



Avancées récentes des nano-composants électroniques pour le teraHertz

Jérémie Torres

► To cite this version:

Jérémie Torres. Avancées récentes des nano-composants électroniques pour le teraHertz. Electronique. Montpellier II, 2011. <tel-02462635>

HAL Id: tel-02462635

<https://hal.science/tel-02462635v1>

Submitted on 31 Jan 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.



HAL Authorization

UNIVERSITÉ MONTPELLIER II
Sciences et Techniques du Languedoc

Dossier de Candidature
en vue d'obtenir le

Diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches

présenté par

Jérémie TORRÈS

soutenue publiquement le 29 novembre 2011

Avancées récentes des nano-composants électroniques pour le TéraHertz

JURY

Frédéric ANIEL	Professeur	Rapporteur
Yvon CORDIER	Directeur de Recherche	Examineur
Philippe CHRISTOL	Professeur	Examineur
Adriano COLA	Chargé de Recherche	Rapporteur
Christophe GAQUIERE	Professeur	Rapporteur
Jerzy LUSAKOWSKI	Professeur	Examineur
Yan-Cheaong CHAN	Professeur	Examineur
Pavel SHIKTOROV	Professeur	Examineur
Luca VARANI	Professeur	Tuteur

*à mon père, décédé tragiquement le 08 août 2011,
à mon épouse, Stéphanie,
à mes enfants Théo et Élouan.*

En guise d'introduction

Ce travail a été réalisé à l'*Institut d'Électronique du Sud* (IES, UMR CNRS–Université Montpellier 2 N° 5214). Le maître mot du laboratoire est la pluridisciplinarité. Il s'inscrit parfaitement dans le schéma de l'Institut des Sciences de l'Ingénierie et des Systèmes (INSIS) du CNRS et dans le cadre PFR MIPPS (Mathématiques Informatique Physique et Systèmes) de l'Université de Montpellier 2. Les recherches menées à l'IES vont du plus fondamental aux applications industrielles. Ces relations privilégiées avec le milieu socio-économique permettent à l'IES de jouer un rôle important dans le domaine de l'électronique et de la nanoélectronique.

C'est dans ce contexte que j'ai envisagé la rédaction de ce manuscrit. J'ai entrevu dans la rédaction d'une Habilitation à Diriger les Recherches la possibilité de faire un bilan et une analyse rétrospective de mes quelques années de chercheur puis d'enseignant-chercheur. Cette pause et cette mise en perspective de mes activités de recherche m'ont conduit à prendre conscience des liens étroits qui, plus que jamais, doivent se tisser en d'une part un monde académique ayant besoin de temps pour étudier, analyser et expliquer les phénomènes qu'il rencontre et d'autre part une société globalisée fonctionnant à un rythme de plus en plus effréné. L'électronique de demain devra ainsi satisfaire les besoins de plus en plus marqués dans les Technologies de l'Information et des Communications. En particulier, l'accès en temps réel à des flux de données extrêmement volumineux obligera à augmenter la fréquence de fonctionnement des nano-composants électroniques jusqu'à atteindre des fréquences de l'ordre du téraHertz ($1 \text{ THz} = 10^{12} \text{ Hz}$). C'est pour répondre à ces défis que mes activités de recherches se sont progressivement concentrées sur l'identification et l'étude de nouveaux phénomènes physiques d'oscillations à des très hautes fréquences via le développement de sources et de détecteurs THz à base de composants de la micro/nano - électronique.

Après une brève présentation de mon parcours et des explications conséquentes sur les tâches d'enseignements, d'encadrement et de formation qui occupent une partie de mon activité professionnelle, l'exposition de mes activités de recherche est introduite par des considérations sur le domaine de recherche et en particulier sur ses nombreuses applications. La partie centrale de mes activités de recherche constitue le quatrième chapitre de ce manuscrit. Souhaitant garder à l'esprit qu'il est impératif dans le métier d'enseignant-chercheur de bien répartir le temps entre enseignements, recherches et responsabilités administratives, je terminerai ce manuscrit en présentant ce vers quoi me semble tendre - à l'avenir - mes activités de recherches.

De mon expérience d'enseignant-chercheur, j'ai souhaité que la présentation de ce mémoire soit la plus didactique possible sans être une simple compilation d'articles ou de revues. Par conséquence la partie scientifique sera réduite à l'étude du domaine du THz ; le lecteur intéressé pourra toutefois trouver dans les articles joints quelques travaux représentatifs de mes activités de recherche en nanophotonique, nanofabrication et micro-fluidique.

Si l'écriture est une activité solitaire, je conçois l'activité scientifique comme un travail d'équipe et je souhaite que ce travail d'équipe résume l'ensemble des pages qui vont suivre.

Table des matières

1	Présentation	11
1.1	État Civil	12
1.2	Activités scientifiques et carrière	12
1.3	Activités d'enseignements et d'encadrements	14
1.4	Liste des publications	17
2	Stratégie	27
2.1	Description de l'équipe	27
2.2	Objectifs scientifiques	27
2.3	Mise en place d'un Groupement d'Intérêt Scientifique : le GIS-TeraLab	28
3	Présentation du domaine de recherche	31
3.1	Introduction	31
3.2	Phénomènes physiques aux fréquences TeraHertz	32
3.3	Le TeraHertz aujourd'hui : les applications	32
3.4	Sources et détecteurs térahertz : État de l'Art	35
3.5	Intérêt industriel et technologique	38
4	Activités scientifiques : Nano-composants électroniques pour le THz	39
4.1	Ondes de plasma 2D avec grille : spectroscopie, mélange hétérodyne et émission THz	39
4.2	La résonance du temps de transit du phonon optique : vers la réalisation d'une source THz	72
5	Conclusion & Perspectives	91
5.1	Conclusion	91
5.2	Prolongements de travaux existants	92
5.3	Problèmes ouverts et nouvelles perspectives	93
6	Recueil de publications	101

Chapitre 1

Présentation

Sommaire

1.1	État Civil	12
1.2	Activités scientifiques et carrière	12
1.2.1	Déroulement de carrière	12
1.2.2	Prix et bourses	13
1.2.3	Activités recherche, animation scientifique, etc	13
1.3	Activités d'enseignements et d'encadrements	14
1.3.1	Activités d'intérêts collectifs & Responsabilités administratives	14
1.3.2	Charges d'enseignements	14
1.3.3	Activités d'encadrements	16
1.4	Liste des publications	17
1.4.1	Livre	17
1.4.2	Séminaires	17
1.4.3	Brevets	18
1.4.4	Revue internationale	18
1.4.5	Conférences invitées	20
1.4.6	Conférences avec actes	21
1.4.7	Conférences sans actes	23

1.1 État Civil

Nom : Torres

Prénom : Jérémie

Position actuelle : Maître de Conférence de classe normale

Établissement d'affectation : Institut d'Electronique du Sud (CNRS UMR 5214), Université Montpellier 2, Place E. Bataillon, F-34095 Montpellier cedex 5, France.

Né le : 05/02/1977

Section CNU : 63^{eme} section.

Situation familiale : Marié - 2 enfants.

Coordonnées : tél. 04 67 14 93 12, fax 04 67 54 71 34, email : jeremi.torres@univ-montp2.fr

1.2 Activités scientifiques et carrière

1.2.1 Déroulement de carrière

Chronologie

- 2000–2001 DEA en Physique de la matière condensée à l'Université de Montpellier 2,
- 2001–2004 Doctorat en Physique à l'Université de Montpellier 2,
- 2004–2005 Post-doctorat européen au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (Marcoussis - France),
- 2005–2006 Post-doctorat CNRS au Centre d'Electronique et de Microélectronique de Montpellier (France),
- 2006–2007 A.T.E.R. - Institut d'Electronique du Sud - Université Montpellier 2,
- Depuis 2007 Maître de Conférences.

Mobilité géographique, thématique...

- Suite à mon doctorat en **Nanophotonique** dont le thème était *Exaltation de la génération du second harmonique dans les cristaux photoniques à base de nitrures*, j'ai effectué entre 2004 et 2005 une première conversion thématique au cours de laquelle mes activités de recherche étaient centrées sur le développement de méthodes de **nanofabrication** de faible coût (nanoimprint, soft embossing, ...) appliquées à la **microfluidique**. Cette reconversion thématique a été accompagnée d'une mobilité géographique au sein du *Laboratoire de Photonique et de Nanostructures* (UPR 20) à Marcoussis.
- À partir de l'année universitaire 2005-2006, j'ai effectué une seconde conversion thématique puisque mes activités de recherche se sont ré-orientées sur l'étude de **sources et détecteurs de radiations THz** au sein de l'Institut d'Electronique du Sud - Université Montpellier 2.

Domaines d'expertise

- Physique des matériaux, des dispositifs et des phénomènes de transport électronique dans les semiconducteurs,
- Instabilités de courant/tension dans des nano-dispositifs électroniques,

- Détection et génération de radiations électromagnétiques dans le domaine TeraHertz,
- Réalisation et caractérisation de dispositifs microfluidiques, nanoimpression,
- Phénomènes d'optique non-linéaire dans les nanostructures photoniques périodiques.

1.2.2 Prix et bourses

- Prime d'Excellence Scientifique (rang A)
- Blue Ribbon Award, Material Research Society (MRS) - Boston USA - 2005.
- CNRS Postdoctoral Fellowship, 2006
- NAPPA European Postdoctoral Fellowship, 2005
- Bourse de Mérite de DEA, 2001

1.2.3 Activités recherche, animation scientifique, etc . . .

Activités scientifiques

- Participation dans 3 Groupes de Recherche (GDR-Ondes, GDR Terahertz, GDR-International THz)
- Collaboration avec différentes universités et instituts de recherche, dont plusieurs à l'international¹.
- 1 brevet.
- 7 communications invitées.
- >> 25 Publications dans des revues internationales (cf liste de publications).
- >> 45 communications dans des conférences (inter-)nationales (cf liste de publications).

Contrats et programmes de recherche

Au cours de mon activité scientifique, j'ai participé aux contrats de recherche suivants :

- DEtecteur MElangeur TERahetz : Contrat de recherche DGA n°07.34.046 en collaboration avec l'Institut d'Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologie et la société Thalès R&D.
- Responsable du Contrat de recherche du Conseil Scientifique de l'Université Montpellier 2 : réalisation d'une source accordable de radiations térahertz basée sur la résonance du temps de transit du phonon optique,
- Amplifiacteur Intégrable TERahertz (AITHER) ; ANR-07-BLAN-0321 (2008-2010) : en collaboration avec Centre de Recherche sur l'Hétéro-Epitaxie et ses Applications et la société Lumilog,
- Responsable de l'action intégrée GALILEO avec l'Université del Salento (Lecce, Italie),
- Responsable du projet bilatéral CNRS avec l'Université del Salento (Lecce, Italie) ,
- Responsable de l'action intégrée PROCORE avec la City University of Hong Kong.

1. Glasgow Univ., Hong-Kong City Univ., Tohoku-Sendai Univ., Univ. del Salento, Unvi. de Salamanca, RIKEN, Univ. Pavia, SPI Lithuania, . . .

Relations avec le monde industriel

Dans le cadre de contrats de recherche (ANR, RIE DGA ; ...), j'interagis avec les partenaires industriels suivants :

- Thalès Research and Development, Palaiseau, France (Depuis 2007)
- Lumilog-Saint Gobain, Sophia Antipolis, France (depuis 2007)

Expertise scientifique

- Je suis referee de *Journal of Applied Physics, Electron Device Letters*.
- Expertise scientifique pour l'ANR (programme non-thématique), depuis 2007.

Participation aux Comités des conférences

J'ai co-organisé la conférence

- Electron Dynamics In Semiconductors, Optoelectronics and Nanostructures (EDISON-16) 24-28 août 2009- Montpellier, France.

1.3 Activités d'enseignements et d'encadrements

1.3.1 Activités d'intérêts collectifs & Responsabilités administratives

- Responsable des Relations Internationales au Département "Mesures Physiques" 2007-2009.
- Membre Élu du Conseil de Laboratoire
- Membre du Conseil Scientifique de TERALAB-Montpellier
- Mise en place d'un Accord Cadre entre l'université Montpellier 2 et l'université de Hong Kong.

1.3.2 Charges d'enseignements

Depuis ma nomination en tant que Maître de Conférence j'effectue un service statutaire de 192 h éq. TD également réparti dans les modules d'Électricité (responsable), d'Électronique, d'Électromagnétisme (responsable), d'Électrotechnique et de Mathématiques. La majeure partie de mon enseignement à lieu au sein du Département "Mesures Physique" de l'IUT de Montpellier.

1. Mathématiques

Les objectifs sont de permettre la maîtrise des outils nécessaires à l'étude des sciences physiques et d'acquérir la rigueur du raisonnement mathématique. Le programme d'enseignement de première année est divisé en deux semestres. Il est notamment question de nombres complexes, produit scalaire et vectoriel, équation différentielle, calcul intégral (curviligne, multiples, ...), courbes paramétrées, ...

2. Électronique et Électricité

L'objectif est de donner aux étudiants en première année les bases permettant la compréhension des différents composants électroniques. En même temps, l'accent est mis sur les méthodes de mesure des différentes grandeurs. Chaque fois que cela est possible, les différentes erreurs de mesure pouvant être entraînées par les caractéristiques propres des appareils de mesure sont mises en évidence. Le programme des enseignements comprend

l'association de composants passifs, l'étude des régimes permanents (continu et sinusoïdal) et transitoire, les grands théorèmes et loi du continu. Il est aussi question de diodes, de transistors et d'amplificateurs opérationnels (parfaits et réels). Je suis Responsable des TP d'Electricité.

3. Électromagnétisme

L'objectif de ce module est d'initier les étudiants aux lois de l'électromagnétisme permettant la compréhension des différents phénomènes mis en jeu en électrotechnique. Le programme d'enseignement inclut une introduction aux phénomènes d'aimantation dans la nature, expérience d'Oersted. Loi de Biot & Savart, Théorème d'Ampère. Notions sur les invariance par translation et par rotation, force de Lorentz, force de Laplace, ...

Compétences : à l'issue de ce module, l'étudiant doit connaître et comprendre le fonctionnement des composants passifs et magnétiques usuels afin de l'appliquer à l'électrotechnique.

4. Électrotechnique

L'objectif de l'enseignement d'électrotechnique est de décrire et de comprendre les différents phénomènes physiques mis en jeu dans le fonctionnement des moteurs électriques, des alternateurs, des freins magnétiques, des transformateurs électriques, etc., ainsi que les méthodes de mesures associées. Les bases théoriques de l'électromagnétisme sont abordées en cours et en travaux dirigés à travers l'étude des lois de Biot & Savart et d'Ampère, ainsi que des forces de Lorentz, de Laplace, etc. Les notions de sécurité électrique sont données. Les travaux pratiques laissent la place à la manipulation des machines électriques : tout au long des six séances que contient la série, nous avons l'occasion de faire fonctionner un alternateur synchrone, plusieurs machines à courant continu, un moteur asynchrone, un frein à poudre et un transformateur monophasé. Le réseau électrique triphasé EDF 400 V est, lui aussi, étudié. L'enseignement d'électrotechnique est l'occasion de se familiariser avec les forts courants et leurs différentes implications. Des mesures mécaniques et électriques sont réalisées : outre les traditionnels voltmètres, ampèremètres et oscilloscopes, nous utilisons un tachymètre optique, des dynamos tachymétriques, des capteurs de couples, des wattmètres (avec différentes méthodes de branchement), et des pinces ampèremétriques.

5. M2 : Hyperfréquences

Objectif : Ce module est proposé aux étudiants de Master 2. Il a pour objectif de responsabiliser les étudiants sur la gestion, la mise en oeuvre et le suivi d'un projet. Cette démarche permet aux étudiants d'appréhender les exigences des entreprises dans lesquelles ils exerceront leur activité professionnelle. Parmi les différents sujets proposés citons :

- *L'Étude et la réalisation d'un diplexeur autour de 10 GHz.* Le diplexeur est utilisé pour séparer les signaux d'émission et de réception.
- *L'Étude et la réalisation d'un doubleur de fréquence.*
- *L'Étude et la réalisation d'une chaîne pour radar météorologique.*
- *La conception et la réalisation d'une antenne imprimée particulière : la slot bow-tie à $f=10\text{GHz}$.*

6. Autres enseignements : mon expérience pédagogique s'est aussi vu renforcée par des enseignements à l'UFR Sciences de l'université Montpellier 2. J'ai donc aussi enseigné la

Dynamique Newtonienne (L2), l' Electrostatique et l'Electrodynamique (L2), l'Electromagnétisme et l'Optique (L2 -L3), l'Outil Informatique (L1).

1.3.3 Activités d'encadrements

J'ai co-encadré 4 thèses de doctorat, encadré 3 étudiants de M2, 5 étudiants niveau M1, 4 étudiants niveau BSc/L3/L3Pro et 3 étudiants niveau DUT :

1. Co-encadrement de doctorat

- Alexandre Penot (taux d'encadrement 70 %). Période : du 01/10/10 au 01/09/13. Doctorat sur la *"Réalisation d'une source térahertz par couplage de la résonance d'émission du phonon optique et de l'onde de plasma"*. **Thèse en cours.**
- Philippe Nouvel (taux d'encadrement 90 %). Période : du 01/11/07 au 01/11/10. Doctorat sur la *"Réalisation d'un mélangeur hétérodyne téraHertz basé sur les oscillations de plasma dans les HEMTs"*. **Thèse soutenue.**
- Thibaut Laurent (taux d'encadrement 50 %). Période : du 01/11/07 au 01/11/10. Doctorat sur la *"Réalisation d'une source térahertz basée sur le phénomène de résonance du temps de transit du phonon optique"*. **Thèse soutenue.**

Dans le cadre de mon post-doctorat au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures j'ai co-encadré 1 doctorant :

- Jean-Christophe Galas (taux d'encadrement 30 %). Période : du 01/09/04 au 01/09/05. Doctorant au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN UPR-20) sur la *"Réalisation et l'étude de systèmes microfluidiques pour des applications en biologie"*. **Thèse soutenue.**

2. Encadrement d'étudiants en Master 2 ème année

- Thibault Laurent (taux d'encadrement 100 %). Période : du 01/02/07 au 01/07/07. Stagiaire en Master 2 Recherche, M. Laurent a préparé et obtenu l'agrégation d'électronique à l'Ecole Nationale Supérieure (ENS) de Cachan. *"Synchronisation optique des ondes de plasma des transistors à effet de champ"*.
- Jean Paul Guillet (taux d'encadrement 100 %). Période : du 01/02/07 au 01/07/07. Stagiaire en Master 2 Recherche de l'école doctorale EEA de Montpellier. *"Développement d'un banc expérimental de microscopie de champ proche THz en régime continu"*.
- Cédric Papon (taux d'encadrement 100 %). Période : du 01/02/05 au 01/06/05. Stagiaire en M2R de l'Ecole Supérieure d'Ingénieurs en Electronique et Electrotechnique de Paris (ESIEE). *"Réalisation de gels artificiels pour le séquençage de l'ADN par nanoimpression Hot Embossing "*.

3. Encadrement d'étudiants en Master 1ère année

- Nhadem Boubaker (taux d'encadrement 100 %). Période : du 01/03/11 au 11/07/11. *Étude expérimentale de composants THz nanométriques.*
- Ines Bounaouara (taux d'encadrement 100 %). Période : du 01/03/11 au 23/06/11. *Étude d'un MASER THz.*
- Aloui Imed (taux d'encadrement 100 %). Période : du 01/03/11 au 11/07/11. *Étude expérimentale de composants THz nanométriques.*
- CHU Ka Yan (taux d'encadrement 100 %). City University of Hong Kong. Période : du 23/05/11 au 22/07/11. *Experimental investigation of Single Walled Carbon Nano-Tubes.*

- Marietou Mangane (taux d'encadrement 100 %). Période : du 01/03/09 au 07/07/09. *Synchronisation optique des ondes de plasma des transistors à effet de champ*.
- 4. Encadrement d'étudiants de niveau BSc/L3Pro/L3
 - Wang Jing (taux d'encadrement 10 %), City-University of Hong Kong, Période : du 23/05/11 au 22/07/11. *Optical mode lockin of HEMTs' plasma waves for THz emission*.
 - TSE Kwon Ping (taux d'encadrement 10 %), City-University of Hong Kong, Période : du 23/05/11 au 22/07/11. *Optical mode lockin of HEMTs' plasma waves for THz emission*.
 - Yvan Martin (taux d'encadrement 10 %), L3Pro. Période : du 01/02/11 au 25/03/11. *"Réalisation d'un banc de mesure I(V) en régime impulsionnel"*.
 - Alban Dayre (taux d'encadrement 10 %), L3Pro. Période : du 01/02/11 au 25/03/11. *"Réalisation d'un banc de mesure I(V) en régime impulsionnel"*.
- 5. Encadrement d'étudiants de niveau DUT
 - David Lapeine (taux d'encadrement 100 %). Période : du 01/04/10 au 30/06/10. *"Etude expérimentale des oscillations de plasma terahertz dans des composants micro-électroniques."*
 - Romain Paquet (taux d'encadrement 100 %). Période : du 01/04/10 au 30/06/10. *"Etude expérimentale des oscillations de plasma terahertz dans des composants micro-électroniques."*
 - Antonin Monmarthe (taux d'encadrement 50 %). Période : du 01/04/07 au 19/06/07. *"Mise en place d'un banc expérimental pour la détection et la génération THz"*.

1.4 Liste des publications

1.4.1 Livre

Annales de Physique, EDP Sciences Editor, vol. 29, 2004.

1.4.2 Séminaires

1. Recent advances in THz nanodevices, Dept of Elec. Engineering, City-University of Hong Kong, Hong Kong, China,
2. Spectroscopy of THz plasma waves in HEMTs, Dept of Elec. Engineering, University of Glasgow, Glasgow, Scotland, UK,
3. Sub-Terahertz optical beating detection by plasma waves in HEMTs : experiments and modelling, Universita del Salento, Lecce, Italy,
4. Des cristaux photoniques aux applications THz, University of Montpellier, France
5. Détection de molécule unique par l'effet de confinement des cristaux photoniques, FEMTO-ST, Besançon, France
6. Réalisation de gels artificiels et de cristaux photoniques, Ecole centrale de Lyon, Lyon, France
7. Second harmonic generation in planar GaN photonic crystals, Ecole centrale de Lyon, Lyon, France
8. Enhancement of second-harmonic generation in planar GaN photonic crystals, University of British Columbia, Vancouver, Canada.

1.4.3 Brevets

1. Détecteur pour ondes sub-millimétrique ou terahertz à mélangeur électronique injecté optiquement, N° de dépôt 10 00028.

1.4.4 Revues internationales

1. T. Laurent, R. Sharma, J. Torres, P. Nouvel, S. Blin, L. Varani, Y. Cordier, M. Chmielewska, S. Chenot, J.-P. Faurie, B. Beaumont, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, V. Korotyeyev, and V. A. Kochelap, "Voltage-controlled sub-terahertz radiation transmission through GaN quantum well structure," *Appl. Phys. Lett.* vol. 99, iss. 8, p. 082101, Aug. 2011.
2. 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, iss. 26, p. 262108, Dec. 2010.
3. 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, iss. 013502, Jan. 2010.
4. 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.
5. 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, iss. 013717, 2009.
6. T. Grosjean, F. Baida, R. Adam, J. P. Guillet, L. Billot, P. Nouvel, J. Torres, A. Penarier, D. Charraut, and L. Chusseau, "Linear to radial polarization conversion in the THz domain using a passive system," *Optic Express*, vol. 16, iss. 23, pp. 18895–18909, 2008.
7. J. Torres, H. Marinchio, P. Nouvel, G. Sabatini, C. Palermo, L. Varani, L. Chusseau, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, "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, iss. 2, p. 491, Mar./Apr. 2008.
8. 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, iss. 1, pp. 257–260, 2008.
9. 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.

10. W. Knap, A. Fatimy, J. Torres, F. Teppe, M. Orlov, and V. Gavrilenko, "Plasma wave resonant detection of terahertz radiations by nanometric transistors," *Fizika Nizkikh Temperatur*, vol. 33, iss. 2, 2007.
11. S. Bouchoule, S. Boubanga-Tombet, L. L. Gratiet, M. Le Vassor d'Yerville, J. Torres, Y. Chen, and D. Coquillat, "Reactive ion etching of high optical quality GaN sapphire photonic crystal slab using CH_4H_2 chemistry," *Journal of Applied Physics*, vol. 101, iss. 4, p. 043103, 2007.
12. W. Knap, A. El Fatimy, J. Torres, F. Teppe, M. Orlov, and V. Gavrilenko, "Plasma wave resonant detection of terahertz radiations by nanometric transistors," *Low temperature physics*, vol. 33, pp. 2–3, 2007.
13. J. Torres, P. Nouvel, A. Akwoue Ondo, L. Chusseau, F. Teppe, A. Shchepetov, and S. Bollaert, "Tunable plasma wave resonant detection of optical beating in high electron mobility transistor," *Appl. Phys. Lett.* vol. 89, p. 201101, 2006.
14. M. Belotti, J. Torres, E. Roy, A. Pepin, Y. Chen, D. Gerace, L. C. Andreani, and M. Galli, "Replication of photonic crystals by soft ultraviolet-nanoimprint lithography," *Journal of Applied Physics*, vol. 99, iss. 2, p. 024309, 2006.
15. M. Belotti, J. Torres, E. Roy, A. Pepin, Y. Chen, D. Gerace, L. C. Andreani, and M. Galli, "Fabrication of SOI photonic crystal slabs by soft UV-nanoimprint lithography," *Microelectronic Engineering*, vol. 83, pp. 1773–1777, 2006.
16. F. Teppe, M. Orlov, E. A. Fatimy, A. Tiberj, W. Knap, J. Torres, V. Gavrilenko, A. Shchepetov, Y. Roelens, and S. Bollaert, "Room temperature tunable detection of subterahertz radiation by plasma waves in nanometer InGaAs transistors," *Applied Physics Letters*, vol. 89, iss. 22, p. 222109, 2006.
17. D. Coquillat, J. Torres, R. Legros, J. P. Lascaray, Y. Chen, L. Manin-Ferlazzo, S. Ruffenach, O. Briot, R. L. Aulombard, M. Le Vassor d'Yerville, E. Centeno, D. Cassagne, J. P. Albert, and D. Felbacq, "Angular dispersion of photons and phonons in a photonic crystal grown GaN pyramids containing InGaN quantum well," *Physica status solidi a*, vol. 101002, pp. 652–655, 2005.
18. D. Coquillat, G. Vecchi, C. Comashi, A. M. Malvezzi, J. Torres, M. Le Vassor d'Yerville, and E. Centeno, "Enhanced second-, third-harmonic generation and induced photoluminescence in a two-dimensional GaN photonic crystal," *Appl. Phys. Lett.* vol. 87, p. 101106, 2005.
19. J. C. Galas, J. Torres, M. Belotti, Q. Kou, and Y. Chen, "Tuneable microfluidic dye laser with integrated mixer and micro-ring resonator," *Appl. Phys. Lett.* vol. 86, p. 264101, 2005.
20. J. Torres, M. Le Vassor d'Yerville, D. Coquillat, E. Centeno, and J. P. Albert, "Ultraviolet surface-emitted second-harmonic generation in GaN one-dimensional photonic crystal," *Phys. Rev.B*, vol. 71, p. 038519, 2005.
21. D. Coquillat, J. Torres, D. Peyrade, Y. Chen, R. Legros, J. P. Lascaray, M. Le Vassor d'Yerville, R. M. De La Rue, E. Centeno, D. Cassagne, and J. P. Albert, "Equifrequency surfaces in a two-dimensional GaN photonic crystal," *Optic Express*, vol. 12, p. 1097, 2004.
22. D. Coquillat, J. Torres, R. Legros, J. P. Lascaray, D. Peyrade, Y. Chen, R. M. De La Rue, M. Le Vassor d'Yerville, E. Centeno, D. Cassagne, and J. P. Albert, "Polarization effects in second-harmonic generation in a GaN-based one-dimensional photonic crystal," *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* vol. 5450, p. 540, 2004.

-
23. G. Vecchi, J. Torres, D. Coquillat, M. Le Vassor d'Yerville, and A. M. Malvezzi, "Enhancement of visible second harmonic in 2D GaN-based photonic crystal waveguides," *Applied Physic Letter*, 2004.
 24. J. Torres, G. Vecchi, D. Coquillat, M. A. Malvezzi, R. Legros, J. P. Lascaray, D. Peyrade, Y. Chen, M. Le Vassor d'Yerville, E. Centeno, D. Cassagne, J. P. Albert, and R. M. De La Rue, "Enhancement of second harmonic in one-dimensional and two-dimensional epitaxial GaN-based photonic crystal," *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* vol. 5450, p. 240, 2004.
 25. J. Torres, D. Coquillat, R. Legros, J. P. Lascaray, D. Peyrade, Y. Chen, M. Le Vassor d'Yerville, E. Centeno, D. Cassagne, and J. P. Albert, "Giant second-harmonic generation in one-dimensional GaN-based photonic crystal," *Physica status solidi b*, vol. 240, p. 455, 2004.
 26. J. Torres, D. Coquillat, R. Legros, J. P. Lascaray, D. Peyrade, Y. Chen, M. Le Vassor d'Yerville, E. Centeno, D. Cassagne, and J. P. Albert, "Giant second-harmonic generation due to quasi-phase matching in one-dimensional GaN-based photonic crystal," *Phys. Rev. B*, vol. 69, p. 085105, 2004.
 27. D. Coquillat, D. Peyrade, Y. Chen, R. Legros, J. Torres, J. P. Lascaray, Y. Chen, L. Manin-Ferlazzo, S. Ruffenach, O. Briot, R. L. Aulombard, M. Le Vassor d'Yerville, E. Centeno, D. Cassagne, and J. P. Albert, "Experimental dispersion of the radiative Bloch modes of GaAs photonic crystals consisting of pillars in a graphite arrangement," *Physica E*, vol. 17, pp. 423–425, 2003.
 28. D. Peyrade, J. Torres, D. Coquillat, R. Legros, J. P. Lascaray, Y. Chen, L. Manin-Ferlazzo, S. Ruffenach, O. Briot, R. L. Aulombard, M. Le Vassor d'Yerville, E. Centeno, D. Cassagne, and J. P. Albert, "Equifrequency surfaces in GaN/sapphire photonic crystal," *Physica E*, vol. 17, pp. 420–422, 2003.

1.4.5 Conférences invitées

1. J. Torres, F. Teppe, P. Nouvel, L. Varani et al. "Optical Excitations of Plasma Instability in HEMTS — Possibility of Mode Locking for THZ Emission" PIERS-2011, Marrakech, March 20-23.
2. J. Torres, "THz emission by plasma waves in nanotransistors," SIPE-10, Nov. 3-5, 2010.
3. L. Chusseau, J. Torres, P. Nouvel, H. Marinchio, L. Varani, J. F. Lampin, S. Bollaert, Y. Roelens, and D. Dolfi, "Efficient terahertz mixer from plasma wave downconversion in InGaAs HEMT," in *Proc. Photonic West*, San Francisco, Jan. 2010.
4. R. Czarny, L. Morvan, G. Pillet, P. Guiset, J. Schnell, P. Legagneux, S. Megtert, A. de Rossi, J. Torres, P. Nouvel, H. Marinchio, L. Varani, L. Chusseau, J. F. Lampin, S. Bollaert, and Y. Roelens, "Technological bricks and concepts for THz remote sensing," *IEEE Winter Topicals*, Jan. 3-11, 2010.
5. L. Chusseau, L. Varani, J. Torres, C. Palermo, P. Nouvel, A. Penarier, H. Marinchio, G. Sabatini, T. Laurent, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskiis, "THz detection and generation by semiconductor heterostructures using transport properties in InGaAs HEMT and GaN 2D electron gas," in *Proc. 17th European Workshop on Heterostructure Technology (HETECH)*, G. Meneghesso, Ed., Venice, Italy, pp. 155–156, Nov. 2008.

6. J. Torres, G. Vecchi, D. Coquillat, M. A. Malvezzi, R. Legros, J. P. Lascaray, D. Peyrade, Y. Chen, M. Le Vassor d'Yerville, E. Centeno, D. Cassagne, J. P. Albert, and R. M. De La Rue, "Enhancement of second harmonic in one-dimensional and two-dimensional epitaxial GaN-based photonic crystal," *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* vol. 5450, p. 240, 2004.
7. J. Torres, D. Coquillat, R. Legros, J. P. Lascaray, D. Peyrade, Y. Chen, M. Le Vassor d'Yerville, E. Centeno, D. Cassagne, and J. P. Albert, "Enhancement of second harmonic in one-dimensional and two-dimensional epitaxial GaN-based photonic crystal," in *Proc. LEOS summer topical meeting, Vancouver (Canada)*, 2004.

1.4.6 Conférences avec actes

1. W. Knap, F. Teppe, C. Consejo, B. Chenaud, J. Torres, P. Solignac, Z. Wasilewski, M. Zholudev, N. Dyakonova, D. Coquillat, P. Buzatu, A. El Fatimy, F. Schuster, H. Videlier, M. Sakowicz, B. Giffard, and F. Palma, "Terahertz Detection by Field Effect Transistors for Security Imaging," in *Proc. SPIE*, vol. 8023, Orlando-USA, 2011.
2. 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, iss. 2, pp. 203–205, 2011.
3. T. Laurent, R. Sharma, J. Torres, P. Nouvel, S. S. Blin, C. Palermo, L. Varani, Y. Cordier, M. Chmielowska, J.-P. Faurie, and B. Beaumont, "Measurement of Pulsed Current–Voltage Characteristics of AlGaIn/GaN HEMTs from Room Temperature to 15 K," *Acta Phys. Polonica A*, vol. 119, iss. 2, pp. 196–198, 2011.
4. T. Laurent, R. Sharma, J. Torres, P. Nouvel, S. 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, iss. 2, pp. 107–110, 2011.
5. 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, iss. 2, pp. 103–106, 2011.
6. H. Marinchio, C. Palermo, G. Sabatini, P. Ziade, T. Laurent, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, 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 *Proc. 35th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, Roma, Italy*, 2010.
7. H. Marinchio, C. Palermo, G. Sabatini, T. Laurent, P. Ziade, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, P. Nouvel, J. Torres, A. Pénarier, S. Blin, L. Chusseau, and L. Varani, "Hydrodynamic simulation of heterodyne terahertz detection in field effect transistor," in *Proc. 35th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (Roma)*, ser. *Proc. International Conference on Infrared, Millimeter and THz Waves, Roma, Italy*, 2010.
8. 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, iss. 2, pp. 199–202, 2010

9. T. Laurent, R. Sharma, J. Torres, P. Nouvel, S. S. Blin, L. Chusseau, C. Palermo, L. Varani, Y. Cordier, M. Chmielowska, J.-P. Faurie, B. Beaumont, E. Starikov, P. Shiktorov, and V. Gruzinskis, "Enhanced Terahertz Transmission of GaN Quantum Wells," in *Proc. International Conference on Infrared, Millimeter and THz Waves*, Roma - Italy, Sept. 5-10, 2010.
10. P. Nouvel, J. Torres, H. Marinchio, T. Laurent, S. 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 *Proc. International Conference on Infrared, Millimeter and THz Waves*, Roma - Italy, Sept. 5-10, 2010.
11. S. Asmontas, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, L. Varani, G. Sabatini, H. Marinchio, and J. Torres, "International Conference on the Physics of Semiconductors," in *Proc. International Conference on the Physics of Semiconductors*, pp. 211–212, Jan. 1-1, 2010.
12. 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, iss. 1, p. 012075, 2009.
13. 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, iss. 1, p. 012076, 2009.
14. 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 2008.
15. R. Adam, J. P. Guillet, L. Chusseau, A. Penarier, P. Nouvel, J. Torres, T. Grosjean, L. Billot, F. Baida, and D. Charraut, "Near-field polarization-selective inspection of a bow-tie antenna and a passive radial polarizer at sub-THz frequencies," in *Proc. EOS Annual Meeting - Topical Meeting on Terahertz Science and Technology*, Paris, Sept. 2008.
16. P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, L. Varani, C. Palermo, J. Torres, and L. Chusseau, "Generation of Coherent TeraHertz Radiation in 2D Nitride-Based Structures," in *Proc. IRMMW-THz*, Cardiff, Sept. 2007.
17. J. Torres, P. Nouvel, L. Chusseau, F. Teppe, A. Shchepetov, and S. Bollaert, "Tunable plasma wave resonant detection of optical beating in high electron mobility transistor," in *Proc. CLEO-Europe*, Munich, June 2007.
18. A. Penarier, P. Nouvel, J. P. Guillet, T. Laurent, J. Torres, R. Adam, S. Jarrix, and L. Chusseau, "Probe design for electromagnetic near field THz mappings," in *Proc. 19ème Conf. Optique Hertzienne et Diélectriques*, Valence, France, Sept. 2007.
19. 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. Proc. of SPIE : Millimeter-Wave and Terahertz Photonics*, D. Jaeger and A. Stohr, Eds., vol. 6194, Strasbourg, France, pp. 164–170, 2006.

20. 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 Proc. International Symposium on Space Terahertz Technology, Paris, pp. 255–258, May 2006.
21. L. Chusseau, A. Akwoue Ondo, J. Torres, P. Nouvel, J. Jacquet, and M. Thual, "Four-sections semiconductor two-mode laser for THz generation," in Proc. Proceedings of SPIE : "Photonics North", P. Mathieu, Ed., vol. 6343, Québec, pp. 1097–1106, June 2006.
22. J. Torres, M. Le Vassor d'Yerville, D. Coquillat, E. Centeno, and J. P. Albert, "Ultraviolet surface-emitted second-harmonic generation in GaN one-dimensional photonic crystal," in Proc. PECS IV Heraklio (Creta), 2005.
23. J. C. Galas, J. Torres, and Y. Chen, "On-chip tunable microfluidic laser," in Proc. Micro total Analysis Systems, 2005.
24. J. Torres, M. Belotti, A. Pepin, D. Decanini, Y. Chen, D. Gerace, L. C. Andreani, and M. Galli, "Replication of Nanophotonic Structures by Soft UV-Nanoimprint Lithography," in Proc. Nanoimprint and Nanoprint Technology, Nara (Japan), 2005.
25. M. Belotti, J. Torres, A. Pepin, D. Decanini, Y. Chen, D. Gerace, L. C. Andreani, and M. Galli, "Fabrication of SOI photonic crystal slabs by soft UV-nanoimprint lithography," in Proc. Micro- and Nano-Engineering, Vienna (Austria), 2005.
26. J. Torres, G. Vecchi, D. Coquillat, M. A. Malvezzi, R. Legros, J. P. Lascaray, D. Peyrade, Y. Chen, M. Le Vassor d'Yerville, E. Centeno, D. Cassagne, J. P. Albert, and R. M. De La Rue, "Enhancement of second harmonic in one-dimensional and two-dimensional epitaxial GaN-based photonic crystal," Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng. vol. 5450, p. 240, 2004.
27. J. Torres, D. Coquillat, R. Legros, J. P. Lascaray, D. Peyrade, Y. Chen, M. Le Vassor d'Yerville, E. Centeno, D. Cassagne, and J. P. Albert, "Enhancement of second harmonic in one-dimensional and two-dimensional epitaxial GaN-based photonic crystal," in Proc. LEOS summer topical meeting, Vancouver (Canada), 2004.
28. J. Torres, D. Coquillat, R. Legros, J. P. Lascaray, D. Peyrade, Y. Chen, M. Le Vassor d'Yerville, E. Centeno, D. Cassagne, and J. P. Albert, "Giant second-harmonic generation in one-dimensional GaN-based photonic crystal," in Proc. ICNS, Nara (Japan), 2004.
29. D. Coquillat, J. Torres, R. Legros, J. P. Lascaray, D. Peyrade, Y. Chen, M. Le Vassor d'Yerville, R. M. De La Rue, E. Centeno, D. Cassagne, and J. P. Albert, "Equifrequency surfaces in a two-dimensional GaN photonic crystal with tuning range," in Proc. LEOS summer topical meeting, Vancouver (Canada), 2004.

1.4.7 Conférences sans actes

1. T. Laurent, L. Chusseau, J. Torres, P. Nouvel, C. Palermo, and L. Varani, "Spectroscopie continue d'éléments optiques pour une expérience cryogénique terahertz," in Proc. 5e Journées TéraHertz, Lille, June 2009.
2. P. Nouvel, H. Marinchio, J. Torres, C. Palermo, L. Chusseau, L. Varani, A. Shchepetov, Y. Roelens, S. Bollaert, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, "Spectroscopie terahertz des ondes de plasma excitées par battement optique dans les transistors HEMTs," in Proc. 5e Journées TéraHertz, Lille, June 2009.

-
3. T. Laurent, H. Marinchio, G. Sabatini, J. Torres, L. Chusseau, C. Palermo, and L. Varani, "Utilisation des phonons optiques pour la génération d'ondes terahertz dans le GaN," Proc. Journées Nationales Du Réseau Doctoral de Micro-électronique (JNRDM), May 2008.
 4. J. P. Guillet, R. Adam, A. Penarier, P. Nouvel, J. Torres, L. Chusseau, T. Grosjean, F. Baida, L. Billot, and D. Charraut, "Génération d'un faisceau THz polarisé radialement," in Proc. 12e Journées Nano Micro et Optoélectronique, Oleron, 2008.
 5. L. Chusseau, L. Varani, J. Torres, C. Palermo, P. Nouvel, A. Penarier, H. Marinchio, G. Sabatini, T. Laurent, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, "THz detection and generation by semiconductor heterostructures using transport properties in InGaAs HEMT and GaN 2D electron gas," in Proc. 17th European Workshop on Heterostructure Technology (HETECH), G. Meneghesso, Ed., Venice, Italy, pp. 155–156, Nov. 2008.
 6. 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," 17th European Workshop on Heterostructure Technology (HETECH), Nov. 2008.
 7. T. Laurent, G. Sabatini, P. Nouvel, J. Torres, C. Palermo, L. Chusseau, L. Varani, Y. Cordier, E. Starikov, P. Shiktorov, and V. Gruzinskis, "Terahertz generation in GaN quantum wells by amplification of transverse electromagnetic waves," HETECH, Nov. 3-5, 2008.
 8. 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 Proc. EOS Annual Meeting, 2008.
 9. T. Grosjean, L. Billot, F. Baida, D. Charraut, R. Adam, J. P. Guillet, A. Penarier, P. Nouvel, J. Torres, and L. Chusseau, "Optical microantennas for subwavelength vectorial inspection at THz frequencies," in Proc. NFO10, Buenos Aires, Sept. 2008.
 10. J. P. Guillet, R. Adam, A. Penarier, J. Torres, P. Nouvel, L. Chusseau, T. Grosjean, F. Baida, L. Billot, and D. Charraut, "A new THz passive radial polarizer," in Proc. IRMMW-THz, Pasadena, CA, Sept. 2008.
 11. J. Torres, P. Nouvel, H. Marinchio, C. Palermo, L. Varani, L. Chusseau, F. Teppe, A. Shchetov, and S. Bollaert, "Conversion opto-électronique 0-600 GHz dans des nanotransistors HEMTs," in Proc. 15èmes Journées Nationales Micro-ondes (JNM), Toulouse, France, May 2007.
 12. H. Marinchio, J. Torres, P. Nouvel, G. Sabatini, C. Palermo, J. Pousset, L. Chusseau, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, "Etude théorique et expérimentale de la réponse à un battement optique de transistors HEMT à onde de plasma," in Proc. 4èmes Journées TeraHertz, Bombannes, France, May 2007.
 13. 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 Proc. Groupe De Recherche Nanoélectronique, Lille, France, 2007.
 14. 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 Proc. 19th International Conference on Hertzian Optic and Dielectrics, Valence, Sept. 2007.
15. R. Adam, P. Nouvel, A. Penarier, J. Torres, T. Dubois, S. Jarrix, and L. Chusseau, "Etude de sondes pour la microscopie en champ proche THz," in Proc. 4èmes Journées TeraHertz, Bombannes, May 2007.
 16. A. Penarier, R. Adam, J. P. Guillet, P. Nouvel, J. Torres, S. Jarrix, and L. Chusseau, "Sondes pour la microscopie en champ proche à 100 GHz," in Proc. Assemblée Générale du GDR Ondes, Pessac, 2007.
 17. J. Torres, P. Nouvel, L. Chusseau, F. Teppe, A. Shchepetov, and S. Bollaert, "Tunable plasma wave resonant detection of optical beating in high electron mobility transistor," in Proc. GDR THz, Montpellier, Dec. 2006.
 18. 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 photomélange à 1,55 μm ," in Proc. Xle Journées Nano-Micro Electronique et Optoélectronique (JNMO), Aussois, France, Apr. 2006.
 19. 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 photomélange," in Proc. Les Horizons de l'Optique, Chambéry, France, Nov. 2005.

Chapitre 2

Stratégie

Sommaire

2.1	Description de l'équipe	27
2.2	Objectifs scientifiques	27
2.3	Mise en place d'un Groupement d'Intérêt Scientifique : le GIS-TeraLab	28

2.1 Description de l'équipe

Le Groupe d'Étude Haute Fréquence (GEHF) est une composante du Département Photonique et Ondes de l'Institut d'Électronique du Sud. Il possède un spectre d'activité allant de la théorie pure (phénomènes ultimes de transport et bruit dans les semiconducteurs par Monte Carlo et Hydrodynamique, bruit sous-poissonien des lasers, . . .), à l'expérience (phénomènes de transport et nouveaux modes d'oscillation THz, champ proche électromagnétique, photomélange, . . .), jusqu'au transfert technologique avec l'industrie via la plateforme Hermes (développement d'antenne à fente, développement d'un radar 'chirp' spécifique pour l'analyse de défaut millimétriques, . . .).

2.2 Objectifs scientifiques

Au sein du groupe GEHF, les actions engagées actuellement recouvrent des aspects liés à la fois à la génération, à la détection et à l'utilisation des ondes THz :

- La génération THz est abordée de trois façons. (1) Par la résonance du transport électronique dans des semiconducteurs, comme le Nitrure de Gallium. Il a été mis en évidence théoriquement dans le groupe et la démonstration expérimentale que je détaillerai au chapitre 4 est en cours (financement ANR AITHER). (2) Par la technique de par l'excitation des ondes de plasma dans des nano-composants produite grâce au battement optique de deux lasers. (3) Par la technique de photomélange qui consiste en la conversion en ondes THz du battement de fréquence issu du couplage de deux lasers.
- La détection THz est abordée de deux façons. (1) Par l'excitation des ondes de plasma dans des nano-composants produite grâce au battement optique de deux lasers. La spectroscopie

d'excitation THz des ondes de plasma a été illustrée de façon probante de cette façon et interprétée théoriquement grâce à un modèle original du transistor sous éclairage. Ce travail a été soutenu par la DGA dans le cadre du projet de Recherche Exploratoire et Innovation DEMETER. (2) Par la mise en oeuvre de détecteur pyroélectrique en couches-minces. Cette activité est transversale au laboratoire puisque qu'elle fait intervenir les membres de l'équipe MITEA.

- L'utilisation des ondes THz est réalisée par une expérience de champ proche THz en régime continu. Ce projet étend la compétence champ proche du groupe GEHF initiée par une étude de compatibilité électromagnétique des circuits en champ proche permettant d'évaluer les mécanismes de perturbation des circuits et des composants à des fréquences de l'ordre du GHz.
- Le transfert technologique avec l'industrie est assuré via la plateforme Hermes (développement d'antenne à fente, développement d'un radar 'chirp' spécifique pour l'analyse de défaut millimétriques, ...). HERMES, est une plateforme technologique soutenue par la Région Languedoc-Roussillon. L'objectif est également de donner l'environnement nécessaire aux PME pour développer de nouveaux axes de recherche. Elle possède des logiciels spécifiques et du matériel coûteux nécessaire à la conception et la caractérisation des systèmes hyperfréquences.

2.3 Mise en place d'un Groupement d'Intérêt Scientifique : le GIS-TeraLab

Le développement de nouveaux systèmes électroniques et optiques fonctionnant aux fréquences TéraHertz représente un enjeu crucial tant pour la science fondamentale que pour les applications technologiques dans les années à venir.

Le Groupe d'Intérêt Scientifique "TeraLab" (GIS-TeraLab) œuvre à l'émergence d'objectifs de recherche en physique et en électronique dans le domaine des TéraHertz (THz) communs à l'ensemble de ses partenaires, et à la mise en commun des moyens nécessaires à la poursuite de ces objectifs.

Depuis plusieurs années, deux équipes de l'université Montpellier 2 jouent un rôle de premier plan dans ce domaine, aussi bien au niveau national qu'international : le "Groupe d'Etude Hautes Fréquences" de l'Institut d'Electronique du Sud (IES UMR 5214) et l' "Equipe TeraHertz" du Laboratoire Charles Coulomb (L2C UMR 5221).

L'équipe de l'IES a mis en place la Plateforme Régionale "HERMES" destinée à encourager le transfert technologique en systèmes hyperfréquences avec les PME. L'équipe du L2C a créé la "Plateforme Régionale THz" dédiée à la mise en commun de moyens scientifiques pour le développement de dispositifs THz et à laquelle participe l'équipe de l'IES depuis 2006. Cette plateforme est une amorce à la présente demande de création du GIS-CTHz.

La reconnaissance de la compétence et du savoir-faire de chacune des deux équipes s'est aussi manifestée à travers l'organisation de conférences nationales et internationales centrées autour de la thématique THz :

- Journées THz
- Workshops du GDR-E/ GDR-I THz
- Journées du GDR-Ondes

- 16ème édition de la conférence internationale EDISON.

A l'heure actuelle les échanges entre les équipes de l'IES et du L2C sont de plus en plus importants et une motivation forte se fait ressentir sur l'envie de développer un groupe d'intérêt scientifique commun de recherche.

La mise en place d'un Groupement d'Intérêt Scientifique est une excellente opportunité pour renforcer de façon significative la synergie entre les deux équipes contribuant ainsi à faire du CNRS - Université Montpellier 2 un Pôle d'Excellence dans un domaine très compétitif pour la science fondamentale et porteur de nombreuses avancées technologiques à grand potentiel applicatif.

En résumé, l'objet du GIS-TERALAB est :

1. de développer des activités scientifiques et technologiques résolument nouvelles en particulier dans les aspects exploratoires des composants THz et des systèmes utilisant ces composants,
2. de favoriser l'accueil de chercheurs, de post-doctorants et de doctorants, français et étrangers,
3. de constituer une vitrine de la recherche en France dans ce domaine,
4. de favoriser le transfert de compétences, de technologies et d'applications vers les entreprises du secteur.

Chapitre 3

Présentation du domaine de recherche

Sommaire

3.1	Introduction	31
3.2	Phénomènes physiques aux fréquences TeraHertz	32
3.3	Le TeraHertz aujourd'hui : les applications	32
3.4	Sources et détecteurs térahertz : État de l'Art	35
3.4.1	Sources	35
3.4.2	Détecteurs	37
3.5	Intérêt industriel et technologique	38

3.1 Introduction

Le domaine térahertz (THz), région du spectre électromagnétique comprise entre 300 GHz et 30 THz – soit en longueurs d'ondes, entre 1 mm et 10 μ m (Fig. 3.1) [1] – suscite aujourd'hui la convoitise de nombre de scientifiques et d'industriels comme le montre la figure 3.1 car les radiations térahertz, peu énergétiques et susceptibles d'exciter de très nombreux modes de résonances de la matière, constituent un nouveau moyen d'investigation non destructif dans des disciplines scientifiques aussi différentes que l'astrophysique, la physique du solide, la médecine ou la biologie.

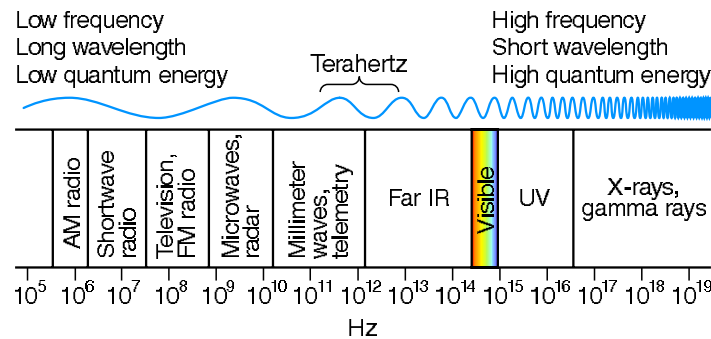


Figure 3.1 : Représentation de la bande spectrale TeraHertz.

D'autre part, en plus de ces applications en spectroscopie, des télécommunications à très

haut débit peuvent être envisagées. Malgré ses intérêts scientifiques et technologiques majeurs, le domaine térahertz n'a été jusqu'à présent que peu exploré. La raison est simple : il n'existe actuellement aucune source et aucun détecteur de radiations térahertz qui permette un usage des techniques térahertz à grande échelle. Un tel usage nécessite en effet la conception de dispositifs à l'état solide, intégrables aux technologies actuelles, fonctionnant à température ambiante et, si possible, accordables en fréquence. Aux fréquences térahertz, les composants, électroniques – diodes, transistors – d'un côté, et optiques – lasers – de l'autre, atteignent leurs limites. Une recherche visant à améliorer les dispositifs usuels des hyperfréquences ou de l'optique et portant uniquement sur l'exploitation de nouveaux matériaux plus rapides ou de nouvelles structures plus ingénieuses ne semble plus suffire. Pour combler ce qu'on peut appeler le gap térahertz, il faut donc changer de stratégie et envisager la mise à contribution de nouveaux phénomènes physiques.

3.2 Phénomènes physiques aux fréquences TeraHertz

- tous les corps solides chauffés émettent des ondes aux fréquences THz [3; 4],
- l'énergie du photon de la radiation THz (entre 1.2 meV et 12 meV) reste faible devant l'énergie thermique à température ambiante (caractéristique intéressante pour la spectroscopie et l'imagerie),
- les électrons dans les semi-conducteurs répondent aux fréquences THz et les temps typiques d'interaction avec les phonons et les impuretés sont de l'ordre de la picoseconde sans considérer, par exemple, que le temps de transit des électrons sous la grille d'un transistor de dernière génération est de l'ordre de la picoseconde,
- une énergie de quelques meV n'est pas en mesure d'ioniser les atomes, ce qui rend le THz intéressant pour les applications médicales et biologiques,
- un grand nombre de molécules organiques et inorganiques ont des fréquences de vibration et de rotation de l'ordre du THz (protéines, ADN),
- des modes de rotation ainsi que des modes d'oscillation collectifs amènent des liquides polaires comme l'eau, par exemple, à absorber des radiations aux fréquences THz.

3.3 Le TeraHertz aujourd'hui : les applications

Parmi les principales applications potentielles des sources et détecteurs THz, on peut citer :

- **la spectroscopie** ; des systèmes de spectroscopie THz résolus dans le temps (*THz time-domain spectroscopy*) sont déjà commercialisés [5]. Cette technique est basée sur l'émission d'impulsion ultra-courtes (typiquement une centaine de femtoseconde) de pompe (associées à un élément non-linéaire, typiquement un cristal de ZnTe) permettant d'obtenir un champ THz et de sonde permettant d'échantillonner temporellement le signal. La transformée de Fourier de ce dernier donne la signature spectrale de l'échantillon.
- **la sécurité** ; le rayonnement THz est transmis à travers la plupart des matériaux non métalliques et non polaires, permettant aux systèmes THz de voir au delà des paquets, cartons ondulés, habillements, chaussures, etc. afin de détecter les matériaux potentiellement dangereux (Fig.3.3 (a) [6]). D'autre part, de nombreuses substances explosives (Fig. 3.3 (b)) ont une signature spectrale dans ce domaine fréquentiel et peuvent être détectées grâce à un système de protection basé sur les radiations THz [7].

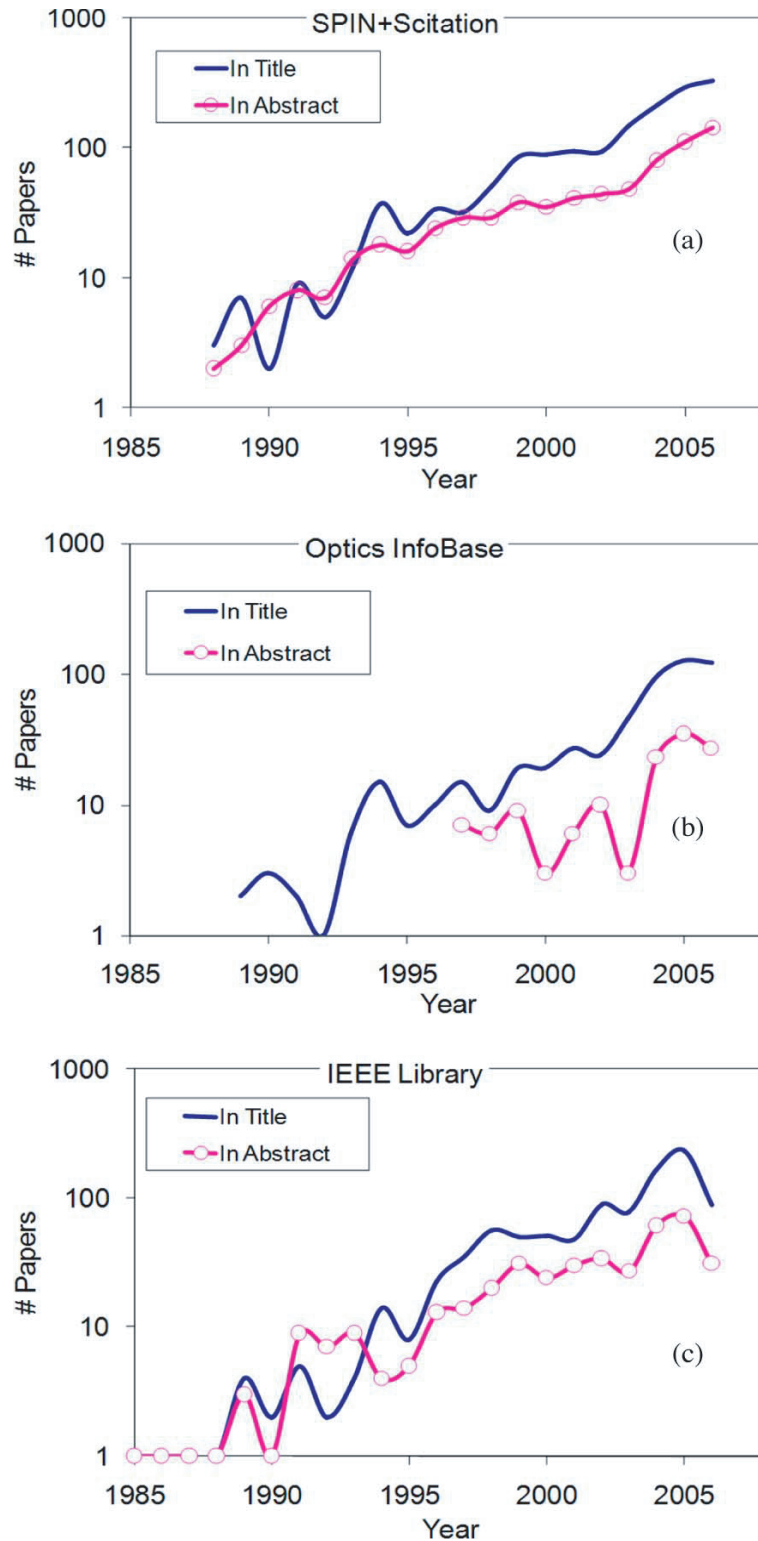


Figure 3.2 : Nombre d'articles édités tous les ans ayant pour mot-clé "terahertz" selon les trois différentes bases de données : SPIN+Scitation, Optics InfoBase, IEEE Library [2].

