



**JOURNEES SCIENTIFIQUES, *WORKSHOP***

**NANO, MÉSO, MICRO : SCIENCES ET INNOVATIONS  
POUR LA RADIO ET LA PHOTONIQUE**

***NANO, MESO, MICRO: SCIENCE AND INNOVATION  
FOR RADIO AND PHOTONICS***

**22 / 23 MARS, 2022**

**TELECOM PARIS, INSTITUT POLYTECHNIQUE DE PARIS, PALAISEAU**



**ACTES *PROCEEDINGS***

Crédit illustration de couverture : Atelier Isatis – Dijon  
*Cover image Crédit: Atelier Isatis - Dijon*

Bienvenue cher.es conférenciers !

Je suis très heureux de vous accueillir pour les journées scientifiques d'URSI-France 2022, organisées sous l'égide de l'Académie des Sciences et hébergées par le nouveau campus de Télécom Paris, l'Institut Polytechnique de Paris à Palaiseau. Cette année, le thème retenu pour la conférence est *"Nano, méso, micro : science et innovation pour la radio et la photonique"*. Bien que reposant sur des concepts physiques très puissants, de nombreuses technologies abordées dans le cadre de ces journées diffusent aujourd'hui vers de très nombreuses applications à fort potentiel d'innovation.

Ces journées ont pour but de réunir les communautés scientifiques concernées par la conception, la compréhension et la modélisation des phénomènes physiques et l'intégration des micro, méso et nanocomposants. Ces derniers exploitent des semi-conducteurs classiques ou de nouveaux matériaux et ciblent la micro et la nanoélectronique, les radiosciences, l'optoélectronique et la photonique quantique. Dans ce contexte, le workshop sera organisé autour de sessions orales, principalement introduites par des conférences « keynote » et des exposés invités, présentant l'état de l'art et / ou les développements les plus récents des domaines concernés.

A cet effet, je souhaiterais remercier chaleureusement nos deux conférenciers keynotes, à savoir la Dr Anaïs Dréau (Université de Montpellier), qui donnera une conférence sur les émetteurs à photon unique dans le silicium, et le Pr Nuno Carvalho (Université de Aveiro), qui abordera la transmission d'énergie sans fil par faisceau avec transmission d'informations. Je remercie également nos orateurs invités : Dr. Nadia Belabas (C2N), Dr. Sébastien Bidault (Institut Langevin), Dr. Philipp del Hougne (IETR), Dr. Robert Stockill (QphoX), et Dr. Roland Teissier (mirSense).

Les journées débuteront mardi matin par une session axée sur les technologies quantiques et leurs applications, avec des intervenants issus à la fois du milieu universitaire et de l'industrie. Ensuite, nous poursuivrons avec une session sur les métamatériaux et composants, les micro et nano-antennes et la reconfigurabilité. Mardi après-midi, nous aurons une session sur les systèmes micro et nanophotoniques, plasmoniques et mésoscopiques. Le mercredi matin, nous commencerons par une session axée sur les nouveaux composants et l'instrumentation pour la radio. Nous enchaînerons mercredi après-midi avec une session sur les composants photoniques et l'intégration avant de terminer par une séance de clôture.

Outre les sessions susmentionnées, URSI-France remettra l'édition 2022 du prix de thèse en radiosciences et de la médaille d'URSI-France. Son Assemblée générale aura également lieu mercredi, en début d'après-midi.

Je tiens à remercier profondément toutes les personnes impliquées dans les comités scientifique et d'organisation et à souligner le soutien très important des sponsors et des exposants, lesquels apportent une valeur et une visibilité supplémentaire à l'événement.

Enfin, nous proposerons aux contributeurs des meilleurs articles la possibilité de publier leurs travaux sous forme étendue, soit dans un numéro spécial des Comptes rendus Physique de l'Académie des sciences, soit dans la Revue de l'Electricité et de l'Electronique (REE). Nous espérons que les auteurs sollicités dans ce but répondront positivement.

Je vous souhaite à toutes et tous de très belles JS 2022 !

Prof. Frédéric Grillot,  
Télécom Paris, France.

*Welcome, dear delegates!*

*I am very happy to welcome you at the URSI-France 2022 workshop, organized under the auspices of the French Academy of Sciences and hosted by the brand-new campus of Telecom Paris, Institut Polytechnique de Paris in Palaiseau. The conference focuses on "Nano, meso, micro: science and innovation for radio and photonics". Although based on very powerful physical concepts, many of the technologies addressed in the workshop disseminate towards applications, offering advanced solutions with high innovation potential.*

*The workshop intends to bring together the scientific communities concerned with the design, the understanding and modeling of physical phenomena and the integration of micro, meso and nanocomponents. The latter are based on classical semiconductors or on new materials and target micro and nano electronics, radio science, optoelectronics, and quantum photonics. In this context, the workshop will be organized around oral sessions, mostly introduced by keynote and invited speakers presenting the state of the art and / or the most recent developments and followed by selected contributed papers.*

*Let me now warmly thanks Dr. Anaïs Dréau (University of Montpellier), who will deliver a keynote talk on single-photon emitters in silicon, and Prof. Nuno Carvalho (Universidade de Aveiro), who will deliver the second one on beamed wireless power and information transmission. I will also specially acknowledge our invited speakers: Dr. Nadia Belabas (C2N), Dr. Sébastien Bidault (Institut Langevin), Dr. Philipp del Hougne (IETR), Dr. Robert Stockill (QphoX), and Dr. Roland Teissier (mirSense).*

*The workshop starts on Tuesday morning by a session focused on quantum technologies and their applications, with speakers both from academia and industry. Then, we will move forward with a session on metamaterials and components, micro and nano-antenna, reconfigurability. On Tuesday afternoon we will have a session on micro and nanophotonic, plasmonic and mesoscopic systems. On Wednesday morning we begin with a session focused on new components and instrumentation for radio. We finish Friday with a session where delegates can learn about Photonic component and integration. We conclude the conference with a closing session.*

*Furthermore, in addition to the aforementioned sessions, URSI-France will remit the 2022 edition of the Radioscience PhD prize and of the URSI-France award. Its General Assembly will also take place on Wednesday, early afternoon. Finally, I want to deeply thank all the people involved in the scientific and organizing committees, and acknowledge the support of sponsors and exhibitors, providing further value and visibility to the event.*

*Last but not the least, we will offer for the best presentations the possibility to be published as an extended paper, either in a special issue of the Comptes rendus Physique de l'Académie des sciences or in the Revue de l'Electricité et de l'Electronique (REE). We hope that the authors solicited to that aim will respond positively.*

*I wish you all a very nice JS 2022!*

*Prof. Frédéric Grillot,  
Télécom Paris, France.*

# Table des matières

<b>Page_de_couverture_Actes_6.pdf</b>	<b>1</b>
<b>Technologies quantiques et applications</b>	<b>1</b>
Taming many modes or photons with integrated and fibered optics, Belabas Nadia	1
Single-photon emitters at telecom wavelengths in silicon, Dréau Anaïs . . . . .	4
Quantum Transduction for Networked Quantum Computation, Stockill Robert .	5
<b>Métamatériaux et composants, micro et nano-antennes, reconfigurabilité I</b>	<b>6</b>
Reaping The Full Potential of Artificial Intelligence for Programmable Metamaterials: The Example of Intelligent Computational Meta-Imaging, Del Hougne Philipp . . . . .	6
<b>Métamatériaux et composants, micro et nano-antennes, reconfigurabilité II</b>	<b>8</b>
Métasurfaces pour les radômes : Camouflage de joints diélectriques, Cacocciola Riccardo [et al.] . . . . .	8
Réflecteur multibande à métamatériaux, Gonçalves Licursi De Mello Rafael [et al.]	18
Analyse circuit équivalent d'un absorbant radar à métasurface, Lopez Tanguy [et al.] . . . . .	20
Graphene and liquid crystal-based multifunctional 1D asymmetric cavity for tunable metasurfaces., Magno Giovanni [et al.] . . . . .	28
Fast and sensitive THz detector based on miniaturized optomechanical resonator, Liu Jiawen [et al.] . . . . .	31

<b>Micro et nanophotonique, plasmonique et systèmes mésoscopique</b>	<b>36</b>
Purcell Effect in Plasmonic and Dielectric Optical Nanoantennas, Bidault Sebastien	36
Optical addressing for sub-micrometer pixels, Crouzier Marius [et al.] . . . . .	38
Oblique mesoscopic self-collimation: lossless, and diffraction-less light beam propagation, Monmayrant Antoine . . . . .	43
In-Liquid Microwave Characterization Using Evanescent Coaxial Probing Augmented With Nanorobotics, Petit Ronan [et al.] . . . . .	46
 <b>Nouveaux composants et instrumentation pour la radio I</b>	 <b>53</b>
Communications Tag à Tag Passives en RFID UHF, Lassouaoui Tarik [et al.] . .	53
Réseau de capteurs sans fil et sans batterie télé-alimentés par transfert d'énergie électromagnétique radiative, Loubet Gaël [et al.] . . . . .	59
Beamed Wireless Power and Information Transmission, Nuno Carvalho . . . . .	68
 <b>Nouveaux composants et instrumentation pour la radio II</b>	 <b>69</b>
Mmw channel sounder for dynamic SIMO measurement, Gallee François [et al.] .	69
scikit-rf: une librairie open-source en Python pour la simulation, l'analyse et la calibration de dispositifs micro-ondes, Hillairet Julien . . . . .	78
Development Status of Millimeter Wave GaN Schottky Doublers above W-band for the Implementation of European Terahertz Sources for Astronomy and Astrophysics, Mondal P. [et al.] . . . . .	87
Towards near-zero-power logic gates based on capacitive MEMS devices operating in adiabatic regime, Marković Aleksandra [et al.] . . . . .	90
 <b>Composants photoniques et intégration I</b>	 <b>96</b>
Oscillation paramétrique dans un peigne de fréquence laser à cascade quantique, Chomet Baptiste [et al.] . . . . .	96
Applications de l'optoélectronique et photonique MIR aux capteurs de gaz, Teissier Roland . . . . .	99

<b>Composants photoniques et intégration II</b>	<b>100</b>
Laser à boîtes quantiques InAs/GaAs de 1.3-um insensible à la température et à la rétroaction, soumis à la modulation d'amplitude multi-niveaux, Ding Shihao [et al.] . . . . .	100
Laser à cavité externe accordable sur 174 nm intégrant une puce à boîtes quantiques, Ehlert Jannik F. [et al.] . . . . .	106
Passive modelocking of MIR QCLs using graphene as a saturable absorber, Outafat Amine [et al.] . . . . .	113
<b>Liste des auteurs</b>	<b>121</b>
<b>JS22_4_de_Couverture_4.pdf</b>	<b>121</b>

# Technologies quantiques et applications



## **La photonique quantique fibrée et intégrée pour mettre en forme ou au pas beaucoup de modes ou de photons indiscernables**

Taming many modes or photons with integrated and fibered optics

---

*Nadia Belabas \**

*Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies C2N, CNRS, Université Paris-Saclay,  
10 boulevard Thomas Gobert, Palaiseau France nadia.belabas@c2n.upsaclay.fr*

---

*Integrated quantum photonics, multimode entanglement generation and manipulation, n-indistinguishability*

---

### **Résumé/Abstract**

Multimode entangled states and n-indistinguishable photon states are important resources for quantum information. We demonstrate how a selected set of promising sources and integrated and fibered circuits can achieve versatile entanglement, frequency qudits manipulation and n-indistinguishability measurement.

Les états intriqués multimodes et les états à n de photons indiscernables sont des ressources importantes pour l'information quantique. Nous démontrons comment un ensemble choisi de sources prometteuses et de composants intégrés et fibrés peut permettre la mise en forme de l'intrication, une manipulation de qudits fréquentiels et une mesure d'indiscernabilité à n photons.

### **1 Scaling up optical modes for quantum information**

Many recent efforts for quantum technology applications harness photons pairs, single photons and other non-classical states of light. Photons indeed do not need to be trapped or cooled, their interaction with the environment is weak, and hence the lifetime and robustness of the states are high. Photons in the near infrared regime are especially appealing for quantum information because of the wealth of building blocks and off-the-shelf cheap devices in the telecom toolbox. The brightest single photon sources are, as of now, single emitters closer to the visible spectral domain. In addition, photons have several degrees of freedom to encode information: frequency, polarization, time, path, angular momentum and fluctuations of quadratures. Scaling up protocols harnessing an increasing number of photons or modes to reach meaningful quantum advantage or non-classical operation requires stable, compact, scalable circuits and schemes.

### **2 Taming multitude: Versatile entangler on chip, frequency gates and n-indistinguishability**

We shall discuss sources and schemes for i) multimode quantum state generation on chip in the telecom wavelength regime, ii) frequency bins and iii) indistinguishable single photons manipulation in fibered circuits or on chip (see Figure). In the continuous variable encoding framework, we theoretically demonstrate that various cluster states, appropriate for quantum networks and measurement-based quantum computing, can be generated in realistic arrays of nonlinear waveguides with a single optical setup, using pump and measurement shaping only (i). Our findings are platform independent, thus compatible with the next generation of thin film waveguides, and they are supported by a comprehensive framework. In the discrete variable regime, we are implementing quantum gates and interferences in the frequency domain (ii) and directly quantify n-indistinguishability of path encoded photons (iii) with two promising platforms: SOI microring resonators emitting photon pairs around at 1540 nm and quantum-dot-based sources emitting 925 nm single photons respectively. All these schemes harness integrated and fibered optics for compact, multimode and (towards) scalable demonstrations.

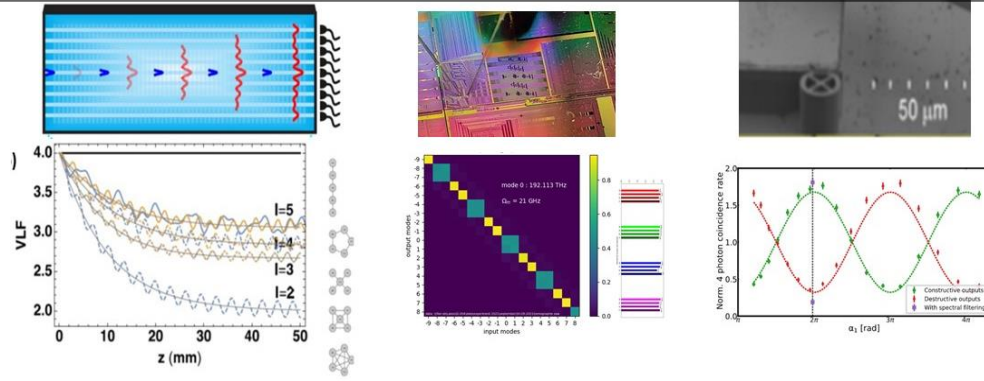


Figure: Left (i) – Top: Array of nonlinear waveguides in a spontaneous parametric down conversion configuration yielding (bottom) versatile multimode entanglement [1]. Middle (ii) – Top: Fiber injected SOI microring to build (bottom) parallelized Hadamard gates in the frequency domain. Right (iii) – Top: Single-emitter in a micropillar to achieve (bottom) direct measurement of 4 photon indistinguishability [2]

\*Nadia Belabas acknowledges co authors and co workers : D. Barral<sup>1,2</sup>, A. Henry<sup>1,3</sup>, K. Bencheikh<sup>1</sup>, L. Vivien<sup>1</sup>, C. Ramos<sup>1</sup>, E. Cassan<sup>1</sup>, M. Walschaers<sup>2</sup>, I. Zaquine<sup>3</sup>, V. Parigi<sup>2</sup>, J. A. Levenson<sup>1</sup>, N. Treps<sup>2</sup>, M. Pont<sup>1</sup>, R. Albiero<sup>5</sup>, S. E.Thomas<sup>1</sup>, N. Spagnolo<sup>6</sup>, F. Ceccarelli<sup>3</sup>, G. Corrielli<sup>3</sup>, A. Brioussel<sup>4</sup>, N. Somaschi<sup>4</sup>, H. Huet<sup>1</sup>, A. Harouri<sup>1</sup>, A. Lemaître<sup>1</sup>, I. Sagnes<sup>1</sup>, F. Sciarrino<sup>6</sup>, R. Osellame<sup>5</sup>, A. Crespi<sup>5</sup> and P. Senellart<sup>1</sup> [<sup>1</sup>LKB, Sorbonne Université, CNRS, ENS-PSL, Collège de France, <sup>2</sup>LTCI, CNRS, Telecom ParisTech, I.P. Paris <sup>3</sup> Quandela <sup>4</sup> Milan <sup>5</sup> Rome] **and more specifically the hard work of David Barral and now Antoine Henry, Mathias Pont and Sarah E. Thomas.**

These works were supported by the Agence Nationale de la Recherche through the INQCA project and the Paris Ile-de-France region in the framework of DIM SIRTEQ. European Union’s Horizon 2020 research and innovation programme under the PHOQUSING project GA no. 899544, by the European Union’s Horizon 2020 Research and Innovation Programme QUDOT-TECH under the Marie Skłodowska Curie Grant Agreement No. 861097, by the French RENATECH network

## Références bibliographiques

- [1] D. Barral, K. Bencheikh, J. A Levenson, and N. Belabas Phys. Rev. Research 3, 013068 (2021) D Barral, M. Walschaers, K. Bencheikh, V. Parigi, J. A Levenson, N. Treps, and N. Belabas Phys. Rev. Applied 14, 044025 (2020)
- [2]. Mathias Pont, Riccardo Albiero, Sarah E. Thomas, Nicolò Spagnolo, Francesco Ceccarelli, Giacomo Corrielli, Alexandre Brioussel, Niccolò Somaschi, Hélio Huet, Abdelmounaim Harouri, Aristide Lemaître, Isabelle Sagnes, Nadia Belabas, Fabio Sciarrino, Roberto Osellame, Pascale Senellart, Andrea Crespi arXiv quant-ph 2201.13333

**Émetteurs de photons uniques télécom dans le silicium**  
*Single-photon emitters at telecom wavelengths in silicon*

Anaïs Dréau<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire Charles Coulomb, Université de Montpellier and CNRS, 34095 Montpellier, France,  
anaïs.dreau@umontpellier.fr

*Mots clés (en français et en anglais) : silicium, photons uniques, atomes artificiels, technologies quantiques/  
silicon, single photons, artificial atoms, quantum technologies*

The boom of silicon in semiconductor technologies was closely tied to the ability to control its density of lattice defects [1]. After being regarded as detrimental to the crystal quality in the first half of the 20th century [2], point defects have become an essential tool to tune the electrical properties of this semiconductor, leading to the development of a flourishing silicon industry [1]. At the turn of the 21st century, progress in Si-fabrication and implantation processes has triggered a radical change by enabling the control of these defects at the single level [3]. This paradigm shift has brought silicon into the quantum age, where individual dopants are nowadays used as robust quantum bits to encode and process quantum information [4]. These individual qubits can be efficiently controlled and detected by all-electrical means [4], but have the drawback of either being weakly coupled to light [5] or emitting in the mid-infrared range [6] unsuitable for optical fiber propagation. In order to isolate matter qubits that feature an optical interface enabling long-distance exchange of quantum information while benefiting from well-advanced silicon integrated photonics [7], one strategy is to investigate defects in silicon that are optically-active in the near-infrared telecom bands [8, 9].

In this talk, I will present our latest results on the isolation of single fluorescent defects in silicon [10,11,12]. These artificial atoms feature a single-photon emission directly in the telecom bands adapted for long-distance propagation in optical fibers. They are observed at single-defect scale in silicon-on-insulator wafers at 10K using confocal microscopy. This technique makes it possible to isolate not only well-known defects from the literature, such as the G-center or the W-center [13], but also to detect unreported defects in ensemble measurements. Given the advanced control over nanofabrication and integration in silicon, these individual artificial atoms are promising systems to investigate for Si-based quantum technologies, including integrated quantum photonics and quantum communications.

- [1] Yoshida and Langouche, Defects and Impurities in Silicon Materials, Ed. Springer (2015).
- [2] Queisser and Haller, Science 281, 945 (1998).
- [3] Morello et al., Nature 467, 687 (2010).
- [4] He et al., Nature 571, 371 (2019).
- [5] Steger et al., Science 336, 1280 (2012).
- [6] Morse et al., Science Advances 3, e1700930 (2017).
- [7] Silverstone et al., IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics 22, 390 (2016).
- [8] Bergeron et al., PRX Quantum 1, 020301 (2020).
- [9] Weiss et al., Optica 8, 40 (2021).
- [10] Redjem et al., Nature Electronics 3, 738 (2020).
- [11] Durand et al., Physical Review Letters 126, 083602 (2021).
- [12] Baron et al., arXiv:2108.04283 (2021).
- [13] G. Davies, Physics Reports 176, 83-188 (1989).

---

## Quantum Transduction for Networked Quantum Computation

---

**Robert Stockill<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*QphoX, Lorentzweg 1, Delft, 2628CJ, Netherlands, rob@qphox.eu*

---

*Keywords: Quantum Transduction, Frequency Conversion*

---

### **Abstract/Résumé**

Quantum transduction between microwave and optical frequencies enables the interconnection of microwave-frequency quantum processors through low-loss optical channels at room temperature. This talk will detail how nanoscale mechanical oscillators can provide an effective intermediary between the widely separated frequency bands, enabling conversion with sufficiently low noise and high efficiency to transduce a quantum state.

The physical carrier of quantum information plays a crucial role in how the information is processed, communicated and measured. Encoding quantum information in microwave-frequency photons has allowed for the development of circuit [1] and spin-based [2,3] quantum information processing. These architectures allow for on-chip scaling of qubit numbers, and have resulted in world-leading devices in terms of qubit count and performance fidelity, however require milliKelvin-scale temperatures to operate. On the other hand, optical photons at telecom wavelength are a natural carrier for quantum information, benefitting from particularly low loss rates in optical fibers [4], an effectively noise-free environment at room temperature and near-unity efficiency single-photon detection technology.

Interconverting quantum states between the microwave and frequency domains will enable the quantum information processed by many quantum computers to be - for the first time - brought out of the cryogenic environment and routed over long distances to other systems. This process will allow for both networked quantum computing architectures, as well as the inclusion of quantum processors in future long-distance quantum communication networks.

Nonetheless, transducing a quantum state between the microwave and optical domains places stringent requirements on the performance of the conversion hardware, in particular the efficiency and the added noise levels. While many solutions with different conversion mechanisms exist, at QPhoX we focus on using a mechanical intermediary in the conversion chain [5]. Confined mechanical states can form high-efficiency interfaces with both microwave and optical frequency photons, mediating the conversion process without requiring excessive optical powers.

In this talk I will provide a background to the field of quantum transduction, and discuss how the unique challenges involved in converting the frequency a quantum state over five orders of magnitude motivate the design, fabrication and operation of our quantum transducers. I will cover progress we have made in this direction [6], how our solution compares to complementary approaches, and the remaining developments in the field. I will also cover the use-cases of the technology we are currently targeting, and how they set new benchmarks for the transducers to be of practical use.

### **References**

- [1] F. Arute et al. *Nature* **574** 505 (2019)
- [2] M. Veldhorst et al. *Nature* **526** 410 (2015)
- [3] N. W. Hendrickx et al. *Nature* **591** 580 (2021)
- [4] K. Nagayama et al. *Electron. Lett.* **38** 1168 (2002)
- [5] M. Forsch et al. *Nat. Phys.* **16** 67 (2020)
- [6] R. Stockill et al. *arXiv:2107.04433* (2021)

# Métamatériaux et composants, micro et nano-antennes, reconfigurabilité I

---

**Reaping The Full Potential of Artificial Intelligence for Programmable  
Metamaterials:  
The Example of Intelligent Computational Meta-Imaging**

---

*Philipp del Hougne<sup>1</sup>**<sup>1</sup> Univ Rennes, CNRS, IETR - UMR 6164, F-35000, Rennes, France, philipp.del-hougne@univ-rennes1.fr*

---

*Keywords: Programmable Metamaterials; Artificial Intelligence; Intelligent Imaging;*

---

I will discuss opportunities for synergizing programmable metamaterial hardware with emerging tools from artificial intelligence (AI), focusing in particular on applications to computational imaging.

The most common use of AI is in the realm of data interpretation and thus in the digital world. But programmable metamaterials offer the opportunity to shape wave-matter interactions in the physical world and thus the process of data acquisition. To date, most metamaterial research groups unnecessarily limit the role of AI to data interpretation.

Programmable meta-atoms can be interpreted as trainable physical weights. Therefore, hybrid analog-digital artificial neural networks can be conceived that contain both physical and digital weights, yielding an end-to-end pipeline that includes both physical data acquisition and digital data analysis. These concepts are relevant to all settings in which tailored wave-matter interaction is used to extract or transfer information. In imaging and sensing, programmable metamaterials are used for computational imaging. In wireless communication, programmable metamaterials are often referred to as reconfigurable intelligent surfaces and used to shape wireless channels for a desired purpose. In both scenarios, wave propagation in the scattering system can be intelligently tailored such that it simultaneously already performs a part of the subsequent data analysis. Thereby, remarkable improvements of a wide range of metrics such as latency and energy efficiency can be achieved.

For concreteness, I will discuss intelligent computational meta-imaging in detail. Conventional compressive computational meta-imagers indiscriminately acquire all scene information in a task-agnostic measurement process that aims at a near-isometric embedding; in contrast, intelligent computational meta-imagers highlight task-relevant information in a task-aware measurement process that is purposefully non-isometric. The measurement process of intelligent computational meta-imagers is thus simultaneously an analog wave processor that implements a first task-specific inference step “over-the-air”. This merging of the physical world of metamaterial engineering and the digital world of AI enables the remarkable latency gains of intelligent computational meta-imagers.

I will conclude by looking forward to how computational meta-imagers may be endowed with cognitive abilities in the future.

## References

[1] C. Saigre-Tardif, R. Faqiri, H. Zhao, L. Li, and P. del Hougne, “Intelligent Meta-Imagers: From Compressed to Learned Sensing,” [arXiv:2110.14022](https://arxiv.org/abs/2110.14022), 2021.

# Métamatériaux et composants, micro et nano-antennes, reconfigurabilité II

---

**Métasurfaces pour les radômes : Camouflage de joints diélectriques**  
*Metasurfaces for radomes: Camouflaging of dielectric seams*

---

**R. Cacocciola<sup>1,2</sup>, B. Ratni<sup>1</sup>, N. Mielec<sup>2</sup>, E. Mimoun<sup>2</sup>, S. N. Burokur<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> LEME, UPL, Univ Paris Nanterre, F92410 Ville d'Avray, France

<sup>2</sup> Saint-Gobain Research Paris, 93300 Aubervilliers, France, riccardo.cacocciola@saint-gobain.com

---

*Mots clés : métasurface, radôme, camouflage.*

*Keywords: metasurface, radome, camouflaging.*

---

### **Résumé/Abstract**

Une solution à base de métasurfaces est présentée pour l'amélioration des performances de structures radômes terrestres. Le problème de diffusion parasite due aux joints à forte permittivité de radôme est traité en intégrant des métasurfaces dans le volume du joint diélectrique. Une approche basée sur la théorie des lignes de transmission est utilisée pour modéliser le joint à métasurfaces afin de calculer analytiquement l'impédance de surface qui permettrait de le camoufler par rapport aux panneaux à faible permittivité du radôme. Cette impédance de surface permet par la suite de concevoir les métasurfaces. Une validation expérimentale est faite à plusieurs fréquences pour démontrer le camouflage du joint diélectrique.

A metasurface solution for the performance enhancement of ground-based radome structures is presented. The problem of parasitic scattering of high-permittivity radome seams is addressed by integrating carefully designed metasurfaces within the dielectric seam's volume. An approach based on transmission line theory is used to model the metasurface-tuned seam to analytically calculate the surface impedance required to camouflage it with respect to low-permittivity panels of the radome. This surface impedance then allows to design the metasurfaces. An experimental validation is performed at several frequencies to demonstrate the camouflaging of the dielectric seam.

### **1 Introduction**

L'utilisation de joints mécaniques est souvent nécessaire pour la réalisation de systèmes radiofréquences (RF). A permittivité élevée et rarement optimisées à la fréquence d'utilisation, ces pièces mécaniques peuvent avoir un impact négatif sur la performance RF du système. Ce problème est rencontré, par exemple, dans les radômes de grande taille, réalisés à partir de panneaux diélectriques transparents au rayonnement électromagnétique (EM). La présence de joints à forte permittivité réduit la transparence du radôme et induit des effets de diffusion parasites, visibles dans les diagrammes de rayonnement d'une antenne illuminant le radôme [1]. La suppression de cet effet parasite permet de fortement améliorer les performances RF du radôme.

Les métasurfaces sont des structures composites électriquement fines constituées d'une répétition de cellules unitaires, appelées méta-atomes, dont les paramètres géométriques sont contrôlés afin de manipuler le comportement d'un rayonnement EM incident et ainsi être exploitées dans une large gamme d'applications [2-4]. Depuis le début des années 2000, de nombreux exemples de métasurfaces ont été présentés dans la littérature pour des applications diverses et variées, telles que la conversion de polarisation [5-6], l'holographie [7-8], l'absorption des ondes [9-11], la création d'ondes complexes [12-13] et bien d'autres [14]. Les métasurfaces jouent aussi un rôle clé dans le développement d'applications liées à l'invisibilité, la furtivité et le camouflage d'objets [15-21]. Des « manteaux d'invisibilité », consistant à envelopper l'objet à camoufler par une métasurface, sont basés sur le principe de suppression des effets de diffusion qui rendent un objet invisible à un observateur, par exemple un radar. En modélisant les paramètres géométriques du manteau à métasurface, il est possible de fortement réduire la signature radar de l'objet, en supprimant ses modes de diffusion, et ainsi le rendre indétectable et donc effectivement « invisible » à un rayonnement EM incident. Si des nombreuses validations numériques et expérimentales ont été présentées dans la littérature, une limitation importante de ses



manteaux d'invisibilité réside dans la taille sub-longueur d'onde de l'objet camouflé. En effet, lorsqu'un objet est électriquement grand par rapport au rayonnement incident, le nombre de modes de diffusion à supprimer augmente considérablement, ce qui implique une complication importante de la conception de la métasurface et donc une limite à sa réalisation [15]. Le développement de solutions alternatives pour le camouflage d'objets électriquement grands reste donc une problématique importante dans le domaine.

Dans cette étude, un joint à haute permittivité ( $\epsilon_r = 3$ ) est camouflé par rapport à des panneaux à faible permittivité ( $\epsilon_r$  proche de 1) en incluant dans son volume deux métasurfaces [22-24]. Le joint à métasurfaces est modélisé par des lignes de transmission et sa conception est présentée de façon détaillée. Les métasurfaces intégrées dans le joint sont traitées comme des impédances surfaciques, dont la valeur analytique est déduite à partir du coefficient de réflexion d'un panneau de référence (panneau à faible permittivité) du radôme. La conception de la cellule unitaire de la métasurface est introduite et optimisée pour plusieurs fréquences de travail. Un prototype du joint à métasurface est enfin réalisé et l'effet de camouflage est validé par des mesures en champ lointain dans le cas d'illumination normale ( $0^\circ$ ) et oblique ( $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ), polarisée TE (transverse électrique) et TM (transverse magnétique). Une validation expérimentale est aussi faite sur un prototype bi-bande fonctionnant à deux fréquences simultanément.

## 2 Conception de la métasurface

### 2.1 Diffusion parasitique de joints diélectriques

Lorsqu'un matériau diélectrique est soumis à un champ électromagnétique, nous observons des phénomènes de diffusion internes au matériau dus à l'interaction dipolaire de ses constituants avec le champ. La présence de courants de polarisation, au sein du matériau, engendre l'apparition d'un champ électrique additionnel se superposant au champ extérieur incident. Dans le cas des radômes, la présence de joints diélectriques, liant mécaniquement les panneaux du radôme, est visible dans le diagramme de rayonnement d'une antenne illuminant la structure à cause de ces effets de diffusion internes au joint. L'effet de diffusion localisé au niveau du joint (souvent appelé « forward scattering » du joint) perturbe le diagramme de rayonnement de l'antenne et diminue la transparence aux ondes électromagnétiques du radôme entier.

Une solution pour supprimer cet effet parasitique consiste à intégrer des structures métalliques dans le volume du joint [25-27] : en induisant des courants le long des éléments métalliques, il est en effet possible de contrebalancer les courants de polarisation et ainsi supprimer l'effet de diffusion localisé du joint. Cette technique de modification du joint par des éléments métalliques, tels que des fils ou des grilles, est connue comme du « tuning » du joint dans le domaine des radômes. Cependant, elle présente deux limitations importantes. Premièrement, la réduction de l'effet de diffusion via l'intégration d'éléments filaires métalliques est souvent limitée à un état de polarisation bien précis de l'onde EM incidente. L'effet de correction ne sera donc pas atteint de façon homogène indépendamment de la polarisation de l'onde, limitant l'efficacité de la solution. L'utilisation de grilles métalliques, au lieu de fils monodirectionnels, peut partiellement pallier ce problème. Deuxièmement, ces techniques de modifications relèvent souvent de méthodes « essai-erreur » et ne définissent pas de façon systématique une procédure à suivre pour réduire les phénomènes de diffusion du joint à une fréquence bien donnée.

Ici, nous proposons une alternative aux méthodes décrites ci-dessus, qui est basée sur l'intégration de métasurfaces dans le volume du joint de radôme. La conception des cellules unitaires de la métasurface (les méta-atomes) est déterminée de façon analytique en considérant le coefficient de réflexion d'une structure diélectrique de référence (dans notre cas, un panneau de radôme transparent aux ondes EM). La fréquence de camouflage à laquelle les effets de diffusion du joint sont réduites, est contrôlée via les paramètres géométriques des cellules unitaires de la métasurface. Un organigramme détaillant la procédure de synthèse de la métasurface et des résultats de mesure, validant l'effet de camouflage, sont présentés par la suite. Le protocole de synthèse de la métasurface est décomposé en quatre étapes, détaillées sur la Figure 1.

### 2.2 Modélisation et conception du joint à métasurfaces

Une vision explosée du joint à métasurfaces est représentée dans la première partie de la Figure 1. Il est composé de trois pièces de matériau diélectrique ( $\epsilon_r = 3$ ) et de deux métasurfaces. Les méta-atomes des métasurfaces sont des motifs en cuivre imprimés sur un substrat diélectrique ayant une constante diélectrique  $\epsilon_r = 2,2$ . Les données, à savoir l'épaisseur finale du joint est de 27 mm et la constante diélectrique  $\epsilon_r = 3$ , sont conformes aux paramètres d'un joint de radôme commercial. Il est important de souligner que pour notre première fréquence de camouflage souhaitée de 10,5 GHz ( $\lambda_0 = 28,5$  mm), l'épaisseur du joint est du même ordre de grandeur que la longueur d'ondes. La méthode présentée n'est donc pas limitée aux objets « électriquement petits », mais elle est aussi valable pour le camouflage d'obstacles considérés comme grands devant la longueur d'onde.

# Processus de Synthèse de la Métasurface

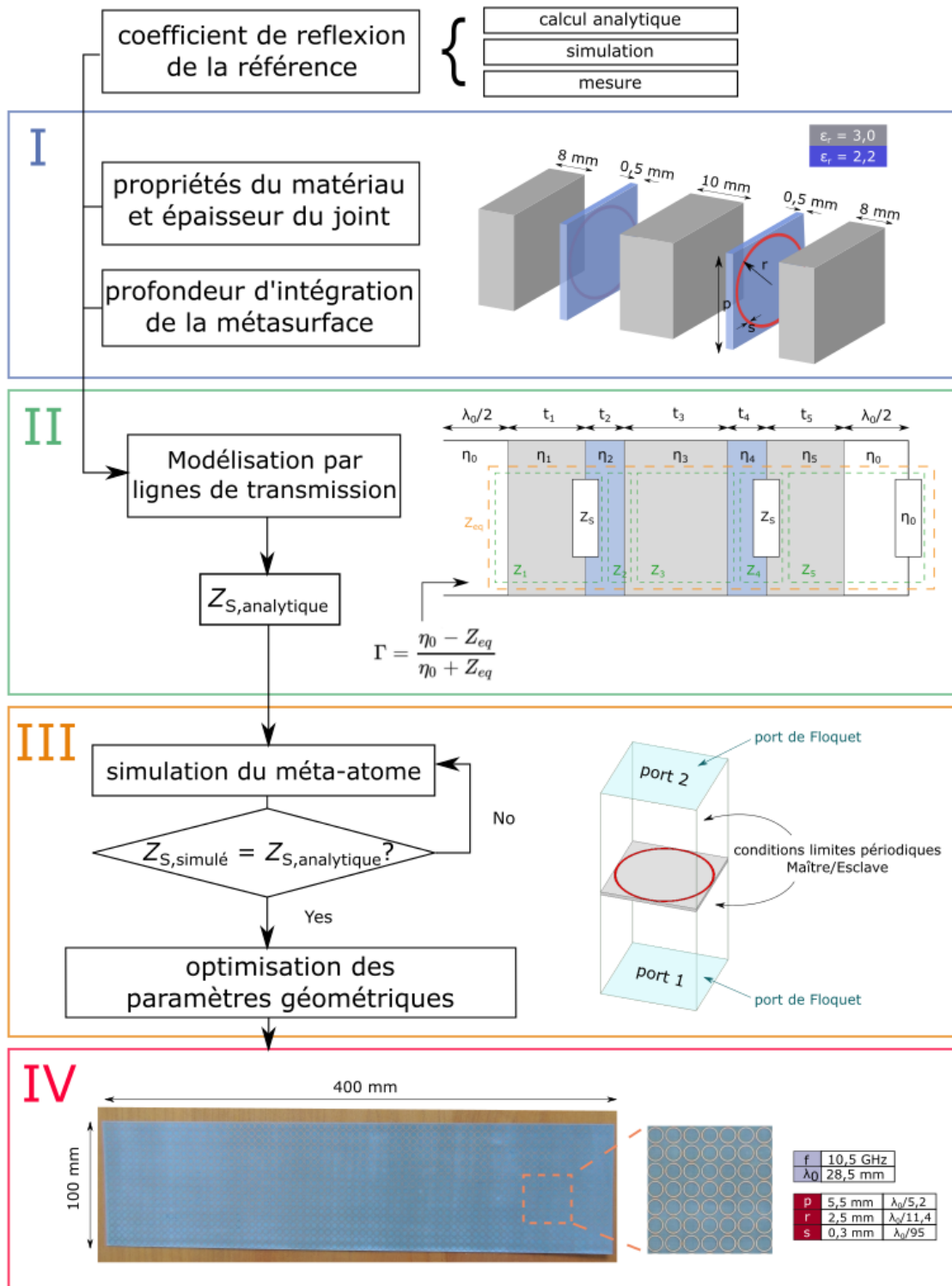


Figure 1. Organigramme de la synthèse d'une métasurface pour le camouflage d'un joint de radôme. (I) Vue éclatée du joint à métasurfaces. (II) Modélisation du joint à métasurfaces par des lignes de transmission. (III) Simulation et optimisation des paramètres géométriques du méta-atome de la métasurface. (IV) Photographie de la métasurface réalisée ; zoom sur le design de la métasurface et tableau avec les paramètres géométriques du méta-atome optimisés à 10,5 GHz.

Le joint à métasurfaces est modélisé analytiquement à l'aide de la théorie des lignes de transmission [27], comme présenté dans la deuxième partie de la Figure 1. Le modèle consiste à traiter les zones définies par les pièces diélectriques et les substrats des métasurfaces comme des lignes d'impédance  $Z_i$  et les métasurfaces comme des impédances  $Z_S$ , inconnues dans notre système d'équations. Le joint à métasurfaces peut ensuite être décrit en termes d'une impédance équivalente  $Z_{eq}$ , fonction des  $Z_i$  et des  $Z_S$ . Le coefficient de réflexion  $\Gamma$  à l'entrée du système peut ensuite être décrit en termes des longueurs des lignes  $t_i$  et des impédances des milieux  $\eta_i$  :

$$\Gamma = \frac{\eta_0 - Z_{eq}}{\eta_0 + Z_{eq}} = \Gamma_{ref} \# (1)$$

$$\text{avec } \frac{1}{Z_{eq}} = \sum_{i=1}^{i=5} \frac{1}{Z_i} \text{ où } Z_i = \begin{cases} \eta_i \frac{Z_S + j\eta_i \tan\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{ri}} t_i\right)}{\eta_i + jZ_S \tan\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{ri}} t_i\right)} & \text{for } i = 1, 4 \\ \eta_i \frac{\eta_{i+1} + j\eta_i \tan\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{ri}} t_i\right)}{\eta_i + j\eta_{i+1} \tan\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{ri}} t_i\right)} & \text{for } i = 2, 3 \\ \eta_i \frac{\eta_0 + j\eta_i \tan\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{ri}} t_i\right)}{\eta_i + j\eta_0 \tan\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{ri}} t_i\right)} & \text{for } i = 5 \end{cases}$$

A cette étape, le problème analytique peut être résolu en spécifiant la valeur du coefficient de réflexion  $\Gamma$ . Etant donné que notre objectif est ici de camoufler le joint à métasurfaces par rapport à son environnement, c'est à dire les panneaux reliés par le joint, nous pouvons considérer la valeur du coefficient de réflexion du panneau de référence  $\Gamma_{ref}$  du radôme. Ce paramètre peut être obtenu par des mesures en guide d'ondes (ou en espace libre), ou via des approches analytiques ou de simulations. Dans le cadre de cette étude,  $\Gamma_{ref}$  a été obtenu en mesurant en guide d'ondes un morceau du panneau de référence du radôme. Cette valeur est de  $\Gamma_{ref} = -0,0576 - j0,2046$  à 10,5 GHz. Etant la seule inconnue dans l'Equation 1, l'impédance  $Z_S$  des métasurfaces peut enfin être déduite analytiquement. La valeur de  $Z_S = -1,7e^{-4} - j41,8 \Omega$  est obtenue à 10,5 GHz. La partie réelle de l'impédance est ici faible et peut donc être négligée. Une fois la valeur de l'impédance  $Z_S$  déterminée, nous pouvons ensuite procéder au choix du motif de la cellule unitaire composant la métasurface.

### 2.3 Cellule unitaire de la métasurface

La cellule unitaire consiste en un anneau circulaire de rayon  $r$  et d'épaisseur  $s$ , périodisé avec une période  $p$ . L'impédance  $Z_S$  du méta-atome est déterminée en le simulant dans un environnement périodique avec des conditions limites Maître/Esclave, excité par des ports de Floquet, comme détaillé dans la troisième partie de la Figure 1. L'impédance peut être contrôlée en modifiant les paramètres  $r$ ,  $s$  et  $p$ . Un premier jeu de paramètres de la cellule unitaire peut ainsi être déterminé en identifiant les valeurs de  $r$ ,  $s$  et  $p$  tels que  $Z_{S, \text{simulé}} = Z_{S, \text{analytique}}$ . Les simulations ont été effectuées avec le logiciel Ansys HFSS. Ces paramètres sont ensuite optimisés en simulant la structure entière (joint avec les métasurfaces) et en étudiant la réduction de l'effet de diffusion du joint. Les paramètres géométriques de la cellule unitaire, optimisés à 10,5 GHz sont les suivants :  $(p, r, s) = (5,5, 2,5, 0,3)$  mm =  $(\lambda_0/5,2, \lambda_0/11,4, \lambda_0/95,2)$ . La métasurface peut ensuite être réalisée par la technologie des circuits imprimés classique.

Une photographie de la métasurface est présentée dans la quatrième partie de la Figure 1. La métasurface a été réalisée par gravure chimique sur un substrat d'épaisseur 0,5 mm et de constante diélectrique 2,2 . Les méta-atomes sont en cuivre. Des prototypes de joints à métasurfaces ont ensuite été réalisés en gluant des pièces de matériau diélectrique et les métasurfaces, comme présenté dans la vue explosée de la première partie de la Figure 1. A part le prototype à 10,5 GHz détaillé dans cette partie, d'autres prototypes optimisés en bande C et S, ainsi qu'un prototype bi-bande ont été réalisés. Les résultats de mesures sur le prototype à 10,5 GHz sont détaillés dans la partie 3.1. Des résultats additionnels sur les autres prototypes sont présentés dans la partie 3.2.

## 3 Validation expérimentale de l'effet de camouflage

### 3.1 Joint à métasurfaces en bande X

L'effet de camouflage est étudié en mesurant en chambre anéchoïque les diagrammes de rayonnement du prototype de joint à métasurfaces reliant deux pièces du panneau diélectrique de référence, comme schématisée sur la Figure 2a. La structure panneau/joint est placée sur un bras rotatif sur 360° et est illuminée à l'aide d'une antenne émettrice (Tx), tournant avec la structure, et d'une antenne réceptrice fixe, comme présenté dans la Figure 2b,c. L'antenne émettrice (Tx) peut aussi être tournée par rapport à la structure afin de mesurer les diagrammes de rayonnement dans le cas d'une onde incidente oblique (15°, 30° et 45°). Les diagrammes de

rayonnements dans le cas du panneau de référence ainsi que dans le cas du panneau perturbé par un joint sans métasurface ont aussi été mesurés.

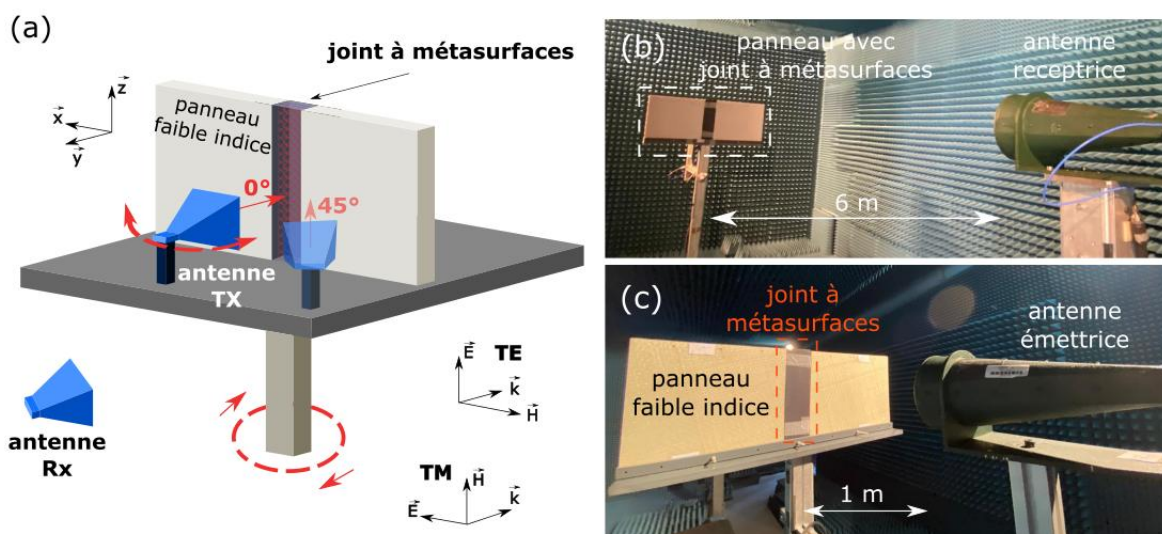


Figure 2. Schéma du banc de mesure en chambre anéchoïque comprenant le prototype de joint à métasurfaces reliant deux pièces du panneau de référence, monté sur un bras rotatif. Deux antennes (Tx et Rx) sont employées afin d'obtenir les diagrammes. (b) Photographie de l'antenne Rx et de la structure en chambre anéchoïque. (c) Photographie de l'antenne Tx placée en face de la structure étudiée.

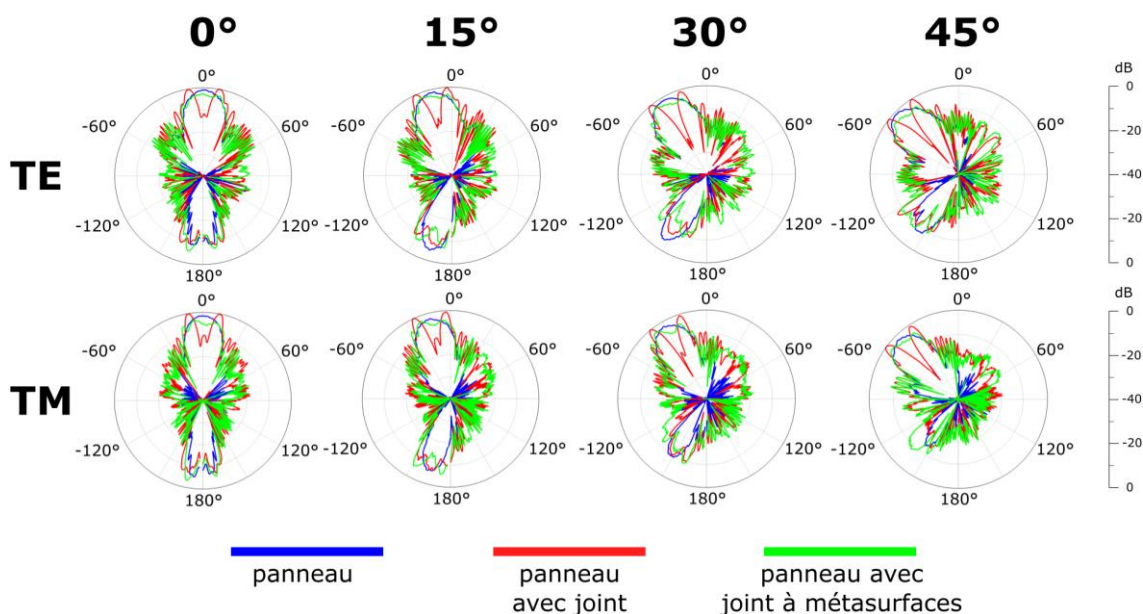


Figure 3. Diagrammes de rayonnement à 10,5 GHz du panneau de référence (bleu), du panneau perturbé par le joint sans la métasurface (rouge), du panneau relié par le joint à métasurfaces (vert) dans le cas d'une incidence normale ( $0^\circ$ ) et oblique à  $15^\circ$ ,  $30^\circ$  et  $45^\circ$  pour une illumination polarisée TE (transverse électrique) et TM (transverse magnétique).

Les résultats de mesures dans le cas d'incidence à  $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $30^\circ$  et  $45^\circ$  polarisée TE et TM sont présentés sur la Figure 3. Le diagramme de rayonnement dans le cas du panneau de référence seul (courbes bleues) présente un seul lobe principal. La présence parasitique du joint est clairement visible sur les diagrammes (en rouge) sous la forme de deux lobes parasites redirigeant l'énergie vers des directions non désirées. La taille du joint étant du

même ordre de grandeur que la longueur d'onde associée à cette fréquence de 10,5 GHz perturbe fortement le rayonnement de l'antenne émettrice. Après avoir modifié le volume du joint avec les métasurfaces (traits verts), les lobes parasites sont correctement supprimés et les diagrammes se rapprochent fortement de ceux du panneau de référence. L'absence de la signature parasitique du joint après l'inclusion des métasurfaces indique la suppression de l'effet de diffusion du joint et valide expérimentalement l'effet de camouflage dans le cas d'illumination normale (0°) et oblique jusqu'à 45°, ainsi que la robustesse de l'effet aux changements de polarisation de l'onde incidente. Au-delà de 45°, la transmission à travers la métasurface est beaucoup plus faible et donc, l'effet de camouflage est nettement moindre.

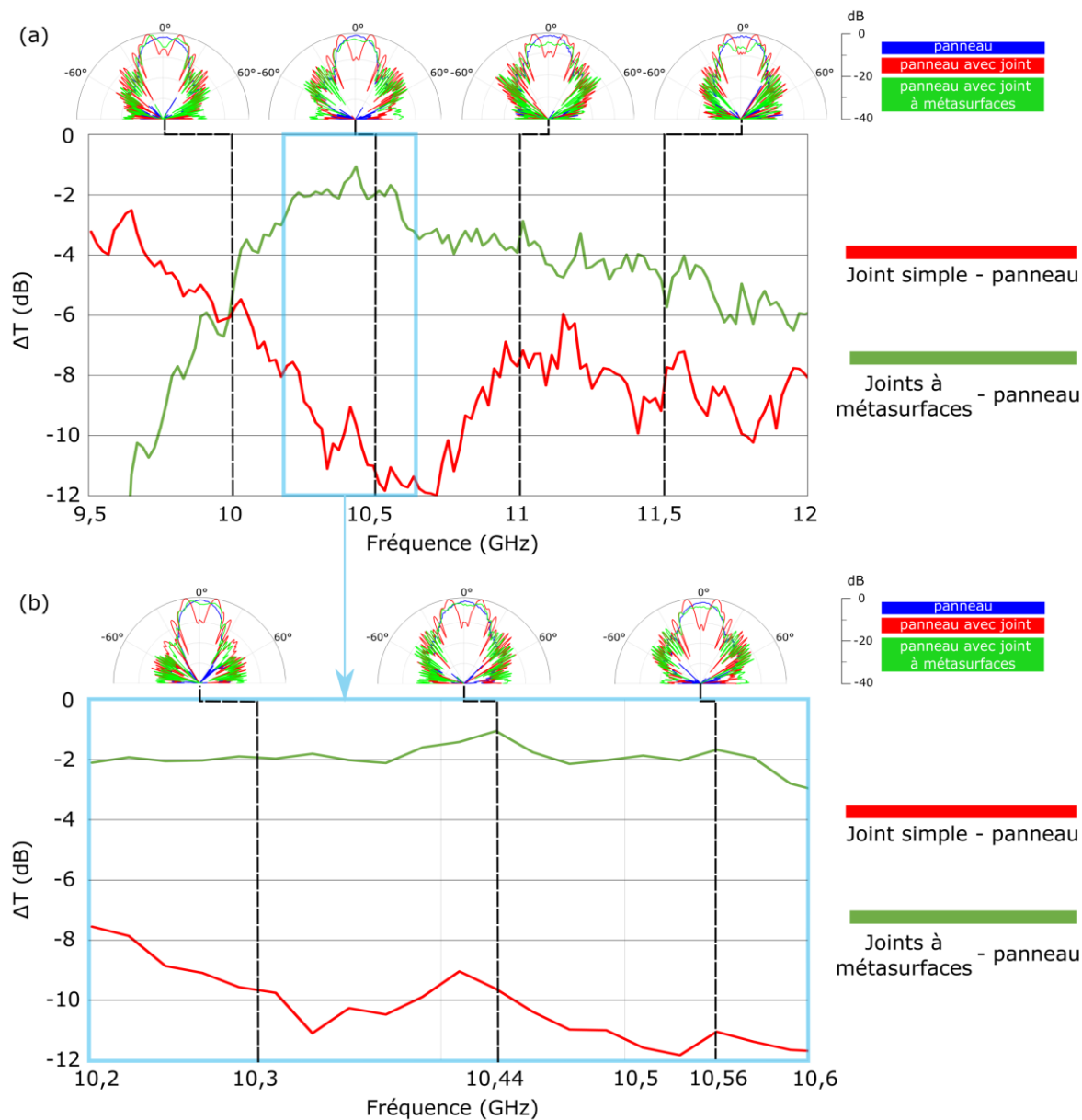


Figure 4. Pertes en transmission dans la bande de fréquences de (a) 9,5 GHz à 12 GHz et (b) 10,2 GHz à 10,6 GHz dans le cas de la transmission d'une onde EM à travers un joint simple (en rouge) et un joint à métasurfaces (en vert). Des diagrammes de rayonnement du panneau de référence (bleu), du panneau perturbé par le joint sans la métasurface (rouge), du panneau relié par le joint à métasurfaces (vert) à certaines fréquences sont aussi présentés.

En ce qui concerne la stabilité en fréquence de la suppression de l'effet parasitique (Figure 4), nous étudions la différence  $\Delta T$  entre la transmission du panneau perturbé par un joint sans métasurfaces (en rouge) et avec métasurfaces (en vert) et le panneau seul dans la direction normale (0°) dans la gamme de fréquences allant de

9,5 GHz à 12 GHz dans le cas d'illumination polarisée TE. L'effet de suppression de l'effet de diffusion est optimal dans la bande de fréquences allant de 10,2 GHz à 10,6 GHz, comme clairement illustré sur la Figure 4b. En particulier, les diagrammes de la structure intégrant les métasurfaces se rapprochent considérablement de ceux du panneau de référence (sans joint). Nous pouvons ainsi définir une bande de camouflage d'environ 400 MHz (bande passante de 3,85 %) dans laquelle la perturbation du joint est supprimé et la transparence du radome est donc optimisée.

### 3.2 Fonctionnement bi-bande

En suivant la procédure décrit dans la partie 2, la solution de joint à métasurfaces peut facilement être transposée à d'autres bandes de fréquences. D'autres prototypes de joint à métasurfaces ont ainsi été réalisés et mesurés en bande S (2 GHz – 4 GHz) et C (4 GHz – 8 GHz). Les diagrammes de rayonnement de ces deux autres prototypes sont présentés sur la Figure 5. Il est important de souligner que le même joint et le même panneau de référence présentés dans les parties précédentes ont été utilisés pour ces mesures. En effet, la seule différence entre les différents prototypes réalisés est le motif des cellules unitaires, dont les paramètres géométriques évoluent en fonction de la fréquence de camouflage visée. Les photographies des motifs des métasurfaces et des tableaux avec les valeurs des paramètres géométriques respectifs sont présentés sur la Figure 5 pour les deux cas.

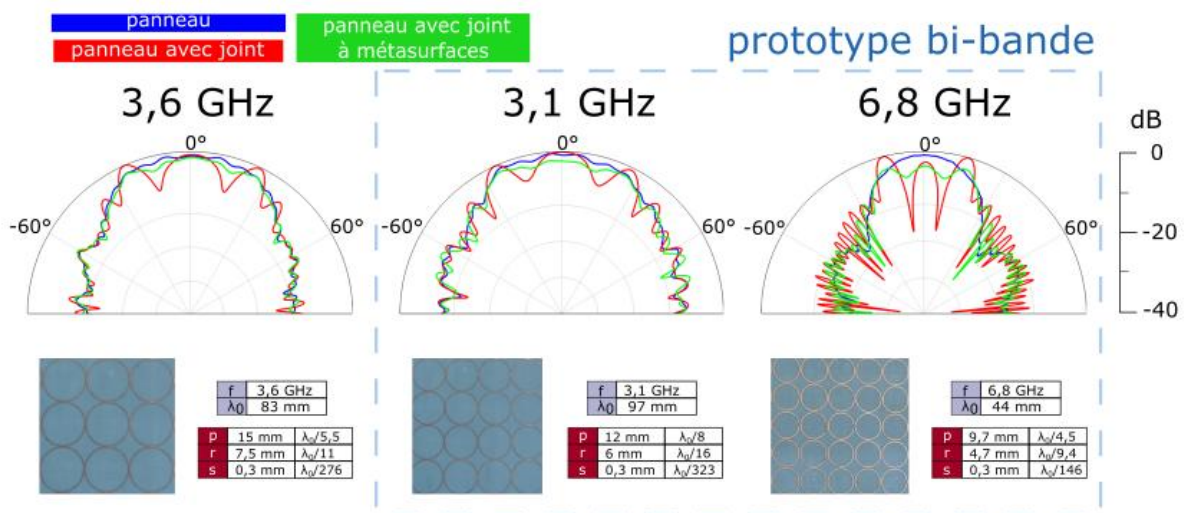


Figure 5. Diagrammes de rayonnement du panneau de référence (bleu), du panneau perturbé par le joint sans la métasurface (rouge), du panneau relié par le joint à métasurfaces (vert) dans le cas d'une incidence normale ( $0^\circ$ ) pour une illumination polarisée TM (transverse magnetic) pour un prototype de joint à métasurface à 4 GHz et un prototype bi-bande à 3,1 GHz et 6,8 GHz. Photographie des méta-atomes des métasurfaces et tableaux avec les paramètres géométriques respectifs.

Le premier prototype de joint, optimisé en bande S, est montré dans la photographie respective de la Figure 5. La métasurface utilisée comprend une seule face de motifs métalliques tout comme la solution présentée en bande X. Le deuxième prototype de joint qui doit fonctionner à deux fréquences différentes, présente des métasurfaces avec des motifs imprimés sur les deux faces (double-face). Sur chaque face, les dimensions géométriques des motifs ont été optimisées pour la fréquence souhaitée. En intégrant ces métasurfaces dans le joint, il est possible de réduire l'effet de diffusion à deux fréquences simultanément : 3,1 GHz et 6,8 GHz. Nous pouvons donc décrire cette solution comme étant bi-bande, avec l'effet de camouflage étant atteint simultanément en bandes S et C.

## 4 Conclusion

Dans cette travail, nous avons proposé une méthode de conception de joints avec un effet parasitique moindre sur le rayonnement électromagnétique. Un joint à métasurfaces a été conçu et validé expérimentalement. L'effet de camouflage induit par les métasurfaces a été clairement illustré. En modélisant le joint à métasurfaces avec des lignes de transmission et en considérant le coefficient de réflexion d'un matériau de référence, il est possible de calculer analytiquement la valeur de l'impédance surfacique nécessaire pour camoufler le joint à forte permittivité par rapport à la référence à faible permittivité. Le motif de la cellule unitaire de la métasurface est

ensuite obtenu à partir de l'impédance surfacique calculée. L'effet de camouflage est validé avec des mesures en chambre anéchoïque dans le cas d'illuminations normale et oblique, polarisées TE et TM. La solution présentée est facilement réalisable et implémentable dans des systèmes RF, tels que les structures radômes. De plus, la solution proposée présente l'avantage de pouvoir être facilement transposable à d'autres bandes de fréquences. Un exemple de prototype bi-bande est aussi présenté et validé expérimentalement.

## Références bibliographiques

- [1] R. Shavit, "Radome Electromagnetic Theory and Design", Wiley/IEEE Press, Hoboken, NJ, 2018.
- [2] C.L. Holloway, E.F. Kuester, J.A. Gordon, J. O'Hara, J. Booth, D.R. Smith, "An overview of the theory and applications of metasurfaces: The two-dimensional equivalents of metamaterials", *IEEE Antennas Propag. Mag.*, vol. 54, p.10–35, 2012.
- [3] H.-T., Chen, A.J. Taylor, N. Yu, "A review of metasurfaces: Physics and applications", *Rep. Prog. Phys.*, vol. 79, 076401, 2016.
- [4] K. Achouri, C. Caloz, "Design, concepts, and applications of electromagnetic metasurfaces", *Nanophotonics* vol. 7, 1095, 2017.
- [5] B. Ratni, A. de Lustrac, G.-P. Piau, S.N. Burokur, "Electronic control of linear-to-circular polarization conversion using a reconfigurable metasurface", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 111, 214101, 2017.
- [6] Y. Qi, B. Zhang, C. Liu, X. Deng, "Ultra-broadband polarization conversion meta-surface and its application in polarization converter and RCS reduction", *IEEE Access*, vol. 8, p. 116675–116684, 2020.
- [7] T.R. Cameron, G.V. Eleftheriades, "Analysis and characterization of a wide-angle impedance matching metasurface for dipole phased arrays", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 63, p. 3928–3938, 2015.
- [8] Y. He, G.V. Eleftheriades, "A thin double-mesh metamaterial radome for wide-angle and broadband applications at millimeter-wave frequencies", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 68, p. 2176–2185, 2020.
- [9] N.I. Landy, S. Sajuyigbe, J.J. Mock, D.R. Smith, W.J. Padilla, "Perfect metamaterial absorber", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, 207402, 2008.
- [10] Y. Kato, S. Morita, H. Shiomi, A. Sanada, "Ultrathin perfect absorbers for normal incident waves using Dirac cone metasur-faces with critical external coupling", *IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett.*, vol. 30, p. 383–386, 2020.
- [11] A. Rastgordani, Z. Ghattan Kashani, "Robust design method for metasurface high-sensitivity sensors and absorbers", *J. Opt. Soc. Am. B.*, vol. 37, p. 2006–2011, 2020.
- [12] C. Guan, Z. Wang, X. Ding, K. Zhang, B. Ratni, S.N. Burokur, M. Jin, Q. Wu, "Coding Huygens' metasurface for enhanced quality holographic imaging", *Opt. Express*, vol. 27, p. 7108–7119, 2019.
- [13] H. Ren, X. Fang, J. Jang, J. Bürger, J. Rho, S.A. Maier, "Complex-amplitude metasurface-based orbital angular momentum holography in momentum space", *Nat. Nanotechnol.*, vol. 15, p. 948–955, 2020.
- [14] G. Shang, Z. Wang, H. Li, K. Zhang, Q. Wu, S.N. Burokur, X. Ding, "Metasurface holography in the microwave regime", *Photonics*, vol. 8, 135, 2021.
- [15] R. Fleury, A. Alu, "Cloaking and invisibility: A review", *Prog. Electromagn. Res.*, vol. 147, p. 171–202, 2014.
- [16] J. Yi, P.-H. Tichit, S.N. Burokur, A. de Lustrac, "Illusion optics: Optically transforming the nature and the location of electro-magnetic emissions", *J. Appl. Phys.*, vol. 117, 084903, 2015.
- [17] A. Monti, J.C. Soric, A. Alù, A. Toscano, F. Bilotti, "Anisotropic mantle cloaks for TM and TE scattering reduction", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 63, p. 1775–1788, 2015.
- [18] Y. Guo, L. Yan, W. Pan, L. Shao, "Scattering engineering in continuously shaped metasurface: An approach for electromag-netic illusion", *Sci. Rep.*, vol. 6, 30154, 2016.
- [19] S. Vellucci, A. Monti, A. Toscano, F. Bilotti, "Scattering manipulation and camouflage of electrically small objects through metasurfaces", *Phys. Rev. Appl.*, vol. 7, 034032, 2017.
- [20] T.V. Teperik, S.N. Burokur, A. de Lustrac, G. Sabanowski, G.-P. Piau, "Experimental validation of an ultra-thin metasurface cloak for hiding a metallic obstacle from an antenna radiation at low frequencies", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 111, 054105, 2017.

- [21] P.-Y. Chen, J. Soric, A. Alù, “Invisibility and cloaking based on scattering cancellation”, *Adv. Mater.*, vol. 24, p. 281-304, 2012.
- [22] R. Cacocciola, B. Ratni, N. Mielec, E. Mimoun, S.N. Burokur, “Metasurface-tuning: A camouflaging technique for dielectric obstacles”, *J. Appl. Phys.*, vol. 129, no. 12, p. 124902, 2021.
- [23] R. Cacocciola, B. Ratni, N. Mielec, E. Mimoun, S.N. Burokur, “Camouflaging a high-index dielectric scatterer with buried metasurfaces”, *Adv. Opt. Mater.*, 10.1002/adom.202101882, in press.
- [24] R. Cacocciola, B. Ratni, N. Mielec, E. Mimoun, S. N. Burokur, “Metasurfaces for far-field radiation pattern correction of antennas under dielectric seamed-radomes”, *Materials*, vol. 15, no. 2, p. 665, 2022.
- [25] E. Michielssen, R. Mittra, “RCS reduction of dielectric cylinders using the simulated annealing approach”, *IEEE Microw. Guided Wave Lett.*, vol. 2, p.146-148, 1992.
- [26] G. Virone, R. Tascone, G. Addamo, O.A. Peverini, “A design strategy for large dielectric radome compensated joints”, *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 8, p. 546-549, 2009.
- [27] M.E., MacDonald, “An overview of radomes for large ground-based antennas.” *IEEE Aerosp. Electron. Syst. Mag.*, vol. 34, p. 36-43, 2019.



**Réflecteur multibande à métamatériaux**  
*Multiband metamaterial reflector*

Rafael Gonçalves Licursi de Mello<sup>1</sup>, Anne Claire Lepage<sup>2</sup>, Xavier Begaud<sup>3</sup>

<sup>1</sup>LTCI, Télécom Paris, Institut Polytechnique de Paris, Palaiseau, rafael.licursi@ieee.org

<sup>2</sup>LTCI, Télécom Paris, Institut Polytechnique de Paris, Palaiseau, anne-claire.lepage@telecom-paris.fr

<sup>3</sup>LTCI, Télécom Paris, Institut Polytechnique de Paris, Palaiseau, xavier.begaud@telecom-paris.fr

Mots clés : métamatériaux, métasurface, conducteur magnétique artificiel, multibande, 5G.  
Keywords: metamaterials, metasurface, artificial magnetic conductor, multiband, 5G.

**Résumé/Abstract**

Dans ce travail, nous présentons la conception d'un conducteur magnétique artificiel (CMA) tri-bande comme réflecteur quadri-bande pour la 5G, la 4G, le Wi-Fi et les communications en bande X. Pour démontrer l'intérêt de ce réflecteur, nous le plaçons au-dessous d'une spirale d'Archimède à une distance proche d'un quart de la longueur d'onde dans la bande X, ce qui implique une distance électrique plus petite pour la 5G, la 4G et le Wi-Fi. Une amélioration du gain réalisé dans la direction « broadside » est obtenue dans toutes les bandes par rapport au cas de la spirale seule, avec des diagrammes stables et un encombrement de  $0.1 \lambda_l$ , où  $\lambda_l$  est la longueur d'onde à 2.4 GHz.

In this work, we present the design of a tri-band artificial magnetic conductor (AMC) as a quad-band reflector for the 5G, 4G, Wi-Fi and X-band communications. To show the interest of the solution, the AMC is placed under an Archimedean spiral at a distance close to a quarter-wavelength in the X band, which implies a smaller electrical distance for the 5G, 4G, and Wi-Fi. Compared to the spiral alone, an improvement in the broadside realized gain is obtained in all bands, with stable diagrams and a profile of  $0.1 \lambda_l$ , where  $\lambda_l$  is the wavelength at 2.4 GHz.

**1 Introduction**

La multiplicité des standards de communications, avec notamment l'arrivée du Wi-Fi 6E et de la cinquième génération (5G) des réseaux mobiles, nécessite des antennes toujours plus performantes capables de fonctionner sur toutes les bandes de fréquences requises. Pour obtenir des diagrammes stables, unidirectionnels et à gain élevé, une approche consiste à dédier à chaque bande une antenne placée à la bonne distance d'un réflecteur commun, ce qui ne contribue pas à la compacité du dispositif [1]. Une autre possibilité est l'utilisation d'une source à large bande située au-dessus d'un réflecteur multibande [2]. Ce travail présente la conception d'un conducteur magnétique artificiel (CMA) tri-bande comme réflecteur quadri-bande pour la 5G (3.4–3.8 GHz), la 4G (2.5–2.7 GHz), le Wi-Fi (2.4–2.5 GHz, 5.17–5.83 GHz, 5.93–6.45 GHz) et la communication en bande X (8.0–12.0 GHz).

**2 Principe de fonctionnement et description de la cellule**

Nous utilisons pour le CMA une cellule à trois fentes carrées (Figure 1). Cette cellule est conçue pour obtenir le comportement d'un conducteur magnétique parfait (CMP) dans trois fréquences proches les unes des autres, où se produisent des résonances avec une phase du coefficient de réflexion  $\varphi_r = 0^\circ$ . Loin des résonances,  $\varphi_r$  passe asymptotiquement à  $\pm 180^\circ$  et un comportement proche du conducteur électrique parfait (CEP) est alors obtenu. Il a été montré en [3] que les ondes réfléchies contribuent au rayonnement dans la direction « broadside » quand  $-120^\circ < \varphi_t < +120^\circ$ , où  $\varphi_t = \varphi_r + \varphi_p$  est la différence de phase entre les ondes de la source et celles réfléchies

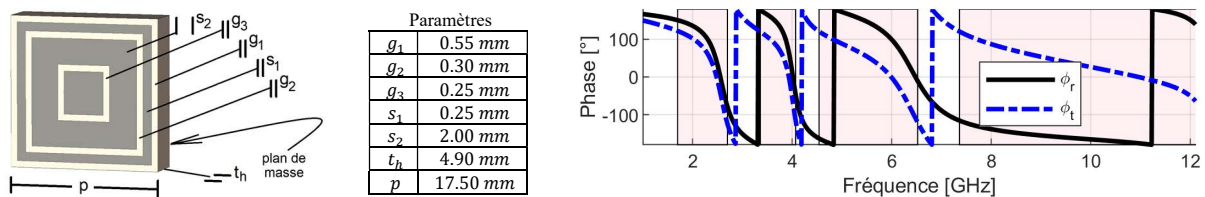


Figure 1. Cellule simulée et diagrammes de phase de réflexion  $\varphi_r$  et différence de phase  $\varphi_t$ .

par le réflecteur dans la direction « broadside »,  $\varphi_p = -2kh$  est liée à l'aller-retour de l'onde entre source et réflecteur (qui sont séparés d'une distance  $h$ ) et  $k$  est le nombre d'onde. Nous plaçons le CMA au-dessous d'une source large bande à une distance proche d'un quart de la longueur d'onde dans la bande la plus élevée, ce qui implique une distance électrique plus petite pour les trois bandes inférieures. La Figure 1 montre la phase de réflexion  $\varphi_r$  sur la cellule et la différence de phase  $\varphi_t$  dans un plan de référence  $h = 7 \text{ mm}$ , calculée avec le solveur Transient de CST Microwave Studio pour une structure infinie (une cellule avec des conditions aux limites PEC et PMC [4]). Le substrat possède une permittivité  $\varepsilon_r = 2.34$  et une tangente de pertes  $\tan \delta = 0.0013$ . Les régions où  $-120^\circ < \varphi_t < +120^\circ$  sont colorées et comprennent les quatre bandes d'intérêt.

### 3 Description de la structure complète et résultats

Pour valider l'intérêt du réflecteur, une spirale d'Archimède qui couvre toutes les bandes ciblées est utilisée comme source. La spirale a une largeur de piste de  $0.6 \text{ mm}$  et un nombre total de 10 tours, entraînant un diamètre de  $48 \text{ mm}$ . Elle est imprimée sur un substrat de  $60 \times 60 \text{ mm}^2$ , épaisseur  $0.762 \text{ mm}$ , permittivité  $\varepsilon_r = 2.20$  et tangente de pertes  $\tan \delta = 0.0009$ . Le CMA final est composé de  $7 \times 8$  cellules et se situe à  $h = 7 \text{ mm}$  au-dessous de la spirale. L'encombrement de la structure est de  $11.9 \text{ mm} = 0.1 \lambda_l$ , où  $\lambda_l$  est la longueur d'onde à  $2.4 \text{ GHz}$ . La Figure 2 montre l'ensemble et les résultats calculés avec le solveur Transient de CST Microwave Studio avec un port discret d'impédance de référence  $Z_{ref} = 151 \Omega$ . Les régions colorées indiquent les bandes d'intérêt.

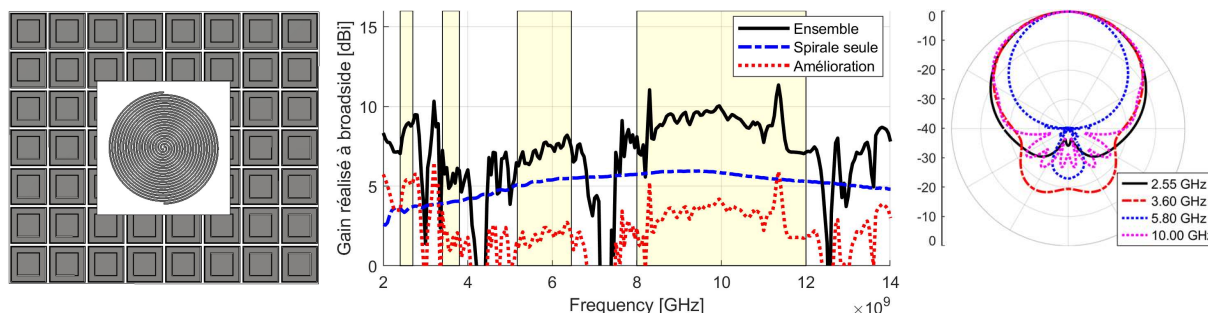


Figure 2. Ensemble AMC plus spirale d'Archimède et les résultats simulés.

Nous voyons que dans la première bande (2.4–2.7 GHz) le gain réalisé à « broadside » est amélioré de  $5 \text{ dB}$  par rapport au résultat de la spirale seule. Dans la deuxième (3.4–3.8 GHz) et troisième (5.17–6.45 GHz) bandes, l'amélioration est aux alentours de  $2 \text{ dB}$ . Dans la quatrième bande (8.0–12.0 GHz), elle est d'environ  $3.5 \text{ dB}$ . La Figure 2 montre aussi les diagrammes de rayonnement pour l'un des plans principaux aux fréquences centrales de chaque bande. Nous voyons que les diagrammes restent stables et unidirectionnels. Une analyse détaillée montre qu'il en est de même pour toutes les fréquences de fonctionnement et aussi dans l'autre plan principal.

### 4 Conclusion

Nous avons présenté la conception d'un CMA tri-bande utilisé comme réflecteur quadri-bande pour obtenir des diagrammes stables, unidirectionnels et à gain élevé et couvrir les standards 4G/5G, Wi-Fi 2.4/5/6E et la bande X. Pour démontrer l'intérêt de la solution, une antenne spirale d'Archimède a été utilisée comme source. Cette utilisation particulière du CMA fournit une amélioration du gain réalisé dans la direction « broadside » dans toutes les bandes de fréquences ciblées par rapport au cas de la spirale seule, avec des diagrammes stables et un encombrement de  $0.1 \lambda_l$ .

### 5 Remerciements

Ce travail a eu le soutien du Conseil National pour le Développement Scientifique et Technologique – Brésil.

### Références bibliographiques

- [1] X. Zhu, J. Zhang, T. Cui and Z. Zheng, "A dielectric-loaded dual-broadband printed dipole antenna with stable radiation pattern in the H-plane," in *IEEE Ant. Wireless Prop. Let.*, v. 18, no. 9, pp. 1761–1765, Sept. 2019.
- [2] H. H. Tran and I. Park, "A dual-wideband circularly polarized antenna using an artificial magnetic conductor," in *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, v. 15, pp. 950–953, 2016.
- [3] C. Djoma, M. Jousset, A. C. Lepage, S. Mallécol, C. Renard and X. Begaud, "Maximal bandwidth of an archimedean spiral antenna above a reflector," in *IEEE Ant. Wireless Prop. Let.*, v. 13, pp. 333–336, 2014.
- [4] F. Linot, R. Cousin, X. Begaud and M. Soiron, "Design and measurement of high impedance surface", *Proc. 4th Euro. Conf. Ant. Prop.*, pp. 1–4, 2010.

**Analyse circuit équivalent d'un absorbant radar à métasurface**  
*Equivalent circuit analysis of a radar absorbing metasurface*

**Tanguy Lopez<sup>1,2</sup>, Thomas Lepetit<sup>1</sup>, Shah Nawaz Burokur<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>DEMR, ONERA, Université de Paris-Saclay, F91123 Palaiseau, France

<sup>2</sup>LEME, UPL, Univ Paris Nanterre, F92410 Ville d'Avray, France

tanguy.lopez@onera.fr / tlopez@parisnanterre.fr

*Mots clés: métasurface, absorbant radar, circuit équivalent*

*Keywords : metasurface, radar absorber, equivalent circuit*

**Résumé/Abstract**

Pour toujours plus de camouflage, les experts en furtivité envisagent depuis quelques temps d'utiliser les métasurfaces et leurs propriétés non-conventionnelles de manipulation des ondes [1] pour réaliser des solutions de dissimulation efficaces. En prévision de l'ajout de composants électroniques, permettant notamment de piloter la fréquence pour laquelle le besoin de furtivité se fait ressentir, nous nous sommes intéressés à une approche circuit équivalent pour la conception de métasurfaces. En effet, les travaux de [2] proposent d'analyser des métasurfaces avec électronique en combinant le comportement de la structure d'accueil à celui des composants individuels. L'analyse circuit équivalent de la métasurface d'accueil dénuée de composants peut se faire grâce aux travaux synthétisés dans [3]. Ce projet consiste donc à transposer les résultats de [3] vers la géométrie coaxiale d'intérêt ici. La validité de la méthode est alors éprouvée par comparaison à des résultats de simulation par éléments finis.

To provide for an ever-increasing need for camouflage, experts in stealth have been envisioning for a few years to use metasurfaces and their unconventional electromagnetic properties [1] to serve as efficient cloaking devices. To prepare for the use of surface-mounted electronic components, useful for frequency-selecting purposes, we took interest in an equivalent circuit analysis of metasurfaces. Indeed, the works of [2] on metasurfaces using electronic components invite one to combine the passive behavior of the host structure with that of the lumped elements. The equivalent circuit analysis of the hosting surface deprived of electronic components can be done using the works of [3] on passive metasurfaces. This project therefore aims at translating the results of [3] onto the coaxial geometry of interest here. The validity of such a method is then assessed by comparison with the simulation results obtained using a finite-element method.

**1 Introduction**

Metasurfaces are arrays of sub-wavelength patterns used in all electromagnetic domains – from optics to microwaves – to design devices with extraordinary wave manipulation properties [1]. Thanks to the Floquet theory [4], the analysis of periodic structures can be simplified down to the study of a single of their constituting metacell. The study of isolated metacells can be conducted under many forms – using a method of moments or finite-element methods for instance. Here, the chosen method is an equivalent circuit analysis (ECA) which would provide the operator with an intelligible equivalent circuit model (ECM) of metacells easily affected by the addition of series and/or parallel impedances of surface-mounted electronic components, as intended in future works.

In [3], an ECA is introduced in the case of metasurfaces studied in free-space and simplified to Cartesian metacells, seen as discontinuities in rectangular waveguides with periodic boundaries. In this project, this method is applied to a metacell in a coaxial geometry – this translation is possible as the method proposed in [3] is independent of the chosen system of coordinates. This coaxial geometry is chosen to accelerate the design cycle by reducing fabrication costs, along with measurement complexity. In addition, such coaxial geometry emulates free-space propagation by supporting a TEM propagation mode, and therefore allows for measurements at low frequencies in a compact setup.

In the frame of this project, the studied metacell is that of Figure 1(a) – a PCB of coaxial geometry into which eight identical apertures have been cut out. The metacell of Figure 1(a) is then inserted into a coaxial transmission line (TL) terminated by a short-circuit as illustrated on Figure 1(b). In such configuration, the short-circuit is a stand-in for the target's fuselage or external metallic structure.

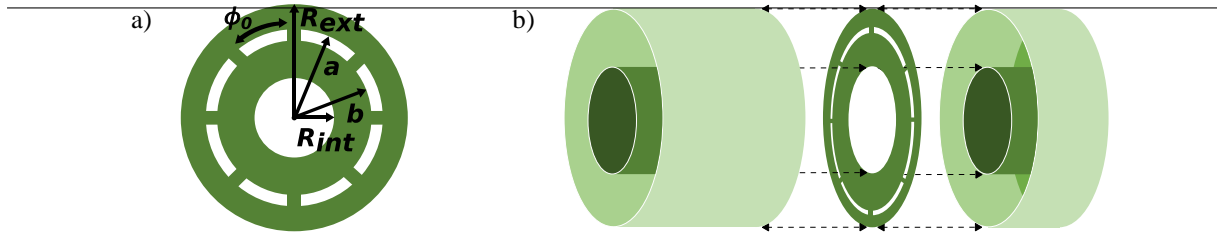


Figure 1: (a) Metacell of interest with its eight identical apertures with  $R_{ext} = 75$  mm,  $R_{int} = 32.5$  mm,  $a = 56.25$  mm,  $b = 51.25$  mm and  $\phi_0 = \pi/4$  and (b) the coaxial TL used for this study is terminated by a short-circuit

Knowledge of the dimensions of the coaxial TL of Figure 1(b) allows one to locate the exact cut-off frequencies, from which the higher-order TE and TM modes turn propagative, thanks to the Bessel-Neumann's equations [5] and their numerical implementation [6]. This leads to the values reported on Figure 2 for the first modes of interest – truncated for legibility. This information is key for the application of the method of [3], whose equivalent circuit depends on the couplings of the metasurface's electric field to the surrounding TL modes.

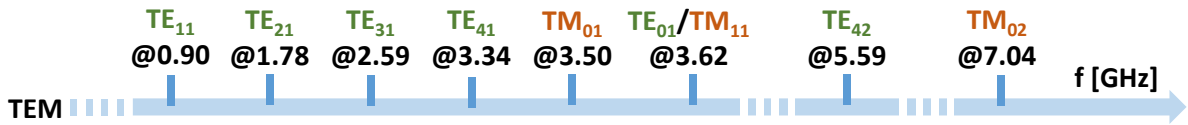


Figure 2: Cut-off frequencies of the  $TE_{nm}$  and  $TM_{nm}$  propagation modes of interest supported in the coaxial TL

## 2 Equivalent circuit analysis

### 2.1 General study in a coaxial transmission line

The ECA proposed by [3] is an attempt at reaching an analytical expression of the metacell's admittance  $Y_{MS}$  encountered by the incoming wave of admittance  $Y_0$  propagating within the TL as presented on Figure 3.

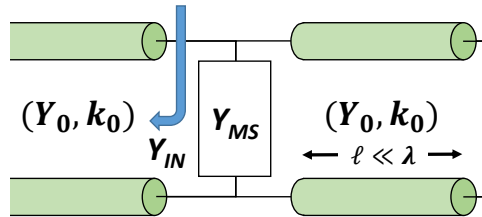


Figure 3: General equivalent circuit model of a metacell introduced in a short-circuited TL

In such configuration, the reflection coefficient of the network formed by the metacell introduced in the short-circuited TL is given by

$$S_{11} = \frac{Y_0 - Y_{IN}}{Y_0 + Y_{IN}} \quad (1)$$

The ECA introduced in [3] is able to provide an analytical expression of such a reflection coefficient provided prior knowledge of two elements: a decomposition basis and an expression of the metacell's electric field  $\mathbf{E}_S$ . The first element is provided by the modal basis of coaxial fields  $\mathbf{e}_{nm}$ , normalized according to [5]. The second element however urges one to express a fundamental two-part work hypothesis. Firstly, that the total electric field of the metacell  $\mathbf{E}_S$  is the superposition of the fields supported by each of the apertures. Secondly, that the field supported by each of these apertures is the fundamental mode supported by the equivalent waveguide. In the case of this project, the metacell's electric field  $\mathbf{E}_S$  is therefore seen as the superposition of the fields of eight identical apertures seen as the cross-sections of finite-arc-lengthed coaxial waveguides, called *double-baffled coaxial waveguides* in [7] where an analytical expression of the various modes supported by such a waveguide is provided.

Once these expressions are found, the electric field  $\mathbf{E}_S$  of the metacell may be expressed in the modal basis using the projections  $N_{nm}$  introduced in [3] and defined as

$$N_{nm} = \langle \mathbf{E}_S | \mathbf{e}_{nm} \rangle = \int_S \mathbf{E}_S \cdot \mathbf{e}_{nm}^* dS \quad (2)$$

Which are particularly convenient for building an ECM as in the specific case where the frequency and spatial dependencies of the metacell's  $\mathbf{E}_S$  field are separable, the  $N_{nm}$  projections can be seen as transformer ratios.

According to [3] and the modal basis decomposition of [5], it is possible to separate each harmonic supported by the coaxial TL into individual TLs propagating each a modal coaxial wave admittance  $Y_{nm}$ . Given the configuration of the coaxial TL of Figure 1(b), the TL theory claims [8] that such admittances are seen by the metacell as: either unaffected – as fed by the infinite TL on one side – or affected by the short-circuit found at a distance  $\ell \ll \lambda$  on the other side. For the study in reflection of the incident TEM coaxial mode, the remaining TE<sub>nm</sub> and TM<sub>nm</sub> coaxial modes' local interactions with the metacell thus introduce a perturbation in the form of an equivalent admittance  $Y_{eq}$  such that

$$Y_{eq} = \sum_{nm \neq inc} |N_{nm}|^2 (1 - jcot(\beta_{nm}\ell)) Y_{nm} \quad (3)$$

where one may notice the projections  $N_{nm}$  of the metacell's field over the modal vectors  $\mathbf{e}_{nm}$  along with the inductive behavior introduced by the short-circuit in the form of the imaginary part of the formula. Such equivalent admittance implies that an infinite number of harmonics must be explicitly taken into account to provide an accurate ECM. Fortunately, some simplifications can alleviate the weight of such computation.

Indeed, when conducting the study over a frequency range over which some of the supported modes are strongly evanescent *i.e.*, for which  $k_{nm} \gg k$ , then the admittances of the coaxial TE and TM modes may be simplified to

$$\begin{cases} Y_{nm}^{TM} = \frac{1}{\eta_0} \frac{k_0}{\beta_{nm}^{TM}} \approx \frac{1}{\eta_0} \frac{k_0}{-j|k_{nm}^{TM}|} = j\omega C_{nm} \\ Y_{nm}^{TE} = \frac{1}{\eta_0} \frac{\beta_{nm}^{TE}}{k_0} \approx \frac{1}{\eta_0} \frac{-j|k_{nm}^{TE}|}{k_0} = \frac{1}{j\omega L_{nm}} \end{cases} \quad (4)$$

The implications of Equation (4) are that individual higher-order evanescent modes can be simplified down to a single capacitance, in the case of TM modes, and a single inductance, in the case of TE modes. Splitting up the sum in Equation (3) into TM and TE modes and splitting each of these sums into ( $n_{prop}^{TM}$  TM and  $n_{prop}^{TE}$  TE) propagative and evanescent modes, the equivalent admittance can be written

$$Y_{eq} = \sum_{n,m}^{n_{prop}^{TM}} |N_{nm}^{TM}|^2 (1 - jcot(\beta_{nm}^{TM}\ell)) Y_{nm}^{TM} + \sum_{n,m}^{n_{prop}^{TE}} |N_{nm}^{TE}|^2 (1 - jcot(\beta_{nm}^{TE}\ell)) Y_{nm}^{TE} + j\omega C_{ho} + \frac{1}{j\omega L_{ho}} \quad (5)$$

where  $C_{ho}$  and  $L_{ho}$  are the overall capacitance and inductance introduced by the evanescent TM and TE modes, respectively.

## 2.2 Particular case of the studied metacell

The fundamental assumption previously made that the eight identical apertures of Figure 1(a) take equal part in the total electric field of the metacell  $\mathbf{E}_S$  implies that knowing the field of one aperture is enough to know the field of the whole metacell. Using the information given in [7], one may therefore express the electric field of the different modes found within a single aperture of finite arc-length  $\phi_0$  (see Figure 1(a)). The first thing to acknowledge here is the lack of a TEM mode in such *double-baffled coaxial waveguide*. The fundamental propagation mode of such waveguide must therefore be determined from the cut-off frequencies of the various supported modes.

According to [7], a *double-baffled coaxial waveguide* supports both TE and TM propagations. In the case of TE propagation in such finite-arc-lengthed aperture, the electric field  $\mathbf{E}_{pq}^{TE}$  with  $(p, q) \in \frac{\pi}{\phi_0} \mathbb{N}^* \times \mathbb{N}$  can be expressed in polar coordinates as

$$\mathbf{E}_{pq}^{TE}(\rho, \phi) = A \begin{pmatrix} \frac{p}{\epsilon\rho} (Y_{pq}(k_{pq}\rho) - \alpha'_{pq} J_{pq}(k_{pq}\rho)) \sin(p\phi) \\ \frac{k_{pq}}{\epsilon} (Y'_{pq}(k_{pq}\rho) - \alpha'_{pq} J'_{pq}(k_{pq}\rho)) \cos(p\phi) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (6)$$

where  $A$  is an amplitude constant,  $J$  and  $Y$  are the Bessel functions of first and second order while  $J'$  and  $Y'$  are their derivatives regarding the variable  $\rho$ ,  $k_{pq}$  are the cut-off wavenumbers of the considered modes and  $\alpha'_{pq}$  a constant that fulfills the boundary conditions of the perfect electric nature of the aperture's rims. One may notice that for  $\phi_0 = \pi/4$ , then  $p = 4n$ ,  $n \in \mathbb{N}^*$ , which is the case here (see Figure 1(a)). Using Bessel-Neumann's equations adapted to the case of such *double-baffled coaxial waveguide* according to [7], the cut-off frequencies of the first TM and TE modes of interest have been calculated [6] and the results are reported in Figure 4 for comparison purposes – between each other and regarding the coaxial TL's.

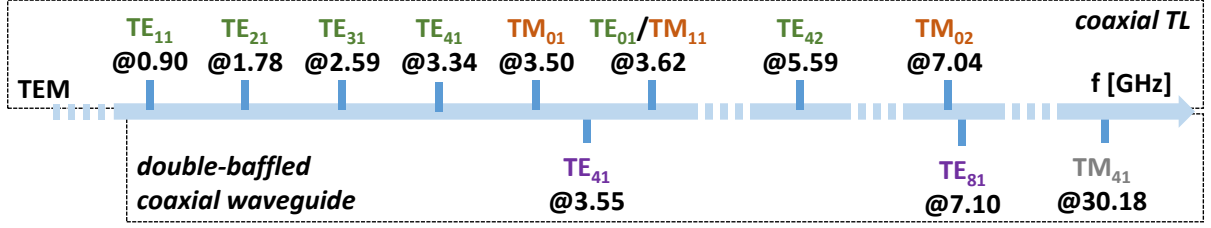


Figure 4: Cut-off frequencies of the  $TE_{nm}$  and  $TM_{nm}$  modes of the coaxial TL (top) along with the cut-off frequencies of the first  $TE_{nm}$  and  $TM_{nm}$  modes of the double-baffled coaxial waveguide (bottom)

From Figure 4, the fundamental mode of the single double-baffled waveguide is  $TE_{41}$ . The total metacell's electric field  $\mathbf{E}_S$  as required in Equation (2) is therefore assumed to be

$$\mathbf{E}_S(\rho, \phi) = \sum_{k=0}^7 \left( \mathbf{E}_{41}^{TE} \left( \rho, \phi - k \frac{\pi}{4} \right) \cdot \Pi_{\pi/4} \left( \phi - (2k + 1) \frac{\pi}{8} \right) \right) \quad (7)$$

where  $\Pi_w$  is the rectangle function of width  $w$  – here of width  $\phi_0 = \pi/4$  and centered over each aperture.

Finite-element simulations have been performed on a single metacell's aperture from Figure 1(a) (extending in the ranges  $\rho \in [a, b]$  and  $\phi \in [0, \pi/4]$ ) and have confirmed the theoretical expression found in Equation (6), as can be seen on Figure 5.

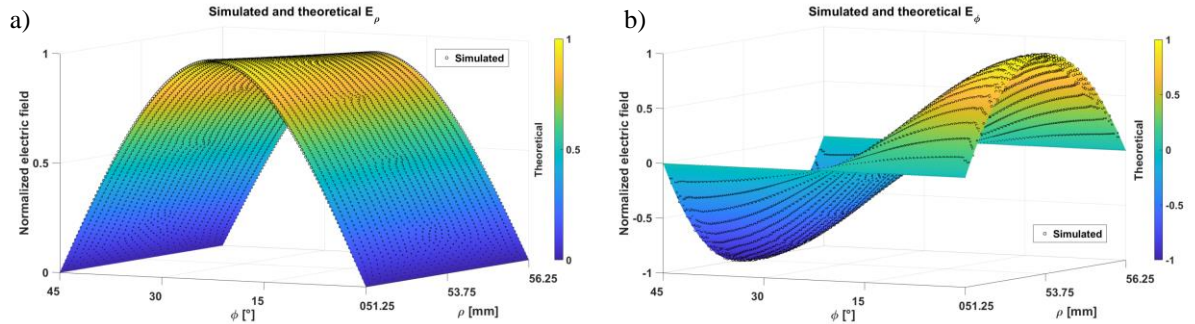


Figure 5: Comparison of the electric field profiles of the fundamental mode of a double-baffled coaxial waveguide for the (a)  $\rho$ -component and (b)  $\phi$ -component as provided by COMSOL<sup>®</sup> (black circles) and Equation (6) (colormap)

The analysis of the projections  $N_{nm}$  as defined in Equation (2) quickly highlights that only some of the coaxial TL modes are in fact able to couple with the metacell's electric field  $\mathbf{E}_S$  from Equation (7). In the case of the simplification  $\phi_0 = \pi/4$ , some symmetry considerations lead to the results highlighted on Figure 6. The first take is that fortunately, the incident TEM mode can indeed couple with the metacell. The second take is that only the  $TE_{4n,m}$ , and  $TM_{0m}$  modes are to be considered in the equivalent admittance  $Y_{eq}$  of Equation (3).

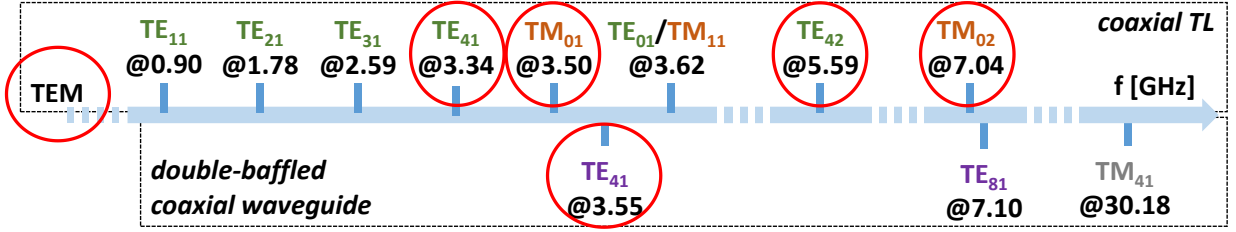


Figure 6: Highlight of the first coaxial TL's  $TE_{4n,m}$  and  $TM_{0m}$  modes (top) able to couple with the double-baffled coaxial waveguide's fundamental mode (bottom)

### 2.3 Equivalent circuit model

According to the highlighted coupling modes of Figure 6, the metacell's reflective behavior is only altered by the admittances of the  $TE_{4n,m}$ , and  $TM_{0m}$  modes. Therefore, to observe an alteration of the metacell's reflection coefficient, one can focus on the sole frequency range around the cut-off frequencies of such modes. In other words, over any frequency range below  $f_{41}^{TE} \approx 3.34$  GHz (see Figure 6), no noticeable change in the reflection coefficient should be observed.

A closer look at the different transitions exhibited by TE and TM modes around their cut-off frequencies is given on Figure 7. One may notice the coaxial  $TM_{01}$  mode exhibits a strongly resonant behavior around its cut-off frequency  $f_{01}^{TM} \approx 3.50$  GHz (see Figure 6) – transitioning sharply from a capacitive admittance to a resistive one – while the  $TE_{41}$  mode shows a smooth transition from an inductive behavior to a resistive one around  $f_{41}^{TE}$ .

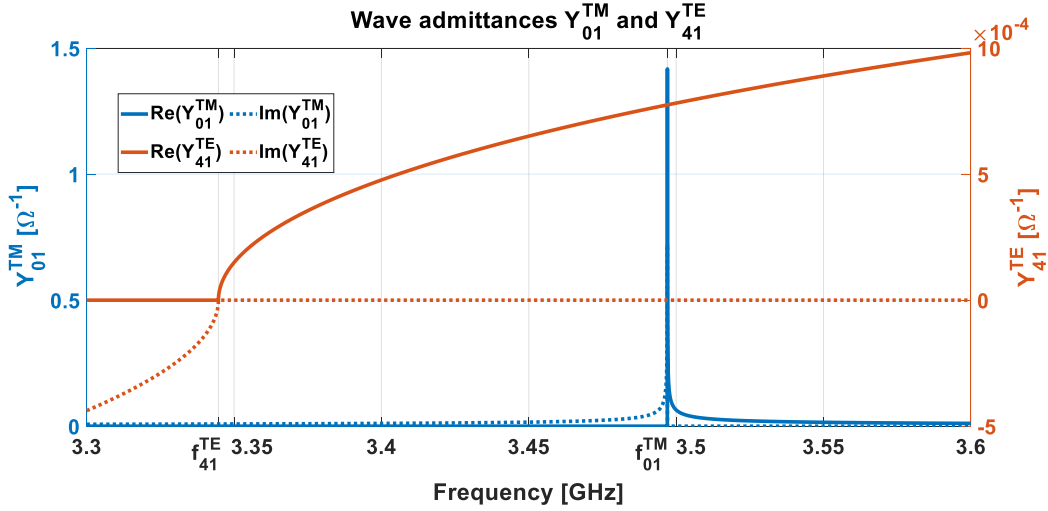


Figure 7: Comparison of wave admittances  $Y_{01}^{TM}$  (left axis, blue curves) and  $Y_{41}^{TE}$  (right axis, red curves) around their respective cut-off frequency  $f_{01}^{TM} \approx 3.50$  GHz and  $f_{41}^{TE} \approx 3.34$  GHz

Subsequent finite-element simulations highlighted the strong conditioning of the metacell's resonance to the TM transitioning rather than the TE transitioning. This may find an explanation in the definition of the reflection coefficient from Equation (1) : to match the incoming TEM wave of real admittance  $Y_0$ , the metacell's admittance  $Y_{MS}$  must provide both a resistive part, and a reactive part able to compensate for the inductive behavior induced by the short-circuit. To do so, such reactance must be capacitive, as is provided by the couplings with TM modes, unlike the TE modes whose couplings only add more inductive contributions. The frequency range  $[3.45, 3.60]$  GHz around the cut-off frequency of the  $TM_{01}$  mode  $f_{01}^{TM} \approx 3.50$  GHz has therefore been chosen as a range of interest to assess the ability of the ECM to translate the expected behavior observed by finite-element simulations.

Around the first  $TM_{01}$  mode, both the  $TM_{01}$  and  $TE_{41}$  modes are propagative. According to the equivalent admittance expression from Equation (5), only these two modes are to be explicitly considered in the ECA while the higher-order modes  $TM_{0m,m>1}$  and  $TE_{4m,m>1}$  are lumped into an equivalent parallel capacitance  $C_{ho}$  and inductance  $L_{ho}$ , respectively. This leads to the equivalent circuit of Figure 8, which is valid as long as only these modes are propagative *i.e.*, up until the next interacting mode of cut-off frequency  $f_{42}^{TE} \approx 5.59$  GHz (see Figure 6).

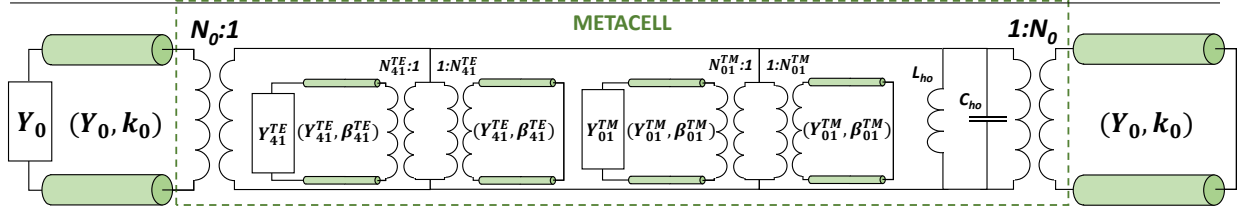


Figure 8: Equivalent circuit model of the metacell introduced in the coaxial TL valid up until 5.59 GHz ( $\approx f_{42}^{TE}$ )

### 3 Results

According to Equation (1) and given the ECM of Figure 8, the reflection coefficient is given by

$$S_{11} = \frac{|N_0|^2 Y_0 - (-j \cotan(k_0 \ell) |N_0|^2 Y_0 + Y_{eq})}{|N_0|^2 Y_0 + (-j \cotan(k_0 \ell) |N_0|^2 Y_0 + Y_{eq})} \quad (8)$$

The frequency response of such ECM is compared to the reflection coefficient provided by finite-element simulations on Figure 1(b), in terms of both amplitude and phase. One may notice on Figure 9 an amplitude drop along with a phase zero for both curves, which are symptomatic of a resonant behavior: the injected TEM mode sees its power partially transferred to the higher-order modes shown in the ECM of Figure 8 right around the resonance frequency and its power is therefore only partially recovered after reflection.

One may notice on Figure 9 a general shift of the  $S_{11}$ -parameter curves provided by the ECM of around 14 MHz which represents a relative shift of around  $\delta f_\phi = 0.4\%$ . The reflection minimum from Figure 9 has also been shifted by around 34 MHz which represents a  $\delta f_A = 1\%$  downward shift. One may finally notice that the equivalent circuit model has not been able to translate the spectral spreading the finite-element method has highlighted on Figure 9.

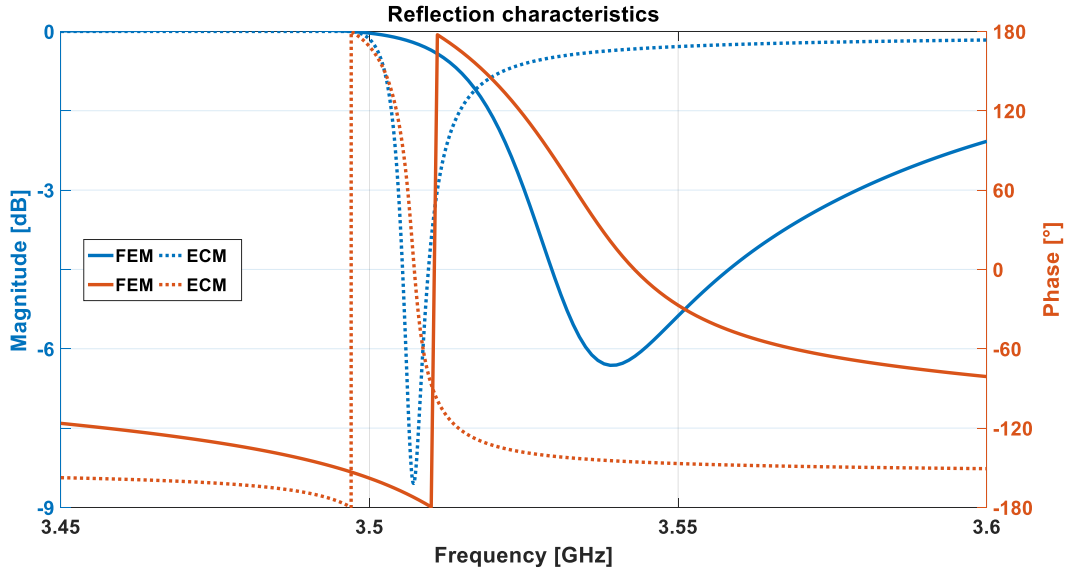


Figure 9: Comparison of the  $S_{11}$  curves obtained using COMSOL® (FEM, solid) and the equivalent circuit (ECM, dashed) over [3.45, 3.60] GHz ( $f_{01}^{TM} \approx 3.50$  GHz) in terms of amplitude and phase

To pinpoint the source of error in the ECM that may explain the discrepancies with the finite-element results, a regression method was employed – a least-squares method iteratively attempted to approximate the best combination of parameters (the  $N_{nm}$  transformer ratios) needed to recreate the expected results (the full curve of Figure 9). The results of such regression have been compared on Figure 10, in terms of the power-related coefficients  $|N_{nm}|^2$  as used in Equation (8), to those calculated by the algorithm that was developed and used to simulate the equivalent circuit (the dashed curve of Figure 9).

One may notice on the left side of Figure 10 that the TM-related transformer ratios that have been calculated are close to those found by the least-squares regression (error of 9%), while the TE-related transformer ratios on the right side of Figure 10 highlight a complete overlook of the  $N_{41}^{TE}$  coefficient. Other interesting results on both sides of Figure 10 are that all the modes outside the  $TM_{0m}$  and  $TE_{4n,m}$  groups have indeed been found not to couple with



the metacell by both methods, as expected by the symmetry considerations. The very nature of the coaxial  $TE_{41}$  mode seems therefore to have been neglected and no inductive behavior has been introduced to the ECM by the analytical study. The study led in [9], regarding multi-slit metacells, may provide reason for further investigation. As shown, a metacell composed of many slits may show a total electric field that is slightly more complex than the straightforward sum of the aperture's fields. This would urge one to see the metacell of interest as a multi-aperture, unique cell rather than an assembly of eight independent, mono-slit cells, as implicitly done so far.

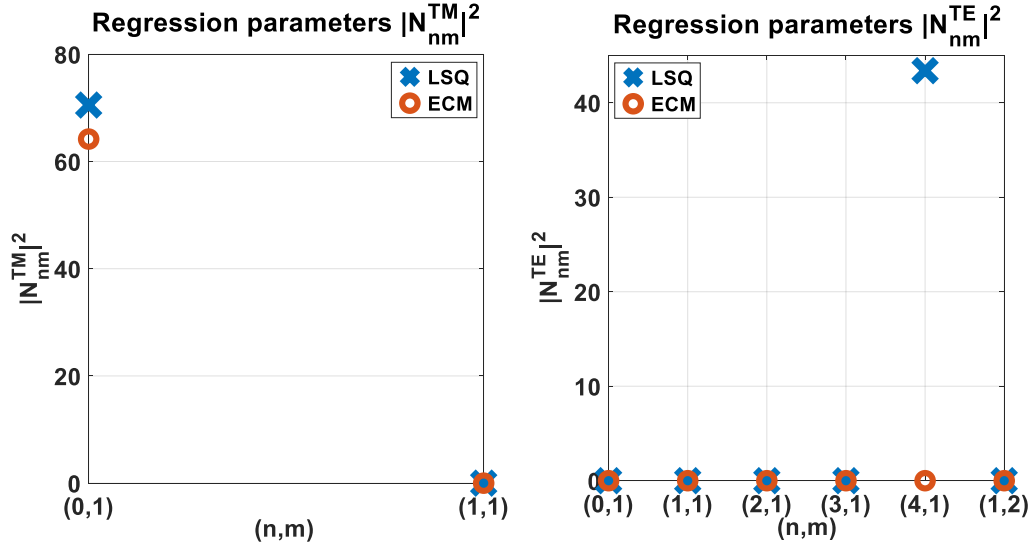


Figure 10: Transformer ratios  $|N_{nm}|^2$  as estimated by the least-squares method (LSQ, blue crosses) and calculated by the equivalent circuit model (ECM, red circles)

#### 4 Conclusion

This study aimed at transposing the ECA introduced in [3] to the coaxial geometry of interest, which is a convenient means of emulating free-space propagation at low frequencies. The comparison of the reflection coefficient characteristics highlighted that the ECA applied to the coaxial geometry has indeed been able to account for the resonant behavior, and the mechanisms of the associated mode-conversion, with only a slight frequency shift. However, these same responses also displayed an imperfect adequation of the model concerning the spectral spreading of both the reflection coefficient curves. This error seems to come from an inability of the implemented analytical model to take into account expected couplings of the metacell with some of the TE incident modes, and their inductive contributions, as shown by the regression process.

Yet, the convincing results of [3] warrant further investigation of our metacell: reducing the complex behavior of metasurfaces to simplified, analytical, intelligible equivalent circuit models for design, analysis and integration purposes is key to improving functionality. Besides, the incorporation of electronic lumped elements would also be greatly simplified with equivalent circuits, as demonstrated by [2]. This would pave the way for many further developments, such as providing more appropriate – or at least easier-to-use tools – for the analysis and design of passive and active metasurface systems, interesting for their reconfigurability mechanisms [10] – or even intelligent devices able to self-adapt to external variations [11]. It may also possibly lead to complementary approaches for the analysis and design of space-time modulated metasurfaces, where an electronic point-of-view may be more appropriate as closer to modulation-related schemes, as detailed in [12].

#### References

- [1] S. B. Glybovski, S. A. Tretyakov, P. A. Belov, Y. S. Kivshar and C. R. Simovski, "Metasurfaces: From microwaves to visible," *Physics Reports*, vol. 634, pp. 1-72, 2016.
- [2] R. Dubrovka and R. Donnan, "Equivalent circuit of FSS loaded with lumped elements using modal decomposition equivalent circuit method," in *Proceedings of the 5th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP)*, 2011.
- [3] F. Mesa, R. Rodriguez-Berral and F. Medina, "Unlocking complexity using the ECA: The equivalent circuit model as an efficient and physically insightful tool for microwave engineering," *IEEE Microwave Magazine*, vol. 19, pp. 44-65, 2018.

- 
- [4] L. Brillouin, *Wave Propagation in Periodic Structures: Electric Filters and Crystal Lattices*, Dover Publications, 2003.
- [5] N. Marcuvitz, *I. Electrical Engineers, I. Engineering, Technology, M. I. Technology, P. P. Limited, M. I. Technology. Radiation Laboratory, U. S. O. Scientific Research and D. N. D. R. Committee, Waveguide Handbook*, McGraw-Hill, 1951, Sections 2.4 & 5.3.
- [6] D. E. Horsley, "specialzeros," 2022. [Online]. Available: <https://github.com/dehorsley/specialzeros>.
- [7] C. C. Courtney and E. Donald, "Modes of a double-baffled, cylindrical, coaxial waveguide," 2003. [Online]. Available: <http://ece-research.unm.edu/summa/notes/SSN/Note483.pdf>. [Accessed August 2021].
- [8] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*, 4th Edition, Wiley, 2011, Section 2.3.
- [9] R. Rodríguez-Berral, F. Mesa and F. Medina, "Resonant modes of a waveguide iris discontinuity: Interpretation in terms of canonical circuits," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 66, pp. 2059-2069, 2018.
- [10] Z. Tao, X. Wan, B. C. Pan and T. J. Cui, "Reconfigurable conversions of reflection, transmission, and polarization states using active metasurface," *Applied Physics Letters*, vol. 110, p. 121901, 2017.
- [11] B. Chambers and A. Tennant, "A smart radar absorber based on the phase-switched screen," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 53, pp. 394-403, 2005.
- [12] Z. Wu and A. Grbic, "Serrodyne frequency translation using time-modulated metasurfaces," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 68, pp. 1599-1606, 2019.

**Cavité asymétrique 1D multifonctionnelle à base de graphène et de cristaux  
liquides pour les métasurfaces accordables.**

***Graphene and liquid crystal-based multifunctional 1D asymmetric cavity for  
tunable metasurfaces.***

**Giovanni Magno,\* Marco Grande, and Antonella D’Orazio**

*Dipartimento di Ingegneria Elettrica e dell’Informazione (DEI), Politecnico di Bari, Via Re David 200, 70126  
Bari, Italy*

\**giovanni.magno@poliba.it*

*Cristaux photoniques, Cristaux liquides, Graphène, Structures multifonctionnelle.  
Photonic crystals, Liquid crystals, Graphene, Multifunctional structures*

**Résumé/Abstract**

FR : Le besoin croissant de compacité des dispositifs optiques fait de leur multifonctionnalité et de leur reconfigurabilité des propriétés cruciales. Nous étudions numériquement une nouvelle structure présentant ces caractéristiques. La structure proposée se base sur une combinaison de cristaux photoniques 1D (PhC) et de matériaux reconfigurables (graphène et cristaux liquides). Cette structure compacte peut réaliser des fonctions optiques essentielles, reconfigurables et à bande étroite, telles que la modulation d’amplitude, le filtrage coupe-bande et le déphasage. La polarisation du graphène monocouche et des cristaux liquides génère des effets indépendants sur l’intensité d’absorption, l’action de déphasage et la position spectrale de la résonance et sont détaillés ici. Cette structure peut être utile pour l’ingénierie de métasurfaces reconfigurables pour les modulateurs optiques et les systèmes de contrôle de la direction des faisceaux.

ENG: The increasing need for compactness of optical devices makes multifunctionality and reconfigurability features crucial. We numerically investigate a novel design exhibiting these features. The proposed structure relies on the joint paradigm of 1D photonic crystals (PhC) and reconfigurable materials (graphene and liquid crystals). This compact structure can perform valuable reconfigurable optical narrowband functions such as amplitude modulation, notch filtering, and phase shifting. The independent effects of monolayer graphene and liquid crystal biasing on the absorbance intensity, phase shifting action, and the spectral position of the resonance are detailed. This structure can be valuable for engineering reconfigurable metasurfaces for optical modulators and beam-steering systems.

**1 Introduction**

Designing optical devices incorporating multifunctionality and reconfigurability is imperative to satisfy the increasing request for compact and smart solutions. Multi-functionality can be more easily found in structures having an abundance of degrees of freedom [1–3]. The use of tunable materials, on the other hand, paves the way for design reconfigurability. In particular, graphene [4] and liquid crystals [5] have proven to be of great interest for achieving reconfigurability in optical devices.

