



HAL
open science

Up-conversion detectors at 1550 nm for quantum communication: review and recent advances

Magali Tournier, Olivier Alibart, Florent Doutre, Sorin Tascu, Marc de Micheli, Daniel Barry Ostrowsky, Krishna Thyagarajan, Sébastien Tanzilli

► **To cite this version:**

Magali Tournier, Olivier Alibart, Florent Doutre, Sorin Tascu, Marc de Micheli, et al.. Up-conversion detectors at 1550 nm for quantum communication: review and recent advances. EAS Publications Series, 2009, 37, pp.311-339. 10.1051/eas/0937039 . hal-00436424

HAL Id: hal-00436424

<https://hal.science/hal-00436424>

Submitted on 3 Dec 2009

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.

Title : will be set by the publisher

Editors : will be set by the publisher

EAS Publications Series, Vol. ?, 2009

UP-CONVERSION DETECTORS AT 1550 nm FOR QUANTUM COMMUNICATION: REVIEW AND RECENT ADVANCES

M. Tournier¹, O. Alibert¹, F. Doutre^{1,†}, S. Tascu^{1,‡}, M. P. De Micheli¹, D. B. Ostrowsky¹, K. Thyagarajan², S. Tanzilli¹

¹ Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, CNRS UMR 6622, Université de Nice-Sophia Antipolis, Parc Valrose, 06108 Nice Cedex 2, France.

e-mail: sebastien.tanzilli@unice.fr

² Department of Physics, Indian Institute of Technology Delhi, New Delhi 110016, India. † Now at: XLIM, CNRS UMR 6172, Université de Limoges, 87060 Limoges, France.

‡ Now at: Solid State Physics Group, Faculty of Physics, University of Iasi, 700506 Iasi, Romania.

Abstract. Up-conversion, or hybrid, detectors have been investigated in quantum communication experiments to replace Indium-Gallium-Arsenide avalanche photodiodes (InGaAs-APD) for the detection of infrared and telecom single photons. Those detectors are based on the supposedly noise-free process of frequency up-conversion, also called sum-frequency generation (SFG), using a second order (χ^2) non-linear crystal. Powered by an intense pump laser, this process permits transposing with a certain probability the single photons at telecom wavelengths to the visible range where silicon APDs (Si-APD) operate with a much better performance than InGaAs detectors. To date, the literature reports up-conversion detectors having efficiency and noise figures comparable to that of the best commercially available InGaAs-APDs. However, in all of these previous realizations, a pump-induced noise is always observed which was initially expected to be as low as the dark count level of the Si-APDs. Although this additional noise represents a problem for the detection, up-conversion detectors have advantageously replaced InGaAs-APDs in various long-distance quantum cryptography schemes since they offer a continuous regime operation mode instead of a gated mode necessary for InGaAs-APDs, and the possibility of much higher counting rates. Despite attempted explanations, no detailed nor conclusive study of this noise has been reported.

The aim of this paper is to offer a definitive explanation for this noise. We first give a review of the state of the art by describing already demonstrated up-conversion detectors. We discuss these realizations especially regarding the choices made for the material, in bulk or guided configurations, the single photon wavelengths, and the pump scheme. Then we describe an original device made of waveguides integrated on periodically poled lithium niobate (PPLN) or on single-domain lithium niobate aimed at investigating the origin of the additional pump-induced noise. The poled waveguides are designed to up-convert single photons at 1550 nm to 600 nm when a 980 nm diode laser is used as pump. We obtain an overall efficiency of about 0.6% for a noise level of about $8 \cdot 10^3$ counts/s. This overall efficiency includes both insertion and propagation losses, and internal up-conversion and quantum detection (Si-APD) efficiencies. Despite a low efficiency value compared to what has been obtained so far by other groups, the efficiency/noise ratio is still comparable which still allows us investigating the noise issue.

From the spectrum obtained in both poled and non-poled waveguides we conclude that the noise comes from an alternative phase-matching scheme which permits creating paired photons at 1550 and 2700 nm wavelength by down-conversion of the 980 nm pump laser. Knowing that 1550 nm corresponds to the input signal wavelength, up-conversion of actual signal or pump-induced photons at this particular wavelength cannot be discriminated, therefore contributing to the noise at the final wavelength of 600 nm. We believe that this process of down-conversion of the pump laser to the signal wavelength (plus complementary wavelength) is responsible for the unexpected noise level reported in all the up-conversion detector realizations.

1 Introduction

1.1 La détection de photons uniques

L’astrophysique, la spectroscopie et l’imagerie sont des disciplines pour lesquelles l’emploi de puissance-mètres traditionnels, sensibles à des flux de photons de l’ordre de quelques nW, n’est parfois plus suffisant. Il convient alors d’employer d’autres systèmes de détection, à très haute sensibilité, tels que les tubes photomultiplicateurs (PM) ou les photodiodes à avalanche (APD). Si ces deux types de détecteurs sont véritablement capables de “compter les photons”, il n’en demeure pas moins que les APDs offrent une combinaison de paramètres optimisés pour la détection de photons appartenant à la bande du visible. Par ailleurs, selon les semi-conducteurs employés, les APDs couvrent une plage de longueurs d’ondes plus étendue que celle des PM qui sont pratiquement inefficaces lorsqu’il s’agit de détecter des photons aux longueurs d’onde des télécoms. Lorsque l’on considère une APD, on ne parle plus de puissances seuil pour la mesure de faibles signaux optiques comme c’est le cas pour les puissance-mètres standards, mais plutôt d’efficacité quantique de détection. De plus, d’autres paramètres importants entrent en jeu :

- la probabilité d’obtenir un coup sombre (ou bruit), c’est-à-dire de provoquer une avalanche lorsqu’il n’y a pas de photon incident sur l’APD;
- le mode opératoire, continu ou déclenché qui dépend du niveau de bruit proposé par l’APD considérée;
- le jitter ou gigue temporel(le) qui représente la variance du temps moyen que met un photon incident sur le système pour déclencher l’avalanche;
- le taux de détection maximal avant saturation;
- et enfin, la plage de longueurs d’ondes à laquelle répond l’APD considérée.

Selon les applications envisagées, c’est l’ensemble de ces paramètres intrinsèquement liés qu’il convient de prendre en compte pour la détection de photons uniques.

Cependant, il est assez fréquent que les caractéristiques offertes par les APDs disponibles dans le commerce ne soient pas suffisantes. Comme nous le verrons plus en détails, c’est par exemple le cas des APDs Indium-Gallium-Arsenic (In-GaAs) qui, en raison d’un nombre de coups sombres trop élevés, limitent les distances sur lesquelles peuvent s’établir les liens de communications quantiques aux longueurs d’ondes des télécoms 1, 2, 3. Bien que le principe ne soit pas nouveau 4, l’idée de la détection hybride, c’est-à-dire utiliser un cristal non-linéaire associé à un laser de pompe pour convertir la longueur d’onde du signal optique vers une autre plus adaptée aux systèmes de détection disponibles, a déjà largement été étudiée dans le cadre des communications quantiques. En effet, l’existence d’APDs en silicium (Si) beaucoup moins bruitées, permettrait d’envisager, via une conversion depuis la bande télécom à 1550nm vers la bande du visible où les

APDs-Si opèrent, une réduction importante du bruit sur les lignes de communications quantiques et par conséquent une augmentation des distances accessibles à ce type d'application. Malheureusement, les démonstrations expérimentales ayant été effectuées ont toutes reporté un fort niveau de bruit inattendu qui semble être induit par le laser de pompe. Ce bruit s'ajoute à celui inhérent aux APDs-Si et reste à ce jour inexpliqué 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11. Bien que plusieurs hypothèses aient été avancées pour expliquer l'origine de ce bruit additionnel (effet Raman induit par la pompe, impuretés dans le cristal non-linéaire, accords de phase parasites, etc.), rien n'a encore été fait les discriminer.

Le travail présenté ci-après possède donc un double objectif : d'une part arriver à réaliser un détecteur hybride offrant un rapport signal sur bruit comparable à ceux des détecteurs hybrides reportés dans la littérature, et d'autre part chercher à comprendre les origines du bruit additionnel dans la détection hybride.

Dans un premier temps nous allons nous focaliser sur la partie optique non-linéaire de l'expérience : de la théorie du processus de SFG à la mesure de l'efficacité de la conversion de longueurs d'ondes. Dans une seconde partie nous envisagerons le détecteur dans sa globalité : du montage expérimental aux courbes caractéristiques. Enfin nous terminerons par l'investigation des origines du bruit dans notre système de détection.

1.2 *Le cadre des communications quantiques et le problème de la distance*

Les communications quantiques représentent un champ de recherche dont l'objectif est de tirer parti des possibilités offertes par la mécanique quantique pour traiter et échanger de l'information de manière plus efficace. En effet, en comparaison avec les bits d'information classiques, les systèmes quantiques offrent une infinité de possibilités : l'état 1, l'état 0 et toutes les superpositions cohérentes des deux. On ne parle plus alors de bits, mais plutôt de qubits¹. Le qubit peut être porté par un atome, un électron ou un photon, mais dans le cas précis des communications quantiques où la distribution de l'information se fait sur une certaine distance, c'est ce dernier qui est préféré pour son aptitude à être facilement transporté par exemple via les fibres optiques.

La cryptographie quantique à photons uniques ou à paires de photons intriqués est probablement l'application la plus connue des communications quantiques. Elle offre en effet la possibilité d'échanger des données cryptées inviolables car les clés secrètes utilisées sont établies grâce aux lois de la physique quantique 12, 13. Il existe aussi d'autres protocoles tels que la téléportation 14 ou la permutation d'intrication 15 qui sont à la base des relais quantiques permettant d'augmenter la distance de communication quantique même en présence de détecteurs bruités.

