

SOUN Léna  
Promotion 2017  
2016-2017

Diplôme d'ingénieur Télécom Physique Strasbourg

Mémoire de stage de 3<sup>ème</sup> année

# **Nano-circuits optiques multirésonants pour l'exaltation d'effets non linéaires**



### **Remerciements**

Je remercie Patrick Bouchon pour son aide sur tant le code que sur les présentations ou les rapports, et toute l'équipe pour m'avoir accueillie. Merci également à Riad Haïdar pour son soutien pour l'obtention de la bourse.



### **Nano-circuits optiques multirésonants pour l'exaltation d'effets non linéaires**

J'ai effectué mon stage à l'ONERA à Palaiseau, dans l'équipe CIO (Concepts Innovants en Optique) du département DOTA (Département d'Optique et Techniques Associées). Pendant ce stage, j'ai poursuivi le travail d'un ancien doctorant de l'ONERA, qui a conçu des nanostructures métalliques avec des inclusions de diélectrique pour exalter les effets non linéaires. Pour cela, il a conçu un outil de simulation numérique basé un maillage de B-splines. Le but de mon stage était de simuler le comportement non linéaire d'une des structures qu'il avait commencé à étudier : le résonateur guide d'onde, qui est composé d'une couche de GaAs sur un substrat d'or, le tout surmonté d'un réseau de barreaux d'or.

Pour cela, j'ai pris en main le code de simulation numérique, auquel j'ai ajouté le calcul du champ généré par la polarisation non linéaire selon  $z$  (direction de propagation), ce qui n'avait pas été fait auparavant car ce calcul ne présente pas les mêmes conditions aux limites que selon  $x$  et  $y$ . Après validation du code (par la vérification des équations de Maxwell et la convergence), j'ai pu simuler le comportement non linéaire du résonateur guide d'onde. J'ai calculé l'efficacité par rapport à une structure sans le réseau d'or, et ai obtenu une valeur de l'ordre de  $10^5$  après dimensionnement. Cette efficacité exceptionnelle semble dépendre de la période de la structure au nanomètre près, ce qui est surprenant et nécessite une étude plus approfondie. Pour obtenir cette efficacité, on peut également accorder les sources pour que la longueur d'onde générée corresponde à la longueur d'onde de résonance de la structure.

J'ai également caractérisé la réponse linéaire d'un échantillon sans le réseau d'or. Il présente une absorption anormale. Il faudra commander une couche à un autre sous-traitant pour espérer avoir une couche non dopée.

### **Multi resonant optical nanocircuits for enhanced non linear effects**

I did my internship at ONERA at Palaiseau, in the CIO team (Innovative Concepts in Optics) of the DOTA department (Optics and Associated Techniques Department). During this internship, I continued the work of a former PhD student at ONERA, who designed metallic nanostructures with dielectric inclusions for the enhancement of non linear effects. To this end, he developed a numerical simulation program based on a B-splines mesh. The purpose of my internship was to simulate the non linear response of a structure he started to study: the waveguide resonator composed of a GaAs layer on a gold substrate, topped by a gold bars grating.

To this end, I studied the numerical simulation program, at which I added the computation of the field generated by the non linear polarization on z axis (propagation axis), which has not been done before because it does not have the same boundary conditions as on x and y axis. After the code validation (thanks to the Maxwell equations check and the convergence), I simulated the non linear response of the waveguide resonator. I calculated the efficiency against a structure without the gold grating, and obtained about  $10^5$  after dimensioning. This amazing efficiency seems to depend on the structure periodicity with a margin of one nanometer, which is surprising and require further studies. In order to obtain this efficiency, one can tune the sources to obtain a generated wavelength equal to the structure resonance wavelength.

I also characterised the linear response of a sample without a gold grating. It revealed an irregular absorption. We have to order a layer at another supplier for expecting a non-doped layer.

# Sommaire

|  |           |
|--|-----------|
| <b>Introduction</b>                                      | <b>1</b>  |
| <b>1 Contexte du stage</b>                               | <b>3</b>  |
| 1.1 L'organisme d'accueil . . . . .                      | 3         |
| 1.1.1 L'ONERA . . . . .                                  | 3         |
| 1.1.2 Le département DOTA . . . . .                      | 4         |
| 1.1.3 L'équipe CIO . . . . .                             | 4         |
| 1.2 Projet . . . . .                                     | 5         |
| 1.2.1 Contexte et problématique . . . . .                | 5         |
| 1.2.2 Objectifs . . . . .                                | 7         |
| 1.2.3 Planning . . . . .                                 | 8         |
| 1.2.4 Applications . . . . .                             | 8         |
| <b>2 Etat de l'art</b>                                   | <b>9</b>  |
| 2.1 Outil de simulations numériques . . . . .            | 9         |
| 2.1.1 BMM linéaire . . . . .                             | 9         |
| 2.1.2 BMM non linéaire . . . . .                         | 11        |
| 2.2 Nanostructures conçues . . . . .                     | 14        |
| 2.2.1 Cavité sillon . . . . .                            | 14        |
| 2.2.2 Résonateur guide d'onde . . . . .                  | 16        |
| <b>3 Implémentation du calcul du Pz</b>                  | <b>19</b> |
| 3.1 Implémentation . . . . .                             | 19        |
| 3.2 Résultats . . . . .                                  | 20        |
| 3.3 Validation du code . . . . .                         | 21        |
| 3.3.1 Vérification des équations de Maxwell . . . . .    | 21        |
| 3.3.2 Convergence du code . . . . .                      | 23        |
| <b>4 Simulations sur le résonateur guide d'onde</b>      | <b>25</b> |
| 4.1 En Différence de Fréquence . . . . .                 | 25        |
| 4.1.1 Description de la structure dans le code . . . . . | 25        |
| 4.1.2 Efficacité non linéaire . . . . .                  | 26        |
| 4.1.3 Dimensionnement . . . . .                          | 28        |
| 4.2 En Génération de Second Harmonique . . . . .         | 31        |
| 4.2.1 Description de la structure dans le code . . . . . | 31        |
| 4.2.2 Cartes de champs . . . . .                         | 32        |
| 4.2.3 Efficacité non linéaire . . . . .                  | 32        |
| <b>5 Caractérisation d'échantillons</b>                  | <b>33</b> |
| 5.1 Fabrication des échantillons . . . . .               | 33        |
| 5.2 Caractérisation linéaire au FTIR . . . . .           | 34        |
| <b>Conclusion</b>  | <b>37</b> |
| <b>A Description détaillée du code</b>                   | <b>39</b> |
| <b>B Cartes de champs</b>                                | <b>41</b> |
| B.1 Cartes de champs du guide d'onde en DFG . . . . .    | 41        |
| B.2 Cartes de champs du guide d'onde en SHG . . . . .    | 45        |

|                                  |           |
|----------------------------------|-----------|
| <b>C Fiche technique du FTIR</b> | <b>47</b> |
| <b>Index</b>                     | <b>49</b> |
| <b>Références</b>                | <b>50</b> |



# Table des figures

|      |  |    |
|------|--|----|
| 1.1  | Logo de l'ONERA . . . . .  | 3  |
| 1.2  | Centres de l'ONERA . . . . .   | 4  |
| 1.3  | Effet entonnoir . . . . .  | 5  |
| 1.4  | Résonateur sillon . . . . .  | 6  |
| 1.5  | Résonateur guide d'onde . . . . .  | 6  |
| 1.6  | Cahier des charges . . . . .   | 7  |
| 1.7  | Planning . . . . .   | 8  |
| 2.1  | Matrices de diffusion pour un système à 3 couches . . . . .  | 10 |
| 2.2  | Etapes du code BMM non linéaire . . . . .  | 11 |
| 2.3  | Schéma des propagations et diffractions dans la sous-couche d'épaisseur $dz$ et d'altitude $z$ . . . . .         | 12 |
| 2.4  | Contour d'intégration . . . . .  | 12 |
| 2.5  | Résonateur sillon . . . . .  | 14 |
| 2.6  | Spectres de réflectivité et transmissivité du résonateur sillon . . . . .  | 14 |
| 2.7  | Efficacité SHG réfléchie normalisée du résonateur sillon en TM-TE . . . . .                                      | 15 |
| 2.8  | Procédé de fabrication du résonateur sillon . . . . .  | 15 |
| 2.9  | Résonateur guide d'onde . . . . .  | 16 |
| 2.10 | Carte du champ $E_z$ dans le plan d'incidence $xOz$ du résonateur guide d'onde . . . . .                         | 16 |
| 2.11 | Réfraction à l'interface air-diélectrique et diffraction à la traversée du réseau . . . . .                      | 17 |
| 2.12 | Canaux de propagation du résonateur guide d'onde . . . . .   | 17 |
| 2.13 | Accord de mode dans le guide d'onde . . . . .  | 17 |
| 2.14 | Résonances dans le guide d'onde en TM et TE . . . . .  | 18 |
| 2.15 | Procédé de fabrication du résonateur guide d'onde . . . . .  | 18 |
| 3.1  | Structure du guide d'onde implémentée pour la DFG . . . . .  | 20 |
| 3.2  | Champs non linéaires générés par le $P_z$ sur le guide d'onde pour la DFG . . . . .                              | 20 |
| 3.3  | Erreur normalisée sur l'équation de Maxwell Faraday des champs générés dans le résonateur guide d'onde . . . . . | 21 |
| 3.4  | Nombre de points ne vérifiant pas l'équation de Maxwell Faraday . . . . .  | 22 |
| 3.5  | Convergence du code par rapport à la référence en fonction du nombre de points du maillage suivant $x$ . . . . . | 23 |
| 3.6  | Convergence du code par rapport à la référence en fonction du pas de discrétisation en $z$ . . . . .             | 23 |
| 4.1  | Structure du guide d'onde pour la DFG . . . . .  | 25 |
| 4.2  | Accord de modes DFG . . . . .  | 26 |
| 4.3  | Couche non structurée . . . . .  | 26 |
| 4.4  | Efficacité du guide d'onde en DFG . . . . .  | 27 |
| 4.5  | Dimensionnement de la période . . . . .  | 28 |
| 4.6  | Efficacité du résonateur guide d'onde en fonction de la longueur d'onde TM . . . . .                             | 29 |
| 4.7  | Dimensionnement de $w$ . . . . .   | 29 |
| 4.8  | Dimensionnement de $h$ . . . . .   | 30 |
| 4.9  | Structure du guide d'onde pour la SHG . . . . .  | 31 |
| 4.10 | Champs signal TE sur le guide d'onde SHG . . . . .   | 32 |
| 5.1  | Retrait du substrat . . . . .  | 33 |
| 5.2  | Spectre en réflexion de l'échantillon au FTIR . . . . .  | 34 |
| 5.3  | Réflectivité calculée sur BMM de la structure de l'échantillon avec une couche de GaAs non dopée . . . . .       | 35 |

|     |  |    |
|-----|--|----|
| 5.4 | Réfectivité calculée sur BMM de la structure de l'échantillon avec une couche de GaAs dopée ( $n_{GaAs} = 3.3 + 0.18i$ ) . . . . . | 35 |
| B.1 | Structure du guide d'onde implémentée pour la DFG . . . . .  | 41 |
| B.2 | Champs source sur le guide d'onde pour la DFG . . . . .  | 42 |
| B.3 | Champs non linéaires générés par le Px sur le guide d'onde pour la DFG . . . . .   | 43 |
| B.4 | Champs non linéaires générés par le Pz sur le guide d'onde pour la DFG . . . . .   | 44 |
| B.5 | Champs source TM sur le guide d'onde SHG . . . . .   | 45 |
| B.6 | Champs signal TE sur le guide d'onde SHG . . . . .   | 45 |
| C.1 | FTIR Vertex ( <a href="http://www.brukeroptics.cz">www.brukeroptics.cz</a> ) . . . . .   | 47 |

# Introduction

---

Les nanostructures métalliques ont suscité de l'intérêt pour leurs propriétés de concentration locale de la lumière. Les effets d'optique non linéaire sont particulièrement sensibles à cette exaltation du champ électrique, ce qui ouvre la voie à l'analyse de ces effets dans les nanostructures métalliques. Sébastien Héron, ancien doctorant de l'ONERA, a effectué sa thèse sur l'étude d'inclusions de matériau non linéaire dans des nanostructures métalliques. Ces nanostructures pourront servir de sources infrarouges pour la spectroscopie de gaz.

J'effectue mon stage à l'ONERA à Palaiseau, dans l'équipe CIO (Concepts innovants en optique), du département DOTA (Département d'Optique et Techniques Associées). Mon tuteur de stage est Patrick Bouchon, ingénieur à l'ONERA, qui a encadré la thèse de Sébastien Héron sur les "Nanostructures pour l'exaltation d'effets non linéaires". L'objectif de mon stage est tout d'abord de perfectionner certains points de son travail, notamment sur l'outil de simulation qu'il a conçu, pour me permettre ensuite d'étudier une nouvelle structure prometteuse. J'ai également participé à la caractérisation d'échantillons conçus pendant cette thèse.

Dans ce rapport, je vais dans un premier temps présenter le contexte du stage et le projet réalisé, puis un état de l'art. Les troisième et quatrième parties sont consacrées aux simulations numériques, et la dernière partie présente la fabrication et la caractérisation des échantillons.



# Chapitre 1

## Contexte du stage

---

### 1.1 L'organisme d'accueil

#### 1.1.1 L'ONERA

L'ONERA (Office National d'Etudes et Recherches Aérospatiales) est un EPIC (Etablissement Public à Caractère Industriel et Commercial) dépendant du ministère de la défense. Créé après la Seconde Guerre mondiale (1946) pour relancer l'innovation dans le domaine aérospatial, l'organisme effectue des recherches pour les principaux groupes du secteur comme EADS, Thalès ou Safran, ainsi que la DGA (Direction Générale de l'Armement) et les agences spatiales françaises et européennes. L'ONERA possède le plus grand parc de souffleries d'Europe. Il a 235 millions d'euros de budget et 130 millions d'euros d'activités contractuelles.

Ses principales missions sont :

- Apporter son expertise à l'Etat
- Préparer la défense de demain
- Répondre aux enjeux aérospatiaux du futur
- Contribuer à la compétitivité de l'industrie aérospatiale



Figure 1.1 – Logo de l'ONERA

Son activité scientifique est divisée en 7 départements :

- Département Aérodynamique, Aéroélasticité, Acoustique (DAAA)
- Département Matériaux et Structures (DMAS)
- Département Multi-Physique pour l'Energétique (DMPE)
- Département Electromagnétisme et Radar (DEMR)
- Département Optique et Techniques Associées (DOTA)
- Département Physique, Instrumentation, Environnement, Espace (DPhIEE)
- Département Traitement de l'Information et Systèmes (DTIS)

L'ONERA emploie 1985 personnes dont 238 doctorants, répartis sur huit sites : Palaiseau, Châtillon, Meudon, Lille, Toulouse, Fauga-Mauzac, Salon-de-Provence et Modane-Avrieux.



Figure 1.2 – Centres de l'ONERA, les étoiles représentent les souffleries (une autre est à Meudon)

### 1.1.2 Le département DOTA

Le département DOTA (Département Optique et Techniques Associées) de la branche Physique réalise des études en optique, de l'ultraviolet au THz, pour le domaine Aéronautique, Espace et Défense, mais aussi pour la sécurité, l'environnement, l'astronomie et l'imagerie médicale. Il maîtrise l'ensemble de la chaîne optique, de la source jusqu'au traitement du signal. Il comporte plusieurs équipes.

### 1.1.3 L'équipe CIO

J'effectue mon stage dans l'équipe CIO (Concepts Innovants en Optique, située à Palaiseau) du département DOTA, qui travaille sur la conception d'instruments pour l'optoélectronique infrarouge. Son savoir-faire est reconnu dans le domaine des nanotechnologies appliquées à la photodétection infrarouge. Elle emploie 16 permanents et 12 doctorants et post-doctorants. Les projets de la partie nanophotonique portent sur la conception de nanostructures pour l'exaltation et la génération de champs électromagnétiques, le confinement optique ou thermique, la génération d'effets non linéaires. La plupart des structures réalisées dans l'équipe sont de type MIM (Métal-Isolant-Métal), ou GMR (Guided-Mode-Resonance). Les membres de l'équipe utilisent des outils de simulation de nanostructures sous Python ou Matlab (1D ou 2D), conçoivent les échantillons qui sont fabriqués à la salle blanche du C2N (Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies), et les caractérisent. Ils font partie du laboratoire commun de recherche MINAO qui rassemble les équipes ONERA/DOTA et C2N/CNRS.

## 1.2 Projet

### 1.2.1 Contexte et problématique

Certaines nanostructures, comme de fines fentes creusées dans de l'or (figure 1.3), ont la propriété de concentrer la lumière par résonance et effet entonnoir [1]. Le champ  $y$  est exalté de plusieurs ordres de grandeur.

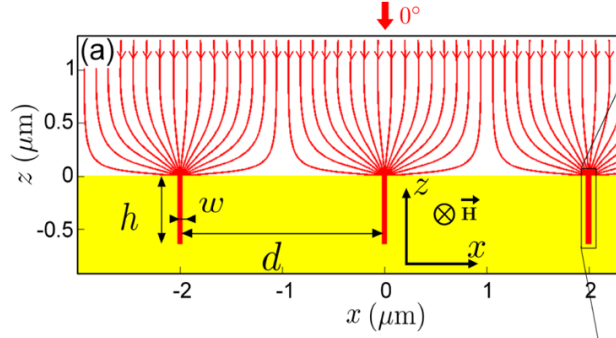


Figure 1.3 – Effet entonnoir avec une longueur d'onde incidente de  $4\mu\text{m}$ , avec les paramètres :  $w = 56\text{ nm}$ ,  $h = 640\text{ nm}$  et  $d = 2\mu\text{m}$

Pendant sa thèse [2], Sébastien Héron a utilisé ce principe pour exalter les effets non linéaires d'ordre 2. En effet, l'optique non linéaire se distingue de l'optique linéaire par le deuxième terme de l'équation 1.1 qui dépend du carré du champ électrique, dans le cas dégénéré :

$$\mathcal{P} = \epsilon_0(\chi^{(1)}\mathcal{E} + \chi^{(2)}\mathcal{E}^2) \quad (1.1)$$

Avec  $\mathcal{E}$  le champ électrique,  $\omega$  la pulsation,  $\epsilon_0$  la permittivité diélectrique du vide,  $\chi^{(1)}$  et  $\chi^{(2)}$  respectivement les susceptibilités linéaire et non linéaire d'ordre 2.