**2 Method, results and discussion.**

Here we numerically present a novel structure combining 1D photonic crystals (PhC), graphene, and liquid crystals to obtain both multifunctionality and reconfigurability. As sketched in Fig.1(a), the structure consists of an asymmetric cavity, whose mirrors are made of 1D Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> / SiO<sub>2</sub> photonic crystal terminating on two graphene monolayers. The thicknesses of the Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> and SiO<sub>2</sub> layers are 173 nm and 250 nm, respectively, so that the unitary cell is 423 nm thick. In reference to Fig.1(a), the upper and lower mirrors bounding the cavity consist of 15 and 7 periods, respectively. The cavity defect, bounded by two graphene monolayers on which a 50-nm thick polyimide ( $n = 1.678 + j10^{-4}$  [6]) orientation layer is deposited, is filled with a nematic liquid crystal (E7 mixture), whose properties are modeled after [7,8]. Both the properties of monolayer graphene and liquid crystals can be tuned through electrostatic control. The two graphene monolayers are modeled as a surface current density. Graphene conductivity is modeled after [9–11] as the sum of an intraband and an interband term.

We have numerically observed, through simulations based on the finite element method, that the above-described structure allows for important reconfigurable optical functions such as amplitude modulation, notch filtering, and phase shifting. On the one hand, geometrical parameters and chemical potentials of graphene layers can be exploited to control the (i) intensity of a 1 nm-wide absorbance peak and (ii) the phase of the reflected wave. On the other hand, liquid crystal orientation can be exploited to spectrally tune features (i) and (ii) over about 200 nm around the working wavelength of 1550 nm.

By varying both chemical potentials of the two graphene monolayers, we can identify six different working regimes, with different absorbance and reflectance behavior of the structure. A single graphene layer will be in an ON (OFF) state if its chemical potential is less than or equal to (greater than or equal to) 0.35 eV (0.55 eV). In particular, when one of the two graphene layers is in the ON state while the other one is in the OFF state, we are in a working regime in which the absorbance is maximum and the reflectance minimum. Vice versa, when graphene layers are both in the OFF state the absorbance decreases, and the reflectance increases to values close to unity.

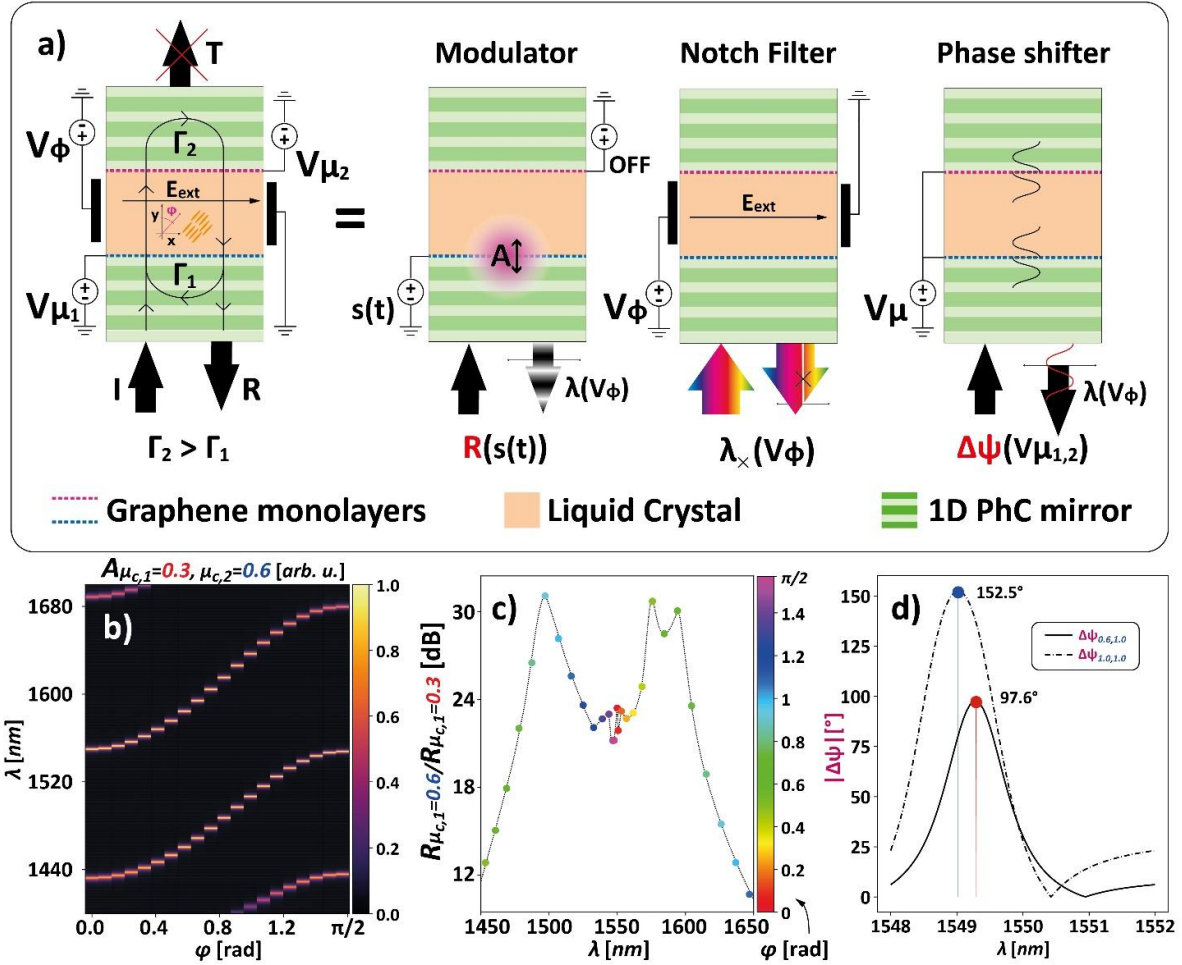


Fig. 1. (a) Sketch depicting the proposed structure, the optical functions it enables, and the degrees of freedom that can be adjusted to reconfigure these functions. (b) Map of absorbance as a function of the wavelength and of the liquid crystal optical axis angle  $\phi$ , when one of the two graphene monolayers is in the ON state and the other in the OFF state. (c) Logarithm of the ratio between the reflectance calculated when the chemical potential of one of the two graphene monolayers is 0.6 eV and the reflectance calculated when the chemical potential of the same layer is varied to 0.3 eV, while the remaining graphene monolayer is in the OFF state. (d) Absolute value of phase shift difference calculated for different configurations of chemical potentials of graphene layers.

Fig. 1(b) shows that it is possible to tune the  $\phi$  angle (corresponding to the liquid crystal elongated particles orientation to the y-axis) to spectrally reconfigure the cavity resonance. Fig. 1(b) shows the absorbance map as a function of wavelength and of the  $\phi$  angle, when one graphene layer operates in the ON state and the other one in

the OFF state, respectively. As the  $\phi$  angle increases, the resonances redshift consistently with the increasing refractive index experienced by the extraordinary wave traveling along the y-direction. Fig.1(c) shows the extinction ratio, defined as the logarithm of the ratio between the reflectance calculated when the chemical potential of one of the two graphene monolayers is 0.6 eV and the reflectance calculated when the chemical potential of the same layer is varied to 0.3 eV, while the remaining graphene monolayer is instead kept in the OFF state. Within the spectral range of interest, the extinction ratio is greater than 21.8 dB and reaches maximum values of 31 and 30.7 dB for  $\lambda$  equal to about 1497 nm and 1576 nm, respectively.

Conversely, when both the graphene layers are in the OFF state, the reflectance is higher than 94.9%, and a full phase excursion of the reflected wave is observed. Fig.1(d) shows the phase shift difference (defined with respect to the phase of the reflected wave when both chemical potentials of the graphene layers are maintained at 0.6eV) as a function of wavelength for two different configurations of the graphene layer chemical potentials. When both chemical potentials are raised to 1 eV, the phase shift difference reaches its maximum achievable value of about 152.5°. Being in a non-absorbing regime, this phase shift is attained with low insertion losses, less than -0.23 dB in our observation domain.

Like the other functions, the phase shifting can also be spectrally reconfigured throughout a 200 nm spectral range centred around 1550 nm thanks to the action of the liquid crystal.

### 3 Conclusion

We numerically investigated the behavior of a novel multifunctional and reconfigurable 1D PhC asymmetric Fabry-Pérot cavity, whose defect is filled with nematic liquid crystal and bounded by two graphene monolayers. Many degrees of freedom, emerging thanks to the coexistence of two different reconfigurable materials, distinct optical spectrally tunable operations in reflection can be identified: a notch filter (with a linewidth of 1 nm), a narrowband modulator, a phase shifter (up to about 152° and with insertion losses lower than -0.23 dB). In all these operations, the liquid crystal is exploited to attain spectral reconfigurability in a window of about 200 nm around the working wavelength of 1550 nm. This powerful yet simple structure can pave the way for the realization of metasurfaces, optical modulators, and phased arrays. These may be at the basis of beamsteering systems for lidar and navigation applications.

GM is supported by a grant from Regione Puglia "Research for Innovation" (REFIN). REFIN is an intervention co-financed by the European Union under the POR Puglia 2014-2020, Priority Axis OT X "Investing in education, training and professional training for skills and lifelong learning - Action 10.4 - DGR 1991/2018 - Notice 2/FSE/2020 n. 57 of 13/05/2019 (BURP n. 52 of 16/06/2019)

### References

- [1] G. Magno, M. Grande, A. Monmayrant, F. Lozes-Dupuy, O. Gauthier-Lafaye, G. Calò, and V. Petruzzelli, "Controlled reflectivities in self-collimating mesoscopic photonic crystal," *J. Opt. Soc. Am. B Opt. Phys.* 31(2), (2014).
- [2] G. Magno, A. Monmayrant, M. Grande, F. Lozes-Dupuy, O. Gauthier-Lafaye, G. Calò, and V. Petruzzelli, "Stable planar mesoscopic photonic crystal cavities," *Opt. Lett.* 39(14), (2014).
- [3] A. Monmayrant, M. Grande, B. Ferrara, G. Calò, O. Gauthier-Lafaye, A. D’Orazio, B. Dagens, V. Petruzzelli, and G. Magno, "Full optical confinement in 1D mesoscopic photonic crystal-based microcavities: An experimental demonstration," *Opt. Express* 25(23), (2017).
- [4] F. Bonaccorso, Z. Sun, T. Hasan, and A. C. Ferrari, "Graphene photonics and optoelectronics," *Nat. Photonics* 4(9), 611–622 (2010).
- [5] S. P. Palto, L. M. Blinov, M. I. Barnik, V. V Lazarev, B. A. Umanskii, and N. M. Shtykov, "Photonics of liquid-crystal structures: A review," *Crystallogr. Reports* 56(4), 622 (2011).
- [6] P. A. Kawka and R. O. Buckius, "Optical properties of polyimide films in the infrared," *Int. J. Thermophys.* 22(2), 517–534 (2001).
- [7] V. Tkachenko, G. Abbate, A. Marino, F. Vita, M. Giocondo, A. Mazzulla, F. Ciuchi, and L. De Stefano, "Nematic liquid crystal optical dispersion in the visible-near infrared range," *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 454(1), 263/[665]-271/[673] (2006).
- [8] S. T. Wu and K. C. Lim, "Absorption and Scattering Measurements of Nematic Liquid Crystals.," *Appl. Opt.* 26(9), 58 (1987).
- [9] L. A. Falkovsky and A. A. Varlamov, "Space-time dispersion of graphene conductivity," *Eur. Phys. J. B* 56(4), 281–284 (2007).
- [10] L. A. Falkovsky, "Optical properties of graphene," *J. Phys. Conf. Ser.* 129, (2008).
- [11] G. W. Hanson, "Dyadic Green’s functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene," *J. Appl. Phys.* 103(6), 64302 (2008).

## Fast and sensitive THz detector based on miniaturized optomechanical resonator

Jiawen Liu<sup>1\*</sup>, Baptiste Chomet<sup>1</sup>, Djamel Gacemi<sup>1</sup>, Konstantinos Pantzas<sup>2</sup>, Grégoire Beaudoin<sup>2</sup>, Isabelle Sagnes<sup>2</sup>, Angela Vasanelli<sup>1</sup>, Carlo Sirtori<sup>1</sup> and Yanko Todorov<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure, ENS, Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, Université de Paris, Paris, France

<sup>2</sup> Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies (C2N), CNRS—Université Paris-Sud/Paris-Saclay, Palaiseau 91120, France

*Keywords: THz detection; optomechanical resonator; dielectric gradient force; thermal effect*

### Abstract/Résumé

The development of technologies at the terahertz frequency domain requires fast, sensitive THz detectors working at room temperature. Here we demonstrate a miniaturized resonator with a suspended beam that acts as a mechanical oscillator converting THz signals into mechanical oscillations at megahertz frequency. Thanks to the optimized thermomechanical effect on our resonators, they respond very strongly to the incident THz radiation with a responsivity of 4 nm/ $\mu$ W, and thus can be employed as sensitive THz detectors operating at room temperature. We further implement phase lock loop (PLL) measurements which show that the device can respond at high speed, on the order of 1 MHz, limited by the cut-off frequency of PLL. In addition to the terahertz detection, our system can also serve as a great platform for fundamental research when the mechanical oscillation is forced into a strong non-linear regime by an external drive. This effect can also be exploited to build reconfigurable logic gates for THz signal processing, which is studied in our ongoing work.

### 1 Introduction

The Terahertz (THz) frequency domain can be the playground for many applications, such as wireless THz communications [1], imaging and bio-chemical sensing [2][3]. Nowadays, sensitive commercial THz detectors mostly depend on thermal effects, whose speed is slow and many of them need to operate at low temperature [4]. Recently, advanced THz detectors based on thermal effects have been reported by different groups, using metamaterial absorbers [5], micro-electromechanical systems (MEMS) [6] etc. However, the potential of this scheme is still not achieved yet: one can improve the response speed by miniaturizing the dimensions of the devices [7,8], and enhance the responsivity by exploiting better the thermal effects.

In this paper, we combine THz resonators with micro-mechanical oscillators to create a miniaturized optomechanical device, which is designed in a dog-bone shape with a bi-material structure consisting of a gold layer on top of the GaAs. In this structure, the gold resonator will act as a receiving antenna to resonantly absorb THz light and then heat up the system. The suspended thin beam of dog-bone will work as a thermal-sensitive mechanical oscillator, whose vibration frequency, amplitude and phase respond strongly to the heat in the system generated by the THz radiation. We supplement our device with micro-electrodes to drive individual mechanical oscillators using dielectric gradient forces [9], which allows, for example, the establishment of a phase lock loop (PLL) to study the response rates of our device. Thanks to these optimizations, we systematically demonstrate here an ultrafast sensitive THz detector based on thermal effects working at room temperature.

### 2 Results

Our optomechanical device, as presented in Figure 1, consists of two anchoring pillars and a suspended doubly-clamped beam with length  $l = 17 \mu\text{m}$  and width  $w = 250 \text{ nm}$ . To optimize the thermomechanical effect, a bi-material structure is employed, composed of a layer of gold (thickness  $u_{\text{Au}} = 150 \text{ nm}$ ) deposited on top of GaAs ( $u_{\text{GaAs}} = 200 \text{ nm}$ ). The total thickness of the suspended beam is thus  $u = 350 \text{ nm}$ . These dimensions are carefully designed so that the device can efficiently interact with the incident THz radiation from a quantum

cascade laser (QCL), which induces a strong eddy current on the thin beam and generate thermal strains thanks to different thermal expansion coefficients of the gold and GaAs. Therefore, by probing the mechanical motion of a single device, one can get access to the information of the incident THz signal.

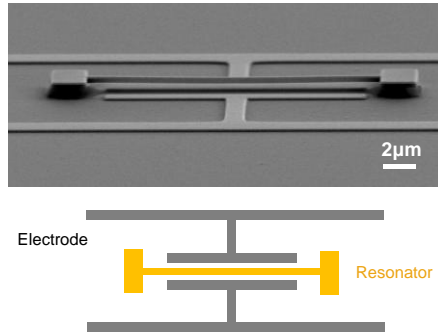


Figure 1: SEM image and top-view sketch of a dog-bone resonator with RF electrodes.

A homebuilt microscope is employed to measure the mechanical motion of the beam by an optical read-out method (the schematic of the setup can be found in Ref. [7]). We focus a near-infrared laser beam ( $\lambda=930$  nm) onto a single device and collect the backscattered laser light by a microscope objective. The mechanical oscillations of the beam are thus imprinted on the intensity modulation of the laser beam and can be measured on the RF spectrum of a spectrum analyser connected to the balanced photodiode unit. Figure 2a (blue curve) shows the experimental Brownian motion peak induced by the thermal noise from the surrounding environment, which can be well fitted in Figure 2c by the sum (red curve) of a Lorentzian distribution (orange dashed line) and a noise floor (black dashed line). This peak is measured at 2.87 MHz with a quality factor of  $\sim 1000$  at a low pressure of 1 mbar, corresponding to the fundamental out-of-plane flexural vibration mode of the beam, as visualized by the FEM simulation in Figure 2c. Importantly, Brownian motion peak can be exploited for calibration of the mechanical response [7,10]: by relating its power density spectrum to the thermal energy  $k_B T$  (where  $k_B$  is the Boltzmann constant and  $T$  is the temperature), one can convert the measured signal from voltage power spectral density ( $V^2/Hz$ ) to the motion power spectral density ( $pm^2/Hz$ ), from which the displacement of the mechanical beam is accessible.

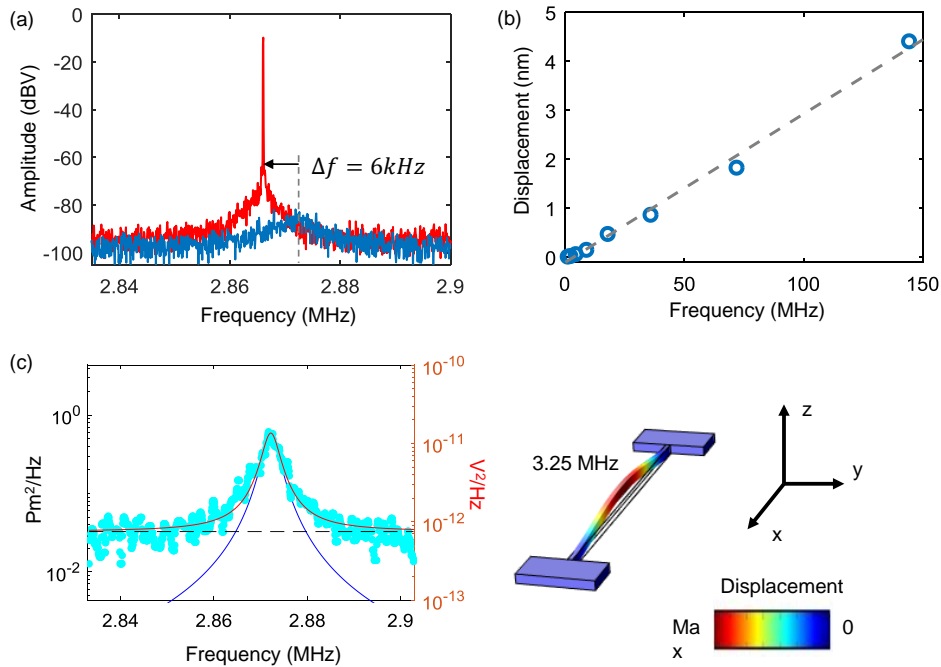


Figure 2: (a) Measured Rf spectra in the presence (red) or absence (blue) of the THz radiation (b) Linear correlation between the displacement of the vibrating beam and the QCL power. The external responsivity is  $15 pm/\mu W$ . (c) The experimental Brownian motion spectrum (Blue dots, measured with 100 Hz resolution bandwidth) can be well fitted by a sum of a Lorentzian distribution (blue solid line) and a noise floor (black dashed line). FEM simulation indicates that this mode corresponds to the fundamental out-of-plane flexural vibration mode.

Next, we shine the THz light onto the sample and measure the resulted spectrum. We use a RF generator to modulate the driving current of our QCL and obtain an output power expressed as  $P_{QCL} = \frac{P_0}{2} [1 + \cos(\omega_m t)]$  where  $P_0 \sim 1.2 \text{ mW}$  is the peak power and  $\omega_m$  is the modulation frequency that is close to the mechanical mode of the beam. In this case, a sharp peak signal is detected, with a contrast of about 60 dB to the Brownian thermal noise. Then we use paper filters to gradually attenuate the power  $P_0$  down to  $1 \text{ } \mu\text{W}$  and summarize the amplitude responses as a function of the power of THz radiation in Figure 2b, from which an external responsivity of  $15 \text{ pm}/\mu\text{W}$  can be extracted. In addition to the amplitude response, Figure 2a also shows that the Brownian motion peak will shift to a lower frequency because of the thermal expansion in the presence of the THz radiation. Therefore, one can deduce the absorbed power  $P_{abs}$  in the mechanical beam from this frequency shift  $\Delta f$ . These two values are linked by a formula  $P_{abs} = \frac{6uw\lambda_T}{l} \Delta T$ , where  $\lambda_T \sim 163 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  is the average thermal conductivity of the beam and  $\Delta T = \frac{1}{C_T} \frac{\Delta f}{f_0}$  is the temperature rise in which  $C_T \sim 0.005/\text{K}$  represents the temperature-frequency coefficient [11,12]. In the present case, the frequency shift  $\Delta f \sim 6 \text{ kHz}$  corresponds to a temperature change of  $0.42 \text{ K}$  and thus the absorbed power  $P_{abs}$  is estimated to be  $2.1 \text{ } \mu\text{W}$ . This result yields a coupling efficiency for a single device  $P_{abs}/P_{QCL} \sim 0.35\%$  and an internal responsivity  $\sim 4 \text{ nm}/\mu\text{W}$ .

The response speed of the device can be measured with the help of a phase-lock loop (PLL) [6]. The feedback of the loop is enabled here by the dielectric driving scheme [9]. In this scheme, the oscillating beam is driven by a RF field through the micro-electrodes, with a voltage of  $1 \text{ V}$  and a frequency close to the mechanical mode  $f_m$ . The detected signal is sent back to the phase lock loop to stabilize its frequency. When THz radiation is shined onto resonators, the initial vibration frequency  $f_m$  will be shifted by  $\Delta f_m$ , which will be detected by the PLL and then be converted into an output signal.

During the measurements, we sweep the modulation frequency of the QCL over a wide range, from  $1 \text{ kHz}$  to  $8 \text{ MHz}$  and plot the response amplitude in figure 3a (orange curve). As a result, the response signal is about  $50 \text{ dB}$  as compared to the noise floor (below  $-100 \text{ dBV}$ ), remaining constant until the modulation frequency reaches the cut-off of the PLL ( $\sim 1 \text{ MHz}$ , gray curve). Therefore, the detection speed of the system can reach  $1 \text{ MHz}$ , limited by the PLL's transfer bandwidth.

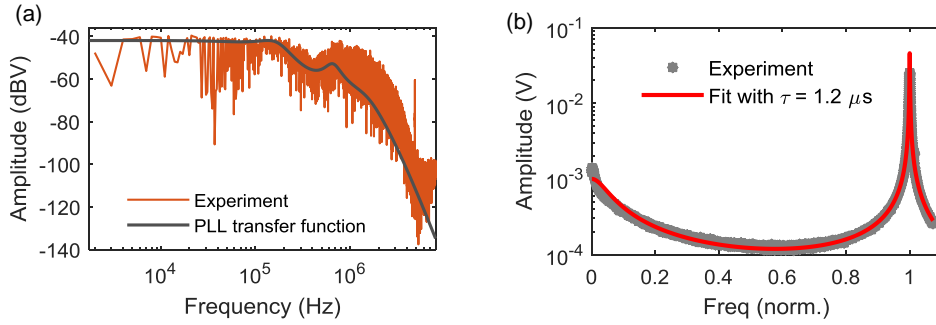


Figure 3: (a) Transfer bandwidth of the device measured with PLL. Orange curve: experimental detection bandwidth of the device. Blue curve: transfer function of the PLL with a cut-off at  $\sim 1 \text{ MHz}$ . (b) Experimental estimation of the thermal diffusion time. When sweeping the modulation frequency of the QCL, the Amplitude response of the device (grey dots) can be well fitted by a delayed oscillator model (red line) with a delay time of  $\sim 1.2 \text{ } \mu\text{s}$ .

The intrinsic limit of this type of detection scheme is set by a thermal diffusion time on the nano-beam. Assuming a 1-D thermal diffusion condition, the diffusion time  $\tau_D$  of the heat along the mechanical beam can be calculated from the Fick's law of diffusion [13]  $\tau_D = \frac{L^2}{D}$ , where  $L = \frac{l}{2}$  is the half-length of the mechanical beam and  $D = \frac{\lambda_T}{c\rho} \sim 6 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  is the thermal diffusion coefficient with  $\lambda_T = 163 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  the average thermal conductivity,  $c = 252 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  the average specific heat at constant pressure, and  $\rho = 11.3 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$  the average density of the gold/GaAs beam. As a result, the thermal diffusion time  $\tau_D$  is calculated to be  $\sim 1.2 \text{ } \mu\text{s}$ . In addition,  $\tau_D$  can also be estimated experimentally by sweeping the modulation frequency of the QCL and recording the amplitude response, as presented in Figure 3b (gray dots). This curve can be well fitted by a delayed oscillator model, which is the transfer function of a harmonic oscillator multiplied by that of a low-pass filter due to the retardation of the thermal diffusion, as introduced in ref [14]. Again, the thermal diffusion time extracted from the fitting (red curve) is  $\sim 1.2 \text{ } \mu\text{s}$ , in excellent agreement with the analytical estimation. Therefore, we can conclude that the thermal diffusion time in our mechanical beam is on the order of  $1 \text{ } \mu\text{s}$ , consistent with the response speed of  $\sim 1 \text{ MHz}$ .



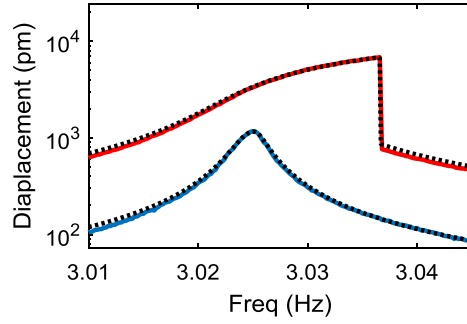


Figure 4: Linear (blue) and non-linear (red) amplitude responses of the device when sweeping 1V or 2.5V RF drive. The blue curve can be well fitted by a simple harmonic oscillator model while the red one needs to be fitted by a non-linear Duffin model.

In the PLL measurements, the dielectric force applied by the RF electrical field to the nano-beam can be estimated by considering the vibrating beam as an effective one-dimensional harmonic oscillator. While the driving force is distributed homogeneously along the beam section, it can be replaced by an effective force that is applied in the middle of the beam. In that condition, for a doubly-clamped rectangular beam, the effective mass of the 1D harmonic oscillator can be calculated as  $m_{eff} = 0.4\rho \cdot l \cdot w \cdot u = 6.7 \text{ pg}$ . The effective stiffness is then calculated as  $k_{eff} = m_{eff} \cdot (2\pi f)^2 = 2.2 \text{ N/m}$  with the resonance frequency  $f = 2.87 \text{ MHz}$  in our case. Therefore, the dielectric force applied onto the beam is expressed by  $F = \frac{k_{eff}}{Q} \Delta z \sim 3 \text{ pN}$ , in which the mechanical factor  $Q$  is 1000 and the displacement of the nano-beam  $\Delta z \sim 1160 \text{ pm}$ , as shown in Figure 4 (blue curve).

Increasing the driving force, one can set the system in the Duffin non-linear regime. In this regime, the system needs to be described by the Duffin equation  $\ddot{Y} + \frac{\omega_0}{Q} \dot{Y} + \omega_0^2 Y + \gamma Y^3 = F \cos(\omega_p t)$ , where  $\gamma \sim 1 \times 10^{29} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-2}$  is the Duffin constant and  $F$  is the driving force normalized to the effective mass of the oscillator. The value of the Duffin coefficient is exceptionally high in comparison to those reported in other systems with similar geometry [15]. As shown in Figure 4 (red curve), in the Duffin regime the system shows bi-state behaviour, jumping from a higher state down to the lower one at the critical frequency (here 3.037 MHz). This phenomenon can be exploited for applications such as logic gates, which is further studied in our ongoing work.

### 3 Conclusion

In this paper, we presented miniaturized optomechanical resonators that detect THz radiations at room temperature with a high responsivity of  $\sim 4 \text{ nm}/\mu\text{W}$ . Thanks to the miniaturized structure, our device has a short thermal diffusion time, on the order of  $\sim 1 \text{ }\mu\text{s}$ , allowing our device to work at a higher speed ( $\sim 1 \text{ MHz}$ ) than the other thermal detectors in previous reports. Therefore, our device can serve as a fast, sensitive THz detector to enable many applications such as THz imaging. It is also feasible to scale down our dog-bone design to implement optomechanical detectors working at other frequency ranges such as the mid-infrared [16]. In addition, our device can be driven into a strong nonlinear regime, serves as a great platform to study Duffing nonlinearity etc.

### References

- [1] I.F. Akyildiz, et al, Phys. Commun. 12, 16 (2014).
- [2] T. Nagatsuma, et al, Nat. Photonics 2016 10, 371 (2016).
- [3] M. Tonouchi, et al, Nat. Photonics 2007 12 1, 97 (2007).
- [4] R.A. Lewis, et al, J. Phys. D. Appl. Phys. 52, 433001 (2019).
- [5] F. Alves, et al, Opt. Express 21, 13256 (2013).
- [6] Y. Zhang, et al, J. Appl. Phys. 125, 151602 (2019).
- [7] C. Belacel, et al, Nat. Commun. 8, 2 (2017).
- [8] A. Calabrese, et al, Nanophotonics 8, 2269 (2019).

- 
- [9] Q.P. Unterreithmeier, et al, Nature 458, 1001 (2009).
- [10] A.N. Cleland, et al, J. Appl. Phys. 92, 2758 (2002).
- [11] Zhang, X. C, ETAL, Nano Lett. 13 (4), 1528 (2013).
- [12] Calabrese, A. Optomechanical Terahertz Meta-Atoms, Université de Paris (2019).
- [13] Fick, A. V. On Liquid Diffusion . London, Edinburgh, Dublin Philos. Mag. J. Sci. (1855)
- [14] C. Metzger, et al, Phys. Rev. B, 78 (2008).
- [15] J.S. Huber, et al, Phys. Rev. X, 10 (2), 021066 (2020).
- [16] A. Benz, et al, Nat. Commun. 4, 2882 (2013).

# Micro et nanophotonique, plasmonique et systèmes mésoscopique

## **Purcell Effect in Plasmonic and Dielectric Optical Nanoantennas**

---

*Sébastien Bidault*<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Institut Langevin, ESPCI Paris, Université PSL, CNRS, 75005 Paris, [sebastien.bidault@espci.fr](mailto:sebastien.bidault@espci.fr)*

---

*Keywords: Nanophotonics, Plasmonics, Purcell effect, Strong Coupling, DNA Nanotechnology, Dielectric Resonators*

---

### **Abstract**

Light-matter interactions in condensed media at room-temperature are fundamentally limited by electron-phonon coupling. For instance, while the excitation cross-section of an isolated atom, or of a single quantum emitter at cryogenic temperatures, can reach one half of the wavelength of light squared (meaning that nearly 100% of incoming photons will interact for a diffraction-limited excitation); this value is reduced by 6-7 orders of magnitude for a fluorescent molecule or for a colloidal quantum dot at room temperature because of homogeneous phonon broadening. In order to render the exceptional optical properties of single quantum systems (such as single-photon emission and nonlinearities) efficiently accessible at room temperature and in condensed media, it is essential to enhance and optimize these interaction cross-sections.

In this presentation, I will detail some of our recent work towards this goal. In particular, I will describe how DNA-based self-assembly can be used to introduce, in a deterministic way, a controlled number of quantum emitters in the nanoscale hot-spot of a plasmonic resonator. Using this approach, we can enhance single-photon emission from fluorescent molecules by more than two orders of magnitude in a weak-coupling regime [1]. Using five organic molecules, it is also possible to reach a strong-coupling regime with a single dimer of gold nanoparticles [2].

An alternative platform to plasmonics, in order to enhance light-matter interactions at room temperature, is the use of nanoscale optical resonators made of high-index dielectric materials such as silicon or gallium phosphide. I will discuss some of our recent work on the use of silicon resonators to enhance or inhibit spontaneous emission from electric [3] or magnetic optical emitters [4]; as well as the development of colloidal dielectric resonators to enhance quadratic or cubic nonlinear optical properties.

### **References**

- [1] S. Bidault, A. Devilez, V. Maillard, L. Lermusiaux, J.-M. Guigner, N. Bonod, and J. Wenger, Picosecond Lifetimes with High Quantum Yields from Single-Photon-Emitting Colloidal Nanostructures at Room Temperature, *ACS Nano* 10, 4806 (2016)
- [2] J. Heintz, N. Markesevic, E. Y. Gayet, N. Bonod and S. Bidault, Few-Molecule Strong Coupling with Dimers of Plasmonic Nanoparticles Assembled on DNA, *ACS Nano* 15, 14732 (2021)
- [3] D. Bouchet, M. Mivelle, J. Proust, B. Gallas, I. Ozerov, M. F. Garcia-Parajo, A. Gulinatti, I. Rech, Y. De Wilde, N. Bonod, V. Krachmalnicoff, and S. Bidault, Enhancement and Inhibition of Spontaneous Photon Emission by Resonant Silicon Nanoantennas, *Phys. Rev. Applied* 6, 064016 (2016)
- [4] M. Sanz-Paz, C. Ernandes, J. U. Esparza, G. W. Burr, N. F. van Hulst, A. Maitre, L. Aigouy, T. Gacoin, N. Bonod, M. F. Garcia-Parajo, S. Bidault, and M. Mivelle, Enhancing Magnetic Light Emission with All-Dielectric Optical Nanoantennas, *Nano Lett.* 18, 3481 (2018)

---

**Adressage optique pour pixels sub-micrométriques**  
*Optical addressing for sub-micrometer pixels*

---

Marius Crouzier<sup>1</sup>, Vy Yam<sup>1</sup>, Thomas Lopez<sup>2</sup>, Laetitia Pradere<sup>2</sup>, Béatrice Dagens<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Université Paris-Saclay, CNRS, Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, 91120, Palaiseau, France

<sup>2</sup> Stellantis, Direction Scientifique, Centre technique de Vélizy, 78140 Vélizy-Villacoublay, France

---

*Mots clés (en français et en anglais) : Adressage/Adressing ; Optique guidée/Guided Optics ; Plasmons/Plasmons*

---

**Résumé/Abstract**

Les modulateurs spatiaux de lumière (SLM) sont utilisés pour façonner le front d'onde d'un signal lumineux, et obtenir des fonctionnalités telles que la directivité de faisceaux ou la génération d'hologrammes numériques. La résolution spatiale du SLM peut avoir un impact important sur la performance de la fonction. La technologie LCOS actuelle de ces SLM présente des inconvénients si l'on désire réduire la taille des pixels en dessous de  $1 \mu\text{m}$ , notamment à cause de son système d'adressage. Nous proposons ici une nouvelle méthode pour réaliser l'adressage d'une zone sub-micrométrique. Pour cela nous utilisons des guides d'ondes en silicium fonctionnalisés avec des chaînes plasmoniques composées de nanoparticules d'or. La dépendance entre la longueur d'onde de résonance plasmonique et la géométrie des nanoparticules est utilisée pour sélectionner le pixel souhaité. Enfin, cette technique nous laisse une liberté sur la disposition des nanoparticules que l'on peut utiliser pour moduler la distribution spatiale du champ électromagnétique.

*Spatial light modulators (SLM) are used to shape the wavefront of an optical signal enabling the control of its directivity or generating digital holograms. SLM's spatial resolution may have a major impact on the performance of these functions. The current technique used for SLM is LCOS technology, but its addressing system makes it very difficult to obtain a SLM with a pixel pitch under  $1 \mu\text{m}$ . In this paper, we present a new technique to address a sub-micrometer area using silicon waveguides with gold nanoparticles chains on their top. The dependence between the plasmon resonance wavelength and the nanoparticle chain geometry is used to address a specific pixel. Finally, this technique allow us to organize the nanoparticles arrangement in order to optimize the spatial distribution of the electromagnetic field.*

**1 Introduction**

Un modulateur spatial de lumière (SLM) est utilisé pour façonner le front d'onde d'un signal lumineux transmis ou réfléchi, afin d'obtenir des fonctionnalités telles que la directivité de faisceaux ou la génération d'hologrammes numériques. Dans ce dernier cas, la résolution spatiale du SLM joue un rôle très important sur la qualité de l'image holographique restituée. Une application phare de ces SLM à haute résolution serait la réalisation d'écrans holographiques 3D.

La majorité des modulateurs spatiaux de lumières (SLM) utilisent la technologie LCOS (Liquid Crystal on Silicium). Ce type de SLM est schématiquement composé d'une nappe de cristaux liquides comprise entre deux électrodes adressables électriquement. Lorsqu'une différence de tension est appliquée entre les deux électrodes un champ électrique se forme dans la couche de cristaux liquides. Ces molécules étant polaires, elles vont alors pivoter afin d'aligner leur moment dipolaire avec le champ électrique. De plus, elles sont également anisotropes : ainsi, le changement d'orientation induit aussi un changement d'indice optique dans la zone située entre les deux électrodes, constituant un pixel. Il est alors possible de moduler localement la phase d'une onde qui traverse le SLM [1].

Cependant, avec cette technologie la taille des pixels est limitée à environ  $2\text{-}3 \mu\text{m}$ , ce qui n'est pas suffisant pour certaines applications comme, par exemple, l'holographie [2]. La dimension des pixels est limitée principalement par deux mécanismes. Le premier est la fuite du champ électrique d'un pixel sur ses voisins qui entraîne une perturbation de l'orientation des pixels adjacents. Le second effet limitant est la diffusion de la force élastique de rotation entre les molécules de cristaux liquides. La somme de ces deux phénomènes ne permet pas de réduire indéfiniment la taille des pixels [3]. Malgré certaines améliorations [3], il semble très difficile de parvenir à atteindre une taille en dessous du micromètre. Pour s'affranchir de cette limite, en particulier celle due

aux fuites électriques, nous nous sommes penchés vers un nouveau principe d'adressage des pixels, tout-optique, et basé sur l'optique guidée sur silicium. La structure est composée d'une matrice de guides d'onde monomodes rectangulaires en silicium reposant sur un substrat en SiO<sub>2</sub>. Chaque intersection, de taille sub-micrométrique, compose la base d'un pixel et est fonctionnalisée par des chaînes de nanoparticules d'or elliptiques situées sur leur surface. Les modes TE propagés dans ces guides (de hauteur  $h=220$  nm et de largeur  $l=500$  nm) peuvent se coupler aux chaînes plasmoniques [4,5] et générer des points chauds sub-longueur d'onde sur certaines nanoparticules. Ainsi, les intersections sont composées de deux chaînes de nanoparticules pouvant être excitées par le mode TE de l'un des guides.

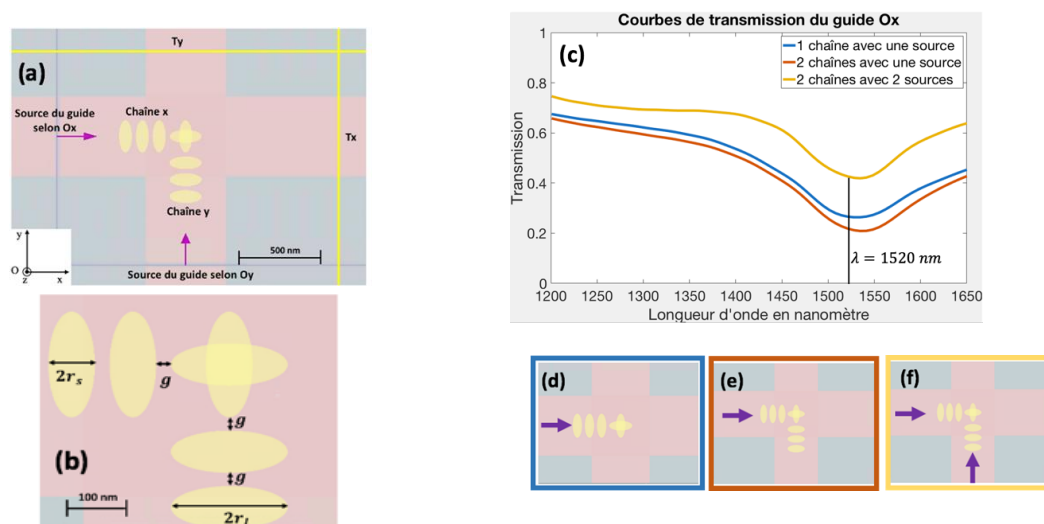
Dans cette article, nous nous intéresserons uniquement à une intersection : l'étude préliminaire du comportement de ces structures croisées pose plusieurs questions, telles que l'interdépendance de l'excitation des deux chaînes (avec une ou deux sources), dans le cas de chaînes identiques ou à résonances différentes, ainsi que la robustesse du guidage par des chaînes avec des formes de nanostructures plasmoniques diversifiées. L'intervalle de longueur d'onde étudié ici est le proche infrarouge (1200 -1650 nm).

La fonctionnalité ON du pixel est atteinte quand les deux chaînes sont excitées ; si seulement l'une d'entre elles l'est alors le pixel sera considéré dans sa configuration OFF. Il sera donc important de trouver une grandeur qui permettra la distinction entre ces deux états.

## 2 Indépendance des chaînes

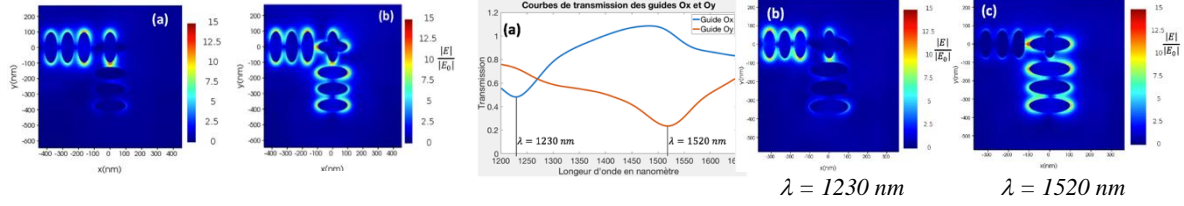
Dans un premier temps, on peut remarquer que si l'on souhaite réaliser à terme une matrice, il faudra alors qu'un même guide puisse adresser plusieurs chaînes (en série). Pour cela, nous disposerons sur un même guide des chaînes ayant une géométrie légèrement différente à chaque intersection. Ainsi, comme la longueur d'onde de résonance est dépendante de la géométrie, il sera possible d'adresser avec un même guide plusieurs chaînes différentes. La résonance plasmonique étant spectralement large, il est nécessaire de s'assurer qu'il est possible d'avoir des chaînes aux intersections dont l'excitation plasmonique est indépendante l'une de l'autre. C'est l'objet de cette partie.

Dans une première structure, deux chaînes identiques de nanoparticules d'or elliptiques (demi-axes 100 et 40nm) sont disposées sur les guides de manière à ce que les dernières nanoparticules des chaînes forment une croix à l'intersection des deux guides (Fig.1a). La résonance d'une chaîne seule a lieu pour la longueur d'onde  $\lambda=1520$  nm, comme l'indique le minimum du spectre de transmission du guide Ox (Fig.1d et c, courbe bleue), qui correspond au maximum de transfert d'énergie du guide diélectrique vers la chaîne plasmonique. Si les deux chaînes sont présentes mais seule celle selon l'axe (Ox) est excitée (Fig.1 et c, courbe rouge), la transmission est légèrement plus faible à cause de l'absorption par l'interaction avec une plus grande surface de métal, même hors résonance. Enfin, lorsque les deux chaînes sont présentes et excitées (Fig. 1f et c, courbe jaune), la transmission est plus élevée que dans les deux cas précédents car une partie de l'énergie se propageant selon (Oy) est réfléchi/diffracté à l'intersection et une partie est transmise au guide selon (Ox). Néanmoins, la résonance de la chaîne sur l'axe (Ox) n'est pas (ou peu) influencée par la présence d'une chaîne excitée ou non sur le guide (Oy).



**Figure 1 :** (a) Schéma de la structure Tx et Ty sont les moniteurs permettant de calculer la transmission dans les guides. (b) Géométrie du croisement des chaînes. (c)-(f) En bleu, la courbe de transmission selon l'axe (Ox) pour la configuration représenté en (d) ; en orange celle pour (e) ; en jaune celle pour (f).

La distribution spatiale du champ électrique (Fig.2) quand une seule source est allumée, lors de la résonance, montre que seuls les points chauds relatifs à la chaîne excitée apparaissent. Dans le cas où les deux chaînes sont excitées, les points chauds des deux chaînes apparaissent et leur intensité est presque identique au cas où une seule chaîne est excitée. Cette structure permet donc la création de points chauds activables indépendamment.



**Figure 2 :** Distribution spatiale du champ électrique à la résonance ( $\lambda=1520$  nm) dans le cas où seule la chaîne selon (Ox) est excitée (a) et dans le cas où les deux chaînes sont excitées (b).

**Figure 3 :** (a) Transmission dans le guide Ox en bleu et dans le guide Oy en orange. Distribution spatiale du champ électrique à la longueur d'onde  $\lambda = 1230$  nm (b) et  $\lambda = 1520$  nm (c).

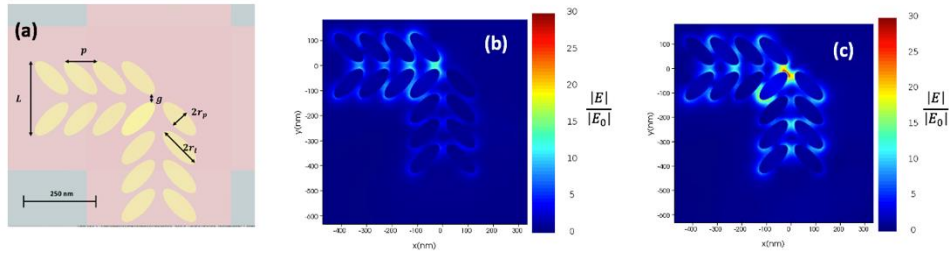
Considérons maintenant une seconde structure où la géométrie des deux chaînes n'est pas identique en prenant pour la chaîne de l'axe (Ox) un demi-grand axe noté  $r_{lx}=75$  nm ; les autres paramètres sont conservés. La longueur d'onde de résonance des deux chaînes est donc différente ce qui a pour effet de créer des points chauds à des longueurs d'onde différentes (Fig.3). Il est alors possible d'obtenir une structure, où sur un même guide d'onde, sont disposées des chaînes de nanoparticules elliptiques dont le demi-grand axe varie à chaque intersection et pouvant être excitée indépendamment les unes des autres. De plus, la fonctionnalité ON/OFF du pixel peut être obtenue en déterminant le nombre de points chauds présents à l'intersection : 4 pour l'état ON (deux chaînes identiques à l'intersection) et seulement 2 pour l'état OFF (deux chaînes différentes à l'intersection). L'étendue maximale de la zone allumée est alors de l'ordre de 250 nm.

### 3 Différentes configurations spatiales du champ plasmonique

Ce type de structure nous permet une certaine liberté sur la disposition des nanoparticules aux intersections des guides, pouvant conduire à différentes distributions du champ électromagnétique autour des nanoparticules. Nous présentons ici deux architectures différentes.

#### 3.1 Un point chaud intense

L'indépendance de l'activation des points chauds de ces chaînes peut être utilisée afin de créer un point chaud intense. Pour cela, nous avons considéré deux chaînes de nanoparticules elliptiques en or placées sous forme de chevrons (Fig.4). Un chevron est composé de deux nanoparticules symétriques par rapport à l'axe du guide et forment chacune un angle de  $45^\circ$  avec l'axe du guide mais d'orientation opposée afin de rapprocher les extrémités de ces deux nanoparticules. La largeur totale des deux nanoparticules formant un chevron est  $L=250$  nm, l'écart entre les deux extrémités est  $g=35$  nm et on fixe le rapport entre le demi-petit axe et le demi-grand axe des nanoparticules  $a=0,4$ . Cette structure est répétée 4 fois pour former une chaîne de période  $d=100$  nm. La résonance de cette structure apparaît à  $\lambda=1280$  nm.

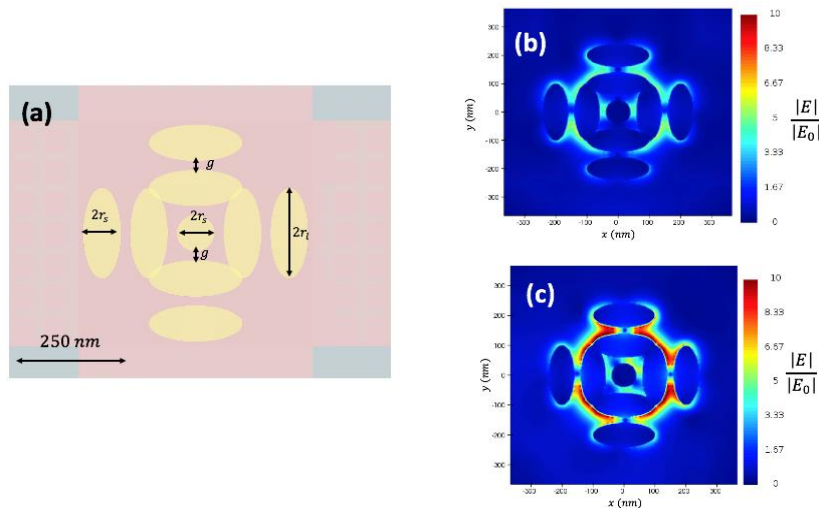


**Figure 4 :** (a) Schéma de la structure avec les chevrons Représentation de la distribution spatiale du champ électrique à la résonance ( $\lambda=1280$  nm) dans le cas où seule la chaîne selon (Ox) est excitée (b) et dans le cas où les deux chaînes sont excitées (c).

Cette géométrie permet au dernier chevron de chaque chaîne de partager une nanoparticule commune. Cette caractéristique va permettre de créer deux points chauds au même endroit générant ainsi un unique point chaud d'intensité plus élevée. En effet, les simulations réalisées avec une seule chaîne excitée montrent un point chaud ayant une intensité électrique d'environ 17 fois supérieure à celle du signal d'entrée, et lorsque les deux sources sont allumées l'intensité du point chaud est supérieure de 29 fois. On peut se servir de l'intensité du champ électrique pour définir une fonction ON/OFF du pixel. En choisissant judicieusement une valeur d'intensité seuil, l'état ON est obtenu quand on est au-dessus de cette valeur et l'état OFF en-dessous. L'étendue maximale de la zone allumée est de l'ordre de 100 nm.

### 3.2 Un champ plasmonique étendu

Il est également possible d'organiser les nanoparticules afin d'obtenir une distribution du champ électromagnétique plus étendue. Dans cet exemple, nous avons placé sur chaque guide, quatre nanoparticules d'or dont les demi-axes sont de 100 et 40 nm respectivement, et qui sont espacées de 100 nm sauf entre la deuxième et troisième nanoparticule où l'espacement est de 200 nm pour les deux chaînes. Cet espace permet de créer un cercle centré sur l'intersection, au centre duquel nous avons ajouté une nanoparticule d'or sous la forme d'un disque de rayon 40 nm (Fig.5). La longueur d'onde de résonance de cette configuration est  $\lambda = 1375$  nm.



**Figure 5 :** (a) Schéma de la disposition des nanoparticules à l'intersection. Représentation de la distribution spatiale du champ électrique à la résonance ( $\lambda=1375$  nm) dans le cas où seule la chaîne selon (Ox) est excitée (b) et dans le cas où les deux chaînes sont excitées (c).

Lors de la résonance, le champ plasmonique s'étend le long des quatre nanoparticules formant le cercle. L'intensité du champ électrique est relativement uniforme à l'extérieur de ces nanoparticules. On remarque des points, entre les nanoparticules de la chaîne et celles du cercle, où l'intensité du champ électrique diminue fortement. Nous avons également étudié l'excitation de cette structure par une seule source selon l'axe Ox (Fig.5b).



Dans ce cas, le champ plasmonique ne se répartit pas uniformément autour de la structure, on note même une dissymétrie entre les nanoparticules de la chaîne selon Oy : la nanoparticule située au-dessus du cercle semble être plus excitée que celle en-dessous du cercle. De plus, dans le cas où les deux sources sont allumées, l'intensité maximale autour des nanoparticules est environ deux fois supérieure à celle où une seule source est allumée. Ainsi, comme avec l'architecture de la partie 3.1 on peut définir une fonction ON/OFF à l'aide de l'intensité du champ électrique. L'étendue de la zone allumée est de l'ordre de 250 nm.

#### 4 Conclusion

Nous avons montré qu'il était possible d'adresser des pixels sub-micrométriques à l'aide d'une matrice de guides d'onde en silicium sur lesquels sont déposées aux intersections deux chaînes de nanoparticules d'or dont chacune est excitable uniquement par un des guides du croisement. La dépendance entre la longueur d'onde de résonance plasmonique et la géométrie des nanoparticules permet de s'assurer que chaque guide peut exciter uniquement une des chaînes sur les différentes intersections qu'il croise. Enfin, la possibilité de jouer sur l'organisation des nanoparticules peut conduire à des distributions spatiales différentes du champ électromagnétique.

Le confinement du champ plasmonique permet de s'affranchir des fuites électriques rencontrées dans la technologie LCOS. L'étape suivante consistera à étudier une méthode de modulation localisée de la phase, adressable par ces structures plasmoniques, pour parvenir à réaliser un SLM à très haute résolution.

#### Références bibliographiques

- [1] Zhang, Z., You, Z. & Chu, D. "Fundamentals of phase-only liquid crystal on silicon (LCOS) devices". *Light Sci Appl* **3**, e213 (2014).
- [2] Choi, J. H., Pi, J. E., Hwang, C. Y., Yang, J. H., Kim, Y. H., Kim, G. H., ... & Hwang, C. S. Evolution of spatial light modulator for high-definition digital holography. *ETRI Journal*, 41(1), 23-31, 2019.
- [3] Y. Isomae, T. Ishinabe, Y. Shibata, and H. Fujikake, « Alignment control of liquid crystals in a 1.0- $\mu\text{m}$ -pitch spatial light modulator by lattice-shaped dielectric wall structure », *J. Soc. Inf. Disp.*, vol. 27, n° 4, p. 251-258, 2019.
- [4] M. Février *et al.*, « Giant Coupling Effect between Metal Nanoparticle Chain and Optical Waveguide », *Nano Lett.*, vol. 12, n° 2, p. 1032-1037, févr. 2012.
- [5] G. Magno *et al.*, « Strong coupling and vortexes assisted slow light in plasmonic chain-SOI waveguide systems », *Sci. Rep.*, vol. 7, n° 1, p. 7228, déc. 2017.

**Oblique mesoscopic self-collimation:  
lossless, and diffraction-less light beam propagation**

*Sergio Iván Flores Esparza<sup>1</sup>, Olivier Gauthier-Lafaye<sup>1</sup>, Giovanna Calò<sup>2</sup>, Giovanni Magno<sup>2</sup>, Vincenzo Petruzzelli<sup>2</sup>, Antoine Monmayrant<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>LAAS-CNRS, Université de Toulouse, CNRS, 7 avenue du colonel Roche, F-31400 Toulouse, France

<sup>2</sup>Department of Electrical and Information Engineering, Polytechnic University of Bari, Via Orabona, 4, 70125, Bari, Italy

*Mots clés : cristaux photoniques, autocollimation, cône de lumière, intégration photonique.*

**Résumé/Abstract**

L'autocollimation mésoscopique (MSC) est un nouveau régime de propagation de la lumière se produisant dans les cristaux photoniques mésoscopiques (MPhCs) et permettant une propagation des faisceaux sans étalement. Les cristaux photoniques mésoscopiques sont constitués d'une alternance périodique de courtes sections de matériau non-structuré et de courtes sections de cristal photonique (PhCs). Ils présentent une structure multi-échelle avec une périodicité sub-longueur d'onde dans le cristal photonique et une périodicité de quelques longueurs d'onde à l'échelle de la mésopériode : le grand nombre de degrés de liberté de cette structure permet d'obtenir la MSC à la fois selon des directions de haute symétrie mais aussi selon des directions obliques par rapport aux interfaces des sections de MPhC. Nous proposons ici une nouvelle méthode de conception des MPhCs où la MSC est obtenue pour des incidences arbitraires tout en évitant les pertes lors de la propagation du faisceau : pas d'étalement transverse du faisceau, pas de diffraction dans le plan (due aux interfaces structurées), pas de diffraction hors du plan (due au couplage vers le cône de lumière). La méthode proposée permet une recherche systématique de structures MSC optimales, en tenant compte des effets de taille finie et des réflexions parasites aux interfaces qui sont des points clés pour l'intégration dans des systèmes photoniques.

Mesoscopic self-collimation (MSC) is a novel beam propagation regime occurring in Mesoscopic Photonic Crystals (MPhCs) enabling diffraction-free beam propagation. MPhCs consist of the periodic alternation of short slabs of bulk material and short slabs of Photonic Crystal (PhCs). They present a multiscale structuring with a subwavelength periodicity within each PhC slab and a few-wavelength periodicity for its supercell: a large number of degrees of freedom of this structure allow MSC to be achieved both along with directions of high symmetry and along with directions oblique to the MPhC slab interfaces. Here, we propose a new design method vital for conceiving MPhCs where MSC is attained under oblique incidence and avoiding any diffraction of the beam: no lateral diffraction due to expansion of the beam, no in-plane diffraction (due to the presence of structured interfaces), no out-of-plane diffraction (due to light-cone coupling). The proposed method allows a systematic search for optimal MSC structures, considering finite-size effects and parasitic reflections at the interfaces that are key for efficient integration in larger photonic systems.

**1 Introduction & Context**

Self-collimation (SC) has been widely investigated in long monolithic PhCs [1]. More recently, an analogous propagation regime, the mesoscopic self-collimation (MSC), was demonstrated in mesoscopic photonic crystals (MPhCs), mesoscopic structures alternating PhC and bulk slabs [2].

An MPhC is a structure whose elementary cell allows diffraction-less propagation (or self-collimation) of light beams through compensation of spatial dispersion under specific direction and frequency conditions. In its simplest configuration, an MPhC alternates slabs of raw material and slabs of artificial material (PhC) with opposite spatial dispersion (see Fig. 1(a)).

Previously, we have demonstrated that MSC can be achieved along the direction of high symmetry for the MPhC, i.e., the direction normal to the interfaces between PhC and bulk slabs [2]. We proposed a hybrid numerical-analytical method [3] to combine MSC condition at the wavelength scale with the control of impedance matching between the alternating slabs composing the MPhC at the mesoscopic scale. In particular, this method allows finding optimal parameters to achieve MSC with tailored reflectivity. This allows fast and simple design of MPhC in which diffraction-less propagation is combined with total transmission or total

reflection of the beam. This method allowed to numerically [4] and then experimentally [7] demonstrate complete confinement of a stable optical mode within a 1D Fabry-Pérot cavity bounded by a pair of mesoscopic self-collimating mirrors.

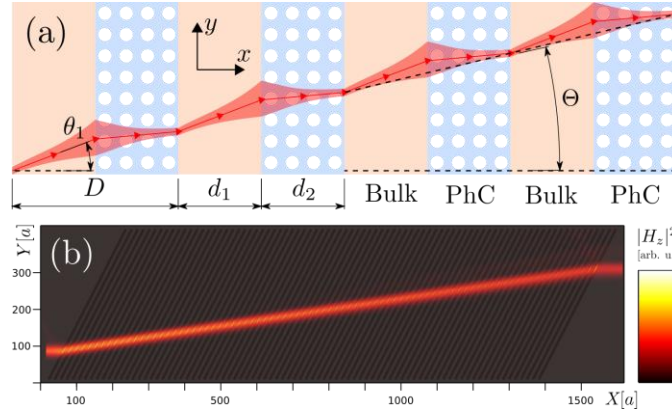


Figure 1: (a) Principle of oblique mesoscopic self-collimation: transverse beam expansion in bulk (orange) is compensated by self-focusing in PhC (blue) while parasitic reflection, planar diffraction, and out-of-plane diffraction are cancelled. (b) 2D-FDTD simulation of oblique mesoscopic self-collimation in a structure designed with the proposed method.

However, this design method was limited to normal incidence at the MPhC interfaces and directions of high symmetry within each PhC slab. This first method relies on perfectly satisfying the MSC conditions and on an approximate control of the interference conditions at the interfaces to obtain a given overall reflectivity. In particular, this method is unable to predict or properly design MSC at oblique incidence that was numerically observed within structures originally designed to work at normal incidence [6]. Under certain conditions these MSCs at oblique incidence can occur below the light cone, potentially offering diffraction-free in-plane propagation, without the high-losses (due to coupling to the light cone) that are usually observed in MPhCs with large mesoscopic periodicity [7].

## 2 Design of oblique mesoscopic self-collimating structures

Here, we propose to detail a novel analytical model that can predict and design MPhCs offering MSC at oblique incidence, without any in-plane diffraction at the interfaces and any out-of-plane losses [8]. It relies on a fast, simple analytical model that excludes right from the start any geometry that could induce propagation losses due to unwanted reflection and in-plane or out-of-plane diffraction. It only requires the easy calculation of the first band of one elementary cell of the PhC used in the PhC slabs, avoiding the challenging and time-consuming calculation of the band diagram of the whole mesoperiod  $D$ . One key aspect of this method is to first focus on designs ensuring lossless propagation and then to select the ones that offer the best approximate MSC. Within a few seconds on a desktop computer, this method provides all the possible designs for a given MPhC geometry. Each design forms a set of continuous solutions parametrized as a function of the reduced frequency  $u=a/\lambda$  (with  $a$  the PhC lattice constant and  $\lambda$  the target wavelength) and the incidence angle  $\theta_1$ . The method also provides a figure of merit to compare the quality of the MSC offered by each design. It is worth noting that among this continuous set of approximate MSC solutions, the method also provides a discrete set of solutions providing perfect MSC.

This method accurately predicts self-collimating structures under oblique incidence that can later be validated using long 2D-FDTD simulations (see Fig. 1(b)). In our oral presentation and paper, we will explain how this method simultaneously:

- (i) ensures coexistence of both MSC and reflectivity control;
- (ii) includes all MSC solutions at an arbitrary angle with respect to the interfaces of the slabs;
- (iii) selects the solutions free from both out-of-plane and in-plane diffraction losses.

We will also detail the characteristics of several MPhCs geometries designed with this method, based on square- and on triangular-lattice PhC. In particular, the strengths and limitations of oblique-incidence mesoscopic self-collimation will be discussed.

## References

- [1] H. Kosaka, et al. “Self-collimating phenomena in photonic crystals,” Appl. Phys. Lett. 1999.
- [2] J. Arlandis, et al. “Mesoscopic self-collimation and slow light in all-positive index layered photonic crystals,”

---

Phys. Rev. Lett. 2012.

[3] G. Magno, et al. "Controlled reflectivities in self-collimating mesoscopic photonic crystal," J. Opt. Soc. Am. B 2014.

[4] G. Magno, et al. "Stable planar mesoscopic photonic crystal cavities," Opt. Lett. 2014.

[6] G. Magno, et al. "Mesoscopic self-collimation along arbitrary directions and below the light line," Opt. Express 2019.

[7] A. Monmayrant, et al. "Full optical confinement in 1D mesoscopic photonic crystal-based microcavities: an experimental demonstration," Opt. Express 2017.

[8] S. I. Flores Esparza, et al. "Design of mesoscopic self-collimating photonic crystals under oblique incidence," Opt. Express 2021.

***Plate-forme robotisée et automatisée pour la caractérisation microonde  
par sonde coaxiale évanescente en milieu liquide***

***Nanorobotics and automated platform for microwave characterization  
of liquids using coaxial evanescent probe***

---

**Ronan Petit, Mohamed Sebbache and Kamel Haddadi**

*Univ. Lille, CNRS, Centrale Lille, Univ. Polytechnique Hauts-de-France, UMR 8520 - IEMN - Institut  
d'Électronique de Microélectronique et de Nanotechnologie, F-59000 Lille, France  
Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), Université Lille, USR 3380 - IRCICA, Lille, France*

[kamel.haddadi@univ-lille.fr](mailto:kamel.haddadi@univ-lille.fr)

---

**Mots clés:** *Microondes, caractérisation diélectrique de liquides, permittivité complexe, nano-robotique*  
**Index Terms:** *Microwaves, dielectric characterization, complex permittivity, nanorobotics*

---

### **Résumé/Abstract**

Une plate-forme de caractérisation microonde en milieu liquide est proposée. Des sondes de mesure coaxiales exploitant le champ-proche évanescent sont conçues et réalisées afin de pallier le manque de résolution spatiale des sondes coaxiales ouvertes traditionnelles. Le liquide sous test est positionné sur un système de déplacement XYZ présentant une résolution de déplacement nanométrique. La solution proposée permet d'envisager des applications d'imagerie diélectrique quantitative dans la bande de fréquences 100 kHz – 53 GHz. Les premiers résultats de caractérisation en milieu liquide dans une configuration approche-retrait sont présentés et démontrent la viabilité de la solution proposée.

A measurement platform for microwave characterization of liquids is presented. Coaxial probes using evanescent near-fields are designed and realized to mitigate the lack of spatial resolution of conventional open-ended coaxial probes. The liquid under test is placed on a XYZ piezo-based positioning stage with nanometer displacement resolution. The proposed solution is a viable candidate to address quantitative dielectric imaging in the frequency range 100 kHz to 53 GHz. The experimental preliminary results considering characterization of liquid droplets using an approach-retract configuration are presented and demonstrate the viability of the approach proposed.

### **1 Introduction**

Since the 1980s, coaxial probing structures have attracted the attention from the research community to address dielectric characterization of solid, liquid and biological materials [1]. The measurement system consists of an open-ended coaxial probe connected to a vector network analyzer (VNA) through a coaxial cable. The probe is in contact with a planar dielectric sample or immersed in a liquid. The material under test must be homogeneous within a volume sufficiently large to simulate a slab which is electrically infinite in size [2]. Measurement errors are attributed to air gaps between the coaxial probe and solid samples if they are not flat enough. Consequently, applications have been mainly oriented towards the characterization of liquids as the probe is immersed in the liquid sample [3]-[8]. Keysight Technologies® has introduced the *Dielectric Probe kit* that gathers probes, calibration kit and dedicated software for permittivity extraction from the measured complex reflection coefficient [9]. This solution needs a minimum volume under test of 15.7 mm<sup>3</sup> that is mainly limited by the coaxial probe geometry. As emergent applications are related to dielectric characterization of relatively small volume of liquids, microwave near-field microscopy techniques have been introduced to reach resolution down to tens of nanometers, mainly determined by probe apex geometry [10]-[13].

The solution proposed in this paper is a compromise between open-ended coaxial probes and microwave near-field microscopy tools. We have designed and fabricated open coaxial transmission lines with tapered inner conductor and clear from outer conductor. The theoretical lateral resolution determined by the probe apex geometry is between 0.6 and 120  $\mu\text{m}$ . As the measured complex reflection coefficient of the probe immersed in the liquid is function of the part of the tapered section in the liquid, a piezo-based nanorobotics XYZ scanning stage is used to control accurately the positioning of the probe tip in the liquid sample. To achieve high measurement repeatability due to movement of the coaxial cable during scanning operation, the microwave part including the VNA, the coaxial cable and probe are fixed and only the sample placed on the XYZ stage is moved under the probe tip.

In Section 2, electromagnetic simulations based on Ansys® CST and considering conventional and proposed probe structures are proposed to situate the improvement in terms of spatial resolution. The Section is completed with probe fabrication. In Section 3, the measurement platform including specifications is described. Experimental demonstrations using droplets of water are presented in Section 4 to validate the approach proposed at test frequencies 1 and 2 GHz.

## 2 Evanescent coaxial probe simulation and fabrication

The evanescent coaxial probes are made of commercial tungsten needles commonly used for DC probing. The needles are cut to a length of 2 cm length and connected to the aperture of a female SMA coaxial transition using Silver glue (Figure 1). The protruding section of the probe from the coaxial aperture has a length of 15 mm. The needle tip has an apex size of 120  $\mu\text{m}$ . For information, needles with different diameters down to 0.6  $\mu\text{m}$  have been purchased for future complementary studies. The simplicity of the proposed solution is relevant for the development of low cost dielectric characterization tools. In the following, electromagnetic simulations (Ansys® CST) considering conventional probe (diameter = 1 mm) and an evanescent probe (apex = 120  $\mu\text{m}$ ) are described (Figure 1). The dielectric material between inner and outer conductors is Polytetrafluoroethylene (PTFE) with relative dielectric constant 2.1 and considered lossless for both cases.

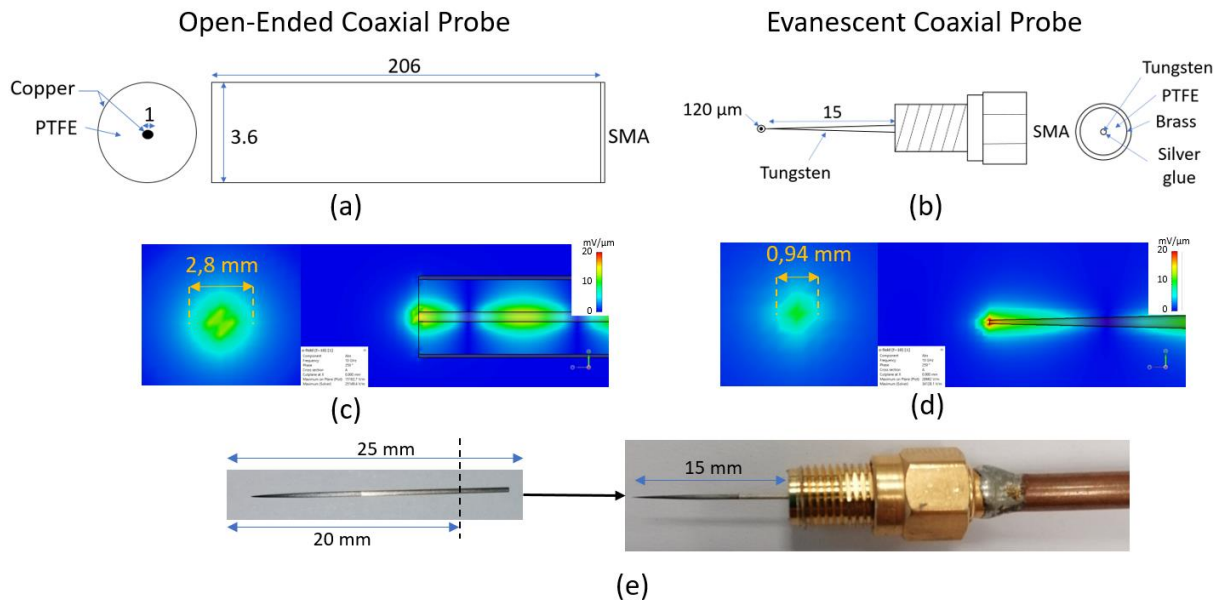


Figure 1. Geometry and dimensions of (a) open-ended coaxial probe and (b) proposed coaxial evanescent probe. Simulations of the microwave electric field distributions at the ISM frequency 2.45 GHz (Ansys® CST) considering (c) open-ended coaxial probe and (d) coaxial evanescent probe. (e) Assembly of the coaxial evanescent probe.

The electromagnetic simulations demonstrate a better collimating of the electric fields in the vicinity of the coaxial evanescent probe. In addition, the lateral resolution, that corresponds to the footprint of the electrical fields at the tip of the probe is improved by a ratio of approximatively 3. The electrical field reaches maximum value around 20 mV/ $\mu\text{m}$  at the probe tip. Complementary electromagnetic simulations (not shown here) demonstrate that the electrical field decays exponentially as the distance to the probe increases. Consequently, the volume of the sample under test can be reduced to a volume that intercepts the electrical fields. In addition, dielectric imaging with high

spatial resolution can be addressed to address characterization of biological materials. The future works will include the impact of the apex size on both lateral and depth resolution that are two competitive parameters.

Accurate liquid characterization requires a fine control of the position of the probe tip in the liquid. Indeed, only one part of the needle is immersed in the liquid. The electric fields are distributed along the needle line both in the liquid and out of the liquid. The distribution of the electric fields contributes to the overall measured complex reflection coefficient. Consequently, a dedicated positioning platform based on nanorobotics is proposed in the next section to achieve accurate and repeatable measurements.

### 3 Nanorobotics microwave platform for liquid sensing applications

The nanorobotics microwave platform consists of two main components, a sample scanning stage and a dedicated microwave instrumentation. The sample scanning stage is composed of three piezo driven linear actuators manufactured by Smaract® GmbH with scanning ranges of 16mm in X and Y directions and 21mm in Z direction (see Table 1 for specifications) [14]-[15]. The XYZ positions are controlled in close-loop operation with nanometer resolution and  $\pm 30$ nm repeatability. The justification of using nanopositioning stages is related to future objectives to detect fine complex permittivity contrasts inside biological materials using smaller tip apex ( $0.6\mu\text{m}$ ). These future applications, beyond the scope of this study, will require a well-controlled environment in terms of temperature, moisture content or mechanical vibrations. The RF probing unit consists of a coaxial evanescent probe connected to a coaxial cable itself connected to a VNA (P5008A Streamline Series USB VNA – Keysight Technologies®) through a semi-rigid coaxial cable. The input RF power and the intermediate frequency bandwidth (IFBW) are set to 0 dBm and 100 Hz respectively. The probe is positioned vertically over the stage and the material / liquid under test is moved under the probe thanks to the XYZ piezoelectric nano-positioning platform.

SmarAct® Reference	SLC2430	SLC1730
Axis	XY	Z
Travel [mm]	16	21
Dimensions [mm] [L x W x H]	30 x 24 x 10.5	30 x 17 x 8.5
Weight [g]	36	20
Resolution Open-Loop	< 1 [nm]	< 1 [nm]
Resolution Closed-Loop	1 (S) 4 (L) [nm]	1 (S) 4 (L) [nm]
Repeatability [nm]	$\pm 30$ (S) $\pm 60$ (L)	$\pm 30$ (S) $\pm 60$ (L)

Table 1. Nano-positioning XYZ stages specifications (Smaract® GmbH)

A camera is used for large-area visualization of the probe tip and the sample under test. Concerning the software part of the platform, a National Instruments LabVIEW® interface is developed to control the position of the sample, to set the network analyzer parameters, to record the resulting complex reflection coefficient  $S_{11}$  measured by the VNA and to display the results. (Figure 2).

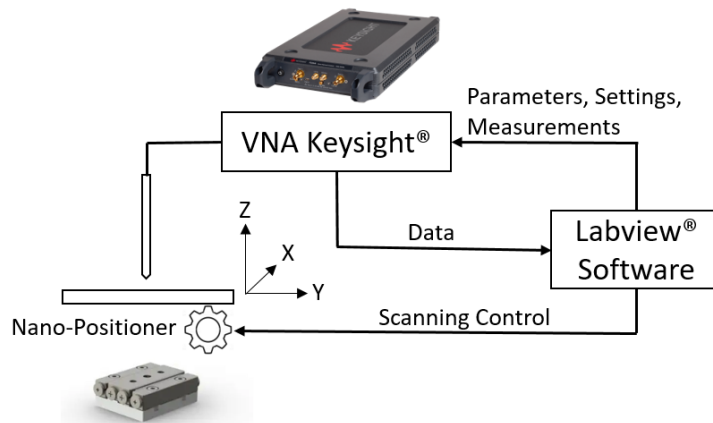


Figure 2. General overview of the proposed Nanorobotics microwave platform for liquid sensing applications.

The practical penetration depth limit is set by the instrument sensitivity and the probe geometry. Thus, the sensitivity of the reflection coefficient to the probe-to-object separation  $d$  has been first investigated. To that end, a planar metallic fixture (aluminum  $S_{11} = -1$ ) is moved from the contact with the probe ( $h=0$ ) to the distance  $h=1000\mu\text{m}$  (step =  $20\mu\text{m}$ ). All measurements are done at room temperature around  $20^\circ\text{C}$ . Figure 3 presents the distance dependence of the amplitude  $|S_{11}|$  and phase-shift  $\Phi_{11}$  of the reflection coefficient  $S_{11}$ . Experiments are performed at 1GHz and 2GHz respectively. Measurements are performed in both directions (attract and retract) to study the repeatability of the measurements.

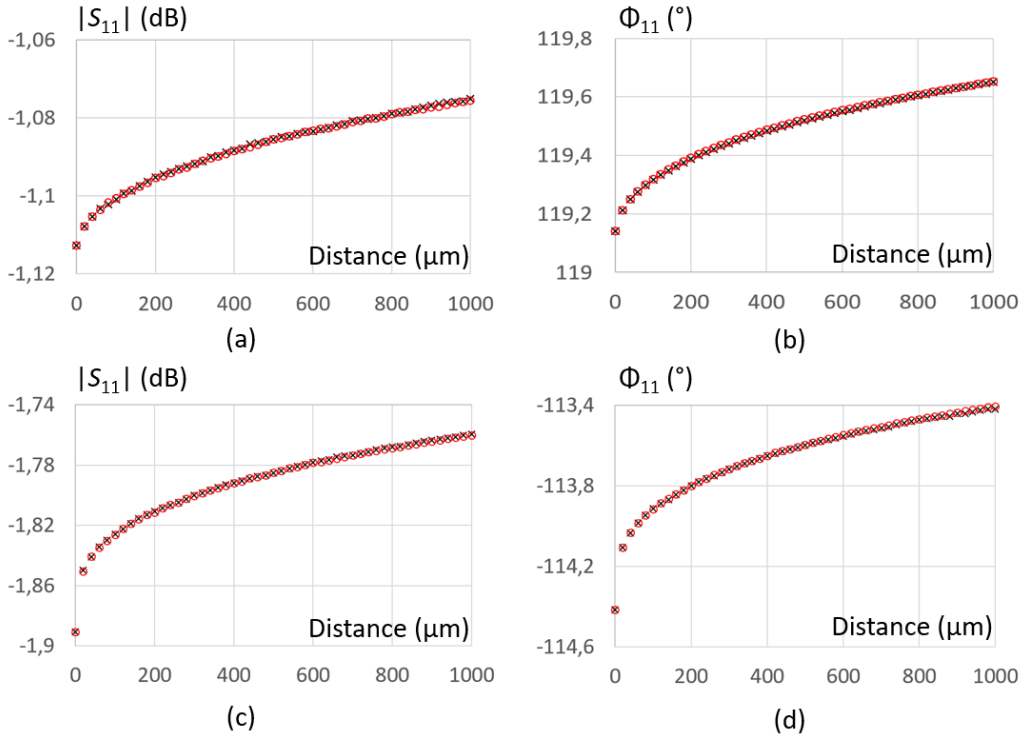


Figure 3. Amplitude and phase-shift of the reflection coefficient  $S_{11}$  as a function of the probe-metallic sample separation. (a)-(b)  $f = 1 \text{ GHz}$  and (c)-(d)  $f = 2 \text{ GHz}$ .

Figure 3 demonstrates that measured data are highly reproducible. To appreciate the deviations between measurement data obtained in approach and retract curves respectively, statistical errors including maximum and median errors are computed for both amplitude and phase-shift of the complex reflection coefficient.

	$ S_{11} $ (dB)		$\Phi_{11}$ (°)	
	Maximum	Mean or Percentage	Maximum	Mean or Percentage
1 GHz	1.156E-3	3.720E-4 or 0.0346 %	8.662E-3	4.189E-3 or 0.00350 %
2 GHz	2.903E-3	4.246E-4 or 0.0227 %	3.031E-2	7.417E-3 or 0.00654 %

Table 2. Reproducibility errors computed on measured complex reflection coefficients  $S_{11}$ .

When the probe is moved closer to the sample, the amplitude and phase-shift of the complex reflection coefficient of the probe are strongly impacted. Indeed, the measured amplitude and phase-shift of the reflection coefficient  $S_{11}$  decays with the distance separation. To simplify the modelling, the data obtained are fitted with polynomial functions in equations (1) to (4). The coefficients of determination  $r^2$  that qualify the goodness of fit is close to 1 for all cases considered.

$$(a) |S_{11}|_{dB} = -8E-19d^6 + 3E-15d^5 - 3E-12d^4 + 2E-09d^3 - 8E-07d^2 + 0.0002d - 1.1117 \quad (r^2 = 0.9991) \quad (1)$$

$$(b) \Phi_{11} = -1E-17d^6 + 4E-14d^5 - 5E-11d^4 + 3E-08d^3 - 1E-05d^2 + 0.0025d + 119.16 \quad (r^2 = 0.9987) \quad (2)$$



$$(c) |S_{11}|_{dB} = -9E-15d^6 + 9E-12d^5 - 3E-09d^4 + 6E-07d^3 - 6E-05d^2 + 0.0028d - 1.89 \quad (r^2 = 0.9976) \quad (3)$$

$$(d) \Phi_{11} = -1E-14d^6 + 1E-11d^5 - 7E-09d^4 + 2E-06d^3 - 0,0003d^2 + 0.0172d - 114.41 \quad (r^2 = 0.9936) \quad (4)$$

The  $d^1$ -terms provides information related to the electrical sensitivity at the 1<sup>st</sup> order. In particular, amplitude sensitivities of 0.0002dB/ $\mu$ m and 0.0028dB/ $\mu$ m are obtained at 1GHz and 2GHz respectively. In the same manner, phase-shift sensitivities of 0.0025°/ $\mu$ m and 0.0172°/ $\mu$ m are determined at 1GHz and 2GHz respectively. Consequently, the electrical amplitude and phase-shift sensitivities are increased by 14 and 6.9 respectively when the operating frequency is doubled. Indeed, the measured complex reflection coefficients are function of the coupling capacitance between the metallic target and the probe tip. Whereas the phase-shift  $\Phi_{11}$  of the complex reflection coefficient at the probe tip changes theoretically as a function of  $d$ , the theoretical amplitude  $|S_{11}|$  should be less perturbed (radiation losses). Consequently, a calibration procedure that relates the measured complex reflection coefficient as a function of the coupling capacitance can be used to determine the calibrated complex reflection at the probe tip interface [16].

#### 4 Application to microwave sensing of liquid droplets

In the proposed application, liquid droplets are investigated. A non-deionized water droplet is placed on the metallic sample holder. We measure the magnitude and phase shift of the reflection coefficient  $S_{11}$  at 1 GHz by varying the distance probe – liquid until a penetration of around 400  $\mu$ m inside the droplet (Figure 4).

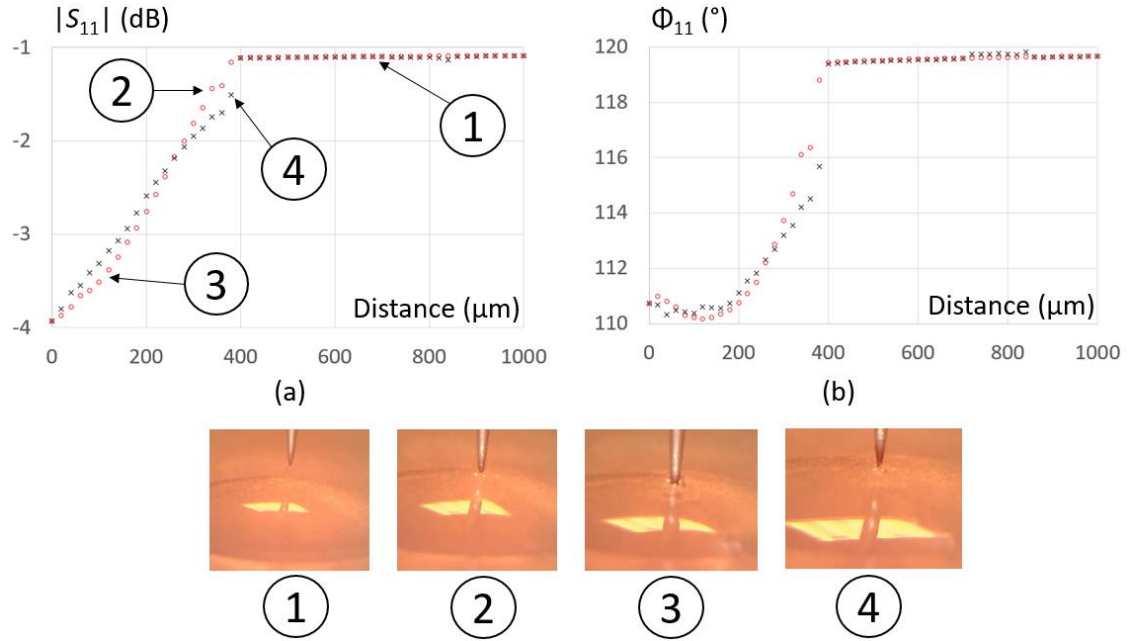


Figure 4. Measured (a) amplitude and (b) phase-shift of the complex reflection coefficients as a function of the distance (non-deionized water) at 1 GHz.

We observe a coefficient reflection / complex impedance *breakdown* at the liquid contact (step 2). A relative good variation of the reflection coefficient amplitude and phase shift is noticed for the probe displacement in the liquid ( $\Delta|S_{11}| = 3$  dB et  $\Delta\Phi_{11} = 10^\circ$ ). During the retract phase, the appearance of a water meniscus between the liquid and the apex of the probe impacts the measured signature (step 4). During the experiment, an electrolysis phenomenon between the sample holder (aluminum plate) and the tungsten needle through the liquid has been observed. The use of a metallic holder simplifies the modeling and dedicated calibration procedure ( $S_{11} = -1$ ). Nevertheless, to avoid the apparition of air bubbles related to chemical reactions, we have also considered a sample holder made of a dielectric material with known dielectric properties (epoxy thickness = 1.15mm and  $\epsilon_r = 4.15$ ). Using the same measurement configuration, we observed the probe tip inside the liquid using a camera that demonstrates stable measurements (Figure 5).

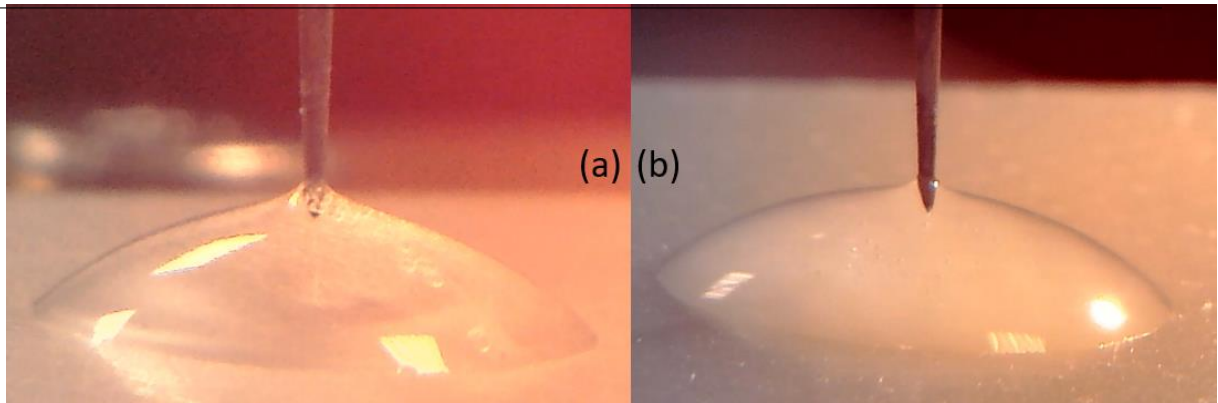


Figure 5. Photographs of the probe tip inside non deionized water during microwave radiation at 1 GHz. The liquid droplet is placed on (a) Aluminum holder (b) dielectric (Epoxy) holder.

## 5 Conclusion

A Microwave dielectric characterization platform dedicated to small volume of liquids has been presented. In particular, the use of an evanescent probe, showing an improved spatial resolution coupled with a nano-positioning system is a viable solution to address local and quantitative dielectric characterizations of liquids or biological materials. The preliminary tests related to water droplet performed at 1GHz and 2 GHz have demonstrated repeatable measurements considering an approach-retract scenario. Future works will include a parametric study considering different apex sizes, broadband frequency investigation, XY dielectric imaging and development of dedicated modelling for local extraction of the complex permittivity.

## References

- [1] K. Haddadi, "Mesure hyperfréquence des propriétés électromagnétiques de matériaux : 300 MHz à 300 GHz" Article de référence R117v1, *Techniques de l'Ingénieur*, Déc. 2016.
- [2] T. W. Athey, M. A. Stuchly and S. S. Stuchly, "Measurement of Radio Frequency Permittivity of Biological Tissues with an Open-Ended Coaxial Line: Part I," in *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 30, no. 1, pp. 82-86, Jan. 1982, doi: 10.1109/TMTT.1982.1131021
- [3] Y. -. Wei and S. Sridhar, "Radiation-corrected open-ended coax line technique for dielectric measurements of liquids up to 20 GHz," in *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 39, no. 3, pp. 526-531, March 1991, doi: 10.1109/22.75296.
- [4] A. Nyshadham, C. L. Sibbald and S. S. Stuchly, "Permittivity measurements using open-ended sensors and reference liquid calibration-an uncertainty analysis," in *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 40, no. 2, pp. 305-314, Feb. 1992
- [5] F. M. Ghannouchi and R. G. Bosisio, "Measurement of microwave permittivity using a six-port reflectometer with an open-ended coaxial line," in *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 38, no. 2, pp. 505-508, April 1989, doi: 10.1109/19.192335.
- [6] K. Haddadi and T. Lasri, "Interferometric technique for microwave measurement of high impedances," *2012 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium Digest*, 2012, pp. 1-3, doi: 10.1109/MWSYM.2012.6259554.
- [7] H. Bakli, and K. Haddadi, "Microwave interferometry based on open-ended coaxial technique for high sensitivity liquid sensing," *Advanced Electromagnetics*, vol. 6, no. 3, pp.88-93, 2017.
- [8] H. Bakli and K. Haddadi, "Quantitative determination of small dielectric and loss tangent contrasts in liquids," *2017 IEEE International Instrumentation and Measurement Technology Conference (I2MTC)*, 2017, pp. 1-6, doi: 10.1109/I2MTC.2017.7969796.
- [9] "Keysight 85070E, Dielectric Probe Kit 200 MHz to 50 GHz," *Technical Overview*, 2017.
- [10] H. Bakli, K. Haddadi and T. Lasri, "Interferometric technique for scanning near-field microwave microscopy applications," *2013 IEEE International Instrumentation and Measurement Technology Conference (I2MTC)*, 2013, pp. 1694-1698, doi: 10.1109/I2MTC.2013.6555703.

- [11] S. Gu, K. Haddadi and T. Lasri, "Near-field microwave microscopy for liquid characterization," *2014 44<sup>th</sup> European Microwave Conference*, 2014, pp. 628-631, doi: 10.1109/EuMC.2014.6986512.
- [12] R. Dandan, Z. Nemati, C.-H. Lee, J. Li, K. Haddadi, D. C. Wallace, and P. J. Burke. "An ultra-high bandwidth nano-electronic interface to the interior of living cells with integrated fluorescence readout of metabolic activity," in *Scientific reports*, vol. 10, no. 1, pp 1-12, 2020.
- [13] M. Farina, A. Di Donato, D. Mencarelli, G. Venanzoni and A. Morini, "High Resolution Scanning Microwave Microscopy for Applications in Liquid Environment," in *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 22, no. 11, pp. 595-597, Nov. 2012, doi: 10.1109/LMWC.2012.2225607.
- [14] SmarAct GmbH, <https://www.smaract.com/linear-stages/product/slc-2430>, SLC-2430 - Linear Piezo Stage, *Specifications Sheet*, 2022.
- [15] SmarAct GmbH, <https://www.smaract.com/linear-stages/product/slc-1730>, SLC-1730 - Linear Piezo Stage, *Specifications Sheet*, 2022.
- [16] M. Kasper, G. Gramse and F. Kienberger, "An Advanced Impedance Calibration Method for Nanoscale Microwave Imaging at Broad Frequency Range," in *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 65, no. 7, pp. 2418-2424, July 2017, doi: 10.1109/TMTT.2017.2661260.

# Nouveaux composants et instrumentation pour la radio I

---

**Communications Tag à Tag Passives en RFID UHF**  
*UHF RFID Passive Tag-to-Tag Communications*

---

**Tarik Lassouaoui<sup>1</sup>, Florin Doru Hutu<sup>1</sup>, Guillaume Villemaud<sup>1</sup>, Yvan Duroc<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Univ Lyon, INSA Lyon, Inria, CITI, EA3720, 69621 Villeurbanne, France, {tarik.lassouaoui, florin-doru.hutu, guillaume.villemaud}@insa-lyon.fr

<sup>2</sup>Univ Lyon, Université Claude Bernard Lyon 1, INSA Lyon, École Centrale de Lyon, CNRS, Ampère, UMR5505, 69122, Villeurbanne, France {yvan.duroc}@univ-lyon1.fr

---

*Mots clés (en français et en anglais) : RFID, Profondeur de modulation, Rétro-modulation, Taux d'Erreur Binaire.*

*RFID, Modulation Depth, Backscattering, Bit Error Rate.*

---

**Résumé/Abstract**

La technologie RFID (Identification par radiofréquence) en UHF (Ultra Hautes Fréquences) est aujourd'hui largement déployée mais elle ne cesse d'évoluer élargissant ses champs applicatifs et se dotant de nouvelles fonctionnalités comme la capture d'informations ou le pilotage d'actionneurs. Un indicateur significatif de cette évolution est la révision actuelle du standard EPC Gen 2 en Europe avec l'ouverture de nouvelles bandes de fréquence. Dans ce contexte général, un nouveau paradigme, appelé communication tag à tag, consiste à faire communiquer les tags directement entre eux. Le lecteur RFID (ou toute autre source RF externe) ne serait alors utilisé que comme source d'énergie pour assurer l'activation des tags passifs et comme support pour le transfert d'informations entre les tags. Ce travail présente une méthode et des métriques pour évaluer la performance des communications tag à tag. Différents scénarios sont considérés prenant en compte, d'une part, la configuration géométrique des deux tags communicants, et d'autre part, la position du lecteur. Les résultats obtenus mettent en évidence l'impact du couplage mutuel entre les tags mais aussi l'impact de l'orientation de la source sur la profondeur de modulation et le taux d'erreur binaire.

Nowadays, RFID (Radio Frequency Identification) technology in UHF (Ultra High Frequency) is widely deployed, but it continues to evolve, expanding its application fields and adding new functionalities such as sensing or actuator control. A sign of this evolution is the current revision of the EPC Gen 2 standard in Europe with the opening of new frequency bands. In this context, a new paradigm, called tag-to-tag communication, consists in making tags communicate directly with each other. The RFID reader (or any external RF source) is employed as an energy source to ensure the activation of the passive tags and as a medium for the communication between the tags. This paper presents a method and metrics to evaluate the performance of tag-to-tag communications. Several scenarios are presented, considering, on the one hand, the geometrical configuration of the two communicating tags, and on the other hand, the position of the reader. The obtained results highlight the impact of the mutual coupling between the tags but also the impact of the source orientation on the modulation depth and on the bit error rate.

**1 Introduction**

Le concept de communication tag à tag (T2T) a été proposé pour la première fois dans le domaine de la RFID (Identification par Radio Fréquence) par Nikitin [1], qui a ensuite proposé un premier démonstrateur [2]. L'idée est d'établir une communication entre un tag dit lecteur (noté RT, Reader Tag) et un tag dit récepteur (noté LT, Listener Tag) en présence d'une source radiofréquence (RF) distante, par exemple un lecteur RFID. La communication T2T est basée, comme en RFID passive, sur le principe de la rétro-modulation : le tag lecteur commute l'impédance vue par son antenne sur deux charges différentes (par exemple, un circuit-ouvert (CO) et un court-circuit (CC)) ce qui a pour conséquence de moduler l'onde continue émise par la source RF, qui est alors démodulée par le tag récepteur. Le démonstrateur [2] a montré qu'il était possible d'établir une communication entre deux tags distants de 25 mm (c'est-à-dire  $0.076\lambda$  à 915 MHz).

Les travaux présentés dans cette communication visent à évaluer la performance d'un système T2T en considérant de multiples scénarios prenant en compte différentes configurations géométriques entre les deux tags ([2] les supposaient alignés et parallèles) mais aussi en considérant la position de la source relativement aux deux tags formant le système T2T ce qui à notre connaissance n'avait pas encore été réalisé. Outre la méthode originale proposée, de nouveaux résultats sont mis en évidence concernant la diversité des scénarios envisagés et la proposition d'une analyse de type système par l'intermédiaire du taux d'erreur binaire. La section 2 présente les hypothèses considérées et les aspects méthodologiques mis en œuvre. La section 3 synthétise les principaux résultats obtenus et les discute. Enfin la section 4 conclut cette communication et donne quelques éléments de perspectives.

## 2 Méthode d'évaluation mise en place

Pour cette étude, des antennes dipôles imprimés sont considérées. Il s'agit de structures d'antennes simples sur lesquelles les tags sont habituellement basés et elles sont généralement modifiées pour miniaturisation, adaptation avec la puce, etc.). La méthode d'évaluation proposée des systèmes T2T reste toutefois valable pour tous types d'antennes.

### 2.1 Caractérisation électromagnétique du système antennaire pour les deux états de commutation

En simulation, et expérimentalement pour validation, l'impédance d'entrée du tag récepteur LT, notée  $Z_{in,ON/OFF}$ , est évaluée en fonction de la configuration géométrique entre les deux tags, et de la charge du tag lecteur RT (en CO ou en CC correspondant respectivement aux états notés ON ou OFF). De plus, la simulation permet également de déduire le gain en champ lointain du réseau formé par les deux antennes, noté  $G_{ON/OFF}$ , pour chacune des deux charges considérées.

### 2.2 Détermination de la profondeur de modulation, caractéristique de la rétro-modulation

La profondeur de modulation du signal rétro-modulé, utilisé comme métrique d'évaluation, est alors déterminée. Considérant une modulation de type ASK (Amplitude Shift Keying) sur deux états (dont les niveaux de tension sont notés  $A_{ON}$  et  $A_{OFF}$ , l'expression de la profondeur de modulation, notée  $D$ , est définie comme suit :

$$D = \frac{|A_{ON} - A_{OFF}|}{\text{Max}(A_{ON}, A_{OFF})} \quad (1)$$

$A_{ON/OFF}$  (forme condensée pour  $A_{ON}$  ou  $A_{ON}$ ) peut être déterminée par l'expression suivante :

$$A_{ON/OFF} = A_{in} \cdot G_{ON/OFF} \left| 1 - \left( \frac{Z_{in,ON/OFF} - Z_0}{Z_{in,ON/OFF} + Z_0} \right) \right| \quad (2)$$

où  $A_{in}$  est la tension vue à l'entrée du LT (énergie délivrée par la source RF externe) et où  $Z_0$  est l'impédance de référence (ici considérée égale à  $50 \Omega$ ).

A noter que plus la profondeur de modulation (qui est comprise entre 0 et 100%) est grande, plus la différence entre les deux niveaux (CO et CC) est grande, et plus performante sera la démodulation, et par conséquent la robustesse au bruit de la communication T2T.

### 2.3 Détermination du taux d'erreur binaire du système T2T

Enfin, l'étude est complétée en considérant le système T2T complet : le taux d'erreur binaire, noté BER, est alors calculé, pour le cas classique d'un bruit blanc gaussien additif, en considérant qu'au niveau du récepteur, un démodulateur passif non-cohérent est implémenté. En fonction de la profondeur de modulation, l'expression du BER s'écrit d'après [3] comme suit :

$$BER_{NC} = \frac{1}{2} \cdot \exp \left( - \frac{A_{in} A_{ON} T_s}{8 N_0} \cdot \frac{D^4 - 2D^3 + 2D^2}{2 - D} \right) \quad (3)$$

où  $T_s$  est la durée d'un bit et  $N_0$  est la puissance du bruit.

A noter que, comme attendu, le BER est une fonction strictement décroissante à mesure que la profondeur de modulation augmente.

## 3 Résultats obtenus

La figure 1 présente les différentes configurations et scénarios envisagés, tout en définissant les paramètres géométriques qui sont pris en compte pour analyser la performance du système T2T.

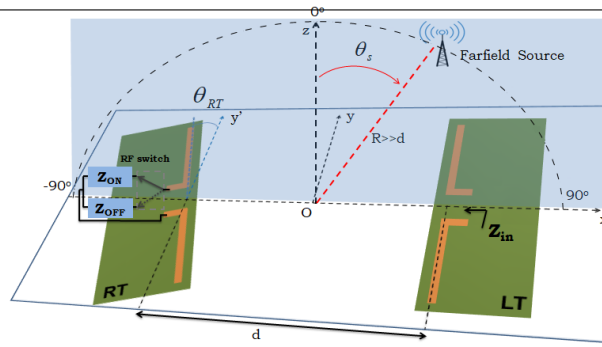


Figure 1 : Configuration géométrique des deux antennes formant le système T2T.

L'impact des paramètres suivants est plus particulièrement étudié : i) la distance ( $d$ ) entre les deux tags, qui est normalisée par rapport à la longueur d'onde  $\lambda$  dans les résultats présentés ; ii) l'alignement du RT par rapport au LT selon l'axe  $y'$  ; iii) l'orientation du RT ( $\theta_{RT}$ ) par rapport au LT ; iv) et la position ( $\theta_s$ ) de la source RF distante, supposée placée en champ lointain, par rapport au système T2T.

Les figures suivantes (figure 2 à 5) donnent un aperçu des principaux résultats obtenus.

Les figures 2 et 3 montrent l'impédance du LT (mesurée et simulée),  $Z_{in,ON/OFF}$ , en fonction de la distance entre les deux tags, supposés ici alignés, respectivement pour les cas CC et CO (états ON et OFF). Un bon accord entre simulation et mesure est observé. La même concordance simulations-mesures ; a été aussi vérifiée pour les autres configurations envisagées. Pour l'analyse en termes de profondeur de modulation et de taux d'erreur binaire, les résultats présentés sont alors exclusivement issus des données de simulation (mais ont donc été consolidées par la mesure de l'impédance  $Z_{in,ON/OFF}$ ).

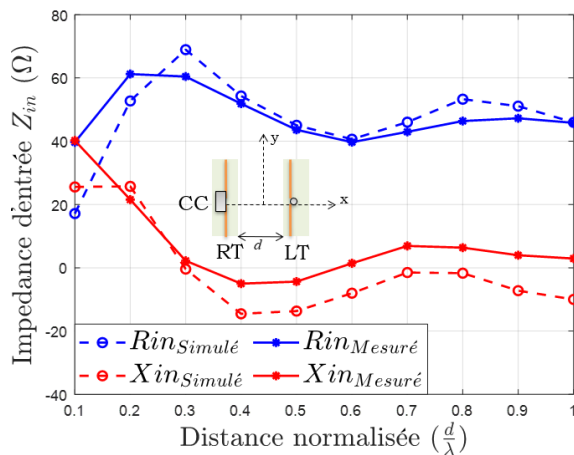


Figure 2. Impédance d'entrée du LT en fonction de la distance (normalisée par la longueur d'onde,  $\lambda$ ) entre les deux tags : RT en CC et tags alignés.

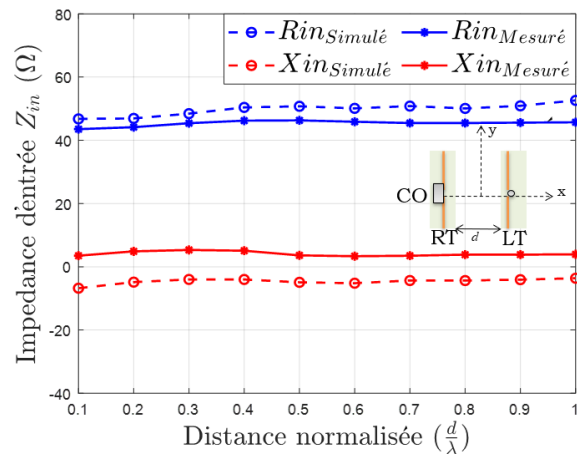


Figure 3. Impédance d'entrée du LT en fonction de la distance (normalisée par la longueur d'onde,  $\lambda$ ) entre les deux tags : RT en CO et tags alignés.

Les figures 4 et 5 montrent la profondeur de modulation ( $D$ ) pour différents scénarios. Pour la figure 4, la source distance est alignée avec le système antennaire ( $\theta_s = 0$ ) et c'est l'impact de la position relative entre les tags qui est comparé et quantifié. On peut ici observer que pour une faible distance de séparation entre les tags, l'impact de leur position relative est plus important, alors que la configuration devient moins sensible à ce facteur lorsque la distance entre les tags augmente. On remarque également que les allures de la profondeur de modulateur tendent à décroître avec la distance tout en oscillant. Par exemple, lorsque les tags sont alignés,  $D$  varie de plus de 70% pour une distance normalisée égale à 0,1 à seulement quelques pourcents pour les distances normalisées 0,4 et 0,9, avec un passage à près de 30% pour une distance normalisée de 0,7.

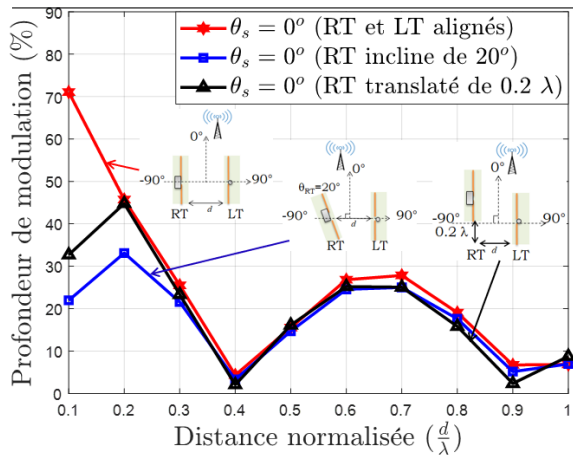


Figure 4. Profondeur de modulation du LT en fonction de la distance normalisée : trois configurations géométriques et source fixe ( $\theta_s = 0^\circ$ ).

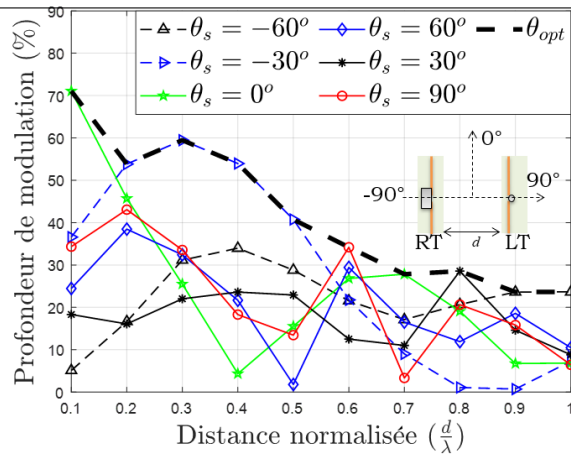


Figure 5. Profondeur de modulation du LT en fonction de la distance normalisée : tags alignés et six positions de la source ;  $\theta_{opt}$  position optimale.

Il est important de noter, qu'en plus de l'impédance d'entrée du LT, le gain  $G_{ON/OFF}$ , (bien que non représenté ici) joue aussi un rôle déterminant sur la profondeur de modulation qui est donc très difficile à « prédire ». C'est pourquoi la méthodologie présentée est particulièrement intéressante : elle permet de quantifier précisément la profondeur de modulation (et donc la performance du système T2T) pour tout type de configuration. La figure 5 complète cette démonstration en envisageant, dans le cas de tags alignés, l'impact de la position de la source distante. Ici aussi, on observe d'importantes fluctuations de la profondeur de modulation en fonction du scénario envisagé. En particulier, pour une configuration géométrique donnée des deux tags, une orientation adaptée de la source RF distante permet d'optimiser la profondeur de modulation ; et à l'inverse, pour une source RF distante donnée, il est possible de choisir une configuration géométrique adaptée qui maximise la profondeur de modulation.

Enfin, la figure 6 montre le BER (calculé avec les hypothèses mentionnées dans la section 2) dans le cas où les deux tags sont alignés et séparés de  $\lambda/10$ ,  $\lambda/4$  et  $\lambda$ , et où la source RF distante est positionnée telle que  $\theta_s = 0^\circ$ . Comme attendu, les meilleures performances sont obtenues pour la distance  $\lambda/10$  entre les tags pour laquelle la profondeur de modulation est la plus élevée. Le pire cas est obtenu pour la distance  $\lambda$  pour laquelle la profondeur de modulation est faible (comme observé sur la figure 4). L'intérêt de déterminer le BER est notamment de prendre en compte l'ensemble du système (démodulateur compris) et dans un même temps d'obtenir une métrique de performance classiquement utilisée dans le domaine des télécommunications.

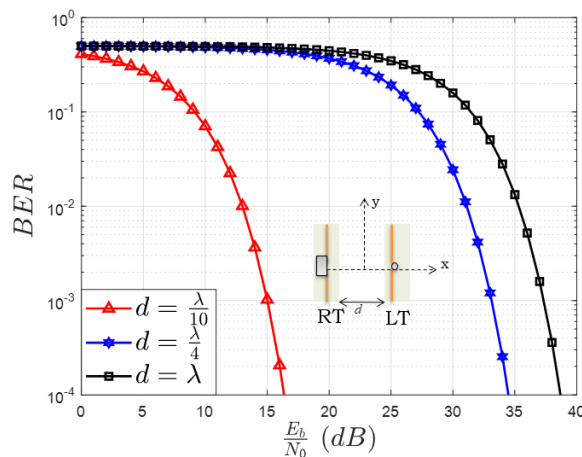


Figure 6. Taux d'erreur binaire : tags alignés, trois distances considérées et source fixe ( $\theta_s = 0^\circ$ ).



---

## 4 Conclusion

Cette communication présente une méthode pour estimer la performance d'un système T2T en termes de profondeur de modulation et de taux d'erreur binaire. Les résultats obtenus montrent la forte sensibilité de la profondeur de modulation en fonction du scénario envisagé. Dans un même temps, l'étude proposée permet de mieux comprendre et d'analyser l'influence du couplage mutuel entre les tags, ainsi que l'impact de la position de la source, facteur peu mis en évidence jusqu'ici. Plus globalement, il est important de retenir que la méthodologie mise en place permet non seulement d'obtenir la profondeur de modulation pour tous types de scénarios (positions relatives des tags et positions de la source) mais aussi le taux d'erreur binaire pour ces différents scénarios avec la liberté de considérer différentes variétés de démodulateurs et de bruits.

Il est fort probable que des solutions alternatives aux systèmes de communication actuels, basées sur des systèmes de type « zéro énergie » (exploitant les ondes RF ambiantes) vont se développer intensément dans les années à venir. La méthode présentée permettra ainsi de définir précisément des spécifications et des limitations pour réaliser des systèmes de communication T2T robustes.

### Remerciement

Ce travail a été financé par la chaire SPIE ICS-INSA Lyon

### Références bibliographiques

- [1] P.V. Nikitin et al., "RFID paperclip tags," IEEE International Conference on RFID, Orlando, FL, USA, April 12-14, 2011, pp. 162-169.
- [2] P.V. Nikitin et al, "Passive tag-to-tag communication," IEEE International Conference on RFID, Orlando, FL, USA, April 3-5, 2012, pp. 177-184.
- [3] T. Lassouaoui, F. Hutu, Y. Duroc and G. Villemaud, "Theoretical BER Evaluation of Passive RFID Tag-To-Tag Communications," IEEE Radio and Wireless Symposium, San Antonio, TX, USA, January 26-29, 2020, pp. 213-216.

**Réseau de capteurs sans fil et sans batterie télé-alimentés par transfert  
d'énergie électromagnétique radiative**  
*Battery-free and wireless sensors network powered by radiative  
electromagnetic wireless power transfer*

Loubet G.<sup>1</sup>, Sidibé A.<sup>2</sup>, Takacs A.<sup>3</sup>, Dragomirescu D.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>LAAS-CNRS, INSA Toulouse, Université de Toulouse, CNRS. [gael.loubet@laas.fr](mailto:gael.loubet@laas.fr)

<sup>2</sup>LAAS-CNRS, UWINLOC, Université de Toulouse, CNRS. [alassane.sidibe@laas.fr](mailto:alassane.sidibe@laas.fr)

<sup>3</sup>LAAS-CNRS, UPS, Université de Toulouse, CNRS. [alexandru.takacs@laas.fr](mailto:alexandru.takacs@laas.fr)

<sup>4</sup>LAAS-CNRS, INSA Toulouse, Université de Toulouse, CNRS. [daniela.dragomirescu@laas.fr](mailto:daniela.dragomirescu@laas.fr)

*Mots clés : Réseaux de capteurs sans fil ; Transfert sans fil de puissance ; Transmission sans fil simultanée d'information et de puissance. / Wireless Sensors Networks (WSN); Wireless Power Transfer (WPT); Simultaneous Wireless Information and Power Transmission (SWIPT).*

## Résumé/Abstract

Cet article présente la conception, l'implémentation et la caractérisation d'un réseau de capteurs sans fil, sans batterie, télé-alimentés et contrôlés à distance au travers d'un système de transfert sans fil de puissance électromagnétique rayonnée géré par des nœuds communicants jouant le rôle de passerelle. Nous démontrons pour la première fois dans ces travaux de recherche une solution de transfert sans fil simultanée d'information et de puissance en utilisant une unique antenne pour ces deux fonctions. Nous avons également obtenu la plus grande distance d'utilisation testée pour un système de ce type : 11 mètres. Le réseau de capteurs sans fil présenté a été imaginé pour une application du suivi de l'état de santé structurelle des bétons armés durant toute leur durée de vie. La solution proposée est aisément scalable à d'autres applications, notamment en milieux contraints.

This paper presents the design, the implementation and the characterization of a wireless sensors network (WSN), battery-free, and wirelessly and remotely powered and controlled through a radiative electromagnetic wireless power transfer (WPT) system tuned by communicating nodes used as gateways. This research works demonstrate for the first time the capacity to use a unique antenna for data and power transmission in a SWIPT (simultaneous wireless information and power transmission) system. We also achieve, at our best knowledge, the highest power transfer distance for a SWIPT: 11 meters. The presented wireless sensors network has been designed for the structural health monitoring (SHM) of reinforced concretes throughout their lifetime. The proposed solution can be easily scalable to other applications, especially in highly constrained environments.

## 1 Introduction

Grâce à la numérisation et la miniaturisation de l'électronique, les systèmes embarqués sont toujours plus performants et ubiquitaires. Ceux-ci ont permis l'essor des technologies de communication sans fil (entre humains et/ou machines), notamment pour l'Internet des Objets (IoT), ayant mené à une rapide démocratisation des réseaux de capteurs sans fil (WSN). Ces derniers peuvent être utilisés pour surveiller et/ou contrôler le monde physique, ainsi que pour connecter les mondes physique et numérique dans des systèmes qualifiés de cyber-physiques (CPS). Aujourd'hui, le principal frein au déploiement à long terme de ces réseaux de capteurs sans fil est leur autonomie énergétique. Pour outrepasser cette limitation, les solutions de récupération de l'énergie ambiante et de transfert sans fil de puissance (WPT) sont étudiées pour les alimenter [1]. De plus, en considérant à la fois la transmission de puissance et la communication sans fil au travers d'ondes électromagnétiques, les réseaux de capteurs sans fil répondent au paradigme du transfert sans fil simultané d'informations et de puissance (SWIPT) [2,3].

En parallèle, les applications de surveillance de la santé des structures (SHM) sont de plus en plus courantes, quel que soit le domaine, en particulier dans le génie civil. Celle-ci se base sur la surveillance « en continu » de l'état d'une structure afin de prévenir ses défaillances irréversibles, d'éviter son effondrement et de permettre d'éventuels

traitements préventifs. Dans cette optique, les méthodes de test non-destructif (CND) sont privilégiées car n'altérant pas la structure testée [4,5].

Dans ce contexte, le projet McBIM (*Material communicating with the Building Information Modelling* (BIM)) [6] propose une mise en œuvre du concept de matériau communicant [7] dans le cas du béton armé, en partie afin d'assurer la surveillance de la santé des structures en béton armé grâce à des méthodes de test non-destructif.

Cet article présente donc un réseau de capteurs sans fil composé de nœuds de mesure (SN) sans batterie, alimentés et contrôlés sans fil et à distance par transfert sans fil de puissance électromagnétique rayonnée. Par la suite, l'architecture et l'implémentation des nœuds de mesure, ainsi que du réseau de capteurs sans fil et du système cyber-physique, sont présentées. Ensuite, les résultats expérimentaux obtenus à ce jour sont présentés. Avant de conclure, une analyse critique et des perspectives sont proposées.