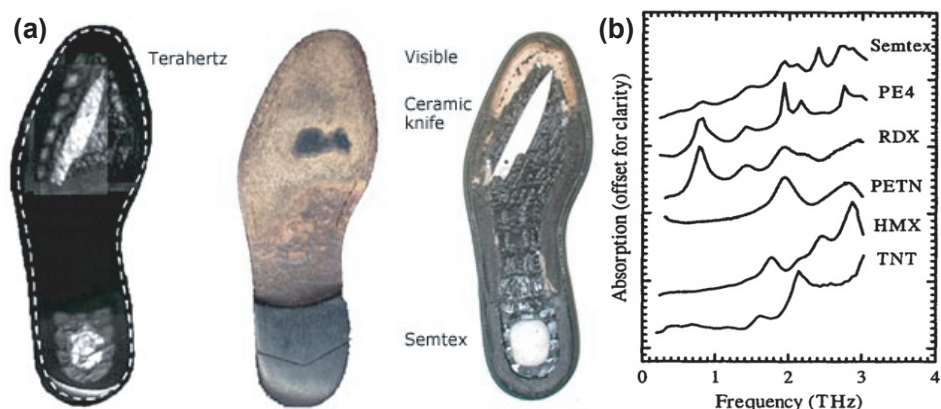


Figure 3.3 : (a) Pics d'absorption de quelques explosifs et drogues dans le domaine THz [7]. (b) Image THz (à gauche), optique (au centre) et combinaison optique + THz (à droite) d'une chaussure mettant en évidence la présence d'un couteau en céramique et d'un explosif[6].

- **la médecine et la biologie** ; l'énergie du photon THz étant de quelques meV, une radiation à cette fréquence est non-ionisante et non destructive. Elle apparaît alors comme une alternative au rayon X tout à fait favorable à l'étude du vivant. La figure 3.4 propose une image THz d'un carcinome présent sur un tissu mammaire excisé. Ce type d'imagerie THz permettrait donc d'estimer l'extension de la masse tumorale et ses caractéristiques sans besoin d'une coupe histologique [8; 9]..

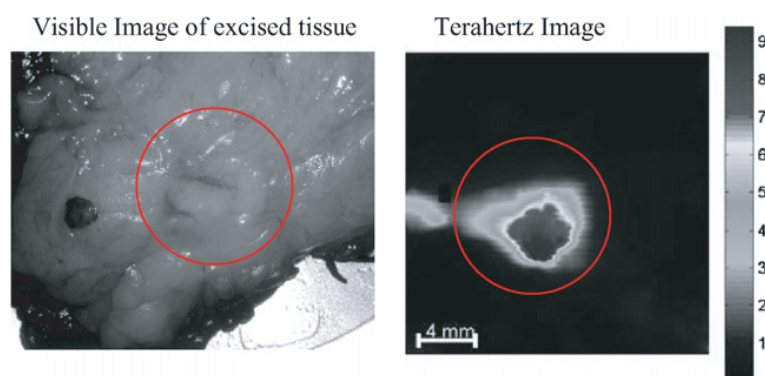


Figure 3.4 : Photographie et image THz d'un carcinome (cerclé) sur un tissu mammaire retiré [9].

- **les télécommunications** ; la bande radiofréquence commençant à saturer, disposer d'une nouvelle et large bande de fréquence est bienvenu. Des débits de l'ordre du Tbits/s seraient ainsi possibles. Mais la forte absorption des radiations par l'atmosphère terrestre limite les applications aux applications de courtes portées (*last miles communications*), aux communications spatiales hors atmosphère ou aux télécommunications guidées (utilisations de guides photoniques [10] ou plasmoniques [11]).
- **l'astrophysique**. On estime que la moitié de la luminosité totale dans l'espace ainsi que 98%

des photons émis par le Big Bang se situent dans les régions sub-millimétriques et lointain-infrarouge [12]. D'autre part, la détection des molécules émises par les étoiles (azote ionisé, monoxyde de carbone, ...) ou présentes dans l'atmosphère d'autres planètes (ex : HF et HCl pour l'atmosphère Vénusienne [13]) qui absorbent le rayonnement THz.

Il est donc évident que le développement de nouveaux systèmes THz (émetteurs/détecteurs, imageurs, etc ...) représente un enjeu très important aussi bien pour la science fondamentale que pour la science appliquée.

3.4 Sources et détecteurs térahertz : État de l'Art

3.4.1 Sources

Pour les sources THz deux types d'approche sont aujourd'hui étudiés par la communauté scientifique : l'approche optique ou l'approche électronique. Concernant l'approche optique, il s'agit d'utiliser en premier lieu des sources lasers disponibles dans le domaine visible/proche infra-rouge et d'obtenir des fréquences THz en utilisant par exemple les battements entre deux sources lasers une photodiode ultra-rapide (UTC) [14] ou en envoyant une impulsion d'un laser femtoseconde sur un cristal optique non-linéaire [15] ou sur un photoconducteur [16; 17]. En second lieu il s'agit d'obtenir d'emblée l'émission THz par des dispositifs tels que le laser à électrons libres, quelques lasers à gaz [18; 19], le laser à Germanium p [20; 21] et, plus récemment, le laser à cascade quantique [22; 23; 24; 25]. Les principaux inconvénients associés à la génération THz par voie optique sont à ce jour la relative complexité des dispositifs, leur encombrement et/ou fonctionnement à basse température et dans certains cas, la nécessité d'un champ magnétique. L'approche électronique exploite quant à elle différentes non-linéarités intrinsèques des dispositifs électroniques pour obtenir la multiplication des fréquences à partir de dispositifs oscillant à quelques centaines de GHz. Il s'agit donc d'étudier de nouveaux dispositifs électroniques capables d'osciller à des fréquences nettement plus élevées que celles des composants actuellement disponibles en jouant sur les matériaux, la géométrie, les mécanismes physiques, les profils de dopage, etc. Les dispositifs émetteurs les plus utilisés sont des diodes Gunn [26], des diodes Schottky, des diodes IMPATT, des diodes à effet tunnel résonant, des MESFETs et des HEMTs [27; 28]. Ces dispositifs sont toujours à l'étude ou uniquement utilisés dans les laboratoires de recherche. Les principaux inconvénients liés à la génération THz par voie électronique sont des niveaux de courant élevés qui mènent souvent à un échauffement inacceptable du dispositif, l'effet de la résistance des contacts qui tend à supprimer les oscillations aux très hautes fréquences, et des rendements qui restent faibles face à un niveau de bruit intrinsèque trop élevé. Dans tous les cas, la puissance disponible par les différents dispositifs optiques et électroniques diminue très fortement lorsqu'on approche le domaine THz (Fig. 3.5).

Par conséquent le développement à grande échelle de systèmes d'émission et de détection fonctionnant dans ce domaine de fréquences nécessite de lever un certain nombre de verrous technologiques :

- Fonctionnement à température ambiante
- Régime continu
- Possibilité d'intégration dans les filières technologiques classiques (silicium et III-V)
- Faible coût de production

Pour conclure ce paragraphe, nous avons résumé dans le tableau 3.1 les principales sources THz

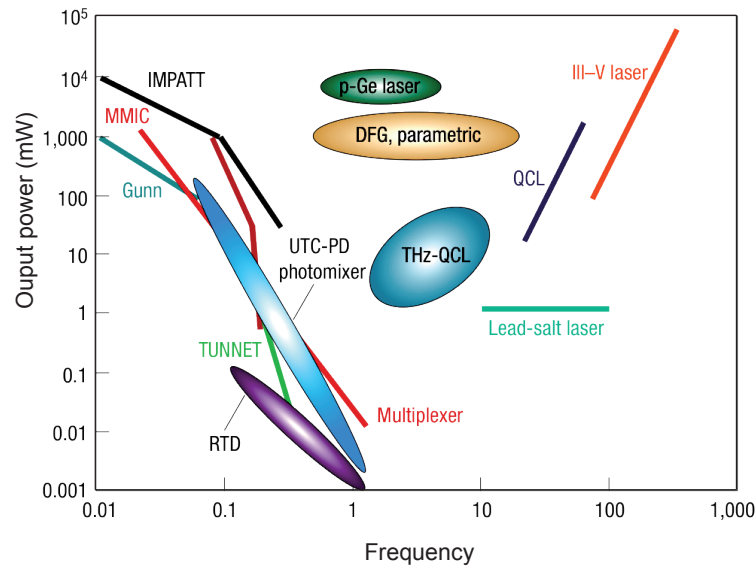


Figure 3.5 : Puissance émise en fonction de la fréquence pour différents types de sources. Les lignes correspondent à des sources conventionnelles et les ovals à des sources récentes (les valeurs indiquées sont des valeurs de pic) [29].

en précisant, en l'état actuel des choses, la puissance, l'accordabilité, la compacité, la température de fonctionnement, le coût sur le marché, le type de fonctionnement (c'est à dire s'il travaille en continu ou pas, et s'il s'agit de sources directes ou non).

Dispositifs	Puissance (W)	Accordabilité	Compacité	Température (K)	Coût	Continu	Direct
Laser moléculaire	~ 100	non	non	300	moyen	oui	oui
Laser à électrons libres	> 100	oui	non		très élevé	oui	oui
Laser Ge-p	10	oui	non	basse	moyen	oui	oui
LCQ	10^6	non	faible	basse	faible	quasi	oui
Cristal Electro-optique	10^{-6}	oui	oui	ambiante	moyen	non	non
Antenne photoconductive	10^{-6}	oui	oui	ambiante	moyen	non	non
Battement laser	10^{-6}	oui	oui	ambiante	moyen	non	non
Carcinotron	$> 10^{-4}$	oui	non	ambiante	moyen	oui	oui
Diode Gunn, IMPATT	10^{-3}	oui	oui	ambiante	faible	oui	oui
Diode tunnel résonnant	10^{-7}		oui	ambiante	faible	oui	oui
Diode Schottky	10^{-4}		oui	ambiante	faible	oui	non
HBV	10^{-2}		oui	ambiante	faible	oui	non
Nanotransistor	10^9	oui	oui	ambiante	faible	oui	oui

Tableau 3.1 : Tableau récapitulatif des différents sources THz et de leurs principales caractéristiques.

3.4.2 Détecteurs

Si comme nous venons de le voir, une partie de la recherche sur le THz est dédiée à la réalisation de source compacte, accordable et de faible coût, une autre partie importante de la recherche sur le THz est centrée sur l'étude et le développement de détecteurs et autre capteurs [15; 29; 19].

La demande en détecteur accordable, possédant une haute sensibilité dans une bande spectrale d'acquisition élevée est croissante car, en l'état actuel des choses, les seules sources disponibles ont une faible puissance de sortie ou possèdent des bandes d'émission très larges. Outre les bolomètres qui sont très sensibles sur un domaine de fréquence très large mais qui nécessitent d'être refroidi, il existe des systèmes capables de détecter ces radiations. Parmi ceux-ci citons les capteurs pyroélectriques, les cellules de Golay, À l'heure actuelle, le détecteur qui semble être le plus apprécié par la communauté scientifique est le mélangeur à diode Schottky associé à un analyseur de spectre électrique. Cet ensemble permet de réaliser un mélange hétérodyne qui transpose le signal THz en basse fréquence à l'aide un signal de fréquence proche généré par un oscillateur local. Le tableau 3.6 synthétise les caractéristiques principales (Noise Equivalent Power, vitesse d'échantillonnage, ...) des détecteurs les plus couramment utilisées.

Dispositif	NEP (W/Hz ^{1/2})	Sampling frequency	Frequency range	Compactness	Temperature	Cost
Bolometers	1 E-012	< 1 MHz	< 30 THz	Medium	Low	High
Golay cell	1 E-10	~20 Hz	< 20 THz	Low	RT	Medium
Schottky diode	1 E-09 – 1 E-11	< 20 GHz	< 1 THz	Low	RT	Medium
Pyroelectric	1 E-07 – 1 E-09	< 10 kHz	< 200 THz	Low	RT	Medium
Microbolometer	1 E-10 – 1 E-12	< 1 MHz	~1 THz	Medium-Low	RT	High
Nanotransistors	1 E-10	~20 GHz	~ 1.5 THz	Low	RT	Low

Figure 3.6 : Caractéristiques principales des détecteurs THz les plus utilisés.
NEP : *Noise Equivalent Power*.

Même si ces détecteurs sont couramment employés en laboratoire (applications en physique, astronomie, chimie), ils nécessitent pour les plus performant un refroidissement à l'hélium liquide, ne possèdent pas des fréquences d'échantillonnage élevées, ne sont pas résolus spectralement et leurs fréquences de détection plafonnent autour de 1THz.

Prenons le cas d'un échantillonnage électro-optique [30]. Dans ce cas la radiation THz est reçue par un matériau électro-optique dont les caractéristiques optiques sont modifiées par la présence d'un champ électrique. La réponse du dispositif à une impulsion laser dépendra donc du champ électrique induit par le signal THz incident. On peut dès lors obtenir un échantillonnage de celui-ci au moyen d'un train d'impulsions laser. Cependant, ce type de détection nécessite des lasers impulsifs dont le coût est extrêmement élevé. On trouve aussi dans la littérature d'autres type de détecteurs tels que des compteurs de photons [31] mais aussi plusieurs structures à supra-conducteurs qui ont été employées pendant plus de 20 ans. La recherche dans ce domaine a mené à la découverte de bolomètres à supra-conducteurs, notamment le niobium, très sensibles. Le plus employé est le mélangeur à jonction tunnel supraconducteur-isolant-supraconducteur [32].

3.5 Intérêt industriel et technologique

La figure 3.7 donne une feuille de route que se doit de suivre le THz dans des domaines aussi variés que les télécommunications, l'agronomie, ou la médecine [29]. Parmi ces applications, celles qui semblent être les plus accessibles sont reliées au domaine de la sécurité. Dans ce domaine, différentes applications ont déjà vu le jour (portique aéroportuaire, détecteur de poudre, ...). Le défi est maintenant de créer un système mobile, économique et facilement utilisable. En ce qui concerne les télécommunications sans fil, et le traitement de flux de données de plus en plus important, l'enjeu réside dans la mise en oeuvre de système compact générant des portées dont la fréquence puisse dépasser les 600 GHz avec une fréquence de modulation de 40 GBts/s à l'orée 2015. Les domaines de l'agro-alimentaire sont demandeur de système compacts et de faible coût. Pour la médecine ou la biologie des outils spéciaux pour la détection THz, comme les puces ADN, sont également nécessaires. Enfin, les applications industrielles à semi-conducteurs exigent des systèmes rapides et peu onéreux avec une meilleure résolution.

Pour avancer vers ces résultats, nous avons besoin, d'un côté, de sources THz plus performantes, peu coûteuses, intégrables et fonctionnant à température ambiante et, de l'autre, de détecteurs plus sensibles possédant une bonne sélectivité spectrale. Un immense effort de recherche, un grand investissement financier et une politique scientifique conquérante sont donc nécessaires pour rendre possible cet avancement technologique et enfin combler le fameux "gap" térahertz.

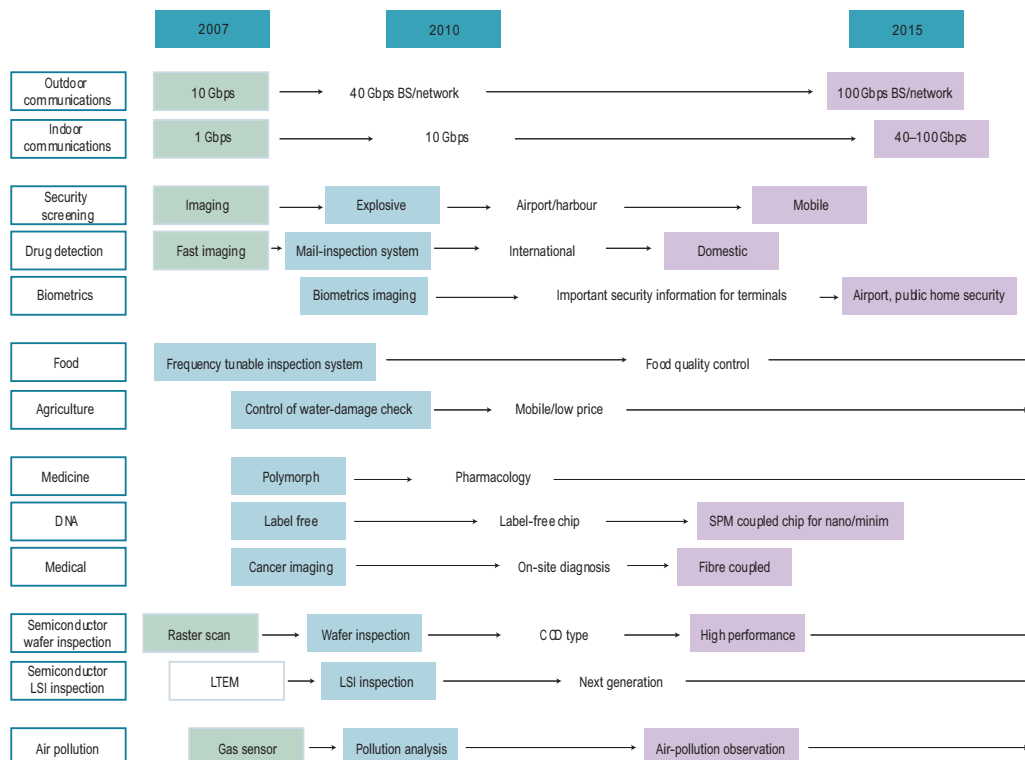


Figure 3.7 : La feuille de route pour certaines applications THz [33].

Chapitre 4

Activités scientifiques : Nano-composants électroniques pour le THz

Sommaire

4.1	Ondes de plasma 2D avec grille : spectroscopie, mélange hétérodyne et émission THz	39
4.1.1	Gaz bidimensionnel d'électrons, hétérojonctions et transistors	39
4.1.2	Oscillations de plasma dans les transistors à effet de champ	41
4.1.3	Comprendre les phénomènes physiques : spectroscopie des ondes de plasma	50
4.1.4	Exploiter les oscillations de plasma : le mélange hétérodyne	60
4.1.5	L'émission THz par les ondes de plasma forcées optiquement	62
4.2	La résonance du temps de transit du phonon optique : vers la réalisation d'une source THz	72
4.2.1	Introduction	72
4.2.2	Phénomènes de collisions dans les semiconducteurs	72
4.2.3	La résonance du temps de transit du phonon optique	73
4.2.4	Étude expérimentale	80
4.2.5	Mesure d'amplification de la transmission THz	84

4.1 Ondes de plasma 2D avec grille : spectroscopie, mélange hétérodyne et émission THz

4.1.1 Gaz bidimensionnel d'électrons, hétérojonctions et transistors

En 1972, A. Chaplik [34] a évoqué l'existence d'oscillations de plasma dans les gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG : two Dimensional Electron Gas) c'est-à-dire dans un gaz d'électrons libres de se déplacer dans deux dimensions mais fortement confinés dans la troisième.

En pratique, ces 2DEG se retrouvent à la juxtaposition d'un matériau à grand gap et d'un matériau à petit gap qui implique une discontinuité de la bande de conduction à l'interface des

deux matériaux [35]. Cette "hétérojonction", que l'on retrouve classiquement dans les transistors à haute mobilité électronique (HEMT : High Electron Mobility Transistor), illustrée sur la figure 4.1, entraîne la formation d'un puits de potentiel dans le matériau à petit gap où transfèrent et s'accumulent les électrons provenant de la couche donneuse. L'hétérojonction est caractérisée par la discontinuité de bande de conduction E_c entre les deux matériaux. Le transfert de charges génère dans la couche donneuse une zone désertée. La profil électrique de charges détermine la courbure de bande d'une part et d'autre de l'hétérojonction, ce qui se traduit par la formation d'un puits triangulaire dans le canal du HEMT. Pour une largeur du puits inférieure à la longueur d'onde de De Broglie¹, apparaissent les effets de quantification des niveaux d'énergie des électrons et la restriction du mouvements des porteurs dans le plan parallèle à l'hétérojonction.

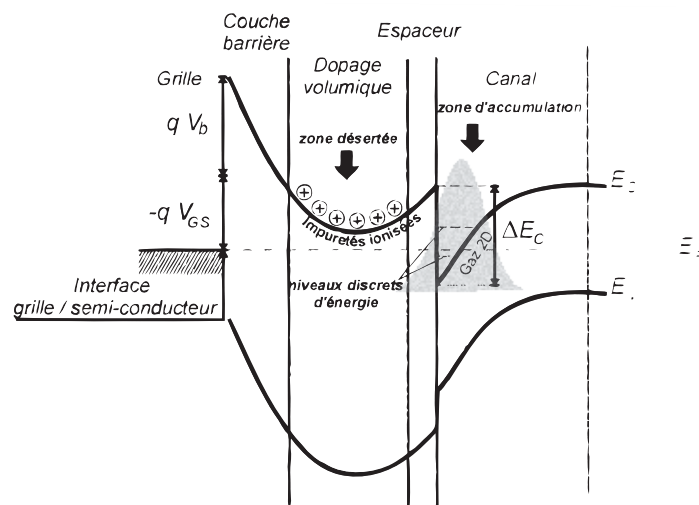


Figure 4.1 : Structure de bande d'une hétérojonction en présence du potentiel de grille.

Les performances fréquentielles de ce type de composant sont liées au temps de transit entre la source et le drain. Monter en fréquence pourrait donc se limiter à réduire les dimensions des composants et à n'utiliser que des matériaux présentant des mobilités électroniques élevées.

Dans la réalité du composant électronique, la miniaturisation des structures implique des effets parasites² qui limitent les fréquences de fonctionnement des transistors qui n'atteignent que le bas du domaine THz. Les deux juges de paix habituels évaluant la tenue en fréquence des quadripôles sont la *fréquence de transition* f_T , fréquence pour laquelle le gain du transistor en court-circuit est égal à l'unité, et la *fréquence maximale d'oscillation* f_{max} pour laquelle le gain unilatéral en puissance devient unitaire. Le tableau 4.1 regroupe les différents records fréquentiels relevés pour différentes technologies de transistors [33].

Les MOSFET (Metal–Oxide–Semiconductor Field-Effect Transistor) qui bénéficient d'un savoir-faire technologique très important de part leur position ultra-dominante dans l'industrie main-

1. La thèse de M. Louis De Broglie est disponible à l'adresse suivante : <http://tel.archives-ouvertes.fr/docs/00/04/70/78/PDF/tel-00006807.pdf>

2. La loi de Moore [36] à peu près vérifiée depuis 1973 aurait dû théoriquement continuer jusqu'en 2015 avant qu'on ne bute sur des effets parasites (effet tunnel, effet de poches, ...). Mais depuis 2004, elle souffre d'un petit ralentissement dû à des difficultés de dissipation thermique, qui empêche une montée en fréquence en dépit de la taille plus faible des composants.

tiennent des performances honorables mais sont actuellement dépassés par des transistors plus performants tels que les HBT (Heterojunction Bipolar Transistor) et les HEMTs notamment de la filière InP.³ Malheureusement, comme nous pouvons le voir sur le tableau 4.1, ces deux technologies stagnent (cf. les dates de publications vantant les records de fréquences maximales d'oscillation). Aujourd'hui, l'un des candidats les plus prometteurs est le HEMT métamorphique sur substrat GaAs. Ses performances devraient surpasser celle du HEMT InP dans un proche avenir [33]. À plus long terme, les transistors dont le canal est constitué d'InAs voire d'InSb, matériaux à très hautes mobilités électroniques, pourraient poursuivre la progression dans le bas du domaine THz [37].

Par contre, pour générer des radiations de fréquences dans la gamme THz, l'amélioration du transport électronique dans les transistors risque d'être insuffisante. L'exploitation de nouveaux phénomènes oscillant à très hautes fréquences devra être considérée. En effet, une alternative permettant d'utiliser des transistors à effet de champ (FET : Field Effect Transistor) dans la gamme THz a été proposée en 1993 par Michel Dyakonov [38] de l'université de Montpellier.

Type de transistor	f_T (GHz)	f_{max} (GHz)
MOSFET Si	360 [39]	420
TBH SiGe	280 [40]	350 [41]
TBH InP	765 [42]	687/1200 ⁴ [43]
HEMT InP	562 [44]	600 [45]

Tableau 4.1 : Maximum des fréquences de transition et d'oscillation rapporté pour différentes technologie de transistors.

4.1.2 Oscillations de plasma dans les transistors à effet de champ

a. Modèle Dyakonov-Shur

Cette subsection a pour objectif d'explicitier et de discuter du modèle de Dyakonov et Shur sur les ondes de plasma dans les transistors à effet de champ [38] et de détailler le raisonnement et les calculs nécessaires à l'élaboration de ce modèle qui, tout en simulant une structure plus simple qu'un FET réel, permet néanmoins de décrire bon nombre des phénomènes présents dans les oscillations de plasma.

Comme nous le verrons par la suite, même si les hypothèses données dans ce modèle (transport balistique i.e. grille courte à 300 K, gaz 2D non dégénéré i.e. on ne considère pas la quantification des niveaux d'énergie dans le canal, tension drain-source faible devant la tension de grille, FET utilisé dans sa zone ohmique et densité de porteurs dans le canal parfaitement contrôlé par la grille (fig. 4.2)) ne correspondent pas aux réalités expérimentales, ce modèle permet de reproduire qualitativement les résultats expérimentaux.

3. La principale différence entre un transistor bipolaire et un HBT réside dans l'utilisation de différent semiconducteurs pour l'émetteur et pour la base, ce qui permet de créer une hétérojonction, de limiter l'injection des trous de la base vers l'émetteur et d'obtenir des fréquences de fonctionnement plus élevées.

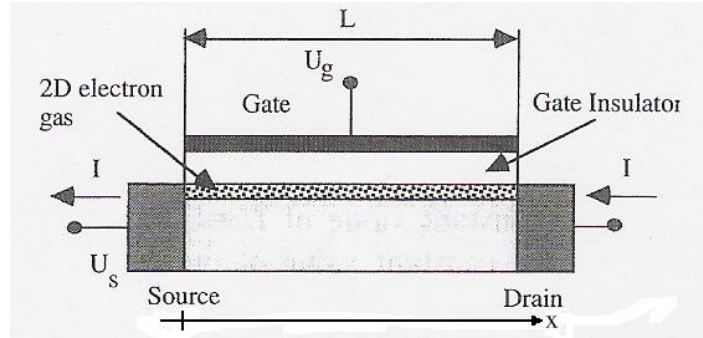


Figure 4.2 : Schéma de transistor à effet de champ utilisé dans le modèle Dyakonov-Shur [38] .

Hypothèses et équations fondamentales

Les hypothèses prises en compte dans ce modèle vont permettre de déterminer de manière assez intuitive les caractéristiques (vitesse de phase, ondes stationnaires, ...) des ondes susceptibles de naître et de se propager dans un 2DEG constituant le canal d'un FET.

Les hypothèses effectuées par Dyakonov et Shur [38] dans le cadre de ce modèle sont :

- un transport balistique i.e. grille courte à 300 K,
- on ne considère pas la quantification des niveaux d'énergie dans le canal, on suppose que le canal est non dégénéré i.e. tous les états finaux sont libres et on ne considère pas le *Principe d'Exclusion de Pauli* qui pourrait se traduire par une augmentation de l'énergie cinétique la population des porteurs du bas de bande [46].
- une tension drain-source faible devant la tension de grille ; le FET est utilisé dans la zone ohmique de sa caractéristique courant-tension. Il en résulte que les paramètres de transport comme la masse effective sont constants et qu'à l'équilibre (sans ondes de plasma) les différentes grandeurs physiques sont uniformes le long du canal.
- une densité de porteurs dans le canal parfaitement contrôlée par la grille. C'est l'approximation du canal graduel autrement formulée. Elle est généralement utilisée dans les FETs à canal long.

La densité surfacique de porteurs est supposée donnée par :

$$n_s = \frac{CU}{e} \quad (4.1)$$

avec C la capacité de grille par unité de surface et $U = U_{GC}(x) - U_T$ la tension grille-canal locale (U_T étant la tension de seuil).

D'autre part, l'équation d'Euler régissant la vitesse moyenne est :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{e}{m^*} \frac{\partial U}{\partial x} \quad (4.2)$$

où $v(x, t)$ est la vitesse locale des électrons et m^* leur masse effective. Le taux de relaxation de la vitesse ν_v qui prend en compte les collisions électroniques sera jugé faible devant la pulsation de plasma afin de simplifier l'approche théorique.

En injectant dans l'équation de continuité en électrons, on a :

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial(Uv)}{\partial x} = 0 \quad (4.3)$$

Relations de dispersion

On cherche les solutions présentant une forme harmonique :

$$\begin{cases} \underline{U}(x, t) = U_0 + \underline{u}_1 \cdot e^{-i(\omega t - kx)} \\ \underline{v}(x, t) = v_0 + \underline{v}_1 \cdot e^{-i(\omega t - kx)} \end{cases} \quad (4.4)$$

Considérant les composantes progressives comme de *faibles perturbations*, on linéarise les équations en négligeant les termes d'ordre 2, ce qui donne deux relations liant les amplitudes complexes :

$$\begin{cases} (\omega - kv_0)\underline{v}_1 - f \cdot \frac{e}{m} k \underline{u}_1 = 0 \\ -kU_0 \underline{v}_1 + (\omega - kv_0)\underline{u}_1 = 0 \end{cases} \quad (4.5)$$

Pour obtenir des solutions non nulles, le déterminant de ce système doit être nul ce qui permet d'obtenir la relation de dispersion

$$k = \frac{\omega}{v_0 \pm s} \quad (4.6)$$

avec $s = \sqrt{\frac{eU_0}{m}}$ vitesse de l'onde de plasma.

L'onde est *portée* ($v_0 + s$) ou *freinée* ($v_0 - s$) par le courant et se propage à la vitesse relative s par rapport à ce courant. Cette relation de dispersion est analogue à celle des ondes de gravitation en eau peu profonde. Un exemple de ces ondes de surface est proposé sur la photo 4.3 montrant de grandes vagues remontant la rivière Petitcodiac à Moncton (Nouveau-Brunswick - Canada) : c'est le phénomène de mascaret.

Modes de plasma dans la cavité

Les conditions aux limites - à savoir que l'on considère la situation où la source et le drain sont connectés à une source de courant et la grille et la source sont connectés à une source de tension - permettent de discriminer, par leur vecteur d'ondes, les modes de plasma pouvant s'établir dans le canal du transistor. La composante de l'onde de plasma à la pulsation ω s'écrit donc :

$$\begin{cases} \underline{U}(x, t) = U_0 + \underline{\Delta u}(x, t) = U_0 + [\underline{u} \cdot e^{i\frac{\omega}{v_0+s}x} - \underline{u} \cdot e^{i\frac{\omega}{v_0-s}x}]e^{-i\omega t} \\ \underline{v}(x, t) = v_0 + \underline{\Delta v}(x, t) = v_0 + \frac{s}{U_0} [\underline{u} \cdot e^{i\frac{\omega}{v_0+s}x} + \underline{u} \cdot e^{i\frac{\omega}{v_0-s}x}]e^{-i\omega t} \end{cases} \quad (4.7)$$

La condition aux limites sur le drain conduit à :



Figure 4.3 : Mascaret sur la rivière Petitcodiac à Moncton (Nouveau-Brunswick - Canada)

$$\frac{s + v_0}{s - v_0} = e^{i\omega \frac{2Ls}{s^2 - v_0^2}} \quad (4.8)$$

Cette relation nous force à envisager une pulsation complexe $\omega = \omega' + i\omega''$; on détermine la *pseudo-pulsation* ω' et l'*incrément logarithmique* ω'' , en séparant partie réelle et imaginaire dans la relation :

$$\begin{cases} e^{\frac{2\omega''Ls}{s^2 - v_0^2}} = \frac{s + v_0}{s - v_0} \\ \sin\left(\frac{2\omega'Ls}{s^2 - v_0^2}\right) = 0 \end{cases} \quad (4.9)$$

La résolution du système d'équations (4.9) pour ω' et pour ω'' conduit à :

$$\begin{cases} \Delta\omega = \omega_p^{2D} = 2\pi \frac{ns}{2L} |1 - M^2| \\ \omega'' = \frac{s^2 - v_0^2}{2Ls} \ln \left| \frac{s + v_0}{s - v_0} \right| = \frac{s}{2L} (1 - M^2) \ln \left| \frac{1 + M}{1 - M} \right| \end{cases} \quad (4.10)$$

où n est un entier pair si $|v_0| < s$ et impair si $|v_0| > s$ et avec M le nombre de Mach $M = \frac{v_0}{s}$.

Le coefficient d'amplification ω'' est positif pour $s > v_0 > 0$, le flux est alors instable. Des oscillations spontanées peuvent alors naître dans le canal.

En prenant en compte les frottements, la condition d'instabilité devient :

$$\frac{s}{2L} (1 - M^2) \ln \left| \frac{1 + M}{1 - M} \right| > \frac{\nu_v}{2} \quad (4.11)$$

Pour un faible nombre de Mach, nous avons des oscillations aux fréquences $f_n^{2D} = n \frac{s}{4L}$, avec n impair et à condition que le temps moyen entre deux collisions soit supérieur au temps d'évacuation moyen (un électron doit parcourir une distance moyenne de $L/2$ à la vitesse v_0 pour sortir du canal). Le temps de transit des électrons doit être diminué pour contrebalancer l'amortissement des ondes de plasma par les collisions des électrons avec les phonons et/ou les impuretés.

Interprétation

Gardons toujours en tête l'hypothèse où la vitesse de dérive des électrons est plus faible que la vitesse des ondes de plasma. Alors une onde se déplaçant de la source vers le drain dans le sens du courant, donc à la vitesse $s + v_0$ subit une réflexion au niveau du drain et repart vers la source à la vitesse $s - v_0$. Elle y subit une amplification de $\frac{s+v_0}{s-v_0} > 1$ au contact de la source de courant continu. Comme la vitesse s est supérieure à v_0 , elle peut remonter le courant jusqu'à la source où elle n'est réfléchi qu'avec un déphasage de π (source de tension continu). Amplifiée à chaque aller-retour, l'amplitude de l'onde grandit exponentiellement avant d'être limitée par les frottements (phonons, impuretés ionisées, viscosité du fluide i.e. collision électrons-électrons, ...).

Quand v_0 se rapproche de s , l'onde remontant le courant est considérablement ralentie, le temps de transit a tendance à augmenter et la fréquence d'oscillation diminue. Quand la vitesse de dérive dépasse la vitesse de plasma, aucune onde ne peut remonter vers la source : l'oscillation est étouffée.

Si l'on se place dans le cas où $v_0 < s$, deux ondes de même vitesse mais de direction opposée ($\pm s$) se propagent formant des ondes stationnaires. Leurs enveloppes sont décomposables sur l'ensemble des modes de plasma de la cavité. Les différentes composantes doivent respecter les conditions aux limites (noeud de potentiel à la source ; noeud de courant et donc ventre de potentiel au drain) et présentent des longueurs d'ondes telle que $\lambda = 4nL_g$, où n est un entier. Le plasma 2D présente des modes de pulsation :

$$\omega = sk; \quad (4.12)$$

$$s = \sqrt{\frac{e|U_0|}{m^*}} \quad (4.13)$$

Le FET : un détecteur de radiation THz ?

Considérons maintenant le cas où une radiation THz est incidente sur le transistor et se couple avec la grille du transistor. Ce couplage peut être, en première approche, simplement modélisé par une tension alternative supplémentaire qui s'ajoute à la tension continue appliquée sur la grille. La condition aux limites sur la grille se réécrit alors

$$U(0, t) = U_0 + U_a \cos(\omega t) \quad (4.14)$$

La condition aux limites sur le drain restant inchangée. U_0 représente la tension grille-source dc, et le terme $U_a \cos(\omega t)$ représente la radiation incidente à la fréquence ω appartenant au domaine THz. La résolution de l'équation de continuité (eq. 4.3) et de l'équation d'Euler (eq. 4.2) par une méthode similaire à celle utilisée dans le paragraphe précédent conduit à [47; 48] :

$$\frac{\Delta U}{U_0} = \frac{U_a^2}{U_0} \frac{s\tau^2}{L} \frac{1}{4(\omega - n\omega_0)^2\tau^2 + 1} \quad (4.15)$$

avec $n = 1, 3, 5, 7, \dots$ et ΔU est la différence de potentiel entre le drain et la source.

La largeur à mi-hauteur (FWHM) est déterminée par l'atténuation des oscillations plasma dû au taux de relaxation de la vitesse et/ou à la viscosité du fluide c'est-à-dire aux collisions électrons-électrons. Dans ce cas, le transistor agit comme un détecteur accordable (par la tension de grille) de la radiation électromagnétique.

Limites du modèle

Les collisions avec les phonons et les impuretés, jusqu'ici négligées, peuvent être modélisées en ajoutant un terme de relaxation $\frac{v}{\tau_v}$ dans l'équation d'Euler. L'incrément logarithmique se voit soustrait d'un terme $\frac{2}{\tau_v}$, ce qui oblige, pour espérer voir des instabilités de plasma, à travailler à des vitesses suffisantes⁵ (de l'ordre de 10^6 cm/s à 77 K et bien plus à 300 K) et donc probablement en régime de saturation pour des densités surfaciques convenables mais pas trop élevées pour que l'hypothèse de gaz non-dégéré reste valable, ce qui correspond bien aux conditions expérimentales.

L'approximation d'un profil de polarisation continue uniforme dans le canal est-elle toujours valable lorsque l'on polarise les transistors avec de forts courants drain-source ? Et dans ces mêmes conditions de polarisation, l'approximation du canal graduel est-elle encore valable ?

Enfin, dans le modèle pris ici en compte, la grille recouvre complètement le canal et contrôle parfaitement sa concentration. Cette structure est loin de la structure réelle des transistors à haute mobilité électronique (HEMT), transistors a priori les mieux appropriés à cette application, où le champ de grille n'intervient que sur une très faible portion du canal.

Malgré toutes ces limitations aux modèles de Dyakonov et Shur, nous verrons que ce modèle retrouve avec un bon accord qualitatif les fréquences fondamentales d'oscillation plasma obtenu expérimentalement (cf. paragraphe 4.13).

b. Première démonstration expérimentale

Détection résonante à basse température

Depuis ces premières considérations théoriques et grâce à la miniaturisation des transistors à effet de champ, Knap et al. ont démontrés expérimentalement en 2002 la détection THz résonante par les ondes de plasma dans un transistor à effet de champ [49]. Plusieurs résonances distinctes sont alors observées sur les courbes de photoconductivité en fonction de la tension de grille et sont attribuées aux ondes de plasma (Fig. 4.4).

Rappelons ici que la réponse photoconductive parfois aussi appelée photoréponse correspond à la mesure de la tension dc (entre la source et le drain) due à la rectification par un processus non-linéaire que nous détaillerons par la suite (mouvement des ondes de plasma non linéaire, non uniformité de la vitesse, fort champ électrique aux interfaces contact-canal, ...) du champ électrique THz présent dans le canal et induit par la radiation incidente.

L'étude de ces raies en température montre alors l'importance de la mobilité des porteurs sur l'apparition des résonances. Quelques mois plus tard, Peralta et al. [50] démontrent l'accordabilité du détecteur à ondes de plasma constitué d'un transistor à double puits quantique. Ces résultats obtenus par Knap et al. et Peralta et al. représentent l'État de l'Art de la détection THz par les transistors à ondes de plasma jusqu'en 2005.

5. La vitesse doit être également suffisamment grande pour ignorer la viscosité du fluide qui matérialise les collisions entre électrons ; on se place ici à fort nombre de Reynolds.

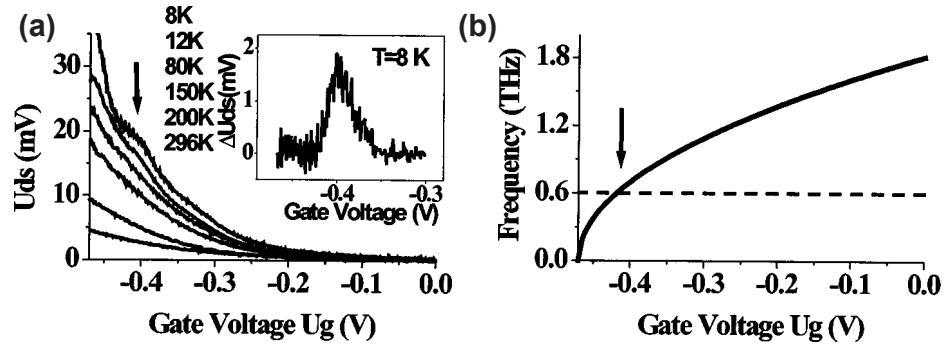


Figure 4.4 : (a) Mesure de la photoréponse drain-source pour différentes températures : 296, 200, 150, 80, 12, et 8 K. L'insert montre un zoom de la courbe à 8K dans la zone indiquée par une flèche après soustraction du fond en $1/U_0$. (b) Fréquence du mode de plasma fondamental en fonction de la tension de grille calculé d'après [38]. La flèche verticale montre le croisement entre la ligne horizontale à 600 GHz et la tension de grille attendue correspondant à la détection THz résonante.

Détection résonante à $T= 300$ K : effet du courant de drain

Un second volet d'étude sur la détection THz par les ondes de plasma a été ouvert à partir de cette date. En effet, J-Q Lu et M.S. Shur [51] démontrent en 2001 l'intérêt d'appliquer un courant continu entre la source et le drain du transistor de manière à accroître la sensibilité du détecteur à ondes de plasma. Il faut cependant attendre l'année 2005 et la parution de divers articles expérimentaux pour percevoir l'intérêt majeur de l'utilisation du courant source-drain dans les expériences de détection THz, à savoir (i) une détection THz rendu possible à 300 K et (ii) la réduction de l'amortissement "naturel" de l'onde plasma dans le canal du transistor [52; 53; 54]. Même si cet effet d'amplification de l'onde a été prévu dans l'article fondateur de Dyakonov et Shur de 1993, le fait d'utiliser cet effet pour transformer une détection non-résonante en détection résonante n'avait pas été mis en avant jusque là.

La réponse photoconductive mesurée expérimentalement du transistor en fonction de la tension de grille à 200 et 600 GHz est représentée sur la figure 4.5 (a). La réponse résonante apparaît lorsque le transistor est mené en régime de saturation. A 200 GHz, le signal obtenu est typiquement non résonant, même aux valeurs les plus élevées de courant appliqué. A 600 GHz, après une augmentation initiale de la détection non résonante, une structure apparaît aux hautes valeurs de courant.

La figure 4.5 (b) dévoile la réponse calculée du transistor obtenue à partir des équations du modèle Dyakonov-Shur pour des vitesses de dérive de 110^5 et 210^5 m/s. Un bon accord qualitatif entre les calculs et les résultats expérimentaux de la figure 4.5 est observé. A 600 GHz la réponse résonante devient visible en augmentant la vitesse de dérive effective des électrons. La réponse à 200 GHz possède un caractère non résonant même pour les plus hautes valeurs de vitesse de dérive.

Une explication plus rigoureuse et quantitative des résultats observés requiert le développement d'une approche théorique plus complète, prenant en compte les effets balistiques et d'"overshoot"

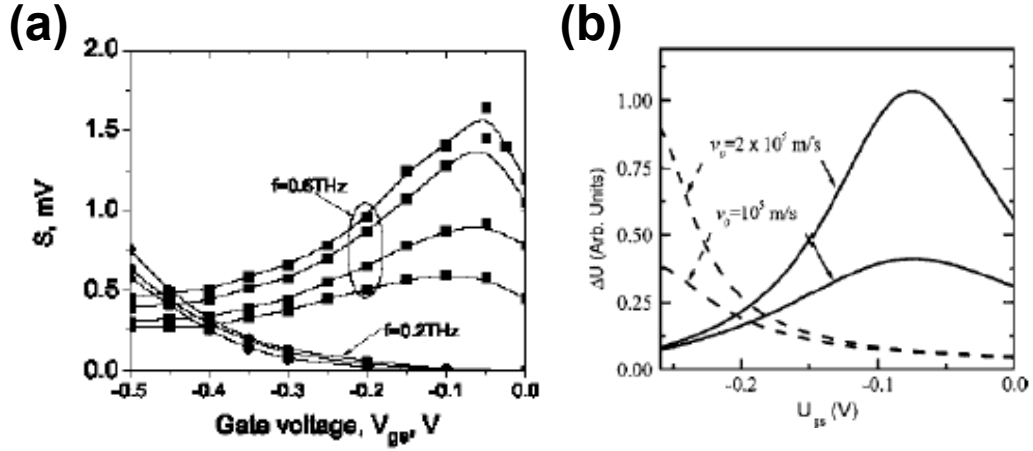


Figure 4.5 : (a) Tension source-drain photo induite en fonction de la tension de grille à 200 et 600 GHz pour différentes valeurs de la tension drain-source correspondant au courant appliqué.(b) Calculs du signal de photoconductivité en utilisant les équations du modèle Dyakonov-Shur aux fréquences 200 GHz (lignes pointillées) et 600 GHz (lignes pleines).

et donnant une distribution de vitesse hautement non uniforme dans le canal. C'est ce que nous proposons dans la subsection suivante. Mais avant d'aborder ce modèle, attardons nous sur une étude intéressante de détection THz large bande; ce type de détection ouvrant la voie à une imagerie THz utilisant des nano-HEMTs comme matrice de détecteurs.

Détection non résonante : auto-mélange THz

Historiquement, les premières mesures de détection large bande ont été présentées comme de la détection THz non résonante [55]. Dans ces expériences effectuées pour différentes valeurs de la température 50 K, 20 K et 8K, la figure 4.6 montre la photoréponse obtenue sur un transistor GaN/AlGaIn de $5\mu\text{m}$ de longueur de grille. Il faut ici se garder de confondre le pic observé, et dont la position est reliée à la tension de fermeture (V_{th}) du canal, avec les pics mesurés ou calculés dans les figures 4.5 (a) et (b). La forme générale du signal, que l'on peut voir sous la forme d'un fond continu, doit plutôt être rapprochée des hyperboles en pointillées sur la figure 4.5 (b).

Toutefois ces expériences soulèvent de nombreuses questions concernant les phénomènes physiques mis en jeu. Les ondes de plasma *détektent*-elles la radiation incidente? Faut-il, dans ce cas, songer à d'autres mécanisme physiques permettant d'expliquer le signal observé sur la figure 4.6?

Un élément de réponse a peut-être été apporté par [56] en évoquant la possibilité d'une détection THz basé sur le principe de l'*auto-mélange résistif distribué* le long du canal.

Les mélangeurs résistifs en hyper-fréquences (HF) sont basés sur la réalisation d'une conductance non-linéaire variant périodiquement dans le temps au rythme du signal de pompe. Cette conductance pompée est réalisée grâce à un élément non-linéaire excité par un signal de forte amplitude. Le mélange est réalisé en appliquant la tension d'entrée aux bornes de la conductance

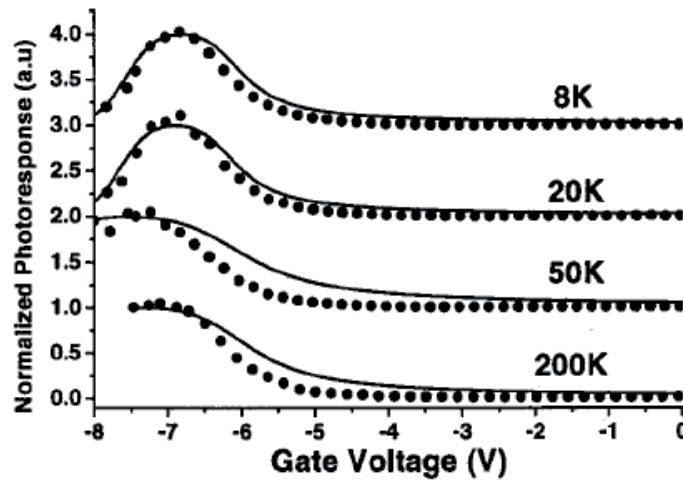


Figure 4.6 : Photoréponse mesurée (points) et calculée (lignes) d'un FET en GaN/AlGaN à différentes températures de 8, 20, 50, et 200 K. La fréquence de la radiation incidente est de 200 GHz. Les résultats sont normalisés par rapport à leurs valeurs maximales. Par soucis de lisibilité les résultats en températures ont été décalés le long de l'axe Y par l'ajout d'une valeur constante 1 pour 50 K, 2 pour 20 K et 3 pour 8 K. D'après [55].

pompée. Dans le cas d'un FET fonctionnant en régime ohmique (qui fonctionne alors de telle sorte que le canal drain-source se comporte comme une conductance commandée par la tension grille-source V_{gs}) le signal d'Oscillateur Local (OL) "fort niveau" est appliqué sur la grille du transistor pour réaliser la conductance pompée entre le drain et la source. La génération des fréquences de mélange s'opère entre drain et source puisque les signaux "bas niveau" d'entrée et de sortie aux Fréquences Intermédiaires (IF) et HF sont donc respectivement appliqués et extraits sur le drain du transistor. Si l'onde HF et l'onde OL sont produites par la même radiation incidente couplée à la fois à la grille et au drain via une capacité de découplage, l'onde résultante IF possède une fréquence nulle et produit donc un courant (et donc une tension) "dc" facilement mesurable.

Si maintenant on augmente la fréquence HF pour qu'elle tombe dans la gamme THz, la notion d'auto-mélange résistif doit être remplacée par celle d'auto-mélange résistif *distribué* le long du canal. Dans ce cas, le canal est considéré comme une ligne de transmission qui peut être modélisée par N-éléments R_n - C_n parallèles [56]. Le résultat principal de la figure 4.7 met en évidence l'effet de redressement par l'oscillation de la densité de charge i.e. les ondes de plasma⁶. En effet, même si ces dernières sont atténuées (distance à partir de laquelle l'amplitude relative de la densité d'oscillations décroît de $1/e$) après une distance de 42 nm, le signal rectifié est construit non-linéairement sur une distance légèrement inférieure (cf Fig.4.7 (a)). Les ondes de plasma, bien que fortement atténuées, créent un champ électrique oscillant le long du canal à l'origine du processus de rectification. Les calculs et les mesures présentés dans la figure 4.7 (b), corroborent les résultats de Knap et al. [55] (cf. Fig. 4.6) qui ont été interprétés comme de la rectification par des ondes de plasma non-résonantes.

6. Dans ce cas, il ne s'établit pas d'ondes stationnaires, l'onde de plasma étant fortement amortie.

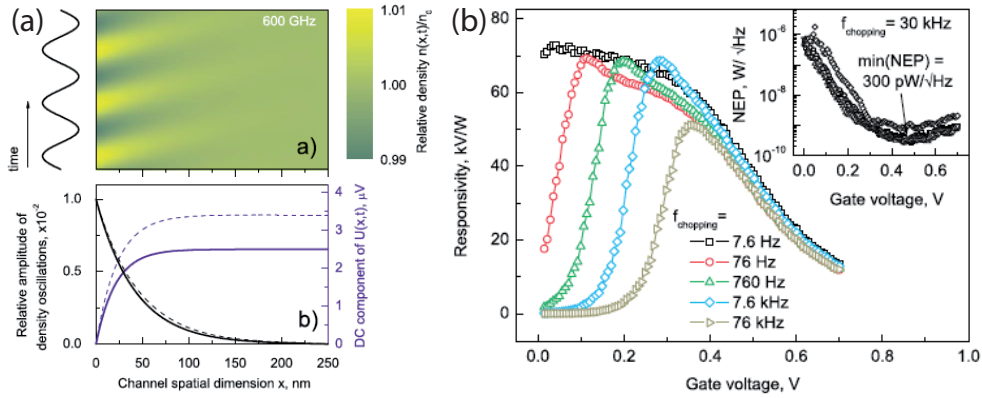


Figure 4.7 : (a) Dynamique spatio-temporelle des porteurs et tension "dc" induite le long du canal d'un FET par une radiation de 600 GHz. (b) Photoréponse mesurée à température ambiante sur un MOS-FET associé à une antenne patch. Insert : Noise Equivalent Power de la structure mesurée à 300 $\text{pW}/\sqrt{\text{Hz}}$. D'après [56]

Loin de réduire l'intérêt scientifique de la détection THz assistée par les oscillations de plasma dans le canal de transistor à effet de champ (quelle soit résonante ou non-résonante), ces résultats expérimentaux soulèvent de nombreuses questions parmi lesquelles ;

- quels sont les phénomènes physiques mis en jeu dans le processus de rectification entre la radiation incidente "ac" et la réponse photoconductive "dc" entre la source et le drain ?
- quels paramètres géométriques doivent être pris en compte pour prévoir la fréquence de détection ?
- quelle est l'influence des conditions de polarisation sur le facteur de qualité et sur la fréquence d'oscillation de l'onde de plasma notamment lorsque la structure est polarisée en dehors de sa zone ohmique ?

4.1.3 Comprendre les phénomènes physiques : spectroscopie des ondes de plasma

Pour tenter de répondre à ces questions, nous avons au sein de l'IES, développé un banc expérimental de spectroscopie des ondes de plasma dans le canal des FET utilisant le battement optique de deux lasers infra-rouge.

a. Protocole expérimental

Le battement optique : qu'est-ce que c'est ?

Le battement de fréquences est un phénomène bien connu en physique ondulatoire, qui apparaît lorsque deux sources cohérentes sont superposées spatialement. Soient deux ondes "transverse électromagnétique" (TEM) superposées qui ont des fréquences légèrement différentes.

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_1 \cos(\omega_1(t) - k_1 \vec{r} \cdot \vec{n} + \Phi_1) \vec{u} \quad (4.16)$$

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_2 \cos(\omega_2(t) - k_2 \vec{r} \cdot \vec{n} + \Phi_2) \vec{u} \quad (4.17)$$

Les phases à $t = 0$ et $\vec{r} = \vec{0}$ sont respectivement Φ_1 et Φ_2 . Pour alléger les notations nous supposons que $\Phi_1 = \Phi_2 = 0$. La puissance optique instantanée traversant une surface unitaire de normale \vec{n} centrée sur \vec{r}_0 est proportionnelle au carré du champ électromagnétique traversant cette surface :

$$\begin{cases} P(\vec{r}_0, t) \propto |\vec{E}(\vec{r}_0, t)|^2 \propto \{E_1 \cos(\omega_1 t - k_1 \vec{r}_0 \cdot \vec{n}) + E_2 \cos(\omega_2 t - k_2 \vec{r}_0 \cdot \vec{n})\}^2 \\ = \{E_1^2 \cos^2(\omega_1 t - k_1 \vec{r}_0 \cdot \vec{n}) + E_2^2 \cos^2(\omega_2 t - k_2 \vec{r}_0 \cdot \vec{n}) \\ + E_1 E_2 (\cos[(\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 - k_2) \vec{r}_0 \cdot \vec{n}] \\ + \cos[(\omega_1 + \omega_2)t - (k_1 + k_2) \vec{r}_0 \cdot \vec{n}])\} \end{cases} \quad (4.18)$$

Il apparaît un terme de battement de pulsation comme représenté sur la figure (4.8).

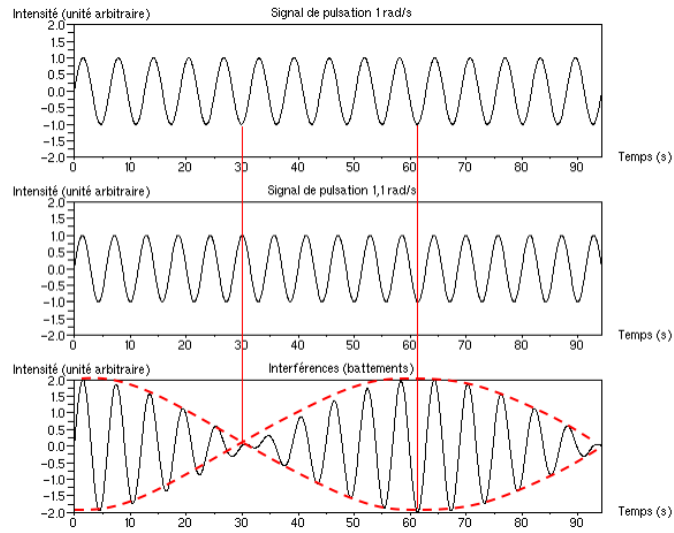


Figure 4.8 : Battement de fréquences. (a) Onde de fréquence ω_1 . (b) Onde de fréquence ω_2 avec $\omega_1 \neq \omega_2$. (c) Superposition spatiale de ces deux ondes donnant naissance à un battement à la fréquence $(\omega_1 - \omega_2)$ (en tiré)

Le photomélange va consister à utiliser ce terme de battement pour moduler la densité d'électron du canal à une fréquence téraHertz. La photoexcitation se faisant par absorption directe entre la bande de valence et la bande de conduction, la durée de vie des porteurs doit être telle que :

$$\frac{1}{\tau} \approx \omega_1 - \omega_2 \quad (4.19)$$

$$\frac{1}{\tau} \ll \omega_1; \omega_2 \quad (4.20)$$

Ce qui est le cas dans l'InGaAs où le temps de relaxation de la vitesse déduit des expériences vaut : $\tau \in [1.510^{-11} \text{s}; 110^{-12} \text{s}]$ à 300 K. Les termes en ω_1 , ω_2 et $\omega_1 + \omega_2$ vont être intégrés. La puissance effectivement vue par le transistor est donc directement liée au battement de fréquences :

$$P(\vec{r}_0, t) = P_0 + 2\sqrt{P_1 P_2} \cos[(\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 - k_2) \vec{r}_0 \cdot \vec{n}] \quad (4.21)$$

$$P_{1;2} \approx |E_{1;2}|^2 \quad (4.22)$$

Cela s'apparente donc simplement à la photo-détection d'un faisceau laser modulé en puissance à la pulsation $\omega_1 - \omega_2$.