Les effets non linéaire seront donc exaltés s'ils apparaissent dans ce contexte. Sébastien Héron a développé un outil de calcul numérique des effets non linéaires, dans le but de concevoir des nanostructures capables d'exalter les effets non linéaires d'ordre 2 dans l'infrarouge.

Il a ainsi conçu une première structure, le résonateur sillon, qui est composé d'une couche d'or creusée d'inclusions remplies de cristal non linéaire (arséniure de gallium ou GaAs, orienté (110)<sup>1</sup>), représenté figure 1.4a.

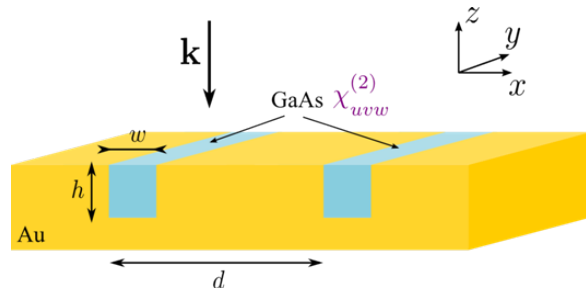
Il a réalisé des simulations du comportement non linéaire de cette structure qui, comme on peut le voir figure 1.4b, exalte la composante du champ électrique selon  $x$ . Il a obtenu des gains en efficacité non linéaire allant jusqu'à 3 ordres de grandeur par rapport à une couche de matériau non linéaire non structurée.

Il a ensuite conçu une seconde structure : le résonateur guide d'onde, représenté figure 1.5a. Ce résonateur présente des avantages par rapport au résonateur sillon, notamment dans sa fabrication plus simple (le cristal est orienté (100)<sup>2</sup>, ce qui facilite l'épitaxie) et les résonances possibles (voir la section 2.2.2).

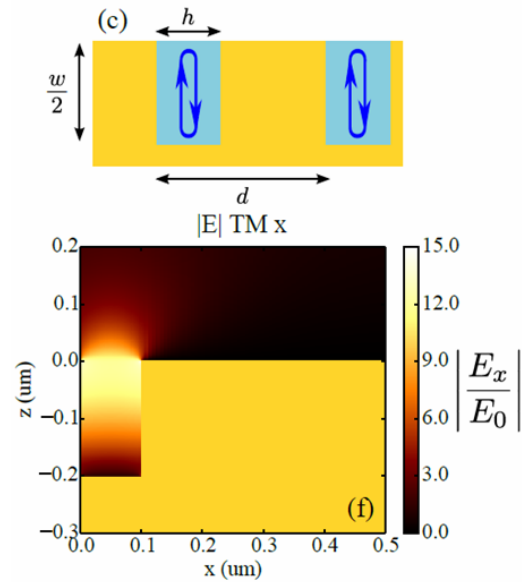
Ces deux résonateurs ont révélé des propriétés d'accord de modes flexibles pour la génération de second harmonique.

<sup>1</sup>Un des axes cristallins fait une rotation de  $\pi/2$  par rapport aux axes optiques.

<sup>2</sup>Les axes cristallins sont confondus avec les axes optiques.

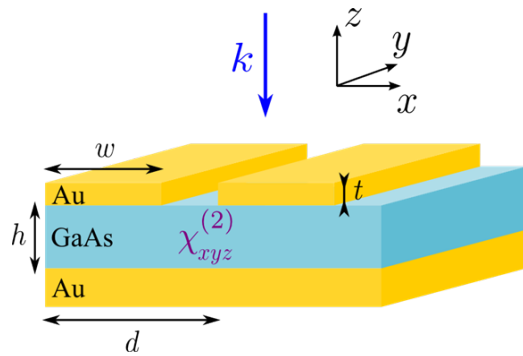


(a) Structure :  $h = 188 \text{ nm}$ ,  $w = 300 \text{ nm}$ ,  $d = 1.4 \mu\text{m}$

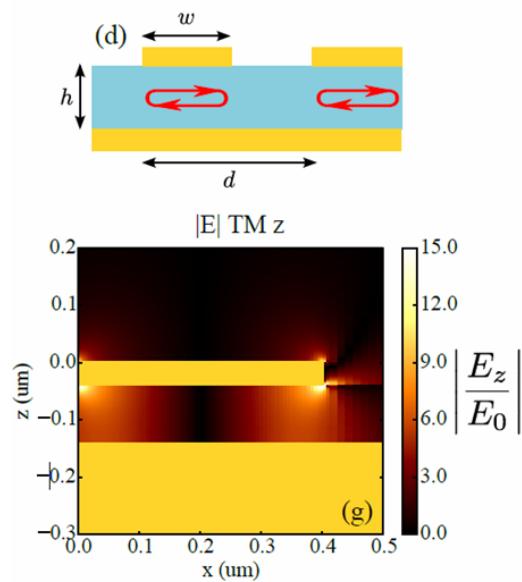


(b) Carte de champs dans le plan d'incidence xOz

Figure 1.4 – Résonateur sillon



(a) Structure :  $d = 365 \text{ nm}$ ,  $w = 270 \text{ nm}$ ,  $t = 40 \text{ nm}$ ,  $h = 180 \text{ nm}$



(b) Carte de champs dans le plan d'incidence xOz

Figure 1.5 – Résonateur guide d'onde



Cependant, comme on peut le voir figure 1.5b, la deuxième structure exalte la composante du champ électrique selon  $z$  ( $z$  étant la direction de propagation).

Or, le code réalisé permet de calculer la polarisation selon  $x$  et  $y$  mais pas encore selon  $z$ , car le calcul de la polarisation selon  $z$  dans une couche nanostructurée n'est pas le même que celui selon  $x$  ou  $y$ . En effet, les conditions de continuité ne sont pas les mêmes et il est plus difficile à mettre en oeuvre. Il ne permet donc pas de simuler le comportement du résonateur guide d'onde. Sébastien Héron a tenté à la fin de sa thèse d'inclure ce calcul, sans résultat.

### 1.2.2 Objectifs

Le principal objectif de mon stage est d'étudier le résonateur guide d'onde, en réalisant des simulations et des caractérisations expérimentales des échantillons fabriqués. Je dois donc prendre en main le code de calcul numérique et ajouter le calcul de la polarisation selon  $z$  (notée  $P_z$ ).

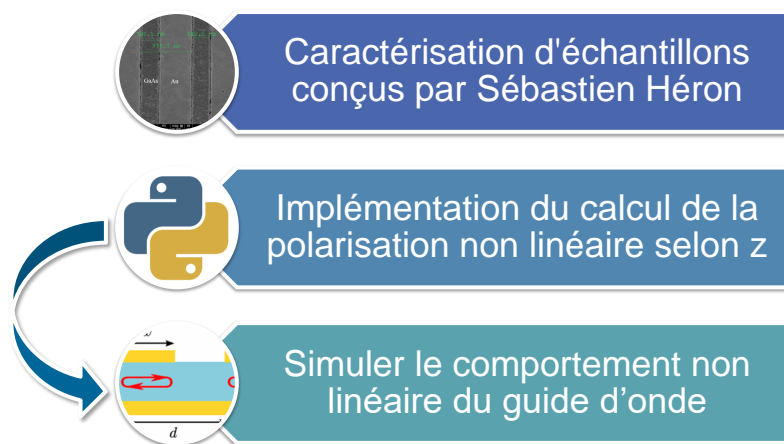


Figure 1.6 – Cahier des charges

### 1.2.3 Planning

Le stage s'est déroulé selon le calendrier représenté figure 1.7. L'implémentation d Pz et sa validation constituent le travail principal du stage, il a donc été prévu dès le départ que ce travail prendrait la quasi totalité du stage.

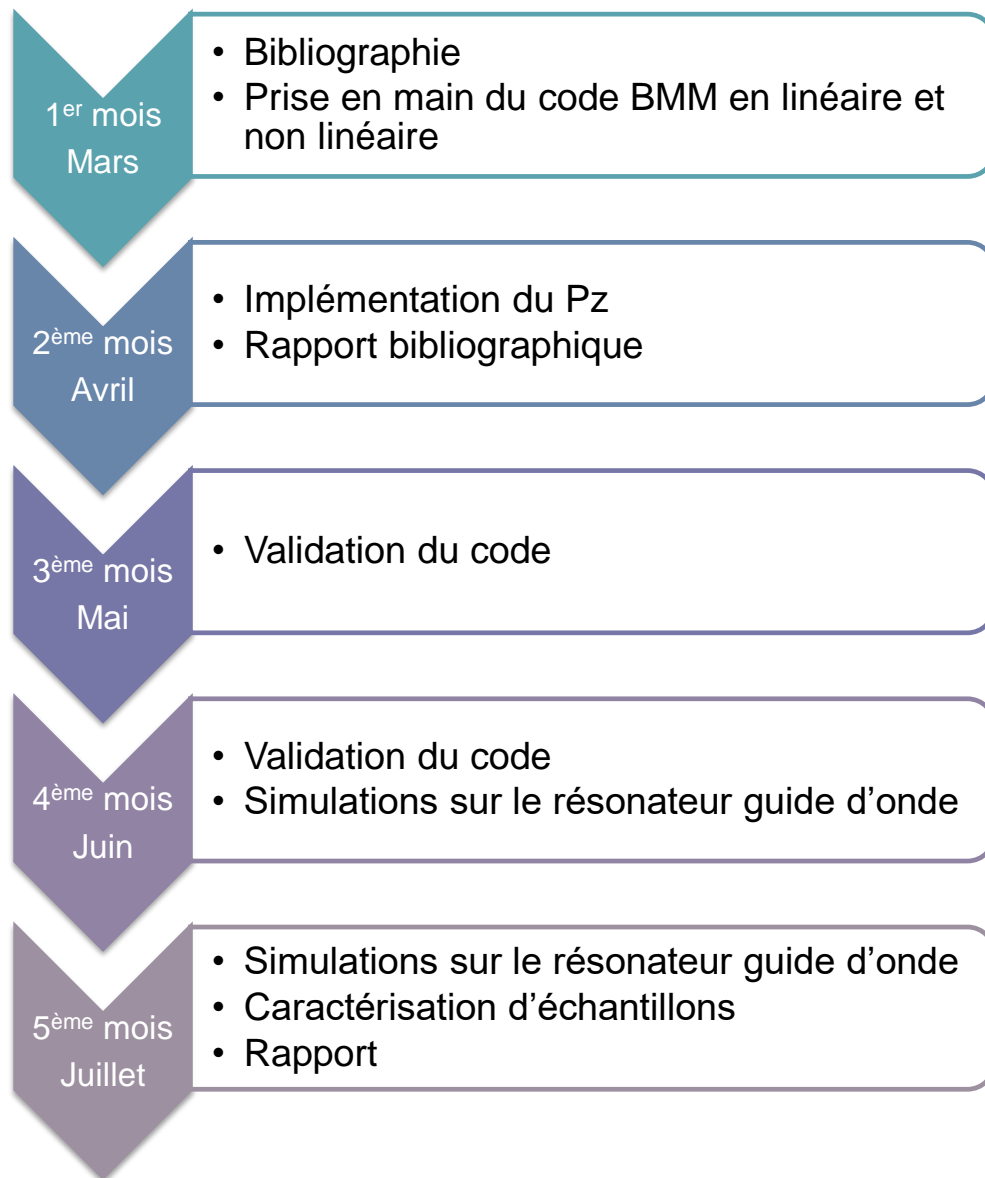


Figure 1.7 – Planning

### 1.2.4 Applications

Ces nanostructures pourront servir à réaliser des sources paramétriques (basées sur la conversion de fréquence) pour des sources laser émettant dans les bandes de transparence de l'atmosphère où l'on peut détecter des polluants [3]. Ces bandes de haute transmission dans l'atmosphère s'étendent de 3 à 5  $\mu\text{m}$  (bande II) et de 8 à 14  $\mu\text{m}$  (bande III).

# Chapitre 2

## Etat de l'art

Sébastien Héron est un ancien doctorant de l'ONERA qui a soutenu sa thèse de l'école doctorale Ondes et Matières à l'école Polytechnique le 18 novembre 2016, ayant pour titre "Nanostructures pour l'exaltation d'effets non linéaires" [2]. Il a été prouvé que des empilements multi-couches de type réseau de Bragg exaltent les effets non linéaires [4].

L'objectif de cette thèse était de concevoir des nanostructures plasmoniques exaltant les effets d'optique non linéaire d'ordre 2 dans l'infrarouge. Pour cela, il a développé un outil de simulation d'optique non linéaire, basé sur un outil existant pour l'optique linéaire : BMM (B-spline modal method [5]), conçu à l'ONERA (voir section suivante). Il a ainsi pu concevoir des nano-résonateurs de type sillon, guide d'onde et de Helmholtz. Il a ensuite réalisé des développements technologiques pour la fabrication en salle blanche de deux de ces structures. Ces échantillons sont à présent en fabrication à la salle blanche du Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN) de Marcoussis.

## 2.1 Outil de simulations numériques

### 2.1.1 BMM linéaire

BMM (B-spline Modal Method) est un outil numérique sur Python de simulation d'empilements nanostructurés selon une dimension. C'est un algorithme modal qui décompose les champs sur des modes interpolés sur un maillage construit à base de B-splines. Les structures que l'on peut simuler sont périodiques selon  $x$  et homogènes selon  $y$ . L'interpolation d'un mode propre sur cette base s'écrit pour le champ électrique :

$$\mathcal{E}(x) = \sum_i N_i^p(x) P_i \quad (2.1)$$

où les  $N_i^p$  sont les B-splines de degré  $p$  et les  $P_i$  sont des coefficients déduits des équations de Maxwell. Le calcul des champs repose sur les équations suivantes [6]:

$$H = \sum N_i(x) P_i \quad (2.2)$$

$$D_x = \frac{k_z}{\omega} H_y \quad (2.3)$$

$$D_z = \frac{i}{\omega} \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad (2.4)$$

et l'équation aux valeurs propres suivante:

$$\mu_y H_y + \frac{1}{k_0^2} \partial_x \left( \frac{1}{\epsilon_z} \partial_x H_y \right) = k_{zN}^2 \frac{H_y}{\epsilon_x} \quad (2.5)$$

Le calcul des champs se fait en deux étapes :

- Calcul des modes dans chaque couche à l'aide des équations 2.2, 2.3, 2.4 et 2.5;
- Calcul des matrices de diffusion (figure 2.1).

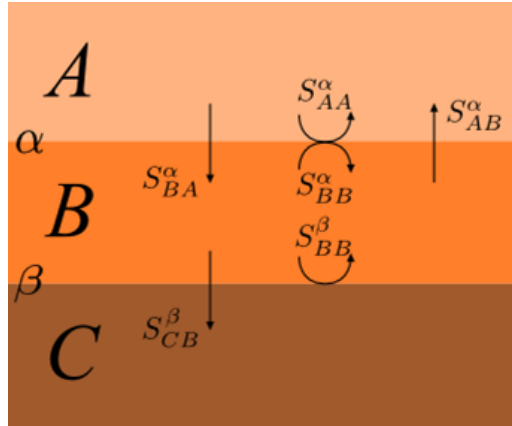


Figure 2.1 – Matrices de diffusion pour un système à 3 couches

### 2.1.2 BMM non linéaire

Cette partie du programme a été conçue par Sébastien Héron. On indique les caractéristiques des champs source et complémentaire, et du cristal non linéaire (susceptibilité non linéaire), et le code calcule le champ non linéaire de la manière décrite figure 2.2. L'initialisation comprend le calcul de

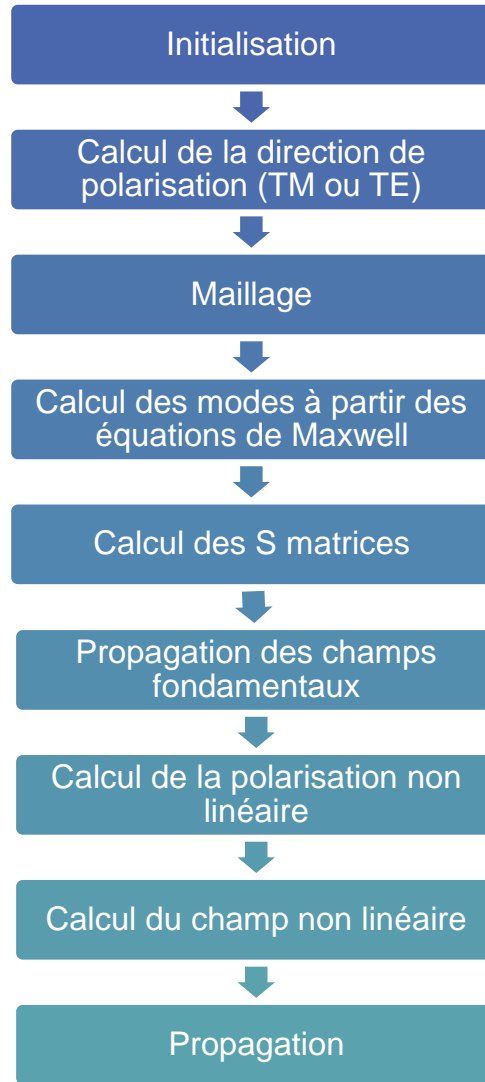


Figure 2.2 – Etapes du code BMM non linéaire

la longueur d'onde générée, en fonction de l'effet non linéaire voulu (ex: si SHG,  $\lambda_2 = 0.5 \times \lambda_1$ ) et le maillage à partir de B-splines.

Le calcul de la direction de polarisation comprend le calcul des matrices de passage de la base cristalline à la base  $xyz$  et la détermination de la polarisation (TE ou TM, voire TEM).

Il y a un premier calcul des champs à partir des équations de Maxwell (équations 2.2, 2.3 et 2.4) dans la couche B (la couche contenant le matériau non linéaire).

Puis ce champ est propagé à l'aide du calcul des matrices de diffusion, comme en linéaire.

Le terme de polarisation non linéaire est calculé à partir de cette équation:  $\mathcal{P}^{(2)}(2\omega, z) = \epsilon_0 \chi^{(2)} \mathcal{E}_B^2(\omega, z)$  ( $\mathcal{E}_B$  étant le champ pompe dans la couche B).

On introduit une nouvelle discrétisation selon  $z$ , et on considère que chaque sous-couche d'épaisseur  $dz$  génère un terme source  $d\Pi(z) = -i\omega \mathcal{P}^{(2)}(z) dz$ .