## **2 Conception et implémentation d'un système cyber-physique basé sur un réseau de capteurs sans fil composé de nœuds de mesure sans batterie télé-alimentés et télécontrôlés**

L'intégration d'un réseau de capteurs sans fil dans du béton armé a été décidée afin de rendre celui-ci communicant [6,8-10]. Le béton armé communicant doit être intrinsèquement capable de : (1) générer (localement) ; (2) traiter (localement et/ou à distance) ; (3) stocker (localement et/ou à distance) ; et (4) partager des données (provenant de son propre état de santé et/ou de son environnement), dans le monde physique avec d'autres éléments communicants, et dans le monde numérique avec des jumeaux numériques (tel qu'un BIM) *via* Internet. Ce, durant toute sa vie (estimée en décennies) ; et afin de maintenir à jour son modèle numérique et de rendre accessible aux différents usagers les informations actuelles et passées. Il s'agit donc bien d'un système cyber-physique.

### **2.1 Architecture du système cyber-physique**

L'architecture du système cyber-physique conçu, implémenté et testé, est présentée en Fig. 1. Il se base sur un réseau de capteurs sans fil, composé de deux types de nœuds : les nœuds de mesure (SN) et les nœuds communicants (CN). Les nœuds communicants servent à agréger les données mesurées et envoyées par les nœuds de mesure, puis à les traiter, les stocker localement et/ou sur des serveurs distants, et les échanger localement et/ou à distance, avec d'autres nœuds communicants composant un réseau maillé *ad-hoc*, éventuellement avec d'autres éléments communicants, et avec le monde numérique et ses modèles virtuels *via* Internet. Les nœuds de mesure servent à réaliser des mesures, à formater puis envoyer sans fil les données mesurées aux nœuds communicants. Ceux-ci doivent être sans fil, sans batterie et autonomes en énergie, mais également résilients, et fiables durant toute leur durée de vie. Leur alimentation est réalisée par transfert sans fil de puissance électromagnétique rayonnée (donc en champ lointain) par les nœuds communicants. Cette solution permet de s'affranchir de la dépendance à des sources d'énergies ambiantes (insuffisantes voir indisponibles, fluctuantes, imprévisibles et incontrôlables), d'être indépendant de l'application visée et de l'environnement de déploiement. De plus, en contrôlant leur source de puissance électromagnétique, les nœuds communicants peuvent régler la périodicité de fonctionnement des nœuds de mesure. Enfin, le nombre de nœuds dans le réseau est fonction de la structure à surveiller et des besoins en termes de mesure (dont les capteurs à utiliser, la précision spatiale recherchée, etc.).

### **2.2 Architecture et implémentation des nœuds de mesure**

L'architecture des nœuds de mesure conçus, implémentés et testés, est présentée en Fig. 2. Comme ceux-ci sont destinés à être déployés et enterrés dans du béton armé, et donc à devenir inaccessibles, ils doivent être fiables et utilisables sur le long terme. Ils sont donc aussi simples que possible, entièrement sans fil, sans batterie, télé-alimentés et télécontrôlés. De fait, ils se composent de deux sous-systèmes : le premier pour la gestion des données et le second pour la gestion de l'alimentation.

Le sous-système de gestion des données comprend un capteur, un microcontrôleur et un émetteur-récepteur. Plusieurs capteurs dédiés à la surveillance de la santé structurelle du béton armé (selon [5]) ont déjà été implémentés [8-10] : un capteur de température basé sur des thermodiodes de l'Université de Cambridge [11] ; un capteur de température et d'humidité Texas Instruments HDC2010 ; une jauge de contrainte ; et un capteur de résistivité électrique en configuration Wenner du Laboratoire Matériaux et Durabilité des Constructions (LMDC) de Toulouse [12]. Un module Murata CMWX1ZZABZ-091 est utilisé pour formater sur 4 octets et transmettre sans fil les données *via* une trame LoRaWAN de 17 octets vers le(s) nœud(s) communicant(s). Deux configurations ont été étudiées pour la communication sans fil dans la bande de fréquence ISM des 868 MHz : l'une étant la plus fiable et permettant les plus longues portées (puissance de transmission de +14 dBm et débit de 250 bps) et l'autre étant la plus économe en énergie mais présentant des portées d'au moins plusieurs dizaines de mètres depuis une poutre en béton armé (puissance de transmission de +4 dBm et débit de 5470 bps). La technologie LoRaWAN a été choisie pour sa faible consommation et sa portée (quelle que soit la configuration choisie) même en intérieur et à travers le béton armé, qui est un milieu de propagation très contraignant pour les ondes électromagnétiques.

## Structure en béton armé

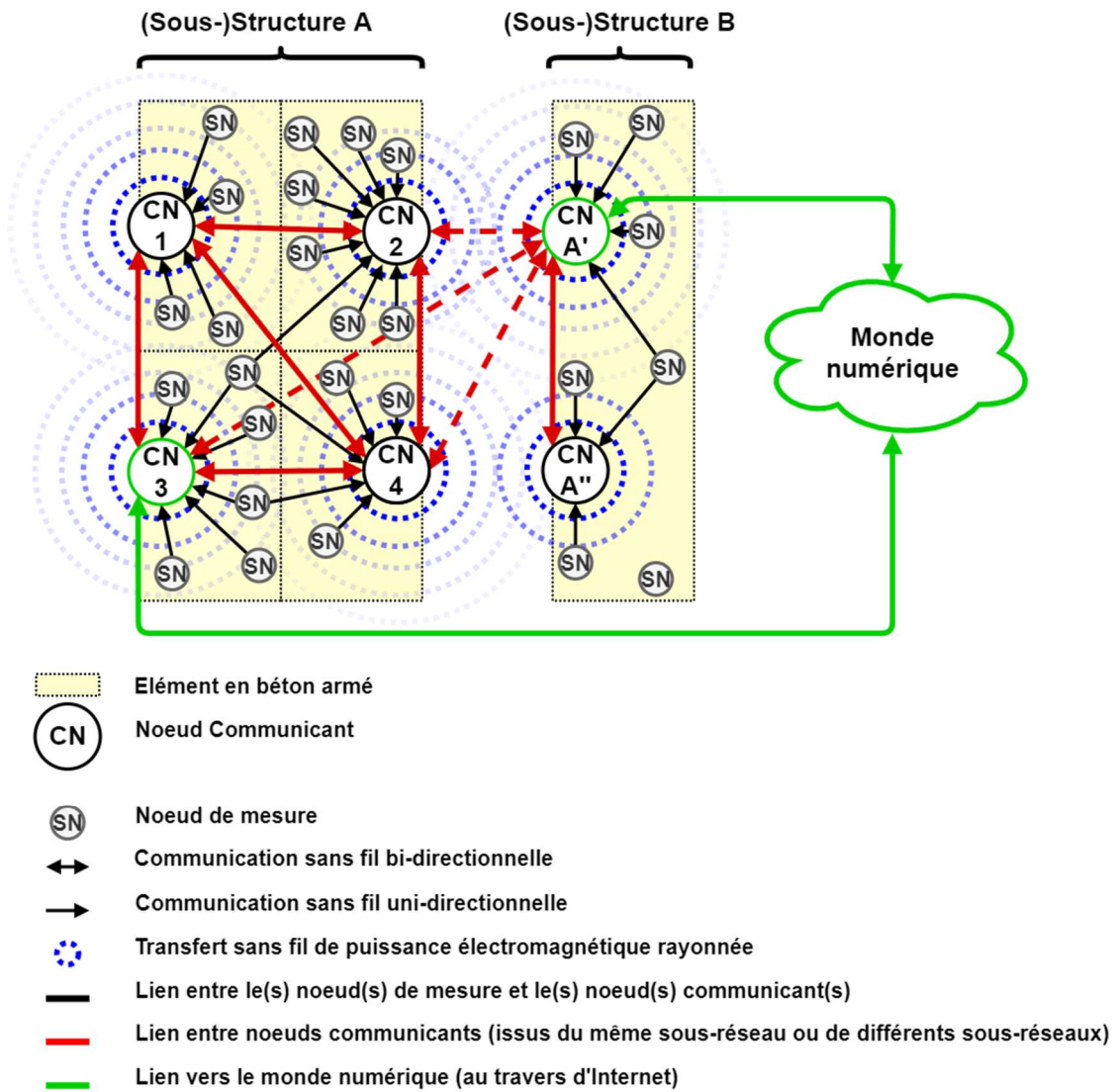


Figure 1 : Architecture du système cyber-physique.

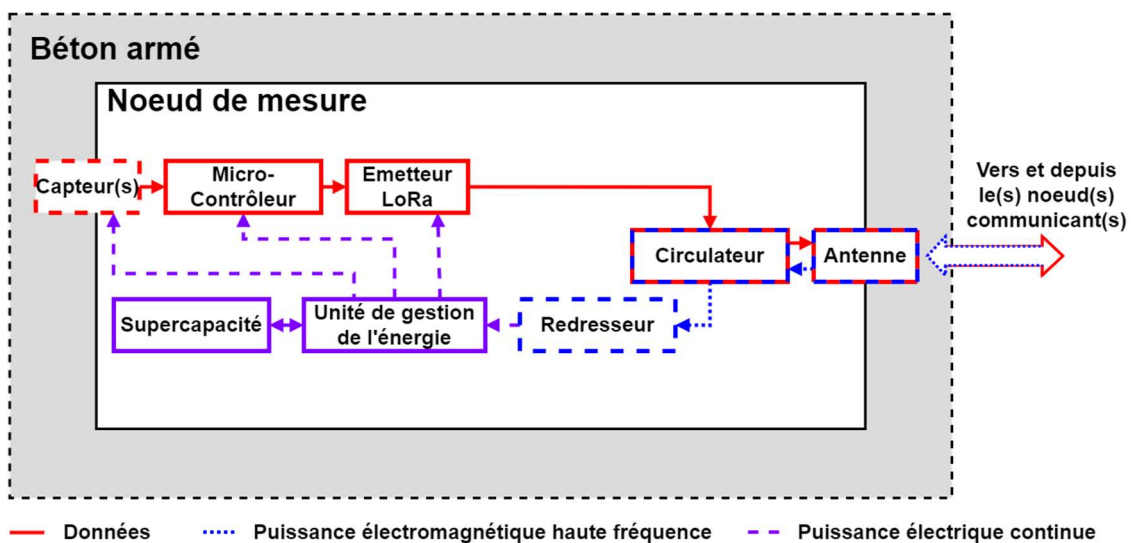


Figure 2 : Architecture du nœud de mesure générique, sans batterie, sans fil, télé-alimenté et télécontrôlé.

Le sous-système de gestion de l'alimentation comprend un redresseur radiofréquence, une unité de gestion de l'énergie (PMU) et un élément de stockage d'énergie. Pour obtenir des portées d'alimentation de plusieurs mètres, les solutions de transfert sans fil de puissance électromagnétique rayonnée (en champ lointain) ont été privilégiées par rapport aux solutions en champ proche (capacitives et inductives). La bande ISM des 868 MHz a été choisie comme étant le meilleur compromis entre la taille de l'antenne et les pertes de propagation. Ainsi, les nœuds communicants utilisent une source de puissance électromagnétique rayonnée fournissant une onde continue de +33 dBm PIRE dans la bande ISM des 868 MHz en accord avec la réglementation [13]. En pratique, un redresseur doubleur basé sur des diodes Schottky Skyworks SMS7630 a été utilisé, ainsi qu'une unité de gestion de l'énergie Texas Instruments bq25504 et un convertisseur DC/DC buck-boost Texas Instruments TPS63031 pour fournir une tension de 3,3 V au sous-système de gestion des données chaque fois que suffisamment d'énergie stockée est disponible. L'énergie récupérée est stockée un supercondensateur Panasonic de 2,2 mF (pour la configuration la plus économe) ou AVX de 22 mF (pour la configuration la plus fiable). Une antenne dipôle quart d'onde repliée avec bras capacitifs (métalliques et orthogonaux au plan du dipôle) est employée, comme présentée en Fig. 3 [14]. Elle fonctionne dans la bande ISM des 868 MHz, est imprimée sur substrat FR4 (épaisseur : 0,8 mm et 1,6 mm ; permittivité relative : 4,4 ; et tangente de perte : 0,02) et mesure 5,6 cm x 3,2 cm x 1,0 cm. Son diagramme de rayonnement est présenté en Fig. 4. Cette antenne est presque omnidirectionnelle, a une polarisation linéaire, est utilisable entre 848 MHz et 886 MHz, a un gain mesuré de +1,54 dBi à 868 MHz et a un angle d'ouverture à -3 dB de 110 ° dans le plan E. En ajoutant un plan réflecteur métallique de 8 cm par 6 cm à 5 cm derrière, le gain augmente jusqu'à +5,00 dBi au prix d'une plus grande directivité (l'angle d'ouverture à -3 dB passe à 70 ° dans le plan E) et de l'augmentation du volume total. Cette antenne semble être un bon compromis entre taille (ou volume) et performances en rayonnement dans la bande de fréquence visée.

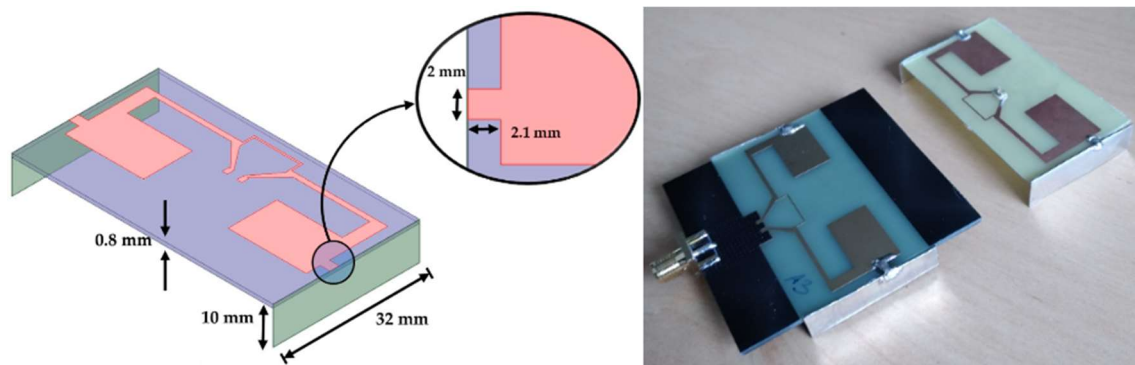


Figure 3. Schéma et photographie de l'antenne dipôle quart d'onde repliée avec bras capacitifs fonctionnant dans la bande ISM des 868 MHz et imprimée sur substrat FR4 de 1,6 mm (noir) et 0,8 mm (jaune).

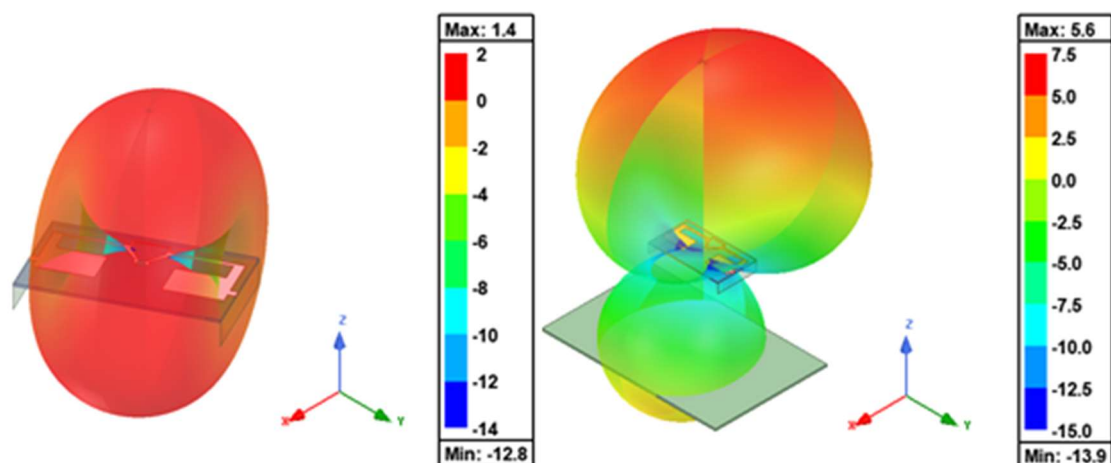


Figure 4. Diagramme de rayonnement simulé sous HFSS de l'antenne dipôle quart d'onde repliée avec bras capacitifs fonctionnant dans la bande ISM des 868 MHz sans et avec plan réflecteur métallique.

Comme une unique bande de fréquences est utilisée pour la communication sans fil et le transfert sans fil de puissance électromagnétique rayonnée, il est possible de n'employer qu'une unique antenne associée à un circulateur radiofréquence Aerotek C11-1FFF/OPT.N présentant de faibles pertes d'insertion et des isolations élevées. Cela est possible car il n'existe qu'une liaison montante de donnée et une liaison descendante de puissance. De plus, cela permet de réduire la taille globale des nœuds de mesure. Ainsi, simultanément, la puissance électromagnétique captée par l'antenne est transmise au redresseur *via* le circulateur, ce qui forme une rectenna, et les données à émettre fournies par l'émetteur sont transmises à l'antenne *via* le circulateur. De plus, il n'y a pas de connexion significative entre le redresseur et l'émetteur, ni d'interférence entre les transferts de données et de puissance. Finalement, les exigences du paradigme du transfert sans fil simultané d'informations et de puissance sont satisfaites avec seulement un multiplexage par fonction, *id est* sans multiplexage temporel, fréquentiel ou spatial, ni fractionnement de puissance.

Les nœuds de mesure étant inaccessibles, tant sur le plan matériel que logiciel (pas d'accès physique et pas de liaison descendante de données) et que la périodicité des mesures est fonction de l'étape du cycle de vie, ceux-ci sont télécontrôlés (sans fil et à distance) par les nœuds communicants *via* la liaison descendante de puissance et grâce au réglage du système de transfert sans fil de puissance (en termes de forme d'onde, de puissance transmise et/ou de périodicité d'activation). Ainsi, la périodicité, qui est variable, n'est dictée ni par le matériel, ni le logiciel.

Enfin, la Fig. 5 présente des nœuds de mesure utilisant ou non la carte électronique comme plan réflecteur métallique, ainsi que des installations expérimentales en intérieur, notamment avec une poutre de béton armé.

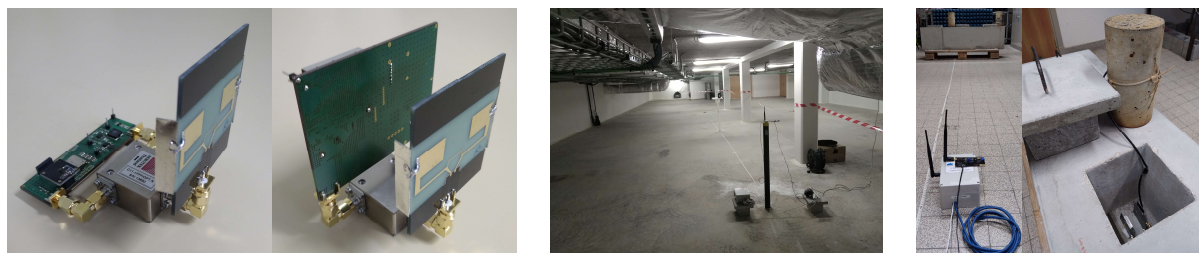


Figure 5 : Photographies de nœuds de mesure, et d'installations expérimentales du système cyber-physique en intérieur et avec des nœuds de mesures embarqués dans une poutre de béton armé.

### 3 Résultats expérimentaux

Plusieurs implémentations du système cyber-physique ont été réalisées comme preuves de concept en utilisant la technologie de communication sans fil LoRaWAN [8-10]. De plus, de premiers travaux utilisant la technologie de communication sans fil Bluetooth Low Energy (BLE) ont été menés [8,14]. Les nœuds de mesure peuvent mesurer divers paramètres (température, humidité relative, déformation mécanique, et résistivité électrique), puis formater et transmettre sans fil les données sur au moins plusieurs dizaines de mètres au(x) nœud(s) communicant(s).

La configuration en LoRaWAN la plus fiable nécessite de stocker 250 mJ d'énergie (soit 62,5 mJ par octet de données, ou 14,71 mJ par octet transmis, ou 1,84 mJ par bit transmis) pour réaliser un processus complet : la mesure quel soit le capteur utilisé, et la transmission complète d'une trame LoRaWAN de 17 octets avec 4 octets de données utiles. La configuration en LoRaWAN la plus économe en énergie nécessite, elle, de stocker 21 mJ d'énergie (soit 5,25 mJ par octet de données, ou 309 mJ par octet transmis, ou 39  $\mu$ J par bit transmis), soit plus de 10 fois moins. Tandis que l'utilisation de la technologie Bluetooth Low Energy nécessite de stocker 1,2 mJ d'énergie (soit 400  $\mu$ J par octet de données, ou 63  $\mu$ J par octet transmis, ou 7,9  $\mu$ J par bit transmis), soit près de 20 fois moins, pour un processus complet : la mesure de température et d'humidité, et la transmission à +0 dBm et 1 Mbps de 4 trames d'*advertising* de 19 octets avec 3 octets de données utiles. Ces quantités d'énergie sont surestimées de +20 % par rapport aux besoins moyens, pour certifier d'un bon fonctionnement malgré la variabilité des composants et leur vieillissement.

La durée de la première charge (à partir d'un élément de stockage de l'énergie vide) et des recharges (après une autre charge complète) donne une information pertinente concernant la plus petite périodicité du fonctionnement des nœuds de mesure en fonction de la quantité de puissance électromagnétique disponible, comme présentée en Fig. 6. Dans la configuration LoRaWAN la plus fiable, les nœuds de mesure peuvent fonctionner entre -14 dBm et jusqu'à au moins +15 dBm, ce qui donne des durées de première charge comprises entre environ 34 heures et 36 minutes, et environ 1 minute et 10 secondes, et des durées de recharges comprises entre environ 14 heures et 38 minutes, et environ 33 secondes. Dans la configuration LoRaWAN la plus économe en énergie, ces durées sont respectivement comprises entre environ 17 heures et 21 minutes, et environ 30 secondes, et entre 7 heures et 59 minutes, et environ 6 secondes, pour une puissance d'entrée comprise entre -17 dBm et au moins +15 dBm. Des périodicités plus longues peuvent évidemment être obtenues en contrôlant la durée et la périodicité d'activation de la source d'énergie par le(s) nœud(s) communicant(s). En général, plus l'énergie à stocker est faible, plus la charge est rapide ; et plus la puissance d'entrée disponible est grande, plus la charge est rapide.

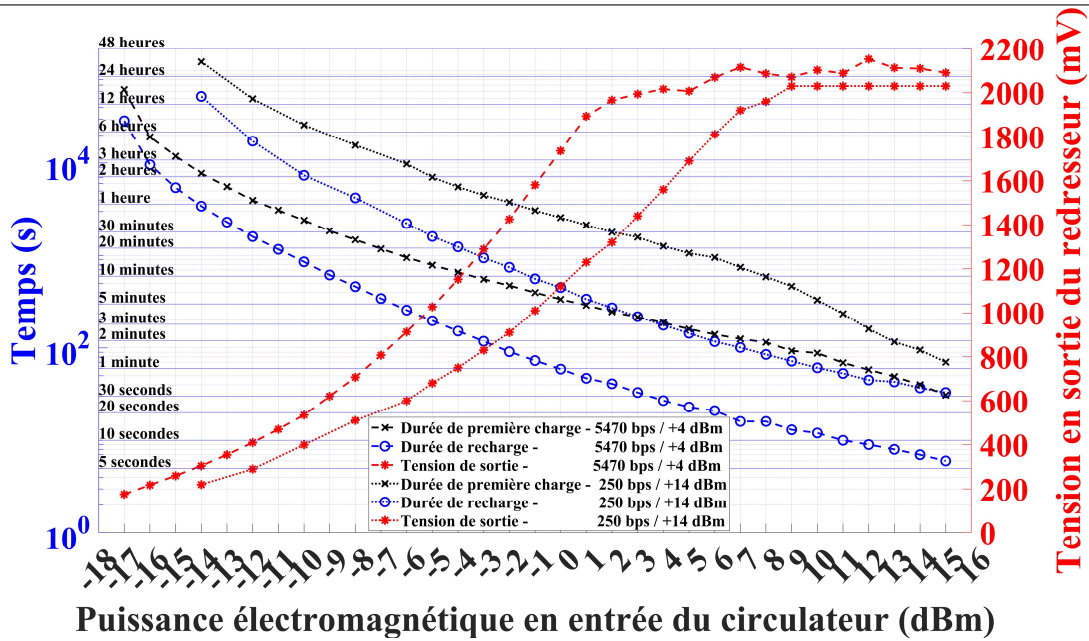


Figure 6. Durées de la première charge ('x', à gauche) et des recharges ('o', à gauche), et tension de sortie du redresseur en circuit ouvert pendant les recharges ('\*', à droite) en fonction de la puissance électromagnétique appliquée au circulateur des nœuds de mesure, pour une fréquence de 868 MHz, pour deux configurations de la communication sans fil : une puissance de transmission de +4 dBm et un débit de données 5470 bps (lignes tirées), et une puissance de transmission de +14 dBm et un débit de données de 250 bps (lignes pointillées).

A partir de la puissance minimale requise en entrée des nœuds de mesure pour fonctionner, il est possible d'estimer une portée maximale d'utilisation. Cette puissance minimale requise en entrée des nœuds de mesure est fonction de la puissance nécessaire à l'unité de gestion de l'énergie pour fonctionner, mais doit également permettre de compenser les pertes du convertisseur DC/DC et de l'élément de stockage de l'énergie. Expérimentalement, cette puissance est mesurée à -14 dBm pour la configuration LoRaWAN la plus fiable et -17 dBm pour la configuration LoRaWAN la plus économe en énergie. Ainsi, en appliquant l'équation de Friis, la distance entre un nœud communicant, dont la puissance maximale PIRE autorisée est de +33 dBm dans la bande de fréquence ISM des 868 MHz [13] et un nœud de mesure, doté d'une antenne ayant un gain de +1,54 dBi, peut être estimée en fonction de la puissance minimale requise en entrée des nœuds de mesure. Ainsi, -17 dBm peuvent être récupérés à une distance d'environ 10,38 mètres (soit une périodicité d'environ 7 heures et 59 minutes), -14 dBm à environ 7,35 mètres (soit respectivement, une périodicité d'environ 14 heures et 38 minutes et d'environ 57 minutes pour les configurations LoRaWAN la plus fiable et la plus économe en énergie), et environ -10,6 dBm à une distance de 5 m (soit respectivement une périodicité d'environ 3 heures et d'environ 15 minutes). En utilisant un plan réflecteur métallique pour obtenir un gain de +5,00 dBi, -17 dBm peuvent être récupérés à une distance d'environ 13,78 mètres, -14 dBm à environ 10,95 mètres, et environ -7,2 dBm à une distance de 5 m (soit respectivement, une périodicité d'environ 50 minutes et d'environ 6 minutes pour les configurations LoRaWAN la plus fiable et la plus économe en énergie). Il est à noter qu'une puissance minimale requise en entrée des nœuds de mesure de -17 dBm est l'une des plus faibles trouvées dans la littérature. A notre connaissance, seul [16] fournit une unité de gestion de l'énergie qui nécessite -19 dBm dans la bande ISM des 868 MHz. Ainsi, en réduisant puissance minimale requise en entrée des nœuds de mesure, la portée peut être augmentée.

Aussi, le volume de déploiement d'un sous-réseau en étoile composé d'un nœud communicant et d'une multitude de nœuds de mesure est limité par la portée d'utilisation de système de transfert sans fil de puissance électromagnétique rayonnée et non par la portée des communications sans fil. Sa portée maximale testée en intérieur, quelle que soit la direction, est de 11 mètres, soit la plus importante testée à notre connaissance. Néanmoins, il semble possible d'atteindre des portées plus importantes. En termes de déploiement, cela peut sembler suffisant pour couvrir les cas d'utilisation en intérieur (e.g. bâtiments de bureau ou d'habitation, ouvrage d'art tels des ponts ou des tunnels, etc.) : il faudrait approximativement autant de nœuds communicants que l'on trouve de points d'accès Wi-Fi dans les bâtiments de bureau. Par contre, bien que les portées de communication sans fil soient suffisantes, les déploiements en extérieur ou dans des structures de très grand volume semblent peu viables de par les portées du transfert sans fil de puissance électromagnétique rayonnée. De même, la périodicité de mesure ciblée doit également être prise en compte : dans le béton armé, les variations sont lentes, mais ce n'est pas forcément le cas pour toutes les applications.

De plus, de nombreux tests qualitatifs ont été réalisés pour certifier le bon fonctionnement du système cyber-physique et de ses nœuds de mesure. Par exemple, un système cyber-physique composé d'un réseau maillé de 2 nœuds communicants (dont un avec une connexion à Internet) et de 4 nœuds de mesure, dont 3 situés dans des cavités d'air d'une poutre en béton armé, comme présenté en Fig. 5, a été testé avec succès. Ainsi, les nœuds communicants ont télé-alimentés et télécontrôlés les nœuds de mesure (même embarqués dans la poutre en béton armé) sur au moins 3 mètres dont au moins 15 cm de béton armé, et ont récupéré toutes les données envoyées sur au moins quelques dizaines de mètres en intérieur, pour les traiter, les stocker et les partager. La taille des pièces d'expérimentation a limité les portées testées. Ainsi, un unique nœud communicant peut facilement gérer plusieurs nœuds de mesure de manière omnidirectionnelle sur plusieurs mètres. Comme annoncé, une distance de 11 mètres en intérieur a été testée avec succès et il semble possible d'atteindre des distances plus importantes.

Un autre élément pertinent à prendre en compte pour réaliser un système durable est son efficacité énergétique, ici définie comme le rapport entre l'énergie disponible à l'entrée du nœud de mesure (*i.e.* la puissance disponible à l'entrée du nœud de mesure (récoltée par l'antenne) intégrée sur la période d'intérêt) et l'énergie requise pour un processus complet. Comme présenté en Fig. 7, l'efficacité est plutôt faible pour les premières charges : entre 2,16 % et 11,54 % pour la configuration LoRaWAN la plus économe en énergie ; et entre 4,59 % et 10,25 % pour la configuration LoRaWAN la plus fiable. L'efficacité augmente dans le cas des recharges, respectivement : entre 3,68 % et 36,71 % ; et entre 7,91 % et 39,00 %. Il est à noter que les deux configurations ne présentent pas leur pic d'efficacité pour la même puissance d'entrée. Ceux-ci sont respectivement atteints à -9 dBm et à -5 dBm pour la première charge, et à -2 dBm et à +1 dBm pour les recharges. De plus, la première configuration est plus efficace pour les puissances d'entrée les plus faibles, et la seconde pour les plus élevées. Pour augmenter l'efficacité énergétique du nœud de mesure, les durées de la première charge et des recharges doivent être minimisées. Une autre efficacité pourrait être pertinente à exprimer : elle se définit comme le rapport entre l'énergie transmise par un nœud communicant pour alimenter sans fil tous les nœuds de mesure situés dans son voisinage, et la somme des énergies consommées par chacun des nœuds de mesure pendant une période d'intérêt. Dans ce cas, plus il y a de nœuds de mesure et plus le rendement de chaque nœud de mesure est élevé, plus le rendement global est élevé.

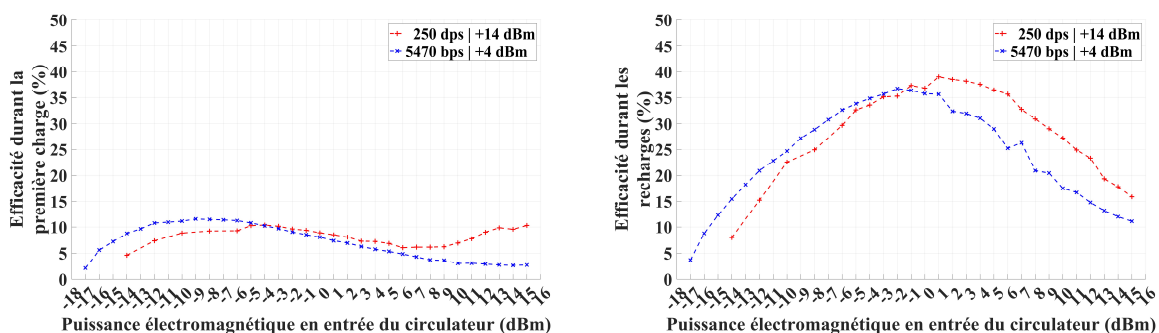


Figure 7. Efficacité énergétique des nœuds de mesure pendant la première charge et les recharges par rapport à la puissance électromagnétique appliquée à l'entrée du circulateur, pour une fréquence de 868 MHz, pour deux configurations de la communication sans fil : une puissance de transmission de +4 dBm et un débit de données 5470 bps (bleu), et une puissance de transmission de +14 dBm et un débit de données de 250 bps (rouge).

#### 4 Discussions et perspectives

Actuellement, et à notre connaissance, il n'existe pas de système cyber-physique basé sur un réseau de capteurs sans fil composé de nœuds de mesure sans batterie, autonomes en énergie, entièrement sans fil, et destinés à être entièrement enfouis dans du béton armé pour en assurer la surveillance de son état de santé structurelle à long terme et de manière automatique. En effet, la majorité des nœuds existants ont une durée de vie limitée en raison de l'utilisation de batteries et sont généralement déployés en surface de la structure à surveiller (ou dans quelques cas, à une faible profondeur dans le béton). La solution proposée peut également être perçue comme un réseau de capteurs sans télé-alimentés et peut facilement être adaptée à d'autres applications.

L'implémentation du système cyber-physique et de ses nœuds de mesure se base uniquement sur des composants disponibles sur étagère (à l'exception de la rectenna, pour laquelle aucune solution commerciale n'est disponible). Comme les propriétés mesurées ont des variations lentes, de longues périodicités de fonctionnement sont visées, et comme la puissance disponible en entrée du nœud de mesure est bien inférieure à la puissance nécessaire pour le faire fonctionner en continu, la stratégie de "stocker puis utiliser" l'énergie avec la possibilité de démarrer à froid est employée. Aussi, comme les nœuds de mesure sont inaccessibles et déployés sur le long terme (*i.e.* plusieurs décennies), la conception prévoit le moins de composants et de complexité possible afin de limiter au maximum les points de défaillance.



Cependant, les implémentations des nœuds de mesure peuvent être améliorées, tant du point de vue matériel que logiciel. Ainsi, en réduisant la puissance minimale requise en entrée des nœuds de mesure (actuellement de -17 dBm) (en choisissant une unité de gestion de l'énergie fonctionnant avec moins d'énergie [16], et en limitant les pertes du convertisseur DC/DC et de l'élément de stockage de l'énergie), il est possible d'augmenter la portée d'utilisation du système de transfert sans fil de puissance électromagnétique rayonnée (actuellement de 11 mètres en intérieur), qui est actuellement limitante pour le déploiement sur de larges volumes (les communications sans fil présentant des portées bien supérieures). Aussi, en réduisant l'énergie requise pour le fonctionnement des nœuds de mesure (en choisissant par exemple une autre technologie de communication sans fil), il est possible de réduire le temps nécessaire aux premières charges et aux recharges, quelle que soit la puissance disponible. Les capteurs peuvent également être optimisés pour être plus précis et pour consommer moins d'énergie, et d'autres capteurs peuvent être employés. De plus, l'efficacité des nœuds de mesure peut être améliorée en utilisant une rectenna plus performantes (à la fois l'antenne, le redresseur et leur assemblage). Enfin, l'efficacité globale du système de transfert sans fil de puissance électromagnétique rayonnée peut être améliorée en concentrant la puissance transmise par le(s) nœud(s) communicant(s) sur le(s) nœud(s) de mesure avec des techniques de formation de faisceaux [17] ou de réseaux à diversité de fréquence [18], ou en employant des formes d'onde plus efficaces [19].

En fait, plusieurs compromis doivent être considérés. D'abord, entre le volume du nœud de mesure (corrélé à la taille de l'antenne, qui est étroitement liée à la longueur d'onde) que l'on veut le plus compact possible, et la portée d'utilisation (corrélée aux performances de l'antenne, dont le diagramme de rayonnement, le gain et la polarisation, mais aussi au choix de la fréquence de transmission, qui impose des réglementations et des propriétés de propagation différentes, notamment concernant les pertes) que l'on veut la plus longue possible. Ensuite, entre la consommation des nœuds de mesure et donc les temps de charge (en grande partie imposée par la technologie de communication sans fil employée), que l'on veut minimaux, et la qualité des communications sans fils (en termes de portée et de fiabilité) que l'on veut optimale.

D'autres problématiques doivent également être traitées. Notamment concernant la conception de l'antenne qui doit pouvoir fonctionner efficacement au contact direct du béton, tant pour le transfert sans fil de puissance électromagnétique rayonnée que pour la communication sans fil [20]. L'antenne peut également être fabriquée grâce à des techniques d'impression tridimensionnelle (3D) ou à jet d'encre, ou par des techniques additives, et ce, sur divers substrats (pouvant être flexibles). Aussi, l'encapsulation des nœuds de mesure doit être considérée afin de les déployer directement dans le béton armé tels des agrégats, donc aléatoirement, (et non plus dans des cavités d'air) afin d'y effectuer des mesures fiables [21]. Des stratégies alternatives pour le déploiement des nœuds de mesure dans le béton armé peuvent être discutées. Il est possible (1) de déployer uniquement le(s) capteur(s) au cœur du béton et le reste des nœuds de mesure en surface, de sorte que les mesures soient effectuées aux endroits les plus pertinents et que les nœuds de mesure soient accessibles, donc remplaçables et modifiables ; mais aussi (2) de déployer le nœud de mesure au cœur du béton et l'antenne en surface, de sorte que les mesures soient effectuées aux endroits les plus pertinents et que les nœuds de détection soient inaccessibles, mais que les contraintes de la propagation électromagnétique à travers le béton armé soient relâchées. Dans ces deux cas, l'utilisation de câbles entre les différentes parties peut créer des faiblesses dans le béton armé et un accès en surface est également un point d'accès pour les polluants et autres contaminants, telles que l'air et l'eau, qui peuvent induire une corrosion plus rapide.

## 5 Conclusion

Cet article présente un réseau de capteurs sans fil dédié à la surveillance de la santé des structures en béton armé, au travers de la mise en œuvre d'un système cyber-physique. Le réseau de capteurs sans fil se compose notamment de nœuds de mesure génériques sans batterie et sans fil, destinés à être entièrement enterrés dans du béton armé. Ils sont donc alimentés et contrôlés à distance (sur plusieurs mètres) par un système de transfert sans fil de puissance électromagnétique rayonnée, commandé par des nœuds communicants. Ces nœuds de mesure sont, à notre connaissance, les premiers qui offrent une solution au paradigme de transfert sans fil simultanée d'information et de puissance basée sur l'utilisation d'une antenne unique. Les résultats expérimentaux montrent que la portée du transfert sans fil de puissance électromagnétique rayonnée est d'au moins 11 mètres en intérieur, à une fréquence de 868 MHz, tandis que la portée de la communication sans fil peut atteindre des centaines de mètres grâce à la technologie LoRaWAN. Le système cyber-physique testé avec succès permet de mesurer et de partager des données depuis l'intérieur du béton armé jusqu'au monde numérique *via* Internet.

## Remerciements

Ces travaux ont été financés par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) dans le cadre du projet McBIM (ANR-17-CE10-0014). Les auteurs souhaitent remercier leurs partenaires : CRAN (Nancy), LIB (Dijon), et FINAO SAS/360SmartConnect (Trans-en-Provence).

---

## Références bibliographiques

- [1] G. Peruzzi, et A. Pozzebon, “A review of energy harvesting techniques for Low Power Wide Area Networks (LPWANs),” *Energies*, vol. 13, n° 13, p. 3433, 2020.
- [2] T.D. Ponnimbaduge Perera, D.N.K. Jayakody, S.K. Sharma, S. Chatzinotas, et J. Li, “Simultaneous wireless information and power transfer (SWIPT): Recent advances and future challenges,” *IEEE Commun. Surveys Tuts*, vol. 20, no. 1, pp. 264–302, 2018.
- [3] A. Costanzo, D. Masotti, G. Paolini, et D. Schreurs, “Evolution of SWIPT for the IoT World: Near-and Far-Field Solutions for Simultaneous Wireless Information and Power Transfer,” *IEEE Microwave Magazine*, vol. 22, n° 12, pp. 48-59, 2021.
- [4] D. Darwin, C.W. Dolan, et A.H. Nilson, “Design of concrete structures,” 15th Ed., New York, NY, USA, McGraw-Hill Education, 2016.
- [5] S. Taheri, “A review on five key sensors for monitoring of concrete structures,” *Construction and Building Materials*, vol. 204, pp. 492-509, 2019.
- [6] W. Derigent, M. David, H. Wan, D. Dragomirescu, A. Takacs, G. Loubet, A. Roxin, R. Melet, et L. Montegut, “Materials communicating with the BIM: results of the McBIM project,” 13th International Workshop on Structural Health Monitoring (IWSHM), 2022, *en cours de publication*.
- [7] S. Kubler, W. Derigent, A. Thomas, et E. Rondeau, “Problem definition methodology for the “Communicating Material” paradigm,” *IFAC Proceedings Volumes*, vol. 43, no. 4, pp. 198-203, 2010.
- [8] G. Loubet, “Réseaux de capteurs sans fil autonomes pour la fabrication de matériaux communicants. Application au domaine du génie civil.,” Thèse de Doctorat, INSA Toulouse, 2021.
- [9] G. Loubet, A. Takacs, et D. Dragomirescu, “Implementation of a Wireless Sensor Network Designed to be Embedded in Reinforced Concrete,” 46th Annual Conference of the IEEE Industrial Electronics Society, IECON 2020, pp. 2195-2200, 2020.
- [10] G. Loubet, A. Takacs, et D. Dragomirescu, “Implementation of a Battery-Free Wireless Sensor for Cyber-Physical Systems dedicated to Structural Health Monitoring Applications,” *IEEE Access*, vol. 7, pp. 24679-24690, 2019.
- [11] A. De Luca, V. Pathirana, S.Z. Ali, D. Dragomirescu, et F. Udrea, “Experimental, analytical and numerical investigation of non-linearity of SOI diode temperature sensors at extreme temperatures,” *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 222, pp. 31-38, 2015.
- [12] J. Badr, “Conception et validation d'un capteur noyé de résistivité électrique en vue du suivi des profils de teneur en eau dans les bétons,” Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier-Toulouse III, 2019.
- [13] European Union, “COMMISSION IMPLEMENTING DECISION (EU) 2017/1483 of 8 August 2017 amending Decision 2006/771/EC on harmonisation of the radio spectrum for use by short-range devices and repealing Decision 2006/804/EC,” *Official Journal of the European Union*, Decision C(2017) 5464, 2017.
- [14] A. Sidibe, A. Takacs, G. Loubet, et D. Dragomirescu, “Compact Antenna in 3D Configuration for Rectenna Wireless power transfer Applications,” *Sensors*, vol. 21, no. 9, p. 3193, 2021.
- [15] G. Loubet, A. Sidibe, A. Takacs, et D. Dragomirescu, “Battery-free Bluetooth Low Energy Sensing Nodes for Structural Health Monitoring of Concretes,” 13th International Workshop on Structural Health Monitoring (IWSHM), 2022, *en cours de publication*.
- [16] e-peas semiconductors - AEM30940 - datasheet. Disponible en ligne : <https://e-peas.com/wp-content/uploads/2021/03/e-peas-AEM30940-datasheet-RF-Vibration-energy-harvesting.pdf> (accédé le 9 février 2022).
- [17] D. Belo, D.C. Ribeiro, P. Pinho, et N.B. Carvalho, “A selective, tracking, and power adaptive far-field wireless power transfer system. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*,” vol. 67, no. 9, pp. 3856-3866, 2019.
- [18] E. Fazzini, A. Costanzo, et D. Masotti, “Range Selective Power Focusing with Time-controlled Bi-dimensional Frequency Diverse Arrays,” *IEEE Wireless Power Transfer Conference (WPTC)*, pp. 1-4, 2021.
- [19] A. Boaventura, D. Belo, R. Fernandes, A. Collado, A. Georgiadis, et N.B. Carvalho, “Boosting the efficiency: Unconventional waveform design for efficient wireless power transfer,” *IEEE Microwave Magazine*, vol. 16, no. 3, pp. 87-96, 2015.
- [20] E. Fraile-Garcia, J. Ferreiro-Cabello, E.M. de Pison Ascacibar, J.F. Cenicerros, et A.V.P. Espinoza, “Implementing a technically and economically viable system for recording data inside concrete,” *Construction and Building Materials*, vol. 157, pp. 860-872, 2017
- [21] G. Castorina, L. Di Donato, A.F. Morabito, T. Isernia, G. et Sorbello, “Analysis and design of a concrete embedded antenna for wireless monitoring applications [antenna applications corner],” *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 58, no. 6, pp. 76-93, 2016.

## Beamed Wireless Power and Information Transmission

Nuno Borges Carvalho<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Telecomunicações – Universidade de Aveiro, Portugal; nbcarvalho@ua.pt

Keywords: Wireless Power Transmission, SWIPT

### Abstract/Résumé

Wireless Power Transmission is becoming a reality and a million-dollar industry, mainly for short-range energy conversion, where mobile phones and electric cars are already making a profit from this approach in battery charging using wireless connections.

Nevertheless, with the rise of 5G and future 6G solutions, and massive IoT devices long-range WPT started to be an important asset and an important research area that is being followed by academia, industry, and research labs. Wireless Power Transmission has been sought from several research teams over the years. If short-range WPT is already a viable solution for commercial devices, long-rang WPT is not. Long-range WPT suffers from very low energy efficiency, due to several low-efficiency system blocks, mainly the air interface and the RF-DC converters.

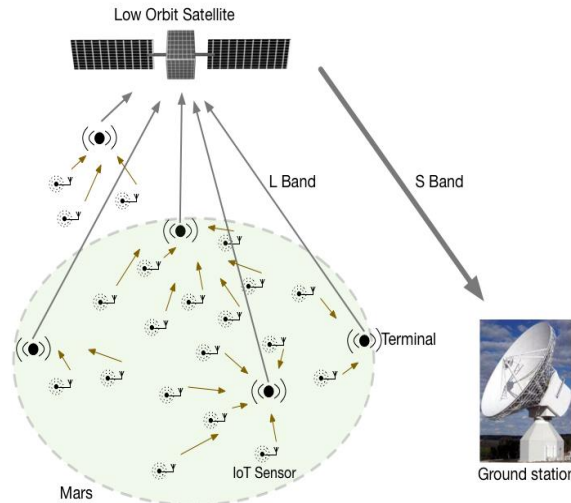


Figure 1: System concept for Internet of Space Things

In this talk, we will address several topics, including the optimization of Focus of energy rather than beams of energy as a way to maximize WPT for a specific point in space, and we will also discuss RF-DC converters, mainly by addressing specially designed waveforms for WPT links. This will be complemented with the proposal and discussion of an information link that will be explored to gather real-time information on the received power at the WPT receiver.

Finally, non-directive far-field low-power Simultaneous Wireless Information and Power Transfer (SWIPT) will be addressed as a way to make Massive IoT and space-based probes a reality using backscattered radio solutions.

# Nouveaux composants et instrumentation pour la radio II

---

## **Mmw channel sounder for dynamic SIMO measurements**

---

*ATTWOOD Nicholas<sup>1</sup>, GALLEE François<sup>1</sup>, PAJUSCO Patrice<sup>1</sup>, BERBINEAU Marion<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> *IMT-Atlantique- Lab-STICC nicholas.attwood@imt-atlantique.fr*

<sup>1</sup> *IMT-Atlantique- Lab-STICC francois.gallee@imt-atlantique.fr*

<sup>1</sup> *IMT-Atlantique- Lab-STICC patrice.pajusco@imt-atlantique.fr<sup>1</sup>*

<sup>2</sup> *Université Gustave-Eiffel, COSYS/LEOST marion.berbineau@univ-eiffel.fr<sup>2</sup>*

---

*Sondage de canal – bande millimétrique / Channel sounder - millimeterwave*

---

### **1 Abstract**

This paper presents a mmW SIMO channel sounder currently under development at IMT Atlantique / Lab-STICC. Today, to our knowledge, there is mmW sounder for dynamic SIMO measurements. The objectives of the paper are threefold. First, to propose a state of art and an analysis<sup>2</sup> of the measurement capacity related to channel sounder in the millimetric bands. Second, to describe the architecture of the system based on USRP boards and on a commercial board for the millimeter wave part. Third, a multibeam mmW front-end is presented.

### **2 Introduction**

To meet growing demand for higher throughputs, advanced digital communication techniques based on multicarrier modulations, multiple antenna systems (MIMO), are under study. A way to increase throughputs is to deploy cellular systems operating in mmW bands. These high frequency bands offer very large bandwidths (some of them are unlicensed) that are one of the simplest ways to increase system capacity, and lead to enhanced miniaturisation of radio-frequency architectures. In such a context, massive MIMO (M-MIMO) systems, with up to hundreds of radiating elements at the access point (AP), are extremely attractive solutions to achieve very high data rates for multiple users sharing the same spectrum at the same time, with low power consumption thanks to the use of specific analogue/digital precoding techniques. Characterisation and modelling of radio channel in the mmW frequency bands are needed for the development and analysis of communication systems in this band. Since several years, this domain is very active in the context of 5G NR deployment. Moreover, any effective hardware implementation of such systems must rely on a realistic knowledge of radio channel impairments and mmW propagation / antenna characteristics, especially for outdoor and railway communications for which the results available in the most recent literature are very limited.

### **3 mmW channel sounding state of art**

This part presents a state of art of the different type of mmW channel sounder available today and analyse their capacity for a channel sounding in dynamic scenario. A first category is based on the use

of a VNA (Vector Network Analyser) with external up and down converter. For example, Helsinki university developed a 60 GHz MIMO Channel sounder with a synthetic 3D array antenna [1]. The antenna is a biconical antenna with an omnidirectional radiation pattern. A mechanical spatial scan of the antenna allows to determine the DOA (Direction Of Arrival). The TX and the RX must be connected with cable to the VNA. This equipment is used for indoor and static scenario because the duration of a measurement is around 20mn.

To avoid the frequency sweep of an VNA, the generation of a pulse signal allows directly to measure the complex CIR (Channel Impulse Response). Shorter is the pulse duration, better is the time resolution. *Talbi et al.* developed a pulse-based channel sounder at 60 GHz presented in Figure 1[2]. To allow medium distance measurement, the synchronisation between the TX and RX is ensured by an optical link modulated with RF signal. Very high gain antennas up to 46 dBi are used to improve the spatial resolution and the range. This channel sounder allows CIR measurement in SISO dynamic environment.

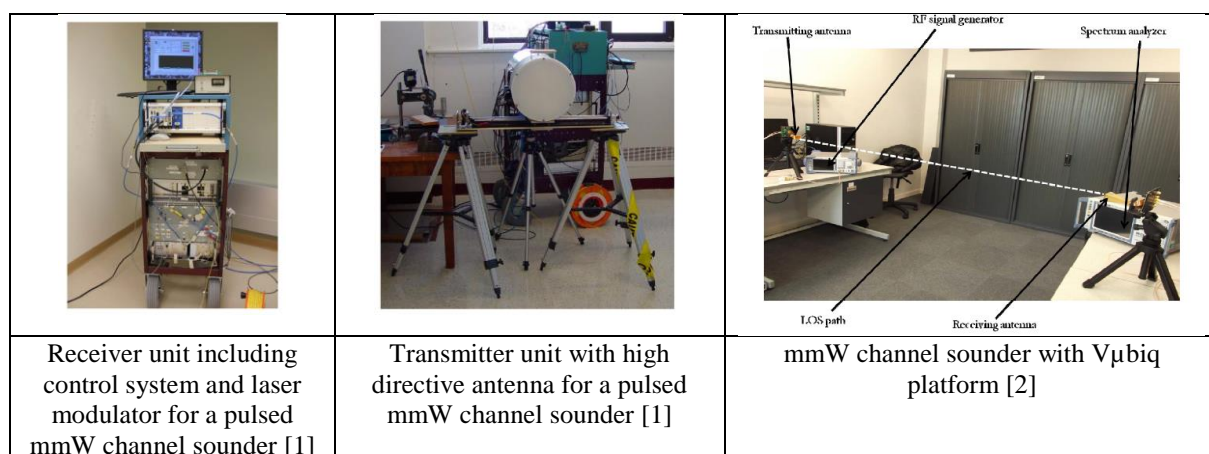


Figure 1. mmW channel sounder

A channel sounder, based on the VUBIQ platform, is designed by *Karadimas et al* to perform time domain propagation measurement at 60 GHz [3]. The system is simple with a RF generator and a spectrum analyser connected to the VUBIQ platform (**Erreur ! Source du renvoi introuvable.**). Only power measurement is done. This equipment allows only to analyse the impact of a link blockage but does not allow a CIR measurement. It can be used for SISO dynamic scenario.

Another mmW channel sounder is based on the “Rusk” channel sounder developed by TU Ilmenau. [4] It has been extended to mmW band with front-end to up and down-convert intermediate signals. This combination is enabling us to perform accurate dynamic propagation measurements. The mmW front end extender are realized with classic waveguide component and with standard horn antenna. This equipment allows to perform CIR measurements in SISO dynamic scenario.

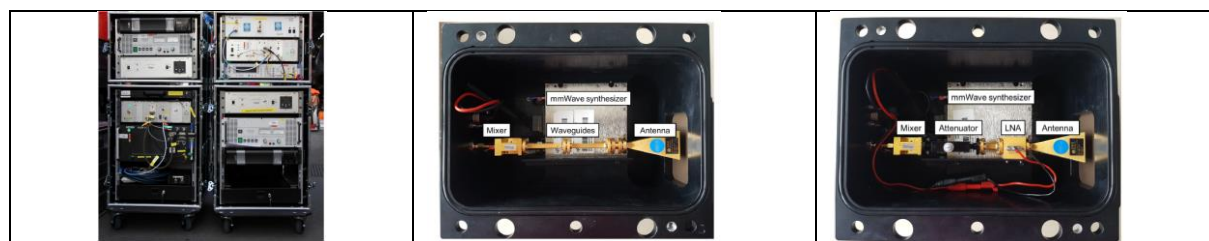


Figure 2. RUSK-DLR channel sounder transmitter and receiver racks.

In dynamic scenario, the goal of our work is to analyse the propagation in railway environment, in the context of T2T (Train to Train) or T2I (Train to Infrastructure). The use of mmW frequency can support

high data rate and low latency services. In [5] [6], multipath effect is well identified in these environments but there are no results concerning the DOA (Direction Of Arrival) of paths. In [7], *Yang et al* present DOA results but in static environment.

Today, to our knowledge, there is quasi no low-cost channel sounders based on a beamforming technique for MIMO channel modelling in the mmW band in dynamic environment. Currently, in the context of the ANR mmW4Rail project, the research laboratory IMT Atlantique / Lab-STICC designed a portable channel sounder based on SDR (Software defined Radio) devices (Figure 3) [8].

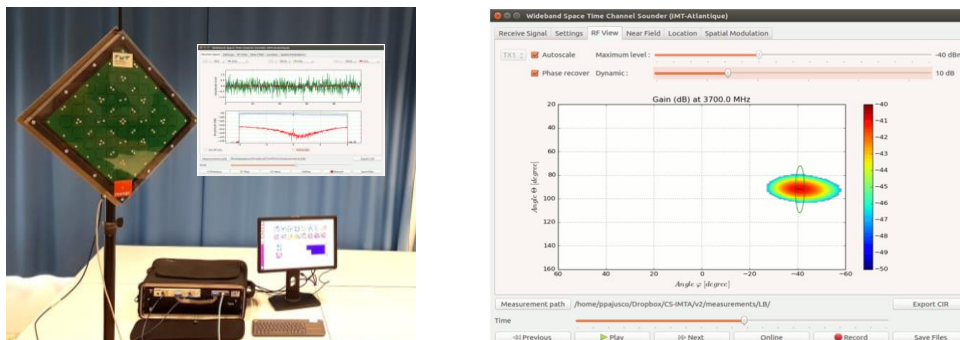


Figure 3. IMT Atlantique channel sounder up to 6 GHz.

From this first version, our final goal is to design an extended mmW front-end allowing channel sounding in quasi-real time of the CIR and the DOA at 60 GHz for dynamic environment. The following parts present respectively the global architecture of the channel sounder and the multibeam 60 GHz front-end for DOA measurement.

## 4 mmW channel sounder architecture.

### 1- Hardware Setup

The system is composed by a commercial product of millimeter-wave, which integrate a receiver and transmitter module. The Analog Device EK1HMC6350 is a demonstration board, which include HMC6300 and HMC6301, respectively the transmitter module and the receiver module.

The transmitter is composed of the HMC6300 can operate from 57 to 64 GHz, with up to 1.8 GHz bandwidth. The board supports different modulation provided by a differential baseband I/Q input. A heterodyne IF architecture in addition of an RF mixer is used inside. The **Erreur ! Source du renvoi introuvable.** shows the architecture.

The R&S SMJ 100A is currently used to generate the 71.42857 MHz reference clock to control channel bandwidth (250 MHz). Moreover, the equipment is also used to provide I/Q signal with a bandwidth of 80 MHz in single-ended in order to emit a flat spectrum signal. To increase the RF output power, we consider an amplifier with a gain of 25 dB and a P1dBm of 25 dBm. The antenna could be classic horn antenna with 15 dBi gain.

The receiver part is composed of, currently, a horn antenna with the same specifications as the transmitter antenna. The HMC6301 has a variable gain from 0 to 69 dB. The HMC6301 down-converts the 60 GHz signal to analog I/Q differential baseband signal.

A USRP X310 is used to convert the analog signal to digital. The maximum bandwidth is 160 MHz, and all the equipment are synchronized with a 10 MHz signal reference from rubidium.

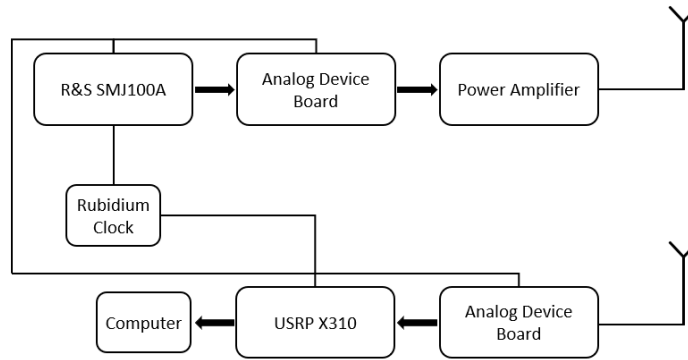


Figure 4. Transmitter and Receiver Part

## 2- Software Setup

An addition of the hardware setup, a software has been developed on PyQt from python to control the USRP, the receiver and transmitter card. The software proposed by Analog Device is only present on windows system and cannot control specific element. The Figure 5 shows the control window used to control the different gain on the card.

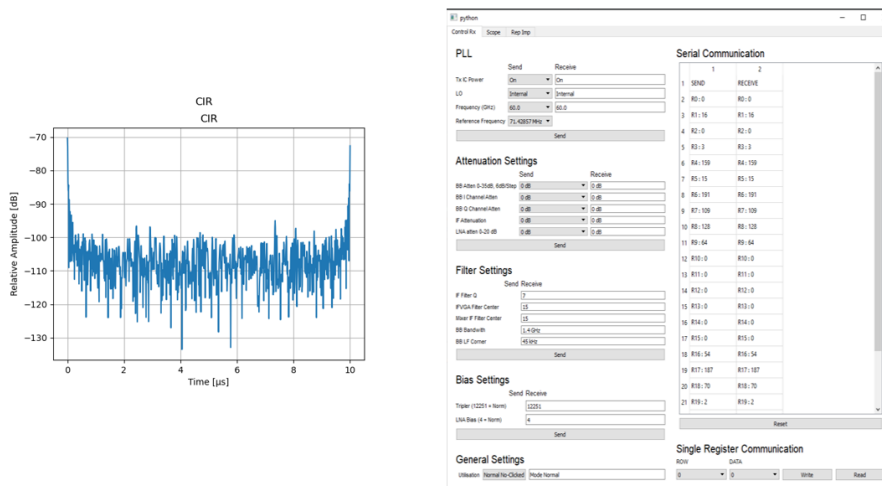


Figure 5. Window Control Receiver (right) part and example of CIR measurement.

Another window is used to perform measurements. At the end of the measurement the CIR is shown for the different angle measured.

## 3- Specification

This system employs the Wiener inversion to calculate the CIR of the channel. A back-to-back calibration file is recorded with a direct connection between. For 160 MHz, the time resolution is equal to 6.25 ns. The maximal duration of the sounding process at a given position corresponds to 1000 points of measurements, so a maximal duration of 10 µs.

Carrier Frequency		57 to 64 GHz
USRP Specification	Sampling rates	200 MHz
	Max Bandwidth	160 MHz
R&S SMJ100 A	Sampling Frequency	100 MHz
	Max Bandwidth	80 MHz
Time resolution		6.25 ns



Figure 6. Currently specifications of the channel sounder.

**5 Multibeam 60GHz front-end.**

Due to the high free space losses at 60 GHz, directive antenna has to be used to obtain a good sensitivity and allowing DOA measurement. In dynamic scenario, a single beam with a mechanical scan is not adapted. A solution based on a fast-electronical switch of different beams is proposed to scan the environment. This approach is acceptable if the switching time is small in comparison to the environment modification, for example a maximum vehicle speed. Due to technological constraint, a linear antenna array is investigated.

Depending on the type of environment and the distance (short or medium), two architectures are proposed. For short distance, a full digital beamforming allows to have a complete freedom about the DOA. But due to the low gain of the antenna, the sensitivity will limit the measurement range. Figure 7 presents the architecture of the mmW front-end with 8 antennas. The main challenge is to minimize the interconnection losses at 60 GHz between the antenna and the 60 GHz downconverter with a high constraint of integration imposed by the half wavelength distance between antennas. Furthermore, the LO (Local Oscillator) of each mixer must be synchronised.

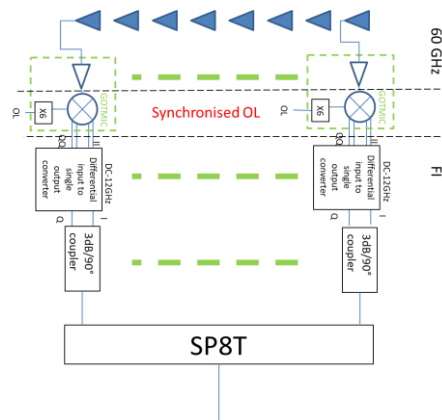


Figure 7. Full digital beamforming RF front-end architecture.

For medium distance, high gain antenna is necessary to improve the sensitivity. We propose to add a transmit array antenna just in front of the array antenna to design a hybrid analogic and digital beamforming. This allows to generate 8 beams every 10° and each with a beamwidth of 10°. The architecture and the principle of beamforming are presented on the Figure 8.

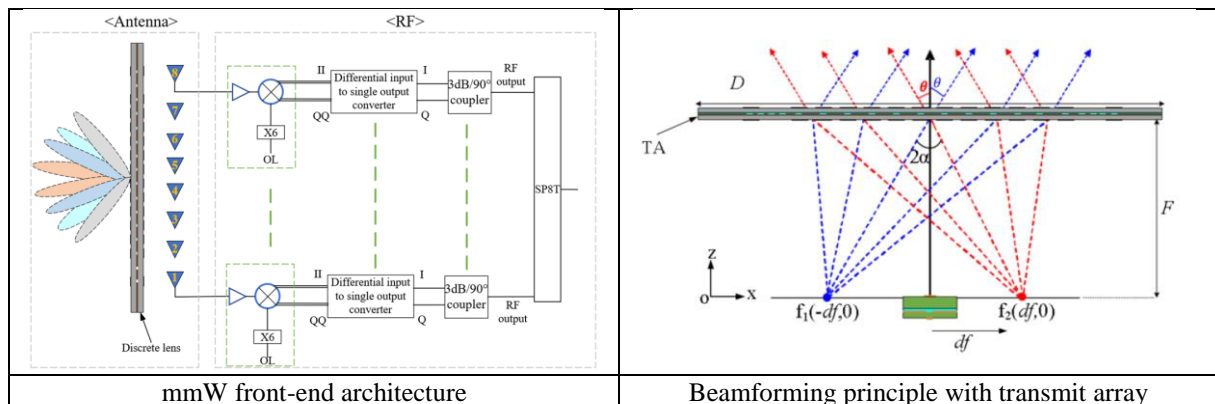


Figure 8. Hybrid analogic and digital RF front-end architecture.

The down converter is a MMIC chip including also an LNA (Low Noise Amplifier) produced by GOTMIC. The Figure 9 presents the PCB circuit. The top face is dedicated to the connection of the MMIC chip by bonding wire. The bottom face is dedicated to the generation of the different DC voltage.

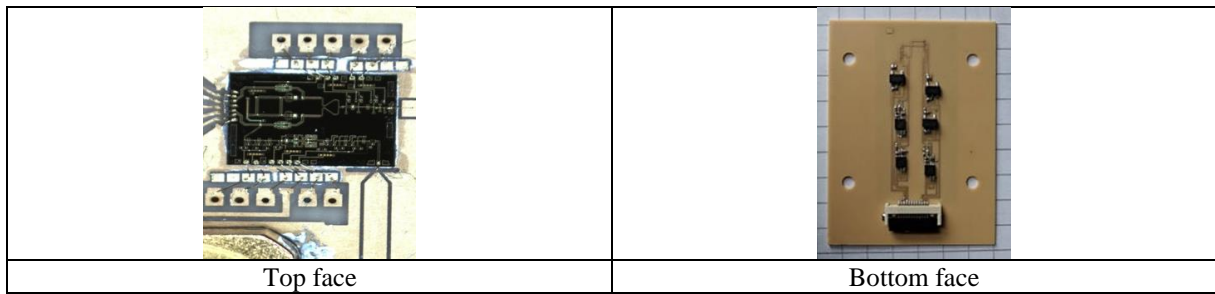


Figure 9. Front-end RF PCB.

The 8 antennas are small 2X2 patch array antenna to obtain a minimum gain of 8dBi and to have an optimum illumination of the transmit array in order to avoid spill over effect.

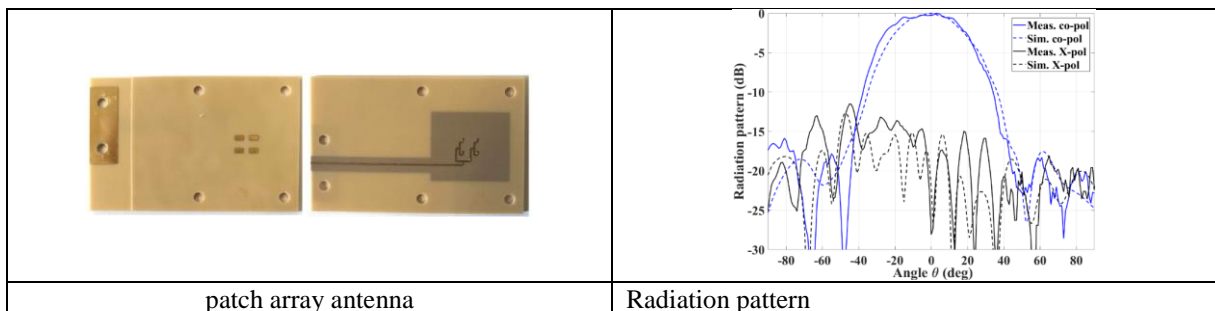


Figure 10. 2x2 patch array antenna.

The transmit array antenna is a multilayer PCB (Figure 9) [9]. Each cell is composed of two patch and a coupling slot allowing the control of the phase shift wanted.

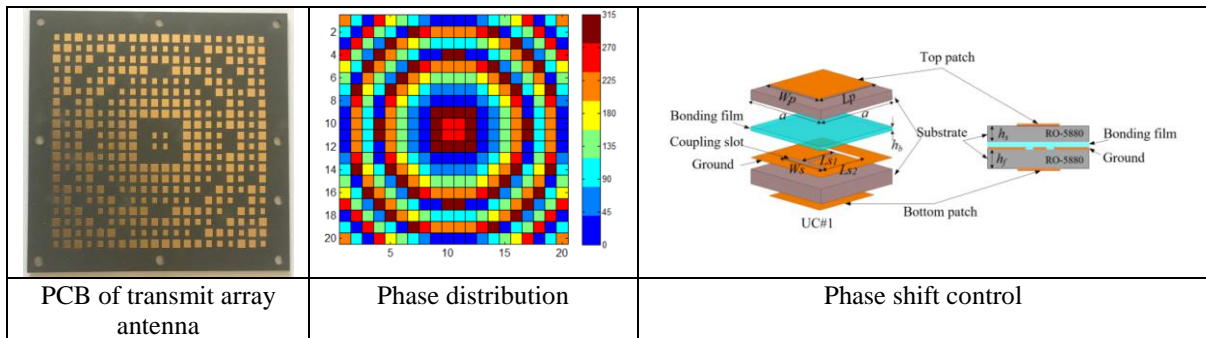


Figure 11. 60 GHz Transmit array

The following figures present the radiation pattern simulated and measured respectively in the E plane (a) and in the H plane (b).

By moving the primary source, a beam scanning is done. Two types of transmit array have been studied and tested: one unifocal and the second bifocal. The Figure 16 presents the multibeam radiation pattern and the scan losses. We can observe the interest of the bifocal type for high scan angle.

The figure presents the integrated mmW multibeam front-end including the LO distribution to ensure the synchronisation between the 8 ways. In order to scan in both plane: azimuthal and elevation, the complete channel sounder will be installed on a rotating motor.

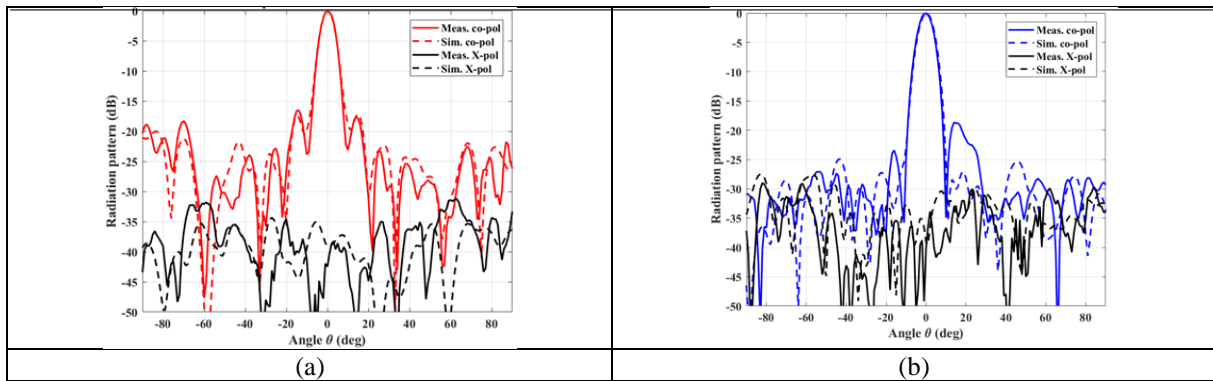


Figure 12. Bore sight radiation pattern of the transmit array.

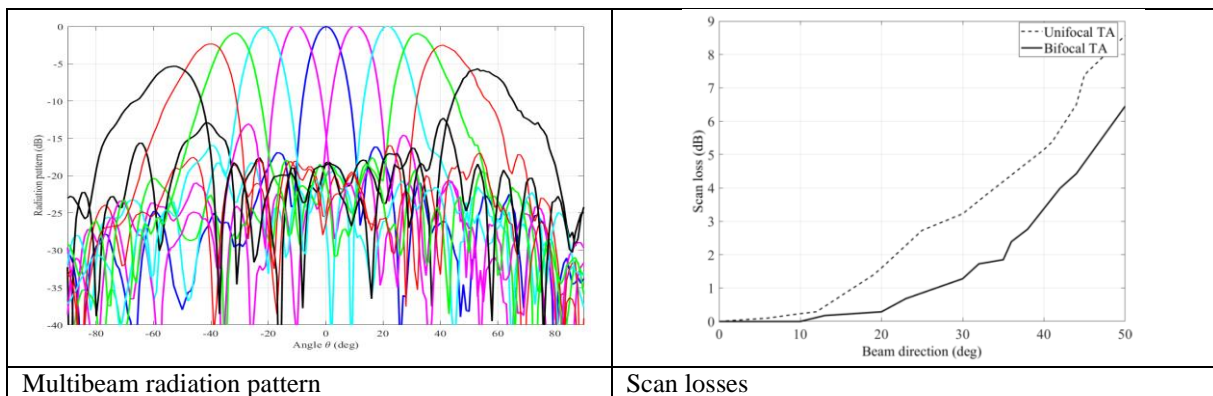


Figure 13. Multibeam radiation pattern and scan losses.

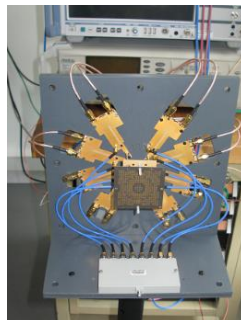


Figure 14. Multibeam 60 GHz front-end.

## 6 Conclusion

This paper presented a SIMO channel sounder currently in development at IMT Atlantique/Lan-STICC with the use of commercial board and USRP. Moreover, a lens antenna with 8 transmitters array has been presented with this divider in order to have an only output. Currently in test at the laboratory. The first outdoor and dynamic measurements will be conducted soon in order to start the first measurements in railway environments.

## Acknowledge

This work is performed and founding in the framework of the mmW4Rail ANR project. The European Union through the European Regional Development Fund (ERDF), and Ministry of Higher Education

and Research, Brittany and Brest Métropole, through the CPER Project SOPHIE / STIC & Ondes" have contributed to the funding of the equipments used in this research work.

## 7 References

- [1] Ranvier, Sylvain, Mikko Kyrö, Katsuyuki Haneda, Tuomas Mustonen, Clemens Icheln, et Pertti Vainikainen. « VNA-Based Wideband 60 GHz MIMO Channel Sounder with 3-D Arrays ». In 2009 IEEE Radio and Wireless Symposium, 308-11. San Diego, CA, USA: IEEE, 2009. <https://doi.org/10.1109/RWS.2009.4957340>.
- [2] L. Talbi and J. LeBel, "Broadband 60 GHz Sounder for Propagation Channel Measurements Over Short/Medium Distances," in *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 63, no. 2, pp. 343-351, Feb. 2014, doi: 10.1109/TIM.2013.2280487
- [3] Karadimas, Petros, Ben Allen, et Ernest Okon. « 60 GHz Time-Domain Propagation Measurement System ». In 2012 Loughborough Antennas & Propagation Conference (LAPC), 1-4. Loughborough, Leicestershire, United Kingdom: IEEE, 2012. <https://doi.org/10.1109/LAPC.2012.6403041>.
- [4] M. Soliman, P. Unterhuber, F. De Ponte Muller, M. Schmidhammer, S. Sand and A. Dekorsy, "Design and Evaluation of a Millimeter Wave Channel Sounder for Dynamic Propagation Measurements," *2018 IEEE 88th Vehicular Technology Conference (VTC-Fall)*, 2018, pp. 1-5, doi: 10.1109/VTCFall.2018.8690620
- [5] M. Soliman *et al.*, "Dynamic Train-to-Train Propagation Measurements in the Millimeter Wave Band - Campaign and First Results," *2019 13th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, 2019, pp. 1-5.
- [6] Unterhuber, Paul, Stephan Sand, Mohammad Soliman, Benjamin Siebler, Andreas Lehner, Thomas Strang, Maurizio d'Atri, Fabrizio Tavano, et Damini Gera. « Wide Band Propagation in Train-to-Train Scenarios — Measurement Campaign and First Results ». In 2017 11th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP), 3356-60. Paris, France: IEEE, 2017. <https://doi.org/10.23919/EuCAP.2017.7928309>.
- [7] Yang, Kun, Marion Berbineau, Jean-Pierre Ghys, Yann Cocheril, et Divitha Seetharamdo. « Propagation Measurements with Regional Train at 60 GHz for Virtual Coupling Application ». In 2017 11th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP), 126-30. Paris, France: IEEE, 2017. <https://doi.org/10.23919/EuCAP.2017.7928494>.
- [8] Pajusco Patrice, Gallée François, Malhouroux-Gaffet Nadine, Burghilea Roxana, Massive antenna array for space time channel sounding. EUCAP 2017: 11th European conference on antennas and propagation, 19-24 march 2017, Paris, France, pp. 865-868
- [9] Tuyen Pham; Jialai Weng; Trung Kien Pham; Francois Gallee; Ronan Sauleau "V-Band Beam-Switching Transmit array Antenna for 5G MIMO Channel Sounding", EUCAP 2019, Krakow, Poland

---

## **scikit-rf: une librairie open-source en Python pour la simulation, l'analyse et la calibration de dispositifs micro-ondes**

---

*J.Hillairet<sup>1</sup>, A.Arsenovic<sup>2</sup>, J.Anderson<sup>3</sup>, H.Forstén<sup>4</sup>, V.Rieß<sup>5</sup>, W.Barnhart<sup>6</sup>, F.Forstmayr<sup>7</sup> and GitHub contributors<sup>8</sup>*

<sup>1</sup> CEA, IRFM, F-13108, St-Paul-Lez-Durance, France

<sup>2</sup> 810 Labs LLC, Stanardsville, Virginia, 22973, USA.

<sup>3</sup> Purdue University, West Lafayette, Indiana, 47907, USA

<sup>4</sup> VTT Technical Research Centre of Finland, Espoo, 02044, Finland

<sup>5</sup> AES GmbH, Bremen, 28199, Germany

<sup>6</sup> HawkEye 360, Herndon, VA, 20170, USA.

<sup>7</sup> Rosenberger Hochfrequenztechnik GmbH & Co. KG, Fridolfing, 83413, Germany

<sup>8</sup> <https://github.com/scikit-rf/scikit-rf/graphs/contributors>

---

*Python, open-source, modélisation RF, calibration*

---

### **Résumé**

scikit-rf est une librairie Python gratuite et open-source conçue pour simplifier et fiabiliser l'ingénierie RF/micro-ondes. C'est une boîte à outils moderne pour l'analyse, la simulation de circuits passifs et la calibration de dispositifs RF. La librairie facilite l'analyse de dispositifs RF avec la lecture/écriture de fichiers Touchstone (fichiers .sNp), de fichiers GMDIF ou CITI, ou l'extraction et la représentation graphique des données (dB, amplitude, phase, abaques de Smith, représentations d'incertitudes, etc.). Les paramètres S des circuits peuvent être facilement transformés (en paramètres Z, Y, ABCD, etc.) ou manipulés : sélection d'intervalles de fréquences, sous-circuits, concaténations, interpolations ou transformations en représentation temporelle. La création de circuits équivalents pour SPICE est possible grâce aux méthodes d'ajustement vectoriel (vector fitting). De nombreuses méthodes de calibration (SOLT, SDDL, TRL, LRM, etc.) sont incluses pour la correction post-mesure ou en connexion directe avec un VNA. Lorsque des standards de calibrations ne sont pas disponibles, par exemple pour des dispositifs à très hautes fréquences au-delà de 100 GHz, des méthodes avancées de deembedding peuvent être employées.

### **Abstract**

scikit-rf is a free and open-source Python package designed to make RF/Microwave engineering both robust and approachable. The package provides a modern library for RF network analysis, circuit building, calibration, and simulation. Besides offering standard microwave network operations, such as reading/writing Touchstone files (.sNp files), GMDIF or CITI files, connecting or deembedding N-port networks, frequency/port slicing, concatenation or interpolations, it is also capable of advanced operations such as Vector Network Analyzer (VNA) offline calibrations, advanced deembedding, time-gating, vector fitting, interpolating between an individual set of networks, deriving network statistical properties and support of Virtual Instruments for direct communication to VNAs. The package also allows straightforward plotting of rectangular plots (dB, magnitude, phase, group delay, etc.), Smith Charts or automated uncertainty bounds.

## **1 Introduction**

La prolifération rapide des applications de télécommunication et de radiofréquence (RF) nécessite des outils efficaces et pratiques pour concevoir et caractériser ces dispositifs. `scikit-rf` [1], [2] est une librairie Python gratuite et open-source conçue pour rendre l'ingénierie RF/micro-ondes à la fois fiable et accessible. Créée en 2009 et continuellement améliorée depuis, la librairie est distribuée sous licence open-source (BSD) et activement développée par plus de 50 volontaires sur la plateforme GitHub. `scikit-rf` est utilisée dans de nombreuses universités et instituts de recherche dans le monde ainsi que par des industriels (Keysight, Rohde & Schwarz, National Instruments, Nvidia, 3M, etc). En 2022, la librairie a été téléchargée plus de 280 000 fois depuis son ouverture et a été utilisée dans plus d'une trentaine de publications [3].

La librairie étant écrite en Python, elle est naturellement compatible avec l'ensemble de l'écosystème scientifique gratuit de ce langage. Parce que le code est open-source, ses utilisateurs peuvent voir exactement ce que le code fait et, si une fonctionnalité doit être améliorée ou n'existe pas, ils peuvent y contribuer pour la corriger ou l'enrichir. Et bien sûr, elle est gratuite.

`scikit-rf` facilite l'analyse de dispositifs RF avec la lecture/écriture de fichiers Touchstone (fichiers `.sNp`), GMDIF/CITI, ou l'extraction et la représentation graphique des données (dB, amplitude, phase, abaques de Smith ou représentations d'incertitudes). Les paramètres  $S$  des circuits peuvent être facilement transformés (paramètres  $Z$ ,  $Y$ , ABCD, etc.) ou manipulés : sélection d'intervalles de fréquences, de sous-circuits, concaténation ou interpolations fréquentielles ou entre un ensemble de mesures.

Si les analyseurs de réseaux permettent de réaliser des mesures fréquentielles, ils peuvent également par transformée de Fourier inverse calculer les réponses impulsionnelles et indicielles [4]. `scikit-rf` permet également de réaliser ces transformations, permettant ainsi de filtrer des réflexions ou des éléments parasites [5], [6], de réduire le bruit de mesure ou encore les effets de dispersions [7]. De plus, les méthodes d'ajustement vectoriel (*vector fitting*) [8] incluses dans `scikit-rf` permettent de générer des circuits équivalents pour SPICE.

`scikit-rf` permet de concevoir des circuits passifs complexes élaborés à partir de sous-circuits, en connectant ensemble des circuits multi-ports, ainsi que de réaliser des opérations de *deembedding* de réseaux N-port. Différentes méthodes de calibration [9] sont disponibles pour la correction *post*-mesure ou en connexion directe avec un VNA. Lorsque des standards de calibrations ne sont pas disponibles, par exemple pour des dispositifs à très haute fréquences (au-delà de 100 GHz), plusieurs méthodes de *deembedding* sont disponibles pour corriger les mesures [10], [11].

Dans cette contribution, les bases et quelques-unes des fonctionnalités de la librairie `scikit-rf` sont présentées. Dans la section 2, nous décrivons comment créer un dispositif RF N-port et en obtenir les caractéristiques principales. Dans la section 3, des circuits RF sont combinés entre eux pour créer de nouveaux circuits. Les transformations dans le domaine temporel, souvent utilisées pour les dispositifs à très hautes-fréquences, sont introduites dans la section 4 avec un exemple. La section 5 aborde les outils statistiques pour traiter de la quantification des erreurs de mesure et leur reproductibilité. Enfin, la section 6 discute des méthodes de calibration *offline* et *deembedding*.

## 2 Network : la brique de base de `scikit-rf`

Un dispositif hyperfréquence à  $N$  ports (Figure 1), décrit par ses paramètres  $S$ , est représenté dans `scikit-rf` par un objet appelé `Network`. Un tel objet peut être créé en important un fichier Touchstone (`.sNp`), un format *de-facto* standard utilisé par les appareils de mesure et les logiciels de simulation RF pour exporter des paramètres réseaux en fonction de la fréquence.

```
>>> import skrf # documentation : http://scikit-rf.org/
>>> ring_slot = skrf.Network('data/ring_slot.s2p')
```

Il est également possible de définir un `Network` directement à partir de ses paramètres réseaux ( $S$  ou  $Z/Y/ABCD/T$ ). La description courte des propriétés de l'objet ainsi créé donne le nombre de port(s), les fréquences et le nombre de points pour lesquelles les paramètres  $S$  sont définis ainsi que les impédances caractéristiques de ses ports (qui peuvent être fonction de la fréquence) :

```
>>> print(ring_slot)
2-Port Network: 'ring_slot', 75.0-110.0 GHz, 201 pts, z0=[50.+0.j 50.+0.j]
```

Les caractéristiques du dispositif peuvent être directement obtenues à partir des propriétés et des méthodes disponibles, par exemple pour les plus utilisées :

```
>>> ring_slot.frequency # objet décrivant la gamme de fréquences utilisée
>>> ring_slot.z0 # impédance caractéristiques des ports
>>> ring_slot.s # paramètres S, matrice de dimension (nb_f, nb_port, nb_port)
>>> ring_slot.z # paramètres Z. Aussi disponible: .y, .a (ABCD), .t (transfer), .h (hybride)
```

L'ensemble des paramètres réseaux sont disponibles selon plusieurs projections possibles : valeurs complexes, réelles ou imaginaires, amplitudes en valeur absolue ou en dB, phases en radian ou degré, etc :

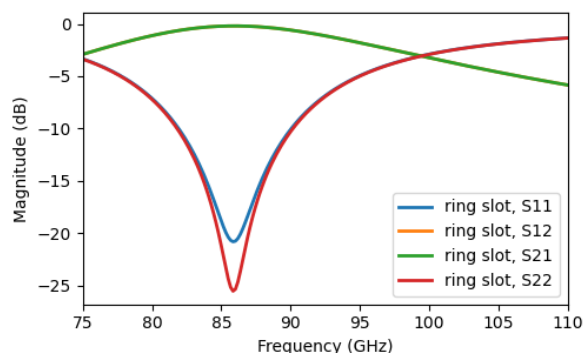
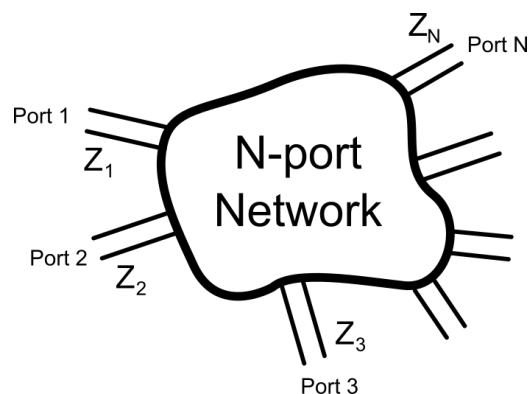
```
>>> ring_slot.s_mag # magnitude des paramètres S. Aussi : .s_deg (phase en degré), .s_db ...
```

Tous ces paramètres peuvent être obtenus pour des sous-bandes de fréquences, définies à partir des indices des points associés aux fréquences ou bien de façon « naturelle » :

```
>>> ring_slot[100:200]
2-Port Network: 'ring_slot_subset', 92.5-109.825 GHz, 100 pts, z0=[50.+0.j 50.+0.j]
>>> ring_slot['80-100GHz']
2-Port Network: 'ring_slot', 80.075-100.025 GHz, 115 pts, z0=[50.+0.j 50.+0.j]
```

Des méthodes associées à l'objet Network permettent de représenter graphiquement rapidement et facilement les paramètres réseaux :

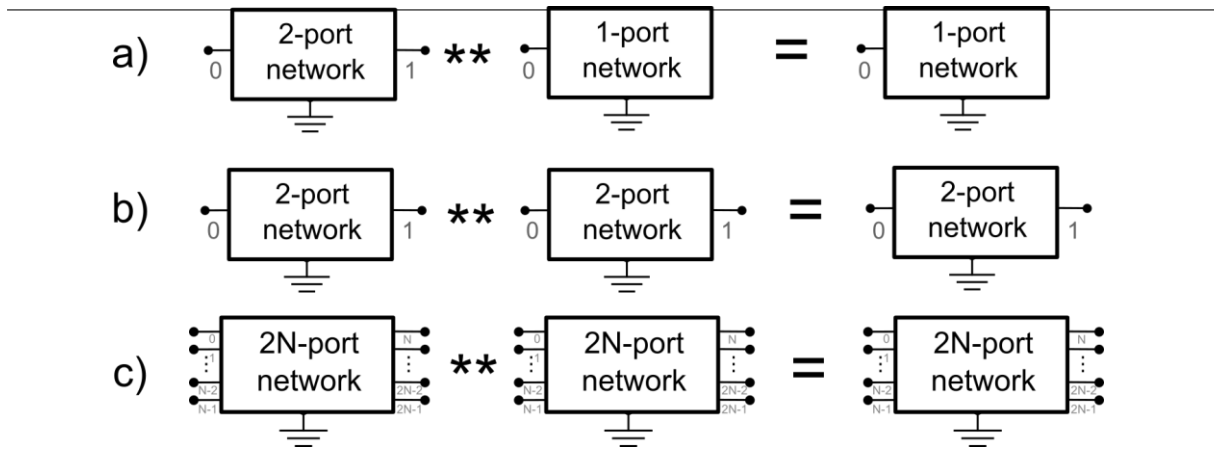
```
>>> ring_slot.plot_s_db() # -> Figure 2. Egalement : .plot_s_smith(), .plot_s_vswr(), ...
```



**Figure 1. Illustration d'un dispositif RF à N ports.** **Figure 2. Paramètres S de l'exemple.**

### 3 Manipulation de circuits RF

scikit-rf permet de connecter entre eux des circuits N-ports. La mise en cascade de deux Networks s'effectue grâce à l'opérateur « \* ». La Figure 3 illustre quelques situations classiques : a) cascade d'un 2-port avec un 1-port ; b) cascade de deux 2-port entre eux ; c) cascade de deux 2N-port entre eux.



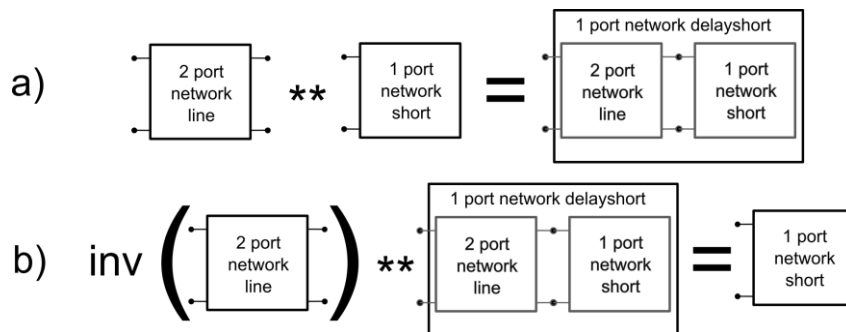
**Figure 3. Illustration de quelques connexions de Network entre eux : a) connexion d'un 1-port à 2-port, générant un 1-port. b) connexion d'un 1-port à 2-port, générant un 1-port ; c) connexion de deux 2N-port entre eux, générant un 2N-port.**

L'exemple suivant, illustré par la Figure 4 (a), est un exemple de cascade d'un tronçon de ligne à un court-circuit:

```
>>> short = skrf.data.wr2p2_short # court-circuit en guide WR2.2 (1-port, 330-500 GHz)
>>> line = skrf.data.wr2p2_line # ligne en guide WR2.2 (2-port, 330-500 GHz)
>>> delayshort = line ** short # cf. Figure 4 (a)
```

Le *deembedding* d'un composant dont les paramètres-S du sont connus est réalisé en « inversant » le Network (Figure 4, b), ce qui correspond aux paramètres S de l'inverse de la matrice de transfert du Network original. L'opérateur « == » permet de tester si deux objets Network sont égaux (paramètres S) :

```
>>> short_2 = line.inv ** delayshort # deembedding, cf. Figure 4 (b)
>>> short_2 == short
True
```



**Figure 4. Exemple d'une mise en cascade (a) et de deembedding (b)**

La réalisation de circuits passifs plus complexes constitués de multiples N-ports connectés entre eux est également facilitée par scikit-rf. Une fois les connexions identifiées entre sous-circuits (Figure 5), il est possible de calculer les paramètres-S du N-ports résultant, ainsi que les paramètres-S, courants et tensions, aux nœuds « internes » du circuit à partir de l'algorithme décrit dans [12]. La Figure 6 est un exemple d'un diviseur de type Wilkinson, un circuit 3-ports réalisé à partir d'éléments de lignes de transmission et d'une résistance.



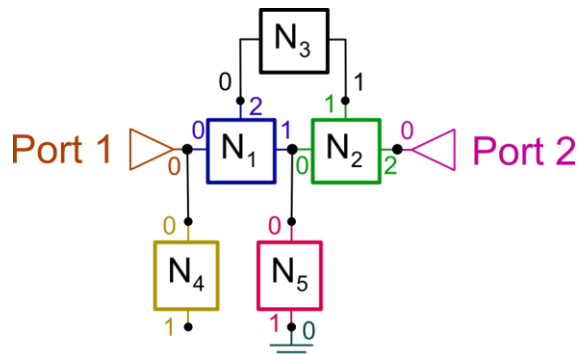


Figure 5. Illustration générale d'un circuit RF réalisé à partir de plusieurs sous-circuits connectés entre eux.

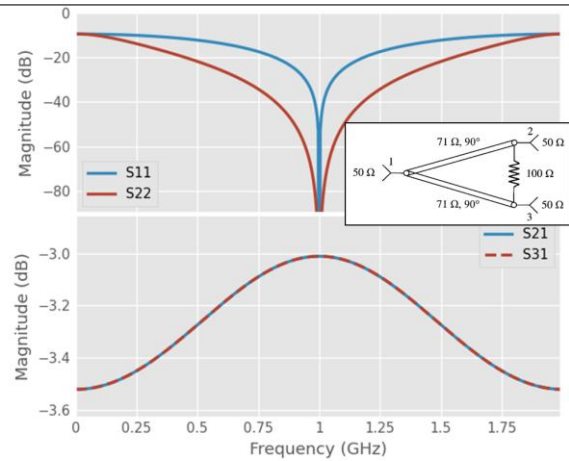


Figure 6. Réponse en fréquence d'un diviseur de type Wilkinson réalisé avec scikit-rf [2].

#### 4 Domaine temporel

Dans le domaine des très hautes-fréquences, typiquement au-delà de 100 GHz, les problèmes d'alignement des guides d'ondes dus aux tolérances mécaniques génèrent des réflexions parasites pour chacune des connexions et provoquent des erreurs de mesures et de reproductibilité [13]. Ces réflexions parasites peuvent être supprimées en filtrant la réponse temporelle (*time-gating*), au prix d'une réduction de la précision. Le *time-gating* est une technique de traitement des signaux RF qui est couramment utilisée pour identifier les effets dus à une ou plusieurs réflexions dans un circuit et se fait généralement directement sur les analyseurs de réseau modernes. Il est possible de réaliser dans scikit-rf ces traitements à partir des mesures brutes réalisées dans le domaine fréquentiel. De cette manière, les mesures brutes sont conservées et l'analyse peut se faire hors-ligne. L'exemple suivant, issu de la documentation officielle du projet [2], illustre une utilisation classique du *time-gating* pour isoler une réponse particulière dans un signal affecté par multi-réflexions (Figure 7) :

```
# load data for the waveguide to CPW probe
>>> probe = skrf.Network('probe.s2p')
>>> s11 = probe.s11
# time-gate the first largest reflection
>>> s11_gated = s11.time_gate(center=0, span=.2)
>>> s11_gated.name='gated probe'
```

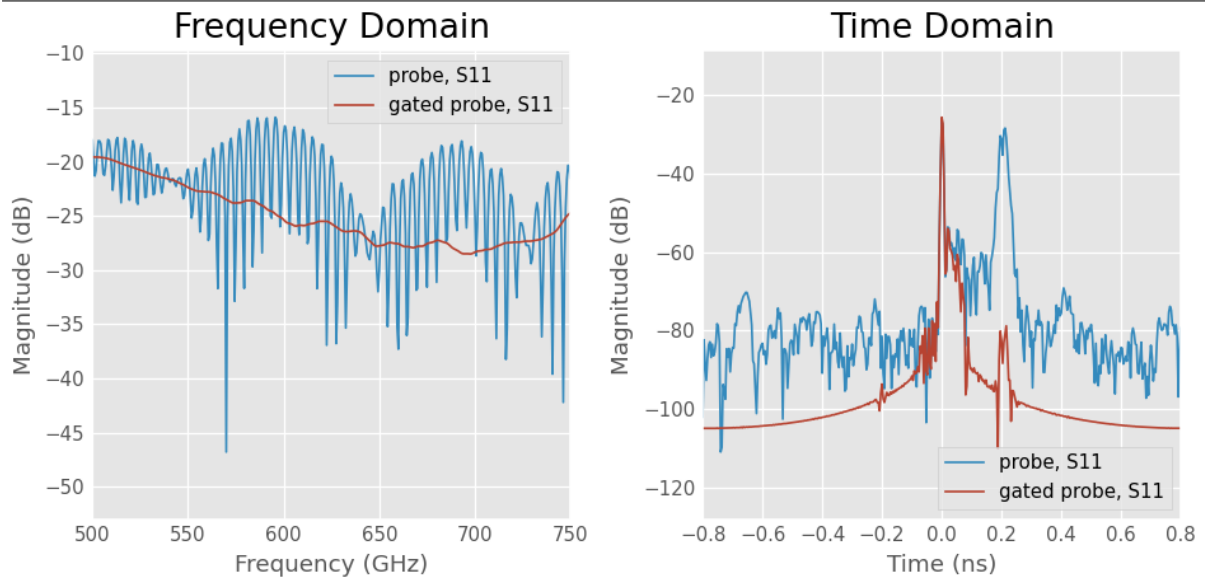


Figure 7. Exemple d'utilisation de *time-gating* pour filtrer une réponse temporelle [2]. À gauche, les réponses en fréquence du signal mesuré (bleu) et du signal filtré (rouge). À droite, les réponses temporelles du signal mesuré (bleu) et du signal filtré par une porte de largeur 0.2ns centrée sur t=0 (rouge).

## 5 Statistiques

scikit-rf facilite la lecture et l'analyse de séries de mesures, grâce à la classe `NetworkSet`. Elle permet d'ouvrir rapidement de multiple fichiers `.sNp` et d'en déduire rapidement des propriétés statistiques comme le calcul d'incertitudes. L'exemple suivant illustre comment tracer l'incertitude de mesure (en dB) associée à la répétition de 3 mesures consécutives (Figure 8).

```
from skrf.data import ro_1, ro_2, ro_3
ntwk_list = skrf.NetworkSet([ro_1, ro_2, ro_3]) # ouvre trois Network d'exemple
ntwk_list.plot_s_db() # trace les trois S11 en dB
ntwk_list.plot_uncertainty_bounds_s_db(label='ro mean with uncertainty, S11')
```

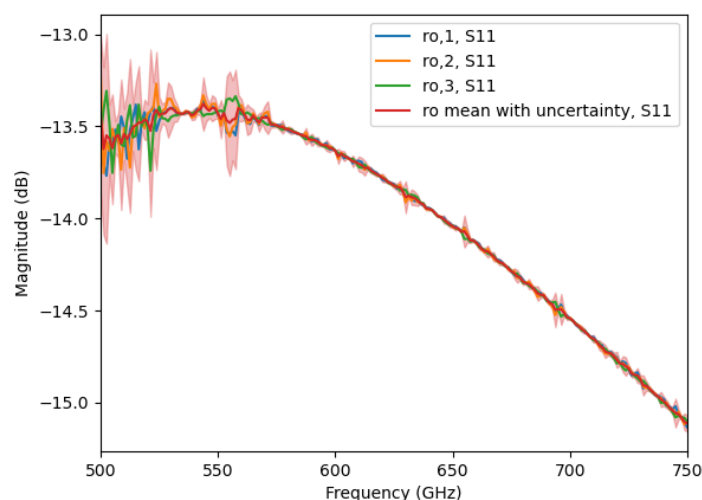


Figure 8. Tracé rapide des incertitudes d'une série de mesures.

La classe `NetworkSet` contient les outils de base (moyennes, écart-type, covariance, etc) pour déterminer la variabilité des mesures et la propagation d'incertitudes [14], [15]. Ces calculs statistiques peuvent être appliqués à tous les types de paramètres réseaux supportés. Dans l'exemple suivant, la moyennes et les bornes inférieures

et supérieures sont déterminées pour toutes les fréquences à partir de la valeur absolue des paramètres  $S$  pour trois écarts types :

```
ntwk_mean, ntwk_lb, ntwk_ub = ntwk_list.uncertainty_ntwk_triplet('s_mag', 3)
```

scikit-rf supporte la lecture des fichiers de données CITI et GMDIF, utilisés dans les logiciels de simulation et les appareils de mesures. Le contenu de ces fichiers est transformé en `NetworkSet` et contient tous les paramètres additionnels des séries de mesures qui sont définis dans ces fichiers. Il est possible, pour un ensemble de paramètres de mesure donné, d'extraire des mesures particulières ou d'interpoler les paramètres réseaux d'un dispositif pour un set de paramètre. Par exemple, si un dispositif actif est mesuré pour plusieurs tensions, il est possible d'interpoler ses paramètres réseaux pour des valeurs de tensions intermédiaires.

## 6 Calibration et *deembedding*

scikit-rf permet de réaliser des calibrations dites « hors-ligne » (*offline*), c'est-à-dire d'étalonner la mesure d'un VNA pour un dispositif RF à partir d'un ensemble de mesures préalables des références adéquates. Cette méthode de calibration à l'avantage d'être flexible et de préserver toutes les données brutes. De nombreux algorithmes de calibrations sont disponibles pour des dispositifs 1-port (SOL, SDDL, PHN, etc.) ou 2-port (SOLT, TRL, Unknown-Thru, LRM, LRRM, ou des modèles génériques à 8, 12 ou 16-termes) [9].

Pour les dispositifs hautes-fréquences (Figure 9), il n'est pas toujours possible réaliser des standards de calibration ou d'utiliser des techniques de calibrations et de caractérisations conventionnelles [16],[17]. Les mesures sont affectées par des éléments parasites (résistifs, capacitifs, etc). À partir d'une combinaison de mesures avec et sans le dispositif à tester, différentes méthodes disponibles dans la librairie permettent de réaliser le *deembedding* de ces composants : *Open*, *Short*, *Open/Short*, *Split Pi/Tee*, *Admittance/Impedance Cancel*, etc. [2].

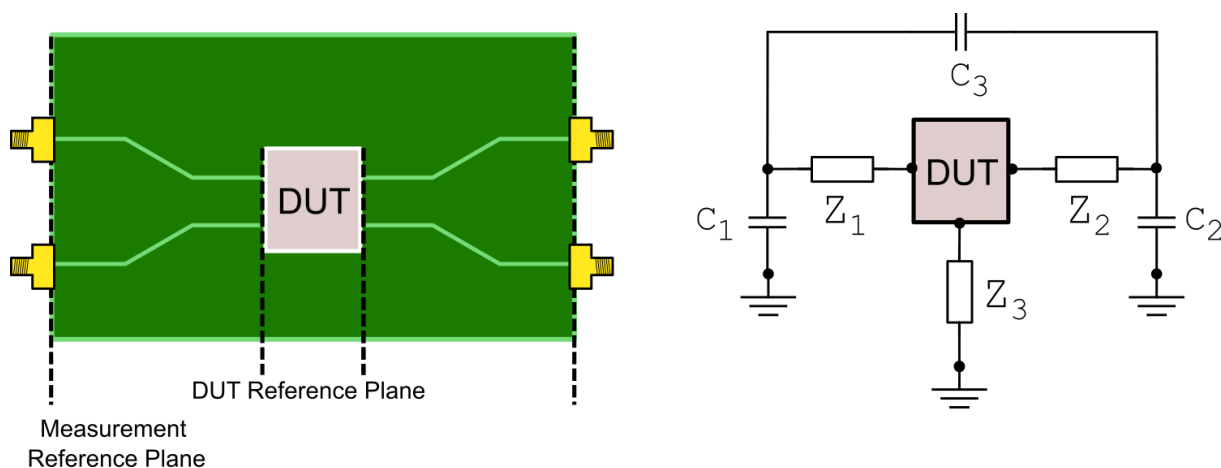


Figure 9. Après la calibration, le plan de référence des mesures ne débute par nécessairement aux bornes du dispositif à mesurer (DUT). Des éléments parasites associés aux éléments de circuits intermédiaires (pads, lignes, etc) sont également inclus dans les mesures (exemple de circuit équivalent sur la figure de droite). Ils peuvent être soustraits de la mesure à partir de techniques de *deembedding* appropriées [2].

## 7 Conclusion

scikit-rf est une librairie open-source gratuite écrite en Python pour l'ingénierie micro-onde et RF. Elle propose un ensemble d'outils pour la création et l'analyse de circuits RF ainsi que pour la calibration et le *deembedding*. Cet article illustre seulement une petite partie des fonctionnalités proposées par cette librairie. Beaucoup d'autres exemples sont disponibles sur le site web du projet : <http://scikit-rf.org/>. Le code étant open-source, il est régulièrement amélioré et de nouvelles fonctionnalités sont souvent rajoutées.

## Remerciements

La librairie scikit-rf est un projet open-source et elle n'existerait pas sans l'aide et les retours des utilisateurs. Les corrections de bugs et les nouvelles fonctionnalités sont réalisées par les contributeurs au projet, tous bénévoles. La liste complète des contributeurs est visible en suivant le lien suivant : <https://github.com/scikit-rf/scikit-rf/graphs/contributors>.

## Références bibliographiques

- [1] A. Arsenovic *et al.*, 'scikit-rf: An Open Source Python Package for Microwave Network Creation, Analysis, and Calibration [Speaker's Corner]', *IEEE Microwave Magazine*, vol. 23, no. 1, pp. 98–105, Jan. 2022, doi: 10/gnrr9k.
- [2] 'scikit-rf project'. <http://scikit-rf.org/>
- [3] 'List of papers citing scikit-rf'. <https://scholar.google.com/scholar?q=%22scikit-rf%22>
- [4] H. M. Cronson and P. G. Mitchell, 'Time-Domain Measurements of Microwave Components', *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 22, no. 4, pp. 320–325, Dec. 1973, doi: 10.1109/tim.1973.4314181.
- [5] L. A. Hayden and V. K. Tripathi, 'Calibration methods for time domain network analysis', *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 41, no. 3, pp. 415–420, Mar. 1993, doi: 10/fb5q42.
- [6] D. Abessolo-Bidzo, P. Poirier, P. Descamps, and O. Hubert, 'Removing S-parameters on-wafer measurements parasitic elements using time domain gating: Application to transmission lines', in *2006 Asia-Pacific Microwave Conference*, Yokohama, Japan, Dec. 2006, pp. 575–578. doi: 10.1109/APMC.2006.4429491.
- [7] J. D. Garrett and E. Tong, 'A Dispersion-Compensated Algorithm for the Analysis of Electromagnetic Waveguides', *IEEE Signal Processing Letters*, pp. 1–1, 2021, doi: 10/gkkg8f.
- [8] B. Gustavsen and A. Semlyen, 'Rational approximation of frequency domain responses by vector fitting', *IEEE Trans. Power Delivery*, vol. 14, no. 3, pp. 1052–1061, Jul. 1999, doi: 10/ffvxkg.
- [9] A. Rumiantsev and N. Ridler, 'VNA calibration', *IEEE Microwave Magazine*, vol. 9, no. 3, pp. 86–99, Jun. 2008, doi: 10/fczv4z.
- [10] R. F. Bauer and P. Penfield, 'De-Embedding and Unterminating', *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 22, no. 3, pp. 282–288, Mar. 1974, doi: 10.1109/tmtt.1974.1128212.
- [11] A. M. Mangan, S. P. Voinigescu, M.-T. Yang, and M. Tazlauanu, 'De-embedding transmission line measurements for accurate modeling of IC designs', *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 53, no. 2, pp. 235–241, Feb. 2006, doi: 10.1109/TED.2005.861726.
- [12] P. Hallbjörner, 'Method for calculating the scattering matrix of arbitrary microwave networks giving both internal and external scattering', *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 38, no. 2, pp. 99–102, Jul. 2003, doi: 10/d27t7m.
- [13] H. Li, A. Arsenovic, J. L. Hesler, A. R. Kerr, and R. M. Weikle, 'Repeatability and Mismatch of Waveguide Flanges in the 500–750 GHz Band', *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, vol. 4, no. 1, pp. 39–48, Jan. 2014, doi: 10.1109/TTHZ.2013.2283540.
- [14] 'Evaluation of measurement data — Guide to the expression of uncertainty in measurement', 2008. Accessed: Feb. 14, 2022. [Online]. Available: [https://www.bipm.org/documents/20126/2071204/JCGM\\_100\\_2008\\_E.pdf/cb0ef43f-baa5-11cf-3f85-4dcd86f77bd6](https://www.bipm.org/documents/20126/2071204/JCGM_100_2008_E.pdf/cb0ef43f-baa5-11cf-3f85-4dcd86f77bd6)

- [15] EURAMET, ‘Guidelines on the Evaluation of Vector Network Analysers (VNA)’, Calibration Guide No. 12, 2018. [Online]. Available: [https://www.euramet.org/Media/news/I-CAL-GUI-012\\_Calibration\\_Guide\\_No.\\_12.web.pdf](https://www.euramet.org/Media/news/I-CAL-GUI-012_Calibration_Guide_No._12.web.pdf)
- [16] M. Kellermeier, F. Lemery, K. Floettmann, W. Hillert, and R. Aßmann, ‘Self-calibration technique for characterization of integrated THz waveguides’, *Phys. Rev. Accel. Beams*, vol. 24, no. 12, p. 122001, Dec. 2021, doi: 10.1103/PhysRevAccelBeams.24.122001.
- [17] C. Cappellin, P. H. Nielsen, R. Appleby, R. Wylde, and E. Saenz, ‘Detailed design and RF analysis of a scatterometer for material characterization in the 50–750 GHz range’, in *12th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP 2018)*, Apr. 2018, pp. 1–5. doi: 10.1049/cp.2018.0646.

## Development Status of Millimeter Wave GaN Schottky Doublers above W-band for the Implementation of European Terahertz Sources for Astronomy and Astrophysics

*P. Mondal<sup>1</sup>, G. D. Gioia<sup>2</sup>, H. Bouillaud<sup>2</sup>, Y. Roelens<sup>2</sup>, T. Vacelet<sup>1</sup>, L. Gatilova<sup>1</sup>, G. Ducournau<sup>2</sup>, M. Zegaoui<sup>2</sup>, M. Zaknoune<sup>2</sup>, J. Treuttel<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> *LERMA, Observatoire de Paris, {priyanka.mondal, thibaut.vacelet, lina.gatilova, jeanne.treuttel}@obspm.fr*

<sup>2</sup> *IEMN, Université de Lille, {giuseppe.digioia.etu, hugo.bouillaud.etu, yannick.roelens, guillaume.ducournau, malek.zegaoui, mohammed.zaknoune}@univ-lille.fr*

*Keywords: Doubler, GaN, High power, Schottky, Terahertz source*

### Abstract

In this report we present the effort to develop high power handling and efficiency GaN-based frequency doublers required to build a 1 THz local oscillator source for instrumentation in astronomy and astrophysics. The design study focuses on identifying the key aspect to reach performances with simplified architecture as compared to existing solutions. Predicted performances of GaN Schottky doublers are presented and discussed. A single section doubler produces an output power of 175 mW at 114 GHz for an input power of 1 W. The reverse bias voltage is tuned to maximize its performance but remains well below the breakdown voltage of the GaN Schottky diodes developed at IEMN (-75 V). Its performance can be enhanced further with thin epilayer and high mobility sample for the diode development and the state-of-the-art performance can be achieved by using power combining technique to reach the 300 mW goals.

### 1 Introduction

High-power solid-state sources are essential for radio astronomy, atmospheric studies, spectroscopy, high-data-rate communication systems at millimeter-wave and submillimeter-wave frequency. Schottky-diode based sources are a preferred choice because of the advantages such as compactness, low parasites, room temperature operation, etc. Power combined frequency doublers with output power >800 mW over the frequency range 100-200 GHz are reported in [1], by using GaAs diodes [2]. But, the input power of the devices is limited by the breakdown voltage of GaAs diodes. Recently, GaN Schottky diodes with reverse breakdown voltage of -75 V [3] are developed at IEMN, University of Lille. Hence, these diodes could be a superior alternative. In this contribution, the possibility of high-power generation by GaN Schottky doublers is explored.

### 2 1 THz Source Architecture

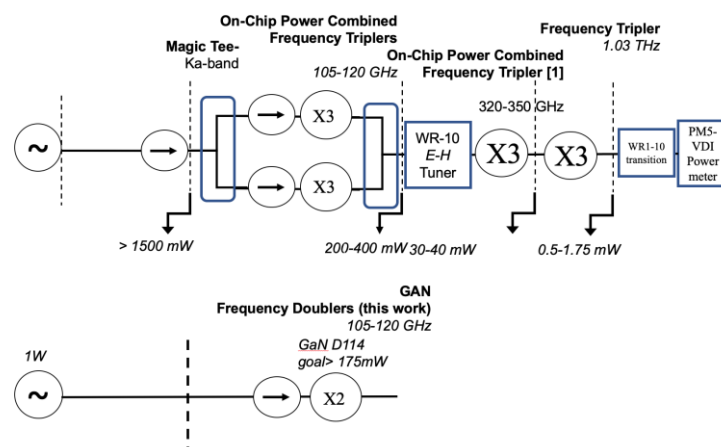


Figure 1 (a) Architecture of record performance at 1 THz in [4] and (b) simplification of the first stage source with 114 GHz GaN doubler

In [4], we previously demonstrated a 1 THz source architecture in order to reach a record of 1.75 mW at 1.02 THz. This source was developed and built at Jet Propulsion Laboratory, USA. The local oscillator (LO) source at 350 GHz consisted in a synthesized signal at 38 GHz amplified up to 1.5 W of power at Ka-band, fed into two separated branches each featuring one dual chip tripler [1] at 114 GHz based recombined to >300 mW at the 350 GHz input to generate a 350 GHz spectrally pure signal of > 35 mW as shown in Figure 1(a). In particular, the LO schematic was consolidated and secured with an  $E$ - $H$  tuner to allow mismatch correction over frequency, and thermally secured to operate the 110 GHz at their maximum input power on its interfaces. The output power was recorded with an Erickson-VDI PM5 meter. A record power of with 1.75 mW at 1.02 THz was obtained.

In this work, we propose to develop GaN-based frequency doublers that could simplify this 1 THz architecture source by a factor 2 at 114 GHz frequency level, and reach an objective of 200 mW with a single chip feed with 1 W of input signal at 50 GHz or above. In the next paragraph, we demonstrate this development is being possible by novel design of a frequency doubler based on GaN technology.

### 3 The GaN Schottky Doubler and Its Performance

The proposed GaN Schottky diode array and the doubler configuration operating over 106-122 GHz is shown in Figure 2(a). The diode array consists of six anodes in balanced configuration and it will be mounted in flip-chip technology. An optimum number of anodes can be used based on the desired performance, structural complexity and width of the channel to cutoff the unwanted modes. The input and output waveguides of the present doubler are respectively, standard WR-15 and WR-12. The active epilayer profile having thickness 650 nm and doping concentration  $5 \times 10^{16}/\text{cm}^3$  at  $n$ -layer available at IEMN is considered for the design. The  $R_s C_{j0}$  product (where  $R_s$  is diode series resistance and  $C_{j0}$  is diode capacitance at zero bias) is dependent on mobility and epilayer thickness of the active layer design. Precisely, the product is proportional to the epilayer thickness of the active layer design for a given mobility [5]. Again, the diode cutoff frequency and consequently the highest frequency of operation is inversely proportional to the  $R_s C_{j0}$  product [6]. For an example, the predicted performances of the doubler are shown in Figure 2(b) and 2(c) with the variation of mobility and epilayer thicknesses, respectively. In each of the cases, the reverse bias voltage is tuned to maximize the output power while the voltage swing across the diode remains well below the diode breakdown voltage. It is to note from Figure 2(d) that an output power > 325 mW for an input power of 1 W is possible to achieve if the mobility of the epitaxial sample is 1000  $\text{cm}^2/\text{Vs}$  and epilayer thickness is 250 nm.