Dans le cas de communications sur longues distances, les fibres optiques représentent le canal idéal pour véhiculer les photons porteurs de qubits en raison de leurs faibles pertes à la propagation (0,2 dB/km autour de 1550 nm) si bien qu'à cette

¹Vient de la contraction des mots anglais quantum et bits.

longueur d'onde les communications quantiques bénéficient largement de toutes les avancées technologiques qui ont faites pour l'établissement des réseaux de télécommunications optiques standards 14.

Les expériences de communications quantiques basées sur des photons uniques ou sur des paires de photons intriqués requièrent, pour des raisons fondamentales, un régime de fonctionnement de type “photons ou paires de photons uniques” et l'utilisation d'APDs est donc généralement implicite. En effet, que ce soit lors de l'établissement de clés de cryptographie ou lors de mesures d'intrication dans des protocoles plus complexes telles que la téléportation (voir par exemple la Réf. 14 et les Réfs. incluses), les expérimentateurs ont souvent besoin de connaître les instants où les photons qui portent les qubits sont détectés. Plus encore, la sécurité en cryptographie quantique est strictement basée sur ce régime “photons uniques” puisqu'il permet de limiter drastiquement les possibilités d'espionnage des clés secrètes établies.

Ainsi, lorsque les expériences de communications quantiques impliquent des photons télécoms (1310 et 1550 nm), et qu'après plusieurs dizaines de kms il convient de les détecter, on imagine sans peine que les APDs employées doivent être hautement performantes, au moins sur leurs deux caractéristiques principales que sont l'efficacité quantique de détection et la probabilité de coups de sombres (voir descriptif dans la partie 1.1). Reste que les expérimentateurs ne disposent dans ce cas que des APDs-InGaAs qui présentent de piètres performances. Le tableau ci-après résume bien le gap immense qu'il existe entre ce type de dispositifs et ceux à base de silicium opérant dans le visible. En effet, en plus d'une différence notable

	APD-Si	APD-InGaAs
Efficacité quantique	$\sim 60\%$	10 – 20%
Proba. coup sombre	$10^{-7}/ns$	$10^{-4} - 10^{-5}/ns$
Taux de comptage max.	2 Mcoups/s	150 kcoups/s
Régime de fonctionnement	continu	déclenché
Plage de détection	400 nm-800 nm	1000 nm-1600 nm

Table 1. Performances comparées des APD-InGaAs et Si.

en terme d'efficacité, soulignons à minima les deux ordres de grandeurs séparant les probabilités de coup sombre ou encore l'ordre de grandeur séparant les taux de comptage atteignables pour ces deux dispositifs disponibles dans le commerce.

Connaissant ces données, considérons maintenant un lien basique de communication quantique fonctionnant à 1550 nm impliquant une source de photons uniques et une APD-InGaAs reliés par une fibre optique. La source de photons uniques la plus facile et pratique à réaliser est un laser impulsif atténué. La statistique d'émission du laser obéissant à une loi poissonnienne, il faut en moyenne 0.1 photon par impulsion pour que la probabilité d'en avoir deux soit négligeable afin de garantir la confidentialité des clés établies. Appliquons les caractéristiques de

l'APD-InGaAs et des fibres optiques standards au calcul de la distance maximale pour une expérience de communication quantique et ramenons le calcul à des impulsions laser valant une ns. De là, sachant que l'InGaAs possède 10% d'efficacité, on voit déjà que le couple source/détecteur offre une probabilité d'obtenir un photon de 10^{-2} . Si l'on compare cette valeur à la probabilité de bruit du détecteur, i.e. 10^{-5} /ns pour les meilleures APD-InGaAs, on voit que la ligne ne peut tolérer qu'une atténuation de 10^{-3} (30 dB), c'est-à-dire environ 150 km de fibre optique. Il est donc clair que c'est bien le bruit du détecteur qui limite le plus la distance de communication quantique, et surtout qu'une APD-Si, dont les performances sont bien meilleures en terme de bruit, repousserait la limite de la distance à 250 km (50 dB) à efficacité comparable 1, 16, 2.

Vouloir améliorer cette distance revient donc à perfectionner la détection ou à envisager un autre type de source de photons uniques plus efficaces (production de véritables états à un photon 18, 17, 19), sachant que la technologie des fibres optiques a atteint ses limites théoriques au niveau des pertes à la propagation. Par ailleurs, optimiser la détection en tant que telle revient soit à perfectionner les APDs-InGaAs ou bien à en changer. Le fait que l'InGaAs soit un semi-conducteur composé est la cause de nombreuses dislocations dans la structure cristalline expliquant le niveau de bruit élevé de ces APDs et la nécessité de les faire fonctionner en régime déclenché pour en limiter les effets. Vouloir améliorer les propriétés de l'InGaAs demeure un problème assez complexe et les moyens requis relatifs à la croissance de ces dispositifs dépassent souvent le cadre des laboratoires qui les utilisent. Les physiciens de la communauté des communications quantiques ont donc eu l'idée de la détection hybride qui semble être une bonne alternative puisqu'elle permet, du moins en théorie, de transposer les photons télécoms vers la bande du visible via le processus non-linéaire de génération de somme de fréquences (SFG) intrinsèquement sans bruit et ainsi de bénéficier des hautes performances des APDs-Si 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11. Notons qu'un autre type de détecteur, basé sur des nano-fils superconducteurs, a vu le jour au cours des cinq dernières années. Les efficacités obtenues sont de quelques % aux longueurs d'ondes des télécoms pour une probabilité de bruit comparable à celle des APDs-Si 20, 21. Reste que la mise en œuvre de ces dispositifs demeure contraignante, à la fois en termes de réalisation, de reproductibilité, d'encombrement (quelques m^2) et donc de manipulation, et enfin de coût de fonctionnement (refroidissement à l'hélium liquide).

2 La détection hybride

2.1 Principe

Comme nous venons de le voir, pour bénéficier de toutes les qualités des APDs-Si, il est nécessaire de convertir les photons télécoms (1550 nm) vers la bande de longueur d'onde du visible, c'est-à-dire entre 400 et 800 nm. Le processus d'optique non-linéaire de génération de somme de fréquences (SFG), rendu possible par un apport d'énergie sous forme d'un laser de pompe, permet cette conversion. L'expression "détecteur hybride" illustre l'association dans notre détection de la

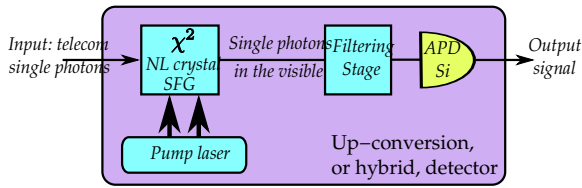


Fig. 1. Schéma de principe d'un détecteur hybride qui inclue un cristal non-linéaire préposé au processus SFG ainsi qu'une APD-Si. Un étage de filtrage additionnel est indispensable afin de ne sélectionner que les photons appartenant à la bande du visible et résultant du processus non-linéaire de SFG.

technologie des APDs-Si et du processus SFG. Cette idée simple peut se résumer par la Fig.1 ci-dessous. Comme nous l'avons déjà mentionné, l'idée de la conversion de longueurs d'ondes pour favoriser la détection à des longueurs d'ondes plus courtes est un principe qui remonte aux années 70 4. Il a fallu attendre plus de 20 ans pour que le concept de la détection hybride soit appliqué aux longueurs d'ondes des télécommunications. Toutefois, le processus de SFG est souvent mis en œuvre pour des faisceaux signal et pompe tous deux intenses. Nous insistons ici sur le fait que dans le cas des détecteurs hybrides, le faisceau signal est composé de photons uniques, ce qui conduit à de sérieux problèmes de filtrage en sortie du cristal non-linéaire. Il faut en effet "nettoyer" proprement le faisceau de sortie de ce qui reste de la pompe intense pour ne garder que les photons uniques convertis.

2.2 Etat de l'art

Plusieurs détecteurs hybrides destinés à des expériences de communications quantiques telles que des cryptosystèmes opérant à 1550 nm ont été reportés à ce jour dans la littérature. Ces détecteurs représentent autant de solutions que ce soit en termes de schémas de pompage que de cristaux non-linéaire impliqués dans le processus SFG. Sans être exhaustifs, nous pouvons lister les expériences les plus marquantes en les regroupant par couple cristal/laser de pompe :

1. Le détecteur développé au MIT en 2004 est probablement le premier en la matière 5. Il met en œuvre un laser de pompe à 1064 nm et un cristal massif de niobate de lithium polarisé périodiquement (PPLN) pour la conversion de photons uniques à 1550 nm en photons à 630 nm. La même configuration a été employée par les équipes de l'université de Urbana-Champaign également en 2004 6 et de l'université de Shanghai en 2006 7. Ces trois détecteurs ont montré une très haute efficacité de conversion de longueurs d'ondes interne au cristal (environ 80%) pour un bruit relativement élevé se situant aux alentours de $400 \cdot 10^3$ coups/s.
2. En configuration guidée, c'est-à-dire en utilisant un cristal de PPLN sur lequel est intégré un guide d'ondes ainsi qu'un laser de pompe à 1310 nm,

l'équipe de l'université de Stanford annonce en 2004 une détection globale de 41% sans toutefois spécifier le taux de bruit 8. En 2005, la même équipe associée avec un laboratoire japonais réalise une caractérisation plus complète, notamment en proposant les courbes d'efficacité de conversion et de bruit correspondantes 9, 22 dans le but de réaliser une expérience de cryptographie quantique à 1550 nm. Pour cette expérience, les auteurs ont alternativement pompé le guide PPLN à 1310 et à 1550 nm autorisant ainsi la conversion de photons uniques à 1550 et à 1310 nm, respectivement, vers 710 nm. Dans le cas où la pompe est à 1310 nm, le détecteur a montré un rendement global de 45% pour un taux de bruit de $8 \cdot 10^5$ coups/s, alors que dans le cas où la pompe est à 1550 nm, le rendement était d'environ 40% pour un taux de bruit d'environ $2 \cdot 10^4$ coups/s, soit environ la même efficacité pour 40 fois moins de coups sombres. On peut déjà sentir ici l'influence de la position de la longueur d'onde de pompe, plus longue ou plus courte, par rapport à celle du signal sur le taux de bruit induit par cette pompe dans le processus non-linéaire. Nous reviendrons plus loin sur ce point.