Effet photovoltaïque et ondes de plasma

La photoexcitation des ondes de plasma d'un 2DEG peut être réalisée par l'absorption d'un battement de fréquences comme indiqué sur la figure (4.9). Un faisceau dont l'amplitude est modulé à la fréquence du battement (cf. fig. 4.8) irradie le canal du transistor. Les photoélectrons sont immédiatement injectés dans le canal du transistor par l'intense champ électrique présent dans le canal⁷. La densité d'électron du canal est alors modulée à la fréquence de battement ce qui résulte en l'excitation des ondes de plasma.

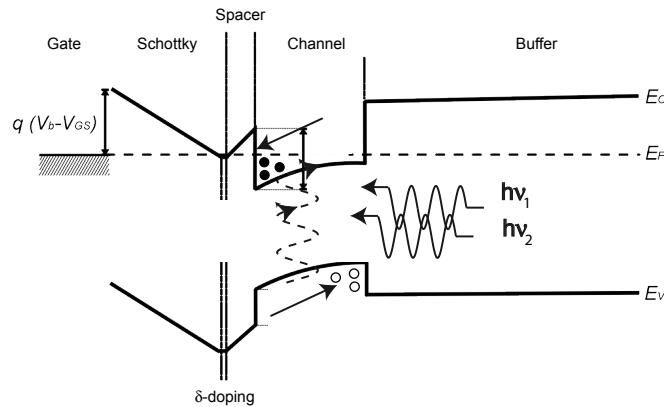


Figure 4.9 : Vue schématique du diagramme de bande d'un transistor à effet de champ de la filière InP et de l'absorption interbande d'un battement optique à 1.55 μm .

Mais pour autant il ne faut pas négliger l'effet photovoltaïque sur l'excitation des ondes de plasma. Sous la grille les photoélectrons et les phototrous se déplacent respectivement (sous l'effet de la tension drain-source) vers le drain et vers la source. Côté source, les phototrous et les photoélectrons sont confinés dans le 2DEG avec les électrons et les trous injectés depuis la grille. Trous et électrons sont séparés spatialement par le champ interne du 2DEG. Proche de l'hétérointerface, la barrière de potentiel est abaissée par l'accumulation des trous et provoque un excès d'électrons dans le canal côté source. Ces électrons se déplacent vers la grille jusqu'à ce qu'ils se recombinent avec les trous. Comme, par ailleurs déjà observé dans la littérature [57], ce courant drain source additionnel implique un changement dans la tension de fermeture clairement observé sur la figure 4.10 (a) et un accroissement du courant de drain observé sur la figure 4.10 (b).

En conclusion, l'effet photovoltaïque ne participe pas directement à l'excitation des ondes de plasma mais à l'augmentation de la densité de porteurs (i.e. la création d'un courant additionnel) dans le canal qui agit sur les propriétés de résonances des ondes de plasma [58].

7. Ce champ électrique dû à la courbure de la bande de conduction est différent du champ dû à l'action de la grille sur le canal et qui a tendance à injecter les électrons du plan de dopage dans le canal.

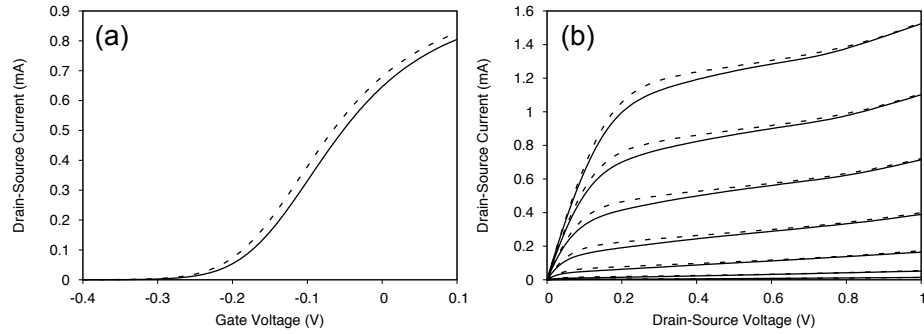


Figure 4.10 : (a) Caractéristique de transfert d'un transistor HEMT de la filière InP et de longueur de grille $L_g = 400$ nm. Le déplacement de la tension de fermeture V_{th} est clairement observé. En obscurité (ligne pleine) et sous éclaircissement (ligne en pointillée). (b) Caractéristique de sortie. Obscurité (ligne pleine) et sous éclaircissement (ligne en pointillée).

Dispositif expérimental

Dans le dispositif expérimental mis en oeuvre dans cette étude (fig. (4.11)), deux lasers DFB qui émettent en régime continu aux longueurs d'onde télécom ($\lambda \approx 1550$ nm), produisent un battement optique dans la gamme THz. Chaque laser émet en moyenne 20 mW de puissance optique et peut être accordé sur ± 2 nm (en variant la température des étages Peltier). Le mélange permet d'obtenir un battement couvrant la gamme [0 - 2 THz]. Le faisceau est focalisé sur la face arrière des HEMTs. La taille du spot permet d'illuminer de manière homogène toute la structure.

Les HEMTs sont utilisés en source commune et sont polarisés par une tension de grille pour fonctionner à leur point d'opération. La réponse photoconductive, due à la génération des porteurs à la fréquence de battement, est obtenue en enregistrant les variations de la tension continue entre le Drain et la Source. Pour être en accord avec les conditions de polarisation du HEMT dans le modèle Dyakonov et Shur (cf paragraphe 4.1.2), une source de courant polarise le drain du transistor (fig. 4.11).

La polarisation, en tension et en courant, des HEMTs est réalisée par un dispositif permettant le contrôle des oscillations HF. La polarisation est injectée par un contact métallique en utilisant une pointe HF adaptée dans la gamme de fréquence 50 MHz - 40 GHz. Ces pointes de type masse-signal sont chargées sur 50Ω par des Tés de polarisation et permettent de supprimer des oscillations HF tout en laissant la possibilité de polariser les transistors en courant continu sur le drain et en tension continue sur la grille.

Structures étudiées

La figure (4.12a) présente la structure des transistors à haute mobilité électronique (HEMT) étudiés. Il s'agit de transistors pseudomorphiques ou pHEMT (i.e. les couches constituant le canal sont en désaccord de maille) constitués d'une couche superficielle (appelée Cap Layer) en $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ formée par un matériau de faible bande interdite, permettant la réalisation des

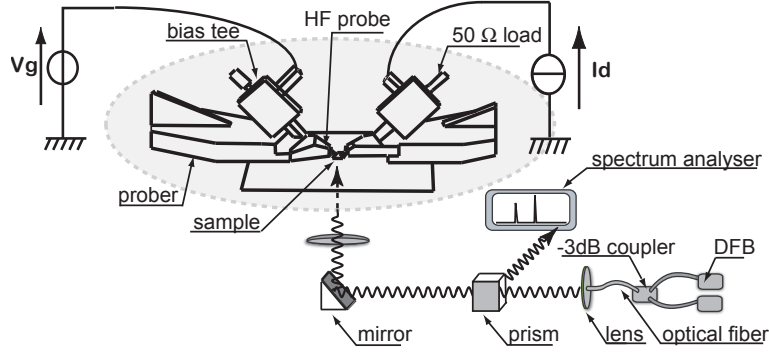


Figure 4.11 : Dispositif expérimental du battement sub-téraHertz de 2 lasers accordables émettant aux longueurs d'onde télécom.

contacts ohmiques de source et de drain. Cette couche est généralement fortement dopée afin de diminuer la valeur des résistances de contact et donc celle des résistances d'accès. La couche à grand gap ($In_{0.52}Al_{0.48}As$) non dopée est destinée à la réalisation du contact Schottky de grille, qui est déposé après gravure du Cap Layer (fossé de grille ou recess). La couche de matériau à grand gap dopé a pour rôle de fournir les électrons libres à la structure ; c'est la couche donneuse. Ce dopage, pouvant être volumique, est généralement réalisé par un plan de dopage silicium. Vient ensuite l'espaceur (spacer), une couche de matériau à grand gap non intentionnellement dopé (nid), permettant de séparer les atomes donneurs d'électrons de la couche donneuse, des électrons du canal. Les interactions à distance électrons-impuretés sont ainsi réduites. Plus cette couche sera épaisse, meilleure sera la mobilité des électrons dans le canal. A l'inverse, le transfert des électrons de la couche donneuse dans le canal est favorisé par un espaceur fin. Le canal est constitué d'un matériau à petit gap non intentionnellement dopé $In_{0.70}Ga_{0.30}As$. Cette couche, importante dans la mesure où elle reçoit le gaz bidimensionnel d'électrons, déterminera les performances du composant à travers les propriétés de transport des électrons dans le matériau. Une couche tampon en ($In_{0.52}Al_{0.48}As$), communément appelée buffer, permet d'améliorer le confinement des électrons dans le canal en réduisant l'injection des porteurs vers le substrat. Cette couche permet également d'avoir un matériau de base de bonne qualité cristallographique nécessaire à la croissance des autres couches. Enfin, le substrat semi-isolant (SI) est un matériau binaire l' InP.

Si l'on s'intéresse au diagramme énergétique de cette structure (4.12b), les couches "buffer" et "schottky" ayant un gap à 1.2eV, la seule couche capable d'absorber un rayonnement infrarouge $\lambda \approx 1550$ nm soit $E_{ph} \approx 0.8$ eV est le canal d' $In_{0.70}Ga_{0.30}As$ dont le gap ($E_g = 0.6$ eV) est inférieur à l'énergie du photon E_{ph} .

b. Spectroscopie THz à température ambiante

Résultats expérimentaux

Afin de comprendre plus en détails les différents mécanismes physiques impliqués dans les oscillations de plasma, nous avons développé une expérience de spectroscopie des ondes de plasma (Fig. 4.11) dont deux résultats typiques sont représentés dans la figure 4.13 pour deux HEMTs de longueur de grille de 200 nm (a) et 400 nm (b). Comme attendue, ces résultats font apparaître les pics de résonance plasma correspondant au mode fondamental f_0 et à ses harmoniques impairs

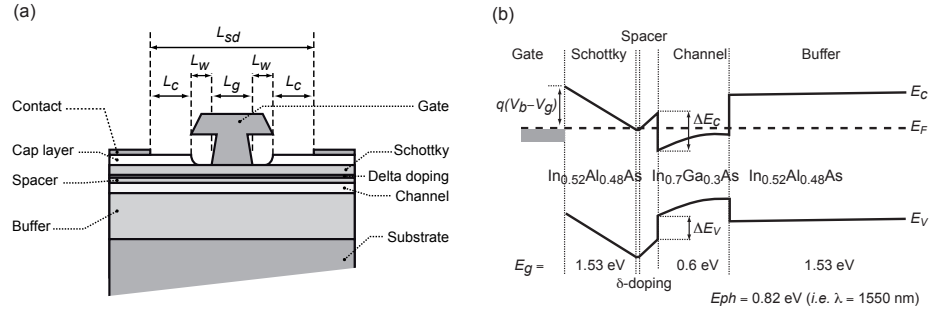


Figure 4.12 : (a) Détail des couches constituant les HEMTs de la filière InP. (b) Diagramme énergétique (sous la grille) correspondant pour chacune des couches constituant la structure . Seule le canal est absorbant à $\lambda = 1550\text{nm} \iff E_{ph} = 0.8\text{eV}$

$3f_0$ et $5f_0$. Cependant au lieu de trouver une fréquence du mode fondamental à $f_0 = \frac{1}{4L_g} \sqrt{\frac{eV_0}{m^*}} = 1080\text{ GHz}$ et $f_0 = 540\text{ GHz}$ pour le cas 200 nm et 400 nm on trouve respectivement un pic à 200 GHz et un autre à 150 GHz [59]. Reprenant les travaux déjà cités de [52], nous avons appliqué sur le drain du HEMT un fort courant de polarisation permettant de compenser l'atténuation des ondes de plasma et donc de travailler à température ambiante.

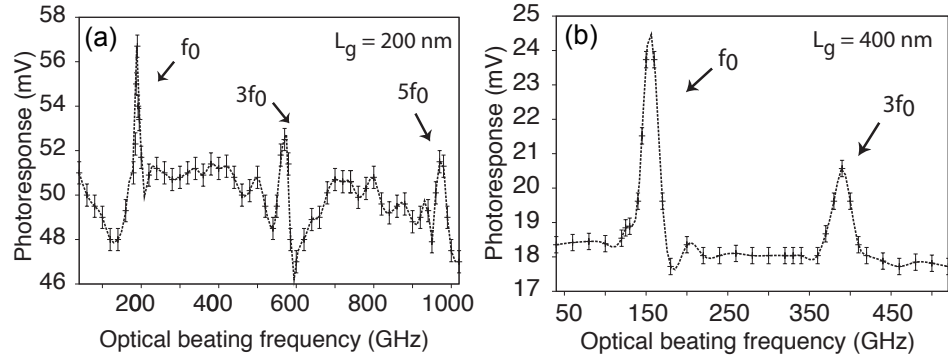


Figure 4.13 : Spectroscopie des ondes de plasma présentes dans le canal de transistor HEMT de la filière InP de (a) 200 nm et (b) 400 nm de longueur de grille [59].

Nous nous sommes donc intéressés à comprendre quels effets pouvaient diminuer la fréquence des pics aussi dramatiquement. Pour répondre à cette question, nous avons comparé ces résultats expérimentaux au résultats issus d'un modèle hydrodynamique pseudo-2D [60] .

Modèle hydrodynamique

Dans ce modèle, nous avons supposé que les paramètres géométriques de la structure pouvaient influencer la fréquence d'oscillation des ondes de plasma. Cette notion avait déjà été introduite par [61], mais dans le modèle présenté dans cet article, la vitesse de dérive des électrons est supposée

constante et toujours nettement inférieure à la vitesse plasma. Comme nous avons pu le montrer dans [62], cette supposition n'est pas vérifiée lorsque le transistor est polarisé très fortement dans sa zone de saturation ; condition qui correspond aux conditions expérimentales.

Afin de reproduire les résultats expérimentaux, trois configurations représentées sur la figure 4.14 sont considérées (a) deux régions présentant des "cap" sont considérées comme des grilles additionnelles de $1\mu\text{m}$ (b) seule la partie avec un "cap" côté source est considérée comme une grille additionnelle et (c) les deux régions couvertes par des caps ne sont pas considérées comme des grilles.

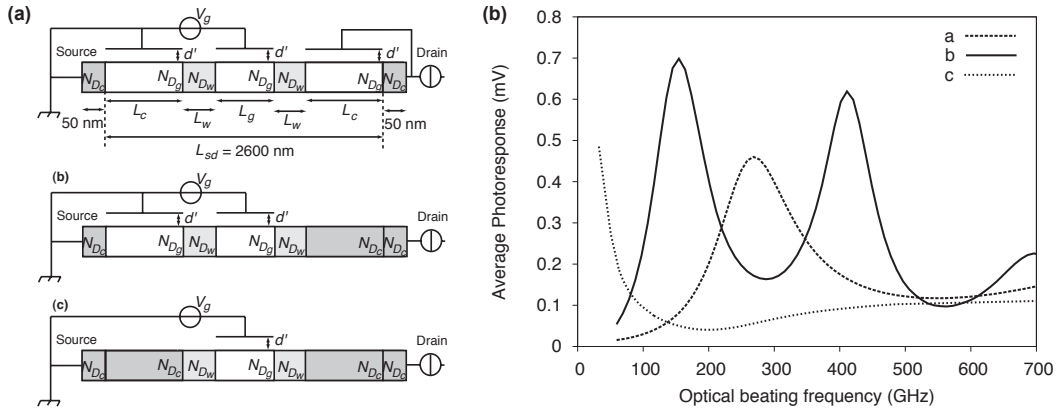


Figure 4.14 : (a) Schéma des trois structures pseudo-2d simulées. (b) Photoréponse calculée en fonction de la fréquence de battement optique pour les mêmes conditions expérimentales que la figure 4.13(b) et pour trois modèles prenant en compte l'effet des cap-layers" (a) deux régions présentant des "caps" sont considérées comme des grilles additionnelles de $1\mu\text{m}$ (b) seule la partie avec un "cap" côté source est considérée comme une grille additionnelle et (c) les deux régions couvertes par des "caps" ne sont pas considérées comme des grilles.

Influence des paramètres géométriques : effet des cap-layer

Les résultats issus de ces trois modèles qui prennent en compte l'effet des cap-layers" sont présentés sur la figure 4.14 (b). Il apparaît clairement que seul le modèle (b) qui prend en compte uniquement le cap côté source comme grille additionnelle est le seul capable de reproduire les résultats obtenus dans la figure 4.13. Le fait que la région du cap de drain ne soit pas impliquée dans le mécanisme de plasma peut être expliqué par deux raisons principales. (i) Quand une tension de drain élevée est appliquée, un fort champ électrique apparaît entre la couche de cap et le canal, les électrons de conduction - qui dérivent de la région sous la grille - et les électrons photogénérés sont rapidement retirés du canal comme l'on montré des récentes simulations Monte Carlo. (ii) Pour des tensions de drain élevées, une déplétion de l'extrémité du canal sous la grille se produit. Il en résulte une résistivité élevée de cette région qui empêche les ondes de plasma de se propager dans la partie du canal comprise entre la grille et le drain.

Le longueur de la cavité pour les ondes de plasma ne se limite donc pas à la seule grille

du transistor mais doit aussi inclure la longueur du cap côté source. nous pouvons alors définir une longueur de cavité effective $L_{eff} = L_c + L_g$. La figure 4.15 compare la fréquence du pic d'oscillation plasma en fonction de la longueur de cavité effective obtenue expérimentalement et obtenue par le modèle hydrodynamique développé au laboratoire (lignes en traits continus et en tirets) et par le modèle développé par [61] (lignes pointillées).

D'une part, on voit donc que si la vitesse est prise comme une constante sur la longueur du canal, le modèle donne une valeur de la fréquence approximative. D'autre part, les fréquences obtenues par le modèle Dyakonov-Shur (ne prenant pas en compte les cap-layers) sont trop élevées et ne peuvent être représentées sauf quand la longueur de la grille est très supérieure à la longueur des caps (ie $L_{eff} > 2100$ nm).

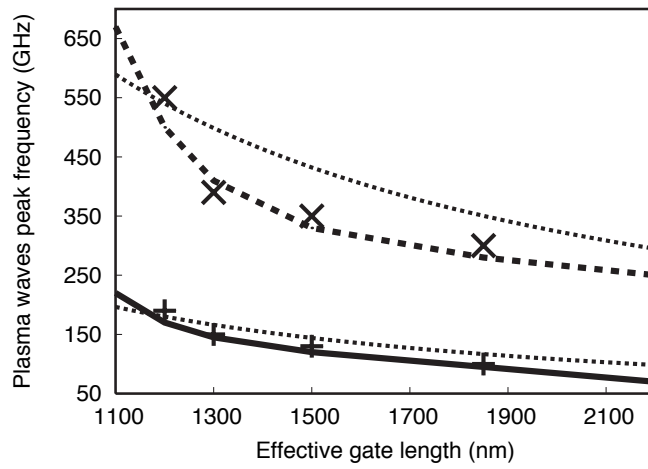


Figure 4.15 : Comparaison de la fréquence des pics d'oscillation plasma à f_0 et $3f_0$ en fonction de la longueur de cavité effective obtenu expérimentalement (croix) et obtenue par le modèle hydrodynamique (points et lignes pointillées).

c. Influence des conditions de polarisation

Influence du courant de polarisation

Une notion importante lorsque l'on étudie les oscillations de plasma concerne les paramètres qui permettent d'accroître l'amplitude des résonances puisque ce sont ces dernières qui vont permettre de définir la détectivité du détecteur de radiations THz. Pour cela une solution consiste à augmenter le courant appliqué entre la source et le drain. La figure 4.16 reporte l'amplitude des pics des oscillations de plasma en fonction de la tension drain source⁸. On peut clairement observer que l'amplitude des pics croît exponentiellement avec V_d . Un tel comportement pourrait être expliqué par (i) l'accroissement de l'amplitude des oscillations de plasma lorsque l'on approche la condition d'instabilité de Dyakonov-Shur car la vitesse de dérive s'accroît fortement [38; 62] et/ou (ii) par un accroissement des non-linéarités du système qui conduit à une rectification

8. Dans la réalité expérimentale, il s'agit bien d'appliquer un courant mais afin de pouvoir être comparé avec les résultats de la simulation (le courant est appliqué par une tension via une grande résistance), la figure 4.16 reporte les valeurs correspondantes de tension.

du signal plus importante. Pour analyser cette situation nous avons comparé, dans [59], l'amplitude de la photoréponse harmonique calculée par le modèle pseudo-2D. Comme dans le cas de la photoréponse harmonique aucune augmentation de l'amplitude des ondes n'a pu être observée, l'accroissement de l'amplitude des résonances a été attribué à l'augmentation des non-linéarités du système. Quand le transistor est polarisé loin de son régime d'équilibre (i.e. en zone de saturation), des vitesses très importantes et hautement non-uniformes peuvent être atteintes. Le terme $v\partial v/\partial x$, normalement négligé dans les modèles [38; 61], devient non négligeable et domine alors les processus de rectification.

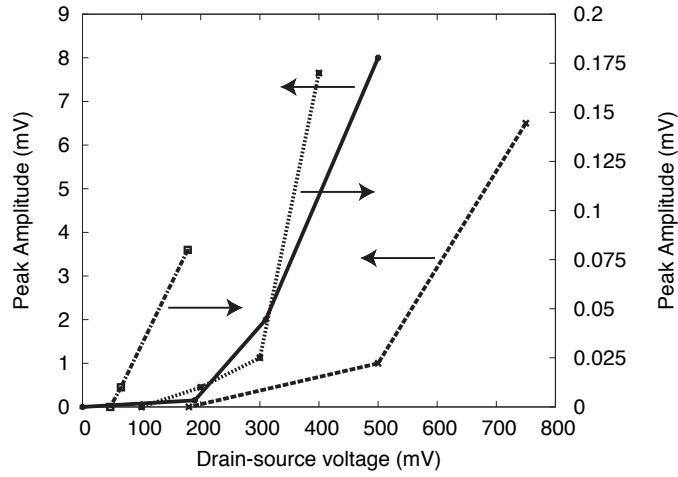


Figure 4.16 : Amplitude des pics des oscillations de plasma en fonction de la tension drain source.

Pour finir avec l'effet du courant de drain sur les oscillations de plasma, nous pouvons aussi noter ici que nous avons observé, comme cela était d'ailleurs prévu par [38], que l'augmentation de la vitesse de dérive des électrons conduisait à un *red-shift* de la fréquence des ondes de plasma. En effet la fréquence d'oscillation plasma pour le mode fondamental est égale à $1/2\tau$ où τ est le temps mis par une onde de plasma pour aller de la source au drain et pour revenir. Cette notion peut être généralisée en prenant en compte que suite à l'éclairement par le battement optique, une onde remonte le courant à la vitesse $s - v_0(x)$ et qu'une onde descend le courant à $s + v_0(x)$ (cf : 4.1.2) :

$$\tau(I_{ds}) = \int_0^{L_g} \frac{dx}{s + v_0(x)} + \int_0^{L_g} \frac{dx}{s - v_0(x)} \quad (4.23)$$

v_0 représente la vitesse de dérive électronique moyennée dans le temps. La résolution numérique calculée à partir des profils de vitesse stationnaires a montré que l'accroissement de la vitesse de dérive dans le canal conduit à un accroissement significatif du temps de transit entre le drain et la source qui produit une décroissance ou "red-shift" de la fréquence de résonance.

Influence de la tension de grille

L'intérêt principal de l'utilisation des HEMTs comme détecteurs de radiations THz repose principalement sur la possibilité d'obtenir, à température ambiante, une détection accordable en fréquence simplement en jouant sur la tension de grille. Mais nous avons précédemment pu montrer que si l'on souhaite travailler à température ambiante, une solution consiste à placer le transistor en régime de saturation. Dans ce cas nous avons montré que les paramètres géométriques de la structure réelle tel que les cap-layer induisaient certains effets parasites, baisse de la fréquence d'oscillation notamment. Un second effet des caps est d'agir comme une grille additionnelle ou plus précisément comme une équipotentielle en fixant sur toute la longueur du canal sous le cap de source une tension de "grille" constante [63; 64]. Pour éviter cet effet, il est donc nécessaire que la longueur de la grille du HEMT soit très supérieure à la longueur du cap. Dans ce cas nous avons pu montrer [65; 66] que la fréquence d'oscillation de l'onde de plasma à la fréquence fondamentale et à ses harmoniques impaires suivaient bien une loi en racine carré de la tension de grille (Fig. 4.17).

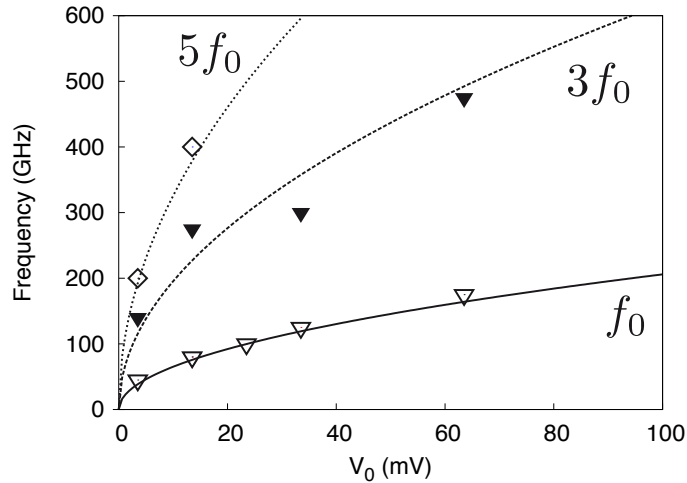


Figure 4.17 : Fréquence d'oscillation des ondes de plasma pour le mode fondamental f_0 et pour ses harmoniques impaires $3f_0$ et $5f_0$. Les triangles, losanges et carrés correspondent aux données expérimentales et les lignes à la simulation basée sur le modèle Dyakonov-Shur.

d. Comparaison excitation optique et excitation directe des ondes de plasma

Le transistor simulé dans cette sous-section présente les mêmes caractéristiques que ceux décrits précédemment : il est polarisé dans les conditions optimales (source de tension à la source et source de courant au drain). Il est constitué d'une grille de longueur $L_g = 100$ nm et de largeur $W = 10$ μ m. La figure 4.18 représente les réponses harmoniques et moyennes à une excitation harmonique de grille de 1 mV d'amplitude, en fonction de la fréquence de cette excitation. Ces réponses ont une allure clairement similaire aux photoréponses calculées/mesurées précédemment pour une structure et des polarisations identiques : des pics correspondant aux premiers modes de

plasma impairs sont observés. Comme déjà observé leurs fréquences d'oscillations est strictement décroissante avec la tension de drain : elle peut ainsi être accordée entre 2.7 et 1 THz. Les maxima d'amplitude des 2 réponses sont atteintes pour les mêmes valeurs de tension de drain que dans le cas d'une excitation par battement optique.

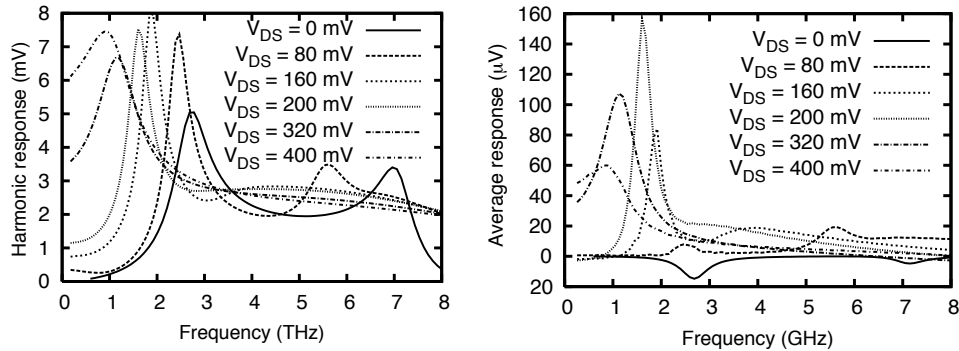


Figure 4.18 : Amplitudes des réponses harmonique (a) et continue (b) en fonction de la fréquence de l'excitation pour différentes polarisation V_d .

La différence la plus sensible concerne le pic correspondant au mode de plasma d'ordre 3. L'amplitude de celui-ci est plus importante dans le cas d'une excitation sur la grille et apparaît clairement pour de faibles tensions drain-source. Une oscillation THz appliquée à la grille excite plus efficacement les modes d'ordres supérieurs à 1 que ne le fait un battement optique.

Battement optique et excitation THz sont ainsi deux moyens distincts de stimuler le même phénomène. C'est pourquoi le comportement dynamique des transistors et les propriétés des ondes de plasma excitées restent globalement les mêmes. L'étude systématique faite dans la section précédente reste donc parfaitement valable ici.

4.1.4 Exploiter les oscillations de plasma : le mélange hétérodyne

En électronique, un récepteur hétérodyne est un récepteur conçu sur le principe du mélange de fréquences, ou hétérodyne, pour convertir le signal reçu en une fréquence intermédiaire plus basse qu'il est plus facile d'utiliser que la fréquence reçue en direct. Ces récepteurs représentent des systèmes clés pour la spectroscopie de haute résolution. Cependant, les récepteurs hétérodynes de la gamme THz utilisent classiquement des bolomètres comme récepteurs et des nécessitent des oscillateurs locaux de fortes puissances (classiquement des lasers à cascade quantique). L'un comme l'autre devant travailler à basse température, ces systèmes sont très coûteux. Pour développer un système fonctionnant à température ambiante et dont le coût de fabrication soit peu élevé, nous avons proposé d'utiliser les nanotransistors à ondes de plasma comme détecteurs hétérodynes. La fréquence de l'oscillation locale (LO) est produite en excitant un mode de plasma par un battement optique et le mélange avec la radiation THz (RF) à détecter se fait directement dans le canal par les mécanismes de redressement non-linéaires des ondes de plasma ou de la non-uniformité de la vitesse de dérive des électrons. Les résultats des simulations hydrodynamiques donnés dans cette section ont été obtenus sur un transistor HEMT identique aux composants que j'ai décrit dans les parties précédentes avec une longueur de grille de $L_g = 100$ nm permettant d'atteindre des fréquences de résonance au THz. Un signal RF et un signal LO décalés d'une fréquence de

100 GHz sont injectés sur le composant dont la fréquence d'oscillation de mode plasmonique pour ces conditions de polarisation vaut 1.8 THz. Cette fréquence de 100 GHz correspond au signal de fréquence intermédiaire (IF) qui sera analysé par un analyseur électrique commercial. Le battement optique étant considéré comme oscillateur local, il est plus puissant que le signal THz. Tout d'abord, nous avons appliqué les deux fréquences de 1,7 THz (RF) et 1,8 THz (LO), qui correspondent au maximum de détection (cf Fig. 4.18 (a)) et dans un second temps loin de ce maximum (respectivement à 0,7 THz et 0,8 THz). Les résultats sont donnés sur la figure 4.19.

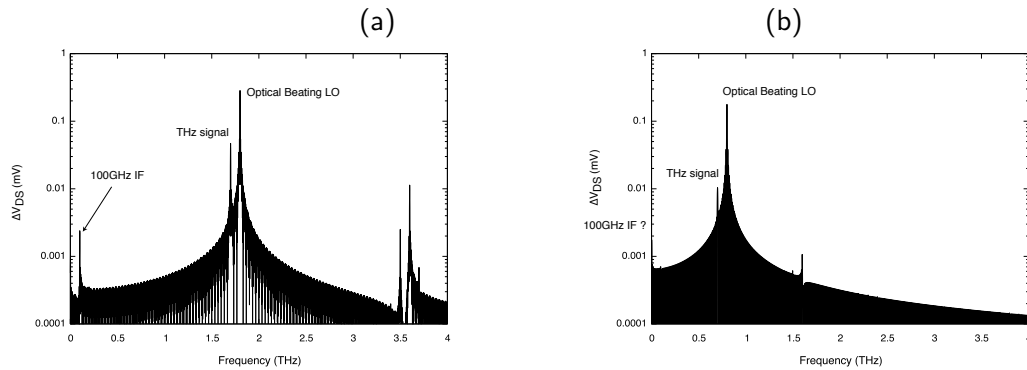


Figure 4.19 : Spectre de mélange entre un signal THz et un battement optique dans un transistor InGaAs. (a) Mélange entre le signal THz à 1,7 THz et le battement optique à 1,8 THz. (b) Mélange entre le signal THz à 0,7 THz et le battement optique à 0,8 THz.

Lorsque la fréquence du LO concorde avec la fréquence d'oscillation de l'onde de plasma le mélange de fréquence est possible. Par contre ce mélange est quasi inexistant lorsque la fréquence du LO se situe loin du gain apporté par les ondes de plasma (Fig. 4.19 (b)).

La caractérisation complète du mélangeur est donnée dans la figure 4.20 (a) pour laquelle la composante de la tension drain source à la différence des fréquences est tracée en fonction de la fréquence du signal RF et de la figure 4.20 (b) où le gain et la bande passante sont donnés en fonction de la tension drain source. La fréquence du battement optique est toujours accordée à celle du premier mode de l'oscillation de plasma. Le maximum est observé quand, à la fois, les ondes LO et RF coïncident à la fréquence de plasma. En comparant avec les résultats de la figure 4.18, il apparaît clairement que l'efficacité du mélange est directement reliée à l'amplitude des résonances de plasma. La bande passante et le gain du mélangeur peuvent être estimés à partir de la largeur à mi-hauteur des maxima des courbes de la figure 4.20 (a). D'une part, l'évolution de la bande passante est comparable à la largeur spectrale des pics de résonance des photoréponses harmoniques (Fig. 4.18) : plus la résonance de plasma est étroite ; plus la bande passante est resserrée. D'autre part, le comportement du gain du mélangeur est similaire à celui de la composante continue de la photoréponse. Les non-linéarités qui agissent sur la photoréponse continue agissent de la même manière sur la IF. Comme nous avons pu le voir dans les sections précédentes, le comportement non-linéaire étant maximal lorsque le HEMT est polarisé fortement dans sa zone hors-d'équilibre (i.e. quand le profil de vitesse est non-uniforme), le gain sera d'autant plus élevé que l'amplitude des résonances sera élevée mais que leur bande passante sera étroite ! Il sera alors nécessaire de trouver un compromis entre gain et bande passante pour le développement d'un détecteur-mélangeur THz à base de transistor à ondes de plasma.

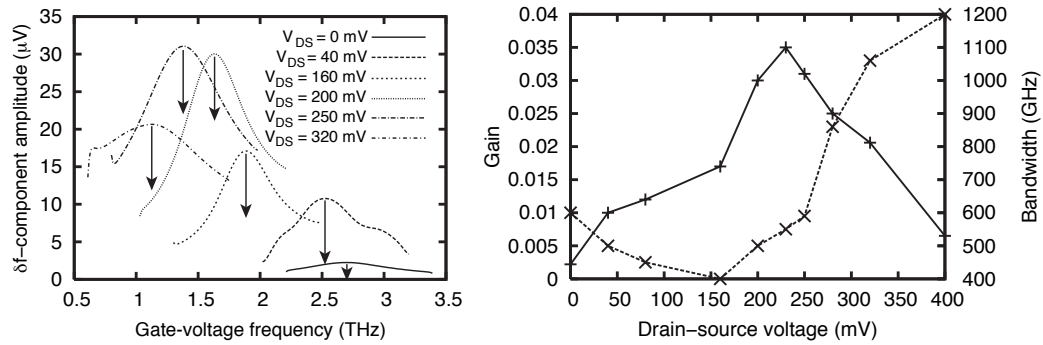


Figure 4.20 : (a) Composante de la tension drain source à la différence des fréquences en fonction de la fréquence du signal RF pour différentes tensions de drain. (b) (Traits pleins) Gain et (traits pointillés) bande passante à - 6 dB du mélangeur en fonction de la tension drain-source.

4.1.5 L'émission THz par les ondes de plasma forcées optiquement

a. Excitation par un battement optique

Nous avons particulièrement détaillé dans la partie précédente le phénomène d'oscillations de plasma présentes dans un canal de transistor. Or la condition d'instabilité n'est pas toujours atteinte notamment à température ambiante, même dans les transistors les plus courts. Mais, comme nous venons de le voir, il est toujours possible de forcer les oscillations par une excitation extérieure : radiation THz, battement optique ou comme nous le verrons plus loin par une impulsion laser. Cette excitation produit des oscillations forcées qui sous certaines conditions permettent d'émettre un champ THz propagatif.

Le dispositif expérimental mis en oeuvre (voir figure 4.21) reprend les caractéristiques principales du dispositif détaillé dans les paragraphes précédents. Ce nouveau dispositif inclus : (i) le système de mesure de détection THz et (ii) le système de refroidissement de l'échantillon. Le champ THz émis par le transistor est collecté par un miroir parabolique qui focalise le faisceau THz à l'intérieur d'un bolomètre Silicium refroidi à 4K⁹. L'échantillon est refroidi par des rubans plongés d'une part dans un bain d'azote et sont connectés d'autre part sur le substrat du HEMT. La température est contrôlée par un thermocouple. Afin d'éviter la formation de glace sur la face avant de l'échantillon, ces expériences ont été menées sous un flux d'hélium chaud.

Les figures 4.22 (a) et (b) montrent l'intensité THz mesurée par un bolomètre Si à la surface d'un HEMT de 50 nm de longueur de grille (a) et d'un HEMT de 400 nm de longueur de grille (b) en fonction de la puissance optique incidente. Pour ces HEMTs de $L_g = 50\text{ nm}$ et 400 nm les fréquences de résonance – déterminées par le modèle analytique exposé précédemment – sont, respectivement, $f_0 = 455\text{ GHz}$ et $f_0 = 325\text{ GHz}$. En l'absence d'une excitation extérieure, l'expérience ne montre que les manifestations de l'émission d'un rayonnement THz liés à l'auto-excitation des ondes de plasma comme prédit dans la réf.[38]. Une forte croissance de la réponse du bolomètre a été mesurée uniquement lors de la photo-excitation à $T = 200\text{ K}$ (Fig. 4.22). Dans ce cas, la fréquence de battement était proche (avec une précision de $\pm 1\text{ GHz}$, dictée

9. Il est à noter ici que ce dernier ne fournit qu'une réponse en intensité et non une réponse résolue spectralement.

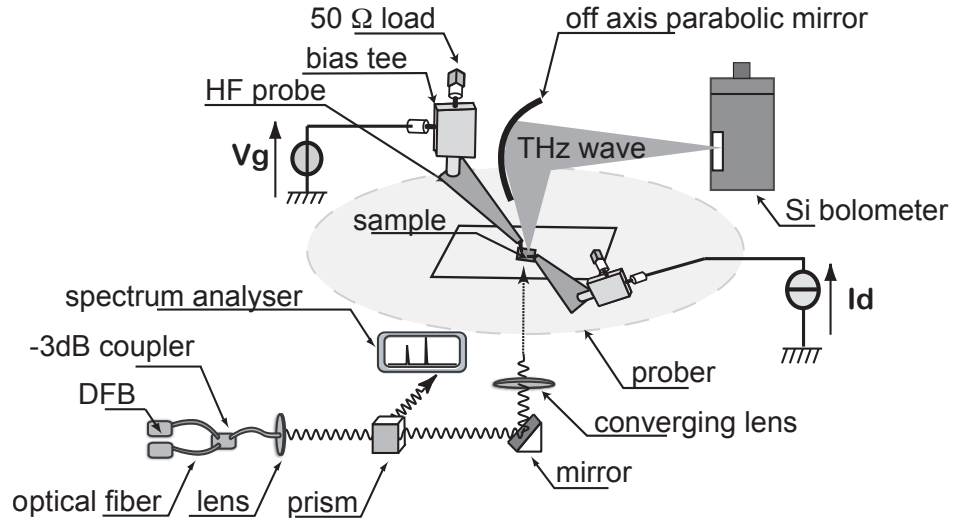


Figure 4.21 : Configuration expérimentale mis en oeuvre pour la mesure de la radiation THz.

par la résolution de l'analyseur de spectre optique) de la fréquence de la première harmonique des ondes de plasma excitées dans le canal du HEMT. Ainsi qu'il ressort de la figure 4.22, une émission intense de rayonnement a été mesurée dans la gamme de fréquences $f_0 \pm 10$ GHz. Il est intéressant de souligner que ces émissions ont été mesurées en régime de saturation des HEMTs. Pour les petites valeurs de U_{sd} , la réponse bolomètre est restée noyée dans le bruit thermique.

Comme nous l'avons déjà vu dans les expériences de spectroscopie THz, il est possible de part la non-linéarité du flux du courant dans le canal des HEMTs, de mesurer la composante continue de la tension drain-source (lorsqu'un courant drain-source est appliqué) en fonction de la fréquence de battement. La figure 4.23 illustre la dépendance, en fonction de la fréquence du battement et pour un HEMT de $L_g = 50$ nm, de la magnitude relative R_f définie par :

$$R_f = \frac{U_{sd}(f) - \overline{U_{sd}}}{\overline{U_{sd}}} \quad (4.24)$$

où $U_{sd}(f)$ représente la tension drain-source à la fréquence du battement f alors que $\overline{U_{sd}}$ représente le saut de tension drain-source à $f = 0$ GHz. Les lignes continues et pointillées sur la figure 4.23 représentent respectivement les mesures effectuées à température ambiante et à 200 K pour un éclairage de puissance optique de 8 mW. Sur cette figure nous pouvons aussi observer que l'oscillation de plasma a un caractère résonant avec un pic de résonance aux fréquences $f_0 = 475$ GHz et 455 GHz à 300 et 200 K, respectivement. Notons que, à $T = 200$ K, cette fréquence de résonance coïncide exactement à la fréquence de résonance obtenue dans les mesures de champ rayonné (voir Fig. 4.22). Comme nous pouvons le voir sur la figure 4.23, la largeur de raie de la résonance décrit par sa largeur à mi-hauteur (FWHM) diminue brusquement de 40 à 5 GHz lors de la diminution de la température de 300 à 200 K. Notons que l'estimation de la FWHM à $T = 200$ K correspond à la valeur limite de résolution déterminée par la précision du battement de fréquence mesuré. Par conséquent, la valeur réelle de la FWHM est peut être sous-estimée. Notons enfin que si les mesures d'émission ne donne aucun résultat à température ambiante, il n'en est

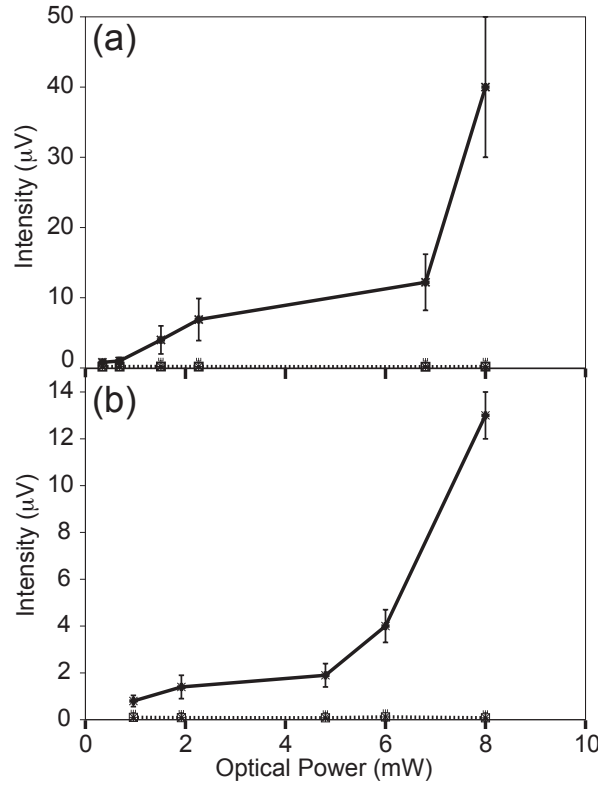


Figure 4.22 : (a) Intensité THz mesurée par un bolomètre silicium à la surface du HEMT de 50 nm de longueur de grille (sans antenne). Ligne pleine : $\Delta f = f_0 = 455$ GHz. Ligne pointillée : $\Delta f = f_0 \pm 10$ GHz . (b) Idem mesuré à la surface du HEMT de 400 nm de longueur de grille (avec antenne). Ligne pleine : $\Delta f = f_0 = 325$ GHz. Ligne pointillée : $\Delta f = f_0 \pm 10$ GHz .

pas de même pour les mesures de détection qui présentent un pic à une fréquence légèrement décalée vers le bleu $f_0 = 475$ GHz.

En résumé, lorsque l'on varie la température de 300 à 200 K : (i) les caractéristiques $I(V)$ montrent une variation de 10 à 20 % de la mobilité électronique dans le canal ; (ii) les mesures de détection (figure 4.23) et d'émission (figure 4.22) permettent de déterminer les modes propres d'oscillations de plasma à des fréquences qui coïncident avec celles prédites par la théorie analytique [62] ; (iii) les mesures de détections montrent un accroissement du facteur de qualité de la résonance par un ordre de grandeur entre 300 et 200 K et (iv) la radiation n'est mesurée qu'à 200 K alors qu'elle est absente à 300 K.

Ces résultats peuvent être interprétés dans le cadre d'une théorie linéaire de la réponse à une excitation/perturbation extérieure qui suppose que le régime de photoexcitation soit linéaire et que l'amplitude du courant oscillant ($j_d(f)$) dans le canal soit proportionnel à l'intensité de la photoexcitation. Dans le cadre de cette théorie, l'amplitude de l'onde émise doit dépendre quadratiquement de l'amplitude du courant $j_d(f)$, ce qui a été bien été observé sur la figure 4.22. De plus la variation en fonction de la fréquence du battement de l'amplitude de l'onde rayonnée et de l'onde "détectée" doit être similaire. Ce dernier point a aussi bien été observé car aucun signal

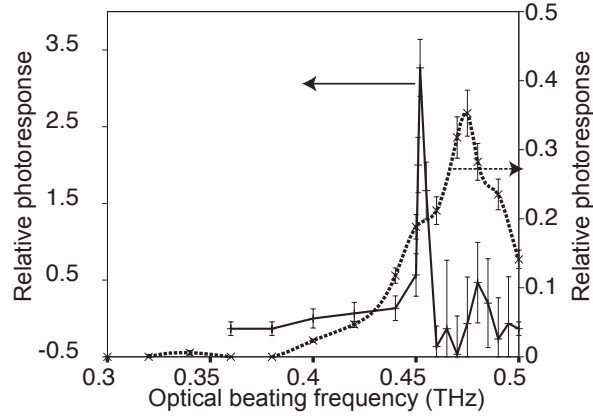


Figure 4.23 : Spectroscopie des ondes de plasma pour un transistor de longueur de grille $L_g = 50$ nm à température ambiante (ligne pointillée) et à 200K (ligne pleine).

n'est mesuré (en émission et/ou en détection) lorsque la fréquence du battement est différente de la fréquence $f_0=455$ GHz.

La question qui reste en suspend est la suivante. Pourquoi une si faible variation de la mobilité électronique ($\approx 10\text{-}20\%$) entre 200 K et 300 K produit une telle variation du facteur de qualité de la résonance aussi bien en émission qu'en détection ? Ce comportement peut être expliqué via des résultats de simulations par la présence d'une instabilité du plasma en régime stable lorsque l'amplification induite par l'instabilité n'est pas encore suffisante pour compenser l'amortissement causé par le taux de relaxation de la vitesse. La figure 4.24 présente la tension Drain-Source calculée en fonction du temps pour une décroissance du taux de relaxation de la vitesse électronique $\nu = 1,9$ (a), 1,75 (b) et 1.7 (c) ps^{-1} correspondant à une décroissance de la température de 300 K (a) à 200 K (b).

La structure simulée et les conditions de polarisation correspondent aux conditions expérimentales. Dans ces figures, le processus de relaxation vers un état stable présente un caractère oscillant à une fréquence qui correspond à la fréquence fondamentale des oscillations de plasma 2D. La principale différence est liée à l'état stationnaire vers lequel le système relaxe.

Dans le cas de $\nu \geq 1,75 \text{ ps}^{-1}$ (fig. 4.24 (a)), le processus de relaxation conduit le système vers un état indépendant du temps grâce à des oscillations amorties (le processus dissipatif usuel d'un oscillateur).

La particularité du processus de relaxation présenté dans la figure 4.24 (b) est que, contrairement au cas précédent, une baisse assez faible du taux de relaxation (d'environ 10 %) donne lieu à une diminution considérable de la relaxation du système (i.e. le système relaxe moins rapidement).

Si l'on baisse encore le taux de relaxation de la vitesse pour atteindre des valeurs inférieures à 1,75 ps^{-1} (fig. 4.24 (c)), l'état du système vers lequel le processus de relaxation tend change. Cet état est oscillant, avec une augmentation constante de l'amplitude des oscillations : c'est un régime d'oscillations auto-entretenues. Notons ici que le processus de relaxation présenté dans la figure 4.24 est obtenu en l'absence de tout battement optique. Le changement d'état vers lequel le système relaxe est dû aux procédés survenant à l'intérieur du système.

La figure 4.25 présente un comportement typique d'un pré-seuil d'instabilité des ondes de plasma excité par un courant constant. Ici, la ligne continue correspond au taux de relaxation

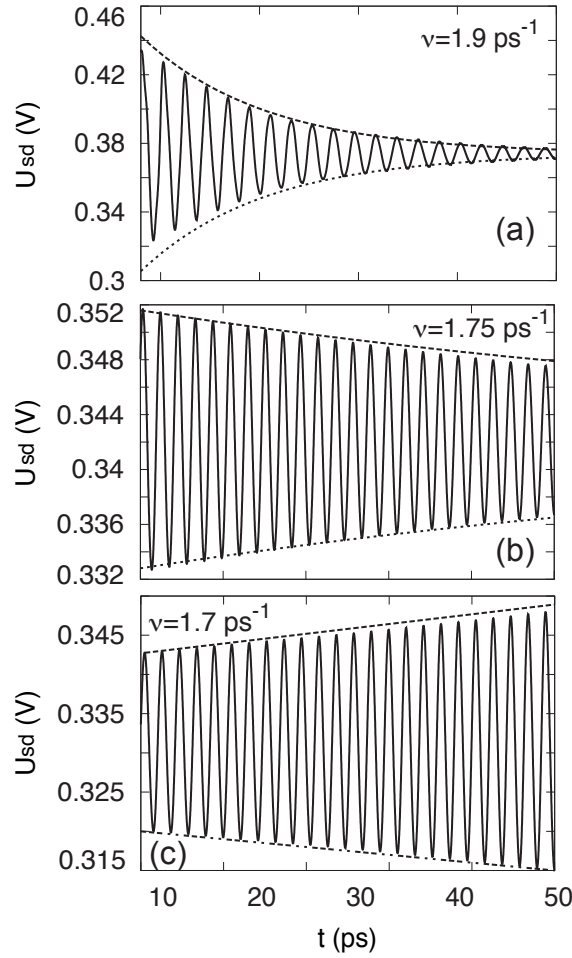


Figure 4.24 : Tension Drain-Source calculée en fonction du temps pour des taux de relaxation de la vitesse électronique de $\nu = 1,9$ (a), $1,75$ (b) et $1,7$ (c) ps^{-1} . Les lignes en pointillé représentent les enveloppes des tensions en fonction du temps

de vitesse $\nu = 1,75 \text{ ps}^{-1}$ (juste avant l'apparition du seuil d'instabilité de Dyakonov-Shur), tandis que la ligne pointillée calculée à $\nu = 1,9 \text{ ps}^{-1}$ illustre une situation qui est encore loin d'être une auto-oscillation. Dans cet exemple, la transition du régime amortie au régime d'auto-oscillation a lieu pour $\nu \lesssim 1,75 \text{ ps}^{-1}$. Le régime d'auto-oscillation apparaît clairement dans les simulations de la figure 4.24. Les symboles dans la figure 4.25 (b) correspondent au carré de la réponse alternative présentée dans la figure 4.25 (a) après normalisation par le maximum de la résonance dc. Figure 4.25 (b) confirme pleinement le spectre obtenu expérimentalement (Fig. 4.23). Il devient alors évident que ce dernier est généré par un comportement résonant de la composante alternative de la tension Drain-Source et que le lien entre ces deux grandeurs est bien quadratique.

D'après la figure 4.25, dans le régime de pré-seuil de l'instabilité Dyakonov-Schur, une petite variation (d'environ 10 %) du taux de relaxation de la vitesse est capable de provoquer une forte variation (d'environ un ordre de grandeur) du facteur de qualité des résonances alternatives et

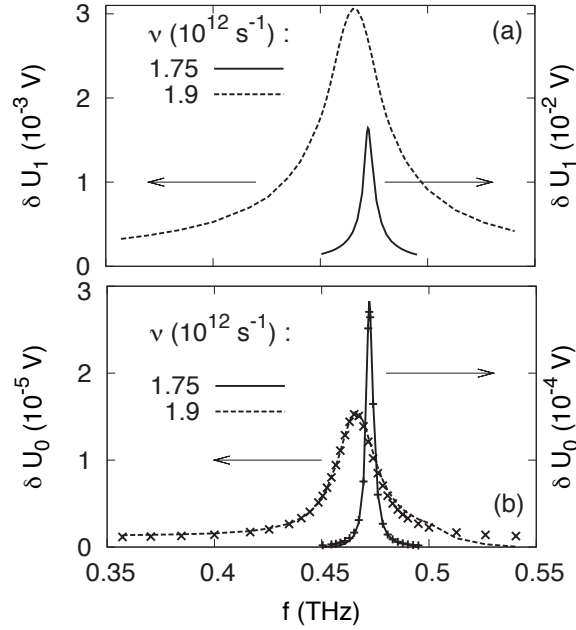


Figure 4.25 : Photoréponse harmonique (a) et continue (b) de la tension Drain-Source calculées en fonction de la fréquence du battement optique pour deux différentes valeurs du taux de relaxation de la vitesse.

continues sous photoexcitation. Ces résultats théoriques sont en bon accord avec les comportements observés expérimentalement aussi bien pour la rectification de la tension drain-source que pour le signal d'émission THz mesuré.

b. Excitation par une impulsion femto-seconde

Pour compléter cette étude sur les oscillations de plasma, nous avons mené des expériences dans le cadre du Groupement d'Intérêt Scientifique "TeraLab" au RIEC à Sendai au Japon¹⁰.

La réponse temporelle à une photo-excitation impulsionnelle a été réalisée à température ambiante en utilisant un système d'échantillonnage électro-optique en réflexion (REOS : reflexive electro-optic sampling) (Fig. 4.26) [67]. Dans ce dispositif expérimental, une impulsion laser de 70 fs présentant un taux de répétition de 20 MHz et une longueur d'onde de $1.5 \mu\text{m}$ est utilisée comme faisceau de pompe et de sonde. Un cristal electro-optique de CdTe associé à un prisme silicium est utilisé comme capteur. Il est positionné sur la surface de l'échantillon. Le faisceau de sonde, dont la polarisation est croisée par rapport à celle du faisceau de pompe, est injecté perpendiculairement à la surface du prisme. Après une réflexion sur la surface du capteur, le faisceau est renvoyé sur un système de photo-diodes balancées. Le tenseur de l'indice de réflexion est modulé en proportion de l'intensité du champ électrique THz qui arrive sur la surface du capteur de sorte que la résolution temporelle du champ électrique le long de l'axe du canal soit détecté comme un changement de polarisation du faisceau de sonde. La bande passante du système pour

10. <http://www.riec.tohoku.ac.jp/lab/ultra-broad/index-e.html>

la détection cohérente de la radiation THz est supérieure à 4 THz ; limitée principalement par les modes des phonons optiques du capteur CdTe.

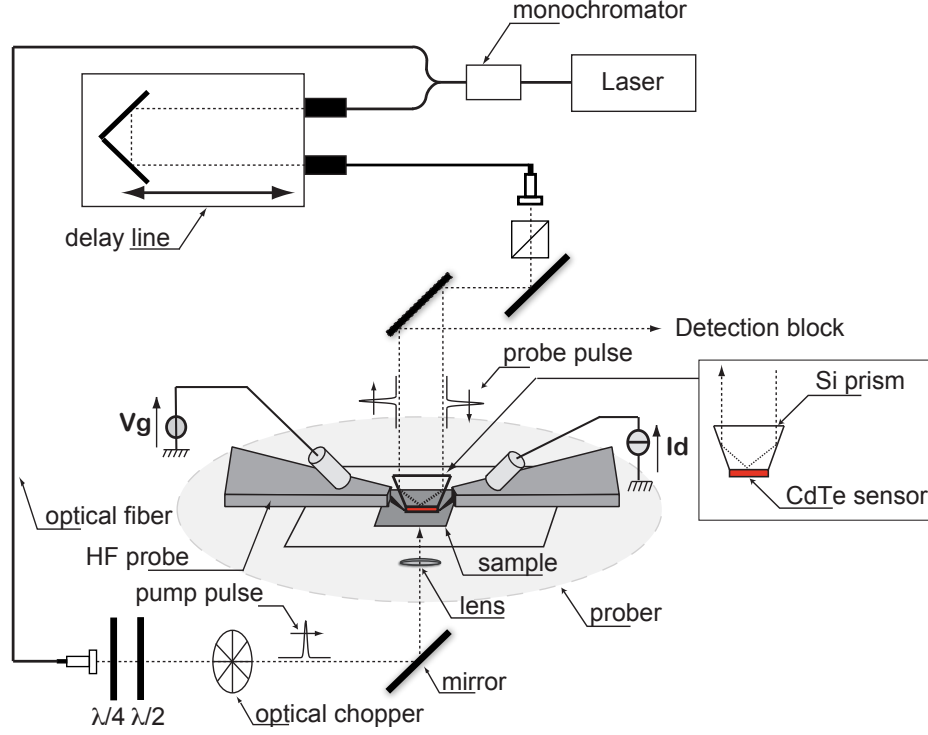


Figure 4.26 : Configuration expérimentale d'échantillonnage électro-optique en réflexion pour la mesure de l'émission THz.

