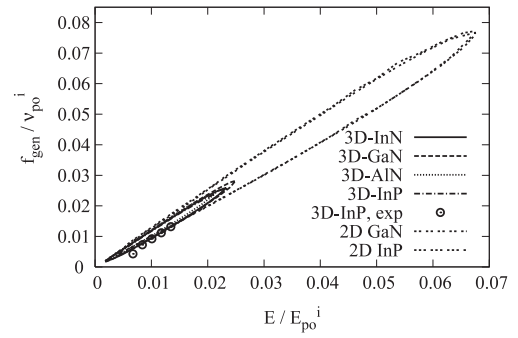


Figure 5. The same dependences as in figure 4 but normalized to the characteristic po-scattering field E_{po}^i and frequency ν_{po}^i defined by equations (10) and (11), respectively.

3.2. Amplification and generation

It is worthwhile describing the feasibility of an active medium (in our case a bulk semiconductor or a 2D layer in the presence of DNDM induced by OPTTR) amplifying and generating transverse electromagnetic waves in terms of the so called static and dynamic amplification coefficient (gain) which, for the single-mode operation, is given by [47, 48]:

$$\alpha_\omega(U_\omega) = -\frac{\sqrt{\kappa_s} P_\omega(U_\omega)}{c U_\omega} \quad (12)$$

where U_ω is the single-mode radiation energy density inside the volume of the active media under test, $P_\omega(U_\omega)$ the generated (or absorbed) radiation power density, c the light velocity in vacuum, f the frequency of single-mode radiation, $\omega = 2\pi f$ the cyclic frequency. The radiation energy density U_ω can be written as:

$$U_\omega = \frac{1}{T_\omega} \int_0^{T_\omega} \kappa_0 \kappa_s |E(t)|^2 dt \quad (13)$$

where $E(t) = \text{Re}[E_\omega \exp(i\omega t)]$ is the microwave (MW) electric field, and $T_\omega = 2\pi/\omega = 1/f$ the period of the MW electric field. In turn, the power density generated by the active medium is given by:

$$P_\omega = \frac{1}{T_\omega} \int_0^{T_\omega} en \langle v(t) \rangle E(t) dt \quad (14)$$

where n is the free-carrier concentration, and $\langle v(t) \rangle$ the average drift velocity during a period of the MW field. According to its definition, P_ω takes negative values in the region of generation, so that the dynamic gain is positive in this case. Substitution of equations (13) and (14) into equation (12) yields the amplification coefficient in its conventional form:

$$\alpha_\omega = -\text{Re}[\mu_\omega] n \frac{e}{c \kappa_0 \sqrt{\kappa_s}} \quad (15)$$

where $\text{Re}[\mu_\omega] = 2P_\omega/enE_\omega^2$ is the real part of the carrier MW mobility which takes negative values under generation conditions. Notice that equations (12) and (15) are general and hold true for both linear and nonlinear regimes of the MW radiation interacting with the medium.

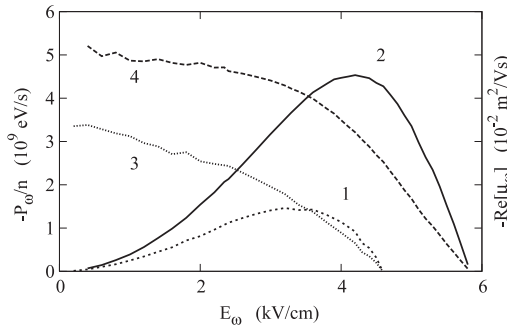


Figure 6. Generated power (curves 1, 2) and dynamical mobility (curves 3, 4) calculated for bulk GaN with a donor concentration $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (1, 3) and GaN 5 nm QW (2, 4) as functions of the microwave electric field amplitude E_ω at frequency $f = 1 \text{ THz}$ superimposed on a dc electric field $E_0 = 4.35 \text{ kV cm}^{-1}$ applied to the samples.

Under linear operation conditions, when $U_\omega \rightarrow 0$, both α_ω and $\text{Re}[\mu_\omega]$ are independent of U_ω , so that, analogous to the previous subsection, we shall label them as α and $\text{Re}[\mu]$. In this case the static gain: (i) determines the frequency region of amplification, (ii) estimates a threshold value for the net losses at which the generation is still possible, (iii) allows one to choose the optimal concentration n for a given sample, etc.

Under nonlinear operation conditions, both α_ω and $\text{Re}[\mu_\omega]$ depend on U_ω (or E_ω). Typically, for any active medium an external resonant system will lead to the onset and growth of a MW field amplitude E_ω inside the active medium. At the initial stage, determined by the static gain, such a growth of E_ω will lead to an increase of the microwave power P_ω proportional to $\text{Re}[\mu_\omega]E_\omega^2$. However, a considerable increase of E_ω will result in a decrease of the dynamical gain due to the suppression of the physical mechanism responsible for DNDM. Finally, the complete disappearance of the amplification effect will take place at sufficiently high E_ω when both the gain and the generated power go down to zero. Such a behavior is illustrated in figure 6, which presents MC simulations of the generated power normalized to one free-carrier P_ω/n (curves 1, 2) and large-signal mobility $\text{Re}[\mu_\omega]$ (curves 3, 4). Curves 1, 3 and 2, 4 refer to bulk GaN and GaN 5 nm QW structure. All parameters ($f = 1 \text{ THz}$, $E_0 = 4.35 \text{ kV cm}^{-1}$, $T = 10 \text{ K}$, etc) correspond to the first DNDM minimum shown in figures 3(a) and (b). As follows from figure 6, with the increase of E_ω the generated power starts from zero, reaches a maximum at some optimum value of the MW field amplitude, and finally goes to zero at the highest values of the MW field amplitude. In turn, the large-signal mobility starts from values predicted by the linear theory (see figure 3) and then monotonically goes to zero. One can see that the large-signal behavior is similar for both bulk materials and quantum structures.

The nonlinear behavior allows us to consider the generation process on the basis of the energy balance among the generated, absorbed, and extracted radiation powers [34–36]. The stability of the generation process implies that all radiation losses are exactly compensated by the radiation amplification due to DNDM inside the

system. Therefore, under stable generation of the single-mode radiation, the dynamic gain is equal to the coefficient of the net loss in the resonant system,

$$\alpha_L = \Gamma + \Lambda. \quad (16)$$

This coefficient includes both the outside power extraction, as described by the coefficient coupling the active medium with the external free space, Γ , and all the parasitic losses in the resonant system, as described by the coefficient of internal losses, Λ . Therefore, one can finally represent the power generated inside the resonator as a function of α_L by:

$$P_{\text{gen}}(\alpha_L) = -P_\omega(\alpha_\omega). \quad (17)$$

The simulation of the nonlinear response allows us to obtain the function $P_\omega(U_\omega)$ and to calculate $\alpha_\omega(U_\omega)$ in accordance with equation (12). Then, by eliminating U_ω from $P_\omega(U_\omega)$ and $\alpha_\omega(U_\omega)$, that is, by expressing P_ω as a function of α_ω , one obtains the dependence of the output power extracted from the OPTTR maser upon the generalized parameters of the resonator:

$$P_{\text{out}} = P_{\text{gen}}(\alpha_L) \frac{\Gamma}{\Gamma + \Lambda}. \quad (18)$$

We conclude that the dependence of the generated power on the dynamic gain obtained from equations (16)–(18) allows us to estimate: on one hand, an upper limit of the output generated power and, on the other hand, its dependence on the generalized parameters of the resonant circuit, namely: Γ and Λ . We stress that the general behavior of the static and dynamic gains with the variation of free-carrier concentration already directly follows from equations (14) and (15). Both the gain and the generated power should increase with the increase of the carrier concentration controlled by the doping level. However, the increase of the carrier concentration in turn decreases the value of $-\text{Re}[\mu_\omega]$, and hence, of both α_ω and P_ω , due to ionized impurity [34] and electron–electron [44] scattering. The competition between these two opposing tendencies implies the existence of an optimum range of doping level for each generation frequency where the gain and the generated power are maxima.

3.2.1. Small-signal operation. Figure 7 presents the gain $\alpha(f, n)$ and the real part of the differential mobility, $\text{Re}[\mu(f, n)]$, in the upper and lower parts of the figure, respectively, as a function of the electron concentration n at four fixed frequencies of $f = 0.25, 0.5, 1, \text{ and } 1.5 \text{ THz}$ (curves 1–4) at $T = 10 \text{ K}$ calculated for GaN. As can be seen from figure 7, in full agreement with equation (15) at low level of electron concentration, the DNDM is practically constant (or even slightly increases due to the constructive role of ionized impurity scattering) while the gain grows practically linearly with n . At increasing carrier concentration, the gain reaches a maximum and then decreases to zero due to the decrease of the DNDM caused by the destructive role of ionized impurity scattering at high level of doping. In so doing, the value of the possible maximum gain remains fairly constant, $\alpha = 100\text{--}150 \text{ cm}^{-1}$, over a wide frequency range. By contrast, the optimum doping level is found to strongly depend on

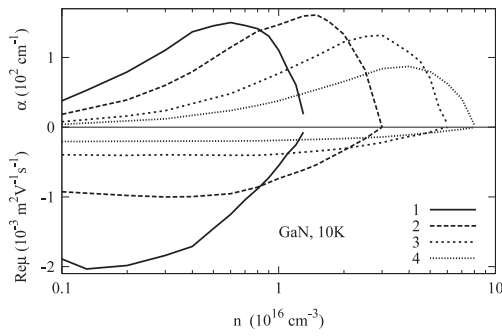


Figure 7. Real part of differential mobility (lower curves) and gain (upper curves) as function of electron concentration in 3D GaN at $f = 0.25, 0.5, 1, 1.5$ THz for $T = 10$ K (curves 1–4).

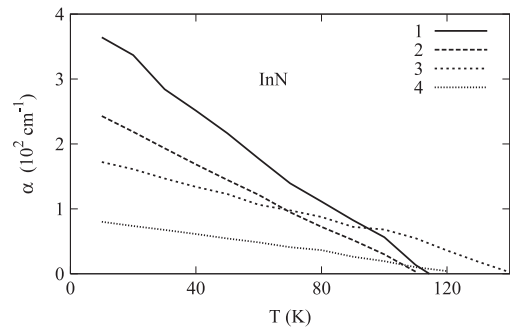


Figure 9. Temperature dependence of the small-signal gain α at frequencies $f = 0.25$ THz calculated for InN with $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (curve 1) and $f = 0.5, 0.75, 1$ THz for $n = 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (curves 2–4).

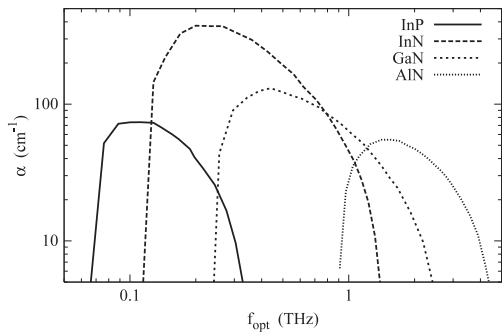


Figure 8. Amplification coefficient as function of the optimum frequency calculated by the Monte Carlo method for InP and nitride materials. The carrier concentration is chosen to get the maximum values of α at $T = 10$ K.

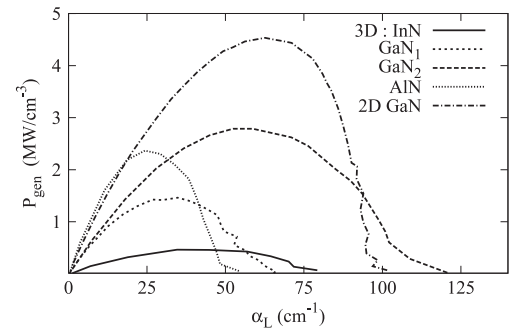


Figure 10. Generated power at frequency 1 THz as a function of the coefficient of total losses inside the resonator, α_L , calculated for bulk InN ($N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $E_0 = 2.4 \text{ kV cm}^{-1}$), GaN ($N_D = 1$ and $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $E_0 = 4.35 \text{ kV cm}^{-1}$), AlN ($N_D = 10 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $E_0 = 20 \text{ kV cm}^{-1}$), and GaN 5 nm QW ($N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $E_0 = 4.35 \text{ kV cm}^{-1}$).

frequency. As illustrated by figure 7 and confirmed by MC calculations for other bulk materials, the optimum doping level strongly depends on the desired frequency and differs by about one order of magnitude in going from the left to the right wings of the amplification band for the same material.

Figure 8 summarizes the amplification coefficients as a function of the generation frequency calculated for InP, InN, GaN and AlN with a carrier concentration chosen to maximize the values of $\alpha(f, n)$ of, respectively, $n = 0.1, 1, 1, 6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. As follows from figure 8, sufficiently high values of gain can be achieved in a wide frequency range for bulk InP and nitrides. As a general trend, the maximum values of the gain are obtained for InN ($300\text{--}400 \text{ cm}^{-1}$) with respect to GaN ($100\text{--}150 \text{ cm}^{-1}$) and AlN ($50\text{--}60 \text{ cm}^{-1}$).

The increase of the lattice temperature always leads to a decrease of both the DNDM and the amplification coefficient due to the increase of the scattering intensity in the passive region. This is illustrated in figure 9, which presents the variation of α with temperature in InN at different frequencies. The wide temperature range of amplification offers favorable conditions to obtain generation experimentally at both liquid helium and liquid nitrogen temperatures.

3.2.2. Power generation and efficiency. Figure 10 presents the generated power at 1 THz as a function of the coefficient of total losses inside the resonator, α_L , calculated for bulk nitrides

and a GaN 5 nm QW structure. For the 2D case we have used the characteristics reported in figure 6 and recalculated for $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Let us recall that for a stable generation the dynamical gain must exactly compensate all the losses in the resonant system due to power extraction outside the resonator, parasitic, etc, i.e. $\alpha_\omega = \alpha_L$. Accordingly, if at a given frequency α_L exceeds the small-signal gain, $\alpha(f)$, given by the linear theory (see, e.g., figures 3 and 7), then any generation is absent. Therefore, with a decrease of α_L , at each given frequency (1 THz in the case of figure 10) generation starts from the value of the small-signal gain. With a subsequent decrease of α_L , the power increases and reaches a maximum value at the optimum amplitude of the MW field. As follows from figure 10, this optimum value is achieved when $\alpha_L \simeq 0.5\alpha_\omega^0$. Here, a generation efficiency of about 1–2% (up to 4% for the QW) is achieved. With a further decrease of α_L , the amplitude of the MW field increases so much that it would destroy the transit-time resonance. For this reason, the generated power decreases to finally vanish at $\alpha_L = 0$.

4. Longitudinal current instabilities in n^+nn^+ diodes

In this section we shall consider another possible kind of instability induced by OPTTR, namely: excitation of

longitudinal electrical waves that are directly related to collective plasma effects. Such a kind of instability is caused by the periodic process in real space (determined by the distance $l_0 = \hbar\omega_0/eE$, see equation (5)) induced by the periodic stopping of the moving carriers, occurring after successive emissions of optical phonons, with a carrier injection from the source contact which satisfies the condition given by equation (6).

Let us recall that for the instability onset the phase shift between drift current fluctuations and the electric field, φ , which produces these fluctuations, must satisfy the condition $\varphi > \pi/2$. Here, such a shift is formed by processes that are induced by a collective plasma interaction in real space, rather than in momentum space as takes place for the transverse instability where a necessary condition is the forward peaked probability of polar optical phonon scattering. Therefore, in principle longitudinal instabilities induced by the OPTTR can take place independently of the polar or nonpolar (deformation potential) character of optical phonon scattering. This opens another possibility to realize OPTTR assisted instabilities along the direction of the applied field in various n^+nn^+ structures in terms of current instabilities. As a general trend, a comprehensive investigation of such instabilities was carried out in two cases on n^+nn^+ structures with 3D transport.

The first case refers to n^+nn^+ structures with a short n -region of length d comparable with that of a free-flight, i.e. $d \approx l_0$. Here, each electron crosses practically the whole n -region almost ballistically with the possibility of emitting an optical phonon just before entering the opposite contact. As predicted by Ryzhii *et al* [21, 22], these conditions are favorable for the onset of an instability leading to sub-THz and THz radiation generation [49, 50].

The second case refers to n^+nn^+ structures with long n -regions with characteristic lengths $d \approx (10-20)l_0$ (up to about 20 μm) where each electron crossing the n -region of the structure emits a large number of optical phonons. In this case, as shown in [5-8], there is a possibility of forming a spatial modulation with period l_0 of the electron concentration and related quantities, the so called dynamic free-carrier superlattice or grating. Moreover, under certain conditions, the dynamical gratings become unstable, which can lead to generation in the THz frequency range.

In the following, the two cases seen above and the transition between them are investigated by MC simulations in n^+nn^+ InN structures. Numerical calculations of electron transport are performed by a simultaneous solution of the coupled Boltzmann and Poisson equations through an ensemble MC technique [51]. To simulate THz generation, these equations are solved together with the equations appropriate to the external resonant circuit as detailed in [52].

4.1. Ryzhii instability

Under the condition of constant voltage applied to the structure terminals, such as $u_0 < U < 2u_0$, with $u_0 = \hbar\omega_0/e$, the instability predicted in [21, 22] manifests itself as current oscillations and can be explained qualitatively as follows. Cold electrons with average energy $\langle \varepsilon \rangle \ll \hbar\omega_0$ are injected from

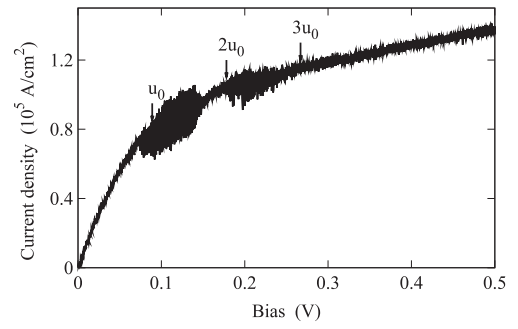


Figure 11. Simulated current–voltage characteristics of 0.02–0.05–0.3–0.02 μm $n^+n^-nn^+$ InN structure at 80 K under voltage driven operation. $n^- = 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $n = 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $n^+ = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

the emitter (left n^+ -region). After being accelerated by the electric field up to the energy $\hbar\omega_0$, they are stopped by emitting optical phonons and then undergo a new acceleration. The stopping point subdivides the n -region into two zones, namely, the zone from the emitter to the stopping point and that from the stopping point to the collector (the right n^+ -region). These two zones, which usually have different lengths (the left being longer than the right) cannot conduct the same current. This leads to a space charge accumulation in the n -region near to the stopping place and, as a consequence, to a suppression of electron injection from the emitter. Once the electron excess charge is extracted by the collector the process is repeated.

Figure 11 reports the $I-U$ characteristic (with I expressed in units of current density) of an InN structure optimized to exhibit maximum power generation in the THz frequency range at $T = 80$ K. Here, the enhanced spread of the characteristic, due to nearly-harmonic current oscillations, is associated with different instability zones. The first instability zone at $u_0 < U < 2u_0$ is a direct consequence of the Ryzhii effect [21, 22] when an electron crossing the n -region emits only one optical phonon. In the successive instability zone at about $2u_0 < U < 3u_0$ an electron emits two optical phonons while crossing the n -region and the physical consequence will be discussed in section 4.2.

Figure 12 reports the generated power and efficiency spectra for the first instability zone of figure 11. Results are obtained by MC simulations of the performance of the structure coupled to a parallel resonant circuit. The arrow indicates the current oscillation frequency f_0 of the structure operating without the external circuit when the amplitude of the self-oscillations is near to its maximum. Such a frequency corresponds to the transit-time frequency of the bulk material, f_E , under the condition that the optical phonon emission occurs at a position of about 0.7–0.8 times the total n -region length, which is consistent with the results of [53]. The maximum power is generated at frequencies below f_0 , which is also typical for longitudinal instabilities (see, e.g., [54]).

As shown by the previous MC simulations, and also found in similar $n^+n^-nn^+$ InN structures [49, 50] optimized for 1 THz generation, MW power generation at 80 K is possible in the frequency range 0.9–1.5 THz. These structures, when coupled to a parallel resonant circuit, at 80 K can generate up

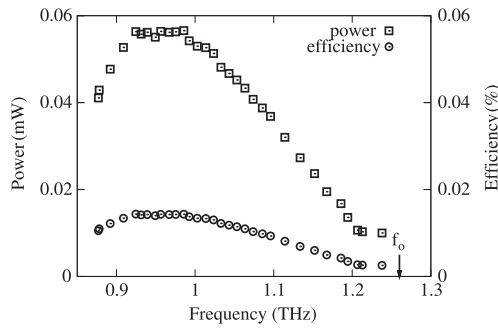


Figure 12. Generated power and efficiency spectra of the n^+nn^+ InN structure of figure 11 operating in a parallel resonant circuit at 80 K.

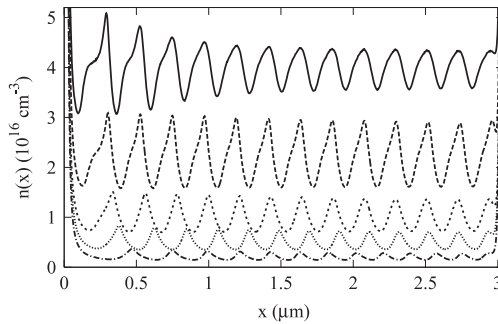


Figure 13. Concentration profiles in the n -region of an n^+nn^+ InN structure at 80 K and $U = 1.2$ V for different dopings n of the n -region: curves from bottom to top correspond to $n = 0.2, 0.5, 1, 2.2,$ and $4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. $n^+ = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

to 100 μW power within the 0.9–1.2 THz frequency range. The simulations of power generation near to 1 THz show that generation remains possible up to temperatures of about 150 K and specific contact resistances of $5\text{--}10 \times 10^{-6} \Omega \text{ cm}^2$. These circumstances point to an experimental validation of the suggested MW power generation in the THz frequency range.

4.2. Dynamic free-carrier grating

In long n^+nn^+ structures, electrons crossing the n -region can exploit the possibility of multiple emissions of optical phonons, i.e. multiple entire stops. As shown in [5–8] in such a case the formation of a dynamical spatial superlattice (grating) in the n -region becomes possible. This phenomenon is illustrated in figure 13, which reports the spatial profiles of the electron concentration $n(x)$ in the n -region of an n^+nn^+ InN structure at $T = 80$ K. Similarly to the single-phonon emission case considered above, cold electrons with $\langle \varepsilon \rangle \ll \hbar\omega_0$ are injected from the emitter into the n -region. They are accelerated by the field up to the optical phonon energy and then practically stop after optical phonon emission. However, since the applied voltage is high enough to establish a multiple optical phonon emission regime, this process is repeated in real space until the electron leaves the n -region through the collector. The stopping places coincide with a maximum of carrier concentration, and their number is the integer part of the

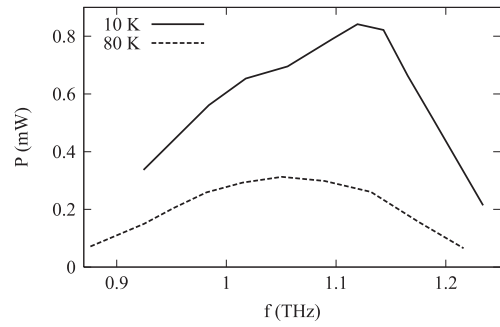


Figure 14. Generated power spectra of a $3 \mu\text{m } n^+nn^+$ InN diode with $N_D = 2.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ operating in a parallel resonant circuit at 10 and 80 K, respectively.

ratio $eU/\hbar\omega_0$. Therefore, we observe the formation of a free-carrier grating with period $l_0 = \hbar\omega_0/e\bar{E}$, where $\bar{E} \approx U/L$ is the average field in the n -region. As shown in [5–7], under such conditions the electron transport through the whole n -region can be considered as the transport through a series connection of short n^+nn^+ substructures of length l_0 , where the stopping place serves simultaneously as the emitter and collector of two neighboring substructures.

We notice that, at increasing voltages, the appearance of a new period for the grating occurs abruptly when the voltage drop at the n -region of the diode, U_n , is equal to an integer number of $\hbar\omega_0$, i.e., $U_n = k\hbar\omega_0$ where $k = 1, 2, 3, \dots$. The step-like formation of a new period is reflected in the static $I-U$ characteristic of the diode as small periodic kinks of period $\Delta U = \hbar\omega_0$, accompanied by oscillations of its derivative, dI/dU , with an increase of the applied voltage [8, 46]. We stress, that such a behavior of $I(U)$ and dI/dU serves as an experimental confirmation of the existence of a free-carrier grating. For example, such oscillations were experimentally observed in InSb, GaAs, InGaAs, and InP structures at cryogenic temperatures [24–27], however, in these works there were no attempts to relate them to the grating formation. Several MC simulations [5–8] show that such spatial gratings can be subdivided into two types: stable and unstable gratings. For the first type, the structures formed in space and the current flowing through the structure are stationary in time. For the second type, the grating is ‘breathing’ in time so that the current undergoes periodic or near-periodic oscillations in time. The breathing grating can be treated as a manifestation of the Ryzhii instability [21, 22] extended to the case of more than a single stop (optical phonon emission) in the n -region. As follows from figure 11, with an increase of the number of optical phonon emission events the self-oscillation amplitude decreases significantly. Here, current oscillations practically lose their harmonic character and their time dependence becomes noisy. Nevertheless, even in these conditions THz power generation becomes possible provided the n^+nn^+ structure is embedded into an external resonant circuit. This is illustrated in figure 14, which reports the frequency dependence of the THz power generated by the InN diode shown in figure 13 (with a n -region doping of $N_D = 2.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) connected with a parallel resonant circuit.

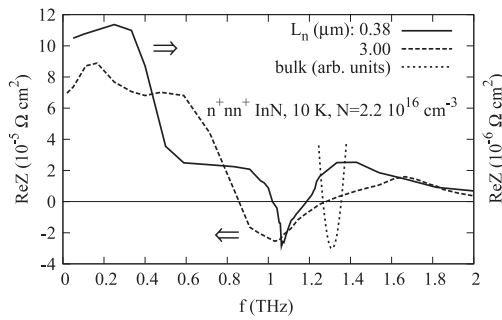


Figure 15. Real part of small-signal impedance of sub-micron and micron InN n^+nn^+ diodes (solid and long-dashed curves, respectively) as function of frequency calculated by an ensemble Monte Carlo technique. For comparison, short-dashed curve shows the minimum of $\text{Re}[\mu(f)]$ (in arbitrary units) calculated by the Monte Carlo method for a bulk material. For all the curves the average electric field is 4 kV cm^{-1} .

To investigate the effect of temperature, figure 14 reports the spectra of the generated power for an InN diode calculated at $T = 10$ and 80 K , respectively. Simulations show that at 10 K the generated power considerably exceeds that generated at 80 K due to the smaller level of acoustic scattering intensity in the passive region. By comparing figure 14 with figure 12 a considerable increase of the generated power is seen. This is due to the fact that a long diode in the presence of a free-carrier grating can be considered as a chain of series connected shorter subdiodes with single-optical phonon emission. Accordingly, the total generation power of the grating is practically that of a single subdiode multiplied by the number of subdiodes. It is worthwhile emphasizing that the longitudinal instabilities in the presence of OPTTR conditions considered here are the result of the coupling of two physical processes, namely:

- (i) the cyclic dynamics of electrons in the passive region of momentum space, i.e. OPTTR, and
- (ii) the collective plasma interaction of electrons in real space, which provides the synchronization of the fluctuations coming from the current and from the self-consistent electric field, which is necessary for the appearance of current instabilities.

The presence of this coupling of physical processes is illustrated by figures 15 and 16. Figure 15 reports the real part of the small-signal impedance, $\text{Re}[Z(f)]$, calculated by an ensemble MC procedure for short and long n^+nn^+ InN diodes. In both cases negative values of $\text{Re}[Z(f)]$ appear in the same frequency range placed slightly below the DNDM minimum of bulk InN. This clearly indicates the same origin of the longitudinal current instabilities induced by the OPTTR in both sub-micron and micron diodes.

Figure 16 reports the generated power calculated by an ensemble MC procedure as a function of the n -region plasma frequency for a resonant-circuit-operation of the $3 \mu\text{m}$ n^+nn^+ InN structure with various doping levels. The maximum generated power is extracted when the transit-time frequency is near to the plasma frequency. This result shows that the negative shift, $\varphi > \pi/2$, between the MW component of

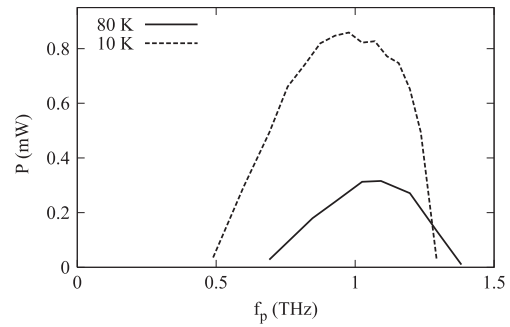


Figure 16. Dependence of generated power on n -region plasma frequency (determined by its doping as $f_p = (\sqrt{e^2 n / \kappa \kappa_0 m^*}) / 2\pi$) calculated by an ensemble Monte Carlo technique for a $3 \mu\text{m}$ n^+nn^+ InN structure operating in a parallel resonant circuit at 10 and 80 K , and given frequencies $f = 1.14$ and 1.05 THz , respectively.

the current and field, which is necessary for the appearance of the longitudinal current instabilities and generation, takes maximum values when the transit-time and plasma frequency are nearly equal.

5. Conclusions

Summarizing this review, we conclude that optical phonon emission assisted transit-time resonance (OPTTR) of carriers in momentum and real spaces provides a unique possibility to realize sub-THz and THz radiation generation at the border of the electro-optical and electronic techniques by exploiting both these techniques. On one hand, analogously with lasing technologies, the amplification and generation of transverse electromagnetic waves in bulk (or bulk-like) samples can be realized, as was experimentally verified by Vorob'ev *et al* [23]. On the other hand, analogously with micron and sub-micron structures, microwave and THz power generation can be obtained from longitudinal current instabilities similar to those analyzed by Ryzhii *et al* [21, 22]. It should be emphasized that both possibilities are closely related to the *dynamic* character of the hot-carrier negative small-signal conductivity induced by OPTTR. An additional advantage of OPTTR is that the generation frequency can be easily tuned in a sufficiently wide frequency range by changing only the strength of the applied electric field.

The results of numerical simulations show that with respect to standard semiconductor A_3B_5 compounds the nitride-based materials offer the following interesting possibilities:

- (i) to expand the generation spectrum up to 3–5 THz, since the maximum values of constant applied field at which DNDM is still possible can be increased considerably;
- (ii) to reach sufficiently high values of the amplification coefficient and generated power, due to the possible increase of the optimum doping level up to impurity concentrations of $N_D = 2-4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$;
- (iii) to expand the range of the working temperature from cryogenic up to the liquid nitrogen value (at least for InN and GaN), which considerably simplifies the experimental implementation of OPTTR.

As concerns THz radiation generation due to OPTTR, the GaN-based structures seem to be the most preferable at the present time. On one hand, even a bulk-like 3D electron transport in epilayers is of great interest, by supposing that propagation (and amplification) of transverse electromagnetic waves can be realized inside the same epilayer. On the other hand, one can exploit the transition from 3D to 2D transport in advanced AlGaIn/GaN heterostructures, which provides a considerable increase of the maximum generation frequency. It should be stressed, that the increase of the high-frequency cutoff in 2D structures means, in essence, the possibility by increasing the dc electric field to ease considerably the critical factors at the basis of OPTTR realization, and which are related with the lattice temperature, impurity concentration, etc. This is very important for the generation mechanisms that are assisted by OPTTR in micron and sub-micron n^+nn^+ 3D structures where, due to OPTTR interaction with plasma oscillations, the conditions for THz generation are easier than those in 3D homogeneous structures. For example, as seen above, in InN n^+nn^+ structures THz generation can persist up to temperatures of 100–140 K [49]. For such structures the transition to a 2D transport could lead to an additional extension of the temperature range, hopefully up to room temperatures.

Unfortunately, it is necessary to stress that the experimental investigation of the effects related with OPTTR suffers from a considerable time-lag with respect to the theoretical predictions developed so far, and which have been summarized in the present review. The reasons of such a lag can be of a subjective as well a objective nature. Within the subjective reasons, on one hand, we mention the fact that to date OPTTR effects do not represent an ‘hot-topic’ in physical research since they are based on sufficiently well-established physical phenomena known for the last 30–35 years. On the other hand, these investigations cannot be treated as only related to THz amplification/generation. Indeed, in full analogy with the development of hot-carrier lasers and masers [1] such a study must include a large variety of experimental investigations, such as low-field mobility, contacts (ohmic and non-ohmic) and their characteristics, high-frequency intrinsic noise (luminescence), resonant systems, etc.

The objective reasons are related to the fact that all existing experiments concerning the OPTTR were obtained in bulk A_3B_5 materials developed with good technology of production, reliable control of the involved parameters and contacts, etc. Indeed, an experimental validation of the OPTTR assisted microwave radiation/generation was obtained only for the case of sufficiently long InP samples (about 5–10 cm) and with Ohmic contacts [23]. At the present time, bulk samples of nitrides with sufficiently large size are practically non-existent. The only available samples are mostly n^+nn^+ micron and sub-micron structures, nanolayers with 2D transport, and similar structures. The electrical characteristics of these structures and layers depend on a variety of parameters, related to the technological process, some of which are not well controlled. In such conditions, the selection of samples appropriate for the realization of THz radiation amplification/generation due to OPTTR implies a

large variety of complementary investigations, which include the characteristics of electron transport (low-field mobility and carrier concentration), contact resistance, amplification coefficient, etc. To this end, we believe that a very important step should be that of investigating OPTTR accompanying effects that allow the identification of the realization of transit-time dynamics in momentum and real spaces under conditions more relaxed than those necessary for the generation induced by OPTTR alone.

In this context let us stress that, apart from MW radiation amplification and generation, the noise behavior under OPTTR conditions is of importance since it also reflects the cyclic dynamics of electrons in momentum space and, hence, it can serve as a precursor indicator of an instability. Moreover, it is usually easier to perform measurements of spontaneous radiation (noise) rather than to achieve radiation from stimulated generation with the sample placed inside some external resonance system. For example, recent experimental techniques allow one to measure the current noise spectrum in the THz frequency range even at liquid helium temperatures (see, e.g. [55] and references therein).

Finally we mention the interesting possibility of experimentally verifying the OPTTR quality and the appearance of spatial free-carrier gratings from the measurements of peculiar features of the current–voltage characteristics in n^+nn^+ and similar structures.

Acknowledgments

This work is supported by the Lithuanian State Science and Studies Foundation contracts Nos P-01/2007 and V-08023, bilateral French-Lithuanian programme Gilibert EGIDE, the bilateral Italian-French project Galileo 2007–2008 and the project AITHER BLAN07-3-185228 supported by French ANR (Agence Nationale de la Recherche).

References

- [1] Gornik E and Andronov A A (ed) 1991 *Opt. Quantum Electron.* **23** S111–360 (Special Issue on Far-infrared Semiconductor Lasers)
- [2] Baraff G A 1962 *Phys. Rev.* **128** 2507
- [3] Vosilius I I and Levinson I B 1966 *Sov. Phys.—JETP* **23** 1104
Vosilius I I and Levinson I B 1967 *Sov. Phys.—JETP* **25** 672
- [4] Komiyama S 1982 *Adv. Phys.* **31** 255
- [5] Starikov E, Shiktorov P, Gružinskis V, Reggiani L, Varani L and Vaissière J-C 2003 *J. Comput. Electron.* **2** 465
- [6] Gružinskis V, Shiktorov P, Starikov E, Reggiani L, Varani L and Vaissière J C 2004 *Semicond. Sci. Technol.* **19** S173
- [7] Gružinskis V, Starikov E and Shiktorov P 2005 *Acta Phys. Pol. A* **107** 163
- [8] Gružinskis V, Starikov E and Shiktorov P 2007 *J. Comput. Electron.* **6** 11
- [9] Matulionis A, Pozhela J and Reklaitis A 1975 *Phys. Status Solidi a* **31** 83
- [10] Bareikis V, Galdikas A, Miliushyte R, Pozhela J and Viktoravichius V 1991 *J. Physique* **42** C7–215
- [11] Pozhela Yu K, Starikov E V and Shiktorov P N 1992 *Semicond. Sci. Technol.* **7** B386
- [12] Starikov E V and Shiktorov P N 1992 *Lietuvos Fizikos Rinkinis* **32** 471

- [13] Shiktorov P N 1985 *Sov. Phys.—Collect.* **25** 59
- [14] Kurosawa T and Kosano Y 1989 *Japan. J. Appl. Phys.* **58** 4104
- [15] Ishida N and Kurosawa T 1995 *Japan. J. Appl. Phys.* **64** 2994
- [16] Shiktorov P, Starikov E, Gružinskis V, Pérez S, González T, Reggiani L, Varani L and Vaissière J C 2003 *Phys. Rev. B* **67** 165201
- [17] Bonch-Bruevich V L and El-Shamuby M A 1972 *Vestn. Moscow State Univ.* **13** 616
- [18] Andronov A A and Kozlov V A 1973 *JETP Lett.* **17** 87
- [19] Gulyaev Yu V and Chusov I I 1978 *Fiz. Tverd. Tela* **20** 2637
- [20] Matulis A and Chenis A 1979 *Sov. Phys.—JETP* **50** 572
- [21] Kustov V L, Ryzhii V I and Sigov Yu S 1980 *Sov. Phys.—JETP* **52** 1207
- [22] Ryzhii V I, Bannov N A and Fedirko V A 1984 *Fiz. Tekh. Poluprovodn.* **18** 769
- [23] Vorob'ev L E, Danilov S N, Tulupenko V N and Firsov D A 2001 *JETP Lett.* **73** 219
- [24] Katayama Y and Komatsubara K F 1967 *Phys. Rev. Lett.* **19** 1421
- [25] Hickmott T W, Solomon P M, Fang F F, Stern F, Fischer R and Morkoç H 1984 *Phys. Rev. Lett.* **52** 2053
- [26] Lu P-F, Tsui D C and Cox H M 1985 *Phys. Rev. Lett.* **54** 1563
- [27] Lu P-F, Tsui D C and Cox H M 1987 *Phys. Rev. B* **35** 9659
- [28] Foutz B, O'Leary S, Shur M S and Eastman L F 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 7727
- [29] Brennan K and Hess K 1984 *Solid-State Electron.* **27** 347
- [30] Price P J 1981 *Ann. Phys.* **133** 217
- [31] Price P J 1984 *Phys. Rev. B* **30** 2234
- [32] Price P J 1984 *Surf. Sci.* **143** 145
- [33] Shiktorov P, Starikov E, Gružinskis V, Varani L, Palermo C, Millithaler J-F and Reggiani L 2007 *Phys. Rev. B* **76** 045333
- [34] Starikov E, Shiktorov P, Gružinskis V, Reggiani L, Varani L, Vaissière J C and Zhao J H 2001 *J. Appl. Phys.* **89** 1161
- [35] Starikov E, Shiktorov P, Gružinskis V, Reggiani L, Varani L, Vaissière J C and Zhao J H 2001 *IEEE Trans. Electron Devices* **48** 438
- [36] Starikov E, Shiktorov P, Gružinskis V, Reggiani L, Varani L, Vaissière J C and Zhao J H 2001 *J. Phys.: Condens. Matter* **13** 7159
- [37] Starikov E, Shiktorov P, Gružinskis V, Reggiani L, Varani L, Vaissière J C and Zhao J H 2002 *Mater. Sci. Forum* **384/385** 205
- [38] Varani L, Vaissière J C, Starikov E, Shiktorov P, Gružinskis V, Reggiani L and Zhao J H 2002 *Phys. Status Solidi a* **190** 247
- [39] Starikov E, Shiktorov P, Gružinskis V, Reggiani L, Varani L, Vaissière J C and Zhao J H 2002 *Physica B* **314** 171
- [40] Starikov E, Shiktorov P, Gružinskis V, Dubinov A, Aleshkin V, Varani L, Palermo C and Reggiani L 2007 *J. Comput. Electron.* **6** 45
- [41] Lu J T and Cao J C 2005 *Semicond. Sci. Technol.* **20** 829
- [42] Korot'yeyev V V, Kochelap V A, Kim K W and Woollard D L 2003 *Appl. Phys. Lett.* **82** 2643
- [43] Kim K W, Korot'yeyev V V, Kochelap V A, Klimov A A and Woollard D L 2004 *J. Appl. Phys.* **96** 6488
- [44] Lu J T, Cao J C and Feng S L 2006 *Phys. Rev. B* **73** 195326
- [45] Polyakov V M and Schiwierz F 2006 *J. Appl. Phys.* **100** 103704
- [46] Starikov E, Shiktorov P, Gružinskis V, Reggiani L and Varani L 2007 *J. Nanoelectron. Optoelectron.* **2** 11
- [47] Starikov E V and Shiktorov P N 1986 *Sov. Phys.—Semicond.* **20** 677
- [48] Yariv A 1975 *Quantum Electronics* 2nd edn (New York: Wiley)
- [49] Gružinskis V, Starikov E and Shiktorov P 2002 *Mater. Sci. Forum* **384/385** 213
- [50] Starikov E, Gružinskis V and Shiktorov P 2002 *Phys. Status Solidi a* **190** 287
- [51] Mitin V, Gružinskis V, Starikov E and Shiktorov P 1994 *J. Appl. Phys.* **75** 935
- [52] Shiktorov P, Starikov E, Gružinskis V, Pérez S, González T, Reggiani L, Varani L and Vaissière J C 2006 *Semicond. Sci. Technol.* **21** 550
- [53] Bannov N A, Ryzhii V I and Svyatchenko A A 1984 *Elektron. Tekh.-Ser. 3-Mikroelektron.* **107** 22
- [54] Gružinskis V, Starikov E, Shiktorov P, Reggiani L, Saraniti M and Varani L 1993 *Simulation of Semiconductor Devices and Processes* vol 5 (Wien: Springer) p 333
- [55] Ryzhii V, Satou A, Otsuji T and Shur M S 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 014504

TeraHertz electronic noise in field-effect transistors

C. Palermo · H. Marinchio · P. Shiktorov ·
E Starikov · V. Gružinskis · A. Mahi · L Varani

Published online: 24 December 2014
© Springer Science+Business Media New York 2014

Abstract We present a theoretical investigation of high-frequency electronic noise in field-effect transistors used as detectors of TeraHertz radiation. Calculations are performed using the hydrodynamic-Langevin approach and specialized to the case of InGaAs high-electron mobility transistors. The main physical phenomena associated with the effect of branching of the total current between channel and gate and the appearance of two-dimensional plasma waves are discussed. We demonstrate that thermally excited standing plasma waves originate series of resonant peaks in the corresponding noise spectral densities whose presence can be controlled by the embedding circuit. A significant damping of the high-frequency excess noise is found when the transistor is submitted to a two-lasers optical photo-excitation presenting a beating frequency in the TeraHertz range. Finally, we discuss the dependence of the damping effect, as well as a shift of the resonance peaks from the presence of channel ungated regions.

Keywords Electronic noise · HEMT · Terahertz

1 Introduction

The use of nanometer high-electron mobility transistors (HEMTs) for the development of low-cost THz detectors and emitters working at room temperature is one of the most promising trends in ultrafast modern electronics. Such devices should open the way to a large number of applications and may greatly benefit from the development of integrated systems [1]. Mainly, this is associated with the possibility of easy tuning the 2D plasma excitation spectrum inside the transistor channel by changing the external conditions, namely: gate voltage, drain voltage, operation regime, etc. [2–4]. Indeed, under special excitation and biasing conditions, stream-plasma instabilities leading to the emission of THz radiation may be created in the transistor channel [5]. On the other hand, it has been proved both by experiments and numerical simulations that the excitation of plasma modes in the transistor channel increases significantly the efficiency of room-temperature direct and heterodyne detection in the THz frequency range [6,7]. It is well known that the characteristics of the internal electronic noise of a device reflect sufficiently well the information related to both the eigenfrequency spectrum [2] and the state of the free carrier system and its changes (for example, in going from equilibrium to nonequilibrium conditions). Such a dependence of the internal noise characteristics on the physical behavior of free carriers can also be used as a precursor of the transition from a first physical state to another one such as, for instance, the transition from a static to a dynamic state, onset of generation processes, etc. [2,3].

Usually, one of the most effective way to investigate the eigen frequency spectrum is related to the analysis of the frequency behavior of the current and voltage noise spectra of the device under test. Therefore, investigations of noise features of modern HEMTs structures related to the excitation

C. Palermo (✉) · H. Marinchio · A. Mahi · L. Varani
Univ. Montpellier, IES, UMR 5214, 34000 Montpellier, France
e-mail: cpalermo@um2.fr

C. Palermo · H. Marinchio · A. Mahi · L. Varani
CNRS, IES, UMR 5214, 34000 Montpellier, France

P. Shiktorov · E. Starikov · V. Gružinskis
Semiconductor Physics Institute, A. Gostauto 11,
2600 Vilnius, Lithuania

A. Mahi
University of Bechar, Bechar 08000, Algeria

of 2D plasma waves is rather essential for their characterization in THz applications.

In this work, we calculate, through an adapted hydrodynamic (HD) model, the noise features of a HEMT constituted by an $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ channel. Firstly, the intrinsic noise is calculated and the effect of branching due to the existence of three terminals in the transistor is investigated. Then, the influence of the external perturbations on noise features are evaluated: the effects of embedding circuits, photo-excitation processes, and presence of ungated regions.

2 Numerical modeling

Let us suppose that carrier transport in the transistor can take place only along the conductive channel from source to drain contacts, i.e. carrier flow in the transverse direction with respect to the channel is absent. This allows us to describe carrier transport and accompanying thermal fluctuations as a one-dimensional (1D) process by using simple HD equations [2]

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial nv}{\partial x} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{v^2}{2} + \frac{e}{m^*} \varphi \right] + e\nu D \frac{\partial n}{\partial x} + \nu v = \tilde{f} \tag{2}$$

where n and v are the concentration and velocity of electrons in the channel, respectively, ν is the velocity relaxation rate, m^* the electron mass, D the longitudinal diffusion coefficient, and \tilde{f} the Langevin force which describes the source of thermal fluctuations at the lattice temperature T with the spectral density

$$S_{ff} = \frac{4k_B T \nu}{m^*} \tag{3}$$

The self-consistent potential $\varphi(x)$ inside the channel is described by a 1D approximation of the 2D Poisson equation [8]:

$$\varepsilon_c \frac{\partial^2}{\partial x^2} \varphi + \varepsilon_s \frac{U_g - \varphi}{d(x)\delta} = \frac{e}{\varepsilon_0} [n(x) - N_D(x)] \tag{4}$$

where δ is the channel width, U_g the gate potential, N_D the effective donor concentration in the channel, $d(x)$ the effective gate-to-channel distance. A dependence of $d(x)$ on the coordinate in the channel allows us to describe in the framework of Eq. (3) both gated regions where $d(x)$ has certain finite value and ungated regions where $d(x) \rightarrow \infty$ is supposed to tend to infinity.