3. En 2006, le GAP de l'université de Genève caractérise entièrement un détecteur hybride basé sur une pompe à 980 nm et un guide PPLN autorisant la conversion de photons à 1550 nm en photons à 600 nm. Dans cette configuration, les auteurs obtinrent une efficacité totale de 4% pour un taux de bruit de $50 \cdot 10^3$ coups/s 10. A titre de comparaison il faut comprendre que l'efficacité globale prend en compte l'efficacité du processus SFG, l'efficacité de détection de l'APD-Si ainsi que les pertes dans le montage dues au filtrage. Par rapport à l'expérience reportée en Réf. 9 et mentionnée au point précédent, il faut se rappeler que l'efficacité de conversion non-linéaire et le bruit induit par la pompe dans le processus SFG dépendent de la puissance de pompe injectée dans le cristal. Dans l'expérience genevoise, la puissance de pompe a été réduite de sorte à ce que le bruit soit minimisé afin de rendre possible une expérience de cryptographie quantique à haut débit qui n'aurait pas été possible sans l'utilisation de détecteurs hybrides. C'est pourquoi l'efficacité et le bruit globaux sont un ordre de grandeur plus faibles en comparaison avec la réalisation du MIT 9, 22.
4. Plus récemment en 2008, le GAP a développé un détecteur hybride basé sur la même configuration que précédemment mais dont le laser de pompe peut être accordé via l'utilisation d'un réseau de Bragg 11. Il en résulte un détecteur hybride accordable sur une plage d'environ 5 nm et dont les caractéristiques sont sensiblement égales à ce qui a été mentionné précédemment 10.

A titre d'illustration et afin de mieux comprendre les tenants et les aboutissants d'un détecteur hybride, la Fig.2 ci-dessous illustre les résultats des caractérisations obtenues par les groupes cités précédemment. Insistons sur le fait que tous les auteurs ont constaté les mêmes phénomènes :

- l'efficacité totale de conversion augmente avec la puissance de pompe injectée et ce jusqu'à un maximum puis redescend;

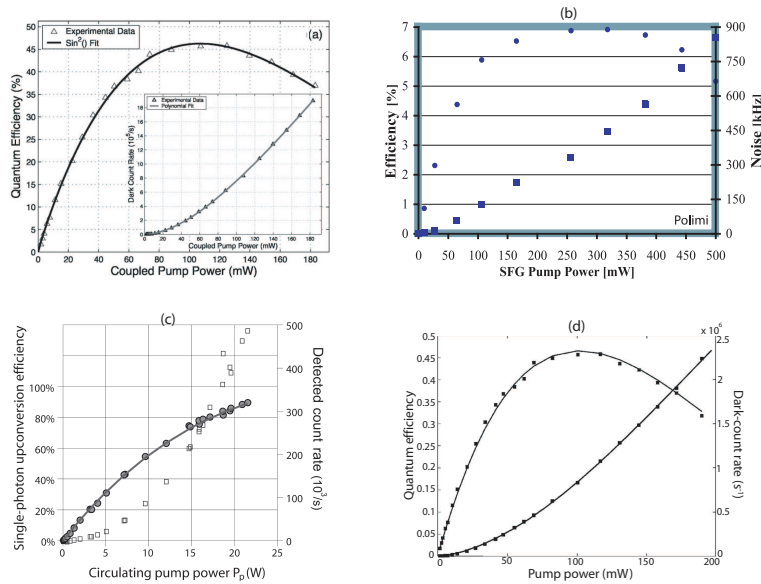


Fig. 2. Courbes expérimentales d’efficacité de conversion et du taux de coups sombres en fonction de la puissance de pompe publiées par différentes équipes de recherche : (a) Roussev *et al.* 8, (b) Thew *et al.* 10, (c) Albota *et al.* 5, (d) Diamanti *et al.* 22.

- le taux de coups sombres augmente “quadratiquement” avec la puissance de pompe lorsque seul le laser de pompe est injecté.

La première constatation n’est pas surprenante, étant donné que l’efficacité est fonction de l’amplitude des champs de signal (photons uniques) et de pompe (intense). Cependant, au-delà d’une certaine puissance de pompe, tous les photons signal sont convertis par SFG si bien le processus inverse de différence de fréquence (DFG) devient prépondérant. En d’autres termes, la DFG, stimulée par la présence du champ de pompe intense, permet la conversion des photons créés par SFG en paires de photons signal et pompe. La seconde constatation est plus étonnante, puisqu’elle empêche une utilisation efficace du procédé (comment discriminer une détection effective d’un coup sombre ?) et n’est pas clairement expliquée à ce jour. Différentes interprétations de ce bruit de détection ont été avancées par les auteurs et nous en verrons par la suite les détails, leur pertinence et les moyens de vérifier expérimentalement leur validité.

Nous tenons de plus à discuter d’un résultat non publié par ses auteurs (Thew *et al.*, groupe de Genève) mais qui fait l’objet d’une communication privée. Il s’agit en effet d’une mesure du spectre aux alentours de $\lambda = 1500$ nm en sortie de cristal avec pour seule source lumineuse la pompe à 980 nm et qui a montré la présence d’un signal large bande autour de cette longueur d’onde télécom. Il est clair que si cette mesure se vérifiait, cette fluorescence serait induite par la pompe.

Aujourd'hui, les détecteurs hybrides ont atteint une efficacité comparable à celle des meilleures APD-InGaAs mais restent parasités par un taux de bruit auquel on ne s'attendait pas et dont les origines sont toujours méconnues. Néanmoins le réel progrès réside dans la possibilité de détecter les photons télécoms en régime continu, propre à l'APD-Si, au lieu du régime déclenché nécessaire pour limiter le niveau de bruit avec les APDs InGaAs. De plus, les taux de détection peuvent être beaucoup plus élevés que ne le permettent les APDs-InGaAs. Il faut toutefois noter que la technologie des photodiodes à avalanches a récemment progressé et que l'université de Genève a publié en 2007 la réalisation d'une APD-InGaAs fonctionnant en régime continu et offrant une efficacité de détection de 10% pour un bruit inférieur à $2 \cdot 10^3$ coups/s (probabilité de bruit de $2 \cdot 10^{-6}$ /ns), ce qui définit la nouvelle référence dans le domaine de la détection télécom bien que non encore disponible dans le commerce 16.

3 La somme de fréquences dans la détection hybride

Le cristal non-linéaire est pour ainsi dire l'élément clé d'un dispositif de détection hybride car ses performances couplées à celles du laser de pompe vont directement se répercuter non seulement sur la qualité de la conversion de fréquence mais aussi sur les performances globales (efficacité et bruit) du détecteur.

3.1 Le cristal non-linéaire

3.1.1 La somme de fréquences – SFG

La somme de fréquences est un processus d'optique non-linéaire qui permet de convertir deux photons en un troisième suivant les lois de conservation de l'énergie (cf Eq.3.1) et du vecteur d'onde (ou impulsion, cf Eq.3.2) des photons impliqués dans le processus non-linéaire. Elle intervient via le coefficient non-linéaire d'ordre 2 du cristal ($\chi^{(2)}$). En désignant par ω la fréquence du photon (ou de l'onde associée) et par $\vec{k} = \frac{n(\lambda) \times \omega}{c} \cdot \vec{u}$ son vecteur d'onde, où $n(\lambda)$ représente l'indice de réfraction et \vec{u} la direction de propagation, nous avons :

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 \quad (3.1)$$

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_3 \quad (3.2)$$

où les indices $\{1, 2\}$ réfèrent aux 2 photons incidents et l'indice $\{3\}$ au photon résultant. La conservation du vecteur d'onde (appelé aussi accord de phase) assure l'efficacité du processus ou, en d'autres termes, que l'onde SFG créée en un point du cristal interfère constructivement avec ce qui a été créé en tout autre point. En configuration massive, l'accord de phase est souvent réalisé en utilisant la biréfringence du cristal.

3.1.2 La SFG en configuration guidée & Quasi-accord de phase

Comme nous l'avons mentionné dans la partie 2.2, la littérature reporte deux configurations prépondérantes pour réaliser l'opération SFG : il convient soit de placer un cristal non-linéaire massif dans une cavité résonnante à la pompe 5, 7 ou utiliser un guide d'ondes non-linéaire 8, 9, 22, 10. Ces deux configurations ont un but commun : rendre le processus SFG hautement efficace.

Fort de notre expérience en optique non-linéaire au sein de guides d'ondes PPLN, nous avons fait le choix d'une configuration guidée afin de maximiser le confinement des ondes en interaction 23, 24. La Fig.3 ci-dessous donne une représentation schématique d'un tel composant pour lequel deux micro-structurations ont été réalisées : la première concerne une polarisation périodique du signe du coefficient non-linéaire du substrat de niobate de lithium, et le seconde concerne un accroissement local de l'indice de réfraction à la surface du substrat via l'intégration d'un guide d'onde "canal".

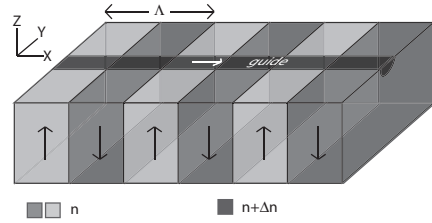


Fig. 3. Schéma d'un guide d'onde PPLN. Λ est la période d'inversion du signe du coefficient non-linéaire χ^2 , les flèches \uparrow et \downarrow représentent les différents domaines d'inversion. Les axes X, Y et Z sont les axes cristallins.