La figure 4.27 (a) montre des résultats typiques obtenus par REOS sur des HEMTs d'InGaAs. Le spectre temporel est donné en insert et sa transformée de Fourier correspond au cas où la tension de swing vaut 0.3 V. L'évolution de ces spectres en fonction de la tension de swing entre 0.1 V et 0.3 V est aussi représentée. Les lignes en pointillées et en traits discontinus sont des "fits" par une fonction de Lorentz du spectre à $V_0 = 0.1$ V. Ces fits montrent clairement que la "bosse" d'émission très large bande qui a été mesurée est constituée de deux pics. Le lecteur pourra remarquer que la fréquence de ces deux pics varie vers les hautes fréquences¹¹. Les lignes continues ont été obtenues en utilisant la relation déjà énoncée au paragraphe 4.1.2 :

$$\begin{cases} f_n = \frac{n}{4} \frac{s}{L_{eff}} (1 - \frac{v^2}{s^2}) \\ n = 1, 3, 5 \dots \end{cases} \quad (4.25)$$

où f_1 est la fréquence du mode fondamental, s est la vitesse de l'onde de plasma, et v est la vitesse moyenne de dérive des électrons calculée par le modèle hydrodynamique présenté précédemment. Afin de coller aux résultats expérimentaux, nous avons utilisé une longueur de grille effective L_{eff} . Cette longueur est la longueur effectivement contrôlée par la grille du transistor

11. de 0.49 THz à 0.87 THz pour l'un et de 1.26 THz à 2.7 THz pour l'autre comme représenté sur la figure 4.27 (b).

et définie dans [68] par $L_{eff} = L_g + 2d = 240$ nm, où d représente la distance grille-canal¹². La dépendance en fréquence des pics mesurés suit qualitativement le calcul théorique obtenu par l'équation (4.25) aussi bien pour le mode fondamental ($n=1$) que pour sa troisième harmonique ($n=3$).

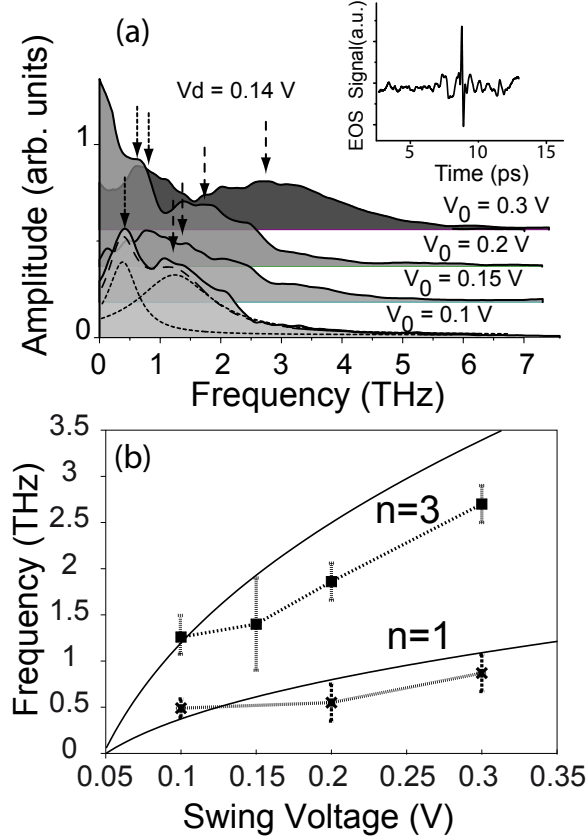


Figure 4.27 : (a) Variation des spectres d'émission mesurés par REOS en fonction de la tension de swing prise entre 0.1 V et 0.3 V. Insert : Réponse temporelle. Les lignes en pointillées et en traits discontinus sont des "fits" par une fonction de Lorentz de la courbe à $V_0 = 0.1$ V (b) Dépendance en fréquence des pics en fonction de la tension de swing. Les lignes en traits continus ont été calculées par l'équation (4.25) avec $n=1$ et $n=3$.

La figure 4.28 (a) présente les spectres du champ émis par les échantillons en fonction de la tension de drain. Lorsque aucune polarisation électrique n'est appliquée i.e. pour $V_d = 0$ V, aucun signal n'est mesuré. Lorsque la tension augmente jusqu'à 0.14 V un double pic apparaît (en accord avec la figure 4.27). Ces résultats montrent que l'excitation électrique du canal est nécessaire pour produire un rayonnement THz. Soulignons ici que la technique REOS est une spectroscopie à transformée de Fourier qui reconstruit les spectres du champ THz cohérent

12. On peut ici remarquer que les échantillons étudiés ici sont différents de ceux qui ont été étudiés dans les chapitres précédents et que la définition d'une longueur de grille effective prenant en compte les longueurs des cap-layers ne reproduit pas les résultats expérimentaux.

associé à l'impulsion de la pompe ultra-rapide. C'est la raison pour laquelle dans ces expériences, les spectres d'émission sont inévitablement cohérents et reliés à l'excitation du faisceau de pompe.

De plus avec l'augmentation de la tension de drain (c'est à dire de la vitesse de dérive des électrons), l'amplitude du pic de plus haute fréquence ainsi que sa FWHM ont tendance à clairement diminuer. Une variation vers les basses fréquences, en accord avec les résultats déjà présentés ici, est aussi clairement observée. La figure 4.28 (b) montre la dépendance en fréquence de ce même pic ainsi que l'évolution de sa FWHM en fonction de la vitesse de dérive moyenne des électrons. Ici aussi, la vitesse de dérive moyenne des électrons a été calculée par le modèle hydrodynamique développé dans [62].

Une interprétation quantitative complète de ces résultats nécessite le développement d'un modèle numérique dans le régime où l'instabilité est quasiment atteinte et pour lequel la distribution de la vitesse de dérive est fortement non uniforme.

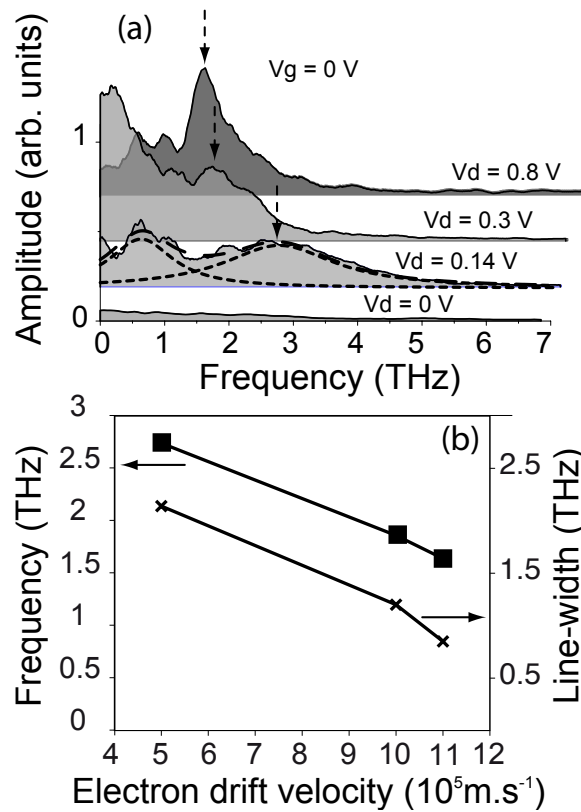


Figure 4.28 : (a) Variation des spectres d'émission mesurés par REOS en fonction de la tension de drain de 0 V à 0.8 V. Les lignes en pointillées et en traits discontinus sont des "fits" par une fonction de Lorentz de la courbe à $V_g = 0$ V and $V_d = 0.14$ V. (b) Variation en fréquence et FWHM du pic de plus haute fréquence en fonction de la vitesse de dérive moyenne des électrons.

Les résultats présentés dans cette partie sont très prometteurs. Ils laissent en effet espérer l'obtention prochaine d'une source, compacte, accordable et fonctionnant à température ambiante de

radiation THz induite par le battement optique de deux lasers commerciaux de faible coût. Cette radiation présentera de plus les caractéristiques spectrales des lasers qui lui ont données naissances à savoir quelques MHz. Cependant, des expériences complémentaires où la température des échantillons est mieux contrôlée et où le spectre d'émission est mesuré devront être développées. Un modèle hydrodynamique prenant en compte une excitation impulsionnelle des ondes de plasma proche du seuil d'instabilité est en cours de développement au sein du groupe. Ce modèle permettra certainement de mieux comprendre les phénomènes physiques impliqués dans la mise en place d'une émission induite par les oscillations de plasma.

La section suivante de ce manuscrit présente les tous premiers résultats d'une étude sur un nouveau mécanisme d'émission de radiations THz : *la résonance du temps de transit du phonon optique*.

4.2 La résonance du temps de transit du phonon optique : vers la réalisation d'une source THz

4.2.1 Introduction

Comme nous avons pu le constater au chapitre 3, le domaine THz présente un manque crucial de source accordable, intégrable et de bas coût. Nous avons donc développé un système basé sur la résonance temps de transit du phonon optique (Optical Phonon Transit Time Resonance : OPTTR) qui devrait permettre de réaliser une source de radiations THz accordable en fonction de la tension.

L'idée fondatrice provient des travaux de modélisation Monté Carlo menés en collaboration avec le Semiconductor Physics Institute (Vilnius-Lithuanie¹³) et le Groupe d'Étude des Hautes fréquences à Montpellier[69]. De cette collaboration et des avancées technologiques – venant de la nécessité de faire croître des matériaux 2D de haute mobilité électronique – est née l'idée de réaliser une source de radiations THz à base d'hétérojonctions de GaN réalisées au CHREA¹⁴. En effet, dans ce type de structure les taux de collisions sont faibles ce qui permet d'assurer au transport électronique un régime quasi-balistique favorable à l'apparition du phénomène d'OPTTR. Mais avant de décrire plus en détail le phénomène physique mis en jeu ici, rappelons très succinctement les différents types de collisions présents lors du transport électronique.

4.2.2 Phénomènes de collisions dans les semiconducteurs

Les principales transitions électroniques dues au transport électronique dans les semi-conducteurs peuvent être classées en tant que transitions intra-vallée – lorsque les états initiaux et finaux des électrons sont dans la même vallée – ou en tant que transitions inter-vallées – lorsque les états initiaux et finaux se trouvent dans des vallées différentes. Pour le cas de trous, les transitions sont en conséquences appelées intra-bande et inter-bande. Dans le cas du transport de charge dans un 2DEG, nous ne considérerons pas les phénomènes dus au déplacement des trous, car de masse effective plus élevée et de mobilité plus faible. Les principales sources de collisions qui déterminent ces transitions sont :

- les collisions avec les phonons ;
- les collisions avec les défauts ;
- les collisions électron-électron ;
- l'ionisation par impact.

L'interaction des phonons avec des porteurs de charge peut être due à la déformation du cristal parfait produit par les phonons, ou à des forces électrostatiques produites par les ondes de polarisation qui les accompagnent. Le premier type de mécanisme, typique de semiconducteurs covalents, est appelé déformation du potentiel d'interaction pour les phonons acoustiques et optiques. L'interaction électrostatique, typique des matériaux polaires, est appelée "interaction piézo-électrique" dans le cas des phonons acoustiques, et "interaction polaire" pour les phonons optiques. Souvent, l'attribut piézoélectrique ou polaire est donné directement au type de phonons impliqués. Ainsi on parle de phonons piézo-électriques ou phonons optiques polaires comme on

13. Jevgenij Starikov & Pavel Shiktorov : jane@pav.pfi.lt :

14. Les échantillons étudiés ont été réalisés par l'équipe d'Yvon Cordier (yc@crhea.cnrs.fr) au Centre de Recherche sur l'Hétéro-Epitaxie et ses Applications, rue Bernard Grégory, 06560 VALBONNE.

parle de phonons intervallée afin d'indiquer des phonons qui induisent des transitions électroniques intervallée.

Les défauts peuvent se produire dans un cristal à cause des dislocations de différents types et géométries, à cause des impuretés (neutres ou ionisées) dues à des atomes supplémentaires, et à cause de la distribution aléatoire des atomes composant les sites du réseau disponibles dans les alliages.

L'ionisation par impact se produit lorsque l'énergie des électrons est supérieure à l'énergie du gap. Ce type de collision peut conduire à la multiplication des porteurs de charge et à la rupture du matériau.

Enfin, l'interaction électron-électron – très difficile à prendre en compte numériquement car impliquant une équation de Boltzmann non linéaire – est généralement limitée aux conditions des électrons chauds. La figure 4.29 résume les différents mécanismes de collisions existant dans les semiconducteurs cubiques.

4.2.3 La résonance du temps de transit du phonon optique

Dans cette section, nous allons décrire le phénomène physique responsable de l'amplification que nous souhaitons observer dans le domaine des fréquences THz, l'OPTTR et des conditions à réunir pour qu'il se réalise.

a. Origine du phénomène

Dans les semiconducteurs, le seuil de l'émission de phonons optiques d'énergie E_0 subdivise l'espace des impulsions en deux régions : d'un côté la région de faible énergie, appelée la *région passive* où les taux de collisions sont bas et de l'autre une *région active* où les taux de collisions sont très élevés (figure 4.30).

En conséquence, un électron qui est accéléré à partir du bas de la bande de conduction par un champ électrique constant sera capable de traverser la région passive sans effectuer de collision et atteindra la région active. Là, il aura une très grande probabilité d'émettre un phonon optique et perdra ainsi son énergie. Après cette collision, l'électron sera à nouveau au bas de la bande de conduction où il entamera un nouveau cycle. Un tel comportement est responsable de nombreux effets favorables à l'émission et/ou l'amplification de radiations THz.

Le premier groupe d'effets est lié à la distribution des porteurs dans l'espace réciproque et à la formation d'une fonction de distribution des porteurs qui correspond par exemple à l'inversion de population ou à une surpopulation des porteurs dans certaines zones de l'espace réciproque ou du spectre énergétique. Les exemples les plus connus ont permis de réaliser les premiers lasers à germanium p :

- la surpopulation dans le cône de masse effective négative pour la bande de trous lourds quand E est parallèle à l'axe [100] (NEMAG Kromer 1958).
- une inversion de population des transitions optiques directes entre les sous-bandes des trous lourds et des trous légers lorsque les champs E et B sont croisés,
- une surpopulation des niveaux de Landau dans la bande des trous légers,
- une surpopulation des niveaux d'impuretés, . . .

Le second groupe d'effet est basé sur les propriétés dynamiques des porteurs et au caractère cyclique du déplacement des électrons dans l'espace réciproque. Dans ce cas, l'émission est causée par la valeur négative de la mobilité différentielle soit à fréquence nulle (ex : effet Gunn) soit à

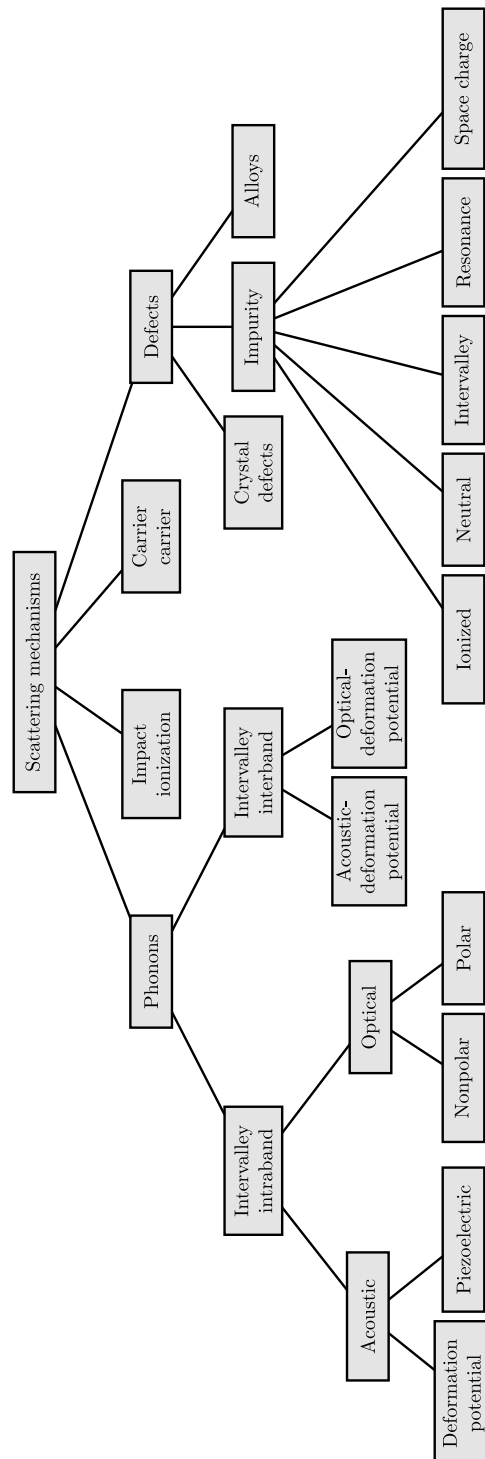


Figure 4.29 : Mécanismes de collisions dans les semiconducteurs cubiques

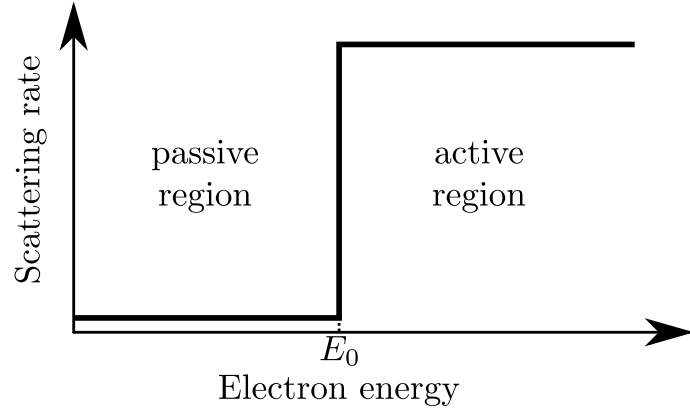


Figure 4.30 : Représentation schématique de la subdivision de l'espace des énergies en une région passive et une région active en fonction de l'énergie des phonons optiques.

fréquence non nulle (c'est le cas de l'OPTTR) qui apparaît lorsque le champ électrique excitateur et la vitesse de dérive des électrons sont en opposition de phase. La fréquence d'émission est alors inversement proportionnelle à la période du cycle. La première preuve expérimentale a été obtenue par la groupe du Prof. L.E. Vorob'ev à SaintPetersbourg [70].

b. Principe de l'OPTTR

Considérons à présent ce que nous allons appeler un *matériau parfait* dans lequel les taux de collisions en fonction de l'énergie électronique sont décrits dans la figure 4.30. Supposons maintenant que l'on crée sur ce matériau deux contacts et qu'on le polarise par une tension continue (figure 4.31), alors le champ électrique est directement :

$$\Sigma = \frac{U_0}{L} \mathbf{u} , \quad (4.26)$$

où U_0 représente la tension appliquée, L la longueur du composant, et \mathbf{u} le vecteur unitaire orienté le long du composant.

Sous l'action du champ électrique, les électrons sont accélérés avec une énergie cinétique :

$$E(t) = \frac{p^2}{2m^*} = \frac{q^2 \Sigma^2 t^2}{2m^*} . \quad (4.27)$$

D'une part, cette relation n'est vrai que dans le cas d'un transport balistique des électrons, et ne peut donc être utilisé que pour des électrons situés dans la région passive de la figure 4.30. D'autre part, en supposant que les électrons aient pénétré la région active, ils vont rapidement émettre des phonons optiques, perdre leur énergie et redescendre au bas de la bande de conduction où ils vont démarrer un nouveau cycle en suivant l'équation (4.27) comme illustré sur la figure 4.32.

c. Conditions d'apparition de l'OPTTR

Pour permettre l'apparition du mécanisme d'OPTTR dans un composant, la condition principale à réaliser est d'avoir un profil des taux de collisions aussi proche que possible de la figure

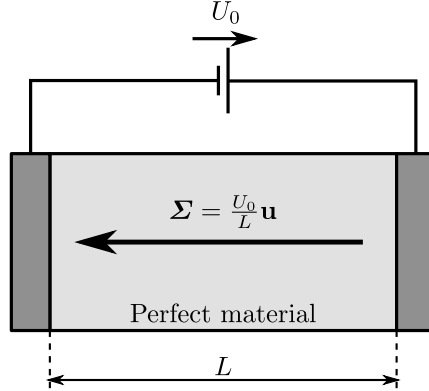


Figure 4.31 : Un champ électrique constant est appliqué à un *matériau parfait*.

4.30. Une telle situation apparaît dans des matériaux présentant des taux de collisions très élevés avec l'émission de phonons optiques polaires.

Dans la région passive où l'énergie des électrons $\epsilon(\mathbf{p})$ est plus faible que l'énergie du phonon optique $\hbar\omega_0$, l'émission d'un phonon optique est absente et seule la diffusion élastique (avec des probabilités faibles) avec les phonons acoustiques et les impuretés ionisées est possible.

A basse température T , lorsque l'absorption sur les phonons optiques est absente et la diffusion sur les phonons acoustique est faible, la région passive est caractérisée par des taux de collisions faibles alors que la région active présente des taux de collisions très élevés. Ceci permet que le mouvement des électrons soit balistique (ou quasi-balistique) dans la région passive quand un champ électrique est appliqué au semiconducteur. Si le champ électrique est suffisamment important pour que les électrons pénètrent profondément dans la région active, ils transfèrent leur énergie en émettant un phonon optique et retournent dans la région passive où ils redémarrent un nouveau cycle.

Le temps de relaxation moyen dans cette région est τ_- . Pour que le mouvement balistique des électrons sous l'action d'un champ électrique continu Σ soit réalisé, le temps de relaxation doit satisfaire à la condition :

$$\tau_{\Sigma} \ll \tau_- \quad (4.28)$$

où $\tau_{\Sigma} = p_0/e\Sigma$ est le temps nécessaire à un électron pour aller de la région passive à la limite de la région active. Entrant dans la région active où l'émission spontanée de phonons optiques est possible, l'électron émet un phonon optique et retourne dans la région passive. Si le temps de pénétration dans la région active est suffisamment petit, l'électron émet instantanément un phonon optique et revient à proximité du centre de la région passive $\epsilon \approx 0$. Si cette condition est remplie tous les électrons vont se déplacer le long de l'axe $\mathbf{p} \parallel \Sigma$ de $p \approx 0$ à $p \geq p_0$ en répétant périodiquement ce mouvement à la fréquence $f_{\Sigma} = 1/\tau_{\Sigma}$. En terme de temps caractéristique, cette dernière condition s'écrit :

$$\tau_+ \ll \tau_{\Sigma} \quad (4.29)$$

où τ_+ est le temps caractéristique de l'émission d'un phonon optique dans la région active. Lorsque les conditions précédentes sont remplies (i.e. $\tau_- \ll \tau_{\Sigma} \ll \tau_+$), un électron dans l'espace des énergies décrit un mouvement cyclique caractérisé par τ_{Σ} comme indiqué dans la figure 4.32.

C'est ce qu'on appelle le "streaming motion". Plus petite est la pénétration dans la région active, plus la fréquence maximale qui peut être amplifiée par ce phénomène est élevée.

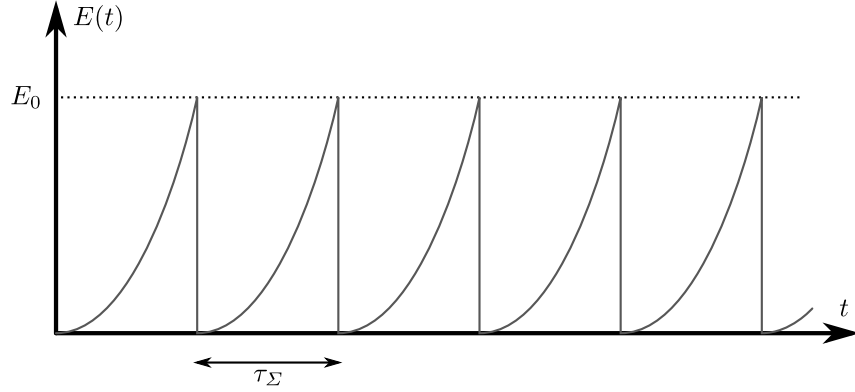


Figure 4.32 : Illustration of the cyclic energy of electrons moving in a perfect material under a constant electric field, induced by a strong scattering rate at Σ_0 .

d. Principales caractéristiques de l'OPTTR

L'amplification

Si un faible champ électrique THz $\Sigma_\omega(t)$ est appliqué à la structure de type MASER à une fréquence f proche de la fréquence du temps de transit f_Σ ; la réponse de la vitesse moyenne des électrons à une telle modulation sera en opposition de phase avec le champ exciteur $\Sigma_\omega(t)$. Ceci devrait conduire à l'émission d'une radiation THz pour les valeurs pour lesquelles la partie réelle de la mobilité différentielle dynamique (ie à $f \neq 0$ Hz) $Re[\mu_\Sigma(f)] = Re[\partial\mu(f)/\partial\Sigma]$ est négative (DNNDM : dynamic negative differential mobility). Ceci est illustré dans la figure 4.33 qui représente le spectre de la mobilité différentielle dynamique dans du GaN massif pour $\Sigma = 1.2$ kV/cm calculé par Monte Carlo. Une série de minima atteignant des valeurs négatives dans les deux premiers minima est clairement observée sur cette figure.

L'accordabilité du champ THz rayonné

La forme générale du spectre de la mobilité différentielle dynamique de la figure 4.33(a) présente en réalité une variation de la région pour laquelle elle devient négative en fonction de la valeur du champ électrique appliqué. En conséquence, la gamme spectrale pour laquelle l'OPTTR conduit à l'amplification d'une radiation THz est accordable en fonction de la valeur de Σ (Fig. 4.34).

Ce comportement étant similaire dans tous les matériaux III-N tel que InN, AlN, ..., la figure 4.34 résume les résultats des simulations Monte Carlo des bandes de génération/amplification obtenues par OPTTR en fonction du champ Σ continu appliqué et ce pour différents semi-conducteurs massifs : InP, InN, GaN et AlN. Il ressort de cette figure que la bande de fréquence accessible par l'OPTTR est supérieure dans les composés à base de nitrure en comparaison à celle accessible par InP ; confortant ainsi notre choix d'un composé III-N comme matériau à la base de nos composants.

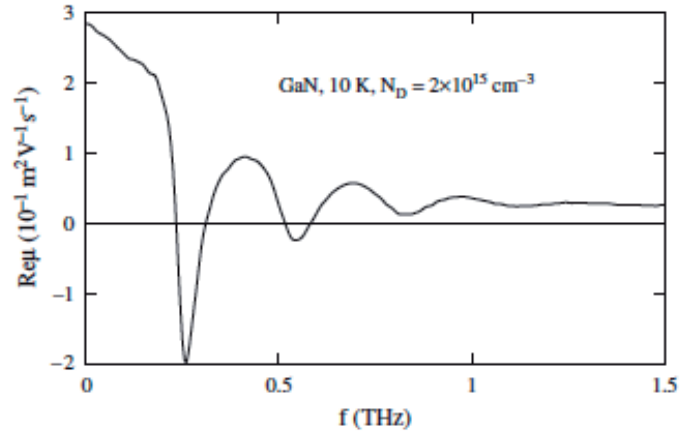


Figure 4.33 : (a) Partie réelle du spectre de la mobilité différentielle dynamique dans GaN massif à $T = 10$ K.

Il convient de souligner que, contrairement aux autres mécanismes de génération THz cités précédemment (cf. 4.2.1), l'OPTTR offre un moyen très simple de régler la fréquence de génération dans une gamme suffisamment large en modifiant la tension DC uniquement. Cette gamme de fréquence est uniquement déterminée par une fréquence de coupure haute et une fréquence de coupure basse.

- La fréquence de coupure basse est atteinte lorsque le taux de relaxation dans la région passive $1/\tau_-$ devient comparable à la fréquence du temps de transit f_{Σ} c'est-à-dire lorsque le comportement quasi-balistique des électrons n'est plus assuré.
- La fréquence de coupure haute est atteinte lorsque le nombre d'électrons qui pénètrent dans la zone active devient trop important. Des calcul Monte-Carlo [71] ont montré que la fréquence de coupure haute est atteinte lorsque l'énergie de pénétration atteint 10-15% de l'énergie des phonons optiques ($E = \hbar\omega_0$).

Le choix de la dimensionalité du système étudié : 2D Vs 3D

Les résultats précédents (voir Fig. 4.34) montrent que l'InN, le GaN et l'AlN sont des matériaux prometteurs pour la production de radiations dans la gamme de fréquence THz. Cependant, à l'heure actuelle, les échantillons de nitrure d'indium/aluminium/gallium massifs de suffisamment bonne qualité sont pratiquement inexistant. Les échantillons disponibles pour les expériences sont surtout des hétéro-structures qui présentent un transport des électrons bi-dimensionnels tels que des puits quantiques. De plus, il est intéressant de souligner que le transport en 2D a deux avantages évidents par rapport au cas 3D :

- la possibilité d'accroître la fréquence maximale d'émission en raison d'un seuil d'émission de phonons optiques plus abrupt (Fig. 4.35), ce qui limite la pénétration des électrons dans la région active et vérifie l'équation (4.29) et,
- la possibilité d'utiliser de hautes densités de porteurs afin d'éviter la collision avec les impuretés. Les donneurs sont généralement placés en dehors du canal 2D. Les électrons ont alors une mobilité plus élevée qui permet de vérifier l'équation (4.28).

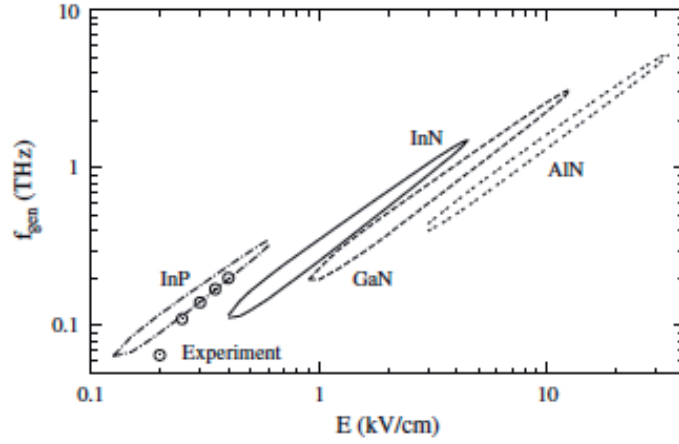


Figure 4.34 : (a) Bandes de génération (les régions où la fréquence de la partie réelle de la mobilité différentielle est négative) en fonction du champ électrique appliqué calculées par Monte Carlo pour l' InP massif ($N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) et les nitrures ($N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) à $T = 10 \text{ K}$. Les points montrent la bande de fréquence obtenue expérimentalement par Vorob'ev et al. [70].

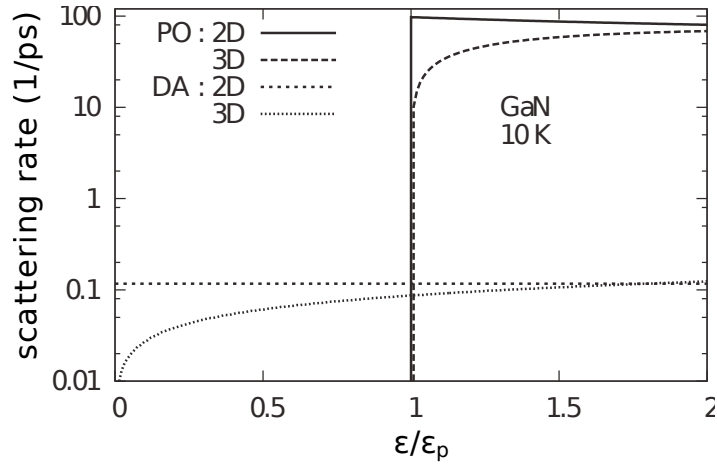


Figure 4.35 : Taux de collisions pour l'émission de phonons polaires optiques (PO) et acoustiques de déformation (DA) pour le GaN : massif (3D) et pour un puits quantique de 5 nm (2D).

Ces deux avantages cumulés sont mis en évidence dans la figure 4.36. Sur cette figure sont présentés des calculs Monte Carlo d'un puits quantique à base de GaN. Les paramètres du matériaux 2D sont les mêmes que pour le massif. La figure 4.36(a) montre des valeurs de la mobilité différentielle qui peuvent être négatives même lorsque le champ électrique appliqué est plusieurs fois plus élevé que dans le cas 3D. Il en résulte alors une considérable extension (Fig. 4.36(b)) de la gamme de fréquence qui peut être générée par l'OPTTR dans le cas de puits quantique.

Cette extension nous conforte dans le choix et dans le design de la structure des échantillons que nous avons étudiés.

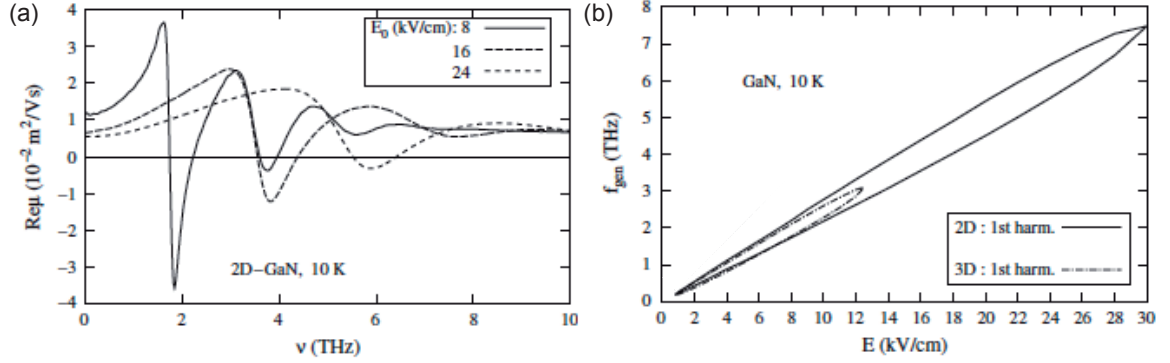


Figure 4.36 : (a) Partie réelle de la mobilité différentielle dynamique calculée par Monte Carlo pour un puits quantique de GaN de 5 nm en fonction de différentes valeurs du champ électrique. (b) Comparaison de la bande de fréquence générée par OPTTR dans le cas 3D et pour un puits quantique de 5 nm.

4.2.4 Étude expérimentale

a. Design des échantillons

La réalisation pratique d'un émetteur THz utilisant une couche épaisse de nitrure en tant que région active n'est pas réaliste de nos jours. En revanche, les récents résultats théoriques montrés dans le paragraphe précédent, combinés à une croissance épitaxiale des couches de nitrure maîtrisée et de ses technologies associées, appuient fortement la possibilité d'obtenir de l'émission THz à partir d'un 2DEG. Mais cela nécessite la conception d'un nouveau dispositif capable d'exploiter les capacités d'amplification de la couche active et d'obtenir une radiation à des fréquences THz.

Des puits triangulaires et rectangulaires ont été envisagés pour créer le 2DEG. La structure retenue est schématisée sur la figure 4.37. Les différentes couches sont choisies afin de satisfaire autant que possible les conditions nécessaires à l'activation du phénomène d'OPTTR. En particulier, pour éviter toute interférence avec l'émission de phonons optiques, la différence d'énergie entre deux niveaux d'énergie consécutifs doit être supérieure à l'énergie d'émission du phonon optique (soit environ 90 meV dans le GaN). En conséquence la largeur du puits doit être approximativement égale à 5 nm. Afin d'atteindre le régime de transport quasi-balistique des porteurs, la couche de GaN, où le canal de conduction est créé, est non-intentionnellement dopée. Pour appliquer la tension nécessaire à la création d'un champ électrique conforme aux prévisions théoriques de la figure 4.36, nous avons dessiné une structure contenant des doigts interdigités (IDF : InterDigitated Fingers, cf Fig. 4.37). En effet, cette technologie permet d'obtenir de fort champs électriques tout en appliquant des tensions de polarisation raisonnables. En parallèle, pour optimiser l'interaction de l'onde THz avec l'échantillon nous avons dimensionné ce dernier pour qu'il soit au moins aussi grand que la longueur d'onde de la radiation THz. Compte tenu des limitations technologiques nous avons opté pour une surface d'échantillon de $500 \mu\text{m}$ de côté (Fig 4.37). Sur une dimension aussi importante il devient vite compliqué d'appliquer un champ électrique de

quelques kV/cm. Pour remédier à cela, la structure présente des doigts interdigités Fig. 4.37 (b) qui permettent pour les valeurs souhaitées de Σ , d'appliquer des tensions raisonnables. De plus, la position des contacts est asymétrique. Pour une tension de polarisation donnée, le champ électrique dans chaque zone sera différent puisqu'il dépend de la distance entre chacun des contacts. En conséquence, nous pouvons classer les différentes parties de la structure en deux types : les zones actives pour laquelle le champ électrique doit être compris entre 1 et 10 kV / cm (où l'émission THz aura lieu), et les zones passives pour laquelle le champ électrique est supérieure à 10 kV / cm, (où l'émission THz est supprimée en raison de la forte diminution du gain).

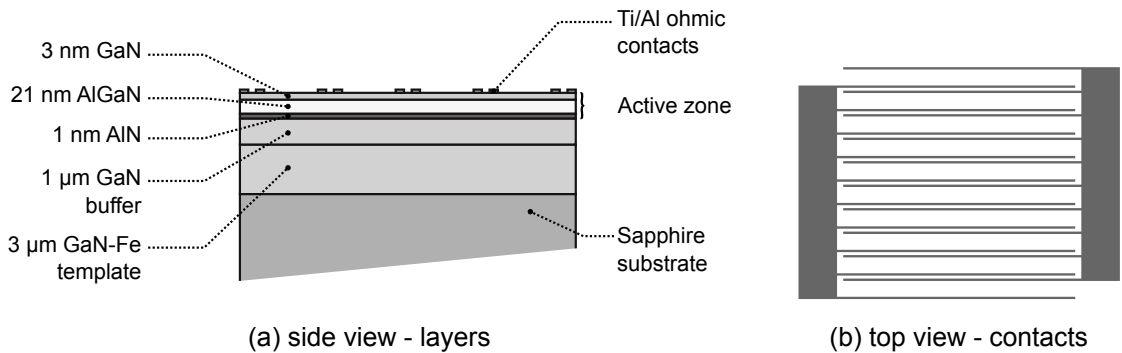


Figure 4.37 : Schéma des échantillons étudiés. (a) Vue latérale présentant les couches successives et (b) vue de dessus indiquant les doigts interdigités

b. Caractérisation électrique

Des simulations Monte-Carlo [72; 73] ont permis de démontrer que les caractéristiques courant-tension des diodes de type n^+nn^+ à base de GaN présentent – à basse température – des *kinks* associés à des instabilités de courant dans le dispositif (figure 4.38). Afin d'expliquer l'origine physique de ces "kinks", le comportement temporel du courant, de la tension, et du champ électrique sont représentés sur la figure 4.39 pour un échantillon soumis à une tension continue de 0.115V et maintenu à 80 K. La distribution de la vitesse de tous les électrons simulés ainsi que les profils de champ électrique aux moments (1) et (2) sont aussi présentés. À l'instant (1), les électrons sont injectés par l'émetteur à une vitesse proche de celle du flux d'électrons balistiques. Lorsque l'on augmente la tension, les électrons chauds gagnent en énergie jusqu'à atteindre l'énergie des phonons optiques. Ils émettent alors un phonon optique et perdent en conséquence de leur vitesse et rejoignent le nuage d'électrons thermiques. À l'instant (2), le flux d'électrons chauds est détruit par les émissions successives de phonons optiques. Ceci est suivi de grands changements de la valeur du champ électrique (dans l'espace et dans le temps). Entre les instants 12.6 – 12.9 ps, le champ électrique devient négatif et les électrons sont injectés depuis le collecteur vers l'émetteur où ils compensent la répartition spatiale des charges. Enfin, avec une nouvelle mise en place du flux d'électrons chauds un nouveau cycle se remet en place et donne naissance à un super-réseau d'électrons libres [72] ie une instabilité du courant (dans le temps et dans l'espace) que l'on retrouve sur les caractéristiques $I(V)$ sous la forme de *kink* (Fig. 4.38).

En résumé, l'activation du mécanisme de l' OPTTR dans le dispositif est signalée par les kinks

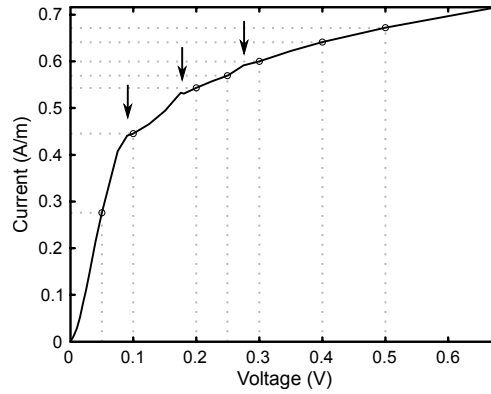


Figure 4.38 : Simulation Monte-Carlo d'une diode n^+nn^+ en GaN massif montrant l'effet du mécanisme de l'OPTTR sur la caractéristique courant-tension. D'après [73].

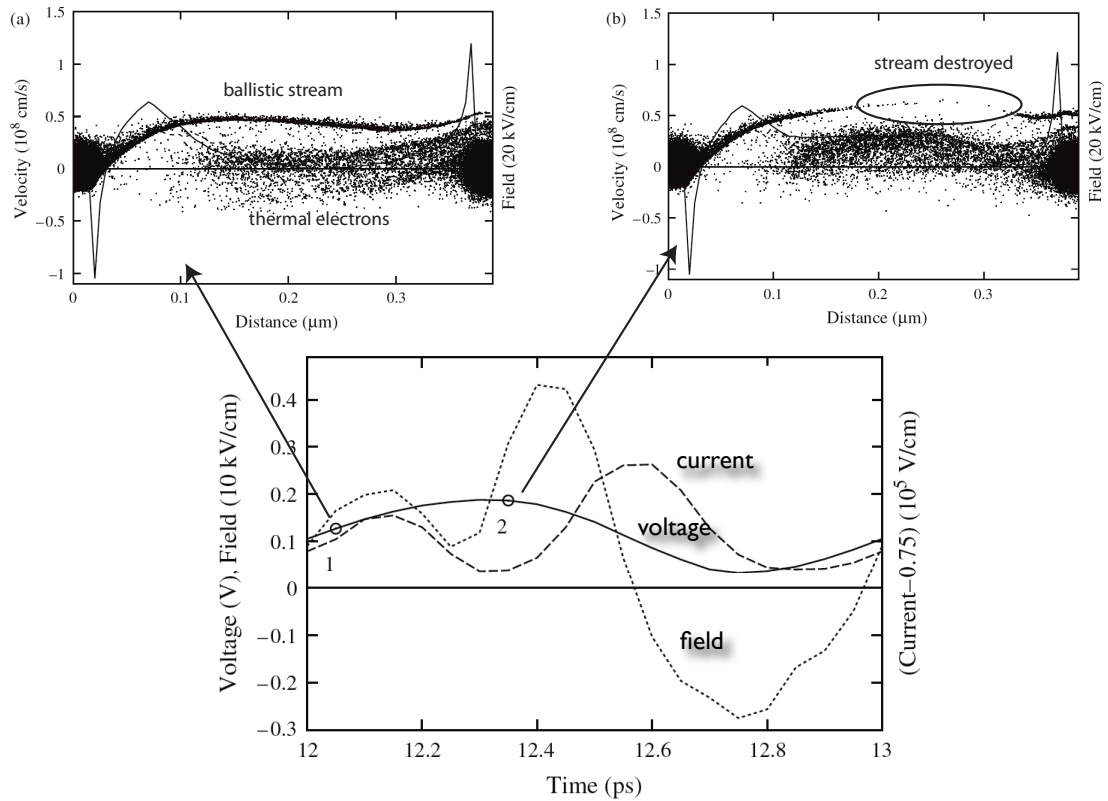


Figure 4.39 : Dépendance temporelle de la tension, du courant et du champ électrique d'une diode GaN. La distribution de la vitesse des porteurs et le champ électrique aux instants (1) et (2) sont aussi reportés [72].

dans la caractéristique $I(V)$ des dispositifs étudiés. Lorsque la valeur de la tension est suffisante pour que l'électron puisse atteindre l'énergie nécessaire à l'émission d'un phonon optique, un premier kink témoigne de la perte d'énergie des électrons. La valeur correspondante de la tension est facile à évaluer : la valeur énergétique du phonon optique dans GaN étant $\approx 91,2$ meV ; le premier point d'inflexion se produira à 91,2 mV. Cette tension est nécessaire pour augmenter l'énergie des électrons le long du canal jusqu'à la valeur de l'énergie des phonons optiques et ce, quelque soit la géométrie du dispositif. Lorsque les électrons peuvent émettre de multiple phonons optiques le long de leur parcours dans le canal, d'autres kinks apparaîtront pour des valeurs de tension correspondant à des multiples de la tension du premier kink.

Pour mettre en évidence d'un point de vue expérimental cet enclenchement du phénomène d'OPTTR, nous avons donc décidé de travailler sur les dispositifs les plus proches de ceux présentés dans [72; 73] : les TLM. Rappelons que dans le cas de nos dispositifs en GaN le seuil énergétique du phonon optique est de 91,2 meV. Un premier "kink" devrait donc être observé dans la caractéristique $I(V)$ à environ 91,2 mV.

Les résultats des mesures obtenues en régime continu (dans la gamme 0-5 V) sur des structures TLM maintenues à basse température sont présentés dans les figures 4.40, et 4.41. Les structures TLM étudiées ont des longueurs de 5 μm (Fig. 4.40) et 20 μm (Fig. 4.41). Sur ces figures sont reportés les caractéristiques courant-tension et leurs dérivées.

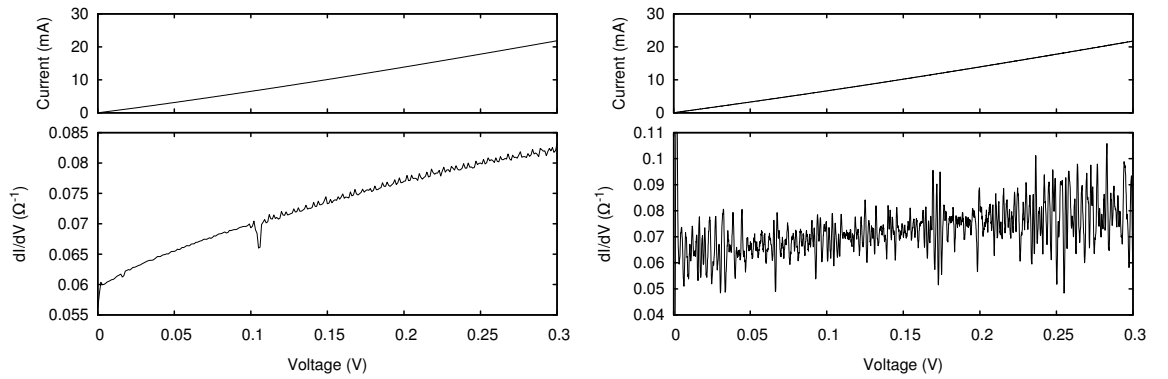


Figure 4.40 : Current-voltage characteristics and its derivative for a 5 μm long TLM structure maintained at 7 K (a) and 77 K (b).

Même si aucun effet significatif n'a pu être détecté sur les courbes en régime continu¹⁵, la fonction dérivée met en évidence certains points singuliers. Dans les courbes à basse température, il y a clairement un effet se produisant autour de la valeur de 0,1 V. Cette valeur est assez proche de la valeur théorique pour laquelle le phénomène d'OPTTR doit se déclencher (4.38). Cet effet peut-il être considéré comme l'une des première preuve de l'apparition du mécanisme d'OPTTR dans le GaN, cela nécessite encore confirmation. Le même effet est détecté sur la plupart des échantillons à 77 K, mais il est moins prononcé. Notons ici que rien n'a pu être détecté à la

15. Notre configuration pulsé n'est pas assez précise pour étudier de si faible effets, qui peuvent être masqués par des fluctuations de mesure.

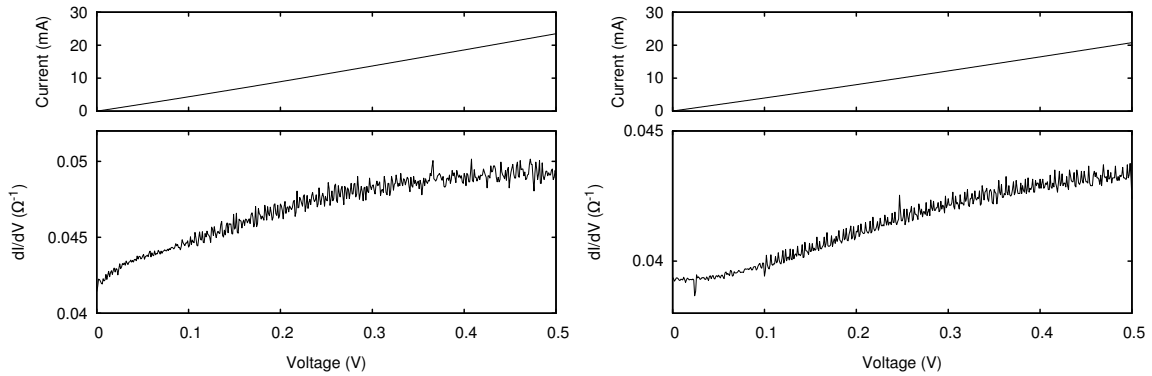


Figure 4.41 : Current-voltage characteristics and its derivative for a 20 μ m long TLM structure maintained at 7 K (a) and 77 K (b).

température ambiante. Cet effet est d'autant plus marqué que la longueur du dispositif est courte, ce qui peut s'expliquer par les interactions parasites subies par les électrons au cours de leur transit dans le canal, effets de plus en plus importants que la longueur du dispositif augmente.

4.2.5 Mesure d'amplification de la transmission THz

a. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental implique principalement une source électronique, un bolomètre, et un cryostat pour les mesures à basses températures. Typiquement, un échantillon est monté à l'intérieur du cryostat fonctionnant en cycle d'hélium fermé et offrant une variation contrôlable de la température de 15 K à 300 K (Fig. 4.42(a)). Un synthétiseur fréquence RF est connecté à la source électronique qui multiplie la fréquence RF soit par 18 soit par 81 suivant la source utilisée. Par conséquent, la sortie HF de la source électronique se situe soit dans la gamme de 0.22-0.35 THz soit dans la gamme 0.7-1.1 THz. Cette radiation est près collimatée sur le premier miroir d'aluminium sphérique. Le cryostat contenant l'échantillon est installé entre les deux miroirs sphériques, qui sont utilisés pour concentrer d'une part la radiation incidente sur l'échantillon et pour focaliser la radiation transmise dans le bolomètre. Un générateur de fonction module la puissance de la source. Il est utilisé comme référence pour une détection synchrone permettant d'augmenter le rapport signal à bruit.

b. Résultats

Cette section présente les résultats obtenus sur IDF en fonction de différents paramètres. En premier lieu nous évaluerons l'effet de la polarisation de la source, puis l'effet de la température et enfin les conditions de polarisation électrique. Avant cela, expliquons succinctement comment sont obtenus les résultats présentés.

A propos du traitement des données

Les résultats présentés dans cette section sont issus du banc expérimental (Fig. 4.42). Une source électronique 0.220 – 0.325 THz et un bolomètre sont utilisés. Les échantillons sont installés

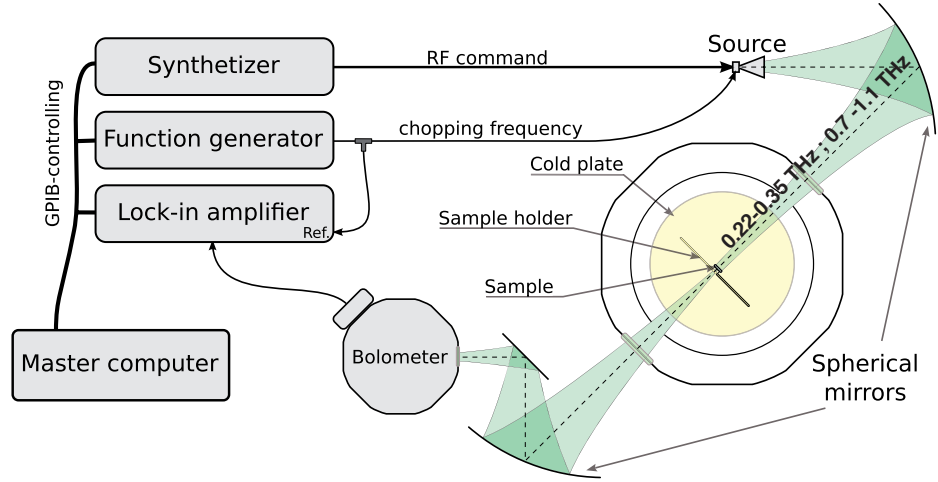


Figure 4.42 : Schéma du banc expérimental comprenant notamment une source électronique émettant dans les gammes [0.22-0.35 THz] et [0.7-1.1 THz], une détection synchrone et un bolomètre.

dans le cryostat et sont maintenus à des températures de 7, 15, 77, ou 300 K. Les spectres reportés dans la suite donnent le coefficient de transmission $\alpha(\nu)$ en fonction de la fréquence. Le coefficient α est obtenu par le rapport d'un spectre pour lequel une tension est appliquée $P_b(\nu)$ divisé par un spectre sans tension appliquée $P_{b_0}(\nu)$.

$$\alpha(\nu) = \frac{P_b(\nu)}{P_{b_0}(\nu)} . \quad (4.30)$$

Ce coefficient nous permet d'évaluer l'effet des conditions de polarisation sur l'intensité de la radiation transmise.

La condition $\alpha(\nu) > 1$ signifie que la puissance mesurée lorsqu'une tension est appliquée est supérieure au cas où aucune tension n'est appliquée. Cela ne veut pour autant pas dire que l'on mesure une amplification, puisque le cas $\alpha(\nu) > 1$ peut être aussi relié à une variation de la transparence du GaN en fonction de la tension de polarisation. Notons aussi que les valeurs obtenues pour des fréquences inférieures à 225 GHz ne sont pas correctes. Ceci est certainement dû au fait que la puissance de la source est extrêmement faible dans cette gamme de fréquence.

Influence de la polarisation de la source

Dans cette section, deux expériences différentes ont été réalisées pour vérifier l'effet de l'orientation de l'échantillon par rapport à la polarisation linéaire du faisceau incident sur l'échantillon. L'échantillon pivote de 90° entre les deux expériences (Fig. 4.43). La polarisation directe correspond au cas où la polarisation de la radiation incidente est le long de l'axe de la conduction (ie perpendiculaire aux doigts interdigités), tandis que la polarisation croisée correspond au cas où la polarisation est perpendiculaire à l'axe de la conduction (ie le long des doigts).

La variation du coefficient α en fonction de la fréquence dans chacun des cas est reporté dans la figure 4.44.



Figure 4.43 : Définition de la polarisation directe et de la polarisation croisée.
Les flèches illustrent la polarisation du faisceau incident.

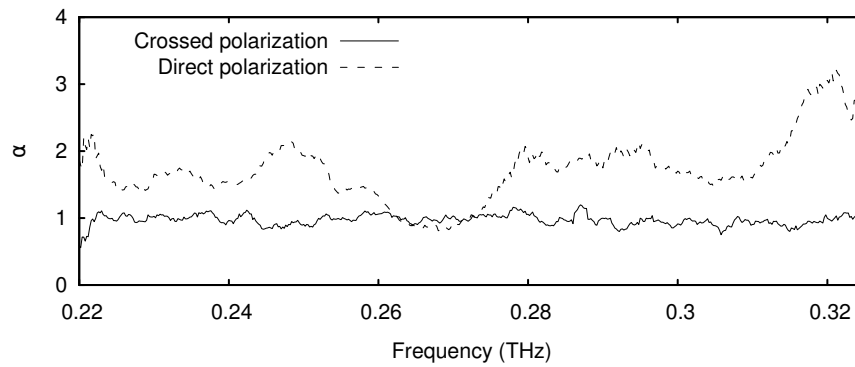


Figure 4.44 : Effet de la polarisation de la radiation incidente sur le coefficient de transmission $\alpha(\nu)$. L'échantillon étudié est un IDF avec une zone courte $L_s = 6 \mu\text{m}$ et une zone longue $L_l = 52 \mu\text{m}$. Il est maintenu à 77 K et il est alimenté par une tension de 5.5V

Comme l'on pouvait s'y attendre, ces résultats montrent que les doigts interdigités (la distance entre deux doigts est inférieure à la longueur d'onde) se comportent comme un miroir ("polariseur en grille métallique") pour la radiation THz. En effet lorsque l'on se place dans le cas de la polarisation croisée, le coefficient α prend des valeurs variants autour de l'unité alors qu'il est au dessus de 1 en polarisation directe.

Ce résultat est très important car il démontre que l'augmentation mesurée du signal transmis avec l'augmentation de la tension de polarisation est lié à une interaction entre l'onde incidente et le dispositif. Ainsi, l'augmentation du signal ne peut pas être simplement attribué à un phénomène parasite se produisant dans le dispositif lui-même, tel que l'échauffement de l'échantillon avec le courant, mais à un phénomène physique qui se produit effectivement dans le 2DEG.

Effet de la température

Un autre paramètre à étudier est la température. Nous avons étudié l'effet de la variation de la température sur le coefficient de transmission. La figure 4.45 montre pour un IDF ($L_s = 19$ et $L_l = 39 \mu\text{m}$) l'évolution de $\alpha(\nu)$ pour des températures de 7, 77 et 300 K.

Dans cette figure nous pouvons voir que même si la tension appliquée a un faible effet sur le coefficient de transmission à température ambiante, cet effet est négligeable par rapport à

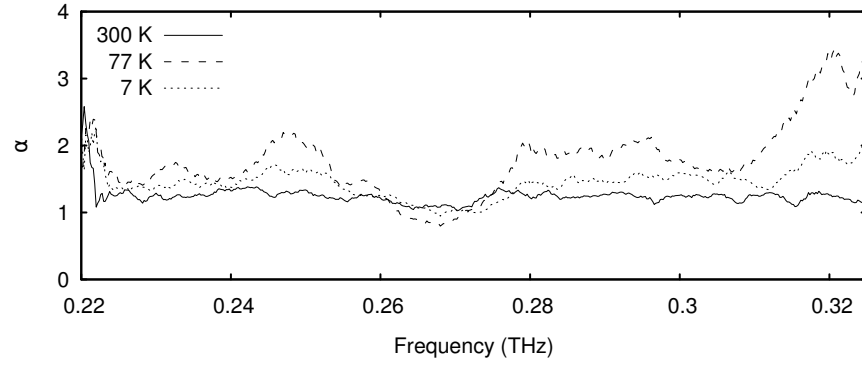


Figure 4.45 : Effet de la température sur le coefficient de transmission $\alpha(\nu)$ d'un IDF $L_s = 19$ et $L_l = 39\mu\text{m}$, en polarisation directe et alimenté par une tension de 6.1V.

l'accroissement du signal mesuré à 77K et 7K. Ce résultat montre que les propriétés de l'échantillon ont été modifiées par la diminution de la température en accord avec les prédictions théoriques pour lesquelles les taux de collisions des mécanismes liés aux déformations acoustiques diminuent avec la diminution de la température, augmentant ainsi les chances d'activation du mécanisme OPTTR dans le dispositif. Nous remarquons que les mesures à 7 K et à 77 K donnent un résultat similaire, ce qui laisse à supposer que la mobilité électronique à 77 K est semblable à la mobilité à 7K, en accord avec [74].