The system of Eqs. (1)–(4) is closed, and, as shown in Ref. [2] it allows us, from one side, to calculate numerically the spectral densities of current and voltage fluctuations, $S_{JJ}(\omega)$ and $S_{UU}(\omega)$, respectively at the transistor terminals as:

$$S_{\xi\xi}(\omega) = \int_0^L n(x_0) |G_\xi(\omega, x_0)|^2 S_{ff}(x_0) dx_0 \tag{5}$$

where L is the full length of the channel, $G_\xi(\omega, x_0)$ the spectral representation of the response function ($\xi = J, U$) to a local δ -like excitation at $x = x_0$ induced by the Langevin force $\tilde{f}(x_0)$.

It should be emphasized that the characteristic feature of a gated channel of HEMT is the possibility of an excitation of standing plasma waves in the channel. As a consequence, both internal fluctuations caused by carrier scattering events inside the conducting channel (that is thermal excitation of the waves) and external excitations (such as ac voltages and currents applied to HEMT terminals, photo-excitation, influence of external circuits, etc.) will originate in spectral response series of resonant peaks at frequencies corresponding to eigen spatial modes of plasma waves.

3 Effect of branching

Usually, the analysis of electron transport and noise is based on the conservation law of total current

$$\oint_S \mathbf{j}_{tot} d\mathbf{S} = 0 \tag{6}$$

where

$$\mathbf{j}_{tot} = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{j}^{drift} \tag{7}$$

is the local total current-density consisting of the displacement and conduction (drift) components, and \mathbf{S} is a surface surrounding some volume of interest. In the case of two-terminal devices (resistors or diodes), a one dimensional treatment of carrier transport, which supposes that $\mathbf{j}^{drift} \parallel \mathbf{E} \parallel x$, is usually used. In this case the conservation law reduces to the scalar relation:

$$\frac{\partial}{\partial x} [S(x) j_{tot}(x, t)] = 0 \tag{8}$$

which corresponds to the current flow conservation inside a tube with cross-section $S(x)$. In going from two- to three-terminal (transistors) devices the local parallelism of \mathbf{j}^{drift} and \mathbf{E} inside the device is in general violated, so that a one dimensional approximation no longer applies. This implies the appearance of branching of total-current tubes: as a result, the total current conservation must be formulated as a zero-sum rule for incoming/outcoming currents in a volume bounded by some closed surface \mathbf{S} . Such a situation is typical in FET/HEMT structures. Here, the conduction current \mathbf{j}^{drift} mainly flows along a conducting channel while the governing direction of the local electric field \mathbf{E} does not coincide with the current flow due to the presence of a gate.

To illustrate the effect of branching, let us consider the time response of currents at the source, drain and gate ter-

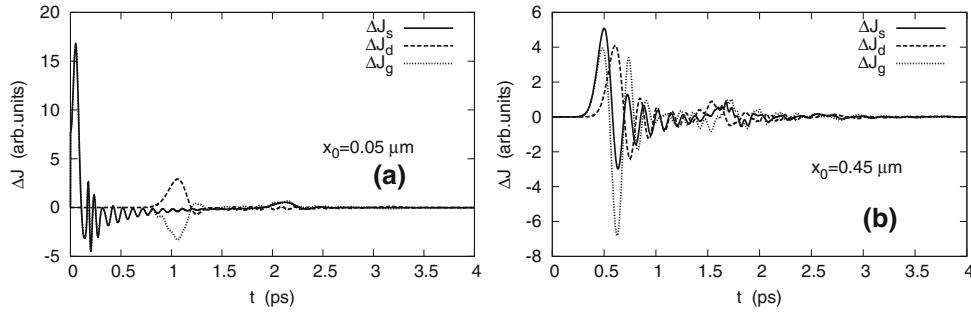


Fig. 1 Time response of currents respectively at source, drain, and gate terminals calculated by the hydrodynamic approach for a local perturbation introduced by the Langevin force at two different points $x_0 = 0.05 \mu\text{m}$ **a** and $x_0 = 0.45 \mu\text{m}$ **b** of the channel. As boundary conditions we take $U_g = 0$ and $U_d = 0$. Other parameters are: channel

minals, respectively, ΔJ_s , ΔJ_d and ΔJ_g , caused by a local perturbation appearing at time moment $t = 0$ in points $x_0 = 0.05$ (just near to the source) and $0.45 \mu\text{m}$ (near to the channel centre). The calculated results are reported in Fig. 1. When a perturbation occurs near to one of the channel boundaries (source or drain, see Fig. 1a), the current response appears practically immediately at the perturbed terminal, while at the opposite terminal it appears with a time delay of about 1 ps. When the perturbation takes place near to the channel centre (see Fig. 1b), the delay of the current response appears at all the three terminals. Independently of the initial perturbation location, the temporal evolution of the ΔJ_g response tends to be synchronized with either the ΔJ_s or the ΔJ_d , thus fulfilling the zero-sum rule, i.e.

$$\Delta J_d - \Delta J_s + \Delta J_g = 0 \tag{9}$$

Such a delay leads to the appearance of a series of resonant peaks, i.e. to an oscillatory behavior of noise spectra.

4 Plasma waves excited by intrinsic fluctuations

We calculate in a first step the spectral density of current fluctuations in source-drain (SD) and source-gate (SG) circuits. The results, calculated at constant voltage operation, that is for $\Delta U_g = 0$ and $\Delta U_d = 0$, are reported in Fig. 2. We observe that, as expected, oscillations in the noise spectra which are related to the resonant excitation of spatial modes of plasma waves in the dielectric layer separating the channel from the gate. Here, the resonant frequencies can be determined by [2]

$$\omega_{res}^i(k) = \omega_p \frac{k}{\sqrt{(\lambda L/\pi)^2 + k^2}} \begin{cases} k = 0, 1, 2, \dots, & i = SD \\ k = 1, 3, 5, \dots, & i = SG \end{cases} \tag{10}$$

The full set of resonances ($k = 0, 1, 2, \dots$) corresponding to the excitation of standing waves appears for fluctu-

length $L = 1000 \text{ nm}$, thickness $\delta = 15 \text{ nm}$, channel to gate distance $d = 15 \text{ nm}$, donor concentration $N^{3D} = 8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Kinetic parameters of electrons in the channel correspond to $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ at room temperature, namely: $\nu = 3 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ and $m^* = 0.048m_0$

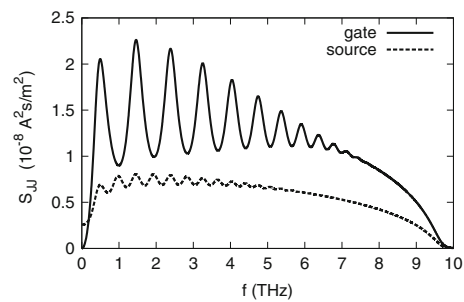


Fig. 2 Calculated spectral density of current fluctuations in source-drain and source-gate circuits calculated with $U_d = 0$ and $U_g = 0$. The considered transistor is the same as for Fig. 1

ations in the SD circuit only, while in the SG circuit one observes only odd spatial modes ($k = 1, 3, 5, \dots$). As follows from Eq. (10), the spectrum of excited plasma modes exhibits an upper limit at $k \rightarrow \infty$ given by the 3D plasma frequency ω_p . Note that the widely used gradual channel approximation of Poisson equation [9] (obtained when the second spatial derivative in Eq. (2) is omitted) gives an infinite equidistant spectrum of Dyakonov-Shur plasma waves which corresponds to the limit $k \ll \lambda L/\pi$ in our Eq. (10).

5 Effect of embedding circuit

Let us now analyze the effects of external perturbations, by considering the embedding circuit. Figure 3 reports the noise spectra of current fluctuations S_{JJ} in the SD circuit in two cases, namely: when the SG circuit is in short ($\Delta U_g = 0$), or open ($\Delta J_g = 0$) circuit. As follows from Fig. 2 (b), in going from the former to the latter case, the fluctuation spectrum S_{JJ} loses the contribution of the odd harmonics of plasma excitations, thus only the even ($k = 2, 4, 6, \dots$) harmonic contribution remains in the spectrum. Indeed, when the SG circuit is open, so that $\Delta J_g = 0$, spatially-different partial contributions of the channel-to-gate current must fully compensate each other to provide zero current at the gate. This

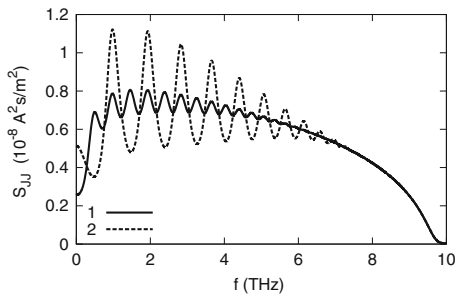


Fig. 3 Spectral density of current fluctuations in an SD circuit for a short ($\Delta U_g = 0$) and open ($\Delta J_g = 0$) SG external circuit (curves 1 and 2, respectively). The considered transistor is the same as for Fig. 1

condition can be satisfied only for even modes with a node in the channel centre. A change of the operation regime of one of the adjoint circuits (e.g. SG or SD) leads then to a corresponding change of the current fluctuation spectrum.

6 Optical excitation of plasma waves

Let us now consider the effects of photo-excitation on noise features of the transistor: as a matter of fact, plasma waves in the transistor can be also produced by modulating the electron concentration in the channel with the mixing of two lasers having slightly different frequencies presenting a beating within the THz range. To this purpose, from a technical point of view, an additional averaging of the spectral densities over a period of the beating signal is performed. The simulations of noise and the photo-excitation phenomena are carried out near thermal equilibrium. Two operation modes of HEMT are considered:

- In the former case, to simulate a voltage driven operation, all the potentials applied to source (U_s), drain (U_d) and gate (U_g) terminals are supposed to be zero. These values are used as boundary conditions for the quasi-2D Poisson equation [3,4] in a straightforward way.
- In the latter case, for a constant total current operation at the drain terminal, the condition $U_d = 0$ is replaced by $J_d = 0$. To fulfill this condition, an additional differential equation for the electric field at the drain contact:

$$\frac{\partial E_d}{\partial t} = \frac{J_d - J_d^{cond}}{\epsilon \epsilon_0} \tag{11}$$

is solved in parallel with the HD equations and a value $E_d(t)$ at each time step is used as a boundary condition for the quasi-2D Poisson equation at the drain terminal.

The parameters of the HEMT structure mainly correspond to those of refs. [2, 10]. The electron-hole pair generation rate is expressed as

$$G(t) = G_0 [1 + \cos(2\pi f_b t)] \tag{12}$$

where $G_0 = 10^{29} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ and f_b is the beating frequency.

Figure 4 shows the spatial profiles of electron concentration calculated by the HD approach under photo-excitation for constant drain-voltage and drain-current operation modes when the beating frequency corresponds to the fundamental plasma wave frequency of 476 and 250 GHz for the first and second operation modes, respectively. As follows from Fig. 4 excited standing modes correspond, respectively, to $\lambda/2$ and $\lambda/4$ waves.

Figures 5 and 6 present noise spectra calculated without and with photo-excitation (solid and dashed lines, respectively) for the above described two operation modes. Let us discuss firstly the case without photo-excitation. For the voltage-driven operation the first resonance at the fundamental frequency f_1^I corresponds to the standing plasma wave with $\lambda/2 = L_g$ where L_g is the length of the gated part of the channel. In agreement with analytical considerations [3], the intrinsic noise spectrum at source and drain terminals contains resonances at all the frequencies $f_k = k f_1^I$ ($k = 0, 1, 2, 3, \dots$), while only odd spatial modes with $k = 1, 3, 5, \dots$ manifest themselves in the spectrum of gate current fluctuations. For the second operation mode, which keeps constant the total current at the drain terminal $J_d = 0$, the first resonant peak at the fundamental frequency f_1^{II} corresponds to plasma wave with $\lambda/4 = L_g$, so that $f_1^{II} \approx f_1^I/2$. Here, both spectral densities of current and voltage fluctuations at the source/gate and drain terminals, respectively, exhibit series of resonant peaks at frequencies $f_k = k f_1^{II}$, $k = 1, 2, 3, \dots$

To calculate the noise spectra modifications due to photo-excitation under the drain-terminal voltage and current driven operation modes we use the beating frequency of the electron-hole pairs generation rate to be equal to f_1^I and f_1^{II} , respectively. The results are presented in Figs. 5 and 6 by dashed lines. It is evident that, when the photo-excitation amplitude is sufficiently high, a significant damping of the excess noise both at the beating frequency and all the frequencies where plasma waves can be excited, is observed. In part, this can be explained by photo-excitation of the regular plasma waves (see Fig. 4) which damp effectively irregular plasma waves, that is the one appearing because of the presence of fluctuations. Indeed, under the effect of photo-excitation, the signal-to-noise ratio becomes higher: regular plasma waves become dominating and the irregular ones are damped. Then, under photo-excitation conditions, the plasma waves amplitude is increased at the plasma frequencies, but the fluctuations are less important.

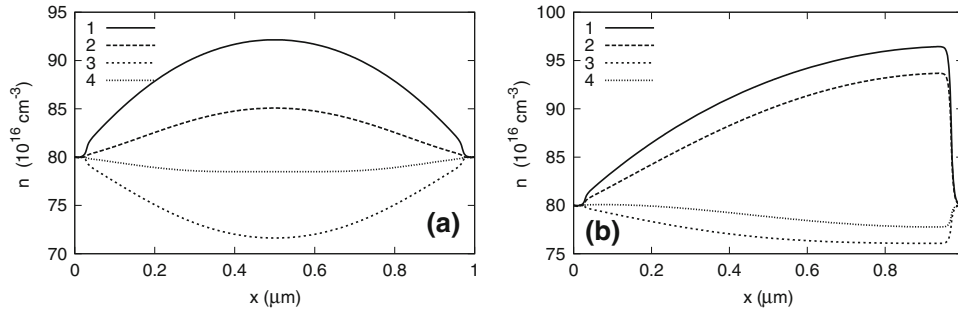


Fig. 4 Spatial profiles of electron concentration in InGaAs HEMT operating under constant **a** voltage $U_d = 0$ and **b** current $J_d = 0$ applied to the drain terminal in the case of photo-excitation with the generation rate $G_0[1 + \cos(\omega t)]$. Curves 1–4 correspond to phases $\omega t = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$. The channel thickness is $\delta = 15$ nm, the gate-

to-channel distance $d = 15$ nm, the gated channel length $L_g = 940$ nm with 30 nm ungated regions at the source and drain terminals, the channel effective donors density $N_D' = 8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. The velocity relaxation rate is $\nu = 10^{12} \text{ s}^{-1}$

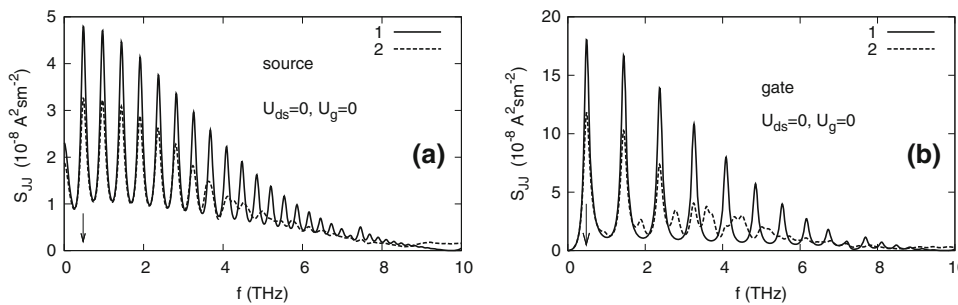


Fig. 5 Spectral density of current fluctuations at the **a** source and **b** gate terminals of InGaAs HEMT operating under constant source-drain voltage $U_d = 0$. Calculations are performed by the HD approach

without and with carrier photo-excitation at the beating frequency $f_1^I = 476$ GHz (solid and dashed lines, respectively). The arrow indicates the photo-generation frequency

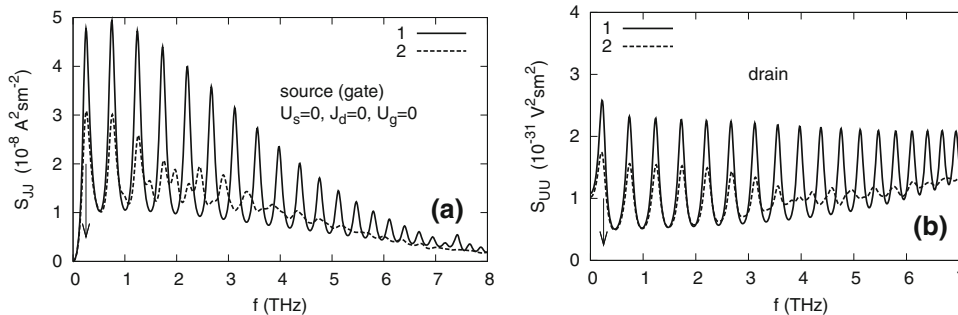


Fig. 6 Spectral density of **a** current fluctuations at the source and **b** voltage fluctuations at the drain terminals of InGaAs HEMT operating under constant current $J_d = 0$ flowing through drain terminal. Calculations are performed by the HD approach without and with carrier

photo-excitation at the beating frequency $f_1^{II} = 250$ GHz (solid and dashed lines, respectively). The arrow indicates the photo-generation frequency

7 Effect of ungated regions

Let us finally consider the influence of additional ungated regions placed between the gated region and source and drain contacts on the high-frequency component of eigen thermal noise of FET/HEMT channels. Figure 7 illustrates the typical changes occurred in the spectrum of thermal fluctuations

$S_{JJ}(\omega)$ in the source-drain loading circuit of the HEMT due to the variations of the ungated region length and the geometrical position of the channel ungated regions with respect to the gated ones. Figure 7a corresponds to two ungated regions of the same length placed symmetrically with respect to the gated region. Figure 7b and c correspond to one ungated region placed near the drain and source contacts, respec-

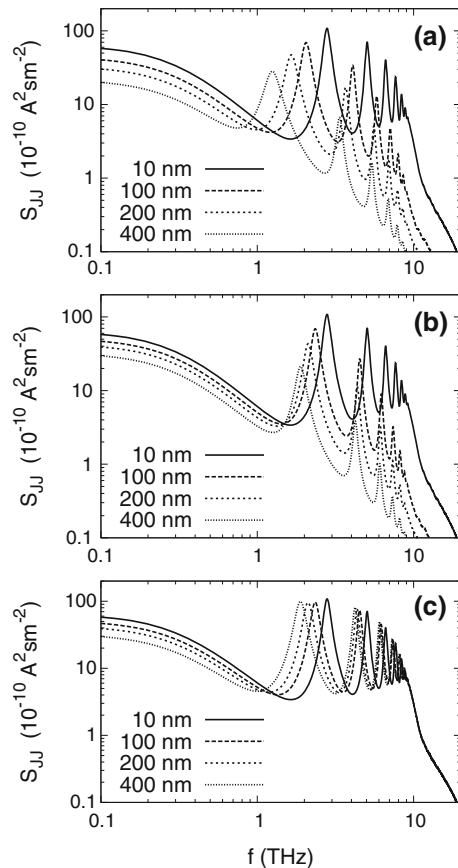


Fig. 7 Spectral density of drain-current fluctuations calculated for the HEMT structures with ungated regions placed: **a** symmetrically from the gate, **b** between the gate and drain, and **c** between the source and gate contacts. $L_g = 400$ nm. The length of ungated regions is indicated in the figures. Others parameters are: $\delta = 15$ nm, $d = 100$ nm, $n = 8 \times 10^{17}$ cm $^{-3}$, $\nu = 2 \times 10^{12}$ s $^{-1}$ and $T = 200$ K

tively. The calculations are performed for equal source and drain potentials, i.e. they are in short circuit.

As follows from Fig. 7 the influence of ungated regions of the channel on $S_{JJ}(\omega)$ is accompanied by two effects:

1. A decrease of the resonant frequencies of 2D-plasma waves which can be excited in the HEMT channel (red shift of eigen frequencies);
2. A damping of the intensity of the spectrum of current fluctuations $S_{JJ}(\omega)$ in the high-frequency region.

Estimations of the red shift of the frequency of eigen 2D-plasma waves ω_i performed by using the positions of the first low-frequency resonances in Fig. 7 shows that $\omega_i \sim 1/L$. The shift is mainly determined by the full channel length $L = L_g + L_{un}$ where L_{un} is the total length of the ungated channel regions. Let us note that the influence of the geometrical factor (that is where ungated regions are placed with respect to the gated one) is of minor importance for the red

shift, while it is of main importance for the damping effect. As follows from the comparison of Fig. 7b and c, from one hand, the 2D-plasma wave eigen frequency shift is practically independent of the position of the ungated region with respect to the gated one. From the other hand, the suppression effect takes place only if the ungated region is placed near the drain region.

8 Conclusion

We have performed calculations of the spectral density of current fluctuations through an hydrodynamic approach in InGaAs HEMTs. Due to the continuous branching of the total current under the gate-governed transistor channel, a set of spatial modes of 2D-plasma waves excited at the characteristic frequencies of the channel may appear. This phenomenon concerns the frequency region $\omega < \omega_p^{3D}$ which is well below the threshold of the 3D-plasma oscillations where excitation of the usual 3D electromagnetic waves is forbidden by the dispersion law.

Then, the investigation of the photo-excitation effects on the noise features showed that when the beating frequency coincides with the fundamental frequency of plasma waves, an increase of the photo-excitation amplitude results in a significant damping of the intrinsic excess noise both at the beating frequency and at all the frequencies where plasma waves can be excited. Such a behavior is then favorable for the development of room-temperature operating tunable sources and detectors of THz radiation based on the photo-excitation technique.

Finally, we have shown that the ungated regions placed at both sides of the gated channel region have a significant effect on the frequency dependence of both thermal and externally induced fluctuations of the current flowing through the HEMT channel. Such an influence can be subdivided into two main parts related to: (i) the presence of ungated regions independently of their positions, and, (ii) an asymmetry of their positions with respect to the gated channel region.

In the former case it is found that, in the low frequency region ω considerably below the 3D-plasma frequency ω_p of free-electrons in the channel, the influence of an additional ungated region can be interpreted as an elongation of the gate region length. This is accompanied by a red shift of the resonance frequencies of 2D plasma waves. In the high-frequency region, where $\omega \rightarrow \omega_p$, the spectrum of 2D-plasma excitations changes its character by going from the voltage-driven to the current-driven operation of HEMT structure without ungated regions.

In the latter case, it is shown that the positions of ungated regions have a different influence on the intensity of high-frequency perturbations of the channel current. The presence of an ungated region at the HEMT drain-contact side leads

to a sharp damping of current fluctuations at $\omega \rightarrow \omega_p$ while the presence of an ungated region at the source-contact side has no significant influence. Physically, such an asymmetry is connected to the influence of the drain-side ungated region which, with respect to the gated region, plays the role of load impedance of an external circuit whose magnitude sharply increases at $\omega \rightarrow \omega_p$. In contrast, an increase of the impedance of the source-gate ungated region does not lead to the damping effect owing to a positive feedback appearing between source and gate regions.

Acknowledgments This work is partially supported by Grant No. MIP-058/2013 of the Research council of Lithuania. The support of TeraLab-Montpellier is also acknowledged.

References

- Blin, S., Tohme, L., Hisatake, S., Arakawa, K., Nouvel, P., Coquilat, D., Penarier, A., Torres, J., Varani, L., Knap, W., Nagatsuma, T.: Plasma-wave detectors for terahertz wireless communication. *Electron. Lett.* **33**, 1354–1356 (2012)
- Shiktorov, P., Starikov, E., Gružinskis, V., Varani, L., Sabatini, G., Marinchio, H., Reggiani, L.: Problems of noise modeling in the presence of total current branching in high electron mobility transistor and field-effect transistor channels. *J. Stat. Mech Theory Exp.* **2009**(01), 01047 (2009)
- Dyakonov, M., Shur, M.: Plasma wave electronics: novel terahertz devices using two dimensional electron fluid. *IEEE Trans. Electron. Devices* **43**, 1640–1645 (1996)
- Millithaler, J.-F., Reggiani, L., Pousset, J., Varani, L., Palermo, C., Knap, W., Matéos, J., González, T., Pérez, S., Pardo, D.: Monte Carlo investigation of terahertz plasma oscillations in ultrathin layers of n-type $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$. *Appl. Phys. Lett.* **92**, 042113 (2008)
- Nouvel, P., Torres, J., Blin, S., Marinchio, H., Laurent, T., Palermo, C., Varani, L., Shiktorov, P., Starikov, E., Gružinskis, V., Teppe, F., Roelens, Y., Shchepetov, A., Bollaert, S.: TeraHertz emission induced by optical beating in nanometer-length field-effect transistors. *J. Appl. Phys.* **111**, 103707 (2012)
- Nouvel, P., Marinchio, H., Torres, J., Palermo, C., Gasquet, D., Chusseau, L., Varani, L., Shiktorov, P., Starikov, E., Gružinskis, V.: Terahertz spectroscopy of optically excited resonant plasma waves in high electron mobility transistor. *J. Appl. Phys.* **106**, 013717 (2009)
- Marinchio, H., Chusseau, L., Torres, J., Nouvel, P., Varani, L., Sabatini, G., Palermo, C., Shiktorov, P., Starikov, E., Gružinskis, V.: Room-temperature terahertz mixer based on the simultaneous electronic and optical excitations of plasma waves in a field effect transistor. *Appl. Phys. Lett.* **96**, 013502 (2010)
- Marinchio, H., Palermo, C., Sabatini, G., Varani, L., Shiktorov, P., Starikov, E., Gružinskis, V.: Pseudo-two-dimensional Poisson equation for the modeling of field-effect transistors. *J. Comput. Electron.* **9**(3–4), 141–145 (2010)
- Shiktorov, P., Starikov, E., Gružinskis, V., Pérez, S., González, T., Reggiani, L., Varani, L., Vaissière, J.C.: Upconversion of partition noise in semiconductors operating under periodic large-signal conditions. *Phys. Rev. B* **67**, 165201 (2003)
- Torres, J., Marinchio, H., Nouvel, P., Sabatini, G., Palermo, C., Varani, L., Chusseau, L., Shiktorov, P., Starikov, E., Gružinskis, V.: Plasma waves subterahertz optical beating detection and enhancement in long-channel high-electron-mobility transistors: experiments and modeling. *IEEE J. Select. Top. Quant. Electron.* **14**, 491 (2008)

REVIEW OF ELECTRON TRANSPORT PROPERTIES IN BULK InGaAs AND InAs AT ROOM TEMPERATURE

S. Karishy ^a, P. Ziadé ^a, G. Sabatini ^b, H. Marinchio ^b, C. Palermo ^b, L. Varani ^b,

J. Mateos ^c, and T. Gonzalez ^c

^a*Ecole Doctorale de Sciences et Technologies, Université Libanaise, Fanar, Liban*

^b*Institut d'Electronique et des Systèmes, CNRS UMR 5214, University of Montpellier, France*

^c*Department of Applied Physics, University of Salamanca, Spain*

E-mail: luca.varani@umontpellier.fr

Received 29 September 2015; accepted 29 September 2015

A Monte Carlo simulation of electron transport in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ and InAs is performed in order to extract the main kinetic parameters: mean valley population, effective mass, drift velocity, mean energy, ohmic and differential mobility. Most of these quantities are crucial for the development of macroscopic numerical models. Moreover, for some calculated quantities, analytical interpolation equations are given in order to achieve easy implementation in numerical codes. A comparison between our Monte Carlo calculation and several experimental and theoretical calculations is also carried out in order to validate the results.

Keywords: Monte Carlo, transport, InGaAs, InAs

PACS: 72.20.Fr, 72.20.Ht, 72.80.Ey

1. Introduction

Nowadays nanoelectronics devices operating at ultrahigh frequencies have a huge number of applications in various domains: high-speed telecommunications, spectroscopy, imaging, security, THz-wave generation/detection systems [1].

Traditionally, the frequency response of the devices and their capacity of integration have improved by means of a progressive diminution of their size. Today the progress of technology has allowed one to reach characteristic dimensions in the nanometre range [2–6]. The fact that the technology allows the shrinking of the device dimensions towards the nanometric scale is useful in reducing the carrier transit time, thus generally improving the speed performances of traditional devices.

In parallel, the achievement of high-speed electronic devices requires semiconductor materials with excellent electron mobility and transport properties. Two examples of these materials are $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ and InAs. The $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ has been suggested to have a great potential for high-speed room-temperature devices due to high electron threshold velocities [7–9]. Moreover, recent studies

showed that InGaAs transistors such as high electron mobility transistors (HEMTs) and metal-oxide-semiconductor field-effect transistors (MOSFETs) can be used as emitters or detectors in the THz domain [10, 11]. In the same context, the InAs, due to its low effective mass and a narrow gap, is a good prototype of material for future electronic devices. It is often used in combination with AlGaSb or AlSb in a wide range of electronic and optoelectronic applications. For example, an intrinsic cutoff frequency as high as 250 GHz at a drain voltage of 0.6 V has been achieved with a 0.1 μm gate length HEMT. Different attempts have also been made to design heterojunction bipolar transistors (HBTs) with InAs. Simple bipolar junction transistors (BJTs) and HBTs with an InAlAs or InAsP emitter have been studied, as well as more sophisticated HBTs made with InAs/AlSb superlattices. An InAs/AlSb quantum hot electron transistor (QHET) is another example of an innovative high-speed transistor [2] having the potential to efficiently exploit the unrivaled transport properties of InAs in THz applications. Despite the fact that InGaAs and InAs are very widely used in many different high frequency applications, a detailed study of their electronic transport is still limited [12–16].

In particular, the input parameters of the widely used hydrodynamic (HD) and drift–diffusion (DD) approaches are difficult to find, which leads to the difficulty of studying the behaviour of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ and InAs based devices using commercial or academic microscopic simulators. As a consequence, the first step to describe correctly both the stationary and transient regimes in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ and InAs is to extract the unavailable parameters using a microscopic simulation of the electronic transport. For this purpose, we perform a comprehensive investigation of transport parameters in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ and InAs at 300 K based on a Monte Carlo (MC) simulation.

The paper is organized as follows. In Section 2, the theoretical model is described. Then the following kinetic parameters are described: valley population in Section 3, effective mass in Section 4, average energy in Section 5, drift velocity in Section 6 and mobility in Section 7. The main conclusions are drawn in Section 8.

2. Theoretical model

In the framework of our MC simulation of charge transport in InGaAs and InAs, only the dynamic of electrons is taken into account. To investigate the transport properties of InGaAs and InAs at room temperature, we use a standard MC simulation [17, 18] where the electronic properties of the bulk material are directly related to the scattering mechanisms and the band structure. The input has been obtained interpolating the values of the corresponding binary materials [12, 19–22]. For the conduction band,

we have used a model with three non-parabolic spherical valleys (one Γ , four equivalent L and three equivalent X). The scattering mechanisms which are included in the physical model are the following: collisions with ionized impurities (Brooks–Herring model), transitions due to absorption and emission of polar and non-polar optical phonons, collisions with acoustic elastic phonons, intervalley and alloy scatterings [23]. In particular, the impact ionization has been treated in the framework of the Keldysh approach [12, 24–27] where the probability per unit of time is given by

$$A(\epsilon) = \begin{cases} P \left(\frac{\epsilon - \epsilon_{\text{th}}}{\epsilon_{\text{th}}} \right)^2 & \text{if } \epsilon > \epsilon_{\text{th}} \\ 0 & \text{if } \epsilon < \epsilon_{\text{th}} \end{cases} \quad (1)$$

where A is a coefficient which indicates the strength of the scattering process and ϵ_{th} is a threshold energy. The parameter ϵ_{th} can be calculated using the Anderson and Crowell criteria [28] or following the procedure outlined by Quade et al. [29]. A is an adjustable parameter the value of which is chosen in order to reproduce the average ionization coefficient measured experimentally [30, 31].

Figure 1 shows the simulated impact ionization coefficient as a function of the inverse electric field, compared with several experimental and theoretical results available in the literature [30–36]. In the case of InGaAs, it can be clearly seen that the existing results differ by more than one order of magnitude for the same electric field. In our MC simulations, the input parameters have been adapted with

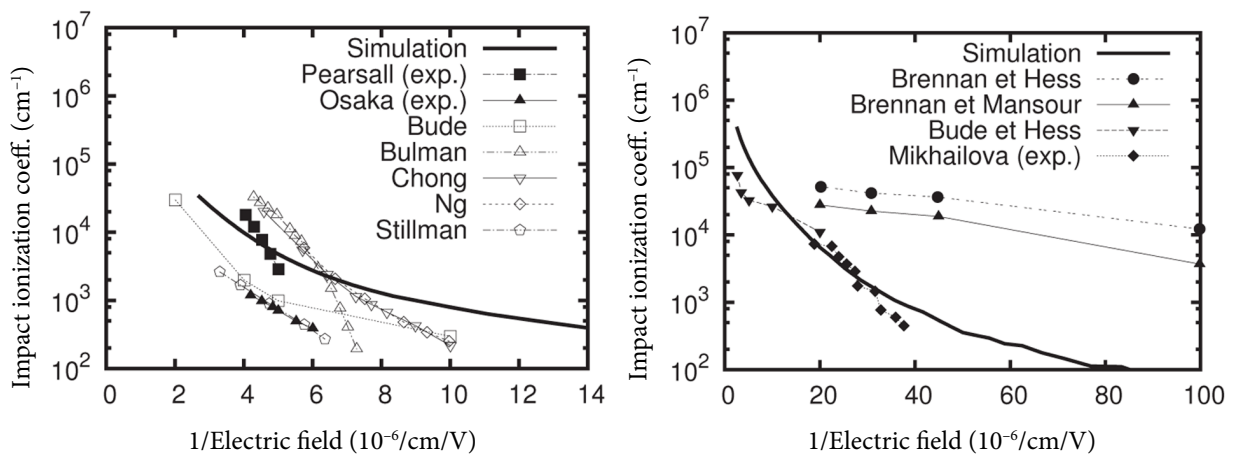


Fig. 1. Impact ionization coefficient as a function of inverse electric field in InGaAs (left) and InAs (right) with $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. The continuous lines represent MC simulation, the full symbols show the experimental results, and the empty symbols show other simulations present in the literature [30–39].

the experimental data of Pearsall [30]. In the case of InAs, because of the lack of experimental data, we have adapted our MC simulation to the experiments of Mikhailova [37]. Our MC results are also in good agreement with the simulations of Bude and Hess [32].

3. Valley population

We start the investigation of the bulk properties by calculating the fractional valley population in Γ , L and X valleys in steady-state conditions. The results are reported in Fig. 2 as functions of the electric field, for an electron density N_D equal to 10^{16} cm^{-3} . In the same figure, we have reported the theoretical results of Choo [34] for InGaAs and we observe a good agreement for all considered values of the electric field. For both materials, the electron transfer into the L valley starts at 1 kV/cm. Then, a greater quantity of electrons is found in the L valley compared to the Γ valley, starting at 11 kV/cm for InGaAs and 7 kV/cm for InAs. The transfers into the X valley begin around 6 kV/cm and 4 kV/cm, respectively. The electron population in the X valley becomes not negligible in both materials for electric fields greater than 30 kV/cm. In Fig. 2 we observe that, for InAs, the settlement of higher valleys takes place for weaker electric fields than for InGaAs because of the difference in the effective mass and the non parabolicity of the bands. The fractional valley population has been found to be practically independent of N_D in the range 10^{15} – 10^{18} cm^{-3} , which is the domain studied in this article.

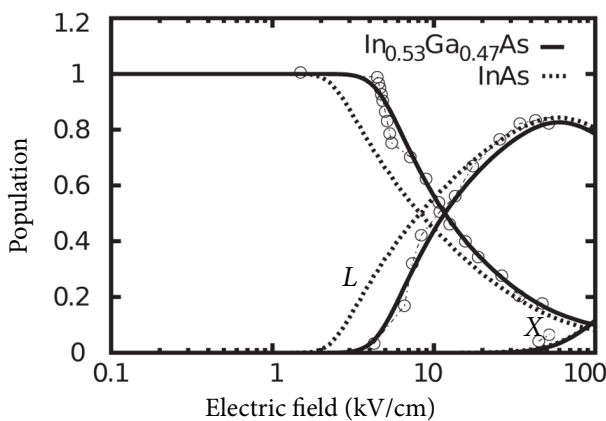


Fig. 2. Average fractional valley population of electrons in Γ , L and X valleys of InGaAs and InAs as a function of the electric field with $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. The lines represent MC simulation. The symbols represent the theoretical results of Choo [34]. The lines between symbols simply connect the reported points.

4. Effective mass

Figure 3 reports the results obtained for the mean longitudinal electron effective mass versus the electric field. This quantity is obtained by averaging the inverse electron longitudinal effective mass $1/m_x^*$ which, taking into account the non parabolicity of the bands, is defined by

$$\frac{1}{m_x^*} = \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial p_x^2} = \frac{1}{m^* (1 + 2\alpha\epsilon)} \left[1 - 2\alpha \frac{p_x^2}{m^* (1 + 2\alpha\epsilon)^2} \right], \quad (2)$$

where p_x is the component of the moment in the direction of the electric field, α is the coefficient of non parabolicity, ϵ is the energy, and m^* is the electron effective mass at the bottom of the conduction band, that is, for an energy equal to zero. The longitudinal effective mass depends on the valley in which the electron is present.

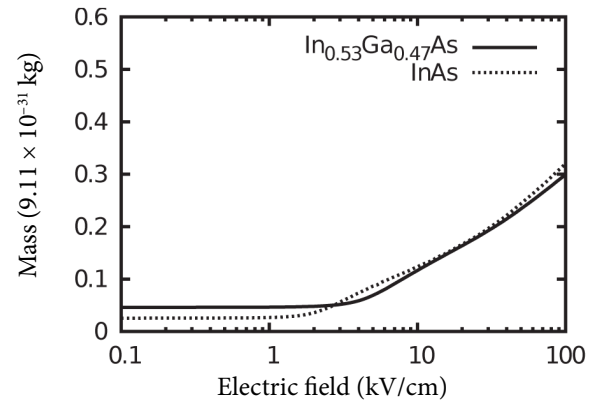


Fig. 3. Average electron effective mass of InGaAs and InAs as a function of the electric field for $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

We observe three main zones depending on the electric field. The first zone is for values lower than the threshold field, where the majority of electrons are still in the Γ valley with a low average effective mass. The second area corresponds to the field values for which a significant number of electrons is transferred from the first to the second valley. The average effective mass increases towards the value of the effective mass in the L valley. Lastly, the third zone corresponds to the higher electric fields ($E \geq 30 \text{ kV/cm}$) for which a significant number of electrons is progressively transferred into the X valley. The electron transfer between Γ and L valleys

is characterized by a larger electron mass difference than that between L and X valleys. This is the reason why the variation of the effective mass is higher for low electric fields.

Regarding the effective mass, in Fig. 4 we report our MC results compared with the experiments of Kesamanly [40] for InAs. A good agreement is found for the values of the electron density lower than 10^{17} cm^{-3} and a difference of about 20% is noted for higher electron densities around 10^{18} cm^{-3} .

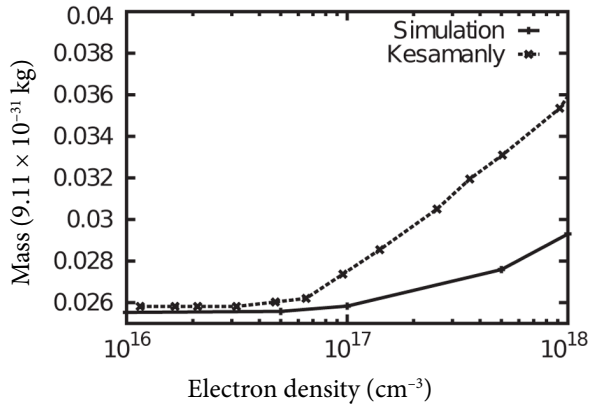


Fig. 4. Average electron effective mass of InGaAs as a function of electron density. The lines represent our MC simulation. The symbols represent the experimental results of Kesamanly [40]. The lines between the symbols simply connect the reported points.

5. Average energy

Figure 5 shows the average electronic energy as a function of the electric field, for $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. The behaviour of the average electronic density is dissimilar for lower and higher values of the electric field, for both InGaAs and InAs: the corresponding curves can be divided into two parts. The former one corresponds to low values of the electric field ($< 2 \text{ kV/cm}$), for which the electron mean energy remains nearly constant and equal to the value at thermodynamic equilibrium. In the latter one, corresponding to higher electric fields, the average energy increases with the electric field. As a matter of fact, as the field increases, the collisions become less effective in dissipating the energy brought to the electrons. Therefore, both the energy and the number of inelastic collisions increase until a new equilibrium is obtained in the hot carrier regime [41]. In the same figure, we have reported the theoretical results of Fischetti obtained for InGaAs and we observe a good agreement for electric fields lower

than 20 kV/cm . The difference for higher fields results from the fact that Fischetti has used a full band model. Finally, for InAs we observe a good agreement with the theoretical results of Hori [42].

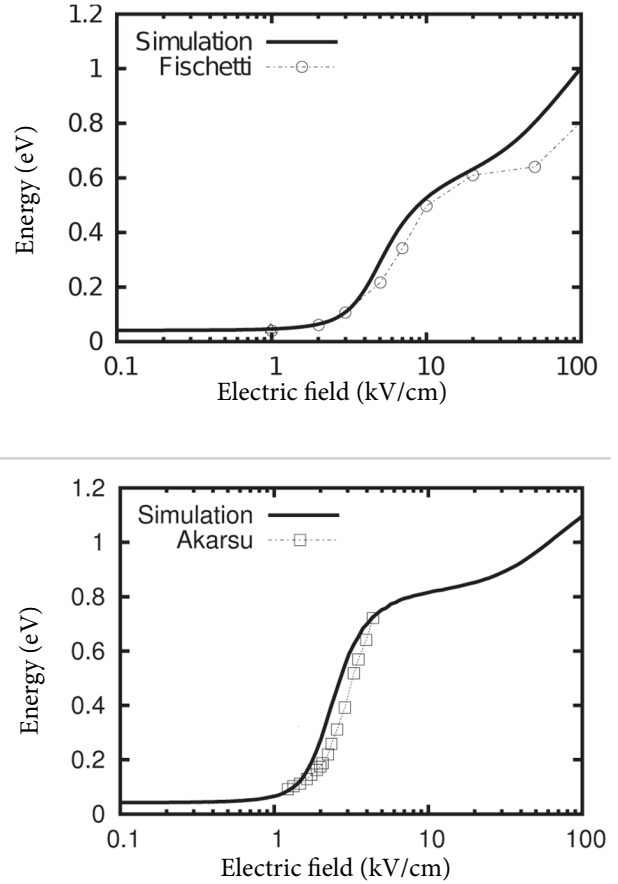


Fig. 5. Average energy as a function of the electric field in InGaAs (above) and InAs (below) with $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. The continuous lines represent MC simulation and the symbols show other simulations presented in the literature.

6. Drift velocity

The results obtained for the average electron velocity are reported in Figs. 6 and 7 as a function of electric field. The MC results are compared with different experimental and theoretical data present in the literature [13, 14, 42–51]. For an electric field lower than about 0.15 kV/cm , the velocity increases linearly and the carriers remain in the same valley (Fig. 2). As the electric field increases, carriers are transferred into higher valleys and the velocity becomes non-linear. In the hot carrier regime phonons are not able to thermalize electrons to the lattice

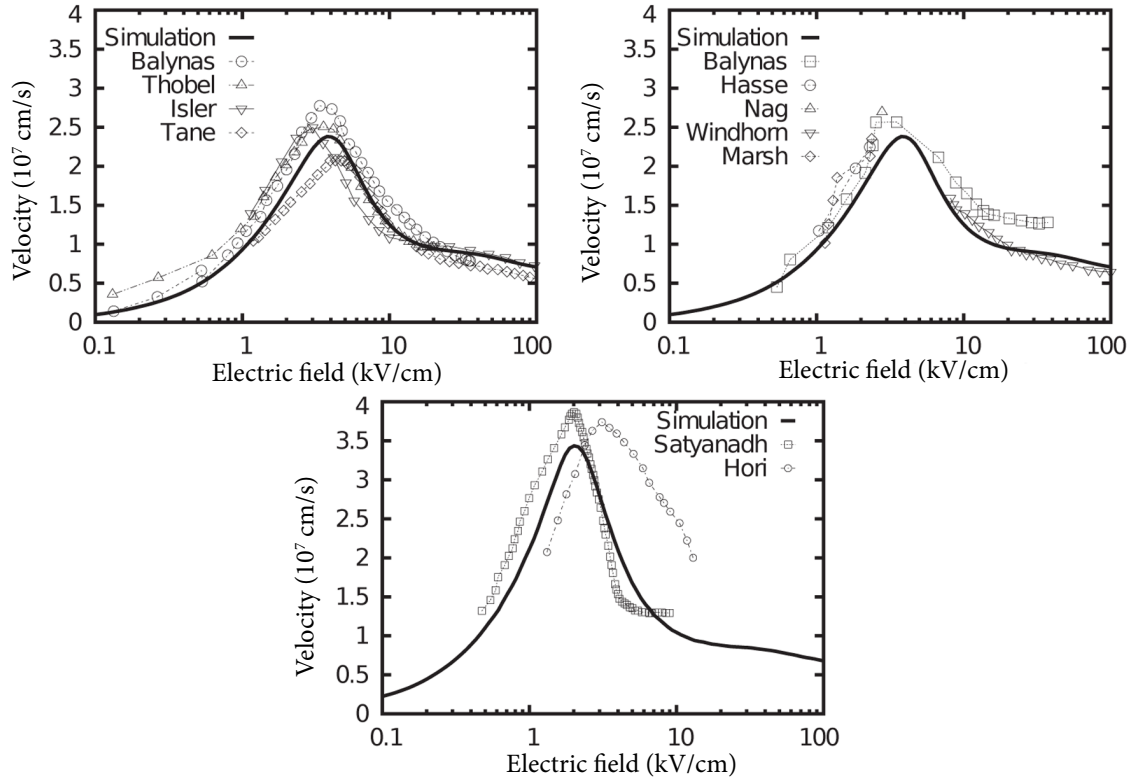


Fig. 6. Average electron velocity as a function of the electric field for InGaAs (top) and InAs (bottom) compared to several experimental (top left) [13, 43–47] and theoretical (top right, bottom) results [14, 46–49] present in the literature, with $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. The continuous lines represent MC simulations. The symbols show the experimental and theoretical results. The dotted lines simply connect the reported points.

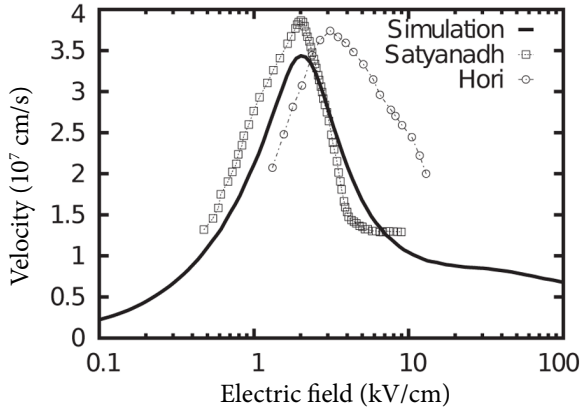


Fig. 7. Average electron velocity as a function of the electric field for InAs compared to theoretical results [42, 50] present in the literature, with $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. The continuous line represents MC simulation. The dotted lines simply connect the reported points.

temperature; however, they limit the electron velocity. When the electrons are transferred from lower to higher valleys, their average effective mass increases (Fig. 3) and thus velocity starts to decrease.