Désormais nous nous plaçons dans une configuration guidée, impliquant que les ondes sont colinéaires et nous permettant de projeter les vecteurs d'onde sur l'axe de propagation. L'indice $n(\lambda)$ étant dispersif, il est quasiment impossible de bénéficier d'un accord de phase par biréfringence lorsque en configuration guidée. C'est grâce à la polarisation périodique du substrat que nous pouvons utiliser un moyen alternatif : le quasi-accord de phase (QAP) 25. En effet, en jouant sur le paramètre Λ et la longueur d'onde de pompe, nous allons pouvoir accorder pratiquement tous les triplets de longueurs d'ondes, tant que la conservation de l'énergie est respectée, et tant que les longueurs d'ondes mises en jeu appartiennent à la bande de transparence du cristal. L'équation de conservation de l'impulsion des photons, ou de quasi-accord de phase, devient alors :

$$\frac{n(\lambda_1)}{\lambda_1} + \frac{n(\lambda_2)}{\lambda_2} + \frac{1}{\Lambda} = \frac{n(\lambda_3)}{\lambda_3} \quad (3.3)$$

dans laquelle le pas Λ du poling joue le rôle d'un vecteur d'onde de type réseau.

3.2 Réalisation d'un détecteur hybride en optique non-linéaire guidée : choix des paramètres du guide PPLN et caractérisations préliminaires

Comme nous l'avons indiqué précédemment, l'idée, dans le cadre des communications quantiques, est de détecter des photons aux longueurs d'onde télécom (~ 1550 nm) via une APD-Si qui possède une plage de détection située entre 400 nm et 800 nm. Il convient donc de choisir une longueur d'onde de pompe pour autoriser le processus SFG et de filtrer correctement le signal en sortie du guide PPLN choisi. La Fig.4 ci-dessous représente un schéma développé d'un tel détecteur.

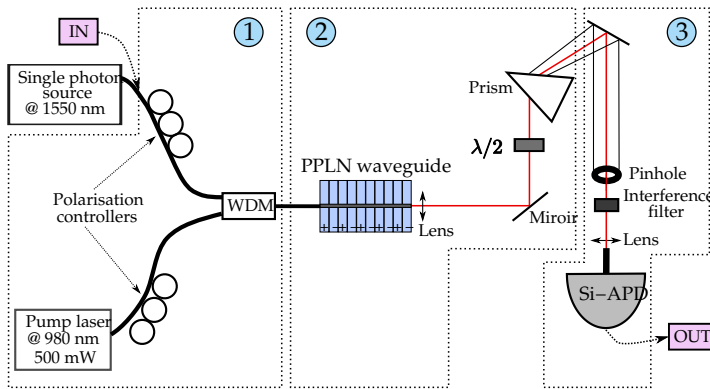


Fig. 4. Montage expérimental de détection hybride. Le signal à 1550 nm (1) et la pompe à 980 nm (2) sont émis respectivement par une source de photons uniques et par une diode laser fibrées. Ils arrivent jusqu'au guide PPLN par l'intermédiaire de fibres optiques connectées à un multiplexeur en longueurs d'ondes (WDM pour "Wavelength Division Multiplexer"). La sortie du WDM n'est pas "collée" mais juste approchée à l'aide d'actionneurs piézoélectriques. Le guide ne supportant que les modes de polarisation verticale, celle-ci est ajustée dans les deux bras grâce à des contrôleurs de polarisation fibrés. Le guide d'ondes PPLN est placé dans un four (non représenté) permettant une régulation de la température et donc l'accès à la condition de quasi-accord de phase désirée. En sortie du guide, le faisceau est collimaté via une lentille et dispersé par un prisme pour séparer les diverses longueurs d'ondes qui le composent. La lame demi-onde tourne la polarisation du faisceau afin de maximiser la transmission par le prisme. Les photons SFG passent ensuite à travers un filtre interférentiel centré à 600 nm ($\Delta\lambda = 40$ nm) afin de supprimer le maximum de photons de pompe résiduels à 980 nm. Une autre source de photons parasites se situe à 490 nm et est issue du processus de doublage de fréquence du laser de pompe. Les photons sont enfin collectés dans une fibre optique et détectés par une APD-Si. Notons que les transmissions de la pompe et du signal depuis leur injection jusqu'à l'entrée du guide sont respectivement de 88% et 91% qui sont discutées la partie 3.2.2 et prises en compte dans la partie 4.1.2.

Un des choix important pour la réalisation d'un tel détecteur reste le choix du laser de pompe. Nous avons choisi pour cela d'utiliser une diode laser à 980 nm (JDS-29-8052-500) directement issue de la technologie des amplificateurs erbium et qui représente le meilleur compromis entre puissance (500 mW), stabilité, compacité et prix d'achat. Dans ce cas, le processus SFG opérant entre des modes à 980 et 1550 nm conduit à la longueur d'onde résultante de 600 nm.

Enfin, afin de simuler les photons uniques à l'entrée du détecteur, nous utilisons un laser directement issu de la technologie des télécoms (NetTest-Tunics plus SC) aux caractéristiques importantes pour la réalisation de nos caractérisations. Il est en effet accordable sur une large plage (1470 à 1570 nm) avec une très bonne résolution (1 pm) et possède une largeur de ligne extrêmement fine (150 kHz).

3.2.1 Choix du guide

L'échantillon que nous avons conçu contient 2×35 guides différents. Les guides se distinguent les uns des autres par leur période d'inversion, Λ , variant de $8.8 \mu\text{m}$ à $9.4 \mu\text{m}$ avec un pas de $0.1 \mu\text{m}$, et par leur largeur à la surface, variant de $4 \mu\text{m}$ à $8 \mu\text{m}$ par pas de $1 \mu\text{m}$. Hormis les longueurs d'onde mises en jeu, les paramètres qui influent sur le QAP sont bien sûr la période d'inversion Λ , la largeur du guide, et la température du cristal. En pratique, il faut trouver les valeurs de ces paramètres qui permettent une optimisation du QAP pour les longueurs d'onde qui nous intéressent, c'est-à-dire ici 1550 nm, 980 nm et 600 nm.

Dans un premier temps il faut déterminer quelle est la période d'inversion Λ à utiliser. Pour cela, on mesure la puissance SFG en faisant varier la longueur d'onde télécom de 1530 à 1570 nm, grâce à l'utilisation d'un laser accordable. Le tableau ci-après liste les couples, Λ /longueur d'onde du signal, qui maximisent le QAP à la température de 80°C et pour une largeur de guide de $7 \mu\text{m}$.

Λ (μm)	λ_{signal} (nm)
8.8	1533.2
8.9	1546.4
9.0	1560.8
9.1	1571.8

Table 2. Optimisation du QAP pour le couple Λ /longueur d'onde du signal.

Sachant que deux de nos expériences de communications quantiques au laboratoire mettent en jeu des photons à 1536 nm, expériences dans lesquelles le détecteur hybride pourrait remplacer avantageusement une APD-InGaAs standard, nous avons choisi de travailler avec un guide dont la période d'inversion permet de convertir cette longueur d'onde signal particulière, soit $8.8 \mu\text{m}$. Dans un deuxième temps, nous avons mesuré, comme le montre la Fig.5, la puissance SFG en faisant varier la température du cristal pour la longueur d'onde signal fixée à 1536 nm. Nous voyons que le QAP est optimal pour une température de 87.3°C .

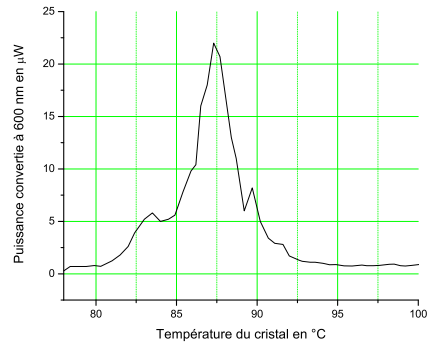


Fig. 5. Puissance SFG en fonction de la température du cristal. Cette courbe permet d’optimiser le QAP pour les longueurs d’ondes qui nous intéressent. Le QAP est optimum pour une température de fonctionnement de 87.3°C.

Pour la suite du papier, nous nous plaçons donc dans un guide de largeur $7\ \mu\text{m}$ monomode aux longueurs d’ondes des télécoms, possédant une période d’inversion de $8.8\ \mu\text{m}$, à la température de 87,3°C, et avec la longueur d’onde signal à 1536 nm, sauf si indiqué. Notons enfin que la technique de fabrication de nos guides par échange protonique doux permet d’intégrer des guides droits possédant un accroissement d’indice Δn d’environ $2 \cdot 10^{-2}$ 23.

3.2.2 Evaluation des pertes liées au guide PPLN

Tout d’abord, nous avons mesuré la transmission de la pompe depuis la sortie du laser et celle du signal depuis l’entrée du détecteur hybride (voir “IN” en Fig.4) jusqu’à l’entrée du guide. Nous avons obtenu respectivement 88% et 91%, valeurs qui seront prises en compte dans la partie 4.1.2 pour le calcul du rendement global en régime comptage de photons.

Pour évaluer les pertes liées à la partie optique non-linéaire, nous nous référons de nouveau à la Fig.4. Les pertes de couplage entre la fibre et le guide, et celles liées à la propagation dans le guide conduisent à une transmission globale de $\sim 15\%$ pour les photons de pompe et de $\sim 40\%$ pour les photons à 1536 nm. Les pertes dans le guide long de 2 cm ont été estimées à environ 1 dB via une méthode dédiée 26 ($\sim 79\%$ de transmission). De là, le couplage des photons de pompe à 1536 nm dans le guide est respectivement de 19% et 50%.

Le guide étant inscrit en surface du substrat, la différence d’indice de réfraction à l’interface guide/air est plus élevée que celle à l’interface guide/niobate, créant ainsi un confinement asymétrique. Les modes associés aux grandes longueurs d’ondes ont donc tendance à être plus étendus à proximité de l’interface niobate/guide que de l’autre interface, déplaçant donc leur maximum d’intensité en

profondeur. Les modes guidés à 980 nm et à 1536 nm n'ayant pas leur maximum d'intensité à la même position transverse, le couplage qui optimise l'efficacité de conversion est donc un compromis entre maximiser le couplage à la pompe ou au signal. Pour plus de précision sur le couplage, la position de la fibre d'entrée est ajustée par le biais d'actionneurs piézoélectriques.