Enfin, remarquons que l'effet d'absorption entre 262 GHz et 272 GHz est également dépendant de la température. Les résultats à 300 K ne montrent pas un coefficient de transmission inférieur à 1 alors que ceux à 77 K et 7K présentent l'effet d'absorption. Cet effet est donc également lié aux variations des propriétés électroniques/optiques de l'échantillon avec la température.

Dépendance en fonction du champ électrique

La figure Fig. 4.46 (a) montre la variation du coefficient α en fonction de la tension continue appliquée $V = 2, 4, 6\text{V}$ à 77 K. Il est évident que la transmission de la radiation THz augmente lorsque l'on augmente la tension aux bornes de l'échantillon. Cet accroissement est cependant nettement plus observable pour des fréquences inférieures à 0.26 THz et supérieures à 0.28 THz. Dans l'intervalle 0.26 – 0.28 THz, cet effet d'accroissement de la transmission est absent ! Les mesures effectuées à température ambiante ne présentent aucune variation du coefficient α sur toute la bande de fréquence (Fig. 4.46 (b)).

La figure 4.46 (c) montre comment l'effet d'accroissement dépend de la fréquence. Lorsque la tension appliquée varie de 0 à 6 V, la transmission relative du faisceau peut être augmentée par un facteur 2. Pour trouver une base physique aux phénomènes responsables de cet accroissement de la transmission nous avons étudié les propriétés électriques de l'échantillon et, en particulier, nous avons simulé la variation de la conductivité $\sigma_U(f)$ des électrons dans le 2DEG. Cette conductivité dépend de la fréquence et de la tension appliquée U . Pour estimer $\sigma_U(f)$, nous avons utilisé les caractéristiques courant-tension $I(U)$ de l'échantillon à 77 K et 300 K.

La caractéristique obtenue à 77 K (Figure 4.47) présente un comportement sous-linéaire, tandis qu'à 300 K (non représenté) elle présente une non-linéarité faible dans tout l'intervalle des tensions

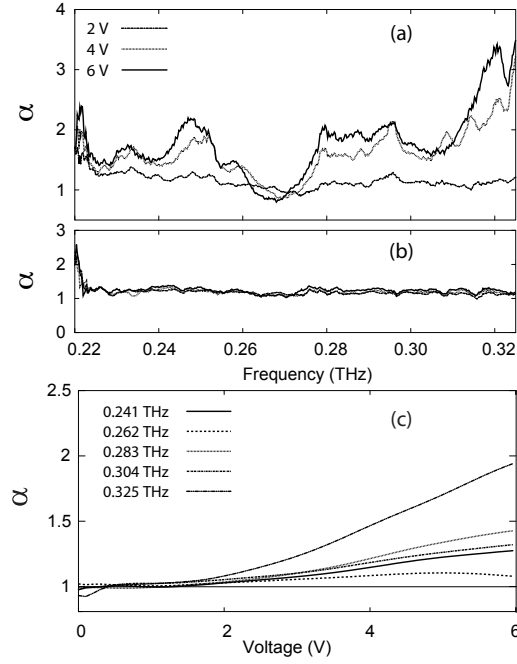


Figure 4.46 : (a) et (b) : Coefficient α en fonction de la température 77 K et 300 K pour trois valeurs de la tension de polarisation 2, 4, 6V. (c) : Variation du coefficient α en fonction la tension de polarisation aux fréquences de $f = 0.241, 0.262, 0.283, 0.304, 0.325$ THz et à 77 K.

appliquées. Un tel comportement non linéaire du courant peut être expliqué par deux phénomènes : (i) l'effet des électrons chauds et/ou (ii) le chauffage par effet Joule de la structure. Pour les structures à puits quantiques de GaN l'analyse de ces deux phénomènes a été réalisée dans [75]. Il a été démontré que l'effet produit par les électrons chauds doivent apparaître dans le GaN pour des valeurs du champ électrique supérieures à quelques kV/cm [75; 76]. Cet effet peut être exclu dans les expériences menées ici où les valeurs des champs sont estimées à moins de 0,2 kV/cm. Afin d'étudier la variation de la mobilité électronique par effet Joule sur les contacts de la structure étudiée¹⁶ nous avons calculé la conductivité électronique à hautes fréquences σ_U par un modèle de Drude-Lorentz :

$$\sigma_U(f) = \frac{en_0\mu_U}{(1 - i2\pi fm\mu_U/e)} \quad (4.31)$$

où m est la masse effective dans GaN, μ_U est la mobilité électronique en fonction de la tension¹⁷ et f la fréquence.

Pour calculer la transmission dans la gamme de fréquences sub-THz, nous avons modélisé la structure du dispositif comme une couche mince de GaN possédant une conductivité électronique

16. la différence des valeurs des résistances entre les contacts et le canal produit un pont diviseur de tension qui a pour effet de diviser par ≈ 10 la tension réellement appliquée dans le canal. Cette "localisation" de la tension extérieure dans les contacts peut provoquer l'échauffement de ceux-ci.

17. il s'agit ici de la mobilité différentielle à fréquence nulle telle qu'elle est classiquement utilisée dans les oscillateurs à effet Gunn.

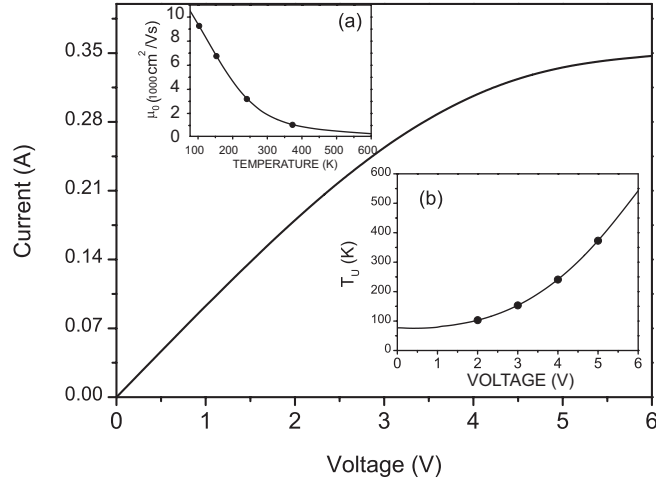


Figure 4.47 : Caractéristique courant-tension de l'échantillon à 77 K. (a) : Mobilité 2D en fonction de la température de l'échantillon. (b) : Température de l'échantillon en fonction de la tension appliquée.

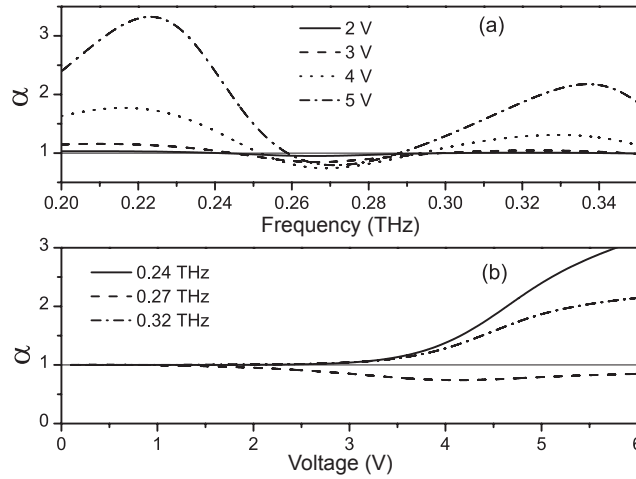


Figure 4.48 : Calcul de la variation du coefficient de transmission α en fonction de (a) la fréquence de la radiation THz et (b) de la tension appliquée. Les calculs ont été réalisés à 77 K en prenant une épaisseur du substrat de saphir de $h = 350 \text{ } \mu\text{m}$ et $\epsilon = 12$.

à deux dimensions, $\sigma_U(f)$, et un substrat de saphir d'épaisseur h et de constante diélectrique ϵ . L'épaisseur des couches non dopées étant beaucoup plus petites que la longueur d'onde des radiations THz, elles peuvent être ignorées. Dans le cadre de ce modèle, pour une valeur de $\sigma_U(f)$ donnée, l'expression analytique du coefficient de transmission α peut être obtenu en suivant la procédure standard décrite dans la référence [77].

Les résultats des calculs du coefficient de transmission α sont présentés dans la figure 4.48. La comparaison des figures 4.46 et 4.48 présente un bon accord qualitatif entre les résultats théoriques et les résultats expérimentaux. Les calculs obtenus à 77 K reproduisent l'effet d'accroissement de la transmission relative en fonction de la tension pour les fréquences hautes et basses du spectre.

L'accroissement notable de α se produit pour des tensions supérieures à 2 V, ce qui s'explique par des changements significatifs dans la mobilité électronique μ_U (cf. insert dans la figure 4.47). La suppression de la transmission dans l'intervalle de fréquence médian est explicable par les interférences destructives de la radiation THz dans le substrat de saphir. A 300 K, les calculs montrent une légère augmentation de α avec U , qui peut être attribuée à de faibles variations de la mobilité électronique.

En résumé, les effets que nous avons jusqu'ici observés peuvent être expliqués hors de toute considération de mécanisme d'OPTTR par des changements dans la mobilité 2D des électrons en fonction de la tension appliquée. Le mécanisme de cette modification résulte d'une variation de la température des contacts par échauffement Joule. Toutefois ces résultats sont prometteurs car ils ouvrent la voie à la réalisation de modulateur électro-optique (THz) commandable en tension.

Chapitre 5

Conclusion & Perspectives

Sommaire

5.1 Conclusion	91
5.2 Prolongements de travaux existants	92
5.2.1 THz " <i>last mile communication</i> "	92
5.2.2 Couplage de l'onde de plasma et de l'émission de phonon optique	92
5.3 Problèmes ouverts et nouvelles perspectives	93
5.3.1 Résonance des électrons balistiques dans un nanotube de carbone à simple paroi	93
5.3.2 Un amplificateur de radiations THz accordable : l'oscillateur à modes de Bloch	93
5.3.3 Un axe plus prospectif orienté vers l'Observation de l'Environnement et du Vivant	94

5.1 Conclusion

Au cours de cette présentation succincte de mes activités de recherche, l'accent a été mis principalement sur les récentes avancées des nano-composants électroniques pour le THz. Ce sujet, qui est encore très riche, est porté par l'un des défis majeurs de l'électronique moderne à savoir augmenter la fréquence de fonctionnement des composants jusqu'au domaine du téraHertz. Pour cela, j'ai étudié de nouveaux phénomènes physiques (oscillations de plasma, résonance du temps de transit du phonon optique) qui permettront de répondre à ce défi via la réalisation et la conception de nano-composants électronique (diodes balistique, transistor à effet de champ à base de nanotube de carbone, ...). Cette thématique a orienté ma démarche scientifique et me paraît pouvoir faire encore l'objet de nombreuses et fructueuses recherches dans les années à venir. La réalisation de sources/détecteurs de radiations THz, la conception de capteurs innovants pour des mesures embarquée et pouvant supporter un environnement sévère et varié, la mise en place de système de communication à ultra-haut débit sont autant de thèmes d'un domaine toujours en plein essor. Dans ce dernier chapitre, je vais présenter ce vers quoi s'orienteront probablement mes activités de recherche dans un domaine qui suscite et suscitera encore de nombreuses questions avant de pouvoir faire partie des applications standards de la vie courante.

5.2 Prolongements de travaux existants

5.2.1 THz "last mile communication"

L'existence omniprésente des Technologies de l'Information et des Communications dans les sociétés modernes conduit à une demande de plus en plus forte des besoins en communications sans-fil à très haut débit. Dans un futur proche nous devrons, sans doute, étudier de nouvelles bandes de communications bien plus élevées que les bandes micro-ondes ou milli-métriques existantes actuellement.

Lors des Jeux olympiques de Pékin en 2008, un groupe de chercheurs japonais¹ a démontré une communication sans fil pour la TV Haute définition (TVHD). Cette transmission a été effectuée sans fil à un taux de 10 Gbit/s par une porteuse de fréquence 120 GHz et sur 3 km. Dans un très proche avenir, la super-HDTV sera disponible et nécessitera des systèmes de communication capables de transférer des données avec un taux de 40 Gbit/s. Or la loi de Shannon nécessitant que la fréquence de la porteuse soit environ dix fois supérieure au taux de transfert de données non compressées, il faudra pour transporter cette information une fréquence de porteuse supérieure à 400 GHz ou de manière plus générale tombant dans la gamme de fréquence THz.

Comme nous avons pu le voir dans les chapitres précédents, même si la radiation THz est fortement absorbée par la vapeur d'eau, il existe des fenêtres spectrales pour lesquelles l'atténuation reste faible ≈ 0.1 dB/10m. De plus la radiation THz sera un outil important pour les communications du futur car elle n'est pas perturbée par la fumée (pollution) ou le brouillard et ne pose pas de danger pour la sécurité oculaire à contrario des moyens de communications optique ou proche infra-rouge. En conséquence, la radiation THz pourra être considérée sur un large champ d'application parmi lesquelles citons la communication sans fil en boucle locale ("last mile communication"), les communications militaires à courte distance, . . . Signalons de plus que les bandes de fréquences supérieures à 300 GHz sont actuellement libres d'accès et qu'aucune régulation n'est actuellement fixée quant à l'attribution de ces bandes au dessus de 275 GHz.

Dans le cadre d'un contrat ANR franco-japonais impliquant les universités de Montpellier (TeraLab), de Savoie et de Lille côté Français et de Sendai (Tohoku), d'Osaka et l'Institut Riken du côté Japonais, nous développerons un système de communications THz. Ce système utilisera des photodiodes UTC associées à un modulateur électro-optique en tant que source et des nanotransistors à ondes de plasma en tant que détecteur.

5.2.2 Couplage de l'onde de plasma et de l'émission de phonon optique

De récentes simulations Monté Carlo effectuées dans notre groupe [Starikov, JAP 2001] ou à l'université de Salamanca [Iniguez-de-la-Torres, JAP 053707 (2009)] ont mis en évidence que dans un dispositif réel – où l'émission de phonons par le mécanisme d'OPTTR (cf chapitre 4.2.1) n'est pas reliée à une particule unique mais résulte d'un phénomène collectif – les émissions de phonons doivent être synchronisées (spatialement et temporellement) par un champ électrique auto-cohérent. Ce phénomène sera alors inévitablement influencé par un mouvement d'oscillation collectif des électrons i.e. les oscillations de plasma.² En conséquence, lorsque la fréquence de

1. Nagatsuma lab : <http://www.eei.eng.osaka-u.ac.jp/gcoe/english/>

2. En effet dans un dispositif réel, l'émission de phonons optiques se produit à différentes positions (dans l'espace réel) de la structure et donne naissance à un "réseau d'électrons libres". Lorsque la tension appliquée devient trop importante, la distance entre deux régions d'accumulation d'électrons successives est trop petite pour que l'effet de

l'émission des phonons optiques coïncide avec la fréquence d'oscillation du plasma 2D, le phénomène d'amplification doit être accrue.

Les perspectives de ce projet sont donc d'exciter les oscillations de plasma – soit avec un battement de deux lasers UV soit avec un laser impulsional UV – dans un 2DEG de GaN et de coupler la fréquence de cette oscillation avec la fréquence d'émission des phonons optiques afin de mesurer une émission THz accrue.

5.3 Problèmes ouverts et nouvelles perspectives

La compréhension de la physique des systèmes de basse dimensionnalité et le fonctionnement de l'électronique de prochaine génération dépendra de notre capacité à mesurer les propriétés électriques des nano-composants à des fréquences THz.

5.3.1 Résonance des électrons balistiques dans un nanotube de carbone à simple paroi

Les nano-tubes de carbone à simple paroi (en anglais "Single-walled carbon nanotubes" SWNT) sont les prototypes des nano-matériaux unidimensionnel en raison de leur structure de bande unique et du libre transport moyen des porteurs. Bien que les transistors à nanotubes aient été étudiés à des fréquences micro-ondes (de 100 MHz à 50 GHz) il n'existe pas actuellement de techniques pour sonder leur réponse THz et plus particulièrement pour étudier un nouveau mécanisme de résonance issu du déplacement balistique des électrons formant des ondes stationnaires dans des tubes de longueur finie. Le but de ce projet est de réaliser la conception, la fabrication, la caractérisation et la modélisation théorique de ces dispositifs électroniques qui contrairement aux dispositifs THz existant actuellement pourront être facilement inclus dans des circuits intégrés en raison de leur dimensions nano-métriques. Ce projet est réalisé en collaboration avec le Pr YC Chan du Department of Electronic Engineering – City University of Hong Kong et Directeur du "Center for Electronic Packaging and Assembly Failure Analysis and Reliability Engineering" (EPA center).

5.3.2 Un amplificateur de radiations THz accordable : l'oscillateur à modes de Bloch

Les travaux de Bloch sur la dynamique des paquets d'ondes électroniques [78] dans les milieux dont le potentiel d'interaction varie périodiquement a conduit à la prédiction [79] qu'un électron dans un champ électrique uniforme E subit des oscillations périodiques à la fréquence $f_B = eEd/h$ où d et h sont respectivement les constantes du réseau et de Planck. Ces oscillations de Bloch sont causées par les réflexions de Bragg des électrons balistiques au bord de la première zone de Brillouin. Un des axes de recherche que j'envisage de poursuivre – qui pourrait aussi devenir un axe transversal de recherche dans le département *Photonique et Ondes*³ de l'IES– est de réaliser une source de radiations THz accordables dans des super-réseaux d'InAs/GaSb/InSb.

synchronisation puisse avoir lieu et le phénomène d'amplification disparaît progressivement.

3. Ces structures seront réalisées par Philippe Christol

5.3.3 Un axe plus prospectif orienté vers l'Observation de l'Environnement et du Vivant

Pour conclure ce chapitre "Travaux en cours et perspectives" sur une note différente, nous proposons d'aborder un thème auquel nous nous sommes intéressés depuis quelques années, mais qui ne constitue pas (pas encore ?) un thème de recherche au sens classique du terme.

Cet axe se situe dans le cadre du **Laboratoire d'Excellence NUMEV** et plus particulièrement d'une recherche centrée sur l'Homme dans son environnement en mutation ie le Projet Intégré Observation. Je reprends ici en partie le texte de ce "Projet Intégré".

L'ambition de cette partie est de développer une structuration fédératrice du Pôle de Formation et de Recherche MIPS (Mathématiques, Informatique, Physique, Structures et Systèmes) capable de rivaliser au niveau international en termes de visibilité autour de la thématique de la gestion et de l'utilisation des ressources naturelles en eau potable pour l'agronomie en général et la culture viticole du bassin méditerranéen en particulier. En effet, l'observation des milieux et des populations est une composante essentielle dans l'analyse et la compréhension de l'environnement et des écosystèmes nécessitant le déploiement de nouvelles technologies. Les compétences réparties au sein de l'UM2 permettent d'envisager la constitution d'un groupe interdisciplinaire capable d'intervenir – entre autre – sur l'élaboration de capteurs, de systèmes de capteurs, pour accéder à différents degrés d'observation de l'environnement.

L'objectif de ce projet est la mise en œuvre de capteurs, nouveaux capteurs et systèmes/réseaux de capteurs couplés à de nouveaux moyens d'investigation et de traitement de données pour une meilleure observation de l'environnement et du vivant. Ce projet doit apporter des solutions techniques et scientifiques vis à vis de besoins identifiés par la communauté des sciences du vivant et de l'environnement en termes d'acquisition de données par des capteurs spécifiques mais aussi et surtout une méthodologie en termes de croisements de données issues d'observations en provenance de capteurs de diverses natures (capteurs légers ou lourds ; capteurs thermiques, sonores, visibles, IR ...); de capteurs géo-localisés (fixes, mobiles, embarqués ...), de gestion en temps réel des données issues de ces divers capteurs.

A partir de besoins identifiés, il s'agira de définir puis de réaliser des capteurs avec de nouvelles fonctionnalités, bas coûts (maintenance aisée), peu encombrants, fonctionnant à température ambiante, en environnement sévère (T° , pression, corrosivité, visibilité ...). Dans un premier temps, l'objectif sera de concevoir les structures et dispositifs capteurs innovants multi-paramétrés (pression, température, déformation, vitesse acoustique, résistivité du milieu, acidité, corrosivité, détection de gaz ...) que ce soit pour des mesures de terrain ou dans le cadre d'expériences de laboratoire, pouvant supporter un environnement sévère (haute pression et haute température).

Les dispositifs capteurs seront fabriqués et caractérisés avec les moyens techniques des différents partenaires de l'UM2 . Les capteurs fabriqués pourront être validés par des mesures spécifiques de laboratoire telle qu'une mesure obtenue avec un nano-transistor en tant que détecteur THz afin d'évaluer le taux d'hydratation des plantes en mesurant l'absorption THz au travers d'une feuille ou de graines de la plante à contrôler (ie mesure du *stress hydrique des plantes*). En effet, les radiations THz quoique fortement absorbées par l'eau pénètrent facilement un grand nombre de matériaux et notamment la cellulose. Ces radiations s'avèrent donc potentiellement très utiles quant au contrôle du taux d'hydratation des plantes en culture. L'intérêt est un contrôle en temps réel du besoin en eau des plantes en culture permettant a priori d'économiser cette ressource lors de l'irrigation des champs mais aussi des jardins publics et privés.

Bibliographie

- [1] P. H. Siegel, "TeraHertz Technology," IEEE Transactions on antennas and propagation, vol. 50, no. 3, pp. 910–928, 2002.
- [2] A. Sanchez and X. Zhang, "Terahertz Science and Technology Trends," IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, vol. 14, no. 2, pp. 260–269, 2008.
- [3] M. Planck, The theory of heat radiation, second edition, translated by M. Masius. Blackiston's Son & Co, Philadelphia., 1914.
- [4] G. Kirchhoff, On the relation between the Radiating and Absorbing Powers of different Bodies for Light and Heat, translated by F. Guthrie, vol. 20 of 4. Phil. Mag., 1896.
- [5] Y. C. Shen, P. F. Taday, and M. C. Kemp, "Terahertz spectroscopy of explosive materials," Proc. SPIE, vol. 10, 2004.
- [6] TeraView-Ltd., "[http ://www.teraview.co.uk/home/](http://www.teraview.co.uk/home/)," 2008.
- [7] J. Federici, B. Schulkin, F. Huang, D. Gary, R. Barat, F. Oliveira, and D. Zimdars, "THz imaging and sensing for security applications-explosives, weapons and drugs," Semicond. Sci. Technol., vol. 20, pp. 266–280, 2005.
- [8] M. S. Sherwin, C. A. Schmuttenmaer, and P. H. Bucksbaum, Opportunities in THz Science. Arlington, VA : DOE-NSF-NIH Workshop on Opportunities in THz Science, 2004.
- [9] E. Pickwell and V. Wallace, "Biomedical applications of terahertz technology," J. Phys. D : Appl. Phys., vol. 39, pp. 301–310, 2006.
- [10] Z. Jian, J. Pearce, and D. M. Mittleman, "Two-dimensional photonic crystal slabs in parallel-plate metal waveguides studied with terahertz time-domain spectroscopy," Semiconductor Science and Technology, vol. 20, no. 7, pp. S300–S306, 2005.
- [11] W. Zhu, A. Agrawal, and A. Nahata, "Planar plasmonic terahertz guided-wave devices," Opt. Express, vol. 16, no. 9, pp. 6216–6226, 2008.
- [12] E. R. Mueller, "Terahertz radiation : Applications and Sources," American Institue of Physics, pp. 27–29, 2003.
- [13] B. Bezard, C. De Bergh, D. Crisp, and M. J.-P., "The deep atmosphere of venus revealed by high-resolution nightside spectra," Nature, vol. 345, pp. 508–511, 1990.
- [14] H. Ito, F. Nakajima, T. Furuta, and T. Ishibashi, "Continuous THz-wave generation using antenna-integrated uni-travelling-carrier photodiodes," Semicond. Sci. Technol., vol. 20, pp. 191–198, 2005.
- [15] B. Ferguson and X. Zhang, "Materials for terahertz science and technology," Nature materials, vol. 1, pp. 26–33, 2002.

-
- [16] J. Mangeney, L. Joulaud, P. Crozat, J.-M. Lourtioz, and J. Decobert, "Ultrafast response (2.2 ps) of ion-irradiated ingaas photoconductive switch at 1.55 μm ," Applied Physics Letters, vol. 83, no. 26, pp. 5551–5553, 2003.
 - [17] N. Chimot, J. Mangeney, L. Joulaud, P. Crozat, H. Bernas, K. Blary, and J. F. Lampin, "Terahertz radiation from heavy-ion-irradiated $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ photoconductive antenna excited at 1.55 μm ," Applied Physics Letters, vol. 87, no. 19, p. 193510, 2005.
 - [18] A. Crocker, H. Gebbie, M. Kimmitt, and L. Mathias, "Stimulated Emission in the Far Infra-Red," Nature, vol. 201, pp. 250–251, 1964.
 - [19] P. H. Siegel, "THz Instruments for Space," IEEE Transactions on antennas and propagation, vol. 55, no. 11, pp. 2957–2965, 2007.
 - [20] E. Brundermann, D. Chamberlin, and E. Hallier, "Novel design concepts of widely tunable germanium terahertz lasers," Infrared Phys. Technol., vol. 40, no. 3, pp. 141–151, 1999.
 - [21] M. A. Odnoblyudov, A. A. Prokofiev, I. N. Yassievich, and K. A. Chao, "Theory of a strained $p - ge$ resonant-state terahertz laser," Phys. Rev. B, vol. 70, p. 115209, Sep 2004.
 - [22] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho, "Quantum Cascade Laser," Science, vol. 264, pp. 553–556, 1994.
 - [23] R. Köler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. Beere, E. H. Linfield, A. Davies, D. Ritchie, R. Iotti, and F. Rossi, "Terahertz semiconductor-heterostructure laser," Nature, vol. 417, pp. 156–159, 2002.
 - [24] G. Scalari, C. Walther, J. Faist, H. Beere, and D. Ritchie, "Electrically switchable two-color quantum cascade laser emitting at 1.39 and 2.3 THz," Appl. Phys. Lett., vol. 88, no. 14, p. 141102, 2006.
 - [25] B. S. Williams, S. Kumar, H. Callebaut, H. Qing, and J. L. Reno, "Terahertz quantum cascade laser operating up to 137 K," Appl. Phys. Lett., vol. 83, p. 5142, 2003.
 - [26] G. Gallerano and S. Biedron, "Overview of terahertz radiation sources," Proceedings of the 2004 FEL Conference, pp. 216–221, 2004.
 - [27] M. Dyakonov and M. Shur, "Plasma wave electronics for terahertz applications," TeraHertz Sources and Systemes, vol. 27, pp. 187–207, 2001.
 - [28] W. Knap, J. Lusakowski, T. Parenty, S. Bollaeret, A. Cappy, and M. Shur, "Terahertz emission by plasma waves in 60nm gate high electron mobility transistors," Appl. Phys. Lett., vol. 84, no. 13, pp. 2331–2333, 2004.
 - [29] M. Tonouchi, "Cutting-edge terahertz technology," Nature photonics, vol. 1, pp. 97–106, 2007.
 - [30] J.-L. Coutaz, Optoélectronique térahertz. EDP Science, 2008.
 - [31] S. Komiyama, O. Astafiev, V. Antonov, T. Kutsuwa, and H. Hirai, "A singlephoton detector in the far-infrared range," Nature, vol. 403, pp. 405–407, 2000.
 - [32] G. J. Dolan, Phillips, T. G., and D. P. Woody, "Low noise 115 GHz mixing in superconductor oxide barrier tunnel junctions," Appl. Phys. Lett., vol. 34, pp. 347–349, 1979.
 - [33] F. Schwierz and J. J. Liou, "RF transistors : Recent developments and roadmap toward terahertz applications," Solid-State Electronics, vol. 51, pp. 1079–1091, 2007.
-

-
- [34] A. Chaplik, "Possible crystallization of charge-carriers in low-density inversion layers," in Zh. Eksp. Teor. Fiz. (1972), vol. 62, p. 746, Sov. Phys. JETP 35, 395, 1972.
- [35] R. L. Anderson, "Experiments on ge-gaas heterojunctions," Electron Devices, IRE Transactions on, vol. 9, no. 6, p. 509, 1962.
- [36] G. E. Moore, "Le nombre de transistors des microprocesseurs sur une puce de silicium double tous les deux ans," 1973.
- [37] T. Daoud, T. Devenson, A. Baranov, and R. Teissier, "Inas quantum hot electron transistor," in 13th International Conference on Narrow Gap Semiconductors (B. Murdin and S. Clowes, eds.), vol. 119, pp. 163–165, Springer, 2008.
- [38] 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. 2465–2468, Oct 1993.
- [39] I. Post, M. Akbar, G. Curello, S. Gannavaram, W. Hafez, U. Jalan, K. Komeyli, N. Lindert, Y. J. Park, J. Rizk, G. Sacks, C. Tsai, D. Yeh, P. Bai, and J. C.H., "A 65 nm cmos soc technology featuring strained silicon transistors for rf applications," in IEEE international electron devices meeting, pp. 1–3, 11–13 December 2006.
- [40] B. Heinemann, R. Barth, D. Bolze, J. Drews, P. Formanek, T. Grabolla, U. Haak, W. Hoppner, D. Kopke, B. Kuck, R. Kurps, S. Marschmeyer, H. Richter, H. Rucker, P. Schley, D. Schmidt, W. Winkler, D. Wolansky, H. Wulf, and Y. Yamamoto, "A low-parasitic collector construction for high-speed sige :c hbts," in Electron Devices Meeting, 2004. IEDM Technical Digest. IEEE International, pp. 251–254, 13–15 Dec. 2004.
- [41] M. Khater, J. Rieh, T. Adam, Chinthakindi, and al., "SiGe HBT technology with $f_{max}/f_t = 350/300$ GHz and gate delay below 3.3 ps," in Tech. Dig. IEEE Internat. Electron Devices Meeting, pp. 247–250, December 2004.
- [42] W. Snodgrass, W. Hafez, N. Harff, and M. Feng, "Pseudomorphic InP/InGaAs heterojunction bipolar transistors (PHBTs) experimentally demonstrating $f_t = 765$ GHz at 25 °C increasing to $f_t = 845$ GHz at -55 °C," in Electron Devices Meeting, 2006. IEDM '06. International, pp. 1–4, 11–13 Dec. 2006.
- [43] M. Rodwell, M. Urteaga, T. Mathew, D. Scott, D. Mensa, Q. Lee, J. Guthrie, Y. Betser, S. Martin, R. Smith, S. Jaganathan, S. Krishnan, S. Long, R. Pullela, B. Agarwal, U. Bhattacharya, L. Samoska, and M. Dahlstrom, "Submicron scaling of hbts," Electron Devices, IEEE Transactions on, vol. 48, pp. 2606–2624, Nov 2001.
- [44] Y. Yamashita, A. Endoh, K. Shinohara, K. Hikosaka, T. Matsui, and S. Hiyamizu, "Pseudomorphic $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ HEMTs with an ultrahigh f_T of 562 GHz," IEEE Electron. Dev. Lett., vol. 23, pp. 573–575, 2002.
- [45] P. Smith, S. Liu, M. Kao, P. Ho, S. Wang, and K. Duh, "W-band high efficiency InP-based power HEMT with 600 GHz f_{max} ," IEEE Microw. Guided Wave Lett., vol. 5, pp. 230–232, 1995.
- [46] M. Mouis, P. Dolfus, and R. Castagne, "Etude monte-carlo du transport dans un gaz d'électrons bidimensionnel dégénéré," Revue Phys. Appl, vol. 24, pp. 183–188, 1989.
- [47] M. Dyakonov and M. Shur, "Detection, mixing, and pnr equency multiplication of terahertz radiation by two-dimensional electronic fluid," IEEE Electron Device Letters, vol. 43, no. 3, p. 380, 1996.
-

-
- [48] M. Dyakonov and M. Shur, "Plasma wave electronics : Nouvel terahertz devices using two dimensional electron fluid," IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES, vol. 43, no. 10, p. 1640, 1996.
 - [49] W. Knap, Y. Deng, S. Rumyantsev, J. Q. Lu, M. Shur, C. Saylor, and L. Brunel, "Resonant detection of sub-terahertz radiation by plasma waves in the submicron field effect transistor," Appl. Phys. Lett., vol. 80, pp. 3433–3435, 2002.
 - [50] X. 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, "Terahertz photoconductivity and plasmon modes in double-quantum-well field-effect transistors," Applied Physics Letters, vol. 81, no. 9, pp. 1627–1629, 2002.
 - [51] J.-Q. Lu and M. S. Shur, "Terahertz detection by high-electron-mobility transistor : Enhancement by drain bias," Applied Physics Letters, vol. 78, no. 17, pp. 2587–2588, 2001.
 - [52] F. Teppe, W. Knap, D. Veksler, M. S. Shur, A. P. Dmitriev, V. Y. Kachorovskii, and S. Rumyantsev, "Room-temperature plasma waves resonant detection of sub-terahertz radiation by nanometer field-effect transistor," Applied Physics Letters, vol. 87, no. 052107, pp. 1–3, 2005.
 - [53] F. Teppe, M. Orlov, A. E. Fatimy, A. Tiberj, W. Knap, J. Torres, V. Gavrilenko, A. Shchetov, Y. Roelens, and S. Bollaert, "Room temperature tunable detection of subterahertz radiation by plasma waves in nanometer ingaas transistors," Applied Physics Letters, vol. 89, no. 22, p. 222109, 2006.
 - [54] 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," Physical Review B, vol. 73, no. 12, p. 125328, 2006.
 - [55] W. Knap, V. Kachorovskii, Y. Deng, S. Rumyantsev, J.-Q. Lü, R. Gaska, M. S. Shur, G. Simin, X. Hu, M. A. Khan, C. A. Saylor, and L. C. Brunel, "Nonresonant detection of terahertz radiation in field effect transistors," Journal of Applied Physics, vol. 91, no. 11, pp. 9346–9353, 2002.
 - [56] A. Lisauskas, U. Pfeiffer, E. Ojefors, P. Bolivar, D. Glaabb, and H. Roskos, "Rotational desing of high-responsivity detectors of terahertz radiation based on distributed self-mixing in silicon field-effect-transistors," Journal of Applied Physics, vol. 105, p. 114511, 2009.
 - [57] Y. Takanashi, K. Takahata, and Y. Muramoto, "Characteristics of inalas/ingaas high-electron-mobility transistors under illumination with modulated light," IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 46, no. 12, p. 2271, 1999.
 - [58] M. Hanabe, T. Otsuji, T. Ishibashi, T. Uno, and V. Ryzhii, "Modulation effects of photo-carriers on the terahertz plasma-wave resonance in high-electron-mobility transistors under interband photoexcitation," Japanese Journal of Applied Physics, vol. 44, no. 6, pp. 3842–3847, 2005.
 - [59] P. Nouvel, H. Marinchio, J. Torres, C. Palermo, D. Gasquet, L. Chusseau, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, "Terahertz spectroscopy of plasma waves in high electron mobility transistors," J. Appl. Phys., vol. 106, p. 013717, 2009.
 - [60] H. Marinchio, Nanotransistor à ondes de plasma. Appications à la génération et à la détection de radiations térahertz. PhD thesis, Université Montpellier 2, Mai 2009.
-

-
- [61] V. Ryzhii, A. Satou, W. Knap, and M. S. Shur, "Plasma oscillations in high-electron-mobility transistors with recessed gate," J. of Appl. Phys., vol. 99, no. 8, p. 084507, 2006.
 - [62] H. Marinchio, G. Sabatini, C. Palermo, J. Pousset, J. Torres, L. Chusseau, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gružinskis, "Hydrodynamic modeling of optically excited terahertz plasma oscillations in nanometric field effect transistors," Applied Physics Letters, vol. 94, no. 19, p. 192109, 2009.
 - [63] S. Babiker, A. Asenov, N. Cameron, S. P. Beaumont, and J. R. Barker, "Complete monte carlo rf analysis of 'real' short-channel compound fet's," IEEE Trans. Elec. Dev., vol. 45, p. 1644, 1998.
 - [64] J. Mateos, T. González, H. Marinchio, and L. Varani, "Monte carlo simulation of plasma-resonant THz detection with InGaAs HEMTs." 2009.
 - [65] J. Torres, P. Nouvel, A. Akwoue-Ondo, L. Chusseau, F. Teppe, A. Shchepetov, and S. Bol-laert, "Tunable plasma wave resonant detection of optical beating in high electron mobility transistor," Applied Physics Letters, vol. 89, no. 20, p. 201101, 2006.
 - [66] J. Torres, H. Marinchio, P. Nouvel, G. Sabatini, C. Palermo, L. Varani, L. Chusseau, P. Shikto-rov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, "Plasma waves subterahertz optical beating detection and enhancement in long-channel high-electron-mobility transistors : Experiments and modeling," IEEE journal of Selected Topics in Quatum Electronics, vol. 14, pp. 491–496, March/April 2008.
 - [67] T. Otsuji, Y. Meziani, M. Hanabe, T. Ishibashi, T. Uno, and E. Sano, "Grating-bicoupled plasmon-resonant terahertz emitter fabricated with gaas-based heterostructure material sys-tems," Appl. Phys. Lett., vol. 89, no. 263502, 2006.
 - [68] A. El Fatimy, S. Boubanga-Tombet, F. Teppe, W. Knap, D. Veksler, S. Rumyantsev, M. Shur, N. Pala, R. Gaska, Q. Fareed, X. Hu, D. Seliuta, G. Valusis, C. Gaquiere, D. Theron, and A. Cappy, "Terahertz resonant detection by plasma waves in nanometric transistors," Electron. Lett., vol. 42, p. 1342, 2006.
 - [69] E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzinskis, L. Reggiani, L. Varani, J. Vaissière, and J. H. Zhao, "Monte carlo simulation of the generation of terahertz radiation in gan," Journal of Applied Physics, vol. 89, no. 2, p. 1161, 2001.
 - [70] L. Vorob'ev, S. Danilov, V. Tulupenko, and D. Firsov, "Generation of millimeter radiation due to electric-field-induced electron-transit-time resonance in indium phosphide," JETP Letter, vol. 73, p. 219, 2001.
 - [71] E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzinskis, L. Varani, C. Palermo, J. Millithaler, and L. Reg-giani, "Terahertz generation in nitrides due to transit-time resonance assisted by optical phonon emission," J. Phys. : Condens. Matter, vol. 20, no. 384209, p. 12, 2008.
 - [72] E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzinskis, L. Reggiani, and L. Varani, "Coherent tera-hertz radiation generation due to carrier interaction with low-temperature optical pho-nons in semiconductors : Achievements and perspectives," Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics, vol. 2, pp. 1–25, 2007.
 - [73] A. I. de-la Torre, J. Mateos, and T. Gonzalez, "Terahertz current oscillations assisted by optical phonon emission in gan n⁺nn⁺ diodes : Monte carlo simulations," Journal of Applied Physics, vol. 107, no. 5, p. 053707, 2010.
-

-
- [74] V. A. Shalygin, L. E. Vorobjev, D. A. Firsov, A. N. Sofronov, G. A. Melentyev, W. V. Lundin, A. E. Nikolaev, A. V. Sakharov, and A. F. Tsatsulnikov, "Blackbody-like emission of terahertz radiation from algan/gan heterostructure under electron heating in lateral electric field," Journal of Applied Physics, vol. 109, no. 7, p. 073108, 2011.
- [75] S. A. Vitusevich, S. V. Danylyuk, N. Klein, M. V. Petrychuk, A. Y. Avksentyev, V. N. Sokolov, V. A. Kochelap, A. E. Belyaev, V. Tilak, J. Smart, A. Vertatchikh, and L. F. Eastman, "Separation of hot-electron and self-heating effects in two-dimensional algan/gan-based conducting channels," Applied Physics Letters, vol. 82, no. 5, pp. 748–750, 2003.
- [76] M. Ramonas, A. Matulionis, and L.-F. Eastman, "Monte carlo evaluation of an analytical model for nonequilibrium-phonon-induced electron velocity saturation in gan," Semiconductor Science and Technology, vol. 22, no. 875, 2007.
- [77] M. Born and E. Wolf, Principles of Optics. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1999.
- [78] F. Bloch, "Über die quantenmechanik der elektronen in kristallgittern," Z. Phys., vol. 52, no. 55, 1928.
- [79] C. Zener, "A theory of the electrical breakdown of solid dielectrics," roc. R. Soc. London, Ser. A, vol. 145, no. 523, 1934.

Chapitre 6

Recueil de publications

Terahertz spectroscopy of plasma waves in high electron mobility transistors

P. Nouvel,¹ H. Marinchio,¹ J. Torres,^{1,a)} C. Palermo,¹ D. Gasquet,¹ L. Chusseau,¹
L. Varani,¹ P. Shiktorov,² E. Starikov,² and V. Gružinskis²

¹*Institut d'Électronique du Sud, UMR 5214 CNRS, Université Montpellier 2, 34095 Montpellier, France*

²*Semiconductor Physics Institute, Gostauto 11, LT-01108 Vilnius, Lithuania*

(Received 15 April 2009; accepted 1 June 2009; published online 13 July 2009)

We report on systematic measurements of resonant plasma waves oscillations in several gate-length InGaAs high electron mobility transistors (HEMTs) and compare them with numerical results from a specially developed model. A great concern of experiments has been to ensure that HEMTs were not subject to any spurious electronic oscillation that may interfere with the desired plasma-wave spectroscopy excited via a terahertz optical beating. The influence of geometrical HEMTs parameters as well as biasing conditions is then explored extensively owing to many different devices. Plasma resonances up to the terahertz are observed. A numerical approach, based on hydrodynamic equations coupled to a pseudo-two-dimensional Poisson solver, has been developed and is shown to render accurately from experiments. Using a combination of experimental results and numerical simulations all at once, a comprehensive spectroscopy of plasma waves in HEMTs is provided with a deep insight into the physical processes that are involved. © 2009 American Institute of Physics. [DOI: [10.1063/1.3159032](https://doi.org/10.1063/1.3159032)]

I. INTRODUCTION

In the early 1970s emerges the idea that plasma wave oscillations may exist in field effect transistors (FETs).¹ The sequel appeared about 20 years later with the demonstration by Dyakonov and Shur^{2,3} that these oscillations can be controlled in frequency by varying the applied gate voltage and that with modern short gate-length devices they may fall in the terahertz range. At that point a growing interest was raised in the scientific community in order to exploit these oscillations for applications, either for emission or detection, mostly because of the lack of cheap electronic sources and detectors operating at room temperature. Terahertz detection was experimentally demonstrated only recently using high electron mobility transistors (HEMTs) at cryogenic temperature^{4,5} and then it was also achieved at room temperature.^{6,7} At the same time, plasma wave detection was also obtained in double quantum well FETs^{8,9} and multichannel structures aimed at controlling oblique modes.^{10,11}

Aside from direct terahertz illumination, an alternative approach involving the direct carrier excitation in the channel by means of an optical beam can activate plasma waves in transistorlike structures. In practice, two-laser beatings at the prescribed terahertz frequency impinge on the transistor channel material. Photoelectrons are thus generated in the two-dimensional electron gas (2DEG) of the channel and the resulting electron concentration is modulated by the terahertz component of the optical excitation. If resonant with the plasma wave in the 2DEG, an additional dc drain voltage is measured because of system nonlinearities. Up to now, such experiments have been realized only using InGaAs channel HEMTs. Depending on the substrate material, GaAs or InP,

the InGaAs HEMT channel bandgap thus allows for indirect or direct carrier photoexcitation, respectively. An indirect excitation involves a multiphoton absorption process and it was demonstrated first in Refs. 12 and 13. More recently, InGaAs on InP HEMTs were considered, thereby allowing for a direct carrier density modulation in the channel that is much more efficient in plasma wave activation.^{14,15} As compared to direct terahertz detection, this kind of experiments allowed an exact spectroscopic analysis of the 2DEG undergoing plasma wave oscillations. The main reason is that with the optical excitation the modulation level in the channel is independent of the beating frequency, whereas for direct terahertz detection the 2DEG excitation level depends on the gate capture efficiency that is strongly frequency dependent. Although the optical excitation of plasma waves in 2DEG of HEMTs has shown its efficiency and greatest advantages for spectroscopic applications, unsolved questions still exist on both the experimental and the theoretical sides that this paper is intended to answer.

It is well-known that HEMTs are transistors characterized by a high gain up to very high frequencies. The common source mount required to fulfill plasma-wave oscillation prerequisites² may thus induce an unstable behavior at gigahertz frequencies as it is well known in the microwave quadrupole theory.¹⁶ Among possible severe outcomes, the HEMT destruction may occur, or, even more critical, the self-oscillation regime may suddenly change the stationary regime of the HEMT that the plasma wave detection scheme can misinterpret. Aiming at investigating in depth the influence of geometrical parameters and HEMT biasing conditions on the occurrence of the plasma-wave oscillation and on its frequency, we had to define the experimental setup so as to prevent from such spurious oscillations. This has been a great concern of the experimental work described in the

^{a)}Author to whom correspondence should be addressed. Electronic mail: jeremi.torres@ies.univ-montp2.fr. Tel.: 33 (0)4 671 449 75.

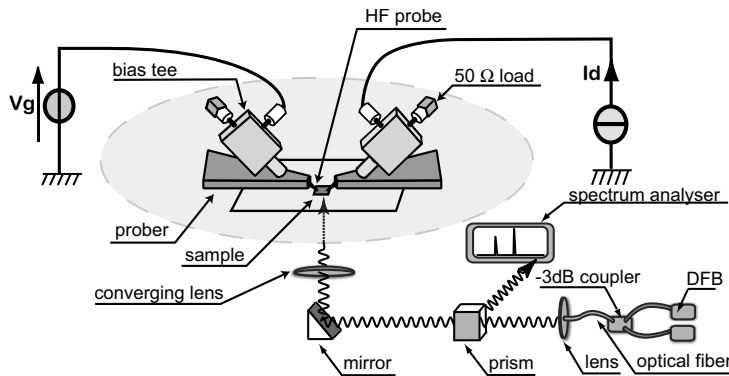


FIG. 1. Experimental configuration for the terahertz spectroscopy of plasma waves in HEMTs including an HF control oscillations setup.

present article and has highly improved the results as compared to our previous experiments.^{14,15} Systematic experimental studies were then possible, providing a deeper insight of the physical processes involved in the plasma wave oscillation modes, even with HEMTs biased close to or within the saturation regime.

An accurate description of a HEMT biased in plasma-wave conditions and illuminated by an optical beating is needed. Following the seminal work of Dyakonov and Shur,² analytical models have been proposed with additions accounting for the photogeneration¹⁷ or a weak direct dc drain current.^{18,19} However, the general framework of these models rests on the gradual channel approximation of the Poisson equation, a uniform carrier density, drift velocity, and electric field profiles along the channel. Even if good qualitative descriptions of the physical phenomena have been obtained, a quantitative comparison with experimental results needs more and has to be built. Following a previous work,¹⁵ an appropriate hydrodynamic (HD) model based on velocity and energy conservation equations have been extended to simulate numerically HEMTs undergoing simultaneously arbitrary biasing conditions and optical illumination by terahertz beating.²⁰

In this article, we propose systematic measurements of plasma wave excitation by an external terahertz optical beating in micrometer and nanometer gate-length HEMTs. A great concern during experiments was to prevent from any spurious electronic oscillation that may obliterate the occurrence of plasma-wave oscillations. This is described in Sec. II together with photodetection measurements on InGaAs HEMTs. The numerical model is described in Sec. III and the final choice of the most pertinent model is given in conjunction with an experimental study that evaluates the influence of the HEMT gate-length and of the length of the cap layers on plasma wave (see Sec. IV). The next two sections (Secs. V and VI) experimentally consider the influence of HEMT biasing conditions on plasma-wave oscillations frequencies and compare them with the results of the numerical model.

II. PHOTOEXCITATION EXPERIMENTS

Figure 1 presents the experimental setup. Four commercially available InGaAs distributed feedback cw-laser sources (with central wavelengths of emission of $\lambda_1 \approx 1532$ nm, $\lambda_2 \approx 1540$ nm, $\lambda_3 \approx 1542$ nm, and λ_4

≈ 1546 nm) are used two-by-two to produce a tunable optical beating from 20 GHz up to 1 THz. Details on laser power, wavelength tunability, and temperature control can be found in Ref. 15. The resulting optical beam is purely linearly polarized within the incident plane (*p*-polarization) and collimated. To control the optical beating frequency and to optimize the incident optical power, the beam is separated in two parts with crossed polarizations by a beam-splitter prism associated with a half-wave plate. A small part of the beam is monitored by an optical spectrum analyzer. The major part of the beam is mechanically chopped before focusing on the HEMT backside (InP substrate) by an objective lens. The spot size (radius of ≈ 5 μ m) is aligned on the sample by an infrared camera placed on the top of the probe table.

A probe is used to plot both static and dynamic characteristics of transistors. The bias is applied to contacts using high frequency (HF) probes connected to bias-tees. The overall microwave bandpass of this system cover the 50 MHz to 40 GHz frequency range. In the experiments, HEMTs are connected in common source configuration and behave like HF single-stage transistor amplifiers. The prescribed bias conditions required for plasma oscillations (i.e., $Z=0$ at the source and $Z=\infty$ at the drain) make the resulting amplifier potentially unstable in the microwave domain because the input and output HF loads are uncontrolled and probably not appropriate.¹⁶ We cured this problem simply by loading the HF outputs of the bias-tees by a 50 Ω impedance while keeping the dc output fed by voltage and current sources for the gate and the drain, respectively.

The photoconductivity response, due to the generation of carriers by the difference-frequency term of the optical beating, is obtained by monitoring the modulation of the dc drain-to-source potential via a lock-in amplifier. The given photoresponse represents the actual measured photovoltage because the amplification of the lock-in amplifier and the gain of the low-noise pre-amplifier placed before the lock-in detection system are subtracted from the original measured signal.

Experiments were performed on HEMTs from InP technology schematically shown in Fig. 2(a), with several gate-length values, $L_g=200, 400, 800$, and 1500 nm. Layers consist of an InP substrate, a 200 nm thick $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ buffer, a 15 nm $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ channel, a 5 nm thick undoped $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ spacer, a silicon planar δ -doping layer of 6

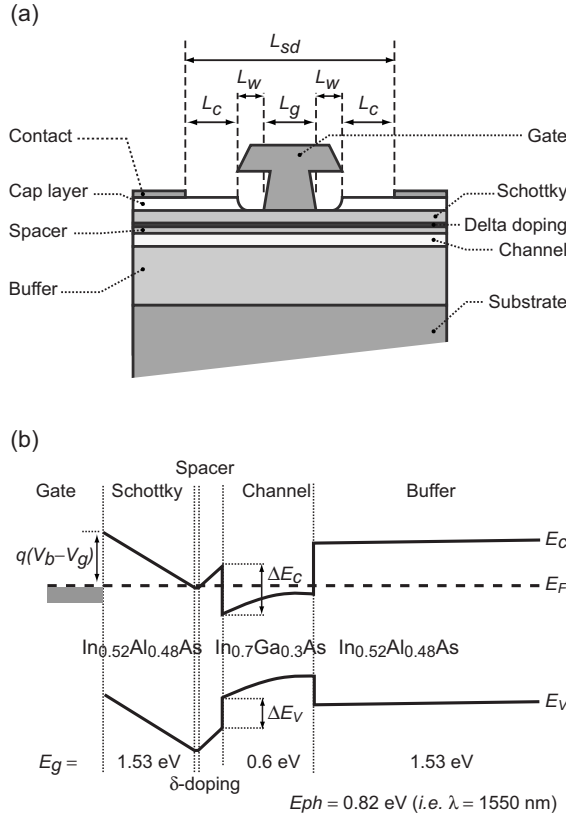


FIG. 2. (a) Scheme of the studied InGaAs HEMT presenting the different layers and (b) the corresponding band diagram for the region under the gate. Absorption only occurs in the channel whose band gap ($E_g = 0.6$ eV) is smaller than the photon energy ($E_{ph} = 0.82$ eV). V_b is the Schottky-barrier potential and V_g is the applied gate voltage.

$\times 10^{12}$ cm $^{-2}$, a 12 nm thick In $_{0.52}$ Al $_{0.48}$ As barrier layer, a 10 nm silicon-doped In $_{0.53}$ Ga $_{0.47}$ As cap layer, and a contact. The HEMT channel between source and drain contacts comprises three contacted regions. One is the gate itself with a L_g length and two are covered by the cap layers with a L_c length each. Finally two window regions of length L_w each complete the source-drain length L_{sd} [Fig. 2(a)] given by

$$L_{sd} = L_g + 2L_c + 2L_w. \quad (1)$$

As $L_{sd} = 2.6$ μ m is fixed for our devices, a variation of the gate length implies a variation of the length of regions with cap layer.

Figure 2(b) displays a scheme of the energy band diagram of the HEMT structure of the region under the gate, from the gate contact to the buffer layer, indicating for each layer the energy band gap (E_g). The photon energy of our 1.55 μ m lasers ($E_{ph} \approx 0.82$ eV) is smaller than the band gap of all layers except that of the channel layer ($E_g = 0.6$ eV) where the absorption occurs. Photoelectrons are injected inside the channel where they modulate the density of 2D electrons with a beating frequency from 20 GHz up to 1 THz.

Figure 3 displays the transfer (a) and output (b) characteristics of a 200 nm gate-length HEMT at room temperature. The drain-to-source voltage V_d was set at 100 mV and a

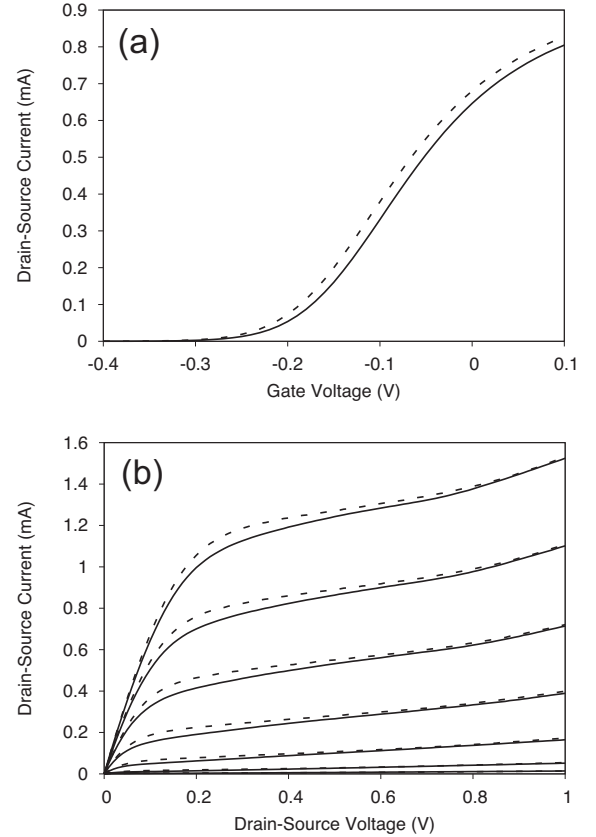


FIG. 3. HEMT transfer and output characteristics for a HEMT with gate-length $L_g = 200$ nm. (a) I_d vs V_g at $V_d = 100$ mV. Dark dc drain-current (solid line) and under illumination (dashed line). (b) I_d vs V_d varying V_g from 0 down to -300 mV with -50 mV steps. Dark dc drain-current (solid line) and under illumination (dashed line).

threshold voltage $V_{th} = -220$ mV is extracted from the transfer characteristics [Fig. 3(a)]. The dc drain current (solid line) under the dark condition shows a normal gate bias dependence with saturation at around 0.9 mA. The current under illumination of the 1.55 μ m laser irradiation (dashed line) with maximum power (≈ 8 mW) exhibits a similar behavior. Output characteristics [Fig. 3(b)] are obtained by varying the applied gate voltage V_g from 0 down to -300 mV with -50 mV steps under dark conditions (solid lines) and photocurrent (dashed lines). These results are in agreement with previously reported photovoltaic effects in HEMTs.²¹

Here we want to point out that in full analogy with the numerical model presented in Sec. III, the drain-current is applied by an external drain-voltage via a large resistance connected in series with the HEMT source-drain channel. So, in order to compare experiments and modeling, all the experimental results of plasma waves spectroscopy are given for different values of the drain voltage; the corresponding applied current is given in parenthesis.

Figure 4 displays the measured photoresponse versus optical beating frequency for three gate-length transistors [(a)

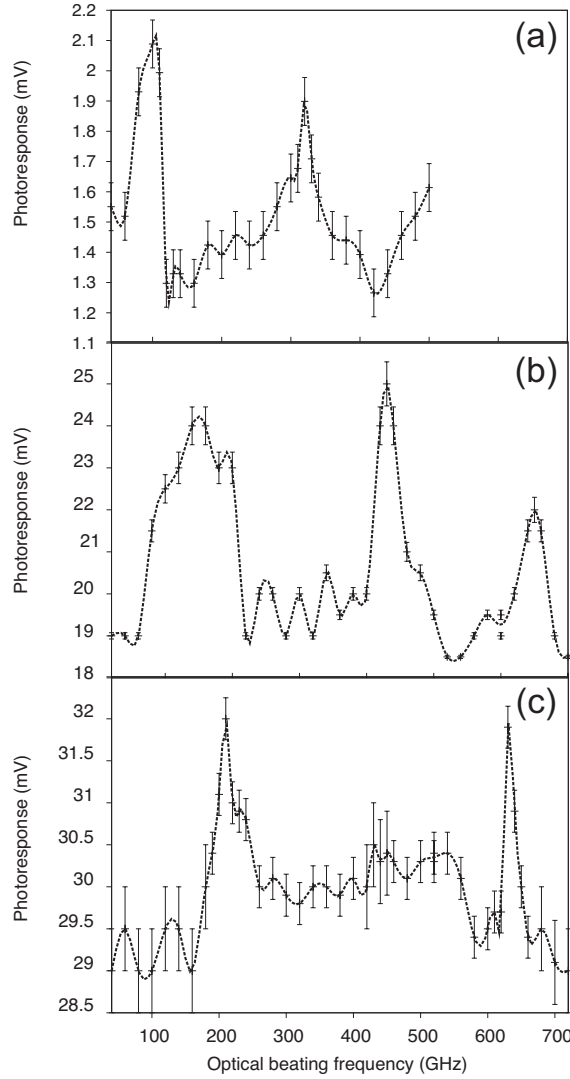


FIG. 4. Measured photoresponse vs the optical beating frequency for three gate-length transistors at fixed swing voltage $V_0 \approx 170$ mV and three biasing points. From (a) to (c): $L_g = 1500$ nm: $V_d = 330$ mV ($I_d = 150$ μ A); $L_g = 400$ nm: $V_d = 550$ mV ($I_d = 1.3$ mA); $L_g = 200$ nm: $V_d = 310$ mV ($I_d = 865$ μ A). Error bars are experimental data joined by eye guidelines.