We notice that the velocity peak in InAs is about $3.5 \times 10^7 \text{ cm/s}$ for a threshold field of 2 kV/cm while it reaches a lower value of about $2.4 \times 10^7 \text{ cm/s}$ for a threshold field of 3.7 kV/cm in InGaAs. A decrease of the mean velocity can be noted for electric fields greater than 30 kV/cm due to the transfer of the electrons into the X valley.

It is useful to get the velocity using analytical expressions of the type

$$v(E) = \frac{\mu_0 E}{\left[\left(a + \frac{v_p}{E} \right) \left(\frac{E}{E_p} \right)^b \right]^c} \quad (3)$$

if $E \leq E_p$, and

$$v(E) = \frac{\frac{v_p}{E_p} E}{\left[1 + \frac{(E - E_p)^2}{E_c^d} \right]^e} \quad (4)$$

if $E \geq E_p$, where v_p is the peak velocity, E_p is the threshold field, E_c is the critical field, and μ_0 is the ohmic mobility. The parameters a , b , c , d and e represent numerical coefficients. The results of the fitting are reported in Fig. 8. The parameters have been calculated on the basis of MC simulation and are given in Table 1. Instead of using a single formula we used two formulas, one below and one above E_p , in order to better interpolate the curves of the mean velocity and the chord mobility. However, this induces a couple of spikes around E_p . We have also calculated the average drift velocity for different values of electron density. The results are reported in Fig. 9.

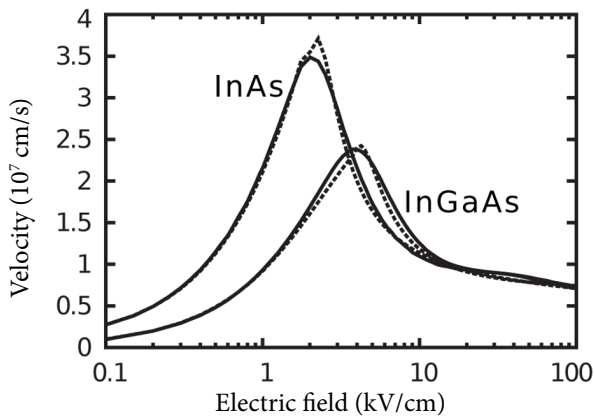
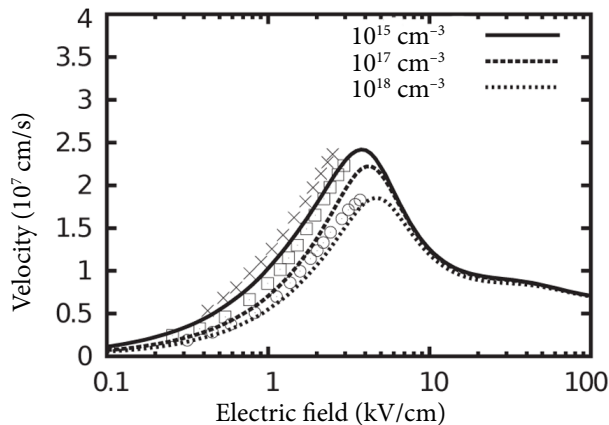


Fig. 8. Average electron velocity as a function of the electric field for InGaAs and InAs, with $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. The continuous line refers to MC simulation and the dotted lines to the analytical formula.



When doping is higher, scatterings with ionized impurities are more frequent. As a consequence, for a given value of the electric field, the electron velocity is higher when the electron density is lower. In the same figure the measurements of Hasse [43] are reported, and we observe a good agreement.

Table 1. Values of the parameters used to fit the drift velocity of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ and InAs with Eqs. (3) and (4).

Parameters	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	InAs
Peak velocity v_p , 10^7 cm/s	2.5	3.3
Threshold field E_p , kV/cm	3.75	2.0
Critical field E_c , kV/cm	1.2	0.6
Ohmic mobility μ_0 , m^2/Vs	1.0	2.2
a	1	0.9
b	2.5	2.5
c	1.02	0.15
d	2.01	2.02
e	0.51	0.56

7. Mobility

Figure 10 represents the electron static chord mobility as a function of the electric field for different concentrations of the ionized impurities, for both InAs and InGaAs. We remark that the chord mobility decreases with the electric field while remaining positive. We can see that InAs is able to reach a higher velocity for a given electric field, and is thus characterized by a much higher mobility than that of InGaAs: the maximum ohmic mobility in the case of InGaAs is $10\,000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, whereas the ohmic mobility

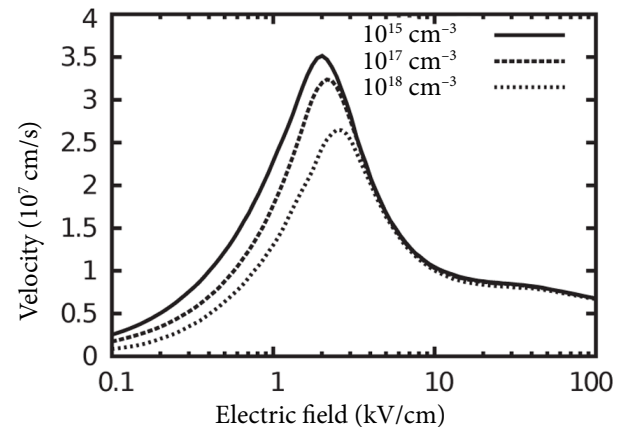


Fig. 9. Average drift velocity as a function of the electric field in InGaAs (left) and InAs (right) for different values of electron density. The lines represent MC simulations, and the symbols show the experimental results of Hasse [43]. The dotted lines simply connect the reported points.

can reach 23 000 cm^2/Vs in the case of InAs. The values of ohmic mobility for the other concentrations are reported in Table 2. However, as previously observed for the velocity, the chord mobility decreases as the density of ionized impurities increases. In Fig. 11 we have also compared our MC results of the ohmic mobility versus the electron density with those already present in the literature [52, 53]. Finally, in Fig. 12 we have reported the electron static differential mobility versus electric field for different electron densities. For low values of the electric field, mobility remains almost constant and equal to the chord mobility. For a greater electric field, a negative differential mobility appears due to inter-valley transfer and to the fact that the electrons in the Γ valley have a higher mobility because of their low effective mass, whereas carriers in higher valleys have a higher effective mass and thus a lower mobility.

This negative differential mobility observed for high electric fields is one of the typical characteristics of III–V compounds.

Table 2. Ohmic mobility for InGaAs and InAs for different electron densities.

Electron density, cm^{-3}	μ_0 , m^2/Vs , In _{0.53} Ga _{0.47} As	μ_0 , m^2/Vs , InAs
10^{16}	1.0	2.3
10^{17}	0.75	1.8
10^{18}	0.58	1.3

By dividing the velocity fitting formula by the electric field (see Eqs. (3) and (4)) we obtain analytical expressions for the chord mobility. The results are reported in Fig. 13 and show a good agreement with the MC simulation.

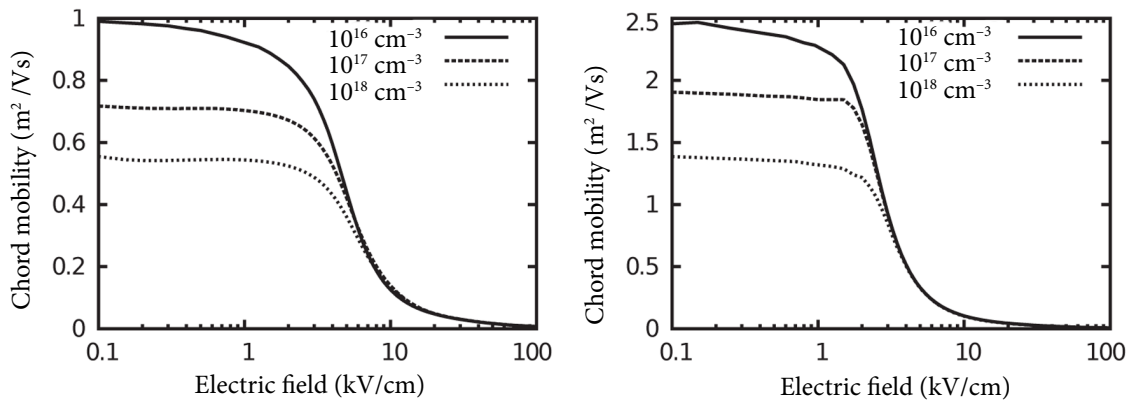


Fig. 10. Chord mobility as a function of the electric field for different concentrations electron density in InGaAs (left) and InAs (right).

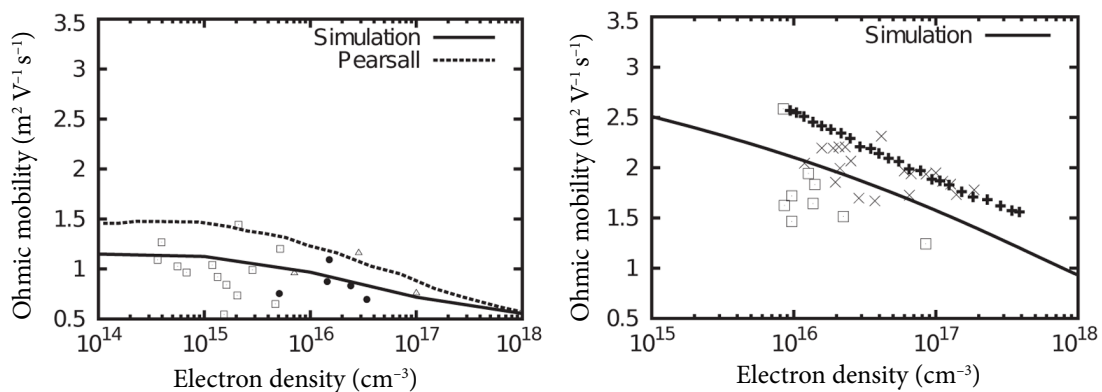


Fig. 11. Ohmic mobility as a function of electron density for InGaAs (left) and InAs (right). The continuous lines represent MC simulation and the points are different experimental results of Pearsall [52] and Karataev [53].

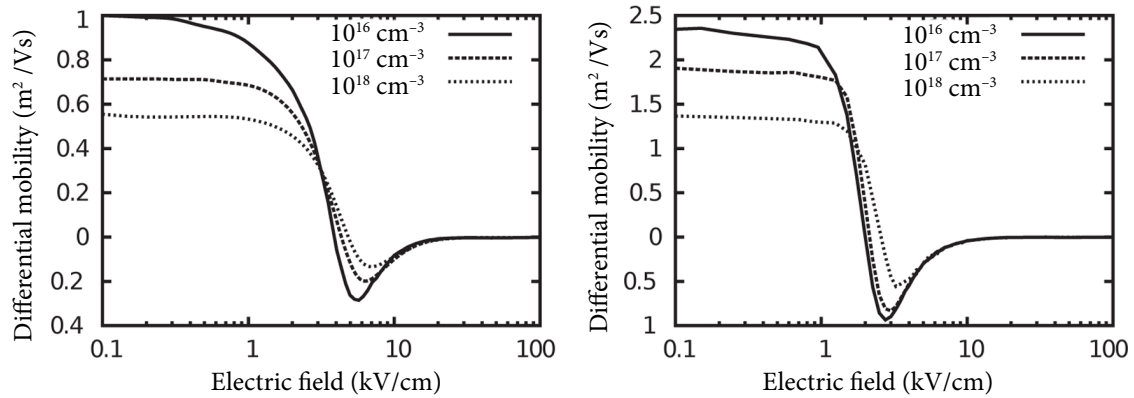


Fig. 12. Differential mobility as a function of the electric field for different electron densities in InGaAs (left) and InAs (right).

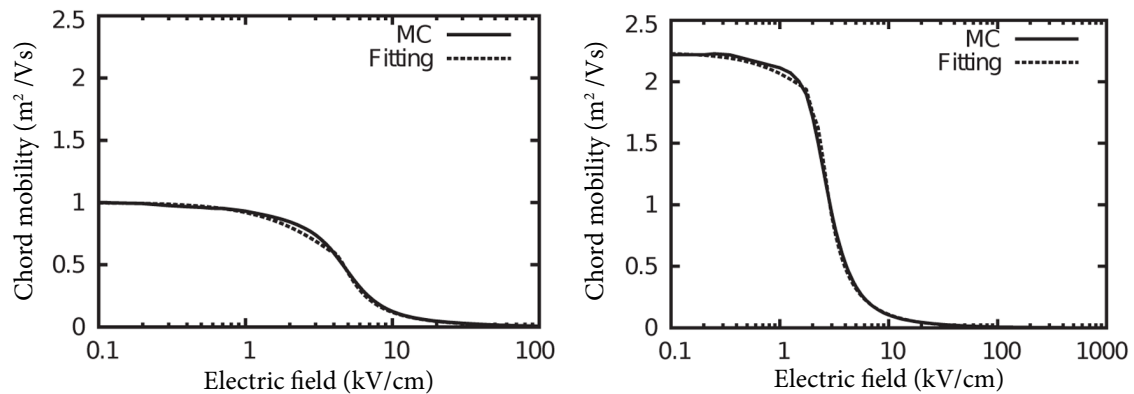


Fig. 13. Chord mobility as a function of the electric field in InGaAs (left) and InAs (right), with $N_D = 10^{16} \text{cm}^{-3}$. The continuous lines refer to MC simulation and the dotted line to the analytical formula.

8. Conclusions

After a description of the theoretical model, we have presented a review of stationary electron transport in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ and InAs obtained by a Monte Carlo simulation of the bulk materials under stationary and homogeneous conditions. The main transport parameters, i.e. valley population, effective mass, average energy, drift velocity and mobility (ohmic and differential), have been analyzed as functions of the applied electric field and electron density. When possible, our simulations have been compared to several experimental and theoretical results in order to estimate the dispersion of the data available in the literature. Additionally, we have provided the parameters for an analytical fitting of the drift velocity and mobility to ensure an easy implementation in macroscopic simulations such as drift diffusion and hydrodynamic approaches. The obtained results confirm excellent transport properties of both materials for their implementation in

modern electronic devices with a general improving of the performances expected in the case of InAs.

References

- [1] R. Waser, *Nanoelectronics and Information Technology* (Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2003).
- [2] T. Suemitsu, T. Ishii, H. Yokoyama, Y. Umeda, T. Enoki, Y. Ishii, and T. Tamamura, 30-nm-gate InAlAs/InGaAs HEMTs lattice-matched to InP substrates, *IEDM Tech. Dig.* 223–226 (1998).
- [3] T. Suemitsu, H. Yokoyama, T. Ishii, T. Enoki, G. Meneghesso, and E. Zanoni, 30-nm two-step recess gate InP-based InAlAs/InGaAs HEMTs, *IEEE Trans. Electron Dev.* **49**, 1694 (2002).
- [4] K. Shinohara, Y. Yamashita, A. Endoh, I. Watanabe, K. Hikosaka, T. Matsui, T. Mimura, and S. Hiya-mizu, 547-GHz ft $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As-In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ HEMTs with reduced source and drain resistance, *IEEE Electron Device Lett.* **25**, 241 (2004).

- [5] K. Shinohara, Y. Yamashita, A. Endoh, I. Watanabe, K. Hikosaka, T. Mimura, S. Hiyamizu, and T. Matsui, in: *Proceedings of 16th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials*, IEEE Catalog 04CH37589 (Kagoshima, Japan, 2004) p. 721.
- [6] B. Doyle, R. Arghavani, D. Barlage, M. Datta, S. Dozy, J. Kavalieros, A. Murthy, and R. Chau, Transistor elements for 30 nm physical gate lengths and beyond, *Intel. Technol. J.* **6**, 42 (2002).
- [7] R. Dingle, H.R. Stormer, A.C. Gossard, and W. Wiegmann, Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices, *J. Appl. Phys.* **33**, 655 (1978).
- [8] T. Mimura, K. Joshin, S. Hiyamizu, K. Kikusaka, and M. Abe, High electron mobility transistor logic, *Jpn. J. Appl. Phys.* **20**, L598–600 (1981).
- [9] J.H. Marsh, Effects of compositional clustering on electron transport in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, *Rev. Mod. Phys.* **20**, 598 (1981).
- [10] W. Knap, F. Teppe, N. Dyakonova, Y.M. Meziani, J. Lusakowsky, L. Varani, and J.F. Millithaler, Terahertz generation and detection by plasma waves in nanometer gate high electron mobility transistors, *Acta Phys. Pol. A* **107**(1), 82 (2005).
- [11] W. Knap, J. Lusakowski, T. Parenty, S. Bollaeret, A. Cappy, and M. Shur, Terahertz emission by plasma waves in 60 nm gate high electron mobility transistors, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 2331–2333 (2004).
- [12] M.V. Fischetti, Monte Carlo simulation of transport in technologically significant semiconductors of the diamond and zinc-blende structures – Part I: Homogeneous transport, *IEEE Trans. Electron Dev.* **38**, 634–649 (1991).
- [13] T.H. Windhorn, L.W. Cook, and G.E. Stillman, The electron velocity-field characteristic for n- $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ at 300 K, *IEEE Electron Device Lett.* **3**, 18–20 (1982).
- [14] J.L. Thobel, L. Baundry, A. Cappy, P. Bourel, and R. Fauquembergue, Electron transport properties of strained $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 346–348 (1990).
- [15] P. Borowik and J.L. Thobel, Improved Monte Carlo method for the study of electron transport in degenerate semiconductors, *J. Appl. Phys.* **84**, 3706–3709 (1998).
- [16] A. Ghosal, D. Chattopadhyay, and N.N. Purkait, Hot-electron velocity overshoot in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}$, *J. Appl. Phys.* **44**, 773–774 (1984).
- [17] I.M. Sobol, *The Monte Carlo Method* (Mir Publishers, Moscow, 1975).
- [18] C. Jacoboni and L. Reggiani, The Monte Carlo method for the simulation of charge transport in semiconductors with applications to covalent materials, *Rev. Mod. Phys.* **55**, 645 (1983).
- [19] J. Mateos, T. Gonzalez, D. Pardo, V. Hoel, and A. Cappy, Improved Monte Carlo algorithm for the simulation of δ -doped $\text{AlInAs}/\text{GaInAs}$ HEMTs, *IEEE Trans. Electron Dev.* **47**, 250 (2000).
- [20] K.F. Brennan and D.H. Park, Theoretical comparison of electron real-space transfer in classical and quantum two dimensional heterostructure systems, *J. Appl. Phys.* **65**, 1156 (1989).
- [21] O. Madelung, *Semiconductors: Data Handbook* (Springer, Berlin, 2003).
- [22] S. Adachi, *Physical Properties of III–V Semiconductors InGaAsP* (Wiley, New York, 1992).
- [23] C. Jacoboni and P. Lugli, *The Monte Carlo Method for Semiconductor Device Simulation* (Springer-Verlag Wien, 1989).
- [24] G.M. Dunn, G.J. Rees, J.P.R. David, S.A. Plimmer, and D.C. Herbert, Monte Carlo simulation of impact ionization and current multiplication in short GaAs p^+in^+ diodes, *Semicond. Sci. Technol.* **12**, 111 (1997).
- [25] G.M. Dunn, A. Phillips, and P.J. Topham, Current instability in power HEMTs, *Semicond. Sci. Technol.* **16**, 562 (2001).
- [26] B.G. Vasallo, J. Mateos, D. Pardo, and T. González, Influence of trapping-detrapping processes on shot noise in nondegenerate quasiballistic transport, *Semicond. Sci. Technol.* **17**, 440 (2002).
- [27] K. Kalna and A. Asenov, Gate tunnelling and impact ionisation in sub 100 nm PHEMTs, *IEICE Trans. Electron. (Special Issue on the 2002 IEEE International Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices (SISPAD'02))* **86**(3), 330 (2003).
- [28] C.L. Anderson and C.R. Crowell, Threshold energies for electron-hole pair production by impact ionization in semiconductors, *Phys. Rev. B* **5**, 2267 (1972).
- [29] W. Quade, E. Scoll, and M. Ruden, Impact ionization within the hydrodynamic approach to semiconductor transport, *Solid State Electron.* **36**, 1493 (1993).
- [30] T.P. Pearsall, Impact ionization rates for electrons and holes in $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$, *Appl. Phys. Lett.* **36**, 218 (1980).
- [31] F. Osaka, T. Mikawa, and T. Kanada, Impact ionization coefficients of electrons and holes in (100)-oriented $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{AsyP}_{1-y}$, *IEEE J. Quantum Electron.* **21**, 1326 (1985).
- [32] J. Bude and K. Hess, Thresholds of impact ionization in semiconductors, *J. Appl. Phys.* **72**, 3554 (1992).
- [33] G.E. Bulman, V.M. Robbins, G.E. Stillmann, G. Hill, and G.J. Rees, Thresholds of impact ionization in semiconductors, *IEEE Trans. Electron Dev.* **32**, 2454 (1985).
- [34] D.S. Ong, K.Y. Choo, Analytical band Monte Carlo simulation of electron impact ionization in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, *J. Appl. Phys.* **96**, 5649 (2004).
- [35] J.S. Ng, C.H. Tan, J.P.R. David, G. Hill, and G.J. Rees, Thresholds of impact ionization in semi-

- conductors, IEEE Trans. Electron Dev. **50**, 901 (2003).
- [36] G. Stillmann, *Properties of Lattice-Matched and Strained Indium Gallium Arsenide*, ed. P. Bhattacharya (INSPEC, London, U. K., 1993).
- [37] M.P. Mikhailova, A.A. Rogachev, and I.N. Yassievich, Impact ionization and Auger recombination in InAs, Sov. Phys. Semicond. **10**(8), 866–871 (1976).
- [38] K. Brennan and K. Hesse, High field transport in GaAs, InP and InAs, Solid State Electron. **27**(4), 347–357 (1984).
- [39] K.F. Brennan and N.S. Mansour, Monte Carlo calculation of electron impact ionization in bulk InAs and HgCdTe, J. Appl. Phys. **69**(11), 7844–7847 (1991).
- [40] A. Krotkus and Z. Dobrovolskis, *Electrical Conductivity of Narrow-Gap Semiconductors* (Mokslas, Vilnius, 1988).
- [41] L. Reggiani, *Topics in Applied Physics. Hot-Electron Transport in Semiconductors*, Vol. 58 (Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, 1985).
- [42] Y. Hori, Y. Ando, Y. Miyamoto, and O. Sugino, Effect of strain on band structure and electron transport in InAs, Solid State Electron. **43**, 1813–1816 (1999).
- [43] M.A. Hasse, N. Robbins, N. Tabatabaie, and G.E. Stillmann, Subthreshold electron velocity-field characteristics of GaAs and $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, Solid State Electron. **43**, 1813–1816 (1999).
- [44] J.H. Marsh, Effects of compositional clustering on electron transport in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, Appl. Phys. Lett. **41**(8), 732–734 (1982).
- [45] W.K. Ng, C.H. Tan, J.P.R. David, P.A. Houston, M. Yee, and J.S. Ng, Temperature dependent low-field electron multiplication in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, Appl. Phys. Lett. **83**(14), 2820–2822 (2003).
- [46] M.A. Littlejohn, K.W. Kim, and H. Tian, in: *Properties of Lattice-Matched and Strained Indium Gallium Arsenide*, ed. P. Bhattacharya (INSPEC, London, U. K., 1993) pp. 107–116.
- [47] V. Balynas, A. Krotkus, A. Stalnionis, A.T. Gorlionok, N.M. Shmidt, and J.A. Tellefsen, Time-resolved, hot-electron conductivity measurement using an electro-optic sampling technique, Appl. Phys. Lett. **51**(4), 357–360 (1990).
- [48] C.H. Tan, G.J. Rees, P.A. Houston, J.S. Ng, W.K. Ng, and J.P.R. David, Temperature dependence of electron impact ionisation in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, Appl. Phys. Lett. **84**, 2322 (2004).
- [49] M. Isler, Phonon-assisted impact ionization of electron in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, Phys. Rev. B **63**, 115209 (2001).
- [50] G. Satyanadh, R.P. Joshi, N. Abedin, and U. Singh, Monte Carlo calculation of electron drift characteristics and avalanche noise in bulk InAs, J. Appl. Phys. **91**, 1331–1338 (2002).
- [51] L. Amer, C. Sayah, B. Bouazza, A. Guen-Bouazza, N.E. Chabane-Sari, and C. Gontrand, Analyse du phénomène de transport électronique dans l'InAs et le GaAs par la méthode de Monte Carlo pour la conception d'un transistor HEMT, in: *CISTEMA'2003* (Université de Tlemcen, 2003).
- [52] T.P. Pearsall, *GaInAsP Alloy Semiconductors* (John Wiley & Sons, Chichester, 1982).
- [53] V.V. Karataev, M.G. Mil'vidsky, N.S. Rytova, and V.I. Fistui, Compensation in n-type InAs, Sov. Phys. Semicond. **11**(9), 1009–1011 (1977).

ELEKTRONŲ PERNAŠOS TŪRINIULOSE InGaAs IR InAs KAMBARIO TEMPERATŪROJE SAVYBIŲ APŽVALGA

S. Karishy ^a, P. Ziadé ^a, G. Sabatini ^b, H. Marinchio ^b, C. Palermo ^b, L. Varani ^b,
J. Mateos ^c, T. Gonzalez ^c

^aLibano universitetas, Fanaras, Libanas

^bMonpeljė universitetas, Prancūzija

^cSalamankos universitetas, Ispanija

Pseudo-two-dimensional Poisson equation for the modeling of field-effect transistors

Hugues Marinchio · Christophe Palermo ·
Giulio Sabatini · Luca Varani · Pavel Shiktorov ·
Evgeni Starikov · Viktor Gružinskis

Published online: 21 October 2010
© Springer Science+Business Media LLC 2010

Abstract A modified Poisson equation able to take into account the influence of gates and a δ -doping in FETs and HEMTs is proposed. This equation can be solved self-consistently together with 1D transport equations along inhomogeneous transistor channels like those of the hydrodynamic or drift-diffusion approximations or with a Monte Carlo simulator used to describe carrier transport in n^+nn^+ structures.

Keywords Poisson equation · Electronic transport modeling · Field-effect transistor · High-electron mobility transistor

1 Introduction

It is well known that in Field-Effect and High-Electron-Mobility Transistors (FETs and HEMTs) the electron transport occurs mainly along the channel, so that the task of transport description is, in essence, one-dimensional (1D). However, the solution of the Poisson equation which de-

scribes the self-consistent electric field inside the whole three-terminals device remains *a priori* 2D [1]. Nevertheless, since the distributions of applied potentials and dopings governing electron transport are usually placed in layers planar with respect to the channel, one can expect that it should be possible to formulate a 1D approximation of the 2D Poisson equation which allows to take into account their influence. This will simplify considerably the analysis and modeling of electron transport in FET and HEMT structures.

Approaches of this kind have been proposed to model the channel region of Metal-Semiconductor Transistors [2] and HEMT channels [3]. The aim of this communication is to generalize such approaches by proposing a new 1D compact formulation of the 2D Poisson equation which can be used for the simulation of ungated devices such as diodes, for the simulation of FET or HEMT channels, and even more complex devices including ungated and gated regions, with or without doping plan, with a simple set of parameters related to the structure of the device (gate-to-channel distance, doping concentration, etc.).

2 Theory

Let us consider the simple case of the planar device shown in Fig. 1. A doped layer with surface concentration of ionized donors N_+^{2D} and a thin channel of thickness Δ with intrinsic donor concentration n_+^{3D} are placed at distances d_e and d from the gate, respectively. A sufficiently thick substrate is placed under the channel. It is supposed that the free carriers characterized by volume concentration $n^{3D}(x)$ are inside the channel only. The spatial distribution of the potential $\varphi(x, y)$ of such a structure is described by the 2D Poisson equation:

H. Marinchio · C. Palermo · G. Sabatini · L. Varani (✉)
Institut d'Électronique du Sud (UMR CNRS 5214), Université
Montpellier 2, 34095 Montpellier, France
e-mail: luca.varani@univ-montp2.fr

H. Marinchio
e-mail: hugues.marinchio@ies.univ-montp2.fr

P. Shiktorov · E. Starikov · V. Gružinskis
Semiconductor Physics Institute, A. Goštauto 11, 2600 Vilnius,
Lithuania

P. Shiktorov
e-mail: pavel@pav.pfi.lt

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\epsilon \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\epsilon \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right) = e [n^{3D}(x) - N_+^{3D} - N_+^{2D} \delta(y - d_e)] \quad (1)$$

where ϵ is the dielectric constant of the medium. By integrating (1) inside the channel in the transverse direction one obtains:

$$\epsilon_c \frac{\partial^2}{\partial x^2} \bar{\varphi}(x) = e [\bar{n}(x) - n_+^{3D} - \bar{n}_+^{3D}(x)] \quad (2)$$

where ϵ_c is the dielectric constant in the channel, $\bar{\varphi}(x) = \frac{1}{\Delta} \int_{d-\Delta/2}^{d+\Delta/2} \varphi(x, y) dy$, $\bar{n}(x) = \frac{1}{\Delta} \int_{d-\Delta/2}^{d+\Delta/2} n(x, y) dy$ are, respectively, the potential and free-carrier concentration averaged over the channel thickness. The quantity

$$\bar{n}_+^{3D}(x) = \frac{\epsilon_s}{e} \left[\frac{\partial}{\partial y} \varphi(x, d + \Delta/2) - \frac{\partial}{\partial y} \varphi(x, d - \Delta/2) \right] \frac{1}{\Delta} \quad (3)$$

is the density of induced electrical charge in the channel which determines the jump of the transverse component of the electric field between vertical boundaries of the channel. Equation (2) coincides in form with the 1D Poisson equation describing the self-consistent distributions of the potential $\bar{\varphi}(x)$ and free-carrier concentration $\bar{n}(x)$ along the channel which are formed at the background of an effective donors density distribution $N_+^{3D} + \bar{n}_+^{3D}(x)$. However, strictly speaking, the replacement of (1) by (2) and (3) cannot be considered as a transition from the 2D to the 1D case, since (2) and (3) are not mutually independent, and can be separated only in the case when the full 2D-distribution of the potential $\varphi(x, y)$ is known. Nevertheless, when the longitudinal electric field, i.e. $\partial \bar{\varphi}(x) / \partial x$, has practically no influence on the transverse field distribution outside the channel, i.e. $\partial \varphi(x, y) / \partial y$, equations (2) and (3) can be considered as mutually independent, thus providing a 1D approximation of (1).

For the planar structure shown in Fig. 1 it is reasonable to assume that outside the channel the longitudinal component of the electric field is negligible with respect to the transverse one, i.e. $\partial \varphi / \partial x \ll \partial \varphi / \partial y$. In this case, the transverse dependence of the potential with respect to the channel can be approximated by a continuous linear function of y that changes its slope on surfaces of a given potential (the gate) and doped layers. By integrating (1) from the gate to the channel one finds the following relation between potentials at the gate, $\varphi_G = \varphi(x, 0)$, the doped layer, $\varphi(x, d_e)$ and the channel, $\bar{\varphi}(x)$:

$$\frac{\bar{\varphi}(x) - \varphi(x, d_e)}{d - d_e} - \frac{\varphi(x, d_e) - \varphi_G}{d_e} = -\frac{e}{\epsilon_s} N_+^{2D} \quad (4)$$

where ϵ_s is the dielectric constant outside the channel.

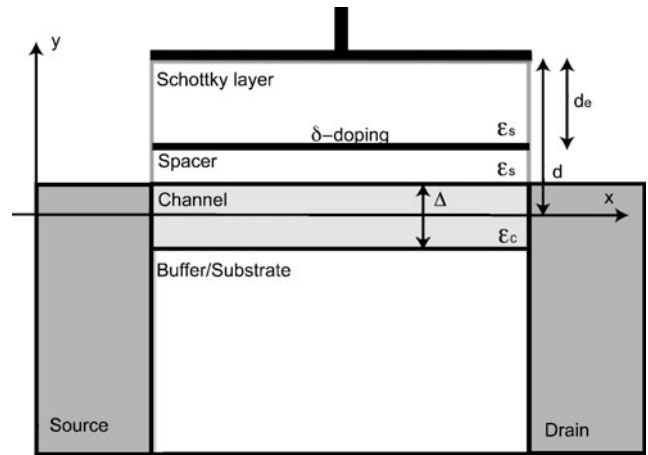


Fig. 1 Schematic representation of a HEMT with, from top to bottom: the gate, the Schottky layer (of width d_e and dielectric coefficient ϵ_s), the δ -doping plan, the spacer (of dielectric coefficient ϵ_s), the channel (of width Δ and dielectric coefficient ϵ_c) and the substrate. The distance between the gate and the center of the channel (gate-to-channel distance) is d

By assuming that potential variations inside a deep substrate are small enough, one can use the following expressions for the transverse electric field at the channel boundaries:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial y} \varphi \left(x, d + \frac{\Delta}{2} \right) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial y} \varphi \left(x, d - \frac{\Delta}{2} \right) &= \frac{\bar{\varphi}(x) - \varphi(x, d_e)}{d - d_e} \end{aligned} \quad (5)$$

By substituting (5) into (3) and then by using (4) and (5) to eliminate from consideration the influence of the potential $\varphi(x, d_e)$ on the doped layer in explicit form, one obtains an expression for the carrier density in the channel induced by external conditions:

$$\bar{n}_+^{3D} = \frac{d_e}{\Delta d} N_+^{2D} + \frac{\epsilon_s}{e} \frac{\varphi_G - \bar{\varphi}(x)}{\Delta d} \quad (6)$$

which creates the background on which the free-carrier distribution in the channel is formed.

Thus, in the framework of the above used assumptions, (2) and (6) constitute a closed 1D approximation of the 2D Poisson equation.

These equations can be specified for some particular cases. For a FET without doping plan ($N_+^{2D} = 0$) we get:

$$\bar{n}_+^{3D} = \frac{\epsilon_s}{e} \frac{\varphi_G - \bar{\varphi}(x)}{\Delta d} \quad (7)$$

For an ungated device, $d_e \rightarrow \infty$ which leads to $\bar{n}_+^{3D} = \frac{N_+^{2D}}{\Delta}$. Without a doping plan, we retrieve a 1D structure and the basic 1D Poisson equation ($\bar{n}_+^{3D} = 0$).

When the channel width $\Delta \rightarrow 0$ and the 1D free-carrier density in the channel $\bar{n}_+^{2D}(x) = \bar{n}(x)\Delta$ keeps a finite value, (2) and (6) are reduced to the so called gradual channel approximation widely used in analytical models of FETs [1]:

$$\frac{\varphi_G - \bar{\varphi}(x)}{d} = \frac{e}{\epsilon} \left[\bar{n}_+^{2D}(x) - \frac{d_e}{d} N_+^{2D} \right] \quad (8)$$

It is worthwhile to stress that, in the general case, the input parameters of our pseudo-2D model in (6) may depend on x . This allows us to describe different FET/HEMT structures including various ungated, gated, T-gated, etc. regions in the framework of the same 1D approximation based on (2) and (6) by varying $d(x)$, $d_e(x)$, $\Delta(x)$ and $\varphi_G(x)$ as functions of the region (access or window regions, gated channel, etc.) of the studied FET/HEMT structure. For instance, $d(x)$ is related to the local capacitance between the gate and the portion of the channel around the position x . Therefore, it will be taken constant for a homogeneous (gated) structure while it can be taken as an effective parameter when studying more complex structures with ungated and gated parts. The choice of the value of such a parameter will be discussed in Sect. 3.

In order to describe the carrier transport in FET and HEMT channels, the Poisson equation (2) must be coupled with a certain transport model based on analytical, drift-diffusion, hydrodynamic (HD) or kinetic [e.g. Monte Carlo (MC) method] level.

3 Results

To illustrate the main trends of the above procedure based on (2) and (6) below we shall consider two examples corresponding to the single-gate (SG) and double-gate (DG) FET/HEMT structures.

Single gate As SG transistor we shall consider here a Lattice-Matched HEMT (a so-called LM-HEMT) of type $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}-\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ on InP. It is constituted by a 300 nm gated region surrounded by two 100-nm long T-gated and two 200-nm ungated sections. The planar structure is similar to that one described in Fig. 1 with $\Delta = 5$ nm, $d_e = 5$ nm, $d = 12$ nm and $N_d^+ = 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. The gate is T-shaped and the distance between the T-bars and the InAlAs layer is fixed to 10 nm. The device is completed by two 200-nm long doped regions ($n_{3D}^+ = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). To describe the electron transport, here we use the HD model of ref. [4].

Figure 2 shows the spatial profiles of carrier density, mean velocity and electric field along the channel for different drain-source biases and a constant gate-source bias $V_{GS} = -500$ mV. The transition between the ohmic regime where carrier density and mean velocity are linear in the

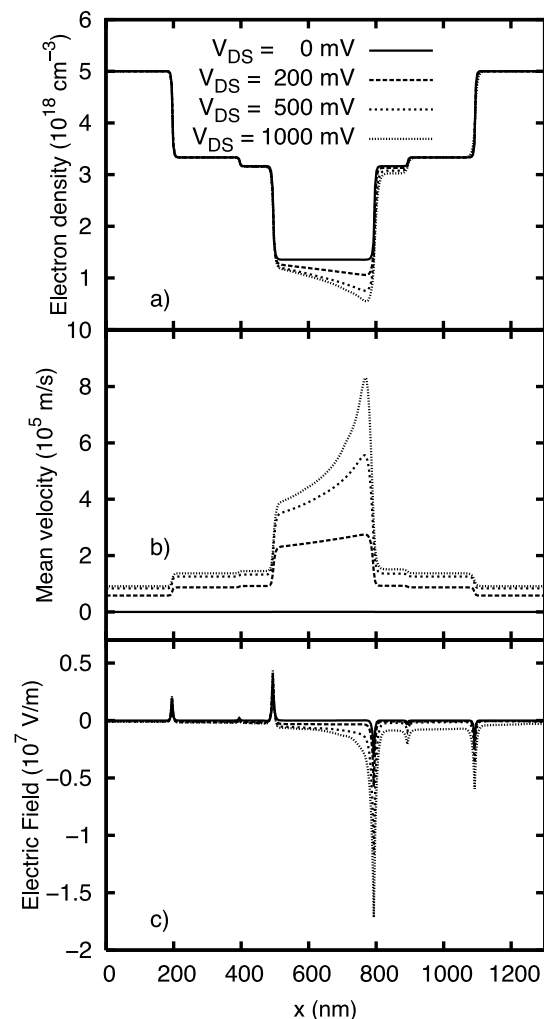


Fig. 2 Spatial profiles of electron density (a), mean velocity (b) and electric field (c) along the channel of the simulated HEMT for the reported drain-source voltages V_{DS} and a constant gate-source voltage $V_{GS} = -500$ mV

channel and the saturation regime where a depleted zone inducing a velocity overshoot appears is clearly visible.

To demonstrate that the presented model reproduces the standard current-voltage characteristics in FETs, Fig. 3 reports the drain current density as a function of the drain-source voltage. As follows from this figure, the ohmic-to-saturation transition takes place in the simulated structure at $V_{GS} \sim 200\text{--}400$ mV. This agrees well with the electron concentration and velocity profiles shown in Fig. 2.

Double gate As a double-gate transistor we shall consider the structure presented in Fig. 4. Here, we shall compare two approaches when the full 2D and our pseudo-2D Poisson equations are used to describe the situation. In both cases electron transport through the HEMT is simulated by the MC technique. The gate-to-channel distance is $d = 22$ nm, the channel width is $\Delta = 15$ nm, the gate lengths are $G_1 =$

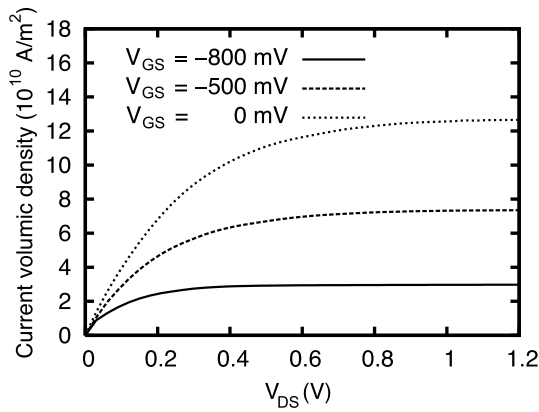


Fig. 3 Drain current density as a function of the drain-source voltage for the reported gate-source voltages

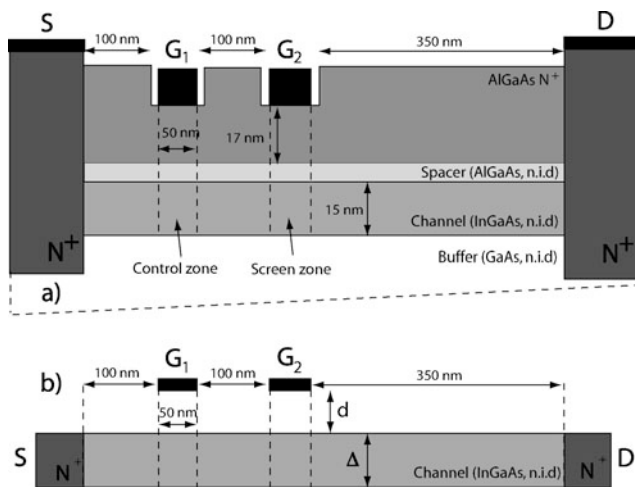


Fig. 4 Schematic representation of 2D HEMT of ref. [5] (a) and our simplified 1D model of the same device (b)

$G_2 = 50 \text{ nm}$ and $N^+ = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (see [5] for more details).

Figure 5 shows the conduction band (corresponding to $-e\varphi(x)$) along the channel calculated by MC simulation of a InGaAs DG HEMT near pinch-off regime at source-to-gate voltages $U_{G1} = -0.2 \text{ V}$ and $U_{G2} = 0.6 \text{ V}$. At $U_{DS} < U_{G2}$ the applied voltage drops mainly at the first gate, while at $U_{DS} > U_{G2}$ the extra voltage drop takes place mainly on the second gate.

As follows from Fig. 5, we have obtained a good description of the potential profile in multi-gated case given by our approximation. Despite the important difference in complexity between the two approaches, the profiles calculated using our 1D approximation are in good agreement with the calculations performed with a full 2D simulator.

However, there is some quantitative disagreement for the electric field (i.e. the potential gradient) values in the region between gates for $U_{DS} = 1$ and 1.5 V . This is related

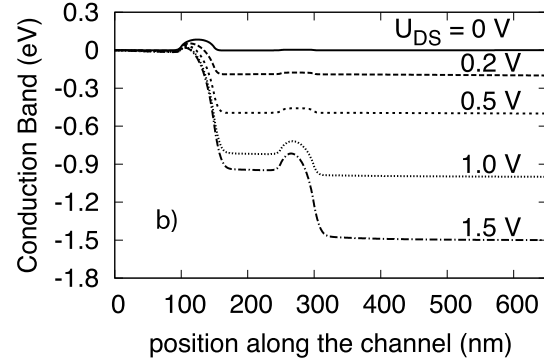
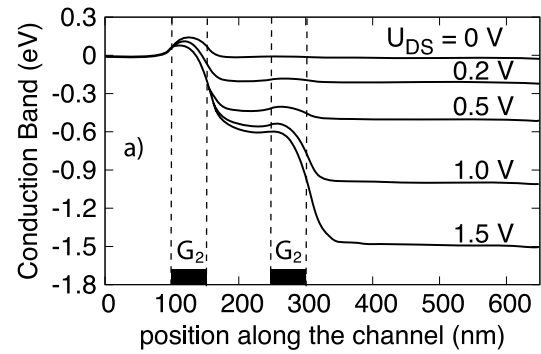


Fig. 5 Conduction band profiles in DG HEMT calculated by MC simulation for 2D (a) and 1D (b) HEMT representations under the reported drain-source voltages

mainly to the use of a simple geometrical approximation of the transverse local capacitance of the channel with respect to environment. In gated regions it takes a finite value of the order of $1/d$ while in ungated regions it was taken to be equal to zero (that is $d \rightarrow \infty$). Such a step-like approximation of $d(x)$ just gives rise to extra spikes of the electric field near the gated/ungated region boundaries. An accounting for of the smooth (not step-like) variation of $d(x)$ between the gated and ungated regions of the channel will smooth the electric field overshoots in these regions. As we mentioned above, in the framework of our 1D approximation of 2D Poisson equation, the dependence $d(x)$ is an input (“fitting”) parameter whose determination must be obtained from the analysis of the transverse local capacitance of the channel.

Summary The results presented in this section show that the static behavior of a complex 2D field-effect structure can be well described by our approach. Moreover, this pseudo-2D model was also successfully used to calculate the transistor high-frequency responses up to the terahertz domain with a quantitative agreement with photoexcitation experiments [6]. Let us point out that all calculations were performed with a simple choice of input parameters such as $\Delta(x)$, $d(x)$ and $d_e(x)$ which were taken equal to the actual geometric dimensions of the considered devices. For tasks which needs

a better accuracy, these quantities can be considered as fitting parameters which can be adjusted to reproduce more precisely the expected behavior.

4 Conclusion

We have presented a pseudo-2D Poisson equation (see (2) and (6)) which, coupled to macroscopic or microscopic transport models, is able to simulate complex FET/HEMT devices. By varying the channel-to-gate distance as a function of the position along the channel, various complex structures which include both gated and ungated regions can be simulated in the framework of the same approach. The spatial dependence of input parameters of such an equation, namely, the channel width, the gate-to-channel distance, the ionized donor concentration in the channel, etc. must be considered as effective parameters which take into account the influence of the transverse surroundings of the channel on the formation of the self-consistent distribution of free carriers in the channel. Depending on the task and the expected accuracy, they either can have a simple geometrical meaning

or can be treated as fitting parameters. The consistency of the proposed equation has been demonstrated by coupling it with HD and MC models applied to single- and double-gate HEMTs.

Acknowledgement This work was partially supported by Grant No MIP-87/2010 of Lithuanian Science Council and GIS 053713 TeraLab Montpellier.