3.2.3 Efficacité de conversion

On définit l'efficacité de conversion "classique" comme le rapport entre le nombre de photons générés à 600 nm et détectés par un puissance-mètre traditionnel et le nombre de photons à 1536 nm injectés à l'entrée de notre détecteur hybride pour une puissance de pompe donnée. Il vient :

$$\eta_{conv} = \frac{P_{600\text{ nm}} \times 600\text{ nm}}{P_{1536\text{ nm}} \times 1536\text{ nm}} \quad (3.4)$$

Nous avons évalué l'efficacité de conversion en nous plaçant dans la configuration expérimentale schématisé en Fig.4. Il est important de spécifier qu'avec la définition précédente η_{conv} comprend :

- le couplage fibre/guide,
- le processus de conversion de fréquence,
- les pertes à la propagation dans le guide,
- la transmission du couple lame demi-onde et prisme.

Pour une puissance de pompe de 64 mW couplée dans le guide et pour une puissance à 1536 nm de 1 mW injectée à l'entrée du détecteur hybride, nous obtenons une puissance de sortie de 40 μ W à 600 nm, ce qui donne une efficacité η_{conv} de 1.6%. Pour connaître l'efficacité réelle de conversion, c'est-à-dire intrinsèque au cristal, il faut nous affranchir du couplage fibre/guide pour les photons signal, des pertes à la propagation dans le guide, et du système de filtrage composé du prisme et de la lame demi-onde. Ces facteurs de pertes donnent une transmission d'environ 50% pour le faisceau à 1536 nm et de 71% pour celui à 600 nm, la transmission du couple prisme et lame demi-onde étant de 90%. Nous obtenons donc l'efficacité de conversion intrinsèque au cristal, $\eta_{intrin} = 4,5\%$ pour 64 mW de pompe injecté dans le guide.

Nous allons tenter d'expliquer les raisons qui font que notre η_{intrin} est aussi faible. L'efficacité de conversion dépend bien sûr de l'optimisation du QAP, mais aussi de la longueur du cristal et de la puissance de la pompe. D'après la formulation standard de la SFG, l'évolution de l'efficacité de la SFG en fonction de la puissance de pompe est sinusoïdale [10, 9]. Nous avons :

$$\eta_{intrin} = \sin^2[\sqrt{(\eta_{norm}P)} \cdot l] \quad (3.5)$$

avec η_{norm} l'efficacité de conversion normalisée du cristal, P la puissance de pompe à l'entrée du cristal, et l la longueur du cristal. En effet, au delà d'une certaine

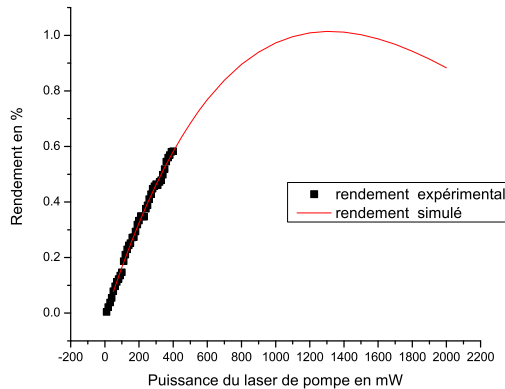


Fig. 6. Courbe présentant le rendement total du détecteur hybride en fonction de la puissance délivrée par le laser de pompe. D'autre part, nous avons simulé notre rendement avec une puissance de pompe aussi élevée que nécessaire pour atteindre le point de fonctionnement optimal de notre cristal. D'après cette simulation nous ne pourrions dépasser un rendement global de 1%.

puissance de pompe et donc d'efficacité de conversion SFG, le processus non-linéaire inverse de conversion paramétrique ne peut plus être négligé et d'autant plus qu'il se trouve stimulé par la présence du champ de pompe à 980 nm. Ainsi, les photons à 600 nm se reconvertissent donc en couples de photons à 1536 nm et à 980 nm.

Nous n'arrivons pas à atteindre ce maximum malgré une pompe délivrant la totalité de sa puissance comme en atteste la Fig.6 qui représente le rendement total en fonction de la puissance de pompe. Nous avons un rendement en phase d'ascension mais loin d'atteindre le maximum et nos espérances. Contrairement à nous, certains équipes citées dans l'état de l'art ont réussi à atteindre ce point maximum de la courbe d'efficacité en fonction de la puissance de pompe grâce à des efficacités de conversion internes beaucoup plus haute que la nôtre.

Si par contre on se réfère à la Fig.2 (non exhaustive), toutes les équipes citées dans l'état de l'art annoncent des efficacités de conversion de l'ordre de 80% pour les configurations massives 5, 7 et de l'ordre de 30% pour les configurations guidées 9, 22. Elles ont par ailleurs réussi à atteindre ce fameux point maximum de la courbe d'efficacité en fonction de la puissance de pompe. Il faut toutefois préciser que les puissances de pompe mises en œuvre dans ces expériences sont beaucoup intense que la nôtre, avec par exemple environ 20 W en configuration massive grâce à la cavité résonnante 5, 7. Malgré tout l'équipe de Genève dont la configuration expérimentale était similaire à la nôtre a probablement bénéficié d'une meilleure injection des faisceaux dans le guide par le biais d'un véritable

pigtail en entrée du guide. Une efficacité de conversion maximale de $\sim 30\%$ a ainsi pu être atteinte [10].

Nous voyons donc ici une limitation forte de notre détecteur et qui découle directement du guide d'ondes employé qui donne une efficacité de conversion très loin des attentes escomptées. Afin d'augmenter cette efficacité interne, trois optimisations peuvent être envisagées :

- augmenter le couplage fibre/guide pour aux deux longueurs d'ondes d'entrée, en insistant sur le fait le couplage mesuré à la pompe n'est que de 15%;
- augmenter le recouvrement transverse des modes à 980 et à 1536 nm au sein du guide pour favoriser la conversion non-linéaire;
- enfin, améliorer le confinement des ondes en interaction dans le guide via un Δn plus fort.

De plus nous avons observé que la pompe est bimodale dans le guide, ce qui réduit encore la quantité de puissance qui va interagir avec les photons à 1536 nm. En effet, le QAP du cristal a été conçu pour que l'interaction soit efficace entre les modes fondamentaux de la pompe et du signal. Toute la puissance distribuée dans les modes d'ordres supérieurs est perdue. Il faudra donc optimiser notre guide d'ondes de sorte à accroître le Δn tout en ne conservant qu'un mode à la pompe, soit en diminuant la taille du guide, soit en ajoutant à l'entrée une zone de type "guide segmenté" permettant non seulement réduire les pertes d'insertion dans le guide mais aussi de sélectionner les modes fondamentaux qui nous intéressent et ce aux deux longueurs d'ondes impliquées [27]. Enfin, un guide d'ondes PPLN plus long permettrait d'augmenter l'efficacité de conversion de façon significative tant que les pertes à la propagation restent faibles.

Malgré sa faible efficacité, nous proposons dans ce qui suit une caractérisation complète de notre détecteur afin que le lecteur puisse trouver l'ensemble des techniques expérimentales nécessaires ainsi que les discussions qui s'y rapportent.

4 Caractérisation complète du détecteur hybride

Dans la partie précédente nous avons traité l'interaction non-linéaire. Nous allons maintenant envisager le détecteur dans sa globalité, c'est-à-dire, le transport des photons jusqu'au guide, la conversion en fréquence, l'étape de filtrage et la détection par l'APD-Si. La partie suivante est scindée en deux sections.

Dans l'exploitation du montage en configuration classique, les photons à 600 nm sont détectés avec un puissance-mètre traditionnel. Ce stade nous a permis non seulement de placer les différents éléments optiques, mais aussi de maximiser les couplages (fibre/guide, signal en air libre/fibre de récolte), et de pronostiquer le rendement global de détection.

En régime "comptage de photons", les photons à 600 nm sont détectés par une APD-Si. Nous avons caractérisé notre détecteur hybride par ses figures de mérite : courbe d'acceptance en longueurs d'onde signal, courbe de SFG, courbes de rendement et de bruit en fonction de la puissance de pompe.

4.1 Régime classique

Ici “régime classique” signifie que nous plaçons de nouveau le même laser télécom en entrée du détecteur hybride comme ce fût le cas précédemment.

4.1.1 Acceptance en longueur d’onde signal

L’acceptance en longueur d’onde représente la tolérance de la SFG à un changement de longueur d’onde signal et permet donc de connaître sur quelle largeur spectrale le processus est efficace à longueur d’onde de pompe fixe. Typiquement dans le cadre des communications quantiques, cela permet de déterminer la largeur spectrale maximum des photons incidents que le cristal peut convertir efficacement. Cette acceptation s’obtient en mesurant la puissance convertie par SFG quand la longueur d’onde signal varie, à puissance de pompe fixée.

La courbe de la Fig.7(a) présente une mesure de l’acceptance en longueur d’onde signal pour notre dispositif expérimental. La largeur à mi-hauteur obtenue est d’environ 0.75 nm. Alors que nous nous attendions à obtenir un parfait sinus cardinal, nous voyons que cette courbe possède une allure particulièrement asymétrique mais parfaitement reproductible et récurrente pour toutes les largeurs de guides (5, 6, 7 et 8 μm) que nous avons à disposition dans période d’inversion de 8.8 μm . Nous avons donc recherché quelle pouvait bien être l’origine de cette asymétrie. Un gradient de température au sein du guide aurait pu par exemple avoir un effet d’élargissement sur la réponse du processus SFG. Après vérification, cette hypothèse ne tient pas.