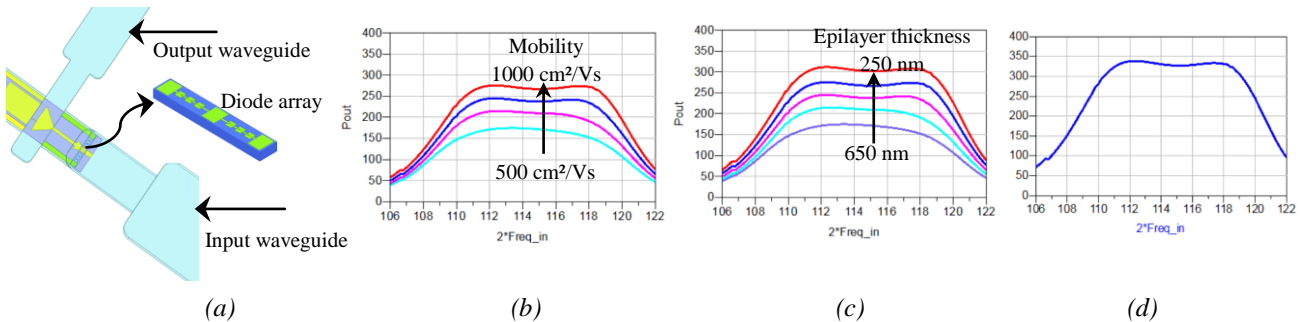


Figure 2. (a) Geometry of the GaN Schottky doubler, output power of the doubler in mW with variation in (b) mobility for epilayer thickness = 650 nm, (c) epilayer thickness for mobility = 500  $\text{cm}^2/\text{Vs}$  and (d) mobility = 1000  $\text{cm}^2/\text{Vs}$ , epilayer thickness = 250 nm. Input power = 1 W.

### 4 Conclusion

The predicted performances show that GaN Schottky doubler has the potential to deliver state-of-the-art output power by proper selection of the active layer thickness and mobility of the epitaxial sample. An output power of about 1W is achievable by combining four sections. This work demonstrates the feasibility of simple architecture sources for the deployment of European Terahertz sources. Moreover, GaN Schottky diodes for the operation over the frequency band of interest are under development at IEMN, University of Lille.

### 5 Acknowledgements

This work was supported by the French Agence Nationale de la Recherche, under the CE24 ‘SchoGAN’ project. The authors are thankful to Lytid team for their participation in thoughtful discussions. We also want to thank support and discussion of Imran Mehdi, Choonsup Lee and Jose Siles at Jet Propulsion Laboratory (JPL), National Aeronautics and Space Administration for the architecture design and testing of 1 THz source developed at the JPL, as reference example to this work.

---

## References

- [1] J. -V., Siles, K. B. Cooper, C. Lee, R. H. Lin, G. Chattopadhyay, and I. Mehdi, A new generation of room-temperature frequency-multiplied sources with up to 10× higher output power in the 160-GHz-1.6-THz range, *IEEE Trans. THz Sci. Technol.*, vol. 8, pp. 596-604, NoV., 2018.
- [2] E. Bryerton, S. Retzlöff, and J. Hesler, High-power submillimeter wave solid-state sources, 12th Global Symp. on Millimeter Waves (GSMM), Sendai, Japan, May, 2019.
- [3] G. D. Gioia, M. Samnoui, V. Chini, P. Mondal, J. Treuttel, M. Zegaoui, G. Ducournau, M. Zaknoute, and Y. Roelens, GaN Schottky diode on sapphire substrate for THz frequency multiplier applications, *Superlattice and Microstructures*, in press.
- [4] J. Treuttel, E. Schlecht, C. Lee, J. -V. Siles, D. Haytori, R. Lin, and I. Mehdi, All Solid-State Receiver Designs at 2 THz for Atmospheric Sounding, International Symp. on Space THz Technol, Pasadena, USA, Mar. 2018.
- [5] J. T. Louhi and A. V. Räisänen, On the modeling and optimization of Schottky varactor frequency multipliers at submillimetre wavelengths, *IEEE Trans. Microw. Theo. and Tech.* vol. 43, pp. 922-926, Apr. 1995.
- [6] S. A. Maas, *Microwave Mixers*, Boston, MA: Artech House, 1993.



---

**Towards near-zero-power logic gates based on capacitive MEMS devices  
operating in adiabatic regime**

---

*Aleksandra MARKOVIC<sup>1</sup>, Gaël PILLONNET<sup>2</sup>, Bernard LEGRAND<sup>1</sup>**<sup>1</sup>Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes, Université de Toulouse, CNRS UPR 8001, Toulouse, 31031, France, [amarkovic@laas.fr](mailto:amarkovic@laas.fr), [bernard.legrand@laas.fr](mailto:bernard.legrand@laas.fr)**<sup>2</sup>Université Grenoble Alpes, CEA, LETI, 38000 Grenoble, France, [Gael.PILLONNET@cea.fr](mailto:Gael.PILLONNET@cea.fr)*

---

*Keywords : Ultra-low power digital circuits, adiabatic logic, silicon MEMS, comb-drive**Mots clés : Circuits à ultra-basse consommation, logique adiabatique, MEMS sur silicium, peignes interdigités*

---

**Abstract/Résumé**

We introduce an architecture of logic gates based on capacitive MEMS devices in a differential architecture, operated in the adiabatic regime and aiming at reaching ultra-low power operation. The tunable capacitances, which are the fundamental component of our MEMS devices are realized using comb-drive actuators. Their design was a result of an extensive FEM analysis and had to satisfy criteria for sufficient logic differentiation and cascability of individual gates. Microfabrication tests were performed on silicon wafers as optimization of the fabrication process for the realization of full logic gates on SOI wafers.

**1 Introduction**

Logic gates are devices that act as building blocks for digital circuits. Based on the combination of digital signals coming from their inputs, logic gates perform logical functions based on Boolean algebra that are fundamental to digital circuits. In modern practice, most gates, e.g. in microprocessors, are made from MOSFETs (metal–oxide–semiconductor field-effect transistors) [1]. In current technology, the combinatorial logic is based on abrupt charging and discharging of the capacitors for moving from one logic state to the other. The logic state is determined by the quantity of the charge stored in a capacitor. Abrupt charging and discharging of these capacitors (changing of the logic state) is realized with MOSFETs that act as switches.

In the sixties in the last century Rolf Landauer has proposed the principle describing the smallest amount of energy that is used to switch between two logic states – “0” and “1”, that is, to erase one bit of information. This principle is now known as the Landauer’s limit and claims that the energy requirement, at room temperature for one operation, should be of the order of magnitude of zepto ( $10^{-21}$ ) joules. However, this limit is still far from being reached. The state-of-the-art MOSFET transistors dissipate  $\sim 1000 k_B T$  ( $\sim 10^{-18}$  joules) even in advanced CMOS nodes during a single logic operation and remain therefore orders of magnitude above Landauer’s limit [1][2]. The energy dissipation of digital circuits has been widely studied and can be explained by three different aspects:

1. Dynamic losses which occur during abrupt switching between two logic states,
2. Static losses which are due to the non-zero leakage currents when the switch is “off”
3. In order to be able to distinguish two different states their energetic difference has to be well above the thermal noise level ( $k_B T$ ), which in turn increases the dynamic losses.

In our work, we aim to eliminate static *and* dynamic losses from logic circuits and therefore approach zero power dissipation during the logic operations. Overcoming such a challenge requires hardware- and system-level shifts in the paradigm used for logic circuits. Lower dynamic losses however come at a cost of lower processing speed as this approach requires operating at low frequencies (speed limit comes from the device’s time constant). At lower frequencies static losses become dominant. Their elimination requires devices with zero-leakage.

Some previous works in the field have made use of nano/micro-electro-mechanical system (N/MEMS) relays to pursue this goal [3-6]. However, their limited mechanical reliability, relatively high operating voltages and low operating frequencies have already been discussed and elaborated [7][8]. Here, we propose capacitive MEMS

devices based on comb-drive actuators for storing and transmission of the logic information in a differential architecture. Such capacitive devices are contactless, which strongly limits leakage current and therefore static losses which are usually met by ohmic M/NEMS relays.

## 2 Contactless capacitive MEMS device – Principle of operation

The architecture of our device basically relies on a four-terminal MEMS device forming a mechanically-variable capacitor whose terminals are electrically isolated and which is moved by an actuator. The variation of the capacitor, here an interdigitated comb, could be realized with several actuation technologies like e.g. magnetic or piezoelectric. However, our choice of electrostatic MEMS actuation has been driven by their better scaling properties and ease of fabrication. The four-terminal MEMS capacitors are thereby realized with pairs of interdigitated combs - one input comb actuating the second one and varying its capacitance value. The proposed electromechanical logic gate consists of the moving mass combined with two moveable, grounded electrodes and two fixed electrodes. The voltage across the gate-input allows us to control the capacitance of the gate-output.

The capacitance between the interdigitated combs is governed by their physical position and controlled by the electrostatic forces that act between two electrically conductive combs. In our approach, by using a capacitive divider instead of a resistance divider to define the logic level like in CMOS logic (Figure 1a and 1b), the electrical connection between the power and the ground is omitted – therefore avoiding leakage currents through a direct resistive connection. Furthermore, using the AC power supply - acting as the power-clock ( $V_{PC}$ ), allows for recovery of the electrical charges invested in the encoding of the logic state. Such adiabatic operation is described in references [1] and [9]. The cascade between gates and the propagation of logic states are not covered in the scope of this article, but are clearly described in reference [10].

The proposed geometry (architecture) of the device is shown in Figure 1c. This differential architecture consists of two pairs of comb-drive actuators – input and output pair. Each pair consists of a fixed (active) and a movable (passive) electrode while the movable electrodes are connected by a mechanical spring of a stiffness  $k$ . Active and passive electrodes are connected to the power-clock  $V_{PC}$  and to the ground, respectively. They are electrostatically coupled by  $n$  interdigitated fingers separated by an air gap  $g$ . The architecture being differential, the input and output are driven by complementary voltages  $V_{in}$  and  $\bar{V}_{in}$  and  $V_{out}$  and  $\bar{V}_{out}$ , respectively (Figure 1b and 1c), defining a so-called dual-rail logic.

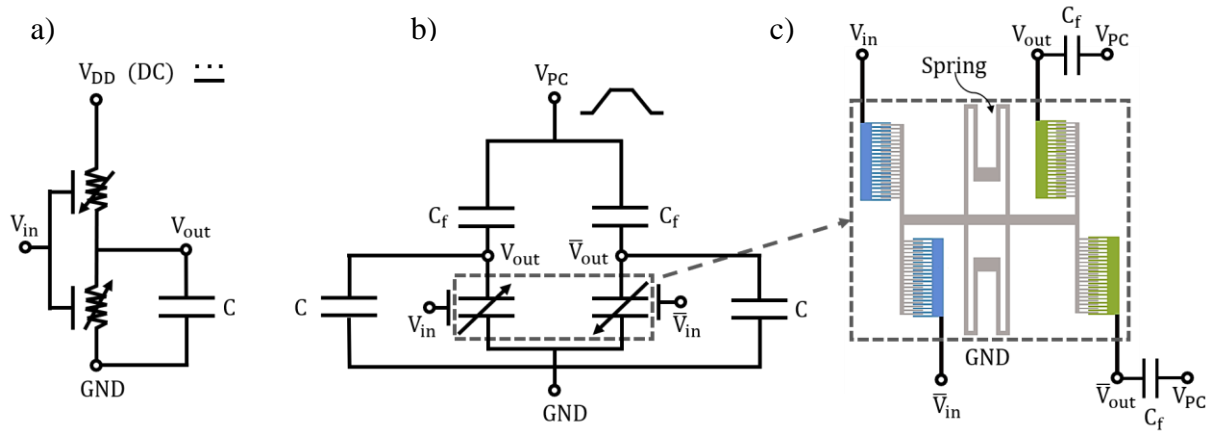


Figure 1: a) Resistor-based (CMOS) logic with  $V_{DD}$  being the DC supply voltage,  $V_{in}$  and  $V_{out}$  being the input and output voltages, respectively, and  $C$  being the input load of the next gate; b) Adiabatic contactless logic based on variable capacitors with  $V_{PC}$  being the power clock – a variable power supply capable of energy recovery and  $C_f$  being the fixed capacitance; c) Implementation of variable capacitors with comb-drive actuators in a differential configuration.  $V_{out}$  can then be read through a capacitive divider formed with the fixed capacitor  $C_f$  and the input load  $C$ .

The input voltage that is set on the fixed comb in the input pair (blue in Figure 1c) causes the movement of the “input”-movable comb and therefore the “output” movable comb as well. The consequential movement of the output comb, coding the logic state, results in a changed capacitance between the combs of the output actuator (green in Figure 1c) which can then be read through a capacitive divider formed with the fixed capacitor ( $C_f$  in Figure 1b and 1c) and the load  $C$  (from the interconnection and the next gate). The output voltages  $V_{out}$  and  $\bar{V}_{out}$  serve as the input voltages for the control of the next device.

Our proposed system follows the adiabatic logic style [1][9]. The information encoding and reading is done in four phases governed by the power clock  $V_{PC}$  which has a trapezoidal waveform for the sake of energy efficiency and recovery of the electrical charges. Dissipation in the adiabatic logic is governed by the ramping time  $T$  of the power clock signal. Figure 2 shows the waveform of the main signals needed to drive a single logic gate as well as the corresponding position of the device during the information encoding and reading. As an example, the four phases of the transportation of the logic state “1” (high state) are shown.

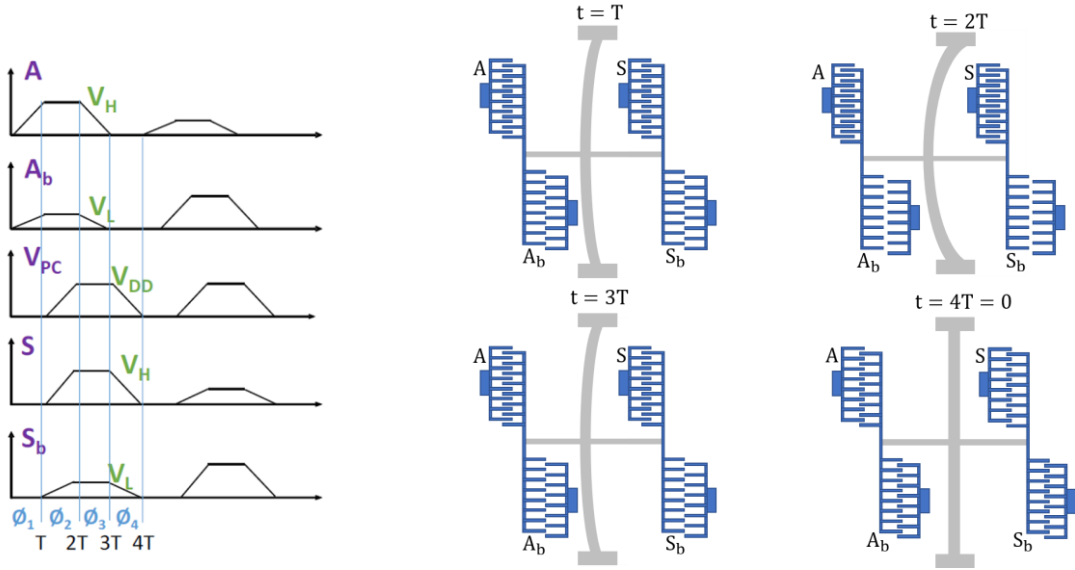


Figure 2: The applied signals and the position of the device during the information transportation (the example of logic state “1”) from the input to the output stage of the logic gate. The operation is performed in four stages: **phase 1** (set) – application of signals  $A$  and  $A_b$  and movement of the beam towards electrode experiencing greater force (here  $A$ ); **phase 2** (evaluate) – application of  $V_{PC}$  signal, establishment of the output signals  $S$  and  $S_b$ ; **phase 3** (hold) – lowering of the signals  $A$  and  $A_b$  to the ground, maintenance of the states through  $V_{PC}$ ; **phase 4** (recovery) – reduction of  $V_{PC}$  signal, return of the moveable part to the initial position.

In **phase 1** (known as *set*) the signals  $A$  and  $A_b$  of respective amplitudes  $V_H$  and  $V_L$  are applied, corresponding to a logic signal in the high state and in the low state, respectively. Two electrostatic forces act on the beam. The beam undergoes a greater force by the electrode  $A$  because  $V_H > V_L$ . At the end of phase 1 (at  $t=T$ ), the beam has moved to the left.

In **phase 2** (known as *evaluate*), the  $V_{PC}$  signal is applied via the capacitive bridge formed by the fixed capacitance and the equivalent capacitance of the nodes  $S$  and  $S_b$ . The beam continues to move. The output voltage  $S$  is established at a value  $V_H$  corresponding to a high logic state ( $t=2T$ ).

In **phase 3** (called *maintenance* or *hold*), the input signals  $A$  and  $A_b$  are gradually lowered to ground ( $t=3T$ ). The maintenance of the position is due to the output electrodes that are still polarized via  $V_{PC}$  which is maintained.

In **phase 4** (known as *recovery*) the  $V_{PC}$  signal is gradually reduced, leading the position of the beam towards the center – the “resting” position ( $t=4T$ ).

### 3 FEM analysis of capacitive behaviour of the combs with low overlap

Our device is based on electrostatic actuation of the comb-drives and requires fine knowledge and control of the capacitance between the opposing combs. The variation of the capacitance is realized through the change of the finger overlap. Deep understanding of the comb-drive behavior and the impact of their geometry and displacement is required for the design of a logic gate that can provide sufficient logic differentiation between “0” and “1” states at the output stage ( $V_{out}$  in Figure 1c). Furthermore, the logic state should be preserved during propagation through a cascade of several gates and ultimately a complex logical circuit where multiple inputs are being driven by a single output should be feasible. System level modeling and optimization showed us that some critical phases of the device operation require controlling of the combs in an arrangement where the finger overlap is close to a zero. Such a model is neither covered by the usual analytical modeling of electrostatic comb-drives nor in the literature.

As a consequence, behavioral modeling and extensive FEM analysis (using COMSOL Multiphysics) of the device, including the comb-drive actuators, have been done in order to better understand this regime. The analysis provided the information about capacitance and generated force - necessary for the design of the comb-pairs and for enabling the operation of logic functions in cascaded gates. In particular, geometrical parameters as the length of the fingers,

their width  $d$  and thickness  $h$ , gap between consecutive fingers  $g$ , their overlap  $x_r$ , and number  $N$  were investigated. The influence of these parameters on the variable, fixed and parasitic capacitances of the actuator, including fringe effects, and the induced force between the combs were analyzed in detail. As an example, Figure 3 shows the FEM modeling of an electrostatic comb and the simulation of the electric field between fingers of the corresponding combs.

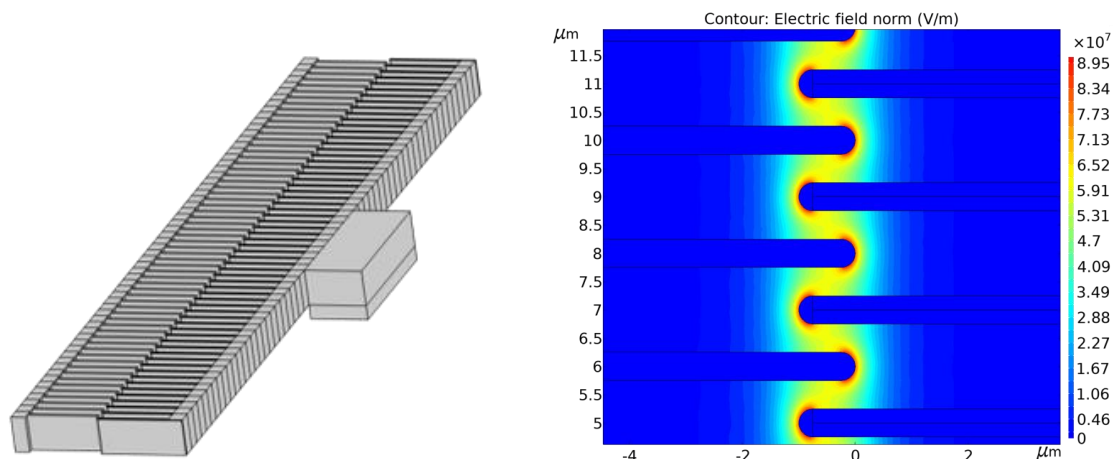


Figure 3: FEM modeling of an electrostatic comb-pair: a) 3D model, b) simulated electrical field between the combs.

#### 4 Microfabrication process flow

The extensive FEM analysis provided sufficient data for the design of a full logic gate that could be fabricated using standard microfabrication technologies. As the devices include moveable parts, they require fabrication on silicon-on-insulator (SOI) wafers, the buried oxide layer being used as the sacrificial layer during the releasing step.

Figure 4 illustrates the main steps of the fabrication process. We use 4-inch (100 mm) (1-0-0) SOI wafers with the device layer of 5  $\mu\text{m}$  and buried oxide of 2  $\mu\text{m}$  thickness. Device layer has resistivity of 0.001-0.005 Ohm-cm, it is n-doped with As with concentration  $10^{19}$  -  $10^{20}$   $\text{cm}^{-3}$ .

Before the beginning of the fabrication wafers are cleaned in the standard RCA procedure. This step ensures removal of all the organic and ionic contaminants from the wafer surfaces. Cleaned wafers are first coated with bottom anti reflective coating (BARC) and baked at 200°C for 60s. On top of the cooled-down BARC a positive ECI (MicroChemicals) photoresist is applied and soft-baked for 90s using EVG120 (EVG Group) automatic resist processing system. Exposure is done on Canon FPA 3000i4/i5 Stepper (Figure 4b), which allows photoresist exposure at 365 nm (i-line), followed by a development in MF-CD-26 (Microposit) developer with EVG120 system (Figure 4c). Pattern transfer into silicon is performed with Alcatel AMS4200, a high-density plasma reactor (Figure 4d). The reactor is ICP-RIE (Inductively Coupled Plasma) and is used for treatment of 4-inch wafers. The top silicon layer is etched in a DRIE procedure (Bosch process) with cycle 2.2s/2s ( $\text{SF}_6/\text{CH}_2\text{F}_2$ ). Backside etching is performed bellow unfixed device parts in order to reduce the parasitic capacitance (Figure 4e). Moveable parts are finally released in the hydrofluoric acid that etches the buried oxide beneath the structures (Figure 4f).

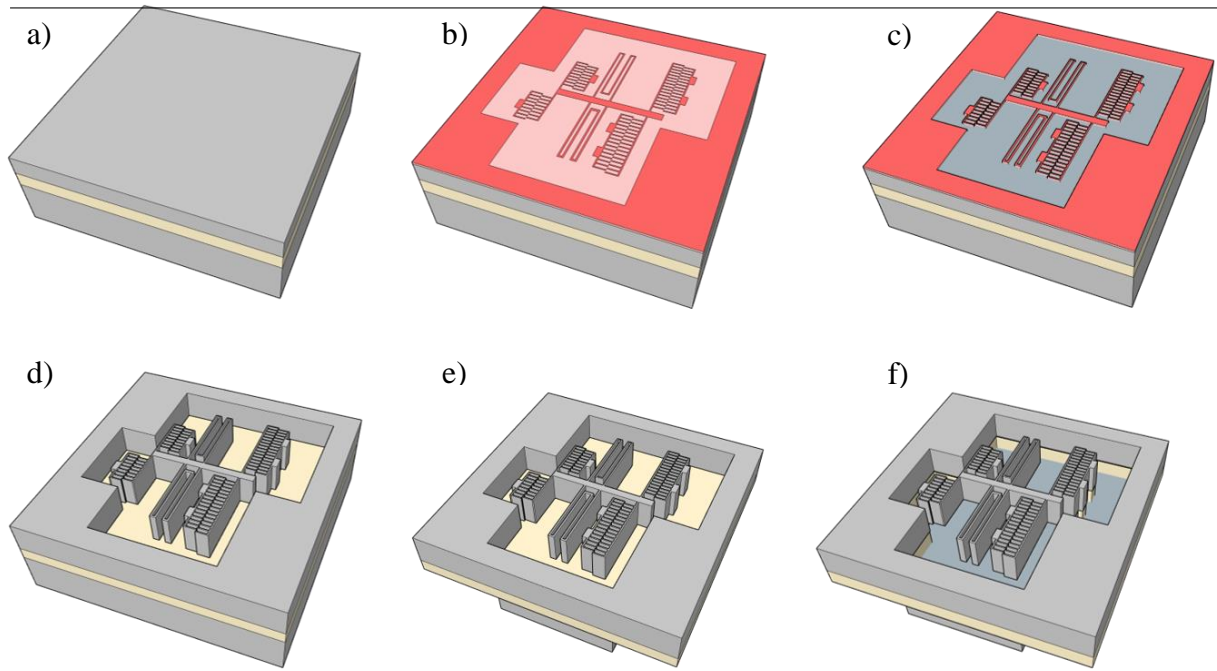


Figure 4: Process flow for the microfabrication of the contactless capacitive MEMS device: a) SOI wafer; b) coating with the ECI photoresist and mask exposure; c) pattern development in MF-CD-26; d) Bosch process – pattern transfer in the top silicon layer; e) backside etching of bulk silicon; f) releasing of the moveable structures in hydrofluoric acid – wet etching of buried oxide.

The preliminary tests for the determination of optimal photolithography and etching parameters were performed on pure silicon wafers. The fabricated test-patterns included sets of identical parallel lines. The sets were varying in line widths and gaps between them. These test structures were used to determine the smallest line width that could be used as the width of the fingers in comb-drive structures. The narrower the fingers are in the comb-drive, the smaller is the footprint of the entire gate. Exposure dose for 1.1  $\mu\text{m}$  thick ECI photoresist was varied from  $700 \frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2}$  to  $1600 \frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2}$  in  $100 \frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2}$  steps, whereas the focus was varied from  $-1 \mu\text{m}$  to  $0.3 \mu\text{m}$  in  $0.1 \mu\text{m}$  steps. The etching was performed for 65 s using Bosch procedure. The combination of exposure dose and focus that yielded the structures closest in size to the ones on the mask. Underetching was measured to be about 20 nm. This can be compensated at the design level or considered in our modeling in order to ensure a proper operation of the devices.

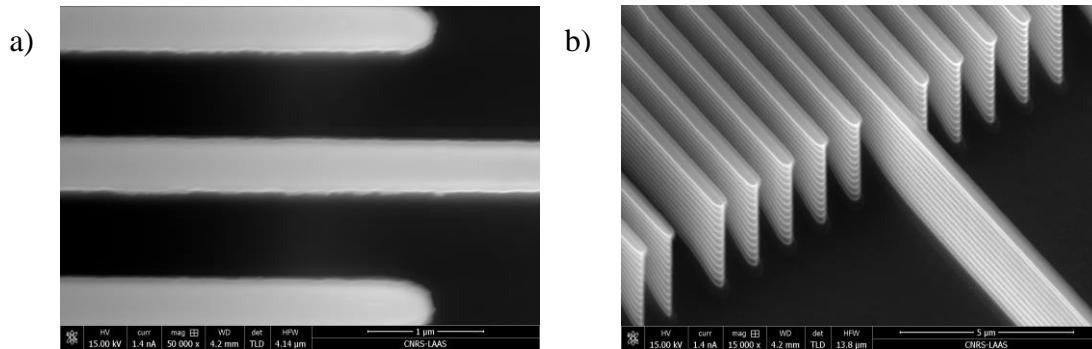


Figure 5: SEM images of the test structures consisting of sets of parallel  $0.5 \mu\text{m}$  wide lines separated by  $0.5 \mu\text{m}$  gaps. The structures were exposed with the dose of  $700 \frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2}$  and with the focus of  $-0.3 \mu\text{m}$ .

## 5 Conclusion

In this paper we introduce an architecture of logic gates and circuits aiming to reach ultra-low power operation, with lower energy dissipation than any CMOS circuit. The paradigm is based on capacitive MEMS devices in a differential architecture, operated in the adiabatic regime. Several design considerations and trade-offs have to be considered to reach the goal, in particular to ensure that a logic differentiation of the output voltage is high enough to enable complex circuits cascading multiple gates. In the current state of research, the devices are realized with MEMS-based tunable capacitors using comb drive actuators and foremost a very fine knowledge of their behavior is necessary. The FEM analyses provided the fundamental information that was necessary for the design of the

logic gate and the subsequent floor planning for the device fabrication on SOI wafers. From the microfabrication tests performed in the cleanroom we managed to identify the most optimal fabrication conditions. The next steps in the project would be realization of the devices, i.e. single logic gates and more complex digital circuits, in LAAS followed by their electrical and electromechanical characterizations.

This work was supported by the French National Research Agency (ANR) under the research project ZerÔuate (grant ANR-19-CE24-013) involving 4 laboratories: CEA-LETI, LAAS, ESYCOM and G2ELAB, and by the RENATECH French national technological network.

## References

- [1] H. Fanet, *Ultra Low Power Electronics and Adiabatic Solutions*. Hoboken, NJ, USA: Wiley, 2016, doi: 10.1002/9781119006541
- [2] R. Landauer, "Irreversibility and heat generation in the computing process," *IBM J. Res. Dev.*, vol. 5, no. 3, pp. 183–191, 1961, doi: 10.1147/rd.53.0183
- [3] H. Samaali, Y. Perrin, A. Galisultanov, H. Fanet, G. Pillonnet and P. Basset, « MEMS four-terminal variable capacitor for low power capacitive adiabatic logic with high logic state differentiation », *Nano Energy*, vol. 55, p. 277-287, 2019, doi: 10.1016/j.nanoen.2018.10.059.
- [4] Z. A. Ye et al., "Demonstration of 50-mV digital integrated circuits with microelectromechanical relays," in *IEDM Tech. Dig.*, 2018, pp. 411–414, doi: 10.1109/IEDM.2018.8614663.
- [5] G. Pillonnet, H. Fanet and S. Houri, "Adiabatic capacitive logic: A paradigm for low-power logic," *2017 IEEE International Symposium on Circuits and Systems (ISCAS)*, 2017, pp. 1-4, doi: 10.1109/ISCAS.2017.8050996.
- [6] Y. Perrin, A. Galisultanov, L. Hutin, P. Basset, H. Fanet and G. Pillonnet, "Contact-Free MEMS Devices for Reliable and Low-Power Logic Operations," in *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 68, no. 6, pp. 2938-2943, 2021, doi: 10.1109/TED.2021.3070844.
- [7] O. Loh and H. D. Espinosa, "Nanoelectromechanical contact switches," *Nature Nanotechnology*, vol. 7, No. 5, pp. 283-295, 2012.
- [8] C. Pawashe K. Lin, K.J. Kuhn, "Scaling limits of electrostatic nanorelays," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 60, pp. 2936–2942, 2013.
- [9] P. Teichmann, "Adiabatic Logic: Future Trend and System Level Perspective," *Springer*, 2012, DOI. 10.1007/978-94-007-2345-0.
- [10] A. Galisultanov, Y. Perrin, H. Samaali, H. Fanet, P. Basset and G. Pillonnet, "Contactless four-terminal MEMS variable capacitor for capacitive adiabatic logic", *Smart Materials and Structures*, 2018.

# Composants photoniques et intégration I

---

# Oscillation paramétrique dans un peigne de fréquence laser à cascade quantique

## Third order parametric oscillations in a quantum cascade laser frequency Comb

B. Chomet<sup>1</sup>, T. Bonazzi<sup>1</sup>, E. Rodriguez<sup>1</sup>, F. Kapsalidis<sup>2</sup>, D. Gacemi<sup>1</sup>, A. Vasanelli<sup>1</sup>, Y. Todorov<sup>1</sup>, J. Faist<sup>2</sup>, C. Sirtori<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire de Physique de l'Ecole normale supérieure, ENS, Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, Université de Paris, Paris, France

<sup>2</sup>Institute for Quantum Electronics, ETH Zurich, 8093 Zürich, Switzerland

---

Mots clés (en français et en anglais) : laser à cascade quantique, peigne de fréquences optiques/ quantum cascade laser, optical frequency combs

---

### Résumé/Abstract

A frequency comb in a quantum cascade laser can appear with two distinct spectral lobes. These two spectral features are switching in time and show strong anticorrelations similarly to parametric phenomena.

Frequency combs (FC) have brought tremendous value to precision instruments in different domains spanning frequency metrology [1], optical clocks [2], broadband spectroscopy [3] and ranging [4]. FCs based on Quantum Cascade Lasers (QCLs), unipolar devices emitting in the mid infrared and terahertz regions of the electromagnetic spectrum, have attracted much attention especially in dual-comb spectroscopy and sensing. Optical combs are generated spontaneously in a QCL cavity thanks to strong resonant third order non-linearity and ultrafast gain dynamics. While QCL FCs have been mostly studied classically, they are nonetheless fundamentally governed by the dynamics of quantized parametric processes, where each longitudinal mode is coupled to every other mode through a four-wave mixing. If the quantum processes can be harnessed, QCL FCs may open the way toward the experimental realization of a multimode quantum resources in a scalable, chip integrated platform. QCL's comb arises from a mode-locking state which differs fundamentally from that of pulsed lasers. The nature of the phase relation has been rigorously investigated through the Shifted Wave Interference Fourier Transform Spectroscopy (SWIFTS) [6], while correlations among spectral lines and noise have not yet been explored.

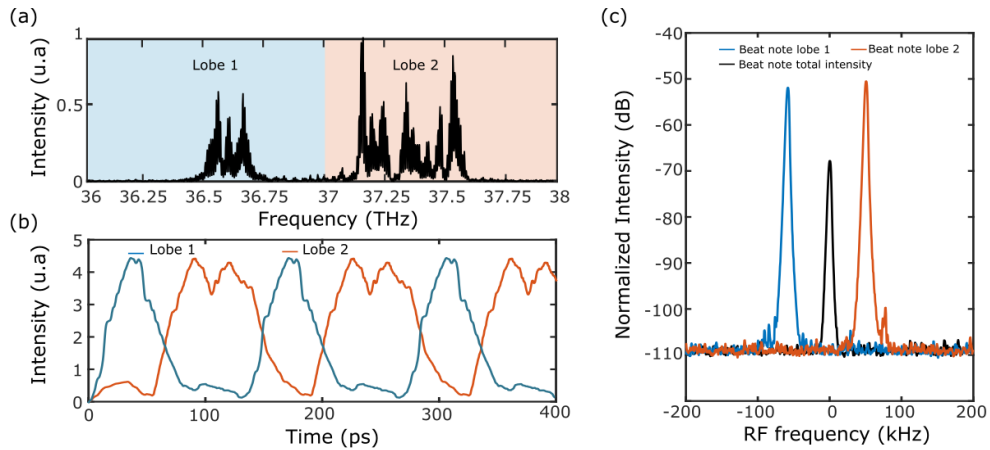


Fig. 1: (a) Optical spectrum of the bilobed QCL (b) SWIFTS reconstructed intensity of each spectral lobes (c) Intermodal beat note of Lobe 1 (blue), Lobe 2 (red) and of the total intensity (black). The three curves are exactly at the same frequency, but have been shifted in the figure for clarity.



Here we demonstrate the presence of strong anti-correlations among two spectral portions of a Fabry-Perot QCL that operates in the FC regime. The laser under study is a standard ridge 6 mm long QCL, operating at 273K in continuous wave at a wavelength of  $\sim 8.2 \mu\text{m}$  with maximum output power of 100mW. The recorded optical spectra (Fig.1 (a)) shows two spectral lobes separated in frequency by  $\sim 0.6 \text{ THz}$ . Applying the SWIFTS technique to this FC we were able to reconstruct the temporal evolution of the intensity of each lobe over few round trips of the cavity. The result, in Fig. 1(b), shows a strong antiphase dynamics between the two spectral lobes. The laser action associated to Lobe 1, at low photon energy, is perfectly anti-phased with that of Lobe 2, at higher energy, which means that when Lobe 1 is on the intensity of Lobe 2 is off. This behavior is further confirmed by analyzing the intermodal beatnote of the two lobes, which have been spectrally separated using a diffraction grating (Fig. 1(c)). The normalized intensity of the beatnote is 100 (20 dB) times higher for the separate lobes than for the total spectrum, which is consistent with the much stronger intensity modulation occurring in each individual lobe.

To support this observed temporal pulse switching between high and low frequency components of the comb we address a fully time dependent simulations of QCL comb operation based on the semi-classical Maxwell-Bloch (MB) laser equations. Based on numerical solutions of the MB equations, mode-locking in QCLs and the emergence of a bilobed spectra is found (see Fig. 2). We show that our approach captures the intricate interplay between four-wave-mixing, spatial-hole burning and the refractive index dispersion in free running QCLs.

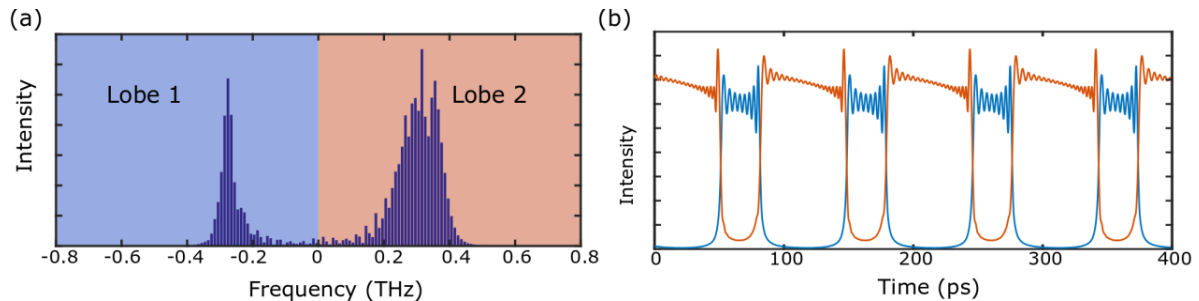


Fig. 2: (a) Optical spectrum of the QCL obtained through numerical integration. (b) Simulations show a switching behavior between the high (Lobe 2) and low (Lobe 1) frequency component of the comb.

The peculiar coherent properties of our device could lead to the generation of squeezed states of light, as it has been already demonstrated in several off-chip platforms, like optical parametric oscillators (OPOs) and optical fibers using four-wave mixing. In such nonlinear parametric processes strong quantum correlations in the intensities are generated between the two “twin” beams, called signal and idler. They occupy well distinct portions of the spectrum. Similarly in our devices the nonlinearities spontaneously generate an optical spectrum that consists of two spectral lobes with strong anticorrelations, reminiscent of the signal and idler twin beams. In the near future the intensity noise correlations of those two lobes will be investigated by comparing their sum to difference. This will be also studied by adding a statistical noise source in the MB equations in order to reproduce theoretically the noise correlations between the two different spectral lobes of the comb.

#### References:

- [1] T. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, *Nature* 416, 233 (2002).
- [2] S. Diddams, et al, *Science* 293, 825 (2001).
- [3] S. A. Diddams, L. Hollberg, and V. Mbele, *Nature* 445, 627 (2007).
- [4] I. Coddington, W. Swann, L. Nenadovic, and N. Newbury, *Nature Photonics* 3, 351 (2009).
- [5] A. Hugi, G. Villares, S. Blaser, H. C. Liu, and J. Faist, *Nature* 492, 229 (2012).
- [6] M. Singleton, P. Jouy, M. Beck, and J. Faist, *Optica* 5, 948 (2018).

---

**Applications de l'optoélectronique et photonique MIR aux capteurs de gaz**

*Applications of Mid-IR optoelectronics and photonics to gas sensors*

---

**Roland TEISSIER<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> MIRSENSE, Palaiseau/Grenoble/Montpellier, roland.teissier@mirsense.com

---

*Mots clés : Photonique moyen infrarouge, lasers à cascade quantique, capteurs, photo-acoustique  
Mid-IR photonics, quantum cascade lasers, sensors, photoacoustics*

---

**Résumé**

Le domaine spectral du moyen infrarouge (MIR), correspondant aux longueurs d'onde de 2 à 20  $\mu\text{m}$ , est caractérisé par la présence de nombreuses raies d'absorption associées aux résonances de vibration ou de rotation de la plupart des molécules. Cela constitue des signatures extrêmement précises et uniques pour chacune d'entre elles, qui sont exploitées de longue date par les chimistes pour des analyses avec des spectromètres de laboratoire. Le développement de composants MIR performants, au premier plan desquels on trouve les lasers à semiconducteurs tels que les lasers à cascade quantique, permet de réaliser et d'envisager le déploiement à grande échelle de capteurs de traces de gaz extrêmement compacts, sensibles et sélectifs pour des applications dans l'industrie, pour l'environnement ou même pour le grand public.

Dans cet exposé, nous présenterons la physique sous-jacente et les technologies de pointe requises pour réaliser des sources lasers MIR performantes, les technologies de capteurs mises en œuvre à mirSense[1] et notre vision de leurs évolutions et leurs perspectives de déploiement futur.

**Abstract**

The mid-infrared (MIR) spectral region, corresponding to wavelengths from 2 to 20  $\mu\text{m}$ , is characterised by the presence of numerous absorption lines associated with the vibrational or rotational resonances of most molecules. These constitute extremely precise and unique fingerprints for each molecule, which have long been exploited by chemists with laboratory spectrometers. The development of efficient MIR components, at the forefront of which are semiconductor lasers such as quantum cascade lasers, makes it possible to realise and envisage the large-scale deployment of extremely compact, sensitive, and selective trace gas sensors for industrial, environmental, or even consumer applications.

In this talk, we will present the underlying physics and the advanced technologies required to realize efficient MIR laser sources, the sensor technologies implemented at mirSense[1] and our vision of their evolution and future deployment perspectives.

[1] <https://mirsense.com/>

# Composants photoniques et intégration II

---

**Laser à boîtes quantiques InAs/GaAs de 1.3- $\mu\text{m}$  insensible à la température  
et à la rétroaction, soumis à la modulation d'amplitude multi-niveaux  
Temperature and feedback insensitive 1.3- $\mu\text{m}$  InAs/GaAs quantum dot  
lasers subject to pulse amplitude modulation**

---

*Shihao Ding<sup>1</sup>, Bozhang Dong<sup>1</sup>, Frédéric Grillot<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>*LTCl, Télécom Paris, Institut Polytechnique de Paris, 19 Place Marguerite Perey, 91120 Palaiseau, France*

<sup>2</sup>*Center for High Technology Materials, University of New-Mexico, Albuquerque, New Mexico 87106, USA*

---

*Mots clés / Keywords: quantum dot laser, linewidth, direct modulation, feedback*

---

### **Abstract/Résumé**

This work reports on a high-efficiency InAs/GaAs distributed feedback quantum dot laser. The large optical wavelength detuning at room temperature between the lasing peak and the gain peak causes the static, dynamic, and nonlinear intrinsic properties to all improve with temperature, including the reflection insensitivity and modulation performance. Results highlight the potential of the large optical mismatch assisted single-frequency laser for the development of uncooled and isolator-free high-speed photonic integrated circuits.

Ce travail porte sur un laser à boîtes quantiques à réaction distribuée InAs/GaAs à haute efficacité. Le grand désaccord de longueur d'onde optique à température ambiante entre le pic laser et le pic de gain entraîne une amélioration des propriétés intrinsèques statiques, dynamiques et non linéaires avec la température, y compris l'insensibilité à la réflexion et les performances de modulation. Les résultats mettent en évidence le potentiel de ce laser monofréquence reposant sur un large désaccord optique pour le développement de circuits intégrés photoniques à haut débit fonctionnant sans contrôleur de température et sans isolateur optique.

### **1 Introduction**

Recently, high efficiency 1.3  $\mu\text{m}$  semiconductor lasers have been widely emphasized and used in optical interconnections between large data centres and in systems with high transmission capacity over short distances. [1,2] In particular, distributed feedback (DFB) semiconductor lasers with single-frequency behaviour play a crucial role in a variety of applications, including high-resolution LIDAR systems [3], high-speed supercomputers and optical data centres. [2] Due to their narrow linewidth and large modulation bandwidth [2,5], DFB lasers are spatially and spectrally single-mode and are useful for WDM to support the ever-increasing data transmission rates in this big data era. [4,5]

The development of highly efficient quantum dot (QD) lasers is more conducive to the integrated interconnection of optical chips. The 1.3  $\mu\text{m}$  QD DFB laser has even more potential for short-range, high-speed, high-capacity photonic integrated chips. [6] Generally, the high workloads in data centres create a high temperature environment for the chips and require significant investment to keep them operating properly. If a stable performance of the QD DFB laser over a wide range of temperature conditions can be achieved, a significant reduction in the energy consumption of the silicon optical chip can be expected. [7] Designing for the wavelength mismatch of the optical gain peak and the DFB lasing peak allows the DFB to operate stably at higher temperatures. [8] Typically, InAs/GaAs and InAs/InP QD lasers report spectral linewidths in the range of 110 to 500 kHz at room temperature. [9-11] Exploring low linewidth QD DFB lasers at high temperatures will further advance their use in data centres. On the other side, the various active and passive conversion and regeneration interfaces in the laser transmission system can lead directly to optical feedback. It is shown by

research on the dynamics of external optical feedback that these unwelcome reflections can lead to strong laser instabilities and reduce transmission performance. [12,13] Given that developing an on-chip optical isolator that has low loss and sufficient isolation remains a challenge, it is an important to develop feedback insensitive sources. [14] The QD lasers exhibit a strong potential to be applied to isolator-free PICs owing to their high tolerance for chip-scale back-reflections. [15] Therefore, this study provides guidance using high performance single frequency lasers that can be applied to uncooled integrated systems with good transmission characteristics without optical isolators.

## 2 Device description

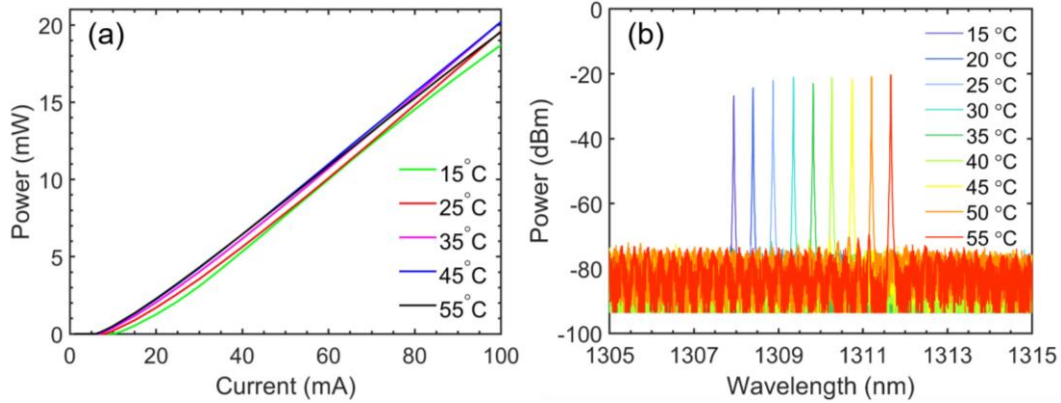


Figure 1 (a) Power-current characteristics with temperature ranging from 15°C to 55°C and (b) Optical spectra of the QD DFB laser from 15°C to 55°C ( $2 \times I_{th}$ ).

The QD DFB laser under study was grown on a GaAs substrate. The active region contains eight periods of QD layers, each separated by p-type GaAs spacer. The cavity length of the DFB laser is 0.75 mm. The cavity facets are asymmetric, with an antireflection (AR) coating of reflectivity about 3% in the front and a high-reflection (HR) coating of reflectivity about 95% in the rear, respectively. InAs QD layers were grown on GaAs and covered by GaAs. Then top GaAs layer was processed to form grating for distributed feedback. [9] Figure 1 (a) depicts the power current characteristics at different temperature from 15 to 55 °C. The threshold current decreases as the temperature increases hence showing a strong temperature stability. The optical spectra at different temperature are shown in Figure 1 (b). The wavelength mismatch between the DFB lasing wavelength and the gain peak is about 30 nm at 15 °C. In addition, the optical spectra show the consistent side-mode suppression ratio (SMSR) of over 50 dB over the full temperature range of 15 °C to 55 °C. These results confirm that wavelength mismatching is an effective method to design uncooled single-frequency sources.

## 3 Linewidth measurement

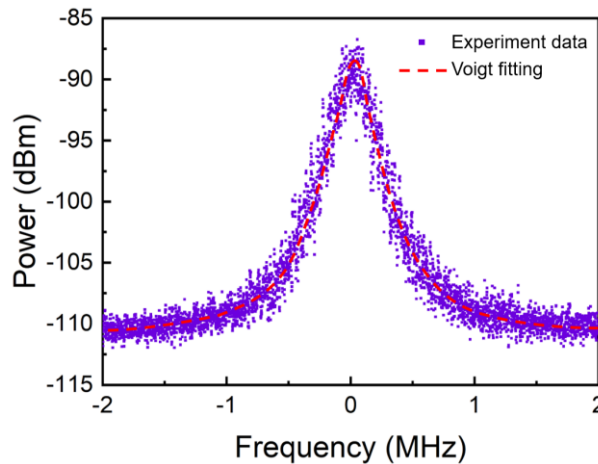


Figure 2 RF spectrum of QD DFB laser recorded at 55°C ( $2 \times I_{th}$ ) and the corresponding Voigt fitted spectrum.

The self-heterodyne interferometric apparatus was used to measure the spectral linewidth. The light from the QD DFB laser passes through two optical isolators and part of the signal is sent to a 100 MHz frequency-shifted acousto-optic modulator (AOM), while the other part travels through a 25 km fibre optic coil. This relatively long fibre length provides a time delay that is more than adequate for the coherence time of the laser. Then, the light from the two channels was combined and fed into the polarisation controller for matching the polarisation in the two arms. At the output of the interferometer, the resulting beat centred on the AOM frequency is recorded with a photodiode (PD) and sent to an electrical spectrum analyser (ESA). Figure 2 displays the RF spectrum recorded at  $55^\circ\text{C}$  ( $2 \times I_{th}$ ). The full width at half maximum extracted from the Voigt profile (red) leads to a minimum linewidth of 251 kHz. The narrow linewidth at high temperatures proves that this QD DFB laser is highly temperature tolerant. It is expected to have high performance high temperature transmission characteristics.

#### 4 Modulation experiments

To investigate the modulation performance of the QD DFB laser at high temperatures, we performed pulse amplitude modulation experiments on it at  $55^\circ\text{C}$ . Besides, the reflection sensitivity was considered in the direct modulation system. Figure 3 represents the set-up for direct modulation with optical feedback. The QD laser is directly modulated by the digital generator with a pseudo-random binary sequence (PRBS) and a bit sequence length of  $2^7-1$  and the applied modulation format is Pulse Amplitude Modulation 4-level (PAM4) as shown in light blue part. The emission is divided into two paths, the feedback path (orange part) and the output path (green part). On the feedback path, 90% coupled power is sent to the back-reflector (BKR) that consists of a mirror and a variable optical attenuator (VOA). The latter is used to change the feedback strength, which is defined as the ratio of returned power to the free-space output power. The other 10% of the coupled power is isolated and then amplified by a semiconductor optical amplifier (SOA). At the end, a variable optical attenuator (VOA) is used to tune the received power of the error detector in order to analyse the bit error rate (BER) performance. A high-speed oscilloscope (OSC) is used to capture the eye diagram. The PD converts the optical signal into an electrical signal before entering BER tester or OSC.

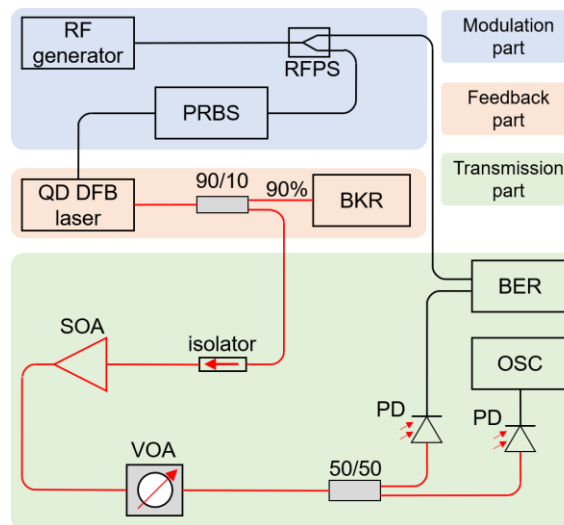


Figure 3 Schematic of the experimental setup. Light blue part: modulation set-up, orange part: feedback set-up, green part: transmission set-up. The black lines show the electrical circuit and the red lines show the light path.

High-speed response of the QD laser is carried out at  $6 \times I_{th}$  and the modulation rate is 6 Gbps. The emission from the QD laser is divided into two paths, the feedback path and the output path. In the feedback path, 90% of the coupled power is sent to a back-reflector (BKR). In the output path, the light is finally introduced to the bit error rate (BER) instrument. The BERs of the QD laser with and without feedback after back-to-back (B2B) are plotted in Figure 4. It can be found that the BER can reach below  $10^{-7}$  with no feedback and  $-15$  dB feedback strength ( $I_F$ ). When the feedback strength is increased to  $-12$  dB, the BER is minimally close to  $10^{-4}$ . The BER is below the hard decision forward error correction (HD-FEC)  $5 \times 10^{-3}$  at received power greater than  $-5$  dBm. When the feedback strength increases to  $-5$  dB, such large feedback has a very strong impact on the BER,

making it drift around the HD-FEC. In fact, there is not quite so much feedback in short distance data transmission, so the actual BER will meet the HD-FEC requirements at the modulation rate of 6 Gbps. So, the QD DFB laser retains its excellent transmission characteristics at the temperature of 55 °C.

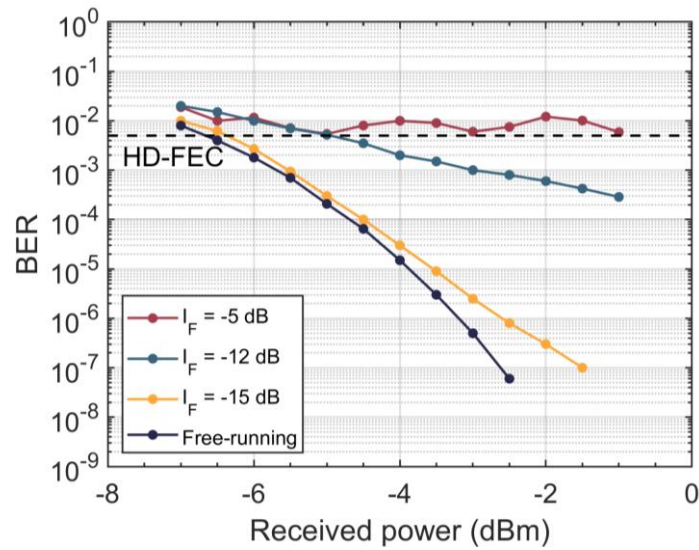


Figure 4 BER plots for back-to-back (B2B) with and without feedback for the QD laser at 55 °C and  $6 \times I_{th}$ . The modulation rate is 6 Gbps.

## 5 Conclusion

We demonstrated high temperature stable and low linewidth quantum dot DFB lasers and performed pulse amplitude modulation experiments with and without different feedback conditions. The QD laser was able to modulate at the rate of 6 Gbps at 55 °C and could tolerate strong feedback. Such results facilitate the development of uncooled silicon photonic chips for short distance communication links.

## References

- [1] Jones, Richard, et al. "Heterogeneously integrated InP/silicon photonics: fabricating fully functional transceivers." *IEEE Nanotechnology Magazine* 13.2 (2019): 17-26.
- [2] Matsuo, Shinji, et al. "Directly Modulated DFB Laser on SiO<sub>2</sub>/Si Substrate for Datacenter Networks." *Journal of Lightwave Technology* 33.6 (2015): 1217-1222.
- [3] Numata, Kenji, et al. "Frequency stabilization of distributed-feedback laser diodes at 1572 nm for lidar measurements of atmospheric carbon dioxide." *Applied optics* 50.7 (2011): 1047-1056.
- [4] Duan, J., et al. "Narrow spectral linewidth in InAs/InP quantum dot distributed feedback lasers." *Applied Physics Letters* 112.12 (2018): 121102.
- [5] Andriolli, N., et al. "InP monolithically integrated transmitters based on high speed directly modulated DFB lasers." *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 26.5 (2020): 1-6.
- [6] Duan, J., et al. "Narrow spectral linewidth in InAs/InP quantum dot distributed feedback lasers." *Applied Physics Letters* 112.12 (2018): 121102.
- [7] Huang, H., et al. "Epitaxial quantum dot lasers on silicon with high thermal stability and strong resistance to optical feedback." *APL Photonics* 5.1 (2020): 016103.
- [8] Kenichi, N., et al. "Development of quantum dot lasers for data-com and silicon photonics applications." *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 23.6 (2017): 1-7.
- [9] Hui, S., et al. "Dynamic properties of quantum dot distributed feedback lasers: high speed, linewidth and chirp." *Journal of Physics D: Applied Physics* 38.13 (2005): 2112.
- [10] Lu, Z. G., et al. "High-performance 1.52 μm InAs/InP quantum dot distributed feedback laser." *Electronics letters* 47.14 (2011): 818-819.

- 
- [11] Annette, B., et al. "Widely tunable narrow-linewidth 1.5  $\mu$  m light source based on a monolithically integrated quantum dot laser array." *Applied Physics Letters* 110.18 (2017): 181103.
- [12] Mørk, J., et al. "Route to chaos and competition between relaxation oscillations for a semiconductor laser with optical feedback." *Physical review letters* 65.16 (1990): 1999.
- [13] Huang, H., et al. "Analysis of the optical feedback dynamics in InAs/GaAs quantum dot lasers directly grown on silicon." *JOSA B* 35.11 (2018): 2780-2787.
- [14] Matsuda, M., et al. "Low-noise characteristics on 1.3- $\mu$ m-wavelength quantum-dot DFB lasers under external optical feedback." 2018 IEEE International Semiconductor Laser Conference (ISLC). IEEE, 2018.
- [15] Dong, Bozhang, et al. "Dynamic and nonlinear properties of epitaxial quantum-dot lasers on silicon operating under long-and short-cavity feedback conditions for photonic integrated circuits." *Physical Review A* 103.3 (2021): 033509.



**Laser à cavité externe accordable sur 174 nm  
intégrant une puce à boîtes quantiques**  
*External cavity laser with 174 nm tuning range  
integrating a quantum dot gain chip*

*Jannik F. Ehlert<sup>1</sup>, Alain Mugnier<sup>2</sup>, Frédéric Grillot<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>*EXFO Optics, 4 rue Louis de Broglie, 22300 Lannion, France et GTO Télécommunications Optiques, Télécom Paris, Institut Polytechnique de Paris, 91120 Palaiseau, France, jannik.ehlert@exfo.com*

<sup>2</sup>*EXFO Optics, 4 rue Louis de Broglie, 22300 Lannion, France, alain.mugnier@exfo.com*

<sup>3</sup>*GTO Télécommunications Optiques, Télécom Paris, Institut Polytechnique de Paris, 91120 Palaiseau, France et Center for High Technology Materials, University of New Mexico, NM87106, USA, grillot@telecom-paris.fr*

*Mots clés : laser à cavité externe, intégration expérimentale, puce à semi-conducteur, boîtes quantiques*  
*Key words: external cavity laser, experimental integration, semiconductor gain chip, quantum dots*

## **Résumé**

Nous avons intégré une puce à gain à boîtes quantiques dans une configuration de laser accordable à cavité externe, un laser couramment utilisé pour les tests de composants optiques passifs. Dans cette contribution, nous montrons le processus d'intégration d'une puce à boîtes quantiques dans un laser accordable et sa caractérisation expérimentale. Une accordabilité de 174 nm a été réalisée, incluant la bande O de télécommunication et des longueurs d'onde plus basses. Nous présentons d'abord en détail la mise en forme du faisceau lumineux hautement dissymétrique issu de la puce et la structure de la cavité externe à double filtrage. Ensuite, les performances du laser sont présentées sur la base des deux niveaux d'effet laser des boîtes quantiques (état fondamental et état excité) et les implications que cela a sur le courant de seuil, la plage d'accordabilité en longueur d'onde et la puissance de sortie. En outre, le bruit d'intensité a été mesuré.

## **Abstract**

We have integrated a quantum dot gain chip in an external cavity tunable laser setup, a laser commonly used for passive optical component testing. In this contribution, we show the integration process of a quantum dot gain chip into a tunable laser and its experimental characterization. A tunability of 174 nm has been achieved including the telecommunication O-band and lower wavelengths. First, we present in detail the beam shaping of a highly dissymmetric light beam and the double filtering external cavity structure. Second, the laser performances are presented based on two quantum dot lasing levels (ground state and excited state) and what implications this has on the threshold current, the wavelength tunability range, and the output power. Furthermore, the intensity noise has been measured.

## **1 Introduction**

Les sources laser largement accordables sont très utiles pour beaucoup d'applications telles que la spectroscopie ou la caractérisation des composants passifs [1]. Les diodes laser à cavité externe constituent une solution de choix pour ces sources laser. Dans ce cas, le laser accordable comprend une puce à semi-conducteur et une cavité externe qui produit un retour optique filtré spectralement. Au voisinage de la bande O de télécommunication optique, la plage spectrale maximale d'un tel laser commercialisé aujourd'hui s'étend de 1240 à 1380 nm avec une puissance typique de 10 mW pour la bande O (1260 – 1360 nm) [2].

De nombreuses études ont démontré la supériorité d'un laser solitaire à boîtes quantiques par rapport à un laser à puits quantiques concernant plusieurs caractéristiques [3]. Dans l'objectif d'élargir la bande d'accordabilité dans cette bande spectrale et d'augmenter la puissance émise, nous avons opté pour l'intégration d'une nouvelle technologie pour la zone active, celle des boîtes quantiques.

Pour un tel laser accordable, la facette arrière de la puce de gain est complètement réfléchissante tandis que l'autre possède un traitement antireflet combiné à une courbure du guide d'onde en son extrémité, ce qui permet d'empêcher l'émission laser en l'absence de retour optique. Un laser peut alors être créé en ajoutant une cavité externe de quelques centimètres de longueur qui permet de réaliser un retour optique filtré spectralement et recouplé dans ce guide d'onde.

## 2 Intégration d'une puce à boîtes quantiques dans une cavité externe

### 2.1 Choix d'une puce à boîte quantique

Même si dans les années 2000 un projet de recherche au niveau européen sur les sources semi-conductrices pour les lasers accordables a été mené [4], 15 ans après, il n'y a pas à notre connaissance ce type des puces à boîtes quantiques disponibles sur le marché émettant dans la bande C de télécommunication optique. De ce fait, nous avons choisi une puce<sup>1</sup> qui couvre la majorité de la bande O et qui permet aussi une émission à des longueurs d'onde voisines plus basses. Deux photos de cette puce montée sur une base AlN sont présentées à la figure 1.



Figure 1 : Deux photos de la même puce à boîtes quantiques sur une embase AlN (vue de dessus à gauche, vue de devant à droite).

### 2.2 Spectre d'émission de la puce

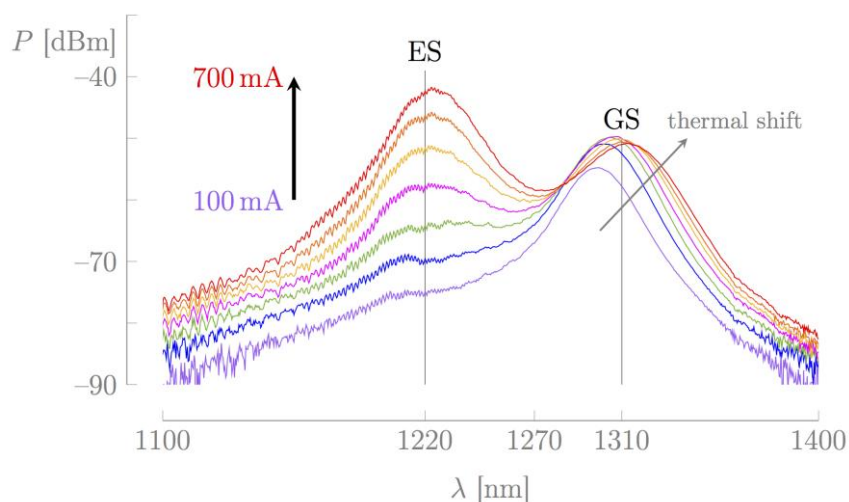


Figure 2 : Spectres d'émission spontanée de la puce en fonction du courant.

Grâce à deux niveaux d'émission dans la puce à boîtes quantiques, celle-ci émet de la lumière sur une large bande en longueur d'onde en mode d'émission spontanée amplifiée (ASE). La figure 2 montre le spectre d'ASE

<sup>1</sup> Puce du fournisseur Innolume GmbH, Allemagne, avec une plage en longueurs d'onde centrée à 1270 nm, référence GC-1270-130-CoC-200-B.

mesuré en sortie de puce en fonction du courant appliqué. Le signal optique a été capté par une fibre monomode située à une distance de 2 mm de la face de sortie et mesuré avec une résolution spectrale de 2 nm. L'émission typique pour des sources à boîtes quantiques consiste en l'état fondamental (GS, *ground state*) à bas courant, à laquelle s'ajoute l'émission de l'état excité (ES, *excited state*) à fort courant. En augmentant le courant, il est attendu qu'on observe un décalage thermique vers le rouge pour l'état fondamental comme indiqué sur la figure 2 [5].

### 2.3 Collimation du faisceau et montage de la cavité externe

La configuration Littman-Metcalf est une configuration établie pour les lasers accordables et elle est utilisée pour le laser accordable EXFO T100S-HP, produit commercial intégrant une puce semi-conductrice à puits quantiques [1, 2, 6, 7]. Dans le but de pouvoir comparer au mieux notre nouveau laser comprenant la puce à boîtes quantiques à ce précédent laser, nous avons gardé le plus possible les composants optiques dans la cavité.

La cavité nécessite un faisceau collimaté relativement circulaire, un système spécifique de mise en forme du faisceau a donc été conçu. La puce semi-conductrice à boîtes quantiques utilisée présente une forte anisotropie de divergence du faisceau émis. La solution retenue de mise en forme utilise deux lentilles acylindriques réalisant la collimation pour chacun des deux plans transverses, respectivement parallèle et perpendiculaire à la jonction *pn* de la puce. Avec des lentilles standard disponibles, une simulation de propagation réalisée avec le logiciel OpticStudio prévoit une valeur optimale de transmission de 73% lors du recouplage avec le guide après un aller-retour dans la cavité (figure 3).

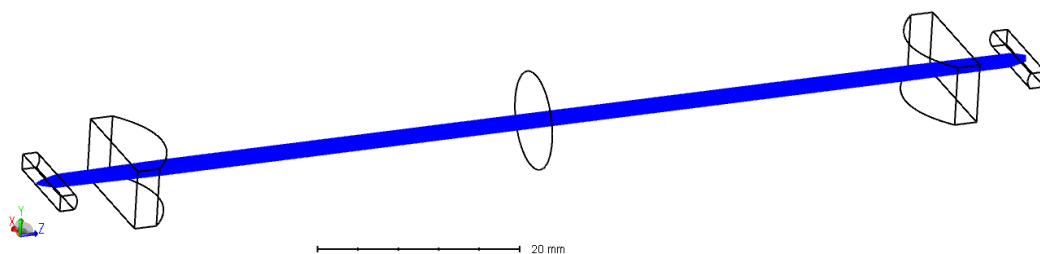


Figure 3 : Simulation du système de collimation et recouplage avec le logiciel OpticStudio de Zemax

Dans un premier temps, les lentilles de ce système de mise en forme du faisceau ont été alignées dans les six degrés de liberté (trois en translation, trois en rotation) afin de collimater le faisceau au mieux en mode ASE, c'est-à-dire sans retour optique. Ensuite, les composants optiques de la cavité (séparateur de faisceau, réseau de diffraction et miroir tournant) ont été placés pour former la cavité externe. Un schéma de principe de cette cavité est présenté à la figure 4.

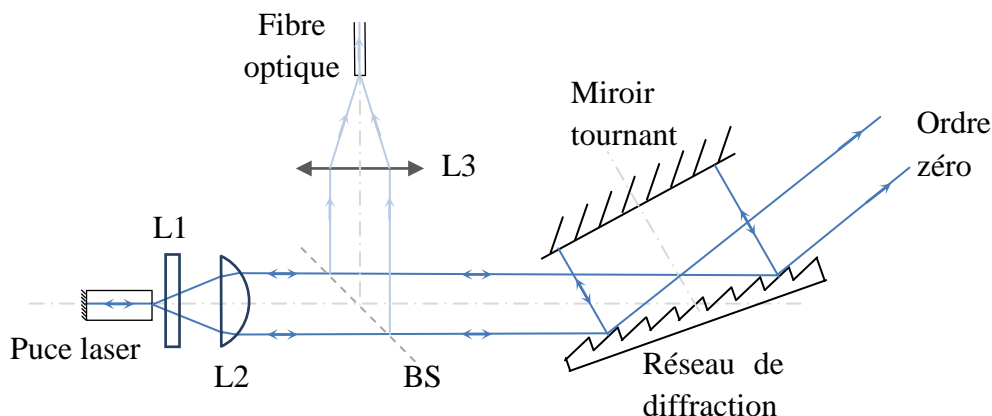


Figure 4 : Schéma de principe du laser accordable réalisant incluant les lentilles de collimation L1 et L2, le système d'extraction de la puissance BS, la lentille L3 de couplage dans la fibre.

La fonction de filtrage spectral de la cavité dépend des conditions de fonctionnement du réseau de diffraction et de la taille du faisceau collimaté incident. Dans une configuration Littman-Metcalf et en supposant un profil de

faisceau gaussien dans le plan de dispersion, le coefficient de recouplage normalisé  $C$  avec le guide après un aller-retour de la cavité est donné par l'équation suivante en fonction du désaccord en longueur d'onde  $\delta\lambda$  par rapport à la longueur d'onde de recouplage optimal [8]

$$C(\delta\lambda) = e^{-\left(\frac{z f_h \delta\lambda}{w_{0h} \Lambda \cos \theta_i}\right)^2} \quad (1)$$

où  $f_h$  = longueur focale de la lentille L2 de collimation utilisée dans le plan horizontal  
 $w_{0h}$  = rayon de faisceau au niveau de la puce dans le plan horizontal  
 $\Lambda$  = pas du réseau de diffraction  
 $\theta_i$  = angle d'incidence sur le réseau de diffraction

Pour le montage réalisé, la largeur à mi-hauteur de cette fonction de filtrage est évaluée à 109 pm à la longueur centrale de la bande d'accordabilité (1260 nm). Cette valeur est à mettre en regard avec l'intervalle spectral libre (ISL) de la cavité égal à 15,4 pm pour cette même longueur d'onde.

Dans ces conditions, nous avons démontré expérimentalement la pertinence du mécanisme d'accordabilité intégrant la puce à boîtes quantiques.

### 3 Caractérisation du laser accordable à cavité externe

Intégrée dans notre cavité externe et avec un faisceau collimaté, le comportement spectral de l'ASE de la puce à boîtes quantiques avec ses deux niveaux d'émission (GS et ES) se retrouve dans l'évolution de la puissance maximale émise en espace libre en sortie de la cavité laser ainsi que dans celle du courant de seuil en fonction de la longueur d'onde émise (figure 5). La plage d'accordabilité maximale du laser couvre 174 nm (1176 nm – 1350 nm) et la puissance de sortie en espace libre excède 49 mW sur 160 nm (de 1180 nm à 1340 nm) avec une valeur maximale de 113 mW obtenue à 1220 nm. Même avec un courant de seuil assez élevé, nous avons pu obtenir une accordabilité jusqu'à 1180 nm ce qui est 20 nm plus bas en longueur d'onde que précisé dans les spécifications de la puce par le fournisseur.

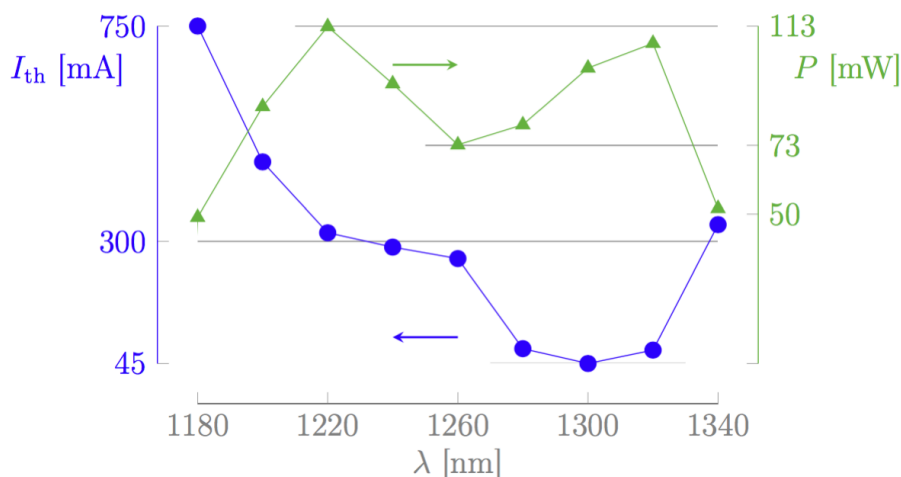


Figure 5 : Evolution spectrale du courant de seuil (cercles bleus) et de la puissance laser en espace libre à  $I = 800$  mA (triangles verts).

Pour la première lentille L1 des deux lentilles acylindriques qui permet de collimater le faisceau dans le plan vertical, nous avons testé deux composants issus de fournisseurs différents, une lentille du fournisseur *Doric Lenses Inc.* et une seconde fabriquée par *LIMO GmbH*. Alors que les résultats de simulation indiquent un recouplage du retour optique dans le guide d'onde légèrement meilleur avec la lentille de *Doric*, expérimentalement, elle permet d'obtenir une puissance maximale de 82 mW en sortie en espace libre, ce qui est seulement 76 % de la puissance maximale (108 mW) atteinte avec la lentille du fournisseur *LIMO* pour la même longueur d'onde du laser à 1300 nm. Nous attribuons cette différence à l'absence de traitement anti-reflet pour la lentille *Doric*. La figure 6 montre l'évolution de la puissance de sortie en fonction du courant pour ces deux lentilles où la courbe verte est celle obtenue avec la lentille *Doric* et la bleue avec la lentille *LIMO*.

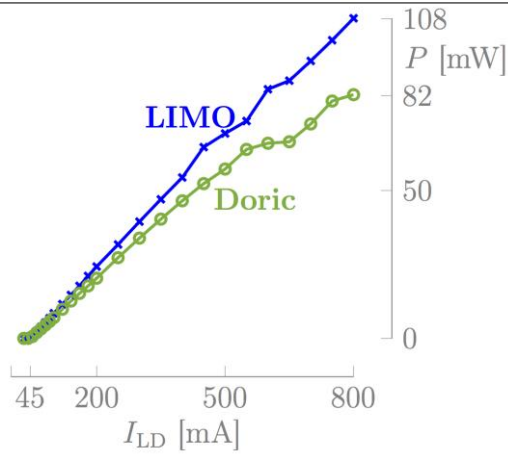


Figure 6 : Caractéristique puissance-courant du laser avec une première lentille de collimation sans traitement anti-reflet (courbe verte) et avec (courbe bleue).

Alors qu'une accordabilité large bande à forte puissance a été démontrée auparavant pour un laser à cavité externe comprenant une structure à boîtes quantiques [9], la puce utilisée ici a permis d'aller plus loin dans la bande O. La figure 7 montre des spectre optiques complets où le laser a été accordé tous les 20 nm. Le signal a été capté avec un collimateur fibré placé sur l'ordre zéro du réseau de diffraction. Le spectre obtenu pour une émission laser à 1180 nm (courbe violette) présente un niveau significatif d'ASE, particulièrement autour de 1220 nm.

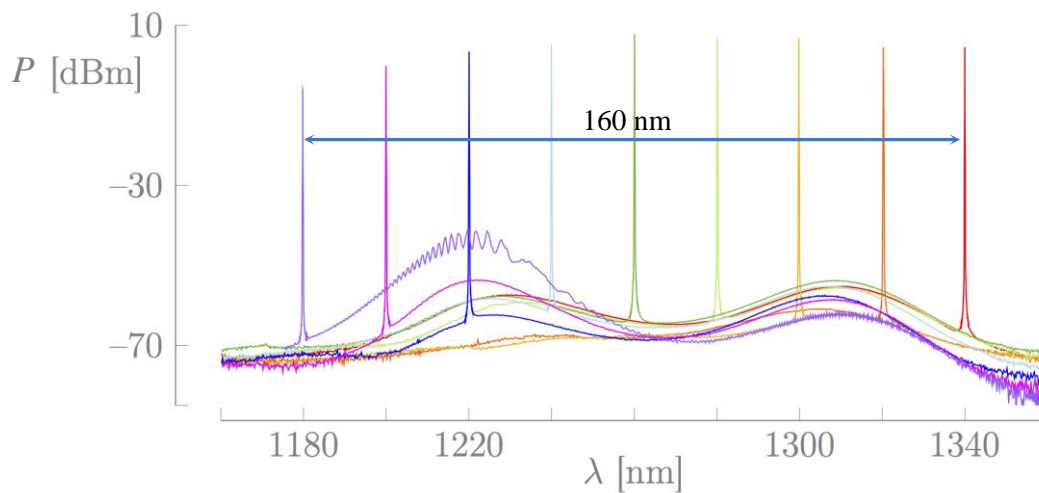


Figure 7 : Spectres d'émission du laser mesurés sur l'ordre zéro du réseau de diffraction

#### 4 Mesures de bruit

Ce laser a également l'avantage d'avoir une sortie fibrée permettant grâce à la dispersion angulaire induite par le double passage sur le réseau de diffraction de filtrer efficacement le bruit optique associé à l'émission spontanée du laser. Ce résultat est mis en évidence par la figure 8 : La courbe bleue est le spectre optique normalisé capté par un collimateur à l'ordre zéro du réseau de diffraction tandis que la courbe verte est ce spectre normalisé mesuré sur la sortie principale après couplage dans une fibre optique monomode avec la lentille L3 (sortie fibre du laser). Le ratio entre le signal et l'émission spontanée de la source (STSSER, *Signal to Total Source Spontaneous Emission Ratio*) est déjà relativement bas pour la sortie associée à l'ordre zéro et s'élève à 0,09 %. Le STSSER est nettement amélioré après avoir été filtré spectralement par la sortie fibrée et s'élève à 0,0049 %. Pour une résolution de mesure de 20 pm, ce filtrage permet d'atteindre pour un écart de 3 nm environ à la longueur d'onde laser une différence de niveau supérieure à 80 dB de différence entre le signal laser et l'émission spontanée résiduelle.

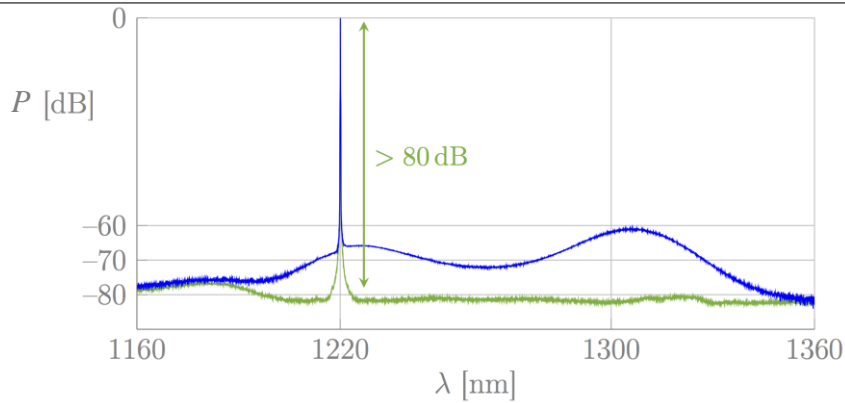


Figure 8 : Spectres optiques normalisés mesurés sur la sortie associée à l'ordre 0 (courbe bleue) et sur la sortie fibre (courbe verte) pour une émission laser à 1220 nm.

Nous avons par ailleurs investigué le bruit d'intensité de ce nouveau laser accordable. Les principales contributions sont celles associées aux battements du mode principal avec les modes latéraux du laser. Le niveau de ces pics de battement est minimisé en optimisant la position spectrale du mode laser par rapport à la fonction de filtrage de la cavité. La figure 9 montre le bruit d'intensité relatif (RIN) de ce laser à 1300 nm pour un courant de  $1,11 \times I_{th} = 50$  mA ce qui est comparable à une étude précédente de Detoma *et al.* [10]. Le RIN a été mesuré avec un analyseur de spectre électrique allant jusqu'à 26,5 GHz (Rohde & Schwarz FSW26) et une photodiode présentant une bande passante de 10 GHz (Discovery Semiconductors DSC-R402) à  $-3$  dB. Le premier pic du spectre de bruit d'intensité correspond au battement entre le mode principal du laser et les deux premiers modes latéraux situés de part et d'autre, sa fréquence est égale à l'ISL de la cavité, soit 2,8 GHz dans ce cas. Deux autres pics peuvent être identifiés dans notre bande passante de détection, respectivement à 5,56 GHz et 8,28 GHz, ces fréquences correspondent à des harmoniques de celle du premier pic et résultent principalement du battement du mode principal avec les modes latéraux d'ordre supérieur (situés respectivement à  $\pm 2$  ISL et  $\pm 3$  ISL). La structure fine de double pic observée en particulier sur le premier pic de battement est due aux fréquences d'oscillation petit signal [10].

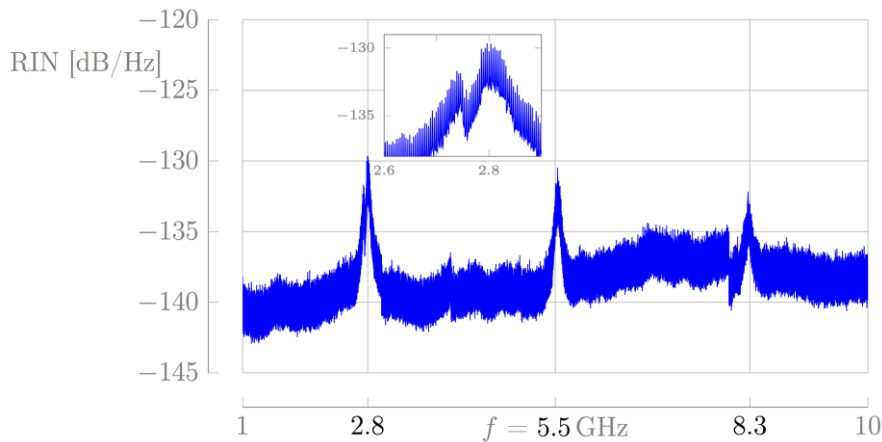


Figure 9 : RIN à 1300 nm et  $1,11 \times I_{th}$

## 5 Conclusions et perspectives

Pour la première fois, un laser continûment et largement accordable couvrant la plupart de la bande O de télécommunication optique a été démontré avec une puce à boîtes quantiques. Une plage d'accordabilité de 174 nm (1176 nm–1350 nm) a été obtenue. La configuration Littman-Metcalf de ce laser accordable inclut un système de filtrage spectral permettant d'obtenir un très faible niveau d'émission spontanée sur une sortie fibrée. Grâce aux deux niveaux confinés des boîtes quantiques, une large bande d'accordabilité a été obtenue à fort courant (800 mA). Avec une telle configuration, il est possible d'envisager une accordabilité continue sans saut de mode sur toute la plage en ajustant la position de l'axe de rotation du miroir. En améliorant le système de mise en forme du faisceau, les pertes intracavité pourraient être réduites pour extraire davantage de puissance.

---

## Références bibliographiques

- [1] B. Mroziejcz, *Opto-Electron. Rev.*, 16(4), p. 347, 2008.
- [2] EXFO Inc., “Fiche technique T100S-HP”, 2020.
- [3] C. Shang *et al.*, *ACS Photonics*, 8(9), p. 2555, 2021.
- [4] CORDIS European Commission project BIGBAND, 2005.
- [5] Z. Bakonyi *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron.*, 39(11), p. 1409, 2003.
- [6] K. Liu et M.G. Littmann, *Opt. Letters*, 6(3), p. 117, 1981.
- [7] C. Ye, *Tunable External Cavity Diode Lasers*, World Scientific, 2004.
- [8] A. Godard, thèse de doctorat, Université Paris Sud, 2003.
- [9] K. Fedorova *et al.*, *Opt. Express*, 18(18), p. 19438, 2010.
- [10] E. Detoma *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron.*, 41(2), p. 171, 2005.

---

## **Passive mode locking of MIR QCLs using graphene as a saturable absorber**

---

*A. Outafat<sup>1,2</sup>, S. Faci<sup>1</sup>, E. Richalot<sup>2</sup>, S. Protat<sup>2</sup>, C. Algani<sup>1</sup>*

*1. Univ Gustave Eiffel, CNRS, CNAM, ESYCOM, 292 Rue Saint-Martin, 75003 Paris*

*2. Univ Gustave Eiffel, CNRS, ESYCOM, F-77454 Marne-la-Vallée, France.*

---

*Mots clés (en français et en anglais) :*

*Laser à cascade quantique, Verrouillage de modes, Absorption saturable, Graphène.*

*Quantum Cascade Laser, Modelocked Laser, Saturable absorption, Graphene.*

---

### **Résumé/Abstract**

Le verrouillage de modes de laser à cascade quantique (QCLs) est l'un des grands challenges à cause du faible temps de recouvrement de gain comparé aux lasers à semiconducteur. Ainsi, l'utilisation des techniques conventionnelles comme un absorbant saturable à base de matériaux semiconducteurs n'est pas une solution efficace. Dans cette communication, nous proposons l'étude d'une telle structure en intégrant une couche de graphène qui possède un temps de relaxation très court devant la largeur des impulsions générées et possède une intensité de saturation inférieure aux autres absorbants saturables. Les résultats de simulation avec la méthode FDTD ont permis de démontrer le verrouillage de modes passif de QCL moyen infrarouge.

Passive mode locking in quantum cascade lasers (QCLs) is one of great challenges because of the ultrafast relaxation time of QCL compared to conventional semiconductor lasers. Thus, the use of conventional saturable absorber as Semiconductor saturable-absorber mirror (SESAM) is not the best solution for QCLs mode locking. The study proposed in this paper concerns the use the single-layer graphene as a saturable absorber. The relaxation time in graphene is very fast compared to the pulse width and relaxation time of QCL and its saturation intensity is low compared to other saturable absorbers. The use of graphene with high reflection mirror allows to increase the internal electric field which easily reaches the graphene saturation level.

### **1 Introduction**

Demonstrated for the first time in 1994 at bell labs [1], the QCL structure is based on multiple quantum wells (QW) with radiative transition appearing between two energy levels in the conduction band. This radiative transition is repeated N times and allow photon emission at energy much lower than traditional lasers can offer. QCL can operate from Mid-Infrared (MIR) to Far-Infrared (FIR) spectral region depending upon the number of QW periods and the used materials. Short pulses generation from MIR QCL in the spectral range 3 – 12  $\mu\text{m}$  is one of the huge challenges since its first demonstration until today, because of its fast gain recovery time of a few picoseconds compared to the roundtrip time of 40-60 ps for a 2-3 mm laser cavity length. Mode locking is a method used to synchronize the cavity longitudinal modes either by passive [2] or active [3], [4] techniques. In this work, we study the passive mode locking MIR QCL ability by integrating a single-layer graphene as a saturable absorber. The light-matter interaction within the laser active region is described by the two-level Maxwell-Bloch equations and within the graphene layer by the Maxwell-Ampere equation. These equations are solved using the Finite-Difference Time-Domain (FDTD) method [5]. In previous works dealing with FDTD method applied to simulate passive mode locking of photonic structure integrating graphene, the thickness of graphene is considered as a single spatial step [6]. We use another efficient method for the graphene by considering a suitable method for a thin material layer [7]. We use for the simulation a 0.33nm-thickness graphene which is equivalent to a bilayer graphene thickness.



## 2 Structure Modeling

### 2.1 Quantum cascade laser

The QCL dynamic is considered with the tow-level atom system which describes the interaction between the light and nonlinear mater [8]. It is modeled by the coupled Maxwell's equations (1)-(2) and Bloch equation (3)-(5) as following:

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{N\mu}{\varepsilon T_2} \rho_a + \frac{N\mu\omega_0}{\varepsilon} \rho_b - l_0 E_z \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} = \omega_0 \rho_b - \frac{1}{T_2} \rho_a \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho_b}{\partial t} = -\omega_0 \rho_a - \frac{1}{T_2} \rho_b + 2 \frac{\mu E_z}{\hbar} \Delta \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Delta}{\partial t} = -2 \frac{\mu E_z}{\hbar} \rho_b - \frac{\Delta}{T_1} + I + D \frac{\partial^2 \Delta}{\partial z^2} \quad (5)$$

where  $E_z$  is the electric field,  $H_x$  is the magnetic field,  $l_0$  is the linear loss,  $\varepsilon$  is the dielectric constant,  $\mu_0$  is the vacuum permeability,  $\rho_a$  and  $\rho_b$  are the existence probability of an electron in state a and b respectively,  $a$  and  $b$  indexes correspond respectively to the ground and excited states,  $\mu$  is the electric dipole moment of a two-energy level atom,  $\Delta$  is the inversion population,  $T_1$  is the excited-state lifetime and  $T_2$  the dephasing time,  $\hbar$  is the reduced Planck constant,  $\omega_0$  is the atomic transition frequency,  $D$  is the dispersion coefficient and  $I$  is pumping ratio.

In this Maxwell-Bloch derivation, the light is propagates following the y-axis and the electric field has a linear polarisation following z-axis.

### 2.2 Graphene layer

The light interaction with graphene layer can be considered either by Maxwell-Block equations, continuity equations or Maxwell equations. We use Maxwell equations to describe this dynamic by considering a nonlinear conductivity to model the light intensity dependence. The relations that describe the interaction of light in graphene layer is given by:

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (6)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{2 n_s}{\varepsilon \eta_0} \sigma(I) E_z \quad (7)$$

Following the Drude model and the frequency value in MIR range, the conductivity ansatz is given as function of the absorption by [6]

$$\sigma(I) \approx \frac{2n_s}{\eta_0} \alpha(I) \quad (8)$$

with  $n_s$  is the refractive index of the graphene and  $\eta_0$  is the wave impedance.

The nonlinear absorption of a saturable absorber is composed of linear and nonlinear terms. The linear term is called non saturable absorption  $\alpha_{ns}$  and is estimated to be 70% in single-layer graphene. The nonlinear term which is referred by saturable absorption  $\alpha_s$  describe the maximum absorption or unsaturated losses. It is close to 13% in single-layer graphene in MIR wavelengths. Then, the nonlinear absorption is intensity dependence and is defined following the two absorption terms by

$$\alpha(I) = \alpha_{ns} + \frac{\alpha_s}{1 + \frac{I}{I_s}} \quad (9)$$

where  $I$  is the light intensity and  $I_s$  represents the saturation intensity of graphene estimated to be around  $0.2 \text{ MW cm}^{-2}$  at  $10 \text{ }\mu\text{m}$  wavelength [9].

Then, we replace the conductivity term in equation (7) to build the nonlinear electric field dynamic in single-layer graphene as:

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{2 n_s}{\varepsilon \eta_0} \left( \alpha_{n_s} + \frac{\alpha_s}{1 + \left(\frac{E_z}{E_s}\right)^2} \right) E_z \quad (10)$$

### 3 Discretization of light-Mater equations for FDTD

The resolution of the differential equations is obtained with the finite-difference time-domain method. This method is based on Yee's scheme [10], [5] and can be applied to various complex structures. Recently, FDTD was used to simulate the dynamic of passive mode locking of a telecom diode laser [6] and a THz frequency comb QCL. The principle of this method consists of the discretization of space domain in multiple grids with a step  $\Delta y$  and time domain computation each  $\Delta t$ . The electric field is computed at  $n \Delta t$  points while Bloch equations and the magnetic field are computed at  $(n + 1/2) \Delta t$  points, with  $n$  is an integer. The implementation of this method is simpler with the weakly coupling approach where the Maxwell-Ampère equation (2) and Bloch equations (3)-(5) are separated in time [10]. This configuration is suitable for explicit scheme and the obtained results are similar to the one obtained with the heavy coupling method for the 1D-FDTD method.

The spatial and time steps are important parameters to guarantee the convergence and the stability of FDTD. A small value of  $\Delta y$  induces a strong hardware resource and a large value affects the convergence. The spatial step is determined from the light wavelength and fixed here to  $\frac{\lambda}{200}$ . The QCL wavelength is 6.2 $\mu\text{m}$  which give the spatial step  $\Delta y = 31 \text{ nm}$ .

The time step is determined from the Courant number stability following the form  $\Delta t \leq \frac{\Delta y}{c}$ , with  $c$  is the light speed in vacuum. We fixe this condition to the maximum limit.

#### 3.1 Quantum cascade laser

The discretised Maxwell-Bloch equations for QCL are then:

$$H_{x_{m+\frac{1}{2}}}^{n+\frac{1}{2}} = H_{x_{m+\frac{1}{2}}}^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta y} (E_{z_{m+1}}^n - E_{z_m}^n) \quad (11)$$

$$E_{z_m}^{n+1} = E_{z_m}^n - \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta y} \left[ H_{x_{m+\frac{1}{2}}}^{n+\frac{1}{2}} - H_{x_{m-\frac{1}{2}}}^{n+\frac{1}{2}} \right] - \frac{\Delta t N \mu}{\varepsilon T_2} \rho_{a_m}^{n+\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t N \mu \omega_0}{\varepsilon} \rho_{b_m}^{n+\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t l_0}{2} (E_{z_m}^{n+1} + E_{z_m}^n) \quad (12)$$

$$\rho_{a_m}^{n+\frac{1}{2}} = \rho_{a_m}^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{2 T_2} \left[ \rho_{a_m}^{n+\frac{1}{2}} + \rho_{a_m}^{n-\frac{1}{2}} \right] + \frac{\Delta t \omega_0}{2} \left[ \rho_{b_m}^{n+\frac{1}{2}} + \rho_{b_m}^{n-\frac{1}{2}} \right] \quad (13)$$

$$\rho_{b_m}^{n+\frac{1}{2}} = \rho_{b_m}^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t \omega_0}{2} \left[ \rho_{a_m}^{n+\frac{1}{2}} + \rho_{a_m}^{n-\frac{1}{2}} \right] - \frac{\Delta t}{2 T_2} \left[ \rho_{b_m}^{n+\frac{1}{2}} + \rho_{b_m}^{n-\frac{1}{2}} \right] + \frac{\Delta t \mu}{\hbar} E_{z_m}^n \left[ \Delta_m^{n+\frac{1}{2}} + \Delta_m^{n-\frac{1}{2}} \right] \quad (14)$$

$$\Delta_m^{n+\frac{1}{2}} = \Delta_m^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t \mu}{\hbar} E_{z_m}^n \left[ \rho_{b_m}^{n+\frac{1}{2}} + \rho_{b_m}^{n-\frac{1}{2}} \right] - \frac{\Delta t}{2 T_1} \left[ \Delta_m^{n+\frac{1}{2}} + \Delta_m^{n-\frac{1}{2}} \right] + \Delta t I + \frac{\Delta t}{\Delta y^2} D \left[ \Delta_{m+1}^{n-\frac{1}{2}} - 2 \Delta_m^{n-\frac{1}{2}} + \Delta_{m-1}^{n-\frac{1}{2}} \right] \quad (15)$$

where the index  $m$  refers to the spatial location and the index  $n$  refers to the time step.

#### 3.2 Graphene

The single-layer graphene consists of a one atom thick carbon layer. This thickness is very small compared to the spatial step  $\Delta y$ . To consider this thin layer, we use Maloney's method [11]. In this method, the thickness of graphene is limited in a cell portion  $d = \frac{L_g}{\Delta y}$  and the rest of the cell is filled by  $\text{SiO}_2$ . This hybrid cell is followed by the Bragg grating as described in Figure 1. The conductivity  $\sigma_M$  of the graphene in the occupied cell part is given by:

$$\sigma_M(I) = d \sigma(I) \quad (16)$$

The permittivity of graphene layer depends also on its thickness as:

$$\varepsilon_M = \varepsilon_0 \varepsilon_{SiO_2} (1 - d) + \varepsilon_0 \sqrt{n_s} d \quad (17)$$

with  $\varepsilon_{SiO_2}$  the relative permittivity of graphene.

From (10) and (12) we can write:

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_M} \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{2 d n_s}{\varepsilon_M \eta_0} \left( \alpha_{n_s} + \frac{\alpha_s}{1 + \left(\frac{E_z}{E_s}\right)^2} \right) E_z \quad (18)$$

The equations (6) and (18) are resolved by the classical FDTD method. The computation of the magnetic field at time step  $\left(n + \frac{1}{2}\right) \Delta t$  requires the old value at time step  $\left(n - \frac{1}{2}\right) \Delta t$  and the known electric field at time step  $n \Delta t$ . This computation for the magnetic field is made for a spatial point  $m + \frac{1}{2}$  and is given by (19). The electric field determined at time step  $(n + 1) \Delta t$  requires the old electric field value at time step  $n \Delta t$  and the magnetic fields at time steps  $\left(n - \frac{1}{2}\right) \Delta t$  and  $\left(n + \frac{1}{2}\right) \Delta t$ . However, the electric field at the right-side of expression (18) is considered by the mean value at these time steps. This computation is made for a spatial point  $m$ . The discretization of Maxwell equations is thus:

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}_{m+\frac{1}{2}} = H_x^{n-\frac{1}{2}}_{m+\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta y} [E_z^n_{m+1} - E_z^n_m] \quad (19)$$

$$E_z^{n+1}_m = \frac{1}{B} \left[ E_z^n_m A - \frac{\Delta t}{\varepsilon_M \Delta y} \left( H^{n+\frac{1}{2}}_{m+\frac{1}{2}} - H^{n-\frac{1}{2}}_{m-\frac{1}{2}} \right) \right] \quad (20)$$

where  $A = 1 - \frac{\Delta t d n_s}{\varepsilon_M \eta_0} \left[ \alpha_{n_s} + \alpha_s \left( 1 + \frac{\left(\frac{E_z^n_m + E_z^{n+1}_m}{2}\right)^2}{E_s^2} \right)^{-1} \right]$  and

$$B = 1 + \frac{\Delta t d n_s}{\varepsilon_M \eta_0} \left[ \alpha_{n_s} + \alpha_s \left( 1 + \frac{\left(\frac{E_z^n_m + E_z^{n+1}_m}{2}\right)^2}{E_s^2} \right)^{-1} \right]$$

The squared electric field in expression (20) in terms  $A$  and  $B$  make an indirect resolution with FDTD. Then, it is more suitable to use an additional method like predictor-corrector scheme to resolve the expression. We adopt the fixed-point method to determine the unknown electric field. This method is based on an iterative scheme suitable for solving nonlinear equations by numerical approximation of the root without need to a derivative function [12]. The expression (20) is discretised following the form

$$x = f(x) \quad (21)$$

where  $x$  is the solution or the root of the function  $f(x)$  which can be written as:

$$x = \frac{C}{D} E_m^n - \frac{\Delta t}{\varepsilon_M D \Delta y} \left[ H^{n+\frac{1}{2}}_{m+\frac{1}{2}} - H^{n-\frac{1}{2}}_{m-\frac{1}{2}} \right] \quad (22)$$

where  $C = 1 - \frac{d \Delta t n_s}{\varepsilon_M \eta_0} \left[ \alpha_{n_s} + \frac{\alpha_s}{1 + \left(\frac{E_m^n + x}{2E_s}\right)^2} \right]$  and  $D = 1 + \frac{d \Delta t n_s}{\varepsilon_M \eta_0} \left[ \alpha_{n_s} + \frac{\alpha_s}{1 + \left(\frac{E_m^n + x}{2E_s}\right)^2} \right]$

## 4 Simulation results

Figure 1 represents the structure of passive mode locking of MIR QCLs using graphene as a saturable absorber. The total length of the laser cavity is 2.6 mm, the single-layer graphene and the high reflecting mirror are positioned to the one facet to create a saturable absorber mirror integrating graphene (GSAM). This high reflecting mirror is composed by 7 layers interleaving high refractive index ( $PbSe$ ) layer and low refractive index ( $BaF_2$ ) layer where the thickness of each layer has been fixed to quarter of a  $6.2 \mu\text{m}$ -wavelength. This structure is similar to the one given in [6] where a thin  $SiO_2$  layer is used for graphene deposition with chemical vapor deposition technique [13].

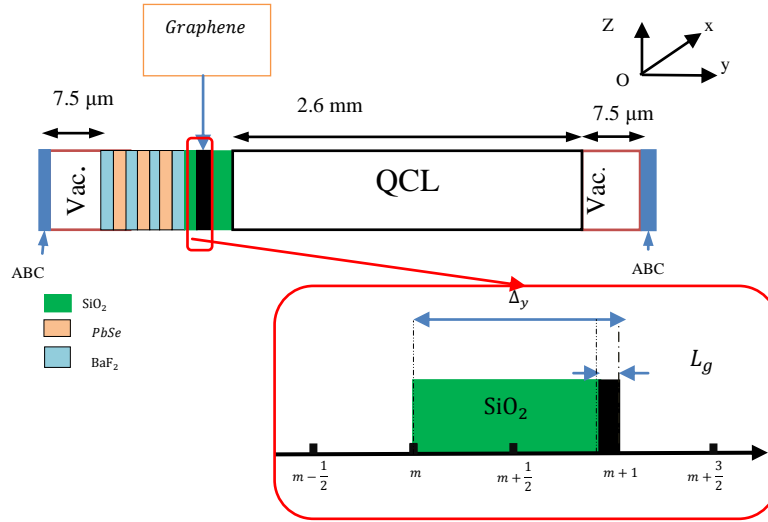


Figure 1: QCL 1-D structure integrating graphene and Bragg reflector.

The simulation parameter of graphene is summarized in Table 1. We used a QCL topology based on a diagonal transition with physical parameters similar to those given in [4]. In this structure, the upper and lower state wave functions are spatially localized in different regions and then the electron depopulation process is performed diagonally. The longitudinal relaxation time is high and close to 50 ps which is of the order of the round-trip time of the 3mm length laser cavity. For the FDTD simulation, we fix  $\Delta y = 31 \text{ nm}$  and  $\Delta t = 10.33 \text{ fs}$  to satisfy the Courant stability condition.

Parameters	Symbol	Value
Saturation intensity	$I_s \left( \frac{MW}{cm^{-1}} \right)$	0.2
Saturable loss	$\alpha_s (m^{-1})$	$2.32 \cdot 10^7$
Non-saturable loss	$\alpha_{ns} (m^{-1})$	$2.09 \cdot 10^6$

Table 1: Main parameters used in simulation

## 5 Simulation results

Fig. 2 shows the simulation results after 200 round-trips of a passive mode locking of MIR QCL using graphene as a saturable absorber. We observe the generation of an isolated pulse per round-trip time for a DC pumping rate of 1.1 times the threshold value. Without GSAM, the mode locking fails and the QCL generates the continuous waves. The presence of graphene layer has been favored the generation of stable pulses.

However, when the injection current is increased until 3 times threshold value, we can observe the apparition of a second pulse per round-trip. This second pulse is generated because of the Spatial Hole Burning occurring in such QCL structure where the gain recovery time is short compared to the round-trip time. In this case, the intensity of the side peaks of the laser pulse becomes strong and saturate the graphene absorption mechanism. We can notice the increase in the electric field level compared to the pumping condition near threshold.

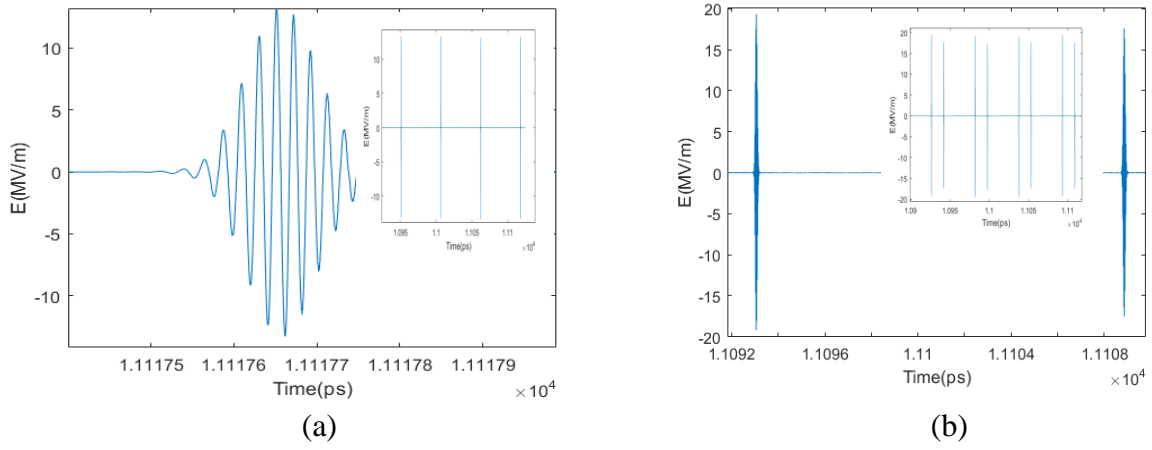


Figure 2: Time evolution of the electric field for pumping ratio (a) 1.1 and (b) 3 times the threshold value.

If we considered a vertical QCL structure characterized by a short longitudinal relaxation time of the order of picosecond, the gain recovery time is considerably small making the overlap with the short propagating pulses very weak. To analyze the effect of the longitudinal relaxation time on the mode locking behavior, we reduced  $T_1$  to 5 ps. In Figure 3, we represent the simulation results for the pumping rate  $a_p = 1.1$ . We can observe the presence of multiple pulse per round-trip because the output intensity of the QCL is higher than the saturation intensity of the graphene which is saturated several times per round-trip.

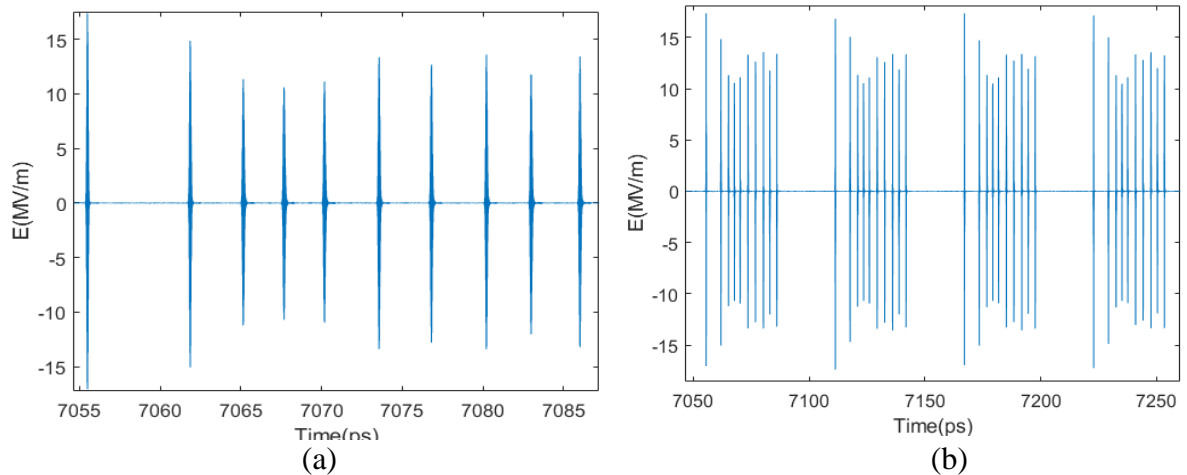


Figure 3 : Time evolution of the electric field for pumping ratio  $a_p = 1.1$  and  $T_1 = 5ps$  (a) single pulse and (b) a time window of the last 4<sup>th</sup> round-trips.

The overlap with pulse propagation and the QCL gain with short recovery time can be optimized with the length of the laser cavity. As it is known, the effect of the SHB is highly characterized with the level of DC pumping and the establishment of standing waves in the cavity. Thus, the length of the cavity is a non-negligible parameter that influences the laser dynamic. The round-trip time can be adjusted to limit the apparition of multiple pulses. For this, we have been tuned the cavity length to analyze this effect. Figure 4 represents the simulation results for pumping ratio  $a_p = 1.1$  and cavity length of 1.63 mm. We can observe a significant reduce in SHB effect compared to the 2.6 mm cavity length. The maximum electric field of the generated pulse is not affected by the cavity length but prevents the appearance of other pulses through GSAM saturable absorber.

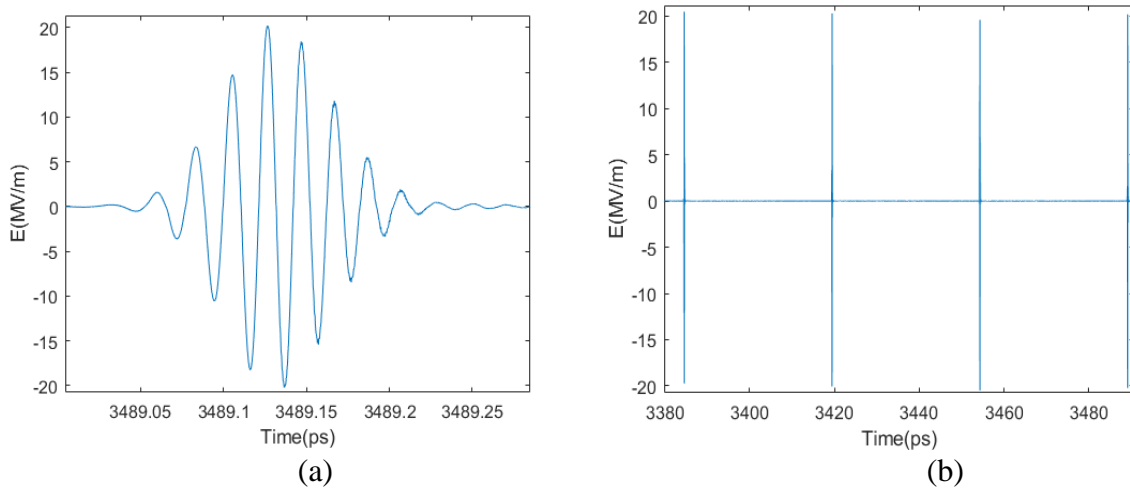


Figure 4: Time evolution of the electric field for pumping ratio  $\alpha_p = 1.1$ ,  $T_1 = 5\text{ps}$  and  $L=1.63\text{ mm}$  (a) isolated pulse and (b) a time window containing four pulses.

## 6 Conclusion

In this work, we demonstrated the ability of passive mode locking of MIR QCL by incorporating a single-layer graphene as a saturable absorber using the FDTD method. The QCL is modelled by Maxwell-Bloch equations and graphene by Maxwell's equation through a nonlinear conductivity. The use of a high reflection mirror associated with graphene allows to increase the internal electric field magnitude due to the interference of the incident and reflected light at the mirror side. We observed a stable mode locking with the generation of an isolated pulse per round-trip for a DC pumping rate lower than 3 times the threshold value for QCL structures having a diagonal transition ( $T_1 = 50\text{ps}$ ). Higher than this pumping rate, multiple pulses appear because they have reached the saturation intensity of the graphene. We simulated the QCL having a relaxation time  $T_1 = 5\text{ps}$  corresponding to vertical transition structures. The obtained results show the presence of multiple pulses for a DC pumping close to threshold. This is due to SHB effect which become more significant when the gain recovery time is small compared to the round-trip time. By reducing the length of the cavity to 1.63 mm, a stable mode locking has been obtained through GSAM saturable absorption. This analysis should be improved with the consideration of different physical parameters of graphene in MIR spectrum.

## Références bibliographiques

- [1] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho, "Quantum Cascade Laser," *Science* (80-. ), vol. 264, no. 5158, pp. 553–556, Apr. 1994, doi: 10.1126/science.264.5158.553.
- [2] E. P. Ippen, "Principles of passive mode locking," *Appl. Phys. B Laser Opt.*, vol. 58, no. 3, pp. 159–170, Mar. 1994, doi: 10.1007/BF01081309.
- [3] V.-M. Gkortsas *et al.*, "Dynamics of actively mode-locked Quantum Cascade Lasers," *Opt. Express*, vol. 18, no. 13, p. 13616, Jun. 2010, doi: 10.1364/oe.18.013616.
- [4] C. Y. Wang *et al.*, "Mode-locked pulses from mid-infrared Quantum Cascade Lasers," *Opt. Express*, vol. 17, no. 15, p. 12929, Jul. 2009, doi: 10.1364/oe.17.012929.
- [5] A. Taflove, S. C. Hagness, and M. Picket-May, "Computational Electromagnetics: The Finite-Difference Time-Domain Method," in *The Electrical Engineering Handbook*, Elsevier, 2005, pp. 629–670.
- [6] A. Mock, "Modeling Passive Mode-Locking via Saturable Absorption in Graphene Using the Finite-Difference Time-Domain Method," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 53, no. 5, pp. 1–10, Oct. 2017, doi: 10.1109/JQE.2017.2732399.
- [7] J. G. Maloney and G. S. Smith, "The efficient modeling of thin material sheets in the finite-difference time-domain (FDTD) method," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 40, no. 3, pp. 323–330, Mar. 1992, doi: 10.1109/8.135475.
- [8] R. W. Ziolkowski, J. M. Arnold, and D. M. Gogny, "Ultrafast pulse interactions with two-level atoms,"

- 
- Phys. Rev. A*, vol. 52, no. 4, pp. 3082–3094, Oct. 1995, doi: 10.1103/PhysRevA.52.3082.
- [9] F. T. Vasko, “Saturation of interband absorption in graphene,” *Phys. Rev. B*, vol. 82, no. 24, p. 245422, Dec. 2010, doi: 10.1103/PhysRevB.82.245422.
- [10] K. S. Yee, “Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell’s Equations in Isotropic Media,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 14, no. 3, pp. 302–307, May 1966, doi: 10.1109/TAP.1966.1138693.
- [11] J. G. Maloney and G. S. Smith, “The Efficient Modeling of Thin Material Sheets in the Finite-Difference Time-Domain (FDTD) Method,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 40, no. 3, pp. 323–330, Mar. 1992, doi: 10.1109/8.135475.
- [12] E. Dlala, A. Belahcen, and A. Arkkio, “A fast fixed-point method for solving magnetic field problems in media of hysteresis,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 44, no. 6, pp. 1214–1217, 2008, doi: 10.1109/TMAG.2007.916673.
- [13] D. Q. McNerny *et al.*, “Direct fabrication of graphene on SiO<sub>2</sub> enabled by thin film stress engineering,” *Sci. Rep.*, vol. 4, pp. 1–9, 2014, doi: 10.1038/srep05049.