References

1. Selberherr, S.: *Analysis and Simulation of Semiconductor Device*. Springer, New York (1984)
2. Sandborn, P., East, J., Haddad, G.: *IEEE Trans. Electron Devices* **34**, 985 (1987)
3. Drury, R., Snowden, C.: *IEEE Trans. Electron Devices* **42**, 1026 (1995)
4. Gruzinskis, V., Starikov, E., Shiktorov, P., Reggiani, L., Varani, L.: *J. Appl. Phys.* **76**, 5260 (1994)
5. Dollfus, P., Hesto, P.: *Solid-State Electron.* **36**, 711 (1993)
6. Nouvel, P., Marinchio, H., Torres, J., Palermo, C., Gasquet, D., Chusseau, L., Varani, L., Shiktorov, P., Starikov, E., Gruzinskis, V.: *J. Appl. Phys.* **106**, 013717 (2009)

External excitation of hybrid plasma resonances in a gated semiconductor slab: An analytical study

H. Marinchio,¹ C. Palermo,¹ A. Mahi,¹ L. Varani,¹ and V. Korotyeyev²

¹*Institut d'Électronique du Sud, UMR 5214 CNRS, Université Montpellier 2, Montpellier, France*

²*Institute of Semiconductor Physics, Kiev 03650, Ukraine*

(Received 20 May 2014; accepted 23 June 2014; published online 7 July 2014)

We derive at first-order the carrier and velocity conservation equations and a pseudo-2D (P2D) Poisson equation in order to obtain an analytical model suitable for the study of the optical and electrical excitations of the plasma modes in a gated semiconductor channel of arbitrary thickness. We calculate the dispersion relation of the plasma waves appearing in the channel and the frequencies of the eigen modes for different boundary conditions (BCs). Then, we obtain and comment different THz-range frequency responses to an uniform optical beating or to an electrical excitation applied on the gate or the drain contacts. The effects of the different stimulations and boundary conditions are compared, and the responses, characterized by sharp resonances in the THz range, are interpreted as the sum of the contribution of the different hybrid plasma modes excited in the slab. © 2014 AIP Publishing LLC. [<http://dx.doi.org/10.1063/1.4887116>]

I. INTRODUCTION

Since the discovery in 1928 of the “Langmuir waves” in ionized gas,¹ plasma phenomena have been a subject matter of deep investigation in several domains such as astrophysics, electromagnetism, electricity, fusion energy research, atmospheric physics, device fabrication, etc. In all cases, the plasma exhibits density oscillations in space and time at a characteristic frequency (the so-called “plasma frequency”) whose physical origin is related to the Coulomb interaction among charged particles.² For the special case of solid state systems and devices, plasma phenomena refer to collective oscillations of the electrons and/or holes concentrations in different parts of the structures: Here, at the beginning, the main attention was paid to the case of three-dimensional systems exhibiting a plasma resonance determined by the charge-carrier concentration, effective mass, and material relative permittivity (see for instance³ and Sec. II hereafter). In recent years, the spectacular evolution of semiconductor device technology enabled the realization of structures and devices characterized by a two-dimensional transport of charge carriers. In this context, starting from the 70's, Chaplik and coworkers developed an extensive investigation of plasma oscillations in these kind of systems where not only material but also geometrical parameters determine the main features of such collective oscillations.^{4–9} In parallel, other interesting contributions in the field have been provided by the theoretical works of Nakayama,¹⁰ Caille and Banville¹¹ and experiments of Allen *et al.*¹² and Tsui *et al.*¹³

The theory of plasma oscillations in field-effect transistors (FETs) and similar bounded geometries received a new impulse in the 90's starting from the theoretical works of Dyakonov *et al.*^{14–16} and Dmitriev *et al.*^{17,18} mainly focused on the modeling of the apparition of current instabilities in the channels of transistors. The above models have shown that, under specific boundary conditions and the assumption of a charge transport sufficiently ballistic to admit the propagation of plasma waves without significant attenuation, such

instabilities may lead to different physical phenomena such as interesting peculiarities in the current-voltage characteristics, current saturation, but, above all, to the establishment of stable current oscillations that could be exploited for the emission of electromagnetic radiation. Moreover, a nanometric length of the transistor channel may push the frequency of these oscillations deeply into the THz domain, thus making modern field effect transistors and, in particular, high-electron mobility transistors very promising candidates for the practical implementation of solid-state transistors in circuits and systems working in the THz frequency domain.

In particular, several experiments have already proven the capabilities of III–V and silicon-based FETs to operate as resonant and non resonant detectors of sub-THz and THz radiation.^{19–24} The radiation in the sub-THz or THz domain is generally assumed to be collected through the metallic electrodes of the transistor, eventually connected to an antenna to optimize the electromagnetic coupling, thus producing an oscillating voltage which, in turn, modifies the internal local physical quantities such as electric field, carrier velocity, and energy.

It should be noticed that an interesting alternative to these direct excitations relies on the interband photoexcitation using the difference-frequency component of a photo-mixed laser beam that produces a modulation of the carrier concentration oscillating at the frequency of the optical beating as reported in Refs. 25–27.

Current and voltage oscillations produced by plasma waves can be also exploited for the realization of solid-state THz sources: In this case, the emission can be associated with instabilities produced by a DC applied voltage,^{28,29} excited by ultra-short optical pulses in electro-optic sampling configurations^{30,31} or even sustained by continuous wave optical photo mixing.³² Despite the fact that the use of plasma waves in different kinds of structures is a relatively old subject, the interest around these phenomena for the realization

of compact solid-state emitters and detectors of THz radiation is still a hot topics in condensed-matter physics and technology.^{33–37}

A deep understanding of the physical processes underlying the plasma wave phenomena in transistors requires an accurate modeling taking into account the main physical processes responsible for the collective carrier dynamics at a picosecond time scale. The main theoretical framework, essentially established by the seminal paper of Dyakonov and Shur,¹⁴ is based on four main assumptions: (i) Quantum phenomena such as Pauli exclusion principle and energy quantification in the channel are neglected; (ii) the drain-source voltage is sufficiently small to operate in the linear region of the transistor current-voltage characteristics thus implying that the main physical quantities (velocity, electric field, concentration, etc.) are constant along the channel length, (iii) the charge carriers concentration in the channel is controlled by the gate voltage (the so-called gradual channel approximation, GCA), and (iv) the gated slab is an ideal two-dimensional electron gas (2DEG).

Many theoretical extensions of such a work have been proposed by Ryzhii and coworkers to investigate the capabilities of FETs as THz detectors, emitters, frequency multipliers in the presence of strong current-voltage non linearities, negative differential conductivity, and different kinds of gate (recessed, microcantilever, split, carbon nanotubes, etc).^{38–43} Deep investigations of the possibility to enhance THz detection by modifying the topology and size of the gate contacts have been proposed by Popov *et al.* in Refs. 44–46 and by Veksler *et al.*⁴⁷

It must be also emphasized that the dynamics of plasma waves can be deeply investigated using numerical approaches based on the numerical solution of the coupled Boltzmann and Poisson equations through hydrodynamic numerical calculations^{27,48,49} or Monte Carlo simulations.^{50,51} The main advantages of such approaches are related to the possibility of: (i) taking into account the presence of scattering processes in diffusive as well as in quasi-ballistic conditions, (ii) providing an exact solution of the Poisson equation in different dimensions, (iii) simulating structures with increasing complex geometries, and (iv) calculating not only static but also small- and large-signal quantities as well as fluctuations.

Despite the intrinsic superiority of the numerical approaches in taking into account many complex details of the structures under investigation, analytical models have the undoubted power to provide a more direct insight of the most important physical processes, and a lot of work is still needed to improve the understanding of such phenomena in real structures. For this reason, an extension of the existing analytical model trying to overcome some of their main limitations has been considered an important subject to be pursued.

In this paper, we describe a detailed analytical model of carrier transport in the presence of plasma waves within gated semiconductor slabs presenting the following advantages with respect to existing models:

- the possibility to take into account different kinds of electrical and optical THz excitations as used in different experimental configurations,

- the overcoming of the gradual channel approximation by including in the model also the longitudinal component of the electric field gradient,
- the accounting for the finite slab thickness that, in contrast to purely 2D models, produces important deviations from the standard 2D dispersion relation and modifies the plasma eigen-frequencies,
- an original interpretation of the system response as the superposition of stationary waves corresponding to each eigen-mode of the semiconductor slab.

The paper is organized as follows: Section II presents the basis of the analytical model, including the way to treat Poisson equation and different electrical and optical excitations. In Sec. III, the dispersion relation is obtained and discussed in terms of hybrid plasma modes. Depending on the specific configuration, experiments can be performed under constant current or constant voltage operation modes: these situations correspond to the excitation of different plasma modes. The former configuration is studied in Sec. IV while the latter one in Sec. V; in both cases, we describe the specific eigen plasma modes, the voltage or current response and the individual excitation of plasma modes. The particular case of an excitation applied to the drain contact is studied in Sec. VI in the two cases of the response to a current oscillations and a voltage oscillation. Finally, the main conclusions are summarized in Sec. VII.

II. ANALYTICAL MODEL

We consider here a semiconductor slab of thickness δ and permittivity ϵ_c entirely covered by a gate electrode. The transport along the channel is described by the carrier concentration and mean velocity one-dimensional conservation equations:^{14,52}

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial(nv)}{\partial x} + G \\ \frac{\partial v}{\partial t} = -v\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{q}{m}\frac{\partial V}{\partial x} - \nu v, \end{cases} \quad (1)$$

where $n(x,t)$ and $v(x,t)$ stand for the 3D carrier density and the mean velocity at the position x in the channel. ν is the velocity relaxation rate, G the electron photogeneration rate, m the electron effective mass, and q the elementary charge.

To perform an accurate calculation of the electric potential $V(x,t)$, we use the P2D Poisson equations described in Refs. 53 and 54

$$\epsilon_c \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \epsilon_s \frac{V_g - V_{th} - V}{d'\delta} = qn, \quad (2)$$

where d' is the effective gate-to-channel distance, related to the gate-to channel capacitance $C_{gc} = \epsilon_s L/d'$ with L the gate length and ϵ_s the permittivity of the insulator. V_g and $V_{th} = eN_D d'\delta/\epsilon_s$ are the gate and threshold voltages, respectively. Contrary to the widely used GCA which only considers the transverse part of the divergence $\nabla \cdot E$,^{14,40,47} this equation allows us to take into account the longitudinal component

($\epsilon_c \partial^2 V / \partial x^2$, related to the source-to-drain direction x) of this divergence.

Different kinds of THz excitations can be treated within this framework: (i) a beating optical interband photoexcitation through the generation coefficient $G(t) = G_0 + \Delta G \cos(\omega t)$. Such a stimulation is obtained by coupling the radiation of two infrared lasers whose frequency difference is equal to ω .^{25,55} The terms G_0 and ΔG are calculated in Ref. 56. The photogenerated holes are neglected since in devices such as HEMTs, they are practically instantly removed from the electrons channel;^{40,57} (ii) an electrical stimulation on the gate described by the harmonic part of the gate voltage $V_g(t) = V_{g0} + \Delta V_g \cos(\omega t)$, while (iii) an electrical excitation on the drain can be taken into account through the boundary conditions of the P2D Poisson equation (see Sec. VI). A schematic representation of the structure and its possible excitations are proposed on Fig. 1. The denominations *source* and *drain* for the terminals at $x=0$ and $x=L$ are here arbitrary since we assume that no constant bias is applied between these two contacts.

We assume that the excitation terms (G_0 , ΔG , ΔV_g) are sufficiently weak to perform a study at the first-order with respect to $G_0/(\omega n_0)$, $\Delta G/(\omega n_0)$ or $\Delta V_g/(V_g - V_{th})$. Therefore, we seek solutions of the form: $u(x,t) = u_0 + u_h(x,t)$, with $u = n, v, V$, and where quantities u_0 represents the mean values of $u(x,t)$ while $u_h(x,t) = \Re[\delta u(x) \exp(i\omega t)]$ is the harmonic component at the excitation frequency f . The additional components at second or higher orders (additional average response due to non linearities, harmonics at 2ω , 3ω , etc.) are not considered. We also assume that the device is not or weakly biased ($v_0 \approx 0, V_0 \approx 0$). For moderate or high drain-source voltages, a numerical study is preferable.^{27,48}

In the framework of the present model, Eqs. (1) and (2) can be rewritten, using the previous assumptions, as

$$\begin{cases} i\omega \delta n = -n_0 \delta v' + \delta G \\ i\omega \delta v = \frac{q}{m} \delta V' - \nu \delta v \\ \epsilon_c \delta V'' + \epsilon_s \frac{\delta V_g - \delta V}{d'} = q \delta n \end{cases}, \quad (3)$$

where the prime notation stands for the derivative with respect to x .

Combing Eq. (3), we obtain,

$$\delta V'' + \beta^2 \delta V = \beta^2 \Delta e, \quad (4)$$

where

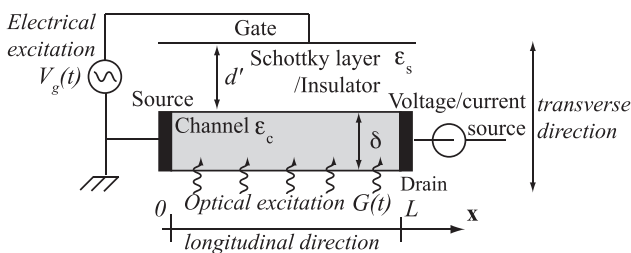


FIG. 1. Pseudo-two dimensional representation of the FETs.

$$\beta(\omega)^2 = \frac{\epsilon_s k_t^2 (\omega^2 - i\nu \omega)}{\epsilon_c (\omega_{3D}^2 - \omega^2 + i\nu \omega)} \text{ and } \Delta e = \Delta V_g - \frac{q}{i\omega \epsilon_s k_t^2} \Delta G. \quad (5)$$

Here, $k_t = \frac{1}{\sqrt{d'}}$ characterizes the transverse geometry of the transistor, and $\omega_{3D} = \sqrt{\frac{q^2 n_0}{m \epsilon_c}}$ is the plasma frequency of a three-dimensional electron gas.⁵⁸ Δe represents the external excitation (optical beating and/or gate voltage oscillation).

One can obtain the potential variation along the channel by solving Eq. (4) with appropriate boundary conditions. Then, the current variation δj , sum of the conduction $\delta j_c = -qn_0 \delta v$, and displacement $\delta j_d = -\epsilon_c i\omega \delta V'$ contributions can then be deduced by calculating

$$\delta j = - \left(\frac{q^2 n_0}{m(i\omega + \nu)} + i\omega \epsilon_c \right) \delta V' = \alpha \delta V', \quad (6)$$

with $\alpha = \alpha(\omega) = -\frac{q^2 n_0}{m(i\omega + \nu)} - i\omega \epsilon_c$.

In this article, all the analytical calculations will refer to a totally-gated slab of InGaAs operating at room temperature for which $m = 0.046m_0$, $\epsilon_c = 13.6 \epsilon_0$, $\nu = 3.4 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$, and $n_0 = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. The gate length L and the transverse parameter k_t are likely to change in order to describe their influences.

III. DISPERSION RELATION

The dispersion relation of the described system is obtained by solving the homogenous equation associated with Eq. (4), which leads to the plane waves [$\delta V(x) = \delta V_k \exp(-ikx)$] where the wave-vector k verifies $k = \pm \beta$. This *dispersion relation* becomes for weak scatterings (that is $\nu \ll \omega$) and by considering only positive exciting pulsations ω

$$\omega = \omega_{3D} \sqrt{\frac{\epsilon_c k^2}{\epsilon_c k^2 + \epsilon_s k_t^2}}. \quad (7)$$

Figure 2 illustrates this dispersion relation $\omega(k)$ for different values of the transverse geometry parameter k_t . We can distinguish two well-known limit cases:

- for low wavevectors ($k \ll k_t$, lower corner of Fig. 2), the relation is linear, and the channel can be treated as a

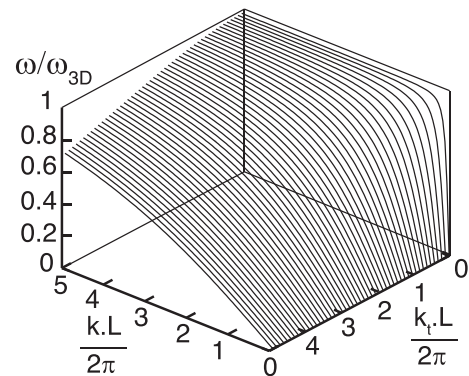


FIG. 2. Dispersion relation (normalized frequency as a function of the normalized wave-vector) of the slab for different values of the parameter k_t .

non-dispersive medium. Indeed, for $k \ll k_t$, the dispersion relation (7) can be rewritten as

$$\omega = \omega_{3D} \sqrt{\frac{\epsilon_c}{\epsilon_s}} \frac{|k|}{k_t} = |k|s, \quad (8)$$

where $s = \sqrt{q^2 n_0 / (\epsilon_s m k_t^2)}$ is the plasma wave velocity in a gated 2DEG. This relation obtained in Ref. 14 by using the GCA is valid for low wave-vector, i.e., when the displacement current along the channel can be neglected with respect to the gate-to-channel displacement current.⁵⁹ The channel electrons act as a gated 2D gas.

- for high wavevectors ($k \gg k_t$, higher corner of Fig. 2), the gate has no longer an influence on the electron dynamics, and the frequency remains equal to the resonance frequency of an ungated slab. This frequency ω_{3D} appears to be a limit which the frequencies of the plasma resonances of a bounded slab cannot exceed. Indeed, as far as we know, no resonances at frequency higher than ω_{3D} has been evidenced in experiments or microscopic simulations.

Between these two limit cases, the electron gas shifts progressively from a 2D plasma to a 3D plasma dynamic behavior, that is why we will refer here to *hybrid* plasma modes.

IV. STIMULATION AT CONSTANT DRAIN CURRENT

In this section, the channel is driven under a constant drain current condition ($\delta j(L) = 0$). Additional to the BC $\delta V(0) = 0$, according to Eq. (6), this implies that $\delta V'(L) = 0$.

A. Eigen plasma modes

Solving the homogenous equation Eq. (4) with above mentioned BC, the wavelength λ_p of the modes which can be sustained in the slab are the odd submultiples of $4L$: $\lambda_p = 4L/p$ where p is an odd integer. Consequently, the wavevectors k_p must verify $k_p = \pm p \times 2\pi/4L = \pm \pi p/2L$. The dispersion relation for weak scatterings [Eq. (7)] gives us the frequency of the plasma modes of the channel:

$$\omega_p = \omega_{3D} \frac{p\pi/2}{\sqrt{1/\gamma^2 + (p\pi/2)^2}} = \frac{\omega_{2Dp}}{\sqrt{1 + (p\gamma\pi/2)^2}}, \quad (9)$$

where $\omega_{2Dp} = |k_p|s$ is the plasma frequency of a 2DEG as calculated in Ref. 14 and $\gamma = \sqrt{C_{ds}/C_{gc}}$ the square root of the ratio between the source-to-drain and the gate-to-channel capacitances.⁵⁹

The dimensionless factor γ quantifies the ratio between the two aforementioned displacement currents and is useful to qualify the type (2D, 3D, hybrid) of collective oscillations occurring in the slab. Figure 3 shows the plasma frequencies f_p of two channels of different lengths, all other parameters being identical, which consequently present different γ factors ($\gamma \approx 0.14$ for $L = 100$ nm and $\gamma \approx 0.028$ for $L = 500$ nm). The plasma resonances frequencies are calculated using both Eq. (9) and GCA. With both approaches, these frequencies fall deeply in the THz range for both structures and converge towards the 3D plasma frequency that is,

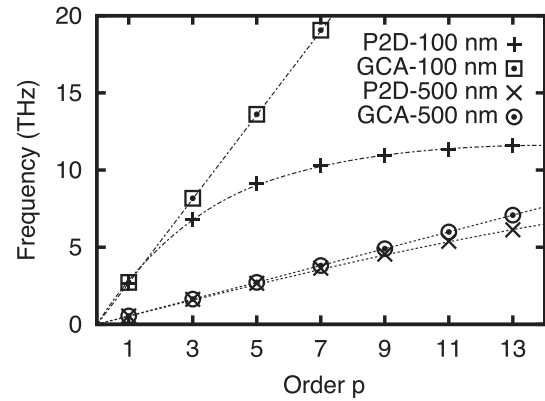


FIG. 3. Frequencies $f_p = \omega_p/2\pi$ of the modes appearing in two slabs whose lengths are $L = 100$ or 500 nm submitted to asymmetrical boundary conditions. The crosses represent the frequencies obtained by Eq. (9) while the open symbols (circles and squares) stand for their estimation under the gradual channel approximation. Lines are guides for the eyes. For both structures: $d_t = 1/k_t = 14$ nm.

respectively, $f_{3D} = 11$ THz and $f_{3D} = 6$ THz. On one hand, for the lowest value of γ , the observed results between the two approaches are in good agreement, the longitudinal displacement current influence being reduced by the great length of the channel. For most of the calculated modes, the $\omega(k)$ remains linear. On the other hand, for the highest value of γ an important discrepancy with the theory based on the GCA is seen from the mode 5 frequency from which our model exhibits a non-linear behavior, so that the channel can no longer be considered as not dispersive. As discussed in Ref. 59, a transition between a 2D behavior and a 3D behavior occurs for $p \approx 1/\gamma$.

B. Drain voltage response

One can solve Eq. (4) for $\delta V(0) = 0$ and $\delta V'(L) = 0$ in order to obtain the voltage along the channel

$$\delta V = \Delta e \left(1 - \frac{\cos[\beta(x-L)]}{\cos \beta L} \right). \quad (10)$$

Then, the amplitude of the drain-voltage oscillation induced at the drain terminal is

$$\Delta V_{ds} = |\delta V(L)| = \left| \Delta e \left(1 - \frac{1}{\cos \beta L} \right) \right|. \quad (11)$$

Figure 4(a) compares the calculation of this amplitude obtained in the framework of different theoretical models: the P2D analytical model presented here [obtained using Eq. (11)], a GCA analytical model similar to the one presented in Ref. 40, and a numerical hydrodynamic simulations of a complete unbiased $n^+ - n(\text{gated}) - n^+$ device (see Ref. 48 for more details). Resonance peaks at frequencies f_p (for $p = 1, 3, 5, 7$) represented on Fig. 3 are evidenced. The first peak observed at $f \approx f_1 \approx 2.3$ THz is identical (in terms of amplitude, quality factor and frequency) for all three models since at low k_p , the GCA is still verified. The discrepancy between the GCA and P2D assumptions discussed in Subsection IV A is observed for higher order modes. The

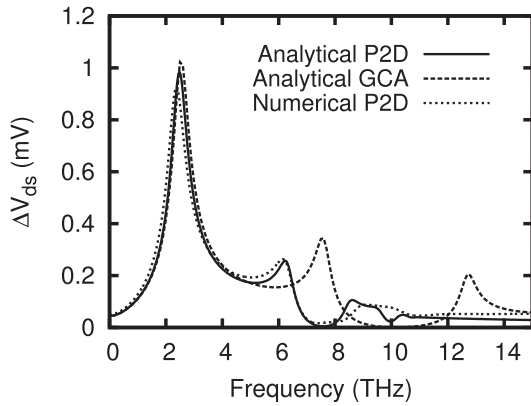


FIG. 4. Amplitude of the drain-voltage oscillation as a function of the excitation frequency for different theoretical models. The gated channel is under photoexcitation ($\Delta V_g = 0$ mV and $\Delta G = 10^{28}$ cm $^{-3}$ /s 56), and its length is $L = 100$ nm. The numerically simulated structure consists in such a channel surrounded by two doped ungated regions of length 50 nm and doping 5×10^{18} cm $^{-3}$.

agreement is quite good between P2D numerical and analytical approaches, for which the limitation by the f_{3D} of the resonance frequencies associated with odd plasma modes is verified.

Figure 5 compares the drain-voltage responses to an optical beating and to an oscillation of the gate voltage calculated with the currently described P2D analytical model. Since the resonance frequencies only depend on static parameters (that is geometry and bias), the peaks appear at the same frequencies for both excitations, and one can observe a difference only on the amplitudes of the modes for $p > 1$. As a matter of fact, an electrical excitation is more able to stimulate high order modes since the photogeneration, limited by the generation rate, becomes less efficient as the excitation frequency increases ($\partial n/\partial t \propto \Delta G$).

The influence of the gate length is studied in Fig. 6. An expected decrease of the resonance frequencies is observed when L grows since the wavelengths of the stimulated modes increase. For the first mode, the evolution is quasi linear with respect to $1/L$ ($f_1 \approx s/4L$). The frequency limit f_{3D} remains unchanged since it does not depend on the geometry but only

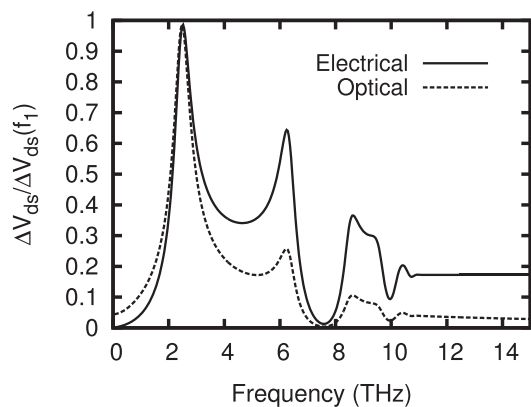


FIG. 5. Amplitude of the drain-voltage oscillation as a function of the excitation frequency for a channel submitted to a beating photoexcitation (dashed line) or to an electrical stimulation applied on the gate (continuous line). The amplitudes are normalized by their maximal values $\Delta V_{ds}(f_1)$.

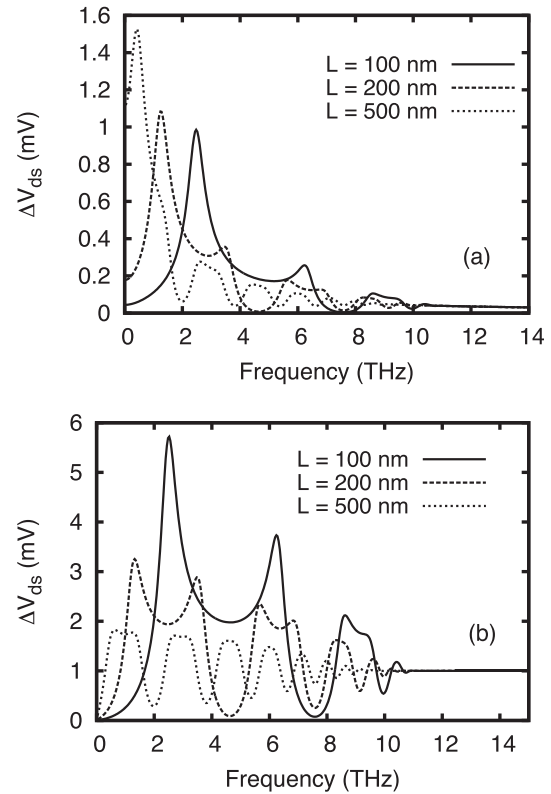


FIG. 6. Amplitude of the drain-voltage oscillation as a function of the excitation frequency for different gate lengths in the case of (a) a beating photoexcitation ($\Delta V_g = 0$ mV and $\Delta G = 10^{28}$ cm $^{-3}$ /s) and (b) an electrical stimulation applied on the gate ($\Delta V_g = 1$ mV and $\Delta G = 0$ cm $^{-3}$ /s). For every structure, $d_t = 14$ nm.

on the electron density n_0 . For the electrical excitation, the damping of the induced plasma oscillation increases at lower frequencies (ω_p/ν is reduced) explaining the weakening of the resonances for lower gate lengths in the case of an electrical stimulation. For a photoexcited channel, this behavior is not observed since the damping is counterbalanced by the better efficiency of the photogeneration at low frequency and the increase of the static photoresponse due to the extension of the absorbing surface for highest L .

Figure 7 presents the drain response of a 100 nm-long slab for different values of the transverse parameter $d_t = 1/k_t$, considering both optical beating and electrical excitations. Increasing d_t , the first resonance peak frequency varies from f_{2D1} to f_{3D} , i.e., the dynamic behavior of the channel shifts from a 2D gated behavior to a 3D behavior, the gate losing progressively its influence. A strong increase of the resonant photoresponse occurs when d_t rises, since taking away the gate (where the electric potential is fixed) allows the local potential in the channel to present significant variations. Regarding the response to an oscillation of the gate voltage, this effect is evidently canceled for highest d_t by the drop of the gate control.

C. Individual excitation of the plasma modes

In this subsection, to achieve a deeper description and understanding of the plasma modes excitation mechanism, we propose another way to solve Eq. (4) considering the eigen modes of the channel. Regarding their wavevectors k_p

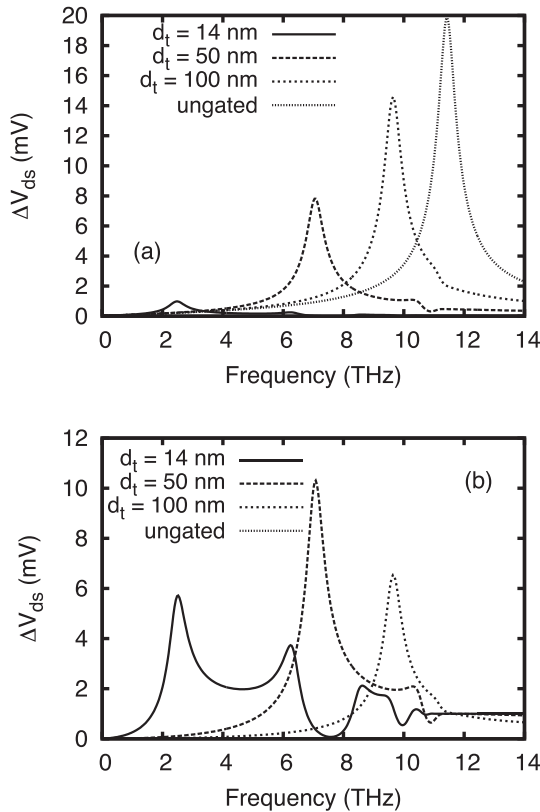


FIG. 7. Amplitude of the drain-voltage oscillation as a function of the excitation frequency for different transverse parameters d_t in the case of (a) a beating photoexcitation and (b) an electrical stimulation applied on the drain (for the ungated slab, $\Delta V_{ds} = 0$ for any frequencies). For every structures, $L = 100$ nm.

expressed in Subsection IV A, these modes define an orthogonal functions basis $\mathcal{B}_{CC} = \{x \rightarrow \sin(k_p x)\}_{p \text{ odd}}$ on which can be decomposed the solution δV . To obtain its expression, let us redefine the excitation term [right-hand-side in Eq. (4)] with respect to \mathcal{B}_{CC}

$$\delta e(x) = \sum_{i=0}^{\infty} e_{2i+1} \sin(k_{2i+1} x) \text{ with} \quad (12)$$

$$e_{2i+1} = e_p = \frac{4\Delta e}{\pi p} = \left(\frac{4\Delta V_g}{\pi p} - \frac{q}{i\omega \epsilon_s k_t^2} \frac{4\Delta G}{\pi p} \right).$$

The latter expansion is the Fourier series of a spatial square function of periodicity $4L$

$$\delta e(x) = \begin{cases} \Delta e & \text{for } 0 < x < 2L \\ -\Delta e & \text{for } 2L < x < 4L \end{cases}. \quad (13)$$

Since $\delta e(x) = \Delta e$ all along the channel (*i.e.* for positions x in $[0, L]$), it can be used as the right-hand-side in Eq. (4). The functions $\delta e_p(x) = e_p \sin(k_p x)$ which will be treated as different simultaneous stimulations are represented on Fig 8.

We note that

$$\delta V_p(x) = \frac{\beta^2}{\beta^2 - k_p^2} e_p \sin(k_p x), \quad (14)$$

the solution of $\delta V''' + \beta^2 \delta V = \beta^2 \delta e_p(x)$ verifying the chosen BC. Using Eqs. (5) and (9), we obtain

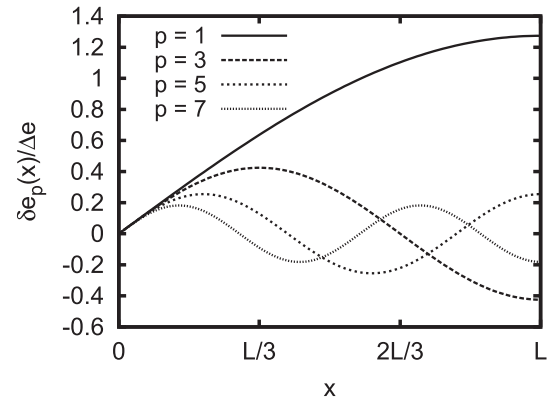


FIG. 8. First four terms $\delta e_p(x) = e_p \sin(k_p x)$ in the decomposition of the excitation in Fourier series.

$$\delta V_p(x) = \frac{i\omega(i\omega + \nu)}{\omega_p^2 - \omega^2 + i\omega\nu} \frac{4\Delta e \sin(k_p x)}{\pi p [1 + (p\gamma\pi/2)^2]}. \quad (15)$$

The total local voltage along the channel can therefore be expressed as the sum of all the $\delta V_p(x)$

$$\delta V(x) = \sum_{p \text{ odd}} \delta V_p(x) = \sum_{p \text{ odd}} \frac{i\omega(i\omega + \nu)}{\omega_p^2 - \omega^2 + i\omega\nu} \frac{4\Delta e \sin(k_p x)}{\pi p [1 + (p\gamma\pi/2)^2]}. \quad (16)$$

The latter resolution is equivalent to the one proposed in Subsection IV B because the right-hand-side term in Eq. (16) is the Fourier expansion of the compact expression [Eq. (10)]. The main interest of this approach is to interpret the excitation of the different plasma resonances: δV_p corresponds to the response to the p -th harmonic of the external excitation (of wavelength $4L/p$ and amplitude $4\Delta e/\pi p$). As seen in Eq. (16), it exhibits a resonance for $f \approx f_p$ associated with the p -th plasma mode. To sum up, the p -th harmonic of the excitation stimulates the plasma mode of order p whose resonance is described by the pole of δV_p .

Figure 9(a) compares the amplitude $\Delta V_{ds} = |\delta V(L)|$ of the total drain-voltage oscillation with $|\delta V_1(L)|$, $|\delta V_3(L)|$, and $|\delta V_5(L)|$ associated with the oscillations induced by the first three harmonics of the stimulation, respectively. It can be seen that for $f = f_p$, $\delta V \approx \delta V_p$, each resonance peak can be attributed to the component of the stimulation at the same wavelength as the plasma mode. The strong decrease of the amplitude of these peaks with the order p is then not only due to the reduction at high-frequency of the photogeneration processes but also to the p dependency on the amplitude of the excitation ($e_p \propto 1/p$).

Figure 9(b) presents the phase-shifts between the drain responses and the excitation and describes the interferences between the different contributions. Two consecutive components are in opposite phase at low frequency since their respective excitations are opposed [see Fig. 8]. For each, a steep 180° phase decrease is observed around the resonance frequency. Consequently, the components of order p and $p+2$ interfere constructively for $f_p < f < f_{p+2}$. This leads to a relatively important response for $f_1 < f < f_3$ or $f_5 < f < f_7$

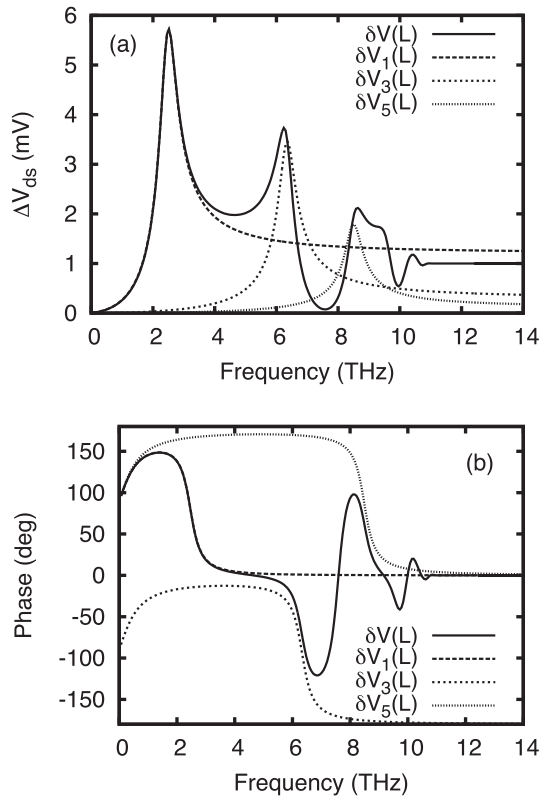


FIG. 9. (a) Modulus and (b) argument of $\delta V(L)$ of the first $\delta V_p(L)$. $\Delta V_g = 1$ mV, $L = 100$ nm, and $d_t = 14$ nm.

for instance. In contrast, the weak amplitude obtained in the range $[f_3; f_5]$ is due to the destructive influence of the first mode.

Figure 10(a) shows the potential profiles $|\delta V(x)|$, $|\delta V_1(x)|$, $|\delta V_3(x)|$ along the channel when a time oscillating gate voltage is applied. The responses at $f=f_1$ and $f=f_3$ are clearly dominated by the sustenance of the modes 1 and 3, respectively, ($\delta V(x)_{f=f_p} = \delta V_p(x)_{f=f_p}$). A harmonic standing wave of wavelength $4L/p$, corresponding to the p -th plasma mode and excited by the p -th harmonic of the stimulation, is obtained when the channel is stimulated at f_p . As seen on Fig. 10(b), this behavior is also observed on the current density profiles; the oscillation maximum is obtained at the source terminal provided the BC. In this condition of an open drain terminal, the current flowing through the source entirely comes from the gate (under the form of a displacement current between gate and channel).

V. STIMULATION AT CONSTANT DRAIN VOLTAGE

In this section, we study the response of a channel whose drain and source terminals are shortened. The BC are henceforth symmetrical and given by $\delta V(0) = \delta V(L) = 0$.

A. Eigen plasma modes

Under these symmetrical BC, the wavevectors of the eigen modes verify $k_p = \pm p \times \pi/2L$, where p is an even integer. Equation (9) can be applied to even values of p to obtain the different plasma frequencies. These frequencies f_p are represented on Fig. 11 together with the one calculated

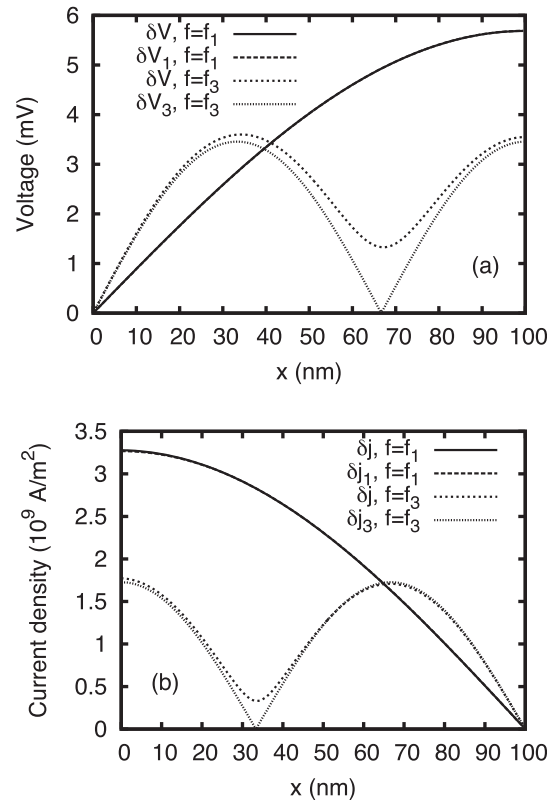


FIG. 10. Amplitude of the oscillation of the electric potential (a) and of the current density (b) induced by the excitations Δe , $\delta e_1(x)$ and $\delta e_3(x)$. $\Delta V_g = 1$ mV and $f=f_1$ or f_3 ; the others parameters remain the same than in Fig. 9. The curves at $f=f_1$ coincide in both subfigures.

using the GCA. With a concern for consistency with Sec. IV and Eq. (9), the fundamental frequency is now f_2 and its even harmonics are f_4, f_6 , etc.

B. Drain current response

Solving Eq. (4) with the new BC, we obtain:

$$\delta V(x) = \Delta e \left(1 - \cos \beta x - \sin \beta x \frac{1 - \cos \beta L}{\sin \beta L} \right). \quad (17)$$

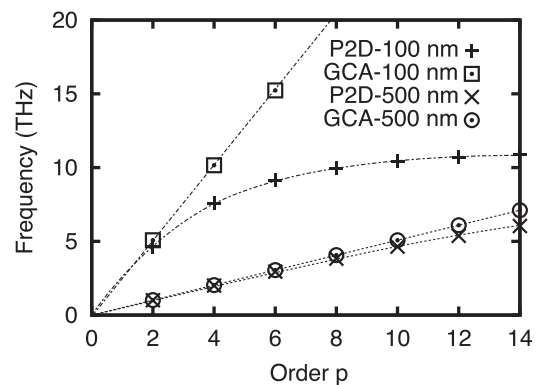


FIG. 11. Frequencies f_p of the modes appearing in two channels whose length are $L = 100$ or 500 nm submitted to symmetrical boundary conditions. The crosses represent the frequencies obtained by Eq. (9) while the open symbols (circles and squares) stands for their estimation under the gradual channel approximation. Lines are guides for the eyes. For both cavities: $d_t = 1/k_t = 14$ nm.

Since all terminal voltages are fixed, a quantity of interest is here the amplitude of the drain current oscillation which can be expressed using Eq. (6):

$$\Delta j_d = |\delta j(L)| = \left| \alpha \beta \Delta e \frac{\cos \beta L - 1}{\sin \beta L} \right|. \quad (18)$$

Let us note that, for these symmetrical BC and according to Eqs. (17) and (6), the source current is the opposite of the drain current ($\delta j(0) = -\delta j(L)$).

Figure 12 shows this amplitude obtained with the two kinds of excitations and for different gate lengths. Similar to what it has been observed in Sec. IV, both excitations are able to stimulate the plasma resonances even if an electrical stimulation is more efficient at highest frequencies. The variations of the frequency and magnitude of the resonances are also similar. Let us note that the peaks appear for all structures and excitations at f_2 and its even multiples f_6, f_{10} (i.e., at f_{4i+2}). Indeed, the modes of order $p=4i$ are associated with concentration, voltage or current spatial oscillations whose mean value along the channel is zero; consequently, they cannot be excited by a uniform excitation. Another interpretation of this phenomenon will be proposed in Subsection V C.

No resonance is observed at $f \approx f_{3D}$ in Fig. 12, which can be explained considering Fig. 13: around the 3D plasma resonance, the addition of the responses of the different modes make both conduction and displacement current

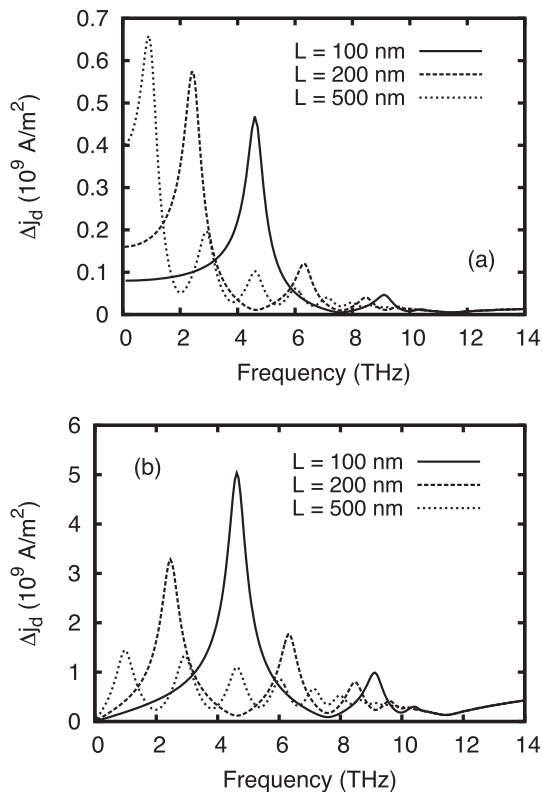


FIG. 12. Amplitude of the oscillation of the current density at the drain as a function of the excitation frequency for different gate lengths in the case of (a) a beating photoexcitation ($\Delta V_g = 0$ mV and $\Delta G = 10^{28}$ cm $^{-3}$ /s) and (b) an electrical stimulation applied on the gate ($\Delta V_g = 1$ mV and $\Delta G = 0$ cm $^{-3}$ /s). For every structures, $d_t = 14$ nm.

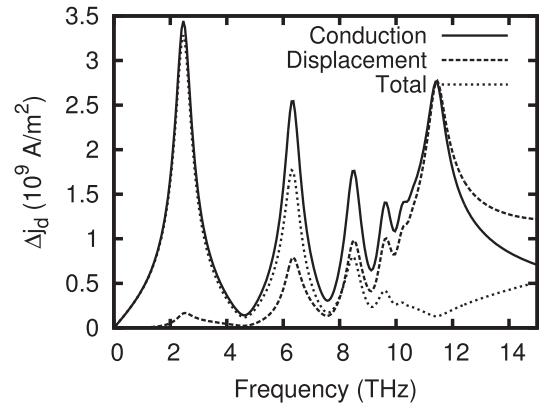


FIG. 13. Density of conduction, displacement, and total current at the drain. $\Delta V_g = 1$ mV, $d_t = 14$ nm, and $L = 200$ nm.

strong. Nevertheless, in such a homogeneous structure, they are almost opposite for $f = f_{3D}$, and the total current is therefore weak, which can be verified in Eq. (6) where $\alpha(\omega_{3D}) \approx 0$ for $\omega_{3D} \gg \nu$. Strong 3D resonances in the drain current or admittance spectra have been observed in numerical simulations of biased n^+nn^+ structures (in which the central region is gated);^{60,61} in such devices, the concentration gradient at the homojunctions as well as the drain-to source bias (not considered in this analytical approach) breaks the equilibrium between the two currents leading to another resonance peak at $f \approx f_{3D}$.

Figure 14 represents the amplitude of the source current density obtained under the two drain condition operations. The resonance figures are complementary: the modes $p=2i+1$ are stimulated applying asymmetrical BC while symmetrical BC allows the sustainment of modes of order $p=4i+2$. The $4i$ order modes cannot be excited by a uniform stimulation whatever the BC.

C. Individual excitation of the plasma modes

The eigen plasma modes define now a basis $\mathcal{B}_{CV} = \{x \rightarrow \sin(k_p x)\}_{p \text{ even}}$. To distinguish the contribution of the different modes in the current and voltage responses, we redefine the excitation as the Fourier series expansion of a spatial square function of periodicity $2L$

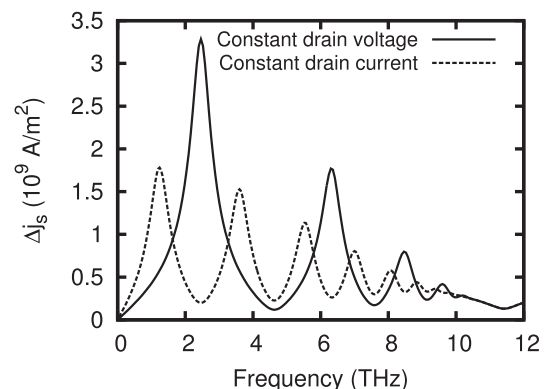


FIG. 14. Current density at the source terminal for an operation at constant drain voltage (continuous line) and constant drain current (dashed line). $\Delta V_g = 1$ mV, $d_t = 14$ nm, and $L = 200$ nm.

$$\delta e(x) = \sum_{i=0}^{\infty} e_{4i+2} \sin(k_{4i+2}x) \text{ with } e_{4i+2} = e_p = \frac{4\Delta e}{\pi p/2}. \quad (19)$$

In this sum, the subscript $4i + 2$ has been chosen for consistency with the definition of the order $p = 4i + 2$. The first terms of the series are plotted on Fig. 15. No terms of wavelength k_{4i} appear in this expansion explaining why the corresponding modes are not excited by a uniform stimulation.

