



**HAL**  
open science

# Étude Théorique et Réalisation des Tamis à Photons à Ouvertures Annulaires sur du Niobate de Lithium pour la Génération du Second Harmonique

E.H. Barakat, M.-P. Bernal, R. Salut, F.I. Baida

► **To cite this version:**

E.H. Barakat, M.-P. Bernal, R. Salut, F.I. Baida. Étude Théorique et Réalisation des Tamis à Photons à Ouvertures Annulaires sur du Niobate de Lithium pour la Génération du Second Harmonique. Journées nationales d'optique guidée (JNOG) 2010, Oct 2010, Besançon, France. hal-00606994

**HAL Id: hal-00606994**

**<https://hal.science/hal-00606994>**

Submitted on 9 Apr 2021

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

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



Distributed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License

# Étude Théorique et Réalisation des Tamis à Photons à Ouvertures Annulaires sur du Niobate de Lithium pour la Génération du Second Harmonique

E. H. Barakat, M-P. Bernal, R. Salut et F. I. Baida

Département d'Optique P. M. Duffieux, Institut FEMTO-ST UMR 6174 CNRS, Université de Franche-Comté,  
16 route de Gray, 25030 Besançon Cedex, France, Tel: 00 (33) 3 81 66 64 21  
elsie.barakat@femto-st.fr

## 1. Introduction

Ralentir la lumière permet de renforcer son interaction avec les matériaux et d'exalter des non-linéarités optiques. Un des effets de la périodicité du crystal photonique (CP) est d'obtenir une faible vitesse de groupe. Un CP-2D illuminé en incidence normale induit une excitation du mode guidée  $TE_{11}$  [1,2] qui va induire à une transmission exaltée à la longueur d'onde de coupure de ce dernier. A cette longueur d'onde, la partie réelle de l'indice effectif du mode guidée tend vers zéro alors que la vitesse de phase est infinie.

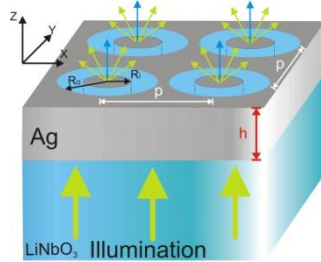


Figure 1. la structure proposée

La structure proposée (fig. 1) consiste à combiner à la fois le phénomène de transmission exaltée avec celui de la lumière lente pour générer le second harmonique (GSH). Notre but consiste donc à concevoir une structure où le substrat est un matériau possédant des effets non-linéaires, le niobate de lithium (LN), afin d'exploiter ce confinement. Les propriétés optiques du LN sont idéales pour exalter cet effet. Le confinement de la lumière associée à un coefficient non linéaire  $\chi^2$  est nécessaire pour générer un signal important du second harmonique. De plus, pour que ce dernier soit détecté en champ lointain, il faut qu'il soit transmis à l'extérieur de la cavité. Pour cela il faut que ce signal soit localisé à un second pic du spectre de transmission de la structure. Par conséquent, ce spectre doit avoir deux pics pour les deux longueurs d'ondes, fondamental et second harmonique.

## 2. Étude théorique

Baida et al. [3] ont déjà démontré qu'en première approximation la position du premier pic, localisé à la longueur d'onde de coupure du mode  $TE_{11}$  dépend des paramètres de la structure ( $\lambda_c^{TE_{11}} = f(R_e, R_i)$  avec  $R_e$  rayon externe et  $R_i$  rayon interne). La position des pics harmoniques, quand à eux varie en fonction de l'épaisseur du métal ( $\lambda_{ham} = f(h)$ ). Pour pouvoir jouer sur ces dépendances, une étude de transmission en fonction des rayons a été effectuée en utilisant la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD). La ligne blanche de la figure 2a détermine les couples  $(R_e, R_i)$  pour lesquels le pic de coupure se trouve en  $\lambda = 1550 \text{ nm}$  pour une épaisseur  $h = 90 \text{ nm}$ . Pour des raisons technologiques de fabrication nous avons choisi  $R_e = 135 \text{ nm}$ ,  $R_i = 65 \text{ nm}$ . La période a été fixée à  $300 \text{ nm}$  afin d'éliminer le rôle négatif du plasmon de surface à côté des pics de transmission. La figure 2b illustre la position des pics en fonction de l'épaisseur. L'épaisseur de l'argent est choisie pour que le second pic soit localisé à  $\lambda_{SH} = \lambda/2 = 775 \text{ nm}$  ainsi l'épaisseur du métal est fixée à  $120 \text{ nm}$ . Le pic se déplace vers le rouge lorsque l'épaisseur augmente. Notons ici que, comme le montre la figure 2b, la position du pic dépend légèrement de l'épaisseur dans le cas où cette dernière est faible comparée à la longueur d'onde de coupure.