# Liste des auteurs

- Algani Catherine, 113–120  
Attwood Nicholas, 70–77  
Beaudoin Grégoire, 31–35  
Begaud Xavier, 18, 19  
Belabas Nadia, 2, 3  
Berbineau Marion, 70–77  
Bidault Sebastien, 37  
Bonazzi Thomas, 97, 98  
Bouillaud H., 87–89  
Burokur Shah Nawaz, 9–17, 20–27  
Cacocciola Riccardo, 9–17  
Chomet Baptiste, 31–35, 97, 98  
Crouzier Marius, 38–42  
D’orazio Antonella, 28–30  
D. Gioia G., 87–89  
Dagens Béatrice, 38–42  
Del Hougne Philipp, 7  
Ding Shihao, 101–105  
Dong Bozhang, 101–105  
Dragomirescu Daniela, 59–67  
Dréau Anaïs, 4  
Ducournau G., 87–89  
Duroc Yvan, 54–58  
Ehlert Jannik F., 106–112  
Faci Salim, 113–120  
Faist Jerome, 97, 98  
Gacemi Djamal, 31–35, 97, 98  
Gallee François, 70–77  
Gatilova L., 87–89  
Gonçalves Licursi De Mello Rafael, 18, 19  
Grande Marco, 28–30  
Grillot Frédéric, 101–112  
Haddadi Kamel, 46–52  
Hillairet Julien, 78–86  
Hutu Florin, 54–58  
Kapsalidis Filippos, 97, 98  
Lassouaoui Tarik, 54–58  
Legrand Bernard, 90–95  
Lepage Anne Claire, 18, 19  
Lepetit Thomas, 20–27  
Liu Jiawen, 31–35  
Lopez Tanguy, 20–27  
Lopez Thomas, 38–42  
Loubet Gaël, 59–67  
Magno Giovanni, 28–30  
Marković Aleksandra, 90–95  
Mielec Nicolas, 9–17  
Mimoun Emmanuel, 9–17  
Mondal P., 87–89  
Monmayrant Antoine, 43–45  
Mugnier Alain, 106–112  
Nuno Carvalho, 68  
Outafat Amine, 113–120  
Pajusco Patrice, 70–77  
Pantzas Konstantinos, 31–35  
Petit Ronan, 46–52  
Pillonnet Gaël, 90–95  
Pradere Laetitia, 38–42  
Protat Stephane, 113–120  
Ratni Badreddine, 9–17  
Richalot Elodie, 113–120  
Rodriguez Etienne, 97, 98  
Roelens Y., 87–89  
Sagnes Isabelle, 31–35  
Sebbache Mohamed, 46–52  
Sidibe Alassane, 59–67  
Sirtori Carlo, 31–35, 97, 98  
Stockill Robert, 5  
Takacs Alexandru, 59–67  
Teissier Roland, 99  
Todorov Yanko, 31–35, 97, 98  
Treuttel M., 87–89  
Vacelet T, 87–89  
Vasanelli Angela, 31–35, 97, 98  
Villemaud Guillaume, 54–58  
Yam Vy, 38–42  
Zaknoune M., 87–89  
Zegaoui M., 87–89





## AVEC LE SOUTIEN DE :



INSTITUT DE FRANCE  
Académie des sciences



**FC EQUIPMENTS**  
LE BON PRODUIT AU BON MOMENT !



## COMITÉ NATIONAL FRANÇAIS DE RADIOÉLECTRICITÉ SCIENTIFIQUE UNION RADIO SCIENTIFIQUE INTERNATIONALE

**Siège social** : Académie des Sciences, 23 quai de Conti, Paris 6<sup>ème</sup>

**Site Internet** : <http://www.ursi-france.org>

**Adresse postale** : Alain Sibille, Secrétaire général d'URSI-France,

Telecom Paris, 19 place Marguerite Perey, F-91120 Palaiseau

Téléphone : + 33 1 75 31 93 13

Courriel : [contact@ursi-france.org](mailto:contact@ursi-france.org)

# Table of contents

<b>JS22_Actes.pdf</b>	<b>1</b>
<b>Quantum technologies and application</b>	<b>1</b>
Taming many modes or photons with integrated and fibered optics, Belabas Nadia	1
Single-photon emitters at telecom wavelengths in silicon, Dréau Anaïs . . . . .	4
Quantum Transduction for Networked Quantum Computation, Stockill Robert .	5
<b>Metamaterials and components, micro and nano-antenna, reconfigurability I</b>	<b>6</b>
Reaping The Full Potential of Artificial Intelligence for Programmable Metamaterials: The Example of Intelligent Computational Meta-Imaging, Del Hougne Philipp . . . . .	6
Métasurfaces pour les radômes : Camouflage de joints diélectriques, Cacocciola Riccardo [et al.] . . . . .	8
Réflecteur multibande à métamatériaux, Gonçalves Licursi De Mello Rafael [et al.]	17
Analyse circuit équivalent d'un absorbant radar à métasurface, Lopez Tanguy [et al.] . . . . .	19
Graphene and liquid crystal-based multifunctional 1D asymmetric cavity for tunable metasurfaces., Magno Giovanni [et al.] . . . . .	27
Fast and sensitive THz detector based on miniaturized optomechanical resonator, Liu Jiawen [et al.] . . . . .	30
<b>Metamaterials and components, micro and nano-antenna, reconfigurability II</b>	<b>35</b>

<b>Micro and nanophotonic, plasmonic and mesoscopic systems</b>	<b>36</b>
Purcell Effect in Plasmonic and Dielectric Optical Nanoantennas, Bidault Sebastien	36
Optical addressing for sub-micrometer pixels, Crouzier Marius [et al.] . . . . .	38
Oblique mesoscopic self-collimation: lossless, and diffraction-less light beam propagation, Monmayrant Antoine . . . . .	43
In-Liquid Microwave Characterization Using Evanescent Coaxial Probing Augmented With Nanorobotics, Petit Ronan [et al.] . . . . .	46
 <b>New components and instrumentation for radio I</b>	 <b>53</b>
Communications Tag à Tag Passives en RFID UHF, Lassouaoui Tarik [et al.] . .	53
Réseau de capteurs sans fil et sans batterie télé-alimentés par transfert d'énergie électromagnétique radiative, Loubet Gaël [et al.] . . . . .	59
Beamed Wireless Power and Information Transmission, Nuno Carvalho . . . . .	68
 <b>New components and instrumentation for radio II</b>	 <b>69</b>
Mmw channel sounder for dynamic SIMO measurement, Gallee François [et al.] .	69
scikit-rf: une librairie open-source en Python pour la simulation, l'analyse et la calibration de dispositifs micro-ondes, Hillairet Julien . . . . .	78
Development Status of Millimeter Wave GaN Schottky Doublers above W-band for the Implementation of European Terahertz Sources for Astronomy and Astrophysics, Mondal P. [et al.] . . . . .	87
Towards near-zero-power logic gates based on capacitive MEMS devices operating in adiabatic regime, Marković Aleksandra [et al.] . . . . .	90
 <b>Photonic component and integration I</b>	 <b>96</b>
Oscillation paramétrique dans un peigne de fréquence laser à cascade quantique, Chomet Baptiste [et al.] . . . . .	96
Applications de l'optoélectronique et photonique MIR aux capteurs de gaz, Teissier Roland . . . . .	99

<b>Photonic component and integration II</b>	<b>100</b>
Laser à boîtes quantiques InAs/GaAs de 1.3-um insensible à la température et à la rétroaction, soumis à la modulation d'amplitude multi-niveaux, Ding Shihao [et al.] . . . . .	100
Laser à cavité externe accordable sur 174 nm intégrant une puce à boîtes quantiques, Ehlert Jannik F. [et al.] . . . . .	106
Passive modelocking of MIR QCLs using graphene as a saturable absorber, Outafat Amine [et al.] . . . . .	113
 <b>Author Index</b>	 <b>121</b>
 <b>JS22_4_de_Couverture_6.pdf</b>	 <b>121</b>

# Quantum technologies and application

## **La photonique quantique fibrée et intégrée pour mettre en forme ou au pas beaucoup de modes ou de photons indiscernables**

Taming many modes or photons with integrated and fibered optics

---

*Nadia Belabas \**

*Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies C2N, CNRS, Université Paris-Saclay,  
10 boulevard Thomas Gobert, Palaiseau France nadia.belabas@c2n.upsaclay.fr*

---

*Integrated quantum photonics, multimode entanglement generation and manipulation, n-indistinguishability*

---

### **Résumé/Abstract**

Multimode entangled states and n-indistinguishable photon states are important resources for quantum information. We demonstrate how a selected set of promising sources and integrated and fibered circuits can achieve versatile entanglement, frequency qudits manipulation and n-indistinguishability measurement.

Les états intriqués multimodes et les états à n de photons indiscernables sont des ressources importantes pour l'information quantique. Nous démontrons comment un ensemble choisi de sources prometteuses et de composants intégrés et fibrés peut permettre la mise en forme de l'intrication, une manipulation de qudits fréquentiels et une mesure d'indiscernabilité à n photons.

### **1 Scaling up optical modes for quantum information**

Many recent efforts for quantum technology applications harness photons pairs, single photons and other non-classical states of light. Photons indeed do not need to be trapped or cooled, their interaction with the environment is weak, and hence the lifetime and robustness of the states are high. Photons in the near infrared regime are especially appealing for quantum information because of the wealth of building blocks and off-the-shelf cheap devices in the telecom toolbox. The brightest single photon sources are, as of now, single emitters closer to the visible spectral domain. In addition, photons have several degrees of freedom to encode information: frequency, polarization, time, path, angular momentum and fluctuations of quadratures. Scaling up protocols harnessing an increasing number of photons or modes to reach meaningful quantum advantage or non-classical operation requires stable, compact, scalable circuits and schemes.

### **2 Taming multitude: Versatile entangler on chip, frequency gates and n-indistinguishability**

We shall discuss sources and schemes for i) multimode quantum state generation on chip in the telecom wavelength regime, ii) frequency bins and iii) indistinguishable single photons manipulation in fibered circuits or on chip (see Figure). In the continuous variable encoding framework, we theoretically demonstrate that various cluster states, appropriate for quantum networks and measurement-based quantum computing, can be generated in realistic arrays of nonlinear waveguides with a single optical setup, using pump and measurement shaping only (i). Our findings are platform independent, thus compatible with the next generation of thin film waveguides, and they are supported by a comprehensive framework. In the discrete variable regime, we are implementing quantum gates and interferences in the frequency domain (ii) and directly quantify n-indistinguishability of path encoded photons (iii) with two promising platforms: SOI microring resonators emitting photon pairs around at 1540 nm and quantum-dot-based sources emitting 925 nm single photons respectively. All these schemes harness integrated and fibered optics for compact, multimode and (towards) scalable demonstrations.

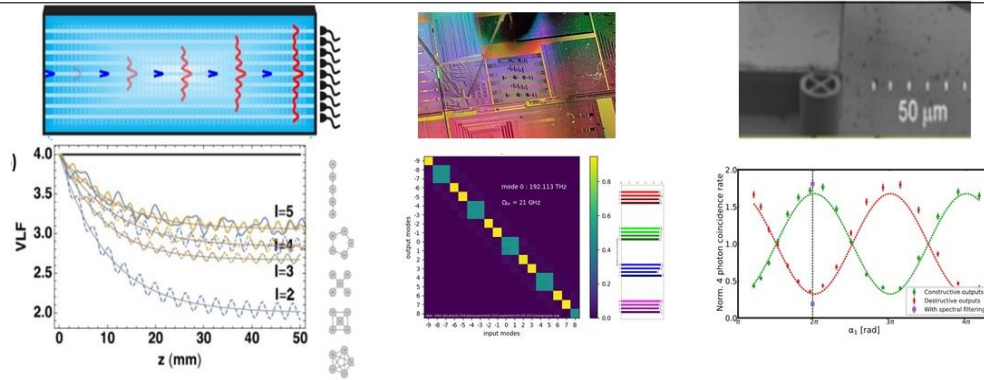


Figure: Left (i) – Top: Array of nonlinear waveguides in a spontaneous parametric down conversion configuration yielding (bottom) versatile multimode entanglement [1]. Middle (ii) – Top: Fiber injected SOI microring to build (bottom) parallelized Hadamard gates in the frequency domain. Right (iii) – Top: Single-emitter in a micropillar to achieve (bottom) direct measurement of 4 photon indistinguishability [2]

\*Nadia Belabas acknowledges co authors and co workers : D. Barral<sup>1,2</sup>, A. Henry<sup>1,3</sup>, K. Bencheikh<sup>1</sup>, L. Vivien<sup>1</sup>, C. Ramos<sup>1</sup>, E. Cassan<sup>1</sup>, M. Walschaers<sup>2</sup>, I. Zaquine<sup>3</sup>, V. Parigi<sup>2</sup>, J. A. Levenson<sup>1</sup>, N. Treps<sup>2</sup>, M. Pont<sup>1</sup>, R. Albiero<sup>5</sup>, S. E. Thomas<sup>1</sup>, N. Spagnolo<sup>6</sup>, F. Ceccarelli<sup>3</sup>, G. Corrielli<sup>3</sup>, A. Briussel<sup>4</sup>, N. Somaschi<sup>4</sup>, H. Huet<sup>1</sup>, A. Harouri<sup>1</sup>, A. Lemaître<sup>1</sup>, I. Sagnes<sup>1</sup>, F. Sciarrino<sup>6</sup>, R. Osellame<sup>5</sup>, A. Crespi<sup>5</sup> and P. Senellart<sup>1</sup> [<sup>1</sup>LKB, Sorbonne Université, CNRS, ENS-PSL, Collège de France, <sup>2</sup>LTCI, CNRS, Telecom ParisTech, I.P. Paris <sup>3</sup> Quandela <sup>4</sup> Milan <sup>5</sup> Rome] **and more specifically the hard work of David Barral and now Antoine Henry, Mathias Pont and Sarah E. Thomas.**

These works were supported by the Agence Nationale de la Recherche through the INQCA project and the Paris Ile-de-France region in the framework of DIM SIRTEQ. European Union’s Horizon 2020 research and innovation programme under the PHOQUSING project GA no. 899544, by the European Union’s Horizon 2020 Research and Innovation Programme QUDOT-TECH under the Marie Skłodowska Curie Grant Agreement No. 861097, by the French RENATECH network

## Références bibliographiques

[1] D. Barral, K. Bencheikh, J. A Levenson, and N. Belabas Phys. Rev. Research 3, 013068 (2021) D Barral, M. Walschaers, K. Bencheikh, V. Parigi, J. A Levenson, N. Treps, and N. Belabas Phys. Rev. Applied 14, 044025 (2020)

[2]. Mathias Pont, Riccardo Albiero, Sarah E. Thomas, Nicolò Spagnolo, Francesco Ceccarelli, Giacomo Corrielli, Alexandre Briussel, Niccolo Somaschi, Hélio Huet, Abdelmounaim Harouri, Aristide Lemaître, Isabelle Sagnes, Nadia Belabas, Fabio Sciarrino, Roberto Osellame, Pascale Senellart, Andrea Crespi arXiv quant-ph 2201.13333



---

**Émetteurs de photons uniques télécom dans le silicium**  
*Single-photon emitters at telecom wavelengths in silicon*

---

Anaïs Dréau<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire Charles Coulomb, Université de Montpellier and CNRS, 34095 Montpellier, France,  
anaïs.dreau@umontpellier.fr

---

*Mots clés (en français et en anglais) : silicium, photons uniques, atomes artificiels, technologies quantiques/  
silicon, single photons, artificial atoms, quantum technologies*

---

The boom of silicon in semiconductor technologies was closely tied to the ability to control its density of lattice defects [1]. After being regarded as detrimental to the crystal quality in the first half of the 20th century [2], point defects have become an essential tool to tune the electrical properties of this semiconductor, leading to the development of a flourishing silicon industry [1]. At the turn of the 21st century, progress in Si-fabrication and implantation processes has triggered a radical change by enabling the control of these defects at the single level [3]. This paradigm shift has brought silicon into the quantum age, where individual dopants are nowadays used as robust quantum bits to encode and process quantum information [4]. These individual qubits can be efficiently controlled and detected by all-electrical means [4], but have the drawback of either being weakly coupled to light [5] or emitting in the mid-infrared range [6] unsuitable for optical fiber propagation. In order to isolate matter qubits that feature an optical interface enabling long-distance exchange of quantum information while benefiting from well-advanced silicon integrated photonics [7], one strategy is to investigate defects in silicon that are optically-active in the near-infrared telecom bands [8, 9].

In this talk, I will present our latest results on the isolation of single fluorescent defects in silicon [10,11,12]. These artificial atoms feature a single-photon emission directly in the telecom bands adapted for long-distance propagation in optical fibers. They are observed at single-defect scale in silicon-on-insulator wafers at 10K using confocal microscopy. This technique makes it possible to isolate not only well-known defects from the literature, such as the G-center or the W-center [13], but also to detect unreported defects in ensemble measurements. Given the advanced control over nanofabrication and integration in silicon, these individual artificial atoms are promising systems to investigate for Si-based quantum technologies, including integrated quantum photonics and quantum communications.

- [1] Yoshida and Langouche, Defects and Impurities in Silicon Materials, Ed. Springer (2015).  
[2] Queisser and Haller, Science 281, 945 (1998).  
[3] Morello et al., Nature 467, 687 (2010).  
[4] He et al., Nature 571, 371 (2019).  
[5] Steger et al., Science 336, 1280 (2012).  
[6] Morse et al., Science Advances 3, e1700930 (2017).  
[7] Silverstone et al., IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics 22, 390 (2016).  
[8] Bergeron et al., PRX Quantum 1, 020301 (2020).  
[9] Weiss et al., Optica 8, 40 (2021).  
[10] Redjem et al., Nature Electronics 3, 738 (2020).  
[11] Durand et al., Physical Review Letters 126, 083602 (2021).  
[12] Baron et al., arXiv:2108.04283 (2021).  
[13] G. Davies, Physics Reports 176, 83-188 (1989).

---

## Quantum Transduction for Networked Quantum Computation

---

*Robert Stockill<sup>1</sup>*

*<sup>1</sup>QphoX, Lorentzweg 1, Delft, 2628CJ, Netherlands, rob@qphox.eu*

---

*Keywords: Quantum Transduction, Frequency Conversion*

---

### Abstract/Résumé

Quantum transduction between microwave and optical frequencies enables the interconnection of microwave-frequency quantum processors through low-loss optical channels at room temperature. This talk will detail how nanoscale mechanical oscillators can provide an effective intermediary between the widely separated frequency bands, enabling conversion with sufficiently low noise and high efficiency to transduce a quantum state.

The physical carrier of quantum information plays a crucial role in how the information is processed, communicated and measured. Encoding quantum information in microwave-frequency photons has allowed for the development of circuit [1] and spin-based [2,3] quantum information processing. These architectures allow for on-chip scaling of qubit numbers, and have resulted in world-leading devices in terms of qubit count and performance fidelity, however require milliKelvin-scale temperatures to operate. On the other hand, optical photons at telecom wavelength are a natural carrier for quantum information, benefitting from particularly low loss rates in optical fibers [4], an effectively noise-free environment at room temperature and near-unity efficiency single-photon detection technology.

Interconverting quantum states between the microwave and frequency domains will enable the quantum information processed by many quantum computers to be - for the first time - brought out of the cryogenic environment and routed over long distances to other systems. This process will allow for both networked quantum computing architectures, as well as the inclusion of quantum processors in future long-distance quantum communication networks.

Nonetheless, transducing a quantum state between the microwave and optical domains places stringent requirements on the performance of the conversion hardware, in particular the efficiency and the added noise levels. While many solutions with different conversion mechanisms exist, at QPhoX we focus on using a mechanical intermediary in the conversion chain [5]. Confined mechanical states can form high-efficiency interfaces with both microwave and optical frequency photons, mediating the conversion process without requiring excessive optical powers.

In this talk I will provide a background to the field of quantum transduction, and discuss how the unique challenges involved in converting the frequency a quantum state over five orders of magnitude motivate the design, fabrication and operation of our quantum transducers. I will cover progress we have made in this direction [6], how our solution compares to complementary approaches, and the remaining developments in the field. I will also cover the use-cases of the technology we are currently targeting, and how they set new benchmarks for the transducers to be of practical use.

### References

- [1] F. Arute et al. *Nature* **574** 505 (2019)
- [2] M. Veldhorst et al. *Nature* **526** 410 (2015)
- [3] N. W. Hendrickx et al. *Nature* **591** 580 (2021)
- [4] K. Nagayama et al. *Electron. Lett.* **38** 1168 (2002)
- [5] M. Forsch et al. *Nat. Phys.* **16** 67 (2020)
- [6] R. Stockill et al. *arXiv:2107.04433* (2021)

**Metamaterials and components,  
micro and nano-antenna,  
reconfigurability I**

---

**Reaping The Full Potential of Artificial Intelligence for Programmable  
Metamaterials:  
The Example of Intelligent Computational Meta-Imaging**

---

*Philipp del Hougne<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> *Univ Rennes, CNRS, IETR - UMR 6164, F-35000, Rennes, France, philipp.del-hougne@univ-rennes1.fr*

---

*Keywords: Programmable Metamaterials; Artificial Intelligence; Intelligent Imaging;*

---

I will discuss opportunities for synergizing programmable metamaterial hardware with emerging tools from artificial intelligence (AI), focusing in particular on applications to computational imaging.

The most common use of AI is in the realm of data interpretation and thus in the digital world. But programmable metamaterials offer the opportunity to shape wave-matter interactions in the physical world and thus the process of data acquisition. To date, most metamaterial research groups unnecessarily limit the role of AI to data interpretation.

Programmable meta-atoms can be interpreted as trainable physical weights. Therefore, hybrid analog-digital artificial neural networks can be conceived that contain both physical and digital weights, yielding an end-to-end pipeline that includes both physical data acquisition and digital data analysis. These concepts are relevant to all settings in which tailored wave-matter interaction is used to extract or transfer information. In imaging and sensing, programmable metamaterials are used for computational imaging. In wireless communication, programmable metamaterials are often referred to as reconfigurable intelligent surfaces and used to shape wireless channels for a desired purpose. In both scenarios, wave propagation in the scattering system can be intelligently tailored such that it simultaneously already performs a part of the subsequent data analysis. Thereby, remarkable improvements of a wide range of metrics such as latency and energy efficiency can be achieved.

For concreteness, I will discuss intelligent computational meta-imaging in detail. Conventional compressive computational meta-imagers indiscriminately acquire all scene information in a task-agnostic measurement process that aims at a near-isometric embedding; in contrast, intelligent computational meta-imagers highlight task-relevant information in a task-aware measurement process that is purposefully non-isometric. The measurement process of intelligent computational meta-imagers is thus simultaneously an analog wave processor that implements a first task-specific inference step “over-the-air”. This merging of the physical world of metamaterial engineering and the digital world of AI enables the remarkable latency gains of intelligent computational meta-imagers.

I will conclude by looking forward to how computational meta-imagers may be endowed with cognitive abilities in the future.

## **References**

[1] C. Saigre-Tardif, R. Faqiri, H. Zhao, L. Li, and P. del Hougne, “Intelligent Meta-Imagers: From Compressed to Learned Sensing,” [arXiv:2110.14022](https://arxiv.org/abs/2110.14022), 2021.

---

**Métasurfaces pour les radômes : Camouflage de joints diélectriques**  
*Metasurfaces for radomes: Camouflaging of dielectric seams*

---

**R. Cacocciola<sup>1,2</sup>, B. Ratni<sup>1</sup>, N. Mielec<sup>2</sup>, E. Mimoun<sup>2</sup>, S. N. Burokur<sup>1</sup>**<sup>1</sup> LEME, UPL, Univ Paris Nanterre, F92410 Ville d'Avray, France<sup>2</sup> Saint-Gobain Research Paris, 93300 Aubervilliers, France, [riccardo.cacocciola@saint-gobain.com](mailto:riccardo.cacocciola@saint-gobain.com)

---

*Mots clés : métasurface, radôme, camouflage.**Keywords: metasurface, radome, camouflaging.*

---

**Résumé/Abstract**

Une solution à base de métasurfaces est présentée pour l'amélioration des performances de structures radômes terrestres. Le problème de diffusion parasitique due aux joints à forte permittivité de radôme est traité en intégrant des métasurfaces dans le volume du joint diélectrique. Une approche basée sur la théorie des lignes de transmission est utilisée pour modéliser le joint à métasurfaces afin de calculer analytiquement l'impédance de surface qui permettrait de le camoufler par rapport aux panneaux à faible permittivité du radôme. Cette impédance de surface permet par la suite de concevoir les métasurfaces. Une validation expérimentale est faite à plusieurs fréquences pour démontrer le camouflage du joint diélectrique.

A metasurface solution for the performance enhancement of ground-based radome structures is presented. The problem of parasitic scattering of high-permittivity radome seams is addressed by integrating carefully designed metasurfaces within the dielectric seam's volume. An approach based on transmission line theory is used to model the metasurface-tuned seam to analytically calculate the surface impedance required to camouflage it with respect to low-permittivity panels of the radome. This surface impedance then allows to design the metasurfaces. An experimental validation is performed at several frequencies to demonstrate the camouflaging of the dielectric seam.

**1 Introduction**

L'utilisation de joints mécaniques est souvent nécessaire pour la réalisation de systèmes radiofréquences (RF). A permittivité élevée et rarement optimisées à la fréquence d'utilisation, ces pièces mécaniques peuvent avoir un impact négatif sur la performance RF du système. Ce problème est rencontré, par exemple, dans les radômes de grande taille, réalisés à partir de panneaux diélectriques transparents au rayonnement électromagnétique (EM). La présence de joints à forte permittivité réduit la transparence du radôme et induit des effets de diffusion parasitiques, visibles dans les diagrammes de rayonnement d'une antenne illuminant le radôme [1]. La suppression de cet effet parasitique permet de fortement améliorer les performances RF du radôme.

Les métasurfaces sont des structures composites électriquement fines constituées d'une répétition de cellules unitaires, appelées méta-atomes, dont les paramètres géométriques sont contrôlés afin de manipuler le comportement d'un rayonnement EM incident et ainsi être exploitées dans une large gamme d'applications [2-4]. Depuis le début des années 2000, de nombreux exemples de métasurfaces ont été présentés dans la littérature pour des applications diverses et variées, telles que la conversion de polarisation [5-6], l'holographie [7-8], l'absorption des ondes [9-11], la création d'ondes complexes [12-13] et bien d'autres [14]. Les métasurfaces jouent aussi un rôle clé dans le développement d'applications liées à l'invisibilité, la furtivité et le camouflage d'objets [15-21]. Des « manteaux d'invisibilité », consistant à envelopper l'objet à camoufler par une métasurface, sont basés sur le principe de suppression des effets de diffusion qui rendent un objet invisible à un observateur, par exemple un radar. En modélisant les paramètres géométriques du manteau à métasurface, il est possible de fortement réduire la signature radar de l'objet, en supprimant ses modes de diffusion, et ainsi le rendre indétectable et donc effectivement « invisible » à un rayonnement EM incident. Si des nombreuses validations numériques et expérimentales ont été présentées dans la littérature, une limitation importante de ses

manteaux d'invisibilité réside dans la taille sub-longueur d'onde de l'objet camouflé. En effet, lorsqu'un objet est électriquement grand par rapport au rayonnement incident, le nombre de modes de diffusion à supprimer augmente considérablement, ce qui implique une complication importante de la conception de la métasurface et donc une limite à sa réalisation [15]. Le développement de solutions alternatives pour le camouflage d'objets électriquement grands reste donc une problématique importante dans le domaine.

Dans cette étude, un joint à haute permittivité ( $\epsilon_r = 3$ ) est camouflé par rapport à des panneaux à faible permittivité ( $\epsilon_r$  proche de 1) en incluant dans son volume deux métasurfaces [22-24]. Le joint à métasurfaces est modélisé par des lignes de transmission et sa conception est présentée de façon détaillée. Les métasurfaces intégrées dans le joint sont traitées comme des impédances surfaciques, dont la valeur analytique est déduite à partir du coefficient de réflexion d'un panneau de référence (panneau à faible permittivité) du radôme. La conception de la cellule unitaire de la métasurface est introduite et optimisée pour plusieurs fréquences de travail. Un prototype du joint à métasurface est enfin réalisé et l'effet de camouflage est validé par des mesures en champ lointain dans le cas d'illumination normale ( $0^\circ$ ) et oblique ( $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ), polarisée TE (transverse électrique) et TM (transverse magnétique). Une validation expérimentale est aussi faite sur un prototype bande fonctionnant à deux fréquences simultanément.

## 2 Conception de la métasurface

### 2.1 Diffusion parasitique de joints diélectriques

Lorsqu'un matériau diélectrique est soumis à un champ électromagnétique, nous observons des phénomènes de diffusion internes au matériau dus à l'interaction dipolaire de ses constituants avec le champ. La présence de courants de polarisation, au sein du matériau, engendre l'apparition d'un champ électrique additionnel se superposant au champ extérieur incident. Dans le cas des radômes, la présence de joints diélectriques, liant mécaniquement les panneaux du radôme, est visible dans le diagramme de rayonnement d'une antenne illuminant la structure à cause de ces effets de diffusion internes au joint. L'effet de diffusion localisé au niveau du joint (souvent appelé « forward scattering » du joint) perturbe le diagramme de rayonnement de l'antenne et diminue la transparence aux ondes électromagnétiques du radôme entier.

Une solution pour supprimer cet effet parasitique consiste à intégrer des structures métalliques dans le volume du joint [25-27] : en induisant des courants le long des éléments métalliques, il est en effet possible de contrebalancer les courants de polarisation et ainsi supprimer l'effet de diffusion localisé du joint. Cette technique de modification du joint par des éléments métalliques, tels que des fils ou des grilles, est connu comme du « tuning » du joint dans le domaine des radômes. Cependant, elle présente deux limitations importantes. Premièrement, la réduction de l'effet de diffusion via l'intégration d'éléments filaires métalliques est souvent limitée à un état de polarisation bien précis de l'onde EM incidente. L'effet de correction ne sera donc pas atteint de façon homogène indépendamment de la polarisation de l'onde, limitant l'efficacité de la solution. L'utilisation de grilles métalliques, au lieu de fils monodirectionnels, peut partiellement pallier ce problème. Deuxièmement, ces techniques de modifications relèvent souvent de méthodes « essai-erreur » et ne définissent pas de façon systématique une procédure à suivre pour réduire les phénomènes de diffusion du joint à une fréquence bien donnée.

Ici, nous proposons une alternative aux méthodes décrites ci-dessus, qui est basée sur l'intégration de métasurfaces dans le volume du joint de radôme. La conception des cellules unitaires de la métasurface (les méta-atomes) est déterminée de façon analytique en considérant le coefficient de réflexion d'une structure diélectrique de référence (dans notre cas, un panneau de radôme transparent aux ondes EM). La fréquence de camouflage à laquelle les effets de diffusion du joint sont réduites, est contrôlée via les paramètres géométriques des cellules unitaires de la métasurface. Un organigramme détaillant la procédure de synthèse de la métasurface et des résultats de mesure, validant l'effet de camouflage, sont présentés par la suite. Le protocole de synthèse de la métasurface est décomposé en quatre étapes, détaillées sur la Figure 1.

### 2.2 Modélisation et conception du joint à métasurfaces

Une vision explosée du joint à métasurfaces est représentée dans la première partie de la Figure 1. Il est composé de trois pièces de matériau diélectrique ( $\epsilon_r = 3$ ) et de deux métasurfaces. Les méta-atomes des métasurfaces sont des motifs en cuivre imprimés sur un substrat diélectrique ayant une constante diélectrique  $\epsilon_r = 2,2$ . Les données, à savoir l'épaisseur finale du joint est de 27 mm et la constante diélectrique  $\epsilon_r = 3$ , sont conformes aux paramètres d'un joint de radôme commercial. Il est important de souligner que pour notre première fréquence de camouflage souhaitée de 10,5 GHz ( $\lambda_0 = 28,5$  mm), l'épaisseur du joint est du même ordre de grandeur que la longueur d'ondes. La méthode présentée n'est donc pas limitée aux objets « électriquement petits », mais elle est aussi valable pour le camouflage d'obstacles considérés comme grands devant la longueur d'onde.

# Processus de Synthèse de la Métasurface

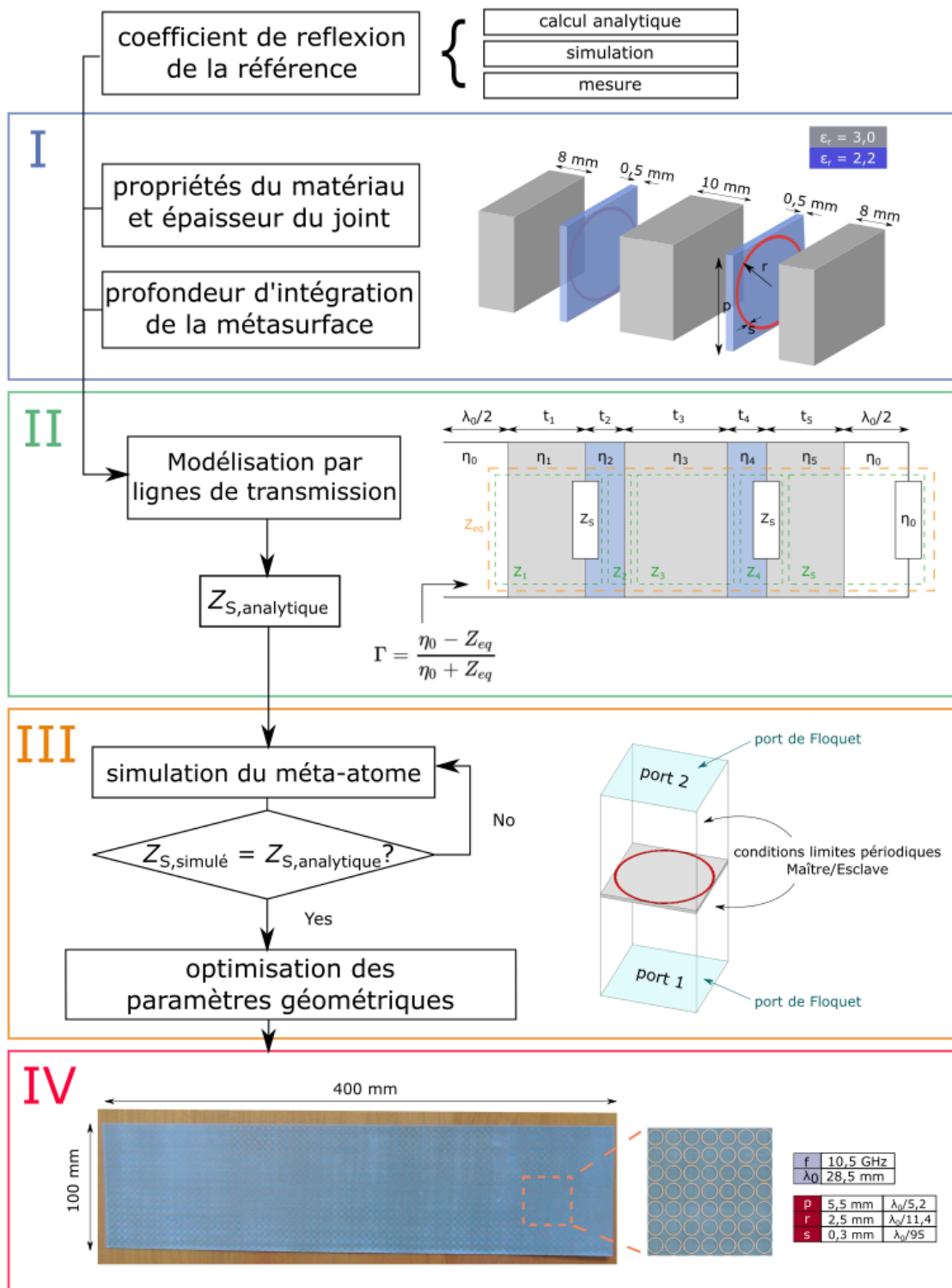


Figure 1. Organigramme de la synthèse d'une métasurface pour le camouflage d'un joint de radôme. (I) Vue éclatée du joint à métasurfaces. (II) Modélisation du joint à métasurfaces par des lignes de transmission. (III) Simulation et optimisation des paramètres géométriques du méta-atome de la métasurface. (IV) Photographie de la métasurface réalisée ; zoom sur le design de la métasurface et tableau avec les paramètres géométriques du méta-atome optimisés à 10,5 GHz.

Le joint à métasurfaces est modélisé analytiquement à l'aide de la théorie des lignes de transmission [27], comme présenté dans la deuxième partie de la Figure 1. Le modèle consiste à traiter les zones définies par les pièces diélectriques et les substrats des métasurfaces comme des lignes d'impédance  $Z_i$  et les métasurfaces comme des impédances  $Z_S$ , inconnues dans notre système d'équations. Le joint à métasurfaces peut ensuite être décrit en termes d'une impédance équivalente  $Z_{eq}$ , fonction des  $Z_i$  et des  $Z_S$ . Le coefficient de réflexion  $\Gamma$  à l'entrée du système peut ensuite être décrit en termes des longueurs des lignes  $t_i$  et des impédances des milieux  $\eta_i$  :

$$\Gamma = \frac{\eta_0 - Z_{eq}}{\eta_0 + Z_{eq}} = \Gamma_{ref} \#(1)$$

$$\text{avec } \frac{1}{Z_{eq}} = \sum_{i=1}^5 \frac{1}{Z_i} \text{ où } Z_i = \begin{cases} \frac{Z_S + j\eta_i \tan\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{ri}} t_i\right)}{\eta_i + jZ_S \tan\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{ri}} t_i\right)} & \text{for } i = 1, 4 \\ \frac{\eta_{i+1} + j\eta_i \tan\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{ri}} t_i\right)}{\eta_i + j\eta_{i+1} \tan\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{ri}} t_i\right)} & \text{for } i = 2, 3 \\ \frac{\eta_0 + j\eta_i \tan\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{ri}} t_i\right)}{\eta_i + j\eta_0 \tan\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{ri}} t_i\right)} & \text{for } i = 5 \end{cases}$$

A cette étape, le problème analytique peut être résolu en spécifiant la valeur du coefficient de réflexion  $\Gamma$ . Etant donné que notre objectif est ici de camoufler le joint à métasurfaces par rapport à son environnement, c'est à dire les panneaux reliés par le joint, nous pouvons considérer la valeur du coefficient de réflexion du panneau de référence  $\Gamma_{ref}$  du radôme. Ce paramètre peut être obtenu par des mesures en guide d'ondes (ou en espace libre), ou via des approches analytiques ou de simulations. Dans le cadre de cette étude,  $\Gamma_{ref}$  a été obtenu en mesurant en guide d'ondes un morceau du panneau de référence du radôme. Cette valeur est de  $\Gamma_{ref} = -0,0576 - j0,2046$  à 10,5 GHz. Etant la seule inconnue dans l'Equation 1, l'impédance  $Z_S$  des métasurfaces peut enfin être déduite analytiquement. La valeur de  $Z_S = -1,7e^{-4} - j41,8 \Omega$  est obtenue à 10,5 GHz. La partie réelle de l'impédance est ici faible et peut donc être négligée. Une fois la valeur de l'impédance  $Z_S$  déterminée, nous pouvons ensuite procéder au choix du motif de la cellule unitaire composant la métasurface.

### 2.3 Cellule unitaire de la métasurface

La cellule unitaire consiste en un anneau circulaire de rayon  $r$  et d'épaisseur  $s$ , périodisé avec une période  $p$ . L'impédance  $Z_S$  du méta-atome est déterminée en le simulant dans un environnement périodique avec des conditions limites Maître/Esclave, excité par des ports de Floquet, comme détaillé dans la troisième partie de la Figure 1. L'impédance peut être contrôlée en modifiant les paramètres  $r$ ,  $s$  et  $p$ . Un premier jeu de paramètres de la cellule unitaire peut ainsi être déterminé en identifiant les valeurs de  $r$ ,  $s$  et  $p$  tels que  $Z_{S, \text{simulé}} = Z_{S, \text{analytique}}$ . Les simulations ont été effectuées avec le logiciel Ansys HFSS. Ces paramètres sont ensuite optimisés en simulant la structure entière (joint avec les métasurfaces) et en étudiant la réduction de l'effet de diffusion du joint. Les paramètres géométriques de la cellule unitaire, optimisés à 10,5 GHz sont les suivants :  $(p, r, s) = (5,5, 2,5, 0,3)$  mm  $= (\lambda_0/5,2, \lambda_0/11,4, \lambda_0/95,2)$ . La métasurface peut ensuite être réalisée par la technologie des circuits imprimés classique.

Une photographie de la métasurface est présentée dans la quatrième partie de la Figure 1. La métasurface a été réalisée par gravure chimique sur un substrat d'épaisseur 0,5 mm et de constante diélectrique 2,2. Les méta-atomes sont en cuivre. Des prototypes de joints à métasurfaces ont ensuite été réalisés en gluant des pièces de matériau diélectrique et les métasurfaces, comme présenté dans la vue explosée de la première partie de la Figure 1. A part le prototype à 10,5 GHz détaillé dans cette partie, d'autres prototypes optimisés en bande C et S, ainsi qu'un prototype bi-bande ont été réalisés. Les résultats de mesures sur le prototype à 10,5 GHz sont détaillés dans la partie 3.1. Des résultats additionnels sur les autres prototypes sont présentés dans la partie 3.2.

## 3 Validation expérimentale de l'effet de camouflage

### 3.1 Joint à métasurfaces en bande X

L'effet de camouflage est étudié en mesurant en chambre anéchoïque les diagrammes de rayonnement du prototype de joint à métasurfaces reliant deux pièces du panneau diélectrique de référence, comme schématisée sur la Figure 2a. La structure panneau/joint est placée sur un bras rotatif sur 360° et est illuminée à l'aide d'une antenne émettrice (Tx), tournant avec la structure, et d'une antenne réceptrice fixe, comme présenté dans la Figure 2b,c. L'antenne émettrice (Tx) peut aussi être tournée par rapport à la structure afin de mesurer les diagrammes de rayonnement dans le cas d'une onde incidente oblique (15°, 30° et 45°). Les diagrammes de



rayonnements dans le cas du panneau de référence ainsi que dans le cas du panneau perturbé par un joint sans métasurface ont aussi été mesurés.

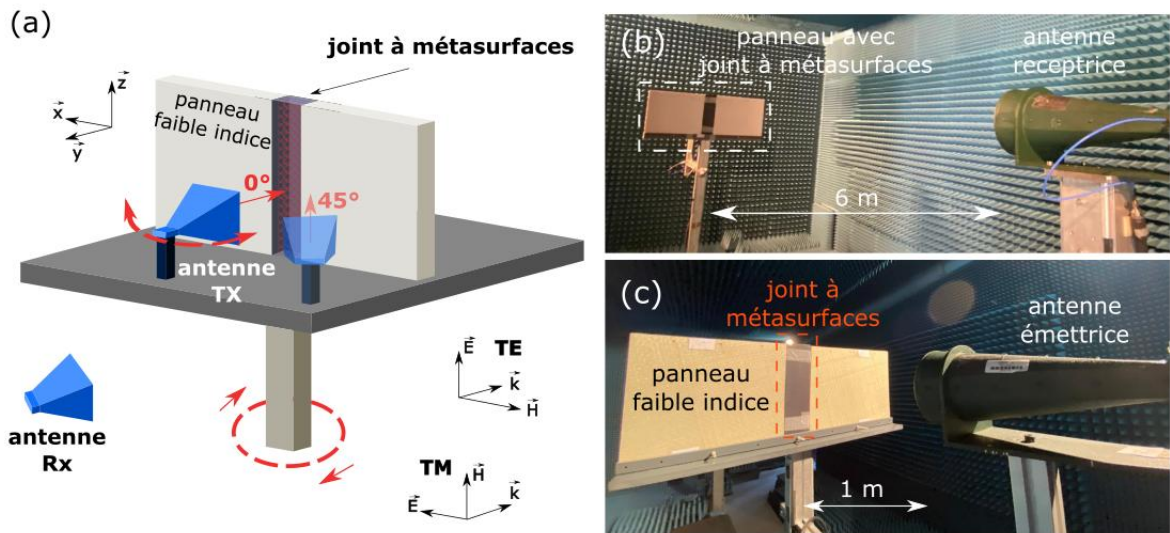


Figure 2. Schéma du banc de mesure en chambre anéchoïque comprenant le prototype de joint à métasurfaces reliant deux pièces du panneau de référence, monté sur un bras rotatif. Deux antennes (Tx et Rx) sont employées afin d'obtenir les diagrammes. (b) Photographie de l'antenne Rx et de la structure en chambre anéchoïque. (c) Photographie de l'antenne Tx placée en face de la structure étudiée.

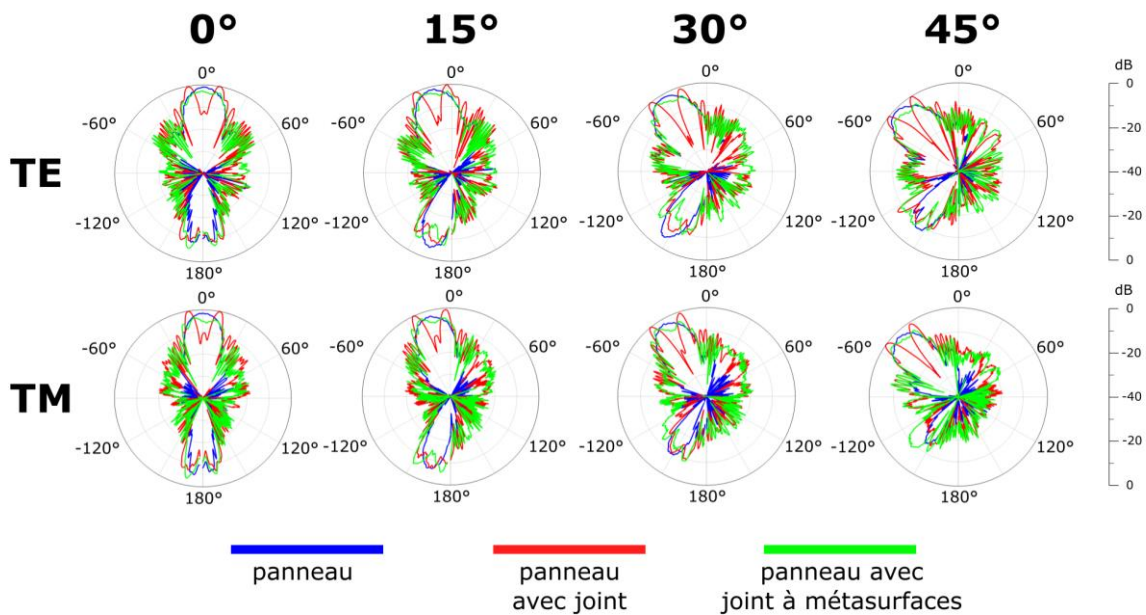


Figure 3. Diagrammes de rayonnement à 10,5 GHz du panneau de référence (bleu), du panneau perturbé par le joint sans la métasurface (rouge), du panneau relié par le joint à métasurfaces (vert) dans le cas d'une incidence normale ( $0^\circ$ ) et oblique à  $15^\circ$ ,  $30^\circ$  et  $45^\circ$  pour une illumination polarisée TE (transverse électrique) et TM (transverse magnétique).

Les résultats de mesures dans le cas d'incidence à  $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $30^\circ$  et  $45^\circ$  polarisée TE et TM sont présentés sur la Figure 3. Le diagramme de rayonnement dans le cas du panneau de référence seul (courbes bleues) présente un seul lobe principal. La présence parasitique du joint est clairement visible sur les diagrammes (en rouge) sous la forme de deux lobes parasites redirigeant l'énergie vers des directions non désirées. La taille du joint étant du

même ordre de grandeur que la longueur d'onde associée à cette fréquence de 10,5 GHz perturbe fortement le rayonnement de l'antenne émettrice. Après avoir modifié le volume du joint avec les métasurfaces (traits verts), les lobes parasites sont correctement supprimés et les diagrammes se rapprochent fortement de ceux du panneau de référence. L'absence de la signature parasitique du joint après l'inclusion des métasurfaces indique la suppression de l'effet de diffusion du joint et valide expérimentalement l'effet de camouflage dans le cas d'illumination normale ( $0^\circ$ ) et oblique jusqu'à  $45^\circ$ , ainsi que la robustesse de l'effet aux changements de polarisation de l'onde incidente. Au-delà de  $45^\circ$ , la transmission à travers la métasurface est beaucoup plus faible et donc, l'effet de camouflage est nettement moindre.

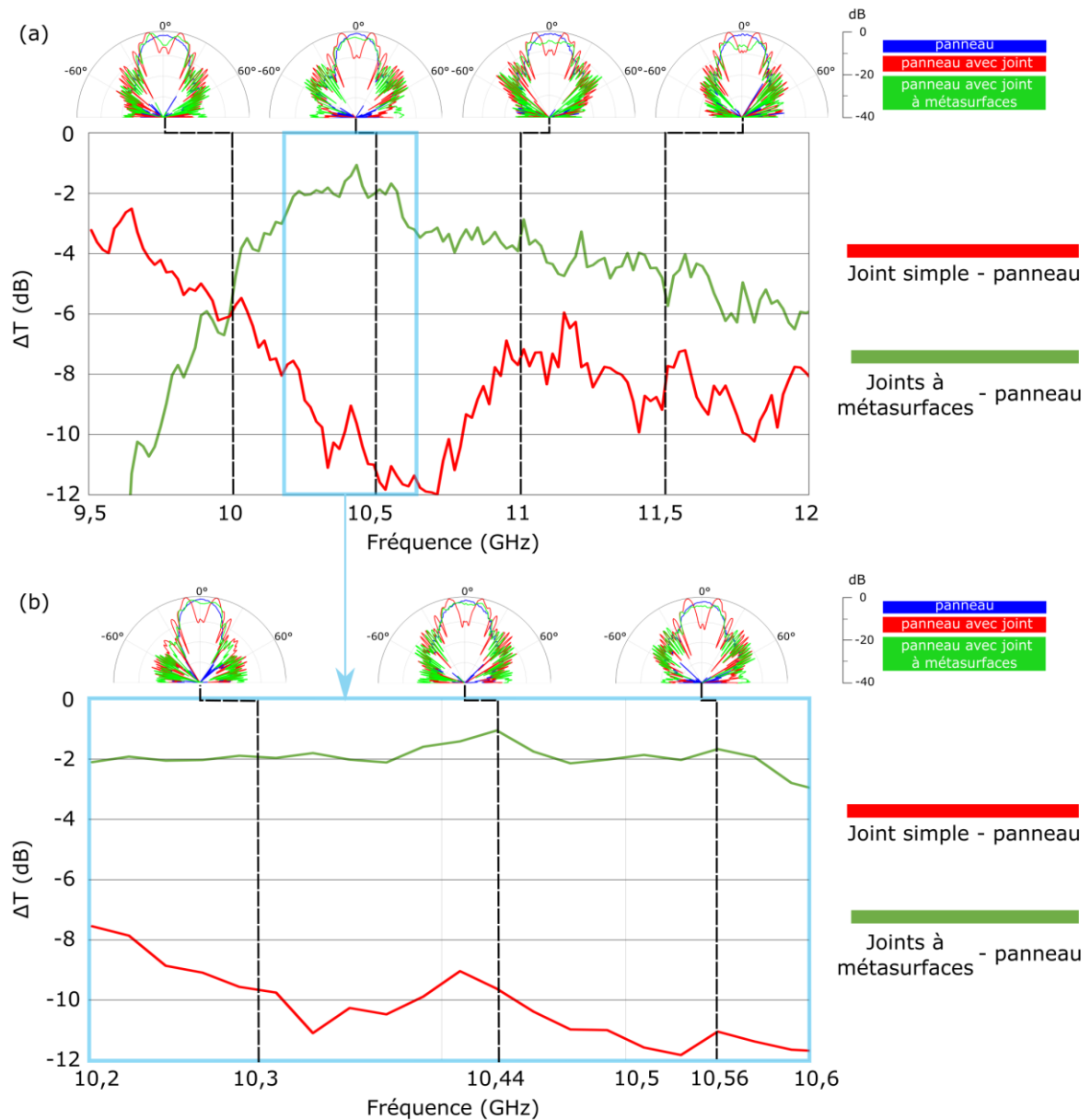


Figure 4. Pertes en transmission dans la bande de fréquences de (a) 9,5 GHz à 12 GHz et (b) 10,2 GHz à 10,6 GHz dans le cas de la transmission d'une onde EM à travers un joint simple (en rouge) et un joint à métasurfaces (en vert). Des diagrammes de rayonnement du panneau de référence (bleu), du panneau perturbé par le joint sans la métasurface (rouge), du panneau relié par le joint à métasurfaces (vert) à certaines fréquences sont aussi présentés.

En ce qui concerne la stabilité en fréquence de la suppression de l'effet parasitique (Figure 4), nous étudions la différence  $\Delta T$  entre la transmission du panneau perturbé par un joint sans métasurfaces (en rouge) et avec métasurfaces (en vert) et le panneau seul dans la direction normale ( $0^\circ$ ) dans la gamme de fréquences allant de

9,5 GHz à 12 GHz dans le cas d'illumination polarisée TE. L'effet de suppression de l'effet de diffusion est optimal dans la bande de fréquences allant de 10,2 GHz à 10,6 GHz, comme clairement illustré sur la Figure 4b. En particulier, les diagrammes de la structure intégrant les métasurfaces se rapprochent considérablement de ceux du panneau de référence (sans joint). Nous pouvons ainsi définir une bande de camouflage d'environ 400 MHz (bande passante de 3,85 %) dans laquelle la perturbation du joint est supprimé et la transparence du radome est donc optimisée.

### 3.2 Fonctionnement bi-bande

En suivant la procédure décrit dans la partie 2, la solution de joint à métasurfaces peut facilement être transposée à d'autres bandes de fréquences. D'autres prototypes de joint à métasurfaces ont ainsi été réalisés et mesurés en bande S (2 GHz – 4 GHz) et C (4 GHz – 8 GHz). Les diagrammes de rayonnement de ces deux autres prototypes sont présentés sur la Figure 5. Il est important de souligner que le même joint et le même panneau de référence présentés dans les parties précédentes ont été utilisés pour ces mesures. En effet, la seule différence entre les différents prototypes réalisés est le motif des cellules unitaires, dont les paramètres géométriques évoluent en fonction de la fréquence de camouflage visée. Les photographies des motifs des métasurfaces et des tableaux avec les valeurs des paramètres géométriques respectifs sont présentés sur la Figure 5 pour les deux cas.

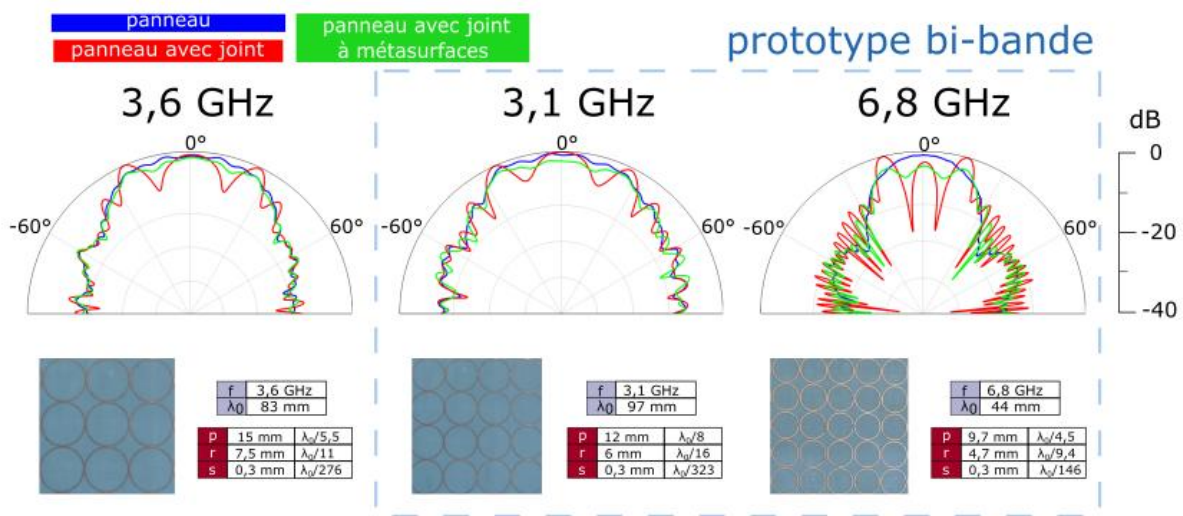


Figure 5. Diagrammes de rayonnement du panneau de référence (bleu), du panneau perturbé par le joint sans la métasurface (rouge), du panneau relié par le joint à métasurfaces (vert) dans le cas d'une incidence normale ( $0^\circ$ ) pour une illumination polarisée TM (transverse magnetic) pour un prototype de joint à métasurface à 4 GHz et un prototype bi-bande à 3,1 GHz et 6,8 GHz. Photographie des méta-atomes des métasurfaces et tableaux avec les paramètres géométriques respectifs.

Le premier prototype de joint, optimisé en bande S, est montré dans la photographie respective de la Figure 5. La métasurface utilisée comprend une seule face de motifs métalliques tout comme la solution présentée en bande X. Le deuxième prototype de joint qui doit fonctionner à deux fréquences différentes, présente des métasurfaces avec des motifs imprimés sur les deux faces (double-face). Sur chaque face, les dimensions géométriques des motifs ont été optimisées pour la fréquence souhaitée. En intégrant ces métasurfaces dans le joint, il est possible de réduire l'effet de diffusion à deux fréquences simultanément : 3,1 GHz et 6,8 GHz. Nous pouvons donc décrire cette solution comme étant bi-bande, avec l'effet de camouflage étant atteint simultanément en bandes S et C.

## 4 Conclusion

Dans cette travail, nous avons proposé une méthode de conception de joints avec un effet parasitaire moindre sur le rayonnement électromagnétique. Un joint à métasurfaces a été conçu et validé expérimentalement. L'effet de camouflage induit par les métasurfaces a été clairement illustré. En modélisant le joint à métasurfaces avec des lignes de transmission et en considérant le coefficient de réflexion d'un matériau de référence, il est possible de calculer analytiquement la valeur de l'impédance surfacique nécessaire pour camoufler le joint à forte permittivité par rapport à la référence à faible permittivité. Le motif de la cellule unitaire de la métasurface est

ensuite obtenu à partir de l'impédance surfacique calculée. L'effet de camouflage est validé avec des mesures en chambre anéchoïque dans le cas d'illuminations normale et oblique, polarisées TE et TM. La solution présentée est facilement réalisable et implémentable dans des systèmes RF, tels que les structures radômes. De plus, la solution proposée présente l'avantage de pouvoir être facilement transposable à d'autres bandes de fréquences. Un exemple de prototype bi-bande est aussi présenté et validé expérimentalement.

## Références bibliographiques

- [1] R. Shavit, "Radome Electromagnetic Theory and Design", Wiley/IEEE Press, Hoboken, NJ, 2018.
- [2] C.L. Holloway, E.F. Kuester, J.A. Gordon, J. O'Hara, J. Booth, D.R. Smith, "An overview of the theory and applications of metasurfaces: The two-dimensional equivalents of metamaterials", *IEEE Antennas Propag. Mag.*, vol. 54, p.10–35, 2012.
- [3] H.-T., Chen, A.J. Taylor, N. Yu, "A review of metasurfaces: Physics and applications", *Rep. Prog. Phys.*, vol. 79, 076401, 2016.
- [4] K. Achouri, C. Caloz, "Design, concepts, and applications of electromagnetic metasurfaces", *Nanophotonics* vol. 7, 1095, 2017.
- [5] B. Ratni, A. de Lustrac, G.-P. Piau, S.N. Burokur, "Electronic control of linear-to-circular polarization conversion using a reconfigurable metasurface", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 111, 214101, 2017.
- [6] Y. Qi, B. Zhang, C. Liu, X. Deng, "Ultra-broadband polarization conversion meta-surface and its application in polarization converter and RCS reduction", *IEEE Access*, vol. 8, p. 116675–116684, 2020.
- [7] T.R. Cameron, G.V. Eleftheriades, "Analysis and characterization of a wide-angle impedance matching metasurface for dipole phased arrays", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 63, p. 3928–3938, 2015.
- [8] Y. He, G.V. Eleftheriades, "A thin double-mesh metamaterial radome for wide-angle and broadband applications at millimeter-wave frequencies", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 68, p. 2176–2185, 2020.
- [9] N.I. Landy, S. Sajuyigbe, J.J. Mock, D.R. Smith, W.J. Padilla, "Perfect metamaterial absorber", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, 207402, 2008.
- [10] Y. Kato, S. Morita, H. Shiomi, A. Sanada, "Ultrathin perfect absorbers for normal incident waves using Dirac cone metasur-faces with critical external coupling", *IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett.*, vol. 30, p. 383–386, 2020.
- [11] A. Rastgordani, Z. Ghattan Kashani, "Robust design method for metasurface high-sensitivity sensors and absorbers", *J. Opt. Soc. Am. B.*, vol. 37, p. 2006-2011, 2020.
- [12] C. Guan, Z. Wang, X. Ding, K. Zhang, B. Ratni, S.N. Burokur, M. Jin, Q. Wu, "Coding Huygens' metasurface for enhanced quality holographic imaging", *Opt. Express*, vol. 27, p. 7108–7119, 2019.
- [13] H. Ren, X. Fang, J. Jang, J. Bürger, J. Rho, S.A. Maier, "Complex-amplitude metasurface-based orbital angular momentum holography in momentum space", *Nat. Nanotechnol.*, vol. 15, p. 948–955, 2020.
- [14] G. Shang, Z. Wang, H. Li, K. Zhang, Q. Wu, S.N. Burokur, X. Ding, "Metasurface holography in the microwave regime", *Photonics*, vol. 8, 135, 2021.
- [15] R. Fleury, A. Alu, "Cloaking and invisibility: A review", *Prog. Electromagn. Res.*, vol. 147, p. 171–202, 2014.
- [16] J. Yi, P.-H. Tichit, S.N. Burokur, A. de Lustrac, "Illusion optics: Optically transforming the nature and the location of electro-magnetic emissions", *J. Appl. Phys.*, vol. 117, 084903, 2015.
- [17] A. Monti, J.C. Soric, A. Alù, A. Toscano, F. Bilotti, "Anisotropic mantle cloaks for TM and TE scattering reduction", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 63, p. 1775–1788, 2015.
- [18] Y. Guo, L. Yan, W. Pan, L. Shao, "Scattering engineering in continuously shaped metasurface: An approach for electromag-netic illusion", *Sci. Rep.*, vol. 6, 30154, 2016.
- [19] S. Vellucci, A. Monti, A. Toscano, F. Bilotti, "Scattering manipulation and camouflage of electrically small objects through metasurfaces", *Phys. Rev. Appl.*, vol. 7, 034032, 2017.
- [20] T.V. Teperik, S.N. Burokur, A. de Lustrac, G. Sabanowski, G.-P. Piau, "Experimental validation of an ultra-thin metasurface cloak for hiding a metallic obstacle from an antenna radiation at low frequencies", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 111, 054105, 2017.

- 
- [21] P.-Y. Chen, J. Soric, A. Alù, “Invisibility and cloaking based on scattering cancellation”, *Adv. Mater.*, vol. 24, p. 281-304, 2012.
- [22] R. Cacocciola, B. Ratni, N. Mielec, E. Mimoun, S.N. Burokur, “Metasurface-tuning: A camouflaging technique for dielectric obstacles”, *J. Appl. Phys.*, vol. 129, no. 12, p. 124902, 2021.
- [23] R. Cacocciola, B. Ratni, N. Mielec, E. Mimoun, S.N. Burokur, “Camouflaging a high-index dielectric scatterer with buried metasurfaces”, *Adv. Opt. Mater.*, 10.1002/adom.202101882, in press.
- [24] R. Cacocciola, B. Ratni, N. Mielec, E. Mimoun, S. N. Burokur, “Metasurfaces for far-field radiation pattern correction of antennas under dielectric seamed-radomes”, *Materials*, vol. 15, no. 2, p. 665, 2022.
- [25] E. Michielssen, R. Mittra, “RCS reduction of dielectric cylinders using the simulated annealing approach”, *IEEE Microw. Guided Wave Lett.*, vol. 2, p.146-148, 1992.
- [26] G. Virone, R. Tascone, G. Addamo, O.A. Peverini, “A design strategy for large dielectric radome compensated joints”, *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 8, p. 546-549, 2009.
- [27] M.E., MacDonald, “An overview of radomes for large ground-based antennas.” *IEEE Aerosp. Electron. Syst. Mag.*, vol. 34, p. 36-43, 2019.

**Réflecteur multibande à métamatériaux**  
*Multiband metamaterial reflector*

Rafael Gonçalves Licursi de Mello<sup>1</sup>, Anne Claire Lepage<sup>2</sup>, Xavier Begaud<sup>3</sup>

<sup>1</sup>LTCI, Télécom Paris, Institut Polytechnique de Paris, Palaiseau, rafael.licursi@ieee.org

<sup>2</sup>LTCI, Télécom Paris, Institut Polytechnique de Paris, Palaiseau, anne-claire.lepage@telecom-paris.fr

<sup>3</sup>LTCI, Télécom Paris, Institut Polytechnique de Paris, Palaiseau, xavier.begaud@telecom-paris.fr

*Mots clés : métamatériaux, métasurface, conducteur magnétique artificiel, multibande, 5G.*

*Keywords: metamaterials, metasurface, artificial magnetic conductor, multiband, 5G.*

**Résumé/Abstract**

Dans ce travail, nous présentons la conception d'un conducteur magnétique artificiel (CMA) tri-bande comme réflecteur quadri-bande pour la 5G, la 4G, le Wi-Fi et les communications en bande X. Pour démontrer l'intérêt de ce réflecteur, nous le plaçons au-dessous d'une spirale d'Archimède à une distance proche d'un quart de la longueur d'onde dans la bande X, ce qui implique une distance électrique plus petite pour la 5G, la 4G et le Wi-Fi. Une amélioration du gain réalisé dans la direction « broadside » est obtenue dans toutes les bandes par rapport au cas de la spirale seule, avec des diagrammes stables et un encombrement de  $0.1 \lambda_l$ , où  $\lambda_l$  est la longueur d'onde à 2.4 GHz.

In this work, we present the design of a tri-band artificial magnetic conductor (AMC) as a quad-band reflector for the 5G, 4G, Wi-Fi and X-band communications. To show the interest of the solution, the AMC is placed under an Archimedean spiral at a distance close to a quarter-wavelength in the X band, which implies a smaller electrical distance for the 5G, 4G, and Wi-Fi. Compared to the spiral alone, an improvement in the broadside realized gain is obtained in all bands, with stable diagrams and a profile of  $0.1 \lambda_l$ , where  $\lambda_l$  is the wavelength at 2.4 GHz.

**1 Introduction**

La multiplicité des standards de communications, avec notamment l'arrivée du Wi-Fi 6E et de la cinquième génération (5G) des réseaux mobiles, nécessite des antennes toujours plus performantes capables de fonctionner sur toutes les bandes de fréquences requises. Pour obtenir des diagrammes stables, unidirectionnels et à gain élevé, une approche consiste à dédier à chaque bande une antenne placée à la bonne distance d'un réflecteur commun, ce qui ne contribue pas à la compacité du dispositif [1]. Une autre possibilité est l'utilisation d'une source à large bande située au-dessus d'un réflecteur multibande [2]. Ce travail présente la conception d'un conducteur magnétique artificiel (CMA) tri-bande comme réflecteur quadri-bande pour la 5G (3.4–3.8 GHz), la 4G (2.5–2.7 GHz), le Wi-Fi (2.4–2.5 GHz, 5.17–5.83 GHz, 5.93–6.45 GHz) et la communication en bande X (8.0–12.0 GHz).

**2 Principe de fonctionnement et description de la cellule**

Nous utilisons pour le CMA une cellule à trois fentes carrées (Figure 1). Cette cellule est conçue pour obtenir le comportement d'un conducteur magnétique parfait (CMP) dans trois fréquences proches les unes des autres, où se produisent des résonances avec une phase du coefficient de réflexion  $\varphi_r = 0^\circ$ . Loin des résonances,  $\varphi_r$  passe asymptotiquement à  $\pm 180^\circ$  et un comportement proche du conducteur électrique parfait (CEP) est alors obtenu. Il a été montré en [3] que les ondes réfléchies contribuent au rayonnement dans la direction « broadside » quand  $-120^\circ < \varphi_t < +120^\circ$ , où  $\varphi_t = \varphi_r + \varphi_p$  est la différence de phase entre les ondes de la source et celles réfléchies

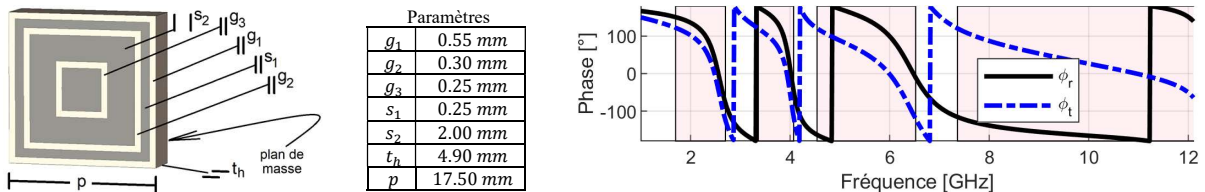


Figure 1. Cellule simulée et diagrammes de phase de réflexion  $\varphi_r$  et différence de phase  $\varphi_t$ .

par le réflecteur dans la direction « broadside »,  $\varphi_p = -2kh$  est liée à l'aller-retour de l'onde entre source et réflecteur (qui sont séparés d'une distance  $h$ ) et  $k$  est le nombre d'onde. Nous plaçons le CMA au-dessous d'une source large bande à une distance proche d'un quart de la longueur d'onde dans la bande la plus élevée, ce qui implique une distance électrique plus petite pour les trois bandes inférieures. La Figure 1 montre la phase de réflexion  $\varphi_r$  sur la cellule et la différence de phase  $\varphi_t$  dans un plan de référence  $h = 7 \text{ mm}$ , calculée avec le solveur Transient de CST Microwave Studio pour une structure infinie (une cellule avec des conditions aux limites PEC et PMC [4]). Le substrat possède une permittivité  $\varepsilon_r = 2.34$  et une tangente de pertes  $\tan \delta = 0.0013$ . Les régions où  $-120^\circ < \varphi_t < +120^\circ$  sont colorées et comprennent les quatre bandes d'intérêt.

### 3 Description de la structure complète et résultats

Pour valider l'intérêt du réflecteur, une spirale d'Archimède qui couvre toutes les bandes ciblées est utilisée comme source. La spirale a une largeur de piste de  $0.6 \text{ mm}$  et un nombre total de 10 tours, entraînant un diamètre de  $48 \text{ mm}$ . Elle est imprimée sur un substrat de  $60 \times 60 \text{ mm}^2$ , épaisseur  $0.762 \text{ mm}$ , permittivité  $\varepsilon_r = 2.20$  et tangente de pertes  $\tan \delta = 0.0009$ . Le CMA final est composé de  $7 \times 8$  cellules et se situe à  $h = 7 \text{ mm}$  au-dessous de la spirale. L'encombrement de la structure est de  $11.9 \text{ mm} = 0.1 \lambda_l$ , où  $\lambda_l$  est la longueur d'onde à  $2.4 \text{ GHz}$ . La Figure 2 montre l'ensemble et les résultats calculés avec le solveur Transient de CST Microwave Studio avec un port discret d'impédance de référence  $Z_{ref} = 151 \Omega$ . Les régions colorées indiquent les bandes d'intérêt.

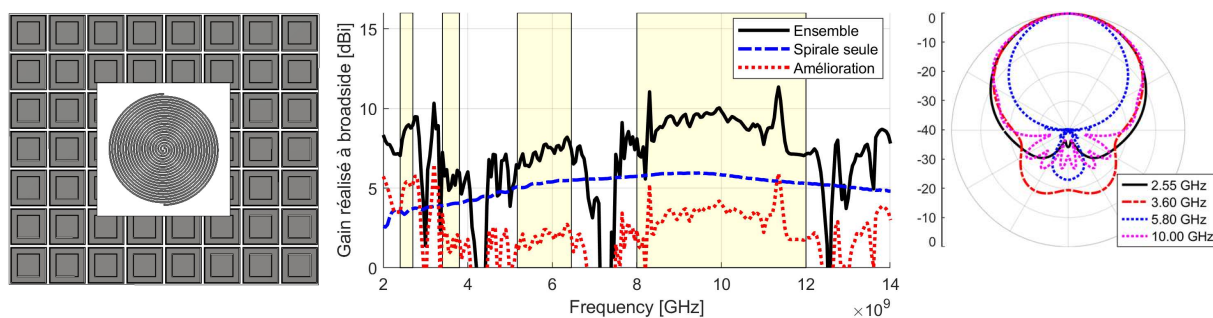


Figure 2. Ensemble AMC plus spirale d'Archimède et les résultats simulés.

Nous voyons que dans la première bande (2.4–2.7 GHz) le gain réalisé à « broadside » est amélioré de  $5 \text{ dB}$  par rapport au résultat de la spirale seule. Dans la deuxième (3.4–3.8 GHz) et troisième (5.17–6.45 GHz) bandes, l'amélioration est aux alentours de  $2 \text{ dB}$ . Dans la quatrième bande (8.0–12.0 GHz), elle est d'environ  $3.5 \text{ dB}$ . La Figure 2 montre aussi les diagrammes de rayonnement pour l'un des plans principaux aux fréquences centrales de chaque bande. Nous voyons que les diagrammes restent stables et unidirectionnels. Une analyse détaillée montre qu'il en est de même pour toutes les fréquences de fonctionnement et aussi dans l'autre plan principal.

### 4 Conclusion

Nous avons présenté la conception d'un CMA tri-bande utilisé comme réflecteur quadri-bande pour obtenir des diagrammes stables, unidirectionnels et à gain élevé et couvrir les standards 4G/5G, Wi-Fi 2.4/5/6E et la bande X. Pour démontrer l'intérêt de la solution, une antenne spirale d'Archimède a été utilisée comme source. Cette utilisation particulière du CMA fournit une amélioration du gain réalisé dans la direction « broadside » dans toutes les bandes de fréquences ciblées par rapport au cas de la spirale seule, avec des diagrammes stables et un encombrement de  $0.1 \lambda_l$ .

### 5 Remerciements

Ce travail a eu le soutien du Conseil National pour le Développement Scientifique et Technologique – Brésil.

### Références bibliographiques

- [1] X. Zhu, J. Zhang, T. Cui and Z. Zheng, "A dielectric-loaded dual-broadband printed dipole antenna with stable radiation pattern in the H-plane," in *IEEE Ant. Wireless Prop. Let.*, v. 18, no. 9, pp. 1761–1765, Sept. 2019.
- [2] H. H. Tran and I. Park, "A dual-wideband circularly polarized antenna using an artificial magnetic conductor," in *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, v. 15, pp. 950–953, 2016.
- [3] C. Djoma, M. Jousset, A. C. Lepage, S. Mallécol, C. Renard and X. Begaud, "Maximal bandwidth of an archimedean spiral antenna above a reflector," in *IEEE Ant. Wireless Prop. Let.*, v. 13, pp. 333–336, 2014.
- [4] F. Linot, R. Cousin, X. Begaud and M. Soiron, "Design and measurement of high impedance surface", *Proc. 4th Euro. Conf. Ant. Prop.*, pp. 1–4, 2010.

---

**Analyse circuit équivalent d'un absorbant radar à métasurface**  
*Equivalent circuit analysis of a radar absorbing metasurface*

---

*Tanguy Lopez<sup>1,2</sup>, Thomas Lepetit<sup>1</sup>, Shah Nawaz Burokur<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>DEMR, ONERA, Université de Paris-Saclay, F91123 Palaiseau, France

<sup>2</sup>LEME, UPL, Univ Paris Nanterre, F92410 Ville d'Avray, France

*tanguy.lopez@onera.fr / tlopez@parisnanterre.fr*

---

*Mots clés: métasurface, absorbant radar, circuit équivalent*

*Keywords : metasurface, radar absorber, equivalent circuit*

---

### **Résumé/Abstract**

Pour toujours plus de camouflage, les experts en furtivité envisagent depuis quelques temps d'utiliser les métasurfaces et leurs propriétés non-conventionnelles de manipulation des ondes [1] pour réaliser des solutions de dissimulation efficaces. En prévision de l'ajout de composants électroniques, permettant notamment de piloter la fréquence pour laquelle le besoin de furtivité se fait ressentir, nous nous sommes intéressés à une approche circuit équivalent pour la conception de métasurfaces. En effet, les travaux de [2] proposent d'analyser des métasurfaces avec électronique en combinant le comportement de la structure d'accueil à celui des composants individuels. L'analyse circuit équivalent de la métasurface d'accueil dénuée de composants peut se faire grâce aux travaux synthétisés dans [3]. Ce projet consiste donc à transposer les résultats de [3] vers la géométrie coaxiale d'intérêt ici. La validité de la méthode est alors éprouvée par comparaison à des résultats de simulation par éléments finis.

To provide for an ever-increasing need for camouflage, experts in stealth have been envisioning for a few years to use metasurfaces and their unconventional electromagnetic properties [1] to serve as efficient cloaking devices. To prepare for the use of surface-mounted electronic components, useful for frequency-selecting purposes, we took interest in an equivalent circuit analysis of metasurfaces. Indeed, the works of [2] on metasurfaces using electronic components invite one to combine the passive behavior of the host structure with that of the lumped elements. The equivalent circuit analysis of the hosting surface deprived of electronic components can be done using the works of [3] on passive metasurfaces. This project therefore aims at translating the results of [3] onto the coaxial geometry of interest here. The validity of such a method is then assessed by comparison with the simulation results obtained using a finite-element method.

### **1 Introduction**

Metasurfaces are arrays of sub-wavelength patterns used in all electromagnetic domains – from optics to microwaves – to design devices with extraordinary wave manipulation properties [1]. Thanks to the Floquet theory [4], the analysis of periodic structures can be simplified down to the study of a single of their constituting metacell. The study of isolated metacells can be conducted under many forms – using a method of moments or finite-element methods for instance. Here, the chosen method is an equivalent circuit analysis (ECA) which would provide the operator with an intelligible equivalent circuit model (ECM) of metacells easily affected by the addition of series and/or parallel impedances of surface-mounted electronic components, as intended in future works.

In [3], an ECA is introduced in the case of metasurfaces studied in free-space and simplified to Cartesian metacells, seen as discontinuities in rectangular waveguides with periodic boundaries. In this project, this method is applied to a metacell in a coaxial geometry – this translation is possible as the method proposed in [3] is independent of the chosen system of coordinates. This coaxial geometry is chosen to accelerate the design cycle by reducing fabrication costs, along with measurement complexity. In addition, such coaxial geometry emulates free-space propagation by supporting a TEM propagation mode, and therefore allows for measurements at low frequencies in a compact setup.

In the frame of this project, the studied metacell is that of Figure 1(a) – a PCB of coaxial geometry into which eight identical apertures have been cut out. The metacell of Figure 1(a) is then inserted into a coaxial transmission line (TL) terminated by a short-circuit as illustrated on Figure 1(b). In such configuration, the short-circuit is a stand-in for the target's fuselage or external metallic structure.



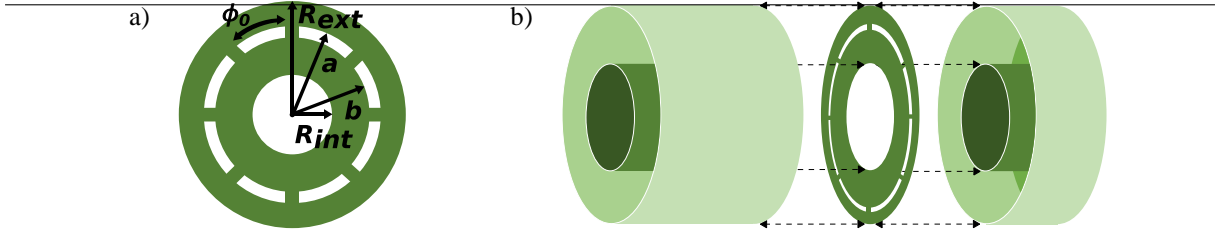


Figure 1: (a) Metacell of interest with its eight identical apertures with  $R_{ext} = 75$  mm,  $R_{int} = 32.5$  mm,  $a = 56.25$  mm,  $b = 51.25$  mm and  $\phi_0 = \pi/4$  and (b) the coaxial TL used for this study is terminated by a short-circuit

Knowledge of the dimensions of the coaxial TL of Figure 1(b) allows one to locate the exact cut-off frequencies, from which the higher-order TE and TM modes turn propagative, thanks to the Bessel-Neumann's equations [5] and their numerical implementation [6]. This leads to the values reported on Figure 2 for the first modes of interest – truncated for legibility. This information is key for the application of the method of [3], whose equivalent circuit depends on the couplings of the metasurface's electric field to the surrounding TL modes.

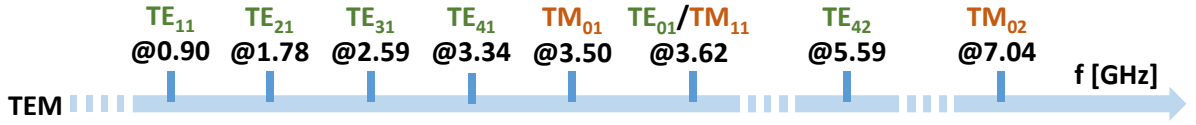


Figure 2: Cut-off frequencies of the  $TE_{nm}$  and  $TM_{nm}$  propagation modes of interest supported in the coaxial TL

## 2 Equivalent circuit analysis

### 2.1 General study in a coaxial transmission line

The ECA proposed by [3] is an attempt at reaching an analytical expression of the metacell's admittance  $Y_{MS}$  encountered by the incoming wave of admittance  $Y_0$  propagating within the TL as presented on Figure 3.

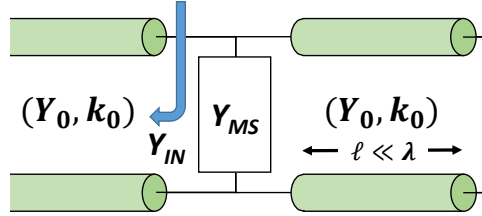


Figure 3: General equivalent circuit model of a metacell introduced in a short-circuited TL

In such configuration, the reflection coefficient of the network formed by the metacell introduced in the short-circuited TL is given by

$$S_{11} = \frac{Y_0 - Y_{IN}}{Y_0 + Y_{IN}} \quad (1)$$

The ECA introduced in [3] is able to provide an analytical expression of such a reflection coefficient provided prior knowledge of two elements: a decomposition basis and an expression of the metacell's electric field  $\mathbf{E}_S$ . The first element is provided by the modal basis of coaxial fields  $\mathbf{e}_{nm}$ , normalized according to [5]. The second element however urges one to express a fundamental two-part work hypothesis. Firstly, that the total electric field of the metacell  $\mathbf{E}_S$  is the superposition of the fields supported by each of the apertures. Secondly, that the field supported by each of these apertures is the fundamental mode supported by the equivalent waveguide. In the case of this project, the metacell's electric field  $\mathbf{E}_S$  is therefore seen as the superposition of the fields of eight identical apertures seen as the cross-sections of finite-arc-lengthed coaxial waveguides, called *double-baffled coaxial waveguides* in [7] where an analytical expression of the various modes supported by such a waveguide is provided.

Once these expressions are found, the electric field  $\mathbf{E}_S$  of the metacell may be expressed in the modal basis using the projections  $N_{nm}$  introduced in [3] and defined as

$$N_{nm} = \langle \mathbf{E}_S | \mathbf{e}_{nm} \rangle = \int_S \mathbf{E}_S \cdot \mathbf{e}_{nm}^* dS \quad (2)$$

Which are particularly convenient for building an ECM as in the specific case where the frequency and spatial dependencies of the metacell's  $\mathbf{E}_S$  field are separable, the  $N_{nm}$  projections can be seen as transformer ratios.

According to [3] and the modal basis decomposition of [5], it is possible to separate each harmonic supported by the coaxial TL into individual TLs propagating each a modal coaxial wave admittance  $Y_{nm}$ . Given the configuration of the coaxial TL of Figure 1(b), the TL theory claims [8] that such admittances are seen by the metacell as: either unaffected – as fed by the infinite TL on one side – or affected by the short-circuit found at a distance  $\ell \ll \lambda$  on the other side. For the study in reflection of the incident TEM coaxial mode, the remaining TE<sub>nm</sub> and TM<sub>nm</sub> coaxial modes' local interactions with the metacell thus introduce a perturbation in the form of an equivalent admittance  $Y_{eq}$  such that

$$Y_{eq} = \sum_{nm \neq inc} |N_{nm}|^2 (1 - j \cotan(\beta_{nm} \ell)) Y_{nm} \quad (3)$$

where one may notice the projections  $N_{nm}$  of the metacell's field over the modal vectors  $\mathbf{e}_{nm}$  along with the inductive behavior introduced by the short-circuit in the form of the imaginary part of the formula. Such equivalent admittance implies that an infinite number of harmonics must be explicitly taken into account to provide an accurate ECM. Fortunately, some simplifications can alleviate the weight of such computation.

Indeed, when conducting the study over a frequency range over which some of the supported modes are strongly evanescent *i.e.*, for which  $k_{nm} \gg k$ , then the admittances of the coaxial TE and TM modes may be simplified to

$$\begin{cases} Y_{nm}^{TM} = \frac{1}{\eta_0} \frac{k_0}{\beta_{nm}^{TM}} \approx \frac{1}{\eta_0} \frac{k_0}{-j|k_{nm}^{TM}|} = j\omega C_{nm} \\ Y_{nm}^{TE} = \frac{1}{\eta_0} \frac{\beta_{nm}^{TE}}{k_0} \approx \frac{1}{\eta_0} \frac{-j|k_{nm}^{TE}|}{k_0} = \frac{1}{j\omega L_{nm}} \end{cases} \quad (4)$$

The implications of Equation (4) are that individual higher-order evanescent modes can be simplified down to a single capacitance, in the case of TM modes, and a single inductance, in the case of TE modes. Splitting up the sum in Equation (3) into TM and TE modes and splitting each of these sums into ( $n_{prop}^{TM}$  TM and  $n_{prop}^{TE}$  TE) propagative and evanescent modes, the equivalent admittance can be written

$$Y_{eq} = \sum_{n,m}^{n_{prop}^{TM}} |N_{nm}^{TM}|^2 (1 - j \cotan(\beta_{nm}^{TM} \ell)) Y_{nm}^{TM} + \sum_{n,m}^{n_{prop}^{TE}} |N_{nm}^{TE}|^2 (1 - j \cotan(\beta_{nm}^{TE} \ell)) Y_{nm}^{TE} + j\omega C_{ho} + \frac{1}{j\omega L_{ho}} \quad (5)$$

where  $C_{ho}$  and  $L_{ho}$  are the overall capacitance and inductance introduced by the evanescent TM and TE modes, respectively.

## 2.2 Particular case of the studied metacell

The fundamental assumption previously made that the eight identical apertures of Figure 1(a) take equal part in the total electric field of the metacell  $\mathbf{E}_S$  implies that knowing the field of one aperture is enough to know the field of the whole metacell. Using the information given in [7], one may therefore express the electric field of the different modes found within a single aperture of finite arc-length  $\phi_0$  (see Figure 1(a)). The first thing to acknowledge here is the lack of a TEM mode in such *double-baffled coaxial waveguide*. The fundamental propagation mode of such waveguide must therefore be determined from the cut-off frequencies of the various supported modes.

According to [7], a *double-baffled coaxial waveguide* supports both TE and TM propagations. In the case of TE propagation in such finite-arc-lengthed aperture, the electric field  $\mathbf{E}_{pq}^{TE}$  with  $(p, q) \in \frac{\pi}{\phi_0} \mathbb{N}^* \times \mathbb{N}$  can be expressed in polar coordinates as

$$\mathbf{E}_{pq}^{TE}(\rho, \phi) = A \begin{pmatrix} \frac{p}{\epsilon \rho} (Y_{pq}(k_{pq} \rho) - \alpha'_{pq} J_{pq}(k_{pq} \rho)) \sin(p\phi) \\ \frac{k_{pq}}{\epsilon} (Y'_{pq}(k_{pq} \rho) - \alpha'_{pq} J'_{pq}(k_{pq} \rho)) \cos(p\phi) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (6)$$

where  $A$  is an amplitude constant,  $J$  and  $Y$  are the Bessel functions of first and second order while  $J'$  and  $Y'$  are their derivatives regarding the variable  $\rho$ ,  $k_{pq}$  are the cut-off wavenumbers of the considered modes and  $\alpha'_{pq}$  a constant that fulfills the boundary conditions of the perfect electric nature of the aperture's rims. One may notice that for  $\phi_0 = \pi/4$ , then  $p = 4n$ ,  $n \in \mathbb{N}^*$ , which is the case here (see Figure 1(a)). Using Bessel-Neumann's equations adapted to the case of such *double-baffled coaxial waveguide* according to [7], the cut-off frequencies of the first TM and TE modes of interest have been calculated [6] and the results are reported in Figure 4 for comparison purposes – between each other and regarding the coaxial TL's.

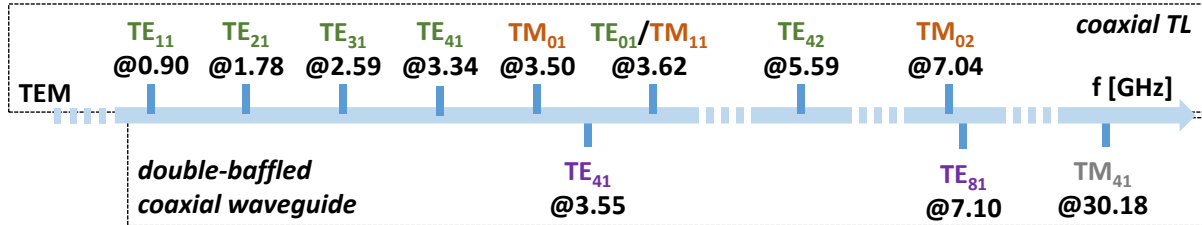


Figure 4: Cut-off frequencies of the  $TE_{nm}$  and  $TM_{nm}$  modes of the coaxial TL (top) along with the cut-off frequencies of the first  $TE_{nm}$  and  $TM_{nm}$  modes of the double-baffled coaxial waveguide (bottom)

From Figure 4, the fundamental mode of the single double-baffled waveguide is TE<sub>41</sub>. The total metacell's electric field  $\mathbf{E}_S$  as required in Equation (2) is therefore assumed to be

$$\mathbf{E}_S(\rho, \phi) = \sum_{k=0}^7 \left( \mathbf{E}_{41}^{TE} \left( \rho, \phi - k \frac{\pi}{4} \right) \cdot \Pi_{\pi/4} \left( \phi - (2k+1) \frac{\pi}{8} \right) \right) \quad (7)$$

where  $\Pi_w$  is the rectangle function of width  $w$  – here of width  $\phi_0 = \pi/4$  and centered over each aperture.

Finite-element simulations have been performed on a single metacell's aperture from Figure 1(a) (extending in the ranges  $\rho \in [a, b]$  and  $\phi \in [0, \pi/4]$ ) and have confirmed the theoretical expression found in Equation (6), as can be seen on Figure 5.

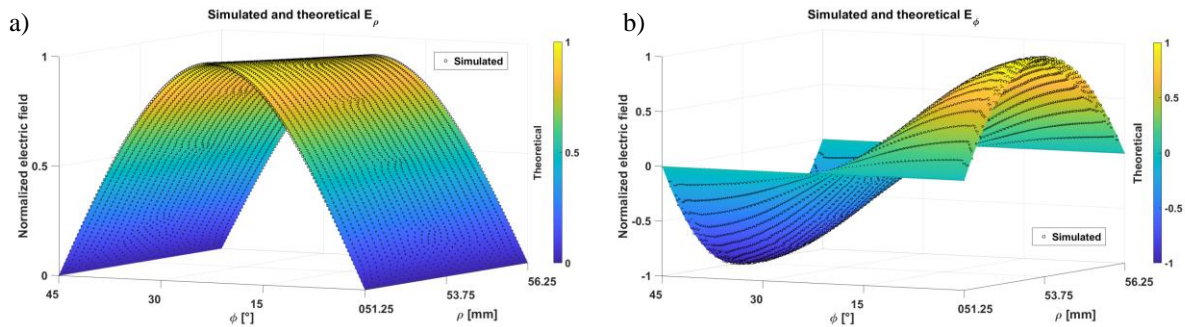


Figure 5: Comparison of the electric field profiles of the fundamental mode of a double-baffled coaxial waveguide for the (a)  $\rho$ -component and (b)  $\phi$ -component as provided by COMSOL® (black circles) and Equation (6) (colormap)

The analysis of the projections  $N_{nm}$  as defined in Equation (2) quickly highlights that only some of the coaxial TL modes are in fact able to couple with the metacell's electric field  $\mathbf{E}_S$  from Equation (7). In the case of the simplification  $\phi_0 = \pi/4$ , some symmetry considerations lead to the results highlighted on Figure 6. The first take is that fortunately, the incident TEM mode can indeed couple with the metacell. The second take is that only the TE<sub>4n,m</sub>, and TM<sub>0m</sub> modes are to be considered in the equivalent admittance  $Y_{eq}$  of Equation (3).

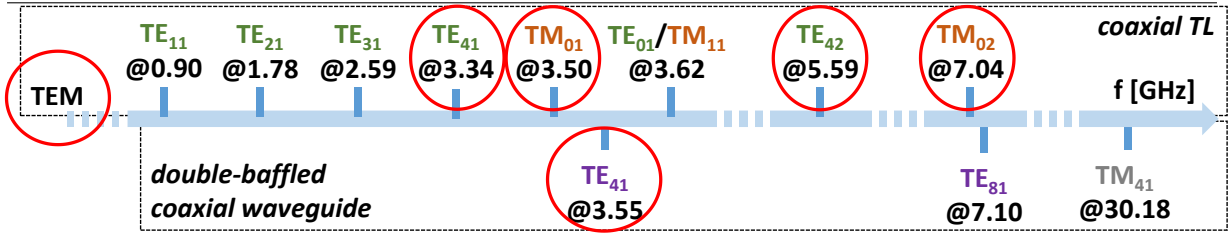


Figure 6: Highlight of the first coaxial TL's  $TE_{4n,m}$  and  $TM_{0m}$  modes (top) able to couple with the double-baffled coaxial waveguide's fundamental mode (bottom)

### 2.3 Equivalent circuit model

According to the highlighted coupling modes of Figure 6, the metacell's reflective behavior is only altered by the admittances of the  $TE_{4n,m}$ , and  $TM_{0m}$  modes. Therefore, to observe an alteration of the metacell's reflection coefficient, one can focus on the sole frequency range around the cut-off frequencies of such modes. In other words, over any frequency range below  $f_{41}^{TE} \approx 3.34$  GHz (see Figure 6), no noticeable change in the reflection coefficient should be observed.

A closer look at the different transitions exhibited by TE and TM modes around their cut-off frequencies is given on Figure 7. One may notice the coaxial  $TM_{01}$  mode exhibits a strongly resonant behavior around its cut-off frequency  $f_{01}^{TM} \approx 3.50$  GHz (see Figure 6) – transitioning sharply from a capacitive admittance to a resistive one – while the  $TE_{41}$  mode shows a smooth transition from an inductive behavior to a resistive one around  $f_{41}^{TE}$ .

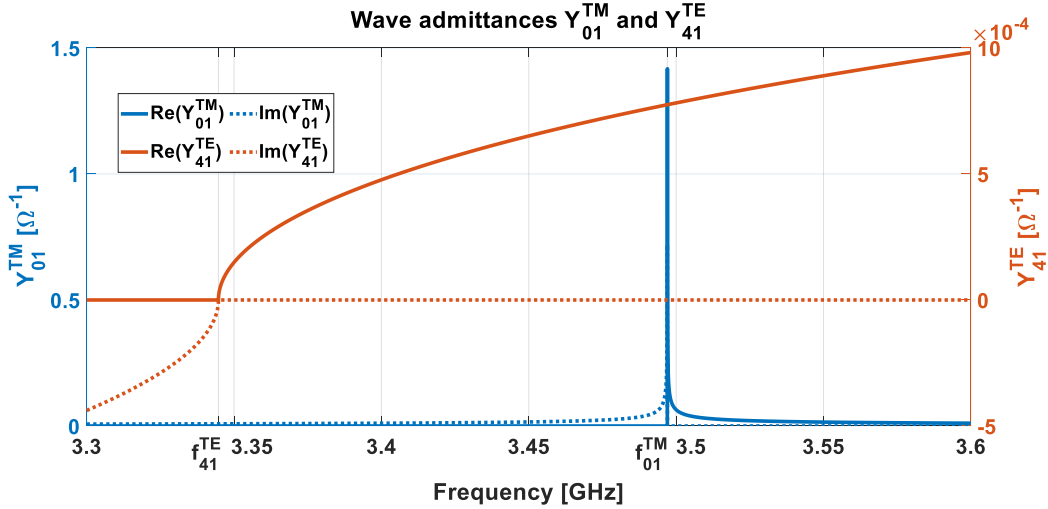


Figure 7: Comparison of wave admittances  $Y_{01}^{TM}$  (left axis, blue curves) and  $Y_{41}^{TE}$  (right axis, red curves) around their respective cut-off frequency  $f_{01}^{TM} \approx 3.50$  GHz and  $f_{41}^{TE} \approx 3.34$  GHz

Subsequent finite-element simulations highlighted the strong conditioning of the metacell's resonance to the TM transitioning rather than the TE transitioning. This may find an explanation in the definition of the reflection coefficient from Equation (1) : to match the incoming TEM wave of real admittance  $Y_0$ , the metacell's admittance  $Y_{MS}$  must provide both a resistive part, and a reactive part able to compensate for the inductive behavior induced by the short-circuit. To do so, such reactance must be capacitive, as is provided by the couplings with TM modes, unlike the TE modes whose couplings only add more inductive contributions. The frequency range [3.45, 3.60] GHz around the cut-off frequency of the  $TM_{01}$  mode  $f_{01}^{TM} \approx 3.50$  GHz has therefore been chosen as a range of interest to assess the ability of the ECM to translate the expected behavior observed by finite-element simulations.

Around the first  $TM_{01}$  mode, both the  $TM_{01}$  and  $TE_{41}$  modes are propagative. According to the equivalent admittance expression from Equation (5), only these two modes are to be explicitly considered in the ECA while the higher-order modes  $TM_{0m,m>1}$  and  $TE_{4m,m>1}$  are lumped into an equivalent parallel capacitance  $C_{ho}$  and inductance  $L_{ho}$ , respectively. This leads to the equivalent circuit of Figure 8, which is valid as long as only these modes are propagative *i.e.*, up until the next interacting mode of cut-off frequency  $f_{42}^{TE} \approx 5.59$  GHz (see Figure 6).

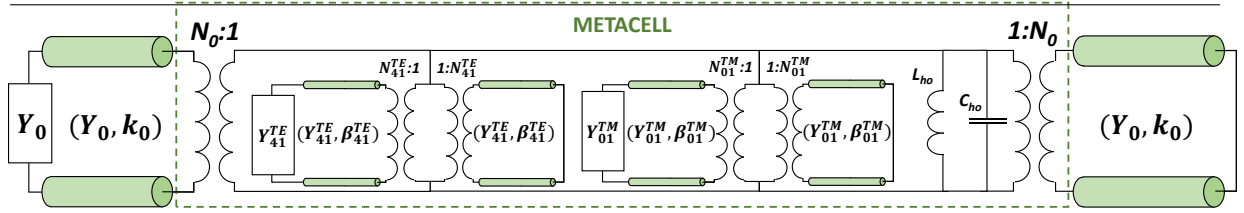


Figure 8: Equivalent circuit model of the metacell introduced in the coaxial TL valid up until 5.59 GHz ( $\approx f_{42}^{TE}$ )

### 3 Results

According to Equation (1) and given the ECM of Figure 8, the reflection coefficient is given by

$$S_{11} = \frac{|N_0|^2 Y_0 - (-j \cotan(k_0 \ell) |N_0|^2 Y_0 + Y_{eq})}{|N_0|^2 Y_0 + (-j \cotan(k_0 \ell) |N_0|^2 Y_0 + Y_{eq})} \quad (8)$$

The frequency response of such ECM is compared to the reflection coefficient provided by finite-element simulations on Figure 1(b), in terms of both amplitude and phase. One may notice on Figure 9 an amplitude drop along with a phase zero for both curves, which are symptomatic of a resonant behavior: the injected TEM mode sees its power partially transferred to the higher-order modes shown in the ECM of Figure 8 right around the resonance frequency and its power is therefore only partially recovered after reflection.

One may notice on Figure 9 a general shift of the  $S_{11}$ -parameter curves provided by the ECM of around 14 MHz which represents a relative shift of around  $\delta f_\phi = 0.4\%$ . The reflection minimum from Figure 9 has also been shifted by around 34 MHz which represents a  $\delta f_A = 1\%$  downward shift. One may finally notice that the equivalent circuit model has not been able to translate the spectral spreading the finite-element method has highlighted on Figure 9.

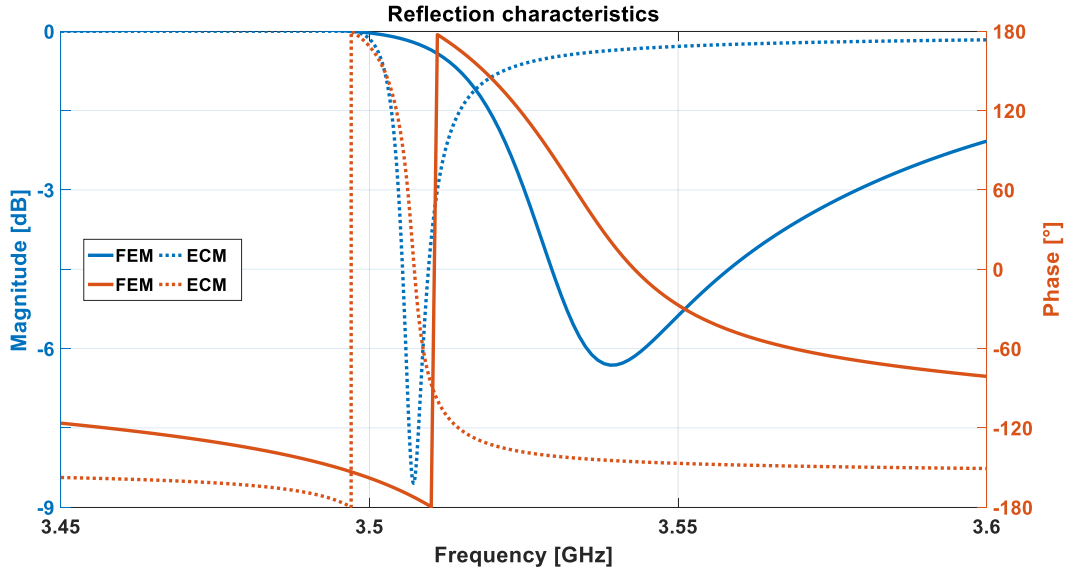


Figure 9: Comparison of the  $S_{11}$  curves obtained using COMSOL<sup>®</sup> (FEM, solid) and the equivalent circuit (ECM, dashed) over [3.45, 3.60] GHz ( $f_{01}^{TM} \approx 3.50$  GHz) in terms of amplitude and phase

To pinpoint the source of error in the ECM that may explain the discrepancies with the finite-element results, a regression method was employed – a least-squares method iteratively attempted to approximate the best combination of parameters (the  $N_{nm}$  transformer ratios) needed to recreate the expected results (the full curve of Figure 9). The results of such regression have been compared on Figure 10, in terms of the power-related coefficients  $|N_{nm}|^2$  as used in Equation (8), to those calculated by the algorithm that was developed and used to simulate the equivalent circuit (the dashed curve of Figure 9).

One may notice on the left side of Figure 10 that the TM-related transformer ratios that have been calculated are close to those found by the least-squares regression (error of 9%), while the TE-related transformer ratios on the right side of Figure 10 highlight a complete overlook of the  $N_{41}^{TE}$  coefficient. Other interesting results on both sides of Figure 10 are that all the modes outside the  $TM_{0m}$  and  $TE_{4n,m}$  groups have indeed been found not to couple with

the metacell by both methods, as expected by the symmetry considerations. The very nature of the coaxial  $TE_{41}$  mode seems therefore to have been neglected and no inductive behavior has been introduced to the ECM by the analytical study. The study led in [9], regarding multi-slit metacells, may provide reason for further investigation. As shown, a metacell composed of many slits may show a total electric field that is slightly more complex than the straightforward sum of the aperture's fields. This would urge one to see the metacell of interest as a multi-aperture, unique cell rather than an assembly of eight independent, mono-slit cells, as implicitly done so far.

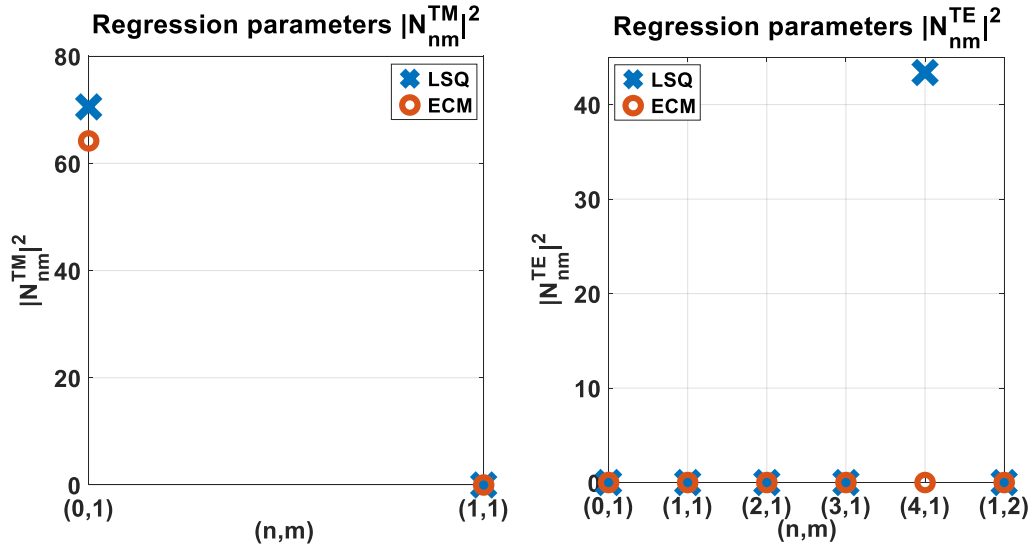


Figure 10: Transformer ratios  $|N_{nm}|^2$  as estimated by the least-squares method (LSQ, blue crosses) and calculated by the equivalent circuit model (ECM, red circles)

#### 4 Conclusion

This study aimed at transposing the ECA introduced in [3] to the coaxial geometry of interest, which is a convenient means of emulating free-space propagation at low frequencies. The comparison of the reflection coefficient characteristics highlighted that the ECA applied to the coaxial geometry has indeed been able to account for the resonant behavior, and the mechanisms of the associated mode-conversion, with only a slight frequency shift. However, these same responses also displayed an imperfect adequation of the model concerning the spectral spreading of both the reflection coefficient curves. This error seems to come from an inability of the implemented analytical model to take into account expected couplings of the metacell with some of the TE incident modes, and their inductive contributions, as shown by the regression process.

Yet, the convincing results of [3] warrant further investigation of our metacell: reducing the complex behavior of metasurfaces to simplified, analytical, intelligible equivalent circuit models for design, analysis and integration purposes is key to improving functionality. Besides, the incorporation of electronic lumped elements would also be greatly simplified with equivalent circuits, as demonstrated by [2]. This would pave the way for many further developments, such as providing more appropriate – or at least easier-to-use tools – for the analysis and design of passive and active metasurface systems, interesting for their reconfigurability mechanisms [10] – or even intelligent devices able to self-adapt to external variations [11]. It may also possibly lead to complementary approaches for the analysis and design of space-time modulated metasurfaces, where an electronic point-of-view may be more appropriate as closer to modulation-related schemes, as detailed in [12].

#### References

- [1] S. B. Glybovski, S. A. Tretyakov, P. A. Belov, Y. S. Kivshar and C. R. Simovski, "Metasurfaces: From microwaves to visible," *Physics Reports*, vol. 634, pp. 1-72, 2016.
- [2] R. Dubrovka and R. Donnan, "Equivalent circuit of FSS loaded with lumped elements using modal decomposition equivalent circuit method," in *Proceedings of the 5th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP)*, 2011.
- [3] F. Mesa, R. Rodriguez-Berral and F. Medina, "Unlocking complexity using the ECA: The equivalent circuit model as an efficient and physically insightful tool for microwave engineering," *IEEE Microwave Magazine*, vol. 19, pp. 44-65, 2018.

- 
- [4] L. Brillouin, *Wave Propagation in Periodic Structures: Electric Filters and Crystal Lattices*, Dover Publications, 2003.
- [5] N. Marcuvitz, *I. Electrical Engineers, I. Engineering, Technology, M. I. Technology, P. P. Limited, M. I. Technology. Radiation Laboratory, U. S. O. Scientific Research and D. N. D. R. Committee, Waveguide Handbook*, McGraw-Hill, 1951, Sections 2.4 & 5.3.
- [6] D. E. Horsley, "specialzeros," 2022. [Online]. Available: <https://github.com/dehorsley/specialzeros>.
- [7] C. C. Courtney and E. Donald, "Modes of a double-baffled, cylindrical, coaxial waveguide," 2003. [Online]. Available: <http://ece-research.unm.edu/summa/notes/SSN/Note483.pdf>. [Accessed August 2021].
- [8] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*, 4th Edition, Wiley, 2011, Section 2.3.
- [9] R. Rodríguez-Berral, F. Mesa and F. Medina, "Resonant modes of a waveguide iris discontinuity: Interpretation in terms of canonical circuits," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 66, pp. 2059-2069, 2018.
- [10] Z. Tao, X. Wan, B. C. Pan and T. J. Cui, "Reconfigurable conversions of reflection, transmission, and polarization states using active metasurface," *Applied Physics Letters*, vol. 110, p. 121901, 2017.
- [11] B. Chambers and A. Tennant, "A smart radar absorber based on the phase-switched screen," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 53, pp. 394-403, 2005.
- [12] Z. Wu and A. Grbic, "Serrodyne frequency translation using time-modulated metasurfaces," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 68, pp. 1599-1606, 2019.

**Cavité asymétrique 1D multifonctionnelle à base de graphène et de cristaux liquides pour les métasurfaces accordables.**

***Graphene and liquid crystal-based multifunctional 1D asymmetric cavity for tunable metasurfaces.***

---

**Giovanni Magno,\* Marco Grande, and Antonella D’Orazio**

*Dipartimento di Ingegneria Elettrica e dell’Informazione (DEI), Politecnico di Bari, Via Re David 200, 70126 Bari, Italy*

\* *giovanni.magno@poliba.it*

---

*Cristaux photoniques, Cristaux liquides, Graphène, Structures multifonctionnelle.  
Photonic crystals, Liquid crystals, Graphene, Multifunctional structures*

---

**Résumé/Abstract**

FR : Le besoin croissant de compacité des dispositifs optiques fait de leur multifonctionnalité et de leur reconfigurabilité des propriétés cruciales. Nous étudions numériquement une nouvelle structure présentant ces caractéristiques. La structure proposée se base sur une combinaison de cristaux photoniques 1D (PhC) et de matériaux reconfigurables (graphène et cristaux liquides). Cette structure compacte peut réaliser des fonctions optiques essentielles, reconfigurables et à bande étroite, telles que la modulation d’amplitude, le filtrage coupe-bande et le déphasage. La polarisation du graphène monocouche et des cristaux liquides génère des effets indépendants sur l’intensité d’absorption, l’action de déphasage et la position spectrale de la résonance et sont détaillés ici. Cette structure peut être utile pour l’ingénierie de métasurfaces reconfigurables pour les modulateurs optiques et les systèmes de contrôle de la direction des faisceaux.

ENG: The increasing need for compactness of optical devices makes multifunctionality and reconfigurability features crucial. We numerically investigate a novel design exhibiting these features. The proposed structure relies on the joint paradigm of 1D photonic crystals (PhC) and reconfigurable materials (graphene and liquid crystals). This compact structure can perform valuable reconfigurable optical narrowband functions such as amplitude modulation, notch filtering, and phase shifting. The independent effects of monolayer graphene and liquid crystal biasing on the absorbance intensity, phase shifting action, and the spectral position of the resonance are detailed. This structure can be valuable for engineering reconfigurable metasurfaces for optical modulators and beam-steering systems.

**1 Introduction**

Designing optical devices incorporating multifunctionality and reconfigurability is imperative to satisfy the increasing request for compact and smart solutions. Multi-functionality can be more easily found in structures having an abundance of degrees of freedom [1–3]. The use of tunable materials, on the other hand, paves the way for design reconfigurability. In particular, graphene [4] and liquid crystals [5] have proven to be of great interest for achieving reconfigurability in optical devices.

**2 Method, results and discussion.**

Here we numerically present a novel structure combining 1D photonic crystals (PhC), graphene, and liquid crystals to obtain both multifunctionality and reconfigurability. As sketched in Fig.1(a), the structure consists of an asymmetric cavity, whose mirrors are made of 1D Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> / SiO<sub>2</sub> photonic crystal terminating on two graphene monolayers. The thicknesses of the Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> and SiO<sub>2</sub> layers are 173 nm and 250 nm, respectively, so that the unitary cell is 423 nm thick. In reference to Fig.1(a), the upper and lower mirrors bounding the cavity consist of 15 and 7 periods, respectively. The cavity defect, bounded by two graphene monolayers on which a 50-nm thick polyimide ( $n = 1.678 + j10^{-4}$  [6]) orientation layer is deposited, is filled with a nematic liquid crystal (E7 mixture), whose properties are modeled after [7,8]. Both the properties of monolayer graphene and liquid crystals can be tuned through electrostatic control. The two graphene monolayers are modeled as a surface current density. Graphene conductivity is modeled after [9–11] as the sum of an intraband and an interband term.



We have numerically observed, through simulations based on the finite element method, that the above-described structure allows for important reconfigurable optical functions such as amplitude modulation, notch filtering, and phase shifting. On the one hand, geometrical parameters and chemical potentials of graphene layers can be exploited to control the (i) intensity of a 1 nm-wide absorbance peak and (ii) the phase of the reflected wave. On the other hand, liquid crystal orientation can be exploited to spectrally tune features (i) and (ii) over about 200 nm around the working wavelength of 1550 nm.

By varying both chemical potentials of the two graphene monolayers, we can identify six different working regimes, with different absorbance and reflectance behavior of the structure. A single graphene layer will be in an ON (OFF) state if its chemical potential is less than or equal to (greater than or equal to) 0.35 eV (0.55 eV). In particular, when one of the two graphene layers is in the ON state while the other one is in the OFF state, we are in a working regime in which the absorbance is maximum and the reflectance minimum. Vice versa, when graphene layers are both in the OFF state the absorbance decreases, and the reflectance increases to values close to unity.

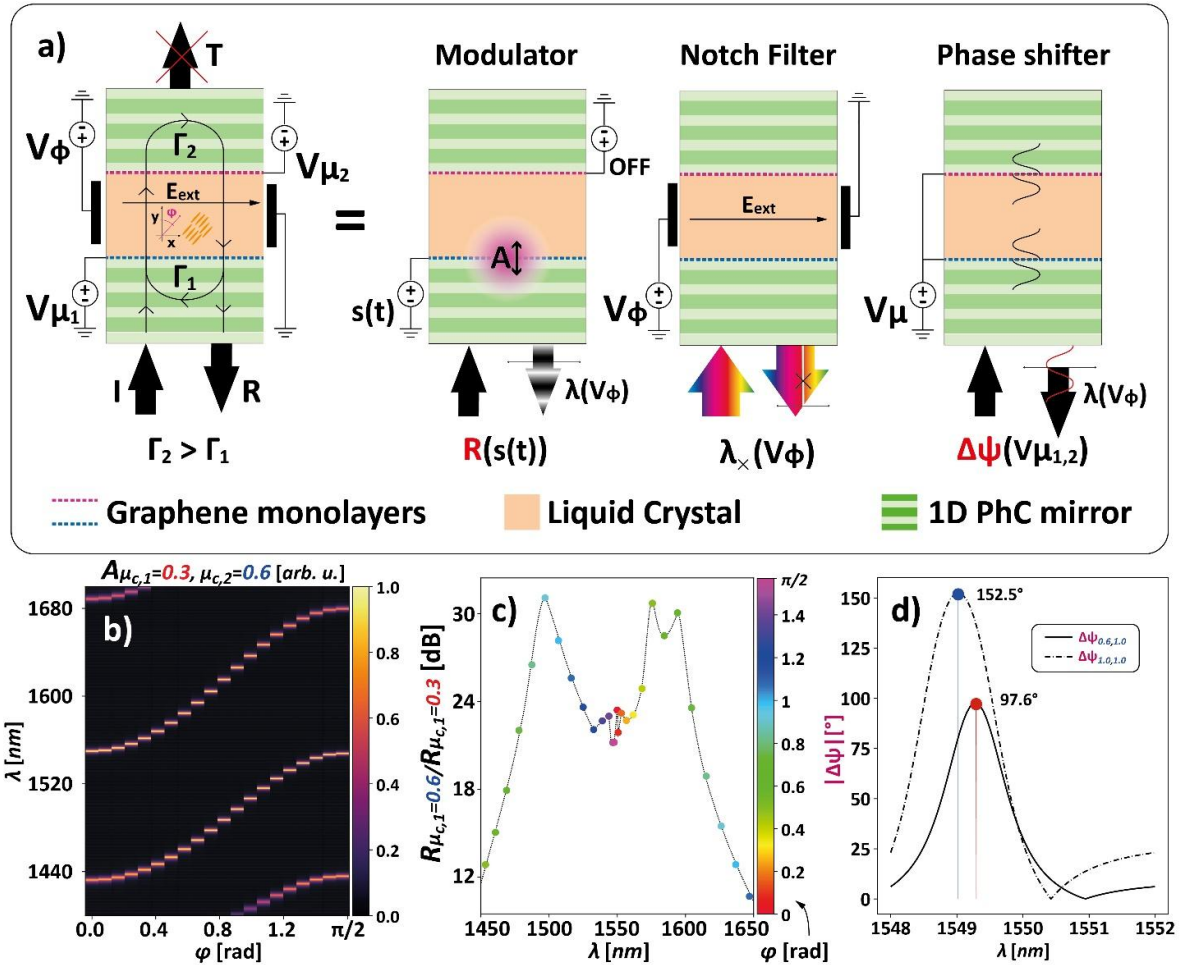


Fig. 1. (a) Sketch depicting the proposed structure, the optical functions it enables, and the degrees of freedom that can be adjusted to reconfigure these functions. (b) Map of absorbance as a function of the wavelength and of the liquid crystal optical axis angle  $\phi$ , when one of the two graphene monolayers is in the ON state and the other in the OFF state. (c) Logarithm of the ratio between the reflectance calculated when the chemical potential of one of the two graphene monolayers is 0.6 eV and the reflectance calculated when the chemical potential of the same layer is varied to 0.3 eV, while the remaining graphene monolayer is in the OFF state. (d) Absolute value of phase shift difference calculated for different configurations of chemical potentials of graphene layers.