Similarly, as done in Sec. IV, we obtain the expression of the responses δV_p

$$\delta V_p(x) = \frac{i\omega(i\omega + \nu)}{\omega_p^2 - \omega^2 + i\omega\nu} \frac{8\Delta e \sin(k_p x)}{\pi p [1 + (p\gamma\pi/2)^2]}. \quad (20)$$

This expression, similar to the one obtained for asymmetrical BC [Eq. (15)], and Eq. (6) can explain the different strengths of the source current response in Fig. 14 for the two different BC. Indeed, the current density expansion terms j_p are given by $\delta j_p = \alpha_p \delta V'_p$. At chosen parameters of the structure under investigation, first resonance frequencies for the asymmetric ω_1 ($p = 1$) and symmetric ω_2 ($p = 2$) BCs verify $\nu \ll \omega_{1,2} \ll \omega_{3D}$. Under this assumption, it is easy to check that $\alpha_{1,2} \approx \omega_{3D}^2 / \omega_{1,2}$ and, therefore, $\delta j_2 / \delta j_1 \approx k_2 / k_1 = 2$. This is why, as seen on Fig. 14, the amplitude of the source current at the first resonance under constant drain voltage is approximately twice its amplitude at the first resonance under constant drain current, and, more generally, that is why higher current response is obtained with symmetrical BC.

The amplitude and phase of the drain current and of the first terms of its expansion are shown on Fig. 16. Here again, at the vicinity of a resonance frequency f_p , the dynamic regime is governed by the stimulation of the p -th plasma mode. This behavior is confirmed by Fig. 17, on which one can verify that for $f = f_2$ and f_6 the oscillations of electric potential and current density coincide with stationary waves of wavelengths $2L$ and $2L/3$, respectively. Contrary to the voltage response on Fig. 9, two consecutive resonance peaks do not superimpose since the contribution of the two corresponding modes are in opposite phases between their respective resonance frequencies. This destructive

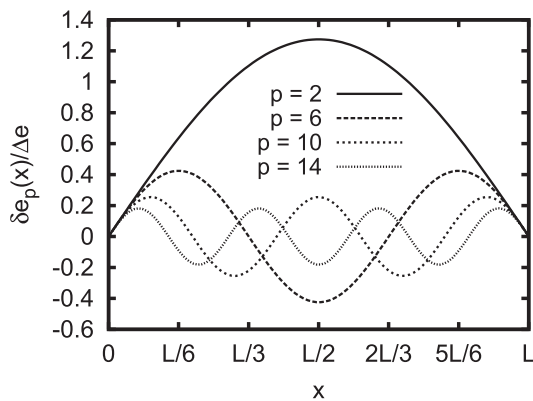


FIG. 15. First four terms $\delta e_p(x) = e_p \sin(k_p x)$ in the decomposition of the excitation in Fourier series.

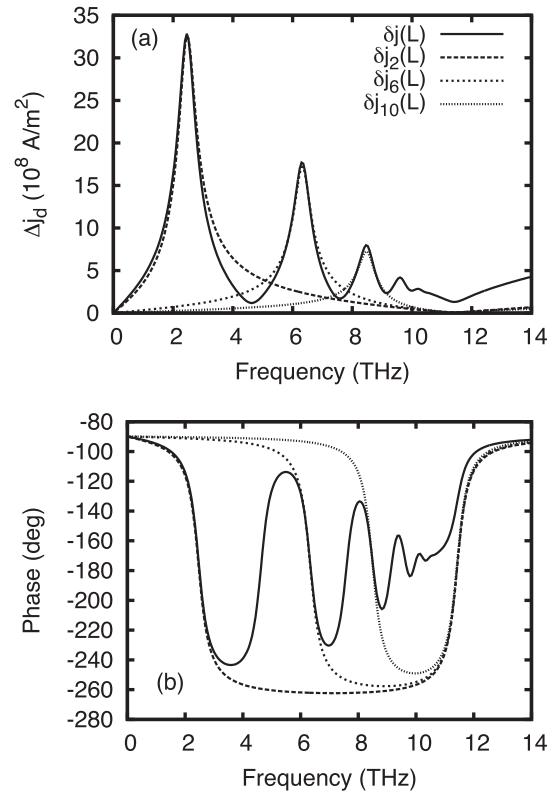


FIG. 16. (a) Modulus and (b) argument of the complex quantities $-\delta j(L)$ and $-\delta j_p(L)$ (for $p = 2, 6$, and 10) describing the current density entering the drain terminal. $\Delta V_g = 1$ mV, $L = 200$ nm, and $d_t = 14$ nm.

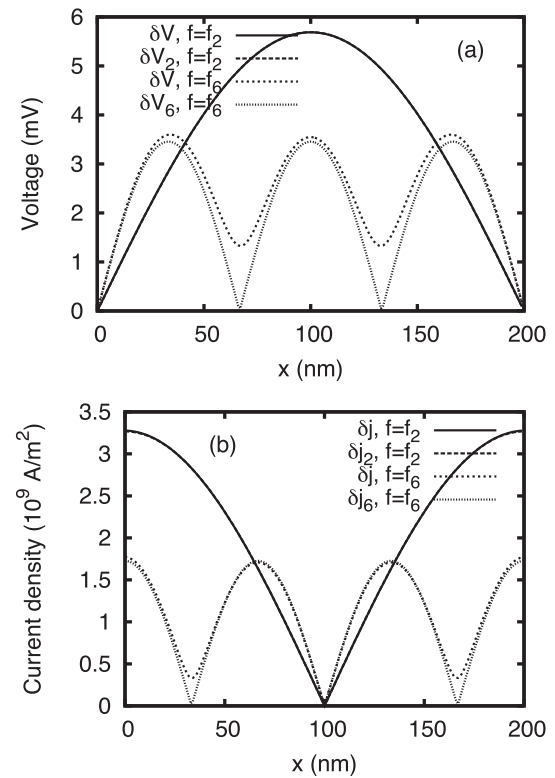


FIG. 17. Amplitude of the oscillation of electric potential (a) and of the current density (b) induced by the excitations Δe , $\delta e_2(x)$ and $\delta e_6(x)$. $\Delta V_g = 1$ mV, $L = 200$ nm, and $f = f_2$ or f_6 . The curves at $f = f_2$ coincide in both subfigures.

interference then tends to improve the quality factor of the first current resonances with respect to the case of a single-mode excitation.

VI. STIMULATION APPLIED ON THE DRAIN CONTACT

In this section, the effect of an electrical stimulation applied on the drain is studied. The gate-to-source voltage remains fixed and no photogeneration occurs. Therefore, Eq. (4) must be solved with $\Delta e = 0$.

A. Response to a drain current oscillation

A harmonic oscillation of the drain current is imposed. By solving Eq. (4) for $\delta V(0) = 0$ and $\delta V'(L) = \Delta j_d / \alpha$, we obtain

$$\delta V = \frac{\Delta j_d}{\alpha \beta} \frac{\sin \beta x}{\cos \beta L}. \quad (21)$$

Figure 18 represents the amplitude $\Delta V_d = \Delta j_d |\tan \beta L| / |\alpha \beta|$ of the drain voltage oscillation induced by this current excitation. Since ΔV_d is maximized when $\cos[\beta(f)L]$ is minimized, resonances at the same frequencies as the ones observed in the case of a delocalized stimulation under constant drain current (Sec. IV) are exhibited. Therefore, these resonances can be attributed to the sustainment of odd plasma modes. The high-order modes, whose frequencies approach f_{3D} , interfere constructively to provide a strong response at the 3D plasma frequency. This strong response traduces the high impedance of the slab for $f = f_{3D}$ in agreement with Eq. (6). At high frequency ($f > 10$ THz), the response of the different structures are similar since the oscillation of the drain voltage only occurs in the region close to the drain [see Fig. 19(a)].

Figure 19 shows the voltage and current density profiles ($|\delta V(x)|$ and $|\delta j(x)|$, respectively) along the channel when the excitation frequency is tuned on different resonances frequencies; this figure confirms the predominance of one particular mode on the dynamic behavior at the vicinity of the plasma frequency. For $f = f_1, f_3$, or f_5 , we retrieve the profile of harmonic standing waves corresponding to the modes

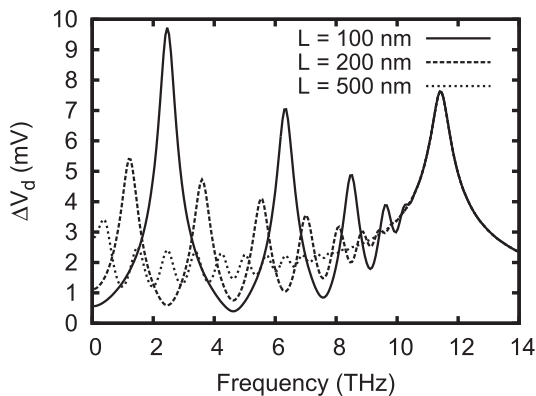


FIG. 18. Amplitude of the drain-voltage oscillation as a function of the excitation frequency for different gate lengths in the case of an imposed harmonic drain current density of amplitude $\Delta j_d = 10^9$ A/m². For every structures, $d_t = 14$ nm.

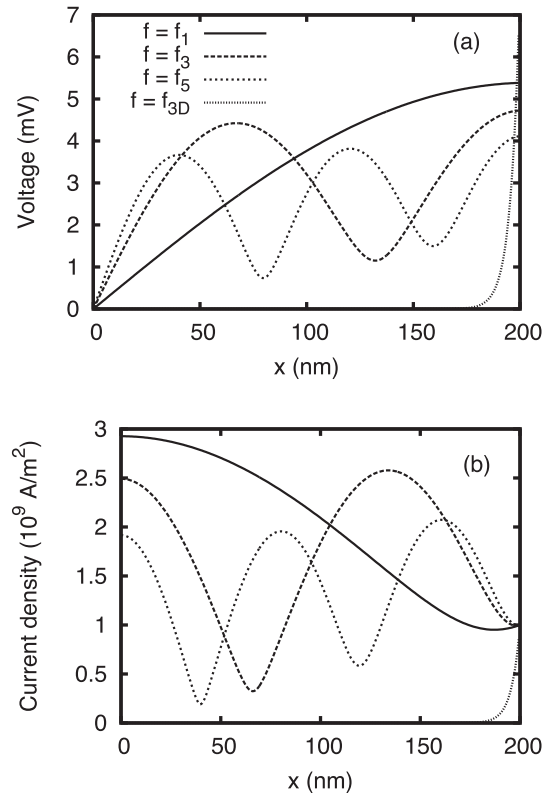


FIG. 19. Amplitude of the local (a) electric potential and (b) current density as a function of the position x in the channel for $f = f_1, f_3, f_5$, and f_{3D} . $L = 200$ nm, $d_t = 14$ nm, and $\Delta j_d = 10^9$ A/m².

stimulated at the given frequency. For $f = f_{3D}$, the amplitude of the potential oscillation decreases exponentially with the distance to the drain. Only the vicinity of the drain has got a significant impedance; that is why the gate length does not affect the drain voltage response at $f = f_{3D}$.

B. Response to a drain voltage oscillation

A harmonic oscillation of the drain-to-source voltage is imposed. By solving Eq. (4) for $\delta V(0) = 0$ and $\delta V(L) = \Delta V_d$, we simply obtain

$$\delta V = \Delta V_d \frac{\sin \beta x}{\sin \beta L}. \quad (22)$$

The amplitude of the drain current density $\Delta j_d = \Delta V_d |\alpha \beta \cotan \beta L|$ of the drain voltage oscillation is shown on Fig. 20 for different gate lengths and on Fig. 21, together with the response to a gate excitation of similar amplitude. Resonances are obtained when $\sin \beta L$ is minimal, i.e., at even plasma frequencies f_2, f_4 , etc. Contrary to the case studied in Sec. V of a uniform excitation (electric oscillation of the gate voltage, photogeneration) which only stimulates the $2i + 2$ order modes, the response exhibits here resonances peaks at f_2, f_4, f_6 , i.e., at all even multiples of the fundamental resonance f_2 . A local stimulation (only applied, here at $x = L$), whose spatial spectrum is rich, is indeed able to provide modes of any wavelengths while a uniform one cannot sustain the modes associated with oscillations of zero spatial mean-value. Nevertheless, as seen on Fig. 21, this latter

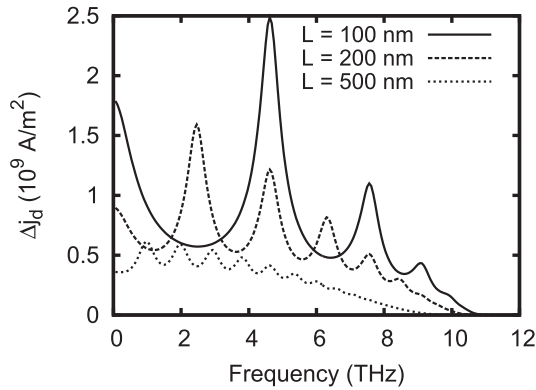


FIG. 20. Amplitude of the current density at the drain as a function of the excitation frequency for different gate lengths and $\Delta V_d = 1$ mV. For every structures, $d_t = 14$ nm.

excitation, also applied all along the channel and not only at its extremity, leads to stronger resonant responses.

The amplitudes of the local electric potential and current density oscillations are represented on Fig. 22. The behavior is almost similar to the one revealed by Fig. 19 except that the even plasma modes corresponding to standing waves of wavelength $2L/i$ are sustained under this voltage driven-condition.

VII. CONCLUSION

We have derived an analytical model to analyze plasma oscillations in a totally gated semiconductor slab of arbitrary thickness. In order to take into account various experimental conditions, different ways of THz excitation of the electron gas were considered: on one hand, an uniform stimulation was performed through both optical beating and gate voltage perturbations. On the other hand, local electrical excitation was considered through a perturbation of the drain voltage or current.

While the existing analytical models consider the only effect of the gate on the electron density through the GCA, we have taken into account the longitudinal Coulombian effects through the resolution of the pseudo bi-dimensional Poisson equation (P2D). A generalized dispersion relation was then

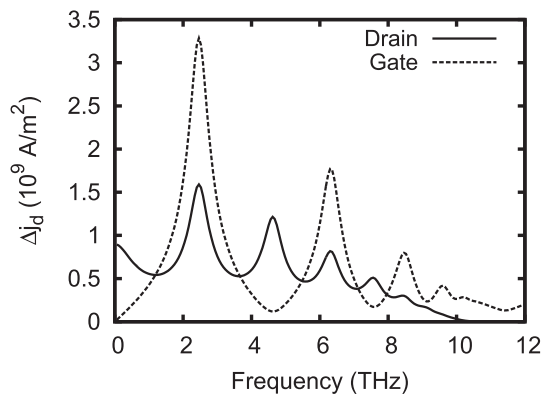


FIG. 21. Amplitude of the current density at the drain as a function of the excitation frequency for a stimulation applied (a) on the drain ($\Delta V_d = 1$ mV and $\Delta V_g = 0$) and (b) the gate ($\Delta V_g = 1$ mV and $\Delta V_d = 0$). $L = 200$ nm and $d_t = 14$ nm.

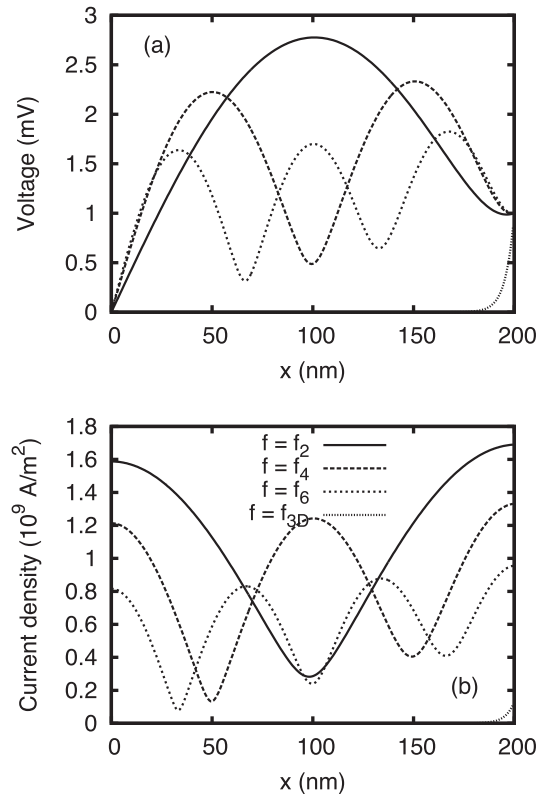


FIG. 22. Amplitude of the local (a) electric potential and (b) current density as a function of the position x in the channel for $f = f_1, f_3, f_5$, and f_{3D} . $L = 200$ nm, $d_t = 14$ nm, and $\Delta V_d = 1$ mV.

obtained for the considered medium. For the lowest wavevectors and frequencies, the channel was shown to be non-dispersive and the electrons to behave as a gated-2D gas, as predicted by the GCA-based theories. As a matter of fact, for the highest wavelengths, the oscillations are controlled by the transverse geometry, and the GCA constitutes the natural lower boundary of the P2D analytical theory. For the highest wavevectors and frequencies, an expected discrepancy with the GCA was observed. Due to the shortness of the wavelengths, the medium becomes dispersive, and the electron flow behaves as a 3D gas, in accordance with various numerical simulations, so that the 3D theory constitutes the natural higher boundary of our analytical theory. Note that the electrical perturbation allowed a more efficient excitation of the higher modes than the optical stimulation, since it is not depending on the generation rate. Between these two limit cases, the P2D analytical theory allowed to explain and describe the hybrid 2D-3D plasma modes already observed in various numerical hydrodynamic and Monte Carlo simulations. We assume that future experiments on nanometric FETs or HEMTs whose channels are sufficiently thick and/or weakly controlled by the gate should evidenced such a dynamic behavior.

Then, the effects of the geometry on the plasma modes were evaluated. The study of the gate length influence on the oscillations showed that the fundamental plasma mode frequency, being proportional to the inverse of the length, follows the behavior predicted by the GCA-based theories, whatever the perturbation method, which emphasizes the accordance for the lower frequencies between the P2D and

GCA-based analytical models. However, the evolution of the fundamental mode amplitude depends on the nature of the excitation: since both collision and generation rates are linked to the channel geometry, an increase of the gate length leads to a damping of the response to the electrical stimulation but to the improvement of the photomixing response. The frequency shift with the gate length variation was shown to be less important for the higher plasma modes due to the hybridization between 2D-gated and 3D modes and to the fact that the highest frequency is fixed by the 3D mode, which does not depend on the slab geometry. The investigation of the transverse geometry effects showed that, as expected, the gate influence on the channel potential becomes less important as it is shrunk back. In fact, we observed a shift of the plasma resonances to the 3D mode associated with an increase of their amplitudes. This last effect disappears, however, when the excitation is made through the gate voltage.

Another generalization provided by our analytical theory is the accounting for different boundary conditions. Indeed, the previous developed GCA-based models only consider the case of a grounded source and of a short-circuited drain (the so-called asymmetrical boundary conditions) with the aim to amplify the plasma oscillations. Here, the case of a fixed drain voltage was also considered (the so-called symmetrical conditions) in order to explore different possibilities of detection, since the plasma modes were drastically modified. In the same time, a spatial Fourier analysis was made in order to evaluate the effects of each component of the perturbation on each plasma mode, and to describe and understand the influence of each plasma mode on the electron gas response. Then, an analytical description of each resonance frequency and its associated phase and amplitude was provided. We showed that it is reasonable to consider, in a first approximation, each plasma peak as the response to a monochromatic stimulation at the corresponding wavelength. The analysis of the amplitude behavior allowed to explain its decrease with the mode order as well as the presence of higher plasma peaks in symmetrical conditions, due to a stronger coupling between the excitation and the response in this situation. We also observed that a drain excitation, that is a capitation of the THz frequency by the drain, allows the stimulation of more modes than a uniform stimulation through the gate. This is explained by a richer spatial spectrum of the local excitation as compared to the uniform one.

Finally, the analysis of phases allowed to describe in which way two different modes interact and influence the total response. Considering asymmetrical boundary conditions, the presence of a non-null response between some consecutive modes is explained by constructive interactions. Moreover, the existence of a high 3D peak is justified by the superposition of the contributions of different modes. Considering symmetrical conditions, we observed that the interaction between the modes is essentially destructive, which tend to increase the quality factor of the response but leads to the disappearance of the 3D mode.

¹H. Langmuir, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **14**, 627 (1928).

²J. A. Bittencourt, *Fundamentals of Plasma Physics* (Springer-Verlag, New York, 2004).

- ³N. Ashcroft and N. Mermin, *Solid State Physics* (Saunders College, Philadelphia, 1976).
- ⁴A. Chaplik, *Sov. Phys. JETP* **33**, 997 (1971).
- ⁵A. Chaplik, *Sov. Phys. JETP* **35**, 395 (1972).
- ⁶M. Krasheninnikov, M. Sultanov, and A. Chaplik, *Sov. Phys. JETP* **50**, 821 (1979).
- ⁷M. Krasheninnikov and A. Chaplik, *Sov. Phys. JETP* **52**, 779 (1980).
- ⁸R. Vitlina and A. Chaplik, *Sov. Phys. JETP* **54**, 536 (1981).
- ⁹M. Krasheninnikov, M. Sultanov, and A. Chaplik, *Sov. Phys. JETP* **61**, 75 (1985).
- ¹⁰M. Nakayama, *J. Phys. Soc. Jpn.* **36**, 393 (1974).
- ¹¹A. Caille and M. Banville, *Solid State Commun.* **19**, 951 (1976).
- ¹²S. J. Allen, D. C. Tsui, and R. A. Logan, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 980 (1977).
- ¹³D. C. Tsui, E. Gornik, and R. Logan, *Solid State Commun.* **35**, 875 (1980).
- ¹⁴M. Dyakonov and M. Shur, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2465 (1993).
- ¹⁵M. I. Dyakonov and M. S. Shur, *Phys. Rev. B* **51**, 14341 (1995).
- ¹⁶S. Rudin and M. Dyakonov, *Phys. Rev. B* **55**, 4684 (1997).
- ¹⁷A. P. Dmitriev, A. S. Furman, and V. Y. Kachorovskii, *Phys. Rev. B* **54**, 14020 (1996).
- ¹⁸A. P. Dmitriev, A. S. Furman, V. Y. Kachorovskii, G. G. Samsonidze, and G. G. Samsonidze, *Phys. Rev. B* **55**, 10319 (1997).
- ¹⁹W. Knap, Y. Deng, S. Romyantsev, J.-Q. Lu, M. S. Shur, C. A. Saylor, and L. C. Brunel, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 3433 (2002).
- ²⁰X. G. Peralta, S. J. Allen, M. C. Wanke, N. E. Harff, J. A. Simmons, M. P. Lilly, J. L. Reno, P. J. Burke, and J. P. Eisenstein, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1627 (2002).
- ²¹W. Knap, F. Teppe, Y. Meziani, N. Dyakonova, J. Lusakowski, F. Boeuf, T. Skotnicki, D. Maude, S. Romyantsev, and M. S. Shur, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 675 (2004).
- ²²F. Teppe, W. Knap, D. Veksler, M. S. Shur, A. P. Dmitriev, V. Y. Kachorovskii, and S. Romyantsev, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 052107 (2005).
- ²³R. Tauk, F. Teppe, S. Boubanga, D. Coquillat, W. Knap, Y. M. Meziani, C. Gallon, F. Boeuf, T. Skotnicki, C. Fenouillet-Beranger *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 253511 (2006).
- ²⁴S. Boubanga-Tombet, F. Teppe, D. Coquillat, S. Nadar, N. Dyakonova, H. Videlier, W. Knap, A. Shchepetov, C. Gardès, Y. Roelens *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 212101 (2008).
- ²⁵T. Otsuji, M. Hanabe, and O. Ogawara, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 2119 (2004).
- ²⁶J. Torres, P. Nouvel, A. Akwoue-Ondo, L. Chusseau, F. Teppe, A. Shchepetov, and S. Bollaert, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 201101 (2006).
- ²⁷P. Nouvel, H. Marinchio, J. Torres, C. Palermo, L. Chusseau, D. Gasquet, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gružinskis, *J. Appl. Phys.* **106**, 013717 (2009).
- ²⁸K. Hirakawa, K. Yamanaka, M. Grayson, and D. C. Tsui, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 2326 (1995).
- ²⁹W. Knap, J. Lusakowski, T. Parenty, S. Bollaert, A. Cappy, V. V. Popov, and M. S. Shur, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 2331 (2004).
- ³⁰T. Otsuji, Y. M. Meziani, M. Hanabe, T. Ishibashi, T. Uno, and E. Sano, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 263502 (2006).
- ³¹T. Otsuji, Y. M. Meziani, T. Nishimura, T. Suemitsu, W. Knap, E. Sano, T. Asano, and V. V. Popov, *J. Phys.: Condens. Matter* **20**, 384206 (2008).
- ³²P. Nouvel, J. Torres, S. Blin, H. Marinchio, T. Laurent, C. Palermo, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gružinskis *et al.*, *J. Appl. Phys.* **111**, 103707 (2012).
- ³³M. B. Johnston, *Nature Photon.* **1**, 14 (2007).
- ³⁴M. Woerner and K. Reimann, *Nature Photon.* **3**, 495 (2009).
- ³⁵A. N. Grigorenko, M. Polini, and K. S. Novoselov, *Nature Photon.* **6**, 749 (2012).
- ³⁶R. Stanley, *Nature Photon.* **6**, 409 (2012).
- ³⁷D. Mittlemann, *Nature Photon.* **7**, 666 (2013).
- ³⁸V. Ryzhii, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 2532 (1997).
- ³⁹V. Ryzhii, I. Khmyrova, and M. Shur, *J. Appl. Phys.* **88**, 2868 (2000).
- ⁴⁰V. Ryzhii, I. Khmyrova, A. Satou, P. O. Vaccaro, T. Aida, and M. Shur, *J. Appl. Phys.* **92**, 5756 (2002).
- ⁴¹V. Ryzhii, A. Satou, W. Knap, and M. S. Shur, *J. Appl. Phys.* **99**, 084507 (2006).
- ⁴²V. Ryzhii, A. Satou, T. Otsuji, and M. S. Shur, *J. Appl. Phys.* **103**, 014504 (2008).
- ⁴³V. G. Leiman, M. Ryzhii, A. Satou, N. Ryabova, V. Ryzhii, T. Otsuji, and M. S. Shur, *J. Appl. Phys.* **104**, 024514 (2008).
- ⁴⁴V. V. Popov, O. V. Polischuk, and M. S. Shur, *J. Appl. Phys.* **98**, 033510 (2005).

- ⁴⁵G. R. Aizin, V. V. Popov, and O. V. Polischuk, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 143512 (2006).
- ⁴⁶G. R. Aizin, D. V. Fateev, G. M. Tsymbalov, and V. V. Popov, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 163507 (2007).
- ⁴⁷D. Veksler, F. Teppe, A. P. Dmitriev, V. Y. Kachorovskii, W. Knap, and M. S. Shur, *Phys. Rev. B* **73**, 125328 (2006).
- ⁴⁸H. Marinchio, G. Sabatini, J. Pousset, C. Palermo, L. Chusseau, L. Varani, E. Starikov, and P. Shiktorov, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 192109 (2009).
- ⁴⁹H. Marinchio, L. Chusseau, J. Torres, P. Nouvel, L. Varani, G. Sabatini, C. Palermo, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzhinskis, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 013502 (2010).
- ⁵⁰J.-F. Millithaler, J. Pousset, L. Reggiani, P. Ziade, H. Marinchio, L. Varani, C. Palermo, J. Mateos, T. González, S. Perez *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 152102 (2009).
- ⁵¹J. Mateos and T. Gonzalez, *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **2**, 562 (2012).
- ⁵²V. Gruzhinskis, E. Starikov, P. Shiktorov, L. Reggiani, and L. Varani, *J. Appl. Phys.* **76**, 5260 (1994).
- ⁵³P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzhinskis, L. Varani, G. Sabatini, H. Marinchio, and L. Reggiani, *J. Stat. Mech.* **2009**, P01047.
- ⁵⁴H. Marinchio, C. Palermo, G. Sabatini, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzhinskis, *J. Comput. Electron.* **9**, 141 (2010).
- ⁵⁵K. A. McIntosh, E. R. Brown, K. B. Nichols, O. N. McMahon, W. F. DiNatale, and T. Lyszczarz, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 3844 (1995).
- ⁵⁶J. Torres, H. Marinchio, P. Nouvel, G. Sabatini, C. Palermo, L. Varani, L. Chusseau, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzhinskis, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **14**, 491 (2008).
- ⁵⁷Y. Takanashi, K. Takahata, and Y. Muramoto, *IEEE Trans. Electron Devices* **46**, 2271 (1999).
- ⁵⁸W. Sha, A. L. Smirl, and W. F. Tseng, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4273 (1995).
- ⁵⁹H. Marinchio, J.-F. Millithaler, C. Palermo, L. Varani, L. Reggiani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzhinskis, *Appl. Phys. Lett.* **98**, 203504 (2011).
- ⁶⁰E. Starikov, P. Shiktorov, and V. Gruzhinskis, *Semicond. Sci. Technol.* **27**, 045008 (2012).
- ⁶¹A. Mahi, H. Marinchio, C. Palermo, A. Belgachi, and L. Varani, *IEEE Electron. Device Lett.* **34**, 795 (2013).

Hydrodynamic modeling of optically excited terahertz plasma oscillations in nanometric field effect transistors

H. Marinchio,^{1,a)} G. Sabatini,¹ C. Palermo,¹ J. Pousset,¹ J. Torres,¹ L. Chusseau,¹ L. Varani,¹ P. Shiktorov,² E. Starikov,² and V. Gružinskis²

¹Institut d'Électronique du Sud, UMR 5214 CNRS, Université Montpellier 2, 34095 Montpellier, France

²Semiconductor Physics Institute, A. Goštauto 11, 2600 Vilnius, Lithuania

(Received 31 March 2009; accepted 25 April 2009; published online 15 May 2009)

We present a hydrodynamic model to simulate the excitation by optical beating of plasma waves in nanometric field effect transistors. The biasing conditions are whatever possible from Ohmic to saturation conditions. The model provides a direct calculation of the time-dependent voltage response of the transistors, which can be separated into an average and a harmonic component. These quantities are interpreted by generalizing the concepts of plasma transit time and wave increment to the case of nonuniform channels. The possibilities to tune and to optimize the plasma resonance at room temperature by varying the drain voltage are demonstrated. © 2009 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.3137189]

Two-dimensional plasma waves in quasiballistic submicron and nanometric transistors are considered a very promising physical phenomenon for the detection and generation of terahertz radiation.^{1–3} However, experiments and microscopic modeling have shown that the resonance peaks in the spectra of such devices are very broad, thus making a direct realization of monochromatic sources rather difficult.³ An interesting solution consists in synchronizing the plasma wave by an optical excitation presenting a terahertz beating frequency.⁴ This possibility was confirmed by recent experiments^{5,6} that showed a significant increase in the drain voltage bias when the beating frequency approaches the plasma frequency and its odd harmonics.

At the present time, an analytical description and numerical modeling of plasma waves in field effect transistors (FETs) and, in particular, high electron-mobility transistors (HEMTs) channels is usually carried out in the framework of rather simplified models. These models are mainly based on the gradual channel approximation of the Poisson equation, the assumption of uniform carrier density, drift velocity and potential profiles along the channel, the absence of hot-carrier effects, etc. (see, e.g., Refs. 1, 4, 7, and 8). Such models provide a sufficiently good qualitative description of the physical phenomena involved in the interaction between the optical photoexcitation and the electron dynamics in the transistor channel. Nevertheless, a quantitative comparison with experimental results needs a much more detailed approach. In particular, the assumption of a uniform electric potential prevents these models to be applied to the common case of a transistor biased between source and drain. It is well known that for two-terminal n^+nn^+ structures, a sufficiently simple hydrodynamic (HD) model based on velocity and energy conservation equations allows an accurate description of more complicated Monte Carlo simulations as well as experimental results (see, e.g. Ref. 9 and references therein).

The aim of this letter is to extend such a model in order to overcome the above-mentioned restrictions in FET and

HEMT models thus enabling the study of the photoexcitation of plasma waves in a short transistor for different drain biases, from Ohmic to saturation regimes.

We coupled the HD equations in the transport direction, here taken as the x -axis, relative to the electron density $n(x,t)$, the mean velocity $v(x,t)$ and the mean energy $\epsilon(x,t)$ according to Ref. 9 with an approximation of the Poisson equation described in^{10,11}

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial(nv)}{\partial x} + G, \\ \frac{\partial v}{\partial t} = -v \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{eE}{m^*} - \frac{1}{n} \frac{\partial(\overline{\delta v^2} n)}{\partial x} - v \nu_v, \\ \frac{\partial \epsilon}{\partial t} = -v \frac{\partial \epsilon}{\partial x} - eEv - \frac{1}{n} \frac{\partial(\overline{\delta v \delta \epsilon})}{\partial x} - (\epsilon - \epsilon_0) \nu_\epsilon, \\ \epsilon_c \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \epsilon_s \frac{V_g - V}{d\delta} = e(n - N'_D), \end{cases} \quad (1)$$

where e is the elementary charge and E is the x electric field component. ϵ_0 is the equilibrium mean energy. ϵ_s and ϵ_c are the dielectric constants of, respectively, the Schottky layer (for the case of a HEMT or a metal-semiconductor field-effect transistor) or the oxide layer (for the case of a metal-oxide-semiconductor field-effect transistor) and the channel. d is the gate-to-channel distance and δ is the channel thickness. N'_D is the effective donor concentration in the channel.¹² The velocity and energy relaxation rates ν_v and ν_ϵ , the electron effective mass m^* , the velocity variance $\overline{\delta v^2}$, and the energy-velocity covariance $\overline{\delta v \delta \epsilon}$ depend on the local mean energy and they were calculated by a Monte Carlo simulation of InGaAs bulk material at room temperature. The photogenerated holes are supposed to be practically removed immediately from the channel to the gate, which is why their contribution is omitted in our model.

We simulate a $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InAlAs}$ HEMT ($\epsilon_c = 13.4 \epsilon_0$, $\epsilon_s = 11.8 \epsilon_0$, $d = 22$ nm and $\delta = 10$ nm) composed of a $L_g = 100$ nm long gated part ($N'_D = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) surrounded by two 50-nm-long ungated sections ($N'_D = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). The threshold voltage V_{th} calculated by the Poisson equation in Eq. (1) gives a value $V_{th} = -eN'_D d \delta / \epsilon_s$

^{a)} Author to whom correspondence should be addressed. Electronic mail: hugues.marinchio@ies.univ-montp2.fr.

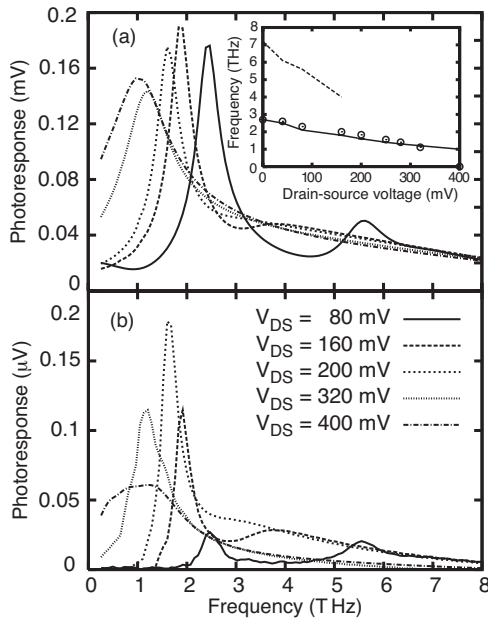


FIG. 1. Harmonic (a) and average (b) photoresponses as functions of the beating frequency for different V_{ds} . Inset of (a): photoresponses resonance peaks frequencies f_1 (continuous line) and f_3 (dashed line), and fundamental plasma frequency calculated using Eq. (3) (circles) as functions of V_{ds} .

$= -300$ mV and, as a consequence, the swing voltage is $V_0 = V_g - V_{th} = 0 - (-300) = 300$ mV. The generation rate associated with the terahertz-beating optical illumination takes the form $G(t) = G_0[1 + \cos(2\pi ft)]$, where f is a frequency in the terahertz domain and $G_0 = 10^{27} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ is estimated by considering the power and the diameter of the focus spot of exciting lasers usually used in photomixing experiments.¹²

The source potential and the drain current are fixed. To simulate the constant current operation, an additional equation accounting for a large resistance connected in series with the HEMT structure is used.

The simulation under constant current operation allows us to calculate the instantaneous drain-to-source voltage $V_{ds}(t)$ in response to a beating photoexcitation. By taking into account the main physically-plausible contributions, we shall represent the total $V_{ds}(t)$ response as a sum of:

$$V_{ds}(t) = V_{ds}^{\text{dark}} + \Delta V_{ds}^{\text{opt}}(f) + \delta V(f) \cos[2\pi ft + \phi(f)], \quad (2)$$

where V_{ds}^{dark} is the drain voltage without photoexcitation, $\Delta V_{ds}^{\text{opt}}(f)$ is the drain voltage dc component due to the photoexcitation with the beating frequency f , and the last term presents the ac component, that is the harmonic response to the optical beating supposing that the higher-order harmonics responses are omitted. In the framework of such a representation it is convenient to characterize in the following the dc photoresponse at the beating frequency f as: $\Delta V(f) = \Delta V_{ds}^{\text{opt}}(f) - \Delta V_{ds}^{\text{opt}}(0)$.

The calculated $\delta V(f)$ and $\Delta V(f)$ are reported as functions of the beating frequency and for different values of $V_{ds} = V_{ds}^{\text{dark}} + \Delta V_{ds}^{\text{opt}}(0)$ on Fig. 1. Like the analytical theory^{13,14} and our first simulations applied to long gate-length transistors,¹² we observe for both quantities resonances peaks corresponding to the photoexcitation of the two first plasma modes of the channel.

The inset of Fig. 1(a) reports the frequencies of these modes (noted f_1 and f_3) as a function of V_{ds} . At low voltage,

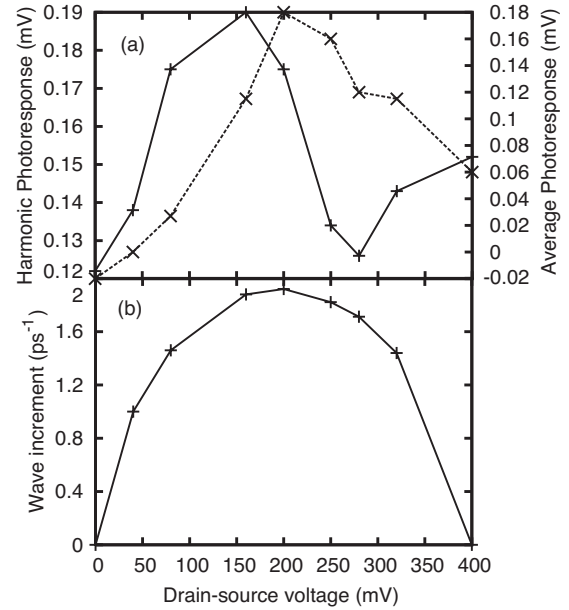


FIG. 2. (a) Harmonic (continuous line) and average (dashed line) photoresponse maxima as functions of the drain-source voltage V_{ds} . (b) Wave increment as a function of V_{ds} .

they match with the fundamental plasma frequency $f_p = s/4L_g \approx 2.7$ THz (with $s = \sqrt{eV_0/m^*(\epsilon_0)} \approx 11 \times 10^5$ m/s the plasma wave velocity), calculated with the assumption of a drift velocity much lower than the plasma velocity.¹ The value of f_3 shows a small discrepancy with $3f_p$ that can be explained by considering the weak dispersion due to the longitudinal term of the Poisson equation, $\epsilon_c \partial^2 V / \partial x^2$.¹¹

By increasing V_{ds} , both f_1 and f_3 decreases monotonously. According to Ref. 1 the fundamental plasma frequency f_p is equal to $1/2\tau$, where τ is the time needed by a propagating plasma wave to travel in the channel from the source to the drain and back. We can generalize the expression of τ to nonuniform stationary mean velocity conditions by

$$\tau(V_{ds}) = \int_0^{L_g} \frac{dx}{s + v_0(x)} + \int_0^{L_g} \frac{dx}{s - v_0(x)}, \quad (3)$$

where $v_0(x)$ is the time-average value of the drift velocity. This integration was numerically calculated from the stationary mean velocity profiles obtained for each values of V_{ds} in our simulations. The corresponding frequency $f_p(V_{ds}) = 1/2\tau(V_{ds})$ is reported on the inset of Fig. 1(a) and matches with the peak frequency f_1 . The global growth of the drift velocity in the channel yields a significant increase in the drain to source transit time that produces the decrease in the resonance frequency.

On the other hand, Fig. 2(a) shows that the photoresponses maxima are clearly nonmonotonous with V_{ds} . This behavior can be explained by generalizing the expression of the wave increment of the plasma oscillation¹ to the case of nonhomogeneous channels as follows:

$$\omega'(V_{ds}) = f_p(V_{ds}) \times 2 \ln \left| \frac{s + v_0(L_g)}{s - v_0(L_g)} \right|, \quad (4)$$

with $v_0(L_g)$ the stationary mean velocity at the drain extremity of the channel (where the wave amplification occurs). The wave increment quantifies the gain of the forced oscillator

constituted by the photoexcited channel and therefore it controls directly the amplitude of the harmonic oscillations.

The quantity ω' is represented as a function of V_{ds} on Fig. 2(b). As a consequence of the competition between the decrease in the frequency f_p and the increase in the wave reflexion coefficient $[s+v_0(L_g)]/[s-v_0(L_g)]$, ω' presents a maximum for $V_{ds} \approx 200$ mV.

This means that, for this value of the drain bias, the plasma oscillations are optimally amplified in the transistor channel leading to the photoresponses maxima reported on Fig. 2(a). The slight increase in $\delta V(f_1)$ at high V_{ds} , i.e., when the transistor is driven into saturation regime, cannot be attributed to an enhancement in the plasma mechanism but to an increase in the nonresonant background due to the appearance of a high electric field region near the drain.

The significant influence of the drain bias on both the fundamental frequency and the wave increment is due to the fact that, in such short devices, transport is strongly nonlocal, which means that the drift velocity reaches very high values—over the saturation velocity—and becomes comparable to the plasma velocity. As a result, contrary to the case of previously studied long-gate transistors,¹² nanometric FETs may present over-terahertz plasma resonances highly tunable by the drain voltage.

In conclusion, a HD model allowing the simulation of optically excited plasma waves in nanometric transistors has been presented. The model is adapted to Ohmic as well as to saturation conditions where strongly nonhomogenous profiles of the main physical quantities are expected in the transistor channel. By this way, we complete the theoretical investigation initiated in Refs. 4 and 14 and suitable for low drain bias with a study of the influence of the drain-to-source voltage on the induced photoresponses. The results clearly

show that in these devices the frequency of the terahertz photoexcited plasma resonance can be efficiently tuned by the drain bias. Finally, the plasma wave excitation can also be optimized if the transistor is driven far from equilibrium conditions to reach a maximum of the photoresponses resonance amplitudes.

¹M. Dyakonov and M. Shur, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2465 (1993).

²W. Knap, F. Teppe, Y. Meziani, N. Dyakonova, J. Lusakowski, F. Boeuf, T. Skotnicki, D. Maude, S. Romyantsev, and M. S. Shur, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 675 (2004).

³J. Lusakowski, W. Knap, N. Dyakonova, L. Varani, J. Mateos, T. Gonzalez, Y. Roelens, S. Bollaert, A. Cappy, and K. Karpietz, *J. Appl. Phys.* **97**, 064307 (2005).

⁴V. Ryzhii, I. Khmyrova, A. Satou, P. O. Vaccaro, T. Vaccaro, and M. Shur, *J. Appl. Phys.* **92**, 5756 (2002).

⁵T. Otsuji, M. Hanabe, and O. Ogawara, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 2119 (2004).

⁶J. Torres, P. Nouvel, A. Akwoué-Ondo, L. Chusseau, F. Teppe, A. Shchepetov, and S. Bollaert, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 201101 (2006).

⁷A. P. Dmitriev, A. S. Furman, and V. Y. Kachorovskii, *Phys. Rev. B* **54**, 14020 (1996).

⁸D. Veksler, F. Teppe, A. P. Dmitriev, V. Y. Kachorovskii, W. Knap, and M. S. Shur, *Phys. Rev. B* **73**, 125328 (2006).

⁹V. Gruzinskis, E. Starikov, P. Shiktorov, L. Reggiani, and L. Varani, *J. Appl. Phys.* **76**, 5260 (1994).

¹⁰H. Marinchio, J. Torres, G. Sabatini, P. Nouvel, C. Palermo, L. Chusseau, L. Varani, F. Teppe, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, A. Shchepetov, S. Bollaert, and Y. Roelens, *Phys. Status Solidi C* **5**, 257 (2008).

¹¹P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, L. Varani, G. Sabatini, H. Marinchio, and L. Reggiani, *J. Stat. Mech.: Theory Exp.* **2009**, P01047.

¹²J. Torres, H. Marinchio, P. Nouvel, G. Sabatini, C. Palermo, L. Varani, L. Chusseau, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **14**, 491 (2008).

¹³V. Ryzhii, I. Khmyrova, A. Satou, P. O. Vaccaro, T. Aida, and M. Shur, *J. Appl. Phys.* **92**, 5756 (2002).

¹⁴M. Hanabe, T. Otsuji, T. Ishibashi, T. Uno, and V. Ryzhii, *Jpn. J. Appl. Phys., Part 1* **44**, 3842 (2005).

Enhanced THz detection through phase-controlled current response in field-effect transistors

A. H. Mahi ^{1,2}, H. Marinchio ², C. Palermo ², A. Belghachi ¹, L. Varani ²

¹Laboratory of Physics of Semiconductor Devices, University of Bechar, Algeria

²Institut d'Électronique du Sud, CNRS UMR 5214, Université Montpellier 2, TERALAB, Montpellier, France

a.mahi@teralab.fr

Abstract—A field effect transistor can be used as a nonlinear element for the resonant detection of incident terahertz radiation at room temperature. The excitation of the plasma modes in the channel increases significantly the detection efficiency in the THz range. By means of a numerical hydrodynamic model, we study the drain current response of a high electron mobility transistor to a THz signal applied on its gate and/or on its drain contacts in order to obtain the optimal configuration in terms of detection. We demonstrate that the amplitudes of the harmonic and average drain-current responses associated with the presence of plasma modes in the channel, strongly depend on which transistor terminal collects the incident THz radiation and that a maximum DC response can be obtained by appropriately dephasing the two electrode signals.

Generation and detection of electromagnetic radiation in the terahertz (THz) domain is a subject matter of great interest because of its potential applications in different areas, such as security, medicine, broadband communications, *etc.* [1]. In this context, the field effect transistor (FET) is among the most promising devices for THz radiation generation and detection [2], [3]. An intriguing strategy to exploit FETs as THz sources and detectors lies in the plasmonic approach where the physical mechanism at the basis of the THz working operation is an electron-gas plasma-wave excitation. The investigation of plasma oscillations in two-dimensional (2D) electron-gas channels was initiated at the beginning of 1990s by Dyakonov and Shur [2], [4]. The resonant detection of THz radiation by 2D plasma waves was experimentally demonstrated using InAlAs/InGaAs High Electron Mobility Transistors [5], [6], [7]. Recently, the same kind of detection was also experimentally obtained using a MOSFET detector with integrated on-chip antennas [8] and transistors where the gate and/or drain electrodes contain an integrated antenna [9], [10]. It is clear that the improvement of the transistor sensitivity strongly depends on the optimization of the electromagnetic coupling between the FET channel, where plasma waves are excited, and the THz incident radiation. However, in most of the cases presented in the literature the FET detector is not connected to an external antenna and the THz radiation is assumed to be simply coupled to the channel through the metallic electrodes (source, drain and gate) without any deep investigation of their effects on the plasma wave excitations in the channel. A complete understanding of these

physical processes should require a self-consistent solution of Maxwell equations describing the propagating THz radiation incident on the FET (with or without an antenna) and of the Boltzmann equation describing the transport processes in the transistor. At the present stage, such kind of numerical simulations represent a formidable numerical task that is out of the scope of our investigation. Nevertheless it is extremely important to understand how the oscillating voltage produced by the incident THz radiation on the FETs electrodes affects the DC signal, typically measured at the drain contact, and if some strategy to enhance such signals can be envisaged. As discussed in Ref. [6] and [11], the precise calculation of an average (non-linear) response requires a numerical model able to take into account many non-linearities sources (effects of non-uniform quantities along the channel, thermal effects, depleted zone at the junction between ungated and gated regions *etc.*).