$L_g = 1500$ nm, (b) $L_g = 400$ nm, and (c) $L_g = 200$ nm] at a fixed value of the swing voltage $V_0 = V_g - V_{th} \approx 170$ mV and three biasing points.

On each figure, several peaks are clearly observed. Similar to previous findings,¹⁴ peaks corresponding to the fundamental and higher odd modes of plasma waves oscillations are clearly observed. For each curves, superimposed to the plasma wave peaks, a large and broadband frequency photoresponse appears. This continuous photoresponse comes from driving the transistors in their current saturation region and its value depends on the I - V characteristics of each transistor. Its value is around 1.4 mV for Fig. 4(a), 19 mV for Fig. 4(b), and 29 mV for Fig. 4(c). The nonresonant detection, due to a mismatching between the plasma wave oscil-

lation frequency in a cavity of given length and the optical beating frequency, is also included in the background continuum.

The measured fundamental frequencies are 90 GHz for $L_g = 1500$ nm, 160 GHz for $L_g = 400$ nm, and 200 GHz for $L_g = 200$ nm. On the other hand, the values predicted by the analytical formula,² which only considers the gated channel, $f_0 = \sqrt{(eV_0/m^*)}/4L_g$, are approximatively 140, 540, and 1000 GHz. We remark that by reducing the gate (while the total length L_{sd} is kept constant), a strong disagreement between experimental and analytical results is observed. An important influence of the regions surrounding the gate is suggested. As a matter of fact, in a real transistor, it is important to investigate the effects of the cap layers on the plasma waves. In our devices, as described in Fig. 2, the channel region under the gate cannot be considered as separated from the other parts of the transistor. Moreover the photoexcitation is applied to the whole device and not only to the gated region of the channel. The importance of the cap layer regions was theoretically predicted in Ref. 17, where it has been shown that increasing the length of these regions dramatically decreases the resonant frequencies. According to Ref. 17, the 2D electron gases in the sections of the channel strictly under the cap layers and under the gate exhibit similar collective dynamic behaviors. In other words, due to their high conductivity, the cap layers can be considered as additional gates biased by the drain or the source voltages. However, these assumptions have to be verified by our numerical simulations together with the comparison with experimental results.

III. NUMERICAL MODEL

The experiments have been performed on complex devices (with both gated and ungated regions) so that the different physical quantities are clearly not uniform along the structure. In particular, high electric field regions appear at the different junctions and especially at the drain extremity of the gate where a spatial overshoot of the drift velocity can be expected due to the high mobility of InGaAs. For this sake, to describe phenomena originated by free-carrier photoexcitation in the channel, we shall use here the model of self-consistent charge transport in HEMTs channels proposed and developed in Refs. 15 and 20, which accounts for these inhomogeneities in a natural way.

The model omits a photoexcited hole contribution into the space charge and current along the channel by supposing that the holes just after photoexcitation are practically immediately removed from the channel to gate. As a result, the charge conservation law takes into account the electron contribution only, given as

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial(nv)}{\partial x} = G(t), \quad (2)$$

where x is the transport direction (along the channel), n and v are the electron concentration and velocity in the channel, respectively, and $G(t)$ is the electron photoexcitation generation term.

The self-consistent electric potential $V(x)$ along the channel is determined in the framework of the one-dimensional (1D) approximation for the 2D Poisson equation as^{20,22}

$$\varepsilon_c \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \varepsilon_s \frac{V_g - V(x)}{d'(x)\delta} = e[n(x) - N'_D(x)], \quad (3)$$

which takes into account the gate influence [second term in left hand side of Eq. (3)] on the potential distribution. Here, e is the elementary charge (positive definite), V_g is the gate potential, $d'(x)$ is the local gate-to-channel distance, δ is the channel width, ε_c and ε_s are the dielectric constants in the channel and the gate-to-channel spacer, respectively, and $N'_D(x)$ is the effective channel donors density. Let us stress that, on one hand, due to the spatial dependence of $d'(x)$ and $N'_D(x)$, the Poisson equation given by Eq. (3) allows us to describe all reasonable situations such as gated, ungated, T -gated channel regions, as well as a difference in effective donor concentration in different regions. On the other hand, even if Eq. (3) includes itself a description of the gate action on a potential distribution along the channel $V(x)$ (thus, implying a 2D geometry for the structure), this equation remains a 1D second-order equation with respect to $V(x)$. This means that boundary conditions at the source and drain terminals of the channel can be formulated by using merely local values of the potential (or longitudinal electric field) at the left and right boundaries of the channel, like V_s and V_d , respectively. However, such a simple representation of terminals cannot describe correctly the real HEMT source/drain contacts. As follows from Fig. 2(a) the contacts cannot be considered as pointlike ones but as continuous planar layers that include the metal, cap-layer, and cap-to-channel spacer at least.

Such an interpretation of source/drain terminals can be realized in the framework of Eq. (3) by expanding the channel into the source/drain cap-layer regions and supposing that the magnitude of the gate potential V_g in Eq. (3) depends on x . In our case, spatial regions of the expanded gate with different values of the potential are separated by ungated regions with $d'(x) \rightarrow \infty$.

To close the system of electrodynamic Eqs. (2) and (3) it is necessary to formulate an additional equation that describes an average drift velocity component along the HEMT channel. Here we shall take advantage of the HD approach, which allows us to describe the spatiotemporal evolution of the longitudinal electron velocity $v(x, t)$. By neglecting hot-carrier effects, it writes

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{e}{m^*} \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\overline{\delta v^2}}{\delta v^2} \frac{\partial \ln n}{\partial x} - v \nu. \quad (4)$$

Here, the channel kinetic parameters, namely, the effective mass is $m^* = 0.04m_0$, calculated by a Monte Carlo simulation of electron transport in bulk $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ at room temperature, the velocity relaxation rate is $\nu = 10^{12} \text{ s}^{-1}$ and the variance of velocity fluctuations is $\overline{\delta v^2} = 4 \times 10^{11} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$, both estimated in Ref. 15 from the experimental value of the quality factor of plasma resonance peaks.

The optical generation term in Eq. (2) is taken in the form

$$G(t) = G_0[1 + \cos(2\pi ft)], \quad (5)$$

with f being the beating frequency and $G_0 = 3 \times 10^{27} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ obtained by estimating the power and the diameter of the focused spot of the IR-lasers.

To simulate the constant current operation, an additional equation accounting for a large resistance R connected in series with the HEMT source-drain channel has been used,

$$V_d(t) = V_T - J_d(t)R, \quad (6)$$

where V_T is the constant voltage applied to the whole source-drain- R circuit, $J_d(t)$ and $V_d(t)$ are the instantaneous total current and potential at the drain terminal calculated by the numerical procedure, and the source potential $V_s = 0$.

The simulation allows us to calculate the instantaneous drain voltage $V_d(t)$ in response to a beating photoexcitation. By taking into account the main physically plausible contributions, we shall represent the total $V_d(t)$ response as a sum of

$$V_d(t) = V_d^{\text{dark}} + \Delta V_d^{\text{opt}} + \overline{\Delta V(f)} + \delta V(f) \cos[2\pi ft + \phi(f)]. \quad (7)$$

Here, V_d^{dark} is the drain voltage without photoexcitation, ΔV_d^{opt} is the drain voltage component due to the constant part of the photoexcitation, $\overline{\Delta V(f)}$ is the dc additional voltage resulting from the system nonlinearity, and the last term presents the harmonic response to the optical beating $\delta V(f)$ supposing that all the higher-order harmonics responses are omitted. The three dc terms are obtained experimentally. Our experimental figures represented the dc photoresponse $\Delta V_d^{\text{opt}} + \overline{\Delta V(f)}$. The calculated term $\delta V(f)$, which represents the oscillation of the drain voltage induced by the beating photoexcitation, gives us some extra information on the plasma mechanism and can be useful to characterize a possible emission of terahertz radiation by the transistor.

IV. CAP-LAYER EFFECT

We simulate pseudo-2D structures similar to the HEMTs used in the experiments and schematized in Fig. 5. We use $\delta = 15 \text{ nm}$ and we assume that d' and N'_D are constant along each region of the device. The modeled transistors are $L_{sd} = 2.6 \text{ }\mu\text{m}$ long and are constituted by:

- A centered gated region whose length L_g is taken equal to 200, 400, 800, or 1500 nm. In this region, $d'(x) = d = 23.5 \text{ nm}$, where d is the gate-to-channel distance. The effective donors density is calculated from the threshold voltage value V_{th} by applying the Poisson Eq. (3) to the static case $V_g = V_{th}$ and $V(x) = 0$, $N'_D(x) = N_D = -\varepsilon_s V_{th} / (ed\delta) = 4.3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ for $V_{th} = -220 \text{ mV}$.
- Two $L_w = 200 \text{ nm}$ long ungated regions surrounding this gate; $d'(x) \rightarrow \infty$. The effective donors density can be deduced from N_D by assuming that the only considered charge in a HEMT section is localized in the channel and in the doping plan. In this case, we found

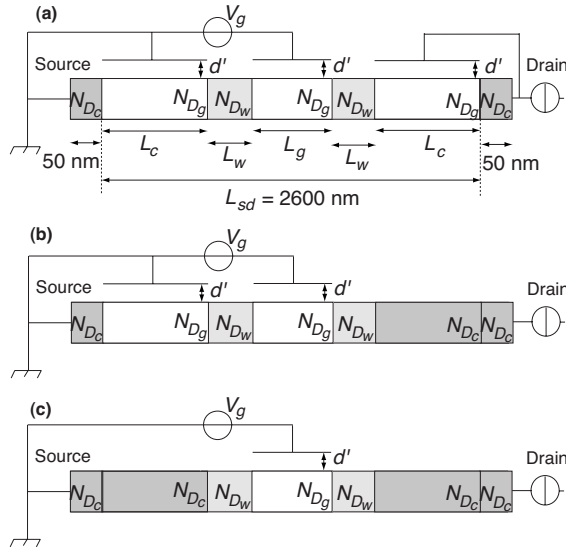


FIG. 5. Schematic of the three simulated pseudo-2D structures.

$N'_D(x) = N_{D_w} = N_{D_g} d / d_s = 9 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, where $d_s = 12 \text{ nm}$ is the thickness of the Schottky layer. The length (which is estimated between 100 and 200 nm) and the electron concentration in these recess regions are not well known. However, they are sufficiently short compared to the rest of the total device and with a high carrier concentration to have a negligible effect on the results.

- The two remaining regions, the “source cap region” and the “drain cap region,” between the Ohmic contacts and the gated channel whose lengths are equal to $L_c = (L_{sd} - L_g - 2L_w) / 2$.

As discussed in the previous section and in Ref. 17, in these last two regions, the planar geometry of the device has to be taken into account. Therefore an appropriate pseudo-2D modeling of these two parts must be employed.

For this purpose, the three geometries, represented on Fig. 5, are considered: (a) the two cap regions are considered as additional gated regions where $d'(x) = d$ and $N'_D(x) = N_{D_g}$. (b) Only the source cap region is considered gated and the drain cap region is treated as an ungated doped region where $d'(x) \rightarrow \infty$ and $N'_D(x) = N_{D_c} = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. (c) The two cap regions are considered ungated. In addition, the source and drain metal contacts are modeled by two short 50 nm long doped 3D access regions. Figure 6 represents the calculated continuous photoresponse of the transistors for these different modeling of the cap regions. Clearly a good agreement with the experiments is obtained only with the model (b). This asymmetric scheme is able to reproduce the experimental results of Fig. 4(b) as concerning the number and the position of the peaks. This means that only the source cap layer must be considered as a second gate and, as a consequence, the HEMT will be treated in the following as a four-electrodes structure (i.e., source, source cap-layer, gate, and drain).

The fact that the drain cap region is not involved in the

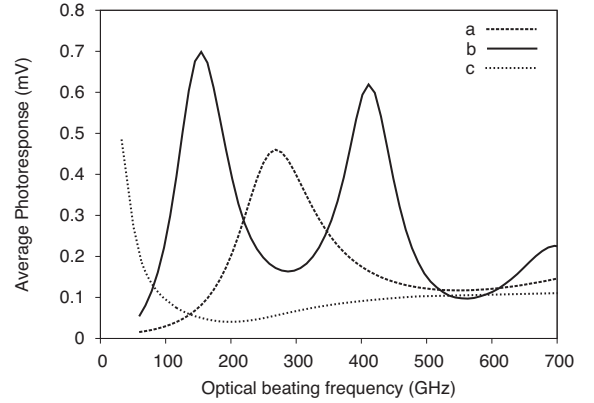


FIG. 6. Calculated average photoresponses as functions of the beating frequency at $V_0 = 170 \text{ mV}$, $V_d = 250 \text{ mV}$, and $L_g = 400 \text{ nm}$ for different modelings of the cap layers. (a) The two cap layers are considered as two $L_c = 1 \text{ }\mu\text{m}$ long additional gates (the two L_c -long access regions are simulated as the gated central region). (b) Only the source cap layer is considered as an additional gate (the access region next to the drain is simulated as a doped ungated region). (c) The two access regions are considered ungated.

plasma mechanism can be explained by two main reasons. (i) When a high drain voltage is applied, a strong electric field appears between the cap layers and the channel; both the conduction electrons drifting from the region under the gate and the photogenerated electrons are quickly removed from the channel as shown in Monte Carlo simulations.²³ (ii) For high drain voltages, a depletion of the extremity of the gated channel close to the drain occurs; the resulting high resistivity of this region prevents the plasma waves to leak in the gate-to-drain part of the channel.¹⁷

Using the model of Fig. 5(b), we calculated the average photoresponses for the same transistors and swing voltages of Fig. 4 and the results are presented on Fig. 7. A good agreement is found between numerical and experimental results as concerning the frequency of the plasma peaks as well as the amplitude of the photoresponse. This confirms the fundamental role played by the cap layers in determining the dynamics of plasma waves in HEMT-like structures.

We remind that the discrepancy in the values of the peaks in Fig. 4 and 7 is in part attributed to the fact that the experimental curves correspond to the terms $\Delta V_d^{\text{opt}} + \Delta V(f)$ in Eq. (7) while the theoretical curve corresponds to the term $\Delta V(f)$ only. Moreover, the simulation has been performed for lower values of V_d than in experiments to take into account the presence of additional voltage drops associated with access regions of the HEMT, which have not been included in the simulation.

In order to compare the experimental results with different theoretical models, we reported in Fig. 8 the plasma waves frequency peak versus an effective gate length $L_g + L_c$. The numerical method here presented is able to reproduce the measured frequencies (fundamental and third harmonic) in the whole domain of lengths. In addition, we reported on Fig. 8, the analytical model of Ref. 17, which considers that in the saturation regime the resonant cavity is composed of both channel regions under the gate and under the source cap layer. In this framework, provided that the

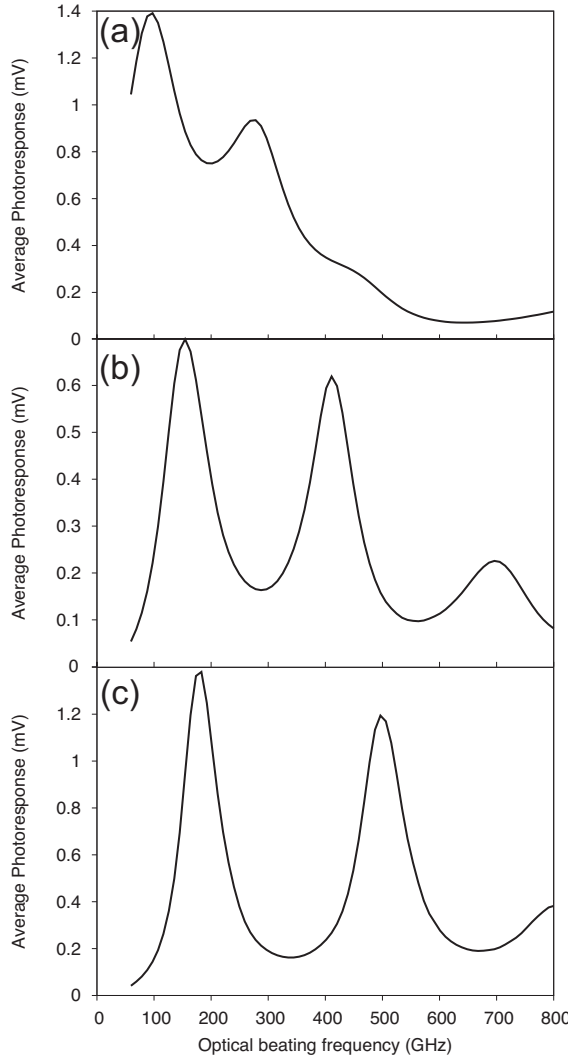


FIG. 7. Calculated average photoresponses as functions of the beating frequency at $V_0=170$ mV and $V_d=350$ mV for different gate lengths: (a) $L_g=1500$ nm, (b) $L_g=400$ nm, and (c) $L_g=200$ nm.

plasma velocity in the two above regions are similar and that the source window region is sufficiently short compared to the total length, the resonance frequency can be simply expressed with $s \approx 8.6 \times 10^5$ m s⁻¹ (i.e., $V_0 \approx 170$ mV),

$$f_0 \approx \frac{s}{4(L_c + L_g)}. \quad (8)$$

We remark that Eq. (8) describes appropriately the dependence of f_0 versus the effective gate length, thus confirming that the source cap region must be treated on the same basis as the gate region.

It should be emphasized that the physical effect, which could produce an additional lowering of the resonance frequency, is associated with the extension of the electric field at the boundaries of the gate as recently proposed in Ref. 24.

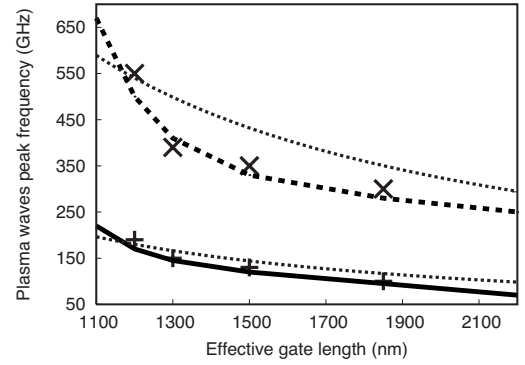


FIG. 8. Comparison of experimental plasma wave peak at the fundamental frequency (crosses) and third harmonic frequency (diagonal crosses) with different theoretical models vs an effective gate length $L_g + L_c$. Solid and dashed curves stand for the numerical model at f_0 and $3f_0$, respectively, whereas dotted curves describe Eq. (8). The experiments and the numerical and analytical models are at $V_0 \approx 170$ mV.

V. DRAIN VOLTAGE EFFECT

Figures 9 and 10 display the measured photoresponses versus the optical beating frequency for two gate-length transistors $L_g=200$ nm and $L_g=400$ nm, respectively, for a fixed value of the swing voltage $V_0=170$ mV and for several values of the applied V_d . It is remarkable that in the short gate transistor a photoresponse peak up to a frequency of about 1 THz is detected by our experimental setup.

We observed that, in general, the frequency of the plasma modes decreases with increasing V_d . For instance, this effect is particularly evident in Fig. 9, where f_0 varies from 250 to 190 GHz when V_d varies from 190 to 500 mV.

In order to compare the results of Fig. 10 with our numerical model, we reported in Fig. 11 the calculated average photoresponses for the same swing voltage $V_0=170$ mV ($L_g=400$ nm). Again we remark the good agreement between theory and experiments as concerning the frequency of the plasma peaks. This agreement is also found for the other values of L_g (not reported here). Figure 12 summarizes the position of the plasma peaks as function of V_d extracted from the numerical simulation, where the experimental behavior is well reproduced.

This result clarifies the effect of an applied drain voltage on the frequency in InGaAs HEMTs. This frequency redshift results from the increase in the electron drift velocity of the plasma wave as discussed in detail in Ref. 25. This effect predominates over the decrease in the effective gate length when the transistor is driven far into saturation regime which is expected to provide an opposite variation in the frequency.¹⁷

We recall that additional physical information can be extracted from the harmonic photoreponse [$\delta V(f)$ in Eq. (7)] calculated by the numerical simulation because this quantity is useful to characterize a possible emission of terahertz radiation. Figure 13 reports these photoresponses for the same device and biasing conditions of Fig. 11. We observe on the calculated spectra, resonance peaks at the same frequency and the same redshift observed in the case of the average photoresponse.^{15,20}

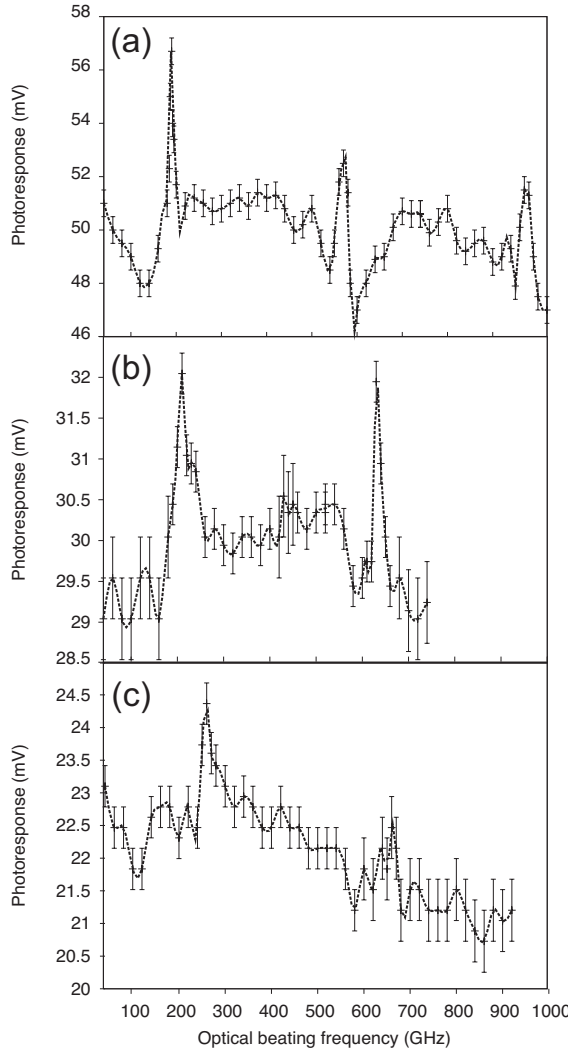


FIG. 9. Photoresponses as functions of the optical beating frequency and vs the applied drain-source current for a 200 nm gate-length transistor with $V_0=170$ mV. (a) $V_d=500$ mV ($I_d=970$ μ A), (b) $V_d=310$ mV ($I_d=865$ μ A), and (c) $V_d=190$ mV ($I_d=780$ μ A). Error bars are experimental data joined by eye guidelines.

Figures 14 and 15(a) present the measured and the calculated values of the average photoresponses at the fundamental frequency as functions of V_d for several L_g , respectively. In both cases and for all gate length HEMTs, the same behavior is observed. It is clearly seen that the amplitude of the peaks practically increases exponentially with V_d . Such a behavior can be due to (i) the increase in the amplitude of the plasma oscillations by approaching the instability conditions because of the increase in the drift velocity² and/or (ii) the enhancement of these oscillations rectification processes due to an increase in the devices nonlinearities.

The analysis of the harmonic photoresponse helps the clarification of this point. In Fig. 15(b), which presents the amplitude of the harmonic photoresponse at the fundamental plasma frequency, one can see that the increase in this quan-

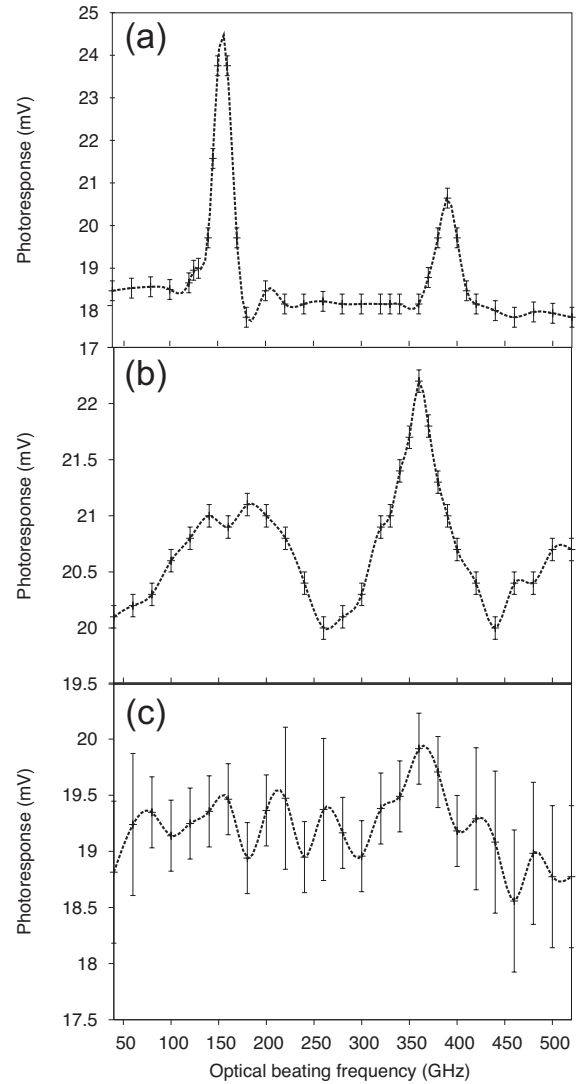


FIG. 10. Photoresponses as functions of the optical beating frequency and vs the applied drain-source current for a 400 nm gate-length transistor with $V_0=170$ mV. (a) $V_d=750$ mV ($I_d=1.5$ mA), (b) $V_d=500$ mV ($I_d=1.3$ mA), and (c) $V_d=170$ mV ($I_d=1$ mA). Error bars are experimental data joined by eye guidelines.

tity is quite smooth compared to the growth of the average response. This reveals the predominant influence of the enhancement of the nonlinearities involved in the appearance of ΔV_d . Indeed, when the transistor is driven far-from-equilibrium and especially in saturation regime, important and highly nonuniform drift velocities are achieved. The nonlinear convective term $v \partial v / \partial x$ [in Eq. (4)], neglected in the analytical calculation of the average response of optically or electronically excited plasma waves,^{3,13,18} becomes very important and dominates the rectification process. This explains why the dc response is exalted while no significant effect on the harmonic oscillations is noticed when the transistor is driven in its saturation regime.

Moreover, for $V_d > 350$ mV the calculated amplitude of

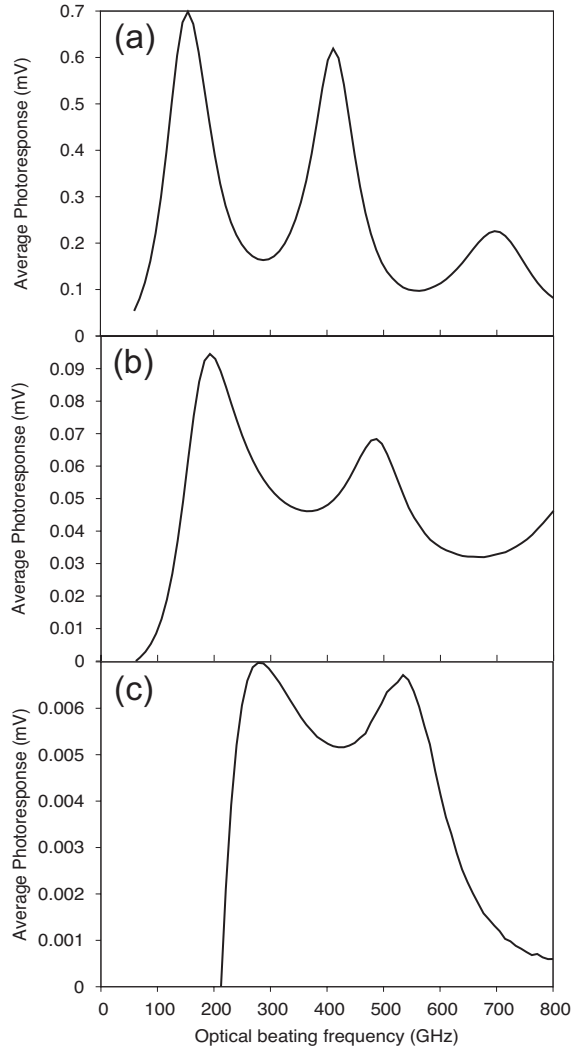


FIG. 11. Calculated average photoresponses as functions of the optical beating frequency and vs the applied drain-source current for a 400 nm gate-length transistor with $V_0=170$ mV. (a) $V_d=100$ mV, (b) $V_d=250$ mV and (c) $V_d=350$ mV.

the average photoresponse peak decreases at increasing V_d . Above this value of V_d , the HD calculations show that there appears a region of the transistor channel where the drift velocity is greater than the plasma velocity, which leads to the damping of the oscillations.² Therefore the increase in the harmonic photoresponse at high V_d cannot be attributed to a stronger excitation of the plasma waves. Rather it is associated with the nonresonant behavior shown in Fig. 13 in the case $V_d=410$ mV. Indeed, by making V_d larger, the same optical photoexcitation produces oscillations of bigger amplitude in voltage because of the appearance of a region of high impedance near the drain contact, which contributes to the increase in the nonresonant background.

Concerning the width of the resonances, one can remark that sharper peaks are obtained in experiments with respect to results of numerical simulations. However, an exact deter-

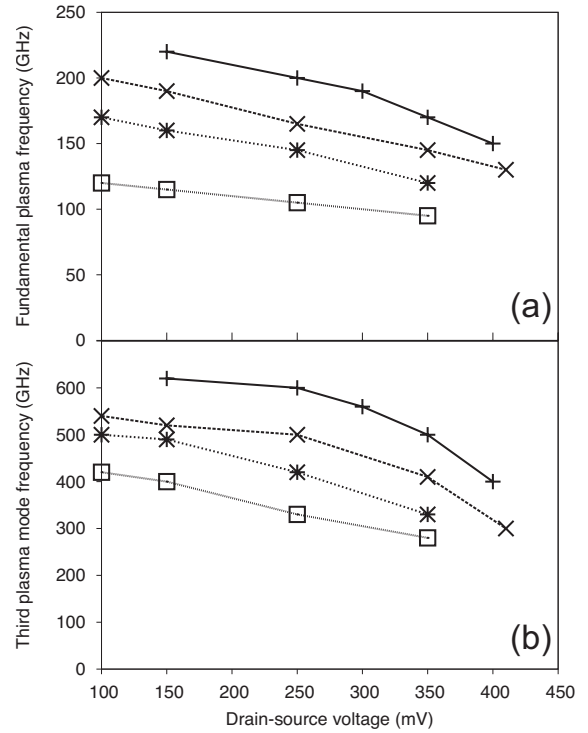


FIG. 12. Calculated (a) fundamental and (b) third harmonic plasma frequencies as functions of drain voltage for $L_g=200$ nm (straight crosses), $L_g=400$ nm (diagonal crosses), $L_g=800$ nm (stars), and $L_g=1500$ nm (squares). $V_0=170$ mV

mination of the quality factor is rather difficult due to the uncertainty in the background level. In our case the discrepancy between experimental and numerical result is estimated to be within a factor of 2. This can be attributed to the simplified transistor model here employed, which neglects 2D character of transport, especially in the drain region mainly responsible for the amplification and rectification phenomena.

Finally, one can notice that the smaller L_g , the larger

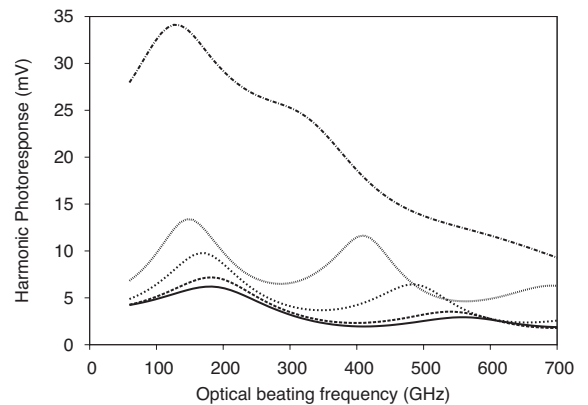


FIG. 13. Calculated harmonic photoresponses as functions of the beating frequency at $V_0=170$ mV for a 400 nm gate length. From bottom to top: $V_d=100$ mV, $V_d=150$ mV, $V_d=250$ mV, $V_d=350$ mV, and $V_d=410$ mV.

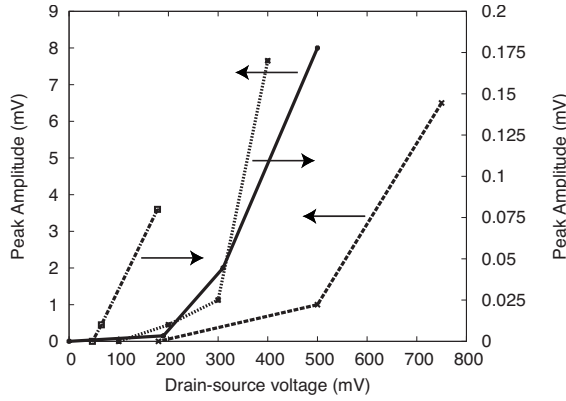


FIG. 14. Amplitude of the plasma waves peak vs V_d for four gate length HEMTs: $L_g=200$ nm (solid line), $L_g=400$ nm (dashed line), $L_g=800$ nm (dotted line), and $L_g=1500$ nm (dashed-dotted line). $150 \text{ mV} \leq V_0 \leq 200 \text{ mV}$.

average and harmonic responses are obtained. Indeed, when the effective length $L_g + L_c$ decreases, the transport in the resonant cavity becomes nearer to ballistic conditions, i.e., plasma waves are less damped, which leads to a more efficient sustainment of the oscillations.

VI. GATE VOLTAGE EFFECT

To complete our investigation of the HEMT plasma waves, we reported in Fig. 16 the measured photoresponses

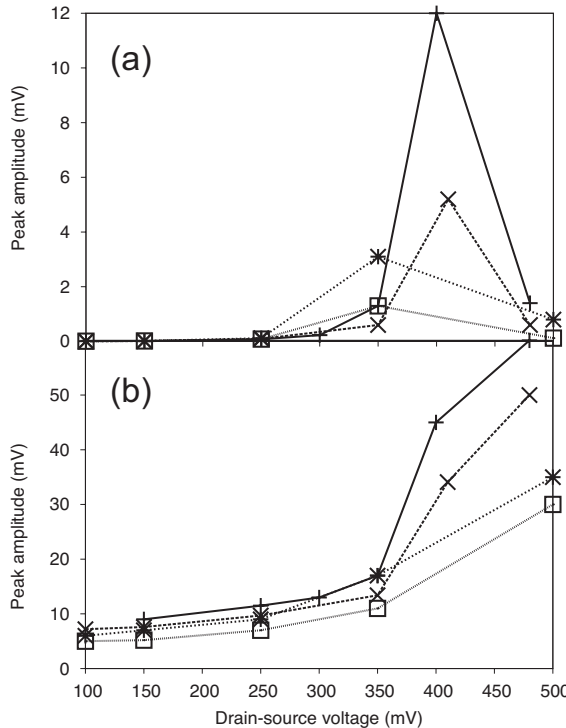


FIG. 15. Calculated amplitudes of the (a) average and (b) harmonic photoresponses at the fundamental plasma frequency as functions of drain voltage for $L_g=200$ nm (straight crosses), $L_g=400$ nm (diagonal crosses), $L_g=800$ nm (stars), and $L_g=1500$ nm (squares). $V_0=170$ mV.

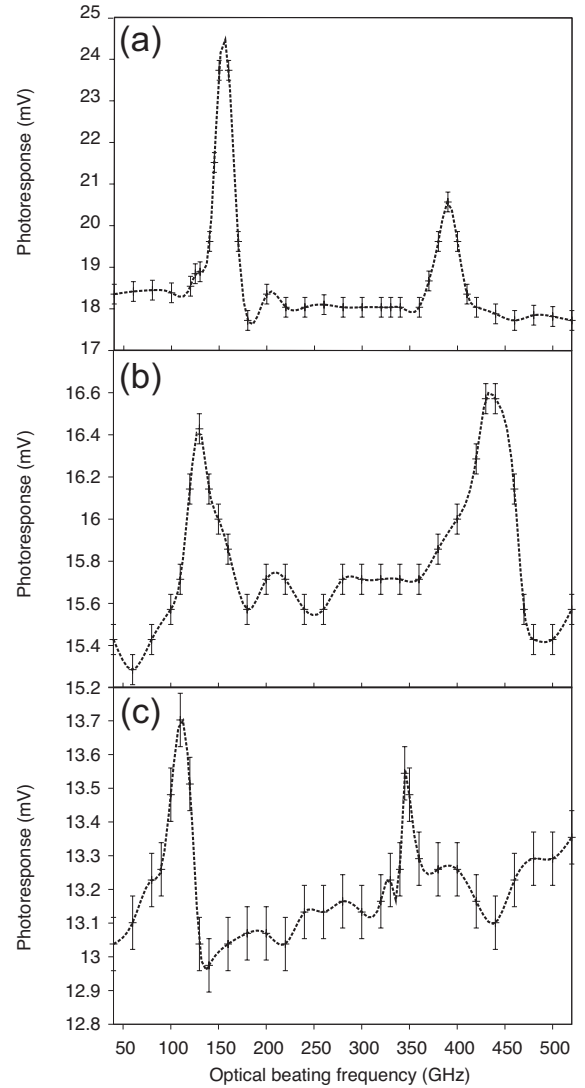


FIG. 16. Photoresponse vs optical beating frequency for a 400 nm gate-length transistor varying drain-source current and gate voltage. (a) $V_d=750$ mV ($I_d=1.5$ mA) and $V_0=170$ mV. (b) $V_d=600$ mV ($I_d=870$ μ A) $V_0=120$ mV. (c) $V_d=550$ mV ($I_d=520$ μ A) and $V_0=70$ mV. Error bars are experimental data joined by eye guidelines.

for different swing voltages. The results of the numerical simulations for different swing voltages but a constant $V_d=250$ mV are presented in Fig. 17 and, similarly to the cases studied in the previous sections, they are in good agreement with the experiments. Indeed, the HD model is able to reproduce correctly the influence of V_0 on the measured spectra. We remark that by changing the gate voltage from 70 to 220 mV, it is possible to tune the frequency of the fundamental mode of about 40–50 GHz.

As expected from Ref. 2 an increase in the carrier concentration in the channel due to the applied gate voltage produces an increase in the frequency of the plasma modes. Our results confirm this expectation for the fundamental plasma mode even if a small discrepancy between theory and experiments is observed for the third harmonic plasma mode.

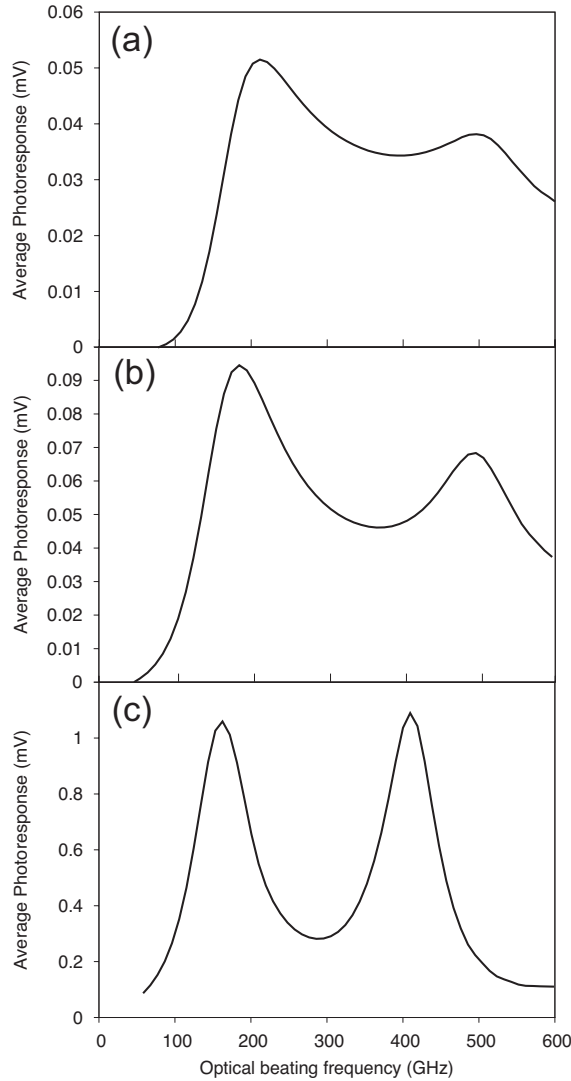


FIG. 17. Calculated average photoresponses as functions of the beating frequency at $V_d = 250$ mV for a 400 nm gate and different swing voltages: (a) $V_0 = 220$ mV, (b) $V_0 = 170$ mV, and (c) $V_0 = 70$ mV.

We want to stress that one should be careful in interpreting the frequency shift observed in Figs. 16 and 17 as the effect of change in carrier concentration only and, as a consequence, in plasma velocity.² As a matter of fact, by increasing V_g and for the same V_d , the transistor operation point moves toward the linear regime of the IV characteristic [see Fig. 3(b)]. This implies a decrease in the average drift velocity whose effect adds to the previous one to produce the observed increase in the frequency of the plasma peaks.

To conclude, we notice that in this kind of technology, characterized by cap layers with length greater than that of the gate, the applied gate voltage is able to control the carrier concentration only in a small part of the channel. Therefore, the gate voltage cannot tune efficiently the resonance frequency.

VII. CONCLUSIONS

We presented a systematic experimental and theoretical investigation of plasma waves excited by an external terahertz optical beating in InGaAs HEMTs with different gate lengths and bias conditions.

Experiments have been performed using commercially available InGaAs DFB lasers to produce an optical beating from 20 GHz to 1 THz, which is then used to excite plasma waves in the HEMTs channels. Using a specific experimental setup, particular attention has been paid to avoid HF electrical oscillations in the transistors because, by frequency multiplication, these oscillations may result in resonances in the terahertz domain which could be erroneously interpreted as the effect of plasma waves. To enhance the photoresponse, given by the modulation of the dc drain-to-source potential, experiments have been performed under the common source configuration by biasing the HEMTs with a constant gate voltage and a constant drain current. As a result, in all cases, superimposed to a large broadband photoresponse, clear and reproducible peaks are evidenced.

Due to the complex topology of the studied devices, which were often biased in the saturation regime, an original theoretical model has been developed based on a self-consistent numerical solution of a system of equations constituted by the charge conservation equation, a quasi-2D approximation of the Poisson equation and closed by a HD equation describing the average drift-velocity component along the HEMT channel. By adding a generation term describing the optical beating to the first equation, it is possible to calculate directly the instantaneous drain voltage, which not only includes an average term directly comparable to experiments but also a harmonic term useful to complement the physical interpretation.

A comparative analysis of experimental and numerical results enabled us to demonstrate that HEMT contacts cannot be interpreted as pointlike and their planar geometry must be taken into account. Accordingly, a simple model to describe the real source-drain HEMT planar contacts is proposed. The response spectrum of plasma waves at the beating frequency is thus determined by a resonant cavity, which includes the contribution of the cap layers.

We also observed that the frequency of the plasma modes systematically decreases with increasing drain voltage (current). The theoretical model clarifies that the dominant effect on this frequency shift when our devices are biased deeply into saturation regime is associated with the increase in the drift velocity in the channel.

The analysis of the peaks amplitudes show that, while those associated with the average photoresponse increase almost exponentially with the applied drain voltage (current), those associated with the harmonic photoresponse exhibit a much smoother behavior. This suggests that the dominant role on the enhancement of the photoresponse is played by the device intrinsic nonlinearities. Moreover, in short channel transistors, plasma waves are less damped, thus leading to stronger photoresponses.

The study is completed by the analysis of the gate voltage effect. Even if our results in this case confirm previous

experimental and analytical findings, it must be noticed that the important role played by the cap layers in HEMTs reduces significantly the possibility to tune the resonance frequency by changing the gate voltage.

In conclusion, using a combination of experiments and numerical simulations, we achieved a comprehensive spectroscopy of plasma waves in HEMTs at terahertz frequencies able to provide a deep insight into the physical processes involved and potentially useful for the design and optimization of ultrafast optic-to-electronic converters.

ACKNOWLEDGMENTS

Authors wish to thank A. Shchepetov, Y. Roelens, and S. Bollaert (IEMN, France) for having provided the HEMTs and J. Mateos (University of Salamanca, Spain) for useful discussions on HEMTs simulations. This work was partially supported by a “Délégation Générale pour l’Armement” REI project DEMETER Grant No. 07.34.046 and by the Lithuanian State Science and Studies Foundation Contract No P-01/2007.

- ¹A. Chaplik, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **62**, 746 (1972) [Sov. Phys. JETP **35**, 395 (1972)].
- ²M. Dyakonov and M. Shur, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2465 (1993).
- ³M. Dyakonov and M. S. Shur, *IEEE Trans. Electron Devices* **43**, 1640 (1996).
- ⁴W. Knap, Y. Deng, S. Rumyantsev, and M. S. Shur, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 4637 (2002).
- ⁵W. Knap, Y. Deng, S. Rumyantsev, J. Q. Lü, M. Shur, A. Saylor, and L. Brunel, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 3433 (2002).
- ⁶F. Teppe, D. Veksler, V. Y. Kachorovski, A. P. Dmitriev, X. Xie, X.-C. Zhang, S. Rumyantsev, W. Knap, and M. S. Shur, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 022102 (2005).
- ⁷A. M. Hashim, S. Kasai, and H. Hideki, *Superlattices Microstruct.* **44**, 754 (2008).
- ⁸X. 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).
- ⁹U. Pfeiffer, E. Öjefors, A. Lisauskas, D. Glaab, F. Voltolina, V. Nzogang, P. Bolívar, and H. Roskos, A cmos focal-plane array for terahertz imaging in *Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, 2008, 33rd International Conference, IRMMW-THz 2008, pp. 1–3.
- ¹⁰S. Boubanga-Tombet, F. Teppe, D. Coquillat, S. Nadar, N. Dyakonova, H. Videlier, W. Knap, A. Shchepetov, C. Gardès, Y. Roelens, S. Bollaert, D. Seliuta, R. Vadoklis, and J. Valušis, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 212101 (2008).
- ¹¹A. Shchepetov, C. Gardes, 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. Valušis, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 242105 (2008).
- ¹²T. Otsuji, M. Hanabe, and O. Ogawara, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 2119 (2004).
- ¹³M. Hanabe, I. T. Otsuji, T. T. Uno, and V. Ryzhii, *Jpn. J. Appl. Phys., Part 1* **44**, 3842 (2005).
- ¹⁴J. Torres, P. Nouvel, A. Akwoué-Ondo, L. Chusseau, F. Teppe, A. Shchepetov, and S. Bollaert, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 201101 (2006).
- ¹⁵J. 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).
- ¹⁶D. M. Pozar, *Microwave Engineering*, 2nd ed. (Wiley, New York, 1998).
- ¹⁷V. Ryzhii, A. Satou, W. Knap, and M. S. Shur, *J. Appl. Phys.* **99**, 084507 (2006).
- ¹⁸D. Veksler, F. Teppe, A. P. Dmitriev, V. Y. Kachorovskii, W. Knap, and M. S. Shur, *Phys. Rev. B* **73**, 125328 (2006).
- ¹⁹A. P. Dmitriev, A. S. Furman, and V. Y. Kachorovskii, *Phys. Rev. B* **54**, 14020 (1996).
- ²⁰H. 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).
- ²¹Y. Takanashi, K. Takahata, and Y. Muramoto, *IEEE Trans. Electron Devices* **46**, 2271 (1999).
- ²²P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, L. Varani, G. Sabatini, H. Marinchio, and L. Reggiani, *J. Stat. Mech.: Theory Exp.* **01**, 01047 (2009).
- ²³S. Babiker, A. Asenov, J. R. Barker, and S. P. Beaumont, *Solid-State Electron.* **39**, 629 (1996).
- ²⁴T. Nishimura, N. Magome, I. Khmyrova, T. Suemitsu, W. Knap, and T. Otsuji, *Jpn. J. Appl. Phys.* **48**, 04C096 (2009).
- ²⁵H. Marinchio, G. Sabatini, C. Palermo, J. Pousset, J. Torres, L. Chusseau, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 192109 (2009).

Voltage-controlled sub-terahertz radiation transmission through GaN quantum well structure

T. Laurent,¹ R. Sharma,¹ J. Torres,^{1,a)} P. Nouvel,¹ S. Blin,¹ L. Varani,¹ Y. Cordier,² M. Chmielowska,² S. Chenot,² J.-P. Faurie,³ B. Beaumont,³ P. Shiktorov,⁴ E. Starikov,⁴ V. Gruzinskis,⁴ V. V. Korotyeyev,⁵ and V. A. Kochelap⁵

¹*Institut d'Électronique du Sud, CNRS UMR 5214, TeraLab, University Montpellier 2, France*

²*Centre de Recherche sur l'Hétéro-Épitaxie et ses Applications, CNRS UPR, 10 Valbonne, France*

³*LUMILOG, 2720, Ch. Saint Bernard Les Moulins I, 06220 Vallauris, France*

⁴*Semiconductor Physics Institute, A. Gostauto 11, 2600 Vilnius, Lithuania*

⁵*Department of Theoretical Physics, Institute of Semiconductor Physics, Kiev 03028, Ukraine*

(Received 1 June 2011; accepted 24 July 2011; published online 22 August 2011)

We report on measurements of radiation transmission in the 0.220–0.325 THz frequency range through GaN quantum wells grown on sapphire substrates at nitrogen and room temperatures. Significant enhancement of the transmitted beam intensity with applied voltage is found at nitrogen temperature. This effect is explained by changes in the mobility of two-dimensional electrons under electric bias. We have clarified which physical mechanism modifies the electron mobility and we suggest that the effect of voltage-controlled sub-terahertz transmission can be used for the development of electro-optic modulators operating in the sub-THz frequency range. © 2011 American Institute of Physics. [doi:10.1063/1.3627183]

In the last years, there has been a growing interest in using terahertz (THz) radiations as a powerful tool to investigate materials, structures and devices in physics and materials science, chemistry, biology, medicine, etc.^{1–4} To develop future electro-optic systems according to the THz roadmap,^{5,6} it becomes mandatory to have efficient emitters and detectors, along with solid-state devices able to control and modify THz beam parameters such as intensity, polarization, phase, etc.

Rapid advances in group-III nitrides provide materials with a great potential for high-power and high-frequency applications.⁷ These materials present such a small electron relaxation time that the electron response is expected up to the THz frequency range. Such a bandwidth was theoretically estimated⁸ and observed in GaN.^{9,10} Nowadays, GaN quantum-well heterostructures can be grown with excellent transport properties and sufficiently high electron concentration to ensure strong interaction with electromagnetic radiation in the THz range. As transport properties of two-dimensional electron gas in GaN quantum wells can be modified by an applied voltage, control of the transmission of the radiation is expected.

In this letter, we present experimental results and their theoretical explanation showing a control of the transmission of THz radiation through GaN quantum-well heterostructure by applying a modest dc voltage.

Devices are grown by molecular beam epitaxy and processed as described in Ref. 11. As presented in Fig. 1(a), the structure consists of a sapphire substrate, a GaN iron-doped template, a GaN buffer, and a AlN/Al_{0.28}Ga_{0.72}N/GaN active zone covered with Ti/Al ohmic contacts. Interdigitated contacts are used to apply the dc voltage, with different inter-contact distances as shown in Fig. 1(b). In this letter, we used

devices whose narrow and wide inter-contact distances are $L_s = 19 \mu\text{m}$ and $L_l = 39 \mu\text{m}$, respectively. The total area of the device is roughly a square area with a side $W \approx 500 \mu\text{m}$.

The experimental set-up consists of a tunable continuous-wave electronic source emitting in the 0.220–0.325 THz frequency range, a first spherical mirror used to focus the beam on the device located within a He-free cryostat, and a second spherical mirror used to focus the transmitted beam on a Si bolometer. Transmission measurements are improved using lock-in amplification of the bolometer signal, based on amplitude modulation of the source power. The experimental protocol consists of two steps: measurement of the transmission spectrum without any bias $t_0(f)$ and measurement of the transmission spectrum $t_U(f)$ while applying of a dc bias.

The main experimental results are summarized in Fig. 2, where we present *relative transmission coefficient* α defined as

$$\alpha(f) = t_U(f)/t_0(f). \quad (1)$$

From results obtained at 77 K, one can see a strong enhancement of the transmitted beam as bias increases, excepted in the narrow frequency interval 0.26–0.28 THz. However, as shown in Fig. 2(b), room temperature measurements do not reveal any significant dependence of transmission on the applied voltage practically in the whole investigated frequency range.

It is noteworthy to emphasize that relative transmission coefficient α depends on polarization of the incident radiation with respect to the device orientation. This effect is related to the fact that the interdigitated contacts (cf. Fig. 1(b)) act as a wire-grid polarizer. Therefore, the incident beam was polarized perpendicular to the contact fingers to obtain maximum effects of voltage and temperature on transmission. As the beam was polarized parallel to the contact fingers, transmission did not show any dependence on bias or temperature.

^{a)}Electronic mail: jeremi.torres@univ-montp2.fr.

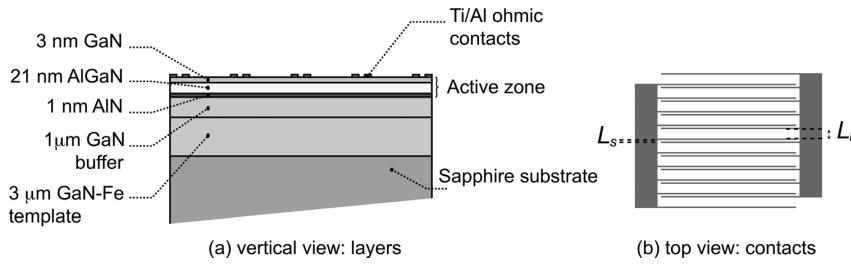


FIG. 1. (a) Studied device structure and (b) contact pattern.

Fig. 2(c) demonstrates how enhancement effect depends on frequency. When the applied voltage is varied from 0 to 6 V, the relative beam transmission can be increased up to 2 times.

To find a physical basis of the effects responsible for transmission enhancement in the sub-THz frequency range, we studied the electrical properties of the device and, particularly, we estimated the conductivity $\sigma_U(f)$ of the two-dimensional electron gas in the GaN active region. This conductivity depends on both frequency and applied voltage U . To estimate $\sigma_U(f)$ we used current-voltage $I(U)$ measurements of the device at 77 K and 300 K. In Fig. 3, the current-voltage characteristic at 77 K exhibits a pronounced sub-linear behavior, while at 300 K current I exhibits (not shown) a weak nonlinearity in the whole interval of applied voltages. Such a nonlinear behavior of the current can be explained by two possible phenomena: hot electron effect and Joule heating of the structure. For GaN quantum-well structures, analysis of both phenomena has been done previously.¹² For experiments under consideration, the hot electron effect

should be excluded, as in GaN it occurs at electric fields above a few kV/cm,^{12,13} while in our case, these fields are estimated to be less than 0.2 kV/cm.

Thus, we suggest that the main reason for the nonlinear behavior of the current is the Joule heating effect, when lattice and electron temperatures are equal. Under these conditions, the linear response of the electron gas of a given concentration to THz radiation is to be determined by the mobility, which depends on the device temperature controlled by the Joule heating, that is, by the applied voltage.

Using measured $I(U)$ dependences at small U , we estimated a total device resistance R of 10.7 Ω and 15 Ω at nitrogen and room temperatures, respectively. The total resistance consists of the contact resistance R_c and the resistance of the active GaN regions R_a . As narrow and wide active regions are connected in-parallel, the active-area resistance can be expressed as

$$R_a = [1/(en_0\mu_0W)][L_sL_s/(L_l + L_s)]/N, \quad (2)$$

where e is the elementary charge, n_0 and μ_0 are the concentration and the low field mobility of two-dimensional electron gas, respectively. $N=8$ is the approximate number of narrow and wide active regions in the device. From capacitance and Hall measurements, we found electron concentration practically independent of temperature, $n_0 \approx 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, and the temperature dependence of the low field mobility μ_0 shown in the inset of Fig. 3. Particularly, for the studied structure, it was measured $\mu_0 \approx 10000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ at 77 K and

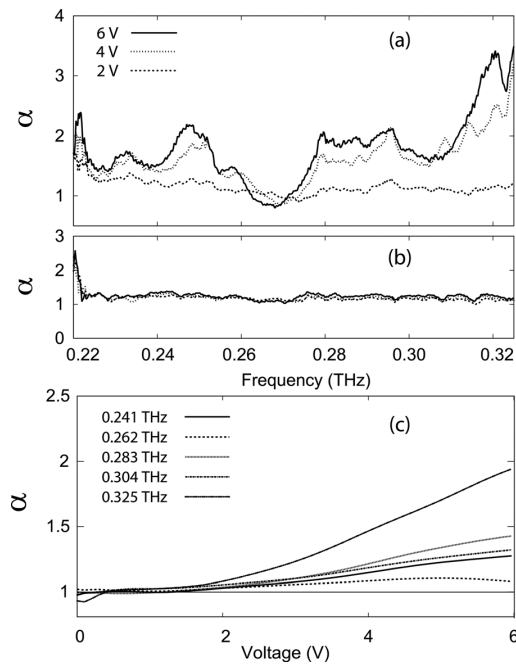


FIG. 2. (a) and (b) Relative transmission coefficient spectra for three different biases at ambient temperatures of 77 K (a) and 300 K (b), and (c) transmission coefficient as a function of bias for the reported frequencies at 77 K.