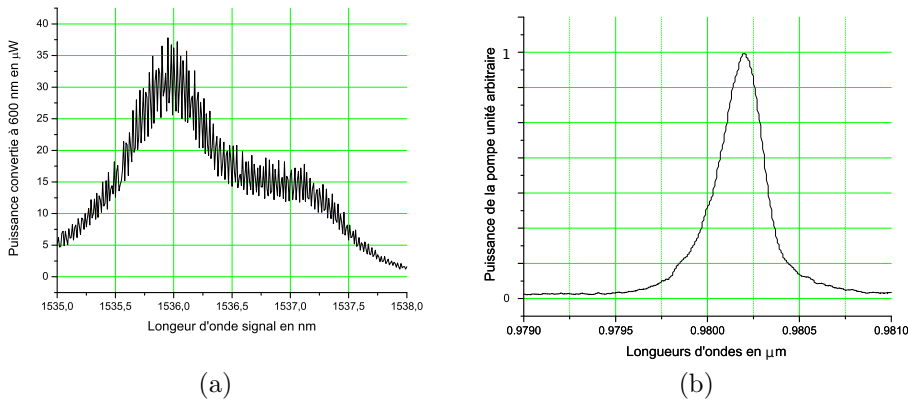


Fig. 7. (a) : Courbe d’acceptance en longueur d’onde signal en régime classique. Elle correspond à l’évolution de la puissance convertie en fonction de la longueur d’onde signal. (b) : Spectre du laser de pompe à 980 nm.

Pour comprendre cette allure inattendue et la largeur de l’acceptance, nous avons tracé les spectres des différents signaux optiques à travers le guide, à l’aide

d'un spectromètre. A ce titre, nous avons pu remarquer comme le montre la Fig.7(b) que le spectre du laser de pompe présente une légère asymétrie à gauche, encore plus visible lorsque l'échelle des ordonnées est logarithmique, et opposée à celle obtenue sur l'acceptance. Le processus SFG réalise donc un effet miroir sur l'aspect général de la courbe d'acceptance par rapport au spectre du laser de pompe en raison de la conservation de l'énergie.

On note par ailleurs que la largeur de ligne du laser vaut environ 0.5 nm à mi-hauteur ce qui semble expliquer celle de l'acceptance en longueur d'onde. Notons que pour ces mesures, le faisceau signal a une largeur spectrale plus fine (150 kHz \Leftrightarrow 1.2 fm) que la résolution du spectromètre (0,07 nm). En d'autres termes, le spectre du signal étant beaucoup plus étroit que celui de la pompe, faire une courbe d'acceptance revient à scanner le spectre de la pompe, convolué avec l'élargissement dû au QAP, via la longueur d'onde signal, tout en mesurant la puissance convertie pour chaque valeur de longueur d'onde signal.

Enfin, on observe que la courbe d'acceptance de la Fig.7(a) présente de nombreuses oscillations sur son l'enveloppe. Ceci incombe au fait que le guide d'ondes PPLN n'a reçu aucun traitement anti-reflet et se comporte par conséquent comme une cavité pour l'onde signal. En grossissant la Fig.7(a), il est d'ailleurs facile de montrer que la période des battements en longueur d'onde résulte d'une interférence nécessitant une cavité longue de 2 cm environ, ce qui correspond à la longueur du guide utilisé.

4.1.2 Estimation du rendement global

Le montage utilisé pour cette mesure correspond à celui de l'expérience complète présentée en Fig.4. Comme l'indique cette figure, le processus global de détection s'articule alors en trois étapes que nous allons suivre pour calculer le rendement global η_{tot} :

1. $T_{1536\text{ nm}}$: la transmission des photons télécom dans la fibre depuis l'entrée du détecteur hybride jusqu'au guide,
2. η_{conv} : la partie interaction non-linéaire (voir section 3.2.3),
3. $T_{600\text{ nm}}$: la transmission des photons à 600 nm jusqu'à l'APD-Si.

A l'aide de ces coefficients nous calculons la formule du rendement global.

$$\eta_{tot} = T_{1536\text{ nm}} \times \eta_{conv} \times T_{600\text{ nm}} \quad (4.1)$$

avec

$$T_{600\text{ nm}} = t_{mir} \times t_{filtre} \times t_{couplage} \times \eta_{si}. \quad (4.2)$$

Pour estimer le rendement global, nous prenons les valeurs expérimentales suivantes : $T_{1536\text{ nm}} = 91\%$, $\eta_{conv} = 1,6\%$, $t_{filtre} = 75\%$ la transmission du filtre interférentiel au pic de la bande passante, $t_{mir} = 99\%$ la réflexion des miroirs diélectriques, $t_{couplage} = 60\%$ le taux de couplage du faisceau à 600 nm dans la fibre de collection à travers un objectif (NA=0.25, f=11 mm), et enfin $\eta_{si} = 75\%$

l'efficacité de l'APD-Si à 600 nm. Nous pronostiquons donc une efficacité totale du détecteur $\eta_{tot} \approx 0.49\%$ pour la partie suivante.

4.2 Caractérisation du détecteur hybride en régime comptage de photons

4.2.1 Expérience

L'APD-Si que nous allons utiliser pour détecter des photons à 600 nm reste dans un régime de fonctionnement linéaire jusqu'à un taux de comptage maximal d'environ 1 MHz. Nous devons donc atténuer la puissance du flux de photons à 1536 nm afin d'obtenir un taux de détection final au maximum égal à 1 MHz en tenant compte du rendement global calculé au paragraphe précédent. Nous disposons d'atténuateurs variables que nous plaçons à la sortie du laser à 1536 nm. Nous mesurons que le laser à 1536 nm en série avec les atténuateurs réglés au minimum délivre 0,4 mW, ce qui correspond à un taux de l'ordre de $3 \cdot 10^{15}$ photons/s à l'entrée du détecteur hybride. Compte tenu du rendement calculé précédemment, ceci mène donc à environ $1,5 \cdot 10^{13}$ photons/s juste en amont l'APD-Si. L'atténuation en dB que nous devons ajouter pour rentrer dans la plage de fonctionnement de l'APD-Si est donnée par le calcul par $10 \cdot \log\left(\frac{10^6}{1,5 \cdot 10^{13}}\right) = -71.8$ dB

4.2.2 Mesures du rendement et du bruit du détecteur complet

Le rendement global est le rapport entre le nombre de détection de l'APD-Si et le nombre de photons injectés à 1536 nm. Afin de pouvoir calculer le rendement global en temps réel, nous avons mis en place un coupleur 50/50 fibré en sortie du laser à 1536 nm qui nous permet de monitorer en permanence la puissance délivrée par ce laser et injectée dans les atténuateurs afin de remonter au nombre de photons envoyés vers le détecteur hybride. Certaines détections de l'APD-Si correspondent à du bruit, c'est-à-dire qu'elles ne proviennent pas de photons à 1536 nm injectés dans le guide puis convertis par SFG. Nous avons déterminé le taux de bruit en évaluant le nombre de détection de l'APD-Si quand il n'y a pas de photons incidents à 1536 nm, seule la pompe à 980 nm étant couplée dans le guide. Nous avons donc retranché ces coups de bruit au taux de détection de l'APD-Si ce qui mène au rendement global net qui vaut dans notre cas 0.59% tandis que le bruit s'élève à $8 \cdot 10^3$ coups/s.

La courbe de la Fig.8 caractérise le détecteur hybride et correspond à l'évolution du rendement et du bruit en fonction de la puissance de pompe délivrée par le laser à 980 nm. En effet, le bruit et le rendement augmentant tous les deux avec la puissance de pompe, cette courbe permet d'extraire le point de fonctionnement idéal qui maximise le rapport détection/bruit. Dans notre cas, le point de fonctionnement optimal est celui pour lequel la puissance de pompe est maximale puisque le régime de saturation où les photons à 600 nm se reconvertissent en couples de photons à 1536 et à 980 nm n'est pas atteint.

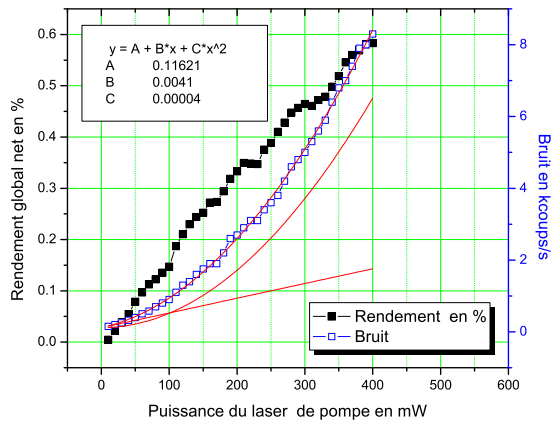


Fig. 8. Courbe de rendement global net et de taux bruit du détecteur hybride en fonction de la puissance de pompe pour le guide de période $8.8 \mu\text{m}$ et de largeur $7 \mu\text{m}$. Nous avons également représenté un ajustement mathématique de la courbe de bruit que nous exploiterons dans la partie 5.

4.2.3 Discussion

L'équipe de Genève qui a comme nous caractérisé son détecteur en termes de rendement total et de taux de bruit, a trouvé un rendement et un bruit un ordre de grandeur plus élevé. Notre rapport signal/bruit de $7.5 \cdot 10^{-5}$, est donc comparable au sien qui est de $8 \cdot 10^{-5}$.

Il est clair que notre faible rendement s'explique par notre faible efficacité de conversion (voir section 3.2.3). Les résultats de l'équipe de Genève sont un bon comparatif car la configuration expérimentale utilisée et les longueurs d'ondes mises en jeu sont identiques aux nôtres. Les genevois ont obtenu un rendement total de 4% pour une efficacité de conversion de 30%, alors que nous avons un rendement total de 0.59% pour une efficacité de conversion de 4.4%. Dans les deux cas, le rendement total est environ 10 fois plus petit que l'efficacité de conversion. Cela nous permet de conclure quant à la bonne qualité de notre système de filtrage qui en tout état de cause est au moins comparable à ce qui se fait ailleurs.