Pour ces paramètres géométriques obtenus on a quantifié l'exaltation de l'effet non-linéaire dans les ouvertures à la longueur d'onde de coupure du mode  $TE_{11}$ . Afin de déterminer ce facteur d'exaltation, on propose deux méthodes de calcul. La première méthode consiste à utiliser l'équation suivante :  $\tau^2 = v_g|_{\text{niobate}} / v_g|_{\text{niobate+métal}}$ . Ce facteur est directement lié à la vitesse de groupe de la lumière à l'intérieur de la cavité. La figure 3 présente le diagramme de dispersion d'un guide coaxial infini en argent et rempli de niobate de lithium. Comme la période est fixée d'une manière à éliminer l'interaction du plasmon de surface dans la gamme de la longueur d'onde souhaitée, on peut considérer

qu'il n'y a pas de couplage entre eux. Par conséquent, l'indice effectif du mode guidé est égal à celui d'un guide à ouverture unique. Un code FDTD opérant en coordonnées cylindriques est utilisé pour le calcul du diagramme de dispersion du guide. En se référant sur la figure 3, la vitesse de groupe peut être déduite de la pente de la courbe de dispersion. Le mode fondamentale  $TE_{11}$  correspond à  $k_z=0$  et on obtient une  $v_g=c/37,4074$ .

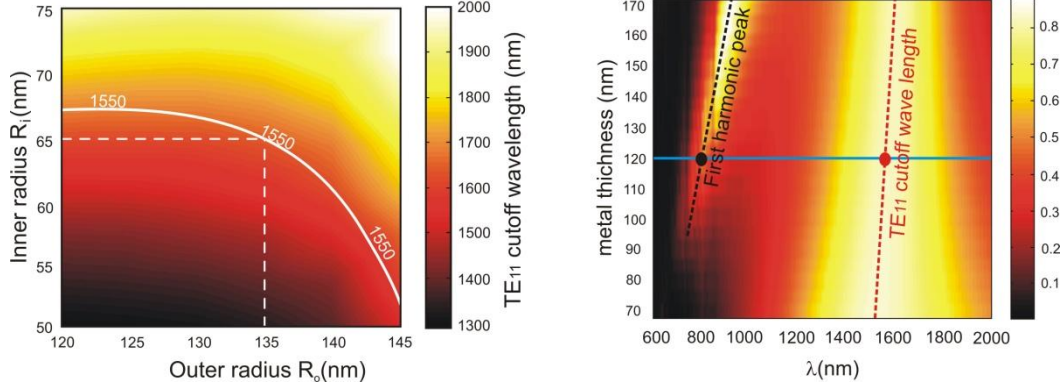


Figure 2. Spectre de transmission de l'ordre zéro diffracté en fonction de l'épaisseur, (a) en fonction des rayons de la structure.  $h=90$  nm. (b) en fonction de l'épaisseur du méta.  $Re=135$  nm,  $Ri=65$  nm et  $p=300$  nm.

La vitesse de groupe du niobate non-structurée est donnée par  $v_g=c/n_g$ , avec  $n_g$  l'indice effectif du niobate de lithium à la longueur d'onde fondamentale (1550 nm). Ainsi, on peut déduire la valeur de facteur d'exaltation  $\tau^2=37,4074/2,143 \sim 17,45$ .