Pour trouver le champ généré dans la couche B, on intègre l'équation de Maxwell-Ampère sur un contour de hauteur  $L_z$  (figure 2.4).

$$\oint_C \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \int_S \mathbf{J} \cdot d\mathbf{S} + \frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} \quad (2.6)$$

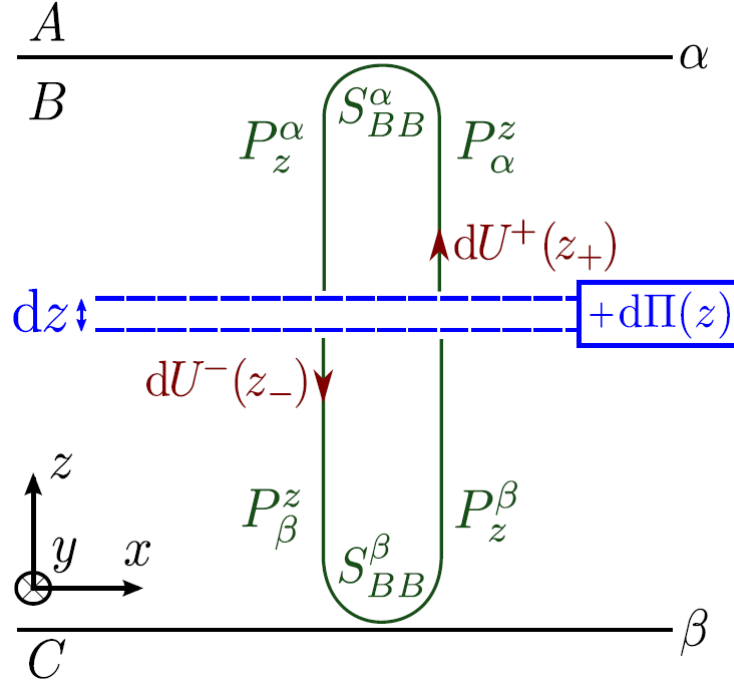


Figure 2.3 – Schéma des propagations et diffractions dans la sous-couche d'épaisseur  $dz$  et d'altitude  $z$

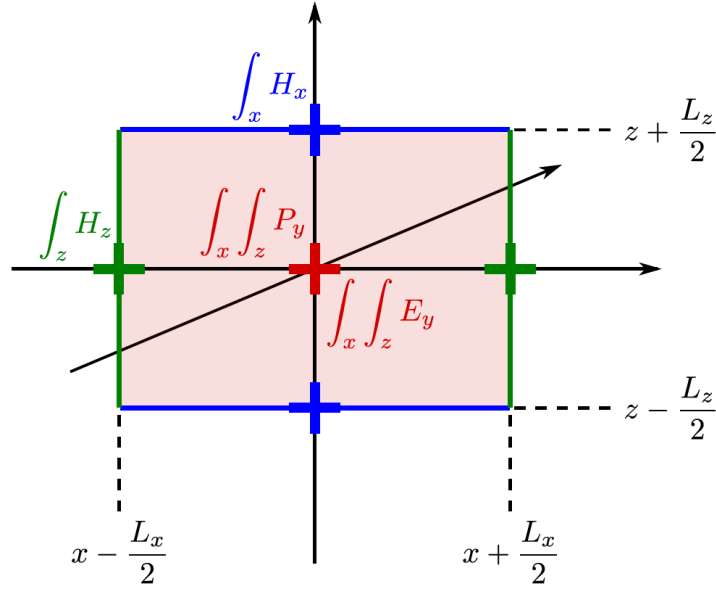


Figure 2.4 – Contour d'intégration

En supposant  $L_z$  assez petit ( $\int_z \sim L_z$ ) et en ne retenant que l'ordre 0 en  $L_z$ , il aboutit au système suivant pour une polarisation non linéaire suivant  $y$  :

$$\begin{cases} \mathbb{H}_x U^+ + \mathbb{H}_x U^- &= -i\omega L_z P_y \\ \mathbb{E}_y U^+ + \mathbb{E}_y U^- &= 0 \end{cases} \quad (2.7)$$

Pour une polarisation suivant  $x$ , il effectue les mêmes opérations et aboutit à un système similaire :

$$\begin{cases} \mathbb{H}_y U^+ + \mathbb{H}_y U^- &= i\omega L_z P_x \\ \mathbb{E}_x U^+ + \mathbb{E}_x U^- &= 0 \end{cases} \quad (2.8)$$

Pour une polarisation suivant  $z$ , nous ne pouvons pas procéder de la même manière, car les condi-

tions aux limites sont différentes.

On aboutit à l'expression du champ SHG (Génération de Second Harmonique) généré par la couche B :

$$\mathcal{E}^+(z) = E_B^{2\omega} \left[ \int_{\beta}^z P_z^{z'} dU^+(z') + M^{\beta}(z) \int_{\alpha}^z P_z^{z'} dU^-(z') \right] \quad (2.9)$$

$$\mathcal{E}^-(z) = E_B^{2\omega} \left[ \int_{\beta}^z P_z^{z'} dU^-(z') + M^{\alpha}(z) \int_{\alpha}^z P_z^{z'} dU^+(z') \right] \quad (2.10)$$

avec  $M^i = P_z^i S_B B^i P_i^z$ .

Puis il y a une nouvelle propagation dans les autres couches à l'aide des matrices de diffusion.  
Une description détaillée du code est disponible en Annexe A.

## 2.2 Nanostructures conçues

Avec le programme décrit plus haut, Sébastien Héron a conçu trois types de résonateurs : la cavité sillon, le résonateur guide d'onde, et le résonateur de Helmholtz. Il a élaboré des procédés de fabrication pour les deux premiers. Je ne parlerai pas du résonateur de Helmholtz ici.

### 2.2.1 Cavité sillon

En optique linéaire, un réseau de sillons métal-air-métal se comporte comme un absorbeur optique : une onde incidente polarisée TM (transverse magnétique : champs  $E_x, E_z, H_y$ ) rentre dans le sillon et est guidée par effet entonnoir [1] à des longueurs d'onde de résonance. On rajoute un matériau à  $\chi^{(2)} \neq 0$  pour exalter les effets non linéaires d'ordre 2.

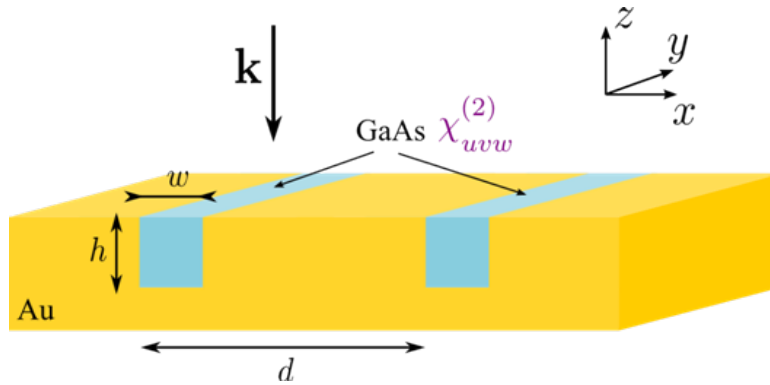


Figure 2.5 – Résonateur sillon ( $h = 188 \text{ nm}$ ,  $w = 300 \text{ nm}$ ,  $d = 1.4 \mu\text{m}$ )

Sébastien Héron a étudié deux cas de SHG : les faisceaux pompe et généré sont en polarisation TM, puis le faisceau pompe est TM et le faisceau généré est TE (transverse électrique : champs  $E_y, H_x, H_z$ ).

En TM vers TM, il y a des accords harmoniques et il n'y a qu'un seul degré de liberté (l'épaisseur  $h$ ). Comme on peut le voir figure 2.6, il y a deux fois moins de pics de résonances en réflexion qu'en transmission, ce qui implique qu'en réflexion, soit la pompe, soit le signal est résonant.

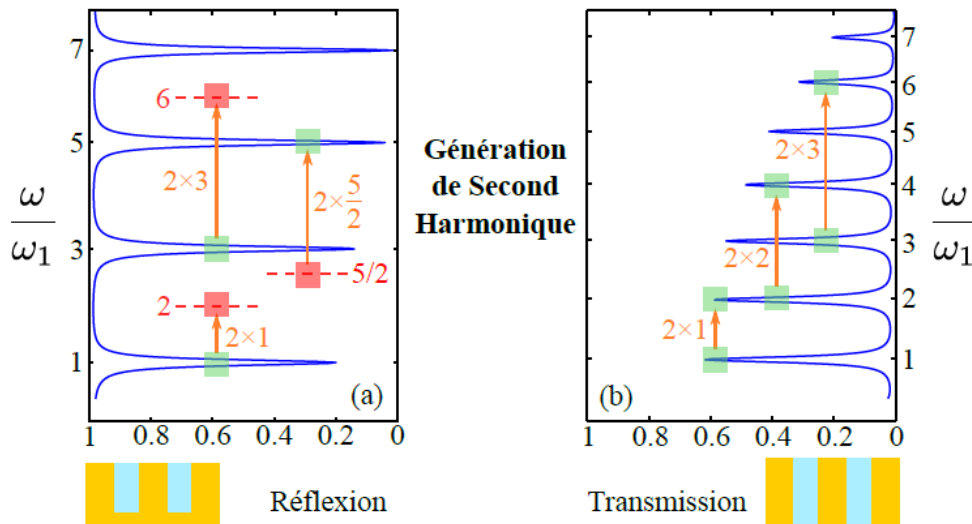


Figure 2.6 – Spectres de réflectivité et transmissivité du résonateur sillon

En TM vers TE, il y a des accords exacts (les résonances Fabry Péroต์ en TE permettent une co-localisation spatiale des exaltations des champs) et deux degrés de liberté ( $w$  et  $h$ ). En effet, la



condition SHG  $2\lambda_{TE} = \lambda_{TM}$  implique l'existence simultanée de deux harmoniques Fabry-Perot TM et TE.

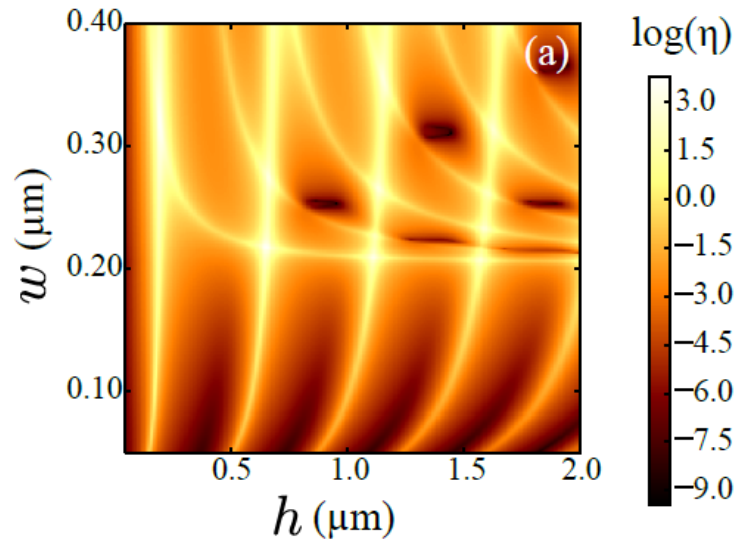


Figure 2.7 – Efficacité SHG réfléchie normalisée du résonateur sillon en TM-TE

On peut donc piloter l'accord de modes plus facilement. La figure 2.7 représente l'efficacité par rapport à une couche non structurée (couche de GaAs sur substrat d'or) en fonction des paramètres  $w$  et  $h$ . Le point de fonctionnement optimal est pour  $h = 205\text{ nm}$ ,  $w = 315\text{ nm}$ , pour une période  $d = 1.5\text{ }\mu\text{m}$ . Avec ces paramètres l'efficacité est l'ordre de  $10^3$ . Il est nécessaire d'avoir une excellente précision sur l'épaisseur. Pour avoir une polarisation non linéaire selon  $y$ , l'orientation cristalline du GaAs doit être suivant (110), ce qui nécessite une épitaxie assez compliquée. Le procédé de fabrication est donné figure 2.8.

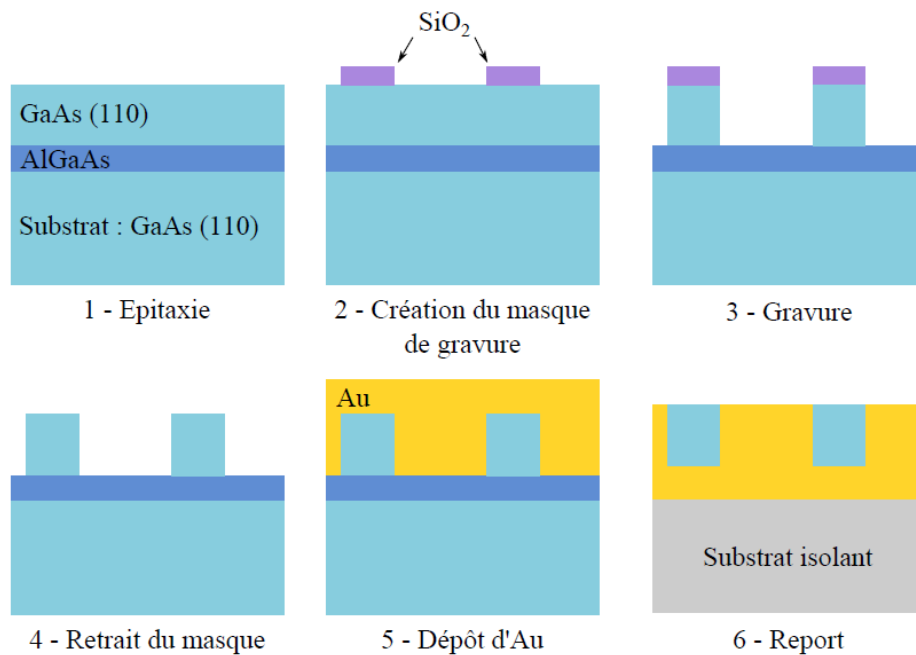


Figure 2.8 – Procédé de fabrication du résonateur sillon

### 2.2.2 Résonateur guide d'onde

Ce type de résonateur permet d'exalter 3 champs électriques selon 3 directions de l'espace, ce qui pourrait permettre un mélange à trois ondes.

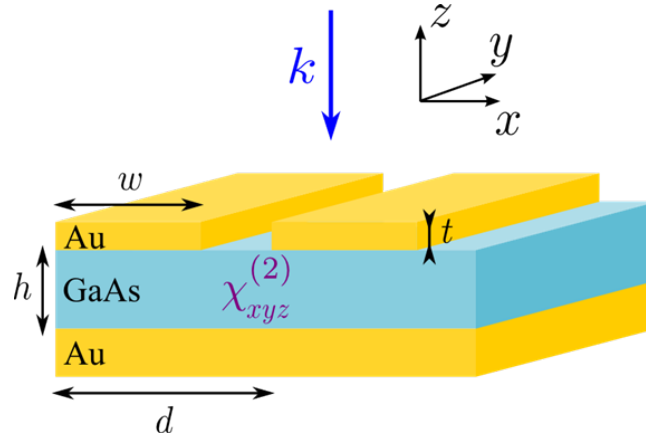


Figure 2.9 – Résonateur guide d'onde ( $d = 365$  nm,  $w = 270$  nm,  $t = 40$  nm,  $h = 180$  nm)

En optique linéaire, ce résonateur exalte le champ  $E_z$  dans une cavité Fabry Perot horizontale, comme on peut le voir figure 2.10.

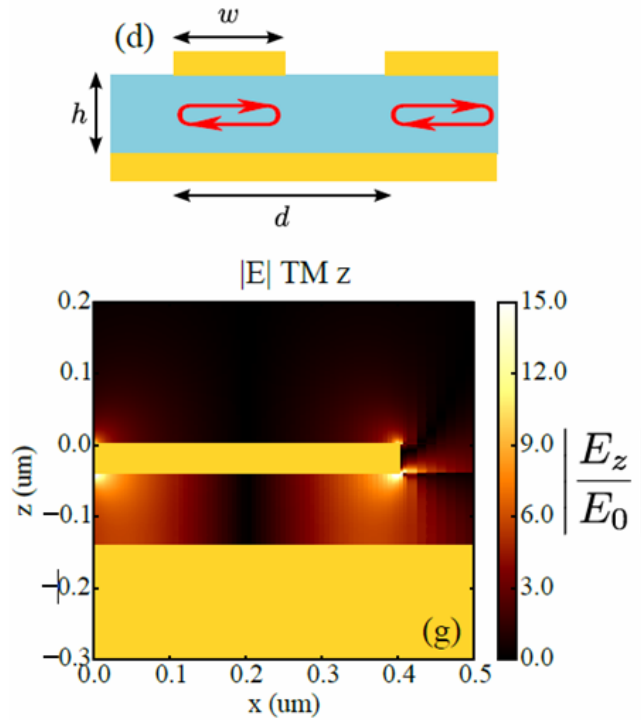


Figure 2.10 – Carte du champ  $E_z$  dans le plan d'incidence  $xOz$  du résonateur guide d'onde

Il y a donc une résonance Fabry Perot mais aussi une résonance de modes guidés, rendue possible par la présence du réseau d'or. En effet, comme on peut le voir figure 2.11, sans ce réseau, aucun faisceau incident venant du dessus ne pourrait induire une propagation par réflexion totale dans le diélectrique. Une structure de guide d'onde a déjà été exploitée pour cet accord entre la résonance de modes guidés et la résonance Fabry Perot [7]. Sébastien Héron a conçu une structure incluant du diélectrique pour exalter les effets non linéaires dans cette structure.

On peut dimensionner ce résonateur (figure 2.12) pour permettre le mélange à trois ondes, en

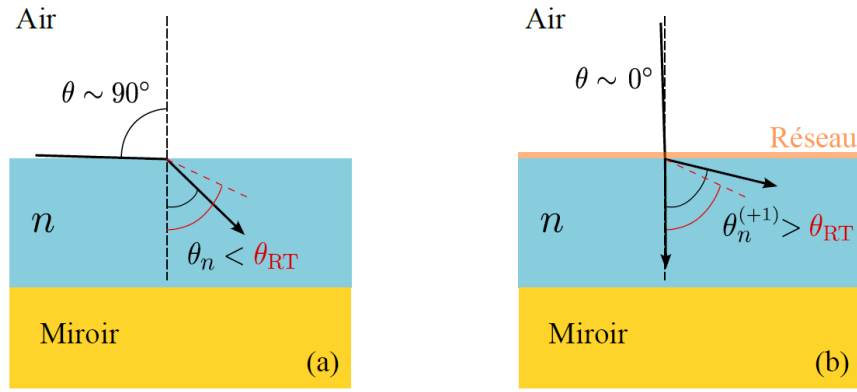


Figure 2.11 – (a) Réfraction à l'interface air-diélectrique (b) Diffraction à la traversée du réseau. Avec  $\theta_n$  l'angle réfracté,  $\theta_n^{+1}$  l'angle diffracté d'ordre 1,  $\theta_{RT}$  l'angle de réflexion totale

exploitant des résonances en TE et TM, et en limitant le nombre d'ordres diffractés (-1 et +1) et le nombre de modes guidés (ordres 0 et 1).