5 A la recherche de l'origine du bruit additionnel

Les détections enregistrées par l'APD-Si sans signal à 1536 nm injecté dans le guide atteste de la présence de bruit additionnel. Pour le mesurer expérimentalement, nous couplons la pompe dans le guide et enregistrons la réponse de l'APD-Si. Rappelons que dans un montage de type détecteur hybride (voir Fig.4), la seule cause de bruit initialement prévue était celui inhérent à l'APD-Si, soit environ

100 coups/s. Cependant nous avons mesuré un bruit de $8 \cdot 10^3$ coups/s. Comme nous l'avons mentionné précédemment, toutes les équipes ayant travaillé sur la détection hybride ont été confrontées à ce bruit imprévu dont l'origine reste pour le moment indéterminée. Une observation récurrente de toutes ces équipes est une augmentation non-linéaire, voire même quadratique, de ce bruit avec la puissance de pompe. L'objectif de cette section est de comprendre la cause du bruit additionnel.

5.1 Hypothèses pour l'identification du bruit

Tout d'abord, nous voulons préciser que l'association du prisme dispersif et du filtre interférentiel large de 40 nm centré à 600 nm garantit que les photons détectés par l'APD-Si sans injection de signal à 1536 nm sont autour de 600 nm. Afin de lister les causes probables de bruit, nous avons pris comme point de départ l'ajustement mathématique de la courbe du taux de bruit représenté en Fig.8. Nous avons tracé les contributions linéaire et quadratique de cet ajustement. Comme on peut le voir sur la Fig.8, l'apport de la partie linéaire est faible comparé à celui de la partie quadratique qui se rapproche bien de l'ajustement mathématique.

5.1.1 Hypothèses pour une contribution linéaire au bruit

Sachant qu'un photon de pompe possède une énergie inférieure à celle d'un photon à 600 nm, la pompe ne peut contribuer au bruit de façon linéaire que par la détection d'un photon à 980 nm par l'APD-Si. De là, il n'y a que deux contributions possibles, la première étant une mauvaise isolation externe de l'APD-Si, et la deuxième émanant de la fluorescence à 600 nm du laser de pompe. Toutefois, les détections dues à une mauvaise isolation de l'APD-Si ou la fluorescence du laser resteraient des apports au bruit relativement faibles, ce qui est en accord avec la faible contribution de la partie linéaire suggérée par l'ajustement mathématique de la Fig.8. Compte tenu des précautions que nous avons prises en termes d'isolation (l'APD-Si est insérée dans une boîte ventilée opaque à la lumière ambiante de laquelle ne sort qu'une fibre optique), et après vérification de l'absence de photons à 600 nm dans le spectre de la pompe effectué en comptage de photons (non représenté), nous trouvons raisonnable d'écarter ces deux hypothèses.

5.1.2 Hypothèses pour une contribution quadratique au bruit

Sachant que les photons de pompe peuvent subir plusieurs transformations avant de contribuer au bruit, il y a deux façons d'envisager la contribution quadratique:

1. l'absorption de plusieurs photons de pompe suivi d'une fluorescence à 600 nm,
2. la création induite par la pompe de photons autour de 1550 nm susceptibles de subir une SFG.

Nous allons détailler chacune de ces hypothèses.

1. Différents éléments du montage sont susceptibles de produire une fluorescence à 600 nm, mais attention cette hypothèse d'absorption de plusieurs photons de pompe reste très peu plausible. Notre démarche a été de faire une liste la plus exhaustive possible. La fluorescence peut donc provenir :
 - du substrat de niobate de lithium,
 - d'impuretés présentes dans le guide d'ondes et provenant du procédé d'échange protonique lors de la fabrication,
 - d'ions métalliques introduit par les électrodes liquides lors du procédé technologique d'inversion périodique (poling),
 - du filtre interférentiel.
2. Les causes de création de photons susceptibles de subir une SFG, c'est-à-dire autour de 1550 nm, sont multiples et peuvent provenir :
 - du laser de pompe,
 - du substrat de niobate de lithium;
 - d'impuretés implantées dans le guide d'ondes lors de la phase d'échange protonique;
 - d'ions métalliques introduit durant la phase de poling;
 - d'un processus de conversion paramétrique spontanée d'un photon de pompe à 980 nm en un couple de photons à ~ 1536 (guidé par la structure) et à ~ 2700 nm (non guidée par la structure mais rayonné dans le substrat) via l'effet Cerenkov. L'effet Cerenkov permet de réaliser ce type d'interaction alors que la période d'inversion n'est pas adaptée pour réaliser le QAP au sens où nous l'entendons usuellement. C'est le fait que le photon à 2700 nm soit rayonné dans le substrat qui permet de relâcher la contrainte sur le QAP 28, 29.
 - de la conversion d'un photon de pompe à 980 nm en un photon à ~ 1536 nm plus un processus Raman avec émission de phonons.

L'hypothèse de l'effet Raman doit être éliminée soumis à une règle de sélection stricte qui impose pour le photon issu de la conversion : soit une rotation de $\pi/2$ de la polarisation avec la même direction de propagation, soit une rotation de $\pi/2$ de la direction de propagation avec la même polarisation. Notre guide imposant à la fois une polarisation et une direction de propagation données et non modifiables, le photon Raman ne peut pas être créé et contribuer au bruit.

5.2 Etude et validation expérimentale des hypothèses

Nous avons effectué des mesures de bruit qui nous ont permis d'éclaircir et préciser nos hypothèses. Dans le but d'avancer dans la détermination de l'origine du bruit, l'équipe a construit un cristal spécial. La moitié seulement de l'échantillon est polé comme le montre le schéma de la Fig.9. Dans l'autre moitié il y a des guides non polés sur lesquels l'empreinte technologique de la fabrication du poling n'est pas présente et l'accord de phase ne peut pas être réalisé.

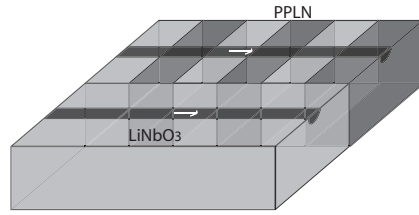


Fig. 9. Echantillon possédant des guides intégrés sur deux différentes zones : l’une est inversée périodiquement (“polée”), l’autre non. La zone naturelle ne permettra bien entendu aucun accord de phase.

5.2.1 Mesure de bruit avec l’APD-Si

Nous avons couplé les photons de pompe à travers un guide non polé et observé que l’APD-Si détectait 300 coups/s. Dans le cas où le guide est polé, rappelons que la détection était de l’ordre de $8 \cdot 10^3$ coups/s. Sachant que le bruit de détection de l’APD-Si est de ~ 100 coups/s, nous pouvons conclure que le bruit existe à cause du poling. Nous pouvons éliminer la fluorescence de photons aux alentours de 600 nm par le guide, le niobate de lithium, le filtre interférentiel et le laser de pompe. Restent donc seulement les hypothèses de la fluorescence à 600 nm par des ions métalliques issus du procédé de poling ou par un double accord de phase, l’un alternatif à celui qui nous intéresse via l’effet Cerenkov puis celui de la SFG.

5.2.2 Spectre de bruit avec une APD-InGaAs

Dans ce qui suit, nous avons mesuré les spectres obtenus en sortie de différents guides d’ondes, polés ou non polés, directement autour de la longueur d’onde du signal, c’est-à-dire 1550 nm. L’analyse spectrale est effectuée à l’aide d’un monochromateur, chaque point correspondant à un pas de 1 nm et un temps d’intégration de 10 s. La sortie du monochromateur est reliée à une APD-InGaAs sensible aux photons télécoms en lieu et place de l’APD-Si. Les paramètres de détection pour cette APD-InGaAs sont un temps d’ouverture de 100 ns, un taux de déclenchement interne à 1 MHz, et un temps mort de $2 \mu\text{s}$ après chaque détection.

Nous avons effectué des spectres de bruit dans des guides polés et non polés comme le montre par exemple la Fig.10. Dans les deux cas nous obtenons la même allure : un pic centré à 1350 nm ayant une largeur à mi-hauteur de 0.75 nm, suivi d’un fond de signal uniforme allant de 1400 à 1600 nm. Suite aux divers essais que nous avons effectué, l’allure des spectres ne semble dépendre ni de la largeur du guide ni de sa période d’inversion. Cependant nous observons que dans les guides polés, le spectre semble avoir un niveau de puissance plus élevé aux alentours de 1550 nm (voir Fig.10). L’obtention d’un pic à 1350 nm étant parfaitement reproductible quel que soit le guide sous test, couplé au fait que cette longueur d’onde particulière ne peut pas donner une SFG vers 600 nm avec la pompe à 980 nm, nous paraît donc être un artefact de nos mesures.

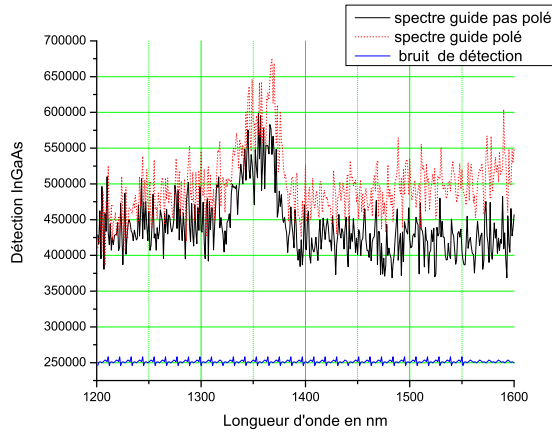


Fig. 10. Ce graphe représente les spectres de la pompe à travers un guide polé et un guide non polé, de largeur identique de $7\ \mu\text{m}$ dans des conditions expérimentales similaires. Nous avons également représenté le niveau du bruit de détection de l'APD-InGaAs.

De ces résultats nous pouvons tirer plusieurs informations :

- soit les spectres dans les guides polés et non polés sont identiques, auquel cas le poling et le QAP induit par effet Cerenkov ne peuvent pas être en cause dans la fluorescence des photons autour de $1550\ \text{nm}$ susceptibles de subir une SFG. Ainsi on élimine de nos hypothèses la conversion paramétrique par effet Cerenkov et la fluorescence due à des impuretés issues du poling. Il reste donc comme hypothèses la fluorescence due au guide ou au laser de pompe.
- soit la différence de niveau de signal dans les guides polés et non polés est significative et nous ne pouvons pas exclure la conversion paramétrique via l'effet Cerenkov et la fluorescence d'impuretés issues du poling.