In this paper, we propose a study of a plasmonic THz detector based on a High Electron Mobility Transistor (HEMT). To this aim, we model an antenna response to a THz wave by an oscillating voltage source at the same frequency as the incident radiation. We calculate the drain current response to different kinds of excitation applied on the gate, on the drain and on both terminals through a 1D numerical hydrodynamic (HD) approach, coupled with a pseudo-2D Poisson equation along the longitudinal direction x of a HEMT channel [12]:

$$\epsilon_c \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \epsilon_s \frac{V_{gs0} + \Delta V_{gs} - V}{d\delta} = e(n - N_D) \quad (1)$$

where e is the elementary electron charge, V the electric potential in the channel, V_{gs0} the average gate potential, N_D the effective donor density in the channel [6], [12], d the gate-to-channel distance, δ the channel thickness, ϵ_c and ϵ_s the permittivities of the channel and insulator, respectively.

Two kinds of THz excitations are considered: (i) an excitation collected through the gate contact and described by the harmonic component of the gate potential, $\Delta V_{gs}(t) = \delta V_{gs} \cos(2\pi ft)$ (with f the frequency of the incoming THz radiation) included directly in the Poisson equation; (ii) an excitation collected through the drain contact and described by a component of the drain potential equal to $\Delta V_{ds}(t) =$

$\delta V_{ds} \cos(2\pi ft + \varphi)$ which is used as a boundary condition for the Poisson equation solution ($V(x=L) = V_{ds0} + \Delta V_{ds}(t)$) where V_{ds0} is the average drain voltage).

For our calculations, we simulate an InAlAs/InGaAs/InP HEMT structure identical to that reported in Ref. [11], that is composed of a $L_g = 100$ nm long gated part ($N_D = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) surrounded by two 50-nm-long ungated sections ($N_D = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), with $d = 22$ nm, $\delta = 10$ nm, $\epsilon_c = 13.4\epsilon_0$ and $\epsilon_s = 11.8\epsilon_0$, being ϵ_0 the vacuum permittivity. The momentum relaxation time is taken as $\tau = 2.94 \times 10^{-13}$ s so that $\omega\tau > 1$ for the considered THz frequency range. The threshold voltage is $V_{th} = -298$ mV and the applied average gate-source and drain-source voltages are $V_{gs0} = -1$ mV and $V_{ds0} = 40$ mV, respectively. The device is working under voltage-driven operation-mode and we calculate the time-dependent drain current which, neglecting the harmonics of order higher than one, can be expressed as [11]: $I_d(t) = I_{d0} + \overline{\Delta I_d}(f) + \Delta I_d(f) \cos(2\pi ft + \varphi_I)$, where I_{d0} is the drain current in the absence of THz excitation, $\Delta I_d(f) \cos(2\pi ft + \varphi_I)$ the harmonic response at excitation frequency and $\overline{\Delta I_d}(f)$ the additional DC current due to the rectification of the induced current oscillation. This latter quantity is of interest since it quantifies the detection (THz-to-DC conversion) of the device and can easily be measured.

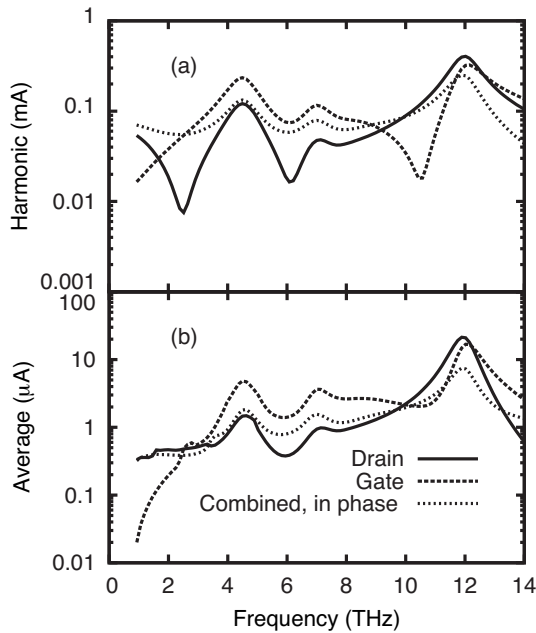


Fig. 1. Harmonic (a) and average (b) drain current responses as functions of the radiation frequency for an excitation applied only on the drain (continuous line), only on the gate (dashed line) and combined in phase (dotted line).

Figure 1 shows both harmonic and average current responses at room temperature as functions of the THz excitation frequency, for a signal applied on the drain ($\delta V_{gs} = 0$ mV and $\delta V_{ds} = 1$ mV), on the gate ($\delta V_{gs} = 1$ mV and $\delta V_{ds} = 0$ mV) and combined ($\delta V_{gs} = \delta V_{ds} = 1$ mV). In this last case, both excitations are in phase ($\varphi = 0$). Each spectrum exhibits three resonance peaks which can be identified as plasma resonances

by comparing their frequencies to those obtained using the theoretical expression reported in Eq. (6) of Ref. [13].

This formula, taking the order of the mode p equal to 1 and 2, gives $f_1 = 4.8$ THz and $f_2 = 7.6$ THz which match well with the first two peaks observed on the frequency response. Interestingly, the highest frequency peak does not correspond to a 2D plasma resonance but to the 3D resonance resulting from the addition of the highest-order modes (for $p \rightarrow \infty$, $f_p \rightarrow f_{3D} = 12$ THz): the electron gas behaves as a gated-2D plasma for frequencies approximately below 8 THz and as a 3D plasma at higher frequencies, for which the gate no longer influences the collective oscillation modes [13]. By

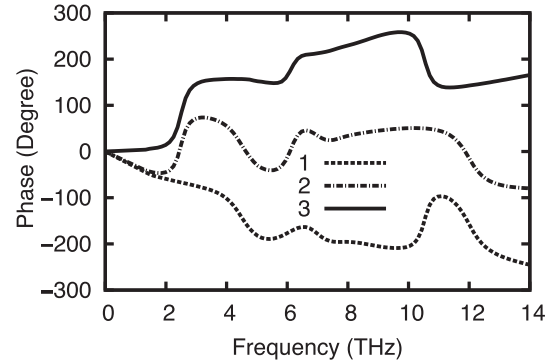


Fig. 2. Phase angle between the harmonic drain current and the voltage excitation as a function of the radiation frequency for (1) an excitation on the drain, (2) an excitation on the gate. (3) represents the difference between these two quantities.

comparing the three means of exciting the channel it appears that, in term of detection, an excitation on the gate will be more efficient at lower frequencies while an excitation on the drain will be preferable for a detection exploiting the 3D resonance. Contrary to the experiments performed on non-resonant devices reported in Ref. [14], the poorest results in term of detection is obtained when both excitations are applied in phase because of a weak excitation of the plasma resonances.

In order to understand why the harmonic response (and therefore the average current) is so weak in the last case, we calculate and show on Fig. 2 the phase angle $\varphi_I(f)$ between the harmonic current and each voltage excitation. The curve 3 in Fig. 2 represents the difference between these phases when the drain is excited and when the gate is excited. It is evident that the current responses corresponding to these two ways of excitation are almost in opposite phase when all three resonances occur (for $f \approx f_1, f_2$ or f_{3D}): the contribution of both excitations are mutually destructive leading to weak harmonic and average currents *i.e.* to poor detection performances.

To achieve a better control on the stimulation of the plasma wave in the HEMT channel, we apply a non-zero phase-shift φ between the two excitations. The components of the drain current are represented in Fig. 3 for different phase-shifts. We observe that the amplitudes of the current responses strongly depend on the phase angle: in particular, they take

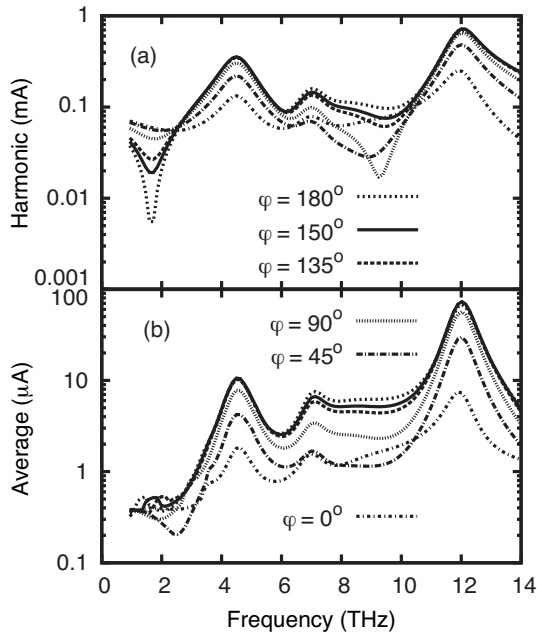


Fig. 3. Harmonic (a) and average (b) drain current responses as functions of the excitation frequency for different values of the phase-shift φ between drain and gate excitations.

their maximum values when the intrinsic phase-shift between the current response and the THz excitation is compensated by imposing a phase-shift around $130\text{--}180^\circ$. This way, the gate and drain contributions to the current response add together and, by comparing to the spectra presented on Fig. 1 and 3, it is obvious that the dephased combined excitations give significantly better results compared to a single excitation. For instance, at the 3D resonance, it is possible to achieve a DC response that is approximately 11 times higher than that obtained for two excitations in phase and 3.5 higher than that obtained for a single drain excitation. This result clearly indicates the critical importance of a carefully designed and connected external antenna and the possibility to include appropriate phase shifters to enhance the THz detection [14], [15], [16].

In conclusion, we have theoretically shown that an incident THz radiation producing an oscillating voltage on the gate and/or the drain contacts of a HEMT leads to the excitation of plasma modes in the THz range. We demonstrate that the best detection takes place when the drain and the gate excitations are nearly in opposite phase. These results open up new possibilities for the improvement of the performances of plasmonic THz detectors by appropriately dephasing the electrode signals.

ACKNOWLEDGMENT

This work has been supported by TeraLab-Montpellier.

REFERENCES

[1] D. L. Woolard, E. R. Brown, M. Pepper, and M. Kemp, "Terahertz frequency sensing and imaging: A time of reckoning future applications," *Proc. IEEE*, vol. 93, no. 10, pp. 1722–1743, 2005.

[2] M. Dyakonov and M. S. Shur, "Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor: new mechanism of plasma wave generation by dc current," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 71, no. 15, pp. 2465–2468, 1993.

[3] J. Lusakowski, W. Knap, N. Dyakonova, L. Varani, J. Mateos, and T. Gonzalez, "Voltage tuneable terahertz emission from a ballistic nanometer InGaAs/InAlAs transistor," *J. Appl. Phys.*, vol. 97, no. 6, p. 064307, 2005.

[4] M. Dyakonov and M. S. Shur, "Detection, mixing, and frequency multiplication of terahertz radiation by two-dimensional electronic fluid," *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. 43, no. 3, pp. 380–387, 1996.

[5] F. Tepe, M. Orlov, A. E. Fatimy, A. Tiberj, W. Knap, J. Torres, and V. Gavrilenko, "Room temperature tunable detection of subterahertz radiation by plasma waves in nanometer InGaAs transistors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, no. 22, p. 222109, 2006.

[6] P. Nouvel, H. Marinchio, J. Torres, C. Palermo, D. Gasquet, L. Chusseau, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskiis, "Terahertz spectroscopy of optically excited resonant plasma waves in high electron mobility transistor," *J. Appl. Phys.*, vol. 106, p. 013717, 2009.

[7] J. Mateos and T. Gonzalez, "Plasma enhanced terahertz rectification and noise in InGaAs HEMTs," *Terahertz Science and Technology, IEEE Transactions on*, vol. 2, no. 5, pp. 562–569, sept. 2012.

[8] F. Schuster, D. Coquillat, H. Videlier, M. Sakowicz, F. Tepe, L. Dusopt, B. Giffard, T. Skotnicki, and W. Knap, "Broadband terahertz imaging with highly sensitive silicon CMOS detectors," *Opt. Express.*, vol. 19, no. 08, pp. 7827–7832, 2011.

[9] A. Lisauskas, U. Pfeiffer, E. Ojefors, P. H. Bolivar, D. Glaab, and H. G. Roskos, "Rational design of high-responsivity detectors of terahertz radiation based on distributed self-mixing in silicon field-effect transistors," *J. Appl. Phys.*, vol. 105, no. 11, p. 114511, 2009.

[10] G. C. Dyer, S. Preu, G. R. Aizin, J. Mikalopas, A. D. Grine, J. L. Reno, J. M. Hensley, N. Q. Vinh, A. C. Gossard, M. S. Sherwin, S. J. Allen, and E. A. Shaner, "Enhanced performance of resonant sub-terahertz detection in a plasmonic cavity," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 100, no. 8, p. 083506, 2012.

[11] H. Marinchio, G. Sabatini, C. Palermo, J. Pousset, J. Torres, L. Chusseau, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskiis, "Hydrodynamic modeling of optically excited terahertz plasma oscillations in nanometric field effect transistors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, no. 19, p. 192109, 2009.

[12] H. Marinchio, C. Palermo, G. Sabatini, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskiis, "Pseudo-two-dimensional poisson equation for the modeling of field-effect transistors," *J. Comput. Electron.*, vol. 09, no. 3-4, p. 141, 2010.

[13] H. Marinchio, J. F. Millithaler, C. Palermo, L. Varani, L. Reggiani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskiis, "Plasma resonances in a gated semiconductor slab of arbitrary thickness," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 98, no. 20, p. 203504, 2011.

[14] S. Preu, S. Kim, R. Verma, P. Burke, N. Vinh, M. Sherwin, and A. Gossard, "Terahertz detection by a homodyne field effect transistor multiplicative mixer," *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, vol. 2, no. 3, pp. 278–283, 2012.

[15] H.-T. Chen, W. J. Padilla, M. J. Cich, A. K. Azad, R. D. Averitt, and A. J. Taylor, "A metamaterial solid-state terahertz phase modulator," *Nat. Photon.*, vol. 03, no. 10, pp. 148–151, 2009.

[16] C.-F. Hsieh, H.-L. Chen, C.-Y. Chen, R.-P. Pan, and C.-L. Pan, "Voltage controlled liquid crystal terahertz quarter wave plate," in *Lasers and Electro-Optics Society, 2005. LEOS 2005. The 18th Annual Meeting of the IEEE*, oct. 2005, pp. 985–986.

Hydrodynamic determination of the intrinsic small-signal equivalent circuit of HEMTs

Abdelhamid Mahi
and Abderrahmane Belghachi
Laboratory of physics and
semiconductor devices
University of Bechar
Bechar, Algeria 08000
Email: a.mahi@teralab.fr

Hugues Marinchio
and Christophe Palermo
and Luca Varani
Institut d'Électronique du Sud
UMR 5214 - CNRS
Université Montpellier 2
place Eugène Bataillon, 34095
Montpellier cedex 5, France

Abstract—We propose an hydrodynamic approach for the calculation of the small-signal equivalent elements of InGaAs HEMTs. The values of the different elements are calculated from the Y parameters of the intrinsic HEMT and are obtained from the Fourier analysis of the device transient response to voltage-step perturbations at the drain and gate electrodes. For low biases and for frequencies up to 100 GHz, the values of the intrinsic elements are independent of the frequency in the whole range of device operation. However, for frequencies higher than 100 GHz, the transconductance, the conductance and the gate-drain capacity depend on frequency due to the presence of non-stationary dynamic phenomena in the HEMT channel.

I. INTRODUCTION

The small-signal equivalent circuit (SSEC) is an analytical technique generally used to describe the electric behavior of a nonlinear semiconductor device [1]. For instance, field-effect transistors (FETs) with a high-mobility channel (HEMT) can be used as nonlinear elements for the resonant detection of an incident terahertz (THz) radiation [2]. Mostly, the scientific community uses the SSEC for the determination of the gain, cut-off frequency, etc. [3]. In addition, an accurate knowledge of the SSEC elements is a helpful tool for the analysis of the FET noise performances due to the relation between small-signal and noise parameters [4].

In this paper, we use a numerical hydrodynamic (HD) model coupled with a pseudo-2D Poisson equation to calculate the elements of the admittance matrix. The response to voltage perturbations applied to the terminals of the HEMT was calculated using Fourier analysis and the admittance matrix elements were used to obtain the frequency-dependent SSEC elements.

II. PHYSICAL MODEL

There are several methods to calculate the Y admittance parameters [5]. Let us suppose that at time zero we apply a voltage-step perturbation of amplitude ΔV_l at the HEMT terminals l and using our hydrodynamic model coupled with pseudo 2D Poisson equation [6], we calculate the current response I_k at the terminal k caused by the voltage perturbation.

The complex parameter $Y_{k,l}$ which links the current response I_k and the voltage perturbation ΔV_l is given by the relations [5], [7]:

$$\operatorname{Re}[Y_{kl}(\omega)] = \frac{I_k(\infty) - I_k(0)}{\Delta V_l} + \frac{\omega}{\Delta V_l} \int_0^\infty [I_k(t) - I_k(\infty)] \sin(\omega t) dt \quad (1)$$

$$\operatorname{Im}[Y_{kl}(\omega)] = \frac{\omega}{\Delta V_l} \int_0^\infty [I_k(t) - I_k(\infty)] \cos(\omega t) dt \quad (2)$$

where $I_k(0)$ and $I_k(\infty)$ are the stationary currents at terminal k before and after the voltage perturbation, respectively. In the following we assume that $l = 1, k = 1$ for the gate terminal and that $l = 2, k = 2$ for the drain terminal. To determine the various Y parameters, two kinds of perturbations were applied : the former $V_1 = 10$ mV to the gate and the latter $V_2 = 20$ mV to the drain contacts of the transistor.

Supposing that the external parasitic elements are neglected, the diagram of the small-signal equivalent circuit of the HEMT reduces to the topology shown in the Figure 1. It is made of seven intrinsic elements, each of them representing some specific physics aspect of the device. Thus, C_{DS} , C_{GS} and C_{GD} correspond to the drain-source, gate-source and gate-drain capacitances, respectively. R_i is the resistance of the ohmic channel between the source and the gate. g_{m0} represents the steady-state transconductance, and τ the delay time of the transistor, i.e. the time a signal applied at the gate takes to reach the drain. g_{DS} is the drain conductance, and its inverse corresponds to the resistance of the conducting channel between the source and the drain. The values of these different elements are calculated from the admittance ($Y(\omega)$) parameters of the intrinsic HEMT, which are obtained from the Fourier analysis of the device transient response to voltage step perturbations at the drain and gate electrodes.

The elements of the SSEC can be obtained from the frequency-dependent $Y(\omega)$ parameters. By simple circuit analysis, the following relations between them can be derived [8], [9]:

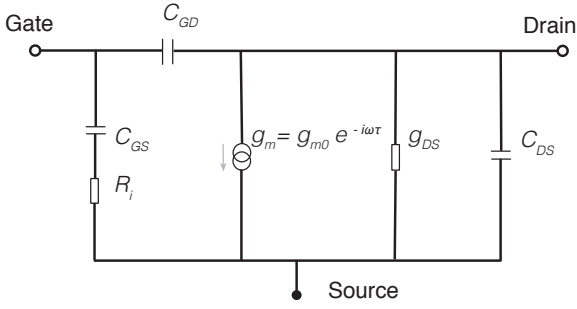


Fig. 1. Small-signal equivalent circuit of the intrinsic HEMT

$$C_{GD} = \frac{Im[Y_{12}]}{\omega} \quad (3)$$

$$C_{GS} = \frac{Im[Y_{11}] - \omega C_{GD}}{\omega} \left(1 + \frac{(Re[Y_{11}])^2}{Im[Y_{11}] - \omega C_{GD}} \right) \quad (4)$$

$$C_{DS} = \frac{Im[Y_{22}] - \omega C_{GD}}{\omega} \quad (5)$$

$$g_{m0} = \left[\sqrt{((Re[Y_{21}])^2 + (Im[Y_{21}] + \omega C_{GD})^2)} \right] \times \left[\sqrt{(1 + \omega^2 R_i^2 C_{GS}^2)} \right] \quad (6)$$

$$R_i = \frac{Re[Y_{11}]}{(Im[Y_{11}] - \omega C_{GD})^2 + (Re[Y_{11}])^2} \quad (7)$$

$$\tau = \frac{1}{\omega} \arcsin \left(\frac{-\omega C_{GD} - Im[Y_{21}] - Re[Y_{21}]\omega R_i C_{GS}}{g_{m0}} \right) \quad (8)$$

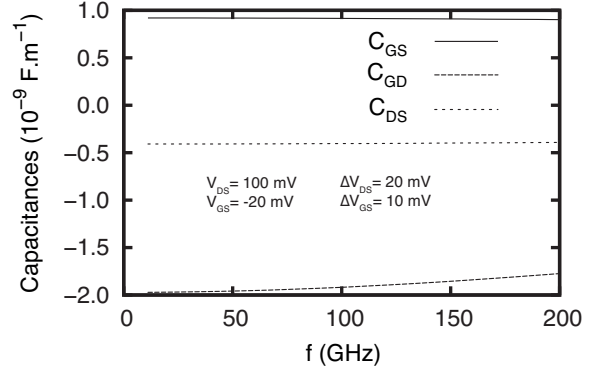
$$g_{DS} = Re[Y_{22}] \quad (9)$$

To validate the proposed equivalent circuit we check the amplitude and frequency dependence of the different elements.

III. RESULTS AND DISCUSSION

For our analysis, we simulate an InAlAs/InGaAs/InP HEMT structure similar to that reported in Ref. [10] and composed of an $L_g = 100$ nm gated length part ($N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) surrounded by two ungated regions ($L_{ug} = 50$ nm), and two access regions (source and drain) of equal lengths $L_c = 50$ nm and donor concentrations $N_D = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. The threshold voltage of this device is $U_{th} = -298$ mV and the applied average gate-source and drain-source voltages are $V_{GS} = -20$ mV and $V_{DS} = 100$ mV, respectively.

The seven SSEC elements shown in Figure 1 have been calculated applying the equations (3)-(9). The frequency dependence of the capacitances of intrinsic elements are shown in Figure 2. We remark that these parameters are frequency independent at least up to 200 GHz, except C_{DG} which increases exhibit a slight increase with frequency. We also


 Fig. 2. Capacitances of the HEMT intrinsic small-signal equivalent circuit of Fig.1 as a function of frequency at the working point corresponding to $V_{GS} = -20$ mV and $V_{DS} = 100$ mV.

observe that C_{DS} is negative reflecting the inductive character of the HEMT channel. On the other hand we observe that C_{GS} and C_{GD} are symmetric compared to the value of C_{DS} .

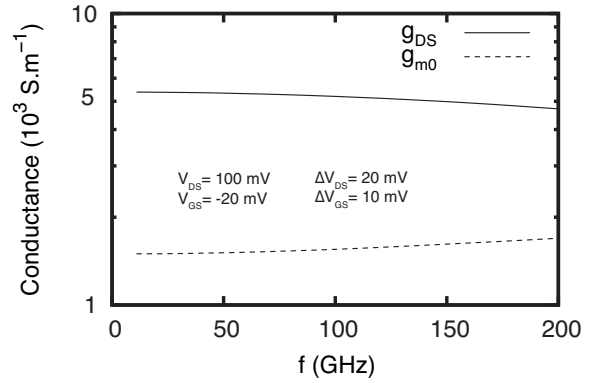

 Fig. 3. Conductances of the HEMT intrinsic small-signal equivalent circuit of Fig. 1 as a function of frequency at the working point corresponding to $V_{GS} = -20$ mV and $V_{DS} = 100$ mV.

Figure 3 shows the transconductance g_{m0} and the drain conductance g_{DS} calculated at room temperature as functions of frequency for bias conditions $V_{DS} = 100$ mV and $V_{GS} = -20$ mV respectively. These two parameters exhibit an almost linear dependence with the frequency: however g_{DS} while g_{m0} increases with the frequency. This dependence has also been experimentally confirmed [11].

Finally, we report in Figure 4 the resistance R_i of the ohmic channel and the delay time τ of the transistor as functions of frequency. We remark that the ohmic resistance and the delay time are constant, moreover we stress that the value of the ohmic resistance is very small (of the order of $1.8 \cdot 10^{-4} \Omega\text{m}$), while the cutoff frequency is very high (of the order of 1.4 THz).

IV. CONCLUSION

Hydrodynamic simulations coupled to a pseudo-2D Poisson equation for calculating the intrinsic elements of the small-

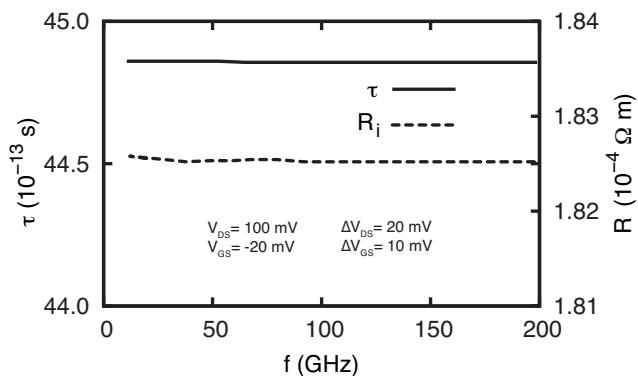


Fig. 4. Intrinsic resistance and delay time of the HEMT intrinsic small-signal equivalent circuit of Fig. 1 as functions of frequency at the working point $V_{GS} = -20$ mV and $V_{DS} = 100$ mV.

signal equivalent circuit (SSEC) has been reported and applied to the case of an InGaAs channel HEMT. The process consists in extracting the different intrinsic elements from the admittance matrix elements ($Y(\omega)$), obtained from the Fourier analysis of the device transient response to voltage perturbations at the terminals. For frequencies at least up to 100 GHz the calculated values for the elements of the SSEC are found to be frequency independent. This fact confirms that under these conditions the proposed equivalent circuit describes correctly the ac behavior of the InGaAs HEMT in this frequency range of operation. However, for the bias conditions used in our study, the parameters g_{m0} , g_{DS} and C_{GD} depend on frequency due probably to the presence of non-stationary dynamic phenomena in the channel.

Finally, the hydrodynamic method coupled with a pseudo-2-D Poisson equation, which includes all the transport processes relevant to small semiconductor devices, has been shown to be a powerful tool to develop small-signal models up to frequencies that are difficult to reach experimentally.

ACKNOWLEDGMENT

This work is supported by TeraLab-Montpellier.

REFERENCES

- [1] S. Wagner, V. Palankovski, T. Grassler, R. Schultheis, and S. Selberherr, "Small-signal analysis and direct S-parameter extraction," in *Electron Devices for Microwave and Optoelectronic Applications, 2002. EDMO 2002. The 10th IEEE International Symposium on*, Nov 2002, pp. 50–56.
- [2] A. Mahi, A. Belghachi, H. Marinchio, C. Palermo, and L. Varani, "Simulation of plasma oscillation response to THz radiation applied upon high electron mobility transistors," in *Computational Electronics (IWCE), 2014 International Workshop on*, June 2014, pp. 1–2.
- [3] S. D. Greaves and R. T. Unwin, "Accurate noise characterization of short gate length GaAs mesfets and hems for use in low-noise optical receivers," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 6, no. 1, pp. 60–65, 1993.
- [4] H. Rothe and W. Dahlke, "Theory of noisy fourpoles," *Proceedings of the IRE*, vol. 44, no. 6, pp. 811–818, June 1956.
- [5] S. Laux, "Techniques for small-signal analysis of semiconductor devices," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 32, no. 10, pp. 2028–2037, Oct 1985.
- [6] A. Mahi, H. Marinchio, C. Palermo, A. Belghachi, and L. Varani, "Enhanced THz Detection Through Phase-Controlled Current Response in Field-Effect Transistors," *Electron Device Letters, IEEE*, vol. 34, no. 6, pp. 795–797, June 2013.
- [7] T. Gonzalez and D. Pardo, "Monte Carlo determination of the intrinsic small-signal equivalent circuit of MESFET's," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 42, no. 4, pp. 605–611, Apr 1995.
- [8] R. Minasian, "Simplified GaAs MESFET model to 10 GHz," *Electronics Letters*, vol. 13, no. 18, pp. 549–551, September 1977.
- [9] H. Vickers, "Determination of intrinsic FET parameters using circuit partitioning approach," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 39, no. 2, pp. 363–366, Feb 1991.
- [10] A. Mahi, A. Belghachi, H. Marinchio, C. Palermo, L. Varani, P. Shiktorov, V. Gruzinskis, and J. Starikov, "Terahertz detection and electronic noise in field-effect transistors," *Noise and Fluctuations, IEEE*, pp. 1–4, June 2013.
- [11] R. Q. J. Portilla, M. Campovecchio and J. Obregon, "A new coherent extraction method of FET's and HEMT's models for MMIC applications," *Proc. 1994 Gallium Arsenide Applications Symp.*, vol. 94, no. -, pp. 377–380, 1994.

Hydrodynamic study of terahertz three-dimensional plasma resonances in InGaAs diodes

P Ziadé^{1,2}, H Marinchio², T Laurent², G Sabatini², Z Kallassy¹,
C Palermo² and L Varani²

¹ Laboratoire de Physique Appliquée, Faculté des Sciences II, Université Libanaise, Fanar, Lebanon

² Institut d'Électronique du Sud (CNRS UMR 5214), Université Montpellier II, France

E-mail: pierre.ziade@ies.univ-montp2.fr

Received 15 February 2010, in final form 23 May 2010

Published 29 June 2010

Online at stacks.iop.org/SST/25/075012

Abstract

Using a hydrodynamic model self-consistently coupled to a Poisson solver, we investigate the time and frequency response of InGaAs diodes excited at room temperature by an optical photoexcitation presenting a beating in the terahertz frequency domain. The analysis of the main physical quantities, such as the local electric field and the conduction current density, evidences the presence of strong resonances that are interpreted as three-dimensional plasma oscillations excited by the optical beating. By studying the influence of the geometry and doping of the diode, it is shown that, in most cases, the highly doped contacts mainly control the frequency of the plasma mode while the diode length is a crucial parameter to evidence a second resonance related to the diode active region. Moreover, the amplitude of the plasma resonances can be enhanced at high doping levels and by increasing the level of the optical photoexcitation.

1. Introduction

Terahertz (THz) radiation has many potential applications in different domains, such as high-resolution spectroscopy, security, broadband communications and medicine [1, 2]. If THz radiation generation and detection can be envisaged by using electronic systems such as field-effect transistors [3, 4], then one of the most promising strategies lies in the plasmonic approach where the physical mechanism at the basis of the THz working operation is an electron gas plasma wave excitation. On the other hand, the possibility of using three-dimensional (3D) plasma waves has received little attention in the literature compared to 2D systems [5–12], even if a THz radiation detector based on the excitation of 3D plasma in bulk GaAs was recently proposed [13]. Yet, 2D systems are necessarily of small dimensions not only in thickness but also in length; otherwise carrier relaxation due to collision processes will prevent the appearance of plasma oscillations. This constraint limits their application as structures operating at THz frequencies. This problem does not arise in the case of 3D plasma oscillations since the corresponding plasma frequency does not depend on geometry.

Previous works have studied the presence of THz 2D or 3D plasma oscillations in diodes such as $n^+n^-n^+$ Si and InP diodes [14, 15] and in InGaAs-based transistors and ultrathin layers [4, 16, 17]. This inspired us to investigate the presence of THz plasma oscillations in InGaAs diodes. In this context, this paper is entirely dedicated to the analysis of 3D plasma resonances in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As } n^+n^-n^+$ diodes.

Among all possible approaches to electronic devices simulation, the so-called hydrodynamic (HD) model has proven to be rather efficient with respect to more complex kinetic approaches (e.g. Monte Carlo method, solution of the Boltzmann equation, etc). As a matter of fact, the HD model based on the conservation equations of carrier concentration, velocity and energy [18] has given in many previous numerical simulations an excellent agreement with experimental results [14, 19, 20]. When applied to the case of electronic devices, the system of the three HD equations is coupled to the Poisson equation describing the spatio-temporal evolution of the electric field [21].

Thus, by means of HD equations coupled to a one-dimensional Poisson solver, we have performed a systematic study of InGaAs diodes submitted to an optical photoexcitation

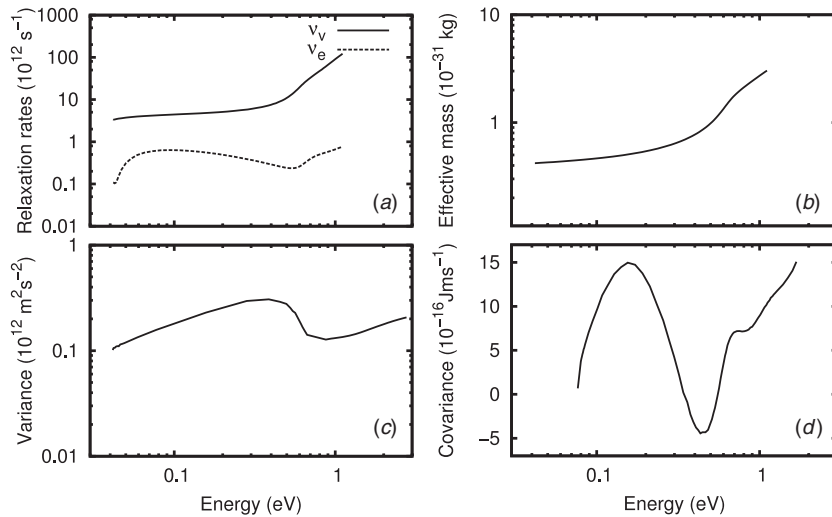


Figure 1. Relaxation rates of the velocity and the energy (a), mean effective mass (b), velocity variance (c) and velocity–energy covariance (d) as functions of the mean energy of the electrons, calculated with a Monte Carlo simulation of bulk $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ at 300 K.

presenting an harmonic beating in the THz frequency domain. This can be experimentally accomplished according to the experimental technique detailed in [19], in which a photomixed laser beam of two InGaAs continuous laser sources is used to produce an optical beating in the sub-THz and THz ranges. The frequency response of the diode to the optical beating is analyzed according to the doping profile and geometry in order to characterize the plasma resonances of the diode.

The paper is organized as follows. In section 2, we expose the numerical equations used in our calculations, as well as the static profiles and the current–voltage characteristic of the studied diodes as a first check of the model validity. Section 3 is dedicated to the analysis of the time and frequency responses of the diode. Section 4 investigates the effect of the diode geometry and doping profile on the resonance frequency and its amplitude. Finally, section 5 summarizes the main conclusions.

2. Numerical model

We couple the one-dimensional HD equations relative to the electron density $n(x, t)$, the mean velocity $v(x, t)$ and the mean energy $\epsilon(x, t)$, with the one-dimensional Poisson equation:

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial(nv)}{\partial x} + G \\ \frac{\partial v}{\partial t} = -v \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{eE}{m(\epsilon)} - \frac{1}{n} \frac{\partial(\overline{\delta v^2}(\epsilon) n)}{\partial x} - v v_v(\epsilon) \\ \frac{\partial \epsilon}{\partial t} = -v \frac{\partial \epsilon}{\partial x} - eEv - \frac{1}{n} \frac{\partial(\overline{\delta v \delta \epsilon}(\epsilon) n)}{\partial x} - (\epsilon - \epsilon_{\text{equ}}) v_\epsilon(\epsilon) \\ \frac{\partial E}{\partial x} = -e(n - N_D), \end{cases} \quad (1)$$

where e is the elementary charge, E is the electric field, N_D is the density of donors, ϵ is the dielectric constant of InGaAs, and ϵ_{equ} is the equilibrium mean energy. The velocity and energy relaxation rates v_v , v_ϵ , the electron effective mass m , the velocity variance $\overline{\delta v^2}$ and the energy–velocity covariance

$\overline{\delta v \delta \epsilon}$ depend on the local mean energy and are calculated by a Monte Carlo simulation of a InGaAs bulk material at room temperature [4]. For the conduction band we have used three non-parabolic spherical valleys. The scattering mechanisms which are included are the collisions with ionized impurities, the transitions due to absorption and emission of polar and non-polar optical phonons, the collisions with acoustic (elastic) phonons, and the intervalley scatterings. Carrier–carrier interaction is neglected.

The values of v_v , v_ϵ , m , $\overline{\delta v^2}$ and $\overline{\delta v \delta \epsilon}$ as functions of the mean energy are represented in figure 1 [4]. A beating optical excitation can be included in the equations through the term $G = G_0[1 + \cos(2\pi ft)]$, where f is a frequency in the THz domain and G_0 , that lies in the range 10^{25} – 10^{27} $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$, is estimated by considering the power and the diameter of the focus spot of the exciting lasers usually used in the photomixing experiments [19]. The terms associated with recombination processes have been neglected because we have estimated that, in the simulated devices, the recombination time is much longer than the transit time during which the photoexcited carriers leave the active region. In addition, the photogenerated holes are omitted in our model.

The model is applied to the case of an InGaAs n^+n-n^+ diode characterized by two abrupt homojunctions. This diode is submitted to an applied voltage and to an optical beating $G = G_0[1 + \cos(2\pi ft)]$ of adjustable amplitude G_0 and frequency f . At the ohmic contacts, the boundary conditions that we have adopted in our calculations are as follows:

$$\begin{cases} \phi(0, t) = V & \phi(L, t) = 0 \\ \frac{\partial \kappa}{\partial x}(0, t) = 0 & \frac{\partial \kappa}{\partial x}(L, t) = 0, \end{cases} \quad (2)$$

where $\phi(x, t)$ represents the electric potential, κ represents any of the transport parameters n , v or ϵ and L is the diode length. The initial conditions are as follows:

$$\begin{cases} n(x, 0) = N_D(x) \\ v(x, 0) = 0 \\ \epsilon(x, 0) = \epsilon_{\text{equ}}, \end{cases} \quad (3)$$

where $N_D(x)$ represents the doping profile of the diode.

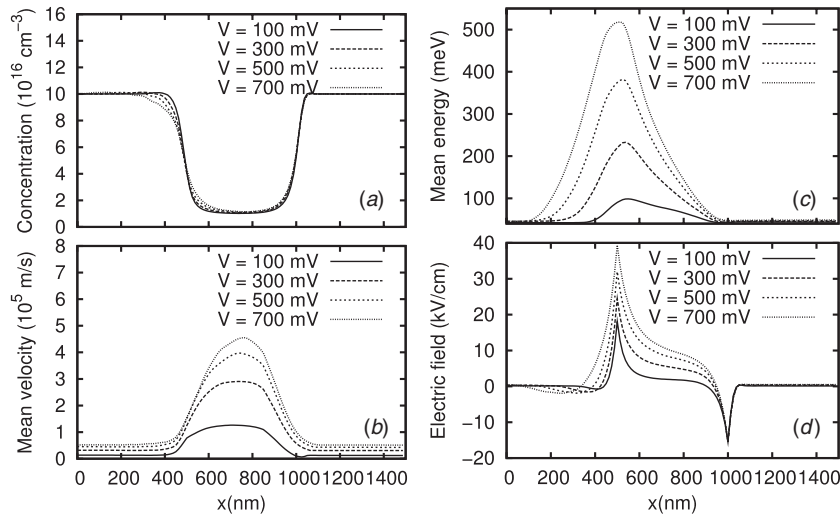


Figure 2. Profiles of electronic concentration (a), mean velocity (b), mean energy (c) and electric field (d) along the diode for different applied voltages.

As a first check of the validity of the numerical model, we have calculated the static profiles of the main transport parameters: electronic concentration, mean velocity, mean energy, and electric field. The obtained static profiles for a 500–500–500 nm diode, where $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ and $n^+ = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, are shown in figure 2 for different applied voltages ranging from 100 mV (ohmic regime) to 700 mV (nonlinear regime). The application of a potential creates an accelerating field along the whole device, generating a uniform conduction current $j = env$ in the device; the mean velocity is thus inversely proportional to the local concentration, which is indeed the case (figures 2(a) and (b)). The greater the applied voltage, the greater is the electric field in the active n region, thus causing the increase of the electrons velocity and energy (figures 2(b) and (c)).

These results show that the HD model of equations (1) is able to reproduce the standard electrical behavior of n^+n diodes in the absence of any external excitation [14, 15]. The dynamic response of the diode submitted to a beating optical excitation will be investigated in the next section.

3. Time and frequency responses

We now study the variation of the phase difference between the optical beating and the instantaneous velocity of the electrons taken in the center of the diode (i.e. in the center of the n -region). We consider an applied voltage $V = 500 \text{ mV}$ and an optical beating of amplitude $G_0 = 10^{26} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$, and we represent on the same graph (see figure 3) the velocity and the optical beating signals as functions of time, for different frequencies of the optical beating ranging from $f = 0.005 \text{ THz}$ to $f = 10 \text{ THz}$.

We notice that for $f = 0.005 \text{ THz}$, the phase difference between the instantaneous velocity and the optical beating is nearly null, while, as the frequency of the optical beating increases, the phase difference increases, thus implying that inertial effects become more and more important when the frequency of the optical excitation moves from the GHz to

the THz frequency domain. Additionally, we remark that the oscillation amplitude of the instantaneous velocity decreases by about two orders of magnitude between 1 THz and 10 THz.

To achieve a deeper physical insight we represent in figure 4 the amplitude of the electric field in the center of n (a) and n^+ (b) regions as a function of the beating frequency, for $G_0 = 10^{26} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$. It is evident from figure 4 that the oscillation amplitudes of the electric field in both n and n^+ regions exhibit a similar behavior. As a matter of fact, while at low frequencies the amplitude is rather constant, there is a particular frequency near 2.5 THz for which the oscillation amplitude reaches a maximum, followed by at least a two-order decrease of the amplitude of the electric field in the n region. Similarly, while the oscillation amplitude of the electric field in the n^+ region is rather constant for low frequencies, there is a particular frequency near 3.5 THz for which the oscillation amplitude reaches a maximum, followed by at least a two-order decrease of the amplitude. In other terms, the oscillation amplitude of the electric field shows a resonance in the THz frequency domain at approximately 2.5 THz in the n region, and at approximately 3.5 THz in the n^+ region. We can verify that the oscillation resonance amplitude in both n and n^+ regions can be explicated for any value of G_0 between $10^{25} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ and $10^{27} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$. For this purpose, the resonance amplitude is represented in figure 5 as a function of G_0 for both n and n^+ regions. It is clear that the oscillation resonance amplitude of the electric field in both n and n^+ regions increases linearly with respect to the optical beating amplitude.

On the other hand, the oscillation amplitude and the mean (i.e. time averaged) value of the current density along the diode is represented in figure 6 as a function of the beating frequency. We notice that while a resonance of the oscillation amplitude is visible for values of G_0 ranging between $10^{25} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ and $10^{27} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$, the time-averaged value of the current density shows an increase around the oscillation amplitude resonance frequency only for high values of G_0 . Moreover, this increase of the current density mean value remains weak with respect to

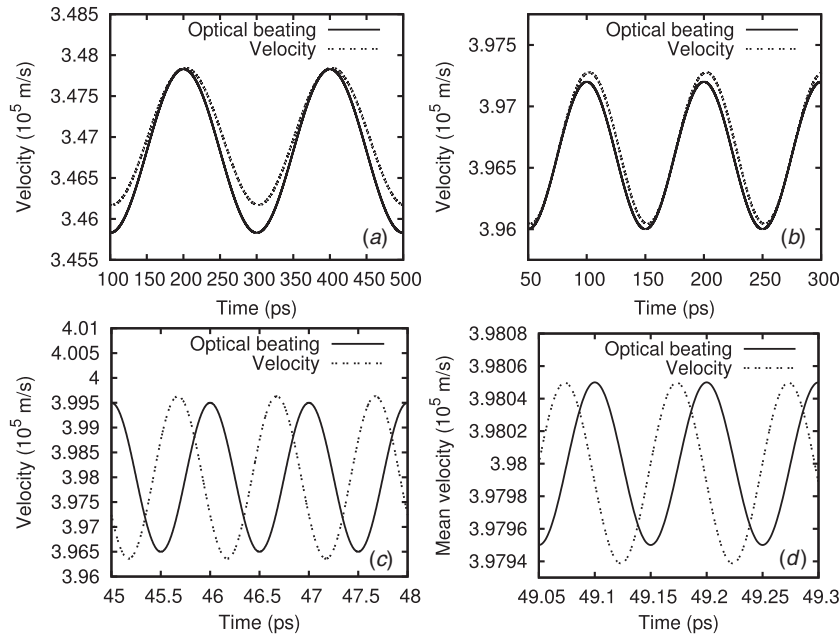


Figure 3. Electron instantaneous velocity and optical beating signal as functions of time for four different beating frequencies: $f = 0.005$ THz (a), $f = 0.01$ THz (b), $f = 1$ THz (c) and $f = 10$ THz (d). The vertical axis refers only to the instantaneous velocity while the optical beating signal is reported in arbitrary units.

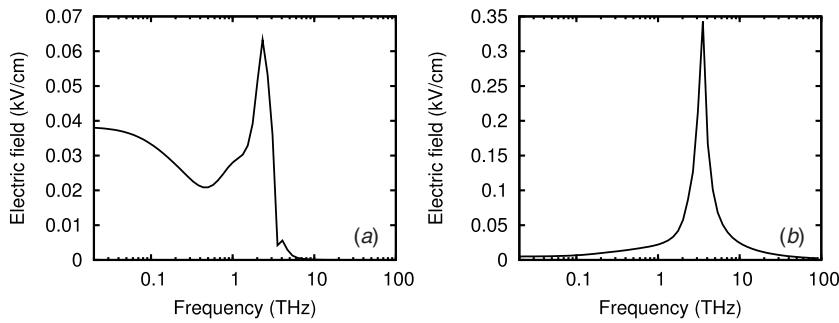


Figure 4. Oscillation amplitude of the electric field taken in the center of the n (a) and n^+ (b) regions, as functions of the beating frequency, for $G_0 = 10^{26} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$.

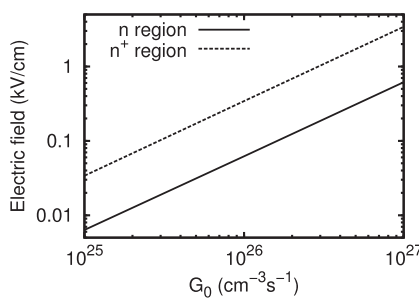


Figure 5. Resonance amplitudes of the electric field taken in the center of the n and n^+ regions, as functions of G_0 .

that of the oscillation amplitude. This is due to the fact that the electronic density and the instantaneous velocity are in phase opposition at the resonance, as is clearly shown in figure 7. The oscillations of these two parameters are opposed, thereby weakening the resonance of the current density which directly depends on their product. In the next section, a frequency

study of the diode will elucidate the nature of the resonance frequency.