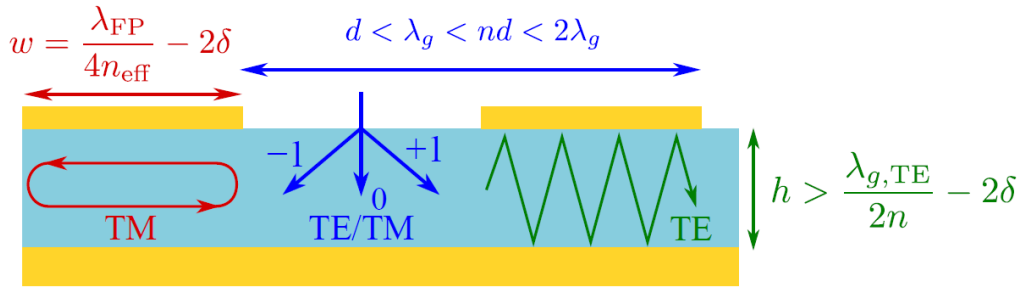


Figure 2.12 – Canaux de propagation du résonateur guide d'onde. Avec  $\lambda_{FP}$  la longueur d'onde de résonance Fabry Perot,  $\lambda_g$  la longueur d'onde des modes guidés,  $\delta$  l'épaisseur de peau du métal,  $n_{eff}$  l'indice effectif

Avec cette structure, on peut réaliser de la différence de fréquence (DFG) avec un accord de mode tri-résonant, ce qui n'est pas le cas avec le résonateur sillon.

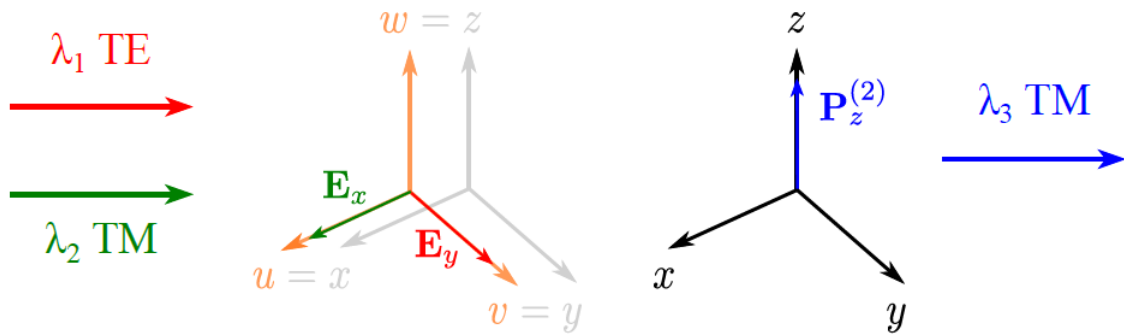


Figure 2.13 – Accord de mode dans le guide d'onde

Les vecteurs  $(x, y, z)$  représentent la base optique et les vecteurs  $(u, v, w)$  représentent la base cristalline. Ils sont confondus car le substrat de GaAs est orienté selon (100). On génère une polarisation non linéaire selon  $z$  en exaltant deux champs électriques selon  $x$  et  $y$ , donc en exploitant les résonances de modes guidés TM et TE.

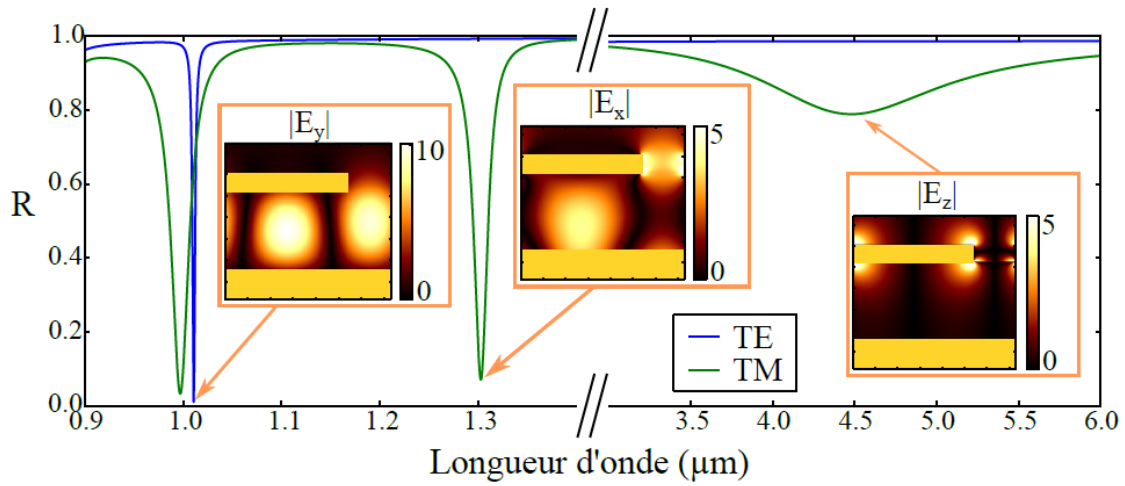


Figure 2.14 – Résonances dans le guide d'onde en TM et TE

A partir des résonances de la structure en linéaire (figure 2.14), on aboutit au schéma de conversion de fréquence suivant :

$$\frac{1}{\lambda_{TE}} - \frac{1}{\lambda_{TM}} = \pm \frac{1}{\lambda_{FP}} \quad (2.11)$$

Avec  $\lambda_{TE} = 1.01 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_{TM} = 1.3 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_{FP} = 4.49 \mu\text{m}$ .

Un autre avantage est son procédé de fabrication plus simple :

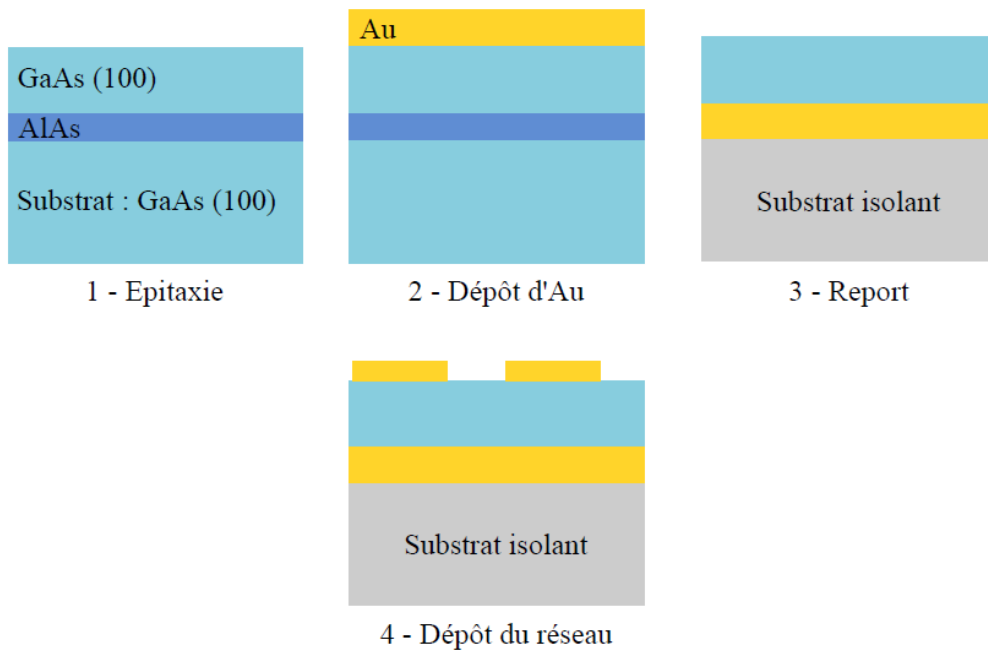


Figure 2.15 – Procédé de fabrication du résonateur guide d'onde

On remarque qu'ici le substrat de GaAs est orienté suivant (100) et qu'il n'y a pas de gravure, contrairement au procédé de fabrication du résonateur sillon.

# Chapitre 3

## Implémentation du calcul du Pz

### 3.1 Implémentation

Pour implémenter ce calcul, il faut avoir un système similaire à celui du Py et Px (équations 2.7 et 2.8), à partir des équations de Maxwell. Celles qui nous intéressent sont celles en TM ( $H_y$ ,  $E_x$  et  $E_z$ ) avec indépendance suivant y :

**Equation de Maxwell Gauss :**  $\text{div}\vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} - \frac{\partial E_z}{\partial z} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (3.1)$$

**Equation de Maxwell Faraday :**  $\vec{\text{rot}}\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\frac{\partial B_y}{\partial t} \quad (3.2)$$

**Equation de Maxwell Ampère :**  $\vec{\text{rot}}\vec{B} = \mu_0\vec{j} + \mu_0\epsilon_0\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$

$$-\frac{\partial B_y}{\partial z} = \mu_0 j_x - \mu_0\epsilon_0\frac{\partial E_x}{\partial t} \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial B_y}{\partial x} = \mu_0 j_z - \mu_0\epsilon_0\frac{\partial E_z}{\partial t} \quad (3.4)$$

Pour arriver à une expression avec  $P_z$  ressemblant aux équations 2.7 et 2.8 , on combine l'équation 3.2 avec l'équation 3.4 :

$$\frac{\partial E_x}{\partial x \partial z} = \omega^2 \mu_0 (P_z + \epsilon_0 E_z) \iff \frac{\partial \mathbb{E}_x}{\partial x} U^+ - \frac{\partial \mathbb{E}_x}{\partial x} U^- = \omega^2 \mu_0 (P_z + \epsilon_0 E_z) \quad (3.5)$$

J'ai également cherché d'autres manières de procéder dans la littérature : la référence [8] utilise la RCWA et la référence [9] utilise la décomposition en séries de Fourier. Cependant ces méthodes ne sont pas adaptées à notre problème et donnent des formules plus complexes.

J'ai finalement implémenté la formule 3.5 dans la partie "Calcul du champs non linéaire" du code (script "champs\_NL" en Annexe A). Les champs  $E_x$  et  $E_z$  qui apparaissent dans l'équation sont ceux calculés à partir des équations de Maxwell dans la couche B.

## 3.2 Résultats

J'ai pu ensuite tracer les cartes des champs générés par le Pz (figure 3.2).

Les cartes de champ sont tracées avec les couches d'or pour délimiter la structure. La couche de GaAs au milieu n'est pas représentée pour ne pas cacher les champs. La figure 3.1 représente la struture complète.

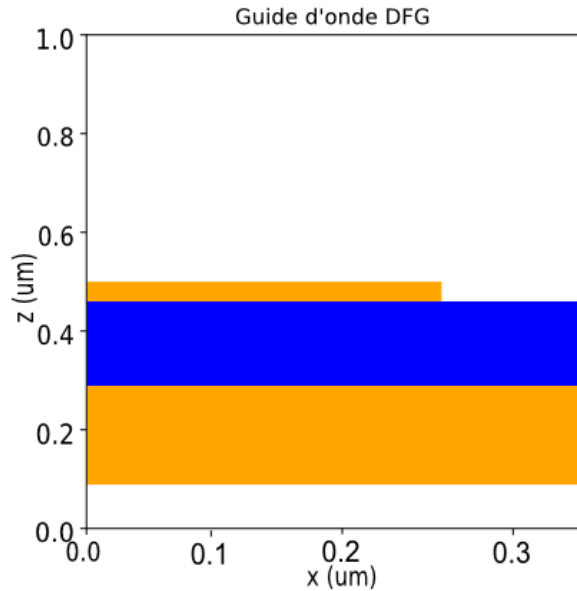


Figure 3.1 – Structure du guide d'onde implémentée pour la DFG

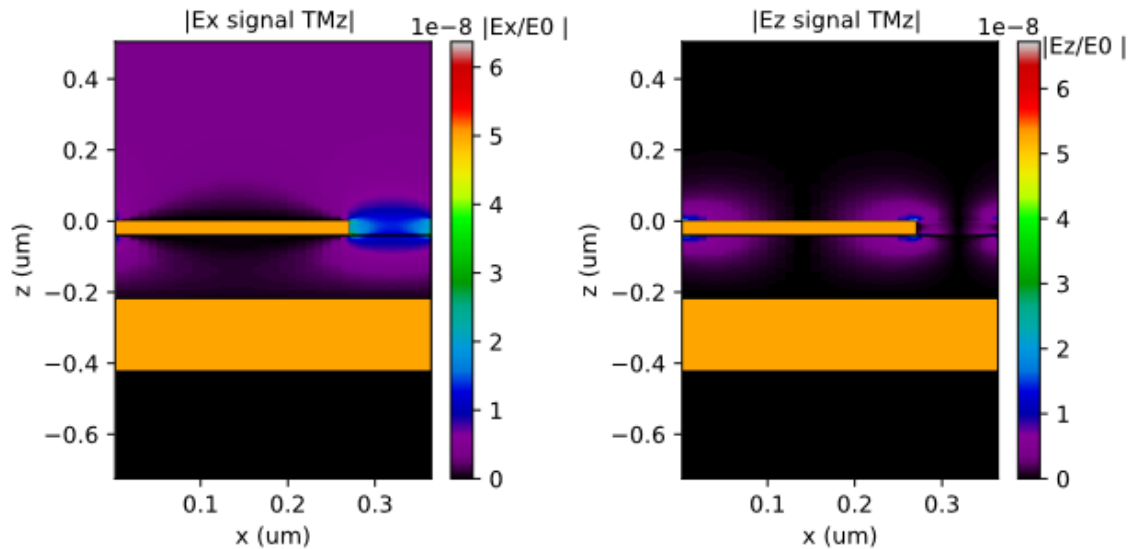


Figure 3.2 – Champs non linéaires générés par le Pz sur le guide d'onde pour la DFG ( $\lambda_{TM} = 4.53 \mu\text{m}$ )

On peut déjà remarquer que les résultats ne sont pas aberrants : les valeurs sont du même ordre de grandeur que celles des champs générés par le Px (disponibles en Annexe B).

### 3.3 Validation du code

La vérification des résultats n'est pas évidente car je n'ai pas trouvé d'exemple de simulation de polarisation non linéaire selon  $z$  dans la littérature. Je n'ai donc pas d'élément de comparaison.

#### 3.3.1 Vérification des équations de Maxwell

La formule implémentée vient des équations de Maxwell. Il est donc normal que le champ généré les vérifie. S'assurer de cela permet de se prémunir d'erreurs de codage ou d'approximations trop fortes.

J'ai choisi de vérifier l'équation de Maxwell Faraday en TM (équation 3.2).

Cette équation nécessite des calculs supplémentaires, comme la dérivée de  $E_z$  par rapport à  $x$ , c'est à dire par rapport au maillage de B-splines. Dans BMM, les dérivées par rapport à  $x$  ont déjà été mises en place pour calculer le champ  $E_z$ , qui dépend de la dérivée de  $H_y$  par rapport à  $x$  (équation 2.4). Ce sont des matrices carrées que l'on multiplie par le champ à dériver.

La dérivée de  $E_x$  par rapport à  $z$  a nécessité d'autres aménagements. En effet, le champ calculé par BMM comporte une composante ascendante suivant  $z$  et une composante descendante. Par conséquent, la dérivée de la composante descendante suivant  $z$  fait apparaître un signe moins. Il a donc fallu séparer les deux composantes pour la dérivation.

J'ai d'abord écrit un code pour vérifier l'équation de Maxwell Faraday en linéaire, pour valider ma méthode. L'erreur normalisée est d'environ  $10^{-15}$ , ce qui est satisfaisant.

J'ai ensuite écrit un code pour vérifier les équations de Maxwell en non linéaire. En TM, chacune des polarisations selon  $x$  et  $z$  génèrent des champs  $E_x$  et  $E_z$ . On peut donc résoudre les deux problèmes séparément, même si leur somme doit également vérifier les équations de Maxwell. Je n'ai modifié que le calcul du champ généré par la polarisation  $P_z$ , donc celui avec  $P_x$  est forcément juste et doit donner une erreur faible sur les équations de Maxwell. J'ai également calculé cette erreur sur le résonateur sillons avec un cristal (111) qui donne une polarisation TM.

J'ai tracé la carte de champs de l'erreur  $(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial t})$  normalisée par le maximum des termes (figure 3.3).

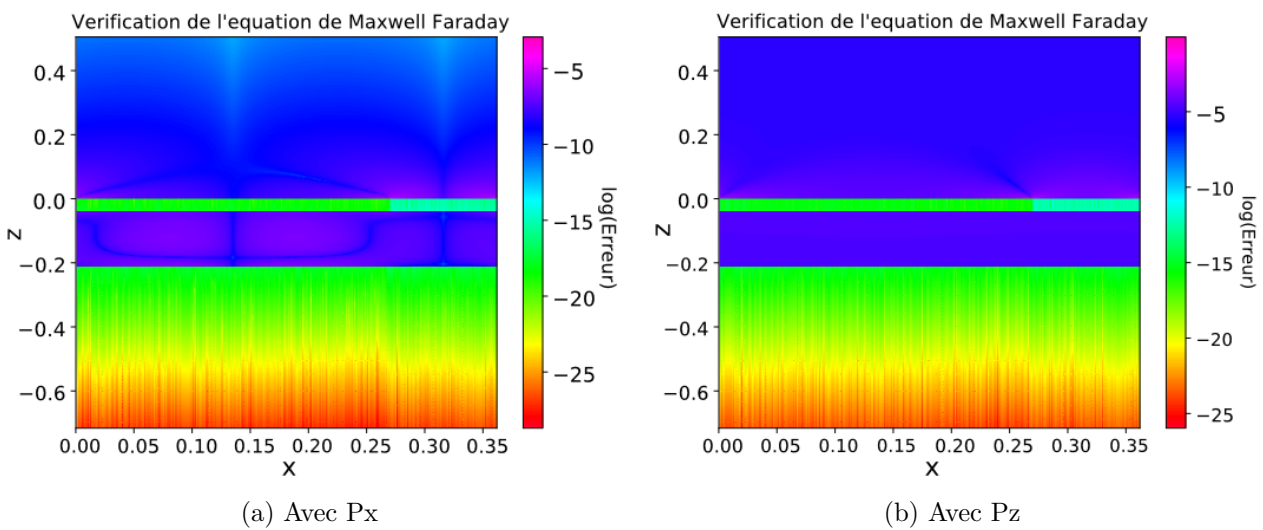


Figure 3.3 – Erreur normalisée sur l'équation de Maxwell Faraday des champs générés dans le résonateur guide d'onde

Ces figures montrent que l'équation est vérifiée avec une erreur faible (moyenne de  $10^{-6}$ ), sauf pour certains points aux interfaces, où l'erreur est de l'ordre de 1. Cependant, ce nombre de points

présentant une erreur élevée diminue lorsque l'on augmente le nombre de points du maillage suivant  $x$  (figure 3.4).