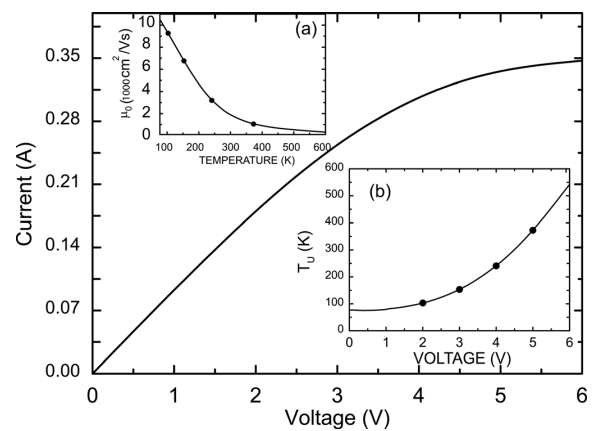


FIG. 3. Main panel: Measured current-voltage characteristic of the device at 77 K. Inset (a) Mobility of two-dimensional electrons versus device temperature. Inset (b) Device operation temperature versus applied voltage.

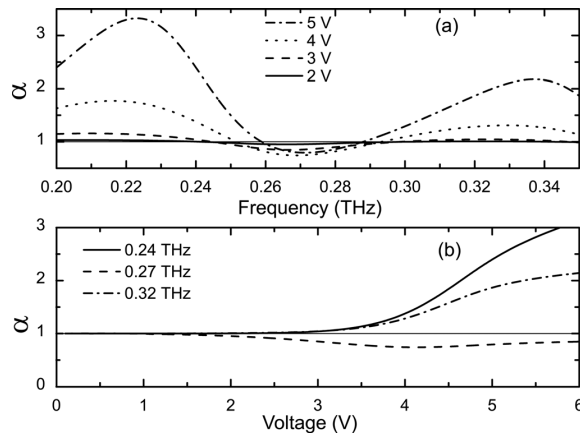


FIG. 4. (a) Calculated relative transmission coefficient spectra at 77 K for different applied voltages U ; corresponding electron mobility μ_U and device temperature are marked on the curves shown in the insets to Fig. 3. (b) Transmission coefficient as a function of the applied voltage, calculated for a sapphire substrate with $h = 350$ nm and $\epsilon = 12$.

≈ 2000 cm²/Vs at 300 K (see also Ref. 11). From these data, one can determine the contact resistances $R_c = 10.4$ Ω at 77 K and $R_c = 14$ Ω at 300 K. Since the temperature dependence of the contact resistance R_c is much weaker than that of the active-area resistance R_a in what follows we use a linear approximation for the temperature dependence of R_c . Exploiting measured current-voltage characteristic $I(U)$ and temperature dependences $\mu_0(T)$ and $R_c(T)$, we obtain the operation device temperature T_U for a given voltage U (see Fig. 3(b)). Now, having the operation device temperature T_U , we calculate the corresponding mobility, μ_U , and then the high frequency conductivity according to the Drude-Lorentz model

$$\sigma_U(f) = \frac{en_0\mu_U}{1 - i2\pi f m \mu_U / e} = \frac{en_0\mu_U}{1 - i2\pi f \tau_{p,U}}, \quad (3)$$

where $m = 0.18m_0$ is the electron effective mass of GaN, m_0 is the free electron mass, and $\tau_{p,U}$ is the momentum relaxation time at a given U . It is easy to estimate that in actual temperature range, $T_U = 80$ –400 K, $\tau_{p,U}$ varies from 1 to 0.1 ps.

To calculate the transmission in the sub-THz frequency range, we have developed a phenomenological theory as follows. We modeled the layered device structure as a narrow GaN-active layer with a two-dimensional electron conductivity, $\sigma_U(f)$, and a thick sapphire substrate of thickness h with a dielectric constant ϵ . Since thicknesses of other undoped layers are much smaller than sub-THz wavelengths, they can be ignored. In the framework of this model, for a given $\sigma_U(f)$, the analytical expression for the transmission coefficient α can be obtained following the standard procedure.¹⁴

Results of the calculations of the transmission coefficient α are shown in Fig. 4. Comparison of Figs. 2 and 4 indi-

cates that the theoretical and experimental results are in good qualitative agreement. First, calculations obtained at 77 K reproduce the effect of strong enhancement of the relative transmission with the voltage increase for two low-frequency and high-frequency sides of the spectra. Significant enhancement of α occurs at the applied voltages above 2 V, which is explained by significant changes in the electron mobility μ_U , as seen from the insets to Fig. 3. The transmission suppression in the narrow middle-frequency interval now became understood: it arises due to the destructive interference of the sub-THz radiation in the sapphire substrate plate. At 300 K, calculations show only a slight increase of α with U , which is attributed to weak changes of the electron mobility μ_U in this case.

In conclusion, an original experimental configuration has allowed measurements of the transmitted signal intensity through GaN quantum-well structures in the sub-THz frequency range. The effects of applied voltage and device temperature on transmission spectra have been investigated. Particularly, a significant enhancement of the relative transmission of the sub-THz beam intensity with the applied voltage has been found. The effects are explained by changes in the mobility of two-dimensional electrons with the applied voltage.

We suggest that voltage-controlled sub-terahertz transmission can be useful for the development of electro-optic modulators operating in this frequency range.

The French National Research Agency (ANR) is acknowledged for funding this research under Contract AITHER (ANR-07-BLAN-0321). We acknowledge also the supports of TeraLab-Montpellier (GIS CNRS) and the Bilateral Cooperation Program of CNRS (France) and NASU (Ukraine) (Grant No. 24019).

- ¹A. Redo-Sanchez and X. Zhang, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **14**, 260 (2008).
- ²J. A. Zeitler and L. F. Gladden, *Eur. J. Pharm. Biopharm.* **71**, 2 (2009).
- ³P. H. Siegel, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **52**, 2438 (2004).
- ⁴D. Dragoman and M. Dragoman, *Prog. Quantum Electron.* **28**, 1 (2004).
- ⁵M. Tonouchi, *Nat. Photonics* **1**, 97 (2007).
- ⁶J. Federici and L. Moeller, *J. Appl. Phys.* **107**, 111101 (2010).
- ⁷S. Pearton, F. Ren, A. Zhang, and K. Lee, *Mater. Sci. Eng. R* **55**, 30 (2000).
- ⁸V. N. Sokolov, K. W. Kim, V. A. Kochelap, and D. L. Woolard, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 3630 (2004).
- ⁹W. Zhang, A. K. Azad, and D. Grischkowsky, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 2841 (2003).
- ¹⁰T. Nagashima, K. Takata, S. Nashima, H. Harima, and M. Hangyo, *Jpn. J. Appl. Phys.* **44**, 926 (2005).
- ¹¹Y. Cordier, M. Azize, N. Baron, S. Chenot, O. Tottiereau, and J. Massies, *J. Cryst. Growth* **309**, 1 (2007).
- ¹²S. A. Vitusevich, S. V. Danylyuk, N. Klein, M. V. Petrychuk, A. Y. Avksentyev, V. N. Sokolov, V. A. Kochelap, A. E. Belyaev, V. Tilak, J. Smart, A. Vertiatikh, and L. F. Eastman, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 748 (2003).
- ¹³M. Ramonas, A. Matulionis, and L.-F. Eastman, *Semicond. Sci. Technol.* **22**, 875 (2007).
- ¹⁴M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1999).

Generation of TeraHertz radiation assisted by optical phonons in nitride-based quantum wells and heterolayers

P. Shiktorov¹, E. Starikov¹, V. Gružinskis¹, L. Varani^{2,*}, C. Palermo², J. Torres², and L. Chusseau²

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

² Institut d'Electronique du Sud, UMR CNRS 5214, Université Montpellier II, Place Bataillon, 34 095 Montpellier Cedex 5, France

Received 9 July 2007, accepted 6 August 2007

Published online 11 October 2007

PACS 63.20.Kr, 72.20.Ht, 72.30.+q, 73.63.Hs

* Corresponding author: e-mail Luca.Varani@univ-montp2.fr, Phone: +33-467-143221, Fax: +33-467-547134

To analyze the main features of THz radiation generation caused by optical-phonon transit-time resonance in the case of bidimensional transport, a simplified analytical model is developed in terms of generalized parameters of bulk materials and 2D structures. In the framework of such a model and direct Monte Carlo simulations, it is shown that for a given material: (i) the generation conditions are the same in quantum wells and heterolayers,

and they can be characterized by the same parameter related to the effective width of the 2D-channel and with the optical phonon momentum, (ii) a considerable increase up to 5 times of the high-frequency cut-off for THz radiation generation is predicted in going from 3D to 2D transport.

© 2008 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim

1 Introduction An interesting strategy to obtain a source of coherent THz radiation is related to the so called optical-phonon transit-time resonance (OPTTR) originated at low lattice temperatures by a nearly-coherent emission of polar optical phonons by electrons accelerating quasi-ballistically inside the optical-phonon sphere. For this sake, the characteristic scattering times, τ_- and τ_+ inside and outside of the optical-phonon sphere in momentum space, respectively (the so called passive and active regions), must satisfy the inequality [1–3]:

$$\tau_- \gg \tau_E \gg \tau_+ \quad (1)$$

where

$$\tau_E = \frac{p_0}{eE} \quad (2)$$

is the electron transit-time inside the optical-phonon sphere with radius p_0 under a constant applied electric field E , and where e is the electron charge.

These conditions can be rewritten in terms of lower- and upper-limits for the amplitude of the effective electric

field as:

$$E_- \ll E \ll E_+ \quad (3)$$

where $E_- = p_0/e\tau_-$ and $E_+ = p_0/e\tau_+$. The magnitudes E_- and E_+ can be determined through the parameters of scattering mechanisms in the passive and active regions which characterize the semiconductor material and the type of electron dynamics (2D or 3D) [1]. The upper frequency limit being of the most interest for THz applications is determined by E_+ which characterize the electron penetration into the active region and for the polar-optical phonon can be represented as:

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

where κ_0 is the vacuum permittivity, m_0 the free electron mass, $\hbar\omega_0$ the optical phonon energy, and where κ_s and κ_∞ are the low- and high-frequency dielectric constants. The higher is the effective field E_+ the stronger

is the interaction and the higher is the maximum generation frequency. Therefore, increasing the effective mass m^* , the optical phonon energy and the difference in dielectric constants must generally improve the upper-limit for the OPTTR.

Unfortunately, for n -GaAs (with the most advanced technology), the maximum generation frequency f_{\max} is of about 100–150 GHz [1]. For A_3B_5 compounds, the maximum value of E_+ is achieved in InP, leading to $f_{\max} \simeq 300$ GHz estimated from the MC simulations [1]. The experimental investigations of the stimulated microwave radiation from n -InP under OPTTR conditions confirm this prediction [3].

With new technologies developed for nitride materials, additional ways to improve the conditions for OPTTR were opened since, in III-N materials, an effective electron-phonon coupling constant proportional to E_+ [see Eq. (4)] is stronger than in standard III-V materials. This is confirmed by MC simulations of bulk nitrides from which the maximum generation frequency is shown to lie between 1 and 4 THz (going from InN to GaN and to AlN) [2].

In order to increase f_{\max} , the next step is to go from 3D to 2D transport where, due to the change of the density-of-states, the polar-optical emission takes a step-like onset. Recent MC simulations [1,4,5] confirm significant increase of the maximum generation frequency under 2D transport with respect to bulk materials. Since 2D transport is usually realized experimentally in quantum-wells (QW) and single-interface hetero-layers (HL), the aim of this work is to consider theoretically the possible applications of these structures for the generation of THz radiation and to compare their characteristics with bulk materials. For this sake, a simplified analytical model based on two main phonon scatterings (deformation acoustic and polar optical phonons) is developed and compared with the results of Monte Carlo (MC) simulations.

2 Analytical model In the framework of 2D transport in QW and HL, in order to exclude the influence of upper mini-bands on the OPTTR, the energy separation between the first and second mini-bands Δ_{12} is supposed to satisfy the condition:

$$\Delta_{12} \equiv \frac{\epsilon_2(\mathbf{k}_\perp) - \epsilon_1(\mathbf{k}_\perp)}{\hbar\omega_0} \geq 1 \quad (5)$$

where ϵ_i is the carrier energy in the i -th mini-band and \mathbf{k}_\perp the electron wave vector along the 2D layer. In such a case, under a negligible penetration of electrons into the active region, all the transitions induced by scattering events occur inside the first mini-band only. In order to compare various semiconductors in both 2D and 3D cases it is suitable to use the momentum \mathbf{q} and energy $\varepsilon(\mathbf{q})$ normalized to k_0 and $\hbar\omega_0$, respectively [1]. Moreover, to take into account the different shapes of the quantum structure (QW and HL), it is useful to introduce an effective width d of

2D channel defined by:

$$d^{-1} = \int_{-\infty}^{\infty} |\psi(z)|^4 dz \quad (6)$$

where z is the coordinate in the direction normal to the interface and ψ the wave function which can be written in this framework as:

$$|\psi(z)|^2 = \begin{cases} \frac{4}{3d} \sin^2\left(\frac{2\pi}{3d}z\right) & \text{in QW} \\ \frac{1}{2} \left(\frac{16}{3d}\right)^3 z^2 \exp\left(-\frac{16}{3d}z\right) & \text{in HL} \end{cases} \quad (7)$$

Figure 1 presents the square of the wave functions for a QW and a HL with the same localization width d as functions of the dimensionless variable z/d .

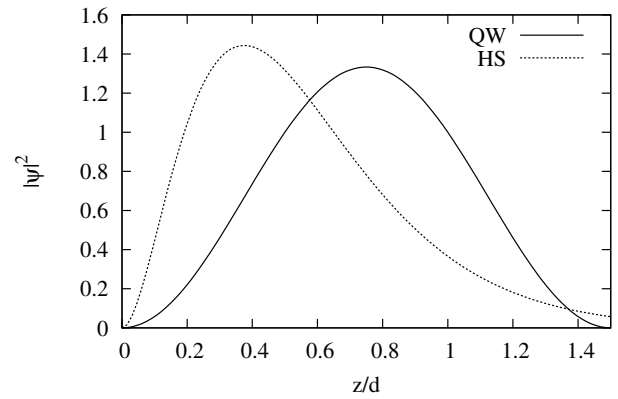


Figure 1 Square of the wave function $\psi(z)$ for the normal-direction quantization of the lowest electron state in QW and HL (solid and dashed lines, respectively) as functions of the dimensionless variable z/d .

The previous normalization allows us to present the intensities of the two main scattering mechanisms which determine the conditions of the OPTTR realization, namely deformation acoustic (da) phonon and polar optical (po) phonon emission, in the factorized form:

$$\lambda_j^i = A_j G_j^i(\mathbf{q}, \mathbf{q}') \quad (8)$$

where the sub-index $j = \text{da, po}$ labels the scattering mechanism while the super-index $i = 2\text{D}, 3\text{D}$ shows the type of electron transport. For a given scattering mechanism, the constant A_j is independent of the type of transport (2D or 3D) while the dimensionless factor $G_j^i(\mathbf{q}, \mathbf{q}')$ in Eq. (8) contains the matrix-element induced dependence of the scattering rate on the electron momentum before and after scattering event, \mathbf{q} and \mathbf{q}' , respectively and on the transport type (2D or 3D) which comes mainly through the energy

dependence of the density-of-states. The da- and po- scattering factor G takes, respectively, the form:

$$G_{\text{da}}^i(\mathbf{q}, \mathbf{q}') = \begin{cases} \sqrt{\varepsilon} & i = 3\text{D} \\ \frac{\pi}{k_0 d} & i = 2\text{D} \end{cases} \quad (9)$$

and:

$$G_{\text{po}}^i(\mathbf{q}, \mathbf{q}') = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \ln |\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\varepsilon'}| \sim \sqrt{\varepsilon - 1} & i = 3\text{D} \\ \frac{1}{2} \int_0^\pi \frac{H(u)}{Q} d\phi & i = 2\text{D} \end{cases} \quad (10)$$

where $u = (3/2)Qk_0d$ is a dimensionless variable, and where Q is the normalized phonon wave-vector between the initial \mathbf{q} and final \mathbf{q}' states. The function $H(u)$ is given in QW and HL by the analytical expressions [6, 7]:

$$H(u) = \frac{1}{u^2 + 4\pi^2} \left[3u + \frac{8\pi^2}{u} + \frac{32\pi^4}{u^2(u^2 + 4\pi^2)} (e^{-u} - 1) \right] \quad (11)$$

$$H(u) = \frac{512 + 72u + 3u^2}{(8 + u)^3} \quad (12)$$

Figure 2 shows H as a function of the dimensionless vari-

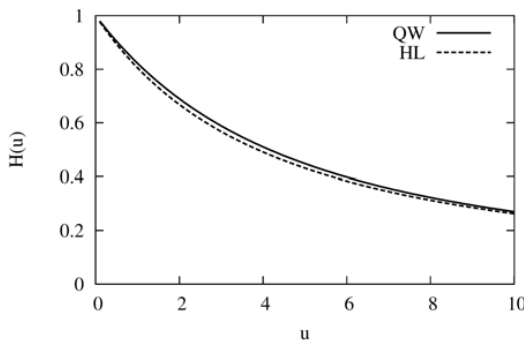


Figure 2 Intrasubband coupling coefficient $H(u)$ in QW and HL (solid and dashed lines, respectively) as a function of the dimensionless variable u .

able u . We observe that the behavior of the coupling coefficient H is quite similar in QW and HL. Since the forward directionality of the optical phonon scattering is determined by the angular dependance $H[\phi(u)]$ [8], we conclude that it is practically the same for the QW and the HL with the same localization parameter d .

Equations (9)-(12) show that, in the 2D case, both da- and po-scattering rates for QW as well as for HL are determined by the effective width d through the dimensionless parameter k_0d . Moreover, as concerns the da-phonon scattering intensity, it grows with the decrease of k_0d as $G_{\text{da}}^{2\text{D}} \sim (k_0d)^{-1}$ while that of po-scattering tends to saturation since $G_{\text{da}}^{2\text{D}} \rightarrow \pi/2$. Then, the use of too narrow QW or HL involves a significant increase of the da-scattering rate inside the passive region, which can lead to the deterioration of the OPTTR realization in conditions of weak electric fields. Such a behavior is exhibited by Fig. 3 which

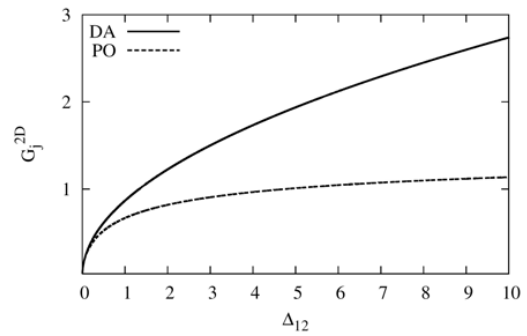


Figure 3 Maximum values of da- and po-phonon scattering rate parameters $G_{\text{da}}^{2\text{D}}(\varepsilon = 0)$ and $G_{\text{po}}^{2\text{D}}(\varepsilon = 1)$ as functions of the energy gap between the 1st and 2nd mini-bands.

shows the maximum values of da- and po-phonon scattering rate parameters as functions of Δ_{12} . Indeed, this last quantity is directly linked to the parameter k_0d . For example, in QW, it verifies:

$$\Delta_{12} = \frac{4}{3} \left(\frac{\pi}{k_0d} \right)^2 \quad (13)$$

On the other side, we must remark that the use of wide QW or HL is restricted to the necessity to satisfy Eq. (5). For the QW case, this last equation gives an optimum value for the effective length $k_0d = 2\pi/\sqrt{3}$ for which da-scattering in the passive region is minimum and the upper mini-band is empty.

The da- and po- scattering rates for a 2D-GaN QW and for 3D-GaN have been reported on Fig. 4 as functions of the normalized energy. We observe a significant difference between 3D and 2D cases. Indeed, while in the 3D case, the scattering intensities have a square-root dependence on the carrier energy, they exhibit a step-like behavior in the 2D case. From one hand, this leads as previously to an increase of the scattering intensity of da-phonons in the passive area which involves the low frequency cutoff of the OPTTR to be shifted to higher frequencies with respect to the 3D case. From another hand, the presence of the step-like onset of the po-scattering in the 2D case must lead to a

significant decrease of the electron penetration into the active region under the same ε as in the 3D case. In essence, such a decrease of the penetration means an extension to higher electric field values of the range for the realization of the OPTTR thus increasing the high-frequency cutoff of THz generation [1,2].

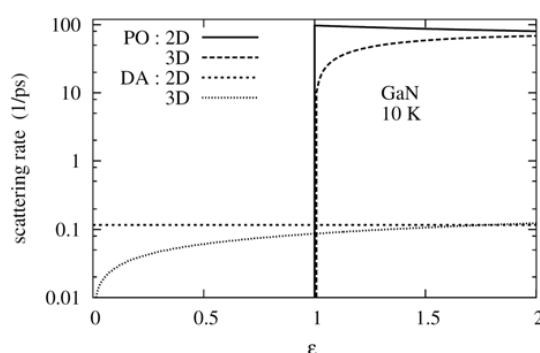


Figure 4 Scattering rates for po- and da-scatterings in bulk GaN (3D) and 5 nm GaN QW (2D).

MC calculations show that the upper frequency of the generation cut-off for OPTTR is related to a critical depth of carrier penetration into the active region. Independently of the type of transport (3D or 2D), the cut-off appears at the same average penetration depth $\langle \delta \varepsilon \rangle_{\text{cut}} \approx 0.14 - 0.15$. This allows us to estimate the maximum generation frequency caused by the OPTTR by comparing the above value with analytical predictions. Indeed, the analytical expressions of the field dependence of the penetration energy and the OPTTR frequency lead to an universal estimation of the ratio of high-frequency cut-off of the generation in 2D and 3D cases as:

$$\frac{f_{\text{cut}}^{2D}}{f_{\text{cut}}^{3D}} = \frac{1.93 G_{\text{po}}^{2D}(\varepsilon = 1)}{\sqrt{\langle \delta \varepsilon \rangle_{\text{cut}}}} \quad (14)$$

which involves that:

$$f_{\text{cut}}^{2D} \approx 5 G_{\text{po}}^{2D}(\varepsilon = 1) \cdot f_{\text{cut}}^{3D} \quad (15)$$

By using a value of $G_{\text{po}}^{2D}(\varepsilon = 1)$ from Fig. 3, one can conclude that the transition from 3D to 2D transport in QWs leads to extension of the upper generation frequency of the OPTTR effect up to 5 times. This is confirmed by Fig. 5 which summarizes the results of our MC calculations for various bulk materials and 2D structures by presenting the generation bands for 3D and 2D cases. A considerable extension of about 3 times of the generation band in the 2D case into the higher frequency region is then evident.

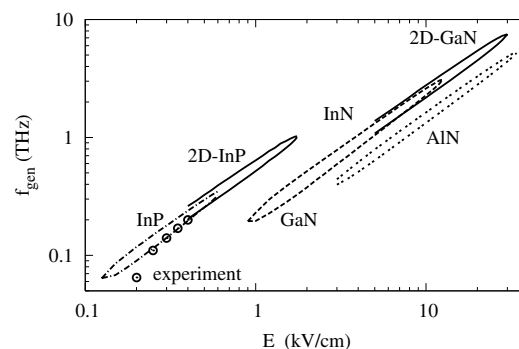


Figure 5 Generation bands as functions of the applied DC electric field calculated by the Monte Carlo method for bulk materials as well as for 12 nm InP and 5 nm GaN. Points show the generation frequency obtained experimentally in bulk InP [3].

3 Conclusion An universal analytical description of the OPTTR-assisted generation of THz radiation is developed in the framework of 2D transport in QW and HL. The influence of the bidimensional transport is shown to be characterized by a dimensionless parameter $k_0 d$, related to the effective width of the quantum structure and the optical phonon momentum. The optimal conditions for obtaining the THz amplification are investigated going from 3D to 2D transport and the width of the quantum structure is shown to influence the realization of OPTTR phenomenon: a compromise must be found in order to avoid upper band contribution while limiting scattering mechanisms in the passive region. In accordance with MC results, THz amplification is shown to be more favorable in the 2D case than in the 3D one: an extension of the maximum generation frequency up to 5 times is predicted for the case of 2D structures. Since for bulk materials the generation frequency is predicted to reach the maximum value in nitrides, their 2D structures are expected to be the most favorable for THz generation.

References

- [1] E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gružinskis, L. Reggiani, and L. Varani, *J. Nanoelectron. Optoelectron.* **2**(1), 11–35 (2007).
- [2] E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gružinskis, L. Reggiani, L. Varani, J.C. Vaissiere, and J.H. Zhao, *J. Appl. Phys.* **89**(2), 1161–1171 (2001).
- [3] L.E. Vorob'ev, S.N. Danilov, V.N. Tulupenko, and D.A. Firsov, *JETP Lett.* **73**, 219–221 (2001).
- [4] J. T. Lu and J. C. Cao, *Semicond. Sci. Technol.* **20**, 829–832 (2005).
- [5] K. W. Kim, V. V. Korotyeyev, V. A. Kochelap, A. A. Klimov, and D. L. Woolard, *J. Appl. Phys.* **96**, 6488–6491 (2004).
- [6] P. J. Price, *Ann. Phys.* **133**, 217 (1981).
- [7] P. J. Price, *Phys. Rev. B* **30**(4), 2234–2235 (1984).
- [8] T. H. Yu and K. F. Brennan, *J. Appl. Phys.* **91**, 3730–3736 (2002).

Room temperature coherent and voltage tunable terahertz emission from nanometer-sized field effect transistors

S. Boubanga-Tombet,¹ F. Teppe,² J. Torres,^{3,a)} A. El Moutaouakil,¹ D. Coquillat,² N. Dyakonova,² C. Consejo,² P. Arcade,² P. Nouvel,³ H. Marinchio,³ T. Laurent,³ C. Palermo,³ A. Penarier,³ T. Otsuji,¹ L. Varani,³ and W. Knap²

¹Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University, 2-1-1 Katahira, Aoba-Ku, Sendai 980-8577, Japan

²Groupe d'Étude des Semiconducteurs, UMR 5650 CNRS, Université Montpellier 2, 34095 Montpellier, France

³Institut d'Électronique du Sud, UMR 5214 CNRS, Université Montpellier 2, 34095 Montpellier, France

(Received 27 August 2010; accepted 1 December 2010; published online 28 December 2010)

We report on reflective electro-optic sampling measurements of terahertz emission from nanometer-gate-length InGaAs-based high electron mobility transistors. The room temperature coherent gate-voltage tunable emission is demonstrated. We establish that the physical mechanism of the coherent terahertz emission is related to the plasma waves driven by simultaneous current and optical excitation. A significant shift of the plasma frequency and the narrowing of the emission with increasing channel's current are observed and explained as due to the increase in the carriers' density and drift velocity. © 2010 American Institute of Physics. [doi:10.1063/1.3529464]

Nanometer sized transistors are extremely interesting for generation and detection of terahertz radiations because of the possibility of their integration with other optoelectronic devices. Plasma frequencies in nanotransistors' channels fall effectively in the terahertz range and are expected to be tunable by the gate voltage.^{1,2} The emission of terahertz radiations has been observed in different field effect transistor (FET) structures.^{3–9} One of the mechanisms responsible for tunable terahertz emission by FETs was proposed by Dyakonov and Shur.² In the frame of this theory, the electron flow in the channel can be unstable because of plasma waves' amplification by reflections on the channels' borders. The first observed terahertz generation from nanotransistors—which has been interpreted through the Dyakonov–Shur instability—appears with a thresholdlike behavior at a certain drain bias.⁷ The measured emission frequency corresponded to the lowest fundamental plasma mode in the gated region of the device. Later, Otsuji *et al.*¹⁰ proposed a novel high electron mobility transistor (HEMT) structure based on GaInAs with doubly interdigitated grating gates, succeeding in room temperature generation of terahertz radiations due to the coherent plasmon excitation.^{11,12} With standard GaN HEMT structures, El Fatimy *et al.*¹³ reported on incoherent room temperature terahertz emission, which was gate-voltage tunable.

In this letter we report on the first room temperature coherent and tunable terahertz emission from InGaAs-based HEMTs. A current driven spectral narrowing is also reported and interpreted as due to the enhancement of the carriers' drift velocity.

Experiments were performed on GaInAs HEMTs from InP technology with a gate-length value $L_g = 200$ nm. The threshold voltage was $V_{th} \approx -300$ mV. More precise description of HEMT layers can be found in Ref. 14. The room temperature terahertz emission measurements were performed using a reflective electro-optic sampling system

(Fig. 1). This time-resolved spectroscopy technique uses femtosecond pump and probe 1.55 μm laser beams with 80 fs pulse duration and 20 MHz repetition rate.⁸ The linearly polarized pump beam illuminating the device from the rear surface creates photocarriers via resonant interband excitation. The femtosecond profile of the photogenerated carriers can be decomposed in a sum of harmonics that excites all terahertz plasma modes. Therefore, the optical excitation induces terahertz generation by the enhancement of the plasma waves' amplification.

Concerning the detection part of the setup, a 120 μm thick CdTe electro-optic sensor crystal with a Si prism was put on the sample top surface. The probe beam, roughly cross polarized with respect to the pump beam, was led to the sensor normal to the prism surface, which is fully reflected at the CdTe surface back to the electro-optic detection block. The reflective index tensor is modulated proportionally to the electric field arisen at the crystal surface by Pock-

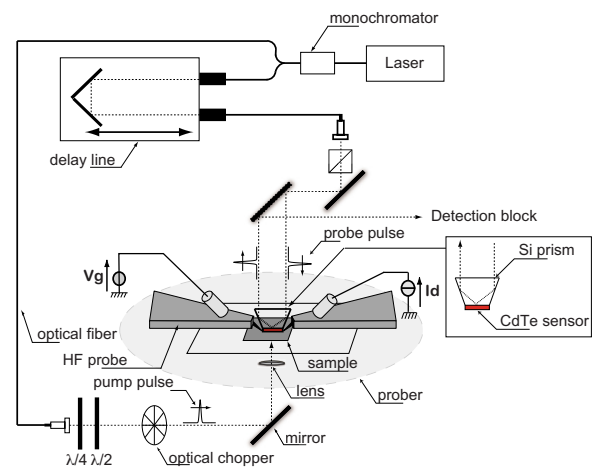


FIG. 1. (Color online) Experimental configuration of electro-optic sampling for measurements of terahertz emission.

^{a)}Electronic mail: jeremie.torres@univ-montp2.fr.

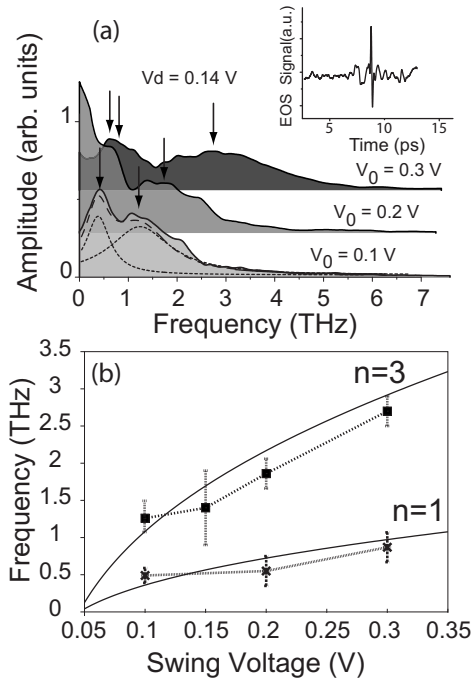


FIG. 2. (a) Measured field emission spectrum when the pump beam is shining the device varying the swing-voltage from 0.1 up to 0.3 V for $V_d = 0.14$ V. The dashed and dotted lines are Lorentzian fits at $V_0 = 0.1$ V. Insert: temporal response of the emission spectra. (b) Frequency dependence of the peaks with the swing-voltage. The solid lines are calculated using Eq. (1) with $n=1$ and $n=3$.

els effect. The electric field is then detected as a polarization change in the probe beam. Its temporal profile is reconstructed as a function of the delay between pump and probe pulses. The Fourier transform of the obtained temporal profile gives the terahertz spectra emitted by the sample. As the pump induced terahertz field is perfectly correlated with itself over the repetition rate, this stroboscopic technique gives access to the coherent part of the emitted field. To fulfill the plasma theory conditions, the HEMTs were (i) connected in common source configuration and (ii) biased at the drain by an external current source.¹⁵

Figure 2(a) shows an example of measured interferogram (insert) and the smoothed Fourier transformed spectra for different swing-voltages from $V_0 = V_g - V_{th} = 0.1$ V to $V_0 = 0.3$ V at constant drain voltage of $V_d = 0.14$ V. Lorentzian fits of the emission spectra have been used to determine the peak positions. A double Lorentzian fit (dotted and dashed lines) is also presented on the curve at $V_0 = 0.1$ V to show that the wide-band coherent emission bump is composed by two peaks. Both peaks shift to higher frequency values with the swing-voltage increasing from 0.1 up to 0.3 V. The frequency dependence of these peaks as a function of the swing-voltage is reported in Fig. 2(b). The low frequency peak ($n=1$, crosses) varies from 0.49 to 0.87 THz, whereas the high frequency peak ($n=3$, squares) varies from 1.26 to 2.7 THz. The solid lines are calculated using²

$$\begin{cases} f_n = \frac{n}{4} \frac{s}{L_{eff}} \left(1 - \frac{v^2}{s^2} \right) \\ n = 1, 3, 5, \dots \end{cases} \quad (1)$$

where f_n is the frequency of the n th plasma wave mode, $s = \sqrt{(eV_0/m^*)}$ is the plasma wave velocity, e is the electron

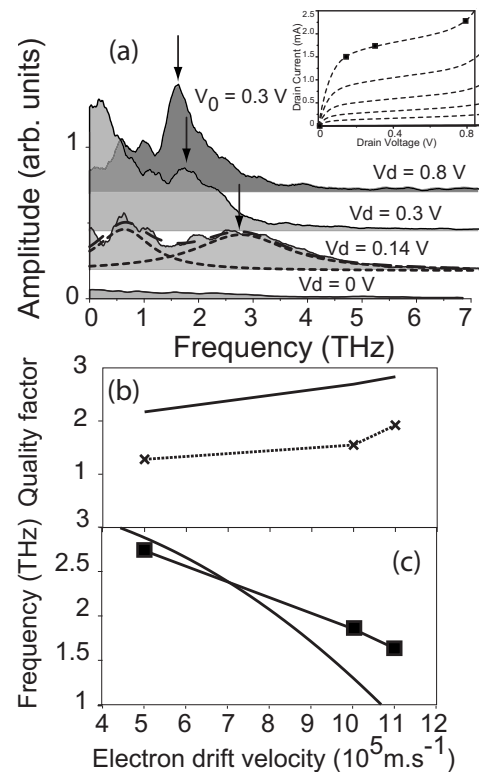


FIG. 3. (a) Emission spectra by varying the drain voltage from 0 up to 0.8 V. The dashed and dotted lines are Lorentzian fits of curve at $V_0 = 0.3$ V and $V_d = 0.14$ V. Insert: static output characteristics for a gate potential varying from -0.2 to 0 V with a 0.05 V step under illumination. (b) Quality factor and (c) peak frequency variation as a function of the average electron drift velocity.

charge, m^* is the electron effective mass in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, and $v = 5 \times 10^5 \text{ m s}^{-1}$ is the average electron drift velocity estimated using a hydrodynamic model¹⁶ at $V_0 = 0.3$ V and $V_d = 0.14$ V. We assume that the effective gate length is the length of channel controlled by the gate and defined as in Refs. 7 and 13 by $L_{eff} = L_g + 2d = 240$ nm, where d is the gate-to-channel distance. As one can note, the position of the emission peaks as a function of the gate bias follows the theoretical prediction. These results allow us to attribute the emission spectra to the optically enhanced plasma wave resonances. The lower frequency curve ($n=1$) corresponds to fundamental plasma mode and the higher one ($n=3$) to the third harmonic.

The insert of Fig. 3(a) shows the static output characteristics taken under illumination for a gate potential varying from -0.2 to 0 V with 0.05 V step. The squares indicate the applied drain voltages used in Fig. 3(a). The latter shows the variation of the emitted field spectrum as a function of the applied drain voltage for swing-voltage kept constant at $V_0 = 0.3$ V. The first curve corresponds to $V_d = 0$ V, for which a very weak emission is measured. When the drain voltage reaches 0.14 V, a double peak appears (see also Fig. 2). These results show that application of the drain current is necessary to trigger the terahertz generation. With increasing the drain current (i.e., the electron drift velocity), the amplitude of the high frequency peak increases and its linewidth clearly shrinks. A shift of this peak position to lower frequencies is also observed. In a FET with a dc flowing in the

channel, the plasma waves are carried along the channel by the electron flow.¹⁷ Therefore the drain current acts against the plasma wave damping and, thus, induces a shrinking of the resonance linewidth.

According to Ref. 18 the quality factor in the current driven regime is given by

$$Q = \omega\tau = 2\pi f \frac{\tau L_{\text{eff}}}{L_{\text{eff}} - 2v\tau}, \quad (2)$$

where τ is the momentum relaxation time. Figure 3(b) shows the quality factor of the resonances' linewidth experimentally determined by $Q=f/\Delta f$ as a function of the average electron drift velocity. This velocity was estimated using hydrodynamic model of Ref. 16 with our sample parameters. The crosses are experimental results and the solid line is calculated using Eq. (2). Figure 3(c) illustrates the peak frequency variation. The theoretical solid line was obtained by taking the same values of velocity. The squares are experimental results whereas the solid line is a calculation using Eq. (1). For both physical quantities, experimental results and calculations are in good quantitative agreement with plasma wave emission theory.

In conclusion, we have shown that the room temperature emission of terahertz electromagnetic waves from InGaAs nanometric HEMTs is coherent and can be tunable with the gate voltage. We have also shown that increasing the drain bias significantly modifies the emission spectrum by a red-shift and a clear narrowing of the resonance lines. The physical mechanism of the emission was shown to be due to the plasma wave resonances optically excited in the transistor channel under current driven regime. We have demonstrated that properly excited nanotransistors can pave the way for a new class of coherent, room temperature, and easily tunable terahertz sources.

The authors wish to thank Pr. M. Dyakonov for valuable discussions, and Pr. S. Bollaert and Dr. Y. Rollens (IEMN-UMR 5820) for providing the InGaAs transistors. This work was done in the frame of the TERALAB—GIS group. Supports from the SAKURA French-Japan grant, from the Japan

Grant in Aid for Scientific Research from JSPS Grant No. PE09049, from GDR-I Semiconductors sources and detectors of terahertz radiation network, and from the JST-ANR WITH project are also acknowledged.

- ¹A. Chaplik, Sov. Phys. JETP **35**, 395 (1972) [Zh. Eksp. Teor. Fiz. **62**, 746 (1972).
- ²M. Dyakonov and M. Shur, Phys. Rev. Lett. **71**, 2465 (1993).
- ³N. Dyakonova, F. Teppe, J. Lusakowski, W. Knap, M. Levinshtein, A. P. Dmitriev, M. S. Shur, S. Bollaert, and A. Cappy, J. Appl. Phys. **97**, 114313 (2005).
- ⁴N. Dyakonova, A. E. Fatimy, J. Lusakowski, W. Knap, M. I. Dyakonov, M.-A. Poisson, E. Morvan, S. Bollaert, A. Shchepetov, Y. Roelens, C. Gaquiere, D. Theron, and A. Cappy, Appl. Phys. Lett. **88**, 141906 (2006).
- ⁵K. Hirakawa, K. Yamanaka, M. Grayson, and D. Tsui, Appl. Phys. Lett. **67**, 2326 (1995).
- ⁶R. A. Höpfel, E. Vass, and E. Gornik, Phys. Rev. Lett. **49**, 1667 (1982).
- ⁷W. Knap, J. Lusakowski, T. Parenty, S. Bollaert, A. Cappy, V. V. Popov, and M. S. Shur, Appl. Phys. Lett. **84**, 2331 (2004).
- ⁸T. Otsuji, Y. Meziani, M. Hanabe, T. Ishibashi, T. Uno, and E. Sano, Appl. Phys. Lett. **89**, 263502 (2006).
- ⁹D. Tsui, E. Gornik, and R. Logan, Solid State Commun. **35**, 875 (1980).
- ¹⁰T. 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).
- ¹¹Y. M. Meziani, H. Handa, W. Knap, T. Otsuji, E. Sano, V. V. Popov, G. M. Tsybalov, D. Coquillat, and F. Teppe, Appl. Phys. Lett. **92**, 201108 (2008).
- ¹²A. El Moutaouakil, T. Watanabe, C. Haibo, T. Komori, T. Suemitsu, and T. Otsuji, J. Phys.: Conf. Ser. **193**, 012068 (2009).
- ¹³A. El Fatimy, S. Boubanga-Tombet, F. Teppe, W. Knap, D. Veksler, S. Rumyantsev, M. Shur, N. Pala, R. Gaska, Q. Fareed, X. Hu, D. Seliuta, G. Valusis, C. Gaquiere, D. Theron, and A. Cappy, Electron. Lett. **42**, 1342 (2006).
- ¹⁴F. Teppe, M. Orlov, A. E. Fatimy, A. Tiberj, W. Knap, J. Torres, V. Gavrilenko, A. Shchepetov, Y. Roelens, and S. Bollaert, Appl. Phys. Lett. **89**, 222109 (2006).
- ¹⁵In the following, the applied drain current values are given in terms of their corresponding drain-voltage values for readability consideration with the insert of Fig. 3.
- ¹⁶H. Marinchio, G. Sabatini, C. Palermo, J. Pousset, J. Torres, L. Chusseau, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gruzinskis, Appl. Phys. Lett. **94**, 192109 (2009).
- ¹⁷M. Dyakonov and M. Shur, IEEE Trans. Electron Devices **43**, 1 (1996).
- ¹⁸S. Boubanga-Tombet, F. Teppe, D. Coquillat, S. Nadar, N. Dyakonova, H. Videlier, W. Knap, A. Shchepetov, C. Gardes, Y. Roelens, S. Bollaert, D. Seliuta, R. Vadoklis, and G. Valusis, Appl. Phys. Lett. **92**, 212101 (2008).

Tunable plasma wave resonant detection of optical beating in high electron mobility transistor

J. Torres,^{a)} P. Nouvel, A. Akwoue-Ondo, and L. Chusseau

Centre d'Électronique et de Micro-optoélectronique de Montpellier, UMR 5507 CNRS, Université Montpellier 2, 34095 Montpellier, France

F. Teppe

Groupe d'Étude des Semiconducteurs, UMR 5650 CNRS, Université Montpellier 2, 34095 Montpellier, France

A. Shchepetov and S. Bollaert

Institut d'Électronique de Microélectronique et de Nanotechnologie, UMR 8520 CNRS, Université Lille 1, 59652 Villeneuve d'Ascq, France

(Received 21 September 2006; accepted 1 October 2006; published online 13 November 2006)

The authors report on tunable terahertz resonant detection of two 1.55 μm cw lasers beating by plasma waves in AlGaAs/InGaAs/InP high electron mobility transistor. The authors show that the fundamental plasma resonant frequency and its odd harmonics can be tuned with the applied gate voltage in the range of 75–490 GHz. The observed frequency dependence on gate bias is found to be in good agreement with the theoretical plasma wave dispersion law. © 2006 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.2388142]

Operating optic to electronic data conversion at the terahertz frequency range is one of the most promising issue of optoelectronic devices. Recently, experimental studies on the plasma resonant detection in high electron mobility transistors (HEMTs) and in a single and a double quantum well field effect transistor have been published.^{1–6} For submicron gate lengths, fundamental plasma frequencies reach the terahertz range.⁷ Terahertz detection by plasma waves is easily tunable by changing the gate voltage. Spectral profiles of terahertz plasma wave resonances were first reported by Otsuji *et al.*, the HEMT being excited by means of interband photoexcitation using the difference-frequency component of a photomixed laser beam.⁸ With a similar experiment, we investigate in this letter the plasma wave resonances excited in the channel of HEMTs by the beating of two cw lasers. We show that the plasma resonant frequencies follow the square-root dependence versus applied gate voltage as initially predicted by the Dyakonov-Shur theory.⁷

Experiments were performed using an AlGaAs/InGaAs/InP HEMT with gate length $L_g=800$ nm and a threshold voltage of $V_{th}=-150$ mV extracted from the transfer characteristics [inset (a) of Fig. 1]. The active layers consisted of a 200 nm $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ buffer, a 15 nm $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ channel, a 5-nm-thick undoped $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ spacer, a silicon planar doping layer of $6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, a 12-nm-thick $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ barrier layer, and a 10 nm silicon-doped $\text{In}_{0.53}\text{Al}_{0.47}\text{As}$ cap layer [inset (b) of Fig. 1].

The whole HEMT structure is transparent to the incident radiation except the InGaAs channel where the interband photoexcitation occurs. By using a tunable optical beating this photoexcitation is modulated over a large frequency range. Two commercially available cw laser sources centered at $\lambda_1=1543$ nm and $\lambda_2=1545$ nm are used. Each powerful laser (≈ 20 mW) can be tuned over the range of $\approx \pm 1$ nm by varying the temperature. Their mixing produces a tunable

optical beating from 0 to 600 GHz. The collimated beams are mechanically chopped at 120 Hz and focused onto the HEMT back side using an objective lens (spot size diameter $\approx 5 \mu\text{m}$). The photoconductivity response, due to the difference-frequency generation, is obtained by monitoring the modulation of the dc drain-to-source potential.

Figure 2 shows the photoconductive response versus excitation frequency at room temperature. The photoresponse intensity normalized to unity is plotted versus the excitation frequency Δf . The upper and lower panels of Fig. 2 show the room temperature photoconductive responses at $V_0=65$ mV and at $V_0=14$ mV, respectively. To discriminate the plasma resonant effect from the background, the photoconductive response under a zero Δf condition was also measured and subtracted from the original data. At $V_0=65$ mV, two peaks

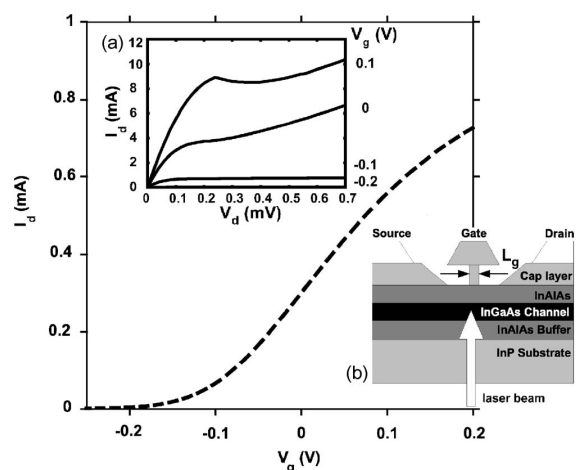


FIG. 1. Transfer characteristics of AlGaAs/InGaAs/InP HEMT. $L_g=800$ nm and $V_{th}=-150$ mV. Inset (a): output characteristics at $T=300$ K for $V_g=+0.1, 0, -0.1$, and -0.2 V. Inset (b): schematic of the InGaAs HEMT with the incoming photomixed laser beam by the rear facet.

^{a)}Author to whom correspondence should be addressed; electronic mail: torres@cem2.univ-montp2.fr

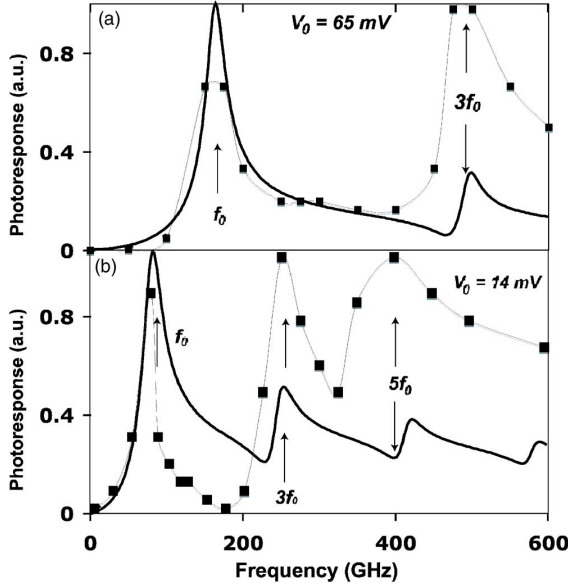


FIG. 2. (Color online) Photoconductive response vs excitation frequency ($0 \text{ GHz} \leq \Delta f \leq 600 \text{ GHz}$) for (a) $V_0 = 65 \text{ mV}$ and (b) $V_0 = 14 \text{ mV}$. Squares are experimental data joined by eye guidelines. Solid lines are calculation from Eq. (2). $V_d = 100 \text{ mV}$ to the source (ground). Arrows are for f_0 , $3f_0$, and $5f_0$.

are clearly observed and indicated by arrows. These peaks correspond to the plasma resonance at the fundamental frequency ($f_0 \approx 160 \text{ GHz}$) and third harmonic frequency ($3f_0 \approx 490 \text{ GHz}$). Like in Ref. 8 the peak intensity at 490 GHz is slightly stronger than that at 160 GHz . At $V_0 = 14 \text{ mV}$, the fundamental ($f_0 \approx 75 \text{ GHz}$), third harmonic ($3f_0 \approx 225 \text{ GHz}$), and fifth harmonic ($5f_0 \approx 375 \text{ GHz}$) plasma frequency peaks are observed. The drain is biased at $V_d = 100 \text{ mV}$. According to the theory developed in, Ref. 9, an accurate description of the resonance response of HEMTs for $V_d \neq 0$ implies the replacement of the momentum relaxation time $\tau = \mu m^*/e$ by an effective momentum relaxation time τ_{eff} given in

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \frac{1}{\tau} - \frac{2v_0}{L_g}, \quad (1)$$

where v_0 is the electron drift velocity, m^* is the electron effective mass, and $\mu = 13\,000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$. With increase of the drain-source voltage, the electron drift velocity increases leading to the increase of τ_{eff} . When $\omega_0 \tau_{\text{eff}}$ becomes on the order of unity, the detection becomes resonant, ω_0 being the fundamental plasma pulsation. The quality factor experimentally obtained from the linewidth [full width at half maximum (FWHM)] of the resonance for $V_0 = 65 \text{ mV}$ is $Q = \omega_0 \tau_{\text{eff}} \approx 1.2$. This value is in good agreement with the calculated values of $\omega_0 \tau_{\text{eff}} \approx 1$ obtained taking into account the electron drift velocity $v_0 \approx 8 \times 10^5 \text{ m s}^{-1}$ according to Monte Carlo simulation.¹¹ In order to determine the theoretical spectral response of plasma wave resonances, the experimental data are compared to the model developed by Ryzhii *et al.*¹² on the plasma mechanism of terahertz photomixing in HEMTs (solid lines in Fig. 2). The responsivity of the HEMT under illumination is

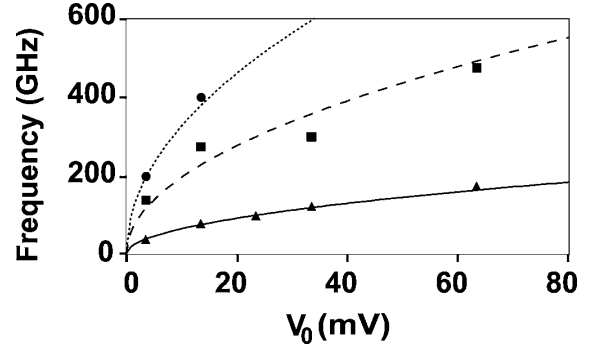


FIG. 3. Frequency dependence of the maxima of the plasma resonant peak vs swing voltage. Experiments: f_0 (\blacktriangle), $3f_0$ (\blacksquare), and $5f_0$ (\bullet). Lines are calculations using Eq. (4) with $L_g = 800 \text{ nm}$. Solid line is for f_0 , dashed line for $3f_0$, and dotted line for $5f_0$.

$$R_\omega = \frac{e \eta_\omega}{\hbar \Omega} \left(\frac{\tan(\beta_\omega L_g)}{\beta_\omega L_g} - 1 \right), \quad (2)$$

where $\hbar \Omega / e = 0.8 \text{ V}$, in accordance with the incoming radiation wavelengths of $\lambda_1 \approx \lambda_2 \approx 1.55 \mu\text{m}$, η_ω determines the excitation of the plasma oscillations by the photogenerated carriers, and β_ω is the wave vector of the plasma waves given by

$$\beta_\omega^2 = \frac{\omega(\omega + i\nu)}{s^2}, \quad (3)$$

$$s = \sqrt{\frac{eV_0}{m^*}},$$

s being the plasma wave velocity and ν the collision frequency of carriers in the absorption layer ($\nu = 1.5 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$). As given in Ref. 12, η_ω is a function of the carrier relaxation times τ_{eff} and of the beating pulsation ω . As a result, the FWHM of the plasma wave resonances obtained by the calculation with $\omega_0 \tau_{\text{eff}} = 1$ agrees well with experimental data which are spectrally broadened because of the lower quality factor of the terahertz “cavity.” The calculated resonant frequencies of the plasma waves obtained from this model are seen to be in good accordance with experiments in Fig. 2. It should be emphasized that these calculated results are obtained without any adjustable parameter. Only InGaAs material parameters such as electron effective mass ($m^* = 0.041 m_0$) and HEMT parameters (L_g, τ_{eff}) have been introduced in the calculation. A small discrepancy between model and experiments deals with the photoreponse peak amplitudes. They are nearly constant in experiments, whereas they are expected to decrease in the model when Δf increases. A possible explanation is that the model calculates the HEMT responsivity from the ac gate-channel current while we experimentally monitored the dc drain-source voltage, the transfer function between both being the I_d - V_d characteristic of the HEMT that is spectrally dependent.

The frequency dependence of the plasma waves is plotted in Fig. 3 versus the swing voltage. The experimental data for the fundamental frequency and its odd harmonics are obtained by picking up the frequency position of the plasma wave resonance maxima in Fig. 2 for several values of V_g . Lines are calculations using⁷

$$f_n = \frac{2n+1}{4L_g} s, \quad (4)$$

where $n=0,1,2,\dots$ and $L_g=800$ nm. Theoretical calculations well support experimental data for fundamental plasma wave frequency and its odd harmonics. In conclusion, the excitation of plasma waves in AlGaAs/InGaAs/InP HEMT channel was performed at room temperature by using a pair of commercially available cw lasers delivering a terahertz optical beating. We show that the fundamental plasma resonant frequency and its odd harmonics can be tuned with the applied gate voltage in the range of 75–490 GHz and follow the predicted square-root behavior. A good quantitative agreement between experiments and the Dyakonov-Shur theory is obtained.

Future works will involve shorter-gate-length devices to reach higher plasma frequencies, thus allowing ultrahigh optoelectronic data conversion.

This work was partly supported by a CNRS grant and special funding.

¹W. Knap, J. Lusakowski, T. Parenty, S. Bollaert, A. Cappy, V. V. Popov, and M. S. Shur, Appl. Phys. Lett. **84**, 2331 (2004a).

²W. Knap, F. Teppe, Y. Meziani, N. Dyakonova, J. Lusakowski, F. Boeuf, T. Skotnicki, D. Maude, S. Rumyantsev, and M. S. Shur, Appl. Phys. Lett. **85**, 675 (2004).

³X. 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).

⁴F. Teppe, M. Orlov, A. E. Fatimy, A. Tiberj, W. Knap, J. Torres, V. Gavrilenko, A. Shchepetov, Y. Roelens, and S. Bollaert, Appl. Phys. Lett. **89** (2006) (in press).

⁵F. Teppe, D. Veksler, V. Y. Kachorovski, A. P. Dmitriev, X. Xie, X.-C. Zhang, S. Rumyantsev, W. Knap, and M. S. Shur, Appl. Phys. Lett. **87**, 022102 (2005).

⁶E. A. Shaner, M. Lee, M. C. Wanke, A. D. Grine, J. L. Reno, and S. J. Allen, Appl. Phys. Lett. **87**, 193507 (2005).

⁷M. Dyakonov and M. Shur, Phys. Rev. Lett. **71**, 2465 (1993).

⁸T. Otsuji, M. Hanabe, and O. Ogawara, Appl. Phys. Lett. **85**, 2119 (2004).

⁹D. Veksler, F. Teppe, A. P. Dmitriev, V. Y. Kachorovskii, W. Knap, and M. S. Shur, Phys. Rev. B **73**, 125328 (2006).

¹⁰F. Teppe, W. Knap, D. Veksler, M. Shur, A. P. Dmitriev, V. Y. Kachorovskii, and S. Rumyantsev, Appl. Phys. Lett. **87**, 052107 (2005).

¹¹J. 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).

¹²V. Ryzhii, I. Khmyrova, A. Satou, P. O. Vaccaro, T. Aida, and M. Shur, J. Appl. Phys. **92**, 5756 (2002).

Ultraviolet surface-emitted second-harmonic generation in GaN one-dimensional photonic crystal slabs

J. Torres, M. Le Vassor d'Yerville, D. Coquillat, E. Centeno, and J. P. Albert

Groupe d'Etude des Semiconducteurs-UMR 5650, CNRS Université Montpellier II, 34095 Montpellier Cedex 5, France

(Received 3 December 2004; revised manuscript received 1 February 2005; published 26 May 2005)

We report on the observation of an exalted second-harmonic generation process related to a resonant effect inside a GaN photonic crystal slab. The measured enhancement factor, close to 10^4 , is the highest measured in this photonic crystal slab resonant configuration. This frequency conversion process is also successfully compared to a rigorous modeling using a scattering matrix formalism. In addition, an original polarization study is proposed, leading to an evaluation of the relative contributions of the fundamental and the second-harmonic modes resonances in the second-harmonic response magnitude.