Fig. 1(b) shows that it is possible to tune the  $\phi$  angle (corresponding to the liquid crystal elongated particles orientation to the y-axis) to spectrally reconfigure the cavity resonance. Fig. 1(b) shows the absorbance map as a function of wavelength and of the  $\phi$  angle, when one graphene layer operates in the ON state and the other one in

the OFF state, respectively. As the  $\phi$  angle increases, the resonances redshift consistently with the increasing refractive index experienced by the extraordinary wave traveling along the y-direction. Fig.1(c) shows the extinction ratio, defined as the logarithm of the ratio between the reflectance calculated when the chemical potential of one of the two graphene monolayers is 0.6 eV and the reflectance calculated when the chemical potential of the same layer is varied to 0.3 eV, while the remaining graphene monolayer is instead kept in the OFF state. Within the spectral range of interest, the extinction ratio is greater than 21.8 dB and reaches maximum values of 31 and 30.7 dB for  $\lambda$  equal to about 1497 nm and 1576 nm, respectively.

Conversely, when both the graphene layers are in the OFF state, the reflectance is higher than 94.9%, and a full phase excursion of the reflected wave is observed. Fig.1(d) shows the phase shift difference (defined with respect to the phase of the reflected wave when both chemical potentials of the graphene layers are maintained at 0.6eV) as a function of wavelength for two different configurations of the graphene layer chemical potentials. When both chemical potentials are raised to 1 eV, the phase shift difference reaches its maximum achievable value of about 152.5°. Being in a non-absorbing regime, this phase shift is attained with low insertion losses, less than -0.23 dB in our observation domain.

Like the other functions, the phase shifting can also be spectrally reconfigured throughout a 200 nm spectral range centred around 1550 nm thanks to the action of the liquid crystal.

### 3 Conclusion

We numerically investigated the behavior of a novel multifunctional and reconfigurable 1D PhC asymmetric Fabry-Pérot cavity, whose defect is filled with nematic liquid crystal and bounded by two graphene monolayers. Many degrees of freedom, emerging thanks to the coexistence of two different reconfigurable materials, distinct optical spectrally tunable operations in reflection can be identified: a notch filter (with a linewidth of 1 nm), a narrowband modulator, a phase shifter (up to about 152° and with insertion losses lower than -0.23 dB). In all these operations, the liquid crystal is exploited to attain spectral reconfigurability in a window of about 200 nm around the working wavelength of 1550 nm. This powerful yet simple structure can pave the way for the realization of metasurfaces, optical modulators, and phased arrays. These may be at the basis of beamsteering systems for lidar and navigation applications.

GM is supported by a grant from Regione Puglia "Research for Innovation" (REFIN). REFIN is an intervention co-financed by the European Union under the POR Puglia 2014-2020, Priority Axis OT X "Investing in education, training and professional training for skills and lifelong learning - Action 10.4 - DGR 1991/2018 - Notice 2/FSE/2020 n. 57 of 13/05/2019 (BURP n. 52 of 16/06/2019)

### References

- [1] G. Magno, M. Grande, A. Monmayrant, F. Lozes-Dupuy, O. Gauthier-Lafaye, G. Calò, and V. Petruzzelli, "Controlled reflectivities in self-collimating mesoscopic photonic crystal," *J. Opt. Soc. Am. B Opt. Phys.* 31(2), (2014).
- [2] G. Magno, A. Monmayrant, M. Grande, F. Lozes-Dupuy, O. Gauthier-Lafaye, G. Calò, and V. Petruzzelli, "Stable planar mesoscopic photonic crystal cavities," *Opt. Lett.* 39(14), (2014).
- [3] A. Monmayrant, M. Grande, B. Ferrara, G. Calò, O. Gauthier-Lafaye, A. D'Orazio, B. Dagens, V. Petruzzelli, and G. Magno, "Full optical confinement in 1D mesoscopic photonic crystal-based microcavities: An experimental demonstration," *Opt. Express* 25(23), (2017).
- [4] F. Bonaccorso, Z. Sun, T. Hasan, and A. C. Ferrari, "Graphene photonics and optoelectronics," *Nat. Photonics* 4(9), 611–622 (2010).
- [5] S. P. Palto, L. M. Blinov, M. I. Barnik, V. V Lazarev, B. A. Umanskii, and N. M. Shtykov, "Photonics of liquid-crystal structures: A review," *Crystallogr. Reports* 56(4), 622 (2011).
- [6] P. A. Kawka and R. O. Buckius, "Optical properties of polyimide films in the infrared," *Int. J. Thermophys.* 22(2), 517–534 (2001).
- [7] V. Tkachenko, G. Abbate, A. Marino, F. Vita, M. Giocondo, A. Mazzulla, F. Ciuchi, and L. De Stefano, "Nematic liquid crystal optical dispersion in the visible-near infrared range," *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 454(1), 263/[665]-271/[673] (2006).
- [8] S. T. Wu and K. C. Lim, "Absorption and Scattering Measurements of Nematic Liquid Crystals.," *Appl. Opt.* 26(9), 58 (1987).
- [9] L. A. Falkovsky and A. A. Varlamov, "Space-time dispersion of graphene conductivity," *Eur. Phys. J. B* 56(4), 281–284 (2007).
- [10] L. A. Falkovsky, "Optical properties of graphene," *J. Phys. Conf. Ser.* 129, (2008).
- [11] G. W. Hanson, "Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene," *J. Appl. Phys.* 103(6), 64302 (2008).

## Fast and sensitive THz detector based on miniaturized optomechanical resonator

Jiawen Liu<sup>1\*</sup>, Baptiste Chomet<sup>1</sup>, Djamel Gacemi<sup>1</sup>, Konstantinos Pantzas<sup>2</sup>, Grégoire Beaudoin<sup>2</sup>, Isabelle Sagnes<sup>2</sup>, Angela Vasanelli<sup>1</sup>, Carlo Sirtori<sup>1</sup> and Yanko Todorov<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure, ENS, Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, Université de Paris, Paris, France

<sup>2</sup> Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies (C2N), CNRS—Université Paris-Sud/Paris-Saclay, Palaiseau 91120, France

*Keywords: THz detection; optomechanical resonator; dielectric gradient force; thermal effect*

### Abstract/Résumé

The development of technologies at the terahertz frequency domain requires fast, sensitive THz detectors working at room temperature. Here we demonstrate a miniaturized resonator with a suspended beam that acts as a mechanical oscillator converting THz signals into mechanical oscillations at megahertz frequency. Thanks to the optimized thermomechanical effect on our resonators, they respond very strongly to the incident THz radiation with a responsivity of 4 nm/ $\mu$ W, and thus can be employed as sensitive THz detectors operating at room temperature. We further implement phase lock loop (PLL) measurements which show that the device can respond at high speed, on the order of 1 MHz, limited by the cut-off frequency of PLL. In addition to the terahertz detection, our system can also serve as a great platform for fundamental research when the mechanical oscillation is forced into a strong non-linear regime by an external drive. This effect can also be exploited to build reconfigurable logic gates for THz signal processing, which is studied in our ongoing work.

### 1 Introduction

The Terahertz (THz) frequency domain can be the playground for many applications, such as wireless THz communications [1], imaging and bio-chemical sensing [2][3]. Nowadays, sensitive commercial THz detectors mostly depend on thermal effects, whose speed is slow and many of them need to operate at low temperature [4]. Recently, advanced THz detectors based on thermal effects have been reported by different groups, using metamaterial absorbers [5], micro-electromechanical systems (MEMS) [6] etc. However, the potential of this scheme is still not achieved yet: one can improve the response speed by miniaturizing the dimensions of the devices [7,8], and enhance the responsivity by exploiting better the thermal effects.

In this paper, we combine THz resonators with micro-mechanical oscillators to create a miniaturized optomechanical device, which is designed in a dog-bone shape with a bi-material structure consisting of a gold layer on top of the GaAs. In this structure, the gold resonator will act as a receiving antenna to resonantly absorb THz light and then heat up the system. The suspended thin beam of dog-bone will work as a thermal-sensitive mechanical oscillator, whose vibration frequency, amplitude and phase respond strongly to the heat in the system generated by the THz radiation. We supplement our device with micro-electrodes to drive individual mechanical oscillators using dielectric gradient forces [9], which allows, for example, the establishment of a phase lock loop (PLL) to study the response rates of our device. Thanks to these optimizations, we systematically demonstrate here an ultrafast sensitive THz detector based on thermal effects working at room temperature.

### 2 Results

Our optomechanical device, as presented in Figure 1, consists of two anchoring pillars and a suspended doubly-clamped beam with length  $l = 17 \mu\text{m}$  and width  $w = 250 \text{nm}$ . To optimize the thermomechanical effect, a bi-material structure is employed, composed of a layer of gold (thickness  $u_{Au} = 150 \text{nm}$ ) deposited on top of GaAs ( $u_{GaAs} = 200 \text{nm}$ ). The total thickness of the suspended beam is thus  $u = 350 \text{nm}$ . These dimensions are carefully designed so that the device can efficiently interact with the incident THz radiation from a quantum

cascade laser (QCL), which induces a strong eddy current on the thin beam and generate thermal strains thanks to different thermal expansion coefficients of the gold and GaAs. Therefore, by probing the mechanical motion of a single device, one can get access to the information of the incident THz signal.

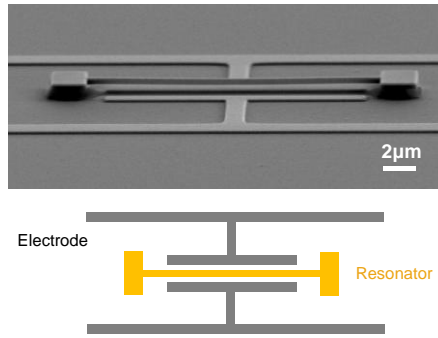


Figure 1: SEM image and top-view sketch of a dog-bone resonator with RF electrodes.

A homebuilt microscope is employed to measure the mechanical motion of the beam by an optical read-out method (the schematic of the setup can be found in Ref. [7]). We focus a near-infrared laser beam ( $\lambda=930$  nm) onto a single device and collect the backscattered laser light by a microscope objective. The mechanical oscillations of the beam are thus imprinted on the intensity modulation of the laser beam and can be measured on the RF spectrum of a spectrum analyser connected to the balanced photodiode unit. Figure 2a (blue curve) shows the experimental Brownian motion peak induced by the thermal noise from the surrounding environment, which can be well fitted in Figure 2c by the sum (red curve) of a Lorentzian distribution (orange dashed line) and a noise floor (black dashed line). This peak is measured at 2.87 MHz with a quality factor of  $\sim 1000$  at a low pressure of 1 mbar, corresponding to the fundamental out-of-plane flexural vibration mode of the beam, as visualized by the FEM simulation in Figure 2c. Importantly, Brownian motion peak can be exploited for calibration of the mechanical response [7,10]: by relating its power density spectrum to the thermal energy  $k_B T$  (where  $k_B$  is the Boltzmann constant and  $T$  is the temperature), one can convert the measured signal from voltage power spectral density ( $V^2/Hz$ ) to the motion power spectral density ( $pm^2/Hz$ ), from which the displacement of the mechanical beam is accessible.

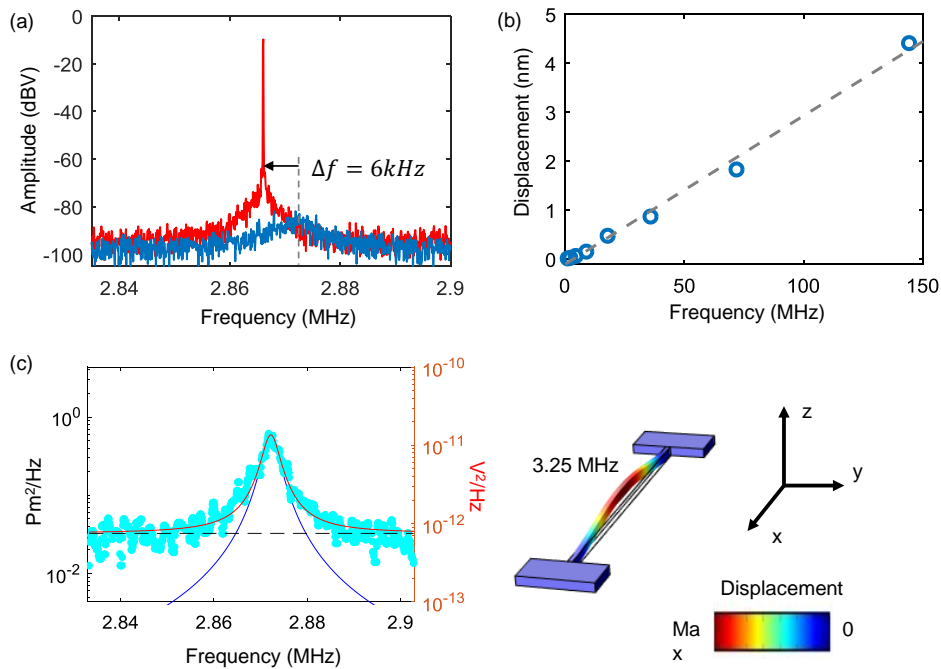


Figure 2: (a) Measured Rf spectra in the presence (red) or absence (blue) of the THz radiation (b) Linear correlation between the displacement of the vibrating beam and the QCL power. The external responsivity is  $15 pm/\mu W$ . (c) The experimental Brownian motion spectrum (Blue dots, measured with 100 Hz resolution bandwidth) can be well fitted by a sum of a Lorentzian distribution (blue solid line) and a noise floor (black dashed line). FEM simulation indicates that this mode corresponds to the fundamental out-of-plane flexural vibration mode.

Next, we shine the THz light onto the sample and measure the resulted spectrum. We use a RF generator to modulate the driving current of our QCL and obtain an output power expressed as  $P_{QCL} = \frac{P_0}{2} [1 + \cos(\omega_m t)]$  where  $P_0 \sim 1.2 \text{ mW}$  is the peak power and  $\omega_m$  is the modulation frequency that is close to the mechanical mode of the beam. In this case, a sharp peak signal is detected, with a contrast of about 60 dB to the Brownian thermal noise. Then we use paper filters to gradually attenuate the power  $P_0$  down to  $1 \mu\text{W}$  and summarize the amplitude responses as a function of the power of THz radiation in Figure 2b, from which an external responsivity of  $15 \text{ pm}/\mu\text{W}$  can be extracted. In addition to the amplitude response, Figure 2a also shows that the Brownian motion peak will shift to a lower frequency because of the thermal expansion in the presence of the THz radiation. Therefore, one can deduce the absorbed power  $P_{abs}$  in the mechanical beam from this frequency shift  $\Delta f$ . These two values are linked by a formula  $P_{abs} = \frac{6\alpha\lambda_T}{l} \Delta T$ , where  $\lambda_T \sim 163 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  is the average thermal conductivity of the beam and  $\Delta T = \frac{1}{C_T} \frac{\Delta f}{f_0}$  is the temperature rise in which  $C_T \sim 0.005/\text{K}$  represents the temperature-frequency coefficient [11,12]. In the present case, the frequency shift  $\Delta f \sim 6 \text{ kHz}$  corresponds to a temperature change of  $0.42 \text{ K}$  and thus the absorbed power  $P_{abs}$  is estimated to be  $2.1 \mu\text{W}$ . This result yields a coupling efficiency for a single device  $P_{abs}/P_{QCL} \sim 0.35\%$  and an internal responsivity  $\sim 4 \text{ nm}/\mu\text{W}$ .

The response speed of the device can be measured with the help of a phase-lock loop (PLL) [6]. The feedback of the loop is enabled here by the dielectric driving scheme [9]. In this scheme, the oscillating beam is driven by a RF field through the micro-electrodes, with a voltage of  $1 \text{ V}$  and a frequency close to the mechanical mode  $f_m$ . The detected signal is sent back to the phase lock loop to stabilize its frequency. When THz radiation is shined onto resonators, the initial vibration frequency  $f_m$  will be shifted by  $\Delta f_m$ , which will be detected by the PLL and then be converted into an output signal.

During the measurements, we sweep the modulation frequency of the QCL over a wide range, from  $1 \text{ kHz}$  to  $8 \text{ MHz}$  and plot the response amplitude in figure 3a (orange curve). As a result, the response signal is about  $50 \text{ dB}$  as compared to the noise floor (below  $-100 \text{ dBV}$ ), remaining constant until the modulation frequency reaches the cut-off of the PLL ( $\sim 1 \text{ MHz}$ , gray curve). Therefore, the detection speed of the system can reach  $1 \text{ MHz}$ , limited by the PLL's transfer bandwidth.

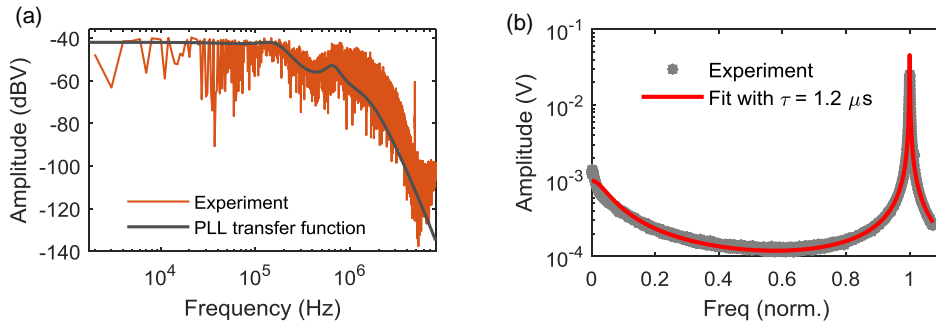


Figure 3: (a) Transfer bandwidth of the device measured with PLL. Orange curve: experimental detection bandwidth of the device. Blue curve: transfer function of the PLL with a cut-off at  $\sim 1 \text{ MHz}$ . (b) Experimental estimation of the thermal diffusion time. When sweeping the modulation frequency of the QCL, the Amplitude response of the device (grey dots) can be well fitted by a delayed oscillator model (red line) with a delay time of  $\sim 1.2 \mu\text{s}$ .

The intrinsic limit of this type of detection scheme is set by a thermal diffusion time on the nano-beam. Assuming a 1-D thermal diffusion condition, the diffusion time  $\tau_D$  of the heat along the mechanical beam can be calculated from the Fick's law of diffusion [13]  $\tau_D = \frac{L^2}{D}$ , where  $L = \frac{l}{2}$  is the half-length of the mechanical beam and  $D = \frac{\lambda_T}{c\rho} \sim 6 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  is the thermal diffusion coefficient with  $\lambda_T = 163 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  the average thermal conductivity,  $c = 252 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  the average specific heat at constant pressure, and  $\rho = 11.3 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$  the average density of the gold/GaAs beam. As a result, the thermal diffusion time  $\tau_D$  is calculated to be  $\sim 1.2 \mu\text{s}$ . In addition,  $\tau_D$  can also be estimated experimentally by sweeping the modulation frequency of the QCL and recording the amplitude response, as presented in Figure 3b (gray dots). This curve can be well fitted by a delayed oscillator model, which is the transfer function of a harmonic oscillator multiplied by that of a low-pass filter due to the retardation of the thermal diffusion, as introduced in ref [14]. Again, the thermal diffusion time extracted from the fitting (red curve) is  $\sim 1.2 \mu\text{s}$ , in excellent agreement with the analytical estimation. Therefore, we can conclude that the thermal diffusion time in our mechanical beam is on the order of  $1 \mu\text{s}$ , consistent with the response speed of  $\sim 1 \text{ MHz}$ .

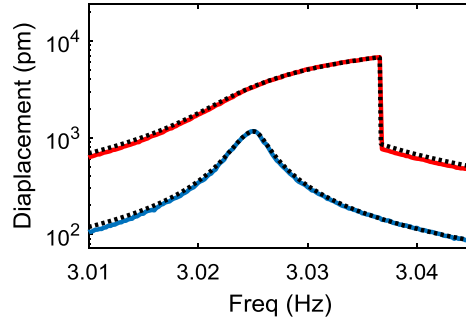


Figure 4: Linear (blue) and non-linear (red) amplitude responses of the device when sweeping 1V or 2.5V RF drive. The blue curve can be well fitted by a simple harmonic oscillator model while the red one needs to be fitted by a non-linear Duffin model.

In the PLL measurements, the dielectric force applied by the RF electrical field to the nano-beam can be estimated by considering the vibrating beam as an effective one-dimensional harmonic oscillator. While the driving force is distributed homogeneously along the beam section, it can be replaced by an effective force that is applied in the middle of the beam. In that condition, for a doubly-clamped rectangular beam, the effective mass of the 1D harmonic oscillator can be calculated as  $m_{eff} = 0.4\rho \cdot l \cdot w \cdot u = 6.7 \text{ pg}$ . The effective stiffness is then calculated as  $k_{eff} = m_{eff} \cdot (2\pi f)^2 = 2.2 \text{ N/m}$  with the resonance frequency  $f = 2.87 \text{ MHz}$  in our case. Therefore, the dielectric force applied onto the beam is expressed by  $F = \frac{k_{eff}}{Q} \Delta z \sim 3 \text{ pN}$ , in which the mechanical factor  $Q$  is 1000 and the displacement of the nano-beam  $\Delta z \sim 1160 \text{ pm}$ , as shown in Figure 4 (blue curve).

Increasing the driving force, one can set the system in the Duffin non-linear regime. In this regime, the system needs to be described by the Duffin equation  $\ddot{Y} + \frac{\omega_0}{Q} \dot{Y} + \omega_0^2 Y + \gamma Y^3 = F \cos(\omega_p t)$ , where  $\gamma \sim 1 \times 10^{29} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-2}$  is the Duffin constant and  $F$  is the driving force normalized to the effective mass of the oscillator. The value of the Duffin coefficient is exceptionally high in comparison to those reported in other systems with similar geometry [15]. As shown in Figure 4 (red curve), in the Duffin regime the system shows bi-state behaviour, jumping from a higher state down to the lower one at the critical frequency (here 3.037 MHz). This phenomenon can be exploited for applications such as logic gates, which is further studied in our ongoing work.

### 3 Conclusion

In this paper, we presented miniaturized optomechanical resonators that detect THz radiations at room temperature with a high responsivity of  $\sim 4 \text{ nm}/\mu\text{W}$ . Thanks to the miniaturized structure, our device has a short thermal diffusion time, on the order of  $\sim 1 \text{ }\mu\text{s}$ , allowing our device to work at a higher speed ( $\sim 1 \text{ MHz}$ ) than the other thermal detectors in previous reports. Therefore, our device can serve as a fast, sensitive THz detector to enable many applications such as THz imaging. It is also feasible to scale down our dog-bone design to implement optomechanical detectors working at other frequency ranges such as the mid-infrared [16]. In addition, our device can be driven into a strong nonlinear regime, serves as a great platform to study Duffing nonlinearity etc.

### References

- [1] I.F. Akyildiz, et al, Phys. Commun. 12, 16 (2014).
- [2] T. Nagatsuma, et al, Nat. Photonics 2016 106 10, 371 (2016).
- [3] M. Tonouchi, et al, Nat. Photonics 2007 12 1, 97 (2007).
- [4] R.A. Lewis, et al, J. Phys. D. Appl. Phys. 52, 433001 (2019).
- [5] F. Alves, et al, Opt. Express 21, 13256 (2013).
- [6] Y. Zhang, et al, J. Appl. Phys. 125, 151602 (2019).
- [7] C. Belacel, et al, Nat. Commun. 8, 2 (2017).
- [8] A. Calabrese, et al, Nanophotonics 8, 2269 (2019).

- 
- [9] Q.P. Unterreithmeier, et al, Nature 458, 1001 (2009).
- [10] A.N. Cleland, et al, J. Appl. Phys. 92, 2758 (2002).
- [11] Zhang, X. C, ETAL, Nano Lett. 13 (4), 1528 (2013).
- [12] Calabrese, A. Optomechanical Terahertz Meta-Atoms, Université de Paris (2019).
- [13] Fick, A. V. On Liquid Diffusion . London, Edinburgh, Dublin Philos. Mag. J. Sci. (1855)
- [14] C. Metzger, et al, Phys. Rev. B, 78 (2008).
- [15] J.S. Huber, et al, Phys. Rev. X, 10 (2), 021066 (2020).
- [16] A. Benz, et al, Nat. Commun. 4, 2882 (2013).

**Metamaterials and components,  
micro and nano-antenna,  
reconfigurability II**



# Micro and nanophotonic, plasmonic and mesoscopic systems

---

**Purcell Effect in Plasmonic and Dielectric Optical Nanoantennas**

---

*Sébastien Bidault<sup>1</sup>**<sup>1</sup>Institut Langevin, ESPCI Paris, Université PSL, CNRS, 75005 Paris, sebastien.bidault@espci.fr*

---

*Keywords: Nanophotonics, Plasmonics, Purcell effect, Strong Coupling, DNA Nanotechnology, Dielectric Resonators*

---

**Abstract**

Light-matter interactions in condensed media at room-temperature are fundamentally limited by electron-phonon coupling. For instance, while the excitation cross-section of an isolated atom, or of a single quantum emitter at cryogenic temperatures, can reach one half of the wavelength of light squared (meaning that nearly 100% of incoming photons will interact for a diffraction-limited excitation); this value is reduced by 6-7 orders of magnitude for a fluorescent molecule or for a colloidal quantum dot at room temperature because of homogeneous phonon broadening. In order to render the exceptional optical properties of single quantum systems (such as single-photon emission and nonlinearities) efficiently accessible at room temperature and in condensed media, it is essential to enhance and optimize these interaction cross-sections.

In this presentation, I will detail some of our recent work towards this goal. In particular, I will describe how DNA-based self-assembly can be used to introduce, in a deterministic way, a controlled number of quantum emitters in the nanoscale hot-spot of a plasmonic resonator. Using this approach, we can enhance single-photon emission from fluorescent molecules by more than two orders of magnitude in a weak-coupling regime [1]. Using five organic molecules, it is also possible to reach a strong-coupling regime with a single dimer of gold nanoparticles [2].

An alternative platform to plasmonics, in order to enhance light-matter interactions at room temperature, is the use of nanoscale optical resonators made of high-index dielectric materials such as silicon or gallium phosphide. I will discuss some of our recent work on the use of silicon resonators to enhance or inhibit spontaneous emission from electric [3] or magnetic optical emitters [4]; as well as the development of colloidal dielectric resonators to enhance quadratic or cubic nonlinear optical properties.

**References**

- [1] S. Bidault, A. Devilez, V. Maillard, L. Lermusiaux, J.-M. Guigner, N. Bonod, and J. Wenger, Picosecond Lifetimes with High Quantum Yields from Single-Photon-Emitting Colloidal Nanostructures at Room Temperature, **ACS Nano** 10, 4806 (2016)
- [2] J. Heintz, N. Markesevic, E. Y. Gayet, N. Bonod and S. Bidault, Few-Molecule Strong Coupling with Dimers of Plasmonic Nanoparticles Assembled on DNA, **ACS Nano** 15, 14732 (2021)
- [3] D. Bouchet, M. Mivelle, J. Proust, B. Gallas, I. Ozerov, M. F. Garcia-Parajo, A. Gulinatti, I. Rech, Y. De Wilde, N. Bonod, V. Krachmalnicoff, and S. Bidault, Enhancement and Inhibition of Spontaneous Photon Emission by Resonant Silicon Nanoantennas, **Phys. Rev. Applied** 6, 064016 (2016)
- [4] M. Sanz-Paz, C. Ernandes, J. U. Esparza, G. W. Burr, N. F. van Hulst, A. Maitre, L. Aigouy, T. Gacoin, N. Bonod, M. F. Garcia-Parajo, S. Bidault, and M. Mivelle, Enhancing Magnetic Light Emission with All-Dielectric Optical Nanoantennas, **Nano Lett.** 18, 3481 (2018)

---

**Adressage optique pour pixels sub-micrométriques**  
*Optical addressing for sub-micrometer pixels*

---

Marius Crouzier<sup>1</sup>, Vy Yam<sup>1</sup>, Thomas Lopez<sup>2</sup>, Laetitia Pradere<sup>2</sup>, Béatrice Dagens<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Université Paris-Saclay, CNRS, Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, 91120, Palaiseau, France

<sup>2</sup> Stellantis, Direction Scientifique, Centre technique de Vélizy, 78140 Vélizy-Villacoublay, France

---

*Mots clés (en français et en anglais) : Adressage/Adressing ; Optique guidée/Guided Optics ; Plasmons/Plasmons*

---

### Résumé/Abstract

Les modulateurs spatiaux de lumière (SLM) sont utilisés pour façonner le front d'onde d'un signal lumineux, et obtenir des fonctionnalités telles que la directivité de faisceaux ou la génération d'hologrammes numériques. La résolution spatiale du SLM peut avoir un impact important sur la performance de la fonction. La technologie LCOS actuelle de ces SLM présente des inconvénients si l'on désire réduire la taille des pixels en dessous de  $1 \mu\text{m}$ , notamment à cause de son système d'adressage. Nous proposons ici une nouvelle méthode pour réaliser l'adressage d'une zone sub-micrométrique. Pour cela nous utilisons des guides d'ondes en silicium fonctionnalisés avec des chaînes plasmoniques composées de nanoparticules d'or. La dépendance entre la longueur d'onde de résonance plasmonique et la géométrie des nanoparticules est utilisée pour sélectionner le pixel souhaité. Enfin, cette technique nous laisse une liberté sur la disposition des nanoparticules que l'on peut utiliser pour moduler la distribution spatiale du champ électromagnétique.

*Spatial light modulators (SLM) are used to shape the wavefront of an optical signal enabling the control of its directivity or generating digital holograms. SLM's spatial resolution may have a major impact on the performance of these functions. The current technique used for SLM is LCOS technology, but its addressing system makes it very difficult to obtain a SLM with a pixel pitch under  $1 \mu\text{m}$ . In this paper, we present a new technique to address a sub-micrometer area using silicon waveguides with gold nanoparticles chains on their top. The dependence between the plasmon resonance wavelength and the nanoparticle chain geometry is used to address a specific pixel. Finally, this technique allow us to organize the nanoparticles arrangement in order to optimize the spatial distribution of the electromagnetic field.*

### 1 Introduction

Un modulateur spatial de lumière (SLM) est utilisé pour façonner le front d'onde d'un signal lumineux transmis ou réfléchi, afin d'obtenir des fonctionnalités telles que la directivité de faisceaux ou la génération d'hologrammes numériques. Dans ce dernier cas, la résolution spatiale du SLM joue un rôle très important sur la qualité de l'image holographique restituée. Une application phare de ces SLM à haute résolution serait la réalisation d'écrans holographiques 3D.

La majorité des modulateurs spatiaux de lumières (SLM) utilisent la technologie LCOS (Liquid Crystal on Silicium). Ce type de SLM est schématiquement composé d'une nappe de cristaux liquides comprise entre deux électrodes adressables électriquement. Lorsqu'une différence de tension est appliquée entre les deux électrodes un champ électrique se forme dans la couche de cristaux liquides. Ces molécules étant polaires, elles vont alors pivoter afin d'aligner leur moment dipolaire avec le champ électrique. De plus, elles sont également anisotropes : ainsi, le changement d'orientation induit aussi un changement d'indice optique dans la zone située entre les deux électrodes, constituant un pixel. Il est alors possible de moduler localement la phase d'une onde qui traverse le SLM [1].

Cependant, avec cette technologie la taille des pixels est limitée à environ  $2\text{-}3 \mu\text{m}$ , ce qui n'est pas suffisant pour certaines applications comme, par exemple, l'holographie [2]. La dimension des pixels est limitée principalement par deux mécanismes. Le premier est la fuite du champ électrique d'un pixel sur ces voisins qui entraîne une perturbation de l'orientation des pixels adjacents. Le second effet limitant est la diffusion de la force élastique de rotation entre les molécules de cristaux liquides. La somme de ces deux phénomènes ne permet pas de réduire indéfiniment la taille des pixels [3]. Malgré certaines améliorations [3], il semble très difficile de parvenir à atteindre une taille en dessous du micromètre. Pour s'affranchir de cette limite, en particulier celle due

aux fuites électriques, nous nous sommes penchés vers un nouveau principe d'adressage des pixels, tout-optique, et basé sur l'optique guidée sur silicium. La structure est composée d'une matrice de guides d'onde monomodes rectangulaires en silicium reposant sur un substrat en SiO<sub>2</sub>. Chaque intersection, de taille sub-micrométrique, compose la base d'un pixel et est fonctionnalisée par des chaînes de nanoparticules d'or elliptiques situées sur leur surface. Les modes TE propagés dans ces guides (de hauteur  $h=220$  nm et de largeur  $l=500$  nm) peuvent se coupler aux chaînes plasmoniques [4,5] et générer des points chauds sub-longueur d'onde sur certaines nanoparticules. Ainsi, les intersections sont composées de deux chaînes de nanoparticules pouvant être excitées par le mode TE de l'un des guides.

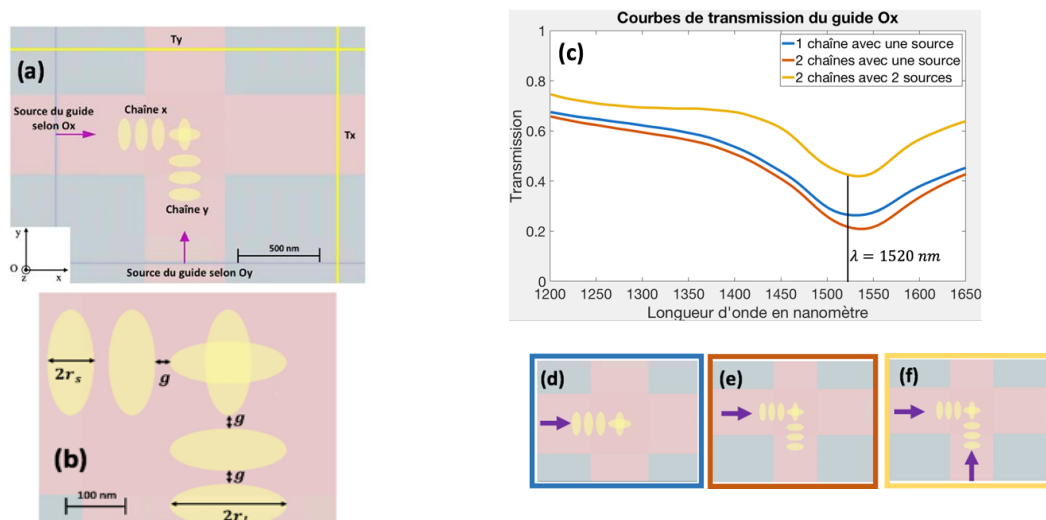
Dans cette article, nous nous intéresserons uniquement à une intersection : l'étude préliminaire du comportement de ces structures croisées pose plusieurs questions, telles que l'interdépendance de l'excitation des deux chaînes (avec une ou deux sources), dans le cas de chaînes identiques ou à résonances différentes, ainsi que la robustesse du guidage par des chaînes avec des formes de nanostructures plasmoniques diversifiées. L'intervalle de longueur d'onde étudié ici est le proche infrarouge (1200 -1650 nm).

La fonctionnalité ON du pixel est atteinte quand les deux chaînes sont excitées ; si seulement l'une d'entre elles l'est alors le pixel sera considéré dans sa configuration OFF. Il sera donc important de trouver une grandeur qui permettra la distinction entre ces deux états.

## 2 Indépendance des chaînes

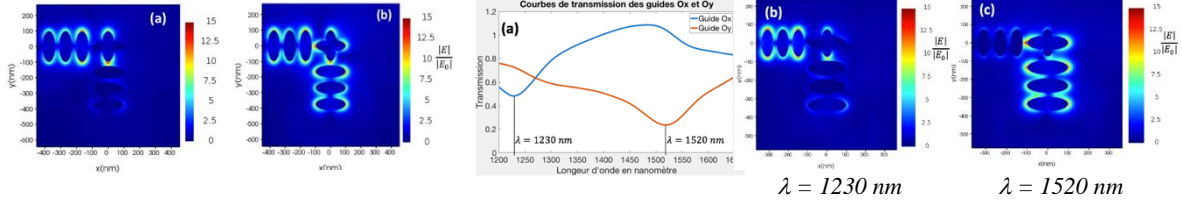
Dans un premier temps, on peut remarquer que si l'on souhaite réaliser à terme une matrice, il faudra alors qu'un même guide puisse adresser plusieurs chaînes (en série). Pour cela, nous disposerons sur un même guide des chaînes ayant une géométrie légèrement différente à chaque intersection. Ainsi, comme la longueur d'onde de résonance est dépendante de la géométrie, il sera possible d'adresser avec un même guide plusieurs chaînes différentes. La résonance plasmonique étant spectralement large, il est nécessaire de s'assurer qu'il est possible d'avoir des chaînes aux intersections dont l'excitation plasmonique est indépendante l'une de l'autre. C'est l'objet de cette partie.

Dans une première structure, deux chaînes identiques de nanoparticules d'or elliptiques (demi-axes 100 et 40nm) sont disposées sur les guides de manière à ce que les dernières nanoparticules des chaînes forment une croix à l'intersection des deux guides (Fig.1a). La résonance d'une chaîne seule a lieu pour la longueur d'onde  $\lambda=1520$  nm, comme l'indique le minimum du spectre de transmission du guide Ox (Fig.1d et c, courbe bleue), qui correspond au maximum de transfert d'énergie du guide diélectrique vers la chaîne plasmonique. Si les deux chaînes sont présentes mais seule celle selon l'axe (Ox) est excitée (Fig.1 e et c, courbe rouge), la transmission est légèrement plus faible à cause de l'absorption par l'interaction avec une plus grande surface de métal, même hors résonance. Enfin, lorsque les deux chaînes sont présentes et excitées (Fig. 1f et c, courbe jaune), la transmission est plus élevée que dans les deux cas précédents car une partie de l'énergie se propageant selon (Oy) est réfléchi/diffracté à l'intersection et une partie est transmise au guide selon (Ox). Néanmoins, la résonance de la chaîne sur l'axe (Ox) n'est pas (ou peu) influencée par la présence d'une chaîne excitée ou non sur le guide (Oy).

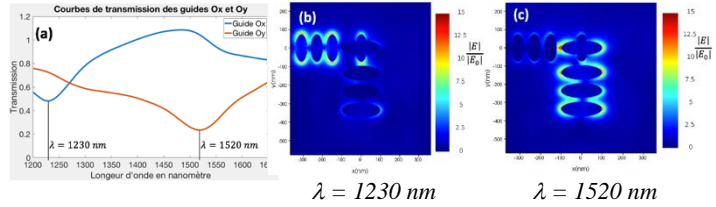


**Figure 1 :** (a) Schéma de la structure Tx et Ty sont les moniteurs permettant de calculer la transmission dans les guides. (b) Géométrie du croisement des chaînes. (c)-(f) En bleu, la courbe de transmission selon l'axe (Ox) pour la configuration représenté en (d) ; en orange celle pour (e) ; en jaune celle pour (f).

La distribution spatiale du champ électrique (Fig.2) quand une seule source est allumée, lors de la résonance, montre que seuls les points chauds relatifs à la chaîne excitée apparaissent. Dans le cas où les deux chaînes sont excitées, les points chauds des deux chaînes apparaissent et leur intensité est presque identique au cas où une seule chaîne est excitée. Cette structure permet donc la création de points chauds activables indépendamment.



**Figure 2 :** Distribution spatiale du champ électrique à la résonance ( $\lambda=1520$  nm) dans le cas où seule la chaîne selon (Ox) est excitée (a) et dans le cas où les deux chaînes sont excitées (b).



**Figure 3 :** (a) Transmission dans le guide Ox en bleu et dans le guide Oy en orange. Distribution spatiale du champ électrique à la longueur d'onde  $\lambda = 1230$  nm (b) et  $\lambda = 1520$  nm (c).

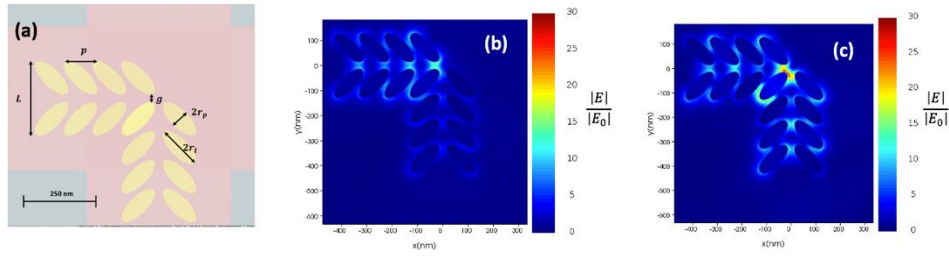
Considérons maintenant une seconde structure où la géométrie des deux chaînes n'est pas identique en prenant pour la chaîne de l'axe (Ox) un demi-grand axe noté  $r_{lx}=75$  nm ; les autres paramètres sont conservés. La longueur d'onde de résonance des deux chaînes est donc différente ce qui a pour effet de créer des points chauds à des longueurs d'onde différentes (Fig.3). Il est alors possible d'obtenir une structure, où sur un même guide d'onde, sont disposées des chaînes de nanoparticules elliptiques dont le demi-grand axe varie à chaque intersection et pouvant être excitée indépendamment les unes des autres. De plus, la fonctionnalité ON/OFF du pixel peut être obtenue en déterminant le nombre de points chauds présents à l'intersection : 4 pour l'état ON (deux chaînes identiques à l'intersection) et seulement 2 pour l'état OFF (deux chaînes différentes à l'intersection). L'étendue maximale de la zone allumée est alors de l'ordre de 250 nm.

### 3 Différentes configurations spatiales du champ plasmonique

Ce type de structure nous permet une certaine liberté sur la disposition des nanoparticules aux intersections des guides, pouvant conduire à différentes distributions du champ électromagnétique autour des nanoparticules. Nous présentons ici deux architectures différentes.

#### 3.1 Un point chaud intense

L'indépendance de l'activation des points chauds de ces chaînes peut être utilisée afin de créer un point chaud intense. Pour cela, nous avons considéré deux chaînes de nanoparticules elliptiques en or placées sous forme de chevrons (Fig.4). Un chevron est composé de deux nanoparticules symétriques par rapport à l'axe du guide et forment chacune un angle de  $45^\circ$  avec l'axe du guide mais d'orientation opposée afin de rapprocher les extrémités de ces deux nanoparticules. La largeur totale des deux nanoparticules formant un chevron est  $L=250$  nm, l'écart entre les deux extrémités est  $g=35$  nm et on fixe le rapport entre le demi-petit axe et le demi-grand axe des nanoparticules  $a=0,4$ . Cette structure est répétée 4 fois pour former une chaîne de période  $d=100$  nm. La résonance de cette structure apparaît à  $\lambda=1280$  nm.

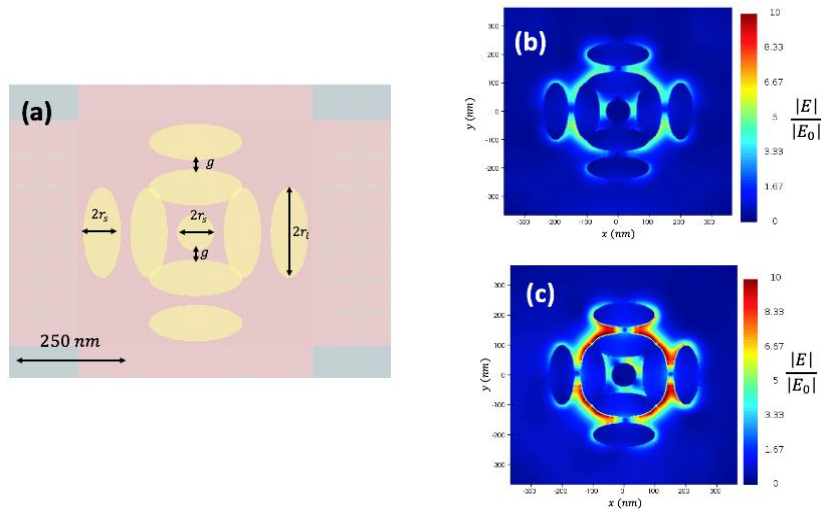


**Figure 4 :** (a) Schéma de la structure avec les chevrons Représentation de la distribution spatiale du champ électrique à la résonance ( $\lambda=1280$  nm) dans le cas où seule la chaîne selon (Ox) est excitée (b) et dans le cas où les deux chaînes sont excitées (c).

Cette géométrie permet au dernier chevron de chaque chaîne de partager une nanoparticule commune. Cette caractéristique va permettre de créer deux points chauds au même endroit générant ainsi un unique point chaud d'intensité plus élevée. En effet, les simulations réalisées avec une seule chaîne excitée montrent un point chaud ayant une intensité électrique d'environ 17 fois supérieure à celle du signal d'entrée, et lorsque les deux sources sont allumées l'intensité du point chaud est supérieure de 29 fois. On peut se servir de l'intensité du champ électrique pour définir une fonction ON/OFF du pixel. En choisissant judicieusement une valeur d'intensité seuil, l'état ON est obtenu quand on est au-dessus de cette valeur et l'état OFF en-dessous. L'étendue maximale de la zone allumée est de l'ordre de 100 nm.

### 3.2 Un champ plasmonique étendu

Il est également possible d'organiser les nanoparticules afin d'obtenir une distribution du champ électromagnétique plus étendue. Dans cet exemple, nous avons placé sur chaque guide, quatre nanoparticules d'or dont les demi-axes sont de 100 et 40 nm respectivement, et qui sont espacées de 100 nm sauf entre la deuxième et troisième nanoparticule où l'espacement est de 200 nm pour les deux chaînes. Cet espace permet de créer un cercle centré sur l'intersection, au centre duquel nous avons ajouté une nanoparticule d'or sous la forme d'un disque de rayon 40 nm (Fig.5). La longueur d'onde de résonance de cette configuration est  $\lambda = 1375$  nm.



**Figure 5 :** (a) Schéma de la disposition des nanoparticules à l'intersection. Représentation de la distribution spatiale du champ électrique à la résonance ( $\lambda=1375$  nm) dans le cas où seule la chaîne selon (Ox) est excitée (b) et dans le cas où les deux chaînes sont excitées (c).

Lors de la résonance, le champ plasmonique s'étend le long des quatre nanoparticules formant le cercle. L'intensité du champ électrique est relativement uniforme à l'extérieur de ces nanoparticules. On remarque des points, entre les nanoparticules de la chaîne et celles du cercle, où l'intensité du champ électrique diminue fortement. Nous avons également étudié l'excitation de cette structure par une seule source selon l'axe Ox (Fig.5b).

Dans ce cas, le champ plasmonique ne se répartit pas uniformément autour de la structure, on note même une dissymétrie entre les nanoparticules de la chaîne selon  $O_y$  : la nanoparticule située au-dessus du cercle semble être plus excitée que celle en-dessous du cercle. De plus, dans le cas où les deux sources sont allumées, l'intensité maximale autour des nanoparticules est environ deux fois supérieure à celle où une seule source est allumée. Ainsi, comme avec l'architecture de la partie 3.1 on peut définir une fonction ON/OFF à l'aide de l'intensité du champ électrique. L'étendue de la zone allumée est de l'ordre de 250 nm.

#### 4 Conclusion

Nous avons montré qu'il était possible d'adresser des pixels sub-micrométriques à l'aide d'une matrice de guides d'onde en silicium sur lesquels sont déposées aux intersections deux chaînes de nanoparticules d'or dont chacune est excitable uniquement par un des guides du croisement. La dépendance entre la longueur d'onde de résonance plasmonique et la géométrie des nanoparticules permet de s'assurer que chaque guide peut exciter uniquement une des chaînes sur les différentes intersections qu'il croise. Enfin, la possibilité de jouer sur l'organisation des nanoparticules peut conduire à des distributions spatiales différentes du champ électromagnétique.

Le confinement du champ plasmonique permet de s'affranchir des fuites électriques rencontrées dans la technologie LCOS. L'étape suivante consistera à étudier une méthode de modulation localisée de la phase, adressable par ces structures plasmoniques, pour parvenir à réaliser un SLM à très haute résolution.

#### Références bibliographiques

- [1] Zhang, Z., You, Z. & Chu, D. "Fundamentals of phase-only liquid crystal on silicon (LCOS) devices". *Light Sci Appl* **3**, e213 (2014).
- [2] Choi, J. H., Pi, J. E., Hwang, C. Y., Yang, J. H., Kim, Y. H., Kim, G. H., ... & Hwang, C. S. Evolution of spatial light modulator for high-definition digital holography. *ETRI Journal*, 41(1), 23-31, 2019.
- [3] Y. Isomae, T. Ishinabe, Y. Shibata, and H. Fujikake, « Alignment control of liquid crystals in a 1.0- $\mu\text{m}$ -pitch spatial light modulator by lattice-shaped dielectric wall structure », *J. Soc. Inf. Disp.*, vol. 27, n° 4, p. 251-258, 2019.
- [4] M. Février *et al.*, « Giant Coupling Effect between Metal Nanoparticle Chain and Optical Waveguide », *Nano Lett.*, vol. 12, n° 2, p. 1032-1037, févr. 2012.
- [5] G. Magno *et al.*, « Strong coupling and vortexes assisted slow light in plasmonic chain-SOI waveguide systems », *Sci. Rep.*, vol. 7, n° 1, p. 7228, déc. 2017.

---

**Oblique mesoscopic self-collimation:  
lossless, and diffraction-less light beam propagation**

*Sergio Iván Flores Esparza<sup>1</sup>, Olivier Gauthier-Lafaye<sup>1</sup>, Giovanna Calò<sup>2</sup>, Giovanni Magno<sup>2</sup>, Vincenzo Petruzzelli<sup>2</sup>, Antoine Monmayrant<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>LAAS-CNRS, Université de Toulouse, CNRS, 7 avenue du colonel Roche, F-31400 Toulouse, France

<sup>2</sup>Department of Electrical and Information Engineering, Polytechnic University of Bari, Via Orabona, 4, 70125, Bari, Italy

---

*Mots clés : cristaux photoniques, autocollimation, cône de lumière, intégration photonique.*

---

**Résumé/Abstract**

L'autocollimation mésoscopique (MSC) est un nouveau régime de propagation de la lumière se produisant dans les cristaux photoniques mésoscopiques (MPhCs) et permettant une propagation des faisceaux sans étalement. Les cristaux photoniques mésoscopiques sont constitués d'une alternance périodique de courtes sections de matériau non-structuré et de courtes sections de cristal photonique (PhCs). Ils présentent une structure multi-échelle avec une périodicité sub-longueur d'onde dans le cristal photonique et une périodicité de quelques longueurs d'onde à l'échelle de la mésopériode : le grand nombre de degrés de liberté de cette structure permet d'obtenir la MSC à la fois selon des directions de haute symétrie mais aussi selon des directions obliques par rapport aux interfaces des sections de MPhC. Nous proposons ici une nouvelle méthode de conception des MPhCs où la MSC est obtenue pour des incidences arbitraires tout en évitant les pertes lors de la propagation du faisceau : pas d'étalement transverse du faisceau, pas de diffraction dans le plan (due aux interfaces structurées), pas de diffraction hors du plan (due au couplage vers le cône de lumière). La méthode proposée permet une recherche systématique de structures MSC optimales, en tenant compte des effets de taille finie et des réflexions parasites aux interfaces qui sont des points clés pour l'intégration dans des systèmes photoniques.

Mesoscopic self-collimation (MSC) is a novel beam propagation regime occurring in Mesoscopic Photonic Crystals (MPhCs) enabling diffraction-free beam propagation. MPhCs consist of the periodic alternation of short slabs of bulk material and short slabs of Photonic Crystal (PhCs). They present a multiscale structuring with a subwavelength periodicity within each PhC slab and a few-wavelength periodicity for its supercell: a large number of degrees of freedom of this structure allow MSC to be achieved both along with directions of high symmetry and along with directions oblique to the MPhC slab interfaces. Here, we propose a new design method vital for conceiving MPhCs where MSC is attained under oblique incidence and avoiding any diffraction of the beam: no lateral diffraction due to expansion of the beam, no in-plane diffraction (due to the presence of structured interfaces), no out-of-plane diffraction (due to light-cone coupling). The proposed method allows a systematic search for optimal MSC structures, considering finite-size effects and parasitic reflections at the interfaces that are key for efficient integration in larger photonic systems.

**1 Introduction & Context**

Self-collimation (SC) has been widely investigated in long monolithic PhCs [1]. More recently, an analogous propagation regime, the mesoscopic self-collimation (MSC), was demonstrated in mesoscopic photonic crystals (MPhCs), mesoscopic structures alternating PhC and bulk slabs [2].

An MPhC is a structure whose elementary cell allows diffraction-less propagation (or self-collimation) of light beams through compensation of spatial dispersion under specific direction and frequency conditions. In its simplest configuration, an MPhC alternates slabs of raw material and slabs of artificial material (PhC) with opposite spatial dispersion (see Fig. 1(a)).

Previously, we have demonstrated that MSC can be achieved along the direction of high symmetry for the MPhC, i.e., the direction normal to the interfaces between PhC and bulk slabs [2]. We proposed a hybrid numerical-analytical method [3] to combine MSC condition at the wavelength scale with the control of impedance matching between the alternating slabs composing the MPhC at the mesoscopic scale. In particular, this method allows finding optimal parameters to achieve MSC with tailored reflectivity. This allows fast and simple design of MPhC in which diffraction-less propagation is combined with total transmission or total



reflection of the beam. This method allowed to numerically [4] and then experimentally [7] demonstrate complete confinement of a stable optical mode within a 1D Fabry-Pérot cavity bounded by a pair of mesoscopic self-collimating mirrors.

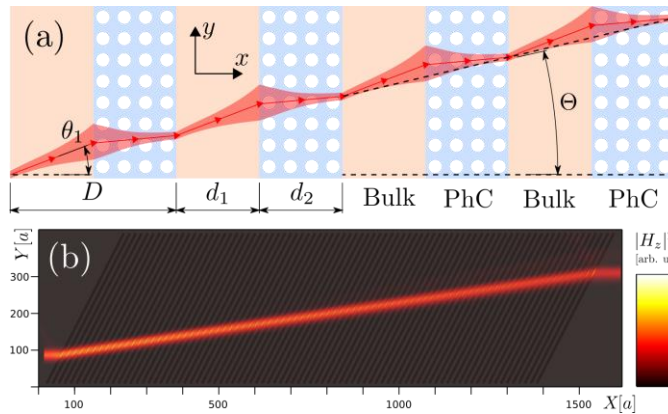


Figure 1: (a) Principle of oblique mesoscopic self-collimation: transverse beam expansion in bulk (orange) is compensated by self-focusing in PhC (blue) while parasitic reflection, planar diffraction, and out-of-plane diffraction are cancelled. (b) 2D-FDTD simulation of oblique mesoscopic self-collimation in a structure designed with the proposed method.

However, this design method was limited to normal incidence at the MPhC interfaces and directions of high symmetry within each PhC slab. This first method relies on perfectly satisfying the MSC conditions and on an approximate control of the interference conditions at the interfaces to obtain a given overall reflectivity. In particular, this method is unable to predict or properly design MSC at oblique incidence that was numerically observed within structures originally designed to work at normal incidence [6]. Under certain conditions these MSCs at oblique incidence can occur below the light cone, potentially offering diffraction-free in-plane propagation, without the high-losses (due to coupling to the light cone) that are usually observed in MPhCs with large mesoscopic periodicity [7].

## 2 Design of oblique mesoscopic self-collimating structures

Here, we propose to detail a novel analytical model that can predict and design MPhCs offering MSC at oblique incidence, without any in-plane diffraction at the interfaces and any out-of-plane losses [8]. It relies on a fast, simple analytical model that excludes right from the start any geometry that could induce propagation losses due to unwanted reflection and in-plane or out-of-plane diffraction. It only requires the easy calculation of the first band of one elementary cell of the PhC used in the PhC slabs, avoiding the challenging and time-consuming calculation of the band diagram of the whole mesoperiod  $D$ . One key aspect of this method is to first focus on designs ensuring lossless propagation and then to select the ones that offer the best approximate MSC. Within a few seconds on a desktop computer, this method provides all the possible designs for a given MPhC geometry. Each design forms a set of continuous solutions parametrized as a function of the reduced frequency  $u=a/\lambda$  (with  $a$  the PhC lattice constant and  $\lambda$  the target wavelength) and the incidence angle  $\theta_1$ . The method also provides a figure of merit to compare the quality of the MSC offered by each design. It is worth noting that among this continuous set of approximate MSC solutions, the method also provides a discrete set of solutions providing perfect MSC.

This method accurately predicts self-collimating structures under oblique incidence that can later be validated using long 2D-FDTD simulations (see Fig. 1(b)). In our oral presentation and paper, we will explain how this method simultaneously:

- (i) ensures coexistence of both MSC and reflectivity control;
- (ii) includes all MSC solutions at an arbitrary angle with respect to the interfaces of the slabs;
- (iii) selects the solutions free from both out-of-plane and in-plane diffraction losses.

We will also detail the characteristics of several MPhCs geometries designed with this method, based on square- and on triangular-lattice PhC. In particular, the strengths and limitations of oblique-incidence mesoscopic self-collimation will be discussed.

## References

- [1] H. Kosaka, et al. “Self-collimating phenomena in photonic crystals,” Appl. Phys. Lett. 1999.
- [2] J. Arlandis, et al. “Mesoscopic self-collimation and slow light in all-positive index layered photonic crystals,”

---

Phys. Rev. Lett. 2012.

[3] G. Magno, et al. "Controlled reflectivities in self-collimating mesoscopic photonic crystal," J. Opt. Soc. Am. B 2014.

[4] G. Magno, et al. "Stable planar mesoscopic photonic crystal cavities," Opt. Lett. 2014.

[6] G. Magno, et al. "Mesoscopic self-collimation along arbitrary directions and below the light line," Opt. Express 2019.

[7] A. Monmayrant, et al. "Full optical confinement in 1D mesoscopic photonic crystal-based microcavities: an experimental demonstration," Opt. Express 2017.

[8] S. I. Flores Esparza, et al. "Design of mesoscopic self-collimating photonic crystals under oblique incidence," Opt. Express 2021.

***Plate-forme robotisée et automatisée pour la caractérisation microonde par sonde coaxiale évanescente en milieu liquide***

***Nanorobotics and automated platform for microwave characterization of liquids using coaxial evanescent probe***

---

**Ronan Petit, Mohamed Sebbache and Kamel Haddadi**

*Univ. Lille, CNRS, Centrale Lille, Univ. Polytechnique Hauts-de-France, UMR 8520 - IEMN - Institut d'Électronique de Microélectronique et de Nanotechnologie, F-59000 Lille, France  
Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), Université Lille, USR 3380 - IRCICA, Lille, France*

[kamel.haddadi@univ-lille.fr](mailto:kamel.haddadi@univ-lille.fr)

---

*Mots clés: Microondes, caractérisation diélectrique de liquides, permittivité complexe, nano-robotique  
Index Terms: Microwaves, dielectric characterization, complex permittivity, nanorobotics*

---

## **Résumé/Abstract**

Une plate-forme de caractérisation microonde en milieu liquide est proposée. Des sondes de mesure coaxiales exploitant le champ-proche évanescent sont conçues et réalisées afin de pallier le manque de résolution spatiale des sondes coaxiales ouvertes traditionnelles. Le liquide sous test est positionné sur un système de déplacement XYZ présentant une résolution de déplacement nanométrique. La solution proposée permet d'envisager des applications d'imagerie diélectrique quantitative dans la bande de fréquences 100 kHz – 53 GHz. Les premiers résultats de caractérisation en milieu liquide dans une configuration approche-retrait sont présentés et démontrent la viabilité de la solution proposée.

A measurement platform for microwave characterization of liquids is presented. Coaxial probes using evanescent near-fields are designed and realized to mitigate the lack of spatial resolution of conventional open-ended coaxial probes. The liquid under test is placed on a XYZ piezo-based positioning stage with nanometer displacement resolution. The proposed solution is a viable candidate to address quantitative dielectric imaging in the frequency range 100 kHz to 53 GHz. The experimental preliminary results considering characterization of liquid droplets using an approach-retract configuration are presented and demonstrate the viability of the approach proposed.

## **1 Introduction**

Since the 1980s, coaxial probing structures have attracted the attention from the research community to address dielectric characterization of solid, liquid and biological materials [1]. The measurement system consists of an open-ended coaxial probe connected to a vector network analyzer (VNA) through a coaxial cable. The probe is in contact with a planar dielectric sample or immersed in a liquid. The material under test must be homogeneous within a volume sufficiently large to simulate a slab which is electrically infinite in size [2]. Measurement errors are attributed to air gaps between the coaxial probe and solid samples if they are not flat enough. Consequently, applications have been mainly oriented towards the characterization of liquids as the probe is immersed in the liquid sample [3]-[8]. Keysight Technologies® has introduced the *Dielectric Probe kit* that gathers probes, calibration kit and dedicated software for permittivity extraction from the measured complex reflection coefficient [9]. This solution needs a minimum volume under test of 15.7 mm<sup>3</sup> that is mainly limited by the coaxial probe geometry. As emergent applications are related to dielectric characterization of relatively small volume of liquids, microwave near-field microscopy techniques have been introduced to reach resolution down to tens of nanometers, mainly determined by probe apex geometry [10]-[13].

The solution proposed in this paper is a compromise between open-ended coaxial probes and microwave near-field microscopy tools. We have designed and fabricated open coaxial transmission lines with tapered inner conductor and clear from outer conductor. The theoretical lateral resolution determined by the probe apex geometry is between 0.6 and 120  $\mu\text{m}$ . As the measured complex reflection coefficient of the probe immersed in the liquid is function of the part of the tapered section in the liquid, a piezo-based nanorobotics XYZ scanning stage is used to control accurately the positioning of the probe tip in the liquid sample. To achieve high measurement repeatability due to movement of the coaxial cable during scanning operation, the microwave part including the VNA, the coaxial cable and probe are fixed and only the sample placed on the XYZ stage is moved under the probe tip.

In Section 2, electromagnetic simulations based on Ansys® CST and considering conventional and proposed probe structures are proposed to situate the improvement in terms of spatial resolution. The Section is completed with probe fabrication. In Section 3, the measurement platform including specifications is described. Experimental demonstrations using droplets of water are presented in Section 4 to validate the approach proposed at test frequencies 1 and 2 GHz.

## 2 Evanescent coaxial probe simulation and fabrication

The evanescent coaxial probes are made of commercial tungsten needles commonly used for DC probing. The needles are cut to a length of 2 cm length and connected to the aperture of a female SMA coaxial transition using Silver glue (Figure 1). The protruding section of the probe from the coaxial aperture has a length of 15 mm. The needle tip has an apex size of 120  $\mu\text{m}$ . For information, needles with different diameters down to 0.6  $\mu\text{m}$  have been purchased for future complementary studies. The simplicity of the proposed solution is relevant for the development of low cost dielectric characterization tools. In the following, electromagnetic simulations (Ansys® CST) considering conventional probe (diameter = 1 mm) and an evanescent probe (apex = 120  $\mu\text{m}$ ) are described (Figure 1). The dielectric material between inner and outer conductors is Polytetrafluoroethylene (PTFE) with relative dielectric constant 2.1 and considered lossless for both cases.

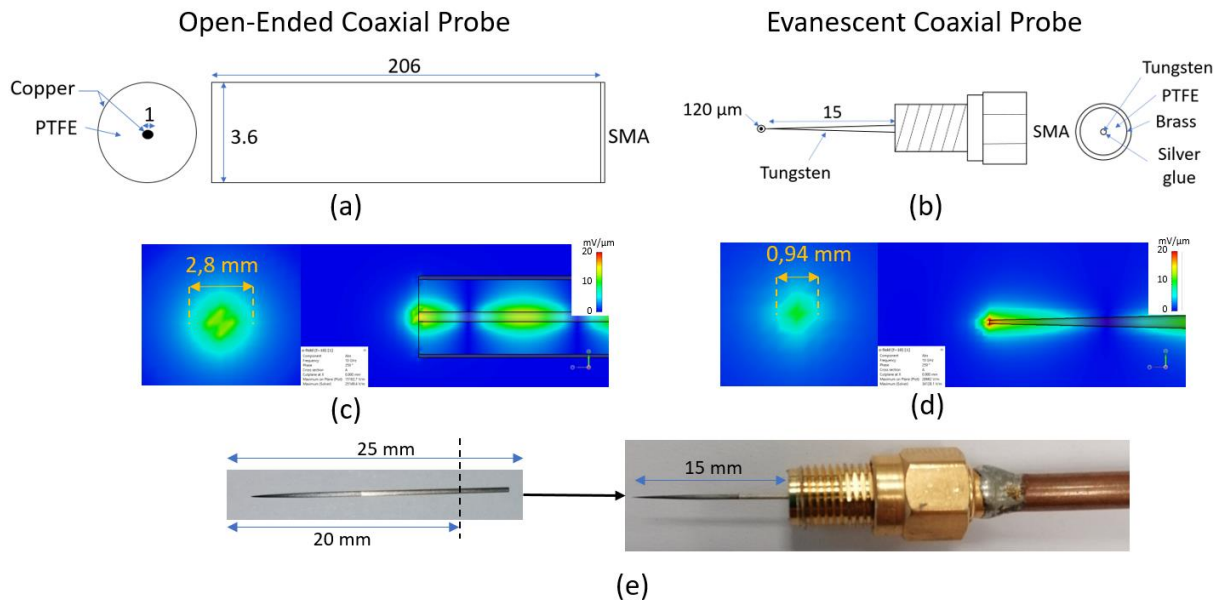


Figure 1. Geometry and dimensions of (a) open-ended coaxial probe and (b) proposed coaxial evanescent probe. Simulations of the microwave electric field distributions at the ISM frequency 2.45 GHz (Ansys® CST) considering (c) open-ended coaxial probe and (d) coaxial evanescent probe. (e) Assembly of the coaxial evanescent probe.

The electromagnetic simulations demonstrate a better collimating of the electric fields in the vicinity of the coaxial evanescent probe. In addition, the lateral resolution, that corresponds to the footprint of the electrical fields at the tip of the probe is improved by a ratio of approximately 3. The electrical field reaches maximum value around 20 mV/ $\mu\text{m}$  at the probe tip. Complementary electromagnetic simulations (not shown here) demonstrate that the electrical field decays exponentially as the distance to the probe increases. Consequently, the volume of the sample under test can be reduced to a volume that intercepts the electrical fields. In addition, dielectric imaging with high

spatial resolution can be addressed to address characterization of biological materials. The future works will include the impact of the apex size on both lateral and depth resolution that are two competitive parameters.

Accurate liquid characterization requires a fine control of the position of the probe tip in the liquid. Indeed, only one part of the needle is immersed in the liquid. The electric fields are distributed along the needle line both in the liquid and out of the liquid. The distribution of the electric fields contributes to the overall measured complex reflection coefficient. Consequently, a dedicated positioning platform based on nanorobotics is proposed in the next section to achieve accurate and repeatable measurements.

### 3 Nanorobotics microwave platform for liquid sensing applications

The nanorobotics microwave platform consists of two main components, a sample scanning stage and a dedicated microwave instrumentation. The sample scanning stage is composed of three piezo driven linear actuators manufactured by Smaract® GmbH with scanning ranges of 16mm in X and Y directions and 21mm in Z direction (see Table 1 for specifications) [14]-[15]. The XYZ positions are controlled in close-loop operation with nanometer resolution and  $\pm 30$ nm repeatability. The justification of using nanopositioning stages is related to future objectives to detect fine complex permittivity contrasts inside biological materials using smaller tip apex ( $0.6\mu\text{m}$ ). These future applications, beyond the scope of this study, will require a well-controlled environment in terms of temperature, moisture content or mechanical vibrations. The RF probing unit consists of a coaxial evanescent probe connected to a coaxial cable itself connected to a VNA (P5008A Streamline Series USB VNA – Keysight Technologies®) through a semi-rigid coaxial cable. The input RF power and the intermediate frequency bandwidth (IFBW) are set to 0 dBm and 100 Hz respectively. The probe is positioned vertically over the stage and the material / liquid under test is moved under the probe thanks to the XYZ piezoelectric nano-positioning platform.

SmarAct® Reference	SLC2430	SLC1730
Axis	XY	Z
Travel [mm]	16	21
Dimensions [mm] [L x W x H]	30 x 24 x 10.5	30 x 17 x 8.5
Weight [g]	36	20
Resolution Open-Loop	< 1 [nm]	< 1 [nm]
Resolution Closed-Loop	1 (S) 4 (L) [nm]	1 (S) 4 (L) [nm]
Repeatability [nm]	$\pm 30$ (S) $\pm 60$ (L)	$\pm 30$ (S) $\pm 60$ (L)

Table 1. Nano-positioning XYZ stages specifications (Smaract® GmbH)

A camera is used for large-area visualization of the probe tip and the sample under test. Concerning the software part of the platform, a National Instruments LabVIEW® interface is developed to control the position of the sample, to set the network analyzer parameters, to record the resulting complex reflection coefficient  $S_{11}$  measured by the VNA and to display the results. (Figure 2).

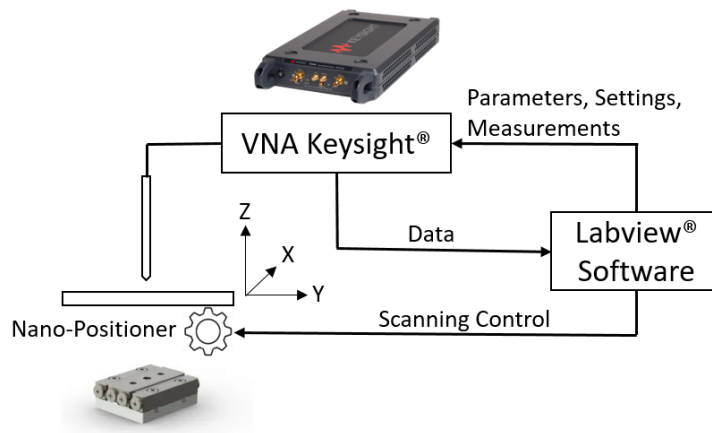


Figure 2. General overview of the proposed Nanorobotics microwave platform for liquid sensing applications.

The practical penetration depth limit is set by the instrument sensitivity and the probe geometry. Thus, the sensitivity of the reflection coefficient to the probe-to-object separation  $d$  has been first investigated. To that end, a planar metallic fixture (aluminum  $S_{11} = -1$ ) is moved from the contact with the probe ( $h=0$ ) to the distance  $h=1000\mu\text{m}$  (step =  $20\mu\text{m}$ ). All measurements are done at room temperature around  $20^\circ\text{C}$ . Figure 3 presents the distance dependence of the amplitude  $|S_{11}|$  and phase-shift  $\Phi_{11}$  of the reflection coefficient  $S_{11}$ . Experiments are performed at 1GHz and 2GHz respectively. Measurements are performed in both directions (attract and retract) to study the repeatability of the measurements.

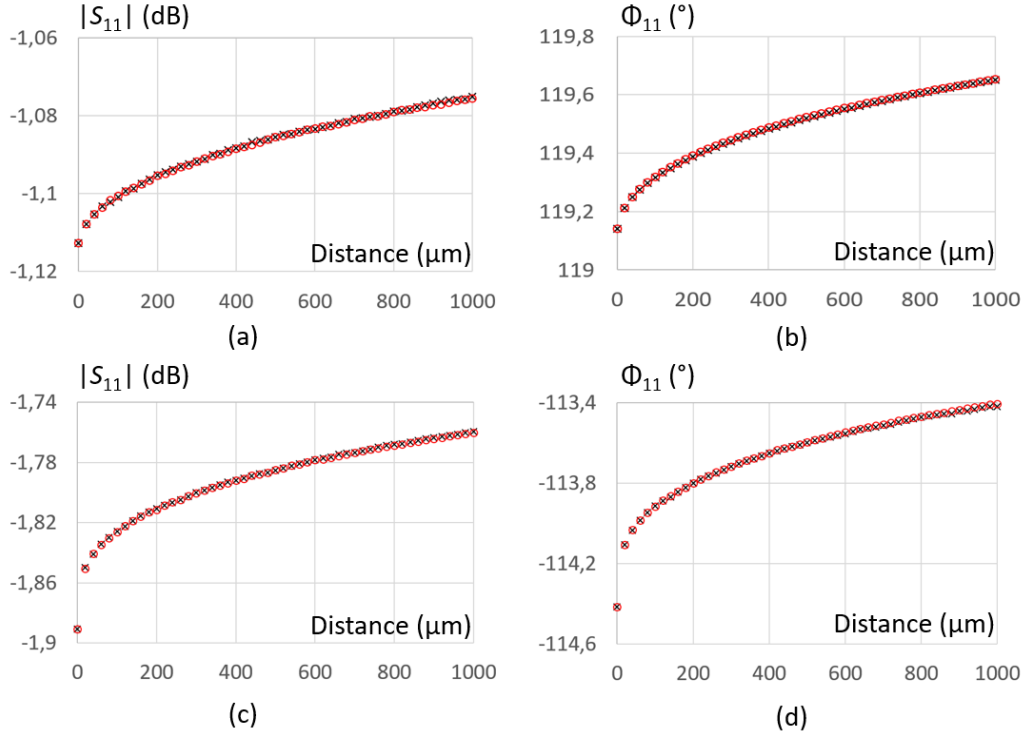


Figure 3. Amplitude and phase-shift of the reflection coefficient  $S_{11}$  as a function of the probe-metallic sample separation. (a)-(b)  $f = 1 \text{ GHz}$  and (c)-(d)  $f = 2 \text{ GHz}$ .

Figure 3 demonstrates that measured data are highly reproducible. To appreciate the deviations between measurement data obtained in approach and retract curves respectively, statistical errors including maximum and median errors are computed for both amplitude and phase-shift of the complex reflection coefficient.

	$ S_{11}  \text{ (dB)}$		$\Phi_{11} \text{ (}^\circ\text{)}$	
	Maximum	Mean or Percentage	Maximum	Mean or Percentage
1 GHz	1.156E-3	3.720E-4 or 0.0346 %	8.662E-3	4.189E-3 or 0.00350 %
2 GHz	2.903E-3	4.246E-4 or 0.0227 %	3.031E-2	7.417E-3 or 0.00654 %

Table 2. Reproducibility errors computed on measured complex reflection coefficients  $S_{11}$ .

When the probe is moved closer to the sample, the amplitude and phase-shift of the complex reflection coefficient of the probe are strongly impacted. Indeed, the measured amplitude and phase-shift of the reflection coefficient  $S_{11}$  decays with the distance separation. To simplify the modelling, the data obtained are fitted with polynomial functions in equations (1) to (4). The coefficients of determination  $r^2$  that qualify the goodness of fit is close to 1 for all cases considered.

$$(a) |S_{11}|_{dB} = -8E-19d^6 + 3E-15d^5 - 3E-12d^4 + 2E-09d^3 - 8E-07d^2 + 0.0002d - 1.1117 \quad (r^2 = 0.9991) \quad (1)$$

$$(b) \Phi_{11} = -1E-17d^6 + 4E-14d^5 - 5E-11d^4 + 3E-08d^3 - 1E-05d^2 + 0.0025d + 119.16 \quad (r^2 = 0.9987) \quad (2)$$

$$(c) |S_{11}|_{dB} = -9E-15d^6 + 9E-12d^5 - 3E-09d^4 + 6E-07d^3 - 6E-05d^2 + 0.0028d - 1.89 \quad (r^2 = 0.9976) \quad (3)$$

$$(d) \Phi_{11} = -1E-14d^6 + 1E-11d^5 - 7E-09d^4 + 2E-06d^3 - 0,0003d^2 + 0.0172d - 114.41 \quad (r^2 = 0.9936) \quad (4)$$

The  $d^1$ -terms provides information related to the electrical sensitivity at the 1<sup>st</sup> order. In particular, amplitude sensitivities of 0.0002dB/ $\mu$ m and 0.0028dB/ $\mu$ m are obtained at 1GHz and 2GHz respectively. In the same manner, phase-shift sensitivities of 0.0025°/ $\mu$ m and 0.0172°/ $\mu$ m are determined at 1GHz and 2GHz respectively. Consequently, the electrical amplitude and phase-shift sensitivities are increased by 14 and 6.9 respectively when the operating frequency is doubled. Indeed, the measured complex reflection coefficients are function of the coupling capacitance between the metallic target and the probe tip. Whereas the phase-shift  $\Phi_{11}$  of the complex reflection coefficient at the probe tip changes theoretically as a function of  $d$ , the theoretical amplitude  $|S_{11}|$  should be less perturbed (radiation losses). Consequently, a calibration procedure that relates the measured complex reflection coefficient as a function of the coupling capacitance can be used to determine the calibrated complex reflection at the probe tip interface [16].

#### 4 Application to microwave sensing of liquid droplets

In the proposed application, liquid droplets are investigated. A non-deionized water droplet is placed on the metallic sample holder. We measure the magnitude and phase shift of the reflection coefficient  $S_{11}$  at 1 GHz by varying the distance probe – liquid until a penetration of around 400  $\mu$ m inside the droplet (Figure 4).

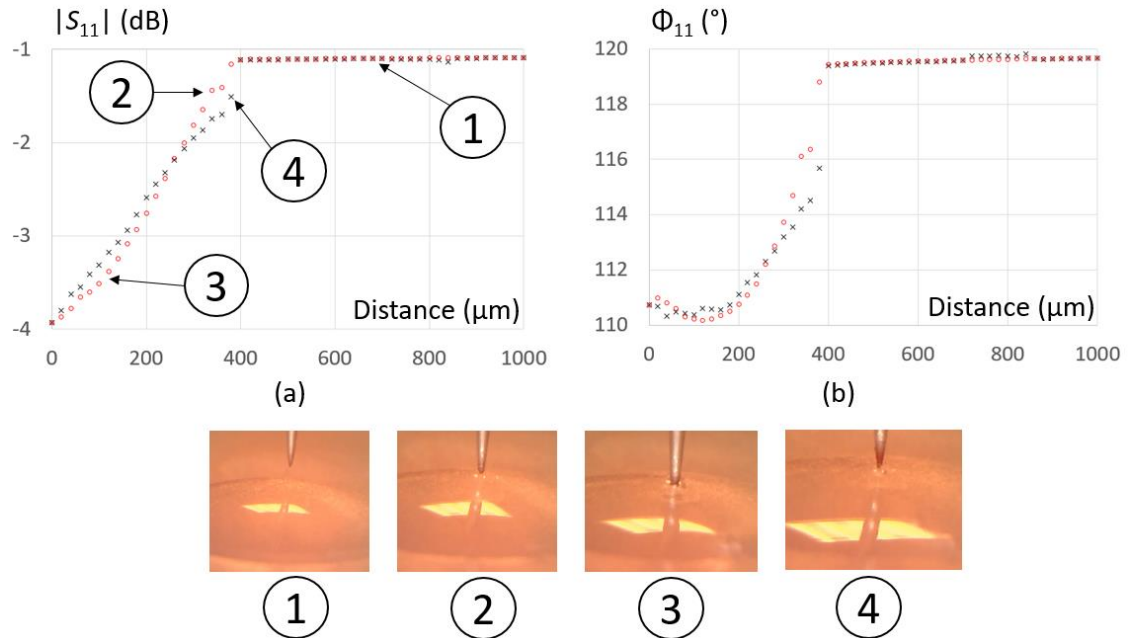


Figure 4. Measured (a) amplitude and (b) phase-shift of the complex reflection coefficients as a function of the distance (non-deionized water) at 1 GHz.

We observe a coefficient reflection / complex impedance *breakdown* at the liquid contact (step 2). A relative good variation of the reflection coefficient amplitude and phase shift is noticed for the probe displacement in the liquid ( $\Delta|S_{11}| = 3$  dB et  $\Delta\Phi_{11} = 10^\circ$ ). During the retract phase, the appearance of a water meniscus between the liquid and the apex of the probe impacts the measured signature (step 4). During the experiment, an electrolysis phenomenon between the sample holder (aluminum plate) and the tungsten needle through the liquid has been observed. The use of a metallic holder simplifies the modeling and dedicated calibration procedure ( $S_{11} = -1$ ). Nevertheless, to avoid the apparition of air bubbles related to chemical reactions, we have also considered a sample holder made of a dielectric material with known dielectric properties (epoxy thickness = 1.15mm and  $\epsilon_r = 4.15$ ). Using the same measurement configuration, we observed the probe tip inside the liquid using a camera that demonstrates stable measurements (Figure 5).

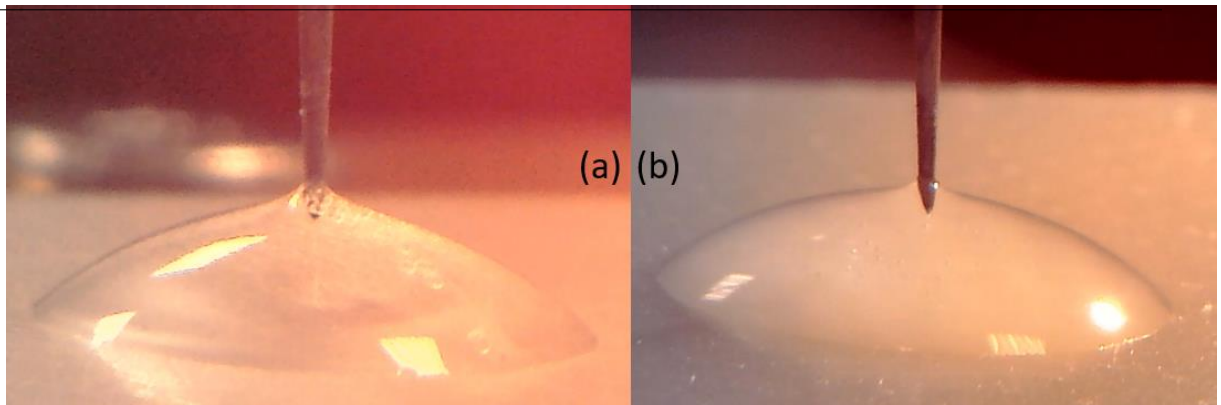


Figure 5. Photographs of the probe tip inside non deionized water during microwave radiation at 1 GHz. The liquid droplet is placed on (a) Aluminum holder (b) dielectric (Epoxy) holder.

## 5 Conclusion

A Microwave dielectric characterization platform dedicated to small volume of liquids has been presented. In particular, the use of an evanescent probe, showing an improved spatial resolution coupled with a nano-positioning system is a viable solution to address local and quantitative dielectric characterizations of liquids or biological materials. The preliminary tests related to water droplet performed at 1GHz and 2 GHz have demonstrated repeatable measurements considering an approach-retract scenario. Future works will include a parametric study considering different apex sizes, broadband frequency investigation, XY dielectric imaging and development of dedicated modelling for local extraction of the complex permittivity.

## References

- [1] K. Haddadi, "Mesure hyperfréquence des propriétés électromagnétiques de matériaux : 300 MHz à 300 GHz" Article de référence R117v1, *Techniques de l'Ingénieur*, Déc. 2016.
- [2] T. W. Athey, M. A. Stuchly and S. S. Stuchly, "Measurement of Radio Frequency Permittivity of Biological Tissues with an Open-Ended Coaxial Line: Part I," in *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 30, no. 1, pp. 82-86, Jan. 1982, doi: 10.1109/TMTT.1982.1131021
- [3] Y. -. Wei and S. Sridhar, "Radiation-corrected open-ended coax line technique for dielectric measurements of liquids up to 20 GHz," in *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 39, no. 3, pp. 526-531, March 1991, doi: 10.1109/22.75296.
- [4] A. Nyshadham, C. L. Sibbald and S. S. Stuchly, "Permittivity measurements using open-ended sensors and reference liquid calibration-an uncertainty analysis," in *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 40, no. 2, pp. 305-314, Feb. 1992
- [5] F. M. Ghannouchi and R. G. Bosisio, "Measurement of microwave permittivity using a six-port reflectometer with an open-ended coaxial line," in *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 38, no. 2, pp. 505-508, April 1989, doi: 10.1109/19.192335.
- [6] K. Haddadi and T. Lasri, "Interferometric technique for microwave measurement of high impedances," *2012 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium Digest*, 2012, pp. 1-3, doi: 10.1109/MWSYM.2012.6259554.
- [7] H. Bakli, and K. Haddadi, "Microwave interferometry based on open-ended coaxial technique for high sensitivity liquid sensing," *Advanced Electromagnetics*, vol. 6, no. 3, pp.88-93, 2017.
- [8] H. Bakli and K. Haddadi, "Quantitative determination of small dielectric and loss tangent contrasts in liquids," *2017 IEEE International Instrumentation and Measurement Technology Conference (I2MTC)*, 2017, pp. 1-6, doi: 10.1109/I2MTC.2017.7969796.
- [9] "Keysight 85070E, Dielectric Probe Kit 200 MHz to 50 GHz," *Technical Overview*, 2017.
- [10] H. Bakli, K. Haddadi and T. Lasri, "Interferometric technique for scanning near-field microwave microscopy applications," *2013 IEEE International Instrumentation and Measurement Technology Conference (I2MTC)*, 2013, pp. 1694-1698, doi: 10.1109/I2MTC.2013.6555703.



- [11] S. Gu, K. Haddadi and T. Lasri, "Near-field microwave microscopy for liquid characterization," *2014 44<sup>th</sup> European Microwave Conference*, 2014, pp. 628-631, doi: 10.1109/EuMC.2014.6986512.
- [12] R. Dandan, Z. Nemati, C.-H. Lee, J. Li, K. Haddadi, D. C. Wallace, and P. J. Burke. "An ultra-high bandwidth nano-electronic interface to the interior of living cells with integrated fluorescence readout of metabolic activity," in *Scientific reports*, vol. 10, no. 1, pp 1-12, 2020.
- [13] M. Farina, A. Di Donato, D. Mencarelli, G. Venanzoni and A. Morini, "High Resolution Scanning Microwave Microscopy for Applications in Liquid Environment," in *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 22, no. 11, pp. 595-597, Nov. 2012, doi: 10.1109/LMWC.2012.2225607.
- [14] SmarAct GmbH, <https://www.smaract.com/linear-stages/product/slc-2430>, SLC-2430 - Linear Piezo Stage, *Specifications Sheet*, 2022.
- [15] SmarAct GmbH, <https://www.smaract.com/linear-stages/product/slc-1730>, SLC-1730 - Linear Piezo Stage, *Specifications Sheet*, 2022.
- [16] M. Kasper, G. Gramse and F. Kienberger, "An Advanced Impedance Calibration Method for Nanoscale Microwave Imaging at Broad Frequency Range," in *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 65, no. 7, pp. 2418-2424, July 2017, doi: 10.1109/TMTT.2017.2661260.

# **New components and instrumentation for radio I**

---

**Communications Tag à Tag Passives en RFID UHF**  
*UHF RFID Passive Tag-to-Tag Communications*

---

*Tarik Lassouaoui<sup>1</sup>, Florin Doru Hutu<sup>1</sup>, Guillaume Villemaud<sup>1</sup>, Yvan Duroc<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Univ Lyon, INSA Lyon, Inria, CITI, EA3720, 69621 Villeurbanne, France, {tarik.lassouaoui, florin-doru.hutu, guillaume.villemaud}@insa-lyon.fr

<sup>2</sup>Univ Lyon, Université Claude Bernard Lyon 1, INSA Lyon, École Centrale de Lyon, CNRS, Ampère, UMR5505, 69122, Villeurbanne, France {yvan.duroc}@univ-lyon1.fr

---

*Mots clés (en français et en anglais) : RFID, Profondeur de modulation, Rétro-modulation, Taux d'Erreur Binaire.*

*RFID, Modulation Depth, Backscattering, Bit Error Rate.*

---

## **Résumé/Abstract**

La technologie RFID (Identification par radiofréquence) en UHF (Ultra Hautes Fréquences) est aujourd'hui largement déployée mais elle ne cesse d'évoluer élargissant ses champs applicatifs et se dotant de nouvelles fonctionnalités comme la capture d'informations ou le pilotage d'actionneurs. Un indicateur significatif de cette évolution est la révision actuelle du standard EPC Gen 2 en Europe avec l'ouverture de nouvelles bandes de fréquence. Dans ce contexte général, un nouveau paradigme, appelé communication tag à tag, consiste à faire communiquer les tags directement entre eux. Le lecteur RFID (ou toute autre source RF externe) ne serait alors utilisé que comme source d'énergie pour assurer l'activation des tags passifs et comme support pour le transfert d'informations entre les tags. Ce travail présente une méthode et des métriques pour évaluer la performance des communications tag à tag. Différents scénarios sont considérés prenant en compte, d'une part, la configuration géométrique des deux tags communicants, et d'autre part, la position du lecteur. Les résultats obtenus mettent en évidence l'impact du couplage mutuel entre les tags mais aussi l'impact de l'orientation de la source sur la profondeur de modulation et le taux d'erreur binaire.

Nowadays, RFID (Radio Frequency Identification) technology in UHF (Ultra High Frequency) is widely deployed, but it continues to evolve, expanding its application fields and adding new functionalities such as sensing or actuator control. A sign of this evolution is the current revision of the EPC Gen 2 standard in Europe with the opening of new frequency bands. In this context, a new paradigm, called tag-to-tag communication, consists in making tags communicate directly with each other. The RFID reader (or any external RF source) is employed as an energy source to ensure the activation of the passive tags and as a medium for the communication between the tags. This paper presents a method and metrics to evaluate the performance of tag-to-tag communications. Several scenarios are presented, considering, on the one hand, the geometrical configuration of the two communicating tags, and on the other hand, the position of the reader. The obtained results highlight the impact of the mutual coupling between the tags but also the impact of the source orientation on the modulation depth and on the bit error rate.

## **1 Introduction**

Le concept de communication tag à tag (T2T) a été proposé pour la première fois dans le domaine de la RFID (Identification par Radio Fréquence) par Nikitin [1], qui a ensuite proposé un premier démonstrateur [2]. L'idée est d'établir une communication entre un tag dit lecteur (noté RT, Reader Tag) et un tag dit récepteur (noté LT, Listener Tag) en présence d'une source radiofréquence (RF) distante, par exemple un lecteur RFID. La communication T2T est basée, comme en RFID passive, sur le principe de la rétro-modulation : le tag lecteur commute l'impédance vue par son antenne sur deux charges différentes (par exemple, un circuit-ouvert (CO) et un court-circuit (CC)) ce qui a pour conséquence de moduler l'onde continue émise par la source RF, qui est alors démodulée par le tag récepteur. Le démonstrateur [2] a montré qu'il était possible d'établir une communication entre deux tags distants de 25 mm (c'est-à-dire  $0.076\lambda$  à 915 MHz).

Les travaux présentés dans cette communication visent à évaluer la performance d'un système T2T en considérant de multiples scénarios prenant en compte différentes configurations géométriques entre les deux tags ([2] les supposaient alignés et parallèles) mais aussi en considérant la position de la source relativement aux deux tags formant le système T2T ce qui à notre connaissance n'avait pas encore été réalisé. Outre la méthode originale proposée, de nouveaux résultats sont mis en évidence concernant la diversité des scénarios envisagés et la proposition d'une analyse de type système par l'intermédiaire du taux d'erreur binaire. La section 2 présente les hypothèses considérées et les aspects méthodologiques mis en œuvre. La section 3 synthèse les principaux résultats obtenus et les discute. Enfin la section 4 conclut cette communication et donne quelques éléments de perspectives.

## 2 Méthode d'évaluation mise en place

Pour cette étude, des antennes dipôles imprimés sont considérées. Il s'agit de structures d'antennes simples sur lesquelles les tags sont habituellement basés et elles sont généralement modifiées pour miniaturisation, adaptation avec la puce, etc.). La méthode d'évaluation proposée des systèmes T2T reste toutefois valable pour tous types d'antennes.

### 2.1 Caractérisation électromagnétique du système antennaire pour les deux états de commutation

En simulation, et expérimentalement pour validation, l'impédance d'entrée du tag récepteur LT, notée  $Z_{in,ON/OFF}$ , est évaluée en fonction de la configuration géométrique entre les deux tags, et de la charge du tag lecteur RT (en CO ou en CC correspondant respectivement aux états notés ON ou OFF). De plus, la simulation permet également de déduire le gain en champ lointain du réseau formé par les deux antennes, noté  $G_{ON/OFF}$ , pour chacune des deux charges considérées.

### 2.2 Détermination de la profondeur de modulation, caractéristique de la rétro-modulation

La profondeur de modulation du signal rétro-modulé, utilisé comme métrique d'évaluation, est alors déterminée. Considérant une modulation de type ASK (Amplitude Shift Keying) sur deux états (dont les niveaux de tension sont notés  $A_{ON}$  et  $A_{OFF}$ , l'expression de la profondeur de modulation, notée  $D$ , est définie comme suit :

$$D = \frac{|A_{ON} - A_{OFF}|}{\text{Max}(A_{ON}, A_{OFF})} \quad (1)$$

$A_{ON/OFF}$  (forme condensée pour  $A_{ON}$  ou  $A_{OFF}$ ) peut être déterminée par l'expression suivante :

$$A_{ON/OFF} = A_{in} \cdot G_{ON/OFF} \left| 1 - \left( \frac{Z_{in,ON/OFF} - Z_0}{Z_{in,ON/OFF} + Z_0} \right) \right| \quad (2)$$

où  $A_{in}$  est la tension vue à l'entrée du LT (énergie délivrée par la source RF externe) et où  $Z_0$  est l'impédance de référence (ici considérée égale à 50  $\Omega$ ).

A noter que plus la profondeur de modulation (qui est comprise entre 0 et 100%) est grande, plus la différence entre les deux niveaux (CO et CC) est grande, et plus performante sera la démodulation, et par conséquent la robustesse au bruit de la communication T2T.

### 2.3 Détermination du taux d'erreur binaire du système T2T

Enfin, l'étude est complétée en considérant le système T2T complet : le taux d'erreur binaire, noté BER, est alors calculé, pour le cas classique d'un bruit blanc gaussien additif, en considérant qu'au niveau du récepteur, un démodulateur passif non-cohérent est implémenté. En fonction de la profondeur de modulation, l'expression du BER s'écrit d'après [3] comme suit :

$$BER_{NC} = \frac{1}{2} \cdot \exp \left( - \frac{A_{in} A_{ON} T_s}{8 N_0} \cdot \frac{D^4 - 2D^3 + 2D^2}{2 - D} \right) \quad (3)$$

où  $T_s$  est la durée d'un bit et  $N_0$  est la puissance du bruit.

A noter que, comme attendu, le BER est une fonction strictement décroissante à mesure que la profondeur de modulation augmente.

## 3 Résultats obtenus

La figure 1 présente les différentes configurations et scénarios envisagés, tout en définissant les paramètres géométriques qui sont pris en compte pour analyser la performance du système T2T.

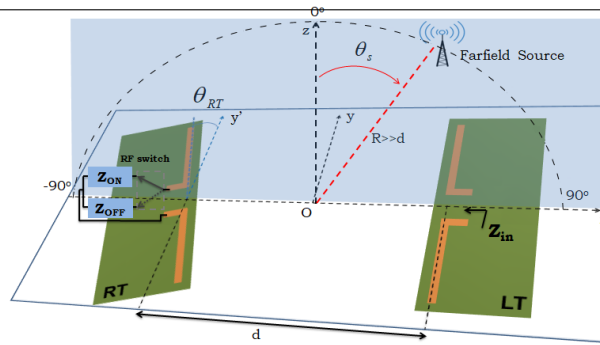


Figure 1 : Configuration géométrique des deux antennes formant le système T2T.

L'impact des paramètres suivants est plus particulièrement étudié : i) la distance ( $d$ ) entre les deux tags, qui est normalisée par rapport à la longueur d'onde  $\lambda$  dans les résultats présentés ; ii) l'alignement du RT par rapport au LT selon l'axe  $y'$  ; iii) l'orientation du RT ( $\theta_{RT}$ ) par rapport au LT ; iv) et la position ( $\theta_s$ ) de la source RF distante, supposée placée en champ lointain, par rapport au système T2T.

Les figures suivantes (figure 2 à 5) donnent un aperçu des principaux résultats obtenus.

Les figures 2 et 3 montrent l'impédance du LT (mesurée et simulée),  $Z_{in,ON/OFF}$ , en fonction de la distance entre les deux tags, supposés ici alignés, respectivement pour les cas CC et CO (états ON et OFF). Un bon accord entre simulation et mesure est observé. La même concordance simulations-mesures ; a été aussi vérifiée pour les autres configurations envisagées. Pour l'analyse en termes de profondeur de modulation et de taux d'erreur binaire, les résultats présentés sont alors exclusivement issus des données de simulation (mais ont donc été consolidées par la mesure de l'impédance  $Z_{in,ON/OFF}$ ).

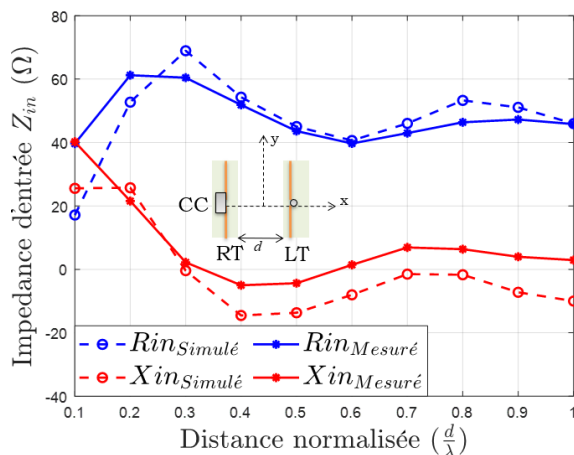


Figure 2. Impédance d'entrée du LT en fonction de la distance (normalisée par la longueur d'onde,  $\lambda$ ) entre les deux tags : RT en CC et tags alignés.

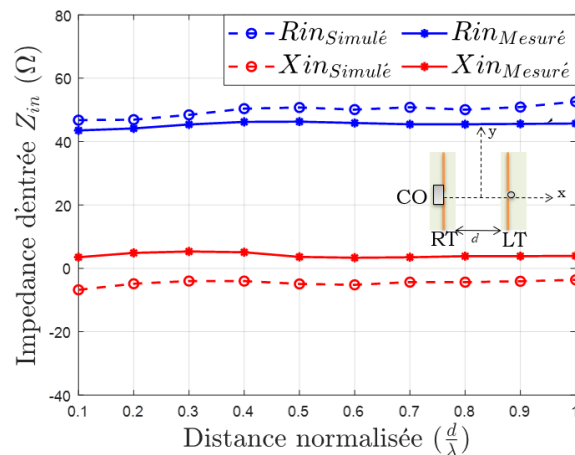


Figure 3. Impédance d'entrée du LT en fonction de la distance (normalisée par la longueur d'onde,  $\lambda$ ) entre les deux tags : RT en CO et tags alignés.

Les figures 4 et 5 montrent la profondeur de modulation ( $D$ ) pour différents scénarios. Pour la figure 4, la source distance est alignée avec le système antennaire ( $\theta_s = 0$ ) et c'est l'impact de la position relative entre les tags qui est comparé et quantifié. On peut ici observer que pour une faible distance de séparation entre les tags, l'impact de leur position relative est plus important, alors que la configuration devient moins sensible à ce facteur lorsque la distance entre les tags augmente. On remarque également que les allures de la profondeur de modulateur tendent à décroître avec la distance tout en oscillant. Par exemple, lorsque les tags sont alignés,  $D$  varie de plus de 70% pour une distance normalisée égale à 0,1 à seulement quelques pourcents pour les distances normalisées 0,4 et 0,9, avec un passage à près de 30% pour une distance normalisée de 0,7.

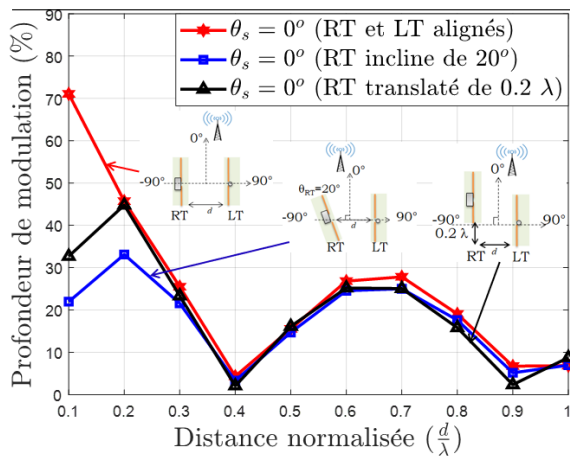


Figure 4. Profondeur de modulation du LT en fonction de la distance normalisée : trois configurations géométriques et source fixe ( $\theta_s = 0^\circ$ ).

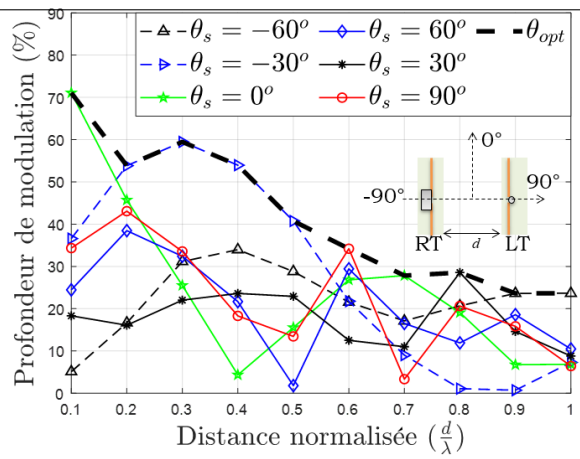


Figure 5. Profondeur de modulation du LT en fonction de la distance normalisée : tags alignés et six positions de la source ;  $\theta_{opt}$  position optimale.

Il est important de noter, qu'en plus de l'impédance d'entrée du LT, le gain  $G_{ON/OFF}$ , (bien que non représenté ici) joue aussi un rôle déterminant sur la profondeur de modulation qui est donc très difficile à « prédire ». C'est pourquoi la méthodologie présentée est particulièrement intéressante : elle permet de quantifier précisément la profondeur de modulation (et donc la performance du système T2T) pour tout type de configuration. La figure 5 complète cette démonstration en envisageant, dans le cas de tags alignés, l'impact de la position de la source distante. Ici aussi, on observe d'importantes fluctuations de la profondeur de modulation en fonction du scénario envisagé. En particulier, pour une configuration géométrique donnée des deux tags, une orientation adaptée de la source RF distante permet d'optimiser la profondeur de modulation ; et à l'inverse, pour une source RF distante donnée, il est possible de choisir une configuration géométrique adaptée qui maximise la profondeur de modulation.

Enfin, la figure 6 montre le BER (calculé avec les hypothèses mentionnées dans la section 2) dans le cas où les deux tags sont alignés et séparés de  $\lambda/10$ ,  $\lambda/4$  et  $\lambda$ , et où la source RF distante est positionnée telle que  $\theta_s = 0^\circ$ . Comme attendu, les meilleures performances sont obtenues pour la distance  $\lambda/10$  entre les tags pour laquelle la profondeur de modulation est la plus élevée. Le pire cas est obtenu pour la distance  $\lambda$  pour laquelle la profondeur de modulation est faible (comme observé sur la figure 4). L'intérêt de déterminer le BER est notamment de prendre en compte l'ensemble du système (démodulateur compris) et dans un même temps d'obtenir une métrique de performance classiquement utilisée dans le domaine des télécommunications.

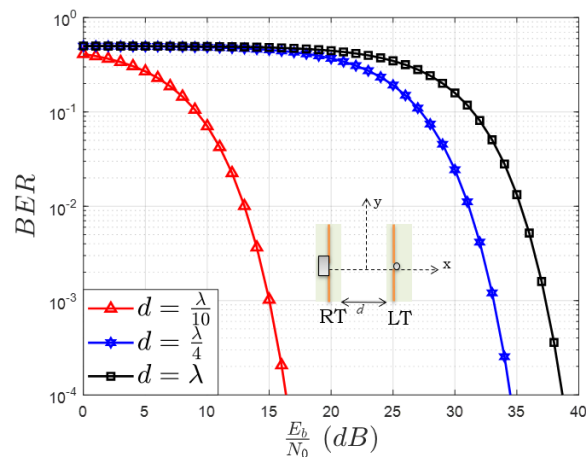


Figure 6. Taux d'erreur binaire : tags alignés, trois distances considérées et source fixe ( $\theta_s = 0^\circ$ ).

---

## 4 Conclusion

Cette communication présente une méthode pour estimer la performance d'un système T2T en termes de profondeur de modulation et de taux d'erreur binaire. Les résultats obtenus montrent la forte sensibilité de la profondeur de modulation en fonction du scénario envisagé. Dans un même temps, l'étude proposée permet de mieux comprendre et d'analyser l'influence du couplage mutuel entre les tags, ainsi que l'impact de la position de la source, facteur peu mis en évidence jusqu'ici. Plus globalement, il est important de retenir que la méthodologie mise en place permet non seulement d'obtenir la profondeur de modulation pour tous types de scénarios (positions relatives des tags et positions de la source) mais aussi le taux d'erreur binaire pour ces différents scénarios avec la liberté de considérer différentes variétés de démodulateurs et de bruits.

Il est fort probable que des solutions alternatives aux systèmes de communication actuels, basées sur des systèmes de type « zéro énergie » (exploitant les ondes RF ambiantes) vont se développer intensément dans les années à venir. La méthode présentée permettra ainsi de définir précisément des spécifications et des limitations pour réaliser des systèmes de communication T2T robustes.

### Remerciement

Ce travail a été financé par la chaire SPIE ICS-INSA Lyon

### Références bibliographiques

- [1] P.V. Nikitin et al., "RFID paperclip tags," IEEE International Conference on RFID, Orlando, FL, USA, April 12-14, 2011, pp. 162-169.
- [2] P.V. Nikitin et al, "Passive tag-to-tag communication," IEEE International Conference on RFID, Orlando, FL, USA, April 3-5, 2012, pp. 177-184.
- [3] T. Lassouaoui, F. Hutu, Y. Duroc and G. Villemaud, "Theoretical BER Evaluation of Passive RFID Tag-To-Tag Communications," IEEE Radio and Wireless Symposium, San Antonio, TX, USA, January 26-29, 2020, pp. 213-216.

---

**Réseau de capteurs sans fil et sans batterie télé-alimentés par transfert  
d'énergie électromagnétique radiative**  
*Battery-free and wireless sensors network powered by radiative  
electromagnetic wireless power transfer*

---

*Loubet G.<sup>1</sup>, Sidibé A.<sup>2</sup>, Takacs A.<sup>3</sup>, Dragomirescu D.<sup>4</sup>*

<sup>1</sup>LAAS-CNRS, INSA Toulouse, Université de Toulouse, CNRS. [gael.loubet@laas.fr](mailto:gael.loubet@laas.fr)

<sup>2</sup>LAAS-CNRS, UWINLOC, Université de Toulouse, CNRS. [alassane.sidibe@laas.fr](mailto:alassane.sidibe@laas.fr)

<sup>3</sup>LAAS-CNRS, UPS, Université de Toulouse, CNRS. [alexandru.takacs@laas.fr](mailto:alexandru.takacs@laas.fr)

<sup>4</sup>LAAS-CNRS, INSA Toulouse, Université de Toulouse, CNRS. [daniela.dragomirescu@laas.fr](mailto:daniela.dragomirescu@laas.fr)

*Mots clés : Réseaux de capteurs sans fil ; Transfert sans fil de puissance ; Transmission sans fil simultanée d'information et de puissance. / Wireless Sensors Networks (WSN); Wireless Power Transfer (WPT); Simultaneous Wireless Information and Power Transmission (SWIPT).*

---

## **Résumé/Abstract**

Cet article présente la conception, l'implémentation et la caractérisation d'un réseau de capteurs sans fil, sans batterie, télé-alimentés et contrôlés à distance au travers d'un système de transfert sans fil de puissance électromagnétique rayonnée géré par des nœuds communicants jouant le rôle de passerelle. Nous démontrons pour la première fois dans ces travaux de recherche une solution de transfert sans fil simultanée d'information et de puissance en utilisant une unique antenne pour ces deux fonctions. Nous avons également obtenu la plus grande distance d'utilisation testée pour un système de ce type : 11 mètres. Le réseau de capteurs sans fil présenté a été imaginé pour une application du suivi de l'état de santé structurelle des bétons armés durant toute leur durée de vie. La solution proposée est aisément scalable à d'autres applications, notamment en milieux contraints.

This paper presents the design, the implementation and the characterization of a wireless sensors network (WSN), battery-free, and wirelessly and remotely powered and controlled through a radiative electromagnetic wireless power transfer (WPT) system tuned by communicating nodes used as gateways. This research works demonstrate for the first time the capacity to use a unique antenna for data and power transmission in a SWIPT (simultaneous wireless information and power transmission) system. We also achieve, at our best knowledge, the highest power transfer distance for a SWIPT: 11 meters. The presented wireless sensors network has been designed for the structural health monitoring (SHM) of reinforced concretes throughout their lifetime. The proposed solution can be easily scalable to other applications, especially in highly constrained environments.

## **1 Introduction**

Grâce à la numérisation et la miniaturisation de l'électronique, les systèmes embarqués sont toujours plus performants et ubiquitaires. Ceux-ci ont permis l'essor des technologies de communication sans fil (entre humains et/ou machines), notamment pour l'Internet des Objets (IoT), ayant mené à une rapide démocratisation des réseaux de capteurs sans fil (WSN). Ces derniers peuvent être utilisés pour surveiller et/ou contrôler le monde physique, ainsi que pour connecter les mondes physique et numérique dans des systèmes qualifiés de cyber-physiques (CPS). Aujourd'hui, le principal frein au déploiement à long terme de ces réseaux de capteurs sans fil est leur autonomie énergétique. Pour outrepasser cette limitation, les solutions de récupération de l'énergie ambiante et de transfert sans fil de puissance (WPT) sont étudiées pour les alimenter [1]. De plus, en considérant à la fois la transmission de puissance et la communication sans fil au travers d'ondes électromagnétiques, les réseaux de capteurs sans fil répondent au paradigme du transfert sans fil simultané d'informations et de puissance (SWIPT) [2,3].

En parallèle, les applications de surveillance de la santé des structures (SHM) sont de plus en plus courantes, quel que soit le domaine, en particulier dans le génie civil. Celle-ci se base sur la surveillance « en continu » de l'état d'une structure afin de prévenir ses défaillances irréversibles, d'éviter son effondrement et de permettre d'éventuels



traitements préventifs. Dans cette optique, les méthodes de test non-destructif (CND) sont privilégiées car n'altérant pas la structure testée [4,5].

Dans ce contexte, le projet McBIM (*Material communicating with the Building Information Modelling* (BIM)) [6] propose une mise en œuvre du concept de matériau communicant [7] dans le cas du béton armé, en partie afin d'assurer la surveillance de la santé des structures en béton armé grâce à des méthodes de test non-destructif.

Cet article présente donc un réseau de capteurs sans fil composé de nœuds de mesure (SN) sans batterie, alimentés et contrôlés sans fil et à distance par transfert sans fil de puissance électromagnétique rayonnée. Par la suite, l'architecture et l'implémentation des nœuds de mesure, ainsi que du réseau de capteurs sans fil et du système cyber-physique, sont présentées. Ensuite, les résultats expérimentaux obtenus à ce jour sont présentés. Avant de conclure, une analyse critique et des perspectives sont proposées.

## **2 Conception et implémentation d'un système cyber-physique basé sur un réseau de capteurs sans fil composé de nœuds de mesure sans batterie télé-alimentés et télécontrôlés**

L'intégration d'un réseau de capteurs sans fil dans du béton armé a été décidée afin de rendre celui-ci communicant [6,8-10]. Le béton armé communicant doit être intrinsèquement capable de : (1) générer (localement) ; (2) traiter (localement et/ou à distance) ; (3) stocker (localement et/ou à distance) ; et (4) partager des données (provenant de son propre état de santé et/ou de son environnement), dans le monde physique avec d'autres éléments communicants, et dans le monde numérique avec des jumeaux numériques (tel qu'un BIM) *via* Internet. Ce, durant toute sa vie (estimée en décennies) ; et afin de maintenir à jour son modèle numérique et de rendre accessible aux différents usagers les informations actuelles et passées. Il s'agit donc bien d'un système cyber-physique.

### **2.1 Architecture du système cyber-physique**

L'architecture du système cyber-physique conçu, implémenté et testé, est présentée en Fig. 1. Il se base sur un réseau de capteurs sans fil, composé de deux types de nœuds : les nœuds de mesure (SN) et les nœuds communicants (CN). Les nœuds communicants servent à agréger les données mesurées et envoyées par les nœuds de mesure, puis à les traiter, les stocker localement et/ou sur des serveurs distants, et les échanger localement et/ou à distance, avec d'autres nœuds communicants composant un réseau maillé *ad-hoc*, éventuellement avec d'autres éléments communicants, et avec le monde numérique et ses modèles virtuels *via* Internet. Les nœuds de mesure servent à réaliser des mesures, à formater puis envoyer sans fil les données mesurées aux nœuds communicants. Ceux-ci doivent être sans fil, sans batterie et autonomes en énergie, mais également résilients, et fiables durant toute leur durée de vie. Leur alimentation est réalisée par transfert sans fil de puissance électromagnétique rayonnée (donc en champ lointain) par les nœuds communicants. Cette solution permet de s'affranchir de la dépendance à des sources d'énergies ambiantes (insuffisantes voir indisponibles, fluctuantes, imprévisibles et incontrôlables), d'être indépendant de l'application visée et de l'environnement de déploiement. De plus, en contrôlant leur source de puissance électromagnétique, les nœuds communicants peuvent régler la périodicité de fonctionnement des nœuds de mesure. Enfin, le nombre de nœuds dans le réseau est fonction de la structure à surveiller et des besoins en termes de mesure (dont les capteurs à utiliser, la précision spatiale recherchée, etc.).

### **2.2 Architecture et implémentation des nœuds de mesure**

L'architecture des nœuds de mesure conçus, implémentés et testés, est présentée en Fig. 2. Comme ceux-ci sont destinés à être déployés et enterrés dans du béton armé, et donc à devenir inaccessibles, ils doivent être fiables et utilisables sur le long terme. Ils sont donc aussi simples que possible, entièrement sans fil, sans batterie, télé-alimentés et télécontrôlés. De fait, ils se composent de deux sous-systèmes : le premier pour la gestion des données et le second pour la gestion de l'alimentation.