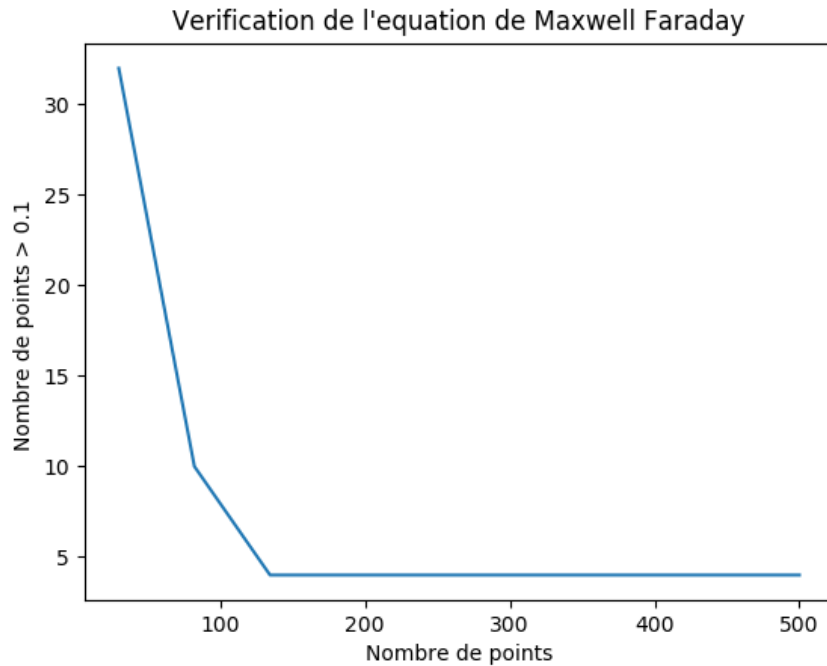


Figure 3.4 – Nombre de points ne vérifiant pas l'équation de Maxwell Faraday en fonction du nombre de points du maillage en  $x$  pour le résonateur guide d'onde avec le Pz

Avec 500 points, seulement 4 points sur environ un million (sur toute la carte en  $x$  et  $z$ ) ne respectent pas l'équation de Maxwell. Même si ces anomalies sont intrigantes et nécessiteraient d'y porter attention, ils sont suffisamment marginaux pour considérer qu'ils n'ont pas d'incidence sur les résultats. L'équation de Maxwell Faraday est donc vérifiée.



### 3.3.2 Convergence du code

J'ai vérifié la convergence du code par rapport au nombre de points dans le maillage de B-splines (discrétisation en  $x$ ) en calculant l'erreur relative sur l'intensité transmise par rapport à une valeur de référence à 500 points et un pas en  $z$  de  $10^{-3}$  (figure 3.5).

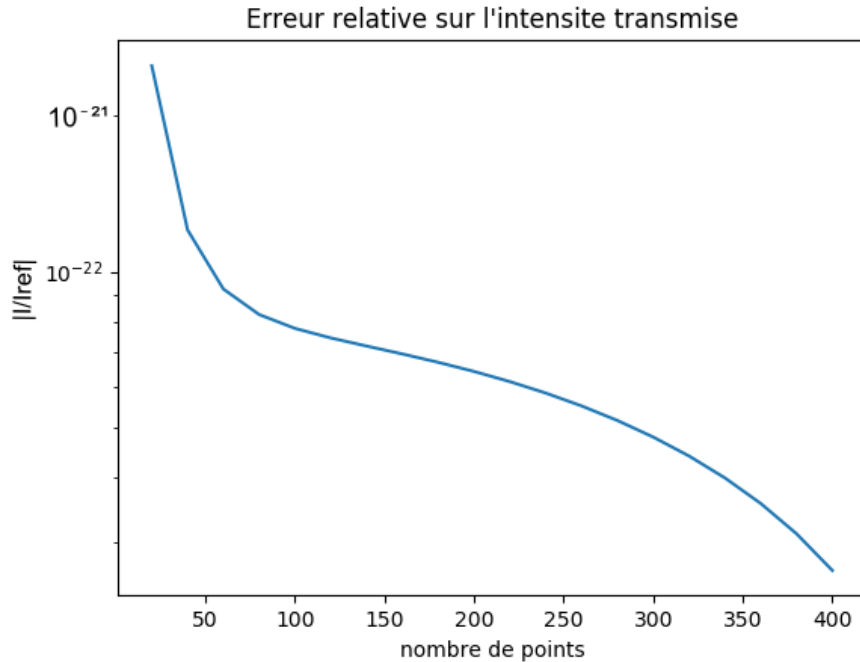


Figure 3.5 – Convergence du code par rapport à la référence en fonction du nombre de points du maillage suivant  $x$

J'ai ensuite vérifié la convergence par rapport au pas de discrétisation en  $z$  avec la même valeur de référence (figure 3.6).

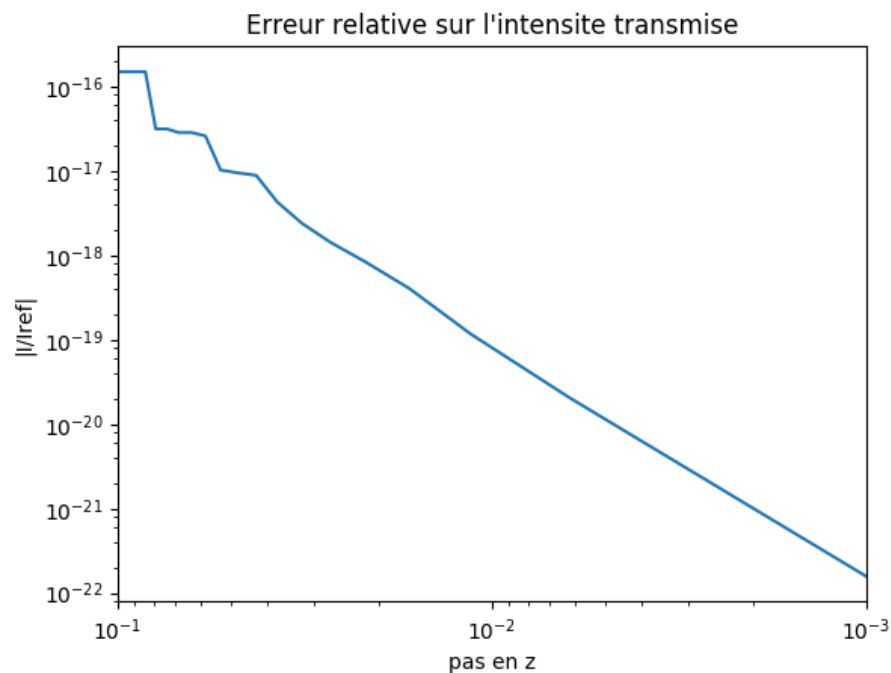


Figure 3.6 – Convergence du code par rapport à la référence en fonction du pas de discrétisation en  $z$

Dans les deux cas, le champ calculé converge bien vers la valeur de référence. Le code est donc

validé, en attendant la caractérisation expérimentale.

## Chapitre 4

# Simulations sur le résonateur guide d'onde

Avec le calcul du Pz validé, je peux maintenant simuler le comportement du guide d'onde en non linéaire. Comme expliqué dans la section 2.2.2, cette structure est intéressante pour réaliser de la différence de fréquence (DFG). La première section de ce chapitre présente une étude de cet accord de modes. Cependant, dans le cadre d'une caractérisation expérimentale, un montage pour faire de la différence de fréquence est plus compliqué que pour faire de la génération de second harmonique (SHG). En effet, le premier cas nécessite une source supplémentaire à aligner. De plus, le premier résonateur guide d'onde qui a dimensionné et fabriqué est celui pour la SHG. Par conséquent, les caractérisations à venir commenceront par la SHG. La deuxième section relate donc l'étude réalisée en SHG.

### 4.1 En Différence de Fréquence

#### 4.1.1 Description de la structure dans le code

Dans BMM, les structures sont décrites couche par couche.

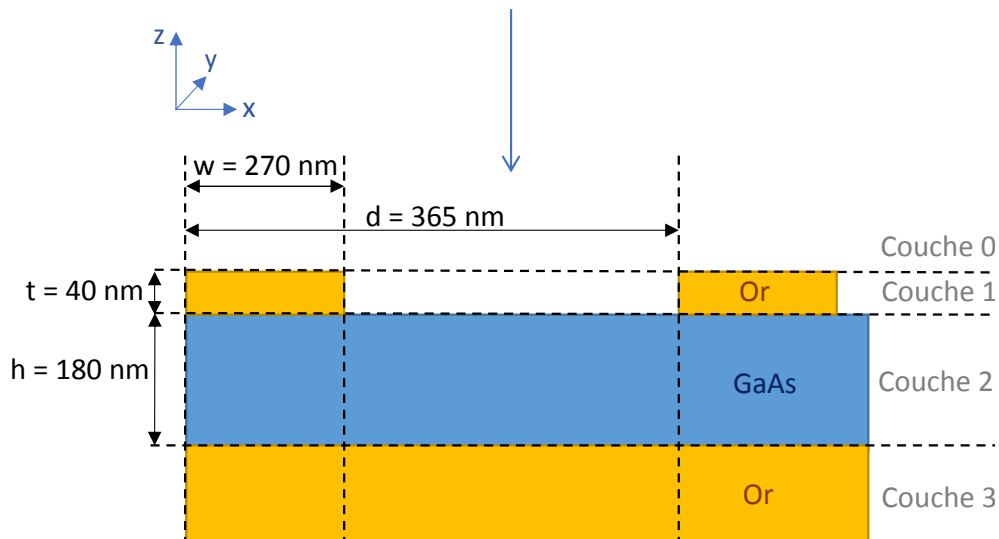


Figure 4.1 – Structure du guide d'onde pour la DFG

La couche 0 est une couche d'air semi-infinie. La couche 1 est composée des barreaux d'or. La couche 2 est la couche de GaAs. La couche 3 est une couche semi-infinie d'or.

Pour effectuer le calcul du champ non linéaire, il faut également décrire la susceptibilité non linéaire du GaAs. Le GaAs est un cristal de classe  $\bar{4}3m$  où les éléments non nuls du tenseur sont  $xyz = xzy = yzx = yxz = zxy = zyx$  [10]. Le cristal est orienté (100) donc il fait un angle nul avec les axes optiques.

Je souhaite réaliser l'accord de modes DFG décrit en section 2.2.2, avec les longueurs d'onde suivantes :  $\lambda_{pompe} = 1.01 \mu m$ ,  $\lambda_{idler} = 1.3 \mu m$ ,  $\lambda_{signal} = 4.7 \mu m$ .

$$\frac{1}{1,01 \mu m} - \frac{1}{1,3 \mu m} = \frac{1}{4,7 \mu m}$$

$E_y$ 
 $E_x$ 
 $E_z$

Figure 4.2 – Accord de modes DFG

Les cartes des champs sources et générés par les deux polarisations sont représentées en Annexe B.

### 4.1.2 Efficacité non linéaire

Pour calculer l'efficacité non linéaire, j'ai calculé le module de Poynting en z (formule 4.1), pour observer l'énergie sortant vers le haut, et l'ai normalisé.

$$\vec{\Pi}_z = \vec{E}_x \wedge \vec{H}_y \quad (4.1)$$

Pour voir l'effet de la nanostructuration, je l'ai comparé avec l'efficacité d'une couche non structurée (une couche d'AsGa sur de l'or, voir figure 4.3).

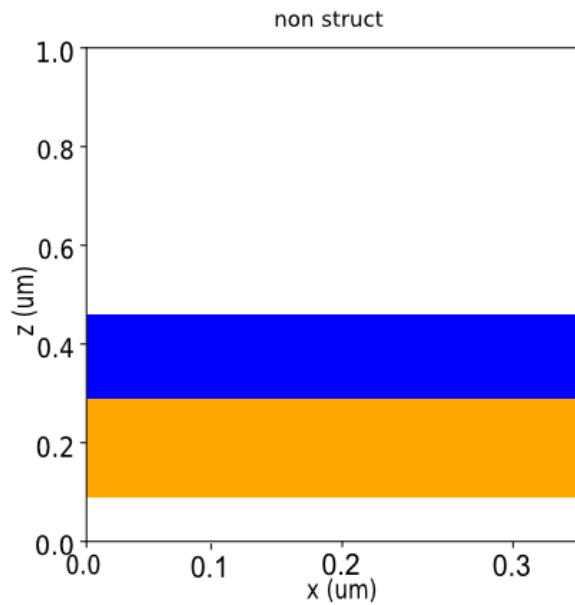


Figure 4.3 – Couche non structurée

Pour avoir l'efficacité réfléchie, j'ai comparé les efficacités calculées en un point tout en haut. J'ai obtenu les résultats représentés figure 4.4.

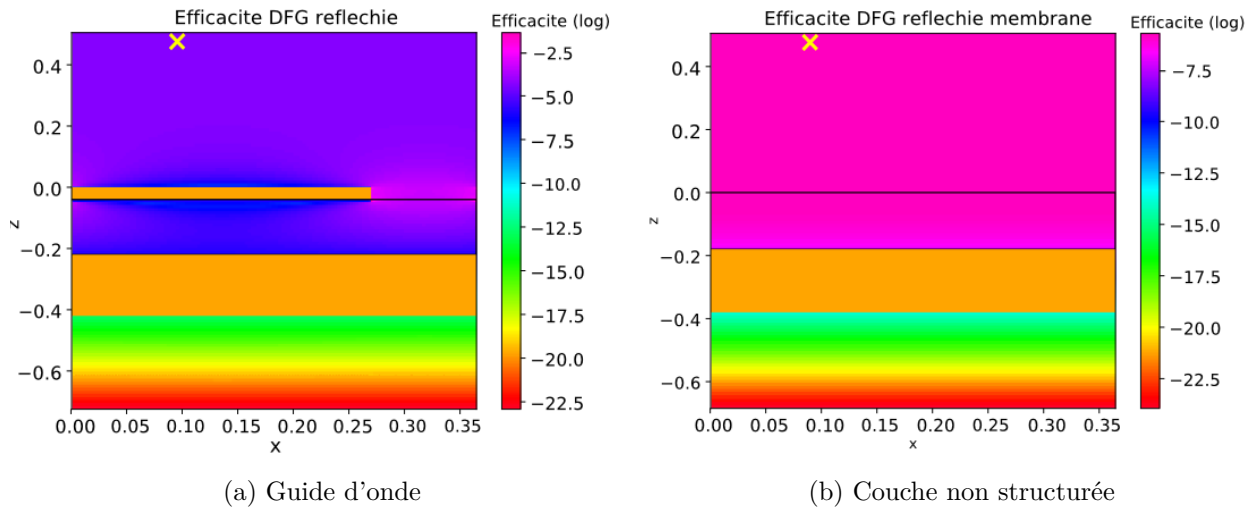


Figure 4.4 – Carte d'efficacité non linéaire par rapport à une couche non structurée. La croix jaune situe le point de comparaison. La ligne noire représente la limite de la couche de GaAs.

L'efficacité par rapport à la couche non structurée calculée au point jaune est de 29,525. Le résonateur est donc 29 fois plus performant qu'une simple couche de GaAs sur de l'or. Cependant, cette efficacité est bien inférieure à celle du résonateur sillons, qui est de l'ordre de  $10^3$ .

### 4.1.3 Dimensionnement

Ce calcul d'efficacité permet de réaliser un dimensionnement. Pour cela, je la calcule en faisant varier les paramètres de la structure (avec un pas de 1 nm : il n'est pas nécessaire d'avoir un pas plus fin car ce ne sera pas possible en fabrication, un pas de 1 nm est déjà une valeur optimiste) en respectant les encadrements présentés figure 2.12 :

- $w \sim 270$  nm
- $h > 160$  nm
- $d \sim 300 - 500$  nm

J'ai d'abord fait varier la période (figure 4.5). On remarque que l'efficacité bondit pour certaines valeurs.

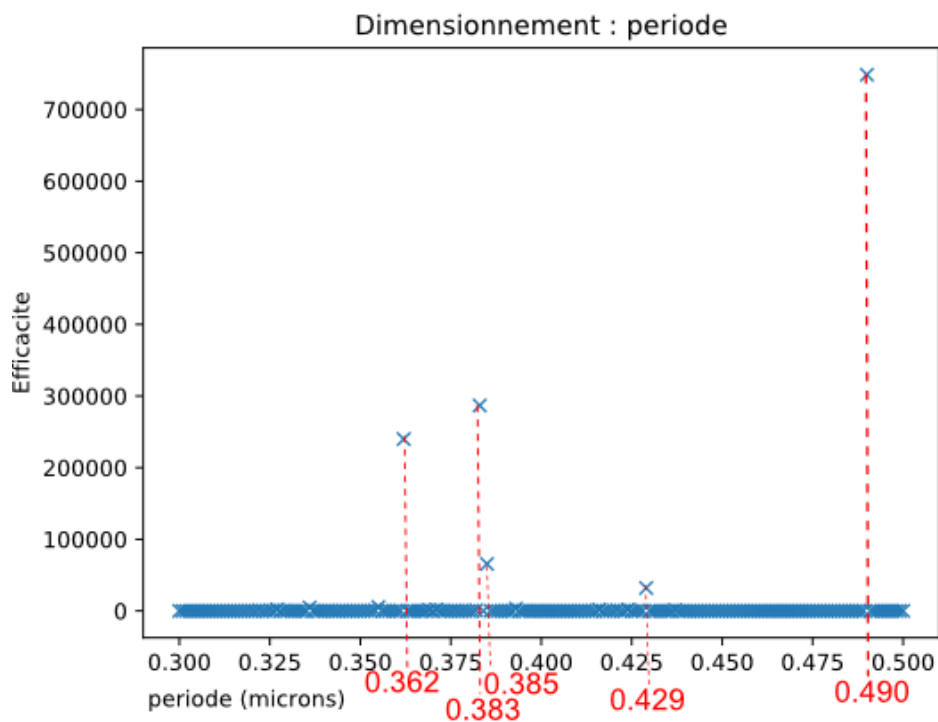


Figure 4.5 – Dimensionnement de la période : efficacité non linéaire par rapport à une couche non structurée en fonction de la période. Valeur de départ : 0.365  $\mu\text{m}$ .