DOI: 10.1103/PhysRevB.71.195326

PACS number(s): 42.70.Qs, 42.65.Ky, 78.66.Fd

Photonic crystals (PCs) are periodically textured structures exhibiting remarkable optical properties related to the strong perturbation of their electromagnetic dispersion curves.^{1,2} Among those properties, the most commonly mentioned is the emergence of frequency ranges called photonic band gaps inside which the propagation of light is forbidden. This band gap effect offers the attractive possibility to control the propagation of light through the introduction of defects inside the periodic photonic lattice. However, in addition to photonic band gaps, the high index contrast of the modulated slab is also responsible for a strong modification of the allowed bands. This is also of great interest since it generates high density of states regions, lying especially close to the band gaps. Inside these regions, an enhanced optical response of the PC slab is generally observed, and is associated with a strong concentration of the photonic modes energy inside small volumes. Within this framework, noticeable improvements of nonlinear optical properties has been demonstrated inside various PC structures.³⁻⁸

PC slabs are periodically etched films with a finite height providing a vertical confinement of electromagnetic modes by total internal reflection. However, most of the photonic modes are only partially confined inside the slab because of a diffractivelike coupling with the radiative continuum of the surrounding medium. These modes are then characterized by a finite lifetime inside the slab and suffer intrinsic vertical losses during their propagation inside the PC slab. This may severely limit the applicability of PC inside photonic integrated optical circuits.^{9,10} Recently, PC slab structures have nevertheless been proposed to be used as efficient vertical resonant cavities.¹¹ In this context, the diffractive external coupling process plays a positive role. First it allows injecting light inside the slab using a free standing wave impinging on the top surface of the textured slab. Inversely it is an excellent way to collect the enhanced light signal emitted from the surface, after the resonant interaction within the optically active slab material. This resonance phenomenon, associated to the strong energy localization of the PC modes, significantly enhances light-matter interaction. It can then be efficiently exploited in order to intensify nonlinear frequency conversion processes.¹² Such a resonantlike exaltation of optical nonlinear effects is similar to the “guided-wave reso-

nance” effect studied by Reinisch and Nevière inside guiding structures consisting of a homogeneous slab lying under a grating coupler.¹³ On the other hand, it is worth noting here that this frequency conversion enhancement within vertical resonance conditions differs fundamentally from the technique provided by “nonlinear photonic crystal”¹⁴ relying on a periodic inversion of the second-order susceptibility tensor $\chi^{(2)}$. The resonantly enhanced frequency conversion process was first proposed inside etched PC slab structures by Cowan *et al.*¹⁵ with theoretically predicted enhancement factors as high as 10^6 inside GaAs structures. Consecutively, experimental demonstrations of enhanced second-harmonic generation (SHG) have been performed inside GaAs planar PCs.^{16,17}

In this work, we report on the experimental demonstration of a giant SHG process inside a GaN 1D PC slab. GaN-based structures have already proven a massive impact on photonics and optoelectronics. Here they provide new possibilities concerning frequency conversion processes. The main improvement using GaN instead of GaAs lies in the ability to convert light from infrared to ultraviolet because of a wide transmission range from 365 nm to $13.5\ \mu\text{m}$. Despite GaN nonlinear second-order susceptibility $\chi^{(2)}$ is about 10 times lower than in GaAs, it is expected to be enhanced in the presence of internal piezoelectric fields induced by quantum wells.¹⁸ In this case, non-linear coefficients could be as high as inside GaAs. GaN also exhibits a high optical damage threshold¹⁹ and a good mechanical ruggedness.

The sample studied here consists of a 260 nm thick bulk GaN layer grown on the [0001] face of a sapphire substrate²⁰ and etched to obtain a succession of air stripes with a periodicity of 500 nm (see Fig. 1). The air filling factor and the stripes depth have been estimated to the respective values of 20% and 230 nm, by comparing the experimental band structure to the numerical one.²¹ The resonant SHG process follows the subsequent description: an incident radiation first impinges on the above surface of the PC slab with a plane of incidence perpendicular to the air stripes (ΓX direction). This incident radiation is characterized by its frequency ω and in-plane wave vector \mathbf{k}_{\parallel} . Inside the GaN part of the slab, the second-order induced polarization $\mathbf{P}_{2\omega}^{\text{NL}} = \epsilon_0 \chi^{(2)} : \mathbf{E}(\omega) \mathbf{E}^*(\omega)$ [where $\mathbf{E}(\omega)$ is the fundamental electric field] generates a

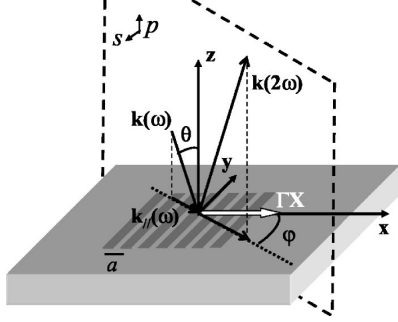


FIG. 1. Schematic representation of the 1D PC slab surface excited by an incident beam. a is the period of the photonic lattice, and θ and φ are, respectively, the incident and azimuth angles. $\mathbf{k}(\omega)$ is the wave vector of the incident beam, $\mathbf{k}_{\parallel}(\omega)$ is the in-plane component, and $\mathbf{k}(2\omega)$ is the wave vector of the radiated SH signal.

second-harmonic (SH) wave at 2ω which is reemitted from the surface in the surrounding vacuum. In this work, we only consider the 0th-order diffracted SH wave, so that this outgoing wave is characterized by the in-plane wave vector $2\mathbf{k}_{\parallel}$. With a uniform GaN slab, the frequency conversion process would remain limited by the refractive index dispersion of the material which induces a phase mismatch between the fundamental and SH interacting waves. The enhancement of the SHG process is here provided by the coupling with the PC resonant modes allowed by the folding of the photonic bands due to the periodicity. In this case, different exaltation situations with unequal effects exist. First, when the frequency ω and the in-plane wave vector \mathbf{k}_{\parallel} of the incident wave match the frequency and the Bloch wave vector of a resonant PC mode, the fundamental EM field is strongly confined within the PC core, inducing a significantly enhanced source of SHG. Secondly, the SH field can also match a resonant mode of the PC slab at $(2\omega, 2\mathbf{k}_{\parallel})$ which can be efficiently coupled back in the surrounding vacuum. The third situation relies on the simultaneous fulfillment of both previous resonance conditions, and results in an optimized nonlinear conversion. These three situations will be respectively called resonant-nonresonant (RNR), nonresonant-resonant (NRR), and resonant-resonant (RR) conditions. In the last case, the coincidence of the resonances is fully related to the periodicity of the refractive index and the resulting folding and mixing of the bands inside the first Brillouin zone, which involves inside the PC the fulfillment of the equality $2\mathbf{k}_{\parallel} = \mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{G}$, via a reciprocal lattice vector \mathbf{G} . For this reason, the RR condition is also often called a “quasi-phase matching” condition.¹⁵ The relative impact of the RNR, NRR, and RR situations on the nonlinear process magnitude is worth to be evaluated.

In order to highlight the occurrences of enhanced nonlinear response and their relation with resonances inside the PC slab, we first give results obtained by extending the linear scattering matrix formalism^{10,22} to the nonlinear response calculation. The solving of Maxwell equations is made assuming the fundamental EM field unperturbed by the SHG process. This is the undepleted pump approximation which is justified by low-efficiency conversion rates. Within this ap-

proximation, the calculation procedure²⁴ is simplified, as Maxwell equation at ω (fundamental frequency) and 2ω can be separately and successively treated.²³ In a first step calculation, Maxwell’s equations at the fundamental frequency ω are solved, which leads to the determination of the electric field distribution produced by the incident wave inside the nonlinear GaN material. In a second step, the induced nonlinear polarization is determined from the fundamental electric field, and is treated as a source term inside Maxwell’s equations solved at 2ω . This modeling takes into account the refractive index dispersion for GaN ($n=2.35$ for the fundamental wavelength, $n=2.55$ for the SH half wavelength). The induced polarization inside the GaN material (symmetry group $6mm$) is taken as^{25,26}

$$\mathbf{P}_x(2\omega) = 2\epsilon_0 d_{15} E_x(\omega) E_z(\omega),$$

$$\mathbf{P}_y(2\omega) = 2\epsilon_0 d_{15} E_y(\omega) E_z(\omega),$$

$$\mathbf{P}_z(2\omega) = \epsilon_0 d_{31} [E_x(\omega)^2 + E_y(\omega)^2] + \epsilon_0 d_{33} E_z(\omega)^2 \quad (1)$$

with $d_{15}=d_{31}=d_{33}/2=5.5$ pm/V. The in-plane isotropic distribution of the susceptibility tensor of the GaN layer is due to the alignment of the GaN crystal c axis with the z direction.

The lower graphs in Fig. 2 show, for two fixed values of k_{\parallel} ($k_{\parallel}a/2\pi=0.190$ and $k_{\parallel}a/2\pi=0.158$), the radiated second harmonic intensity normalized against the intensity generated from the equivalent untextured GaN layer. This normalization procedure is used in order to isolate the PC role. Obvious enhancements of the SHG process are observed and can be clearly attributed to resonances of the fundamental and/or the SH modes of the photonic lattice. This is confirmed by the calculated transmission spectra reported above each diagram, showing the linear response of the slab to a p -polarized incident radiation around both the fundamental (filled circles) and the SH (empty circles) frequencies. These spectra are calculated using again a linear scattering matrix treatment,²² and they bear out the emergence of Fano-like peaks occurring when the incident wave couples with a resonant mode of the slab. The resonant modes of interest here are labeled $2p$ and $5p$, according to the number of the corresponding photonic band and the polarization of the matching incident wave. The $3p'$ mode appearing in SH spectra is a second order mode and will not be used here. Figure 2(a) deals with NRR and RNR situations and the relative observed enhancements are coherent with a stronger influence of the resonance of the fundamental mode, compared to the resonance of the generated SH mode. In addition to the fact that other parameters such as the quality factors of the resonances have an influence on the enhancement factors, this is usually the case since the SH intensity has a square dependence on the fundamental field intensity.²⁷ In Fig. 2(b), the calculated SHG generation highlights a maximal and giant enhancement of the SH intensity by a factor 4.5×10^6 . This corresponds to the achievement of an RR condition, which is confirmed by the overlapping of the Fano peaks of the modes $2p$ and $5p$.

For a global insight of the SHG process in the GaN PC slab, Fig. 3(a) gives a 3D plot of the normalized SH response

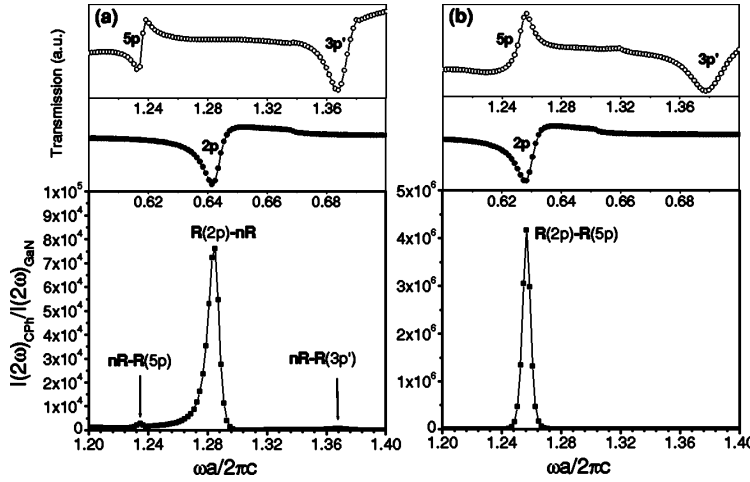


FIG. 2. Calculated normalized SH signal generated by the PC for fixed values of the in-plane wave vector, as a function of the radiated SH normalized frequency. The incident radiation is p polarized and the in plane wave vector is (a) $k_{||}a/2\pi=0.190$ and (b) $k_{||}a/2\pi=0.158$. Above are reported the corresponding linearly calculated transmission spectra at fundamental (filled circles) and SH frequency (empty circles).

as a function of the normalized frequency $\omega a/2\pi c$ and of the in-plane wave vector $k_{||}$ along the ΓX direction. Figure 3(b) represents an upper view of the SH response in a grey (color online) logarithmic scale. The lines superimposed on this map are the dispersion curves of the fundamental mode

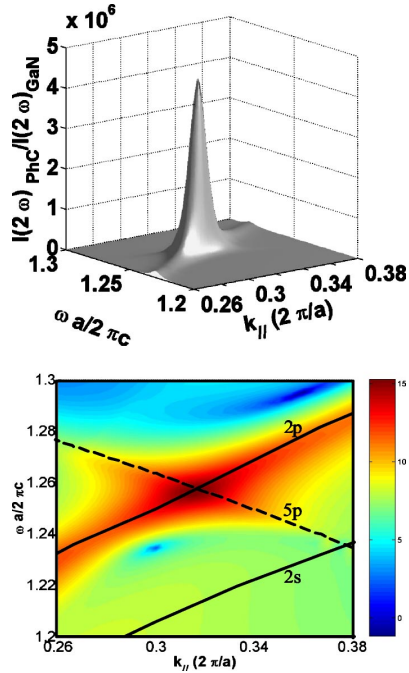


FIG. 3. (a) 3D insight of the numerical calculation of the normalized SH field intensity generated by the 1D PC along the ΓX direction. The x axis is the incident wave vector in $2\pi/a$ units whereas the y axis is the normalized frequency. (b) Photonic band structure of the 1D PC superimposed on the grey (color online) scaled map of the SHG response of the slab. The solid line represents the photonic mode dispersion curves at fundamental frequency plotted at twice of their in-plane wave-vectors and frequency whereas the dotted line represents the $5p$ mode dispersion.

(solid line) and the SH mode (dashed line) which are obtained by the scattering matrix poles calculation. The advantage of the poles determination is that it allows us a more precise and direct calculation of the intrinsic properties of the resonant modes of the slab.^{10,23} The giant SH peak in Fig. 3(b) is clearly associated to the crossing of the calculated dispersion curves: this corresponds to the fulfillment of the RR condition, and results in a maximal enhancement factor close to 5×10^6 . The single resonance conditions of both the $2p$ and $5p$ modes result in weaker enhanced peaks following exactly the corresponding photonic dispersion curves.

The above calculation procedure has demonstrated the existence of a RR condition occurring for a normalized frequency of 0.629 (wavelength 795 nm) and an in-plane component of the wave vector $k_{||}a/2\pi=0.158$ (angle of incidence $\theta=14.6^\circ$). The experimental demonstration of this giant SHG (the setup is described in Ref. 15) has been performed along the following lines: a p -polarized incident wave produced by a femtosecond laser beam at a fixed wavelength $\lambda=791$ nm impinges on the upper surface of the sample. In this setup, we suppose that the finite diameter of the beam does not cancel the role of the periodicity, as it covers about 80 periods of the PC. This fundamental incident wave generates a detectable SH radiated signal in the near UV (395 nm) which is detected from the above surface in a reflectionlike configuration. For the convenience of the procedure, the angle of incidence is fixed ($\theta=14^\circ$) in order to avoid the realignment of the detection system that would be needed for each θ value. The evolution of the nonlinear optical response of the sample is nevertheless studied as a function of the azimuth angle φ in order to highlight the SH field enhancement related to the achievement of the RR condition (Fig. 4). As in the numerical study, the intensity of the measured SH field generated by the PC slab is normalized against the intensity of the SH field generated by an unpatterned zone of the GaN sample. The experimental peak related to the RR condition reaches a 7500 times enhancement. This experimental result validates the previous modeling predictions. The discrepancies between the SH intensity exaltation experimentally measured and calculated are mainly attributed to the nonverticality of the stripe sidewalls, which decreases the vertical

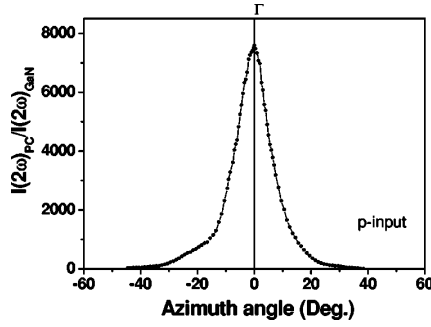


FIG. 4. Experimental azimuth variation of the normalized SH field intensity at $\lambda_{\text{fund}}=791$ nm. Filled circles denote SH light generated by a p -polarized pump field at $\theta=14^\circ$.

quality factors of the resonances. This reduces the modes lifetime inside the nonlinear medium, and consequently the effects of light-matter interaction.

In order to better understand the relative contribution of each resonant coupling (at ω and 2ω) in the SHG process, we have also experimentally examined the dependence of the SH signal intensity on the polarization angle of the incident beam. Starting from the RR conditions, the polarization of the pump was tuned from p to s polarization using a Babinet-Soleil compensator. The results are shown in Fig. 5. When the incident beam is p polarized ($\alpha=0^\circ$) we observe, as expected, the maximum SH signal. When the incident beam is s polarized ($\alpha=90^\circ$), no resonant mode is excited at the fundamental frequency, and the SH signal is divided by a factor 120. For the unpatterned GaN layer under equivalent illumination conditions, the decrease is only by a factor 4. We can then deduce that coupling simultaneously the fundamental field to the photonic mode $2p$ and the SH field to $5p$ (p -input- p -output configuration) is 30 times more efficient than coupling only to the SH field to $5p$ (NRR condition).

We have proposed in this paper a theoretical and experimental study of an efficient situation for the SHG process in a GaN PC slab. In the RR configuration explored here, a high enhancement of the SHG process is observed. The enhancement factor of 7500 is higher than the one measured before on the same sample.²¹ The prevailing role of the confinement

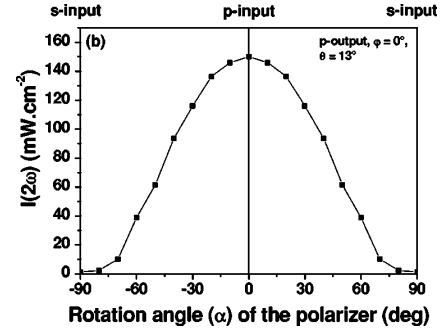


FIG. 5. Intensity of the p -polarized second harmonic generated in the 1D GaN PhC at 791 nm and for $\theta=14^\circ$ as a function of the polarization angle α of the fundamental beam, with an incident plane along the ΓX direction ($\varphi=0^\circ$).

of the fundamental EM field is moreover demonstrated using a continuous variation of the incident beam polarization. A successful comparison is found between the theoretical predictions and the experimental occurrence of the RR condition. These tools then constitute a powerful means for a further optimization of the PC aiming at optimizing the SH response intensity. They will in particular allow studying the influence of all the photonic structure parameters or the intrinsic characteristics of the resonant modes such as their vertical quality factor or the overlapping of the spatial energy distribution of the fundamental and SH modes. The anisotropy of such PC structures have not been considered here but it allows preserving the same RR condition on a wide range of wavelength. This should give rise to new opportunities such as the possibility to provide compact tuneable solid-state lasers. Furthermore, the same approach could be used in more general nonlinear cases, such as third-harmonic and parametric conversion.

The authors would like to acknowledge Olivier Briot, Sandra Ruffenach, and Roger Aulombard for the growth of GaN epitaxial layers, and David Peyrade and Yong Chen of the Laboratoire de Photonique et des Nanostructures UPR 20, for the fabrication of the PCs. Professor Didier Felbacq and David Cassagne are also gratefully acknowledged for various helpful suggestions.

¹E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett. **58**, 2059 (1987).

²S. John, Phys. Rev. Lett. **58**, 2486 (1987).

³J. Martorell and R. Corbalan, Opt. Commun. **108**, 319 (1994).

⁴J. Trull, R. Vilaseca, J. Martorell, and R. Corbalan, Opt. Lett. **20**, 1746 (1995).

⁵J. Martorell, R. Vilaseca, and R. Corbalan, Appl. Phys. Lett. **70**, 702 (1997).

⁶M. Scalora, M. J. Bloemer, A. S. Pethel, J. P. Dowling, C. M. Bowden, and A. S. Manka, J. Appl. Phys. **83**, 2377 (1998).

⁷M. Centini, C. Sibilia, M. Scalora, G. D'Aguanno, M. Bertolotti, M. J. Bloemer, C. M. Bowden, and I. Nefedov, Phys. Rev. E **60**, 4891 (1999).

⁸Y. Dumeige, P. Vidakovic, S. Sauvage, I. Sagnes, J. A. Levenson, C. Sibilia, M. Centini, G. D'Aguanno, and M. Scalora, Appl. Phys. Lett. **78**, 3021 (2001).

⁹P. Lalanne and H. Benisty, J. Appl. Phys. **89**, 1512 (2001).

¹⁰M. Le Vassor d'Yerville, E. Centeno, D. Cassagne, and J. P. Albert, Proc. SPIE **5450**, 181 (2004).

¹¹J. M. Pottage, E. Silvestre, and P. S. Russell, J. Opt. Soc. Am. A **18**, 442 (2001).

¹²J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan, Phys. Rev. **127**, 1918 (1962).

¹³R. Reinisch and M. Nevière, Phys. Rev. B **26**, 5987 (1982).

¹⁴V. Berger, Phys. Rev. Lett. **81**, 4136 (1998).

- ¹⁵A. R. Cowan and J. F. Young, Phys. Rev. B **65**, 085106 (2002).
- ¹⁶J. P. Mondia, H. M. van Driel, W. Jiang, A. R. Cowan, and J. F. Young, Opt. Lett. **28**, 2500 (2003).
- ¹⁷A. M. Malvezzi, G. Vecchi, M. Patrini, G. Guizzetti, L. C. Andreani, F. Romanato, L. Businaro, E. Di Fabrizio, A. Passaseo, and M. De Vittorio, Phys. Rev. B **68**, 161306(R) (2003).
- ¹⁸H. Schmidt, A. C. Abare, J. E. Bowers, S. P. Denbaars, and A. Imamoglu, Appl. Phys. Lett. **75**, 3611 (1999).
- ¹⁹D. Coquillat, J. Torres, D. Peyrade, R. Legros, J. P. Lascaray, M. Le Vassor d'Yerville, E. Centeno, D. Cassagne, J. P. Albert, Y. Chen, and R. M. De La Rue, Opt. Express **12**, 1097 (2004).
- ²⁰D. Peyrade, Y. Chen, L. Manin Ferlazzo, A. Lebib, N. Grandjean, D. Coquillat, R. Legros, and J. P. Lascaray, Microelectron. Eng. **57-8**, 843 (2001).
- ²¹J. Torres, D. Coquillat, R. Legros, J. P. Lascaray, F. Teppe, D. Scalbert, D. Peyrade, Y. Chen, O. Briot, M. Le Vassor d'Yerville, E. Centeno, D. Cassagne, and J. P. Albert, Phys. Rev. B **69**, 085105 (2004).
- ²²D. M. Whittaker and I. S. Culshaw, Phys. Rev. B **60**, 2610 (1999).
- ²³M. Nevière, E. Popov, and R. Reinisch, J. Opt. Soc. Am. A **12**, 513 (1995).
- ²⁴The very details of the nonlinear calculation procedure will be given elsewhere.
- ²⁵A. Yariv, *Optical Electronics* (Saunders, Philadelphia, 1991).
- ²⁶J. Miragliotta, D. K. Wickenden, T. J. Kistenmacher, and W. A. Bryden, J. Opt. Soc. Am. B **10**, 1447 (1993).
- ²⁷Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics* (Wiley, New York, 1984).

Microfluidic tunable dye laser with integrated mixer and ring resonator

J. C. Galas,^{a)} J. Torres, M. Belotti, and Q. Kou

Laboratoire de Photonique et Nanostructures, CNRS, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

Y. Chen

Laboratoire de Photonique et Nanostructures, CNRS, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

and Ecole Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, 75231 Paris, France

(Received 8 March 2005; accepted 27 May 2005; published online 22 June 2005)

We report on results of design and fabrication of a microfluidic dye laser that consists of a ring resonator, a waveguide for laser emission output, and microfluidic elements for flow control, all integrated on a chip. The optical resonator and the waveguide were obtained by photolithography, whereas microfluidic elements such as channels, valves, and pumps were fabricated by multilayer soft lithography. As results, the prototype device worked with a few nanoliters of Rhodamine 6G dye molecules in ethanol solution and showed a laser threshold of $\sim 15 \mu\text{J}/\text{mm}^2$ when optically pumped with a frequency doubled Nd:YAG laser at 532 nm wavelength. The modification of the laser output intensity due to photobleaching effect was characterized by changing the dye flow velocity through the cavity. In addition, the emission wavelength of the laser could be easily tuned by changing the dye molecule concentration with the integrated microfluidic elements. © 2005 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.1968421]

One of the main challenges for the rapidly growing field of microfluidics is to integrate multifunctionalities on a chip for a wide variety of applications, such as bioanalytical and biopreparative studies.¹ Among many others, integration of planar optical components is of great importance for the development of on-chip detection.²⁻⁴ One of the examples is the demonstration of the dye laser operation on a chip. Previously, it has been shown that laser microcavity can be integrated into a microfluidic system that can be used to produce desired laser emission peaks.⁵⁻¹⁰ The question of interest is how to control the lasing properties taking fully into account the advantage of microflow control. It is known that microvalves -pumps, and -mixers can be easily fabricated by using multilayer soft lithography methods.¹¹⁻¹³ The application of such a technology to dye lasers should allow one to control efficiently the dye flow and to increase the integration ability of microfluidic devices.

In this work, we report on results of the fabrication of a tunable and closed loop microfluidic dye laser with a minimum dye solution. The motivation for this study arises from two key features. First, microfluidic flow conditions allow to use small quantities of dye solution and to easily change the type of the dye solution. This should make it possible to use several types of dye solutions on the same chip, so that to produce laser emission peaks on different wavelength ranges. Second, the integrated microfluidic elements can be used to perform on-chip mixing so that the dye concentration and the laser emission wavelength can be tuned accurately.

In order to make the dye laser fabrication process compatible to the multilayer soft lithography methods, we have chosen a planar configuration for both polymer resonator and output waveguide. As shown in Fig. 1(a), our laser device consists of a *ring resonator* connected to a waveguide for laser emission output (right part), a *closed loop fluidic circuit* linked to a dye inlet, an ethanol injector and a waste (light

color), and the *control elements* (dark color) for valving, pumping, and mixing.

The ring resonator and the waveguide structures were first obtained by photolithography with 10 μm thick Micro-Chem SU-8 resist spin coated on a glass substrate [Fig. 1(b)]. Here, a flow channel was inserted in the ring resonator and one of the four mirrors (air chambers) is linked to an ethanol (of index $n=1.33$) injector for the modification of the mirror reflectivity. This optical resonator exploits the total internal reflection, due to the contrast index between the air ($n=1$) and the SU-8 ($n=1.59$).

Both fluidic circuit and control elements were fabricated by soft lithography techniques. First, the mold for control

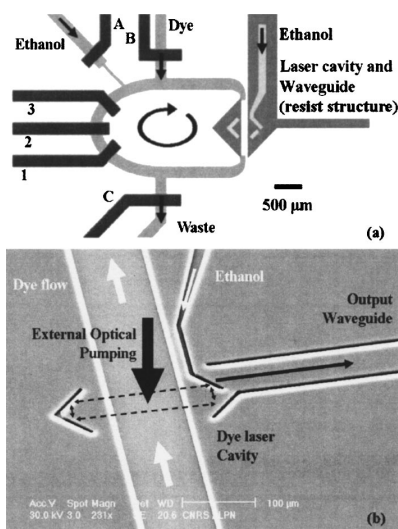


FIG. 1. (a) Schematic presentation of a tunable dye laser with a ring cavity and integrated microfluidic elements (The three adjacent control channels of the peristaltic pump are numbered 1, 2, and 3, whereas A, B, and C indicate the control channels of the fluid entrances and exit). (b) Scanning electron micrograph of the ring cavity made of SU-8 resist.

^{a)}Electronic mail: jean-christophe.galas@lpn.cnrs.fr

elements was obtained with a 50 μm thick SU-8 resist, whereas the mold for the fluidic circuit was fabricated in two steps using, respectively, a 10 μm thick SU-8 resist and a 10 μm thick Shipley SPR 220-7 resist. Here, the use of the SPR resist allows the fabrication of microchannels with a rounded cross section, which is helpful for easy operation of microvalving.¹¹ Second, polydimethylsiloxane (PDMS) elastomer was spin coated on the mold of the fluidic circuit. PDMS was then poured on the mold of the control elements with a 5 mm thickness. After the two PDMS layers were cross linked at 75 °C for 45 min, the thick layer was aligned and bonded on the fluidic channel layer at 75 °C for 1 h. At the end of the process, the PDMS assembly and the glass substrate with the ring resonator were subjected to an oxygen plasma surface treatment and finally bonded irreversibly.

The operation of multilayer PDMS microfluidic devices has already been described previously.¹³ In our experiments, all flow injection, mixing, and pumping were automatized using a PC and a home-made pressure interface. A pulsed Nd:Yag laser (532 nm, 0.5 ns, 5 kHz) was used as the excitation source. The pumping light was focused perpendicularly onto the active medium with a spot of 200 μm diameter. The dye laser emission through the SU-8 output waveguide was collected by a multimode optical fiber and analyzed with a spectrometer. The operation of the device is as follows. Firstly, the valve corresponding to the ethanol entrance is closed, and a pressure is applied to load ethanol and to fill the ring with dye. All the valves are then closed and the peristaltic pump is launched by actuating successively the three valves at a given frequency.

The dye speed in the fluidic loop depends on the pumping cycle frequency. In order to characterize the performance of the peristaltic pump, the flow velocity has been measured as a function of the actuation frequency of the pump valves. To do this, a small fluorescein solution volume (~ 1 nL) was injected into the loop and mixed with ethanol. During the operation, the fluorescence intensity was recorded automatically with a CCD camera at a given position in the loop. An example of the results is presented in Fig. 2(a). The time interval between two consecutive intensity maximums corresponds to a turn of the fluorescein in the loop.

In addition, it is also possible to change the dye concentration by opening the ethanol entrance valve [A on Fig. 1(a)] and the output valve (C) for a short time before starting the pumping cycle. Clearly, mixing of the fluorescein in the loop occurred during the first turns of the operation and the damping of the sinusoid presented before provides a characteristic mixing time [Fig. 2(a)].

The dependence of the flow velocity as a function of the actuation frequency of the peristaltic pump is displayed in Fig. 2(b), showing a peak value of 8 mm/s at 20 Hz. Finally, for our device the complete mixing does not exceed 5 s for a wide range of valve actuation frequencies (7–30 Hz).

The fluorescence and laser spectra were recorded for several pumping intensity as shown in Fig. 3. The inset displays the output power as a function of pumping energy density. A threshold of 15 $\mu\text{J}/\text{mm}^2$ is obtained at a Rhodamine 6G concentration of 10^{-2} mol/L and a flow velocity of 5 mm/s (corresponding to a flow rate of about 300 nL/min). The corresponding full linewidth at half-maximum is about 5 nm.

To investigate the influence of the flow velocity in a wide range, we replaced the closed loop fluidic circuit pre-

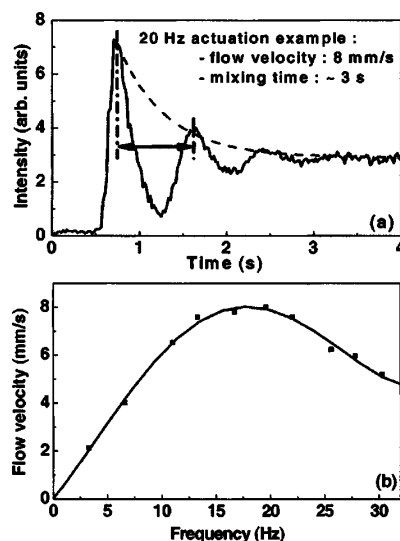


FIG. 2. (a) Measured intensity of a fluorescein volume mixed in the device: flow velocity and mixture time appear, respectively, in the time between two maximums of the intensity, which corresponds to a full rotation, and in the damping of the sinusoid, which characterizes the mixture time. (b) Flow velocity as a function of pumping actuation frequency.

sented in Fig. 1(a) by a simple channel connected directly to capillaries and small tanks at atmospheric pressure. The pressure difference between inlet and outlet (and thus the fluid velocity) is adjustable by changing the vertical distance between the two tanks. The flow velocity is measured by microparticle image velocimetry.¹⁴ Figure 4 displays the output intensity measured as a function of flow velocity. We noticed that when the flow velocity becomes larger than 1.5 mm/s, the emission intensity reaches a maximal value.

The above observed behavior can be explained by photobleaching effect, as described by Crimaldi for the fluorescence.¹⁵ Assuming the concentration is defined as the number of nonbleached dye molecule per unit volume, the fluorescence intensity could be described by

$$I_F \propto \iiint I_p(x,y,z)C(x,y,z)dx dy dz,$$

where I_F and I_p are the fluorescence and the pump laser intensity, respectively, and C is the dye concentration. Using this model, a numerical calculation of the fluorescence inten-

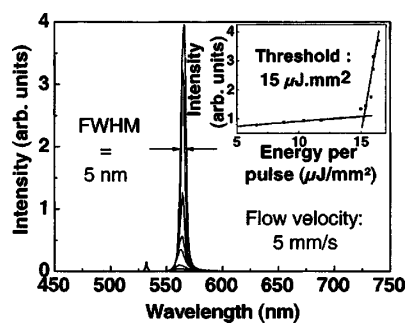


FIG. 3. Emission spectra obtained for different optical pumping powers. The inset displays the dye laser output power as a function of the optical pumping power and shows a 15 $\mu\text{J}/\text{mm}^2$ lasing threshold.

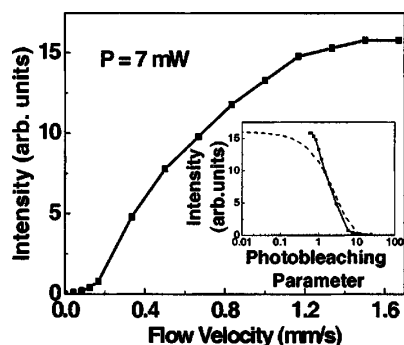


FIG. 4. Dye laser output power as a function of the flow velocity. The inset displays a comparison between the results of simulation (dashed line) and experiments (full squares) obtained for the output intensity as a function of photobleaching parameter.

sity has been carried out as a function of photobleaching parameter which is defined by the pumping laser intensity, the dye molecule quantum efficiency and the dye flow velocity. The result is reported in the insert of Fig. 4 (dashed line) and compared to the experimental data (full squares). A similar behavior can be observed: the output intensity decreases when the photobleaching increases. We noticed that to avoid photobleaching the dye flow speed must be larger than 1.5 mm/s, a value easily reachable with our peristaltic pump.

Finally, as wavelength emission depends on the dye concentration,¹⁶ the wavelength tuning was achieved by controlling precisely the injection of small quantity of ethanol into the mixer with the help of the integrated microvalves

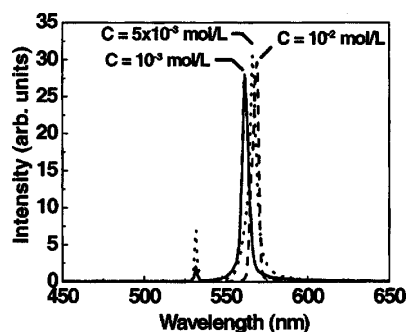


FIG. 5. Laser emission peaks, centered at 569, 567, and 561 nm, for three different dye concentrations obtained by injecting more and more ethanol in the dye solution.

and micropumps, as explained before. Figure 5 shows three emission peaks centered at 569, 567, and 561 nm, corresponding to dye concentrations of 10^{-2} , 5×10^{-3} , and 10^{-3} mol/L, respectively.

In conclusion, we have presented a simple but efficient way for the fabrication of tunable microfluidic dye lasers based on the integration of a microring resonator on a PDMS chip. The fact that a nanoliter dye solution can be used in a closed loop for a pumped laser emission and that the dye flow can be controlled precisely proved both optical and microfluidic compatibilities, thereby allowing a number of new applications. One of the examples of such applications could be laser induced fluorescence in bioanalysis. Finally, the flexibility and the versatility of the fabrication method together with the compact design (5 mm by 5 mm) are compatible with the requirement of large-scale integration of more functionalities.

The authors would like to thank Dr. A. Pépin, Dr. V. Studer, and Dr. P. Voisin for stimulating discussions and the LPN clean-room staff for technical assistance. This work was partially supported by European Commission through contract project Souvenir (IST-2001-37472) and Napa (IST500120).

- ¹A. Manz and H. Becker, *Microsystem Technology in Chemistry and Life Sciences* (Springer, Berlin, 1999).
- ²E. Verpoorte, *Lab Chip* **3**, 42 (2003).
- ³J.-C. Roulet, R. Völkel, H. P. Herzig, E. Verpoorte, N. F. De Rooij, and R. Dändliker, *J. Microelectromech. Syst.* **10**, 4 (2001).
- ⁴D. V. Vezenov, B. T. Mayers, D. B. Wolfe, and G. M. Whitesides, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 041104 (2005).
- ⁵B. Helbo, A. Kristensen, and A. Menon, *J. Micromech. Microeng.* **13**, 307 (2003).
- ⁶J. R. Wendt, M. E. Warren, W. C. Sweatt, C. G. Bailey, C. M. Matzke, D. W. Arnold, A. A. Carter, R. E. Asbill, and S. Samora, *J. Vac. Sci. Technol. B* **17**, 3252 (1999).
- ⁷Q. Kou, I. Yesilyurt, G. Escalier, J. C. Galas, L. Coureau, and Y. Chen, *Proc. SPIE* **5641**, 33 (2004).
- ⁸M. Gersborg-Hansen, S. Baslev, N. A. Mortensen, and A. Kristensen, *Microelectron. Eng.* **78–79**, 185 (2005).
- ⁹I. G. Kytina, V. G. Kytin, and K. Lips, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 4902 (2004).
- ¹⁰Y. Cheng, K. Sugioka, and K. Midorikawa, *Opt. Lett.* **29**, 17 (2004).
- ¹¹M. A. Unger, H.-P. Chou, T. Thorsen, A. Scherer, and S. R. Quake, *Science* **288**, 113 (2000).
- ¹²C. L. Hansen, M. Sommer, K. Self, J. M. Berger, and S. R. Quake, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **101**, 14431 (2004).
- ¹³V. Studer, A. Pépin, Y. Chen, and A. Ajdari, *Analyst (Cambridge, U.K.)* **129**, 944 (2004).
- ¹⁴J. G. Santiago, S. T. Wereley, C. D. Meinhart, D. J. Beebe, and R. J. Adrian, *Exp. Fluids* **25**, 316 (1998).
- ¹⁵J. P. Crimaldi, *Exp. Fluids* **23**, 325 (1997).
- ¹⁶F. P. Schäfer, *Dye Lasers* (Springer, Berlin, 1990).

Replication of photonic crystals by soft ultraviolet-nanoimprint lithography

Michele Belotti, Jérémie Torres,^{a)} Emanuel Roy, Anne Pépin, and Yong Chen^{b)}
Laboratoire de Photonique et Nanostructures, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

Dario Gerace and Lucio Claudio Andreani
Dipartimento di Fisica "A. Volta," Università degli Studi di Pavia, via Bassi 6, 27100 Pavia, Italy

Matteo Galli
Istituto Nazionale di Fisica della Materia, via Bassi 6, 27100 Pavia, Italy

(Received 26 July 2005; accepted 1 December 2005; published online 24 January 2006)

Nanoimprint lithography assisted by ultraviolet photopolymerization through a soft elastomer-based mold is applied to the fabrication of silicon-on-insulator slab photonic crystals for optical wavelengths. Variable angular reflectance is used to measure the dispersion of the photonic leaky modes. Experimental results are in good agreement with both theoretical calculations and previous results obtained by standard nanoimprint lithography as well as conventional nanofabrication techniques such as electron-beam lithography. © 2006 American Institute of Physics.
 [DOI: 10.1063/1.2159544]

I. INTRODUCTION

Nanolithography is finding increasing application in the field of optoelectronics and nanophotonics. One promising application lies in the fabrication of photonic structures with optical subwavelength periodicity such as two-dimensional photonic crystals (PhCs).^{1–4} Periodically patterned planar waveguides are indeed suited to control light behavior in quasi three-dimensional (3D) structures. By embedding a two-dimensional photonic lattice in a slab waveguide between lower index claddings, light confinement in the third direction is provided. These structures exhibit remarkable optical properties related to the strong modulation of electromagnetic waves, such as optical guiding obtained by the introduction of linear defects in the periodicity. Guiding occurs along the defect line, i.e., a missing row of holes forming the so-called W1 defect.⁵ In order to enhance this behavior, high dielectric contrast between core and claddings is required. For this reason and also for complete compatibility with complementary metal-oxide-semiconductor (CMOS) materials and processes, silicon-on-insulator (SOI) patterned waveguides are ideal candidates for realizing planar-integrated photonic devices.

The commonly used technique for the fabrication of PhCs for optical wavelength range is based on electron-beam lithography (EBL).⁶ Although EBL is a powerful high-resolution nanolithography technique, it is expensive and time consuming due to its direct write scanning beam operation, and therefore not suitable for mass production. Alternatively, low-cost emerging nanolithography techniques have been investigated. In particular, nanoimprint lithography,^{7–9} (NIL) has shown to be a cost-effective high-resolution replication method compatible with conventional pattern transfer techniques and was efficiently applied to PhC fabrication.^{10,11} However, the NIL process is based on hot

embossing of plastic polymers at high temperature and under high pressure which are not suitable for a number of applications. More recently, UV light-assisted NIL (UV-NIL) or step-and-flash imprint lithography,¹² (SFIL) has been developed which overcomes both the speed limitations due to the heating cycle and high pressure and the overlay restraints of standard NIL. In UV-NIL, a UV-transparent hard material template (typically quartz) is used to imprint a low-viscosity UV-curable prepolymer solution, which can be photopolymerized under UV exposure through the mold, at room temperature and under very low pressure. High-resolution patterns can be defined over a large surface by step and repeat imprinting, and optical alignment is also enabled. However, to our knowledge SFIL has never been applied to PhCs fabrication. Recently, a new approach, named soft UV-NIL, based on the use of soft material templates, was proposed for single-step large area pattern replication.¹³ A transparent silicone elastomer of low Young's modulus, polydimethylsiloxane (PDMS), is used for the fabrication by cast molding of soft molds ensuring conformal contact with large surfaces. Such an approach is attractive because of its simplicity, low cost, and high throughput. However, the resolution achievable with a single-layer PDMS stamp is limited due to deformation of the elastomeric pattern. As an example, PDMS deformation can induce a variation in the width of high-resolution defects changing drastically the optical properties of such PhCs waveguides. More recently¹⁴ we proposed a new trilayer stamp configuration which introduce a thin film of harder plastic material at the surface of the PDMS mold in order to reduce local deformation when stamping while ensuring single-step large area imprint.

In this paper, we report on the successful application of this innovative technique for the fabrication of two-dimensional PhCs in commercial SOI. The choice of material and spectral range is motivated by the integration of optical functions within silicon microelectronic chips and telecommunication application potentialities.

^{a)}Electronic mail: torres@cem2.univ-montp2.fr

^{b)}Also at Ecole Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, 75005 Paris.

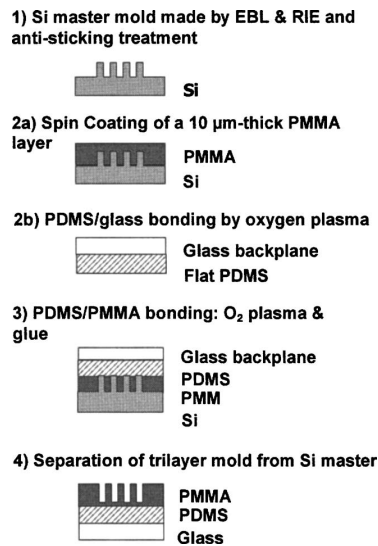


FIG. 1. Trilayer stamp fabrication process. (1) The silicon master is realized by high-resolution electron-beam lithography and is treated with TMCS by chemical-vapor deposition. (2) (a) A 10- μm -thick PMMA layer is spin coated onto the Si master. (b) The back surface of the PDMS buffer and glass slide are treated with an oxygen plasma before bonding them irreversibly. (3) PDMS is bonded onto the PMMA layer using an oxygen plasma and cyanoacrylate glue. (4) Glass/PDMS/PMMA assembly is separated from the Si master.

II. FABRICATION

Figure 1 describes the successive steps in the trilayer mold fabrication. The silicon master mold is fabricated by high-resolution EBL using a JEOL JBX5D2U vector scan electron-beam generator operating at 50 keV on a 150-nm-thick poly(methylmethacrylate) (PMMA) resist layer. A 20-nm-thick film of Ni is deposited after resist development. After lift-off, patterns were transferred into silicon by anisotropic SF_6/CHF_3 reactive ion etching (RIE) in a Nextrel NE 110 reactor with an etch depth of 250 nm. The pattern, made by EBL, is typically a triangular two-dimensional array of 200 nm diameter pillars with a periodicity of $a=400$ nm, displayed on the scanning electron micrograph (SEM) of Fig. 2. A line of pillars is missing each five periods in order to create a W1 line defects with supercell periodicity $d=5\sqrt{3}a$ along the ΓM direction of the PhC which is perpendicular to the defect direction.¹⁵ The width of defects can also be modulated in order to modify the optical properties of the PhC waveguide. The surface of the fabri-

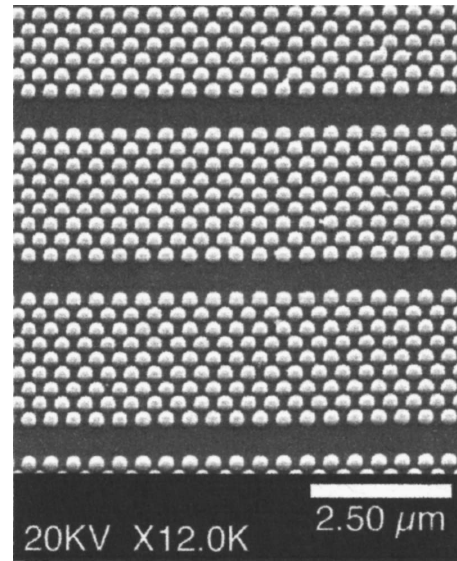


FIG. 2. Scanning electron micrograph of the silicon master containing a two-dimensional array of pillars: diameter 200 nm, periodicity 400 nm, and etch depth 250 nm. A line of pillars is missing each five periods in order to create a line of defects.

cated silicon mold is then treated with tri(chloromethylsiloxane) (TMCS), by chemical-vapor deposition, which forms a self-assembling monolayer for antiadhesion.

The next step is the realization of the thin plastic imprinting layer of the trilayer stamp. We chose the PMMA, a thermoplastic polymer of Young's modulus $E=5.2$ GPa, to achieve this purpose. A 10 μm thick of such a PMMA layer is spin coated on the silicon master and post baked for complete solvent evaporation. In parallel, the PDMS ($E=0.75$ MPa) buffer layer is obtained by casting a liquid prepolymer mixed with a cross-linking agent (commercially available GE RTV615 kit) on a flat unpatterned Si wafer and curing it at 80 °C for 1 h. The PDMS top surface is then irreversibly bonded to a glass slide by an oxygen plasma treatment. The PDMS bottom surface is then bonded to the PMMA layer with the help of cyanoacrylate glue. After 1 h at 80 °C, the (glass backplane/PDMS buffer/patterned PMMA layer) assembly can be separated from the silicon master. All mold materials are transparent in the 250–900 nm range.

For our soft UV-NIL process, illustrated in Fig. 3(a), a bilayer resist system was used in order to obtain resist pat-

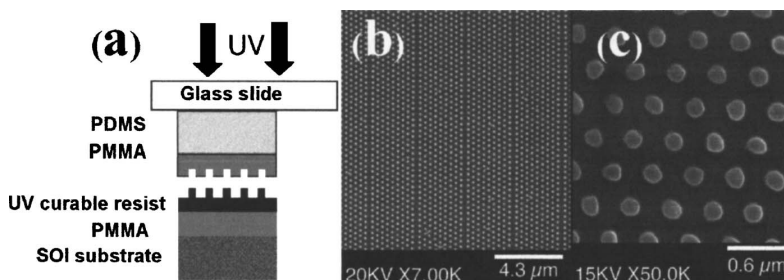


FIG. 3. (a) Schematic representation of the soft UV-NIL process. The trilayer stamp is lightly pressed into the NXR 2030 UV-curable liquid resist and UV exposed at room temperature. (b) The pattern is transferred in the PMMA layer by oxygen plasma using NXR 2030 resist as etching mask. (c) Zoom of (b) for clearer view of the transferred pattern.

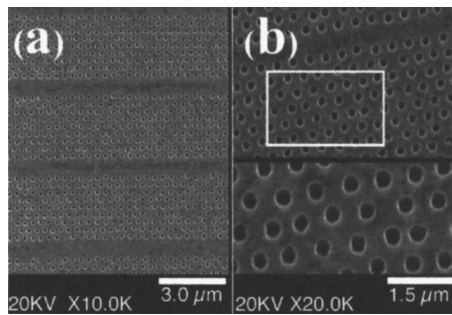


FIG. 4. (a) Scanning electron micrograph of the imprint after Ni lift-off in warm trichloroethylene. Ni is used as a mask for transfer in the SOI substrate. (b) Scanning electron micrograph of the soft UV-imprinted two-dimensional PhC after Ni mask removal. The pattern comprises 180 nm diameter holes with a periodicity of $a=400$ nm and an etch depth of 250 nm. The supercell periodicity $d=5\sqrt{3}a$ is clearly visible and contains the W1 defect mode.

terns with high aspect ratio and thus facilitate the metal lift off used for the pattern transfer into SOI. The bottom resist layer is a 200-nm-thick PMMA layer spin coated on the SOI substrate. A UV-curable organosilicon, with low viscosity, prepolymer NXR 2030 developed by Nanonex, is then spin coated over the PMMA layer. That top layer is used as the imprint resist. The soft UV-NIL process was carried out at an ultralow imprint pressure of 0.05 bar, under UV exposure at an intensity of 60 mW/cm^2 , and for 150 s [Fig. 3(a)]. After separation, the NXR 2030 residual layer and the underlying PMMA were etched by oxygen plasma RIE [see Figs. 3(b) and 3(c)] down to the SOI substrate, using the patterned NXR 2030 resist as an etch mask with selectivity close to 20 with respect to PMMA. A thin Ni layer is then evaporated onto the resist surface and lifted off by dissolution of PMMA in warm trichloroethylene, giving the structure shown in Fig. 4(a).

The Ni is then used as a mask for a second RIE step to etch the silicon top layer of the SOI structure, consisting in a 260-nm-thick silicon core on a $1\text{-}\mu\text{m}$ -thick SiO_2 cladding layer grown on a silicon substrate. A mixture with a SF_6 of 4 SCCM (standard cubic centimeter per minute) gas flow rate and CHF_3 of 8 SCCM gas flow rate at a 10 mT pressure and rf power of 15 W is used. The etching rate is typically 50 nm/min and RIE parameters are optimized to obtain nearly vertical sidewalls. Finally, the remaining Ni mask is removed in a 10% nitric acid solution. The achieved PhC structure is displayed in Fig. 4(b).

The final structure obtained by soft UV-NIL and subsequent RIE is a two-dimensional PhC slab of 180 nm diameter holes with a triangular periodicity of 400 nm and an etch depth of 250 nm. The defect line that appears each five periods is clearly visible.

III. RESULTS AND DISCUSSION

As can be seen in Fig. 4(b), a homogeneous imprinting is achieved, with a limited variation of the holes diameter $<15\%$ on a $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ area. The use of a trilayer mold produces an high-fidelity replication with a variation of the structures size (diameter) from 200 nm (Si mold) to 180 nm

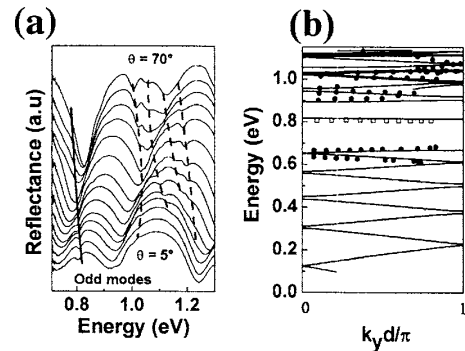


FIG. 5. Reflectance measurements along the ΓM orientation for the TE polarization on the PhC fabricated by soft UV-NIL and subsequent RIE. (a) The curves are vertically shifted for clarity. Curves from 5° to 70° with a 5° step are shown. Dashed curves indicate the position of the bulk mode resonances whereas the defect mode is indicated by a solid line. (b) Corresponding photonic bands folded into the reduced Brillouin zone due to supercell periodicity: experiments (empty squares for defect mode; filled circles for bulk modes) and theory (solid lines).

(PhC) due to NXR 2030 mask under etching during the oxygen RIE. For performance comparison, we have probed the photonic optical properties of our soft UV-nanoimprinted PhCs through optical characterization. The optical response of the sample in the radiative region, i.e., above the light line, has been probed by means of angle-resolved specular reflectance from the sample surface. The optical setup, inspired from that proposed by Astratov *et al.*,¹⁶ is used for the determination of the photonic band dispersion of SOI-based PhCs. It relies on the observation of the coupling between the incoming beam and photonic modes in the periodically patterned slab, which gives rise to resonant features in the optical spectra. The evolution of these features as a function of incidence angle leads to a determination of the in-plane wave vector at a given frequency. The detail of this technique has been reported elsewhere.¹⁷

In Fig. 5(a) we display the variable angle reflectance spectra of our soft UV-NIL-fabricated PhC sample along the ΓM direction for a TE polarized incident light. The angle of incidence is varied from 5° to 70° with a 5° step. The curves are shifted by an arbitrary quantity in order to facilitate viewing. The curves display a prominent interference pattern due to multiple interference occurring at the core-cladding and cladding-substrate interfaces of the SOI guide. Superimposed to the interference fringes, several sharp features that mark the excitation of photonic modes are clearly visible in the spectra. Similar spectra were obtained on PhCs realized by high-resolution EBL.^{15–19} While bulk resonances (dashed curves) are characterized by strong dispersions as a function of the angle of incidence, the defect mode (solid line) is dispersionless at about 0.8 eV.¹⁵ The width of these resonances is much smaller than that obtained from PhCs realized by standard NIL, and roughly the same as EBL-made PhCs.^{10,15} These results demonstrate the high quality of our trilayer stamp soft UV-NIL approach.

A plot of the energy positions of the resonances as a function of the in-plane wave vector along the ΓM direction of symmetry is given in the diagrams of Fig. 5(b). Filled

circles (empty squares) correspond to the energy dispersion of the photonic bulk modes (defect mode). Theoretical curves are obtained by a method that we have recently reported,²⁰ in which the magnetic field is expanded onto the basis consisting of the guided modes of a homogeneous air/Si/SiO₂ waveguide. The dielectric constant in the core layer is taken to have an average value. The equation for the magnetic field is transformed into a linear eigenvalue problem which is solved by numerical diagonalization. A supercell approach is used to take into account the defect periodicity. Taking the origin of the z axis in the middle of the slab, specular reflection with respect to the (x,y) plane is a symmetry operation. We consider here only odd bulk modes ($\sigma_{xy}=+1$) along the ΓM direction of symmetry because in this direction these modes show a photonic band gap between 0.67 and 0.86 eV in which the defect appears. In addition, defect mode is classified according to reflection symmetry $\sigma_{kz}=\pm 1$ with respect to the plane bisecting the channel. Only odd defect mode ($\sigma_{kz}=+1$) along ΓM direction is represented in Fig. 5. Notice that the modes are folded into a reduced Brillouin zone ($-\pi/d; \pi/d$) due to the supercell periodicity.¹⁵ Very good agreement is found by comparing the curves obtained by the extraction of the experimental resonance energies and the theoretically calculated ones [circles and squares versus solid lines in Fig. 5(b)]. This comparison proves the ability of soft UV-NIL to produce high-quality photonic crystal slabs with or without defects.

IV. CONCLUSIONS

In conclusion, we have demonstrated the fabrication of two-dimensional PhCs for optical wavelengths by an innovative nonconventional nanofabrication technique, soft UV-NIL using trilayer molds. Variable angular reflectance has been used to measure the dispersion of the leaky photonic modes of the system, showing very good agreement with numerical modeling results. Soft UV-NIL therefore appears as a simple, low-cost, fast-operation, imprint-based nanolithography technique, compatible with conventional pattern transfer techniques.

We would like to mention that one of the motivations of developing soft UV-NIL is to apply such a technique to a

variety of semiconductor materials, such as GaAs, InP, and GaN, which are classically used for optoelectronics applications. Our previous experiences have shown that it is quite difficult to apply thermal NIL techniques on delicate materials because of the relative high-applied pressure (GaAs and InP wafers are much fragile than Si wafers). With the soft UV-NIL technique demonstrated in this work, it should be possible to work not only with fragile samples but also to avoid the possible degradations of the sample's quality due to thermal processes.

ACKNOWLEDGMENTS

This work was partly supported by the European Commission through Research Projects SOUVENIR (IST-2001-37472) and NaPa (IST500120).

¹E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett. **58**, 2059 (1987).

²S. John, Phys. Rev. Lett. **58**, 2486 (1987).

³K. Sakoda, *Optical Properties of Photonic Crystals* (Springer, Berlin, 2001).

⁴S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, *Photonic Crystals: The Road from Theory to Practice* (Kluwer, Dordrecht, 2002).

⁵S. G. Johnson, P. R. Villeneuve, S. Fan, and J. D. Joannopoulos, Phys. Rev. B **62**, 8212 (2000).

⁶D. Peyrade *et al.*, Microelectron. Eng. **61–62**, 529 (2002).

⁷S. Y. Chou, P. R. Krauss, and P. J. Renstrom, Science **272**, 85 (1996).

⁸S. Zankovych, T. Hoffmann, J. Seekamp, J.-U. Bruch, and C. M. Sotomayor Torres, Nanotechnology **12**, 91 (2001).

⁹J. Haisma, M. Verheijen, K. Heuvel, and J. Berg, J. Vac. Sci. Technol. B **14**, 4124 (1996).

¹⁰M. Belotti, M. Galli, D. Bajoni, L. C. Andreani, G. Guizzetti, D. Decanini, and Y. Chen, Microelectron. Eng. **73–74**, 405 (2004).

¹¹A. Chen, S. J. Chua, C. G. Fonstad, B. Wang, and O. Wilhelm, Advanced Materials for Micro- and Nano-Systems (2005).

¹²M. Colburn *et al.*, Proc. SPIE **3676**, 379 (1999).

¹³U. Plachetka, M. Bender, A. Fuchs, B. Vratzov, T. Glinsner, F. Lindner, and H. Kurz, Microelectron. Eng. **73–74**, 167 (2004).

¹⁴E. Roy, Y. Kanamori, M. Belotti, and Y. Chen, Microelectron. Eng. **78–79**, 689 (2005).

¹⁵M. Galli, M. Belotti, D. Bajoni, M. Patrini, G. Guizzetti, D. Gerace, M. Agio, L. C. Andreani, and Y. Chen, Phys. Rev. B **70**, 081307 (2004).

¹⁶V. Astratov, M. Skolnick, S. Brand, D. Z. Karimov, R. M. Stevenson, D. Whittaker, and I. Culshaw, IEE Proc.: Optoelectron. **145**, 398 (1998).

¹⁷M. Galli *et al.*, Phys. Rev. B **65**, 1 (2002).

¹⁸V. Pacradouni, W. Mandeville, A. Cowan, P. Paddon, J. Young, and S. R. Johnson, Phys. Rev. B **62**, 4204 (2000).

¹⁹D. Coquillat *et al.*, Opt. Express **12**, 1097 (2004).

²⁰L. C. Andreani and M. Agio, IEEE J. Quantum Electron. **38**, 891 (2002).