4. Effect of doping and geometry of the diode

The calculation is performed for the same $n^+ - n - n^+$ diode of the previous section submitted to a constant voltage of 500 mV, and to an optical beating of amplitude $G_0 = 10^{26} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$. We calculate, through the Fourier transform, the frequency response of the local electric field taken in the center of both n and n^+ regions, in order to characterize the resonances. The modulus of the electric field response normalized to its maximum value is represented for $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ and $n^+ = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Figure 8 shows that the responses in both n and n^+ regions of the diode have a resonance at a frequency within the THz domain, that is at about 3 and 3.6 THz, respectively.

To better understand the behavior of these resonances, calculations are performed for different doping levels, and the results are compared with the theoretical 3D plasma frequency

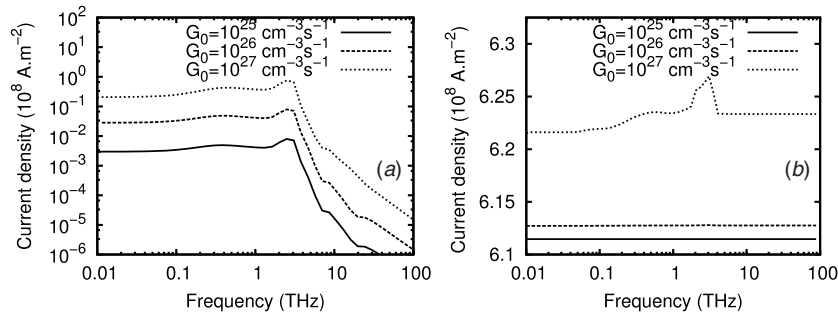


Figure 6. Oscillation amplitude (a) and time-averaged current density (b) of the diode as functions of the beating frequency, for different amplitudes G_0 of the optical beating.

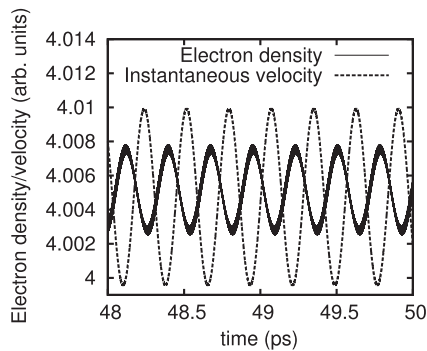


Figure 7. Electron concentration and instantaneous velocity as functions of time at the resonance. For more clarity of the phase difference, both concentration and instantaneous velocity are reported in arbitrary units.

relative to the corresponding concentration which verifies the theoretical expression [4]:

$$f_{3D}(n) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2 n}{m^* \varepsilon}}, \quad (4)$$

where m^* represents the electron effective mass which depends on the electron mean energy as shown in figure 1, and $\varepsilon = 13.4\varepsilon_0$ the dielectric constant of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ (m_0 and ε_0 are the free electron mass and the vacuum permittivity, respectively).

We report in figure 9 the obtained results as functions of the n region electron concentration for $n^+/n = 10$ (a) and as functions of the n^+/n ratio for $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (b). Note that, in both graphs in figure 9, while $f(n)$ and $f(n^+)$ represent the resonance frequencies obtained by our HD calculations taken in the center of the n and n^+ regions, respectively, $f_{3D}(n)$ and $f_{3D}(n^+)$ represent the analytical 3D plasma frequencies (e.g. obtained from equation (4)) corresponding to the n and n^+ concentrations, respectively. The results of figure 9 show that in the n^+ region and in both considered cases, a resonance corresponding to a plasma oscillation of an n^+ -doped bulk is evidenced. On the other hand, we observe a discrepancy of the HD results for the resonance frequency and the analytical 3D model in the n region of the diode. As a matter of fact, the resonance of the diode corresponding to the concentration n is situated between the analytical 3D plasma frequencies corresponding to the concentrations n and n^+ . Therefore, this resonance is shifted toward high frequencies, i.e. toward the

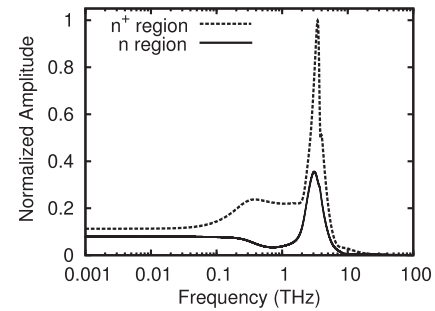


Figure 8. Normalized modulus of the electric field response as a function of frequency calculated in the center of the n^+ and n regions.

3D plasma resonance corresponding to the concentration n^+ . This shift of the resonance frequency corresponding to the concentration n can be interpreted in terms of coupling with the resonance of high gain associated with the n^+ region which, superimposed to the resonance corresponding to the n region, leaves the spectrum with a unique resonance at an intermediate frequency. We conclude that only the resonance corresponding to n^+ coincides with the analytical 3D plasma frequency, while the resonance corresponding to n is shifted toward the resonance frequency corresponding to n^+ .

This result is in agreement with the results in figure 4 of the previous section representing the amplitude of the electric field in the n and n^+ regions. As a matter of fact, we have shown that the oscillation amplitude of the electric field shows a resonance in the THz frequency domain at approximately 2.5 THz in the n region, and at approximately 3.5 THz in the n^+ region. We deduce that, in both approaches, the resonance corresponding to n^+ coincides with the analytical 3D plasma frequency, while the resonance corresponding to n is shifted toward high frequencies. To better ensure this result, the amplitude of the electric field in the n^+ region is calculated as a function of the beating frequency for different doping profiles. We report in figure 10 the obtained results of the frequency corresponding to the maximum oscillation amplitude of the electric field as a function of n for $n^+/n = 10$ (a) and as a function of the n^+/n ratio for $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (b). Note that, in both graphs of figure 10, $f_2(n^+)$ represents the frequencies corresponding to the maximum amplitude of the electric field taken in the center of the n^+ region. It is clear that the frequencies corresponding to the maximum oscillation

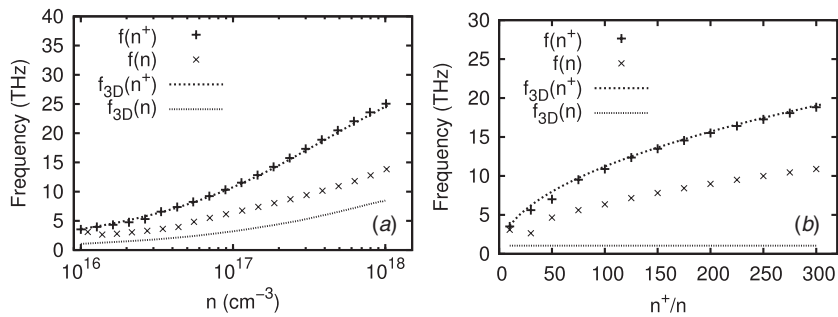


Figure 9. Resonance frequencies of the electric field response to an optical beating excitation calculated in the center of the n and n^+ regions of an n^+-n-n^+ diode, as functions of n for $n^+/n = 10$ (a) and as functions of the n^+/n ratio for $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (b). The symbols refer to the hydrodynamic calculations and the lines to the analytical formula (4).

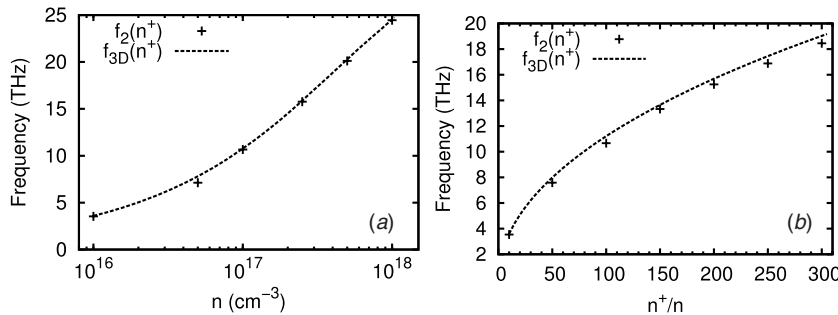


Figure 10. Maximum amplitude oscillation frequencies of the electric field response to an optical beating excitation calculated in the center of the n^+ regions of the diode, as a function of n for $n^+/n = 10$ (a) and as a function of the n^+/n ratio for $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (b). The symbols refer to the hydrodynamic calculations and the lines to the analytical formula (4).

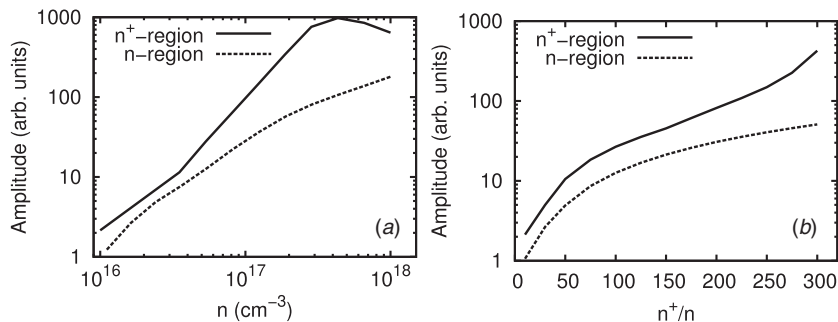


Figure 11. Resonance amplitudes of the electric field response to an optical beating excitation calculated in the center of the n and n^+ regions as functions of n for $n^+/n = 10$ (a) and as functions of the n^+/n ratio for $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (b).

amplitude in the n^+ region also coincide with the analytical 3D plasma frequency for all studied doping profiles. We conclude that both calculation approaches yield the same result, which confirms irrefutably its validity.

As for the resonance amplitudes, figure 11 shows, for both doping profiles, an increase of the plasma resonance amplitude with the increase of the concentration (figure 11(a)), or the ratio n^+/n (figure 11(b)).

We now study the effect of the diode geometry. For this purpose, we have calculated the resonance frequencies for different values of the regions lengths. We have fixed the doping concentrations to $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ and $n^+/n = 10$. The results are shown in figure 12 as functions of the internal n region length by fixing the n^+ regions length to 500 nm (a) and as functions of the external n^+ regions length for

an n region length fixed to 500 nm (b). The results show that, while the effect of the variation of the external regions length is negligible, the increase of the internal region length is crucial to evidence the 3D plasma frequency corresponding to the concentration n . Indeed, the resonance frequency and amplitude decrease if the length of the internal region increases. This implies that by increasing the length of the n region, the influence of the n^+ access region on the dynamic behavior of the internal region decreases. As a result, the resonance frequency in the middle of the n region of the diode decreases and tends more and more toward the 3D plasma resonance frequency corresponding to the concentration n . In particular, when the internal region length becomes greater than 2000 nm, the resonance frequency in the region n tends to 1.1 THz which is close to the 3D plasma resonance frequency

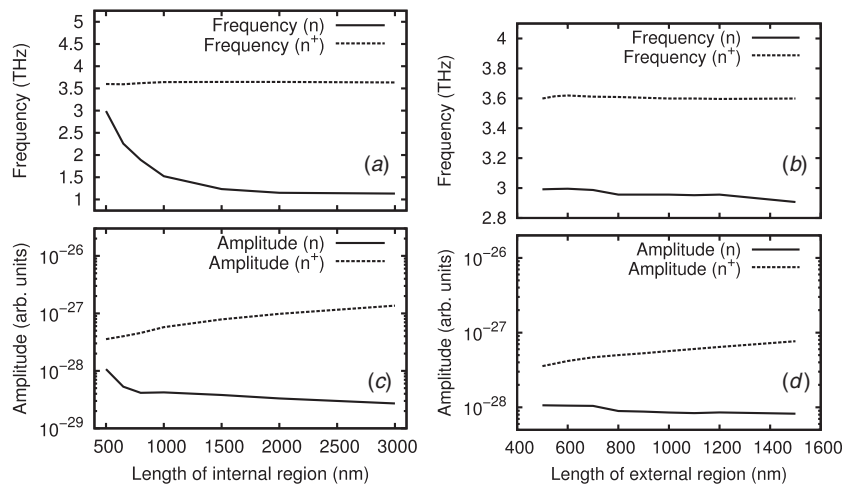


Figure 12. Resonance frequency (a)–(b) and amplitude (c)–(d) in the n and n^+ regions of the diode as functions of the internal (a)–(c) and external (b)–(d) region lengths of the diode.

corresponding to the concentration $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (figure 12). On the other hand, we observe that the resonance frequency corresponding to the concentration n^+ is evidenced in all cases. Indeed, whatever the lengths of the diode regions, the resonance frequency of the external n^+ regions tends to 3.6 THz, that is to the 3D theoretical plasma frequency for the considered doping concentrations (see figure 12). Finally, we remark that, in all cases, the amplitude of the resonance is greater inside the n^+ regions.

5. Conclusion

We have performed a numerical investigation of the plasma resonances in InGaAs n^+-n-n^+ diodes submitted to an optical excitation presenting a beating in the THz frequency domain at room temperature. For this purpose we have used the hydrodynamic equations coupled to a one-dimensional Poisson solver. While the obtained static profiles and current–voltage characteristics prove the validity of the proposed model, the frequency response to the optical excitation of the main physical quantities shows the presence of resonances whose frequency is in good agreement with theoretical predictions based on 3D plasma oscillations. In particular, we have calculated the frequency and amplitude of the resonance peaks as functions of the doping and geometry of the devices. In all the considered cases, the presence in the doped access regions of a resonance at the 3D plasma frequency of an n^+ -doped semiconductor has been shown. The amplitude of the resonance is found to increase linearly with the intensity of the optical beating and it is present even on the conduction current response which is a physical quantity that can be directly measured by experiments. In the internal n region, we have evidenced another resonance, whose frequency is shifted from the n 3D plasma frequency toward the n^+ frequency. We showed that this shift is reduced and even suppressed for long n regions. Finally, the resonance amplitude is enhanced at high doping levels and for steeper homojunction profiles. In all cases we have observed in different regions of the diode, an oscillating electric field strongly enhanced by the 3D plasma

resonance phenomenon, which, coupled with the possibility of achieving large volume diodes, opens new possibilities in the design of efficient THz emitters at room temperature.

References

- [1] Mittleman D M, Gupta M, Neelamani R, Baraniuk R G, Rudd J V and Koch M 1999 *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **68** 1085
- [2] Woolard D L, Brown R, Pepper M and Kemp M 1999 *Proc. IEEE* **93** 1722
- [3] Dyakonov M and Shur M 1996 *IEEE Trans. Electron Devices* **43** 380
- [4] Lusakowski J, Knap W, Dyakonova N, Varani L, Mateos J and Gonzalez T 2005 *J. Appl. Phys.* **97** 064307
- [5] Eisenstein J P, Pfeiffer L N and West K W 1991 *Appl. Phys. Lett.* **58** 1497
- [6] Shur M S and Lu J Q 2000 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **48** 750
- [7] Ryzhii V, Khmyrova I and Shur M 2000 *J. Appl. Phys.* **88** 2868
- [8] Peralta X G, Allen S J, Wanke C, Harff N E, Simmons J A, Lilly M P, Reno J L, Burke P J and Eisenstein J P 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 1627
- [9] Knap W, Deng Y, Romyantsev S and Shur M S 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 4637
- [10] Knap W, Deng Y, Romyantsev S, Lü J Q, Shur M, Saylor A and Brunel L 2002 *Appl. Phys. Lett.* **80** 3433
- [11] Teppe F, Veksler D, Kachorovski V Y, Dmitriev A P, Xie X, Zhang X C, Romyantsev S, Knap W and Shur M S 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 022102
- [12] Hashim A M, Kasai S and Hideki H 2008 *Superlattices Microstruct.* **44** 754
- [13] Kim S, Zimmerman J, Focardi P, Gossard A, Wu D and Sherwin M 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 253508
- [14] Gruzhinskis V, Starikov E, Shiktorov P, Reggiani L and Varani L 1994 *J. Appl. Phys.* **76** 5260
- [15] Varani L, Kuhn T, Reggiani L and Perlès Y 1993 *Solid State Electron.* **36** 251
- [16] Millithaler J F, Reggiani L, Pousset J, Varani L, Palermo C, Mateos J, González T, Perez S and Pardo D 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 042113

- [17] Millithaler J F *et al* 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 152102
- [18] Gružhinskis V, Starikov E, Shiktorov P, Reggiani L, Saraniti M and Varani L 1993 *Semicond. Sci. Technol.* **8** 1283
- [19] Torres J, Marinchio H, Nouvel P, Sabatini G, Palermo C, Varani L, Chusseau L, Shiktorov P, Starikov E and Gružhinskis V 2008 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **14** 491
- [20] Marinchio H, Sabatini G, Palermo C, Pousset J, Torres J, Chusseau L, Varani L, Shiktorov P, Starikov E and Gružhinskis V 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 192109
- [21] Lundstrom M 2000 *Fundamentals of Carrier Transport* (Cambridge: Cambridge University Press) p 315



Current response and gain in plasmonic vertical diodes in the presence of electrical and optical THz excitations



S. Karishy^{a,b,c,*}, J. Ajaka^{a,b}, L. Varani^c, C. Palermo^c, P. Ziadé^{a,b}, G. El Haj Moussa^{a,b}

^a Laboratoire de Physique Appliquée, Université Libanaise, Fanar, Lebanon

^b Ecole Doctorale de Sciences et Technologies, Université Libanaise, Hadath, Lebanon

^c Institut d'Électronique du Sud (CNRS UMR 5214), Université Montpellier II, France

ARTICLE INFO

Article history:

Received 28 May 2014

Received in revised form

29 July 2014

Accepted 15 August 2014

Available online 23 August 2014

Keywords:

Hydrodynamic model

THz frequency

InGaAs

Plasma oscillation

n^+nn^+ diode

ABSTRACT

An analysis of generated Terahertz (THz) current oscillations taking place in one dimensional n^+nn^+ InGaAs diodes due to an optical photoexcitation and due to a dc operating bias are presented at room temperature. These oscillations have been investigated, photoresponse resonance frequency appears clearly at the THz spectrum. We study the current gain and the differential mobility in both n and n^+ regions according to the optical photoexcitation as well as with respect to dc operating bias. The obtained results demonstrate the possibility to use vertical diodes as THz resonant detectors.

© 2014 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

Solid-state sources and detectors of terahertz (THz) radiation are of great interest in various domains such as medicine [1], security [2,3], material physics [4], astrophysics [5] and telecommunications [6,7]. Several experiments have shown that high electron mobility devices can be effectively used for the detection, frequency multiplication, and generation of THz radiation [8–11]. Indeed, the emission or detection of THz radiation by high electron mobility devices associated with plasma oscillations [12–15], can be excited at room temperature by an optical beating excitation [16,17]. Since using the plasmonic approach, where collective oscillations of carriers concentration take place, is one of the most promising strategies, it is interesting to notice that plasma waves can be obtained by using two experimental methodologies. The former one is based on exciting the device by a direct THz emitter whose radiation produces an oscillating voltage at the device electrodes which in turn leads to an oscillatory behavior of the current. The dc rectified part of the time-dependent current can be measured and used as a signature of the THz detection [9]. The latter one is based on the optical photoexcitation produced by the interference of two cw-laser sources of close frequencies creating a beating in the THz range [13]. This

beating modulates the carrier concentration which in turn leads, like in the previous case, to current oscillations.

In this framework, we present a theoretical hydrodynamic (HD) study of current response and gain due to plasma waves associated with the motion of carriers taking place in vertical n^+nn^+ $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ diodes.

Previous works on this subject have essentially investigated the geometry and doping dependence of photoexcited 3D plasma oscillations, and most of the theoretical studies and experiments were done on transistors [8–10]. Only few works are devoted to diodes, which can reach THz frequencies without need of relatively small sizes since the 3D plasma oscillation frequency does not depend on geometry [18]. In our simulation study, we investigate both types of THz excitation (electrical and optical) and compare their effects and responses on the measured quantity, that is the current. To achieve a deeper understanding of the physical process created inside the diode by the different THz perturbations, we study the frequency-dependent differential mobility as well as the impedance spectra.

The paper is organized as follows. In Section 2 the physical system under analysis together with the details of the HD simulation are described. In Section 3 the perturbative results obtained for the electric field are reported and analyzed in terms of plasma oscillations. Section 4 discusses the small signal response through the calculations of the differential mobility and impedance due to both optical and electrical excitations. Section 5 presents the current gain associated with both excitations. Section 6 summarizes the main conclusions.

* Corresponding author at: Ecole Doctorale de Sciences et Technologies, Université Libanaise, Hadath, Lebanon. Tel.: +96 170761916.

E-mail address: slyman.karishy@tes.univ-montp2.fr (S. Karishy).

2. Physical model and hydrodynamic simulation

The simulated InGaAs n^+nn^+ diodes have a low doped n region of length L between two n^+ regions, with a doping one order of magnitude higher than that of the n region. The results are obtained for an active region doped at $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ and n^+ region doped at $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Ohmic contacts are considered in the n^+ regions at the boundaries of the diodes. In our calculations we choose n and n^+ regions to be of the same length (500 nm each) and room temperature operation is considered. In order to easily perform a frequency analysis of electrical perturbations and to detect the presence of current oscillations, the time-domain current sequences obtained from the HD simulations are Fourier transformed into the frequency domain to determine the required spectra. Calculations are performed by using the following system of HD equations derived from the Boltzmann equation and self-consistently coupled to a 1-D Poisson solver

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial(nv)}{\partial x} + G \\ \frac{\partial v}{\partial t} = -v\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{q}{m_{\text{eff}}(\epsilon)}E + \frac{1}{n}\frac{\partial(\delta v^2(\epsilon)n)}{\partial x} - v\nu_v(\epsilon) \\ \frac{\partial \epsilon}{\partial t} = -v\frac{\partial \epsilon}{\partial x} + qEv - \frac{1}{n}\frac{\partial(\delta v\delta \epsilon(\epsilon)n)}{\partial x} - (\epsilon - \epsilon_{\text{equ}})\nu_\epsilon(\epsilon) \\ \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{-q(n - N_D)}{\epsilon_m} \end{cases} \quad (1)$$

where $G(t)$ in the continuity equation is of the form $G(t) = G_0[1 + \cos(2\pi ft)]$, G_0 being the amplitude of the optical photoexcitation and f being the optical beating frequency. The rest of the material parameters and microscopic values with the necessary discussions are reported in Ref. [18].

To check the validity of our model we report in Fig. 1 the static profiles of concentration, mean velocity, and electric field, for different applied voltages. Fig. 1(a) illustrates the change of electron density along the device as a function of the position x .

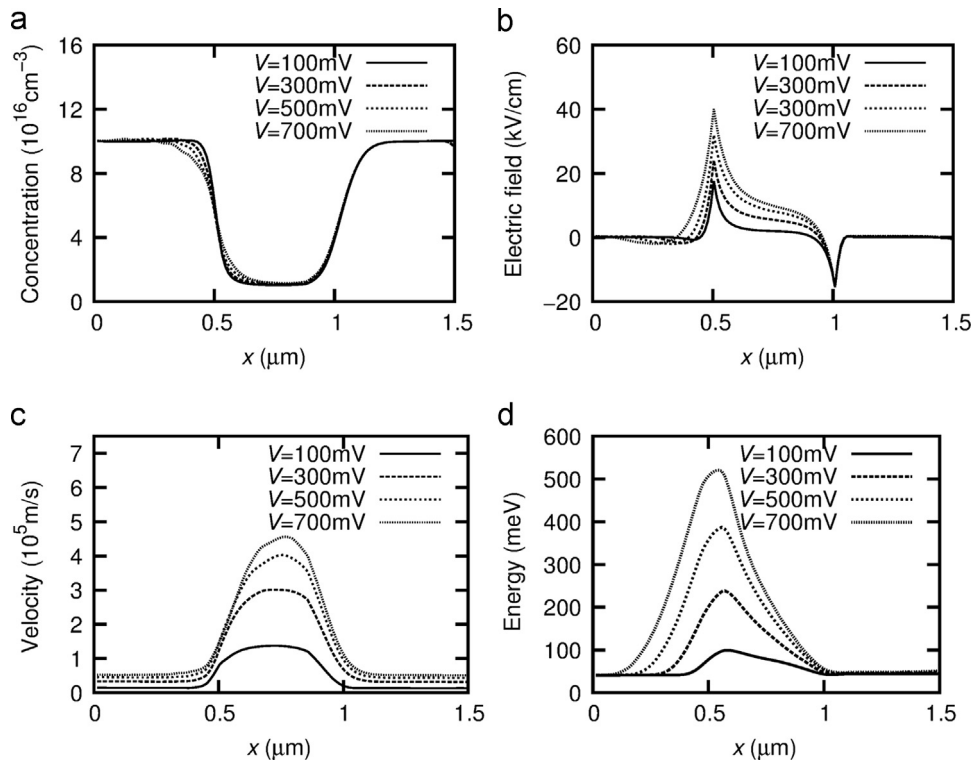


Fig. 1. Static profiles of electronic concentration (a), electric field (b), mean velocity (c), and mean energy (d) of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 500 nm–500 nm–500 nm n^+nn^+ diode for the reported applied voltages.

The transport of electrons in the channel causes deviations from the fixed doping profiles at the homo-junctions which set up a local electric field opposing diffusion of electrons. In all the electric field profiles along the diode (see Fig. 1(b)), it is shown that there is a potential barrier at the junction between the n^+ and the active region. The electric field encounters a sharp increase in its magnitude, when the electrons are overcoming the barrier. Then the electrons are accelerated by the increasing build up electric field as they travel through the active region. Here the velocity increases (see Fig. 1(c)) reaching peak values exceeding the maximum velocity in the corresponding bulk material as a consequence of nonstationary transport. This effect is also present in Fig. 1(d), where a strong heating of electrons appears in the diode active region.

We remark that similar results are obtained for active region lengths between 400 nm and 1000 nm.

Finally, it is important to mention that our hydrodynamic static results have been compared to results obtained using Monte Carlo simulations. A reasonable qualitative and quantitative agreement has been found for diodes based on InGaAs [19] and similar materials such as GaAs [20] and InP [21]. These agreements assure irrefutably the validity of the HD model.

3. Variation of the electric field and plasma oscillations

In this section we describe the methodology to include in the numerical model the electrical and optical excitations. Then their effects on the spectra of the perturbed electric field are analyzed. The presence of an electrical excitation is modeled by modifying the boundary condition for the voltage applied to the electrodes while that of an optical excitation is taken into account by the last term G in the continuity equation (see Eq. (1)). To obtain a full spectrum within a single simulation, we use a step-like perturbation for both kinds of excitation following the procedure detailed in Ref. [22].

For the case of electrical excitation, we submit the diode to a constant voltage V_0 and then we apply a voltage echelon δV of small amplitude (1% of V). Similarly, for the optical perturbation, we apply first a constant optical beating generating term $G_0 = 10^{27} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ (estimated in Ref. [23]), then we increase it by 1%.

In order to achieve a deeper understanding of the physical behavior of the diode, we represent in Fig. 2 the amplitude of the electric field oscillations as a function of the excitation frequency in the centers of the n (b–b') and n^+ (a–a') regions. The term $\delta E(f)$ is calculated when an optical excitation (a–b) and an electrical excitation (a'–b') are applied respectively. The peaks are attributed to the presence of 3D plasma oscillations whose frequency, according to the general formula $f^{3D} = 1/2\pi \sqrt{e^2 n/m_{\text{eff}} \epsilon_m}$, depends on the value of the local carrier concentration. In the n^+ regions (a–a'), the plasma resonance frequency is approximately equal to 2.2 THz whereas in the active region (b–b') it is equal to 1.4 THz. We notice the appearance in the n regions of the secondary peaks corresponding to the plasma oscillation of the n^+ regions. Finally, we remark

that similar behaviors are obtained using either the optical or the electrical excitation.

4. Differential mobility

To calculate the local differential mobility $\mu'(f)$, we apply an electric field echelon of weak amplitude by modulating the applied voltage at the contacts of the diode (about 1% of the applied voltage). The derivative of the response to this echelon is a good approximation of the impulse response [22]. The results are represented in Fig. 3 in the n region (a), and the n^+ region (b), for different applied voltages. The real part of the local differential mobility is associated with the local velocity variations with respect to the local electric field in small-signal harmonic regime. The differential mobility at the center of the n and n^+ regions of the diode remains approximately constant for frequencies lower than 100 GHz. For low frequencies, the more the applied voltage the lower the static differential mobility. Then at frequencies superior or

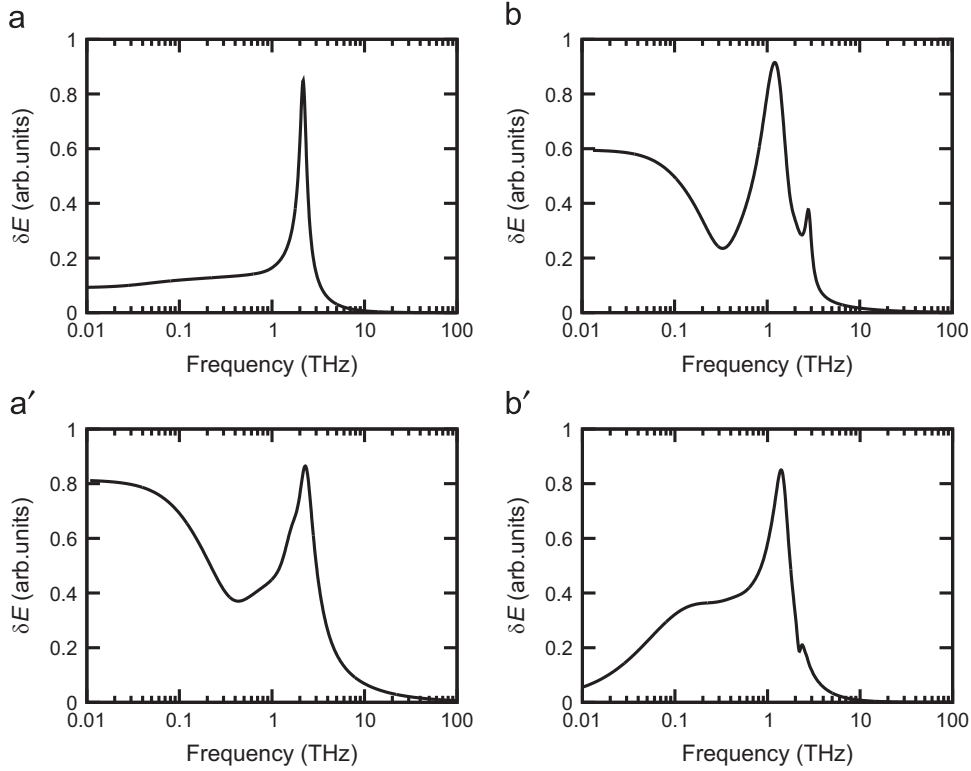


Fig. 2. Electric field variation $\delta E(f)$ (a)–(a') in the $n^+ = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ region, and (b)–(b') in the $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ region submitted to an optical perturbation (a)–(b), and an electrical perturbation (a')–(b'), where $V_0 = 100 \text{ mV}$ for all.

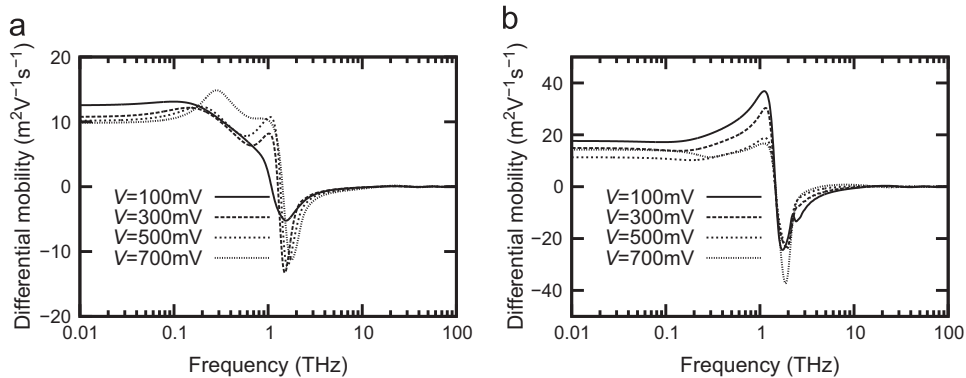


Fig. 3. Real part of the frequency-dependent differential mobility in the center of n (a) and n^+ (b) regions respectively of the diode, as a function of frequency.

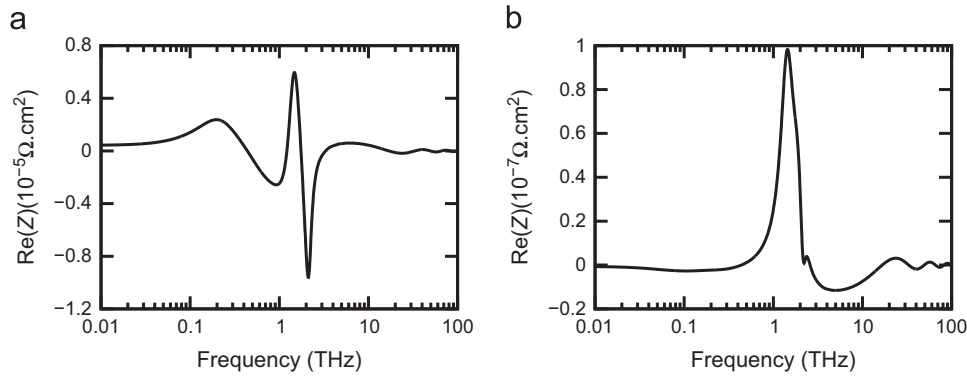


Fig. 4. Real part of the local impedance at the center of the n region (a) and n^+ region (b).

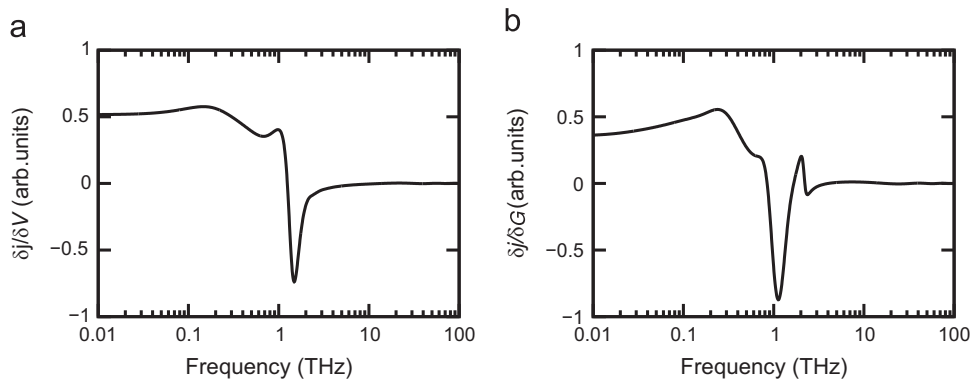


Fig. 5. Current density gain in the center of the n region as a function of frequency, submitted to an electrical perturbation $\delta j / \delta V$ (a) and to an optical perturbation $\delta j / \delta G$ (b).

equal to 1 THz, the choice of the hydrodynamic model shows its interest, the energy dependence of the input parameters does not allow anymore the velocity to follow the electric field. In the THz frequency range, we observe in both cases a significant increase of the mobility at frequencies near to plasma resonances followed by a frequency range where $\text{Re}[\mu'(f)]$ takes negative values. The appearance of these negative values is an interesting phenomenon which can lead to amplification of electromagnetic waves in this frequency range (see Ref. [24] for a detailed discussion). Moreover, lowering the mobility leads to a decrease in the flux of electrons injected to the active region, this explains the negative values of the local impedance obtained in Fig. 4(a and b), in the same frequency range where the plasma wave amplification takes place.

5. Current gain

In order to investigate the effectiveness of the diode detection we can compute the current gain, defined as the ratio between the current density variation and the amplitude of the electrical (Fig. 5(a)) or optical (Fig. 5(b)) perturbation. We observe strong deviations in the THz range, the bumps being associated with a negative impulse response of the velocity. Very similar results are obtained for the case of an optical excitation. These results show a significant enhancement of the diode detection in a restricted frequency band near 1 THz and demonstrate the possibility to use vertical diodes as resonant detectors of THz radiation.

6. Conclusion

We have presented a numerical analysis of vertical InGaAs diodes submitted to electrical and optical THz excitations. Thanks to our hydrodynamic model, we provided a deeper insight of the

physical behavior involved in the plasma wave oscillation modes. The field oscillations show clearly that the collective oscillations take place in the terahertz frequency range. The plasma oscillations in the active region are achieved by oscillations of the self-consistent electric field between the two homo-junctions. Moreover, we got also evidence that the hydrodynamic simulation overcomes the drift-diffusion approximations in the InGaAs diode: this can be useful to characterize the detection of terahertz radiation by the diode through the calculation of measurable physical quantities.

To provide a comprehensive analysis of the device performance, we calculated the local mobility and impedance spectra of the device. The bumps in both spectra are associated with a negative impulse response of the velocity. Negative values in a restricted frequency range suggest the possibility of electromagnetic waves amplification. Finally a comparison of the current gain for electrical and optical excitations is performed.

Our results can be usefully employed for the study and optimization of vertical diodes as efficient THz detectors.

References

- [1] A. Fitzgerald, V. Wallace, M. Jimenez-Linan, L. Bobrow, R. Pye, A. Purushotham, D. Arnone, Terahertz pulsed imaging of human breast tumors, *Radiology* 239 (2006) 533–540.
- [2] M. Kemp, P. Taday, B. Cole, J. Cluff, A. Fitzgerald, W. Tribe, Security applications of terahertz technology, in: *Proceedings of SPIE*, vol. 5070, 2003, p. 44.
- [3] J. Federici, B. Schuklib, F. Huang, D. Gary, R. Barat, F. Oliveira, D. Zimdars, Thz imaging and sensing for security applications—explosives, weapons and drugs, *Semicond. Sci. Technol.* 20 (2005) 260–280.
- [4] D. Woolard, E. Brown, M. Pepper, M. Kemp, Terahertz frequency sensing and imaging: a time of reckoning future applications? in: *Proceedings of IEEE*, vol. 93, no. 10, 2005, pp. 1722–1743.
- [5] E. Mueller, Terahertz radiation: applications and sources. *The industrial physicist*, pp. 27–29. published by American Institute of Physics, August/September 2003.

- [6] Z. Jian, J. Pearce, D. Mittleman, Two-dimensional photonic crystal slabs in parallel-plate metal waveguides studied with terahertz time-domain spectroscopy, *Semicond. Sci. Technol.* 20 (2005) 300–306.
- [7] W. Zhu, A. Agrawal, A. Nahata, Planar plasmonic terahertz guided-wave devices, *Opt. Express* 16 (2008) 6216.
- [8] J. Lusakowski, W. Knap, N. Dyakonova, L. Varani, J. Mateos, T. Gonzalez, Y. Roelens, S. Bollaert, A. Cappy, K. Karpierz, Voltage tuneable terahertz emission from a ballistic nanometer InGaAs/InAlAs transistor, *J. Appl. Phys.* 97 (6) (2005) 064307.
- [9] A.E. Fatimy, F. Teppe, N. Dyakonova, W. Knap, D. Seliuta, G. Valusis, A. Shchepetov, Y. Roelens, S. Bollaert, A. Cappy, S. Rumyantsev, Resonant and voltage-tunable terahertz detection in InGaAs/InP nanometer transistors, *Appl. Phys. Lett.* 89 (13) (2006) 131926.
- [10] J. Torres, H. Marinchio, G. Sabatini, P. Nouvel, C. Palermo, L. Chusseau, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, Plasma waves sub-terahertz optical beating detection and enhancement in long-channel high electron-mobility transistors: experiments and modeling, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 14 (2) (2008) 491.
- [11] T. Otsuji, H. Karasawa, T. Watanabe, T. Suemitsu, M. Suemitsu, E. Sano, W. Knap, V. Ryzhii, Emission of terahertz radiation from two-dimensional electron systems in semiconductor nano-heterostructures, *C. R. Phys.* 11 (2010) 421–432.
- [12] M. Dyakonov, M. Shur, Plasma waves electronics: novel terahertz devices using two-dimensional electron fluid, *IEEE Trans. Electron Devices* 43 (1996) 1640.
- [13] P. Nouvel, H. Marinchio, J. Torres, C. Palermo, D. Gasquet, L. Chusseau, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, Terahertz spectroscopy of plasma waves in high electron mobility transistors, *J. Appl. Phys.* 106 (2009) 013717.
- [14] M. Dyakonov, M. Shur, Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor: new mechanism of plasma wave generation by dc current, *Phys. Rev. Lett.* 71 (1993) 2465.
- [15] W. Knap, F. Teppe, Y. Meziani, N. Dyakonova, J. Lusakowski, F. Boeuf, T. Skotnicki, D. Maude, S. Rumyantsev, M.S. Shur, Plasma wave detection of sub-terahertz and terahertz radiation by silicon field effect transistors, *Appl. Phys. Lett.* 85 (2004) 675.
- [16] T. Otsuji, M. Hanabe, O. Ogawara, Terahertz plasma wave resonance of two-dimensional electrons in InGaP/InGaAs/GaAs high-electron-mobility transistors, *Appl. Phys. Lett.* 85 (11) (2004) 2119–2121.
- [17] J. Torres, P. Nouvel, A. Akwoue-Ondo, L. Chusseau, F. Teppe, A. Shchepetov, S. Bollaert, Tunable plasma wave resonant detection of optical beating in high electron mobility transistor, *Appl. Phys. Lett.* 89 (2006) 201101.
- [18] P. Ziadé, H. Marinchio, T. Laurent, G. Sabatini, Z. Kallassy, C. Palermo, L. Varani, Hydrodynamic study of terahertz three-dimensional plasma resonances in InGaAs diodes, *Semicond. Sci. Technol.* 25 (2010) 075012 (8pp).
- [19] J.F. Millithaler, Modeling of transport and noise in nanometric devices (Ph.D. dissertation), University of Montpellier 2, 2006.
- [20] P. Shiktorov, V. Gruzinskis, E. Starikov, L. Reggiani, L. Varani, Noise temperature of n^+nn^+ GaAs structures, *Phys. Rev. B* 54 (12) (1996) 8821.
- [21] V. Gruzinskis, P. Shiktorov, E. Starikov, L. Reggiani, L. Varani, Linear and nonlinear analysis of microwave power generation in submicrometer n^+nn^+ InP diodes, *J. Appl. Phys.* 76 (9) (1994) 0021–8979.
- [22] J.C. Vaissiere, J.P. Nougier, L. Varani, P. Houlet, L. Hlou, E. Starikov, P. Shiktorov, L. Reggiani, Small-signal analysis of the Boltzmann equation from harmonic- and impulse-response methods, *Phys. Rev. B* 49 (16) (1994) 49.
- [23] H. Marinchio, G. Sabatini, C. Palermo, J. Pousset, J. Torres, L. Chusseau, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, Hydrodynamic modeling of optically excited terahertz plasma oscillations in nanometric field effect transistors, *Appl. Phys. Lett.* 94 (2009) 192109.
- [24] E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzinskis, L. Varani, J.C. Vaissiere, Jian H. Zhao, Monte Carlo simulation of the generation of terahertz radiation in GaN, *J. Appl. Phys.* 89 (2) (2001) 0021–8979.

Monte Carlo simulation of plasma oscillations in ultra-thin layers

J.-F. Millithaler¹*, L. Varani², C. Palermo², J. Pousset², W. Knap³, J. Mateos⁴, T. González⁴, S. Perez⁴, D. Pardo⁴, and L. Reggiani¹

¹ Dipartimento di Ingegneria dell'Innovazione and CNISM, Università del Salento, Lecce, Italy

² IES - UMR CNRS 5214, Université Montpellier II, Montpellier, France

³ GES - UMR CNRS 5650, Université Montpellier II, Montpellier, France

⁴ Departamento de Física Aplicada, Universidad de Salamanca, Salamanca, Spain

Received 5 July 2007, revised 19 August 2007, accepted 27 August 2007

Published online 11 October 2007

PACS 02.70.Uu, 72.30.+q, 72.80.Ey, 73.50.Mx

* Corresponding author: e-mail jf.millithaler@unile.it

We investigate the dispersion of the plasma frequency associated with the free carriers in a InGaAs layer of length L in the range 0.1–1 μm as a function of the thickness W and carrier concentration at thermal equilibrium $T = 300$ K. To this purpose we use a Monte Carlo simulator coupled with a two dimensional Poisson solver. To take into account the fringing effects of the electric field, the layer is embedded in a dielectric medium (vacuum) along the transverse direction. The fluctuations of the voltage at the center of the sample are extracted and their spectral density calculated by Fourier transform of their autocorrelation function.

For $W = 100$ nm and carrier concentrations of $10^{16} \div 10^{18} \text{cm}^{-3}$ the spectral density shows peaks which are in good agreement with the 3D expression of the plasma frequency. For $W \leq 10$ nm the spectral density of voltage fluctuations exhibits a peak that depends on L , thus implying that the oscillation mode exhibits a dispersion. The corresponding frequency values are in good agreement with the 2D expression of the plasma frequency obtained for a ballistic regime within the in-plane approximation for the electric field. Simulations evidence a region of cross-over between the 2D and 3D plasma frequencies for width W around 20 nm.

© 2008 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim

1 Introduction Due to its specific physical properties, TeraHertz (THz) radiation, usually defined in the frequency window 0.3 to 30 THz, offers an important range of potential applications within different domains, such as broadband communications, high-resolution spectroscopy, radars, environment monitoring, biomedical testing, materials and device inspection, close wireless networks, security, etc. [1, 2]. As a consequence, this region of the electromagnetic spectrum is the object of a relevant research effort. As a matter of fact, the realization of a room-temperature operating, compact and affordable, solid-state THz radiation source with coherent, powerful, and tunable characteristics is still an open issue. If THz radiation generation and detection can be envisaged by using optical or electronic systems, then one of the most promising strategies lies in the plasmonic approach. In this framework, Dyakonov and Shur have considered, through an analyti-

cal approach, the case of two dimensional electron layers constituted by the ungated channel of a nanometric transistor [3, 4]. The electron gas has been assumed as highly concentrated but non degenerate, and supposed to undergo only long-range electron-electron interaction. As concerns the active region of the device, the in-plane field approximation has been employed. In these conditions, the electron gas behaves as the support of plasma waves whose propagation velocity can be greater than the electron drift velocity. Through the oscillations of the plasma, nanometric HEMT have been considered as possible emitters and detectors of electromagnetic radiation in the THz range. The purpose of this work is to investigate the dispersion of the plasma frequency, associated with the free carriers, in a InGaAs layer of submicron length L from 0.1 to 1 μm as function of the thickness W and carrier concentration. To this purposes, within a microscopic model based on the

Monte Carlo method, the frequency spectrum of voltage fluctuations has been investigated.