La figure 4.5 présente l'efficacité observée à la longueur d'onde générée (4.527  $\mu\text{m}$ ). Les structures avec une période correspondant aux valeurs où l'efficacité bondit présentent une résonance à cette longueur d'onde. En effet, la longueur d'onde de résonance de la structure de départ est à 4.44  $\mu\text{m}$  (figure 4.6a) alors qu'une structure avec une période de 362 nm aurait une résonance à 4.53  $\mu\text{m}$  (figure 4.6b), ce qui est très proche de la longueur d'onde d'intérêt. La dépendance sur la période semble être au nanomètre près, ce qui en pratique semble difficile à gérer. On peut par ailleurs utiliser la structure de départ et accorder les sources pour que la longueur d'onde générée soit à 4.44  $\mu\text{m}$ .

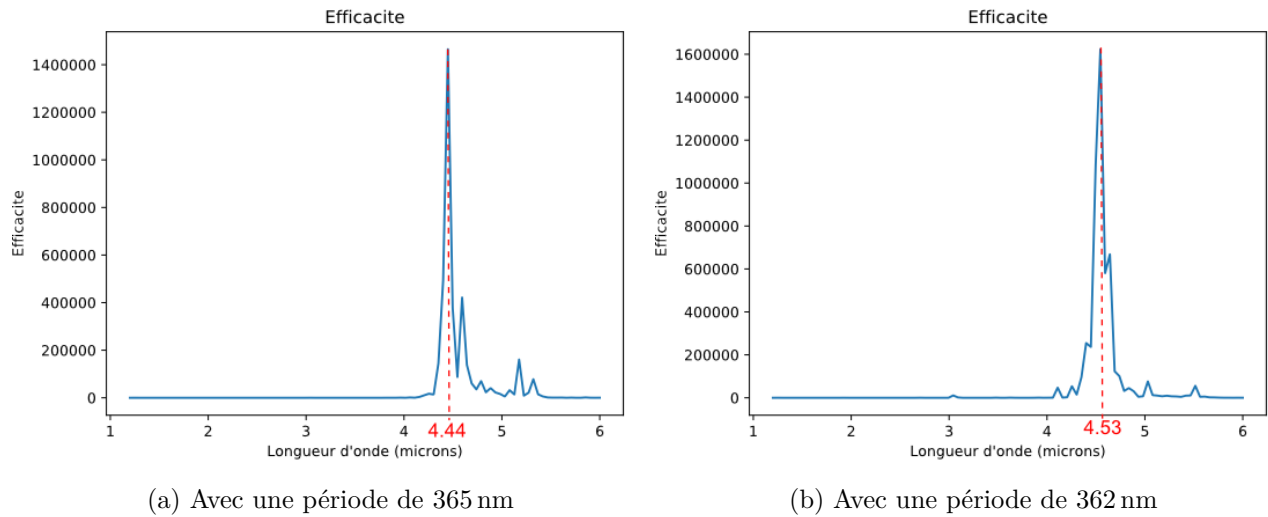


Figure 4.6 – Efficacité du résonateur guide d'onde en fonction de la longueur d'onde TM

J'ai ensuite fait varier les autres paramètres (figures 4.7 et 4.8) avec une période de 362 nm.

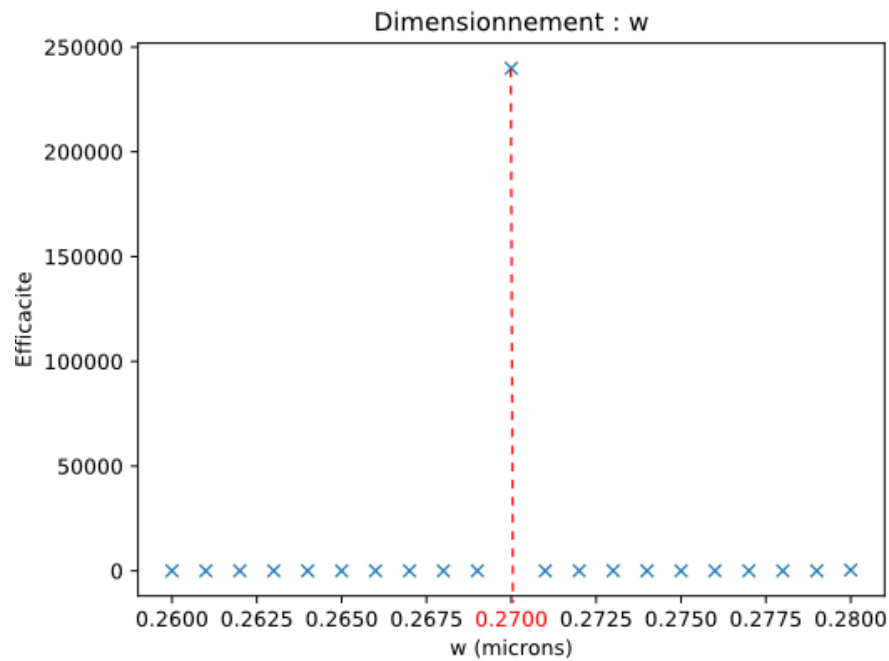


Figure 4.7 – Dimensionnement de  $w$  (largeur des barreaux d'or): efficacité non linéaire par rapport à une couche non structurée en fonction de  $w$ . Valeur de départ :  $0.27 \mu\text{m}$ .

On remarque que la valeur de  $w$  initiale est la valeur optimale. Il est étonnant que le pic d'efficacité soit aussi fin.

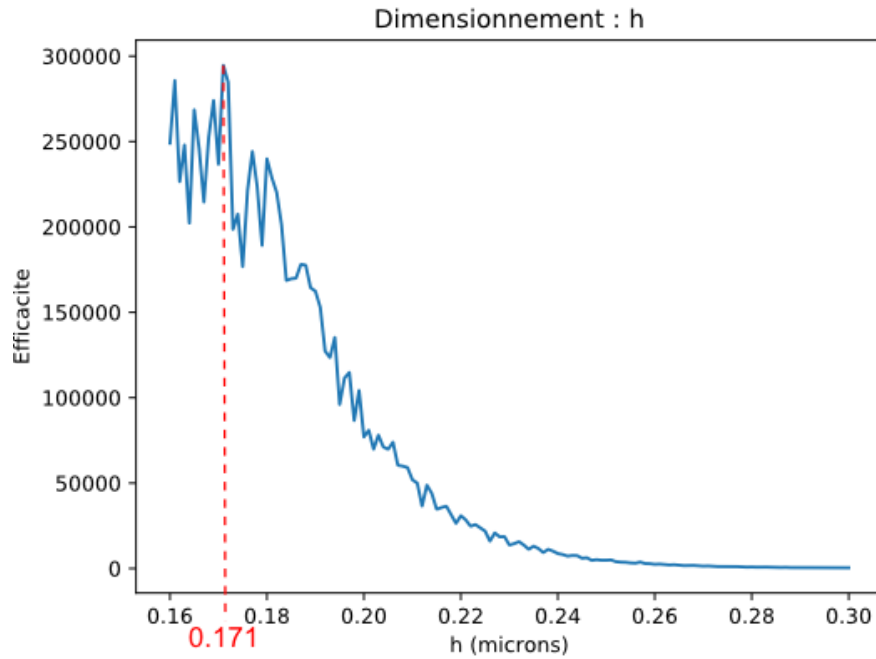


Figure 4.8 – Dimensionnement de  $h$  (hauteur de la couche de GaAs): efficacité non linéaire par rapport à une couche non structurée en fonction de  $h$ . Valeur de départ :  $0.18\ \mu\text{m}$ .

Avec ces nouveaux paramètres, l'efficacité est maintenant de  $2.946464 \times 10^5$ . Le dimensionnement a donc permis de gagner quatre ordres de grandeur. Ce travail est à poursuivre notamment pour comprendre pourquoi les pics d'efficacités sont aussi fins et avec une optimisation multiparamètres.



## 4.2 En Génération de Second Harmonique

### 4.2.1 Description de la structure dans le code

La structure dimensionnée pour la SHG est représentée figure 4.9.

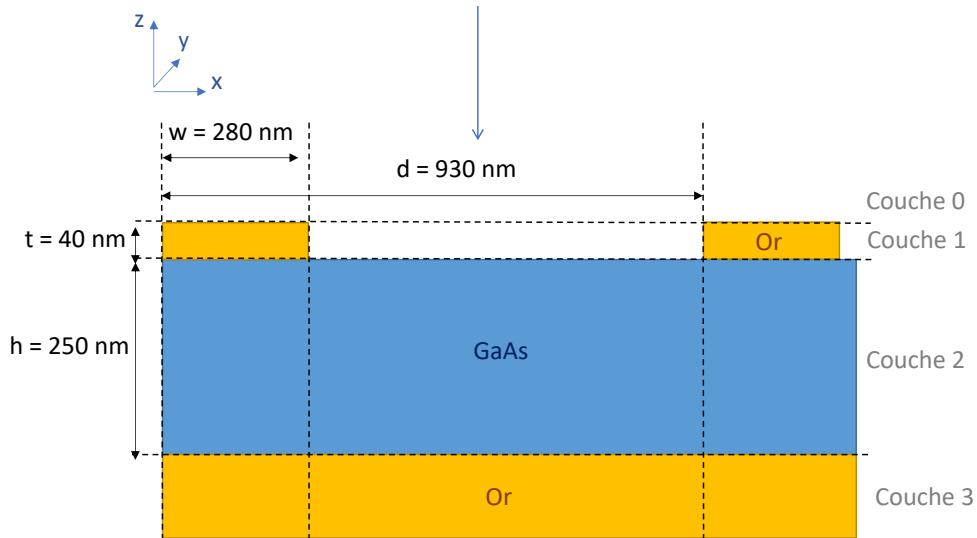


Figure 4.9 – Structure du guide d'onde pour la SHG

La longueur d'onde pompe est à  $1.77 \mu\text{m}$  (longueur d'onde de résonance de la structure en TE et TM).

Un champ pompe TM donne un champ signal SHG TE. Un champ pompe TE donne une polarisation non linéaire nulle donc un signal SHG nul. On étudiera donc l'accord de modes TM vers TE.

### 4.2.2 Cartes de champs

Le champ généré TE avec une pompe TM est représenté figure 4.10.

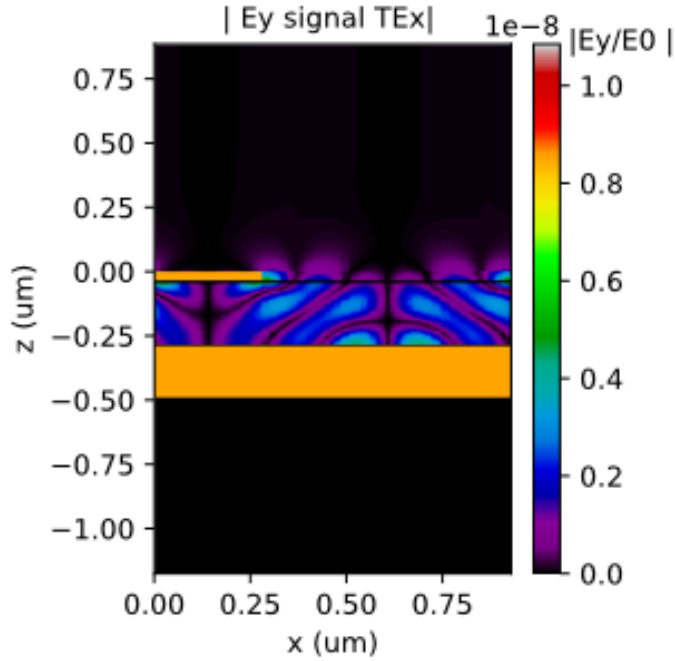


Figure 4.10 – Champs signal TE ( $\lambda_{TE} = 0.885 \mu\text{m}$ ) sur le guide d'onde SHG, avec une pompe TM ( $\lambda_{TM} = 1.77 \mu\text{m}$ )

La carte de champ du champ pompe TM est disponible en Annexe B.

### 4.2.3 Efficacité non linéaire

L'efficacité non linéaire est calculée de la même façon que précédemment. Elle est de  $3,43 \times 10^{26}$ . Cette valeur élevée est due à l'efficacité très faible de la couche non structurée dans cette configuration. Il faut savoir que la longueur d'onde produite par la génération de second harmonique est très proche de l'absorption de l'arsénium de gallium qui est à 870 nm.

# Chapitre 5

## Caractérisation d'échantillons

Des couches de GaAs ont été commandées par l'équipe. Il était donc possible de caractériser des couches non structurées, c'est dire une couche de GaAs sur de l'or. Ces échantillons correspondent donc au résonateur guide d'onde sans le réseau d'or.

### 5.1 Fabrication des échantillons

Les échantillons ont été fabriqués selon les étapes suivantes :

- On part d'une couche de 150 nm GaAs;
- Dépôt de Ti/Au (20/200 nm) face avant par évaporation;
- Dépôt face arrière d'une couche d'arrêt de 30 nm de AlAs et d'un substrat de 640 nm de GaAs. On obtient la structure décrite à gauche de la figure 5.1;
- Gravure mécanique du substrat ;
- Gravure chimique du substrat jusqu'à la couche d'arrêt;

On obtient ainsi l'échantillon représenté à droite de la figure 5.1.

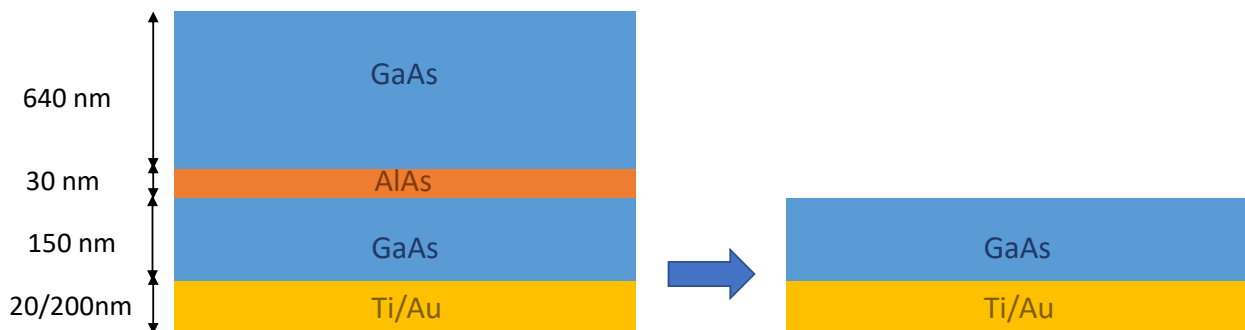


Figure 5.1 – Retrait du substrat : gravure mécanique puis gravure chimique jusqu'à la couche d'arrêt (AlAs)

Le retrait du substrat se fait d'abord par gravure mécanique, car une gravure chimique complète serait trop lente. On termine par une gravure chimique qui est bloquée par la couche d'arrêt. Ici la couche d'arrêt n'a pas vraiment stoppé la gravure, et a entamé la couche de GaAs. Sur l'échantillon final il en restait très peu.

Pour obtenir le résonateur, il reste l'étape de lithographie électronique suivie d'une métallisation et d'un lift-off pour créer le réseau d'or.

## 5.2 Caractérisation linéaire au FTIR

J'ai effectué avec Baptiste Fix, doctorant dans l'équipe, une mesure du spectre en réflexion au FTIR (Fourier Transform InfraRed spectroscopy). Le FTIR (Vertex 70v, fiche technique en Annexe C) est composé d'un interféromètre de Michelson et d'un réseau de miroirs qui mesure l'interférence sur un scan d'un des miroirs. Il obtient le spectre par transformée de Fourier. Le spectromètre est piloté par le logiciel Opus.

On effectue au préalable la mesure de la référence qui est un miroir d'or. La mesure n'est pas simple car la zone d'intérêt (celle où il reste du GaAs) est très petite. On doit donc utiliser le plus petit diaphragme disponible pour que la tâche du faisceau sur l'échantillon ne dépasse pas la zone d'intérêt. On a donc un signal faible qui peut donner un spectre bruité.

Nous avons obtenu le spectre (après division par le spectre de la référence) représenté figure 5.2.

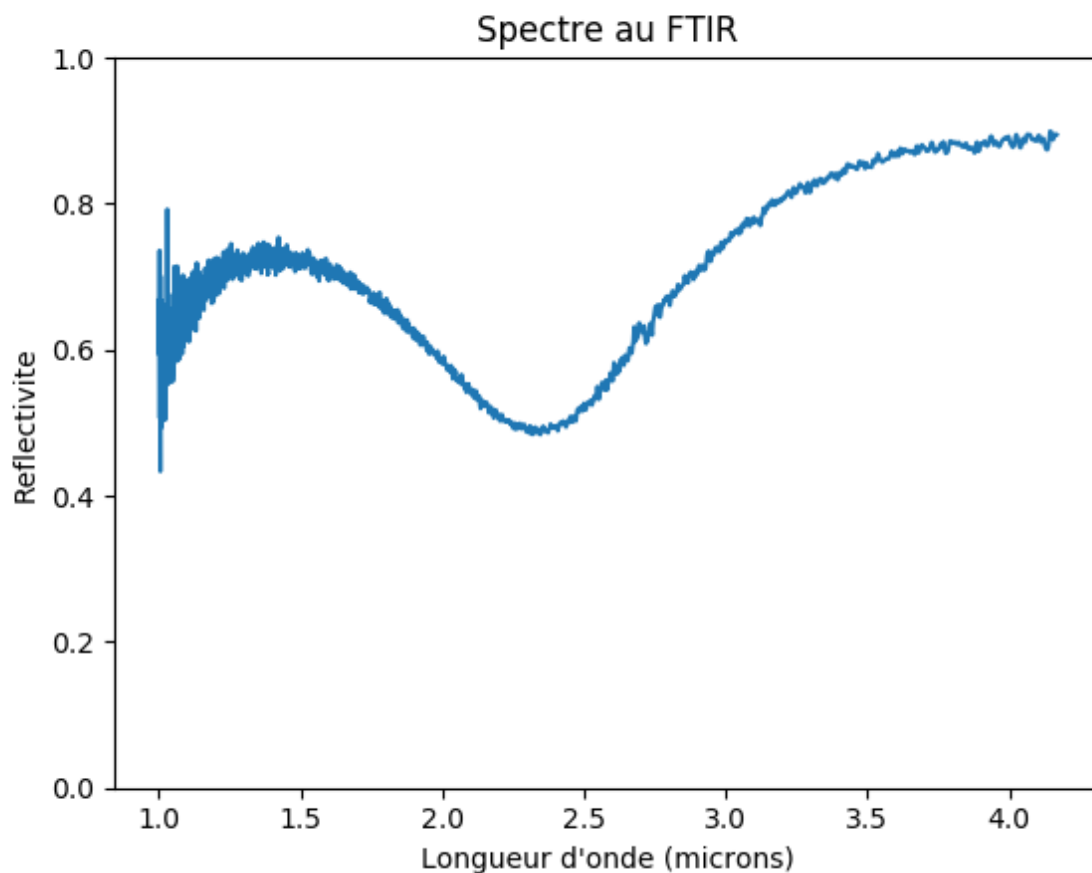


Figure 5.2 – Spectre en réflexion de l'échantillon au FTIR normalisé par le spectre de la référence (miroir d'or)

Le spectre que l'on a obtenu présente une réflectivité maximale de 90%, ce qui indique que la couche de GaAs absorbe. On observe une résonance Fabry-Perot vers 2.3  $\mu\text{m}$ .