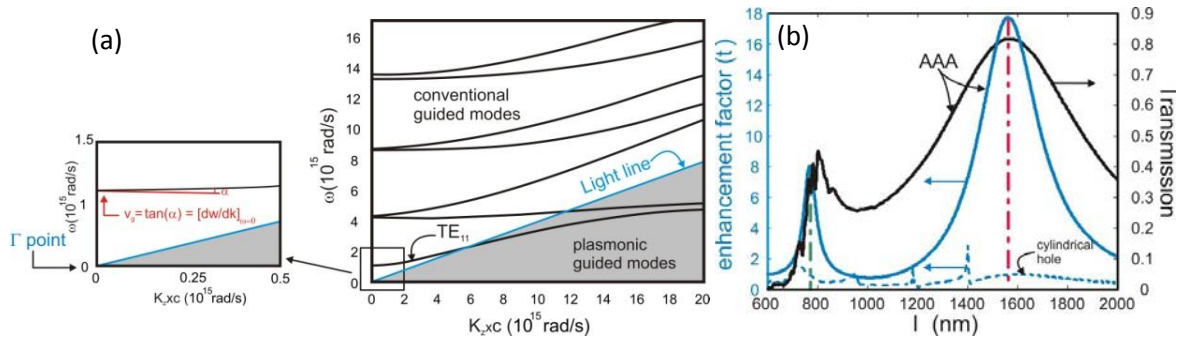


Figure 3. (a) diagramme de dispersion d'un guide infini coaxial en argent et rempli de LN. (b) spectre de transmission de la structure à ouverture annulaire (ligne noire). Le facteur d'exaltation de la même structure (ligne bleu) est comparé à celui des ouvertures cylindriques (ligne bleu en pointillé).

La deuxième méthode utilisée est définie comme étant le rapport entre le module au carré du champ électrique dans la cavité sur celui calculé pour le même volume dans le niobate massif. Un code BOR-FDTD opérant en coordonnées cylindriques est utilisé avec un maillage non uniforme. Le pas spatial varie entre  $\delta r=\delta z=2$  nm à l'intérieur de la cavité et augmente continuellement pour atteindre  $\Delta r=\Delta z=5$  nm à l'extérieur de la cavité. La valeur maximale du facteur d'exaltation correspond à la longueur d'onde de la coupure du mode  $TE_{11}$  et est de  $\tau = 17$  qui est en bon accord avec la valeur obtenue par la première méthode. De plus, on observe que le second pic, qui est la première harmonique du mode  $TE_{11}$ , possède toujours une longueur d'onde qui est égale à la moitié de celle fondamentale [4].

Afin de mieux comprendre le comportement du champ à l'intérieur des ouvertures, on présente dans la figure 4 la distribution des trois composantes spatiales du champ électrique normalisé par rapport à la composante x. La composante  $E_x$  est deux fois plus grande que  $E_y$  alors que  $E_z$  tend vers zéro. En outre, en se référant au tenseur non-linéaire du niobate de lithium, on remarque que le coefficient le plus important est le  $d_{33}$  ce qui nécessite que le champ optique soit orienté vers l'axe du cristal et donc un substrat de niobate de lithium de coupe X est nécessaire pour la fabrication.

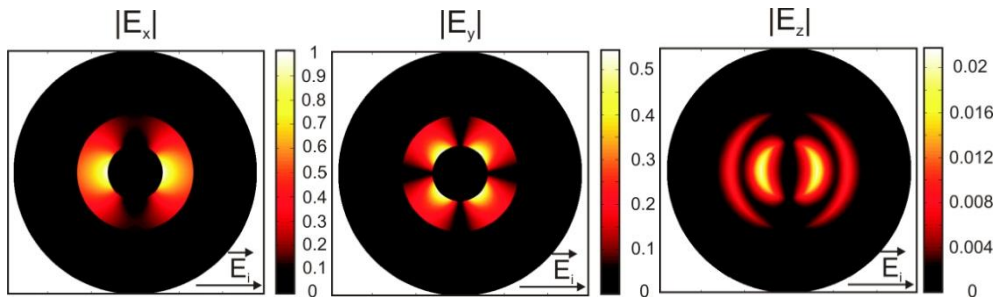


Figure 4. Distribution des trois composantes du champ électrique en amplitude dans le plan (xy) à l'intérieur d'une cavité à la longueur d'onde fondamentale 1550nm.

### 3. Fabrication

Le procédé de fabrication considéré (figure 5a) consiste à utiliser une résine négative (man). Les motifs sont dessinés à l'aide de la lithographie électronique e-beam. La résine qui reste après développement sera utilisé comme un masque pour graver le niobate à l'aide d'une gravure anisotrope RIE (Reactive-Ion-Etching). Une étape de métallisation par évaporation est suivit par un lift-off pour éliminer la résine restante. La figure 5b montre les coaxes en résine après développement, la figure 5c montre une image SEM après gravure RIE anisotrope où les coaxes sont bien séparés d'une distance de 25 nm et gravé de 140nm.