Toutefois, compte tenu du fait que nous avons également fait un spectre du laser de pompe autour de $1550\ \text{nm}$ en régime comptage de photons (non représenté) et que nous n'avons rien vu de significatif, nous trouvons raisonnable d'éliminer la fluorescence de ce laser aux longueurs d'ondes télécom. Sachant que les expériences relatées dans la littérature ne sont pas toutes basées sur le même type de laser de pompe que le notre ($1064\ \text{nm}$ venant d'un laser YAG 5, 6, 1310 et $1550\ \text{nm}$ venant de lasers télécoms 9, 22) et qu'elles présentent toutes du bruit additionnel, la diode laser à $980\ \text{nm}$ paraît définitivement hors de cause.

Par ailleurs, il nous paraît plus que probable que la différence de niveaux autour de $1550\ \text{nm}$ soit significative entre les guides polés et non polés, si bien que nous trouvons raisonnable d'éliminer l'hypothèse reliée à l'émission d'impuretés se trouvant dans le guide et provenant de la phase échange protonique. Ceci corroborerait

d'ailleurs la mesure genevoise relatée en section 2.2 et non publiée à ce jour. Une autre indication forte vient du fait que les expériences reportées dans la littérature qui mettent en œuvre des cristaux non-linéaires massifs 5, 6, 7, c'est-à-dire qui ne possèdent pas guides d'ondes, relatent ce bruit additionnel de type quadratique. Enfin, la totalité des expériences relatées dans la littérature sont basées sur des cristaux périodiquement polarisés (polés) que ce soit en massif ou en configuration guide d'ondes 5, 6, 7, 8, 9, 22, 10, 11. Il est donc quasiment impossible de lever le doute sur le fait que le bruit additionnel provienne de la fluorescence d'impuretés introduites lors de la phase poling, ou de la génération paramétrique via l'effet Cerenkov. Juste l'allure quadratique du bruit en fonction de la puissance de pompe nous permet de pencher du côté de l'effet non-linéaire.

Notons enfin qu'au jour d'aujourd'hui il apparaît que la seule façon d'éliminer ce bruit additionnel reste d'employer une longueur d'onde de pompe plus haute que celle du signal. C'est ce que nous avons discuté dans la section 2.2 avec le détecteur construit par l'équipe de M. Fejer 9, 22. En effet, lorsque que la pompe est à 1550 nm et le signal à 1310 nm, les auteurs observent un niveau bruit 40 fois plus faible que pour le cas inverse.

Par ailleurs, une autre expérience de communication quantique destinée à convertir de façon cohérente un photon à 1310 nm en un photon à 710 nm via un guide d'ondes PPLN et une pompe à 1560 nm n'a reportée aucun bruit additionnel 30. Dans cette expérience plus complexe, les photons à 1310 nm sont initialement intriqués avec des photons à 1550 nm. Il a été montré dans ce cas que les photons à 710 nm résultant de la SFG cohérente des photons à 1310 nm restent parfaitement intriqués avec les photons à 1550 nm. La preuve de l'absence de bruit additionnel issu du processus SFG est encore plus flagrante ici dans le sens où toute source de bruit supplémentaire aurait dégradé l'intrication de façon significative.

Une dernière indication vient d'une expérience récente publiée par le group de H. Zeng dans laquelle aucun bruit additionnel n'est reporté lorsque des photons à 1064 nm sont convertis par SFG à l'aide d'une pompe à 1550 nm 31.

Ces trois expériences tendent donc à faire pencher la balance du côté de la conversion paramétrique dans le sens où une longueur d'onde de pompe plus courte que le signal peut générer, via un accord de phase alternatif, des photons à la longueur d'onde du signal et à une longueur d'onde complémentaire lointaine. Dans notre cas, l'interaction paramétrique serait de la forme $980 \text{ nm} \mapsto 1550 \text{ nm} + 2700 \text{ nm}$.

6 Conclusion

Le principe de la détection hybride de photons uniques à 1550 nm repose sur l'alliance d'un processus optique non-linéaire de somme de fréquences et sur l'utilisation d'une photodiode à avalanche en silicium possédant d'excellentes caractéristiques pour la détection de photons appartenant à la plage de longueurs d'ondes du visible. Les deux grandeurs caractérisant un détecteur sont le rendement et la probabilité de bruit. Le rendement global du détecteur hybride prend en compte l'efficacité de conversion de fréquences, les pertes dues aux différents éléments du

montage expérimental, et l'efficacité de détection de l'APD-Si. Le bruit pour sa part, devant nominalelement se limiter aux coups sombres de l'APD-Si, comprend une composante additionnelle directement issue du processus SFG.

Nous avons réalisé un nouveau détecteur hybride basé sur un guide d'ondes PPLN fabriqué au laboratoire. Nous avons effectué une caractérisation complète de ce détecteur, en régimes classique et comptage de photons. L'efficacité de conversion de fréquences obtenue est de 4,5%. Cette faible valeur, comparée à celles reportées dans la littérature, provient principalement du fait que la puissance de pompe qui sert au processus SFG est bien plus faible dans notre cas et que le recouvrement dans la structure entre les modes signal et pompe est loin d'être optimal. Une simulation nous a permis d'estimer que l'efficacité globale du détecteur que nous aurions en pompant plus fort serait de 1%. Nous avons identifié les contributions des pertes à la puissance de pompe telles que le couplage entre la fibre et le guide et le comportement bimodale de la pompe dans le guide. L'efficacité totale de détection obtenue est de 0.59% tandis que le taux de bruit associé s'élève à $8 \cdot 10^3$ coups/s. Le rapport détection/bruit correspondant est par contre comparable à celui de l'équipe de Genève 10. Nous avons décliné les améliorations à apporter au guide d'ondes utilisé pour améliorer le rendement de la SFG.

Grâce à un échantillon original qui comporte des guides inscrits dans deux zones de substrat distinctes, l'une périodiquement polarisée et l'autre non, nous avons pu effectuer une batterie de tests permettant d'établir une liste concrète d'origines possibles du bruit additionnel unanimement constaté dans ce type d'expérience. Les résultats de ces tests nous permettent raisonnablement de conclure que l'origine de ce bruit réside très certainement dans la conversion paramétrique de la pompe vers la longueur d'onde du signal à convertir. Comme l'ont montré certaines expériences, cet effet devrait pouvoir être au moins en partie éliminé en utilisant une longueur d'onde de pompe plus haute que celle du signal 9, 30, 31.

7 Remerciements

Les auteurs remercient le P2R Franco-Indien "Laser preparation and storage of non-classical states of light and matter", l'université de Nice – Sophia Antipolis au travers du "Bonus Qualité Recherche" et le CNRS pour leurs soutiens financiers.

References

- Namekata, N. *et al.* 2002, *Opt. Lett.*, 27, 954.
- Ursin, R. *et al.* 2007, *Nat. Phys.*, 3, 481.
- Honjo, T. *et al.* 2008, *Opt. Exp.* 16, 19118.
- Anderson, D. B. *et al.* 1971, *IEEE. J. of Quant. Elec.*, 28, 354.
- Albota, M. A. and Wong, F. C. 2004, *Opt. Lett.*, 29, 1449.
- Vandevender, A. P. and Kwiat, P. G. 2004, *J. Mod. Opt.*, 51, 1433.
- Pan, H and Zeng, H 2006, *Opt. Lett.*, 31, 793.
- Roussev, R. V. *et al.* 2004, *Opt. Lett.*, 29, 1518.

- Langrock, C. *et al.* 2005, *Opt. Lett.*, 30, 1725.
- Thew, R. T. *et al.* 2006, *New J. Phys.*, 8, 32.
- Thew, R. T. *et al.* 2008, *Appl. Phys. Lett.*, 93, 071104.
- Bennett, C. H. and Brassard, G. 1984, *Proc. IEEE, Int. Conf. on CSSP, Bangalore, India*, Dec. 10-12, 175.
- Gisin, N. *et al.* 2002, *J. Mod. Phys.*, 74, 145.
- Landry, O. *et al.* 2007, *J. Opt. Soc. Am. B*, 24, 398.
- Yang, T. *et al.* 2006, *Phys. Rev. Lett.*, 96, 110501.
- Thew, R. T. *et al.* 2007, *App. Phys. Lett.*, 91, 201114.
- Fasel, S. *et al.* 2004, *New J. Phys.*, 6, 163.
- Moreau, E. *et al.* 2001, *App. Phys. Lett.*, 79, 2865.
- Alibert, O. *et al.* 2005, *Opt. Lett.*, 30, 1539.
- Engel, A. *et al.* 2004, *J. Mod. Opt.*, 51, 1459.
- Rosfjord, K. M. *et al.* 2006, *Opt. Exp.*, 14, 527.
- Diamanti, E. *et al.* 2005, *Phys. Rev. A*, 72, 052311.
- Chanvillard, L. *et al.* 2000, *App. Phys. Lett.*, 76, 1089.
- Tanzilli, S. *et al.* 2002, *Eur. Phys. J. D*, 18, 155.
- Armstrong, J. A. *et al.* 1962, *Phys. Rev.*, 127, 1918.
- Castaldini, D. *et al.* 2007, *Opt. Eng.*, 46, 1240601.
- Castaldini, D. *et al.* 2007, *J. Light. Tech.*, 25, 1588.
- Thyagarajan, K. *et al.* 1996, *Opt. Lett.*, 21, 1631.
- Rastogi, V. *et al.* 1997, *J. Opt. Soc. Am. B*, 14, 3191.
- Tanzilli, S. *et al.* 2005, *Nat.*, 437, 116.
- Dong, H. *et al.* 2008, *Appl. Phys. Lett.*, 93, 071101.