J'ai tracé le spectre de la même structure sur BMM (en linéaire) et j'obtiens la résonance au même endroit (figure 5.3). Cependant, la réflectivité atteint 99%, ce qui correspond au cas sans absorption. Je suppose donc que la couche de GaAs de l'échantillon est dopée.

J'effectue donc une nouvelle simulation avec une couche ayant pour indice  $n_{\text{GaAs}} = 3.3 + 0.18i$  (figure 5.4).

On remarque que la réflectivité atteint 0.8 vers 1  $\mu\text{m}$  et 0.9 vers 4  $\mu\text{m}$ , comme pour le spectre réalisé au FTIR. Cependant le pic de résonance descend plus bas (0.25 ici contre 0.5 au FTIR).

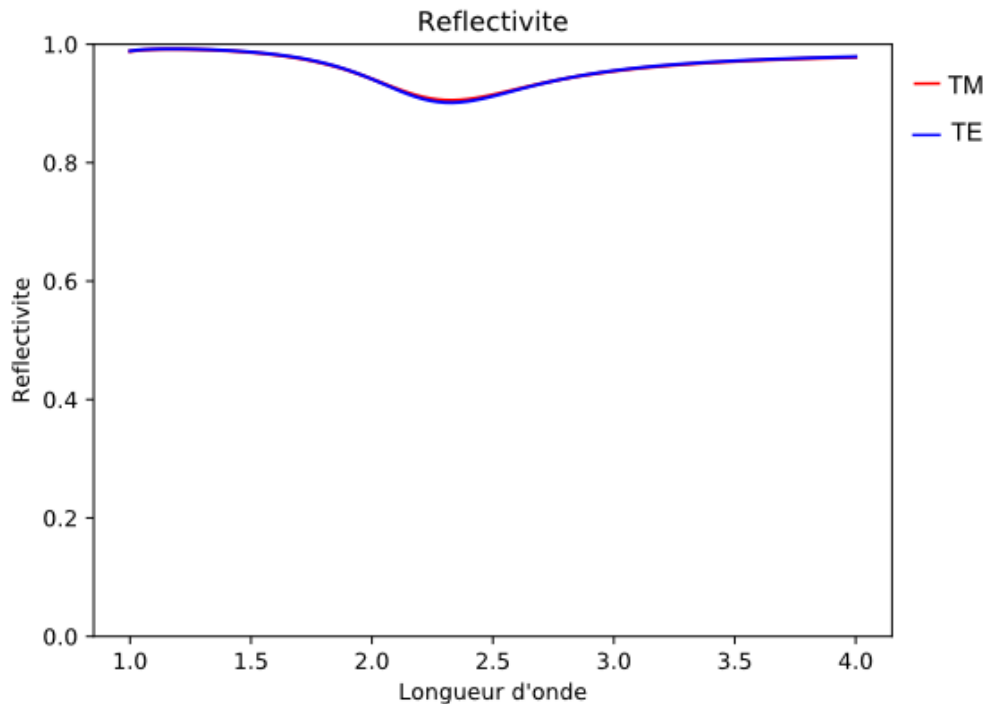


Figure 5.3 – Réflectivité calculée sur BMM de la structure de l'échantillon avec une couche de GaAs non dopée

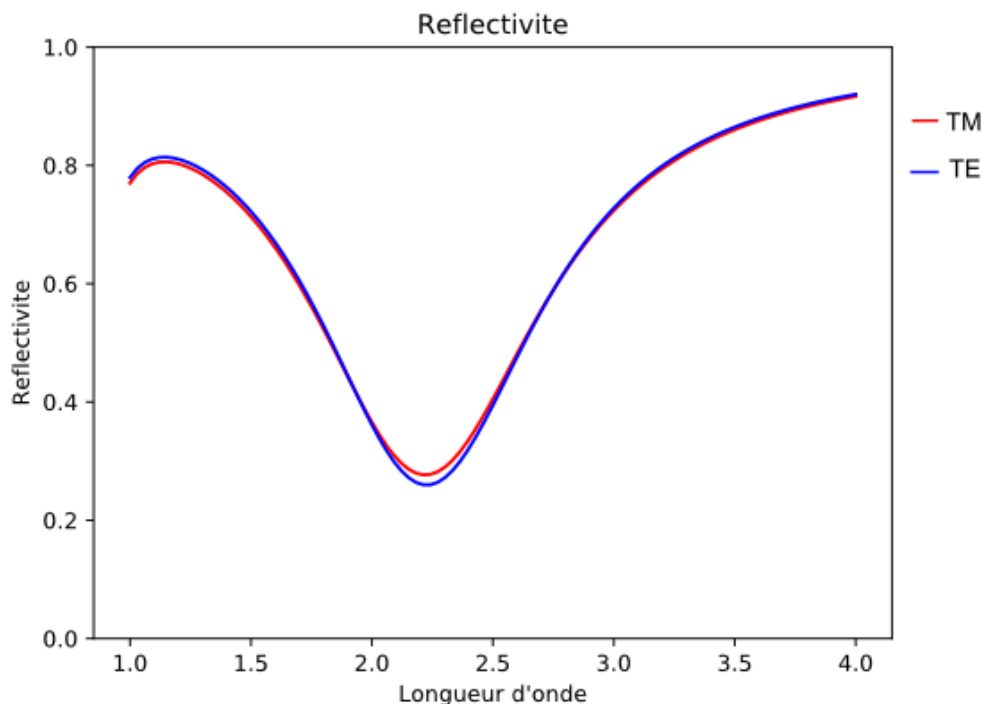


Figure 5.4 – Réflectivité calculée sur BMM de la structure de l'échantillon avec une couche de GaAs dopée ( $n_{GaAs} = 3.3 + 0.18i$ )

J'en conclu donc que la couche de GaAs de l'échantillon est dopée. Il faut donc commander d'autres couches à un autre sous-traitant.



## Conclusion et perspectives

---

Pendant ce stage, j'ai pris en main le code BMM non linéaire et mené à bien l'implémentation du calcul du champ généré par la polarisation non linéaire selon  $z$ . Après avoir validé le code que j'ai modifié, je l'ai utilisé pour simuler le comportement non linéaire du résonateur guide d'onde. J'ai ainsi calculé les champs générés en différence de fréquence, ainsi que l'efficacité non linéaire. J'ai ensuite dimensionné ce résonateur, ce qui a permis d'augmenter significativement l'efficacité. Ce résonateur est donc prometteur et nécessite donc une poursuite de son étude pour mener à sa fabrication et sa caractérisation. J'ai également simulé le comportement du résonateur en génération de second harmonique, car même s'il présente moins d'intérêt, c'est ce résonateur qui sera fabriqué et caractérisé en premier par la suite. Enfin, j'ai participé à la caractérisation linéaire d'un échantillon, qui montre une absorption anormale.

Je vais continuer ce travail en thèse à partir d'octobre 2017. Je serai toujours encadrée par Patrick Bouchon, et mon directeur de thèse sera Riad Haïdar, responsable de l'équipe CIO. Pendant cette thèse, je vais continuer à étudier le résonateur guide d'onde, pour le fabriquer et le caractériser. Je vais également étudier d'autres résonateurs pour le confinement thermique et l'hyper concentration de la lumière.

L'un d'entre eux est le résonateur de Helmholtz optique. Ce résonateur a été adapté du résonateur de Helmholtz acoustique par Paul Chevalier pendant sa thèse à l'Onera (soutenue en 2015) [11, 12]. Cette structure d'or est composée d'une fente reliée à une cavité d'air. Cela induit une exaltation du champ jusqu'à un facteur  $10^5$  au niveau de la fente. Sébastien Héron a commencé à étudier cette structure en remplissant la fente de GaAs, pour exalter les effets non linéaires. Le gain de cette structure serait 10 fois plus important que celui des structures précédentes. Cette structure permettrait un mélange à trois ondes, en réalisant un accord de modes entre la résonance localisée de Helmholtz et la résonance plasmonique (anomalie de Rayleigh Wood). Ce système se comporte comme un circuit LC : la fente représente la capacité et la cavité l'inductance. On peut aller plus loin en étudiant un système à double cavité pour avoir un système multirésonant.

Une autre piste est d'étudier la possibilité de faire de l'effet Kerr.

Les perspectives sont la génération de hautes harmoniques pour développer des sources aux hautes énergies et des sources THz. Ces sources pourront être appliquées à la spectrométrie d'espèces biologiques et chimiques.

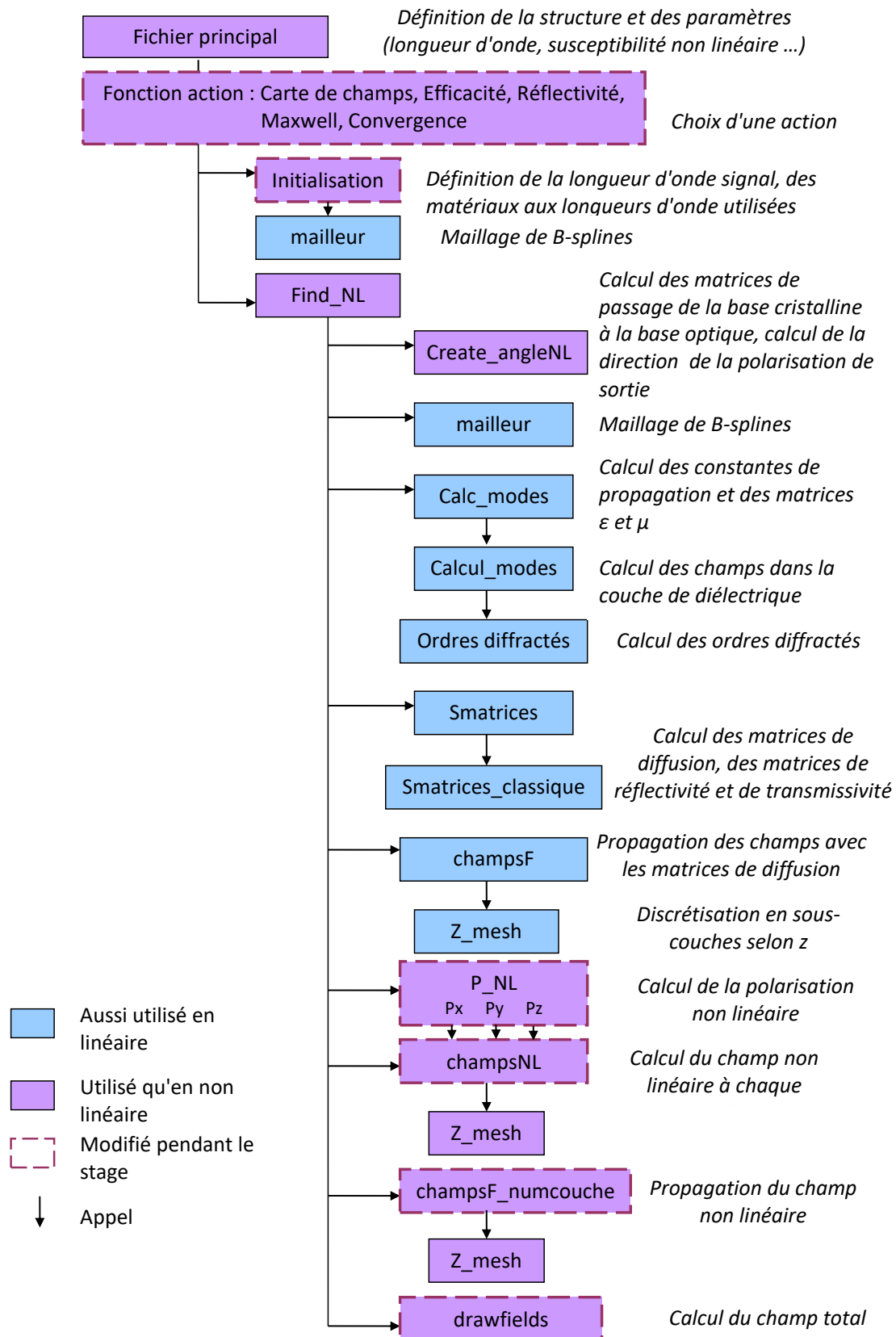
Pendant cette thèse je développerai des nanostructures, de la simulation à la caractérisation, en passant par la conception et la fabrication en salle blanche.





# Chapitre A

## Description détaillée du code





# Chapitre B

## Cartes de champs

### B.1 Cartes de champs du guide d'onde en DFG

Les cartes de champ sont tracées avec les couches d'or pour délimiter la structure. La couche de GaAs au milieu n'est pas représentée pour ne pas cacher les champs. La figure B.1 représente la struture complète.

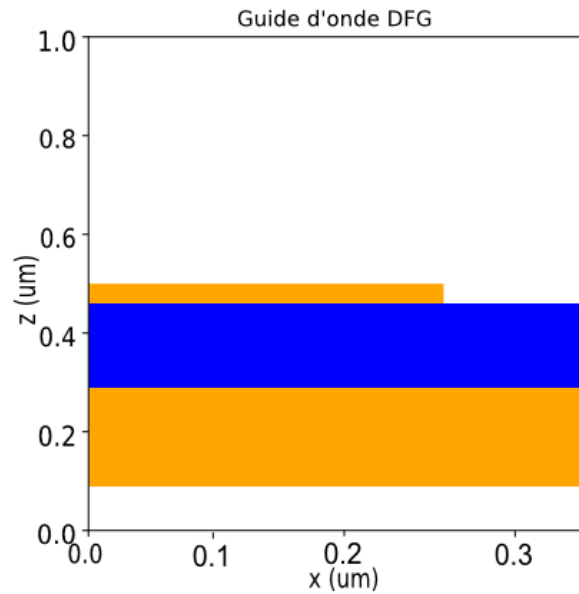


Figure B.1 – Structure du guide d'onde implémentée pour la DFG

Les champs pompe et idler sont représentés figure B.2.

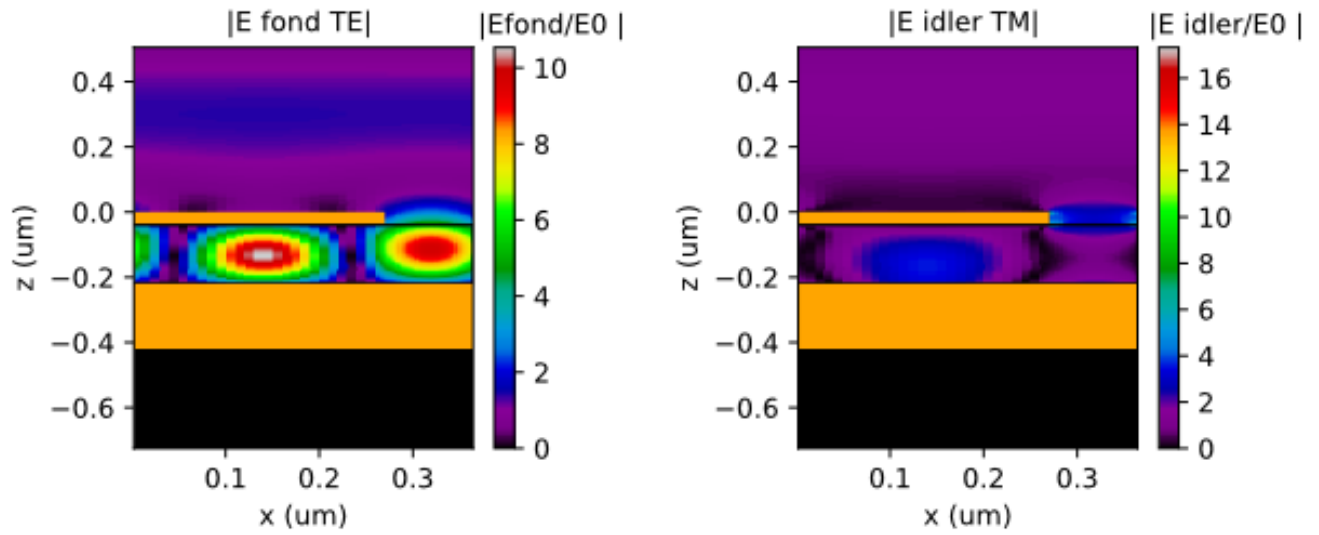


Figure B.2 – Champs source sur le guide d’onde pour la DFG : à gauche :  $\lambda_{TE} = 1.01 \mu\text{m}$ , à droite :  $\lambda_{TM} = 1.3 \mu\text{m}$

Les champs générés par la polarisation non linéaire selon  $x$  sont représentés figure B.3.