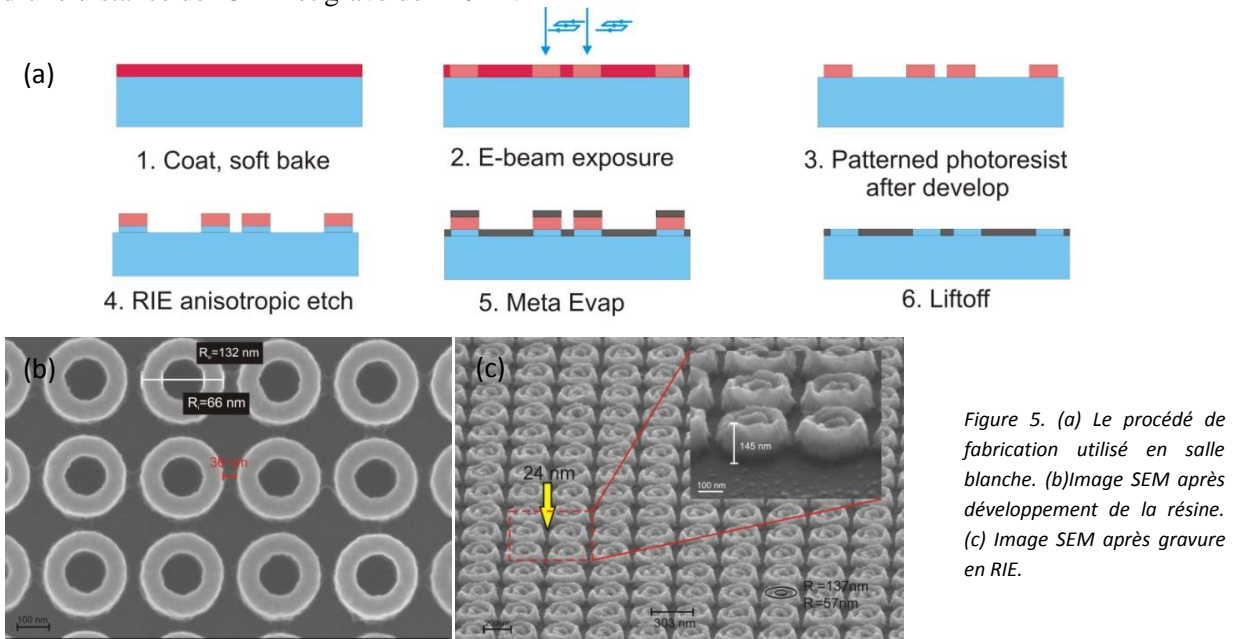


Figure 5. (a) Le procédé de fabrication utilisé en salle blanche. (b) Image SEM après développement de la résine. (c) Image SEM après gravure en RIE.

### 4. Conclusion

Nous avons étudié des tamis à photons à ouvertures annulaires combinés avec un matériau non linéaire, le niobate de lithium, pour la génération du second harmonique. Les relations qui lient les paramètres géométriques au point de fonctionnement notamment la longueur d'onde fondamentale et harmonique, ont aboutit à une structure optimale afin d'obtenir un bon confinement de la lumière permettant une exaltation des effets non-linéaire. Le phénomène de la lumière lente qui produit la fréquence de coupure d'un mode guidée dans les cavités annulaires est à l'origine de l'amélioration de la génération d'un signal harmonique et on a trouvé un facteur de 17. L'avantage des ouvertures annulaires est démontré par une comparaison avec des résultats obtenus pour des ouvertures cylindriques. La partie fabrication est en cours de réalisation en utilisant l'e-beam et la RIE.

### 5. Références

[1] F. I. Baida and D. Van Labeke. *Optics Commun.*, 209 :17–22, 2002.  
 [2] F. I. Baida and D. Van Labeke. *Phys. Rev. B*, 67 :155314, 2003.  
 [3] F. I. Baida, D. Van Labeke, G. Granet, A. Moreau, and A. Belkhir. *Applied Phys. B*, 79(1) :1–8, 2004.  
 [4] E. H. Barakat, M-P. Bernal and F. I. Baida. *Optics Exp.*, **18(7)**, 6530-6537 (2010).