Le sous-système de gestion des données comprend un capteur, un microcontrôleur et un émetteur-récepteur. Plusieurs capteurs dédiés à la surveillance de la santé structurelle du béton armé (selon [5]) ont déjà été implémentés [8-10] : un capteur de température basé sur des thermodiodes de l'Université de Cambridge [11] ; un capteur de température et d'humidité Texas Instruments HDC2010 ; une jauge de contrainte ; et un capteur de résistivité électrique en configuration Wenner du Laboratoire Matériaux et Durabilité des Constructions (LMDC) de Toulouse [12]. Un module Murata CMWX1ZZABZ-091 est utilisé pour formater sur 4 octets et transmettre sans fil les données *via* une trame LoRaWAN de 17 octets vers le(s) nœud(s) communicant(s). Deux configurations ont été étudiées pour la communication sans fil dans la bande de fréquence ISM des 868 MHz : l'une étant la plus fiable et permettant les plus longues portées (puissance de transmission de +14 dBm et débit de 250 bps) et l'autre étant la plus économe en énergie mais présentant des portées d'au moins plusieurs dizaines de mètres depuis une poutre en béton armé (puissance de transmission de +4 dBm et débit de 5470 bps). La technologie LoRaWAN a été choisie pour sa faible consommation et sa portée (quelle que soit la configuration choisie) même en intérieur et à travers le béton armé, qui est un milieu de propagation très contraignant pour les ondes électromagnétiques.

## Structure en béton armé

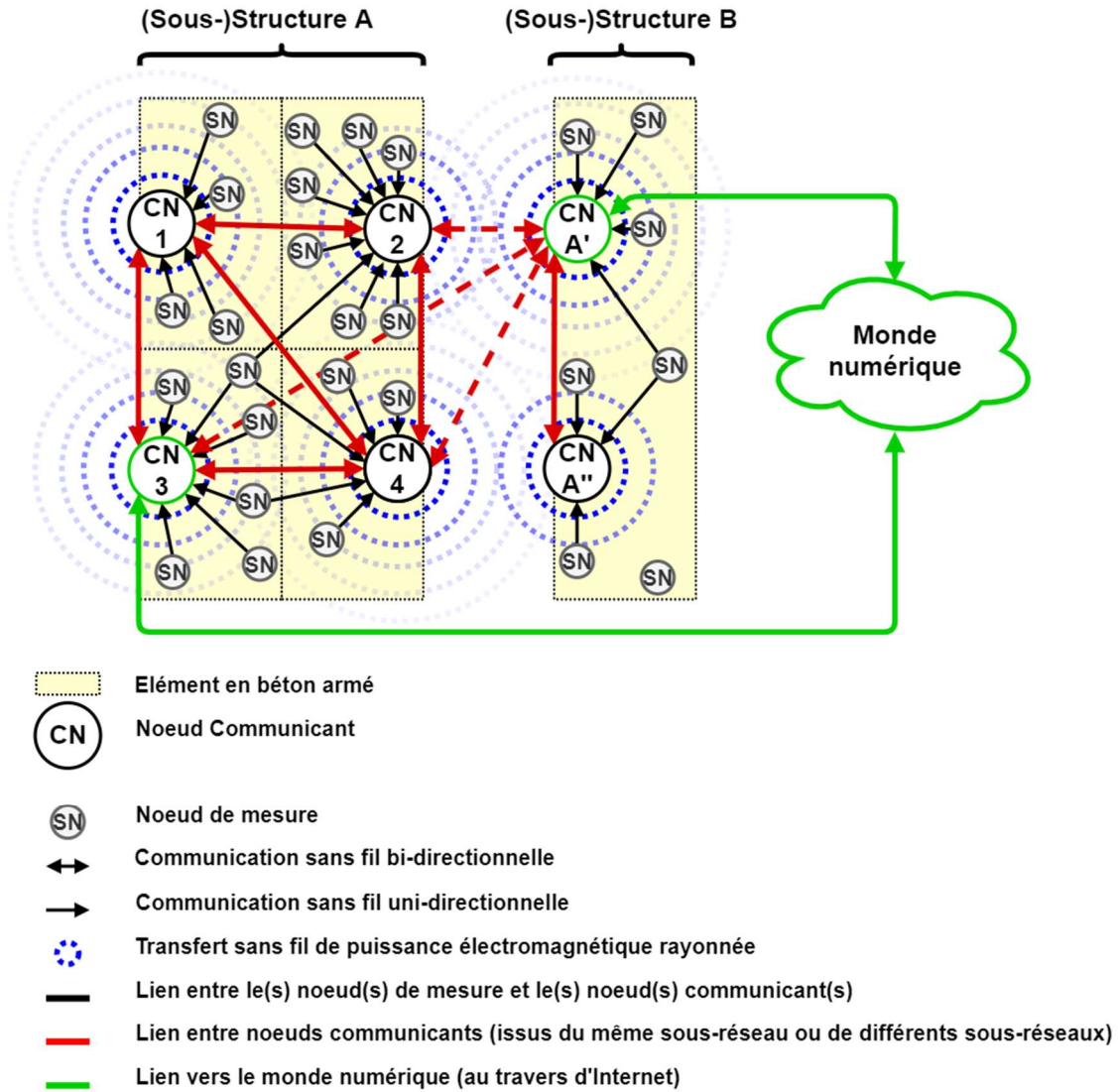


Figure 1 : Architecture du système cyber-physique.

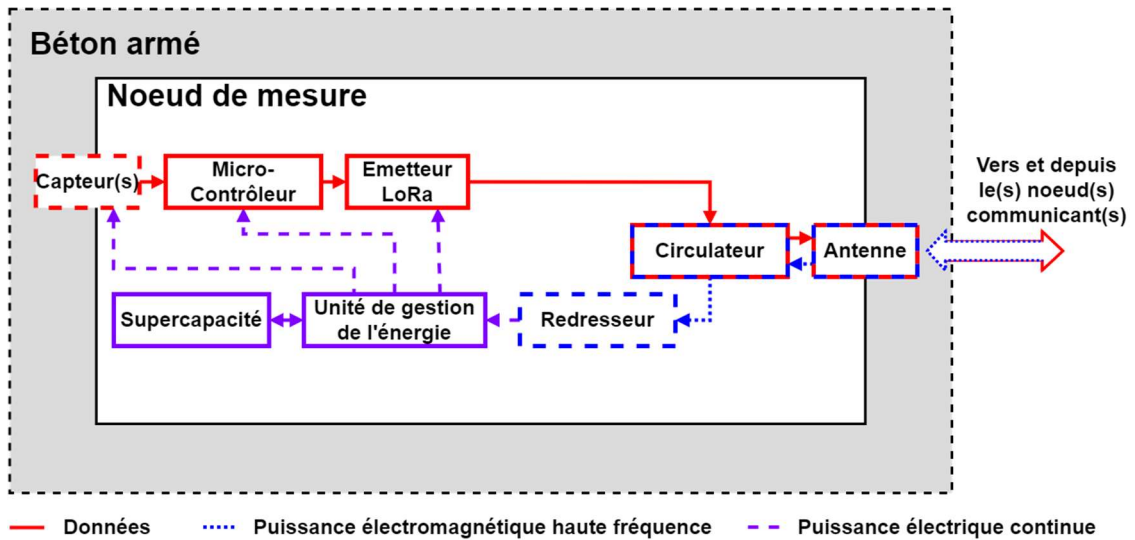


Figure 2 : Architecture du nœud de mesure générique, sans batterie, sans fil, télé-alimenté et télécontrôlé.

Le sous-système de gestion de l'alimentation comprend un redresseur radiofréquence, une unité de gestion de l'énergie (PMU) et un élément de stockage d'énergie. Pour obtenir des portées d'alimentation de plusieurs mètres, les solutions de transfert sans fil de puissance électromagnétique rayonnée (en champ lointain) ont été privilégiées par rapport aux solutions en champ proche (capacitives et inductives). La bande ISM des 868 MHz a été choisie comme étant le meilleur compromis entre la taille de l'antenne et les pertes de propagation. Ainsi, les nœuds communicants utilisent une source de puissance électromagnétique rayonnée fournissant une onde continue de +33 dBm PIRE dans la bande ISM des 868 MHz en accord avec la réglementation [13]. En pratique, un redresseur doubleur basé sur des diodes Schottky Skyworks SMS7630 a été utilisé, ainsi qu'une unité de gestion de l'énergie Texas Instruments bq25504 et un convertisseur DC/DC buck-boost Texas Instruments TPS63031 pour fournir une tension de 3,3 V au sous-système de gestion des données chaque fois que suffisamment d'énergie stockée est disponible. L'énergie récupérée est stockée en un supercondensateur Panasonic de 2,2 mF (pour la configuration la plus économique) ou AVX de 22 mF (pour la configuration la plus fiable). Une antenne dipôle quart d'onde repliée avec bras capacitifs (métalliques et orthogonaux au plan du dipôle) est employée, comme présentée en Fig. 3 [14]. Elle fonctionne dans la bande ISM des 868 MHz, est imprimée sur substrat FR4 (épaisseur : 0,8 mm et 1,6 mm ; permittivité relative : 4,4 ; et tangente de perte : 0,02) et mesure 5,6 cm x 3,2 cm x 1,0 cm. Son diagramme de rayonnement est présenté en Fig. 4. Cette antenne est presque omnidirectionnelle, a une polarisation linéaire, est utilisable entre 848 MHz et 886 MHz, a un gain mesuré de +1,54 dBi à 868 MHz et a un angle d'ouverture à -3 dB de 110 ° dans le plan E. En ajoutant un plan réflecteur métallique de 8 cm par 6 cm à 5 cm derrière, le gain augmente jusqu'à +5,00 dBi au prix d'une plus grande directivité (l'angle d'ouverture à -3 dB passe à 70 ° dans le plan E) et de l'augmentation du volume total. Cette antenne semble être un bon compromis entre taille (ou volume) et performances en rayonnement dans la bande de fréquence visée.

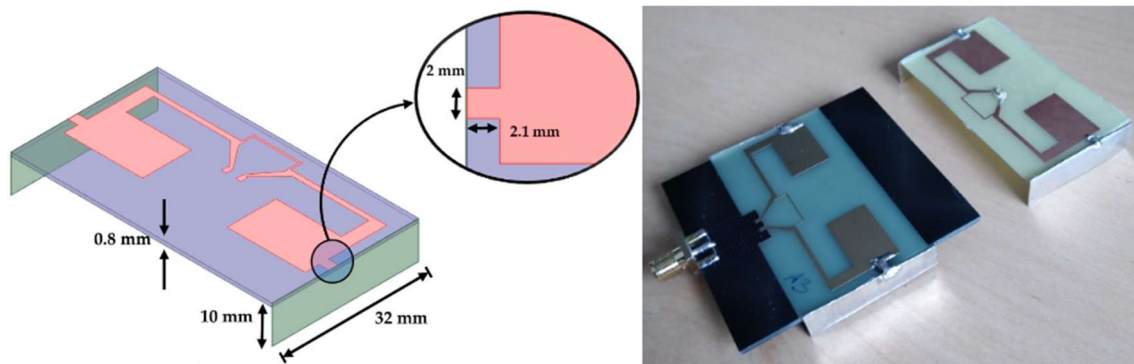


Figure 3. Schéma et photographie de l'antenne dipôle quart d'onde repliée avec bras capacitifs fonctionnant dans la bande ISM des 868 MHz et imprimée sur substrat FR4 de 1,6 mm (noir) et 0,8 mm (jaune).

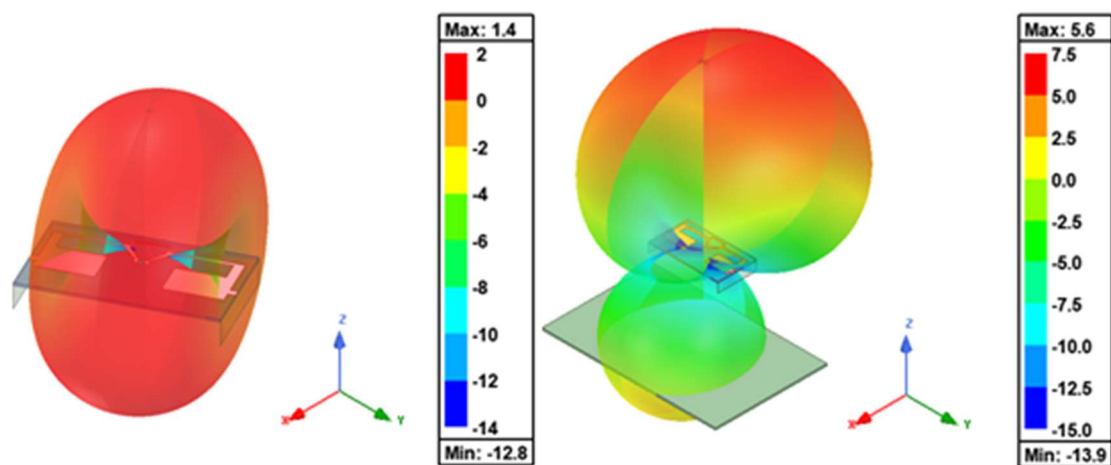


Figure 4. Diagramme de rayonnement simulé sous HFSS de l'antenne dipôle quart d'onde repliée avec bras capacitifs fonctionnant dans la bande ISM des 868 MHz sans et avec plan réflecteur métallique.

Comme une unique bande de fréquences est utilisée pour la communication sans fil et le transfert sans fil de puissance électromagnétique rayonnée, il est possible de n'employer qu'une unique antenne associée à un circulateur radiofréquence Aerotek C11-1FFF/OPT.N présentant de faibles pertes d'insertion et des isolations élevées. Cela est possible car il n'existe qu'une liaison montante de donnée et une liaison descendante de puissance. De plus, cela permet de réduire la taille globale des nœuds de mesure. Ainsi, simultanément, la puissance électromagnétique captée par l'antenne est transmise au redresseur *via* le circulateur, ce qui forme une rectenna, et les données à émettre fournies par l'émetteur sont transmises à l'antenne *via* le circulateur. De plus, il n'y a pas de connexion significative entre le redresseur et l'émetteur, ni d'interférence entre les transferts de données et de puissance. Finalement, les exigences du paradigme du transfert sans fil simultané d'informations et de puissance sont satisfaites avec seulement un multiplexage par fonction, *id est* sans multiplexage temporel, fréquentiel ou spatial, ni fractionnement de puissance.

Les nœuds de mesure étant inaccessibles, tant sur le plan matériel que logiciel (pas d'accès physique et pas de liaison descendante de données) et que la périodicité des mesures est fonction de l'étape du cycle de vie, ceux-ci sont télécontrôlés (sans fil et à distance) par les nœuds communicants *via* la liaison descendante de puissance et grâce au réglage du système de transfert sans fil de puissance (en termes de forme d'onde, de puissance transmise et/ou de périodicité d'activation). Ainsi, la périodicité, qui est variable, n'est dictée ni par le matériel, ni le logiciel.

Enfin, la Fig. 5 présente des nœuds de mesure utilisant ou non la carte électronique comme plan réflecteur métallique, ainsi que des installations expérimentales en intérieur, notamment avec une poutre de béton armé.

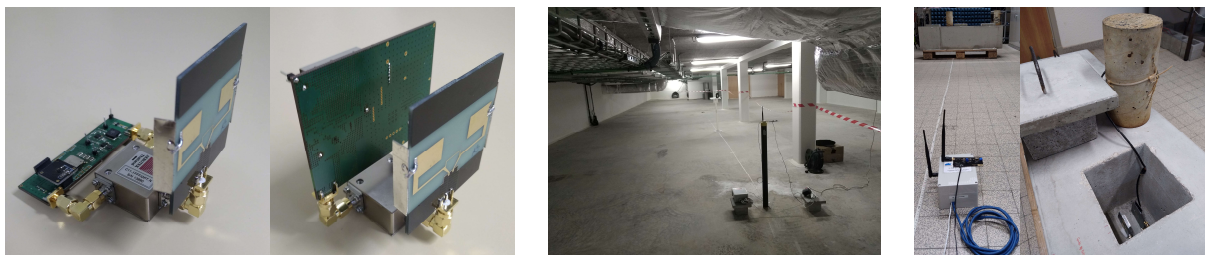


Figure 5 : Photographies de nœuds de mesure, et d'installations expérimentales du système cyber-physique en intérieur et avec des nœuds de mesures embarqués dans une poutre de béton armé.

### 3 Résultats expérimentaux

Plusieurs implémentations du système cyber-physique ont été réalisées comme preuves de concept en utilisant la technologie de communication sans fil LoRaWAN [8-10]. De plus, de premiers travaux utilisant la technologie de communication sans fil Bluetooth Low Energy (BLE) ont été menés [8,14]. Les nœuds de mesure peuvent mesurer divers paramètres (température, humidité relative, déformation mécanique, et résistivité électrique), puis formater et transmettre sans fil les données sur au moins plusieurs dizaines de mètres au(x) nœud(s) communicant(s).

La configuration en LoRaWAN la plus fiable nécessite de stocker 250 mJ d'énergie (soit 62,5 mJ par octet de données, ou 14,71 mJ par octet transmis, ou 1,84 mJ par bit transmis) pour réaliser un processus complet : la mesure quel que soit le capteur utilisé, et la transmission complète d'une trame LoRaWAN de 17 octets avec 4 octets de données utiles. La configuration en LoRaWAN la plus économe en énergie nécessite, elle, de stocker 21 mJ d'énergie (soit 5,25 mJ par octet de données, ou 309 mJ par octet transmis, ou 39  $\mu$ J par bit transmis), soit plus de 10 fois moins. Tandis que l'utilisation de la technologie Bluetooth Low Energy nécessite de stocker 1,2 mJ d'énergie (soit 400  $\mu$ J par octet de données, ou 63  $\mu$ J par octet transmis, ou 7,9  $\mu$ J par bit transmis), soit près de 20 fois moins, pour un processus complet : la mesure de température et d'humidité, et la transmission à +0 dBm et 1 Mbps de 4 trames d'*advertising* de 19 octets avec 3 octets de données utiles. Ces quantités d'énergie sont surestimées de +20 % par rapport aux besoins moyens, pour certifier d'un bon fonctionnement malgré la variabilité des composants et leur vieillissement.

La durée de la première charge (à partir d'un élément de stockage de l'énergie vide) et des recharges (après une autre charge complète) donne une information pertinente concernant la plus petite périodicité du fonctionnement des nœuds de mesure en fonction de la quantité de puissance électromagnétique disponible, comme présentée en Fig. 6. Dans la configuration LoRaWAN la plus fiable, les nœuds de mesure peuvent fonctionner entre -14 dBm et jusqu'à au moins +15 dBm, ce qui donne des durées de première charge comprises entre environ 34 heures et 36 minutes, et environ 1 minute et 10 secondes, et des durées de recharges comprises entre environ 14 heures et 38 minutes, et environ 33 secondes. Dans la configuration LoRaWAN la plus économe en énergie, ces durées sont respectivement comprises entre environ 17 heures et 21 minutes, et environ 30 secondes, et entre 7 heures et 59 minutes, et environ 6 secondes, pour une puissance d'entrée comprise entre -17 dBm et au moins +15 dBm. Des périodicités plus longues peuvent évidemment être obtenues en contrôlant la durée et la périodicité d'activation de la source d'énergie par le(s) nœud(s) communicant(s). En général, plus l'énergie à stocker est faible, plus la charge est rapide ; et plus la puissance d'entrée disponible est grande, plus la charge est rapide.

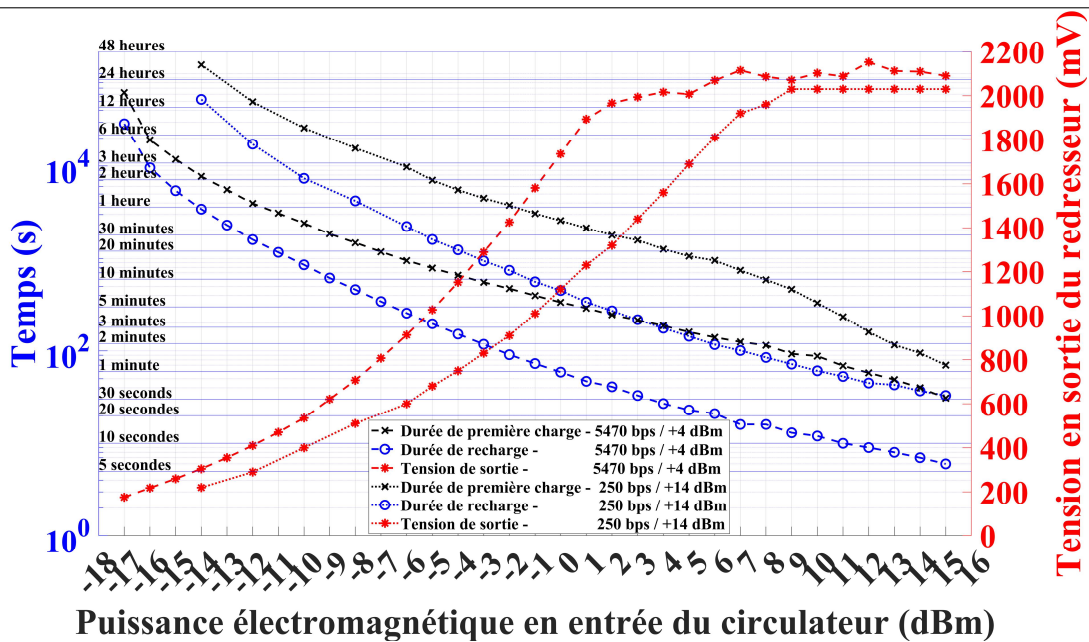


Figure 6. Durées de la première charge ('x', à gauche) et des recharges ('o', à gauche), et tension de sortie du redresseur en circuit ouvert pendant les recharges ('\*', à droite) en fonction de la puissance électromagnétique appliquée au circulateur des nœuds de mesure, pour une fréquence de 868 MHz, pour deux configurations de la communication sans fil : une puissance de transmission de +4 dBm et un débit de données 5470 bps (lignes tirées), et une puissance de transmission de +14 dBm et un débit de données de 250 bps (lignes pointillées).

A partir de la puissance minimale requise en entrée des nœuds de mesure pour fonctionner, il est possible d'estimer une portée maximale d'utilisation. Cette puissance minimale requise en entrée des nœuds de mesure est fonction de la puissance nécessaire à l'unité de gestion de l'énergie pour fonctionner, mais doit également permettre de compenser les pertes du convertisseur DC/DC et de l'élément de stockage de l'énergie. Expérimentalement, cette puissance est mesurée à -14 dBm pour la configuration LoRaWAN la plus fiable et -17 dBm pour la configuration LoRaWAN la plus économe en énergie. Ainsi, en appliquant l'équation de Friis, la distance entre un nœud communicant, dont la puissance maximale PIRE autorisée est de +33 dBm dans la bande de fréquence ISM des 868 MHz [13] et un nœud de mesure, doté d'une antenne ayant un gain de +1,54 dBi, peut être estimée en fonction de la puissance minimale requise en entrée des nœuds de mesure. Ainsi, -17 dBm peuvent être récupérés à une distance d'environ 10,38 mètres (soit une périodicité d'environ 7 heures et 59 minutes), -14 dBm à environ 7,35 mètres (soit respectivement, une périodicité d'environ 14 heures et 38 minutes et d'environ 57 minutes pour les configurations LoRaWAN la plus fiable et la plus économe en énergie), et environ -10,6 dBm à une distance de 5 m (soit respectivement une périodicité d'environ 3 heures et d'environ 15 minutes). En utilisant un plan réflecteur métallique pour obtenir un gain de +5,00 dBi, -17 dBm peuvent être récupérés à une distance d'environ 13,78 mètres, -14 dBm à environ 10,95 mètres, et environ -7,2 dBm à une distance de 5 m (soit respectivement, une périodicité d'environ 50 minutes et d'environ 6 minutes pour les configurations LoRaWAN la plus fiable et la plus économe en énergie). Il est à noter qu'une puissance minimale requise en entrée des nœuds de mesure de -17 dBm est l'une des plus faibles trouvées dans la littérature. A notre connaissance, seul [16] fournit une unité de gestion de l'énergie qui nécessite -19 dBm dans la bande ISM des 868 MHz. Ainsi, en réduisant puissance minimale requise en entrée des nœuds de mesure, la portée peut être augmentée.

Aussi, le volume de déploiement d'un sous-réseau en étoile composé d'un nœud communicant et d'une multitude de nœuds de mesure est limité par la portée d'utilisation de système de transfert sans fil de puissance électromagnétique rayonnée et non par la portée des communications sans fil. Sa portée maximale testée en intérieur, quelle que soit la direction, est de 11 mètres, soit la plus importante testée à notre connaissance. Néanmoins, il semble possible d'atteindre des portées plus importantes. En termes de déploiement, cela peut sembler suffisant pour couvrir les cas d'utilisation en intérieur (e.g. bâtiments de bureau ou d'habitation, ouvrage d'art tels des ponts ou des tunnels, etc.) : il faudrait approximativement autant de nœuds communicants que l'on trouve de points d'accès Wi-Fi dans les bâtiments de bureau. Par contre, bien que les portées de communication sans fil soient suffisantes, les déploiements en extérieur ou dans des structures de très grand volume semblent peu viables de par les portées du transfert sans fil de puissance électromagnétique rayonnée. De même, la périodicité de mesure ciblée doit également être prise en compte : dans le béton armé, les variations sont lentes, mais ce n'est pas forcément le cas pour toutes les applications.

De plus, de nombreux tests qualitatifs ont été réalisés pour certifier le bon fonctionnement du système cyber-physique et de ses nœuds de mesure. Par exemple, un système cyber-physique composé d'un réseau maillé de 2 nœuds communicants (dont un avec une connexion à Internet) et de 4 nœuds de mesure, dont 3 situés dans des cavités d'air d'une poutre en béton armé, comme présenté en Fig. 5, a été testé avec succès. Ainsi, les nœuds communicants ont télé-alimentés et télécontrôlés les nœuds de mesure (même embarqués dans la poutre en béton armé) sur au moins 3 mètres dont au moins 15 cm de béton armé, et ont récupéré toutes les données envoyées sur au moins quelques dizaines de mètres en intérieur, pour les traiter, les stocker et les partager. La taille des pièces d'expérimentation a limité les portées testées. Ainsi, un unique nœud communicant peut facilement gérer plusieurs nœuds de mesure de manière omnidirectionnelle sur plusieurs mètres. Comme annoncé, une distance de 11 mètres en intérieur a été testée avec succès et il semble possible d'atteindre des distances plus importantes.

Un autre élément pertinent à prendre en compte pour réaliser un système durable est son efficacité énergétique, ici définie comme le rapport entre l'énergie disponible à l'entrée du nœud de mesure (*i.e.* la puissance disponible à l'entrée du nœud de mesure (récoltée par l'antenne) intégrée sur la période d'intérêt) et l'énergie requise pour un processus complet. Comme présenté en Fig. 7, l'efficacité est plutôt faible pour les premières charges : entre 2,16 % et 11,54 % pour la configuration LoRaWAN la plus économe en énergie ; et entre 4,59 % et 10,25 % pour la configuration LoRaWAN la plus fiable. L'efficacité augmente dans le cas des recharges, respectivement : entre 3,68 % et 36,71 % ; et entre 7,91 % et 39,00 %. Il est à noter que les deux configurations ne présentent pas leur pic d'efficacité pour la même puissance d'entrée. Ceux-ci sont respectivement atteints à -9 dBm et à -5 dBm pour la première charge, et à -2 dBm et à +1 dBm pour les recharges. De plus, la première configuration est plus efficace pour les puissances d'entrée les plus faibles, et la seconde pour les plus élevées. Pour augmenter l'efficacité énergétique du nœud de mesure, les durées de la première charge et des recharges doivent être minimisées. Une autre efficacité pourrait être pertinente à exprimer : elle se définit comme le rapport entre l'énergie transmise par un nœud communicant pour alimenter sans fil tous les nœuds de mesure situés dans son voisinage, et la somme des énergies consommées par chacun des nœuds de mesure pendant une période d'intérêt. Dans ce cas, plus il y a de nœuds de mesure et plus le rendement de chaque nœud de mesure est élevé, plus le rendement global est élevé.

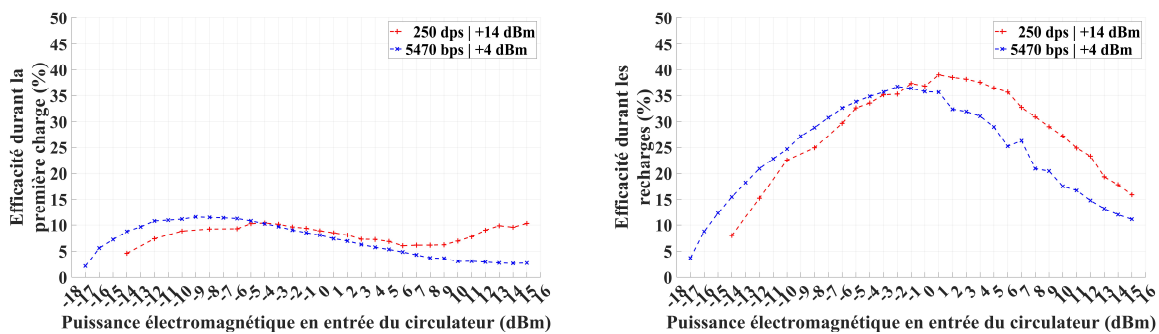


Figure 7. Efficacité énergétique des nœuds de mesure pendant la première charge et les recharges par rapport à la puissance électromagnétique appliquée à l'entrée du circulateur, pour une fréquence de 868 MHz, pour deux configurations de la communication sans fil : une puissance de transmission de +4 dBm et un débit de données 5470 bps (bleu), et une puissance de transmission de +14 dBm et un débit de données de 250 bps (rouge).

#### 4 Discussions et perspectives

Actuellement, et à notre connaissance, il n'existe pas de système cyber-physique basé sur un réseau de capteurs sans fil composé de nœuds de mesure sans batterie, autonomes en énergie, entièrement sans fil, et destinés à être entièrement enfouis dans du béton armé pour en assurer la surveillance de son état de santé structurelle à long terme et de manière automatique. En effet, la majorité des nœuds existants ont une durée de vie limitée en raison de l'utilisation de batteries et sont généralement déployés en surface de la structure à surveiller (ou dans quelques cas, à une faible profondeur dans le béton). La solution proposée peut également être perçue comme un réseau de capteurs sans télé-alimentés et peut facilement être adaptée à d'autres applications.

L'implémentation du système cyber-physique et de ses nœuds de mesure se base uniquement sur des composants disponibles sur étagère (à l'exception de la rectenna, pour laquelle aucune solution commerciale n'est disponible). Comme les propriétés mesurées ont des variations lentes, de longues périodes de fonctionnement sont visées, et comme la puissance disponible en entrée du nœud de mesure est bien inférieure à la puissance nécessaire pour le faire fonctionner en continu, la stratégie de "stocker puis utiliser" l'énergie avec la possibilité de démarrer à froid est employée. Aussi, comme les nœuds de mesure sont inaccessibles et déployés sur le long terme (*i.e.* plusieurs décennies), la conception prévoit le moins de composants et de complexité possible afin de limiter au maximum les points de défaillance.

Cependant, les implémentations des nœuds de mesure peuvent être améliorées, tant du point de vue matériel que logiciel. Ainsi, en réduisant la puissance minimale requise en entrée des nœuds de mesure (actuellement de -17 dBm) (en choisissant une unité de gestion de l'énergie fonctionnant avec moins d'énergie [16], et en limitant les pertes du convertisseur DC/DC et de l'élément de stockage de l'énergie), il est possible d'augmenter la portée d'utilisation du système de transfert sans fil de puissance électromagnétique rayonnée (actuellement de 11 mètres en intérieur), qui est actuellement limitante pour le déploiement sur de larges volumes (les communications sans fil présentant des portées bien supérieures). Aussi, en réduisant l'énergie requise pour le fonctionnement des nœuds de mesure (en choisissant par exemple une autre technologie de communication sans fil), il est possible de réduire le temps nécessaire aux premières charges et aux recharges, quelle que soit la puissance disponible. Les capteurs peuvent également être optimisés pour être plus précis et pour consommer moins d'énergie, et d'autres capteurs peuvent être employés. De plus, l'efficacité des nœuds de mesure peut être améliorée en utilisant une rectenna plus performantes (à la fois l'antenne, le redresseur et leur assemblage). Enfin, l'efficacité globale du système de transfert sans fil de puissance électromagnétique rayonnée peut être améliorée en concentrant la puissance transmise par le(s) nœud(s) communicant(s) sur le(s) nœud(s) de mesure avec des techniques de formation de faisceaux [17] ou de réseaux à diversité de fréquence [18], ou en employant des formes d'onde plus efficaces [19].

En fait, plusieurs compromis doivent être considérés. D'abord, entre le volume du nœud de mesure (corrélé à la taille de l'antenne, qui est étroitement liée à la longueur d'onde) que l'on veut le plus compact possible, et la portée d'utilisation (corrélée aux performances de l'antenne, dont le diagramme de rayonnement, le gain et la polarisation, mais aussi au choix de la fréquence de transmission, qui impose des réglementations et des propriétés de propagation différentes, notamment concernant les pertes) que l'on veut la plus longue possible. Ensuite, entre la consommation des nœuds de mesure et donc les temps de charge (en grande partie imposée par la technologie de communication sans fil employée), que l'on veut minimaux, et la qualité des communications sans fils (en termes de portée et de fiabilité) que l'on veut optimale.

D'autres problématiques doivent également être traitées. Notamment concernant la conception de l'antenne qui doit pouvoir fonctionner efficacement au contact direct du béton, tant pour le transfert sans fil de puissance électromagnétique rayonnée que pour la communication sans fil [20]. L'antenne peut également être fabriquée grâce à des techniques d'impression tridimensionnelle (3D) ou à jet d'encre, ou par des techniques additives, et ce, sur divers substrats (pouvant être flexibles). Aussi, l'encapsulation des nœuds de mesure doit être considérée afin de les déployer directement dans le béton armé tels des agrégats, donc aléatoirement, (et non plus dans des cavités d'air) afin d'y effectuer des mesures fiables [21]. Des stratégies alternatives pour le déploiement des nœuds de mesure dans le béton armé peuvent être discutées. Il est possible (1) de déployer uniquement le(s) capteur(s) au cœur du béton et le reste des nœuds de mesure en surface, de sorte que les mesures soient effectuées aux endroits les plus pertinents et que les nœuds de mesure soient accessibles, donc remplaçables et modifiables ; mais aussi (2) de déployer le nœud de mesure au cœur du béton et l'antenne en surface, de sorte que les mesures soient effectuées aux endroits les plus pertinents et que les nœuds de mesure soient inaccessibles, mais que les contraintes de la propagation électromagnétique à travers le béton armé soient relâchées. Dans ces deux cas, l'utilisation de câbles entre les différentes parties peut créer des faiblesses dans le béton armé et un accès en surface est également un point d'accès pour les polluants et autres contaminants, telles que l'air et l'eau, qui peuvent induire une corrosion plus rapide.

## 5 Conclusion

Cet article présente un réseau de capteurs sans fil dédié à la surveillance de la santé des structures en béton armé, au travers de la mise en œuvre d'un système cyber-physique. Le réseau de capteurs sans fil se compose notamment de nœuds de mesure génériques sans batterie et sans fil, destinés à être entièrement enterrés dans du béton armé. Ils sont donc alimentés et contrôlés à distance (sur plusieurs mètres) par un système de transfert sans fil de puissance électromagnétique rayonnée, commandé par des nœuds communicants. Ces nœuds de mesure sont, à notre connaissance, les premiers qui offrent une solution au paradigme de transfert sans fil simultanée d'information et de puissance basée sur l'utilisation d'une antenne unique. Les résultats expérimentaux montrent que la portée du transfert sans fil de puissance électromagnétique rayonnée est d'au moins 11 mètres en intérieur, à une fréquence de 868 MHz, tandis que la portée de la communication sans fil peut atteindre des centaines de mètres grâce à la technologie LoRaWAN. Le système cyber-physique testé avec succès permet de mesurer et de partager des données depuis l'intérieur du béton armé jusqu'au monde numérique *via* Internet.

## Remerciements

Ces travaux ont été financés par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) dans le cadre du projet McBIM (ANR-17-CE10-0014). Les auteurs souhaitent remercier leurs partenaires : CRAN (Nancy), LIB (Dijon), et FINAO SAS/360SmartConnect (Trans-en-Provence).

---

## Références bibliographiques

- [1] G. Peruzzi, et A. Pozzebon, "A review of energy harvesting techniques for Low Power Wide Area Networks (LPWANs)," *Energies*, vol. 13, n° 13, p. 3433, 2020.
- [2] T.D. Ponnimbaduge Perera, D.N.K. Jayakody, S.K. Sharma, S. Chatzinotas, et J. Li, "Simultaneous wireless information and power transfer (SWIPT): Recent advances and future challenges," *IEEE Commun. Surveys Tuts*, vol. 20, no. 1, pp. 264–302, 2018.
- [3] A. Costanzo, D. Masotti, G. Paolini, et D. Schreurs, "Evolution of SWIPT for the IoT World: Near-and Far-Field Solutions for Simultaneous Wireless Information and Power Transfer," *IEEE Microwave Magazine*, vol. 22, n° 12, pp. 48-59, 2021.
- [4] D. Darwin, C.W. Dolan, et A.H. Nilson, "Design of concrete structures," 15th Ed., New York, NY, USA, McGraw-Hill Education, 2016.
- [5] S. Taheri, "A review on five key sensors for monitoring of concrete structures," *Construction and Building Materials*, vol. 204, pp. 492-509, 2019.
- [6] W. Derigent, M. David, H. Wan, D. Dragomirescu, A. Takacs, G. Loubet, A. Roxin, R. Melet, et L. Montegut, "Materials communicating with the BIM: results of the McBIM project," 13th International Workshop on Structural Health Monitoring (IWSHM), 2022, *en cours de publication*.
- [7] S. Kubler, W. Derigent, A. Thomas, et E. Rondeau, "Problem definition methodology for the "Communicating Material" paradigm," *IFAC Proceedings Volumes*, vol. 43, no. 4, pp. 198-203, 2010.
- [8] G. Loubet, "Réseaux de capteurs sans fil autonomes pour la fabrication de matériaux communicants. Application au domaine du génie civil," Thèse de Doctorat, INSA Toulouse, 2021.
- [9] G. Loubet, A. Takacs, et D. Dragomirescu, "Implementation of a Wireless Sensor Network Designed to be Embedded in Reinforced Concrete," 46th Annual Conference of the IEEE Industrial Electronics Society, IECON 2020, pp. 2195-2200, 2020.
- [10] G. Loubet, A. Takacs, et D. Dragomirescu, "Implementation of a Battery-Free Wireless Sensor for Cyber-Physical Systems dedicated to Structural Health Monitoring Applications," *IEEE Access*, vol. 7, pp. 24679-24690, 2019.
- [11] A. De Luca, V. Pathirana, S.Z. Ali, D. Dragomirescu, et F. Udrea, "Experimental, analytical and numerical investigation of non-linearity of SOI diode temperature sensors at extreme temperatures," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 222, pp. 31-38, 2015.
- [12] J. Badr, "Conception et validation d'un capteur noyé de résistivité électrique en vue du suivi des profils de teneur en eau dans les bétons," Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier-Toulouse III, 2019.
- [13] European Union, "COMMISSION IMPLEMENTING DECISION (EU) 2017/1483 of 8 August 2017 amending Decision 2006/771/EC on harmonisation of the radio spectrum for use by short-range devices and repealing Decision 2006/804/EC," *Official Journal of the European Union*, Decision C(2017) 5464, 2017.
- [14] A. Sidibe, A. Takacs, G. Loubet, et D. Dragomirescu, "Compact Antenna in 3D Configuration for Rectenna Wireless power transfer Applications," *Sensors*, vol. 21, no. 9, p. 3193, 2021.
- [15] G. Loubet, A. Sidibe, A. Takacs, et D. Dragomirescu, "Battery-free Bluetooth Low Energy Sensing Nodes for Structural Health Monitoring of Concretes," 13th International Workshop on Structural Health Monitoring (IWSHM), 2022, *en cours de publication*.
- [16] e-peas semiconductors - AEM30940 - datasheet. Disponible en ligne : <https://e-peas.com/wp-content/uploads/2021/03/e-peas-AEM30940-datasheet-RF-Vibration-energy-harvesting.pdf> (accédé le 9 février 2022).
- [17] D. Belo, D.C. Ribeiro, P. Pinho, et N.B. Carvalho, "A selective, tracking, and power adaptive far-field wireless power transfer system. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*," vol. 67, no. 9, pp. 3856-3866, 2019.
- [18] E. Fazzini, A. Costanzo, et D. Masotti, "Range Selective Power Focusing with Time-controlled Bi-dimensional Frequency Diverse Arrays," *IEEE Wireless Power Transfer Conference (WPTC)*, pp. 1-4, 2021.
- [19] A. Boaventura, D. Belo, R. Fernandes, A. Collado, A. Georgiadis, et N.B. Carvalho, "Boosting the efficiency: Unconventional waveform design for efficient wireless power transfer," *IEEE Microwave Magazine*, vol. 16, no. 3, pp. 87-96, 2015.
- [20] E. Fraile-Garcia, J. Ferreira-Cabello, E.M. de Pison Ascacibar, J.F. Cenicerros, et A.V.P. Espinoza, "Implementing a technically and economically viable system for recording data inside concrete," *Construction and Building Materials*, vol. 157, pp. 860-872, 2017
- [21] G. Castorina, L. Di Donato, A.F. Morabito, T. Isernia, G. et Sorbello, "Analysis and design of a concrete embedded antenna for wireless monitoring applications [antenna applications corner]," *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 58, no. 6, pp. 76-93, 2016.



**Beamed Wireless Power and Information Transmission**

*Nuno Borges Carvalho<sup>1</sup>*

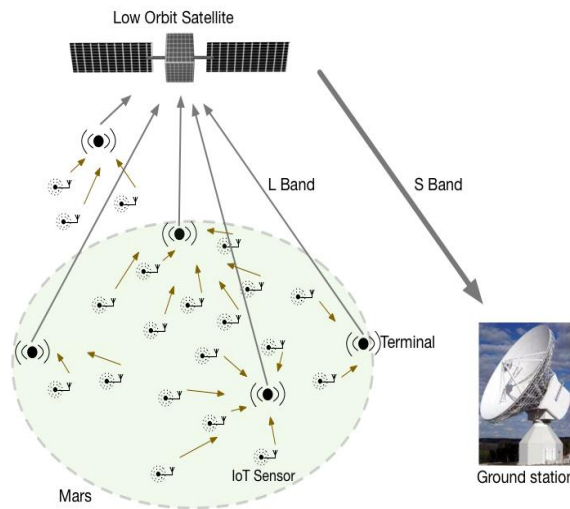
<sup>1</sup> *Instituto de Telecomunicações – Universidade de Aveiro, Portugal; nbcarvalho@ua.pt*

*Keywords: Wireless Power Transmission, SWIPT*

**Abstract/Résumé**

Wireless Power Transmission is becoming a reality and a million-dollar industry, mainly for short-range energy conversion, where mobile phones and electric cars are already making a profit from this approach in battery charging using wireless connections.

Nevertheless, with the rise of 5G and future 6G solutions, and massive IoT devices long-range WPT started to be an important asset and an important research area that is being followed by academia, industry, and research labs. Wireless Power Transmission has been sought from several research teams over the years. If short-range WPT is already a viable solution for commercial devices, long-rang WPT is not. Long-range WPT suffers from very low energy efficiency, due to several low-efficiency system blocks, mainly the air interface and the RF-DC converters.



*Figure 1: System concept for Internet of Space Things*

In this talk, we will address several topics, including the optimization of Focus of energy rather than beams of energy as a way to maximize WPT for a specific point in space, and we will also discuss RF-DC converters, mainly by addressing specially designed waveforms for WPT links. This will be complemented with the proposal and discussion of an information link that will be explored to gather real-time information on the received power at the WPT receiver.

Finally, non-directive far-field low-power Simultaneous Wireless Information and Power Transfer (SWIPT) will be addressed as a way to make Massive IoT and space-based probes a reality using backscattered radio solutions.

# **New components and instrumentation for radio II**

---

**Mmw channel sounder for dynamic SIMO measurements**

---

*ATTWOOD Nicholas<sup>1</sup>, GALLEE François<sup>1</sup>, PAJUSCO Patrice<sup>1</sup>, BERBINEAU Marion<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> *IMT-Atlantique- Lab-STICC nicholas.attwood@imt-atlantique.fr*

<sup>1</sup> *IMT-Atlantique- Lab-STICC francois.gallee@imt-atlantique.fr*

<sup>1</sup> *IMT-Atlantique- Lab-STICC patrice.pajusco@imt-atlantique.fr<sup>1</sup>*

<sup>2</sup> *Université Gustave-Eiffel, COSYS/LEOST marion.berbinau@univ-eiffel.fr<sup>2</sup>*

---

*Sondage de canal – bande millimétrique / Channel sounder - millimeterwave*

---

## **1 Abstract**

This paper presents a mmW SIMO channel sounder currently under development at IMT Atlantique / Lab-STICC. Today, to our knowledge, there is mmW sounder for dynamic SIMO measurements. The objectives of the paper are threefold. First, to propose a state of art and an analysis of the measurement capacity related to channel sounder in the millimetric bands. Second, to describe the architecture of the system based on USRP boards and on a commercial board for the millimeter wave part. Third, a multibeam mmW front-end is presented.

## **2 Introduction**

To meet growing demand for higher throughputs, advanced digital communication techniques based on multicarrier modulations, multiple antenna systems (MIMO), are under study. A way to increase throughputs is to deploy cellular systems operating in mmW bands. These high frequency bands offer very large bandwidths (some of them are unlicensed) that are one of the simplest ways to increase system capacity, and lead to enhanced miniaturisation of radio-frequency architectures. In such a context, massive MIMO (M-MIMO) systems, with up to hundreds of radiating elements at the access point (AP), are extremely attractive solutions to achieve very high data rates for multiple users sharing the same spectrum at the same time, with low power consumption thanks to the use of specific analogue/digital precoding techniques. Characterisation and modelling of radio channel in the mmW frequency bands are needed for the development and analysis of communication systems in this band. Since several years, this domain is very active in the context of 5G NR deployment. Moreover, any effective hardware implementation of such systems must rely on a realistic knowledge of radio channel impairments and mmW propagation / antenna characteristics, especially for outdoor and railway communications for which the results available in the most recent literature are very limited.

## **3 mmW channel sounding state of art**

This part presents a state of art of the different type of mmW channel sounder available today and analyse their capacity for a channel sounding in dynamic scenario. A first category is based on the use

of a VNA (Vector Network Analyser) with external up and down converter. For example, Helsinki university developed a 60 GHz MIMO Channel sounder with a synthetic 3D array antenna [1]. The antenna is a biconical antenna with an omnidirectional radiation pattern. A mechanical spatial scan of the antenna allows to determine the DOA (Direction Of Arrival). The TX and the RX must be connected with cable to the VNA. This equipment is used for indoor and static scenario because the duration of a measurement is around 20mn.

To avoid the frequency sweep of an VNA, the generation of a pulse signal allows directly to measure the complex CIR (Channel Impulse Response). Shorter is the pulse duration, better is the time resolution. *Talbi et al.* developed a pulse-based channel sounder at 60 GHz presented in Figure 1[2]. To allow medium distance measurement, the synchronisation between the TX and RX is ensured by an optical link modulated with RF signal. Very high gain antennas up to 46 dBi are used to improve the spatial resolution and the range. This channel sounder allows CIR measurement in SISO dynamic environment.

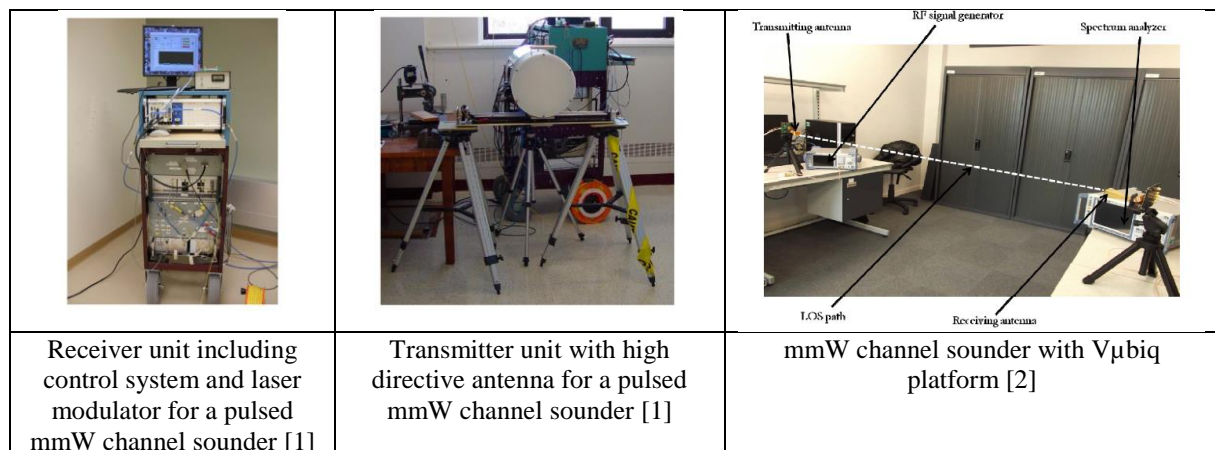


Figure 1. mmW channel sounder

A channel sounder, based on the VUBIQ platform, is designed by *Karadimas et al* to perform time domain propagation measurement at 60 GHz [3]. The system is simple with a RF generator and a spectrum analyser connected to the VUBIQ platform (**Erreur ! Source du renvoi introuvable.**). Only power measurement is done. This equipment allows only to analyse the impact of a link blockage but does not allow a CIR measurement. It can be used for SISO dynamic scenario.

Another mmW channel sounder is based on the “Rusk” channel sounder developed by TU Ilmenau. [4] It has been extended to mmW band with front-end to up and down-convert intermediate signals. This combination is enabling us to perform accurate dynamic propagation measurements. The mmW front end extender are realized with classic waveguide component and with standard horn antenna. This equipment allows to perform CIR measurements in SISO dynamic scenario.

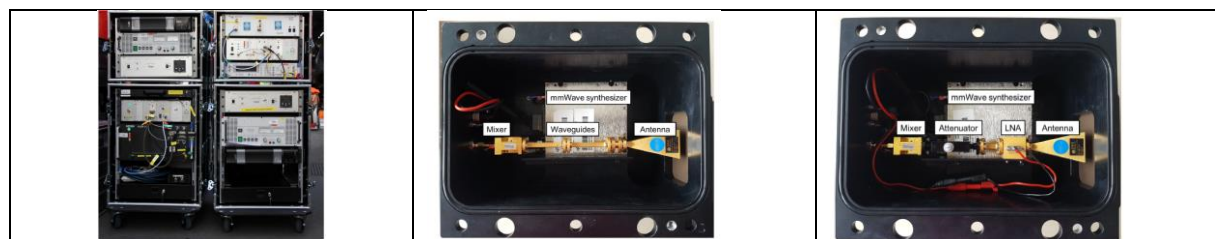


Figure 2. RUSK-DLR channel sounder transmitter and receiver racks.

In dynamic scenario, the goal of our work is to analyse the propagation in railway environment, in the context of T2T (Train to Train) or T2I (Train to Infrastructure). The use of mmW frequency can support

high data rate and low latency services. In [5] [6], multipath effect is well identified in these environments but there are no results concerning the DOA (Direction Of Arrival) of paths. In [7], *Yang et al* present DOA results but in static environment.

Today, to our knowledge, there is quasi no low-cost channel sounders based on a beamforming technique for MIMO channel modelling in the mmW band in dynamic environment. Currently, in the context of the ANR mmW4Rail project, the research laboratory IMT Atlantique / Lab-STICC designed a portable channel sounder based on SDR (Software defined Radio) devices (Figure 3) [8].

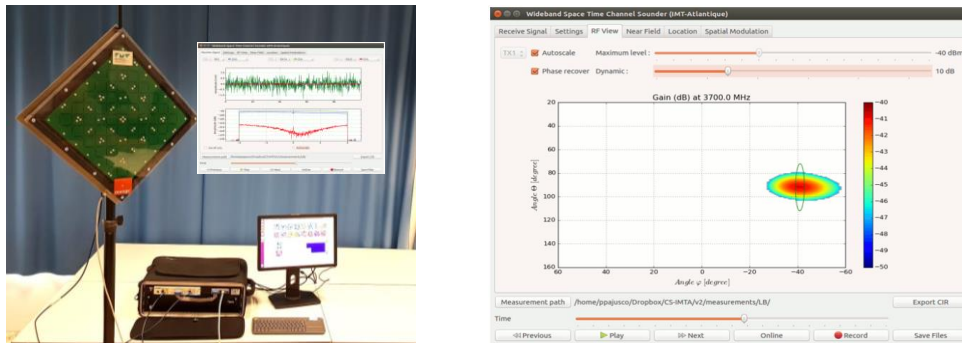


Figure 3. IMT Atlantique channel sounder up to 6 GHz.

From this first version, our final goal is to design an extended mmW front-end allowing channel sounding in quasi-real time of the CIR and the DOA at 60 GHz for dynamic environment. The following parts present respectively the global architecture of the channel sounder and the multibeam 60 GHz front-end for DOA measurement.

## 4 mmW channel sounder architecture.

### 1- Hardware Setup

The system is composed by a commercial product of millimeter-wave, which integrate a receiver and transmitter module. The Analog Device EK1HMC6350 is a demonstration board, which include HMC6300 and HMC6301, respectively the transmitter module and the receiver module.

The transmitter is composed of the HMC6300 can operate from 57 to 64 GHz, with up to 1.8 GHz bandwidth. The board supports different modulation provided by a differential baseband I/Q input. A heterodyne IF architecture in addition of an RF mixer is used inside. The **Erreur ! Source du renvoi introuvable.** shows the architecture.

The R&S SMJ 100A is currently used to generate the 71.42857 MHz reference clock to control channel bandwidth (250 MHz). Moreover, the equipment is also used to provide I/Q signal with a bandwidth of 80 MHz in single-ended in order to emit a flat spectrum signal. To increase the RF output power, we consider an amplifier with a gain of 25 dB and a P1dBm of 25 dBm. The antenna could be classic horn antenna with 15 dBi gain.

The receiver part is composed of, currently, a horn antenna with the same specifications as the transmitter antenna. The HMC6301 has a variable gain from 0 to 69 dB. The HMC6301 down-converts the 60 GHz signal to analog I/Q differential baseband signal.

A USRP X310 is used to convert the analog signal to digital. The maximum bandwidth is 160 MHz, and all the equipment are synchronized with a 10 MHz signal reference from rubidium.

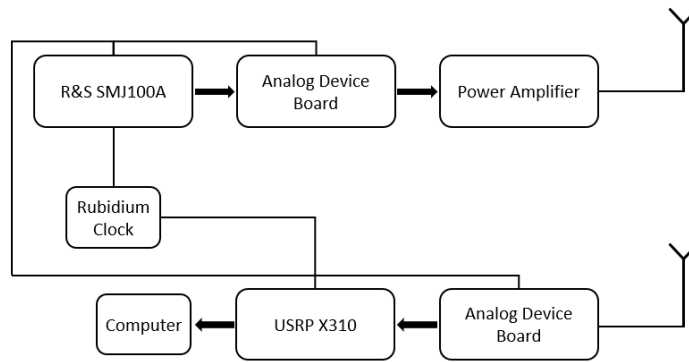


Figure 4. Transmitter and Receiver Part

## 2- Software Setup

An addition of the hardware setup, a software has been developed on PyQt from python to control the USRP, the receiver and transmitter card. The software proposed by Analog Device is only present on windows system and cannot control specific element. The Figure 5 shows the control window used to control the different gain on the card.

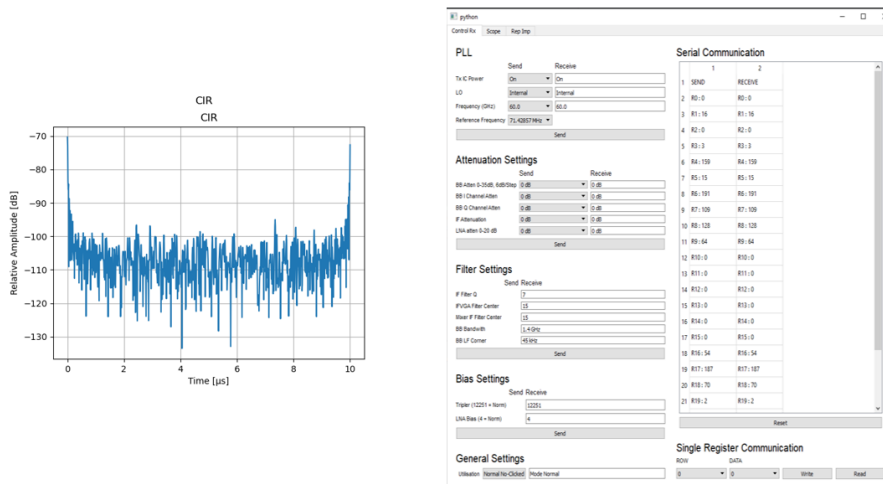


Figure 5. Window Control Receiver (right) part and example of CIR measurement.

Another window is used to perform measurements. At the end of the measurement the CIR is shown for the different angle measured.

## 3- Specification

This system employs the Wiener inversion to calculate the CIR of the channel. A back-to-back calibration file is recorded with a direct connection between. For 160 MHz, the time resolution is equal to 6.25 ns. The maximal duration of the sounding process at a given position corresponds to 1000 points of measurements, so a maximal duration of 10 µs.

Carrier Frequency		57 to 64 GHz
USRP Specification	Sampling rates	200 MHz
	Max Bandwidth	160 MHz
R&S SMJ100 A	Sampling Frequency	100 MHz
	Max Bandwidth	80 MHz
Time resolution		6.25 ns

Maximum Time Measurements	10 $\mu$ s
---------------------------	------------

Figure 6. Currently specifications of the channel sounder.

### 5 Multibeam 60GHz front-end.

Due to the high free space losses at 60 GHz, directive antenna has to be used to obtain a good sensitivity and allowing DOA measurement. In dynamic scenario, a single beam with a mechanical scan is not adapted. A solution based on a fast-electronical switch of different beams is proposed to scan the environment. This approach is acceptable if the switching time is small in comparison to the environment modification, for example a maximum vehicle speed. Due to technological constraint, a linear antenna array is investigated.

Depending on the type of environment and the distance (short or medium), two architectures are proposed. For short distance, a full digital beamforming allows to have a complete freedom about the DOA. But due to the low gain of the antenna, the sensitivity will limit the measurement range. Figure 7 presents the architecture of the mmW front-end with 8 antennas. The main challenge is to minimize the interconnection losses at 60 GHz between the antenna and the 60 GHz downconverter with a high constraint of integration imposed by the half wavelength distance between antennas. Furthermore, the LO (Local Oscillator) of each mixer must be synchronised.

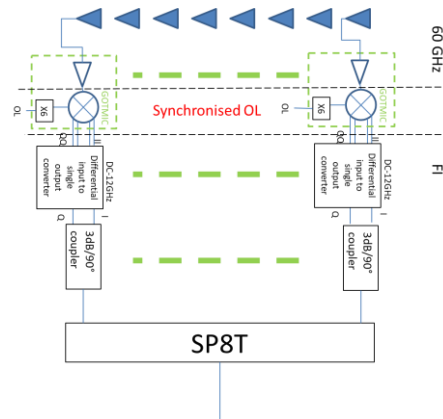


Figure 7. Full digital beamforming RF front-end architecture.

For medium distance, high gain antenna is necessary to improve the sensitivity. We propose to add a transmit array antenna just in front of the array antenna to design a hybrid analogic and digital beamforming. This allows to generate 8 beams every  $10^\circ$  and each with a beamwidth of  $10^\circ$ . The architecture and the principle of beamforming are presented on the Figure 8.

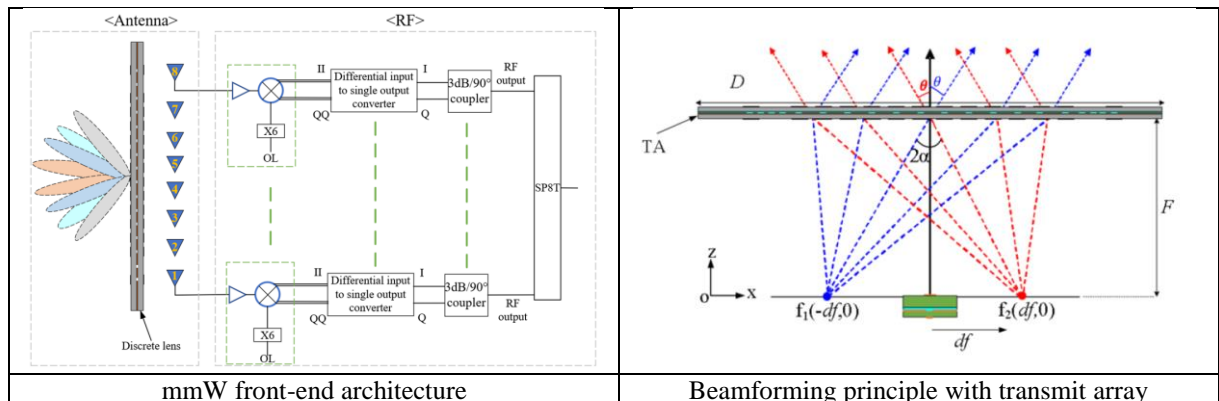


Figure 8. Hybrid analogic and digital RF front-end architecture.

The down converter is a MMIC chip including also an LNA (Low Noise Amplifier) produced by GOTMIC. The Figure 9 presents the PCB circuit. The top face is dedicated to the connection of the MMIC chip by bonding wire. The bottom face is dedicated to the generation of the different DC voltage.

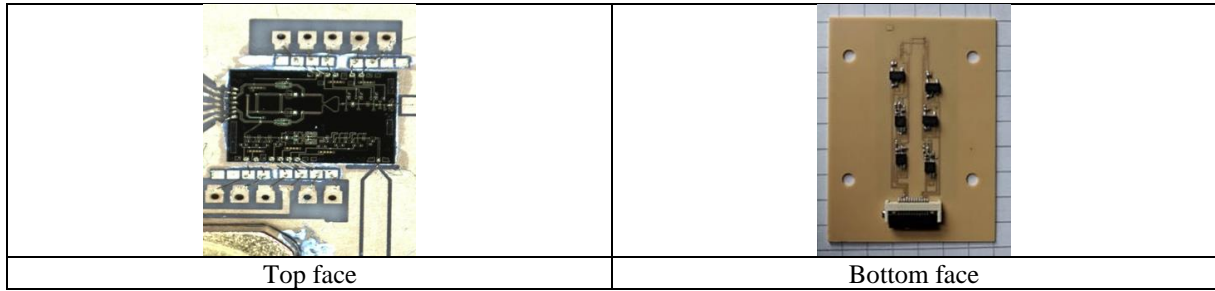


Figure 9. Front-end RF PCB.

The 8 antennas are small 2X2 patch array antenna to obtain a minimum gain of 8dBi and to have an optimum illumination of the transmit array in order to avoid spill over effect.

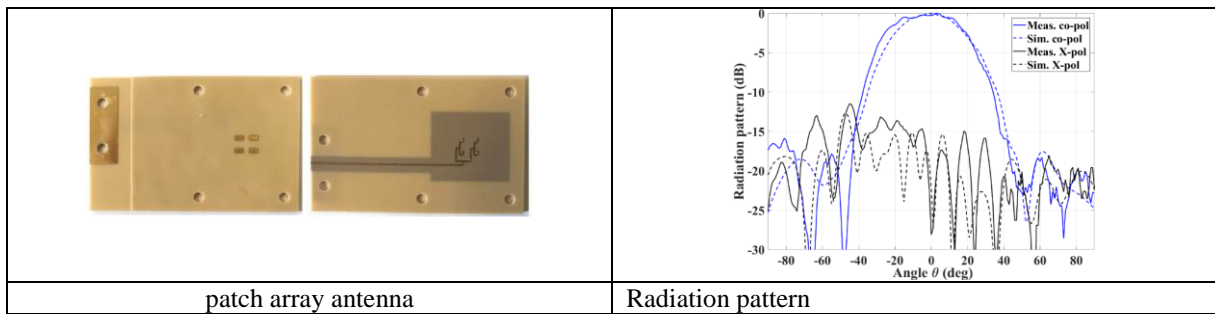


Figure 10. 2x2 patch array antenna.

The transmit array antenna is a multilayer PCB (Figure 9) [9]. Each cell is composed of two patch and a coupling slot allowing the control of the phase shift wanted.

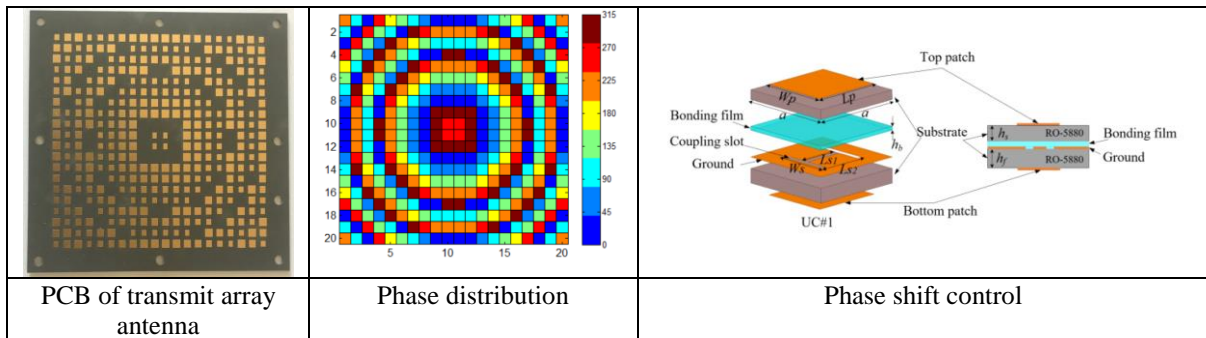


Figure 11. 60 GHz Transmit array

The following figures present the radiation pattern simulated and measured respectively in the E plane (a) and in the H plane (b).

By moving the primary source, a beam scanning is done. Two types of transmit array have been studied and tested: one unifocal and the second bifocal. The Figure 16 presents the multibeam radiation pattern and the scan losses. We can observe the interest of the bifocal type for high scan angle.

The figure presents the integrated mmW multibeam front-end including the LO distribution to ensure the synchronisation between the 8 ways. In order to scan in both plane: azimuthal and elevation, the complete channel sounder will be installed on a rotating motor.



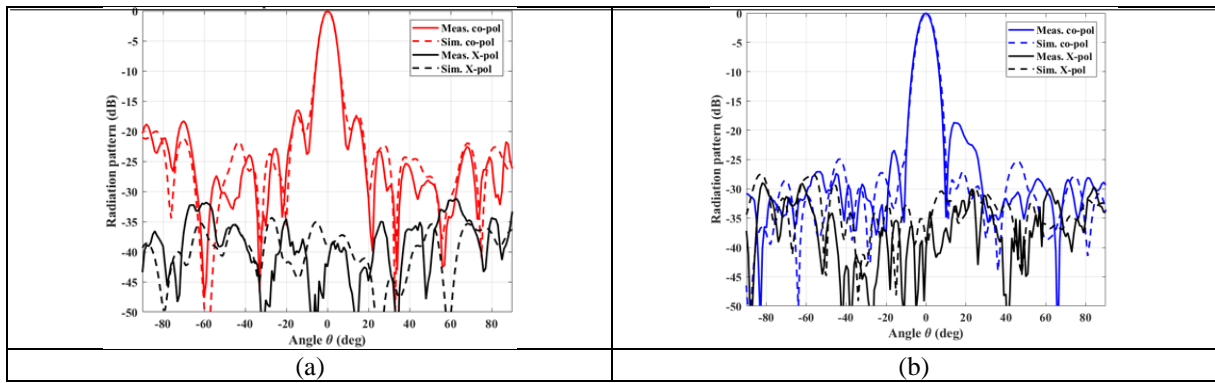


Figure 12. Bore-sight radiation pattern of the transmit array.

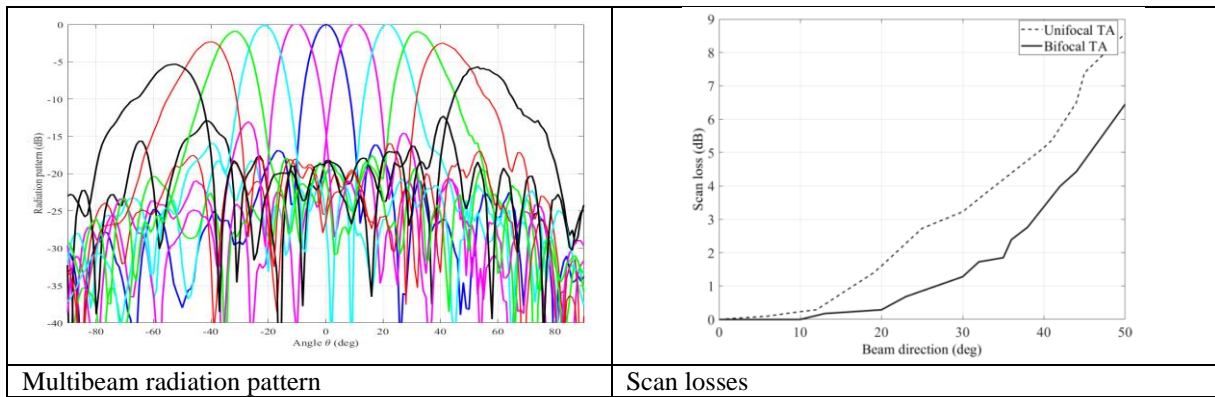


Figure 13. Multibeam radiation pattern and scan losses.

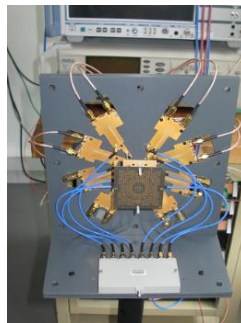


Figure 14. Multibeam 60 GHz front-end.

## 6 Conclusion

This paper presented a SIMO channel sounder currently in development at IMT Atlantique/Lan-STICC with the use of commercial board and USRP. Moreover, a lens antenna with 8 transmitters array has been presented with this divider in order to have an only output. Currently in test at the laboratory. The first outdoor and dynamic measurements will be conducted soon in order to start the first measurements in railway environments.

## Acknowledge

This work is performed and founding in the framework of the mmW4Rail ANR project. The European Union through the European Regional Development Fund (ERDF), and Ministry of Higher Education

---

and Research, Brittany and Brest Métropole, through the CPER Project SOPHIE / STIC & Ondes" have contributed to the funding of the equipments used in this research work.

## 7 References

- [1] Ranvier, Sylvain, Mikko Kyro, Katsuyuki Haneda, Tuomas Mustonen, Clemens Icheln, et Pertti Vainikainen. « VNA-Based Wideband 60 GHz MIMO Channel Sounder with 3-D Arrays ». In 2009 IEEE Radio and Wireless Symposium, 308-11. San Diego, CA, USA: IEEE, 2009. <https://doi.org/10.1109/RWS.2009.4957340>.
- [2] L. Talbi and J. LeBel, "Broadband 60 GHz Sounder for Propagation Channel Measurements Over Short/Medium Distances," in *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 63, no. 2, pp. 343-351, Feb. 2014, doi: 10.1109/TIM.2013.2280487
- [3] Karadimas, Petros, Ben Allen, et Ernest Okon. « 60 GHz Time-Domain Propagation Measurement System ». In 2012 Loughborough Antennas & Propagation Conference (LAPC), 1-4. Loughborough, Leicestershire, United Kingdom: IEEE, 2012. <https://doi.org/10.1109/LAPC.2012.6403041>.
- [4] M. Soliman, P. Unterhuber, F. De Ponte Muller, M. Schmidhammer, S. Sand and A. Dekorsy, "Design and Evaluation of a Millimeter Wave Channel Sounder for Dynamic Propagation Measurements," *2018 IEEE 88th Vehicular Technology Conference (VTC-Fall)*, 2018, pp. 1-5, doi: 10.1109/VTCFall.2018.8690620
- [5] M. Soliman *et al.*, "Dynamic Train-to-Train Propagation Measurements in the Millimeter Wave Band - Campaign and First Results," *2019 13th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, 2019, pp. 1-5.
- [6] Unterhuber, Paul, Stephan Sand, Mohammad Soliman, Benjamin Siebler, Andreas Lehner, Thomas Strang, Maurizio d'Atri, Fabrizio Tavano, et Damini Gera. « Wide Band Propagation in Train-to-Train Scenarios — Measurement Campaign and First Results ». In 2017 11th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP), 3356-60. Paris, France: IEEE, 2017. <https://doi.org/10.23919/EuCAP.2017.7928309>.
- [7] Yang, Kun, Marion Berbineau, Jean-Pierre Ghys, Yann Cocheril, et Divitha Seetharamdoo. « Propagation Measurements with Regional Train at 60 GHz for Virtual Coupling Application ». In 2017 11th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP), 126-30. Paris, France: IEEE, 2017. <https://doi.org/10.23919/EuCAP.2017.7928494>.
- [8] Pajusco Patrice, Gallée François, Malhouroux-Gaffet Nadine, Burghlelea Roxana, Massive antenna array for space time channel sounding. EUCAP 2017: 11th European conference on antennas and propagation, 19-24 march 2017, Paris, France, pp. 865-868
- [9] Tuyen Pham; Jialai Weng; Trung Kien Pham; Francois Gallee; Ronan Sauleau "V-Band Beam-Switching Transmit array Antenna for 5G MIMO Channel Sounding", EUCAP 2019, Krakow, Poland



---

## NANO, MESO, MICRO : SCIENCES ET INNOVATIONS POUR LA RADIO ET LA PHOTONIQUE.

---

### scikit-rf: une librairie open-source en Python pour la simulation, l'analyse et la calibration de dispositifs micro-ondes

---

*J.Hillairet<sup>1</sup>, A.Arsenovic<sup>2</sup>, J.Anderson<sup>3</sup>, H.Forstén<sup>4</sup>, V.Rieβ<sup>5</sup>, W.Barnhart<sup>6</sup>, F.Forstmayr<sup>7</sup> and GitHub contributors<sup>8</sup>*

<sup>1</sup> CEA, IRFM, F-13108, St-Paul-Lez-Durance, France

<sup>2</sup> 810 Labs LLC, Stanardsville, Virginia, 22973, USA.

<sup>3</sup> Purdue University, West Lafayette, Indiana, 47907, USA

<sup>4</sup> VTT Technical Research Centre of Finland, Espoo, 02044, Finland

<sup>5</sup> AES GmbH, Bremen, 28199, Germany

<sup>6</sup> HawkEye 360, Herndon, VA, 20170, USA.

<sup>7</sup> Rosenberger Hochfrequenztechnik GmbH & Co. KG, Fridolfing, 83413, Germany

<sup>8</sup> <https://github.com/scikit-rf/scikit-rf/graphs/contributors>

---

*Python, open-source, modélisation RF, calibration*

---

#### Résumé

scikit-rf est une librairie Python gratuite et open-source conçue pour simplifier et fiabiliser l'ingénierie RF/micro-ondes. C'est une boîte à outils moderne pour l'analyse, la simulation de circuits passifs et la calibration de dispositifs RF. La librairie facilite l'analyse de dispositifs RF avec la lecture/écriture de fichiers Touchstone (fichiers .sNp), de fichiers GMDIF ou CITI, ou l'extraction et la représentation graphique des données (dB, amplitude, phase, abaques de Smith, représentations d'incertitudes, etc.). Les paramètres S des circuits peuvent être facilement transformés (en paramètres Z, Y, ABCD, etc.) ou manipulés : sélection d'intervalles de fréquences, sous-circuits, concaténations, interpolations ou transformations en représentation temporelle. La création de circuits équivalents pour SPICE est possible grâce aux méthodes d'ajustement vectoriel (vector fitting). De nombreuses méthodes de calibration (SOLT, SDDL, TRL, LRM, etc.) sont incluses pour la correction post-mesure ou en connexion directe avec un VNA. Lorsque des standards de calibrations ne sont pas disponibles, par exemple pour des dispositifs à très hautes fréquences au-delà de 100 GHz, des méthodes avancées de deembedding peuvent être employées.

#### Abstract

scikit-rf is a free and open-source Python package designed to make RF/Microwave engineering both robust and approachable. The package provides a modern library for RF network analysis, circuit building, calibration, and simulation. Besides offering standard microwave network operations, such as reading/writing Touchstone files (.sNp files), GMDIF or CITI files, connecting or deembedding N-port networks, frequency/port slicing, concatenation or interpolations, it is also capable of advanced operations such as Vector Network Analyzer (VNA) offline calibrations, advanced deembedding, time-gating, vector fitting, interpolating between an individual set of networks, deriving network statistical properties and support of Virtual Instruments for direct communication to VNAs. The package also allows straightforward plotting of rectangular plots (dB, magnitude, phase, group delay, etc.), Smith Charts or automated uncertainty bounds.

## 1 Introduction

La prolifération rapide des applications de télécommunication et de radiofréquence (RF) nécessite des outils efficaces et pratiques pour concevoir et caractériser ces dispositifs. `scikit-rf` [1], [2] est une librairie Python gratuite et open-source conçue pour rendre l'ingénierie RF/micro-ondes à la fois fiable et accessible. Créée en 2009 et continuellement améliorée depuis, la librairie est distribuée sous licence open-source (BSD) et activement développée par plus de 50 volontaires sur la plateforme GitHub. `scikit-rf` est utilisée dans de nombreuses universités et instituts de recherche dans le monde ainsi que par des industriels (Keysight, Rohde & Schwarz, National Instruments, Nvidia, 3M, etc). En 2022, la librairie a été téléchargée plus de 280 000 fois depuis son ouverture et a été utilisée dans plus d'une trentaine de publications [3].

La librairie étant écrite en Python, elle est naturellement compatible avec l'ensemble de l'écosystème scientifique gratuit de ce langage. Parce que le code est open-source, ses utilisateurs peuvent voir exactement ce que le code fait et, si une fonctionnalité doit être améliorée ou n'existe pas, ils peuvent y contribuer pour la corriger ou l'enrichir. Et bien sûr, elle est gratuite.

`scikit-rf` facilite l'analyse de dispositifs RF avec la lecture/écriture de fichiers Touchstone (fichiers `.sNp`), GMDIF/CITI, ou l'extraction et la représentation graphique des données (dB, amplitude, phase, abaques de Smith ou représentations d'incertitudes). Les paramètres S des circuits peuvent être facilement transformés (paramètres Z, Y, ABCD, etc.) ou manipulés : sélection d'intervalles de fréquences, de sous-circuits, concaténation ou interpolations fréquentielles ou entre un ensemble de mesures.

Si les analyseurs de réseaux permettent de réaliser des mesures fréquentielles, ils peuvent également par transformée de Fourier inverse calculer les réponses impulsionnelles et indicelles [4]. `scikit-rf` permet également de réaliser ces transformations, permettant ainsi de filtrer des réflexions ou des éléments parasites [5], [6], de réduire le bruit de mesure ou encore les effets de dispersions [7]. De plus, les méthodes d'ajustement vectoriel (*vector fitting*) [8] incluses dans `scikit-rf` permettent de générer des circuits équivalents pour SPICE.

`scikit-rf` permet de concevoir des circuits passifs complexes élaborés à partir de sous-circuits, en connectant ensemble des circuits multi-ports, ainsi que de réaliser des opérations de *deembedding* de réseaux N-port. Différentes méthodes de calibration [9] sont disponibles pour la correction *post*-mesure ou en connexion directe avec un VNA. Lorsque des standards de calibrations ne sont pas disponibles, par exemple pour des dispositifs à très haute fréquences (au-delà de 100 GHz), plusieurs méthodes de *deembedding* sont disponibles pour corriger les mesures [10], [11].

Dans cette contribution, les bases et quelques-unes des fonctionnalités de la librairie `scikit-rf` sont présentées. Dans la section 2, nous décrivons comment créer un dispositif RF N-port et en obtenir les caractéristiques principales. Dans la section 3, des circuits RF sont combinés entre eux pour créer de nouveaux circuits. Les transformations dans le domaine temporel, souvent utilisées pour les dispositifs à très hautes-fréquences, sont introduites dans la section 4 avec un exemple. La section 5 aborde les outils statistiques pour traiter de la quantification des erreurs de mesure et leur reproductibilité. Enfin, la section 6 discute des méthodes de calibration *offline* et *deembedding*.

## 2 Network : la brique de base de `scikit-rf`

Un dispositif hyperfréquence à N ports (Figure 1), décrit par ses paramètres S, est représenté dans `scikit-rf` par un objet appelé `Network`. Un tel objet peut être créé en important un fichier Touchstone (`.sNp`), un format *de-facto* standard utilisé par les appareils de mesure et les logiciels de simulation RF pour exporter des paramètres réseaux en fonction de la fréquence.

```
>>> import skrf # documentation : http://scikit-rf.org/
>>> ring_slot = skrf.Network('data/ring_slot.s2p')
```

Il est également possible de définir un `Network` directement à partir de ses paramètres réseaux (S ou Z/Y/ABCD/T). La description courte des propriétés de l'objet ainsi créé donne le nombre de port(s), les fréquences et le nombre de points pour lesquelles les paramètres S sont définis ainsi que les impédances caractéristiques de ses ports (qui peuvent être fonction de la fréquence) :

```
>>> print(ring_slot)
2-Port Network: 'ring_slot', 75.0-110.0 GHz, 201 pts, z0=[50.+0.j 50.+0.j]
```

Les caractéristiques du dispositif peuvent être directement obtenues à partir des propriétés et des méthodes disponibles, par exemple pour les plus utilisées :

```
>>> ring_slot.frequency # objet décrivant la gamme de fréquences utilisée
>>> ring_slot.z0 # impédance caractéristiques des ports
>>> ring_slot.s # paramètres S, matrice de dimension (nb_f, nb_port, nb_port)
>>> ring_slot.z # paramètres Z. Aussi disponible: .y, .a (ABCD), .t (transfer), .h (hybride)
```

L'ensemble des paramètres réseaux sont disponibles selon plusieurs projections possibles : valeurs complexes, réelles ou imaginaires, amplitudes en valeur absolue ou en dB, phases en radian ou degré, etc :

```
>>> ring_slot.s_mag # magnitude des paramètres S. Aussi : .s_deg (phase en degré), .s_db ...
```

Tous ces paramètres peuvent être obtenus pour des sous-bandes de fréquences, définies à partir des indices des points associés aux fréquences ou bien de façon « naturelle » :

```
>>> ring_slot[100:200]
2-Port Network: 'ring slot_subset', 92.5-109.825 GHz, 100 pts, z0=[50.+0.j 50.+0.j]
>>> ring_slot['80-100GHz']
2-Port Network: 'ring slot', 80.075-100.025 GHz, 115 pts, z0=[50.+0.j 50.+0.j]
```

Des méthodes associées à l'objet Network permettent de représenter graphiquement rapidement et facilement les paramètres réseaux :

```
>>> ring_slot.plot_s_db() # -> Figure 2. Egalement : .plot_s_smith(), .plot_s_vswr(), ...
```

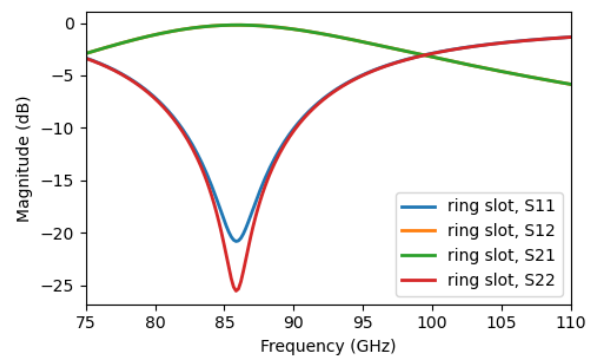
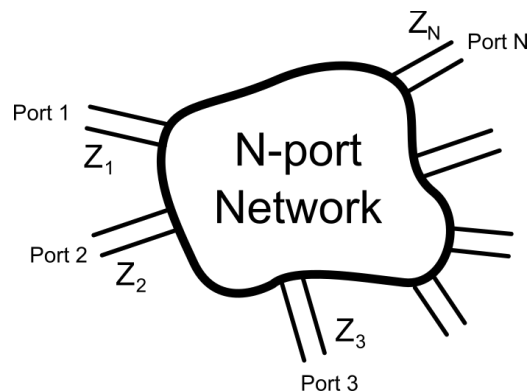
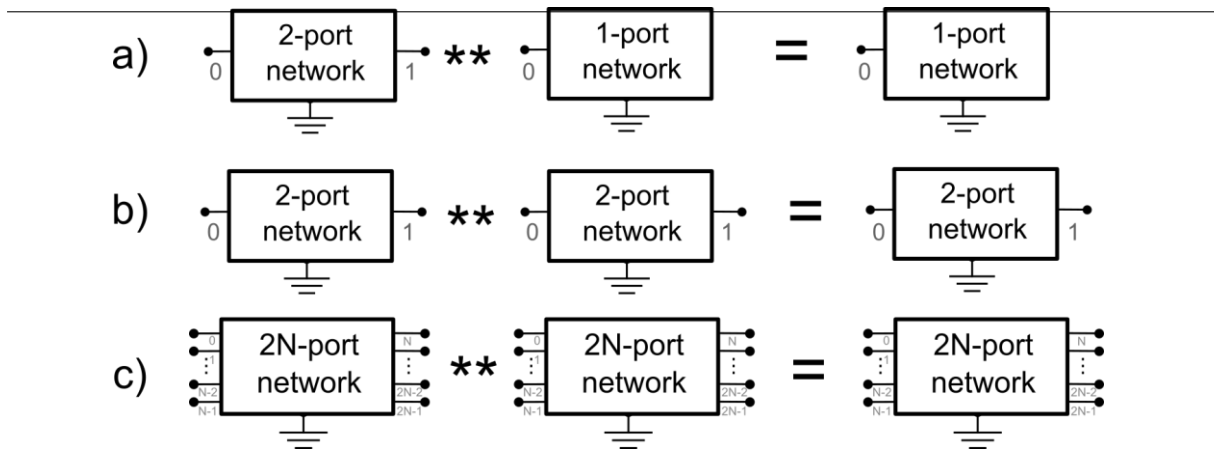


Figure 1. Illustration d'un dispositif RF à N ports. Figure 2. Paramètres S de l'exemple.

### 3 Manipulation de circuits RF

scikit-rf permet de connecter entre eux des circuits N-ports. La mise en cascade de deux Networks s'effectue grâce à l'opérateur « \*\* ». La Figure 3 illustre quelques situations classiques : a) cascade d'un 2-port avec un 1-port ; b) cascade de deux 2-port entre eux ; c) cascade de deux 2N-port entre eux.



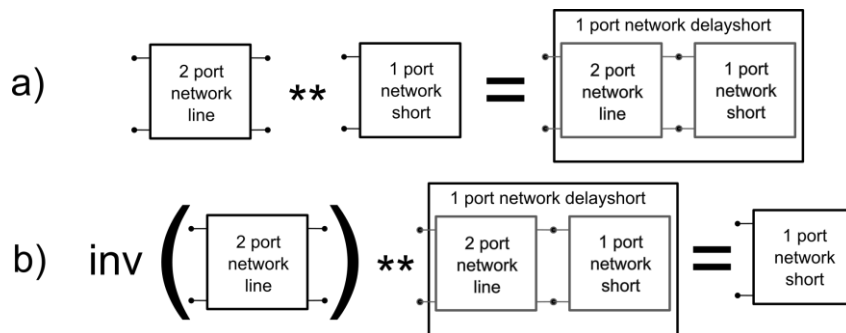
**Figure 3. Illustration de quelques connexions de Network entre eux : a) connexion d'un 1-port à 2-port, générant un 1-port. b) connexion d'un 1-port à 2-port, générant un 1-port ; c) connexion de deux 2N-port entre eux, générant un 2N-port.**

L'exemple suivant, illustré par la Figure 4 (a), est un exemple de cascade d'un tronçon de ligne à un court-circuit:

```
>>> short = skrf.data.wr2p2_short # court-circuit en guide WR2.2 (1-port, 330-500 GHz)
>>> line = skrf.data.wr2p2_line # ligne en guide WR2.2 (2-port, 330-500 GHz)
>>> delayshort = line ** short # cf. Figure 4 (a)
```

Le *deembedding* d'un composant dont les paramètres-S du sont connus est réalisé en « inversant » le Network (Figure 4, b), ce qui correspond aux paramètres S de l'inverse de la matrice de transfert du Network originel. L'opérateur « == » permet de tester si deux objets Network sont égaux (paramètres S) :

```
>>> short_2 = line.inv ** delayshort # deembedding, cf. Figure 4 (b)
>>> short_2 == short
True
```



**Figure 4. Exemple d'une mise en cascade (a) et de deembedding (b)**

La réalisation de circuits passifs plus complexes constitués de multiples N-ports connectés entre eux est également facilitée par scikit-rf. Une fois les connexions identifiées entre sous-circuits (Figure 5), il est possible de calculer les paramètres-S du N-ports résultant, ainsi que les paramètres-S, courants et tensions, aux nœuds « internes » du circuit à partir de l'algorithme décrit dans [12]. La Figure 6 est un exemple d'un diviseur de type Wilkinson, un circuit 3-ports réalisé à partir d'éléments de lignes de transmission et d'une résistance.

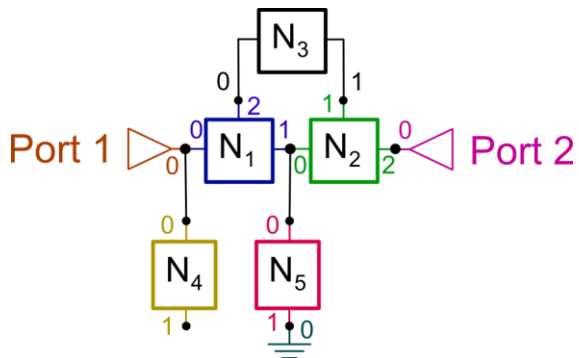


Figure 5. Illustration générale d'un circuit RF réalisé à partir de plusieurs sous-circuits connectés entre eux.

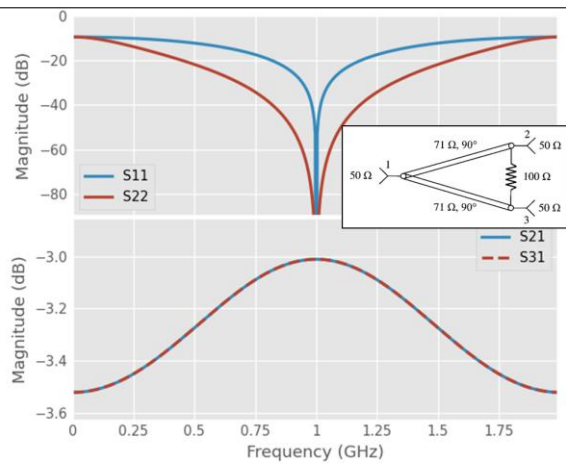


Figure 6. Réponse en fréquence d'un diviseur de type Wilkinson réalisé avec scikit-rf [2].

#### 4 Domaine temporel

Dans le domaine des très hautes-fréquences, typiquement au-delà de 100 GHz, les problèmes d'alignement des guides d'ondes dus aux tolérances mécaniques génèrent des réflexions parasites pour chacune des connexions et provoquent des erreurs de mesures et de reproductibilité [13]. Ces réflexions parasites peuvent être supprimées en filtrant la réponse temporelle (*time-gating*), au prix d'une réduction de la précision. Le *time-gating* est une technique de traitement des signaux RF qui est couramment utilisée pour identifier les effets dus à une ou plusieurs réflexions dans un circuit et se fait généralement directement sur les analyseurs de réseau modernes. Il est possible de réaliser dans scikit-rf ces traitements à partir des mesures brutes réalisées dans le domaine fréquentiel. De cette manière, les mesures brutes sont conservées et l'analyse peut se faire hors-ligne. L'exemple suivant, issu de la documentation officielle du projet [2], illustre une utilisation classique du *time-gating* pour isoler une réponse particulière dans un signal affecté par multi-réflexions (Figure 7) :

```
# load data for the waveguide to CPW probe
>>> probe = skrf.Network('probe.s2p')
>>> s11 = probe.s11
# time-gate the first largest reflection
>>> s11_gated = s11.time_gate(center=0, span=.2)
>>> s11_gated.name='gated probe'
```

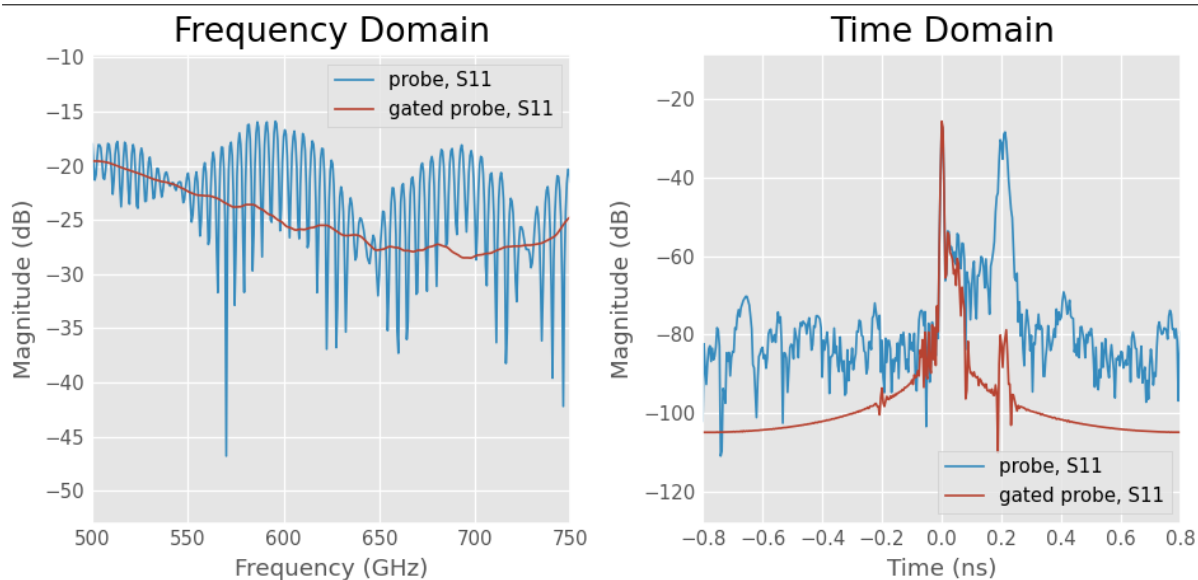


Figure 7. Exemple d'utilisation de *time-gating* pour filtrer une réponse temporelle [2]. À gauche, les réponses en fréquence du signal mesuré (bleu) et du signal filtré (rouge). À droite, les réponses temporelles du signal mesuré (bleu) et du signal filtré par une porte de largeur 0.2ns centrée sur t=0 (rouge).

## 5 Statistiques

scikit-rf facilite la lecture et l'analyse de séries de mesures, grâce à la classe `NetworkSet`. Elle permet d'ouvrir rapidement de multiple fichiers `.sNp` et d'en déduire rapidement des propriétés statistiques comme le calcul d'incertitudes. L'exemple suivant illustre comment tracer l'incertitude de mesure (en dB) associée à la répétition de 3 mesures consécutives (Figure 8).

```
from skrf.data import ro_1, ro_2, ro_3
ntwk_list = skrf.NetworkSet([ro_1, ro_2, ro_3]) # ouvre trois Network d'exemple
ntwk_list.plot_s_db() # trace les trois S11 en dB
ntwk_list.plot_uncertainty_bounds_s_db(label='ro mean with uncertainty, S11')
```

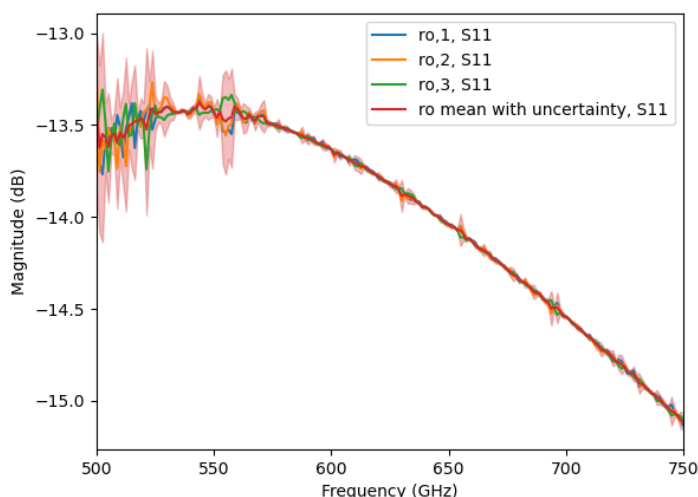


Figure 8. Tracé rapide des incertitudes d'une série de mesures.

La classe `NetworkSet` contient les outils de base (moyennes, écart-type, covariance, etc) pour déterminer la variabilité des mesures et la propagation d'incertitudes [14], [15]. Ces calculs statistiques peuvent être appliqués à tous les types de paramètres réseaux supportés. Dans l'exemple suivant, la moyennes et les bornes inférieures



et supérieures sont déterminées pour toutes les fréquences à partir de la valeur absolue des paramètres S pour trois écarts types :

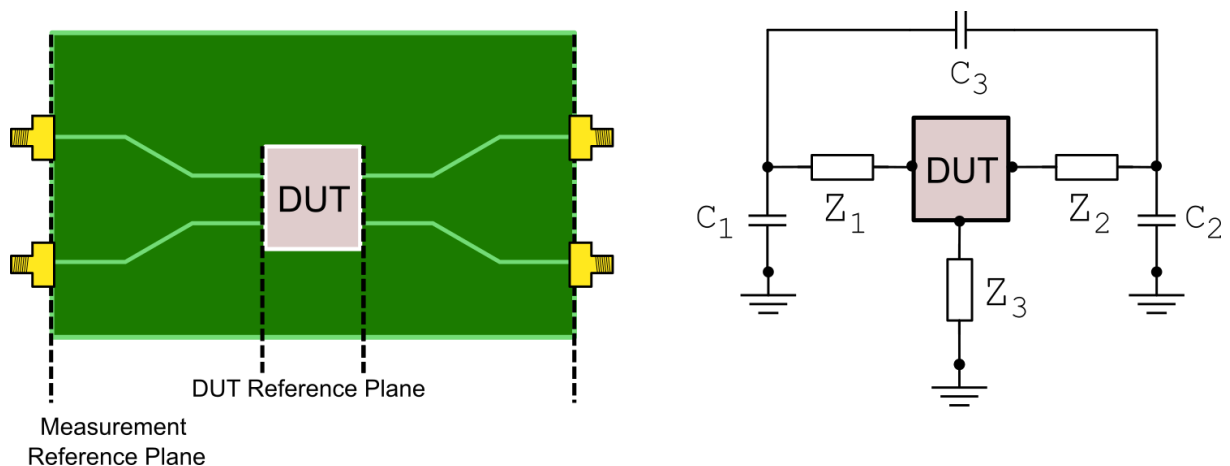
```
ntwk_mean, ntwk_lb, ntwk_ub = ntwk_list.uncertainty_ntwk_triplet('s_mag', 3)
```

scikit-rf supporte la lecture des fichiers de données CITI et GMDIF, utilisés dans les logiciels de simulation et les appareils de mesures. Le contenu de ces fichiers est transformé en `NetworkSet` et contient tous les paramètres additionnels des séries de mesures qui sont définis dans ces fichiers. Il est possible, pour un ensemble de paramètres de mesure donné, d'extraire des mesures particulières ou d'interpoler les paramètres réseaux d'un dispositif pour un set de paramètre. Par exemple, si un dispositif actif est mesuré pour plusieurs tensions, il est possible d'interpoler ses paramètres réseaux pour des valeurs de tensions intermédiaires.

## 6 Calibration et *deembedding*

scikit-rf permet de réaliser des calibrations dites « hors-ligne » (*offline*), c'est-à-dire d'étalonner la mesure d'un VNA pour un dispositif RF à partir d'un ensemble de mesures préalables des références adéquates. Cette méthode de calibration à l'avantage d'être flexible et de préserver toutes les données brutes. De nombreux algorithmes de calibrations sont disponibles pour des dispositifs 1-port (SOL, SDDL, PHN, etc.) ou 2-port (SOLT, TRL, Unknown-Thru, LRM, LRRM, ou des modèles génériques à 8, 12 ou 16-termes) [9].

Pour les dispositifs hautes-fréquences (Figure 9), il n'est pas toujours possible réaliser des standards de calibration ou d'utiliser des techniques de calibrations et de caractérisations conventionnelles [16],[17]. Les mesures sont affectées par des éléments parasites (résistifs, capacitifs, etc). À partir d'une combinaison de mesures avec et sans le dispositif à tester, différentes méthodes disponibles dans la librairie permettent de réaliser le *deembedding* de ces composants : *Open*, *Short*, *Open/Short*, *Split Pi/Tee*, *Admittance/Impedance Cancel*, etc. [2].



**Figure 9.** Après la calibration, le plan de référence des mesures ne débute par nécessairement aux bornes du dispositif à mesurer (DUT). Des éléments parasites associés aux éléments de circuits intermédiaires (pads, lignes, etc) sont également inclus dans les mesures (exemple de circuit équivalent sur la figure de droite). Ils peuvent être soustrait de la mesure à partir de techniques de *deembedding* appropriées [2].

## 7 Conclusion

scikit-rf est une librairie open-source gratuite écrite en Python pour l'ingénierie micro-onde et RF. Elle propose un ensemble d'outils pour la création et l'analyse de circuits RF ainsi que pour la calibration et le *deembedding*. Cet article illustre seulement une petite partie des fonctionnalités proposées par cette librairie. Beaucoup d'autres exemples sont disponibles sur le site web du projet : <http://scikit-rf.org/>. Le code étant open-source, il est régulièrement amélioré et de nouvelles fonctionnalités sont souvent rajoutées.

## Remerciements

La librairie scikit-*rf* est un projet open-source et elle n'existerait pas sans l'aide et les retours des utilisateurs. Les corrections de bugs et les nouvelles fonctionnalités sont réalisées par les contributeurs au projet, tous bénévoles. La liste complète des contributeurs est visible en suivant le lien suivant : <https://github.com/scikit-rf/scikit-rf/graphs/contributors>.

## Références bibliographiques

- [1] A. Arsenovic *et al.*, 'scikit-*rf*: An Open Source Python Package for Microwave Network Creation, Analysis, and Calibration [Speaker's Corner]', *IEEE Microwave Magazine*, vol. 23, no. 1, pp. 98–105, Jan. 2022, doi: 10/gnrr9k.
- [2] 'scikit-*rf* project'. <http://scikit-rf.org/>
- [3] 'List of papers citing scikit-*rf*'. <https://scholar.google.com/scholar?q=%22scikit-rf%22>
- [4] H. M. Cronson and P. G. Mitchell, 'Time-Domain Measurements of Microwave Components', *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 22, no. 4, pp. 320–325, Dec. 1973, doi: 10.1109/tim.1973.4314181.
- [5] L. A. Hayden and V. K. Tripathi, 'Calibration methods for time domain network analysis', *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 41, no. 3, pp. 415–420, Mar. 1993, doi: 10/fb5q42.
- [6] D. Abessolo-Bidzo, P. Poirier, P. Descamps, and O. Hubert, 'Removing S-parameters on-wafer measurements parasitic elements using time domain gating: Application to transmission lines', in *2006 Asia-Pacific Microwave Conference*, Yokohama, Japan, Dec. 2006, pp. 575–578. doi: 10.1109/APMC.2006.4429491.
- [7] J. D. Garrett and E. Tong, 'A Dispersion-Compensated Algorithm for the Analysis of Electromagnetic Waveguides', *IEEE Signal Processing Letters*, pp. 1–1, 2021, doi: 10/gkgg8f.
- [8] B. Gustavsen and A. Semlyen, 'Rational approximation of frequency domain responses by vector fitting', *IEEE Trans. Power Delivery*, vol. 14, no. 3, pp. 1052–1061, Jul. 1999, doi: 10/ffvxkg.
- [9] A. Rumiantsev and N. Ridler, 'VNA calibration', *IEEE Microwave Magazine*, vol. 9, no. 3, pp. 86–99, Jun. 2008, doi: 10/fezv4z.
- [10] R. F. Bauer and P. Penfield, 'De-Embedding and Unterminating', *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 22, no. 3, pp. 282–288, Mar. 1974, doi: 10.1109/tmtt.1974.1128212.
- [11] A. M. Mangan, S. P. Voinigescu, M.-T. Yang, and M. Tazlauanu, 'De-embedding transmission line measurements for accurate modeling of IC designs', *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 53, no. 2, pp. 235–241, Feb. 2006, doi: 10.1109/TED.2005.861726.
- [12] P. Hallbjörner, 'Method for calculating the scattering matrix of arbitrary microwave networks giving both internal and external scattering', *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 38, no. 2, pp. 99–102, Jul. 2003, doi: 10/d27t7m.
- [13] H. Li, A. Arsenovic, J. L. Hesler, A. R. Kerr, and R. M. Weikle, 'Repeatability and Mismatch of Waveguide Flanges in the 500–750 GHz Band', *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, vol. 4, no. 1, pp. 39–48, Jan. 2014, doi: 10.1109/TTHZ.2013.2283540.
- [14] 'Evaluation of measurement data — Guide to the expression of uncertainty in measurement', 2008. Accessed: Feb. 14, 2022. [Online]. Available: [https://www.bipm.org/documents/20126/2071204/JCGM\\_100\\_2008\\_E.pdf/cb0ef43f-baa5-11cf-3f85-4dcd86f77bd6](https://www.bipm.org/documents/20126/2071204/JCGM_100_2008_E.pdf/cb0ef43f-baa5-11cf-3f85-4dcd86f77bd6)

- [15] EURAMET, ‘Guidelines on the Evaluation of Vector Network Analysers (VNA)’, Calibration Guide No. 12, 2018. [Online]. Available: [https://www.euramet.org/Media/news/I-CAL-GUI-012\\_Calibration\\_Guide\\_No.\\_12.web.pdf](https://www.euramet.org/Media/news/I-CAL-GUI-012_Calibration_Guide_No._12.web.pdf)
- [16] M. Kellermeier, F. Lemery, K. Floettmann, W. Hillert, and R. Aßmann, ‘Self-calibration technique for characterization of integrated THz waveguides’, *Phys. Rev. Accel. Beams*, vol. 24, no. 12, p. 122001, Dec. 2021, doi: 10.1103/PhysRevAccelBeams.24.122001.
- [17] C. Cappellin, P. H. Nielsen, R. Appleby, R. Wylde, and E. Saenz, ‘Detailed design and RF analysis of a scatterometer for material characterization in the 50–750 GHz range’, in *12th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP 2018)*, Apr. 2018, pp. 1–5. doi: 10.1049/cp.2018.0646.

## Development Status of Millimeter Wave GaN Schottky Doublers above W-band for the Implementation of European Terahertz Sources for Astronomy and Astrophysics

*P. Mondal<sup>1</sup>, G. D. Gioia<sup>2</sup>, H. Bouillaud<sup>2</sup>, Y. Roelens<sup>2</sup>, T. Vacelet<sup>1</sup>, L. Gatilova<sup>1</sup>, G. Ducournau<sup>2</sup>, M. Zegaoui<sup>2</sup>, M. Zaknoute<sup>2</sup>, J. Treuttel<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> *LERMA, Observatoire de Paris, {priyanka.mondal, thibaut.vacelet, lina.gatilova, jeanne.treuttel}@obspm.fr*

<sup>2</sup> *IEMN, Université de Lille, {giuseppe.digioia.etu, hugo.bouillaud.etu, yannick.roelens, guillaume.ducournau, malek.zegaoui, mohammed.zaknoute}@univ-lille.fr*

*Keywords: Doubler, GaN, High power, Schottky, Terahertz source*

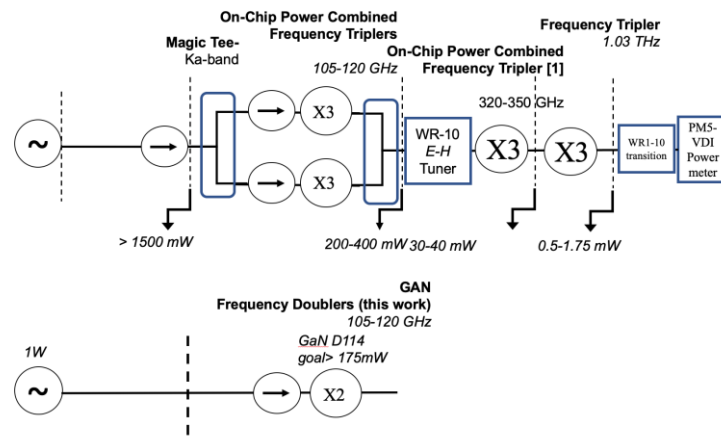
### Abstract

In this report we present the effort to develop high power handling and efficiency GaN-based frequency doublers required to build a 1 THz local oscillator source for instrumentation in astronomy and astrophysics. The design study focuses on identifying the key aspect to reach performances with simplified architecture as compared to existing solutions. Predicted performances of GaN Schottky doublers are presented and discussed. A single section doubler produces an output power of 175 mW at 114 GHz for an input power of 1 W. The reverse bias voltage is tuned to maximize its performance but remains well below the breakdown voltage of the GaN Schottky diodes developed at IEMN (-75 V). Its performance can be enhanced further with thin epilayer and high mobility sample for the diode development and the state-of-the-art performance can be achieved by using power combining technique to reach the 300 mW goals.

### 1 Introduction

High-power solid-state sources are essential for radio astronomy, atmospheric studies, spectroscopy, high-data-rate communication systems at millimeter-wave and submillimeter-wave frequency. Schottky-diode based sources are a preferred choice because of the advantages such as compactness, low parasites, room temperature operation, etc. Power combined frequency doublers with output power >800 mW over the frequency range 100-200 GHz are reported in [1], by using GaAs diodes [2]. But, the input power of the devices is limited by the breakdown voltage of GaAs diodes. Recently, GaN Schottky diodes with reverse breakdown voltage of -75 V [3] are developed at IEMN, University of Lille. Hence, these diodes could be a superior alternative. In this contribution, the possibility of high-power generation by GaN Schottky doublers is explored.

### 2 1 THz Source Architecture



*Figure 1 (a) Architecture of record performance at 1 THz in [4] and (b) simplification of the first stage source with 114 GHz GaN doubler*

In [4], we previously demonstrated a 1 THz source architecture in order to reach a record of 1.75 mW at 1.02 THz. This source was developed and built at Jet Propulsion Laboratory, USA. The local oscillator (LO) source at 350 GHz consisted in a synthesized signal at 38 GHz amplified up to 1.5 W of power at Ka-band, fed into two separated branches each featuring one dual chip tripler [1] at 114 GHz based recombined to >300 mW at the 350 GHz input to generate a 350 GHz spectrally pure signal of > 35 mW as shown in Figure 1(a). In particular, the LO schematic was consolidated and secured with an *E-H* tuner to allow mismatch correction over frequency, and thermally secured to operate the 110 GHz at their maximum input power on its interfaces. The output power was recorded with an Erickson-VDI PM5 meter. A record power of with 1.75 mW at 1.02 THz was obtained.

In this work, we propose to develop GaN-based frequency doublers that could simplify this 1 THz architecture source by a factor 2 at 114 GHz frequency level, and reach an objective of 200 mW with a single chip feed with 1 W of input signal at 50 GHz or above. In the next paragraph, we demonstrate this development is being possible by novel design of a frequency doubler based on GaN technology.

### 3 The GaN Schottky Doubler and Its Performance

The proposed GaN Schottky diode array and the doubler configuration operating over 106-122 GHz is shown in Figure 2(a). The diode array consists of six anodes in balanced configuration and it will be mounted in flip-chip technology. An optimum number of anodes can be used based on the desired performance, structural complexity and width of the channel to cutoff the unwanted modes. The input and output waveguides of the present doubler are respectively, standard WR-15 and WR-12. The active epilayer profile having thickness 650 nm and doping concentration  $5 \times 10^{16}/\text{cm}^3$  at n-layer available at IEMN is considered for the design. The  $R_s C_{j0}$  product (where  $R_s$  is diode series resistance and  $C_{j0}$  is diode capacitance at zero bias) is dependent on mobility and epilayer thickness of the active layer design. Precisely, the product is proportional to the epilayer thickness of the active layer design for a given mobility [5]. Again, the diode cutoff frequency and consequently the highest frequency of operation is inversely proportional to the  $R_s C_{j0}$  product [6]. For an example, the predicted performances of the doubler are shown in Figure 2(b) and 2(c) with the variation of mobility and epilayer thicknesses, respectively. In each of the cases, the reverse bias voltage is tuned to maximize the output power while the voltage swing across the diode remains well below the diode breakdown voltage. It is to note from Figure 2(d) that an output power > 325 mW for an input power of 1 W is possible to achieve if the mobility of the epitaxial sample is 1000  $\text{cm}^2/\text{Vs}$  and epilayer thickness is 250 nm.

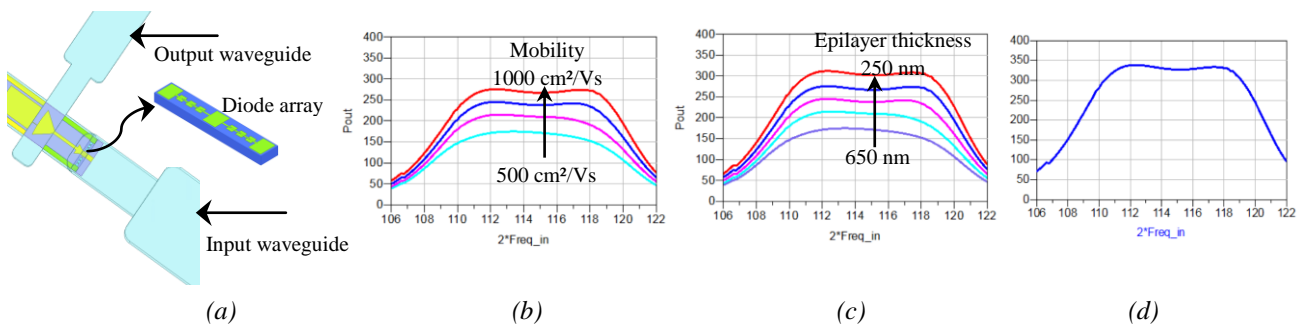


Figure 2. (a) Geometry of the GaN Schottky doubler, output power of the doubler in mW with variation in (b) mobility for epilayer thickness = 650 nm, (c) epilayer thickness for mobility = 500  $\text{cm}^2/\text{Vs}$  and (d) mobility = 1000  $\text{cm}^2/\text{Vs}$ , epilayer thickness = 250 nm. Input power = 1 W.

### 4 Conclusion

The predicted performances show that GaN Schottky doubler has the potential to deliver state-of-the-art output power by proper selection of the active layer thickness and mobility of the epitaxial sample. An output power of about 1W is achievable by combining four sections. This work demonstrates the feasibility of simple architecture sources for the deployment of European Terahertz sources. Moreover, GaN Schottky diodes for the operation over the frequency band of interest are under development at IEMN, University of Lille.

### 5 Acknowledgements

This work was supported by the French Agence Nationale de la Recherche, under the CE24 ‘SchoGAN’ project. The authors are thankful to Lytid team for their participation in thoughtful discussions. We also want to thank support and discussion of Imran Mehdi, Choonsup Lee and Jose Siles at Jet Propulsion Laboratory (JPL), National Aeronautics and Space Administration for the architecture design and testing of 1 THz source developed at the JPL, as reference example to this work.

---

## References

- [1] J. -V., Siles, K. B. Cooper, C. Lee, R. H. Lin, G. Chattopadhyay, and I. Mehdi, A new generation of room-temperature frequency-multiplied sources with up to 10× higher output power in the 160-GHz-1.6-THz range, *IEEE Trans. THz Sci. Technol.*, vol. 8, pp. 596-604, NoV., 2018.
- [2] E. Bryerton, S. Retzloff, and J. Hesler, High-power submillimeter wave solid-state sources, 12th Global Symp. on Millimeter Waves (GSMM), Sendai, Japan, May, 2019.
- [3] G. D. Gioia, M. Samnoui, V. Chini, P. Mondal, J. Treuttel, M. Zegaoui, G. Ducournau, M. Zaknoute, and Y. Roelens, GaN Schottky diode on sapphire substrate for THz frequency multiplier applications, *Superlattice and Microstructures*, in press.
- [4] J. Treuttel, E. Schlecht, C. Lee, J. -V. Siles, D. Haytori, R. Lin, and I. Mehdi, All Solid-State Receiver Designs at 2 THz for Atmospheric Sounding, International Symp. on Space THz Technol, Pasadena, USA, Mar. 2018.
- [5] J. T. Louhi and A. V. Räsänen, On the modeling and optimization of Schottky varactor frequency multipliers at submillimetre wavelengths, *IEEE Trans. Microw. Theo. and Tech.* vol. 43, pp. 922-926, Apr. 1995.
- [6] S. A. Maas, *Microwave Mixers*, Boston, MA: Artech House, 1993.