2 Analytical model The analytical model for the dispersive 2D plasma frequency is [5]

$$\omega_p^{2D} = \sqrt{\frac{e^2 n_0^{2D} k}{2m_0 m \epsilon_0 \epsilon_{diel}}} \quad (1)$$

where ω_p^{2D} is the 2D plasma frequency, $k = \frac{2\pi}{L}$ with L the channel length, m_0 and m the free and effective electron mass, respectively, ϵ_{diel} the relative dielectric constant of the dielectric and ϵ_0 the vacuum permittivity, respectively $n_0^{2D} = n_0^{3D} * W$ with W the channel thickness, and n_0^{3D} the corresponding 3D carrier concentration. We notice that the 2D plasma frequency depends on the relative dielectric constant of the external dielectric. Plasma waves also exist in bulk and their 3D dispersionless frequency is [5]

$$\omega_p^{3D} = \sqrt{\frac{e^2 n_0^{3D}}{m_0 m \epsilon_0 \epsilon_{mat}}} \quad (2)$$

3 Monte Carlo simulations In order to be able to attribute accurately the different experimental observations to the corresponding physical phenomena, a microscopic investigation has to be performed. In particular the physical model must describe correctly the different microscopic phenomena influencing the charge transport and take into account different conditions such as device geometry, temperature, bias, etc.

Since it offers a great sensitivity to the microscopic features of the carrier dynamics, a special attention is given to the calculation of noise spectra at $T = 300$ K under thermodynamic equilibrium conditions. In particular, the fluctuations of the voltage in the center of the considered device are calculated, and the spectral density of this quantity is extracted. To this purpose, we use the microscopic Monte Carlo approach coupled with a two dimensional Poisson solver which has already shown its capabilities and detailed in recent works [6, 7]. In brief, the band model accounts for a three valley conduction band, scattering mechanisms consider acoustic, polar optical and intervalley deformation potential phonons, ionized impurities, and degeneracy effects.

To study the plasma oscillations in the 3D and 2D cases, we simulate a bar of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ of length L in the range $0.1 \div 1 \mu\text{m}$ for different thicknesses W and carrier concentrations. One of the terminal is kept at a voltage $V = 0$ and is connected to an ideal thermal reservoir of electrons which are injected at a constant rate into the bar. Carriers are reflected at the boundaries between the bar and the dielectric as well as when reaching the open terminal of the opposite side. The bar is surrounded by a perfect dielectric (Fig. 1) (taken as the vacuum) $10 \mu\text{m}$ wide in the upper and lower region of the bar, where the 2D Poisson equation in the xz -plane is solved to account for the fringing of the

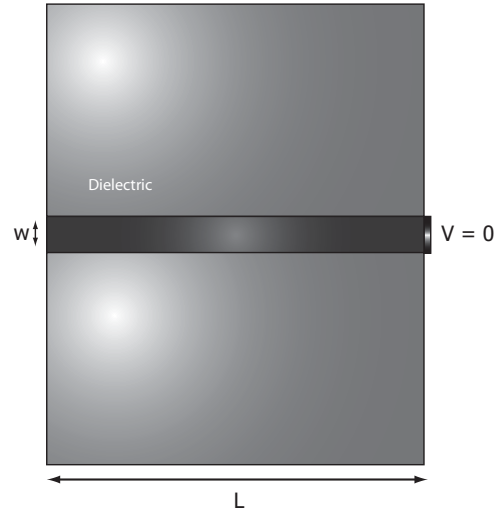


Figure 1 Schematic of the device (not in scale) studied within the Monte Carlo simulation. The free charge is present only in the bar of length L along the x direction and thickness W along the z direction.

external electric field. To this purpose, as boundary conditions a zero value of the perpendicular component of the electric field is taken all-over the outside region of the simulated structure. The structure, which is depicted in Fig. 1, represents a simplified version of the transistor channel for the ungated case. The time and space discretizations take typical values of $0.2 \div 10$ fs for the time steps, $0.1 \div 2$ nm for the spatial scale of the bar, 500 nm for the spatial scale of the dielectric. Typically there are 80 carriers inside a mesh of the bar, which is found to provide a correct solution of the Poisson equation. After a transient of a few picoseconds, the electron gas is found to achieve steady state conditions, with an energy distribution which well reproduces an equilibrium Fermi-Dirac shape. Accordingly, short range carrier-carrier interaction are implicitly accounted for.

4 Results In a first step, we consider the case of a channel of thickness $W = 100$ nm. Figure 2 reports the spectral density of voltage fluctuations, for a length of the device $L = 0.1 \mu\text{m}$ and for a free electron density $n_0^{3D} = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, which corresponds to the autocorrelation function of voltage fluctuations whose temporal evolution is given in the figure insert. We can observe that the amplitude of the autocorrelation function decreases exponentially as a function of time by oscillating around the zero value. Accordingly, the spectral density shows that the oscillation spectrum is centered around a unique frequency $f = 10$ THz, in good agreement with the expected 3D plasma value of Eq. (4). From this result it is evident that voltage fluctuations exhibit a strongly deterministic behavior characterized by a periodic process whose associated frequency lies in the THz range.

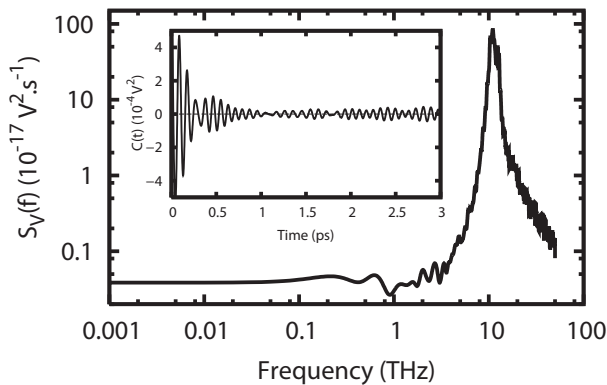


Figure 2 Spectral density of voltage fluctuations as a function of frequency for a InGaAs channel of thickness $W = 100$ nm with $n_0^{3D} = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ and $L = 0.1 \mu\text{m}$ at room temperature. The insert reports the corresponding autocorrelation function of voltage fluctuations.

Figure 3 reports the peak frequency $f_p = \omega/(2\pi)$ as a function of the device length for different values of the carrier concentration. We remark that, for a given value of the channel length, the oscillation frequency is greater for higher values of the electron density. On the other hand, we observe that for a given value of the electron density, the oscillation frequency is nearly constant with the channel length, which implies that the oscillation mode is independent of geometry. This situation corresponds to the 3D electron gas case where the plasma oscillations of the voltage have an angular frequency ω_p^{3D} following Eq. (2).

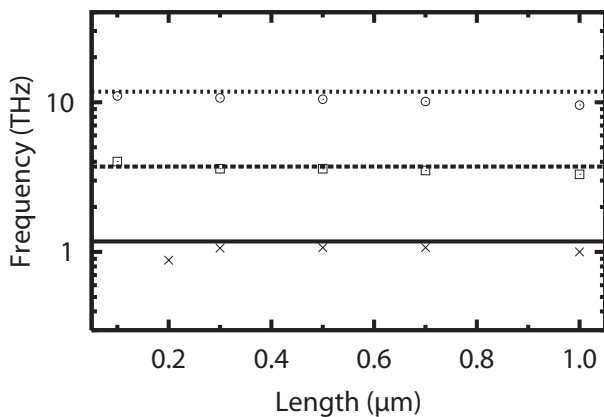


Figure 3 Plasma frequency as a function of the channel length for a thickness $W = 100$ nm and for free electron densities $n_0^{3D} = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (crosses and continuous lines), $n_0^{3D} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (squares and dashed lines), $n_0^{3D} = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (circles and dotted lines). Lines correspond to Eq. (2) and symbols refer to Monte Carlo simulations

Let us now consider the case of a channel of thickness $W = 1$ nm and perform the same calculations as previously. The obtained Monte Carlo results for the frequency

peak are reported in Fig. 4 as symbols. We remark that, for a given value of the length, the oscillation frequency is still greater for the higher concentrations. However, for a given value of the sheet electron density, the oscillation frequency increases with the decrease of the sample length, which shows that the electron flow behaves as the 2D fluid described by the analytical theory.

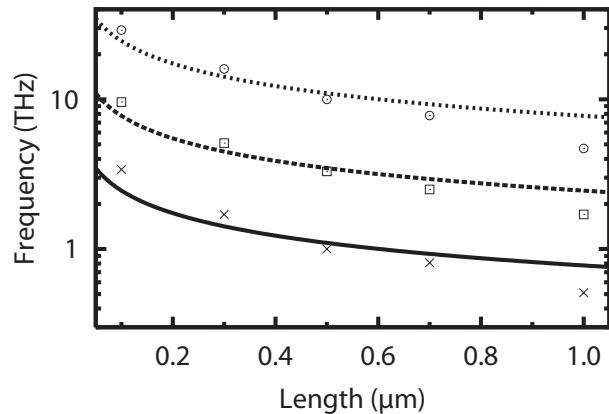


Figure 4 Plasma frequency as a function of the channel length for a thickness $W = 1$ nm and for free electron densities $n_0^{2D} = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ (crosses and continuous lines), $n_0^{2D} = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ (squares and dashed lines), $n_0^{2D} = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (circles and dotted lines). Lines correspond to Eq. (1) and symbols refer to Monte Carlo simulations.

For the purpose of checking the validity of the 2D model, we studied the voltage fluctuation dependence on the dielectric constant of the insulator which surrounds the channel. Figure 5 represents the spectral density for three different values of ϵ_r : 1 the constant of the vacuum, 13.88 the case of a dielectric with the same permittivity of the channel, and 100 an extremely high value seen in some ceramics.

We can see that the frequency of plasma oscillations decreases proportionally to the inverse of the square root of dielectric constant as predicted by Eq. (1). The microscopic model thus validates the analytical predictions of the 2D charge carriers even in the presence of scattering mechanisms.

The results for the 1 nm and 100 nm thicknesses represent asymptotic behaviours of a 2D and 3D plasma. The natural question of looking for the cross-over region between these two behaviors has been investigated by simulating different intermediate thicknesses in the region $10 \div 50$ nm. The results are summarized in Fig. 6, which reports the plasma frequency obtained by simulations as function of the width. Together with the data, calculated for two 3D carrier concentrations of 10^{17} and 10^{18} cm^{-3} we reported in the figure the interpolating curve obtained from

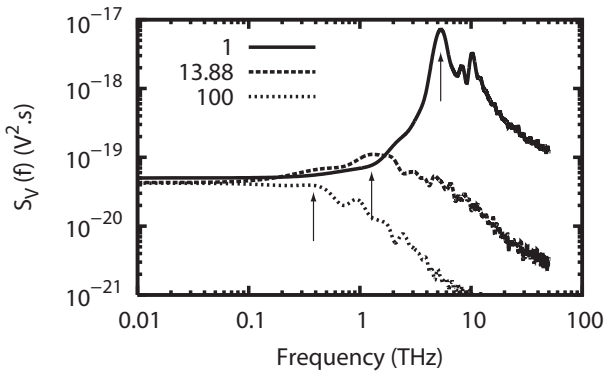


Figure 5 Spectral density of voltage fluctuations as a function of frequency for three different external dielectrics in a InGaAs channel of thickness $W = 1$ nm with $n_0^{2D} = 10^{11}$ cm $^{-2}$ and $L = 0.3$ μ m at room temperature. The arrows signal the frequency peak corresponding to the value of the relative dielectric constant

the asymptotic behaviours

$$\frac{\omega_p}{\omega_p^{3D}} = \frac{\omega_p^{2D}}{\omega_p^{3D} + \omega_p^{2D}} = \frac{\sqrt{\frac{W}{W_0}}}{1 + \sqrt{\frac{W}{W_0}}} \quad (3)$$

with $W_0 = L\epsilon_{diel}/(\pi\epsilon_{mat})$. The agreement between the results of the simulation and the interpolating curves is reasonably good. We notice that the cross-over length $W_0 = 23$ nm is comparable with the 3D Debye length, L_D , which for the above concentrations is in the range $4.4 \div 14$ nm.

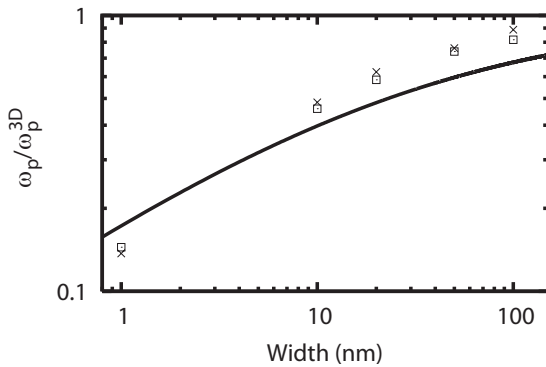


Figure 6 Normalized plasma frequency as a function of the channel width for a length $L = 1$ μ m and for free electron densities $n_0^{3D} = 10^{17}$ cm $^{-3}$ (crosses) and $n_0^{3D} = 10^{18}$ cm $^{-3}$ (squares). The line correspond to Eq. (3) and symbols refer to Monte Carlo simulations

5 Conclusion Through the calculation of the spectral density of voltage fluctuations we have investigated plasma oscillations in InGaAs channels of different lengths, thicknesses and carrier concentrations. The results of Monte Carlo simulations show that for thick channels 3D plasma

oscillations appear which depend only on carrier concentration. In contrast, for thin channels, we have observed the transition from 3D to 2D plasma modes where the oscillation frequency exhibits a dispersion decreasing with the length of the channel in close agreement with the analytical model [4]. The microscopic model provided by the simulations evidences that: (i) the presence of scattering does not influence the results predicted by the ballistic theory, and (ii) the existence of a cross-over between the 2D and 3D behaviour of the plasma frequency controlled by the characteristic length $W_0 = L\epsilon_{diel}/(\pi\epsilon_{mat})$.

Acknowledgements The work was supported by CNRS GDR and GDR-E projects "Semiconductor sources and detectors of THz frequencies". We acknowledge also support of Region Languedoc-Roussillon - project "Plateforme Technologique THz".

References

- [1] D. Mittleman, M. Gupta, R. Neelamani, J. Baraniuk, R. Rudd, and M. Koch, Appl. Phys. B **68**, 1085 (1999).
- [2] D. L. Wollard, E. R. Brown, M. Pepper, and M. Kemp, Proc. IEEE **93**(10), 1722 (2005).
- [3] M. Dyakonov and M. S. Shur, Phys. Rev. Lett. **71**(5), 2465 (1993).
- [4] M. Dyakonov and M. S. Shur, Appl. Phys. Lett. **87**, 111501 (2005).
- [5] M. Shur and V. V. Ryzhii, Int. J. High Speed Electron. and Systems **13**, 575 (2003).
- [6] J. Lusakowski, W. Knap, N. Dyakonova, L. Varani, J. Mateos, T. González, Y. Roelens, S. Bollaert, A. Cappy, and K. Karpierz, J. Appl. Phys. **97**, 064307 (2005).
- [7] J. Mateos, T. González, D. Pardo, V. Hoël, and A. Cappy, IEEE Trans. Electron. Dev. **47**(10), 1950 (2000).

Terahertz oscillations in ultra-thin n -In_{0.53}Ga_{0.47}As ungated channels

J-F Millithaler¹, L Reggiani¹, J Pousset², G Sabatini², L Varani²,
C Palermo², J Mateos³, T González³, S Perez³ and D Pardo³

¹ Dipartimento di Ingegneria dell'Innovazione and CNISM, Università del Salento,
Via Arnesano s/n, 73100 Lecce, Italy

² Institut d'Électronique du Sud, UMR CNRS 5214, Université Montpellier II, Place Bataillon,
34095 Montpellier Cedex 5, France

³ Departamento de Física Aplicada, Universidad de Salamanca, Pza. Merced s/n 37008
Salamanca, Spain

E-mail: jf.millithaler@unile.it

Received 28 March 2008, in final form 24 April 2008

Published 21 August 2008

Online at stacks.iop.org/JPhysCM/20/384210

Abstract

Using a self-consistent Monte Carlo simulator we investigate the spectrum of voltage fluctuations of an n -type InGaAs two-terminal layer of variable thickness W in the range 1–100 nm and variable length L in the range 0.01–10 μ m embedded in an external dielectric medium. Calculations are performed at $T = 300$ K for different dopings and in the presence of an external bias of increasing strength. When the bias is well below the threshold for the Gunn effect the spectrum peaks at the plasma oscillations of the electron gas. For $W \geq 100$ nm and carrier concentrations of 10^{17} – 10^{18} cm⁻³ the peaks are in good agreement with the standard three-dimensional (3D) expression of the plasma frequency. For $W \leq 10$ nm the results exhibit a plasma frequency that depends on the length of the layer, thus implying that the oscillation mode is dispersive. The corresponding frequency covers a wide range of values 0.1–10 THz and is in agreement with the two-dimensional (2D) expression of the plasma frequency obtained for a collisionless regime within the in-plane approximation for the electric field. A region of cross-over between the 2D and 3D behaviours of the plasma frequency is shown for $W > 10$ nm. When the bias is above the threshold for the Gunn effect, we observe the washing out of the plasma peak and the onset of a frequency peak associated with the transit time of the Gunn domain located in the sub-terahertz frequency region.

1. Introduction

Generation and/or detection of electromagnetic radiation in the terahertz (THz) domain is a subject that is developing quickly because of its potential applications in different branches of advanced technologies, such as broadband communications, high-resolution spectroscopy, environment monitoring, biomedical testing, etc [1, 2]. As a consequence, the realization of solid-state devices operating in the THz domain at room-temperature and with compact, powerful, and tunable characteristics is a mandatory issue. To this purpose, one of the most promising strategies lies in the plasmonic approach. In this framework, through an analytical approach, the case of a two-dimensional (2D) electron layer constituted by the ungated channel of a nanometric transistor

was considered in [3, 4]. The electron gas was assumed to be highly concentrated but nondegenerate, and supposed to undergo only long-range electron–electron interaction. By making a small signal analysis of the self-consistent set of coupled equations consisting of kinetic and Poisson equations, the last within the in-plane field approximation, the electron gas was found to behave as the support of plasma waves whose propagation velocity can be greater than the electron drift velocity. The frequency value of these plasma waves, besides the intrinsic parameters of the material, such as carrier concentration and carrier effective mass, was found to be controlled by the geometry of the structure as well as by the external dielectric which surrounds the semiconductor layer. Through the oscillations of the plasma, nanometric high electron mobility transistors (HEMT) have been suggested as

possible emitters and detectors of electromagnetic radiation in the terahertz range [5].

The aim of this work is to investigate the same problem from a microscopic point of view, thus testing the limits of applicability of the analytical approach and exploiting possible implementations. To this purpose, we consider an n -type $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ layer, embedded in a symmetric dielectric, in the presence of an external bias of arbitrary strength and analyse the frequency spectrum of voltage fluctuations obtained from a Monte Carlo simulator coupled with a 2D Poisson solver. The cases of the ohmic regime and current saturation regime are both considered. In the former regime, the spectrum is characterized by a peak at the plasma frequency associated with the carrier oscillations due to the self-consistent electric field [6]. In the latter regime, because of the presence of negative differential mobility (NDM) conditions, the spectrum is characterized by the onset of a peak which is the precursor of the establishment of current oscillations due to periodic travelling of the Gunn domains associated with the presence of NDM [7]. Because of the material parameters and the considered geometries, the frequencies associated with the peaks of the voltage spectral density span a wide range of values centred in the terahertz region.

The content of the work is organized as follows. Section 2 presents the theoretical approaches underlying the present investigation. Section 3 reports and discusses the numerical results obtained by a self-consistent Monte Carlo simulator. Major conclusions are summarized in section 4.

2. Theory

In this section we briefly survey the analytical approach and the Monte Carlo simulator applied to the device under test.

2.1. Analytical model

The analytical model considers a 2D sheet of electrons in the $\vec{r} \equiv xy$ -plane embedded in a dielectric along the z direction. Carriers move under collisionless conditions in the presence of self-consistent in-plane electric field $\mathbf{E} = -\nabla U$, with U the electrical potential described by the Poisson equation:

$$\nabla^2 U(\mathbf{r}, z, t) = \frac{en^{2D}(\mathbf{r}, t)}{\epsilon_0 \epsilon_{\text{diel}}} \delta(z) \quad (1)$$

with e the electron charge, n^{2D} the local 2D carrier concentration, ϵ_{diel} the relative dielectric constant of the outside dielectric, and ϵ_0 the vacuum permittivity. Within a small signal analysis, the corresponding wave equation for the Fourier transform of n^{2D} , n_k^{2D} leads to a dispersive 2D plasma frequency

$$f_p^{2D} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2 n_0^{2D} |\mathbf{k}|}{2m_0 m \epsilon_0 \epsilon_{\text{diel}}}} \quad (2)$$

where $|\mathbf{k}|$ is the modulus of the wavevector in the k_x, k_y plane, m_0 and m the free and effective electron masses, respectively, and n_0^{2D} the average 2D carrier concentration. We notice that the 2D plasma frequency depends on the relative dielectric constant of the external dielectric.

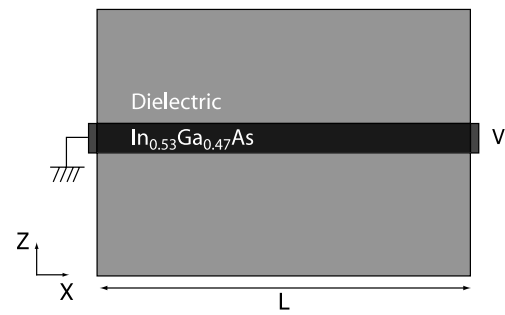


Figure 1. Schematic diagram of the device (not to scale) studied within the Monte Carlo simulation. The free charge is present only in the bar of length L along the x direction and thickness W along the z direction. The terminal at the left-hand side is the source contact kept at a voltage $V = 0$ the terminal at the right-hand side is the drain contact kept at a potential V . Carriers are reflected at the boundaries between the bar and the dielectric.

Plasma waves also exist in bulk and their three-dimensional (3D) dispersionless frequency is

$$f_p^{3D} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2 n_0^{3D}}{m_0 m \epsilon_0 \epsilon_{\text{mat}}}} \quad (3)$$

with n_0^{3D} the 3D average carrier concentration and ϵ_{mat} the relative dielectric constant of the bulk material.

2.2. Monte Carlo simulations

The numerical solution of this problem is carried out by using a microscopic Monte Carlo approach coupled with a 2D Poisson solver [5, 8]. By evaluating the fluctuations of the voltage around the steady value in the centre of the device under test, the spectral density of this quantity is obtained from the corresponding correlation function, and the characteristic peaks exhibited by the spectrum before cut-off are analysed as detailed in [6]. To study the proper oscillations of the electron gas, we simulate a bar of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ of length L in the range $0.01\text{--}10 \mu\text{m}$ for different thicknesses W in the range $1\text{--}100 \text{ nm}$, and carrier concentrations of 10^{17} and 10^{18} cm^{-3} , with the two terminals of the bar connected by ideal ohmic contacts. The contacts are realized by an infinite reservoir of thermalized electrons at electrochemical potentials differing by eU with U the applied voltage [9]. The bar is surrounded by a perfect dielectric (here taken as the vacuum) $10 \mu\text{m}$ wide in the upper and lower region of the bar, where the 2D Poisson equation in the xz -plane is solved to account for the fringing of the external electric field. The third dimension is used to relate the number of simulated carriers with the 3D carrier concentration. For a comparative analysis between numerical simulations and analytical results we take $k = 2\pi/L$ and $n_0^{2D} = n_0^{3D} \cdot W$. The simulated structure, which is depicted in figure 1, represents a simplified version of an ungated transistor channel. The time and space discretizations take typical values of $0.2\text{--}1 \text{ fs}$ for the time step, $0.1\text{--}5 \text{ nm}$ for the spatial scale of the bar and 500 nm for the spatial scale of the dielectric. Typically there are about 80 carriers inside a mesh of the bar, which are found to provide a reliable solution of the Poisson

Table 1. Parameters of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$.

Parameters	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$		
Density (kg m^{-3})	5.545		
Sound velocity (m s^{-1})	4.756		
Static dielectric constant	13.88		
Optical dielectric constant	11.35		
LO phonon energy (eV)	0.0328		
Energy gap (eV)	0.7		
Alloy scattering potential (eV)	1.50		
	Γ	L	X
Effective mass (m^*/m_0)	0.042	0.258	0.538
Nonparabolicity (eV^{-1})	1.255	0.461	0.204
Energy level from Γ (eV)	0.0	0.61	1.11
Number of equivalent valleys	1	4	3
Acoustic deformation potential (eV)	5.887	10.84	9.657
Optical deformation potential ($10^{10} \text{ eV m}^{-1}$)	0.0	3.79	0.0
Optical phonon energy (eV)	0.0	0.0369	0.0
Intervalley deformation potential ($10^{10} \text{ eV m}^{-1}$)			
From Γ	0.0	7.827	11.32
From L	7.827	6.40	6.80
From X	11.32	6.80	8.537
Intervalley phonon energy (eV)			
From Γ	0.0	0.025 42	0.025 79
From L	0.025 42	0.2481	0.030 21
From X	0.025 79	0.030 21	0.028 41

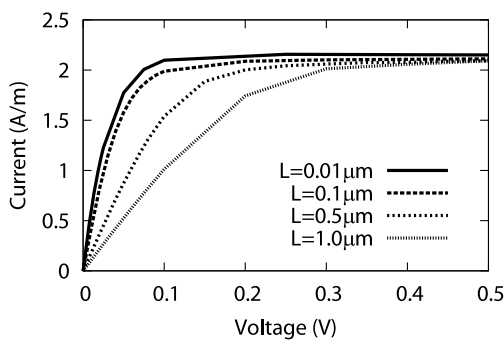


Figure 2. Current–voltage characteristics for a density of $n_0^{3D} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $W = 1 \text{ nm}$ and for different lengths. The current is given in A m^{-1} units because the third dimension does not enter the Poisson solver, and serves only to convert the number of simulated carriers into the 3D carrier concentration.

equation. Table 1 reports the microscopic parameters of the material considered in the calculations.

3. Results and discussion

Figure 2 reports the current–voltage characteristics for typical lengths in the range $0.01\text{--}1 \mu\text{m}$ and $n_0^{3D} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. The curves exhibit a linear (ohmic) regime at the lowest voltages and a saturation regime at the highest voltages, as expected for such a structure. For length $L \leq 0.1 \mu\text{m}$ the transport enters the ballistic regime and the resistance is found to become independent of the length according to the ballistic expression [10]

$$R^{\text{bal}} = \frac{2}{Ae^2n_0^{3D}} \sqrt{\frac{2k_B T m m_0}{\pi}} \quad (4)$$

with A the cross-sectional area.

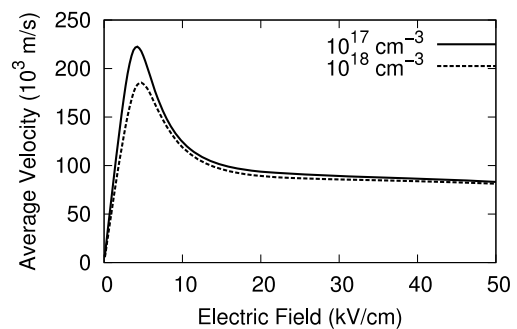


Figure 3. Velocity–field characteristic for a bulk $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ with $n_0^{3D} = 10^{17}$ and 10^{18} cm^{-3} , respectively at $T = 300 \text{ K}$.

Figure 3 reports the velocity–field characteristics of the bulk material with the electric field taking values covering the range of the corresponding values of the voltage in figure 2. Here, the peak velocity associated with the Gunn effect is found to be $2.2 \times 10^7 \text{ cm s}^{-1}$ at the threshold field of 4.2 kV cm^{-1} for $n = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ and $1.9 \times 10^7 \text{ cm s}^{-1}$ at the threshold field of 4.7 kV cm^{-1} for $n = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, respectively.

In the following, we investigate the spectrum of voltage fluctuations in the frequency range $0.01\text{--}100 \text{ THz}$ where peaks associated with plasma oscillations and/or current oscillations due to Gunn domains are expected depending on the strength of the applied voltage.

3.1. Ohmic regime

Figure 4 reports a typical spectrum of voltage fluctuations normalized to its zero frequency value for the case of $L = 0.1 \mu\text{m}$, $W = 100 \text{ nm}$, $n_0^{3D} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ in the absence of an

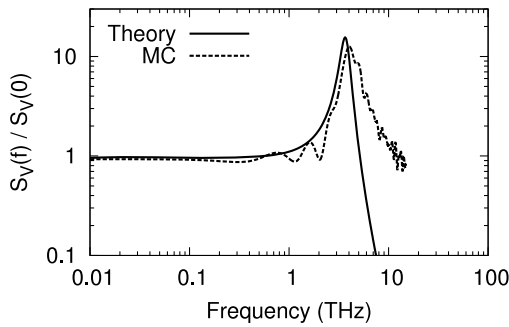


Figure 4. Spectral density of voltage fluctuations normalized to the static value in an $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ channel of length $L = 0.1 \mu\text{m}$, width $W = 1 \text{ nm}$ at thermodynamic equilibrium. The dashed curve refers to simulations and the continuous curve to the theoretical expression of the equivalent circuit.

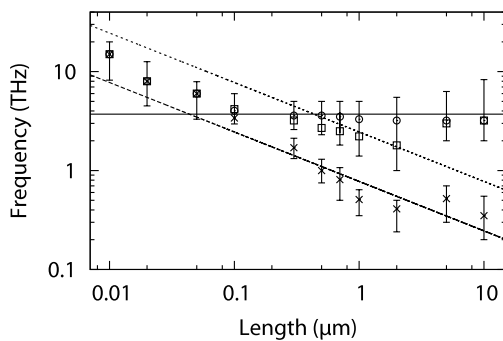


Figure 5. Frequency peak of the voltage spectral density at thermodynamic equilibrium as a function of the channel length for $n_0^{3D} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ and different channel widths $W = 1, 10,$ and 100 nm , shown by crosses, open squares, open circles, respectively. Error bars give the full width at half the peak shape. The straight line refers to the theoretical 3D plasma frequency, the dashed and dotted line to the theoretical 2D plasma frequencies for $W = 1 \text{ nm}$ and $W = 10 \text{ nm}$, respectively.

applied voltage. The results of the simulation (dotted curve) are compared with those obtained by the 3D impedance equivalent circuit (continuous curve) [11]:

$$\frac{S_V(f)}{S_V(0)} = \frac{1}{[1 - (2\pi f \tau_p)^2]^2 + (2\pi f \tau_d)^2} \quad (5)$$

with f the frequency, $\tau_p = 4.28 \times 10^{-14} \text{ s}$, and $\tau_d = 1.07 \times 10^{-14} \text{ s}$ the plasma and dielectric relaxation times corresponding to the simulated bulk material. Here, the plasma peak is well evidenced by the good qualitative fit between numerical and theoretical results. We notice that simulations evidence a cut-off decay as f^{-2} , which is reminiscent of the presence of scattering mechanisms. Indeed, the f^{-2} shoulder exhibited by MC simulations intercepts the f^{-4} decay at about 5 THz which is the collision rate associated with the electron mobility. The analogous investigation for the case of $n_0^{3D} = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ gives a collision rate of about 12 THz owing to the higher efficiency of ionized impurity scattering over intravalley phonon scattering whose scattering rate is estimated to be about 3 THz. In the ohmic regime, intervalley scattering is negligible and only the central valley is populated.

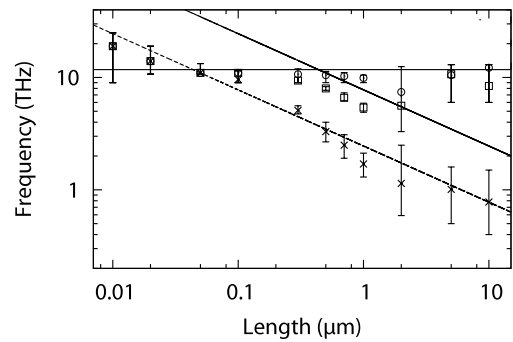


Figure 6. Frequency peak of the voltage spectral density at thermodynamic equilibrium as a function of the channel length for $n_0^{3D} = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ and different channel widths $W = 1, 10,$ and 100 nm , shown by crosses, open squares, and open circles, respectively. Error bars give the full width at half the peak shape. The straight line is the theoretical 3D plasma frequency and the dashed and dotted lines are the theoretical 2D plasma frequencies for $W = 1 \text{ nm}$ and $W = 10 \text{ nm}$, respectively.

Figure 5 reports the frequency of the peak exhibited by the spectral density of voltage fluctuations as a function of the channel length for different widths of the channel and a carrier concentration of 10^{17} cm^{-3} . Here, the error bars give the full width at half the peak thus providing the broadening of the shape peak. Since the carrier mean free path is about 100 nm, for lengths above about 100 nm the transport regime is diffusive and the peak before cut-off is attributed to the plasma frequency of the electron gas. For lengths below about 100 nm the transport enters the ballistic regime and the values of the frequency peak above the 3D plasma values might be attributed to the mixed action of 2D plasma oscillations and ballistic transport. In the diffusive regime we found: (i) for $W = 1 \text{ nm}$ a reasonable agreement of the frequency peak with the 2D analytical formula in equation (2) in the whole range of lengths (here, by exploiting the predictivity of the analytical results quantum effects are disregarded); (ii) for $W = 100 \text{ nm}$, the frequency peak well agrees with the 3D analytical formula in equation (3) in the whole range of lengths; (iii) for $W = 10 \text{ nm}$, a reasonable agreement of the frequency peak with the 2D analytical formula in equation (2) is limited to channel lengths in the 0.1–2 μm range, indeed, for L greater than 2 μm the frequency peak recovers the value of the 3D case, as for $W = 100 \text{ nm}$.

Figure 6 reports the analogous results of figure 5 for a carrier concentration of 10^{18} cm^{-3} . Apart for the blue shift of the plasma frequency, due to the increased carrier concentration, we have found a behaviour which parallels that of figure 5. Even here, ballistic effects appear for lengths shorter than 100 nm and they are of less importance with respect to those of the previous case.

We conclude that the simulations provide evidence for the presence of a cross-over between the 2D and 3D behaviour of the plasma frequency, not predicted by the analytical approach [3], which is controlled by the thickness and/or the length of the channel. The frequency peak covering different cases is in the 0.2–20 THz region.

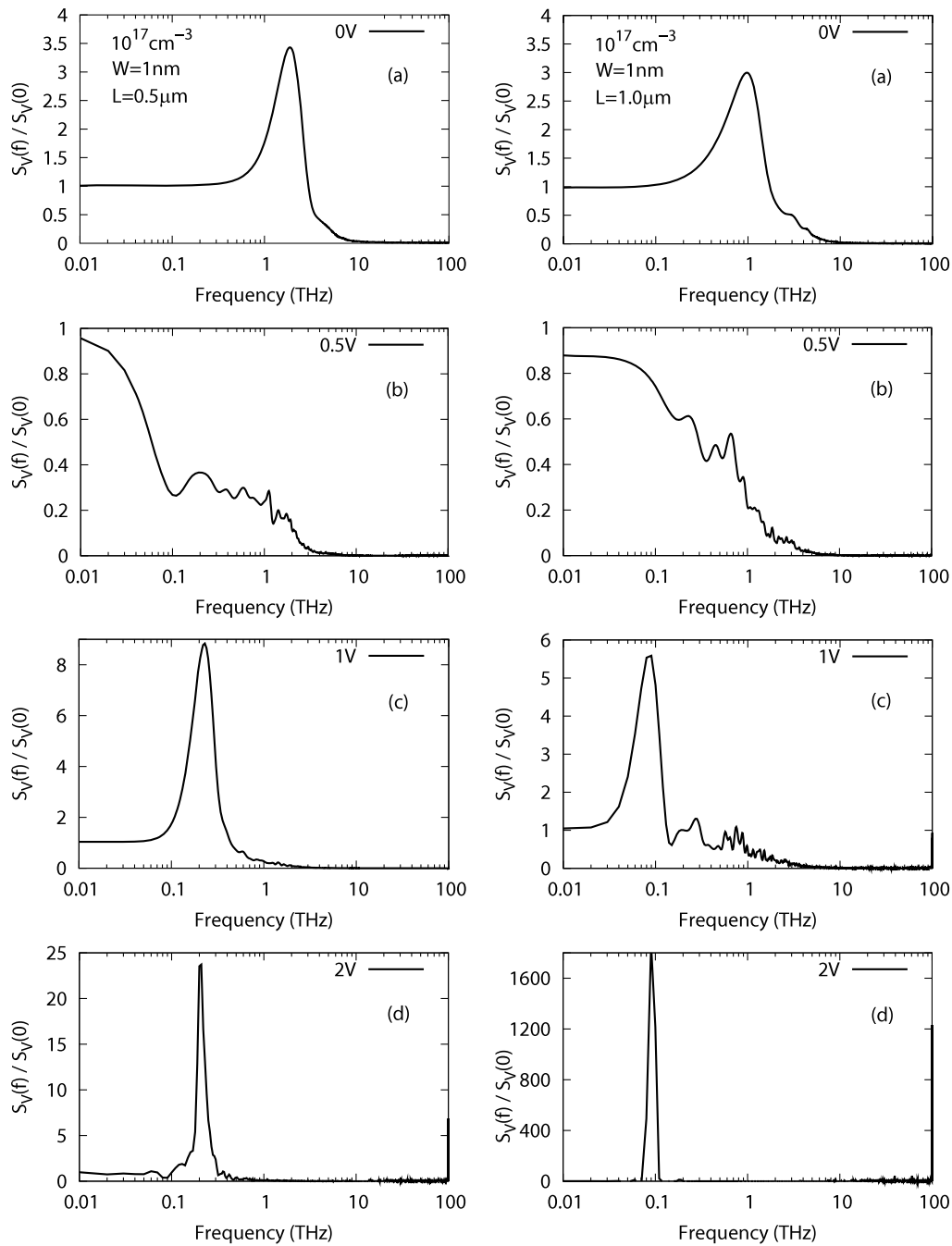


Figure 7. Spectrum of voltage fluctuations normalized to the static value for $L = 0.5$ and $1.0 \mu\text{m}$ (left and right columns, respectively), with $W = 1 \text{ nm}$, $n_0^{3\text{D}} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, and applied voltages in the range 0–2 V.

3.2. Saturation regime

Figure 7 reports the spectral density of voltage fluctuations for $L = 0.5 \mu\text{m}$, left column, and $L = 1 \mu\text{m}$, right column, with $n_0^{3\text{D}} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $W = 1 \text{ nm}$, and at increasing voltages up to 2 V corresponding to velocity-field characteristics entering inside the NDM region. Here, the presence of NDM starts playing a dominant role at 0.5 V, see figure 7(b), where the plasma peak clearly seen at 0 V is replaced by a shoulder region in the range 0.1–2 THz, just before cut-off. Then, by further increasing the voltage at 1 V, see figure 7(c), we observe the onset of a frequency peak in the range of 0.1–0.2 THz,

which is a precursor for the onset of current oscillations due to travelling Gunn domains. Current oscillations have been observed in simulations at $U = 2 \text{ V}$ for channel lengths above about $1 \mu\text{m}$ (see figure 7 (d) right column), where the Kroemer criterion [12] $n_0^{3\text{D}}L > 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ is satisfied. This interpretation is confirmed by the fact that the frequency peak shifts at lower frequencies, as the length of the channel increases, with a $1/L$ behaviour as expected. We notice that at around 1 V the population of higher valleys becomes of increasing importance and dominates above about 2 V.

Figure 8 reports the analogous results of figure 7 for the case of $n_0^{3\text{D}} = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. As expected, when compared to

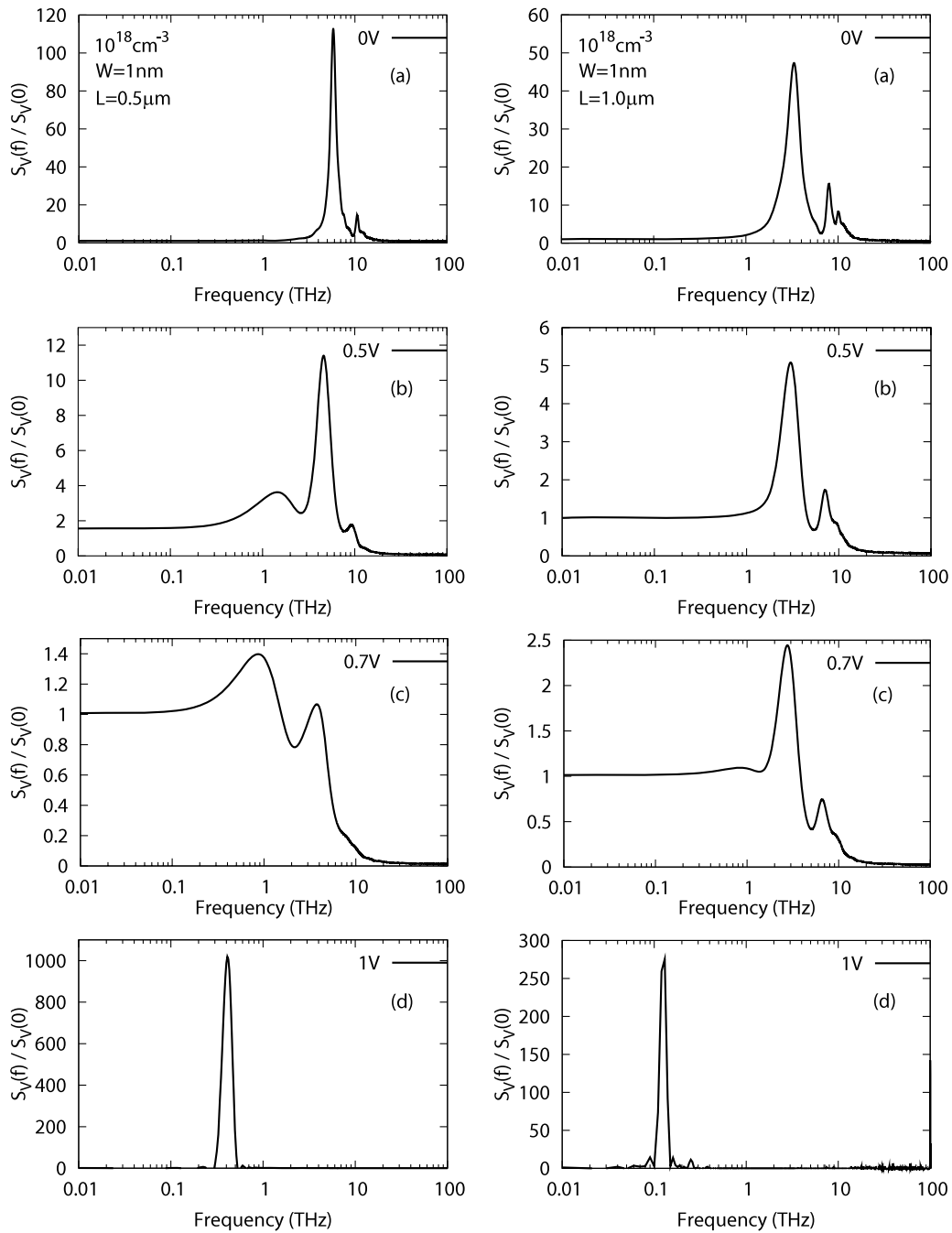


Figure 8. Spectrum of voltage fluctuations normalized to the static value for $L = 0.5$ and $1.0 \mu\text{m}$ (left and right columns, respectively), with $W = 1 \text{ nm}$, $n_0^{3D} = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, and applied voltages in the range 0–1 V.

the previous case of $n_0^{3D} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, the increased carrier concentration is found to enhance the height of the plasma peaks and of those associated with the Gunn oscillations. Here, the plasma peak is replaced by that associated with Gunn oscillations above about 0.7 V (see figure 8(c)) and the onset of current oscillations is found already at 1 V for both the considered lengths (see figure 8(d)).

We conclude that by increasing the applied voltage to values inside the NDM region, the plasma peak is washed out in favour of the appearance of a new peak, which is a precursor of the onset of current oscillations due to the establishment of the Gunn domains. For the considered channel lengths, the

values of these Gunn oscillations are found to be in the range 0.1–0.5 THz.

4. Conclusions

Through a Monte Carlo calculation of the spectral density of voltage fluctuations we have investigated THz oscillations in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ channels embedded in an external dielectric as a function of channel length and thickness, carrier concentration, and strength of the applied voltage. The microscopic investigation of the characteristic frequency peaks in voltage fluctuations of ultra-thin InGaAs channels provide evidence for

a rich scenario, only partially predicted by the 2D collisionless analytical model [3].

Under near thermal equilibrium (ohmic) conditions, the results of simulations show that for thick channels, i.e. W above 100 nm, 3D plasma oscillations appear independently of the channel length in the presence of the diffusive transport regime. By contrast, for thin channels, i.e. W below 100 nm, we have observed the transition from 3D to 2D plasma modes where the plasma frequency decreases with increasing the length of the channel, in good agreement with the analytical model [3]. The simulations show: (i) that the presence of scattering does not influence the value of the plasma frequency predicted by the collisionless theory and (ii) the existence of a cross-over between the 2D and 3D behaviour of the plasma frequency, which happens at thicknesses above about 10 nm. In these conditions the frequency peak can take values in a wide range of frequencies from 0.2 to 10 THz according to different channel geometries and carrier concentrations.

Under saturation conditions, the results of simulations show: (i) the onset of a frequency peak, associated with the presence of NDM conditions, (ii) the onset of current oscillations, due to the transit of Gunn domains, and (iii) the washing out of the plasma peak. In this case the value of the frequency peak scales with the inverse of the channel length, taking values in a somewhat narrow frequency range 0.1–0.5 THz for channel lengths in the region 0.2–1 μm .

Acknowledgments

The work was supported by: CNRS-GDR and GDR-E projects ‘Semiconductor sources and detectors of THz frequencies’,

the Region Languedoc-Roussillon project ‘Plateforme Technologique THz’, the Dirección General de Investigación (MEC, Spain), the FEDER through the project TEC2007-61259MIC and the Action integrada HF 2007-0014, the Italy–France bilateral project Galileo 2007-2008, and the Spain–France bilateral project Picasso 2007-2008.

References

- [1] Mittleman D, Gupta M, Neelamani R, Baraniuk J, Rudd R and Koch M 1999 *Appl. Phys. B* **68** 1085
- [2] Wollard D L, Brown E R, Pepper M and Kemp M 2005 *Proc. IEEE* **93** 1722
- [3] Dyakonov M and Shur M S 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 111501
- [4] Dyakonov M and Shur M 2001 *TeraHertz Sources and Systems (NATO Science Series, II. Mathematics, Physics and Chemistry vol 27)* ed M E Miles (Boston, MA: Kluwer Academic) pp 187–207
- [5] Lusakowski J, Knap W, Dyakonova N, Varani L, Mateos J, González T, Roelens Y, Bollaert S, Cappy A and Karpierz K 2005 *J. Appl. Phys.* **97** 064307
- [6] Millithaler J-F, Reggiani L, Pousset J, Varani L, Palermo C, Knap W, Mateos J, González T, Perez S and Pardo D 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 042113
- [7] Shiktorov P, Gruzinskis V, Starikov E, Reggiani L and Varani L 1996 *Phys. Rev. B* **54** 8821
- [8] Mateos J, González T, Pardo D, Hoël V and Cappy A 2000 *IEEE Trans. Electron Devices* **47** 1950
- [9] Bulashenko O M, Mateos J, Pardo D, Gonzalez T, Reggiani L and Rubi J M 1998 *Phys. Rev. B* **57** 1366
- [10] Greiner A, Reggiani L, Kuhn T and Varani L 2000 *Semicond. Sci. Technol.* **15** 1071
- [11] Varani L and Reggiani L 1994 *Riv. Nuovo Cimento* **17** 1
- [12] Kroemer H 1964 *Proc. IEEE* **52** 1736