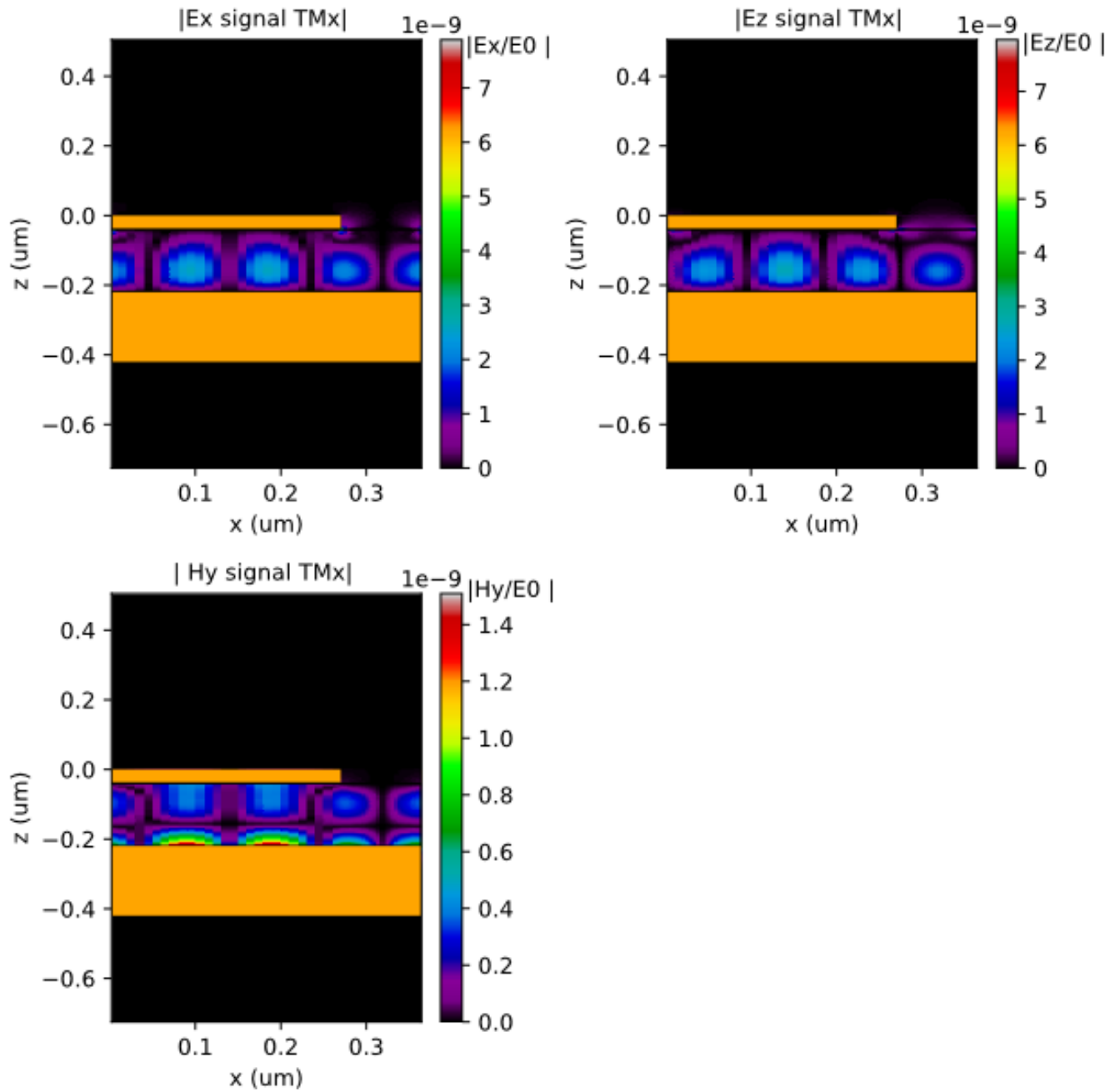
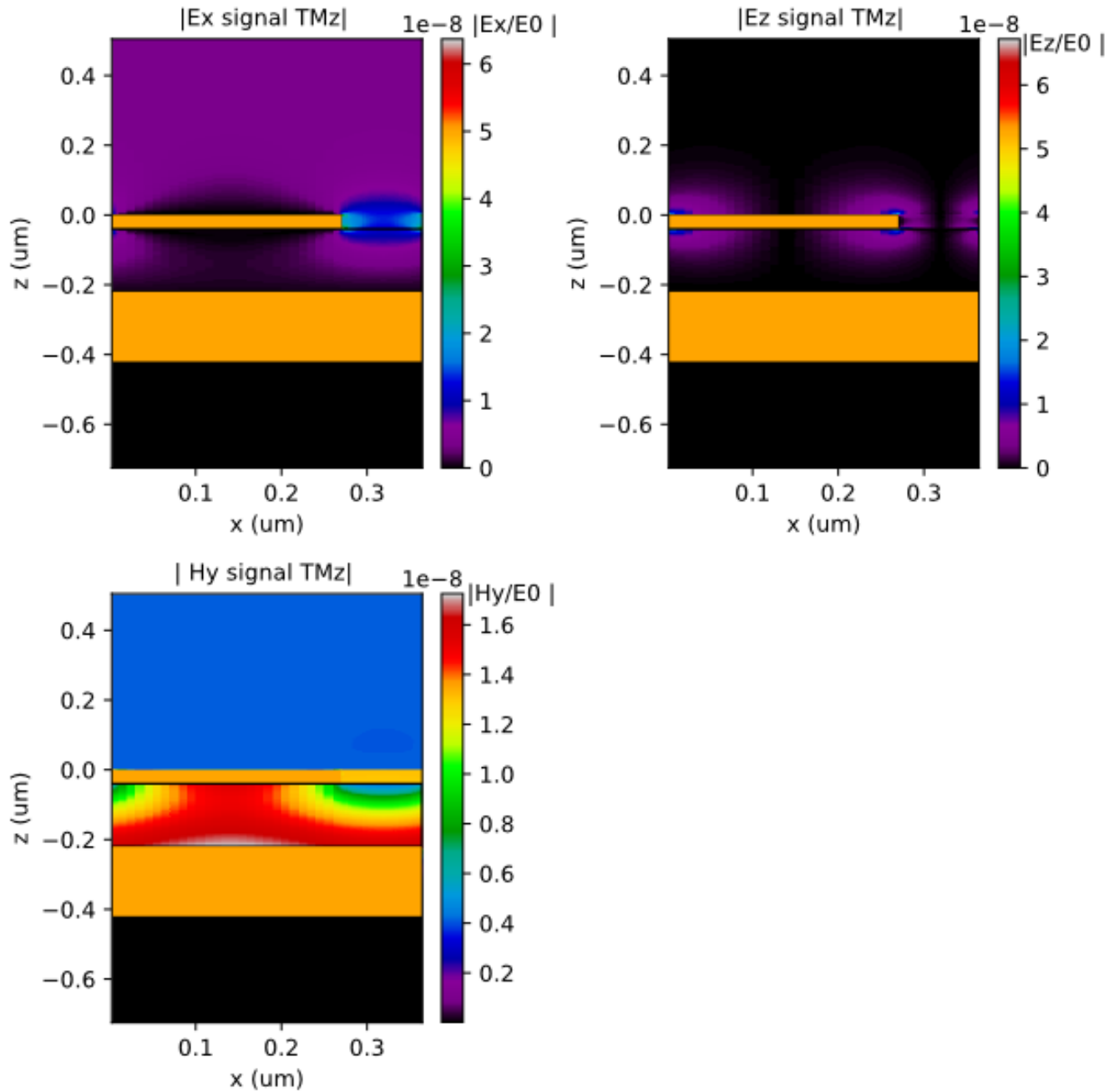


Figure B.3 – Champs non linéaires générés par le Px sur le guide d'onde pour la DFG ( $\lambda_{TM} = 4.53 \mu\text{m}$ )

Les champs générés par la polarisation non linéaire selon  $z$  sont représentés figure B.4.

Figure B.4 – Champs non linéaires générés par le Pz sur le guide d'onde pour la DFG ( $\lambda_{TM} = 4.53 \mu\text{m}$ )

## B.2 Cartes de champs du guide d'onde en SHG

Le champ pompe est représenté figure B.5.

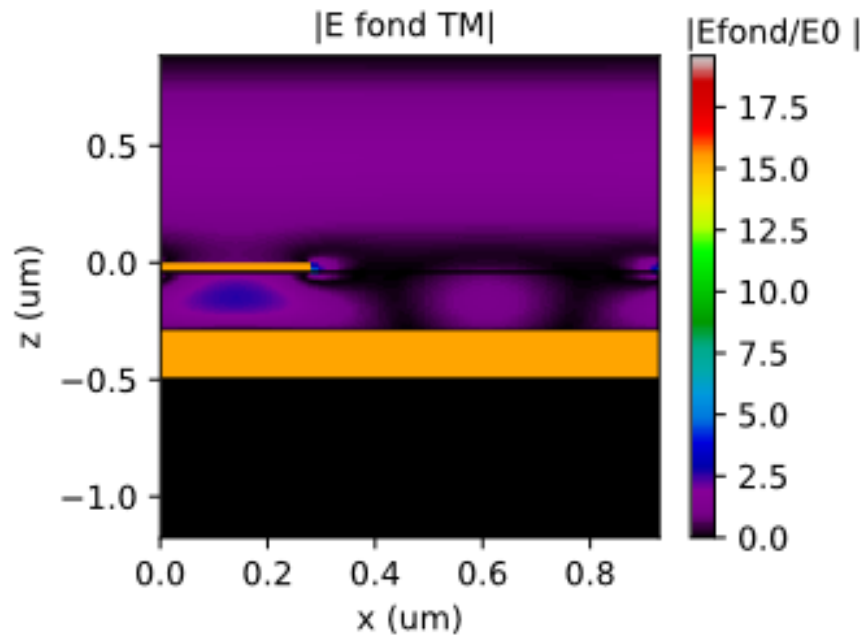


Figure B.5 – Champs source TM ( $\lambda_{TM} = 1.77 \mu\text{m}$ ) sur le guide d'onde SHG

Le champ généré est représenté figure B.6.

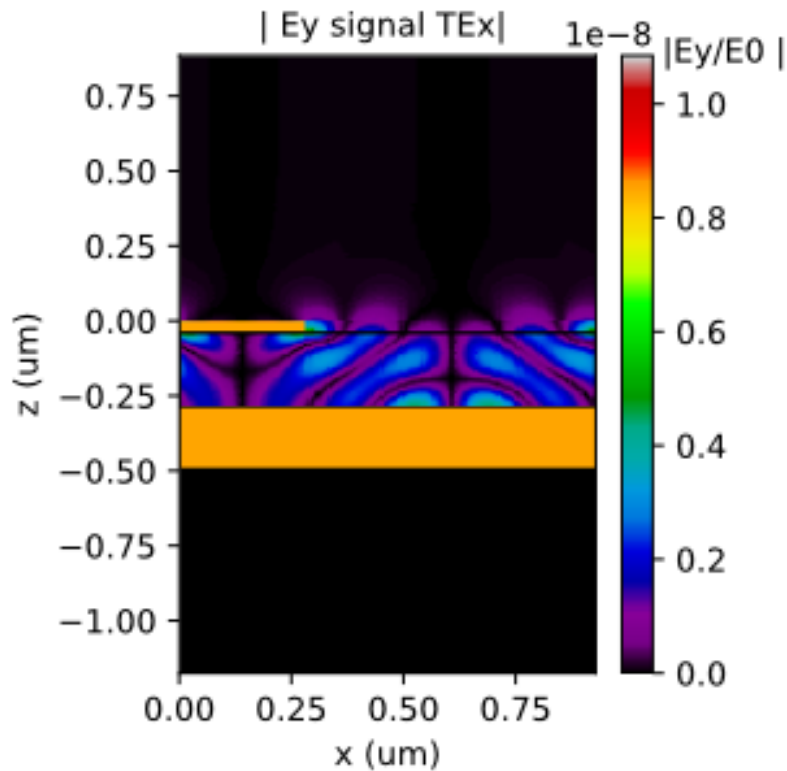


Figure B.6 – Champs signal TE ( $\lambda_{TE} = 0.885 \mu\text{m}$ ) sur le guide d'onde SHG





# Chapitre C

## Fiche technique du FTIR

### VERTEX comparison:

|   | VERTEX 70  | VERTEX 70v   | VERTEX 80   | VERTEX 80v   |
|---|--|--|---|--|
| <b>Spectral range</b>                     | Mid-IR, NIR, Far-IR/THz<br>Visible UV/ 15cm <sup>-1</sup> to<br>28 000 cm <sup>-1</sup> (360 nm)                   | Mid-IR, NIR, Far-IR/THz<br>Visible UV/ 10cm <sup>-1</sup> to<br>28 000 cm <sup>-1</sup> (360 nm)                   | Mid-IR, NIR, Far-IR/THz<br>Visible UV/ 10cm <sup>-1</sup> to<br>50 000 cm <sup>-1</sup> (200 nm)                                    | Mid-IR, NIR, Far-IR/THz<br>Visible UV/ 5cm <sup>-1</sup> to<br>50 000 cm <sup>-1</sup> (200 nm)                          |
| <b>Spectral resolution</b>                | Better than 0.4 cm <sup>-1</sup><br>(apodized), optional<br>0.16 cm <sup>-1</sup>                                  | Better than 0.4 cm <sup>-1</sup><br>(apodized), optional<br>0.16 cm <sup>-1</sup>                                  | Better than 0.2 cm <sup>-1</sup><br>(apodized), optional<br>0.06 cm <sup>-1</sup>   | Better than 0.2 cm <sup>-1</sup><br>(apodized), optional<br>0.06 cm <sup>-1</sup>  |
| <b>Optics Housing</b>                     | Standard sealed and<br>desiccated or<br>purgeable  | Standard vacuum or<br>purgeable, includes<br>dry<br>vacuum pump  | Standard sealed and<br>desiccated or<br>purgeable   | Standard vacuum or<br>purgeable, includes<br>dry<br>vacuum pump  |
| <b>Sample Compartment</b>                 | Purgeable  | Vacuum or Purgeable  | Purgeable   | Vacuum or Purgeable  |
| <b>Interferometer</b>                     | RockSolid™   | RockSolid™   | UltraScan™  | UltraScan™   |
| <b>Sources</b>                            | Internal air cooled MIR,<br>optional Tungsten NIR<br>and external water cooled<br>MIR, Tungsten and<br>Hg-Arc      | Internal MIR, optional<br>Tungsten NIR and<br>external water cooled<br>MIR, Tungsten and<br>Hg-Arc                 | Internal air cooled MIR,<br>optional Tungsten NIR<br>and external water cooled<br>MIR, Tungsten, Hg-Arc<br>and air cooled Deuterium | Internal MIR, optional<br>Tungsten NIR and<br>external water cooled<br>MIR, Tungsten, Hg-Arc<br>and air cooled Deuterium |
| <b>Bolometer</b>                          | 1 optional   | 2 optional   | 1 optional  | 2 optional   |
| <b>Rapid Scan</b>                         | > 70 spectra/sec<br>at 16 cm <sup>-1</sup> spectral<br>resolution  | > 70 spectra/sec<br>at 16 cm <sup>-1</sup> spectral<br>resolution  | > 110 spectra/sec<br>at 16 cm <sup>-1</sup> spectral<br>resolution  | > 110 spectra/sec<br>at 16 cm <sup>-1</sup> spectral<br>resolution   |
| <b>Slow Scan<br/>&amp;<br/>Rapid Scan</b> | 100 Hz (0.0063 cm/sec),<br>Phase modulation and<br>internal demodulation,<br>Temporal resolution<br>6 usec/2.5 sec | 100 Hz (0.0063 cm/sec),<br>Phase modulation and<br>internal demodulation,<br>Temporal resolution<br>6 usec/2.5 sec | 100 Hz (0.0063 cm/sec),<br>Phase modulation and<br>internal demodulation,<br>Temporal resolution<br>6 usec/2.5 sec                  | 100 Hz (0.0063 cm/sec),<br>Phase modulation and<br>internal demodulation,<br>Temporal resolution<br>6 usec/2.5 sec       |

Figure C.1 – FTIR Vertex ([www.brukeroptics.cz](http://www.brukeroptics.cz))



# Index

---

BMM, 9

C2N, 4

DFG, 17

DGA, 3

EPIC, 3

FTIR, 34

GaAs, 5

GMR, 4

MIM, 4

Pz, 7

SHG, 13

Sources paramétriques, 8

TE, 14

TM, 14, 19



---

## Références

---

- [1] Patrick Bouchon, Fabrice Pardo, Benjamin Portier, Laurence Ferlazzo, Petru Ghenuche, Gulnar Dagher, Christophe Dupuis, Nathalie Bardou, Riad Haïdar, and Jean-Luc Pelouard. Total funneling of light in high aspect ratio plasmonic nanoresonators. *Applied Physics Letters*, 98(19):191109, 2011.
- [2] Sébastien Héron. *Nanostructures pour l'exaltation d'effets non linéaires*. PhD thesis, Université Paris-Saclay, 2016.
- [3] Antoine Godard. Infrared (2–12  $\mu\text{m}$ ) solid-state laser sources: a review. *Comptes Rendus Physique*, 8(10):1100–1128, 2007.
- [4] JP Van der Ziel and M Ilegems. Optical second harmonic generation in periodic multilayer gaas-al<sub>0.3</sub>ga<sub>0.7</sub>as structures. *Applied Physics Letters*, 28(8):437–439, 1976.
- [5] Patrick Bouchon. *Ingénierie d'indice optique à base de nanostructures métalliques*. PhD thesis, Ecole Polytechnique X, 2011.
- [6] Paul Chevalier, Patrick Bouchon, Fabrice Pardo, and Riad Haïdar. Electromagnetic modelization of spherical focusing on a one-dimensional grating thanks to a conical b-spline modal method. *JOSA A*, 31(8):1692–1697, 2014.
- [7] Chaoyang Wei, Shijie Liu, Degang Deng, Jian Shen, Jianda Shao, and Zhengxiu Fan. Electric field enhancement in guided-mode resonance filters. *Optics letters*, 31(9):1223–1225, 2006.
- [8] Wataru Nakagawa, Rong-Chung Tyan, and Yeshaiah Fainman. Analysis of enhanced second-harmonic generation in periodic nanostructures using modified rigorous coupled-wave analysis in the undepleted-pump approximation. *JOSA A*, 19(9):1919–1928, 2002.
- [9] Benfeng Bai and Jari Turunen. Fourier modal method for the analysis of second-harmonic generation in two-dimensionally periodic structures containing anisotropic materials. *JOSA B*, 24(5):1105–1112, 2007.
- [10] Robert W Boyd. *Nonlinear optics*, 2008.
- [11] Paul Chevalier, Patrick Bouchon, Riad Haïdar, and Fabrice Pardo. Optical helmholtz resonators. *Applied Physics Letters*, 105(7):071110, 2014.
- [12] Paul Chevalier, Patrick Bouchon, Jean-Jacques Greffet, Jean-Luc Pelouard, Riad Haïdar, and Fabrice Pardo. Giant field enhancement in electromagnetic helmholtz nanoantenna. *Physical Review B*, 90(19):195412, 2014.