---

**Towards near-zero-power logic gates based on capacitive MEMS devices  
operating in adiabatic regime**

---

*Aleksandra MARKOVIC<sup>1</sup>, Gaël PILLONNET<sup>2</sup>, Bernard LEGRAND<sup>1</sup>**<sup>1</sup>Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes, Université de Toulouse, CNRS UPR 8001, Toulouse, 31031, France, [amarkovic@laas.fr](mailto:amarkovic@laas.fr), [bernard.legrand@laas.fr](mailto:bernard.legrand@laas.fr)**<sup>2</sup>Université Grenoble Alpes, CEA, LETI, 38000 Grenoble, France, [Gael.PILLONNET@cea.fr](mailto:Gael.PILLONNET@cea.fr)*

---

*Keywords : Ultra-low power digital circuits, adiabatic logic, silicon MEMS, comb-drive**Mots clés : Circuits à ultra-basse consommation, logique adiabatique, MEMS sur silicium, peignes interdigités*

---

**Abstract/Résumé**

We introduce an architecture of logic gates based on capacitive MEMS devices in a differential architecture, operated in the adiabatic regime and aiming at reaching ultra-low power operation. The tunable capacitances, which are the fundamental component of our MEMS devices are realized using comb-drive actuators. Their design was a result of an extensive FEM analysis and had to satisfy criteria for sufficient logic differentiation and cascability of individual gates. Microfabrication tests were performed on silicon wafers as optimization of the fabrication process for the realization of full logic gates on SOI wafers.

**1 Introduction**

Logic gates are devices that act as building blocks for digital circuits. Based on the combination of digital signals coming from their inputs, logic gates perform logical functions based on Boolean algebra that are fundamental to digital circuits. In modern practice, most gates, e.g. in microprocessors, are made from MOSFETs (metal–oxide–semiconductor field-effect transistors) [1]. In current technology, the combinatorial logic is based on abrupt charging and discharging of the capacitors for moving from one logic state to the other. The logic state is determined by the quantity of the charge stored in a capacitor. Abrupt charging and discharging of these capacitors (changing of the logic state) is realized with MOSFETs that act as switches.

In the sixties in the last century Rolf Landauer has proposed the principle describing the smallest amount of energy that is used to switch between two logic states – “0” and “1”, that is, to erase one bit of information. This principle is now known as the Landauer’s limit and claims that the energy requirement, at room temperature for one operation, should be of the order of magnitude of zepto ( $10^{-21}$ ) joules. However, this limit is still far from being reached. The state-of-the-art MOSFET transistors dissipate  $\sim 1000 k_B T$  ( $\sim 10^{-18}$  joules) even in advanced CMOS nodes during a single logic operation and remain therefore orders of magnitude above Landauer’s limit [1][2]. The energy dissipation of digital circuits has been widely studied and can be explained by three different aspects:

1. Dynamic losses which occur during abrupt switching between two logic states,
2. Static losses which are due to the non-zero leakage currents when the switch is “off”
3. In order to be able to distinguish two different states their energetic difference has to be well above the thermal noise level ( $k_B T$ ), which in turn increases the dynamic losses.

In our work, we aim to eliminate static *and* dynamic losses from logic circuits and therefore approach zero power dissipation during the logic operations. Overcoming such a challenge requires hardware- and system-level shifts in the paradigm used for logic circuits. Lower dynamic losses however come at a cost of lower processing speed as this approach requires operating at low frequencies (speed limit comes from the device’s time constant). At lower frequencies static losses become dominant. Their elimination requires devices with zero-leakage.

Some previous works in the field have made use of nano/micro-electro-mechanical system (N/MEMS) relays to pursue this goal [3-6]. However, their limited mechanical reliability, relatively high operating voltages and low operating frequencies have already been discussed and elaborated [7][8]. Here, we propose capacitive MEMS

devices based on comb-drive actuators for storing and transmission of the logic information in a differential architecture. Such capacitive devices are contactless, which strongly limits leakage current and therefore static losses which are usually met by ohmic M/NEMS relays.

## 2 Contactless capacitive MEMS device – Principle of operation

The architecture of our device basically relies on a four-terminal MEMS device forming a mechanically-variable capacitor whose terminals are electrically isolated and which is moved by an actuator. The variation of the capacitor, here an interdigitated comb, could be realized with several actuation technologies like e.g. magnetic or piezoelectric. However, our choice of electrostatic MEMS actuation has been driven by their better scaling properties and ease of fabrication. The four-terminal MEMS capacitors are thereby realized with pairs of interdigitated combs - one input comb actuating the second one and varying its capacitance value. The proposed electromechanical logic gate consists of the moving mass combined with two moveable, grounded electrodes and two fixed electrodes. The voltage across the gate-input allows us to control the capacitance of the gate-output.

The capacitance between the interdigitated combs is governed by their physical position and controlled by the electrostatic forces that act between two electrically conductive combs. In our approach, by using a capacitive divider instead of a resistance divider to define the logic level like in CMOS logic (Figure 1a and 1b), the electrical connection between the power and the ground is omitted – therefore avoiding leakage currents through a direct resistive connection. Furthermore, using the AC power supply - acting as the power-clock ( $V_{PC}$ ), allows for recovery of the electrical charges invested in the encoding of the logic state. Such adiabatic operation is described in references [1] and [9]. The cascade between gates and the propagation of logic states are not covered in the scope of this article, but are clearly described in reference [10].

The proposed geometry (architecture) of the device is shown in Figure 1c. This differential architecture consists of two pairs of comb-drive actuators – input and output pair. Each pair consists of a fixed (active) and a movable (passive) electrode while the movable electrodes are connected by a mechanical spring of a stiffness  $k$ . Active and passive electrodes are connected to the power-clock  $V_{PC}$  and to the ground, respectively. They are electrostatically coupled by  $n$  interdigitated fingers separated by an air gap  $g$ . The architecture being differential, the input and output are driven by complementary voltages  $V_{in}$  and  $\bar{V}_{in}$  and  $V_{out}$  and  $\bar{V}_{out}$ , respectively (Figure 1b and 1c), defining a so-called dual-rail logic.

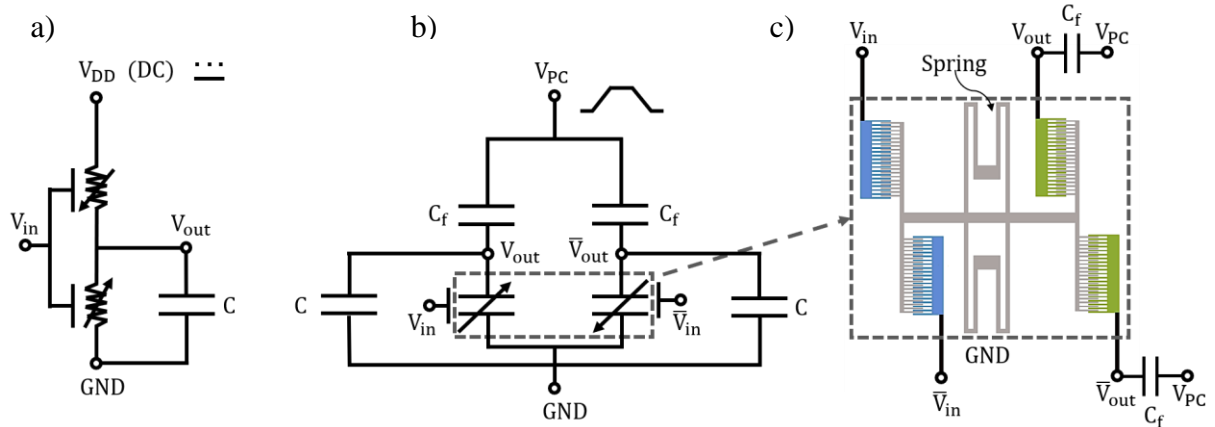


Figure 1: a) Resistor-based (CMOS) logic with  $V_{DD}$  being the DC supply voltage,  $V_{in}$  and  $V_{out}$  being the input and output voltages, respectively, and  $C$  being the input load of the next gate; b) Adiabatic contactless logic based on variable capacitors with  $V_{PC}$  being the power clock – a variable power supply capable of energy recovery and  $C_f$  being the fixed capacitance; c) Implementation of variable capacitors with comb-drive actuators in a differential configuration.  $V_{out}$  can then be read through a capacitive divider formed with the fixed capacitor  $C_f$  and the input load  $C$ .

The input voltage that is set on the fixed comb in the input pair (blue in Figure 1c) causes the movement of the “input”-movable comb and therefore the “output” movable comb as well. The consequential movement of the output comb, coding the logic state, results in a changed capacitance between the combs of the output actuator (green in Figure 1c) which can then be read through a capacitive divider formed with the fixed capacitor ( $C_f$  in Figure 1b and 1c) and the load  $C$  (from the interconnection and the next gate). The output voltages  $V_{out}$  and  $\bar{V}_{out}$  serve as the input voltages for the control of the next device.



Our proposed system follows the adiabatic logic style [1][9]. The information encoding and reading is done in four phases governed by the power clock  $V_{PC}$  which has a trapezoidal waveform for the sake of energy efficiency and recovery of the electrical charges. Dissipation in the adiabatic logic is governed by the ramping time  $T$  of the power clock signal. Figure 2 shows the waveform of the main signals needed to drive a single logic gate as well as the corresponding position of the device during the information encoding and reading. As an example, the four phases of the transportation of the logic state “1” (high state) are shown.

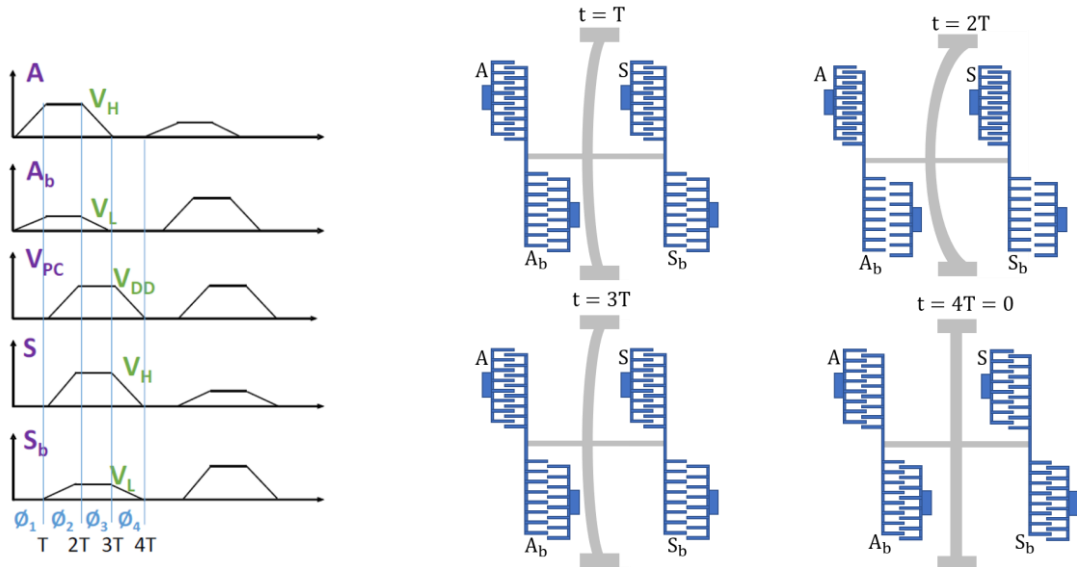


Figure 2: The applied signals and the position of the device during the information transportation (the example of logic state “1”) from the input to the output stage of the logic gate. The operation is performed in four stages: **phase 1** (set) – application of signals  $A$  and  $A_b$  and movement of the beam towards electrode experiencing greater force (here  $A$ ); **phase 2** (evaluate) – application of  $V_{PC}$  signal, establishment of the output signals  $S$  and  $S_b$ ; **phase 3** (hold) – lowering of the signals  $A$  and  $A_b$  to the ground, maintenance of the states through  $V_{PC}$ ; **phase 4** (recovery) – reduction of  $V_{PC}$  signal, return of the moveable part to the initial position.

In **phase 1** (known as *set*) the signals  $A$  and  $A_b$  of respective amplitudes  $V_H$  and  $V_L$  are applied, corresponding to a logic signal in the high state and in the low state, respectively. Two electrostatic forces act on the beam. The beam undergoes a greater force by the electrode  $A$  because  $V_H > V_L$ . At the end of phase 1 (at  $t=T$ ), the beam has moved to the left.

In **phase 2** (known as *evaluate*), the  $V_{PC}$  signal is applied via the capacitive bridge formed by the fixed capacitance and the equivalent capacitance of the nodes  $S$  and  $S_b$ . The beam continues to move. The output voltage  $S$  is established at a value  $V_H$  corresponding to a high logic state ( $t=2T$ ).

In **phase 3** (called *maintenance* or *hold*), the input signals  $A$  and  $A_b$  are gradually lowered to ground ( $t=3T$ ). The maintenance of the position is due to the output electrodes that are still polarized via  $V_{PC}$  which is maintained.

In **phase 4** (known as *recovery*) the  $V_{PC}$  signal is gradually reduced, leading the position of the beam towards the center – the “resting” position ( $t=4T$ ).

### 3 FEM analysis of capacitive behaviour of the combs with low overlap

Our device is based on electrostatic actuation of the comb-drives and requires fine knowledge and control of the capacitance between the opposing combs. The variation of the capacitance is realized through the change of the finger overlap. Deep understanding of the comb-drive behavior and the impact of their geometry and displacement is required for the design of a logic gate that can provide sufficient logic differentiation between “0” and “1” states at the output stage ( $V_{out}$  in Figure 1c). Furthermore, the logic state should be preserved during propagation through a cascade of several gates and ultimately a complex logical circuit where multiple inputs are being driven by a single output should be feasible. System level modeling and optimization showed us that some critical phases of the device operation require controlling of the combs in an arrangement where the finger overlap is close to a zero. Such a model is neither covered by the usual analytical modeling of electrostatic comb-drives nor in the literature.

As a consequence, behavioral modeling and extensive FEM analysis (using COMSOL Multiphysics) of the device, including the comb-drive actuators, have been done in order to better understand this regime. The analysis provided the information about capacitance and generated force - necessary for the design of the comb-pairs and for enabling the operation of logic functions in cascaded gates. In particular, geometrical parameters as the length of the fingers,

their width  $d$  and thickness  $h$ , gap between consecutive fingers  $g$ , their overlap  $x_r$  and number  $N$  were investigated. The influence of these parameters on the variable, fixed and parasitic capacitances of the actuator, including fringe effects, and the induced force between the combs were analyzed in detail. As an example, Figure 3 shows the FEM modeling of an electrostatic comb and the simulation of the electric field between fingers of the corresponding combs.

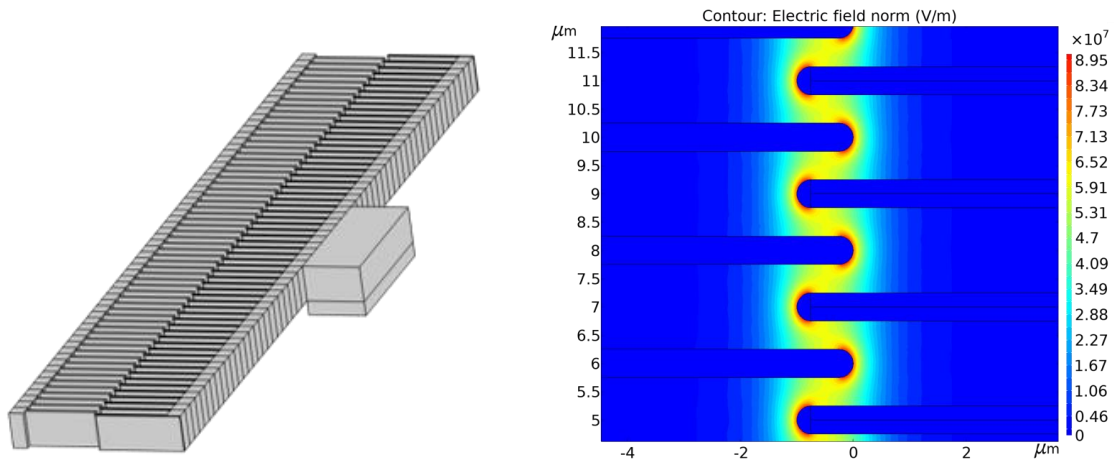


Figure 3: FEM modeling of an electrostatic comb-pair: a) 3D model, b) simulated electrical field between the combs.

#### 4 Microfabrication process flow

The extensive FEM analysis provided sufficient data for the design of a full logic gate that could be fabricated using standard microfabrication technologies. As the devices include moveable parts, they require fabrication on silicon-on-insulator (SOI) wafers, the buried oxide layer being used as the sacrificial layer during the releasing step.

Figure 4 illustrates the main steps of the fabrication process. We use 4-inch (100 mm) (1-0-0) SOI wafers with the device layer of 5  $\mu\text{m}$  and buried oxide of 2  $\mu\text{m}$  thickness. Device layer has resistivity of 0.001-0.005 Ohm-cm, it is n-doped with As with concentration  $10^{19}$  -  $10^{20}$   $\text{cm}^{-3}$ .

Before the beginning of the fabrication wafers are cleaned in the standard RCA procedure. This step ensures removal of all the organic and ionic contaminants from the wafer surfaces. Cleaned wafers are first coated with bottom anti reflective coating (BARC) and baked at 200°C for 60s. On top of the cooled-down BARC a positive ECI (MicroChemicals) photoresist is applied and soft-baked for 90s using EVG120 (EVG Group) automatic resist processing system. Exposure is done on Canon FPA 3000i4/i5 Stepper (Figure 4b), which allows photoresist exposure at 365 nm (i-line), followed by a development in MF-CD-26 (Microposit) developer with EVG120 system (Figure 4c). Pattern transfer into silicon is performed with Alcatel AMS4200, a high-density plasma reactor (Figure 4d). The reactor is ICP-RIE (Inductively Coupled Plasma) and is used for treatment of 4-inch wafers. The top silicon layer is etched in a DRIE procedure (Bosch process) with cycle 2.2s/2s ( $\text{SF}_6/\text{CH}_2\text{F}_2$ ). Backside etching is performed below unfixed device parts in order to reduce the parasitic capacitance (Figure 4e). Moveable parts are finally released in the hydrofluoric acid that etches the buried oxide beneath the structures (Figure 4f).

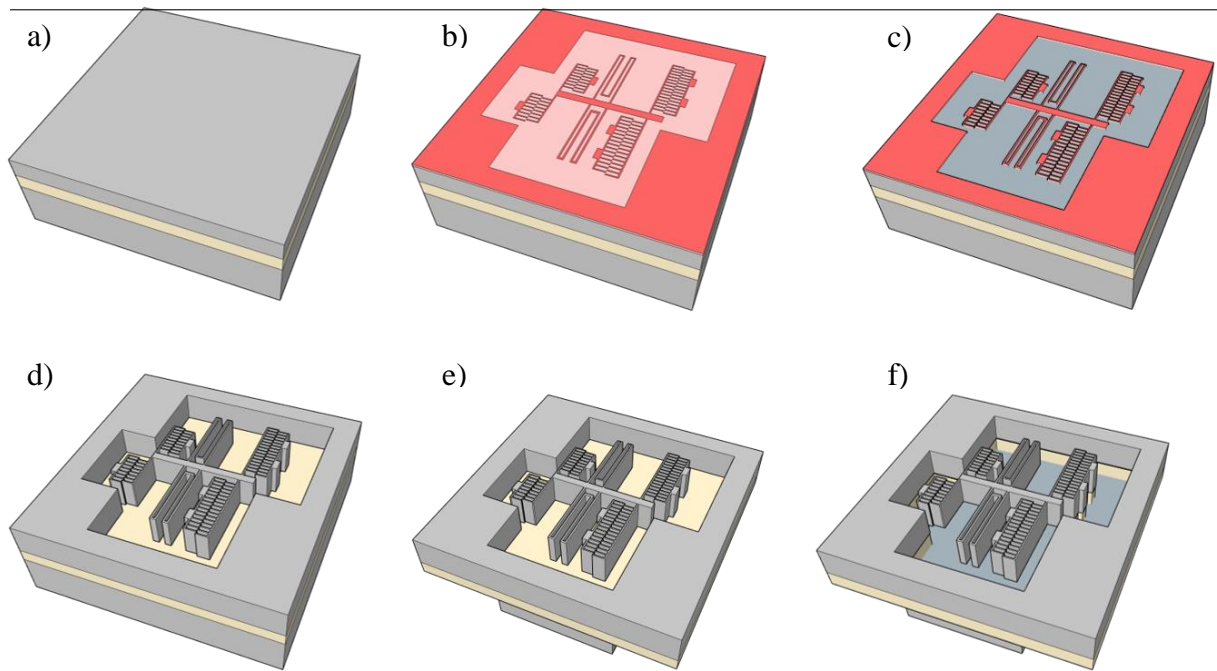


Figure 4: Process flow for the microfabrication of the contactless capacitive MEMS device: a) SOI wafer; b) coating with the ECI photoresist and mask exposure; c) pattern development in MF-CD-26; d) Bosch process – pattern transfer in the top silicon layer; e) backside etching of bulk silicon; f) releasing of the moveable structures in hydrofluoric acid – wet etching of buried oxide.

The preliminary tests for the determination of optimal photolithography and etching parameters were performed on pure silicon wafers. The fabricated test-patterns included sets of identical parallel lines. The sets were varying in line widths and gaps between them. These test structures were used to determine the smallest line width that could be used as the width of the fingers in comb-drive structures. The narrower the fingers are in the comb-drive, the smaller is the footprint of the entire gate. Exposure dose for 1.1  $\mu\text{m}$  thick ECI photoresist was varied from  $700 \frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2}$  to  $1600 \frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2}$  in  $100 \frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2}$  steps, whereas the focus was varied from  $-1 \mu\text{m}$  to  $0.3 \mu\text{m}$  in  $0.1 \mu\text{m}$  steps. The etching was performed for 65 s using Bosch procedure. The combination of exposure dose and focus that yielded the structures closest in size to the ones on the mask. Underetching was measured to be about 20 nm. This can be compensated at the design level or considered in our modeling in order to ensure a proper operation of the devices.

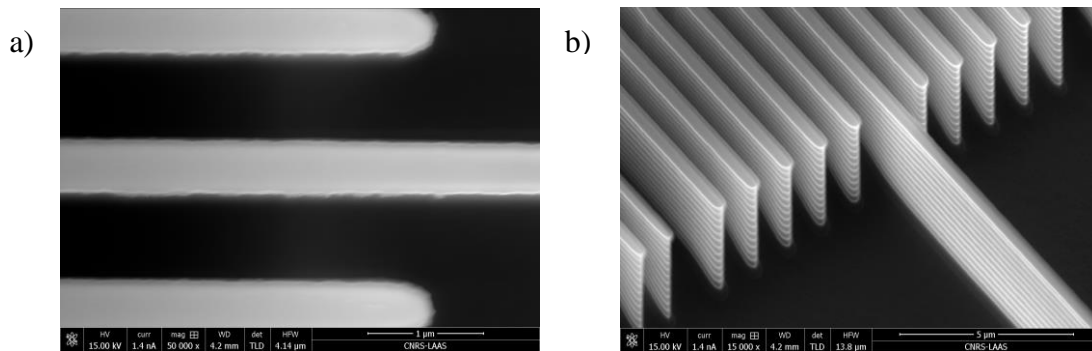


Figure 5: SEM images of the test structures consisting of sets of parallel  $0.5 \mu\text{m}$  wide lines separated by  $0.5 \mu\text{m}$  gaps. The structures were exposed with the dose of  $700 \frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2}$  and with the focus of  $-0.3 \mu\text{m}$ .

## 5 Conclusion

In this paper we introduce an architecture of logic gates and circuits aiming to reach ultra-low power operation, with lower energy dissipation than any CMOS circuit. The paradigm is based on capacitive MEMS devices in a differential architecture, operated in the adiabatic regime. Several design considerations and trade-offs have to be considered to reach the goal, in particular to ensure that a logic differentiation of the output voltage is high enough to enable complex circuits cascading multiple gates. In the current state of research, the devices are realized with MEMS-based tunable capacitors using comb drive actuators and foremost a very fine knowledge of their behavior is necessary. The FEM analyses provided the fundamental information that was necessary for the design of the

---

logic gate and the subsequent floor planning for the device fabrication on SOI wafers. From the microfabrication tests performed in the cleanroom we managed to identify the most optimal fabrication conditions. The next steps in the project would be realization of the devices, i.e. single logic gates and more complex digital circuits, in LAAS followed by their electrical and electromechanical characterizations.

This work was supported by the French National Research Agency (ANR) under the research project ZerÔuate (grant ANR-19-CE24-013) involving 4 laboratories: CEA-LETI, LAAS, ESYCOM and G2ELAB, and by the RENATECH French national technological network.

## References

- [1] H. Fanet, *Ultra Low Power Electronics and Adiabatic Solutions*. Hoboken, NJ, USA: Wiley, 2016, doi: 10.1002/9781119006541
- [2] R. Landauer, "Irreversibility and heat generation in the computing process," *IBM J. Res. Dev.*, vol. 5, no. 3, pp. 183–191, 1961, doi: 10.1147/rd.53.0183
- [3] H. Samaali, Y. Perrin, A. Galisultanov, H. Fanet, G. Pillonnet and P. Basset, « MEMS four-terminal variable capacitor for low power capacitive adiabatic logic with high logic state differentiation », *Nano Energy*, vol. 55, p. 277-287, 2019, doi: 10.1016/j.nanoen.2018.10.059.
- [4] Z. A. Ye et al., "Demonstration of 50-mV digital integrated circuits with microelectromechanical relays," in *IEDM Tech. Dig.*, 2018, pp. 411–414, doi: 10.1109/IEDM.2018.8614663.
- [5] G. Pillonnet, H. Fanet and S. Hourii, "Adiabatic capacitive logic: A paradigm for low-power logic," *2017 IEEE International Symposium on Circuits and Systems (ISCAS)*, 2017, pp. 1-4, doi: 10.1109/ISCAS.2017.8050996.
- [6] Y. Perrin, A. Galisultanov, L. Hutin, P. Basset, H. Fanet and G. Pillonnet, "Contact-Free MEMS Devices for Reliable and Low-Power Logic Operations," in *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 68, no. 6, pp. 2938-2943, 2021, doi: 10.1109/TED.2021.3070844.
- [7] O. Loh and H. D. Espinosa, "Nanoelectromechanical contact switches," *Nature Nanotechnology*, vol. 7, No. 5, pp. 283-295, 2012.
- [8] C. Pawashe K. Lin, K.J. Kuhn, "Scaling limits of electrostatic nanorelays," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 60, pp. 2936–2942, 2013.
- [9] P. Teichmann, "Adiabatic Logic: Future Trend and System Level Perspective," *Springer*, 2012, DOI. 10.1007/978-94-007-2345-0.
- [10] A. Galisultanov, Y. Perrin, H. Samaali, H. Fanet, P. Basset and G. Pillonnet, "Contactless four-terminal MEMS variable capacitor for capacitive adiabatic logic", *Smart Materials and Structures*, 2018.

# Photonic component and integration I

---

# Oscillation paramétrique dans un peigne de fréquence laser à cascade quantique

## Third order parametric oscillations in a quantum cascade laser frequency Comb

B. Chomet<sup>1</sup>, T. Bonazzi<sup>1</sup>, E. Rodriguez<sup>1</sup>, F. Kapsalidis<sup>2</sup>, D. Gacemi<sup>1</sup>, A. Vasanelli<sup>1</sup>, Y. Todorov<sup>1</sup>, J. Faist<sup>2</sup>, C. Sirtori<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire de Physique de l'Ecole normale supérieure, ENS, Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, Université de Paris, Paris, France

<sup>2</sup>Institute for Quantum Electronics, ETH Zurich, 8093 Zürich, Switzerland

---

Mots clés (en français et en anglais) : laser à cascade quantique, peigne de fréquences optiques/ quantum cascade laser, optical frequency combs

---

### Résumé/Abstract

A frequency comb in a quantum cascade laser can appear with two distinct spectral lobes. These two spectral features are switching in time and show strong anticorrelations similarly to parametric phenomena.

Frequency combs (FC) have brought tremendous value to precision instruments in different domains spanning frequency metrology [1], optical clocks [2], broadband spectroscopy [3] and ranging [4]. FCs based on Quantum Cascade Lasers (QCLs), unipolar devices emitting in the mid infrared and terahertz regions of the electromagnetic spectrum, have attracted much attention especially in dual-comb spectroscopy and sensing. Optical combs are generated spontaneously in a QCL cavity thanks to strong resonant third order non-linearity and ultrafast gain dynamics. While QCL FCs have been mostly studied classically, they are nonetheless fundamentally governed by the dynamics of quantized parametric processes, where each longitudinal mode is coupled to every other mode through a four-wave mixing. If the quantum processes can be harnessed, QCL FCs may open the way toward the experimental realization of a multimode quantum resources in a scalable, chip integrated platform. QCL's comb arises from a mode-locking state which differs fundamentally from that of pulsed lasers. The nature of the phase relation has been rigorously investigated through the Shifted Wave Interference Fourier Transform Spectroscopy (SWIFTS) [6], while correlations among spectral lines and noise have not yet been explored.

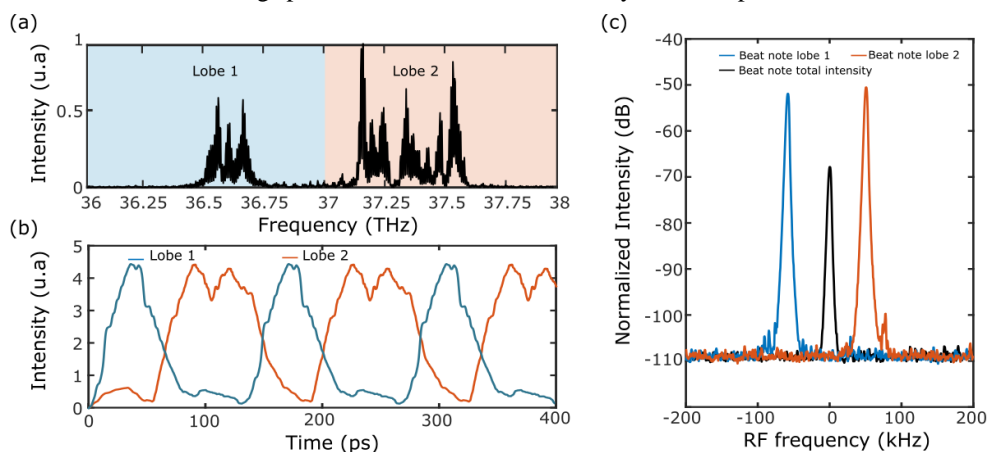


Fig. 1: (a) Optical spectrum of the bilobed QCL (b) SWIFTS reconstructed intensity of each spectral lobes (c) Intermodal beat note of Lobe 1 (blue), Lobe 2 (red) and of the total intensity (black). The three curves are exactly at the same frequency, but have been shifted in the figure for clarity.

Here we demonstrate the presence of strong anti-correlations among two spectral portions of a Fabry-Perot QCL that operates in the FC regime. The laser under study is a standard ridge 6 mm long QCL, operating at 273K in continuous wave at a wavelength of  $\sim 8.2 \mu\text{m}$  with maximum output power of 100mW. The recorded optical spectra (Fig.1 (a)) shows two spectral lobes separated in frequency by  $\sim 0.6 \text{ THz}$ . Applying the SWIFTS technique to this FC we were able to reconstruct the temporal evolution of the intensity of each lobe over few round trips of the cavity. The result, in Fig. 1(b), shows a strong antiphase dynamics between the two spectral lobes. The laser action associated to Lobe 1, at low photon energy, is perfectly anti-phased with that of Lobe 2, at higher energy, which means that when Lobe 1 is on the intensity of Lobe 2 is off. This behavior is further confirmed by analyzing the intermodal beatnote of the two lobes, which have been spectrally separated using a diffraction grating (Fig. 1(c)). The normalized intensity of the beatnote is 100 (20 dB) times higher for the separate lobes than for the total spectrum, which is consistent with the much stronger intensity modulation occurring in each individual lobe.

To support this observed temporal pulse switching between high and low frequency components of the comb we address a fully time dependent simulations of QCL comb operation based on the semi-classical Maxwell-Bloch (MB) laser equations. Based on numerical solutions of the MB equations, mode-locking in QCLs and the emergence of a bilobed spectra is found (see Fig. 2). We show that our approach captures the intricate interplay between four-wave-mixing, spatial-hole burning and the refractive index dispersion in free running QCLs.

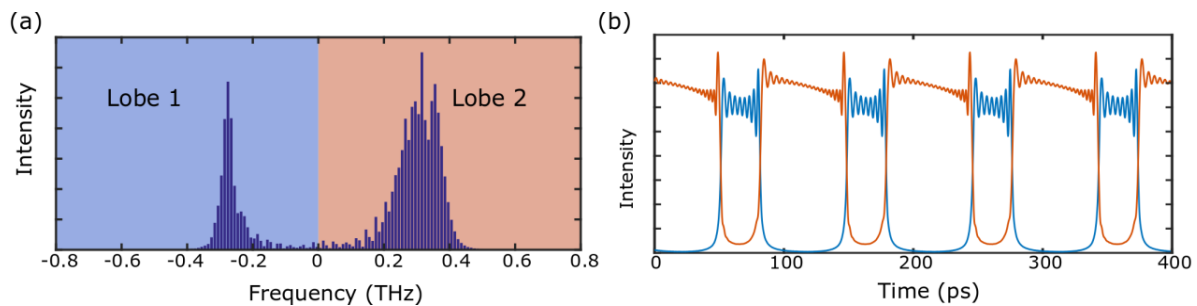


Fig. 2: (a) Optical spectrum of the QCL obtained through numerical integration. (b) Simulations show a switching behavior between the high (Lobe 2) and low (Lobe 1) frequency component of the comb.

The peculiar coherent properties of our device could lead to the generation of squeezed states of light, as it has been already demonstrated in several off-chip platforms, like optical parametric oscillators (OPOs) and optical fibers using four-wave mixing. In such nonlinear parametric processes strong quantum correlations in the intensities are generated between the two “twin” beams, called signal and idler. They occupy well distinct portions of the spectrum. Similarly in our devices the nonlinearities spontaneously generate an optical spectrum that consists of two spectral lobes with strong anticorrelations, reminiscent of the signal and idler twin beams. In the near future the intensity noise correlations of those two lobes will be investigated by comparing their sum to difference. This will be also studied by adding a statistical noise source in the MB equations in order to reproduce theoretically the noise correlations between the two different spectral lobes of the comb.

#### References:

- [1] T. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, *Nature* 416, 233 (2002).
- [2] S. Diddams, et al, *Science* 293, 825 (2001).
- [3] S. A. Diddams, L. Hollberg, and V. Mbele, *Nature* 445, 627 (2007).
- [4] I. Coddington, W. Swann, L. Nenadovic, and N. Newbury, *Nature Photonics* 3, 351 (2009).
- [5] A. Hugi, G. Villares, S. Blaser, H. C. Liu, and J. Faist, *Nature* 492, 229 (2012).
- [6] M. Singleton, P. Jouy, M. Beck, and J. Faist, *Optica* 5, 948 (2018).

---

**Applications de l'optoélectronique et photonique MIR aux capteurs de gaz**

*Applications of Mid-IR optoelectronics and photonics to gas sensors*

---

**Roland TEISSIER<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> MIRSENSE, Palaiseau/Grenoble/Montpellier, roland.teissier@mirsense.com

---

*Mots clés : Photonique moyen infrarouge, lasers à cascade quantique, capteurs, photo-acoustique  
Mid-IR photonics, quantum cascade lasers, sensors, photoacoustics*

---

**Résumé**

Le domaine spectral du moyen infrarouge (MIR), correspondant aux longueurs d'onde de 2 à 20  $\mu\text{m}$ , est caractérisé par la présence de nombreuses raies d'absorption associées aux résonances de vibration ou de rotation de la plupart des molécules. Cela constitue des signatures extrêmement précises et uniques pour chacune d'entre elles, qui sont exploitées de longue date par les chimistes pour des analyses avec des spectromètres de laboratoire. Le développement de composants MIR performants, au premier plan desquels on trouve les lasers à semi-conducteurs tels que les lasers à cascade quantique, permet de réaliser et d'envisager le déploiement à grande échelle de capteurs de traces de gaz extrêmement compacts, sensibles et sélectifs pour des applications dans l'industrie, pour l'environnement ou même pour le grand public.

Dans cet exposé, nous présenterons la physique sous-jacente et les technologies de pointe requises pour réaliser des sources lasers MIR performantes, les technologies de capteurs mises en œuvre à mirSense[1] et notre vision de leurs évolutions et leurs perspectives de déploiement futur.

**Abstract**

The mid-infrared (MIR) spectral region, corresponding to wavelengths from 2 to 20  $\mu\text{m}$ , is characterised by the presence of numerous absorption lines associated with the vibrational or rotational resonances of most molecules. These constitute extremely precise and unique fingerprints for each molecule, which have long been exploited by chemists with laboratory spectrometers. The development of efficient MIR components, at the forefront of which are semiconductor lasers such as quantum cascade lasers, makes it possible to realise and envisage the large-scale deployment of extremely compact, sensitive, and selective trace gas sensors for industrial, environmental, or even consumer applications.

In this talk, we will present the underlying physics and the advanced technologies required to realize efficient MIR laser sources, the sensor technologies implemented at mirSense[1] and our vision of their evolution and future deployment perspectives.

[1] <https://mirsense.com/>



# Photonic component and integration II

---

**Laser à boîtes quantiques InAs/GaAs de 1.3- $\mu\text{m}$  insensible à la température  
et à la rétroaction, soumis à la modulation d'amplitude multi-niveaux  
Temperature and feedback insensitive 1.3- $\mu\text{m}$  InAs/GaAs quantum dot  
lasers subject to pulse amplitude modulation**

---

*Shihao Ding<sup>1</sup>, Bozhang Dong<sup>1</sup>, Frédéric Grillot<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>*LTCI, Télécom Paris, Institut Polytechnique de Paris, 19 Place Marguerite Perey, 91120 Palaiseau, France*

<sup>2</sup>*Center for High Technology Materials, University of New-Mexico, Albuquerque, New Mexico 87106, USA*

---

*Mots clés / Keywords: quantum dot laser, linewidth, direct modulation, feedback*

---

### **Abstract/Résumé**

This work reports on a high-efficiency InAs/GaAs distributed feedback quantum dot laser. The large optical wavelength detuning at room temperature between the lasing peak and the gain peak causes the static, dynamic, and nonlinear intrinsic properties to all improve with temperature, including the reflection insensitivity and modulation performance. Results highlight the potential of the large optical mismatch assisted single-frequency laser for the development of uncooled and isolator-free high-speed photonic integrated circuits.

Ce travail porte sur un laser à boîtes quantiques à réaction distribuée InAs/GaAs à haute efficacité. Le grand désaccord de longueur d'onde optique à température ambiante entre le pic laser et le pic de gain entraîne une amélioration des propriétés intrinsèques statiques, dynamiques et non linéaires avec la température, y compris l'insensibilité à la réflexion et les performances de modulation. Les résultats mettent en évidence le potentiel de ce laser monofréquence reposant sur un large désaccord optique pour le développement de circuits intégrés photoniques à haut débit fonctionnant sans contrôleur de température et sans isolateur optique.

### **1 Introduction**

Recently, high efficiency 1.3  $\mu\text{m}$  semiconductor lasers have been widely emphasized and used in optical interconnections between large data centres and in systems with high transmission capacity over short distances. [1,2] In particular, distributed feedback (DFB) semiconductor lasers with single-frequency behaviour play a crucial role in a variety of applications, including high-resolution LIDAR systems [3], high-speed supercomputers and optical data centres. [2] Due to their narrow linewidth and large modulation bandwidth [2,5], DFB lasers are spatially and spectrally single-mode and are useful for WDM to support the ever-increasing data transmission rates in this big data era. [4,5]

The development of highly efficient quantum dot (QD) lasers is more conducive to the integrated interconnection of optical chips. The 1.3  $\mu\text{m}$  QD DFB laser has even more potential for short-range, high-speed, high-capacity photonic integrated chips. [6] Generally, the high workloads in data centres create a high temperature environment for the chips and require significant investment to keep them operating properly. If a stable performance of the QD DFB laser over a wide range of temperature conditions can be achieved, a significant reduction in the energy consumption of the silicon optical chip can be expected. [7] Designing for the wavelength mismatch of the optical gain peak and the DFB lasing peak allows the DFB to operate stably at higher temperatures. [8] Typically, InAs/GaAs and InAs/InP QD lasers report spectral linewidths in the range of 110 to 500 kHz at room temperature. [9-11] Exploring low linewidth QD DFB lasers at high temperatures will further advance their use in data centres. On the other side, the various active and passive conversion and regeneration interfaces in the laser transmission system can lead directly to optical feedback. It is shown by

research on the dynamics of external optical feedback that these unwelcome reflections can lead to strong laser instabilities and reduce transmission performance. [12,13] Given that developing an on-chip optical isolator that has low loss and sufficient isolation remains a challenge, it is an important to develop feedback insensitive sources. [14] The QD lasers exhibit a strong potential to be applied to isolator-free PICs owing to their high tolerance for chip-scale back-reflections. [15] Therefore, this study provides guidance using high performance single frequency lasers that can be applied to uncooled integrated systems with good transmission characteristics without optical isolators.

## 2 Device description

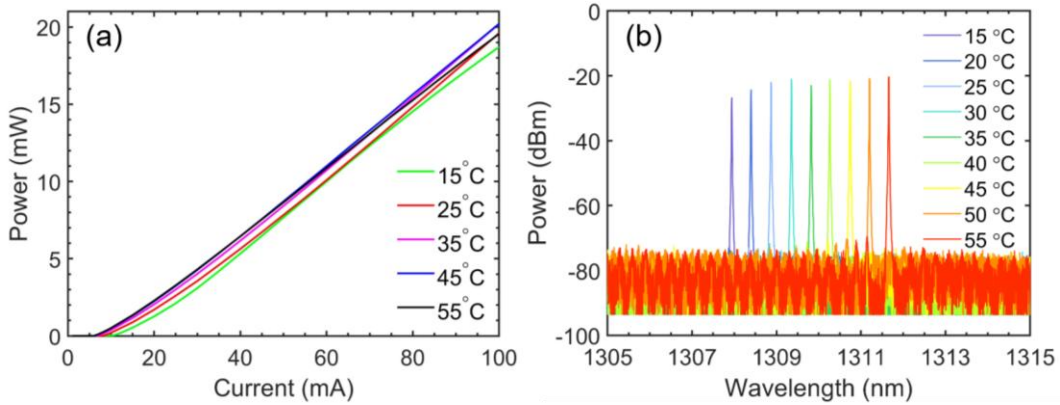


Figure 1 (a) Power-current characteristics with temperature ranging from 15°C to 55°C and (b) Optical spectra of the QD DFB laser from 15°C to 55°C ( $2 \times I_{th}$ ).

The QD DFB laser under study was grown on a GaAs substrate. The active region contains eight periods of QD layers, each separated by p-type GaAs spacer. The cavity length of the DFB laser is 0.75 mm. The cavity facets are asymmetric, with an antireflection (AR) coating of reflectivity about 3% in the front and a high-reflection (HR) coating of reflectivity about 95% in the rear, respectively. InAs QD layers were grown on GaAs and covered by GaAs. Then top GaAs layer was processed to form grating for distributed feedback. [9] Figure 1 (a) depicts the power current characteristics at different temperature from 15 to 55 °C. The threshold current decreases as the temperature increases hence showing a strong temperature stability. The optical spectra at different temperature are shown in Figure 1 (b). The wavelength mismatch between the DFB lasing wavelength and the gain peak is about 30 nm at 15 °C. In addition, the optical spectra show the consistent side-mode suppression ratio (SMSR) of over 50 dB over the full temperature range of 15 °C to 55 °C. These results confirm that wavelength mismatching is an effective method to design uncooled single-frequency sources.

## 3 Linewidth measurement

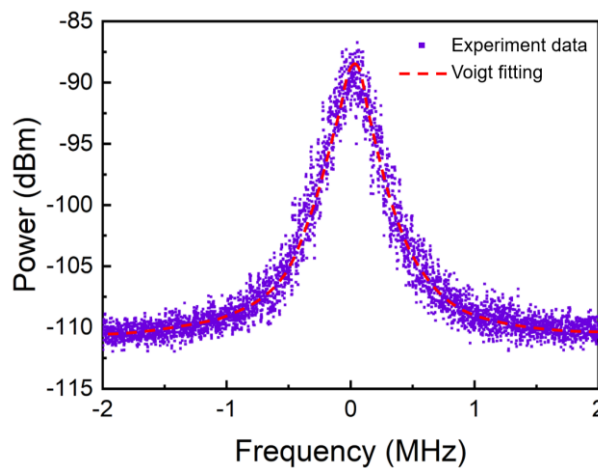


Figure 2 RF spectrum of QD DFB laser recorded at 55°C ( $2 \times I_{th}$ ) and the corresponding Voigt fitted spectrum.

The self-heterodyne interferometric apparatus was used to measure the spectral linewidth. The light from the QD DFB laser passes through two optical isolators and part of the signal is sent to a 100 MHz frequency-shifted acousto-optic modulator (AOM), while the other part travels through a 25 km fibre optic coil. This relatively long fibre length provides a time delay that is more than adequate for the coherence time of the laser. Then, the light from the two channels was combined and fed into the polarisation controller for matching the polarisation in the two arms. At the output of the interferometer, the resulting beat centred on the AOM frequency is recorded with a photodiode (PD) and sent to an electrical spectrum analyser (ESA). Figure 2 displays the RF spectrum recorded at  $55^\circ\text{C}$  ( $2 \times I_{th}$ ). The full width at half maximum extracted from the Voigt profile (red) leads to a minimum linewidth of 251 kHz. The narrow linewidth at high temperatures proves that this QD DFB laser is highly temperature tolerant. It is expected to have high performance high temperature transmission characteristics.

#### 4 Modulation experiments

To investigate the modulation performance of the QD DFB laser at high temperatures, we performed pulse amplitude modulation experiments on it at  $55^\circ\text{C}$ . Besides, the reflection sensitivity was considered in the direct modulation system. Figure 3 represents the set-up for direct modulation with optical feedback. The QD laser is directly modulated by the digital generator with a pseudo-random binary sequence (PRBS) and a bit sequence length of  $2^7-1$  and the applied modulation format is Pulse Amplitude Modulation 4-level (PAM4) as shown in light blue part. The emission is divided into two paths, the feedback path (orange part) and the output path (green part). On the feedback path, 90% coupled power is sent to the back-reflector (BKR) that consists of a mirror and a variable optical attenuator (VOA). The latter is used to change the feedback strength, which is defined as the ratio of returned power to the free-space output power. The other 10% of the coupled power is isolated and then amplified by a semiconductor optical amplifier (SOA). At the end, a variable optical attenuator (VOA) is used to tune the received power of the error detector in order to analyse the bit error rate (BER) performance. A high-speed oscilloscope (OSC) is used to capture the eye diagram. The PD converts the optical signal into an electrical signal before entering BER tester or OSC.

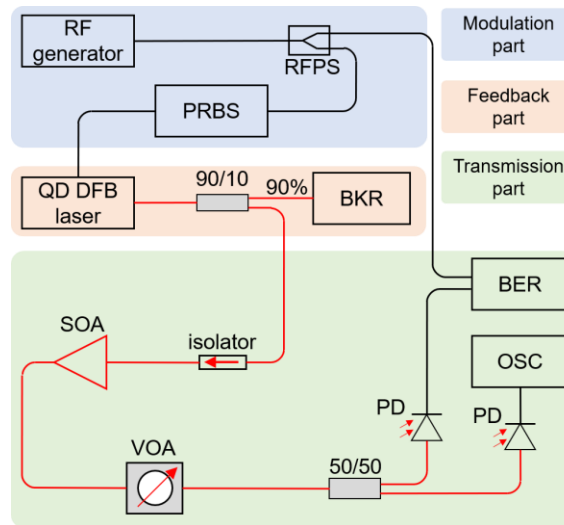


Figure 3 Schematic of the experimental setup. Light blue part: modulation set-up, orange part: feedback set-up, green part: transmission set-up. The black lines show the electrical circuit and the red lines show the light path.

High-speed response of the QD laser is carried out at  $6 \times I_{th}$  and the modulation rate is 6 Gbps. The emission from the QD laser is divided into two paths, the feedback path and the output path. In the feedback path, 90% of the coupled power is sent to a back-reflector (BKR). In the output path, the light is finally introduced to the bit error rate (BER) instrument. The BERs of the QD laser with and without feedback after back-to-back (B2B) are plotted in Figure 4. It can be found that the BER can reach below  $10^{-7}$  with no feedback and  $-15$  dB feedback strength ( $I_F$ ). When the feedback strength is increased to  $-12$  dB, the BER is minimally close to  $10^{-4}$ . The BER is below the hard decision forward error correction (HD-FEC)  $5 \times 10^{-3}$  at received power greater than  $-5$  dBm. When the feedback strength increases to  $-5$  dB, such large feedback has a very strong impact on the BER,

making it drift around the HD-FEC. In fact, there is not quite so much feedback in short distance data transmission, so the actual BER will meet the HD-FEC requirements at the modulation rate of 6 Gbps. So, the QD DFB laser retains its excellent transmission characteristics at the temperature of 55 °C.

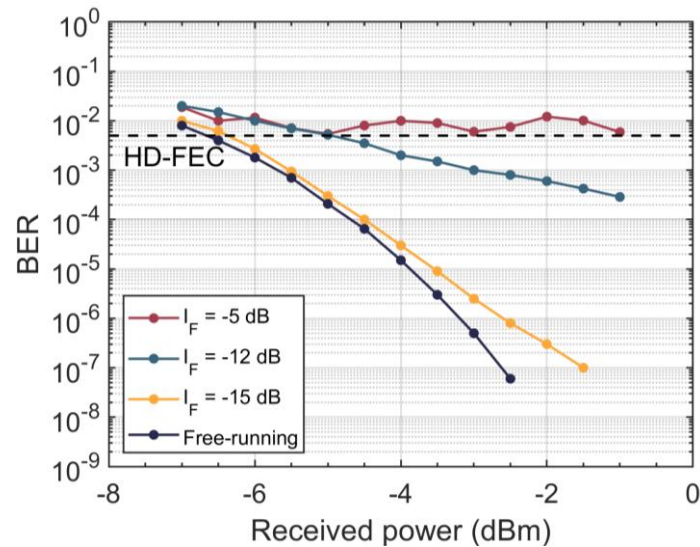


Figure 4 BER plots for back-to-back (B2B) with and without feedback for the QD laser at 55 °C and  $6 \times I_{th}$ . The modulation rate is 6 Gbps.

## 5 Conclusion

We demonstrated high temperature stable and low linewidth quantum dot DFB lasers and performed pulse amplitude modulation experiments with and without different feedback conditions. The QD laser was able to modulate at the rate of 6 Gbps at 55 °C and could tolerate strong feedback. Such results facilitate the development of uncooled silicon photonic chips for short distance communication links.

## References

- [1] Jones, Richard, et al. "Heterogeneously integrated InP/silicon photonics: fabricating fully functional transceivers." *IEEE Nanotechnology Magazine* 13.2 (2019): 17-26.
- [2] Matsuo, Shinji, et al. "Directly Modulated DFB Laser on SiO<sub>2</sub>/Si Substrate for Datacenter Networks." *Journal of Lightwave Technology* 33.6 (2015): 1217-1222.
- [3] Numata, Kenji, et al. "Frequency stabilization of distributed-feedback laser diodes at 1572 nm for lidar measurements of atmospheric carbon dioxide." *Applied optics* 50.7 (2011): 1047-1056.
- [4] Duan, J., et al. "Narrow spectral linewidth in InAs/InP quantum dot distributed feedback lasers." *Applied Physics Letters* 112.12 (2018): 121102.
- [5] Andriolli, N., et al. "InP monolithically integrated transmitters based on high speed directly modulated DFB lasers." *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 26.5 (2020): 1-6.
- [6] Duan, J., et al. "Narrow spectral linewidth in InAs/InP quantum dot distributed feedback lasers." *Applied Physics Letters* 112.12 (2018): 121102.
- [7] Huang, H., et al. "Epitaxial quantum dot lasers on silicon with high thermal stability and strong resistance to optical feedback." *APL Photonics* 5.1 (2020): 016103.
- [8] Kenichi, N., et al. "Development of quantum dot lasers for data-com and silicon photonics applications." *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 23.6 (2017): 1-7.
- [9] Hui, S., et al. "Dynamic properties of quantum dot distributed feedback lasers: high speed, linewidth and chirp." *Journal of Physics D: Applied Physics* 38.13 (2005): 2112.
- [10] Lu, Z. G., et al. "High-performance 1.52 μm InAs/InP quantum dot distributed feedback laser." *Electronics letters* 47.14 (2011): 818-819.

- 
- [11] Annette, B., et al. "Widely tunable narrow-linewidth 1.5  $\mu$  m light source based on a monolithically integrated quantum dot laser array." *Applied Physics Letters* 110.18 (2017): 181103.
- [12] Mørk, J., et al. "Route to chaos and competition between relaxation oscillations for a semiconductor laser with optical feedback." *Physical review letters* 65.16 (1990): 1999.
- [13] Huang, H., et al. "Analysis of the optical feedback dynamics in InAs/GaAs quantum dot lasers directly grown on silicon." *JOSA B* 35.11 (2018): 2780-2787.
- [14] Matsuda, M., et al. "Low-noise characteristics on 1.3- $\mu$ m-wavelength quantum-dot DFB lasers under external optical feedback." *2018 IEEE International Semiconductor Laser Conference (ISLC)*. IEEE, 2018.
- [15] Dong, Bozhang, et al. "Dynamic and nonlinear properties of epitaxial quantum-dot lasers on silicon operating under long-and short-cavity feedback conditions for photonic integrated circuits." *Physical Review A* 103.3 (2021): 033509.

---

**Laser à cavité externe accordable sur 174 nm  
intégrant une puce à boîtes quantiques**  
*External cavity laser with 174 nm tuning range  
integrating a quantum dot gain chip*

---

*Jannik F. Ehlert<sup>1</sup>, Alain Mugnier<sup>2</sup>, Frédéric Grillot<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>EXFO Optics, 4 rue Louis de Broglie, 22300 Lannion, France et GTO Télécommunications Optiques, Télécom Paris, Institut Polytechnique de Paris, 91120 Palaiseau, France, jannik.ehlert@exfo.com

<sup>2</sup>EXFO Optics, 4 rue Louis de Broglie, 22300 Lannion, France, alain.mugnier@exfo.com

<sup>3</sup>GTO Télécommunications Optiques, Télécom Paris, Institut Polytechnique de Paris, 91120 Palaiseau, France et Center for High Technology Materials, University of New Mexico, NM87106, USA, grillot@telecom-paris.fr

---

*Mots clés : laser à cavité externe, intégration expérimentale, puce à semi-conducteur, boîtes quantiques*  
*Key words: external cavity laser, experimental integration, semiconductor gain chip, quantum dots*

---

## **Résumé**

Nous avons intégré une puce à gain à boîtes quantiques dans une configuration de laser accordable à cavité externe, un laser couramment utilisé pour les tests de composants optiques passifs. Dans cette contribution, nous montrons le processus d'intégration d'une puce à boîtes quantiques dans un laser accordable et sa caractérisation expérimentale. Une accordabilité de 174 nm a été réalisée, incluant la bande O de télécommunication et des longueurs d'onde plus basses. Nous présentons d'abord en détail la mise en forme du faisceau lumineux hautement dissymétrique issu de la puce et la structure de la cavité externe à double filtrage. Ensuite, les performances du laser sont présentées sur la base des deux niveaux d'effet laser des boîtes quantiques (état fondamental et état excité) et les implications que cela a sur le courant de seuil, la plage d'accordabilité en longueur d'onde et la puissance de sortie. En outre, le bruit d'intensité a été mesuré.

## **Abstract**

We have integrated a quantum dot gain chip in an external cavity tunable laser setup, a laser commonly used for passive optical component testing. In this contribution, we show the integration process of a quantum dot gain chip into a tunable laser and its experimental characterization. A tunability of 174 nm has been achieved including the telecommunication O-band and lower wavelengths. First, we present in detail the beam shaping of a highly dissymmetric light beam and the double filtering external cavity structure. Second, the laser performances are presented based on two quantum dot lasing levels (ground state and excited state) and what implications this has on the threshold current, the wavelength tunability range, and the output power. Furthermore, the intensity noise has been measured.

## **1 Introduction**

Les sources laser largement accordables sont très utiles pour beaucoup d'applications telles que la spectroscopie ou la caractérisation des composants passifs [1]. Les diodes laser à cavité externe constituent une solution de choix pour ces sources laser. Dans ce cas, le laser accordable comprend une puce à semi-conducteur et une cavité externe qui produit un retour optique filtré spectralement. Au voisinage de la bande O de télécommunication optique, la plage spectrale maximale d'un tel laser commercialisé aujourd'hui s'étend de 1240 à 1380 nm avec une puissance typique de 10 mW pour la bande O (1260 – 1360 nm) [2].

De nombreuses études ont démontré la supériorité d'un laser solitaire à boîtes quantiques par rapport à un laser à puits quantiques concernant plusieurs caractéristiques [3]. Dans l'objectif d'élargir la bande d'accordabilité dans cette bande spectrale et d'augmenter la puissance émise, nous avons opté pour l'intégration d'une nouvelle technologie pour la zone active, celle des boîtes quantiques.

Pour un tel laser accordable, la facette arrière de la puce de gain est complètement réfléchissante tandis que l'autre possède un traitement antireflet combiné à une courbure du guide d'onde en son extrémité, ce qui permet d'empêcher l'émission laser en l'absence de retour optique. Un laser peut alors être créé en ajoutant une cavité externe de quelques centimètres de longueur qui permet de réaliser un retour optique filtré spectralement et recouplé dans ce guide d'onde.

## 2 Intégration d'une puce à boîtes quantiques dans une cavité externe

### 2.1 Choix d'une puce à boîte quantique

Même si dans les années 2000 un projet de recherche au niveau européen sur les sources semi-conductrices pour les lasers accordables a été mené [4], 15 ans après, il n'y a pas à notre connaissance ce type des puces à boîtes quantiques disponibles sur le marché émettant dans la bande C de télécommunication optique. De ce fait, nous avons choisi une puce<sup>1</sup> qui couvre la majorité de la bande O et qui permet aussi une émission à des longueurs d'onde voisines plus basses. Deux photos de cette puce montée sur une base AlN sont présentées à la figure 1.

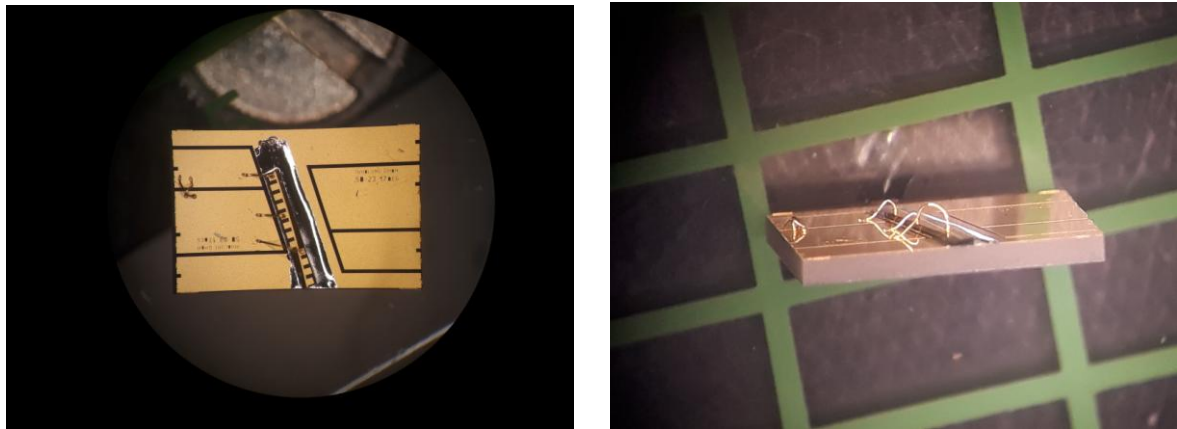


Figure 1 : Deux photos de la même puce à boîtes quantiques sur une embase AlN (vue de dessus à gauche, vue de devant à droite).

### 2.2 Spectre d'émission de la puce

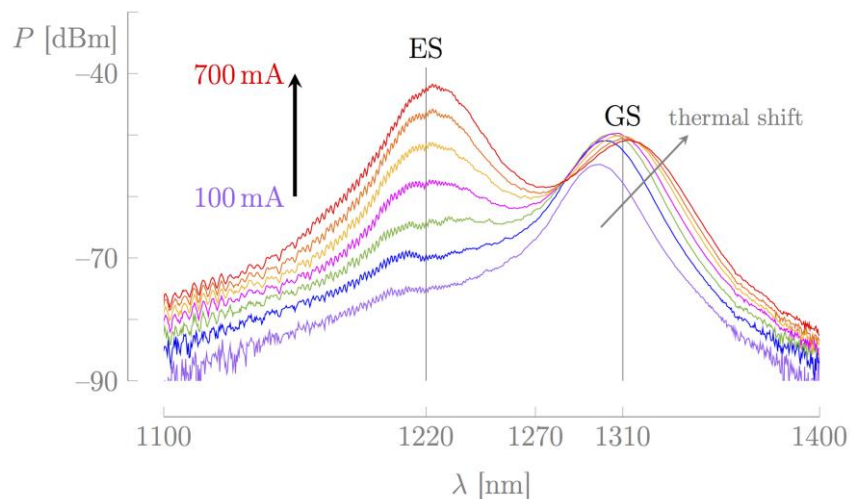


Figure 2 : Spectres d'émission spontanée de la puce en fonction du courant.

Grâce à deux niveaux d'émission dans la puce à boîtes quantiques, celle-ci émet de la lumière sur une large bande en longueur d'onde en mode d'émission spontanée amplifiée (ASE). La figure 2 montre le spectre d'ASE

<sup>1</sup> Puce du fournisseur Innolume GmbH, Allemagne, avec une plage en longueurs d'onde centrée à 1270 nm, référence GC-1270-130-CoC-200-B.



mesuré en sortie de puce en fonction du courant appliqué. Le signal optique a été capté par une fibre monomode située à une distance de 2 mm de la face de sortie et mesuré avec une résolution spectrale de 2 nm. L'émission typique pour des sources à boîtes quantiques consiste en l'état fondamental (GS, *ground state*) à bas courant, à laquelle s'ajoute l'émission de l'état excité (ES, *excited state*) à fort courant. En augmentant le courant, il est attendu qu'on observe un décalage thermique vers le rouge pour l'état fondamental comme indiqué sur la figure 2 [5].

### 2.3 Collimation du faisceau et montage de la cavité externe

La configuration Littman-Metcalf est une configuration établie pour les lasers accordables et elle est utilisée pour le laser accordable EXFO T100S-HP, produit commercial intégrant une puce semiconductrice à puits quantiques [1, 2, 6, 7]. Dans le but de pouvoir comparer au mieux notre nouveau laser comprenant la puce à boîtes quantiques à ce précédent laser, nous avons gardé le plus possible les composants optiques dans la cavité.

La cavité nécessite un faisceau collimaté relativement circulaire, un système spécifique de mise en forme du faisceau a donc été conçu. La puce semi-conductrice à boîtes quantiques utilisée présente une forte anisotropie de divergence du faisceau émis. La solution retenue de mise en forme utilise deux lentilles acylindriques réalisant la collimation pour chacun des deux plans transverses, respectivement parallèle et perpendiculaire à la jonction *pn* de la puce. Avec des lentilles standard disponibles, une simulation de propagation réalisée avec le logiciel OpticStudio prévoit une valeur optimale de transmission de 73% lors du recouplage avec le guide après un aller-retour dans la cavité (figure 3).

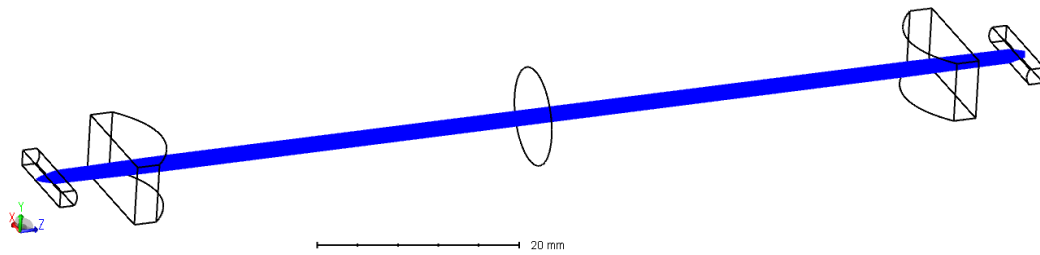


Figure 3 : Simulation du système de collimation et recouplage avec le logiciel OpticStudio de Zemax

Dans un premier temps, les lentilles de ce système de mise en forme du faisceau ont été alignées dans les six degrés de liberté (trois en translation, trois en rotation) afin de collimater le faisceau au mieux en mode ASE, c'est-à-dire sans retour optique. Ensuite, les composants optiques de la cavité (séparateur de faisceau, réseau de diffraction et miroir tournant) ont été placés pour former la cavité externe. Un schéma de principe de cette cavité est présenté à la figure 4.

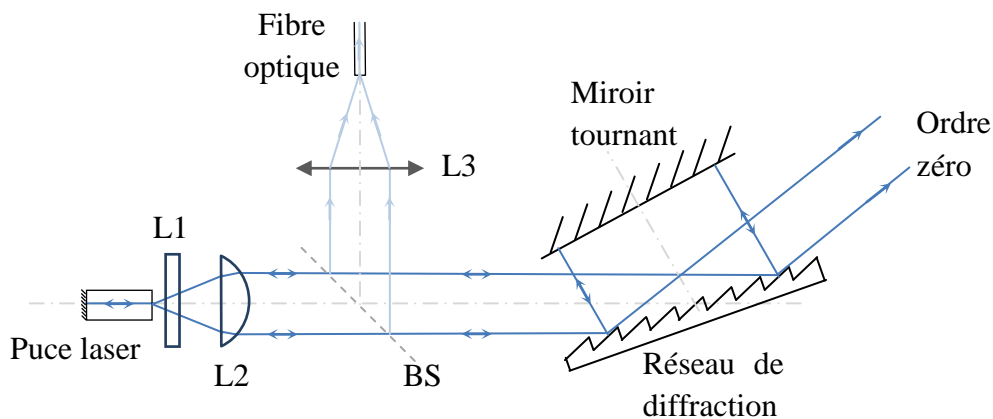


Figure 4 : Schéma de principe du laser accordable réalisant incluant les lentilles de collimation L1 et L2, le système d'extraction de la puissance BS, la lentille L3 de couplage dans la fibre.

La fonction de filtrage spectral de la cavité dépend des conditions de fonctionnement du réseau de diffraction et de la taille du faisceau collimaté incident. Dans une configuration Littman-Metcalf et en supposant un profil de

faisceau gaussien dans le plan de dispersion, le coefficient de recouplage normalisé  $C$  avec le guide après un aller-retour de la cavité est donné par l'équation suivante en fonction du désaccord en longueur d'onde  $\delta\lambda$  par rapport à la longueur d'onde de recouplage optimal [8]

$$C(\delta\lambda) = e^{-\left(\frac{2 f_h \delta\lambda}{w_{0h} \Lambda \cos \theta_i}\right)^2} \quad (1)$$

où  $f_h$  = longueur focale de la lentille L2 de collimation utilisée dans le plan horizontal  
 $w_{0h}$  = rayon de faisceau au niveau de la puce dans le plan horizontal  
 $\Lambda$  = pas du réseau de diffraction  
 $\theta_i$  = angle d'incidence sur le réseau de diffraction

Pour le montage réalisé, la largeur à mi-hauteur de cette fonction de filtrage est évaluée à 109 pm à la longueur centrale de la bande d'accordabilité (1260 nm). Cette valeur est à mettre en regard avec l'intervalle spectral libre (ISL) de la cavité égal à 15,4 pm pour cette même longueur d'onde.

Dans ces conditions, nous avons démontré expérimentalement la pertinence du mécanisme d'accordabilité intégrant la puce à boîtes quantiques.

### 3 Caractérisation du laser accordable à cavité externe

Intégrée dans notre cavité externe et avec un faisceau collimaté, le comportement spectral de l'ASE de la puce à boîtes quantiques avec ses deux niveaux d'émission (GS et ES) se retrouve dans l'évolution de la puissance maximale émise en espace libre en sortie de la cavité laser ainsi que dans celle du courant de seuil en fonction de la longueur d'onde émise (figure 5). La plage d'accordabilité maximale du laser couvre 174 nm (1176 nm – 1350 nm) et la puissance de sortie en espace libre excède 49 mW sur 160 nm (de 1180 nm à 1340 nm) avec une valeur maximale de 113 mW obtenue à 1220 nm. Même avec un courant de seuil assez élevé, nous avons pu obtenir une accordabilité jusqu'à 1180 nm ce qui est 20 nm plus bas en longueur d'onde que précisé dans les spécifications de la puce par le fournisseur.

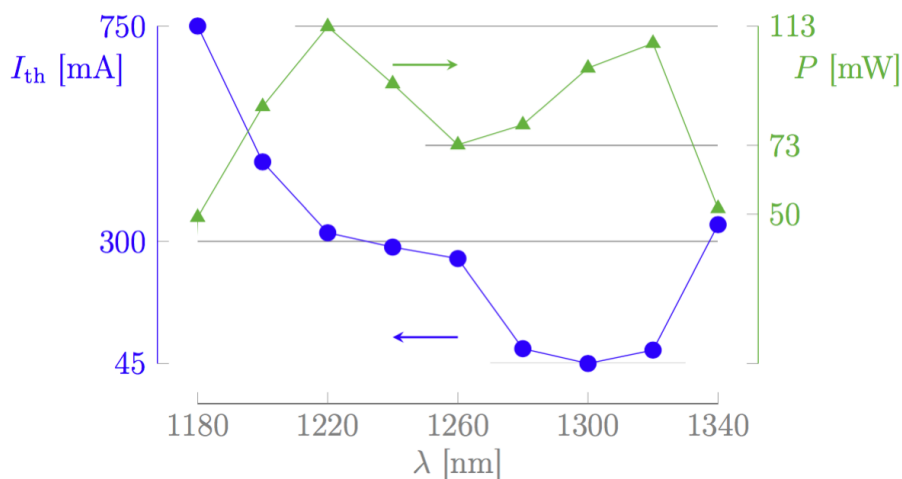


Figure 5 : Evolution spectrale du courant de seuil (cercles bleus) et de la puissance laser en espace libre à  $I = 800$  mA (triangles verts).

Pour la première lentille L1 des deux lentilles acylindriques qui permet de collimater le faisceau dans le plan vertical, nous avons testé deux composants issus de fournisseurs différents, une lentille du fournisseur *Doric Lenses Inc.* et une seconde fabriquée par *LIMO GmbH*. Alors que les résultats de simulation indiquent un recouplage du retour optique dans le guide d'onde légèrement meilleur avec la lentille de *Doric*, expérimentalement, elle permet d'obtenir une puissance maximale de 82 mW en sortie en espace libre, ce qui est seulement 76 % de la puissance maximale (108 mW) atteinte avec la lentille du fournisseur *LIMO* pour la même longueur d'onde du laser à 1300 nm. Nous attribuons cette différence à l'absence de traitement anti-reflet pour la lentille *Doric*. La figure 6 montre l'évolution de la puissance de sortie en fonction du courant pour ces deux lentilles où la courbe verte est celle obtenue avec la lentille *Doric* et la bleue avec la lentille *LIMO*.

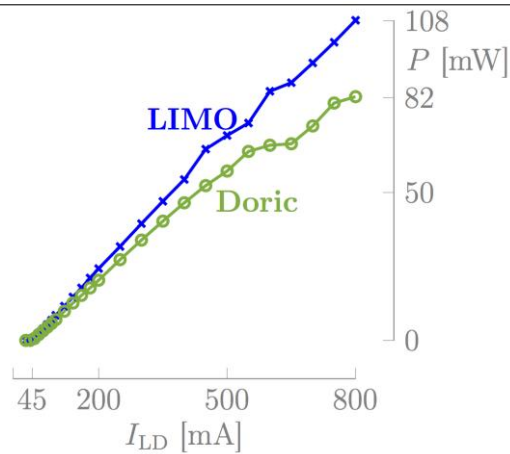


Figure 6 : Caractéristique puissance-courant du laser avec une première lentille de collimation sans traitement anti-reflet (courbe verte) et avec (courbe bleue).

Alors qu'une accordabilité large bande à forte puissance a été démontrée auparavant pour un laser à cavité externe comprenant une structure à boîtes quantiques [9], la puce utilisée ici a permis d'aller plus loin dans la bande O. La figure 7 montre des spectres optiques complets où le laser a été accordé tous les 20 nm. Le signal a été capté avec un collimateur fibré placé sur l'ordre zéro du réseau de diffraction. Le spectre obtenu pour une émission laser à 1180 nm (courbe violette) présente un niveau significatif d'ASE, particulièrement autour de 1220 nm.

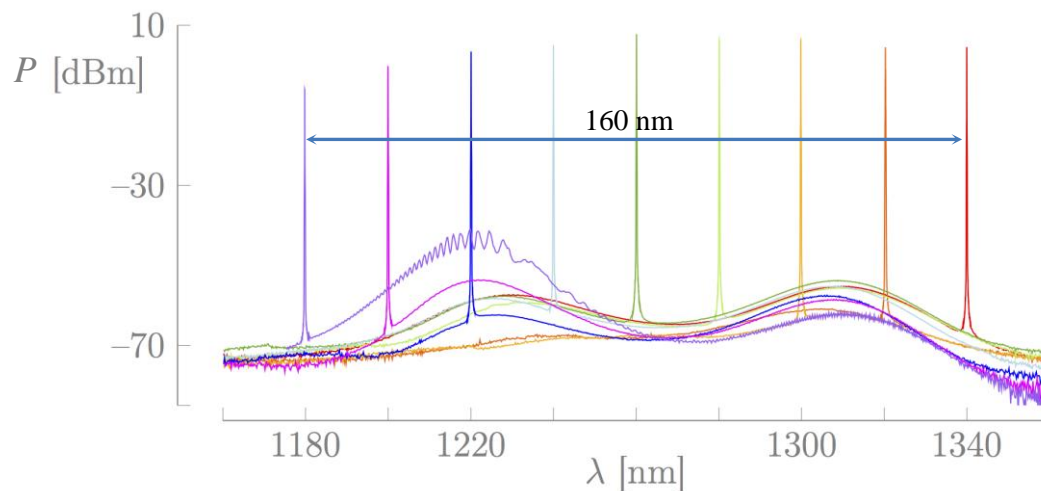


Figure 7 : Spectres d'émission du laser mesurés sur l'ordre zéro du réseau de diffraction

#### 4 Mesures de bruit

Ce laser a également l'avantage d'avoir une sortie fibrée permettant grâce à la dispersion angulaire induite par le double passage sur le réseau de diffraction de filtrer efficacement le bruit optique associé à l'émission spontanée du laser. Ce résultat est mis en évidence par la figure 8 : La courbe bleue est le spectre optique normalisé capté par un collimateur à l'ordre zéro du réseau de diffraction tandis que la courbe verte est ce spectre normalisé mesuré sur la sortie principale après couplage dans une fibre optique monomode avec la lentille L3 (sortie fibre du laser). Le ratio entre le signal et l'émission spontanée de la source (STSSER, *Signal to Total Source Spontaneous Emission Ratio*) est déjà relativement bas pour la sortie associée à l'ordre zéro et s'élève à 0,09 %. Le STSSER est nettement amélioré après avoir été filtré spectralement par la sortie fibrée et s'élève à 0,0049 %. Pour une résolution de mesure de 20 pm, ce filtrage permet d'atteindre pour un écart de 3 nm environ à la longueur d'onde laser une différence de niveau supérieure à 80 dB de différence entre le signal laser et l'émission spontanée résiduelle.

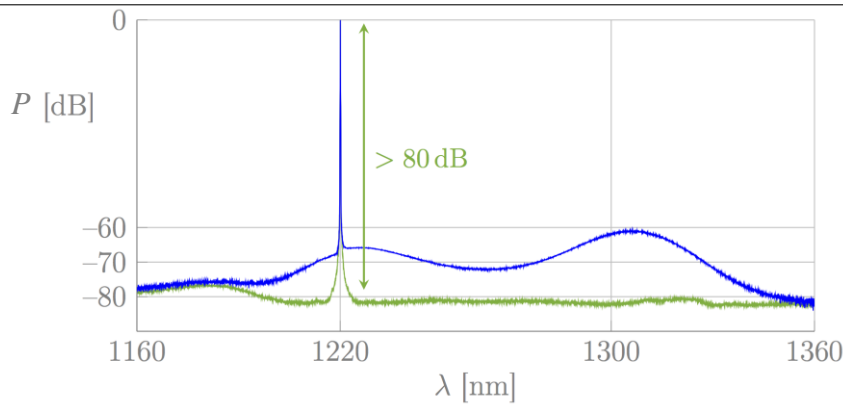


Figure 8 : Spectres optiques normalisés mesurés sur la sortie associée à l'ordre 0 (courbe bleue) et sur la sortie fibre (courbe verte) pour une émission laser à 1220 nm.

Nous avons par ailleurs investigué le bruit d'intensité de ce nouveau laser accordable. Les principales contributions sont celles associées aux battements du mode principal avec les modes latéraux du laser. Le niveau de ces pics de battement est minimisé en optimisant la position spectrale du mode laser par rapport à la fonction de filtrage de la cavité. La figure 9 montre le bruit d'intensité relatif (RIN) de ce laser à 1300 nm pour un courant de  $1,11 \times I_{th} = 50$  mA ce qui est comparable à une étude précédente de Detoma *et al.* [10]. Le RIN a été mesuré avec un analyseur de spectre électrique allant jusqu'à 26,5 GHz (Rohde & Schwarz FSW26) et une photodiode présentant une bande passante de 10 GHz (Discovery Semiconductors DSC-R402) à  $-3$  dB. Le premier pic du spectre de bruit d'intensité correspond au battement entre le mode principal du laser et les deux premiers modes latéraux situés de part et d'autre, sa fréquence est égale à l'ISL de la cavité, soit 2,8 GHz dans ce cas. Deux autres pics peuvent être identifiés dans notre bande passante de détection, respectivement à 5,56 GHz et 8,28 GHz, ces fréquences correspondent à des harmoniques de celle du premier pic et résultent principalement du battement du mode principal avec les modes latéraux d'ordre supérieur (situés respectivement à  $\pm 2$  ISL et  $\pm 3$  ISL). La structure fine de double pic observée en particulier sur le premier pic de battement est due aux fréquences d'oscillation petit signal [10].

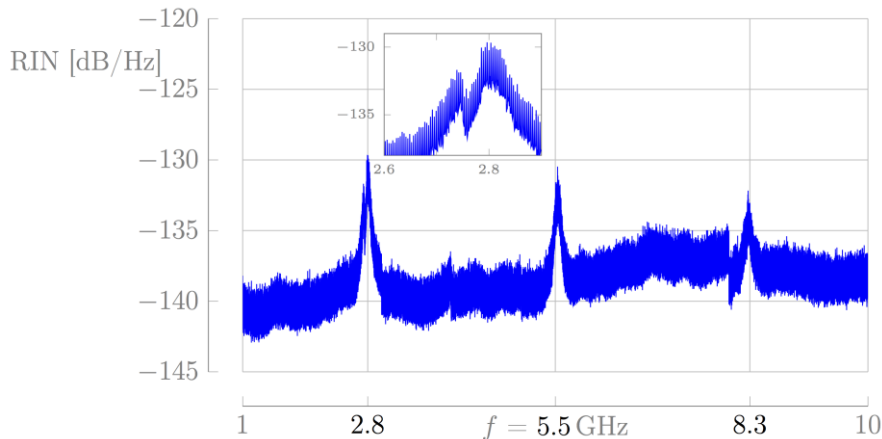


Figure 9 : RIN à 1300 nm et  $1,11 \times I_{th}$

## 5 Conclusions et perspectives

Pour la première fois, un laser continûment et largement accordable couvrant la plupart de la bande O de télécommunication optique a été démontré avec une puce à boîtes quantiques. Une plage d'accordabilité de 174 nm (1176 nm–1350 nm) a été obtenue. La configuration Littman-Metcalf de ce laser accordable inclut un système de filtrage spectral permettant d'obtenir un très faible niveau d'émission spontanée sur une sortie fibrée. Grâce aux deux niveaux confinés des boîtes quantiques, une large bande d'accordabilité a été obtenue à fort courant (800 mA). Avec une telle configuration, il est possible d'envisager une accordabilité continue sans saut de mode sur toute la plage en ajustant la position de l'axe de rotation du miroir. En améliorant le système de mise en forme du faisceau, les pertes intracavité pourraient être réduites pour extraire davantage de puissance.

---

## Références bibliographiques

- [1] B. Mroziwicz, *Opto-Electron. Rev.*, 16(4), p. 347, 2008.
- [2] EXFO Inc., “Fiche technique T100S-HP”, 2020.
- [3] C. Shang *et al.*, *ACS Photonics*, 8(9), p. 2555, 2021.
- [4] CORDIS European Commission project BIGBAND, 2005.
- [5] Z. Bakonyi *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron.*, 39(11), p. 1409, 2003.
- [6] K. Liu et M.G. Littmann, *Opt. Letters*, 6(3), p. 117, 1981.
- [7] C. Ye, *Tunable External Cavity Diode Lasers*, World Scientific, 2004.
- [8] A. Godard, thèse de doctorat, Université Paris Sud, 2003.
- [9] K. Fedorova *et al.*, *Opt. Express*, 18(18), p. 19438, 2010.
- [10] E. Detoma *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron.*, 41(2), p. 171, 2005.

---

**Passive mode locking of MIR QCLs using graphene as a saturable absorber**

---

A. Outafat<sup>1,2</sup>, S. Faci<sup>1</sup>, E. Richalot<sup>2</sup>, S. Protat<sup>2</sup>, C. Algani<sup>1</sup>

1. Univ Gustave Eiffel, CNRS, CNAM, ESYCOM, 292 Rue Saint-Martin, 75003 Paris

2. Univ Gustave Eiffel, CNRS, ESYCOM, F-77454 Marne-la-Vallée, France.

---

*Mots clés (en français et en anglais) :*

*Laser à cascade quantique, Verrouillage de modes, Absorption saturable, Graphène.*

*Quantum Cascade Laser, Modelocked Laser, Saturable absorption, Graphene.*

---

**Résumé/Abstract**

Le verrouillage de modes de laser à cascade quantique (QCLs) est l'un des grands challenges à cause du faible temps de recouvrement de gain comparé aux lasers à semiconducteur. Ainsi, l'utilisation des techniques conventionnelles comme un absorbant saturable à base de matériaux semiconducteurs n'est pas une solution efficace. Dans cette communication, nous proposons l'étude d'une telle structure en intégrant une couche de graphène qui possède un temps de relaxation très court devant la largeur des impulsions générées et possède une intensité de saturation inférieure aux autres absorbants saturables. Les résultats de simulation avec la méthode FDTD ont permis de démontrer le verrouillage de modes passif de QCL moyen infrarouge.

Passive mode locking in quantum cascade lasers (QCLs) is one of great challenges because of the ultrafast relaxation time of QCL compared to conventional semiconductor lasers. Thus, the use of conventional saturable absorber as Semiconductor saturable-absorber mirror (SESAM) is not the best solution for QCLs mode locking. The study proposed in this paper concerns the use the single-layer graphene as a saturable absorber. The relaxation time in graphene is very fast compared to the pulse width and relaxation time of QCL and its saturation intensity is low compared to other saturable absorbers. The use of graphene with high reflection mirror allows to increase the internal electric field which easily reaches the graphene saturation level.

**1 Introduction**

Demonstrated for the first time in 1994 at bell labs [1], the QCL structure is based on multiple quantum wells (QW) with radiative transition appearing between two energy levels in the conduction band. This radiative transition is repeated N times and allow photon emission at energy much lower than traditional lasers can offer. QCL can operate from Mid-Infrared (MIR) to Far-Infrared (FIR) spectral region depending upon the number of QW periods and the used materials. Short pulses generation from MIR QCL in the spectral range 3 – 12  $\mu\text{m}$  is one of the huge challenges since its first demonstration until today, because of its fast gain recovery time of a few picoseconds compared to the roundtrip time of 40-60 ps for a 2-3 mm laser cavity length. Mode locking is a method used to synchronize the cavity longitudinal modes either by passive [2] or active [3], [4] techniques. In this work, we study the passive mode locking MIR QCL ability by integrating a single-layer graphene as a saturable absorber. The light-matter interaction within the laser active region is described by the two-level Maxwell-Bloch equations and within the graphene layer by the Maxwell-Ampere equation. These equations are solved using the Finite-Difference Time-Domain (FDTD) method [5]. In previous works dealing with FDTD method applied to simulate passive mode locking of photonic structure integrating graphene, the thickness of graphene is considered as a single spatial step [6]. We use another efficient method for the graphene by considering a suitable method for a thin material layer [7]. We use for the simulation a 0.33nm-thickness graphene which is equivalent to a bilayer graphene thickness.

## 2 Structure Modeling

### 2.1 Quantum cascade laser

The QCL dynamic is considered with the tow-level atom system which describes the interaction between the light and nonlinear mater [8]. It is modeled by the coupled Maxwell's equations (1)-(2) and Bloch equation (3)-(5) as following:

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{N\mu}{\varepsilon T_2} \rho_a + \frac{N\mu\omega_0}{\varepsilon} \rho_b - l_0 E_z \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} = \omega_0 \rho_b - \frac{1}{T_2} \rho_a \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho_b}{\partial t} = -\omega_0 \rho_a - \frac{1}{T_2} \rho_b + 2 \frac{\mu E_z}{\hbar} \Delta \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Delta}{\partial t} = -2 \frac{\mu E_z}{\hbar} \rho_b - \frac{\Delta}{T_1} + I + D \frac{\partial^2 \Delta}{\partial z^2} \quad (5)$$

where  $E_z$  is the electric field,  $H_x$  is the magnetic field,  $l_0$  is the linear loss,  $\varepsilon$  is the dielectric constant,  $\mu_0$  is the vacuum permeability,  $\rho_a$  and  $\rho_b$  are the existence probability of an electron in state a and b respectively,  $a$  and  $b$  indexes correspond respectively to the ground and excited states,  $\mu$  is the electric dipole moment of a two-energy level atom,  $\Delta$  is the inversion population,  $T_1$  is the excited-state lifetime and  $T_2$  the dephasing time,  $\hbar$  is the reduced Planck constant,  $\omega_0$  is the atomic transition frequency,  $D$  is the dispersion coefficient and  $I$  is pumping ratio.

In this Maxwell-Bloch derivation, the light is propagates following the y-axis and the electric field has a linear polarisation following z-axis.

### 2.2 Graphene layer

The light interaction with graphene layer can be considered either by Maxwell-Block equations, continuity equations or Maxwell equations. We use Maxwell equations to describe this dynamic by considering a nonlinear conductivity to model the light intensity dependence. The relations that describe the interaction of light in graphene layer is given by:

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (6)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{2n_s}{\varepsilon\eta_0} \sigma(I) E_z \quad (7)$$

Following the Drude model and the frequency value in MIR range, the conductivity ansatz is given as function of the absorption by [6]

$$\sigma(I) \approx \frac{2n_s}{\eta_0} \alpha(I) \quad (8)$$

with  $n_s$  is the refractive index of the graphene and  $\eta_0$  is the wave impedance.

The nonlinear absorption of a saturable absorber is composed of linear and nonlinear terms. The linear term is called non saturable absorption  $\alpha_{ns}$  and is estimated to be 70% in single-layer graphene. The nonlinear term which is referred by saturable absorption  $\alpha_s$  describe the maximum absorption or unsaturated losses. It is close to 13% in single-layer graphene in MIR wavelengths. Then, the nonlinear absorption is intensity dependence and is defined following the two absorption terms by

$$\alpha(I) = \alpha_{ns} + \frac{\alpha_s}{1 + \frac{I}{I_s}} \quad (9)$$

where  $I$  is the light intensity and  $I_s$  represents the saturation intensity of graphene estimated to be around  $0.2 \text{ MW cm}^{-2}$  at  $10 \mu\text{m}$  wavelength [9].

Then, we replace the conductivity term in equation (7) to build the nonlinear electric field dynamic in single-layer graphene as:

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{2n_s}{\varepsilon \eta_0} \left( \alpha_{ns} + \frac{\alpha_s}{1 + \left(\frac{E_z}{E_s}\right)^2} \right) E_z \quad (10)$$

### 3 Discretization of light-Mater equations for FDTD

The resolution of the differential equations is obtained with the finite-difference time-domain method. This method is based on Yee's scheme [10], [5] and can be applied to various complex structures. Recently, FDTD was used to simulate the dynamic of passive mode locking of a telecom diode laser [6] and a THz frequency comb QCL. The principle of this method consists of the discretization of space domain in multiple grids with a step  $\Delta y$  and time domain computation each  $\Delta t$ . The electric field is computed at  $n \Delta t$  points while Bloch equations and the magnetic field are computed at  $(n + 1/2) \Delta t$  points, with  $n$  is an integer. The implementation of this method is simpler with the weakly coupling approach where the Maxwell-Ampère equation (2) and Bloch equations (3)-(5) are separated in time [10]. This configuration is suitable for explicit scheme and the obtained results are similar to the one obtained with the heavy coupling method for the 1D-FDTD method.

The spatial and time steps are important parameters to guarantee the convergence and the stability of FDTD. A small value of  $\Delta y$  induces a strong hardware resource and a large value affects the convergence. The spatial step is determined from the light wavelength and fixed here to  $\frac{\lambda}{200}$ . The QCL wavelength is  $6.2 \mu\text{m}$  which give the spatial step  $\Delta y = 31 \text{ nm}$ .

The time step is determined from the Courant number stability following the form  $\Delta t \leq \frac{\Delta y}{c}$ , with  $c$  is the light speed in vacuum. We fix this condition to the maximum limit.

#### 3.1 Quantum cascade laser

The discretised Maxwell-Bloch equations for QCL are then:

$$H_{x_{m+\frac{1}{2}}}^{n+\frac{1}{2}} = H_{x_{m+\frac{1}{2}}}^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta y} (E_{z_{m+1}}^n - E_{z_m}^n) \quad (11)$$

$$E_{z_m}^{n+1} = E_{z_m}^n - \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta y} \left[ H_{x_{m+\frac{1}{2}}}^{n+\frac{1}{2}} - H_{x_{m-\frac{1}{2}}}^{n+\frac{1}{2}} \right] - \frac{\Delta t N \mu}{\varepsilon T_2} \rho_{a_m}^{n+\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t N \mu \omega_0}{\varepsilon} \rho_{b_m}^{n+\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t l_0}{2} (E_{z_m}^{n+1} + E_{z_m}^n) \quad (12)$$

$$\rho_{a_m}^{n+\frac{1}{2}} = \rho_{a_m}^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{2 T_2} \left[ \rho_{a_m}^{n+\frac{1}{2}} + \rho_{a_m}^{n-\frac{1}{2}} \right] + \frac{\Delta t \omega_0}{2} \left[ \rho_{b_m}^{n+\frac{1}{2}} + \rho_{b_m}^{n-\frac{1}{2}} \right] \quad (13)$$

$$\rho_{b_m}^{n+\frac{1}{2}} = \rho_{b_m}^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t \omega_0}{2} \left[ \rho_{a_m}^{n+\frac{1}{2}} + \rho_{a_m}^{n-\frac{1}{2}} \right] - \frac{\Delta t}{2 T_2} \left[ \rho_{b_m}^{n+\frac{1}{2}} + \rho_{b_m}^{n-\frac{1}{2}} \right] + \frac{\Delta t \mu}{\hbar} E_{z_m}^n \left[ \Delta_m^{n+\frac{1}{2}} + \Delta_m^{n-\frac{1}{2}} \right] \quad (14)$$

$$\Delta_m^{n+\frac{1}{2}} = \Delta_m^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t \mu}{\hbar} E_{z_m}^n \left[ \rho_{b_m}^{n+\frac{1}{2}} + \rho_{b_m}^{n-\frac{1}{2}} \right] - \frac{\Delta t}{2 T_1} \left[ \Delta_m^{n+\frac{1}{2}} + \Delta_m^{n-\frac{1}{2}} \right] + \Delta t I + \frac{\Delta t}{\Delta y^2} D \left[ \Delta_{m+1}^{n-\frac{1}{2}} - 2 \Delta_m^{n-\frac{1}{2}} + \Delta_{m-1}^{n-\frac{1}{2}} \right] \quad (15)$$

where the index  $m$  refers to the spatial location and the index  $n$  refers to the time step.

#### 3.2 Graphene

The single-layer graphene consists of a one atom thick carbon layer. This thickness is very small compared to the spatial step  $\Delta y$ . To consider this thin layer, we use Maloney's method [11]. In this method, the thickness of graphene is limited in a cell portion  $d = \frac{L_g}{\Delta y}$  and the rest of the cell is filled by  $\text{SiO}_2$ . This hybrid cell is followed by the Bragg grating as described in Figure 1. The conductivity  $\sigma_M$  of the graphene in the occupied cell part is given by:

$$\sigma_M(I) = d \sigma(I) \quad (16)$$



The permittivity of graphene layer depends also on its thickness as:

$$\varepsilon_M = \varepsilon_0 \varepsilon_{SiO_2} (1 - d) + \varepsilon_0 \sqrt{n_s} d \quad (17)$$

with  $\varepsilon_{SiO_2}$  the relative permittivity of graphene.

From (10) and (12) we can write:

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_M} \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{2 d n_s}{\varepsilon_M \eta_0} \left( \alpha_{n_s} + \frac{\alpha_s}{1 + \left(\frac{E_z}{E_s}\right)^2} \right) E_z \quad (18)$$

The equations (6) and (18) are resolved by the classical FDTD method. The computation of the magnetic field at time step  $(n + \frac{1}{2}) \Delta t$  requires the old value at time step  $(n - \frac{1}{2}) \Delta t$  and the known electric field at time step  $n \Delta t$ . This computation for the magnetic field is made for a spatial point  $m + \frac{1}{2}$  and is given by (19). The electric field determined at time step  $(n + 1) \Delta t$  requires the old electric field value at time step  $n \Delta t$  and the magnetic fields at time steps  $(n - \frac{1}{2}) \Delta t$  and  $(n + \frac{1}{2}) \Delta t$ . However, the electric field at the right-side of expression (18) is considered by the mean value at these time steps. This computation is made for a spatial point  $m$ . The discretization of Maxwell equations is thus:

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}_{m+\frac{1}{2}} = H_x^{n-\frac{1}{2}}_{m+\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta y} [E_z^n_{m+1} - E_z^n_m] \quad (19)$$

$$E_z^{n+1}_m = \frac{1}{B} \left[ E_z^n A - \frac{\Delta t}{\varepsilon_M \Delta y} \left( H^{n+\frac{1}{2}}_{m+\frac{1}{2}} - H^{n-\frac{1}{2}}_{m-\frac{1}{2}} \right) \right] \quad (20)$$

where  $A = 1 - \frac{\Delta t d n_s}{\varepsilon_M \eta_0} \left[ \alpha_{n_s} + \alpha_s \left( 1 + \frac{\left( \frac{E_z^n_m + E_z^{n+1}_m}{2} \right)^2}{E_s^2} \right)^{-1} \right]$  and

$$B = 1 + \frac{\Delta t d n_s}{\varepsilon_M \eta_0} \left[ \alpha_{n_s} + \alpha_s \left( 1 + \frac{\left( \frac{E_z^n_m + E_z^{n+1}_m}{2} \right)^2}{E_s^2} \right)^{-1} \right]$$

The squared electric field in expression (20) in terms  $A$  and  $B$  make an indirect resolution with FDTD. Then, it is more suitable to use an additional method like predictor-corrector scheme to resolve the expression. We adopt the fixed-point method to determine the unknown electric field. This method is based on an iterative scheme suitable for solving nonlinear equations by numerical approximation of the root without need to a derivative function [12]. The expression (20) is discretised following the form

$$x = f(x) \quad (21)$$

where  $x$  is the solution or the root of the function  $f(x)$  which can be written as:

$$x = \frac{C}{D} E_m^n - \frac{\Delta t}{\varepsilon_M D \Delta y} \left[ H^{n+\frac{1}{2}}_{m+\frac{1}{2}} - H^{n-\frac{1}{2}}_{m-\frac{1}{2}} \right] \quad (22)$$

where  $C = 1 - \frac{d \Delta t n_s}{\varepsilon_M \eta_0} \left[ \alpha_{n_s} + \frac{\alpha_s}{1 + \left( \frac{E_m^n + x}{2 E_s} \right)^2} \right]$  and  $D = 1 + \frac{d \Delta t n_s}{\varepsilon_M \eta_0} \left[ \alpha_{n_s} + \frac{\alpha_s}{1 + \left( \frac{E_m^n + x}{2 E_s} \right)^2} \right]$

## 4 Simulation results

Figure 1 represents the structure of passive mode locking of MIR QCLs using graphene as a saturable absorber. The total length of the laser cavity is 2.6 mm, the single-layer graphene and the high reflecting mirror are positioned to the one facet to create a saturable absorber mirror integrating graphene (GSAM). This high reflecting mirror is composed by 7 layers interleaving high refractive index (*PbSe*) layer and low refractive index (*BaF<sub>2</sub>*) layer where the thickness of each layer has been fixed to quarter of a 6.2  $\mu\text{m}$ -wavelength. This structure is similar to the one given in [6] where a thin *SiO<sub>2</sub>* layer is used for graphene deposition with chemical vapor deposition technique [13].

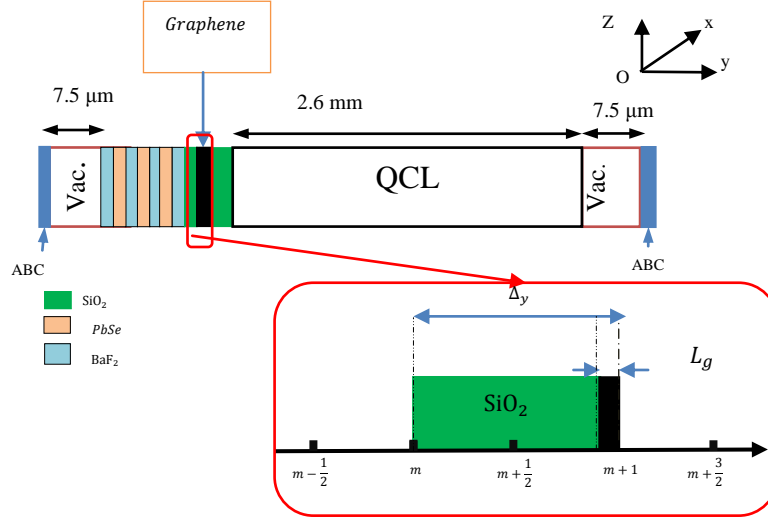


Figure 1: QCL 1-D structure integrating graphene and Bragg reflector.

The simulation parameter of graphene is summarized in Table 1. We used a QCL topology based on a diagonal transition with physical parameters similar to those given in [4]. In this structure, the upper and lower state wave functions are spatially localized in different regions and then the electron depopulation process is performed diagonally. The longitudinal relaxation time is high and close to 50 ps which is of the order of the round-trip time of the 3mm length laser cavity. For the FDTD simulation, we fix  $\Delta y = 31 \text{ nm}$  and  $\Delta t = 10.33 \text{ fs}$  to satisfy the Courant stability condition.

Parameters	Symbol	Value
Saturation intensity	$I_s \left( \frac{MW}{cm^{-1}} \right)$	0.2
Saturable loss	$\alpha_s (m^{-1})$	$2.32 \cdot 10^7$
Non-saturable loss	$\alpha_{ns} (m^{-1})$	$2.09 \cdot 10^6$

Table 1: Main parameters used in simulation

## 5 Simulation results

Fig. 2 shows the simulation results after 200 round-trips of a passive mode locking of MIR QCL using graphene as a saturable absorber. We observe the generation of an isolated pulse per round-trip time for a DC pumping rate of 1.1 times the threshold value. Without GSAM, the mode locking fails and the QCL generates the continuous waves. The presence of graphene layer has been favored the generation of stable pulses.

However, when the injection current is increased until 3 times threshold value, we can observe the apparition of a second pulse per round-trip. This second pulse is generated because of the Spatial Hole Burning occurring in such QCL structure where the gain recovery time is short compared to the round-trip time. In this case, the intensity of the side peaks of the laser pulse becomes strong and saturate the graphene absorption mechanism. We can notice the increase in the electric field level compared to the pumping condition near threshold.

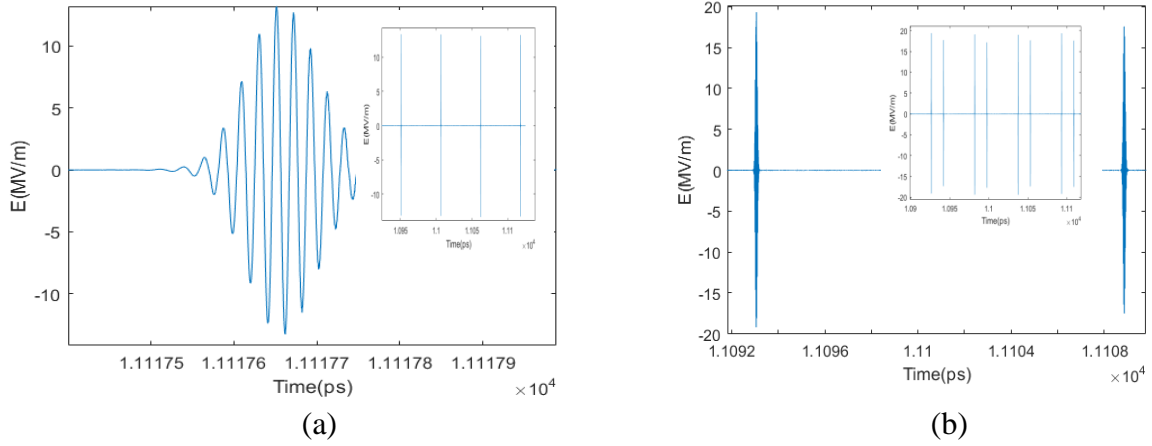


Figure 2: Time evolution of the electric field for pumping ratio (a) 1.1 and (b) 3 times the threshold value.

If we considered a vertical QCL structure characterized by a short longitudinal relaxation time of the order of picosecond, the gain recovery time is considerably small making the overlap with the short propagating pulses very weak. To analyze the effect of the longitudinal relaxation time on the mode locking behavior, we reduced  $T_1$  to 5 ps. In Figure 3, we represent the simulation results for the pumping rate  $a_p = 1.1$ . We can observe the presence of multiple pulse per round-trip because the output intensity of the QCL is higher than the saturation intensity of the graphene which is saturated several times per round-trip.

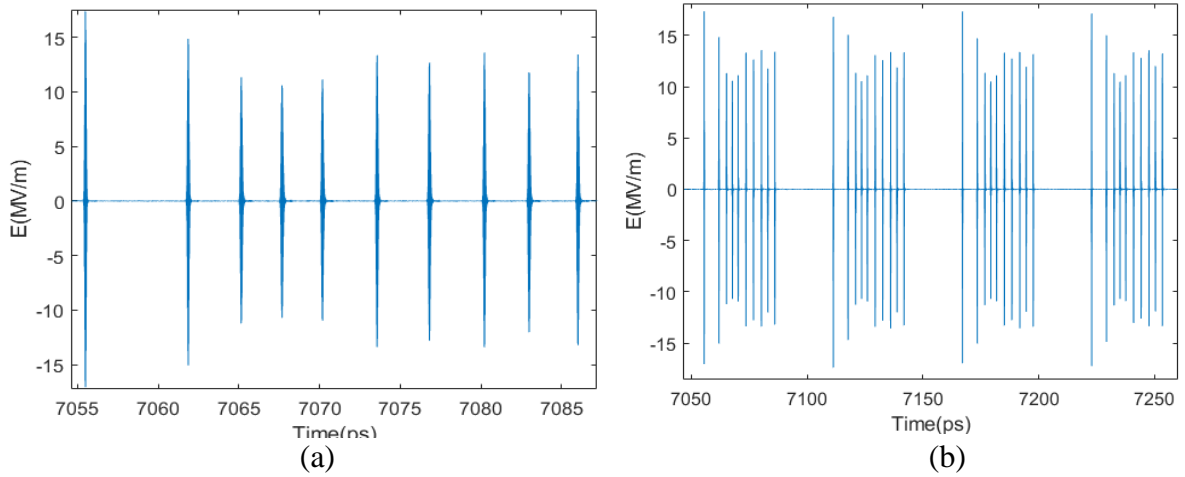


Figure 3 : Time evolution of the electric field for pumping ratio  $a_p = 1.1$  and  $T_1 = 5$  ps (a) single pulse and (b) a time window of the last 4<sup>th</sup> round-trips.

The overlap with pulse propagation and the QCL gain with short recovery time can be optimized with the length of the laser cavity. As it is known, the effect of the SHB is highly characterized with the level of DC pumping and the establishment of standing waves in the cavity. Thus, the length of the cavity is a non-negligible parameter that influences the laser dynamic. The round-trip time can be adjusted to limit the apparition of multiple pulses. For this, we have been tuned the cavity length to analyze this effect. Figure 4 represents the simulation results for pumping ratio  $a_p = 1.1$  and cavity length of 1.63 mm. We can observe a significant reduce in SHB effect compared to the 2.6 mm cavity length. The maximum electric field of the generated pulse is not affected by the cavity length but prevents the appearance of other pulses through GSAM saturable absorber.

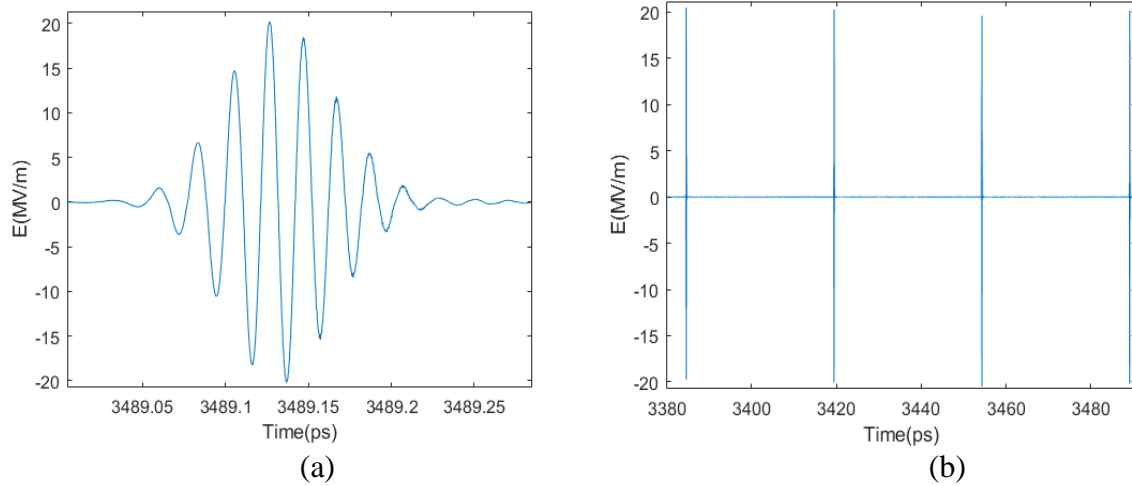


Figure 4: Time evolution of the electric field for pumping ratio  $\alpha_p = 1.1$ ,  $T_1 = 5\text{ps}$  and  $L=1.63\text{ mm}$  (a) isolated pulse and (b) a time window containing four pulses.

## 6 Conclusion

In this work, we demonstrated the ability of passive mode locking of MIR QCL by incorporating a single-layer graphene as a saturable absorber using the FDTD method. The QCL is modelled by Maxwell-Bloch equations and graphene by Maxwell's equation through a nonlinear conductivity. The use of a high reflection mirror associated with graphene allows to increase the internal electric field magnitude due to the interference of the incident and reflected light at the mirror side. We observed a stable mode locking with the generation of an isolated pulse per round-trip for a DC pumping rate lower than 3 times the threshold value for QCL structures having a diagonal transition ( $T_1 = 50\text{ps}$ ). Higher than this pumping rate, multiple pulses appear because they have reached the saturation intensity of the graphene. We simulated the QCL having a relaxation time  $T_1 = 5\text{ps}$  corresponding to vertical transition structures. The obtained results show the presence of multiple pulses for a DC pumping close to threshold. This is due to SHB effect which become more significant when the gain recovery time is small compared to the round-trip time. By reducing the length of the cavity to 1.63 mm, a stable mode locking has been obtained through GSAM saturable absorption. This analysis should be improved with the consideration of different physical parameters of graphene in MIR spectrum.

## Références bibliographiques

- [1] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho, "Quantum Cascade Laser," *Science* (80-. ), vol. 264, no. 5158, pp. 553–556, Apr. 1994, doi: 10.1126/science.264.5158.553.
- [2] E. P. Ippen, "Principles of passive mode locking," *Appl. Phys. B Laser Opt.*, vol. 58, no. 3, pp. 159–170, Mar. 1994, doi: 10.1007/BF01081309.
- [3] V.-M. Gkortsas *et al.*, "Dynamics of actively mode-locked Quantum Cascade Lasers," *Opt. Express*, vol. 18, no. 13, p. 13616, Jun. 2010, doi: 10.1364/oe.18.013616.
- [4] C. Y. Wang *et al.*, "Mode-locked pulses from mid-infrared Quantum Cascade Lasers," *Opt. Express*, vol. 17, no. 15, p. 12929, Jul. 2009, doi: 10.1364/oe.17.012929.
- [5] A. Taflove, S. C. Hagness, and M. Piket-May, "Computational Electromagnetics: The Finite-Difference Time-Domain Method," in *The Electrical Engineering Handbook*, Elsevier, 2005, pp. 629–670.
- [6] A. Mock, "Modeling Passive Mode-Locking via Saturable Absorption in Graphene Using the Finite-Difference Time-Domain Method," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 53, no. 5, pp. 1–10, Oct. 2017, doi: 10.1109/JQE.2017.2732399.
- [7] J. G. Maloney and G. S. Smith, "The efficient modeling of thin material sheets in the finite-difference time-domain (FDTD) method," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 40, no. 3, pp. 323–330, Mar. 1992, doi: 10.1109/8.135475.
- [8] R. W. Ziolkowski, J. M. Arnold, and D. M. Gogny, "Ultrafast pulse interactions with two-level atoms,"

- 
- Phys. Rev. A*, vol. 52, no. 4, pp. 3082–3094, Oct. 1995, doi: 10.1103/PhysRevA.52.3082.
- [9] F. T. Vasko, “Saturation of interband absorption in graphene,” *Phys. Rev. B*, vol. 82, no. 24, p. 245422, Dec. 2010, doi: 10.1103/PhysRevB.82.245422.
- [10] K. S. Yee, “Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell’s Equations in Isotropic Media,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 14, no. 3, pp. 302–307, May 1966, doi: 10.1109/TAP.1966.1138693.
- [11] J. G. Maloney and G. S. Smith, “The Efficient Modeling of Thin Material Sheets in the Finite-Difference Time-Domain (FDTD) Method,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 40, no. 3, pp. 323–330, Mar. 1992, doi: 10.1109/8.135475.
- [12] E. Dlala, A. Belahcen, and A. Arkkio, “A fast fixed-point method for solving magnetic field problems in media of hysteresis,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 44, no. 6, pp. 1214–1217, 2008, doi: 10.1109/TMAG.2007.916673.
- [13] D. Q. McNerny *et al.*, “Direct fabrication of graphene on SiO<sub>2</sub> enabled by thin film stress engineering,” *Sci. Rep.*, vol. 4, pp. 1–9, 2014, doi: 10.1038/srep05049.

# Author Index

- Algani Catherine, 113–120  
Attwood Nicholas, 70–77
- Beaudoin Grégoire, 30–34  
Begaud Xavier, 17, 18  
Belabas Nadia, 2, 3  
Berbineau Marion, 70–77  
Bidault Sebastien, 37  
Bonazzi Thomas, 97, 98  
Bouillaud H., 87–89  
Burokur Shah Nawaz, 8–16, 19–26
- Cacocciola Riccardo, 8–16  
Chomet Baptiste, 30–34, 97, 98  
Crouzier Marius, 38–42
- D’orazio Antonella, 27–29  
D. Gioia G., 87–89  
Dagens Béatrice, 38–42  
Del Hougne Philipp, 7  
Ding Shihao, 101–105  
Dong Bozhang, 101–105  
Dragomirescu Daniela, 59–67  
Dréau Anaïs, 4  
Ducournau G., 87–89  
Duroc Yvan, 54–58
- Ehlert Jannik F., 106–112
- Faci Salim, 113–120  
Faist Jerome, 97, 98
- Gacemi Djamal, 30–34, 97, 98  
Gallee François, 70–77  
Gatilova L., 87–89  
Gonçalves Licursi De Mello Rafael, 17, 18  
Grande Marco, 27–29  
Grillot Frédéric, 101–112
- Haddadi Kamel, 46–52  
Hillairet Julien, 78–86  
Hutu Florin, 54–58
- Kapsalidis Filippou, 97, 98
- Lassouaoui Tarik, 54–58  
Legrand Bernard, 90–95  
Lepage Anne Claire, 17, 18  
Lepetit Thomas, 19–26  
Liu Jiawen, 30–34  
Lopez Tanguy, 19–26  
Lopez Thomas, 38–42  
Loubet Gaël, 59–67
- Magno Giovanni, 27–29  
Marković Aleksandra, 90–95  
Mielec Nicolas, 8–16  
Mimoun Emmanuel, 8–16  
Mondal P., 87–89  
Monmayrant Antoine, 43–45  
Mugnier Alain, 106–112
- Nuno Carvalho, 68
- Outafat Amine, 113–120
- Pajusco Patrice, 70–77  
Pantzas Konstantinos, 30–34  
Petit Ronan, 46–52  
Pillonnet Gaël, 90–95  
Pradere Laetitia, 38–42  
Protat Stephane, 113–120
- Ratni Badreddine, 8–16  
Richalot Elodie, 113–120  
Rodriguez Etienne, 97, 98  
Roelens Y., 87–89
- Sagnes Isabelle, 30–34  
Sebbache Mohamed, 46–52  
Sidibe Alassane, 59–67  
Sirtori Carlo, 30–34, 97, 98  
Stockill Robert, 5
- Takacs Alexandru, 59–67  
Teissier Roland, 99  
Todorov Yanko, 30–34, 97, 98  
Treuttel M., 87–89
- Vacelet T., 87–89  
Vasanelli Angela, 30–34, 97, 98  
Villemaud Guillaume, 54–58
- Yam Vy, 38–42
- Zaknoune M., 87–89  
Zegaoui M., 87–89



## AVEC LE SOUTIEN DE :



INSTITUT DE FRANCE  
Académie des sciences



**FC EQUIPMENTS**  
LE BON PRODUIT AU BON MOMENT !



## COMITÉ NATIONAL FRANÇAIS DE RADIOÉLECTRICITÉ SCIENTIFIQUE UNION RADIO SCIENTIFIQUE INTERNATIONALE

**Siège social** : Académie des Sciences, 23 quai de Conti, Paris 6<sup>ème</sup>  
**Site Internet** : <http://www.ursi-france.org>

**Adresse postale** : Alain Sibille, Secrétaire général d'URSI-France,  
Telecom Paris, 19 place Marguerite Perey, F-91120 Palaiseau  
Téléphone : + 33 1 75 31 93 13  
Courriel : [contact@ursi-france.org](mailto:contact@ursi-france.org)